

**ÇARPAN AKIŞKAN JETLERİ KULLANILARAK ELEKTRONİK
ELEMANLARIN SOĞUTULMASININ DENEYSEL VE SAYISAL
OLARAK İNCELENMESİ**

Mehmet Fevzi KÖSEOĞLU

**DOKTORA TEZİ
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KASIM 2007
ANKARA**

Mehmet Fevzi KÖSEOĞLU tarafından hazırlanan ÇARPAN AKIŞKAN
JETLERİ KULLANILARAK ELEKTRONİK ELEMANLARIN
SOĞUTULMASININ DENEYSEL VE SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ
adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Şenol BAŞKAYA

Tez Danışmanı, Makina Müh. Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Makine Mühendisliği Anabilim
Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Bekir Zühtü UYSAL

Kimya Müh. Anabilim Dalı, G. Ü.

Prof. Dr. Şenol BAŞKAYA

Makine Müh. Anabilim Dalı, G. Ü.

Prof. Dr. Mecit SİVRİOĞLU

Makine Müh. Anabilim Dalı, G. Ü.

Prof. Dr. Taner ALTINOK

Sav. Bil. Enst. Anabilim Dalı, K.H.O.

Doç. Dr. Cemil YAMALI

Makine Müh. Anabilim Dalı, O.D.T.Ü.

Tarih: 20 /11/ 2007

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini
onamıştır.

Prof. Dr. Nermin ERTAN

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

.....

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Mehmet Fevzi KÖSEOĞLU

**ÇARPAN AKIŞKAN JETLERİ KULLANILARAK ELEKTRONİK
ELEMENLARIN SOĞUTULMASININ DENEYSEL VE SAYISAL OLARAK
İNCELENMESİ
(Doktora Tezi)**

Mehmet Fevzi KÖSEOĞLU

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Kasım 2007**

ÖZET

Çarpan jetlerin akış ve ısı transferi özellikleri, jet çıkış geometrisinden jet çıkışındaki hız profiline, jet ile plaka arasındaki mesafeden jet içerisindeki türbülansa, çarpma plakası geometrisinden jet ile plaka arasındaki sıcaklık farkına kadar birçok parametreye bağlı olarak değişmektedir.

Bu çalışmada ilk olarak, jet ile çarpma plakası arasındaki sıcaklık farkının yerel ve ortalama ısı transferine etkisi $Re = 250-10000$, jet plaka mesafesi $H/D=2-12$ aralığında deneysel ve sayısal olarak incelenmiştir. Bahsedilen sıcaklık farkının özellikle küçük jet hızlarında ortalama ısı transferi üzerinde %35'e varan oranlarda etkili olduğu ve kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan akışın yerel ısı transferini çarpma plakasının değişik bölgelerinde arttırdığı veya azalttığı gözlemlenmiştir.

Çarpma plakası üzerinde elde edilen Nu sayıları plaka boyunca doğrusal olmayan bir şekilde değişmektedir. Bahsedilen değişimin belirli aralıklarla ısı çiftler kullanılarak belirlenmesi özellikle küçük jet çaplarının kullanıldığı durumlarda mümkün olmamaktadır. Bu değişimin jet çıkış geometrisinin bir fonksiyonu olarak her noktada

belirlenebilmesi için sıvı kristal sıcaklık ölçüm tekniği kullanılarak dairesel, eliptik ve dikdörtgen kesitli 9 farklı jet geometrisi için deneyler yapılmıştır. Dairesel jetten farklı eliptik ve dikdörtgen geometrilerin özellikle durma bölgesinde pasif bir ısı transferi arttırım mekanizması olarak kullanılabileceği sonucuna ulaşılmıştır.

Dairesel ve eliptik jetin akış alanı jet geometrisinin ve jet ile plaka arasındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak ayrıntılı Lazer Doppler Anemometrisi (LDA) ve basınç ölçümleriyle belirlenmiştir. Eliptik jetlerde eksen kayması olduğu ve dairesel jetten daha küçük potansiyel öz uzunluğuna sahip oldukları belirlenmiştir. Jet çıkışından başlayıp plaka sonuna kadar elde edilen hız ve türbülans verilerinin, maksimum ısı transferi konumunun belirlenmesine yönelik $Re=100-10000$ ve $H/D=2-12$ aralığında gerçekleştirilen parametrik sayısal çalışma sonuçlarıyla birlikte incelenmesi sonucunda, elde edilen ısı transferinin plaka üzerinde jetin ivmelenmesi ve jet içerisindeki türbülans yoğunluğu ile ilgisi olduğu belirlenmiştir.

Çarpan jet akışı sayısal modellemeye uygun basit geometrisi ve karmaşık akış özellikleri göstermesi sebebiyle bir çok farklı türbülans modelinin test edilmesi için çok uygun bir akıştır. Düşük Re sayılı Lam-Bramhorst $k-\epsilon$ türbülans modeli dairesel, eliptik ve dikdörtgen kesitli türbülanslı jetlerin modellemesinde test edilmiştir. Sonuç olarak modelin ısı transferini çarpma plakası üzerinde her noktada belirlemede yetersiz kaldığı ancak durma noktasından itibaren genel değişimi yakalayabildiği görülmüştür.

Bilim Kodu : 914.1.065
Anahtar Kelimeler : Çarpan jet, LDA, sıvı kristal, ısı transferi
Sayfa Adedi : 353
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Şenol BAŞKAYA

**EXPERIMENTAL AND NUMERICAL INVESTIGATION OF ELECTRONICS
EQUIPMENT COOLING WITH IMPINGING JETS**

(Ph. D. Thesis)

Mehmet Fevzi KÖSEOĞLU

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

November 2007

ABSTRACT

Flow field and heat transfer characteristics of impinging jets depend on many parameters including, jet to plate distance, turbulence in the jet, jet exit geometry and the temperature difference between the jet and the target plate.

In the first part of this study, the effect of temperature difference between the jet and the target plate on local and average heat transfer characteristics of impinging jets has been numerically and experimentally investigated. In the parametric study, Re number and dimensionless jet to plate distance were varied from 250 to 10000, and dimensionless jet to plate distance from 2 to 12 respectively. It has been shown that, as a result of increasing temperature difference, average heat transfer rate could be enhanced up to 35% at low jet exit velocities. In addition, buoyancy induced flow might have assisting or opposing effect on local heat transfer depending on the position on the target plate.

Along the target plate, Nu number changes nonlinearly from the impinging point onwards. For small jet diameters, it is difficult to correctly determine this change by using thermocouples. In order to

determine local heat transfer rates for different jet exit geometries, experiments have been conducted for 9 different jet exit geometries including circular, elliptic and rectangular jets by using liquid crystal thermography temperature measurement technique. As a result, it has been shown that elliptic and rectangular jets could be used as a passive enhancement mechanism, especially in the stagnation region.

Flow field characteristics of circular and elliptic impinging jets have been determined by detailed LDA and pressure measurements as a function of dimensionless jet to plate distance. Axis switch-over phenomena and shorter potential core length of elliptic jets, compared to circular jets, have been mapped. Analysis of velocity and turbulence data in the flow field together with the results of the parametric numerical study for the determination of maximum heat transfer rate location, showed that heat transfer is linked to flow acceleration on the target plate and turbulence in the jet.

Due to their simple geometry and complex flow field characteristics impinging jets are very suitable for testing different turbulence models. Low Re number, Lam-Bramhorst $k-\epsilon$ model has been tested to model circular, elliptic and rectangular jets. Model was not appropriate to determine the heat transfer rate at every point on the target plate but was able to predict the general profile change.

Science Code	: 914.1.065
Key Words	: Impinging jet, LDA, liquid crystal, heat transfer
Page Number	: 353
Advisor	: Prof. Dr. Şenol BAŞKAYA

TEŞEKKÜR

Bu tez, doğrudan veya dolaylı birçok kişinin emeğinin bir sonucudur. En başta, bana deneysel ve sayısal çalışmanın inceliklerini sabırla öğreten, bu konudaki birikimini cömertçe paylaşan, tezin her aşamasında bana destek olan tez danışmanım Prof. Dr. Şenol BAŞKAYA'ya, tez izleme komitelerinde zaman ve emek harcıyıp beni daha iyiye yönlendiren ve teşvik eden hocalarım Prof. Dr. Bekir Zühtü UYSAL ve Prof. Dr. Mecit SİVRİOĞLU'na çok teşekkür ederim.

Projenin maddi desteğini sağlayıp gerçekleştirilmesini mümkün kılan Devlet Planlama Teşkilatına ve Gazi Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Müdürlüğüne teşekkür ederim. Çalışmamızın değişik aşamalarında, okul, laboratuvar ve atölyede kendi yoğunluklarına rağmen bize hep zaman ayıran arkadaşlarım Mehmet Doğan, Ali Özgedik, Yavuz Zümrüt, Kadir Yılmaz ve Aydın Gökçe, çalışma boyunca manevi desteklerini esirgemeyen dostlarım Cem Özdoğan, Mustafa Büyükkata, Serdar İplikçi, Levent Trabzon, Ümit Sönmez, Mustafa Nadar ve Nusret ÖK sağolun varolun. Ayrıca, tezin tashihini yapan ve çoğaltılıp düzenlenmesine yardım eden arkadaşlarım Bilge Uluğlar Hanım'a ve Zeki Yılmazoğlu'na teşekkür ederim.

Beni yalnız bırakmanın marifet olduğu, dost müsveddelerinden kurtulmamıza vesile olan zor günlerde bizimle dertlenen, yükümüzü hafifletip, gönül yorgunluğumuzu azaltan Yrd. Doç. Dr. Muharrem ÖK hocam, canım ablam Neşe ÖK ve Mustafa TATÇI ağabeyim size hep minnettarım.

Sözün bittiği yerdeyiz. Ne söylesem eksik olacak. Evlatları olmakla gurur duyduğum, örnek insanlar Esat ve Sıdika KÖSEOĞLU ve gülyüzlü biricik kardeşim Sultan, her mutluluk sizinle daha manalı.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	vi
TEŞEKKÜR.....	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xiv
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xv
RESİMLERİN LİSTESİ.....	xxxi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xxxii
1. GİRİŞ	1
2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI.....	4
2.1. Teorik Çalışmalar.....	7
2.2. Deneysel Çalışmalar.....	9
2.3. Sayısal Çalışmalar.....	17
2.4. Arttırılmış Isı Transferi Çalışmaları	20
3. DENEY DÜZENEKLERİ VE ÖLÇÜM TEKNİKLERİ	26
3.1. Genel Deney Düzeneği.....	26
3.1.1. Test bölümü.....	28
3.1.2. Orifis tipi jetler.....	29
3.1.3. Çarpma plakası düzenekleri	31
3.2. Lazer Doppler Anemometri Ölçüm Sistemi	35
3.2.1. Doppler etkisi ve belirlenmesi.....	36
3.2.2. LDA sisteminin çalışma prensipleri.....	36

Sayfa

3.2.3. Hız hesaplama yöntemi	37
3.2.4. LDA sisteminin temel bileşenleri.....	41
3.3. Sıvı Kristal Termografi Sıcaklık Ölçme Yöntemi	47
3.3.1. Sistemin temel bileşenleri.....	48
3.3.2. Kalibrasyon işlemi	51
4. MATEMATİKSEL FORMÜLASYON VE SAYISAL MODEL	64
4.1. Problemin Genel Tanımı	64
4.2. Korunum Denklemleri	65
4.3. Laminar Akış Modellemesi.....	67
4.3.1. Laminar akış için korunum denklemleri	67
4.3.2. Laminar akış sınır şartları	68
4.4. Türbülanslı Akış Modellemesi	70
4.4.1. Türbülanslı akış için korunum denklemleri.....	71
4.4.2. Yapılan çalışmada türbülans modelinin seçimi	74
4.4.3. K- ϵ türbülans modeli	76
4.4.4. Lam-Bramhorst düşük Reynolds sayısı modeli	77
4.4.5. Türbülanslı akış sınır şartları	78
4.5. Problemin PHOENICS'te Çözüm Yaklaşımı	81
4.5.1. PHOENICS sayısal akışkanlar dinamiği kodu	81
4.5.2. Sonlu hacimler yöntemi	83
4.5.3. Çözüm tekniği.....	83
4.5.4. Hücre yapısı	85
4.5.5. Sayısal çözümlerin doğruluğunun kontrolü	86

Sayfa

5. DAİRESEL JETLERDE DOĞAL TAŞINIM ETKİSİNİN SAYISAL İNCELENMESİ	93
5.1. Problem Tanımı	94
5.2. Korunum Denklemleri	96
5.3. Veri Analizi.....	98
5.4. Sayısal Sonuçlar.....	99
5.4.1. Yerel Nusselt sayısının ısı akısı ile değişimi.....	100
5.4.2. Yerel Nusselt sayısının jet plaka mesafesi ile değişimi.....	127
6. DAİRESEL JETLERDE DOĞAL TAŞINIM ETKİSİNİN DENEYSEL İNCELENMESİ	136
6.1. Problem Tanımı ve Deney Düzeneği	136
6.2. Veri Analizi.....	137
6.3. Deneysel Sonuçlar.....	140
6.3.1. Ortalama Nusselt sayısının Gr^* ve ısı akısı ile değişimi	140
6.3.2. Ortalama Nusselt sayısının jet-plaka mesafesi ile değişimi	148
6.3.3. Reynolds sayısının ortalama Nusselt sayısına etkisi	152
6.3.4. Reynolds sayısı ile ortalama Nusselt sayısı ilişkisinin jet plaka mesafesi ile değişimi	155
7. JET GEOMETRİSİNİN ISI TRANSFERİNE ETKİSİNİN DENEYSEL İNCELENMESİ	159
7.1. Problem Tanımı ve Deney Düzeneği	159
7.2. Veri Analizi.....	162
7.3. Deneysel Sonuçlar.....	164
7.3.1. Jet geometrisinin en-boy oranının yerel ısı transferine etkisi..	164
7.3.2. Jet-plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi	175

Sayfa

7.3.3. Jet geometrisinin yerel ısı transferine etkisi.....	186
8. FARKLI GEOMETRİYE SAHİP JETLERİN TÜRBÜLANSLI AKIŞ MODELLEMESİ	191
8.1. Problem Tanımı	192
8.2. Korunum Denklemleri	193
8.3. Veri Analizi.....	194
8.4. Sayısal Sonuçlar.....	196
8.4.1. Jet geometrisinin en-boy oranının yerel ısı transferine etkisi..	196
8.4.2. Jet-plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi	208
8.4.3. Jet geometrisinin yerel ısı transferine etkisi.....	220
8.4.4. Jet geometrisinin ortalama ısı transferine etkisi.....	225
9. MAKSİMUM ISI TRANSFERİ KONUMUNUN SAYISAL VE DENEYSEL OLARAK İNCELENMESİ.....	227
9.1. Problem Tanımı	227
9.2. Korunum Denklemleri	228
9.3. Veri Analizi.....	229
9.4. Sayısal Sonuçlar.....	230
9.4.1. Maksimum ısı transferi konumunun Re sayısı ile değişimi	230
9.4.2. Maksimum ısı transferi konumunun jet-plaka mesafesi ile değişimi	234
9.5. LDA Ölçümleri.....	238
10. DAİRESEL VE ELİPTİK JETLERİN AKIŞ ALANININ LDA VE BASINÇ ÖLÇÜMLERİYLE BELİRLENMESİ.....	243
10.1. LDA Ölçümleri.....	244

Sayfa

10.1.1. Problem tanımı	244
10.1.2. Akış alanındaki hız vektörü dağılımları	247
10.1.3. Plakaya paralel hız bileşeni ölçümleri	253
10.1.4. Plakaya paralel hızların türbülans yoğunluğu ölçümleri	258
10.1.5. Plakaya dik hız bileşeni ölçümleri	263
10.1.6. Plakaya dik hızların türbülans yoğunluğu ölçümleri	266
10.1.7. Reynolds kayma gerilmeleri hesaplamaları	270
10.2. Plaka üzerinde basınç dağılımlarının belirlenmesi	275
11. SONUÇ VE ÖNERİLER	286
KAYNAKLAR	290
EKLER	296
EK-1 Görüntü işleme programı	297
EK-2 Korunum denklemleri	300
EK-3 Örnek Q1 kütüğü	314
EK-4 Örnek sonuç dosyası	318
EK-5 Hata analizi	339
EK-6 Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama	343
ÖZGEÇMİŞ	352

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 3.1. Jet geometrileri ve boyutları	30
Çizelge 4.1. Laminar çözüm için sınır şartları	69
Çizelge 4.2. Türbülanslı çözüm için sınır şartları.....	81
Çizelge 6.1. Hesaplanan değişkenlerin hata oranları	140
Çizelge 7.1. Jet geometrileri ve boyutları	161
Çizelge 8.1. Sınır şartları	192

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Çarpan jetin akış bölgeleri.....	4
Şekil 2.2. Serbest jetin akış bölgeleri	6
Şekil 3.1. Genel deney düzeneği	28
Şekil 3.2. Ortalama ısı transferi çarpma plakası düzeneği	33
Şekil 3.3. Yerel ısı transferi çarpma plakası düzeneği	34
Şekil 3.4. Basınç ölçümleri çarpma plakası düzeneği	35
Şekil 3.5. Hareketli partikülden ışığın yansıması.....	38
Şekil 3.6. Hareketli partikülden gelen iki ışığın yansıması	39
Şekil 3.7. Kalibrasyon düzeneğinin şematik görünümü.....	54
Şekil 3.8. Peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yöntemiyle elde edilen hue-sıcaklık grafiği, mesafe=20 cm.....	58
Şekil 3.9. Peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yöntemiyle elde edilen hue-sıcaklık grafiği, mesafe=30 cm.....	59
Şekil 3.10. Renk sıcaklık ilişkisinin mesafe ile değişimi	60
Şekil 3.11. Gradyant yöntemiyle elde edilen hue-sıcaklık grafiği	61
Şekil 3.12. İki farklı yöntemle elde edilen renk-sıcaklık ilişkisinin karşılaştırılması	61
Şekil 3.13. Aktif renk verme aralığı içinde ve dışında renk-sıcaklık ilişkisi.....	62
Şekil 3.14. Deneylerde kullanılan renk-sıcaklık kalibrasyon eğrisi	63
Şekil 4.1. Sayısal çözüm alanı	65
Şekil 4.2. Laminar akış için örnek hücre yapısı	86
Şekil 4.3. Türbülanslı akış için örnek hücre yapısı	86
Şekil 4.4. Kalıntılar ve anlık değerlerin süpürme sayısı ile değişimi	88

Şekil	Sayfa
Şekil 4.5. Ortalama yüzey sıcaklığının süpürme sayısı ile değişimi	89
Şekil 4.6. Ortalama yüzey sıcaklığının hücre sayısı ile değişimi	91
Şekil 4.7. Deneysel ve sayısal sonuçların karşılaştırılması	92
Şekil 5.1. Sayısal çözüm alanı	96
Şekil 5.2. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $H/D=2$)	102
Şekil 5.3. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $H/D=4$)	103
Şekil 5.4. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $H/D=8$)	103
Şekil 5.5. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $H/D=12$)	104
Şekil 5.6. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=250$, $q=50 \text{ W/m}^2$)	105
Şekil 5.7. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=250$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)	105
Şekil 5.8. Akış alanındaki hız konturları ($Re=250$, $q=50 \text{ W/m}^2$)	106
Şekil 5.9. Akış alanındaki hız konturları ($Re=250$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)	106
Şekil 5.10. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=250$, $q=50 \text{ W/m}^2$)	107
Şekil 5.11. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=250$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)	107
Şekil 5.12. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $H/D=2$)	110
Şekil 5.13. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $H/D=4$)	110
Şekil 5.14. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $H/D=8$)	111
Şekil 5.15. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $H/D=12$)	111
Şekil 5.16. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=500$, $q=50 \text{ W/m}^2$)	112
Şekil 5.17. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=500$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)	112
Şekil 5.18. Akış alanındaki hız konturları ($Re=500$, $q=50 \text{ W/m}^2$)	113
Şekil 5.19. Akış alanındaki hız konturları ($Re=500$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)	113
Şekil 5.20. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=500$, $q=50 \text{ W/m}^2$)	114

Şekil	Sayfa
Şekil 5.21. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=500$, $q=3000 \text{ W/m}^2$).....	115
Şekil 5.22. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=2$)	117
Şekil 5.23. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=4$)	117
Şekil 5.24. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=8$)	118
Şekil 5.25. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=12$)	118
Şekil 5.26. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=1000$, $q=50 \text{ W/m}^2$)	119
Şekil 5.27. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=1000$, $q=3000 \text{ W/m}^2$) ..	119
Şekil 5.28. Akış alanındaki hız konturları ($Re=1000$, $q=50 \text{ W/m}^2$).....	120
Şekil 5.29. Akış alanındaki hız konturları ($Re=1000$, $q=3000 \text{ W/m}^2$).....	120
Şekil 5.30. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=1000$, $q=50 \text{ W/m}^2$).....	121
Şekil 5.31. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=1000$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)....	121
Şekil 5.32. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=5000$, $H/D=2$)	122
Şekil 5.33. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=5000$, $H/D=4$)	123
Şekil 5.34. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=5000$, $H/D=8$)	123
Şekil 5.35. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=5000$, $H/D=12$)	124
Şekil 5.36. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=10000$, $H/D=2$)	125
Şekil 5.37. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=10000$, $H/D=4$)	125
Şekil 5.38. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=10000$, $H/D=8$)	126
Şekil 5.39. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=10000$, $H/D=12$)	126
Şekil 5.40. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $Gr^*=198600$).....	128
Şekil 5.41. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $Gr^*=658000$).....	128

Şekil	Sayfa
Şekil 5.42. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $Gr^*=898000$)	129
Şekil 5.43. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $Gr^*=1032000$)	129
Şekil 5.44. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $Gr^*=205500$)	130
Şekil 5.45. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $Gr^*=727700$)	131
Şekil 5.46. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $Gr^*=1046700$)	131
Şekil 5.47. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $Gr^*=1081100$)	132
Şekil 5.48. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $Gr^*=218600$)	133
Şekil 5.49. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $Gr^*=858300$)	133
Şekil 5.50. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $Gr^*=1410200$)	134
Şekil 5.51. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $Gr^*=1546100$)	134
Şekil 6.1. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=250$)	141
Şekil 6.2. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=500$)	142
Şekil 6.3. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=750$)	142
Şekil 6.4. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=1000$)	143
Şekil 6.5. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=3000$)	144
Şekil 6.6. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=5000$)	144
Şekil 6.7. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına ve ısı transferi katsayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=2$).....	145

Şekil	Sayfa
Şekil 6.8. Richardson sayısının Gr^* ve Re sayısı ile değişimi ($H/D=2$)	146
Şekil 6.9. Nu_{qmax}/Nu_{qmin} değerinin Re sayısı ile değişimi	147
Şekil 6.10. h_{qmax}/h_{qmin} değerinin Re sayısı ile değişimi	1147
Şekil 6.11. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=250$)	149
Şekil 6.12. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=500$)	149
Şekil 6.13. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=750$)	150
Şekil 6.14. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=1000$)	150
Şekil 6.15. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=3000$)	151
Şekil 6.16. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=5000$)	152
Şekil 6.17. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=2$)	153
Şekil 6.18. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=4$)	153
Şekil 6.19. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=6$)	154
Şekil 6.20. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=8$)	154
Şekil 6.21. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=12$)	155
Şekil 6.22. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q=50 \text{ W/m}^2$)	156
Şekil 6.23. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q=100 \text{ W/m}^2$)	156
Şekil 6.24. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q=250 \text{ W/m}^2$)	157
Şekil 6.25. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q=500 \text{ W/m}^2$)	157

Şekil	Sayfa
Şekil 6.26. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q=1000 \text{ W/m}^2$).....	158
Şekil 7.1. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=2$)	165
Şekil 7.2. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=2$)	166
Şekil 7.3. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=6$)	166
Şekil 7.4. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=6$)	167
Şekil 7.5. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=12$)	167
Şekil 7.6. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=12$)	168
Şekil 7.7. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=2$)	169
Şekil 7.8. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=2$)	169
Şekil 7.9. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=6$)	170
Şekil 7.10. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=6$)	170
Şekil 7.11. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=12$)	171
Şekil 7.12. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=12$)	171
Şekil 7.13. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=2$)	172
Şekil 7.14. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=2$)	173

Şekil	Sayfa
Şekil 7.15. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, H/D=6)	173
Şekil 7.16. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, H/D=6)	174
Şekil 7.17. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, H/D=12)	174
Şekil 7.18. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, H/D=12)	175
Şekil 7.19. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ1)	176
Şekil 7.20. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ1)	176
Şekil 7.21. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ2)	177
Şekil 7.22. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ2)	178
Şekil 7.23. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ4)	178
Şekil 7.24. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ4)	179
Şekil 7.25. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA1).....	180
Şekil 7.26. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA1).....	180
Şekil 7.27. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA2).....	181
Şekil 7.28. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA2).....	181
Şekil 7.29. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA4).....	182

Şekil	Sayfa
Şekil 7.30. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA4).....	182
Şekil 7.31. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD1)	183
Şekil 7.32. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD1)	184
Şekil 7.33. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD2)	184
Şekil 7.34. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD2)	185
Şekil 7.35. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD4)	185
Şekil 7.36. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD4)	186
Şekil 7.37. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=2$)	187
Şekil 7.38. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=2$)	188
Şekil 7.39. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=6$)	188
Şekil 7.40. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=6$)	189
Şekil 7.41. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=12$)	189
Şekil 7.42. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=12$)	190
Şekil 8.1. Çözüm alanı	193
Şekil 8.2. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=2$)	197

Şekil	Sayfa
Şekil 8.3. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=2)	197
Şekil 8.4. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=6)	198
Şekil 8.5. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=6)	198
Şekil 8.6. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=12)	199
Şekil 8.7. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=12)	200
Şekil 8.8. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, H/D=2)	201
Şekil 8.9. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, H/D=2)	201
Şekil 8.10. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, H/D=6)	202
Şekil 8.11. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, H/D=6)	203
Şekil 8.12. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, H/D=12)	203
Şekil 8.13. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, H/D=12)	204
Şekil 8.14. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, H/D=2)	205
Şekil 8.15. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, H/D=2)	205
Şekil 8.16. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, H/D=6)	206
Şekil 8.17. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, H/D=6)	206

Şekil	Sayfa
Şekil 8.18. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, H/D=12)	207
Şekil 8.19. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, H/D=12)	207
Şekil 8.20. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ1)	209
Şekil 8.21. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ1)	209
Şekil 8.22. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ2)	210
Şekil 8.23. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ2)	210
Şekil 8.24. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ4)	211
Şekil 8.25. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ4)	212
Şekil 8.26. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA1).....	213
Şekil 8.27. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA1).....	213
Şekil 8.28. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA2).....	214
Şekil 8.29. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA2).....	214
Şekil 8.30. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA4).....	215
Şekil 8.31. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA4).....	216
Şekil 8.32. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD1)	217

Şekil	Sayfa
Şekil 8.33. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD1)	217
Şekil 8.34. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD2)	218
Şekil 8.35. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD2)	218
Şekil 8.36. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD4)	219
Şekil 8.37. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD4)	220
Şekil 8.38. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi (H/D=2)	221
Şekil 8.39. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi (H/D=2)	221
Şekil 8.40. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi (H/D=6)	222
Şekil 8.41. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi (H/D=6)	223
Şekil 8.42. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi (H/D=12)	224
Şekil 8.43. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi (H/D=12)	224
Şekil 8.44. Ortalama Nu sayısının jet geometrisi ve H/D ile değişimi	226
Şekil 9.1. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (H/D=2)	231
Şekil 9.2. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (H/D=4)	232
Şekil 9.3. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (H/D=5)	232
Şekil 9.4. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (H/D=8)	233
Şekil 9.5. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (H/D=12)	233

Şekil	Sayfa
Şekil 9.6. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=100$)	234
Şekil 9.7. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=250$)	235
Şekil 9.8. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=500$)	236
Şekil 9.9. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=1000$)	236
Şekil 9.10. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=5000$).....	237
Şekil 9.11. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=10000$)....	237
Şekil 9.12. Plakadan 0,02D mesafede boyutsuz yatay hızın plaka boyunca değişimi ($H/D=2$)	238
Şekil 9.13. Plakadan 0,02D mesafede boyutsuz yatay hızın plaka boyunca değişimi ($H/D=6$)	239
Şekil 9.14. Plakadan 0,02D mesafede yatay hız türbülans yoğunluğunun plaka boyunca değişimi ($H/D=2$).....	239
Şekil 9.15. Plakadan 0,02D mesafede yatay hız türbülans yoğunluğunun plaka boyunca değişimi ($H/D=6$).....	240
Şekil 9.16. Plakaya 0,14D mesafede dikey hız türbülans yoğunluğunun plaka boyunca değişimi ($H/D=2$).....	241
Şekil 9.17. Plakaya 0,34D mesafede dikey hız türbülans yoğunluğunun plaka boyunca değişimi ($H/D=6$).....	241
Şekil 10.1. LDA ölçüm alanları	245
Şekil 10.2. Jet merkezinden 1D mesafeye kadar hız vektörü dağılımı (EJ1, $H/D=2$)	247
Şekil 10.3. Jet merkezinden 1D mesafeye kadar hız vektörü dağılımı (EJ1, $H/D=6$)	248
Şekil 10.4. Jet merkezinden 1D mesafeye kadar hız vektörü dağılımı (EJ4-uzun eksen yönü, $H/D=2$)	249
Şekil 10.5. Jet merkezinden 1D mesafeye kadar hız vektörü dağılımı (EJ4-uzun eksen yönü, $H/D=6$)	249

Şekil	Sayfa
Şekil 10.6. Jet merkezinden 1D mesafeye kadar hız vektörü dağılımı (EJ4-kısa eksen yönü, $H/D=2$)	250
Şekil 10.7. Jet merkezinden 1D mesafeye kadar hız vektörü dağılımı (EJ4-kısa eksen yönü, $H/D=6$)	250
Şekil 10.8. Tüm akış alanını kapsayan hız vektörü dağılımı (EJ1, $H/D=2$)	251
Şekil 10.9. Tüm akış alanını kapsayan hız vektörü dağılımı (EJ4, $H/D=2$)	251
Şekil 10.10. Tüm akış alanını kapsayan hız vektörü dağılımı (EJ1, $H/D=6$)	252
Şekil 10.11. Tüm akış alanını kapsayan hız vektörü dağılımı (EJ4, $H/D=6$)	253
Şekil 10.12. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0-1$).....	254
Şekil 10.13. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=0-1$)	254
Şekil 10.14. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-1$).....	255
Şekil 10.15. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)	255
Şekil 10.16. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=1,5-4,5$).....	256
Şekil 10.17. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=1,5-4,5$).....	257
Şekil 10.18. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=1,5-4,5$).....	257
Şekil 10.19. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=1,5-4,5$).....	258
Şekil 10.20. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0-1$).....	259

Şekil	Sayfa
Şekil 10.21. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=0-1$)	259
Şekil 10.22. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-1$)	260
Şekil 10.23. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)	260
Şekil 10.24. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=1,5-4,5$)	261
Şekil 10.25. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=1,5-4,5$)	261
Şekil 10.26. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=1,5-4,5$)	262
Şekil 10.27. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=1,5-4,5$)	262
Şekil 10.28. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0-0,5$)	263
Şekil 10.29. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-0,5$)	264
Şekil 10.30. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=0-1$)	264
Şekil 10.31. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)	265
Şekil 10.32. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve kısa eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $y/D=0-0,5$)	265
Şekil 10.33. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve kısa eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $y/D=0-0,5$)	266

Şekil	Sayfa
Şekil 10.34. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0-0,5$)	267
Şekil 10.35. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-0,5$)	267
Şekil 10.36. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=0-1$)	268
Şekil 10.37. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)	268
Şekil 10.38. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $y/D=0-0,5$)	269
Şekil 10.39. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $y/D=0-0,5$)	269
Şekil 10.40. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0-0,5$)	270
Şekil 10.41. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-0,5$)	271
Şekil 10.42. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=0-1$)	271
Şekil 10.43. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)	272
Şekil 10.44. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0,6-1$)	273
Şekil 10.45. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0,6-1$)	273
Şekil 10.46. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=1,2-2$)	274
Şekil 10.47. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)	274
Şekil 10.48. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi (EJ1) ...	276

Şekil	Sayfa
Şekil 10.49. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde değişimi (EJ2)	276
Şekil 10.50. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde değişimi (EJ4)	277
Şekil 10.51. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi (RA1) ..	277
Şekil 10.52. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde değişimi (RA2).....	278
Şekil 10.53. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde değişimi (RA4).....	278
Şekil 10.54. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun ve kısa eksen yönünde değişimi ($H/D=2$)	279
Şekil 10.55. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun ve kısa eksen yönünde değişimi ($H/D=6$)	280
Şekil 10.56. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun ve kısa eksen yönünde değişimi ($H/D=12$)	280
Şekil 10.57. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi ($H/D=2$)	281
Şekil 10.58. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi ($H/D=6$)	282
Şekil 10.59. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi ($H/D=12$)	282
Şekil 10.60. Boyutsuz statik basıncın çarpma noktasından itibaren boyutsuz uzunlukla değişimi (EJ1)	283
Şekil 10.61. Boyutsuz statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde boyutsuz uzunlukla değişimi (EJ2)	284
Şekil 10.62. Boyutsuz statik basıncın çarpma noktasından itibaren kısa eksen yönünde boyutsuz uzunlukla değişimi (EJ2)	284
Şekil 10.63. Boyutsuz statik basıncın çarpma noktasından itibaren boyutsuz uzunlukla değişimi (RA1)	285

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 3.1. LDA ölçüm sistemi	41
Resim 3.2. Lazer üretici	42
Resim 3.3. Çok renkli ışın jeneratörü ve manipölatörler	44
Resim 3.4. İki boyutlu fiber prob ve travers mekanizması	45
Resim 3.5. Atomize yağ üretici	46
Resim 3.6. Foto dedektör modül, sinyal işleyici ve bilgisayar	47
Resim 3.7. Gradyant yöntemi kalibrasyon plakası	56
Resim 3.8. Gradyant yöntemi renk fotoğrafları	57
Resim 3.9. Peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları	57

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
B	Mavi
c	Işık hızı (m/s)
C₁, C₂, C_μ	Türbülans modeli deneysel sabitleri
E	Toplam enerji
e_i	Gelen ışık birim vektörü
EJ1	Dairesel jet
EJ2, EJ4	Eliptik jetler
e_s	Yansıyan ışık birim vektörü
F	Renk fonksiyonu
f₁, f₂, f_μ	Modeldeki sönmleme fonksiyonları
f_d	Doppler frekansı
f_i	Gelen ışığın frekansı (MHertz)
f_s	Dedektöre gelen ışığın frekansı (MHertz)
g	Yerçekimi ivmesi (m/s ²)
G	Yeşil
Gr*	$= \frac{g\beta q_c L^4}{k\nu^2}$, uyarlanmış Grashof sayısı
h	$= \frac{q_c}{(T_s - T_{jet})}$, yerel ısı transfer katsayısı (W/m ² °C)
H	Hue, baskın dalga boyu
H/D	Boyutsuz jet-plaka mesafesi
h_{ort}	$= \frac{q_c}{(T_{s,ave} - T_{jet})}$, ortalama ısı transfer katsayısı (W/m ² °C)
I	İç enerji
k	Isıl iletkenlik katsayısı (W/mK)

Simgeler	Açıklama
k	Türbülans kinetik enerjisi
L	Gr^* sayısındaki karakteristik uzunluk
Nu	$= \frac{hD}{k_a}$, yerel Nusselt sayısı
Nu_{ort}	$= \frac{h_{ave}D}{k_a}$, ortalama Nusselt sayısı
P	Statik basınç (Pa)
P_0	Atmosferik basınç (Pa)
Pr	Prandtl sayısı
q_c	Akışkana verilen ısı akısı (W/m^2)
$Q_{ışınım}$	İşinım ile kaybolan net ısı akımı (W)
Q_{iletim}	İletim ile kaybolan ısı akımı (W)
$Q_{taşınım}$	Akışkana verilen net ısı akımı (W)
Q_{toplam}	Isıtıcıya verilen toplam ısı akımı (W)
R	Kırmızı
R_c	Hesaplanan büyüklük
R_1	Eliptik jet uzun eksen yarıçapı
R_2	Eliptik jet kısa eksen yarıçapı
$RA1, RA2, RA4$	Dairesel jet alanlı dikdörtgen jetler
$RD1, RD2, RD4$	Dairesel jet hidrolik çaplı dikdörtgen jetler
Re	$= \frac{W_{jet}D}{\nu_{air}}$, Reynolds sayısı
Re_t, Re_y	Türbülans Reynolds sayıları
R_i	$= \frac{Gr^*}{Re^2}$, Richardson sayısı
r_i	i fazının hacimsel olarak oranı
s	Kaynak terimi
S_{Mx}	Kaynak terimi
T	Sıcaklık ($^{\circ}C$)

Simgeler	Açıklama
T_{∞}	Ortamdakilerin sıcaklığı (°C)
T_f	Film sıcaklığı (°C)
T_i	Türbülans yoğunluğu
T_{jet}	Jet giriş sıcaklığı (°C)
T_s	Çarpma plakası yerel sıcaklığı (°C)
$T_{s,ort}$	Çarpma plakası ortalama sıcaklığı (°C)
u_{τ}	Sürtünme hızı
u, v, w	Hız bileşenleri (m/s)
U, V, W	Ortalama hız bileşenleri (m/s)
u', v', w'	Salınım hızı bileşenleri (m/s)
u_p	Partikül hızı (m/s)
W_i	Bağımsız değişkenin hata oranı
W_{jet}	Jet giriş hızı (m/s)
x, y, z	Koordinat eksenleri
x/D	Çarpma noktasından boyutsuz uzaklık (uzun eksen)
y/D	Çarpma noktasından boyutsuz uzaklık (kısa eksen)
z^+	Duvardan boyutsuz uzaklık
λ	Dalga boyu
β	$= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\rho - \rho_0}{T - T_0}$, ısı genleşme katsayısı (K ⁻¹)
α	$= \frac{k}{\rho c_p}$, ısı yayılım katsayısı (m ² /s)
μ	Dinamik viskozite
ε	Disipasyon oranı
ε	Emisivite
θ	Gelen ışınlar arasındaki açı
ρ	Hava yoğunluğu (kg/m ³)
ν	Kinematik viskozite
δ	Saçak aralığı

Simgeler	Açıklama
σ	Stephan-Boltzman sabiti
φ	U_p ve ölçüm yönü arasındaki açı
Φ	Viskoz disipasyon
τ_{ij}	Kayma gerilmesi
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Türbülans Prandtl sayıları
ρ_o	Referans yoğunluğu
μ_t	Edi viskozitesi
Δ_f	Doppler frekansı

Kısaltmalar	Açıklama
LDA	Lazer Doppler Anemometri
ort	Ortalama
a	Hava

1. GİRİŞ

Çarpan akışkan jetleri taşınım ile ısı ve kütle transferinin artırılmasında etkili bir yöntem olarak çok geniş bir alanda kullanılmaktadır. Uygulama alanları arasında tekstil ve kağıt ürünlerinin kurutulması, cam levhaların temperlenmesi, metal plakaların tavlama, gaz türbini kanatlarının soğutulması başta gelmektedir. Son yıllarda yüksek ısı üreten mikro işlemciler ve elektronik elemanlardaki gelişmeler çarpan jetlerin bu elemanların soğutulmasına yönelik uygulamalarını da başlatmıştır. Elektronik elemanların ürettiği ısı miktarının artması, bu elemanların soğutulması için gerekli soğutma sistemlerinin karmaşıklığını ve maliyetini arttırmıştır. Doğal taşınımın soğutma için yeterli olmadığı durumlarda, havayla zorlanmış taşınım uygulamaları devreye girmiş daha yüksek ısı akılarında ise sıvıyla soğutma ve iki fazlı soğutma uygulamaları bunların yerini almıştır.

Çarpan hava jeti uygulamaları, elde edilen yerel ısı transferi miktarları bakımından havayla zorlanmış taşınımın üst limitini oluşturmaktadır. Bu sebeple çarpan hava jetlerinin elektronik elemanların soğutulmasına yönelik uygulamaları büyük önem taşımaktadır. Elektronik sistemlerin verimini etkileyen en önemli faktör çalışma sıcaklıklarıdır. Çalışma sıcaklığına bağlı olarak ortaya çıkan ısı gerilmeleri elektronik sistemlerin bozulmasının ve verimlerinin düşmesinin ana sebebidir. Sistemde çok ısınan elemanların tek çarpan jet ile soğutulması veya bütün devrenin jet dizileriyle soğutulması, elektronik sistemlerin korunması için önemli bir uygulama haline gelmiştir.

Çarpan jetlerin akış ve ısı transferi özellikleri, jet çıkış geometrisinden jet çıkışındaki hız profiline, jet ile plaka arasındaki mesafeden jet içerisindeki türbülansa, çarpma plakası geometrisinden jet ile plaka arasındaki sıcaklık farkına kadar birçok parametreye bağlı olarak değişmektedir.

Bu çalışmada ilk olarak jet ile çarpma plakası arasındaki sıcaklık farkının yerel ve ortalama ısı transferine etkisi deneysel ve sayısal olarak

incelenmiştir. Bahsedilen sıcaklık farkının özellikle küçük jet hızlarında yerel ve ortalama ısı transferi üzerinde etkili olduğu ve bu etkinin çarpma plakasının yukarıda bahsedilen bölgelerinde farklılıklar gösterdiği gözlemlenmiştir. Bahsedilen etki, doğru bir sayısal modelleme yapılabilmesine yönelik önemine ek olarak, bu etkinin görüldüğü jet hızlarındaki çarpan jet uygulamalarında en uygun jet plaka mesafesinin ve ayrıca jet dizilerine yönelik çalışmalarda jetler arası en uygun mesafenin belirlenmesinde kriter oluşturmaktadır.

Çarpma plakası üzerinde elde edilen ısı transferi plaka boyunca doğrusal olmayan bir şekilde değişmektedir. Bahsedilen değişimin belirli aralıklarla ısı çiftler kullanılarak belirlenmesi özellikle küçük jet çaplarının kullanıldığı durumlarda mümkün olmamaktadır. Bu değişimin jet çıkış geometrisinin bir fonksiyonu olarak her noktada belirlenebilmesi için sıvı kristal sıcaklık ölçüm tekniği kullanılarak deneyler yapılmıştır. Jet çıkış geometrisine ve jet plaka mesafesine bağlı olarak ısı transferinin özellikle durma bölgesinde farklılıklar gösterdiği görülmüştür. Jet geometrisinin durma bölgesinde pasif bir ısı transferi arttırım mekanizması olarak kullanılabileceği sonucuna ulaşılmıştır.

Çarpan jetlerle elde edilen ısı transferi ile çarpan jetin oluşturduğu akış alanı arasında bir ilişki olduğu bilinmektedir. Jetin akış alanı jet geometrisinin ve jet ile plaka arasındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak ayrıntılı Lazer Doppler Anemometrisi (LDA) ölçümleriyle belirlenmiştir. Jet çıkışından başlayıp plaka sonuna kadar elde edilen hız ve türbülans verilerinin incelenmesi sonucunda plaka üzerinde elde edilen ısı transferinin, plaka üzerinde jetin ivmelenmesi ve jet içerisindeki türbülans yoğunluğu ile ilgisi olduğu belirlenmiştir. LDA ölçümlerine ek olarak basınç ölçümleri de yapılmıştır. Farklı jet geometrileriyle elde edilen basınç düşümlerinin birbirinden pek farklı olmadığı görülmüştür.

Çarpan jet akışı sayısal modellemeye uygun basit geometrisi ve kendi içerisinde gösterdiği potansiyel öz bölgesinin oluşması, akışın plakaya dik

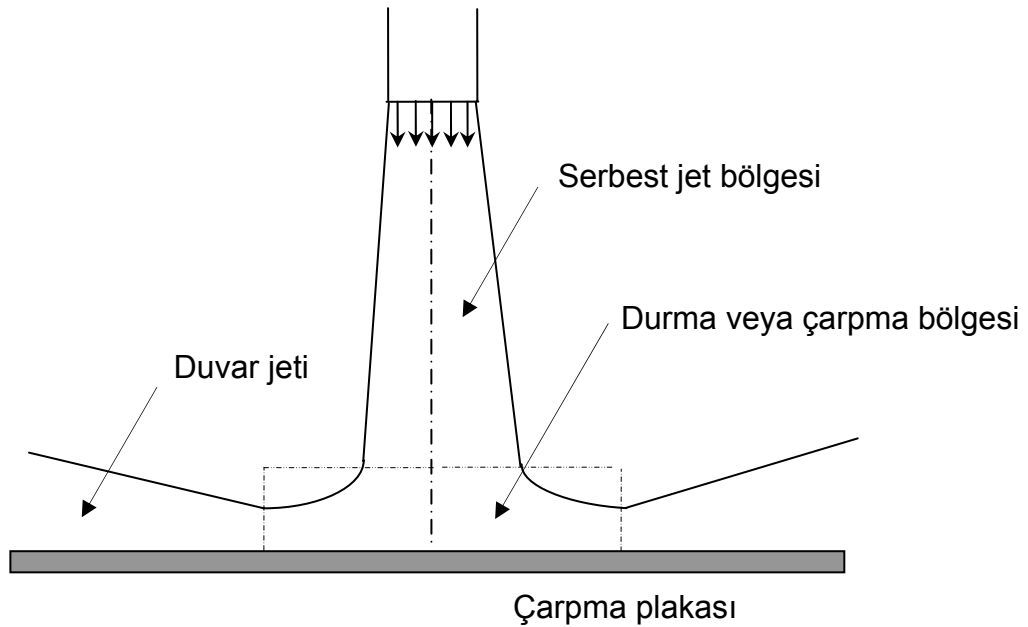
yönden plakaya paralel yöne dönmesi, bu dönüş esnasında akım çizgilerinin eğilmesi gibi karmaşık akış özellikleri göstermesi sebebiyle bir çok farklı türbülans modelinin test edilmesi için çok uygun bir akıştır. Dairesel ve dairesele olmayan jetlerle elde edilen, türbülanslı akışın modellenmesine yönelik olarak düşük Reynolds sayılı bir $k-\epsilon$ modeli kullanılarak sayısal çözümler yapılmış sonuçlar elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak modelin ısı transferini çarpma plakası üzerinde her noktada belirlemede yetersiz kaldığı ancak durma noktasından itibaren genel değişimi yakalayabildiği görülmüştür.

Sayısal çalışma kapsamında son olarak dairesele jetler için Reynolds sayısının ve jet ile plaka arasındaki mesafenin ısı transferine etkisini belirlemeye yönelik olarak parametrik bir çalışma yapılmış, plaka üzerinde elde edilen maksimum ısı transferinin konumunun bu parametrelere bağlı olarak değişimi belirlenmiştir.

2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Bu bölümde önce çarpan akışkan jetleri ile ilgili kısa bir bilgi verilmiş daha sonra literatürde yapılan çalışmalar uygun konu başlıkları altında özetlenmiştir.

Bir yüzeye çarpan jet, Şekil 2.1’de görüldüğü gibi serbest jet bölgesi, durma veya çarpma bölgesi ve duvar jeti olmak üzere özellikleri birbirinden farklı üç bölgeye ayrılabilir.



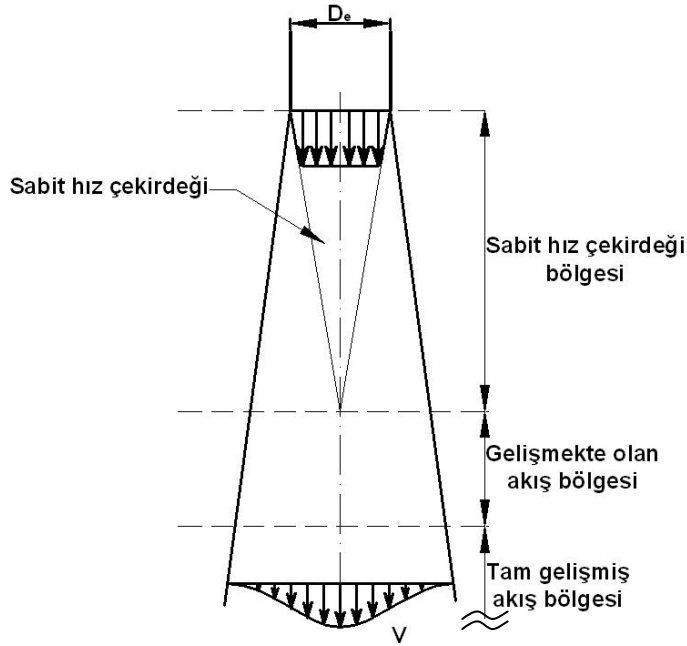
Şekil 2.1. Çarpan jetin akış bölgeleri

Serbest jet bölgesinde, jet ile durgun çevre arasında kütle, momentum ve enerji aktarımı söz konusudur. Bu etkileşim, jet içinde radyal yönde sabit olmayan bir hız profili oluşmasına, jetin serbest sınırının genişlemesine, toplam kütleli debinin artmasına, jet sıcaklığının değişmesine ve sabit hız çekirdeği bölgesinin daralmasına yol açar. Serbest jet bölgesinin karakteristiklerinden biri de bu bölgedeki akışın çarpma yüzeyinden etkilenmemesidir.

Durma veya çarpma bölgesinde akış, çarpma yüzeyinden etkilenmekte olup akışın çarpma yüzeyine dik durumdan paralel duruma dönmesi söz konusudur. Bu bölge içerisindeki hız, çarpma yüzeyine dik yönde azalırken, çarpma yüzeyine paralel yönde bir artış göstermektedir. Yüzeye paralel ve dik hızların sıfır olduğu durgunluk noktası da bu bölge içerisinde yer almaktadır. Durma bölgesinin karakteristiklerinden biri de çarpma yüzeyine yakın bölgede sınır tabakası analiziyle belirlenen, akışın ivmelenmesiyle sınır tabakasının incilmesi aynı zamanda çevreyle momentum aktarımı sebebiyle sınır tabakasının kalınlaşma etkilerinin birbirini dengelemesi sonucu sınır tabakası kalınlığının fazla değişmemesidir.

Duvar jeti bölgesindeki akış, çarpma yüzeyine paralel olup, çevrede durgun olarak bulunan akışkanla momentum aktarımının ve çarpma plakasıyla etkileşimin sonucu yavaşlar. Bu bölge içerisindeki hızlar çarpma yüzeyinde ve serbest yüzeyde sıfır değerine sahiptir. Durma ve duvar jeti bölgesinde jet ile çarpma yüzeyi arasındaki güçlü etkileşim bu bölgelerdeki yerel ısı transferini ve dolayısıyla ortalama ısı transferini etkiler.

Serbest jet bölgesi, Şekil 2.2’de görüldüğü gibi kendi içerisinde sabit hız çekirdeği bölgesi, gelişmekte olan akış bölgesi ve tam gelişmiş akış bölgesi olmak üzere üç alt bölgeye ayrılabilir.



Şekil 2.2 Serbest jetin akış bölgeleri

Sabit hız çekirdeği bölgesinde hız lüle çıkışındaki hıza eşittir ve değişmemektedir. Bu bölgenin jet çıkışından itibaren uzunluğu, jet çıkış geometrisine, lüle çıkışındaki hız profiline ve türbülans yoğunluğuna bağlıdır.

Çevre ile jet arasındaki momentum aktarımının neticesinde, jet merkezindeki hızın azalması gelişmekte olan akış bölgesinde kendini gösterir. Bu bölgenin sonunda akış tam gelişmiş hale ulaşır. Rajanatham tam gelişmiş bölgedeki jetin genişlemesinin ve hızdaki azalmanın doğrusal olduğunu belirtmiştir [1].

Viskanta, Re sayısına bağlı olarak dairesel serbest jetleri:

- Yayınımlı laminar jet, $Re < 300$
- Tam laminar jet, $300 < Re < 1000$
- Geçişli veya yarı türbülanslı jet, $1000 < Re < 3000$
- Tam türbülanslı jet, $Re > 3000$

şeklinde sınıflandırmıştır [2]. Ayrıca, çıkışta laminar olan bir jetin, çarpmadan önce hala laminar olup olmasının aralarında jet Re sayısı, jet çıkışındaki

hız profili, jet plaka arası mesafe, jetin sınırlı olup olmadığı gibi etkenlerin bulunduğu bir çok parametreye bağlı olduğunu belirtmiştir [2].

Çarpan jetlerin çok farklı alanlardaki uygulamalarına güzel örnekler içeren derleme makalesinde Jambunathan ve diğerleri, türbülanslı çarpma jetlerinin ısı transferi özelliklerini belirlemek için yapılmış deneysel çalışmaları incelemişlerdir. Çarpan jetlerin ısı transferi karakteristiklerini etkileyen pek çok parametrenin çok geniş aralıklardaki değerlerinin ele alındığı çalışmada deneysel sonuçlarda farklılığa yol açan lüle geometrilerinin ayrıntıları, ölçüm teknikleri, boyutsuz değişkenlerin tanımlanma şekilleri belirtilmiştir. Çalışmada, incelenen veriler kullanılarak Nu sayısı için bir korelasyon elde edilmiş ve korelasyondaki Re sayısının üst değeri lüle – plaka mesafesi ve durgunluk noktasından uzaklığın bir fonksiyonu olarak belirlenmiştir [3].

Daha özel bir uygulama alanını oluşturan yüksek ısı üretiminin söz konusu olduğu elektronik elemanların, çarpan sıvı jetleri kullanılarak soğutulmasına yönelik çalışmaları Incropera ve Ramadhyani yazdıkları derleme makalesinde mercek altına almışlardır. Çalışmada, dairesel ve iki boyutlu jetleri, arttırılmış ısı transferi uygulamalarını, jet sınırlandırmasının ve çıkış şartlarının etkilerini konu alan önceki çalışmalar ve bunlarla ilgili bulgular yorumlanıp açıklanmıştır [4].

2.1. Teorik Çalışmalar

Jetin lüle veya orifisten çıkışından sonra çevredeki akışkanla etkileşimi sonucu jetin hız profilinde değişiklikler olmaktadır. Jet profilindeki bu değişim jet ve çevrenin aynı akışkandan oluştuğu daldırılmış jet dediğimiz durumlarda çok daha çabuk gerçekleşmektedir. Uniform olmayan bir hız profilinin söz konusu olduğu durumlarda jet merkezindeki en yüksek hızın ortalama hızdan daha yüksek olduğu da bilinmektedir. Buradan yola çıkarak Sparrow ve Lee, yarıklı jetler kullanarak, jet çıkışında uniform olmayan laminar hız profilinin ısı transferine etkisini teorik olarak incelemişlerdir. Isı transferinin

belirlenmesinde kullanılan sınır tabakası analizi için gerekli girdiler sürtünmesiz akış analizinden elde edilmiş, üniform olmayan hız profili şartlarında elde edilen durgunluk noktası ısı transferi değerlerinin, üniform hız profili şartlarında elde edilen değerlerin hemen hemen iki katına yakın olduğu görülmüştür [5].

Çarpma bölgesindeki yüksek ısı transferi miktarları dikkatleri bu bölgeye çekmiş ve birçok çalışmaya konu olmuştur. Bunlardan biri de Giralt ve diğerleri tarafından gerçekleştirilmiştir. Kendilerinden önceki teorik çalışmalarda kullanılan sürtünmesiz akış çözümlerinin jet çapındaki artışı, jet hızındaki azalmayı ve hız profilinin değişiminin etkisini hesaba katamamalarından yola çıkarak, jet merkez hızındaki azalmaları ve basınç dağılımlarını ölçmüşlerdir. Çarpma bölgesinin başlangıcındaki sınır şartlarını belirlemek amacıyla sapmanın başladığı noktayı belirlemişler ve bu noktadaki hız ve türbülans değerlerini bulmuşlardır. Bu değerleri sınır tabakası çözümlerinde kullanıp, çözümlerini sürtünmesiz akış çözümleriyle karşılaştırmışlardır [6].

Durma bölgesindeki ısı transferi için yapılan analitik çalışmalarda çarpma plakası üzerindeki sınır şartlarının etkisi de inceleme konusu yapılmış ve önemli sonuçlar elde edilmiştir. Bu çalışmalardan birini Wang ve diğerleri durma bölgesindeki enerji denklemini çözerek gerçekleştirdiler. Çalışmalarında plaka sıcaklığının veya ısı akısının çok az değiştiği durumlar için enerji denklemindeki radyal yöndeki iletim ihmal edilerek çözüme ulaşılmıştır. Isı akısı ve plaka sıcaklığının radyal yönde kayda değer şekilde değiştiği durumlar içinse radyal yöndeki iletimin etkisi de hesaba katılarak enerji denklemi çözülmüştür. Sonuç olarak radyal yönde değişen ısı akısı ve plaka sıcaklığının durma noktasındaki ısı transferini önemli ölçüde etkilediği gösterilmiştir. Ayrıca durma bölgesinde hızların küçük olması sebebiyle radyal yönde baskın ısı transferi modunun iletim olduğunu belirtmişlerdir. Çalışmadan elde edilen önemli bir bulgu da radyal yönde artan plaka sıcaklığının ve ısı akısının Nusselt sayısını düşürdüğü, radyal yönde azalan

plaka sıcaklığı ve ısı akısının ise sabit ısı akısı veya sabit sıcaklık altındaki durgunluk noktası Nusselt sayılarını yükselttiği sonucudur [7].

2.2. Deneysel Çalışmalar

Konuyla ilgili ilk çalışmalara baktığımızda çarpan jetlerin sadece zorlanmış taşınımı etkileyen parametrelerle incelenmeye çalışıldığı görülmektedir. Hatta çarpan jetler tabirinin bile yerleşmemiş olduğu göze çarpmaktadır. Bu çalışmalardan birini Perry, ortam sıcaklığından 400 °C daha yüksek sıcaklıktaki jetleri kullanarak, çarpma plakası ısı transferi karakteristiklerini belirlemek için yapmıştır. Plaka eğiminin 15 dereceden 90 dereceye kadar değiştirildiği bu çalışmada taşınım ile ısı transferi katsayısının artan eğimle arttığı görülmüş, en yüksek değerine 90 derecede ulaştığı gözlenmiştir. Burada 90 derece dik çarpma jetini temsil etmektedir. Deneyler sonucunda Nu sayısı için elde edilen korelasyonların H/D oranını içermemesi ve sadece Re ve Pr sayılarının bir fonksiyonu olarak ifade edilmesi kayda değer bir durumdur [8].

Çarpan jetlerin akış karakteristiklerini ve ısı transferi özelliklerini etkileyen jet-plaka mesafesi oranı konuyla ilgili çalışmalarda dikkate alınan en önemli parametrelerden birisidir. Bu parametrenin etkisinin doğrudan hesaba katıldığı ilk çalışmayı bizim bilgimiz dahilinde ilk kez Huang gerçekleştirmiştir. Huang dairesel hava jeti ve jet dizilerinin ortalama ve yerel, taşınım ile ısı transferi katsayılarını 176 °C sıcaklığında ısıtılmış hava kullanarak Re sayısının 1000 ile 10000 arası değerlerinde incelemiştir. Dairesel tek jet için yapılan çalışma sonucunda Nu sayısı, Re ve Pr sayısına ek olarak H/D nin fonksiyonu olan bir katsayı cinsinden ifade edilmiş, böylece çarpan jetlerin performansları, bilinen zorlanmış taşınım korelasyonlarından farklı bir şekilde belki de ilk kez ifade edilmiştir. Jet dizileriyle yapılan deneyler sonunda, ısı transferinin uniform dağılımı için H/D değeri belirlenmeye çalışılmış ayrıca açık alanın tüm jet plakası alanına oranının en ekonomik güç tüketimi açısından değeri belirlenmiştir [9].

Gardon ve Akfırat kendilerinden sonraki birçok çalışmaya doğrudan veya dolaylı olarak ilham kaynağı olan ve çarpan jetlerin performansının lüle çıkışıdan önce başlayıp, çarpma plakası üzerinde devam eden birçok etkene bağlılığını gösteren iki çalışma gerçekleştirmişlerdir. Bu çalışmalardan ilkinde iki boyutlu hava jeti ve jet dizilerinin ısı transferi karakteristiklerini araştırmak amacıyla deneyler yapmışlardır. Bu deneysel çalışmada laminar ve türbülanslı rejimi kapsayan Re (450-22000) sayıları için , bir yüzeye çarpan jetlerin performansını etkileyen oldukça önemli bir faktör olan H/D oranları oldukça geniş bir yelpazede ($1/3-80$) incelenmiştir. Jet çapı plaka mesafesi oranlarının altıdan küçük değerleri için durma noktasına ek olarak, çarpma noktasının her iki tarafında taşınım ile ısı transferi katsayılarının yerel en yüksek değerleri gözlenmiştir. Bu durum akışın laminar rejimden türbülanslı rejime geçişiyle açıklanmıştır [10].

İki boyutlu hava jetlerinin kullanıldığı ikinci deneysel çalışmada Gardon ve Akfırat, bir yüzeye çarpan jet akışından elde edilen yerel taşınım ile ısı transferi katsayısı verilerini, hız ve türbülans dağılımı ölçümlerini kullanarak, türbülansın ısı transferine etkisini incelemişlerdir. Deney sonuçlarından, ısı transferi karakteristiklerinin, sadece hıza ve mesafeye bağlı sınır tabakası kalınlığıyla belirlenemeyeceğini, jetteki türbülansın etkisinin de hesaba katılması gerektiği sonucuna ulaşmışlardır. Jet içinde türbülans düzeyinin sürekli değiştiğini ve $H/D \leq 8$ değerleri için lüle geometrisinin ve türbülans arttırıcıların jet içindeki türbülansı etkileyeceğini belirtmişlerdir [11].

Jet dizilerinin akış karakteristikleri ve ısı transferi performansları jetler arasındaki etkileşim sebebiyle tek jetlerden farklılıklar göstermektedir. Bu etkileşim sonucu sistemde plakaya dik akışa ek olarak çapraz akışta görülmektedir. Bu farkların etkilerini araştırmak maksadıyla dairesel hava jeti dizileriyle yaptıkları deneylerde Kercher ve Tabakoff ısı transferini, çapraz akışın etkisini de hesaba katarak incelemişlerdir. Çalışmada çapraz akışın tek yönlü çıkışta ısı transferini olumsuz yönde etkilediği belirtilmiş, ortalama Nusselt sayısı için korelasyonlar geliştirilmiştir. Korelasyonlar, jetlere dik

yönde olan akışın, jet çapının, jetler arası mesafenin, jet-plaka mesafesi oranının fonksiyonu olarak verilmiştir [12].

Sıcaklık ölçen cihazların belirli boyutlarda olması ve bazı kayıpları hesaba katamaması dezavantajlarının yanısıra yüzeyde arzulanan termal sınır şartlarının özellikle sabit duvar sıcaklığı sınır şartının kenar etkileri ve kayıplar sebebiyle sağlanmasında zorluklar çekilmektedir. Bahsedilen sebeplerden dolayı, yerel transfer katsayılarının belirlenmesinin gerektiği durumlarda naftalin süblimasyon tekniği bu dezavantajları gidermek için sıkça kullanılmıştır. Bu çalışmalardan birini taşıyım ile ısı transferi katsayılarının belirlenmesi için ısı ve kütle transferi arasındaki analojinin kullanıldığı çalışmada Sparrow ve Wong jet çıkışındaki akışın laminar ve hız profilinin parabolik olduğu yarı jetler kullanarak gerçekleştirmişlerdir. Yerel kütle transferi katsayıları 5 farklı Re sayısı için 5 farklı H/D oranında belirlenmiştir. Naftalin süblimasyon tekniğiyle bulunan kütle transferi sonuçları, ısı ve kütle transferi arasındaki analogi kullanılarak ısı transferi sonuçlarına dönüştürülmüştür. Küçük H/D (2-5) oranları için jetin merkezdeki hızının bu orandan bağımsız olacağı, daha büyük oranlarda ise merkezdeki hızın azalmasının transfer katsayılarında düşüşe sebep olacağı fakat aynı zamanda karışma sebebiyle oluşan türbülansın tam tersi bir etki yapacağı yorumu yapılmıştır. İzah edilen durumla ilgili olarak, küçük Re sayılarında ($Re \leq 1200$) merkezdeki hızın azalması baskın olurken, daha yüksek Re sayılarında türbülansın daha etkili olabileceği sonucuna varılmıştır. Literatürdeki diğer çalışmalarla yapılan karşılaştırmalar, jet çıkışındaki hız profilinin ısı transferini etkileyen bir faktör olduğu sonucunu getirmiştir [13].

Elektronik elemanların soğutulmasında kullanılan çarpan jetler genelde sınırlı çarpan jetlerdir. Her ne kadar elektronik elemanların soğutulmasıyla ilgili olmasa da sınırlı ve sınırsız jetlerin birlikte incelendiği ilk çalışmalardan birini rüzgar tüneline gerçekleştirdikleri deneysel çalışmada, Sparrow ve diğerleri dışarıdan eklenen çapraz akışın etkisini sınırlı ve sınırsız jetler için değişik H/D oranlarında inceleyerek gerçekleştirmişlerdir. Bu durumda elde ettikleri

taşınım ile ısı transferi katsayılarını sadece çapraz akış durumunda elde edilen değerlerle karşılaştırmışlar, jet debisinin çapraz akış debisinden sekiz kat veya daha fazla olduğu durumlarda, en yüksek durma noktası ısı transferinin $H/D = 5-6$ civarında olduğu, daha küçük debi oranlarında ise daha küçük H/D değerlerinde en yüksek ısı transferi değerlerinin elde edildiğini belirtmişlerdir. Taşınım ile ısı transferi katsayılarının hesaplanmasında hava sıcaklığı yerine adiyabatik duvar sıcaklığının kullanıldığı bilgisinin verilmesinde fayda vardır [14].

Yukarıda bahsedilen naftalin süblimasyon tekniği, tek jetlerin yanı sıra jet dizileriyle yapılan çalışmalarda da kullanılmıştır. Yine Koopman ve Sparrow ısı ve kütle transferi arasındaki analogiyi kullanarak, çarpan hava jeti dizileriyle deneyler yapmışlardır. Naftalin süblimasyon tekniğinin çarpan jet dizilerinin karmaşık ısı transferi katsayılarını belirlemede etkin bir araç olduğunu gösteren çalışmada yerel Sherwood sayısının, etkili soğutma veya ısıtma noktalarının belirlenmesinde kullanılabileceği gösterilmiştir. Komşu jetlerin, duvar jeti bölgelerinin çarpışması sonucu jetler arası mesafenin orta noktasına yakın bölgelerde yüksek taşınım ile ısı transferi katsayıları gözlemlenmiş, bu çarpışmaların etkisinin, artan Re sayılarında ve azalan H/D oranlarında daha fazla olduğu görülmüştür. Durma noktasındaki transfer katsayısı değerlerinin H/D oranına bağlı olduğu gösterilmiştir. Transfer katsayılarının başta H/D ile artması jetin türbülans seviyesinin artması ile açıklanırken, sabit hız çekirdeğine ulaşıldıktan sonra, çarpma hızının düşmesi ve aynı zamanda türbülansın azalmasının transfer katsayılarının düşmesinden sorumlu olduğu sonucuna ulaşılmıştır [15].

Jet dizileriyle yapılan çalışmalarda tek jetlere oranla akış karakteristiklerini ve ısı transferini etkileyen daha fazla parametre bulunmaktadır. Bu parametreler üzerinde ayrıntılı çalışmalardan birinde Florschuetz ve diğerleri çapraz akış etkisindeki jet dizilerini kullanarak jetler arası mesafe, jet- plaka mesafesi, jet dizilim şekli, delik çapı gibi parametrelerin taşınım ile ısı transferi katsayısına etkilerini deneysel olarak incelemişlerdir. Havanın tek yönde dışarı çıkmaya

zorlandığı çalışmada, çapraz akışın etkisinin akış yönündeki mesafeyle ve jet dizilimiyle değişimi belirlenmiştir. Üçgen dizilim şeklinde çapraz akışın ısı transferine olumsuz etkisinin daha belirgin olduğu gözlemlenmiş, ayrıca akış yönünde, çapraz akış debisinin jet debisine oranının arttığı gözlemlenmiştir [16].

Benzer şekilde, Goldstein ve Behbahani çarpan hava jetlerinin çapraz akış altındaki yerel taşınım ile ısı transferi katsayılarını belirlemek için çalışmalar yapmışlardır. Çapraz akışın, $H/D \geq 12$ değerlerinde maksimum ısı transferini azalttığı, daha küçük oranlarda ise olumlu yönde katkıda bulunabileceği sonucuna ulaşmışlardır. Ayrıca bütün H/D değerlerinde en yüksek Nusselt sayısının elde edildiği noktanın durma noktasından çapraz akış yönünde kaydığını belirlemişlerdir [17].

Jetin, hız profilinden türbülans seviyesine kadar çeşitli özelliklerini etkileyen jet-plaka mesafesi oranı literatürde oldukça geniş bir aralıkta incelenmiştir. Bu oranın 1'den küçük değerleri de inceleme konusu yapılmış ve daha yüksek oranlarda gözlemlenmeyen jet davranışları görülmüştür. Jet çapı – plaka mesafesi oranının 1'den küçük değerleri için Lytle ve Webb $3600 \leq Re \leq 27600$ aralığında yaptıkları deneysel çalışmada, basınç ölçümleri sonucunda akışın jet plaka arasındaki boşlukta kayda değer şekilde ivmelendiğini gözlemlenmiştir. Özellikle $H/D \leq 0.25$ değerlerinde gözlenen bu durum süreklilik denklemiyle uyum halindedir veya başka bir deyişle süreklilik denkleminin bir sonucudur. Akışkanın ivmelenmesi, ısı transferi ve türbülans seviyesinin artımını da beraberinde getirmiştir. Yine bahsedilen sebeple, durma noktasında yerel ısı transferinde bir minimum ve radyal yönde iki maksimum meydana gelmiştir. Daha dıştaki maksimum “shear” dan kaynaklanan türbülans artımıyla açıklanmış ve bu noktanın artan H/D ve Re sayılarıyla dışa doğru kaydığı görülmüştür. Daha içteki maksimum değeri $H/D \geq 0.25$ değerlerinde gözlemlenmemiştir. Ayrıca, yerel ve ortalama Nusselt sayılarının $H/D \leq 1$ durumlarında, H/D nin daha büyük değerlerine oranla daha yüksek değerlere ulaştığı belirtilmiştir [18].

Çarpan jetlerin endüstrideki uygulamalarına bakıldığında ısıtılmış hava jetlerinin de yaygın bir şekilde kullanıldığı görülmektedir. Böyle durumlarda doğal olarak jet sıcaklığı ortam sıcaklığından farklı olmakta, jet ve ortam arasındaki etkileşim sadece momentum transferiyle sınırlı kalmamaktadır. Bu sıcaklık dolayısıyla da yoğunluk farkının jetlerin davranışlarına etkisini incelemek için Yu ve Monkewitz, $Re = 4000$ civarında, ısıtılmış jetlerle deneyler yapmışlardır. Jet instabilitesini etkileyen en baskın özelliklerden biri olan jet çıkışındaki yoğunluğun ortam yoğunluğuna oranının etkisini incelemişlerdir. Bahsedilen oranın 0.73 ile 1 değerleri arasında gerçekleştirilen çalışmada, bu oranın 0.9' dan düşük değerlerinde iki boyutlu sıcak jetlerde kendiliğinden salınımlar olduğunu belirlemişlerdir. Akış gözlemlene deneylerinin sonucunda jet çıkışında büyük bir vorteks çifti belirlenmiş bu vorteks çiftinin etkisi sonucu sıcak jetlerin, uniform yoğunluklu jetlere oranla daha fazla genişlediği gözlemlenmiştir [19].

Hava ve su çarpan akışkan jetleri uygulamalarında en yaygın kullanılan akışkan türleridir. Buna ek olarak farklı termo fiziksel özelliklere sahip akışkanların performanslarının belirlenmesi de oldukça önemlidir. Dielektrik sıvı jetleriyle yaptıkları deneysel çalışmada Garimella ve Rice yerel taşınım ile ısı transferi katsayılarının, Re sayısı, H/D oranı ve lüle çapıyla değişimini incelemişlerdir. Aynı Re sayısı ve H/D oranı için, daha küçük çaplı lülelerin daha yüksek taşınım ile ısı transferi katsayısı değerleri gösterdiği, durma noktasındaki taşınım ile ısı transferi katsayısının $H/D \leq 5$ değerleri için fazla değişmediği, daha büyük mesafelerde ise azaldığını gözlemlemişlerdir. Bu sonuçlardan deneylerindeki sabit hız çekirdeği mesafesinin $H/D = 5$ civarında olduğu sonucunu çıkarmışlar bunlara ek olarak $H/D = 1$ ve 2 değerlerinde durma noktasına ek olarak ısı transferinde ikincil maksimum değerler gözlemlemişler ve bu değerlerin H/D nin azalmasıyla daha belirgin olduğunu belirtmişlerdir [20].

Yüzeye bir açıyla çarpan jetler çeşitli endüstriyel uygulamalarda kullanılmaktadır. Eğik çarpan jetlerin sebep olduğu uniform olmayan ısıtma

ve soğutma karakteristikleri sistem performansını etkilemektedir. Bu sebeple ısı transferi işlemlerinde eğikliğin etkisi araştırmalara konu olmuştur. Yan ve Saniei dairesel jetlerle yaptıkları çalışmada çarpma açısının ve H/D oranının yerel taşınım ısı transferi katsayılarına etkisini incelemişlerdir. Dik çarpmalarda mevcut olan simetrik yapının bozulduğunu ve asimetrikliğin H/D oranının azalmasıyla arttığını belirlemişler, ayrıca maksimum ısı transferinin durma noktasından daralan yöne doğru kaydığını gözlemlemişlerdir. ısı transferinin, maksimum olduğu noktadan itibaren değişimi incelendiğinde özellikle küçük H/D değerlerinde, daralma yönünde sürekli bir azalma görülürken genişleme yönünde ikincil maksimum noktaların olduğu gözlemlenmiştir. Plaka eğikliğinin artmasıyla birlikte, maksimum ısı transferinin azaldığı ve gözlemlendiği noktanın daralma yönünde kaydığı tespit edilmiştir [21].

Çarpan jet uygulamalarında sistemin geometrik özelliklerinin yanı sıra akışkan özellikleri de inceleme konusu yapılmıştır. Akışkanın termo fiziksel özelliklerinin, çarpan jetlerin ısı transferine etkisini incelemek için yaptıkları çalışmada Li ve Garimella Pr sayısının 0.7'den 25.2'ye kadar olan değerleri için korelasyonlar elde etmişlerdir. Korelasyon parametreleri olarak Re sayısı, Pr sayısı, orifisin çap-uzunluk oranı ve ısı kaynağı boyu-orifis çapı oranı kullanılmıştır. Daha önceki çalışmalarda genelde Pr sayısının üstü olarak atanan 0.4 değeri kullanılmayıp, değer korelasyon sonucunda elde edilmiştir. Durma noktası ve ortalama Nu sayıları bahsedilen bütün Pr sayıları aralığında elde edilmiş, ayrıca su, hava ve dielektrik sıvı için ayrı ayrı korelasyonlar türetilmiştir [22].

Dairesel ve iki boyutlu jetlerin yanısıra özellikle serbest jetler için eliptik geometriye sahip jetlerde çalışma konusu yapılmıştır. Büyük eksen- küçük eksen oranı 2 olan serbest eliptik jetlerle yaptıkları deneysel çalışmada Ho ve Gutmark, eksen değiştirme sebebiyle eksen değiştirme sebebiyle akış özelliklerinin, ortalama hızların, türbülans yoğunluğunun ve Reynolds gerilmelerinin küçük ve büyük eksen yönünde farklılıklar gösterdiğini

bulmuşlardır. Ayrıca çevre havasının jet içerisine çekilmesinde eliptik jetlerin dairesel jetlere oranla çok daha etkili olduğu sonucuna ulaşmışlardır [23].

Yine serbest jetleri konu alan bir diğer çalışmada Hussain ve Husain eliptik geometriye sahip hava ve su jetlerini incelemişlerdir. Akış gözlemlene deneylerinin sonucunda küçük eksen yönündeki genişlemenin büyük eksenine oranla daha fazla olduğunu bunun da eksen değiştirmeye sebep olduğu sonucuna ulaşmışlardır. Bu mekanizmanın jetlerin uyarılma frekansından etkilendiği deney sonuçlarından görülmüştür [24].

Eliptik geometriye sahip çarpan jetlerle ilgili ilk çalışmalardan birini bizim bilgimiz dahilinde Lee ve diğerleri büyük eksen – küçük eksen oranı 2.14 olan jetlerle gerçekleştirmişlerdir. Çalışmada $H/D = 2$, $Re = 10\ 000$ ve $20\ 000$ değerlerinde yerel Nusselt sayılarında ikinci ve üçüncü maksimum değerleri gözlemlemişlerdir. Ayrıca Nusselt sayısının Re sayısına bağımlılığının $H/D = 10$ değerinde daha küçük değerlere oranla daha yüksek olduğunu bulmuşlardır. Sonuçlar küçük ve büyük eksen yönünde durgunluk noktasından uzaklığı bağlı olarak ifade edilmiştir [25].

Büyük eksen – küçük eksen oranının eliptik çarpan jetlerde durgunluk noktasındaki ısı transferine etkisi sınırsız jetler için Lee ve Lee tarafından incelenmiştir. Bahsedilen oranın 1, 1.5, 2, 3, 4, değerlerinde gerçekleştirilen deneysel çalışmada $H/D = 2$ değerinde büyük eksen – küçük eksen oranı 4 olan jetle en yüksek ısı transferi elde edilmiştir. $H/D > 6$ değerlerinde eliptik jetlerle dairesel jetten daha düşük ısı transferleri elde edilmiştir [26].

Dairesel jet dizileriyle ilgili oldukça fazla çalışma bulunmasına rağmen eliptik jet dizileriyle ilgili çok az sayıda çalışma yapılmıştır. Yan ve diğerleri gerçekleştirdikleri oldukça kapsamlı çalışmada farklı büyük eksen – küçük eksen oranlarına sahip sınırlı jet dizilerinin akış ve ısı transferi özelliklerini incelemişlerdir. Eksen değiştirme mekanizmasını büyük eksen – küçük eksen oranının 1 den büyük değerlerinde gözlemlemişler, en yüksek ısı transferi

değerlerinin ise Re sayılarına bağlı olarak farklı büyük eksen – küçük eksen oranlarında gerçekleştiğini bulmuşlardır [27].

2.3. Sayısal Çalışmalar

Konu üzerindeki sayısal çalışmalar ilk başlarda laminar rejim üzerinde yoğunlaşmıştır. Van Heinengen ve diğerleri iki boyutlu sınırlı çarpan jetlerin laminar rejimde ısı ve akış karakteristiklerini incelemek için yaptıkları sayısal çalışmada sonlu farklar yöntemiyle iki boyutlu Navier-Stokes ve enerji denklemlerini vortisite formülasyonu ile çözmüşlerdir. Çalışmada jet çıkışındaki hız profilinin, Re sayısının, emmenin ve değişken termo fiziksel özelliklerin etkisi incelenmiştir. Parabolik hız profiliyle elde edilen durgunluk noktası ısı transferi değerlerinin düz profile oranla 1.5- 2 kat daha yüksek değerler verdiği bulunmuş, bu durum parabolik jetin sahip olduğu yüksek momentumla izah edilmiştir. Nu sayısı değerlerinin $Re^{-0.5}$ ile oranlanması neticesinde farklı Re sayılarındaki boyutsuz ısı transferi değerlerinin bir eğri üzerinde gösterilebileceği görülmüştür. Ayrıca emmenin ısı transferini artırıcı bir etkisi olduğu sonucuna ulaşılmıştır [28].

Sayısal çalışmalarda momentum ve süreklilik denklemlerini tek bir denklem halinde ifade edip, eş zamanlı çözülecek denklemlerin sayısını azaltan akım fonksiyonu tanımlaması oldukça sık kullanılmıştır. Bunlardan birinde Saad ve diğerleri dairesel jetlerin, laminar akış şartlarında ısı transferi ve akış karakteristiklerini belirlemek için Navier- Stokes ve enerji denklemlerinin vortisite akım fonksiyonu formülasyonunu sayısal olarak çözmüşlerdir. Çalışmalarında ısı transferi St sayısı cinsinden ifade edilmiş ve Re sayısının artışıyla St sayısında bir azalma görülmüştür. Bu azalma, taşınım ile ısı transferi katsayısının, jet hızının 1'den küçük bir kuvvetiyle artmasıyla ilintilidir. Sonuçlarını benzer durumlar için deneysel kütle transferi ölçümleriyle karşılaştırmışlar ve uyum içinde olduğunu gözlemlemişlerdir. $1.5 < H/D < 12$ aralığında elde edilen sonuçlardan durgunluk noktasındaki ve ortalama ısı transferinin H/D oranından fazla etkilenmediği sonucuna

ulaşmışlardır. Jet çıkışındaki hız profilinin etkisini incelemek için düz ve parabolik hız profilleri için yaptıkları çözümlerde, parabolik çıkış hızı profillerinin kayda değer şekilde daha yüksek ısı transferi değerleri verdiği görülmüştür. Bu durum parabolik profilin durgunluk noktasındaki daha yüksek momentum düzeyiyle açıklanmıştır. Aynı durumla ilgili olarak parabolik profilin sürtünme katsayısı değerlerinin düz profilden elde edilenlerin 4 katı civarında olduğu gözlemlenmiştir. Çalışmada ayrıca emmenin etkisi de incelenmiş ve ısı transferine olumlu katkı yaptığı görülmüştür [29].

Arttırılmış ısı transferi uygulamalarına sayısal bir örnek olabilecek çalışmada, Owsenek ve diğerleri radyal ve eksenel jetlerde, jet içerisinde oluşturulan spiral etkisini incelemişlerdir. Laminar sıkıştırılmaz akış için boyutsuz Navier- Stokes ve enerji denklemlerini çözerek tanımladıkları spiral sayısının 0'dan 1'e kadar değişen değerleri için sonuçlar elde etmişlerdir. Oluşturulan spiralin eksenel jetlerde Nu sayısında azalmaya sebep olduğu görülürken, tam aksine radyal jetlerde oluşturulan spiralin hem yerel hem de ortalama Nu sayılarında kayda değer bir artışı beraberinde getirmiştir [30].

Laminar rejimde kararsız hal davranışlarının da hesaba katıldığı Chiriac ve Ortega tarafından gerçekleştirilen numerik çalışmada $Re = 250- 750$ aralığında yarıklı jetler incelenmiştir. Re sayısının 585 ile 610 değerleri arasında akışta kararsız hal özellikleri görülmeye başlandığı ve bu rejimde Nu sayısının Re sayısına bağımlılığın azaldığı, doğrusal olmayan kararsız hal mekanizmasının ısı transferini arttırdığı gözlemlenmiştir [31].

İki boyutlu ve dairesel jetlerin yanısıra farklı geometrilere sahip jetlerde sayısal olarak çalışılmıştır. Bu bağlamda Chattopadhyay, dairesel boşluklu laminar çarpma jetlerinin ısı transferi karakteristiklerini sayısal olarak incelemiştir. Çalışmada silindirik koordinatlardaki süreklilik, momentum ve enerji denklemleri iki boyutlu olarak çözülmüş, sonuçlar aynı kütleli debide dairesel çarpma jetleri sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Dairesel boşluklu çarpma jetleriyle, dairesel jetlere oranla daha düşük ısı transferi miktarlarının

elde edildiği görülmüştür. Re sayısının tanımlanmasında kullanılan karakteristik uzunluğun seçiminde, dairesel jetle aynı kütleli debiyi verme kriteri kullanılmış, bunun sonucunda da iç çap karakteristik uzunluk olarak alınıp, dış çap kütleli debilerin eşit olmasını sağlayacak şekilde seçilmiştir [32].

Çarpan akışkan jetleri pratik uygulamalarının yanısıra türbülans modellerin test edilmesi için de çok uygun akış özellikleri göstermektedir. Craft ve diğerleri çarpan jetlerin akış özelliklerini aşağıdaki şekilde özetlemişlerdir: “Durma noktası civarındaki akış neredeyse dönmesiz normal uzama gösterirken çarpan jetin kenarlarına doğru akışta güçlü bir dönme ve akım çizgilerinin eğilmesi söz konusudur. Buna ek olarak çarpma noktasından uzakta akış karmaşık bir plakaya paralel akışa dönmekte ve maksimum kayma gerilmesi duvar bölgesinin dışında oluşmaktadır.” [33]. Çarpan jet akışlarında yukarıda bahsedilen karmaşık yapı ve sayısal açıdan ele alınması çok uygun olan basit geometri sebebiyle türbülanslı çarpan jetlerle ilgili birçok sayısal çalışma gerçekleştirilmiştir.

Shi ve diğerleri türbülanslı yarık jetleri standart $k-\epsilon$ ve RMS modelleri kullanarak inceledikleri çalışmada her iki modelinde ısı transferini belirlemede yetersiz kaldığını belirtmişlerdir [34]. Türbülanslı çarpan jet çalışmalarında üç farklı ikincil moment tipi türbülans modeli ve eddy viskozite modeliyle elde edilen sonuçlar Craft ve diğerleri tarafından karşılaştırılmıştır. Yazarlar, eddy viskozite modelinin ve temel Reynolds gerilmesi modelinin deneysel sonuçlarla pek uyumlu olmadığını belirtmişler, duvara yakın bölgeye yönelik düzeltmeler içeren modelin deneylerle uyumunun daha iyi olduğunu görmüşlerdir [33]. İkincil moment tipi modellerin deneysel sonuçlarla daha uyumlu olduğu Dianat ve diğerleri tarafından yapılan çalışma da da belirtilmiştir [35].

Çarpan jetlerin türbülanslı akış şartlarındaki modellemesine yönelik olarak standart $k-\epsilon$ modeli ve düşük Reynolds sayısı modellerde oldukça yaygın

kullanılmıştır. Gibson ve Harper tarafından $k-\xi$ modeli kullanılarak yapılan çalışmada modelin standart $k-\epsilon$ modelinden daha iyi sonuçlar verdiği ancak türbülans kinetik enerji üretimini olduğundan fazla gösterdiği görülmüştür [36].

Sınırsız çarpan jetlerin yanısıra sınırlı türbülanslı jetlerde sayısal olarak incelenmiştir. Hosseinalipour ve Mujumdar sınırlı jetlerle yaptıkları çalışmada durma bölgesi Nusselt sayılarını düşük Reynolds sayılı bir model kullanarak belirlemişlerdir [37]. Yine sınırlı jetlerle Wang ve Mujumdar tarafından yapılan bir başka çalışmada farklı düşük Reynolds sayılı modeller test edilmiş modellerin yüksek jet plaka mesafelerinde daha iyi sonuçlar verdiği gözlemlenmiştir [38].

2.4. Arttırılmış Isı Transferi Çalışmaları

Çarpan jetlerle ilgili yukarıda bahsedilen deneysel çalışmalardan bazıları da arttırılmış ısı transferi kapsamında değerlendirilebilir. Aşağıda verilecek çalışmalarda ise aktif ve pasif ısı transferi arttırım tekniklerinin doğrudan uygulandığı çalışmalar açıklanmıştır.

Pasif tekniklerden kanatçıklı yüzeyler kullanımına örnek teşkil eden elektronik elemanların soğutulmasına yönelik yaptıkları çalışmada Hollworth ve Durbin, düz plaka üzerine jet dizileriyle soğutulmak üzere $25 \times 25 \times 6.25$ mm boyutlarında dikdörtgensel bloklar yerleştirmişler, bloklardan bazılarının ısıtılması ve bunların plakanın değişik yerlerine yerleştirilmesi yoluyla hem ısıtılan bloklardaki yerel ısı transferi karakteristiklerini hem de ısıtılan ve ısıtılmayan bloklar arasındaki boşluktaki ısı transferi karakteristiklerini ısıtılan plakanın konumuna bağlı olarak incelemişlerdir. Ayrıca yapılan basınç ölçümlerinin sonucunda, toplam basınç düşümünün %90'a yakın bir kısmının orifis boyunca olduğunu belirlemişlerdir. Çarpan jet dizileri kullanılarak yapılan soğutmanın, benzer koşullar altında kanal akışıyla soğutmaya oranla %50 daha yüksek taşınım ısı transferi katsayıları verdiği görülmüştür [39].

Aktif arttırılmış ısı transferi metodlarında sistemde elektrik, akustik alanlar ve titreşim oluşturmak için dışarıdan güç kullanımı söz konusudur. Liu ve Sullivan, hoparlörler vasıtasıyla $H/D \leq 2$ mesafelerinde akustik olarak uyarılmış jetlerin ısı transferi ve akış özelliklerini inceledikleri deneysel çalışmada uyarılma frekansının duvar jeti bölgesindeki ısı transferine etkisini belirlemişlerdir. Frekansa bağlı olarak akışın, değişen özelliklerinin de duman gözlemlene tekniği kullanılarak belirlendiği çalışmada, sonuçlar, duvar jeti bölgesinde uyarılma frekansının doğal frekansa yakın olduğu durumlarda bir ısı transferi artımının meydana geldiğini, uyarılma frekansının harmonik altı frekansa yakın olduğu durumlarda ise yerel ısı transferinde bir azalma meydana geldiğini göstermiştir. Akış gözlemlene sonuçlarını kullanarak bu durum açıklanmıştır. Uyarılma frekansının doğal frekansa yakın olduğu durumlarda, vortex eşleşmesinin çok sayıda küçük boyutta türbülans içeren yığın edi üretmesi sonucu ısı transferinde arttırım olmuş, uyarılma frekansının doğal frekansın harmonik altı frekansına yakın olduğu durumlarda ise büyük boyutta kuvvetli vortekslerin sınır tabakası ayrılmasına sebep olduğu görülmüş bu etki sonucunda ısı transferinde azalma meydana gelmiştir [40].

Aktif ısı transferi arttırım teknikleri su jetlerinde de kullanılmıştır. Sheriff ve Zumbrunnen su jetleri kullanarak yaptıkları çalışmada sinüzoidal ve kare dalga formlarının taşınımına ısı transferine etkisini incelediler. Bu tür bir akış sağlamanın jet çıkışında bir instabilite oluşturabileceği, durgunluk bölgesinde kaotik bir akışkan hareketi sağlayabileceği ve sınır tabakasının yenilenmesine sebep olabileceği bunun da taşınımına ısı transferini etkileyeceği düşünülerek yapılan çalışma sonucunda sinüzoidal dalga formundaki akışla elde edilen Nusselt sayılarının kararlı akışa oranla daha düşük olduğu gözlemlenmiş, bunun sebebi kendilerinin yaptığı teorik çalışmadan elde edilen sinüzoidal dalga formları için sınır tabakası kalınlığının kararlı jetlere oranla daha yüksek olmasıyla açıklanmıştır. Kare dalga formlarında ise belli frekanslarda Nusselt sayısında %33' e varan oranlarda artışlar görülmüş bu durum sınır tabakası yenilenmesiyle açıklanmıştır [41].

Isı değiştirgeçlerinde çok yaygın şekilde kullanılan kanatçıklı yüzeyler elektronik elemanların çarpan jetlerle soğutulması uygulamalarında da kullanılmıştır. Değişik çapta ve sayıda lüle ve lüle dizileriyle yaptıkları çalışmada Brignoni ve Garimella kanatçıklı yüzeylerin ortalama taşınımla ısı transferi katsayılarını düz yüzeylerle değişik parametrelere bağlı olarak karşılaştırmışlardır. Çarpma jetlerinin optimizasyonuna yönelik bir çaba olarak, kanatçıklı ve düz durum için ortalama taşınımla ısı transferi katsayılarının Re sayısı, hava debisi, basınç düşümü ve pompa gücüyle değişimi incelenmiştir. Sabit Re sayısında büyük çaplı tek lülelerin ($D \geq 6.35 \text{ mm}$) kanatçıklı yüzeyde daha iyi ısı transferi performansı gösterdiği, sabit hava debisinde karşılaştırma yapıldığında ise daha küçük çaplı lülelerin daha iyi performans gösterdiği belirlenmiştir [42].

Yukarıda bahsedilen çalışmanın devamı niteliğindeki deneysel çalışmada El Sheikh ve Garimella farklı kanatçıklı yüzeyleri jet dizileriyle soğutmuşlar, kanatçık yüksekliği ve taban alanının etkisini incelemişlerdir. Sonuçları kanatçıksız durum için, aynı Re sayısı ve aynı kütlesel debi için karşılaştırmışlardır. Ayrıca tek jet ve jet dizileri ile verim değişimi de incelenmiştir. Test edilen bütün durumlar için sabit Re sayısında, tek jetlerin aynı lüle çapındaki jet dizilerine oranla daha düşük taşınımla ısı transferi katsayısı değerleri verdiği görülürken, karşılaştırma aynı toplam kütlesel debide yapıldığında tek jetlerin daha yüksek taşınımla ısı transferi katsayısı değerleri verdiği gözlemlenmiştir. Yüksek kanatçıkların ve küçük jetler arası mesafenin kullanıldığı durumdaki ısı transferi kanatçıksız yzeeye göre en yüksek değeri vermiştir [43].

Sınır tabakasının şekli ve kalınlığı ısı transferi ve akış özelliklerini etkileyen önemli bir faktördür. Çarpan jetlerde, jetin çıkıştaki hız profilinin ısı transferini etkilediği ayrıca basınç düşümünün büyük bir kısmının lüle içerisinde gerçekleştiği bilinmektedir. Bahsedilen durumların toplam etkisini belirlemek amacıyla Brignoni ve Garimella 3.18 mm çapında lleler kullanarak lüle giriş eğiminin ısı transferi ve basınç düşümüne etkisini incelemişlerdir. Tanımlamış

oldukları performans katsayısı($h_{ave}/\Delta P$) ile lüle giriş eğiminin toplam etkisini belirlediler. Yerel taşınım ile ısı transferi katsayılarını hesaplayabilmek için sadece 1 adet 36 gauge T tipi ısı çift ve travers mekanizması kullandılar. Lüle girişini eğimlendirmek suretiyle taşınım ile ısı transferi katsayısı basınç düşümü oranında %30'a varan artışlar elde etmişlerdir [44].

Özellikle ısı değiştirgeçlerinde kanal içerisindeki akış içerisinde akışta dönmeler oluşturacak parçalar yerleştirilmesi çok yaygın bir uygulamadır. Çarpan jetlerde de benzer mekanizma ile ısı transferi arttırımı ihtimalini araştırmak için Lee ve diğerleri türbülanslı akımda dairesel jetleri kullanarak, lüle çıkışına eklenen spiral oluşturunucuların ısı transferine etkisini incelemişlerdir. Re sayısının 23000 değerinde sabit tutulduğu çalışmada H/D oranları 2'den 10'a kadar değiştirildi, dört farklı spiral sayısında yerel ve ortalama taşınım ile ısı transferi katsayıları için ölçümler yapılmış, sonuçlar spiral oluşturunucular kullanılmayan durumlarla karşılaştırılmıştır. $H/D = 2$ değeri için ortalama Nu sayılarının spiral kullanılan akımda daha yüksek olduğu gözlenmiş, ancak $H/D \geq 10$ durumunda spiral etkisinin yok olduğu sonucuna ulaşılmıştır [45].

Benzer mantıkla, Zhou ve Lee, lüle çıkışından önce yerleştirilen, ağ yapının akış karakteristiklerini değiştireceğini bunun da ısı transferini etkileyeceğini düşünerek, lüleden önce farklı yoğunlukta ağ yapıları yerleştirerek deneyler yaptılar. Sonuçlar ağ yapının durma bölgesindeki ısı transferini $H/D < 4$ değerleri için az da olsa arttırdığını fakat daha büyük H/D değerlerinde ağ yapının arttırdığı türbülans yoğunluğu, jet momentumunun azalmasıyla dengelenmiş ve düz duruma göre daha düşük ortalama Nusselt sayıları elde edilmiştir [46].

Çarma plakası üzerinde kanatçıklı yüzeyler eklenmesine ek olarak, fazla alan arttırımı veya azalmasına sebep olmayan çıkıntı ve çukurlukların etkisi de arttırılmış ısı transferi çalışmaları kapsamında incelenmiştir. Ekkad ve Kontrovitz çarpma plakası yüzeyinde oluşturdukları kare ve üçgen dizilimli

farklı derinlikteki çukurlukların ısı transferine etkisini inceledikleri çalışmada çapraz akış etkisinde dairesel jet dizilerini kullanmışlardır. Bulguları, kullanılan çukurlukların bulunduğu çarpma yüzeyinin düz yüzeye oranla taşınım ile ısı transferi değerlerinde bir azalmaya sebep olduğunu göstermiştir [47].

Benzer şekilde, çarpma plakası üzerinde oluşturulan 19.9x19.9x6.4mm boyutlarında bir çıkıntılı yüzeyin kullanıldığı çalışmada Fleischer ve Nejad çıkıntılı yüzeyde elde edilen Nu sayısı değerlerini düz yüzey ile karşılaştırmışlardır. Değişik çapta dairesel jetlerin kullanıldığı çalışmada Nu sayısında düz yüzeye karşılaştırıldığında %5 ile %15 arasında değişen artışlar gözlemlenmiş, artışların azalan Re sayılarında ve artan jet çaplarında daha belirgin olduğu görülmüştür [48].

Royne ve Day jet dizileri ile yaptıkları çalışmada orifis tipi jetlerin çıkış açılarını ve kalınlığını değiştirerek bunun basınç düşümü ve ısı transferine etkisini incelemişlerdir. Çıkışa doğru daralan orifis tipi jetler ile daha yüksek ortalama ısı transferi elde edildiği ayrıca daha büyük orifis kalınlığına sahip jetlerle daha düşük basınç düşümleri oluştuğunu belirttiler [49]. Yine jet dizileriyle yapılan bir çalışmada Yan ve diğerleri çarpma plakası üzerine açılı olarak yerleştirilen çıkıntıların ısı transferine etkisini sıvı kristal ölçüm tekniği kullanarak incelemişlerdir. Yerleştirme açısına bağlı olarak ısı transferinde artma ve azalmalar görülürken en yüksek ısı transfer artımı 45 derece açıyla eşit aralıklarla yerleştirilmiş çıkıntılarla elde edilmiştir [50].

Literatür araştırmasından da görüleceği gibi, çarpan jetlerle ilgili bir çok deneysel ve sayısal çalışma gerçekleştirilmiştir. Mevcut çalışmada, ilk olarak daha önce çok az incelenmiş olan, çarpan jetlerde doğal taşınımın yerel ve ortalama ısı transferine etkisi, deneysel ve sayısal olarak araştırılmıştır. Literatürde çok farklı jet geometrileriyle çalışılmıştır. Ancak bunların sistematik bir şekilde birarada aynı şartlarda karşılaştırılması pek yoktur. Bu amaca yönelik olarak farklı jet çıkış geometrileri ve en-boy oranlarına sahip

jetler aynı kütleli debiler kullanılarak deneysel ve sayısal olarak incelenmiş performansları karşılaştırılmıştır. Çarpan jetlerle elde edilen ısı transferi ve akış alanı birbiriyle çok ilgilidir. Çalışmamızda, bu sebeple dairesel ve eliptik jetler için ayrıntılı LDA ve basınç ölçümleri yapılmış bu sayede hem bu geometrilerin benzerlik ve farkları ortaya konmuş, ayrıca ısı transferi sonuçlarını yorumlamada kullanılabilecek veriler elde edilmiştir.

3. DENEY DÜZENEKLERİ VE ÖLÇÜM TEKNİKLERİ

Bu bölümde deneysel çalışmanın gerçekleştirildiği deney düzenekleri, çarpma plakası düzenekleri, hız ve türbülans ölçümleri için kullanılan Lazer Doppler Anemometrisi(LDA) ölçüm tekniği ve ayrıca sıcaklık ölçümü için kullanılan sıvı kristal termografi yöntemi ve kalibrasyonu ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

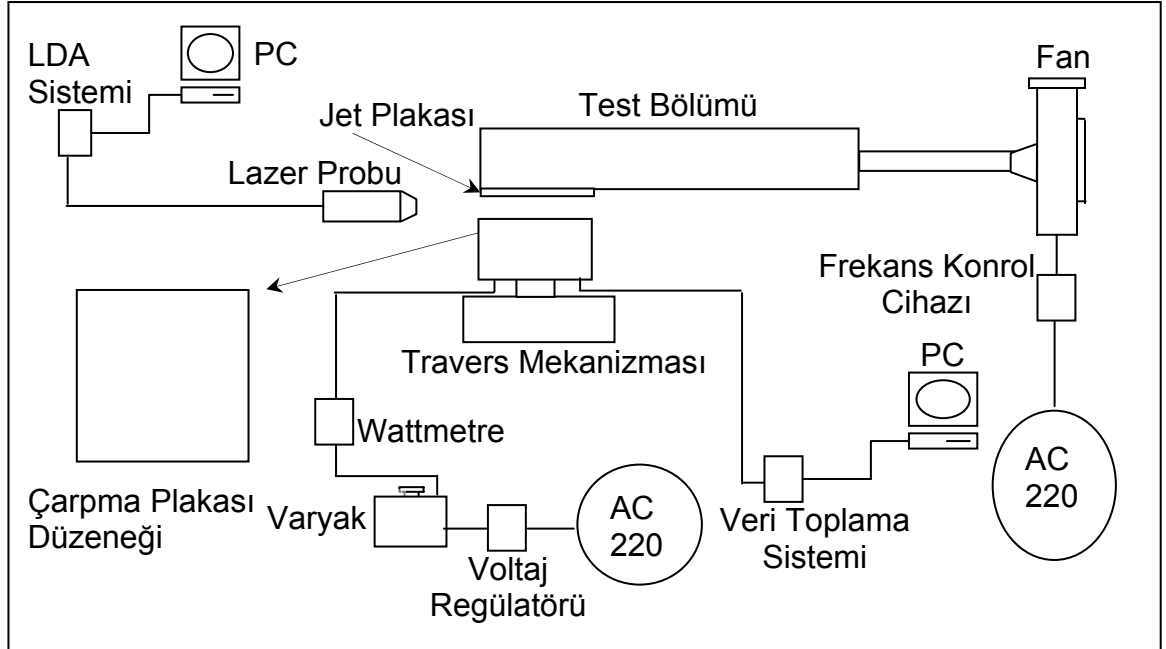
3.1. Genel Deney Düzeneği

Çalışma kapsamında çarpan akışkan jetleriyle deneyler Gazi Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü Lazer Doppler Laboratuvarında yapılmıştır. Laboratuvarda, deneylerde kullanılan ölçüm tekniklerinin gerektirdiği bazı düzenlemeler yapılmıştır. Bu bağlamda, LDA ölçüm tekniğinde kullanılan atomize yağın çevreye yayılımını önlemek üzere laboratuvarda, içerisinde deney düzeneğinin, travers mekanizmalarının ve lazer probunun da bulunduğu kapalı şeffaf bir bölme oluşturulmuştur. Kapalı bölme 280x380x250 cm boyutlarındadır. Bu bölmenin oluşturulması birkaç aşamada gerçekleştirilmiştir. Önce laboratuvar içerisinde belirtilen hacmin etrafında ahşaptan iskelet yapı oluşturulmuş, daha sonra bu ahşap boyanmıştır. Son olarak bölmenin şeffaflığını sağlayabilmesi için iskelet yapı akrilit adı verilen pleksiglass benzeri şeffaf bir malzemeyle kaplanmıştır. Kaplama işleminde 1x2 m boyutlarında 3 mm kalınlığında akrilit levhalar ahşap iskelet üzerine vidalar yardımıyla sabitlenmiştir. Şeffaf kapalı bölme içerisine üzerinde lazer probunun da yerleştirildiği travers mekanizması, üzerine deney düzeneğinin kurulu olduğu masalar ve bitirilen deney düzeneği yerleştirilmiştir. Şeffaf bölmenin üst tarafında çok küçük bir açıklık bırakılarak içerisinde bulunan travers mekanizması ve laser probunun bağlantı kabloları geçirilmiştir. Buna ek olarak sıvı kristallerle yapılacak sıcaklık ölçümlerinin hassasiyeti açısından laboratuvar pencereleri koyu renk bir boya ile boyanmış daha sonrada siyah kartonlarla kapatılmıştır. İlerleyen bölümlerde bahsedilecek olan deneysel çalışmaların gerçekleştirildiği düzenek ve LDA ölçüm sisteminin laboratuvar

içerisindeki şematik görünümü Şekil 3.1’de verilmiştir. Deneylerde ihtiyaç duyulacak hava debilerini sağlamak üzere $1800 \text{ m}^3/\text{saat}$ kapasiteli, üç fazlı bir fan kullanılmıştır. Orijinali kare olan fan çıkışı deney düzeneği tasarımına uygun olarak dairesel hale getirilmiştir. Fan çıkışına boyu 70 cm, iç çapı 2 cm dış çapı 2.2 cm olan istenildiğinde kolayca çıkarılıp takılabilen bir boru yerleştirilmiştir. Boru, fan çıkışındaki havayı orifis tipi jetlerin bulunduğu test bölümüne aktarma görevinin yanı sıra, üzerinde fan çıkışından itibaren 60 cm mesafede açılan 7 mm çapındaki bir delik vasıtasıyla da sıcak tel tipi bir anemometre vasıtasıyla da tam gelişmiş şartlarda hız ölçümünü mümkün kılmaktadır. Deneylerde hız ve türbülans ölçümü için LDA sistemi kullanılmıştır. LDA ölçüm sistemiyle ilgili ayrıntılı bilgi ölçüm teknikleri bölümünde ayrıntılı olarak verilmiştir. Deneylerimizde çok farklı hızlarda çalışılmıştır. Bu nedenle fan debisinin bir şekilde ayarlanabilmesi gerekmektedir. Bu, fan çıkışına açıklığı ayarlanabilir bir vana ile gerçekleştirilebilir. Ancak bu yöntem istenen farklı debileri sağlamakta çok verimli olmayabilir. Bu sebeple deneylerde fana bağlanabilen Siemens, Cinamics G110 marka bir frekans kontrol cihazı kullanılmıştır. Duvara monte edilen frekans kontrol cihazının tek fazlı, fanın ise üç fazlı olması sebebiyle bağlantılarında gerekli ayarlamalar yapılmıştır. Frekans kontrol cihazı 0-50 Hz aralığında çalışmakta ve 1Hz’ e kadar değişikliklere hassasiyet göstermektedir. Her bir frekansa karşılık gelen jet çıkış hızları LDA ölçüm sistemiyle elde edilmiştir. Boru çıkışına, orifis tipi jet plakalarının da monte edildiği test bölümü yerleştirilmiştir. Test bölümüne monte edilen orifis tipi jeti bulunduran plakanın tam altına çarpma plakası düzeneği ve travers mekanizması yerleştirilmiştir. Aşağıdaki bölümde test bölümü ve çarpma plakası düzeneklerinin imalatı ve özellikleriyle ilgili ayrıntılı bilgi verilmiştir.

Ortalama ve yerel ısı transferi deneylerinde sisteme verilen elektriksel güç, alternatif akım elektrik kaynağına bağlı bir varyak ve GWINSTEK-GPM8212 marka bir wattmetre kullanılarak ayarlanıp kontrol edilmiştir. Şehir cereyanındaki voltaj değişimlerinin etkisinin en aza indirilmesi için, alternatif akım kaynağı ile varyak arasında bir statik voltaj regülatörü kullanılmıştır. Isıl

çift sıcaklık değerleri Agilent 34980A model bir veri toplama sistemiyle elde edilmiştir.



Şekil 3.1. Genel deney düzeneği

3.1.1. Test bölümü

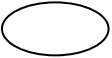
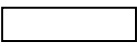
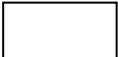
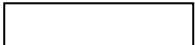
Boru çıkışına monte edilen test bölümü birkaç farklı amaca hizmet etmektedir. Test bölümü 1 cm kalınlıktaki şeffaf pleksiglas malzeme kullanılarak imal edilmiştir. Test bölümünün bütün parçaları vidalarla birbirine tutturulduğu için zaman içinde yapılan değişiklikler kolayca gerçekleştirilebilmiştir. Üzerinde değişik orifis tipi jetleri bulunduran 20 cm uzunluğundaki ve 12 cm enindeki parça bütüne dokunmaksızın takılıp çıkarılabilecek durumda imal edilmiştir. Böylece farklı geometriye sahip jetlerin kolayca test bölümüne monte edilmesi mümkün olmuştur. İmalatı yapılan test bölümünün uzunluğu 80 cm olup kare kesitlidir. Kare kesitin iç alanı 10x10 cm'dir. Test bölümü girişindeki kare kesit ortasında açılan deliğe fan çıkışından sonraki boru yerleştirilmiştir. Bu delik vasıtasıyla test bölümü fan çıkışındaki boruya kolayca bağlanabilmektedir. Test bölümünün üzerinde

hava girişinden 55 cm mesafede açılan iki delik vasıtasıyla da deneylerde kullanılan havanın giriş sıcaklığı ve test bölümü basıncı ölçülebilmektedir. Test bölümünün bu geometrik yapısı sonucu fandan gelen hava jetlere girmeden önce neredeyse sıfır hıza ulaşmakta ve jet çıkışında hemen hemen uniform bir hız elde edilmesi mümkün olmaktadır. Test bölümü bu özelliği sebebiyle bir sönümlleme odası görevi de yapmaktadır. Ayrıca bu şeffaf malzeme sayesinde termokromik sıvı kristal fotoğraflarının yüzeye dik bir açıdan çekilmesi sağlanmıştır.

3.1.2. Orifis tipi jetler

Orifis tipi değişik geometriye sahip jetler lazerle kesme yöntemiyle üretilmişlerdir. Jetler 20x12cm boyutlarında ve 3 mm kalınlığındaki şeffaf pleksiglass plaka üzerinde merkezleri plakanın bir ucundan ve yanlarından 6 cm mesafede olacak şekilde lazerle kesme yöntemiyle imal edilmişlerdir. Orifis kalınlığı 3 mm olarak seçilerek uniform hız kabulündeki hız profilindeki gelişmeden dolayı olan hatalar en aza indirilmiştir. Orifis tipi jetleri bulunduran plakalarda test bölümüne kolayca monte edilebilecek şekilde vida delikleri açılmıştır. İmal edilen orifis tipi jetlerin geometri ve boyutları aşağıdaki Çizelge 3.1’de gösterilmiştir. Deneylerde 9 farklı jet geometrisi kullanılmıştır. Dairesel jetin çapı 10 mm’dir ve EJ1 olarak adlandırılmıştır. Dairesel jetle aynı alan ve eşdeğer çapa sahip büyük eksen – küçük eksen oranları sırasıyla 2 ve 4 olan iki adet eliptik jet imal edilmiştir. Bunlar EJ2 ve EJ4 olarak adlandırılmışlardır. En – boy oranları 1, 2, ve 4 olan 3 adet dikdörtgen kesitli jet, dairesele jetle aynı hidrolik çapa sahip olacak şekilde imal edilmiştir. Bunların isimlendirilmeleri sırasıyla RD1, RD2, RD4 şeklinde yapılmıştır. Bunlara ek olarak en – boy oranları 1, 2, 4 olan üç adet jet daha imal edilmiştir. Bu jetlerin özelliği dairesele jetle aynı kesit alanına sahip olmalarıdır. Tabiki bu sebeple eşdeğer çapları dairesele jetin eşdeğer çapından farklıdır. Bu jetlerin isimlendirilmesi sırasıyla RA1, RA2, RA4 olarak yapılmıştır. Bu kadar farklı geometrilerin birbiriyle karşılaştırılmaları aynı kütleli debi kullanılarak yapılmıştır.

Çizelge 3.1 Jet geometrileri ve boyutları

İSİM	GEOMETRİ	ALAN (mm ²)	KISA EKSEN (mm)	UZUN EKSEN (mm)	EN-BOY ORANI	Deş (mm)
EJ1		78.54	10	10	1	10
EJ2		78.54	7.08	14.16	2	10
EJ4		78.54	5	20	4	10
RA1		78.54	8.88	8.88	1	8.88
RA2		78.54	6.28	12.56	2	8.37
RA4		78.54	4.44	17.76	4	7.10
RD1		100	10	10	1	10
RD2		112.50	7.5	15	2	10
RD4		156.25	6.25	25	4	10

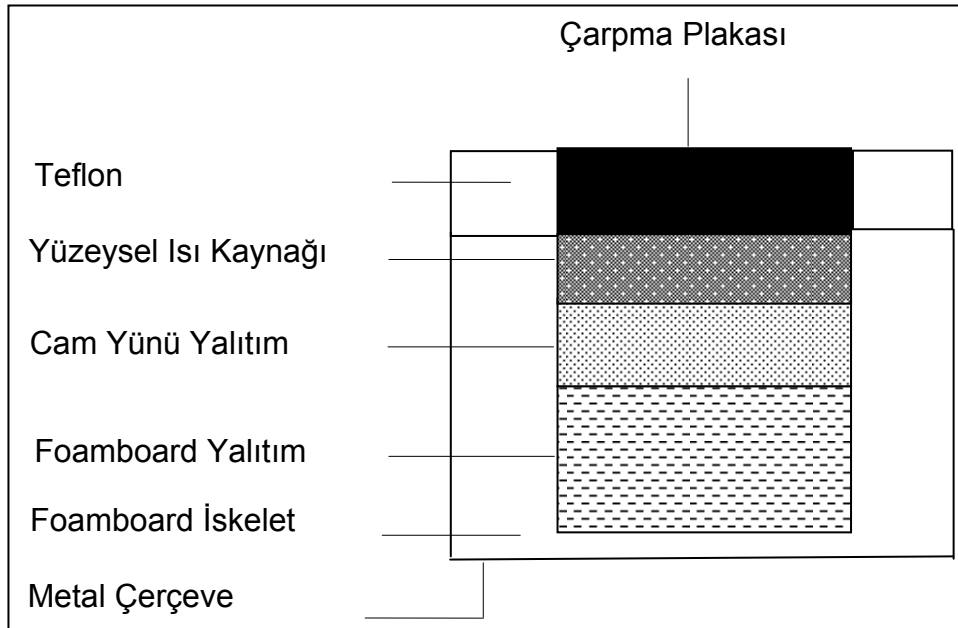
3.1.3. Çarpma plakası düzenekleri

Çalışma kapsamında, çarpan akışkan jetleriyle oluşturulan yerel ve ortalama ısı transferi karakteristikleri incelenmiştir. Buna ek olarak çarpma plakası üzerinde basınç ölçümleri yapılmıştır. Bahsedilen özelliklerin tek bir çarpma plakası düzeneğiyle incelenmesi mümkün değildir. Bu sebeple ortalama ısı transferi, yerel ısı transferi ve basınç düşümü ölçümlerinde kullanılmak üzere üç farklı çarpma plakası düzeneği üretilmiştir. Aşağıda bu üç çarpma plakası düzeneğiyle ilgili bilgiler verilmiştir.

Ortalama ısı transferi ölçümleri için çarpma plakası düzeneği

Termokromik sıvı kristallerin kalibrasyonu ve ortalama taşınım ısı transferi katsayılarının belirlenmesinde kullanılacak çarpma plakası düzeneği Şekil 3.2’de görülmektedir. Çarpma plakası bakır malzemeden 10x10 cm boyutlarında ve 5 mm kalınlığındadır. Bakır plaka, yüksek ısı iletkenliği sebebiyle seçilmiştir. Radyasyon kayıplarını azaltmak amacıyla parlatılan plakanın emisivitesi 0,04’tür. Plaka merkezinden itibaren her iki yöne doğru 5 mm aralıklarla toplam 19 adet ısı çifti yerleştirilmiştir. Isıl çiftlerin yerleştirilebilmesi için plaka yüzeyinde matkap ve komparatör yardımıyla 2 mm çapında ve 4.8 mm derinliğinde delikler açılmıştır. Böylece ölçülen sıcaklığın, Nu sayısı hesaplamalarında kullanılması gereken yüzey sıcaklığı değeriyle hemen hemen aynı olması sağlanmıştır. Bu deliklere yerleştirilen 30 gaugelik T tipi ısı çiftler yüzeye gümüş alaşım ısıyı ileten elektriği iletmeyen yapıştırıcılar vasıtasıyla tutturulmuştur. Isıl çift tellerinin uçlarının birleştirilmesi bir ara birleştirme malzemesi kullanılmadan fakültedeki ark kaynağı makinası kullanılarak yapılmıştır. Bu işlem esnasında ısı çift uçlarının mümkün olduğu kadar küçük olmasına dikkat edilmiş, istenen boyuttan çok büyük uçlar oluştuğunda uçlar kesilip tekrar kaynaklama yapılmıştır.

Bakır plakanın alt kısmına istenen ısı akısını verebilmek için 5x10 cm boyutlarında yaklaşık 2 mm kalınlıkta, toplam gücü 40 W olan iki adet silikon kauçuk ısıtıcı yapıştırılmıştır. Isıtıcıların altına ise yalıtım amaçlı 1.5 cm kalınlığında cam yünü ve 6 cm kalınlığında foamboard yerleştirilmiştir. Bakır plakanın yan yüzeylerinden olan ısı kaybını önlemek içinde yan yüzeyler 5 mm kalınlıkta 15x15 cm boyutlarında ortasında bakır plaka boyutunda delik olan teflon plaka ile yalıtılmıştır. Bahsedilen plaka, ısıtıcılar ve yalıtım yaklaşık boyutları 15 x15 x 8 cm olan bir iskelet içerisine yerleştirilmiştir. Yine de alt ve yan yüzeylerden olabilecek ısı kayıplarını hesaplayabilmek üzere, bu yüzeylerin iç ve dış merkezlerine birer adet ısı çifti yerleştirilmiştir. İskelet üç boyutlu başka bir travers mekanizması üzerine sabitlenmiştir. Mekanizma, jet deneylerinde çok önemli olan jet – plaka arası mesafenin ayarlanmasında kullanılmasının yanısıra, yatay yöndeki hassas hareketi sayesinde plaka üzerindeki basınç dağılımlarının belirlenmesinde de kullanılmaktadır. Mekanizmanın yatay düzlemde kontrolü istenildiği takdirde bir motor vasıtasıyla da sağlanabilmektedir ve hassasiyeti 0.2 mm'dir. Taşınım ısı transferi katsayısının hesaplanmasında kullanılan ısı çiftleri ve ayrıca ortam hava sıcaklığını ölçen ısı çiftleri Agilent 34980A tipi bir veri toplama cihazına bağlanmışlardır. Kullanılan ısı çiftlerinin kalibrasyonu 0 ile 100 °C arasında yapılmıştır. Deneylerde taşınım ısı transferi katsayılarının belirlenmesi termokromik sıvı kristal yöntemiyle gerçekleştirilmiştir. Yukarıda özellikleri açıklanan bakır plaka düzeneği sıvı kristallerin kalibrasyonu için de kullanılmıştır. Termokromik sıvı kristallerle sıcaklık ölçüm yöntemi ve sistemin kalibrasyonu ilgili bölümde ayrıntılı olarak açıklanmıştır.

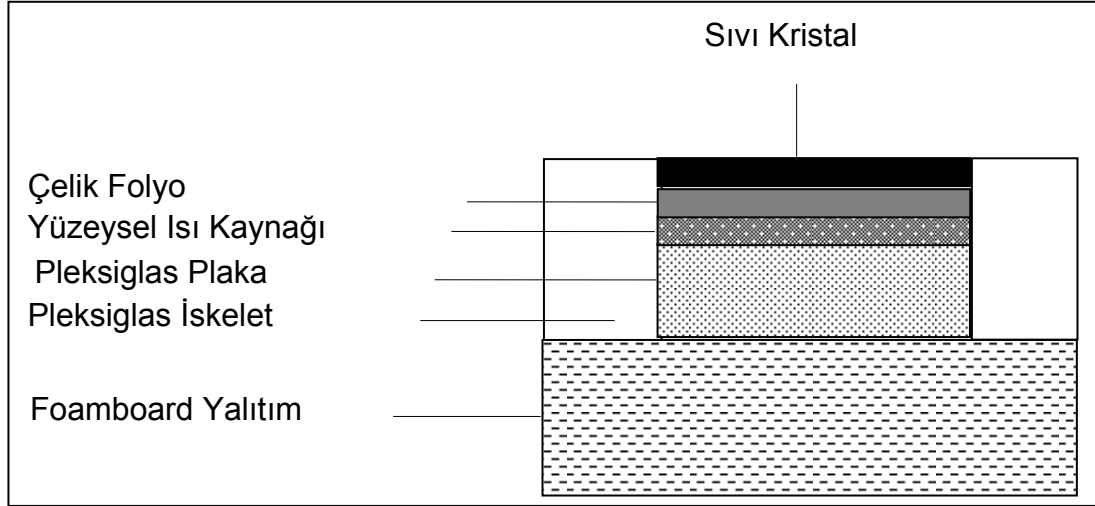


Şekil 3.2. Ortalama ısı transferi çarpma plakası düzeneği

Yerel ısı transferi ölçümleri için çarpma plakası düzeneği

Yüksek ısı iletkenliğe sahip kalın bir plaka ile, plakaya dik yöndeki ısı transferine ek olarak yanlara da kuvvetli iletimle ısı transferi sebebiyle (lateral conduction) yüzeye her noktada sabit ısı akısı verilmesi ve yerel ısı transferi ölçümlerinin yapılması mümkün olmamaktadır. Bu sebeple yerel ısı transferi ölçümleri için farklı bir çarpma plakası düzeneği imal edilmiştir. İmal edilen düzenek Şekil 3.3'te görülmektedir. Düzenekte, 0,05 mm kalınlığında bir paslanmaz çelik folyo ve onun üzerine yapıştırılmış 0,12 mm kalınlığındaki sıvı kristal tabakası çarpma plakasını oluşturmaktadır. Çelik folyonun altına kalınlığı 1 mm olan yüzeysel ısı kaynağı yerleştirilmiştir. Isı kaynağı, paslanmaz çelik folyo ve sıvı kristal Şekil 3.3'te görüldüğü gibi kalınlığı 5 mm olan bir pleksiglas plaka üzerine yapıştırılıp yerleştirilmiştir. Pleksiglas plaka, ısıtıcı, paslanmaz çelik folyo ve sıvı kristal 10x10 cm boyutlarındadır. Bahsedilen elemanlar 15x15x1 cm boyutlarındaki pleksiglas malzeme içerisinde lazerle kesilerek açılan 10x10x0,62 cm boyutundaki boşluğa yerleştirilmiştir. Bahsedilen pleksiglas iskelet ve içindekiler yalıtım amaçlı 6,5

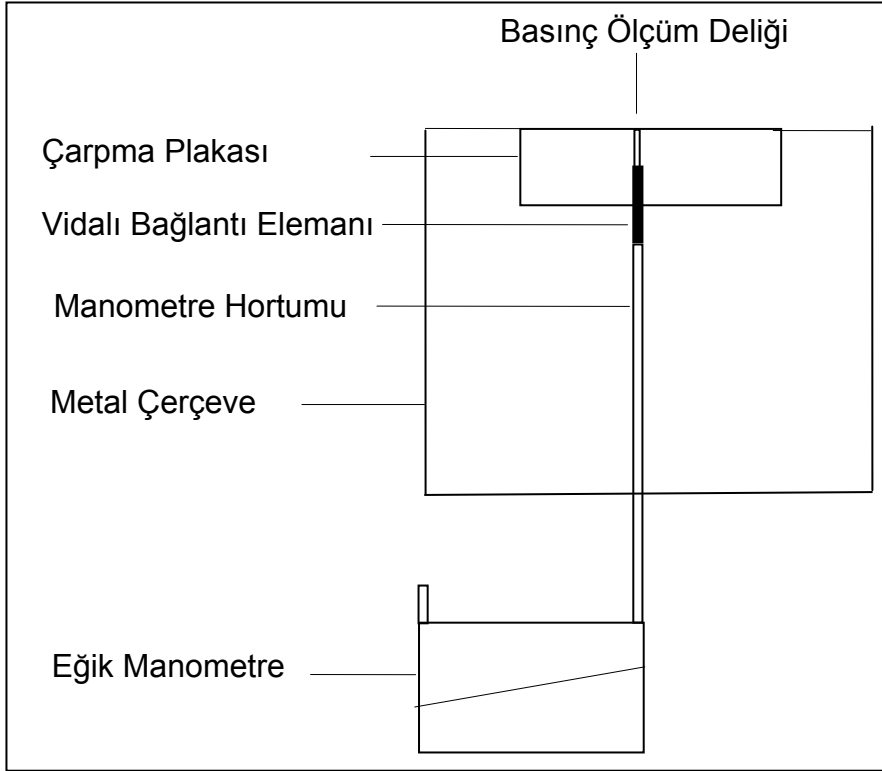
cm kalınlığındaki foamboarda yapıştırılmıştır. Alt yzeyden olan ısı kaybı pleksiglass alt yzeyine ve foam board yzeyine yerleştirilen iki ısılıştı kullanarak belirlenmiştir. Yan yzeylerden olan ısı kaybı sıvı kristalle yapılan deneylerdeki dűřük sıcaklıklar sebebiyle ihmal edilmiştir.



Şekil 3.3. Yerel ısı transferi çarpma plakası dűzeneėi

Basınç ölçűmleri için çarpma plakası dűzeneėi

Plaka űzerindeki basınç dűřűmlerini belirlemek amacıyla imal edilen çarpma plakası dűzeneėi Şekil 3.4'te gűrűlmektedir. űzerinde basınç ölçűmlerinin yapıldıėı bakır plaka 10x10 cm boyutlarında ve 5 mm kalınlıėındadır. Bakır plaka merkezinde kalınlıėı boyunca 1 mm çapında bir delik açılmıřtır. Plakanın alt tarafından 4 mm içeri doėru açılan deliėe 5 mm çapında ve 2 cm uzunluėunda içi boř bir vidalı baėlantı elemanı yerleřtirilmiřtir. Eėik manometreye baėlanan hortum, baėlantı elemanına geçirilmiřtir. Bakır plaka ve baėlantı elemanı bir metal ereve űzerine yerleřtirilmiřtir. Dikkat edileceėi űzere plaka űzerinde sadece bir delik açılmıřtır. Çarpma plakası dűzeneėi yukarıdaki bűlűmde bahsedilen travers mekanizması űzerine yerleřtirilmiř ve mekanizmanın kaydırılması sonucu çarpma noktasından itibaren istenilen mesafelerde basınç ölçűmleri yapılmıřtır.



Şekil 3.4. Basınç ölçümleri çarpma plakası düzeneği

3.2. Lazer Doppler Anemometri Ölçüm Sistemi

İlk olarak Yeh ve Cummins tarafından 1964 yılında icat edilip kullanılan Lazer Doppler Anemometri(LDA) otuz yılı aşkın bir süredir akışkanlar dinamiği çalışmalarında sıvı ve gaz hızlarının belirlenmesi için kullanılmaktadır. Akışa müdahale etmeksizin hız ölçümlerini mümkün kılan optik bir yöntem olması sebebiyle, özellikle fiziksel sensörlerin kullanılmasının zor olduğu yüksek sıcaklık ve dönen parçalar bulunduran uygulamalar için çok uygundur. Akışa müdahale etmemenin yanında kalibrasyon gerektirmemesi, aynı anda üç boyutta hız ölçümünü mümkün kılması, geri dönebilen akışları ölçme kabiliyeti ve yüksek çözünürlüğü sistemin diğer avantajlarıdır. Bahsedilen ölçümleri yapabilmek için atomize parçacıkların kullanıldığı sistem laminar ve türbülanslı akışlarda, aerodinamikle ilgili çalışmalarda, supersonik akışların incelenmesinde, sıvı

akışlarında, alev ve plazma gibi sıcak ortamlarda partikül hızlarının ölçümünde ve daha birçok yerde kullanılmaktadır.

3.2.1. Doppler etkisi ve belirlenmesi

Bir matematik profesörü olan Christian Doppler tarafından “bizden uzaklaşan yıldızların, bize ulaşan ışınları daha uzun dalga boylarına yani daha kırmızıya, bize doğru hareket eden yıldızlardan gelen ışınların dalga boyları ise, daha kısa dalga boylarına yani daha maviye kaydırılır” tabiriyle ifade edilen etki Doppler etkisi olarak adlandırılmıştır [51]. Yıldızlar çok yüksek hızlarla hareket ettiği için bu renk kaymaları standart spektroskopik metodlarla gözlenebilirken, daha düşük hızlarda bu etkinin gözlenme yöntemi lazer doppler anemometrisidir. Lazer ışını içerisinde geçen bir partikül, ışığı yansıtır. Bir fotodedektör yardımıyla bu ışığın bir kısmı yakalanıp ortalama enerjisi yani yeğirliği ölçülebilir. Yüksek frekanslı ışık dalgaları sözkonusu olduğunda ise en hızlı dedektörler bile çaresiz kalabilirler ve yansıyan ışığın anlık gücü veya frekansını ölçmek hemen hemen imkansızlaşır. Bu duruma çözüm olarak, eğer lazer ışını ikiye ayrılır ve bu iki ışın belli bir açıda kesiştirilir ve oluşan hacimden partikül geçirilirse fotodedektör iki bileşenden oluşan ışığı alacaktır. Her iki bileşen de partikülün hızı sebebiyle doppler kaymasına sahip olacak ancak kayma ışının yönüne de bağlı olacaktır. İki ışın belirli bir açıyla kesiştiği içinde yansıyan ışığın iki bileşeni farklı doppler kaymalarına sahip olacaktır. Bu nedenle fotodedektör yüzeyinde iki ışık bileşeni kesişecek ve titreşimli (pulsating) bir ışık yeğirliği oluşturacaktır. Bu oluşan titreşimli yeğirliğin frekansı ışığın elektrik alanının frekansının aksine çok yüksek değildir ve fotodedektör tarafından takip edilebilecek düzeydedir.

3.2.2. LDA sisteminin çalışma prensipleri

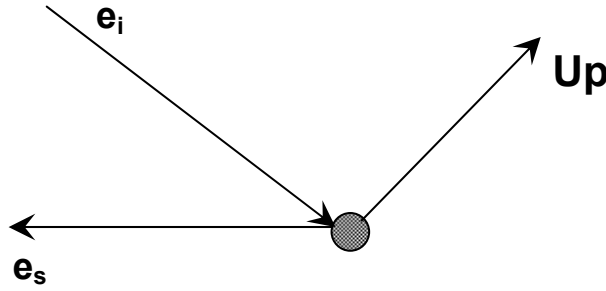
Yukarıdaki bölümde açıklanan Doppler etkisi LDA sisteminin temel çalışma prensibini oluşturmaktadır. Lazer tarafından üretilen lazer ışını, çok renkli ışın generatöründe eşit yeğirlikte ikiye ayrılır. Atomize yağ partikülü, aynı optik

özelliklere sahip iki lazer ışınının oluşturduğu hacimden geçtiğinde yansıtılan ışık dedektör vasıtasıyla alınır ve bu ışık her iki lazer ışınının bileşenlerini taşır. Doppler etkisi sebebiyle de yansıtılan ışık farklı frekanslara sahip ışık dalgalarından oluşacaktır. Bu bileşenler dedektörün yüzeyinde kesişirler. Bu iki bileşenin optik yörünge uzunluklarının farklılığı sebebiyle, dedektör yüzeyindeki bu kesişme atımlı, titreşimli ışık yoğunluğu oluşturur. Çıkış sinyali, aynı zamanda Doppler frekansı olan, iki ışının frekansları farkıyla titreşecektir.

LDA ölçüm sistemi farklı konfigürasyonlarda kullanılabilir. Bunlardan birisi, ileri veya yana yansıtma modu diye tabir edilen konfigürasyondur. Bu konfigürasyonda nakledici ve alıcı optikler farklı problemlerdir. Bu konfigürasyonun ayarlanmasının yapılması zordur ve sistem titreşimlere karşı çok hassastır. Bu çalışmadaki LDA sisteminin kullandığı konfigürasyon ise nakledici ve alıcı optiklerin aynı prob üzerinde bulunduğu geri yansıtma modu diye bilinen konfigürasyondur. Geri yansıtma modunun ayarının yapılması kolaydır ve kullanıcı açısından daha rahattır.

3.2.3. Hız hesaplama yöntemi

Hareket eden atomize partiküllerden yansıyan ışığın, Doppler kaymasını temel alan, Doppler etkisinin LDA ölçümlerinde önemli bir yere sahip olduğu belirtilmişti. Hareketli partikülden ışığın yansımalarını gösteren Şekil 3.5'te, Up partikül hızını, birim vektörler e_i ve e_s sırasıyla gelen ve yansıtılan ışığın yönündeki birim vektörleri göstermektedir.



Şekil 3.5. Hareketli partikülden ışığın yansıması

Işık normalde bütün yönlerde yansıtılmaktadır ancak burada gösterilen alıcının yönündeki yansıtılan ışıktır. Gelen ışığın hızı c ve frekansı f_i olmasına rağmen partikülün hareketi sebebiyle, Doppler teorisi kullanılarak alıcı dedektöre ulaşan ışığın frekansı aşağıdaki şekilde hesaplanabilir.

$$f_s = f_i \frac{1 - e_i \cdot (U/c)}{1 - e_s \cdot (U/c)} \quad (3.1)$$

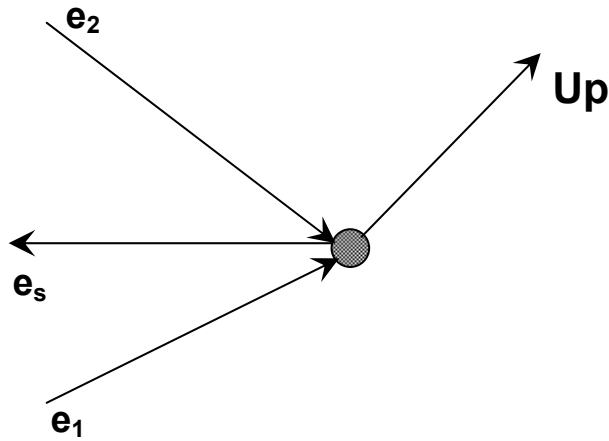
Süpersonik akışlarda bile partikülün hızı ışık hızıyla karşılaştırılamayacak kadar düşüktür. Bu durum göz önüne alınarak yukarıdaki ifade aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$f_s \cong f_i \left[1 + \frac{U}{c} \cdot (e_s - e_i) \right] = f_i + \frac{f_i}{c} U \cdot (e_s - e_i) = f_i + \Delta f \quad (3.2)$$

Yukarıdaki ifade de tek bilinmeyen partikül hızıdır ve teoride doppler kayması Δf 'in ölçülmesiyle elde edilebilir. Ancak pratikte bu frekans değişimi çok çok yüksek partikül hızları için ölçülebilir. Bu duruma bir çare olarak, kesişen iki lazer ışınından her iki ışıdan da özellikler taşıyan yansıyan ışık kullanılır. Böylece Şekil 3.6'da görüldüğü gibi gelen lazer ışıklarının ikisi de alıcı dedektöre doğru yansıtılır. Fakat bunlar lazer ışınlarının farklı açıları sebebiyle aşağıdaki farklı frekanslara sahiptirler.

$$f_{s,1} = f_1 \left[1 + \frac{U}{c} \cdot (e_s - e_1) \right] \quad (3.3)$$

$$f_{s,2} = f_2 \left[1 + \frac{U}{c} \cdot (e_s - e_2) \right] \quad (3.4)$$



Şekil 3.6. Hareketli partikülden gelen iki ışığın yansıması

Küçük frekans farklarına sahip iki dalga takımı üst üste gelirse, dalgaların birbirini güçlendirici veya zayıflatıcı şekilde etkilemesi sebebiyle tempo frekansı denilen olay meydana gelir. Tempo frekansı iki dalga frekansının farkına eşittir. Gelen iki dalga aynı lazer kaynağından çıktığı için

$$f_1 = f_2 = f_l \quad (3.5)$$

Dolayısıyla

$$\begin{aligned} f_D &= f_{s,2} - f_{s,1} \\ &= f_2 \left[1 + \frac{U}{c} \cdot (e_s - e_2) \right] - f_1 \left[1 + \frac{U}{c} (e_s - e_1) \right] \\ &= f_1 \left[\frac{U}{c} \cdot (e_1 - e_2) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{f_I}{c} [e_1 - e_2] \cdot |U| \cdot \cos(\varphi) \\
&= \frac{1}{\lambda} \cdot 2 \sin(\theta/2) \cdot u_x = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} u_x
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Eşitlikte θ , gelen lazer ışınları arasındaki açı ve φ , hız vektörü **Up** ile ölçüm yönü arasındaki açıyı göstermektedir. Görüldüğü gibi eşitlikte birim vektörler yoktur. Bu ölçülen frekansta alıcının konumunun doğrudan bir etkisinin olmadığını göstergesidir. Tempo frekansı veya Doppler frekansı olarak da bilinen f_D ışığın kendi frekansından çok küçük bir değerdir ve atomize partikülden yansıyan ışığın yoğunluğundaki salınımlar olarak ölçülebilir. Yukarıdaki denklemde de görüldüğü gibi Doppler frekansı partikül hızının x bileşeni ile doğru orantılıdır ve buradan hız şu şekilde hesaplanabilir:

$$u_x = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} f_D \tag{3.7}$$

Daha kolay bir canlandırma vasıtası olarak saçak modeli de kullanılabilir. Saçak modeli hız ve Doppler frekansı arasındaki ilişkinin belirlenmesinin bir başka yöntemidir. Saçak modeli, fiziksel olarak tamamen doğru olmasa da çift ışınlı sistemlerin bazı özelliklerinin açıklanması açısından uygun bir yöntemdir. LDA saçak modeli kesişen iki ışının yüksek ve düşük yoğunluklu iki saçak yapı oluşturduğu kabulünü yapar. Partikül bu saçak yapı boyunca hareket ettiğinde, yansıtılan ışık, partikül hızının saçak aralığına bölünmesiyle elde edilen bir frekans değerinde titreşir. Saçak aralığı gelen ışıkların dalga boyu ve aralarındaki açığa bağlı olarak:

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \tag{3.8}$$

Şeklinde ifade edilir. Saçaklar x eksenine dik konumlanmış durumdadır. Bu yüzden ölçüm hacminden geçen partikülden yansıyan ışığın yoğunluğu, partikülün x yönündeki hız bileşeniyle orantılı bir frekansla değişecektir.

$$f_D = \frac{u_x}{\delta_f} = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} u_x \quad (3.9)$$

Görüldüğü gibi bu ifade de yukarıda elde edilen sonucun aynısıdır.

3.2.4. LDA sisteminin temel bileşenleri

Geri yansıtma modunda çalışan 2 boyutlu LDA sistemi Resim 3.1’de gösterilen ve altta ayrıntılı olarak izah edilen temel elemanlardan oluşmaktadır.



Resim 3.1. LDA ölçüm sistemi

Lazer üretici

Lazer üretici olarak Melles Griot 543 serisi hava soğutmalı 300 mW çıkış gücünde Argon-Ion lazer sistemi kullanılmaktadır. Aşağıda resmi verilen lazer kaynağında üretilen ışıktan nakledici optikler vasıtasıyla farklı dalga boylarında çıktılar üretebilmektedir. LDV uygulamalarında kullanılan üç dalga boyundan 514.5 nm yeşil, 488.0 nm mavi, 476.5 nm mor lazer ışığı vermektedir. Hali hazırda iki boyutlu olan sistemde 514.5 nm dalga boyunda yeşil ve 488.0 nm mavi lazer ışığı elde edilmektedir. Lazer kaynağı yüksek miktarlarda ısı açığa çıkaran bir sistem olduğu için verimli soğutulması büyük önem taşır. Bu sebeple sistem bir santrifüj fan vasıtasıyla soğutulmaktadır.

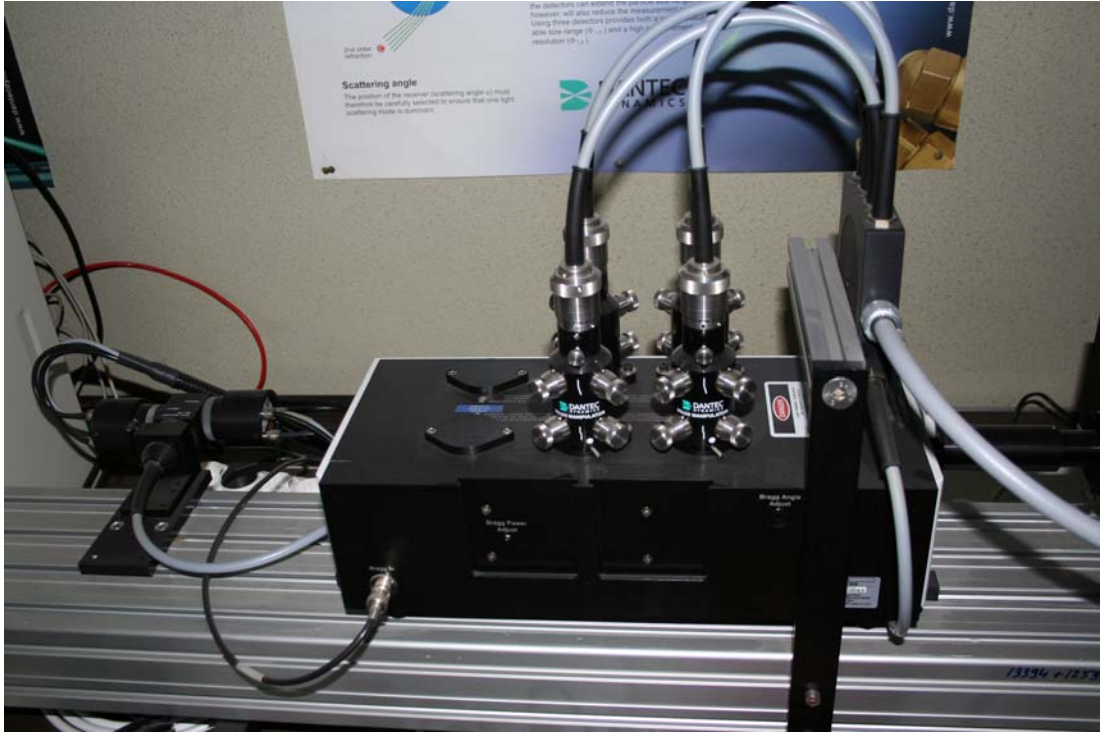


Resim 3.2. Lazer üretici

Çok Renkli Işın Jeneratörü ve manipulatörler

Sistem, frekans kaydırıcı (bragg cell), renk ayırıcı ve manipulatörlerden oluşmaktadır (Resim 3.3). Lazerden gelen ışın frekans kaydırıcıdan geçer.

Işının yarısı farklı bir yayılma yönüne sahip bir ışın haline getirilir ve gelen ışına göre 40 MHz kaydırılır. Frekans kaydırıcıdan gelen iki ışın yayıcı prizmadan geçerek renk bileşenlerine ayrılır. Böylece lazer kaynağından gelen ışın üç farklı renkte (yeşil, mavi, mor) ışın çiftlerine çevrilmiş olur. Kullandığımız sistem iki boyutlu olduğu için şu an sadece yeşil ve mavi renkte ışın çifti elde edilmektedir. Her bir renk bir hız bileşenini ölçmek için kullanılmaktadır. Her bir çiftteki ışınlardan biri frekans kaydırıcılar tarafından 40 MHz kaydırılmış durumdadır. Çok renkli ışın generatörünün bir başka görevi de lazer ışığını proba yönlendirecek manipulatörler için sağlam bir zemin teşkil etmesidir. Frekans kaydırıcının aktif olabilmesi için de çok renkli ışın generatörünün frekans kaydırıcılı bir sinyal işlemciye bağlı olması gerekmektedir. Lazer ışını optik kablo içerisine yönlendirildiğinde bazı parametreler önem taşır. Bunlardan en önemlileri lazer ışınının açısı ve konumudur. Şekilde görülen manipulatörler lazer ışığını merkezleyip fiber kablolardan yönlendirerek ışığın konum ve açısını optimize edip fiberoptik probtan en yüksek miktarda ışık elde edilmesini sağlarlar. Herbir bileşen için iki adet manipulatör bulunmaktadır. Dolayısıyla kullanılan iki boyutlu sistemde dört adet manipulatör mevcuttur. Manipulatörlerin üzerindeki dört vida yardımıyla dört farklı ayar yapılması mümkündür.

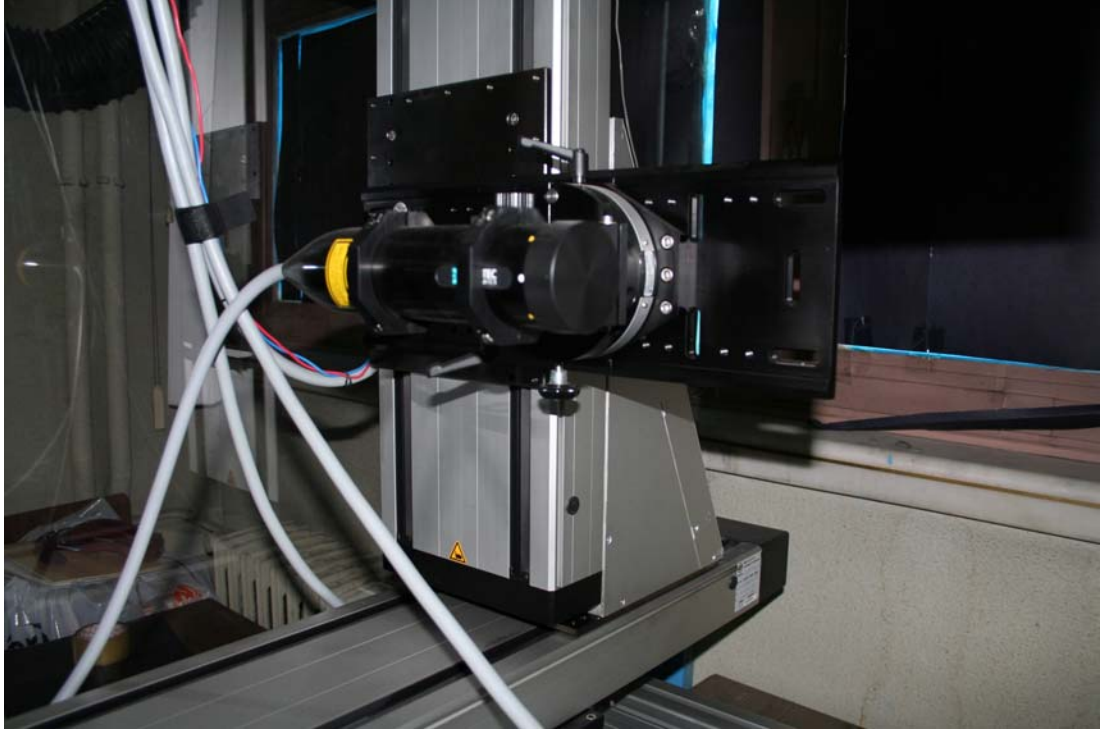


Resim 3.3. Çok renkli ışın jeneratörü ve manipülatörler

İki boyutlu fiber prob ve travers mekanizması

Resim 3.4 iki boyutlu fiber probu ve travers mekanizmasını göstermektedir. İki boyutlu LDA sisteminde kullanılan 60 mm'lik probalar geri yansıtma modunda akış ölçümleri yapabilmek için tasarlanmış fiber optik transdüserlerdir. Fiber prob manipulatörlere bağlanabilmek için dört fiber tapa, herbir ışın için bir tane olmak üzere toplam dört fiber kablo, içinde geri yansıtma modunu da barındıran çok modlu alıcı fiber, prob girişi, ve ön lensten oluşmaktadır. Sistemimizde kullanılan probun çapı 60 mm'dir. Odaklama mesafesi takılan lenslere bağlı olarak 400 mm veya 140 mm olabilmektedir. Ayrıca, prob hacmini azaltmak ve güç yoğunluğunu arttırmak için ışın genişleticilerle de birlikte kullanılabilir. Probda kullanılan optik parçalar akromatik olarak adlandırılan ve hem He-Ne hem de Ar-Ion lazerlerinden elde edilen renklerle doğru çalışabilecek özelliktedirler. Fiber

prob üç boyutlu bir travers mekanizmasına sabitlenmiştir. Travers mekanizması üç boyutta 0,01 mm hassasiyetle hareket edebilmektedir.



Resim 3.4. İki boyutlu fiber prob ve travers mekanizması

Atomize yağ üretici

Akışın içerisinde hız ölçmek için kullanılan atomize partiküller akışı iyi takip edebilmek için yeterince küçük olmalıdır, aksi takdirde akışkan hızı ve yönündeki değişiklikleri takip etmede gecikip zorlanabilirler. Resim 3.5'te görülen bu cihaz rezervuar içerisinde basınçlı hava yardımıyla atomize yağ elde edilmesi için kullanılmaktadır. TSI Model 9307-6 tipi atomize yağ üretici en iyi sonucu zeytinyağı kullanımında vermektedir. Atomize yağ üreticinin yüksekliği 27.4 cm, çapı 14 cm ve ağırlığı 3.9 kg'dır. Atomize edilen partiküllerin çapı 1 mikro metre civarındadır. Yağı atomize etmede kullanacağımız basınçlı hava kompresörden elde edilmektedir. Sistem atomize yağ partikülleri üretmek için laskin lülelerini kullanmaktadır. Yağ hazneye yerleştirildikten sonra, lülelere basınçlı hava uygulanmaktadır.

Basıncı hava sıvıyı atomize eder ve havada asılı partiküller bulunduran kabarcıklar oluşturur. Bu kabarcıklar yüzeye yükselir, en küçük partiküller hazne çıkışından dışarı atılırken daha büyük partiküller hazne içerisinde bulunan engelleyici plakaya çarpıp sıvıya geri dönerler. Ortalama 1 mikrometre çapında partikül üretebilmek için hazne içi ve dışı arasındaki basınç farkının 0.5-1.5 bar arasında olması gerekmektedir.



Resim 3.5. Atomize yağ üretici

Foto dedektör modül, sinyal işleyici ve bilgisayar

Aşağıdaki Resim 3.6'da solda görülen ekipmanda foto dedektör modül optik sinyalleri fiberoptik probdan alır ve elektrik sinyali olarak sinyal işleyiciye gönderir. Sinyal işleyici bu sinyalleri alır ve bunlardan partikül hızını, frekans, faz vb. bilgileri çıkararak bilgisayara gönderir. Bu verilerin bilgisayarda bir program vasıtasıyla (BSA flow software) analizi yapılır. Sinyal işleme, ölçüm hacminden geçen bireysel partiküller üzerinde odaklanırken veri analizi binlerce partikülün hızını dikkate alarak analiz yapar. Bilgisayarda yapılan bu

analiz sonucu ortalama hız ve diğ er istatistiksel özellikler elde edilir. Eğer birden fazla hız bileşeni aynı anda ölçülüyorsa, analiz sonucunda Reynolds stresleri de belirlenebilir.



Resim 3.6. Foto dedektör modül, sinyal işleyici ve bilgisayar

3.3. Sıvı Kristal Termografi Sıcaklık  l me Yöntemi

Sıvı kristaller günümüzde hesap makinası ekranlarından bilgisayarlara birçok alanda kullanılmaktadırlar. Sıvı kristallerin değişik amaçlar için kullanılan farklı türleri mevcuttur. Bu çalışmada kullanılan sıvı kristaller termokromik sıvı kristallerdir. Termokromik sıvı kristaller, sıcaklık değişimlerine renk değiştirerek reaksiyon gösteren yani sıcaklığın bir fonksiyonu olarak renk değiştiren organik maddelerdir. Bu  zellikleri sebebiyle de ısı transferi uygulamalarında yüzey sıcaklık dağılımlarının gözlemlenmesi ve belirlenmesinde kullanılabilirler. Niceliksel olarak kullanılabilmeleri için renk sıcaklık kalibrasyonlarının başarılı bir şekilde yapılması gerekmektedir. Kalibrasyon işlemi ileride ayrıntılı olarak açıklanacaktır.

3.3.1. Sistemin temel bileşenleri

Sıvı kristal termografi yöntemini kullanarak sıcaklık ölçümleri yapabilmek için gerekli malzeme ve cihazlar aşağıda açıklanmıştır:

Sıvı kristaller

Sıvı kristal fazı maddenin katı ile sıvı arası bir halini temsil etmektedir. Molekül yapıları ve optik özelliklerine bağlı olarak smektik, nematik ve kolesterik olmak üzere üç ana grupta toplanabilirler. Kolesterik sıvı kristaller moleküler yapıları sebebiyle bazı özel optik özelliklere sahiptirler. Bu optik özellikler kolesterik sıvı kristallerin sıcaklığa bağlı olarak ışığı yansıtmasına sebep olurlar. Işığın dalga boyu malzemenin yapısına bağlıdır (helical pitch of the material). Bu yapıda sıcaklığa bağlı olarak değiştiği için yansıyan ışığın dalga boyu sıcaklık ölçmek için kullanılabilir. Sıvı kristaller görünen ışığın dalga boyunu yansıtma ile sebebiyle renkli görünürler. Sıvı kristaller ışığı belirli sıcaklıklar arasında yansıtırlar. Bu aralık sıvı kristalin band genişliği olarak adlandırılmaktadır. Renk vermeye başladıkları sıcaklık değerinin altındaki sıcaklıklarda siyah renktedirler. Band genişliği boyunca sıcaklık yükseldikçe yansıtılan renk de değişir. Renk vermeye başlama sıcaklıkları -30°C ile 120°C derece arasında ve band genişlikleri de 1°C ile 25°C arasında değişen sıvı kristaller mevcuttur. Band genişlikleri 1°C ile 2°C arasında olan sıvı kristaller dar band genişlikli kristaller, 5°C ile 25°C arasında olanlarda geniş band genişlikli sıvı kristaller olarak adlandırılırlar. Sıvı kristallerin sıcaklıkla renk değiştirme özellikleri tersinirdir ve sürekli tekrarlanabilir. Termokromik sıvı kristaller değişik formlarda kullanılabilirler. Saf sıvı kristal malzemeler yüksek konuma bağlı çözünürlük isteyen küçük yüzeyler üzerinde kullanılırlar. Korumasız olmaları sebebiyle performansları bazan saatlerle ifade edilecek çok kısa sürelerde kirliliğe ve ultraviyole ışığa bağlı olarak azalabilir. Bahsedilen problemlerin çözümüne yönelik olarak sıvı kristaller atmosferden koruyucu ince bir bariyerle ayrılmış ve böylece microkapsül formda sıvı kristaller oluşturulmuştur. Bu işlemde küçük sıvı

kristal parçacıkları bir polymerle kaplanmıştır. Bu mikro kapsüllerin çapları birkaç mikronla birkaç milimetre arasında değişebilmektedir. Bu tür sıvı kristaller saf sıvı kristallere oranla çok daha uzun ömürlüdürler ve birçok yerde kolayca kullanılabilirler. Üçüncü formda, mikrokapsül formadaki sıvı kristaller, siyah bir arka plan boyası ile transparan bir polyester plaka arasında yerleştirilmişlerdir. Bu plakaların bir yüzüne önce sıvı kristaller sürülür sonra da siyah boya sürülür. Renk değişimleri plakanın kaplanmamış tarafından gözlemlenir. Değişik renk verme ve band genişliklerinde standart plakalar mevcuttur. Farklı sıvı kristal yapılarıyla ilgili daha geniş bilgiler HALL CREST firmasından edinilebilir. Bu çalışmada kullanılan sıvı kristaller OMEGA şirketinden temin edilmişlerdir. Kullanılan sıvı kristallerin band genişliği yani kırmızı renk başlangıç ve mavi renk verme sıcaklıkları arasındaki fark 5°C dir. Deneylerde radyasyon kayıplarını en aza indirmek ayrıca doğal konveksiyon etkilerinden bağımsız değerler elde etmek için jet ve plaka arasındaki sıcaklık farkı, maksimum 10°C de tutulmuştur. Bu sebeple de kırmızı renk verme başlangıç sıcaklıkları 25°C ve 30°C olan R25C5W ve R30C5W sıvı kristalleri kullanılmıştır. Yüzeye yapıştırılabilir plakalar halindeki sıvı kristallerin kalınlığı 0,12 mm civarındadır.

Kamera ve ışıklandırma

Sıvı kristal kaplı yüzeyden elde edilen renk ışık kaynağının spektral özelliklerine, sıvı kristal kaplı yüzeyin yapısına ve görüntünün elde edildiği kameraya bağlıdır. Bahsedilen faktörlerden herhangi birinin değişmesi renk sıcaklık ilişkisindeki değişmeyi de beraberinde getirecektir. Camcı ve diğerleri ışık kaynağının şiddetinin, mesafesinin ve aydınlatma açısının etkilerini ayrıntılı olarak incelediler. Sadece bu etkiyi belirleyebilmek içinde deneylerini gece karanlıkta gerçekleştirdiler. Aydınlatma mesafesinin elde edilen hue değerlerini çok değiştirmedığını gördüler. Aydınlatma açısının değiştirilmesinin özellikle yüzey ile aydınlatma arasındaki açının 40 dereceyi geçtiği durumlarda hue ve sıcaklık arasındaki lineer ilişkide değişikliklere sebep olduğunu belirlediler [52]. Sonuç olarak sıvı kristal kaplı yüzeylerde

görüntü elde etmenin her zaman aynı aydınlatma kaynağıyla, yaklaşık aynı mesafeden ve açıyla yapılması gerektiği sonucuna ulaşıldı. Buna ek olarak, sıcaklık ölçümündeki belirsizliği 0.1°C civarında tutabilmek için ışık kaynağı, mesafe ve açı kalibrasyon ve gerçek deney esnasında aynı değerlerde tutulmasının gerekliliğini ayrıca sensör, filtre ve optik ayarlar gibi kamera ayarlarının da sabit tutulması gerektiğini belirttiler.

Aydınlatmanın etkisi üzerine yapılan bir başka çalışmada Farina ve diğerleri kamera ve ışığı aynı doğrultuda yerleştirerek sıcaklık ölçümlerinin görüş açısından, arka plan aydınlatmasından bağımsız şekilde elde edilebileceğini gösterdiler [53]. Sıvı kristaller kullanılarak sıcaklık ölçümünde bugüne kadar çok değişik ışık kaynakları kullanılmıştır. Aydınlatma kaynakları ile ilgili ayrıntılı bilgi Bakrania ve Anderson tarafından yazılan makalede verilmiştir [54].

Deneylerde, termokromik sıvı kristal resimleri 8 megapiksel çözünürlüğe sahip Canon EOS 350-D dijital kamera ile çekilmiştir. Kamera yüzeye, dik görüntü alabilecek şekilde, yüzeyden yaklaşık 30 cm mesafede yerleştirilmiştir. Arka plan aydınlatmasının etkisini gidermek ve değişik saatlerde yapılacak deneylerde aynı sonuçları elde edebilmek için çarpma plakası iki adet 20 W gücünde florasan ampulle aydınlatılmıştır. Ayrıca laboratuvar pencereleri önce koyu renk bir boyayla boyanmış daha sonra da siyah kartonlarla kapatılmıştır. Ampuller yüzeye 25 cm mesafede ve çarpma plakası ile yaklaşık 75 derece açı yapacak şekilde yerleştirilmiştir. Ayrıca florasan lambaların yüzeyi az da olsa ısıtmaması için lambalar fotoğraf çekiminden hemen önce açılmış, çekim bittikten sonra da kapatılmıştır.

Görüntü işleme programı

Dijital kamerayla elde edilen görüntülerin işlenmesi ve hue – sıcaklık eğrilerinin elde edilmesi için Matlab programı kullanılmıştır. Program ayrıca elde edilen hue – sıcaklık eğrilerini kullanarak yüzey üzerindeki sıcaklık

dağılımını, ortalama yüzey sıcaklığını, yerel ve ortalama taşınım ile ısı transferi katsayılarını hesaplayacak şekilde yazılmıştır. Bu işlem birkaç basamakta gerçekleştirilmiştir. Öncelikle resimler Matlab programına yüklenmiştir. RGB formatındaki resimler hue – sıcaklık dönüşümlerini elde etmede kullanılacak HSV formatına, uygun Matlab fonksiyonu rgb2hsv kullanılarak çevrilmişlerdir. Her iki formatta Matlab'ta $m \times n \times 3$ matrislerle ifade edilmektedir. RGB formatında imajın bileşenleri kırmızı, yeşil ve mavi iken HSV formatında imaj hue (baskın dalga boyu) saturation (doygunluk) ve value (değer) bileşenlerini bulundurmaktadır. Bu fonksiyon RGB formatındaki resimden, sıcaklık- renk ilişkisini elde etmede kullandığımız hue (baskın dalga boyu) değerini aşağıdaki fonksiyonu kullanarak elde etmektedir:

$$H = \frac{90 - \arctan\left(\frac{F}{\sqrt{3}}\right) + \begin{cases} G > B \rightarrow 0 \\ G < B \rightarrow 180 \end{cases}}{360} \quad (3.10)$$

Burada,

$$F = \frac{2R - G - B}{G - B} \quad (3.11)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Yazılan görüntü işleme programları EK-1'de verilmiştir.

3.3.2. Kalibrasyon işlemi

Renk subjektif bir büyüklük olduğu için miktar ve rakam olarak belirlenmesi zor olabilmektedir. Sıvı kristallerle sıcaklık ölçümlerinin güvenilirliği kalibrasyonlarının doğru yapılmasına bağlıdır. Termokromik sıvı kristallerin farklı şartlarda oluşan renklerinden sıcaklık değerlerinin elde edilebilmesi için kalibrasyonlarının doğru bir şekilde yapılması ve hue – sıcaklık eğrilerinin oluşturulması gerekmektedir. Hue, aydınlatma şartlarına daha az bağımlılığı

ve sıcaklıkla monotonik bir şekilde değişmesi sebebiyle tercih edilmiştir. Ayrıca sıvı kristallerin kalibrasyonu birkaç yöntemle gerçekleştirilebilir. Bunlardan en basiti, sıvı kristallerin renk verme özelliklerini etkileyen bütün faktörleri kontrol altında tutan yerinde kalibrasyon yöntemidir. Bu yöntemde kalibrasyon ve testler aynı şartlar altında gerçekleşmektedir. Bu metodun bazı durumlarda uygulanması hemen hemen imkansızdır. Buna alternatif olarak araştırmacılar daha sistemden bağımsız metotlar üzerinde alıştır ve peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları ve gradyant yöntemini geliştirdiler. Temel olarak birbirine benzeyen bu metotlardan peşpeşe sıcaklık fotoğrafları yönteminde sıcaklığı kontrol edilip ölçülebilen bir yüzey ve sıvı kristaller kullanılır. Yüzey ve sıvı kristaller sıvı kristalin renk verme sıcaklığına getirilir ve renk fotoğrafı çekilir. Ortalama renk değeri hesaplanır ve buna karşılık gelen yüzey sıcaklığı saklanır. Bu işlem belirli aralıklarla sıvı kristalin renk verme aralığının sonuna kadar devam ettirilir. Daha sonra da hue – sıcaklık kalibrasyon eğrisi oluşturulur. Her bir sıcaklık için renk değeri ve yüzey sıcaklık değerleri elde edilmiş olur. Birden fazla renk fotoğrafı gerektirmesi sebebiyle zaman alıcı bir tekniktir. Gradyan metodunda ise sıvı kristal malzeme üzerinde ölçülebilir bir sıcaklık dağılımı oluşturulur bu sayede tek bir renk fotoğrafı ile renk sıcaklık ilişkisi belirlenebilir. Bunlara ek olarak Sabatino ve diğerleri tarafından geliştirilen ve yüzey üzerinde hue değerlerindeki uniform olmayan yapıyı hesaba katan daha hassas bir yöntemde mevcuttur [55]. Metodun avantajları aşağıdaki gibi özetlenebilir:

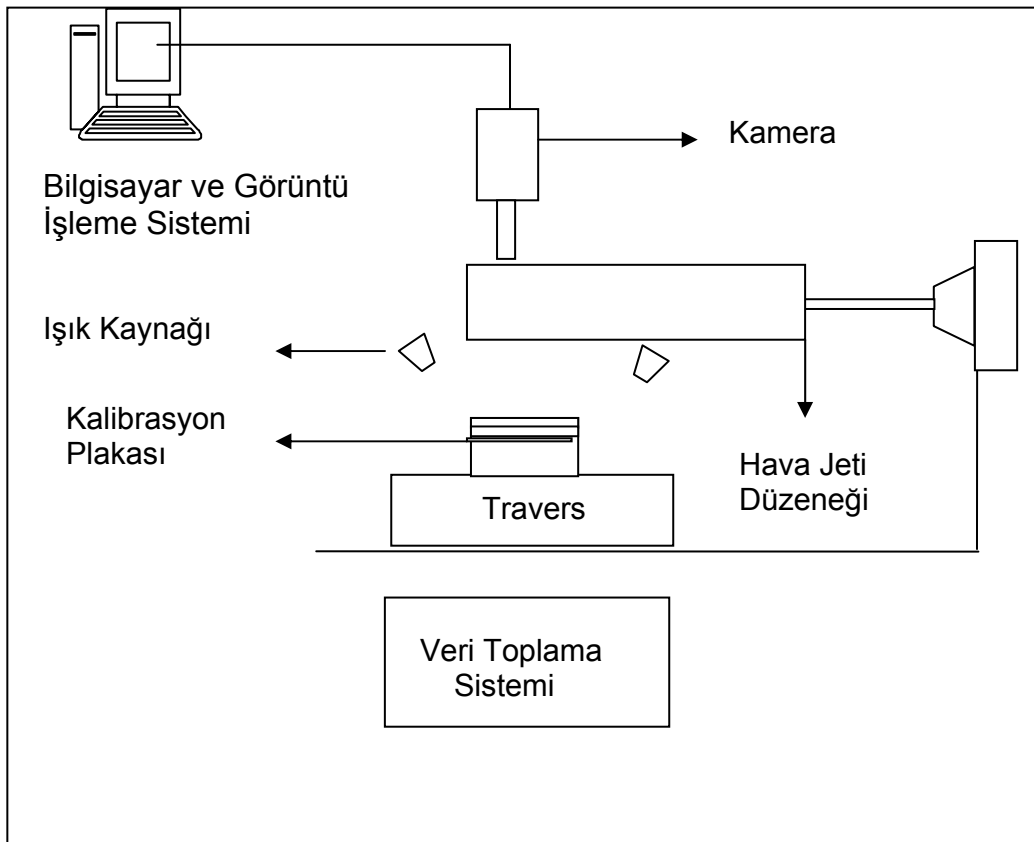
- Elde edilen hue değerlerinde, görüş açısı ve ışıklandırmadan kaynaklanan belirsizlikleri giderir.
- ışıklandırmanın yüzeyden yansımasıyla ilgili kabullere gerek duymaz.
- Sıvı kristal içerisinde uniform olmayan yapıyı ve düzensizlikleri hesaba katar.
- Eğimli yüzeyler gibi, değişken ışıklandırma ve görüş açısına sahip test yüzeylerinin kalibrasyonunu mümkün kılar.
- Dijital temelli sıvı kristal sıcaklık ölçüm sistemlerine uygulanabilir.

Metodun en önemli dezavantajı birçok eş sıcaklık resimlerine ihtiyaç duyması, binlerce bazen yüzbinlerce kalibrasyon eğrisini gerektirmesi sebebiyle zaman alıcı bir iş olmasıdır. Bu bahsedilen teknikler sıvı kristallerin kararlı hal kalibrasyonlarını gösteren tekniklerdir. Özellikle dar band genişliğine sahip sıvı kristaller içinse zamana bağlı kalibrasyon kullanılmaktadır. Yöntem genelde bir kalibrasyon plakasının belli bir sıcaklığa ısıtılıp daha sonra soğutulmasını içermektedir. Soğuma esnasında sıcaklık ve görüntüler kısa zaman aralıklarıyla kaydedilirler ve her bir görüntüye bir sıcaklık atanır daha sonra bir kalibrasyon eğrisi oluşturulur. Bu yöntemle ayrıca zamana bağlı olarak sıcaklık değişimi ifadesi kullanılarak taşınım ısı transferi katsayılarının da elde edilmesi mümkündür. Deneylerde kullandığımız sıvı kristallerin kararlı hal kalibrasyonu deney şartlarıyla aynı şartlar altında, peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yöntemi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Sıcaklık –hue ilişkisi tek noktadaki verilerle elde edilmemiş aksine yukarıda açıklanan ve daha hassas olan Sabatino tarafından geliştirilen kalibrasyon yöntemini temel alan bir yöntem uygulanmıştır. Bu metodun temelinde aynı sıcaklık değeri için plaka üzerindeki hue değerlerindeki sapmaların hesaba katılması yatar. Bu amaçla plaka üzerindeki her bir sıcaklık değeri ısı çift değerlerinin ortalaması alınarak bulunmuş ve bu sıcaklık değeri için yüzeydeki bütün hue değerlerinin ortalaması alınmış ve bu değer plakanın o sıcaklıktaki hue değeri olarak alınmıştır. Bu yöntem tek noktada elde edilen hue sıcaklık ilişkilerine göre daha hassastır ancak Sabatino tarafından önerilen yöntem daha da hassas olmakla birlikte her bir piksel için hue sıcaklık eğrilerine gereksinim duyması sebebiyle ve çok zaman alıcı bir yöntem olması sebebiyle tercih edilmemiştir. Hue - sıcaklık değerlerinin elde edilmesi için altıncı dereceden polinomlar kullanılmıştır. Literatürde, farklı derecelerde polynomlar kullanılarak eğriler oluşturulmuştur.

Bu çalışmada kullanılmak üzere OMEGA R25C5W tipi sıvı kristalin kalibrasyonu “peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları” ve “gradyant” yöntemi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Deneylerde kullanılan R30C5W tipi sıvı

kristalin kalibrasyonu “peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları” yöntemiyle elde edilmiştir.

Termokromik sıvı kristallerin farklı iki yöntemle kalibrasyonunu gerçekleştirmek için oluşturulan deney düzeneği şematik olarak Şekil 3.7’de görülmektedir.



Şekil 3.7. Kalibrasyon düzeneğinin şematik görünümü

Sistemin temel bileşenleri arasında kamera ve ışık kaynağına ek olarak üzerinde termokromik sıvı kristalleri bulunduran bir kalibrasyon plakası, travers mekanizması ve çekilen fotoğrafların aktarılıp görüntü işleme işleminin yapıldığı bir bilgisayar bulunmaktadır. Hava jeti düzeneği vasıtasıyla da gradyant metodunun uygulanabilmesi için gereken sıvı kristaller üzerindeki sıcaklık dağılımı oluşturulmaktadır. Canon EOS 350D marka kamera, renk fotoğraflarının elde edilmesi için kullanılmıştır. Işık kaynağı

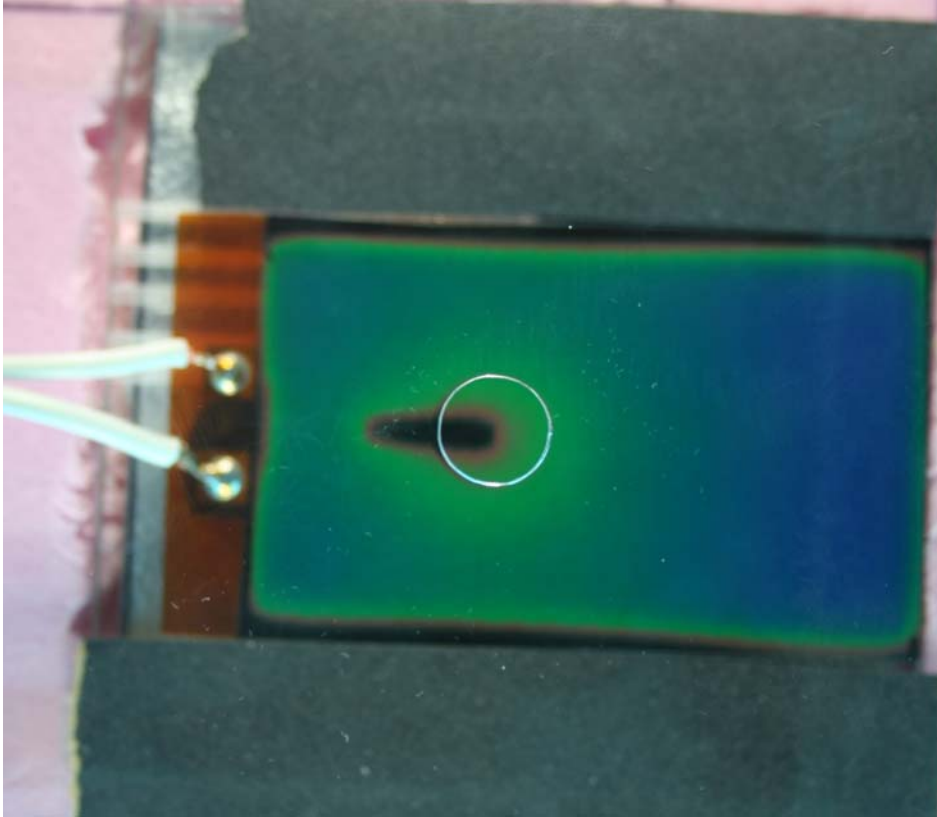
olarak iki adet 20 W gücünde ve 3200 Lx aydınlatma kapasitesine sahip floresan lambalar kullanılmıştır. Kamera sıvı kristal yüzeye dik yerleştirilirken, ışık kaynakları sıvı kristal yüzeyiyle 75 derece açı yapacak şekilde yerleştirilmiştir. Kalibrasyon plakasına yerleştirilen ısı çiftlerinin gösterdiği sıcaklık değerleri Agilent 34980A modeli bir veri toplama sistemi kullanılarak elde edilmiştir. Kalibrasyonu yapılan sıvı kristaller OMEGA R25C5W ve R30C5W tipi sıvı kristallerdir.

Peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yöntemiyle renk(hue) – sıcaklık eğrilerinin elde edilebilmesi için oluşturulan kalibrasyon plakası ortalama ısı transferi deneylerinde kullanılan plakanın aynısıdır. Sadece bakır plaka üzerine sıvı kristal yapıştırılmıştır.

Bu yöntemde, sıvı kristal yüzeyi üzerinde sabit bir sıcaklık oluşturmak gerektiğinden 0,5 cm kalınlığında, 10 cm X 10 cm boyutlarında bir bakır plaka kullanılmıştır. Bakır plakanın altına yerleştirilen bir dirençli ısıtıcıya verilen elektriksel güç ayarlanarak sıvı kristal yüzeyi istenen sabit sıcaklıklara getirilmiş ve renk verme aralığının başlangıcından sonuna kadar belirli aralıklarla fotoğraflar çekilmiştir. Bakır plakanın içerisine merkezden itibaren her iki yöne doğru 0,5 cm aralıklarla 19 adet T tipi ısı çiftleri yerleştirilmiştir. Isıl çiftlerin gösterdiği sıcaklıkların ortalaması o anda çekilen fotoğrafın sıcaklık değeri olarak alınmıştır. Isıl çiftlerin sıcaklık değerlerinin birbirinden en büyük farklılığı 0.3°C'yi geçmemiştir.

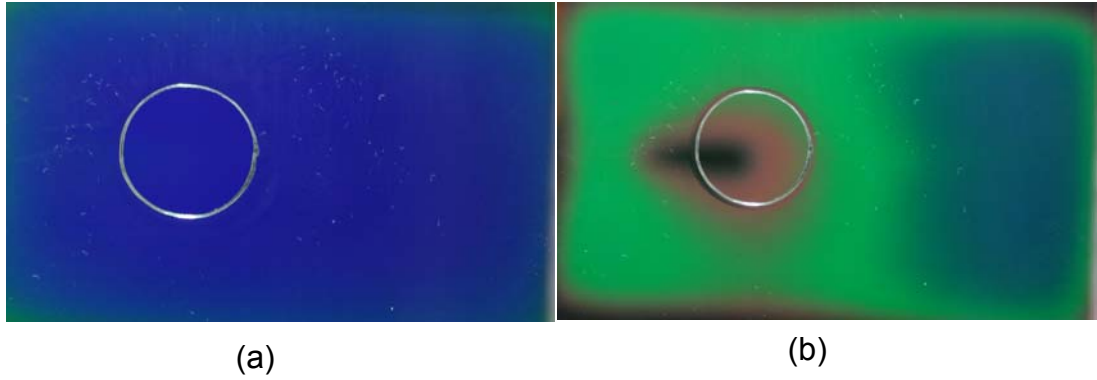
Gradyant yönteminde ise tek bir renk dağılımı fotoğrafı kullanılarak kalibrasyonun yapılabilmesi gerekmektedir. Bu amaca uygun olarak kalibrasyon plakası üzerinde bazı değişiklikler yapılmıştır. Bakır plakanın yerine aynı boyutlarda bir pleksiglas malzeme kullanılmıştır. Pleksiglass malzemenin üzerine yüzeye yapışabilen 0,007 inç kalınlığında Kapton ısıtıcı yapıştırılmış onun üzerine de sıvı kristal uygulanmıştır. Isıtıcının alt kısmına 0,5 cm aralıklarla T tipi ısı çiftleri yerleştirilmiştir. Peşpeşe sıcaklık fotoğrafları yönteminde gerek duyulmayan yüzey üzerindeki sıcaklık dağılımını elde

etmek için de yüzeyin ortasına dik olarak hava jeti düzeneği vasıtasıyla orifis tipi bir jetten hava üflenmiştir. Sıvı kristalin band genişliğinde renk elde edebilmek için gereken elektriksel güç ve jet hızı ayarlanmıştır. Gradyant yönteminde kullanılan kalibrasyon plakası Resim 3.7’de görülmektedir.



Resim 3.7. Gradyant yöntemi kalibrasyon plakası

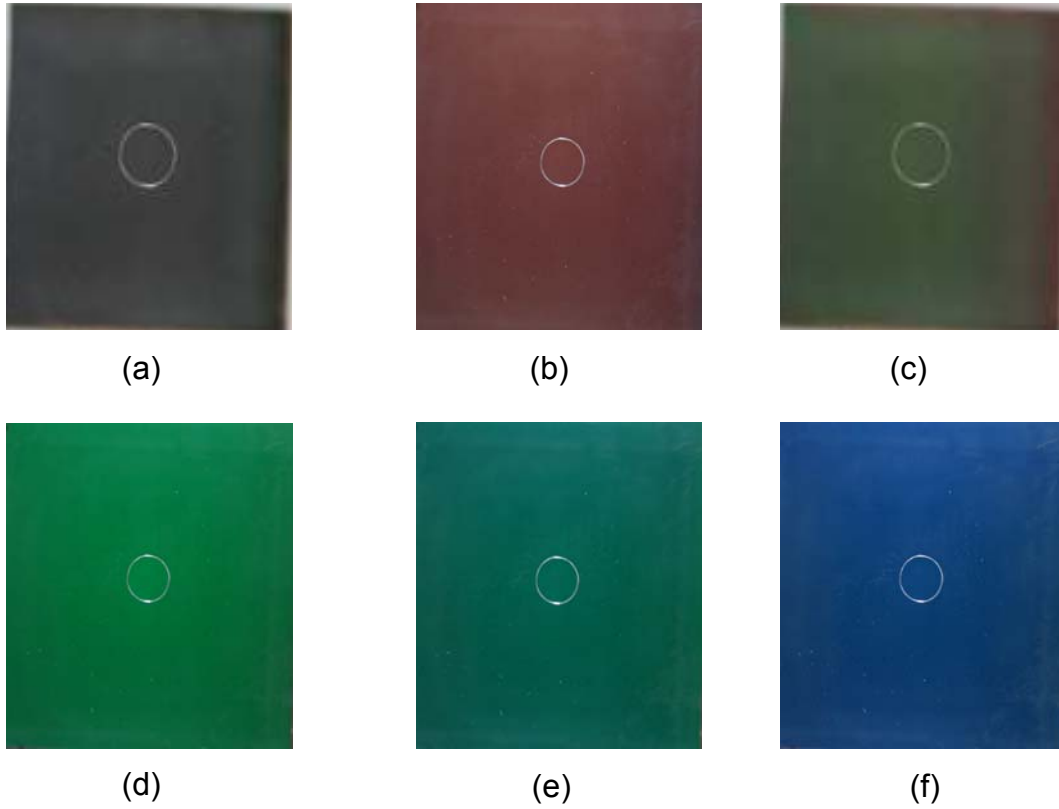
Resim 3.8’de jet üflemeden önce sabit sıcaklıktaki ve sonra çekilen fotoğraflar görülmektedir.



Resim 3.8. Gradyant yöntemi renk fotoğrafları

- a) Sabit sıcaklık
b) Sıcaklık dağılımı

Peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yönteminde plaka sabit sıcaklıktadır. Bu yöntemle bazı sıcaklıklardaki renk fotoğrafları Resim 3.9'da gösterilmiştir.

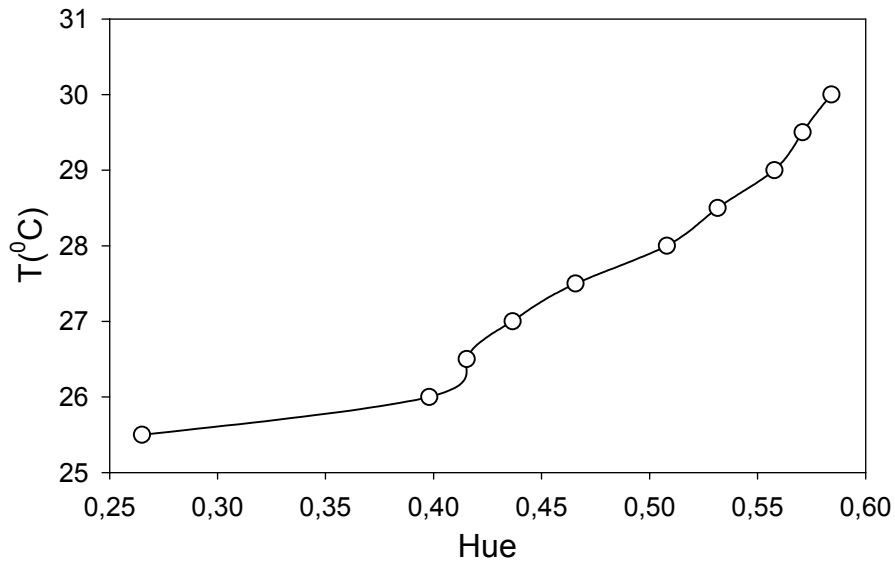


Resim 3.9. Peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları

- a) 24 °C, b) 25 °C, c) 26 °C
d) 26,5 °C, e) 27,5 °C, f) 30 °C

Aşağıda, yerel ısı transferi deneylerine başlanmadan önce, kullanılacak kalibrasyon yönteminin ve metodolojinin oturtulması için değişik yöntem ve şartlar altında R25C5W tipi sıvı kristallerle yapılmış kalibrasyon sonuçları tartışılmıştır. İlk olarak peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yöntemiyle iki farklı kamera ve ışık kaynağı mesafesi için elde edilen kalibrasyon eğrileri sunulmuş ve yorumlanmıştır.

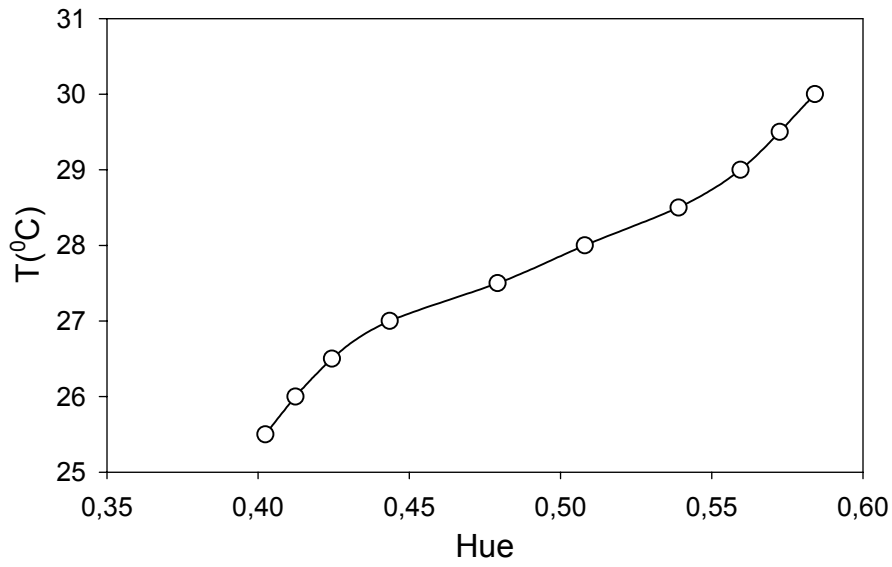
Kamera ve ışık kaynağı mesafesinin 20 cm olduğu durum için elde edilen kalibrasyon eğrisi Şekil 3.8'de görülmektedir. Aktif renk verme aralığının başlangıç bölgesinde çok küçük sıcaklık farkları için hue değerlerinin kayda değer şekilde arttığı gözlemlenmiştir. Bu durumun sebebi aktif renk verme aralığının ilk rengi olan kırmızının çok küçük bir sıcaklık aralığında aktif olmasıdır.



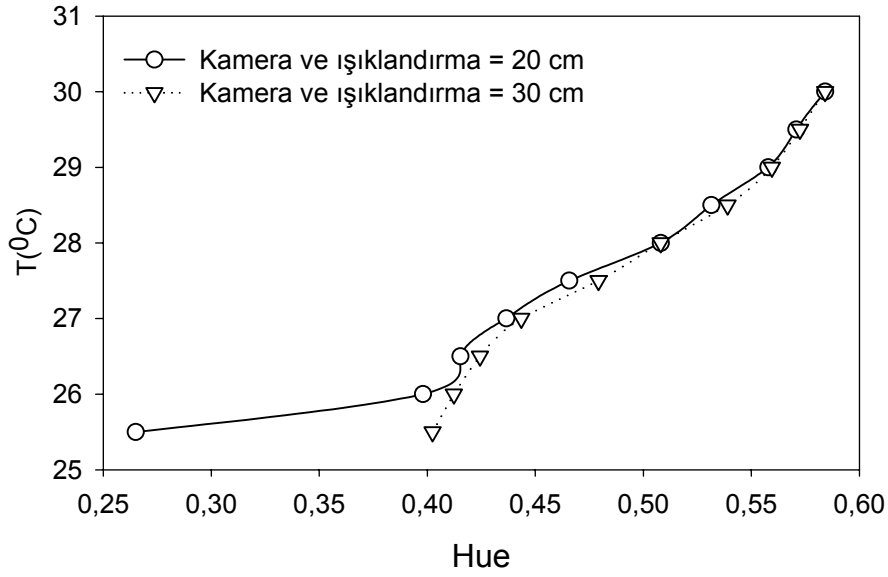
Şekil 3.8. Peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yöntemiyle elde edilen hue - sıcaklık grafiği, mesafe= 20 cm

Şekil 3.9'daki kalibrasyon eğrisi kamera ve ışık kaynağı mesafesi 30 cm iken elde edilmiştir. Renk verme aralığının başlangıcındaki hue değerleri bir önceki mesafeye oranla daha yüksek çıkmıştır. Bu sonucun muhtemel sebepleri karşılaştırma grafiği (Şekil 3.10) verilerek aşağıda açıklanmıştır. İki farklı kamera ve ışıklandırma mesafesi için elde edilen kalibrasyon eğrilerine

bakıldığında (Şekil 3.10) özellikle aktif renk verme aralığının ilk kısımlarında eğrilerin birbirinden farklılaştığı gözlemlenmektedir. Bu durum mesafenin değiştirilmesinin yanısıra, seçilen sıvı kristalde kırmızı ve tonlarının 1°C 'den daha az bir aralıkta gözlemlenmesinin ve ortalamaları alınan ısıçift sıcaklık değerlerindeki küçük farkların bir sonucudur. Kalibrasyon eğrileri daha sonraki bölümlerde birbirine çok yakındır.



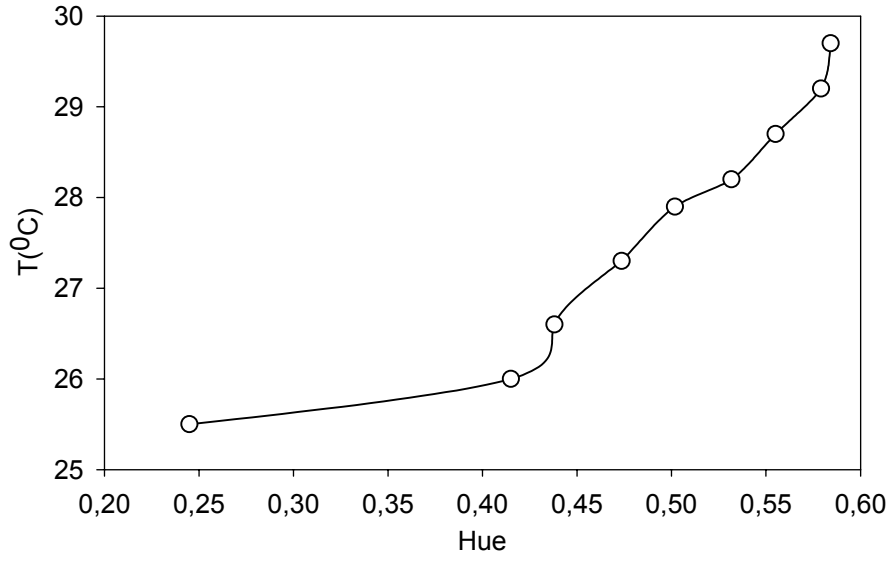
Şekil 3.9. Peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yöntemiyle elde edilen hue - sıcaklık grafiği, mesafe = 30 cm



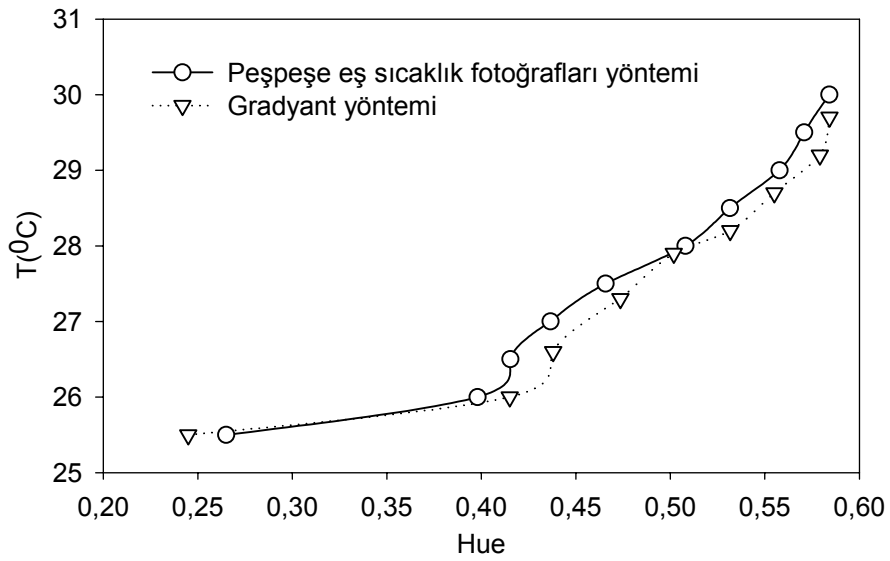
Şekil 3.10. Renk sıcaklık ilişkisinin mesafe ile değişimi

Tek bir renk fotoğrafının kullanıldığı Şekil 3.11’de görülen gradyant yöntemiyle elde edilen kalibrasyon eğrisinde de yukarıda bahsedilen sebeple ilk başta hue değerlerinde sıcaklığın küçük değişimleriyle kayda değer artışlar gözlemlenmiştir. Yeşil ve mavinin tonlarında ise sıcaklığın fonksiyonu olarak hue değerlerindeki artış bu renklerin daha geniş bir sıcaklık aralığında devam etmeleri sebebiyle daha düşüktür.

İki farklı yöntemle elde edilen kalibrasyon eğrilerinin karşılaştırılmasını gösteren, Şekil 3.12’de görülmektedir. Kalibrasyon eğrilerinin bütün aktif renk verme aralığında birbirine çok yakın olduğu gözlemlenmiştir. Temel mantıkları benzer olan her iki yöntemin de kararlı hal kalibrasyonları için kullanılabileceği görülmüştür.



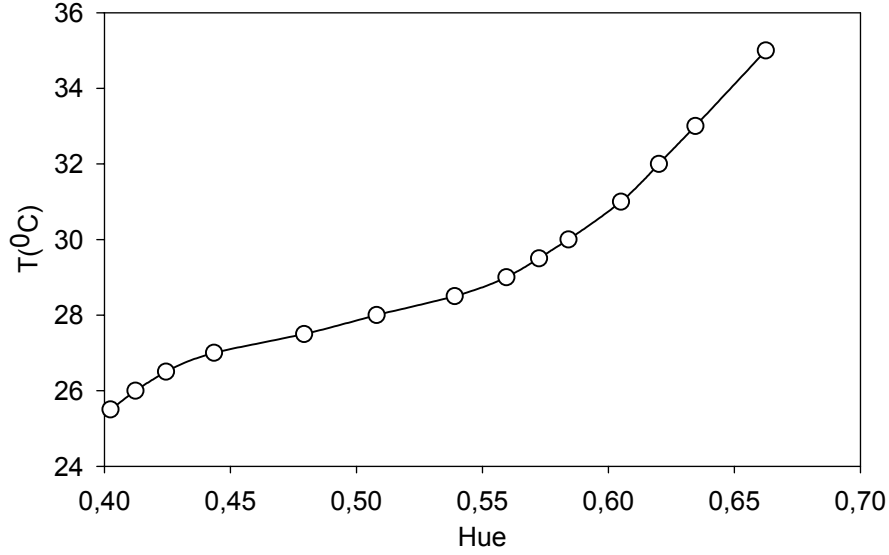
Şekil 3.11. Gradyant yöntemiyle elde edilen hue - sıcaklık grafiği, mesafe= 20 cm



Şekil 3.12. İki farklı yöntemle elde edilen renk sıcaklık ilişkisinin karşılaştırılması

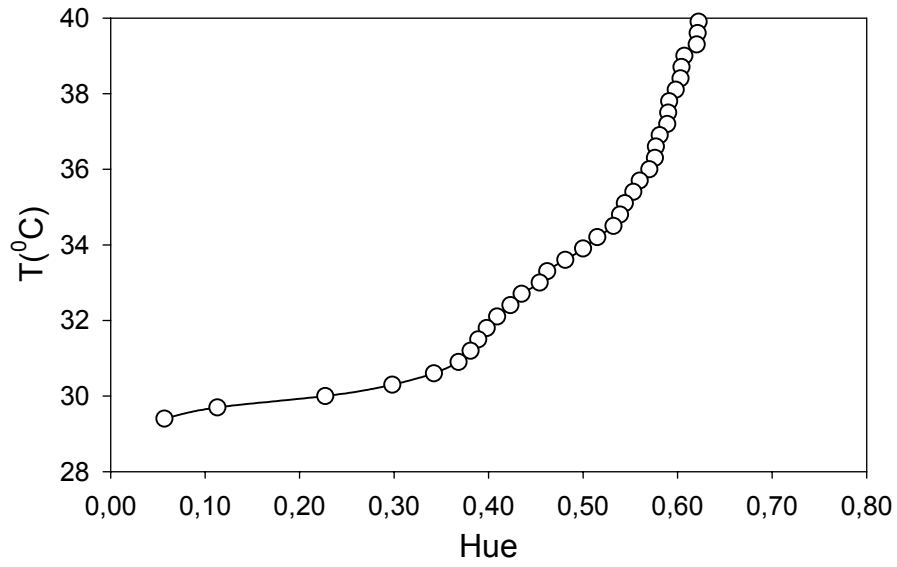
Aktif renk verme aralığının ötesinde de sıvı kristal üzerinde koyu mavi ve tonları görülmeye devam etmektedir. Bu bölgeyi de içeren ve Şekil 3.13'de görülen kalibrasyon eğrisine bakıldığında hue değerlerinin sıcaklıkla artımının monotonik bir şekilde devam ettiği görülmüştür. Buradan kalibrasyon

eğrilerinin bu bölge içinde dikkatli bir şekilde gerektiğinde kullanılabileceği sonucuna ulaşılmıştır.



Şekil 3.13. Aktif renk verme aralığı içinde ve dışında renk-sıcaklık ilişkisi

Bahsedilen farklı yöntem ve şartlar altında yapılan kalibrasyonlardan elde edilen bilgi birikimi kullanılarak deneylerde kullanılan R30C5W tipi sıvı kristallerin kalibrasyonu kamera ve ışıklandırma yüzeye 25 cm mesafede yerleştirilerek, peşpeşe eş sıcaklık fotoğrafları yöntemi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Sıvı krisral fotoğrafları 0,3 °C aralıklarla çekilerek renk sıcaklık eğrisi oluşturulmuş ve bu eğri altıncı dereceden bir polinomla ifade edilmiştir. Şekil 3. 14, elde edilen kalibrasyon eğrisini göstermektedir.



Şekil 3.14. Deneylerde kullanılan renk sıcaklık kalibrasyon eğrisi

Yukarıdaki renk sıcaklık kalibrasyon eğrisi aşağıdaki altıncı dereceden bir polinomla temsil edilmiştir.

$$T = 5460,1H^6 - 8764,1H^5 + 4955,3H^4 - 1038,5H^3 + 25,124H^2 + 15,494H + 28,552 \quad (3.12)$$

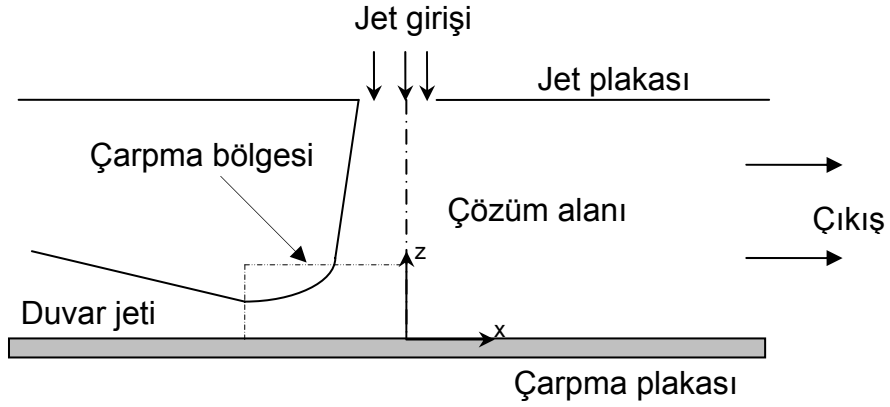
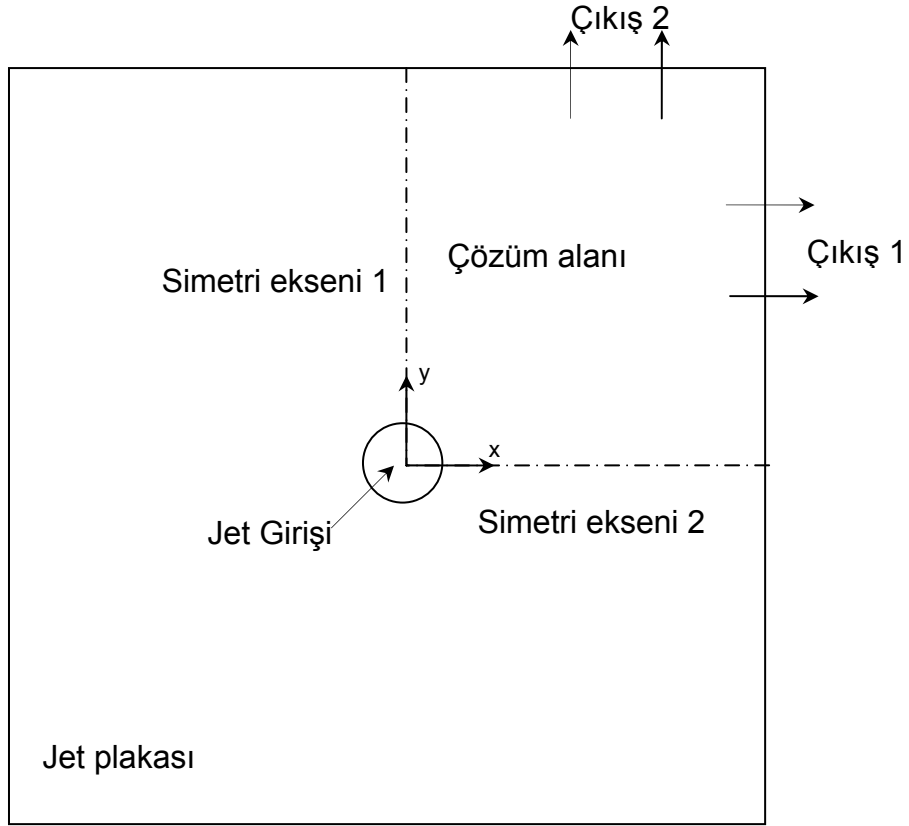
Denklemden T sıcaklığı, H de hue(renk) değerini göstermektedir. Eğriye uydurulan polinomun R^2 değeri 0,9957 dir.

4. MATEMATİKSEL FORMÜLASYON VE SAYISAL MODEL

Bu bölümde tezin sayısal kısmı kapsamında incelenen problemin genel tanımı, çözüm alanı ve çözüm için kullanılan korunum denklemleri verilmiştir. Bunlara ek olarak problemin sınır şartları ve türbülanslı akış çözümleri için kullanılan model ve modelin seçimi hakkında bilgiler sunulmuştur. Ayrıca çözümler için kullanılan sayısal akışkanlar dinamiği kodu ve çözüm yaklaşımı hakkında açıklamalar yapılmıştır.

4.1. Problemin Genel Tanımı

Sayısal çalışma kısmında, çarpan akışkan jetleriyle oluşturulan ısı transferini ve akışı etkileyen, jet çıkış hızı, jet ile plaka arasındaki mesafe, jet çıkış geometrisi ve özellikle düşük jet hızları ve plaka ile jet arasındaki sıcaklık farklarının yüksek olduğu durumlarda ortaya çıkan doğal taşınım etkileri incelenmiştir. İlgili bölümlerde ayrıntıları verilen bu çalışmaların hepsi için kullanılan çözüm alanı Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Çarpma ve jet plakalarının boyutları 10x10 cm dir. Kullanılan Reynolds sayıları, jet-plaka mesafeleri ve uygulanan ısı akıları çözülen probleme bağlı olarak değişiklikler göstermiştir. Doğal taşınım etkilerinin incelendiği simülasyonlar dışında ısı akıları, her şart altında jet ile plaka arasındaki sıcaklık farkını 15 °C altında tutacak şekilde uygulanmıştır. Böylece termodinamik özelliklerdeki değişim ve doğal taşınım etkileri ihmal edilebilir boyutlara indirgenmiştir. Sayısal çözüm alanındaki simetri sebebiyle bütün çözümler Şekil 4.1'de gösterilen çözüm alanı kullanılarak elde edilmiştir. Girişteki hava jetinin sıcaklığı bütün çözümlerde 20 °C olarak alınmış ve girişte bu sıcaklıktaki termodinamik özellikler kullanılmıştır. Buna göre yoğunluk $\rho = 1,189 \text{ kg/m}^3$, özgül ısı $C_p = 1,005 \text{ kJ/kg.}^\circ\text{C}$, ısı iletkenlik katsayısı $k = 0,0258 \text{ W/m}^\circ\text{C}$, kinematik viskozite $\nu = 1,544 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, genleşme katsayısı $\beta = 0,003410 \text{ 1/K}$ ve prandtl sayısı $Pr = 0,712$ olarak alınmıştır. Problemin sınır şartlarıyla ilgili ayrıntılı bilgiler ilerleyen bölümlerde ayrıntılı olarak verilmiştir.



Şekil 4.1. Sayısal çözüm alanı

4.2. Korunum Denklemleri

Bu bölümde verilen korunum denklemlerinde akışkan sürekli olarak alınmıştır. Yani akışkanın hareketi hız, basınç, özkütle, sıcaklık ve bunların

zamana ve konuma göre türevleriyle ifade edilmiştir. Korunum denklemlerini elde etmekte kullanılan akışkan hacmi yukarıda kabulü yapılan kontinuum yaklaşımını zedelemeyecek en küçük hacim olarak alınmıştır. Korunum denklemlerinin elde edilişi ayrıntılı olarak EK-2'de açıklanmıştır. Kartezyen koordinatlarda kararlı halde sıkıştırılmaz akışlar için korunum denklemleri aşağıda verilmiştir.

Süreklilik denklemi

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.1)$$

Momentum denklemi

x, y ve z yönündeki momentum denklemleri sırasıyla

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad (4.2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad (4.3)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad (4.4)$$

olarak elde edilir. Eşitliklerdeki ν kinematik viskozite olup dinamik viskozitenin yoğunluğa bölünmesiyle elde edilmiştir.

Enerji denklemi

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (4.5)$$

4.3. Laminar Akış Modellemesi

Sayısal çalışma kapsamında laminar ve türbülanslı akış şartlarında çözümler yapılmıştır. Bu bölümde, laminar akışı temsil eden aşağıdaki denklemler verilmiş ve yukarıda verilen sayısal çözüm alanı için kullanılan sınır şartları ayrıntılı olarak açıklanmıştır.

4.3.1. Laminar akış için korunum denklemleri

Önceki bölümde mevcut problem için verilen ve EK-2’de ayrıntılı bir şekilde elde edilen korunum denklemleri hem laminar akış şartlarında hem de türbülanslı akışlarda geçerlidir. Dolayısıyla laminar akışı ifade eden süreklilik, momentum ve enerji denklemleri sırasıyla:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (4.6)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad (4.7)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad (4.8)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad (4.9)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (4.10)$$

4.3.2. Laminar akış sınır şartları

Yukarıdaki laminar akış şartları için verilen korunum denklemleri sınır şartlarına bağlı olarak sıcaklık, hız bileşenleri ve basınç için sonsuz sayıda çözüme sahiptir. Problem aşağıdaki açıklamaları yapılan ve Çizelge 4.1'de tablo halinde verilen sınır şartları kullanılarak çözülmüştür.

Giriş sınır şartı

Jet girişinde, x ve y hız bileşenleri sıfır, z yönündeki hız bileşeni ise istenen Reynolds sayısını verecek şekilde alınmış, giriş sıcaklığı olarak da jet girişinden önceki hava sıcaklığı kullanılmıştır.

$$u = 0; \quad v = 0; \quad w = W_{jet}; \quad T = T_{jet} \quad (4.11)$$

Duvar sınır şartları

Çarpma plakası ve jet plakasının oluşturduğu duvarlarda hızlar kaymazlık şartı gereği sıfır alınmıştır.

$$u = 0; \quad v = 0; \quad w = 0 \quad (4.12)$$

Isı transferi açısından üst plaka yani jet plakasında adiyabatik, alt plaka da ise sabit ısı akısı sınır şartı uygulanmıştır.

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=H} = 0; \quad \left. q'' \right|_{z=0} = \text{sabit} \quad (4.13)$$

Çıkış ve simetri sınır şartları

Şekil 4.1’de gösterilen çözüm alanının çıkışları atmosfere açıktır. Bu sebeple çıkışlarda basınç atmosferik basınç olarak alınmıştır. Ayrıca, çıkış ve simetri eksenlerinde hız ve sıcaklık gradyanları sıfır alınmıştır. Bu şartın doğruluğunu sağlamak için plaka boyutları çarpma noktasından itibaren x ve y yönlerinde jet yarı çapının 10 katı kadar uzun alınmıştır.

Simetri eksen 1 ve Çıkış 1

$$x \text{ yönü} : \frac{\partial u}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (4.14)$$

Simetri eksen 2 ve Çıkış 2

$$y \text{ yönü} : \frac{\partial u}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial w}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (4.15)$$

Bahsedilen sınır şartları Çizelge 4.1’de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Laminar çözüm için sınır şartları

	u	v	w	T
Giriş	$u = 0$	$v = 0$	$w = w_{jet}$	$T = T_{jet}$
Çarpma plakası	$u = 0$	$v = 0$	$w = 0$	$q'' = \text{sabit}$
Jet plakası	$u = 0$	$v = 0$	$w = 0$	$\partial T / \partial z = 0$
Çıkış 1	$\partial u / \partial x = 0$	$\partial v / \partial x = 0$	$\partial w / \partial x = 0$	$\partial T / \partial x = 0$
Simetri 1	$\partial u / \partial x = 0$	$\partial v / \partial x = 0$	$\partial w / \partial x = 0$	$\partial T / \partial x = 0$
Çıkış 2	$\partial u / \partial y = 0$	$\partial v / \partial y = 0$	$\partial w / \partial y = 0$	$\partial T / \partial y = 0$
Simetri 2	$\partial u / \partial y = 0$	$\partial v / \partial y = 0$	$\partial w / \partial y = 0$	$\partial T / \partial y = 0$

4.4. Türbülanslı Akış Modellemesi

Prandtl, Taylor ve von Karman gibi büyük bilimadamları hayatlarının büyük bir kısmını karmaşık akışların modellenmesi ve bu akışlar için gerekli mühendislik yaklaşımlarının elde edilmesine adanmışlardır. Bahsedilen bilimadamlarının çalışmalarını temel alarak, ideal bir model, akışın fiziğini minimum karmaşıklıkla yakalayabilen model olarak tanımlanmaktadır. Türbülanslı akış modellemelerinin tarihi, Reynolds'un 1895' te yaptığı Navier Stokes denklemlerinin zaman ortalama alınarak elde edilmesine dayanan ve bunun sonucunda türbülans tanımlayan Reynolds gerilmeleri adı verilen fazla terimleri elde ettiği çalışmasına dayanmaktadır. Yukarıda bahsedilen Reynolds gerilmelerini matematiksel olarak ifade edebilmek için Boussinesq, eddy viskozitesi kavramını ortaya atmıştır. Türbülans konusunda asıl gelişmeler 1904 yılında Prandtl'in sınır tabakasını keşfinden sonra gerçekleşmiştir. Prandtl, Boussinesq tarafından ortaya atılan eddy viskozitesini hesaplamada kullanılan "mixing length" yaklaşımını geliştirmiştir. Bu yaklaşım tarzı, takip eden yirmi yılda bu dalda yapılmış hemen hemen bütün türbülans modelleme çalışmalarına temel teşkil etmiştir. Günümüz terminolojisinde "mixing length" hipotezini temel alan modellere algebraic model veya "zero equation model" denmektedir. Tanım gereği "n" denklemlilik model, süreklilik, momentum ve enerji denklemlerine ek olarak çözülmesi gereken transport denklemlerinin sayısını ifade etmektedir. Türbülanslı akışın özelliklerinin daha açık bir şekilde belirlenebilmesinde, türbülans gerilmeleri için daha gerçekçi matematiksel ifadeler elde etmek oldukça büyük bir önem taşımaktadır. Bu amaçla Prandtl, eddy viskozitesinin, türbülans salınımlarının kinetik enerjisi (k) cinsinden ifade edildiği bir model önerdi. Bu model, k için bir kısmi diferansiyel denklemi içermektedir. Bahsedilen model "one equation model" olarak bilinmekte ve modelde akışın geçmişinin etkisi hesaba katılmaktadır. Kolmogorov tarafından 1942 yılında geliştirilen modelde türbülans kinetik enerjisine ek olarak, "birim zaman ve hacimde enerjinin sönmülme oranı" şeklinde tanımlanan w içinde bir denklem önerilmiştir. Sonuç olarak k - w modeli korunum denklemlerine ek olarak eddy

viskozitesinin elde edilmesine ve türbülansın modellenmesine yönelik olarak iki tane daha denklemi içermektedir. Kolmogorov tarafından geliştirilen modele ek olarak daha birçok “two equation model” geliştirilmiştir. Bir diğer türbülans modelleme tipi Chou ve Rotta tarafından geliştirilen gerilim transport modelidir. Bu model eddy viskozitesi için deneysel yaklaşımları kullanmak yerine, Navier-Stokes denklemlerinin zaman averajlarının alınmasıyla ortaya çıkan fazladan terimleri yani Reynolds gerilmelerini modelleyen gerilim transport denklemlerini çözerek ele alır. Modelin teorik avantajı akış üzerinde, önceki zamanın ve yerel olmayan etkilerin ele alınabilmesidir. Model ayrıca karmaşık etkilerin hesaba katılmasında da etkilidir. Kolmogorov modelinde olduğu gibi bu model de karmaşık kısmi diferansiyel denklemleri sebebiyle bilgisayarların gelişmesinden sonra uygulama alanı bulabilmiştir [56].

4.4.1. Türbülanslı akış için korunum denklemleri

Önceki kısımlarda elde edilen korunum denklemleri hem laminar hem türbülanslı akış şartlarında geçerlidir. Ana korunum denklemlerinde geçen anlık hız aşağıdaki şekilde ortalama ve salınım hızı bileşenlerinden oluşmaktadır.

$$\vec{u} = \vec{U} + u' \quad (4.16)$$

Laminar akış modellemesinde elde ettiğimiz denklemler salınım hızının sıfır olması nedeniyle ortalama hız bileşenlerinden oluşmaktadır. Ancak türbülanslı akışta anlık hız içerisinde ortalama ve salınım hız bileşenleri mevcuttur. Ayrıca basınç da ortalama ve salınım bileşenlerinden oluşmaktadır.

$$\vec{u} = U + u'; u = U + u'; v = V + v'; w = W + w'; p = P + p' \quad (4.17)$$

Yukarıdaki ifadeler süreklilik ve momentum denklemlerinde yerine konur ve Reynolds tarafından geliştirilen zaman averajları alınırsa aşağıdaki türbülanslı akış için zaman averajlı süreklilik ve momentum denklemleri elde edilir.

$$\text{div } \vec{U} = 0 \quad (4.18)$$

$$\text{div } (U\vec{U}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \text{div grad } U + \left[-\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \quad (4.19)$$

$$\text{div } (V\vec{U}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \text{div grad } V + \left[-\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right] \quad (4.20)$$

$$\text{div } (W\vec{U}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \text{div grad } W + \left[-\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right] \quad (4.21)$$

Zaman averajlı momentum denklemlerinde, salınım hızlarının çarpımını içeren fazladan terimler mevcuttur. Bu terimler salınım hızları sebebiyle taşınım momentum transferini ifade etmektedirler. Reynolds stresleri olarak adlandırılan bu terimler ortalama hız bileşenleri üzerindeki fazladan gerilmeleri temsil ettiğinden genelde momentum denklemlerinin sağ tarafında gösterilirler. Skalar bir büyüklük olan sıcaklığı da aşağıdaki gibi

$$T_{anlık} = T + T' \quad (4.22)$$

ortalama ve salınım bileşenlerine ayırarak yazdığımızda benzer şekilde enerjinin korunumu içinde aşağıdaki zaman averajlı denklem elde edilir.

$$U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} + W \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \left[-\frac{\partial(\overline{u'T'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{v'T'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{w'T'})}{\partial z} \right] \quad (4.23)$$

Sonuç olarak zaman averajlı momentum denklemlerinden fazladan altı bilinmeyen gelmektedir. Ayrıca skalar transport denklemi de (enerji denklemi) fazladan terimler getirmektedir. Türbülans modellemesinin ana amacı; Reynolds streslerini ve skalar transport terimlerini (Reynolds flux) belirlemek için sayısal yöntemler geliştirmektir.

Yukarıda verilenler ışığında indeks gösterimiyle türbülanslı çözüm için kartezyen koordinat sisteminde, 3 boyutlu, kararlı halde süreklilik, Reynolds averajlı momentum ve zaman averajlı enerji denklemleri aşağıdaki şekilde verilebilir.

Süreklilik

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.24)$$

Momentum

$$\rho U_i \frac{\partial U_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (4.25)$$

Enerji

$$\rho c_p U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[k \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho c_p \overline{u'_i T'} \right] \quad (4.26)$$

4.4.2. Yapılan çalışmada türbülans modelinin seçimi

Teoride, korunum denklemleri uygun sınır şartları kullanılıp çözülerek herhangi bir türbülanslı akış analiz edilebilir. Doğrudan sayısal çözümleme (direct numerical simulation) olarak bilinen bu teknik pratikte nadiren uygulanmaktadır. Çözümün zorluğu en küçük boyuttan en büyük boyuta kadar bütün edilerin modellenmesi zorunluluğundan kaynaklanmaktadır. Ayrıca en hızlı salınımları yakalayabilmek için de zaman aralığının çok küçük seçilmesi gerekmektedir. Bu sebeple zaman ve bilgisayar kapasitesi açısından da dezavantajları vardır. Bahsedilen zorluklar sebebiyle türbülanslı akışların analizine yönelik olarak büyük edili simülasyonu (large eddy simulation) ve türbülans modellemesi olarak iki alternatif yaklaşım geliştirilmiştir. Büyük edili simülasyonu tekniğinde üç boyutlu zamana bağlı Navier Stokes denklemleri çözülür ve büyük boyuttaki ediler modellenir. Bu teknik büyük edilerin modellenmesi sebebiyle avantajlı olsa da ilk ve sınır şartlarının uygulanmasındaki güçlükler ve üç boyutlu zamana bağlı çözümlere ihtiyaç duyması sebebiyle zorlukları mevcuttur.

Mühendislik uygulamaları açısından türbülansın bütün ayrıntılarının bilinmesi çoğu zaman gerekmemektedir. Türbülansın, akışın bütünü üzerindeki etkisinin bilinmesi yeterli olabilmektedir. Dolayısıyla anlık büyüklüklerin çözümüne gerek olmadan ortalama büyüklüklerin bilinmesi yeterli olabilmektedir. Türbülans modeli, önceki bölümde elde edilen bu ortalama denklemlerdeki bilinmeyen Reynolds gerilme ve akılarının elde edilmesi için gerekli denklemler ve ilişkilerden oluşmaktadır. Değişen karmaşıklıklarda bir sürü türbülans modeli geliştirilmiştir. Bunlar genel olarak edili viskozite ve Reynolds gerilme modelleri olmak üzere iki ana kısma ayrılabilir. Edili viskozite modellerinde türbülans gerilmeleri ve akıları taşınımını gerçekleştirdikleri büyüklüğün değişimi cinsinden ifade edilirler. Reynolds gerilme modelinde ise bilinmeyen ifadeler kendilerinin bağımlı değişken olarak bulunduğu diferansiyel taşınım denklemlerinin çözümünden elde edilirler.

Mevcut çalışmada kullanılmak üzere, gerek bugüne kadar birçok alanda tatminkar sonuçlar verdiği ispatlanmış olması, gerekse PHOENICS programında uzun süredir kullanılan bir model olması ve gerekse önceden jetlerle ilgili uygulamalarda kısmen iyi sonuçlar vermesi sebebiyle edî viskozite tipi modellerden k-ε modeli seçilmiştir.

“k-ε” modelinin duvarlarla sınırlandırılmış akışları modellemedeki başarısı duvar fonksiyonlarının başarısına bağlıdır. Reynolds sayısının yüksek olduğu durumlarda, viskoz etkiler önemsiz olmakta ve duvar fonksiyonları verimli bir şekilde uygulanabilmektedir. Ancak düşük Reynolds sayılarında standart duvar fonksiyonları akışların modellenmesinde yetersiz kalmaktadırlar. Ayrıca çarpan jetlerde özellikle durma bölgesi civarında standart k-ε modeli kinetik enerji üretimini olduğundan fazla göstermekte bu durum bu bölgedeki türbülansın gerçekte olduğundan fazla görünmesi sonucunu doğurmakta bunun sonucunda bu bölgede taşınım ile ısı transfer katsayıları deneysellere oranla çok yüksek çıkmaktadır. Düşük Reynolds sayılarında ve duvara yakın bölgelerde akışı modelleyebilmek için birçok modeller geliştirilmiştir. Duvara yakın bölgeler için yapılan modifikasyonlardan en basiti mixing length modeli için geliştirilmiş van Driest sönümleme fonksiyonudur. Daha gelişmiş modeller, yüksek Reynolds sayılı ve duvardan uzak durumlar için geçerli olan türbülans transport denklemlerindeki deneysel sabitler ve fonksiyonlar üzerinde, ya duvar sönümleme faktörü ya da moleküler viskozitenin doğrudan etkisini veya her ikisinin birden etkisini hesaba katarak uygulanmaktadırlar. Duvara yakın bölgelerle ilgili bir başka zorluk sayısal çalışmalara ışık tutacak deneysel verilerin de teknik zorluklar sebebiyle yetersiz olmasıdır.

Düşük reynolds sayılarında ve duvara yakın bölgelerde türbülansı modellemek üzere 8 farklı model Patel ve diğerleri tarafından ayrıntılı incelenmiştir [57]. Bu modeller Chien, Dutoya ve Michard, Hassid ve Porch, Hoffmann, Lam ve Bramhorst, Launder ve Sharma, Reynolds, Wilcox ve Rubesin tarafından geliştirilmiş modellerdir. Bahsedilen modellerden ilk yedisi

k- ϵ modelinin değişik varyasyonlarıdır. Bu modellerde Reynolds gerilmeleri, yerel hız gradyanı ve k- ϵ transport denklemlerinden hesaplanan edi viskozitesi kullanılarak hesaplanmaktadır. Bahsedilen düşük Reynolds sayısı modelleri standart k- ϵ modelden viskoz difüzyon terimlerinin dahil edilmesi ve denklemlerdeki sabitleri modifiye eden fonksiyonların kullanılmasıyla ayrılırlar. Mevcut çalışmamız için düşük reynolds sayısı modeli seçiminde temel alınan Patel, Rodi ve Scheuere yaptığı çalışmada farklı modelleri aşağıdaki deneysel çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırdılar:

- Düz plaka üzerindeki akışta sınır tabakası
- Ters basınç gradyanına sahip sınır tabakası
- Basınç düşümü altındaki sınır tabakası

Çalışmaları sonucunda Hassid ve Poreh, Hoffman, Dutoya ve Michard, Reynolds modelleri düz plaka üzerindeki akış için bile tatminkar sonuçlar vermemiştir. Bütün testler için sonuçlar karşılaştırıldığında Launder ve Sharma modeli, bir seviyeye kadar da Chien, Lam ve Bramhorst, Wilcox ve Rubesin modellerinin deneylerle uyumlu olduğu görülmüştür. Bu sonuçlar ışığında problem çözümü için PHOENICS'te uygulaması mevcut, Lam ve Bramhorst modeli seçilmiştir. Sonraki bölümde standart k- ϵ modeli ve Lam–Bramhorst düşük Reynolds sayısı modeli ayrıntılı olarak incelenecektir.

4.4.3. k- ϵ türbülans modeli

Harlow ve Nakayama tarafından 1968' de geliştirilen k- ϵ modeli en yaygın olarak kullanılan türbülans modeli haline gelmiştir. PHOENICS, 1974' te Launder ve Spalding tarafından geliştirilen yerçekimi etkilerini de içeren k- ϵ modelini kullanmaktadır [58]. Bu modelde, k, ϵ ve edi viskozite terimi için kullanılan transport denklemleri sırasıyla

$$\rho U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon \quad (4.27)$$

$$\rho U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + f_1 C_1 \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - f_2 C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.28)$$

$$\mu_t = f_\mu C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.29)$$

Denklemlerin elde edilmesiyle ilgili ayrıntılar Tennekes ve Lumley tarafından verilmiştir [59]. Standart modelde duvar sönümlleme fonksiyonlarının değeri birdir. Denklemlerde aşağıdaki deneysel sabitler kullanılmaktadır.

$$\sigma_k = 1.00, \quad \sigma_\varepsilon = 1.314, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \quad C_\mu = 0.09 \quad (4.30)$$

4.4.4. Lam – Bramhorst düşük Reynolds sayısı modeli

Mevcut problemin çözümünde kullanılan Lam – Bramhorst düşük reynold sayısı modeli Patel tarafından izah edilen modeldir [57]. Lam – Bramhorst modelinde duvar fonksiyonları kullanılmadığı ve hesaplamalar viskoz alt tabakayı kapsayacak şekilde duvara doğru uzatıldığı için duvar fonksiyonu kullanan çözümlere oranla daha büyük bilgisayar depolama kapasiteleri ve çözüm zamanlarına ihtiyaç duymaktadırlar. Çözüm alanındaki ağ yapısı duvar yakınlarında yüksek yoğunlukta olacak şekilde düzenlenmelidir. Bu durumla ilgili ayrıntılı bilgi hücre yapısı başlığı altında verilmiştir. LB düşük reynold sayısı modeli, standart k-ε modelinden deneysel sabitler $C_\mu, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$ nin sırasıyla aşağıdaki duvar sönümlleme fonksiyonlarıyla çarpılmasıyla elde edilir.

$$f_\mu = [1 - \exp(-0.0165 \text{Re}_z)]^2 \left(1 + \frac{20.5}{\text{Re}_t} \right) \quad (4.31)$$

$$f_1 = \left(1 + \frac{0.05}{f_\mu}\right)^3 \quad (4.32)$$

$$f_2 = 1 - \exp(-Re_t^2) \quad (4.33)$$

Fonksiyonlardaki Re_t ve Re_z sırasıyla türbülans Reynolds sayısını ve duvar yakınındaki türbülans reynolds sayısını göstermektedir ve aşağıdaki şekilde ifade edilmektedirler.

$$Re_t = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon} \quad (4.34)$$

$$Re_z = \frac{\rho k^{1/2} z}{\mu} \quad (4.35)$$

4.4.5. Türbülanslı akış sınır şartları

Laminar akış modellemesinde verilen sınır şartları değişkenlerin ortalama değerleri için hala geçerlidir. Bunlara ek olarak k ve ε için kullanılan modele uygun sınır değerleri eklenmiştir. Aşağıda açıklamaları verilen sınır şartları ayrıca bir çizelge halinde Çizelge 4.2'de görülmektedir.

Giriş sınır şartı

Girişteki havanın hız ve sıcaklığına benzer şekilde k ve ε değerleri içinde uygun şartlar verilmelidir. Çözümün girişte verilen türbülansla ilgili sınır şartlarından fazla etkilenmediği deneyerek görülmüştür. Girişte k için giriş şartı doğrudan verilmemiş girişte verilen türbülans yoğunluğu (T_i) ve ortalama hız kullanılarak aşağıdaki şekilde elde edilmiştir:

$$k = (T_i w_{jet})^2 \quad (4.36)$$

Benzer şekilde ε içinde giriş şartı:

$$\varepsilon = (C_\mu C_d)^{3/4} \frac{k^{3/2}}{L} \quad (4.37)$$

Eşitliğinden elde edilmiştir. Eşitlikte L girişteki karakteristik uzunluk olup girişteki eşdeğer çapın 0.1 katı olarak seçilmiştir. Sonuç olarak giriş şartı olarak verdiğimiz türbülans yoğunluğu değeri k ve ε için giriş şartlarını hesaplamakta kullanılmaktadır. Ayrıca diğer değişkenlerin ortalama değerleri için sınır şartları aşağıdaki gibidir.

$$U = 0; \quad V = 0; \quad W = W_{jet}; \quad T = T_{jet} \quad (4.38)$$

Duvar sınır şartları

Seçtiğimiz Lam – Bramhorst modelinde duvar fonksiyonları uygulanmadığı için duvarlarda bu fonksiyonlar yerine kinetik enerji ve disipasyon oranı için

$$k = 0 \quad \text{ve} \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0 \quad (4.39)$$

sınır şartları uygulanmıştır. Çarpma plakası ve jet plakasının oluşturduğu duvarlarda ortalama hızlar kaymazlık şartı gereği sıfır alınmıştır.

$$U = 0; \quad V = 0; \quad W = 0 \quad (4.40)$$

Isı transferi açısından üst plaka yani jet plakasında adiyabatik, alt plaka da ise sabit ısı akısı sınır şartı uygulanmıştır. Isı akısının miktarı türbülanslı ve laminar akışta farklı büyüklüktedir.

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0; \quad q'' = \text{sabit} \quad (4.41)$$

Çıkış ve simetri sınır şartları

Duvar sınır şartlarının aksine çıkıştaki k ve ε sınır şartları için düşük ve yüksek Reynolds sayılı modellerde aynı sınır şartları kullanılabilir. Kinetik enerji ve disipasyon oranı için çıkış sınır şartları

Simetri eksen 1 ve çıkış 1

$$x \text{ yönü: } \frac{\partial k}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0 \quad (4.42)$$

Simetri eksen 2 ve çıkış 2

$$y \text{ yönü: } \frac{\partial k}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0 \quad (4.43)$$

Şekil 4.1' de gösterilen çözüm alanının çıkışları atmosfere açıktır. Bu sebeple çıkışlarda basınç atmosferik basınç olarak alınmıştır. Ayrıca hız ve sıcaklık gradyanları sıfır alınmıştır. Bu şartın doğruluğunu sağlamak için plaka boyutları çarpma noktasından itibaren x ve y yönlerinde jet yarı çapının 10 katı kadar uzun alınmıştır.

Simetri eksen 1 ve çıkış 1

$$x \text{ yönü: } \frac{\partial U}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial W}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad P = P_0 \quad (4.44)$$

Simetri eksen 2 ve çıkış 2

$$y \text{ yönü: } \frac{\partial U}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial V}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial W}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad P = P_0 \quad (4.45)$$

Ayrıntıları verilen sınır şartları, Çizelge 4.2’de tablo halinde verilmiştir.

Çizelge 4.2. Türbülanslı çözüm için sınır şartları

	U	V	W	T	k	ε
Giriş	U = 0	V = 0	W = w _{jet}	T = T _{jet}	(T _i W _{jet}) ²	(C _μ C _d) ^{3/4} k ^{3/2} L
Çarpma plakası	U = 0	V = 0	W = 0	q'' = sabit	k=0	∂ε/∂z=0
Jet plakası	U = 0	V = 0	W = 0	∂T/∂z = 0	k=0	∂ε/∂z=0
Çıkış 1	∂U/∂x = 0	∂V/∂x = 0	∂W/∂x = 0	∂T/∂x = 0	∂k/∂x=0	∂ε/∂x=0
Simetri 1	∂U/∂x = 0	∂V/∂x = 0	∂W/∂x = 0	∂T/∂x = 0	∂k/∂x=0	∂ε/∂x=0
Çıkış 2	∂U/∂y = 0	∂V/∂y = 0	∂W/∂y = 0	∂T/∂y = 0	∂k/∂y=0	∂ε/∂y=0
Simetri 2	∂U/∂y = 0	∂V/∂y = 0	∂W/∂y = 0	∂T/∂y = 0	∂k/∂y=0	∂ε/∂y=0

4.5. Problemin PHOENICS’ te Çözüm Yaklaşımı

4.5.1. PHOENICS sayısal akışkanlar dinamiği kodu

Gerçekleştirilen sayısal çalışmada PHOENICS (Parabolic Hyperbolic Or Elliptic Numerical Integration Code Series) sayısal akışkanlar dinamiği kodu kullanılmıştır. Program isminde geçen “parabolik”, “hiperbolik”, “eliptik” çözülen denklem türlerini göstermektedir. Çözülen bu denklemler kütle, momentum, enerji ve diğer korunan büyüklüklerin denkliliklerini ifade etmektedir. Ayrıca bu denklemler difüzyonun, taşınımın ve kaynakların etkilerini, aynı zamanda zamanla değişimi ifade etmektedirler. Bu denklemlerdeki bağımlı değişkenler kütle, hız, basınç, sıcaklık veya entalpi, konsantrasyon, elektrik yükü veya bir başka korunan büyüklük olabilmektedir. Denklem sisteminin lineer olmaması sebebiyle PHOENICS lineer olmayan kısmi diferansiyel denklem setlerinin çözümlerinde iteratif sayısal yaklaşımları kullanmaktadır. Programda kısmi diferansiyel denklemleri cebirsel denklemlere dönüştürmek için sonlu hacimler metodu kullanılmaktadır [60].

PHOENICS aşağıda verilen üç ana eleman ve yardımcı elemanlardan oluşmaktadır:

Satellite: Ön işlemci olarak görev yapan satellite aşağıdaki işlemleri yerine getirir:

- Q1 kütüğünde verilen işlemleri okur.
- PHOENICS kütüphanesinden örnek problemleri seçer.
- Menü sistemini çalıştırarak problem tanımı yapar.
- Klavye üzerinden verilen komutları işler.
- Yardım ve komut tarama işlemleri yapar.

Earth: Ana simülasyon yazılımını içermektedir. Yazılımda fiziksel kanunlarla ilgili parçalar ve kullanılan sayısal metoda uygulanan bütün işlemlerle ilgili Fortran kodlamasını kapsamaktadır. Earth, Satellite tarafından hazırlanan veri kütüğünü okur ve istenen hesaplamaları yapar. Hesaplama sonunda Result ve Phi adlarında iki kütük oluşturur. Phi, son işlemci Photon tarafından okunabilen formattadır.

Photon: Earth tarafından hazırlana Phi kütüğünü okur ve kullanıcıya interaktif olarak sonuçları sunar. Kullanıcının vereceği komutlara göre akış vektörlerini, sıcaklık dağılımlarını, problemin hücre yapısını vb. gösterir.

Akışı, ısı ve kütle transferini, kimyasal reaksiyonları, çok fazlı akışları tanımlayan diferansiyel denklemler PHOENICS'te doğrusal algebrik denklemler haline getirildiğinde çözülebilirler. Kod aşağıda genel hali verilen diferansiyel denklemlerin, ayrıklaştırılmış hallerini çözer:

$$\frac{\partial(r_i \rho_i \varphi_i)}{\partial t} + \text{div}(r_i \rho_i \vec{u}_i \varphi_i) - \text{div}(r_i \Gamma_{\varphi_i} \text{grad} \varphi_i) = r_i S_{\varphi_i} \quad (4.46)$$

Eşitliğin sol tarafındaki terimler sırasıyla zamana bağlı, taşınım ve difüzyon terimlerini, sağ tarafındaki ise kaynak terimini göstermektedir.

Ayrıca eşitlikte:

t : zaman

r_i : i fazının hacimsel olarak oranı

ρ_i : i fazının yoğunluğu

φ_i : i fazında korunan bir özellik

$\vec{u}_i$: i fazındaki hız vektörü

Γ_{φ_i} : i fazındaki φ büyüklüğünün değişim katsayısı

olarak tanımlanmıştır.

4.5.2. Sonlu hacimler yöntemi

Sonlu hacimler yöntemi, üç ana sayısal çözüm tekniğinden(sonlu farklar, sonlu elemanlar, spektral metodlar) sonlu farklar metodunun özel bir şekli olarak geliştirilmiştir. Şu an mevcut sayısal akışkanlar dinamiği kodlarının PHOENICS dahil birçoğunda bu yöntem kullanılmaktadır. Sonlu hacimler yönteminin sayısal algoritması aşağıdaki üç basamaktan oluşmaktadır. Birinci basamakta, çözüm alanındaki bütün kontrol hacimlerinde akışı temsil eden korunum denklemlerinin integrasyonu gerçekleştirilir. Daha sonra ikinci basamakta integre edilmiş denklemlerde, taşınım, iletim ve kaynak terimleri gibi akışı temsil eden terimler sonlu farklar tipi yaklaşımlarla yerine konur. Bunun sonucunda integral formundaki denklemler cebirsel denklem sistemlerine dönüştürülür. Son basamakta cebirsel denklemler iteratif yöntemlerle çözülür. Fiziksel korunum prensipleriyle sayısal algoritma arasındaki belirgin ilişki sonlu hacimler metodunu özellikle mühendisler arasında daha cazip ve anlaşılır kılmıştır.

4.5.3. Çözüm tekniği

Sayısal olarak ele alınan problem kartezyen koordinatlarda zamandan bağımsız olarak çözülmüştür. Denklemlerin formülasyonunda eliptik denklem

tipi ve kaydırılmış hücre yapısı kullanılmıştır. Matematiksel olarak kararlı haldeki viskoz akışlar eliptik yapıya sahiptir. Bu da akışın bir noktasındaki değerlerin çevresindeki noktalardan etkilendiği manasına gelmektedir. PHOENICS'te ise eliptik terimi parabolik aksine akış içerisinde baskın bir yön olmadığı ve bu vesileyle bilgisayar zamanından ve depolamadan tasarruf etmenin mümkün olmadığı durumlar için kullanılmaktadır. Kaydırılmış hücre yapısından kasıt ise hızların hücre yüzeylerinin orta noktasında depolanmasıdır. Kaydırılmış hücre yapısının kullanılmadığı durumlarda hızlar aynı basınç ve sıcaklık gibi hücre merkezlerinde depolanırlar. Kartezyen koordinatlara uygunluğu açısından kaydırılmış hücre yapısı seçilmiştir. Ayırıklaştırma işlemi algoritması olarak hibrid şeması kullanılmıştır. Bu şema upwind şemasının kararlılığı ile merkezi farklar şemasının hassaslığını birleştiren bir şemadır. Çözüm işleminde bilgisayar hafızasında ekonomi sağlamak amacıyla “slabwise” denilen dilim dilim çözüm tekniği uygulanmıştır. Bu teknikte denklemler tek bir dilim için aynı anda çözülmekte sadece bu çözülmekte olan dilim ve onun arkası ve önündeki dilimlerde bulunan değişkenler ana hafızada saklanmaktadır. Diğer bütün dilimler sabit diskte saklanmaktadır. Çözümümüzde basınç ve sıcaklık hariç bütün değişkenler için bu metod uygulanmıştır. Basınç için ise “whole-field” denilen bütün dilimlerin hafızada saklandığı yöntem uygulanmıştır. Akış sınır şartlarının ve blokların etkisini bütün çözüm alanına iletmesi nedeniyle özellikle basınç düzeltme denkleminin “whole-field” metoduyla çözülmesi tavsiye edilmektedir. Momentum ve süreklilik denklemleri birbiriyle bağlantılıdır. Basınç için ise doğrudan bir denklem bulunmamaktadır. Bütün sayısal akışkanlar dinamiği kodlarının amacı doğrudan denklemi olmayan bu değişkeni süreklilik denklemiyle ilişkilendirmek bir şekilde içine katmaktır. Bu işlem PHOENICS' te Patankar ve Spalding tarafından geliştirilen SIMPLE algoritmasının bir varyasyonu olan SIMPLEST (SIMPLEShorTened) algoritması ile gerçekleştirilmektedir.

4.5.4. Hücre yapısı

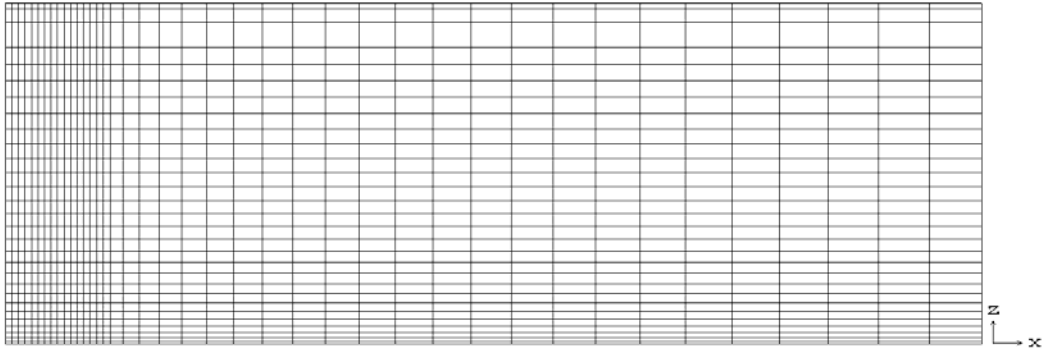
Hücre yapısının ve sayısının önemi yapılan deneme çözümlerinde ortaya çıktı. Örneğin jet içerisinde hücre sayısının yeterince yüksek olmaması sebebiyle jet içerisindeki hız profili ve sabit hız çekirdeği bölgesi elde edilemedi. Aynı şekilde türbülanslı akış modellemesinde kullandığımız türbülans modeli olan Lam-Bramhorst düşük reynolds sayısı modeli duvar fonksiyonlarını kullanmaması sebebiyle standart k-ε modelinden farklı bir hücre yapısına ihtiyaç duyuldu. Bu bilgiler ışığında çözüm alanı içerisinde çarpma plakasına yakın bölgelerde sınır tabakasındaki değişiklikleri yakalayabilmek ve viskoz alt tabakayı modelleyebilmek için hücrelerin sıklığı artırıldı. Özellikle türbülanslı akışta LB modelini kullanabilmek için tavsiye edilen z^+ değerinin 1'den küçük bir değeri için en az bir hücre yerleştirilmesi kriteri sağlandı. Bu bağlamda $z^+ = 1$ değerine kadar toplam 4 hücre yerleştirildi. Bu değerleri elde etmek için türbülanslı akışta z^+ değerleri hesaplatıldı. Bu kriterin bütün türbülanslı çözümlerde sağlanması için duvara dik yöndeki hücre sayılarında düzenlemeler yapıldı. y^+ boyutsuz duvar mesafesi olarak tanımlanmakta ve aşağıdaki ifadeden elde edilmektedir.

$$z^+ = \frac{u_\tau z}{\nu} \quad (4.47)$$

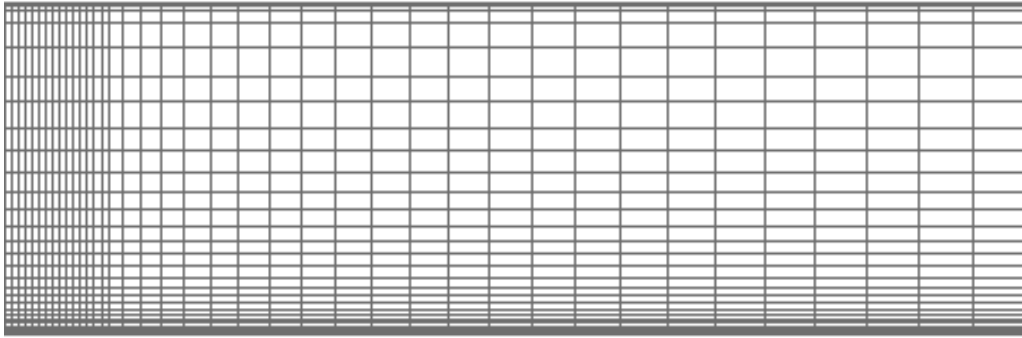
$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.48)$$

Denklemlerde u_τ sürtünme hızıdır ve duvara yakın bölgedeki hızları temsil eden hız ölçeğidir. Laminar akış modellemesinde duvara çok yakın bölgede bu kadar çok sıklıkta hücre olması yakınsama problemlerine yol açtı. Bu durumda bu bölgedeki hücre sıklığının kademeli bir şekilde azaltılmasıyla çözüldü. Ayrıca çözüm alanı duvara dik yönde üç farklı bölgeye ayrılarak bu bölgelerde bağımsız olarak hücre düzenlemelerinin yapılması mümkün hale

geldi. Şekilde de görülen bu bölgelerden jet girişi bölgesi diyebileceğimiz bölgede hücreler sıklaştırıldı. Bu bölgenin yanında hücreler dışa doğru azalan sıklıkta yerleştirildi. Aşağıdaki Şekil 4.2 ve Şekil 4.3 boyutsuz jet plaka mesafesi 2 için sırasıyla laminar ve türbülanslı çözümlerde uygulanan hücre yapısını göstermektedir. Türbülanslı akışta, çarpma plakasına yakın bölgedeki hücre sıklığı açıkça görülmektedir.



Şekil 4.2. Laminar akış için örnek hücre yapısı



Şekil 4.3. Türbülanslı akış için örnek hücre yapısı

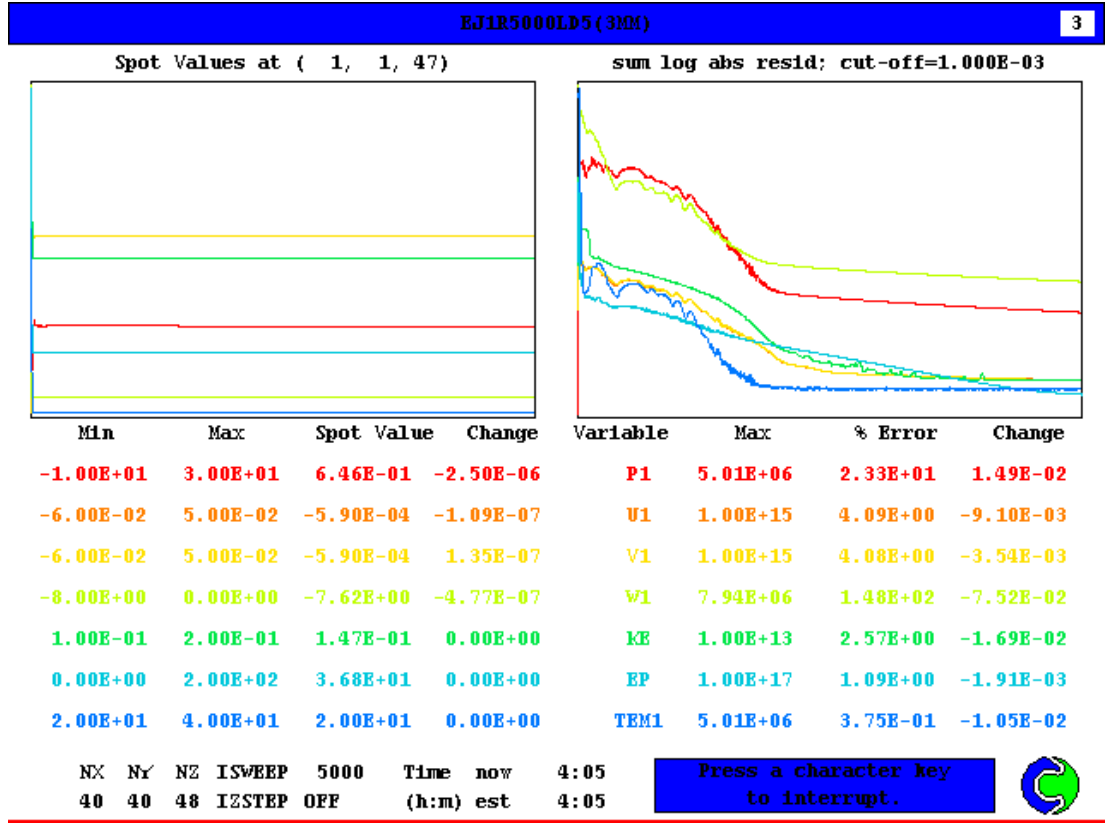
4.5.5. Sayısal çözümlerin doğruluğunun kontrolü

Gerek ticari programlar gerekse bireysel olarak yazılmış kodlarla elde edilen sayısal akışkanlar dinamiği çözümlerinin doğruluğunun sınanması gerekmektedir. Aynı problem ve çözüm alanı için bile hücre ve süpürme sayılarındaki küçük değişiklikler farklı sonuçların elde edilmesine sebep olmaktadır. Örneğin bu problemde belirli bir süpürme sayısından sonra hız

değerleri çözüm alanının her bölgesinde sabit değişmeyen değerler alırken, sıcaklık değerleri hala değişmektedir ve sabit hale gelmesi için daha yüksek süpürme sayılarına ihtiyaç duyulmaktadır. Buna ek olarak jetlerin önemli bir karakteristiği olan sabit hız çekirdeği bölgesinin daralması ve sonunda kaybolmasının yakalanabilmesi için de yine belirli bir hücre yapısı ve süpürme sayısı gereklidir. Bunlara ek olarak kullanılan türbülans modeli de sonuçlar üzerinde etkili olmaktadır. Herşeyden daha önemlisi de elde edilen sonuçların fiziksel bir mana ifade etmesi ve gerçekteki fiziksel olayla uyum içinde olması gerekmektedir. İşte bu ve bunun gibi sebeplerden dolayı sayısal akışkanlar dinamiği metodları kullanılarak elde edilen sonuçların geçerliliğinin kontrolü için beş temel unsurun gerçekleştirilmesi gerekmektedir. Çözümler, aşağıda belirtilen kriterler dikkate alınarak yapılmıştır. Kullanılan örnek bir Q1 kütüğü ve sonuç dosyası EK-3 ve EK-4'te verilmiştir.

Çözümün yakınsaması

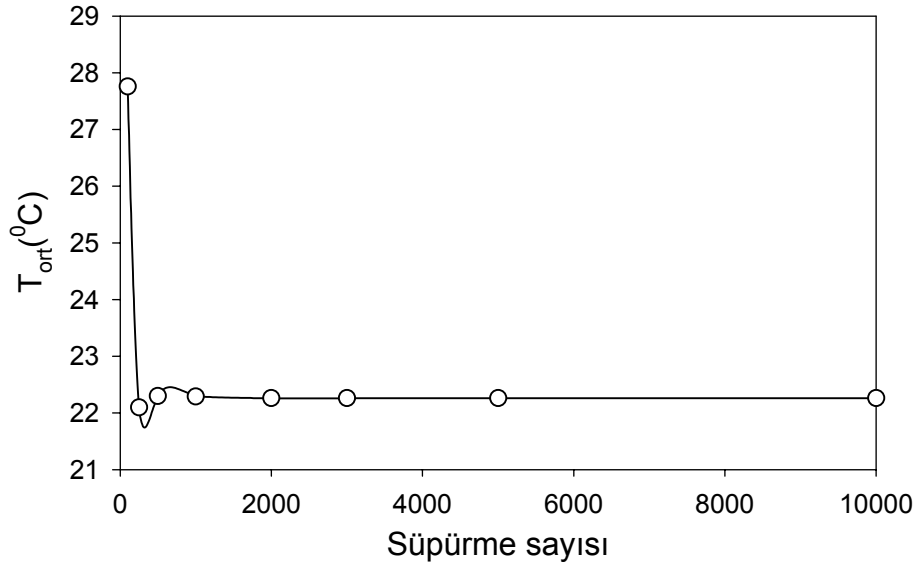
Şekil 4.4'te, çalışma kapsamında dairesel jetlerle $Re=5000$ değerinde boyutsuz jet plaka mesafesinin 5 jet çapına eşit olduğu durumun türbülanslı akış modellemesi sonucu elde edilen anlık değerlerin ve kalıntıların süpürme sayısı ile değişimleri görülmektedir. Çözümün yakınsaması için gerekli olan, mevcut bütün değişkenlerin kalıntıları monoton veya değişken bir şekilde azalmakta, ayrıca bütün değişkenler için anlık değerler bir süre dalgalanmadan sonra sabit bir değere ulaşmaktadır.



Şekil 4.4. Kalıntılar ve anlık değerlerin süpürme sayısı ile değişimi

Çözümün süpürme sayısından bağımsızlığı

Geçerli bir çözümün şartlarından birisi de, süpürme sayısının artmasıyla problemin yakınsamasının devam ettiğinin gözlenmesidir. Mevcut problemde bu durumun önemini gösteren bir durumla karşılaşıldı. Süpürme sayısı 500 değerine ulaştıktan sonra hız değerlerinin sabitlendiği ve süpürme sayısının artmasıyla artık değişmediği gözlemlendi. Bu sonuç problem çözümü için 500 süpürme sayısının yeterli olacağı sonucuna varılmasına sebep oldu. Ancak görüldü ki sıcaklık değerleri ancak 1500 süpürme sayısından sonra sabitlenmektedir. Süpürme sayısının 10000 değerine kadar devam edildi ve sonuçların değişmediği gözlemlendi. Bu sebeple çalışma 3000 süpürme sayısında gerçekleştirildi.



Şekil 4.5. Ortalama yüzey sıcaklığının süpürme sayısı ile değişimi

Korunum denklemlerinin sağlanması

Fiziksel olayı ifade eden kütle ve enerjinin korunumu denklemlerinin sağlanması doğru bir çözüm yolunda sağlanması gereken kriterlerden birisidir. Korunum denklemlerinin sağlanıp sağlanmadığını gösteren değerler PHOENICS programının sonuçlar dosyasında yer almaktadır. Yukarıda bahsedilen çalışmanın sonuç dosyasındaki değerlere bakıldığında korunum denklemlerinin sağlandığı görülmüştür. Süreklilik denkleminde, girişteki toplam kütleli debinin çıkıştakine hemen hemen eşit olduğu, ayrıca enerji denklemi içinde girişte jetin sahip olduğu enerji ve sisteme verilen ısı enerjisi toplamının çıkışta akışkanın sahip olduğu enerjiye hemen hemen eşit olduğu görülmüştür. Örnek durum için elde edilen değerler aşağıda sunulmuştur.

Süreklilik denklemi için:

Girişteki toplam kütleli debi = 1,83062E-01 kg/s

Çıkışlardaki toplam kütleli debi = -1,83062E-01 kg/s

Enerji denklemi için:

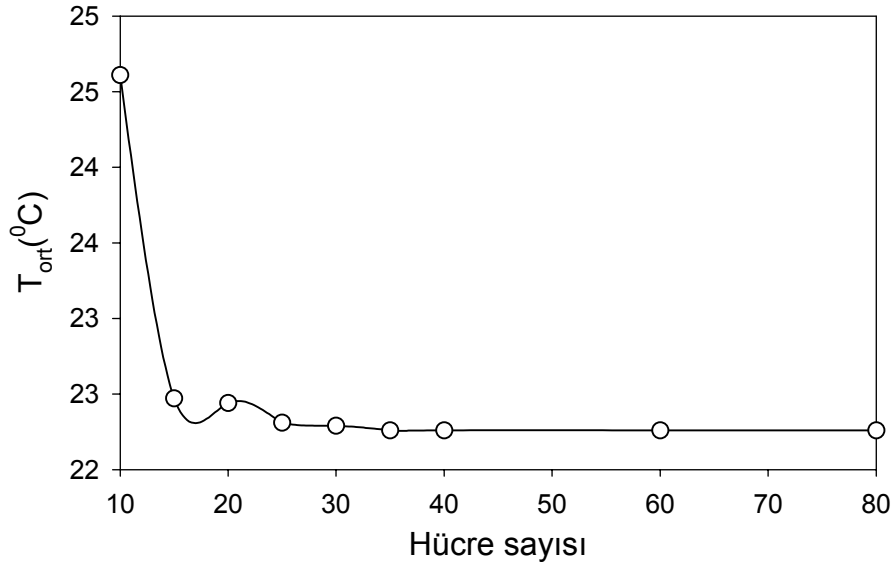
Jetin girişte sahip olduğu enerji ve ısı akısı toplamı = $5,418289E+01$ W

Akışkanın çıkışlardaki toplam enerjisi = $- 5,418724E+01$ W

Bu değerler üçüncü şart olan korunum denklemlerinin sağlandığının bir göstergesidir. Yaptığımız bütün çözümlerde yukarıdakine benzer hassaslıkta sonuçlar elde edilmiştir.

Çözümün hücre yapısından bağımsızlığı

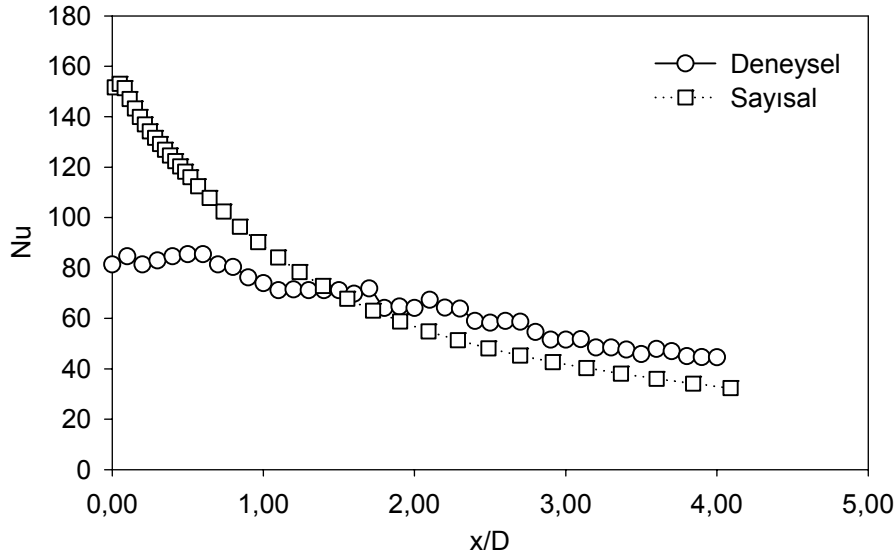
Hücre yapısı ve dağılımı, sayısal çözümlerin gerçek fiziksel değerlerden farklılığına sebep olacak faktörlerden birisidir. Mevcut problemimizde hücre yapısından bağımsız bir çözüm elde edebilmek için seyrek ve uniform bir hücre yapısıyla çözümlere başlandı. Daha sonra, çözümde en çok değişimin olduğu en hassas bölge olarak düşünülen yüzeye bitişik yüzeydeki hücrelerdeki ortalama sıcaklığın değeri kriter alınarak, bu değerdeki değişimlerin ihmal edilebilir hale geldiği ana kadar hücreler arttırıldı. Aynı zamanda, bu şekilde hücre sayısının çok fazla artmasını önlemek için kullanılan modele ve problemin fiziğine uygun olarak bazı yönlerde hücreler sıklaştırıldı. Kullandığımız türbülans modelin kriterlerine uygun olarak yeterli sayıda hücreyi duvara yakın bölgelerde uniform olarak yerleştirilseydi, çarpma plakasına dik yöndeki hücre sayısı oldukça fazla artacaktı. Modellenen deneysel çalışmanın çözümünün hücre yapısından bağımsızlığını gösteren Şekil 4.6 aşağıdadır. Plakaya dik yöndeki hücre yapıları bahsedilen kriterler, akışın laminar veya türbülanslı oluşu ve jet-plaka mesafesine bağlı olarak değişmektedir. Hücre yapısı ile ilgili diğer bilgiler hücre yapısı bölümünde açıklanmıştır.



Şekil 4.6. Ortalama yüzey sıcaklığının hücre sayısı ile değişimi

Sonuçların deneysel değerlerle uyumluluğu

Sayısal akışkanlar dinamiği çözümlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması, sonuçların güvenilirliğine yönelik en önemli çalışmalardan birisidir. Bu bağlamda yukarıda bahsedilen türbülans yöntemi ve buna uygun hücre yapısı kullanılarak çarpan dairesel jetler ile yapılan deneysel çalışma birebir modellenmiştir. Çalışma dairesel jetler kullanılarak Re sayısı 10000 değerinde, 500 W/m^2 sabit ısı akısı verilerek, jet- plaka mesafesi 12 cm iken jet çapının 10 mm değerinde gerçekleştirilmiştir. Karşılaştırmalı grafik Şekil 4.7’de verilmektedir.



Şekil 4.7. Deneysel ve sayısal sonuçların karşılaştırılması

Yukarıda, durma noktasında sayısal çalışmadan elde edilen değerler deneysel değerlerin neredeyse iki katıdır. Ancak durma noktasından itibaren yaklaşık 1D mesafesinden itibaren deneysel ve sayısal sonuçların birbiriyle nisbeten daha uyumlu olduğu görülmektedir. Wang ve Majumdar tarafından 5 farklı düşük reynolds sayısı modelinin denendiği çalışmada da bütün modellerin durma noktasındaki ve plaka sonlarına yakın bölgedeki Nu sayısı için deneysel değerlerden daha farklı değerler verdiği görülmüştür [38]. Yazarlar bu durumun sebebi olarak, kullanılan türbülans modellerdeki çok büyük türbülans uzunluk boyutlarının, iletimin baskın mod olduğu tabakanın kalınlığının azalmasına sebep olmasını göstermişlerdir. Bu durumun sonucu olarak da toplam termal direnç azalmış böylece ısı transferi de artmıştır. Yukarıdaki grafiklerden çıkarılacak başka bir sonuç modelimizde kullanılan sönmüleme fonksiyonlarının durma noktasında türbülans enerji üretiminin olduğundan fazla görünmesine engel olamadığıdır. Sonuç olarak kullanılan modelin çarpan jetler kullanılarak plaka üzerindeki Nusselt sayısının genel değişim karakteristiğini belirleyebildiği ancak yeterli olmadığı söylenebilir.

5. DAİRESEL JETLERDE DOĞAL TAŞINIM ETKİSİNİN SAYISAL İNCELENMESİ

Çarpan jetler uygulama alanları itibarı ile çok geniş bir yelpazeyi kapsamaktadır. Bu uygulamalarda jet hızından, plaka sıcaklığına plaka boyutlarından jet sayılarına kadar birçok parametre çok değişik aralıklarda kullanılmaktadır. Bahsedilen parametrelere bağlı olarak çarpan jetlerde doğal konveksiyon etkilerinin hesaba katılması hem doğru bir teorik analiz yapılması açısından hem de uygulamaya yönelik olarak doğal konveksiyonun olumlu veya olumsuz etkilerinin belirlenmesi açısından önem taşımaktadır. Bu kısımda, jet ile çarpma plakası arasındaki sıcaklık farkının ısı transferine etkisi sayısal olarak incelenmiştir.

Bu çalışmadan elde edilen sonuçlarda kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan doğal taşınımın, özellikle laminar jetlerde çarpma plakasının değişik bölgelerinde ısı transferini artırıcı veya azaltıcı etkiler yaptığı görülmüştür. Azalan jet hızıyla birlikte, duvar jeti bölgesinde zorlanmış taşınım etkileri düşmüş ve kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan doğal taşınım ısı transferini arttırmıştır. Duvar jeti bölgesinin önceki kısımlarında ve durma bölgesinde ise, özellikle yüksek Gr^* sayılarında doğal taşınımın olumsuz etkisi gözlemlenmiştir. Bu bölgede, plakaya paralel yöndeki jet hızı, kaldırma kuvvetinin oluşturduğu yukarı doğru akış tarafından yavaşlatılmıştır. Sonuç olarak durma noktasından itibaren, artan Gr^* sayısı etkisiyle bu bölgede Nusselt sayıları daha keskin bir eğimle düşüş göstermiştir. Bahsedilen bu farklı etkiler sonuçlar kısmında ayrıntılı olarak izah edilmiştir. Bu bölümdeki bulgular, doğru bir sayısal modelleme yapılabilmesine yönelik önemine ek olarak, bu etkilerin görüldüğü jet hızlarındaki çarpan jet uygulamalarında, en uygun jet plaka mesafesinin ve ayrıca jet dizilerine yönelik çalışmalarda, jetler arası en uygun mesafenin belirlenmesinde kullanılabilecektir.

5.1. Problem Tanımı

Yüksek sıcaklık farklarında doğal taşınım etkilerinin belirlenmesine yönelik bu çalışma, Re sayılarının 250, 500, 1000, 5000, 10000 değerleri için boyutsuz jet-plaka mesafelerinin 2, 4, 8, 12 değerlerinde 10, 50, 100, 500, 1000, 3000 W/m² ısı akıları herbir durum için uygulanarak gerçekleştirilmiştir. Herbir durum için uyarlanmış Grashof sayıları (Gr^*), yüzey sıcaklığı ile jet sıcaklığının ortalamasının alınması ile elde edilen sıcaklıktaki termofiziksel özellikler kullanılarak hesaplanmıştır. Bu sayının fiziksel olayı doğru bir şekilde temsil edebilmesi için sistemin karakteristik uzunluğunun seçimi önem taşımaktadır. Bu bağlamda kullanılan karakteristik uzunluk plakanın yüzey alanının plaka çevresine bölünmesiyle elde edilmiştir. Buna ek olarak özellikle karışık konveksiyon çalışmalarında doğal ve zorlanmış taşınım etkilerinin karşılaştırılmasında kullanılan Richardson sayısının (Gr^*/Re^2) incelenen aralıkta değişimi gözlemlenmiştir. Çalışma kapsamında kullanılan boyutsuz sayılar aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır.

Reynolds sayısı:

$$Re = \frac{W_{jet} D}{\nu_a} \quad (5.1)$$

denklemden W_{jet} jet giriş hızını, D jet çapını göstermektedir.

Uyarlanmış Grashof sayısı:

$$Gr^* = \frac{g \beta q_c L^4}{k_a \nu_a^2} \quad (5.2)$$

Uyarlanmış Grashof sayısının fiziksel olayı doğru bir şekilde temsil edebilmesi için sistemin karakteristik uzunluğunun seçimi önem taşımaktadır.

Bu bağlamda kullanılan karakteristik uzunluk L , plakanın yüzey alanının plaka çevresine bölünmesiyle elde edilmiştir. Denklemden q_c çarpma plakasına verilen ısı akısını göstermektedir.

Richardson sayısı:

$$Ri = \frac{Gr^*}{Re^2} \quad (5.3)$$

Nusselt sayısı

$$Nu = \frac{h D}{k_a} \quad (5.4)$$

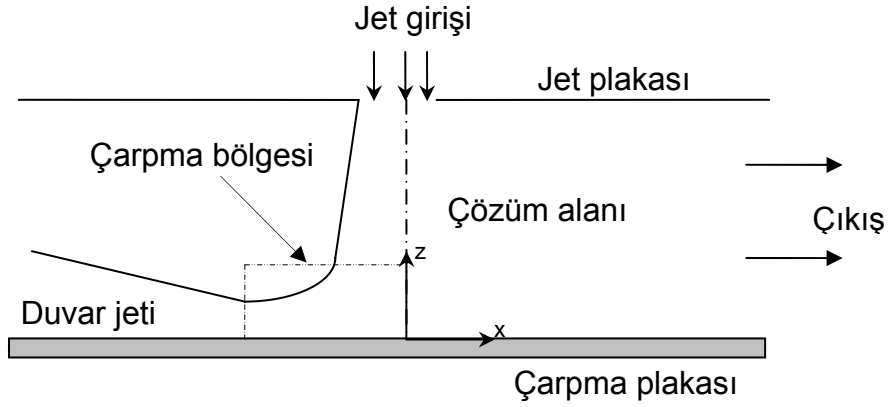
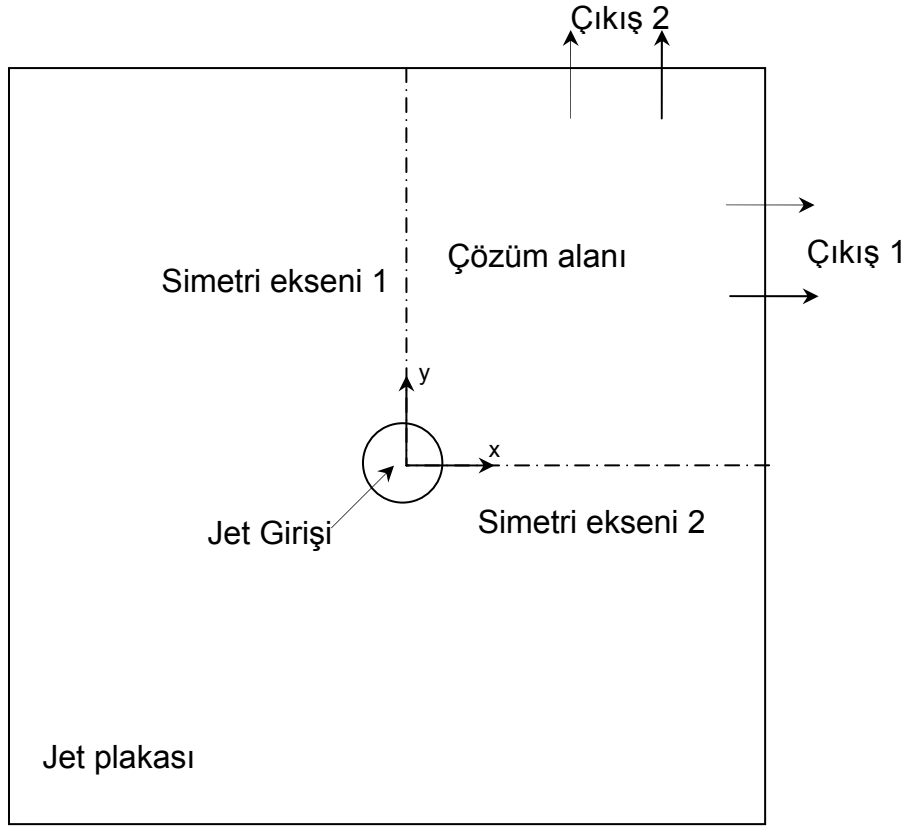
eşitlikteki h taşınım ısı transferi katsayısı olup

$$h = \frac{q_c}{(T_s - T_{jet})} \quad (5.5)$$

şeklinde tanımlanmıştır. T_s , yerel çarpma plakası sıcaklığını, T_{jet} jet çıkışındaki sıcaklığı göstermektedir.

Eşitliklerde, havanın termofiziksel özellikleri, plaka ve jet sıcaklıklarının ortalamasıyla elde edilen sıcaklıklarda hesaplanmıştır. Sadece Reynolds sayısındaki viskozite jet çıkış sıcaklığında alınmıştır.

Bir önceki bölümde verilen sayısal çözüm alanı konu bütünlüğü açısından aşağıda Şekil 5.1’de tekrar verilmiştir. Sayısal çözüm metodu ve sınır şartları Bölüm 4’te sunulduğu gibidir.



Şekil 5.1. Sayısal çözüm alanı

5.2. Korunum Denklemleri

Matematiksel formülasyon ve sayısal model kısmında elde edilen korunum denklemlerinde yoğunluk sabit kabul edilmiş ve yer çekimi etkisi ihmal edilmiştir. Bu durum plaka sıcaklığı ile yüzey sıcaklığı arasındaki farkın 15

dereceden küçük olduğu durumlarda gayet doğru bir yaklaşımdır. Ancak bu bölümde doğal konveksiyon etkileri incelenirken yerçekimi ve yoğunluk değişimi hesaba katılacaktır. Bu şartlar altında sayısal analiz bölümünde elde edilen süreklilik, momentum ve enerji denklemleri sırasıyla aşağıdaki şekillerde ifade edilir [64]:

Süreklilik denklemi:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (5.6)$$

Momentumun korunumu:

$$u \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho u)}{\partial y} + w \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad (5.7)$$

$$u \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + w \frac{\partial(\rho v)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad (5.8)$$

$$u \frac{\partial(\rho w)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho w)}{\partial y} + w \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] + g(\rho - \rho_a) \quad (5.9)$$

Enerjinin korunumu:

$$u \frac{\partial(\rho T)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho T)}{\partial y} + w \frac{\partial(\rho T)}{\partial z} = \frac{\mu}{\text{Pr}} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (5.10)$$

Enerji denklemindeki Prandtl sayısı :

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu C_p}{k} \quad (5.11)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.

Yukarıdaki korunum denklemlerinde doğal konveksiyon etkilerinin hesaba katılmasında Boussinesq yaklaşımı kullanılmamıştır. Yoğunluk hava için ideal gas kabulü yapılarak aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$\rho = \frac{P_{atm} + P_g}{R T_{abs}} \quad (5.12)$$

5.3. Veri Analizi

Doğal taşınımın yerel ısı transferine etkilerini belirlemek üzere gerçekleştirilen bu sayısal çalışmada, çözümler çarpma plakasına sabit ısı akısı şartı uygulanarak gerçekleştirilmiştir. Çözüm akışkan alanı içerisinde yapıldığı için bu alan içerisinde elde edilen sıcaklık değerlerinin yerel Nu sayısı ve ısı transfer katsayılarının elde edilebilmesi için plaka yüzeyine taşınması gerekmektedir. Bu işlem akışkan içerisinde plakaya en yakın hücrenin orta noktasındaki sıcaklık değerleri kullanılarak bir boyutlu ısı iletim analizi yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Elde edilen değerler yardımıyla da aşağıda açıklandığı şekilde yerel ısı transferi katsayıları ve Nu sayıları elde edilmiştir.

Plaka yüzeyindeki sıcaklık tek boyutlu iletimle ısı transferi hesabıyla aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$q_c = k_a \frac{T_s - T_1}{\Delta X_1} \quad (5.13)$$

$$T_s = \frac{q_c \Delta X_1}{k_a} + T_1 \quad (5.14)$$

Yukarıda T_1 yüzeye en yakın hücrenin orta noktasındaki akışkan sıcaklığını, ΔX_1 , en yakın hücrenin orta noktasından itibaren plaka yüzeyine olan mesafeyi q_c plakaya uygulanan ısı akısını k_{air} havanın ısıl iletkenlik katsayısını T_s de plaka sıcaklığını göstermektedir.

Elde edilen yüzey sıcaklığı vasıtasıyla taşınım ile yerel ısı transferi katsayısı Newton'un soğutma kanunu kullanılarak:

$$h = \frac{q_c}{(T_s - T_j)} \quad (5.15)$$

ifadesinden elde edilmiştir. Yerel Nusselt sayısı da yüzey ve jet sıcaklıklarının ortalaması alınarak elde edilen film sıcaklığındaki ısıl iletkenlik katsayısı kullanılarak:

$$Nu = \frac{h D}{k_a} \quad (5.16)$$

denklemden hesaplanmıştır.

5.4. Sayısal Sonuçlar

Bu bölümde, çarpan akışkan jetlerinde doğal taşınımın yerel ısı transferine etkisini belirlemek amacıyla dairesel jetler kullanılarak gerçekleştirilen sayısal çalışmanın sonuçları sunulmuştur. Bahsedilen doğal taşınım etkisi Re sayıları 250, 500, 1000, 5000, 10000 değerlerinde, jet - plaka mesafesi (H/D) 2, 4, 8 ve 12 alınarak incelenmiştir. Yukarıda belirtilen her bir Re sayısı ve jet - plaka mesafesi için ısı akıları $q'' = 10, 50, 100, 500, 1000, 3000 \text{ W/m}^2$ alınarak çözümler yapılmıştır. Sunulan grafiklerde “zorlanmış” tabiri denklemlerde kaldırma kuvvetinin ihmal edilmesiyle elde edilen çözümlere karşılık gelmektedir.

5.4.1. Yerel Nusselt sayısının ısı akısı ve Gr^* ile değişimi

İncelenen her bir Reynolds sayısı ve jet plaka mesafesi için çarpma plakasına verilen ısı akıları kademeli olarak arttırılmış bunun sonucunda, kaldırma kuvvetinin viskoz kuvvetlere oranının bir göstergesi olan uyarlanmış Grashof sayıları da artmıştır. Aşağıdaki grafiklerde yerel Nusselt sayılarının artan Gr^* sayılarıyla değişimi sunulmaktadır. Şekil 5.2 incelenen en küçük H/D oranı olan 2 için yerel Nusselt sayısının değişimini göstermektedir. Bu mesafe için çarpma noktasındaki Nu sayısı değerleri bütün Gr^* sayılarında birbirine çok yakındır. Ancak dikkatli bakıldığında yüksek ısı akılarında elde edilen değerlerin biraz daha yüksek olduğu görülmektedir. Bunun sebebi soğuk jet ile ısınıp yükselen havanın etkileşiminin jetin varış hızını düşürmesinin mesafenin küçük olması sebebiyle gerçekleşmemesindendir. Yani ısı transferinin zorlanmış taşınım etkisiyle olan kısmı olumsuz etkilenmemektedir. Buna ek olarak doğal taşınımın olumlu etkisi görülmektedir. Ayrıca çarpma noktasından itibaren $0,5D$ kadar mesafede bir iç maksimum görülmektedir. İç maksimumun yeri ve sebepleri ilgili bölümde ayrıntılı olarak incelenmiştir. $x/D=2,5$ değerine kadar kaldırma kuvveti, zorlanmış taşınım etkilerini azaltıcı bir role sahiptir. Zorlanmış taşınım etkilerinin jetin hızının düşmesiyle azaldığı ve kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan plakaya dik yöndeki hareket sebebiyle doğal taşınımın olumlu etkilerinin net bir şekilde görülmeye başlaması $x/D=2,5-3$ civarında en yüksek ısı akısının verildiği en yüksek uyarlanmış Grashof sayısında gerçekleşmiştir. Daha düşük ısı akıları için benzer durum çarpma plakasının daha uç noktalarında görülmüştür. Verilen ısı akılarının artması yüzey sıcaklıklarını arttırmış, artan yüzey sıcaklıkları sonucu oluşan kaldırma kuvveti etkisiyle doğal taşınım mekanizması devreye girmiştir.

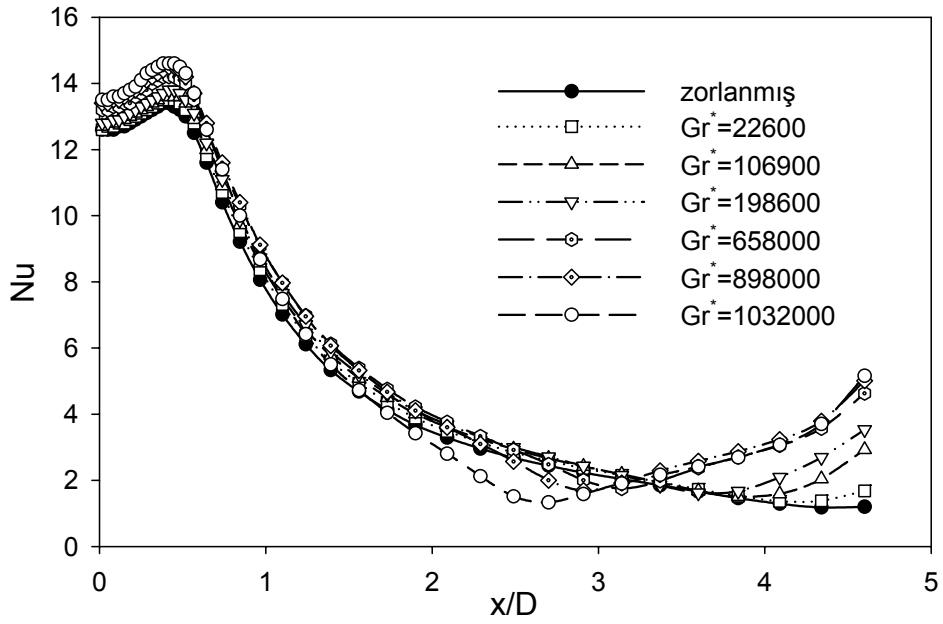
Boyutsuz jet-plaka mesafesi H/D değerinin 4' e çıkarılmasıyla Şekil 5.3'te görüldüğü gibi çarpma noktası Nusselt değerleri birbirinden belirgin şekilde farklılaşmıştır. Nusselt sayıları yüksek ısı akılarına karşılık gelen Gr^* sayılarında sadece zorlanmış durum için elde edilen değerlerden daha

yüksektir. Yukarıda izah edilen etkileşim bu durumun sebebidir. En yüksek ısı transferinin çarpma noktasında olduğu bu mesafede, $x/D=2,5$ değerine kadar kaldırma kuvveti zorlanmış taşınım etkilerini azaltıcı bir role sahiptir. Doğal taşınımın ısı transferini artırıcı etkisi en yüksek ısı akısından ve Gr^* sayısından başlayarak $x/D=2,5$ değerinden itibaren gözlemlenmektedir. Bu etkinin miktarı ve etkilediği bölge kaldırma kuvvetinin bir fonksiyonu olarak artan ısı akısıyla birlikte artıp genişlemektedir.

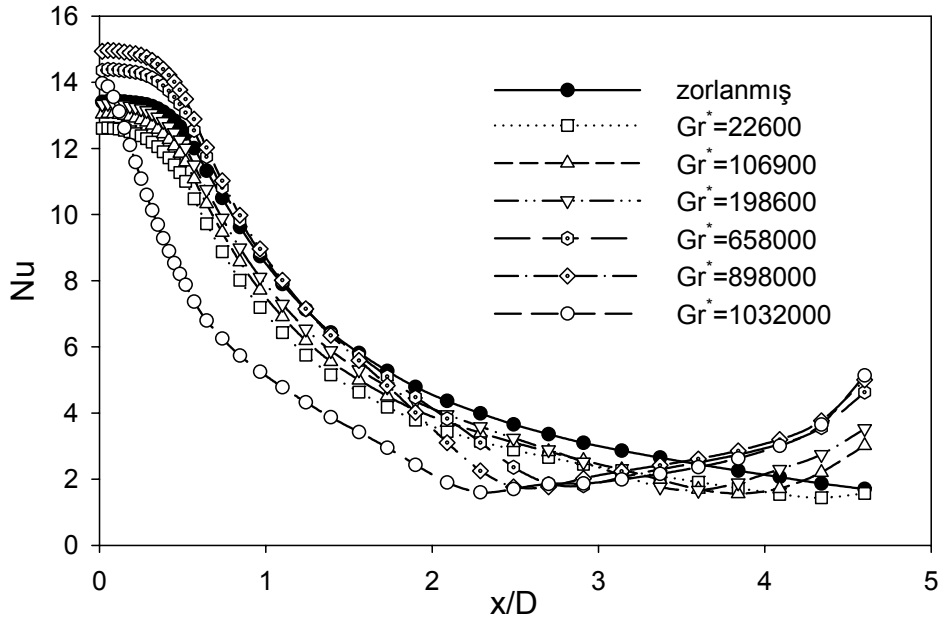
Jet - plaka arası mesafenin 8 jet çapına eşit olduğu durumu gösteren Şekil 5.4'te çarpma noktasında doğal taşınımın olumlu etkisi ancak yüksek ısı akılarına karşılık gelen Gr^* sayılarında, jet hızına ters yöndeki kaldırma kuvvetinin etkisiyle jet hızındaki azalmadan kaynaklanan düşüşü karşılayabilecek seviyeye ulaşmaktadır. Düşük ısı akılarında ise zorlanmış duruma göre daha düşük Nusselt sayıları elde edilmesinin sebebi aşağı inen jet ile yukarı çıkan ısınmış hava arasındaki zorlanmış taşınım etkisini azaltan etkileşimdir. Bu mesafe içinde diğer mesafelerde olduğu gibi yüksek ısı akılarında kaldırma kuvveti etkisiyle plakaya dik yönde oluşan akımın plakaya paralel hızı olumsuz etkilemesi sebebiyle Nusselt sayısındaki düşüş eğimi daha yüksektir. Ayrıca artan jet plaka mesafesi sonucu potansiyel öz bölgesi yok olmaya başlamış böylece jet içerisindeki hız profili çok belirgin hale gelmiştir. Bunun sonucu olarak $x/D=0,5$ değerine kadar olan Nusselt sayıları çarpma noktasından itibaren azalmıştır. Bu etki daha küçük mesafelerde pek belirgin değildir. $H/D=4$ mesafesinde olduğu gibi $x/D=2$ değerine kadar kaldırma kuvveti zorlanmış taşınım etkilerini azaltıcı bir etki yapmaktadır. Bu noktadan itibaren yine en yüksek Gr^* sayısı ve ısı akısından başlayarak doğal taşınımın ısı transferini artırıcı etkisi görülmektedir.

$Re=250$ için, jet plaka mesafesi 12 jet çapına çıkartıldığında diğer daha büyük Re sayılarında görülmeyen çok farklı ısı transferi özellikleri görülmektedir. Artan jet – plaka mesafesinin bir sonucu olarak düşen jet hızına ek olarak özellikle yüksek ısı akılarında kaldırma kuvveti ile gelen jet arasındaki olumsuz etkileşimin sonucu olarak zorlanmış taşınım etkisi yok

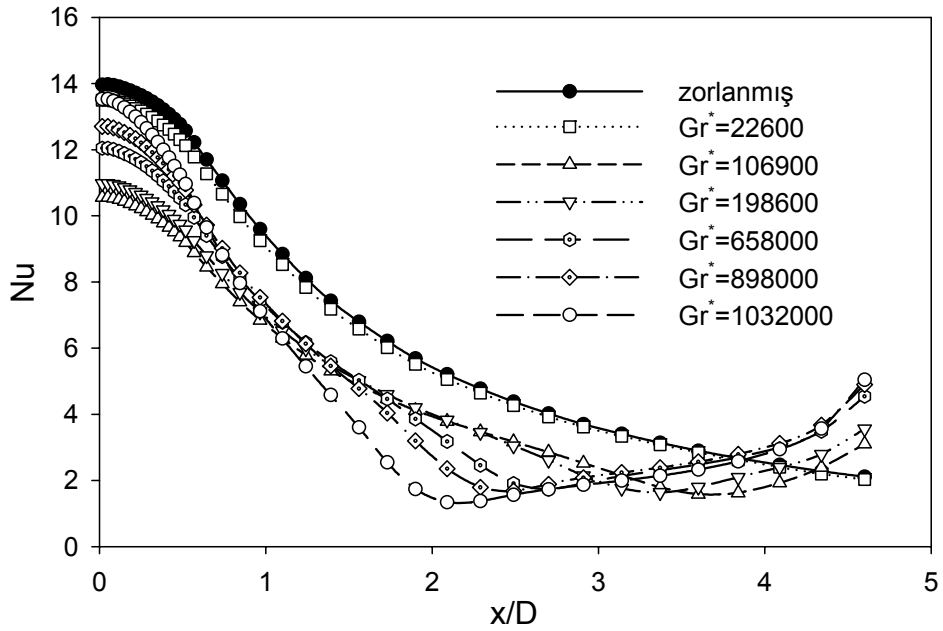
olmaktadır. Bu durum çarpma noktasından itibaren başlayıp $x/D=0,5$ değerine kadar devam etmektedir. Daha sonra bu yüksek ısı akılarında bütün plaka yüzeyini kapsayan bir doğal taşınım etkisi artarak devam etmektedir. $H/D=2$ ve 4 mesafelerinde gözlemlenmeyen ve potansiyel özün kaybolmasıyla ortaya çıkan Nusselt sayısı değişimi $x/D=0,5$ değerine kadar açıkça görülmektedir. Şekil 5.5'te görüldüğü gibi en yüksek iki Gr^* sayısının yanı sıra daha düşük ısı akılarında da doğal taşınım etkisi ısı akılarına bağlı olarak plaka ortalarından itibaren gözlemlenmekte ve ısı transferini artırıcı etki yapmaktadır.



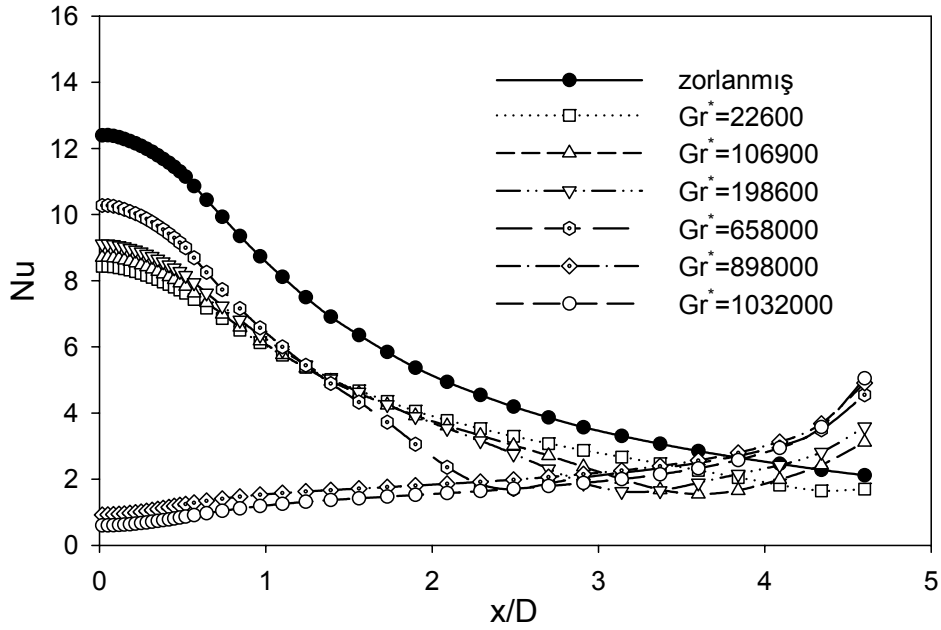
Şekil 5.2. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $H/D=2$)



Şekil 5.3. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $H/D=4$)

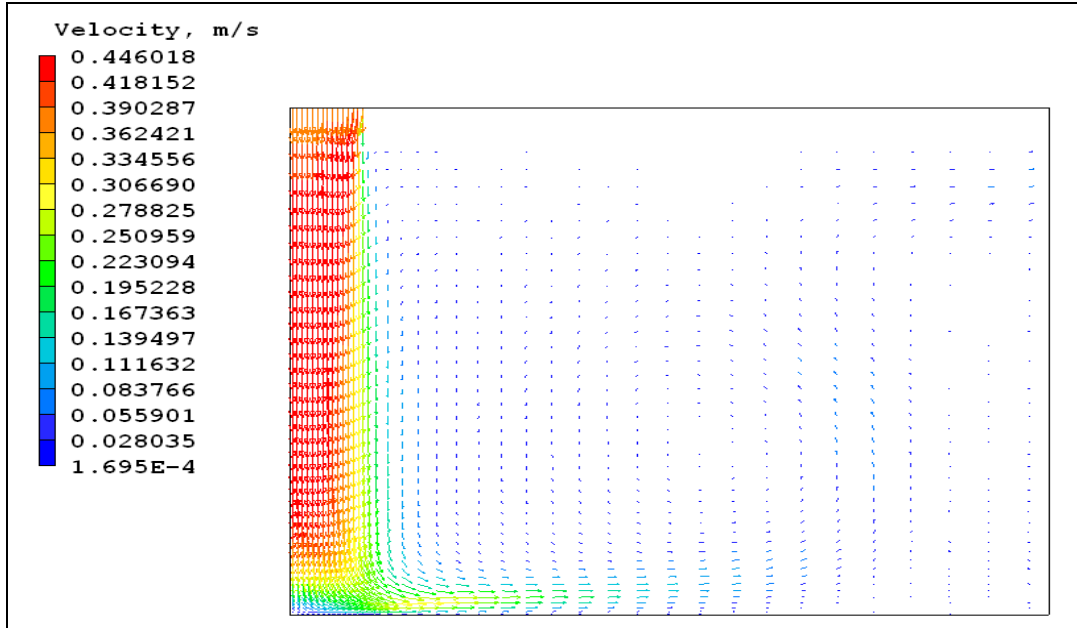


Şekil 5.4. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $H/D=8$)

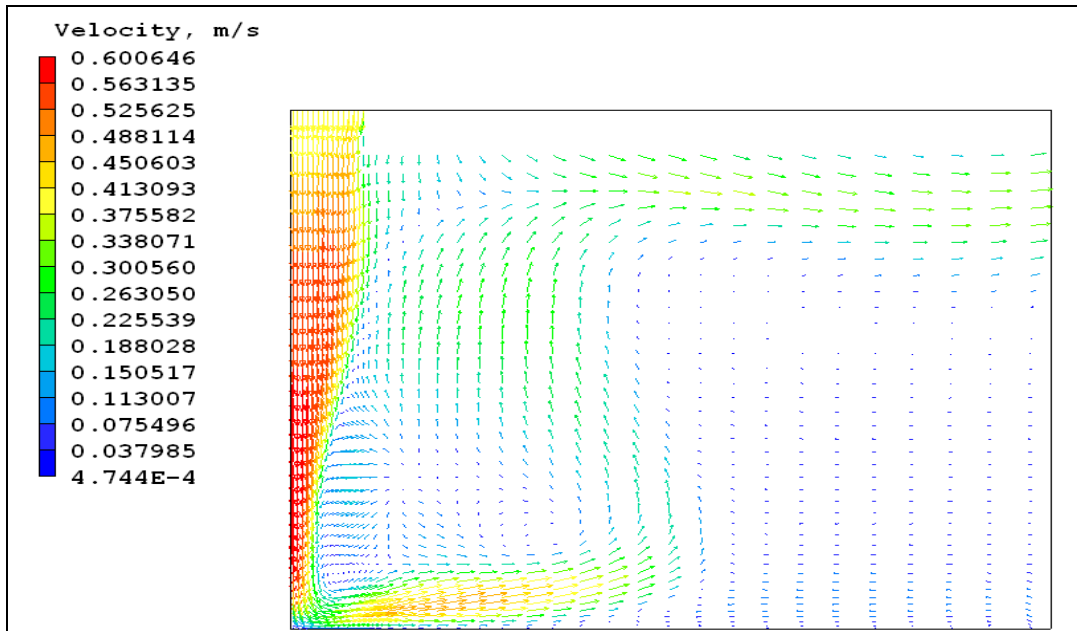


Şekil 5.5. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=250$, $H/D=12$)

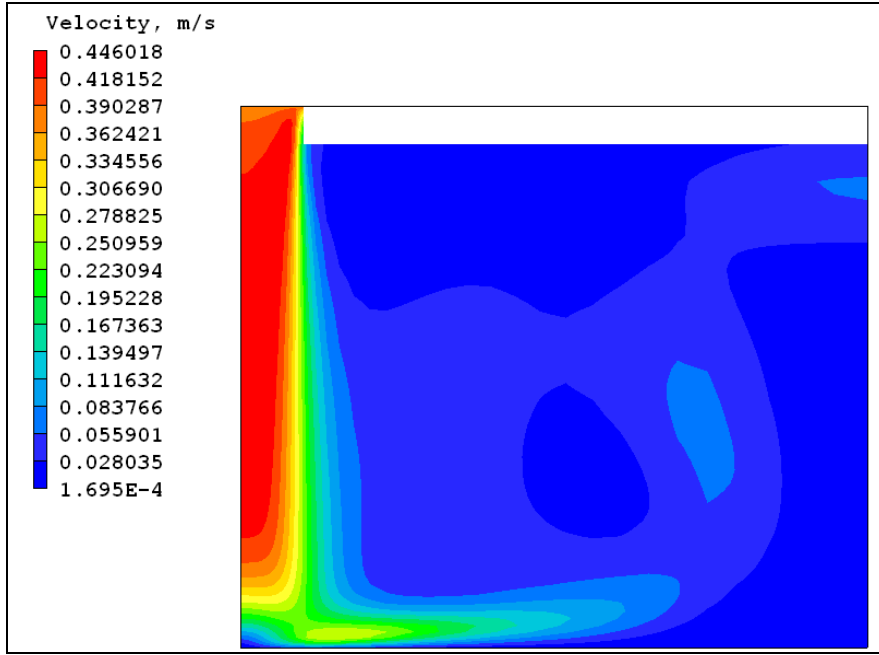
$Re=250$ iken artan ısı akısı ve Gr sayısı etkisi ile oluşan doğal taşınımın yerel Nu sayısı üzerindeki etkileri yukarıda gösterilmiştir. Artan ısı akısının akış alanını ve yüzeydeki sıcaklık dağılımını nasıl etkilediği jet-plaka mesafesi $H/D=4$ iken aşağıdaki gösterilmiştir. Şekil 5.6-Şekil 5.9'da en yüksek Gr^* sayısına karşılık gelen durumda elde edilen hız vektör ve kontur dağılımlarının düşük ısı akılarında elde edilenlerden, plakanın hemen hemen her noktasında farklı olduğu görülmektedir. Yüksek ısı akısında, çarpma bölgesi ve duvar jeti kısmındaki hızların yavaşlaması, plaka sonlarında ise doğal taşınımın olumlu etkisi görülmektedir.



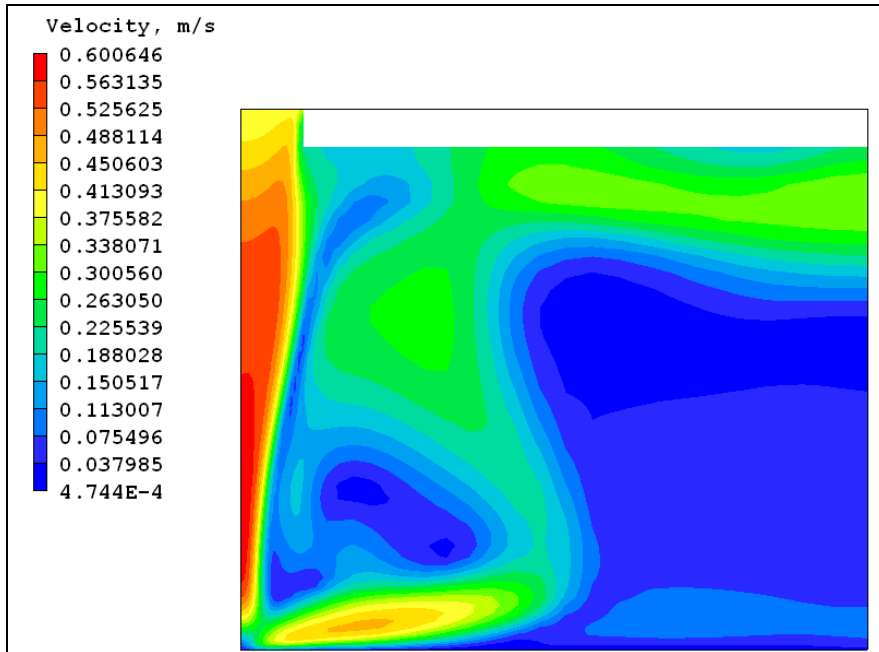
Şekil 5.6. Akış alanında hız vektör dağılımı ($Re=250$, $q=50 \text{ W/m}^2$)



Şekil 5.7. Akış alanında hız vektör dağılımı ($Re=250$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)



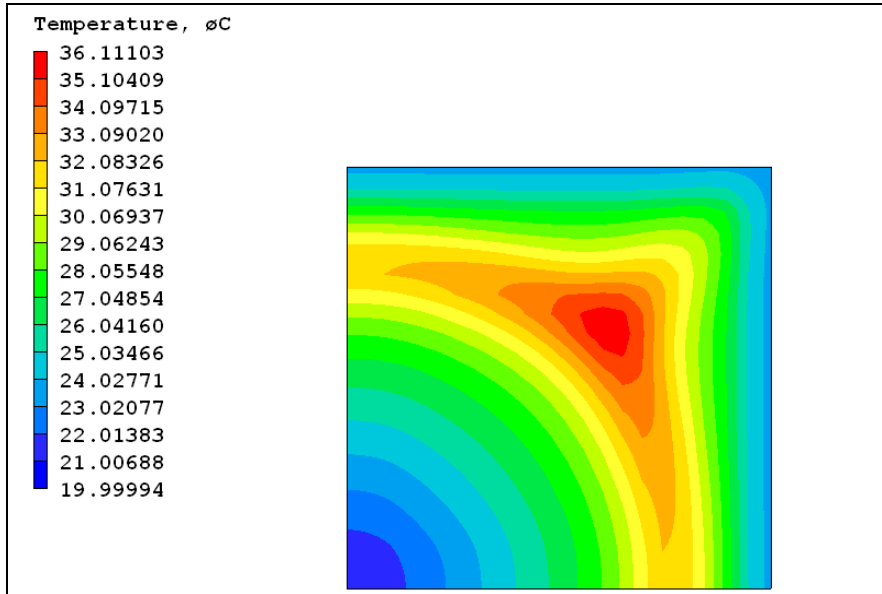
Şekil 5.8. Akış alanındaki hız konturları ($Re=250$, $q=50 \text{ W/m}^2$)



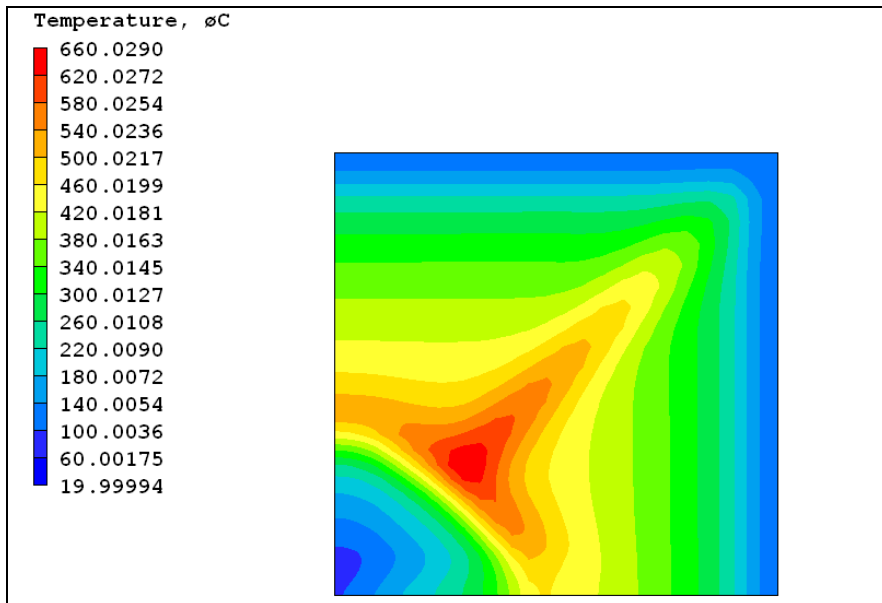
Şekil 5.9. Akış alanındaki hız konturları ($Re=250$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)

Bahsedilen düşük ve en yüksek ısı akılarında yüzey üzerinde elde edilen aşağıdaki Şekil 5.10 ve Şekil 5.11'deki sıcaklık dağılımlarına bakıldığında

doğal taşınım etkisiyle çarpma bölgesinde doğal taşınımın ısı transferini azaltıcı, duvar jeti bölgesinin önemli bir kısmında da olumlu etkisi görülmektedir.



Şekil 5.10. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=250$, $q=50 \text{ W/m}^2$)



Şekil 5.11. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=250$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)

Reynolds sayısının 500 değerine çıkarılmasıyla $Re=250$ değerinde görülen bazı özellikler daha net bir şekilde ortaya çıkarken doğal taşınım etkisiyle oluşan bazı mekanizmaların etkisi zayıflama eğilimi göstermiştir. Bahsedilen durumlarla ilgili ayrıntılı açıklamalar jet – plaka mesafesine bağlı olarak aşağıda verilmiştir.

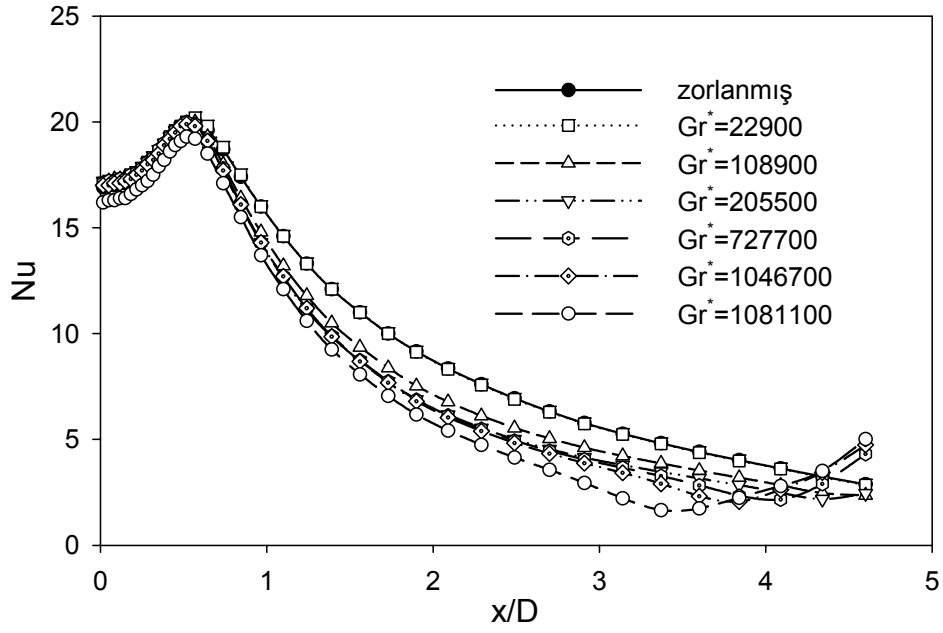
Jet – plaka mesafesinin 2 jet çapına eşit olduğu Şekil 5.12'deki durumda en yüksek ısı transferi belirgin bir şekilde çarpma noktasından $0,5D$ kadar kaymıştır. Bu durum ilgili bölümde ayrıntılı olarak incelenmiştir. Çarpma noktasında, bu mesafede $Re=250$ değeri için bahsedilen, Gr^* ve ısı akısının artmasıyla ortaya çıkan yukarı doğru hava hareketi ve jet arasındaki etkileşim ve doğal taşınım etkisi pek belirgin değildir. İç maksimum noktasından itibaren özellikle yüksek Gr^* ve ısı akılarında artan plaka sıcaklığı sonucu yukarı doğru oluşan hava akımı jetin çarpma noktasından sonra oluşan ve zorlanmış taşınımı belirleyen plakaya paralel hızını azaltmakta bu da Nusselt sayısının düşüş eğimini arttırmaktadır. Bu durum zorlanmış taşınım etkilerinin iyice düştüğü noktaya kadar devam etmektedir. Zorlanmış taşınım etkilerinin kaybolmaya yüz tuttuğu $x/D=3,5$ değerinden itibaren en yüksek Gr^* ve ısı akısı değerinden başlayarak, artan yüzey sıcaklığının sonucu oluşan yukarı doğru hava hareketi sebebiyle doğal taşınımın ısı transferini arttırıcı etkisi gözlemlenmektedir.

$H/D=4$ değerinde iç maksimum $H/D=2$ değerinde olduğu kadar keskin bir şekilde görülme de Şekil 5.13'teki gibi açıkça görülmektedir. Çarpma noktasındaki Nusselt sayısı için Gr^* ve ısı akısından bağımsız bir şekilde sabit değerler elde edilmiştir. Bir önceki mesafeye göre çarpma noktası yerel Nusselt sayıları daha yüksektir. Bu durum jet içerisinde oluşan hız profili sonucu jet merkezindeki hızın bir önceki mesafeye oranla daha yüksek bir değere ulaşmasının bir sonucudur. $H/D=2$ mesafesinde olduğu gibi burada da iç maksimum noktasından itibaren Nusselt sayısındaki düşüş artan ısı akılarında daha yüksektir. Dikkat çekici nokta ise doğal taşınımın olumlu etkilerinin başlama noktasının çarpma noktasına biraz daha yakın bir mesafe

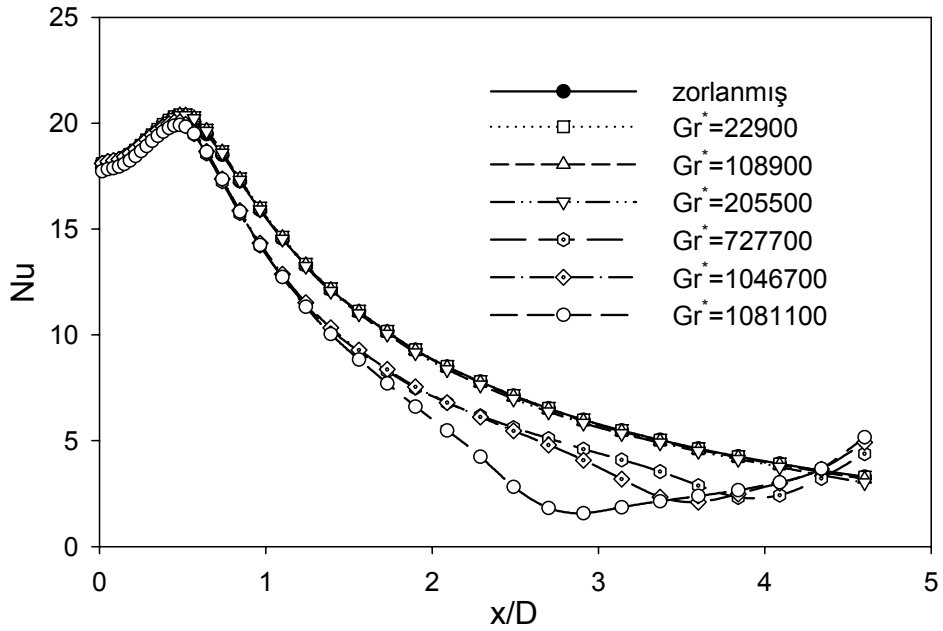
olan $x/D=3$ değerine kadar düşmesidir. Bahsedilen mesafe artan jet plaka mesafelerinde daha da geri çekilmektedir. Bu etki, en belirgin olduğu jet plaka mesafesinin 12 jet çapına eşit olduğu grafikler üzerinde açıklanmıştır.

Çarpma plakası ile jet arasındaki mesafe 8 jet çapına çıkartıldığında, Şekil 5.14'te görüldüğü gibi çarpma noktası Nusselt sayısı değerleri belli belirsiz olan iç maksimum değerleriyle aynı seviyededir. İç maksimumu oluşturan ve durgun hava ile jet arasındaki etkileşimden kaynaklanan türbülans artışının getirdiği ısı transferi artışı jet merkezindeki hız artışıyla dengelenmiş ve çarpma noktasından itibaren $x/D=0,5$ değerine kadar hemen hemen sabit yerel Nusselt sayıları elde edilmiştir. Daha düşük mesafeler için de bahsedilen ve $x/D=0,5$ değerinden itibaren gözlemlenen ısı transferi miktarındaki düşüş artan Gr^* ve ısı akılarında daha belirgindir ve doğal taşınımın olumlu etkileri $x/D=3$ değerinden itibaren en yüksek ısı Gr^* sayısından başlayarak gözlemlenmektedir.

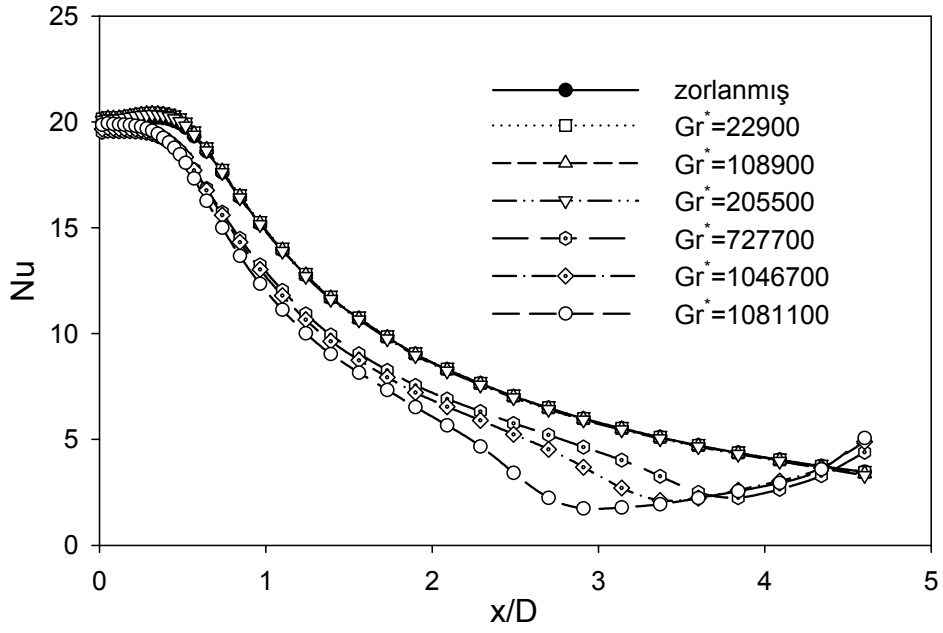
Jet – plaka arası mesafe 12 jet çapına çıkartıldığında Şekil 5.15'te görüldüğü gibi iç maksimum kaybolmuş ve en yüksek Nusselt sayıları çarpma noktasında gözlemlenmiştir. Ayrıca $Re=250$ değerinde gözlemlenen ve sebebi açıklanan yüksek ısı akılarında çarpma noktasında Nusselt sayısında gerçekleşen düşüş burada sadece çok yüksek Gr^* ve ısı akılarında daha az belirgin bir şekilde oluşmuştur. Artan jet hızı sebebiyle, gelen jet ile kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan yukarı yöndeki hava hareketinin olumsuz etkileşimi ve bahsedilen hava hareketinin oluşturduğu doğal taşınım etkisi, artan jet hızı vasıtasıyla elde edilen ve $Re=250$ değeriyle karşılaştırıldığında daha etkin olan zorlanmış taşınımı fazla etkilememiştir. $Re=250$ değerinde bu mesafede özellikle yüksek ısı akılarında bütün yüzeye yayılan doğal taşınım etkisi plaka ortalarından itibaren gözlemlenmektedir. Bu durum artan jet çıkış hızının bir sonucu olarak çarpma noktasından itibaren zorlanmış taşınımın bir süre daha plakaya paralel hız bileşeni vasıtasıyla devam etmesinin bir sonucudur.



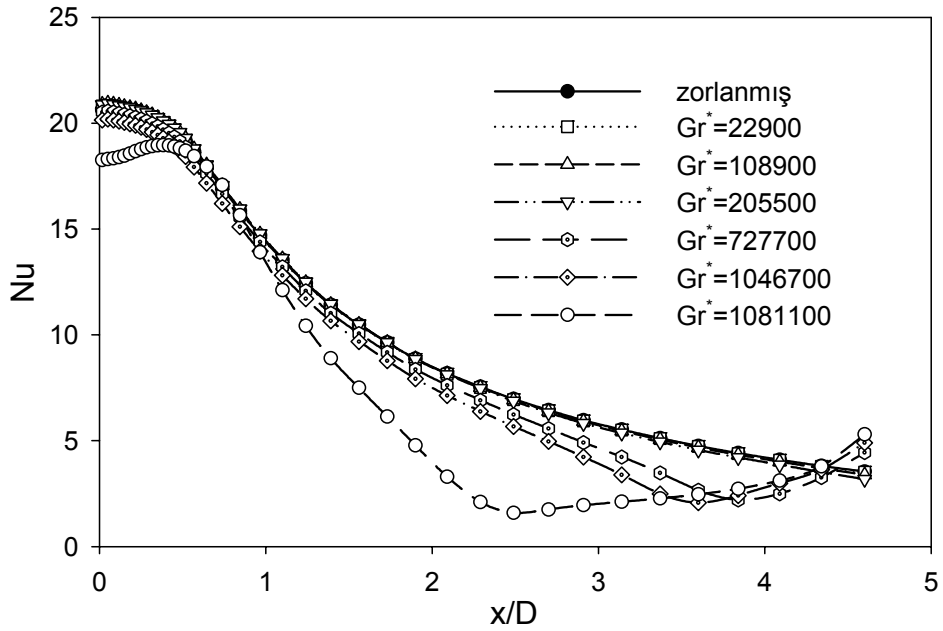
Şekil 5.12. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $H/D=2$)



Şekil 5.13. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=500$, $H/D=4$)



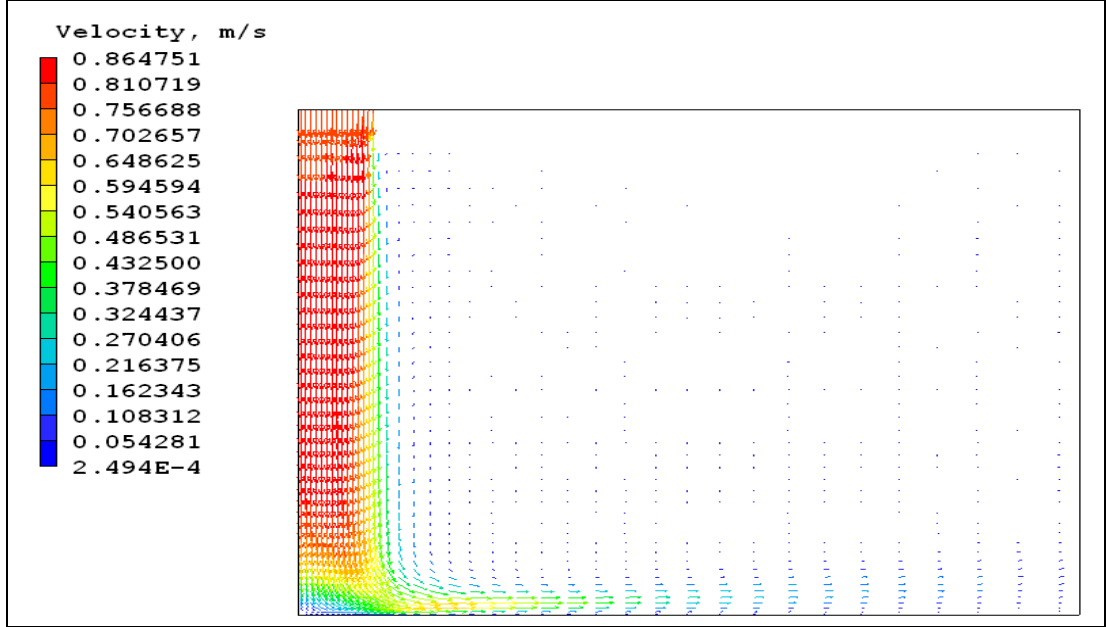
Şekil 5.14. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi($Re=500$, $H/D=8$)



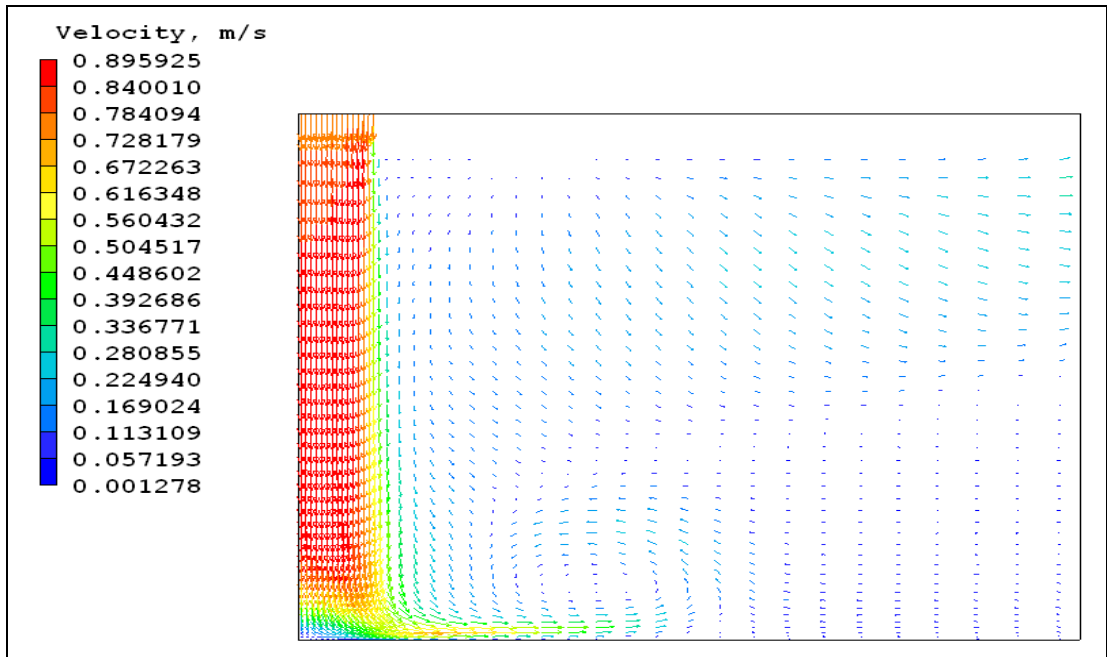
Şekil 5.15. Gr sayısının yerel Nu sayısına etkisi($Re=500$, $H/D=12$)

$Re=500$ değerinde artan ısı akısıyla $Re=250$ 'deki kadar olmasa da, akış alanı ve sıcaklık dağılımı farklılıklar göstermiştir. Durma noktası civarında artan jet hızı sebebiyle Şekil 5.16-Şekil 5.19'daki hız vektör ve konturlarında

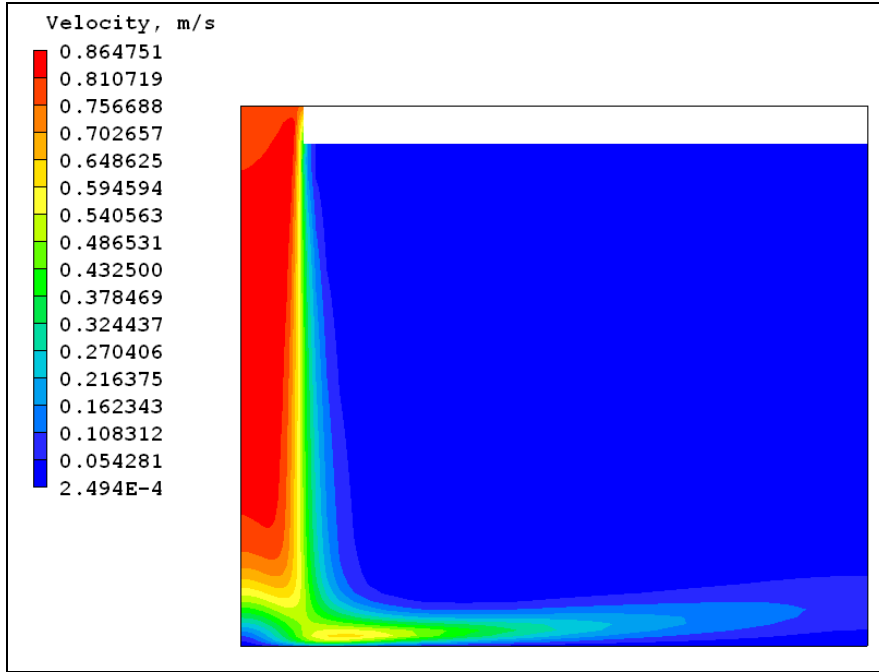
görüldüğü gibi pek fark oluşmazken duvar jeti bölgesinde farklar oluşmaktadır.



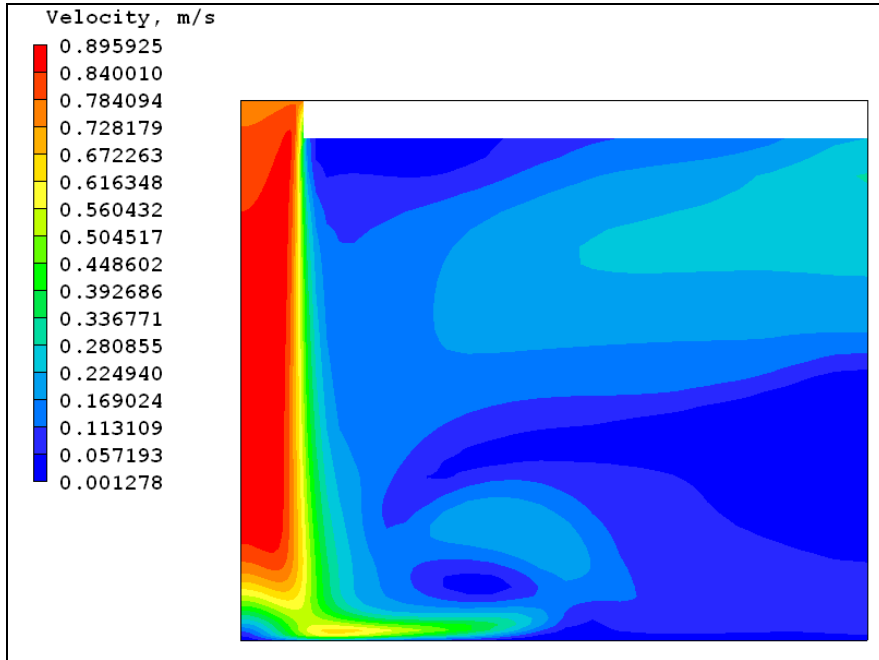
Şekil 5.16. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=500$, $q=50 \text{ W/m}^2$)



Şekil 5.17. Akış alanındaki hız vektörü dağılımı ($Re=500$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)

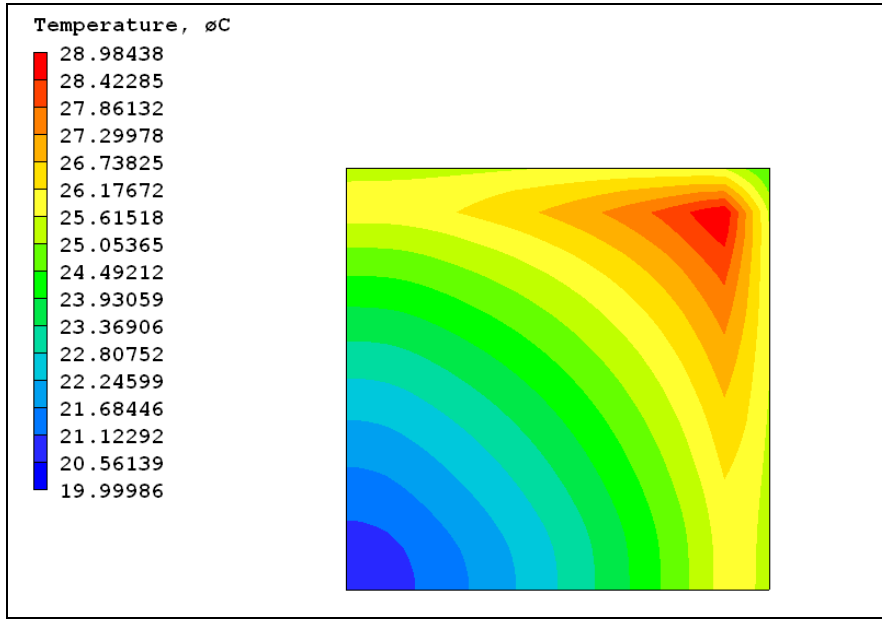


Şekil 5.18. Akış alanındaki hız konturları ($Re=500$, $q=50 \text{ W/m}^2$)

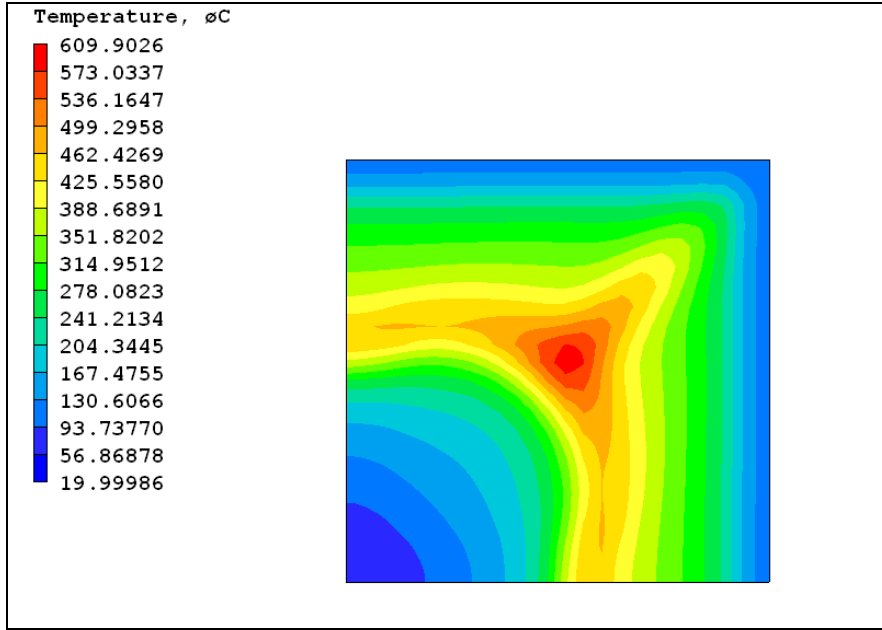


Şekil 5.19. Akış alanındaki hız konturları ($Re=500$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)

Şekil 5.20, Şekil 5.21’ de görülen, plaka üzerinde $q=50$ ve 3000 W/m^2 ısı akılarında elde edilen sıcaklık konturlarına bakıldığında çarpma bölgesinde benzer sıcaklık konturları elde edilirken duvar jeti bölgesinin ortalarından itibaren farklar göze çarpmaktadır. Bahsedilen mutlak sıcaklık değerleri değil, plaka boyunca değişim şeklidir.



Şekil 5.20. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=500$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)



Şekil 5.21. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=500$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)

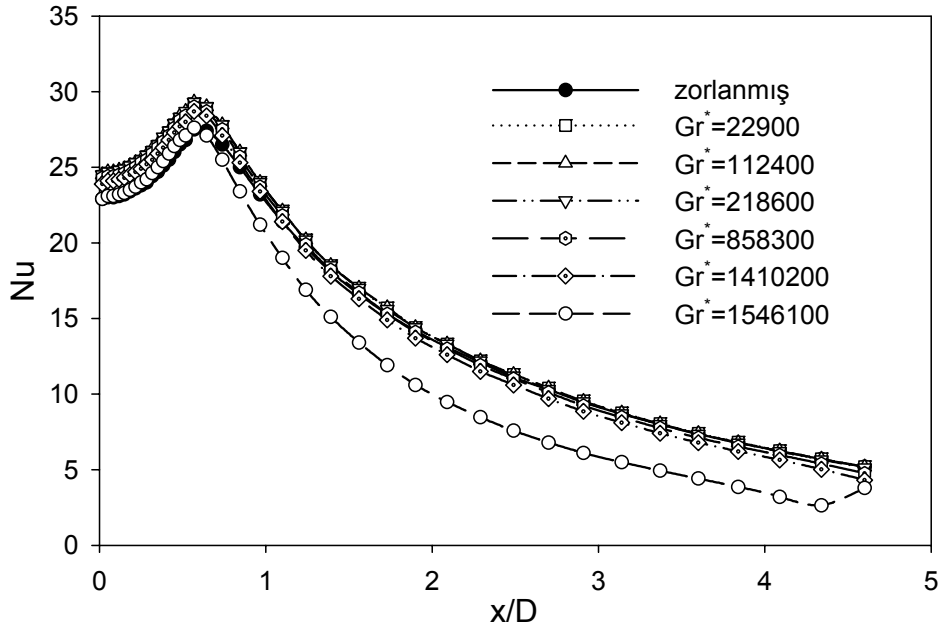
Jet çıkış hızının $Re=1000$ olacak şekilde artırılmasıyla Şekil 5.22-Şekil 5.25'te görüldüğü gibi, bütün jet plaka mesafelerinde ve Gr^* sayılarında, çarpma noktasına ek olarak bir iç maksimum görülmekte ve doğal taşınımın toplam ısı transferi üzerindeki azalan etkisi açık bir şekilde görülmektedir.

Şekil 5.22, en küçük jet – plaka mesafesi için plaka üzerinde yerel Nusselt dağılımını göstermektedir. Bu mesafede göze çarpan özelliklerden birisi doğal taşınımın olumlu etkilerinin başladığı noktanın plaka sonlarına kadar uzaklaşması hatta düşük Gr^* ve ısı akılarında bu olumlu etkinin hiç görülmeyişidir. Bu durumda düşen plaka sıcaklıklarının etkisi olsa da, asıl etken artan jet hızıyla zorlanmış taşınım etkilerinin plaka boyunca hissedilir olmasıdır. Çünkü Nusselt sayısı değerleri daha düşük Reynolds sayılarında görülenlere oranla daha yüksektir. Bu durum doğal taşınım etkilerinin toplam ısı transferine etkisini daha az belirgin kılmaktadır. Göze çarpan bir diğer durum ise iç maksimum noktadan itibaren gözlemlenen Nusselt sayısındaki düşüş eğiminin sadece en yüksek ısı akısı değerinde daha yüksek olduğu diğer ısı akılarında ise sadece zorlanmış taşınım

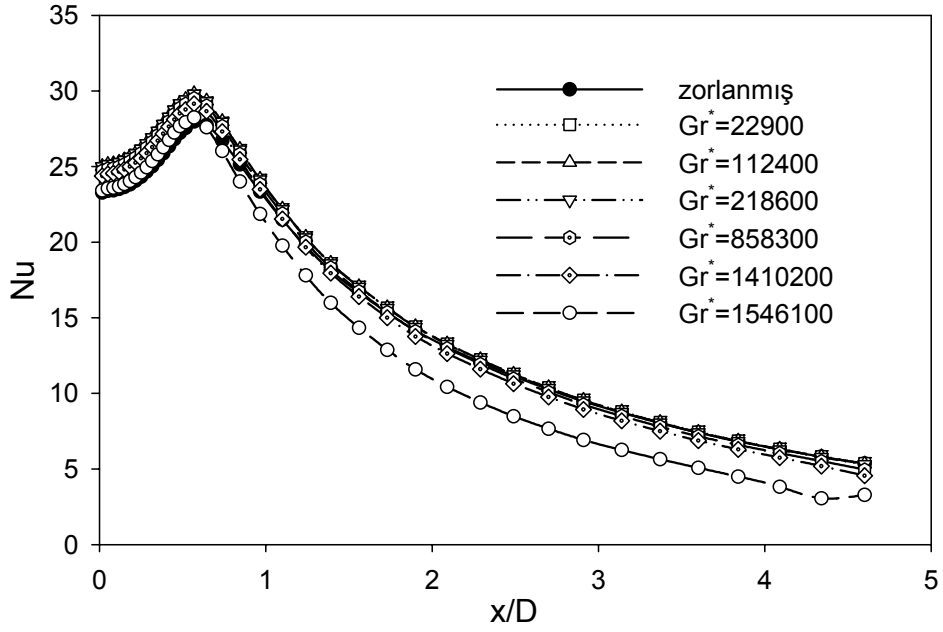
şartlarındakine benzer bir azalmanın meydana gelmesidir. Yani plakaya paralel yöndeki hızı olumsuz etkileyen kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan akışın toplam ısı transferine etkisi oran olarak çok daha düşüktür.

$H/D=4$ ve 8 mesafeleri için plaka üzerinde yerel Nusselt sayısının değişimleri Şekil 5.23, Şekil 5.24'te gösterilmektedir. Yukarıda, en küçük jet plaka mesafesi için bahsedilen bütün özellikler hemen hemen aynı şekilde bu iki durum için de geçerlidir.

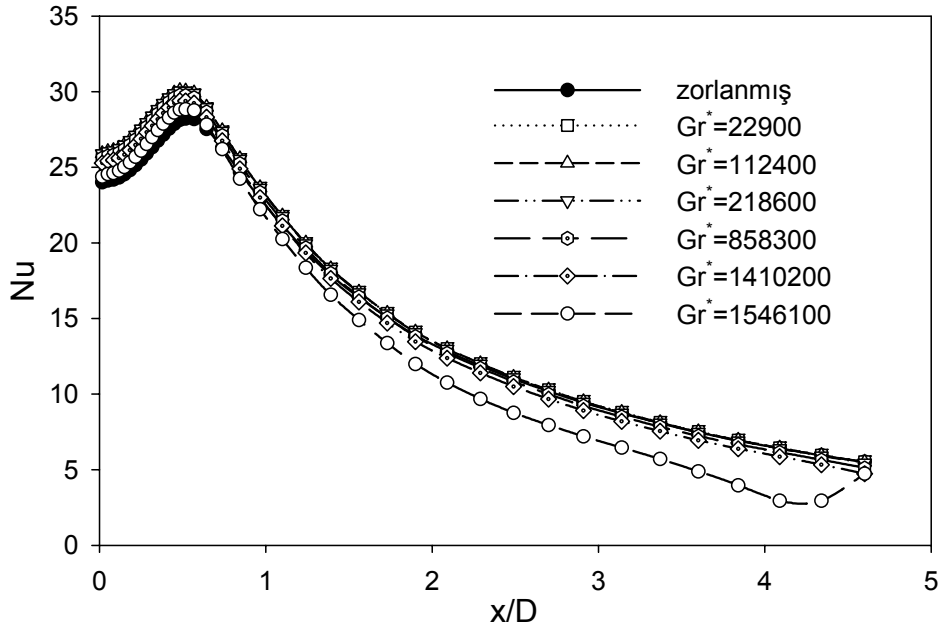
İncelenen en büyük jet – plaka mesafesi olan 12 jet çapında diğer mesafelerden farklı olarak iç maksimum da elde edilen Nusselt sayısı değerlerinin çarpma noktası değerlerine oldukça yaklaştığı Şekil 5.25'te görülmektedir. İç maksimum noktasının kaybolması bundan önce incelenen daha düşük Reynolds sayılarında daha düşük jet plaka mesafelerinde gerçekleşmiştir. Bu durum ilgili bölümde LDA ölçümleri vasıtasıyla ayrıntılı olarak incelenmiştir. Bir başka dikkat çekici nokta, düşük Reynolds sayılarında doğal taşınımın olumlu ve olumsuz etkilerinin en net bir şekilde gözlemlendiği bu mesafede, $Re=1000$ değeri için hiçbir doğal taşınım etkisi belirgin bir şekilde gözlemlenememiştir.



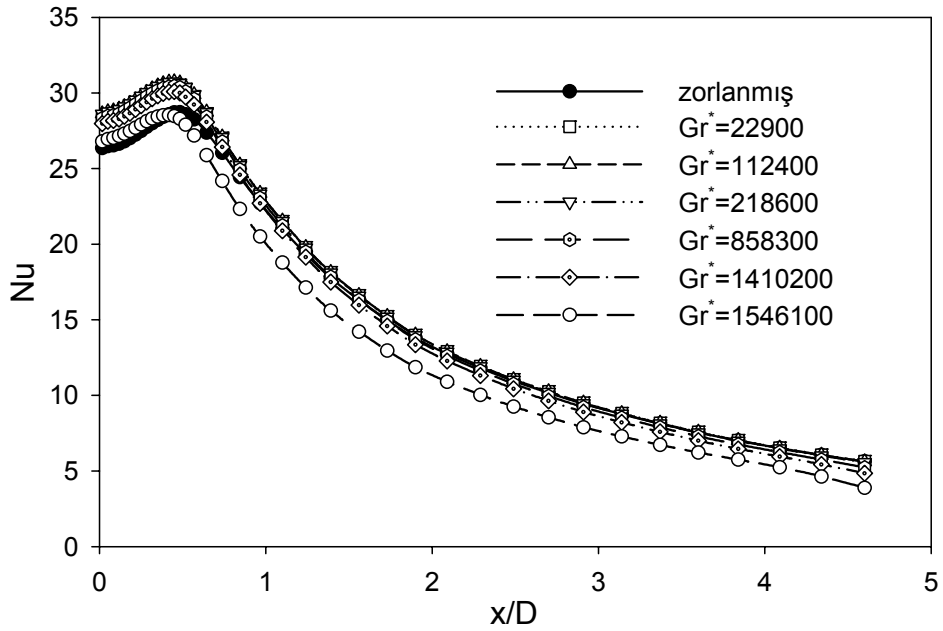
Şekil 5.22. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=2$)



Şekil 5.23. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=4$)



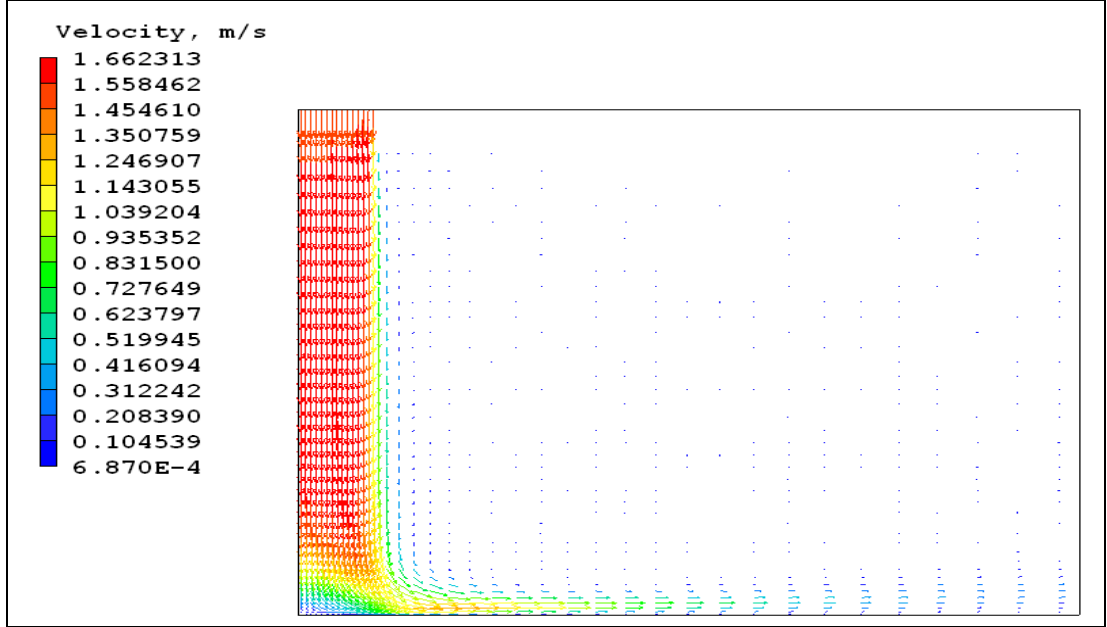
Şekil 5.24. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=8$)



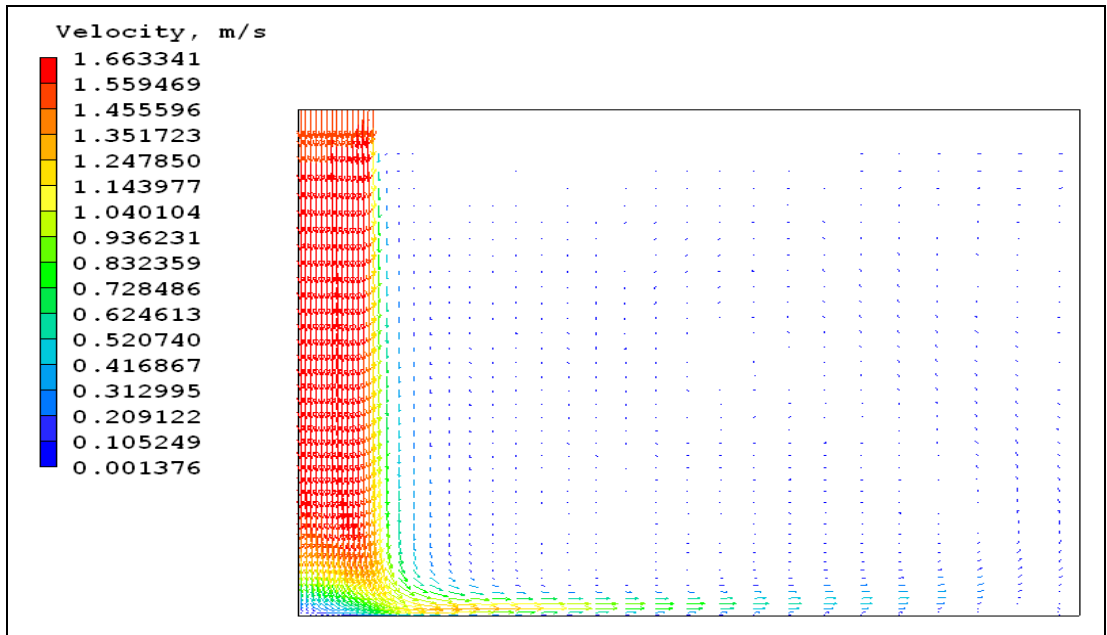
Şekil 5.25. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=12$)

$Re=1000$ değerinde düşük ve en yüksek ısı akılarında akış alanında elde edilen hız vektör ve kontur dağılımları Şekil 5.26-Şekil 5.29'da görülmektedir. Duvar jeti bölgesinin son kısımları hariç hız vektör ve konturları çok benzer

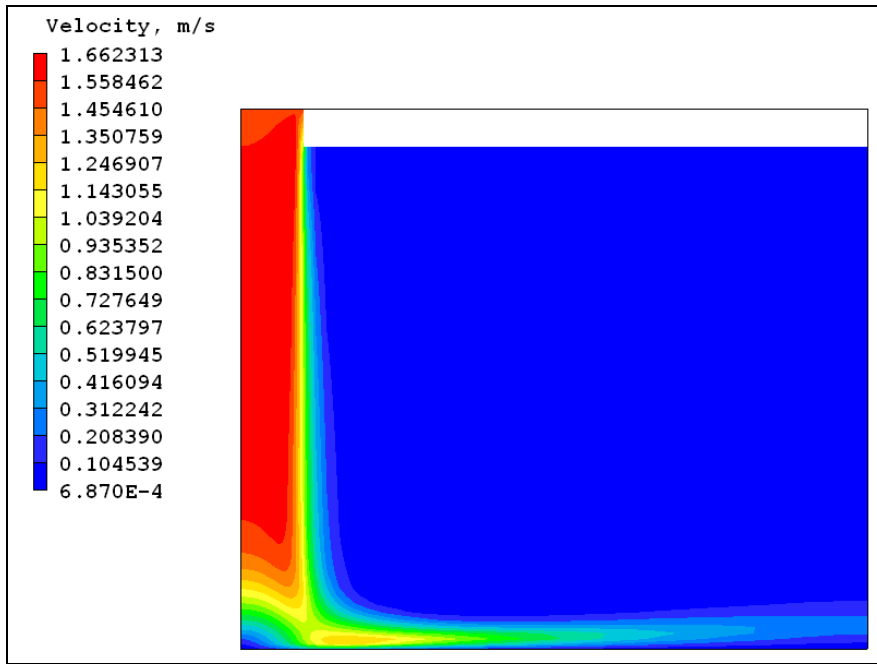
çıkmiştir. Bu durum yukarıda açıkladığımız ısı transferi dağılımlarıyla da uyum göstermektedir.



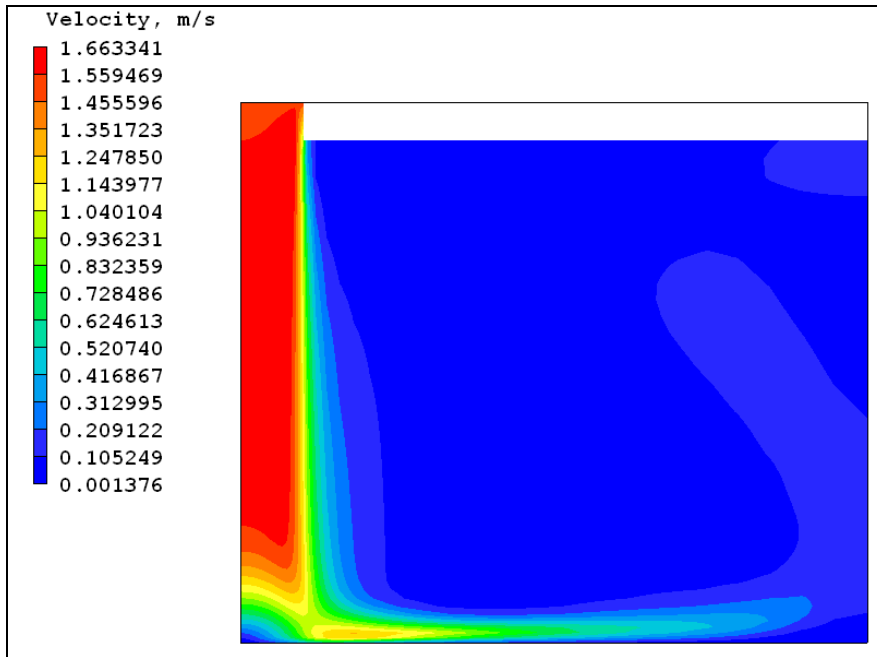
Şekil 5.26. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=1000$, $q=50 \text{ W/m}^2$)



Şekil 5.27. Akış alanındaki hız vektör dağılımı ($Re=1000$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)

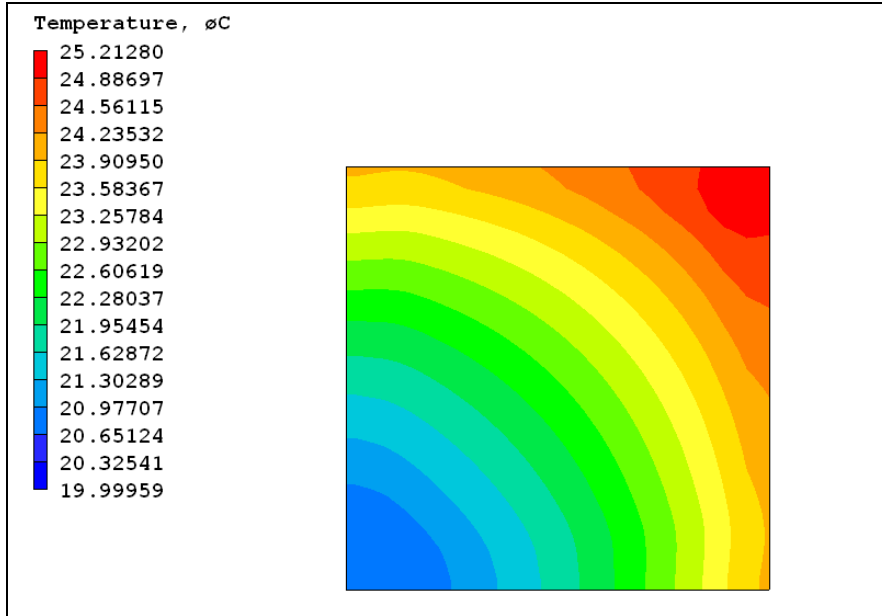


Şekil 5.28. Akış alanındaki hız konturları ($Re=1000$, $q=50 \text{ W/m}^2$)

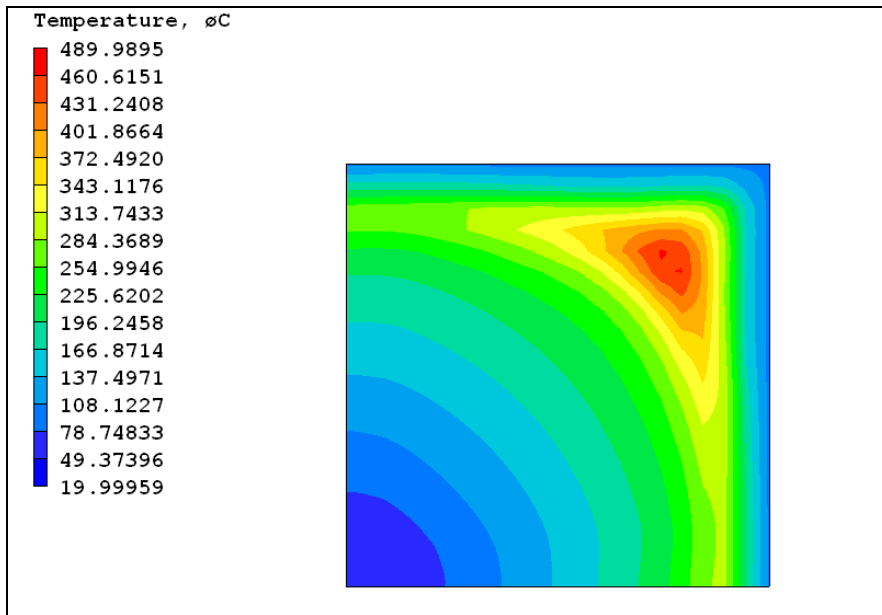


Şekil 5.29. Akış alanındaki hız konturları ($Re=1000$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)

Şekil 5.30, Şekil 5.31'deki sıcaklık konturları da her iki ısı akısında çok benzerlik göstermektedir. Farklar plaka sonuna doğru başlamaktadır.

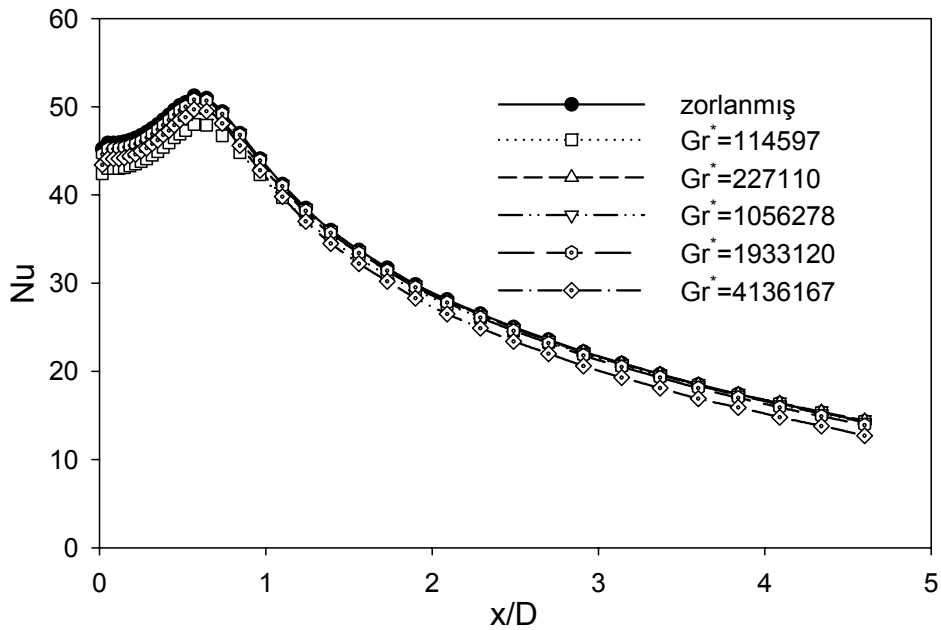


Şekil 5.30. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=1000$, $q=50 \text{ W/m}^2$)

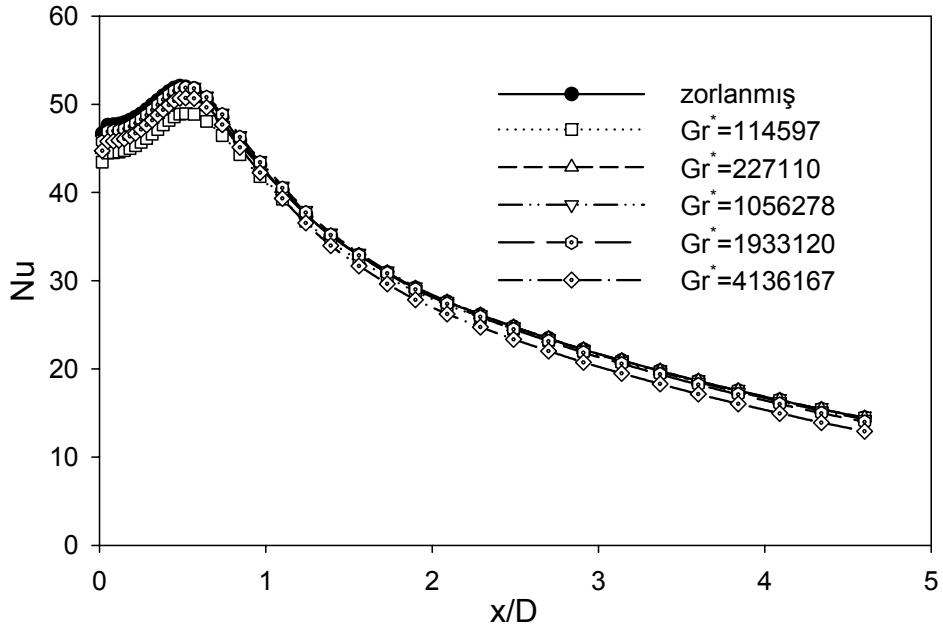


Şekil 5.31. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı ($Re=1000$, $q=3000 \text{ W/m}^2$)

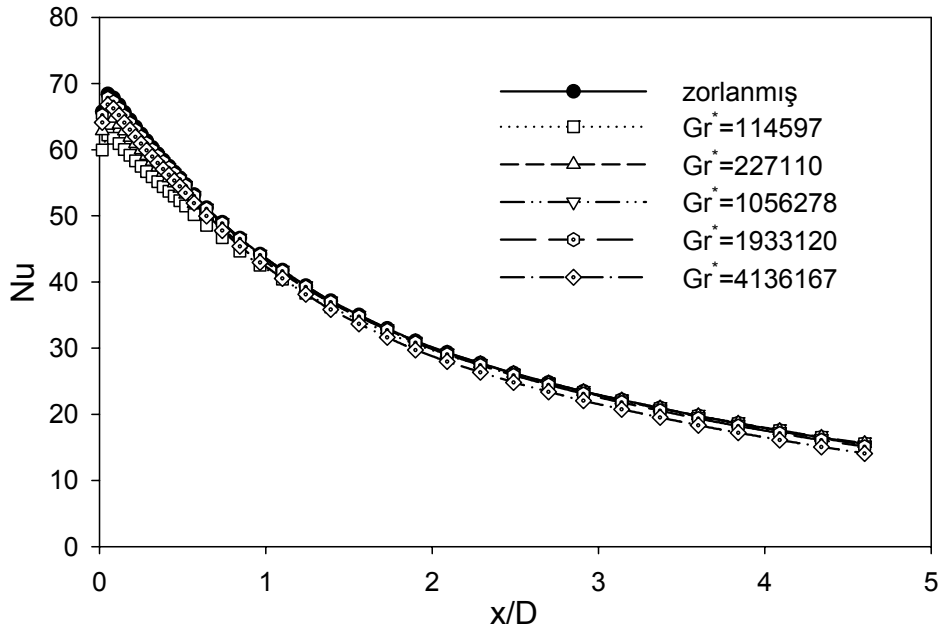
Reynolds sayısı 5000 değerine çıkartıldığında $Re=1000$ sayısına kadar bahsedilen ve artan Gr^* ve ısı akısı etkisiyle ortaya çıkan birçok mekanizma önemini kaybetmiştir. Aşağıda $Re=5000$ sayısında bütün mesafeler için Şekil 5.32-Şekil 5.35'te verilen grafiklerde Nusselt sayılarında doğal taşınım etkisiyle oluşan farklar belirgin olarak görülmemektedir. Bu durum, doğal taşınım etkisiyle oluşan farkların, çok baskın zorlanmış taşınım etkisiyle elde edilen yüksek Nusselt sayılarının sözkonusu olduğu durumlarda, toplam ısı transferine katkısının düşük olmasından kaynaklanmaktadır. Daha önce incelenen Re sayılarında artan ısı akısıyla, oluşan kaldırma kuvvetinin, plakaya paralel hız bileşenini olumsuz etkilemesi sonucu ortaya çıkan Nusselt sayısının düşüşündeki artan eğim de ortadan kalkmıştır. Her ne kadar doğal taşınım mekanizmasıyla ilgili olmasa da iç maksimum ve konumu jet – plaka mesafesiyle değişiklik göstermiş artan mesafeyle birlikte iç maksimum durma noktasına doğru kaymıştır. Bu sonuç LDA ölçümleri kullanılarak ilgili bölümde ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir.



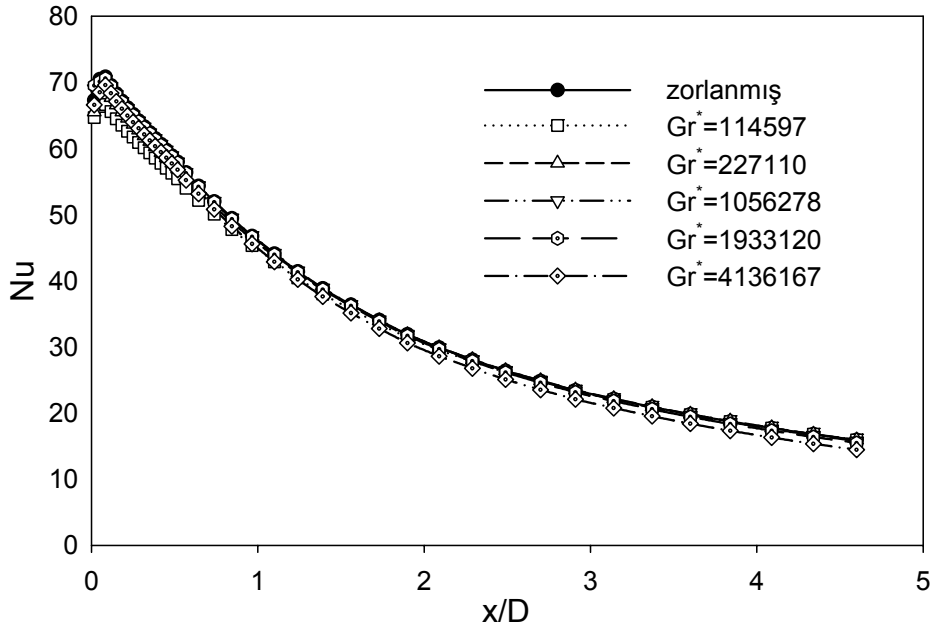
Şekil 5.32. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=5000$, $H/D=2$)



Şekil 5.33. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=5000$, $H/D=4$)

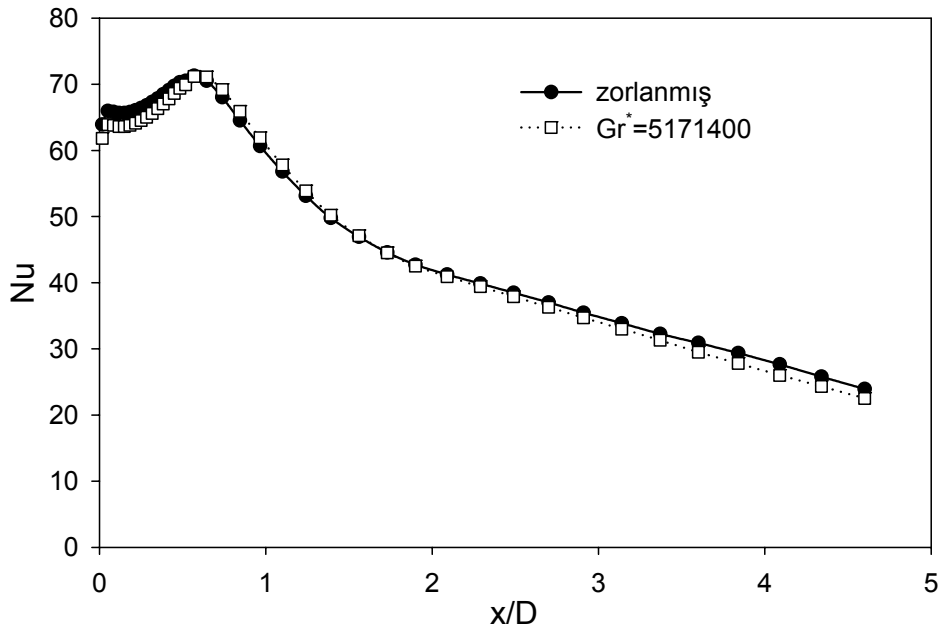


Şekil 5.34. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=5000$, $H/D=8$)

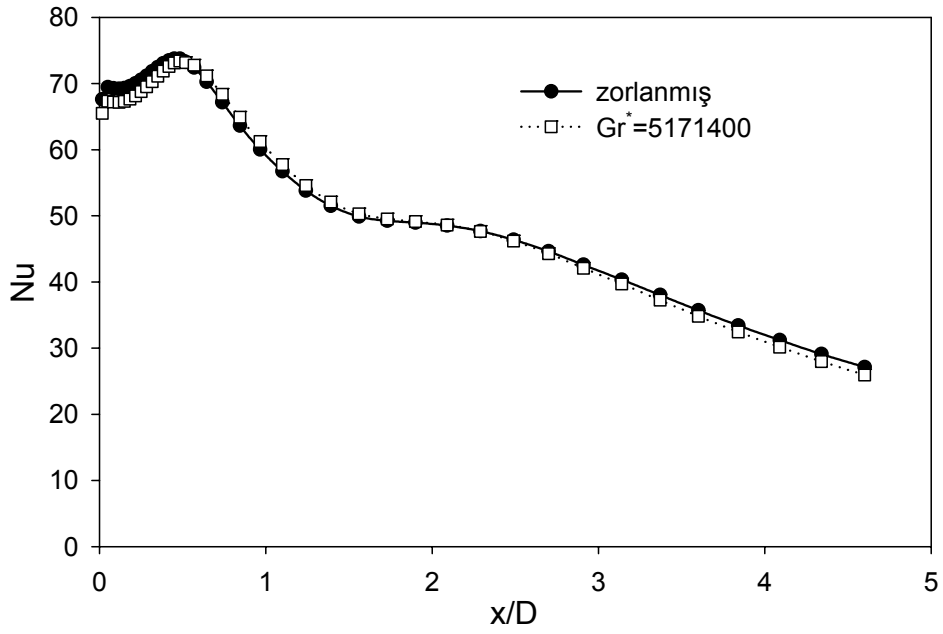


Şekil 5.35. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=5000$, $H/D=12$)

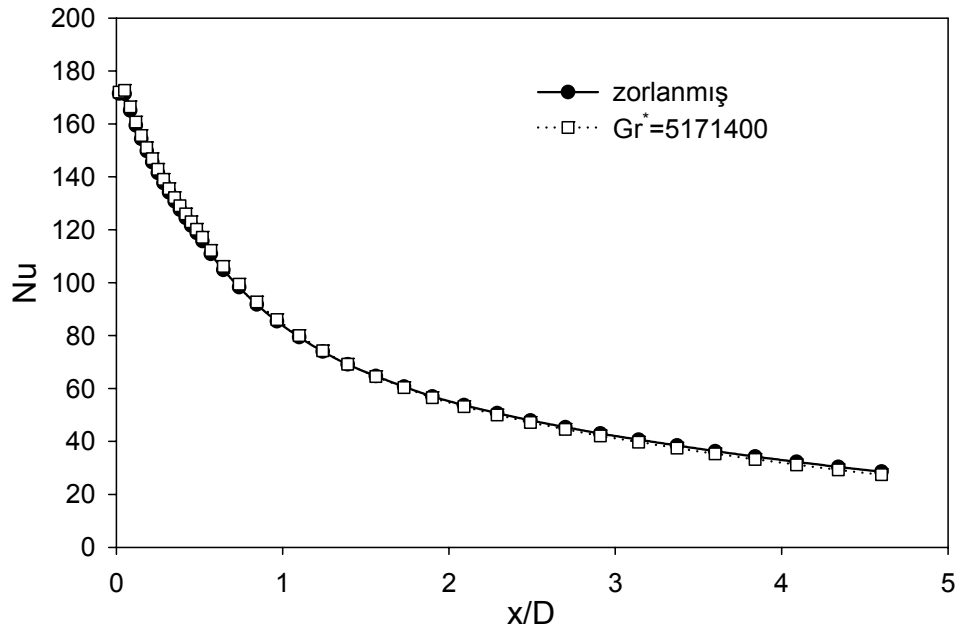
Şekiller 5.36-Şekil 5.39, çalışma kapsamında incelenen en yüksek jet çıkış hızına karşılık gelen $Re=10000$ değerinde elde edilen yerel Nusselt sayılarını göstermektedir. En yüksek Gr^* sayısı ve ısı akısında bile, doğal taşınım etkilerinin hesaba katılmadığı durumdan bir farklılık gözlemlenmemiştir. $Re=5000$ değeri için bahsedilen artan zorlanmış taşınım etkisiyle ilgili şeyler burada da geçerlidir. Artan jet hızı etkisiyle zorlanmış taşınım ile olan ısı transferi miktarı iyice artmış bu sebeple doğal taşınımın olumlu veya olumsuz etkisi hissedilir olmaktan çıkmıştır. İç maksimum bütün jet - plaka mesafelerinde gözlemlenmiş ve konumu artan mesafe ile birlikte çarpma noktasına doğru kaymıştır. Doğal taşınımın kayda değer bir etkisinin olup olmadığının göstergesi olan Richardson sayısı da yukarıda doğal taşınım ile ilgili söylenenleri doğrular nitelikte en yüksek ısı akılarında bile 0,0005 seviyesini aşmamaktadır. Bu değer doğal taşınım etkilerinin ihmal edilebilir boyutta olduğunu göstermektedir..



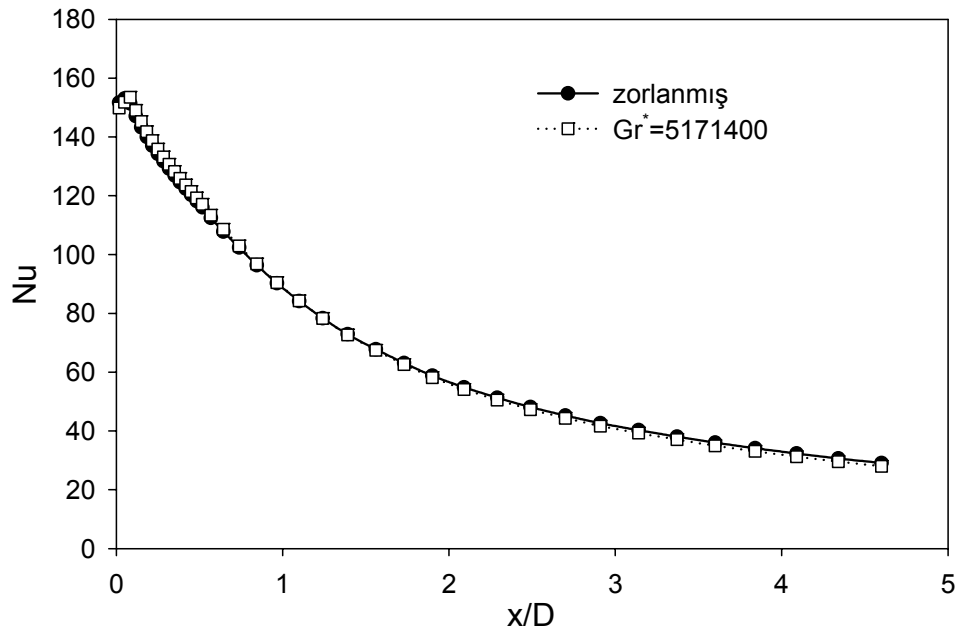
Şekil 5.36. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=10000$, $H/D=2$)



Şekil 5.37. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=10000$, $H/D=4$)



Şekil 5.38. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=10000$, $H/D=8$)

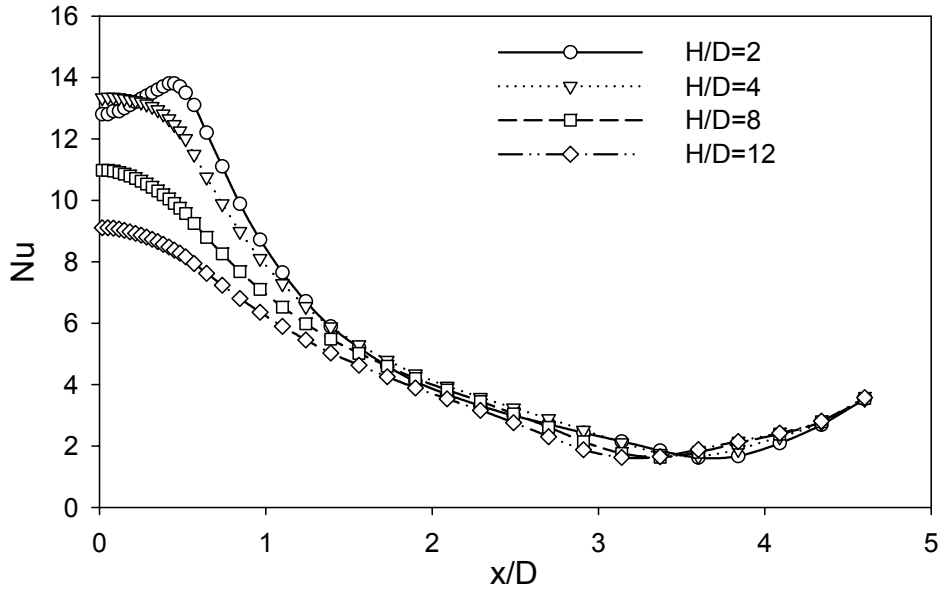


Şekil 5.39. Gr^* sayısının yerel Nu sayısına etkisi ($Re=10000$, $H/D=12$)

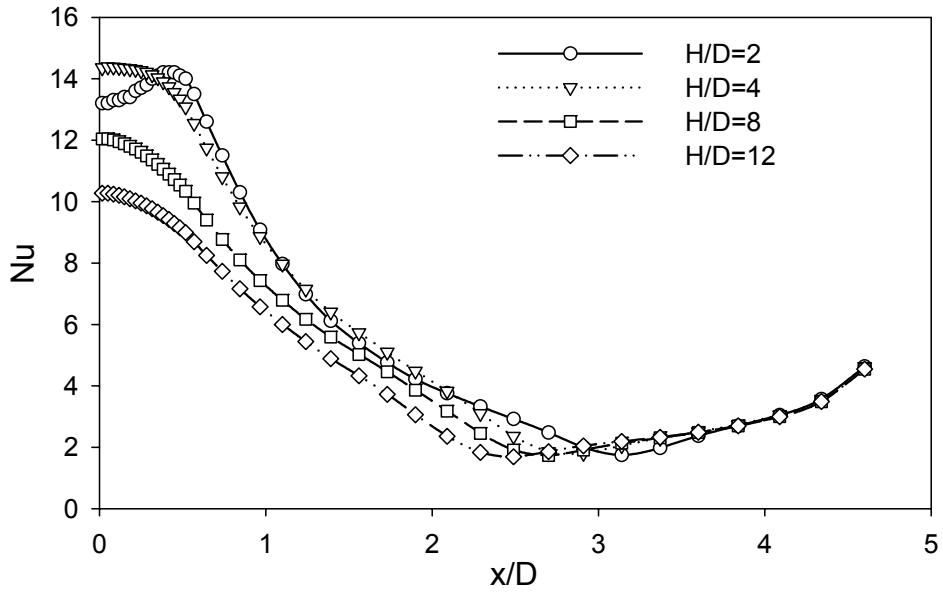
5.4.2. Yerel Nusselt sayısının jet plaka mesafesi ile değişimi

Yukarıda verilen grafikler doğal taşınım etkilerinin ısı akılarına ve Re sayılarına bağlı olarak değişimini net bir şekilde göstermektedir. Bunlara ek olarak değişen jet – plaka mesafesinin özellikle durma noktası ve durma bölgesi içerisinde doğal taşınımda farklı etkiler oluşturduğu görülmektedir. Bu durumun daha net bir şekilde ortaya konulabilmesi için aşağıda doğal taşınım etkilerinin görüldüğü ($Re=250, 500, 1000$) Re sayısı ve ısı akılarında değişen jet – plaka mesafesinin etkileri grafikler halinde gösterilmiştir.

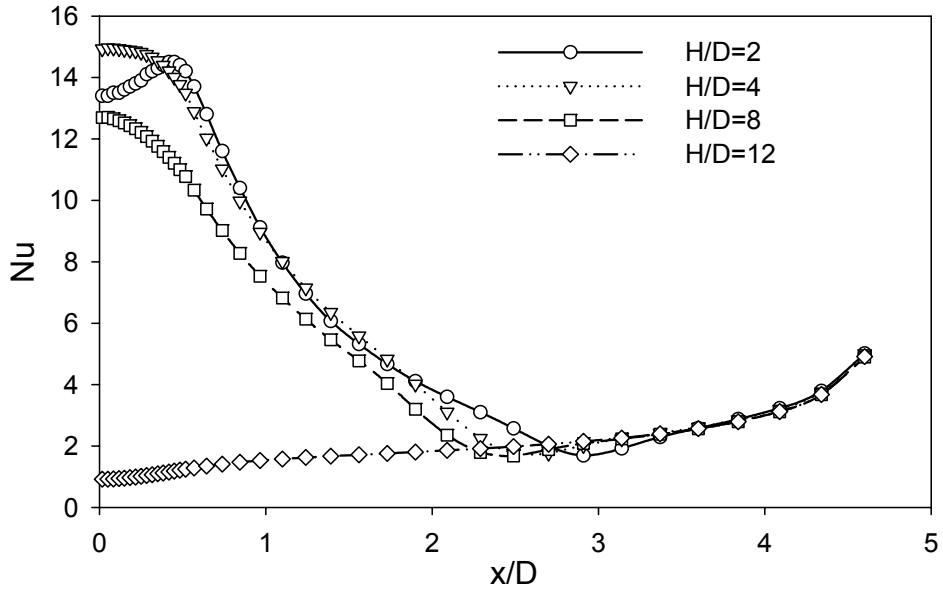
Şekil 5.40-Şekil 5.43, $Re=250$ ve $q''=100,500,1000,3000 \text{ W/m}^2$ değerlerine karşılık gelen Gr^* sayılarında doğal taşınım etkilerinin jet – plaka mesafesiyle değişimini göstermektedir. İncelenen en düşük jet hızına karşılık gelen $Re=250$ değerinde plakaya çarpan jet belli bir mesafe sonunda iyice yavaşladığından plakanın ortalarından itibaren görülen Nu sayılarında jet – plaka mesafesinin etkisi hemen hemen yok gibidir. Bu durum bütün Gr^* ve ısı akıları için geçerlidir. Ancak durma noktası ve plakanın ilk yarısında jet plaka mesafesinin etkisi açıkça görülmektedir. Bu etki ısı akısına bağlı olarak ta değişmektedir. Özellikle $H/D=12$ mesafesinde artan ısı akısının ve Gr^* sayısının olumsuz etkisi bu bölgede açıkça görülmektedir (Şekil 5.43).



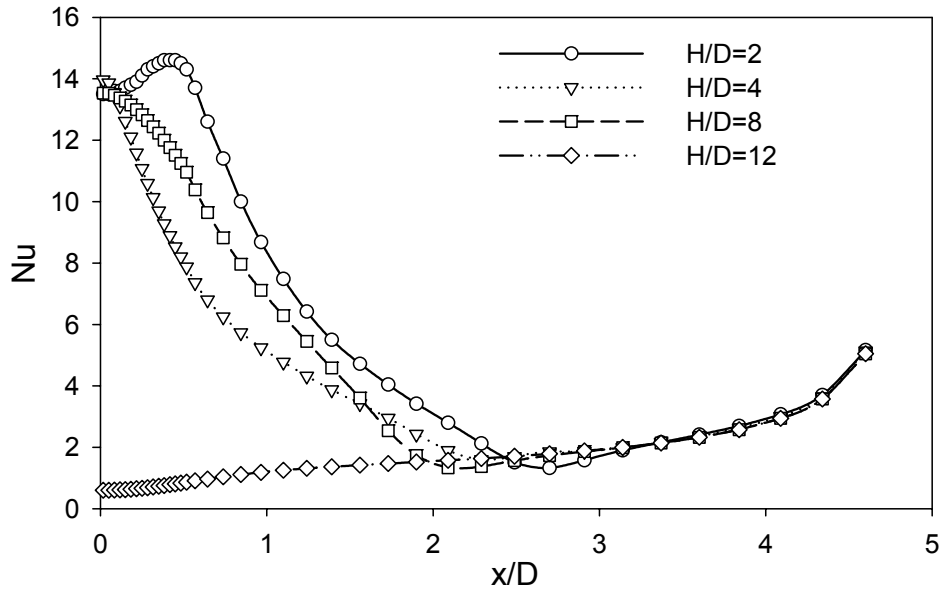
Şekil 5.40. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 250$, $Gr^* = 198600$)



Şekil 5.41. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 250$, $Gr^* = 658000$)

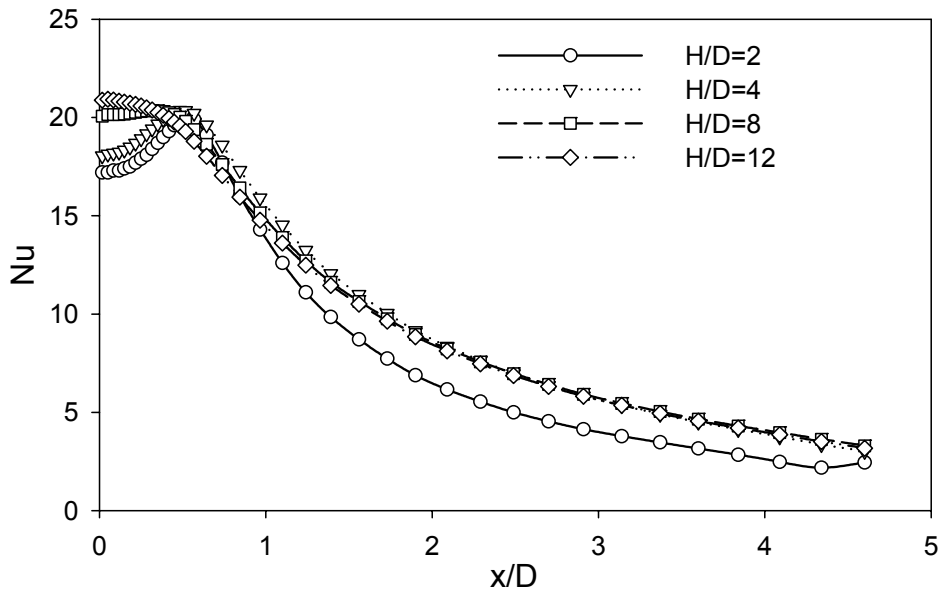


Şekil 5.42. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 250$, $Gr^* = 898000$)

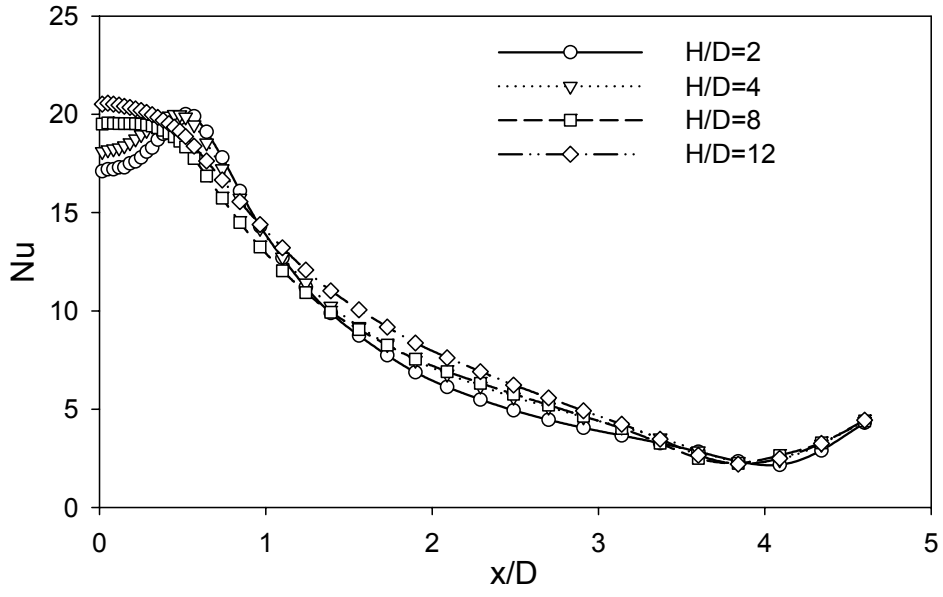


Şekil 5.43. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 250$, $Gr^* = 1032000$)

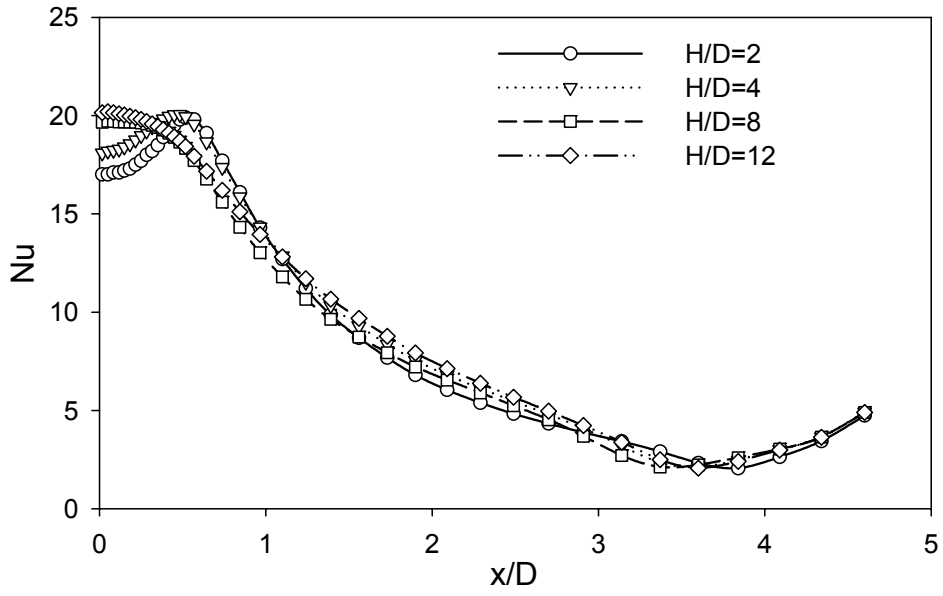
Re sayısı 500 değerinde ve $q''=100, 500, 1000, 3000 \text{ W/m}^2$ ye karşılık gelen Gr^* sayılarında verilen Şekil 5.44-Şekil 5.47'de görüldüğü gibi doğal taşınım etkilerinin hissedildiği ısı akılarına jet – plaka mesafesinin etkisinin ortadan kalkması ancak plaka sonlarında gerçekleşirken, durma noktası civarında bütün Gr^* sayılarında en düşük Nu sayısı $H/D=2$ 'de elde edilmiştir. En yüksek değerler $H/D=8$ ve 12 'de görülmüştür. $Re=250$ de $H/D=12$ değerinde yüksek ısı akılarında görülen ısı transferindeki ani düşüş burada görülmemiştir. Bu durum durma noktası civarındaki yukarı doğru hava hareketinin yaklaşan jetin hızını bir önceki durum kadar etkilememesiyle açıklanabilir.



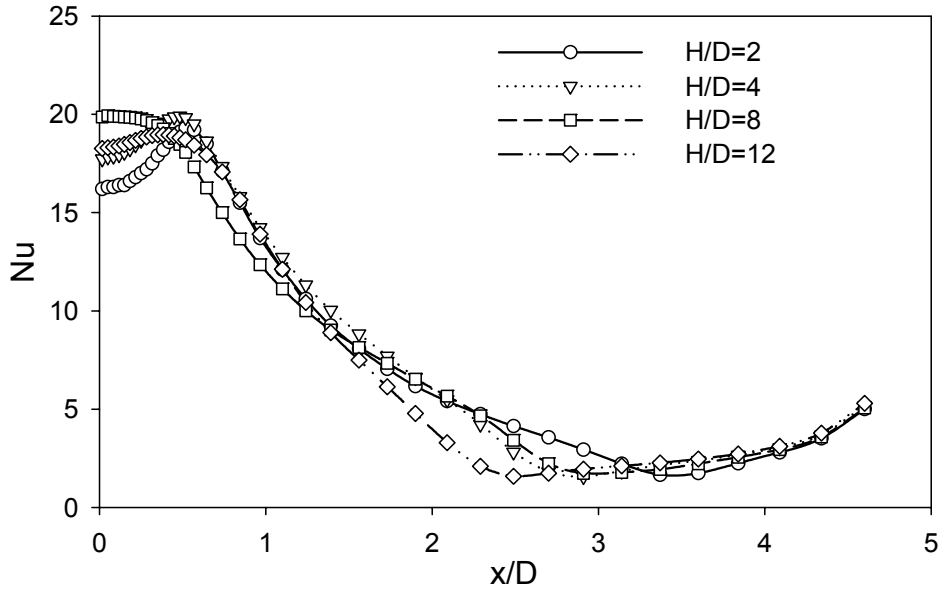
Şekil 5.44. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 500$, $Gr^* = 205500$)



Şekil 5.45. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 500$, $Gr^* = 727700$)

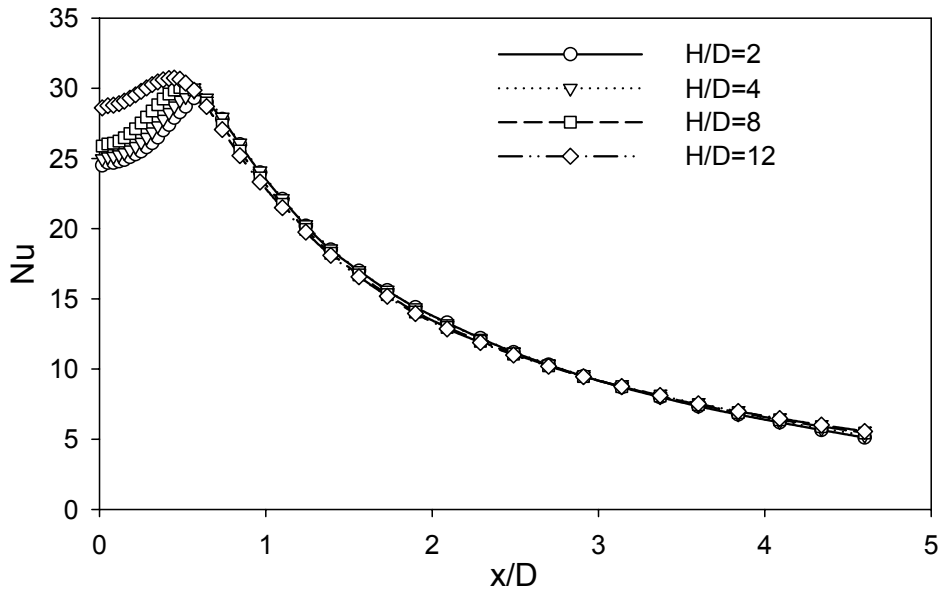


Şekil 5.46. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 500$, $Gr^* = 1046700$)

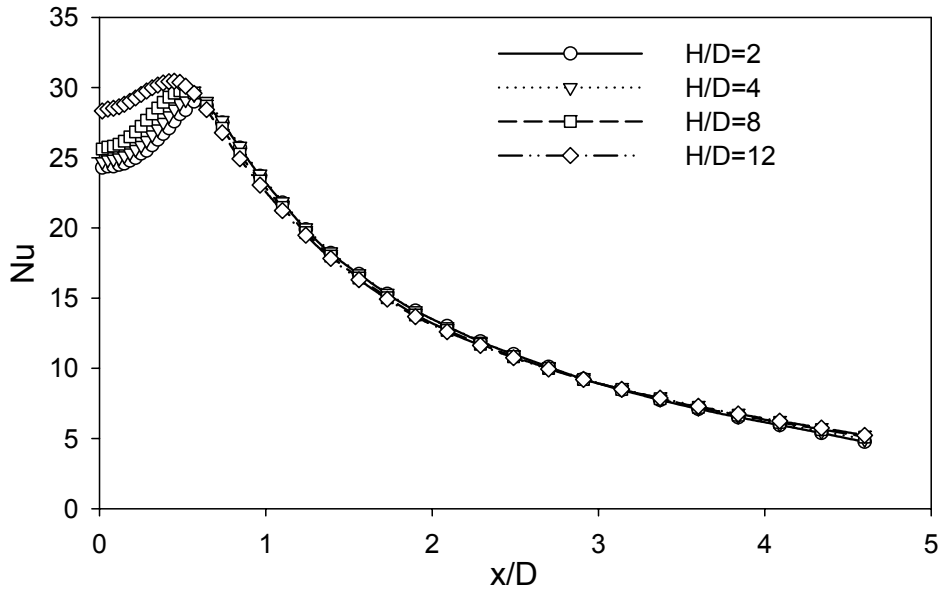


Şekil 5.47. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 500$, $Gr^* = 1081100$)

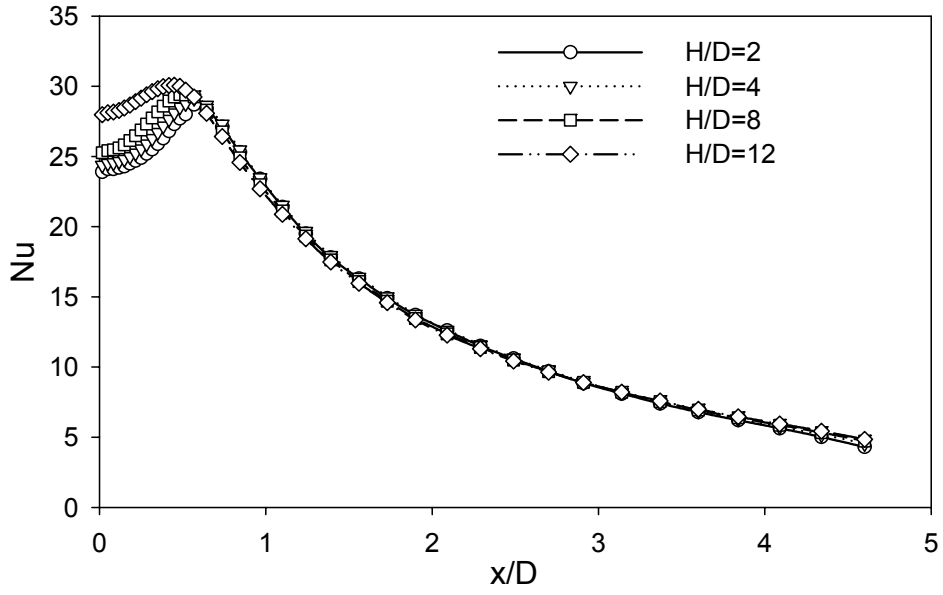
Doğal taşınım etkilerinin az da olsa görüldüğü Re 1000 değerinde, çarpma noktası ve çevresinde jet – plaka mesafesinin etkileri Şekil 5.48-Şekil 5.51’de görülmektedir. Ancak doğal taşınımdan kaynaklanan etkiler sadece en yüksek Gr^* sayısında ve plaka ortalarından sonra gözlemlenmektedir. Bu bölgede en düşük Nu sayısı değerleri $H/D=2$ ’ de görülmüştür.



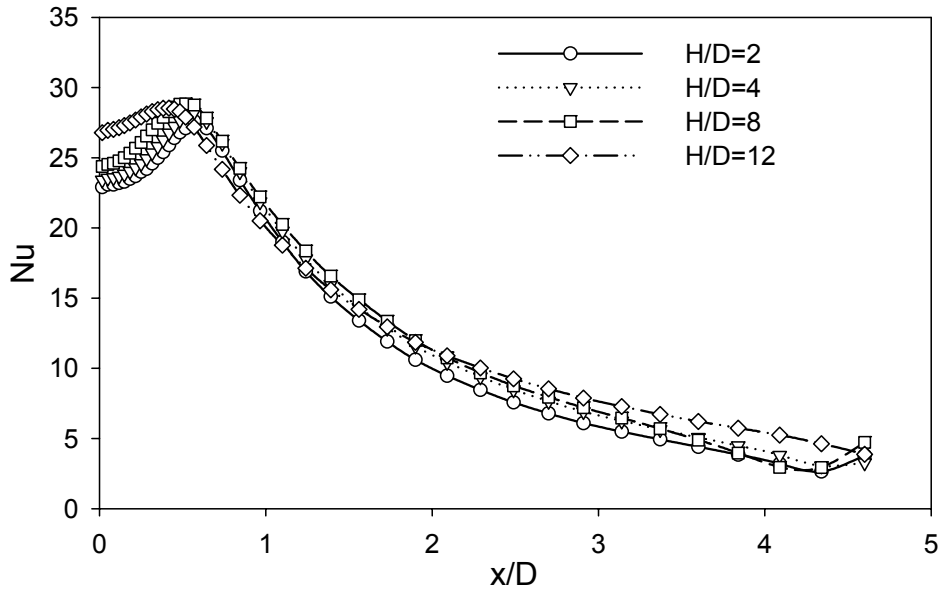
Şekil 5.48. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 1000$, $Gr^* = 218600$)



Şekil 5.49. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
($Re = 1000$, $Gr^* = 858300$)



Şekil 5.50. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
(Re = 1000, Gr* = 1410200)



Şekil 5.51. Jet-plaka mesafesinin yerel Nu sayısına etkisi
(Re = 1000, Gr* = 1546100)

Bu çalışmadan elde edilen sonuçlarda kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan doğal taşınımın, özellikle laminar jetlerde çarpma plakasının değişik bölgelerinde ısı transferini artırıcı veya azaltıcı etkiler yaptığı görülmüştür. Azalan jet hız

hızıyla birlikte, duvar jeti bölgesinde zorlanmış taşınım etkileri düşmüş ve kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan doğal taşınım ısı transferini arttırmıştır. Duvar jeti bölgesinin önceki kısımlarında ve durma bölgesinde ise, özellikle yüksek Gr^* sayılarında doğal taşınımın olumsuz etkisi gözlemlenmiştir. Bu bölgede, plakaya paralel yöndeki jet hızı, kaldırma kuvvetinin oluşturduğu yukarı doğru akış tarafından yavaşlatılmıştır. Sonuç olarak durma noktasından itibaren, artan Gr^* sayısı etkisiyle bu bölgede Nusselt sayıları daha keskin bir eğimle düşüş göstermiştir. Bahsedilen bu farklı etkilerin ortalama ısı transferi üzerindeki etkisi bir sonraki bölümde deneysel olarak incelenmiştir.

6. DAİRESEL JETLERDE DOĞAL TAŞINIM ETKİSİNİN DENEYSEL İNCELENMESİ

Çarpan akışkan jetleri ile gerçekleştirilen ve ayrıntıları bir önceki bölümde verilen sayısal çalışmada doğal taşınımın yerel ısı transferine etkisi incelenmişti. Plaka üzerinde doğal taşınım etkisinin plaka üzerindeki ortalama ısı transferine etkisini belirlemek amacıyla yapılan deneysel çalışmanın sonuçları bu bölümde sunulmuştur.

Yapılan deneyler sonunda, artan ısı akısı etkisiyle plaka üzerinde elde edilen yüksek sıcaklıklar sonucu düşen hava yoğunluğu sebebiyle oluşan doğal taşınımın özellikle düşük Re sayılarında ortalama ısı transferini %35'e varan oranlarda arttırdığı, zorlanmış taşınım etkilerininin çok etkin olduğu türbülanslı akış şartlarında ise doğal taşınımın ortalama ısı transferine etkisininin ihmal edilebilir boyutlarda olduğu görülmüştür.

6.1. Problem Tanımı ve Deney Düzeneği

Yüksek hızlı jetlerde ve düşük plaka – jet sıcaklık farklarında ihmal edilebilecek bir büyüklüğe sahip olan, doğal taşınımın etkisi, değişen jet hızlarında ve yüksek sıcaklık farklarında incelenmiştir. Bu etkinin belirlenmesine yönelik olarak, $Re=250, 500, 750, 1000, 3000$ ve 5000 değerlerinde, jet – plaka arası mesafenin 2, 4, 6, 8, 12 jet çapına eşit olduğu durumlarda plakadan olan ortalama ısı transferini elde etmek için deneyler yapılmıştır.

Bu çalışma için kullanılan deney düzeneğinin ve ölçüm tekniklerinin ayrıntıları deney düzeneği ve ölçüm sistemleri bölümünde verilmiştir. Burada sadece taşınımın ortalama ısı transferi katsayılarının belirlenmesine yönelik olarak kullanılan çarpma plakası özelliklerinden bahsedilmiştir. Çalışma amacına yönelik olarak yüzey üzerinde sabit bir sıcaklık oluşturmak gerektiğinden 0,5 cm kalınlığında, 10x10 cm boyutlarında bir bakır plaka kullanılmıştır. Bakır

plaka yüksek ısı iletkenlik katsayısı sebebiyle tercih edilmiştir. Bakır plakanın altına yerleştirilen dirençli ısı kaynağına verilen elektriksel güç ayarlanarak, plaka yüzeyi istenen sabit sıcaklıklara getirilmiş ve ısı kayıplarını azaltmak için ısıtıcının altına cam yünü ve foamboard yerleştirilmiştir. Bakır plakanın yan yüzeylerinden olan kayıpları önlemek için de 0,5 cm kalınlığında teflon levha kullanılmıştır. Bakır plakanın içerisine merkezden itibaren her iki yöne doğru 0,5 cm aralıklarla 19 adet T tipi ısı çiftler yerleştirilmiştir. Isıl çiftlerin gösterdiği sıcaklıkların ortalaması plaka sıcaklık değeri olarak alınmıştır. Isıl çiftlerin sıcaklık değerlerinin birbirinden en büyük farklılığı 1°C'yi geçmemiştir.

6.2. Veri Analizi

Çalışma amacına yönelik olarak, akışkana verilen taşınım ile net ısı transferinin belirlenmesi ortalama Nu sayısı ve taşınım ile ısı transfer katsayısının belirlenmesi açısından önemlidir.

Ortalama Nu sayılarının belirlenmesine yönelik olarak kurulan ve ayrıntıları ilgili bölümde verilen deney düzeneğinde akışkana taşınım ile verilen ısı transferi, enerji dengesi kurularak aşağıdaki denklemden elde edilmiştir.

$$Q_{\text{taşınım}} = Q_{\text{toplam}} - Q_{\text{iletim}} - Q_{\text{ışınım}} \quad (6.1)$$

Denklemden, Q_{toplam} elektriksel ısıtıcı tarafından plakaya birim zamanda aktarılan ve bir wattmetre tarafından ölçülen elektriksel gücün karşılığı olan toplam ısı transferini göstermektedir ve aşağıdaki şekilde elde edilmektedir:

$$Q_{\text{toplam}} = \frac{V^2}{R} = V I, \quad (6.2)$$

V, alternatif akım güç kaynağından elde edilen voltaj değeri, R ısıtıcının elektriksel direnci I ise akımdır.

Yalıtımdan iletimle olan ısı kayıpları ise; 4 yan yüzey ile tabandan olan iletimle ısı transferlerinin toplamından aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$Q_{iletim} = \frac{k A_a \Delta T_a}{\Delta X_a} + \frac{k A_b \Delta T_b}{\Delta X_b} + \frac{k A_c \Delta T_c}{\Delta X_c} + \frac{k A_d \Delta T_d}{\Delta X_d} + \frac{k A_T \Delta T_t}{\Delta X_t} \quad (6.3)$$

Yalıtım malzemesinin ısı iletkenlik katsayısı 0.026 W/mK'dir. Yalıtım kalınlıkları yan yüzeylerde 11 mm, tabanda ise 60 mm'dir. Yalıtım malzemesinin iç ve dış yüzeyleri arasındaki sıcaklık farkı her bir yüzeyin iç ve dış orta noktasına yerleştirilen iki ısı çift yardımıyla elde edilmiştir. Radyasyonla olan ısı kaybının hesaplanması için

$$Q_{ışınım} = \varepsilon \sigma A_s (T_{s,ave}^4 - T_{\infty}^4) \quad (6.4)$$

ifadesi kullanılmıştır. Radyasyon kayıplarını azaltmak için parlatılan bakır plakanın emisivitesi 0.04 olarak ölçülmüştür ve Stefan – Boltzmann katsayısı (σ) $5.67 \times 10^{-8} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K}^4)$ tür. Ortalama yüzey sıcaklığı plaka üzerine monte edilmiş 19 ısı çiftin gösterdiği kalibre edilmiş sıcaklık değerlerinin ortalaması alınarak elde edilmiştir. Isıl iletim katsayısı çok yüksek bir malzeme seçilmesi sebebiyle plaka üzerinde her noktada hemen hemen aynı sıcaklık değerleri elde edilmiştir. En yüksek yüzey sıcaklığının elde edildiği ısı akıllarında bile, plaka merkezindeki sıcaklık ile en kenardaki sıcaklık farkı 1°C civarındadır. A_s plakanın yüzey alanını T_{∞} çevredekilerin sıcaklığını göstermektedir. Yukarıdaki ifadelerden elde edilen $Q_{taşınım}$ değeri kullanılarak akışkana taşınım ile verilen ısı akısı aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$q_c = \frac{Q_{taşınım}}{A_s} \quad (6.5)$$

Taşınım ile ortalama ısı transferi katsayısı Newton'un soğutma kanunu kullanılarak

$$h_{ort} = \frac{q_c}{(T_{s,ort} - T_j)} \quad (6.6)$$

denkleminde bulunmuştur. Ortalama Nusselt sayısı da yüzey ve jet sıcaklıklarının ortalaması alınarak elde edilen film sıcaklığındaki ısı iletkenlik katsayısı kullanılarak

$$Nu_{ort} = \frac{h_{ort} D}{k_a} \quad (6.7)$$

denkleminde hesaplanmıştır.

Uyarlanmış Gr^* sayısı ise

$$Gr^* = \frac{g \beta q_c L^4}{k_a \nu_a^2} \quad (6.8)$$

ifadesinden elde edilmiştir. Uyarlanmış Grashof sayısının fiziksel olayı doğru bir şekilde temsil edebilmesi için sistemin karakteristik uzunluğunun seçimi önem taşımaktadır. Bu bağlamda kullanılan karakteristik uzunluk L plakanın yüzey alanının plaka çevresine bölünmesiyle elde edilmiştir.

ve Richardson sayısı:

$$Ri = \frac{Gr^*}{Re^2} \quad (6.9)$$

ifadesinden hesaplanmıştır. EK-4' te ayrıntıları verilen hata analizi sonucu hesaplanan büyüklüklerin hata oranları aşağıda Çizelge 6.1'de verilmiştir.

Çizelge 6.1. Hesaplanan değişkenlerin hata oranları

Değişken	Hata oranı (%)
Isıtıcıya verilen toplam ısı akımı, Q_{toplam}	2 %
İletim ile kaybolan ısı akımı, Q_{iletim}	4,87 %
İşinim ile kaybolan ısı akımı, $Q_{\text{ışınım}}$	24,66 %
Akışkana verilen toplam ısı akımı, $Q_{\text{taşınım}}$	2,2 %
Taşınım ile ısı transfer katsayısı, h_{ort}	4,35 %
Nusselt sayısı, Nu_{ort}	4,4 %
Uyarlanmış Grashof sayısı, Gr^*	3,68 %
Reynolds sayısı, Re	2,23 %
Richardson sayısı, Ri	5,74 %

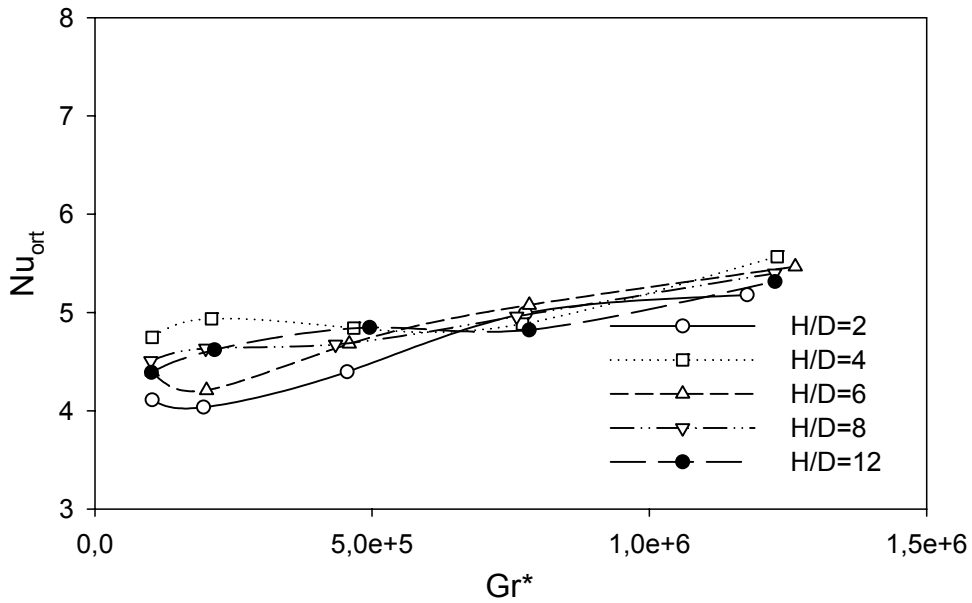
6.3. Deneysel Sonuçlar

Çarpan akışkan jetlerinde doğal taşınımın ortalama ısı transferine etkilerini belirlemek amacıyla dairesel jetler kullanılarak gerçekleştirilen bu çalışmanın sonuçları aşağıda grafikler halinde sunulmuştur. Çalışma jet – plaka mesafeleri $H/D = 2, 4, 6, 8, 12$ değerlerinde Re sayıları 250, 500, 750, 1000, 3000, 5000 için plakaya verilen ısı akıları 50 W/m^2 den 1500 W/m^2 ye kadar kademeli olarak arttırılarak gerçekleştirilmiştir.

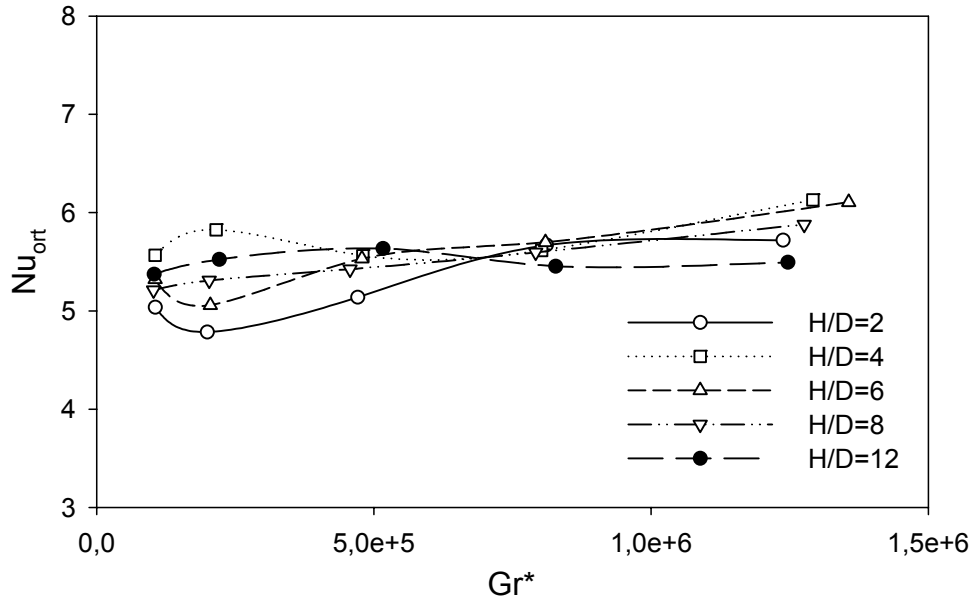
6.3.1. Ortalama Nusselt sayısının Gr^* ve ısı akısı ile değişimi

Ortalama Nusselt sayısının Gr^* sayısının ve jet plaka mesafesinin fonksiyonu olarak değişimi, Reynolds sayıları 250, 500 ve 750 için Şekil 6.1-Şekil 6.3'te gösterilmiştir. Artan ısı akısı ve Gr^* sayısı ile birlikte ortalama Nu sayısı artmaktadır. Artan ısı akısı etkisiyle plaka üzerinde elde edilen yüksek sıcaklıklar sonucu hava yoğunluğu düşer. Bunun sebebiyle yukarı doğru bir hava hareketi meydana gelmekte ve bu durum doğal taşınım mekanizmasını oluşturmaktadır. Bahsedilen Re sayılarında, özellikle çarpma noktasından itibaren zaten düşük olan jet hızlarının plaka üzerinde daha da azalmasıyla zorlanmış taşınım etkileri düşmektedir. Bu iki olayın ortak etkisi düşünüldüğünde doğal taşınımın olumlu etkisi toplam ısı transferinde gözle

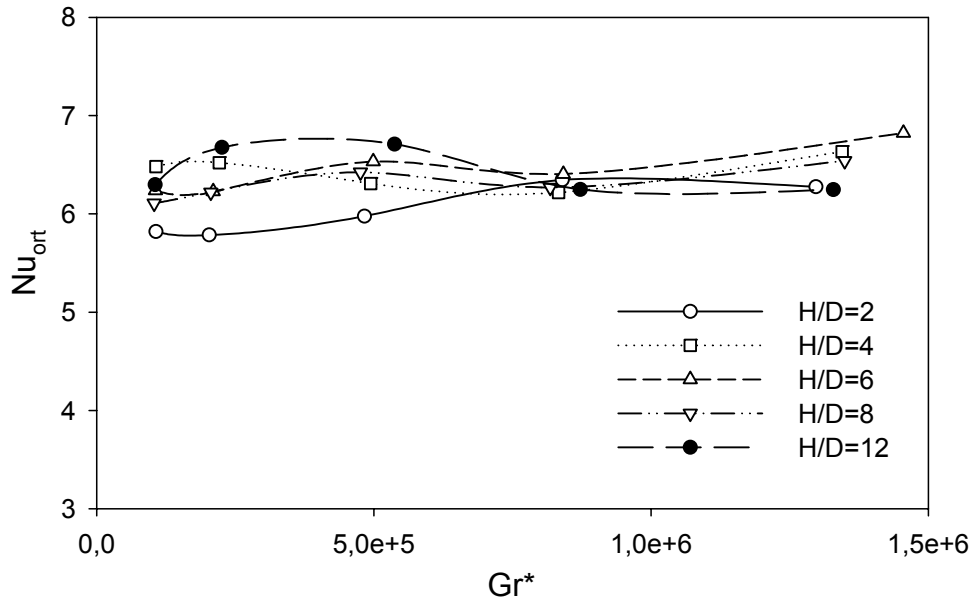
görülür bir fark oluşturmaktadır. Tahmin edilebileceği gibi bu fark en net bir şekilde en düşük Re sayısında gözlemlenmektedir. Reynolds sayısı 250 ve 500 için ortalama Nu sayıları, artan Gr^* sayısının etkisiyle hemen hemen bütün jet- plaka mesafelerinde artmaktadır. Sayısal sonuçlarda da plakanın önemli bir kısmını kapsayan duvar jeti bölgesinde görülen kaldırma kuvvetinin olumlu etkisi, çarpma bölgesinde ki olumsuz etkiden daha baskın olduğu için ortalama Nu sayıları artmaktadır. Her iki Reynolds sayısında da en yüksek Gr^* sayısına karşılık gelen maksimum ısı transferi jet plaka mesafesi 4 değerinde elde edilmiştir. Şekil 6.3'deki $Re=750$ değerinde de daha düşük Re sayılarındaki kadar olmasa da kaldırma kuvvetinin ortalama ısı transferini arttırıcı etkisi görülmüştür.



Şekil 6.1. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re = 250$)



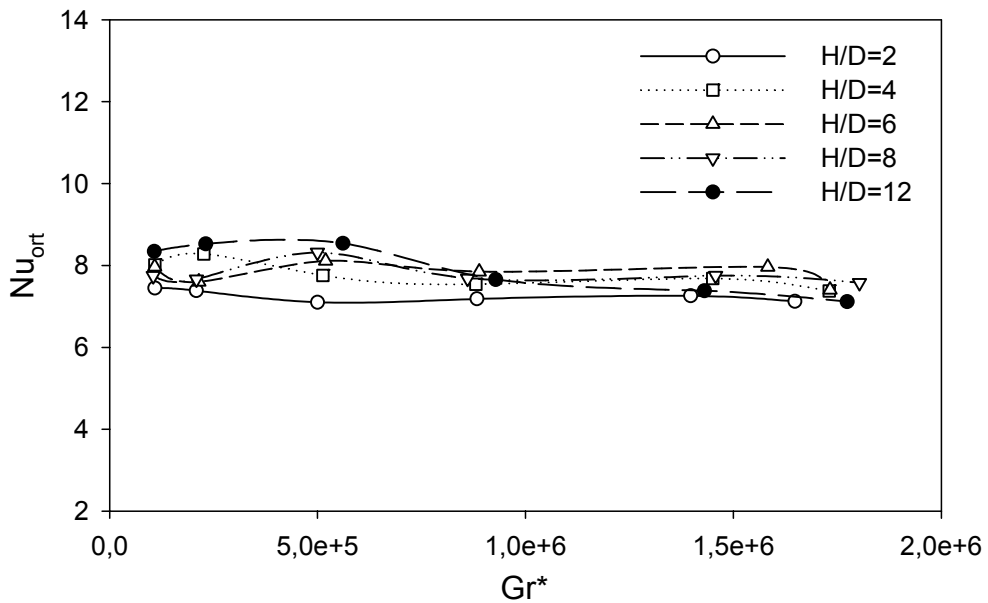
Şekil 6.2. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re = 500$)



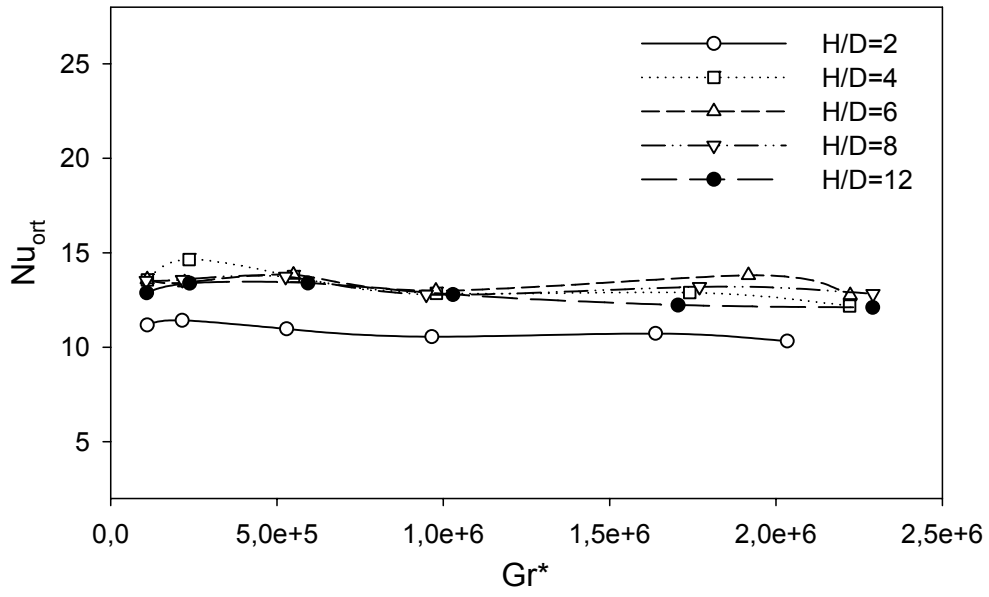
Şekil 6.3. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=750$)

$Re=1000$, 3000 , 5000 değerleri için verilen Şekil 6.4-Şekil 6.6'da artan ısı akısı ve Gr^* sayısı etkisiyle Nu sayılarında bir artış gözlemlenmemektedir. Bilakis en yüksek ısı akısında elde edilen değerlerin, diğerlerinden çok

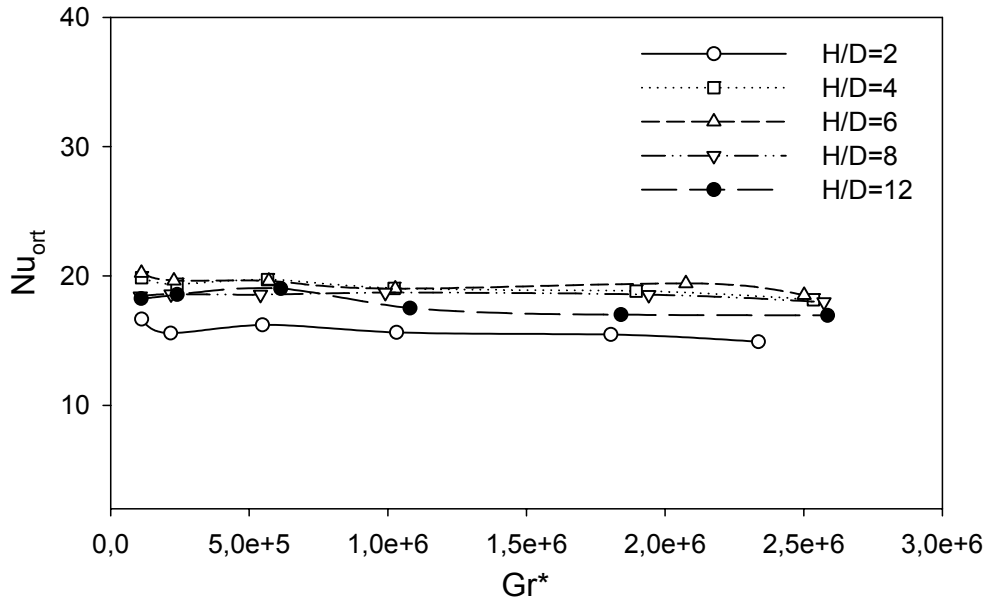
hissedilir olmasa da daha düşük olduğu gözlemlenmiştir. Nu sayısındaki bu küçük düşüş, ilk bakışta artan ısı akısıyla ısı transferinin azaldığı izlenimini uyandırır da elde edilen ve Şekil 6. 7’de verilen taşınım ile ısı transferi katsayılarına bakıldığında durumun böyle olmadığı görülmektedir. Nu sayısının elde edilmesinde kullanılan havanın ısı iletkenlik katsayısının jet ve plaka sıcaklıklarının ortalamasında elde edilmesi sebebiyle yüksek ısı akılarında, aynı taşınım ile ısı transferi katsayısı için daha düşük Nu sayıları elde edilmiştir. Yani aslında bu durumlar için elde edilen taşınım ile ısı transferi katsayıları hemen hemen aynıdır. Ancak tam olmasa da taşınım ile ısı transferinin iletimle olan ısı transferine oranını gösteren Nu sayılarında bir düşüş olmuştur. $Re=1000$, 3000 , 5000 için söylenmek istenen bu hızlarda doğal taşınım etkilerinin olmadığı değil, bu sayılardaki zorlanmış taşınımın baskın etkisi sebebiyle, doğal taşınımın toplam ısı transferine etkisinin hissedilir boyutlarda olmadığıdır. Bu durum alttaki paragrafta her iki taşınım mekanizmasının birbirlerine göre oranlarını gösteren Richardson sayısı vasıtasıyla izah edilmiştir.



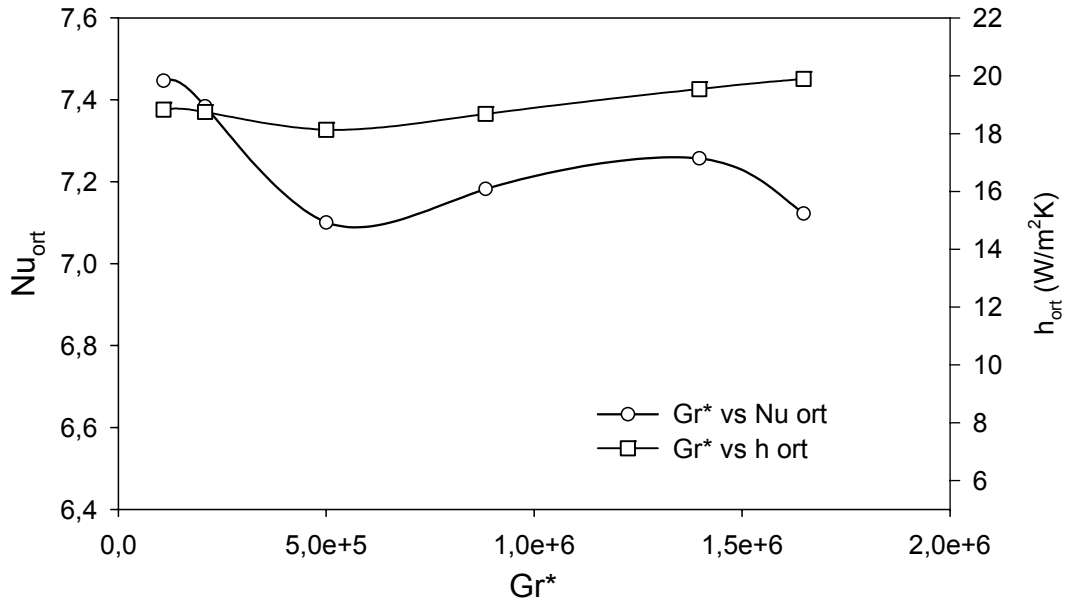
Şekil 6.4. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=1000$)



Şekil 6.5. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=3000$)

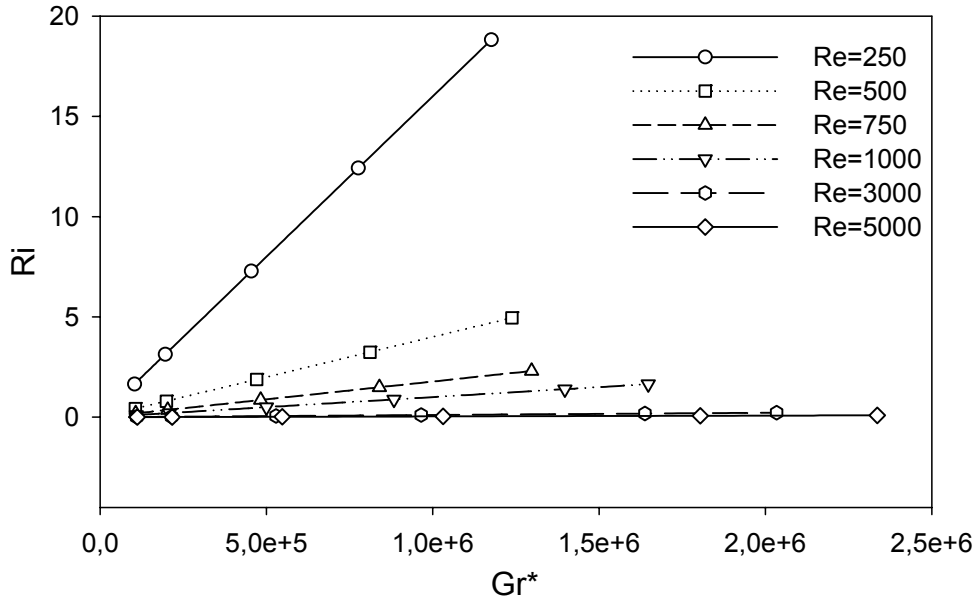


Şekil 6.6. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına etkisi ($Re=5000$)



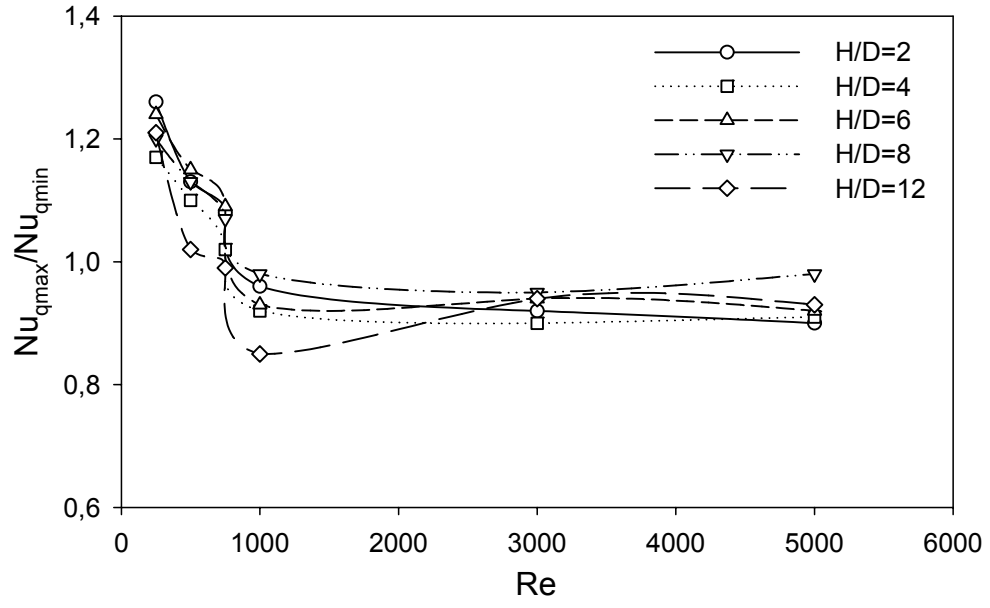
Şekil 6.7. Gr^* sayısının ortalama Nu sayısına ve ısı transferi katsayısına etkisi ($Re=1000$, $H/D=2$)

Yukarıdaki grafiklerde bütün jet – plaka mesafelerinde doğal taşınım etkilerinin toplam ısı transferi üzerindeki etkisinin artan Re sayısı ile azaldığı görülmektedir. Bu durumun daha net bir şekilde ortaya konulabilmesi için doğal ve zorlanmış taşınım etkilerinin birbirlerine göre büyüklüklerinin bir göstergesi olan Richardson sayısı (Gr^*/Re^2), Gr^* sayısının ve Re sayısının bir fonksiyonu olarak aşağıdaki Şekil 6.8'deki gibi çizilmiştir. $Gr^*/Re^2 \approx 1$ civarında doğal ve zorlanmış taşınım etkilerinin birlikte değerlendirilmesi gerektiği Incropera ve DeWitt tarafından belirtilmiştir [61]. Buna göre açık bir şekilde görülmektedir ki $Re=3000$ ve 5000 değerlerinde en yüksek ısı akısında bile zorlanmış taşınımın çok baskın olduğu bir rejim söz konusudur. $Re=1000$ sayısında çok küçük düzeyde de olsa doğal taşınım etkileri hissedilmekte, $Re=750$, 500 ve 250 değerlerinde azalan Re sayılarıyla birlikte daha düşük ısı akılarında bile karışık taşınım etkili olmaktadır ve bu etki en düşük Re sayısında çok belirgindir.

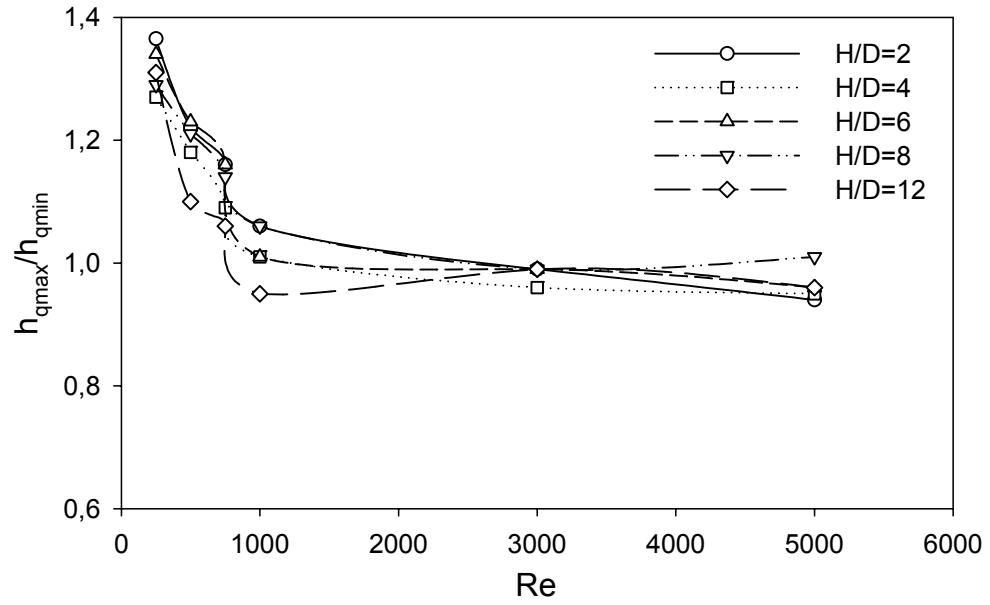


Şekil 6.8. Richardson sayısının Gr^* ve Re sayısı ile değişimi ($H/D=2$)

Görüldüğü gibi, doğal taşınımın ısı transferine etkisi Re sayısına bağlı olarak değişmektedir. Bu etkiyi net bir şekilde ortaya koymak için her bir Re sayısı için en yüksek ısı akısında ve Gr^* sayısında elde edilen Nu ve taşınım ile ısı transferi katsayısı değerlerinin, en düşük ısı akısında yani doğal taşınım etkilerinin olmadığı durumda elde edilen Nu sayısına ve taşınım ile ısı transfer katsayısına oranları Şekil 6.9, Şekil 6.10'da gösterilmektedir. Taşınım ile ısı transferi katsayısı oranlarını gösteren grafiklere bakıldığında doğal taşınım etkisiyle, Re sayısının 250 değerinde doğal taşınım etkisiyle ısı transferindeki en büyük artış %35 ile $H/D=2$ değerinde elde edilirken diğer mesafelerdeki artış oranları %25 ile %35 arasında değişmektedir. $Re=500$ ve 750 değerinde ise en büyük artış sırasıyla %25 ve %17 olarak, $H/D=6$ değerinde elde edilmiştir. $Re=1000$ sayısından itibaren bütün jet – plaka mesafeleri için net bir ısı transferi artışından söz etmek mümkün değildir. $Re=1000$, 3000 ve 5000 için en yüksek ısı akısında elde edilen taşınım ile ısı transferi katsayılarının en düşük ısı akısında elde edilenlere oranı 1 civarındadır.



Şekil 6.9. Nu_{qmax}/Nu_{qmin} değerinin Re sayısı ile değişimi

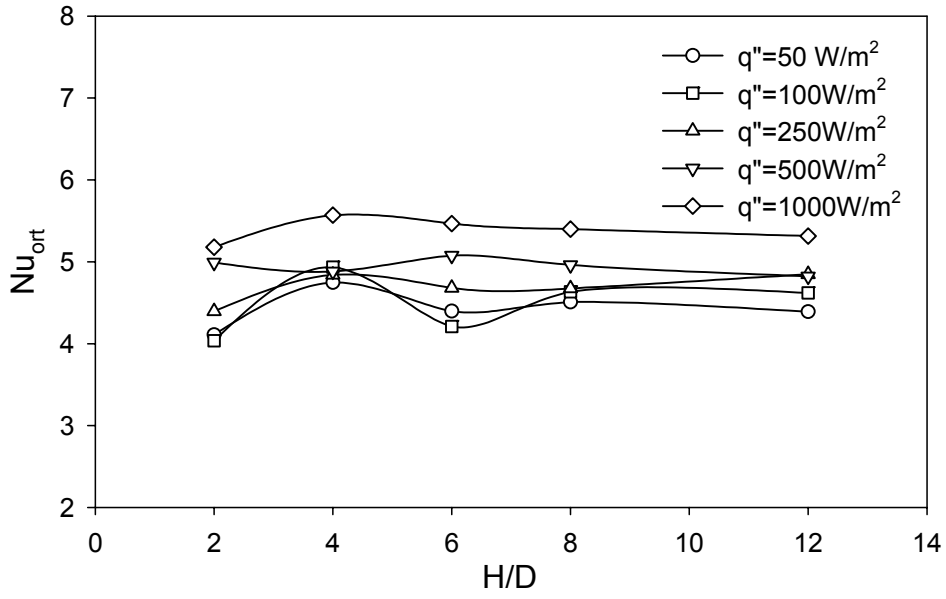


Şekil 6.10. h_{qmax}/h_{qmin} değerinin Re sayısı ile değişimi

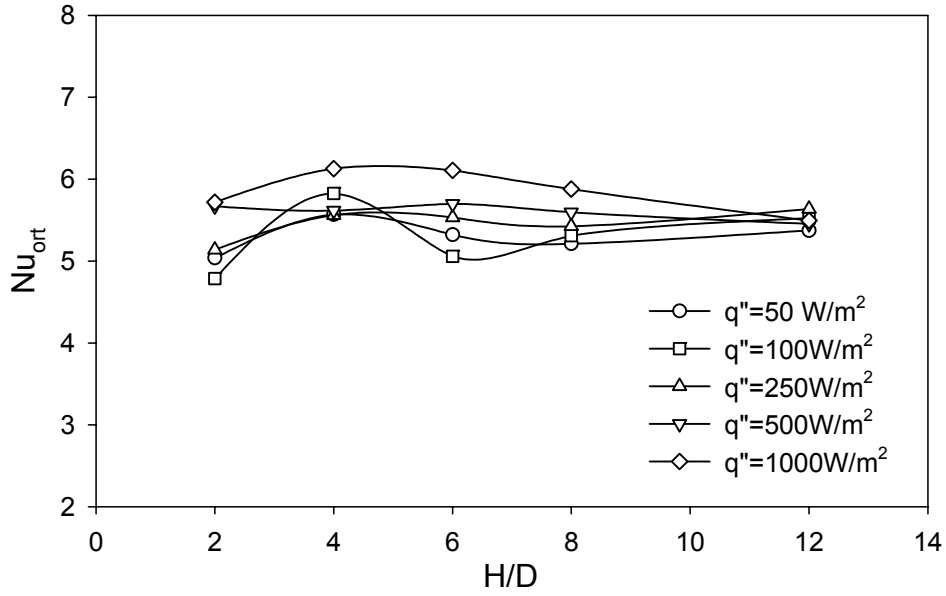
6.3.2. Ortalama Nusselt sayısının jet- plaka mesafesi ile değişimi

Yukarıda irdelenen grafiklerde düşük Re sayılarında ısı akısı artışıyla meydana gelen ısı transferindeki artış oranı, önemli olmakla birlikte asıl önemli olan sistemden atılan ısıнын bir göstergesi olan taşınım ile ısı transferi veya Nusselt sayılarının mutlak büyüklükleridir ve bunların ısı akısı ve jet – plaka mesafesiyle nasıl değiştiğidir. İncelenen Re sayısı ve ısı akısı aralığında zorlanmış taşınımın baskın olduğu durumlar ve karışık taşınımın etkili olduğu durumlar mevcuttur. Söz konusu durumlarda ısı transferi açısından optimum bir jet – plaka mesafesinin olup olmadığı araştırmaya değer bir konudur. Bu arayışa yönelik olarak incelenen bütün Re sayıları ve ısı akıları için Nu sayısı, jet – plaka mesafesinin bir fonksiyonu olarak aşağıdaki Şekil 6.11-Şekil 6.16’da gösterilmiştir.

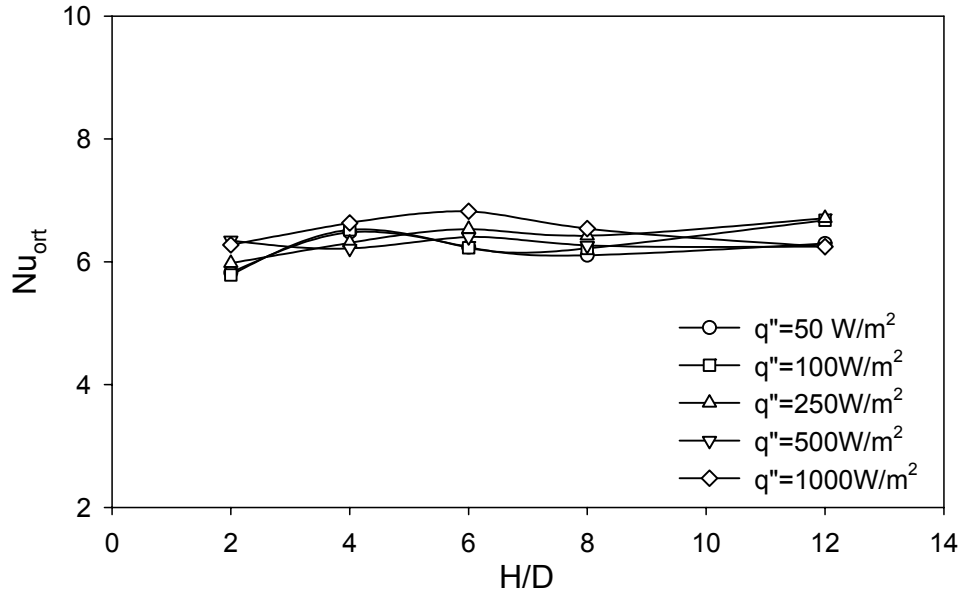
Doğal taşınım etkilerinin en kuvvetli şekilde görüldüğü $Re = 250$ ve 500 sayılarında 500 W/m^2 için doğru olmamakla birlikte en yüksek ısı transferi Şekil 6.11, Şekil 6.12’de görüldüğü gibi $H/D=4$ değerinde elde edilmektedir. Şekiller 6.13, Şekil 6.14’te görüldüğü gibi $Re=750$ ve 1000 değerinde jet plaka mesafesi ile en yüksek ısı transferi arasındaki ilişki hakkında kesin birşey söylemek mümkün değildir.



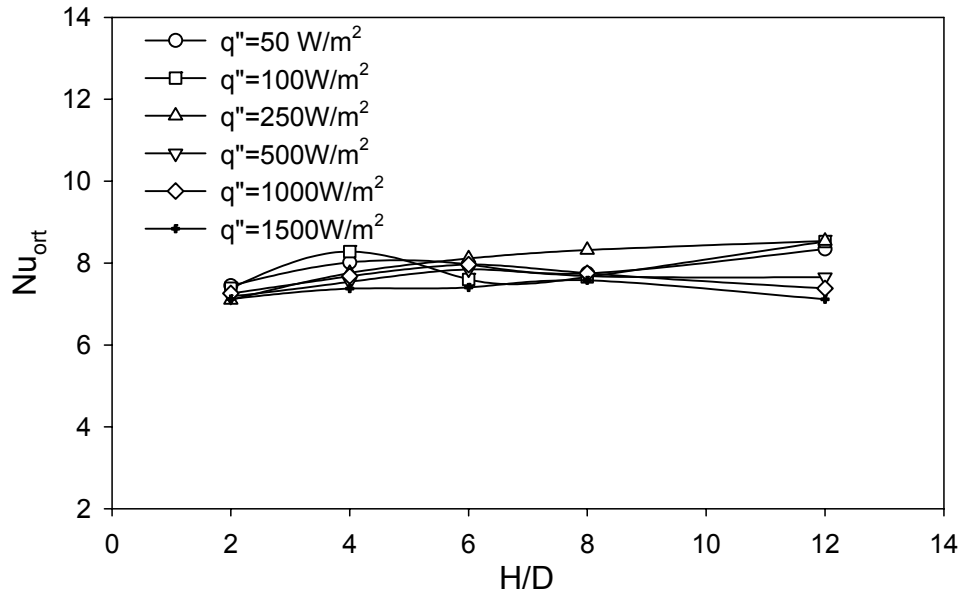
Şekil 6.11. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi (Re=250)



Şekil 6.12. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi (Re=500)

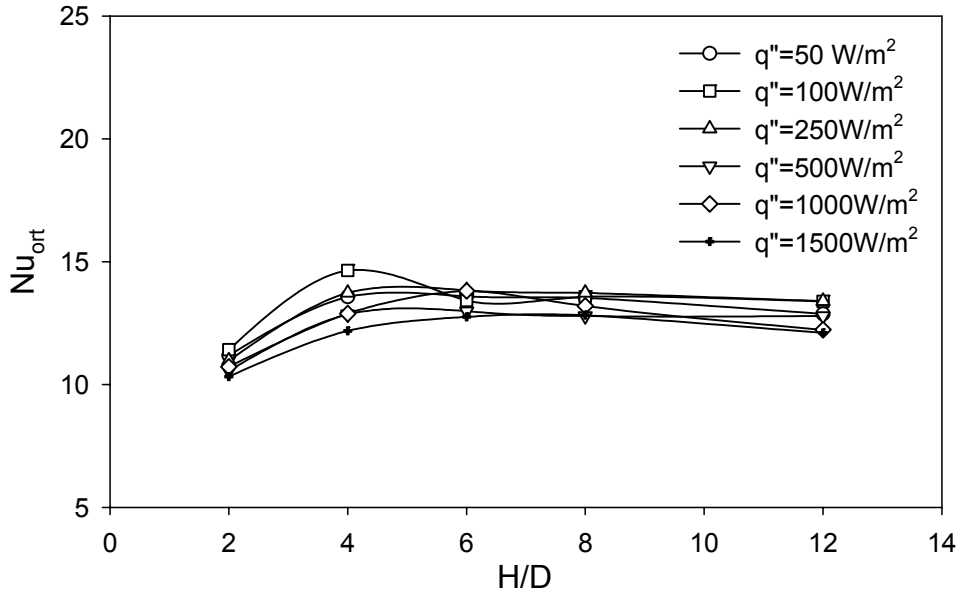


Şekil 6.13. Ortalama Nu sayısının jet plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=750$)

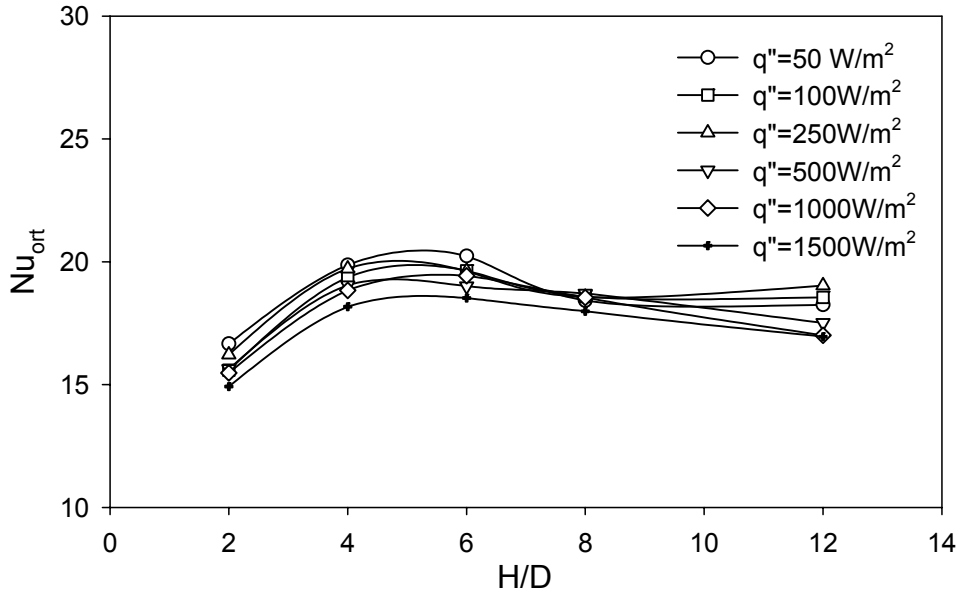


Şekil 6.14. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=1000$)

Aşağıdaki grafiklerde dikkati çeken en önemli özelliklerden birisi, doğal taşınım etkilerinin ihmal edilebilir olduğu $Re=3000$ ve 5000 değerinde (Şekil 6.15, Şekil 6.16) en yüksek ısı transferinin elde edildiği jet plaka mesafesinin ısı akısından bağımsız olduğudur. Her iki durumda da en düşük ısı transferi $H/D=2$ mesafesinde elde edilmiştir. Şekil 6.15'teki, $Re=3000$ değerinde en yüksek Nu sayıları $H/D=4$ değerinde elde edilirken, $Re=5000$ değerine çıkıldığında $H/D=6$ da elde edilen değerler çok az da olsa $H/D=4$ değerinin üzerine çıkmıştır (Şekil 6.16).



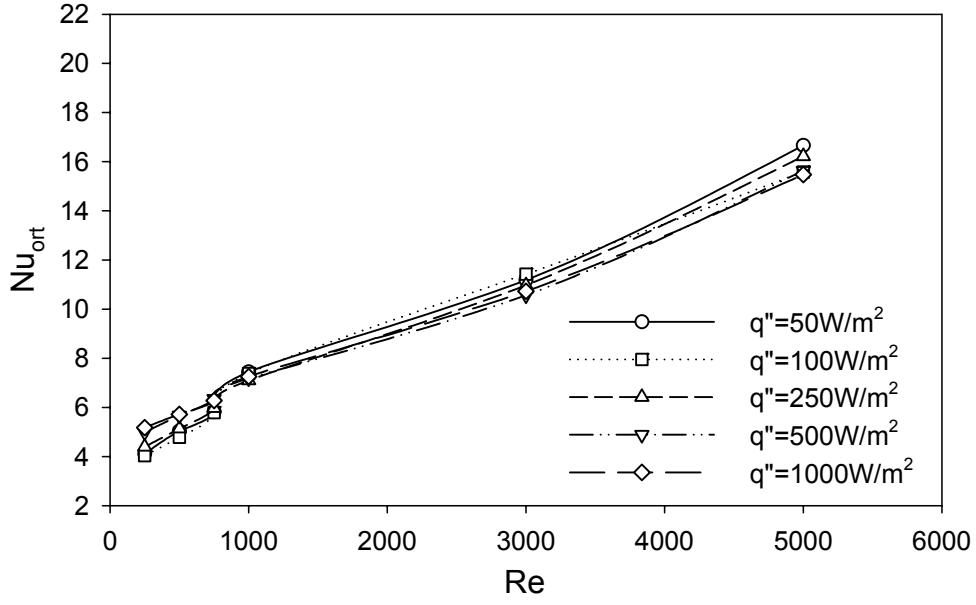
Şekil 6.15. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi ($Re=3000$)



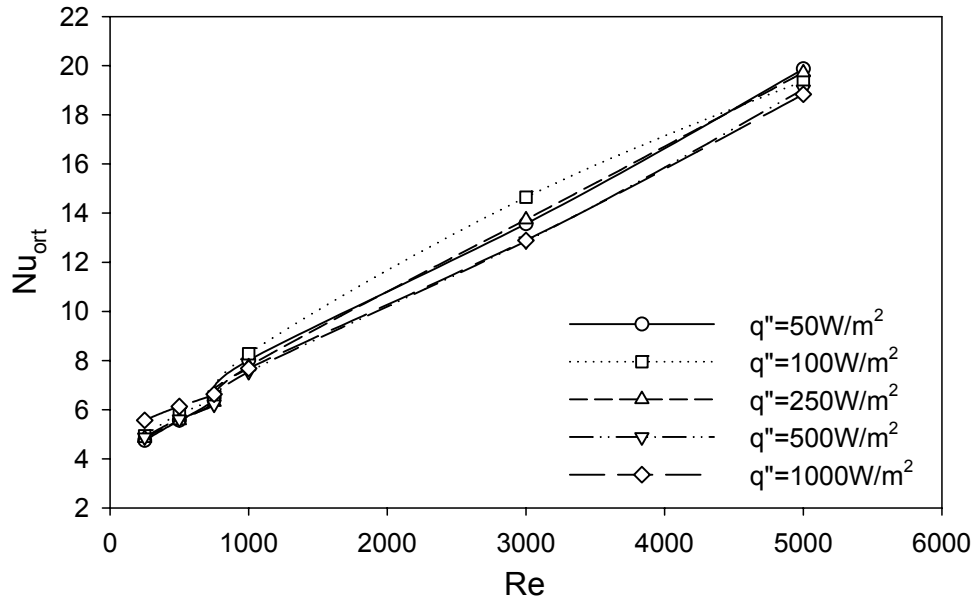
Şekil 6.16. Ortalama Nu sayısının jet-plaka mesafesi (H/D) ile değişimi (Re=5000)

6.3.3 Reynolds sayısının ortalama Nusselt sayısına etkisi

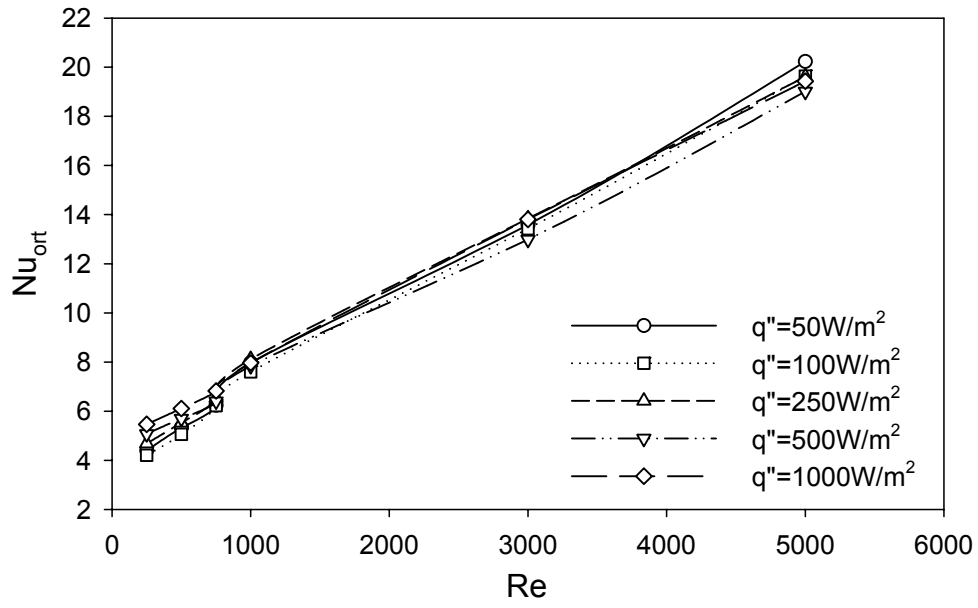
Artan Re sayısının bir sonucu olarak ısı transferinin ve Nu sayısının artacağı aşikardır. Ancak artış eğiliminin ve şeklinin jet – plaka mesafesine ve doğal taşınımın etkisine bağlı olarak nasıl değiştiği önemlidir. Bu amaca yönelik olarak önce jet – plaka mesafesi sabit tutularak değişen ısı akıları için Şekil 6.17-Şekil 6.21’de görüldüğü gibi Nu sayısının Re sayısı ile değişimini gösteren grafikler çizilmiştir. Bütün jet plaka mesafelerinde, Nu sayısının Re sayısı ile artışı laminar ve türbülanslı şartlarda farklı eğimler göstermektedir. Şekillerden görüldüğü gibi laminar akış sınırı olan Re=1000’e kadar Nu sayısının değişimi belirli bir eğimde gerçekleşirken, Re sayısının daha büyük değerlerinde türbülanslı akış söz konusu olmakta ve türbülanslı şartlarda Nu sayısı değişimleri bir sıçrama ile daha büyük bir değere ulaştıktan sonra farklı bir eğimle Nu sayısı değerleri artmaya devam etmektedir. Düşük Re sayılarında doğal taşınım etkisiyle artan ısı akısıyla birlikte artış eğimi azalmakta, türbülanslı akış şartlarındaki eğim ısı akısından fazla etkilenmemektedir.



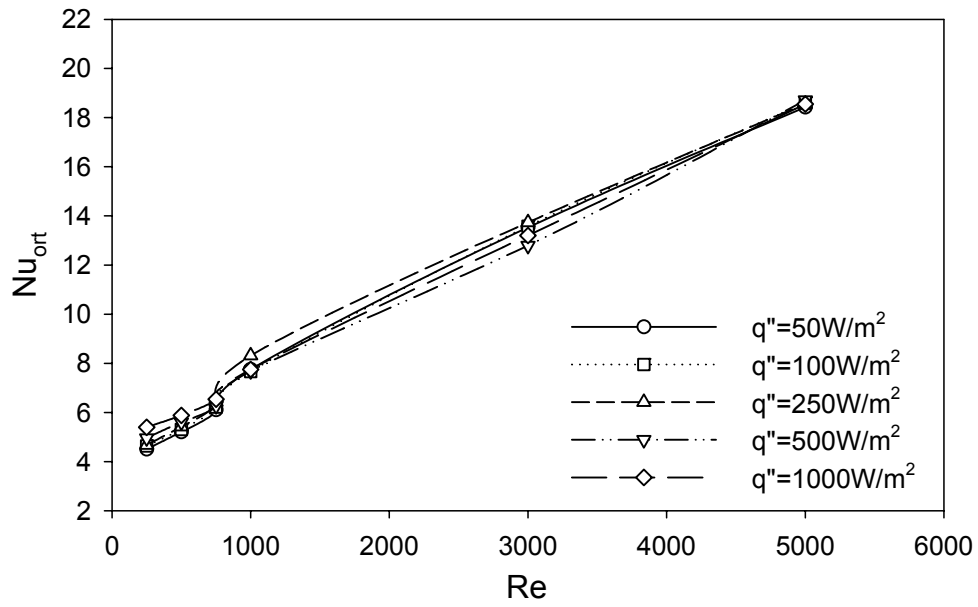
Şekil 6.17. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=2$)



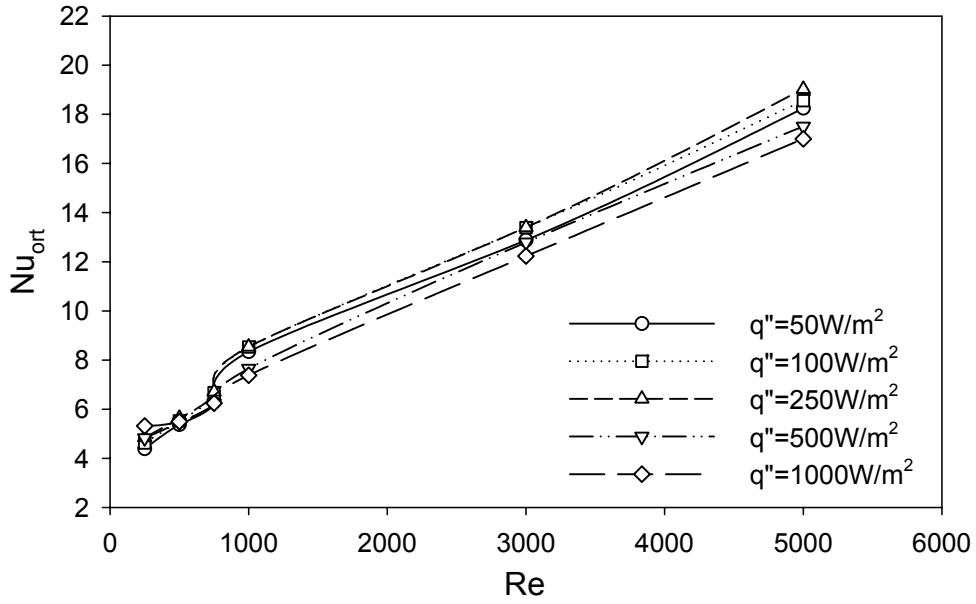
Şekil 6.18. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=4$)



Şekil 6.19. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=6$)



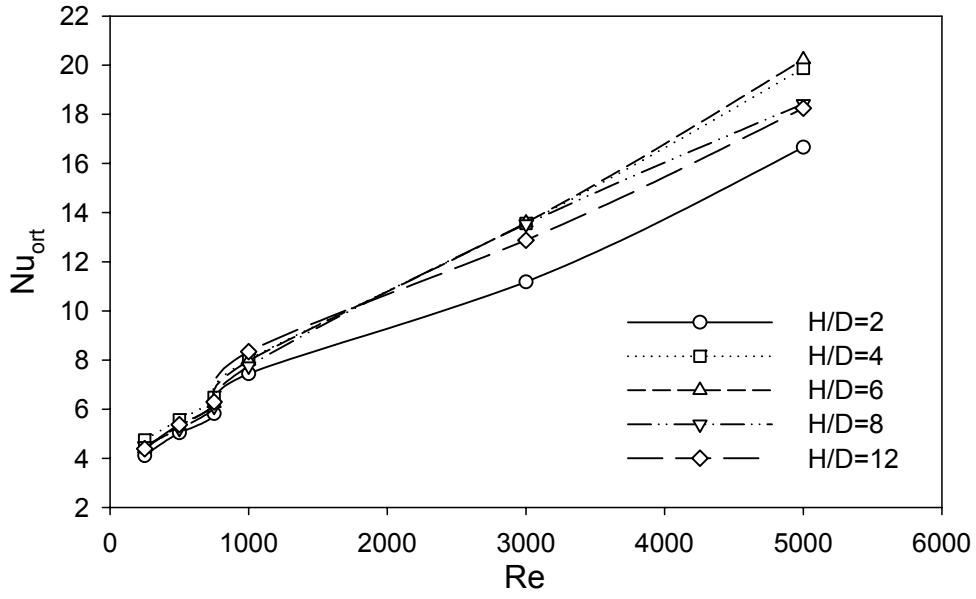
Şekil 6.20. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=8$)



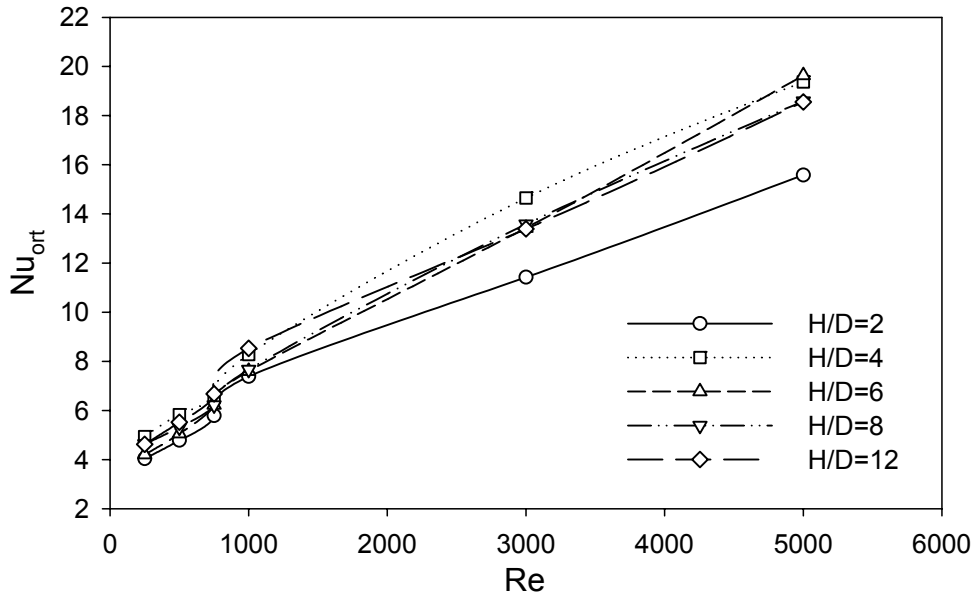
Şekil 6.21. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ile değişimi ($H/D=12$)

6.3.4. Re sayısı ile ortalama Nu sayısı ilişkisinin jet plaka mesafesi ile değişimi

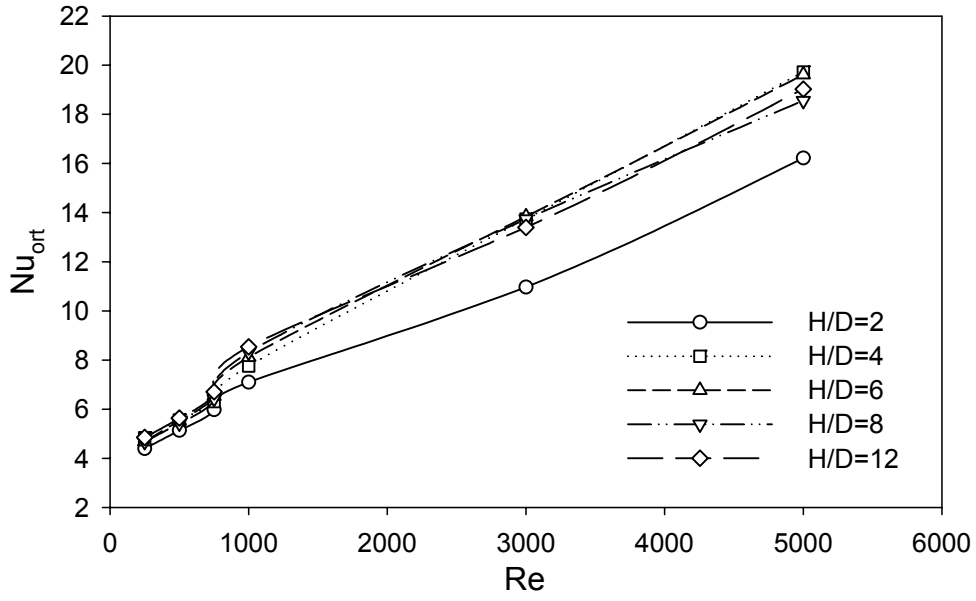
Deney yapılan ısı akılarında jet – plaka mesafesine bağlı olarak Nu sayısının Re sayısı ile değişimi aşağıdaki Şekil 6.22-Şekil 6.26’da gösterilmiştir. Türbülanslı akış şartlarındaki $Re=3000$ ve 5000 değerlerinde en yüksek ısı transferi incelenen bütün ısı akıları için $H/D=4$ ve 6 değerlerinde görülmüştür. Yine bütün ısı akılarında en düşük Nu sayıları 2 jet çapında elde edilmiştir. Laminar şartlarda ise jet-plaka mesafesinin etkisi önce artan ısı akısı ile birlikte azalmaktadır. En yüksek ısı akısında ise, Şekil 6.26’da görüldüğü gibi $Re=250$ ve 500 ’de en yüksek ısı transferi $H/D=4$ ’te elde edilmiştir.



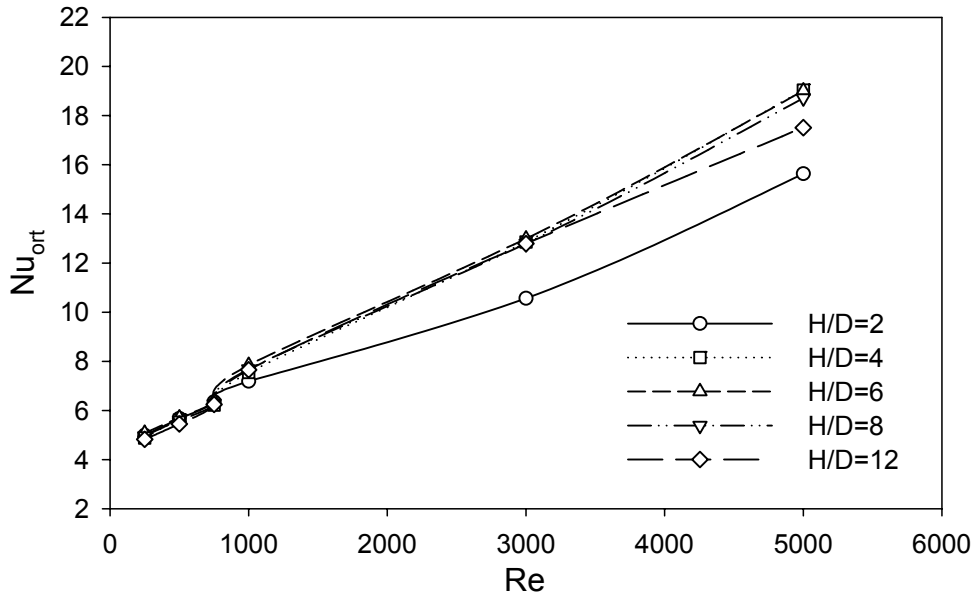
Şekil 6.22. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q''=50\text{W/m}^2$)



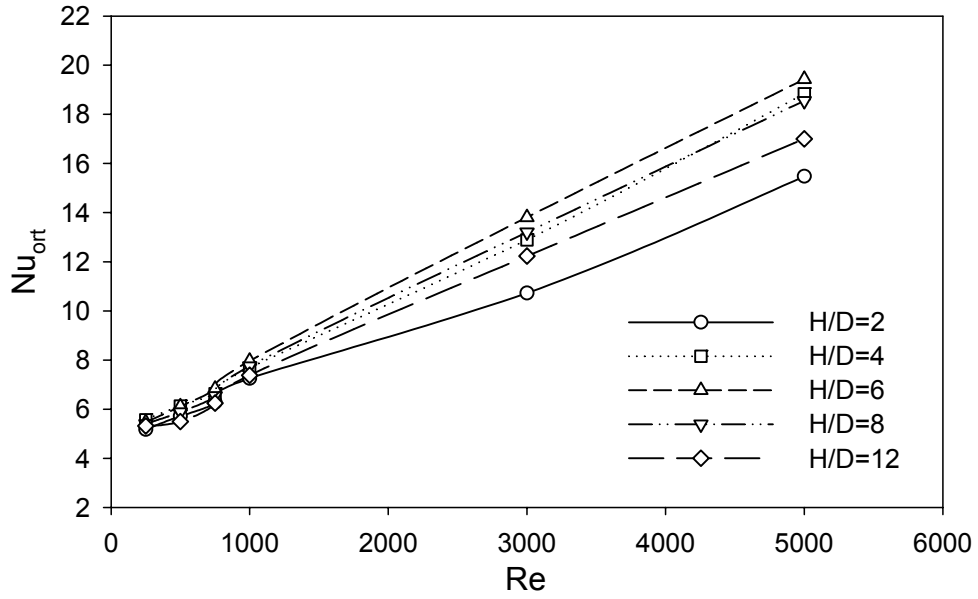
Şekil 6.23. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q''=100\text{W/m}^2$)



Şekil 6.24. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q''=250\text{W/m}^2$)



Şekil 6.25. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q''=500\text{W/m}^2$)



Şekil 6.26. Ortalama Nu sayısının Re sayısı ve jet-plaka mesafesi ile değişimi ($q''=1000\text{W/m}^2$)

Çalışmada, doğal taşınımın özellikle düşük Re sayılarında ortalama ısı transferini %35'e varan oranlarda arttırdığı, artan sıcaklık farkları etkisiyle oluşan mekanizmanın ısı transferine etkisinin artan jet hızıyla birlikte azaldığı ve zorlanmış taşınım etkilerinin çok etkin olduğu türbülanslı akış şartlarında ise doğal taşınımın ortalama ısı transferine etkisinin ihmal edilebilir boyutlarda olduğu görülmüştür. Ayrıca Nu ve Gr^* sayıları gibi boyutsuz sayıların doğru kullanımının önemini ortaya koyacak sonuçlara ulaşılmıştır

7. JET GEOMETRİSİNİN ISI TRANSFERİNE ETKİSİNİN DENEYSEL İNCELENMESİ

Çarpan akışkan jetleri kullanılarak elde edilen ısı transferi birçok parametreye bağlı olarak değişmektedir. Çarpma plakası yüzeyinin pürüzlülüğünden jet içerisindeki türbülansa, jet plaka mesafesinden jet çıkış geometrisine kadar bir çok parametre sonuçlar üzerinde etkili olmaktadır. Bu bölümde yukarıda bahsedilen ısı transferi üzerinde etkili parametrelerden, jet çıkış geometrisinin ve en-boy oranının etkisi bütün jetler için aynı kütleli debide sıvı kristal termografi sıcaklık ölçüm yöntemi kullanılarak değişik jet plaka mesafeleri için incelenmiş ve sonuçlar sunulmuştur.

Çalışma sonucunda sıvı kristal termografi sıcaklık yöntemi başarıyla uygulanarak plaka üzerinde her noktada yerel ısı transferinin ve taşınım katsayılarının belirlenmesi mümkün olmuştur. Farklı jet geometrileriyle yapılan çalışma sonucunda eliptik ve dikdörtgen kesitli jetlerin özellikle durma bölgesinde bir ısı transferi arttırım tekniği olarak kullanılabileceği ortaya çıkmış, jet-plaka mesafesinin etkisinin jet geometrisine bağlı olarak değiştiği ve yüksek en-boy oranına sahip jetlerin daha kısa potansiyel öz uzunluklarına sahip oldukları ısı transferi deneyleriyle de desteklenmiştir. Ayrıca aynı kütleli debiler kullanılmasına rağmen artan kesit alanının ısı transferini olumsuz etkilediği ortaya konmuştur.

7.1. Problem Tanımı ve Deney Düzeneği

Deneysel olarak gerçekleştirilen çalışmada jet çıkış geometrisinin ve en-boy oranının etkisini belirlemek amacıyla dairesel jet için 10000 Reynolds sayısına karşılık gelen kütleli debi değeri $1455,2 \times 10^{-6}$ kg/s de, jet plaka mesafeleri 2, 6, 12 dairesel jet çapı için 9 farklı jet geometrisi için deneyler yapılmıştır. Dairesel jetin çapı 10 mm'dir ve EJ1 olarak adlandırılmıştır. Dairesel jetle aynı kesit alanı ve eşdeğer çapa sahip büyük eksen – küçük eksen oranları sırasıyla 2 ve 4 olan iki adet eliptik jet için deneyler yapılmıştır.

Bunlar EJ2 ve EJ4 olarak adlandırılmışlardır. Eliptik jetlerin eşdeğer çapı dairesel jetle aynı momentum akısını verecek şekilde aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır.

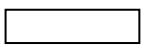
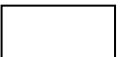
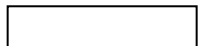
$$D_e = 2(R_1 R_2)^{0.5} \quad (7.1)$$

Denklemden R_1 ve R_2 sırasıyla eliptik jetin büyük ve küçük ekseninin yarıçaplarını göstermektedir.

En – boy oranları 1, 2, ve 4 olan 3 adet iki boyutlu jet, dairesel jetle aynı hidrolik çapa sahip olacak şekilde üretilmiş ve deneyler yapılmıştır. Bunların isimlendirilmeleri sırasıyla RD1, RD2, RD4 şeklinde yapılmıştır. Bunlara ek olarak en – boy oranları 1, 2, 4 olan üç adet dikdörtgen kesitli jet için daha deneysel sonuçlar elde edilmiştir. Bu jetlerin özelliği dairesel jetle aynı kesit alanına sahip olmalarıdır. Tabiki bu sebeple eşdeğer çapları dairesel jetin eşdeğer çapından farklıdır. Bu jetlerin isimlendirilmesi sırasıyla RA1, RA2, RA4 olarak yapılmıştır. Bu kadar farklı geometrilerin birbiriyle karşılaştırılmaları aynı kütleli debi kullanılarak yapılmıştır. İncelenen geometriler ve bunlar için kullanılan semboller aşağıdaki Çizelge 7.1’de gösterilmiştir. Çalışma bütün jet geometrileri için aynı kütleli debiler kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

Çarpma plakası üzerinde yerel ısı transferinin sıvı kristal termografi sıcaklık ölçme yöntemi kullanılarak belirlenmesine yönelik olarak üretilen çarpma plakası ve özellikleri, deney düzeneği ve ölçüm teknikleri bölümünde ayrıntılı olarak verilmiştir. Çarpma plakası, üniform ısı akısı kabulünü zedeleyen yanlara doğru iletimle ısı transferini en aza indirecek şekilde 0,05 mm kalınlığında bir paslanmaz çelik levha ve onun üzerine yapıştırılan sıvı kristalden oluşmaktadır. Deney düzeneğinin çarpma plakası dışındaki diğer kısımları, ortalama ısı transferini belirlemeye yönelik olarak yapılan ve ilgili bölümde açıklanan düzenele aynıdır. Sadece jet geometrisine bağlı olarak, uygun jet plakaları takıp çıkarılarak deneyler yapılmıştır.

Çizelge 7.1 Jet geometrileri ve boyutları

İSİM	GEOMETRİ	ALAN (mm ²)	KISA EKSEN (mm)	UZUN EKSEN (mm)	EN-BOY ORANI	D _e (mm)
EJ1		78.54	10	10	1	10
EJ2		78.54	7.08	14.16	2	10
EJ4		78.54	5	20	4	10
RA1		78.54	8.88	8.88	1	8.88
RA2		78.54	6.28	12.56	2	8.37
RA4		78.54	4.44	17.76	4	7.10
RD1		100	10	10	1	10
RD2		112.50	7.5	15	2	10
RD4		156.25	6.25	25	4	10

7.2. Veri Analizi

Jet çıkış geometrisinin yerel ısı transferine etkilerini belirlemek amacıyla yapılan bu çalışmada sıcaklık ölçümü için sıvı kristaller kullanılmıştır. Sıvı kristaller üzerindeki renklerin sıcaklık değerleri Matlabta yazılan ve EK-1’de verilen program yardımıyla elde edilmiştir. Yazılan program sayesinde, sıcaklık- renk ilişkisini elde etmede kullandığımız hue (baskın dalga boyu) değeri aşağıdaki fonksiyon kullanılarak elde edilmektedir.

$$H = \frac{90 - \arctan\left(\frac{F}{\sqrt{3}}\right) + \begin{cases} G > B \rightarrow 0 \\ G < B \rightarrow 180 \end{cases}}{360} \quad (7.2)$$

Burada,

$$F = \frac{2R - G - B}{G - B} \quad (7.3)$$

elde edilen hue değerlerinden ölçüm teknikleri bölümünde verilen kalibrasyon eğrisi kullanılarak plaka üzerindeki sıcaklıklar elde edilmiştir. Daha sonra yerel Nu sayılarının belirlenmesine yönelik olarak kurulan ve ayrıntıları ilgili bölümde verilen deney düzeneğinde akışkana taşınım ile verilen ısı transferi, enerji dengesi kurularak aşağıdaki denklemden elde edilmiştir.

$$Q_{\text{taşınım}} = Q_{\text{toplam}} - Q_{\text{iletim}} \quad (7.4)$$

Denklemden, Q_{toplam} elektriksel ısıtıcı tarafından plakaya birim zamanda aktarılan ve bir wattmetre tarafından ölçülen elektriksel gücün karşılığı olan toplam ısı transferini göstermektedir ve aşağıdaki şekilde elde edilmektedir:

$$Q_{\text{toplam}} = \frac{V^2}{R} = V I, \quad (7.5)$$

V, alternatif akım güç kaynağından elde edilen voltaj değeri, R ısıtıcının elektriksel direnci, I ise akımdır.

Yalıtımdan iletimle olan ısı kayıpları tabana yerleştirilen iki adet ısıl çiftin gösterdiği sıcaklık değerleri kullanılarak

$$Q_{iletim} = \frac{k A_T \Delta T_t}{\Delta X_t} \quad (7.6)$$

eşitliğinden hesaplanmıştır. Yalıtım malzemesinin ısıl iletkenlik katsayısı 0.026 W/mK'dir. Yalıtım kalınlıkları tabanda 60 mm'dir. Yalıtım malzemesinin iç ve dış yüzeyleri arasındaki sıcaklık farkı yüzeyin iç ve dış orta noktasına yerleştirilen iki ısıl çift yardımıyla elde edilmiştir. Radyasyonla olan ısı kaybı yüzey ile ortam arasındaki düşük sıcaklık farkları sebebiyle ihmal edilmiştir.

Yukarıdaki ifadelerden elde edilen $Q_{taşınım}$ değeri kullanılarak akışkana taşınım ile verilen ısı akısı aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$q_c = \frac{Q_{taşınım}}{A_s} \quad (7.7)$$

Taşınım ile yerel ısı transferi katsayısı Newton'un soğutma kanunu kullanılarak

$$h = \frac{q_c}{(T_s - T_{jet})} \quad (7.8)$$

denklemden bulunmuştur. Yerel Nusselt sayısı da yüzey ve jet sıcaklıklarının ortalaması alınarak elde edilen film sıcaklığındaki ısıl iletkenlik katsayısı kullanılarak

$$Nu = \frac{h D}{k_a} \quad (7.9)$$

denkleminde hesaplanmıştır.

7.3. Deneysel Sonuçlar

Bu bölümde 9 farklı jet geometrisi için(EJ1, EJ2, EJ4, RA1, RA2, RA4, RD1, RD2, RD4), kütleli debi değeri $1455,2 \times 10^{-6}$ kg/s, ve 3 farklı jet plaka mesafesi (2, 6, 12 dairesel jet çapı) için yapılan çözümler sunulmuştur.

7.3.1. Jet geometrisinin en – boy oranının yerel ısı transferine etkisi

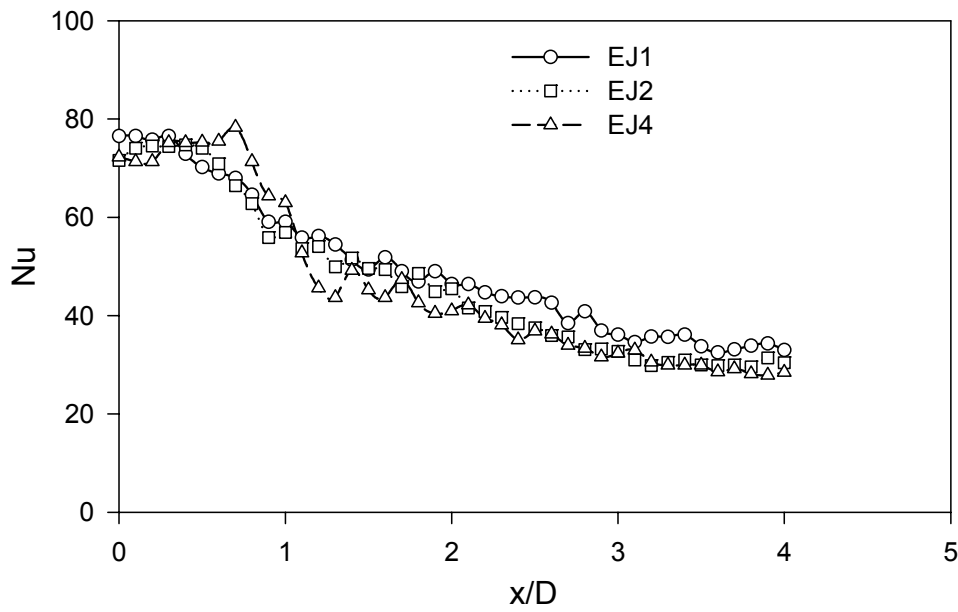
Aynı kütleli debiler için, jet geometrisinin en boy oranının değiştirilmesiyle ısı transferi özellikleri değişmektedir. Bu değişim eliptik ve dikdörtgen kesitli jetlerde farklılık göstermektedir. Aşağıda eliptik ve dikdörtgen kesitli jetler için en-boy oranının etkisini gösteren grafikler sunulmuştur.

Eliptik jetlerin en boy oranının yerel ısı transferine etkisi

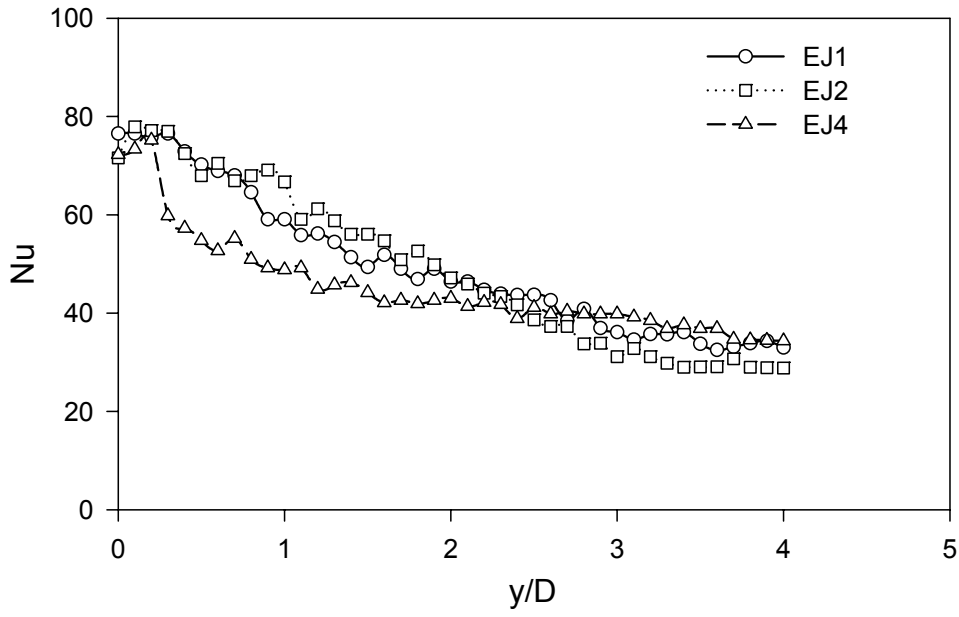
Aşağıdaki Şekil 7.1-Şekil 7.6'da üç farklı jet-plaka mesafesi için elde edilen sonuçlar görülmektedir.

Şekil 7.1, Şekil 7.2'de, $H/D=2$ değerinde eliptik jetlerle durma bölgesi civarında elde edilen ısı transferi dairesel jetten daha yüksektir. Duvar jeti bölgesinde uzun eksen yönünde en-boy oranının artışı ısı transferini az da olsa olumsuz etkilerken kısa eksen yönünde tersi bir durum söz konusudur. Jet-plaka mesafesinin 6 jet çapına eşit olduğu durumu gösteren grafikler Şekil 7.3, Şekil 7.4'te gösterilmiştir. Bu mesafede en yüksek ısı transferi en-boy oranı 2 olan EJ2 eliptik jetiyle elde edilmiştir.

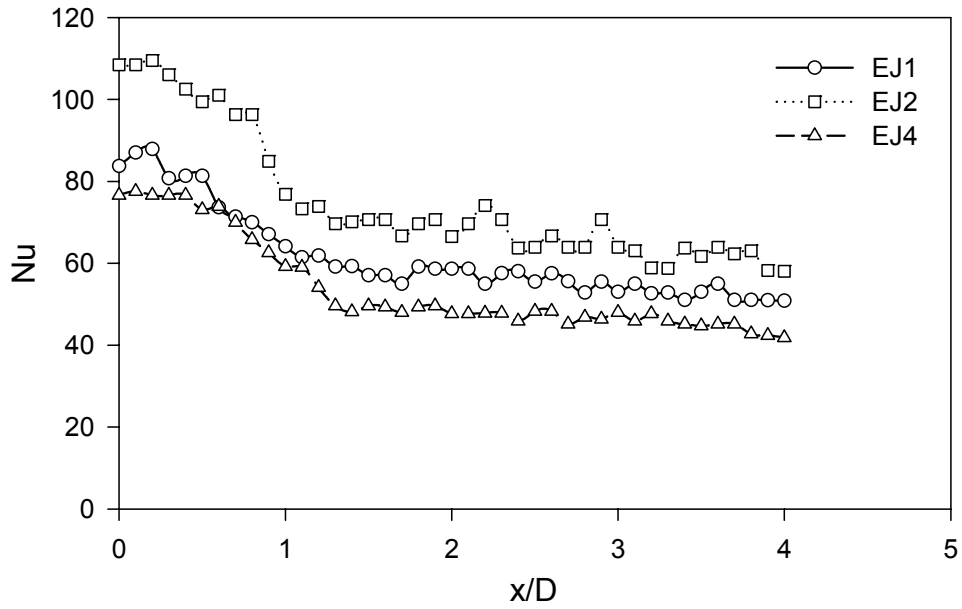
Eliptik jetlerin potansiyel öz uzunluğu dairesel jetlere oranla daha düşüktür. Bu özelliğin etkileri jet-plaka mesafesinin 12'ye çıkartıldığı durumda elde edilen Şekil 7.5, Şekil 7.6'daki grafiklerde çok açık bir şekilde görülmektedir. En-boy oranının 4 olduğu EJ4 jeti en kötü ısı transferini göstermekte ve Nu sayılarındaki düşüş açık bir şekilde görülmektedir. Yine aynı sebeple EJ1 ve EJ4 arasındaki fark jet-plaka mesafesi 6 ile karşılaştırıldığında azalmıştır.



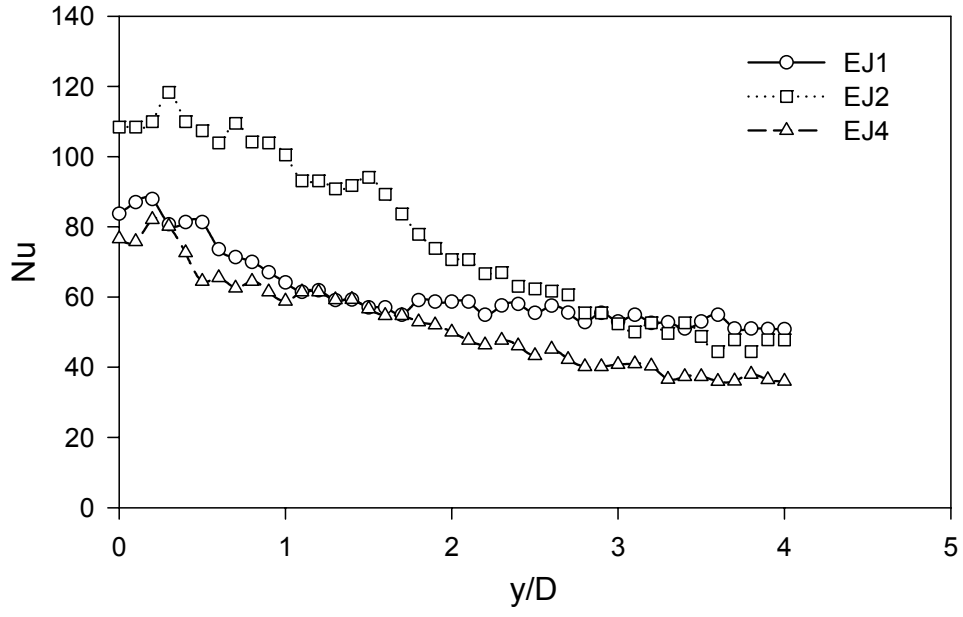
Şekil 7.1. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=2)



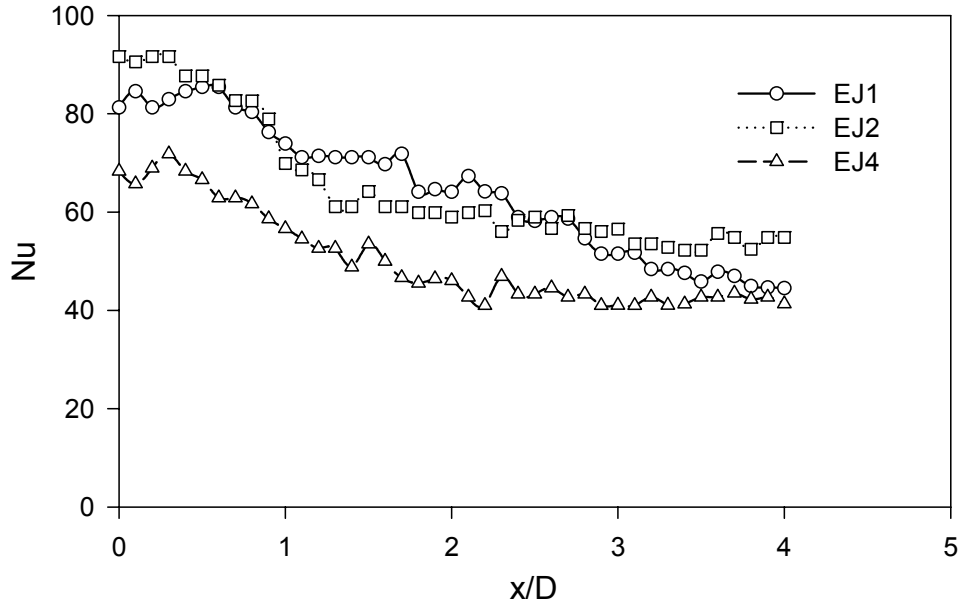
Şekil 7.2. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=2$)



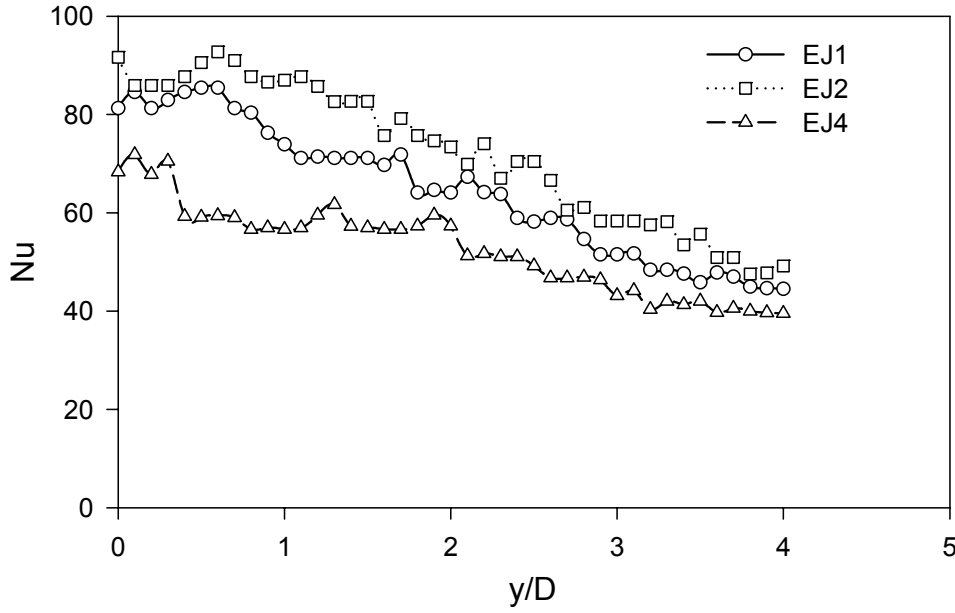
Şekil 7.3. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=6$)



Şekil 7.4. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=6$)



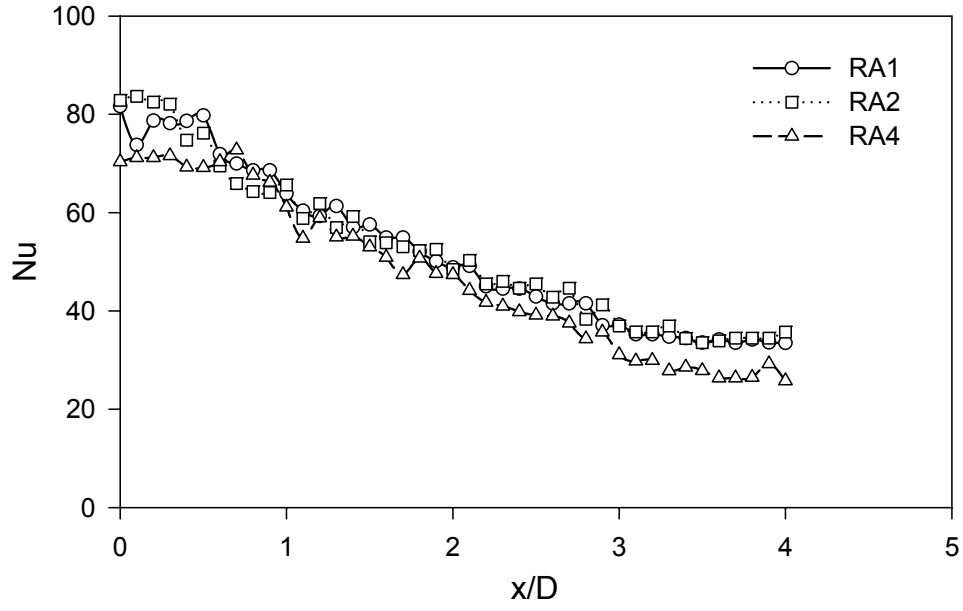
Şekil 7.5. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=12$)



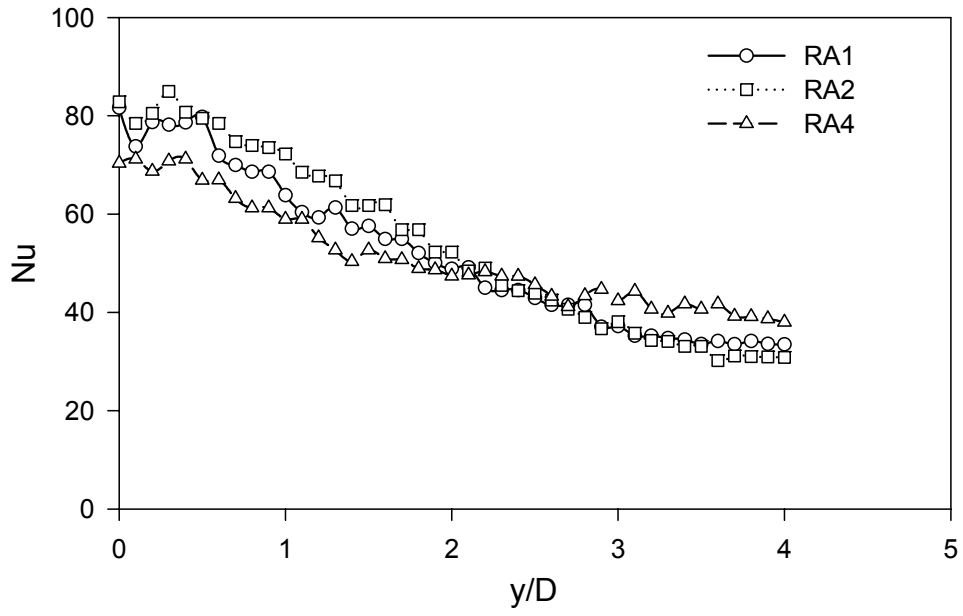
Şekil 7.6. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=12)

RA1, RA2, RA4 dikdörtgen kesitli jetlerin en boy oranının yerel ısı transferine etkisi

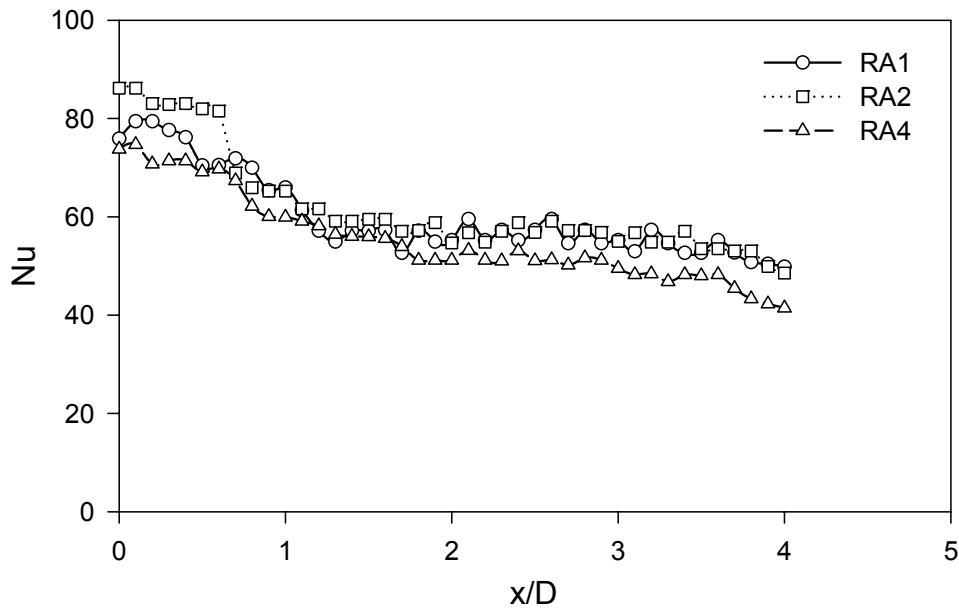
Farklı en-boy oranlarında ve dairesel jetle aynı kesit alanına sahip, dikdörtgen kesitli jetlerle yapılan deneylerin sonuçları Şekil 7.7-Şekil 7.12'de sunulmuştur. Şekil 7.7, Şekil 7.8'de görüldüğü gibi en düşük jet-plaka mesafesinde RA1 ve RA2 jetlerinin performansları birbirine çok yakındır. En-boy oranının 4'e çıkartılmasıyla daha düşük ısı transferi elde edilmiştir. Jet-plaka mesafesi 6 değerinde en-boy oranı 2 olan RA2 jetiyle durma bölgesinde en yüksek ısı transferinin elde edildiği Şekil 7.9, Şekil 7.10'da görülmektedir. En büyük jet-plaka mesafesinde en-boy oranı etkisiyle oluşan bariz farklar burada daha az belirgindir. Şekil 7.11, Şekil 7.12'de gözlemlenen başka bir durum kısa ve uzun eksenlerin birbirine daha benzer ısı transferi özellikleri göstermesidir. Bu mesafede de en düşük ısı transferi RA4 jetiyle elde edilmiştir.



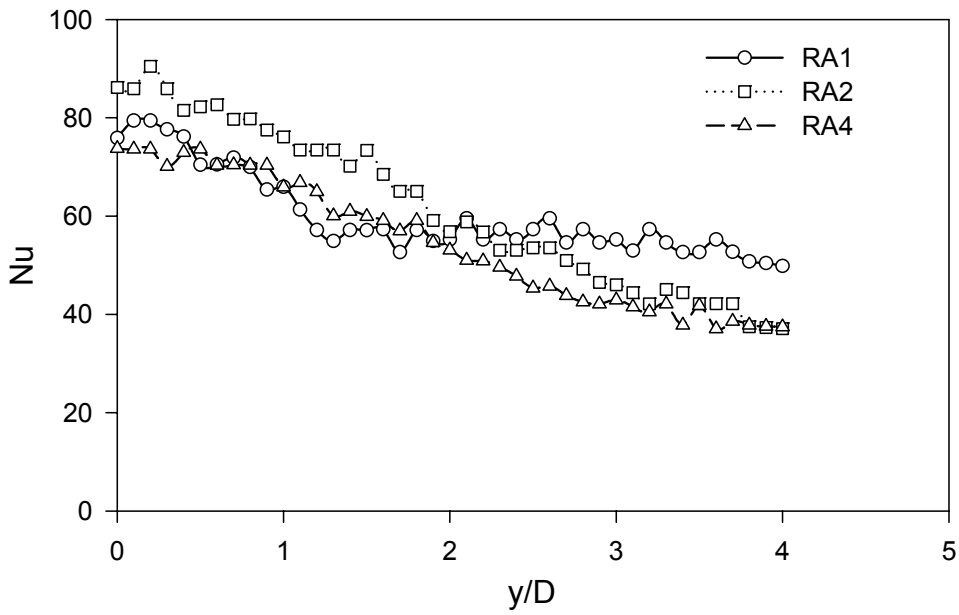
Şekil 7.7. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA , $H/D=2$)



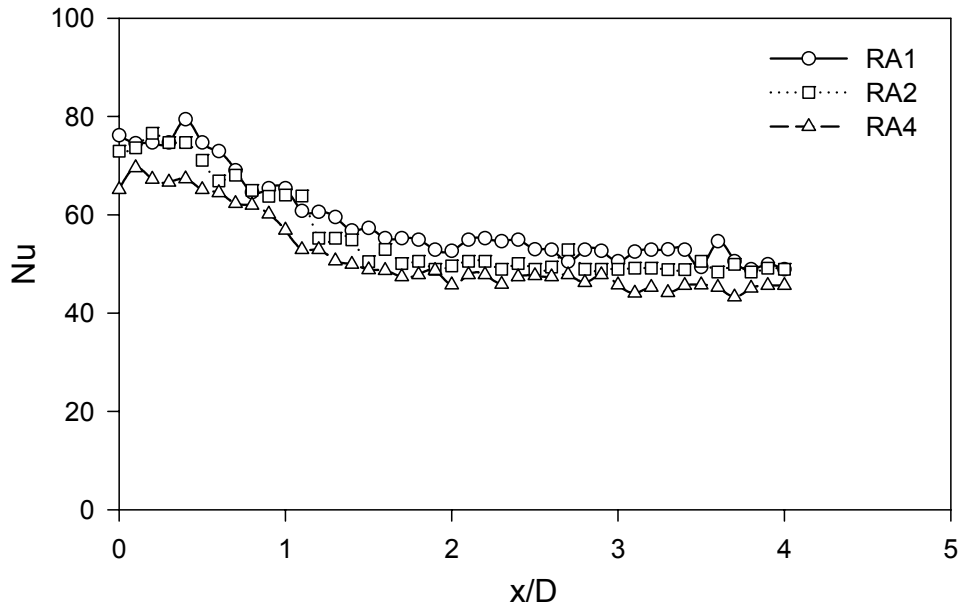
Şekil 7.8. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA , $H/D=2$)



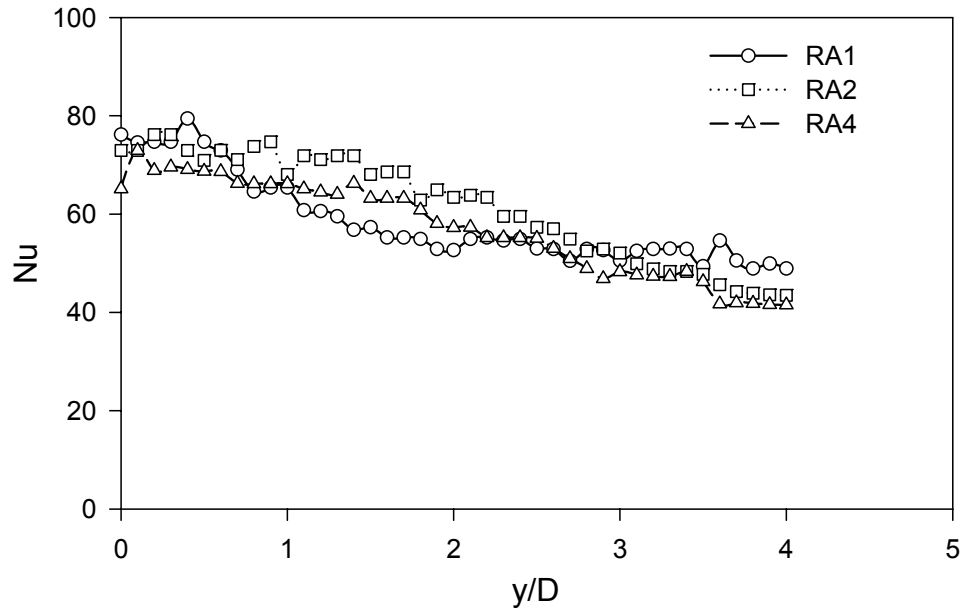
Şekil 7.9. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=6$)



Şekil 7.10. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=6$)



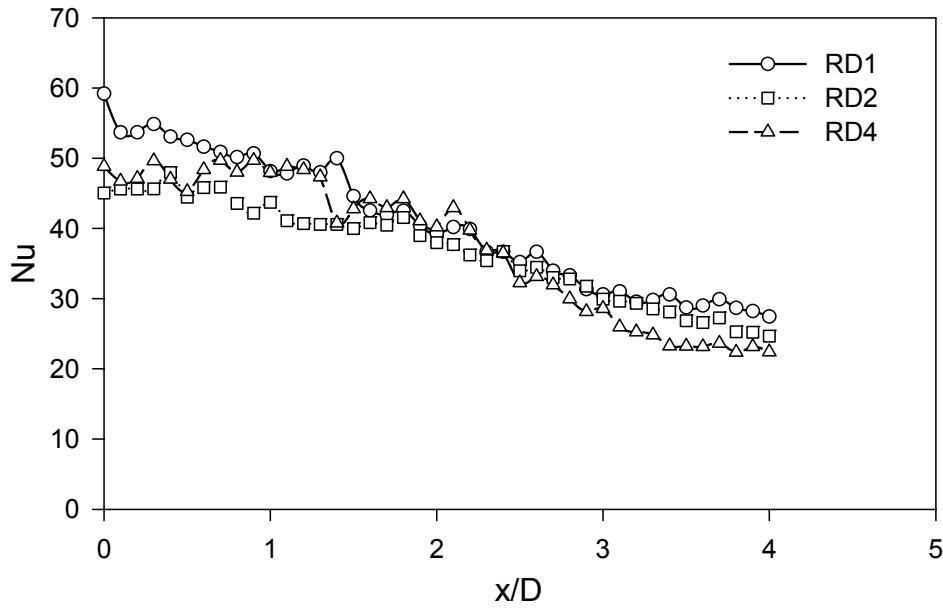
Şekil 7.11. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=12$)



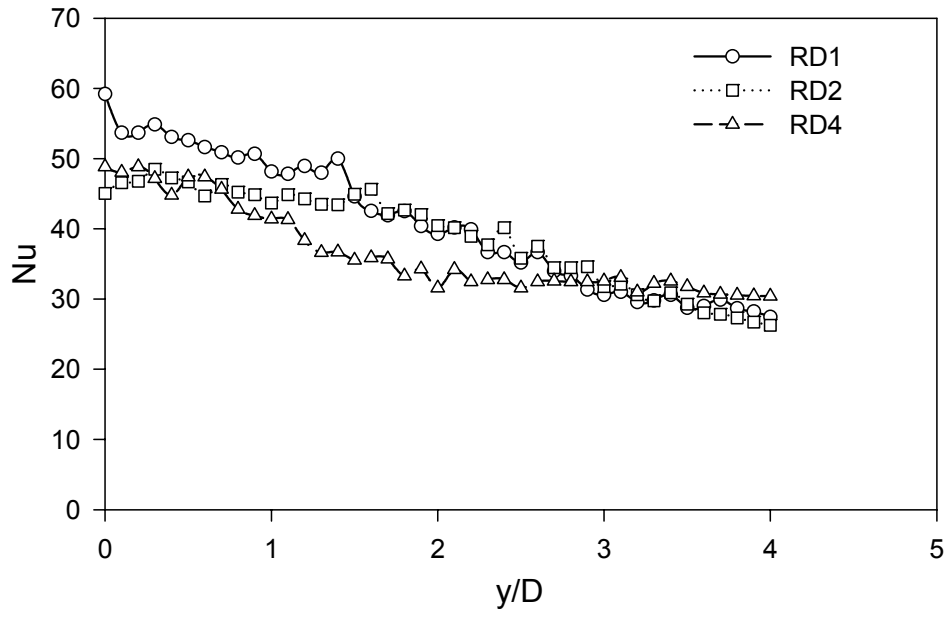
Şekil 7.12. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=12$)

RD1, RD2, RD4 dikdörtgen kesitli jetlerin en boy oranının yerel ısı transferine etkisi

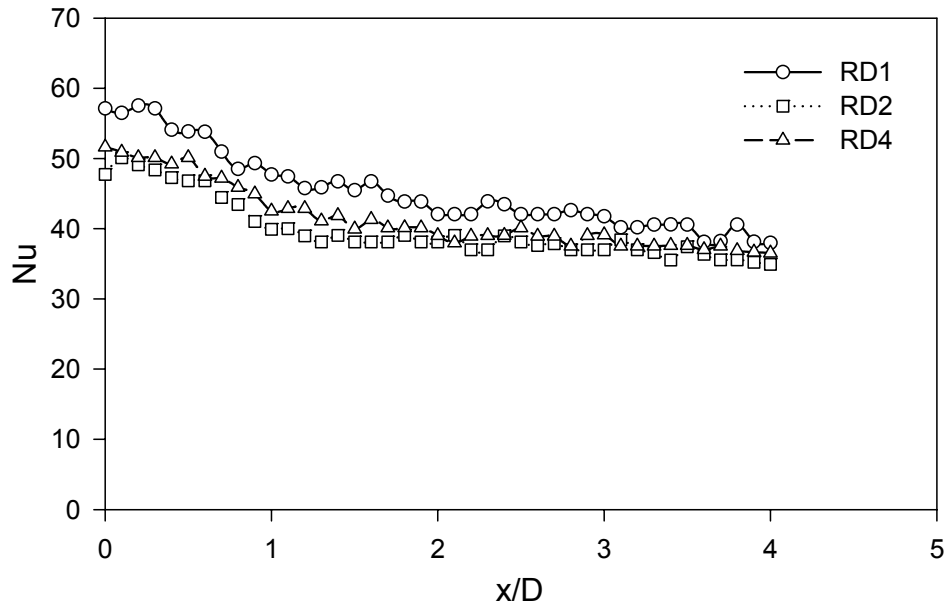
Bu bölümde dairesel jetle aynı eşdeğer çapa sahip dikdörtgen kesitli jetlerle elde edilen deneysel sonuçlar sunulmuştur. Bu jetler dairesel jetten farklı kesit alanlarına sahip olmaları sebebiyle Şekil 7.13- Şekil 7.18'de görüldüğü gibi önceki iki bölümde bahsedilen jetlerden çok farklı ısı transferi özellikleri göstermişlerdir. Bahsedilen şekillerdeki ortak özellik bütün jet-plaka mesafelerinde kısa ve uzun eksen yönünde en yüksek ısı transferinin en-boy oranı 1 olan RD1 geometrisinde görülmesidir. RD4 geometrisinde belli yerlerde RD2 ye nazaran daha yüksek Nu sayıları elde edilmiştir.



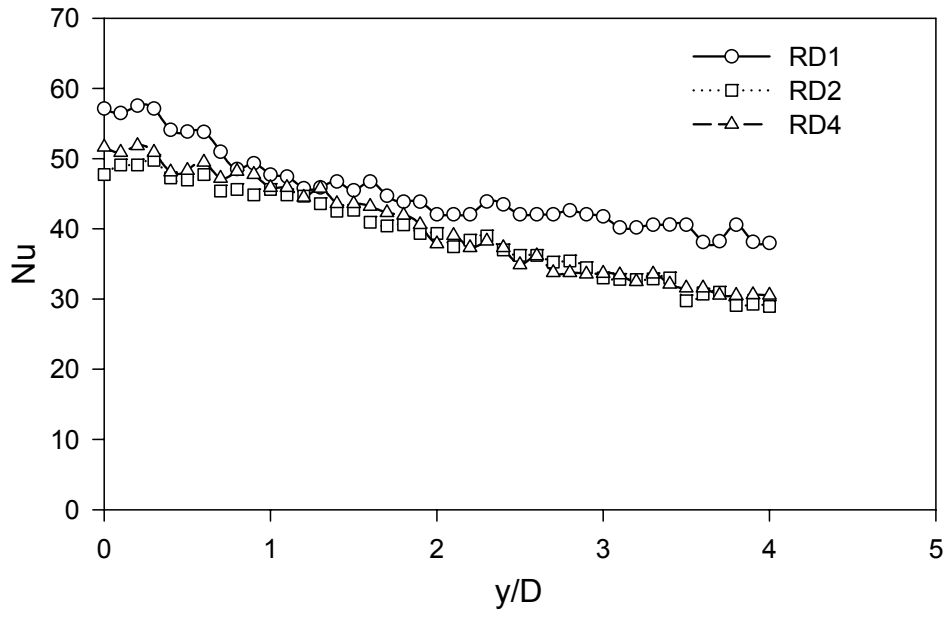
Şekil 7.13. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=2$)



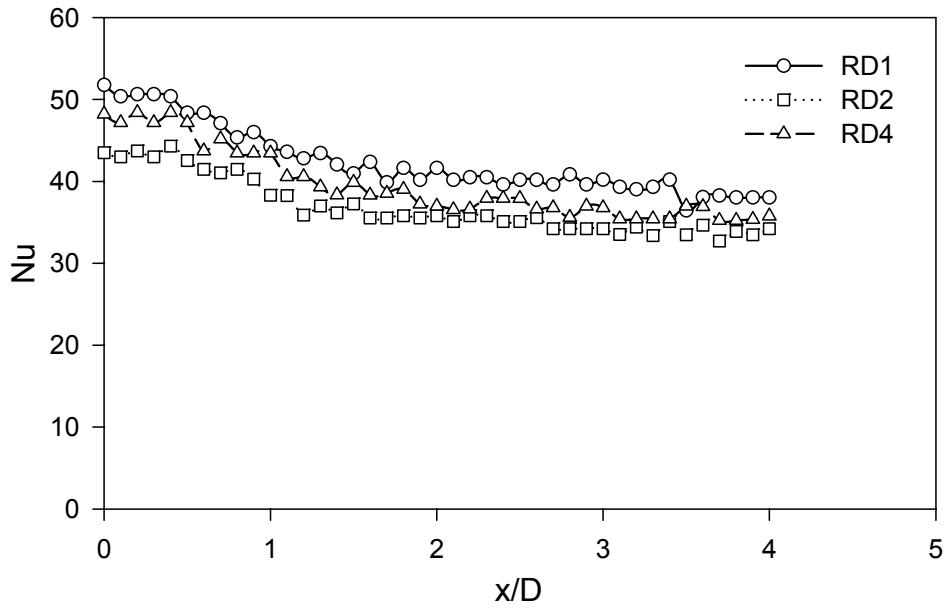
Şekil 7.14. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=2$)



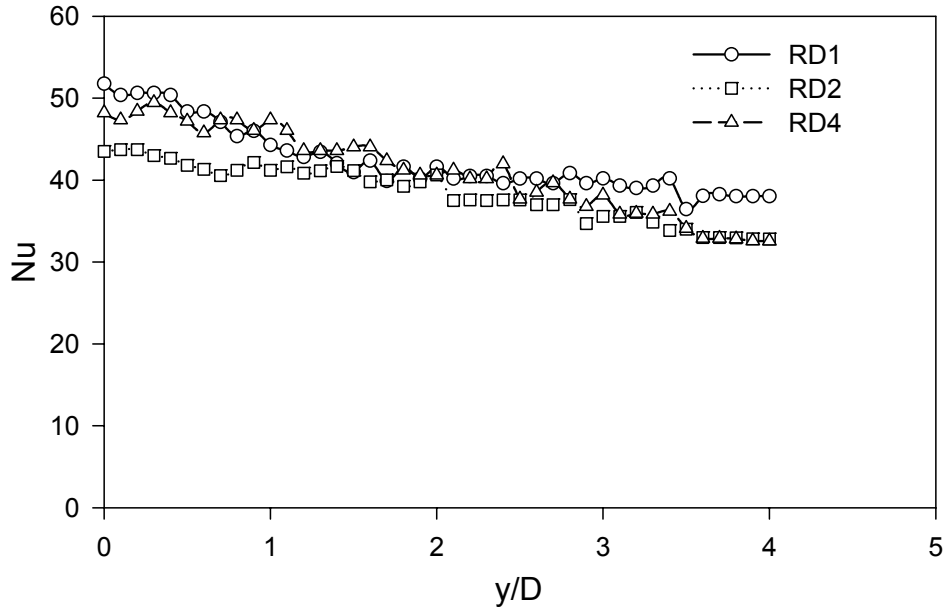
Şekil 7.15. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=6$)



Şekil 7.16. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=6$)



Şekil 7.17. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=12$)



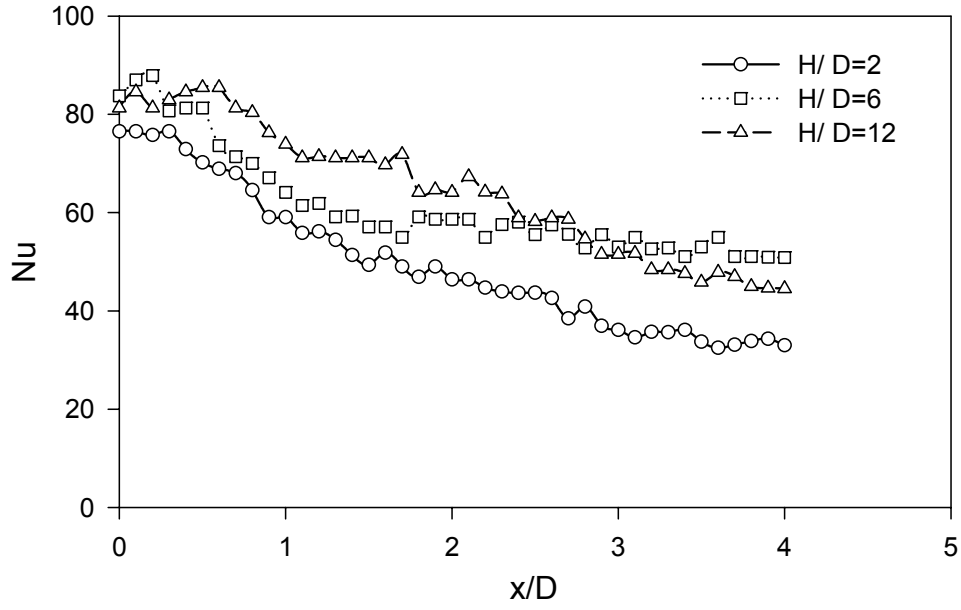
Şekil 7.18. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, H/D=12)

7.3.2. Jet – plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi

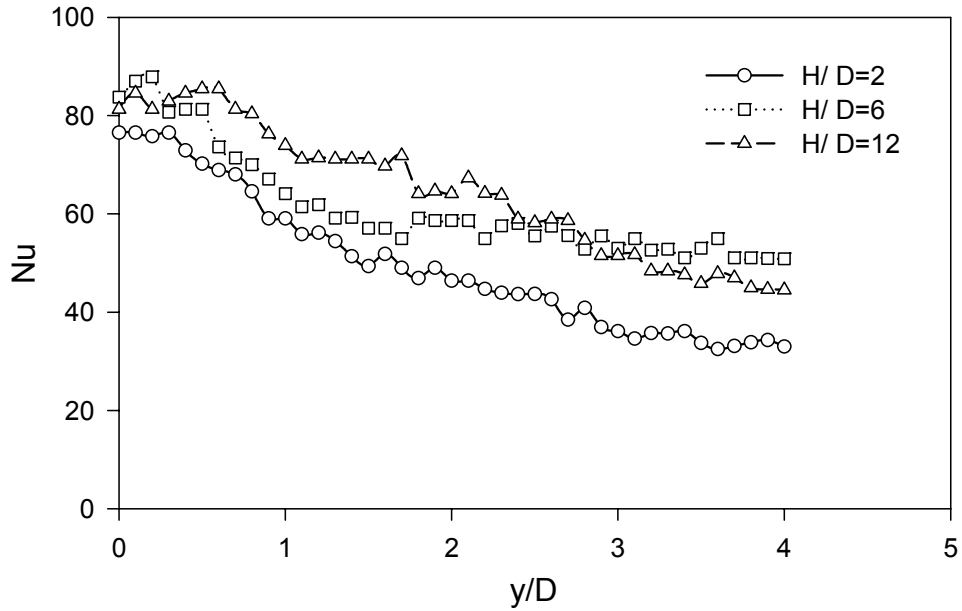
Çarpan jetlerin ısı transferi özellikleri jet-plaka mesafesinin bir fonksiyonu olarak değişmektedir. Ancak bu değişim jet çıkış geometrisine bağlı olarak ta farklılıklar göstermektedir. Dairesel, eliptik ve dikdörtgen kesitli jetler için bu etkinin belirlenmesine yönelik elde edilen grafikler aşağıda sunulmuştur.

Eliptik geometriye sahip jetlerde jet plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi

Şekil 7.19, Şekil 7.20 dairesel jetler için jet plaka mesafesinin ısı transferine etkisini göstermektedir. Görüleceği gibi en düşük ısı transferi jet-plaka mesafesi 2 değerinde elde edilmektedir. Bu mesafe, jet plakasının olumsuz etkilerinin en çok hissedildiği mesafedir. Duvar jeti bölgesinde H/D=6'da en yüksek ısı transferi elde edilirken durma bölgesinde H/D=12'deki değerler daha yüksek çıkmıştır.



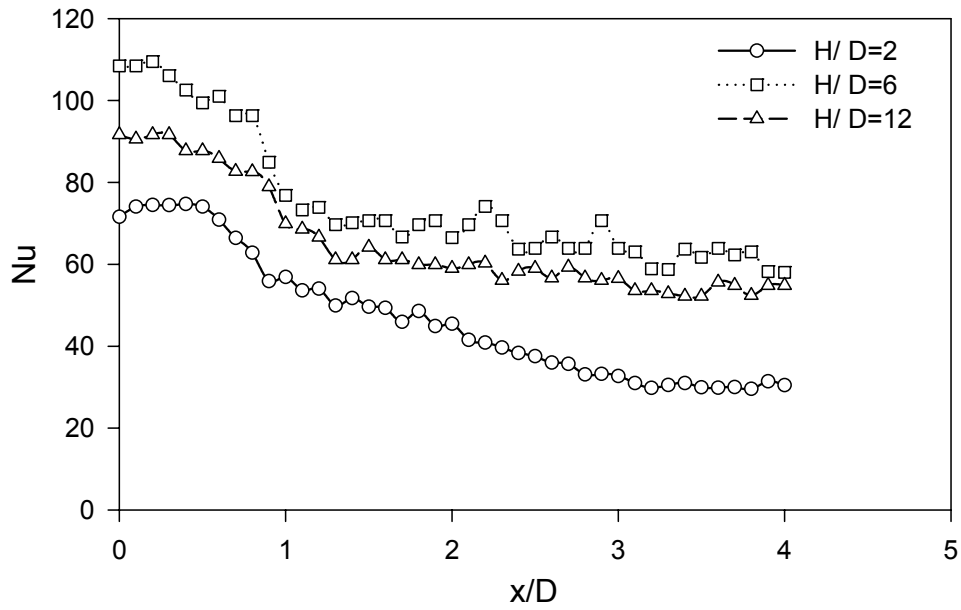
Şekil 7.19. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ1)



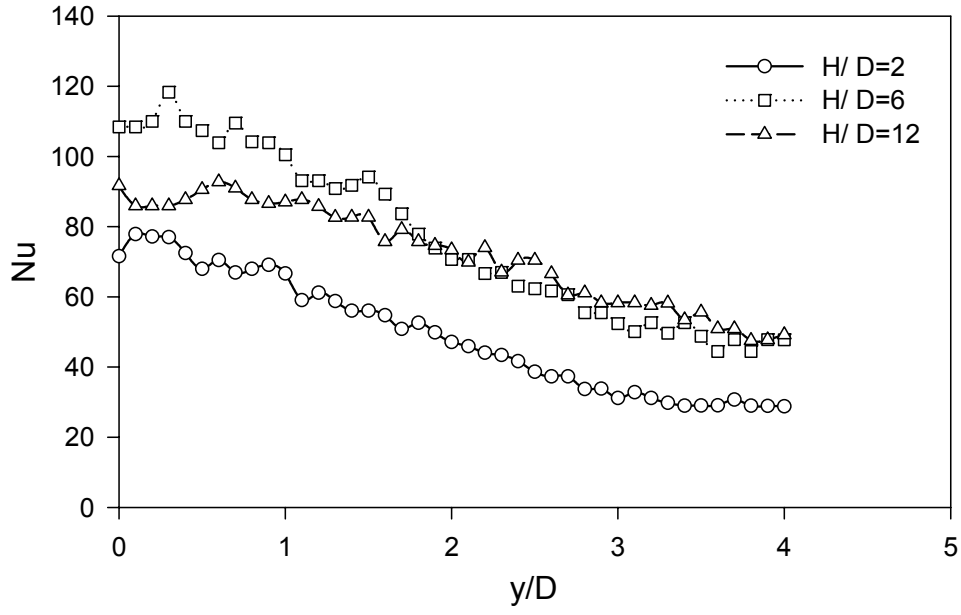
Şekil 7.20. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ1)

En boy oranları sırasıyla 2 ve 4 olan EJ2 ve EJ4 eleiptik geometrileri için sonuçlar Şekil 7.21-Şekil 7.24'te görülmektedir. Eliptik jetlerin karakteristiği olan daha kısa potansiyel öz uzunlukları sebebiyle H/D=12 değerinde eliptik

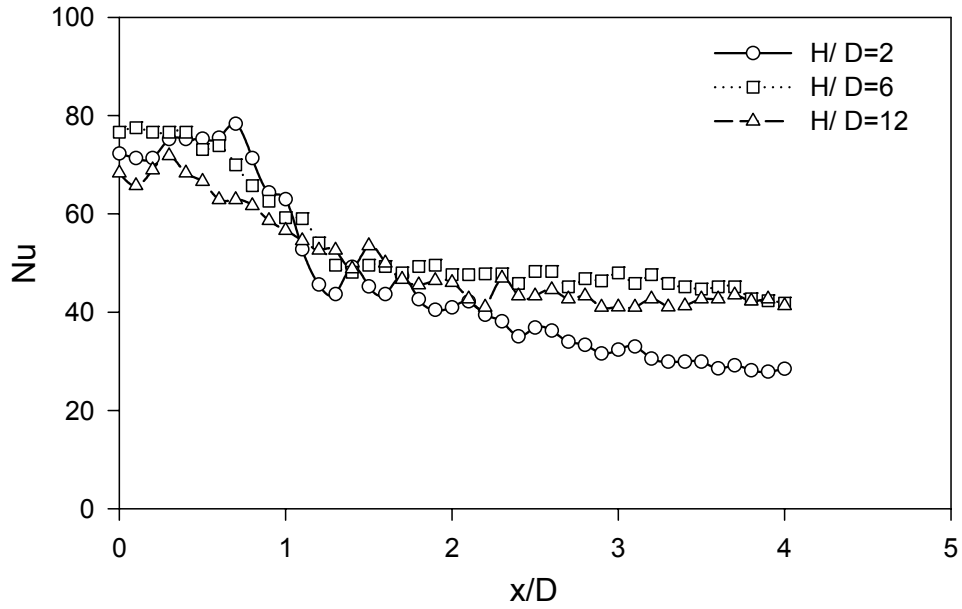
jet daireselle karşılaştırıldığında daha büyük momentum kaybına uğramıştır. Bunun sonucu bu mesafedeki değerler özellikle durma bölgesinde Şekil 7.21-Şekil 7.24'te görüldüğü gibi $H/D=6$ 'daki değerlerden daha düşüktür. Hatta EJ4 geometrisi için durma bölgesinde en düşük değerler bu mesafede elde edilmiştir. Durma bölgesindeki en yüksek ısı transferi her iki geometri içinde $H/D=6$ 'da elde edilmiştir.



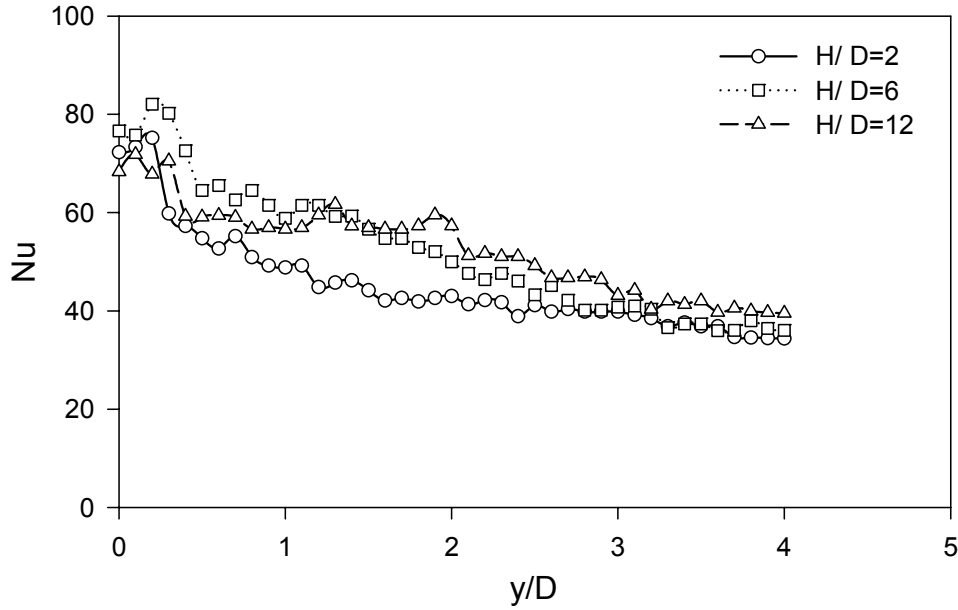
Şekil 7.21. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ2)



Şekil 7.22. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ2)



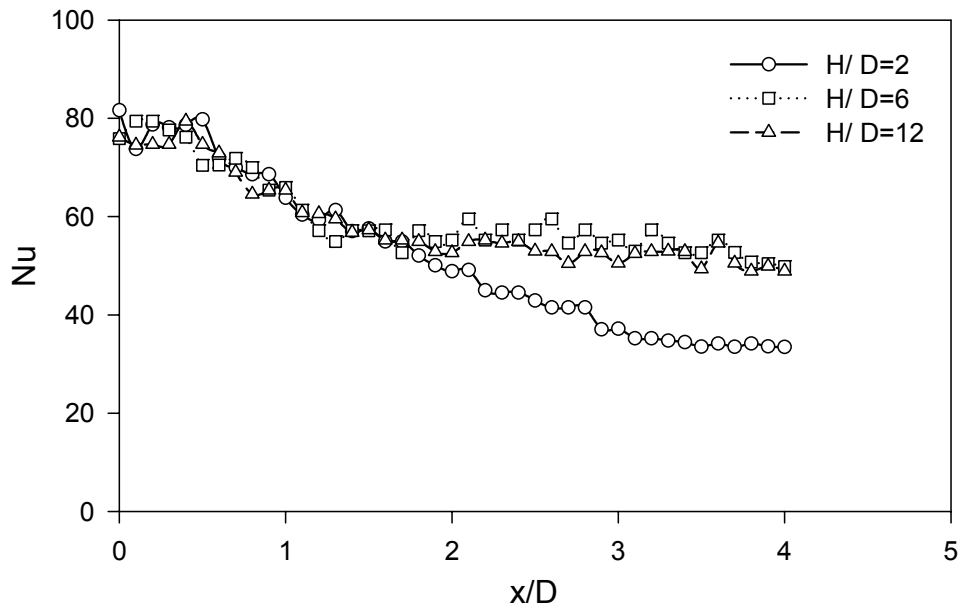
Şekil 7.23. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ4)



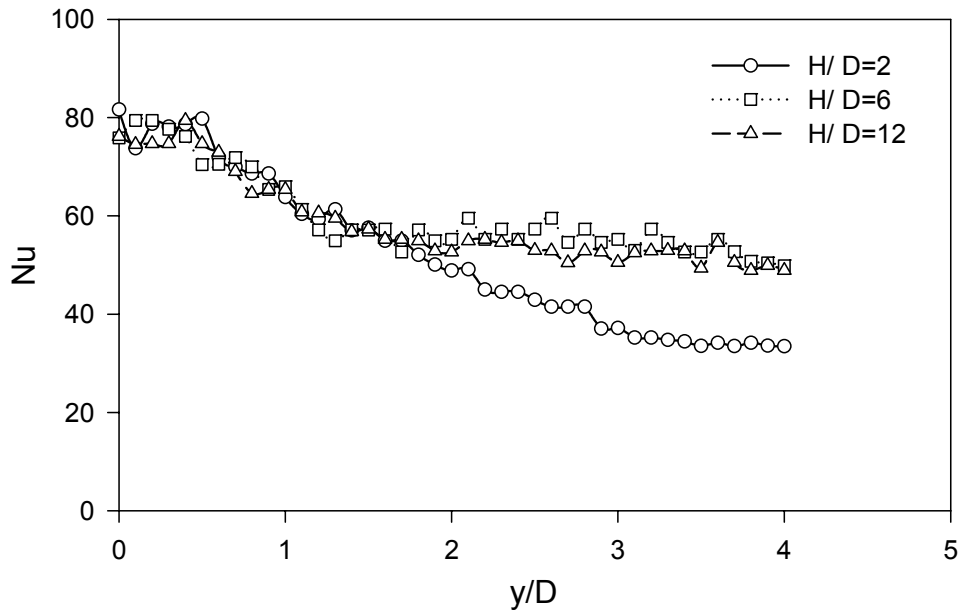
Şekil 7.24. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ4)

Dairesel jetle aynı kesit alanına sahip dikdörtgen kesitli jetlerde(RA1, RA2, RA4) jet plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi

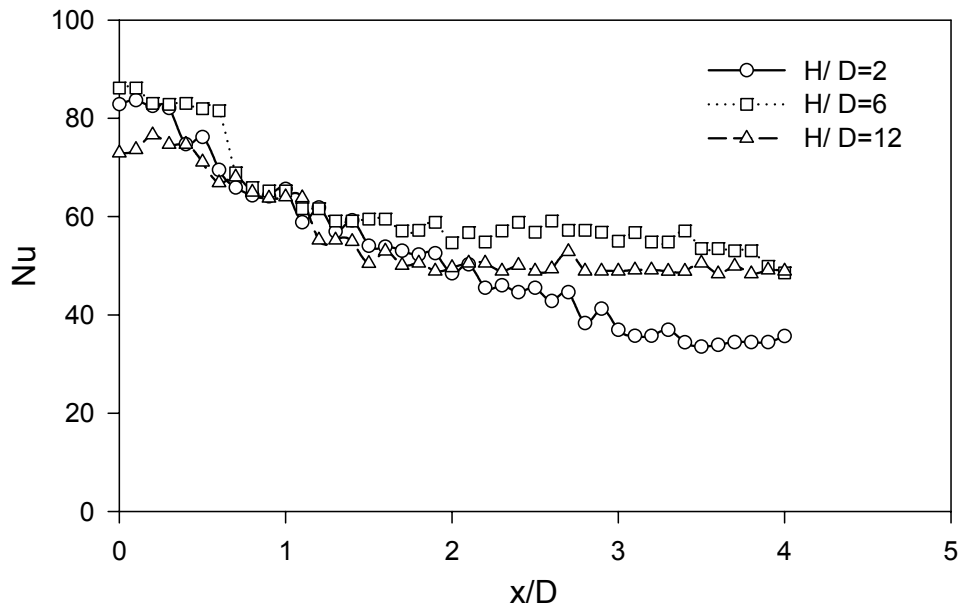
RA1 kare geometrisinde H/D=6 ve 12 değerinde Şekil 7.25, Şekil 7.26'da görüldüğü gibi birbirine çok yakın değerler elde edilmiştir. Duvar jeti bölgesinde H/D=2'de en düşük ısı transferi elde edilmiştir. RA2 geometrisi için en boy oranı 2 dir. Uzun eksen yönünde en yüksek ısı transferi H/D=6'da elde edilmiştir. Şekil 7.27, Şekil 7.28'de görüldüğü gibi durma noktası civarında en düşük ısı transferi en yüksek mesafede görülürken duvar jeti bölgesinde H/D=2'de elde edilmiştir. Şekil 7.29, Şekil 7.30 RA4 geometrisi için jet-plaka mesafesinin etkisini göstermektedir. H/D=12 mesafesinde uzun eksen yönünde durma bölgesinde bariz olarak en düşük ısı transferi elde edilmiştir. Duvar jeti bölgesinde en yüksek ısı transferi uzun eksen yönünde H/D=6'da elde edilirken kısa eksen yönünde H/D=12'de görülmüştür. Her iki eksen yönünde en düşük ısı transferi en düşük jet plaka mesafesinde ortaya çıkmıştır.



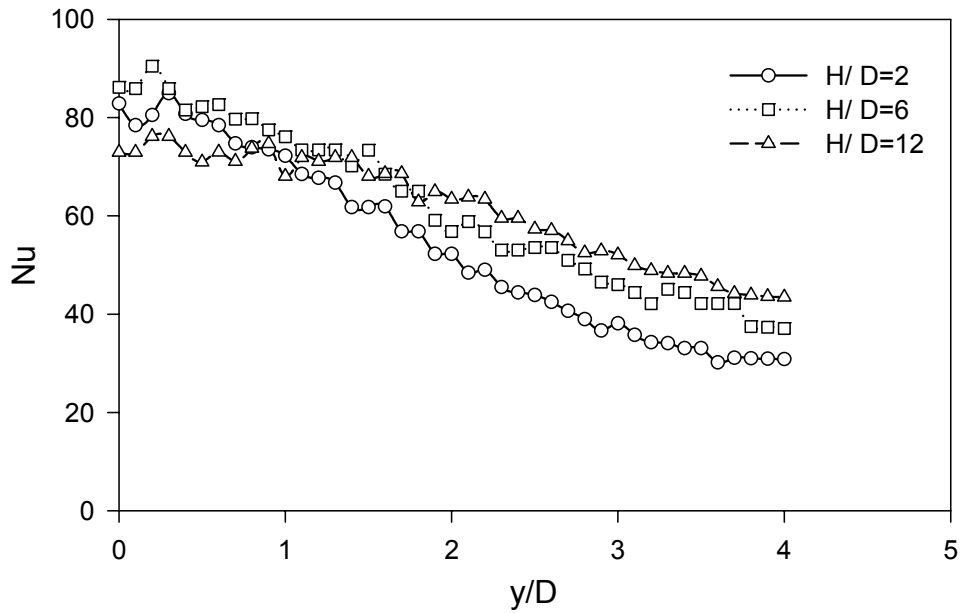
Şekil 7.25. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA1)



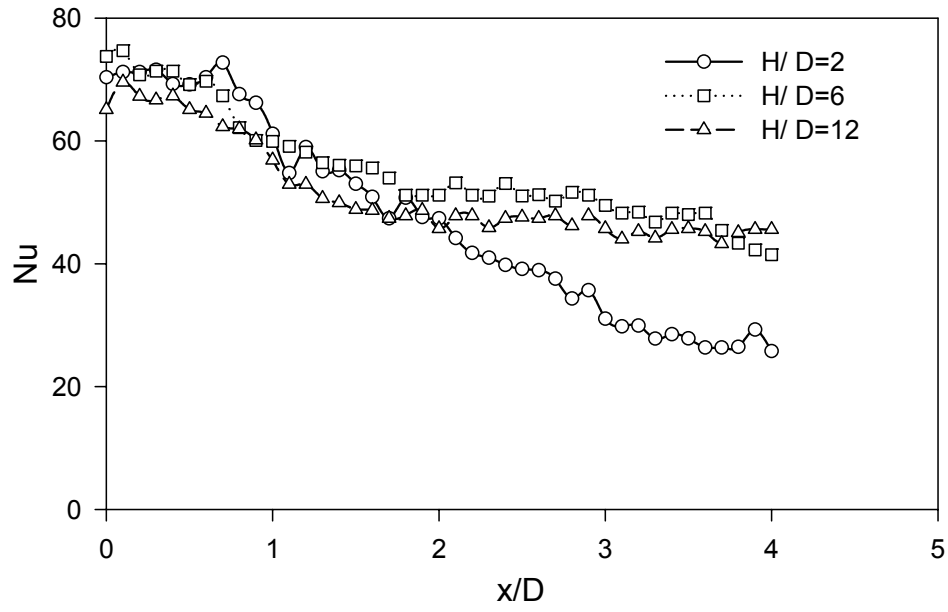
Şekil 7.26. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA1)



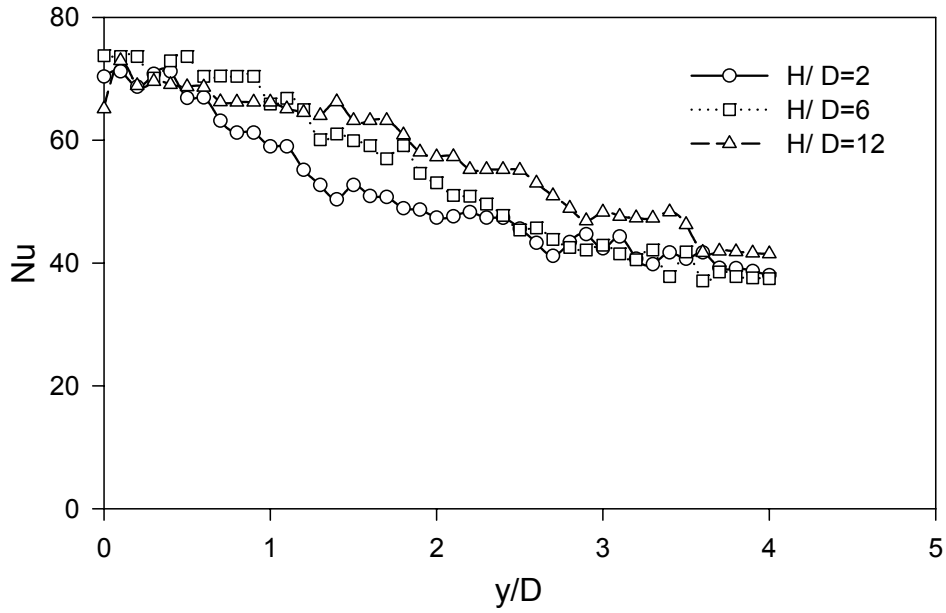
Şekil 7.27. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA2)



Şekil 7.28. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA2)



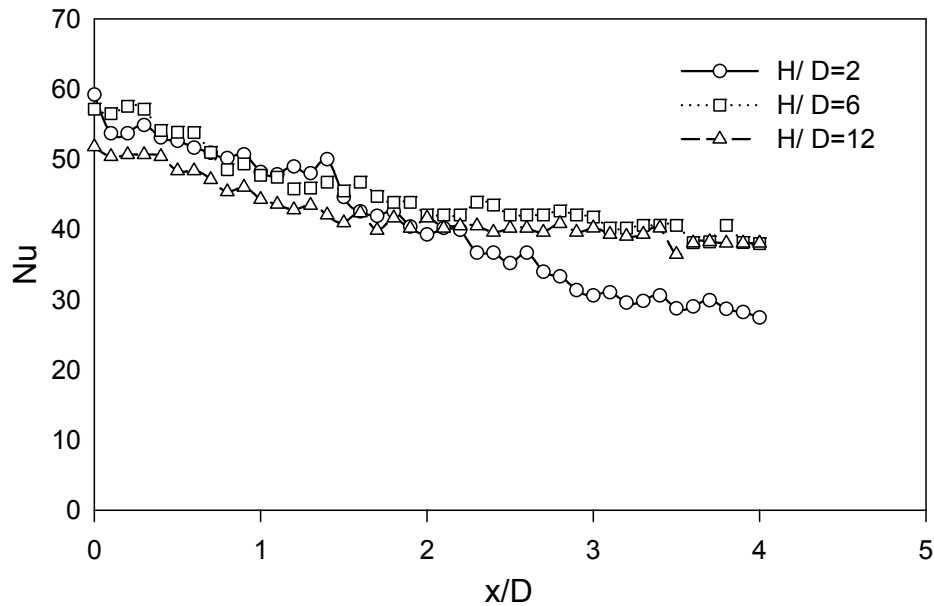
Şekil 7.29. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RA4)



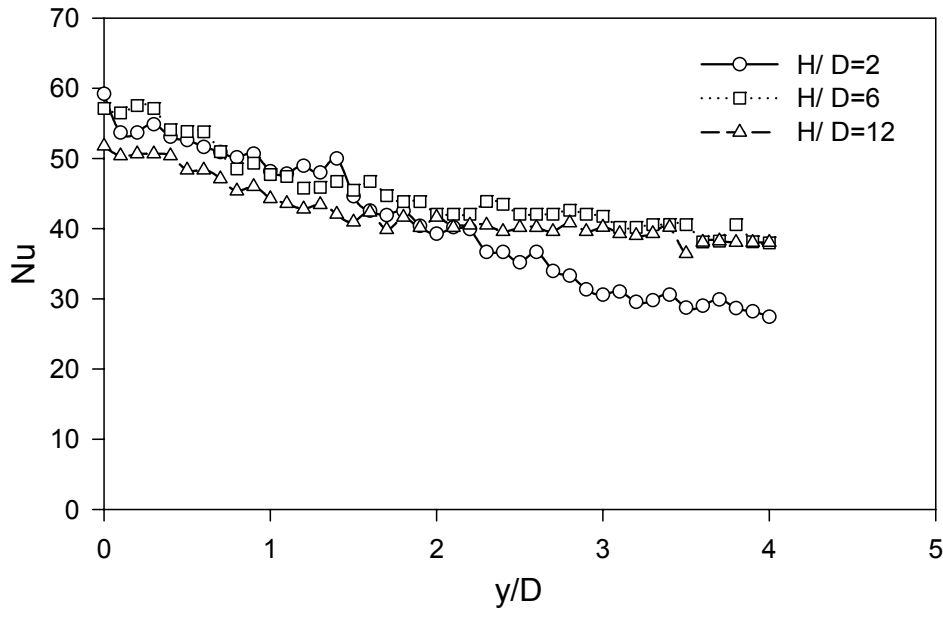
Şekil 7.30. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RA4)

Dairesel jetle aynı hidrolik çapa sahip dikdörtgen kesitli jetlerde(RD1, RD2, RD4) jet plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi

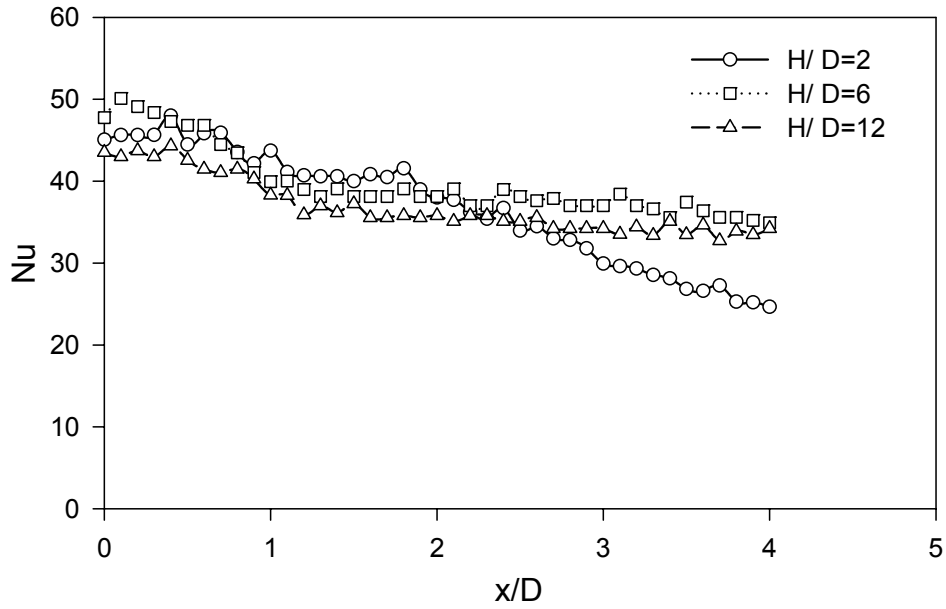
Bu bölümde incelenen jetlerde her ne kadar aynı kütleli debi kullanılmış olsa da farklı kesit alanları sebebiyle jet çıkış hızları farklıdır. Dairesel jetle aynı hidrolik çapa sahip kare kesitli RD1 geometrisinde, duvar jeti bölgesinde Şekil 7.31, Şekil 7.32’de görüldüğü gibi potansiyel özden daha büyük bir mesafe olan $H/D=12$ ’de en düşük ısı transferi elde edilirken duvar jeti bölgesinde sınırlı jetlerin olumsuz etkisinin en belirgin olduğu $H/D=2$ ’de en düşük değerler elde edilmiştir. Bu jetler için de en yüksek ısı transferi plaka genelinde, boyutsuz jet plaka mesafesinin 6 olduğu durumda elde edilmiştir. Şekil 7.33, Şekil 7.34’te görülen RD2 geometrisiyle ilgili sonuçlar RD1 geometrisiyle ilgili sonuçlara çok benzerdir. Sadece elde edilen Nu sayılarının değerleri azalmıştır. En boy oranı 4’e çıkartıldığında jet çıkış hızları en düşük değerdedir. Buna rağmen elde edilen Nu sayısı değerleri Şekil 7.35, Şekil 7.36’da görüldüğü gibi RD2 geometrisine çok yakın çıkmıştır. Durma noktası civarında ve uzun eksen yönünde duvar jeti bölgesinde en yüksek Nu sayıları $H/D=6$ ’da kısa eksen yönünde ise 12’de elde edilmiştir.



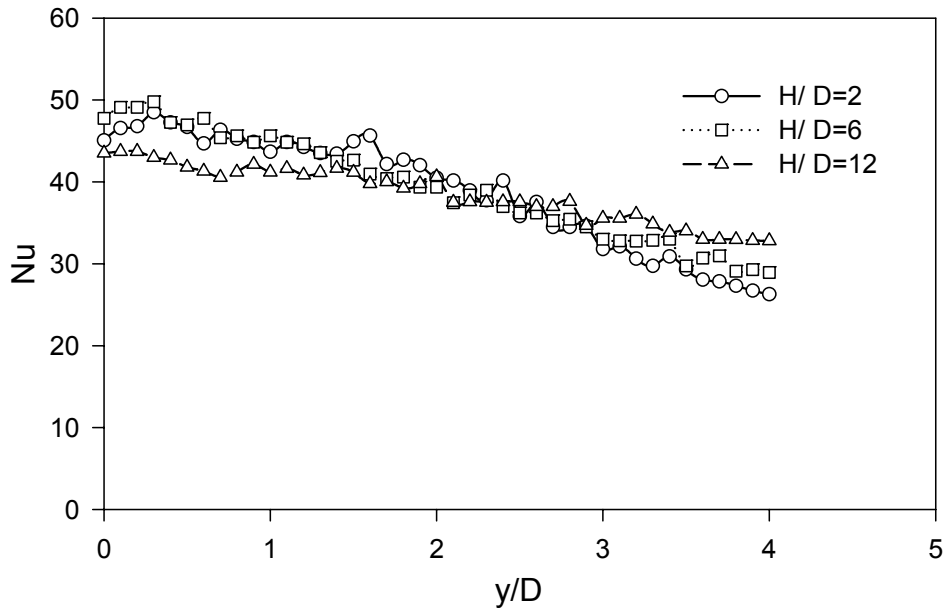
Şekil 7.31. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD1)



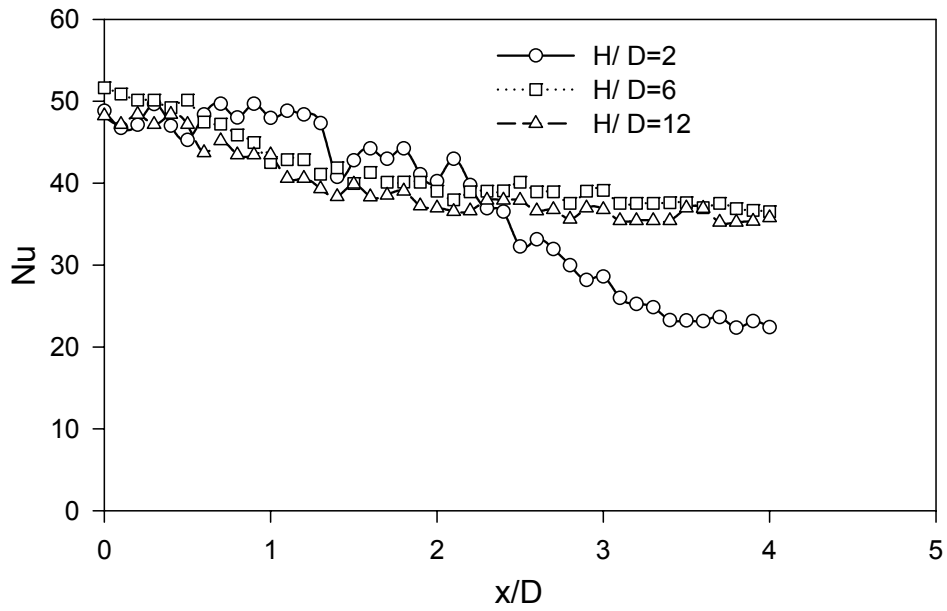
Şekil 7.32. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD1)



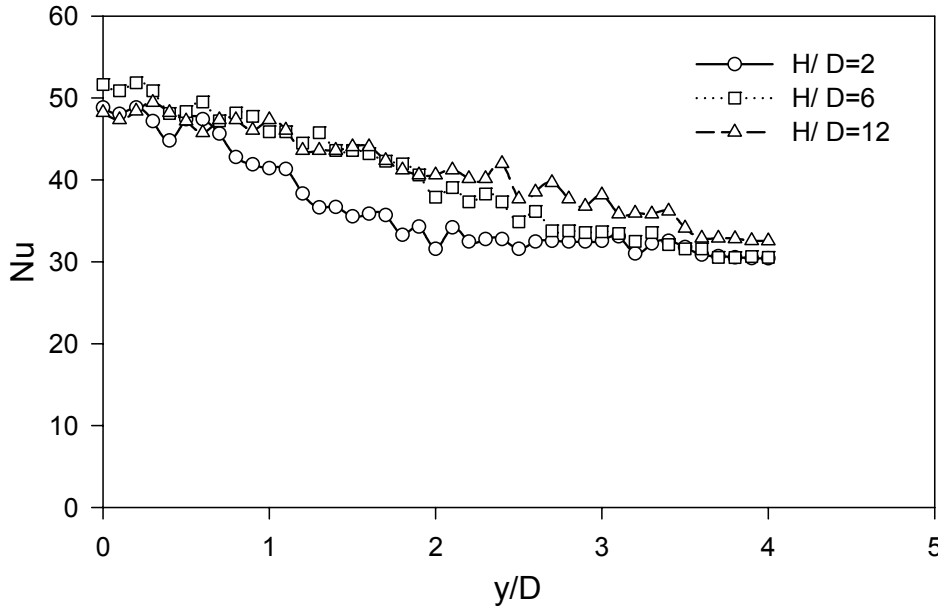
Şekil 7.33. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD2)



Şekil 7.34. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD2)



Şekil 7.35. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi (RD4)



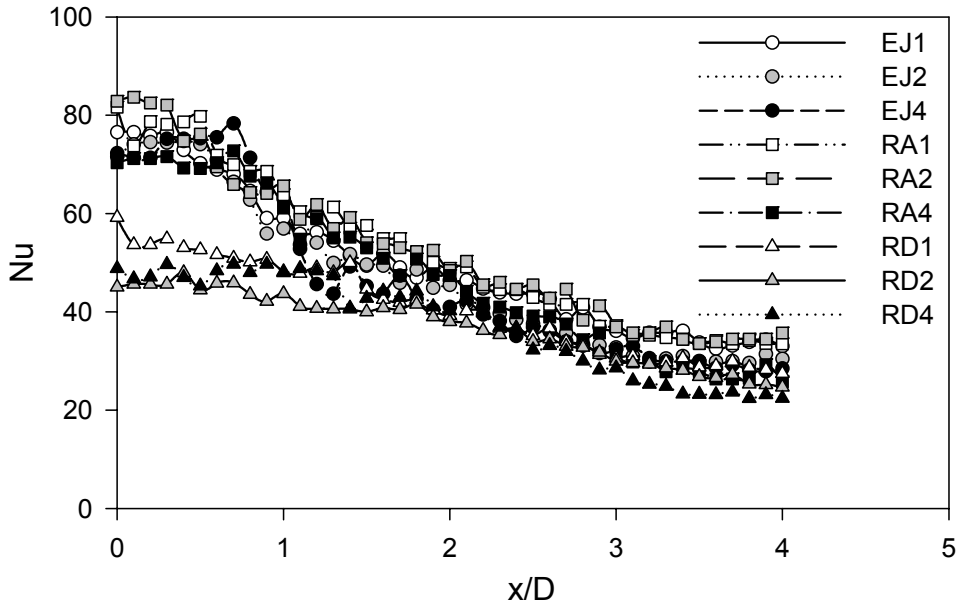
Şekil 7.36. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (RD4)

7.3.3. Jet geometrisinin yerel ısı transferine etkisi

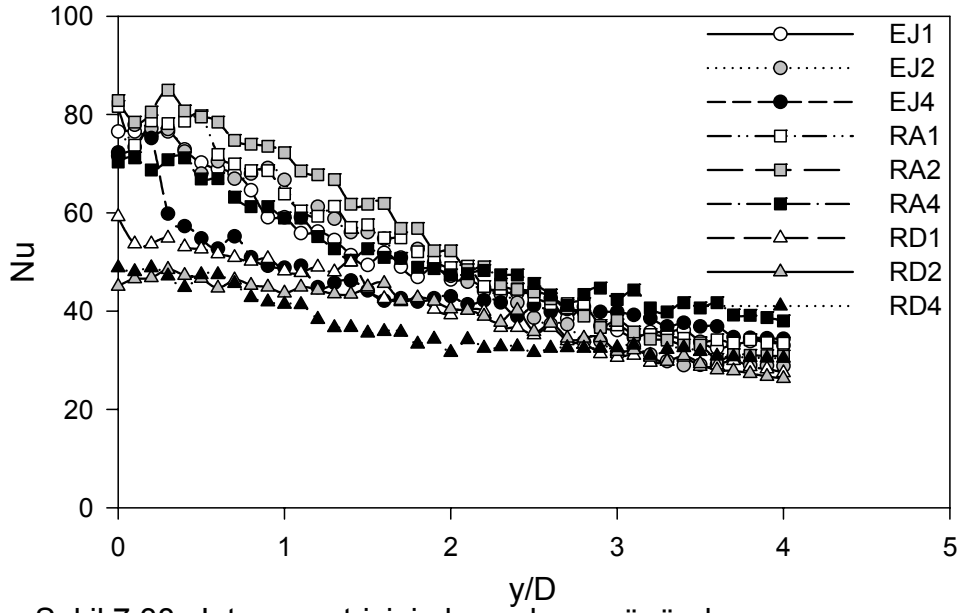
Yukarıda jet geometrisinin dairesel, eliptik ve dikdörtgen kesitli olduğu durumlar için en-boy oranının ve jet plaka mesafesinin etkisi incelenmişti. Bu bölümde aynı kütleli debi değerleri için ($1455.2 \cdot 10^{-6}$ kg/s) incelenen 9 farklı geometri ile elde edilen yerel Nu sayısı değerleri karşılaştırılmıştır. Deney yapılan geometrilerde jet - plaka mesafesi 2, 6 ve 12 dairesel jet çapına eşittir.

Jet – plaka mesafesinin 2 dairesel jet çapına eşit olduğu durumu gösteren grafikler Şekil 7.37, Şekil 7.38’de sunulmuştur. Kısa ve uzun eksen yönünde RD2 ve RD4 geometrileriyle en düşük ısı transferi elde edilmiştir. Sabit kütle akısına rağmen düşen jet hızlarının olumsuz etkisi net bir şekilde görülmektedir. Durma bölgesinde en yüksek Nu sayıları RA2 geometrisinde gözlemlenmiştir. Şekil 7.39, Şekil 7.40’da görüldüğü gibi H/D=6 değerinde maksimum Nu sayısı değerleri yüksek karışım oranı ve azalan sınırlı jet etkisi sebebiyle en-boy oranı 2 olan eliptik jet geometrisi EJ2’de elde edilmektedir.

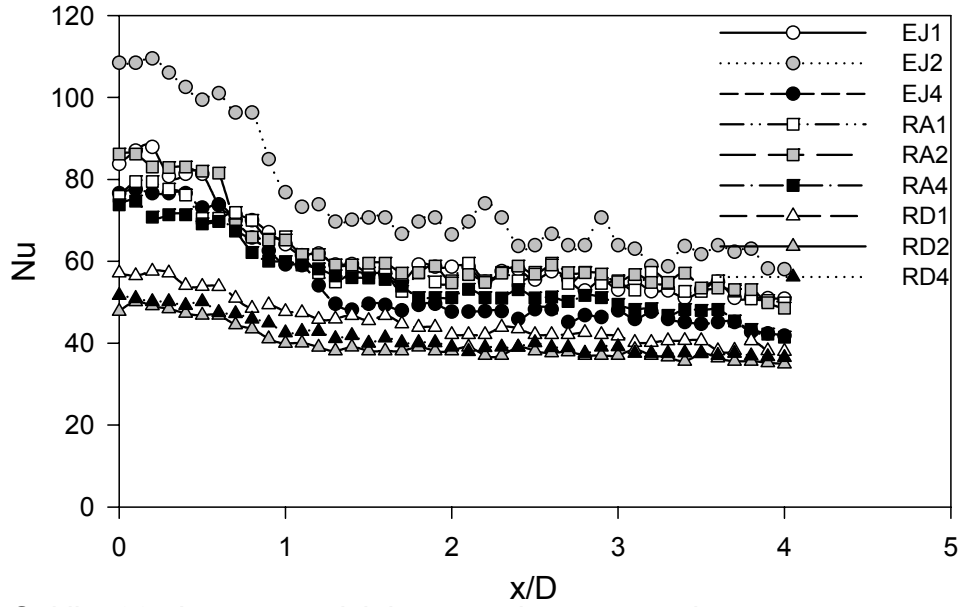
En düşük Nu sayıları yine bu mesafede de RD2 ve RD4 geometrilerinde elde edilmiştir. İncelenen en büyük jet – plaka mesafesi $H/D=12$ de elde edilen sonuçlar Şekil 7.41, Şekil 7.42’de görüldüğü gibidir. Bu mesafede en iyi performans dairesel jet EJ1 ve eliptik jet EJ2’de elde edilmiştir. Dikkat çeken bir nokta EJ4 geometrisinin performansındaki belirgin düşüştür. Bunun sebebi daha önce açıklandığı gibi kaybedilen daha yüksek orandaki momentumdur.



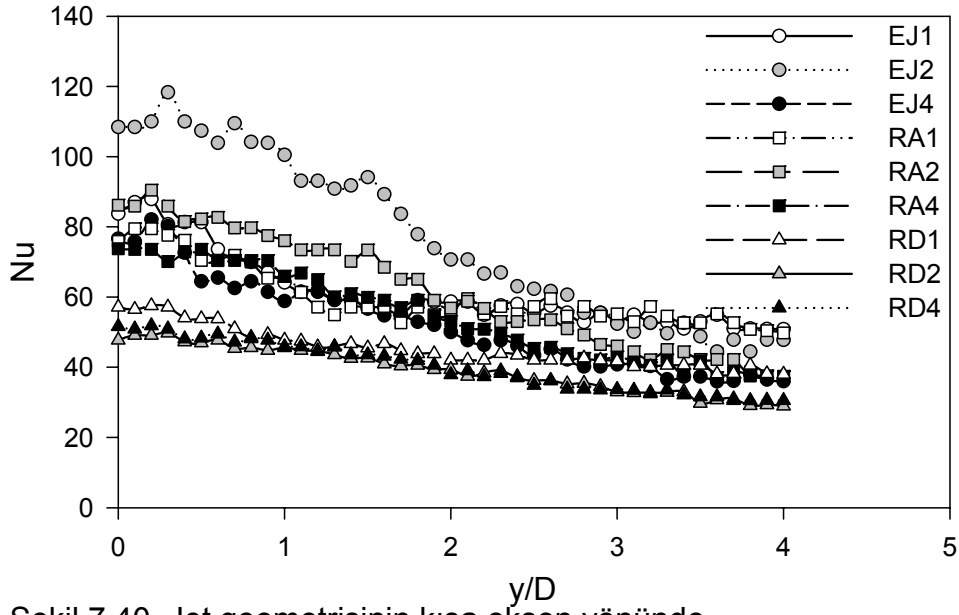
Şekil 7.37. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=2$)



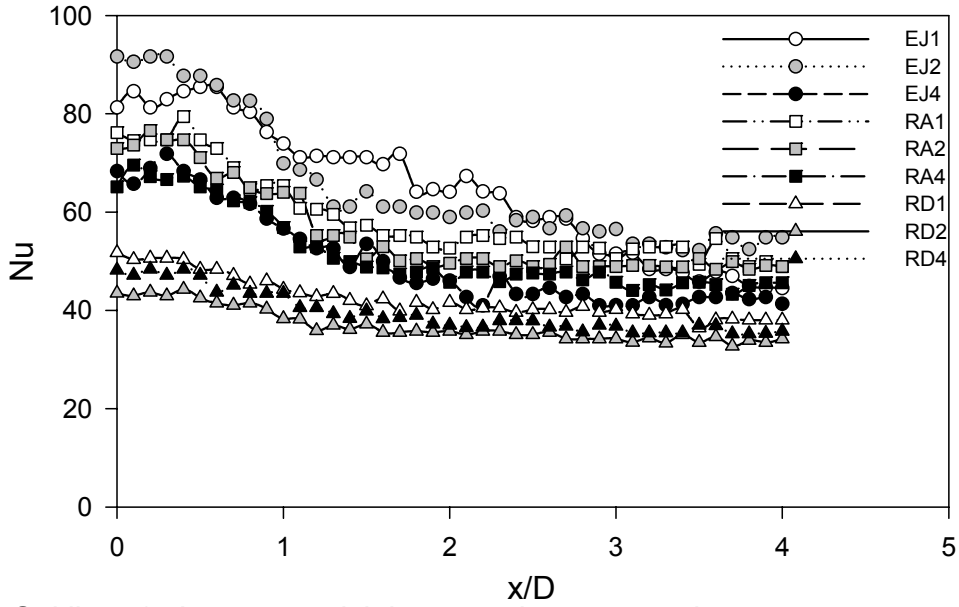
Şekil 7.38. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=2$)



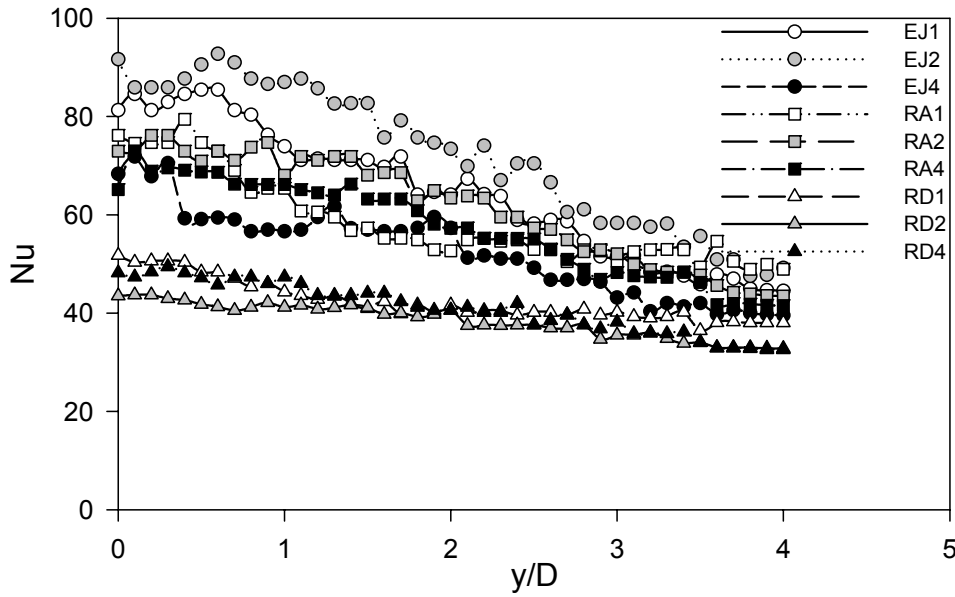
Şekil 7.39. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=6$)



Şekil 7.40. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=6$)



Şekil 7.41. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=12$)



Şekil 7.42. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=12$)

Dokuz farklı jet geometrisiyle aynı kütledebiler kullanılarak elde edilen yerel ısı transferi karakteristiklerinin karşılaştırılması amacıyla güden çalışma sonucunda sıvı kristal termografi sıcaklık yöntemi başarıyla uygulanarak plaka üzerinde her noktada yerel ısı transferinin ve taşınım katsayılarının belirlenmesi mümkün olmuştur. Farklı jet geometrileriyle yapılan çalışma sonucunda eliptik ve dikdörtgen kesitli jetlerin özellikle durma bölgesinde bir ısı transferi artırımı tekniği olarak kullanılabileceği ortaya çıkmış, jet-plaka mesafesinin etkisinin jet geometrisine bağlı olarak değiştiği ve yüksek en-boy oranına sahip jetlerin daha kısa potansiyel öz uzunluklarına sahip oldukları ısı transferi deneyleriyle de desteklenmiştir. Ayrıca aynı kütledebiler kullanılmasına rağmen artan kesit alanının ısı transferini olumsuz etkilediği ortaya konmuştur.

8. FARKLI GEOMETRİYE SAHİP JETLERİN TÜRBÜLANSLI AKIŞ MODELLEMESİ

Çarpan akışkan jetleri pratik uygulamalarının yanısıra türbülans modellerin test edilmesi için de çok uygun akış özellikleri göstermektedir. Craft ve diğerleri çarpan jetlerin akış özelliklerini aşağıdaki şekilde özetlemişlerdir: “Durma noktası civarındaki akış neredeyse dönmesiz normal uzama gösterirken, çarpan jetin kenarlarına doğru akışta güçlü bir dönme ve akım çizgilerinin eğilmesi söz konusudur. Buna ek olarak çarpma noktasından uzakta akış karmaşık bir plakaya paralel akışa dönmekte ve maksimum kayma gerilmesi duvar bölgesinin dışında oluşmaktadır” [33]. Çarpan jet akışlarında yukarıda bahsedilen karmaşık yapı ve sayısal açıdan ele alınması çok uygun olan basit geometri sebebiyle türbülanslı çarpan jetlerle ilgili birçok sayısal çalışma gerçekleştirilmiştir.

Bu bölümde, jet giriş geometrisinin ve en-boy oranının yerel ve ortalama ısı transferi üzerindeki etkisi üç boyutlu olarak düşük Reynolds sayılı bir $k-\epsilon$ modeli kullanılarak sayısal olarak incelenmiştir. Jet-plaka mesafesinin 2 ve 6 jet çapı olduğu çözümlerde, aynı kesit alanına sahip eliptik ve dikdörtgen kesitli jetlerde artan en-boy oranının durma bölgesindeki ısı transferini arttırdığı gözlemlenmiştir. Jet-plaka mesafesi 12 jet çapı olduğunda ise en-boy oranının etkisinin azaldığı, kısa ve uzun eksen yönünde benzer ısı transfer özellikleri görülmüştür. Plakanın çok geniş bir kısmını kapsayan duvar jeti bölgesinde ise genelde artan en-boy oranı etkisiyle daha düşük ısı transferi elde edilmiştir. Bu sebeple de daha düşük ortalama ısı transferi elde edilmiştir. Ayrıca aynı kütleli debi kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda kesit alanının artışı dikdörtgen kesitli jetlerde ısı transferini düşürmüştür. Çalışma neticesinde, farklı en-boy oranlarının ve dairesel jetten farklı geometrilerin, özellikle durma bölgesi ısı transferi arttırımında bir alternatif olarak kullanılabileceği sonucuna ulaşılmıştır.

8.1. Problem Tanımı

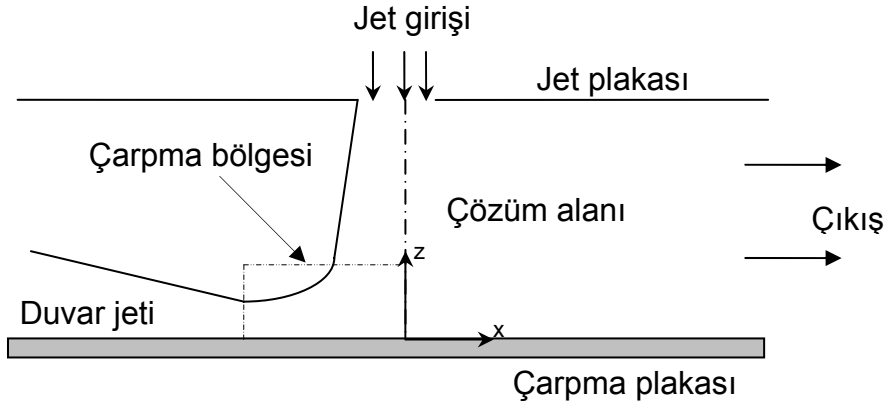
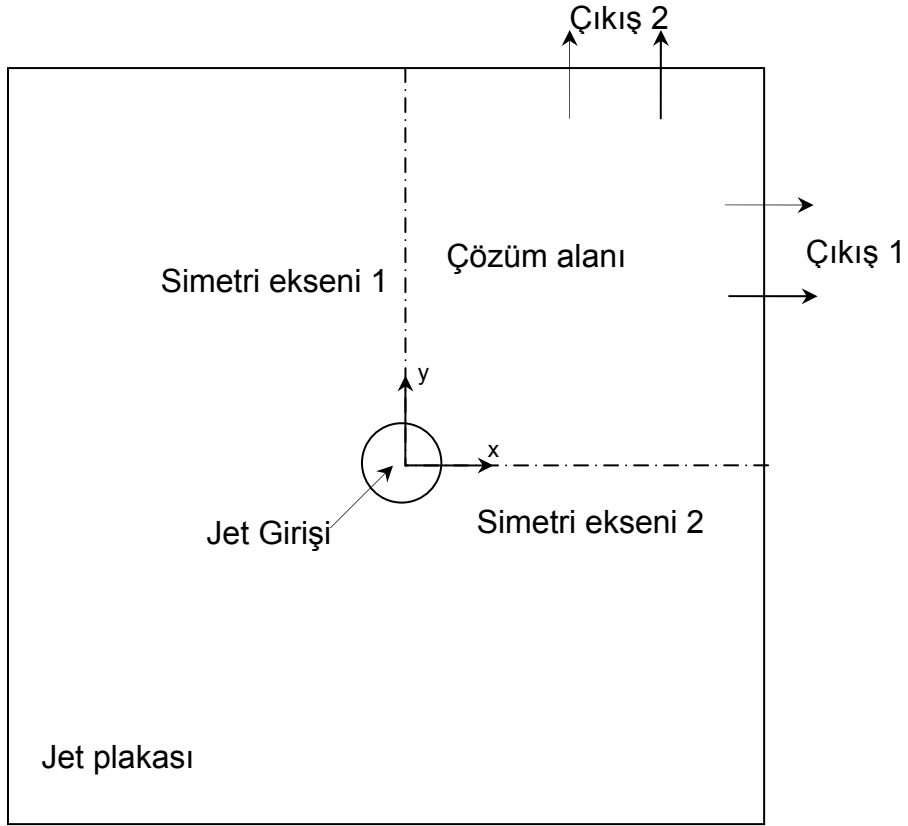
Bir önceki bölümde deneysel olarak yapılan çalışma türbülans modelini test etmek ve bazı yerel değişimleri daha net görmek açısından sayısal olarak da gerçekleştirilmiştir. Problemi kısaca tekrar tanımlamak gerekirse, sayısal olarak gerçekleştirilen bu çalışmada jet çıkış geometrisinin ve en-boy oranının etkisini belirlemek amacıyla dairesel jet için 10000 Reynolds sayısına karşılık gelen kütleli debi değeri $1455,2 \times 10^{-6}$ kg/s de, jet plaka mesafeleri 2, 6, 12 dairesel jet çapı için 9 farklı jet geometrisi incelenmiştir. Dairesel jetin çapı 10 mm dir. Eliptik jetlerin eşdeğer çapı dairesel jetle aynı momentum akısını verecek şekilde bir önceki deneysel çalışmada verildiği gibi aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır. Denklemden R_1 ve R_2 sırasıyla eliptik jetin büyük ve küçük ekseninin yarıçaplarını göstermektedir.

$$D_e = 2(R_1 R_2)^{0.5} \quad (8.1)$$

Kullanılan sınır şartları ve çözüm alanı sırasıyla Çizelge 8.1 ve Şekil 8.1'de verilmiştir. Sınır şartları ile ilgili ayrıntılı açıklamalar matematiksel formülasyon ve sayısal model kısmında verilmiştir. Sayısal çözüm alanında üstten görünüşte dairesel jet için verilen giriş, geometriye bağlı olarak dikdörtgen ve eliptik kesitler halindedir.

Çizelge 8.1. Sınır şartları

	U	V	W	T	k	ϵ
Giriş	$U = 0$	$V = 0$	$W = w_{jet}$	$T = T_{jet}$	$(T_i W_{jet})^2$	$(C_\mu C_d)^{3/4} k^{3/2} L$
Çarpma plakası	$U = 0$	$V = 0$	$W = 0$	$q'' = \text{sabit}$	$k=0$	$\partial \epsilon / \partial z = 0$
Jet plakası	$U = 0$	$V = 0$	$W = 0$	$\partial T / \partial z = 0$	$k=0$	$\partial \epsilon / \partial z = 0$
Çıkış 1	$\partial U / \partial x = 0$	$\partial V / \partial x = 0$	$\partial W / \partial x = 0$	$\partial T / \partial x = 0$	$\partial k / \partial x = 0$	$\partial \epsilon / \partial x = 0$
Simetri 1	$\partial U / \partial x = 0$	$\partial V / \partial x = 0$	$\partial W / \partial x = 0$	$\partial T / \partial x = 0$	$\partial k / \partial x = 0$	$\partial \epsilon / \partial x = 0$
Çıkış 2	$\partial U / \partial y = 0$	$\partial V / \partial y = 0$	$\partial W / \partial y = 0$	$\partial T / \partial y = 0$	$\partial k / \partial y = 0$	$\partial \epsilon / \partial y = 0$
Simetri 2	$\partial U / \partial y = 0$	$\partial V / \partial y = 0$	$\partial W / \partial y = 0$	$\partial T / \partial y = 0$	$\partial k / \partial y = 0$	$\partial \epsilon / \partial y = 0$



Şekil 8.1 Çözüm alanı

8.2. Korunum Denklemleri

Bu bölümdeki sayısal çalışma çarpma plakası ve jet sıcaklığı arasındaki fark fark 15°C 'yi geçmeyecek şekilde gerçekleştirilmiş, ısı akıları buna göre

ayarlanmıştır. Bu sebeple matematiksel formülasyon ve sayısal model bölümünde ayrıntılı olarak anlatılan kaldırma kuvveti etkilerinin ihmal edildiği süreklilik, momentum ve enerji denklemleri aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (8.2)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad (8.3)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad (8.4)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad (8.5)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (8.6)$$

Türbülanslı akış şartlarında yapılan çözümlerde matematiksel formülasyon ve sayısal model kısmında bahsedilen düşük Reynolds sayısı türbülans modellerinden Lam- Bramhorst modeli kullanılmıştır. Yukarıda verilen ve hem laminar hem de türbülanslı akışı ifade eden denklemlerden Reynolds zaman ortalama korunum denklemlerinin çıkarılması da bahsedilen kısımda verilmiştir.

8.3. Veri Analizi

Jet çıkış geometrisinin yerel ısı transferine etkilerini belirlemek üzere gerçekleştirilen bu sayısal çalışmada, çözümler çarpma plakasına sabit ısı akısı şartı uygulanarak gerçekleştirilmiştir. Verilen ısı akıları doğal taşınım etkilerinin ihmal edilebilir boyutta olmasına yönelik olarak seçilmiştir. Çözüm

akışkan alanı içerisinde yapıldığı için bu alan içerisinde elde edilen sıcaklık değerlerinin yerel Nu sayısı ve ısı transfer katsayılarının elde edilebilmesi için plaka yüzeyine taşınması gerekmektedir. Bu işlem akışkan içerisinde plakaya en yakın hücrenin orta noktasındaki sıcaklık değerleri kullanılarak bir boyutlu ısı iletim analizi yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Elde edilen değerler yardımıyla da aşağıda açıklandığı şekilde yerel ısı transferi katsayıları ve Nu sayıları elde edilmiştir.

Plaka yüzeyindeki sıcaklık tek boyutlu iletimle ısı transferi hesabıyla aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$q_c = k_a \frac{T_s - T_1}{\Delta X_1} \quad (8.7)$$

$$T_s = \frac{q_c \Delta X_1}{k_a} + T_1 \quad (8.8)$$

Yukarıda T_1 yüzeye en yakın hücrenin orta noktasındaki akışkan sıcaklığını, ΔX_1 , en yakın hücrenin orta noktasından itibaren plaka yüzeyine olan mesafeyi q_c plakaya uygulanan ısı akısını k_a havanın ısıl iletkenlik katsayısını T_s de plaka sıcaklığını göstermektedir.

Elde edilen yüzey sıcaklığı vasıtasıyla taşınım ile yerel ısı transferi katsayısı Newton'un soğutma kanunu kullanılarak

$$h = \frac{q_c}{(T_s - T_{jet})} \quad (8.9)$$

ifadesinden elde edilir. Yerel Nusselt sayısı da yüzey ve jet sıcaklıklarının ortalaması alınarak elde edilen film sıcaklığındaki ısıl iletkenlik katsayısı kullanılarak:

$$Nu = \frac{h D}{k_a} \quad (8.10)$$

denkleminde hesaplanmıştır.

8.4. Sayısal Sonuçlar

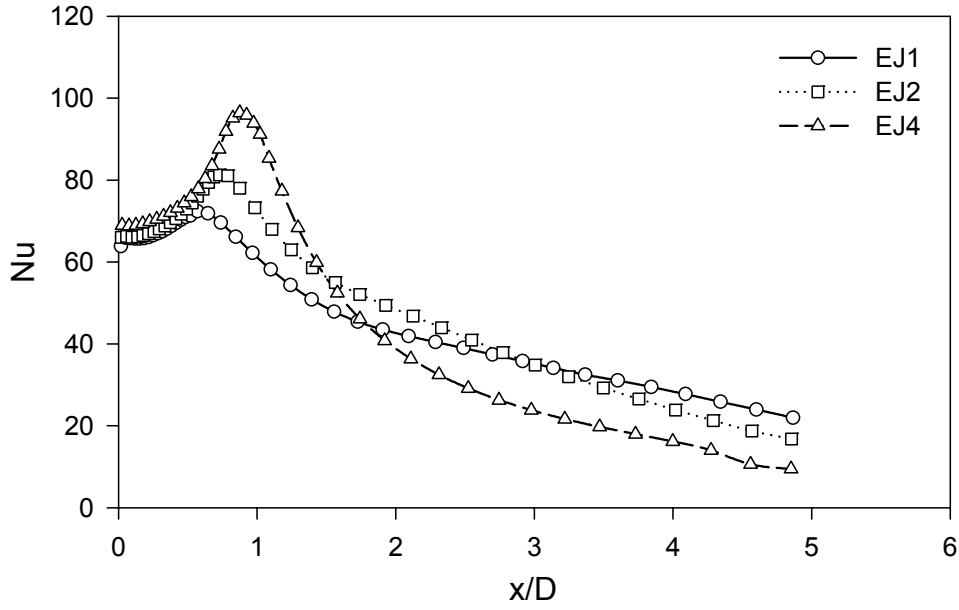
Bu bölümde 9 farklı jet geometrisi için (EJ1, EJ2, EJ4, RA1, RA2, RA4, RD1, RD2, RD4), kütleli debi $1455,2 \times 10^{-6}$ kg/s değerinde, 3 farklı jet plaka mesafesi (2, 6, 12 dairesel jet çapı) için yapılan çözümlerin sonuçları sunulmuştur.

8.4.1. Jet geometrisinin en-boy oranının yerel ısı transferine etkisi

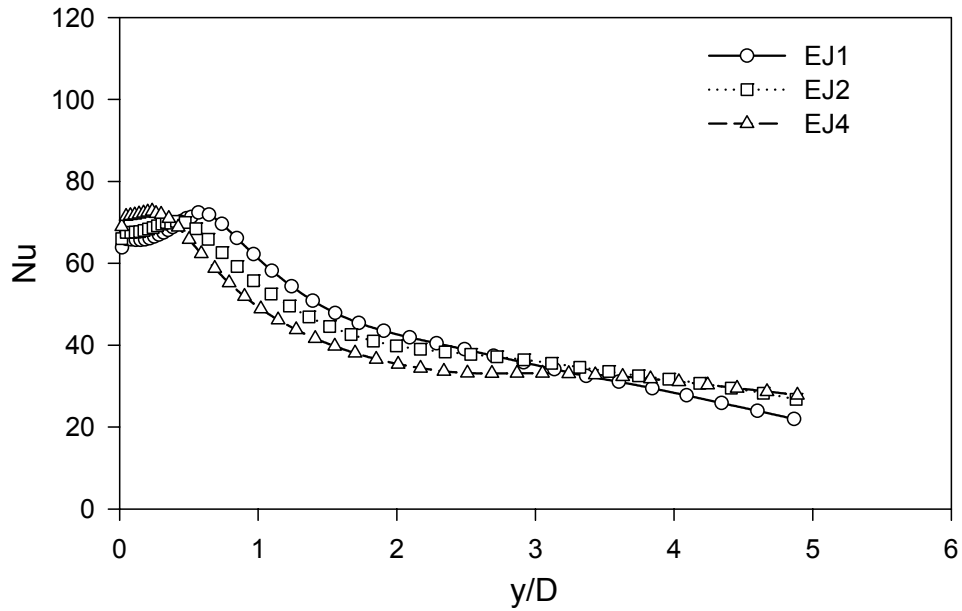
Aynı kütleli debiler için, jet geometrisinin en-boy oranının değiştirilmesiyle ısı transferi özellikleri değişmektedir. Bu değişim eliptik ve dikdörtgen kesitli jetlerde farklılık göstermektedir.

Eliptik jetlerin en-boy oranının yerel ısı transferine etkisi

Jet-plaka mesafesi 2 jet çapı için uzun ve kısa eksen yönünde eliptik jetlerle elde edilen sonuçlar Şekil 8.2, Şekil 8.3'te görülmektedir. Görüleceği gibi, bu mesafede kısa ve uzun eksen yönündeki ısı transferi özellikleri birbirinden çok farklıdır. Uzun eksen yönünde, durma bölgesindeki ısı transferi eliptik jetin artan en boy oranı ile artmaktadır. Bu durum eliptik jetlerin genişleme ve karışma oranının dairesel jetlerden daha yüksek olmasıyla açıklanabilir. Diğer taraftan duvar jeti bölgesinde, yüksek en-boy oranına sahip eliptik jetlerde Nu sayısında daha keskin bir düşüş oluşmaktadır. Kısa eksen yönünde ise bahsedilen daha keskin düşüş duvar jeti bölgesinin sadece ilk kısımlarında görülmektedir. Bunlara ek olarak, büyük eksen yönünde daha belirgin iç maksimumlar gözlemlenmiştir.



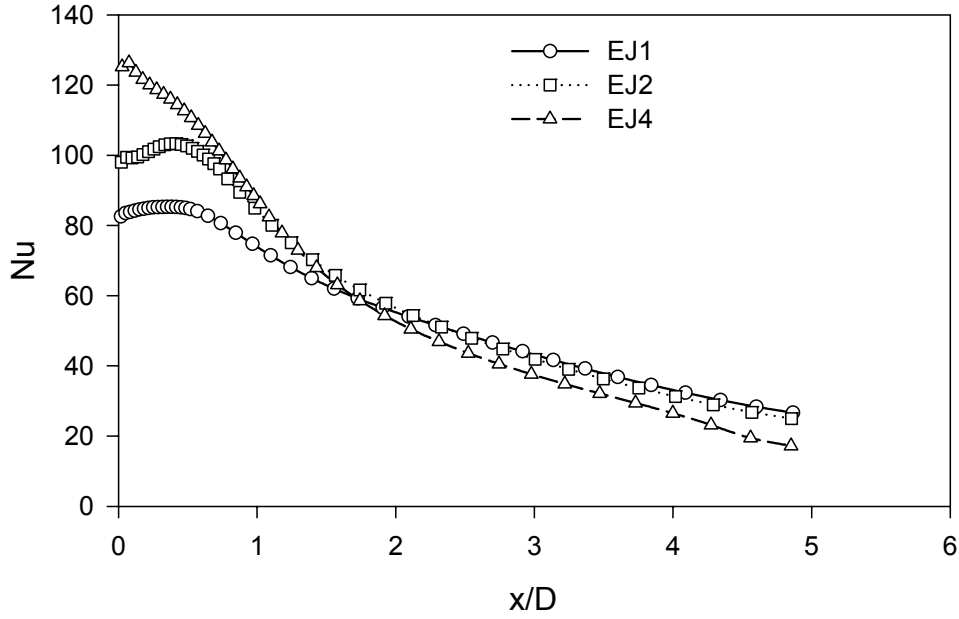
Şekil 8.2. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=2)



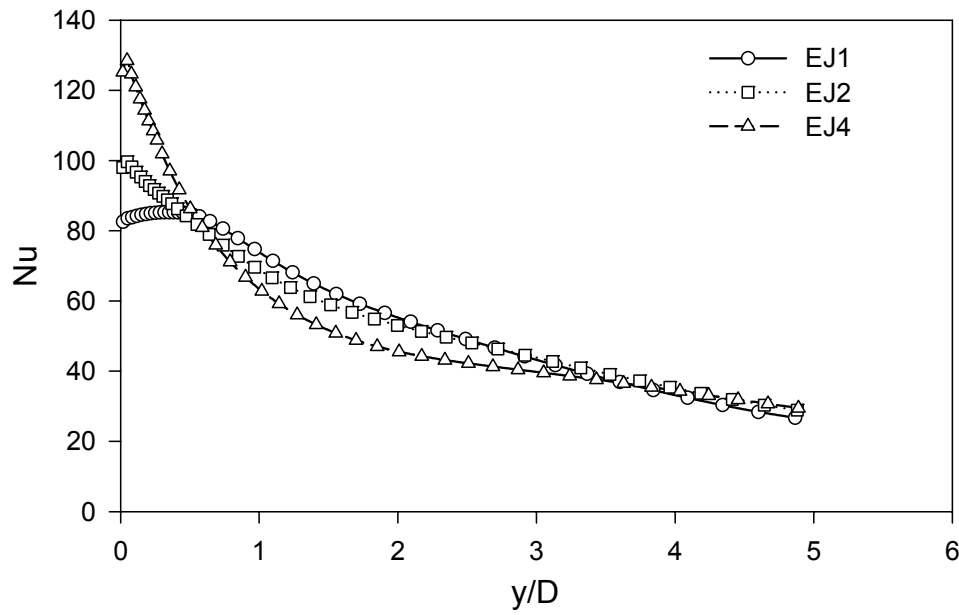
Şekil 8.3. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=2)

Şekil 8.4, Şekil 8.5, jet-plaka mesafesi 6 jet çapı için elde edilen sonuçları göstermektedir. Bu mesafede de uzun ve eksen yönlerinde en-boy oranının

artışıyla durma bölgesindeki ısı transferi artmıştır. Duvar jeti bölgesinde ise en-boy oranının ısı transferi üzerindeki etkisinin azaldığı görülmektedir.

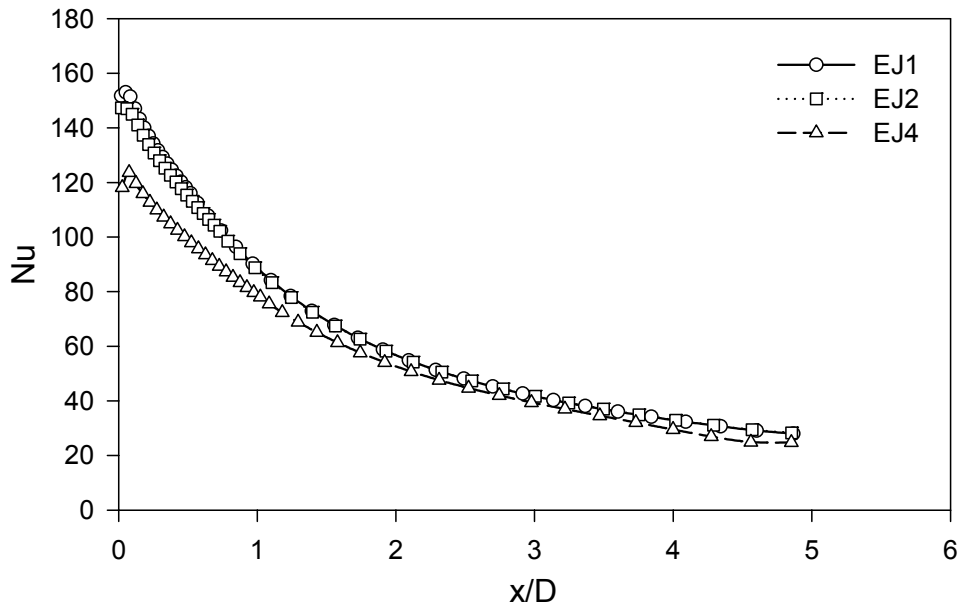


Şekil 8.4. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=6)

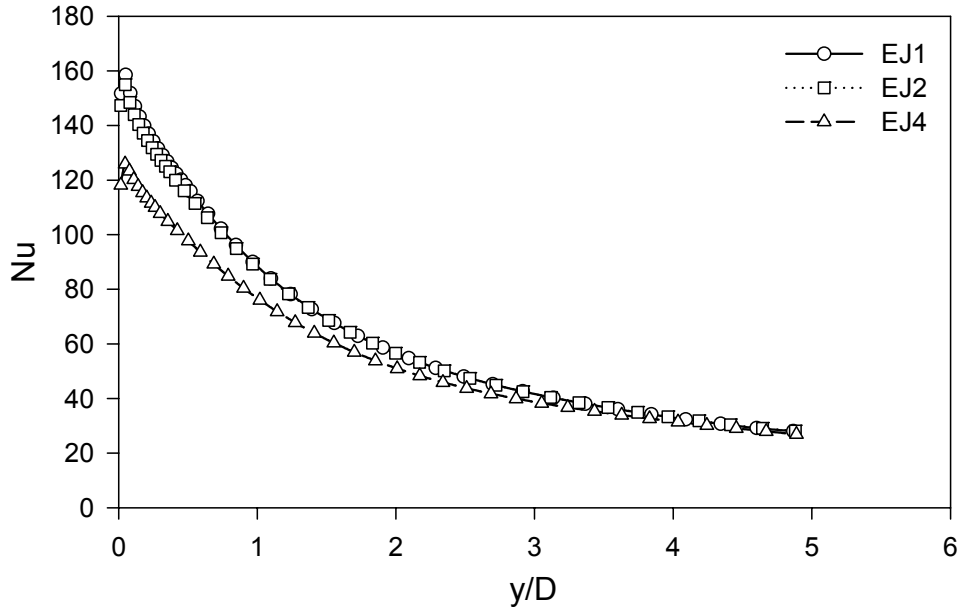


Şekil 8.5. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=6)

Eliptik jetlerin potansiyel öz uzunluğu, dairesel jetlerden daha kısadır. Ortam havasının jete daha fazla girmesi, daha kuvvetli karışım sebebiyle eliptik jet dairesel jetle karşılaştırıldığında daha fazla momentum kaybına uğrar. Bahsedilen özelliklerin sonucu jet- plaka mesafesi 12 jet çapına çıkartıldığında Şekil 8.6, Şekil 8.7’de görüldüğü gibi ortaya çıkmıştır. En-boy oranı 4 olan eliptik jetle durma bölgesinde elde edilen ısı transferi diğer jetlerden çok daha düşüktür. Buna ek olarak, duvar jeti bölgesinin çok büyük bir bölümünde en-boy oranının etkisi hemen hemen hiç görülmemektedir. Ayrıca kısa ve uzun eksen yönünde çok yakın ısı transferi özellikleri ortaya çıkmıştır.



Şekil 8.6. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (EJ, H/D=12)

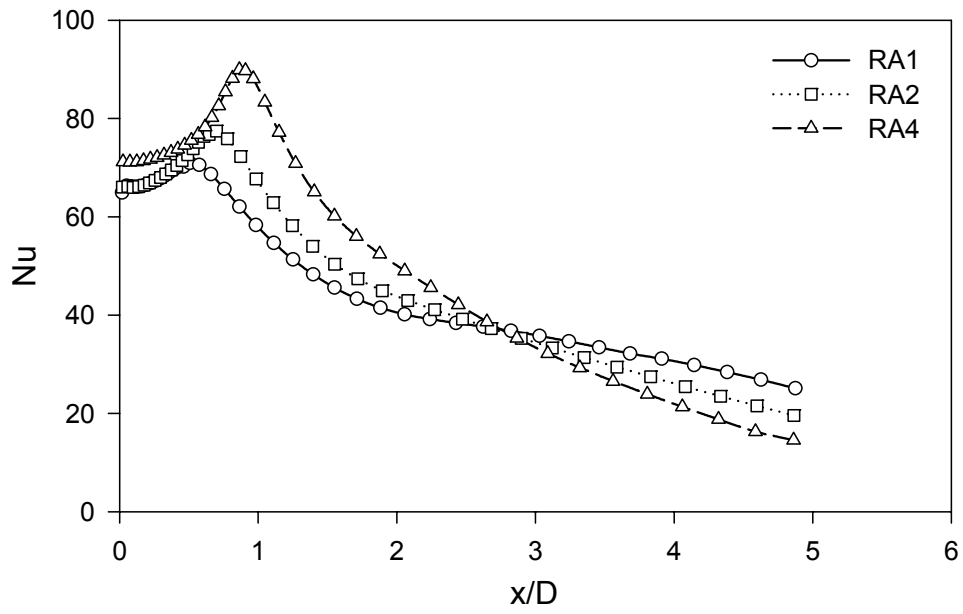


Şekil 8.7. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (EJ, $H/D=12$)

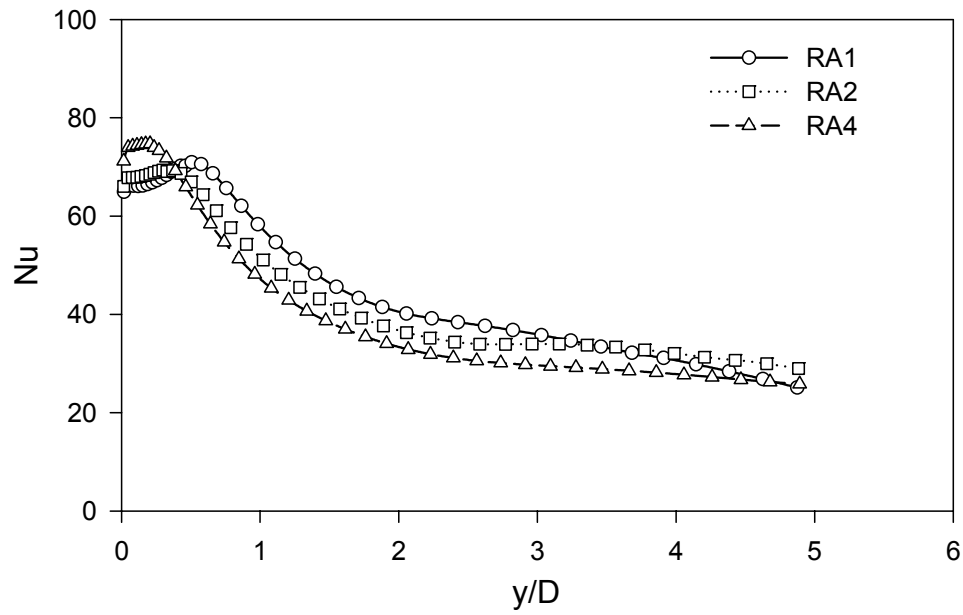
RA1, RA2, RA4 dikdörtgen kesitli jetlerin en boy oranının yerel ısı transferine etkisi

Dairesel jetle aynı kesit alanına sahip, farklı en boy oranlarında dikdörtgen kesitli jetlerle, aynı kütledebiler kullanılarak türbülanslı şartlarda elde edilen sonuçlar aşağıda sunulmuştur.

İncelenen dikdörtgen kesitli jetler için en-boy oranının değiştirilmesiyle eliptik jetlerdekine benzer etkiler ortaya çıkmıştır. Jet-plaka mesafesi 2 jet çapında Şekil 8.8, Şekil 8.9'da görüldüğü gibi, uzun eksen yönünde en-boy oranının arttırılmasıyla durma bölgesi ve duvar jeti bölgesinin ilk kısımlarında daha yüksek Nusselt sayıları elde edilmiştir. Duvar jeti bölgesinin ilerleyen kısımlarında ise Nusselt sayıları en-boy oranının artışıyla azalmıştır. Kısa eksen yönünde ise iç maksimumun görüldüğü noktadan itibaren artan en-boy oranının ısı transferine olumsuz etkisi görülmüştür.

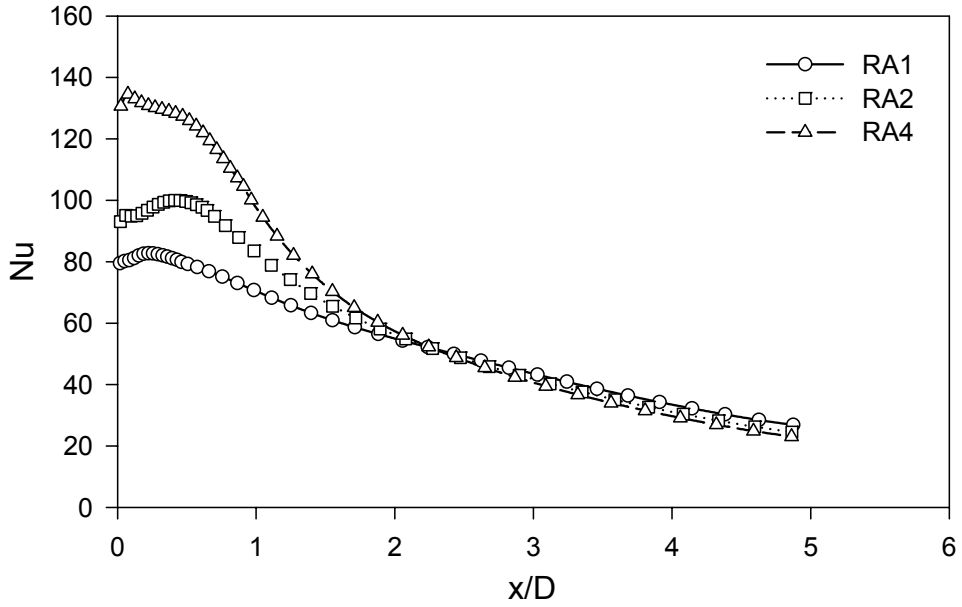


Şekil 8.8. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=2$)

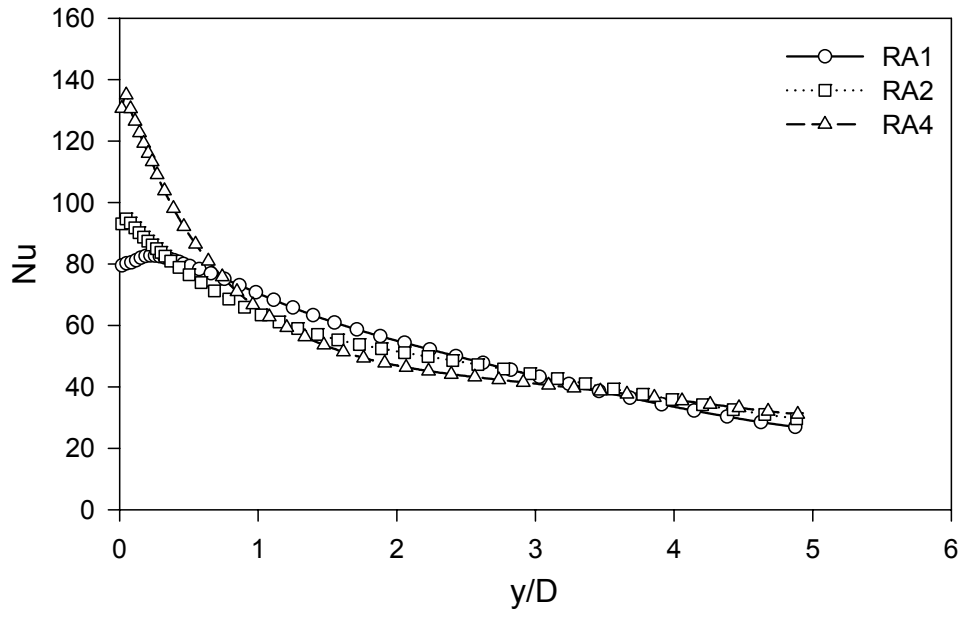


Şekil 8.9. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=2$)

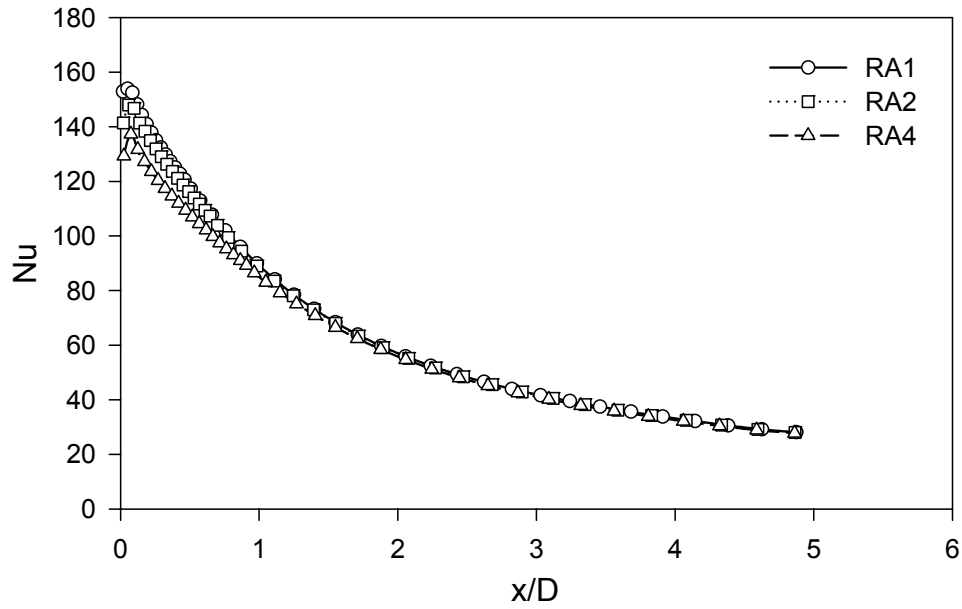
Şekil 8.10, Şekil 8.11, $H/D=6$ değerinde elde edilen yerel Nusselt sayısı dağılımlarını göstermektedir. Kısa eksen yönünde durma noktası civarında en-boy oranı ile ısı transferinde bir artış gözlemlenmiştir. Uzun eksen yönünde durma bölgesinde en yüksek ısı transferi en-boy oranı dört olan RA4 geometrisinde elde edilmiştir. Şekil 8.12 ve Şekil 8.13'deki jet-plaka mesafesi 12 jet çapı için elde edilen sonuçlara bakıldığında en-boy oranı etkisinin hemen hemen yok olduğu buna ek olarak kısa ve uzun eksen yönündeki farklarında kaybolduğu görülmüştür.



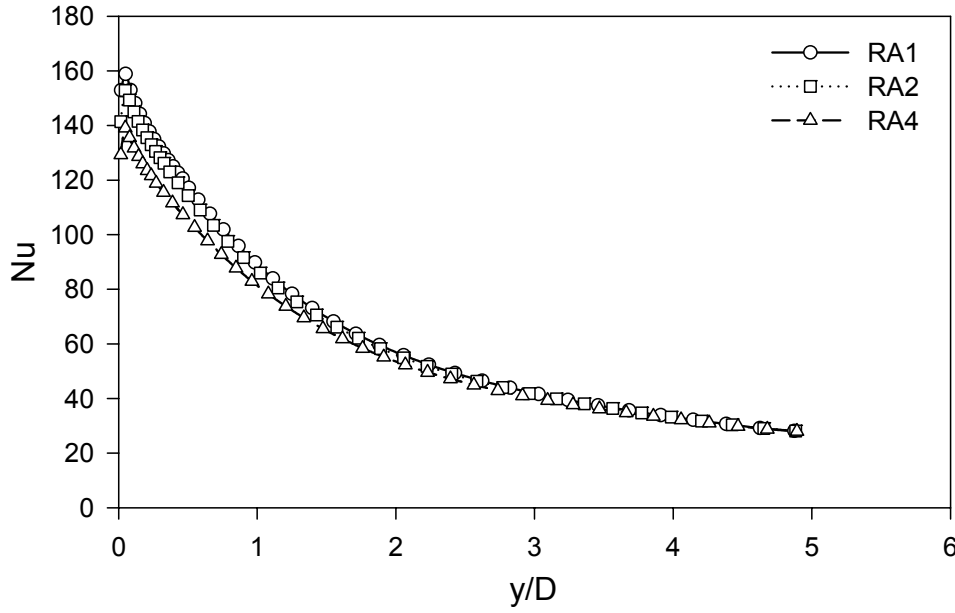
Şekil 8.10. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=6$)



Şekil 8.11. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=6$)



Şekil 8.12. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=12$)

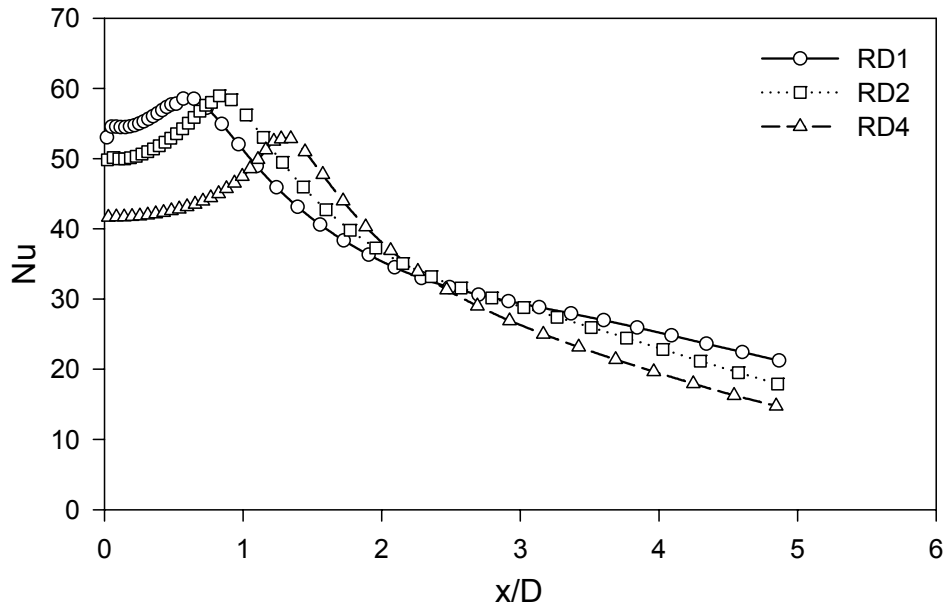


Şekil 8.13. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RA, $H/D=12$)

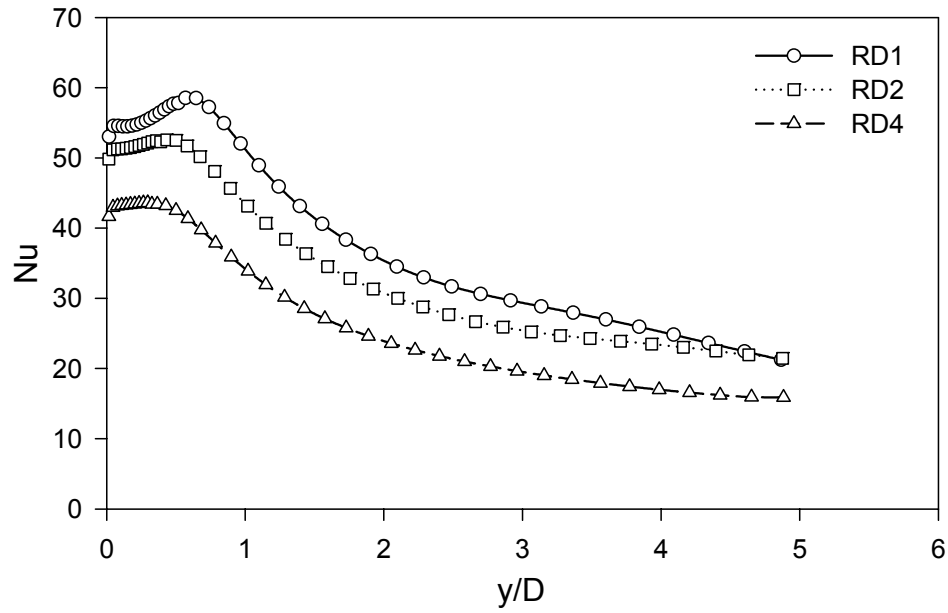
RD1, RD2, RD4 dikdörtgen kesitli jetlerin en boy oranının yerel ısı transferine etkisi

Bu bölümde dairesel jetle aynı eşdeğer çapa sahip dikdörtgen kesitli jetlerle elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Bu jetler dairesel jetten farklı kesit alanlarına sahip olmaları sebebiyle önceki iki bölümde bahsedilen jetlerden çok farklı ısı transferi özellikleri göstermişlerdir.

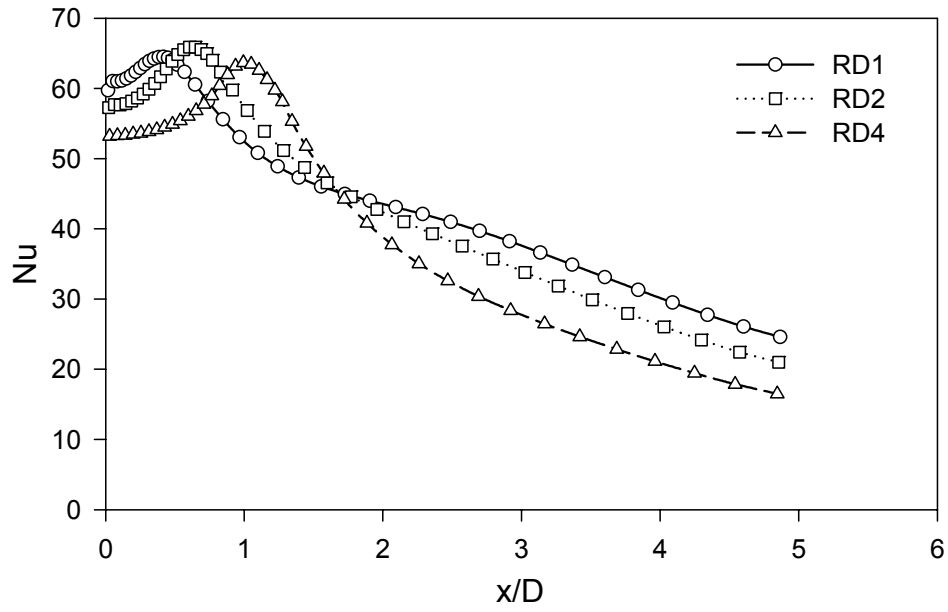
İncelenen bütün jet geometrilerinde her ne kadar aynı kütleli debi kullanılsa da bu bölümde incelenen ve sonuçları Şekil 8.14-Şekil 8.19'da sunulan jetlerde jet çıkış hızları farklıdır. Artan en-boy oranı ile kesit alanları artmakta aynı kütleli debi şartını sağlayacak şekilde de jet çıkış hızları düşmektedir. Bunun sonucu olarak incelenen bütün jet-plaka mesafelerinde artan en-boy oranı ile ısı transferinde bir düşüş gözlemlenmektedir.



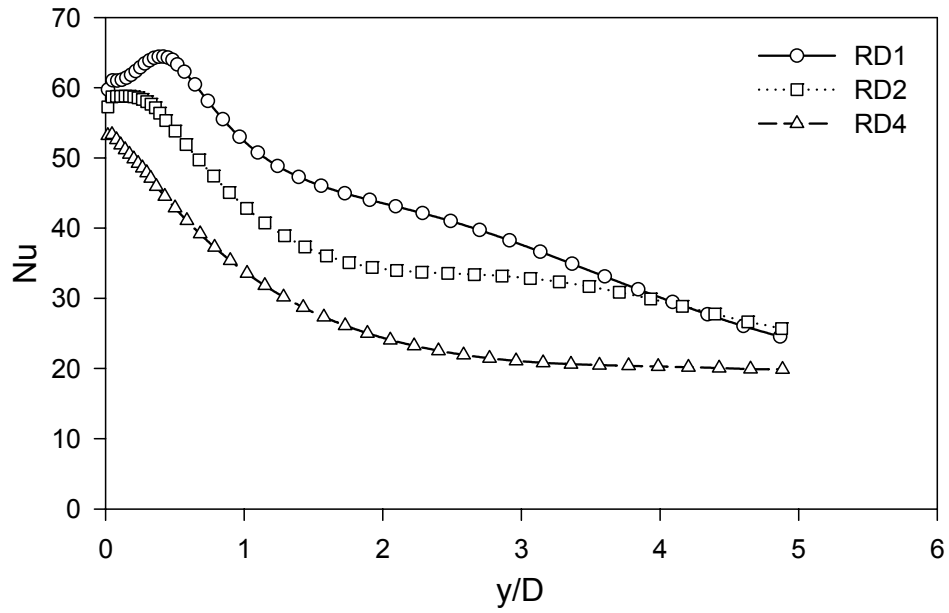
Şekil 8.14. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=2$)



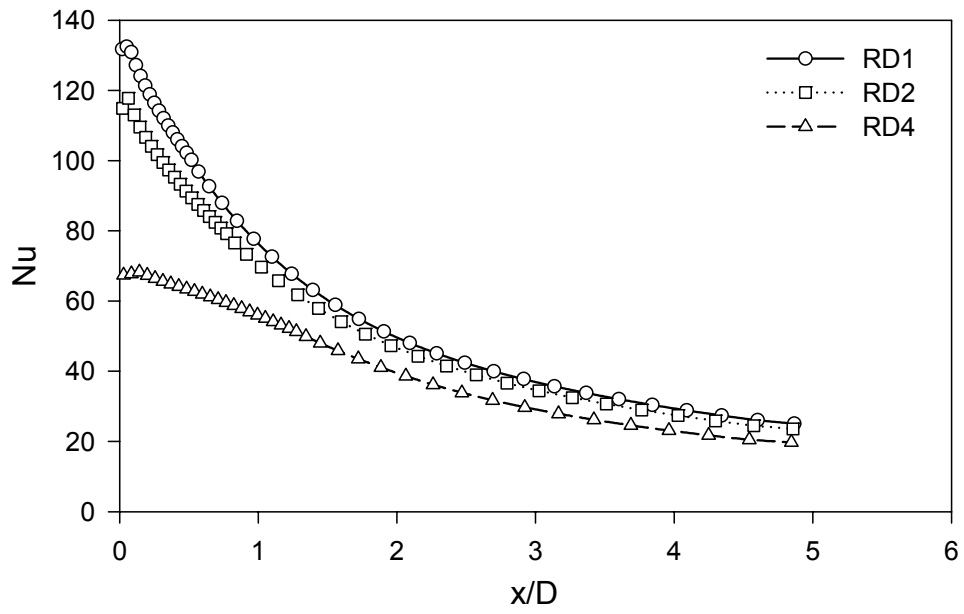
Şekil 8.15. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=2$)



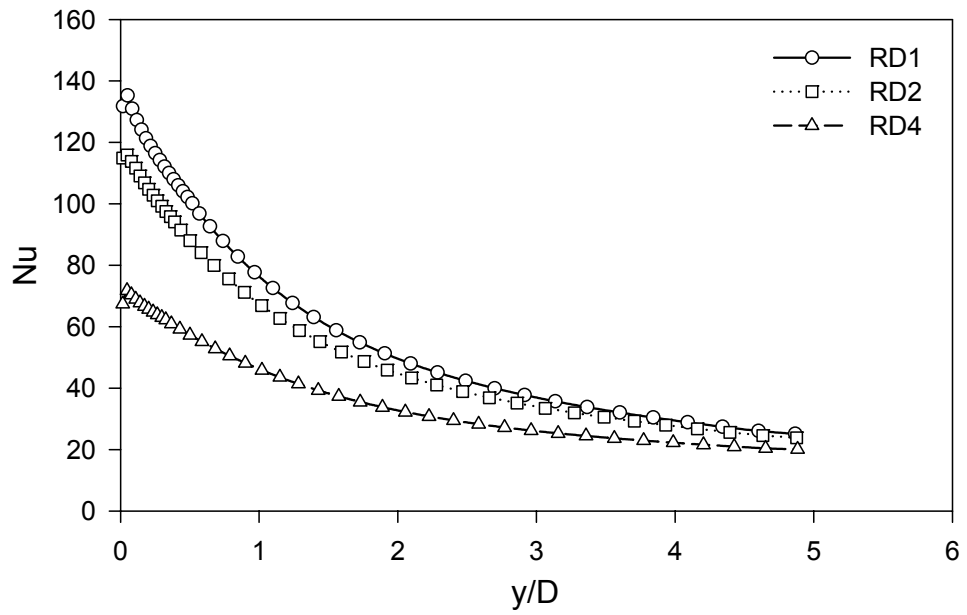
Şekil 8.16. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD , $H/D=6$)



Şekil 8.17. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD , $H/D=6$)



Şekil 8.18. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=12$)



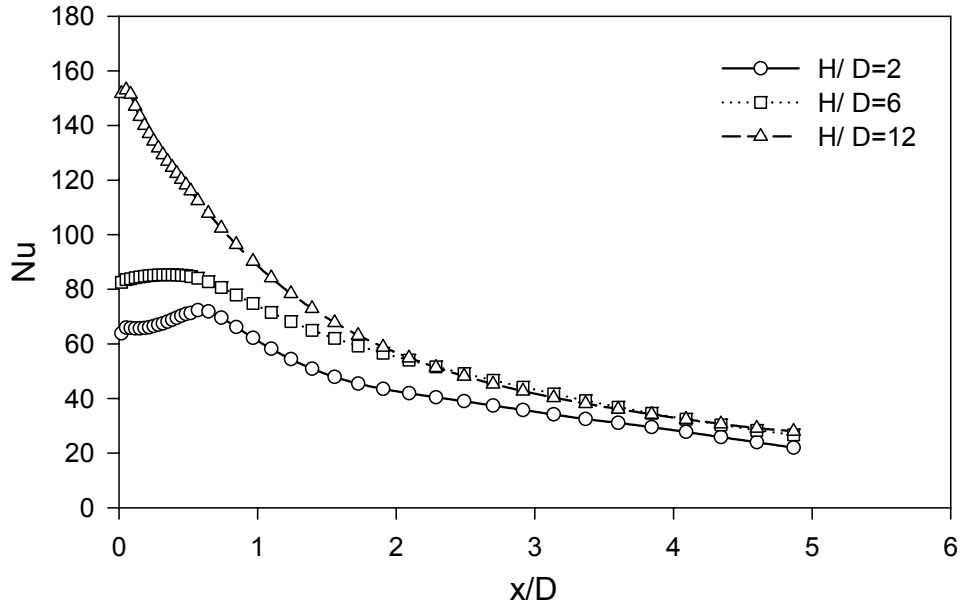
Şekil 8.19. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde değişimi (RD, $H/D=12$)

8.4.2. Jet – plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi

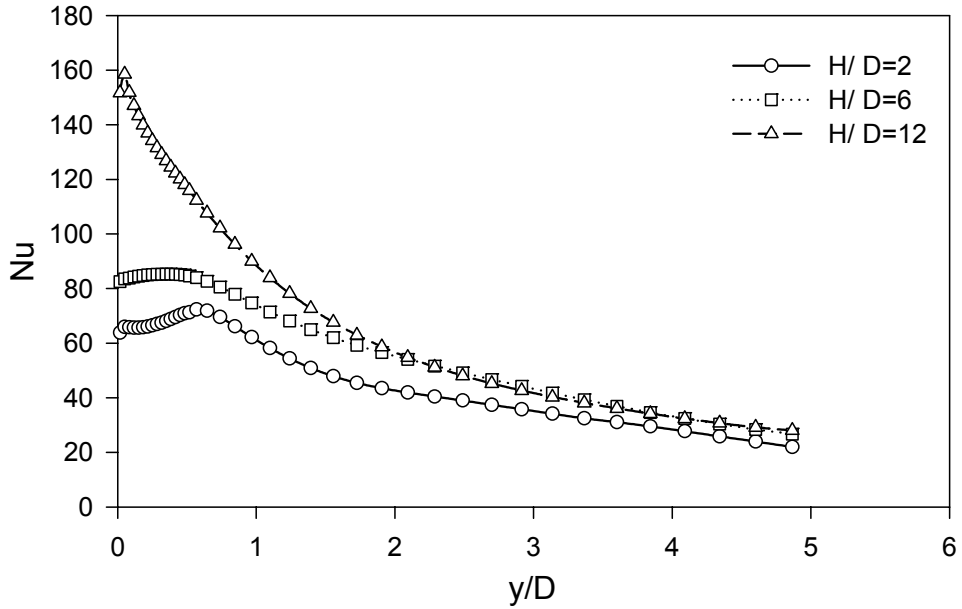
İncelenen 9 geometri birbirinden farklı özelliklere sahiptir. Bu sebeple ortam havası ile etkileşim şartları da farklıdır. Dolayısıyla geometriye bağlı olarak optimum jet-plaka mesafesinin nasıl değiştiğini belirlemek amacıyla her bir geometri için sonuçlar sunulmuştur. Bu bağlamda $H/D=12$ mesafesinde bazı geometrilerde elde edilen çok yüksek durma bölgesi ısı transferi değerlerine şüphe ile bakmak gerektiğini belirtmekte fayda vardır. Kullanılan türbülans modelinden kaynaklandığını düşündüğümüz bu durum ve sebepleri ile açıklamalar sayısal modelimizin açıklandığı Bölüm 4'te verilmiştir.

Eliptik geometriye sahip jetlerde jet plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi

Dairesel jete karşılık gelen EJ1 geometrisi için türbülanslı akış şartlarında kısa ve uzun eksen yönündeki yerel Nu sayısı dağılımları Şekil 8.20, Şekil 8.21'de gösterilmektedir. Aslında dairesele jette uzun ve kısa eksen yönünün birbirinden farkı yoktur. Ancak konu bütünlüğü açısından uzun ve kısa eksen ayırımı yapılmıştır. Nu sayısının çarpma noktasından itibaren değişimine bakıldığında en düşük ısı transferi $H/D=2$ 'de elde edilmiştir. Sınırlı jetlerde jet plakasının ısı transferine olumsuz etkisi en çok bu mesafede görülmektedir. Duvar jeti bölgesinde jet plaka mesafesinin etkisinin azaldığı görülmektedir. Maksimum ısı transferinin elde edildiği konumun, jet plaka mesafesinin artışıyla çarpma noktasına doğru kaydığı gözlemlenmiştir.



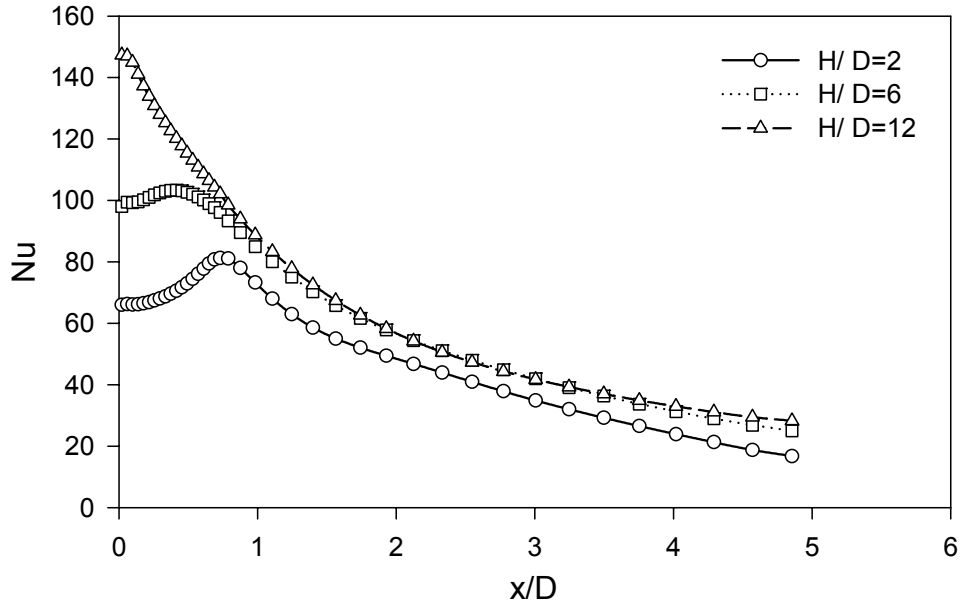
Şekil 8.20. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(EJ1)



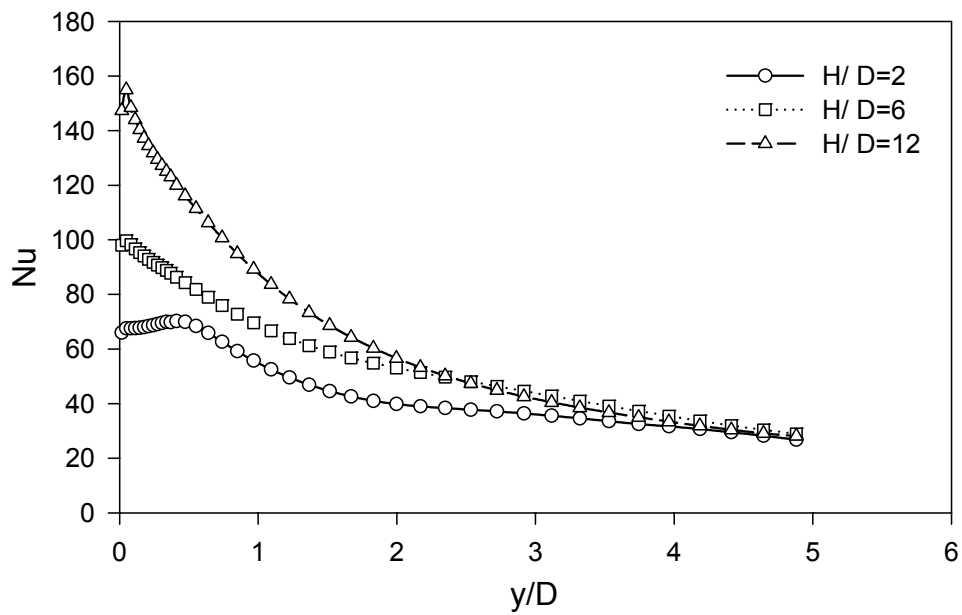
Şekil 8.21. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi(EJ1)

En-boy oranı 2 olan eliptik jet (EJ2) için kısa ve uzun eksen yönündeki Nusselt sayısı dağılımları Şekil 8.22, Şekil 8.23'te verilmiştir. Her iki eksen yönünde de en düşük ısı transferi, jet-plaka mesafesi 2 jet çapında

gözlemlenmiştir. Jet- plaka mesafesinin artmasıyla kısa ve uzun eksen yönündeki farkların azaldığı görülmektedir. $H/D=2$ ve 6 mesafelerinde uzun eksen yönünde çarpma noktasına ek olarak belirgin bir iç maksimum söz konusudur.

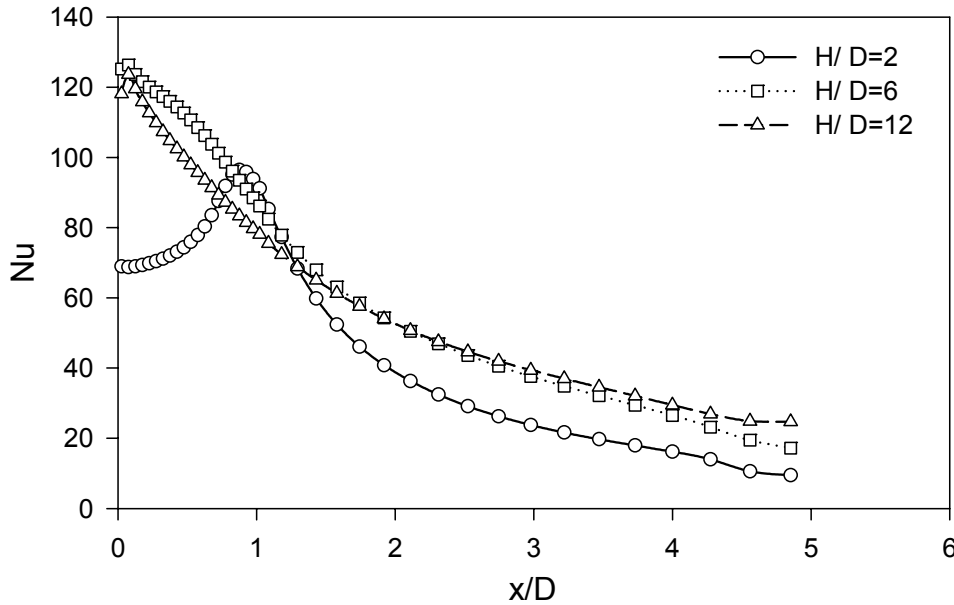


Şekil 8.22. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(EJ2)

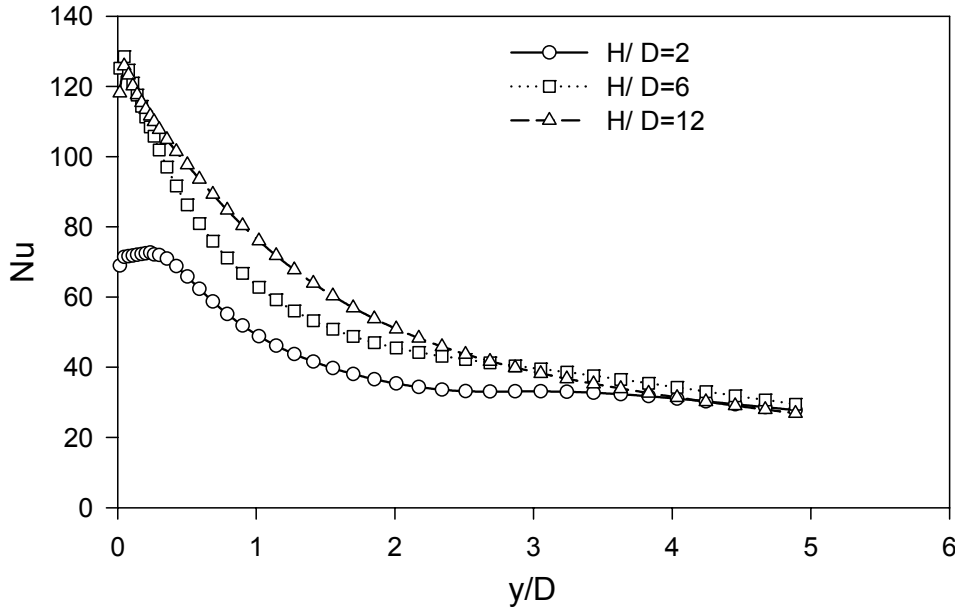


Şekil 8.23. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi(EJ2)

Eliptik jetin en boy oranı 4 olduğunda, türbülanslı akışta durma bölgesinde en yüksek ısı transferi Şekil 8.24, Şekil 8.25'te görüldüğü gibi $H/D=6$ mesafesinde görülmüştür. Bu durum eliptik jetlerin potansiyel öz uzunluklarının kısa olmasıyla yakından ilişkilidir. $H/D=12$ mesafesinde jet momentumunun büyük bir bölümünü kaybetmiştir. Bu sebeple sayısal modelimizin bu bölgede olduğundan büyük Nusselt sayıları vermesine rağmen bu fark ortaya çıkmıştır. Buna ek olarak, EJ2 içinde geçerli olan kısa ve uzun eksen karakteristiklerinin artan mesafeyle birbirine yaklaşması bu geometride de gözlemlenmiştir. $H/D=2$ mesafesinde en düşük ısı transferi elde edilmiş ancak özellikle uzun eksen yönünde çok belirgin içmaksimum gözlemlenmiştir.



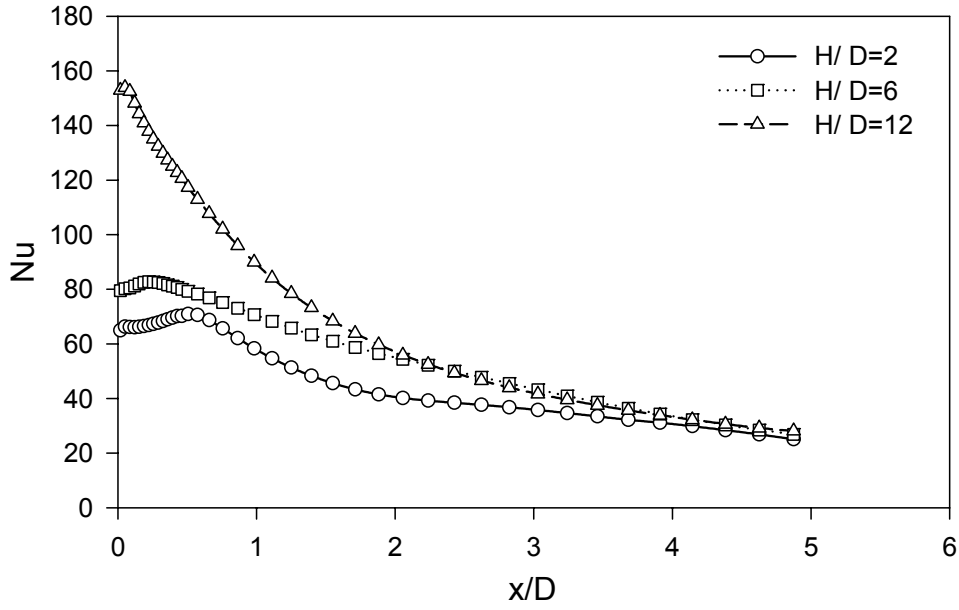
Şekil 8.24. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(EJ4)



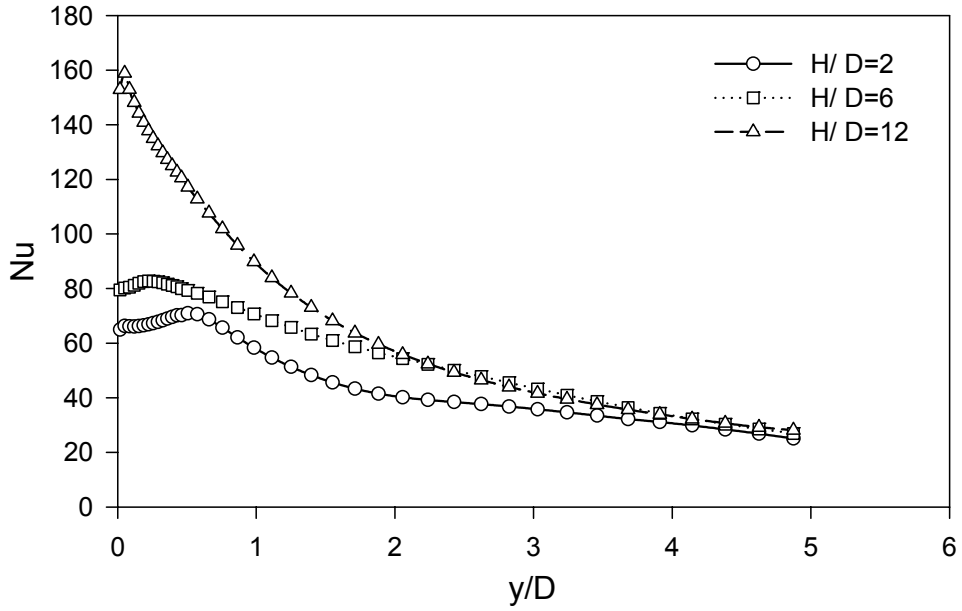
Şekil 8.25. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi (EJ4)

Dairesel jetle aynı kesit alanına sahip dikdörtgen kesitli jetlerde (RA1, RA2, RA4) jet plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi

Dairesel jetle aynı kesit alanına sahip kare jete karşılık gelen RA1 geometrisinde Şekil 8.26, Şekil 8.27'deki gibi kısa ve uzun eksenler simetrik. En düşük ısı transferi H/D=2 mesafesinde elde edilmiştir. Duvar jeti bölgesinin sonlarına doğru jet-plaka mesafesinin etkisi hissedilir olmaktan çıkmıştır. H/D=12 mesafesinde özellikle durma bölgesinde çok yüksek Nu sayıları elde edilmiştir. Duvar jeti bölgesinde ise bu mesafede çok keskin bir düşüş gözlemlenmiştir. Ancak bir önceki bölümdeki deneysel çalışmada bu durum gözlemlenmemiştir.



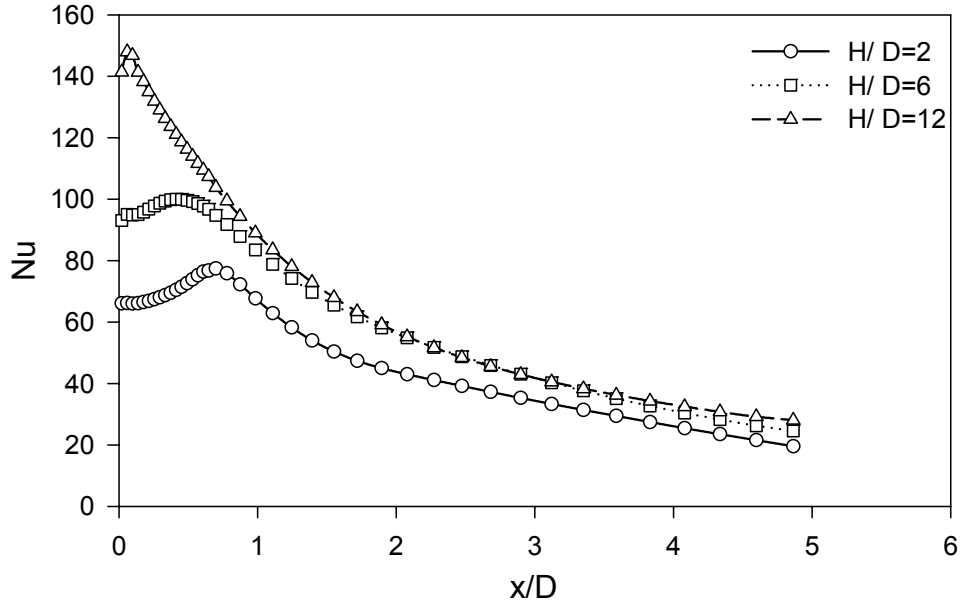
Şekil 8.26. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(RA1)



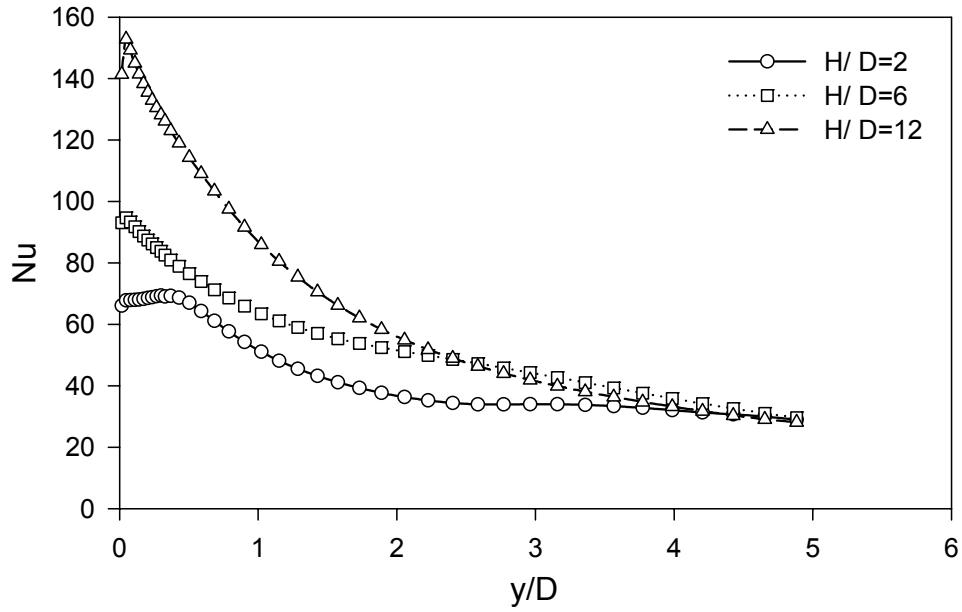
Şekil 8.27. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi(RA1)

RA2 geometrisi için en boy oranı 2 dir. Şekil 8.28, Şekil 8.29'da görüldüğü gibi H/D=2 ve 6 arasındaki fark RA1 geometrisiyle karşılaştırıldığında daha

büyüktür. Kısa ve uzun eksen yönünde H/D 'nin artmasıyla iç maksimum değerleri durma noktasına doğru kaymıştır.

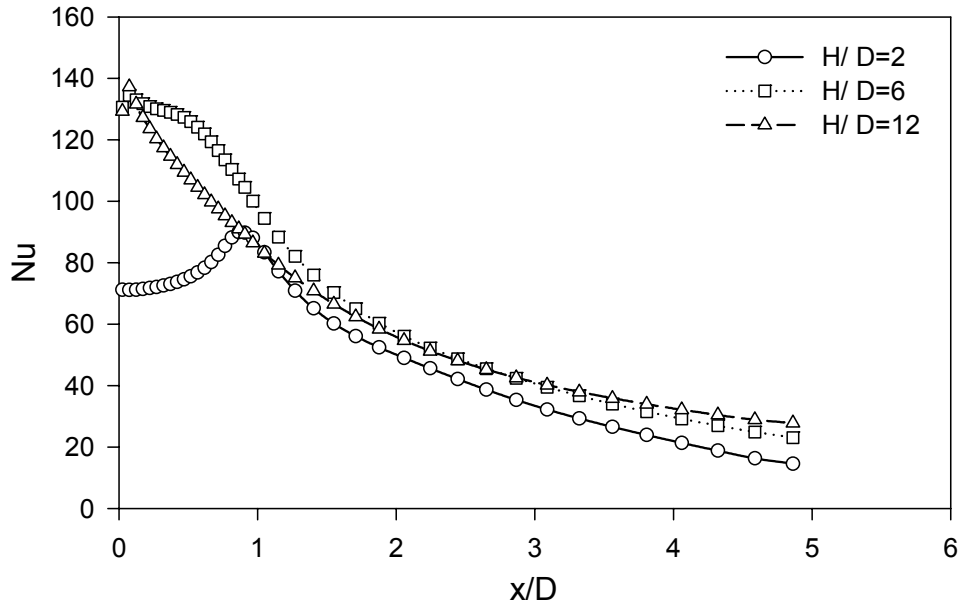


Şekil 8.28. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(RA2)

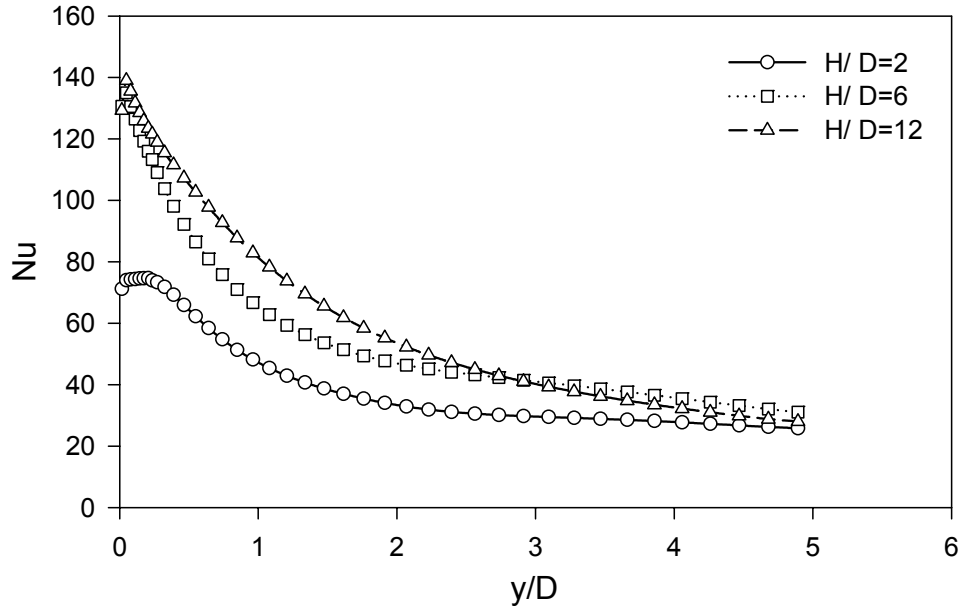


Şekil 8.29. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi(RA2)

RA4 geometrisinde her iki eksen yönünde, $H/D=2$ değerinde bütün plaka boyunca en düşük değerler elde edilmiştir. Şekil 8.30, Şekil 8.31’de görüldüğü gibi EJ4 geometrisinde de ortaya çıkan durumun benzeri oluşmuş ve $H/D=6$ ve 12 ’de durma noktasında birbirine çok yakın değerler elde edilmiştir. En yüksek ısı transferi uzun eksen yönünde $H/D=6$ ’da elde edilirken kısa eksen yönünde $H/D=12$ ’de görülmüştür. İç maksimum değerleri de $H/D=2$ mesafesi uzun eksen yönü hariç durma noktasına kaymıştır.



Şekil 8.30. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(RA4)

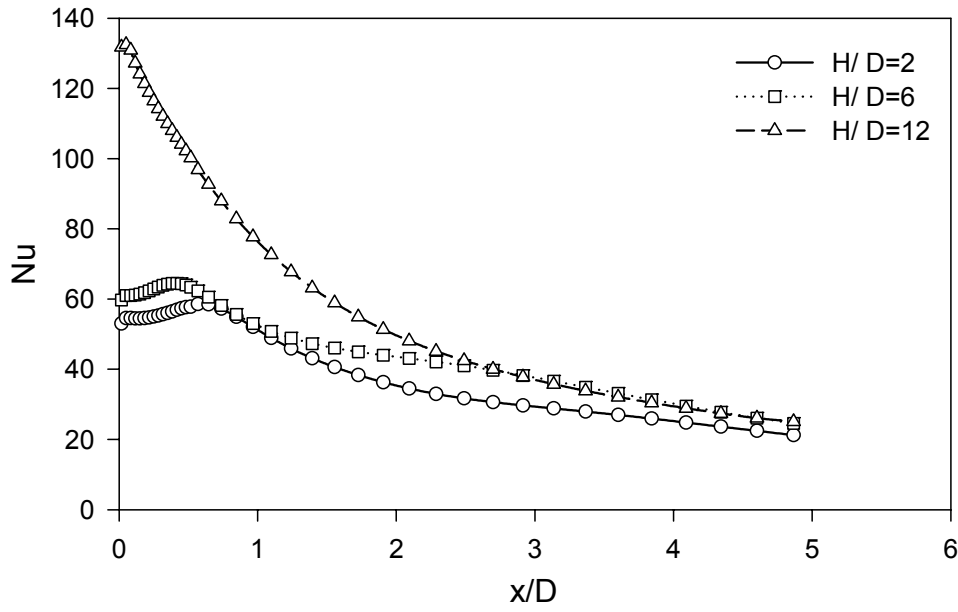


Şekil 8.31. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi(RA4)

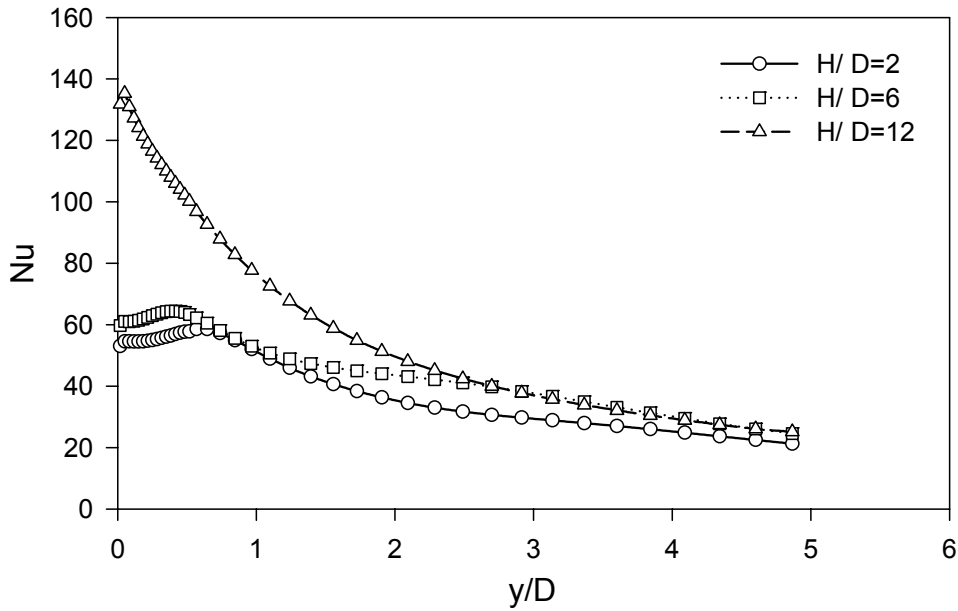
Dairesel jetle aynı eşdeğer çapa sahip dikdörtgen kesitli jetlerde (RD1, RD2, RD4) jet plaka mesafesinin yerel ısı transferine etkisi

Bu bölümde incelenen üç dikdörtgen kesitli jet dairesel jetle aynı eşdeğer çapa sahiptir. Bu jetler dairesel jetten farklı kesit alanlarına sahip olmaları sebebiyle jet çıkış hızları da farklıdır.

Dairesel jetle aynı hidrolik çapa sahip kare kesitli RD1 geometrisinde dikkat çeken durum Şekil 8.32, Şekil 8.33'te görülen yerel Nu sayısının mutlak değerlerinin küçülmesidir. Bu durum artan kesit alanı sebebiyle düşen jet hızlarının bir sonucudur. Bu geometride de en düşük ısı transferi jet-plaka mesafesi 2 değerinde elde edilmiştir. Durma bölgesinde n yüksek ısı transferi H/D=12'de elde edilmiş aynı mesafede durma noktasından itibaren diğer mesafelerdekine oranla çok daha keskin bir düşüş görülmüştür.



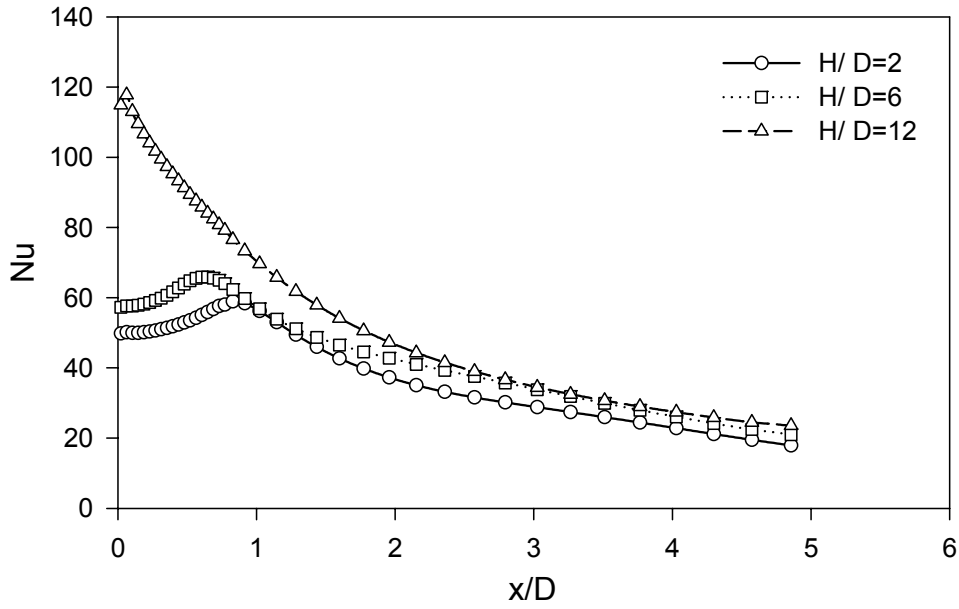
Şekil 8.32. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(RD1)



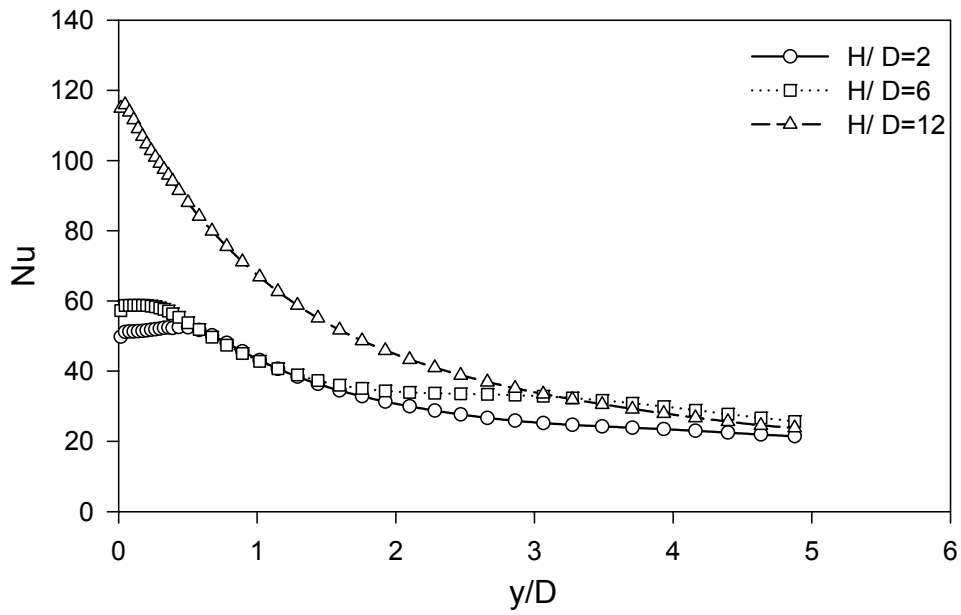
Şekil 8.33. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi(RD1)

RD2 geometrisinde en boy oranının 2 ye çıkartılmasıyla bir önceki geometriyle benzer trend görülmekle birlikte artan alan ve düşen jet hızı

sebebiyle Nu sayısı değerlerinde Şekil 8.34, Şekil 8.35'te görülen bir düşüş söz konusudur.

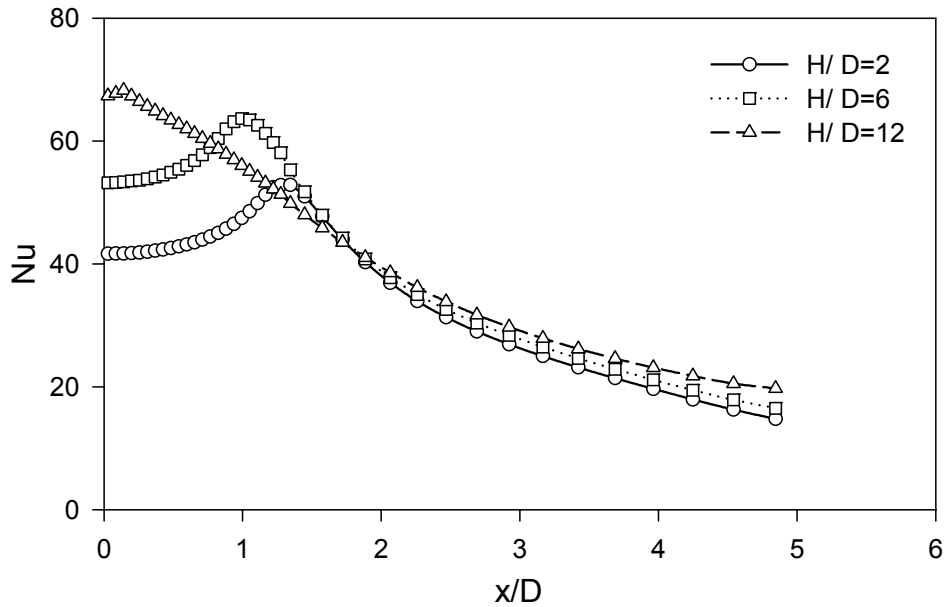


Şekil 8.34. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(RD2)

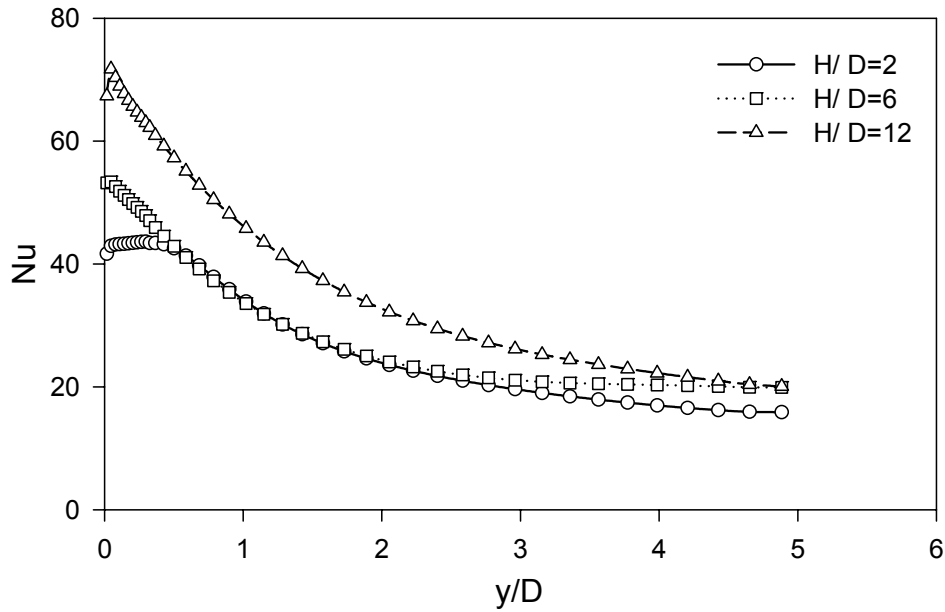


Şekil 8.35. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi(RD2)

En boy oranı 4'e çıkartıldığında (RD4), Nu sayılarının mutlak değerlerindeki düşüş Şekil 8.36, Şekil 8.37'deki gibi devam etmiştir. Bu geometride en dikkat çekici nokta uzun eksen yönünde $H/D=2$ ve 6 mesafelerinde durma noktasına ek olarak çok belirgin iç maksimumların oluşmasıdır. Yine bu iki mesafede kısa ve uzun eksenlerde farklı ısı transferi özellikleri görülürken, mesafenin artmasıyla kısa ve uzun eksen yönünde benzer özellikler elde edilmiştir. Buna ek olarak uzun eksen yönünde $H/D=6$ mesafesinde $H/D=2$ 'ye oranla çok daha yüksek Nusselt sayıları elde edilmiştir.



Şekil 8.36. Yerel Nu sayısının uzun eksen yönünde H/D ile değişimi(RD4)



Şekil 8.37. Yerel Nu sayısının kısa eksen yönünde H/D ile değişimi(RD4)

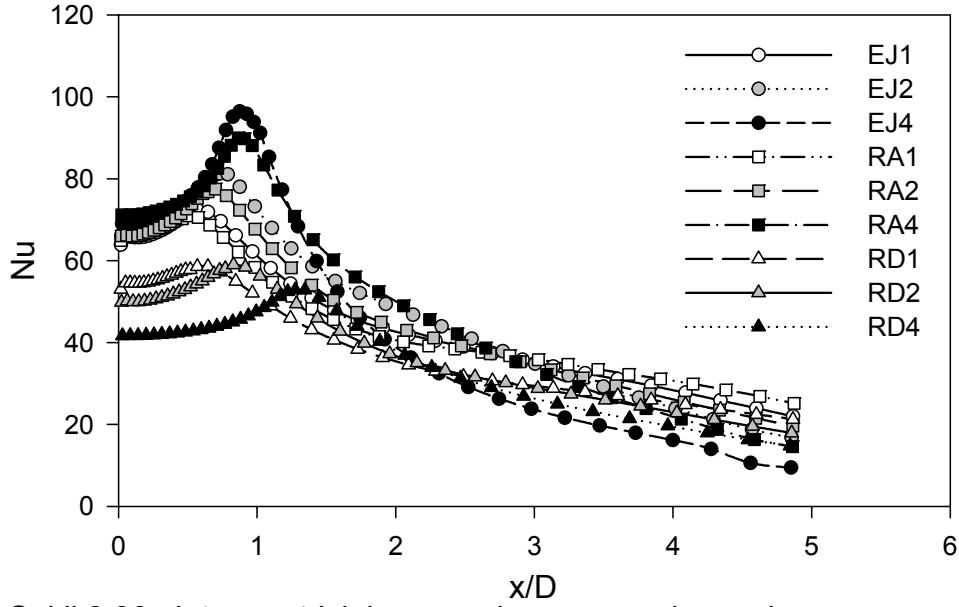
8.4.3. Jet geometrisinin yerel ısı transferine etkisi

Aynı kütleli debi değeri ($1455,2 \times 10^{-6}$ kg/s) için incelenen 9 farklı geometri ile elde edilen yerel Nu sayısı değerleri bu bölümde karşılaştırılmıştır. Çözüm yapılan geometrilerde jet - plaka mesafesi 2, 6 ve 12 dairesel jet çapına eşittir.

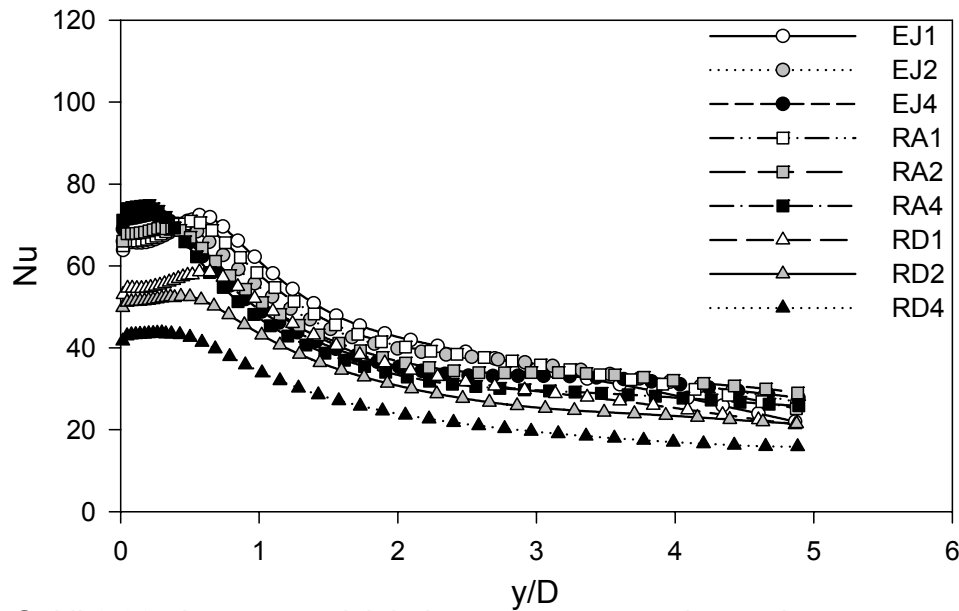
H/D=2 için jet geometrisinin yerel ısı transferine etkisi

Şekil 8.38, Şekil 8.39'da görüldüğü gibi jet – plaka mesafesinin 2 dairesel jet çapına eşit olduğu durumda maksimum yerel Nu sayısı ve çarpma bölgesi değerleri EJ4 ve RA4 geometrilerinde elde edilmektedir. Bu durum uzun ve kısa eksen yönünde gözlemlenmiştir. En geniş kesit alanına sahip RD4 geometrisinde bütün durumlar için en düşük Nu sayısı değerleri elde edilmiştir. Bu geometri en büyük kesit alanına sahip olması sebebiyle, en düşük jet çıkış hızına sahiptir. En boy oranı büyüdükçe maksimum Nu sayısı

noktasından itibaren gerçekleşen düşüşler daha keskindir. Bu durum özellikle uzun eksen yönünde daha belirgindir.



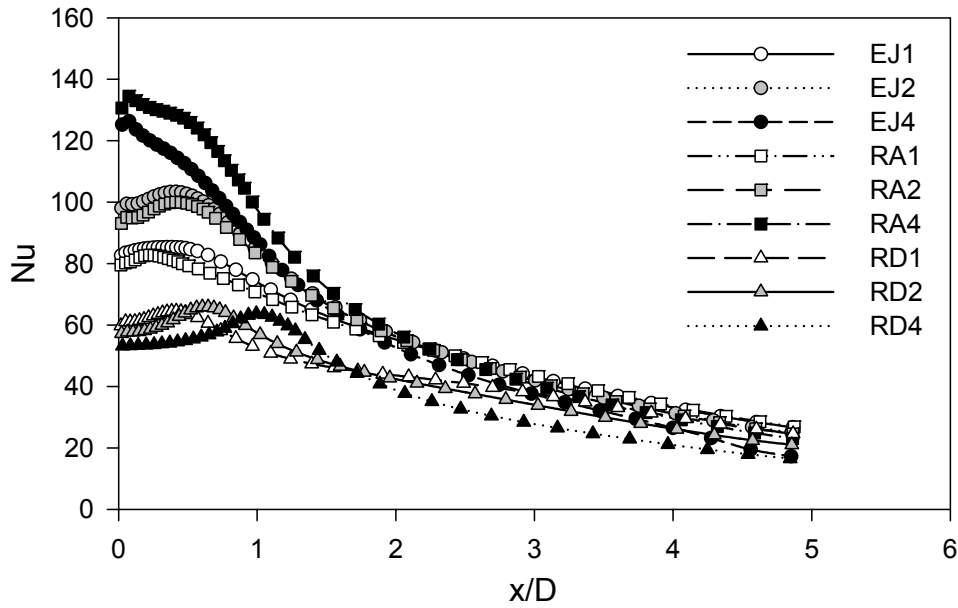
Şekil 8.38. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=2$)



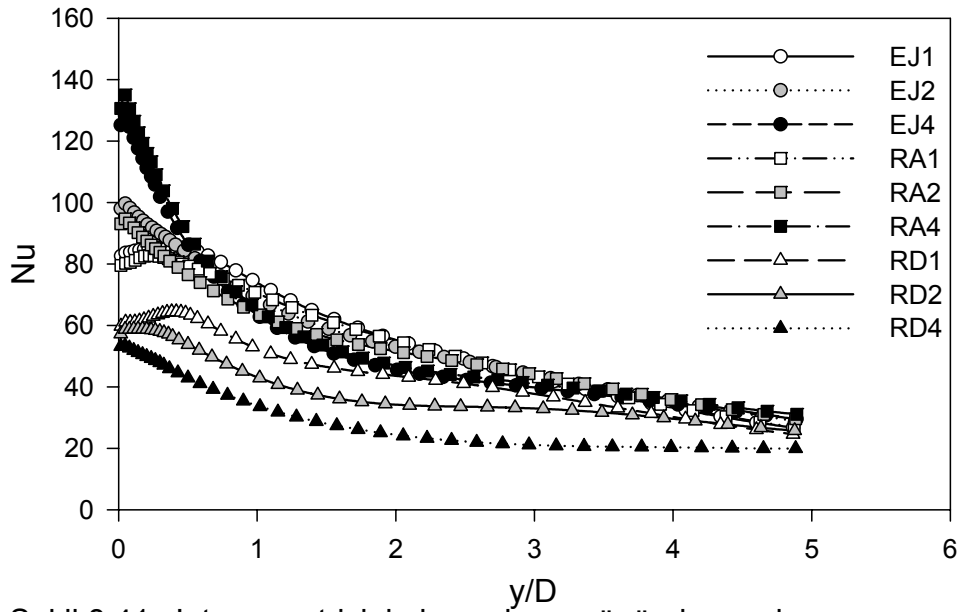
Şekil 8.39. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=2$)

H/D=6 için jet geometrisinin yerel ısı transferine etkisi

Jet-plaka mesafesi 6 jet çapına çıkartıldığında Şekil 8.40, Şekil 8.41’de görüldüğü gibi durma bölgesinde en yüksek ısı transferi yine EJ4 ve RA4 geometrilerinde elde edilmektedir. Kesit alanı sırasıyla artan RD1, RD2, RD4 geometrileriyle elde edilen Nusselt sayıları giderek düşmektedir. Bütün geometrilerde maksimum ısı transferinin elde edildiği konum çarpma noktasına doğru kaymaya başlamıştır. EJ2 ve RA2 geometrileri ile durma bölgesinde dairesel jetten daha yüksek ısı transferi elde edilmiştir. RD4 geometrisiyle hemen hemen her durum ve konumda en düşük ısı transferi elde edilmiştir.



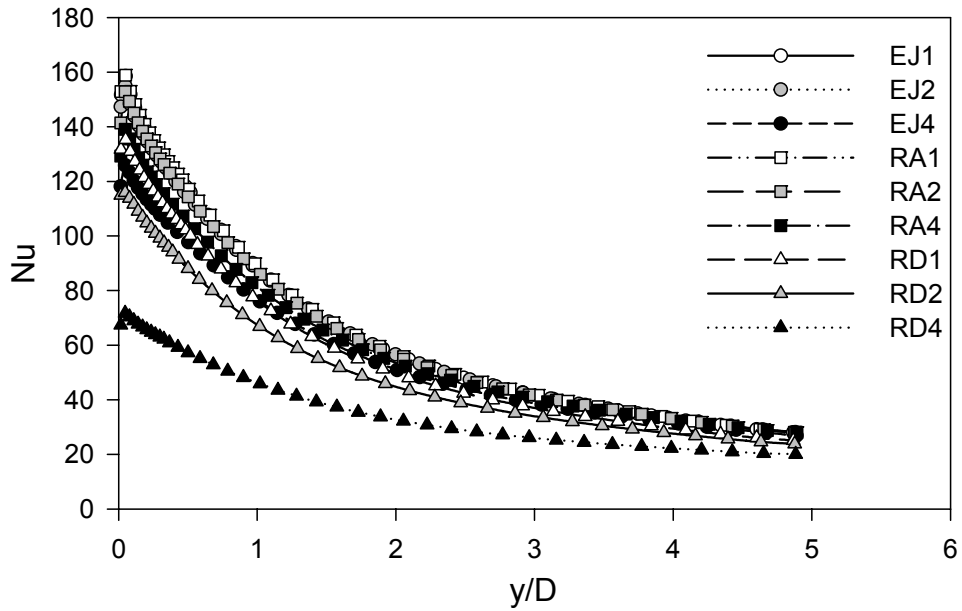
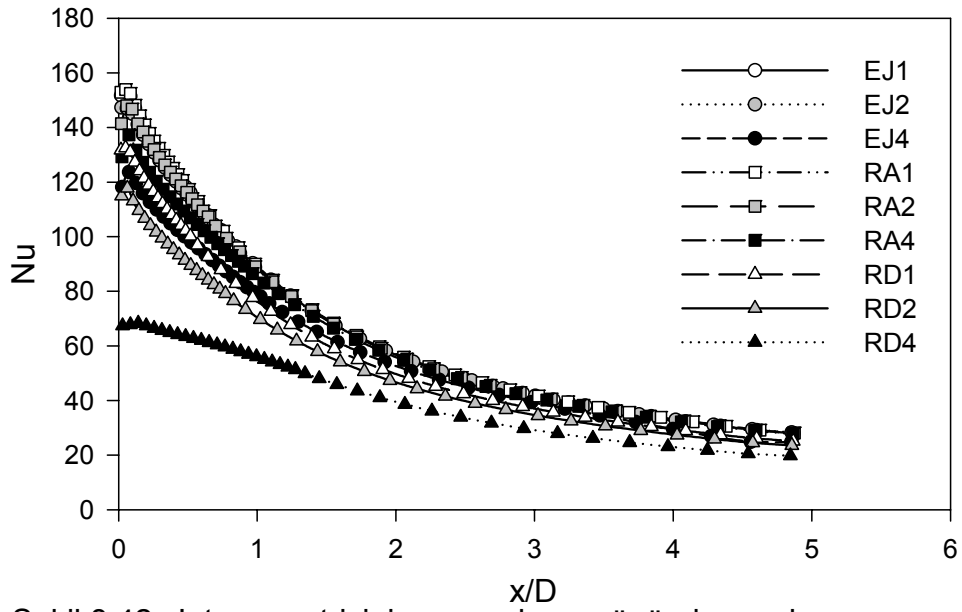
Şekil 8. 40. Jet geometrisinin uzun eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi (H/D=6)



Şekil 8.41. Jet geometrisinin kısa eksen yönünde yerel Nu sayısına etkisi ($H/D=6$)

$H/D=12$ için jet geometrisinin yerel ısı transferine etkisi

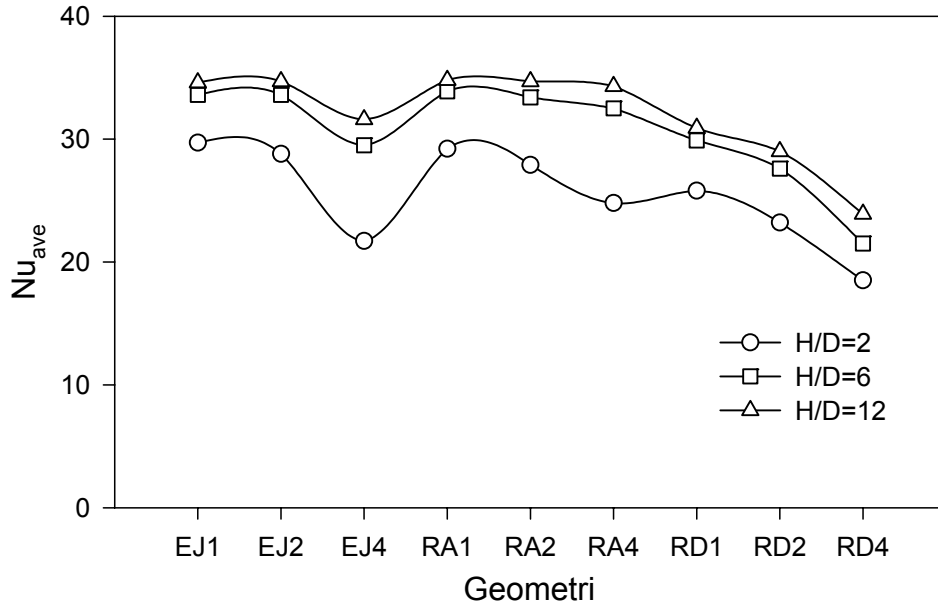
İncelenen en büyük jet – plaka mesafesi $H/D=12$ 'de maksimum Nu sayısının elde edildiği nokta bütün geometrilerde Şekil 8.42, Şekil 8.43'te görüldüğü gibi durma noktasına çok yaklaşmıştır. Ayrıca aynı kesit alanına sahip EJ1, EJ2, EJ4, RA1, RA2, RA4 geometrileriyle birbirine çok yakın ısı transferi elde edilmiştir. Buna ek olarak kısa ve uzun eksen yönünde de çok benzer ısı transferi özellikleri görülmüştür. RD1, RD2, RD4 daha düşük ısı transferi elde edilmiş bu mesafe için de en düşük ısı transferi hert şartta RD4 geometrisinde elde edilmiştir.



8.4.4. Jet geometrisinin ortalama ısı transferine etkisi

Bu bölümde, incelenen, 9 farklı jet geometrisiyle elde edilen ortalama Nu sayısı değerleri sunulmuştur. Verilen grafikteki ortalama değerler 10x10 cm boyutlarındaki plaka boyutları içindir. Daha küçük veya daha büyük plaka boyutları için ortalama Nu sayısı değerleri değişeceği gibi geometriler arasındaki farklarda azalıp artabilecektir.

Türbülanslı akış şartlarında elde edilen (kütleli debi= $1455,2 \times 10^{-6}$ kg/s) ortalama Nu sayısı değerleri, incelenen her bir jet – plaka mesafesi için Şekil 8.44'te görülmektedir. İncelenen en düşük jet-plaka mesafesi olan 2'de dairesel jetle aynı kesit alanına sahip, eliptik ve dikdörtgen kesitli jetler için en-boy oranının etkisi açık bir şekilde görülmektedir. Artan en- boy oranı ortalama ısı transferini düşürmektedir. Bu durum H/D=6 mesafesinde de görülmekle birlikte etki daha zayıftır. Bahsedilen jetler için en-boy oranının etkisi jet-plaka mesafesi 12'de iyice zayıflamıştır. Ancak kesit alanının sırasıyla arttığı RD1, RD2 ve RD4 geometrilerinde en boy oranının etkisi en yüksek H/D oranı olan 12'de bile hissedilir bir şekilde devam etmektedir ve artan en-boy oranı ile ısı transferi düşmektedir.



Şekil 8.44. Ortalama Nu sayısının jet geometrisi ve H/D ile değişimi

Üç boyutlu düşük Reynolds sayılı k- ϵ modeli kullanılarak yapılan bu çalışmada, dokuz farklı jet geometrisi için aynı kütlelesel debiler kullanılarak çözümler elde edilmiştir. Jet-plaka mesafesinin 2 ve 6 jet çapı olduğu çözümlerde, aynı kesit alanına sahip eliptik ve dikdörtgen kesitli jetlerde artan en-boy oranının durma bölgesindeki ısı transferini arttırdığı gözlemlenmiştir. Jet- plaka mesafesi 12 jet çapı olduğunda ise en- boy oranının etkisinin azaldığı, kısa ve uzun eksen yönünde benzer ısı transfer özellikleri görülmüştür. Plakanın çok geniş bir kısmını kapsayan duvar jeti bölgesinde ise genelde artan en-boy oranı etkisiyle daha düşük ısı transferi elde edilmiştir.

9. MAKSİMUM ISI TRANSFERİ KONUMUNUN SAYISAL VE DENEYSEL OLARAK İNCELENMESİ

Çarpan akışkan jetlerinde jet – plaka mesafesi ve Re sayısına bağlı olarak, maksimum ısı transferinin elde edildiği yer, çarpma noktası ile bu noktadan yaklaşık $0,6D$ aralığına kadar değişmektedir. Deneysel çalışmalarda özellikle küçük jet çaplarının kullanıldığı ve plaka üzerindeki sıcaklıkların ısı çiftler yardımıyla belirlendiği durumlarda, çarpma noktasının her iki yanında yaklaşık $0,6D$ mesafesi içerisinde görülen iç maksimum konumlarının belirlenmesi hemen hemen imkansızdır.

Bu çalışma kapsamında plaka üzerinde maksimum ısı transferinin elde edildiği konum Reynolds sayısı ve jet- plaka mesafesine bağlı olarak belirlenmiştir. Maksimum ısı transferinin akış ivmelenmesi ve türbülans ile olan ilişkisinin belirlenmesine yönelik olarak ta LDA ölçümleri yapılmıştır. Sonuç olarak, sayısal çalışma ve LDA ölçümlerinin birlikte değerlendirilmesi sonucu yerel ısı transferi ile jet içindeki türbülans ve akış ivmelenmesi arasında bir ilişki olabileceği belirlenmiştir.

9.1. Problem Tanımı

Bu çalışmada, dairesel jetler için Re sayısı 100 ve 10000 arasında jet plaka mesafeleri 2,4,5,8 ve 12 jet çapı için maksimum ısı transferinin gerçekleştiği noktalar plaka ve jet arasındaki sıcaklık farkı $15^{\circ}C$ 'yi geçmeyecek şekilde ısı akıları verilerek sayısal olarak belirlenmiştir. Daha sonra da bu durumun muhtemel sebepleri olarak düşünülen jet içerisindeki türbülans(RMS) değerleri ve plaka üzerindeki sınır tabakanın değişik kalınlıklarında türbülans değerleri ayrıca akış ivmelenmesinin etkisi ayrıntılı LDA ölçümleri yapılarak belirlenmiştir. LDA ölçümleriyle ilgili ayrıntılı bilgi çarpan jetlerin akış özelliklerinin incelenmesine yönelik olarak gerçekleştirilen çalışma kapsamında bir sonraki bölümde verilmiştir. Sayısal çözüm alanı ve sınır

şartları matematiksel formülasyon ve sayısal model kısmında açıklandığı gibidir.

9.2. Korunum Denklemleri

Bu bölümdeki sayısal çalışma çarpma plakası ve jet sıcaklığı arasındaki fark 15 °C yi geçmeyecek şekilde gerçekleştirilmiş ısı akıları ona göre ayarlanmıştır. Bu sebeple matematiksel formülasyon ve sayısal model bölümünde ayrıntılı olarak anlatılan kaldırma kuvveti etkilerinin ihmal edildiği süreklilik, momentum ve enerji denklemleri aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (9.1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad (9.2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad (9.3)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad (9.4)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (9.5)$$

Türbülanslı akış şartları için yapılan çözümlerde matematiksel formülasyon ve sayısal model kısmında bahsedilen düşük Reynolds sayısı türbülans modellerinden Lam- Bramhorst modeli kullanılmıştır. Yukarıda verilen ve hem laminar hem de türbülanslı akışı ifade eden denklemlerden reynolds zaman ortalama korunum denklemlerinin çıkarılışı da bahsedilen kısımda verilmiştir.

9.3. Veri Analizi

Maksimum ısı transferinin plaka üzerindeki konumunu belirlemek üzere gerçekleştirilen bu çalışmanın sayısal kısmında, çözümler çarpma plakasına sabit ısı akısı şartı uygulanarak gerçekleştirilmiştir. Verilen ısı akıları doğal taşınım etkilerinin ihmal edilebilir boyutta olmasına yönelik olarak seçilmiştir. Çözüm akışkan alanı içerisinde yapıldığı için bu alan içerisinde elde edilen sıcaklık değerlerinin yerel Nu sayısı ve ısı transfer katsayılarının elde edilebilmesi için plaka yüzeyine taşınması gerekmektedir. Bu işlem akışkan içerisinde plakaya en yakın hücrenin orta noktasındaki sıcaklık değerleri kullanılarak bir boyutlu ısı iletim analizi yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Elde edilen değerler yardımıyla da aşağıda açıklandığı şekilde yerel ısı transferi katsayıları ve Nu sayıları elde edilmiştir.

Plaka yüzeyindeki sıcaklık tek boyutlu iletimle ısı transferi hesabıyla aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$q_c = k_a \frac{T_s - T_1}{\Delta X_1} \quad (9.6)$$

$$T_s = \frac{q_c \Delta X_1}{k_a} + T_1 \quad (9.7)$$

Yukarıda T_1 yüzeye en yakın hücrenin orta noktasındaki akışkan sıcaklığını, ΔX_1 , en yakın hücrenin orta noktasından itibaren plaka yüzeyine olan mesafeyi q_c plakaya uygulanan ısı akısını k_{air} havanın ısıl iletkenlik katsayısını T_s de plaka sıcaklığını göstermektedir.

Elde edilen yüzey sıcaklığı vasıtasıyla taşınım ile yerel ısı transferi katsayısı Newton'un soğutma kanunu kullanılarak:

$$h = \frac{q_c}{(T_s - T_{jet})} \quad (9.8)$$

İfadesinden elde edilir. Yerel Nusselt sayısı da yüzey ve jet sıcaklıklarının ortalaması alınarak elde edilen film sıcaklığındaki ısı iletkenlik katsayısı kullanılarak

$$Nu = \frac{h D}{k_a} \quad (9.9)$$

ifadesinden hesaplanmıştır.

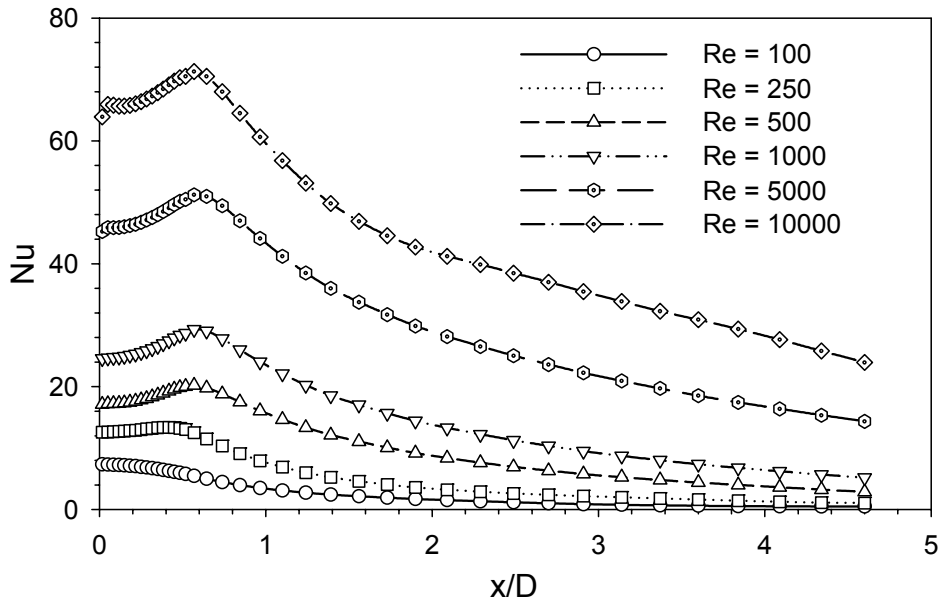
9.4. Sayısal Sonuçlar

Bu bölümde $Re=100-10000$ aralığında, jet- plaka mesafesi $H/D=2, 4, 5, 8$ ve 12 jet çapı için maksimum ısı transferi konumunu belirlemek için yapılmış çözümlerin sonuçları grafikler halinde sunulmuştur.

9.4.1. Maksimum ısı transferi konumunun Reynolds sayısı ile değişimi

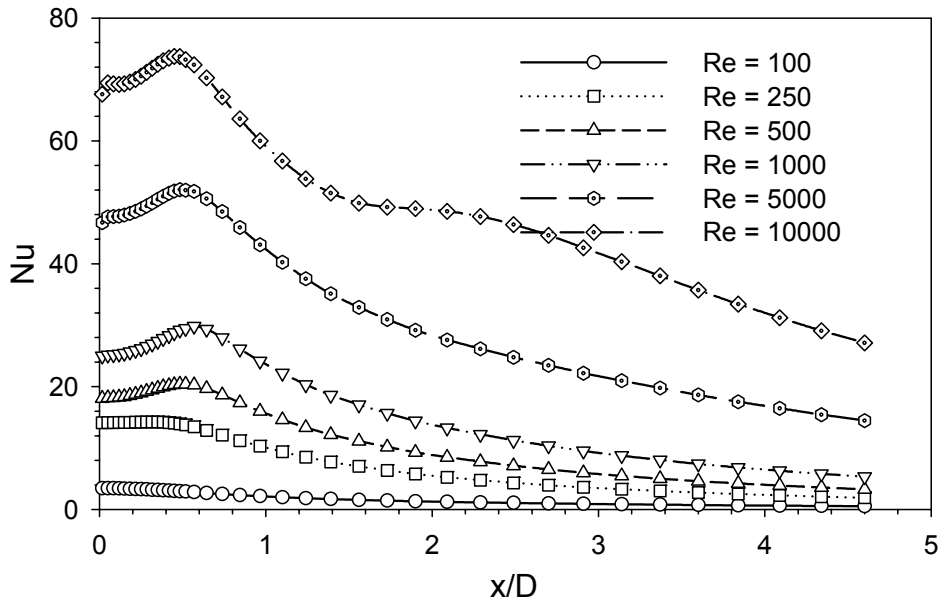
Aşağıdaki Şekil 9.1- Şekil 9.5, Re sayısının maksimum ısı transferinin elde edildiği nokta üzerindeki etkisini belirlemek amacıyla çizilmiştir. Grafiklerde her bir jet – plaka mesafesi için Re sayısının fonksiyonu olarak yerel Nu sayılarının değişimi gösterilmektedir.

En küçük jet plaka mesafesindeki Nusselt sayısı değişimleri Şekil 9.1’de görülmektedir. Jet plaka mesafesinin $H/D=2$ jet çapı olduğu durumda $Re=100$ değeri hariç incelenen bütün Re sayılarında durma noktası değerlerinden daha yüksek bir iç maksimum görülmektedir. Bir başka dikkat çekici nokta ise iç maksimumun görüldüğü noktanın bütün Re sayılarında durma noktasından itibaren yaklaşık $0.6D$ mesafede olmasıdır.

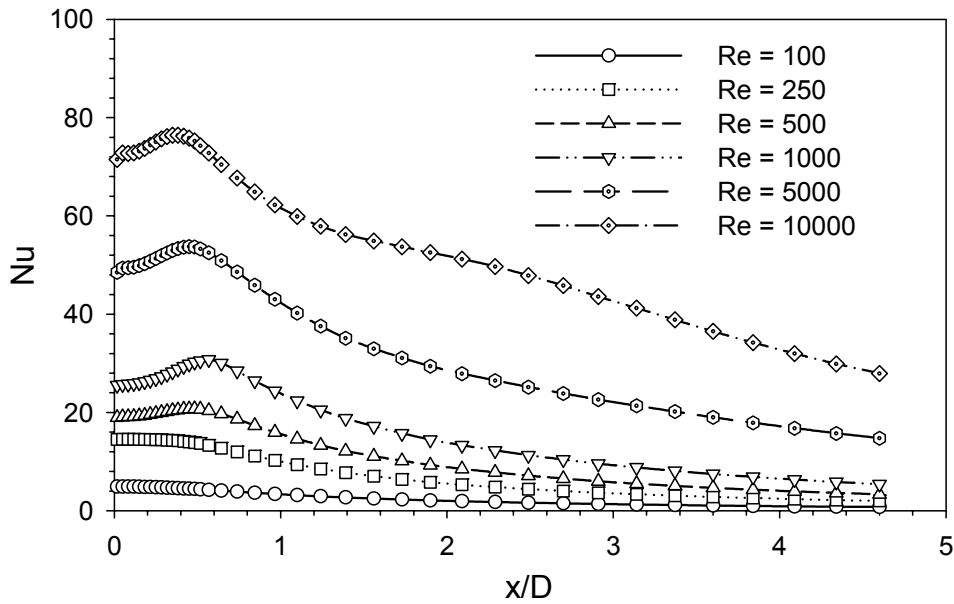


Şekil 9.1. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($H/D=2$)

En düşük jet plaka mesafesinde iç maksimumun görüldüğü $Re=250$ ve 500 değerlerinde jet plaka mesafesinin artmasıyla ($H/D=4, 5$) iç maksimumun kaybolduğu ve durma noktasına doğru kaydığı Şekil 9.2, Şekil 9.3'te görülmektedir. Ayrıca bu mesafelerde daha yüksek Re sayılarında iç maksimumun görüldüğü noktalar durma noktasına doğru kaymaya başlamıştır. Bu kayma en yüksek Re sayısı olan 10000 değerinde en belirgindir. $H/D=5$ değerinde $Re=10000$ de iç maksimum $0,3D$ değerine kadar durma noktasına yaklaşmıştır.



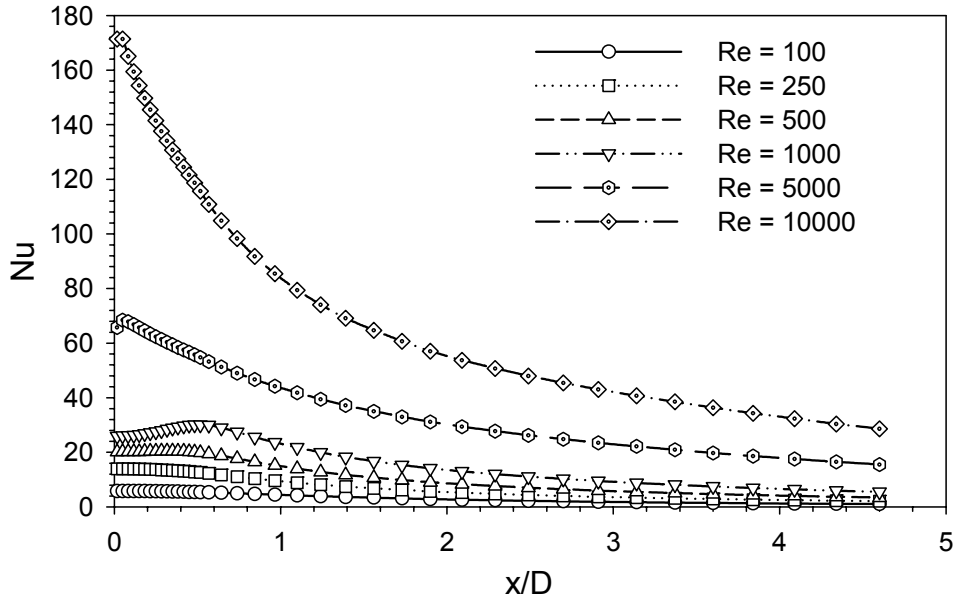
Şekil 9.2. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (H/D=4)



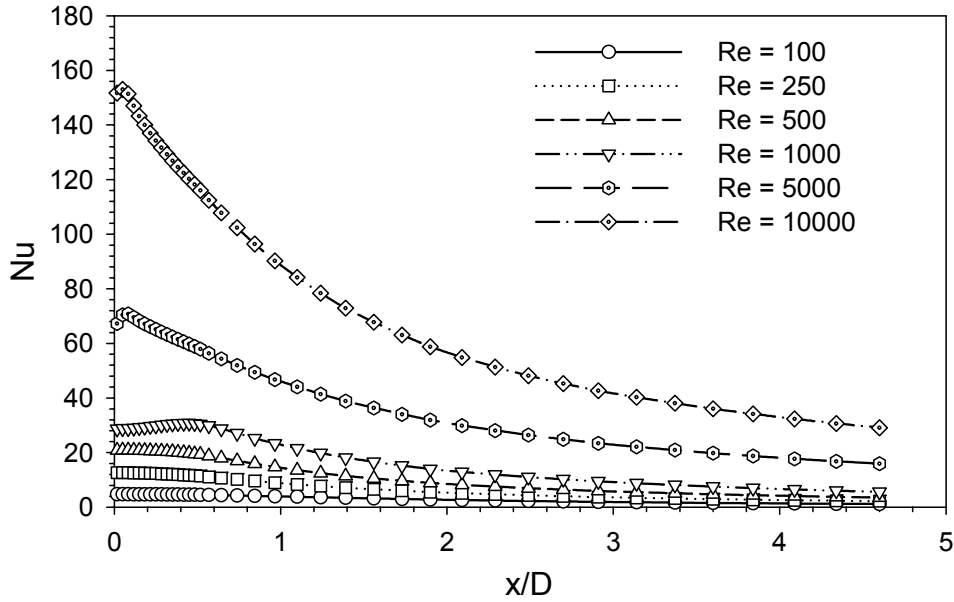
Şekil 9.3. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (H/D=5)

Re=5000 ve 10000 değerinde maksimum Nu sayısının konumu H/D=8 ve 12 jet çapı mesafelerinde Şekil 9.4, Şekil 9.5'te görüldüğü gibi hemen hemen çarpma noktasındadır. Bu mesafelerde bütün Re sayıları için söylenebilecek

ortak özellik durma noktası değerleri ile maksimum Nu sayısı değerleri arasındaki farkın belirsizleşmesidir.



Şekil 9.4. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($H/D=8$)

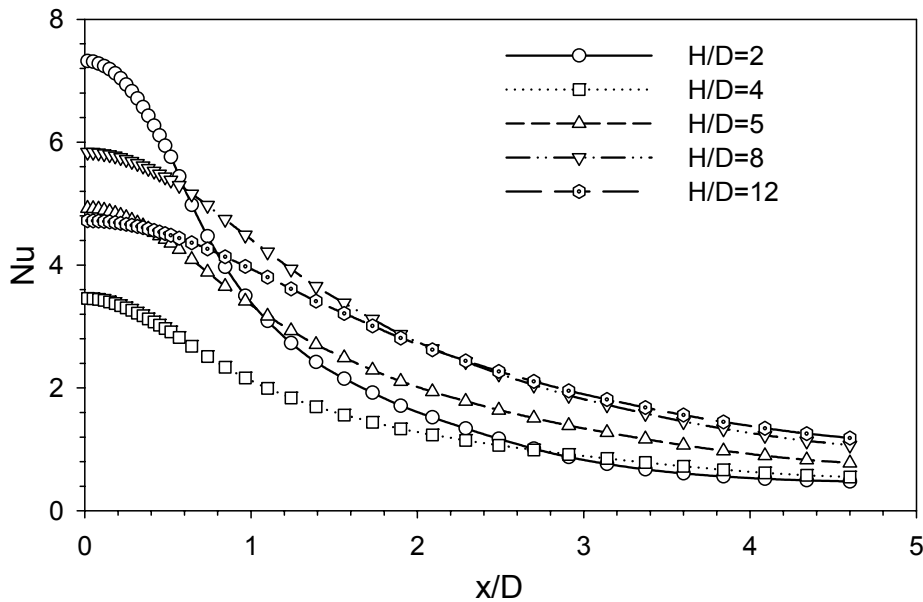


Şekil 9.5. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($H/D=12$)

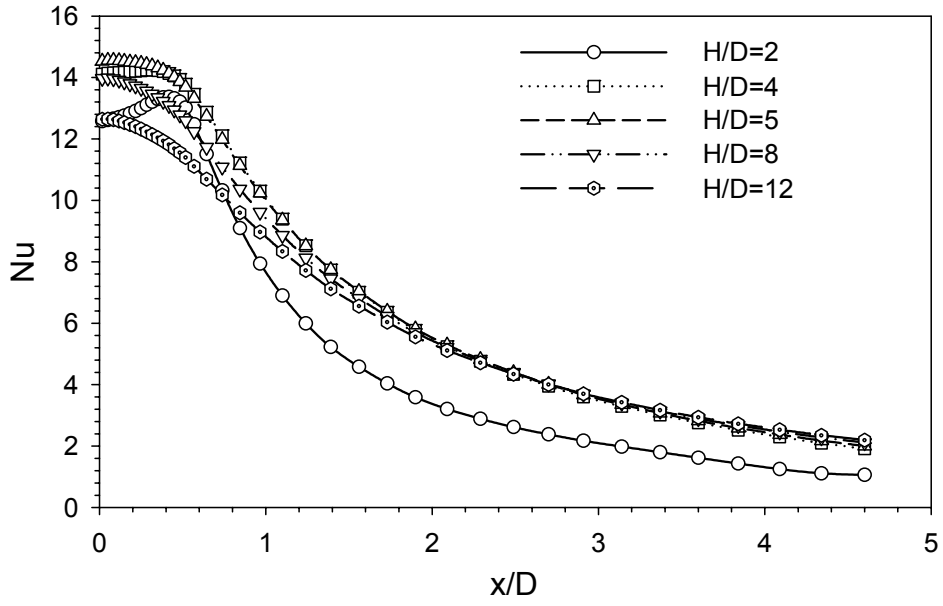
9.4.2. Maksimum ısı transferi konumunun jet - plaka mesafesi ile değişimi

Plaka üzerinde maksimum ısı transferinin elde edildiği konumun Re sayısının olduğu kadar, jet – plaka mesafesinin de bir fonksiyonu olduğu görülmüştür. Bu sebeple aşağıdaki grafikler jet plaka mesafesinin etkisini daha net bir şekilde göstermek için çizilmiştir.

Çalışmanın gerçekleştirildiği en düşük jet hızını temsil eden $Re=100$ değerinde bütün mesafelerde Şekil 9.6'da görüldüğü gibi maksimum ısı transferi durma noktasında elde edilmiştir. Re sayısı 250 değerine çıkartıldığında en düşük jet plaka mesafesi olan $H/D=2$ de maksimum Nu sayısı durma noktasından $0,4D$ kadar mesafede gözlemlenmektedir. Jet plaka mesafesi daha büyük değerlerde iken ($H/D=4, 5, 8, 12$), maksimum Nu sayısı değerleri Şekil 9.7'de görüleceği gibi çarpma noktasında görülmektedir.

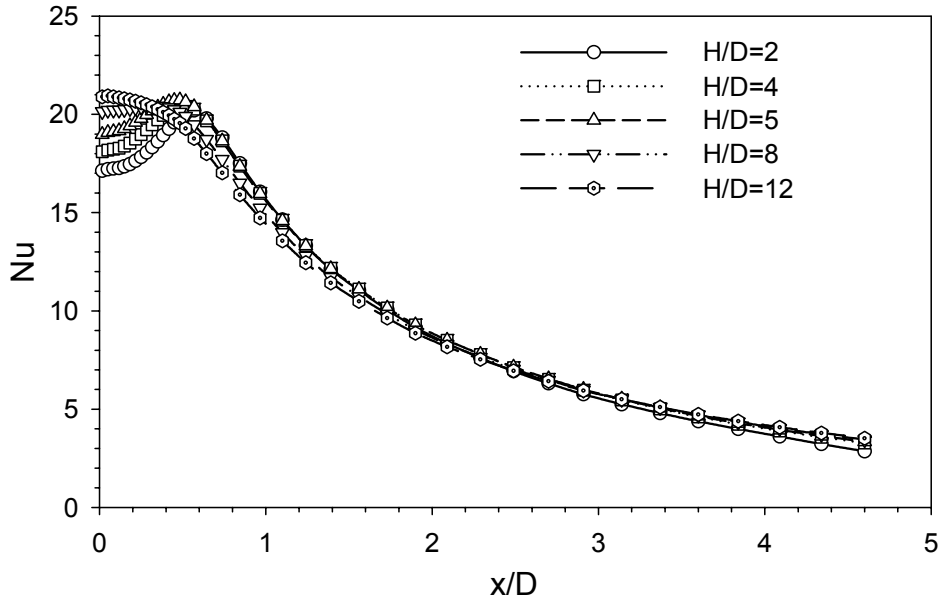


Şekil 9.6. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=100$)

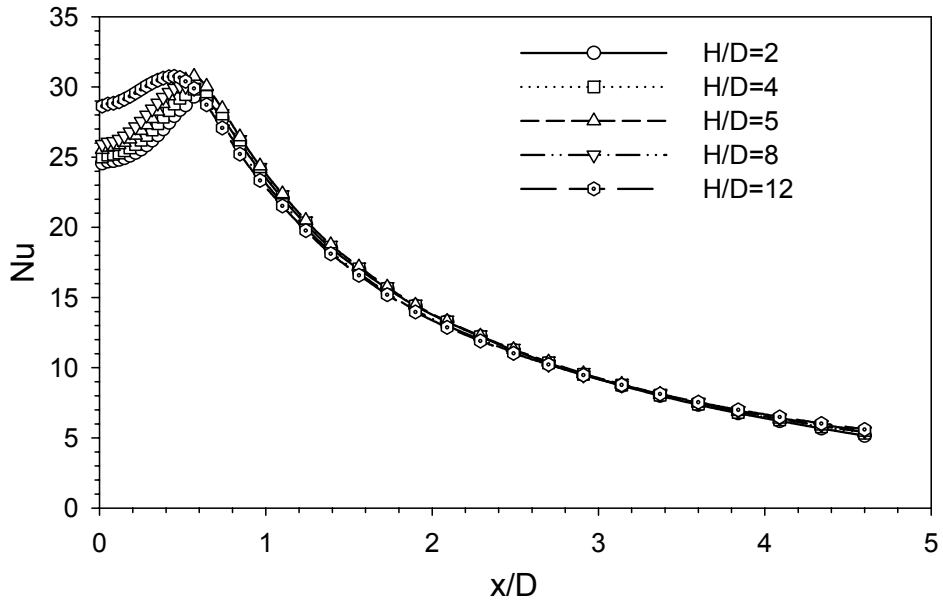


Şekil 9.7. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (Re=250)

Şekil 9.8, Şekil 9.9 sırasıyla Re=500 ve 1000 değerleri için yerel Nu sayılarının çarpma noktasından itibaren değişimlerini göstermektedir. Özellikle Re=1000 değerinde bütün H/D oranlarında durma noktasındaki Nu sayısı değerinden daha büyük bir iç maksimum görülmektedir.



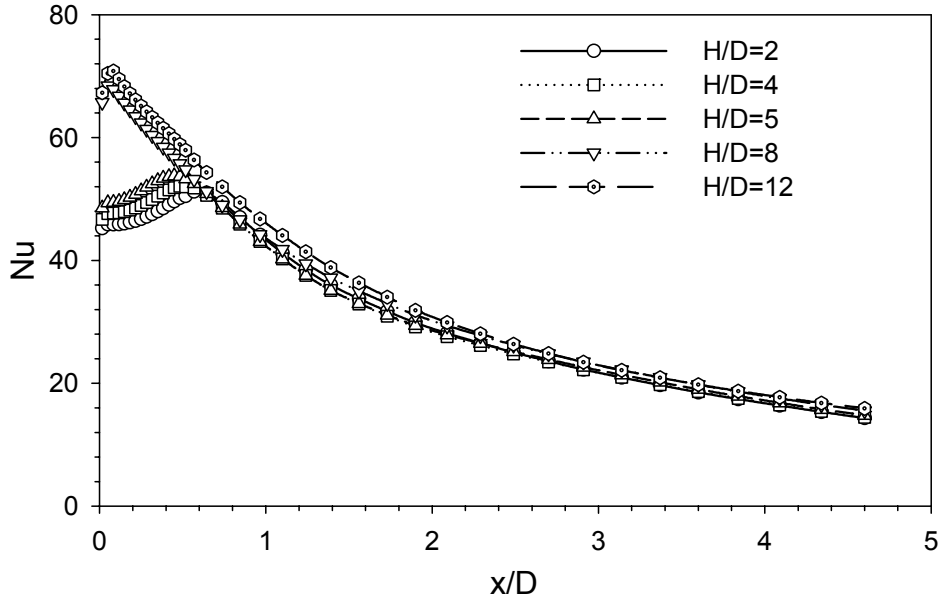
Şekil 9.8. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (Re=500)



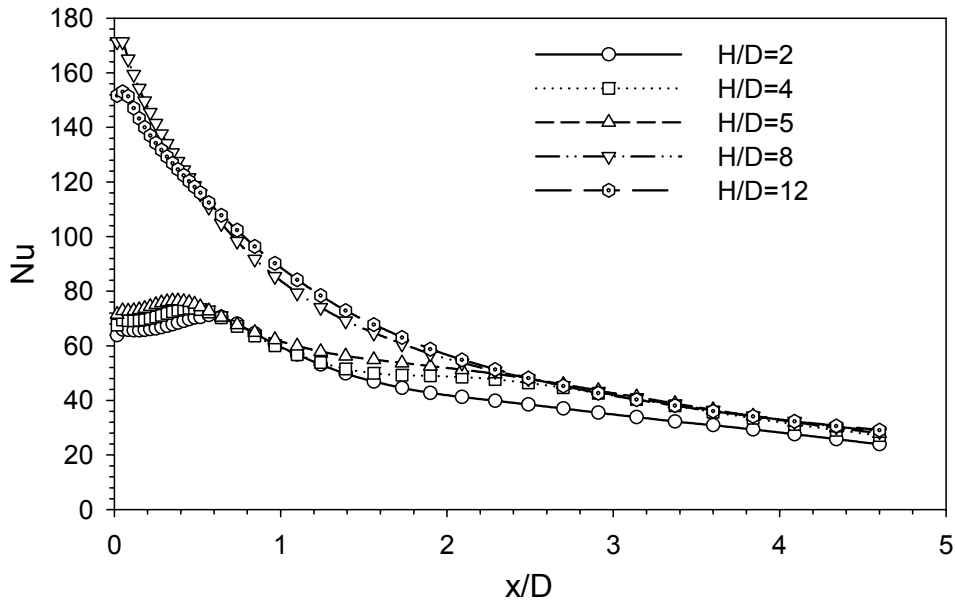
Şekil 9.9. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi (Re=1000)

Türbülanslı akış şartlarını temsil eden $Re=5000$ ve 10000 değerlerindeki sonuçlar Şekil 9.10, Şekil 9.11'de görülmektedir. Özellikle $H/D=8$ ve 12 'de maksimum Nu sayısının konumu durma noktasına çok yakındır. Daha düşük mesafelerde ise durma noktası Nu değerleri ile iç maksimum değerleri

arasındaki fark oldukça düşüktür. Şekil 9.11'de görüldüğü gibi bahsedilen durum $Re=10000$ değerinde daha belirgindir.



Şekil 9.10. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=5000$)

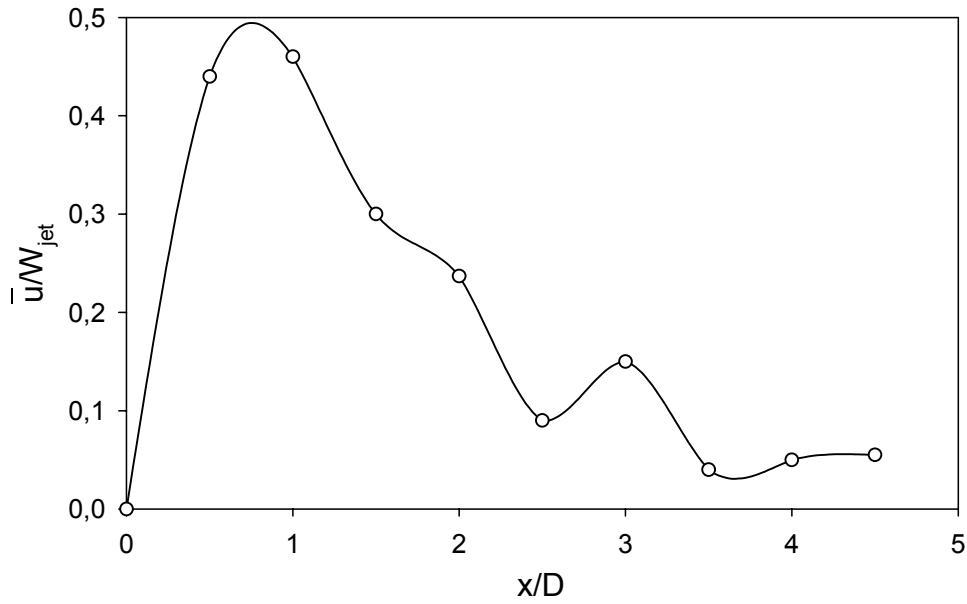


Şekil 9.11. Yerel Nu sayısının boyutsuz uzunlukla değişimi ($Re=10000$)

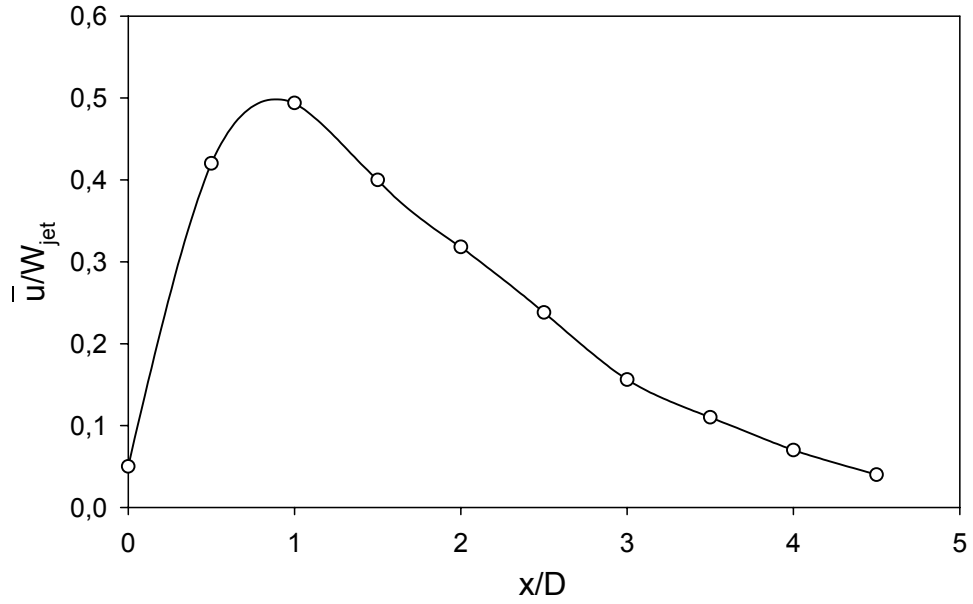
9.5. LDA Ölçümleri

Yukarıda ayrıntıları verilen sayısal çalışmada, Reynolds sayısı ve jet- plaka mesafesine bağlı olarak maksimum ısı transferinin elde edildiği konumun değiştiği gözlemlenmiştir. Bu durumun muhtemel sebeplerini anlamaya yardım edecek LDA ölçümleri bu bölümde sunulmuştur. LDA ölçümleri $Re=10000$ değerinde jet- plaka mesafeleri $H/D=2$ ve 6'da gerçekleştirilmiştir.

Plakaya 0,02D mesafede yapılan ve Şekil 9.12, Şekil 9.13'te gösterilen yatay hız ölçümlerine bakıldığında, her iki jet-plaka mesafesinde de boyutsuz yatay hızın en yüksek değerinin çarpma noktasından 0,5D ile 1D arası mesafede olduğu ve daha sonra azalarak devam ettiği görülmüştür.

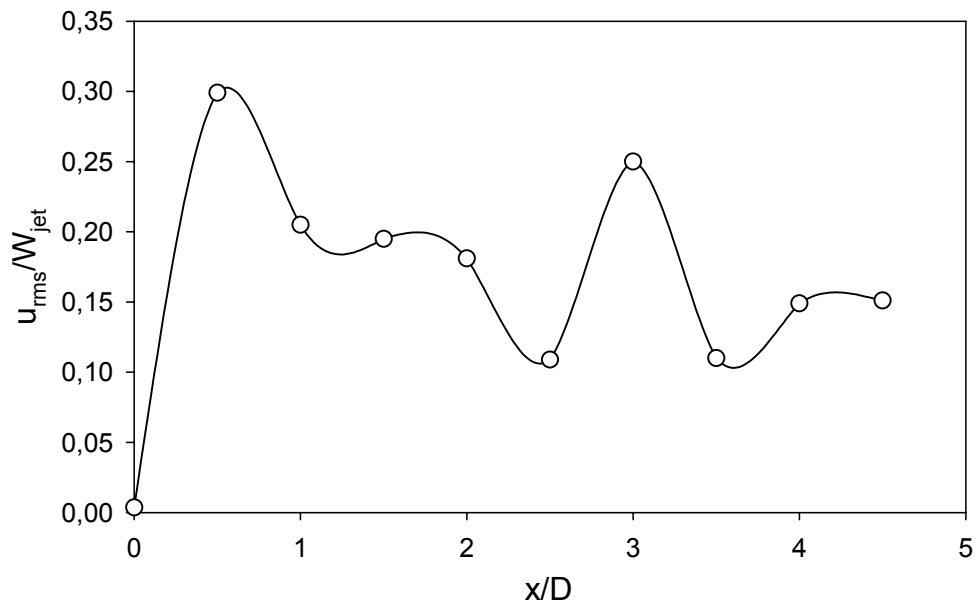


Şekil 9.12. Plakadan 0.02D mesafede boyutsuz yatay hızın plaka boyunca değişimi ($H/D=2$)

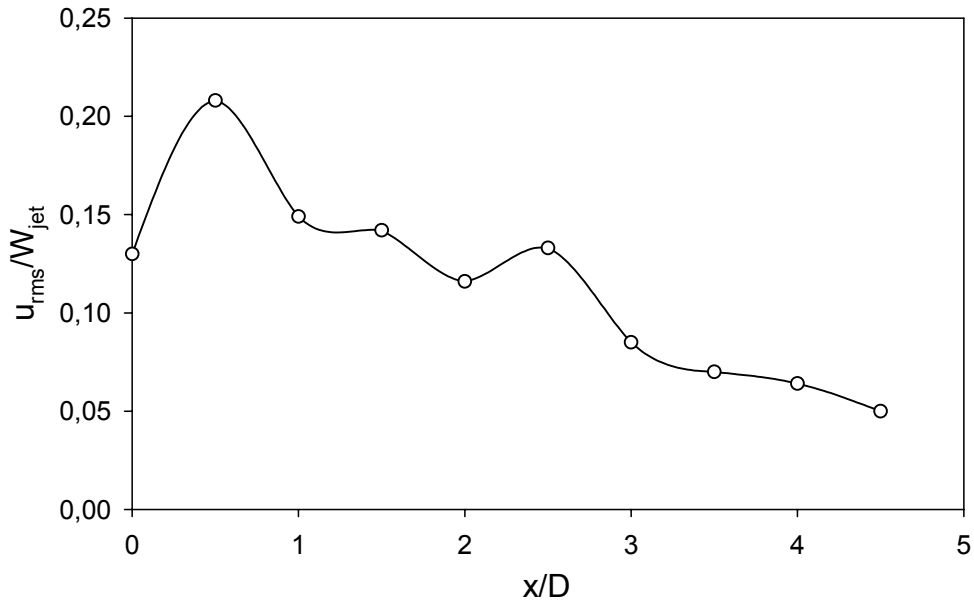


Şekil 9.13. Plakadan 0.02D mesafede boyutsuz yatay hızın plaka boyunca değişimi ($H/D=6$)

Şekil 9.14 ve Şekil 9.15'te görüldüğü gibi çarpma plakasına 0,02D mesafedeki yatay hızın rms değerleri de çarpma noktasından yaklaşık 0,5D mesafede en yüksek değerine ulaşmaktadır.

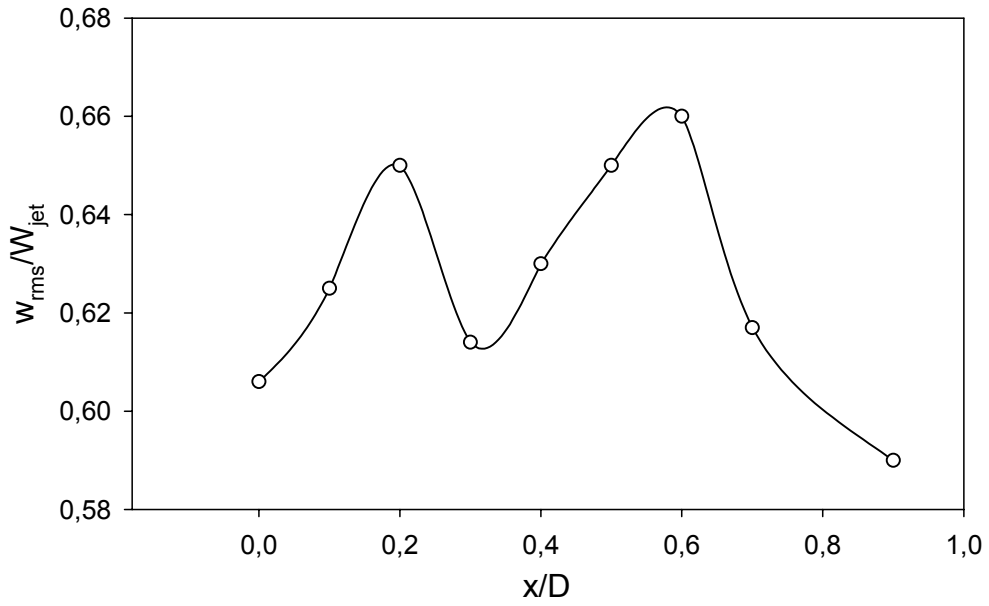


Şekil 9.14. Plakadan 0,02D mesafede yatay hız türbülans yoğunluğunun plaka boyunca değişimi ($H/D=2$)



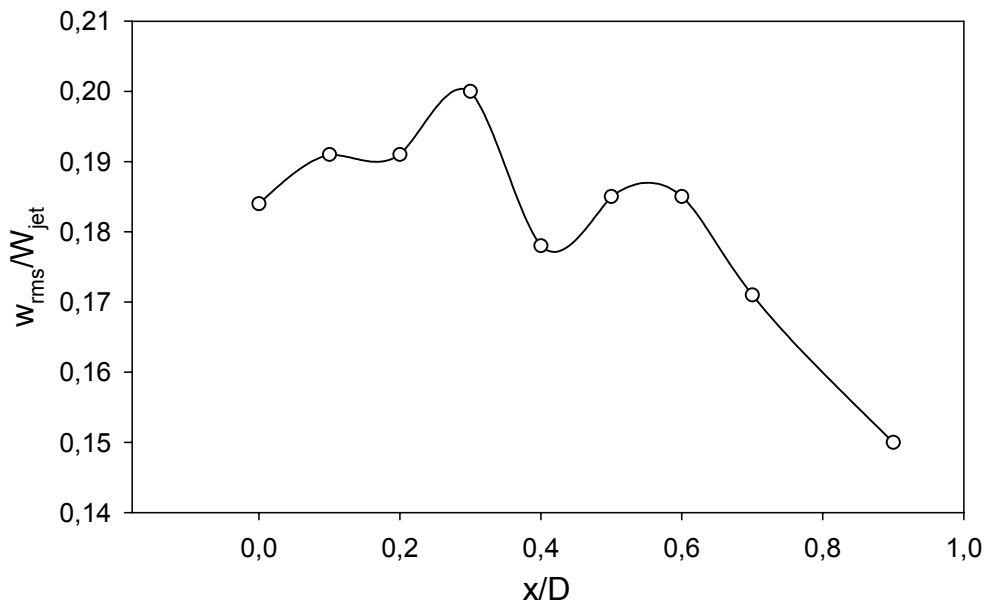
Şekil 9.15. Plakadan 0,02D mesafede yatay hız türbülans yoğunluğunun plaka boyunca değişimi ($H/D=6$)

Yatay hız ve türbülans ölçümlerine ek olarak, jet içindeki türbülansın da ısı transferine etkisi olabileceği düşünülerek dikey hız rms değerleri de ölçülmüştür. $H/D=2$ için, plakaya en yakın mesafede alınan ölçümlerde elde edilen boyutsuz dikey hız rms değerleri Şekil 9.16'da görülmektedir. Plakaya en yakın ölçülebilen noktada jet merkezinden 1D mesafeye kadar elde edilen türbülans yoğunluklarına bakıldığında 0,3D mesafeye kadar türbülans yoğunluklarının arttığı daha sonra 0,5D ile 0,6D arasında bir iç maksimuma ulaştığı daha sonra azalarak devam ettiği görülmektedir. Türbülans yoğunluğunun en yüksek olduğu yer jet merkezinden yaklaşık 0,6D mesafededir.



Şekil 9.16. Plakaya 0,14D mesafede dikey hız türbülans yoğunluğunun plaka boyunca değişimi ($H/D=2$)

Jet- plaka mesafesinin altı jet çapına eşit olduğu durumda yapılan ölçümlerde dikkati çeken durum, maksimum dikey hız türbülans yoğunluklarının 0,3D'de görülmesidir (Şekil 9.17).



Şekil 9.17. Plakaya 0,34D mesafede dikey hız türbülans yoğunluğunun plaka boyunca değişimi ($H/D=6$)

Maksimum ısı transferinin elde edildiği nokta özellikle düşük jet-plaka mesafelerinde durma noktasından farklı bir noktada elde edilmiştir ve konumu artan jet-plaka mesafesiyle birlikte durma noktasına doğru kaymaktadır. Çok düşük Re sayılarında ise en yüksek ısı transferi durma noktasında elde edilmiştir. LDA ölçümleri ve sayısal çalışma sonuçları maksimum ısı transferi konumu ile jet içerisindeki türbülans ve akış ivmelenmesi arasında bir ilişki olduğunu ortaya koymaktadır. Jet içerisindeki türbülansın en yüksek değerinin jet- plaka mesafesinin artmasıyla çarpma noktasına doğru kayması, yine yatay hız ve türbülans yoğunluğu değerlerinin yaklaşık olarak çarpma noktasından 0,5D mesafede ölçülmesi kayda değer bulgulardır. Aradaki ilişkiyi daha net bir şekilde ortaya koyabilmek için daha geniş bir aralıkta Reynolds sayılarının, jet plaka mesafelerinin daha geniş bir aralığını kapsayan LDA ölçümlerinin ve akış gözlemlene deneylerinin yapılması gerekmektedir.

10. DAİRESEL VE ELİPTİK JETLERİN AKIŞ ALANININ LDA VE BASINÇ ÖLÇÜMLERİYLE BELİRLENMESİ

Çarpan akışkan jetleriyle, geometrik parametrelere bağlı olarak jet çıkışından itibaren başlayıp, çarpma plakası sonuna kadar devam eden bölgede çok farklı akış özellikleri elde edilmektedir. Bu akış özelliklerinin belirlenmesi, hem çarpan jet akışlarının daha iyi anlaşılması, hem de çarpan jetlerle elde edilen ısı transferi sonuçlarının yorumlanması açısından önem taşımaktadır. Bu bölümde bu maksatla, dairesel ve eliptik jetlerin akış alanı içerisindeki hız, türbülans yoğunluğu, Reynolds gerilmeleri ve akış vektörlerinin belirlenmesine yönelik olarak yapılan ayrıntılı iki boyutlu LDA ölçümlerinin sonuçları sunulmuştur. Ayrıca dairesel, eliptik ve dikdörtgen kesitli jetler için plaka üzerindeki basınç dağılımları da belirlenmiştir.

Yapılan çalışma sonucunda, dairesel ve eliptik jetlerin akış özellikleri arasındaki farklar ve benzerlikler ortaya konmuş, yine aynı şekilde eliptik jetlerin kısa ve uzun eksen yönündeki akış özellikleri belirlenmiştir. Çarpan jetlerin, serbest jet, durma bölgesi ve duvar jeti bölgesindeki farklı karakteristikleri de net bir şekilde ortaya konmuştur. Özellikle, plakaya yakın bölgede yapılan ayrıntılı hız ve türbülans ölçümleri sonucu, ısı transferi sonuçlarının yorumlanmasında çok faydalı olabilecek bulgular elde edilmiştir. Basınç ölçümlerinde dikkat çeken en önemli durum LDA ölçümleriyle belirlediğimiz eksen kaymasının basınç ölçümlerine de yansıdığıdır. Ayrıca, jet-plaka mesafesinin etkisi çarpma noktası ve durma bölgesinde açık bir şekilde görülürken, duvar jeti bölgesinde elde edilen değerlerin, jet-plaka mesafesinden hemen hemen bağımsız hale geldiği görülmüştür. Büyük jet-plaka mesafelerinde, özellikle durma noktası civarında eliptik jetlerle, dairesel jetlere kıyasla daha düşük basınç değerleri elde edilmiştir. Bu durum eliptik jetlerin daha kısa potansiyel öz uzunluklarına sahip olduklarının bir göstergesidir.

10.1. LDA Ölçümleri

Ölçümlerin gerçekleştirildiği 2 boyutlu LDA sistemi deney düzeneği ve ölçüm sistemleri bölümünde ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Ölçümler aynı bölümde bahsedilen deney düzeneğinde ortalama ısı transferi deneyleri için imal edilen çarpma plakası kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

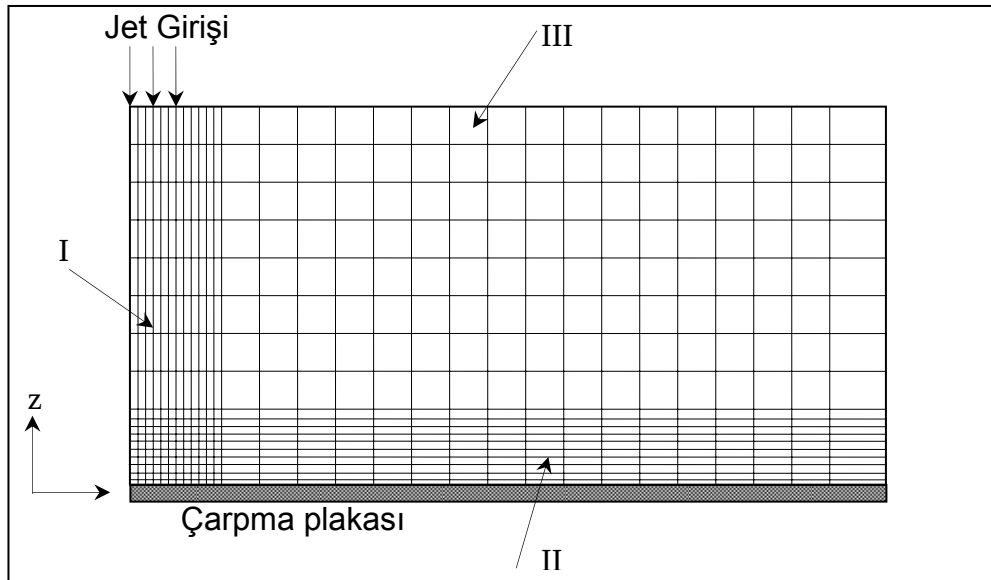
10.1.1. Problem tanımı

Çalışma kapsamında aynı eşdeğer çapa sahip, bir dairesel (EJ1) ve bir uzun eksen kısa eksen oranı 4 olan eliptik jet (EJ4) için ölçümler yapılmıştır. Ölçümler her bir jet geometrisi için jet plaka mesafeleri 2D ve 6D durumlarında $Re=10000$ değeri için yapılmıştır. Her bir durum için akış alanı üç farklı bölgeye ayrılmıştır. Aşağıdaki Şekil 10.1 ölçümlerin yapıldığı bölgeleri ve ölçüm noktalarını göstermektedir.

Bir numaralı bölgede ölçümlerde her bir nokta için iki hız bileşeni belirlenmiştir. Amaç jet çıkışından itibaren jet hızının, türbülans yoğunluklarının ve Reynolds gerilmelerinin belirlenmesidir. Bu bölge jet merkezinde ve jet çıkışına ölçülebilen en yakın mesafede başlayıp çarpma plakasına en yakın ölçülebilen mesafeye kadar uzanmaktadır (z eksenı boyunca). Jet merkezinden itibaren de plaka boyunca (x eksenı boyunca) 0,1D aralıklarla 1D mesafeye kadar ölçümler yapılmıştır. Eliptik jetler için ölçümler her iki eksen yönünde tekrarlanmıştır.

İki numaralı bölgede ölçümler, plakaya paralel hız bileşenlerinin çarpma noktasından itibaren plaka boyunca ve plakadan yükseklikle değişimini belirlemek amacıyla, sadece yatay hız bileşeni ve türbülans yoğunlukları için yapılmıştır. Plakaya en yakın ölçülebilen mesafe 0,02D dir. Ölçümler z yönünde plakadan 0,54D mesafeye kadar 0,02D aralıklarla, x yönünde 0,5D aralıklarla 4,5D mesafeye kadar yapılmıştır. Bahsedilen ölçümler eliptik jetler için aynı şekilde uzun eksen yönü için yapılmıştır.

Üç numaralı bölge, iki hız bileşeninin ölçülebildiği bütün akış alanını kapsamaktadır. Ölçümler akış alanı içerisinde hız vektörü dağılımlarını elde etmek için yapılmıştır. Burada daha seyrek bir aralık kullanılarak bütün akış alanı için iki boyutlu hız ölçümleri yapılmıştır. Ölçümlerin yapıldığı bölge, plakaya dik mesafeyi (z eksenini) jet plaka mesafesine bağlı olarak 2 veya 6mm uzunluğunda eşit aralıklara, plakaya paralel mesafeyi de (x eksenini) 5mm uzunluğunda eşit aralıklara bölerek elde edilmiştir. Eliptik jetler için bu ölçümler uzun eksen yönünde yapılmıştır.



Şekil 10.1. LDA ölçüm alanları

İki boyutlu LDA sistemi kullanılarak elde edilen ortalama hız, türbülans yoğunluğu ve Reynolds gerilmeleri aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

Ortalama hız:

$$\bar{u} = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i u_i \quad (10.1)$$

Yukarıdaki ifade de u_i anlık hızdır. Ağırlık faktörü için, sonuçların daha güvenilir olması için aritmetik ağırlık yerine partikülün ölçüm hacminden geçiş süresinin temel alındığı aşağıdaki ağırlık faktörü kullanılmıştır.

$$\eta_i = \frac{t_i}{\sum_{j=0}^{N-1} t_j} \quad (10.2)$$

Denklemden t_i i 'inci partikülün ölçüm hacminden geçiş zamanını, N ölçülen hızların sayısını göstermektedir.

Türbülans yoğunlukları :

$$u_{rms} = \sqrt{\sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (u_i - \bar{u})^2} \quad (10.3)$$

Reynolds gerilmeleri:

$$\overline{u'v'} = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v}) \quad (10.4)$$

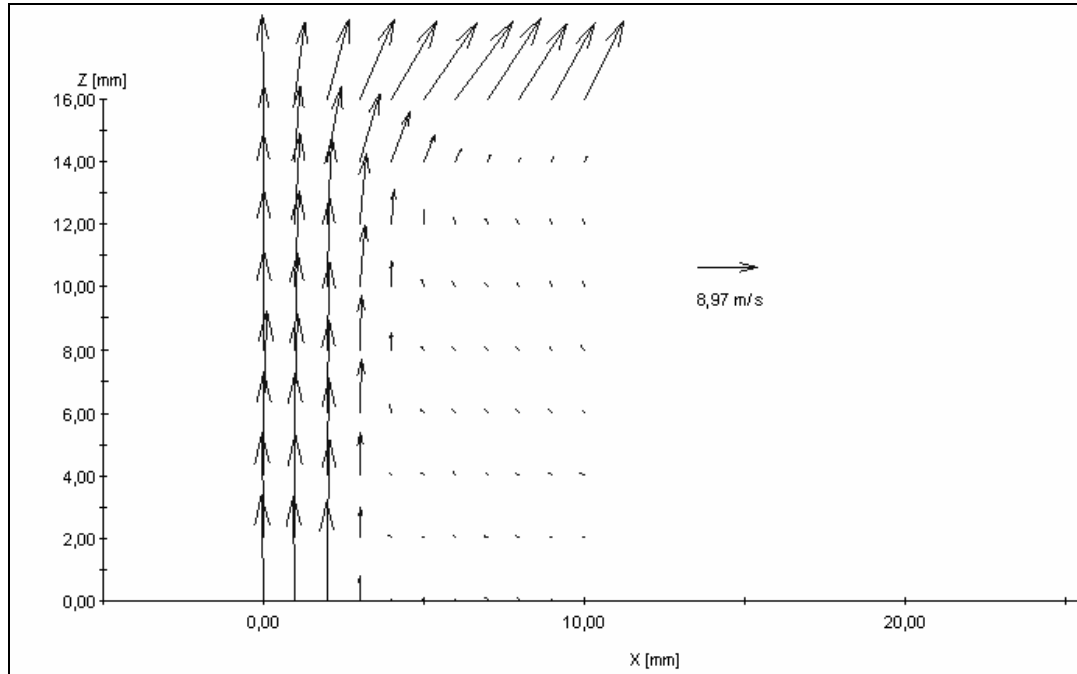
ifadelerinden hesaplanmıştır. Denklemden u_i ve v_i anlık hız bileşenlerini göstermektedir.

LDA sistemi ile hız ölçümlerinde belirsizliğin belirlenmesi kolay olmamakla birlikte, ölçümlerden önce ve ölçüm esnasında hızdaki belirsizlikleri azaltmak amacıyla sistemin kurulumu el kitabında verilen kriterlere uygun olarak gerçekleştirilmiş, veri oranını arttırmak için frekans kaydırma yöntemi kullanılmış, ayrıca ölçümler esnasında aritmetik ağırlık yerine partikülün ölçüm hacminden geçiş süresinin temel alındığı ağırlık faktörü kullanılarak hızdaki belirsizlik azaltılmıştır. Bunlara ek olarak yeterli oran ve boyutta

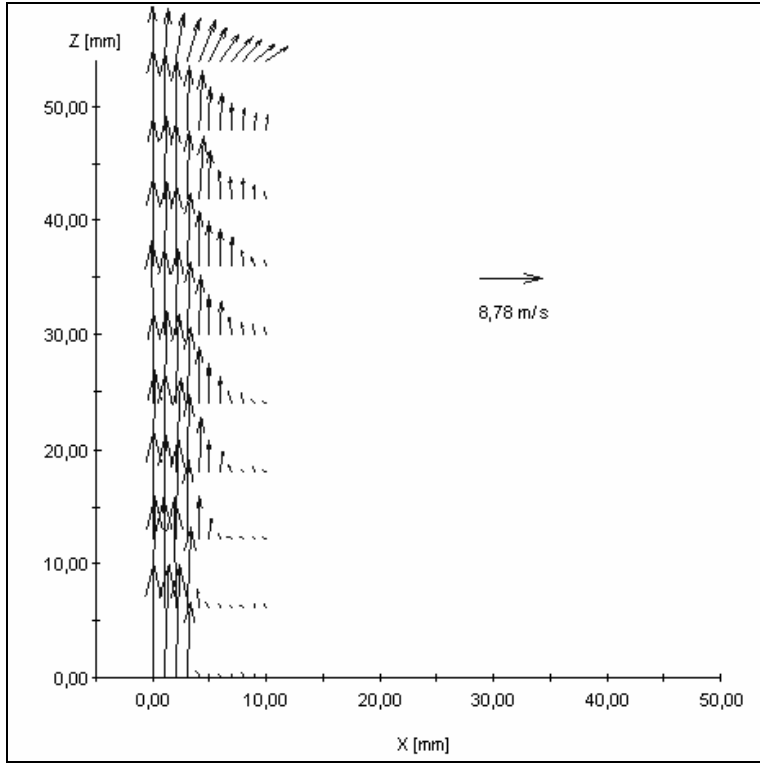
atomize yağ elde edebilmek için kompresör basıncı el kitabındaki verilere uygun seviyede tutulmuştur. Sonuç olarak hız ölçümlerindeki belirsizliğin %2 civarında olduğu tahmin edilmektedir.

10.1.2. Akış alanındaki hız vektörü dağılımları

Aşağıdaki Şekil 10.2-Şekil 10.7 dairesel (EJ1) ve eliptik (EJ4) jetler için jet merkezi ve yakın çevresindeki hız vektörü dağılımlarını göstermektedir. Eliptik jet için uzun eksen yönü x, kısa eksen yönü y olarak gösterilmiştir. Ölçümler $Re=10000$ değerinde boyutsuz jet plaka mesafeleri 2 ve 6 değerlerinde elde edilmiştir. Dairesel jet için yapılan ölçümleri gösteren Şekil 10.2 ve Şekil 10.3'te jet akışın karakteristiği olan jet genişlemesi ve hız profilinin gelişimi açıkça görülmektedir. $H/D=6$ hız profili çok daha net bir şekilde ortaya çıkmıştır.

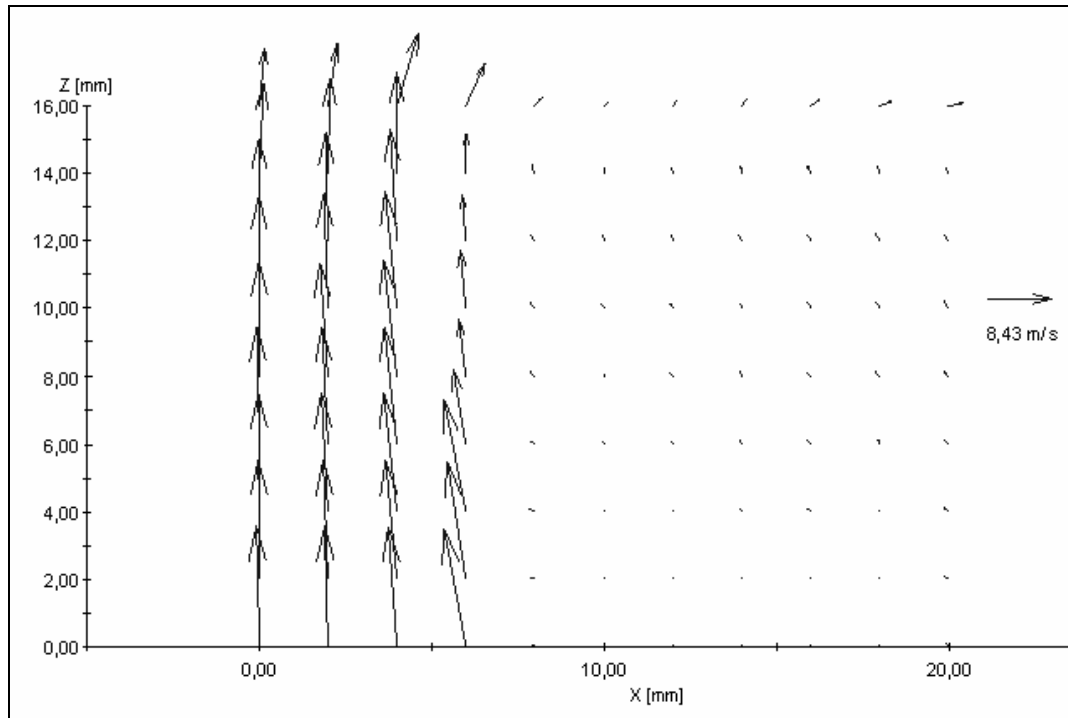


Şekil 10.2. Jet merkezinden 1D mesafeye (I) kadar hız vektörü dağılımı
(EJ1, $H/D=2$)

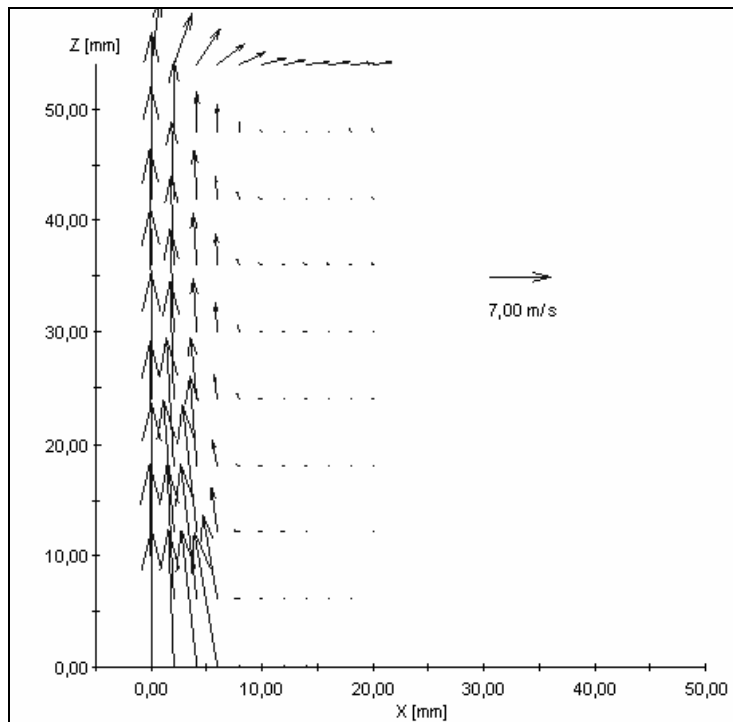


Şekil 10.3. Jet merkezinden 1D mesafeye (I) kadar hız vektörü dağılımı
(EJ1, H/D=6)

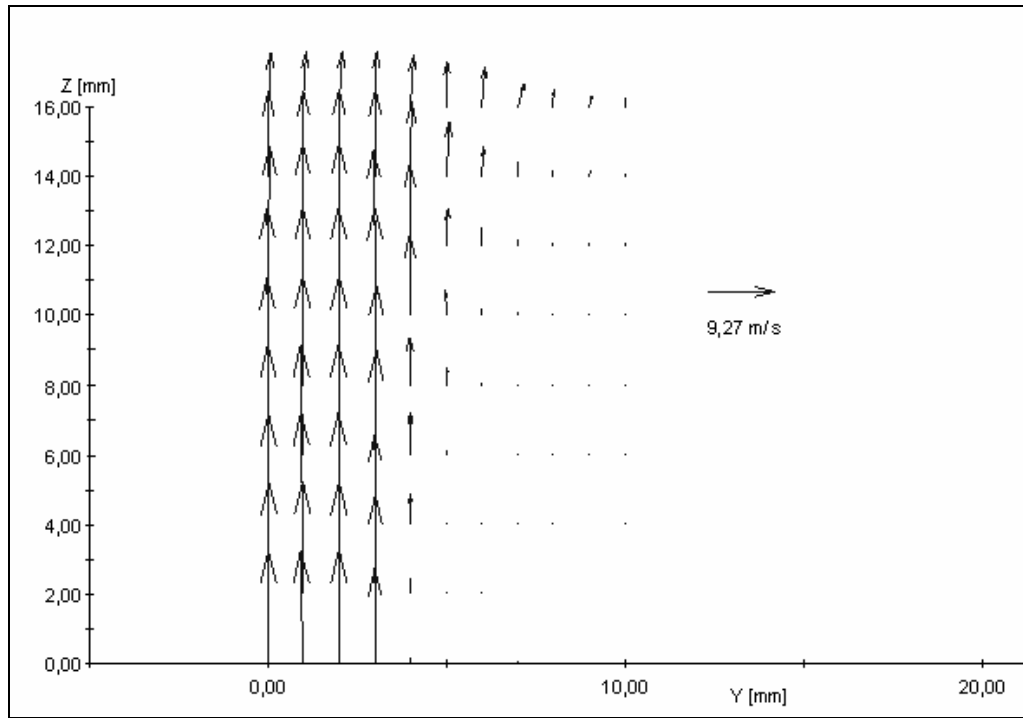
Elipitik jet için ölçümler boyutsuz jet-plaka mesafeleri 2 ve 6 için hem uzun eksen yönünde hem de kısa eksen yönünde yapılmıştır. Şekil 10.4 ve Şekil 10.5 uzun eksen yönündeki ölçümleri, Şekil 10.6 ve Şekil 10.7 kısa eksen yönündeki ölçümleri göstermektedir. Ölçüm yapılan her iki mesafe için eliptik jetlerin kısa eksen yönünde olan genişlemesinin uzun eksen yönünde olan genişlemeden daha yüksek olduğu belirlenmiştir. Jet çıkışından yaklaşık olarak 1,2D mesafede eksen kayması oluşmuş, kısa eksen uzun eksenden daha geniş hale gelmiştir.



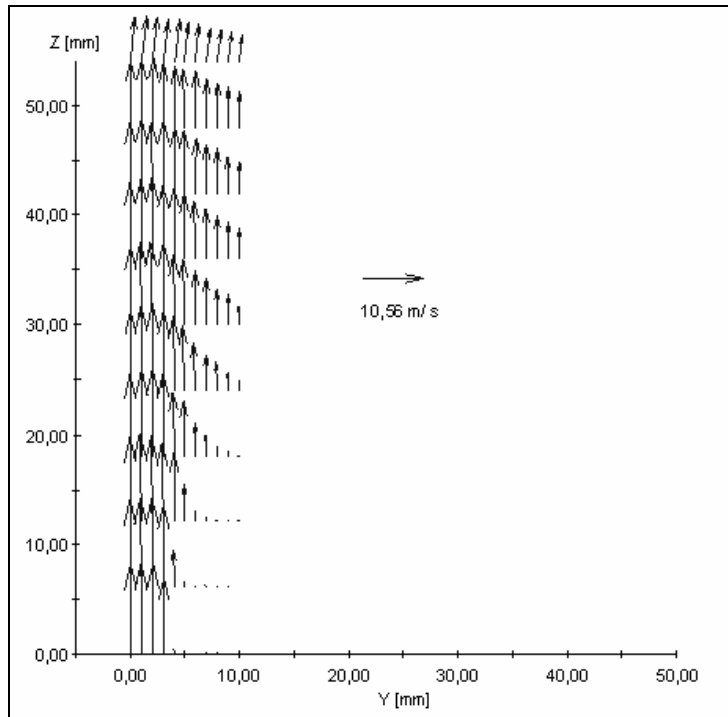
Şekil 10.4. Jet merkezinden 1D mesafeye (I) kadar hız vektörü dağılımı
(EJ4-uzun eksen yönü, H/D=2)



Şekil 10.5. Jet merkezinden 1D mesafeye (I) kadar hız vektörü dağılımı
(EJ4-uzun eksen yönü, H/D=6)

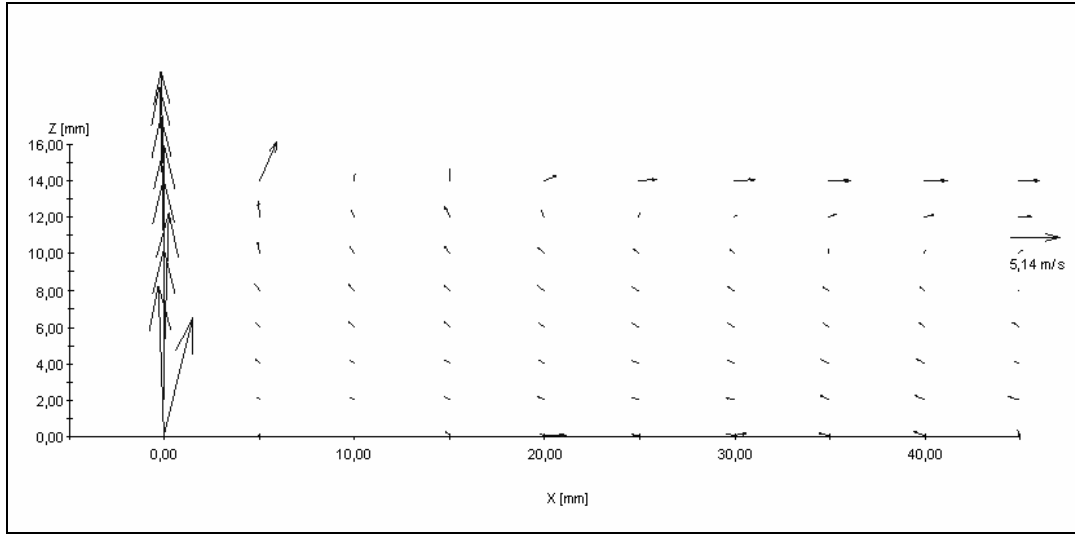


Şekil 10.6. Jet merkezinden 1D mesafeye (I) kadar hız vektörü dağılımı
(EJ4-kısa eksen yönü, $H/D=2$)

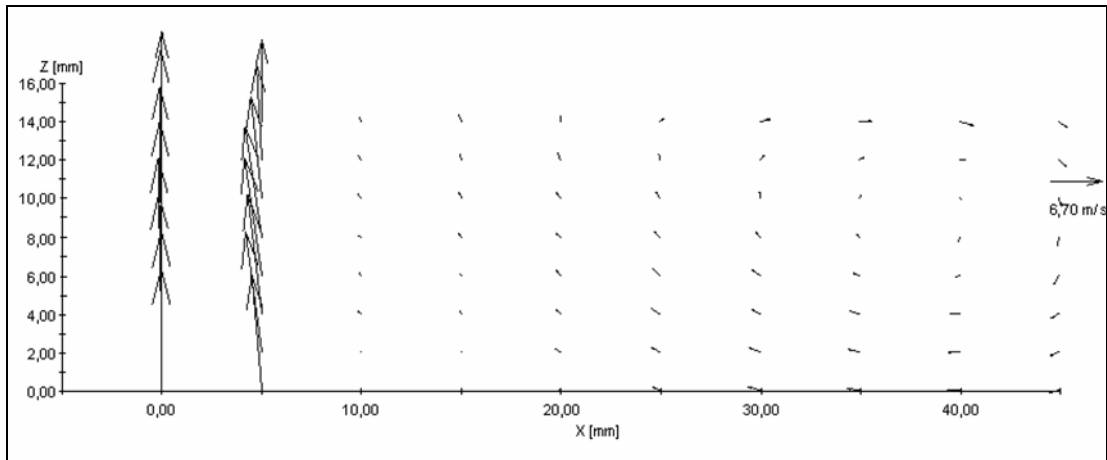


Şekil 10.7. Jet merkezinden 1D mesafeye (I) kadar hız vektörü dağılımı
(EJ4-kısa eksen yönü, $H/D=6$)

Jet merkezi ve yakın çevresinin yanı sıra, dairesel ve eliptik jetler için tüm akış alanını kapsayan ölçümler de yapılmıştır. Bu ölçümlerde jet-plaka mesafesine bağlı olarak aşağıda bahsedilen farklı akış özellikleri belirlenmiştir. $H/D=2$ için dairesel ve eliptik jetleri tüm akış alanında yapılan ölçümler Şekil 10.8, Şekil 10.9'da verilmektedir. Görüldüğü gibi her iki jet içinde toroidal dönme bölgesi belirlenmiştir. Dönmenin merkezi, her iki geometri için de hemen hemen aynı noktadadır. Dönme bölgesi sınırlı jetlerin bir özelliği olup jet plakası etkisiyle oluşmaktadır.

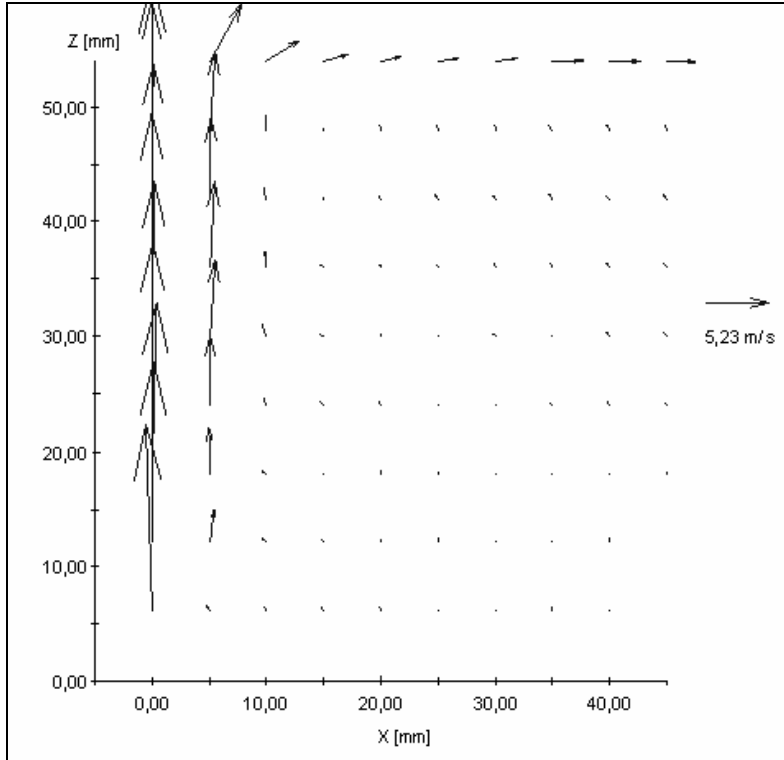


Şekil 10.8. Tüm akış alanını kapsayan hız vektörü dağılımı (EJ1, $H/D=2$)

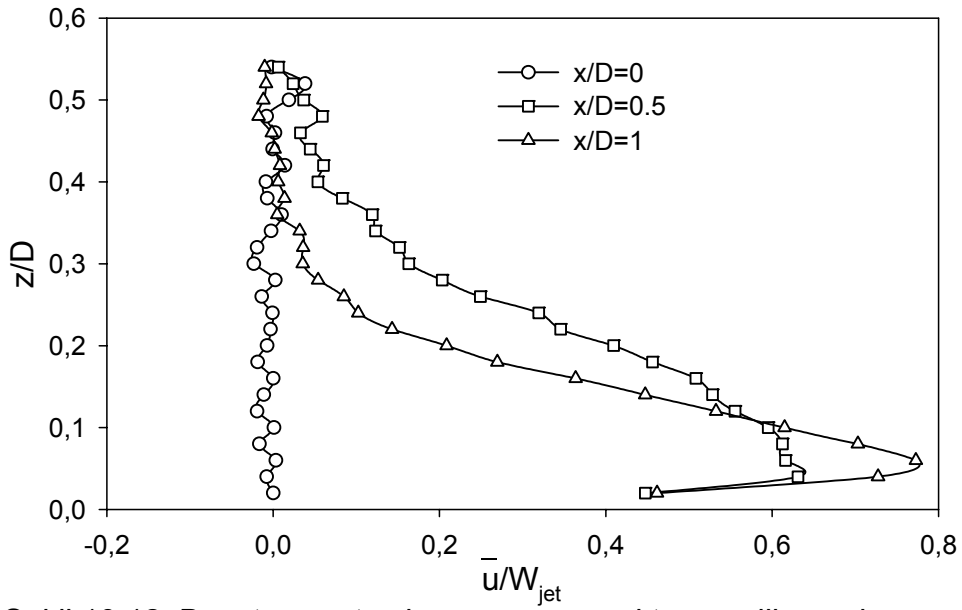


Şekil 10.9. Tüm akış alanını kapsayan hız vektörü dağılımı (EJ4, $H/D=2$)

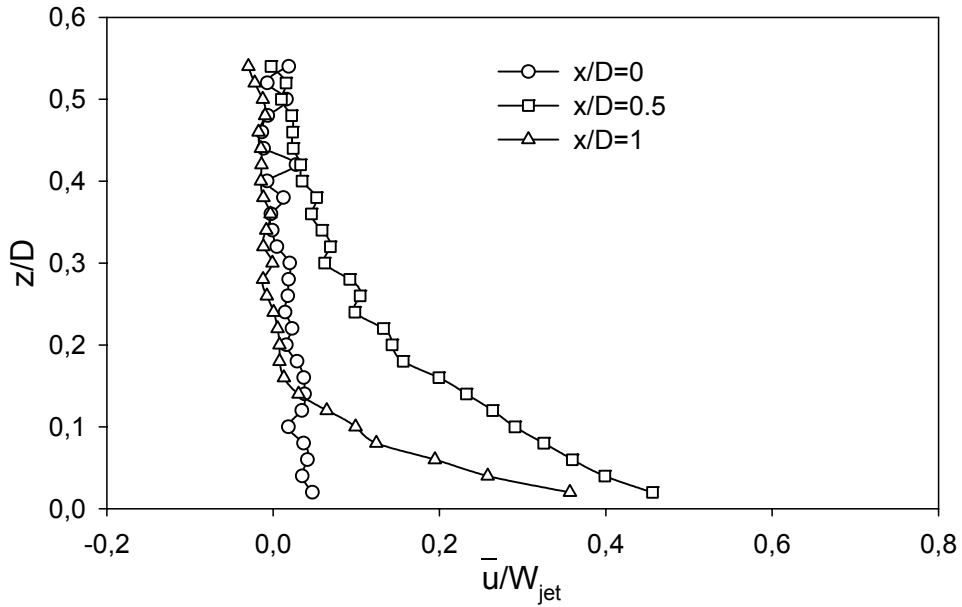
Jet-plaka mesafesinin 6 jet çapına eşit olduğu durumda her iki jetle yapılan ölçümlerde Şekil 10.10, Şekil 10.11’de görüldüğü gibi bahsedilen dönme bölgesi gözlemlenmemiştir. Ölçümler çarpma noktasından itibaren 4,5D mesafeye kadar yapılmıştır. Dolayısıyla çarpma noktasından daha uzak mesafelerde toroidal dönme oluşup oluşmayacağı konusunda elimizde veri yoktur. Sonuç olarak, bu jet-plaka mesafesinde dönme bölgesi daha dış noktalara kaymış olabilir veya artan jet-plaka mesafesinin etkisiyle jet plakasının etkisinin azalmasının bir sonucu olabilir.



Şekil 10.10. Tüm akış alanını kapsayan hız vektörü dağılımı (EJ1, H/D=6)



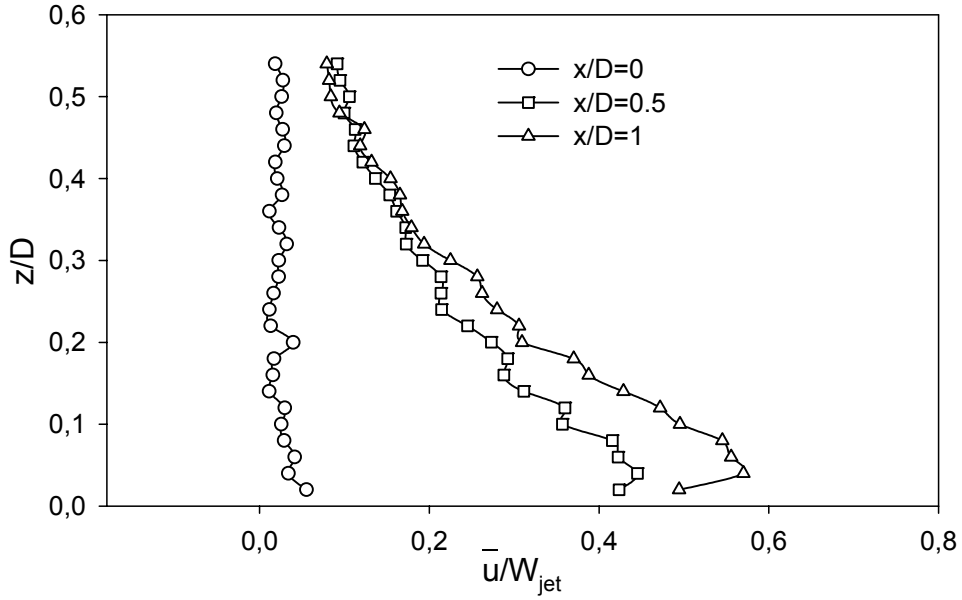
Şekil 10.12. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1-H/D=2, $x/D=0-1$)



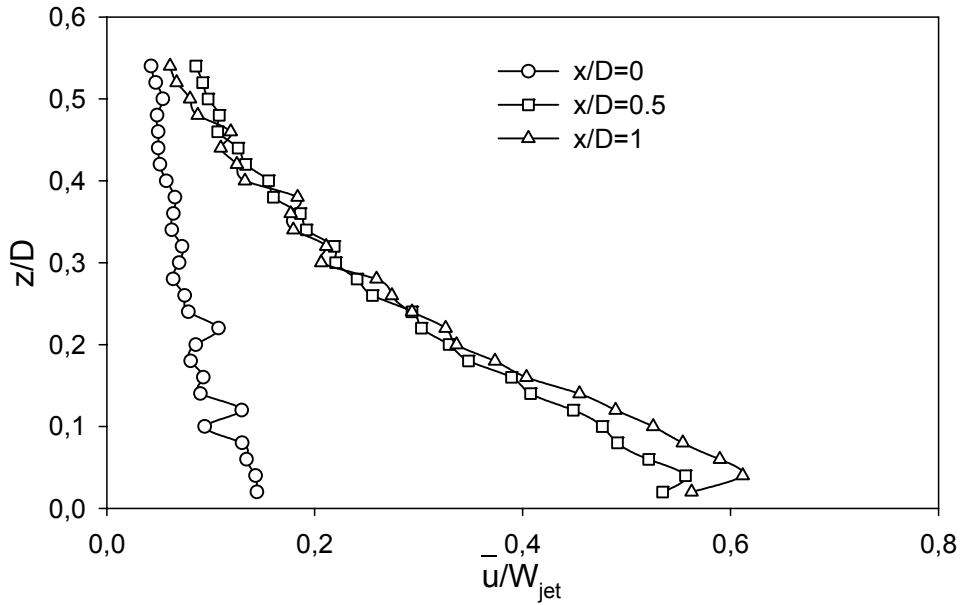
Şekil 10.13. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4-H/D=2, $x/D=0-1$)

Boyutsuz jet-plaka mesafesi 6 jet çapı iken yapılan ölçümler Şekil 10.14, Şekil 10.15'te görülmektedir. Dikkat çekici durum dairesel ve eliptik jetler için

elde edilen yatay hız profillerinin birbirine benzer hale gelmesidir. Her iki jet için de, en yüksek hızlar $x/D=1$ mesafesinde elde edilmiştir.

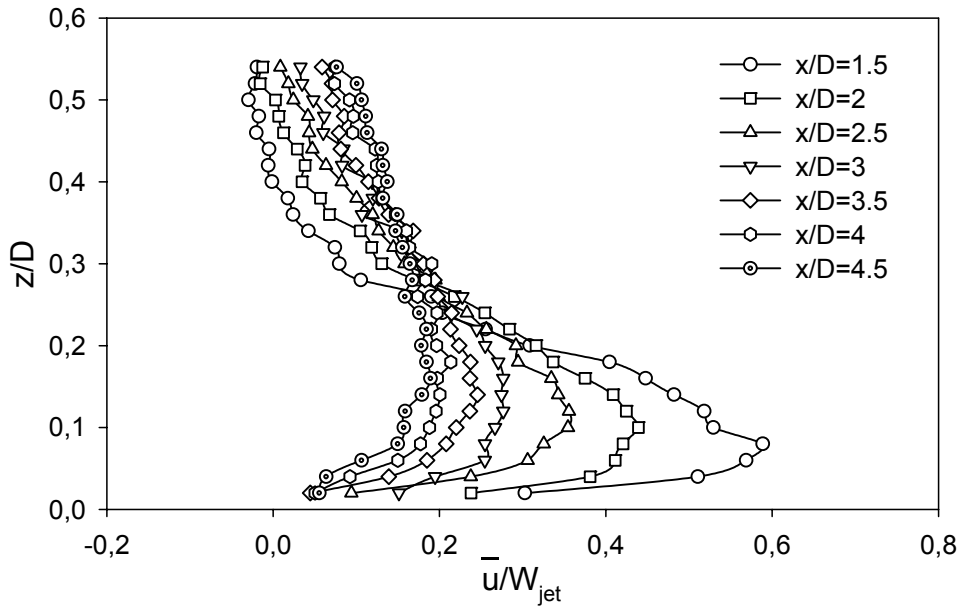


Şekil 10.14. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-1$)

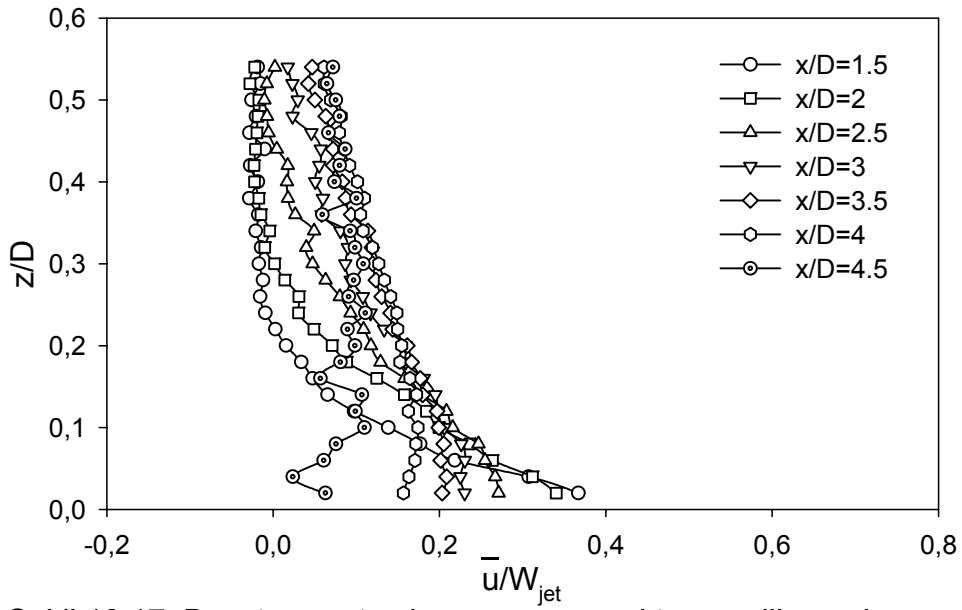


Şekil 10.15 Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)

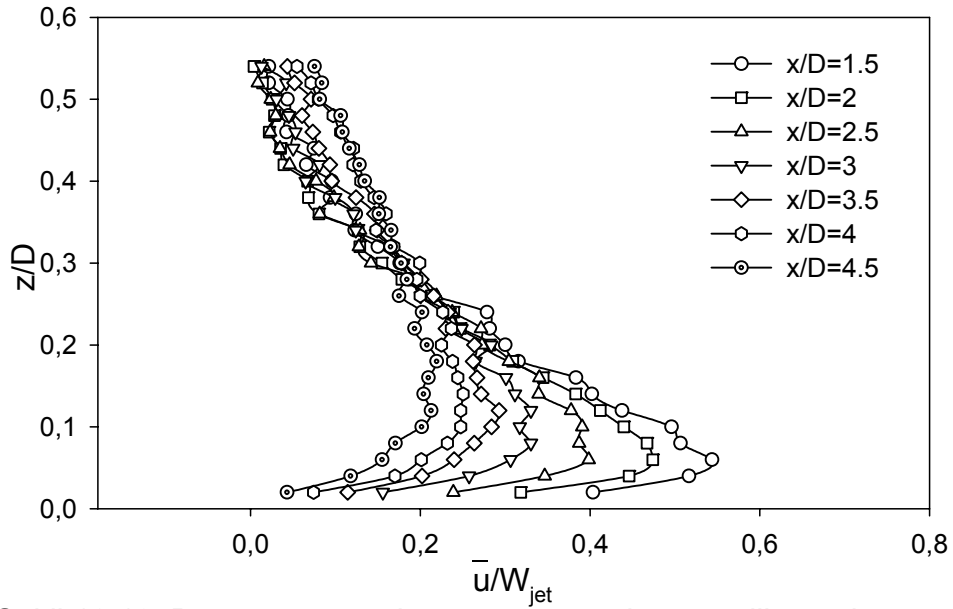
Plakaya paralel hızların yavaşlamaya başladığı çarpma noktasından 1D mesafeden sonra yapılan ölçümler Şekil 10.16-Şekil 10.19'da aşağıda sunulmuştur. Bütün grafiklerdeki ortak özellik, çarpma noktasından uzaklaştıkça sınır tabakasının kalınlaşmasıdır. Buna ek olarak bir önceki bölümde de değinilen, artan jet plaka mesafesiyle dairesel ve eliptik jetlerin akış özellikleri arasındaki farkın azaldığı burada da görülmektedir. Bu durum jet çıkış geometrisinin etkisinin jet- plaka mesafesiyle değiştiğinin de bir göstergesidir.



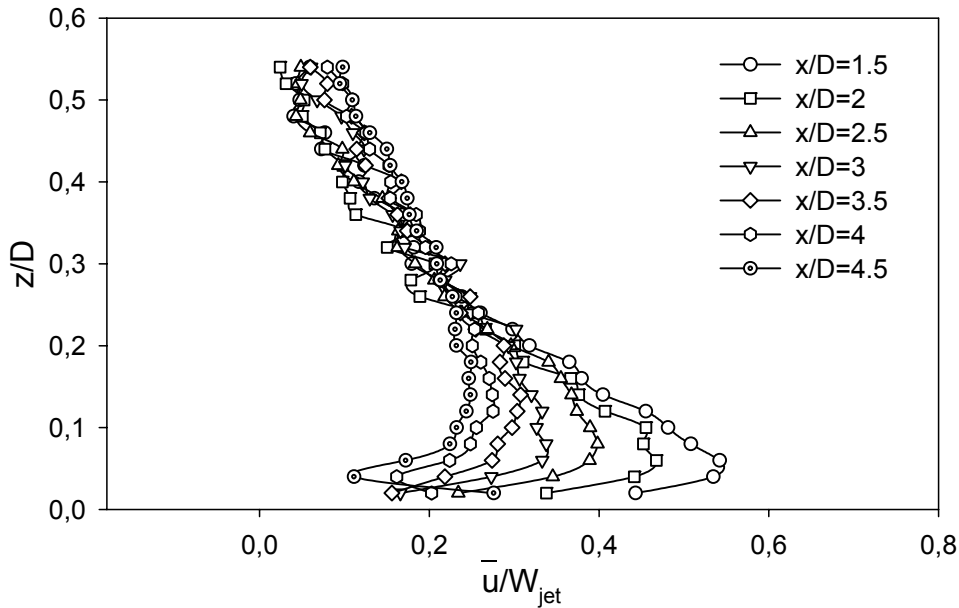
Şekil 10.16. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=1.5-4.5$)



Şekil 10.17. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, H/D=2, x/D=1.5-4.5)



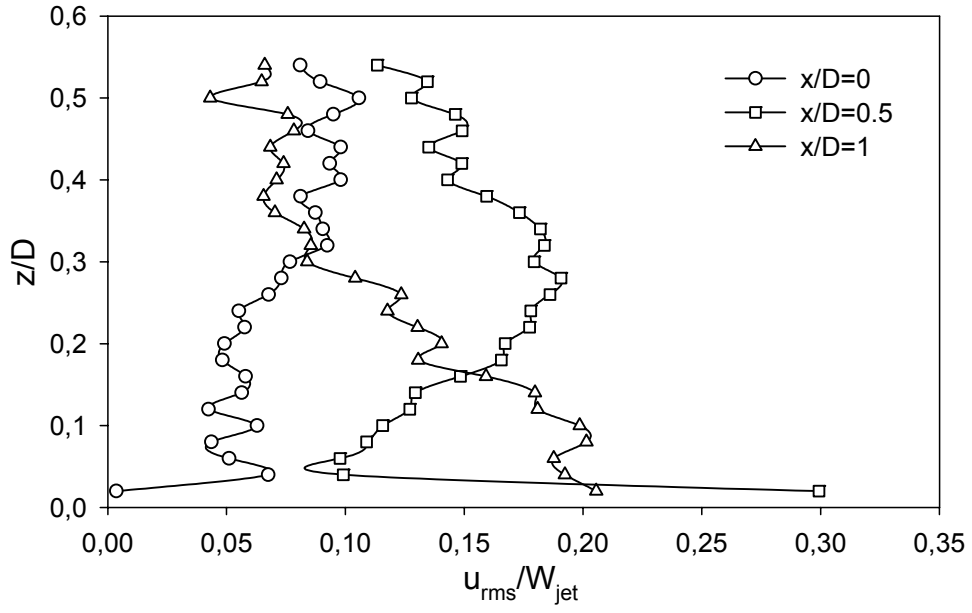
Şekil 10.18. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, H/D=6, x/D=1.5-4.5)



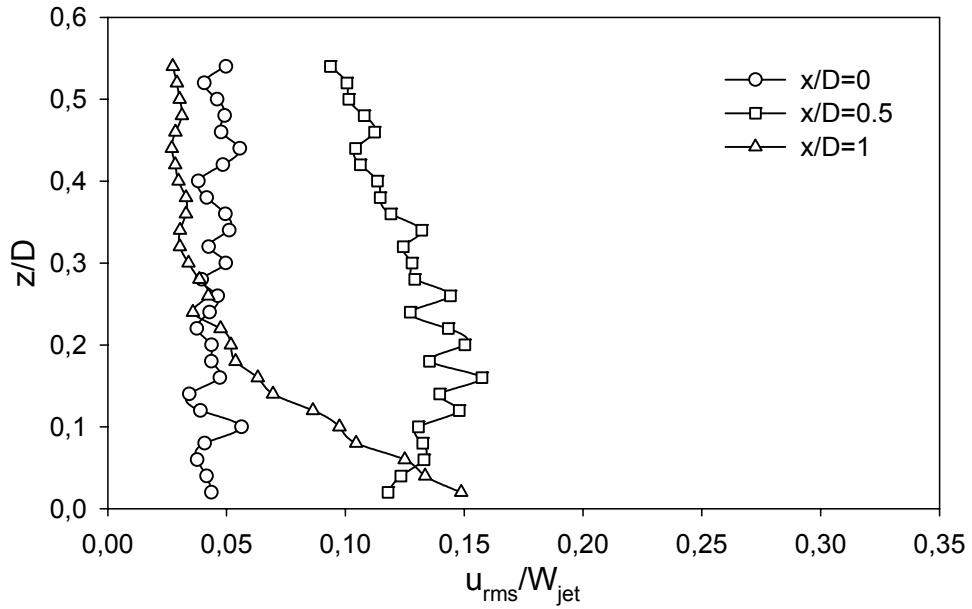
Şekil 10.19. Boyutsuz yatay hızın çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=1.5-4.5$)

10.1.4. Plakaya paralel hızların türbülans yoğunluğu ölçümleri

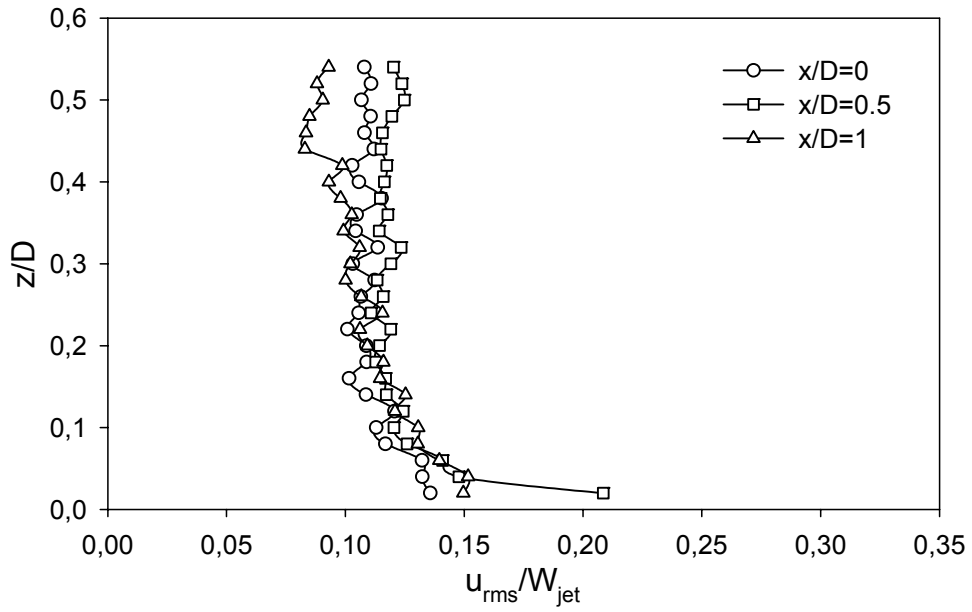
Plakaya paralel hızların çarpma noktasından itibaren $1D$ mesafeye kadar türbülans yoğunlukları da ölçülmüştür. $H/D=2$ ve 6 'da dairesel ve eliptik jetler için yapılan ölçümler Şekil 10.20-Şekil 10.23'te gösterilmiştir. Boyutsuz jet plaka mesafesi 2 iken yapılan ölçümlerde plakaya en yakın noktada en yüksek rms değerleri dairesel jet için $x/D=0,5$ 'te, eliptik jet içinse 1 değerinde elde edilmiştir. Bu esnada $x/D=1$ 'de yapılan ölçümlerde, türbülans yoğunluğunun plakaya yaklaştıkça arttığı görülmüştür (Şekil 10.20, Şekil 10.21). Plakaya belli bir mesafeye kadar en yüksek türbülans yoğunluklarının $0,5D$ mesafede olduğu görülmektedir. Plakaya yaklaşıldığında ise $1D$ mesafedeki değerler daha yüksek çıkmıştır. Şekil 10.22, Şekil 10.23, $H/D=6$ mesafesinde yapılan ölçümleri göstermektedir. Özellikle eliptik jetler için, plakaya yakın bölgelerde bütün radyal konumlarda birbirine çok yakın rms değerleri elde edilmiştir. Plakaya en yakın noktada en yüksek rms değeri dairesel jet için $x/D=0,5$ 'te, eliptik jet içinse her ne kadar değerler birbirine çok yakın olsa da jet merkezinde elde edilmiştir.



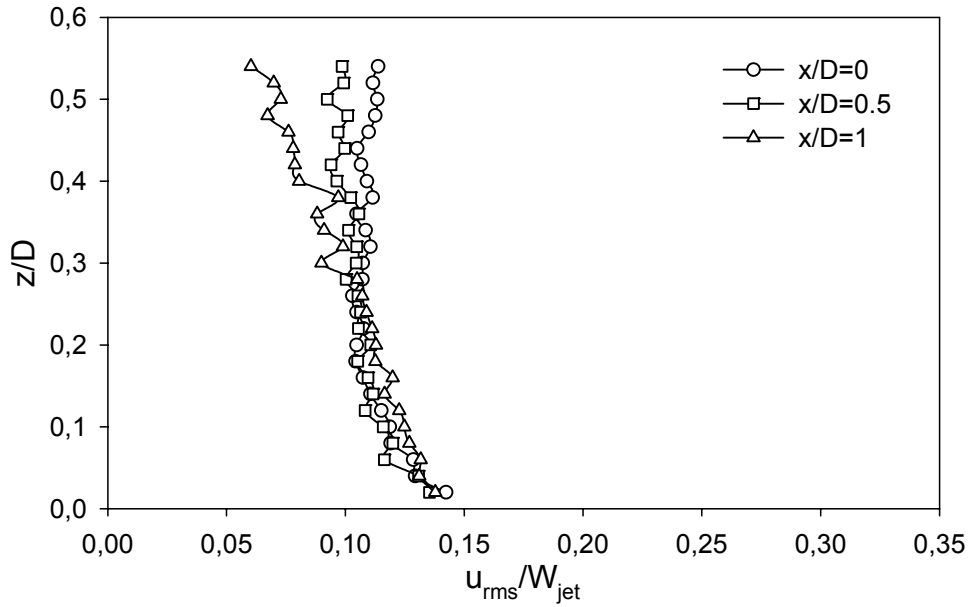
Şekil 10.20. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0-1$)



Şekil 10.21. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=0-1$)



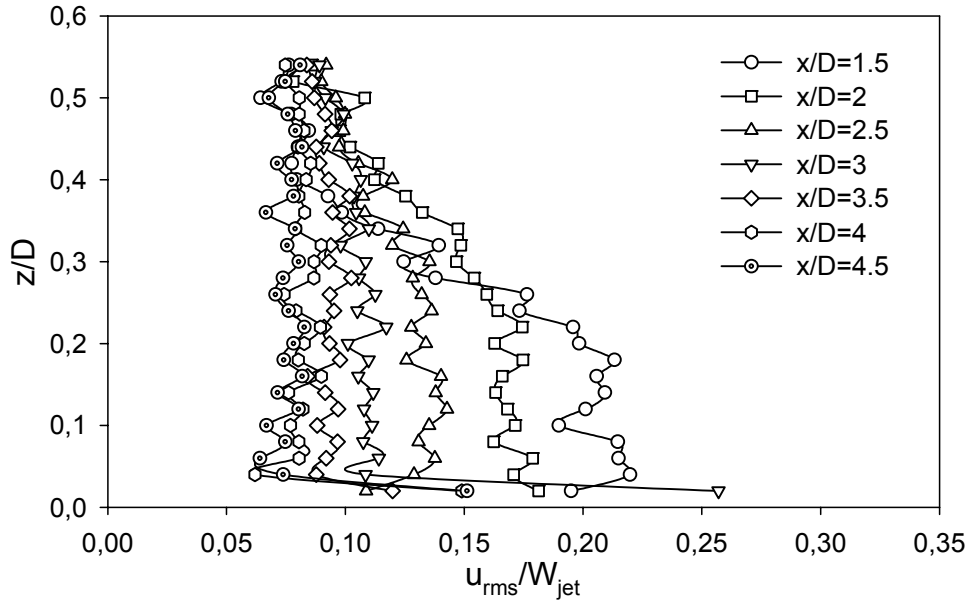
Şekil 10.22. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-1$)



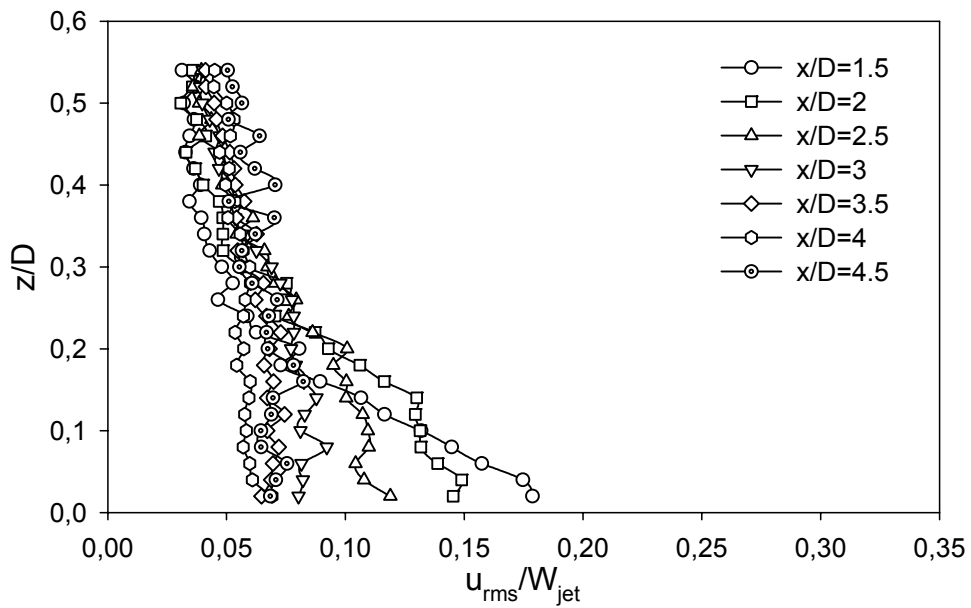
Şekil 10.23. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)

Şekil 10.24-Şekil 10.27, jet merkezinden $1,5D$ mesafeden itibaren plaka sonuna kadar yatay rms değerlerini göstermektedir. Umulacağı gibi bu bölgedeki değerler çarpma plakasından uzak bölgede birbirine çok yakın ve

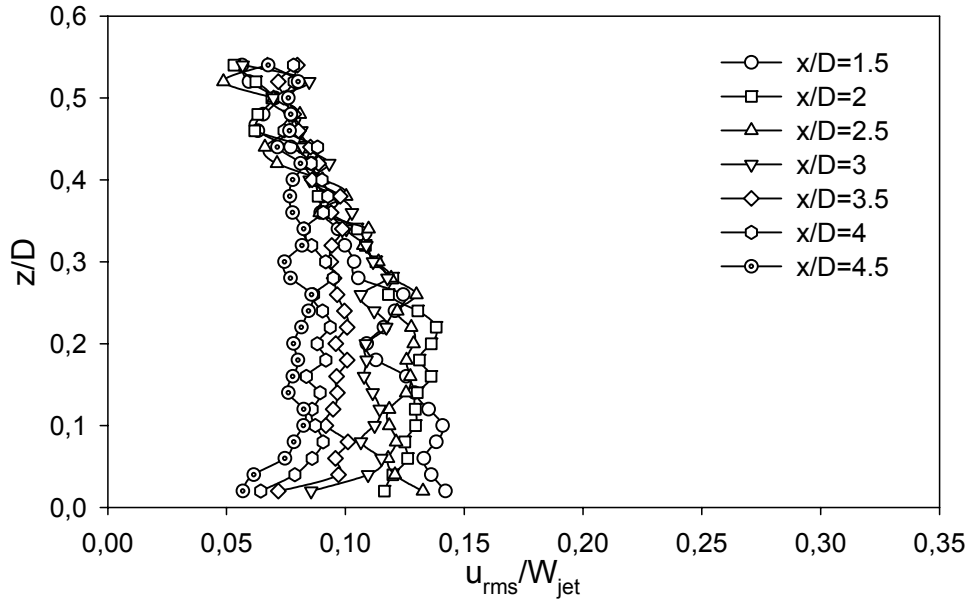
düşük değerlerdedir. Plakaya yaklaştıkça türbülans yoğunluklarının özellikle 1,5D-3D arası bölgede arttığı plaka sonlarında ise hala çok küçük değerlerde kaldığı gözlemlenmektedir.



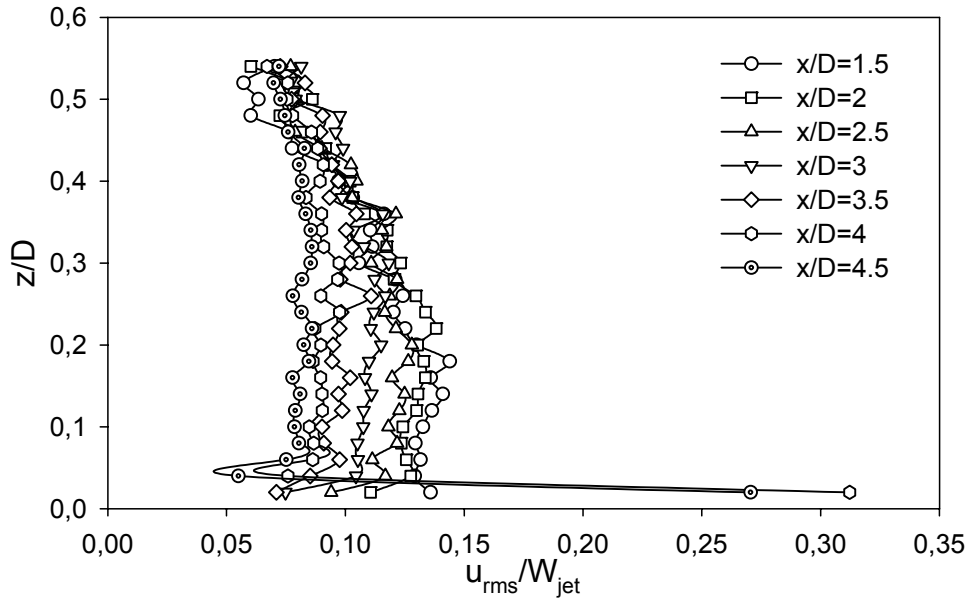
Şekil 10.24. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, H/D=2, x/D=1.5-4.5)



Şekil 10.25. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, H/D=2, x/D=1.5-4.5)



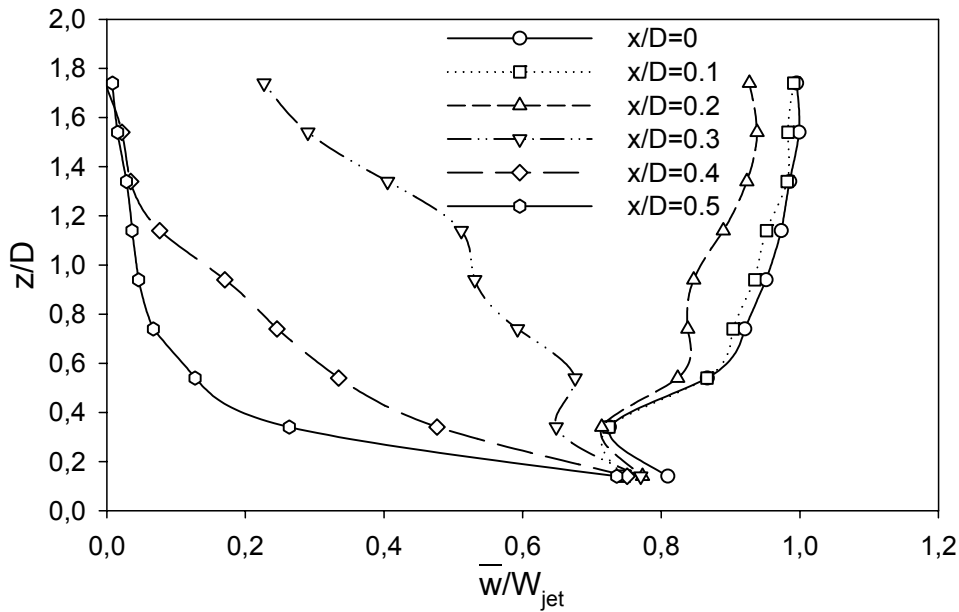
Şekil 10.26. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=1.5-4.5$)



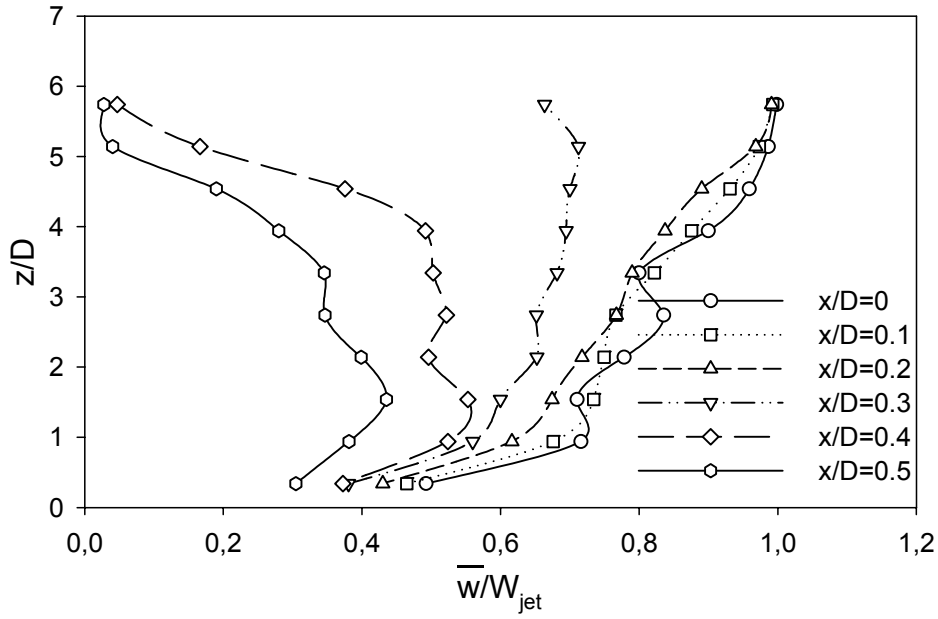
Şekil 10.27. Yatay hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=1.5-4.5$)

10.1.5. Plakaya dik hız bileşeni ölçümleri

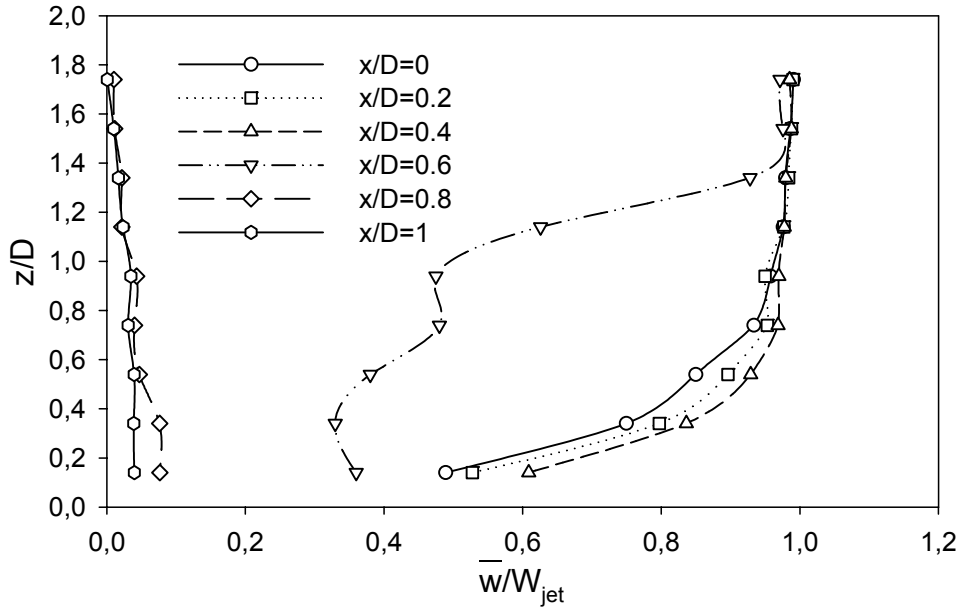
Yatay hız ve rms ölçümlerine ek olarak, jet içerisinde ve yakın çevresinde iki boyutlu LDA ölçümleri vasıtasıyla ortalama dikey hızlar da ölçülmüştür. Şekil 10.28-Şekil 10.33 bu ölçümlerden elde edilen grafikleri göstermektedir. Dairesel ve eliptik jetler için yapılan bütün ölçümlerde, jet merkezi hızlarına bakıldığında, jet merkezi hızlarının önce yavaşça azaldığı, daha sonra çarpma plakasına yakın bölgede çok keskin bir düşüş olduğu görülmektedir. Jet merkezi hızlarına ek olarak merkezin yakın çevresinde de ölçümler yapıldığı söylenmişti. Bu ölçümlerde en kayda değer sonuçlar Şekil 10.32, Şekil 10.33'de görüldüğü gibi eliptik jet için kısa eksen yönünde elde edilmiştir. Bu geometride, jet kenarının dışında olan $y/D=0,3, 0,4, 0,5$ konumlarında bile, bu yönde jetin daha büyük genişleme oranları sebebiyle jet hızlarının plakaya doğru artışı net bir şekilde görülmüştür..



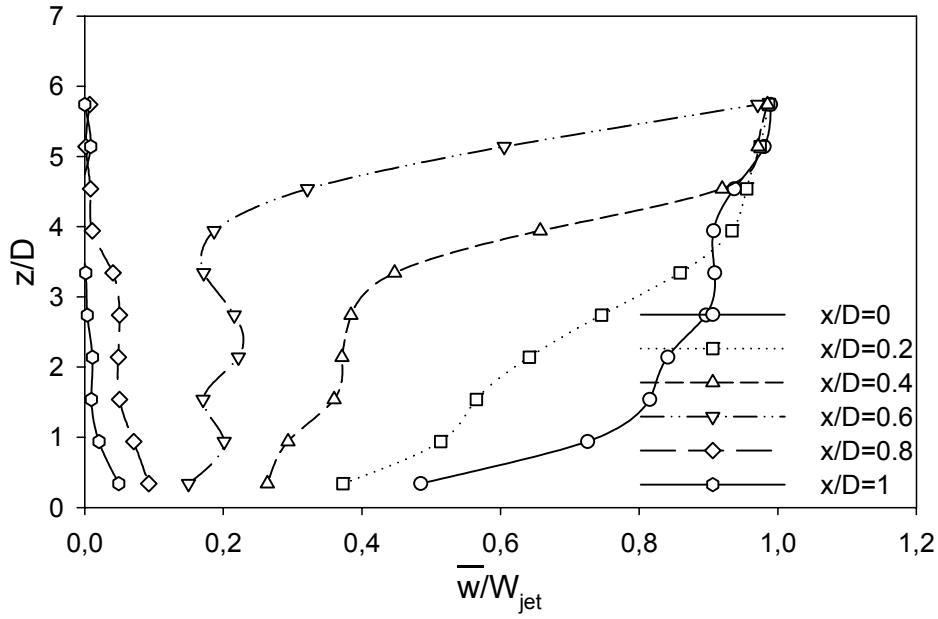
Şekil 10.28. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0-0.5$)



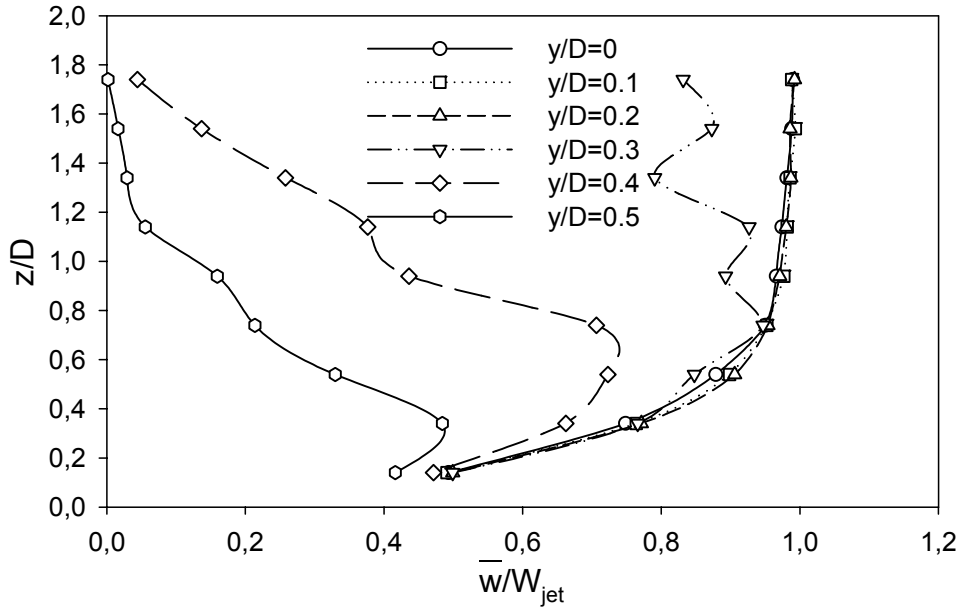
Şekil 10.29. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-0.5$)



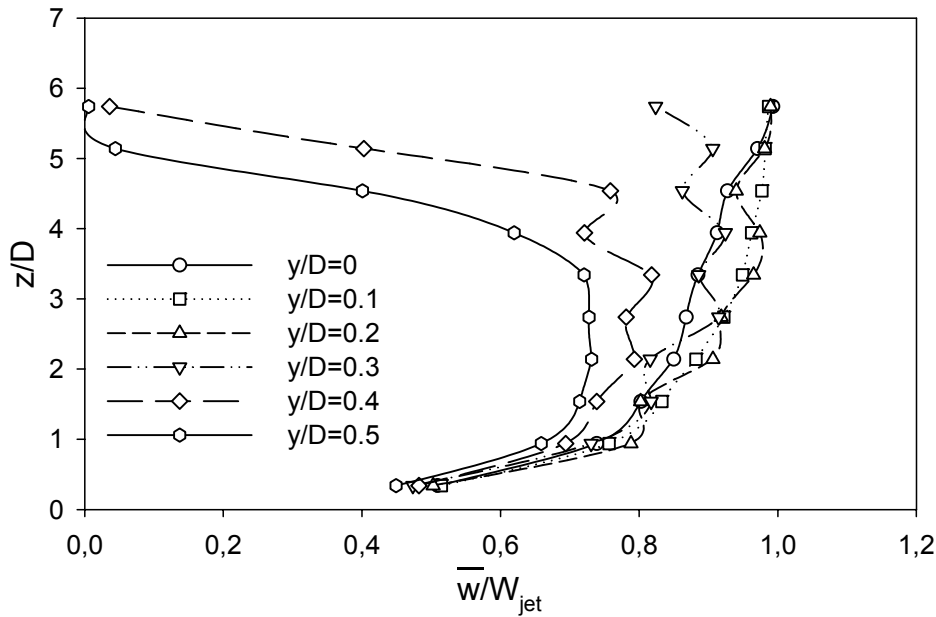
Şekil 10.30. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=0-1$)



Şekil 10.31. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)



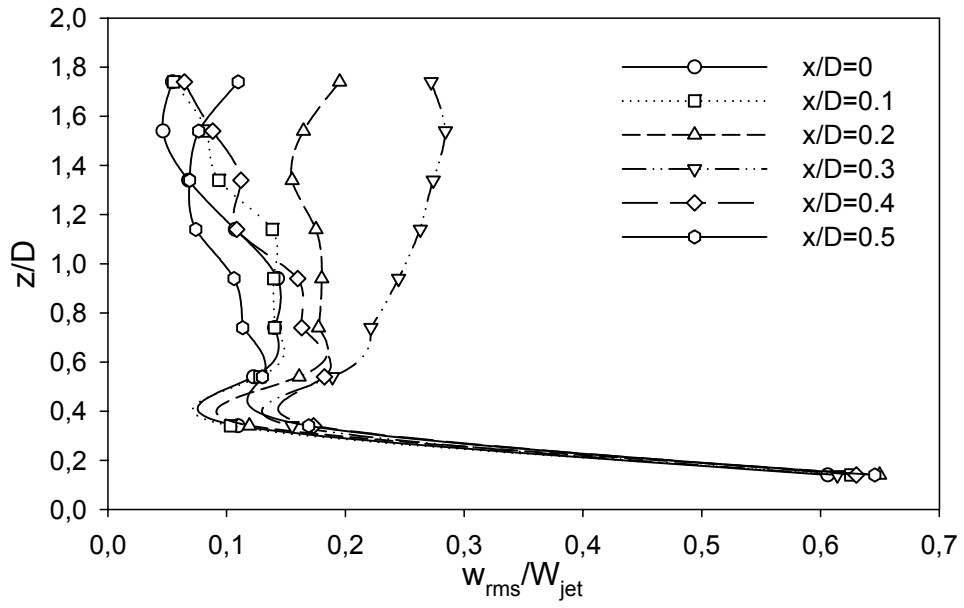
Şekil 10.32. Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve kısa eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $y/D=0-0,5$)



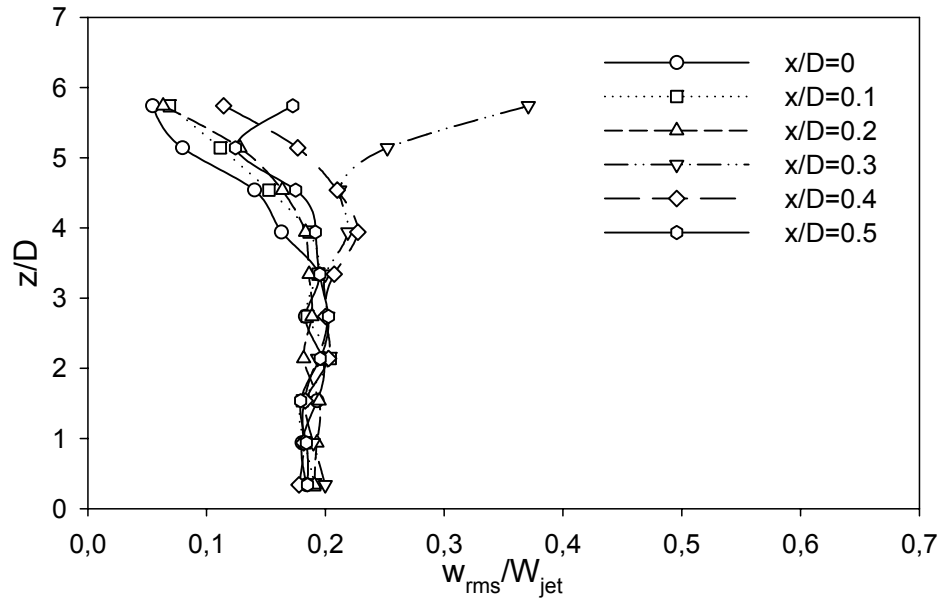
Şekil 10.33 Boyutsuz dikey hızın çarpma noktasına dik yönde ve kısa eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $y/D=0-0.5$)

10.1.6. Plakaya dik hızların türbülans yoğunluğu ölçümleri

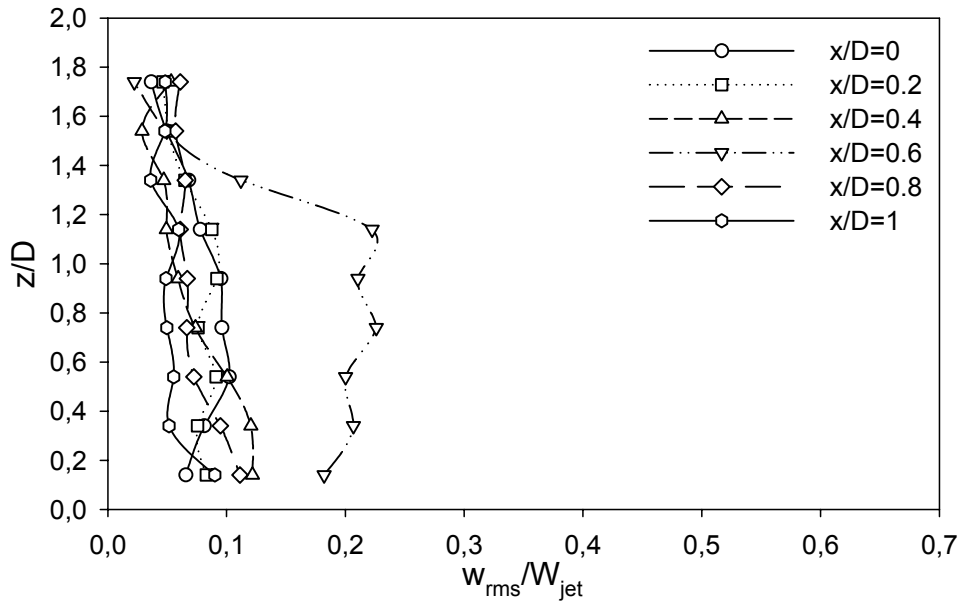
Ölçülen dikey hızlara karşılık gelen türbülans yoğunluğu grafikleri aşağıda sunulmuştur. Dairesel jetlerde jet çıkışına yakın bölgede, her iki jet-plaka mesafesi için maksimum rms hızları Şekil 10.34, Şekil 10.35'te görüldüğü gibi $x/D=0,3$ değerinde elde edilmiştir. Eliptik jetin uzun eksen yönünde jet çıkışına yakın bölgede farklı radyal konumlarda birbirine çok yakın rms değerleri ölçülmüştür. (Şekil 10.36, Şekil 10.37). Kısa eksen yönünde ise Şekil 10.38, Şekil 10.39'da görüldüğü gibi farklı değerler elde edilmiş ve en yüksek rms değeri jet çıkışına yakın bölgede $y/D=0,3$ 'te görülmüştür. Ayrıca kısa eksen yönünde maksimum rms değeri konumu, jet çıkışından itibaren sürekli değişmiştir. Yine bu eksen için plakaya en yakın konumda maksimum rms değeri $H/D=2$ 'de $y/D=0,5$ 'te, boyutsuz jet- plaka mesafesi 6 da ise $y/D=0,3$ 'te ölçülmüştür. $H/D=2$ 'de uzun eksen yönünde plakaya en yakın noktadaki maksimum rms değeri Şekil 10.36'da görüldüğü gibi $x/D=0,6$ 'da görülürken, $H/D=6$ 'daki ölçümleri gösteren Şekil 10.37'de görüldüğü gibi bu nokta içe doğru $x/D=0,3$ değerine kaymıştır.



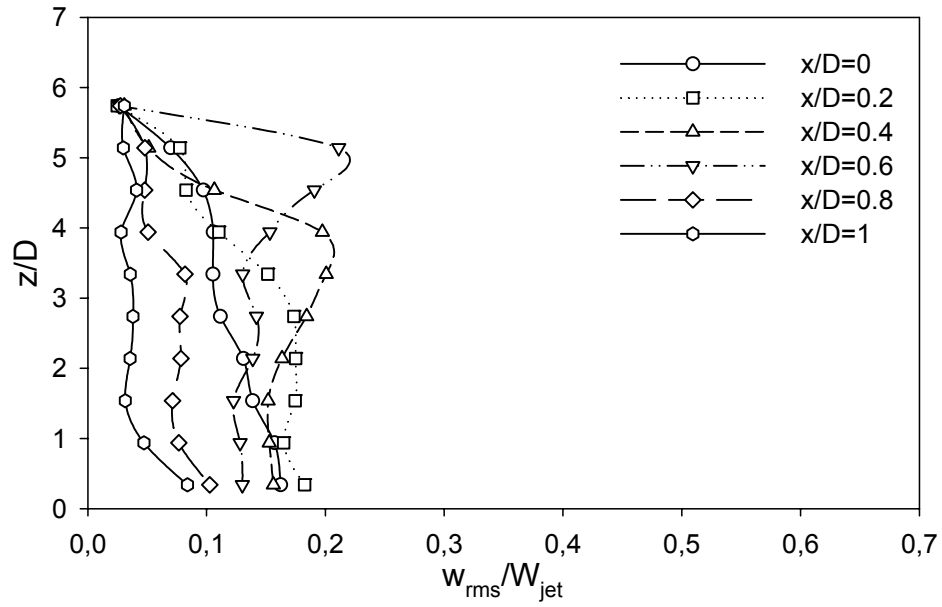
Şekil 10.34. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=2$, $x/D=0-0.5$)



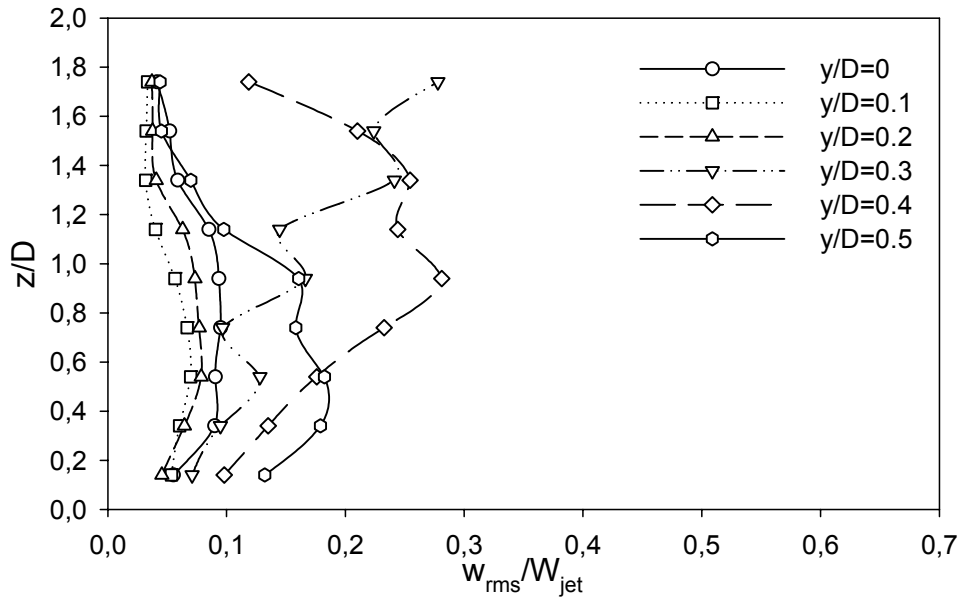
Şekil 10.35. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, $H/D=6$, $x/D=0-0.5$)



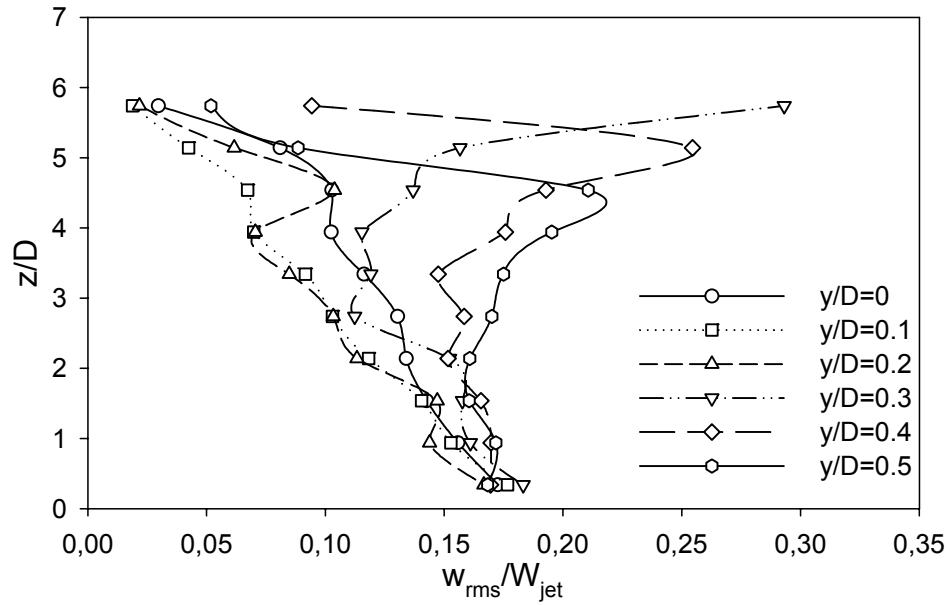
Şekil 10.36. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=0-1$)



Şekil 10.37. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=0-1$)



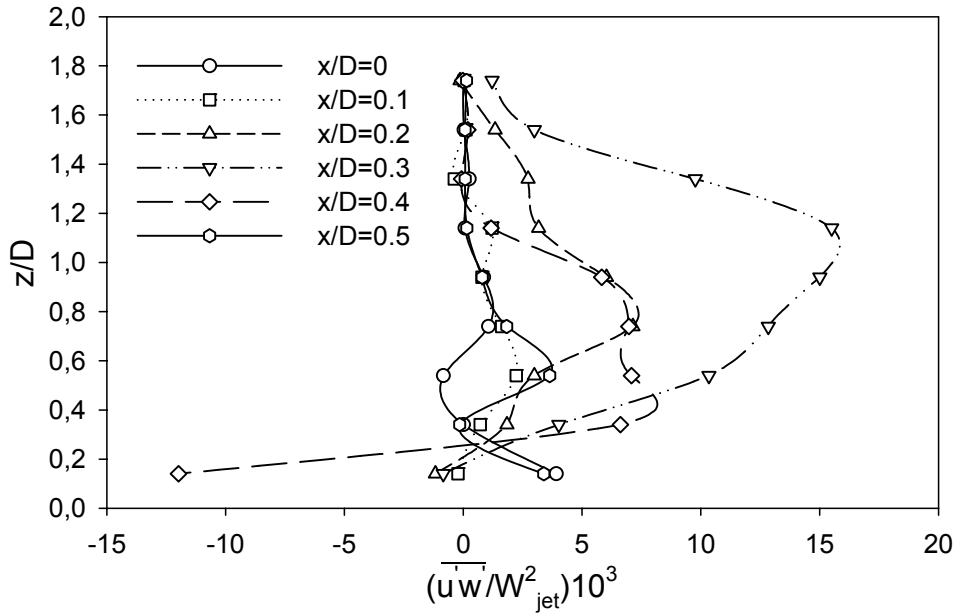
Şekil 10.38. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, H/D=2, y/D=0-0.5)



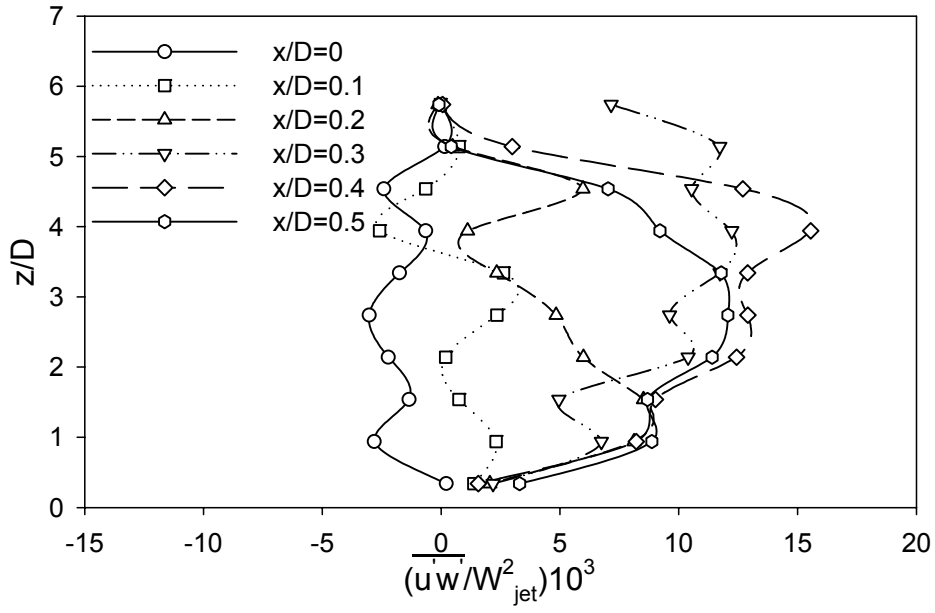
Şekil 10.39. Dikey hız türbülans yoğunluklarının çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ4, H/D=6, y/D=0-0.5)

10.1.7. Reynolds kayma gerilmeleri hesaplamaları

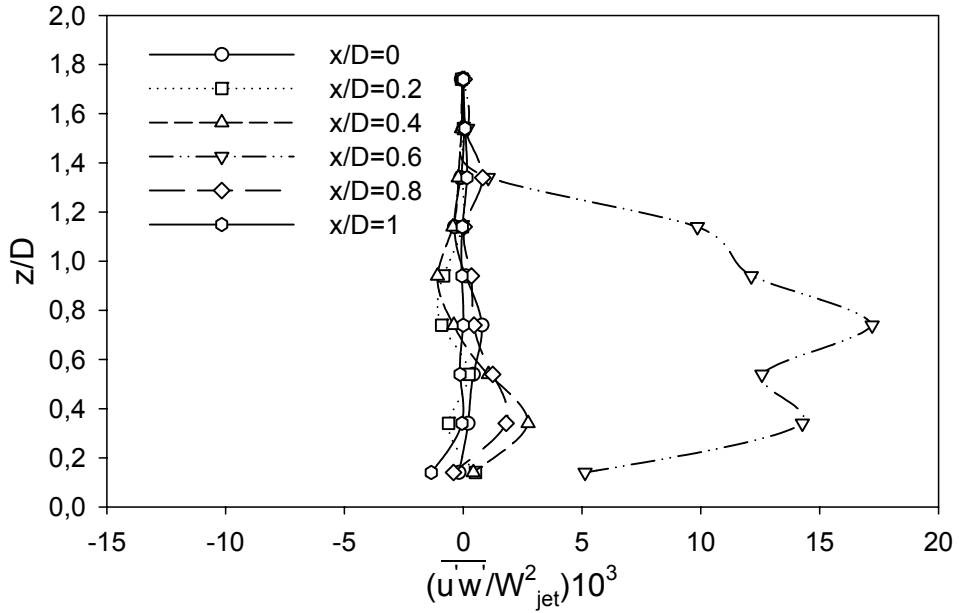
Jet merkezinden başlayıp jet kenarına kadar mesafeye kadar olan bölgede, türbülans kinetik enerji üretiminin bir göstergesi olan Reynolds gerilmeleri anlık hızlar kullanılarak problem tanımı kısmında verilen formüllerden elde edilmiştir. Şekil 10.40-Şekil 10.43 jet merkezinden başlayarak jet çıkış geometrisi boyunca Reynolds gerilmelerini göstermektedir. Jet merkezi ve ona en yakın bölgede değerlerin sıfıra çok yakın olduğu görülmektedir. Momentum transferinin bir göstergesi olarak daha dıştaki mesafelerde pozitif değerler elde edilmektedir. Plakaya yakın bölgelerde elde edilen negatif değerler negatif türbülans üretimiyle ilişkilendirilmiştir ve vortex eğilme mekanizması ile açıklanmıştır[62].



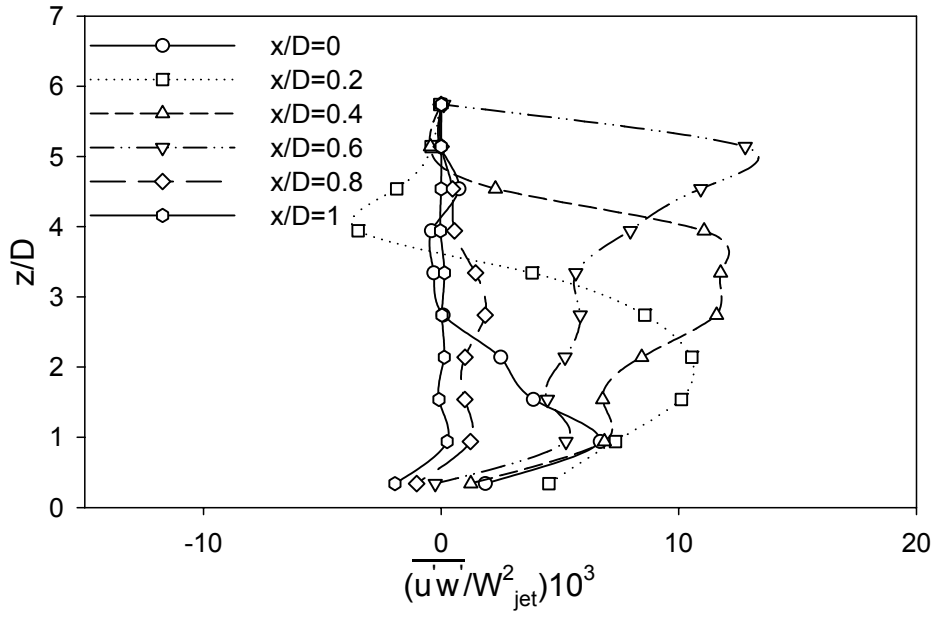
Şekil 10.40. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, H/D=2, x/D=0-0.5)



Şekil 10.41. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, H/D=6, x/D=0-0.5)

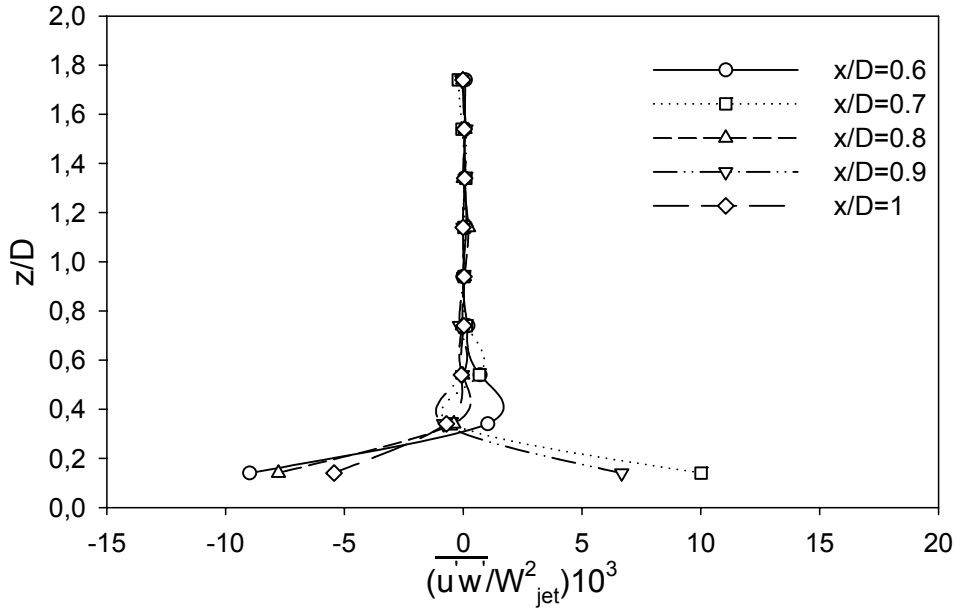


Şekil 10.42. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, H/D=2, x/D=0-1)

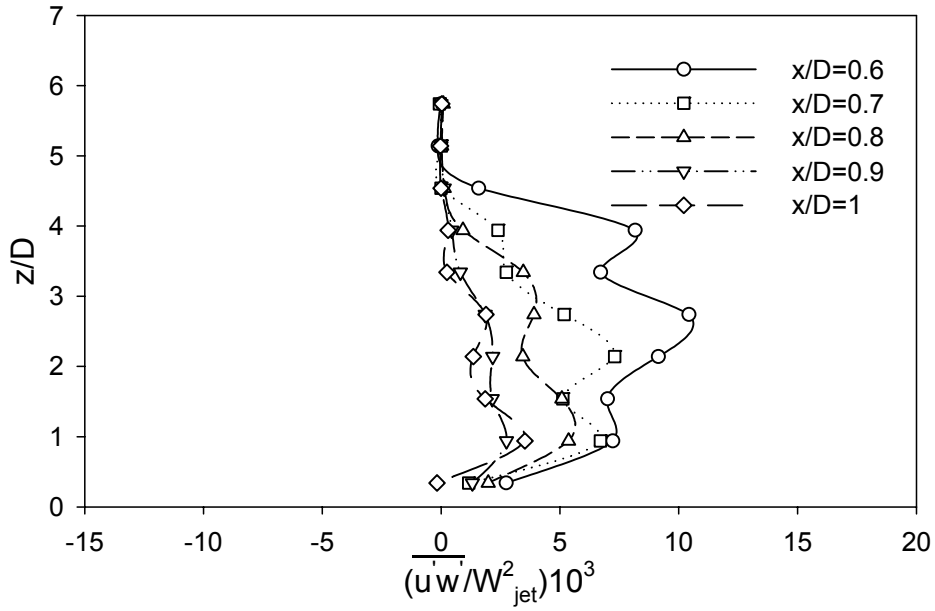


Şekil 10.43. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, H/D=6, x/D=0-1)

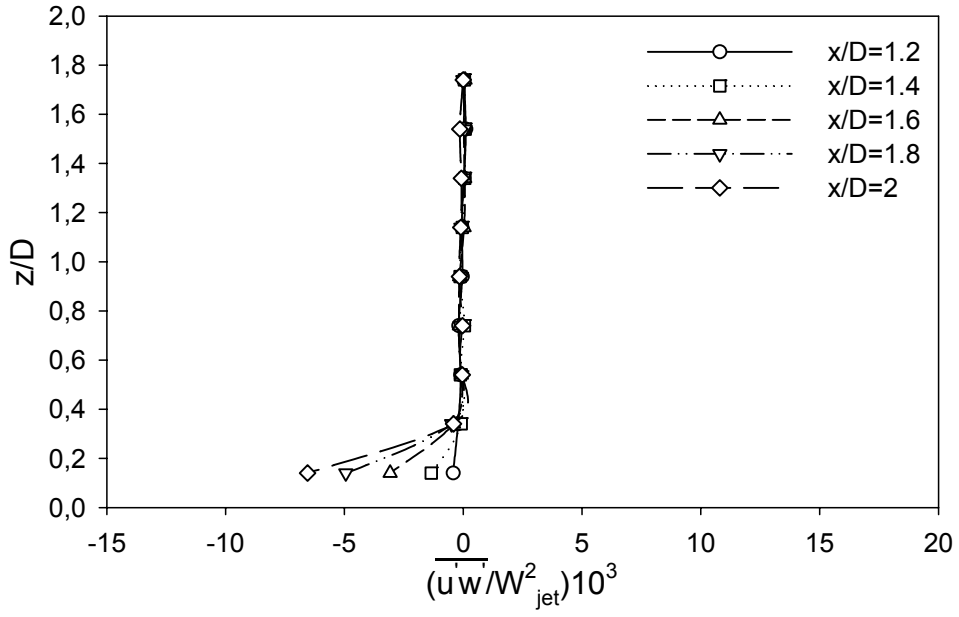
Reynolds gerilmelerinin sıfır değerleri jet merkezine ek olarak jet çıkış geometrisi dışındaki bölgelerde de görülmektedir. Jet çıkış geometrisi dışındaki Reynolds gerilmelerini gösteren grafikler Şekil 10.44-Şekil 10.47'de görülmektedir. Bu bölgede de, çarpma plakasına yakın bölgede sıfırdan farklı değerler elde edilmiştir.



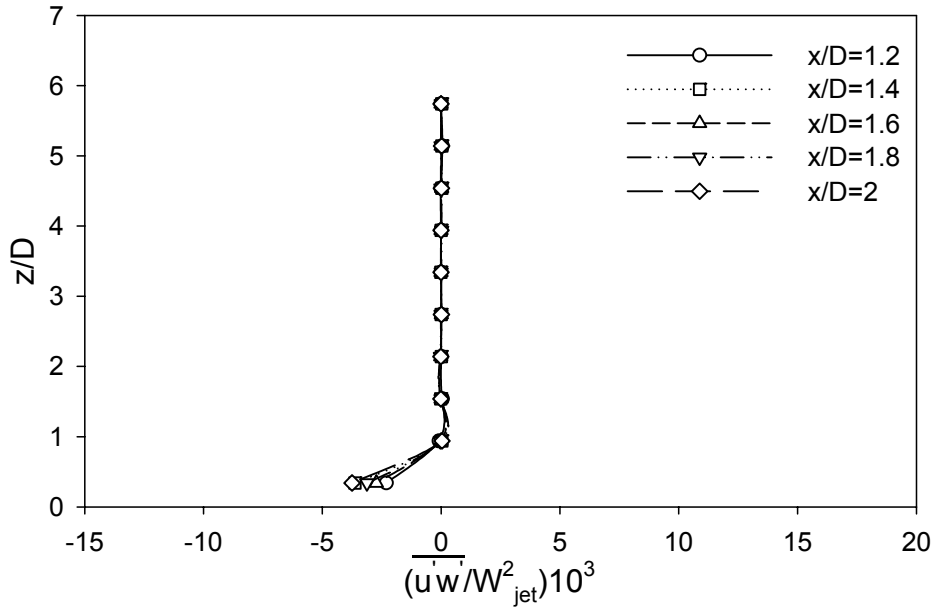
Şekil 10.44. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, H/D=2, x/D=0.6-1)



Şekil 10.45. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve plaka boyunca değişimi (EJ1, H/D=6, x/D=0.6-1)



Şekil 10.46. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=2$, $x/D=1.2-2$)

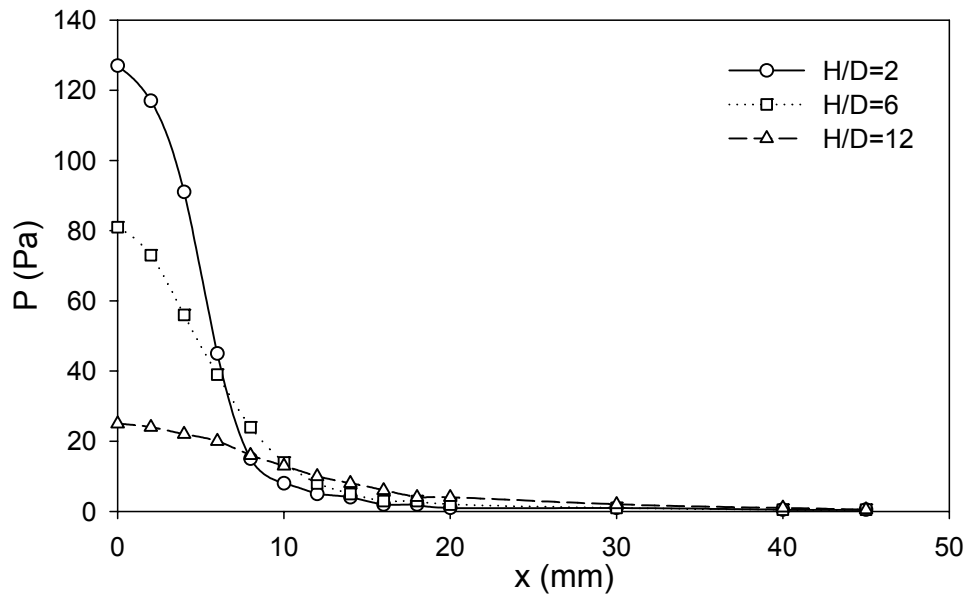


Şekil 10.47. Reynolds gerilmelerinin çarpma noktasına dik yönde ve uzun eksen boyunca değişimi (EJ4, $H/D=6$, $x/D=1.2-2$)

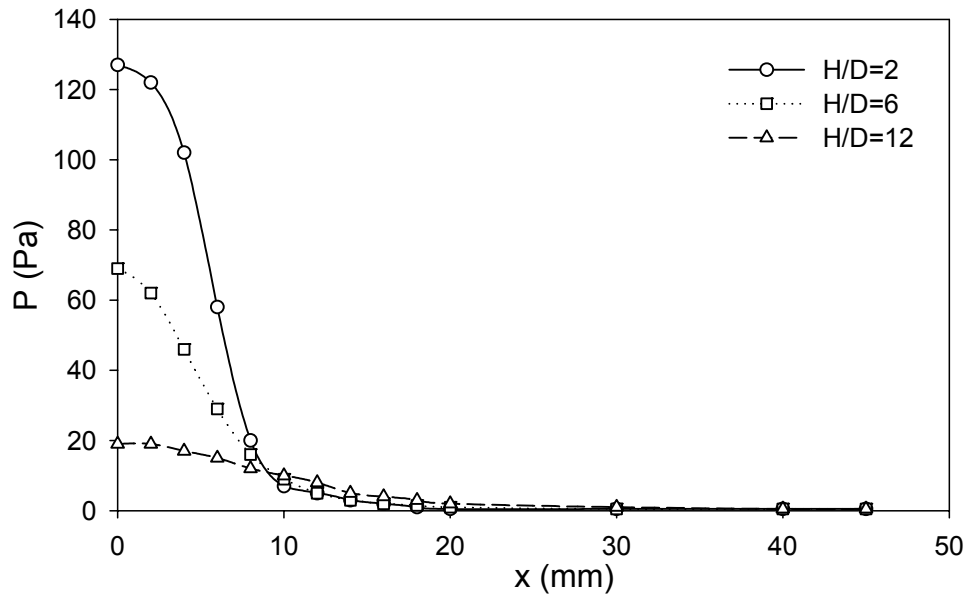
10.2 Plaka üzerinde basınç dağılımlarının belirlenmesi

Dairesel, eliptik ve dikdörtgen jet geometrileri için üç farklı jet plaka mesafesinde ($H/D=2, 6, 12$) ve $Re=10000$ sayısında çarpma plakası üzerindeki basınç dağılımları belirlenmiştir. Bu amaca yönelik olarak imal edilen çarpma plakası ve özellikleri deney düzeneği ve ölçüm teknikleri kısmında izah edilmiştir. İsimlendirmede dairesel jet için EJ1, uzun eksen – kısa eksen oranları 2 ve 4 olan eliptik jetler için sırasıyla EJ2 ve EJ4, kare jet için RA1, Kuzun kenar- kısa kenar oranları 2 ve 4 olan dikdörtgen jetler için sırasıyla RA2 ve RA4 sembolleri kullanılmıştır. Ayrıca, grafiklerde U sembolü uzun eksen yönündeki ölçümleri, K sembolü ise kısa eksen yönündeki ölçümleri göstermektedir.

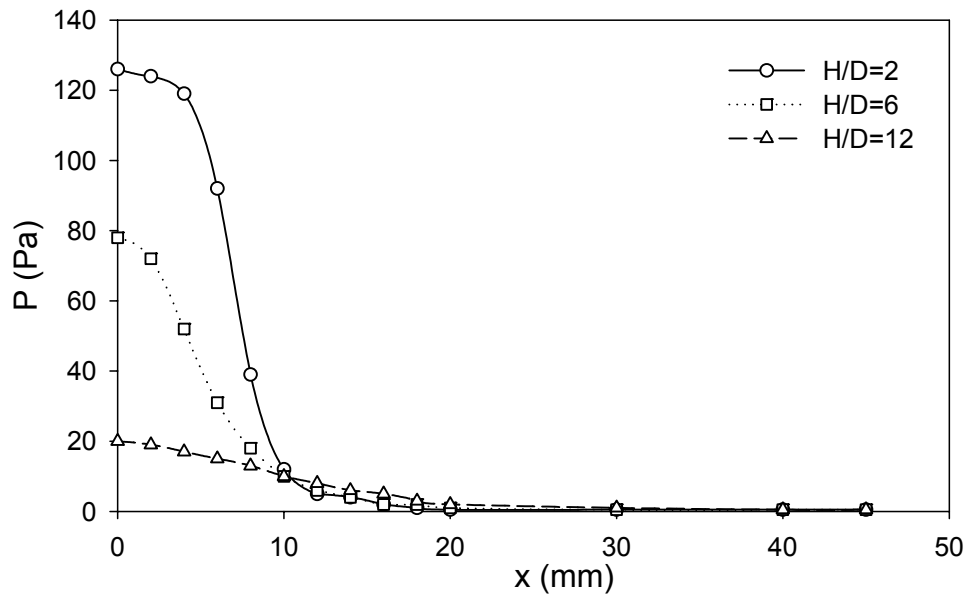
Jet-plaka mesafesinin plaka üzerindeki basınç dağılımlarına etkisini belirlemek amacıyla üç farklı mesafede bütün geometriler için yapılan ölçümler Şekil 10.48-Şekil 10.53'te gösterilmiştir. Bütün geometriler için ortak olan dikkat çekici durum çarpma noktası basınç değerlerinin artan jet-plaka mesafesiyle birlikte azaldığıdır. Jet-plaka mesafesinin etkisi çarpma noktası ve durma bölgesinde açık bir şekilde görülürken, duvar jeti bölgesinde elde edilen değerler jet-plaka mesafesinden hemen hemen bağımsız hale gelmektedir. Geometriler arasındaki farklara aşağıdaki bölümlerde değinilmiştir.



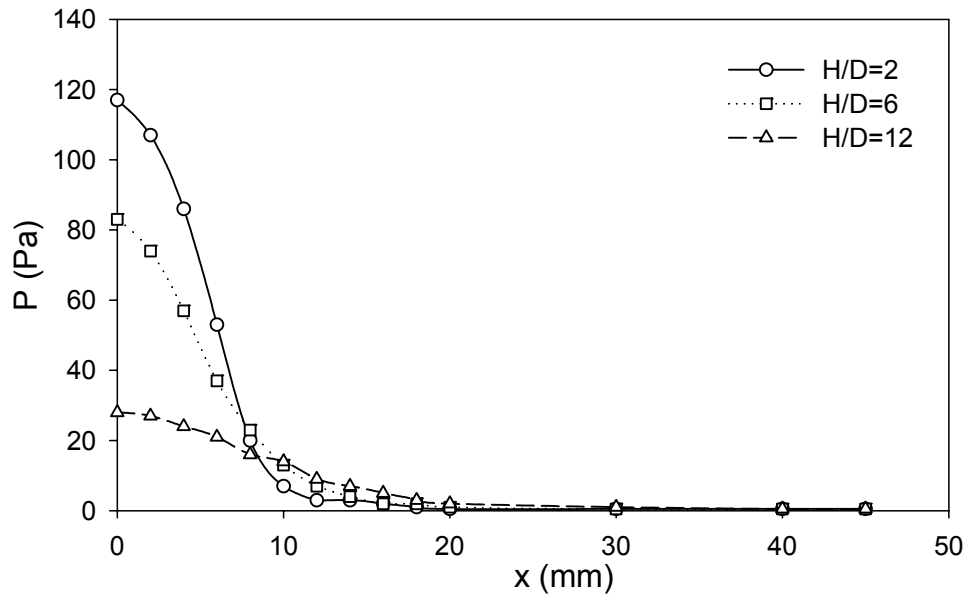
Şekil 10.48. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi (EJ1)



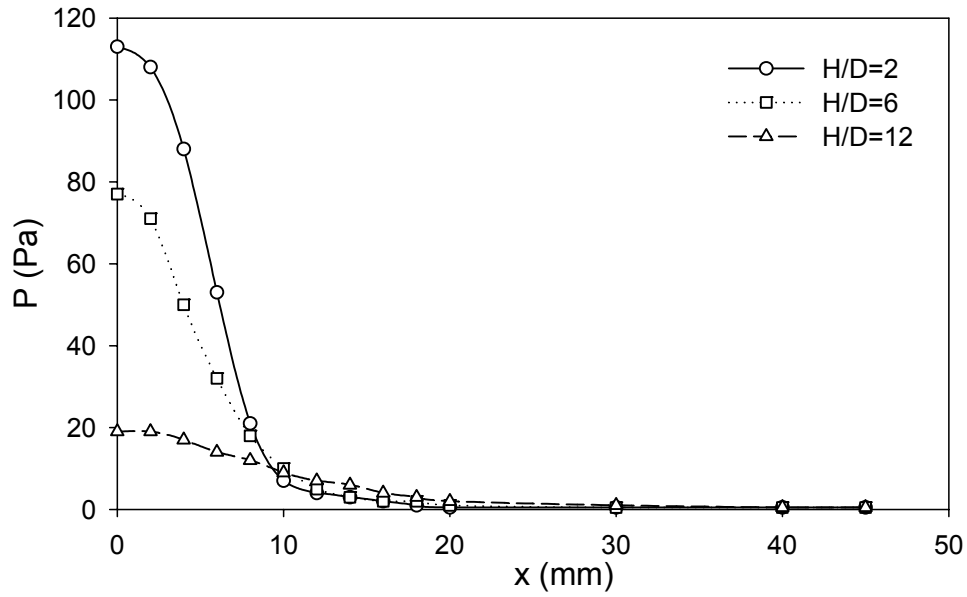
Şekil 10.49. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde değişimi (EJ2)



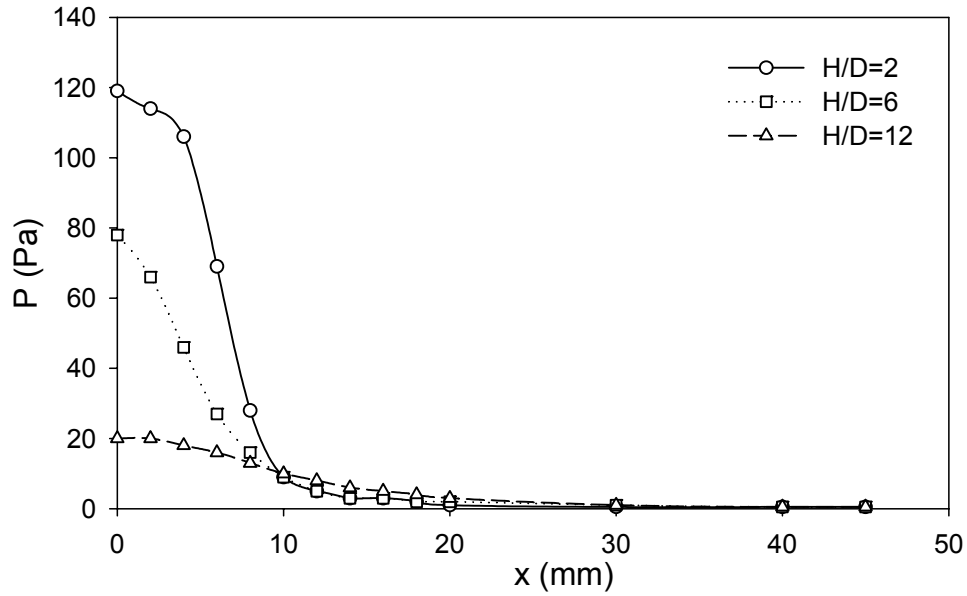
Şekil 10.50. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde değişimi (EJ4)



Şekil 10.51 Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi (RA1)



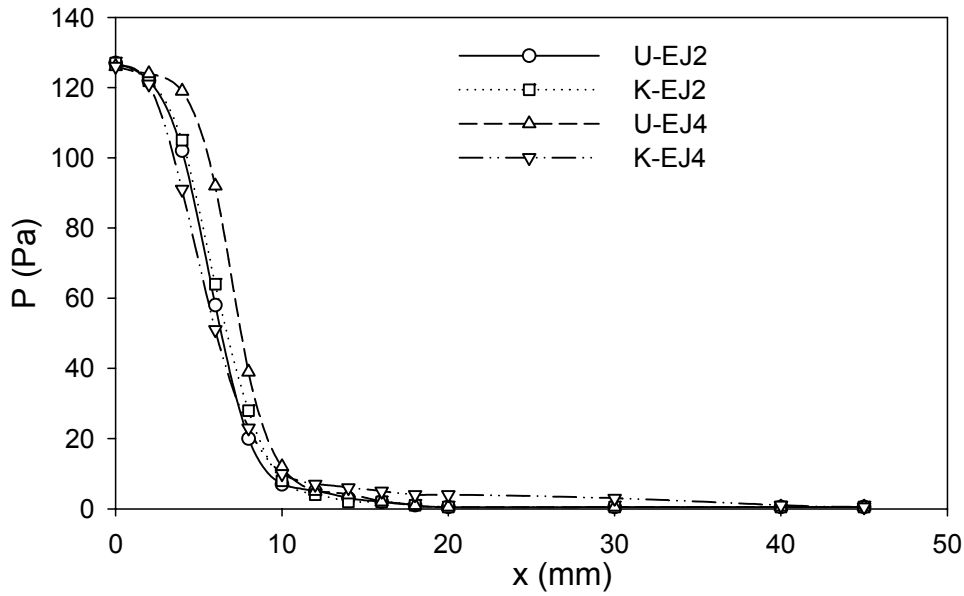
Şekil 10.52. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde değişimi (RA2)



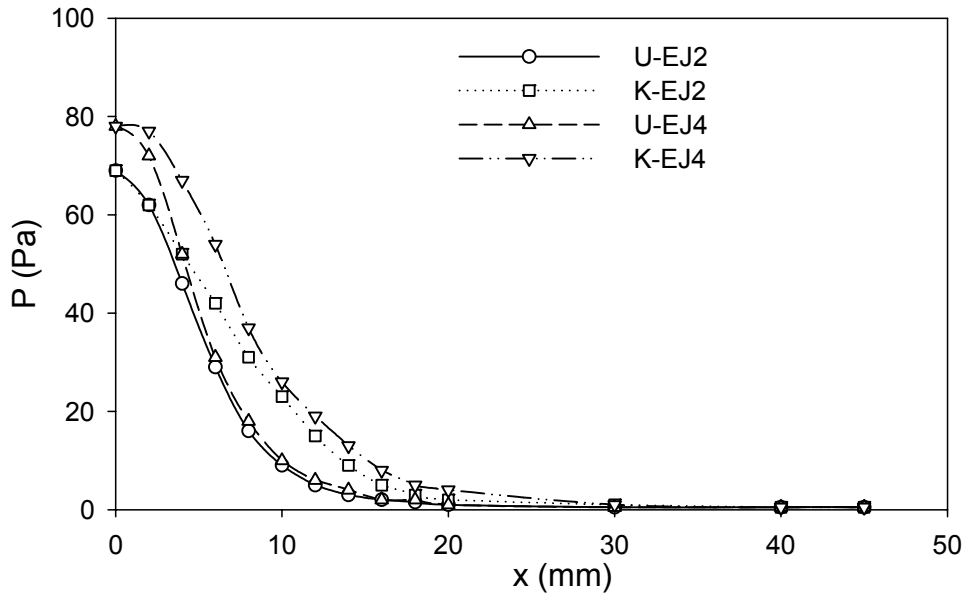
Şekil 10.53. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde değişimi (RA4)

Kısa eksen uzun eksen oranları farklı olan eliptik ve dikdörtgen kesitli jetler için basınç dağılımı ölçümleri her iki eksen yönü içinde yapılmıştır. Eliptik jetler için elde edilen uzun ve kısa eksen yönündeki basınç dağılımlarının

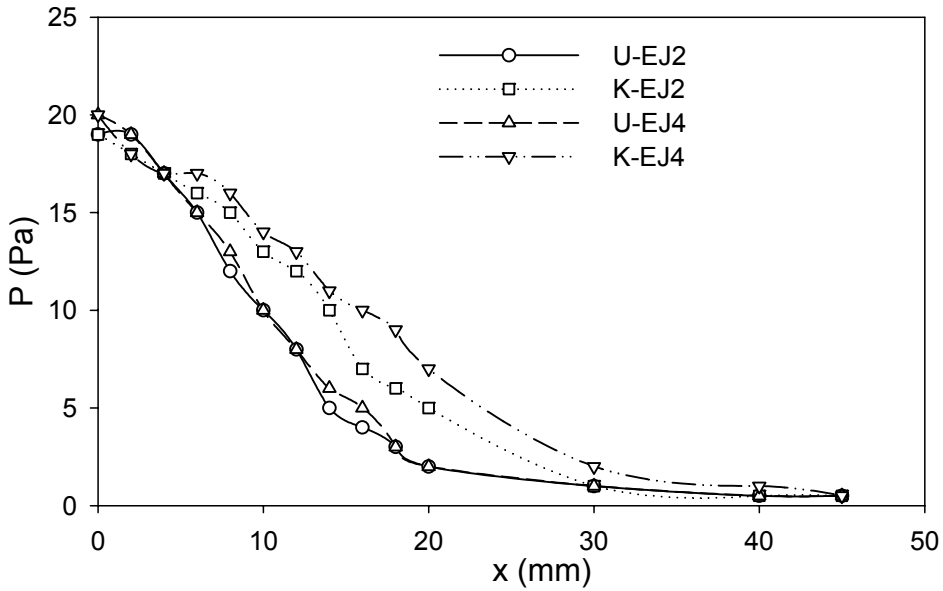
karşılaştırılması jet-plaka mesafesine bağlı olarak Şekil 10.54-Şekil 10.56'da gösterilmiştir. Bu şekillerde dikkat çeken en önemli durum LDA ölçümleriyle belirlediğimiz eksen kaymasının basınç ölçümlerine de yansıdığıdır. Şekil 10.54'te jet-plaka mesafesi 2 iken uzun eksen yönünde durma bölgesinde daha yüksek basınç değerleri elde edilmiştir. Ancak jet- plaka mesafesi 6 ve 12 jet çapına çıkartıldığında, Şekil 10.55, Şekil 10.56'da görüldüğü gibi kısa eksen yönündeki değerler daha yüksek çıkmıştır. Bir başka ilgi çekici nokta $H/D=12$ mesafesinde bu farkların duvar jeti bölgesi içinde de gözlemlenmesidir.



Şekil 10.54. Statik basıncın uzun ve kısa eksen yönünde çarpma noktasından itibaren değişimi ($H/D=2$)



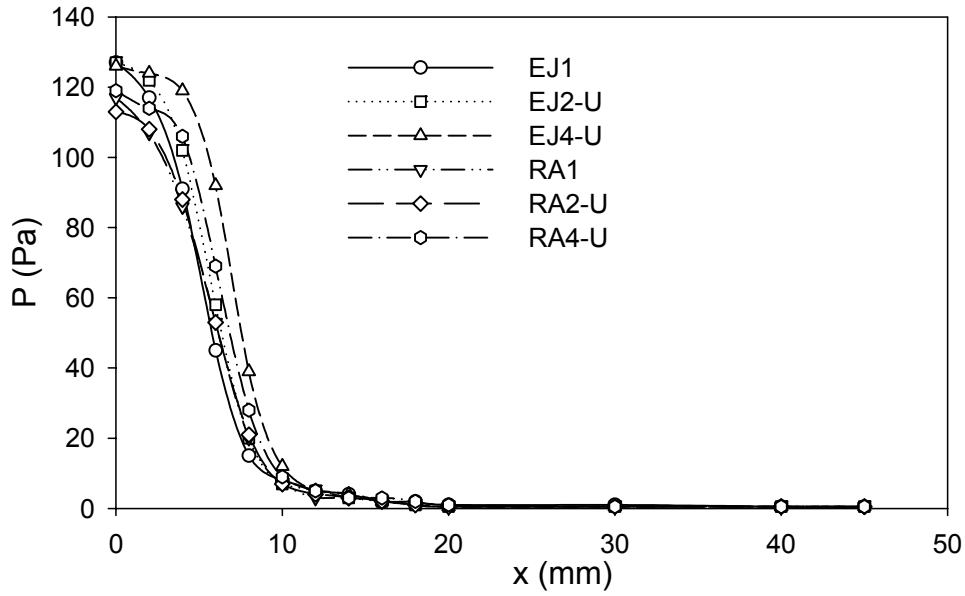
Şekil 10.55. Statik basıncın uzun ve kısa eksen yönünde çarpma noktasından itibaren değişimi ($H/D=6$)



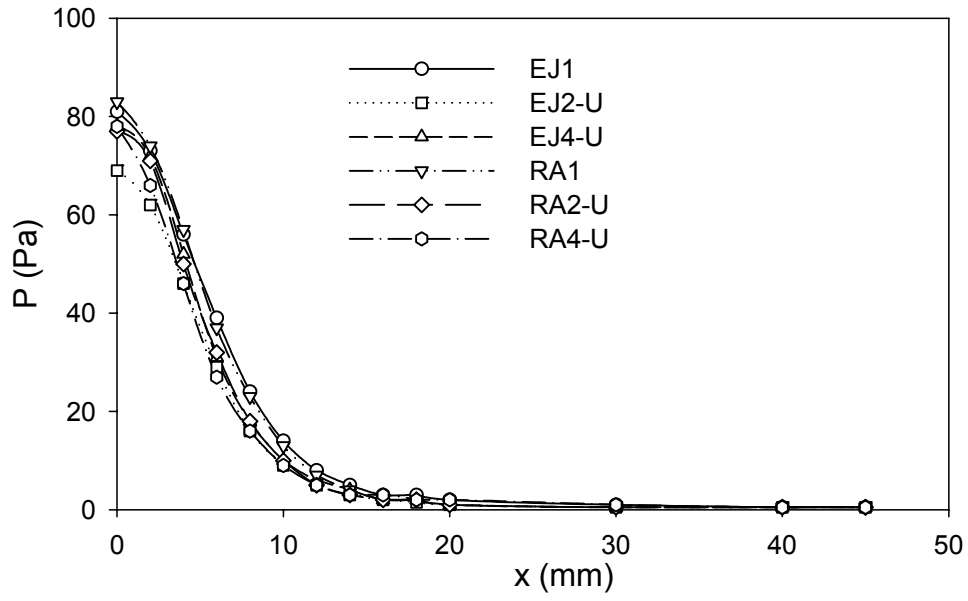
Şekil 10.56. Statik basıncın uzun ve kısa eksen yönünde çarpma noktasından itibaren değişimi ($H/D=12$)

Dairesel, eliptik ve dikdörtgen kesitli jetler için yapılan basınç dağılımı ölçümleri Şekil 10.57-Şekil 10.59'da birlikte gösterilmiştir. Boyutsuz jet plaka mesafeleri 2 ve 6 için yapılan ölçümlerde, farklı geometrilerle elde edilen

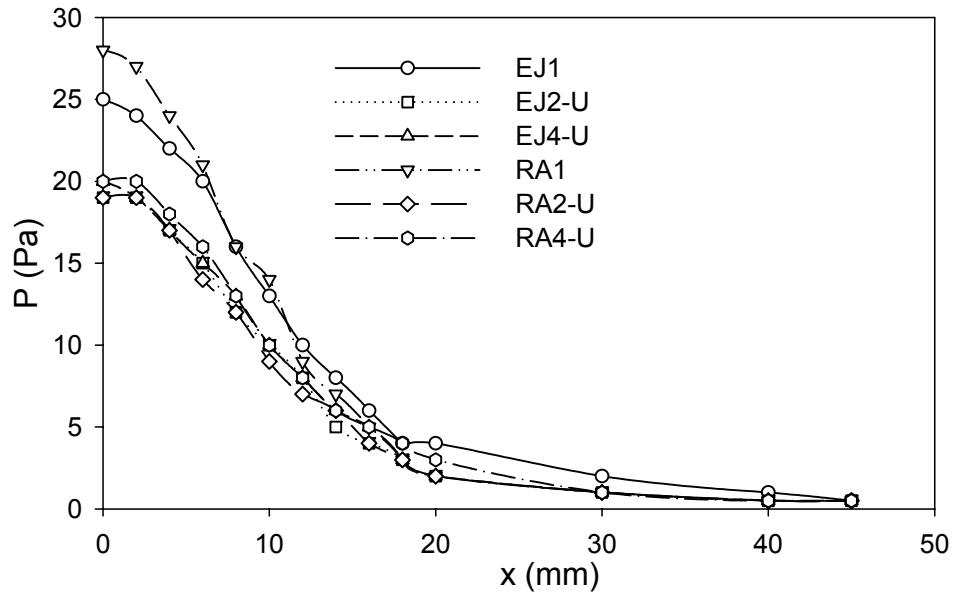
basınç dağılımları birbirine çok yakın değerler göstermektedir. Plaka üzerinde en düşük basınç değerlerinin elde edildiği mesafe olan 12 jet çapında geometriler arası farklar Şekil 10.59'da görüldüğü gibi daha belirgindir. Özellikle durma noktası civarında eliptik jetlerle, dairesel jetlere kıyasla daha düşük basınç değerleri elde edilmiştir. Bu durum eliptik jetlerin daha kısa potansiyel öz uzunluklarına sahip olmaları ve bu sebeple bu mesafeye kadar daha fazla yavaşlamalarıyla açıklanabilir.



Şekil 10.57. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi($H/D=2$)

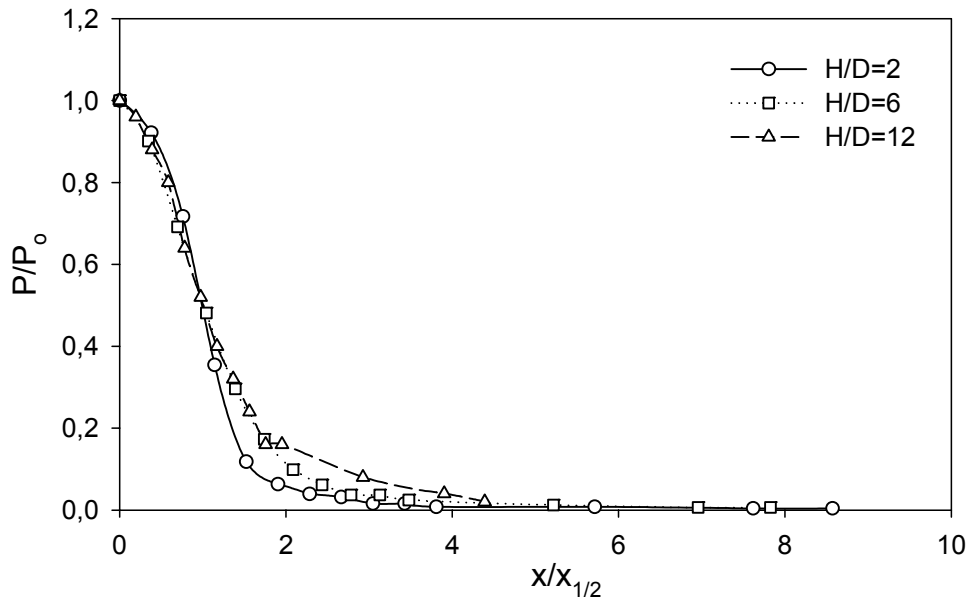


Şekil 10.58. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi($H/D=6$)

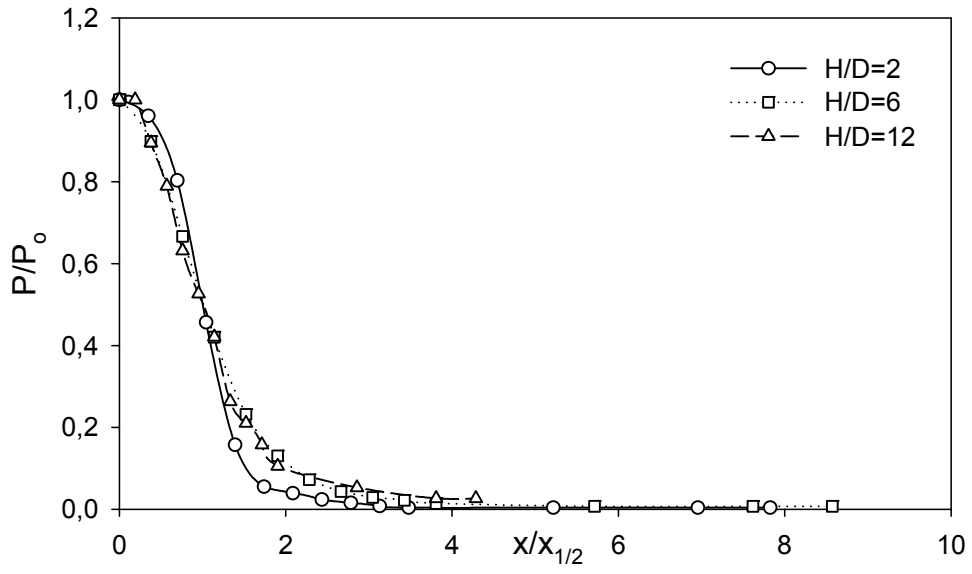


Şekil 10.59. Statik basıncın çarpma noktasından itibaren değişimi($H/D=12$)

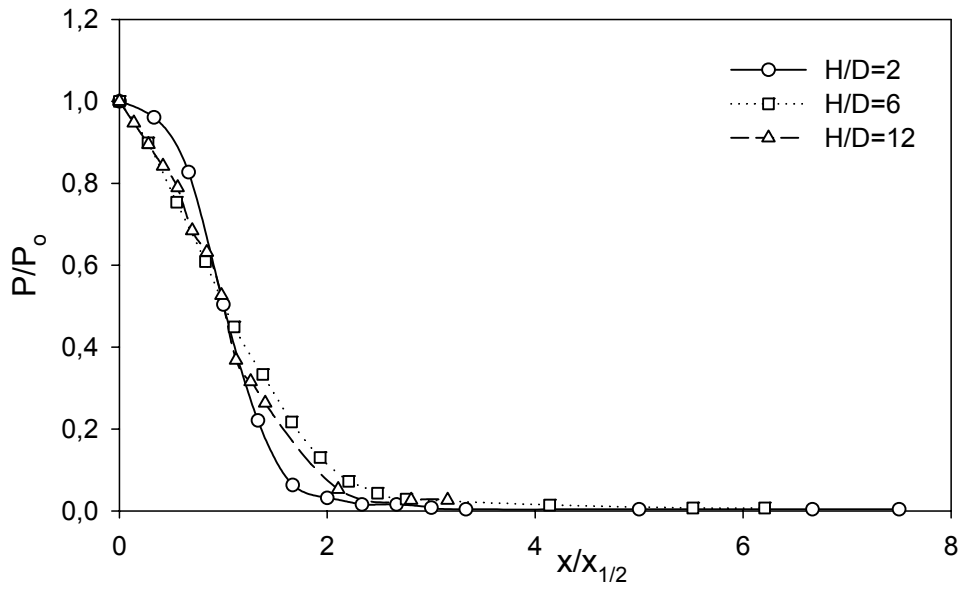
Farklı jet-plaka mesafelerinde elde edilen basınç dağılımlarının, jet- plaka mesafesinden bağımsız bir şekilde boyutsuzlaştırılmasına yönelik olarak, plaka üzerindeki basınçlar durma noktası basıncı kullanılarak boyutsuzlaştırılmış, çarpma noktasından olan mesafede basıncın yarıya düştüğü mesafe kullanılarak boyutsuzlaştırılmıştır. Bu şekilde elde edilen boyutsuz basınç dağılımı grafikleri bazı örnek durumlar için Şekil 10.60-Şekil 10.63'te verilmiştir. Görüleceği üzere dairesel, eliptik ve dikdörtgen kesitli jetler için kısa ve uzun eksen yönünde jet-plaka mesafesinden bağımsız boyutsuz basınç dağılımları elde edilmiştir.



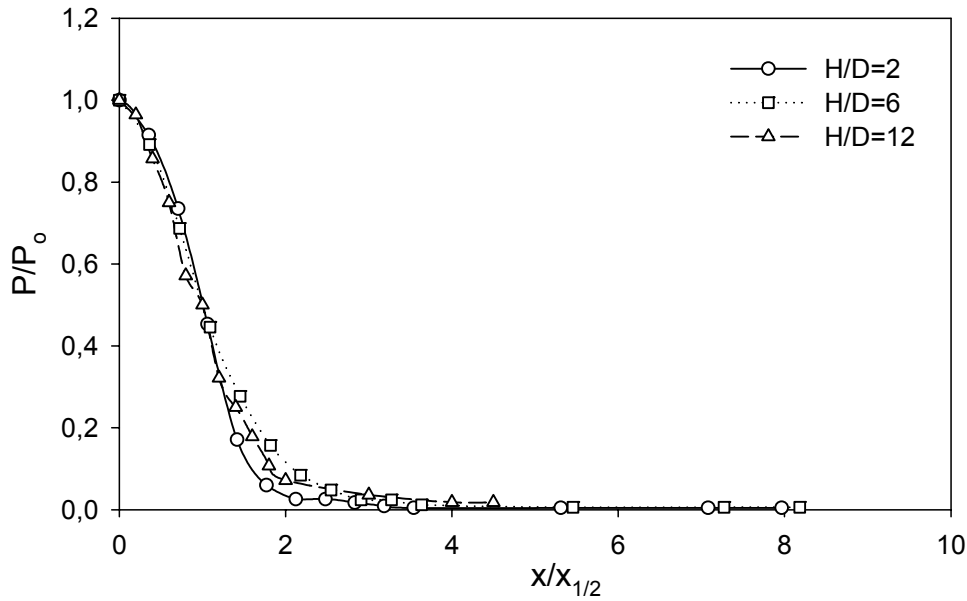
Şekil 10.60. Boyutsuz statik basıncın çarpma noktasından itibaren boyutsuz uzunlukla değişimi (EJ1)



Şekil 10.61. Boyutsuz statik basıncın çarpma noktasından itibaren uzun eksen yönünde boyutsuz uzunlukla değişimi (EJ2)



Şekil 10.62. Boyutsuz statik basıncın çarpma noktasından itibaren kısa eksen yönünde boyutsuz uzunlukla değişimi (EJ2)



Şekil 10.63. Boyutsuz statik basıncın çarpma noktasından itibaren boyutsuz uzunlukla değişimi (RA1)

Ayrıntılı LDA ve basınç ölçümleriyle, çarpan akışkan jetlerinin akış özelliklerinin belirlendiği bu çalışma sonucunda, eliptik ve dairesel jetlerde jet genişlemesi belirlenmiş, eliptik jetlerde kısa eksen yönündeki genişlemenin uzun eksen yönündekine oranla daha fazla olduğu ve bunun eksen kaymasına sebep olduğu görülmüştür. Basınç ölçümlerinde dikkat çeken en önemli durum LDA ölçümleriyle belirlediğimiz bu eksen kaymasının basınç ölçümlerine de yansıdığıdır. Plaka boyunca çarpma plakasına yakın bölgede yapılan ölçümler sonucu düşük jet-plaka mesafesinde dairesel ve eliptik jetlerin sınır tabakalarının farklı gelişim gösterdiği, mesafenin artışıyla benzer profillerin oluştuğu gözlemlenmiştir. Büyük jet-plaka mesafelerinde, özellikle durma noktası civarında eliptik jetlerle, dairesel jetlere kıyasla daha düşük basınç değerleri elde edilmiştir. Bu durum eliptik jetlerin daha kısa potansiyel öz uzunluklarına sahip olduklarının bir delili olarak önem taşımaktadır. Ayrıca, ısı transferi karakteristiklerini açıklamda yardımcı olacak yatay ve dikey hız türbülans ölçümleri ve bunların elde edildiği konumlar belirlenmiş yine aynı amaca yönelik olarak plaka üzerinde plakaya paralel akışın ivmelendiği ve yavaşladığı konumlarda net bir şekilde ortaya konmuştur.

11. SONUÇ VE ÖNERİLER

Elektronik elemanların ve mikro işlemcilerin ürettiği ısı miktarının artması, bu elemanların soğutulması için gerekli soğutma sistemlerinin karmaşıklığını ve maliyetini arttırmıştır. Doğal taşınımın soğutma için yeterli olmadığı durumlarda, havayla zorlanmış taşınım uygulamaları devreye girmiş daha yüksek ısı akılarında ise sıvıyla soğutma ve iki fazlı soğutma uygulamaları bunların yerini almıştır. Çarpan hava jeti uygulamaları, elde edilen yerel ısı transferi miktarları bakımından havayla zorlanmış taşınımın üst limitini oluşturmaktadır. Bu sebeple çarpan hava jetlerinin elektronik elemanların soğutulmasına yönelik uygulamaları büyük önem taşımaktadır.

Çarpan jetlerin akış ve ısı transferi özellikleri, jet çıkış geometrisinden jet çıkışındaki hız profiline, jet ile plaka arasındaki mesafeden jet içerisindeki türbülansa, çarpma plakası geometrisinden jet ile plaka arasındaki sıcaklık farkına kadar birçok parametreye bağlı olarak değişmektedir.

Bu çalışmada ilk olarak jet ile çarpma plakası arasındaki sıcaklık farkının yerel ve ortalama ısı transferine etkisi deneysel ve sayısal olarak incelenmiştir. Bahsedilen sıcaklık farkının özellikle küçük jet hızlarında yerel ve ortalama ısı transferi üzerinde etkili olduğu ve bu etkinin çarpma plakasının değişik bölgelerinde farklılıklar gösterdiği gözlemlenmiştir. Sıcaklık farkı etkisiyle oluşan doğal taşınım yerel ısı transferini plakanın bazı bölümlerinde arttırmış bazı bölümlerinde azaltmıştır. Ortalama ısı transferinde düşük jet hızlarında %35'e varan oranlarda artış elde edilmiştir. Türbülanslı akış şartlarında ise doğal taşınım etkisi ihmal edilebilir boyutlardadır. Bahsedilen etki, doğru bir sayısal modelleme yapılabilmesine yönelik önemine ek olarak, bu etkinin görüldüğü jet hızlarındaki çarpan jet uygulamalarında en uygun jet plaka mesafesinin ve ayrıca jet dizilerine yönelik çalışmalarda jetler arası en uygun mesafenin belirlenmesinde kriter oluşturmaktadır.

Çarpma plakası üzerinde elde edilen ısı transferi plaka boyunca doğrusal olmayan bir şekilde değişmektedir. Bahsedilen değişimin belirli aralıklarla ısı çiftler kullanılarak belirlenmesi özellikle küçük jet çaplarının kullanıldığı durumlarda mümkün olmamaktadır. Bu değişimin jet çıkış geometrisinin bir fonksiyonu olarak her noktada belirlenebilmesi için sıvı kristal sıcaklık ölçüm tekniği kullanılarak deneyler yapılmıştır. Jet çıkış geometrisine ve jet plaka mesafesine bağlı olarak ısı transferinin özellikle durma bölgesinde farklılıklar gösterdiği görülmüştür. Eliptik ve dikdörtgen kesitli Jet geometrilerinin durma bölgesinde pasif bir ısı transferi artırımı mekanizması olarak kullanılabileceği sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca kesit alanı artırımının ısı transferini olumsuz etkilediği belirlenmiştir. Buna ek olarak eliptik jetlerle kısa potansiyel öz uzunlukları sebebiyle yüksek jet-plaka mesafelerinde dairesel jetlerden daha düşük ısı transferi elde edilmiştir.

Çarpan jetlerle elde edilen ısı transferi ile, çarpan jetin oluşturduğu akış alanı arasında bir ilişki olduğu bilinmektedir. Jetin akış alanı jet geometrisinin ve jet ile plaka arasındaki mesafenin bir fonksiyonu olarak ayrıntılı Lazer-Doppler Anemometrisi (LDA) ve basınç ölçümleriyle belirlenmiştir. Jet çıkışından başlayıp plaka sonuna kadar elde edilen hız ve türbülans verilerinin incelenmesi sonucunda plaka üzerinde elde edilen ısı transferinin plaka üzerinde jetin ivmelenmesi ve jet içerisindeki türbülans yoğunluğu ile ilgisi olduğu belirlenmiştir. Ayrıntılı LDA ve basınç ölçümleriyle, çarpan akışkan jetlerinin akış özelliklerinin belirlendiği bu çalışma sonucunda, eliptik ve dairesel jetlerde jet genişlemesi belirlenmiş, eliptik jetlerde kısa eksen yönündeki genişlemenin uzun eksen yönündekine oranla daha fazla olduğu ve bunun eksen kaymasına sebep olduğu görülmüştür. Basınç ölçümlerinde dikkat çeken en önemli durum LDA ölçümleriyle belirlediğimiz bu eksen kaymasının basınç ölçümlerine de yansıdığıdır. Plaka boyunca çarpma plakasına yakın bölgede yapılan ölçümler sonucu düşük jet-plaka mesafesinde dairesel ve eliptik jetlerin sınır tabakalarının farklı gelişim gösterdiği, mesafenin artışıyla benzer profillerin olduğu gözlemlenmiştir. Büyük jet-plaka mesafelerinde, özellikle durma noktası civarında eliptik

jetlerle, dairesel jetlere kıyasla daha düşük basınç değerleri elde edilmiştir. Bu durum eliptik jetlerin daha kısa potansiyel öz uzunluklarına sahip olduklarının bir delili olarak önem taşımaktadır. Ayrıca, ısı transferi karakteristiklerini açıklamada yardımcı olacak yatay ve dikey hız türbülans ölçümleri ve bunların elde edildiği konumlar belirlenmiş, yine aynı amaca yönelik olarak plaka üzerinde plakaya paralel akışın ivmelendiği ve yavaşladığı konumlarda net bir şekilde ortaya konmuştur.

Çarpan jet akışı sayısal modellemeye uygun basit geometrisi ve kendi içerisinde gösterdiği potansiyel öz bölgesinin oluşması, akışın plakaya dik yönden plakaya paralel yöne dönmesi, bu dönüş esnasında akım çizgilerinin eğilmesi gibi karmaşık akış özellikleri göstermesi sebebiyle bir çok farklı türbülans modelinin test edilmesi için çok uygun bir akıştır. Dairesel ve dairesel olmayan jetlerle elde edilen, türbülanslı akışın modellenmesine yönelik olarak düşük Reynolds sayılı bir $k-\epsilon$ modeli kullanılarak sayısal çözümler yapılmış, sonuçlar elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak modelin ısı transferini çarpma plakası üzerinde her noktada belirlemede yetersiz kaldığı ancak durma noktasından itibaren genel değişimi yakalayabildiği görülmüştür.

Sayısal çalışma kapsamında son olarak dairesel jetler için Reynolds sayısının ve jet ile plaka arasındaki mesafenin ısı transferine etkisini belirlemeye yönelik olarak parametrik bir çalışma yapılmış, plaka üzerinde elde edilen maksimum ısı transferinin konumunun bu parametrelere bağlı olarak değişimi belirlenmiştir. Maksimum ısı transferinin elde edildiği nokta özellikle düşük jet-plaka mesafelerinde durma noktasından farklı bir noktada elde edilmiştir ve konumu artan jet-plaka mesafesiyle birlikte durma noktasına doğru kaymıştır. Çok düşük Re sayılarında ise en yüksek ısı transferi durma noktasında elde edilmiştir. LDA ölçümleri ve sayısal çalışma sonuçları maksimum ısı transferi konumu ile jet içerisindeki türbülans ve akış ivmelenmesi arasında bir ilişki olduğunu ortaya koymuştur. Jet içerisindeki türbülansın en yüksek değerinin jet-plaka mesafesinin artmasıyla çarpma

noktasına doğru kayması, yine yatay hız ve türbülans yoğunluğu değerlerinin yaklaşık olarak çarpma noktasından 0,5D mesafede ölçülmesi kayda değer bulgulardır.

Bu çalışma sonucunda elde edilen bulgular ve edinilen tecrübeler ışığında, çarpan jetlerin akış ve ısı transferi karakteristiklerinin belirlenmesine ve aradaki ilişkilerin daha net bir şekilde ortaya konulmasına yönelik olarak bundan sonra yapılabilecek çalışmalara yönelik aşağıdaki öneriler sunulmuştur.

1. Mevcut çalışmada incelenmeyen, çarpma plakası özelliklerinin ısı transferine etkisi incelenmeye değer bir konudur. Bu bağlamda, çarpma noktasından itibaren sınır tabakasının gelişimi ve kalınlaşması düşünülerek plaka üzerinde değişik boyuttaki pürüzlülüklerin ısı transferine etkisi incelenebilir. Bu yapılırken akışın laminar veya türbülanslı olmasına bağlı olarak farklı boyutlardaki pürüzlülüklerle ısı transferi arttırımı sağlanabilir, hatta aynı plaka üzerinde çarpma noktasından itibaren birkaç farklı boyutta pürüzlülüğün etkisi incelenebilir.
2. Yapılan LDA ölçümleri sonucunda akış ivmelenmesi ve jet içerisindeki türbülans ile ısı transferi arasında ilişki olabileceği belirlenmişti. Bunun devamı niteliğinde daha geniş bir aralıkta LDA ve diğer optik ölçüm teknikleri ve akış gözlemlleme teknikleri kullanılarak bu ilişki daha net bir şekilde ortaya konulabilir.
3. Dairesel jetten farklı geometrilerin özellikle durma bölgesinde ısı transferi arttırım yöntemi olarak kullanılabileceği bu çalışmada gösterilmişti. Dolayısıyla dairesele jetten farklı jet dizilerinin performanslarının araştırılması da, tek jetle elde edilen sonuçların jetler arası etkileşimin de olduğu jet dizilerinde nasıl farklılık göstereceğinin görülmesi açısından önemlidir.

KAYNAKLAR

1. Rajaratnam, N., "Turbulent Jets", *Elsevier*, New York, 26-50 (1976).
2. Viskanta, R., "Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets", *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6(2): 111-134 (1993).
3. Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M. A., Button, B. L., "A review of heat transfer data for single circular jet impingement", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 13(2): 106-115 (1992).
4. Incropera, F.P., Ramadhyani, S., "Single phase , liquid jet impingement cooling of high performance chips", *Proc. NATO Adv. Study Institute on Cooling of Electronics Systems*, 277-327 (1994).
5. Sparrow, E.M., Lee, L., "Analysis of flow field and impingement heat/mass transfer due to a nonuniform slot jet", *Journal of Heat Transfer*, 97: 191-197 (1975).
6. Giralt, F., Chia, C. J., Trass, O., "Characterization of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet", *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 16(1): 21-28 (1977).
7. Wang, X. S., Dagan, Z., Jiji, L. M., "Heat transfer between a circular free impinging jet and a solid surface with non-uniform wall temperature or wall heat flux-1. Solution for the stagnation region", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 32(7): 1351-1360 (1989).
8. Perry. K. P., "Heat transfer by convection from a hot gas jet to a plane surface", *Institution of Mechanical Engineers Proceedings*, 168: 775-784 (1954).
9. Huang, G. C., "Investigations of heat-transfer coefficients for air flow through round jets impinging normal to a heat transfer surface", *Journal of Heat Transfer*, 85: 237-245 (1963).
10. Gardon, R., Akfirat, J. C., "The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 8: 1261-1272 (1965).
11. Gardon, J., Akfirat, J. C., "Heat transfer characteristics of impinging two dimensional air jets", *Journal of Heat Transfer*, 88: 101-108 (1966).
12. Kercher, D. M., Tabakoff, W., "Heat transfer by a square array of round air jets impinging perpendicular to a flat surface including the effect of spent air", *Journal of Engineering for Power*, 92: 73-82 (1970).

13. Sparrow, E. M., Wong, T. C., "Impingement transfer coefficients due to initially laminar slot jets", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 18(5): 597-605 (1975).
14. Sparrow, E. M., Goldstein, R. J., Rouf, M. A., "Effect of nozzle-surface separation distance on impingement heat transfer for a jet in a crossflow", *Journal of Heat Transfer*, 97: 528-533 (1975).
15. Koopman, R. N., Sparrow, E. M., "Local and average transfer coefficients due to an impinging row of jets", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19: 673-683 (1976).
16. Florschuetz, L. W., Berry, R. A., Metzger, D. E., "Periodic streamwise variations of heat transfer coefficients for inline and staggered arrays of circular jets with crossflow of spent air", *Journal of Heat Transfer*, 102: 132-137 (1980).
17. Goldstein, R. J., Behbahani, A. I., "Impingement of a circular jet with and without crossflow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 25(9): 1377-1382 (1982).
18. Lytle, D., Webb, B. W., "Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37(12): 1687-1697 (1994).
19. Yu, M. H., Monkewitz, P. A., "Oscillations in the near field of a heated two dimensional jet", *J. Fluid Mech.*, 255: 323-347 (1993).
20. Garimella, S. V., Rice, R. A., "Confined and submerged liquid jet impingement heat transfer", *Journal of Heat Transfer*, 117: 871-877 (1995).
21. Yan, X., Saniei, N., "Heat transfer from an obliquely impinging circular air jet to a flat plate", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 18(6): 591-599 (1997).
22. Li, C. Y., Garimella, S. V., "Prandtl-number effects and generalized correlations for confined and submerged jet impingement", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44: 3471-3480 (2001).
23. Ho, C. M., Gutmark, E., "Vortex induction and mass entrainment in a small aspect ratio elliptic jet", *Journal of Fluid Mechanics*, 179: 383-405 (1987).
24. Hussain, F., Husain, H. S., "Elliptic jets part I. Characteristics of unexcited and excited jets", *Journal of Fluid Mechanics*, 208: 257-320 (1989).

25. Lee, S. J., Lee, J. H., Lee, D. H., "Local heat transfer measurements from an elliptic jet impinging on a flat plate using liquid crystal", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 37(6): 967-976 (1994).
26. Lee, J., Lee, S. J., "The effect of nozzle aspect ratio on stagnation region heat transfer characteristics of elliptic impinging jet", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 43: 555-575 (2000).
27. Yan, W. M., Mei, S. C., Liu, H. C., Soong, C.Y., Yang, W.J., "Measurement of detailed heat transfer on a surface under arrays of impinging elliptic jets by a transient liquid crystal technique", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 47: 5235-5245 (2004).
28. Van Heinenen, A. R. P., Mujumdar, A. S., Douglas, W. J. M., "Numerical prediction of the flow field and impingement heat transfer caused by a laminar slot jet", ***Journal of Heat Transfer***, 98: 654-658 (1976).
29. Saad, N. R., Douglas, W. J. M., Mujumdar, A. S., "Prediction of heat transfer under an axisymmetric laminar impinging jet", ***Ind. Eng. Chem. Fundam.***, 16(1): 148-154 (1977).
30. Owsenek, B. L., Cziesla, T., Mitra, K., Bisvas, G., "Numerical investigation of heat transfer in impinging axial and radial jets with superimposed swirl", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 40(1): 141-147 (1997).
31. Chiriac, V. A., Ortega, A., "A numerical study of the unsteady flow and heat transfer in a transitional confined slot jet impinging on an isothermal surface", ***International Journal of Heat and Mass Transfer***, 45: 1237-1248 (2002).
32. Chattopadhyay, H., "Numerical investigations of heat transfer from impinging annular jet", ***International Journal of Heat and Mass Transfer***, 47: 3197-3201 (2004).
33. Craft, T. J., Graham, L. J. W., Launder, B. E., "Impinging jet studies for turbulence model assessment-II. An examination of the performance of four turbulence models", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 36(10): 2685-2697 (1993).
34. Shi, Y. L., Ray, M. B., Mujumdar, A. S., "Computational study of impingement heat transfer under a turbulent slot jet", ***Industrial and Engineering Chemistry Research***, 41: 4643-4651 (2002).
35. Dianat, M., Fairweather, M., Jones, W. P., "Predictions of the concentration field of an impacting turbulent jets", ***Proc. 10th Turbulent Flow Symposium***, The Pennsylvania State University, 12-19 (1995).

36. Gibson, M. M., Harper, R. D., "Calculation of impinging jet heat transfer with the low Reynolds number k- ϵ turbulence model", ***Int. J. Heat and Fluid Flow***, 18: 80-87 (1997).
37. Hosseinalipour, S. M., Mujumdar, A. S., "Comparative evaluation of different turbulence models for confined impinging and opposing jet flows", ***Numerical Heat Transfer Part A***, 28: 647-666 (1995).
38. Wang, S. J., Mujumdar, A. S., "A comparative study of five low Reynolds number k- ϵ models for impingement heat transfer", ***Applied Thermal Engineering***, 25: 31-44 (2005).
39. Hollworth, B. R., Durbin, M., "Impingement cooling of electronics", ***Journal of Heat Transfer***, 114(3): 607-613 (1992).
40. Liu, T., Sullivan, J. P., "Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 39(17): 3695-3706 (1996).
41. Sheriff, H. S., Zumbrennen, D. A., "Effect of flow pulsations on the cooling effectiveness of an impinging jet", ***Journal of Heat Transfer***, 116: 886-895 (1994).
42. Brignoni, L. A., Garimella, S. V., "Experimental optimization of confined air jet impingement on a pin fin heat sink", ***IEEE Transactions on Components and Packaging Technology***, 22(3): 399-404 (1999).
43. El Sheikh, H. A., Garimella, S. V., "Heat transfer from pin fin heat sinks under multiple impinging jets", ***IEEE Transactions on Advanced Packaging***, 23(1): 113-120 (2000).
44. Brignoni, L. A., Garimella, S. V., "Effects of nozzle inlet chamfering on pressure drop and heat transfer in confined air jet impingement", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 43: 1133-1139 (2000).
45. Lee, D. H., Won, S. Y., Kim, Y. T., Chung, Y. S., "Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 45: 223-227 (2002).
46. Zhou, D. W., Lee, S. J., "Heat transfer enhancement of impinging jets using mesh screens", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 47: 2097-2108 (2004).
47. Ekkad, S. V., Kontrovitz, D., "Jet impingement heat transfer on dimpled target surfaces", ***International Journal of Heat and Fluid Flow***, 23: 22-28 (2002).

48. Fleischer, A. S., Nejad, S. R., "Jet impingement cooling of a discretely heated portion of a protruding pedestal with a single round air jet", ***Experimental Thermal and Fluid Science***, 28: 893-901 (2004).
49. Royne, A., Dey, C. J., "Effect of nozzle geometry on pressure drop and heat transfer in submerged jet arrays", ***International Journal of Heat and Mass Transfer***, 49: 800-804 (2006).
50. Yan, W. M., Liu, H. C., Soong, C. Y., Yang, W. J., "Experimental study of impinging heat transfer along rib-roughened walls by using transient liquid crystal technique", ***International Journal of Heat and Mass Transfer***, 48: 2420-2428 (2005).
51. BSA Flow Software, ***Installation and User's Guide***, Version 4, 2-109 (2005).
52. Camcı, C., Kim, K., Hippensteele, S. A., "A new hue capturing technique for the quantitative interpretation of liquid crystal images used in convective heat transfer studies", ***Journal of Turbomachinery***, 114:765-775 (1992).
53. Farina, D. J., Hacker, J. M., Moffat, R. J., Eaton, J. K., "Illuminant invariant calibration of thermochromic liquid crystals", ***Experimental Thermal and Fluid Science***, 9:1-12 (1994).
54. Bakrania, S., Anderson, A. M., "A transient technique for calibrating thermochromic liquid crystals: the effects of surface preparation technique ,lighting, and overheat", ***Proceedings of IMEC2002, New Orleans Louisiana***, 445-452 (2002).
55. Sabatino, D. R., Praisner, T. J., Simith, C. R., "A high accuracy calibration technique for thermochromic liquid crystal temperature measurements", ***Experiments in Fluids***, 28: 497-505 (2000).
56. Wilcox, D. C., ***Turbulence Modeling for CFD***, Second Edition, ***DCV Industries***, 21-26 (1998).
57. Patel, V. C., Rodi, V., Scheuerer, G., "Turbulence models for near wall and low Reynolds number flows:A review", ***AIAA Journal***, 23:1308-1319 (1984).
58. Launder, B. E., Spalding, D. B., " The numerical computation of turbulent flows", ***Comp. Methods Appl. Mech. Eng.***, 3: 269-289 (1974).
59. Tennekes, H., Lumley, J. L., "A First Course in Turbulence", ***MIT Press***, 16th Edition, 59-100, (1997).

60. PHOENICS Documentation, **Chams**, Version 3.6, 10-60 (2006).
61. Incropera, F. P., DeWitt, D. P., "Fundamentals of Heat and Mass Transfer", 4th Edition, **John Wiley and Sons Inc.**, 481-516 (1996).
62. Oster, D., Wygnanski, "The forced mixing layer between parallel streams", **Journal of Fluid Mechanics**, 123: 91-130 (1982).
63. Versteeg, H. K., Malalasekera, W. "An Introduction to Computational Fluid Dynamics", **Printice Hall**, 10-83 (1995).
64. Schlichting, H., "Boundary Layer Theory", **McGraw-Hill**, 47-68 (1968).
65. Holman, J. P., "Experimental Methods for Engineers", 6th Edition, **McGraw-Hill**, 37-83 (1994).

EKLER

EK-1. Görüntü işleme programı

```

clear all
clc
w=100;
L=100;
% excel dosyasi hazirlandiktan sonra
% file menusunen 'import data' ya gir excel dosyani sec, 'ac' de.
% wizard ciktikten sonra 'finish' butonuna bas
% MatLab command window'da T=Sayfa1 komutunu ver.
% MatLab command window'da save sicaklik.mat T komutunu ver
load sicaklik.mat T
[A]=imread('TLC300','jpg');
imshow(A);
[imag_HSV]=rgb2hsv(A);
[satir,sutun,derinlik]=size(imag_HSV);

dusey_pixel_uzunlugu=L/satir;
yatay_pixel_uzunlugu=w/satir;
dusey_pixel_sayisi5mm;
yatay_pixel_sayisi5mm=round(5/yatay_pixel_uzunlugu);
orta_x=round(yatay_pixel_sayisi5mm*10);
orta_y=round(satir/2);
termocouples_pixel_index=round([yatay_pixel_sayisi5mm:yatay_pixel_sayisi5mm:]);
termocouples_x=(termocouples_pixel_index-orta_x)*yatay_pixel_uzunlugu;
termocouples_y=zeros(1,19);
termocouple_hues=imag_HSV(orta_y,termocouples_pixel_index,1);
D=dist(termocouple_hues);
D=D+eye(size(D,1));
I=[];
for i=1:size(D,2)
    for j=i:size(D,2)
        if D(i,j)==0
            I=[I;[i,j]];
        end
    end
end
for k=1:size(I,1)
    T(I(k,:))=mean(T(I(k,:)));
end
remaining=1:19;

```

EK-1. (Devam) Görüntü işleme programı

```

for k=1:size(I,1)
    remaining=remaining(find(remaining~=I(k,2)));
end
termocouple_hues=termocouple_hues(remaining);
T=T(remaining);

SICAKLIK=zeros(satir,sutun);
for i=1:satir
    for j=1:sutun
        SICAKLIK(i,j)=spline(termocouple_hues,T,[imag_HSV(i,j,1)]);
    end
end

ortalama_sicaklik=mean(mean(SICAKLIK));
%reduced_SICAKLIK=SICAKLIK(yatay_pixel_sayisi5mm:end-
yatay_pixel_sayisi5mm,dusey_pixel_sayisi5mm:end-
dusey_pixel_sayisi5mm);
%ortalama_sicaklik=mean(mean(reduced_SICAKLIK));

% figure
% plot(termocouple_hues,T,'-*')
% xlabel('hue')
% ylabel('T')
ve
clc
w=100;
L=100;
[A]=imread('RD4-HD12-R10000','jpg');
[imag_HSV]=(A);
[satir,sutun,derinlik]=size(imag_HSV);
dusey_pixel_uzunlugu=L/satir;
yatay_pixel_uzunlugu=w/sutun;
dusey_pixel_sayisi5mm=round(dusey_pixel_uzunlugu);
dusey_pixel_sayisi1mm=round(1/dusey_pixel_uzunlugu);
yatay_pixel_sayisi5mm=round(yatay_pixel_uzunlugu);
yatay_pixel_sayisi1mm=round(1/yatay_pixel_uzunlugu);
orta_x=round(sutun/2);
orta_y=round(satir/2);
termocouples_pixel_index_xyonu=round([574:-12:120]);
termocouples_pixel_index_yyonu=round([664:-13:130]);

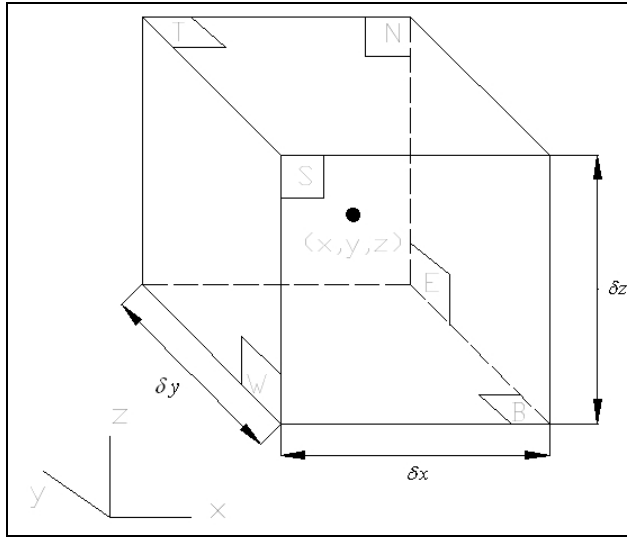
```

EK-1. (Devam) Görüntü işleme programı

```
termocouple_hues_short=imag_HSV(664,termocouples_pixel_index_xyonu,1)
)'  
termocouple_hues_long=imag_HSV(termocouples_pixel_index_yyonu,574,1)  
imshow(imag_HSV)
```

EK-2. Korunum denklemleri

Bu bölümde elde edilecek korunum denklemlerinde akışkan kontinuum olarak alınacaktır. Yani akışkanın hareketi hız, basınç, özkütle, sıcaklık ve bunların zamana ve konuma göre türevleriyle ifade edilecektir. Korunum denklemlerini elde etmekte kullanılacak olan akışkan hacmi yukarıda kabulü yapılan kontinuum yaklaşımını zedelemeyecek en küçük hacim olarak alınmıştır. Şekillerdeki kontrol hacimleri Versteeg ve Malalasekera'dan alınmıştır[63]. Buna ek olarak aşağıda görülen hacmin çok küçük olması sebebiyle yine yukarıdaki referans temel alınarak hücre yüzeyindeki akışkan özellikleri merkezindekilere göre Taylor serisinin ilk iki terimi kullanılarak ifade edilmiştir.



Şekil 2.1. Korunum denklemleri için akışkan hacmi

Süreklilik denklemi

En genel haliyle kütlenin korunumu ifadesi yazılırsa:

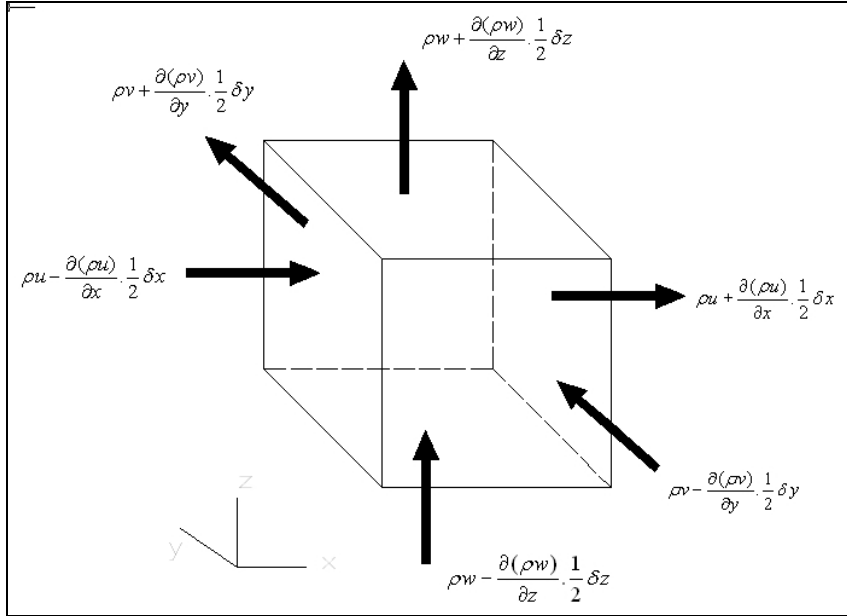
$$\left[\begin{array}{c} \text{Kontrol hacmi içerisinde} \\ \text{kütlenin artış oranı} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{Kontrol hacmi içersine} \\ \text{net kütle akısı} \end{array} \right]$$

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

Yukarıdaki ifadenin sol tarafı:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \delta x \delta y \delta z) = \frac{\partial \rho}{\partial t} \delta x \delta y \delta z \quad (2.1)$$

Şeklinde ifade edilebilir. İfadenin sağ tarafındaki net kütle akısını bulmak için aşağıdaki şekil kullanılarak:



Şekil 2.2. Kontrol hacmine olan kütle giriş ve çıkışları

$$\begin{aligned} \text{Net Kütle Akısı} = & \left(\rho u - \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \delta y \delta z - \left(\rho u + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \delta y \delta z + \\ & \left(\rho v - \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \frac{1}{2} \delta y \right) \delta x \delta z - \left(\rho v + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \frac{1}{2} \delta y \right) \delta x \delta z + \\ & \left(\rho w - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \frac{1}{2} \delta z \right) \delta x \delta y - \left(\rho w + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \frac{1}{2} \delta z \right) \delta x \delta y \end{aligned} \quad (2.2)$$

Yukarıdaki kütle korunumu için verilen ifadenin sağ ve sol tarafları için elde ettiğimiz ifadeleri yerine koyduğumuzda:

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

Veya aynı ifade vektörel olarak yazılırsa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.4)$$

Yukarıda elde edilen iki denklem kararsız halde, sıkıştırılabilir akışkanlar için kütlenin korunumu veya süreklilik denklemini ifade etmektedir. Soldaki ilk terim birim hacimdeki kütlenin (yoğunluk) zamana göre değişimini, ikinci terim ise kontrol hacminden dışarıya net kütle akısını temsil etmektedir ve bu terim taşınım terimidir. Mevcut problemde yani kararlı halde sıkıştırılamaz akış için zamana bağlı terim sadeleşmekte ayrıca sıkıştırılamaz akış olması sebebiyle de süreklilik denklemi:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.5)$$

halini almaktadır.

Yukarıda genel durum için verilen süreklilik denkleminin iki terimi korunan herhangi bir özellik için (φ) genelleştirilirse:

$$\frac{\partial(\rho \varphi)}{\partial t} + \text{div}(\rho \varphi \vec{u}) \quad (2.6)$$

Elde edilen ifade de ilk terim φ' 'nin birim hacimde zamana göre değişimini, ikinci terim ise kontrol hacminden dışarıya birim hacimde net φ akısını

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

göstermektedir. Toplam türev cinsinden yukarıdaki ifade aşağıdaki şekilde tanımlanabilir:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\phi\vec{u}) = \rho \frac{D\phi}{Dt} \quad (2.7)$$

Momentum denklemi

Newton'un ikinci kanununa göre, akışkan parçacığının momentumunun değişim oranı, parçacık üzerine etkiyen kuvvetlerin toplamına eşittir. Buna göre momentumun korunumu ifadesi en genel haliyle şu şekilde yazılabilir:

$$\left[\begin{array}{c} \text{Akışkan parçacığının} \\ \text{momentumunun artış oranı} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{Akışkan parçacığı üzerine} \\ \text{etkiyen kuvvetlerin toplamı} \end{array} \right]$$

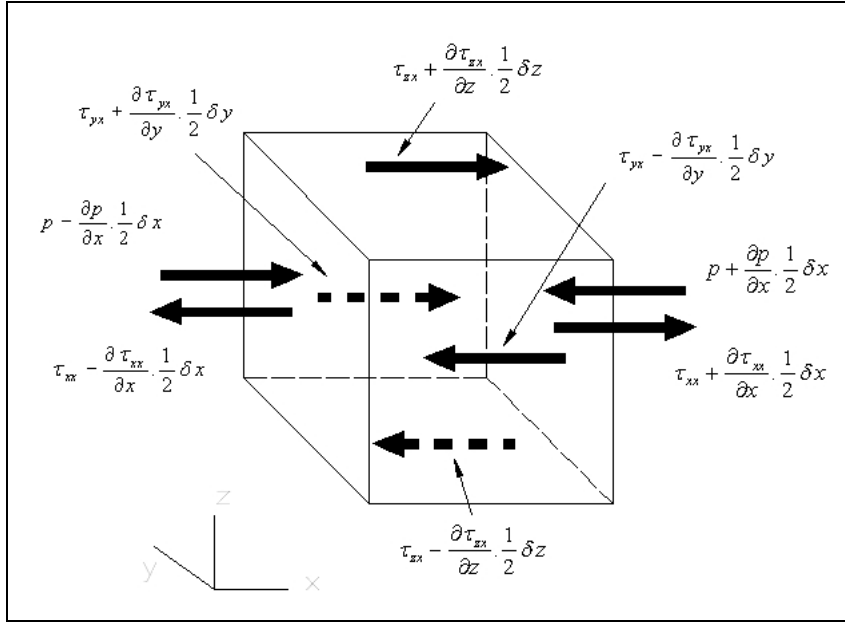
Toplam türev ifadesini kullanarak x, y, z yönünde birim hacimler için momentumun artış oranları sırasıyla :

$$\rho \frac{Du}{Dt}, \rho \frac{Dv}{Dt}, \rho \frac{Dw}{Dt}$$

Ayrıca, akışkana etkiyen kuvvetler yüzeye ve hacme etkiyen kuvvetler olarak iki ana gruba ayrılabilir. Yüzeye etkiyen kuvvetler kendi içerisinde basınç kuvvetleri ve viskoz kuvvetler olarak ayrılabilirler. Akışkan üzerine etkiyen gerilmeler basınç ve dokuz viskoz gerilme bileşeniyle gösterilebilir. Viskoz gerilmeler için τ sembolü kullanılmıştır. τ_{ij} şeklinde gösterilen viskoz gerilmelerde j gerilme bileşeninin etkilediği yönü i ise gerilmenin bulunduğu yüzeye olan dik bileşeni göstermektedir.

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

x yönünde etkiyen, basınç ve viskoz gerilmelerden kaynaklanan kuvvetleri, aşağıda gerilmeleri gösteren şeklin yardımıyla yazarsak:



Şekil 2.3. x yönündeki gerilme bileşenleri

Doğu ve batı yüzeyleri için:

$$\begin{aligned} & \left[\left(p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) - \left(\tau_{xx} - \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \right] \delta y \delta z \\ & + \left[- \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) + \left(\tau_{xx} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} \frac{1}{2} \delta x \right) \right] \delta y \delta z = \left(- \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} \right) \delta x \delta y \delta z \end{aligned} \quad (2.8)$$

Kuzey ve güney yüzeyleri için:

$$- \left(\tau_{yx} - \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \frac{1}{2} \delta y \right) \delta x \delta z + \left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \frac{1}{2} \delta y \right) \delta x \delta z = \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \delta x \delta y \delta z \quad (2.9)$$

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

Üst ve alt yüzeyler için:

$$-\left(\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{1}{2} \delta z\right) \delta x \delta y + \left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{1}{2} \delta z\right) \delta x \delta y = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \delta x \delta y \delta z \quad (2.10)$$

X yönünde birim hacimde etkiyen net yüzey kuvveti yukarıdaki üç denklemin toplanıp $\delta x \delta y \delta z$ çarpımına bölünmesiyle aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$F_{net-x} = \frac{\partial(-p + \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \quad (2.11)$$

Hacime etkiyen kuvvetlerin kaynak terimi olarak gösterilmesi yaygın bir uygulamadır. Dolayısıyla yerçekimi ve diğer hacme etkiyen kuvvetlerin etkisi S_{Mx} şeklinde bir momentum kaynağı tanımlanarak hesaba katılabilir.(2).

Sonuç olarak momentum denkleminin X bileşeni:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \frac{\partial(-p + \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + S_{Mx} \quad (2.12)$$

Y bileşeni:

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial(-p + \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + S_{My} \quad (2.13)$$

Z bileşeni:

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial(-p + \tau_{zz})}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + S_{Mz} \quad (2.14)$$

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

Şeklinde elde edilir. Elde edilen momentum denkleminin x, y, z bileşenlerine bakıldığında viskoz gerilmelerin fazladan bilinmeyenler olarak karşımıza çıktığı görülmektedir. Newtonyan akışlar için bu gerilmeler deformasyon oranıyla orantılıdır. Üç boyutlu akışlarda yerel deformasyon oranı doğrusal deformasyon oranı ve hacimsel deformasyon oranından oluşmaktadır. Bunlar hız değişimleri cinsinden yazılabilir.

Sonuç olarak viskoz gerilme bileşenleri:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \operatorname{div} \vec{u} \quad , \quad \tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \operatorname{div} \vec{u} \quad , \quad \tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \operatorname{div} \vec{u} \\ \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad , \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)\end{aligned}\tag{2.15}$$

Yukarıdaki gerilme ifadelerinde μ dinamik viskozite olup gerilmeleri doğrusal deformasyonla ilişkilendirmekte, λ ikincil viskozite olup gerilmeleri hacimsel deformasyonla ilişkilendirmektedir. Gazlar için $\lambda = -(2/3)\mu$ alınabilir[64]. Viskoz gerilmeler için elde ettiğimiz ifadeleri momentum denkleminin x,y,z bileşenlerinde yerine koyarsak Navier Stokes denklemleri elde edilir:

$$\begin{aligned}\rho \frac{Du}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \operatorname{div} \vec{u} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] + S_{Mx}\end{aligned}\tag{2.16}$$

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dv}{Dt} = & -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \text{div} \vec{u} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + S_{My} \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dw}{Dt} = & -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \text{div} \vec{u} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + S_{Mz} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Yukarıdaki ifadelerde viskoz gerilmeler , küçük katkısı olan terimler kaynak terimi içerisinde gösterilerek:

$$\text{div} \left(\mu \text{grad} \vec{u} \right) + S_{Mx} \quad (2.19)$$

şeklinde yazılırsa Navier Stokes denklemleri sonlu hacimler metodu için en uygun olan aşağıdaki hali alır:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \text{div}(\mu \text{grad} u) + S_{Mx} \quad (2.20)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \text{div}(\mu \text{grad} v) + S_{My} \quad (2.21)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \text{div}(\mu \text{grad} w) + S_{Mz} \quad (2.22)$$

Sonuç olarak, sıkıştırılabilir akışlar için 3 boyutlu ,nevtonyan bir akışkan için momentum denkleminin x, y, z bileşenleri sırasıyla:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div} \left(\rho u \vec{u} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \text{div}(\mu \text{grad} u) + S_{Mx} \quad (2.23)$$

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v \vec{u}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \text{div}(\mu \text{grad} v) + S_{My} \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \text{div}(\rho w \vec{u}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \text{div}(\mu \text{grad} w) + S_{Mz} \quad (2.25)$$

Mevcut durumu ifade eden, kararlı halde soldaki ilk terim zamandan bağımsız olduğu için sıfırdır. Sıkıştırılamaz akış için yoğunluk türev ifadesinin dışına alınıp, denklemin her iki tarafı yoğunluğa bölünür ve sabit viskozite için kaldırma kuvveti etkisi de ihmal edilirse momentum denkleminin x, y, z bileşenleri sırasıyla:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad (2.26)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \quad (2.27)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad (2.28)$$

olarak elde edilir. Eşitliklerdeki ν kinematik viskozite olup dinamik viskozitenin yoğunluğa bölünmesiyle elde edilmiştir.

Enerji denklemi

Termodinamiğin birinci kanunundan yola çıkılarak enerjinin korunumu ifadesi:

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

$$\begin{aligned}
 \left[\begin{array}{c} \text{Akışkan parçacığının} \\ \text{enerjisinin} \\ \text{artım oranı} \end{array} \right] &= \left[\begin{array}{c} \text{Akışkan parçacığına} \\ \text{eklenen net ısı} \\ \text{transferi oranı} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{Akışkan parçacığı} \\ \text{üzerinde birim zamanda} \\ \text{yapılan net iş} \end{array} \right] \\
 &+ \left[\begin{array}{c} \text{Kaynaklar sebebiyle} \\ \text{enerji} \\ \text{artım oranı} \end{array} \right]
 \end{aligned}$$

şeklinde yazılabilir. Akışkan parçacığı üzerinde yüzey kuvvetleri tarafından birim zamanda yapılan iş, kuvvetin kuvvet yönündeki hız bileşeniyle çarpılmasıyla elde edilir. Buna göre momentum denklemi elde edilirken kullanılan kuvvetleri kullanarak, x, y, z yönündeki bu kuvvetlerin birim zamanda yaptığı işler sırasıyla:

$$\left[\frac{\partial [u(-p + \tau_{xx})]}{\partial x} + \frac{\partial (u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (u\tau_{zx})}{\partial z} \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.29)$$

$$\left[\frac{\partial [v(-p + \tau_{yy})]}{\partial y} + \frac{\partial (v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial (v\tau_{zy})}{\partial z} \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.30)$$

$$\left[\frac{\partial [w(-p + \tau_{zz})]}{\partial z} + \frac{\partial (w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial (w\tau_{yz})}{\partial y} \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.31)$$

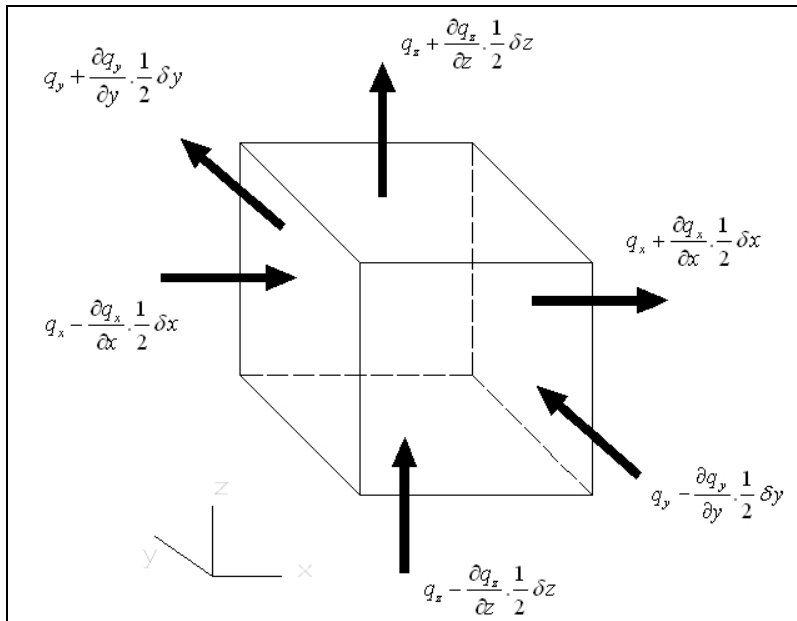
Yukarıda verilen her bir yöndeki kuvvetlerin yaptıkları birim zamandaki işler toplanırsa akışkan partikülü üzerinde yüzey kuvvetlerinin birim zamanda yaptığı toplam iş:

$$\left[-\text{div}(pu) \right] + \left[\begin{array}{c} \frac{\partial (u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial (v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial (v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial (v\tau_{zy})}{\partial z} \\ + \frac{\partial (w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial (w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial (w\tau_{zz})}{\partial z} \end{array} \right] \quad (2.32)$$

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

Aşağıdaki şekil yardımıyla akışkan partikülüne birim hacim için x, y, z yönündeki ısı akıları sebebiyle olan net ısı transferi oranı:

$$-\frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} - \frac{\partial q_z}{\partial z} = -\text{div } \vec{q} \quad (2.33)$$



Şekil 2.4. Isı akısı vektörü bileşenleri

Yukarıdaki ifadeden Fourier kanunu kullanılarak akışkana iletimle eklenen ısı transferi oranı:

$$-\text{div } \vec{q} = \text{div}(k \text{ grad } T) \quad (2.34)$$

elde edilir.

Böylece en genel haliyle enerji denklemi:

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

$$\rho \frac{DE}{Dt} = \left[-\text{div} \left(p \vec{u} \right) \right] + \left[\frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} \right] + \text{div}(k \text{ grad } T) + S_E \quad (2.35)$$

şeklinde ifade edilir. Denklemdaki E iç enerji ve kinetik enerjilerin toplamını ifade etmektedir. Potansiyel enerjinin etkisi kaynak terimi içinde ele alınmıştır. Enerji denkleminin kinetik enerjiyi ifade eden kısmı x yönündeki momentum denklemini x yönündeki hız bileşeni, y yönündeki momentum denklemini y yönündeki hız bileşeni, z momentum denklemini z yönündeki hız bileşeniyle çarpıp sonuçları toplayarak elde edilebilir. Sonuç olarak kinetik enerji için elde edilen denklem yukarıda elde ettiğimiz enerji denkleminden çıkarılırsa iç enerji denklemini:

$$\rho \frac{Di}{Dt} = \left[-p \text{div} \vec{u} \right] + \left[\tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yx} \frac{\partial u}{\partial y} + \tau_{zx} \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_{xy} \frac{\partial v}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{zy} \frac{\partial v}{\partial z} + \tau_{xz} \frac{\partial w}{\partial x} + \tau_{yz} \frac{\partial w}{\partial y} + \tau_{zz} \frac{\partial w}{\partial z} \right] + \text{div}(k \text{ grad } T) + S_i \quad (2.36)$$

Momentum denklemini için kullandığımız Nevtonyan akış modeli kullanılarak iç enerji denklemindeki viskoz ifadeler deformasyonlar cinsinden yazılıp yerine konursa sonuçta:

$$\rho \frac{Di}{Dt} = -p \text{div} \vec{u} + \text{div}(k \text{ grad } T) + \Phi + S_i \quad (2.37)$$

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

Denklemleri elde edilir. Denklemlerde viskoz gerilmelerin bütün etkisi Φ disipasyon fonksiyonu içerisinde ele alınmıştır:

$$\Phi = \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} + \lambda (\text{div } \vec{u})^2 \quad (2.38)$$

Sonuç olarak Nevtonyan bir akışkan için, zamana bağlı, sıkıştırılabilir akış için iç enerji denklemi:

$$\frac{\partial(\rho i)}{\partial t} + \text{div}(\rho i \vec{u}) = -p \text{div} \vec{u} + \text{div}(k \text{ grad } T) + \Phi + S_i \quad (2.39)$$

elde edilir. Mevcut durum ele alındığında kararlı hal olması sebebiyle soldaki ilk terim sadeleşir. Akışımızın düşük hızlarda ($M < 0.3$) olması sebebiyle sıkıştırılmaz olması ve bu yüzden de süreklilik denklemi yardımıyla sağdaki ilk terimin de sıfır olduğu görülür. Yine düşük hızlarda viskoz disipasyon ihmal edilebilir. Sistemimizin boyutunu düşünerek potansiyel enerji kaynak terimi de ihmal edildiğinde:

$$\text{div}(\rho i \vec{u}) = \text{div}(k \text{ grad } T) \quad (2.40)$$

Buradan da sıkıştırılmaz akışlar için:

$$i = CT \quad (2.41)$$

yazılırsa sıcaklıklar cinsinden iç enerji denklemi:

EK-2. (Devam) Korunum denklemleri

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (2.42)$$

elde edilir.

EK-3. Örnek Q1 kütüğü

```

<html><head><title>Q1</title>
  <link rel="stylesheet" type="text/css"
    href="/phoenics/d_polis/polstyle.css">
</head><body><pre><strong>
TALK=T;RUN( 1, 1)

*****
  Q1 created by VDI menu, Version 3.6, Date 02/11/04
  CPVNAM=VDI;SPPNAM=Core
*****
  IRUNN   =      1 ;LIBREF =      0
*****
  Group 1. Run Title
  TEXT(EJ1R5000LD5(3MM)
*****
  Group 2. Transience
  STEADY   =      T
*****
  Groups 3, 4, 5 Grid Information
  * Overall number of cells, RSET(M,NX,NY,NZ,tolerance)
  RSET(M,40,40,48)
*****
  Group 6. Body-Fitted coordinates
*****
  Group 7. Variables: STORED,SOLVED,NAMED
  ONEPHS   =      T
  * Non-default variable names
  NAME(134) =VLSQ ; NAME(135) =PTOT
  NAME(136) =VABS ; NAME(137) =MACH
  NAME(138) =SHRZ ; NAME(139) =SHRY
  NAME(140) =SHRX ; NAME(141) =YPLS
  NAME(142) =STAN ; NAME(143) =HTCO
  NAME(144) =STRS ; NAME(145) =SKIN
  NAME(148) =DEN1 ; NAME(149) =WDIS
  NAME(150) =TEM1
  * Solved variables list
  SOLVE(P1 ,U1 ,V1 ,W1 ,YPLS,STAN,HTCO,STRS)
  SOLVE(SKIN,TEM1)
  * Stored variables list
  STORE(WDIS,DEN1,SHRX,SHRY,SHRZ,MACH,VABS,PTOT)
  STORE(VLSQ)
  * Additional solver options
  SOLUTN(P1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
  SOLUTN(TEM1,Y,Y,Y,N,N,Y)
  TURMOD(KEMODL-LOWRE)

*****
  Group 8. Terms & Devices
  TERMS (TEM1,Y,Y,Y,Y,Y,Y)
*****
  Group 9. Properties
  PRESS0   = 1.013250E+05 ;TEMP0   = 2.731500E+02
  * Domain material is: 0   Air at 20 deg C, 1 atm
  SETPRPS(1, 0)
  RH01     = 1.208539E+00
  DVO1DT   = 3.410000E-03
  PRNDTL(TEM1) = -2.580000E-02
  PRT      (EP ) = 1.314000E+00
*****
  Group 10. Inter-Phase Transfer Processes
*****

```

EK-3. (Devam) Örnek Q1 kütüğü

```

Group 11. Initialise Var/Porosity Fields
FIINIT(WDIS) = 6.000000E-03
No PATCHes used for this Group

INIADD = F
*****
Group 12. Convection and diffusion adjustments
No PATCHes used for this Group
*****
Group 13. Boundary & Special Sources
No PATCHes used for this Group

BUOYE = 2.000000E+01
EGWF = T
*****
Group 14. Downstream Pressure For PARAB
*****
Group 15. Terminate Sweeps
LSWEEP = 3000
RESFAC = 1.000000E-03
*****
Group 16. Terminate Iterations
LITER (P1 ) = 200
*****
Group 17. Relaxation
RELAX(P1 ,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(KE ,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(EP ,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(YPLS,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(STAN,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(HTCO,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(STRS,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(SKIN,LINRLX, 1.000000E+00)
KELIN =
*****
Group 18. Limits
VARMAX(U1 ) = 1.000000E+06 ;VARMIN(U1 ) = -1.000000E+06
VARMAX(V1 ) = 1.000000E+06 ;VARMIN(V1 ) = -1.000000E+06
VARMAX(W1 ) = 1.000000E+06 ;VARMIN(W1 ) = -1.000000E+06
*****
Group 19. EARTH Calls To GROUND Station
USEGRD = T ;USEGRX = T
GENK = T
YPLS = T
ASAP = T
PARSOL = T
CONWIZ = T
IENUTA = 3
*****
Group 20. Preliminary Printout
ECHO = T
*****
Group 21. Print-out of Variables
OUTPUT(YPLS,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(STAN,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(HTCO,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(STRS,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(SKIN,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(WDIS,Y,N,N,N,N,N)
WALPRN = T
*****

```

EK-3. (Devam) Örnek Q1 kütüğü

```

Group 22. Monitor Print-Out
IXMON   =      1 ;IYMON   =      1 ;IZMON   =      47
NPRMON  =    100000
NPRMNT  =      1
TSTSWP  =     -1
*****
Group 23. Field Print-Out & Plot Control
NPRINT  =    100000
NXPRIN  =      5
NYPRIN  =      5
NZPRIN  =      5
ISWPRF  =      1 ;ISWPRL =    100000
IPROF   =      2

PATCH (FIG1      ,PROFIL,30,30,30,30,1,48,1,1)
PLOT(FIG1      ,P1  , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
PLOT(FIG1      ,U1  , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
PLOT(FIG1      ,V1  , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
PLOT(FIG1      ,W1  , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
PLOT(FIG1      ,TEM1, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
*****
Group 24. Dumps For Restarts

GVIEW(P,9.151631E-02,-9.953384E-01,-3.043363E-02)
GVIEW(UP,3.333273E-02,-2.748284E-02,9.990664E-01)

> DOM,      SIZE,      5.000000E-02, 5.000000E-02, 5.300000E-02
> DOM,      MONIT,     1.666670E-04, 1.666670E-04, 5.277210E-02
> DOM,      SCALE,     1.000000E+00, 1.000000E+00, 1.000000E+00
> DOM,      SNAPSIZ,   1.000000E-02
> GRID,     RSET_X_1,   1, 1.000000E+00
> GRID,     RSET_X_2,   2, 1.500000E+00
> GRID,     RSET_Y_1,   1, 1.000000E+00
> GRID,     RSET_Y_2,   2, 1.500000E+00
> GRID,     RSET_Z_1,   44, 2.900000E+00
> GRID,     RSET_Z_2,   4, -2.900000E+00

> OBJ,      NAME,      ALTP
> OBJ,      POSITION,   0.000000E+00, 0.000000E+00, 0.000000E+00
> OBJ,      SIZE,      5.000000E-02, 5.000000E-02, 0.000000E+00
> OBJ,      GEOMETRY,   cube13
> OBJ,      ROTATION24, 1
> OBJ,      TYPE,       PLATE
> OBJ,      SURF_HEVT,   0.000000E+00, 1.000000E+02

> OBJ,      NAME,      ÜSTP
> OBJ,      POSITION,   0.000000E+00, 0.000000E+00, 5.000000E-02
> OBJ,      SIZE,      5.000000E-02, 5.000000E-02, 3.000000E-03
> OBJ,      GEOMETRY,   cube14
> OBJ,      ROTATION24, 1
> OBJ,      TYPE,       BLOCKAGE
> OBJ,      MATERIAL,   198, solid with smooth-wall friction

> OBJ,      NAME,      B3
> OBJ,      POSITION,   0.000000E+00, 0.000000E+00, 5.000000E-02
> OBJ,      SIZE,      5.000000E-03, 5.000000E-03, 3.000000E-03
> OBJ,      GEOMETRY,   quarter-cylinder
> OBJ,      ROTATION24, 1
> OBJ,      TYPE,       BLOCKAGE
> OBJ,      MATERIAL,   DOMAIN
> OBJ,      SCAL_FIXF,   0.000000E+00
> OBJ,      INI_YPLS,    0.000000E+00

```

EK-3. (Devam) Örnek Q1 kütüğü

```

> OBJ,      INI_STAN,      0.000000E+00
> OBJ,      INI_HTCO,      0.000000E+00
> OBJ,      INI_STRS,      0.000000E+00
> OBJ,      INI_SKIN,      0.000000E+00

> OBJ,      NAME,          GİRİS
> OBJ,      POSITION,       0.000000E+00, 0.000000E+00, 5.300000E-02
> OBJ,      SIZE,          5.000000E-03, 5.000000E-03, 0.000000E+00
> OBJ,      GEOMETRY,
> OBJ,      ROTATION24,    1
> OBJ,      TYPE,          INLET
> OBJ,      PRESSURE,      0.000000E+00
> OBJ,      VELOCITY,      0.000000E+00, 0.000000E+00, -7.720000E+00
> OBJ,      TEMPERATURE,   2.000000E+01
> OBJ,      TURB-INTENS,   5.000000E+00

> OBJ,      NAME,          B6
> OBJ,      POSITION,       5.000000E-02, 0.000000E+00, 0.000000E+00
> OBJ,      SIZE,          0.000000E+00, 5.000000E-02, 5.000000E-02
> OBJ,      GEOMETRY,      cube12t
> OBJ,      ROTATION24,    1
> OBJ,      TYPE,          OUTLET
> OBJ,      PRESSURE,      0.000000E+00
> OBJ,      TEMPERATURE,   2.000000E+01
> OBJ,      COEFFICIENT,    1.000000E+03
> OBJ,      TURBULENCE,    0.000000E+00, 0.000000E+00

> OBJ,      NAME,          B7
> OBJ,      POSITION,       0.000000E+00, 5.000000E-02, 0.000000E+00
> OBJ,      SIZE,          5.000000E-02, 0.000000E+00, 5.000000E-02
> OBJ,      GEOMETRY,      cube12t
> OBJ,      ROTATION24,    1
> OBJ,      TYPE,          OUTLET
> OBJ,      PRESSURE,      0.000000E+00
> OBJ,      TEMPERATURE,   2.000000E+01
> OBJ,      COEFFICIENT,    1.000000E+03
> OBJ,      TURBULENCE,    0.000000E+00, 0.000000E+00
STOP

```

EK-4. Örnek sonuç dosyası

```

*****

-----
      CCCC HHH      PHOENICS Version 3.6.0 - EARTH
      CCCCCCCC      H      (C) Copyright 2004
      CCCCCCCC      See    H      Concentration Heat and Momentum Ltd
      CCCCCCCC      our new H      All rights reserved.
      CCCCCCCC      web-site H      Address: Bakery House, 40 High St
      CCCCCCCC      www.cham. H      Wimbledon, London, SW19 5AU
      CCCCCCCC      co.uk    H      Tel:      0208-947-7651
      CCCCCCCC      H      Fax       : 0208-879-3497
      CCCC HHH      E-mail:   phoenix@cham.co.uk
-----

This program forms part of the PHOENICS installation for:
      CHAM
The code expiry date is the end of : oct 2046
-----

*****

number of materials specified by SPEDATS is          1
solprp =          100 porprp =          198 vacprp =          199
!!!! The properties file is PROPS
Properties being read from PROPS
matind =          198
density = 0.000000E+00
visc/poi= 0.000000E+00
specheat= 0.000000E+00
thrmcond= 0.000000E+00
thrmxpns= 0.000000E+00
cmprsbtl= 1.000000E+19
Properties have been read from PROPS

Property-related data from gxprutil:
PRPS is stored with initial value =
      =-1.000000E+00
material properties used are...
denst1
vistrb
visclm
tempr1
mixln1
thrmel
speht1
      also, other related settings are ...
usegrx =      T
usegrd =      T
usewds =      T
end of property-related data

Number of F-array locations available is          10000000
Number used before BFC allowance is          5310418
Number used after BFC allowance is          5310418

Turbulence model constants
CMU      = 5.478000E-01 CD      = 1.643000E-01
CMUCD    = 9.000354E-02
C1E      = 1.440000E+00 C2E    = 1.920000E+00
AK        = 4.100000E-01 EWAL  = 8.600000E+00

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

*****

----- Recommended settings -----
CONWIZ = T activates settings based on
refrho = 1.000000E+00 refvel = 1.000000E+01
reflen = 1.000000E+00 reftemp = 1.000000E+03
rlxdu1 = 5.000000E-01 rlxdv1 = 5.000000E-01
rlxdw1 = 5.000000E-01
Maximum change of U1 per sweep = 100.0000
Maximum change of V1 per sweep = 100.0000
Maximum change of W1 per sweep = 100.0000
Maximum change of KE per sweep = 0.1000000
Maximum change of EP per sweep = 1000.000
Maximum change of TEM1 per sweep = 1000.000
relaxation and min/max values left at
defaults may have been changed

*****
*****
Group 1. Run Title and Number
*****
*****

TEXT(EJ1R5000LD5(3MM) )

*****
*****

IRUNN = 1 ;LIBREF = 0
*****

Group 2. Time dependence
STEADY = T
*****

Group 3. X-Direction Grid Spacing
CARTES = T
NX = 40
XULAST = 5.000000E-02
XFRAC ( 1) = 6.666666E-03 ;XFRAC ( 2) = 1.333333E-02
XFRAC ( 3) = 2.000000E-02 ;XFRAC ( 4) = 2.666667E-02
XFRAC ( 5) = 3.333333E-02 ;XFRAC ( 6) = 4.000000E-02
XFRAC ( 7) = 4.666667E-02 ;XFRAC ( 8) = 5.333333E-02
XFRAC ( 9) = 6.000000E-02 ;XFRAC (10) = 6.666666E-02
XFRAC (11) = 7.333333E-02 ;XFRAC (12) = 8.000000E-02
XFRAC (13) = 8.666667E-02 ;XFRAC (14) = 9.333333E-02
XFRAC (15) = 9.999999E-02 ;XFRAC (16) = 1.072000E-01
XFRAC (17) = 1.203647E-01 ;XFRAC (18) = 1.374123E-01
XFRAC (19) = 1.576000E-01 ;XFRAC (20) = 1.804985E-01
XFRAC (21) = 2.058180E-01 ;XFRAC (22) = 2.333459E-01
XFRAC (23) = 2.629174E-01 ;XFRAC (24) = 2.944000E-01
XFRAC (25) = 3.276840E-01 ;XFRAC (26) = 3.626767E-01
XFRAC (27) = 3.992984E-01 ;XFRAC (28) = 4.374796E-01
XFRAC (29) = 4.771591E-01 ;XFRAC (30) = 5.182822E-01
XFRAC (31) = 5.608000E-01 ;XFRAC (32) = 6.046681E-01
XFRAC (33) = 6.498463E-01 ;XFRAC (34) = 6.962974E-01
XFRAC (35) = 7.439876E-01 ;XFRAC (36) = 7.928855E-01
XFRAC (37) = 8.429619E-01 ;XFRAC (38) = 8.941897E-01
XFRAC (39) = 9.465437E-01 ;XFRAC (40) = 1.000000E+00
*****

Group 4. Y-Direction Grid Spacing
NY = 40
YVLAST = 5.000000E-02
YFRAC ( 1) = 6.666666E-03 ;YFRAC ( 2) = 1.333333E-02

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

YFRAC ( 3) = 2.000000E-02 ;YFRAC ( 4) = 2.666667E-02
YFRAC ( 5) = 3.333333E-02 ;YFRAC ( 6) = 4.000000E-02
YFRAC ( 7) = 4.666667E-02 ;YFRAC ( 8) = 5.333333E-02
YFRAC ( 9) = 6.000000E-02 ;YFRAC (10) = 6.666666E-02
YFRAC (11) = 7.333333E-02 ;YFRAC (12) = 8.000000E-02
YFRAC (13) = 8.666667E-02 ;YFRAC (14) = 9.333333E-02
YFRAC (15) = 9.999999E-02 ;YFRAC (16) = 1.072000E-01
YFRAC (17) = 1.203647E-01 ;YFRAC (18) = 1.374123E-01
YFRAC (19) = 1.576000E-01 ;YFRAC (20) = 1.804985E-01
YFRAC (21) = 2.058180E-01 ;YFRAC (22) = 2.333459E-01
YFRAC (23) = 2.629174E-01 ;YFRAC (24) = 2.944000E-01
YFRAC (25) = 3.276840E-01 ;YFRAC (26) = 3.626767E-01
YFRAC (27) = 3.992984E-01 ;YFRAC (28) = 4.374796E-01
YFRAC (29) = 4.771591E-01 ;YFRAC (30) = 5.182822E-01
YFRAC (31) = 5.608000E-01 ;YFRAC (32) = 6.046681E-01
YFRAC (33) = 6.498463E-01 ;YFRAC (34) = 6.962974E-01
YFRAC (35) = 7.439876E-01 ;YFRAC (36) = 7.928855E-01
YFRAC (37) = 8.429619E-01 ;YFRAC (38) = 8.941897E-01
YFRAC (39) = 9.465437E-01 ;YFRAC (40) = 1.000000E+00
*****

```

Group 5. Z-Direction Grid Spacing

```

PARAB = F
NZ = 48
ZWLAST = 5.300000E-02
ZFRAC ( 1) = 1.616893E-05 ;ZFRAC ( 2) = 1.206892E-04
ZFRAC ( 3) = 3.911406E-04 ;ZFRAC ( 4) = 9.008558E-04
ZFRAC ( 5) = 1.720657E-03 ;ZFRAC ( 6) = 2.919577E-03
ZFRAC ( 7) = 4.565261E-03 ;ZFRAC ( 8) = 6.724226E-03
ZFRAC ( 9) = 9.462036E-03 ;ZFRAC (10) = 1.284344E-02
ZFRAC (11) = 1.693246E-02 ;ZFRAC (12) = 2.179250E-02
ZFRAC (13) = 2.748635E-02 ;ZFRAC (14) = 3.407632E-02
ZFRAC (15) = 4.162421E-02 ;ZFRAC (16) = 5.019140E-02
ZFRAC (17) = 5.983885E-02 ;ZFRAC (18) = 7.062715E-02
ZFRAC (19) = 8.261650E-02 ;ZFRAC (20) = 9.586683E-02
ZFRAC (21) = 1.104377E-01 ;ZFRAC (22) = 1.263884E-01
ZFRAC (23) = 1.437779E-01 ;ZFRAC (24) = 1.626649E-01
ZFRAC (25) = 1.831080E-01 ;ZFRAC (26) = 2.051654E-01
ZFRAC (27) = 2.288950E-01 ;ZFRAC (28) = 2.543547E-01
ZFRAC (29) = 2.816019E-01 ;ZFRAC (30) = 3.106941E-01
ZFRAC (31) = 3.416885E-01 ;ZFRAC (32) = 3.746419E-01
ZFRAC (33) = 4.096112E-01 ;ZFRAC (34) = 4.466530E-01
ZFRAC (35) = 4.858237E-01 ;ZFRAC (36) = 5.271797E-01
ZFRAC (37) = 5.707769E-01 ;ZFRAC (38) = 6.166714E-01
ZFRAC (39) = 6.649190E-01 ;ZFRAC (40) = 7.155753E-01
ZFRAC (41) = 7.686960E-01 ;ZFRAC (42) = 8.243362E-01
ZFRAC (43) = 8.825513E-01 ;ZFRAC (44) = 9.433963E-01
ZFRAC (45) = 9.754234E-01 ;ZFRAC (46) = 9.924167E-01
ZFRAC (47) = 9.989841E-01 ;ZFRAC (48) = 1.000000E+00
*****

```

Group 6. Body-Fitted Coordinates

Group 7. Variables: STORED,SOLVED,NAMED

```

ONEPHS = T
NAME( 1) =P1 ;NAME( 3) =U1
NAME( 5) =V1 ;NAME( 7) =W1
NAME(12) =KE ;NAME(13) =EP
NAME(134) =VLSQ ;NAME(135) =PTOT
NAME(136) =VABS ;NAME(137) =MACH
NAME(138) =SHRZ ;NAME(139) =SHRY
NAME(140) =SHRX ;NAME(141) =YPLS
NAME(142) =STAN ;NAME(143) =HTCO
NAME(144) =STRS ;NAME(145) =SKIN

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

NAME(146) =PRPS ;NAME(147) =LTLS
NAME(148) =DEN1 ;NAME(149) =WDIS
NAME(150) =TEM1
  * Y in SOLUTN argument list denotes:
  * 1-stored 2-solved 3-whole-field
  * 4-point-by-point 5-explicit 6-harmonic averaging
SOLUTN(P1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(U1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(V1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(W1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(KE ,Y,Y,N,N,N,N)
SOLUTN(EP ,Y,Y,N,N,N,N)
SOLUTN(VLSQ,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(PTOT,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(VABS,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(MACH,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(SHRZ,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(SHRY,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(SHRX,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(YPLS,Y,Y,N,N,N,Y)
SOLUTN(STAN,Y,Y,N,N,N,Y)
SOLUTN(HTCO,Y,Y,N,N,N,Y)
SOLUTN(STRS,Y,Y,N,N,N,Y)
SOLUTN(SKIN,Y,Y,N,N,N,Y)
SOLUTN(PRPS,Y,N,N,N,N,N)
SOLUTN(LTLS,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(DEN1,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(WDIS,Y,N,N,N,N,Y)
SOLUTN(TEM1,Y,Y,Y,N,N,Y)
DEN1 = 148
PRPS = 146
*****
  Group 8. Terms & Devices
  * Y in TERMS argument list denotes:
  * 1-built-in source 2-convection 3-diffusion 4-transient
  * 5-first phase variable 6-interphase transport
TERMS (P1 ,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (U1 ,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (V1 ,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (W1 ,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (KE ,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (EP ,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (YPLS,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (STAN,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (HTCO,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (STRS,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (SKIN,N,Y,Y,N,Y,N)
TERMS (LTLS,N,N,Y,N,Y,N)
TERMS (TEM1,Y,Y,Y,N,Y,N)
DIFCUT = 5.000000E-01 ;ZDIFAC = 1.000000E+00
GALA = F ;ADDDIF = T
NEWENT = T
ISOLX = -1 ;ISOLY = -1 ;ISOLZ = -1
*****
  Group 9. Properties used if PRPS is not
  stored, and where PRPS = -1.0 if it is!
RHO1 = 1.208539E+00 ;TMP1 = 0.000000E+00
EL1 = GRND4
TSURR = 0.000000E+00 ;TEMP0 = 2.731500E+02
PRESS0 = 1.013250E+05
DVO1DT = 3.410000E-03 ;DRH1DP = 0.000000E+00
EMISSION = 0.000000E+00 ;SCATT = 0.000000E+00

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

RADIA   = 0.000000E+00 ;RADIB   = 0.000000E+00
EL1A    = 0.000000E+00 ;EL1B    = 0.000000E+00
EL1C    = 0.000000E+00
ENUL    = 1.544000E-05 ;ENUT    = GRND3
ENUTA   = 0.000000E+00 ;ENUTB   = 0.000000E+00
ENUTC   = 0.000000E+00
IENUTA  = 3
PRNDTL(U1 ) = 1.000000E+00 ;PRNDTL(V1 ) = 1.000000E+00
PRNDTL(W1 ) = 1.000000E+00 ;PRNDTL(KE ) = 1.000000E+00
PRNDTL(EP ) = 1.000000E+00 ;PRNDTL(YPLS) = 1.000000E+00
PRNDTL(STAN) = 1.000000E+00 ;PRNDTL(HTCO) = 1.000000E+00
PRNDTL(STRS) = 1.000000E+00 ;PRNDTL(SKIN) = 1.000000E+00
PRNDTL(LTLS) = 1.000000E+00 ;PRNDTL(TEM1) = -2.580000E-02
PRT (U1 ) = 1.000000E+00 ;PRT (V1 ) = 1.000000E+00
PRT (W1 ) = 1.000000E+00 ;PRT (KE ) = 1.000000E+00
PRT (EP ) = 1.314000E+00 ;PRT (YPLS) = 1.000000E+00
PRT (STAN) = 1.000000E+00 ;PRT (HTCO) = 1.000000E+00
PRT (STRS) = 1.000000E+00 ;PRT (SKIN) = 1.000000E+00
PRT (LTLS) = 1.000000E+10 ;PRT (TEM1) = 1.000000E+00
CP1     = 1.005000E+03 ;CP2     = 1.000000E+00
*****
  Group 10.Inter-Phase Transfer Processes
*****
  Group 11.Initial field variables (PHIS)
  FIINIT(P1 ) = 1.000000E-10 ;FIINIT(U1 ) = 1.000000E-10
  FIINIT(V1 ) = 1.000000E-10 ;FIINIT(W1 ) = 1.000000E-10
  FIINIT(KE ) = 1.489960E-01 ;FIINIT(EP ) = 3.772817E+01
  FIINIT(VLSQ) = 1.000000E-10 ;FIINIT(PTOT) = 1.000000E-10
  FIINIT(VABS) = 1.000000E-10 ;FIINIT(MACH) = 1.000000E-10
  FIINIT(SHRZ) = 1.000000E-10 ;FIINIT(SHRY) = 1.000000E-10
  FIINIT(SHRX) = 1.000000E-10 ;FIINIT(YPLS) = 0.000000E+00
  FIINIT(STAN) = 0.000000E+00 ;FIINIT(HTCO) = 0.000000E+00
  FIINIT(STRS) = 0.000000E+00 ;FIINIT(SKIN) = 0.000000E+00
  FIINIT(PRPS) = -1.000000E+00 ;FIINIT(LTLS) = 1.000000E-10
  FIINIT(DEN1) = 1.208539E+00 ;FIINIT(WDIS) = 6.000000E-03
  FIINIT(TEM1) = 2.000000E+01

  Parent VR object for this patch is: ÜSTP
  PATCH(OB2 ,INIVAL, 1, 40, 1, 40, 45, 48, 1, 1)
  INIT(OB2 ,PRPS, 0.000000E+00, 1.980000E+02)

  Parent VR object for this patch is: B3
  PATCH(OB3 ,INIVAL, 1, 16, 1, 16, 44, 48, 1, 1)
  INIT(OB3 ,YPLS, 0.000000E+00, 0.000000E+00)
  INIT(OB3 ,STAN, 0.000000E+00, 0.000000E+00)
  INIT(OB3 ,HTCO, 0.000000E+00, 0.000000E+00)
  INIT(OB3 ,STRS, 0.000000E+00, 0.000000E+00)
  INIT(OB3 ,SKIN, 0.000000E+00, 0.000000E+00)
  INIT(OB3 ,PRPS, 0.000000E+00, -1.000000E+00)
  INIADD = F
  FSWEEP = 1
  NAMFI =CHAM
*****
  Group 12. Patchwise adjustment of terms
  Patches for this group are printed with those
  for Group 13.
  Their names begin either with GP12 or &
*****
  Group 13. Boundary & Special Sources

  Parent VR object for this patch is: GIRIS
  PATCH(OB4 ,HIGH , 1, 16, 1, 16, 48, 48, 1, 1)

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

COVAL(OB4      ,P1      , FIXFLU      , 9.329921E+00)
COVAL(OB4      ,U1      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB4      ,V1      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB4      ,W1      , 0.000000E+00,-7.720000E+00)
COVAL(OB4      ,KE      , 0.000000E+00, 1.489960E-01)
COVAL(OB4      ,EP      , 0.000000E+00, 3.772817E+01)
COVAL(OB4      ,YPLS    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB4      ,STAN    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB4      ,HTCO    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB4      ,STRS    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB4      ,SKIN    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB4      ,TEM1    , 0.000000E+00, 2.000000E+01)

```

Parent VR object for this patch is: B6

```

PATCH(OB5      ,EAST    , 40, 40, 1, 40, 2, 44, 1, 1)
COVAL(OB5      ,P1      , 1.000000E+03, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,U1      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,V1      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,W1      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,KE      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,EP      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,YPLS    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,STAN    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,HTCO    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,STRS    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,SKIN    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB5      ,TEM1    , 0.000000E+00, 2.000000E+01)

```

Parent VR object for this patch is: B7

```

PATCH(OB6      ,NORTH   , 1, 40, 40, 40, 2, 44, 1, 1)
COVAL(OB6      ,P1      , 1.000000E+03, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,U1      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,V1      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,W1      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,KE      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,EP      , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,YPLS    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,STAN    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,HTCO    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,STRS    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,SKIN    , 0.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB6      ,TEM1    , 0.000000E+00, 2.000000E+01)

```

Parent VR object for this patch is: ALTP

```

PATCH(OB1      ,LWALL   , 1, 40, 1, 40, 1, 1, 1, 1)
COVAL(OB1      ,U1      , GRND2      , 0.000000E+00)
COVAL(OB1      ,V1      , GRND2      , 0.000000E+00)
COVAL(OB1      ,KE      , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
COVAL(OB1      ,TEM1    , FIXFLU      , 1.000000E+02)

```

```

PATCH(KESOURCE,PHASEM, 1, 40, 1, 40, 1, 48, 1, 1)
COVAL(KESOURCE,KE , GRND4      , GRND4      )
COVAL(KESOURCE,EP , GRND4      , GRND4      )

```

Parent VR object for this patch is: B3

```

PATCH(OC3      ,VOLUME  , 1, 16, 1, 16, 44, 48, 1, 1)
XCYLE = F
EGWF = T
WALLCO = GRND2
BUOYE = 2.000000E+01
*****

```

Group 14. Downstream Pressure For PARAB

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

*****
Group 15. Terminate Sweeps
LSWEEP = 3000 ;ISWC1 = 1
LITHYD = 1 ;LITFLX = 1 ;LITC = 1 ;ITHC1 = 1
SELREF = T
RESFAC = 1.000000E-03
*****
Group 16. Terminate Iterations
LITER (P1 ) = 200 ;LITER (U1 ) = 10
LITER (V1 ) = 10 ;LITER (W1 ) = 10
LITER (KE ) = 20 ;LITER (EP ) = 20
LITER (YPLS) = 20 ;LITER (STAN) = 20
LITER (HTCO) = 20 ;LITER (STRS) = 20
LITER (SKIN) = 20 ;LITER (LTLS) = 1000
LITER (TEM1) = 20
ENDIT (P1 ) = 1.000000E-03 ;ENDIT (U1 ) = 1.000000E-03
ENDIT (V1 ) = 1.000000E-03 ;ENDIT (W1 ) = 1.000000E-03
ENDIT (KE ) = 1.000000E-03 ;ENDIT (EP ) = 1.000000E-03
ENDIT (YPLS) = 1.000000E-03 ;ENDIT (STAN) = 1.000000E-03
ENDIT (HTCO) = 1.000000E-03 ;ENDIT (STRS) = 1.000000E-03
ENDIT (SKIN) = 1.000000E-03 ;ENDIT (LTLS) = 1.000000E-03
ENDIT (TEM1) = 1.000000E-03
*****
Group 17. Relaxation
RELAX(P1 ,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(U1 ,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(V1 ,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(W1 ,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(KE ,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(EP ,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(VLSQ,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(PTOT,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(VABS,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(MACH,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(SHRZ,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(SHRY,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(SHRX,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(YPLS,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(STAN,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(HTCO,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(STRS,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(SKIN,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(PRPS,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(LTLS,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(DEN1,LINRLX, 5.000000E-01)
RELAX(WDIS,LINRLX, 1.000000E+00)
RELAX(TEM1,LINRLX, 2.500000E-01)
KELIN = 1
OVRRLX = 0.000000E+00
EXPERT = F ;NNORSL = F
*****
Group 18. Limits
VARMAX(P1 ) = 1.000000E+10 ;VARMIN(P1 ) = -1.000000E+10
VARMAX(U1 ) = 1.000000E+06 ;VARMIN(U1 ) = -1.000000E+06
VARMAX(V1 ) = 1.000000E+06 ;VARMIN(V1 ) = -1.000000E+06
VARMAX(W1 ) = 1.000000E+06 ;VARMIN(W1 ) = -1.000000E+06
VARMAX(KE ) = 1.000000E+10 ;VARMIN(KE ) = 1.000000E-10
VARMAX(EP ) = 1.000000E+10 ;VARMIN(EP ) = 1.000000E-10
VARMAX(VLSQ) = 1.000000E+10 ;VARMIN(VLSQ) = -1.000000E+10
VARMAX(PTOT) = 1.000000E+10 ;VARMIN(PTOT) = -1.000000E+10
VARMAX(VABS) = 1.000000E+10 ;VARMIN(VABS) = -1.000000E+10
VARMAX(MACH) = 1.000000E+10 ;VARMIN(MACH) = -1.000000E+10

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

VARMAX(SHRZ) = 1.000000E+10 ;VARMIN(SHRZ) =-1.000000E+10
VARMAX(SHRY) = 1.000000E+10 ;VARMIN(SHRY) =-1.000000E+10
VARMAX(SHRX) = 1.000000E+10 ;VARMIN(SHRX) =-1.000000E+10
VARMAX(YPLS) = 1.000000E+10 ;VARMIN(YPLS) =-1.000000E+10
VARMAX(STAN) = 1.000000E+10 ;VARMIN(STAN) =-1.000000E+10
VARMAX(HTCO) = 1.000000E+10 ;VARMIN(HTCO) =-1.000000E+10
VARMAX(STRS) = 1.000000E+10 ;VARMIN(STRS) =-1.000000E+10
VARMAX(SKIN) = 1.000000E+10 ;VARMIN(SKIN) =-1.000000E+10
VARMAX(PRPS) = 1.000000E+10 ;VARMIN(PRPS) =-1.000000E+10
VARMAX(LTLS) = 1.000000E+10 ;VARMIN(LTLS) =-1.000000E+10
VARMAX(DEN1) = 1.000000E+10 ;VARMIN(DEN1) = 1.000000E-06
VARMAX(WDIS) = 1.000000E+10 ;VARMIN(WDIS) =-1.000000E+10
VARMAX(TEM1) = 1.000000E+10 ;VARMIN(TEM1) =-1.000000E+10
*****
Group 19. Data transmitted to GROUND
USEGRD = T ;USEGRX = T
GENK = T
YPLS = T
ASAP = T
PARSOL = T
CONWIZ = T
IENUTA = 3
GEN1 = 681
SPEDAT(SET,DOMAIN,PHASE_1_MAT,I,0)
SPEDAT(SET,OBJNAM,!OB1,C,ALTP)
SPEDAT(SET,OBJTYP,!OB1,C,PLATE)
SPEDAT(SET,OBJNAM,!OB2,C,ÜSTP)
SPEDAT(SET,OBJTYP,!OB2,C,BLOCKAGE)
SPEDAT(SET,ÜSTP,MATERIAL,R,1.98000E+02)
SPEDAT(SET,B3,DATFILE,C,quarter-cylinder)
SPEDAT(SET,OBJNAM,!OB3,C,B3)
SPEDAT(SET,OBJTYP,!OB3,C,BLOCKAGE)
SPEDAT(SET,B3,MATERIAL,R,-1.00000E+00)
SPEDAT(SET,OBJNAM,!OC3,C,B3)
SPEDAT(SET,OBJTYP,!OC3,C,BLOCKAGE)
SPEDAT(SET,GİRİS,DATFILE,C,quarter-cylinder)
SPEDAT(SET,OBJNAM,!OB4,C,GİRİS)
SPEDAT(SET,OBJTYP,!OB4,C,INLET)
SPEDAT(SET,OBJNAM,!OB5,C,B6)
SPEDAT(SET,OBJTYP,!OB5,C,OUTLET)
SPEDAT(SET,ARATIO,!OB5,R,1.00000E+00)
SPEDAT(SET,OBJNAM,!OB6,C,B7)
SPEDAT(SET,OBJTYP,!OB6,C,OUTLET)
SPEDAT(SET,ARATIO,!OB6,R,1.00000E+00)
SPEDAT(SET,FACETDAT,NUMOBJ,I,6)
SPEDAT(SET,MATERIAL,198,L,T)
*****
Group 20. Preliminary Printout
ECHO = T
*****
Group 21. Print-out of Variables
INIFLD = F ;SUBWGR = F
* Y in OUTPUT argument list denotes:
* 1-field 2-correction-eq. monitor 3-selective dumping
* 4-whole-field residual 5-spot-value table 6-residual table
OUTPUT(P1 ,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(U1 ,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(V1 ,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(W1 ,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(KE ,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(EP ,Y,N,Y,Y,Y,Y)
OUTPUT(VLSQ,Y,N,Y,N,N,N)

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

OUTPUT(PTOT,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(VABS,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(MACH,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(SHRZ,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(SHRY,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(SHRX,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(YPLS,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(STAN,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(HTCO,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(STRS,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(SKIN,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(PRPS,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(LTLS,Y,N,Y,Y,N,Y)
OUTPUT(DEN1,Y,N,Y,N,N,N)
OUTPUT(WDIS,Y,N,N,N,N,N)
OUTPUT(TEM1,Y,N,Y,Y,Y,Y)
WALPRN = T
*****
Group 22. Monitor Print-Out
IXMON = 1 ;IYMON = 1 ;IZMON = 47
NPRMON = 100000 ;NPRMNT = 1 ;TSTSWP = 10001
UWATCH = F ;USTEER = F
HIGHLO = F
*****
Group 23. Field Print-Out & Plot Control
NPRINT = 3000 ;NUMCLS = 5
NXPRIN = 5 ;IXPRF = 1 ;IXPRL = 40
NYPRIN = 5 ;IYPRF = 1 ;IYPRL = 40
NZPRIN = 5 ;IZPRF = 1 ;IZPRL = 10000
XZPR = F ;YZPR = F
IPLTF = 1 ;IPLTL = 3000 ;NPLT = 150
ISWPRF = 1 ;ISWPRL = 100000
ITABL = 3 ;IPROF = 2
ABSIZ = 5.000000E-01 ;ORSIZ = 4.000000E-01
NTZPRF = 1 ;NCOLPF = 50
ICHR = 2 ;NCOLCO = 45 ;NROWCO = 20

PATCH(FIG1 ,PROFIL, 30, 30, 30, 30, 1, 48, 1, 1)
PLOT(FIG1 ,P1 , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
PLOT(FIG1 ,U1 , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
PLOT(FIG1 ,V1 , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
PLOT(FIG1 ,w1 , 1.000000E+00, 0.000000E+00)
PLOT(FIG1 ,TEM1, 1.000000E+00, 0.000000E+00)
*****
Group 24. Dumps For Restarts
SAVE = T ;AUTOPS = F ;NOWIPE = F
NSAVE =CHAM

*** grid-geometry information ***
X-coordinates of the cell centres
1.667E-04 5.000E-04 8.333E-04 1.167E-03 1.500E-03
1.833E-03 2.167E-03 2.500E-03 2.833E-03 3.167E-03
3.500E-03 3.833E-03 4.167E-03 4.500E-03 4.833E-03
5.180E-03 5.689E-03 6.444E-03 7.375E-03 8.452E-03
9.658E-03 1.098E-02 1.241E-02 1.393E-02 1.555E-02
1.726E-02 1.905E-02 2.092E-02 2.287E-02 2.489E-02
2.698E-02 2.914E-02 3.136E-02 3.365E-02 3.601E-02
3.842E-02 4.090E-02 4.343E-02 4.602E-02 4.866E-02
Y-coordinates of the cell centres
1.667E-04 5.000E-04 8.333E-04 1.167E-03 1.500E-03
1.833E-03 2.167E-03 2.500E-03 2.833E-03 3.167E-03
3.500E-03 3.833E-03 4.167E-03 4.500E-03 4.833E-03

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

5.180E-03	5.689E-03	6.444E-03	7.375E-03	8.452E-03
9.658E-03	1.098E-02	1.241E-02	1.393E-02	1.555E-02
1.726E-02	1.905E-02	2.092E-02	2.287E-02	2.489E-02
2.698E-02	2.914E-02	3.136E-02	3.365E-02	3.601E-02
3.842E-02	4.090E-02	4.343E-02	4.602E-02	4.866E-02
Z-coordinates of the cell centres				
4.285E-07	3.627E-06	1.356E-05	3.424E-05	6.947E-05
1.230E-04	1.983E-04	2.992E-04	4.289E-04	5.911E-04
7.891E-04	1.026E-03	1.306E-03	1.631E-03	2.006E-03
2.433E-03	2.916E-03	3.457E-03	4.061E-03	4.730E-03
5.467E-03	6.276E-03	7.159E-03	8.121E-03	9.163E-03
1.029E-02	1.150E-02	1.281E-02	1.420E-02	1.570E-02
1.729E-02	1.898E-02	2.078E-02	2.269E-02	2.471E-02
2.684E-02	2.910E-02	3.147E-02	3.396E-02	3.658E-02
3.933E-02	4.222E-02	4.523E-02	4.839E-02	5.085E-02
5.215E-02	5.277E-02	5.297E-02		
X-coordinates of the (higher) cell faces				
3.333E-04	6.667E-04	1.000E-03	1.333E-03	1.667E-03
2.000E-03	2.333E-03	2.667E-03	3.000E-03	3.333E-03
3.667E-03	4.000E-03	4.333E-03	4.667E-03	5.000E-03
5.360E-03	6.018E-03	6.871E-03	7.880E-03	9.025E-03
1.029E-02	1.167E-02	1.315E-02	1.472E-02	1.638E-02
1.813E-02	1.996E-02	2.187E-02	2.386E-02	2.591E-02
2.804E-02	3.023E-02	3.249E-02	3.481E-02	3.720E-02
3.964E-02	4.215E-02	4.471E-02	4.733E-02	5.000E-02
Y-coordinates of the (higher) cell faces				
3.333E-04	6.667E-04	1.000E-03	1.333E-03	1.667E-03
2.000E-03	2.333E-03	2.667E-03	3.000E-03	3.333E-03
3.667E-03	4.000E-03	4.333E-03	4.667E-03	5.000E-03
5.360E-03	6.018E-03	6.871E-03	7.880E-03	9.025E-03
1.029E-02	1.167E-02	1.315E-02	1.472E-02	1.638E-02
1.813E-02	1.996E-02	2.187E-02	2.386E-02	2.591E-02
2.804E-02	3.023E-02	3.249E-02	3.481E-02	3.720E-02
3.964E-02	4.215E-02	4.471E-02	4.733E-02	5.000E-02
Z-coordinates of the (higher) cell faces				
8.570E-07	6.397E-06	2.073E-05	4.775E-05	9.119E-05
1.547E-04	2.420E-04	3.564E-04	5.015E-04	6.807E-04
8.974E-04	1.155E-03	1.457E-03	1.806E-03	2.206E-03
2.660E-03	3.171E-03	3.743E-03	4.379E-03	5.081E-03
5.853E-03	6.699E-03	7.620E-03	8.621E-03	9.705E-03
1.087E-02	1.213E-02	1.348E-02	1.492E-02	1.647E-02
1.811E-02	1.986E-02	2.171E-02	2.367E-02	2.575E-02
2.794E-02	3.025E-02	3.268E-02	3.524E-02	3.793E-02
4.074E-02	4.369E-02	4.678E-02	5.000E-02	5.170E-02
5.260E-02	5.295E-02	5.300E-02		

--- INTEGRATION OF EQUATIONS BEGINS ---

 TIME STP= 1 SWEEP NO= 3000 ZSLAB NO= 47 ITERN NO= 1

 TIME STP= 1 SWEEP NO= 3000 ZSLAB NO= 5 ITERN NO= 1

Flow field at ITHYD= 1, IZ= 5, ISWEEP= 3000, ISTEP= 1

Field values of P1
 IY= 40 2.370E-04 2.762E-04 2.731E-04 2.678E-04 2.531E-04

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

IY=	35	-4.818E-02	-4.149E-02	-4.173E-02	-4.379E-02	-4.273E-02
IY=	30	4.588E-02	6.497E-02	5.973E-02	4.749E-02	3.758E-02
IY=	25	4.838E-01	5.164E-01	4.554E-01	3.603E-01	2.238E-01
IY=	20	7.314E+00	6.883E+00	5.624E+00	4.049E+00	1.264E+00
IY=	15	2.332E+01	2.156E+01	1.716E+01	1.176E+01	2.843E+00
IY=	10	3.136E+01	2.957E+01	2.421E+01	1.658E+01	3.786E+00
IY=	5	3.502E+01	3.370E+01	2.889E+01	2.026E+01	4.475E+00
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	2.197E-04	1.799E-04	1.392E-04		
IY=	35	-4.093E-02	-3.403E-02	-2.489E-02		
IY=	30	8.788E-03	-1.453E-02	-3.830E-02		
IY=	25	7.451E-02	3.023E-03	-4.966E-02		
IY=	20	1.903E-01	2.344E-02	-5.473E-02		
IY=	15	2.467E-01	2.813E-02	-5.668E-02		
IY=	10	2.987E-01	3.607E-02	-5.576E-02		
IY=	5	3.265E-01	3.812E-02	-5.633E-02		
IX=		26	31	36		

Field values of u1

IY=	40	1.526E-03	1.018E-02	1.912E-02	2.819E-02	4.996E-02
IY=	35	-5.963E-04	2.742E-02	5.142E-02	7.341E-02	1.237E-01
IY=	30	-7.314E-04	8.218E-02	1.479E-01	2.051E-01	3.142E-01
IY=	25	1.229E-02	2.432E-01	4.170E-01	5.503E-01	7.340E-01
IY=	20	9.213E-02	6.995E-01	1.148E+00	1.424E+00	1.493E+00
IY=	15	1.788E-01	1.113E+00	1.890E+00	2.335E+00	2.130E+00
IY=	10	1.676E-01	1.098E+00	2.061E+00	2.678E+00	2.370E+00
IY=	5	1.400E-01	9.667E-01	2.033E+00	2.862E+00	2.548E+00
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	7.276E-02	8.477E-02	8.284E-02		
IY=	35	1.601E-01	1.606E-01	1.328E-01		
IY=	30	3.432E-01	2.857E-01	1.999E-01		
IY=	25	6.565E-01	4.488E-01	2.685E-01		
IY=	20	1.046E+00	6.076E-01	3.233E-01		
IY=	15	1.278E+00	6.850E-01	3.458E-01		
IY=	10	1.347E+00	7.034E-01	3.508E-01		
IY=	5	1.409E+00	7.228E-01	3.556E-01		
IX=		26	31	36		

Field values of v1

IY=	39	2.131E-01	2.251E-01	2.231E-01	2.205E-01	2.064E-01
IY=	34	4.446E-01	4.712E-01	4.625E-01	4.526E-01	4.046E-01
IY=	29	8.845E-01	9.478E-01	9.176E-01	8.801E-01	7.261E-01
IY=	24	1.710E+00	1.781E+00	1.684E+00	1.550E+00	1.128E+00
IY=	19	3.006E+00	2.940E+00	2.685E+00	2.319E+00	1.354E+00
IY=	14	2.628E+00	2.612E+00	2.470E+00	2.130E+00	1.127E+00
IY=	9	1.529E+00	1.613E+00	1.693E+00	1.553E+00	8.154E-01
IY=	4	5.831E-01	6.317E-01	7.364E-01	7.398E-01	3.944E-01
IX=		1	6	11	16	21
IY=	39	1.769E-01	1.400E-01	1.018E-01		
IY=	34	3.150E-01	2.164E-01	1.314E-01		
IY=	29	4.868E-01	2.791E-01	1.426E-01		
IY=	24	6.252E-01	2.932E-01	1.256E-01		
IY=	19	5.776E-01	2.259E-01	8.425E-02		
IY=	14	4.163E-01	1.500E-01	5.307E-02		
IY=	9	2.846E-01	9.891E-02	3.409E-02		
IY=	4	1.287E-01	4.132E-02	1.331E-02		
IX=		26	31	36		

Field values of w1

IY=	40	-1.480E-04	-9.685E-04	-9.195E-04	-8.854E-04	-7.767E-04
IY=	35	1.571E-03	6.027E-04	6.618E-04	8.161E-04	6.904E-04
IY=	30	3.505E-03	9.342E-04	1.101E-03	1.678E-03	1.349E-03

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

IY=	25	5.797E-03	2.960E-04	8.305E-04	3.079E-03	2.048E-03
IY=	20	-4.136E-03	-8.929E-03	-5.450E-03	2.652E-03	3.136E-03
IY=	15	-6.207E-02	-5.779E-02	-4.211E-02	-1.717E-02	3.744E-04
IY=	10	-7.392E-02	-7.732E-02	-6.712E-02	-3.311E-02	-2.165E-03
IY=	5	-5.552E-02	-6.647E-02	-7.690E-02	-4.627E-02	-4.852E-03
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	-6.443E-04	-5.633E-04	-5.559E-04		
IY=	35	6.047E-04	4.475E-04	3.025E-04		
IY=	30	1.148E-03	7.334E-04	4.514E-04		
IY=	25	1.730E-03	1.071E-03	5.820E-04		
IY=	20	1.770E-03	1.196E-03	6.429E-04		
IY=	15	1.185E-03	1.066E-03	6.250E-04		
IY=	10	8.448E-04	1.043E-03	6.165E-04		
IY=	5	6.915E-05	7.776E-04	5.400E-04		
IX=		26	31	36		

Field values of KE

IY=	40	1.288E-03	1.590E-03	1.581E-03	1.565E-03	1.368E-03
IY=	35	6.795E-03	7.536E-03	7.424E-03	7.318E-03	6.702E-03
IY=	30	1.102E-02	1.377E-02	1.336E-02	1.329E-02	1.279E-02
IY=	25	2.494E-03	4.049E-03	4.161E-03	4.455E-03	7.295E-03
IY=	20	6.640E-04	1.092E-03	6.499E-04	6.347E-04	7.216E-04
IY=	15	9.891E-03	9.373E-03	7.862E-03	4.543E-03	6.556E-04
IY=	10	1.109E-02	1.079E-02	9.969E-03	7.214E-03	6.479E-04
IY=	5	1.454E-02	1.188E-02	1.071E-02	8.674E-03	6.754E-04
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	9.573E-04	5.708E-04	2.526E-05		
IY=	35	5.250E-03	3.328E-03	1.005E-03		
IY=	30	1.026E-02	6.700E-03	3.005E-03		
IY=	25	1.154E-02	9.924E-03	4.634E-03		
IY=	20	8.591E-03	1.238E-02	5.674E-03		
IY=	15	6.780E-03	1.303E-02	6.032E-03		
IY=	10	6.329E-03	1.312E-02	6.097E-03		
IY=	5	6.466E-03	1.357E-02	6.163E-03		
IX=		26	31	36		

Field values of EP

IY=	40	9.348E+00	9.825E+00	9.769E+00	9.693E+00	9.156E+00
IY=	35	2.957E+01	3.296E+01	3.227E+01	3.162E+01	2.774E+01
IY=	30	8.692E+01	1.002E+02	9.682E+01	9.433E+01	7.964E+01
IY=	25	1.175E+02	1.448E+02	1.394E+02	1.390E+02	1.328E+02
IY=	20	1.139E+02	1.207E+02	1.219E+02	1.252E+02	1.328E+02
IY=	15	7.639E+01	8.076E+01	9.213E+01	1.066E+02	1.269E+02
IY=	10	5.313E+01	5.945E+01	7.432E+01	9.340E+01	1.246E+02
IY=	5	3.411E+01	4.326E+01	6.134E+01	8.406E+01	1.268E+02
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	7.919E+00	6.181E+00	5.004E+00		
IY=	35	2.026E+01	1.275E+01	7.956E+00		
IY=	30	5.344E+01	2.797E+01	1.186E+01		
IY=	25	9.890E+01	4.976E+01	1.737E+01		
IY=	20	1.327E+02	7.028E+01	2.238E+01		
IY=	15	1.402E+02	7.923E+01	2.441E+01		
IY=	10	1.412E+02	8.098E+01	2.479E+01		
IY=	5	1.487E+02	8.374E+01	2.520E+01		
IX=		26	31	36		

Field values of VLSQ

IY=	40	4.542E-02	5.074E-02	5.009E-02	4.929E-02	4.464E-02
IY=	35	1.977E-01	2.225E-01	2.161E-01	2.097E-01	1.765E-01
IY=	30	7.823E-01	9.029E-01	8.604E-01	8.130E-01	6.148E-01
IY=	25	2.923E+00	3.214E+00	2.983E+00	2.688E+00	1.788E+00
IY=	20	9.042E+00	8.998E+00	8.355E+00	7.332E+00	4.231E+00

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

IY=	15	6.942E+00	7.702E+00	9.181E+00	9.816E+00	6.527E+00
IY=	10	2.372E+00	3.426E+00	6.410E+00	9.274E+00	7.336E+00
IY=	5	3.627E-01	1.020E+00	3.829E+00	8.209E+00	7.952E+00
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	3.604E-02	2.657E-02	1.746E-02		
IY=	35	1.234E-01	7.345E-02	3.690E-02		
IY=	30	3.567E-01	1.685E-01	6.787E-02		
IY=	25	8.654E-01	3.273E-01	1.063E-01		
IY=	20	1.638E+00	5.205E-01	1.432E-01		
IY=	15	2.211E+00	6.358E-01	1.610E-01		
IY=	10	2.380E+00	6.613E-01	1.645E-01		
IY=	5	2.555E+00	6.938E-01	1.688E-01		
IX=		26	31	36		

Field values of PTOT

IY=	40	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05
IY=	35	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05
IY=	30	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05
IY=	25	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05
IY=	20	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05
IY=	15	1.014E+05	1.014E+05	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05
IY=	10	1.014E+05	1.014E+05	1.014E+05	1.013E+05	1.013E+05
IY=	5	1.014E+05	1.014E+05	1.014E+05	1.014E+05	1.013E+05
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05		
IY=	35	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05		
IY=	30	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05		
IY=	25	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05		
IY=	20	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05		
IY=	15	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05		
IY=	10	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05		
IY=	5	1.013E+05	1.013E+05	1.013E+05		
IX=		26	31	36		

Field values of VABS

IY=	40	2.131E-01	2.252E-01	2.238E-01	2.220E-01	2.113E-01
IY=	35	4.446E-01	4.717E-01	4.649E-01	4.579E-01	4.202E-01
IY=	30	8.845E-01	9.502E-01	9.276E-01	9.017E-01	7.841E-01
IY=	25	1.710E+00	1.793E+00	1.727E+00	1.639E+00	1.337E+00
IY=	20	3.007E+00	3.0	2.890E+00	2.708E+00	2.057E+00
IY=	15	2.635E+00	2.775E+00	3.030E+00	3.133E+00	2.555E+00
IY=	10	1.540E+00	1.851E+00	2.532E+00	3.045E+00	2.709E+00
IY=	5	6.023E-01	1.010E+00	1.957E+00	2.865E+00	2.820E+00
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	1.899E-01	1.630E-01	1.321E-01		
IY=	35	3.513E-01	2.710E-01	1.921E-01		
IY=	30	5.972E-01	4.105E-01	2.605E-01		
IY=	25	9.303E-01	5.721E-01	3.260E-01		
IY=	20	1.280E+00	7.214E-01	3.784E-01		
IY=	15	1.487E+00	7.973E-01	4.013E-01		
IY=	10	1.543E+00	8.132E-01	4.056E-01		
IY=	5	1.598E+00	8.330E-01	4.109E-01		
IX=		26	31	36		

Field values of YPLS

IY=	40	6.251E-02	6.572E-02	6.551E-02	6.519E-02	6.290E-02
IY=	35	1.061E-01	1.134E-01	1.123E-01	1.111E-01	1.054E-01
IY=	30	1.507E-01	1.684E-01	1.655E-01	1.636E-01	1.566E-01
IY=	25	1.200E-01	1.390E-01	1.377E-01	1.400E-01	1.555E-01
IY=	20	5.894E-02	6.304E-02	6.678E-02	7.366E-02	1.083E-01

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

IY=	15	2.056E-02	2.300E-02	2.993E-02	4.084E-02	8.370E-02
IY=	10	1.130E-02	1.306E-02	1.916E-02	3.097E-02	7.779E-02
IY=	5	7.044E-03	9.045E-03	1.381E-02	2.506E-02	7.596E-02
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	5.804E-02	5.140E-02	4.308E-02		
IY=	35	9.327E-02	7.675E-02	5.809E-02		
IY=	30	1.376E-01	1.071E-01	7.399E-02		
IY=	25	1.636E-01	1.336E-01	8.728E-02		
IY=	20	1.606E-01	1.507E-01	9.663E-02		
IY=	15	1.529E-01	1.568E-01	1.003E-01		
IY=	10	1.515E-01	1.584E-01	1.011E-01		
IY=	5	1.547E-01	1.612E-01	1.018E-01		
IX=		26	31	36		

Field values of STAN

IY=	40	4.730E-03	4.998E-03	5.005E-03	5.016E-03	5.013E-03
IY=	35	7.945E-03	8.565E-03	8.543E-03	8.551E-03	8.565E-03
IY=	30	1.042E-02	1.183E-02	1.175E-02	1.184E-02	1.233E-02
IY=	25	6.513E-03	7.829E-03	7.903E-03	8.317E-03	1.055E-02
IY=	20	2.093E-03	2.358E-03	2.651E-03	3.167E-03	5.854E-03
IY=	15	2.884E-04	3.923E-04	7.102E-04	1.251E-03	3.808E-03
IY=	10	3.015E-05	6.641E-05	2.631E-04	7.477E-04	3.322E-03
IY=	5	1.924E-06	6.509E-06	8.461E-05	4.660E-04	3.123E-03
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	4.989E-03	4.766E-03	4.158E-03		
IY=	35	8.339E-03	7.373E-03	5.682E-03		
IY=	30	1.216E-02	1.015E-02	7.001E-03		
IY=	25	1.305E-02	1.168E-02	7.616E-03		
IY=	20	1.100E-02	1.178E-02	7.725E-03		
IY=	15	9.504E-03	1.155E-02	7.723E-03		
IY=	10	9.161E-03	1.148E-02	7.706E-03		
IY=	5	9.230E-03	1.158E-02	7.715E-03		
IX=		26	31	36		

Field values of STRS

IY=	40	4.890E-02	5.122E-02	5.092E-02	5.055E-02	4.840E-02
IY=	35	9.281E-02	9.700E-02	9.591E-02	9.481E-02	8.856E-02
IY=	30	1.759E-01	1.842E-01	1.811E-01	1.775E-01	1.593E-01
IY=	25	3.210E-01	3.283E-01	3.210E-01	3.100E-01	2.649E-01
IY=	20	5.025E-01	5.024E-01	4.978E-01	4.829E-01	3.924E-01
IY=	15	3.906E-01	4.181E-01	4.708E-01	5.113E-01	4.583E-01
IY=	10	2.355E-01	2.821E-01	3.813E-01	4.760E-01	4.730E-01
IY=	5	1.017E-01	1.663E-01	2.961E-01	4.339E-01	4.802E-01
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	4.390E-02	3.799E-02	3.095E-02		
IY=	35	7.610E-02	6.023E-02	4.356E-02		
IY=	30	1.260E-01	8.920E-02	5.780E-02		
IY=	25	1.910E-01	1.206E-01	7.052E-02		
IY=	20	2.521E-01	1.465E-01	7.988E-02		
IY=	15	2.819E-01	1.581E-01	8.366E-02		
IY=	10	2.891E-01	1.604E-01	8.437E-02		
IY=	5	2.953E-01	1.631E-01	8.522E-02		
IX=		26	31	36		

Field values of SKIN

IY=	40	2.432E+04	2.292E+04	2.307E+04	2.326E+04	2.446E+04
IY=	35	1.173E+04	1.098E+04	1.114E+04	1.130E+04	1.226E+04
IY=	30	5.542E+03	5.074E+03	5.205E+03	5.350E+03	6.134E+03
IY=	25	2.617E+03	2.432E+03	2.533E+03	2.673E+03	3.311E+03
IY=	20	1.215E+03	1.200E+03	1.253E+03	1.359E+03	1.942E+03
IY=	15	1.263E+03	1.174E+03	1.069E+03	1.055E+03	1.492E+03

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

IY=	10	2.143E+03	1.729E+03	1.266E+03	1.073E+03	1.396E+03
IY=	5	5.268E+03	3.076E+03	1.647E+03	1.149E+03	1.332E+03
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	2.734E+04	3.216E+04	4.029E+04		
IY=	35	1.467E+04	1.920E+04	2.765E+04		
IY=	30	8.165E+03	1.224E+04	2.011E+04		
IY=	25	4.982E+03	8.590E+03	1.600E+04		
IY=	20	3.507E+03	6.765E+03	1.382E+04		
IY=	15	3.012E+03	6.146E+03	1.308E+04		
IY=	10	2.904E+03	6.032E+03	1.295E+04		
IY=	5	2.792E+03	5.881E+03	1.279E+04		
IX=		26	31	36		

Field values of LTLS

IY=	40	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06
IY=	35	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06
IY=	30	1.733E-06	1.733E-06	1.733E-06	1.733E-06	1.734E-06
IY=	25	1.732E-06	1.732E-06	1.732E-06	1.732E-06	1.733E-06
IY=	20	1.731E-06	1.731E-06	1.731E-06	1.731E-06	1.732E-06
IY=	15	1.730E-06	1.730E-06	1.730E-06	1.731E-06	1.732E-06
IY=	10	1.730E-06	1.730E-06	1.730E-06	1.730E-06	1.731E-06
IY=	5	1.729E-06	1.729E-06	1.730E-06	1.730E-06	1.731E-06
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06		
IY=	35	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06		
IY=	30	1.734E-06	1.734E-06	1.734E-06		
IY=	25	1.733E-06	1.734E-06	1.734E-06		
IY=	20	1.733E-06	1.734E-06	1.734E-06		
IY=	15	1.733E-06	1.733E-06	1.734E-06		
IY=	10	1.733E-06	1.733E-06	1.734E-06		
IY=	5	1.732E-06	1.733E-06	1.734E-06		
IX=		26	31	36		

Field values of DEN1

IY=	40	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00
IY=	35	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00
IY=	30	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00
IY=	25	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00
IY=	20	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00
IY=	15	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00
IY=	10	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00
IY=	5	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00
IX=		1	6	11	16	21
IY=	40	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00		
IY=	35	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00		
IY=	30	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00		
IY=	25	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00		
IY=	20	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00		
IY=	15	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00		
IY=	10	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00		
IY=	5	1.209E+00	1.209E+00	1.209E+00		
IX=		26	31	36		

Field values of WDIS

IY=	40	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05
IY=	35	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05
IY=	30	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05
IY=	25	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05
IY=	20	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05
IY=	15	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05
IY=	10	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05
IY=	5	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

IX=		1	6	11	16	21
IY= 40	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05		
IY= 35	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05		
IY= 30	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05		
IY= 25	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05		
IY= 20	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05		
IY= 15	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05		
IY= 10	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05		
IY= 5	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05	6.958E-05		
IX=	26	31	36			

Field values of TEM1

IY= 40	2.256E+01	2.248E+01	2.248E+01	2.249E+01	2.256E+01
IY= 35	2.181E+01	2.173E+01	2.175E+01	2.176E+01	2.184E+01
IY= 30	2.131E+01	2.123E+01	2.125E+01	2.127E+01	2.136E+01
IY= 25	2.095E+01	2.089E+01	2.092E+01	2.094E+01	2.105E+01
IY= 20	2.061E+01	2.060E+01	2.063E+01	2.066E+01	2.082E+01
IY= 15	2.048E+01	2.048E+01	2.049E+01	2.053E+01	2.070E+01
IY= 10	2.049E+01	2.048E+01	2.047E+01	2.050E+01	2.067E+01
IY= 5	2.053E+01	2.051E+01	2.048E+01	2.048E+01	2.065E+01
IX=	1	6	11	16	21
IY= 40	2.272E+01	2.297E+01	2.335E+01		
IY= 35	2.202E+01	2.232E+01	2.277E+01		
IY= 30	2.156E+01	2.188E+01	2.237E+01		
IY= 25	2.127E+01	2.159E+01	2.210E+01		
IY= 20	2.107E+01	2.141E+01	2.194E+01		
IY= 15	2.100E+01	2.134E+01	2.188E+01		
IY= 10	2.097E+01	2.133E+01	2.187E+01		
IY= 5	2.095E+01	2.131E+01	2.186E+01		
IX=	26	31	36		

whole-field residuals before solution
with resref values determined by EARTH
& resfac= 1.000000E-03

variable	resref	(res sum)/resref	(res sum)
P1	6.875E-10	4.205E+02	2.891E-07
U1	6.122E-10	7.566E+01	4.632E-08
V1	5.995E-10	7.536E+01	4.518E-08
W1	8.078E-10	2.519E+03	2.035E-06
KE	3.911E-10	4.990E+01	1.952E-08
EP	1.110E-07	4.684E+02	5.199E-05
LTLS	1.725E-12	1.318E+04	2.275E-08
TEM1	7.959E-05	3.696E+00	2.942E-04

Sources and sinks

Nett source of U1 at patch named: OB5 (B6) ==-3.576328E-04
Nett source of U1 at patch named: OB6 (B7) ==-1.756777E-04
Nett source of U1 at patch named: OB1 (ALTP) ==-2.584337E-04
pos. sum= 0.000000E+00 neg. sum=-7.917442E-04
nett sum=-7.917442E-04

Nett source of V1 at patch named: OB5 (B6) ==-1.756776E-04
Nett source of V1 at patch named: OB6 (B7) ==-3.576330E-04
Nett source of V1 at patch named: OB1 (ALTP) ==-2.584337E-04
pos. sum= 0.000000E+00 neg. sum=-7.917444E-04
nett sum=-7.917444E-04

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

Nett source of W1 at patch named: OB4 (GİRİS) = -1.413237E-03
Nett source of W1 at patch named: OB5 (B6) = -5.478109E-06
Nett source of W1 at patch named: OB6 (B7) = -5.478223E-06
pos. sum= 0.000000E+00 neg. sum=-1.424193E-03
nett sum=-1.424193E-03

Nett source of R1 at patch named: OB4 (GİRİS) = 1.830620E-04
Nett source of R1 at patch named: OB5 (B6) = -9.153102E-05
Nett source of R1 at patch named: OB6 (B7) = -9.153104E-05
pos. sum= 1.830620E-04 neg. sum=-1.830621E-04
nett sum=-4.365575E-11

Nett source of KE at patch named: OB4 (GİRİS) = 2.727548E-05
Nett source of KE at patch named: OB5 (B6) = -9.743170E-05
Nett source of KE at patch named: OB6 (B7) = -9.743143E-05
Nett source of KE at patch named: OB1 (ALTP) = -1.095464E-11
Nett source of KE at patch named: KESOURCE = 1.935964E-04
pos. sum= 2.208719E-04 neg. sum=-1.948631E-04
nett sum= 2.600878E-05

Nett source of EP at patch named: OB4 (GİRİS) = 6.906587E-03
Nett source of EP at patch named: OB5 (B6) = -6.070389E-03
Nett source of EP at patch named: OB6 (B7) = -6.070424E-03
Nett source of EP at patch named: KESOURCE = 5.866993E-01
pos. sum= 5.936059E-01 neg. sum=-1.214081E-02
nett sum= 5.814651E-01

Nett source of YPLS at patch named: OB5 (B6) = -1.360709E-04
Nett source of YPLS at patch named: OB6 (B7) = -1.360713E-04
pos. sum= 0.000000E+00 neg. sum=-2.721422E-04
nett sum=-2.721422E-04

Nett source of STAN at patch named: OB5 (B6) = -1.353925E-05
Nett source of STAN at patch named: OB6 (B7) = -1.353924E-05
pos. sum= 0.000000E+00 neg. sum=-2.707849E-05
nett sum=-2.707849E-05

Nett source of HTCO at patch named: OB5 (B6) = -3.287245E-03
Nett source of HTCO at patch named: OB6 (B7) = -3.286128E-03
pos. sum= 0.000000E+00 neg. sum=-6.573373E-03
nett sum=-6.573373E-03

Nett source of STRS at patch named: OB5 (B6) = -1.130498E-05
Nett source of STRS at patch named: OB6 (B7) = -1.130499E-05
pos. sum= 0.000000E+00 neg. sum=-2.260997E-05
nett sum=-2.260997E-05

Nett source of SKIN at patch named: OB5 (B6) = -8.490904E-01
Nett source of SKIN at patch named: OB6 (B7) = -8.491093E-01
pos. sum= 0.000000E+00 neg. sum=-1.698200E+00
nett sum=-1.698200E+00

Nett source of TEM1 at patch named: OB4 (GİRİS) = 5.393289E+01
Nett source of TEM1 at patch named: OB5 (B6) = -2.709362E+01
Nett source of TEM1 at patch named: OB6 (B7) = -2.709362E+01
Nett source of TEM1 at patch named: OB1 (ALTP) = 2.500001E-01
pos. sum= 5.418289E+01 neg. sum=-5.418723E+01
nett sum=-4.341125E-03

```

spot values vs sweep or iteration number

IXMON= 1 IYMON= 1 IZMON= 47 TIMESTEP= 1

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

Tabulation of abscissa and ordinates...

ISWP	P1	U1	V1	W1	KE
1	1.000E-10	8.224E-11	8.224E-11	1.000E-10	1.384E-01
151	6.431E-01	-5.892E-04	-5.898E-04	-7.616E+00	1.470E-01
301	6.608E-01	-5.911E-04	-5.914E-04	-7.616E+00	1.470E-01
451	6.597E-01	-5.908E-04	-5.907E-04	-7.616E+00	1.470E-01
601	6.584E-01	-5.906E-04	-5.906E-04	-7.616E+00	1.470E-01
751	6.566E-01	-5.904E-04	-5.903E-04	-7.616E+00	1.470E-01
901	6.549E-01	-5.906E-04	-5.906E-04	-7.616E+00	1.470E-01
1051	6.530E-01	-5.901E-04	-5.902E-04	-7.616E+00	1.470E-01
1201	6.506E-01	-5.906E-04	-5.906E-04	-7.616E+00	1.470E-01
1351	6.484E-01	-5.904E-04	-5.903E-04	-7.616E+00	1.470E-01
1501	6.468E-01	-5.904E-04	-5.902E-04	-7.616E+00	1.470E-01
1651	6.459E-01	-5.900E-04	-5.901E-04	-7.616E+00	1.470E-01
1801	6.456E-01	-5.900E-04	-5.901E-04	-7.616E+00	1.470E-01
1951	6.456E-01	-5.898E-04	-5.900E-04	-7.616E+00	1.470E-01
2101	6.456E-01	-5.903E-04	-5.901E-04	-7.616E+00	1.470E-01
2251	6.456E-01	-5.900E-04	-5.900E-04	-7.616E+00	1.470E-01
2401	6.456E-01	-5.900E-04	-5.899E-04	-7.616E+00	1.470E-01
2551	6.456E-01	-5.901E-04	-5.901E-04	-7.616E+00	1.470E-01
2701	6.456E-01	-5.899E-04	-5.898E-04	-7.616E+00	1.470E-01
2851	6.456E-01	-5.904E-04	-5.901E-04	-7.616E+00	1.470E-01
ISWP	EP	TEM1			
1	3.278E+01	3.122E+01			
151	3.679E+01	2.000E+01			
301	3.679E+01	2.000E+01			
451	3.679E+01	2.000E+01			
601	3.679E+01	2.000E+01			
751	3.679E+01	2.000E+01			
901	3.679E+01	2.000E+01			
1051	3.679E+01	2.000E+01			
1201	3.679E+01	2.000E+01			
1351	3.679E+01	2.000E+01			
1501	3.679E+01	2.000E+01			
1651	3.679E+01	2.000E+01			
1801	3.679E+01	2.000E+01			
1951	3.679E+01	2.000E+01			
2101	3.679E+01	2.000E+01			
2251	3.679E+01	2.000E+01			
2401	3.679E+01	2.000E+01			
2551	3.679E+01	2.000E+01			
2701	3.679E+01	2.000E+01			
2851	3.679E+01	2.000E+01			

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

Variable	1 = P1	2 = U1	3 = V1	4 = W1	5 = KE
Minval=	1.000E-10	-5.911E-04	-5.914E-04	-7.616E+00	1.384E-01
Maxval=	6.608E-01	8.224E-11	8.224E-11	1.000E-10	1.470E-01
Cellav=	6.171E-01	-5.607E-04	-5.607E-04	-7.235E+00	1.466E-01
Variable	6 = EP	7 = TEM1			
Minval=	3.278E+01	2.000E+01			
Maxval=	3.679E+01	3.122E+01			
Cellav=	3.659E+01	2.056E+01			

the abscissa is ISWP. min= 1.00E+00 max= 2.85E+03

residuals vs sweep or iteration number

Tabulation of abscissa and ordinates...

ISWP	P1	U1	V1	W1	KE
1	0.000E+00	1.238E+05	1.238E+05	7.680E+07	2.144E+06
151	6.316E+05	1.302E+07	1.290E+07	4.588E+06	4.337E+06
301	5.169E+05	3.110E+06	3.741E+06	5.300E+05	2.304E+06
451	5.282E+05	2.827E+06	3.061E+06	3.638E+05	1.454E+06
601	5.233E+05	2.438E+06	2.605E+06	3.674E+05	1.030E+06
751	2.997E+05	1.132E+06	1.210E+06	2.168E+05	6.695E+05
901	1.894E+05	6.100E+05	6.193E+05	1.487E+05	4.256E+05
1051	1.077E+05	2.400E+05	2.458E+05	7.541E+04	2.661E+05
1201	6.985E+04	1.234E+05	1.255E+05	5.080E+04	1.550E+05
1351	1.904E+04	3.569E+04	3.641E+04	2.299E+04	8.386E+04
1501	9.807E+03	1.464E+04	1.483E+04	1.226E+04	3.783E+04
1651	2.970E+03	5.263E+03	5.437E+03	6.791E+03	1.207E+04
1801	1.358E+03	2.073E+03	2.082E+03	4.692E+03	2.804E+03
1951	7.388E+02	5.403E+02	5.442E+02	3.921E+03	7.782E+02
2101	6.236E+02	2.361E+02	2.400E+02	3.570E+03	4.034E+02
2251	5.730E+02	1.828E+02	1.846E+02	3.300E+03	2.949E+02
2401	5.347E+02	1.229E+02	1.233E+02	3.102E+03	1.493E+02
2551	5.009E+02	9.554E+01	9.613E+01	2.935E+03	1.161E+02
2701	4.711E+02	8.569E+01	8.619E+01	2.784E+03	1.108E+02
2851	4.445E+02	7.995E+01	7.999E+01	2.645E+03	6.654E+01
ISWP	EP	LTLS	TEM1		
1	1.910E+08	1.318E+04	2.500E+07		

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

```

151  1.644E+06  1.318E+04  2.675E+03
301  8.073E+05  1.318E+04  9.499E+02
451  7.617E+05  1.318E+04  9.350E+02
601  6.214E+05  1.318E+04  1.036E+03
751  3.530E+05  1.318E+04  7.103E+02
901  2.246E+05  1.318E+04  4.419E+02
1051 9.674E+04  1.318E+04  1.754E+02
1201 5.319E+04  1.318E+04  9.652E+01
1351 3.138E+04  1.318E+04  2.392E+01
1501 1.862E+04  1.318E+04  1.352E+01
1651 1.109E+04  1.318E+04  6.308E+00
1801 7.459E+03  1.318E+04  4.483E+00
1951 5.189E+03  1.318E+04  3.888E+00
2101 3.690E+03  1.318E+04  3.884E+00
2251 2.611E+03  1.318E+04  3.851E+00
2401 1.843E+03  1.318E+04  3.710E+00
2551 1.310E+03  1.318E+04  3.649E+00
2701 9.277E+02  1.318E+04  3.704E+00
2851 6.605E+02  1.318E+04  3.683E+00

```

```

variable  1 = P1      2 = U1      3 = V1      4 = W1      5 = KE
Minval= -4.605E+01  4.381E+00  4.382E+00  7.881E+00  4.198E+00
Maxval=  1.336E+01  1.638E+01  1.637E+01  1.816E+01  1.528E+01
variable  6 = EP      7 = LTLS     8 = TEM1
Minval=  6.493E+00  9.487E+00  1.294E+00
Maxval=  1.907E+01  9.487E+00  1.703E+01

```

```

1.00 8..5.1..1.+1.1.+1...+...+...+...+...+...+...+...+...+
      5      5      1 1 1 1      1 1 1 1 1 1 1 1 1
0.90 +      3      5      2 5 5      3 5      3 5      3 5
      .      4      3 5      3 5      3 5      3 5      3 5
0.80 +      .      .      .      .      .      .      .
      .      .      .      .      .      .      .
0.70 +      .      .      .      .      .      .      .
      .      .      .      .      .      .      .
0.60 3      6      6 6 6      6 6      6 6      6 6      6 6
      .      .      .      .      .      .      .
0.50 +      4      4 4 4 6      4 6      4 6      4 6      4 6
      .      .      .      .      .      .      .
0.40 +      8      8 8 8 8      8 8      8 8      8 8      8 8
      .      .      .      .      .      .      .
0.30 +      .      .      .      .      .      .      .
      .      .      .      .      .      .      .
0.20 +      .      .      .      .      .      .      .
      .      .      .      .      .      .      .
0.10 +      .      .      .      .      .      .      .
      .      .      .      .      .      .      .
0.00 7..7.7..7.+7.7.+7.7.+7..7.+7.8.+7.8.+7.8.+7.8..8
      0      .1      .2      .3      .4      .5      .6      .7      .8      .9      1.0
the abscissa is      ISWP.  min= 1.00E+00 max= 2.85E+03

```

```

*****
*****
PATCH(FIG1      ,PROFIL, 30, 30, 30, 30, 1, 48, 1, 1)
PLOT(FIG1      ,P1 , 1.000E+00, 0.000E+00)
PLOT(FIG1      ,U1 , 1.000E+00, 0.000E+00)
PLOT(FIG1      ,V1 , 1.000E+00, 0.000E+00)
PLOT(FIG1      ,W1 , 1.000E+00, 0.000E+00)
PLOT(FIG1      ,TEM1, 1.000E+00, 0.000E+00)
Tabulation of abscissa and ordinates...

```

EK-4. (Devam) Örnek sonuç dosyası

Z	P1	U1	V1	W1	TEM1
4.285E-07	-1.017E-02	1.859E-03	1.859E-03	1.390E-07	2.207E+01
3.627E-06	-1.023E-02	1.573E-02	1.573E-02	-6.081E-06	2.206E+01
1.356E-05	-1.008E-02	5.884E-02	5.884E-02	4.845E-05	2.202E+01
3.424E-05	-1.005E-02	1.485E-01	1.485E-01	2.238E-04	2.194E+01
6.947E-05	-9.915E-03	3.011E-01	3.011E-01	8.180E-04	2.180E+01
1.230E-04	-9.721E-03	5.316E-01	5.316E-01	2.345E-03	2.160E+01
1.983E-04	-9.457E-03	8.493E-01	8.493E-01	5.605E-03	2.132E+01
2.992E-04	-9.147E-03	1.227E+00	1.227E+00	1.089E-02	2.098E+01
4.289E-04	-8.667E-03	1.539E+00	1.539E+00	1.652E-02	2.066E+01
5.911E-04	-8.092E-03	1.692E+00	1.692E+00	2.085E-02	2.044E+01
7.891E-04	-7.677E-03	1.728E+00	1.728E+00	2.374E-02	2.031E+01
1.026E-03	-7.723E-03	1.703E+00	1.703E+00	2.517E-02	2.023E+01
1.306E-03	-8.563E-03	1.645E+00	1.645E+00	2.495E-02	2.017E+01
1.631E-03	-1.050E-02	1.564E+00	1.564E+00	2.271E-02	2.014E+01
2.006E-03	-1.378E-02	1.464E+00	1.464E+00	1.795E-02	2.011E+01
2.433E-03	-1.848E-02	1.346E+00	1.346E+00	1.006E-02	2.008E+01
2.916E-03	-2.456E-02	1.211E+00	1.211E+00	-1.616E-03	2.007E+01
3.457E-03	-3.179E-02	1.062E+00	1.062E+00	-1.762E-02	2.005E+01
4.061E-03	-3.978E-02	8.993E-01	8.993E-01	-3.832E-02	2.004E+01
4.730E-03	-4.781E-02	7.272E-01	7.272E-01	-6.389E-02	2.003E+01
5.467E-03	-5.545E-02	5.500E-01	5.500E-01	-9.393E-02	2.002E+01
6.276E-03	-6.167E-02	3.747E-01	3.747E-01	-1.270E-01	2.002E+01
7.159E-03	-6.635E-02	2.109E-01	2.109E-01	-1.609E-01	2.001E+01
8.121E-03	-6.900E-02	6.789E-02	6.789E-02	-1.925E-01	2.001E+01
9.163E-03	-7.022E-02	-4.372E-02	-4.372E-02	-2.180E-01	2.001E+01
1.029E-02	-6.855E-02	-1.149E-01	-1.149E-01	-2.283E-01	2.000E+01
1.150E-02	-6.584E-02	-1.358E-01	-1.358E-01	-2.229E-01	2.000E+01
1.281E-02	-6.263E-02	-1.393E-01	-1.393E-01	-2.140E-01	2.000E+01
1.420E-02	-5.903E-02	-1.405E-01	-1.405E-01	-2.029E-01	2.000E+01
1.570E-02	-5.515E-02	-1.405E-01	-1.405E-01	-1.903E-01	2.000E+01
1.729E-02	-5.111E-02	-1.395E-01	-1.395E-01	-1.767E-01	2.000E+01
1.898E-02	-4.703E-02	-1.377E-01	-1.377E-01	-1.626E-01	2.000E+01
2.078E-02	-4.303E-02	-1.353E-01	-1.353E-01	-1.481E-01	2.000E+01
2.269E-02	-3.919E-02	-1.326E-01	-1.326E-01	-1.336E-01	2.000E+01
2.471E-02	-3.560E-02	-1.296E-01	-1.296E-01	-1.192E-01	2.000E+01
2.684E-02	-3.230E-02	-1.265E-01	-1.265E-01	-1.050E-01	2.000E+01
2.910E-02	-2.935E-02	-1.234E-01	-1.234E-01	-9.109E-02	2.000E+01
3.147E-02	-2.676E-02	-1.205E-01	-1.205E-01	-7.743E-02	2.000E+01
3.396E-02	-2.455E-02	-1.178E-01	-1.178E-01	-6.396E-02	2.000E+01
3.658E-02	-2.275E-02	-1.155E-01	-1.155E-01	-5.052E-02	2.000E+01
3.933E-02	-2.136E-02	-1.134E-01	-1.134E-01	-3.687E-02	2.000E+01
4.222E-02	-2.042E-02	-1.111E-01	-1.111E-01	-2.281E-02	2.000E+01
4.523E-02	-1.999E-02	-1.060E-01	-1.060E-01	-8.857E-03	2.000E+01
4.839E-02	-2.002E-02	-7.891E-02	-7.891E-02	0.000E+00	2.000E+01
5.085E-02	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+01
5.215E-02	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+01
5.277E-02	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+01
5.297E-02	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000E+00	2.000E+01

SATLIT RUN NUMBER = 1 ; LIBRARY REF.= 0
Run completed at 15:36:15 on Monday, 06 November 2006
MACHINE-CLOCK TIME OF RUN = 9459 SECONDS.
TIME/(VARIABLES*CELLS*TSTEPS*SWEEPS*ITS) = 9.459E+03

EK-5. Hata analizi

Deneyisel çalışma kapsamında bir dizi büyüklüğün ölçümleri yapılır ve daha sonra bu ölçümler deneyden arzu edilen başka büyüklüklerin hesaplanmasında kullanılır. Hesaplanması arzu edilen büyüklük R ve bu büyüklüğe etki eden n adet bağımsız değişkenler $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ ise R aşağıdaki gibi ifade edilebilir [65].

$$R=R(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$$

Her bir bağımsız değişkene ait hata miktarı $W_1, W_2, W_3, \dots, W_n$ ve R büyüklüğünün hata miktarı W_R ,

$$W_R = \left[\left(\frac{\partial R}{\partial x_1} W_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2} W_2 \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n} W_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.1)$$

şeklinde ifade edilir. EK-5.1'deki eşitlik kullanılarak deneylerde ölçülen büyüklüklerin hata oranları aşağıda verildiği gibi hesaplanmıştır.

Sıcaklık farkının hesaplanmasında yapılan hata oranı

$$\Delta T = T_1 - T_2 \quad (5.2)$$

$$\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T} = \left[\left(\frac{W_{T_1}}{\Delta T} \right)^2 + \left(\frac{W_{T_2}}{\Delta T} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.3)$$

Yüzey alanının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$A_s = wxL \quad (5.4)$$

EK-5. (Devam) Hata analizi

$$\frac{W_{As}}{A_s} = \left[\left(\frac{W_w}{w} \right)^2 + \left(\frac{W_L}{L} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.5)$$

Akışkana verilen $Q_{taşınım}$ miktarının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$Q_{taşınım} = Q_{toplam} - Q_{iletim} - Q_{ışınım} \quad (5.6)$$

$$\frac{W_{Q_{taşınım}}}{Q_{taşınım}} = \left[\left(\frac{W_{Q_{toplam}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 + \left(\frac{W_{Q_{iletim}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 + \left(\frac{W_{Q_{ışınım}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.7)$$

İletim ile çarpma plakasının alt ve yan yüzeylerinden olan ısı kaybının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$Q_{iletim} = kA \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (5.8)$$

$$\frac{W_{Q_{iletim}}}{Q_{iletim}} = \left[\left(\frac{W_k}{k} \right)^2 + \left(\frac{W_A}{A} \right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T} \right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta x}}{\Delta x} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.9)$$

İşınım ile olan kaybolan ısı akımının hesaplanmasındaki hata oranı,

$$Q_{ışınım} = \sigma \varepsilon A (T_s^4 - T_\infty^4) \quad (5.10)$$

$$\frac{W_{Q_{ışınım}}}{Q_{ışınım}} = \left[\left(\frac{W_A}{A} \right)^2 + \left(\frac{4T_s^3}{T_s^4 - T_\infty^4} W_{T_s} \right)^2 + \left(\frac{4T_\infty^3}{T_s^4 - T_\infty^4} W_{T_\infty} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.11)$$

Taşınım ile ısı transfer katsayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

EK-5. (Devam) Hata analizi

$$h = \frac{Q_{\text{taşıım}}}{A_s \Delta T} \quad (5.12)$$

$$\frac{W_h}{h} = \left[\left(\frac{W_{Q_{\text{taşıım}}}}{Q_{\text{taşıım}}} \right)^2 + \left(\frac{W_{A_s}}{A_s} \right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.13)$$

Nusselt sayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$Nu = \frac{hD}{k_a} \quad (5.14)$$

$$\frac{W_{Nu}}{Nu} = \left[\left(\frac{W_h}{h} \right)^2 + \left(\frac{W_D}{D} \right)^2 + \left(\frac{W_{k_a}}{k_a} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.15)$$

Reynolds sayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$Re = \frac{W_{\text{jet}} D}{\nu} \quad (5.16)$$

$$\frac{W_{Re}}{Re} = \left[\left(\frac{W_w}{w} \right)^2 + \left(\frac{W_D}{D} \right)^2 + \left(\frac{W_\nu}{\nu} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.17)$$

Uyarlanmış Grashof sayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$Gr^* = \frac{g \beta Q_{\text{taşıım}} L^4}{A_s k_a \nu^2} \quad (5.18)$$

EK-5. (Devam) Hata analizi

$$\frac{W_{Gr^*}}{Gr^*} = \left[\left(\frac{W_g}{g} \right)^2 + \left(\frac{W_\beta}{\beta} \right)^2 + \left(\frac{W_{Q_{taşınım}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 + \left(4 \frac{W_L}{L} \right)^2 + \left(\frac{W_{A_s}}{A_s} \right)^2 \right]^{1/2} + \left[\left(\frac{W_{k_a}}{k_a} \right)^2 + \left(2 \frac{W_\nu}{\nu^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.19)$$

Richardson sayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$Ri = \frac{Gr^*}{Re^2} \quad (5.20)$$

$$\frac{W_{Ri}}{Ri} = \left[\left(\frac{W_{Gr^*}}{Gr^*} \right)^2 + \left(2 \frac{W_{Re}}{Re^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.21)$$

EK-6. Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

Kullanılan ısı çiftlerinin ve wattmetrenin üretici kataloğuna göre yüzde hata oranları (percent uncertainty)

Sıcaklık ölçümlerindeki yüzde hata oranı : $\pm 2,5\%$

Q_{toplam} yüzde hata oranı : $\pm 2\%$

Hız ölçümlerinde kullanılan LDA ölçüm sisteminde

Hız ölçümlerindeki yüzde hata oranı : $\pm 2\%$

ve

Boyut ölçümlerindeki hata miktarı : $\pm 0,5 \text{ mm}$

Verilen bu belirsizlik oranları kullanılarak deneylerde ölçülen büyüklüklerdeki hata oranları aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

Hata oranı hesaplanan deney verileri

Çarpma plakası eni : $W=100 \text{ mm}$

Çarpma plakası boyu : $L=100 \text{ mm}$

Alt yalıtım malzemesi kalınlığı : 60 mm

Yan yalıtım malzemesi kalınlığı : 11 mm

Q_{toplam} : 10 W

Jet giriş hızı : $1,54 \text{ m/sn}$

Ortalama bakır plaka yüzey sıcaklığı : $T_s=68,7^\circ\text{C}$

Jet giriş sıcaklığı : $T_{\text{jet}}=20,3^\circ\text{C}$

Film sıcaklığı : $T_f=44,52^\circ\text{C}$

EK-6. (Devam) Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

Yan yalıtım iç yüzey sıcaklığı	: $T_{iç-y}=24,6 \text{ }^{\circ}\text{C}$
Yan yalıtım dış yüzey sıcaklığı	: $T_{dış-y}=21,6^{\circ}\text{C}$
Yan yalıtım toplam alan	: $A_y=0,4 \times 0,06$
Alt yalıtım iç yüzey sıcaklığı	: $T_{iç-alt}=46,6 \text{ }^{\circ}\text{C}$
Alt yalıtım dış yüzey sıcaklığı	: $T_{dış-alt}=24,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$
Alt yalıtım alan	: $A_a=0,15 \times 0,15$
Isıtıcıya verilen toplam güç	: $Q_{toplam}=10 \text{ W}$
Yandan iletim ile olan kayıp	: $Q_{iletim-y}=0,17 \text{ W}$
Alttan iletim ile olan kayıp	: $Q_{iletim-alt}=0,218 \text{ W}$
Işınım ile olan kayıp	: $Q_{ışınım}=0,142 \text{ W}$
Taşıyım ile akışkana aktarılan	: $Q_{taşıyım}=9,47 \text{ W}$
Ortalama ısı transfer katsayısı	: $h=19,5 \text{ W/m}^2 \text{ }^{\circ}\text{C}$
Ortalama Nusselt sayısı	: $Nu=7,26$
Uyarlanmış Grashof sayısı	: $Gr^*=1396941$
Reynolds sayısı	: $Re=1000$
Richardson sayısı	: $Ri=1,39$

Yukarıda verilen deney verileri kullanılarak yapılan hata oranları aşağıda hesaplanmıştır.

Sıcaklık farkının hesaplanmasında yapılan hata oranı ve miktarı,

$$\Delta T = T_s - T_{jet}$$

$$\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T} = \left[\left(\frac{W_{Ts}}{\Delta T} \right)^2 + \left(\frac{W_{T_{jet}}}{\Delta T} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[\left(\frac{68,7 * 0,025}{48,4} \right)^2 + \left(\frac{20,3 * 0,025}{48,4} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,0369$$

$$W_{\Delta T} = 0,0369 * 48,4 = 1,79$$

EK-6. (Devam) Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

Yan yalıtım levhasındaki sıcaklık farkının hesaplanmasında yapılan hata oranı ve miktarı,

$$\Delta T = T_{iç,y} - T_{dış,y} = 24,6 - 21,6 = 3$$

$$\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T} = \left[\left(\frac{W_{T_{iç,y}}}{\Delta T} \right)^2 + \left(\frac{W_{T_{dış,y}}}{\Delta T} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[\left(\frac{24,6 * 0,025}{3} \right)^2 + \left(\frac{21,6 * 0,025}{3} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,273$$

$$W_{\Delta T_{yan}} = 0,273 * 3 = 0,819$$

Alt yalıtım levhasındaki sıcaklık farkının hesaplanmasında yapılan hata oranı ve miktarı,

$$\Delta T = T_{iç-alt} - T_{dış-alt} = 46,6 - 24,2 = 22,4$$

$$\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T} = \left[\left(\frac{W_{T_{iç-alt}}}{\Delta T} \right)^2 + \left(\frac{W_{T_{dış-alt}}}{\Delta T} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[\left(\frac{46,6 * 0,025}{22,4} \right)^2 + \left(\frac{24,2 * 0,025}{22,4} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,059$$

$$W_{\Delta T_{yalt-alt}} = 0,059 * 22,4 = 1,322$$

Plaka yüzey alanının hesaplanmasında yapılan hata oranı ve miktarı,

$$A_s = w * L = 0,1 * 0,1 = 0,01$$

EK-6. (Devam) Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

$$\frac{W_A}{A} = \left[\left(\frac{W_w}{w} \right)^2 + \left(\frac{W_L}{L} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[\left(\frac{0,0005}{0,1} \right)^2 + \left(\frac{0,0005}{0,1} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,00707$$

$$W_{A_s} = 0,00707 * 0,01 = 0,0000707$$

Yan yalıtım yüzey alanlarının hesaplanmasında yapılan hata oranı ve miktarı,

$$A_{yan} = w_{yan} * L_{yan} = 0,4 * 0,06 = 0,024$$

$$\frac{W_A}{A} = \left[\left(\frac{W_w}{w} \right)^2 + \left(\frac{W_L}{L} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[\left(\frac{0,0005}{0,4} \right)^2 + \left(\frac{0,0005}{0,06} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,0084$$

$$W_{A_{yan}} = 0,0084 * 0,024 = 0,000201$$

Alt yalıtım yüzey alanının hesaplanmasında yapılan hata oranı ve miktarı,

$$A_{yalt} = w * L = 0,15 * 0,15 = 0,0225$$

$$\frac{W_A}{A} = \left[\left(\frac{W_w}{w} \right)^2 + \left(\frac{W_L}{L} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[\left(\frac{0,0005}{0,15} \right)^2 + \left(\frac{0,0005}{0,15} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,00471$$

$$W_{A_{yalt}} = 0,00471 * 0,0225 = 0,000106$$

EK-6. (Devam) Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

Kanala verilen toplam ısı akımının hesaplanmasında yapılan hata oranı ve miktarı,

$$\frac{W_{Q_{toplam}}}{Q_{toplam}} = 0,02$$

$$W_{Q_{toplam}} = 0,02 * 10 = 0,2$$

İletim ile yan yüzeyden olan ısı kaybının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$Q_{iletim-y} = k_{yalt} A_{yalt-y} \frac{\Delta T_{yalt-y}}{\Delta x}$$

$$\frac{W_{Q_{iletim-y}}}{Q_{iletim-y}} = \left[\left(\frac{W_{k_{yalt-y}}}{k_{yalt}} \right)^2 + \left(\frac{W_{A_{yalt-y}}}{A_{yalt-y}} \right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta T_{yalt-y}}}{\Delta T_{yalt-y}} \right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta x}}{\Delta x} \right)^2 \right]^{1/2} =$$

$$\left[(0)^2 + (0,0084)^2 + (0,273)^2 + \left(\frac{0,0005}{0,011} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,277$$

$$W_{Q_{iletim-y}} = 0,17 * 0,277 = 0,047$$

İletim ile alt yüzeyden olan ısı kaybının hesaplanmasında yapılan hata oranı ve miktarı,

$$Q_{iletim-alt} = k_{yalt} A_{yalt-alt} \frac{\Delta T_{yalt-alt}}{\Delta x}$$

EK-6. (Devam) Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

$$\frac{W_{Q_{iletim-alt}}}{Q_{iletim-alt}} = \left[\left(\frac{W_{k_{yalt-alt}}}{k_{yalt-alt}} \right)^2 + \left(\frac{W_{A_{yalt-alt}}}{A_{yalt-alt}} \right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta T_{yalt-alt}}}{\Delta T_{yalt-alt}} \right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta x}}{\Delta x} \right)^2 \right]^{1/2} =$$

$$\left[(0)^2 + (0,00471)^2 + (0,059)^2 + \left(\frac{0,0005}{0,06} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,0597$$

$$W_{Q_{iletim-alt}} = 0,0597 * 0,218 = 0,013$$

İletimle kaybolan toplam ısı transferi miktarı hesaplanmasında yapılan hata miktarı:

$$W_{Q_{iletim}} = \left[(W_{Q_{iletim-y}})^2 + (W_{Q_{iletim-alt}})^2 \right]^{1/2} = \left[(0,047)^2 + (0,013)^2 \right]^{1/2} = 0,0487$$

Işınım ile olan kaybın hesaplanmasındaki hata oranı ve miktarı,

$$Q_{ışınım} = \sigma A (T_s^4 - T_o^4)$$

$$\frac{W_{Q_{ışınım}}}{Q_{ışınım}} = \left[\left(\frac{W_{A_R}}{A_R} \right)^2 + \left(\frac{4T_s^3}{T_s^4 - T_o^4} W_{T_s} \right)^2 + \left(-\frac{4T_o^3}{T_s^4 - T_o^4} W_{T_o} \right)^2 \right]^{1/2} =$$

$$\left[(0,00707)^2 + \left(\frac{4 * 341,7^3}{341,7^4 - 293^4} 341,7 * 0,025 \right)^2 + \left(\frac{4 * 293^3}{341,7^4 - 293^4} 293 * 0,025 \right)^2 \right]^{1/2} = 0,2466$$

$$W_{Q_{ışınım}} = 0,142 * 0,2466 = 0,035$$

EK-6. (Devam) Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

Akışkana verilen $Q_{taşınım}$ miktarının hesaplanmasında yapılan hata miktarı oranı,

$$Q_{taşınım} = Q_{toplam} - Q_{iletim} - Q_{ışınım}$$

$$\frac{W_{Q_{taşınım}}}{Q_{taşınım}} = \left[\left(\frac{W_{Q_{toplam}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 + \left(\frac{W_{Q_{iletim}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 + \left(\frac{W_{Q_{ışınım}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 \right]^{1/2} =$$

$$\left[\left(\frac{0,2}{9,47} \right)^2 + \left(\frac{0,0487}{9,47} \right)^2 + \left(\frac{0,035}{9,47} \right)^2 \right]^{1/2} = 0,022$$

Taşınımla ısı transferi katsayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$h = \frac{Q_{taşınım}}{A_s \Delta T}$$

$$\frac{W_h}{h} = \left[\left(\frac{W_{Q_{taşınım}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 + \left(\frac{W_{A_s}}{A_b} \right)^2 + \left(\frac{W_{\Delta T}}{\Delta T} \right)^2 \right]^{1/2} =$$

$$\left[(0,022)^2 + (0,00707)^2 + (0,0369)^2 \right]^{1/2} = 0,0435$$

Nusselt sayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı, lazerle üretilen jet boyutundaki belirsizlik 0,1 mm alınarak

$$Nu = \frac{hD}{k_a}$$

EK-6. (Devam) Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

$$\frac{W_{Nu}}{Nu} = \left[\left(\frac{W_h}{h} \right)^2 + \left(\frac{W_D}{D} \right)^2 + \left(\frac{W_{k_a}}{k_a} \right)^2 \right]^{1/2} =$$

$$\left[(0,0435)^2 + \left(\frac{0,0001}{0,01} \right)^2 + (0)^2 \right]^{1/2} = 0,044$$

Reynolds sayısının hesaplanmasında yapılan hata miktarı:

$$Re = \frac{W_{jet} D}{\nu}$$

$$\frac{W_{Re}}{Re} = \left[\left(\frac{W_{W_{jet}}}{W_{jet}} \right)^2 + \left(\frac{W_D}{D} \right)^2 + \left(\frac{W_\nu}{\nu} \right)^2 \right]^{1/2} =$$

$$\left[\left(\frac{1,54 * 0,02}{1,54} \right)^2 + \left(\frac{0,0001}{0,01} \right)^2 + (0)^2 \right]^{1/2} = 0,0223$$

Uyarlanmış Grashof sayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı, karakteristik uzunluktaki hata oranı için 0,00718 değeri elde edilmiştir.

$$Gr^* = \frac{g \beta \dot{Q}_{taşınım} L^4}{A_s k_a \nu^2}$$

$$\frac{W_{Gr^*}}{Gr^*} = \left[\left(\frac{W_g}{g} \right)^2 + \left(\frac{W_\beta}{\beta} \right)^2 + \left(\frac{W_{Q_{taşınım}}}{Q_{taşınım}} \right)^2 + \left(4 \frac{W_L}{L} \right)^2 + \left(\frac{W_{A_s}}{A_s} \right)^2 + \left(\frac{W_k}{k} \right)^2 + \left(2 \frac{W_\nu}{\nu^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$= \left[(0)^2 + 0^2 + (0,022)^2 + (4 * 0,00718)^2 + (0,00707)^2 \right]^{1/2} = 0,0368$$

EK-6. (Devam) Hata analizi ile ilgili örnek hesaplama

Richardson sayısının hesaplanmasında yapılan hata oranı,

$$Ri = \frac{Gr^*}{Re^2}$$

$$\frac{W_{Ri}}{Ri} = \left[\left(\frac{W_{Gr^*}}{Gr^*} \right)^2 + \left(2 \frac{W_{Re}}{Re^2} \right)^2 \right]^{1/2} = \left[(0,0368)^2 + (2 * 0,022)^2 \right]^{1/2} = 0,0574$$

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : KÖSEOĞLU, Mehmet Fevzi
 Uyuşu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 23.11.1970 DENİZLİ
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (312) 231 74 00
 Faks : 0 (312) 231 74 32
 e-mail : mehmetfevzi@gazi.edu.tr

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	P. S. U. /Mak.Müh.	1998
Lisans	ODTÜ/ Mak. Müh.	1993
Lise	Tavas Lisesi	1987

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
1996-1998	P.S.U.	Araştırma Görevlisi
2001-2007	Gazi Üniversitesi	Araştırma Görevlisi

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

1. Koseoglu, M. F., Baskaya, S. "The effect of flow field and turbulence on heat transfer characteristics of confined circular and elliptic impinging jets", International Journal of Thermal Science (KABUL)
2. Koseoglu, M. F., Baskaya, S. "Experimental and numerical investigation of natural convection effects on confined impinging jet

heat transfer” International Journal of Heat and Mass Transfer
(İNCELEMEDE)

3. Köseoğlu, M. F., Başkaya, Ş. “Termokromik sıvı kristaller için farklı kararlı hal kalibrasyon yöntemlerinin karşılaştırılması” 16. Ulusal Isı Bilimi ve Tekniği Kongresi, Kayseri 30 Mayıs-2 Haziran 20007.