

**GİRDAP YARATICILARIN DAİRESEL SİLİNDİR
ETRAFINDAKİ AKIŞA ETKİSİNİN DENEYSEL
VE HESAPLAMALI OLARAK İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Y. Müh. Uğur Oral ÜNAL

Anabilim Dalı : GEMİ İNŞAATI MÜHENDİSLİĞİ

Programı : GEMİ İNŞAATI MÜHENDİSLİĞİ

TEMMUZ 2007

**GİRDAP YARATICILARIN DAİRESEL SİLİNDİR
ETRAFINDAKİ AKIŞA ETKİSİNİN DENEYSEL VE
HESAPLAMALI OLARAK İNCELENMESİ**

**DOKTORA TEZİ
Y. Müh. Uğur Oral ÜNAL
(508002100)**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 13 Haziran 2007
Tezin Savunulduğu Tarih : 26 Temmuz 2007**

Tez Danışmanı : Prof.Dr. Ömer GÖREN
Diğer Jüri Üyeleri : Prof.Dr. A. Yücel ODABAŞI (İ.T.Ü.)
Prof.Dr. A. Rüstem ASLAN (İ.T.Ü.)
Prof.Dr. Mehmet ATLAR (Newcastle Ü.)
Prof.Dr. Mesut GÜNER (Y.T.Ü.)

TEMMUZ 2007

ÖNSÖZ

Şüphesiz her doktora çalışması büyük güçlüklerle tamamlanır. Bu çalışma ise, devamı müddetince sonu asla tahmin edilemeyen heyecanlı bir macera filmine benzetilebilirdi. Bunun için öncelikle, bu önsözün satırlarını yazmayı nasip ettiği için yüce Allah'a şükürler ediyorum.

Kendisiyle çalışmaya başladığımızdan beri, bana her konuda destek olan, örnek kişiliği ve son derece mütevazı tavrı ile her araştırmacının çalışmayı hayal ettiği akademik danışman kimliğine sahip olan hocam Sayın Prof. Dr. Ömer Gören'e derin teşekkürlerimi arz ederim.

Disiplinli ve otoriter tavrıyla çalışma şevki aşıl原因, çalışmanın gerçekleşebilmesi için her türlü maddi desteği sağlayan, akademik vizyonu ve tecrübesi ile daima yol gösterici olan Sayın Prof. Dr. A.Yücel Odabaşı'na içten teşekkürlerimi arz ederim.

Nazik daveti ile bana deneysel çalışma yapma fırsatı sunan ve Newcastle Üniversitesi ve Emerson Kaviteasyon Tüneli imkanlarını eksiksizce kullanmamı sağlayan, yurtdışında bulunduğum müddetçe sıcak ilgisini bir an olsun esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Mehmet Atlar'a sonsuz teşekkürlerimi arz ederim.

Yapıcı eleştiri ve fikirleriyle çalışmama katkıda bulunan Sayın Prof. Dr. Rüstem Aslan'a, deneysel çalışmadan önce çok değerli bilgiler vererek yol gösteren Sayın Yrd. Doç. Dr. Okşan Çetiner'e ve deneyde kullanılan modellerin imalatında yardımcı olan Sayın Doç. Dr. Haydar Livatyalı'ya özel teşekkürlerimi sunarım.

İ.T.Ü. Bilişim Enstitüsü ve Ulusal Yüksek Başarımlı Hesaplama Merkezi'ndeki donanım kaynaklarını kullanabilme olanağı tanıyan Sayın Prof. Dr. Serdar Çelebi'ye teşekkürlerimi sunarım.

Deneysel ölçümler sırasında tüm müşkülpesent tavrıma tahammül eden ve deney düzeneğinin kurulmasında yardımcı olan sevgili Ian Paterson'a ve PIV sistemi ile ilgili tüm soru ve problemlerime eksiksizce teknik destek veren Dantec mühendislerinden Sayın Bo Beltoft Watz'a teşekkür ederim.

Hesaplamalı çalışma sırasında, donanımda sıkça karşılaşılan teknik aksaklıkların giderilmesi ve sistemlerin kullanımı ile ilgili yardımları için İ.T.Ü. Bilişim Enstitüsü YBH Laboratuvarı ve UYBHM sistem yöneticilerine, işletim sistemleri ve donanım ile ilgili bilgi ve destek veren ROTAM araştırmacılarına, DPIV sistemi hakkındaki bilgilerini paylaşan Trisonik Laboratuvarı araştırmacılarına teşekkür ederim.

Fikir ve bilgilerini benimle paylaşma nezaketi gösteren değerli araştırmacılar Sayın Marianna Braza, Sayın Robert Perrin, Sayın Bas van Oudheusden'e ve çalışmalarını göndererek destek veren Sayın Christoffer Norberg ve Sayın Morteza Gharib'e teşekkürlerimi sunarım.

Yaşamlarını bana adanmış olan, hayatım boyunca benimle birlikte sevinen ve üzülen, dünyanın en fedakar anne ve babası olan ebeveynlerim Duygu ve Songür Ünal'a ne kadar teşekkür etsem azdır.

Hayata geldiğimden beri başıma gelen en büyük kısmet, çok sevgili eşim Burcu Ünal ile tanışmak ve evlenmektir. Kendisine, bu çalışmanın her safhası ve hayatın her adımında benimle birlikte olduğu, tüm sevecenliği ve anlayışı ile bize huzur dolu bir yuva sunduğu için gönülden teşekkür ederim.

Haziran 2007

Uğur Oral ÜNAL

İÇİNDEKİLER

KISALTMALAR	vi
TABLO LİSTESİ	vii
ŞEKİL LİSTESİ	viii
SEMBOL LİSTESİ	xii
ÖZET	xiv
SUMMARY	xvii
1. GİRİŞ	1
1.1 Silindir etrafında akış problemi	2
1.2 Akım Ayrılması Kontrolü ve Girdap Yaratıcılar	6
1.3 Amaç ve Kapsam	10
2. DENEYSEL ÇALIŞMA	13
2.1 Deneysel Altyapı	14
2.1.1 Emerson Kavite Tüneli (Newcastle Üniversitesi)	14
2.1.2 Model Seçimi ve Özellikleri	16
2.1.3 PIV Sistemi	18
2.1.4 Ölçüm Düzeneği	21
2.1.5 Deney Süreci	23
2.2 Analiz Yöntemleri	26
2.2.1 Reynolds Ayrıştırması	26
2.2.2 Sabit Faz Ayrıştırması	28
2.2.3 POD	33
2.3 Başlangıç Ölçümleri	36
2.4 Belirsizlik Analizi	39
2.5 Sonuç ve Yorumlar	43
2.5.1 Reynolds Ayrıştırması Analizi	43
2.5.1.1 Yalın Silindir	43
2.5.1.2 Girdap Yaratıcılı Vakalar ve Karşılaştırmalar	54
2.5.1.3 Strouhal Sayısı	71
2.5.2 Sabit Faz Ayrıştırması	73
2.5.3 POD Analizi	97
3. HESAPLAMALI ÇALIŞMA	116
3.1 Çözüm Teknikleri	117
3.1.1 Sonlu Hacim Ayrıklaştırması	118
3.1.2 SIMPLE ve PISO	121

3.1.3	Zamansal Ayırıklaştırma	126
3.1.4	Lineer Denklem Çözümü	127
3.2	Türbülans ve Modellenmesi	129
3.2.1	Genel tanımlama ve türbülans modelleri	129
3.2.2	Duvar Cıdarı	138
3.2.3	Spalart-Allmaras Modeli	143
3.2.4	k-ε modelleri	145
3.2.4.1	Standart k – ε modeli	146
3.2.4.2	Realizable k – ε Modeli (RKE)	147
3.2.5	k – ω Modelleri	149
3.2.5.1	Wilcox (1998) k – ω Modeli (WKO)	150
3.2.5.2	SST k-ω Modeli	152
3.3	Ağ Örgüsü ve Hesaplama Bölgesi Detayları	154
3.3.1	VG0000 Vakası Ağ Örgüsü	155
3.3.1.1	İki Boyutlu Ağ Örgüsü	155
3.3.1.2	Duyarlılık Analizi	158
3.3.1.3	Üç Boyutlu Ağ Örgüsü	162
3.3.2	VG1650 Vakası Ağ Örgüsü	163
3.4	Hesaplama Süreci Koşulları	166
3.5	Donanım Altyapısı ve Paralel Hesaplama	170
3.6	Sonuç ve Yorumlar	173
3.6.1	Başlangıç (2D) Simülasyonları	173
3.6.2	Üç Boyutlu Simülasyonlar	181
3.6.2.1	VG0000 Vakası	182
3.6.2.2	VG1650 Vakası ve VG0000 Vakasıyla Karşılaştırmalar	201
4.	DEĞERLENDİRME VE ÖNERİLER	236
4.1	Değerlendirme	236
4.2	Öneriler	240
	KAYNAKLAR	241
	ÖZGEÇMİŞ	256

KISALTMALAR

SST	: Shear-Stress-Transport $k-\omega$
WKO	: Wilcox $k-\omega$
RKE	: Realizable $k-\varepsilon$
S-A	: Spalart-Allmaras
RMS	: Root-mean-square
2D	: İki Boyutlu
3D	: Üç Boyutlu
maks	: Maksimum
min	: Minimum
LES	: Large Eddy Simulation
DNS	: Direct Numerical Simulation
DPIV	: Digital Particle Image Velocimeter
RANS	: Reynolds Averaged Navier Stokes Equations

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 2.1 : Tahmin Edici Varyansları.....	40
Tablo 2.2 : %95 Güven Aralığı ile Elde Edilen İstatistikler için Belirsizlik.....	41
Tablo 2.3 : Merkez Yatay Eksen Üzerinde Karakteristik Değerler	59
Tablo 2.4 : Global Ortalama Sirkülasyon Miktarı (Y/D>0).....	61
Tablo 2.5 : Kayma Tabakası Kalınlıkları ($\zeta \cdot D / U_{\infty} > 1$).....	61
Tablo 2.6 : Kayma Tabakası Kalınlıkları ($\zeta \cdot D / U_{\infty} > 4$).....	61
Tablo 2.7 : Yaklaşık Momentum Kalınlığı θ ve Direnç Katsayısı C_D	64
Tablo 2.8 : Çeşitli Kesitlerdeki Kritik Değerler.....	66
Tablo 2.9 : Reynolds Ortalaması ile Hesaplanan Türbülans Bileşenleri.....	71
Tablo 2.10 : Farklı Vakalar için Strouhal Sayıları ve Değişimleri.....	72
Tablo 2.11 : VG0000 Vakası için Girdap Oluşma Sürecini Temsil Eden Karakteristik Noktalar.....	78
Tablo 2.12 : VG1670 Vakası için Girdap Oluşma Sürecini Temsil Eden Karakteristik Noktalar.....	79
Tablo 2.13 : VG0000 ve VG1670 Vakaları için Sabit Fazlardaki Sirkülasyon Miktarları (Y/D>0)	86
Tablo 2.14 : POD ile Hesaplanan Ortalama Periyodik Gerilme Bileşenleri Kritik Değerleri	108
Tablo 3.1 : Duyarlılık Analizinde Kullanılan Ağ Karakteristikleri ve Sonuçlar	159
Tablo 3.2 : Hesaplamalı Çalışmada Kullanılan Donanım Altyapısı.....	171
Tablo 3.3 : Hesaplamalı Çalışma Süre ve Performans Bilgileri	172
Tablo 3.4 : 3D VG0000 Vakası için Farklı Türbülans Modelleri ile Hesaplanan Karakteristik Boy Ölçekleri	185
Tablo 3.5 : 3D VG0000 Vakası İçin Karşılaştırmalı Kritik Değerler.....	196
Tablo 3.6 : 3D VG1650 Vakası için Farklı Türbülans Modelleri ile Hesaplanan Karakteristik Boy Ölçekleri	203
Tablo 3.7 : 3D VG1650 Vakası İçin Hesaplamalı Çalışma Sonucunda Elde Edilen Kayma Tabakası Kalınlıkları ($\zeta D / U_{\infty} > 1$).....	209
Tablo 3.8 : 3D VG1650 Vakası İçin Hesaplamalı Çalışma Sonucunda Elde Edilen Kayma Tabakası Kalınlıkları ($\zeta D / U_{\infty} > 4$).....	209
Tablo 3.9 : 3D VG1650 Vakası için Hesaplanan Global Ortalama Toplam Kayma Gerilmesi Karakteristik Değerleri	210
Tablo 3.10 : 3D VG0000 ve VG1650 Vakaları için Hesaplanan Global Ortalama Periyodik Gerilmelerin Karakteristik Değerleri	215
Tablo 3.11 : Girdap Yaratıcıların Önünde Yer Alan Kesitlerdeki Girdaplılık Karakteristikleri	218
Tablo 3.12 : 3D VG1650 Vakası İçin Karşılaştırmalı Kritik Değerler.....	227
Tablo 3.13 : VG0000 ve VG1650 Vakaları Girdap Caddesi Karakteristikleri.....	232

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 2.1 : Emerson Kaviteasyon Tüneli Şematik Görünüşü	15
Şekil 2.2 : Emerson Kaviteasyon Tüneli Genel Görünüşü.....	15
Şekil 2.3 : Girdap Yaratıcıların Şematik Görünüşü.....	17
Şekil 2.4 : Dairesel Silindir ve Girdap Yaratıcılar.....	18
Şekil 2.5 : Çift Vuruşlu Lazer Sistemi.....	19
Şekil 2.6 : Dantec 80C60 HiSense Dijital Kamera ve Nikon f:2.8 Objektif.....	20
Şekil 2.7 : FlowMap 1500 İşlemcisi (altta) ve Kamera Kontrol Ünitesi.....	20
Şekil 2.8 : PIV Sisteminin Genel Görünüşü	21
Şekil 2.9 : Ölçüm Düzenineğinin Şematik Görüntüsü ve Koordinat Sistemi.....	22
Şekil 2.10 : VG0000 Referans Sinyali Spektrumu	32
Şekil 2.11 : VG0000 Orijinal ve Yeniden Oluşturulan Referans Sinyalleri.....	32
Şekil 2.12 : Boş Tüneldeki \bar{U} Hızı Konturları (m/s)	37
Şekil 2.13 : Boş Tüneldeki \bar{V} Hızı Konturları (m/s)	37
Şekil 2.14 : Boş Tüneldeki TI_x Konturları.....	38
Şekil 2.15 : VG0000 Vakası Global Ortalama Akım Hatları	44
Şekil 2.16 : VG0000 Vakası \bar{U}/U_∞ Konturları	44
Şekil 2.17 : VG0000 Vakası \bar{V}/U_∞ Konturları.....	45
Şekil 2.18 : VG0000 Vakası Çeşitli Kesitlerde \bar{U}/U_∞ Profilleri.....	46
Şekil 2.19 : VG0000 Vakası Merkez Yatay Eksende Karakteristik Eğriler.....	49
Şekil 2.20 : VG0000 Vakası $\bar{\zeta}_k \cdot D/U_\infty$ Konturları.....	50
Şekil 2.21 : VG0000 Vakası TI_x Konturları	51
Şekil 2.22 : VG0000 Vakası TI_y Konturları	52
Şekil 2.23 : VG0000 Vakası $\overline{U^* V^*} / U_\infty^2$ Konturları	52
Şekil 2.24 : VG1650 Vakası Global Ortalama Akım Hatları	56
Şekil 2.25 : VG1670 Vakası Global Ortalama Akım Hatları	57
Şekil 2.26 : Farklı Vakalar için Merkez Yatay Eksende \bar{U}/U_∞ Profilleri.....	57
Şekil 2.27 : Farklı Vakalar için Merkez yatay eksende U_{RMS}/U_∞ Profilleri.....	58
Şekil 2.28 : Farklı Vakalar için Merkez yatay eksende V_{RMS}/U_∞ Profilleri.....	58
Şekil 2.29 : VG1650 Vakası $\zeta \cdot D/U_\infty$ Konturları	62
Şekil 2.30 : VG1670 Vakası $\zeta \cdot D/U_\infty$ Konturları.....	62
Şekil 2.31 : Silindir Gerisinde Farklı Kesitlerde \bar{U}/U_∞ Profilleri.....	65
Şekil 2.32 : VG1650 Vakası TI_x Konturları	68
Şekil 2.33 : VG1670 Vakası TI_x Konturları	68
Şekil 2.34 : VG1650 Vakası TI_y Konturları	69
Şekil 2.35 : VG1670 Vakası TI_y Konturları	69

Şekil 2.36 : VG1650 Vakası $\overline{U^* V^*} / U_\infty^2$ Konturları	70
Şekil 2.37 : VG1670 Vakası $\overline{U^* V^*} / U_\infty^2$ Konturları	70
Şekil 2.38 : VG0000 Vakası için Sabit Fazlardaki $\zeta \cdot D / U_\infty$ Konturları ve Akım Hatları.....	76
Şekil 2.39 : VG1670 Vakası için Sabit Fazlardaki $\zeta \cdot D / U_\infty$ Konturları ve Akım Hatları.....	77
Şekil 2.40 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki Q Konturları	81
Şekil 2.41 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki Q Konturları	81
Şekil 2.42 : VG0000 Vakası için Girdap ve Dönel Akım Hattı Merkez Koord.....	84
Şekil 2.43 : VG1670 Vakası için Girdap ve Dönel Akım Hattı Merkez Koord.....	84
Şekil 2.44 : VG0000 Vakası için Girdap Sirkülasyon Grafiği	85
Şekil 2.45 : VG1670 Vakası için Girdap Sirkülasyon Grafiği	85
Şekil 2.46 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle \tilde{U}\tilde{U} \rangle / U_\infty$ Konturları	88
Şekil 2.47 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle \tilde{U}\tilde{U} \rangle / U_\infty$ Konturları	88
Şekil 2.48 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle \tilde{V}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ Konturları	90
Şekil 2.49 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle \tilde{V}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ Konturları	90
Şekil 2.50 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle \tilde{U}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ Konturları.....	91
Şekil 2.51 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle \tilde{U}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ Konturları	91
Şekil 2.52 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle U' U' \rangle / U_\infty$ Konturları	93
Şekil 2.53 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle U' U' \rangle / U_\infty$ Konturları	93
Şekil 2.54 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle V' V' \rangle / U_\infty$ Konturları	94
Şekil 2.55 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle V' V' \rangle / U_\infty$ Konturları	94
Şekil 2.56 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle U' V' \rangle / U_\infty$ Konturları.....	95
Şekil 2.57 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle U' V' \rangle / U_\infty$ Konturları.....	96
Şekil 2.58 : Farklı Vakalar için POD Modlarına Karşılık Gelen Enerji Oranları.....	98
Şekil 2.59 : VG0000 Vakası için Anlık Akım Hatları.....	99
Şekil 2.60 : VG0000 Vakası için ilk 2 POD Modu ile Yeniden Oluşturulan Akım Hatları.....	99
Şekil 2.61 : VG0000 Vakası için ilk 8 POD Modu ile Yeniden Oluşturulan Akım Hatları.....	100
Şekil 2.62 : VG0000 Vakası için ilk 8 POD Modu ile Yeniden Oluşturulan Periyodik Hareket Akım Hatları.....	100
Şekil 2.63 : VG0000 Vakası için ilk 8 POD Modu ile Yeniden Oluşturulan $U'(\bar{x}; t_1)$ Vektörleri	100
Şekil 2.64 : VG0000 Vakası $\overline{\tilde{U}\tilde{U}} / U_\infty^2$ Konturları.....	102
Şekil 2.65 : VG1650 Vakası $\overline{\tilde{U}\tilde{U}} / U_\infty^2$ Konturları.....	102
Şekil 2.66 : VG1670 Vakası $\overline{\tilde{U}\tilde{U}} / U_\infty^2$ Konturları.....	103
Şekil 2.67 : VG0000 Vakası $\overline{\tilde{V}\tilde{V}} / U_\infty^2$ Konturları	104

Şekil 2.68 : VG1650 Vakası $\overline{\widetilde{V}}/U_{\infty}^2$ Konturları	104
Şekil 2.69 : VG1670 Vakası $\overline{\widetilde{V}}/U_{\infty}^2$ Konturları	105
Şekil 2.70 : VG0000 Vakası $\overline{\widetilde{U}}/U_{\infty}^2$ Konturları	106
Şekil 2.71 : VG1650 Vakası $\overline{\widetilde{U}}/U_{\infty}^2$ Konturları	106
Şekil 2.72 : VG1670 Vakası $\overline{\widetilde{U}}/U_{\infty}^2$ Konturları	107
Şekil 2.73 : VG0000 Vakası $\overline{U'U'}/U_{\infty}^2$ Konturları	109
Şekil 2.74 : VG1650 Vakası $\overline{U'U'}/U_{\infty}^2$ Konturları	109
Şekil 2.75 : VG1670 Vakası $\overline{U'U'}/U_{\infty}^2$ Konturları	110
Şekil 2.76 : VG0000 Vakası $\overline{V'V'}/U_{\infty}^2$ Konturları	111
Şekil 2.77 : VG1650 Vakası $\overline{V'V'}/U_{\infty}^2$ Konturları	111
Şekil 2.78 : VG1670 Vakası $\overline{V'V'}/U_{\infty}^2$ Konturları	112
Şekil 2.79 : VG0000 Vakası $\overline{U'V'}/U_{\infty}^2$ Konturları	113
Şekil 2.80 : VG1650 Vakası $\overline{U'V'}/U_{\infty}^2$ Konturları	113
Şekil 2.81 : VG1670 Vakası $\overline{U'V'}/U_{\infty}^2$ Konturları	114
Şekil 3.1 : Hesaplamalı Kontrol Hacmi	119
Şekil 3.2 : Kaydırılmış Kontrol Hacimleri	122
Şekil 3.3 : Hesaplamalı Çalışma için Koordinat Sistemi	155
Şekil 3.4 : İki Boyutlu Ağ Örgüsünün Genel Görünüşü	157
Şekil 3.5 : İki Boyutlu Ağ Örgüsü Silindir Çevresindeki Bölgeler	158
Şekil 3.6 : Sabit Kesitlerde \overline{V}/U_{∞} Profilleri	160
Şekil 3.7 : Sabit kesitlerde $\overline{\widetilde{U}}/U_{\infty}^2$ Profilleri	161
Şekil 3.8 : Sabit Kesitlerde Türbülans Kinetik Enerjisi k Profilleri	161
Şekil 3.9 : VG0000 Vakası için Üretilen Üç boyutlu Ağ Örgüsü	163
Şekil 3.10 : VG1650 Vakasının Ağ Örgüsü için Oluşturulan Alt Bölgeler	165
Şekil 3.11 : VG1650 Vakası Silindir Yüzeyi ve Girdap YarATICILAR Üzerindeki Ağ Örgüsü	165
Şekil 3.12 : 2D VG0000 Vakası Sabit Kesitlerde Karşılaştırmalı \overline{U}/U_{∞}	177
Şekil 3.13 : 2D VG0000 Vakası Sabit Kesitlerde Karşılaştırmalı \overline{V}/U_{∞}	177
Şekil 3.14 : 2D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı \overline{U}/U_{∞} Konturları	178
Şekil 3.15 : 2D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı \overline{V}/U_{∞} Konturları	178
Şekil 3.16 : 2D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı Akım Hattı Çizgileri	179
Şekil 3.17 : 2D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı $\overline{\zeta}_D/U_{\infty}$ Konturları	180
Şekil 3.18 : 2D VG0000 Vakası Toplam Kayma Gerilmesi Konturları	180
Şekil 3.19 : Dairesel Silindir Etrafındaki Genel Akış Topolojisi	182
Şekil 3.20 : WKO Modeli ile Hesaplanmış Ayrılma Bölgesindeki Anlık Hız Vektörleri	183
Şekil 3.21 : İz Bölgesi Kararsızlığını Gösteren SST Modeli ile Hesaplanmış Hız Vektörleri	183
Şekil 3.22 : 3D VG0000 Vakası Sabit Kesitlerde Karşılaştırmalı \overline{U}/U_{∞} Profilleri	185
Şekil 3.23 : 3D VG0000 Vakası Sabit Kesitlerde Karşılaştırmalı \overline{V}/U_{∞} Profilleri	188

Şekil 3.24 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı \bar{U}/U_∞ Konturları	188
Şekil 3.25 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı \bar{V}/U_∞ Konturları	189
Şekil 3.26 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı Global Ortalama Akım Hatları ...	189
Şekil 3.27 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı $\bar{\zeta} \cdot D/U_\infty$ Konturları.....	191
Şekil 3.28 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı Toplam Kayma Gerilmesi Konturları ($-0.14 < \overline{U^* V^*} / U_\infty^2 < 0.14$; $\Delta K=0.01166$)	192
Şekil 3.29 : 3D VG0000 Vakası Silindir Çevresinde Karşılaştırmalı \bar{U}/U_∞	194
Şekil 3.30 : 3D VG0000 Vakası İlk Durma Noktasından Saat Yönünde 90 derece Sonra Sınır Tabaka İçerisinde Boyutsuz k Profilleri.....	195
Şekil 3.31 : 3D VG0000 Vakası Silindir Çevresinde Karşılaştırmalı Basınç Katsayısı (Cp) Eğrileri	195
Şekil 3.32 : 3D VG0000 Vakası C_D ve C_L Salınımları	196
Şekil 3.33 : 3D VG0000 Vakası Silindir Çevresinde Boyutsuz Türbülans Kinetik Enerjisi Profilleri	198
Şekil 3.34 : 3D VG1650 Vakası Sabit Kesitlerde \bar{U}/U_∞ Profilleri	202
Şekil 3.35 : 3D VG1650 Vakası Sabit Kesitlerde \bar{V}/U_∞ Profilleri	203
Şekil 3.36 : 3D VG1650 Vakası \bar{U}/U_∞ Konturları.....	204
Şekil 3.37 : 3D VG1650 Vakası \bar{V}/U_∞ Konturları	205
Şekil 3.38 : 3D VG1650 Vakası Karşılaştırmalı Akım Hatları	207
Şekil 3.39 : 3D VG1650 Vakası Karşılaştırmalı $\bar{\zeta} \cdot D/U_\infty$ Konturları.....	208
Şekil 3.40 : 3D VG1650 Vakası Karşılaştırmalı Toplam Kayma Gerilmesi.....	211
Şekil 3.41 : 3D VG0000 vakası için SST Modeliyle Hesaplanan Periyodik Gerilme Konturları	213
Şekil 3.42 : 3D VG1650 Vakası için SST Modeliyle Hesaplanan Periyodik Gerilme Konturları	214
Şekil 3.43 : Girdap YarATICILARIN ÖNÜNDE YER ALAN HESAPLAMA KESİTLERİ.....	218
Şekil 3.44 : Kesit 1 Üzerindeki Akım Hatları.....	218
Şekil 3.45 : Girdap YarATICILARIN ÖNÜNDE YER ALAN KESİTLERDEKİ HIZ VEKTÖRLERİ ...	219
Şekil 3.46 : Girdap YarATICIYININ ÖNÜNDE YER ALAN KESİTLERDEKİ \bar{U}/U_∞ Konturları	220
Şekil 3.47 : 3D VG0000 ve VG1650 Vakaları için İlk Durma Noktasından Saat Yönünde 90 Derece Sonra SST Modeli ile Hesaplanan Hız Profilleri .	222
Şekil 3.48 : 3D VG0000 ve VG1650 Vakaları için Silindirin Orta Kesitindeki Karşılaştırmalı Çevresel Hız Profilleri.....	223
Şekil 3.49 : İlk Durma Noktasından 90° Sonra Sınır Tabaka İçerisindeki Karşılaştırmalı U_{tan} Profilleri	225
Şekil 3.50 : İlk Durma Noktasından 70° ve 90° Sonra Sınır Tabaka İçerisinde Karşılaştırmalı Türbülans Kinetik Enerjisi (k) Profilleri	225
Şekil 3.51 : 3D VG0000 ve VG1650 Vakaları için SST modeliyle Hesaplanan Silindir Çevresinde Karşılaştırmalı Basınç Katsayısı (Cp) Eğrileri.....	227
Şekil 3.52 : VG0000 (Üstte) ve VG1650 (Altta) Vakaları için YZ düzleminde \bar{W}/U_∞ Konturları	229
Şekil 3.53 : 3D VG0000 Vakası için Sabit Fazlarda $\bar{\zeta} \cdot D/U_\infty$ Konturları.....	230
Şekil 3.54 : 3D VG1650 Vakası için Sabit Fazlarda $\bar{\zeta} \cdot D/U_\infty$ Konturları.....	231
Şekil 3.55 : 3D VG0000 Vakası için SST Modeli İle Elde Edilen Çıkış Çizgileri .	234
Şekil 3.56 : 3D VG1650 Vakası için SST Modeli ile Elde Edilen Çıkış Çizgileri..	235

SEMBOL LİSTESİ

C_D	: Direnç katsayısı, $\frac{F_D}{0.5\rho U_\infty^2 DL}$
C_L	: Kaldırma kuvveti katsayısı, $\frac{F_L}{0.5\rho U_\infty^2 DL}$
C_P	: Basınç katsayısı
$-C_{pb}$: Silindirin arkasında emme katsayısı
δ	: Sınır tabaka kalınlığı
D	: Silindir çapı
ε	: Birim kütle başına türbülans kinetik enerjisi disipasyonu
F_D	: Direnç kuvveti
F_L	: Kaldırma kuvveti
f	: İz bölgesi salınım frekansı
Γ	: Sirkülasyon miktarı
k	: Türbülans kinetik enerjisi
κ	: Karman sabiti
l_c	: İz kapanma boyu
l_f	: Girdap oluşma boyu
l_U	: Minimum hızın silindire uzaklığı
ℓ	: Türbülans boy ölçeği
μ	: Dinamik viskozite
ν	: Kinematik viskozite, $\frac{\mu}{\rho}$
ω	: Türbülans kinetik enerjisi spesifik disipasyon oranı
Ω_{ij}	: Dönme tansörü
p	: Basınç
ρ	: Akışkan yoğunluğu
Re	: Reynolds Sayısı, $\frac{\rho UD}{\mu}$
S_{ij}	: Şekil değiştirme tansörü
St	: Strouhal Sayısı, $\frac{fD}{U_\infty}$
TI_x, TI_y	: X, Y eksenleri yönündeki türbülans şiddeti bileşenleri
τ_w	: Duvar kayma gerilmesi
θ	: Momentum kalınlığı, $\int_0^\delta \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy$
\bar{U}	: Ortalama hız
U^*	: Periyodik ve rastgele hız bileşenlerinin toplamı
U_∞	: Serbest akım hızı
\tilde{U}	: Periyodik (organize) hız bileşeni

- U' : Rastgele hız bileşeni
 U, V, W : X, Y, Z eksenleri yönündeki hız bileşenleri
 u_τ : Sürtünme hızı, $\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$
 U^+ : Boyutsuz hız, $\frac{U}{u_\tau}$
 y : Duvara olan uzaklık
 y^+ : Duvara olan boyutsuz uzaklık, $\frac{\rho u_\tau y}{\mu}$
 $\zeta_x, \zeta_y, \zeta_z$: X, Y, Z eksenleri yönündeki girdaplılık bileşenleri

GİRDAP YARATICILARIN DAİRESEL SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIŞA ETKİSİNİN DENEYSEL VE HESAPLAMALI OLARAK İNCELENMESİ

ÖZET

Dairesel silindir etrafındaki akış, yüzey eğriselliği, yüksek ters basınç gradyanı, kuvvetli akım ayrılması, ayrılma noktasının salınımı, kararsız iz bölgesi ve girdap salgılanması, serbest akım türbülansı, yan oranı, boy/çap oranı gibi akış parametrelerine yüksek duyarlılık, girdap caddesi oluşumu, rejimden rejime bütünüyle değişen akış yapısı gibi kompleks bir akıştan beklenen tüm niteliklere sahip olmasına bağlı olarak yaklaşık bir asırdır hidro-aerodinamik alanda araştırmacıların temel konularından birisi olmuştur. Öte yandan, sınır tabaka ayrılması özellikle dolgun cisimler etrafındaki akışı değiştirerek büyük miktarda enerji kaybına yol açan bir olaydır. Buna bağlı olarak, hidro-aerodinamik pek çok aracın performansı akım ayrılmasının yeri tarafından kontrol edilmektedir. Böylece akım ayrılmasının kontrolü temel bir araştırma konusu olmasının yanı sıra ekonomik anlamda da önemli bir mühendislik problemi olarak görülmektedir. Akım ayrılmasının engellenmesi ya da geciktirilmesi için kullanılan en etkili yöntemlerden biri pasif girdap yaratıcılarıdır. Girdap yaratıcılar, neden oldukları sınır tabaka içine gömülen girdaplardan dolayı oluşan makro ölçekteki hareketler ile duvar yakınındaki akışın yeniden düzenlenmesini sağlamaktadırlar. Literatürde dairesel silindir etrafındaki akış ve akım ayrılmasının girdap yaratıcılar ile kontrolü üzerine yapılan çalışmalar Bölüm 1’de özetlenmiştir. Bu çalışmadaki amaç, girdap yaratıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa ve girdap oluşma mekanizmasına olan etkilerinin deneysel ve hesaplamalı olarak ortaya konması ve farklı türbülans modellerinin performansının test edilerek modelleme yetisi en yüksek olan türbülans modelinin belirlenmesidir.

Bölüm 2 deneysel çalışmayı kapsamaktadır. Deneysel çalışmada, dairesel silindirin iz bölgesinde görülen zamana bağlılık ve girdap salgılanması, girdap yapıları, gerilme dağılımı gibi genel akış topolojisinin belirlenmesi için çok uygun bir ölçüm sistemi olan DPIV (Digital Particle Image Velocimeter) ile görüntülenmiştir. Deneysel çalışmalar, Newcastle Üniversitesi, School of Marine Science and Technology bünyesinde bulunan Emerson Kavite Tüneli’nde gerçekleştirilmiştir.

Deneysel çalışma, 1.6 mm yüksekliğindeki girdap yaratıcıların silindir çevresine dört farklı açıda yerleştirildikleri vakalar ve girdap yaratıcı içermeyen yalın silindir vakası ile birlikte toplam beş ayrı vakanın silindirin boyuna doğrultusunda orta düzleminde iz bölgesini içeren bir alanda iki boyutlu olarak gerçekleştirilen DPIV ölçümlerini kapsamaktadır. Dörtgen kesitli, akış yönüne ± 10 derece açı yapacak şekilde kullanılan zıt yönlü girdap yaratıcıların yükseklik/boy (h/L) oranları ile girdap yaratıcılar arasındaki mesafe ile yükseklik oranı (S/h) sırasıyla 0.5 ve 4 olarak belirlenmiştir. Çalışmadaki silindir çapı bağılı Reynolds sayısı 41300 olup buna karşılık gelen silindir akış rejimi ise kritik altı rejimdir. Girdap yaratıcıların

yerleştirileceği α açıları, ayrılma çizgisine olan mesafe göz önüne alınarak sırasıyla 50, 60, 65 ve 70 derece olarak belirlenmiş ve söz konusu vakalar tez boyunca VG1650, VG1660, VG1665 ve VG1670 olarak kodlanmıştır. Yalın silindir vakası ise VG0000 biçiminde geçmektedir.

PIV görüntülerinden elde edilen akış alanlarının analizi, Reynolds Ayrıştırması, Sabit Faz Ayrıştırması ve Uygun Dikey Ayrıştırma (POD, Proper Orthogonal Decomposition) olmak üzere, üç ayrı türbülanslı akış alanı ayrıştırma tekniği ile gerçekleştirilmiştir. Deneysel çalışmada yapılmış olan ölçümlerin analiz edilmesiyle, iz bölgesindeki girdaplılık, gerilme dağılımı, salınım frekansı gibi pek çok akış özelliği ortaya konmuştur. Yalın silindir vakası için yapılmış olan ölçümler literatürde bulunan pek çok çalışma ile karşılaştırılmıştır. Sonuçların literatür ile uyum içerisinde olduğunu söylemek mümkündür. Girdap yaratıcıların etkisi, vakaların kendi aralarında ve yalın silindir ile karşılaştırmaları ile belirlenmiş, sonuçlar tartışılmıştır. Deneysel sonuçlardan girdap yaratıcıların silindirin yakın iz bölgesine ve dolaylı olarak da sınır tabakadaki akışa büyük ölçüde etki ettikleri ortaya çıkmıştır. Öncelikle, global ortalama değerlerden kayma tabakalarının birbirlerine doğru yaklaştıkları ve merkez yatay eksene doğru kapandıkları ve iz bölgesinin kalınlığının azalarak narinleştiği tespit edilmiştir. Bu olay net biçimde ölçüm yapılan düzlemde akım ayrılmasının geciktirildiğine işaret etmektedir. Akım ayrılmasının gecikmesi ile birlikte, literatürde Reynolds sayısının yükselişi durumunda görüldüğü gibi, girdap oluşma ve iz kapanma boyunda ciddi bir artış olduğu gözlenmiştir. Girdap yaratıcıların etkisiyle akış alanındaki global ortalama sirkülasyon miktarında da artış olmuş, ayrıca kayma tabakaları kalınlıkları azalmıştır. Kayma tabakalarının daha konsantre hale gelmeleri girdapların da silindirden daha uzak noktalarda oluşmasını sağlamıştır. Girdapların silindirden uzaklaşmaları ile birlikte silindir gerisindeki alçak basınç bölgesinin de girdaplarla birlikte hareket etmesi ve o bölgedeki basıncın yükselmesi olasıdır. Momentum kalınlığına bağlı olarak hesap edilen direnç değerleri karşılaştırılmasında, girdap yaratıcı vakalarda %30'a varan oranlarda direnç düşüşü kaydedilmiştir. Kayma tabakalarının merkez yatay eksene doğru hareket etmeleri ve aynı zamanda incelmeleri sonucunda Strouhal sayısı VG1650 vakasında %41 yükseliş göstermiş, daha sonra muhtemelen oluşan girdapların giderek güç kaybetmesiyle bağlantılı olarak yavaşça azalmıştır. Girdap yaratıcı vakalarda girdap oluşma noktasında sirkülasyon değerinin düştüğü aynı zamanda girdap topolojisinin de büyük oranda değiştiği belirlenmiştir. Sirkülasyon grafiklerinden, yalın silindir vakasında girdap oluşması sırasındaki sert yükselişin, girdap oluşması sırasında meydana gelen karşılıklı girdaplılık iptali ile yerini çok daha yumuşak bir yükselme eğilimine bıraktığı gözlenmiştir. Girdaptaki şekilsel değişiklik merkez eksendeki maksimum salınımın meydana geldiği nokta ile girdap sirkülasyon merkezinin çakışmamasına neden olmaktadır. Akıştaki organize ve rasgele hareketten dolayı oluşan gerilme grubunun her ikisinin de şiddetinin, girdap yaratıcıların ve konum açılarının etkisiyle ciddi miktarda düştüğü gözlenmektedir.

Bölüm 3'de akış yönündeki girdap yaratıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa olan etkisi hesaplamalı olarak incelenmektedir. Hesaplar, yalın silindir (VG0000) ve girdap yaratıcıların silindir yüzeyine ilk durma noktasına göre 50 derece açı ile yerleştirildikleri girdap yaratıcı (VG1650) vakaları kapsamaktadır. Akış alanı, sıkıştırılmaz Reynolds-Ortalaması-Alınmış Navier-Stokes (RANS) denklemleri ile, iki ve üç boyutlu biçimde, zamana bağlı olarak (URANS), günümüzde hidro-aerodinamik uygulamalarında hem akademik alanda hem de mühendislik

platformunda iyi tanınan ve yüksek performansları nedeniyle sıkça kullanılan dört ayrı türbülans modeli ile modellenmiştir. Hesaplama çalışmadaki amaç, yalın ve girdap yaratıcılı silindir etrafındaki akışın, deneysel çalışmada yer almayan yanlarının da ortaya konabilmesi ve bu karmaşık akışı en iyi şekilde modelleyen türbülans modelinin çalışmada ele alınan tek denklemlili Spalart-Allmaras (S-A) ve iki denklemlili Realizable $k-\epsilon$ (RKE), Wilcox $k-\omega$ (WKO), Shear-Stress-Transport $k-\omega$ (SST) türbülans modelleri arasından seçilmesidir. Çalışmada sıkıştırılamaz RANS denklemleri sonlu hacim yöntemi ile ayrıklaştırılmış ve hız ile basınç arasındaki ilişki basınç-düzeltilme tekniği ile sağlanmıştır. Hesaplama çalışması ticari bir akış çözücü yazılım olan FLUENT ile zamana bağlı olarak gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalar, İstanbul Teknik Üniversitesi Bilişim Enstitüsü bünyesinde ve Ulusal Yüksek Başarımlı Hesaplama Merkezi'nde bulunan iki ayrı çok işlemcili küme sistemi ile gerçekleştirilmiştir. Deneysel çalışmaya oldukça aykırı sonuçlar vermiş olan tek denklemlili Spalart-Allmaras modeli iki boyutlu simülasyonlar sonucunda elenerek üç boyutlu simülasyonlar kapsamına alınmamıştır. Üç boyutlu simülasyonlarda yalın silindir vakasından alınan sonuçlar, RKE modeli ile sınır tabaka içerisinde çok yüksek türbülans kinetik enerjisi hesaplanmasına bağlı olarak akım ayrılmasının haddinden fazla geç tahmin edildiğini ortaya koymuştur. Buna bağlı olarak da iz bölgesinin yapısı da deneysel çalışma ile büyük ölçüde uyumsuz bir yapı sergilemiştir. Öte yandan, WKO ve özellikle SST modeli ile deneysel çalışmaya oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Ancak her iki model de kritik-altı rejimde laminar olması gereken sınır tabakayı türbülanslı olarak tahmin etme eğilimindedir. Ayrılmanın her iki model ile de söz konusu akış rejiminde beklenenden daha geç bir noktada tahmin edilmesi ile hesaplanan C_D ve $-C_{pb}$ gibi basınç dağılımına bağlı katsayılar, literatür ile uyumsuzluk göstermişler ve söz konusu uyumsuzluğun nedenleri tartışılmıştır. Girdap yaratıcılı vaka için hesaplamalar SST ve WKO modelleriyle gerçekleştirilmiştir. Her iki model ile de yapılan hesaplamalarda, girdap yaratıcılı vakada yalın silindire göre boy ölçeklerinin artması, kayma tabakalarının incilmesi ve iz bölgesindeki gerilmelerin azalması gibi deneysel çalışmada görülen etkilerin gözlenmesi mümkün olmuştur. Ancak ayrılmanın gecikmesi ve iz bölgesinin narinleşmesi yalnızca SST modeli kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucunda bulunabilmiştir. Hesaplama girdap yaratıcıların ters yönde dönen girdapların üretildiği orta kesitte daha etkili olduklarını aynı yönde döndüklerinde bu etkinin azaldığını ortaya koymaktadır.

Çalışma, literatürde girdap yaratıcıların dolgun cisimler etrafındaki akışa olan etkisinin incelenmesine, özellikle de dairesel silindir için gerçekleştirilmiş olan temelde yalnızca direnç değerlerini sağlayan çalışmalara detaylı analizlerle yenilik getirmekte, özellikle daha önce gözlenmemiş olan iz yapısını açık biçimde ortaya koymaktadır. Türbülans modelleri açısından da önemli bir referans teşkil eden çalışmada, bu derecede karmaşık bir akışın RANS temelli türbülans modelleri ile çözülebildiği, pek çok alanda başarısını ispatlamış olan SST türbülans modelinin akış yönünde girdaplar ve kuvvetli ayrılma içeren akışlarda tercih edilmesi gerektiğini ortaya koymaktadır. Çalışma ayrıca, girdap yaratıcıların gemiler etrafındaki akım ayrılmasını kontrol etmek üzere gerçekleştirilecek dizayn süreci gibi, hidrodinamik alanda büyük önem taşıyan bir hususa önemli katkılar yapabilecek bir altyapı hazırlamıştır.

THE EXPERIMENTAL AND COMPUTATIONAL INVESTIGATION OF THE EFFECT OF THE VORTEX GENERATORS TO THE FLOW AROUND CIRCULAR CYLINDER

SUMMARY

The flow around a circular cylinder has been one of the basic research topics in hydro-aerodynamics for more than a hundred years. Related to its complex flow characteristics there are many aspects that make this topic most interesting including surface curvature of the cylinder, severe adverse pressure gradient, massive flow separation, oscillation of the separation point, instable wake and hence vortex shedding, high sensitivity to free stream properties, aspect ratio, blockage, vortex street formation and completely variable flow pattern between flow regimes. Besides, boundary layer separation causes large energy losses especially by changing the flow pattern around bluff bodies. Accordingly, the performance of many hydro-aerodynamic vehicles is controlled by the location of the separation point. Thus, besides the importance of the separation control as a basic research subject, the flow separation phenomenon can be regarded as an important engineering problem. One of the most effective methods used for preventing and retarding flow separation is the use of passive vortex generators. The macro motions of the vortices embedded in the boundary layer caused by the vortex generators provide momentum enhancement in the vicinity of the wall. The literature review related to the flow around circular cylinder and flow control via vortex generators is given in Chapter 1. Thus, these two important subjects of the fluid mechanics are considered in this thesis. The aim of the study is to investigate the effect of the streamwise vortex generators on the flow around circular cylinder and vortex formation mechanism using both experimental and computational methods. Investigation into the performance of different well-known RANS based turbulence models to prediction of such a complex flow field is also part of this aim.

In the experimental study, wake oscillations of the circular cylinder and vortex shedding is visualized with digital PIV system which is the most appropriate flow measurement system for the determination of the general flow topology such as vortex structures and stress distribution. The experiments are conducted at the Emerson Cavitation Tunnel, School of Marine Science and Technology, Newcastle University. The experimental study consists of five test cases including the flow around a bare cylinder without vortex generators and four cases with vortex generators in which the generators are located at 50, 60, 65, and 70 degrees angles relative to the first stagnation point at the front of the cylinder. The bare cylinder and vortex generators cases are coded as VG0000, VG1650, VG1660, VG1665, and VG1670, respectively. Vane type vortex generators which are 1.6 mm in height are placed with ± 10 degrees sweep angles on the cylinder. The Reynolds number investigated is 41300, which corresponds to the sub-critical flow state. The analysis

of the flow fields extracted from the PIV images are processed with three different turbulent flow field decomposition techniques namely: Reynolds decomposition, constant-phase decomposition and Proper Orthogonal Decomposition (POD). The flow properties such as vorticity, stress distribution and oscillation frequency are obtained from the analysis. The results of the measurements conducted for the bare cylinder are compared with the data in the literature. One can observe that the results are in good agreement with the literature. Experimental results show that the vortex generators highly affect the near wake and hence the boundary layer of the cylinder. First of all, Reynolds averaged flow fields indicate that the shear layers get closer to each other, bend towards the centerline, and the width of the near wake decreases. These events clearly indicate that the flow separation is delayed on the measurement plane. One can also observe that the vortex formation length and the wake closure length are considerably increased with the downstream motion of the separation location as shown in the literature. The amount of the global mean circulation in the flow field is also increased because of the vortex generators while the width of the shear layers is decreased. Concentrated pattern of the shear layers causes the vortex formation process to occur at a longer distance from the cylinder. It is expected that the increase in the vortex formation length affects the low pressure area behind the cylinder to move with the vortices and hence decreases the suction at the rear side of the cylinder. The comparative calculation of the drag coefficient related to the momentum thickness shows that at most 30% decrease is achieved in the cases with vortex generators. With the displacement of the shear layers towards the wake centerline and with the thinning of the shear layers, the Strouhal number is increased approximately 41% at VG1650, and then is decreased slowly probably due to the reduction of strength of the forming vortex. At the vortex generator cases it is observed that the circulation of the forming vortex is decreased and the vortex topology is changed considerably. From circulation graphics one can conclude that the sudden increase in circulation during the vortex formation in VG0000 case is replaced with a gradual increase due to the mutual vorticity cancellation. The change in the shape of the vortices causes the maximum oscillation point on the wake centerline and the vortex circulation center not to coincide with each other. It is obvious that the strength of the stresses due to both turbulent and coherent motions decreases because of the vortex generators.

The effect of the vortex generators on the flow around circular cylinder is computationally investigated in Chapter 3. The calculations consist of VG0000 and VG1650 cases. The solutions for the flow field are calculated with two and three dimensional unsteady RANS equations by using four well-known turbulence models. The aim of the computational study is to investigate the additional features of the flow which are not included in the content of the experimental study, and the selection of the best turbulence model, which fits the flow around circular cylinder with vortex generators. The investigated model include one-equation Spalart-Allmaras (S-A) and two-equation Realizable $k-\epsilon$ (RKE), Wilcox $k-\omega$ (WKO), Shear Stress Transport $k-\omega$ (SST) turbulence models. The incompressible unsteady RANS equations are discretized with a finite-volume technique and velocity-pressure coupling is achieved with a pressure-correction technique. Computational study is conducted with the commercial flow solver FLUENT and calculations were performed using two different multi-processor cluster systems which are located at Istanbul Technical University Institute of Informatics High Performance Computing Laboratory and National High Performance Computing Center. One-equation S-A

model which performed very poorly is eliminated according to the two-dimensional simulations and therefore excluded from three-dimensional simulations. Three-dimensional results gathered from VG0000 case indicate that, related to the RKE model's high turbulence kinetic energy prediction in the boundary layer, flow separation occurred at a location further downstream than expected. As a result, the wake pattern is found to be quite different from the experimental ones. On the other hand, reasonable agreement with the experimental study was obtained when WKO and SST models were employed. Both models have the tendency of predicting a turbulent boundary layer which normally should be laminar in sub-critical flow regime. As a result of the delayed prediction of the flow separation with both models, calculated values related to the pressure distribution, such as drag coefficient and base suction coefficient, are poorly agreed with literature. The probable cause of this disagreement is discussed. The calculations of three-dimensional cases with vortex generators are carried with WKO and SST models. The numerical results show similar features with the ones observed in the experimental study such as increment in the length scale, thinning of the shear layers and decreasing stress in the near wake. However, separation delay and the thinning of the near wake are only properly simulated by SST model. Calculations also indicate that the interaction of the vortices and boundary layer are quite high and that vortex generators are most effective at midsection of the circular cylinder where counter-rotating vortices are generated. Co-rotating arrangement decreases this effect. It is believed that the research work presented in this thesis makes a valuable contribution to the state-of-the-art studies investigating the effect of vortex generators on the flow around circular cylinder especially on the wake pattern. This study is also expected to be a good reference for the predictive capability of the investigated turbulence models. The results shows that such a complex flow can be simulated with RANS-based turbulence models and SST model, which performs very well in many areas, should be the first choice for the simulation of vortical flow with large separations. The study also provides a basic knowledge for the design process of the control of the flow separation around ship hulls especially those with fuller lines and hence troublesome aftend flows.

1. GİRİŞ

Akışkanlar mekaniğinde klasikleşmiş problemlerden biri, dolgun cisimler etrafındaki akışın belirlenmesidir. Dolgun cisimler, arkalarında oluşan daimi olmayan iz bölgesi ve buna bağlı girdap salgılanma süreci gibi ilginç yanları ile uzun yıllardan beri araştırmacıların ilgisini çekmektedirler. Dolgun cisimlere en iyi örneği dairesel silindir geometrisi teşkil etmektedir. Dairesel silindir etrafındaki akım, yüzey eğriselliği, yüksek ters basınç gradyanı, kuvvetli akım ayrılması, ayrılma noktasının salınımı, kararsız iz bölgesi ve girdap salgılanması, serbest akım türbülansı, yan oranı, boy/çap oranı gibi akış parametrelerine yüksek duyarlılık, girdap caddesi oluşumu, rejimden rejime bütünüyle değişen akış yapısı gibi kompleks bir akıştan beklenen tüm nitelikleri sunmasına bağlı olarak yaklaşık bir asırdır hidro-aerodinamik alanda araştırmacıların temel konularından birisi olmuştur. Bunun yanı sıra, dairesel silindir köprü ayakları, baca, payanda, elektrik kabloları, gemi ve anten direkleri, açık deniz platform taşıyıcıları gibi pek çok mühendislik uygulamasında da yer alan bir geometridir. Böylece söz konusu durum da, dairesel silindirin bu denli popüler yapan etkenlerden birisi olmaktadır. Öte yandan sınır tabaka ayrılması özellikle dolgun cisimler etrafındaki akışı değiştirerek büyük miktarda enerji kaybına yol açan bir olaydır. Buna bağlı olarak, hidro-aerodinamik pek çok aracın performansı akım ayrılmasının yeri tarafından kontrol edilmektedir. Böylece akım ayrılmasının kontrolü temel bir araştırma konusu olmasının yanı sıra ekonomik anlamda da önemli bir mühendislik problemi olarak görülmektedir.

Akım ayrılmasının çok çeşitli aktif ya da pasif yöntemlerle kontrol edilebilmesi mümkündür. **Gad-el-Hak ve Bushnell (1991)** akım ayrılması ve kontrol teknikleri hakkında geniş bir inceleme sunmaktadır. Akım ayrılmasının engellenmesi ya da geciktirilmesi için kullanılan en etkili yöntemlerden biri pasif girdap yaratıcılarıdır. Girdap yaratıcılar, neden oldukları sınır tabaka içine gömülen girdaplar dan dolayı oluşan makro ölçekteki hareketler ile duvar yakınındaki akışın yeniden düzenlenmesini sağlamaktadırlar. Basit geometrilerden oluşan girdap yaratıcılar

uygulanabilirliklerinin yüksek olması ve ekonomik bir üretim sağlamaları nedeniyle oldukça avantajlı ve yaygın biçimde kullanılan akış araçlarıdır.

Bu çalışmada akış yönündeki pasif girdap yaratıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa etkisi incelenerek, akışkanlar mekaniğindeki iki önemli alan bir araya getirilerek deneysel ve hesaplamalı biçimde ele alınmaktadır.

1.1 Silindir etrafında akış problemi

Dairesel silindir etrafındaki akış, çok uzun yıllardan beri sayısız deneysel ve hesaplamalı çalışmaya konu olmaktadır. Akışın temelde Reynolds sayısına bağlı olarak pek çok farklı ve kompleks rejim yapısı sergilemesinden dolayı karakteri hakkında genel bir kabulden söz edilmesi mümkün değildir. Bu durum akış rejimlerinin ve birbirleriyle olan ilişkilerinin ayrı ayrı değerlendirilmelerini gerektirmektedir.

Yaklaşık olarak 5'in altındaki Reynolds sayılarında akım ayrılmasının oluşmamasına bağlı olarak dairesel silindirin iz bölgesi bulunmamaktadır. Gerideki akım hatları sifıra çok yakın Reynolds sayılarında görülen ön-arka simetrisine oranla bir miktar silindirden uzaklaşmaktadır. $5 < Re < 47$ aralığında ise akım ayrılması ile birlikte silindirin gerisinde simetrik iki durağan girdaptan oluşan iz bölgesi oluşmaktadır. Girdapların boyları bu rejim içerisinde Reynolds sayısının artışına bağlı olarak uzamaktadırlar. $Re < 47$ 'ye kadar görülen daimi akış rejimi, öncü çalışmalardan biri olan **Tritton (1959)**'da ve **Coutanceau ve Bouard (1977)**'de detaylı biçimde incelenmektedir.

Reynolds sayısının yaklaşık olarak 47'nin üzerine çıkartılması iz bölgesi kararlılığının bozulmasına ve simetrik yapının kırılması ile birlikte laminar periyodik rejime geçilmesine neden olmaktadır (**Williamson, 1996; Norberg, 2003**). Söz konusu rejimde girdaplar periyodik olarak girdap oluşma bölgesinden koparak daha uzaktaki iz bölgesine yayılırlar. Böylece ünlü Karman girdap caddesinin de gözlenmesi mümkün olmaktadır. **Zdravkovich (1969)**, akışa duman enjeksiyonuyla girdap caddesinin farklı biçimlerini görüntülemiş ve belirgin özelliklerini ortaya koymuştur. **Griffin ve Votaw (1972)**, $120 < Re < 350$ aralığında titreşen bir silindir arkasında oluşan Karman caddesini sıcak tel anemometresi ile inceleyerek, duman enjeksiyonu

ile akım görüntülemesi yapmışlar ve hareketsiz silindir ile farklarını ortaya koymuşlardır. Dairesel silindir etrafındaki periyodik laminar rejim pek çok sayısal çalışmada da ele alınmış çeşitli testlere referans teşkil etmiştir. Önemli bir çalışma olan **Behr ve diğ. (1995)**, $Re=100$ 'de, yanal sınırların hesaplamalı simülasyonlara olan etkilerini incelemişler, silindir merkezi ile aralarındaki mesafe 16 silindir çapı olana dek Strouhal sayısı, C_D , C_L gibi temel katsayıların etkilendiklerini ortaya koymuşlardır. **Rosenfeld (1994)**, periyodik laminar rejimin sonunu temsil eden $Re=200$ 'de ağ örgüsü sıklığının sayısal sonuçlara olan etkisini hem fiziksel, hem de Fourier bölgelerinde incelemiştir. **Lilek ve diğ. (1997)**, yine $Re=100$ 'de birbiri ile örtüşmeyen blok-düzenli tipte ağ örgüleri ile sonlu hacim ayrıklaştırması kullandıkları metodun hassasiyet ve verimini incelemişlerdir. **Tang ve Aubry (1997)**, daha fiziksel bir konu üzerine eğilerek 2D DNS hesaplamaları ile iz bölgesindeki simetri kararsızlığının özelliklerinin gerçek akışla karşılaştırmasını yapmışlardır.

$200 < Re < 400$ aralığında öncelikle girdap oluşma bölgesinde ayrılarak iz bölgesinde ilerleyen girdaplarda ardında da oluşmakta olan girdapta türbülansa geçiş görülmektedir (**Zdravkovich, 1990; Norberg, 2003**). Rejimin ilginç türbülansa geçiş özellikleri ve yapısı ile hava ya da su tünellerinde nispeten kolay ulaşılabilir bir Reynolds sayısı aralığına denk düşmesi, üzerinde bu denli çok sayıda çalışma bulunmasının sebeplerinden biridir. **Bloor (1964), Gerrard (1978)** ve **Ünal ve Rockwell (1988)**'in, yapmış olduğu çalışmalar iz bölgesi ve kayma tabakalarında türbülansa geçiş sürecini aydınlatan önemli çalışmalardır. **Ünal ve Rockwell (1988)**, Reynolds sayısı kabaca 300'den 1500'e doğru yükseldiğinde girdap oluşma boyunda ciddi bir artış olduğunu ve yine yaklaşık olarak $3400 < Re < 5000$ aralığında, oluşma bölgesinin yeniden kısaldığını hidrojen kabarcıkları vasıtasıyla yapmış oldukları akım görüntüleme ile belirlemişlerdir. **Bloor (1964)**, periyodik laminar rejimin sonundan $Re=8000$ 'e kadar sıcak-tel anemometresi ölçümleri yapmıştır. Karman girdap caddesinin oluşumundan önce görünen dalga hareketine ve sınır tabakanın türbülansa geçişinden önce görünen Tolmien-Schlichting dalgalarına benzer nitelikteki dalgaların laminar rejimden hemen sonra görünmeye başladığını gözlemiştir. Benzer gözlemin **Gerrard (1978)** tarafından yapılmış olması kayma tabakalarındaki türbülansa geçiş dalgalarının Bloor-Gerrard dalgaları olarak anılmasına neden olmuştur. **Bloor (1964)**, kayma tabakalarında türbülansa geçiş

başladıktan sonra Reynolds sayısının yükselmesi ile birlikte türbülansa geçiş noktasının silindire doğru yaklaştığını ortaya koymuştur. Bu süreç girdap oluşma boyunun da hızla kısılmasına yol açmaktadır. Girdap oluşma mekanizmasına ilk açıklık getirenlerden biri olan **Gerrard (1966a)**, kayma tabakalarında türbülansa geçiş, tabakaların birbirleri içine girmeleri, girdap oluşma boyu, girdaplılık dengesi ve Strouhal sayısı gibi pek çok mekanizmanın birbirleriyle olan ilişkilerini fiziksel bir altyapıda tartışmıştır. **Gerrard (1965)** aynı zamanda, söz konusu rejimin küçük bozukluklara karşı son derece hassas olduğunu ve bu rejimde pek çok araştırmacı tarafından ölçülmüş olan kaldırma kuvveti değerlerindeki tutarsızlığın buna bağlı olarak oluştuğuna değinmiştir. **Bloor ve Gerrard (1966)** iz bölgesinde oluşan girdapların Reynolds sayısına ve silindirden uzaklıklarına bağlı olarak değişimini ölçmüşler ve sınır tabakadan iz bölgesine akan girdaplılık seviyesi ile karşılaştırmışlardır.

Kayma tabakalarında ilk dalgalanmaların görülmesiyle tamamen türbülansa geçmeleri arasında kalan akış rejimi genellikle kritik-altı rejimi olarak bilinmektedir. Rejimlerin adlandırılma ve sınıflandırılmaları araştırmacılara göre çeşitli farklılıklar içermektedir. Akışın fiziki karakterine uygun en detaylı sınıflandırması, türbülansa geçiş noktaları (aralıkları) esas alınarak **Zdravkovich (1990)** tarafından yapılmış, daha sonra çok küçük değişikliklerle güncelleştirilmiştir (**Zdravkovich, 1997**). Bu çalışmadaki Reynolds sayısı olan 41300, akışa etki eden hiçbir bozulmanın olmadığı varsayılacak olursa, kritik-altı akış rejiminin sonlarını, Zdravkovich'e göre üst-kritik altı rejimi (TRSL3) işaret etmektedir. Elbette, kritik-altı rejimde yapılmış olan, yukarıda sözü edilen temel sayılabilecek nitelikteki çalışmaların yanı sıra, daha güncel olanları da mevcuttur. **Norberg (1998)**, yapmış olduğu çok hassas LDV ölçümleriyle salınan hız değerlerinde kritik-altı rejimin başlangıcıyla ortaları arasında oluşan farkları tartışmıştır. **Noca ve diğ. (1998)**, girdap oluşma boyunu literatürde bulunan çeşitli tariflere göre ele alarak kritik PIV ölçümleri yapmışlar, genel akış topolojisini ortaya koymuşlardır. İz bölgesinin ölçümü ile ilgili en detaylı çalışmalardan biri **Cantwell ve Coles (1983)** tarafından yapılmıştır. Cantwell ve Coles kritik-altı rejimin üst sınırı civarında $Re=140000$ 'de iz bölgesinin bir girdap salgılanma süresince hareketini silindire göre hareketsiz ve belirli bir noktadaki girdapların hızında ilerleyen eksen takımlarına göre göstermişlerdir. **Djeridi ve diğ. (2004)** aynı Reynolds sayısında iki farklı tünelde PIV ve LDV ölçümler yaparak

mevcut literatürü güncellemeyi ve son yıllarda gerçekleştirilen hesaplamalı çalışmalara referans teşkil etmeyi amaçlamışlardır. Kritik altı rejim pek çok araştırmacı tarafından türbülans modellerinin performansının belirlenmesi amacıyla test vakası olarak seçilmiştir. **Breuer (2000)**, $Re=140000$ 'de farklı ölçek-altı modellerinin LES çözümlerine etkisini incelerken, **Tutar ve Holdo (2001)**, aynı Reynolds sayısında LES ve zamana bağlı RANS modellerinin bir karşılaştırmasını yapmışlardır. **Catalano ve diğ. (2003)**, kritik-altı ve daha yüksek Reynolds sayılarında meydana gelen kritik akış rejimlerini ele alarak LES'in modelleme başarısını incelemişler ve RANS ile karşılaştırmalar yapmışlardır. Sonuçlar, LES'in rejimler arasındaki geçiş ile birlikte ayrılmanın gecikmesi ve direnç düşüşü gibi temel karakteristiklerin gözlenmesine olanak tanıdığına, ancak Reynolds sayısının yükselişiyle hassasiyetin azaldığına işaret etmektedir.

“Kritik” olarak adlandırılan bir Reynolds sayısı veya aralığından itibaren, türbülansa geçişin sınır tabakaya çok yaklaşması ile birlikte silindirin gerisindeki emme ve buna bağlı olarak direnç katsayısı dramatik bir düşüşe geçmektedir. $Re=2 \times 10^5$ civarında başlayan kritik akış durumu ayrılma noktasının silindir gerisine doğru yavaşça hareket etmeye başlaması ile kendini göstermektedir. İlk defa **Bearman (1969)** tarafından gözleendiği üzere, kritik bölgedeki akış rejiminde görülen en ilginç olaylardan biri, Reynolds sayısının çok küçük bir aralığında silindirin yalnızca tek bir tarafında ayrılma ve yeniden birleşmeden meydana gelen kabarcığın ve dolayısıyla çok yüksek kaldırma kuvvetinin oluşmasıdır. Reynolds sayısının yükselmesi kabarcığın silindirin her iki yanında da oluşmasına neden olarak, dairesel silindir için en düşük direnç katsayısını meydana getirmektedir. Yüksek Reynolds sayılarında önemli bir başka çalışma **Roshko (1961)**'ya aittir. Roshko, $10^6 < Re < 10^7$ aralığında akış, direnç, basınç dağılımı, girdap salgılanma frekansı gibi klasik ölçümler yapmış, iz bölgesi yapısı hakkında yorumlarda ve rejimlere çeşitli isimlendirmelerde bulunmuştur. Aynı çalışmada Roshko, genel beklentinin aksine 3.5×10^6 'dan büyük Reynolds sayılarında da belirgin bir organize yapının varlığını tespit etmiştir. Aynı bulgu **Schewe (1983)** tarafından gözlenerek, doğrulanmıştır. $6 \times 10^4 < Re < 5 \times 10^6$ arasında yer alan yüksek Reynolds sayılarında basınç ve sürtünme kuvveti ölçümleri yapan **Achenbach (1968)**, sınır tabakanın laminar olduğu ve ayrılma yeniden birleşme kabarcığının gözleendiği ve daha yüksek Reynolds sayılarında ise sınır tabakanın tamamına yakınının türbülansa geçişini içeren üç farklı rejimi göstererek

önemli bir çalışma gerçekleştirmiştir. **Basu (1985)** kritik altı rejim ve daha yüksek Reynolds sayılarını kapsayan detaylı bir inceleme gerçekleştirmiştir. Çalışmada akımın yapısı ve rejimler arası geçişler hakkında temel açıklamaların yanı sıra önemli parametrelerin ölçümlerinden pek çok veri toplanarak ampirik formüllere dönüştürülmektedir. **Basu (1986)**, aynı zamanda serbest yüzey türbülansının ve üç boyutluluğun karakteristik parametreler üzerine etkisini, yapılmış olan pek çok ölçümü derleyerek incelemektedir. **Shih ve diğ. (1993)**, pürüzlülüğün yüksek Reynolds sayılarındaki etkisini incelemeyi amaçlamışlardır. Sonuçları, Reynolds sayısı 8×10^6 'ya kadar pek çok pürüzlülük değeri için elde edilen direnç, kaldırma kuvveti ve Strouhal sayısı bilgilerini içermektedir.

Son yıllarda akım görüntüleme ve ölçme tekniklerindeki büyük ilerleme geçmişte gerçekleştirilmesi neredeyse olanaksız olan gözlemler yapılmasını sağlamaktadır. Zaman çözömlü (time-resolved) PIV olanaklarından yararlanan **Brede ve diğ. (2003)** kayma tabakalarında türbülansa geçiş sürecini izlemişler ve 3D-LDA ölçümleri ile karşılaştırmışlardır. **Sung ve Yoo (2003)** yine zaman çözömlü PIV verileri ile $Re=360$ 'ta Karman girdapları ve ikincil girdaplara göre hareketsi bir referans takımında dairesel silindirin yakın iz bölgesinin topolojik yapısını incelemişlerdir.

1.2 Akım Ayrılması Kontrolü ve Girdap Yaratıcılar

Sınır tabaka ayrılmasına bağlı olan büyük enerji kayıplarından dolayı, deniz, hava ve hatta kara taşıtlarının efektif biçimde kullanılabilmesi ayrılmanın kontrol edilebilmesi ile yakından ilişkilidir. Ayrılma kontrolündeki esas hedef sınır tabakanın hız profilinin formunu olabildiğince korumasını sağlamaktır. Ayrılma kontrolü, form optimizasyonu, türbülans yaratıcılar, emme uygulaması, ısı transferi gibi pek çok farklı yöntem ve araç ile sağlanabilmektedir (**Gad-el-Hak ve Bushnell, 1991**). Girdap yaratıcılar, akım ayrılması kontrolündeki verimlilikleri ve pratik bir uygulama biçimi ve düşük maliyetli üretim avantajına sahip olmalarından ötürü özellikle aerodinamik alanda sıkça kullanılan akım düzenleyici araçlardır. Girdap yaratıcılar, neden oldukları akış yönündeki girdaplar ile güçlü bir karışım işlemi gerçekleştirerek, sınır tabakaya momentum ilave edilmesi görevini üstlenmektedirler (**Lin, 2002**).

Girdap yaratıcılar temel olarak konvansiyonel girdap yaratıcılar ve düşük-profilli veya mikro girdap yaratıcılar olarak iki gruba ayrılmaktadırlar. İlk olarak **Taylor (1948)** tarafından akım ayrılması problemine bir çözüm olarak önerilen konvansiyonel girdap yaratıcılar, yaklaşık olarak 1-1.5 sınırlı tabaka kalınlığı (δ) mertebesinde yüksekliğe sahiptirler. Öte yandan, yükseklikleri $0.1-0.5\delta$ mertebesinde olan düşük-profilli veya mikro girdap yaratıcılar, daha güçsüz girdaplar üretiyor olsalar da, düşük parazit dirence sahip olmalarının avantajı öne sürülerek, ayrılma kontrolüne yönelik kullanımları ilk olarak **Rao ve Kariya (1988)** tarafından önerilmiştir. Her iki tipteki girdap yaratıcılar da, dörtgen veya üçgen kesitli levha (vane-type), Wheeler lades kemiği (Wishbone) ve Wheeler dublesi gibi çeşitli formlarda kullanılmaktadırlar (**Lin, 1999**). Bunlardan levha biçiminde olanlar aynı yönde ya da zıt yönde girdaplar üretecek biçimde dizilerek kullanılmaktadırlar. Geriye doğru eğimli rampa (backward-facing ramp) üzerinde gerçekleştirilen deneylerde pek çok akış kontrolü aracı ile birlikte test edilen, yukarıda sözü geçen girdap yaratıcı tipleri arasında verimi en yüksek olanlar, dörtgen kesitli levha tipli konvansiyonel ve mikro girdap yaratıcılar olarak belirtilmektedir (**Lin, 1999**).

Calarese ve diğ. (1985), C-130 uçak modelinde ters basınç gradyanının yüksek olduğu bölgelere çeşitli konfigürasyonlarda girdap yaratıcılar yerleştirmişler ve birçoğunda ciddi oranda direnç düşüşü kaydetmişlerdir. **Nickerson (1986)**, rüzgar türbinlerinde kullanılan kalın aerofoillerin performans düşüklüğünün iyileştirilmesine yönelik olarak kalın NACA 0024 aerofoil kesiti üzerine birbirlerine zıt yönde dönen girdaplar üreten girdap yaratıcıları deneysel olarak düşük Reynolds sayılarında incelemiştir. Çalışmada, girdap yaratıcıların kaldırma kuvveti/direnç oranını yükselttikleri belirtilmiştir. **Lin ve diğ. (1989)**, yüzeye açılmış enine ve boyuna oyuklar, gözenekli yüzeyler ve girdap yaratıcılar gibi çeşitli pasif tekniklerin, iki boyutlu türbülanslı akım ayrılmasının kontrolündeki performansını incelemiştir. Çalışmada nispeten yüksek form direncine sahip olan konvansiyonel girdap yaratıcılar ile mikro girdap yaratıcıların benzer performanslar göstererek diğer yöntemlere göre çok daha başarılı oldukları vurgulanmıştır. Benzer bir çalışma yalnızca mikro girdap yaratıcılar için **Lin ve diğ. (1990)** tarafından gerçekleştirilmiştir. Akış fiziğinin ve etkilerinin anlaşılabilmesi için araştırmacılar girdap yaratıcıları çeşitli platformlar üzerine yerleştirerek ölçümler yapmışlardır. **Wendt ve diğ. (1993)** düz levha üzerine, zıt yönlü girdaplar üreten dört adet aerofoil

kesitli girdap yaratıcı yerleştirerek, girdapların düzlemine paralel iki farklı düzlemde sıcak tel anemometresi ölçümleri yaparak, girdap yaratıcılar arasındaki mesafenin girdaplılık seviyesi, girdap merkezleri gibi parametreler üzerine etkilerini incelemiştir. Çalışmada, girdap yaratıcıların birbirlerine yakın olarak yerleştirildikleri durumda, sınır tabaka ile etkileşimlerinin yüksek olduğu ve girdapların daha çabuk güç kaybettikleri gözlenmiştir. Benzer bir çalışma Wheeler lades kemiği (Wishbone) tipindeki girdap yaratıcı için **Wendt ve Hingst (1994)** tarafından yapılmış, gerideki akım bölgesinde pitot tüpü vasıtasıyla hız ölçümleri gerçekleştirilmiştir. **Sohankar ve Davidson (2001)** girdap yaratıcıların ısı transferine olan etkilerini sıkıştırılmaz akışlar için sonlu hacim ayrıklaştırması ve kesirsel adım (fractional step) tekniği ile hesaplamalı olarak incelemiştir. Girdap yaratıcıların neden olduğu akış fiziği hakkında daha iyi bir bilgi edinebilmek için araştırmacılar son yıllarda gelişim gösteren dijital akım görüntüleme tekniklerinden yararlanmaya başlamışlardır. **Yao ve diğ. (2002)**, düz levha üzerine yerleştirilmiş tek bir girdap yaratıcı arkasındaki iz bölgesinde çeşitli kesitler üzerinde stereoskopik DPIV ile üç boyutlu hız ölçümleri yapmışlardır. Çalışmada farklı hücum açılarındaki mikro ve konvansiyonel girdap yaratıcılar ele alınarak girdaplılık, sirkülasyon, girdap yörüngeleri gibi anahtar parametreler incelenmiştir. Söz konusu çalışma türbülans modellerinin performansının doğrulanması amacıyla **Allan ve diğ. (2002)** tarafından referans olarak kullanılmıştır. Spalart-Allmaras (S-A) ve Shear-Stress-Transport $k-\omega$ (SST) modellerinin ele alındığı çalışmada tek bir girdap yaratıcıyı modellemek için 5 milyon ağ örgüsü elemanı kullanılmış ve sonuçlar SST modelinin S-A modeline göre çok daha başarılı olduğunu göstermiştir. Ayrıca hesaplamalı çalışmada girdapların deneysel ölçümlerle karşılaştırıldıklarında çok daha hızlı biçimde dağılarak sönümlendiği gözlenmiştir. Stereoskopik DPIV sistemi ile yapılmış olan bir başka çalışmada, **Jenkins ve diğ. (2002)** girdap yaratıcıların yanı sıra mikro yükselteler ve piezo-elektrik sentetik jetlerin akım ayrılması kontrol karakteristiklerini inceleyerek hız ölçümleriyle birlikte akım görüntüleme ve basınç ölçümleri yapmışlardır. Girdap yaratıcıların hesaplamalı olarak incelenebilmesi için çevrelerinde çok yüksek sayıda ağ örgüsü elemanı bulunması zorunluluğundan dolayı girdap yaratıcı sayısının birden fazla olduğu hesaplamalarda aşırı yüksek ağ örgüsü sayısının gerekliliğinin önüne geçebilmek amacıyla **Waithe (2004)** Navier-Stokes bilgisayar kodu içerisinde girdap yaratıcıları bir kaynak terimi olarak modellemiştir. Çalışmanın sonuçları **Yao ve diğ. (2002)**'nin deneysel çalışmalarıyla

uyum sergilemiş ve kaynak terimi kullanılmadığında girdap yaratıcıları modellemede gerekli olan ağ örgüsü eleman sayısı %70 oranında azalmıştır. **Wik ve Shaw (2004)** düz levha üzerine yerleştirilmiş dörtgen kesitli mikro girdap yaratıcıyı 1.6 milyon civarında ağ örgüsü elemanı kullanarak modelleyerek S-A, SST ve Reynolds Stress türbülans modellerinin hesaplamalı bir karşılaştırmasını yaptıklarında SST modelinin S-A modeline göre başarılı olduğunu bulmuşlardır.

Lin (1999) ve Lin (2002), mikro girdap yaratıcılar ile ilgili yapılmış olan çalışmaları geniş kapsamlı biçimde derlemektedir. **Gad-el-Hak ve Bushnell (1991)** akım ayrılması mekanizması, çeşitli akım ayrılması kontrol metotları ve girdap yaratıcılar ile ilgili detaylı bilgi ve literatür sunmaktadır. **Gad-el-Hak (1994) ve Gad-el-Hak (2001)**'de akış alanın aktif ya da pasif yöntemler kullanılarak istenilen şekilde değiştirilmesi ve akım kontrolünün geleceği ile ilgili bir perspektif çizilmiştir.

Öte yandan, literatürde girdap yaratıcılar ve dairesel silindirin birlikte ele alındığı yok denecek kadar az sayıda çalışma mevcuttur. **Igarashi (1985)**, $8.7 \times 10^3 < Re < 6.37 \times 10^4$ arasında “girdap yaratıcı” olarak isimlendirdiği testere kenarı biçimli farklı yükseklik ve konumlardaki pürüzlülük araçlarının dairesel silindir etrafındaki akışa olan etkisini basınç dağılımı, ayrılma açısının yeri, direnç ve Strouhal sayısı gibi karakteristikler yönünden ele almış ve bazı akım görüntülemeleri yapmıştır. Igarashi pürüzlülük araçlarının yüksekliği, silindir çevresindeki konumları ve pürüzlülük yüksekliklerine ve buldukları noktada sınır tabakanın dışındaki hıza bağlı Reynolds sayısına göre gözlemlediği farklı akış tiplerini sınıflandırmıştır. Temel olarak tanımlanan Reynolds sayısının artışı ile sınır tabakanın türbülansa geçmeye başladığını ve buna bağlı olarak da akım ayrılmasının gerçekleştiği noktanın geriye doğru hareket ettiğini gözlemiştir. Buna bağlı olarak Igarashi, girdap oluşma boyunun arttığını, direnç katsayısının azaldığını ve Strouhal sayısının da yükseldiğini belirtmiştir. Benzer bir çalışma yapan **Igarashi ve Iida (1988)** kritik altı akış rejiminde benzer bir inceleme yapmış, **Igarashi (1985)**'in sonuçlarına dayanarak yalnızca ilk durma noktasından 60 derece açıyla durmakta olan farklı pürüzlülük yüksekliklerinin ısı transferine olan etkilerini incelemiştir. Yukarıda sözü edilen son iki çalışmada kullanılan araçlar her ne kadar yazarları tarafından girdap yaratıcı olarak adlandırılmış olsalar da temel etkileri girdap yaratıcılar gibi ayrık girdaplar üretmek yerine sınır tabakada dalgalanmalar yaratarak türbülansa

geçişi sağlamaktır. **Zdravkovich (2003)** de söz konusu araçlar için “girdap yaratıcı” yerine “üç boyutlu çit” (three dimensional fence) ismini kullanmıştır.

Bu çalışmada ele alınan vakaya çok benzer bir çalışma **Joubert ve Hoffman (1962)** tarafından gerçekleştirilmiştir. Çalışma sınır tabaka kalınlığındaki girdap yaratıcıların silindir etrafına farklı açılarda yerleştirilerek dirence olan etkilerinin anlaşılmasını amaçlamaktadır. $Re=1.3 \times 10^5$ 'de girdap yaratıcıların en verimli oldukları açı ilk durma noktasından itibaren 50 derece olarak saptanmış, ancak 10 dereceden 70 dereceye kadar ciddi direnç düşüşü kaydedilmiştir. 50 derece açığa konumlandırılan girdap yaratıcılar farklı Reynolds sayılarında denediklerinde en büyük direnç kazancı %71 olmuş ve $Re=1.7 \times 10^5$ 'de meydana gelmiştir. 50 derecede yer alan girdap yaratıcılar kritik rejimin başlangıcı olan $Re=2 \times 10^5$ 'den sonra olumsuz etki göstermeye başlamışlardır. Yalnızca bir sayfa olarak yayınlanan çalışma çok detaysız bilgi içermekte ve girdap yaratıcıların geometrisi hakkında dahi bilgi verilmemektedir. Ancak araştırmacılar iz ölçümleri de yaptıklarını ve düşük direnç değerlerinde izin daha narin olduğunu ve girdap yaratıcılı vakalarda hız bozulmasının $Re=3 \times 10^5$ 'in altındaki Reynolds sayılarında daha az olduğunu belirtmişlerdir. Bu çalışmaya çok benzer bir çalışma **Johnson ve Joubert (1969)** tarafından gerçekleştirilmiş, kritik altı ve kritik bölgede farklı Reynolds sayılarında farklı açılara yerleştirilen girdap yaratıcıların direnç ve ısı transferine olan etkileri araştırılmıştır. Girdap yaratıcılar kabaca $Re=10^5$ 'e kadar açı arttıkça artan bir etki göstererek direnç değerlerin ciddi ölçüde azaltmışlardır. Çalışmada, bu çalışmadaki Reynolds sayısına çok yakın olan $Re=45000$ 'de 50 derecedeki girdap yaratıcılar için kaydedilen direnç düşüşü %8.7'dir. Johnson ve Joubert yağ filmi tekniğiyle silindir yüzeyi üzerindeki akımı kabaca görüntülemiş ve girdap yaratıcıların dalgalı bir ayrılma çizgisine neden olduklarını gözlemlemişlerdir.

1.3 Amaç ve Kapsam

Bölümün başında da söz edildiği gibi literatürde girdap yaratıcıların genellikle aerofoil ve geriye doğru rampa gibi geometriler üzerinde akım ayrılması kontrolündeki performansları ölçülmüş, iz bölgelerindeki akış ise deneysel ve hesaplamalı olarak düz levha üzerinde incelenmiştir. Ancak dairesel silindir gibi son derece yüksek ters basınç gradyanına ve salınan iz bölgesi yapısına sahip cisimler üzerindeki performansları ve davranışları hakkındaki bilgi oldukça sınırlıdır. Öte

yandan hem akademik hem de mühendislik platformlarında en çok ilgi gören geometrilerden biri olan dairesel silindir etrafındaki akışın kontrolü için silindirin etrafına kablo sarılması, farklı geometrilerde pürüzlülükler yerleştirilmesi, boyuna ya da enine oluklar açılması, gözenekli yüzey kullanılması, sınır tabakaya emme uygulanması gibi çok çeşitli yöntemler kullanılmıştır (**Zdravkovich, 2003**). Ancak dairesel silindir üzerinde girdap yaratıcıların kullanımı çok sınırlı olmakla beraber akışın ne şekilde etkilendiği hakkında da detaylı bir bilgi bulunmamaktadır. Gerçekleştirilen çalışmanın temel amaçlarından biri sıkça kullanılan dörtgen kesitli düz levha tipindeki konvansiyonel girdap yaratıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa etkilerinin detaylı biçimde incelenmesidir. Bunun yanı sıra günümüzde hala çok yaygın biçimde kullanım alanları olan Reynolds-Ortalaması-Alınmış-Navier-Stokes (RANS) denklemleri temelli türbülans modellerinin performansları genellikle yalnızca sınır tabaka, serbest kayma, jet, Samuel-Joubert, difüzör veya geriye doğru basamak (backward facing step) akışları gibi ayrılma noktasının belirli olduğu, kısmen eğrisellik içeren ya da hiç içermeyen, daimi ve yalnızca tek bir akış tipini kapsayan özel akım alanları için test edilmektedir. Çalışmanın temel amaçlarından bir diğeri ise, RANS temelli türbülans modellerinin girdap yaratıcı içeren kritik altı rejimdeki dairesel silindir etrafındaki akış gibi hemen hemen tüm akış tiplerinin bir bileşimi gibi görülmesi mümkün olacak kadar karmaşık ve daimi olmayan bir akışı modelleyebilme becerilerinin test edilmesi ve en uygun olanının belirlenmesidir. Böylece girdap yaratıcıların dolgun bir cisim ile etkileşim mekanizması hakkında geniş bir bilgi birikimi edinilmesi ve gemi hidrodinamiği alanında özellikle tankerler gibi dolgun formlu gemiler etrafındaki akışın girdap yaratıcılar vasıtasıyla iyileştirilmesine yönelik dizayn çalışmalarına temel teşkil etmesi amaçlanmıştır.

Çalışma, deneysel ve hesaplamalı bölümlerden oluşmaktadır. Deneysel bölüm dairesel silindirin yakın iz bölgesine odaklanmaktadır. DPIV sistemi ile yapılmış olan ölçümler yalnız silindir vakasının yanı sıra, silindir çevresine farklı açılarda yerleştirilmiş olan girdap yaratıcıları içeren dört adet vakayı kapsamaktadır. Üç farklı akış alanı ayrıştırma metodu kullanılarak yakın iz bölgesinin yapısı ve karakteristikleri nitel ve nicel olarak detaylı biçimde incelenmiştir. Deneysel çalışma, girdap yaratıcıların etkisinin anlaşılmasında olduğu kadar, kritik altı akış rejiminde dairesel silindirin yakın iz bölgesi hakkında mevcut literatüre katkı sağlamaktadır.

Hesaplamalı çalışma, yalın silindir ve girdap yaratıcıların silindir yüzeyine ilk durma noktasına göre 50 derece açı ile yerleştirildikleri girdap yaratıcılı vakaları kapsamaktadır. Akış alanı sıkıştırılmaz RANS denklemleri kullanılarak, iki ve üç boyutlu biçimde, zamana bağlı olarak, günümüzde hidro-aerodinamik uygulamalarda iyi tanınan ve sıkça kullanılan dört ayrı türbülans modeli ile modellenmiştir. Çalışmada ele alınan türbülans modelleri, bilinen yüksek performansları nedeniyle tek denklemlili Spalart-Allmaras (S-A) ve iki denklemlili Realizable $k-\varepsilon$ (RKE), Wilcox $k-\omega$ (WKO) ve Shear-Stress-Transport $k-\omega$ (SST) olarak belirlenmiştir. Hesaplamalı çalışma, yalın ve girdap yaratıcılı silindir etrafındaki akışın, direnç, kaldırma kuvveti, basınç dağılımı, ayrılma açısı, sınır tabaka profilleri, girdap yaratıcıların iz bölgesi, Karman girdap caddesi gibi deneysel çalışmada yer almayan yanlarını da ortaya koymakta ve detaylı bir türbülans modeli karşılaştırması içermektedir.

2. DENEYSEL ÇALIŞMA

Bu bölümde akış yönündeki girdap yaratıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa olan etkisi deneysel olarak incelenmektedir. Dairesel silindirin iz bölgesinde görülen zamana bağlılık ve girdap salgılanması; belirli bir düzlem üzerindeki anlık akış alanının bir seri ölçüm ile zamana bağlı şekilde oluşturulmasına izin veren ve düzlemsel ölçme biçimi ile girdap yapıları, gerilme dağılımı gibi genel akış topolojisinin belirlenmesi için çok uygun bir ölçüm sistemi olan DPIV (Digital Particle Image Velocimeter) ile görüntülenmiştir. Silindirin yan oranı ve deneyin gerçekleştirileceği tünelin blokajı gibi silindir etrafındaki akışa yüksek oranda etki eden parametrelerin etkisinin en aza indirgenebilmesi için çok geniş kesitli bir hava ya da su tüneli gereksinimi mevcuttur. Ayrıca tünelin giriş sınırında çok düzenli, olabildiğince daimi yapıda bir akışın olması deneysel bir çalışmada vazgeçilmez beklentiler arasındadır. Bunlara bağlı olarak deneysel çalışma Newcastle Üniversitesi, School of Marine Science and Technology Bölümü bünyesinde bulunan Emerson Kavite Tüneli'nde gerçekleştirilmiştir.

Deneysel çalışma, 1.6mm yüksekliğindeki girdap yaratıcıların silindir çevresine dört farklı açıda yerleştirildikleri vakalar ve girdap yaratıcı içermeyen yalın silindir vakası ile birlikte toplam beş ayrı vakanın silindirin boyuna doğrultusunda orta düzleminde iz bölgesini içeren bir alanda iki boyutlu olarak gerçekleştirilen DPIV ölçümlerini kapsamaktadır. Çalışmadaki Reynolds sayısı 41300 ve buna karşılık gelen silindir akış rejimi ise kritik altı rejimdir. Girdap yaratıcıların geometrileri ve silindir üzerine yerleştirilme biçimleri ile ilgili açık bilgi ileriki başlıklarda verilecektir.

Deneysel çalışmada karşılaşılan en büyük güçlüklerden biri dijital PIV sisteminde kullanılan kameranın kayıt hızınının 4.5Hz ile sınırlı olması olmuştur. Bu sınırlama, yüksek frekans aralığında gerçekleşen türbülansın ölçülebilmesine engel teşkil ettiği gibi girdap salgılanma frekansını çözümleyebilmek adına, tünelin çalışma hızı aralığının limitinde bulunan çok düşük bir hızda çalıştırılmasını zorunlu kılmıştır.

Deneysel çalışmada yapılmış olan ölçümler ileriki başlıklarda açıklanan çeşitli analiz ve ayrıştırma yöntemleri ile incelenmiş, iz bölgesindeki girdaplılık, gerilme dağılımı, salınım frekansı gibi pek çok akış özelliği ortaya konmuştur. Yalın silindir vakası için yapılmış olan ölçümler literatürde bulunan pek çok çalışma ile karşılaştırılmıştır. Girdap yaratıcıların etkisi, vakaların kendi aralarında ve yalın silindir ile karşılaştırmaları ile belirlenmiş, sonuçlar tartışılmıştır.

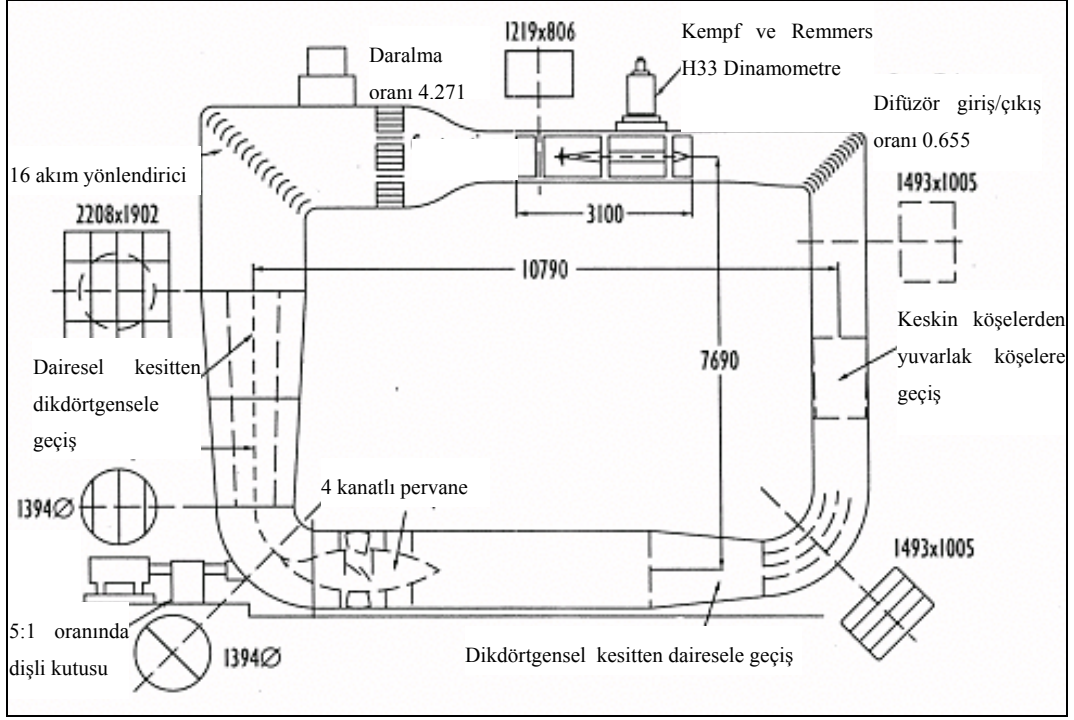
2.1 Deneysel Altyapı

2.1.1 Emerson Kavitasyon Tüneli (Newcastle Üniversitesi)

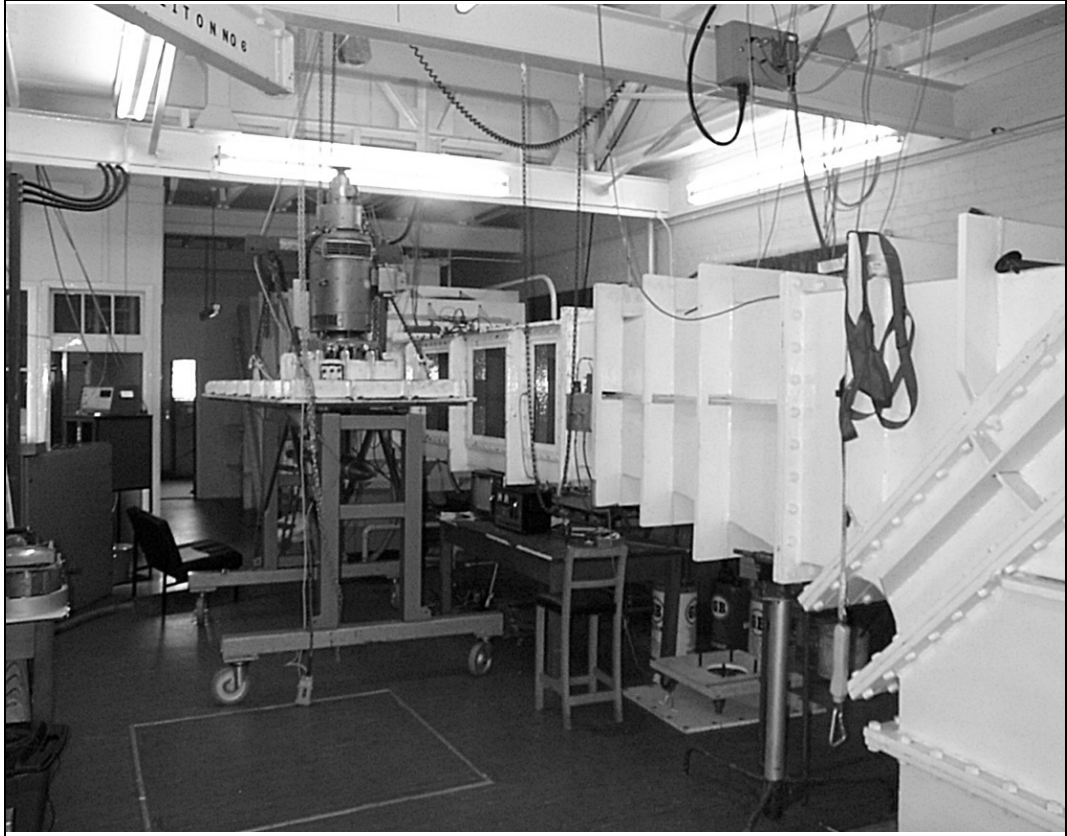
Emerson Kavitasyon Tüneli (EKT), üç tarafı oldukça geniş gözetleme pencereleri ile çevrili 3.10 m uzunluğunda, 1.22 m genişliğinde ve 0.80 m yüksekliğinde, dikdörtgen kesitli test bölümüne sahiptir. Tünelin şematik görünüşü Şekil 2.1’de verilmiştir. Yapılan deneylerde, bu şekilde görülmekte olan Kempf & Remmers Pervane Dinamometresi tünelden çıkartılmıştır.

EKT içinde dönmekte olan 60 ton ağırlığındaki suyun sevki 400 beygir gücünde bir elektrik motoru ve bunun tahrik ettiği 1.3 m çapındaki dört kanatlı bir pompa ile sağlanmaktadır. Test bölümünden hemen önceki daralma (contraction) oranı 4.271’dir. Tünelin köşe noktalarına ve daralma kesitinin hemen öncesine akışın düzgün kalmasına yardımcı olan yönlendirici kanatçık ve bal peteğinden oluşan akım düzenleme araçları yerleştirilmiştir.

Tünelin hızı, daralma öncesi ve sonrası basınç farkını ölçen Venturi tüpleri aracılığıyla yapılmakta olup ulaşılabilir maksimum hız 8 m/s’dir. Tünelin 1 m/s ve 8 m/s arasındaki hızlarında boyuna ve enine türbülans şiddeti, TI_x ve TI_y , sırasıyla 0.0175 - 0.021 ve 0.020 - 0.0275 arasında değişmektedir (**Atlar ve Korkut, 1997**). Tesis hakkında daha detaylı bilgi **Atlar (2000)**’de bulunabilir. EKT’nin genel görünüşü Şekil 2.2’de görülebilir.



Şekil 2.1 : Emerson Kaviteasyon Tüneli Şematik Görünüşü (Ölçüler milimetredir)



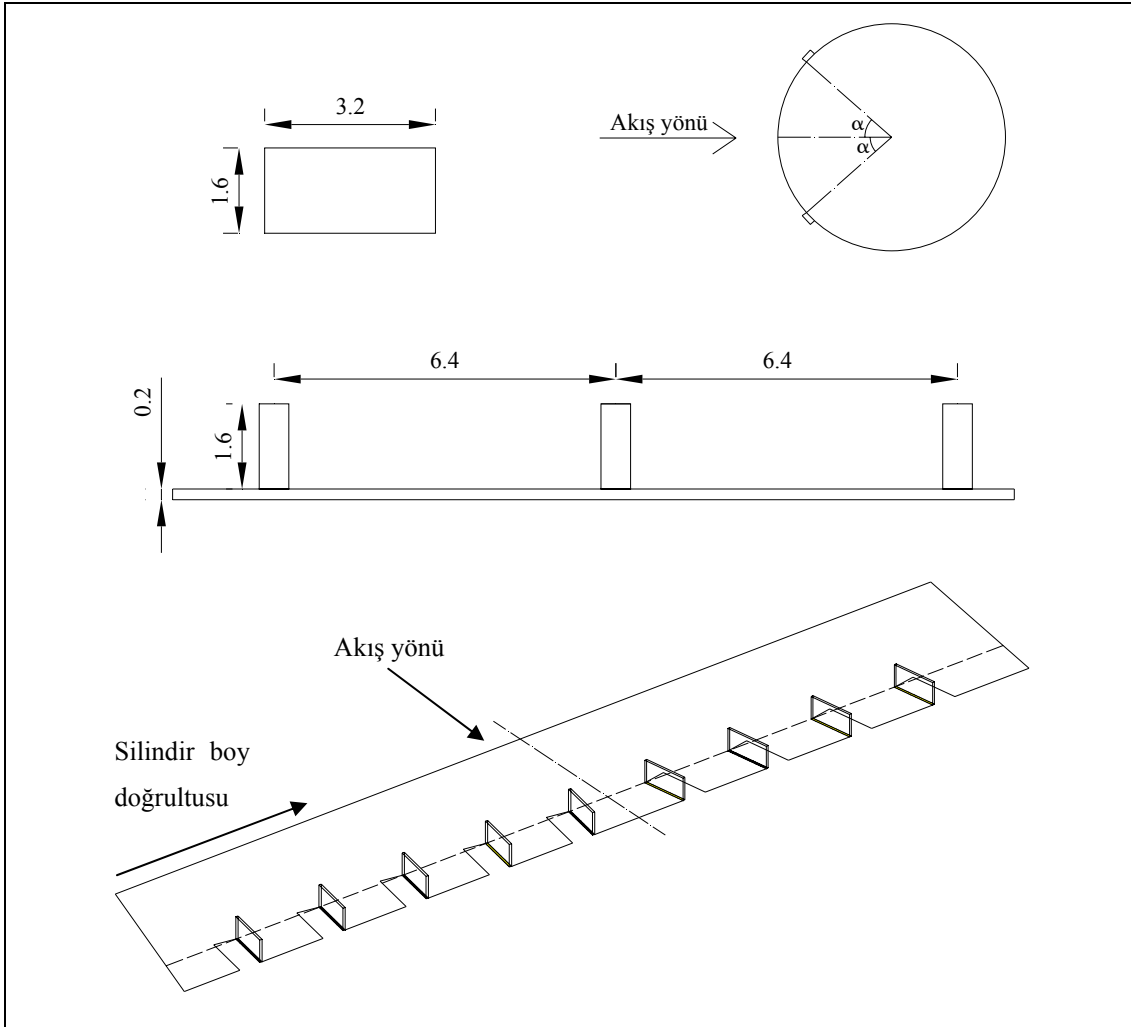
Şekil 2.2 : Emerson Kaviteasyon Tüneli Genel Görünüşü

2.1.2 Model Seçimi ve Özellikleri

Deneysel çalışmada kullanılan silindirin çapı, girdap yaratıcıların tipi ve yüksekliği gibi temel deney parametreleri belirlenirken pek çok faktörün bir arada göz önünde bulundurulma zorunluluğu bulunmaktadır. Zira örneğin, silindirin çapı direkt olarak Reynolds sayısını etkilediği gibi, doğal olarak tünelin boyutlarının sabit olmasından dolayı yan oranı ve blokaj gibi ekstra etkileri de belirlemekte ve özellikle de iz bölgesi nominal frekansı, sınır tabaka kalınlığını ve PIV sisteminin görüntü sınırlarını etkilemektedir. İz bölgesi salınım frekansı PIV sisteminin ölçüm kapasitesinin sınırları içerisinde kalma zorunluluğundan ötürü büyük önem taşımaktadır. Öte yandan sınır tabaka kalınlığı ise girdap yaratıcıların yüksekliğinin ve dolaylı olarak da tipinin belirlenmesinde baş rolü üstlenmektedir. Dolayısıyla pek çok faktör kuvvetle birbirlerine bağlı durumdadır. Dairesel silindir etrafındaki sınır tabaka kalınlıkları yaklaşık olarak **Bairstow (1969)** ve **Zdravkovich (1997)**'den tahmin edilebilir. Konvansiyonel girdap yaratıcılar sınır tabaka kalınlığı (δ) mertebesinde yüksekliğe sahip olurken, mikro veya düşük profilli girdap yaratıcıların yüksekliği 0.2δ kadardır (**Rao ve Kariya, 1988; Lin, 2003**). Elbette bu ölçülerde ve deneysel bir çalışmada kullanılabilecek nitelikte hassas bir aparat yapılması oldukça büyük bir güçlük oluşturup profesyonel bir üretim zorunluluğu getirmektedir.

Pek çok faktörün birlikte değerlendirilmesi sonucunda 70mm çapında bir dairesel silindir ve sınır tabaka kalınlığı mertebesinde 1.6mm yüksekliğinde konvansiyonel tipte dörtgen kesitli girdap yaratıcılar kullanılması uygun görülmüştür. Deneylerin tümünde 70 mm çapında, 800 mm yüksekliğinde, 5 mm et kalınlığına sahip pleksiglas malzemeden üretilmiş içleri boş, dairesel kesitli silindirik borular kullanılmıştır. Girdap yaratıcıların boyutları belirlenirken nominal kurallar çerçevesinde (**Johnson ve Joubert, 1969; Gad-el-Hak ve Bushnell, 1991**) kalınmasına gayret edilmiştir. Buna göre girdap yaratıcıların yükseklik/boy (h/L) oranları ile girdap yaratıcılar arasındaki mesafe ile yükseklik oranı (S/h) sırasıyla 0.5 ve 4 olarak belirlenmiştir. Dörtgen kesitli girdap yaratıcılar daha önce de sözü edildiği gibi temel olarak ürettikleri girdabın dönüş yönüne göre eş yönlü ve zıt yönlü olmak üzere ikiye ayrılırlar. Eş yönlü girdap yaratıcıların silindir üzerinde dizilmesi sonucunda akımı yönlendirme ihtimaline karşı, girdap yaratıcılar belirli bir

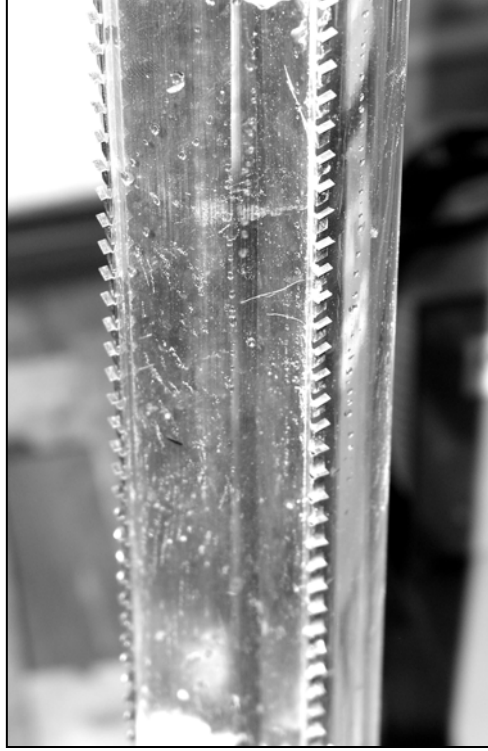
eksene göre simetrik olarak Şekil 2.3'te görüldüğü gibi akış yönüne ± 10 derece açı yapacak şekilde seçilmişlerdir.



Şekil 2.3 : Girdap Yaratıcıların Şematik Görünüşü (Ölçüler milimetredir)

Girdap yaratıcılar, 0.2 mm et kalınlığına sahip 50 mm genişliğindeki şerit halinde, paslanmaz çelik malzemeden kesip katlama biçiminde, İstanbul/Türkiye’de elektronik malzeme üretimi alanında faaliyet gösteren bir firma tarafından üretilmiştir. Girdap yaratıcıların profil ve önden görünüşü Şekil 2.3’te en üstte solda ve ortada yer almaktadır. Girdap yaratıcılar silindirin boyu doğrultusunda ilk durma noktasıyla α derece açı yapacak şekilde Şekil 2.3’te en üstte sağda görüldüğü gibi akış yönüne simetrik biçimde yerleştirilmişlerdir. Levhanın silindir üzerine sabitlenebilmesi için silindir üzerine belirlenen açılarda boyuna doğrultuda yarıklar açılmış ve söz konusu levha yarıkların içerisine yerleştirilmiştir. Daha sonra Şekil 2.3’te en altta görülen şemada girdap yaratıcıların arka ucundan geçen uzun kesikli çizgiden katlanarak sabitlenmiştir. Girdap yaratıcıların yerleştirileceği α açıları,

ayrılma çizgisine olan mesafe göz önüne alınarak sırasıyla 50, 60, 65 ve 70 derece olarak belirlenmiş ve söz konusu vakalar tez boyunca VG1650, VG1660, VG1665 ve VG1670 olarak kodlanmıştır. Yalın silindir vakası ise VG0000 biçiminde geçmektedir. Şekil 2.4'te girdap yaratıcıların dairesel silindir üzerine yerleştirilmiş oldukları fotoğraf görülmektedir.



Şekil 2.4 : Dairesel Silindir ve Girdap Yaratıcılar

2.1.3 PIV Sistemi

Deneylerde kullanılmış olan dijital PIV (Particle Image Velocimeter) sistemi temel olarak lazer, kamera ve senkronizatör alt sistemleri ile bir kişisel bilgisayar ve sistem ile etkileşimi sağlayarak, hız vektörlerinin eldesi için zorunlu olan analiz adımlarını gerçekleştiren bir yazılımdan oluşmaktadır.

Sistemde, “New Wave Gemini” çift vuruşlu lazer kullanılmıştır. Bu ünite kendi içerisinde bir adet ana lazer üretici, iki adet güç kaynağı ve 2 adet kontrol ünitesi olmak üzere beş ana parçaya ayrılmaktadır. Üretici parçanın içerisinde iki adet bağımsız lazer üretici bulunduğundan her biri için ayrı bir güç kaynağı mevcuttur. Cihaz 532 nm dalga boyunda bir lazer ışık demeti üretmekte ve 120 mJ büyüklüğündeki enerjiyi 10 ns sürede vermekte ve bu da 12 MW’lık bir güce karşılık gelmektedir. Lazer sistemi içinde bulunan iki adet bağımsız lazerin her biri

maksimum 15 Hz frekansta çalışabilmektedirler. Şekil 2.5'te lazer sisteminin bir görüntüsü yer almaktadır. Ana ünitenin ucunda lazer demetinin bir düzleme yayılmasını sağlayan 30° dışbükey dağıtıcı lens kullanılmıştır.



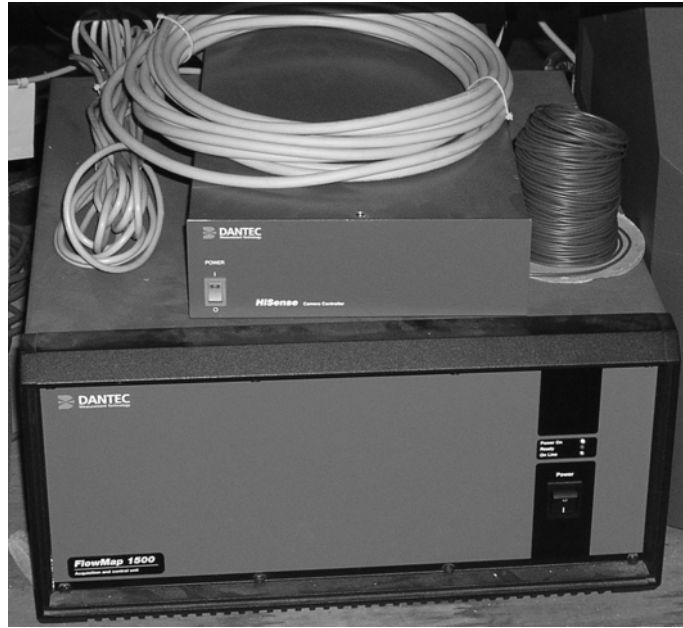
Şekil 2.5 : Çift Vuruşlu Lazer Sistemi

Yüksek ışık hassasiyetine sahip dijital kamera “DANTEC 80C60 HiSense”, 12 bit veri genişliğinde 4096 basamak ışık şiddeti ayrıştırabilmektedir. Maksimum çözünürlüğü, yatay ve dikey yönlerde 1280 x 1024 piksel ve fotoğraf çifti modunda ulaşabileceği en yüksek çekim frekansı 4.5 Hz'dir. Kameranın 8.576 x 6.861 mm boyutlarındaki CCD (Charged coupled device) sensörünün pikseller arası mesafesi 6.7 mikron ve piksel boyutları 3.4 x 3.4 mikrondur. Kameranın üzerinde 60 mm odak mesafesine sahip Nikon f:2.8 Macro objektifi kullanılmıştır. Kamera ve objektifin fotoğrafı Şekil 2.6'da görülebilir. Şekil 2.7'de görülen FlowMap 1500 işlemcisi, kamera ve lazer arasındaki zamanlamayı sağlayan bir senkronizatör ile kamera çekimlerinden gelen yüksek miktardaki dijital bilgiyi bilgisayara göndermeden depolamaya yarayan bir tampon hafıza modülü içermektedir. Farklı özellik ve tipteki kameraların da sisteme tanıtılması ve kontrolünü sağlayan kamera kontrol ünitesi yine Şekil 2.7'de görülebilir.



Şekil 2.6 : DanTec 80C60 HiSense Dijital Kamera ve Nikon f:2.8 Objektifi Bir Arada

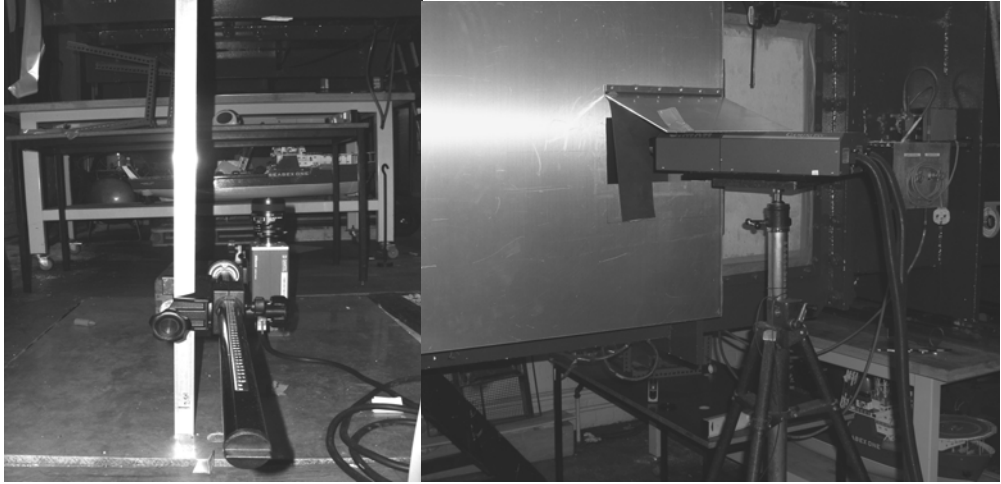
FlowManager yazılımı, PIV sistemi için yönetici görevi üstlenmekte, örnekleme hızı, örnekleme adedi, kamera veri genişliği, kalibrasyon bilgisi, kamera çalışma modu, lazer frekansı ve çalışma şekli, vb. gibi ölçüm ile ilgili pek çok tanımlamanın yapılmasına olanak sağlamaktadır. Yazılım, hız alanının eldesi için gerekli olan standart PIV görüntü işleme tekniklerini uygulamakta, kamera tarafından çekilen fotoğraflar ile ham ve işlenmiş hız alanı görüntülerini kayıt altında tutmaktadır. Kaydedilen vektör alanlarını ASCII formatında yazılım dışına taşıyabilmektedir.



Şekil 2.7 : FlowMap 1500 İşlemcisi (altta) ve Kamera Kontrol Ünitesi

2.1.4 Ölçüm Düzenegi

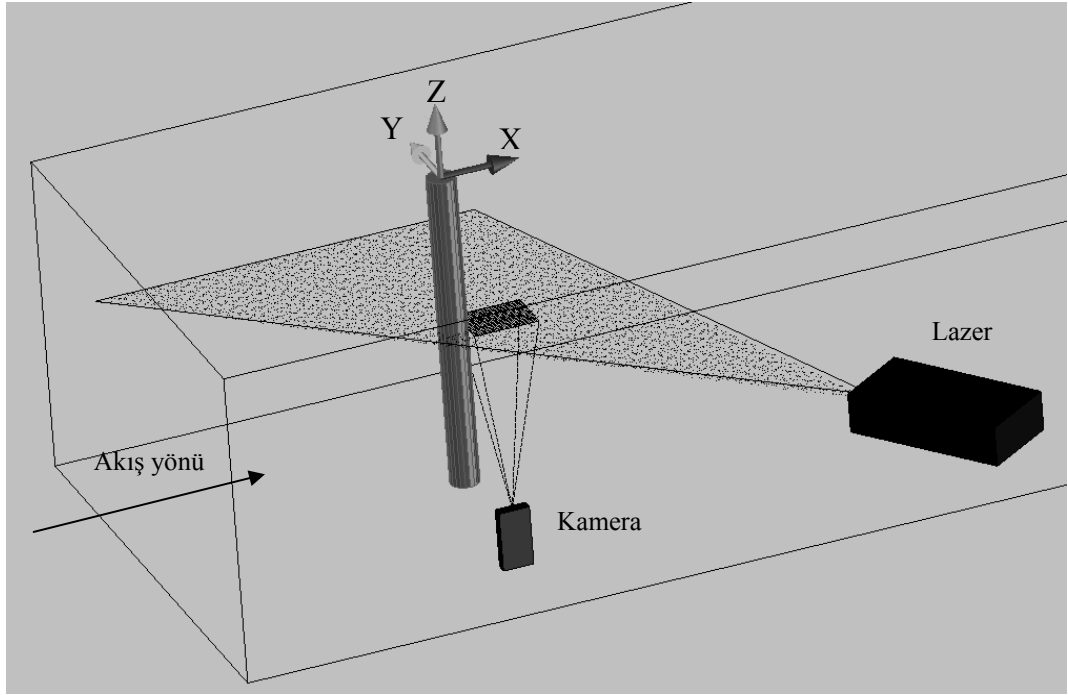
Silindirler tüm deneylerde, tünel tabanına dik doğrultuda, merkezleri tünelin ölçüm bölümünün başlangıcından 1.6 m uzaklığa ve tünelin eni doğrultusunda tam ortaya gelecek şekilde tünele yerleştirilmişlerdir. Silindirlerin tünele sabitlenebilmeleri için içleri dolu metal çubuklar kullanılmıştır. Bunlardan biri tünelin cam zeminine yapıştırıldıktan sonra silindirler bu barın üzerine oturtulmuşlardır. Silindirlerin, en alt noktada uçlarına açılan küçük bir çentik ve zeminde durmakta olan çubuğun üzerine yerleştirilmiş bir pim vasıtası ile kendi merkezleri etrafında dönmeleri engellenmiştir. Diğer metal çubuk, tünelin üst kapağına vidalanarak sabitlenmiştir. Tünelin üst kapağı, hemen tünelin üzerinde bulunan vinç vasıtasıyla kapatılırken, kapağa bağlı olan metal barın silindirin içine girmesi sağlanmıştır.



Şekil 2.8 : PIV Sisteminin Genel Görünüşü

Tüm ölçümler silindirin yüksekliği doğrultusunda tam ortada, tabandan 400 mm yükseklikte gerçekleştirilmiştir. Lazer ünitesi, ön taraftaki dağıtıcı lens, tünelin yan camından içeriye doğru bakacak ve tabandan 400 mm yükseklikteki düzlemi aydınlatacak şekilde üçayağın üzerine sabitlenmiştir. Kamera, tünelin altından yukarıya doğru bakacak ve çekilen fotoğrafın genişliği tünelin boyu doğrultusuna paralel olacak şekilde yerleştirilmiştir. Kamera üzerindeki objektif, maksimum ışık geçirgenliğinin sağlanabilmesi için f:2.8 diyafram açıklığına ayarlanarak lazerin aydınlatmakta olduğu düzleme netleştirilmiştir. Kamera ve lazer düzleminin birbirleriyle çakışmaları standart ve elektronik teraziler ile sağlanmıştır. Düzenegin yerleşiminin tamamlanmasından sonra kamera ve lazerin duruş pozisyonları Şekil

2.8'de yer almaktadır. Şekil 2.9'da ölçüm düzeneğinin şematik bir görünüşü ve tez boyunca kullanılan koordinat sistemi görülmektedir.



Şekil 2.9 : Ölçüm Düzeneğinin Şematik Görüntüsü ve Koordinat Sistemi

2.1.5 Deney Süreci

Ölçüm alanının boyutları belirlenirken, girdap oluşma mekanizmasının tam olarak görüntülenebilmesi amacıyla silindir gerisinde en az 2.5 çaplık bir mesafenin görüntüye dahil edilebilmesine dikkat edilmiştir. Kameranın ölçüm düzleminden 1177 mm uzakta olmasıyla 160 mm boyunda 128 mm eninde bir görüntü alanı elde edilmiştir. Bu alan CCD üzerindeki görüntüye göre 18.6:1 oranındadır. Silindir, görüntü içerisine, merkezi ölçüm alanının 25 mm dışında kalacak ve fotoğrafın üst-alt sınırlarını ortalayacak şekilde yerleştirilmiştir. Daha sonraki ölçümlerde silindirin ölçüm düzlemi merkez eğrisinden 1 mm kadar kaydığı belirlenmiştir. PIV görüntülerinde oluşturulan tüm kontur grafiklerinde bu düzeltmeye özen gösterilmiştir. Ölçüm alanının boyutları silindir çapına göre 2.6D ve 0.9D'dir. Bu yerleştirme ile silindirin sınır tabaka ve ayrılma bölgesi görüntünün dışında kalmaktadır. Tohum parçacıklarının CCD üzerindeki görüntüsünün daha fazla piksele yayılmasını ve dolayısıyla hızların daha hassasiyetle ayrıştırılmalarını sağlayabilmek amacıyla kameranın ölçüm düzlemine göre netliği hafifçe azaltılmıştır (**Dantec Inc., 2000**).

PIV sisteminin kalibrasyonu için kameranın kaydetmiş olduğu fotoğraf üzerinde herhangi iki noktanın birbirine olan uzaklığının bilinmesi gerekmektedir. Bunun için, özellikle hava tünellerinde en uygun yöntem tünelin içerisine kameranın görüş düzlemi üzerine düşecek bir cetvel yerleştirmektir. Bu çalışmada, tünelin su ile dolu olması ve ölçüm düzleminin tünel zeminine paralel olması kalibrasyonu güçleştirmektedir. Kalibrasyon için öncelikle tünelin suyu boşaltılarak tam 400 mm yükseklikteki metal bir sehpa tünel zeminine yerleştirilerek üzerine ölçeği zemine doğru bakan metal bir cetvel konulmuştur. Ardından suyun ışığı kırarak kalibrasyonu etkilemesini engellemek amacıyla tünel tekrar su ile doldurulmuş ve cetvelin fotoğrafı çekilerek ölçüm alanındaki mesafeler yazılıma aktarılmıştır.

Dijital kameranın fotoğraf çifti modunda kayıt hızı 4.5 Hz ile sınırlı olduğundan Nyquist örnekleme teorisine göre (**Smith, 2003**) 2.25 Hz üzerindeki hareket bilgilerinin kaydedilmesi mümkün değildir. Çalışma için planlanan Reynolds sayısı aralığı $10^4 < Re < 10^5$ olarak belirlenmiştir. Bölüm 2.1.2'de açıklanan nedenlere bağlı olarak seçilmiş olan silindir çapı ve silindirin söz konusu Reynolds sayılarında akış

rejimindeki iz salınım frekansının Nyquist frekans oranı limitlerinde kalabilmesi için tünelin hızının 0.5m/s civarına düşürülmesi gerekmektedir. Bunun için Venturi tüpleri vasıtasıyla tünelin hızı yaklaşık olarak 0.5m/s'ye ayarlanmış ve bu hıza yakın çeşitli değerler test edilmiştir. En iyi akım koşulları tünelin kontrol panelinde yer alan hız ayar kadranının 88 birime ayarlandığı durumda gerçekleştirilmiştir. Buna göre tüm deney vakalarında 88 birime karşılık gelen 0.588m/s serbest akım hızı kullanılmış ve silindir çapına göre Reynolds sayısı $Re=41300$ olarak belirlenmiştir. Boş tünelin ölçümleri sırasında elde edilen sonuca göre tünelde bu hızda belirlenen serbest akım türbülansı % 1.73'tür. Bu sonuç **Atlar ve Korkut (1997)** ile, her ne kadar söz konusu raporda 1 m/s'nin altındaki ölçümler yer almasa da, uyum içerisindedir.

Ölçüm işlemi sırasında, Dantec tarafından PIV sisteminin bir parçası olarak sunulan yazılım, "FlowManager" kullanılmıştır.

Ölçümler tüm vakalar için 5'er deney seti halinde gerçekleştirilmiştir. Böylelikle belirli süre aralıklarla tekrar edilen ölçümlerde anlık sapmalardan daha az etkilenilmesi amacı güdülmüştür. Her deney setinde "FlowMap" işlemcisinin tampon belleğinin üst sınırı olan 382 adet ve her bir vaka için toplam 1910 adet fotoğraf çifti kaydedilmiştir. Kameranın fotoğraf çifti modunda maksimum frekansı olan 4.5 Hz tüm vaka ve deney setleri için sabittir. Böylece her deney seti için yaklaşık 85 sn süreyle ölçüm yapılmıştır. Bu süre, VG0000 vakasında yaklaşık 130 girdap salgılanma periyoduna eşdeğerdir.

PIV görüntülerinden hız alanlarına geçiş işlemi, birbiri ardına çok kısa bir süre aralıkla çekilmiş anlık görüntü çiftlerinin uzaysal çapraz korelasyonu ile gerçekleştirilmiştir (**Keane ve Adrian, 1992**). Bunun için öncelikle 1280x1024 piksel çözünürlüğe sahip dijital fotoğraf verileri, 32x32 piksel içeren sorgu alanlarına bölünmüştür. Çapraz korelasyonun sırasında meydana gelecek hatanın minimuma indirebilmesi amacıyla, her sorgu alanının içinde en az 15 adet tohum görüntüsü bulunmasına (**Huang ve diğ., 1997**) ve bunun sağlanabilmesi için yeterli miktarda tohum parçacığının tünele eklenmesine özen gösterilmiştir. Uzaysal çapraz korelasyon çok sayıda aritmetik işlem gerektirmektedir. Buna bağlı olarak görüntü sinyallerine "Hızlı Fourier Dönüşümü" (FFT) uygulanarak korelasyonun basit çarpım işlemine dönüşmesi sağlanmaktadır (**Smith, 2003; Willert ve Gharib, 1991**).

FFT dönüşümünden önce parçacık fotoğraflarına % 90 oranında “top-hat” penceresi uygulanarak sorgu alanlarına iki görüntü arasında giren ve çıkan tohumlardan daha az etkilenmesi sağlanmıştır. Çapraz korelasyondan sonra ise, yüksek frekanslı gürültünün ayıklanabilmesi için düşük geçiren Gauss filtresi kullanılmıştır. Görüntü bölgesindeki sorgu alanları %50 oranında üst üste bindirilerek kullanılmış böylece pencere kullanımından ve sorgu alanlarının kenarlarında kaybolan tohum çiftlerinden doğan hatanın azaltılması sağlanmıştır. Çapraz korelasyondan sonra tüm fotoğraflarda silindir görüntüsünün yer almış olmasından dolayı, silindir görüntüsünün üzerine maskeleyerek uygulanarak bu bölgedeki vektörlerin ölçüm alanından çıkarılması sağlanmıştır.

PIV görüntülerinden elde edilen hız alanı, çoğu zaman doğru olmayan ve ayıklanması gereken vektörler içermektedir **Nogueira ve diğ. (1997)**. Bunlardan bazıları gözle çok rahatça ayırt edilebilir olmakta bazıları ise hiç fark edilememektedir. FlowMap yazılımı çeşitli biçimlerde doğrulama işlemleri yapılmasına imkan tanımaktadır. Hız vektörlerinin doğrulanması, birkaç adımda gerçekleştirilmiştir. İlk olarak, akış alanında gözle görülebilir olan bozuk vektörler ayrıştırılmış ve bunun için belirli bir hızın üzerinde veya altında kalan vektörlerin ayrıştırılmasını sağlayan doğrulama işlemi kullanılmıştır. Daha sonra, çapraz korelasyonda elde edilmiş ve uzaysal yer değiştirmeye karşılık gelen tepe noktalarından maksimumunun genliğinin, ikinci en güçlü tepe noktasının genliğine oranının en az 1.2'ye eşit olması şartı ile gürültüden gelebilecek kuvvetli tepelerin ayrıştırılması sağlanmıştır. Piksel altı mesafelerin en doğru şekilde ölçülebilmeleri için, söz konusu tepe noktalarının 3 ila 6 piksel kalınlığında olmaları beklenir. Zira piksel altı ölçeklere inilebilmesi için tepe noktalarındaki değerler kullanılarak interpolasyon yapılması gerekmektedir. Buna göre, son bozuk vektör ayrıştırması adımı olarak tüm vektör alanlarında 3 ila 6 piksel aralığında kalınlığa sahip tepe noktalarından elde edilmemiş olan olmayan vektörler ayrıştırılmıştır. Eksilen vektörlerin yerine yenilerinin konabilmesi için “hareketli ortalama“ (moving average) interpolasyonu uygulanmıştır. Buna göre eksilen vektörler komşu vektörlerin değerlerine göre yeniden türetilmişlerdir. Tüm doğrulama işlemleri ile ilgili detaylı bilginin **Dantec Inc. (2000)** ve **Nogueira ve diğ. (1997)**'de bulunması mümkündür. Sorgu alanlarının 32x32 piksel olarak belirlenip % 50 üst üste binmelerinin sağlanmasıyla, yatay eksen üzerinde 79 ve düşey eksen üzerinde 63

adet olmak üzere her akış alanı için toplam $79 \times 63 = 4977$ adet hız vektörü elde edilmiştir. Bu da yaklaşık olarak her iki yönde de, her 2 mm mesafede bir vektör elde edilmesi anlamına gelmektedir. Silindir boyutuna göre elde edilen çözünürlük 0.028D değerindedir. Doğrulama işlemi sonucunda, vektör alanlarındaki bozuk vektör sayısı 50 – 100 civarında kalmıştır. Çapraz korelasyon teorisi ve dijital PIV ile ilgili ayrıntılı bilgileri **Keane ve Adrian (1992)**, **Willert ve Gharib (1991)**'de bulmak mümkündür.

Deneylede 14 µm parçacık çapına sahip ışığı yansıtma özellikleri yüksek olan gümüş kaplı cam tozlar (Potters Industries Inc.) kullanılmıştır. İlk deneyden önce tünele 10 tatlı kaşığı parçacık ilave edilmiş ve sorgulama alanlarındaki parçacık yoğunluğunu belirli bir seviyede tutabilmek amacıyla her gün ölçümden önce iki kaşık parçacık ilave edilmiştir. Parçacıkların tünel içerisinde kalmalarını sağlayabilmek için deney süresince tünelin filtre sistemi çalıştırılmamıştır.

2.2 Analiz Yöntemleri

PIV görüntülerinden elde edilen akış alanlarının analizi, Reynolds Ayrıştırması, Sabit Faz Ayrıştırması ve Uygun Dikey Ayrıştırma (POD, Proper Orthogonal Decomposition) olmak üzere, üç ayrı türbülanslı akış alanı ayrıştırma tekniği ile gerçekleştirilmiştir. Söz konusu ayrıştırma teknikleri ve bu çalışmadaki uygulamaları ile ilgili bilgi devam eden alt başlıklarda (Bölüm 2.2.1, Bölüm 2.2.2 ve Bölüm 2.2.3) sırasıyla sunulmuştur.

Bölüm 0'te anlatılan süreç ile tüm akış alanları için "FlowManager" yazılımından elde edilmiş olan işlenmiş veriler, ASCII formatında kaydedilerek harici bir yazılım ile erişilebilir biçime getirilmiştir. Bu işlemde sonra "FlowManager" yazılımından yararlanılmamıştır. Reynolds Ayrıştırması ve Sabit Faz Ayrıştırması, yazar tarafından yazılan bir Fortran kodu vasıtasıyla gerçekleştirilmiştir. POD analizi için "FlowManager"da var olan veriler Matlab yazılımına aktarılmış ve bu yazılımda, yazar tarafından hazırlanan bir kod aracılığı ile akış alanı ayrıştırması yapılmıştır.

2.2.1 Reynolds Ayrıştırması

Reynolds ayrıştırması tekniğine göre, yer ve zamana bağlı olan U hızı, ortalama akış, \bar{U} , ve hız salınımları, U^* , olmak üzere,

$$U(\bar{x}, t) = \bar{U}(\bar{x}) + U^*(\bar{x}, t) \quad (2.1)$$

şeklinde iki bileşene ayrılmaktadır (**Tennekes ve Lumley, 1972**). Akış alanındaki tek bir noktanın hız fonksiyonunu i indisi ile gösterecek olursak, \bar{U}_i hızı,

$$\bar{U}_i(\bar{x}, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} U_i(\bar{x}, t) dt \quad (2.2)$$

şeklinde gösterilebilir. Bu eşitlikte, zaman aralığını ifade etmekte olan T değişkeni sonsuza gitmektedir. Ortalama işlemi, gerçek örneklerin var olduğu durumda ise uzun zamana yayılmaktadır. Buna “Reynolds uzun süreli ortalaması” adı da verilmektedir (**Chen ve Jaw, 1998**). Ortalama işleminin anlamından dolayı oluşan terim karmaşasını engellemek amacıyla, bu tezde uzun süreli alınan ortalamalar için “global ortalama” ifadesi kullanılmıştır. Elde olan verilerin örnekler kümesi olduğu düşünülecek olursa global ortalama hız,

$$\bar{U}_i = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N U_{i,j} \quad (2.3)$$

olarak ifade edilebilir. Burada önemle belirtmelidir ki; eğer incelenen hareket zamana bağlı ve periyodik ise Reynolds ayrıştırma tekniğinin kullanıldığı durumda U^* ile gösterilmiş olan salınan hız bileşenine, hem periyodik, tutarlı, organize hareketin, hem de rastgele, türbülanslı hareketin katkısı bulunmaktadır (**Djeridi ve diğ., 2003**). Buna göre; Reynolds Ayrıştırması analizinde, U^* ile belirtilen hız bileşenleri, aslında iki ayrı bileşenin de katkısı olduğu hatırlanarak, türbülanslı harekete bağlı bileşen olarak göz önüne alınmışlardır. Buna bağlı olarak, akış doğrultusundaki türbülans şiddeti, U_∞ serbest akım hızı olmak koşuluyla, aşağıdaki şekilde tarif edilir:

$$TI_x = \frac{\sqrt{U^* U^*}}{U_\infty} \quad (2.4)$$

Eşitlikte yer alan $\overline{U^* U^*}$ ortalamasını,

$$\left(\overline{U^*U^*}\right)_i = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (U_{i,j} - \overline{U}_i)^2 \quad (2.5)$$

biçiminde hesaplamak mümkündür. Akış ve çapraz akış yönlerindeki U ve V hızları için $\overline{U^*V^*}$ korelasyonu da benzer şekilde,

$$\left(\overline{U^*V^*}\right)_i = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (U_{i,j} - \overline{U}_i)(V_{i,j} - \overline{V}_i) \quad (2.6)$$

eşitliğiyle hesaplanabilir.

Reynolds ayrıştırması ile yapılan incelemelerde, global ortalama değerler, her vaka için 5'er set halinde toplanmış olan 1910 adet PIV anlık görüntüsü kullanılarak hesaplanmıştır. Örnek olarak, Denklem 2.6'daki korelasyon hesaplanırken, i ve j indisleri 1'den başlamak üzere sırasıyla, akış alanındaki vektör sayısı olan 4977'ye ve görüntülenen akış alanı sayısı olan 1910'a kadar değerler almaktadır.

2.2.2 Sabit Faz Ayrıştırması

Yukarıda da sözü edildiği gibi Reynolds ayrıştırması, hareketi yalnızca global ortalama ve salınımı ifade eden bileşenlere ayırmakta, hareketin zamana bağlı olup olmaması göz önüne alınmamaktadır. Bu durumda türbülans olarak adlandırılan bileşenin içerisine hareketin büyük ölçekli, düzenli salınımlarının da etkisi dahil olmaktadır. Akış alanının zamana göre global ortalaması alındığında ise hareketin pek çok niteliği yitirilmekte ve özellikle girdap salgılanması gibi neredeyse periyodik karakteri olan akışlarda iz bölgesinde mevcut dalgalanmayı görmek mümkün olmamaktadır.

Reynolds ve Hussain (1969) hareketi Reynolds Ayrıştırması'ndan farklı olarak 3 ayrı bileşene ayırmışlardır. Çalışmalarında, zayıf bir organize hareketin olduğu akışı ele almışlar ve hız alanını aşağıdaki şekilde ayırmışlardır.

$$\vec{U}(\vec{x}, t) = \overline{\vec{U}}(\vec{x}) + \tilde{\vec{U}}(\vec{x}, t) + \vec{U}'(\vec{x}, t) \quad (2.7)$$

Burada $\overline{\vec{U}}$ daha önce de olduğu gibi yalnızca uzaysal değişkene bağlı ortalama değeri, hem yer, hem de zaman değişkenine sahip olan $\tilde{\vec{U}}$ organize hareketin

istatistiki katkısını ve U' de rastgele hareketi, yani türbülansı göstermektedir. Zaman ortalaması ya da ortalama, Reynolds Ortalaması'nda olduğu biçimde alınmaktadır. Buna göre global ortalama değişkenini,

$$\bar{\bar{U}}(\bar{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \bar{U}(\bar{x}, t) dt \quad (2.8)$$

şeklinde ifade etmek mümkündür.

Faz ortalaması ise,

$$\langle U(\bar{x}, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N U(\bar{x}, t + jT) \quad (2.9)$$

olarak tarif edilmektedir. Eşitlikte yer alan T , dalganın periyodunu göstermektedir. Bu eşitlikte $\langle \rangle$ ile gösterilen faz ortalamasına, hem global ortalama, hem de salınan periyodik bileşenin katkısı vardır. Buna göre,

$$U(\bar{x}, t) = \langle U(\bar{x}, t) \rangle + U'(\bar{x}, t) \quad (2.10)$$

yazılması mümkündür. Faz ortalaması, belirli (sabit) bir fazdaki şartlı örneklerin ortalaması alınarak gerçekleştirilmektedir. Bu sayede akıştaki büyük ölçekli yapının hareketi ortaya konabildiği gibi, rastgele hareketin periyodik bileşene olan katkısı da ayrıştırılabilmektedir (**Cantwell ve Coles, 1983**). Faz ortalaması ayrıştırmasını, grup ortalaması (ensemble averaging) işleminin periyodik veri grubuna uygulanmış hali olarak düşünmek mümkündür (**Bendat ve Piersol, 1986**).

Faz ortalaması alınmış akış alanını yeniden oluşturmak için PIV sisteminden elde edilmiş olan anlık vektör alanlarının hangi fazda olduklarının belirlenmesi gerekir. Bir başka ifadeyle, bağımsız bir hız alanının hareketin hangi fazını temsil ettiği belirli değildir. Bu da ortalama alma işlemine, akış alanlarını tutarlı ve geniş ölçekli harekete uyumlu şekilde hareket eden bir sinyale göre düzenlendikten sonra geçilmesi gereksinimini doğurmaktadır. Genel olarak faz, PIV ile aynı anda çalışan harici bir ölçüm ile belirlenir. Bu ölçme cihazı, uygun bir noktaya yerleştirilmiş bir sıcak tel anemometresi (**Kim ve diğ., 2004**) ya da silindir üzerine yerleştirilmiş bir basınç algılayıcısı (**Braza ve diğ., 2004**) olabilmektedir. Harici bir ölçüm sisteminin

var olmadığı durumlarda, akış fazının ölçüm yapılan sistemle de belirlenmesi mümkündür. Bu yaklaşım ek bir ölçme sistemi gerektirmediğinden daha elverişlidir. PIV sisteminin görüntüleri kayıt etme hızı, akış alanındaki hareketin periyodunu ayrıştırabilme yeteneğine sahip ise faz belirleme işlemi uygun bir noktadaki hız (**Sung ve Yoo, 2001**) ya da sirkülasyon sinyali kullanılarak (**Lourenco ve diğ., 1997**) yapılabilir. Frekansın faz belirleme işlemine yetecek kadar yüksek olması durumunda sinyal direkt olarak kullanılabilir. Yeterli çözünürlüğün olmadığı durumlarda ise ek işlemlere ihtiyaç duyulmaktadır. Ancak her durumda, faz belirleyici olarak kullanılan sinyalin akıştaki hareketin frekansını çözümleyebilir olması gerekmektedir. “Nyquist frekans oranı” adı verilen teoriye göre (**Smith, 2003**), herhangi bir sinyal, frekansından iki kat ya da daha fazla yüksek bir frekans ile örneklenmediği durumda sinyaldeki bilginin nitel ve nicel olarak bir kısmı kaybolmaktadır. Buna bağlı olarak, bir ölçüm sırasında elde edilen tüm verilerdeki bilgiler, örnekleme yapılan frekansın yarısından daha fazla olamamaktadır. Nyquist oranı sağlandığı takdirde herhangi bir sinyalin gerçeğine uygun biçimde yeniden üretilmesi mümkündür (**Lourenco ve diğ., 1997**). “Whittaker sinyal yeniden üretme tekniği” eldeki zamana bağlı örnek değerlerinin her birinden yararlanarak, sinyalin istenilen her zaman anında, sürekli bir sinyal gibi, yeniden üretilmesine olanak tanıyan bir interpolasyon yöntemidir. Bir hız sinyalinin yeniden oluşturulması işlemi için bu interpolasyon

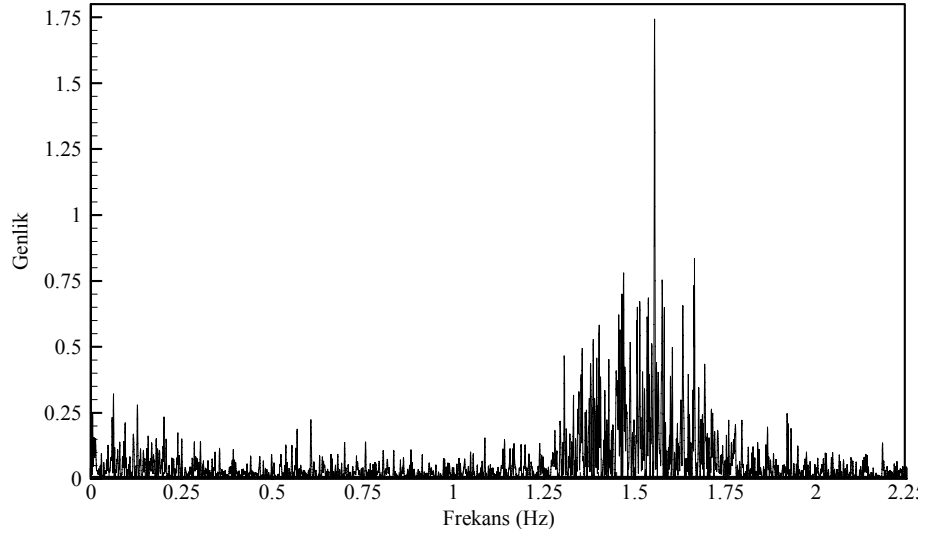
$$U^r(t) = \frac{\sin(\pi t / T)}{\pi / T} \sum_{k=0}^{N-1} U_k \frac{(-1)^k}{t - kT} \quad (2.11)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada U^r yeniden oluşturulan hız sinyalini, U_k eldeki verilerde var olan her zaman adımındaki hız değerini, t oluşturulan zaman adımın, k örneklerin indisini ve T sinyalin örnekleme periyodunu göstermektedir.

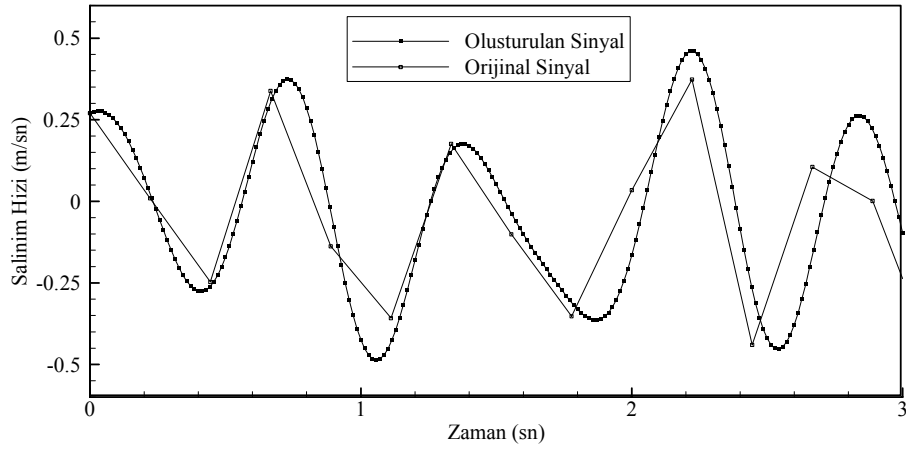
Söz konusu deneysel çalışmada sıcak tel anemometresi ya da basınç sinyali gibi çok yüksek frekanslı ve hassas yapıda ek bir sinyal elde edebilmek mümkün olmadığından dolayı, büyük ölçekli yapıdaki hareketi ayrıştırmak için PIV ölçümünden elde edilmiş olan hız sinyallerinden yararlanılmıştır. PIV’den elde edilmiş olan hız alanları 4.5 Hz frekans ile, başka bir ifadeyle 1/4.5 s düzenli ve çok hassas periyotlarla elde edilmişlerdir. Buna göre, $Re=41300$ ’de yalın silindir ve girdap yaratıcılı vakalarda büyük ölçekli yapının frekansı çözümlenebilmiştir. Tüm

akış alanlarında 2.25 Hz üzerindeki frekans bilgileri zorunlu olarak analiz işlemlerinin dışında kalmaktadır. Fazın belirlenmesinde referans olarak kullanılacak olan hız sinyalinin yerinin titizlikle seçilmesi gerekmektedir. Kayma tabakası civarında ya da silindire çok yakın olan girdap oluşma bölgesi içerisinde kalan bölgelerden gelecek olan sinyaller çok fazla düzensizlik içerdiklerinden organize hareketin karakterini tam olarak yansıtamamaktadırlar. Seçilen nokta kararlaştırılmadan önce, Matlab yazılımından faydalanılarak akış alanı içerisinde pek çok noktada FFT ile spektral analiz yapılmış, periyodik hareketi belirleyen tepe noktasının baskın, türbülans ve diğer düzensizliklerden oluşan gürültünün nispeten düşük olduğu bir noktanın belirlenmesine çalışılmıştır. Şekil 2.10'da, X ve Y akış alanındaki uzaysal koordinatları ve D silindir çapını temsil etmek üzere, $X/D=1.49$ ve $Y/D=0.33$ noktasındaki hız sinyalinin salınım spektrumu mevcuttur. Grafikte rastgele hareketin tüm frekans aralığında mevcut olduğu, organize hareketi göstermekte olan güçlü tepe noktalarının ise geniş bir frekans aralığına yayıldıkları görülmektedir. Bu durum içinde bulunulan akış rejimi olan kritik-altı rejim için oldukça normaldir. Zira $Re > 10^4$ olan bölgede organize hareketteki kalite bozulmakta ve saçılan girdaplar arasında farklar meydana gelmektedir (**Zdravkovich, 1997; Norberg, 2003; Gerrard, 1966b**). Grafikte 1.554 Hz değerinde güçlü bir tepe noktası olduğu görülmektedir. Organize hareketin asıl frekansını temsil eden bu frekans değeri söz konusu akış rejiminde literatür ile uyum içerisinde (Norberg, 2003). Benzer spektrum grafikleri akış alanındaki diğer uygun noktalardan da elde edilmiş ve referans sinyali $X/D=1.49$ ve $Y/D=0.33$ noktasında akış yönündeki hızı temsil etmek üzere tayin edilmiştir.

Referans sinyalinin yukarıdaki paragrafta anlatıldığı biçimde yeniden oluşturulması ile organize hareketin fazları belirlenebilir hale gelmiştir. Şekil 2.11'de $X/D=1.49$ ve $Y/D=0.33$ noktasındaki akış yönündeki hız salınımı sinyali ve interpolasyon ile yeniden oluşturulan sinyal görülmektedir. Örnekleme frekansı yeterince düşük olduğu için oluşturulan sinyale düşük geçiren bir filtre uygulamaya gerek görülmemiştir. Yeniden oluşturulan sinyalin her tepe noktasına 0'ıncı faz ataması yapılarak faz kayması probleminin de önüne geçilmiştir.



Şekil 2.10 : VG0000 Referans Sinyali Spektrumu



Şekil 2.11 : VG0000 Orijinal ve Yeniden Oluşturulan Referans Sinyalleri

Belirlenen fazlarda akış alanı PIV sisteminden elde edilen görüntülerde mevcut değildir. Fazlara denk düşen akış alanlarının eldesini iki şekilde gerçekleştirmek mümkündür. Bunlardan ilkinde belirlenen faz, referans sinyali üzerinde tek bir nokta değil, bir aralık gibi alınarak bu aralık içine düşen akış alanlarının ortalaması alınmaktadır. Bu çalışmada ise referans sinyalinde kullanılan ve daha güçlü bir yöntem olan “Whittaker sinyal yeniden oluşturma” tekniği kullanılmıştır. Bu teknik, akış alanında örnekleme frekansının yarısından daha alçak frekanstaki zaman ölçeklerini tam doğru şekilde yeniden oluşturmaktadır (**Lourenco ve diğ., 1997**).

Faz ortalaması alınmış akış alanlarının oluşturulabilmesi için, her deney seti için, referans sinyalleri belirlenmiştir. Sinyaller yukarıda anlatıldığı şekilde yeniden oluşturulmuş ve bir girdap salgılanma süreci 16 adet faz açısına bölünerek faz zamanları hesaplanmıştır. Her setteki her akış alanı, faz zamanlarında, yazılan

Fortran kodu vasıtasıyla yeniden oluşturularak, toplam 1910 adet akış alanı bir vakanın faz ortalaması işlemine dahil edilmiştir. Faz ortalaması hesabından elde edilen sonuçlar pek çok bileşen ve faz sayısı içerdiğinden, karşılaştırma yapılabilmesi amacıyla yalnızca VG0000 ve VG1670 vakalarına yer verilmesi yeterli görülmüştür.

2.2.3 POD

POD, türbülanslı bir akış alanında, organize ve rastgele biçimde salınan kısmın, enerji düzeylerine göre etkin biçimde ayrıştırılmasını sağlayan güçlü bir tekniktir. Türbülanslı akış alanındaki geçmişinin uzun yıllara dayanıyor olmasının yanında son yıllarda dijital görüntüleme tekniklerinin gelişmesi ile birlikte önemi daha da artmakta ve kullanımına sıkça rastlanmaktadır (**Patte-Rouland ve diğ., 2001; Ben Chiekh ve diğ., 2004; Oudheusden ve diğ., 2005**). POD, dayandığı matematiksel temeller ile türbülanslı akış alanı ayrıştırılmasının yanı sıra, görüntü işleme, sinyal analizi, veri sıkıştırma, oşinografi gibi pek çok farklı disiplinde kendine yer bulmuş bir tekniktir. Yöntemin tarihçesi, derin analizi ve türbülanslı akış için çeşitli uygulama örnekleri **Berkooz ve diğ. (1993)**'te bulunabilir. Takip eden satırlarda yöntemin yalnızca esas uygulama basamaklarına yer verilmektedir.

Daimi olmayan bir akış hareketinin, ortalama ve salınan bileşenlerine,

$$\bar{U}(\bar{x}, t) = \bar{U}(\bar{x}) + \bar{U}^*(\bar{x}, t) \quad (2.12)$$

şeklinde ayrıştırılması mümkündür. Bu denklemde Reynolds ayrıştırmasına olan benzerlik dikkat çekmektedir. Ancak POD yönteminin farkı salınan kısım olan $\bar{U}^*(\bar{x}, t)$ 'yi de bağımsız gözlem sayısı kadar modlara ayrıştırmasıdır. Burada bağımsız gözlem ile DPIV gibi bir görüntüleme sisteminden elde edilen anlık akış alanlarının sayısı kastedilmektedir. POD yaklaşımına göre akış alanının,

$$\bar{U}(\bar{x}, t) = \bar{U}(\bar{x}) + \sum_{n=1}^N a_n(t) \cdot \bar{\phi}_n(\bar{x}) \quad (2.13)$$

şeklinde bir ifadesi bulunmaya çalışılmaktadır (**Sirovich, 1987a**). Burada $\bar{\phi}_n$ her n değerindeki POD modunu ve a_n bu moda ait ağırlık katsayısını ve N gözlenen akış alanları sayısını göstermektedir. Denklem 2.13'teki ayrıştırma yalnızca tek bir akış

alanı için geçerli olmakta, zira ağırlık katsayıları zamana göre değişmektedir. POD modlarının eldesi için hesaplara başlamadan önce ortalama değer in asıl değerden çıkarılması gerekmektedir. Böylece ortalama değer,

$$\bar{U}(\bar{x}) = a_0(t) \cdot \bar{\phi}_0(\bar{x}) \quad (2.14)$$

şeklinde düşünülebilir. Burada $a_0(t)=1$ ve $\bar{\phi}_0(\bar{x}) = \bar{U}(\bar{x})$ 'dir. POD modlarını ifade etmekte olan $\bar{\phi}_n(\bar{x})$ değerleri, iki noktalı korelasyon matrisinin özfonksiyonlarıdır. Akış alanının iki noktalı korelasyon matrisi ise,

$$C_{ij} = \frac{1}{N} \left(\bar{U}^*(\bar{x}_i, t) \cdot \bar{U}^*(\bar{x}_j, t) \right) \quad (2.15)$$

biçiminde tanımlanır. Bir başka ifadeyle korelasyon matrisi, akış alanındaki salınan hız değerlerinden oluşan matrisin kendi transpozesi ile çarpımının akış alanı sayısına bölümüne eşittir. Özfonksiyonların hesabı için Denklem 2.15'teki korelasyon matrisinin özdeğerleri hesaplanmalıdır. Özvektörler,

$$C_{ij} \cdot \bar{\phi}_n = \lambda_n \cdot \bar{\phi}_n \quad (2.16)$$

eşitliğinden yararlanılarak hesap edildikten sonra akış alanındaki hızları temsil eden matris $(\bar{U}^*(\bar{x}, t))$ ile çarpıldığında, gözlenen her bir akış anı için bir adet özfonksiyon elde edilir. Özfonksiyonlar akış alanındaki her bir nokta (79x63) için bilgi içermektedir. Denklem 2.13'teki a_n katsayıları POD modlarının anlık hız alanlarına projeksiyonu ile elde edilmektedirler. Buna göre,

$$a_n(t) = \vec{C} \cdot \bar{\phi}_n(\bar{x}) \quad (2.17)$$

şeklindeki çarpım ile hesaplanabilmektedir. Böylece her t anı için gözlem sayısı kadar katsayı ve POD modu elde edilmektedir. Korelasyon matrisinin özdeğerleri, her POD modunun salınım enerjisine olan katkısını göstermektedir. Her modun temsil ettiği salınım enerjisinin toplam salınım enerjisine oranı,

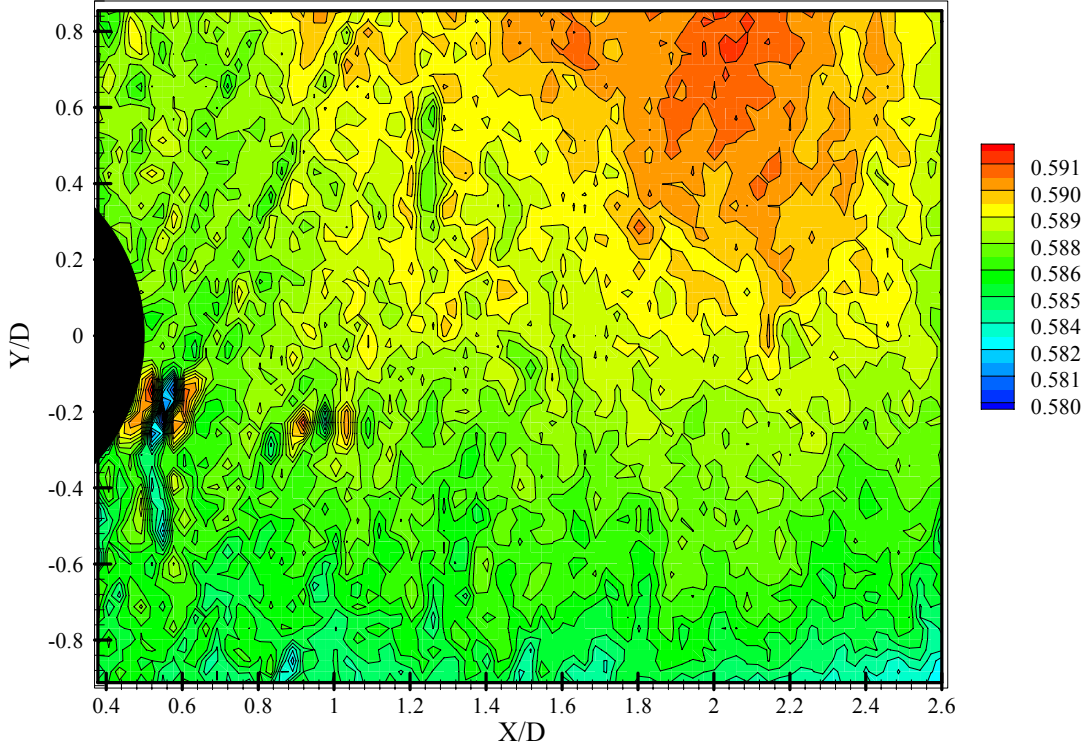
$$\% \text{Enerji} = \lambda_n / \sum \lambda_n \quad (2.18)$$

şeklinde özdeğerlerden yararlanılarak hesaplanabilmektedir. POD analizinin içerdiği matematiksel temellere ilişkin detaylı bilgi **Sirovich (1987a)**, **Sirovich (1987b)**, **Sirovich (1987c)**' de bulunabilir.

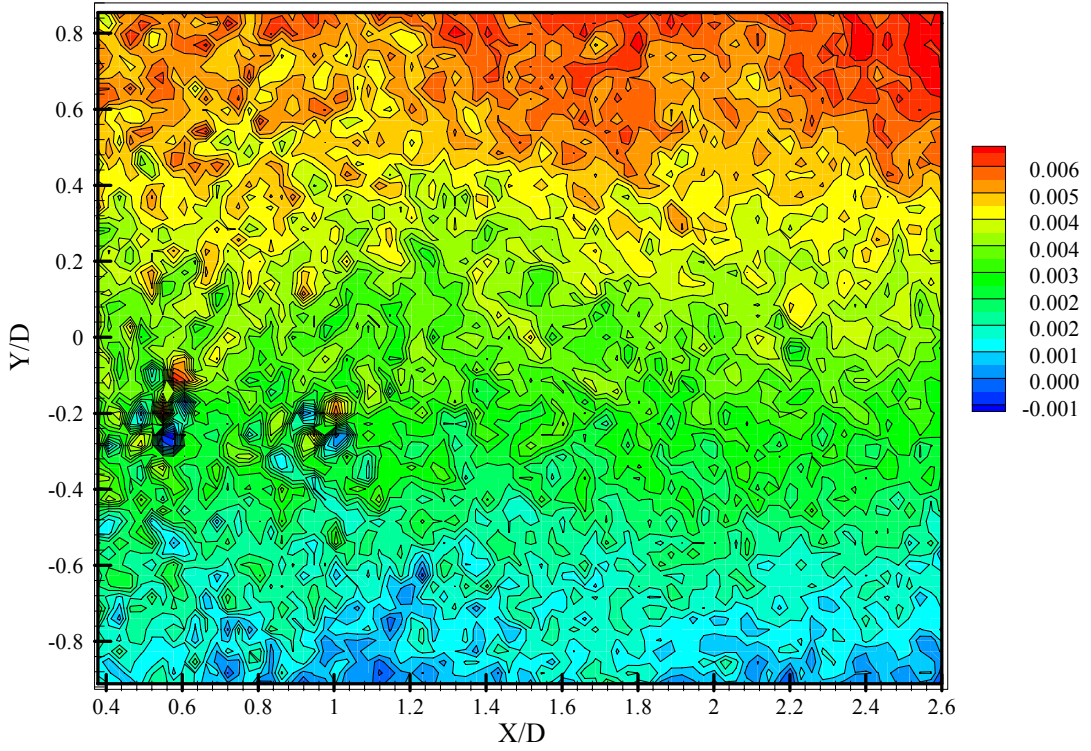
Bu çalışmada her vaka için 5'er set halinde alınmış 1910 adet akış alanının her birine Matlab yazılımında geliştirilen bir kod vasıtasıyla POD ayrıştırması uygulanmıştır. Söz konusu analiz ile ilgili Bölüm 0'de verilmiş olan grafik ve değerler, her vaka için tüm akış alanlarının ortalamalarının alınması ile elde edilmişlerdir.

2.3 Başlangıç Ölçümleri

Tünelin ölçüm yapılan düzlemdeki akış özelliklerini inceleyebilmek amacıyla boş tünel için 2 ayrı set halinde, 382'şer adet hız alanı görüntülenerek analiz edilmiştir. Tünelin tüm deneysel çalışmada kullanılan hızı, \bar{U} hızlarının ölçüm yapılan düzlem üzerindeki uzaysal ortalaması alındığında 0.588 m/s değerini vermektedir. Şekil 2.12'de global ortalama \bar{U} hızı konturları yer almaktadır. Şekilde silindir, sadece görsel referans oluşturması amacıyla konmuştur. Değerler ölçüm düzlemi üzerinde ortalama hızdan %0.7-%1.4 oranlarında sapmalar göstermektedirler. Silindir merkezine göre $X/D = 2$ $Y/D = 0.6$ noktası etrafında geniş bir bölgede akımın %0.5 civarında daha hızlı olduğu gözlenmektedir. Silindirin normalde yer aldığı bölgenin hemen önünde, ($X/D=0.5$; $Y/D=-0.2$) ani değişim gösteren bir hız gradyanı göze çarpmaktadır. Tam bu bölgede akım 0.2 D mesafe içinde en yüksek değerinden en düşük değeri arasında inişli-çıkışlı bir grafik çizmektedir. Şekil 2.13'te görülen \bar{V} konturları ölçüm düzleminde zayıf da olsa bir çapraz akım olduğunu göstermektedir. Düzlemin negatif Y/D ucundan başlayarak artış gösteren \bar{V} hızları U_∞ hızının %1'ine kadar yükselmektedir. Düzlemin ortalarında %0.05 civarında seyreden \bar{V} hızları dağılımında yine silindirin hemen önünde kısa mesafede bir dalga hareketi sergilemektedir. Grafiklerden, beklendiği gibi, tünelin çok düzgün bir yapıda olmasa da dizayn hızına göre çok düşük bir hızda çalıştırılmasına karşın genel anlamda düzenli sayılabilecek bir akış karakteri sergilediğini söylemek mümkündür.

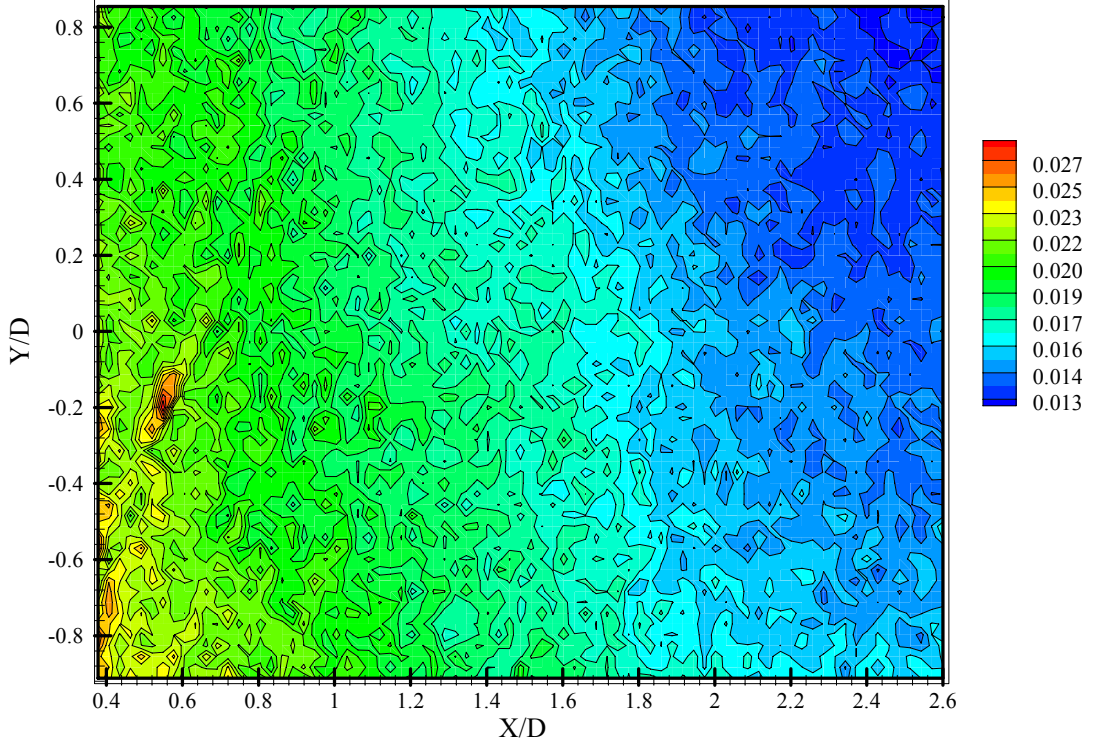


Şekil 2.12 : Boş Tüneldeki \bar{U} Hızı Konturları (m/s)



Şekil 2.13 : Boş Tüneldeki \bar{V} Hızı Konturları (m/s)

Boyuna türbülans şiddeti TI_x , Şekil 2.14'te görüldüğü gibi, ölçüm düzleminin büyük bir bölümünde ortalama hızın %2'si civarında seyretmekte $X/D > 2$ civarında %3'e yaklaşmaktadır. Ölçüm düzlemi üzerindeki ortalama değer $TI_x = 1.73\%$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 2.14 : Boş Tüneldeki TI_x Konturları

İki parametre, dolgun cisimler etrafındaki akışı büyük oranda etkilemektedir. Bunlardan biri türbülans şiddeti, diğeri ise yatay integral boy ölçeğidir (Basu, 1986). Tanım olarak integral boy ölçeği (integral length scale) akış alanındaki iki noktadaki salınan hızlar arasındaki korelasyon mesafesini ifade etmektedir. Bu mesafe ise türbülansın geniş girdap (large eddy) yapısını karakterize etmektedir. Yani enerji taşıyan girdaplardan bahsedildiğinde integral ölçekteki bir uzunluktan söz edilmektedir (Bradshaw, 1971). Buna göre, r_1 , x yönündeki mesafeyi temsil etmek üzere, boyuna korelasyon fonksiyonunu,

$$R_{11} = \frac{\overline{U^*(x)U^*(x+r_1)}}{\overline{U^*(x)U^*(x)}} \quad (2.19)$$

biçiminde tarif etmek mümkündür (Wilcox, 1998; Bradshaw, 1971). Böylece, integral ölçek,

$$\int_0^{\infty} R_{11} dr_1 \quad (2.20)$$

biçiminde hesaplanabilir. Elbette, uzaysal örneklerin sonlu sayıda olmalarından ötürü, akış alanında X yönündeki ilk noktalar için yatay ekseninde bulunan 79 adet noktaya göre integral işlemi, sonlu sayıda toplama dönüşmektedir. Yukarıda anlatılan işlemler için ölçüm düzleminin en solunda sabit kesit ($X/D=0.378$) üzerinde bulunan 63 adet noktanın her biri için korelasyon fonksiyonunu hesaplayan bir Fortran kodu yazılmış, Matlab yazılımı aracılığı ile fonksiyonlar çizilmiş ve en küçük kareler filtresi kullanılarak eğriler pürüzsüzleştirilmiştir. Pürüzsüzleştirilen fonksiyonların trapez metodu ile integrali hesaplanarak, ölçüm düzleminin en solunda bulunan 63 adet noktanın ortalama integral boy ölçüğü olarak 0.016 m uzunluk elde edilmiştir. Bu değer silindir çapına göre 0.22D uzunluğa karşılık gelmektedir.

2.4 Belirsizlik Analizi

Ölçümlenen bir akış parametresinde yer alan hata, ölçülen parametrenin gerçek değeri ile ölçülen değeri arasındaki fark olarak tanımlanabilir. Söz konusu parametrenin gerçek değeri bilinmediğinden, ölçülen değerdeki hatanın büyüklüğünü tespit etmek bir hayli zordur. Türbülanslı bir akışta, ölçülen bir parametre değerinde oluşması beklenen hatanın bileşenleri; deney düzeneğinden kaynaklanan hatalar (ölçüm cihazının yerinin yanlış tayin edilmesi gibi), ölçüm tekniğinin kısıtlarından kaynaklanan hatalar (ölçüm cihazının ölçüm alma frekansı, maksimum ölçüm sayısı gibi), rastgele bir sinyalin ölçülmesinden kaynaklanan istatistikî hatalar ve ek parametrelerin hesaplanmasında kullanılan metotlardan kaynaklanabilecek hatalar olarak düşünülebilir (**Garcia ve diğ., 2006**).

Literatürde deneysel çalışmalardaki belirsizliğin saptanması üzerine yapılmış çalışmaların bir çoğu (**Kline, 1985; Moffat, 1988**) bir ölçüm cihazı ile ölçümlerin tekrarlanmasının veya bir deneyin tekrarlanmasının normal dağılışa sahip olan ve tekrarlar arasında korelasyon bulunmayan bir “şans denemesi” (random trial) olduğu kabulü yapmaktadır. **George (1978)**'de birbiriyle korelasyonu bulunan zaman serilerinin istatistikî bilgilerinin eldesi için temel belirsizlik analizi prensipleri bulunmaktadır. **Benedict ve Gould (1996)** ise herhangi bir dağılışa sahip olan tekrarlı şans denemelerinin ortalama, varyans gibi temel istatistikî özellikleri ve daha

yüksek dereceli momentleri için belirsizlik analizine değinmektedir. Bu çalışmadaki belirsizlik analizi **Benedict ve Gould (1996)**'da verilen temellere göre yapılmıştır. Buna göre, $U = \bar{U} + U^*$ şeklinde ayrıştırılan türbülanslı bir hız alanı için elde edilmek istenebilecek temel istatistiki bilgilerin tahmin edici (estimator) varyansları Tablo 2.1'de görölmektedir.

Tablo 2.1 : Tahmin Edici Varyansları

İstatistik	Varyans
\bar{U}	$\overline{U^{*2}} / N$
$\overline{U^*V^*}$	$\left[\overline{U^{*2}V^{*2}} - (\overline{U^*V^*})^2 \right] / N$
$\overline{U^{*2}}$	$\left[\overline{U^{*4}} - (\overline{U^{*2}})^2 \right] / N$
$\sqrt{\overline{U^{*2}}}$	$\frac{\left[\overline{U^{*4}} - (\overline{U^{*2}})^2 \right]}{4\overline{U^{*2}}} \frac{1}{N}$

Tablo 2.1'de verilen varyans formülleri göze alındığında, örneğin, U'nun merkez etrafındaki 2. derece momenti için %95'lik güven aralığı;

$$\overline{U^{*2}} \mp 1.96 \left[\left(\overline{U^{*4}} - (\overline{U^{*2}})^2 \right) / N \right]^{1/2} \quad (2.21)$$

şeklinde kurulabilir. Burada N örnek sayısıdır. Bu çalışmada Reynolds ayrıştırması ile elde edilen istatistikler için örnek sayısı 1910'dur. Faz ortalaması için ise, söz konusu 1910 örnek içerisinde, örneğin VG0000 vakasında 650 periyotluk bilgi olduğu için örnek sayısı 650 olarak alınmıştır. Deney verilerinden hesaplanan tüm istatistikler için %95 güven aralığına göre belirsizlik değerleri yüzde olarak Tablo

2.2’de verilmiştir. Söz konusu belirsizlik değerleri, bir Fortran kodu vasıtası ile akış alanında ölçüm yapılan her nokta için ayrı ayrı hesaplanmıştır ve Tablo 2.2’de akış alanındaki ortalama değerlere yer verilmiştir. Faz ortalaması ile ilgili istatistik değerlerinin belirsizlikleri her faz için ayrı ayrı hesaplanmıştır ve elde edilen maksimum belirsizlik değerleri sunulmuştur.

Tablo 2.2 : %95 Güven Aralığı ile Elde Edilen İstatistikler için Belirsizlik Değerleri

	VG0000	VG1650	VG1670
\bar{U}	0.18	0.14	0.11
\bar{V}	4.20	2.76	1.78
$\overline{U^{*2}}$	4.65	4.84	4.17
$\overline{V^{*2}}$	3.70	4.80	5.66
$\overline{U^*V^*}$	5.96	6.82	7.47

Yukarıda bahsi geçen istatistiki belirsizlik dışında, deney verileri içinde bulunması muhtemel diğer bir hata ise PIV ölçüm sisteminden kaynaklanan ölçüm hatalarıdır. Özellikle iki boyutlu anlık hız alanlarının elde edilmesinde sıcak tel anemometresi ve LDV’ye göre avantajlı olan PIV sistemlerinin ölçüm hataları farklı faktörlerden kaynaklanmaktadır. PIV sistemlerindeki ölçüm hatası, koşulları ile parçacık yer değiştirmesinin saptanmasında kullanılan algoritmaların bir fonksiyonu olarak düşünülebilir (**Huang ve diğ., 1997**). Bu kompleks ölçüm sisteminde oluşabilecek ölçüm hataları literatürde genellikle parça parça ele alınmaktadır. Örneğin **Keane ve Adrian (1990)** elde edilen hız vektörlerinden korelasyonu düşük olanların elenmesi üzerine çalışmışlardır. Söz konusu zayıf korelasyonlu hız vektörlerinin, uygun olmayan bir tohumlama, akıştaki üç boyutluluk ya da yüksek hız gradyanları gibi bir çok nedenden ötürü oluşmaları mümkün olabilmektedir.

Bir diğer konu ise, zayıf korelasyonlu hız vektörleri elendikten sonra elde edilen geçerli hız vektörlerinin doğruluğudur. Literatürde geçerli hız vektörlerindeki hatanın saptanması ve minimize edilmesi üzerine birçok çalışma bulunmaktadır (**Lourenco ve Krothapalli, 1995**). Tipik olarak PIV ölçümlerinde uzaysal çözünürlükteki hata ise 0.1 piksel civarındadır (**Huang ve diğ., 1997**). Söz konusu hataların azaltılabilmesi için, elde edilen resimlerin işlenerek hız alanlarına dönüştürülmesi sürecinde çeşitli yöntemlerle iyileştirme çalışmaları bulunmaktadır (**Westerweel ve diğ., 1997; Nogueira ve diğ., 1997**). Söz konusu yöntemlerin “FlowManager” yazılımı içerisinde uygulanması mümkün olup, bu çalışmada kullanılanlarına Bölüm 2.1.5’de kısaca değinilmiştir

2.5 Sonuç ve Yorumlar

2.5.1 Reynolds Ayrıştırması Analizi

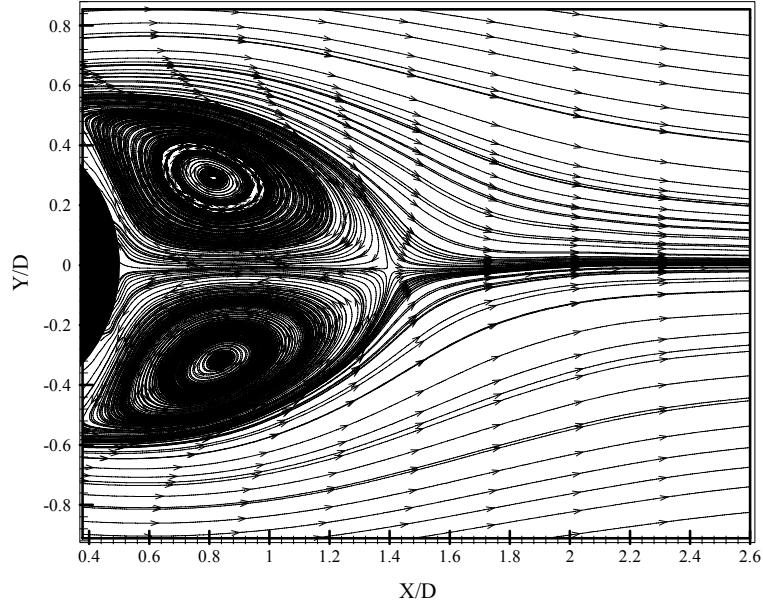
Bu bölümde, üzerinde girdap yaratıcı bulunmayan yalın silindir ve girdap yaratıcılı vakaların Bölüm 2.2.1’de bahsedilmiş olan analizleri gerçekleştirilmiştir. Literatür çok zengin kaynaklar ile dolu olduğundan dolayı, yalın silindir için yapılmış olan deneyler ayrı bir alt başlık altında toplanarak gerçekleştirilen deneysel çalışmanın literatür ile uyumu incelenmiştir.

2.5.1.1 Yalın Silindir

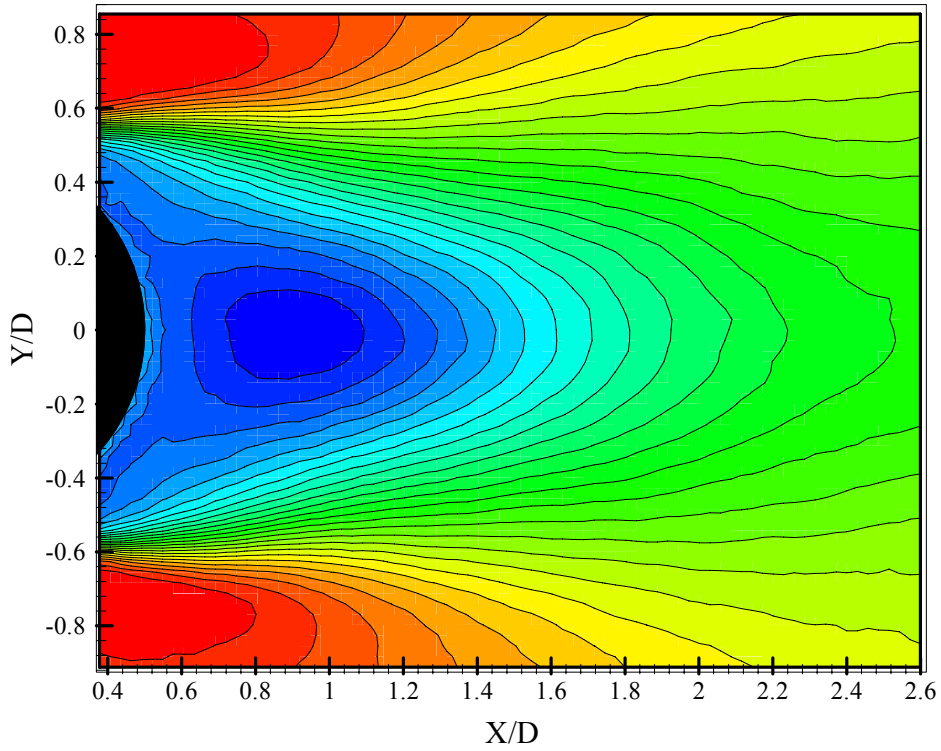
Bu bölümde VG0000’ın akış topolojisi ‘Reynolds Ayrıştırması’na göre incelenmiştir. Global ortalama hız bileşenleri, hareketin zamana göre genel ortalaması alınarak elde edilmiştir. Şekil 2.15’te çıplak silindirin (VG0000) akım hatları görülmektedir.

Şekil 2.15, Şekil 2.16 ve Şekil 2.17’de, VG0000’a ait PIV görüntüleri ve müteakip çapraz korelasyon analizinden elde edilmiş olan, sırasıyla, global ortalama akım hatları, \bar{U}/U_∞ ve \bar{V}/U_∞ konturları görülmektedir. Şekillerden de anlaşılacağı gibi Reynolds ayrıştırma tekniği ile gerçek harekette var olan periyodik bileşen tamamen sönümlenmiş ve geriye yalnızca merkez yatay eksene göre simetrik iki girdaptan oluşan iz bölgesi kalmıştır. Ortalama alma işlemi sırasında hareketin periyodik bileşeninde bulunan pozitif ve negatif değerler birbirlerini yok etmişlerdir. Şekil 2.15’teki belki de en önemli özellik Bölüm 1’de bahsi geçen TRSL3 rejimine ait kısa ve kalın ‘dolaşım’ (recirculation) bölgesidir. Yine Şekil 2.16’dan negatif \bar{U}/U_∞ değerlerine sahip olan bölge silindirin gerisinde açıkça gözlenebilmektedir. Akımın, ilk durma noktasından sonra hızlanarak maksimum 1.3 değerine ulaştığı gözlenmiştir. Maksimum hıza ulaşılan nokta merkez yatay eksene göre simetrik olup, $Y/D = \pm 0.7$ olarak belirlenebilir. Periyodik hareketin varlığına işaret eden bir gösterge \bar{V}/U_∞ konturlarında mevcuttur (Şekil 2.17). Hız bileşenlerinin aynasimetrik yapısı periyodik olarak silindir gövdesinin üst ve alt kısmından iz bölgesine saçılan girdaplar nedeniyle meydana gelmiştir. Merkez eksene göre tam simetrisinin eldesi, geometrinin simetrik olması ve ortalama işleminde yeterli miktarda örnekten yararlanılması ile gerçekleşmiştir. Y yönündeki global ortalama hızların mutlak

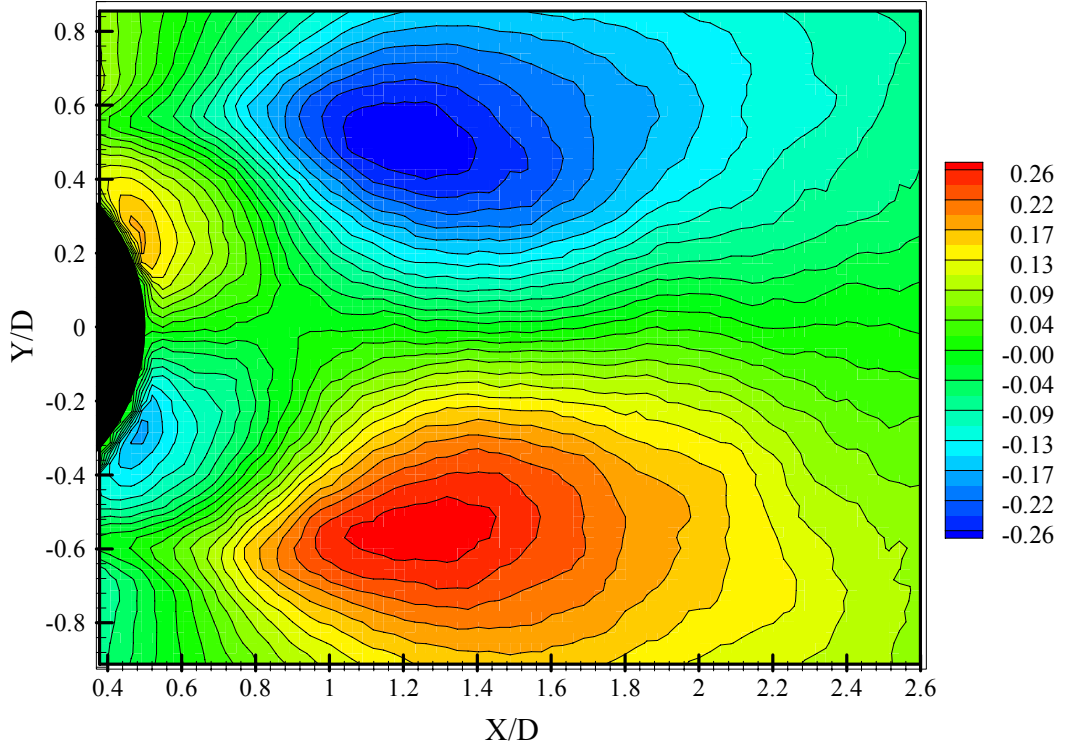
maksimum değerleri akış alanındaki en büyük eğimin olduğu noktayı belirleyicidir. Maksimum değerin meydana geldiği noktalar kabaca $X/D=1.2$ ve $Y/D= \pm 0.5$ olarak gözlenebilir. Simetrik iki girdaptan oluşan akış alanı yapısı pek çok zamana bağlı ya da daimi hesaplamalı çalışmada da benzer şekilde gözlenmiştir (**Persillon ve Braza, 1998**).



Şekil 2.15 : VG0000 Vakası Global Ortalama Akım Hatları

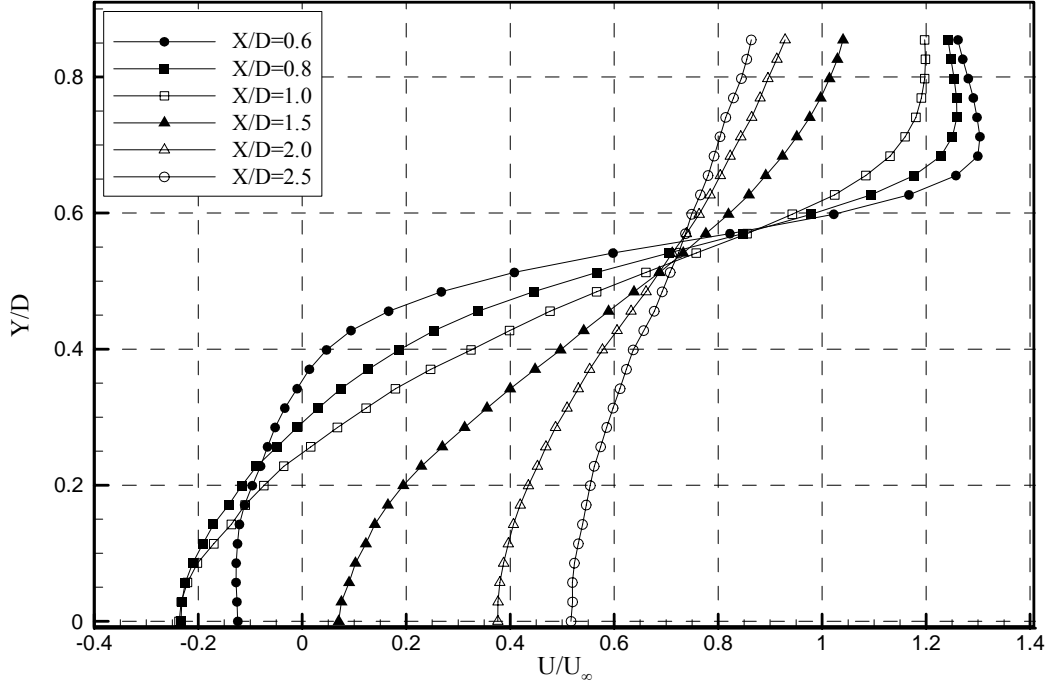


Şekil 2.16 : VG0000 Vakası \bar{U}/U_{∞} Konturları



Şekil 2.17 : VG0000 Vakası \bar{V}/U_{∞} Konturları

Şekil 2.18’de $X/D=0.6, 0.8, 1.0, 1.5, 2.0$ ve 2.5 kesitlerindeki boyuna akış yönünde hız profilleri karşılaştırmalı olarak görülmektedir. $X/D=0.6$ ’dan $X/D=2.5$ aralığında sabit kesitler üzerinde minimum ve maksimum hızlar arasındaki farkın giderek azalması girdap oluşum bölgesindeki yüksek hız gradyanının yerini daha yumuşak değişimlere bıraktığını göstermektedir. $X/D=2.0$ ve 2.5 ’teki profiller normal dağılımı çağrıştırmaktadır. Girdap oluşum bölgesinde özellikle kayma tabakasında girdapların salgılandığı aralıkta (yaklaşık olarak $0.4 \leq Y/D \leq 0.5$) meydana gelen çok yüksek hız gradyanı, yüksek uzaysal çözünürlüklü örnekleme rağmen ölçüm noktaları arasındaki mesafeyi arttırmıştır. Hız profillerinin çabuk toparlanması, akış yönünde kuvvetli bir ivmeye ve oluşum bölgesinde çok güçlü karışım işlemine ve dolayısıyla enerji kaybına işaret etmektedir (Cantwell ve Coles, 1983).



Şekil 2.18 : VG0000 Vakası Çeşitli Kesitlerde \bar{U}/U_∞ Profilleri

Şekil 2.19'da, yapılan PIV ölçümlerinin yatay simetri eksenindeki değerlerinin kritik bazı eğrileri görülmektedir. Silindir geometrisinin yatay simetri eksenindeki değer ve boy ölçekleri bu geometrinin Reynolds sayısına göre akış karakteristiklerinin belirlenmesinde önemli bir unsurdur. Zira bu eksen üzerindeki ölçümler pek çok özellikler bakımından önemli ipuçları taşımaktadırlar. Bunlardan en çok bilinenleri iz kapanma boyu (l_c) ve girdap oluşma boyudur (l_f). Aslında her ikisi birbirlerine çok yakın değerler almakta ve hatta bazı kaynaklarda her ikisi de girdap oluşma boyu olarak adlandırılmaktadırlar (Norberg, 1998). Bunlardan iz kapanma boyunun net ve kesin bir tanımı mevcuttur. Merkez yatay eksen üzerinde \bar{U} hızlarının negatif değerden pozitif değere geçtiği noktanın silindir merkezine uzaklığı iz kapanma boyu olarak tanımlanır. Pek çok araştırmacı tarafından (Bloor ve Gerrard, 1966; Anagnostopoulos, 1997; Norberg, 1998) merkez yatay eksen boyunca akış yönündeki RMS hızların tepe yaptığı nokta girdap oluşma boyu olarak adlandırılrsa da aslında girdap oluşma boyunun literatürde genel kabul görmüş pek çok tanımı bulunmaktadır. Girdap oluşma boyu silindir üzerine gelen yükler ve bu yüklerin salınımı ile orantılı olan Strouhal Sayısı ile doğrudan ilintili olduğundan ve günümüze kadar hem hesaplamalı simülasyonlarda hem de deneysel çalışmalarda en çok üzerinde durulmuş olan boy ölçüğü olmasından ötürü bu kavramı biraz daha açmakta yarar vardır. Roshko (1954) yatay merkez eksenindeki minimum ortalama

basınç noktasının girdap oluşma boyunu temsil ettiğini söylemektedir. **Bloor (1964)** silindir iz bölgesinde türbülansa geçişi konu alan çalışmasında girdap oluşma boyunu, irrotasyonel akışın iz eksenini kestiği ve burada tipik girdap caddesi salınımını oluşturduğu silindire en yakın nokta olarak tarifler. Yani **Bloor (1964)**'e göre bu nokta kayma tabakasının dışında kalan bölgeden karşı taraftaki kayma tabakasının etkisi ile içeriye doğru çekilen akışkan zerresinin yatay merkez eksenini ilk kestiği noktadır. **Bloor ve Gerrard (1966)** kritik altı akış rejiminde silindir gerisindeki girdap şiddetlerini ölçtükleri çalışmalarında, girdap oluşma boyu ve tarifine geniş yer ayırarak iz ekseninde akış yönündeki RMS hızların maksimum olduğu noktayı girdap oluşma boyu olarak almışlardır. Aynı çalışmada girdap oluşma bölgesi sonunun girdapların en güçlü oldukları nokta olabileceğinin de altını çizmişlerdir. Bu görüşleri uzun yıllar sonra deneysel olarak **Green ve Gerrard (1993)** ve hesaplamalı olarak **Anagnostopoulos (1997)** tarafından doğrulanmıştır. Ancak sözü geçen son iki çalışmanın da düşük Reynolds sayıları için yapıldığını belirtmekte fayda vardır. Girdap oluşma boyu ile ilgili kapsamlı derlemelerden biri ise **Noca ve diğ. (1998)**'in pek çok girdap oluşum boyu tarifine göre DPIV ile yaptıkları ölçümleri topladıkları çalışmadır. **Noca ve diğ. (1998)**, girdap oluşma bölgesini, iz kapanma bölgesi ve bu bölgenin önü ve arkası olmak üzere üç alt bölgeye ayırarak farklı tariflerden gelen verilerin bu bölgeler içinde kaldığını belirtmişlerdir. Çalışmalarında $Re < 1000$ için farklı tariflere göre de olsa yapılmış olan diğer çalışmalarla büyük bir uyum gözlenmiştir. Bunun muhtemel sebebi $Re < 1000$ civarında kayma tabakasının laminar olmasıdır (**Zdravkovich, 1990**). Bu durumda kayma tabakası küçük etkilere karşı daha kararlı ve stabil davranacağından bu Reynolds sayılarında söz konusu uyumun sergilenmesi normal görünmektedir. $Re > 1000$ için, **Noca ve diğ. (1998)**'de büyük farklılıklar göze çarpmaktadır. Girdap oluşma boyunun kesin tarifinde hala çelişkiler bulunsa da, genel olarak merkez yatay ekseninde akış yönündeki maksimum RMS hızların, iz kapanma boyuna çok yakın bir yerde meydana geldiğini, maksimum çapraz akış yönündeki RMS hızların iz kapanma boyunun gerisinde oluştuğunu söylemek mümkündür (**Noca ve diğ., 1998**). Ayrıca girdaplar iz kapanma boyu ve maksimum akış yönündeki hız salınımı civarında merkez yatay eksene en yakın konumdadırlar (**Schaefer ve Eskinazi, 1959; Anagnostopoulos, 1997**). Yine bu nokta civarında da girdapların şiddeti maksimum değerine ulaşmakta ve ardından kayma tabakasından koparak iz bölgesinde akış yönünde ilerlemektedirler. İz ekseninde maksimum hız salınımının

oluşması ise girdapların şiddeti ve iz ekseninden uzaklıklarının bileşke etkisini göstermektedir (**Bloor ve Gerrard, 1966**).

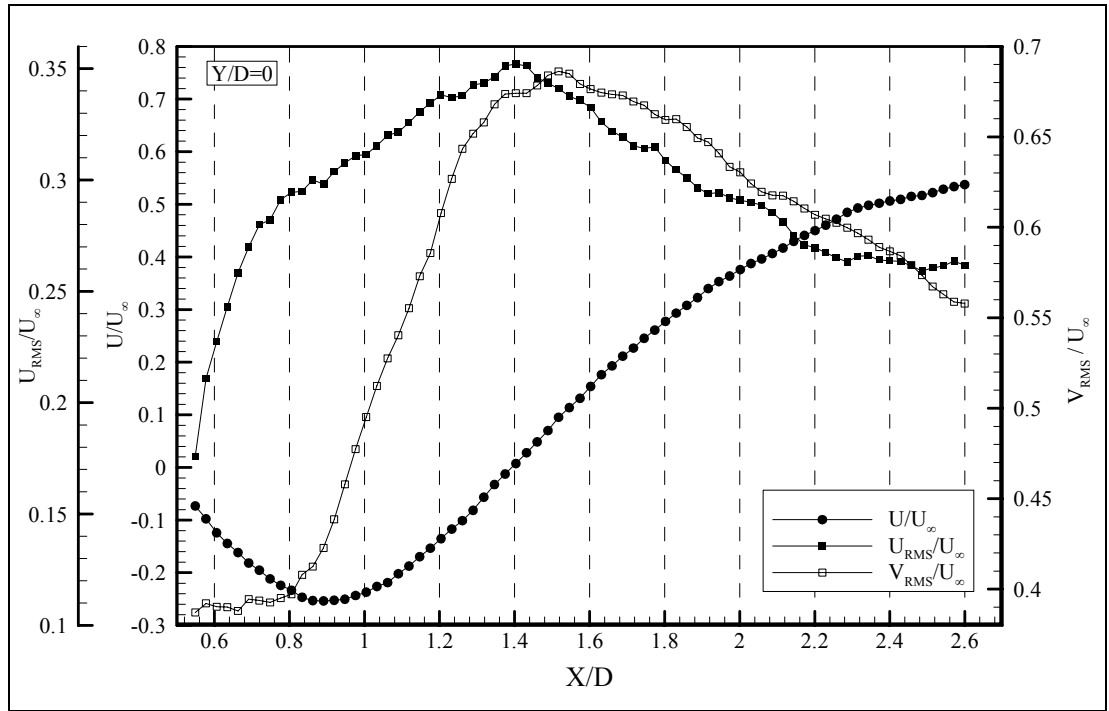
Norberg (1998), $1.5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10 \cdot 10^3$ aralığında dairesel silindirin iz bölgesinde hassas LDV ölçümleri yapmıştır. Ölçümlerde, Reynolds sayısının artması, kısalmakta olan l_c eğilimi ortaya çıkarmıştır. Aslında iz kapanma boyunun kısalması, söz konusu Reynolds sayısının içine düşmüş olduğu akış rejiminin karakteristik bir özelliğidir. Yukarıda sözü geçen her iki boy ölçeği de TRSL2 rejiminde giderek azalan bir eğilim gösterirken, TRSL3'ün başlaması ile birlikte sabit bir değere doğru yakınsar (**Zdravkovich, 1997; Gerrard, 1966a**). **Norberg (1998)**, çok düşük blokaj ve çok yüksek yan oranlarında, $TI=0.1$ iken, $Re=10 \cdot 10^3$ için $l_c=1.52$ ölçmüştür. Dahası, **Noca ve diğ. (1998)**, iz kapanma boyunun kritik altı rejimin sonları olan $Re=200 \cdot 10^3$ 'de $l_c=1.25$ olarak belirtmişlerdir. Buna göre TRSL3 rejiminin sonuna kadar, yani kayma tabakasındaki türbülansa geçişin ayrılma noktasına kadar gelmesiyle, iz kapanma boyu azalmaktadır. **Djeridie ve diğ. (2003)**, dijital PIV ile $TI=0.03$ seviyesinde yaptıkları ölçümlerde $Re=140 \cdot 10^3$ için iz kapanma boyunu 1.51 olarak bulmuşlardır. **Szpešny ve Bearman (1992)** yan oranının girdap oluşma boyuna etkileri üzerine yaptıkları çalışmada, boy/çap oranının $L/D=1$ 'den $L/D=10$ 'a çıkması ile $Re=42000$ 'de girdap oluşma boyunun 1.06'dan 1.30'a yükseldiğini yazmışlardır. Aynı zamanda daha güçlü girdap salgılanma ve buna bağlı olarak daha kuvvetli salınan yükleri girdap oluşma boyunun kısalması ile ilişkilendirmişlerdir. Bu çalışmada $\bar{U}_{CL} / U_{\infty}$ eğrisinin merkez yatay eksenini kestiği nokta interpolasyon ile $l_c=1.39$ olarak bulunmuştur. Bu sonuçlara göre mevcut çalışmada elde edilmiş olan değerler literatür ile uyum içerisinde olduğunu söylemek mümkündür. Merkez yatay eksen üzerinde X yönündeki global ortalama hız eğrisinden elde edilebilen bir başka boy ölçeği ve karakteristik değer ise, eksen üzerinde hızların minimum oldukları noktanın silindir merkezine olan uzaklığı l_U ve hızın değeri U_{min} 'dir. Bu çalışmada l_U ve U_{min} değerleri sırasıyla 0.869 ve -0.25 olarak ölçülmüşlerdir. Girdap oluşum bölgesinin kısalması, girdapları silindirin arka yüzeyine yaklaştıracığından merkez yatay eksenindeki minimum değerler meydana geldiği noktanın da giderek silindire doğru yaklaşması beklenir. **Norberg (1998)** $Re=10000$ için l_U değerini 1.04 olarak ölçmüş ve Reynolds sayısının artışı ile söz

konusu değerin giderek azaldığını belirtmiştir. Buna göre, bu çalışmada **Norberg (1998)**'in $Re=10000$ için vermiş olduğu değerden daha küçük bir I_U değeri ölçülmüş olması doğal görünmektedir. Böylece elde edilen sonuçların benzer çalışmalara uyumlu olduğu söylenebilir.

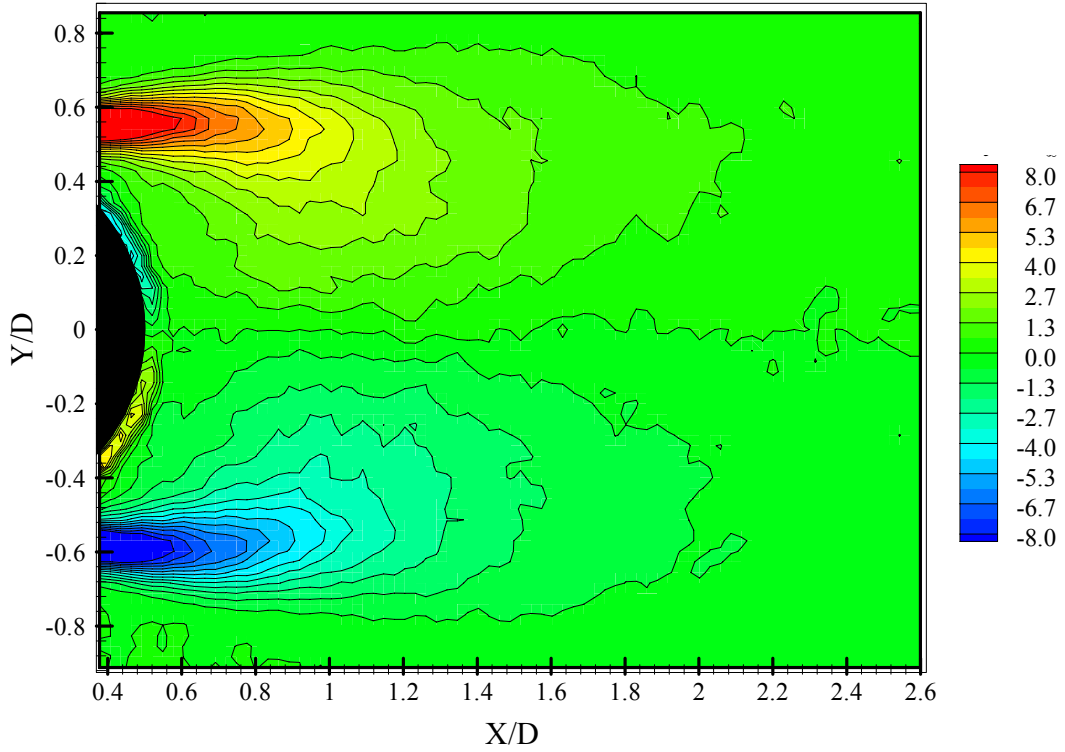
Ortalama hız bileşenlerinin elde edilmesi, bu bileşenlerin türevlerinden ortalama girdaplılık alanının hesaplanabilmesine olanak tanımaktadır. Ortalama girdaplılık

$$\bar{\zeta}_k = \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (2.22)$$

eşitliği ile belirlenebilmektedir. Yukarıdaki eşitlikten, yalın silindir için elde edilen boyutsuz girdaplılık konturları Şekil 2.20'de verilmiştir. Boyutsuz büyüklükler elde edebilmek amacıyla değerler gelen akım hızı ve silindir çapına göre normalize edilmiştir. Şekilden girdaplılık alanının simetrik ancak zıt değerli biçimi göze çarpmaktadır. Maksimum boyutsuz girdaplılık, ölçüm alanının hemen başlangıcında, $X/D=0.38$ ve $Y/D=0.56$ ' da yer almakta ve yaklaşık 13.8 büyüklüğündedir. Yine aynı şekilden kayma tabakasının X/D boyunca yayılması incelenebilir. Tabaka giderek kalınlaşırken girdaplılık şiddeti büyük oranda azalmaktadır.



Şekil 2.19 : VG0000 Vakası Merkez Yatay Eksende Karakteristik Eğriler

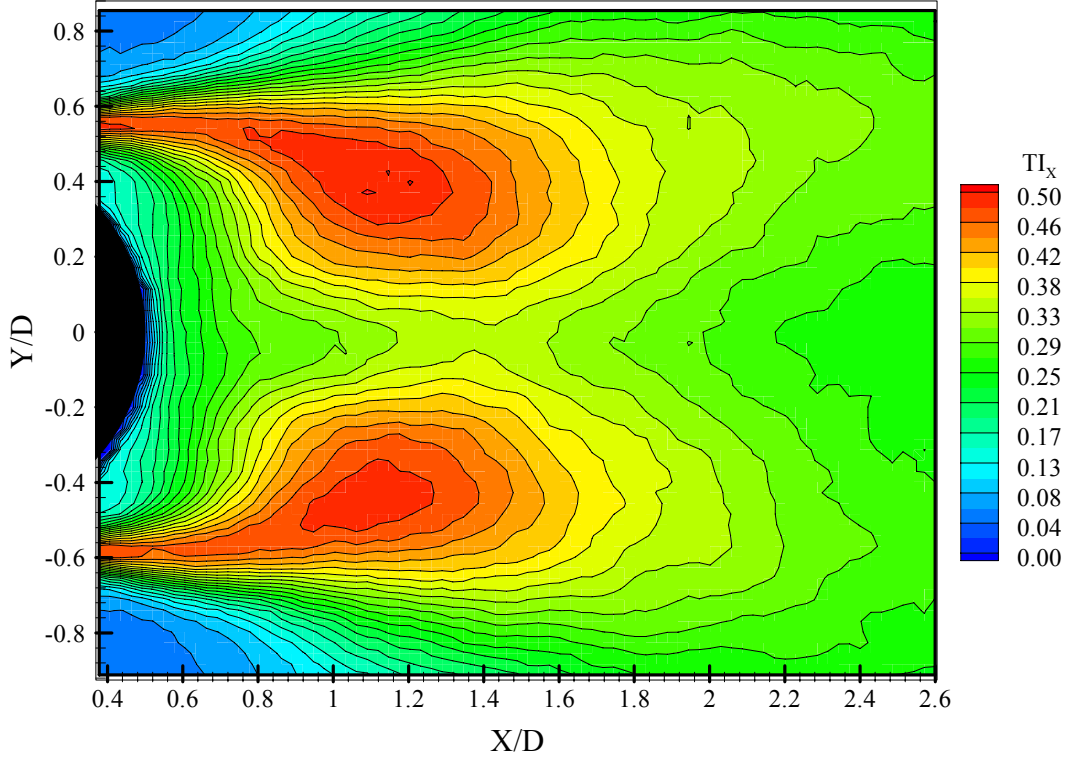


Şekil 2.20 : VG0000 Vakası $\bar{\zeta}_k \cdot D / U_\infty$ Konturları

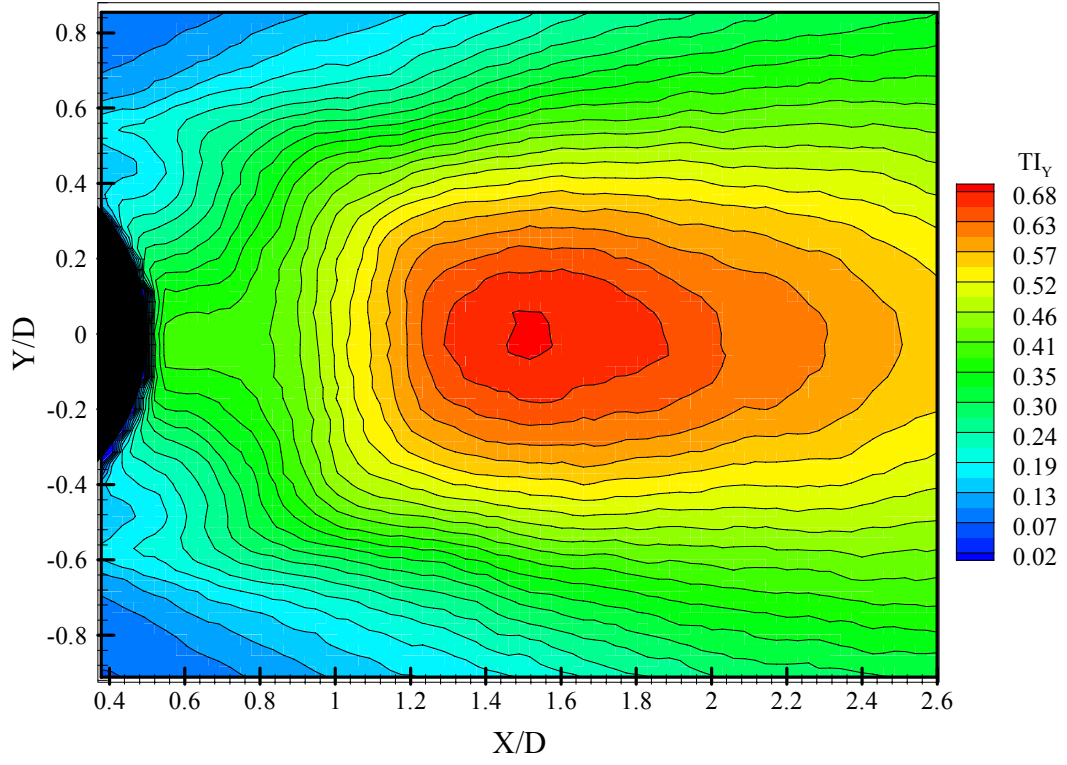
Şekil 2.21 ve Şekil 2.23 arasında, sırasıyla, TI_x , TI_y e $\overline{U^*V^*} / U_\infty^2$ konturları görülebilir. Burada, türbülans bileşenleri ve kayma gerilmesine hem periyodik büyük ölçekli hareketin hem de rastgele hareketin katkısı olduğunu tekrar belirtmekte yarar vardır. Şekil 2.21’de görüldüğü gibi TI_x konturları kayma tabakası ve girdapların oluşma başladıkları bölgeyi içeren simetrik, iki adet yuvarlak biçimli yapı sergilemektedirler. Maksimum boyuna türbülans şiddeti 0.49’a, bir başka ifade ile %49’a ulaşmaktadır. Her iki bölge de bu değer yaklaşık olarak $X/D=1.1$ ve $Y/D=\pm 0.4$ civarında gerçekleşmiştir. Elde edilen akış topolojisi, **Noca ve diğ. (1998)** ile uyum içerisindedir.

Çapraz akış yönündeki türbülans şiddetini göstermekte olan konturlar (Şekil 2.22) merkezi, silindirin yatay ekseninde yer almakta olan tek bir yuvarlak biçimli yapı göstermektedir ve söz konusu türbülans bileşeninin maksimum değeri yaklaşık $X/D=1.52$ ’de gerçekleşmiştir. Bu değer girdap oluşum boyu ve iz kapanma boyundan hafifçe yüksektir. Maksimum türbülans şiddeti % 68 gibi çok yüksek bir değere erişmiştir. Ancak burada akımdaki periyodiklikten dolayı oluşan düşey yöndeki bileşenlerin sürekli biçimde pozitif ve negatif değerler almalarının payı büyüktür.

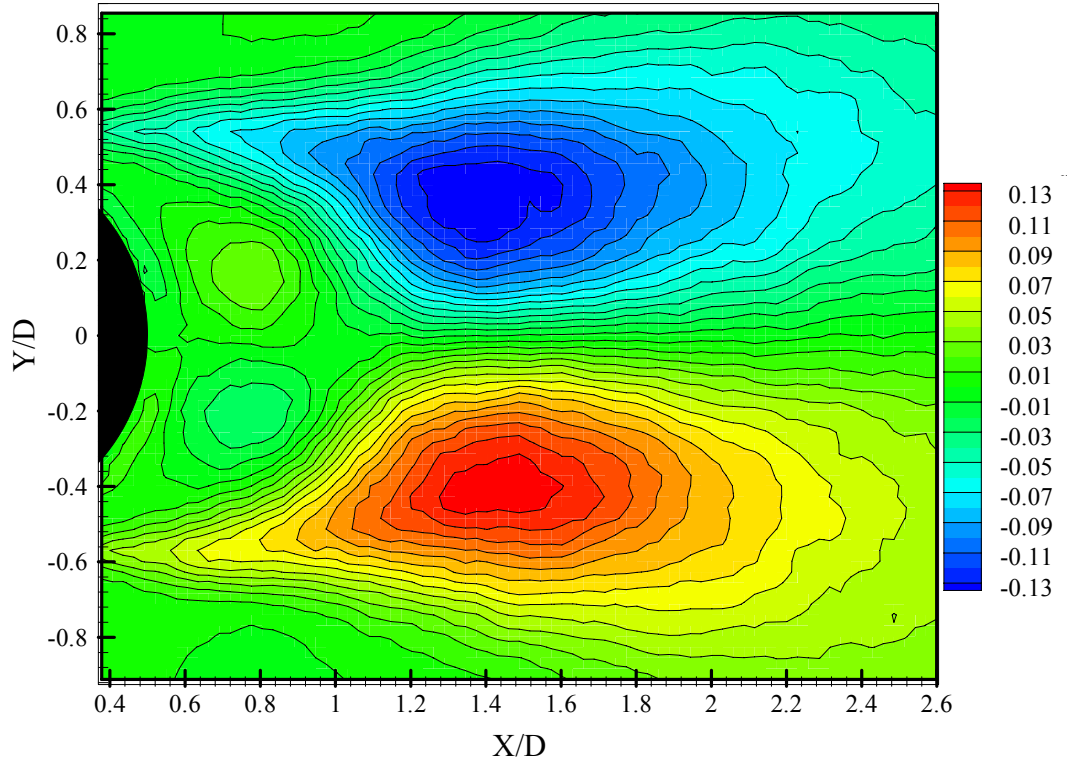
Şekil 2.23'te görüldüğü gibi maksimum kayma gerilmesi, TI_x konturlarına benzer biçimde iki simetrik kapalı kontur yapısındadır. Mutlak maksimum kayma gerilmesi yaklaşık $X/D=1.4$ ve $Y/D=\pm 0.36$ civarında gerçekleşirken, değeri 0.138 olarak ölçülmüştür. **Djeridi ve diğ. (2003)**, LDV ve PIV ile farklı tünellerde ayrı ayrı yapmış oldukları deneylerde mevcut serbest akım türbülans değerinin akışı etkileyerek iz bölgesindeki kayma gerilmesini arttırdığını ileri sürmüşlerdir. Her ne kadar söz konusu çalışmadaki Reynolds sayısı, bu çalışmadaki ile aynı olmasa da, serbest akım türbülans şiddetinin **Djeridi ve diğ. (2003)**'deki PIV ölçümlerindekinden yaklaşık %10 fazla olması elde edilen daha yüksek kayma gerilmesi değerini açıklamaktadır.



Şekil 2.21 : VG0000 Vakası TI_x Konturları



Şekil 2.22 : VG0000 Vakası TI_y Konturları



Şekil 2.23 : VG0000 Vakası $\overline{U^*V^*} / U_\infty^2$ Konturları

Silindir etrafındaki hareketin organize ya da tutarlı olan bölümü, “Strouhal sayısı” olarak adlandırılan boyutsuz girdap salgılanma frekansını gösteren katsayı tarafından karakterize edilir. Strouhal sayısı,

$$St = \frac{f \cdot D}{U_{\infty}} \quad (2.23)$$

şeklinde tarif edilmektedir. Strouhal sayısının tayini için Matlab yazılımından faydalanılarak akış alanının pek çok noktasında, hız bileşenlerinin zamana göre sinyallerine FFT (Fast Fourier Transform) işlemi uygulanarak spektral analiz yapılmıştır. Spektrumun kayma tabakası içerisinde oluşabilecek stabilite bozukluklarından etkilenmemesi için analiz yapılan noktalar bu tabakanın dışında kalacak şekilde seçilmişlerdir. VG0000 için yapılan spektral analiz neticesinde elde edilen grafik daha önce Şekil 2.10’da verilmiştir. Grafikte 1.554 Hz değerinde güçlü bir tepe görülmektedir. Sözü edildiği gibi çeşitli noktalarda tekrarlanan analiz neticesinde ortalama $St=0.185$ civarında sabit kalmıştır. Bu ise **Norberg (2003)**’in çok sayıda sayısal ve deneysel verilerden oluşturduğu ampirik formüllere göre $Re=41300$ için elde edilen değer olan $St=0.186$ ile mükemmel bir uyum sağlamaktadır.

2.5.1.2 Girdap Yaratıcılı Vakalar ve Karşılaştırmalar

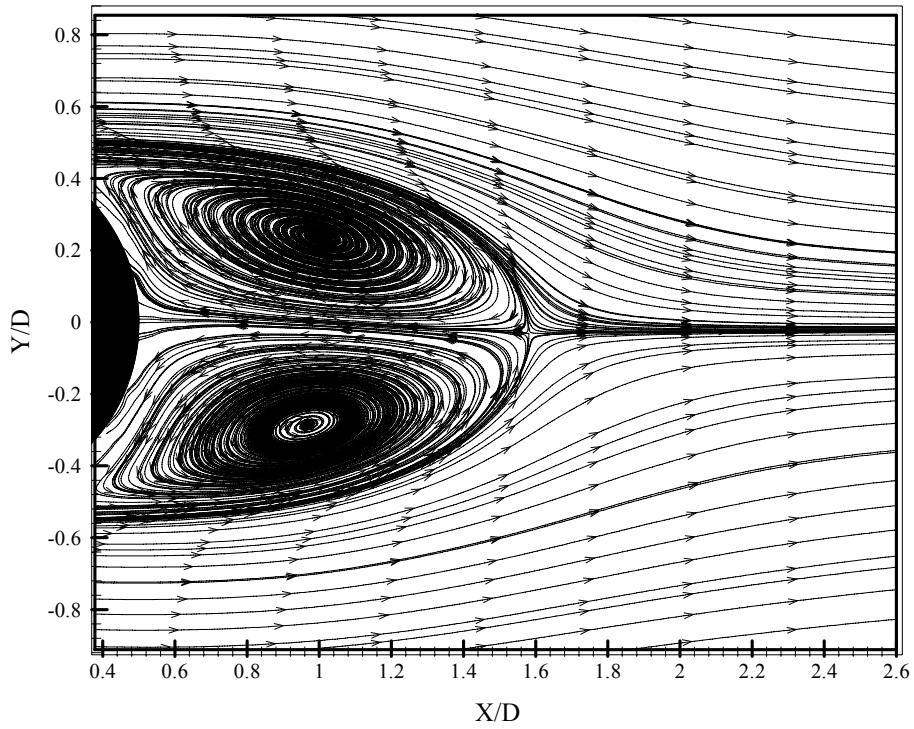
Şekil 2.24 ve Şekil 2.25'te, ölçümlerden elde edilmiş olan VG1650 ve VG1670 vakaları için global ortalama akım hatları yer almaktadır. Şekiller, Şekil 2.15 ile birlikte karşılaştırmalı olarak gözlenebilir. Akım hatları, girdap yaratıcıların, silindirin iz bölgesinde (girdap oluşum bölgesinde) yapmış oldukları etkinin nitelik olarak çok açık bir görüntüsüdür. İz bölgesindeki global ortalama akış girdap yaratıcıların varlığından ciddi oranda etkilenmiştir. Ters akım bölgesi bariz biçimde uzamakta ve kalınlığı azalarak narinleşmektedir. Ayrılma noktasına nispeten uzak girdap yaratıcı açıları arasında büyük farklar görülmezken açının artarak ayrılma noktasına yaklaşması ile etki ani bir artış göstermektedir.

Şekil 2.26'da merkez yatay eksen üzerindeki akış yönünde global ortalama hız eğrileri tüm vakalar için karşılaştırmalı olarak görülmektedir. Tüm eğrilerin silindir gerisindeki ikinci durma noktasında sıfırdan başlayarak ters akım bölgesinde negatif değerler aldıkları ve minimum hıza ulaşıldıktan sonra parabolik bir form ile hızlandıkları görülmektedir. VG0000 vakasında $X/D \approx 2.2$ 'den sonra sabit bir değere doğru yakınsama başlamışken, eğrilerin formundan girdap yaratıcılı vakaların $X/D \approx 3$ 'ten gerideki bölgelerde daha yüksek hızlara sahip olacakları öngörülebilir. Girdap yaratıcılı vakalarda, eğrilerin sıfır hızı temsil eden ekseni kestikleri noktanın silindir merkezinden uzaklığını ifade eden iz kapanma boyunun, girdap yaratıcıların konum açılarının arttırılarak ayrılma noktasına (veya çizgisine) yaklaştırılmaları sonucunda büyük ölçüde uzadığı gözlenmektedir. Benzer şekilde minimum hızların da -VG1660 ile VG1665 vakalarında çok net olmamakla beraber- girdap yaratıcı konum açılarının artması sonucunda pozitif X yönünde ötelendikleri görülmektedir. Ters akım bölgesindeki minimum hız değerlerinin ise VG1650, VG1660 vakalarında VG0000 vakasına göre azalmakta, diğer iki girdap yaratıcılı vakada ise yükselişe geçmekte olduğu gözlenmektedir. Grafikten elde edilen kritik değerler Tablo 2.3'te derlenmektedir. Girdap yaratıcı konum açısının 70 dereceye yükseltildiği VG1670 vakasında iz kapanma boyu l_c , %33 ve l_U , %45 civarında artış göstermektedir.

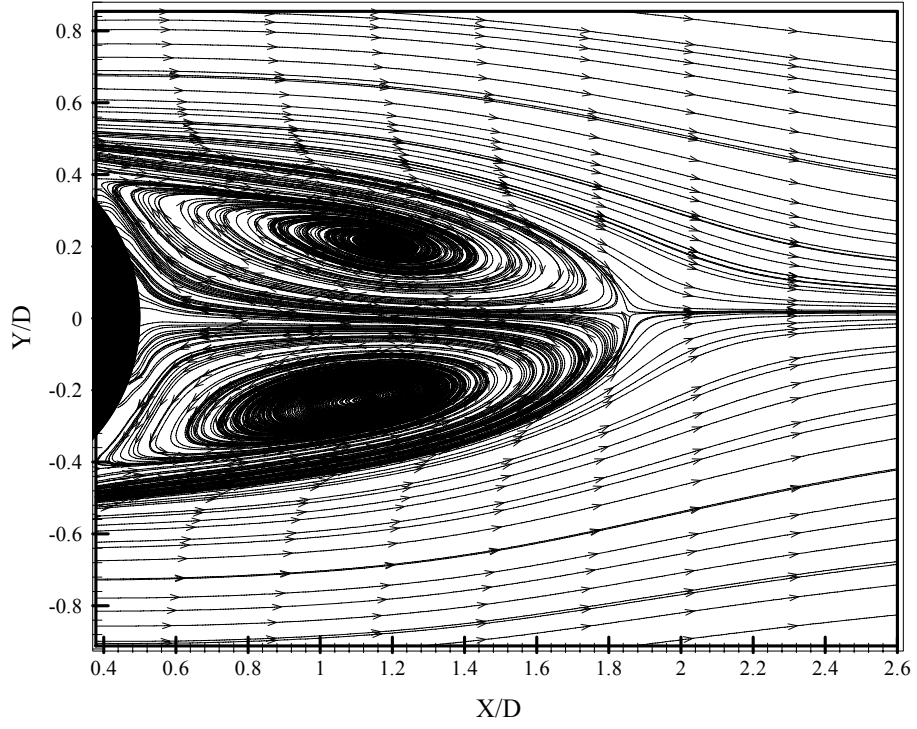
Tüm vakalar için, merkez yatay eksen üzerinde ölçülen X ve Y yönlerindeki RMS hız eğrileri sırasıyla Şekil 2.27 ve Şekil 2.28'de görülmektedir. Her iki eğri grubu da

benzer biçimde, silindirin gerisinde ikinci durma noktasından itibaren iz kapanma boyu civarına kadar hızla artmakta ve girdap oluşumunun tamamlanmasının ardından yavaşça azalma eğilimi sergilemektedirler. Her iki eğri grubunda da tepe noktalarının yeri çok net değildir. Özellikle girdap yaratıcılı vakalarda net tepe noktaları yerine yumuşak hatlar mevcuttur. Benzer bir durum, **Szepessy ve Bearman (1992)**'da görülmüştür. Yazarlar, bu çalışmadakine çok yakın bir Reynolds sayısı olan 42000 için merkez eksen üzerindeki RMS hız eğrilerinde, keskin tepeler yerine daha çok düzlüklere rastladıklarını rapor etmişlerdir. Akış yönündeki hız salınımlarının maksimum değerine ulaştığı noktanın silindir merkezine olan uzaklığının girdap oluşma boyu (l_f) olarak tarif edildiğine daha önce değinilmiştir. Buna göre, ölçülen l_f değerlerinin, girdap yaratıcı konumlarının ayrılma çizgisine yaklaştırılmaları sonucunda iz kapanma boyuna uyumlu şekilde artış gösterdikleri görülmektedir. l_f 'in tüm vakalardaki değerleri Tablo 2.3'te mevcuttur. Girdap oluşma noktası, VG1670 vakasında VG0000 vakasına göre %44 kadar akış yönünde ötelenmektedir. l_f , tüm vakalarda l_c 'nin önünde, silindire daha yakın bir noktada yer almaktadır. Bu durum **Norberg (1998)** ile uyum göstermemektedir. Buna ek olarak, girdap yaratıcıların konum açılarının artması sonucunda iki boy ölçeği arasındaki fark da giderek artmaktadır. Bu durum, girdap yaratıcıların etkisi ile büyümekte olan girdabın formunun değişmesi sonucunda çekirdeği ile merkez yatay eksenini kestiği nokta arasında belirli mesafe oluşarak, daha yayvan, iz eksenine paralel olmaya yakın biçimde oluştuğunu akla getirmektedir. Her iki yöndeki RMS hızlar eğri grubundan girdap yaratıcıların etkisi ile değerlerde ciddi bir düşüş meydana gelmektedir. Eğrilerde yer alan maksimum değerler Tablo 2.3'te sunulmaktadır. VG1650 vakasında X ve Y yönlerindeki maksimum RMS değerler sırasıyla %20 ve %24 gibi dramatik bir düşüş gösterirken, girdap yaratıcıların konum açılarının artmasıyla, maksimum değerler giderek azalsa da doğal olarak çok daha küçük bir düşüş yüzdesi sergilemektedirler. En büyük sıçrama, girdap yaratıcıların ayrılma çizgisine en yakın oluşu VG1670 vakasında meydana gelmekte, maksimum değerlerde VG1665 vakasına göre sırasıyla %10 ve %12 daha azalma görülmektedir. Buradan, takip eden sonucu çıkarılması mümkündür: Girdap yaratıcılar ayrılma noktasından uzakta da olsalar, mevcut konfigürasyon ile iz bölgesindeki salınımları azaltmaktadırlar. Zira her halükarda sınır tabakadaki akışın değişime uğraması söz konusudur. Buna göre VG1650, VG1660 ve VG1665 vakaları arasına kabaca büyük

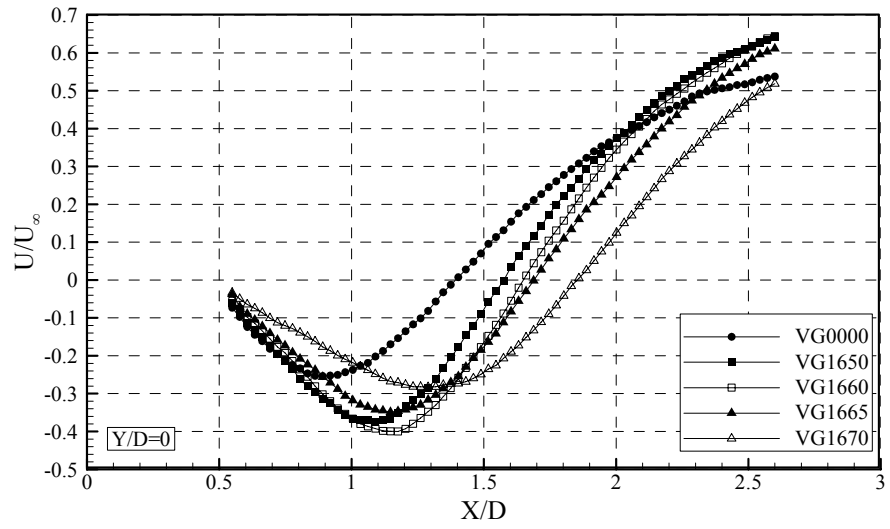
bir fark yoktur. Ancak VG1670 vakasında ayrılma çizgisi ile girdap yaratıcılar arasındaki mesafe, üretilen girdapların etki alanı kapsamına girdiğinden söz konusu vakada iz bölgesinde görülen etki de artmaktadır. Benzer durum boy ölçeklerinde de görülmektedir. Girdap yaratıcıların daha çok Y yönündeki salınımları etkiledikleri gözlenmektedir. Her vakada Y yönündeki salınımlarda düşüş yüzdesi daha fazla iken X yönündekilerin kabaca iki katı kadardır. Maksimum RMS hızların VG1670 vakasında sırasıyla %30 ve %41 düştüğü görülmektedir. Akış yönündeki RMS hız değerleri VG1670 vakası dışındaki vakalarda $X/D=1$ civarında –ikinci bir tepe gösterircesine- bir bükülme sergilemişlerdir. Aynı nokta civarında çok daha net tepe değerleri $Re < 8.10^3$ için **Norberg (1997)** tarafından gözlenmiştir. **Henderson (1997)** üç boyutlu etkilerden dolayı silindirin yakın iz bölgesinde akış yönünde girdaplardan oluşan ‘ikincil’ yapılardan söz etmiştir. **Norberg (1997)** bu büküm noktalarını sözü geçen ikincil yapılara bağlamıştır.



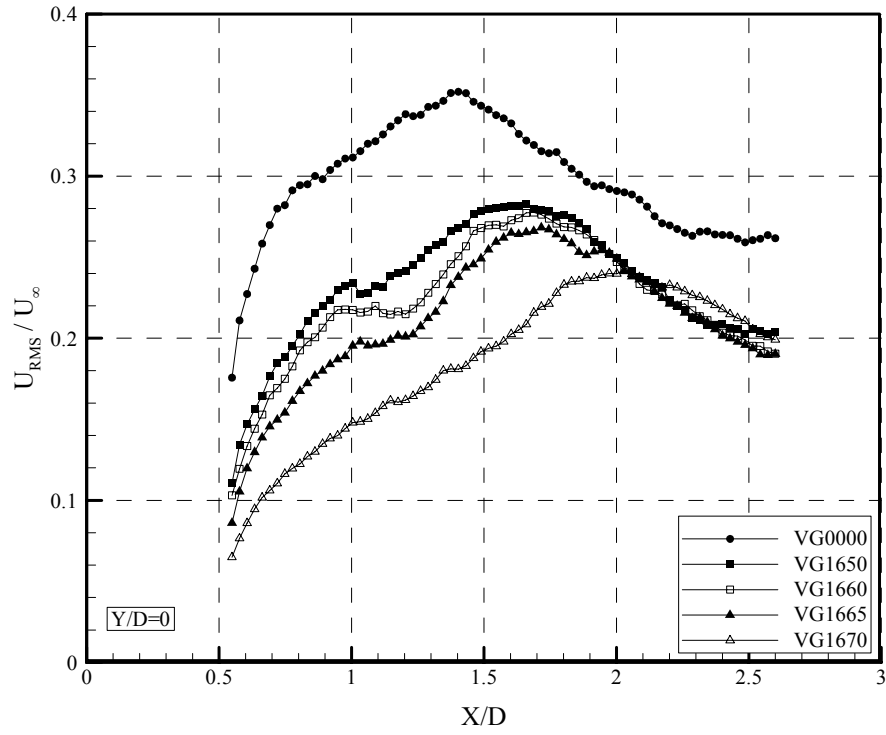
Şekil 2.24 : VG1650 Vakası Global Ortalama Akım Hatları



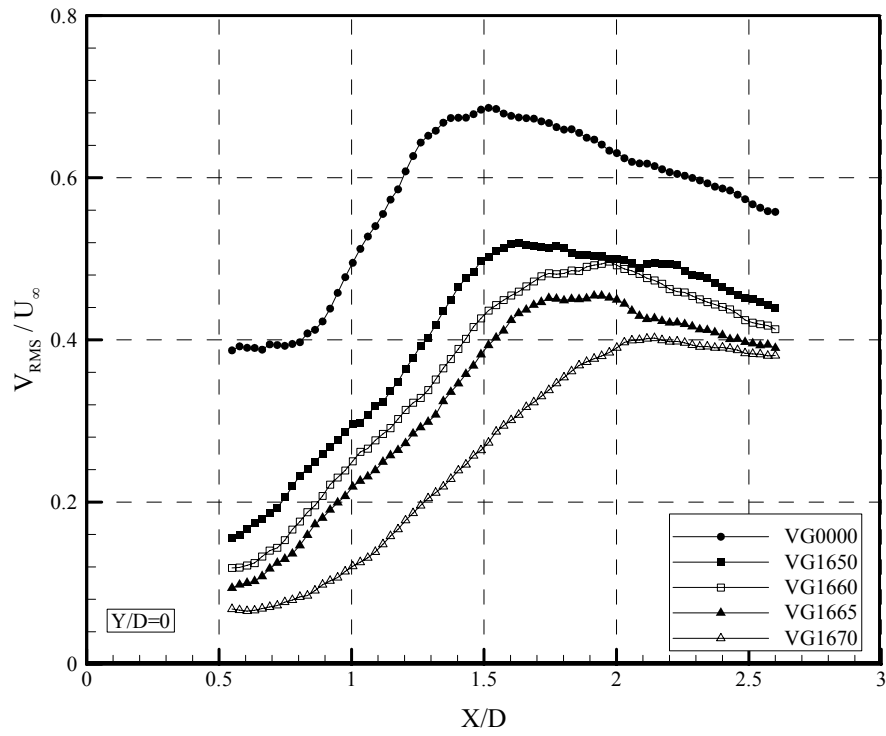
Şekil 2.25 : VG1670 Vakası Global Ortalama Akım Hatları



Şekil 2.26 : Farklı Vakalar için Merkez Yatay Eksende \bar{U}/U_{∞} Profilleri



Şekil 2.27 : Farklı Vakalar için Merkez yatay ekseninde U_{RMS} / U_{∞} Profilleri



Şekil 2.28 : Farklı Vakalar için Merkez yatay ekseninde V_{RMS} / U_{∞} Profilleri

Tablo 2.3 : Merkez Yatay Eksen Üzerinde Karakteristik Değerler

	l_U	l_c	l_f	U_{\min}	$\left(\frac{U_{RMS}}{U_{\infty}}\right)_{\max}$	$\left(\frac{V_{RMS}}{U_{\infty}}\right)_{\max}$
VG0000	0.891	1.393	1.403	-0.254	0.352	0.686
VG1650	1.091	1.576	1.660	-0.375	0.283	0.520
VG1660	1.176	1.649	1.688	-0.400	0.278	0.496
VG1665	1.146	1.69	1.718	-0.349	0.268	0.455
VG1670	1.289	1.853	2.030	-0.283	0.242	0.402

Tablo 2.3'te U_{\min} , merkez yatay eksenindeki minimum hızı göstermektedir.

Reynolds sayısının mevcut değer üzerinde çıkarılması ve giderek yükseltilmesi sonucunda sınır tabakada türbülansa geçiş ayrılma noktasına kadar varmaktadır (**Basu, 1986**). Reynolds sayısının daha da yükselmesi, sınır tabakada türbülansa geçişi başlatmış olur. Sınır tabakanın türbülansa geçişini belirten akış rejimi olan TRBL0, ayrılma noktasının yavaşça akış yönünde ilerlemeye başlaması ile kendini göstermektedir. Aynı rejimde girdap oluşma boyunda da artış görülmektedir. Tablo ve grafiklerden elde edilen sonuçlar bu olay ile benzerlik sergilemektedir. Girdap oluşma boyunun artması ve global ortalama akım hatlarında görüldüğü gibi iz bölgesinin narinleşmesi akım ayrılmasının gecikmesine işaret etmektedir.

Girdap yaratıcıların ayrılmayı geciktirme mekanizmaları momentum transferine dayanmaktadır. Akış yönünde belirli bir açıyla durmakta olan girdap yaratıcılar uç kısımlarından itibaren akış yönünde helisel bir hız dağılımına neden olurlar (**Gad-el-Hak ve Bushnell, 1991**). Bu hareket, sınır tabakanın içerisinde ters basınç gradyanı ve duvar kayma gerilmesi nedeniyle yavaşlamış ve enerjisini kaybetmiş akışkan zerreciklerinin dışarıdan gelen ve serbest akım hızı ve dolayısıyla yüksek momentuma sahip akışkan zerrecikleri ile yer değiştirmelerini sağlamaktadır. Bunun bir sonucu olarak sınır tabakadaki momentum seviyesinde yükselme olmaktadır. Böylece sınır tabaka içerisindeki akışın, ters etkilere karşı daha dayanıklı olması, akımın da akış

yönünde daha uzun süre hareket edecek enerjiyi bulabilmesi sağlanmış olur. Bunun bir sonucu olarak akım ayrılması hadisesi gecikmektedir. Zira girdap yaratıcı açısının artması, girdap yaratıcıların akımın daha hızlı olduğu bölgeye yerleştirilmeleri anlamına gelmektedir. Bu da, açı arttıkça daha kuvvetli girdaplar üretmeleri demektir. Girdaplar akış yönünde ilerledikçe viskozitenin etkisiyle güç kaybedeceklerinden ayrılmaya yakın olmaları etkilerinin artmasına ek bir katkı daha sağlamaktadır.

Girdap oluşma boyunun uzamasını kayma tabakasındaki sirkülasyon ile ilişkilendirmek mümkündür. Silindirin arkasındaki girdaplılık bölgesinden sınır tabaka sorumludur. Sirkülasyon, ilk durma noktasında itibaren yaratılmaya başlanarak tam ayrılma noktasından iz bölgesine yayılmaktadır. Tablo 2.4'te global ortalama akış alanından hesaplanan girdaplılık değerlerinin, girdaplılığın, belirlenen bir değerden büyük olması kriteriyle Stokes Teoremi uyarınca tüm akış alanında integre edilmesiyle elde edilen global ortalama sirkülasyon miktarları görülmektedir. Tabloya göre, kayma tabakasındaki sirkülasyon miktarının %20'ye varan oranlarda arttığı, ayrıca girdaplılığın 2'den büyük olduğu bölgede ise bu oranın %70'e vardığı görülmektedir. Tablo 2.5 ve Tablo 2.6 boyutsuz girdaplılığın sırasıyla 1 ve 4'ten büyük olduğu durumlarda farklı kesitler için ölçülen kayma tabakası kalınlıklarını göstermektedir. Çok net olmamakla beraber, özellikle Tablo 2.6, $\xi.D/U_\infty > 4$ kriteri için, söz konusu girdaplılık seviyesinin $X/D \geq 1.5$ 'te mevcut olmadığını göstermektedir. Buna göre, bu bölgede girdaplılık konsantrasyonun dağıldığını ve girdap oluşumu beklenmediğini söylemek mümkündür. Girdap yaratıcılı vakalarda ise, aynı koşulda ve aynı bölgede hala girdaplılığın var olduğu görülmektedir. VG1670 vakasında $X/D=1.5$ kesitindeki kalınlık biraz az görünse de, aynı vakada $X/D=2$ kesitinde hala kayma tabakasında belirli bir kalınlık mevcuttur. Dolayısıyla bu sonuçlar, girdap yaratıcılı vakalarda kayma tabakasının daha yoğun ve dayanıklı olduğuna işaret etmektedir. Girdap oluşumu kayma tabakasının karşıdaki kayma tabakasının etkisiyle dağılmaya başladığı yerde meydana geldiğine göre, girdap yaratıcılı vakalarda daha uzun bir girdap oluşma bölgesi beklenmesi normaldir.

Tablo 2.4 : Global Ortalama Sirkülasyon Miktarı ($Y/D > 0$)

	$\Gamma (\zeta \cdot D / U_{\infty} > 0)$	$\Gamma (\zeta \cdot D / U_{\infty} > 1)$	$\Gamma (\zeta \cdot D / U_{\infty} > 2)$
VG0000	2.269	1.711	1.173
VG1650	2.471	2.062	1.641
VG1660	2.529	2.134	1.762
VG1665	2.558	2.192	1.811
VG1670	2.707	2.407	1.978

Tablo 2.5 : Kayma Tabakası Kalınlıkları ($\zeta \cdot D / U_{\infty} > 1$)

	X/D=0.6	X/D=0.8	X/D=1.0	X/D=1.5
VG0000	0.502	0.617	0.658	0.456
VG1650	0.310	0.410	0.546	0.511
VG1660	0.261	0.394	0.535	0.500
VG1665	0.255	0.351	0.477	0.467
VG1670	0.271	0.338	0.424	0.488

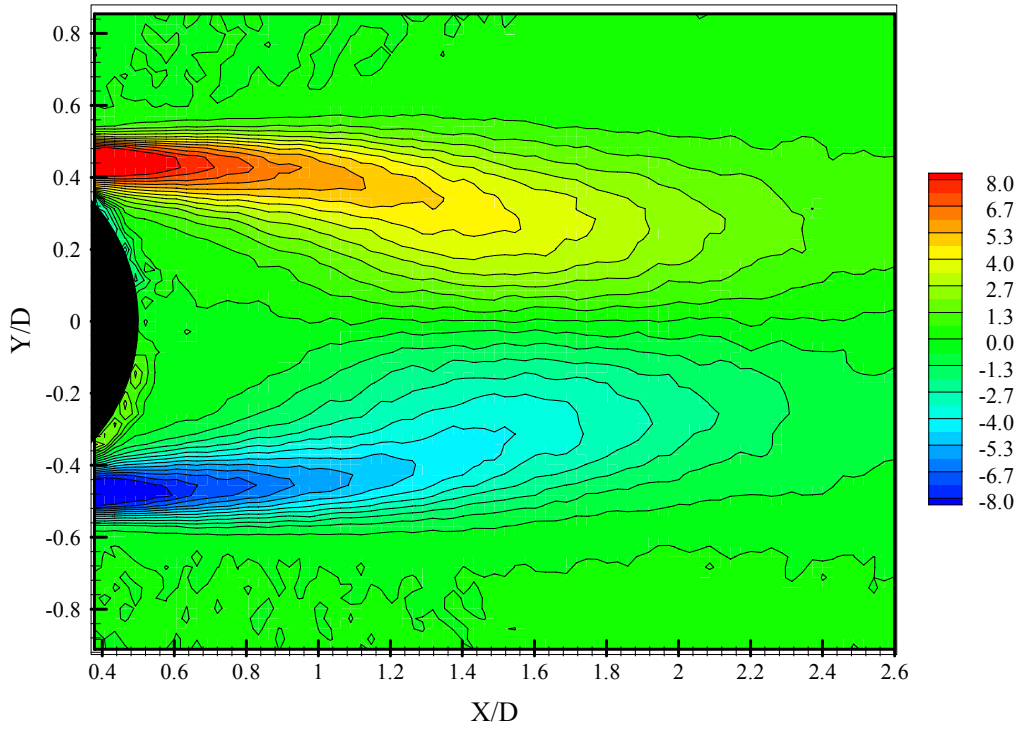
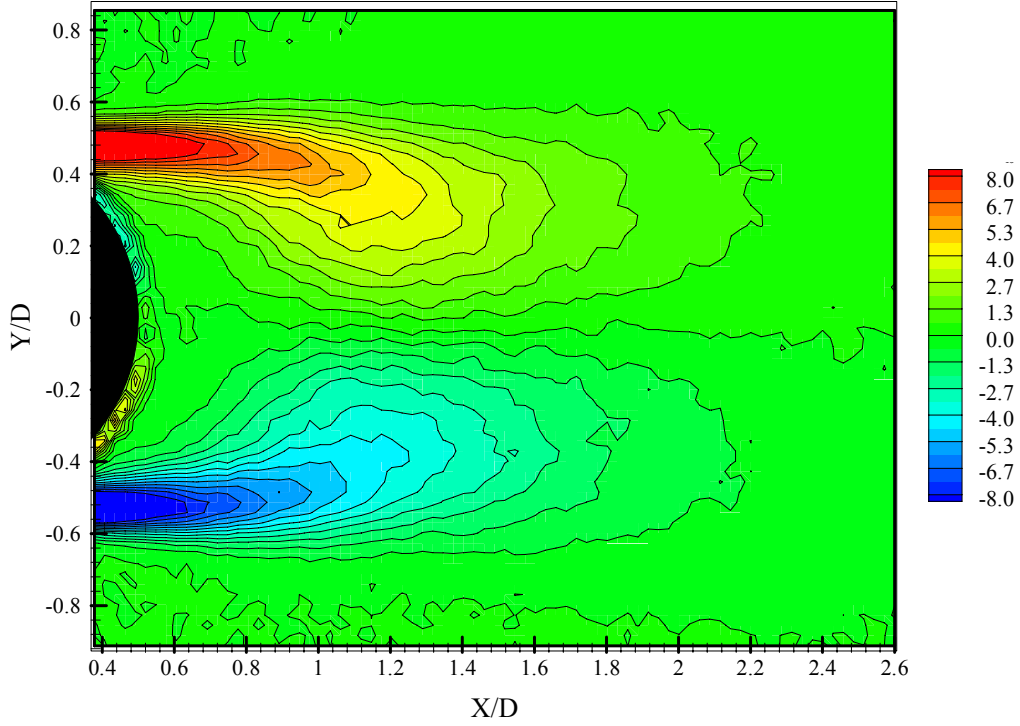
Tablo 2.6 : Kayma Tabakası Kalınlıkları ($\zeta \cdot D / U_{\infty} > 4$)

	X/D=0.6	X/D=0.8	X/D=1.0	X/D=1.5
VG0000	0.167	0.173	-	-
VG1650	0.157	0.173	0.195	-
VG1660	0.159	0.173	0.193	-
VG1665	0.157	0.179	0.206	-
VG1670	0.155	0.164	0.175	0.109

Şekil 2.29 ve Şekil 2.30 arasında görülen girdaplılık konturlarından, $\zeta \cdot D / U_{\infty} \geq 4 \sim 5$ olan boyutsuz değerlerin daha ince ancak daha uzun bir alana yayıldığı görülmektedir. Girdaplılık, açı arttıkça daha uzun süre kendini korumakta ve silindirden daha uzak noktalarda yaygınlaşmaya başlamaktadır.

Şekil 2.31'de tüm vakalar için, sırasıyla X/D=0.6, 1.0 ve 2.0 kesitlerindeki U / U_{∞} eğrileri görülmektedir. Girdap yaratıcı içeren vakalara ait eğrilerin hepsinde, VG0000'a benzer şekilde, akış yönünde ilerledikçe maksimum ve minimum hızlar arasındaki fark süratle kapanmaktadır. Özellikle silindire nispeten daha yakın olan X/D=0.6, X/D=1.0 kesitlerinde girdap yaratıcılı vakalar daha narin bir karakter sergilemektedirler. Tüm kesitlerde elde edilen minimum maksimum değerler Tablo 2.8'de incelenebilir. X/D \geq 1.5 kesitlerinde eğrilerdeki maksimum değerler ölçüm alanının dışında yer aldığı için, ölçüm alanındaki en büyük değer tabloya aktarılmıştır. Tablo 2.8'de sabit kesitler üzerindeki X ve Y yönlerindeki maksimum

RMS değerleri de içermektedir. VG0000 vakasına göre tüm girdap yaratıcılı vakalarda hız salınımları büyük oranda azalmaktadır.



Akış yönündeki hız profillerinden momentum korunumu ilkesinden yola çıkarak çok kabaca da olsa bir direnç katsayısı değeri hesaplamak mümkündür. Hesaplanan değerlerin sağlıklı olabilmesi için hız azalmasının çapraz akış yönünde tamamlanmış olması ve profillerin kararlı hale gelmiş olmaları gerekmektedir. Elbette bu durum bu çalışmadaki ölçüm alanı için söz konusu değildir. Zira $X/D \geq 1.5$ için maksimum değerler daha önce değinildiği gibi görüntünün dışında kalmaktadır. Ancak yine de, en azından bir yaklaşım yapabilmek amacıyla $X/D=2.0, 2.4$ ve 2.6 kesitlerinde momentum kalınlığı hesaplanmış ve elde edilen değerlere göre hesaplanan tahmini direnç katsayısı C_D ile birlikte Tablo 2.7’de sunulmuştur. Direnç katsayısını, D silindir çapı ve L silindir boyu olmak üzere,

$$C_D = \frac{\text{Direnç}}{D.L.\rho.U_\infty^2 / 2} = \frac{L.\rho.U_\infty^2.\theta}{D.L.\rho.U_\infty^2 / 2} \quad (2.24)$$

şeklinde hesaplamak mümkündür. Burada momentum kalınlığı,

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty} \right) \quad (2.25)$$

olmaktadır.

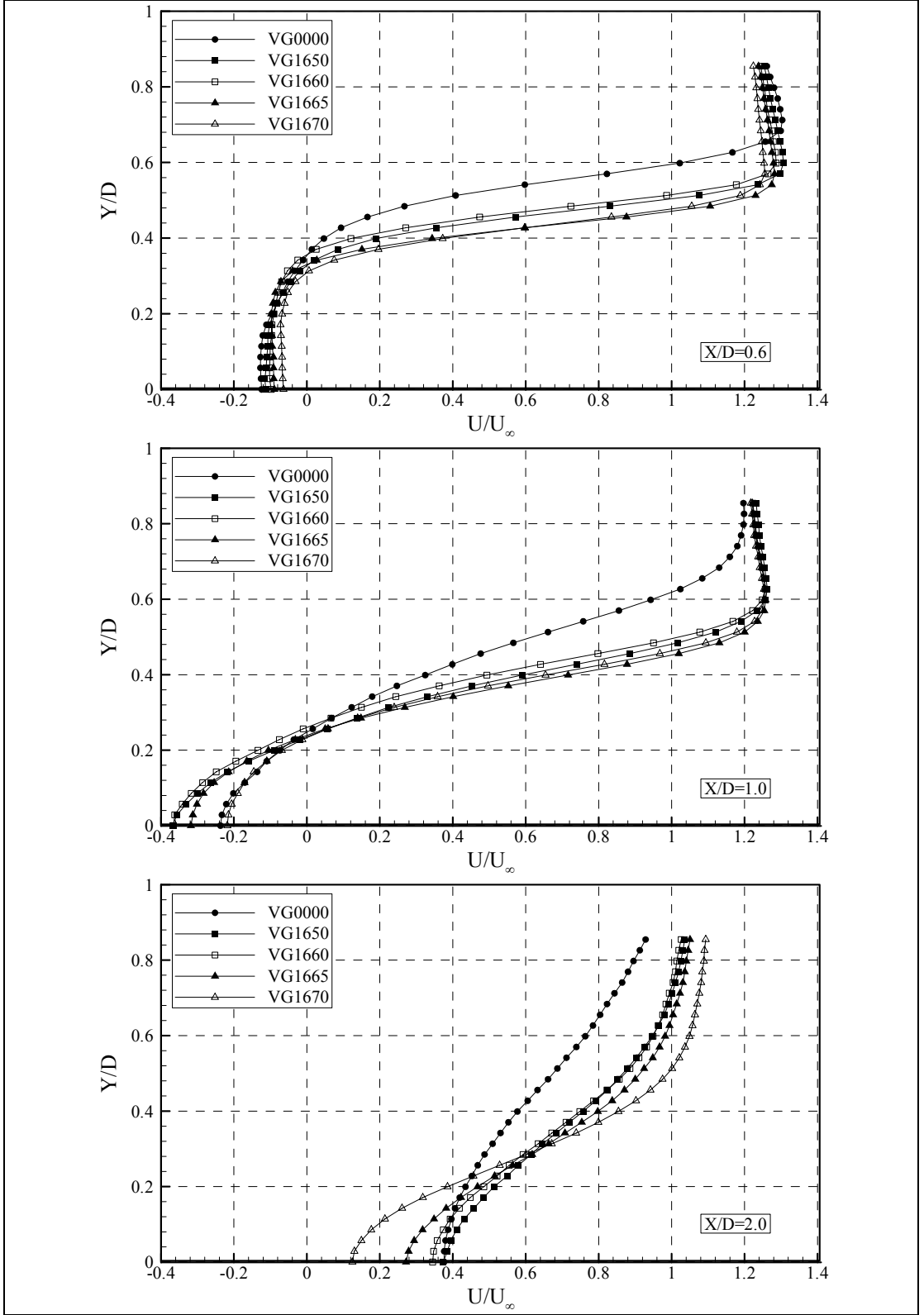
Tablo 2.7’den değerlerin X/D arttıkça belirli bir değere yakınsamış olduğu görülmektedir. Bu, en azından sonuçların kendi içerisinde tutarlı olduğunu işaret etmektedir. En az yakınsama VG1670’te mevcuttur. Akım ölçüm bölgesi sınırların içerisinde henüz kararlı hale geçememiştir. Direnç değerleri genel anlamda, içinde bulunulan akış rejimine göre beklenenin oldukça altında bulunmuşsa da, girdap konum açısı arttıkça dirençteki düşüş miktarı çok barizdir. Hesaptaki belirsizliği de düşünerek, tek tek yüzde vermek çok doğru olmasa da, genel olarak direnç değeri girdap yaratıcıların etkisiyle % 30 civarında düşmektedir.

Özellikle TRSL3 rejiminde, silindirin direnç katsayısını en çok ayrılma sonrasındaki basınç dağılımının etkilediği bilinmektedir (**Zdravkovich, 1997**). İlk durma noktası ile silindirin ön yüzü etrafında kalan bölgenin dirence etkisi çok azdır. Dolayısıyla bu durumda ikinci durma noktasındaki basınç değeri, C_{pb} , büyük önem kazanmaktadır. Bu noktadaki emme arttıkça veya C_{pb} azaldıkça, direnç katsayısı C_D de buna paralel bir artış göstermektedir (**Zdravkovich, 1997**). Girdap oluşma boyunun uzaması

girdapların daha uzakta oluşmalarına neden olduğu için silindirin hemen gerisinde neden oldukları alçak basınç bölgesini de beraberlerinde silindirden uzaklaştırmaktadırlar. Buna bağlı olarak da silindirin C_D değerinde büyük bir düşüş gözlenmektedir. TRBL0 rejimindeki ani düşüş de buna bağlıdır. Aslında silindir etrafındaki akışta meydana gelen tüm rejimlerde benzer bir durum söz konusudur. Girdap oluşma boyu arttıkça C_D azalmış veya tersi gerçekleşmiştir. Bu durumda direkt ve net bir etki olarak girdap yaratıcıların etkisi ile silindirin C_D değerinin azalmış olduğunu ve bu etkinin büyüyen açı değerleri ile arttığını söylemek mümkündür. Bunun yanı sıra, Tablo 2.7'deki değerlerin yukarıda sözü edilen nedenler ile gerçek değerleri yansıtmadığının, yalnızca girdap yaratıcıların etkisinin anlaşılabilmesi amacıyla karşılaştırmalı olarak değerlendirilmesi gerektiğinin burada altını çizmekte yarar vardır.

Tablo 2.7 : Yaklaşık Momentum Kalınlığı θ ve Direnç Katsayısı C_D

	θ (mm) (X/D=2.0)	θ (mm) (X/D=2.4)	θ (mm) (X/D=2.6)	C_D
VG0000	25.0	25.8	25.8	≈ 0.738
VG1650	18.2	20.0	20.0	0.570
VG1660	17.1	18.6	18.6	0.532
VG1665	14.7	17.9	18.1	0.518
VG1670	9.0	15.7	16.8	0.481



Şekil 2.31 : Silindır Gerisinde Farklı Kesitlerde \bar{U}/U_∞ Profilleri

Tablo 2.8 : Çeşitli Kesitlerdeki Kritik Değerler

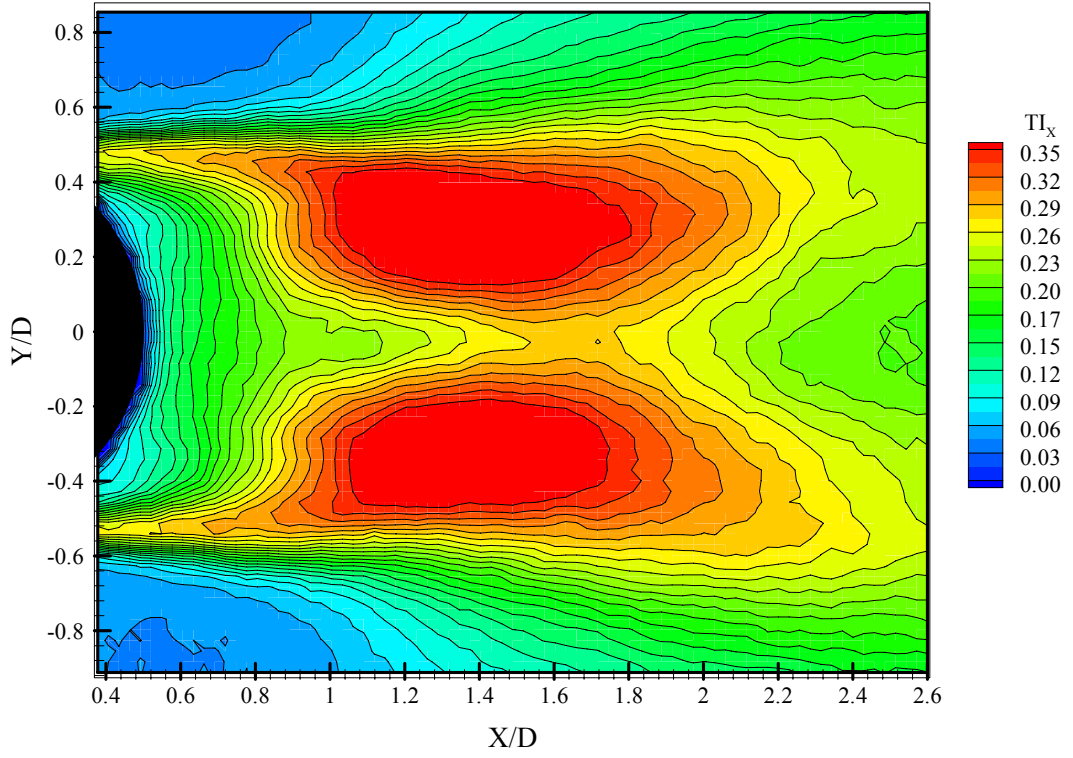
	X/D	$(U/U_{\infty})_{\text{maks}}$	$(U/U_{\infty})_{\text{min}}$	$\left(\frac{U_{\text{RMS}}}{U_{\infty}}\right)_{\text{maks}}$	$\left(\frac{V_{\text{RMS}}}{U_{\infty}}\right)_{\text{maks}}$
VG0000	0.6	1.303	- 0.127	0.473	0.390
VG1650	0.6	1.307	- 0.115	0.284	0.167
VG1660	0.6	1.287	- 0.103	0.258	0.122
VG1665	0.6	1.283	- 0.098	0.258	0.100
VG1670	0.6	1.255	- 0.073	0.239	0.066
VG0000	0.8	1.259	** - 0.233	0.480	0.397
VG1650	0.8	1.296	** - 0.262	0.308	0.233
VG1660	0.8	1.282	** - 0.236	0.278	0.176
VG1665	0.8	1.278	** - 0.208	0.268	0.147
VG1670	0.8	1.255	- 0.142	0.263	0.083
VG0000	1.0	1.196	** - 0.237	0.496	0.495
VG1650	1.0	1.262	** - 0.368	0.348	0.296
VG1660	1.0	1.257	** - 0.365	0.310	0.250
VG1665	1.0	1.258	** - 0.317	0.293	0.219
VG1670	1.0	1.254	** - 0.218	0.267	0.121
VG0000	1.5	* 1.040	** 0.070	0.439	0.684
VG1650	1.5	* 1.133	** - 0.091	0.405	0.497
VG1660	1.5	* 1.132	** - 0.177	0.381	0.427
VG1665	1.5	* 1.147	** - 0.185	0.362	0.382
VG1670	1.5	1.186	** - 0.249	0.298	0.264
VG0000	2.0	* 0.929	** 0.376	0.342	0.630
VG1650	2.0	* 1.037	** 0.374	0.318	0.500
VG1660	2.0	* 1.026	** 0.345	0.306	0.492
VG1665	2.0	* 1.050	** 0.272	0.291	0.450
VG1670	2.0	* 1.093	** 0.125	0.304	0.390
VG0000	2.5	* 0.863	** 0.517	0.309	0.574
VG1650	2.5	* 0.976	** 0.611	0.246	0.452
VG1660	2.5	* 0.976	** 0.608	0.241	0.424
VG1665	2.5	* 0.994	** 0.571	0.236	0.397
VG1670	2.5	* 1.022	** 0.468	0.241	0.384

* Ölçüm bölgesinin sonundaki değerdir. Maksimum değer daha fazla olabilir.

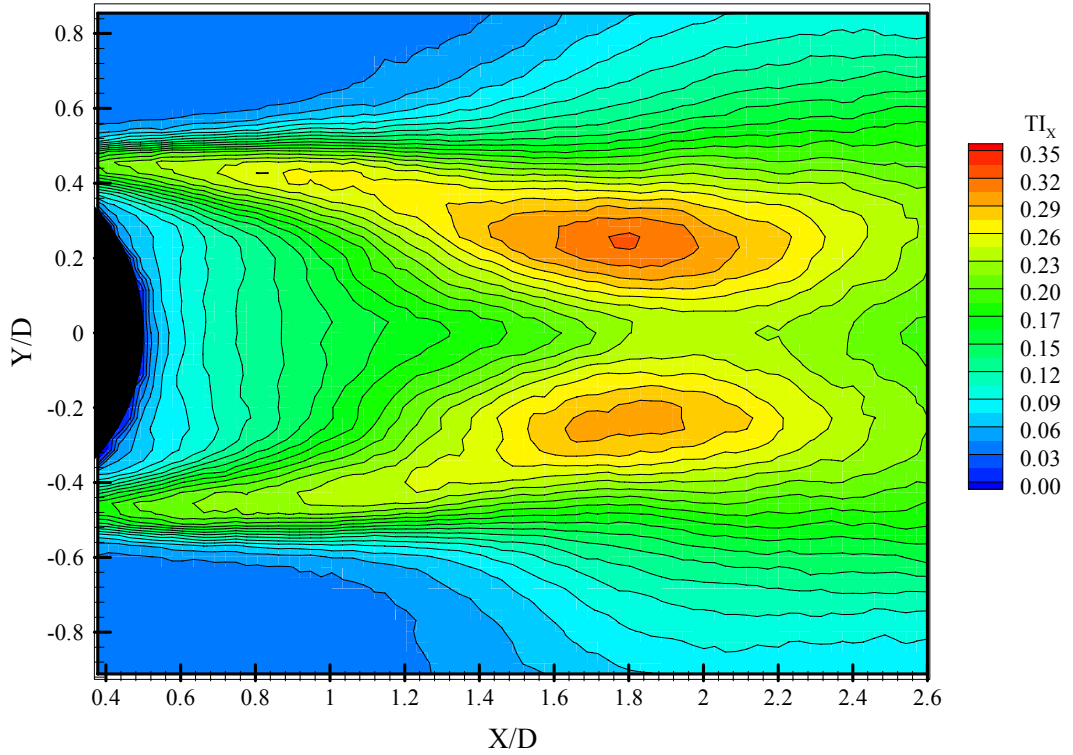
** Minimum değerler merkez yatay eksen üzerindedir.

Şekil 2.32 ve Şekil 2.33'te VG1650 ve VG1670 vakalarındaki boyuna türbülans şiddeti TI_x konturları yer almaktadır. Konturlar Denklem 2.5'teki biçimde hesaplanmışlardır. Grafikler VG0000 vakasına ait Şekil 2.21 ile birlikte karşılaştırmalı olarak incelenebilir. Tüm vakalarda konturlar, merkez eksene göre simetrik biçimli bir merkez bölge ve bu bölgeden kayma tabakası ve silindire doğru uzayan bir yapı sergilemektedirler. Hızlardaki salınım girdap oluşma bölgesinde, kayma tabakasından başlayarak gittikçe artan bir biçimde büyümekte olan girdabın çevresinde yoğunlaşmışlardır. Daha önce sözü edildiği gibi girdap oluşma boyu için kullanılan merkez yatay eksendeki maksimum hız salınımı, lokal bir maksimum olup tüm vakalarda bir eyer noktası oluşturmaktadır. Girdap yaratıcı konum açısı arttıkça kayma tabakasından başlamak üzere tüm bölgedeki salınım azalma eğilimindedir. VG0000'da %50 civarında olan maksimum boyuna türbülans şiddeti VG1670'de %30'a kadar düşmektedir. Bu düşüş grafiklerden rahatça anlaşılabilmesi amacıyla tüm girdap yaratıcılı vakalar için boyuna türbülans şiddeti konturları $0 \leq TI_x \leq 0.35$ aralığında sabit tutulmuştur. Maksimum şiddetin yanı sıra türbülans seviyesinde bölgesel bir düşüş de gözlenmektedir. Girdap oluşma bölgesinin ötelenme hareketine paralel olarak türbülanslı bölge de silindirden uzağa doğru kaymaktadır. Ayrıca kayma tabakalarının birbirlerine yaklaşmasıyla uyumlu olarak merkez eksene doğru ötelenmektedirler. Silindirin hemen önünde, kayma tabakasındaki salınımın da giderek azalmakta olduğu grafiklerden görülebilir.

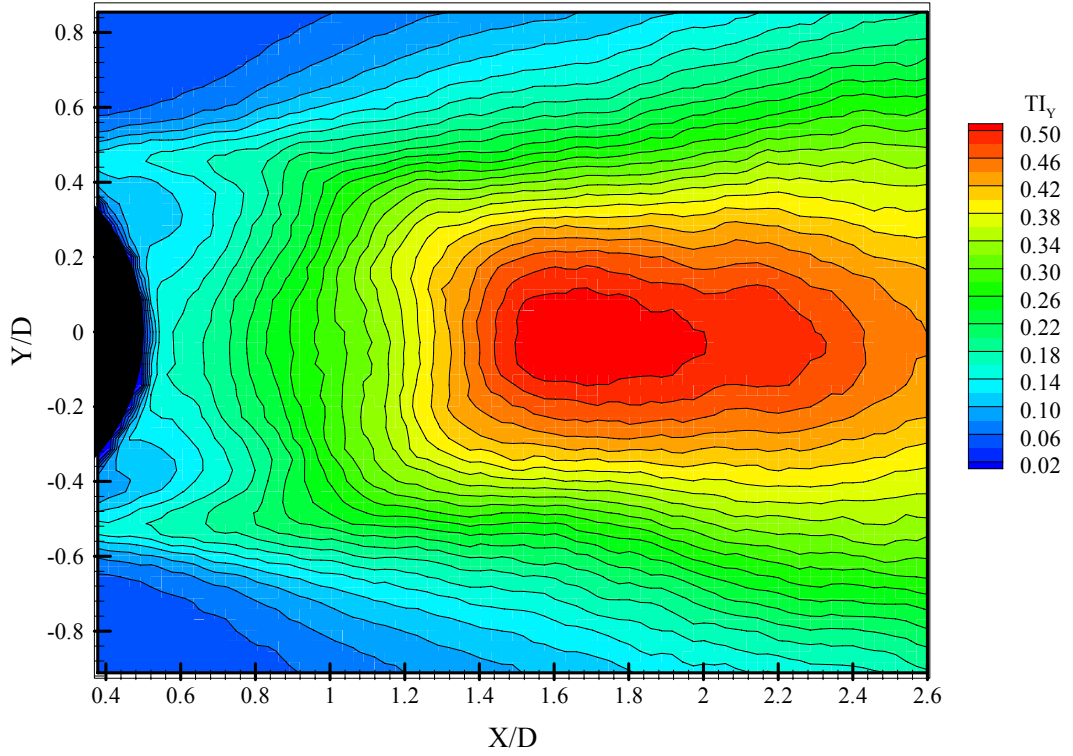
Şekil 2.34 ve Şekil 2.35'te VG1650 ve VG1670 vakalarındaki enine türbülans şiddeti TI_y konturları yer almaktadır. Konturlar, denklem 2.5'teki biçimde hesaplanmışlardır. Grafikler VG0000 vakasına ait Şekil 2.22 ile birlikte karşılaştırmalı olarak incelenebilir. Tüm vakalarda konturlar girdap oluşma bölgesi civarında yoğunlaşarak tek bir yuvarlak yapı sergilemişlerdir. Girdap oluşma bölgesinin uzamasından dolayı girdap yaratıcıların konum açılarının artmasıyla türbülanslı bölge de geriye doğru kayarak silindirden uzaklaşmıştır. Maksimum değerler karşılıklı iki kayma tabakasından oluşan her iki girdabın da merkez eksen üzerine eşit miktarda etki etmesi nedeniyle tam ortada, yatay simetri ekseninde oluşmaktadır. Maksimum türbülans şiddeti ve meydana geldikleri nokta Tablo 2.9'da sunulmuştur. Her vakada türbülans bileşeninin enine bileşeni, boyuna bileşeninde beklendiği gibi daha yüksek çıkmaktadır. Aradaki oran %25-26 civarındadır.



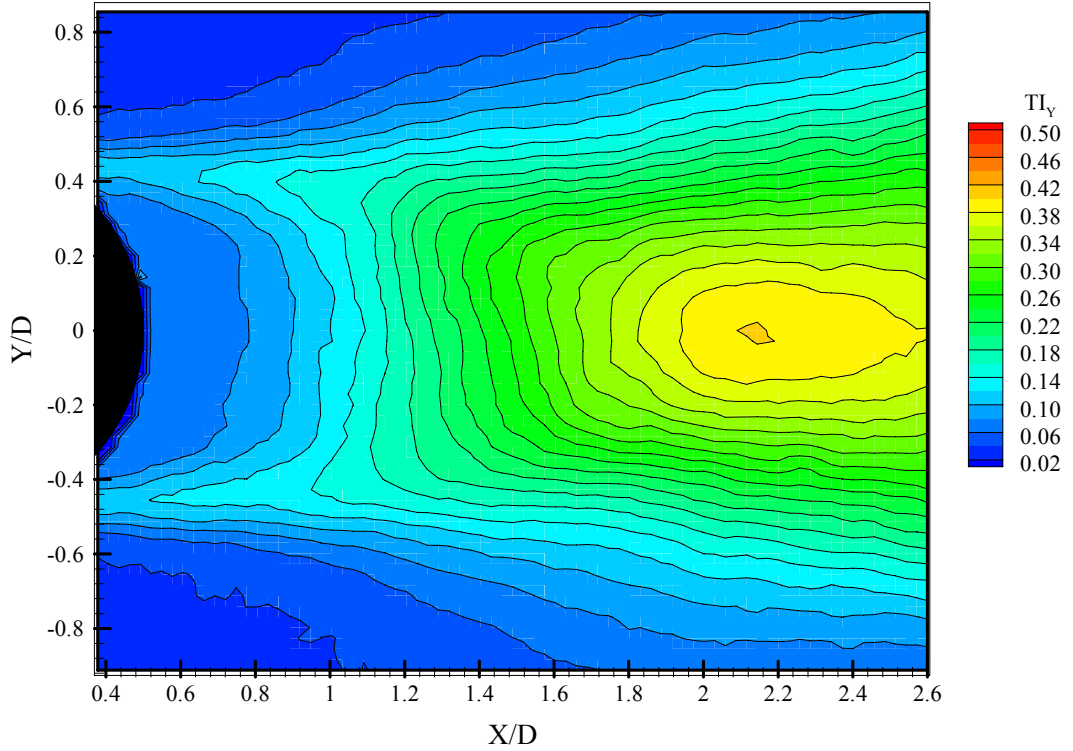
Şekil 2.32 : VG1650 Vakası TI_x Konturları



Şekil 2.33 : VG1670 Vakası TI_x Konturları



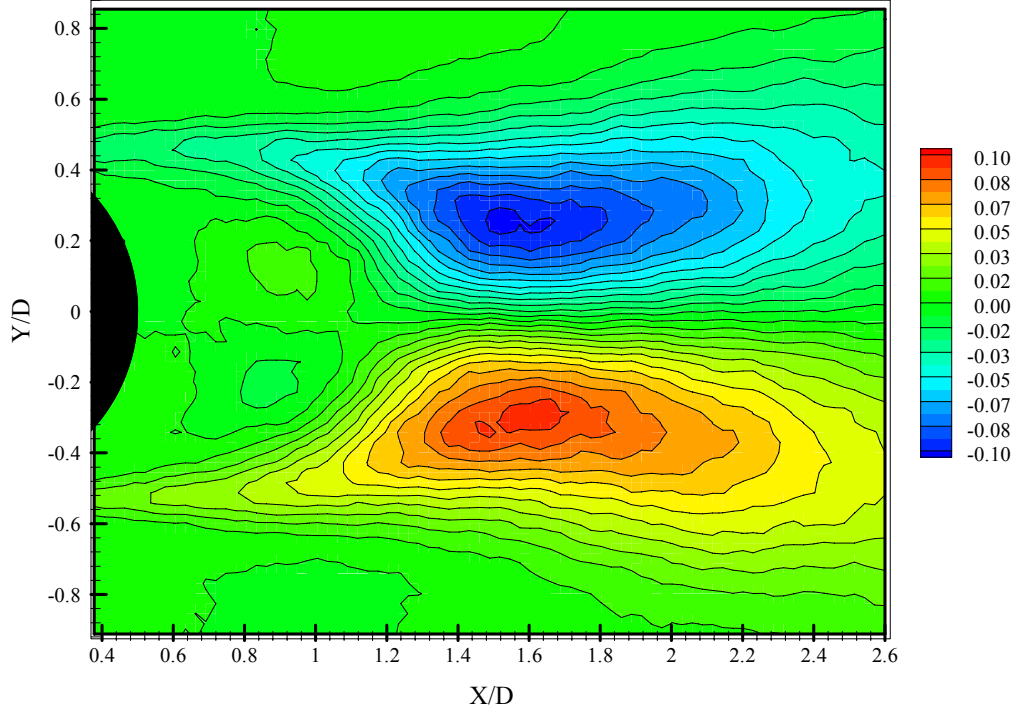
Şekil 2.34 : VG1650 Vakası TI_y Konturları



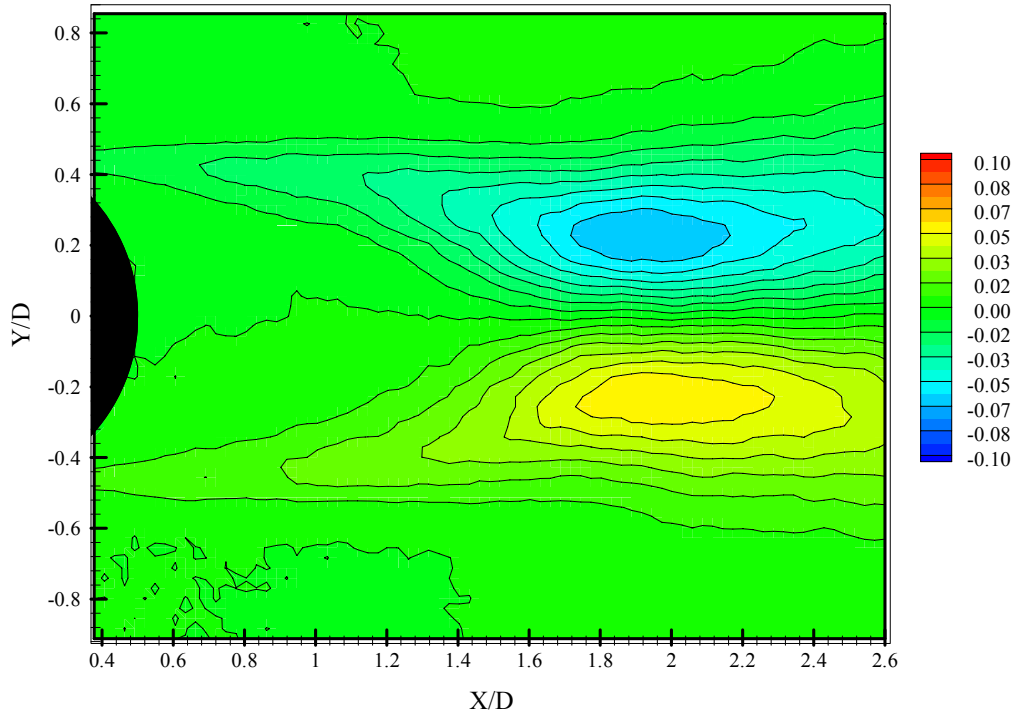
Şekil 2.35 : VG1670 Vakası TI_y Konturları

Denklem 2.8'deki şekilde girdap yaratıcılı vakalar için hesaplanan kayma gerilmeleri konturları Şekil 2.36 ve Şekil 2.37'de incelenebilir. Reynolds gerilmeleri boyunca

türbülans şiddetine benzer şekilde iz merkez ekseninin her iki yanında maksimum değerler kümesi oluşturmaktadır. Gerilmelerin yine önceki bileşenlere benzer biçimde giderek zayıfladığı ve silindirden uzaklaştığı görülebilir. Elde edilen minimum kayma gerilmesi ve yeri Tablo 2.9’da sunulmaktadır.



Şekil 2.36 : VG1650 Vakası Vakası $\overline{U^* V^*} / U_\infty^2$ Konturları



Şekil 2.37 : VG1670 Vakası Vakası $\overline{U^* V^*} / U_\infty^2$ Konturları

Tablo 2.9 : Reynolds Ortalaması ile Hesaplanan Türbülans Bileşenleri

Vaka.	TI_x		TI_y		$\overline{U^*V^*} / U_\infty^2$	
	Maks.	(X/D ; Y/D)	Maks.	(X/D ; Y/D)	Min.	(X/D ; Y/D)
VG0000	0.496	1.13 ; 0.39	0.687	1.52 ; 0	-0.141	1.38 ; 0.35
VG1650	0.401	1.35 ; 0.28	0.522	1.63 ; 0	-0.103	1.59 ; 0.25
VG1660	0.378	1.45 ; 0.29	0.496	1.97 ; 0	-0.088	1.73 ; 0.27
VG1665	0.359	1.47 ; 0.25	0.455	1.92 ; 0	-0.078	1.66 ; 0.24
VG1670	0.322	1.79 ; 0.24	0.402	2.14 ; 0	-0.066	1.90 ; 0.23

2.5.1.3 Strouhal Sayısı

Girdap yaratıcıların iz bölgesi nominal frekansına ve dolayısıyla da Strouhal sayısına etki etmesi beklenen bir durumdur. Zira girdap yaratıcıların etkisiyle iz bölgesinin yapısı büyük ölçüde değişmektedir. İz bölgesinin frekansı, girdapların oluşma ve salgılanma periyotlarına bağlıdır. Frekansı belirleyen mekanizma aslında oldukça karmaşıktır. Kayma tabakasındaki içine çekme ve buna bağlı olarak kayma tabakasındaki türbülans, kayma tabakası oluşma noktası, kayma tabakasının genişliği, ayrılma noktasından saçılan sirkülasyon ve başka yan etkenler iz bölgesi nominal frekansına toplu halde etki eden unsurlardan bazılarıdır. Bunların bir veya birkaçının çeşitli nedenler ile değişmesi neticesinde iz bölgesi de frekansını değiştirir. Bazense, bu bileşenlerin etkilerinin birbirlerine zıt olduğu durumlarda frekans değeri çok az değişir ya da hiç değişmez. **Gerrard (1966a)**, silindirin girdap oluşma bölgesinin süratle kısalma eğilimi gösterdiği “kayma tabakasında türbülansa geçiş”, TRSL, rejimlerinde Strouhal sayısının kabaca sabit kalmasından yola çıkarak bu mekanizmayı detaylı biçimde izah etmiştir. **Gerrard (1966a)**’nın anlatmış olduğu mekanizma, çok küçük farklarla da olsa **Zdravkovich (1997)** tarafından doğrulanmıştır.

Tablo 2.10’da girdap yaratıcılı hallerin Strouhal sayısı üzerine yapmış olduğu etki çıplak silindir ile birlikte karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Tablodan Strouhal sayısının %40 gibi büyük bir miktarda artarak, sonra giderek tekrar azaldığı ve VG1670 için VG0000’a göre %22 civarında bir artış gösterdiği görülmektedir. İz bölgesindeki sürekli uzama ile kıyaslandığında benzer eğilimin Strouhal sayısı için geçerli olmadığı anlaşılmaktadır. Aksi takdirde, Strouhal sayısının da, girdap yaratıcılı durumlarda silindire göre artış göstereceğini ve girdap yaratıcı açısı büyüdükçe Strouhal sayısının da yükselmeye devam edeceği düşünülürdü. Bu davranış **Gerrard (1966a)**’nın anlatmış olduğu pek çok frekans belirleyici niteliğin birlikte işleyişinden kaynaklandığını düşündürmektedir. VG1650’de kayma tabakası yoğunlaşmakta yani difüzyon azalmaktadır. Difüzyonun azalması ile oluşmakta olan girdabın ters tarafında bulunan kayma tabakasının da iz bölgesine girebilmesi kolaylaşacaktır (**Gerrard 1966a**). Aynı zamanda silindirin kesitinin her iki yanında oluşan kayma tabakalarının birbirlerine daha yakın hale geldikleri ve aralarındaki mesafenin azaldığı görülebilir. Buna göre her iki etkinin birlikte hareketinden kaynaklanan bileşmeden dolayı Strouhal sayısı ani bir artış göstermiştir. Daha sonraki durumlarda ise girdaplılık konsantrasyonu artarken kayma tabakaları da birbirlerine bir miktar daha yaklaşmışlardır. Ancak, türbülans grafiklerinden de salınımın giderek söndüğü, dolayısıyla da meydana gelen girdapların –takip eden başlıklarda da görüleceği gibi- daha güçsüz oldukları sonucu çıkartılabilir. Buna bağlı olarak bir girdabın salgılanması ve diğer taraftan zıt işaretli girdaplılığı içine çekebilmesi için gereken süre artacaktır. Strouhal sayısının giderek az da olsa azalması, bu mekanizmaların birbirlerine ters biçimde etkimiş olduklarını akla getirmektedir.

Tablo 2.10 : Farklı Vakalar için Strouhal Sayıları ve Değişimleri

	St	Artış (%)	Bağıl artış (%)
VG0000	0.186	-	-
VG1650	0.262	~ 41	~ 41
VG1660	0.250	~ 34	~ -5
VG1665	0.243	~ 31	~ -3
VG1670	0.226	~ 22	~ -7

2.5.2 Sabit Faz Ayrıştırması

Global ortalama işlemi yakın iz bölgesindeki salınım hareketini tamamen yok ederek, yerine yalnızca merkez yatay eksene göre simetrik iki girdaptan oluşan bir yapı bırakmıştır. Böyle bir durumda akışın gerçek topolojisi, girdapların oluşum geçmişi ve anlık karakteristik değerleri gibi pek çok bilgi yitirilmiş olmaktadır. İzin periyodik davranışını korumak amacıyla ortalama hız alanı ‘girdap salgılanma’ prosesinin aynı (eş) fazında gerçekleştirilmelidir. Bu bölümde akış alanının sabit fazlardaki ayrıştırması Bölüm 2.2.2’de açıklandığı biçimde gerçekleştirilmiştir. Böylece bir girdap salgılanma periyodu boyunca oluşan hareket ortaya konduğu gibi, hareketin periyodik, büyük ölçekli ve rastgele, düzensiz bileşenlerinin de ayrı ayrı eldesi mümkün olmuştur. Ayrıştırma işlemi, 6 adet gerilme bileşeni, girdaplılık konturları, akım hatları gibi temel akış karakteristiklerinin farklı fazlar ve vakalar ile kombinasyonu ile birlikte çok büyük miktarda grafik sunum zorunluluğu doğurmaktadır. Buna bağlı olarak bu bölümdeki analiz, yalnızca VG0000 ve VG1670 vakaları ile sınırlı tutulmuş, gerilme bileşenleri yalnızca tek bir fazda karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Girdap oluşma süreci, bir periyotluk çevrim 2π radyan olarak kabul edildiğinde, $\pi/4$ radyan faz adımları ile akım hatları ve girdaplılık konturları formunda Şekil 2.38’de sunulmaktadır. Sabit fazda girdaplılığın elde edilebilmesi için ,

$$\langle \zeta \rangle = \frac{\partial \langle V \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \quad (2.26)$$

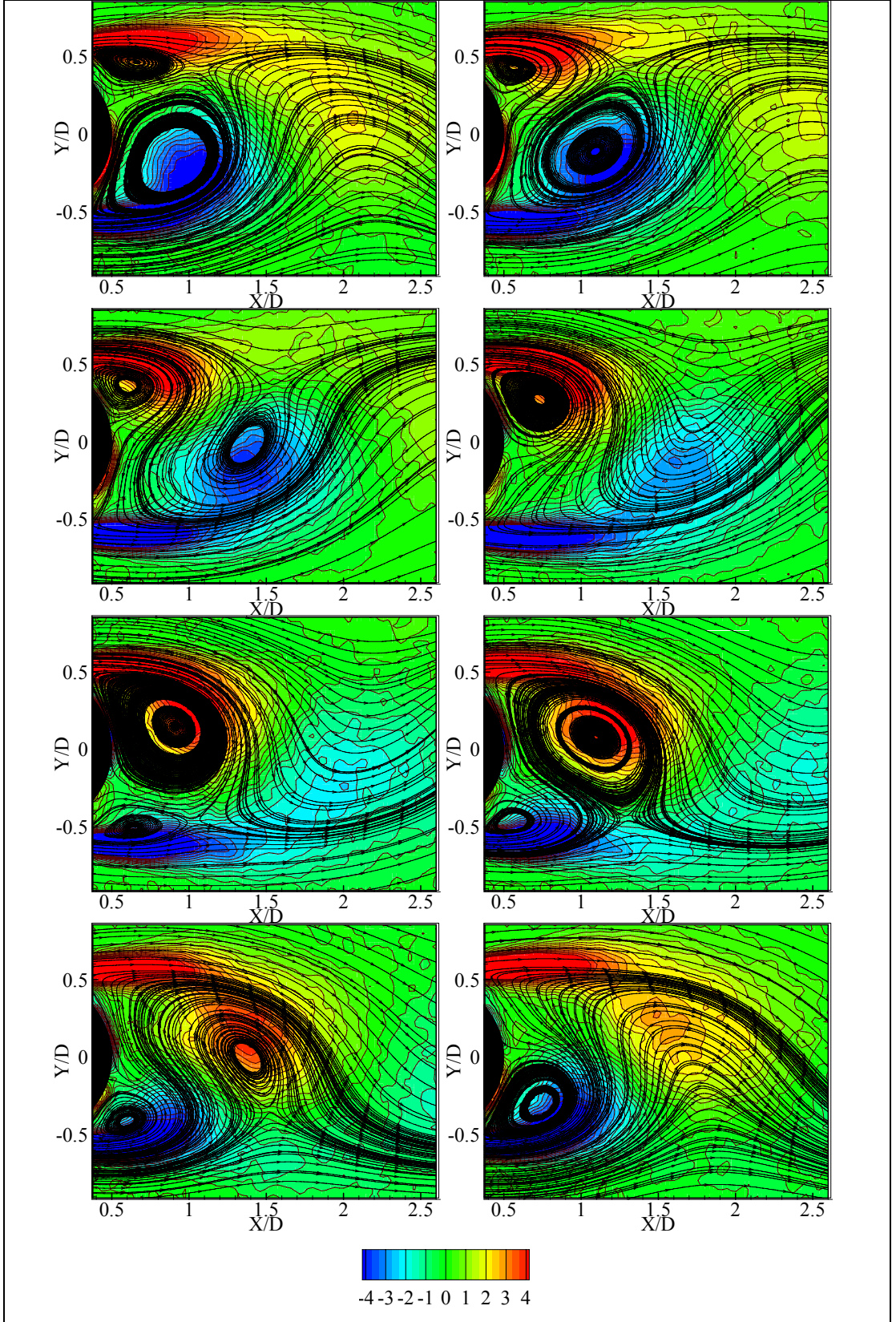
eşitliğinden yararlanmak mümkündür. Burada $\langle \rangle$ ile sabit fazdaki değerler ifade edilmektedir. Salgılanma çevriminin ikinci yarısında, hareket kendini tekrar etmekte ve merkez simetri eksenine göre yansıma göstermektedir. Hatlar oluşturulurken hareketin yansıma özelliğinden yararlanılmamış, tüm akış alanı referans sinyallerine göre hesaplamalara dahil edilmiştir. Sonuçlara göre π radyan karşılıklı olan fazların, birbirleriyle mükemmel uyum sergiledikleri görülmektedir. Girdaplılığın akımın kapalı akım hatları biçiminde dönel görünümdeki kütleyle bir bağlantısı olmadığı fark edilebilir. Girdaplılık konturlarıyla akım hatlarının çakıştırılabilmesi ancak akış ile hareket halindeki bir gözlemciye göre alınan eksen takımı kullanılmasıyla mümkün olur. Zira girdaplar akım ile birlikte hareket halinde olduklarından büyük

ölçekli periyodik hareketin yaratmış olduğu akım hatları ile serbest akımın akım hatları üst üste binmiş durumdadır.

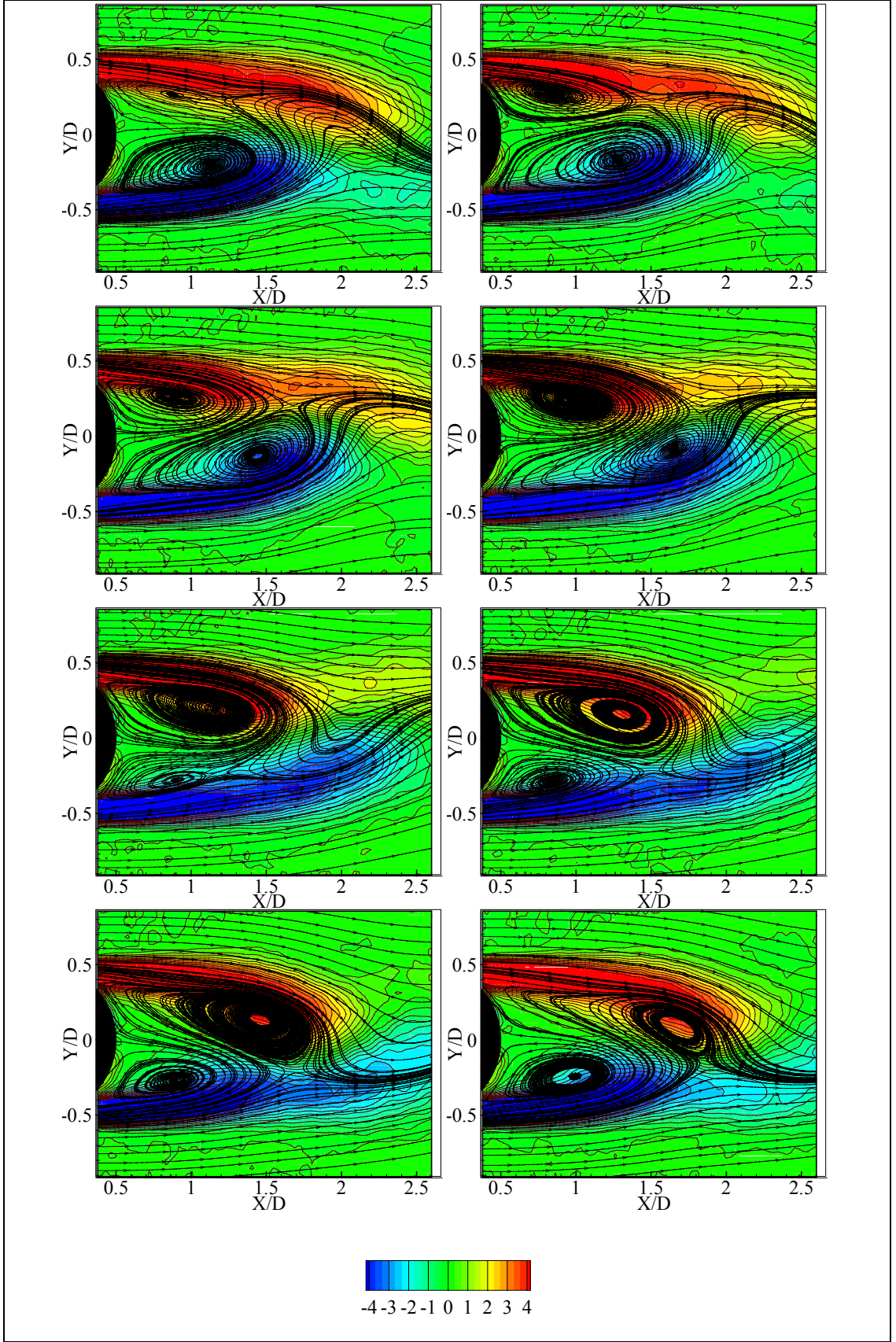
Şekil 2.38'den, girdap oluşma sürecinde iki kayma tabakası arasındaki ilişki açık şekilde görülmektedir. Şekilde yer alan ilk faz, silindirin üst tarafındaki kayma tabakasından yeni bir girdabın oluşmaya başladığı anı göstermektedir. Girdabın doğuşu, akım hattındaki eyer noktası oluşması ile tetiklenmektedir. Alt taraftaki girdaplılık çok güçlenip geniş bir alana yayılarak üst taraftaki kayma tabakasından içine akım çekmeye başlamaktadır. Devam eden grafiklerde eyer noktası ve büyük dönel yapının ilerleyişi ve bununla beraber üst taraftaki girdaplılığın da merkez eksene doğru yayılmaya başladığı görülmektedir. İkinci fazdan itibaren, üst taraftaki kayma tabakasından ters işaretli girdaplılık giderek güç kaybetmekte ve nihayet girdabın koparak iz bölgesine yayılmasına neden olmaktadır. Bu süre içinde üst taraftaki girdap da henüz karşıdan negatif bir girdaplılık almadığı için olgunlaşmaya devam etmektedir. Bu süreç 5. fazda yeni bir girdabın doğması için tekrar bir eyer noktası oluşuncaya kadar devam etmektedir. Sonraki fazlarda girdabın sirkülasyon miktarı çok az miktarda artarken neticede 7. fazda girdap oluşma süreci tamamlanmaktadır. Benzer mekanizma VG1670 için de görülmektedir (Şekil 2.39). Girdap yaratıcıların etkisiyle ayrılma ciddi biçimde ötelenmektedir. Bunun, kayma tabakalarının dikine yerinden ve iz bölgesinin incelmelerinden anlaşılması mümkündür. Ayrılma açısının değişmesi nedeniyle önceki Reynolds ayrıştırması tekniklerinde bulunduğu gibi kayma tabakası merkez eksene doğru yönelmektedir. Bir başka fark ise yine kayma tabakasındaki incelme ve kararlılıktır. Kayma tabakası çok uzun bir yol boyunca şeklini koruyabilmektedir. Kayma tabakasındaki türbülansın artışı tabakanın girdap oluşma bölgesinde daha yaygın hale gelmesine neden olmaktadır (**Gerrard, 1966a**). Burada bu tezi doğrulayan bir görüntü mevcuttur. Bir sonraki POD analizinde de görüleceği gibi girdap yaratıcılar periyodik hareket ile birlikte rastgele hareketi de sönmülmektedirler. Bu olaya kayma tabakası içerisindeki türbülans da dahildir. Buna göre girdap yaratıcıların etkisiyle azalan türbülans, kayma tabakalarını etkileşim bölgesinde daha az yaygın olmalarına neden olmaktadır (Burada türbülansın azalmasından bahsedilirken, 2.25 Hz'den daha düşük frekansa sahip olan rastgele hareketin azalmasından bahsedildiği hatırlanmalıdır). Eyer noktasının akış yönünde ilerleyişi ile birlikte üst tarafta oluşan girdap da daha yoğun şekilde girdaplılık içermeye devam etmektedir. Girdabın olgunlaşması,

grafikteki son faza kadar sürmektedir. Bu fazdan $\pi/16$ faz adımı sonra (şekilde mevcut değildir) girdap oluşma süreci tamamlanarak oluşan girdap iz bölgesine salgılanmaktadır.

VG0000 ile VG1670'in girdap oluşma mekanizmaları arasında göze çarpan en belirgin fark, VG1670'de girdap oluşumunun çok daha dar bir alanda gerçekleşmesidir. Mekanizma nedeniyle oluşmakta olan kapalı akım hatları VG0000 vakasında olduğu gibi silindirin gerisinde tüm çap boyunu kapsamamakta, ezilerek daha uzun bir alana yayılmaktadır. Kapalı hatların da silindir gerisinden çok daha uzak bir mesafede meydana geldikleri görülmektedir. Tablo 2.11 ve Tablo 2.12, VG0000 ve VG1670 vakaları için 16 faz adımında hesaplanmış olan dönel akım hattı merkezi ve eyer noktalarının koordinatlarını göstermektedir. Öncelikle, merkez noktasının VG1670 için oldukça uzağa ötelenmiş olduğu görülmektedir merkez noktasının girdap oluşma süreci boyunca bir miktar silindir gerisine yaklaşarak ardından akış yönünde ilerlediği görülebilir. Nihayet girdap oluşma süreci tamamlandığında, akım hattı merkezi tam olarak iz kapanma boyuna (l_c) denk düşmektedir. Aynı şekilde VG1670 için de girdap oluşma sürecinin tamamlanma anı olan $15\pi/16$ fazı yine bu vaka için iz kapanma boyuna büyük bir yaklaşıklıkla eşittir. Bu noktada faz ayrıştırması ve Reynolds ayrıştırması arasındaki uyum da dikkat çekicidir. Tablolarda hesaplanmış olan eyer noktalarında merkez eksene göre negatif ve pozitif noktadaki uyum çok mükemmeldir. Tabloların incelenmesi ile eyer noktası oluşumunda iki vaka arasındaki fark daha net anlaşılabilir. VG0000'da eyer noktaları belirli fazlarda mevcut değildirler. Bu anlarda girdap oluşma süreci tamamlanmış ve girdaba daha fazla sirkülasyon aşılması durmuştur. Ancak girdap henüz kayma tabakasından ayrılmamış ve bütünlüğü bozulmamıştır. Girdabın kopma anı yeni bir eyer noktası oluşumunu beklemektedir. VG1670'de ise her fazda eyer noktası mevcuttur. Girdap oluşma sürecinin tamamlanması ile birlikte hiç beklemeden yeni bir eyer noktası oluşmaktadır. Merkez koordinatların ilerleyişine bakılacak olursa girdabın oluşması daha uzun sürmektedir. Daha açık bir ifadeyle, VG1670'de girdap oluşumu tam 16 faza yayılmakta ve burada kaybedilen zaman, girdabın hiç beklemeden kopması ve yeni bir eyer noktası oluşumu ile telafi edilmektedir. Sözü edilen akım hatları merkezi, her iki vaka için, hesaplanma yöntemi devam eden paragraflarda anlatılacak olan girdap merkezleri ile birlikte karşılaştırmalı olarak sunulmuştur.



Şekil 2.38 : VG0000 Vakası için Sabit Fazlardaki $\zeta \cdot D / U_{\infty}$ Konturları ve Akım Hatları



Şekil 2.39 : VG1670 Vakası için Sabit Fazlardaki $\zeta \cdot D/U_\infty$ Konturları ve Akım Hatları

Tablo 2.11 : VG0000 Vakası için Girdap Oluşma Sürecini Temsil Eden Karakteristik Noktalar

Faz	Merkez Koordinatı		Eyer Koordinatı	
	X/D	Y/D	X/D	Y/D
0	0.66	0.46	1.05	0.42
$\pi/16$	0.59	0.45	1.18	0.42
$\pi/8$	0.56	0.43	1.29	0.41
$3\pi/16$	0.58	0.40	1.41	0.38
$\pi/4$	0.60	0.37	1.53	0.32
$5\pi/16$	0.67	0.32	-	-
$3\pi/8$	0.73	0.27	-	-
$7\pi/16$	0.82	0.20	-	-
$\pi/2$	0.91	0.15	1.03	-0.46
$9\pi/16$	0.99	0.11	1.19	-0.45
$5\pi/8$	1.10	0.08	1.30	-0.44
$11\pi/16$	1.22	0.05	1.41	-0.40
$3\pi/4$	1.38	0.00	1.52	-0.35
$13\pi/16$	-	-	-	-
$7\pi/8$	-	-	-	-
$15\pi/16$	-	-	-	-

Akışkan dinamiğindeki girdap kavramı, çok yaygın olarak kullanılmasına karşın kelimenin tam karşılığını veren çok az sayıda tanımlı mevcuttur. Girdaplar genellikle yüksek girdaplılığın olduğu bölge olarak düşünülse de, girdaplılığın ‘yüksek’ olarak kabul edildiği evrensel bir eşik bulunmamaktadır. Daha da ilginç, girdaplılık, paralel kayma akışlarında çok yüksek olabilmesine karşın -genel anlayışa göre- hiç girdap içermemektedirler. Kapalı ya da spiral biçimindeki akım hatları gerektiren tanımlamalar da yine şüpheli olmakta, zira basit bir Galileo transformasyonu ile akım hatlarının topolojisi –yukarıda da değinildiği gibi- değişmektedir. Birçok araştırmacı, buna dayanarak girdabın farklı tanımlarını tartışmışlar ve çeşitli kriterler belirlemişlerdir (Haller, 2005). Akış alanının içerisindeki girdapların teşhisinin bu

kriterlerden biri ile gerçekleştirmesi mümkündür. Bunlardan ‘Q-kriteri’ adı verilen kritere göre (Jeong ve Hussain, 1995), dönmenin şekil değiştirmeye baskın olduğu bölgeler belirlenmektedir. S ve Ω , ΔU ’nun simetrik ve anti simetrik bölümleri olmak üzere Q, sıkıştırılmaz akış için

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (2.27)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada $\|\cdot\|$ ile Öklidyen matris normu gösterilmektedir.

Tablo 2.12 : VG1670 Vakası için Girdap Oluşma Sürecini Temsil Eden Karakteristik Noktalar

Faz	Merkez Koordinatı		Eyer Koordinatı	
	X/D	Y/D	X/D	Y/D
0	0.88	0.27	1.14	0.23
$\pi/16$	0.86	0.27	1.35	0.22
$\pi/8$	0.85	0.27	1.48	0.21
$3\pi/16$	0.87	0.26	1.57	0.21
$\pi/4$	0.89	0.26	1.67	0.20
$5\pi/16$	0.95	0.24	1.75	0.18
$3\pi/8$	1.01	0.23	1.82	0.15
$7\pi/16$	1.09	0.21	1.89	0.06
$\pi/2$	1.16	0.19	1.14	-0.24
$9\pi/16$	1.23	0.18	1.39	-0.22
$5\pi/8$	1.30	0.16	1.50	-0.22
$11\pi/16$	1.39	0.14	1.60	-0.21
$3\pi/4$	1.46	0.13	1.67	-0.20
$13\pi/16$	1.56	0.12	1.77	-0.18
$7\pi/8$	1.68	0.09	1.85	-0.14
$15\pi/16$	1.85	0.02	1.90	-0.04

Tutarlı, belirgin girdap, $Q > 0$ şartının sağlandığı bölge ile tarif edilmektedir. Buna göre girdap çekirdekleri güçlü pozitif Q değerleri ile karakterize edilir. Girdap

çekirdeklerini bir tepe noktası çevresindeki pozitif Q değerine sahip dairesel bölgeler olarak düşünmek mümkündür. Bu yolla elde edilen girdap topolojileri Galileo transformasyonlarından bağımsız olduklarından girdaplılık konturları ve akım hatları incelemelerinden çıkacak olana göre çok daha gerçekçi sonuçlar verebilmektedirler. Q-kriteri baz alınarak hesaplanmış olan girdap topolojileri Q konturları biçiminde Şekil 2.40 ve Şekil 2.41’de sırasıyla VG0000 ve VG1670 vakaları için eş akış zamanına denk düşen fazlarda görülmektedir. Şekillerde girdap geometrilerinin belirgin bir şekilde ortaya çıktıkları görülmektedir.

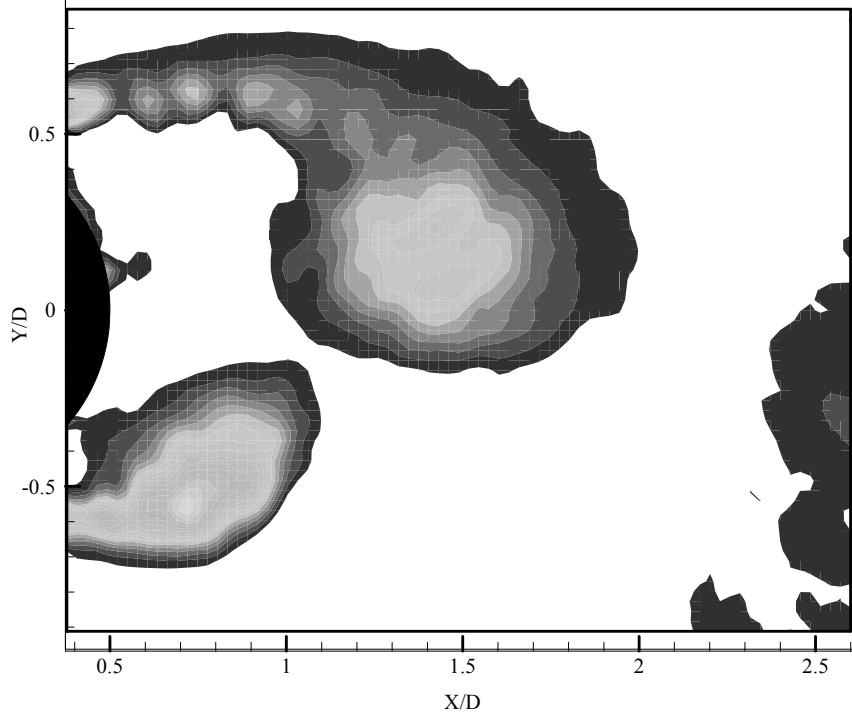
Her fazdaki girdap sirkülasyonu, girdaplılık ve Q konturlarından ortak olarak yararlanılarak hesaplanabilir. Hesaplama tekniği girdaplılık ve sirkülasyon arasındaki bağıntıyı ifade eden Stokes teoremine dayanmaktadır. Teorem

$$\Gamma = \iint \xi \cdot dS \quad (2.28)$$

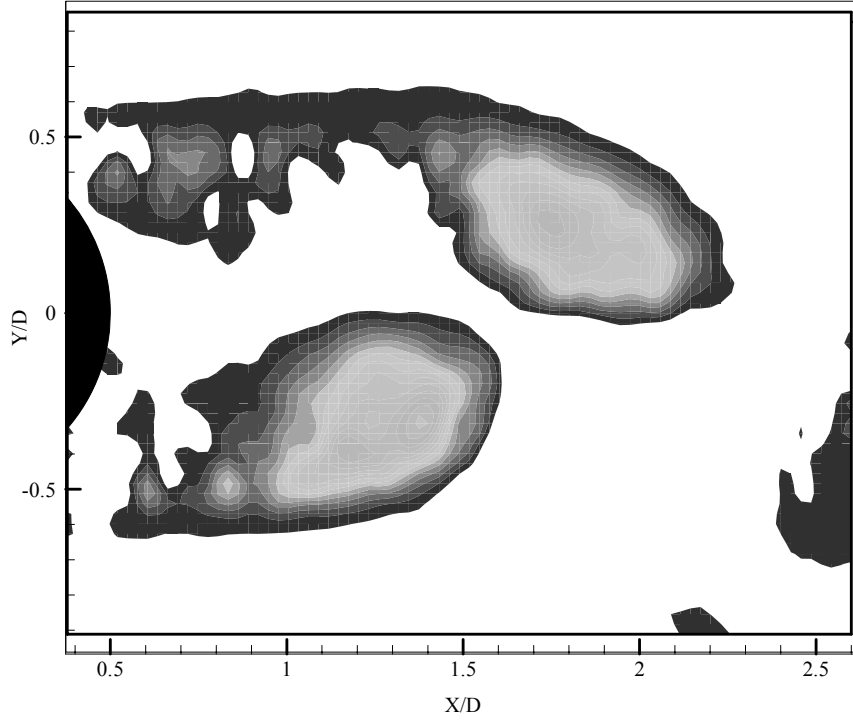
şeklindeki denklem ile gösterilebilir. Burada S sirkülasyonun hesaplandığı alanı ifade etmektedir. Boyutsuz değerler ve ayrıklaştırılmış noktalar kullanılarak bu analitik ifade

$$\frac{\Gamma}{U_{\infty} d} = \sum_{i,j} \left(\frac{\langle \xi \rangle d}{U_{\infty}} \right)_{ij} \frac{\Delta S}{d^2} \quad (2.29)$$

şeklinde dönüşür. Burada U_{∞} ve d sırasıyla serbest akım hızı ve silindir çapını göstermektedir. $\langle \xi \rangle$ ile ise faz ortalaması ifade edilmektedir. Akış alanının her noktasındaki $\langle \xi \rangle$ değeri bilindiğine göre integralin hesabı kolaydır. Ancak bölgenin integrasyon sınırlarının belirlenebilmesi için Q konturlarından yararlanmak gerekmektedir.



Şekil 2.40 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki Q Konturları



Şekil 2.41 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki Q Konturları

Yukarıda açıklananlara göre $Q > 0$ bölgesi girdap olarak adlandırılabilen bir yapının varlığına işaret ettiğine göre, integrasyon sınırlarının da bu bölge içerisinde kalması gerekmektedir. Ancak daha önce de sözü geçtiği gibi yüksek girdaplılık içeren bölge de minik konturlar halinde hesap alanına dahil olmuştur. Buna göre $X/D > 0.6$ olan

bölge temel alınarak integrasyon işlemi gerçekleştirilmiştir. Bu nokta kabaca girdaplılık şiddetinin $2.5 \leq \Omega \leq 3.5$ civarında kaldığı ve yüksek Q değerlerine geçmeden önceki ‘eyer’ noktasına denk düşmektedir. Girdap merkezlerinin koordinatları, sirkülasyon temel olarak alınacak olursa,

$$\frac{\bar{X}}{D} = \frac{\sum_{i,j} \left(\frac{X}{D} \right)_{i,j} \left(\frac{\langle \zeta \rangle D}{U_\infty} \right)_{i,j} \frac{\Delta S}{D^2}}{\frac{\Gamma}{U_\infty D}} \quad (2.30)$$

ve

$$\frac{\bar{Y}}{D} = \frac{\sum_{i,j} \left(\frac{Y}{D} \right)_{i,j} \left(\frac{\langle \zeta \rangle D}{U_\infty} \right)_{i,j} \frac{\Delta S}{D^2}}{\frac{\Gamma}{U_\infty D}} \quad (2.31)$$

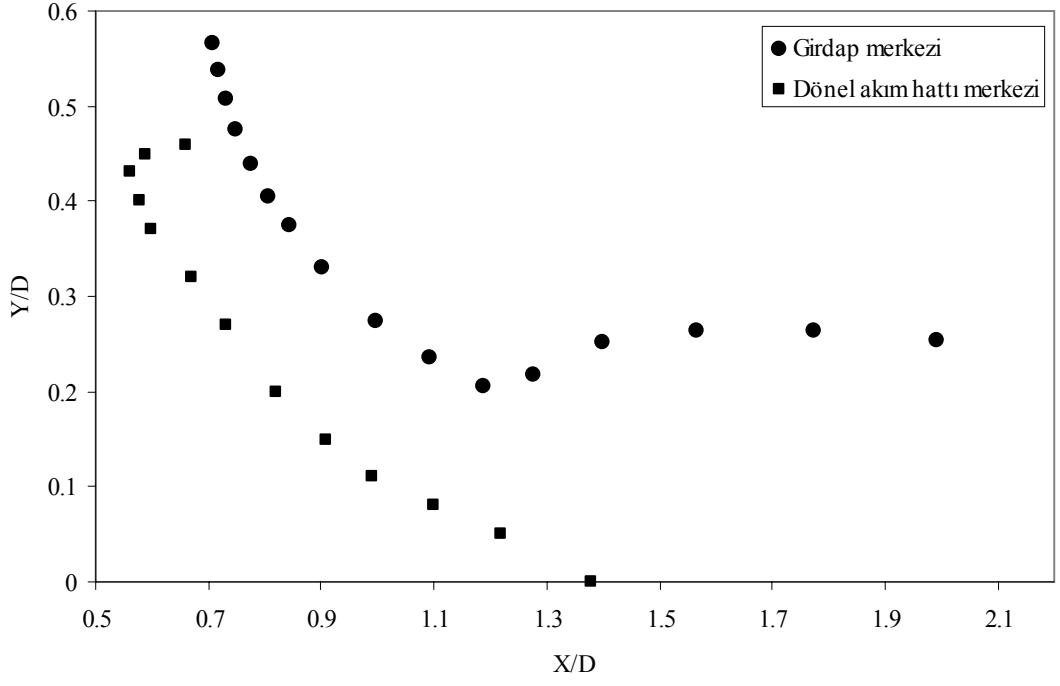
biçimindeki moment alma işlemleri ile boyutsuz olarak hesaplanabilir.

Şekil 2.42’de VG0000 vakası için hesaplanmış olan sirkülasyon (veya girdap) merkezleri, dönele akım hattı merkezleri ile birlikte karşılaştırmalı olarak sunulmaktadır. VG0000’da $X/D < 1.2$ bölgesinde merkez eksene doğru hareket etmekte olan girdaplar daha sonra kabaca yatay eksene paralel olarak yol almaktadırlar. Bu hareket **Cantwell ve Coles (1983)** ile uyum içerisindedir. Girdaplar, girdap oluşumu $X/D \approx 1.4$ ’de tamamlandığında, yatay eksene paralel hareketlerine başlarken, dönele akım hattı merkezi de yatay eksenin tam üzerine ulaşmaktadır. Dönele akım hattı merkezi ile girdap merkezi yaklaşık olarak aynı kesit üzerinde yer almaktadır. Şekil 2.44’te boyutsuz girdap şiddetinin silindirden uzaklığın bir fonksiyonu biçimindeki grafiğine yer verilmiştir. Girdap şiddeti, girdabın ilk doğuş anından itibaren girdap olgunlaştıkça büyük bir hızla artmakta ve maksimum değerine $X/D = 1.355$ ’de ulaşmaktadır. Bu noktadan sonra girdap şiddeti yaklaşık olarak lineer şekilde azalmaktadır. Girdap oluşma bölgesinin sonunun girdapların en güçlü oldukları nokta olabileceğinden daha önce Bölüm 2.5.1.1’de söz edilmiştir. Hesaplar yalın silindir vakası için bu tezi doğrulayan bir sonuç ortaya koymaktadır. Reynolds analizinde merkez eksen üzerindeki RMS akış yönü hızlarının maksimum noktası $l_f = 1.403$ olarak bulunmuştur. Faz ortalaması

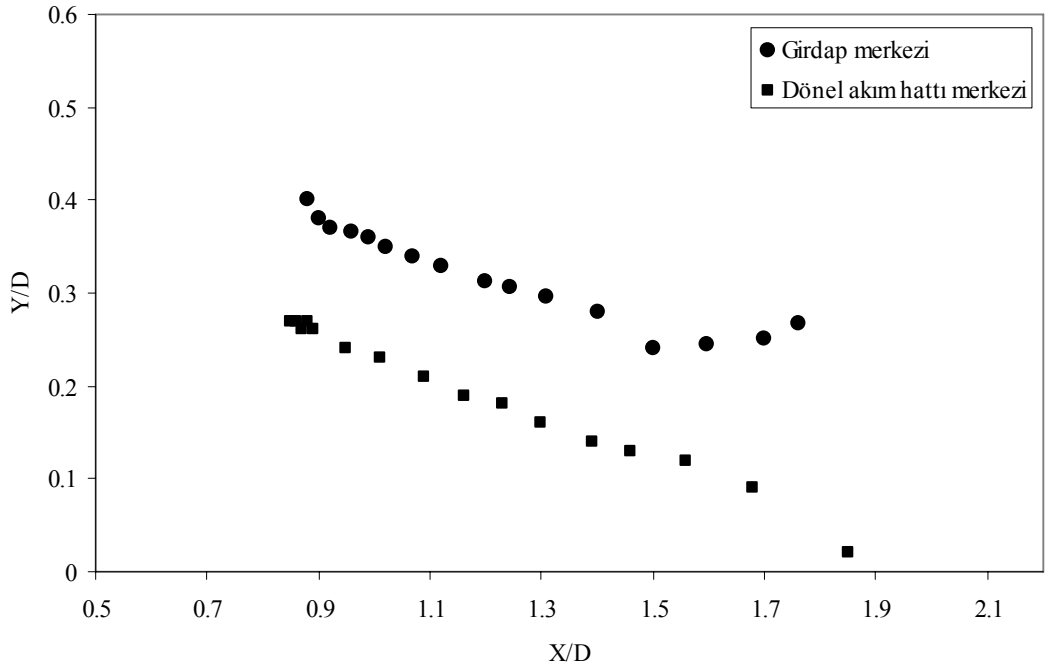
ayrıştırması ile hesaplanmış olan sirkülasyon merkezleri de bu noktanın girdapların en güçlü oldukları nokta olduklarını ortaya koymaktadır. Şekil 2.40'da görülmekte olan Q konturları da girdap oluşma sürecinin tamamlandığı andaki girdap formunu göstermektedir. Şekilden girdabın oldukça dolgun, geniş bir alana yayılmış ve dairesel formda olduğu gözlenmektedir.

VG1670 vakası için benzer analizler yapıldığında, biraz daha farklı bir durum ile karşılaşılmaktadır. Şekil 2.43'te VG1670 vakası için hesaplanmış olan girdap merkezleri, dönel akım hattı merkezleri ile birlikte karşılaştırmalı olarak verilmektedir. Şekilden öncelikle VG0000 vakasında var olan düzenli ve eğrisel yapının bozulduğu göze çarpmaktadır. Kayma tabakasının merkez eksene doğru yaklaşmasının etkisiyle hareketin çok daha dar bir alana sıkıştığı gözlenebilir. Dönel akım hattı merkezi koordinatından elde edilen 1.85 değeri iz kapanma boyu ile tam uyum içerisindedir. Girdap hareketinin geneli VG0000'a benzerlik göstermektedir. Ancak daha önemlisi, girdaplar Reynolds ayrıştırmasında hesaplanmış olan $l_f=2.03$ uzaklığına hiç ulaşamamaktadırlar.

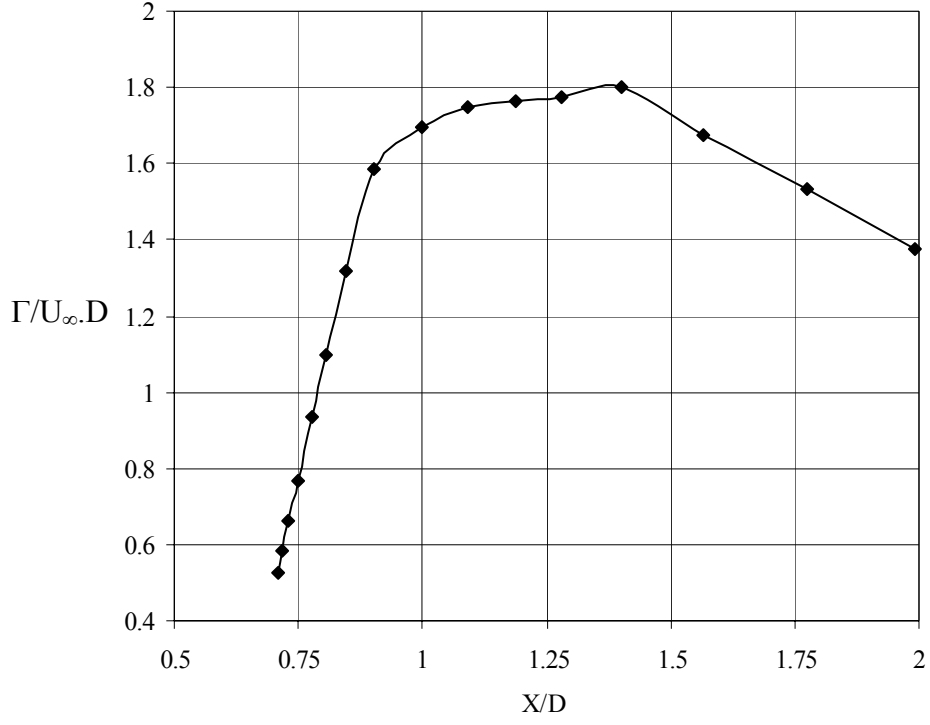
Şekil 2.45'te verilmekte olan girdap sirkülasyon grafiği ise girdapların $X/D=1.7$ noktasında en güçlü olduklarına işaret etmektedir. Bu ise, daha önce hesaplanmış olan girdap oluşma boyu ile çelişmektedir. Şekil 2.41'de görülen grafikte, VG1670 vakasında girdap oluşma boyuna ulaşıldığı anda girdabın geometrisi VG0000'daki gibi dairesel değil elips biçimlidir. Girdap geometrisindeki bu farkın merkez eksen üzerindeki maksimum salınımın yerine etki etmesi muhtemeldir. Ayrıca, Şekil 2.27'de VG1670'e ait olan eğrinin tepe noktasının da çok belirsiz olduğu, maksimum değer düz bir hatta yayıldığı gözlenmektedir. Buna göre, girdap oluşma boyundaki bu uyumsuzluğun normal karşılanması gerekmektedir.



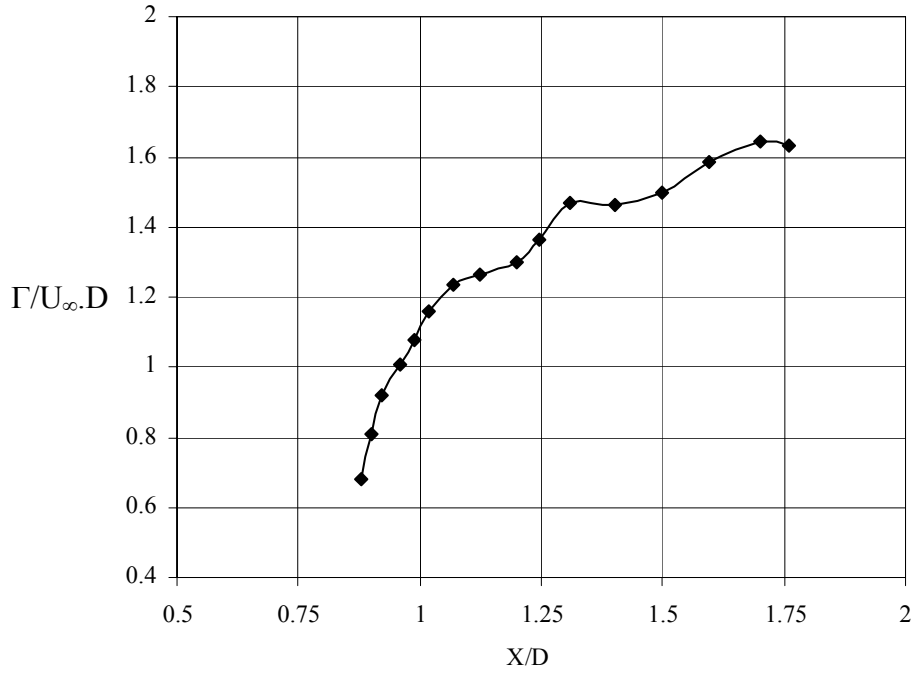
Şekil 2.42 : VG0000 Vakası için Girdap ve Dönel Akım Hattı Merkez Koordinatları



Şekil 2.43 : VG1670 Vakası için Girdap ve Dönel Akım Hattı Merkez Koordinatları



Şekil 2.44 : VG0000 Vakası için Girdap Sirkülasyon Grafiği



Şekil 2.45 : VG1670 Vakası için Girdap Sirkülasyon Grafiği

Tablo 2.13'te faz ortalaması ayrıştırması ile çeşitli girdaplılık kriterleri ile her faz adımında VG0000 ve VG1670 için elde edilen sirkülasyon değerlerine yer verilmektedir. Girdaplılığın 0 ve 1 den büyük olduğu durumlarda sonuçlar, Reynolds ortalamasının işaret ettiği gibi girdap yaratıcıların etkisiyle artan bir sirkülasyon ortaya koymamaktadırlar. Ancak bu sonuçlarda faz ortalaması tekniğinde rastgele

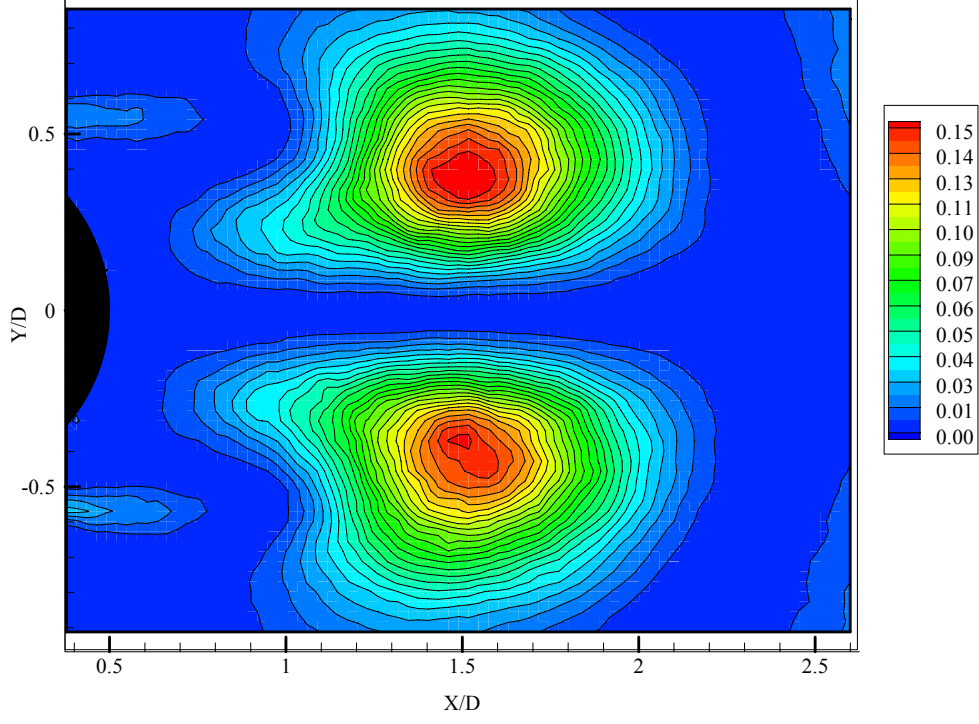
hareketin ayrıştırılmasının da etkisi vardır. Girdaplılığın 2'den büyük olduğu durumda hesaplanan değerler ise yine girdap yaratıcıların girdaplılık konsantrasyonunu artırdıklarını göstermektedir. Her iki analizin birlikte yorumlanması ile girdap yaratıcıların nispeten daha büyük girdaplılık seviyelerini güçlendirdiği, yani kayma tabakasının yayılmasını engelleyerek daha yoğun girdaplılık alanı oluşturduklarını söylemek mümkündür.

Tablo 2.13 : VG0000 ve VG1670 Vakaları için Sabit Fazlardaki Sirkülasyon Miktarları ($Y/D > 0$)

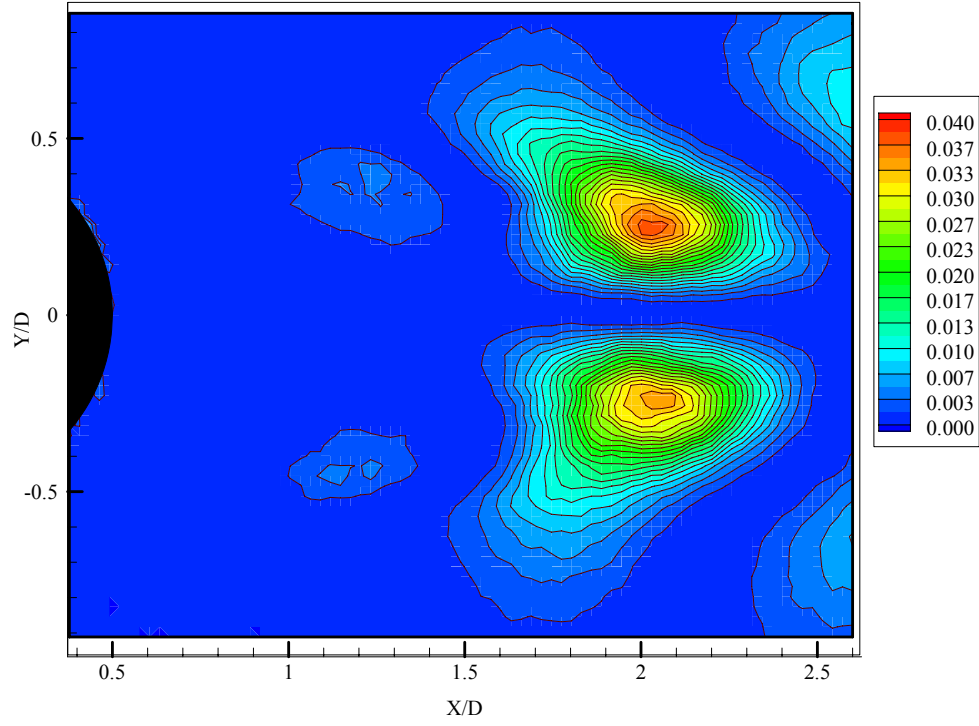
Faz	VG0000			VG1670		
	$(\zeta \cdot D / U_{\infty} > 0)$	$(\zeta \cdot D / U_{\infty} > 1)$	$(\zeta \cdot D / U_{\infty} > 2)$	$(\zeta \cdot D / U_{\infty} > 0)$	$(\zeta \cdot D / U_{\infty} > 1)$	$(\zeta \cdot D / U_{\infty} > 2)$
0	3.55	3.06	1.65	2.99	2.71	2.31
$\pi/16$	3.47	2.97	1.43	3.06	2.76	2.33
$\pi/8$	3.25	2.74	1.28	3.10	2.79	2.34
$3\pi/16$	2.91	2.36	1.26	3.09	2.77	2.32
$\pi/4$	2.54	1.95	1.26	3.05	2.73	2.26
$5\pi/16$	2.26	1.63	1.35	2.97	2.63	2.14
$3\pi/8$	2.17	1.75	1.51	2.87	2.53	1.96
$7\pi/16$	2.28	2.02	1.71	2.78	2.44	1.82
$\pi/2$	2.49	2.29	1.96	2.99	2.71	2.31
$9\pi/16$	2.72	2.53	2.15	3.06	2.76	2.33
$5\pi/8$	2.90	2.68	2.26	3.10	2.79	2.34
$11\pi/16$	3.04	2.74	2.25	3.09	2.77	2.32
$3\pi/4$	3.14	2.79	2.19	3.05	2.73	2.26
$13\pi/16$	3.24	2.82	2.07	2.97	2.63	2.14
$7\pi/8$	3.37	2.86	2.07	2.87	2.53	1.96
$15\pi/16$	3.50	3.00	1.89	2.78	2.44	1.82

Şekil 2.46 - Şekil 2.57 arasındaki grafiklerde, akış alanındaki periyodik ve rastgele bileşenlerden dolayı oluşan gerilme bileşenleri her iki vaka için karşılaştırmalı olarak sabit fazlarda görülmektedir. Her iki vaka için de fazlar, dönel akım hattı merkezlerinin iz kapanma boyuna denk geldiği anlar olarak alınmışlardır. Buna göre fazlar, VG0000 için $3\pi/4$ ve VG1670 için $15\pi/16$ olmaktadır. Her iki vakada da periyodik bileşenlerinde tüm fazlarda merkez simetri eksenine göre güçlü bir simetri gözlenmektedir. Periyodik hareket, düzenli yapıda bir görüntü vermekte, rasgele harekette var olan maksimum ya da minimum noktalarından bağımsız olduğu görülmektedir.

Şekil 2.46 ve Şekil 2.47’de her iki vaka için periyodik boyuna normal gerilme konturları verilmektedir. Bu bölümde bu hareketin akım hatları verilmemişse de örnek olarak Şekil 2.62 görülebilir. Periyodik hareket global ortalama harekete göre bölgesel dönme biçiminde gerçekleşmektedir. Bu ise, söz konusu dönel yapının üst ve altında merkez yatay eksenin iki yanında yuvarlak hatlı gerilme bölgeleri yaratmaktadır. Bölgeler, pozitif ve negatif \tilde{U} değerlerinin oluşturduğu alanlara karşılık gelmektedir. Her iki vakadaki gerilme konturları akım hatları ile birlikte incelenecek olursa gerilmelerin maksimum değerlerine akım hatlarındaki eyer noktası ve hemen üzerinde akım hattının merkez yatay eksene doğru büküldüğü nokta civarında ulaştıkları görülmektedir. VG1670’de periyodik harekette oluşan dönel yapının formunun değişmesinden ve hareketin daha dar alana sıkışmasından dolayı periyodik gerilme bileşenleri birbirlerine bir miktar yaklaşmışlardır. Maksimum gerilmelerin meydana geldiği noktanın silindirden uzaklığı doğal olarak girdap oluşma boyu boyuna civarına denk düşmektedir. Buna bağlı olarak VG1670 vakasında gerilmelerin maksimum değerlerinin meydana geldiği noktalar %33 civarında akış yönünde ötelenmektedir. Aynı nokta VG1670 vakasında merkez yatay eksene de %40 yaklaşmaktadır. Faz ortalaması sonucunda X yönündeki periyodik hareket hemen her fazda her iki vaka için de merkez yatay eksen üzerinde sıfıra yakın bir değer vermektedir. VG0000 vakasında periyodik hareketin olduğu bölgeye kayma tabakalarının da dahil olduğu görülmektedir. VG1670 vakasında girdap oluşma anında maksimum gerilmelerin değeri %75 civarında düştüğü gözlenmektedir.



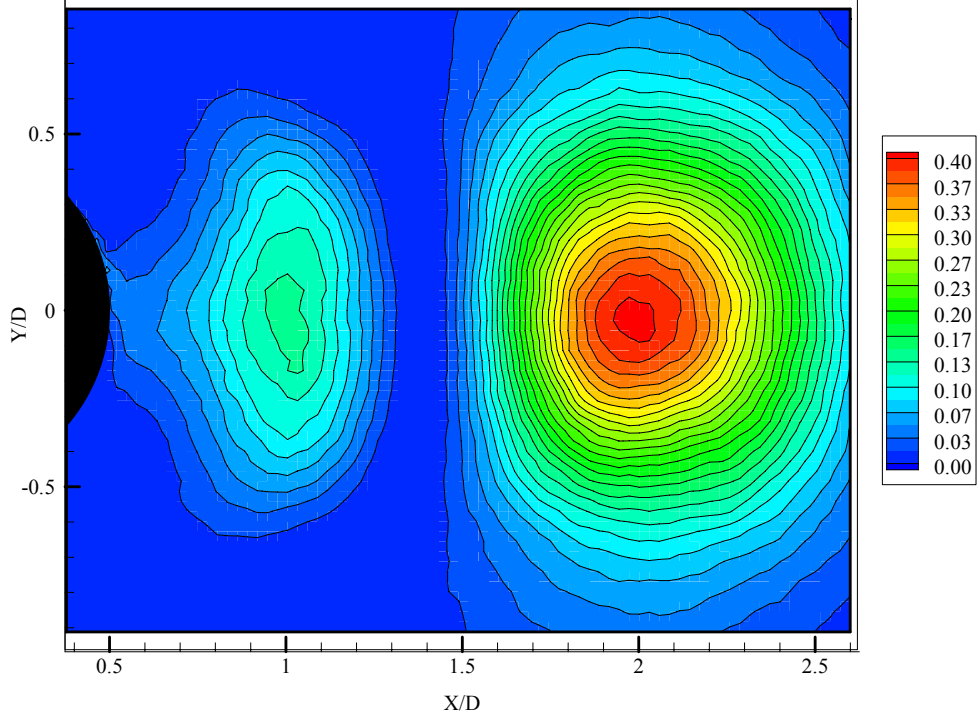
Şekil 2.46 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle \tilde{U}\tilde{U} \rangle / U_\infty$ Konturları



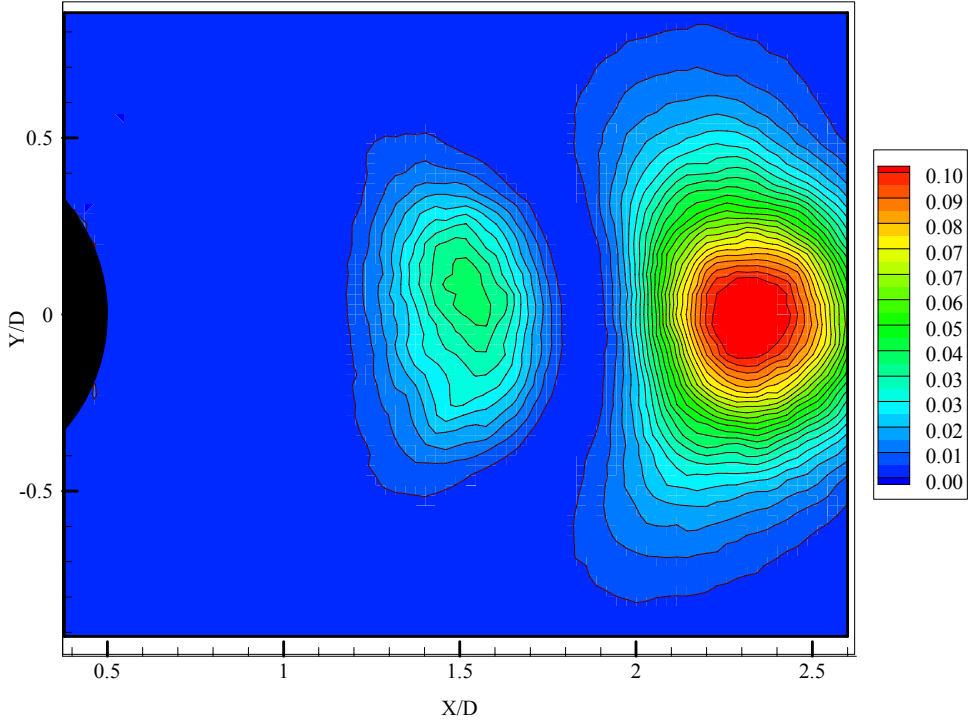
Şekil 2.47 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle \tilde{U}\tilde{U} \rangle / U_\infty$ Konturları

Şekil 2.48 ve Şekil 2.49’da görülen $\langle \tilde{V}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ konturlarındaki gerilme alanları periyodik harekette meydana gelen dönel yapının ön ve arkasındaki bölgelerde oluşmaktadır. Gerilme alanları, akımdaki eğriliğin ve dolayısıyla \tilde{V} hızlarının büyük olduğu yerlere karşılık gelmektedir. Buna göre X yönündeki bileşenden farklı olarak gerilme dağılımı merkez yatay ekseninde meydana gelen tepe noktalarından oluşmaktadır. Her tepe noktası maksimum ve minimum \tilde{V} değerlerine karşılık gelmektedir. Her iki vakadaki konturlar karşılaştırılacak olursa yine öncekine benzer biçimde, akıştaki boy ölçeklerinin artması sonucunda Y yönündeki gerilme alanlarının da akış yönünde ötelendiği görülmektedir. Girdap oluşma anında akımda Y yönünde oluşan maksimum periyodik gerilme değeri VG1670 vakasında %70 civarında azalmaktadır. Şekil 2.50 ve Şekil 2.51’de girdap oluşma sürecinin sonunda periyodik hareketten dolayı oluşan kayma gerilmeleri konturları görülmektedir. Kayma gerilmelerinin, merkez yatay eksen üzerinde iz kapanma noktasının etrafında yoğunlaşan yuvarlak hatlı kontur formlarından oluştukları gözlenmektedir. Kayma gerilmelerinde görülen eyer noktası, periyodik hareketten dolayı oluşan akım hatlarının ve aynı zamanda faz ortalaması akım hatlarının merkezini göstermektedir. Her iki vakada da merkez yatay eksene göre ayna-simetrik olan konturlarda girdap oluşma boyunun önünde ve gerisinde iki ayrı gerilme bölgesi mevcut olup geride kalan bölge daha yüksek gerilme içermektedir. Önceki iki bileşende olduğu gibi kayma gerilmeleri de girdap yaratıcılı vakada ciddi biçimde düşüş göstermiştir. VG0000’da maksimum boyutsuz kayma gerilmesi 0.139 iken VG1670’te bu değer 0.046’ya düşmektedir.

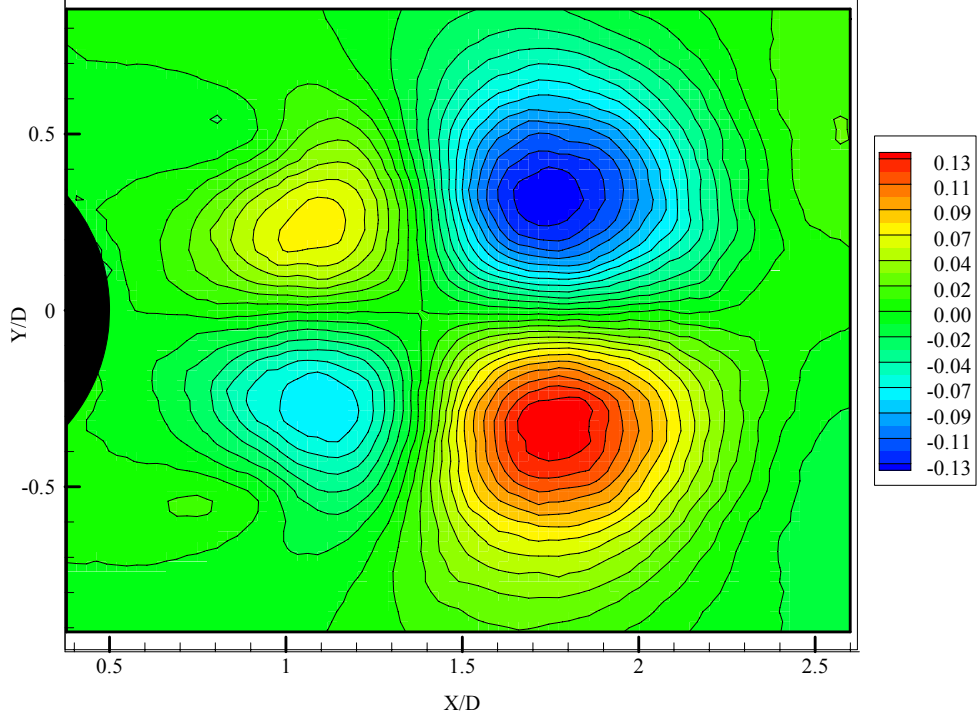
VG1670 vakası ile VG0000 vakasında girdap oluşma sürecinin tamamlandığı fazda periyodik hareketten dolayı oluşan bileşenlerinin karşılaştırılmasıyla, girdap yaratıcıların etkisiyle her üç gerilme bileşeninin değerlerinin de büyük miktarda azaldığı ve Reynolds ayrıştırmasında değinildiği gibi boy ölçeklerinin artması neticesinde gerilmelerin tepe noktalarının da silindirden daha uzak bir mesafede meydana geldiği ortaya çıkmıştır. Kayma tabakalarının ve girdaplılığın merkez yatay eksene doğru yönelmesi sonucunda girdap oluşma bölgesi Y yönünde daraldığı için tepe noktaları da birbirlerine yaklaşmaktadırlar.



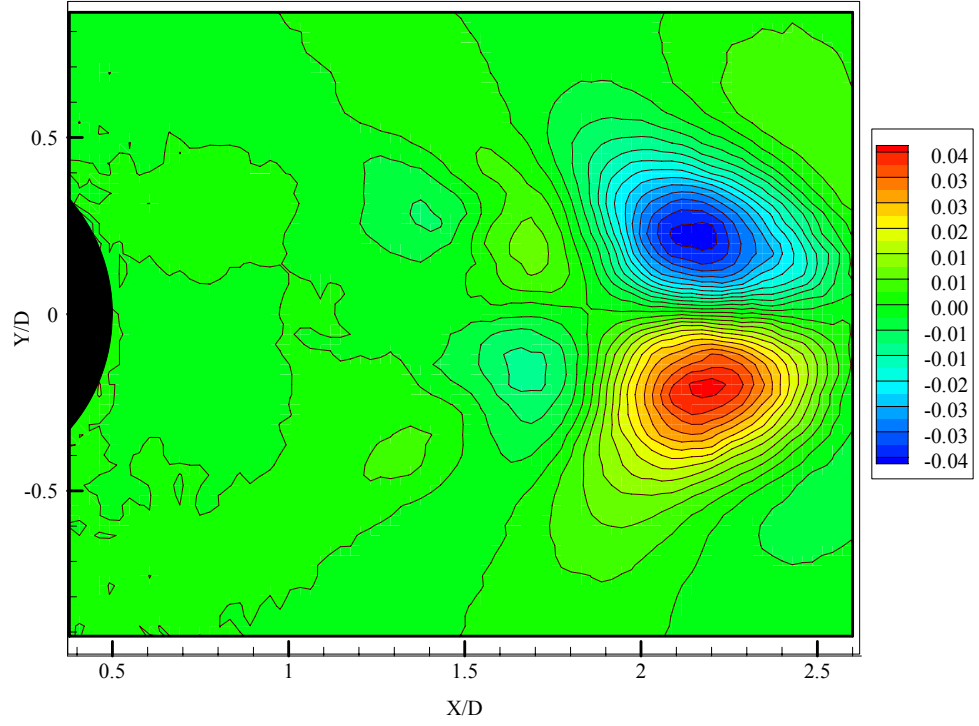
Şekil 2.48 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle \tilde{V}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ Konturları



Şekil 2.49 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle \tilde{V}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ Konturları

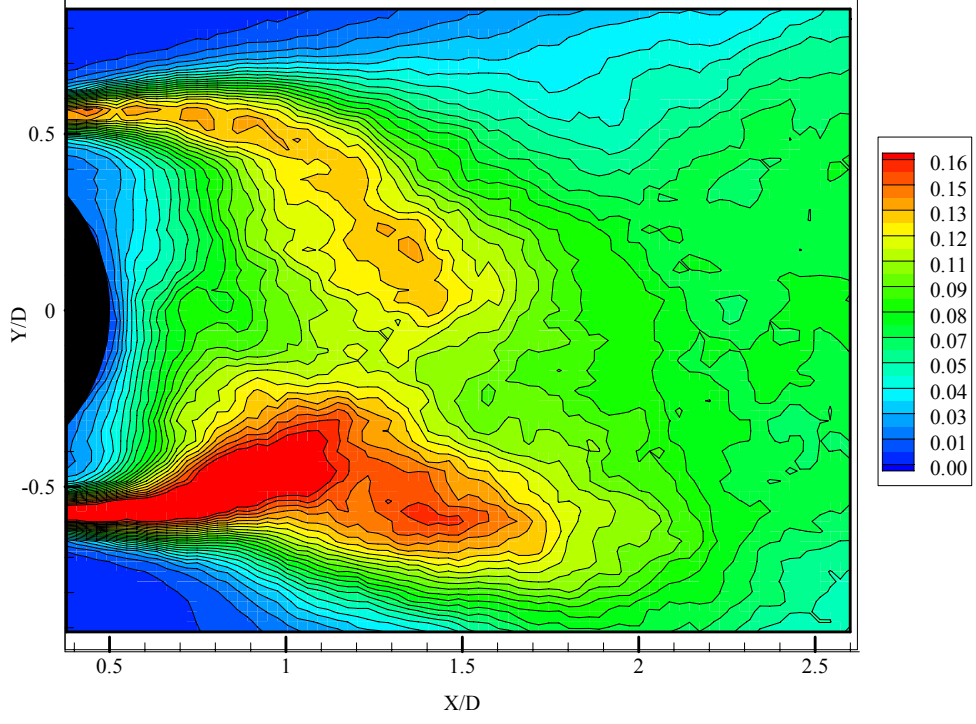


Şekil 2.50 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle \tilde{U}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ Konturları

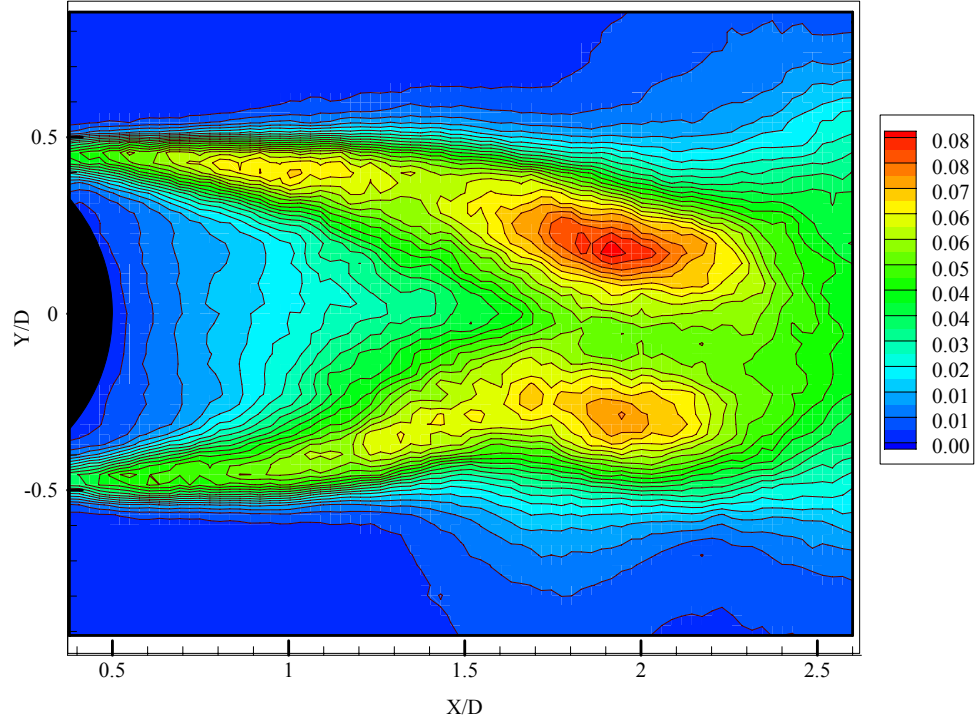


Şekil 2.51 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle \tilde{U}\tilde{V} \rangle / U_\infty$ Konturları

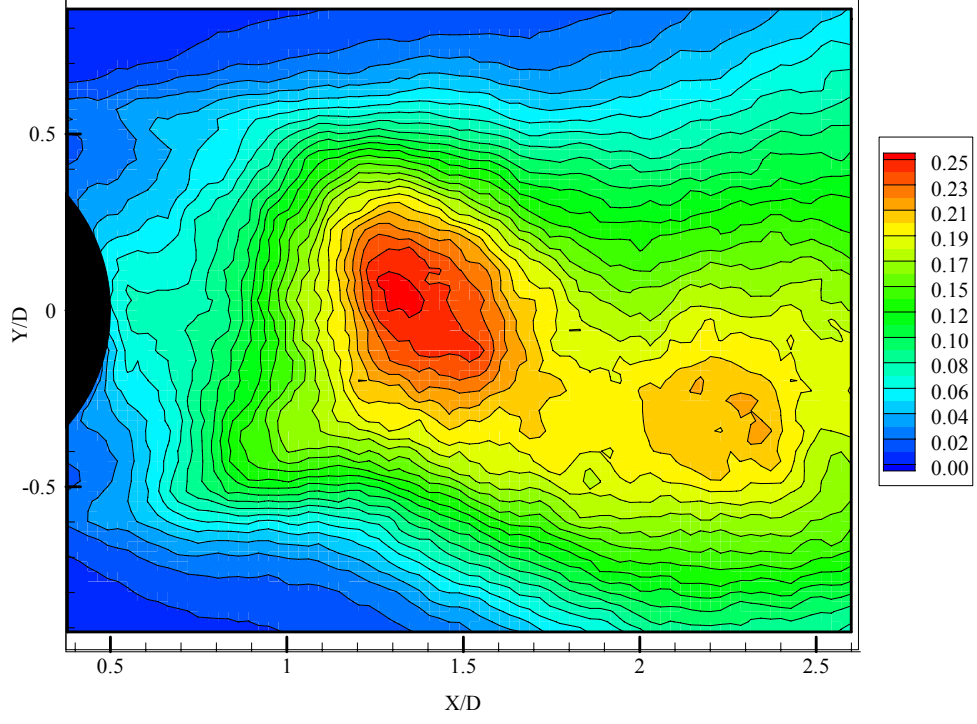
Şekil 2.52 ve Şekil 2.53’de VG0000 ve VG1670 vakaları için rastgele hareketten dolayı oluşan X yönündeki gerilme konturları görülmektedir. Hareketin topolojisinin periyodik olandan tamamen farklı olduğu net bir biçimde gözlenmektedir. Hareket periyodik olanın aksine simetri göstermemekte ve tıpkı girdap konturlarında görülmüş olduğu gibi değişen fazlarda üst ve alt bölgede alternatif tepe bölge ve noktaları göstermektedirler. Her iki vakada da rastgele hareket, girdaplılığın yüksek olduğu bölgelerde yoğunlaşmakta konturlar büyük ölçüde uyum göstermektedirler. Bunun gerilme konturlarının girdaplılık konturlarıyla birlikte incelenmesi sonucu görülmesi mümkündür. VG0000 vakasında maksimum rasgele hareket yeni oluşmakta olan girdabın içerisinde yer alırken VG1670 vakasında oluşumunu tamamlayanın üzerinde yoğunlaşmıştır. Dikkat çekici bir başka unsur ise rasgele hareket enerjisinin değerinin periyodik harekete yaklaşık düzeyde olmasıdır. VG0000 vakasında X yönündeki maksimum gerilme değeri aynı yöndeki periyodik gerilme bileşeninden daha yüksek değerde iken VG1670 vakasında bu değer periyodik olanın yaklaşık iki katını bulmaktadır. Ancak yine de VG1670 vakasında girdap yaratıcıların etkisiyle rasgele hareketin de sönümlendiği kontur değerlerinden görülebilir. Şekil 2.54 ve Şekil 2.55’te görülen $\langle V' V' \rangle / U_\infty$ konturları girdap oluşma bölgesinin ortasında yoğunlaşmış kapalı konturlar biçiminde görülmekte ve tepe noktasını kabaca merkez yatay eksen üzerinde oluşturmaktadır. VG0000 vakasında maksimum Y yönündeki rastgele gerilme periyodik hareketten dolayı oluşan dönel akım hattının tam ortasında yer almaktadır. Bunun söz konusu gerilme konturlarının akım hatları ile karşılaştırılması ile görülmesi mümkündür. VG0000’ da vakasında daha geride görülen gerilme bölgesi ise iki periyodik yapının arasında meydana gelmiştir. VG1670’te ise benzer durum görünmemekte maksimum gerilme periyodik yapının gerisinde yer almaktadır. Bu durumun oluşan girdap ve dönel akım hattı yapısının farklılaşması ile ilintili olması muhtemeldir. Akımdaki eğriliğin en yüksek değerine ulaştığı merkez yatay eksen civarında, düşey türbülans enerjisi de girdap oluşum sürecinin tamamlanmasının ardından iz bölgesinde meydana gelen dalga hareketine uyumlu biçimde davranmıştır. VG0000 vakasında Y yönündeki rastgele gerilme bileşeninin maksimum değeri aynı yöndeki periyodik bileşene yaklaşık olarak eşit iken VG1670 vakasında, X yönündeki bileşende olduğu gibi, periyodik bileşenden daha yüksektir.



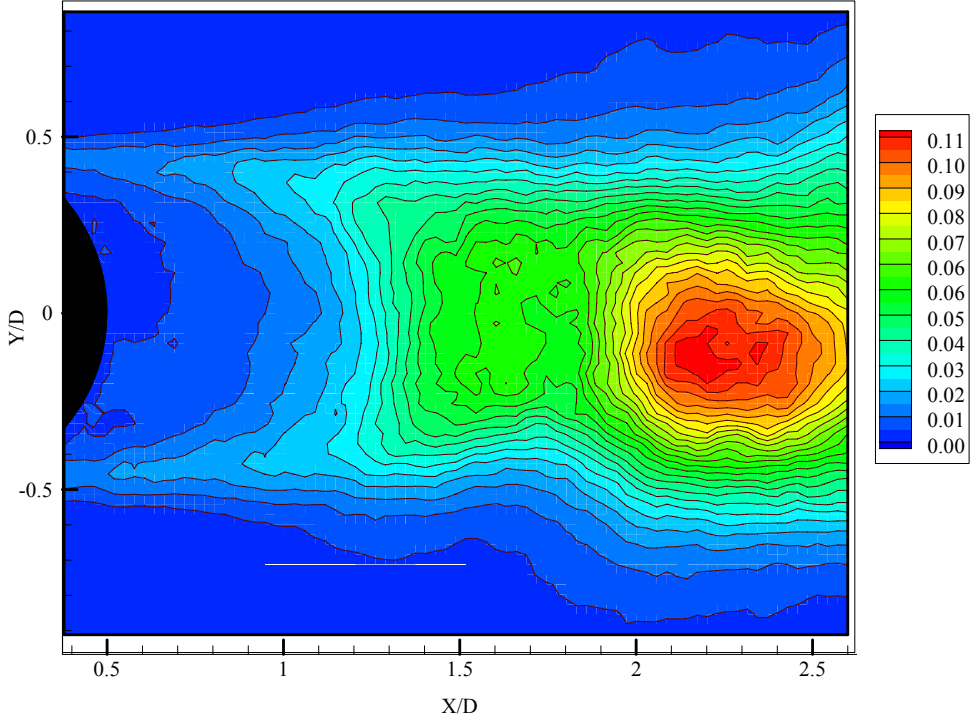
Şekil 2.52 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle U' U' \rangle / U_\infty$ Konturları



Şekil 2.53 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle U' U' \rangle / U_\infty$ Konturları



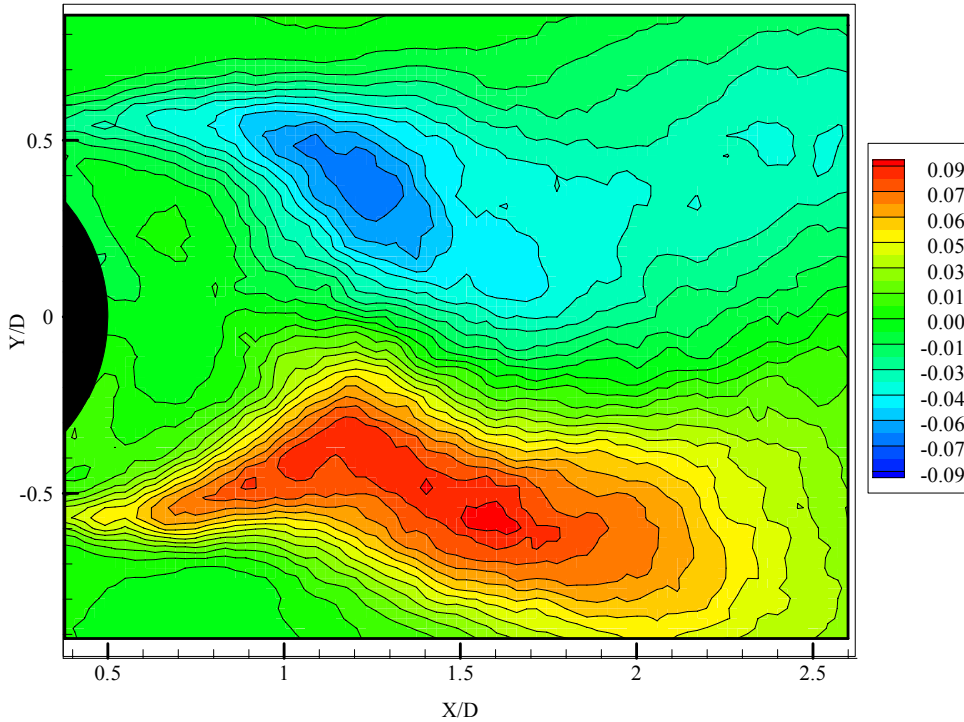
Şekil 2.54 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle V' V' \rangle / U_\infty$ Konturları



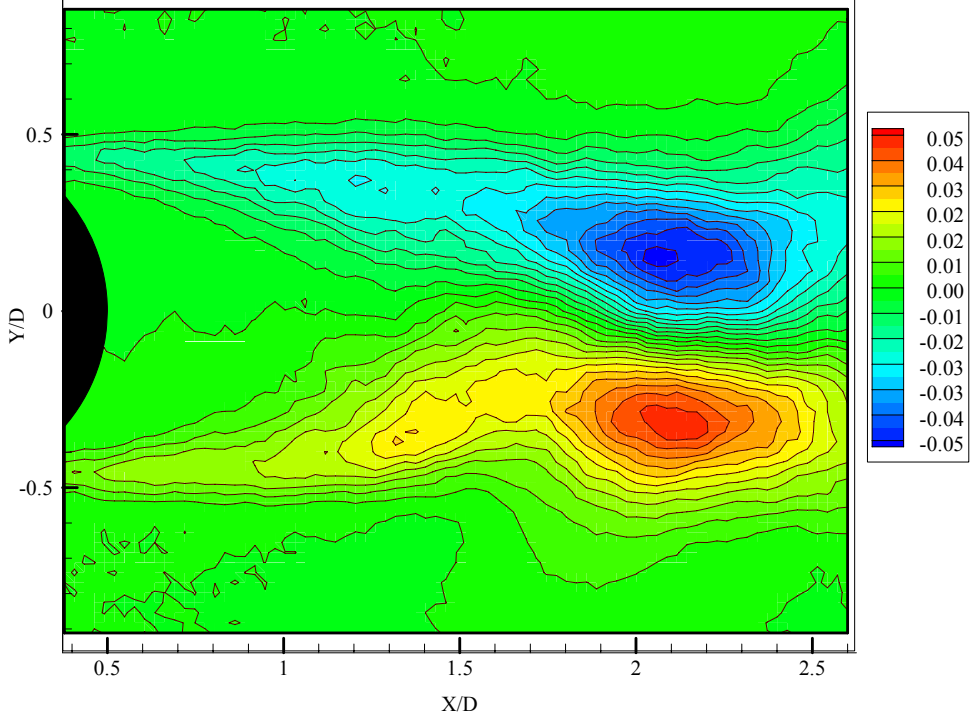
Şekil 2.55 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle V' V' \rangle / U_\infty$ Konturları

Şekil 2.56 ve Şekil 2.57’de VG0000 ve VG1670 vakaları için rastgele hareketten dolayı oluşan kayma gerilmeleri konturları görülmektedir. Kayma gerilmesinin Q konturları ile süperpoze edildiklerinde, minimum kayma gerilmesinin üst tarafta oluşumunu tamamlayan girdabın üzerinde ve maksimum gerilmenin ise alt taraftan iz bölgesine yayılan girdap ile oluşmakta olan girdap arasında yoğunlaştığı söylenebilir. VG1670 vakasında girdap oluşma sürecinin daha hızlı gerçekleşmesi nedeniyle, kopan girdap ile oluşmakta olan girdap arasında daha az mesafe kaldığından dolayı maksimum kayma gerilmesi de daha dar bir alana yayılmaktadır. Önceki bileşenlere benzer biçimde girdap oluşma fazında kayma gerilmelerinin de VG1670 vakasında yaklaşık olarak %50 azaldığı söylenebilir.

Tüm periyodik ve türbülans bileşenlerinin topolojileri ve genel karakterlerine bakılacak olursa yalın silindir için kritik-altı rejimde çok detaylı bir çalışma yapmış olan **Cantwell ve Coles (1983)**’un bulmuş oldukları ile son derece tutarlı sonuçlar elde edildiği rahatça söylenebilir.



Şekil 2.56 : VG0000 Vakası için $3\pi/4$ Fazındaki $\langle U'V' \rangle / U_\infty$ Konturları



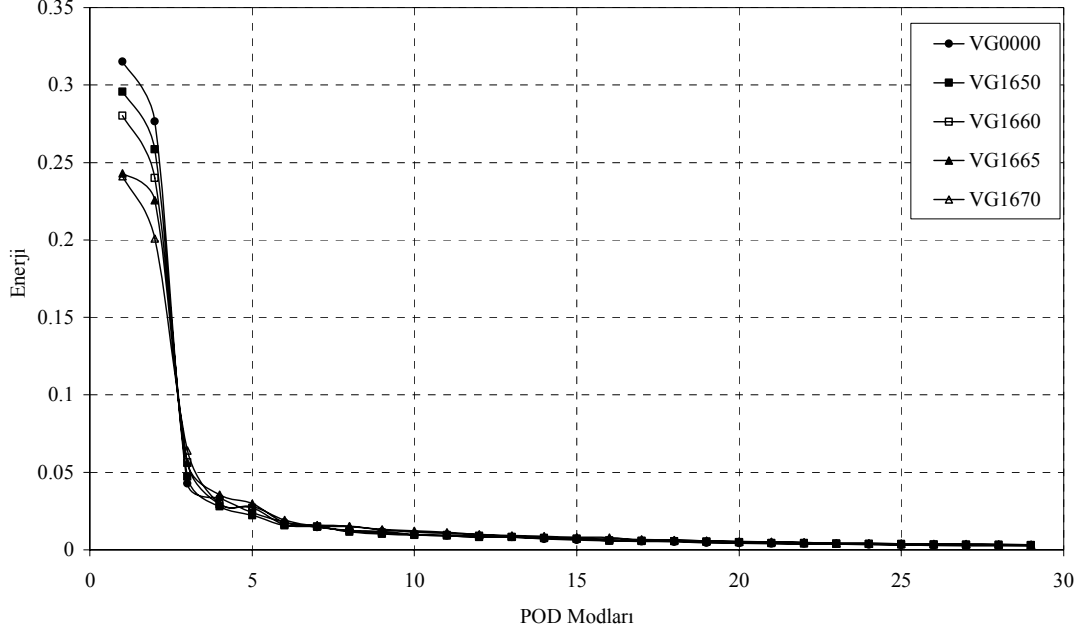
Şekil 2.57 : VG1670 Vakası için $15\pi/16$ Fazındaki $\langle U'V' \rangle / U_\infty$ Konturları

2.5.3 POD Analizi

POD analizi, hareketin, periyodik ve rastgele bileşenlerine efektif bir biçimde ayrıştırılmasını sağlayan bir tekniktir. Daha önce Bölüm 2.2.3’de sözü edildiği gibi POD yaklaşımı hareketin salınan kısmını enerji seviyelerine göre ayrıştırmaktadır. Faz ortalaması tekniğinde (Bölüm 2.2.2) kullanılan ayrıştırmanın aynen POD için de geçerli olduğunu söylemek mümkündür. POD ile hareketin ayrıştırılması denklem 2.12’de verilmiştir. Buradaki tek fark toplama operatörü altındaki bileşenin ne kadarının periyodik hareketi, ne kadarının rastgele hareketi temsil ettiğinin belirlenmesidir. Enerji seviyelerinin belirlenmesi ile ortaya çıkan tabloda genellikle ilk iki POD modunun çok baskın olduğu görülür. Buna bağlı olarak, literatürde ilk iki modu periyodik hareket olarak kabul eden çalışmalar görmek mümkündür (**Oudheusden, 2005; Ben Chiekh ve diğ., 2004**). Bunun dışında, enerji seviyelerinin %1 civarına kadar düştüğü moda kadar olan modların toplamını periyodik hareket olarak almak da mümkündür. Hareketin ortalama, periyodik ve rastgele bileşenlerine ayrılması faz ortalamasında kullanılan mantığın aynısıdır. Sadece bu bileşenleri oluşturma yöntemleri tamamen farklıdır. Buna göre hareket yine denklem 2.7’de verildiği şekilde ifade edilebilir.

Şekil 2.58’de tüm vakalar için POD modlarına karşılık gelen enerji seviyeleri yer almaktadır. Grafiklerin oluşturulabilmesi için öncelikle korelasyon matrisinin öz modları hesaplanmıştır. Enerji düzeyleri $\lambda_n / \sum \lambda_n$ şeklinde ifade edilen özdeğerlerin, özdeğerlerin toplamına olan oranından elde edilmişlerdir. Grafiklerden özellikle ilk iki mod olmak üzere ilk 5-6 modun girdap yaratıcıların varlığına ve konum açılarına göre farklılık göstermiş oldukları barizdir. Konum açıları arttıkça periyodik, büyük ölçekli hareketi ifade etmekte olan ilk birkaç modun toplam salınım enerjisine oranının azaldığı gözlenmektedir. Buna göre girdap yaratıcılar büyük ölçekli hareket ile rastgele hareket arasındaki dengeyi değiştirerek genel salınım türbülansın katkısını artırmaktadır. Hareketin periyodik ve rastgele bileşenlerine ayrılması yine aynı grafiklerin incelenmesi ile mümkündür. Eğer her vaka için aynı miktarda enerji yüzdesi periyodik hareketi temsil etmek üzere kullanılacak olursa ilk modlardaki hızlı düşüşün gözlenmesi daha güç olacaktır. Zira aynı enerji seviyesinin sağlanabilmesi için periyodik hareketi oluştururken daha fazla POD modu

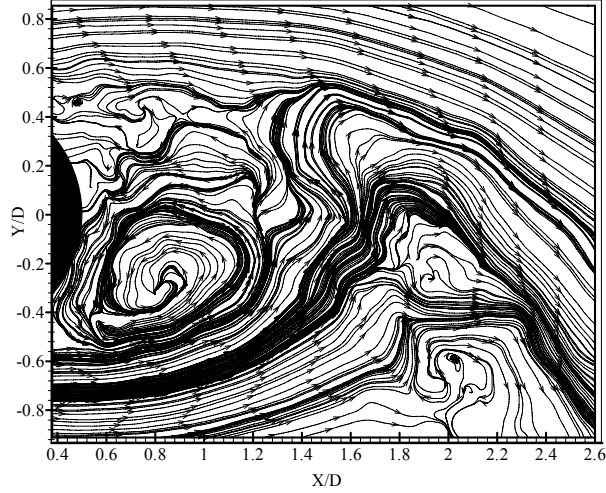
kullanılması gerekecektir. Böylece rastgele hareketin etkisinin bir kısmı periyodik hareketi güçlendirecektir. Dolayısıyla salınım hareketi ayrıştırılırken, enerji düzeyinin yaklaşık olarak %1 civarına düştüğü ilk 8 mod periyodik büyük ölçekli hareket olarak kabul edilmiştir.



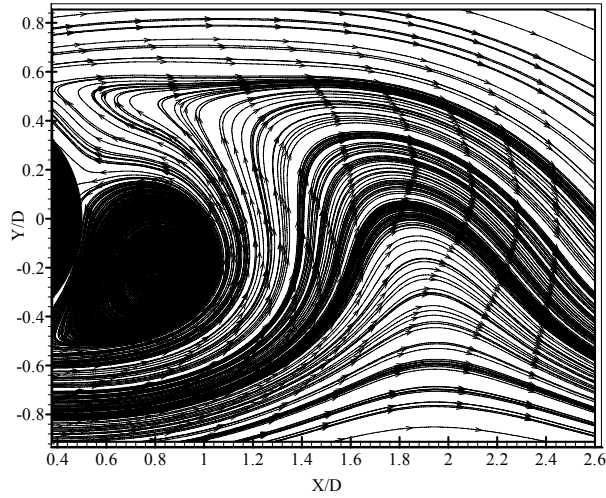
Şekil 2.58 : Farklı Vakalar için POD Modlarına Karşılık Gelen Enerji Oranları

POD ayrıştırmasının akış alanının yeniden oluşturulmasına olan etkisi Şekil 2.59-Şekil 2.61 incelenerek anlaşılabilir. Şekil 2.59'da yalın silindirin ilk deney setinde $t=1.111$ s anında, PIV'den alınan dijital görüntünün Bölüm 0'de anlatıldığı gibi çapraz korelasyon analizi ve filtreleme işleminden sonra elde edilen akım hatları görülmektedir. Bu görüntü hem ortalama hareket, hem anlık periyodik hareket ve hem de anlık rastgele hareketin süperpozisyonu olarak düşünülebilir. Şekil 2.60 ve Şekil 2.61, sırasıyla ilk 2 POD modu ve ilk 8 POD modu ile oluşturulmuş olan anlık akım hatlarını göstermektedir. $t=1.111$ s anının herhangi bir faz açısına denk geldiği düşünülecek olursa bu akım hatlarını faz ortalaması alınmış akım hatlarına benzer biçimde ele almak olasıdır. Görüldüğü gibi ilk 2 veya ilk 8 modun alınması düzenli hareketin yeniden oluşturulmasına etki etmektedir. Daha önce de değinildiği ve Şekil 2.58'den de görüldüğü gibi 8. moddan sonra enerji düzeyi çok küçük miktarlarda değişim göstermekte ve %1 seviyesinin altına inmektedir. Dolayısıyla bu moddan sonraki modlar artık rastgele hareketi temsil etmektedirler. Şekil 2.61'de hem ortalama hareket, hem de salınan periyodik hareketin etkisi mevcuttur. Şekil 2.62 ve

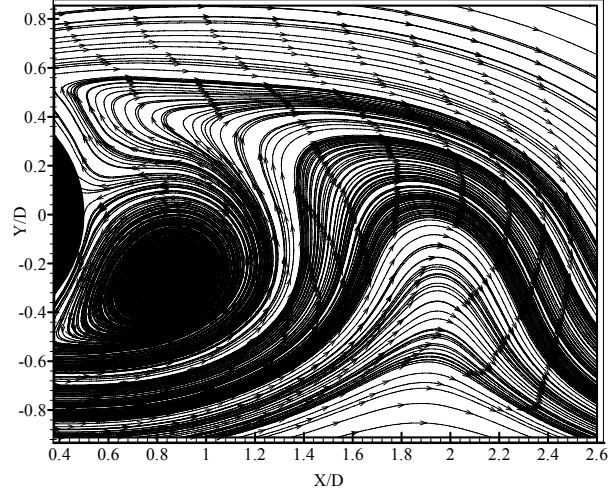
Şekil 2.63'te sırasıyla $t=1.111$ s anındaki periyodik akışın akım hatları ve rastgele türbülanslı hız vektörleri görülebilir. Görüldüğü gibi akış topolojileri tamamıyla farklıdır. Periyodik hareket, Bölüm 2.5.2'de de bahsedildiği gibi kapalı konturlardan oluşan dönme biçimli büyük ölçekli girdap salgılanması yaratırken, kopmuş olan girdabın civarında rastgele hareketin yüksek olduğu görülmektedir.



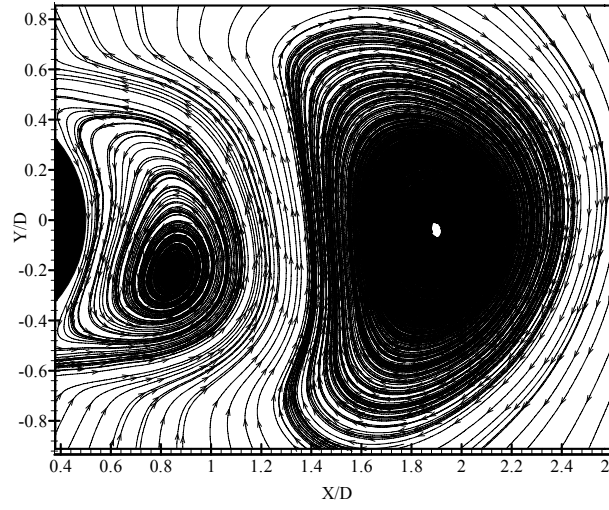
Şekil 2.59 : VG0000 Vakası için Anlık Akım Hatları



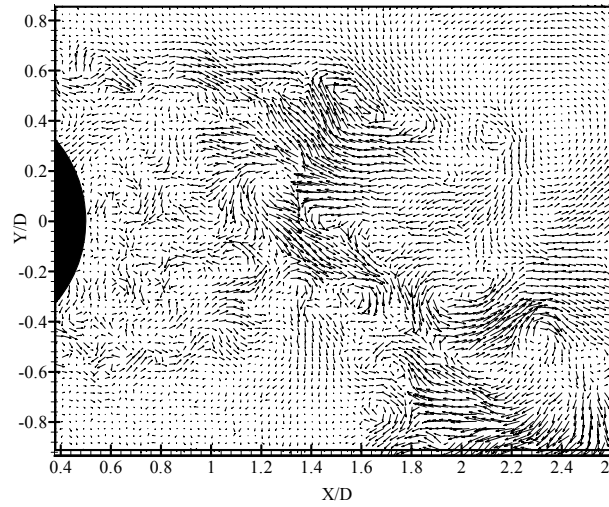
Şekil 2.60 : VG0000 Vakası için ilk 2 POD Modu ile Yeniden Oluşturulan Akım Hatları



Şekil 2.61 : VG0000 Vakası için ilk 8 POD Modu ile Yeniden Oluşturulan Akım Hatları

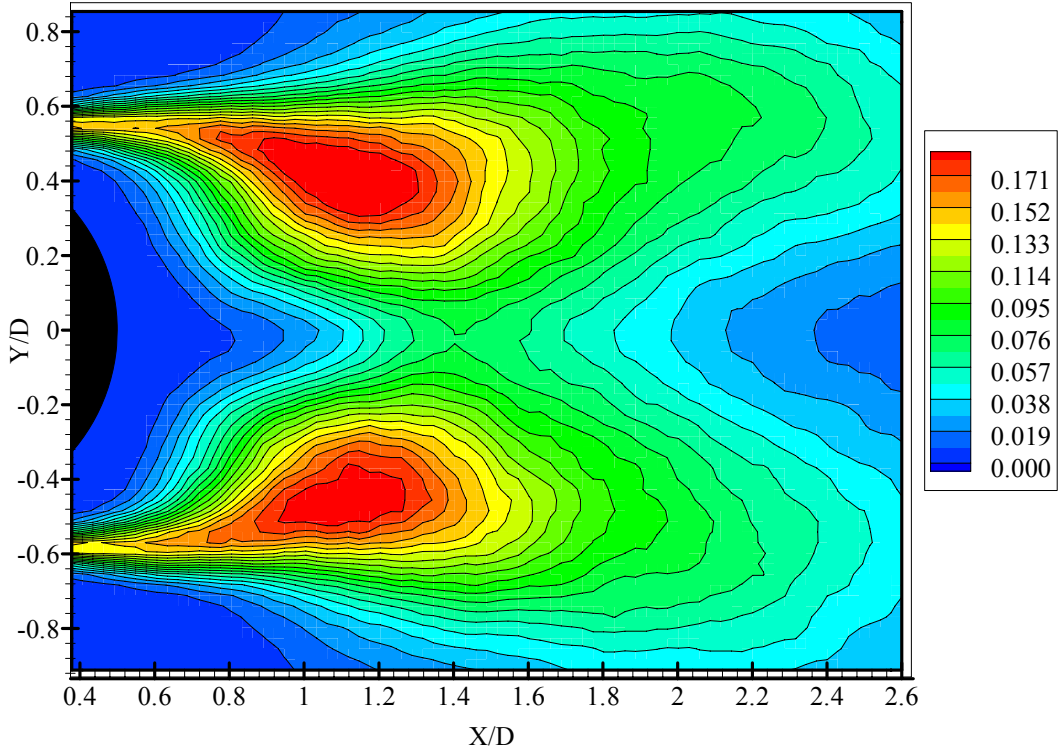


Şekil 2.62 : VG0000 Vakası için ilk 8 POD Modu ile Yeniden Oluşturulan Periyodik Hareket Akım Hatları

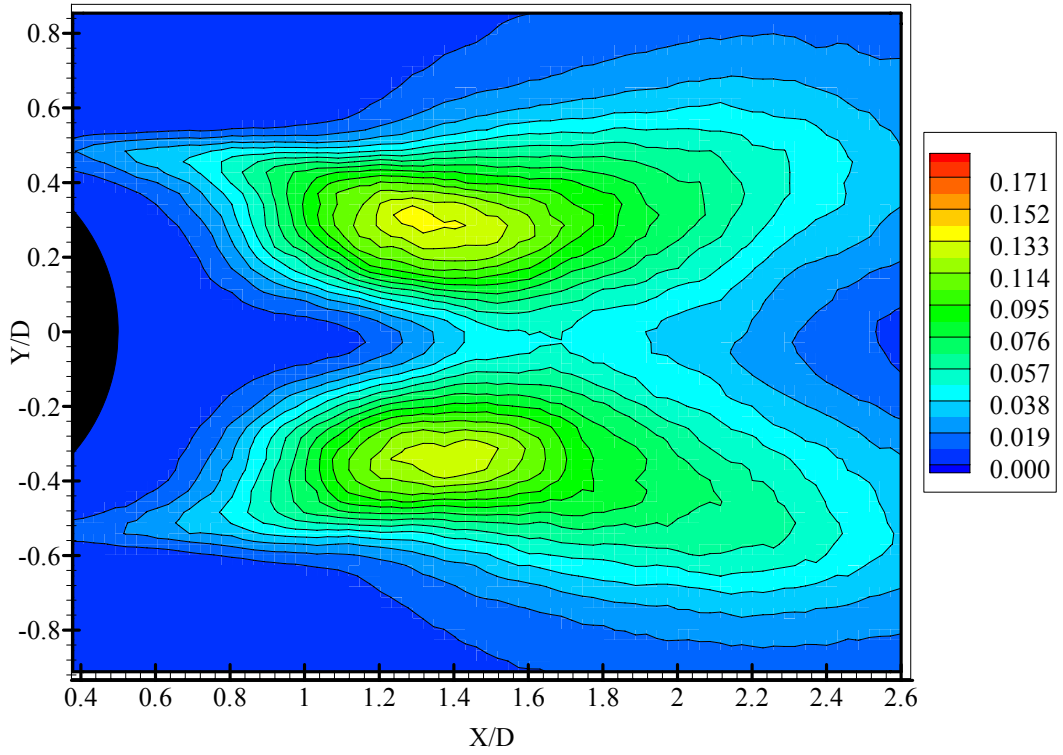


Şekil 2.63 : VG0000 Vakası için ilk 8 POD Modu ile Yeniden Oluşturulan $U'(\bar{x}; t_1)$ Vektörleri

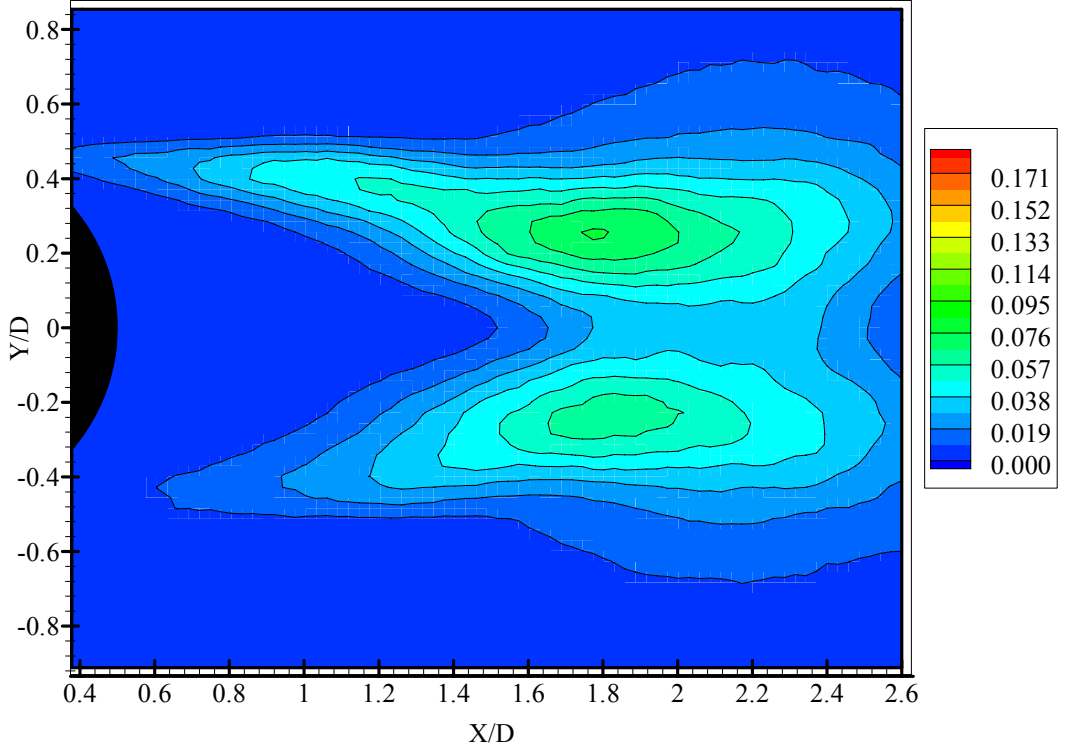
Şekil 2.64 - Şekil 2.66 arasında, sırasıyla VG0000, VG1650 ve VG1670 vakaları için, X yönündeki periyodik hareketten dolayı oluşan boyutsuz gerilmeyi ifade eden $\overline{U\tilde{U}}/U_{\infty}^2$ korelasyonu dağılımı incelenebilir. Konturlar Reynolds ortalaması ile elde edilenlere benzer biçimde, merkez simetri ekseninin iki yanında kümelenmiş yuvarlak hatlı eğrilerden oluşmaktadır. Faz ortalamasından elde edilen sonuçtan farklı olarak, X yönündeki periyodik bileşenlerin merkez yatay eksen üzerinde etkili olduğu ve girdap oluşma boyunun merkez yatay eksen üzerinde bölgesel bir maksimum ve eyer noktası oluşturduğu gözlenmektedir. Hareketteki periyodiklik VG0000'da kayma tabakasının bir bölümünü de içine alırken girdap yaratıcılı vakalarda kayma tabakaları civarında görülen periyodik gerilme çok daha azdır. Gerilmenin en güçlü olduğu alan girdap oluşma boyunun hemen öncesinde üst ve alt kayma tabakalarından beslenen girdabın büyüyerek maksimum şiddetine ulaştığı bölgeyi kapsamaktadır. Kontur grafiklerinden girdap yaratıcıların konum açılarının artması ile birlikte gerilme alanlarının şiddetinde ciddi düşüş gözlenmektedir. Maksimum gerilme bölgesi girdap oluşma boyuna uyumlu bir biçimde silindirden geriye doğru kaymakta ve aynı zamanda ciddi biçimde narinleşerek çok daha küçük bir alana yayılmaktadır. Kapalı yuvarlak biçimli konturlar gittikçe silindirden uzaklaşırken, kayma tabakasına doğru da incelmelerini sürdürmektedirler. Konturlardan elde edilen karakteristik değerler Tablo 2.14'te verilmiştir. Buna göre, X yönündeki maksimum periyodik gerilme değerinin artan girdap yaratıcı konum açılarıyla giderek azalmakta olduğu ve VG1670 vakasında VG0000'a göre %61 civarında bir düşüş gözlenmektedir.



Şekil 2.64 : VG0000 Vakası $\overline{\tilde{u}}/U_\infty^2$ Konturları

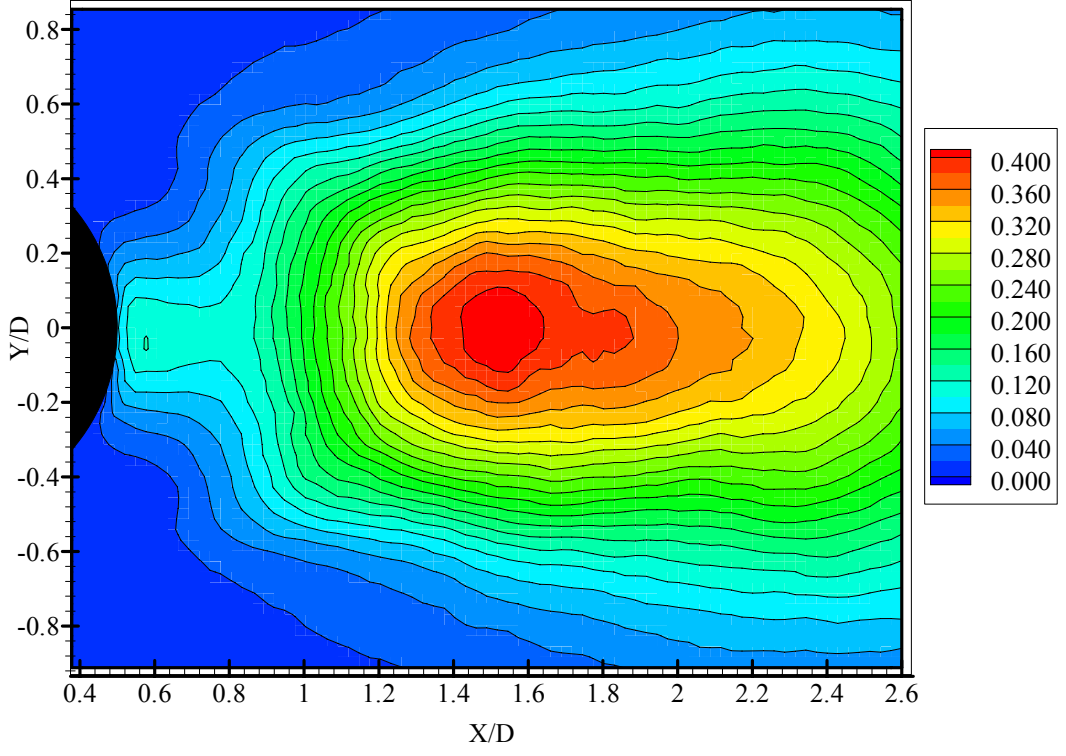


Şekil 2.65 : VG1650 Vakası $\overline{\tilde{u}}/U_\infty^2$ Konturları

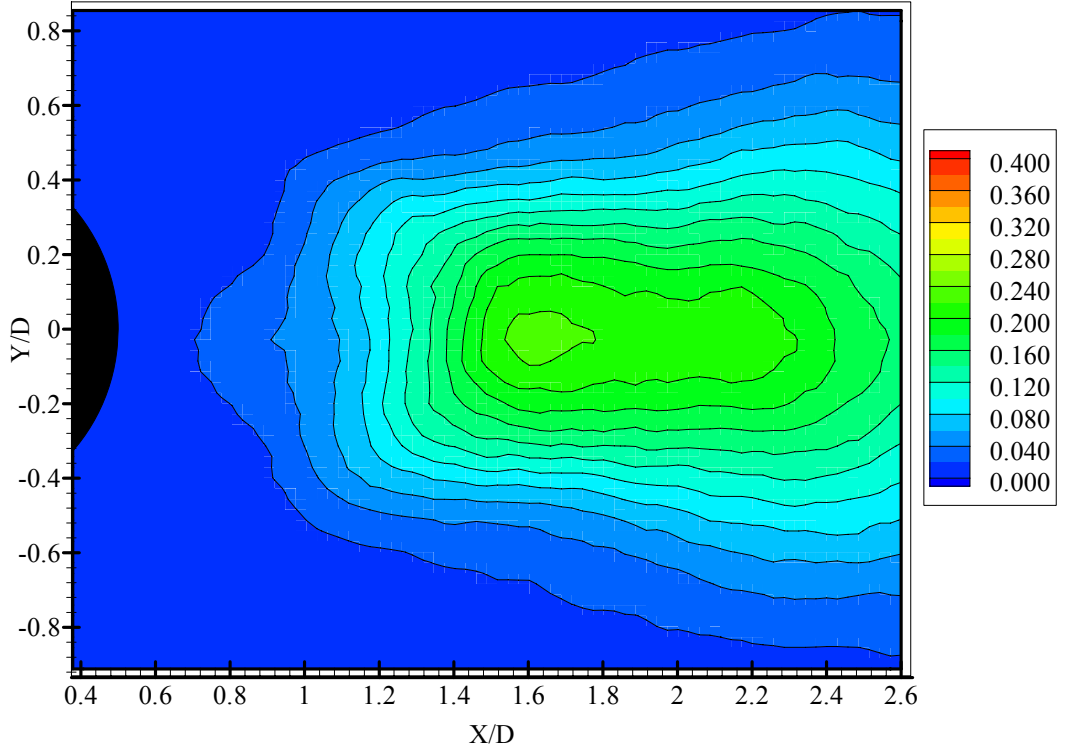


Şekil 2.66 : VG1670 Vakası $\overline{U\tilde{U}}/U_{\infty}^2$ Konturları

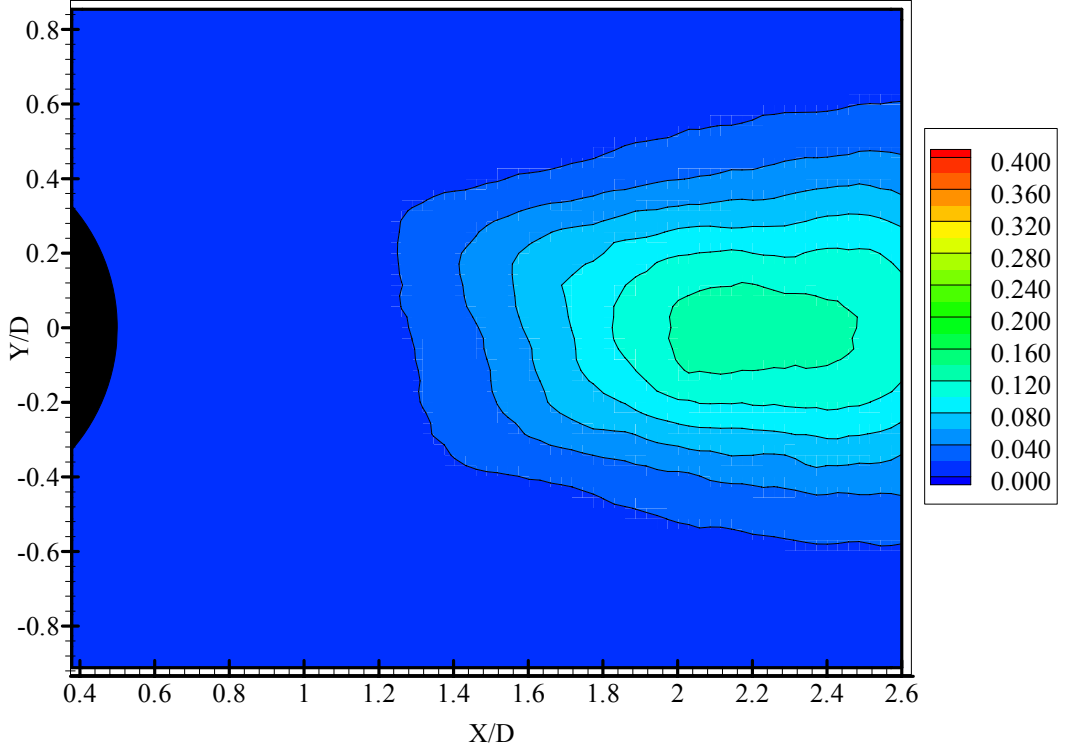
Şekil 2.67 - Şekil 2.69 arasında çapraz akış yönündeki hız bileşeninden dolayı oluşan gerilme dağılımı mevcuttur. Daha önce de değinildiği gibi periyodik hareket global ortalama akışa göre lokal dönme biçiminde gerçekleşmekte ve buna göre de Y yönündeki periyodik hareketin maksimum değerleri söz konusu dönel yapının ön ve arkasında meydana gelmektedir. Buna bağlı olarak Y yönündeki gerilme bileşenlerinin akış alanındaki dağılımının genel yapısı, merkezleri yatay simetri ekseninde bulunan yuvarlak biçimli konturlardan oluşmaktadır. Bir önceki gerilme bileşenine benzer bir durum yine burada da meydana gelmekte ve girdap yaratıcıların konum açılarının artması periyodik hareketin giderek daha çok sönümlenmesine yol açmaktadır. Maksimum gerilmenin yeri ise VG 1665 istisna olmakla beraber giderek silindirden uzaklaşmaktadır. Maksimum gerilme değerleri ve meydana geldikleri noktalar Tablo 2.14'te verilmiştir. Tablodaki değerlere göre, VG1670 vakasında VG0000'a göre %68 civarında bir düşüş gözlenmektedir. Buna göre Y yönündeki gerilme değerinin, X yönündekine göre girdap yaratıcılarda daha çok etkilendiğini söylemek mümkündür.



Şekil 2.67 : VG0000 Vakası $\overline{\tilde{v}v}/U_\infty^2$ Konturları

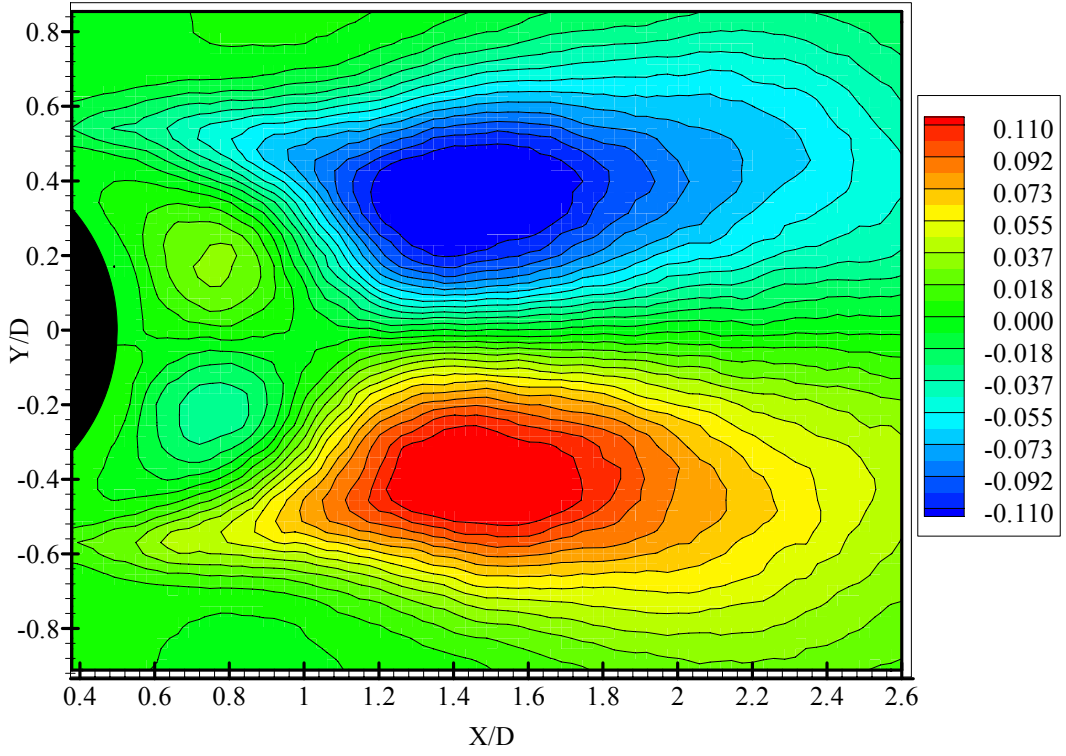


Şekil 2.68 : VG1650 Vakası $\overline{\tilde{v}v}/U_\infty^2$ Konturları

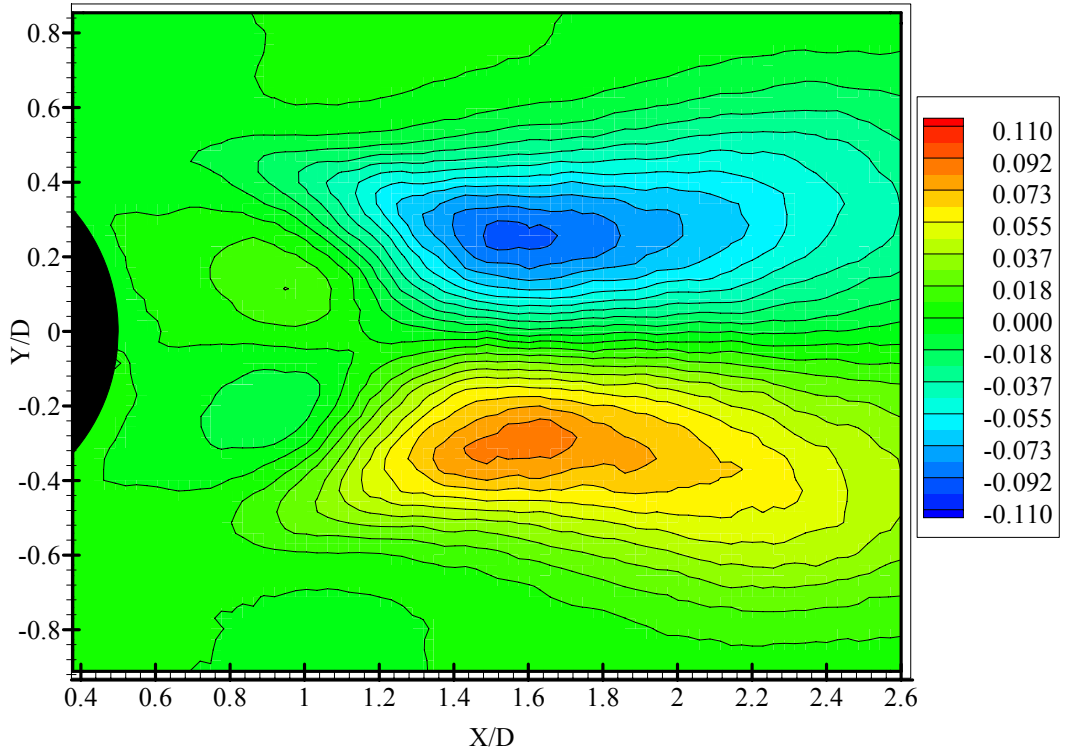


Şekil 2.69 : VG1670 Vakası $\overline{V\tilde{V}}/U_\infty^2$ Konturları

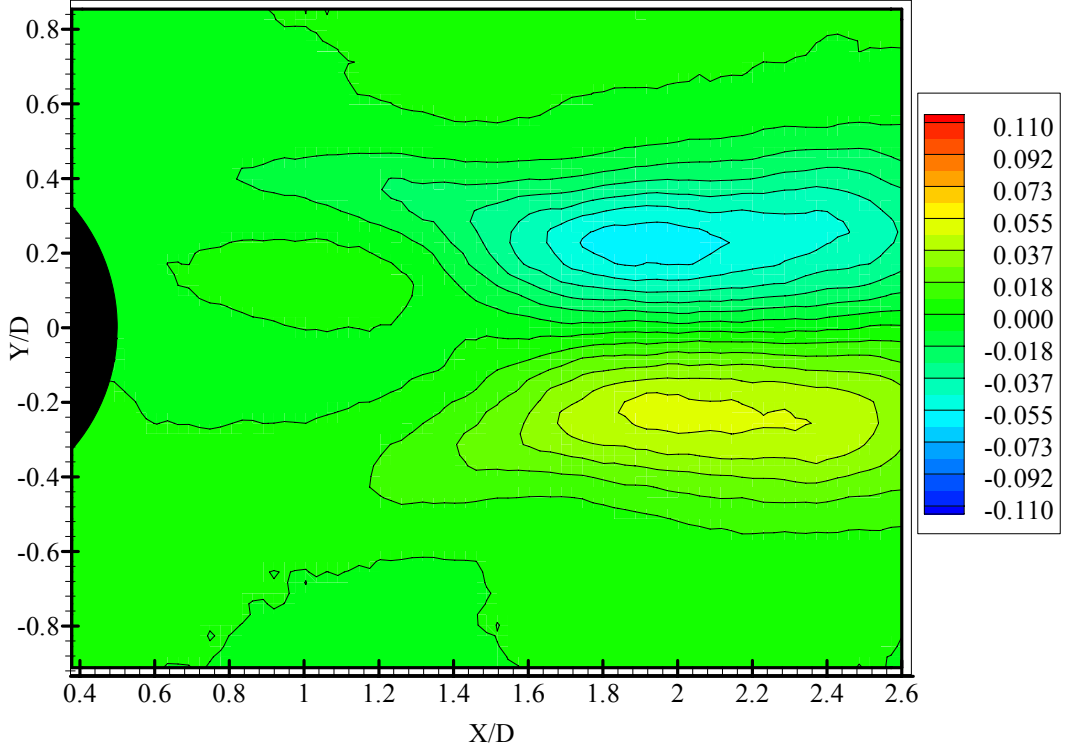
Şekil 2.70 - Şekil 2.72 arasında organize hareketten dolayı oluşan kayma gerilmeleri konturları görülmektedir. Kayma gerilmesi alanı, merkez yatay eksenin her iki yanında ekstrem değerler kümesi oluşturmaktadır. Konturların merkezleri girdap oluşma boyu civarında olup silindir tarafındaki uçları kayma tabakasına doğru incelerek uzamaktadır. Silindirin hemen önündeki bölgede yine çok küçük de olsa zayıf kayma gerilmeleri alanı yapısı göze çarpmaktadır. Diğer bileşenlerde olduğu gibi kayma gerilmeleri de girdap yaratıcıların varlığı ve konum açılarından ciddi miktarda etkilenmektedirler. Yalın silindirde ölçüm bölgesinde oldukça geniş bir alana yayılmış olan değerler girdap yaratıcı durumlarda giderek sönükleşmekte ve konturlar incelmektedirler. Yalın silindir ile VG1670 arasında kayma gerilmesi yaklaşık %50 oranında azalma göstermiştir. Silindirin hemen önünde bulunan zayıf gerilme bölgesi VG1670’de hemen hemen tamamen kaybolmuştur. Yine daha önceki bileşenlere benzer şekilde gerilme bölgeleri girdap yaratıcıların konuma açlarına bağlı olarak –VG1665 istisna olmak üzere- giderek silindirden uzaklaşmaktadırlar. Ölçüm bölgesindeki minimum kayma gerilmeleri ve meydana geldikleri noktalar Tablo 2.14’te sunulmuştur.



Şekil 2.70 : VG0000 Vakası $\overline{U'V'}/U_\infty^2$ Konturları



Şekil 2.71 : VG1650 Vakası $\overline{U'V'}/U_\infty^2$ Konturları



Şekil 2.72 : VG1670 Vakası $\overline{U'V'}/U_\infty^2$ Konturları

POD ayrıştırması ile hesaplanmış olan periyodik hareketin karakteristik değerlerinden oluşan Tablo 2.14 ve Reynolds ayrıştırması ile elde edilen Tablo 2.9 karşılaştırıldıklarında, maksimum gerilmelerin meydana geldikleri noktalar arasında büyük bir uyum gözlenmektedir. Ancak gerilme büyüklükleri incelendiğinde Reynolds ayrıştırmasında türbülans olarak adlandırılan gerilmelerin gerçekte pek çok kısmının büyük ölçekli girdap salgılanmasına bağlı olduğu ortaya çıkmaktadır. Daimi RANS denklemlerindeki biçimde ele alınan akış alanında, elde edilen türbülans değerleri gerçektekinden çok daha yüksek çıkmaktadır. Dahası, hareketteki maksimum gerilmelerin meydana geldikleri noktalar gibi karakteristik boy ölçekleri baskın olan büyük ölçekli yapıdan etkilenmektedir. Tablolar arasında boy ölçeklerinde gözlenen uyum bu sebepten meydana gelmektedir. URANS çözümlerinden elde edilen ortalama değerlere POD ile ayrıştırılan periyodik hareket gözüyle bakılması mümkündür.

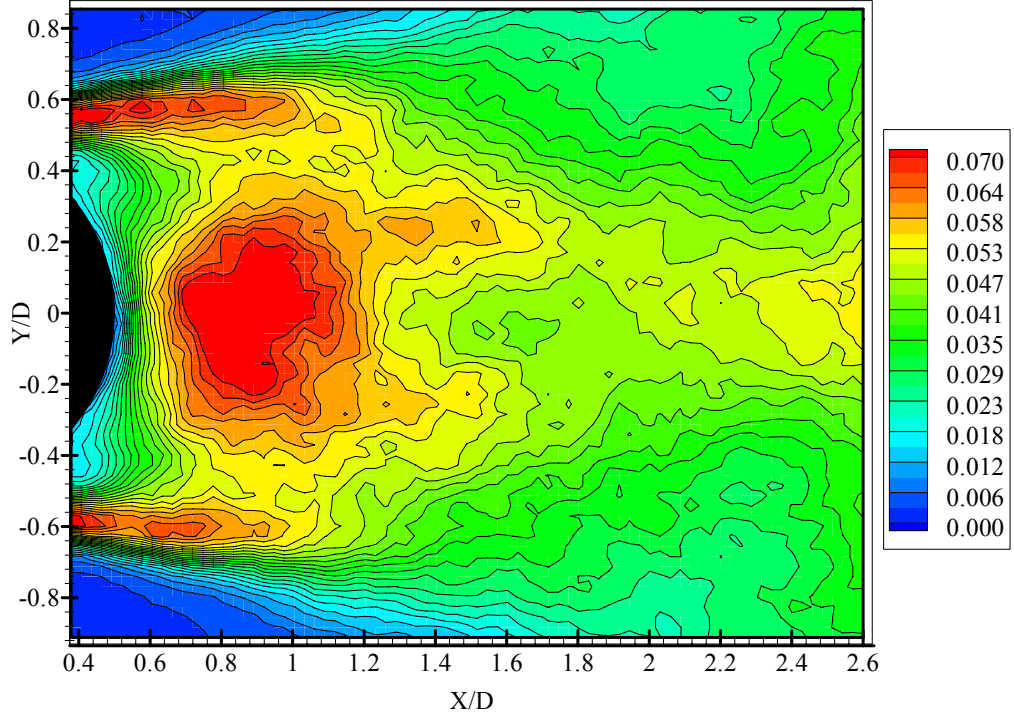
Girdap yaratıcıların etkisi ile boy ölçeklerinin artması tamamıyla girdapların oluşma noktalarının silindire göre akış yönünde ötelenmesi ile ilintilidir. VG1660 ile VG1665 vakaları arasında boy ölçeklerindeki süreksizliğin nedeninin 60 ve 65 derecelik açılar arasında sınır tabakanın dışındaki hız farkının 50 ve 60 derecelik

açılar arasındakine göre çok daha az olması ve girdap yaratıcının kalınlığı artan sınır tabakanın içine iyice gömülerek daha çok disipasyona uğraması ile ayrılma noktasına yaklaşılarak etkisinin artması arasındaki zıt yönlü ilişki olması muhtemeldir.

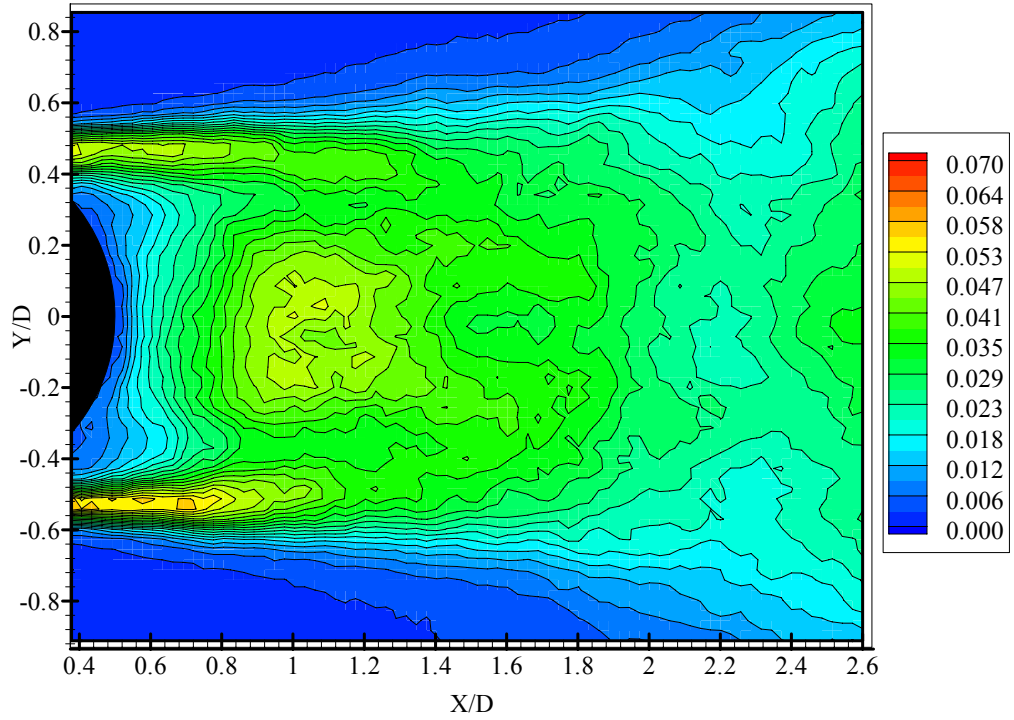
Tablo 2.14 : POD ile Hesaplanan Ortalama Periyodik Gerilme Bileşenleri Kritik Değerleri

Vaka	$\overline{\tilde{U}\tilde{U}} / U_\infty^2$		$\overline{\tilde{V}\tilde{V}} / U_\infty^2$		$\overline{\tilde{U}\tilde{V}} / U_\infty^2$	
	Maks.	(X/D; Y/D)	Maks.	(X/D; Y/D)	Min.	(X/D; Y/D)
VG0000	0.196	1.13; 0.41	0.420	1.52; 0	-0.130	1.33; 0.36
VG1650	0.135	1.33; 0.30	0.231	1.63; 0	-0.094	1.57; 0.26
VG1660	0.116	1.45; 0.30	0.207	2.00; 0	-0.079	1.73; 0.27
VG1665	0.095	1.42; 0.27	0.161	1.87; 0	-0.070	1.67; 0.25
VG1670	0.076	1.79; 0.24	0.132	2.13; 0	-0.060	1.92; 0.23

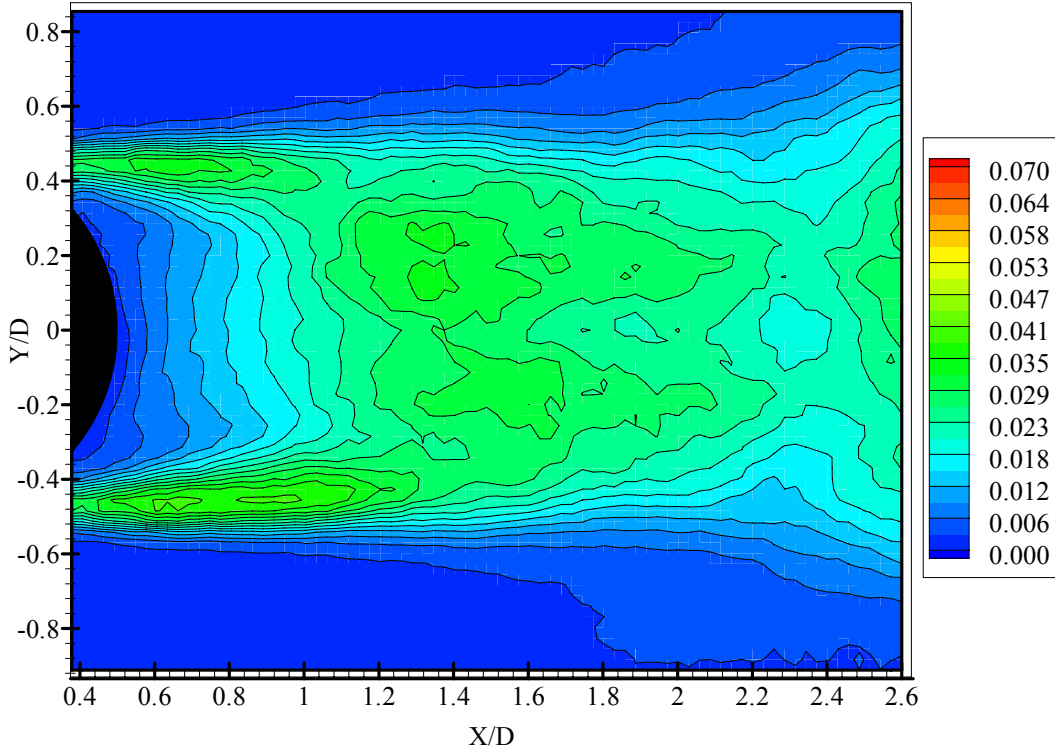
Şekil 2.73 - Şekil 2.75 arasında PIV ölçümlerinde POD ayrıştırması ile elde edilmiş olan rastgele hareketten dolayı oluşan akış yönündeki gerilme dağılımı görülmektedir. Gerilmenin kayma tabakaları üzerinde ve merkezi iz eksenini üzerinde olan ve ayrıca girdap oluşma bölgesi içinde yer alan dairesel biçimli bir bölgede yoğunlaştığı görülmektedir. Gerilmeler Reynolds analizi sonucunda elde edilenler ile karşılaştırılacak olursa akışın daimi olarak ele alınmasından tamamen farklı bir yapının ortaya çıkmış olduğu görülmektedir. Her vakada kayma tabakası üzerindeki rastgele oldukça belirgindir. İlk üç vakadaki (VG0000, VG1650, VG1660) girdap oluşma bölgesi içindeki gerilme alanı merkezi yaklaşık olarak $X/D=1$ civarındadır. Reynolds analizinde merkez yatay ekseninde hesaplanmış olan boyuna RMS hızlarda (Şekil 2.27) görülen ikinci tepe noktasına türbülansın dolaylı olarak oluşan gerilmelerin etkisinin olduğu anlaşılmaktadır. VG0000'da maksimum 0.08 civarında olan gerilmeler VG1650'de yaklaşık %30 azalmaktadır. VG1670'de ise girdap oluşma bölgesi içerisindeki alan oldukça düzensizleşmekte ve maksimum gerilmelerdeki azalma %45 civarına varmaktadır.



Şekil 2.73 : VG0000 Vakası $\overline{U'U'}/U_\infty^2$ Konturları

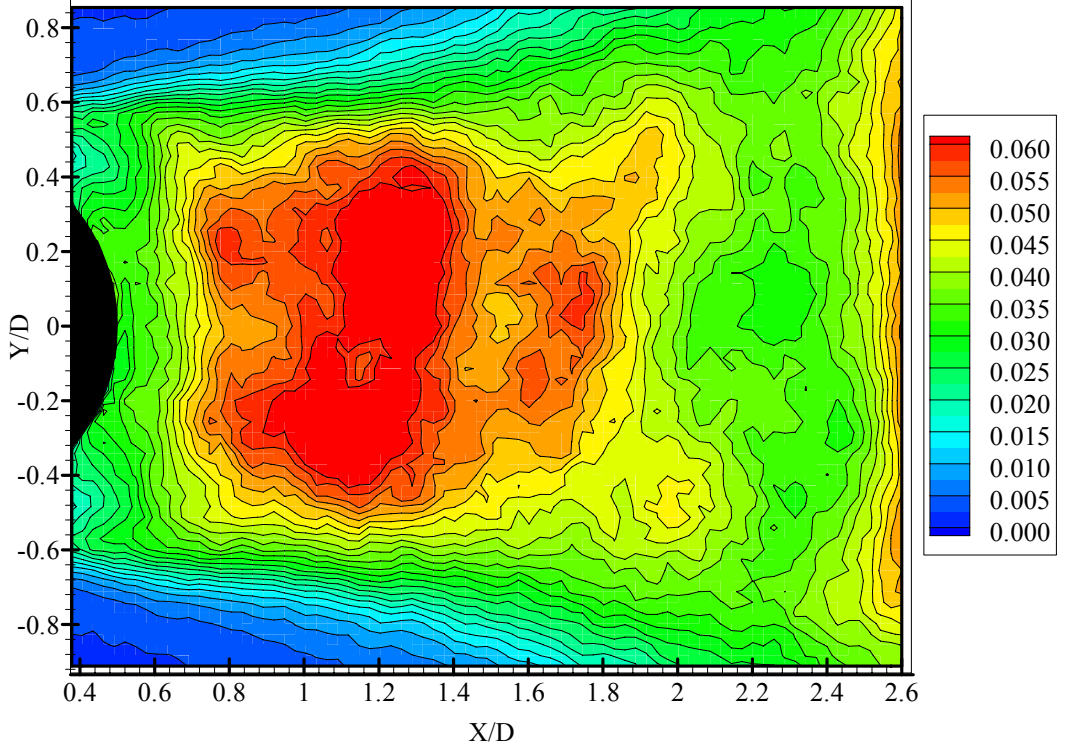


Şekil 2.74 : VG1650 Vakası $\overline{U'U'}/U_\infty^2$ Konturları

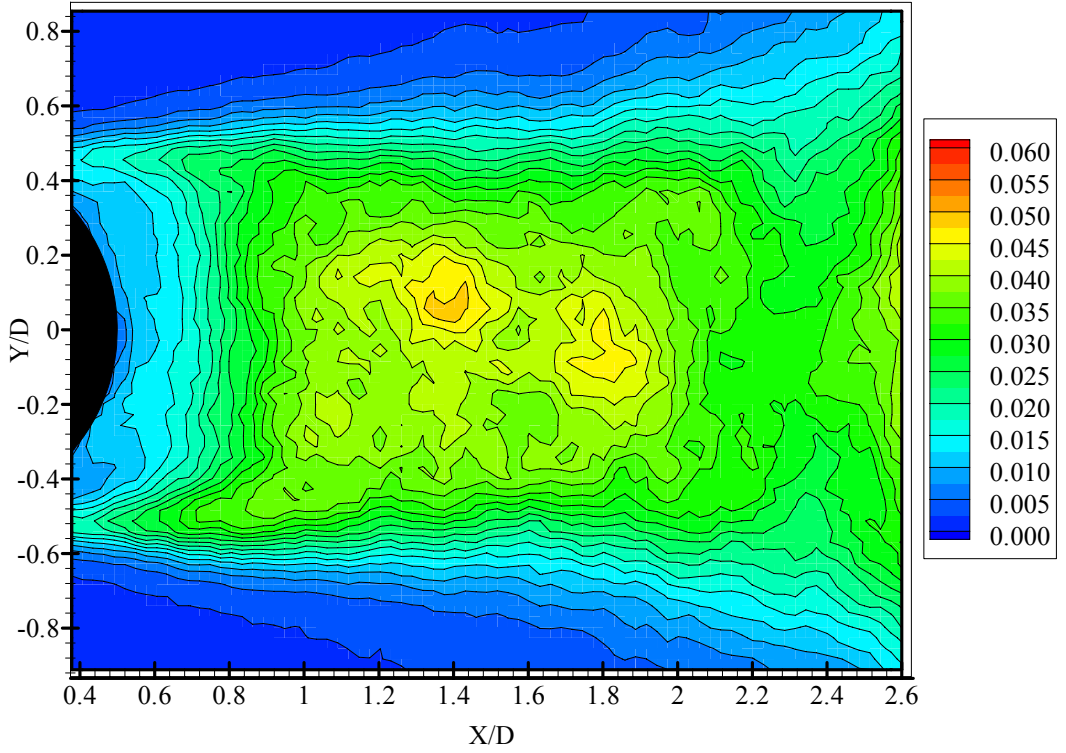


Şekil 2.75 : VG1670 Vakası $\overline{U'U'}/U_\infty^2$ Konturları

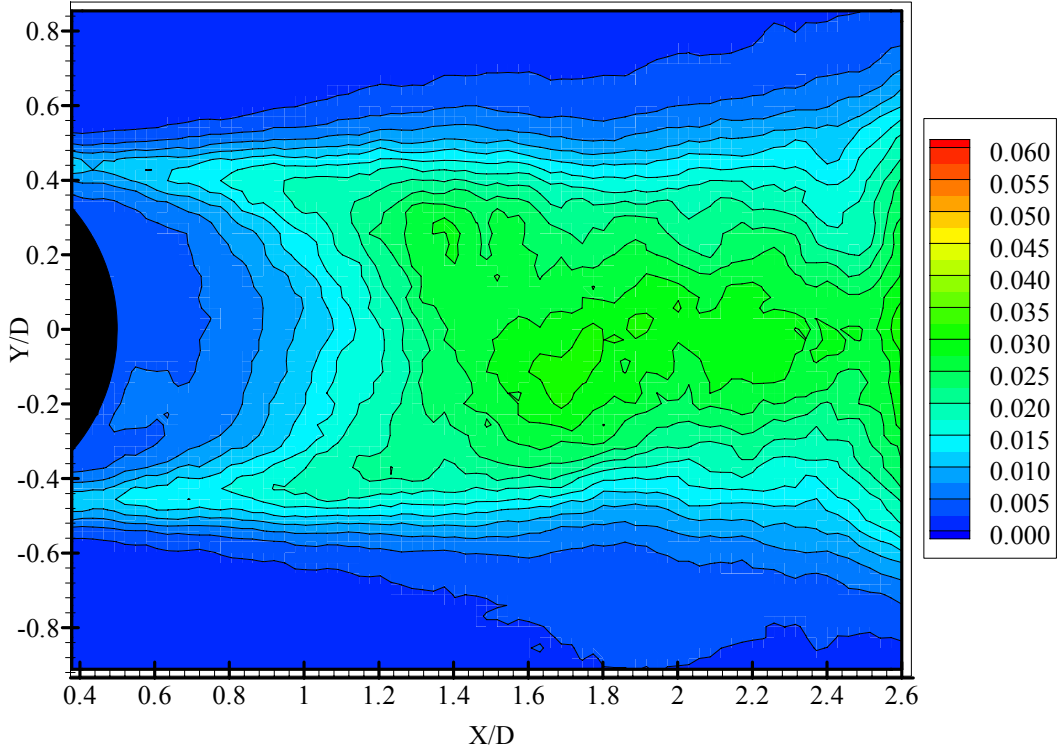
Enine Reynolds gerilmelerini göstermekte olan konturlar Şekil 2.76 - Şekil 2.78 arasında mevcuttur. Tüm vakalarda genel yapı, enine periyodik hareketten oluşan gerilmelerin yapısına oldukça benzemekle birlikte çok daha dağınık ve parçalı görünümündedir. Girdap yaratıcıların ve konum açılarının etkisiyle gerilmelerin ciddi miktarlarda azaldığı grafiklerden rahatlıkla gözlenebilir. Gerilme bölgeleri yine önceki bileşenlerde olduğu gibi girdap yaratıcı konum açıları arttıkça silindirden uzaklaşma eğilimindedirler. Gerilme bölgesi merkez yatay eksenin iki yanına kabaca simetrik biçimde yayılmıştır. Girdap yaratıcıların konum açıları arttıkça gerilme bölgesi giderek incelmış, VG1670'deki sınırlar neredeyse merkez yatay eksene paralel bir hal almıştır.



Şekil 2.76 : VG0000 Vakası $\overline{V'V'}/U_\infty^2$ Konturları

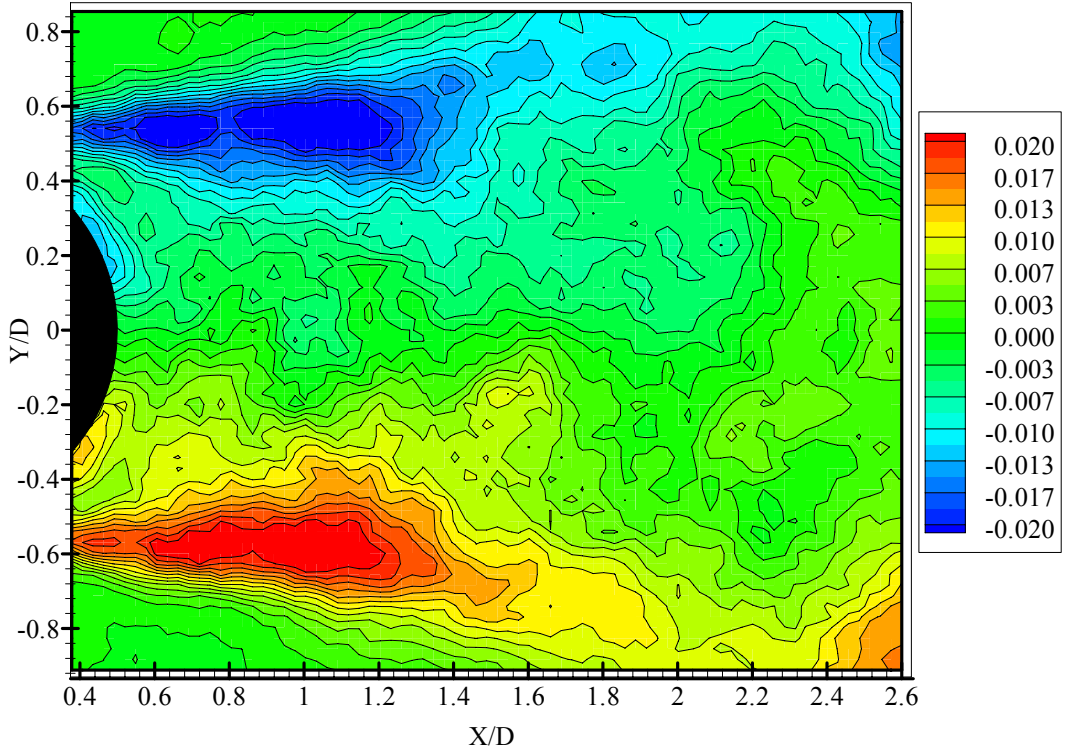


Şekil 2.77 : VG1650 Vakası $\overline{V'V'}/U_\infty^2$ Konturları

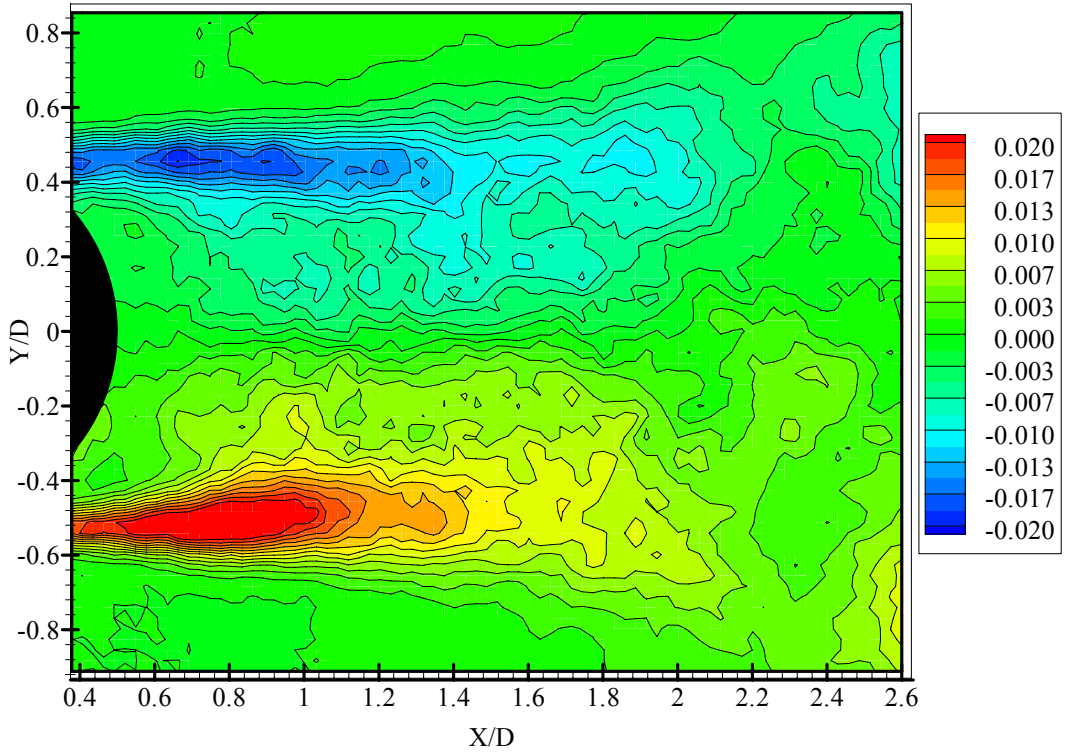


Şekil 2.78 : VG1670 Vakası $\overline{V'V'}/U_\infty^2$ Konturları

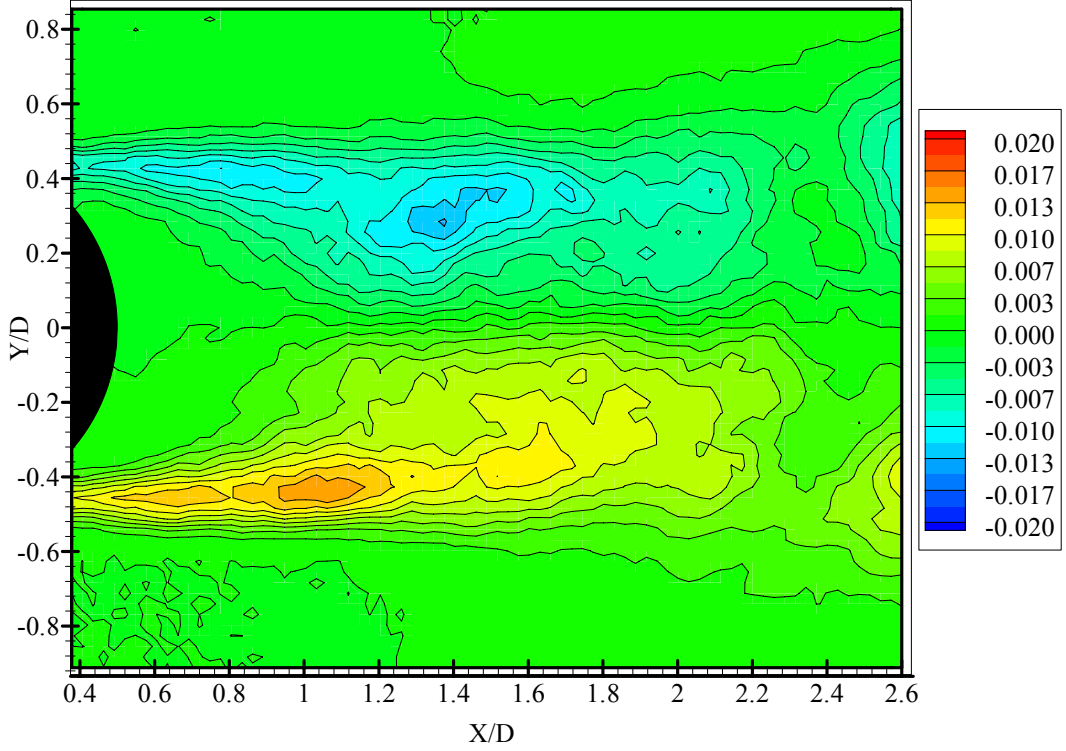
Rastgele hareketten dolayı oluşan Reynolds kayma gerilmeleri Şekil 2.79 - Şekil 2.81 arasında sunulmuştur. Şekillerde, kayma gerilmesinin Reynolds analizinde bulunandan çok farklı olarak, beklendiği üzere tamamıyla kayma tabakaları üzerinde yoğunlaştığı net bir şekilde görülmektedir. Girdap yaratıcıların ve konum açılarının etkisiyle kayma bölgesi şiddetini kaybederken bir yandan da giderek daha uzun bir bölgeye yayıldığı görülmektedir. Kayma tabakasındaki gerilme VG1670 vakasında VG0000'a göre yaklaşık % 50 oranında azalmıştır. Yalın silindirde daha kalın ve merkez eksenden dışarıya dönük olan gerilme konturları girdap yaratıcı konum açıları arttıkça incelerek merkez eksene doğru yönelmiştir. Bu hareket girdaplılık konturlarının hareketine uyumludur.



Şekil 2.79 : VG0000 Vakası $\overline{U'V'}/U_\infty^2$ Konturları



Şekil 2.80 : VG1650 Vakası $\overline{U'V'}/U_\infty^2$ Konturları



Şekil 2.81 : VG1670 Vakası $\overline{U'V'}/U_\infty^2$ Konturları

POD analizinde türbülansın dolaylı olarak oluşan gerilmeler periyodik hareketten dolayı oluşan gerilmelerde olduğu kadar düzenli yapıya ve pürüzsüz kontur çizgilerine sahip olmadıklarından maksimum değerleri ve yerlerini içeren bir tablo sunulmamıştır. Harekette belirli bir düzenli yapı bulunmadığından boy ölçeklerinin de artmasından söz edilmesi mümkün değildir. Ancak girdap yaratıcılı vakalarda rastgele hareket bileşenlerinin, periyodik bileşenlerde olduğu gibi düşüş göstermekte oldukları ortaya çıkmaktadır. Rastgele hareketin azalması gerçekte türbülansın azaldığı anlamına gelmemektedir. Zira unutulmamalıdır ki bu çalışmadaki ölçümler 2.25 Hz'e kadar olan spektrumu kapsamaktadır. Ancak yine de çok sayıda alınan veriler ile hareketin belirli bir yakınsama gösterdiği varsayılabilir. Rastgele gerilmelerin azalması girdap yaratıcıların meydana getirmiş olduğu kuvvetli üç boyutluluk ile ilişkilendirilebilir. Zira üç boyutlu hareketlerde girdap uzaması (vortex stretching) tüm türbülans alanına hakim olduğu bilinmektedir (**Davidson, 2003**). Girdap uzamasının sonucunda kayma tabakalarında türbülans boy ölçeklerinin azalmış olması gerekir. Türbülans boy ölçeğinin azalması, türbülansın en küçük ölçeklerde sönmülerek ısı açığa çıkarması ile ilişkili olarak türbülans enerjisini azaltan bir durumdur. **Gerrard (1966a)** türbülansı artan bir kayma tabakasının daha çok dağılan bir yapıda olduğunu belirtmiştir. Gerçekten de türbülans ve türbülans

viskozitesinin artması ile difüzyon da artış gösterir. Bölüm 2.5.2’de verilen Q konturları grafiğinden de (Şekil 2.40) VG0000 vakasında oluşan girdabın VG1670 vakasında oluşana göre çok daha geniş bir alana yayıldığı görünmektedir. Buna göre, girdap yaratıcılı vakalarda difüzyonun çok daha az olması rasgele hareketin azalmış olması ile ilişkilendirilebilir.

Girdap yaratıcılı vakalarda periyodik hareketten dolayı oluşan tüm gerilmelerin de ciddi miktarda azaldığı ve gerilme bölgelerinin çok daha dar alanlara yayıldığı sunulan tablo ve grafiklerden görülebilir. Bölüm 2.5.2’de faz ortalamasının ayrıştırmasında VG1670 vakasında oluşumunu tamamlayan girdabın yapısının VG0000’dekine göre tamamen değiştiği ve sirkülasyonunun da azaldığı ortaya konmuştur. Buna göre girdap yaratıcılı vakalarda silindir gerisinde oluşan periyodik girdapların kuvveti azalmaktadır. Hadise pek çok parametrenin birbirine kuvvetli ilintili olmasıyla son derece karmaşık yapıdadır. Böyle olmasına rağmen, takip eden satırlarda açıklanan nedenlerden olması muhtemeldir. Yukarıda da değinildiği gibi girdap yaratıcılı vakalarda kayma tabakaları çok daha yoğundur. Bunun yanı sıra, ayrılmanın gecikmesi ile birlikte merkez yatay eksene doğru hareket ederek birbirlerine yaklaşmaktadırlar. Böylece oluşmakta olan bir girdabın diğer taraftaki kayma tabakasını içine çekmesi için yeterli olan girdaplılık veya sirkülasyonun azalması gerekir. Diğer taraftan içeriye çekilen tabaka da yoğun ancak ters yönde girdaplılık içerdiğinden, hem kayma tabakasının oluşmakta olan girdabı beslemesini daha hızlı bir şekilde engelleyecek, hem de oluşmakta olan girdabın içine girerek gücünü azaltacaktır. Bunun Bölüm 2.5.2’de VG0000 ve VG1670 vakaları için her fazdaki sirkülasyon değerleri grafiğinden görülmesi mümkündür. Böylece daha zayıf girdaplar oluşmakta ve buna bağlı olarak da periyodik hareketten dolayı oluşan gerilmeler azalmaktadır.

3. HESAPLAMALI ÇALIŞMA

Bu bölümde akış yönündeki girdap yaratıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa olan etkisi hesaplamalı olarak incelenmektedir. Hesaplar, yalın silindir (VG0000) ve girdap yaratıcıların silindir yüzeyine ilk durma noktasına göre 50 derece açı ile yerleştirildikleri girdap yaratıcılı (VG1650) vakaları kapsamaktadır. Akış alanı, sıkıştırılmaz Reynolds-Ortalaması-Alınmış Navier-Stokes (RANS) denklemleri kullanılarak, iki ve üç boyutlu biçimde, zamana bağlı olarak (URANS), günümüzde hidro-aerodinamik uygulamalarda hem akademik alanda hem de mühendislik platformunda iyi tanınan ve yüksek performansları nedeniyle sıkça kullanılan dört ayrı türbülans modeli ile modellenmiştir. Hesaplamalı çalışmadaki amaç, yalın ve girdap yaratıcılı silindir etrafındaki akışın, deneysel çalışmada yer almayan yanlarının da ortaya konabilmesi ve bu karmaşık akışı en iyi şekilde modelleyen türbülans modelinin çalışmada ele alınan tek denklemliler (Spalart-Allmaras) ve iki denklemliler (Realizable $k-\epsilon$, Wilcox $k-\omega$, Shear-Stress-Transport $k-\omega$) türbülans modelleri arasından seçilmesidir.

Üç boyutlu hesaplamaların getirmiş olduğu aşırı işlem gücü ve hafıza kapasitesi, hesaplama bölgesi sınırlarının belirlenmesi, ağ örgüsü gerekliliklerinin sağlanması ve duyarlılık analizi gibi işlemlerin iki boyutlu VG0000 vakasında gerçekleştirilmesini zorunlu kılmıştır. Bunların yanı sıra, türbülans modelleri arasından başarısız olanların elenmesine yine iki boyutlu yalın silindir vakasında başlanmıştır.

Hesaplamalı çalışma ticari bir akış çözücü yazılım olan FLUENT ile zamana bağlı olarak gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalar, İstanbul Teknik Üniversitesi Bilişim Enstitüsü Yüksek Başarımlı Hesaplama Laboratuvarı'nda ve Ulusal Yüksek Başarımlı Hesaplama Merkezi'nde bulunan iki ayrı çok işlemcili küme sisteminde yürütülmüştür.

Bu bölümde, hesaplamalı çalışmada elde edilen sonuç ve yorumların yanı sıra çözüm teknikleri ve türbülans modelleri ile ilgili literatür özetine ve bunlardan çalışma kapsamında kullanılmış olanlar hakkında geniş bilgiye yer verilmektedir. Ayrıca

hazırlanmış olan iki ve üç boyutlu sayısal ağ örgülerinin detayları da bölüm kapsamında sunulmaktadır.

3.1 Çözüm Teknikleri

Bu çalışmada sıkıştırılamaz RANS denklemleri sonlu hacim yöntemi ile ayrıklaştırılmış ve hız ile basınç arasındaki ilişki basınç-düzeltilme tekniği ile sağlanmıştır. Çalışma kapsamında uygulanan yöntemler hakkında bilgi kısaca, takip eden başlıklarda verilmektedir. Buradaki amaç, tekniklerin detaylı bir incelemesini yapmak değil, temel fikirlerini mümkün olduğunca basit biçimde ortaya koyabilmektir. Takip eden paragraf, sıkıştırılamaz Navier-Stokes (N-S) denklemlerinin hesaplamalı olarak çözülmesi için geliştirilmiş olan teknikler hakkındaki literatürü kısaca gözden geçirmektedir.

Sıkıştırılamaz N-S denklemlerini çözebilmek için geliştirilen sayısal yöntemler farklı kaynaklarda pek çok değişik sınıflandırmalarla ele alınabiliyor olsalar da (**Pozrikidis, 1997**), bağımlı değişkenlerin seçimine bağlı olarak, esas değişkenler, girdaplılık-vektör potansiyeli ve girdaplılık-hız olmak üzere temelde üç ana başlık altında toplanabilirler (**Guj ve Stella, 1993**). Bunlardan girdaplılık-vektör potansiyeli ile yapılmış olan çalışmalar nispeten eskiye dayanmakta ve diğer yöntemlerle yapılmış olanlar literatürde daha sık bulunmaktadır. Girdaplılık-hız yönteminin ise diğer ikisine oranla avantajları olduğu söylene de (**Guj ve Stella, 1993**), esas değişkenler, yani basınç ve hız bileşenleri üç boyutlu geometrilerde, akım fonksiyonu, girdaplılık gibi çıkartılmış büyüklüklere kıyasla çok daha kolaylıkla belirlenebilirler (**Kwak ve diğ., 1998**). Bunların yanı sıra girdaplılık taşınım denklemini kullanan bir başka metot olan ‘girdaplılık-akım fonksiyonu’, pek çok kaynakta adından sözü edilen ve popüler bir metottur. Buna karşın metot, yalnızca iki boyutlu uzay için geçerli olup, üç boyutlu tek bir skaler akım fonksiyonunun olmamasından dolayı çekiciliğini yitirir (**Anderson ve diğ., 1984**). Son yıllarda yapılan çalışmaların çoğunluğu esas değişkenler formülasyonu ile gerçekleştirilmiştir.

Esas değişkenler formülasyonunun çok eski yıllardan beri pek çok farklı uygulaması yapılmıştır. **Chorin (1967)** makalesi yayınladıktan sonra ‘yapay sıkıştırılabilirlik’ tekniği ile pek çok çalışma literatüre girmiştir (**Kwak ve Chakravarthy, 1986**;

Rogers ve diğ., 1991). Yine bu metodun gemi hidrodinamiğinde de çeşitli uygulamaları mevcuttur (**Farmer ve diğ., 1994; Sotiropoulos, 1991**). **Chorin (1968)**' in çalışmasına dayalı 'kesirli adım' metodu ise bir başka kabul görmüş popüler metodlardan biridir (**Kim ve Moin, 1985; Rosenfeld ve diğ., 1991**).

Basıncın bulunabilmesi için, temel dört denklemden biri olan süreklilik denklemi yerine Poisson denklemini kullanan MAC metodu (**Harlow ve Welch, 1965**) da **Chorin (1968)**' de önerilen metodun özel bir durumu olarak görülebilir (**Kwak ve diğ., 1998**). Bunların yanı sıra, sıkıştırılamaz akışlar ve özellikle gemi hidrodinamiği (**Larsson ve Baba, 1996**) için hemen en çok rastlanan uygulamalar basınç-düzeltilme tekniğine dayanmaktadır (**Patankar ve Spalding, 1972**). Hesaplama çalışmaları kapsamında kullanılmış olan söz konusu teknik ile ilgili bilgi Bölüm 3.1.2'de verilmiştir.

3.1.1 Sonlu Hacim Ayırıştırması

N-S denklemlerinin veya genel skaler taşınım denkleminin sayısal olarak çözülebilir cebrik denklemlere dönüştürülebilmesi için ayırıştırma işleminin gerçekleştirilmesi gerekmektedir. Bir denklemin ayırıştırılması, sonlu farklar, sonlu elemanlar veya sonlu hacim yöntemleri ile hesaplama bölgesinin ayrık nokta, eleman ya da hacimler ile ifade edilmesi ile gerçekleştirilebilir (**Ferziger ve Peric, 1999; Hoffman ve Chiang, 2000**). Hesaplama çalışmada son yıllarda popülerliği çok artan ve pek çok yazılımda uygulanmış olan sonlu hacim ayırıştırması kullanılmıştır.

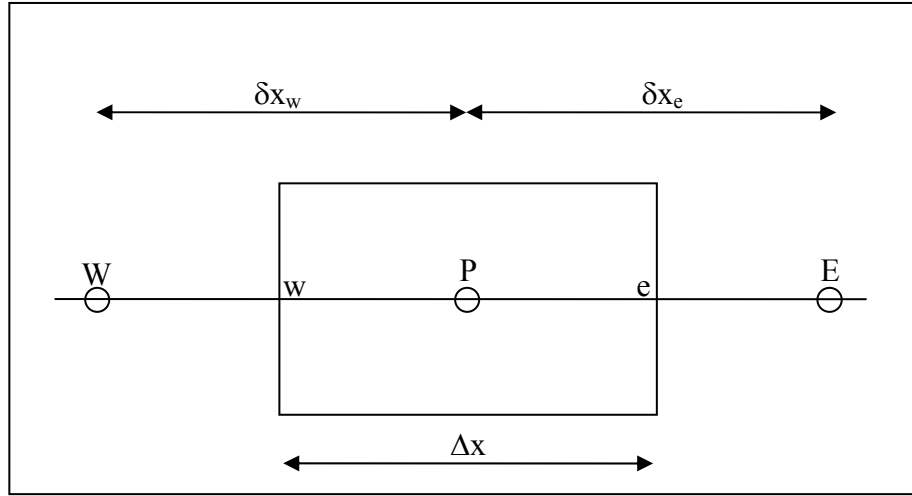
Akışkan akışını modelleyen taşınım denklemlerinin, uzayda sabit bir sonsuz küçük eleman ele alınarak, bu elemanın tüm yüzeylerinden yapılan momentum transferinin hesap edilmesi ile konservatif diferansiyel denklemler formunda eldesi mümkündür (**Anderson, 1996**). Sonlu hacim ayırıştırması, bu denklemlerin sonlu bir hacim boyunca entegre edilmesi esasına dayanmaktadır. Akışın ϕ gibi bir taşınım özeliğinin (örneğin sıcaklık) konveksiyon ve difüzyon taşınım denklemleri kartezyen tansör notasyonunda,

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial (U_j \phi)}{x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilebilir (**Johnson, 1998**). Burada; U üç ayrı yöndeki hızları, ϕ akışın herhangi bir taşınım özelliğini, Γ difüzyon katsayısını ve S kaynak terimini göstermektedir. Sade ve olabildiğince basit bir denklem formu elde etmek amacıyla, denklem daimi ve bir boyutlu formda yazılacak olursa,

$$\rho \frac{d(U\phi)}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \quad (3.2)$$

elde edilir.



Şekil 3.1 : Hesaplamalı Kontrol Hacmi

Bu denklem, Şekil 3.1'de görülen kontrol hacmi boyunca integre edilirse, giriş ve çıkış yüzeylerinin birim değerde olduğu kabul edilerek ($A_e=A_w=1$);

$$\int_w^e \rho \frac{d}{dx} (U\phi) dx = \int_w^e \left[\frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \right] dx \quad (3.3)$$

yazılabilir. Söz konusu denklemin sol tarafının integralden çıkarılması ile,

$$SOT = (\rho U\phi)_e - (\rho U\phi)_w \quad (3.4)$$

ve sağ tarafı integralden çıkarılıp kaynak terimi bağımlı değişkenin bir fonksiyonu olarak lineerleştirilerek,

$$SAT = \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_w + S_U + S_P \phi_P \quad (3.5)$$

elde edilir. Burada S_U daha sonra cebrik denklemin sağında kalacak olan kaynak terimden gelen sabit sayıyı ve bağımlı değişkenin S_P sabit sayıdan gelen katsayısını göstermektedir. SOT ve SAT, sırasıyla denklemin sol ve sağı tarafları anlamında kullanılmıştır. Difüzyon terimleri genel olarak merkezi farklar ile interpolate edilmektedirler (**Versteeg ve Malalasekera, 1995**). Merkezi farklar kullanılacak olursa SAT'taki ilk bileşen,

$$\left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e = \Gamma \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\delta x_e} \right) \quad (3.6)$$

şeklini alır. Konvektif terimler için, birinci derece ileriye doğru (upwind), merkezi farklar, QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics) (**Versteeg ve Malalasekera, 1995**), MUSCLE (Monoton Ustream-Centered Schemes for Conservation Laws) (**Blazek, 2001**) ve değişik şemaları karıştırarak kullanan melez yapıda olanlar gibi pek çok farklı özelliklerde ayrıklaştırma şeması mevcuttur (**Ferziger ve Peric, 1999; Hoffman ve Chiang, 2000**). Örnek olarak, hesaplamalı analizlerde sıkça kullanılmakta olan “ikinci derece ileriye doğru” interpolasyon şeması ele alınacak olursa (**Davidson, 2005**), $\delta x_e = \delta x_w = \delta x$ kabulü yapılarak,

$$\phi_e = \frac{3}{2}\phi_P - \frac{1}{2}\phi_W + O((\Delta x)^2) \quad (3.7)$$

$$\phi_w = \frac{3}{2}\phi_W - \frac{1}{2}\phi_{WW} + O((\Delta x)^2) \quad (3.8)$$

şeklinde yüzeylerdeki ϕ değerleri belirlenebilir. Bu noktada, ϕ değerlerinin katsayılarının ağ örgüsü aralıkları δx 'in eşit olmadığı durumda farklı değerler alacağını belirtmekte yarar vardır. Yüzeylerdeki ϕ değerleri Denklem 3.4 ve Denklem 3.5'te yerlerine yazılacak olursa,

$$(\rho U)_e \left(\frac{3}{2}\phi_P - \frac{1}{2}\phi_W \right) - (\rho U)_w \left(\frac{3}{2}\phi_W - \frac{1}{2}\phi_{WW} \right) = \frac{\Gamma}{\delta x} (\phi_E - 2\phi_P + \phi_W) + S_U + S_P \phi_P \quad (3.9)$$

bulunur. Böylece,

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E - a_{WW} \phi_{WW} + S_U = \sum_{km} a_{km} \phi_{km} + S_U \quad (3.10)$$

şeklinde lineer bir denklem sistemi elde edilmiş olur. Buradaki km indisi P hacmine komşu hacimleri göstermektedir. Bu denklem sisteminin Gauss-Seidel (**Hoffman ve Chiang, 2000**) gibi iteratif bir denklem çözücü ile çözülmesi mümkündür.

3.1.2 SIMPLE ve PISO

N-S denklemleri de sonlu hacim ayrıklaştırması ile, taşınım denklemlerine benzer şekilde ayrıklaştırılabilmektedir. Sıkıştırılmaz N-S denklemleri, kartezyen tansör notasyonunda,

$$\frac{dU_i}{dx_j} = 0 \quad (3.11)$$

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial(U_j U_j)}{x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.12)$$

şeklinde yazılabilir. Daimi, bir boyutlu N-S denklemi, süreklilik denklemi ve X yönündeki momentum denklemi olarak taşınım denklemleri ile benzerliği sağlama amacıyla, $\phi = U$ eşitliği geçerli olmak üzere,

$$\frac{dU}{dx} = 0, \quad (3.13)$$

$$\rho \frac{d}{dx} (U\phi) = - \frac{dP}{dx} + \frac{d}{dx} \left(\mu \frac{d\phi}{dx} \right) \quad (3.14)$$

şeklinde yazılabilir. Taşınım denklemleri çözülürken, kontrol hacmi yüzeylerindeki hız değerlerinin bilindiği varsayılmaktadır. N-S denklemlerinde ise amaç, hız ve basınç değerlerini çözmektir. Ancak, hız ve basınç alanları, denklemleri çözmeden önce bilinmemektedir. Üstelik, basıncı belirlemeyi sağlayan bir denklem de mevcut değildir. Bu güçlüğü aşmak için geliştirilmiş olan SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) (**Patankar ve Spalding, 1972**) ve türevleri SIMPLER (**Patankar, 1980**), SIMPLEC (**Van Doormall ve Raithby, 1984**) ve PISO (**Issa, 1986**) süreklilik denklemini basınç alanı için endirekt bir denklem olarak kullanmaktadırlar.

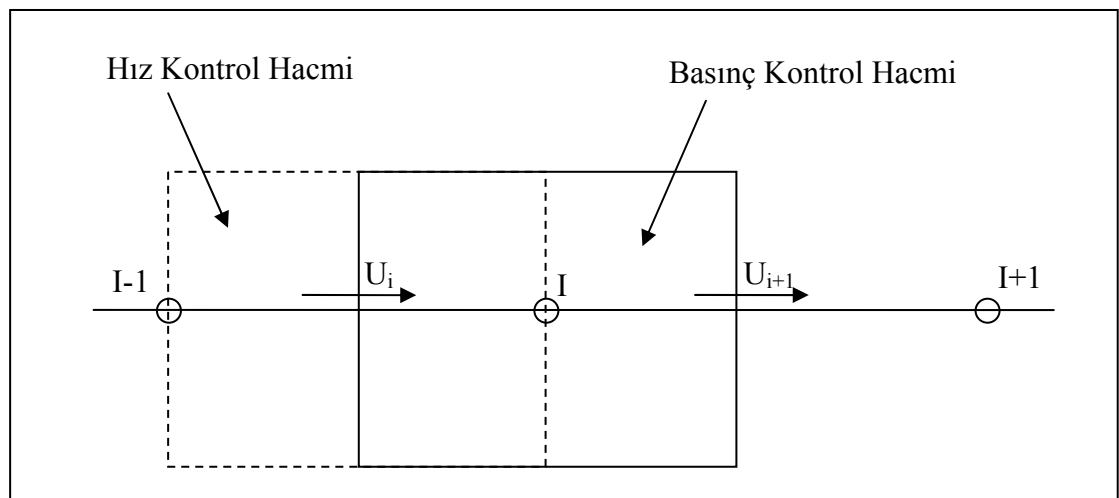
Basınç ve hız değerlerinin kontrol hacminin merkezinde tutulması, basınç alanında salınımın neden olmaktadır. Buna göre momentum denklemlerinin X bileşeninde var olan $-\frac{dP}{dx}$ terimi Şekil 3.1'deki kontrol hacmi boyunca entegre edilecek ve merkezi farklar kullanılacak olursa, $\delta x_e = \delta x_w = \delta x$ kabulü yapılarak,

$$\int_w^e -\frac{dP}{dx} dx = \left(-\frac{dP}{dx}\right)_e - \left(-\frac{dP}{dx}\right)_w = -\left(\frac{P_E - P_P}{2}\right) + \left(\frac{P_P + P_W}{2}\right) = \frac{P_W - P_E}{2} \quad (3.15)$$

elde edilmektedir. Bu durumda P_W , P_P ve P_E noktaları, örnek olarak 100, 50, ve 100 gibi salınan değerler içeriyor ise P noktasındaki gradyan “var olduğu” halde yukarıdaki ayrıklaştırmaya göre sifira eşit olacaktır. Bunun önüne geçebilmenin bir yolu olarak basınç düzeltme tekniklerinde (**Patankar, 1980**) kaydırılmış ağ örgüsü kullanılmaktadır. Buna göre, U, V, ve W momentum denklemleri sırasıyla x, y ve z yönlerinde kaydırılmış noktalarda ayrıklaştırılmaktadır. Şekil 3.2’de bir boyutlu kaydırılmış kontrol hacimleri görülmektedir. Bu şekildeki indisler kullanılacak olursa, $-\frac{dP}{dx}$ türevi, i merkezli kontrol hacmi boyunca entegre edilerek,

$$-\int_{\Delta V_i} \left(\frac{dP}{dx}\right)_i dx = P_{I-1} - P_I \quad (3.16)$$

olarak elde edilir.



Şekil 3.2 : Kaydırılmış Kontrol Hacimleri

Böylece hızlara ait kontrol hacimlerinde yüzeylerdeki basınç değerleri interpolasyon yapılmadan bilindiği için türevin sıfır çıkmasının önüne geçilmiş olunur. Şekil 3.2'deki indisler kullanılarak 1 boyutlu daimi momentum denklemi, basitleştirme amacıyla kontrol hacimlerinin giriş ve çıkış yüzeylerinin alanı 1'e eşit alınarak ayrıklaştırılacak olursa konvektif terim,

$$\int_{\Delta V_i} \frac{d}{dx} (\rho U \phi) dx = [(\rho U \phi)_I - (\rho U \phi)_{I-1}] \quad (3.17)$$

difüzyon terimi,

$$\int_{\Delta V_i} \frac{d}{dx} \left(\mu \frac{d\phi}{dx} \right) dx = \mu \left(\frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\delta x_I} - \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\delta x_{I-1}} \right) \quad (3.18)$$

ve basınç terimi,

$$-\int_{\Delta V_i} \frac{dP}{dx} dx = (P_{I-1} - P_I) \quad (3.19)$$

şeklinde ifade edilebilir. Konvektif terimde hızlara ait kontrol hacminin yüzeyindeki ϕ değerleri için bir önceki alt başlıkta sözü edilen uygun bir ayrıklaştırma şeması (ikinci derece ileriye doğru gibi) uygulanmalıdır. Aynı nokta üzerindeki terimler çarpanlara ayrılıp, $\phi = U$ yazılarak,

$$a_i U_i = a_{i-1} U_{i-1} + a_{i+1} U_{i+1} + (P_{I-1} - P_I) = \sum_{km} a_{km} U_{km} + (P_{I-1} - P_I) \quad (3.20)$$

elde edilir. Denklemin çözülebilmesi için basınç değerlerinin bilinmesi gerekmektedir. Bunun için geliştirilmiş olan basınç düzeltme teknikleri hız ve basınçlar için bir düzeltme denklemi geliştirilmesine dayanmaktadırlar. Eğer düzeltme değerlerini “'” ve düzeltilecek olan değerleri “*” ile gösterecek olursak,

$$U = U^* + U' \quad (3.21)$$

$$P = P^* + P' \quad (3.22)$$

şeklinde düzeltilmiş değerleri elde etmek mümkündür. Böylece x yönündeki momentum denklemi düzeltilecek olan değerler kullanılarak,

$$a_i U_i^* = \sum_{km} a_{km} U_{km}^* + (P_{I-1}^* - P_I^*) \quad (3.23)$$

biçiminde yazılabilir. Momentum denkleminin ayrıklaştırılmış hali, U' için de geçerli olacaktır. Buna göre,

$$a_i U'_i = \sum_{km} a_{km} U'_{km} + (P'_{I-1} - P'_I) \quad (3.24)$$

olmaktadır. SIMPLE metodunda denklemdeki $\sum_{km} a_{km} U'_{km}$ terimi işlemlerin basitleştirilmesi amacıyla ihmal edilmektedir. Böylece hız düzeltmesi,

$$U'_i = \frac{(P'_{I-1} - P'_I)}{a_i} \quad (3.25)$$

halini almaktadır. Basınçların düzeltme değerlerini bulabilmek için ise, basınç düzeltme denklemi kullanılmaktadır. Bu denklemin eldesi için süreklilik denkleminin basınçların merkezde oldukları kontrol hacimlerinde ayrıklaştırılmasından yararlanılmaktadır. Süreklilik denklemi bu kontrol hacminde giriş ve çıkış yüzeyleri 1'e eşit alınarak,

$$\int_{\Delta V_1} \frac{dU}{dx} dx = U_{i+1} - U_i = 0 \quad (3.26)$$

şeklinde ayrıklaştırılabilir. Bu denklemde, U yerine $U^* + U'$ yazılıp U' içeren terimler eşitliğin sol tarafında bırakılacak olursa,

$$(\rho U')_{i+1} - (\rho U')_i = (\rho U^*)_{i+1} - (\rho U^*)_i = b'_I \quad (3.27)$$

elde edilir. Burada b'_I süreklilik hatasını ifade etmektedir. Yakınsamanın sağlanması durumunda sıfır olması gerekmektedir. Bu denklemde U' değerleri momentum denkleminde elde edildikleri şekilde yerlerine yazılacak olursa,

$$a_I P'_I = \sum_{km} a_{km} P'_{km} + b'_I \quad (3.28)$$

formunda elde edilmiş olur. Bu denkleme basınç düzeltme denklemi adı verilmektedir.

Özetlenecek olursa süreç, P^* basınç değerlerinin düzeltilecek olan bileşenlerinin ve ilk hız değerlerinin tahmin edilmesiyle başlamaktadır. Momentum denklemlerinin çözülmesi ile U^* , V^* , W^* hızların düzeltilecek olan değerleri elde edilmiş olur. Basıncın düzeltme bileşeni olan P' , basınç düzeltme denklemi kullanılarak hesaplandıktan sonra hız ve basınç değerleri,

$$U_i = U_i^* + \frac{(P'_{I-1} - P'_I)}{a_i} \quad (3.29)$$

$$P_I = P_I^* + P'_I \quad (3.30)$$

düzeltilmeler ile hesaplanabilir. Bu iteratif süreç süreklilik hatası b'_I , sifıra eşit oluncaya kadar veya belirlenmiş herhangi bir yakınsama kriteri sağlanıncaya kadar devam etmektedir. Sürecin türetilmesi sırasında ihmal edilen $\sum_{km} a_{km} U'_{km}$ nihai sonuca etki etmemektedir. Zira yakınsamış bir çözüm sonrası $P=P^*$ ve $U=U^*$ olmaktadır.

Bu çalışmada basınç-düzeltilme işlemi SIMPLE yönteminin bir versiyonu olarak görülmesi mümkün olan PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) yöntemiyle (Issa, 1986) gerçekleştirilmiştir. Yöntem aslında zamana bağlı sıkıştırılabilir akışların iteratif olmayan çözümü için geliştirilmiş, daha sonra iteratif bir algoritma haline adapte edilmiştir. PISO yönteminin SIMPLE'dan farkı, ikinci bir düzeltme adımı içeriyor olmasıdır. Buna göre basınç ve hız değerleri,

$$U = U^{**} + U'' = U^* + U' + U'' \quad (3.31)$$

$$P = P^{**} + P'' = P^* + P' + P'' \quad (3.32)$$

şeklinde iki ayrı adımda düzeltilerek elde edilmektedirler. Burada U^{**} ve P^{**} bir defa düzeltilmiş ve bir defa daha düzeltilecek olan bileşenleri U'' ve P'' ise ikinci düzeltme bileşenlerini ifade etmektedirler. İkinci defa düzeltilmiş hız değerleri

$$U_i = U_i^{**} + \frac{\sum_{km} a_{km} (U_{km}^{**} - U_{km}^*)}{a_i} + \frac{(P''_{I-1} - P''_I)}{a_i} \quad (3.33)$$

biçiminde hesaplanmaktadır. Buradaki ikinci basınç düzeltmesini ifade etmekte olan P'' değerleri yukarıdaki basınç-düzeltilme denklemi ikinci defa çözümlenerek elde edilmektedir. Sonuca daha az adımda ulaşılması amacıyla benzer şekilde düzeltme sayısının istenildiği kadar artırılarak sözü edilen yöntemin genişletilmesi de mümkündür.

İçerdiği fazladan düzeltme nedeniyle basınç-düzeltilme denkleminin iki defa çözümlenmesini gerektirmesinden dolayı PISO yöntemi bir iterasyon için geçen zamanı uzatmaktadır. Ancak buna rağmen yöntem özellikle daimi olmayan çözümlerde sonucun yakınsama hızına büyük ölçüde olumlu katkıda bulunmakta ve sayısal kararlılığı arttırmaktadır.

3.1.3 Zamansal Ayırıklaştırma

Zaman bağlı simülasyonlarda hareket denklemlerinin hem uzaysal, hem de zamansal ayırıklaştırması gerekmektedir. Zamana bağlı olan denklemlerde uzaysal ayırıklaştırma işlemi daimi durumda olduğundan farklı değildir. Başka bir deyişle zamana bağlı denklemler çözümlenirken uzaysal ayırıklaştırma işlemi için özel bir uygulama yapılmamaktadır. Zamansal ayırıklaştırma için denklemlerdeki her terimin zaman adımı boyunca da entegre edilmesi gerekmektedir. ϕ , akıştaki herhangi bir özelliği temsil etmek üzere zaman göre türev,

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) \quad (3.34)$$

olarak yazılabilir. Burada F fonksiyonu ϕ özelliğinin uzaysal ayırıklaştırılmış halini temsil etmektedir. Zaman ayırıklaştırması için, uzaysal ayırıklaştırmada olduğu gibi çeşitli yöntemler mevcuttur. Zamanın birinci derece, ikinci derece ayırıklaştırması mümkün olduğu gibi açık ya da kapalı formülasyonlar kullanmak da mümkündür (**Versteeg ve Malalasekera, 1995**). Genelde tercih edilen kapalı formülasyonların avantajı genellikle zaman adımından bağımsız olarak kararlı bir çözüm sunmalarıdır. Eğer ikinci derece, üç zaman seviyeli tamamen kapalı ayırıklaştırma (three-time-level implicit) (**Ferziger ve Peric, 1999**) kullanılacak olursa,

$$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\phi^{n+1}) + O((\Delta t)^2) \quad (3.35)$$

$$\phi^{n+1} = \frac{4\phi^n - \phi^{n-1} - 2\Delta t F(\phi^{n+1})}{3} + O((\Delta t)^2) \quad (3.36)$$

şeklinde bir sonraki zaman seviyesindeki ϕ değeri elde edilmiş olur. Burada n indisleri zaman seviyelerini göstermektedir. Denklemin sağ tarafı yalnızca hesaplanmak istenen zaman seviyesinde bilinmeyenler içerdiğinden dolayı formülasyon tamamen kapalıdır. Zamansal ve uzaysal ayrıklaştırma sonucunda oluşan lineer denklem sistemi yakınsamanın hızlandırılması amacıyla Gauss-Seidel veya SOR (Successive Over Relaxation) (**Hoffmann ve Chiang, 2000**) gibi iteratif bir prosedür ile çözümlenmelidir (Bölüm 3.1.4). Üç zaman seviyeli tamamen kapalı formülasyonun avantajı, tamamen kapalı olmasının getirdiği olarak “koşulsuz kararlı” (unconditionally stable) olmasının yanı sıra, ikinci dereceden hassasiyete sahip olmasıdır. Bu çalışmada tüm hesaplamalarda, üç zaman seviyeli tamamen kapalı formülasyon kullanılmıştır.

3.1.4 Lineer Denklem Çözümü

Tüm hesaplama bölgesinin zamansal ve uzaysal olarak ayrıklaştırılmasının sonucunda önceki başlıklarda da sözü edildiği gibi lineer bir denklem sistemi elde edilmektedir. CFD hesaplamalarında genellikle büyük boyutlara ulaşan lineer denklem sistemi Gauss-Jordan gibi eleme yöntemleri yerine sonuca çok daha hızlı biçimde varılmasını sağlayan iteratif algoritmalar ile çözümlenmektedir. Gauss-Seidel (G-S) algoritması var olan pek çok yöntem arasında en çok tanınan ve kullanılanlardan biridir. Bu çalışmada da lineer denklem sistemi G-S ile çözülmüştür. Yöntem hakkında detaylı bilgi sayısal analizi konu alan hemen her kitapta bulunabildiğinden burada anlatılmasına gerek duyulmamıştır. Ancak iteratif bir metod olmasına karşın G-S devasa boyutlara ulaşan denklem sistemlerinde global hatayı yok etme güçlüğü çekme eğilimindedir. Buna bağlantılı olarak büyük denklem sistemlerinin yakınsamasının hızlandırılabilmesi amacıyla Algebraic Multigrid adı altında geliştirilmiş algoritmalar bulunmaktadır. AMG, denklem sistemindeki global hatanın daha az eleman içeren alt sistemlere aktarılarak, çözümün söz konusu alt seviyedeki sistemlerde gerçekleştirilmesi ve düzeltmelerin tekrar en üst seviyedeki sisteme gönderilmesi mantığına dayanmaktadır. Alt sistemlerde kullanılan eleman

sayısı esas sisteme göre çok daha az olduğundan global hatanın minimuma indirilmesi için gereken süre de ciddi şekilde kısalmaktadır. Çok geniş bir kapsamı olmasından dolayı AMG metotları hakkında bu çalışmada daha fazla söz edilmesi mümkün değildir. AMG ile ilgili detaylı bilgi **Wesseling (1992)**'de ve bu çalışmada kullanılan teknik hakkında bilgi **Fluent Inc. (2006)**'da bulunabilir.

3.2 Türbülans ve Modellenmesi

3.2.1 Genel tanımlama ve türbülans modelleri

Türbülanslı akışkan hareketini, akışın çeşitli büyüklüklerinin uzaya ve zamana göre rasgele değişim gösterdiği, öyle ki istatistiki olarak belirgin bir ortalamanın güçlülükle ayırt edilebildiği kuralsız bir akış durumu olarak tarif etmek mümkündür **Hinze (1975)**. Türbülans geniş spektrumlu ölçekleri olan (boy ve zaman), akışın son derece karmaşık bir halidir. **Bradshaw (1971)** ise, türbülanslı girdap uzamasının hız salınımlarını viskoz kuvvetlerin ve sınır koşullarının minimum ve maksimum aralığı belirlediği tüm dalga boylarına yayılmasına neden olan üç boyutlu zaman bağlı bir hareket olarak nitelendirmektedir. Akış alanındaki hareketi tanımlayan Navier-Stokes (N-S) denklemleri sıkıştırılamaz akışlar için kartezyen tansör notasyonunda,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.37)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_j u_i)}{x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.38)$$

şeklinde ifade edilmektedirler. Buradaki değişkenler hem zamana hem de uzaysal koordinatlara bağlılık gösteren anlık niceliklerdir.

N-S denklemleri gerçekte akış hareketini her nokta ve zaman seviyesinde temsil edebilme fiziki bilgisine sahiptirler. En azından bugüne kadar aksi ispat edilmediğinden böyle olduğu kabul edilmektedir. Türbülanslı akışkan hareketinin modellenebilmesi için N-S denklemlerinin sayısal olarak gerekli ağ örgüsü ve zaman adımı kriterlerini sağlaması koşuluyla direkt olarak çözülmesine dayanan hesaplamalı simülasyonlara DNS (Direct Numerical Simulation) adı verilmektedir. DNS simülasyonları, akışta türbülans dolaylı olan girdapların en küçüğünden en büyüğüne kadar türbülans modeli kullanmaksızın hesaplanmasını hedeflemektedir. Ancak ne yazık ki türbülanslı bir akışta, türbülans hakkında öncü çalışmalar yapmış olan Rus bilimci Kolmogorov'un ismine ithafen "Kolmogorov Ölçekleri" (**Davidson, 2004**) olarak bilinen, boy ve zaman ölçekleri aşırı derecede küçüktür.

DNS için gereken ağ örgüsü, akış alanında türbülans değişkenlerinin dağılımına bağlı olarak akış tipine göre büyük farklılıklar gösterse de, genel bir tanımlama olarak $Re^{9/4}$ mertebesinde olup, istatistiki bir sonuç elde edebilmek için gerekli olan zaman adımı sayısı yüzbinlerce olabilmektedir. Hızla artmakta olan paralel hesaplama olanakları ile DNS simülasyonlarına olan ilgi giderek artmaktaysa da, halen günümüzdeki bilgisayarların hesaplama kapasitesi dahilinde, DNS yönteminin yüksek Reynolds sayılı akışlarda uygulanmasının imkansız olduğunu söylemek yanlış olmayacaktır. $Re=3300$ 'de kanal akışı için yapılmış bir çalışma olan **Kim ve diğ. (1987)** ve **Mansour ve diğ. (1988)** bu alanda öncü ve günümüzde hala referans olarak kullanılan çalışmalardır. **Del Alamo ve diğ. (2004)**, son yıllarda yapılmış olan çalışmalara örnek olarak gösterilebilir.

Bir başka türbülanslı akış hesaplama yöntemi olan “Büyük-Girdap Simülasyonu”nda (LES) (**Sagaut, 2001**), büyük ölçekli olan üç boyutlu zamana bağlı türbülanslı hareketler direkt olarak çözümlenirken, ağ örgüsü ve zaman ölçeğinin çözümleyemediği küçük ölçekli hareketler modellerle temsil edilmektedirler. Bu temel özelliği ile LES, hesaplama yeteneği bakımından RANS temelli modeller ile DNS arasında yer almaktadır. Zira söz konusu iki yaklaşımın kısıtlarını giderme motivasyonu ile geliştirilmiş bir modelleme tekniğidir. DNS'in getirdiği hesaplama yükünün çoğu çok küçük, sönmünecek olan (dissipative) hareketleri çözmek için sarf edilir. Oysa ki, enerji daha çok büyük ölçekli hareketlerin içinde yer alır. Özellikle dolgun cisimler etrafındaki akış ve girdap salgılanması gibi belirgin şekilde büyük ölçekli ve zamana bağlılık görülen akışlarda, büyük ölçekli hareketlerin tam olarak çözümlenmesinden dolayı, LES'in RANS temelli türbülans modellerine göre daha iyi ve güvenilir sonuçlar vermesi beklenebilir. Son yıllarda bilgisayar kapasitelerinin hızlı yükselişi LES'i daha popüler hale getirmiştir. LES dairesel silindir etrafındaki akış için de pek çok çalışmada kullanılmış, simülasyonun son derece kompleks olan bu akışı modelleme başarısı test edilmiştir (**Kalro ve Tezduyar, 1997; Breuer, 2000**). **Tutar ve Holdo (2001)** ile **Rocchi ve Zasso (2002)**, yine dairesel silindir etrafındaki LES çalışmalarına örnek olarak gösterilebilir. DNS'e göre büyük oranda hesaplama gücü tasarrufu elde edilmiş olsa da, LES modelinin RANS ve URANS'a göre çok yüksek bir işlem yükü gerektirdiği unutulmamalıdır.

Son zamanlarda popüler olan bir başka türbülans modeli ise hibrid bir temele dayanan DES (Detached Eddy Simulation) yaklaşımıdır. Buna göre, duvar yakınında URANS modelleri, duvardan uzak kayma akışları bölgesinde aynı modellerin filtrelenmiş versiyonları kullanılmaktadır. Yüksek türbülans ölçeklerinin baskın bir rol üstlendiği LES bölgesinde ise DES modeli LES'teki gibi bir ölçek-altı modeli kullanılmaktadır. Dolayısıyla DES modelleri genellikle RANS modelleri ve LES'i birleştiren hibrid modeller olarak anılmaktadırlar. Duvar yakınında kullanılan modeller RANS'daki herhangi bir model olabilmektedir (Travin ve diğ., 2000).

DNS ve LES hesaplamalarının gerektirdiği çok büyük hesaplama gücünü, ilginin ortalama akış alanına doğru yöneltilmesi ile nispeten azaltabilmek mümkündür. Reynolds ortalaması teknikleri kullanılarak akışkanın hareket değişkenlerini (hız ve basınç gibi), zamandan bağımsız ortalama bileşene ve zamana bağlı salınan bileşene ayırmak mümkündür. Bu şekilde hız alanı,

$$\bar{u}(\bar{x}, t) = \bar{U}(\bar{x}) + \bar{U}'(\bar{x}, t) \quad (3.39)$$

şeklinde ifade edilebilir. N-S denklemlerindeki değişkenlerin yukarıdaki şekilde ayrıştırılmalarıyla elde edilen denklem formuna RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) adı verilmektedir. RANS denklemlerinde ortalama bileşen zamandan bağımsız olduğundan dolayı bu tür bir ayrıştırma daimi karakterli akışlar için uygun olmaktadır. Öte yandan akışkan hareket değişkenlerini zamana bağlı bir ortalama bileşen ve zamana bağlı bir salınan bileşen şeklinde de ayrıştırmak mümkündür. Bu ayrıştırma,

$$\bar{u}(\bar{x}, t) = \bar{U}(\bar{x}, t) + \bar{U}'(\bar{x}, t) \quad (3.40)$$

şeklinde gösterilebilir ve ortalama bileşenin zamana bağlı olmasından dolayı daimi olmayan akışlara daha uygundur. Bu ayrıştırma N-S denklemlerindeki bileşenlere uygulanacak olursa,

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.41)$$

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (U_j U_i)}{x_j} + \rho \frac{\partial (\overline{U'_i U'_j})}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.42)$$

şeklinde bir denklem formu elde edilir. Bu denklemlere ise, daimi olmayan (unsteady) RANS denklemlerini işaret ederek URANS adı verilmektedir. Elbette daimi olmayan bir akışı de RANS denklemleri ile modellemek mümkündür. Bu durumda yapılacak olan bir hesaplamalı çalışmanın sonrasında elde edilen sonuç akışın global ortalaması olacaktır. Aynı sonuç, URANS denklemlerinin çözülmesiyle elde edilen sonucun zamana göre ortalamaları alınarak da elde edilebilir. Ancak dolgun cisimler etrafındaki akışta görülen periyodik girdap salgılanması gibi daimi olmayan akışlarda URANS ile global ortalama değerler dahi RANS'a göre çok daha başarılı biçimde hesaplanmaktadır (**Iaccarino ve Durbin, 2000; Iaccarino ve diğ., 2003**). URANS ile RANS arasındaki temel fark URANS'ın büyük ölçekli zaman bağıllığı ayrıştırması, RANS'ın ise salınımlar arasında bir ayırım yapmamasıdır. Periyodik hareketin olduğu durumlarda, URANS denklemlerinin faz ortalaması alınmış akışı temsil ettikleri düşünülebilir (**Nakayama ve Miyashita, 2001**).

Denklem 3.42'nin orijinal N-S denklemlerinden farkı, anlık değişkenlerin yerini ortalama değişkenlerin almış olmasının yanı sıra, denklemin sol tarafında görülen $\overline{U'_i U'_j}$ korelasyonudur. Bu korelasyon türbülansın dolaylı oluşan momentum transferinin ortalamasını ifade etmektedir. Bu korelasyonu içeren terim denklemin sağ tarafına geçirilir ve denklem yoğunluğa bölünürse,

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial (U_j U_i)}{x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(2\nu S_{ij} - \overline{U'_i U'_j} \right) \quad (3.43)$$

elde edilebilir. Bu denklemde, $\overline{U'_i U'_j}$ ifadesini birim kütle başına Reynolds gerilmesi olarak görmek mümkündür. Buna göre birim kütle başına Reynolds gerilme tansörü,

$$\tau_{ij} = -\overline{U'_i U'_j} \quad (3.44)$$

olarak ifade edilebilir. Reynolds gerilme tansörünün orijinal N-S denklemlerine katılmasıyla birlikte 6 adet bilinmeyen bileşen de değişkenler arasına eklenmiş olmaktadır. Söz konusu 6 bileşen hesaplanmadan denklem sisteminin çözümü

mümkün olamamakta bir başka ifadeyle sistem kapatılamayacaktır. Reynolds Ortalaması'nın neden olduğu bu duruma “kapanma problemi” adı verilmektedir. Türbülans modelleri Denklem 3.43'teki Reynolds gerilmesi, τ_{ij} 'nin hesaplanması ve böylelikle de denklem sisteminin kapatılması görevini üstlenmektedirler.

URANS ve RANS denklemlerinin kapatılabilmesi için temel olarak iki yaklaşım mevcuttur. Bunlardan ilkinde Reynolds gerilmesi taşınım denkleminde yararlanılmaktadır. Bu yolla τ_{ij} 'nin hesaplanmasına dayanan türbülans modeli “Reynolds Gerilmesi Modeli” (RSM) adını almaktadır. Reynolds gerilmesi taşınım denkleminin N-S ve RANS denklemlerinden basit matematiksel manipülasyonlarla birkaç adımda elde edilmeleri mümkündür. Söz konusu denklem Reynolds gerilmelerinin her bileşeni için tüm taşınım mekanizmasının fiziğini içermektedir. Elde edilen denklemin terimleri fiziki anlamlarına uygun biçimde basitleştirilip modellenerek, her Reynolds gerilme bileşeni için ayrı bir denklem elde edilmektedir. RSM özellikle şekil değiştirmenin karmaşık bir yapı sergilediği ve eğriselliğin olduğu akışlarda türbülans viskozitesi modellerine göre daha avantajlıdır (**Davidson, 2003; Wik and Shaw, 2004**). Sonuç olarak, süreklilik ve momentum denklemleri ile birlikte 6 adet Reynolds gerilmesi denklemi ve Reynolds gerilmesi taşınım denkleminde yer alan disipasyon terimi için de 1 adet disipasyon taşınım denklemi ile birlikte üç boyulu simülasyonlarda 7 adet ekstra denklem çözülmesi gerekmektedir. Tahmin edileceği üzere RSM, hesaplama açısından masraflı bir modeldir.

Reynolds gerilmelerini hesaplamının en popüler yollarından biri laminar akışlardaki Stokes hipotezinde olduğu gibi gerilmenin şekil değiştirme ile orantılı biçimde ifade edilmesidir (**Tennekes ve Lumley, 1972**). Boussinesq yaklaşımı adı verilen bağıntıya göre Reynolds gerilmeleri

$$\tau_{ij} = \nu_t S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.45)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada şekil değiştirme tansörü,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.46)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Sağ tarafta bulunan ikinci terim ise, sıkıştırılamaz akışlar için normal gerilmenin toplamının her zaman türbülans kinetik enerjisine eşit olabilmesini sağlama amacıyla bulunmaktadır ($\delta_{ij} = 1$, eğer $i=j$). Boussinesq yaklaşımı URANS denklemlerinin N-S denklemlerine daha da çok benzeyerek laminar viskoziteye türbülans viskozitesinin eklenmesi ile denklemlerin çözülebilmelerini sağlamaktadır. Ancak bu defa problem, türbülans viskozitesinin nasıl hesaplanacağına odaklanmaktadır.

Boussinesq yaklaşımı ya da türbülans viskozitesi kavramına dayanan türbülans modelleri temel olarak cebrik (sıfır denklemlili) modeller, tek denklemlili modeller ve iki denklemlili modeller olarak üç sınıfta toplanabilirler. Özellikle son yıllarda popülaritesini artırmakta olan, hem duvar yakınında sınır tabaka modellemesini hem de serbest kayma tabakalarındaki performansı ile dikkatleri üzerine çeken dört denklemlili $v^2 - f$ modeli (**Durbin, 1995**) istisnalara bir örnek olarak gösterilebilir. Başlangıçlı **Durbin (1991)**'e dayanan ve $k-\varepsilon-v^2$ olarak isimlendirilen modelin ana hedefi duvar yakını için pek çok türbülans modelinde olduğu gibi sönümleme fonksiyonları kullanmadan daha temel bir yaklaşım kurmaktır. Yüksek doğrulukta çözümleriyle son yıllarda ticari akış çözcülerde de isteğe bağlı ek rutin olarak sunulmakta olan modelin farklı ticari kodlardaki performansı **Iaccarino (2001)** tarafından Launder-Sharma $k-\varepsilon$ modeliyle birlikte deneysel verilerle karşılaştırmalı olarak incelenerek başarısı vurgulanmıştır.

Cebrik veya sıfır denklemlili modeller Prandtl'ın "karışım boyu" hipotezine dayanmaktadır. Kinematik türbülans viskozitesini bir boy ölçeği ve bir hız ölçeği ile tarif etmek mümkündür. Buna göre, boy ölçeği "karışım boyu" adı verilen bir ölçek ile tarif edilmektedir. İki boyutlu basit akışlarda belirgin olan tek hız gradyanı $\frac{\partial U}{\partial y}$ olduğundan hızı, gradyanın mutlak değerini kullanıp daima pozitif çıkmasını sağlayarak ,

$$v_m = C \cdot \ell_m \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (3.47)$$

şeklinde tanımlamak mümkündür. Burada v_m ve ℓ_m , m indisi karışım boyu hipotezini temsil etmek üzere, sırasıyla, karışım hızı ve karışım boyu ve C bir

sabittir. Cebrik denklemlerin temeli sayılan karışım boyu türbülans modelinde kinematik türbülans viskozitesi, C sabiti boy ölçeğinin içine sokularak,

$$\nu_t = \ell_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (3.48)$$

biçiminde hesaplanmaktadır. Burada yer alan karışım boyu ℓ_m , iz bölgesi, karışan tabaka akışları, boru akışları vb. gibi farklı akış tiplerinde, akışın belirli bir boy ölçeğine bağlı olarak değişik değerler almaktadır. Karmaşık akış durumlarında karışım boyu,

$$\ell_m = \kappa \left| \frac{\partial U / \partial y}{\partial^2 U / \partial y^2} \right| \quad (3.49)$$

eşitliği ile hesaplanabilir (**Rodi, 1984**). **Schlichting (1960)** ve **Hinze (1975)**'de karışım boyu modeli hakkında çok daha detaylı bilgi bulunmaktadır.

Cebrik modellerin en çok tanınanları Cebeci–Smith (C-S) (**Cebeci ve Smith, 1974**) ve Baldwin-Lomax (B-L) (**Baldwin ve Lomax, 1978**) türbülans modelleridir. Her iki modelde de, sınır tabakanın iç ve dış kısımları ayrılarak iki farklı türbülans viskozitesi hesabı yapılmaktadır. Modellerde sınır tabaka altındaki “bozulma tabakası”ndaki “aralıklılık” (intermittency), hesaba Klebanoff fonksiyonu ile katılmaktadır. İki model arasındaki temel fark C-S modelinde sınır tabaka kalınlığının bilinmesi gerekliliği yerine B-L modelinde dış boy ölçeğinin katmandaki girdaplılık cinsinden belirlenmesidir. Her iki model de ters basınç gradyanının yüksek olmadığı durumlarda sıkıştırılmaz bir türbülanslı sınır tabaka için yüzey sürtünmesi ve hız profillerini benzer performansla oldukça başarılı şekilde vermektedirler . Ancak her ikisi de sınır tabaka ayrılması içeren akışlar için uygun değildirler (**Wilcox, 1998**).

Boussinesq yaklaşımına dayanan türbülans modellerinde temel konu türbülans viskozitesinin nasıl hesaplandığıdır. Prandtl karışım boyu hipotezinden sonra türbülans viskozitesinin içinde bulunan hız ölçeğini daha gerçekçi ve akış alanına göre genel bir büyüklükle temsil etmeyi uygun görmüştür (**Wilcox, 1998**). Buna göre de türbülans salınımı kinetik enerjisini temel hız ölçeği olarak seçmiştir. Türbülans kinetik enerjisi,

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'_i u'_i} + \overline{v'_i v'_i} + \overline{w'_i w'_i} \right) \quad (3.50)$$

şeklinde tarif edilmektedir. Buna göre,

$$v_t = C \sqrt{k} \ell \quad (3.51)$$

karışım boyu hipotezine benzer biçimde ifade edilebilir. Burada C sabit bir sayıyı, ℓ ise türbülans boy ölçeğini göstermektedir. Tek ve iki denklemlili türbülans modellerinin temeli belki de bu yaklaşıma dayanmaktadır. Türbülans kinetik enerjisinin taşınım denklemi, Reynolds gerilmesi taşınım denkleminde $i=j$ indis eşitlemesi ile doğrudan elde edilebilir (**Chen ve Jaw, 1998**). Sıkıştırılmaz bir akış için k taşınım denklemi,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial U'_i}{\partial x_j} \frac{\partial U'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \overline{U'_j U'_i U'_i} - \frac{1}{\rho} \overline{u'_j p'} \right) \quad (3.52)$$

formundadır. Bu denklemin sağ tarafında bulunan ikinci terim, türbülans enerjisinin birim kütle başına yok olmasını (disipasyon) ifade eden ε' a denktir. Bir başka ifadeyle,

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial U'_i}{\partial x_j} \frac{\partial U'_i}{\partial x_j} \quad (3.53)$$

eşitliği geçerlidir. k taşınım denkleminde,

$$-\frac{1}{2} \overline{U'_j U'_i U'_i} - \frac{1}{\rho} \overline{u'_j p'} = \frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (3.54)$$

şeklinde modellenişinden (**Davidson, 2003; Bradshaw, 1994**) başka bir kabul bulunmadan k için modellenmiş taşınım denklemi,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (k U_j) = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.55)$$

şeklinde tüm modellerde kullanılan klasik formuna dönüşmüş olmaktadır. Bu denklemde sol tarafta bulunan terimlerin toplamı kinetik enerjinin maddesel türevini

(lokal türev+konveksiyon), sağ taraftaki ilk terim türbülans oluşumunu, ikinci terim daha önce de değinildiği gibi türbülans enerjisinin disipasyonunu, ve son terim ise kinetik enerjinin viskoz ve türbülanslı difüzyonunu ifade etmektedir. Böylece türbülans viskozitesinin hesabında kullanılacak olan bir terimin sayısal olarak hesaplanabilir bir formu elde edilmiş olmaktadır. Eğer ε ve ℓ 'nin,

$$\varepsilon = k^{3/2} / \ell \quad (3.56)$$

şeklinde yalnızca türbülansın bir fonksiyonu olduğu düşünülecek olursa (**Davidson, 2003**), türbülans viskozitesinin hesaplanabilmesi için yalnızca bir tek bilinmeyen kalmış olmaktadır.

İsimlendirmelerinden de anlaşılacağı üzere türbülans viskozitesi hesabına dayanan tek denklemlilerde türbülans modellerinde yalnızca bir adet kısmi diferansiyel denklem çözülmektedir. Nispeten daha eskiye dayanan modellerde, türbülans viskozitesinin hesabı için k taşınım denklemi çözülmekte ve türbülans boy ölçeğinin hesaplanabilmesi için ampirik bir formül uygulanmaktadır (**Wolfstein, 1969; Chen ve Patel, 1988**).

Nispeten yeni bir sınıfı oluşturan Baldwin-Barth (B-B) (**Wilcox, 1998**) ve Spalart-Allmaras (S-A) (**Spalart ve Allmaras, 1992**), yakın geçmişten günümüze kadar en çok kullanılan ve tanınan tek denklemliler türbülans modelleri olmuşlardır. Her iki modelde de çözülen tek kısmi diferansiyel denklem k taşınım denklemi değil, B-B modelinde “türbülanslı Reynolds sayısı” ve S-A modelinde türbülans viskozitesinin değişik bir formu için taşınım denklemidir. Her iki model de günümüze kadar pek çok standart test vakaları ile test edilmiş performansları incelenmiştir (**Sai ve Lutfy, 1995**). Modelleri özellikle ayrılmaz ve iki boyutlu ayrılmaz akışlarda iyi sonuçlar verdiği rapor edilmiştir. (**Rumsey ve Vatsa, 1995**). Genel olarak S-A pek çok mühendislik uygulaması için daha üstün sonuçlar vermekte (**Constantinescu ve diğ., 2003**), özellikle kanat ve aerofoil uygulamalarında oldukça ilgi çekici olmaktadır. Bu çalışmada kullanılmış olan türbülans modellerinden biri olan S-A modeli hakkında detaylı bilgi Bölüm 3.2.3’ de verilmektedir.

Denklem 3.51 formunda ifade edilen türbülans viskozitesinin, ℓ ve ε arasındaki ilişki kullanılarak (Denklem 3.56) ε cinsinden yazılması mümkündür. Deneysel olarak elde

edilen sabit C_μ 'nün (Chen ve Jaw, 1998, Davidson, 2003) eşitliğe girmesiyle iki denklemlilik $k - \varepsilon$ temelli türbülans modellerinde standart olarak kullanılmakta olan,

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.57)$$

eşitliği elde edilmiş olmaktadır. $k - \varepsilon$ temelli türbülans modelleri günümüze kadar hemen her türlü mühendislik alanında kullanılmış olan en yaygın en çok bilinen türbülans modeli tiplerini oluşturmaktadırlar.

Türbülans boy ölçeğinin $k - \varepsilon$ 'dan farklı olarak modifiye edilmiş bir disipasyon ifadesi anlamı taşıyan ω ile de bulunması mümkündür. Burada,

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \quad (3.58)$$

olmaktadır. Bu yaklaşıma göre türbülans viskozitesi hesaplayan modeller ise bir başka yaygın iki denklemlilik $k - \omega$ tipi türbülans modellerini oluşturmaktadırlar. İki denklemlilik türbülans modelleri türbülans viskozitesinin hesabı için, k taşınım denkleminin yanı sıra, $k - \varepsilon$ temelli modellerde ε ve $k - \omega$ temelli modellerde ω için olmak üzere ikinci bir taşınım denkleminin daha çözülmesi gerekmektedir. Bu çalışmada genişçe kullanılmalarından ötürü iki denklemlilik türbülans modelleri hakkında Bölüm 3.2.4 ve 3.2.5'de detaylı bilgiye yer verilmiştir.

3.2.2 Duvar Cıdarı

Türbülanslı akışlar, akış alanında duvarların varlığından önemli ölçüde etkilenirler. Duvara çok yakın yerlerde viskoz sönümleme türbülans dalgalanmalarını azaltır. Yüzeyden uzaklaştıkça yüksek hız gradyanı nedeniyle türbülans kinetik enerjisi oluşumu hızla artış gösterir. Buna bağlı olarak duvara yakın bölgelerin sayısal olarak yeterli hassasiyette çözümlenmesi büyük önem taşımaktadır. Duvarlar girdaplılığın ve türbülansın temel kaynaklarıdır. Dolgun ve akım hattı formlu cisimler gibi pek çok mühendislik uygulamasında duvar kenarlarının hesabı genel akış alanında alınacak sonucu doğrudan etkilemektedir.

Duvara doğru yaklaşıldıkça viskoz kuvvetler atalet kuvvetlerine eşit hatta daha büyük değerlere ulaşmaktadırlar. Bu bölgedeki akış viskoz kuvvetlerden büyük

oranda etkilenirken serbest akım parametrelerinden bağımsızdır. Ortalama hızlar sadece duvardan uzaklık, kinematik viskozite ve duvar kayma gerilmesine, τ_w bağlıdır. Zira duvar cidarında laminar ve türbülanslı hareketten oluşan toplam gerilmeler duvar kayma gerilmesine eşittir. Bu bağıntıyı,

$$U^+ = f(y^+) \quad (3.59)$$

şeklinde ifade etmek mümkündür. Burada U^+ , duvar cidarındaki boyutsuz hız değerini, y^+ ise duvardan boyutsuz uzaklığı temsil etmektedir. Burada U^+ ve y^+ sırasıyla,

$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (3.60)$$

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (3.61)$$

şeklinde verilmektedir. u_τ , bu bölgede kullanılan ve boyut analizi ile elde edilmiş olan sürtünme hızıdır.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.62)$$

Denklem 3.59'da verilen bağıntı "Duvar kuralı" olarak bilinmektedir. Türbülanslı bir sınır tabaka temel olarak iç ve dış katmanlar olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. İç katman ise, viskoz alt tabaka, logaritmik tabaka ve bu iki tabakayı birbirine bağlayan tampon tabakadan oluşmaktadır. Yaklaşık olarak $y^+ \leq 5$ olan aralığı kapsayan viskoz alt tabaka, son derece ince bir bölgedir. Burada denklem 3.59'daki $f(y^+) = y^+$ olmakta ve dolayısıyla $U^+ = y^+$ eşitliği geçerli olmaktadır. Logaritmik tabaka ise tamamen türbülansın ve neden olduğu gerilmelerin etkili olduğu bölgedir. Deneysel çalışmalar bu bölgede,

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C \quad (3.63)$$

eşitliğinin geçerli olduğuna işaret etmektedir. Bu eşitlik logaritmik duvar fonksiyonu olarak bilinmektedir. Eşitlikteki C sabiti pürüzsüz yüzeyler için yaklaşık 5'tir.

Logaritmik tabaka yaklaşık olarak $30 \leq y^+ \leq 500$ aralığında yer almaktadır. $5 \leq y^+ \leq 30$ arasındaki tampon bölge ise hem türbülansın hem de viskoz kuvvetlerin etkisi altında olup buna bağlı olarak türbülanslı akışın zaman zaman laminaara dönüşmesiyle (veya tam tersi) meydana gelen “aralıklılığın” yüksek olduğu geçiş bölgesidir.

Türbülans modellerinin çoğunluğu tamamıyla türbülanslı akışlar için geliştirilmiş olduklarından, duvar kenarındaki sınır koşulları verilirken titizlikle davranılması gerekmektedir. Zira, örnek olarak duvar kenarındaki ilk ağ örgüsünün logaritmik bölgede olması ile viskoz alt tabakada olması durumunda türbülans değişkenleri benzer değildir. Bu çalışmada da kullanılmış olan $k-\varepsilon$ tipi modellerde duvar kenarının hesaplanabilmesinin temelde üç yolu vardır. Bunlardan bir ilk ağ örgüsünün logaritmik tabakada yer alması ve logaritmik duvar fonksiyonlarının kullanılmasıyla duvar kayma gerilmesinin iteratif olarak hesaplanmasıdır. Bu durumda k ve ε için sınır koşulları,

$$k = \frac{u_\tau}{\sqrt{C_\mu}} \quad (3.64)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\kappa y} \quad (3.65)$$

şeklinde olmaktadır (**Lauder ve Spalding, 1972**). Ancak, duvar fonksiyonlarından elde edilen sınır koşulları çok yüksek miktarda ters basınç gradyanının olduğu ve buna bağlı olarak ayrılmanın gerçekleştiği akışlar için uygun değildir.

Diğer yöntemlerden biri, $k-\varepsilon$ modellerinin “düşük Reynolds sayısı düzeltmesi” (LRC) içeren tiplerini kullanarak, türbülans viskozitesi, disipasyon oluşumu, disipasyonun disipasyonu gibi temel terimlerde duvar yakınında çeşitli sönümlenme fonksiyonları kullanılarak duvara kadar çözüm yapmaktır. LRC, duvara yaklaşıldıkça türbülans değişkenlerinin deney ya da DNS çalışmalarına asimptotik tutarlılığının sağlanabilmesi amacıyla kullanıldığından $k-\varepsilon$ modellerine olduğu kadar $k-\omega$ tipi modellere de uygulanabilmektedir. **Wilcox (1991)** standart $k-\omega$ modeli için LRC önerisinde bulunmuş, ancak mümkün olduğunca az olmaları arzu edilen model sabitlerinin iki katına çıkması ve yeni modelin ortalama değişkenleri çok fazla

etkilememesi nedeniyle çok ciddi türbülans karşılaştırmaları haricinde düzeltmenin gereksiz olduğunu vurgulamıştır. LRC içeren $k-\varepsilon$ tipi modellerine, standart $k-\varepsilon$ formunun temeli kabul edilen çalışmalardan biri olan **Lauder ve Sharma (1974)** ve sıkça kullanılan **Lam ve Bremhorst (1981)** ve **Yang ve Shih (1993)** örnek verilebilir. Bu çalışmada kullanılmış olan tek denklemlili Spalart-Allmaras modeli de benzer biçimde sönmüleme fonksiyonları ile geliştirilmiş bir düşük Reynolds sayısı modelidir. Modelde kullanılan taşınım denklemi duvara kadar çözüldüğünden $y^+ < 1$ şartının sağlanması zorunludur. **Patel ve diğ. (1984)**'nin farklı vakalar için LRC içeren çok sayıda $k-\varepsilon$ modelinin sınır tabaka akışlarındaki performansını test etmişlerdir. Çalışmada, sonuçların tüm test vakaları göz önüne alınarak genel olarak incelemesiyle Launder-Sharma, Lam-Bremhorst ve Chien LRC modellerinin yanı sıra, esasında LRC modeli olmayan $k-\omega$ tabanlı **Wilcox-Rubesin (1980)** modelinin diğer modeller arasında ön plana çıktığı belirtilmektedir.

Bu çalışmada ele alınan ve diğer $k-\varepsilon$ 'lara göre çok daha sağlam temellere dayanan Reliazable $k-\varepsilon$ modeli düşük Reynolds sayısı düzeltmesi içermemektedir. Böylece bu çalışmada, yukarıda sözü edilen duvar kenarının hesaplanabilmesinin yollarından bir başkası olan "iki tabaka" (two-layer) (**Patel ve Chen, 1987**) yaklaşımı RKE modeli ile birlikte kullanılmıştır. Buna göre, $Re_y < 200$ olan viskoz etkilerin başladığı bölgede türbülans boy ölçeğinin ampirik olarak hesaplanmasına dayanan basit tek denklemlili bir model kullanılmaktadır (**Wolfstein, 1969**). Modelde, ν_t direkt olarak,

$$\nu_{t,i} = C_\mu \ell_\mu \sqrt{k} \quad (3.66)$$

şeklinde hesaplanır. Burada görülen türbülans boy ölçeği, ℓ_μ ,

$$\ell_\mu = y C_\ell \left(1 - e^{-Re_y/A_\mu} \right) \quad (3.67)$$

$$C_\ell = \kappa C_\mu^{-3/4} \quad (3.68)$$

şeklinde hesaplanmaktadır (**Chen ve Patel, 1988**). Burada $A_\mu = 70$ Yine aynı iç bölgede türbülans disipasyonu ε denklemi de çözülmemekte yerine ampirik olarak,

$$\varepsilon = k^{3/2} / \ell_\varepsilon \quad (3.69)$$

$$\ell_\varepsilon = yC_\ell \left(1 - e^{-Re_y/A_\varepsilon}\right) \quad (3.70)$$

şeklinde hesaplanmaktadır. Burada ise $A_\varepsilon = 2C_\ell$ olmaktadır. $Re_y > 200$ olan türbülansın hakim olduğu dış bölgede ise RKE modeli hiç değiştirilmeden kullanılmaktadır. İki tabaka arasındaki geçişin daha uyumlu olabilmesi için ayrıca **Jongen (1998)**'in önerdiği biçimde genelleştirilmiş bir türbülans viskozitesi hesabı yapılmakta ve iki bölgedeki viskozite değerleri,

$$v_t = \lambda_\varepsilon v_{t,0} + (1 - \lambda_\varepsilon) v_{t,i} \quad (3.71)$$

şeklinde harmanlanmaktadır. Denklemdaki $v_{t,0}$ RKE modelinin hesapladığı viskozite değeridir. Aynı biçimdeki harmanlama ε için de uygulanmaktadır. Eşitlikte kullanılan fonksiyon,

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[\tanh \left(\frac{(Re_y - 200) |\Delta Re_y|}{\tanh(0.98)} \right) \right] \quad (3.72)$$

şeklindedir. İki tabaka modeli **Rodi (1991)** tarafından daimi ve daimi olmayan akışlar için geniş biçimde incelenmiş ve ayrılma içeren akışlarda olduğu kadar, ters basınç gradyanına maruz kalan sınır tabakalarda daha az ağ örgüsü sayısı ile LRC $k - \varepsilon$ modellerine göre daha başarılı oldukları vurgulanmıştır.

$k - \omega$ modellerindeki en büyük avantaj, modellerin herhangi bir sönümlenme fonksiyonu içermeksizin duvara kadar çözülebilir olmalarıdır. **Wilcox (1988a)** ve **Wilcox (1998)** pertürbasyon analizi ile ω 'nın duvardaki limit değerini,

$$\omega = \frac{6\nu}{\beta_1 y^2} \quad (3.73)$$

olarak vermektedir. k ise duvar üzerinde zaten sıfır olmaktadır. Buna göre $y^+ < 1$ olması ve $y^+ < 2.5$ içinde birkaç ağ örgüsünün bulunması koşuluyla model hiçbir değişikliğe uğramadan kullanılabilir. **Menter (1994)** türbülanslı düz levha için $y^+ \approx 3$ 'e kadar sonucun değişmediğini yazmıştır. SST modelinde standart $k - \omega$ modeline göre tek fark ω 'nın sınırda,

$$\omega = 10 \frac{6\nu}{\beta_1(\Delta y)^2} \quad (3.74)$$

olarak hesaplanmasıdır. Burada Δy duvar kenarındaki ilk ağ örgüsü ile ikincisi arasındaki mesafedir. Duvara kadar çözüm yapılması elbette türbülans modellerini en sağlıklı şekilde çalışmalarını için son derece önemlidir. Ancak $y^+ < 1$ şartının sağlanması özellikle sınır tabakanın aşırı derecede yüksek olduğu Reynolds sayıları için neredeyse imkansızdır. Zira duvara normal yönde gereken şart sağlansa da yan oranlarının büyük miktara artması, nümerik yakınsama güçlükleri ve hassasiyetin azalması sorunlarını beraberinde getirmektedir.

RKE modeli dışındaki tüm modeller duvarda $y^+ < 1$ şartı sağlanarak uygulanmışlar ve türbülans değişkenleri duvara kadar çözülmüşlerdir. RKE modelinde ise yukarıda anlatılan iki tabaka modeliyle entegre biçimde uygulanmıştır. İki tabaka modelinin uygulanabilmesi için RKE modeliyle yapılan hesaplamalarda $y^+ < 1$ şartı sağlanmıştır.

3.2.3 Spalart-Allmaras Modeli

S-A modeli kinematik türbülans viskozitesi için taşınım denklemi çözen tek denklemlilik bir türbülans modelidir. Modelde, viskozitenin etkili oluşu duvar kenarında gerekli sönümlenmenin yapılabilmesi için türbülans viskozitesi, türbülans oluşumu ve yok olması için toplam üç adet sönümlenme fonksiyonundan yararlanılmaktadır. Modelde kullanılan taşınım denklemi,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tilde{\nu}U_j) = C_{b1}\tilde{S}\tilde{\nu} - C_{w1}f_w\left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2 + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}}\left\{\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \tilde{\nu})\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j}\right] + C_{b2}\left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j}\right)^2\right\} \quad (3.75)$$

şeklindedir. Bu denklemden elde edilen türbülans viskozitesi sönümlenme fonksiyonu ile çarpılarak,

$$\nu_t = \tilde{\nu}f_{v1} \quad (3.76)$$

şeklinde Reynolds gerilmelerini hesaplamak üzere kullanılan esas ν_t elde edilmektedir. Burada sönümlenme fonksiyonu,

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad (3.77)$$

$$\chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (3.78)$$

biçiminde verilmektedir. $C_{\nu 1}=7.1$ olarak tanımlıdır. Türbülans oluşumu taşınım denkleminin sağ tarafında bulunan ilk terim ile hesaplanmaktadır. Burada bulunan \tilde{S} ve içinde yer alan sönümlenme fonksiyonu sırasıyla,

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2 f_{\nu 2}} \quad (3.79)$$

$$S \equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (3.80)$$

$$f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}} \quad (3.81)$$

olarak tanımlanırlar. Burada (ve tüm hesaplamalı çalışma boyunca) Ω_{ij} dönme tansörü olup,

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.82)$$

eşitliğiyle tanımlıdır. d ise duvara olan uzaklığı ifade etmektedir. Taşınım denkleminde yer alan türbülansın yok olmasını ifade eden sağ taraftaki ikinci terimdeki sönümlenme fonksiyonu,

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad (3.83)$$

$$g = r + C_{w2} (r^6 - r) \quad (3.84)$$

$$r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \quad (3.85)$$

fonksiyonları ile birlikte ifade edilebilir. Modelde kullanılan sabit değerler aşağıda mevcuttur.

$$C_{b1} = 0.1335; C_{b2} = 0.622; \sigma_{\bar{v}} = \frac{2}{3}; C_{v1} = 7.1 \quad (3.86)$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + C_{b2})}{\sigma_{\bar{v}}}; C_{w2} = 0.3; C_{w3} = 0.3; \kappa = 0.4187 \quad (3.87)$$

S-A modelinde türbülans oluşumu yalnızca dönme tansörünün büyüklüğüne bağlı olarak hesaplanmakta, şekil değiştirmenin olması hesaba katılmamaktadır. Bu ise girdaplılığın çok yüksek olduğu durumlarda türbülans viskozitesinin aşırı derecede yüksek hesaplanmasına yol açabilmektedir. **Dacles-Mariani ve diğ. (1995)**, bu sorunun giderilmesi amacıyla, modeldeki türbülans oluşumu teriminin şekil değiştirme tansörü de göz önüne alınarak hesaplanmasını önermişlerdir. Buna göre, türbülans oluşumu teriminde kullanılan S büyüklüğü,

$$S \equiv |\Omega_{ij}| + C_{prod} \min(0, |S_{ij}| - |\Omega_{ij}|) \quad (3.88)$$

şeklinde hesaplanarak şekil değiştirmenin dönmeye göre daha fazla olduğu durumlarda türbülans oluşumu ve buna bağlı olarak türbülans viskozitesinin azaltılması sağlanmaktadır. Burada yer alan katsayı ve şiddetler,

$$C_{prod} = 2; |\Omega_{ij}| \equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}; |S_{ij}| \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.89)$$

şeklinde hesaplanmaktadır.

3.2.4 k-ε modelleri

Araştırmacıların k – ε tipi türbülans modellerinin gelişimine katkıda bulunmaları yarım yüzyıldan daha öncelere dayanmaktadır. Tüm türbülans araştırmacıları tarafından standart olarak kabul edilen çalışma, **Jones ve Launder (1972)** tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmadaki türbülans modeli **Launder ve Spalding (1972)**'de açıklanmakta olan biçimi ile, “standart k – ε modeli” olarak literatüre geçmiş, günümüzde bu şekilde bilinmektedir.

İsminden de anlaşılacağı üzere k – ε modellerinde, türbülans kinetik enerjisi k ve türbülans disipasyonu ε için olmak üzere iki adet taşınım denklemi N-S denklemlerine ek olarak çözülmektedir. ε 'un gerçek taşınım denkleminin eldesi yine önceki taşınım denklemlerinde olduğu gibi N-S denklemlerinden mümkündür

(Davidson, 2003). Ancak bu denklem son derece karmaşıktır ve pek çok bilinmeyeni içermektedir. Araştırmacılar bu denklem yerine çok daha sadeleştirilmiş bir hali olan modellenmiş ε denklemini türbülans modellerinde kullanılmak üzere adapte etmişlerdir. Elbette her modelde olduğu gibi bu modelde de pek çok yaklaşım, varsayım ve ihmal söz konusudur. Sonuç olarak, modellenmiş ε taşınım denklemi, k taşınım denklemine çok benzer bir formda ve basitleştirilmiş biçimde kullanılmaktadır.

$k - \varepsilon$ modellerinde türbülans viskozitesi,

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.90)$$

formunu almaktadır.

3.2.4.1 Standart $k - \varepsilon$ modeli

Standart $k - \varepsilon$ modelinde türbülans kinetik enerjisi taşınım denklemi Denklem 3.55'de verildiği biçimde ele alınmaktadır. ε 'un taşınımı ise yukarıda söz edildiği gibi gerçek taşınım denkleminin çok daha basitleştirilmiş ve kinetik enerji taşınım denklemine benzer formda,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon U_j) = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (3.91)$$

biçiminde alınmaktadır. Bu denklemde yine sol taraf, ε 'un konveksiyonunu, sağ taraftaki ilk terim ε 'un oluşumunu, ikinci terim ε 'un disipasyonun (disipasyonun disipasyonu) ve son terim yine viskoz ve türbülanslı difüzyonu ifade etmektedir. Sağ taraftaki ilk ve ikinci terimden de görüldüğü gibi ε 'un oluşması ve yok olması kinetik enerjininkine bağıntılı şekilde ifade edilmiştir.

Modeldeki sabitler (Chen ve Jaw, 1998; Davidson, 2003) deneysel verilere göre elde edilmişler ve $C_{\varepsilon 1}=1.44$, $C_{\varepsilon 2}=1.92$, $C_\mu=0.09$, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\varepsilon=1.3$ olarak tanımlıdır.

Bu şekildeki formu ile standart $k - \varepsilon$ modeli sabitlerini kalibrasyon koşullarına dayanılarak ancak yüksek Reynolds sayılarında ve tamamen türbülanslı akışlarda kullanılmaya uygundur. Hesaplama bölgesinde duvar kenarları içeren durumlarda

modelin bu hali ile kullanılması mümkün değildir. Buna göre, Bölüm 3.2.2’de açıklanan duvar kuralından yararlanılarak logaritmik bölgede kalındığı varsayımı ile k ve ε için sınır koşulları,

$$k = \frac{u_{\tau}^2}{\sqrt{C_{\mu}}}, \quad \varepsilon = \frac{u_{\tau}^3}{\kappa y} \quad (3.92)$$

şeklinde alınmaktadır. Ancak Bölüm 3.2.2’de de sözü edildiği gibi özellikle ayrılma içeren, hızla dönen, ters basınç gradyanının yüksek olduğu akışlarda duvar koşulu gerekli fiziki bilgiyi sağlayamamakta, türbülans yapısı da çok farklılaşma göstermektedir. Buna dayanarak, duvar kenarları gibi yüksek viskoz sönümlenmenin türbülansa baskın çıktığı koşullar için, türbülans modellerinde kullanılan denklemlerin duvar kenarına kadar çözülmesine olanak tanıyan çeşitli sönümlenme fonksiyonları içeren LRC modelleri türetilmiştir (Bölüm 3.2.2).

Nispeten yeni bir $k - \varepsilon$ tipi model olan “Realizable $k - \varepsilon$ ” (RKE) modeli ise (Shih ve diğ. (1995), $k - \varepsilon$ modelleri arasında belki de en modern ve güçlü olanı olarak gösterilebilir. Modelin detayları Bölüm 3.2.4.2’ de sunulmaktadır.

3.2.4.2 Realizable $k - \varepsilon$ Modeli (RKE)

Standart türbülans viskozitesi modelinde bulun C_{μ} sabitinin değeri ataletli sınır tabaka altı bölgede elde edilmiştir. Gerçekte bu sabit farklı akış bölgelerinde değişim göstermektedir. üstelik türbülans viskozitesinin hesabında kullanılan modelin yüksek şekilde değiştirme miktarlarında “anlamsız” (non-realizable) olduğu uzun zamandır bilinen bir gerçektir. Buna göre, $S \cdot k / \varepsilon > 3.7$ olduğunda, normal gerilme negatif olabilmekte ve hatta Reynolds gerilmelerinde Scwartz eşitsizliği ihlal edilmektedir (Shih ve diğ., 1995). RKE modelinde bu problemlerin önüne geçebilmek ve C_{μ} sabitine daha fiziki bir yaklaşım getirebilmek amacıyla C_{μ} sabiti şekilde değiştirme ve dönme tansörlerinin şiddetini içerecek şekilde yeniden düzenlenmiştir. Buna göre,

$$C_{\mu} = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (3.93)$$

şeklinde katsayı belirlenebilir. Burada,

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (3.94)$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k, \quad \bar{\Omega}_{ij} = \overline{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (3.95)$$

$$A_s = \sqrt{6} \cos \phi, \quad \phi = \frac{1}{3} \arccos(\sqrt{6}W) \quad (3.96)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{(S_{ij}S_{ij})^{3/2}} \quad (3.97)$$

$$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (3.98)$$

olmaktadır.

Burada, $\bar{\Omega}_{ij}$, ω_k açısal hızıyla dönmekte olan bir referans sistemine göre ortalama dönme miktarıdır.

RKE modelinde standart $k - \varepsilon$ modelinden farklı olarak yeni bir disipasyon miktarı denklemi geliştirilmiştir. Bu denklem girdaplılık salınımının karesinin ortalamasına ait bir dinamik denklemin geliştirilip modellenmesi ve yüksek Reynolds sayılarında $\varepsilon = \overline{v\omega_i\omega_i}$ (Tennekes ve Lumley, 1972) olması ile,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon U_j) = C_1 S \varepsilon - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v\varepsilon}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (3.99)$$

denklemi elde edilmektedir. Burada,

$$C_1 = \max \left(0.43; \frac{\sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \frac{k}{\varepsilon}}{\sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \frac{k}{\varepsilon} + 5} \right) \quad (3.100)$$

$$C_2 = 1.9 \quad (3.101)$$

şeklinde verilmektedir. Görüldüğü gibi ε 'un oluşumu ve disipasyonu tamamen farklı bir formda ele alınmış ve oluşumu bir fonksiyona bağlanmıştır. RKE modeli geliştirilme biçimi ile bir yüksek Reynolds sayıları ve tamamen türbülanslı akışlar

için uygundur. Duvar kenarlarında sınır tabakanın logaritmik bölgesinin altında kullanılması mümkün değildir. Bu bölgenin çözümlenmesini gerektiren karmaşık akışlarda kullanıldığında, modelin sınır koşulları duvar kenarında çözüm kabiliyetine sahip bir model aracılığıyla ya da deney verileri ile verilmeli veya hesaplamada bu bölge içerisinde farklı bir model kullanılmalıdır. Bölüm 3.2.2’de bu konu ile ilgili detaylı bilgi verilmektedir.

3.2.5 $k - \omega$ Modelleri

$k - \omega$ modellerinin, modelleri geliştiren ve iyileştiren en önemli araştırmacılardan biri olan **Wilcox (1998)** tarafından $k - \varepsilon$ modeline göre çok daha sade temellere dayandığı ifade edilmektedir. Wilcox’a göre, türbülans araştırmacısı Kolmogorov tamamen boyut analizi ve sezgisel yaklaşımlar ile çok karmaşık türbülans disipasyonu taşınım denkleminde modellenen ε yerine birim kinetik enerjide disipasyon miktarını gösteren ω değişkeni için bir diferansiyel denklem geliştirmiştir. ω ’nın kinetik enerjinin yok olduğu bir frekans karakteristiği gibi düşünülmesi de mümkündür. ω genel olarak disipasyonun kinetik enerjiye oranı olarak düşünülmektedir. Yıllar içerisinde ω denklemi pek çok değişik formda modellenmiş, ancak **Wilcox (1988a)**, “Standart $k - \omega$ modeli” olarak literatürdeki yerini almıştır. Zaman içerisinde bu modelin zaafı görülmüş, araştırmacılar özellikle serbest akım türbülans değerlerinden modelin fazlasıyla etkilendiğini vurgulamışlardır (**Menter, 1992a**). Standart $k - \omega$ modeli $k - \varepsilon$ temelli modellere göre özellikle sınır tabaka akışlarında üstün performans göstermektedir. Günümüze kadar, yapılan modifikasyonlar ω taşınım denkleminde yoğunlaşarak, $k - \omega$ modelinin pek çok farklı formu geliştirilmiştir. **Wilcox (1991)** bu modellerin genel bir incelemesini içermektedir.

$k - \omega$ modellerinde kinetik enerji taşınım denklemi $k - \varepsilon$ modelleri ile aynıdır. Yalnızca bu modellerde, farklı görünmelerini sağlama işlevi olan β_k sabiti, C_μ sabitinin yerini almaktadır. Buna göre türbülans kinetik enerjisi taşınım denklemi $\omega = \varepsilon / \beta_k k$ eşitliği kullanılarak,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (kU_j) = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_k \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.102)$$

şeklinde alınmaktadır. Türbülans viskozitesi ise,

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (3.103)$$

şeklinde hesaplanmaktadır.

$k - \omega$ modellerinin, $k - \varepsilon$ modellerine göre önemli bir üstünlüğü, denklemlerin viskoz alt tabakaya kadar çözülebilir olmasıdır. Pertürbasyon analizi ile **Wilcox (1988b)** viskoz alt tabakada ω için duvardaki sınır şartının,

$$\omega_\omega = \frac{6\nu}{\beta_\omega y^2} \quad (3.104)$$

olduğunu göstermektedir. Burada ω_ω , duvardaki ω değerini β_ω , ω denkleminde geçen bir katsayıyı ve y duvara olan mesafeyi göstermektedir.

Sınır tabaka akışlarındaki yüksek başarısından dolayı, Wilcox, modeli bu bölgedeki hesaplamaya hemen hemen hiç müdahale etmeden serbest akım performansını yükseltmeye yönelik bir dizi modifikasyon önermiştir. Bu çalışmada kullanılan modellerden biri de **Wilcox (1998)** $k - \omega$ modelidir. Model Bölüm 3.2.5.1' de anlatılmaktadır.

Bu çalışmada kullanılan bir başka türbülans modeli ise, günümüzde popülaritesi ve hem duvar civarındaki hem de serbest akışlardaki performansı yüksek olan, Shear-Stress-Transport $k - \omega$ 'dir. Modelden Bölüm 3.2.5.2'de detaylı olarak söz edilmektedir.

3.2.5.1 Wilcox (1998) $k - \omega$ Modeli (WKO)

WKO modelinde ω taşınım denklemi

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\omega U_j) = \gamma \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_\omega \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3.105)$$

şeklinde verilmektedir. Modelin standart $k - \omega$ modelinden farkı, hem k hem de ω taşınım denklemlerinde bulunan disipasyon teriminin içindeki sabitlerin fonksiyonlara bağlanmış olmasıdır. Bu sabitlerin fonksiyonlar ile ilişkileri,

$$\beta_k = \beta_{k0} f_{\beta_k}, \quad f_{\beta_k} = \begin{cases} 1 & , \chi_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680\chi_k^2}{1 + 400\chi_k^2} & , \chi_k > 0 \end{cases} \quad (3.106)$$

$$\beta_\omega = \beta_{\omega0} f_{\beta_\omega}, \quad f_{\beta_\omega} = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega} \quad (3.107)$$

$$\chi_\omega \equiv \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta_0^* \omega)^3} \right|, \quad \chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.108)$$

şeklinde verilmektedir. İncelenecek olursa, her iki fonksiyonun da (χ_k ve χ_ω) sınır tabakaya müdahalesi yok denecek kadar azdır. Zira ω değerleri duvara doğru yaklaştıkça çok fazla büyümektedir. χ_k ifadesi “çapraz-difüzyon” modifikasyonundan gelmektedir. ε taşınım denklemi, değişken dönüşümü yapılarak ω cinsinden yazılacak olursa, “çapraz-difüzyon” adı verilen ekstra bir terim ortaya çıkmaktadır. Bazı araştırmacılar bu terimin standart $k - \omega$ modelinde eksik olmasını modelin bir zaafı olarak görmüşlerdir (**Speziale ve diğ., 1992**). **Wilcox (1998)**, bu terimin yararına inanmadığı, dahası sınır tabaka içinde istenmeyen etkiler oluşturduğunu düşündüğü için kinetik enerji denkleminde ω 'ın arttırılmasını sağlamak için bu modelde “çapraz-difüzyon” terimini direkt olarak k denkleminin içinde kullanmaktadır. Modelde ayrıca “girdap uzaması”nın (vortex stretching) neden olduğu disipasyon artışı da χ_ω boyutsuz girdap uzaması terimi ile sağlanmaktadır. İki boyutlu akışlarda girdap uzaması gerçekleşmeyeceği için bu terimin iki boyutlu hesaplamalarda herhangi bir etkisi yoktur. Diğer durumlarda ise ω denklemindeki disipasyon terimini azaltmakta ve genel olarak akış alanında ω 'nın artmasına neden olmaktadır.

Modeldeki sabitler $\beta_{k0} = 0.09$, $\beta_{\omega0} = 0.072$, $\sigma_k=2$, $\sigma_\omega=2$, $\gamma = 0.52$ olarak tanımlıdır.

$$\varepsilon = \beta^* \omega k \quad , \quad l = k^{1/2} / \omega \quad (3.109)$$

Standart $k - \omega$ modeli, $f_{\beta_k} = 1$ ve $f_{\beta_\omega} = 1$ yazmak ve $\beta_\omega = 0.075$ $\gamma = 5/9$ almak suretiyle elde edilebilir.

3.2.5.2 SST k- ω Modeli

Standart k – ω modeli sınır tabaka akışlarında yüksek başarı sağlıyor olsa da, **Menter (1992b)**'in ters basınç gradyanı içeren sınır tabaka akışları için yaptığı popüler türbülans modelleri karşılaştırmasında, standart k – ω modeliyle gerçekçi hız profillerinin yanı sıra, haddinden fazla kayma gerilmesi hesaplandığı belirtilmektedir. Söz konusu çalışmada Menter bunun nedeninin modelin kayma gerilmesinin taşınımının hesabını içermediği belirtilmekte ve türbülans viskozitesinin hesabında yaptığı küçük bir değişiklik ile sonuçların iyileştirilmesini sağlamıştır. Çalışmada türbülans viskozitesinin standart tanımının ters basınç gradyanı içeren akışlarda hatalı sonuçların kaynağı olduğu belirtilmektedir. Bu düşünce uyarınca **Menter (1993)** türbülans viskozitesinin hesabında pratik bir değişiklik yaparak kayma gerilmesinin 0.3 (Bradshaw sabiti) k'den daha büyük çıkmamasını sağlamıştır. Ayrıca türbülans viskozitesinin hesabına akıllı bir fonksiyon ekleyerek bu değişikliğin yalnızca sınır tabaka bölgesinde kalmasını sağlamıştır. Buna göre türbülans viskozitesinin hesabı,

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (3.110)$$

şeklinde değiştirilmiştir. Burada a_1 , 0.3'e eşit sabit sayıyı göstermektedir. Ω sınır tabaka içerisinde iki boyutlu bir akış için düşünülecek olursa $\frac{\partial U}{\partial y}$ türevini göstermekte, ancak genel kompleks akışlar için girdaplılık büyüklüğü olarak alınabilmektedir. F_2 ise sınır tabaka içerisinde 1 ve dışında 0 olan, iki değer arasındaki geçişinde yumuşak biçime olmasını sağlayan akıllı bir fonksiyondur. Buna göre F_2 fonksiyonu,

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (3.111)$$

$$\arg_2 = \max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (3.112)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada y ile duvardan normal yöndeki uzaklık ifade edilmektedir.

Menter (1991), standart $k - \omega$ modelinin özellikle serbest kayma akışlarında ω 'nın giriş sınırındaki değerlerini aşırı derecede bağlı olduğunu ve türbülans viskozitesinin değerlerini iki kattan fazla değiştirebildiğini göstermiştir ve ω taşınım denkleminde bazı eklentilerin yapılması gerekebileceğini belirtmiştir. Böylece **Menter (1993)**, sınır tabaka içerisinde, bu bölgede çok başarılı olan orijinal $k - \omega$ modelini kullanıp serbest kayma akışlarında ise modelin serbest akım değerlerine bağlılığından kurtulmayı amaçlayarak ω taşınım denkleminde önemli değişiklik yapmıştır. Denklem standart $k - \varepsilon$ modelinde kullanılan ε taşınım denkleminde değişken dönüşümü yapılarak kullanılmakta ve böylece standart $k - \omega$ modelinde kullanılan ω taşınım denkleminde “çapraz difüzyon” adı verilen terim eklenmektedir. Ancak bu terimin sınır tabakada çok başarılı olan orijinal formu etkilememesi için (-ki etkilemektedir (**Wilcox (1998)**)) akıllı bir fonksiyon ile bu terimin yalnızca serbest akışlarda ve sınır tabakanın üst bölgelerinde kullanılması sağlanmıştır. Buna göre SST $k - \omega$ modeli, türbülans viskozitesinin hesabında daha önce sözü edilen değişiklik dışında, sınır tabaka içerisinde orijinal $k - \omega$ modelini, serbest kayma akışlarında ise standart $k - \varepsilon$ modelini kullanmaktadır. SST modelinde kullanılan türbülans kinetik enerjisi k ve spesifik disipasyon ω , denklemleri,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (kU_j) = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_k \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.113)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\omega U_j) = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_\omega \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{cd} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.114)$$

şeklinde dirler. ω denkleminde en sonda yer alan çapraz difüzyon terimi F_1 fonksiyonuna bağlanmıştır. Buna göre türbülans viskozitesinin hesabındaki mantığa benzer biçimde sınır tabaka içinde viskoz alt tabaka ve logaritmik tabakada fonksiyon 1 değerini almakta ve dışarıya doğru yavaşça 0'a doğru değişmektedir. F_1 fonksiyonu,

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (3.115)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right); \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega 2} c d y^2} \right] \quad (3.116)$$

$$cd = \max \left(2\sigma_{cd} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20} \right) \quad (3.117)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Fonksiyon temel olarak, logaritmik tabakadan sonra sürekli 1 değerini alabilmek için türbülans boy ölçeğinin çok küçüldüğü viskoz alt tabakada ikinci terimi devreye sokmaktadır. Ayrıca standart $k - \varepsilon$ modelinin, ω 'nın serbest akım değerlerinden etkilenerek sınır tabaka dışındaki ω değerinin çok küçük hesaplama eğiliminin önüne geçebilmek için fonksiyondaki üçüncü terim vasıtası ile fonksiyonun mümkün olduğunca daha küçük değerler alarak duvara daha yakın bir noktada 1 değerine ulaşması hedeflenmiştir. SST modelinin iki ayrı model arasında geçişi için katsayılar da yine F_1 fonksiyonuna bağlanarak ϕ herhangi bir katsayıyı temsil etmek üzere,

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (3.118)$$

şeklinde hesaplanmaktadır. Menter katsayılar üzerinde de hafifçe değişiklikler yapmıştır. Buna göre katsayılar,

$$\beta_k = 0.09, a_1 = 0.31, \kappa = 0.41, \sigma_{cd} = 0.856 \quad (3.119)$$

$$\sigma_{k1} = 1.176, \sigma_{\omega 1} = 2, \beta_{\omega 1} = 0.0750, \gamma_1 = \frac{\beta_{\omega 1}}{\beta_k} - \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}} \quad (3.120)$$

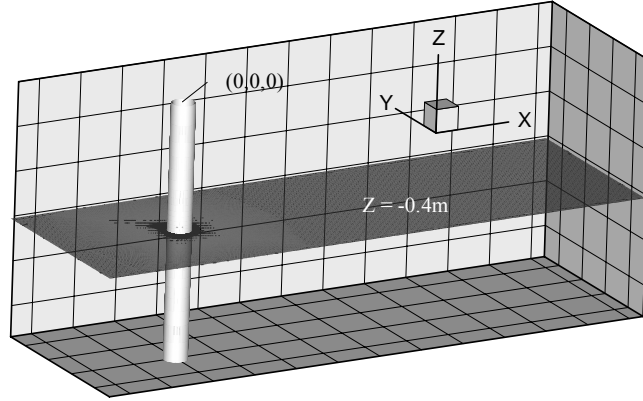
$$\sigma_{k2} = 1, \sigma_{\omega 2} = 1.168, \beta_{\omega 2} = 0.0828, \gamma_2 = \frac{\beta_{\omega 2}}{\beta_k} - \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}} \quad (3.121)$$

şeklinde verilmektedirler. **Menter (1994)**, orijinal modelin hassas noktalarını vurgulayarak SST modeliyle karşılaştırmalara yer vermektedir.

3.3 Ağ Örgüsü ve Hesaplama Bölgesi Detayları

Bu bölümde VG0000 ve VG1650 vakaları için oluşturulan iki ve üç boyutlu hesaplama bölgesi ve ağ örgülerinin detayları verilmektedir. Hesaplamalı çalışmada

akış doğrultusu X eksenine, çapraz akış doğrultusu Y eksenine ve silindirin boy doğrultusu Z eksenine olarak alınmıştır. Tarif edilen koordinat sistemi ile silindir ve deneysel çalışmada ölçüm yapılan düzlem Şekil 3.3'te görülmektedir. Silindirin üst yüzeyinin alan merkezi orijin noktası olarak belirlenmiştir.



Şekil 3.3 : Hesaplamalı Çalışma için Koordinat Sistemi

3.3.1 VG0000 Vakası Ağ Örgüsü

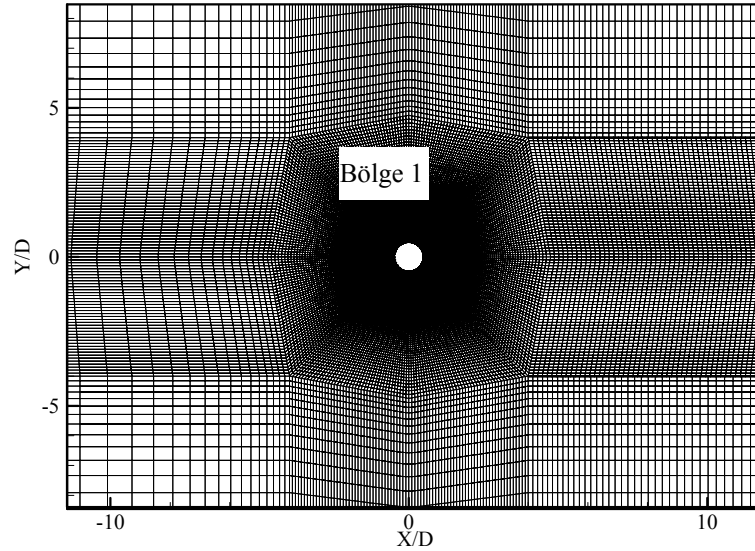
3.3.1.1 İki Boyutlu Ağ Örgüsü

Bölge boyutlarının seçiminde eleman sayısı açısından mümkün olduğunca ekonomik limitlerde kalmaya çalışılırken, sınırların silindire olan uzaklıklarından bağımsız sonuçlar elde edebilmek için bölgenin haddinden fazla küçük tutulması yanlış olacaktır. Bölge sınırlarının yerleri seçilirken, çözüme olan etkilerinin göz önüne alınmaları gerekmektedir (Behr ve diğ., 1995; Norberg, 2003). Yapılmış olan deneysel çalışma ile uyumun sağlanabilmesi amacıyla öncelikli olarak iki boyutlu ağ örgüsünün boyutları deneysel çalışmanın gerçekleştirilmiş olduğu kavite tüneline boyutları ve dairesel silindirin tünel içerisine yerleştirilme yer ve biçimi göz önünde bulundurularak belirlenmiştir. Buna göre Şekil 3.3'te görülen XY düzlemindeki iki boyutlu bölgenin boyutları, "D" silindir çapını temsil etmek üzere, silindirin merkezi giriş yüzeyinden 16D, çıkış yüzeyinden 30D ve yanal sınırlardan da 8.7D mesafede olacak şekilde belirlenmiştir. Bu bölge boyutları hemen hemen silindirin kavite tüneline yerleştirildiği durumdaki boyutlar ile aynıdır. Bu bölgede oluşturulan ağ örgüsü, önceki deneyimlerimizden genel olarak çok rahat bir yakınsama sergilediği bilinen RKE ve ayrıca WKO türbülans modelleri ile test edilmiştir. Bu testin sonucunda her iki modelde de az da olsa yakınsama güçlüğü belirlenmiştir. Giriş ve çıkış yüzeylerinin silindir merkezine olan mesafelerinin

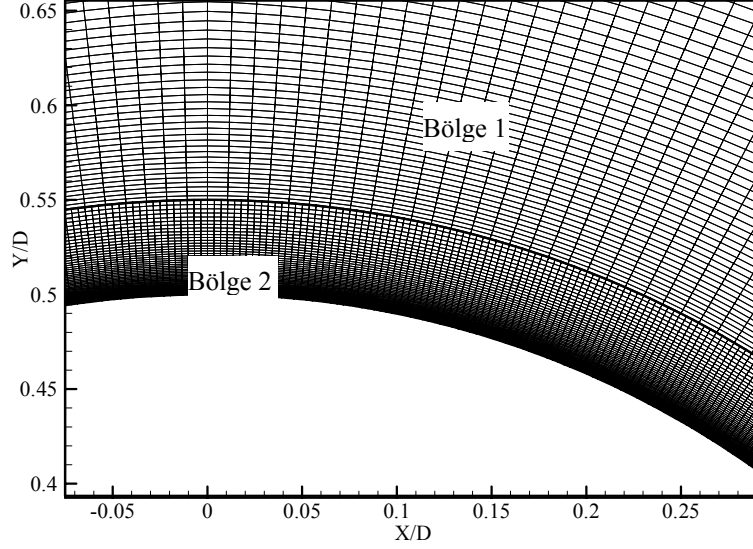
önceki çalışmalarda (**Ünal ve Gören, 2005**) kullanılanlara çok yakın olması, yanal sınırların etkisinin olabileceği düşüncesini doğurmuştur. Özellikle yanal sınırların hesaplamaaya olan etkisi, zaten iyi bilenen bir durumdur (**Behr ve diğ., 1995**). Tamamıyla sayısal blokajdan bağımsız bir hesaplama süreci elde edebilmek amacıyla yanal sınırlar yaklaşık iki kat genişletilmiştir. Bu genişletme ağ örgüsü sayısına önemsiz bir ölçüde etki etmiş zira yanal sınırlara doğru ağ örgüsü büyük oranda seyrekleştirilmiştir. Deneysel çalışmalarda dairesel silindir için, silindir çapının deneyin gerçekleştirildiği su veya hava tünelinin genişliğine oranı olarak ifade edilen blokajın 0.1'den küçük olduğu koşullarda, blokaj etkisinin ihmal edilebildiği bilinmektedir (**Zdravkovich, 2003**). Buna göre hesaplama bölgesindeki söz konusu genişletme, deneysel koşullarla uyumu zedelememektedir. RKE ve WKO türbülans modelleriyle, genişletilen sınırlar ile oluşturulan hesaplama bölgesiyle yapılan test sonucunda, bir önceki hesaplama bölgesine oranla yakınsamanın büyük ölçüde iyileştirildiği ortaya çıkmıştır. Sonuç olarak, üç boyutlu hesaplamalar da dahil olmak üzere tüm hesaplamalı vakalarda dairesel silindirin kesit düzlemine paralel hesaplama bölgesinde kullanılan giriş, çıkış ve yanal bölge sınırlarının silindir merkezine olan mesafeleri sırasıyla 16D, 30D ve 8.7D olarak belirlenmiştir.

Dairesel silindir, O tipi, C tipi, H tipi gibi pek çok ağ örgüsü yapısı oluşturmaya uygun bir geometridir. Literatürde de dairesel silindire pek çok farklı ağ örgüsü tiplerinin uygulandığı görülebilir (**Rosenfeld, 1994; Kalro ve Tezduyar, 1997; Rocchi ve Zasso, 2002**). İki boyutlu ağ örgüsü, daha sonra üçüncü boyut üzerinde uzatılarak üç boyutlu olarak kullanılacak olduğundan, ağ örgüsünün olabildiğince ekonomik boyutlarda tutulabilmesi, hesaplama gücü ve kapasitesi açısından büyük önem taşımaktadır. Bu nedenle iki boyutlu ağ örgüsü oluşturulurken, silindirden uzak olan bölgelerin daha seyrek bırakılıp, akış için önem taşıyan kısımların yoğunlaştırılabilmesi ve böylelikle ağ örgüsünün daha efektif kullanılabilmesi amacıyla, birbiriyle örtüşmeyen blok-düzenli ağ yapısı tercih edilmiştir (**Lilek ve diğ., 1997**). Şekil 3.4'te, oluşturulan iki boyutlu ağ örgüsünün genel görünüşü yer almaktadır. Silindir çevresindeki yapıyı vurgulayabilmek amacıyla görüntü bu bölgeyi kapsayacak şekilde düzenlenmiş olup hesaplama bölgesinin tamamını içermemektedir. Şekilde görüldüğü gibi, silindir çevresindeki sekizgen biçimindeki yapının içerisinde kalan bölgeler "O" tipi, geriye kalan bölgeler ise "H" tipi ağ örgüsü ile kaplanmıştır. Sekizgen bölge (Bölge 1), söz konusu Reynolds sayısında

silindir etrafındaki sınır tabakasının $0.02D$ mertebesinde olduğu (Bairstow, 1939) göz önüne alınarak, Şekil 3.5'te görüldüğü gibi sınırları silindirin sınırlarından $0.05D$ uzaklıkta olan bir iç (Bölge 2) ve dış bölgeye (Bölge 1) bölünmüştür. Böylece, iç bölgede çevresel ağ örgüsü sayısı artırılıp, duvardan uzaklıkları çok küçük olan silindire komşu ağ elemanlarının yan oranlarının fazla büyümesi engellenmiş ve silindir çevresindeki yüksek hız gradyanları ve ayrılma bölgesi daha sağlıklı biçimde modellenmiştir. Şekil 3.5'ten de görüldüğü gibi söz konusu bölgelerde çevresel ağ örgüsü sayısı eşit değildir. Bölgelerin kesiştiği yüzey “ara-yüzey” olarak belirlenip buradaki akı geçişi için interpolasyon yapılması sağlanmıştır (Ferziger ve Peric, 1999; Fluent Inc., 2006). Benzer bir uygulama sekizgen bölgenin hemen sağındaki gerideki akım (downstream) bölgesi için uygulanmıştır. Burada da, bu bölgenin alt ve üst komşuları arasındaki düğüm noktaları birbirleriyle örtüşmemekte gerideki akım bölgesi üst ve alt komşularına göre daha yüksek sayıda ağ elemanı içermektedir. Bu teknik özellikle silindir çevresinde, sınır tabaka, ayrılma ve alçak basınç bölgesi çok daha hassas şekilde modellenirken büyük miktarda eleman sayısı tasarrufu sağlanmıştır. Sekizgen bölgeden üst, alt, sağ, sol bölgelere geçişlerde ve bu bölgeler arasında yukarıda söz edilenlerden başka ara-yüzey bulunmamakta, düğüm noktaları birbirleriyle örtüşmektedir.



Şekil 3.4 : İki Boyutlu Ağ Örgüsünün Genel Görünüşü



Şekil 3.5 : İki Boyutlu Ağ Örgüsü Silindir Çevresindeki Bölgeler

3.3.1.2 Duyarlılık Analizi

Hesaplamalı sonuçların ağ örgüsü yoğunluğundan bağımsız olduğunun tespiti türbülans modeli performansının belirlenmesinde önemli rol oynamaktadır. Zira yetersiz ağ örgüsü yoğunluğunun etkisi türbülans modeli hakkında yanlış yorumlara neden olabilmektedir (Wilcox, 1998). Bu çalışmadaki Reynolds sayısı $Re=41300$ 'de, öncelikle yalın silindir için yeterli ağ örgüsü yoğunluğunun sağlanabildiğini görebilmek amacıyla iki boyutlu simülasyonlarda ağ örgüsü testi uygulanmıştır. Test sürecinden önce, daha önceki çalışmada (Ünal ve Gören, 2005) elde edilen bilgiye dayanarak, bu çalışmadaki Reynolds sayısı için nispeten orta yoğunluğa yakın bir ağ örgüsü oluşturulmuştur. Silindir cidarında kabaca $y^+ \approx 1$ koşulunun sağlanabilmesi için, duvara en yakın ağ çizgisinin duvara olan mesafesi, söz konusu önceki çalışmadaki ağ çizgisinin duvara olan mesafesi, Reynolds sayıları arasındaki oran ile çarpılarak tespit edilmiştir. Test öncesi çalışmanın sonucunda elde edilen y^+ değerlerine göre duvar kenarındaki ağ çizgileri yeniden düzenlenmiş ve silindir çevresinde sekizgen biçimindeki bölge içinde kalan ağ örgüsü bir miktar daha yoğunlaştırılarak bu çalışmadaki asıl test için kullanılan “Orta” yoğunluktaki ağ örgüsü elde edilmiştir. “Orta” yoğunluktaki ağ örgüsünün ve testte kullanılan diğer iki ağ örgüsü olan “Yoğun” ve “Çok Yoğun” ağ örgülerinin karakteristik özellikleri ile elde edilen bazı önemli sonuçlar Tablo 3.1’de verilmektedir.

Tablo 3.1 : Duyarlılık Analizinde Kullanılan Ağ Karakteristikleri ve Sonuçlar

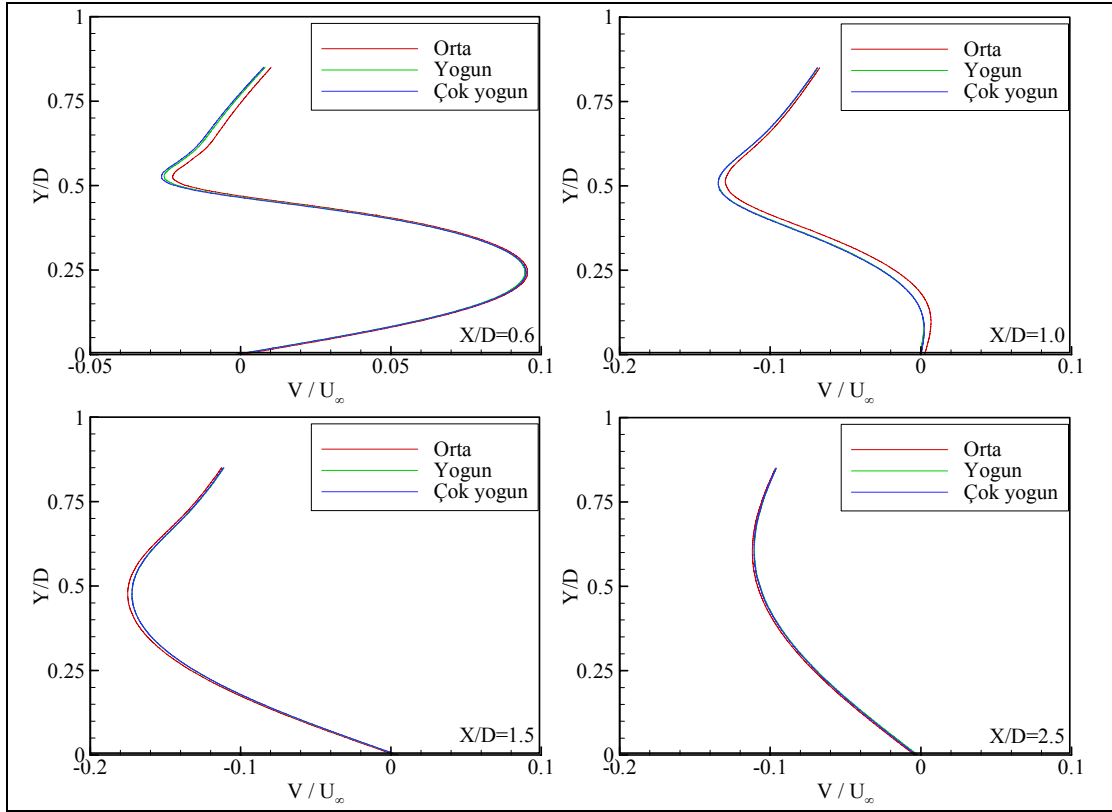
Grid	Maks. y^+	Ort. y^+	Çevresel Eleman	Yan Oranı	Eleman Sayısı	Ort. C_D	RMS. C_L	St	l_c
Orta	0.725	0.392	800	13.7	105400	0.948	0.229	0.193	1.53
Yoğun	0.725	0.392	2000	5.5	206040	0.951	0.240	0.193	1.54
Çok Yoğun	0.725	0.392	2400	4.6	278040	0.952	0.241	0.193	1.55

Sonuçların y^+ nın etkisinden bağımsız olabilmeleri için her üç vakada da silindir çevresindeki maksimum y^+ değeri 1'den daha düşük bir değerde tutulmuştur. Üç vaka arasında silindir çevresinde Bölge 1 ve Bölge 2'deki ağ örgüsü sayısı değiştirilmiş diğer bölgelerdeki yapı sabit tutulmuştur. Tablo 3.1'deki sonuçlar, büyük bir tutarlılık içerisindedir. Ağ yoğunluğundan en çok RMS C_L değeri etkilenmiş gibi gözükmemektedir. Yine de, orta ve yoğun ağ örgüleri arasındaki fark %5'den azdır. Strouhal sayısı her üç ağ örgüsünde tam olarak aynı sonucu vermektedir. Diğer değerler arasındaki fark %1'den daha azdır.

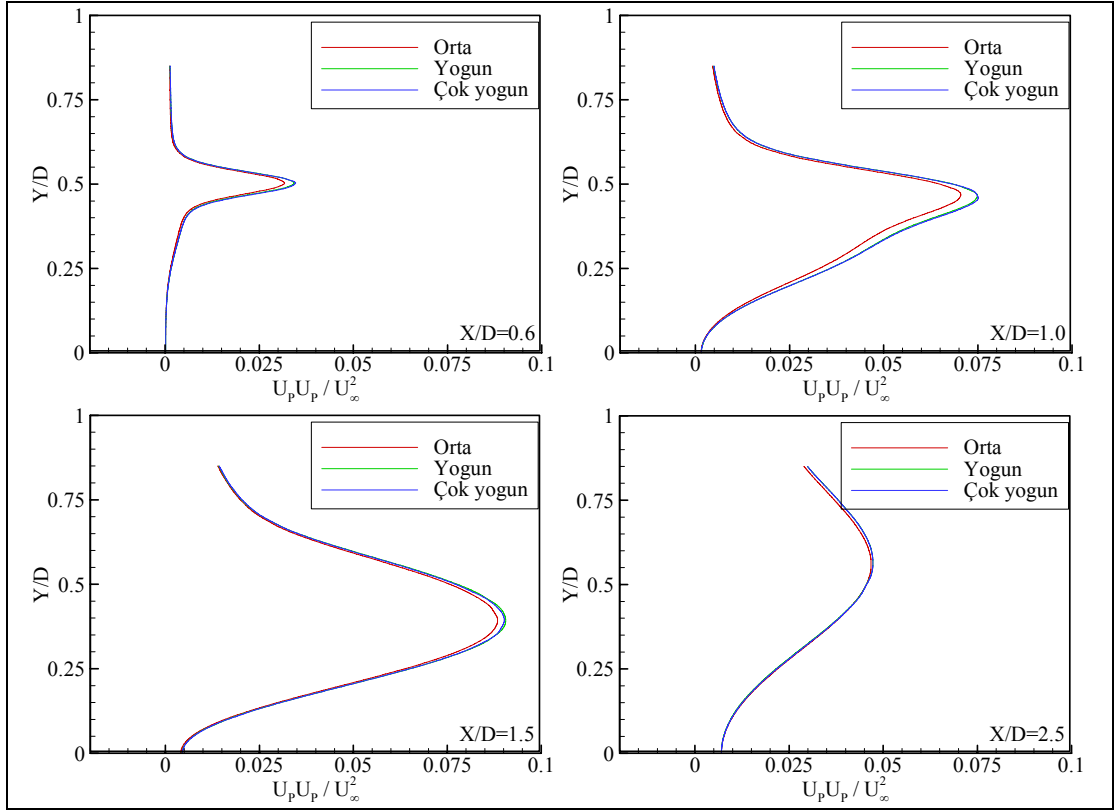
Farklı kesitler üzerinde üç ayrı ağ örgüsünden elde edilen, global ortalama enine hız (\bar{V}/U_∞) profilleri, global ortalama periyodik boyuna normal gerilme ($\bar{U}\bar{U}/U_\infty^2$) profilleri ve global ortalama türbülans enerjisi (k) profillerinin sırasıyla Şekil 3.6, Şekil 3.7 ve Şekil 3.8'de görülmesi mümkündür. Tüm kesitlerde ve profillerde yoğun ve çok yoğun ağ örgülerinden elde edilen eğriler neredeyse üst üste çakışmakta, orta yoğunluktaki ağ örgüsünden elde edilen eğriler ise çok küçük miktar farklarla diğerlerinden ayrılmaktadır. Grafiklerde, tüm hesaplamalı çalışmalarda sıklıkla verilen global ortalama boyuna hız \bar{U}/U_∞ profillerine yer verilmemesinin nedeni, tüm kesitlerde üç ağ örgüsünün de tamamıyla aynı eğrileri vermeleridir.

Bu sonuçlardan edinilen bilgiye göre, iki boyutlu türbülans modeli seçiminde kullanılacak olan ağ örgüsünün “yoğun” tipteki ağ örgüsü olmasına, ancak orta yoğunluktaki ağ örgüsünün de yeterli hassasiyeti sağlayabildiğine ve çok yüksek miktarlardaki eleman sayılarından dolayı, mümkün olduğunca ağ örgüsü

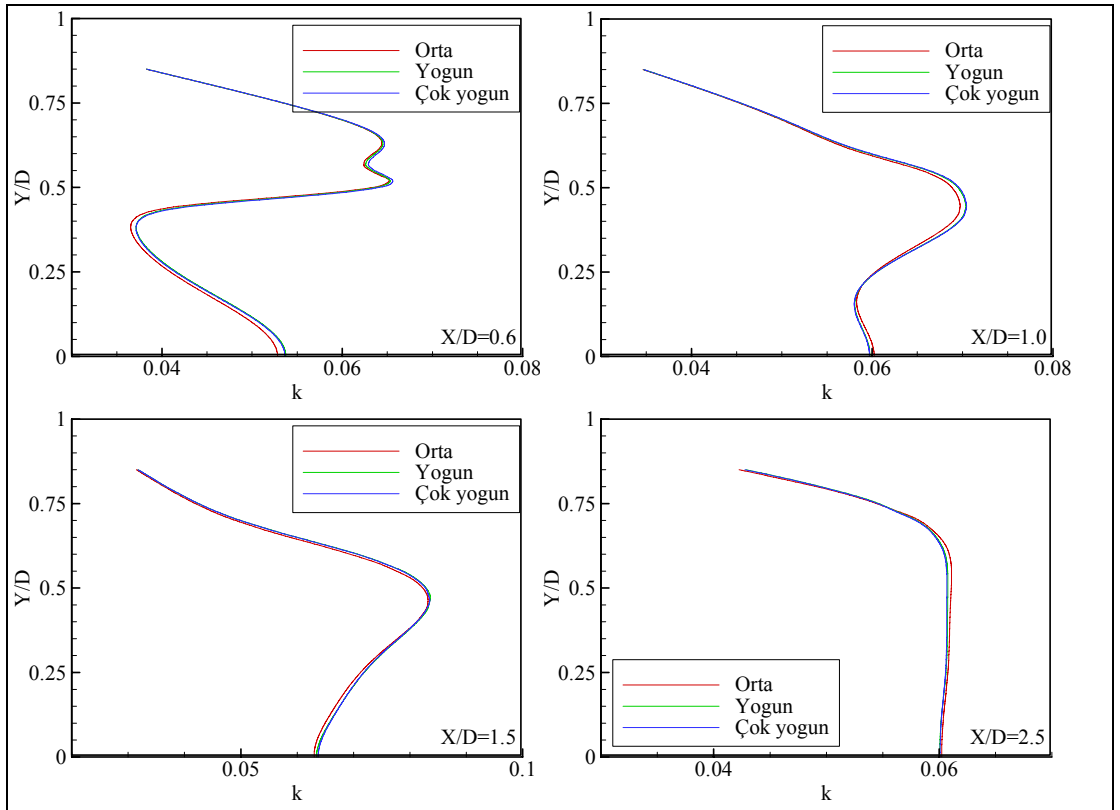
yoğunluğundan tasarruf etmeyi gerektiren üç boyutlu simülasyonlarda kullanılabileceğine karar verilmiştir.



Şekil 3.6 : Sabit Kesitlerde \bar{V}/U_∞ Profilleri



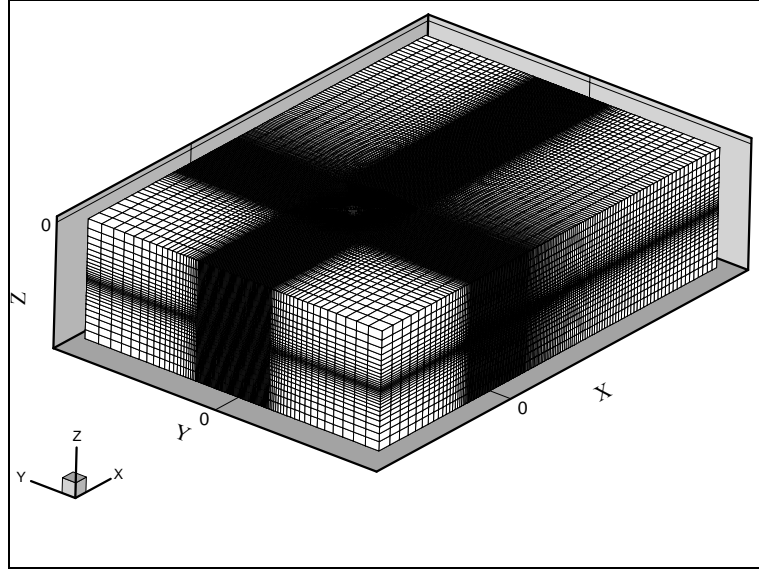
Şekil 3.7 : Sabit kesitlerde $\widetilde{U}U / U_\infty^2$ Profilleri



Şekil 3.8 : Sabit Kesitlerde Türbülans Kinetik Enerjisi k Profilleri

3.3.1.3 Üç Boyutlu Ağ Örgüsü

Üç boyutlu yalın silindirin ağ örgüsü, iki boyutlu ağ örgüsü Z eksenine doğrultusunda (Şekil 3.3) uzatılarak oluşturulmuştur. Hesaplama bölgesinin Z eksenine doğrultusundaki yüksekliği deneysel çalışmanın gerçekleştirildiği kavite tünelinin yüksekliği ile eşit olarak alınmıştır. Buna göre hesaplama bölgesi yüksekliği 11.43D olarak belirlenmiştir. Ekonomik sınırlarda kalma zorunluluğu dolayısıyla Z eksenine boyunca 30 adet ağ elemanı kullanılmış, düğüm noktaları arasındaki ağ örgüsü $Z=-0.4$ düzlemine yaklaştıkça sıklaştırılmıştır. Z eksenine boyunca kullanılan ağ elemanı sayısı daha önce yapılmış olan çalışmalara dayanarak yapılan birkaç test neticesinde netleştirilmiştir. Bunun sonucunda $Z=-0.4$ düzleminde Z eksenine doğrultusundaki düğüm noktaları arasındaki mesafe yaklaşık 0.11D olup, hesaplama bölgesinin üst ve alt sınırlarına doğru giderek artarak sınırlarda 0.87D'ye ulaşmaktadır. İki boyutlu ağ örgüsü testinde de belirtildiği gibi, orta yoğunlukta ağ örgüsü, yoğun ve çok yoğun ağ örgülerine oldukça yakın sonuçlar vermektedir. Bu nedenle, üç boyutlu hesaplamanın getirdiği aşırı yükün bir miktar olsun azaltılabilmesi amacıyla, tüm üç boyutlu hesaplamalar iki boyutlu orta yoğunlukta ağ örgüsü temel alınarak gerçekleştirilmiştir. Silindir çevresindeki eleman sayısında ve buna bağlı olarak da silindir yüzeyine yakın ağ örgülerinin yan oranlarında bir miktar iyileştirme yapılarak orta yoğunlukta kullanılmış olan çevresel eleman sayısı 800'den 960'a yükseltilmiş, ve böylece yan oranları da 11.4'e düşürülmüştür. Şekil 3.5'te görülen iç bölge ile dış bölge arasındaki geçiş, içteki her üç eleman dışta bir tam elemana karşılık gelecek şekilde gerçekleştirilmiştir. Böylece birbirleriyle örtüşmeyen elemanlar arasında yapılan interpolasyon sırasında meydana gelen hatanın minimize edilmesi amaçlanmıştır. Üç boyutlu yalın silindir hesaplamalarında kullanılan ağ örgüsü eleman sayısı 3402000'dir. Üç boyutlu ağ örgüsünün tüm hesaplama bölgesini içeren bir görünüşü ve orijin noktası ile koordinat sistemi Şekil 3.9'da görülmektedir.



Şekil 3.9 : VG0000 Vakası için Üretilen Üç boyutlu Ağ Örgüsü

3.3.2 VG1650 Vakası Ağ Örgüsü

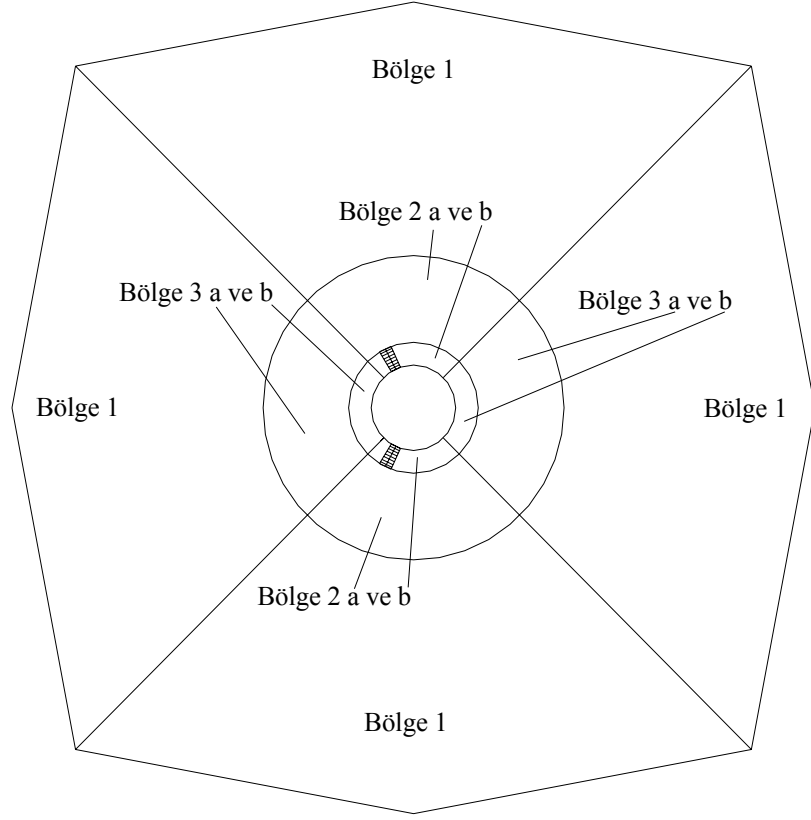
Üç boyutlu girdap yaratıcılı vakanın ağ örgüsü yalın silindire göre çok daha karmaşıktır. Geometri kesitinin Z eksenine boyunca aynı olmaması, üç boyutlu yapının iki boyutlu ağ örgüsünden türetilmesini olanaksız kılmaktadır. Girdap yaratıcıların doğru şekilde modellenmelerini ekstra özen gerektirmektedir. Zira girdap yaratıcıların sınır tabaka kalınlığı mertebesinde yükseklik ve boya sahip olmaları, buldukları bölgedeki ağ örgüsünü çok hassas hale getirmektedir. Girdap yaratıcıların sınır tabakasını ya da et kalınlıklarını ihmal ederek iki boyutlu şekilde modellenmeleri suretiyle yapılan çalışmaların yetersiz sonuçlar verdiği bilinmektedir (Wik ve Shaw, 2004). Silindirin çevresinde girdap yaratıcıları da kapsayan belirli bir bölgenin blok halinde diğer bölgelerden ayrılarak içinin düzensiz tipteki ağ örgüsü ile doldurulması ile girdap yaratıcıların modellenmeleri mümkündür. Ancak bu şekilde daha kontrolsüz bir dağılım elde edileceğinden eleman sayısını ve düğüm noktaları arasındaki mesafeyi dengeleyebilmek daha güç olmaktadır.

Girdap yaratıcılı vakanın ağ örgüsünün oluşturulmasında karşılaşılan en büyük güçlük eleman sayısını olabildiğince ekonomik biçimde kullanma gayreti olmuştur. Bu nokta çok özen gösterilmiş bir husustur. Zira aksi takdirde zamana bağlı hesaplamalarda aşırı yüksek süre ve hesaplama gücü gereksinimi ortaya çıkmaktadır.

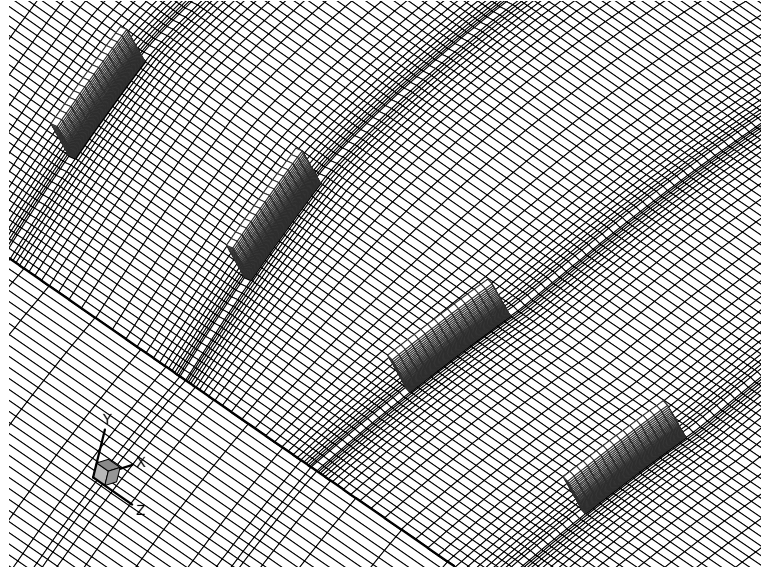
Girdap yaratıcılı vaka için, diğer vakalarda olduğu gibi blok-düzenli ve birbiriyle örtüşmeyen tipte ağ örgüsü oluşturulmuştur. Düzenli yapıdaki ağ örgüsünün

hazırlanabilmesi için hesaplama bölgesi 40'tan fazla sayıda alt hacim ve yüzeylere bölünerek gruplandırılmıştır. Şekil 3.10'da sekizgen bölge içerisinde kullanılan alt bölgelerin şematik bir görüntüsü yer almaktadır. Şekildeki uzaklıklar gerçek ağ örgüsündekileri temsil etmemektedirler. Görüldüğü gibi daha önce Bölge 2 olarak isimlendirilmiş olan hacim parçası girdap yaratıcıların tam üzerinden geçen bir yüzey ile iki alt hacme bölünmüştür. Böylece girdap yaratıcıların etrafındaki ağ örgüsü üzerinde tam kontrol sağlanması mümkün olmuştur. Bölge 2a ve b girdap yaratıcıların duvar kenarlarının çözümlenebilmesi için Şekil 3.10'da sayfa düzleminde içeriye doğru daha yoğun bir ağ örgüsü ile kaplanmış, Bölge 3 a ve b ise nispeten daha seyrek bırakılmıştır. Şekil 3.11'de silindirin yüzeyi ve girdap yaratıcılar üzerindeki ağ örgüsü yapısının bir görünüşü yer almaktadır. Görüldüğü gibi, silindirin Bölge 2b ve Bölge 3b'ye ait olan yüzeylerindeki ağ örgüleri birbirleriyle örtüşmemektedir. Girdap yaratıcıların etrafında sınır tabakanın çözümlenebilmesi ve bu noktadan sonra oluşan helisel hareketin modellenmesi için çok yüksek sayıda eleman gereksinimi ağ örgüsü oluşturulurken bu şekilde bir tasarrufa gidilmesini zorunlu kılmıştır. Benzer şekilde Bölge 1 ile Bölge 2a ve Bölge 3a'nın da ağ örgüleri birbirleriyle örtüşmemektedir. Bölge 1 için VG0000 vakasındaki benzer nitelikte bir ağ örgüsü kullanılmıştır. Bunların yanı sıra tüm hesaplama bölgesi Z eksenini boyunca üç parçaya bölünmüş ve ortada kalan parça ile kenarda kalan parçalar arasında da Bölge 2 a ve b ile Bölge 3a ve b'de bulunan ağ örgüsü sayıları azaltılmıştır. Zorunlu olarak birbirleriyle örtüşmeyen ağların kesiştiği yüzeylerin hepsi ara yüzey olarak belirlenip, buralardaki akı geçişi için interpolasyon yapılması sağlanmıştır. Sözü edilen biçimde oluşturulan ağ örgüsü 5546000 adet altı yüzeyli hacim elemanı içerecek şekilde sonuçlandırılmıştır. Söz konusu ağ örgüsü WKO modeli ile yaklaşık 4000 zaman adımı boyunca çalıştırılarak girdap yaratıcıların duvarlarındaki y^+ değerleri kontrol edilmiştir. Zira ağ örgüsü oluşturulurken VG0000 vakasında girdap yaratıcıların buldukları noktadaki hız değerleri kullanılarak yaklaşık y^+ değerleri tahmin edilmiş ve viskoz alt tabakanın içinde kalabilmek üzere $y^+ < 5$ olmasına gayret edilmiştir. Yapılan test sonucunda y^+ değerlerinin beklenenin üzerinde çıkması ile VG1650 için oluşturulmuş olan ağ örgüsü yeniden ele alınmıştır. Bölge 2 a, 2b, 3a ve 3b'de Z yönündeki ağ örgüleri bir miktar arttırılıp, Bölge 2a ve 2b'deki ağ örgüleri duvar kenarlarına doğru yaklaştırılmıştır. Bu işlemin sonucunda toplam ağ örgüsü eleman sayısı 6130608'e yükselmiştir. VG1650 vakası için yapılan hesaplamalar son olarak oluşturulan ağ

örgüsü ile gerçekleştirilmiş ve girdap yaratıcıların duvar kenarlarında $y^+ < 5$ civarında tutulmuştur.



Şekil 3.10 : VG1650 Vakasının Ağ Örgüsü için Oluşturulan Alt Bölgeler



Şekil 3.11 : VG1650 Vakası Silindir Yüzeyi ve Girdap Yaratıcılar Üzerindeki Ağ Örgüsü

3.4 Hesaplama Süreci Koşulları

RANS ve türbülans değişkenleri taşınım denklemlerinin uzaysal ayrıklaştırılması, konvektif terimler için Bölüm 3.1’de bahsedilen şekilde ikinci derece ileriye doğru (second order upwind) şeması ve difüzyon terimleri için merkezi farklar şeması kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Zaman adımına bağlı sayısal kararlılık problemi yaşanmaması ve hesaplamalarda zamansal ayrıklaştırma hatasının minimuma indirilebilmesi amacıyla denklemlerin zamansal ayrıklaştırması için yine Bölüm 3.1’de bahsi geçen üç-zaman-seviyesi ikinci derece kapalı şema kullanılmıştır. Hız ve basınç arasındaki eşleştirme, Bölüm 3.1’de bahsedilmiş olan basınç-düzeltilme algoritması PISO ile gerçekleştirilmiştir. PISO uygulanırken yalnızca bir tek ekstra basınç düzeltilmesi yapılmış ve dolayısıyla üç boyutlu hesaplamalarda her iterasyon adımında toplam 7 (S-A için 6) adet denklem sistemi çözdürülmüştür. Hesaplarda basınç Bölüm 3.1’de sözü edildiği gibi kaydırılmış düğüm noktalarında çözdürülmüş, böylece hızların hesaplandığı kontrol hacmi sınırlarında basınç için interpolasyon yapılmaması sağlanmıştır. Genel çözüm tüm denklemlerin sırayla birbiri ardına çözüldükleri “ayrılmış” (segregated) algoritma ile gerçekleştirilmiştir. Buna göre çözüm sırasında her iterasyon adımında kullanılan adımları aşağıdaki şekilde sıralamak mümkündür.

1. Basınç, hız ve türbülans viskozitesinin güncellenmesi (veya ilk adımda tahmin edilmesi),
2. Son olarak güncellenmiş değerleri kullanarak momentum denklemlerinin birbiri ardına çözülmesi,
3. Basınç-düzeltilme denkleminin belirlenen düzeltme sayısı kadar çözülmesi,
4. Basınç ve hız değerlerinin 3. adımda elde edilen sonuca göre düzeltilmesi,
5. Türbülans değişkenleri (k , ϵ , ω , $\tilde{\nu}$) taşınım denklemlerinin güncellenen hızlar kullanılarak çözülmesi,
6. Yakınsamanın verilen kritere göre kontrol edilmesi ve sağlanamaması durumunda 1. adıma dönülmesi,
7. Zaman adımı yükseltilerek bir sonraki zaman seviyesine geçilmesi.

Hesaplamalarda kullanılan zaman adımı deneysel çalışmada ölçülen girdap salgılanma frekansı yardımıyla belirlenmiştir. Buna göre, yalın silindir ve girdap yaratıcılı vakaların bir girdap salgılama periyotları (T) belirlenerek zaman adımı önceki çalışmalara dayanarak yaklaşık olarak T/200 olacak şekilde seçilmiştir. Zaman ayırıklaştırmasının ikinci derece yapılması sayesinde, bu değerden daha küçük zaman adımlarının seçilmesi, özellikle SST türbülans modelinde yakınsamayı bir miktar kolaylaştırır da birkaç bin zaman adımı boyunca yapılan testlerde sonuca kayda değer bir etki etmemiştir. Dolayısıyla zaman adımının daha fazla küçültülmesine gerek görülmemiştir.

Hesaplama bölgesinin çıkış sınırının silindirden ve dolayısıyla geri dönen akımdan (reversed flow) 32 silindir çapı uzakta olması sayesinde bu bölgede akışın gelişimini tamamlamış olduğu varsayılmıştır (**Norberg, 2003**). Buna göre çıkış sınırında tüm değişkenlerin sınıra normal yöndeki (X yönü) gradyanları sıfır olarak alınmış, çıkış sınırındaki koşulların öndeki akımı etkilemediği kabul edilmiştir. Sınırdaki değerler bölge içindeki değerlerden ekstrapolasyon yapılarak elde edildiklerinden, sürekliliğin sağlanabilmesi için ayrıca buradaki akının giriştekine eşit olacağı şekilde kütle dengelemesi yapılmaktadır. Y ve Z doğrultularındaki sınırlarda, hızların sınırlara dik bileşenleri ve tüm değişkenlerin sınırlara dik gradyanları sıfır olarak alınmıştır. Bu koşulları sınırları kayan bir duvar gibi nitelendirmek de mümkündür. Deneysel çalışmada kullanılmış olan ortalama hızın yanı sıra ölçülmüş olan türbülans şiddeti ve boy ölçeği giriş sınırında kullanılmış olan değerlerdir. Buna göre giriş sınırında $U_{\infty} = 0.588 \text{ m/s}$, $TI_{\infty} = 1.73$, $\ell_{\infty} = 0.016 \text{ m}$ olarak alınmıştır. Hesaplamalarda başlangıç değerleri olarak tüm akış alanında hız bileşenleri ve basınç sıfıra eşit olarak alınmıştır. Bölgede başlangıçtaki türbülans değişkenleri dağılımı giriş sınırında kullanılan değerler ile belirlenmiştir.

İz bölgesindeki periyodik hareketin başlamasının hızlandırılması amacıyla silindir ilk 200 zaman adımı boyunca 4 tur saat yönünde döndürülmüştür. Hesaplamalar ortalamaların alındığı 2000 zaman adımı hariç toplam 10000 adım boyunca yapılmıştır. Bu süre yaklaşık 50 girdap salgılanma periyoduna karşılık gelmektedir.

Hesaplamalı çalışmada gevşetme (relaxation) faktörleri dinamik olarak belirlenmiştir. Aynı faktörlerin başlangıçtan sona kadar kullanılması aşırı derecede yavaş yakınsamaya veya ıraksamaya neden olabilmektedir. Özellikle üç boyutlu

vakalar gevşetme faktörlerine büyük hassasiyet göstermektedirler. Tüm denklemlerin birbirine kuvvetle bağlı olması herhangi bir gevşetme faktörünün fazla yükseltilmesiyle tüm değişkenlerde yakınsama sorunu yaratabilmektedir. Buna bağlı olarak belirli bir vaka ve türbülans modeli için yapılan tek bir hesaplamalı çalışma, 500-1000 zaman adımlarından oluşan birkaç parça halinde gerçekleştirilmiştir. Bu sayede bir sonraki hesaplama sürecinde farklı gevşetme faktörleri kullanılması olanaklı olmuştur. Bazı durumlarda doğru faktörlerin belirlenebilmesi için onlarca defa hesaplama yinelenmiştir.

Lineer denklem sistemlerinin çözümü Gauss-Seidel (G-S) iteratif algoritması ile gerçekleştirilmiştir. Çözümün yakınsamasının hızlandırılması ve iyileştirilmesi amacıyla Bölüm 3.1.4'te sözü edilen Algebraic Multigrid (AMG) hızlandırması kullanılmıştır. Basınç hariç tüm değişkenler için bir G-S taramasından sonra yakınsamanın belirlenen kriterin altında kalması sonucunda daha seyrek alt sistemleri seçen tercihli "Flexible" algoritması (**Fluent Inc., 2006**) kullanılmıştır. Basınç için yakınsama koşullarına göre tercihsiz olarak belirlenen sayıda G-S taramasından sonra alt sistemleri otomatik olarak seçen V çevrimi ya da Flexible algoritması kullanılmıştır. Her çevrim içerisinde yakınsamaya göre 1 veya 2 G-S taraması, her iterasyon adımında toplamda 30-40 civarında çevrim yaptırılmıştır. AMG özellikle 3D simülasyonlarda hesaplamının başlangıcında normalde zor olan yakınsamayı daha da güçleştirebilmektedir. Buna göre gerekli görülen durumlarda ilk 500-1000 zaman adımı boyunca AMG kapatılmış, denklem sistemi yalnızca en üst seviyedeki denklem sistemi için G-S taramalarıyla çözdürülmüştür. Yakınsama güçlüğüne olduğu durumlarda AMG parametreleri, her çevrimde daha çok sayıda G-S taraması yapılması, alt sistemlere daha hızlı geçilmesinin sağlanması veya bir iterasyon içerisinde denklem çözücünün yakınsaklık kriterinin yükseltilmesi gibi çeşitli biçimlerde değiştirilmiştir.

Zamana bağlı bir hesaplamada iki çeşit yakınsamadan bahsetmek mümkündür. Bunların ilki her zaman adımında kullanılan iteratif algoritmanın bir sonucu olarak yapılan iterasyonların sonuçları arasında hiç değişim ya da kayda değer bir değişim olmaması koşuludur. Bunun kontrolünün sağlanabilmesi için birkaç gözlem yapılmıştır. Bunlardan biri hesaplamalı çalışmalarda standart olarak yapılan "artık" incelemesidir. Hesaplamadaki artık değerler,

$$\text{Res} = \frac{\sum_{\text{Bölge}} \left(\sum_{\text{km}} a_{\text{km}} \phi_{\text{km}} + S_U - a_P \phi_P \right)}{\sum_{\text{Bölge}} a_P \phi_P} \quad (3.122)$$

$$\text{Res}_{\text{con}} = \frac{\left(\sum_{\text{Bölge}} \text{Süreklilik_hatası} \right)_N}{\left(\sum_{\text{Bölge}} \text{Süreklilik_hatası} \right)_5} \quad (3.123)$$

şeklinde ölçeklenmiş biçimde tarif edilmektedir. Denklem 3.122’de payda bulunan terim momentum ya da türbülans değişkenleri çözülürken lineer denklem çözücünde her kontrol noktası için oluşan yakınsama hatasının tüm hesaplama bölgesi için toplamını göstermektedir. Toplam hata, lineer denklem sisteminin sol tarafındaki değerlerin toplamını ifade eden paydada yer alan terim ile ölçeklendirilmektedir. Denklem 3.123’te payda yer alan terim, N’inci iterasyon adımında meydana gelen kütle korunumu (süreklilik) hatasının tüm hesaplama bölgesindeki toplamını ifade etmektedir. Süreklilik artışı, aynı denklemde paydada yer alan ilk 5 iterasyon adımında meydana gelen en büyük süreklilik hatası ile ölçeklenmektedir. Hesaplamalı çalışmada, söz konusu ölçeklenen artıkların her zaman adımında 10^{-6} mertebesine kadar yakınsamasına dikkat edilmiştir. Bunun dışında, akıştaki gradyanların yüksek olduğu girdap oluşma bölgesinde, silindirin kesitine paralel (XY) ve dik (YZ) kontrol düzlemleri oluşturularak bu düzlemlerdeki hız, basınç ve türbülans değişkenlerinin her iterasyon sonundaki değişimleri incelenmiştir. Tüm hesaplamalarda yakınsama genel olarak her zaman adımında 20-40 iterasyon sonucunda sağlanmıştır.

Zamana bağlı bir hesaplamada ikinci yakınsama kriteri, zaman ortalaması alınmış değişkenlerin ek zaman adımlarıyla değişmemeleridir. Zaman ortalamalarının sağlıklı olabilmesi için 5 girdap salgılanma periyodu (1000 zaman adımı) boyunca global ortalamalar alınmış ve ardından global ortalama değerler kullanılarak yine 5 girdap salgılanma periyodu boyunca RMS ve diğer bileşenler elde edilmiştir. Tüm ortalama işlemleri FLUENT’in “kullanıcı-tanımlı-fonksiyon” özelliğinden yararlanılarak yazar tarafından yazılan ve yazılımın içinde çalıştırılan bir program vasıtasıyla gerçekleştirilmiştir.

3.5 Donanım Altyapısı ve Paralel Hesaplama

İki ve üç boyutlu hesaplamaların tamamı, İstanbul Teknik Üniversitesi Bilişim Enstitüsü bünyesinde ve Ulusal Yüksek Başarılı Hesaplama Merkezi'nde bulunan Orion ve Anadolu isimli iki ayrı küme sistemi vasıtasıyla, hesaplamaların çok sayıda işlemci çekirdeğine dağıtılması esasına dayanan “paralel işleme” (parallel processing) tekniği ile gerçekleştirilmiştir. Sistemler, SSH güvenli erişim protokolü vasıtasıyla uzaktan erişilerek kullanılmışlar ve hesaplama işleri LSF iş zamanlayıcı yazılımı vasıtasıyla kapalı olarak sistemlere verilmişlerdir. Her iki sistemin özellikleri kısaca Tablo 3.2’de verilmektedir. Her iki sistemde de işlemci çekirdeği başına 2GB dinamik hafıza (RAM) mevcuttur. İşlemci çekirdeği sayılarının yanı sıra, sistemler arasındaki en büyük fark düğüm noktaları arasındaki erişim teknolojisidir. Orion sisteminde bulunan Myrinet teknolojisi 4Gb erişim hızını desteklerken Anadolu sistemindeki Infiniband teknolojisi ile bu hız 40Gb’ye ulaşmaktadır. Ayrıca Anadolu sisteminde işlemcilerin saat hızları düşük gibi görünse de, genel performansları Orion sistemindekilere göre daha yüksektir. Sistemler hakkında daha detaylı bilgi resmi internet siteleri “<http://laplace.be.itu.edu.tr/hpcc/kaynaklar/sistem>” ve “<http://www.uybhm.itu.edu.tr/?q=node/6>”den edinilebilir.

Hesaplama bölgesinin bölümlere ayrılması ve hesapların paralelleştirme işlemleri Fluent yazılımının paralel hesaplama aracı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Yazılım farklı bölmeleme teknikleri kullanılarak en ideal bölmelemenin belirlenmesine olanak tanımaktadır. İki boyutlu ağ örgüleri geometriye uygun biçimde 4 işlemci çekirdeğine paylaştırılmıştır. Üç boyutlu yalın silindir ve girdap yaratıcılığı vakaların, ağ örgüsü bölmeleme sürecine ekstra özen gösterilmiştir. Zira özellikle düğüm noktaları arasındaki haberleşmenin düşük hızlı olduğu sistemlerde, bilinçsizce yapılan bölmeleme işlemi sistemden alınan performansı önemli ölçüde düşürmekte hatta hesaplamayı olanaksız kılmaktadır. İdeal bölmelemenin sağlanabilmesi için kullanılacak her teknik için bölmelerdeki ortak yüzey ve bölmelerin komşu bölme sayısı performans üzerinde belirleyici rol oynamaktadır. Buna göre seçilen bölmeleme tekniklerinin minimum komşu sayısı ve ortak yüzey elemanı vermesi amaçlanmıştır. Üç boyutlu hesaplamalar her iki vaka için de 32 işlemci çekirdeği ile gerçekleştirilmiştir.

Tablo 3.2 : Hesaplamaalı Çalışmada Kullanılan Donanım Altyapısı

Sistem	Orion	Anadolu
Bellek Mimarisi	Dağıtık	Dağıtık
Hesaplama Düğümü Sayısı	37+38	133
İşlemci	Intel Xeon 3.16-3.4 GHz	Inte Xeon 2.33 GHz
Hesaplama Çekirdeği Sayısı	226	532
Toplam Bellek Miktarı (GB)	452	1064
Ortak Disk Alanı (TB)	11	80
Performans Ağ Bağlantısı	Myrinet	Infiniband

Sistemlerden alınan performans hesaplama sürelerini doğrudan etkilemektedir. Çok büyük boyutlarda eleman sayısı içermesinden dolayı bu çalışmada karşılaşılan belki de en büyük güçlük hesaplama süreleri olmuştur. Kullanılan her iki sistemin de performans ve kapasiteleri son derece yüksek olduğu halde tek bir hesaplamının tamamlanabilmesi, özellikle 3D vakalarda haftalar sürmektedir. Tablo 3.3 çeşitli vaka ve işlemci sayılarında sistemlerden alınan performansı kısaca derlemektedir. Değerler SST türbülans modeli kullanılan hesaplamalar baz alınarak oluşturulmuştur. Ortalama iterasyon süresi türbülans modeli, gevşetme faktörleri, lineer denklem çözücünde kullanılan yakınsama kriteri ve parametreler gibi pek çok faktöre göre değişse de, tablodaki değerler genel ve kaba süreleri olabildiğince yaklaşık biçimde yansıtmaktadır. Benzer şekilde 20-40 arasında değişen zaman adımı başına iterasyon sayıları tablodaki ortalama zaman adımı süresi belirlenirken 30 olarak kabul edilmiştir. Tablodan bariz biçimde görüldüğü gibi bölmelemenin en efektif şekilde gerçekleştirilmesine özen gösterildiği halde 3D hesaplamalarda işlemciler arasında gidip gelen bilgi 2D vakaları göre aşırı derecede artmaktadır. Buna göre bu noktada ağ bağlantısından alınan performansın büyük önem taşıdığı ortaya çıkmaktadır. Tablodaki verilerden yola çıkılarak, hesaplarda kabaca ortalama 10000 zaman adımı kullanıldığı düşünülecek olursa toplam süre 2D çalışmalar için 150 saat, 3D çalışmalar için ise 875 saati bulabilmektedir. VG1650 vakası için SST modeliyle

Anadolu makinesinde 32 işlemci çekirdeği kullanılarak 12925 adım süren hesaplamalarda toplam 259400 iterasyon gerçekleştirilmiştir. Buna göre bu vakanın durmaksızın çalışma süresi 539 saatten fazla, yani yaklaşık 23 gün sürmüştür. Daha önce sözü edildiği şekilde yakınsamanın kontrol edilebilmesi amacıyla çeşitli kesitlerdeki akış değerlerinin yazdırılarak kontrol edilmesi durumunda süre kullanılan sisteme bağlı olarak birkaç katına çıkmaktadır. Örnek olarak Orion sisteminde yazdırma sebebiyle bir zaman adımının 1 saatte tamamlandığı görülmüştür. Elbette hesaplama sürelerindeki bu olumsuz durum, herhangi bir nedenden ötürü hesaplamaların tekrarlanmasını veya çeşitli denemeler yaparak olası bir problemin kaynağının araştırılmasının önünü büyük ölçüde kapatmaktadır.

Tablo 3.3 : Hesaplamalı Çalışma Süre ve Performans Bilgileri

Vaka	2D (Orion 4 işlemci)	3D (Orion 24 işlemci)	3D (Anadolu 32 işlemci)	VG1650 (Anadolu 32 işlemci)
Ortalama iterasyon süresi (s)	1.8	10.5	5	7.5
Ortalama zaman adımı süresi (s)	54	315	150	225
İterasyon başına veri transferi (MB)	1	115	367	537

Bunların yanı sıra veri dosyalarının çok büyük boyutlara ulaşması hesaplama sonrası yapılacak olan analiz, grafik gösterim gibi işlemleri büyük oranda güçleştirmektedir. VG1650 vakasında 3.2GB büyüklüğe erişen veri dosyasının üzerinde günümüzdeki masaüstü makinelerle işlem yapılması olanaksızdır. Bu durum, tüm grafik ve gerekli verilerin parçalar halinde hesaplamaların gerçekleştirildiği sistemlerde hazırlanarak standart PC'lere aktarılmasını gerektirmiştir.

3.6 Sonuç ve Yorumlar

Hesaplamalı çalışma, bölümün başında da söylendiği gibi VG0000 ve VG1650 vakalarını içermektedir. Çalışma esasen üç boyutlu (3D) simülasyonlara dayanmaktadır. Ancak Bölüm 3.3'te açıklanan gerekçelerle iki boyutlu ağ örgüsü yapısı da VG0000 vakasına uygulanmıştır. Hesaplamalı çalışmadaki amaçlardan biri ele alınan türbülans modelleri arasında söz konusu akışı en iyi modelleyen belirlenmesidir. Buna bağlı olarak, türbülans modellerinin seçimine de iki boyutlu (2D) VG0000 vakasıyla başlanmıştır. Asıl kapsamın üç boyutlu simülasyonlar olması nedeniyle iki boyutlu çalışmada, yalnızca deneysel çalışma ile çeşitli karşılaştırmalar yapılarak türbülans modelleri arasında bir ilk karşılaştırma ve ayıklanma yapılması amaçlanmıştır. Ayrıca bu çalışma, sonuçları üç boyutlu simülasyonlarla karşılaştırma olanağı sağlamış ve türbülans modellerinin davranışları bakımından alt yapı oluşturmuştur. Üç boyutlu simülasyonlar deneysel çalışma ile karşılaştırmalara olduğu kadar girdap yaratıcıların etkisini ortaya koyabilmek amacıyla VG0000 ve VG1650 arasındaki farklara da yer vermekte, sonuçlar daha geniş olarak ele alınmaktadır. Üç boyutlu VG0000 vakası, iki boyutlu simülasyonlar sonucunda bir türbülans modelinin elenmesiyle geriye kalan üç adet model ile gerçekleştirilmiştir. Buradan elde edilen sonuçların deneysel çalışma ile karşılaştırılmasıyla VG1650 vakasına iki adet model ile geçilmesine karar verilmiştir.

3.6.1 Başlangıç (2D) Simülasyonları

Şekil 3.12 ve Şekil 3.13'te, türbülans modelleri ile farklı kesitlerde elde edilmiş olan boyuna (\bar{U}/U_∞) ve enine (\bar{V}/U_∞) global ortalama hız profilleri deneysel çalışmadan elde edilen eğrilerle karşılaştırmalı olarak görülmektedir. Şekil 3.12'de WKO ve SST modellerinden alınan sonuçların nicel ve nitel bakımdan diğerlerinden ayrıldığı görülmektedir. Her iki model de silindire yakın bölgede deneysel sonuçlara çok yakın değerler vermektedir. Merkez yatay eksen üzerinde ($Y/D=0$) SST modeli $X/D<1$ bölgesi dışında neredeyse deney eğrisi ile üst üste çakışmakta, WKO da deney eğrisinin genel formunu taşımaktadır. RKE modelinden elde edilen eğriler, genel olarak daha ince bir iz bölgesi vermesinin bir sonucu olarak enine kesitler

üzerinde WKO ve SST modellerinin altında kalmaktadır. Merkez yatay eksen üzerinde RKE genel olarak deneysel olanların üzerinde hız değerleri tahmin etmektedir. S-A modeli tüm grafiklerde başarısız bir grafik çizmektedir. Şekil 3.13'te görülen enine hız profilleri, tüm türbülans modellerinden alınan sonuçların akış yönündeki profillere kıyasla daha az başarılı olduğunu göstermektedir. Akıştaki gradyanların yüksek olduğu $X/D=0.6$ kesitinde S-A ve RKE modelleriyle özellikle kayma tabakaları üzerinde hızlar çok düşük tahmin edilmektedir. Diğer kesitlerde ise her iki model de hızları yüksek vermek eğilimindedir. Öte yanda WKO ve SST modelleri tüm kesitlerde deney ile makul ölçüde uyum yakalamışlardır. Özellikle akım üzerindeki gerilmelerin azaldığı $X/D>1.5$ 'ta -SST daha iyi görünmekle beraber her iki model ile de hesaplanan hız değerleri deney ile çok uyumludur. Tüm modeller tam girdap oluşma bölgesinde ($X/D=1.5$) akıştaki zamana bağlılık ve kararsızlığın en yüksek olduğu bölge olması nedeniyle deney sonucundan daha uzak görünmektedirler. Akış ortalama değerlerinin daha da uzun bir süreyi kapsayacak şekilde alınmasının da bu kesitteki sonuçları iyileştirebileceği düşünülmektedir.

Türbülans modellerinin deney ile sağladığı uyumun nitel olarak en iyi biçimde gözlenebilmesi, kontur grafiklerinin incelenmesiyle mümkündür. Şekil 3.14 - Şekil 3.18 arasındaki grafiklerde farklı türbülans modelleri ile hesaplanmış olan akış karakteristiklerinin kontur grafikleri ve akım hatlarına deneysel grafikler ile karşılaştırmalı olarak yer verilmiştir. Konturlar görsel benzerliği ölçmek maksadıyla verildiklerinden, grafiklerde renklerin karşılık geldiği değer aralığını belirleyen skalaya yer verilmemiştir. Bunun yerine kontur grafiklerinin altında en küçük ve en büyük kontur çizgisi değerleriyle kontur adımları belirtilmiştir (ΔK kontur adımını simgelemektedir). Şekiller, içinde yer alan grafiklerin tümünde aynı kontur değerleri kullanılarak oluşturulmuştur.

Şekil 3.14'te görülen global ortalama hız konturları grafiklerinde WKO dışındaki üç model, deneysel çalışma ile karşılaştırılmaktadır. SST modeli deney ile mükemmel bir uyum sergilemektedir. Bu modelin yalnızca iz bölgesini bir miktar daha narin olarak tahmin ettiği görülmektedir. Tüm kontur hatları deneysel olanlar ile uyum içerisindedir. $X/D=1$ civarındaki negatif hız değerine sahip bölge SST modelinde daha küçük bir alana yayılmaktadır. RKE uzun bir girdap oluşma bölgesinin yanı sıra oldukça narin bir iz bölgesi tahmin etmektedir. İz bölgesinin üst ve alt kısmındaki hızlı akım bölgelerindeki hatlar da deney ile uyumsuzdur. S-A modelinin sonucu ise

gerçek dışı bir yapı sergilemektedir. WKO modeli SST modeline oldukça benzer bir yapı sergilediğinden grafik olarak gösterilmemiştir.

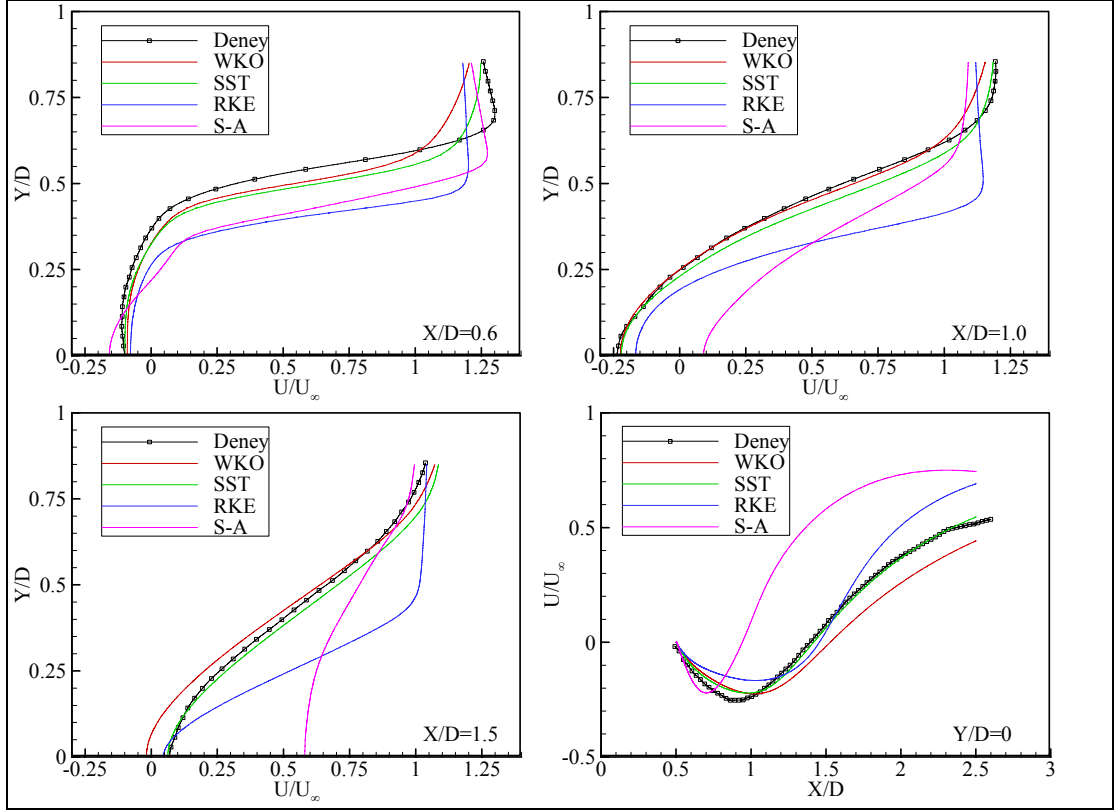
Şekil 3.15'te görülen enine hız konturları grafiklerinde RKE ve S-A modellerinden alınan sonuçların özellikle nitel açıdan deney ile uyuşmadığı gözlenmektedir. Öte yandan SST modeli ile elde edilmiş olan konturların gerek şekilsel gerekse nicel olarak deney sonucunda elde edilmiş olanlar ile uyumluluğu rahatça görülmektedir. Söz konusu şekilde görülmeyen WKO modeli ile elde edilmiş enine hız konturlarının da boy ölçekleri ve nitel açıdan SST kadar başarılı bir uyum yakalamamış da olsa, deney ile uyum içerisinde olduğu belirtilmelidir.

Şekil 3.16'daki global ortalama akım hatları grafikleri karşılaştırmasında, SST ve WKO modellerinin deney ile büyük benzerlik taşıdığı görülmektedir. Her iki modelde de kapalı girdap bölgesi bir miktar incedir. Deneyin akım hatlarında iz kapanma noktasına bağlanan ayırıcı akım hattı çizgisi $Y/D=0.5$ 'in biraz üzerinden başlamaktadır. Bu başlama noktasının her iki modelde de $Y/D=0.5$ 'in bir miktar altında kaldığı görülmektedir. WKO'da bu hat SST ye göre biraz daha narindir. RKE bir önceki şekilde de görüldüğü gibi çok ince ve uzun bir girdap bölgesi tahmin etmektedir. Ayırıcı akım hattı $Y/D=0.5$ 'in oldukça altında kalmaktadır. Buna göre RKE'nin ayrılma noktasını ikinci durma noktasına ciddi miktarda daha yakın hesapladığı düşünülebilir.

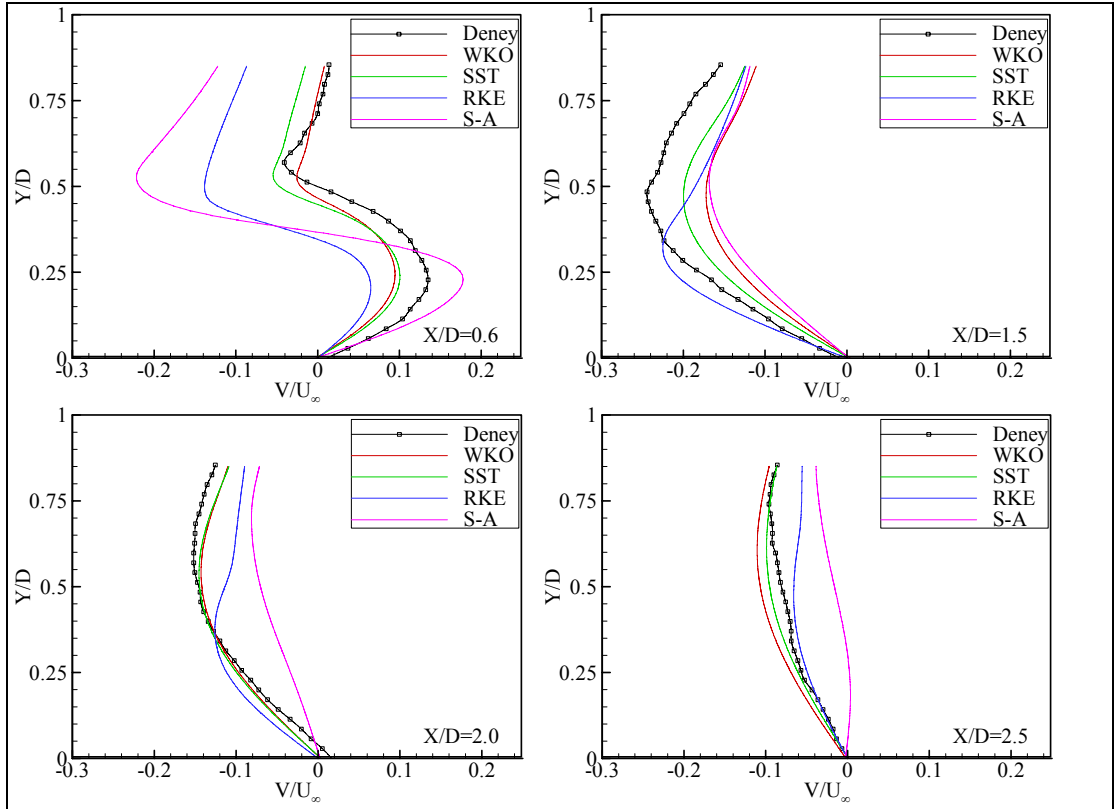
Kayma tabakasının formu Şekil 3.17'deki global ortalama girdaplılık konturlarından incelenebilir. Deneysel olarak akış alanının başlangıç noktasında itibaren yuvarlak formu, $Y/D=0$ hattına doğru kıvrılan eğriler elde edilmiştir. Kayma tabakası $Y/D=0.5$ 'in biraz üstünden merkez yatay eksene belirli bir açı ile oluşmaktadır. SST ve WKO modellerinde akış alanının başlangıcında merkez yatay eksene hemen hemen paralel olarak uzayan hatlar meydana gelmekte ve kayma tabakasındaki açı görülmemektedir. RKE ise ayrılmayı SST ve WKO'ya göre silindir üzerinde daha ileri bir noktada tahmin ettiğinden hatlar merkez yatay eksene ($Y/D=0$) doğru olması gerekenden çok daha fazla yönlenebilmektedir ve kayma tabakaları iz bölgesine doğru uzamaktadır.

Toplam kayma gerilmesi konturlarının görülmekte olduğu Şekil 3.18'de SST ve WKO modelleri Reynolds Ayrıştırması ile elde edilen deneysel toplam kayma

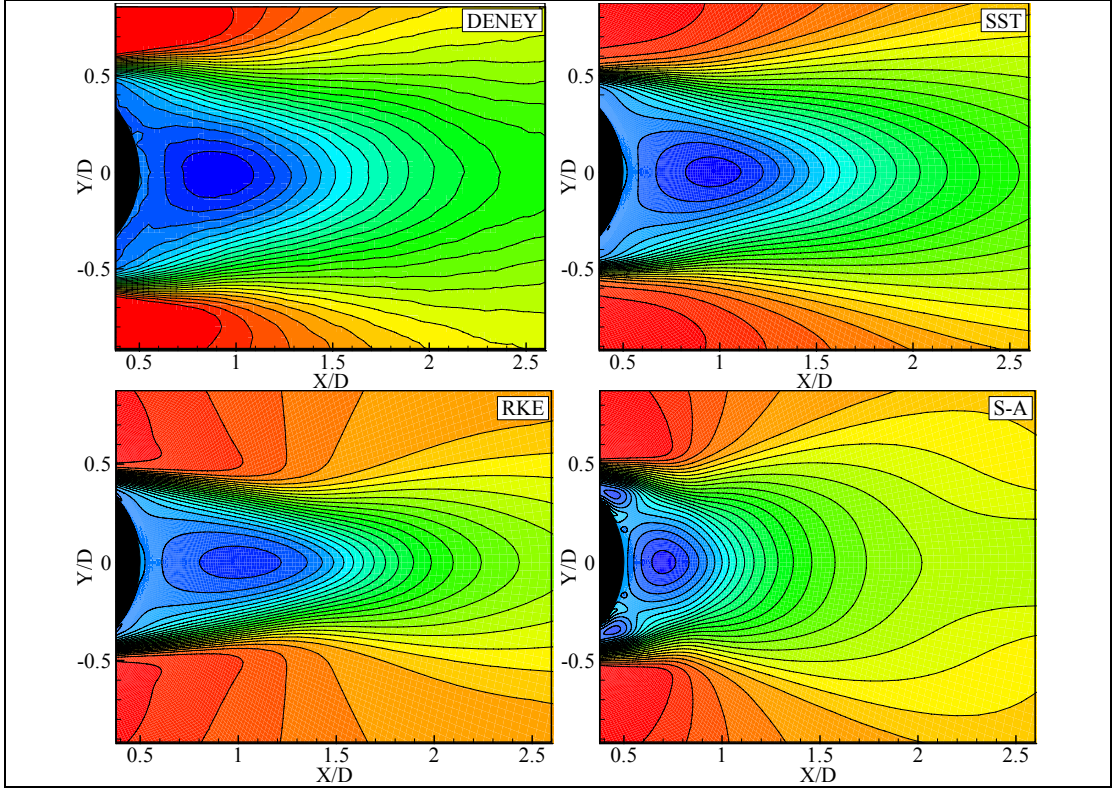
gerilmesi hatlarına nitel olarak nispeten uyumlu ancak daha uzun ve eliptik eğriler sergilerken gerilme şiddetlerini olması gerekenden düşük tahmin ettikleri gözlenmektedir. RKE modelinin ise yine ayrılmayı olması gerekenden çok geç bulmasına dayandırılabilir şekilde fazla narin ve uzun konturlar bulunduğu görülmektedir. Boy ölçükleri ve ayrılmanın yerini sağlıklı hesaplamaktan uzak olmasına karşın, enine ve boyuna hız konturlarında olduğu gibi toplam kayma gerilmesi maksimum ve minimum şiddetinde de WKO ve SST modeline çok yakın sonuçlar verdiği gözlenmektedir. S-A modeli ile elde edilmiş olan ilgili sonuçlara, tamamen gerçek dışı bir yapı gösterdiklerinden bu grafikte yer verilmemiştir.



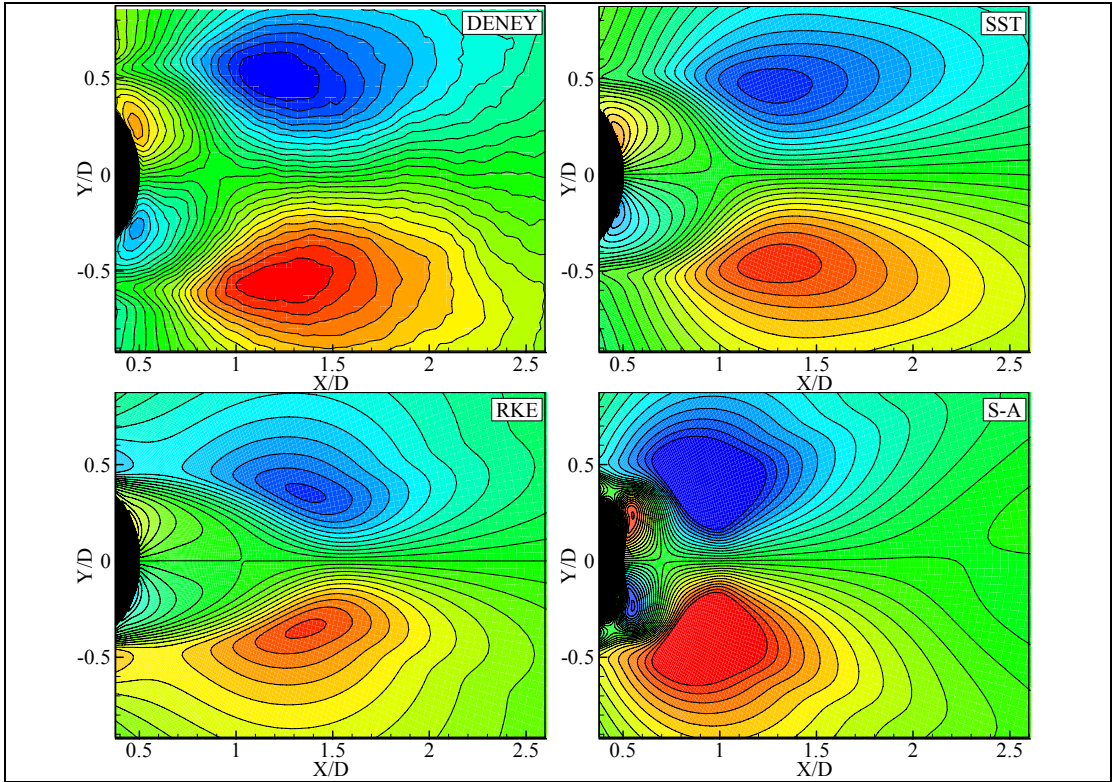
Şekil 3.12 : 2D VG0000 Vakası Sabit Kesitlerde Karşılaştırmalı \bar{U}/U_∞ Profilleri



Şekil 3.13 : 2D VG0000 Vakası Sabit Kesitlerde Karşılaştırmalı \bar{V}/U_∞ Profilleri

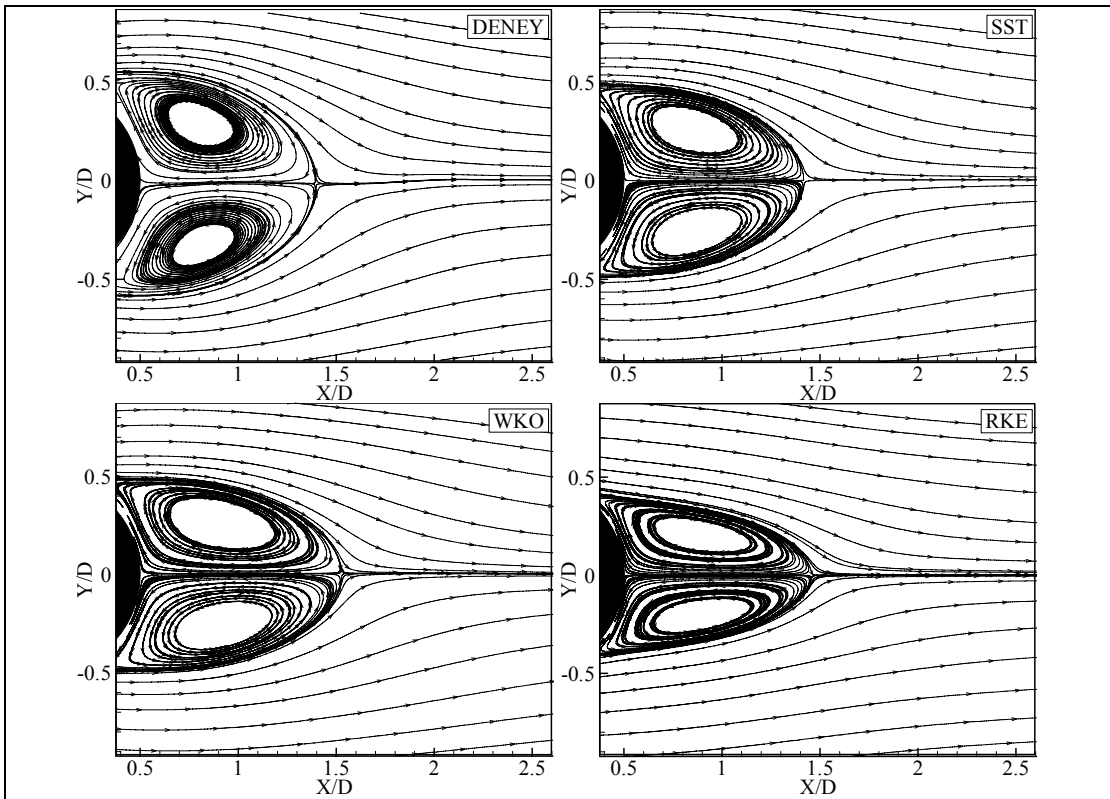


Şekil 3.14 : 2D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı \bar{U}/U_∞ Konturları ($-0.2 < \bar{U}/U_\infty < 1.2$; $\Delta K=0.0583$)

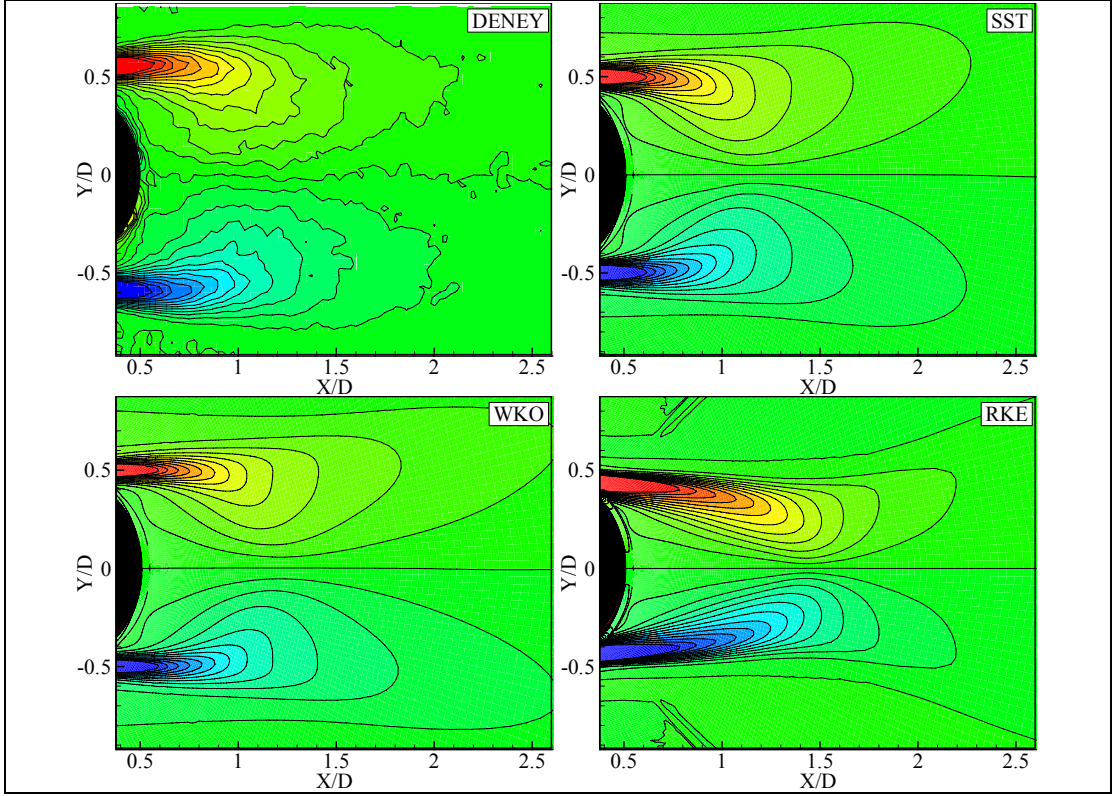


Şekil 3.15 : 2D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı \bar{V}/U_∞ Konturları ($-0.25 < \bar{V}/U_\infty < 0.25$; $\Delta K=0.0183$)

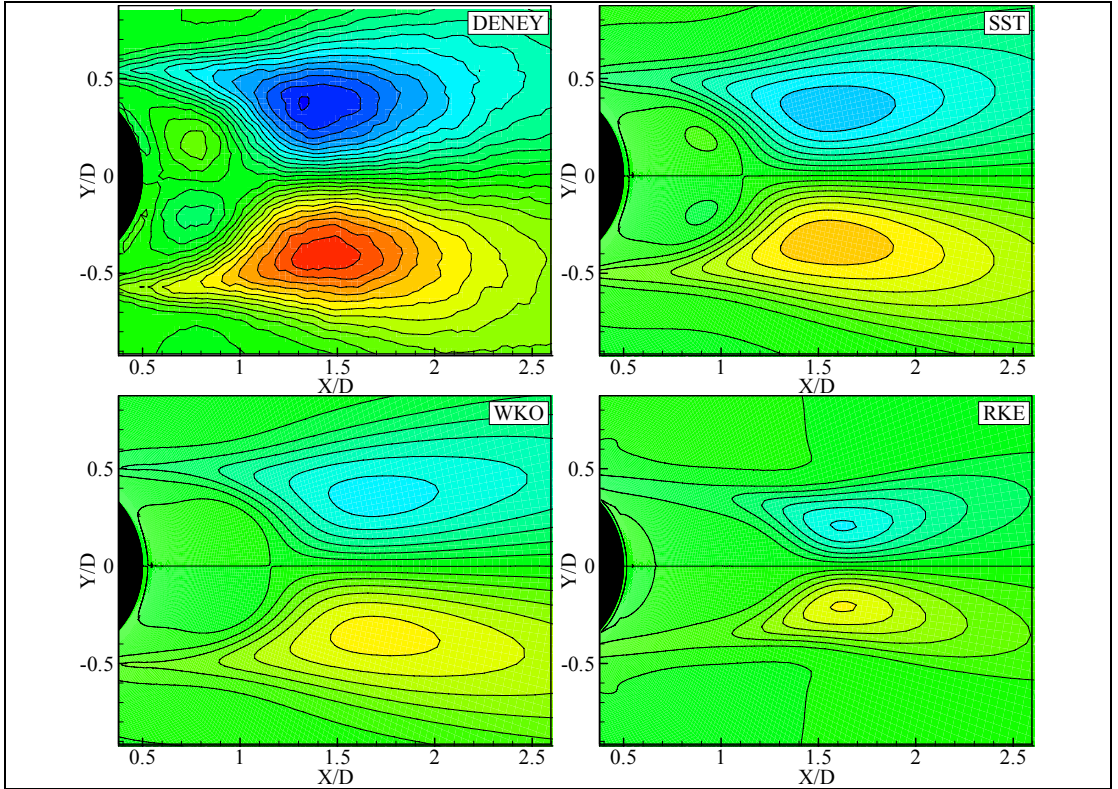
Tüm bu sonuçlar doğrultusunda, deney koşullarına uygun olarak yapılmış iki boyutlu simülasyonlarda SST türbülans modeli gerek farklı kesitlerdeki akış değerleri profilleri, gerekse kontur grafiklerindeki nitelik açısından bu testteki en başarılı model olarak görünmektedir. WKO modeli tüm şekillerde SST'ye yakın değerler üretmiştir. RKE ve S-A modelleri hiçbir karşılaştırmada deney ile beklenen uyumu sağlayamamışlardır. Özellikle S-A modelinden elde edilen pek çok sonuç gerçekten oldukça uzaktır. Buna göre SST ve WKO modelleri hem yalın silindir hem de girdap yaratıcılı silindir vakaları için yapılacak olan üç boyutlu hesaplamalı simülasyonlarda kullanılmak üzere tanınmış dört modelin arasından seçilmişlerdir. Ancak, standart $k-\epsilon$ modeline önemli yenilikler getirerek çok daha sağlam temellere oturtan RKE modelinin, ters basınç gradyanı ve ayrılma içeren pek çok akışta oldukça başarılı sonuçlar verdiği bilinmektedir (Shih ve diğ., 1995; Mulvany ve diğ., 2003). Ayrıca duvar yakınının etkilerini hesaba katabilmek için RKE modeliyle entegre biçimde kullanılan iki tabaka modeli de sınır tabaka ve ayrılmalı akışlarda uygun bir seçim olmaktadır (Rodi, 1991). Dolayısıyla RKE modelinin de üç boyutlu VG0000 hesaplamalarına dahil edilmesine karar verilmiştir.



Şekil 3.16 : 2D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı Akım Hattı Çizgileri



Şekil 3.17 :2D VG0000 Vaka'sı Karşılaştırmalı $\bar{\zeta}D/U_\infty$ Konturları ($-8 < \bar{\zeta}D/U_\infty < 8$; $\Delta K=0.666$)



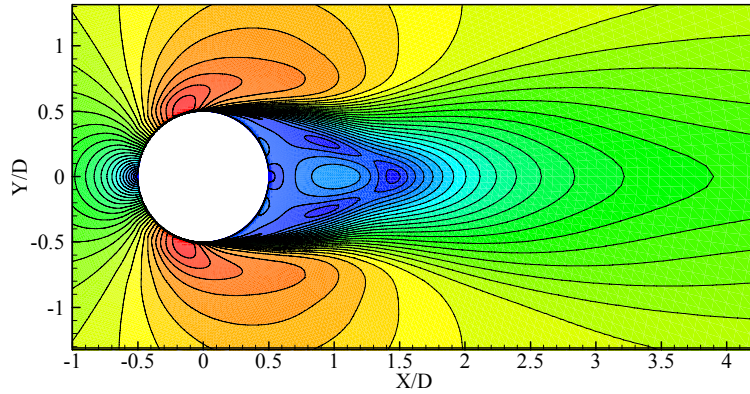
Şekil 3.18 : 2D VG0000 Vaka'sı Toplam Kayma Gerilmesi Konturları ($-0.14 < \overline{U^*V^*}/U_\infty^2 < 0.14$; $\Delta K=0.01166$)

3.6.2 Üç Boyutlu Simülasyonlar

Üç boyutlu simülasyonlar VG0000 ve VG1650 vakası olmak üzere iki ayrı vaka içermektedir. VG0000 simülasyonları RKE, WKO ve SST olmak üzere üç ve VG1650 simülasyonları, Bölüm 3.6.2.1’de görüleceği gibi RKE modelinin elenmesi sonucunda SST ve WKO olmak üzere iki ayrı iki-denklemlilikli türbülans modeli ile gerçekleştirilmiştir. Takip eden başlıklarda, her iki vaka ayrı ayrı ele alınarak çeşitli akış karakteristikleri ve deneysel çalışma ile karşılaştırmalara yer verilmekte, aynı zamanda VG0000 ve VG1650 vakaları arasındaki farklılıklara değinilmektedir. Deneysel çalışma ile yapılan tüm karşılaştırmalarda silindirin boyu doğrultusunda orta ekseninden geçen düzlemdelik (Şekil 3.3) değler kullanılmaktadır. Sonuçların çok daha toplu bir formda sunulabilmesi amacıyla karşılaştırmalar yalnızca zamana göre global ortalamalar bazında yapılmıştır.

3.6.2.1 VG0000 Vakası

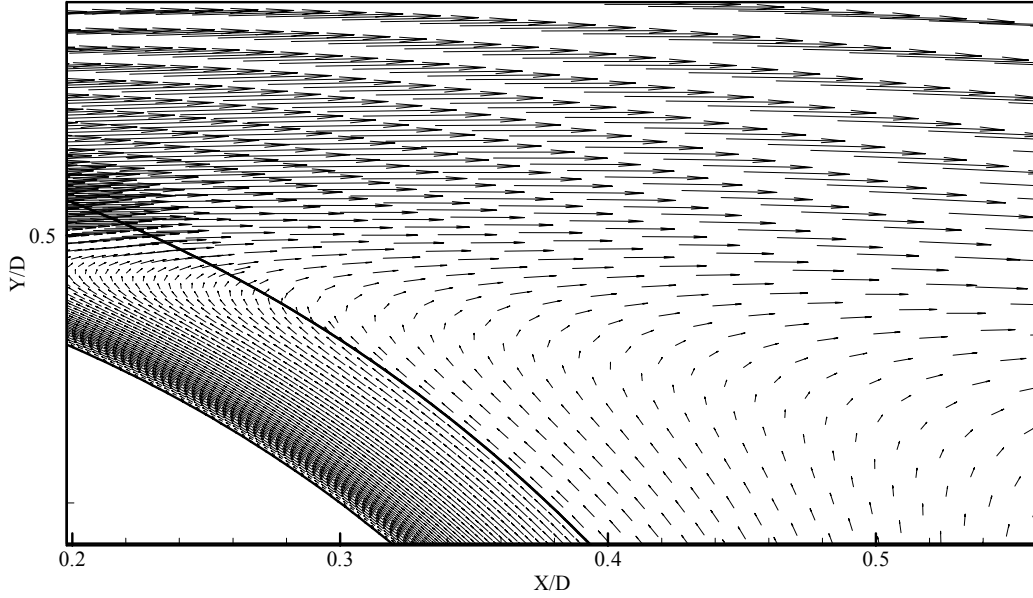
Dairesel silindir etrafındaki akış, temel olarak dört ayrı bölgeden oluşmaktadır. Bunlar, silindirin önder kenarına yakın ince bir “yavaşlayan akım” bölgesi, silindirin yüzeyine yapışık bulunan sınır tabakalar bölgesi, duvar etkisiyle cisimden uzaklaşan ve ivme kazanan silindirin iki yanında bulunan serbest akımdan daha hızlı olan akım bölgesi ve son olarak ayrılmadan kaynaklanarak silindir gerisinde hızın serbest akıma göre daha yavaş olduğu “iz” bölgesi olarak tanımlıdır. Şekil 3.19’da SST modeliyle elde edilen silindir etrafında orta kesitteki genel akış topolojisi $\sqrt{\overline{U}^2 + \overline{V}^2} / U_\infty$ şeklinde hesaplanan global ortalama hız şiddetleri konturları formunda görülmektedir. Genel yapı bilinen forma uygundur. Benzer görüntü ele alınan modellerin hepsiyle elde edilmiştir.



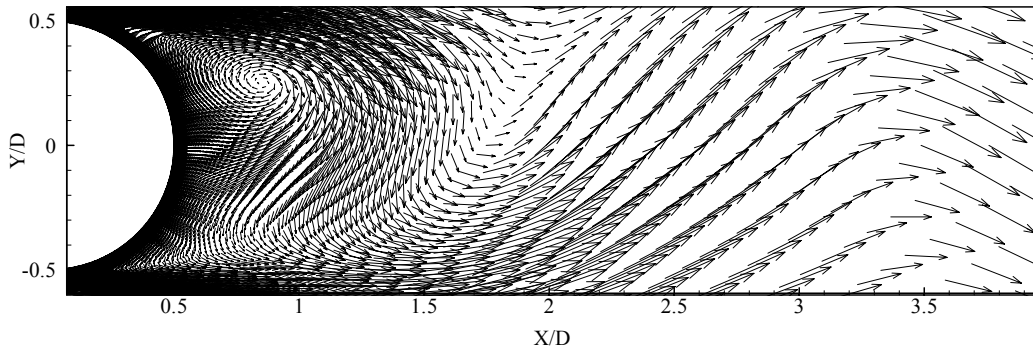
Şekil 3.19 : Dairesel Silindir Etrafındaki Genel Akış Topolojisi ($\sqrt{\overline{U}^2 + \overline{V}^2} / U_\infty$)

Silindirin iki yanında bulunan hızlı akım bölgesi silindir merkezinden $\approx 10D-12D$ mesafeye (şekilde mevcut değildir) kadar uzanmaktadır. Bu durum yanal sınırların seçiminde ne kadar özenli davranılması gerektiğinin altını çizen bir husustur. Şekil 3.20’de akımdaki ayrılma bölgesinin yakından bir görünüşü yer almaktadır. Vektörler WKO modeliyle elde edilmişler ve görselliğin artırılması amacıyla 1/3 oranında seyreltilmişlerdir. Ayrılma bölgesindeki benzer yapı tüm modeller ile belirgin biçimde gözlenmiştir. Dolgun cisimlerin etrafındaki akışın en etkileyici özelliklerinden biri olan salınan iz bölgesi yapısının eldesi de yine tüm modeller ile mümkün olmuştur. Şekil 3.21’de akış bölgesinden bir enstantane yer almaktadır. SST modeli ile elde edilen hız vektörleri yine 1/3 oranında azaltılmıştır. Şekilden de görüldüğü gibi iz bölgesindeki kararsızlık ve zamana bağlılık barizdir. Daha önceki

çalışmalarda WKO modeli ile görülen sayısal sönümlenme ve iz bölgesindeki hareketi yok etme etkisi bu çalışmada meydana gelmemiş, tüm modeller iz bölgesinde benzer bir yapı sergilemişlerdir.



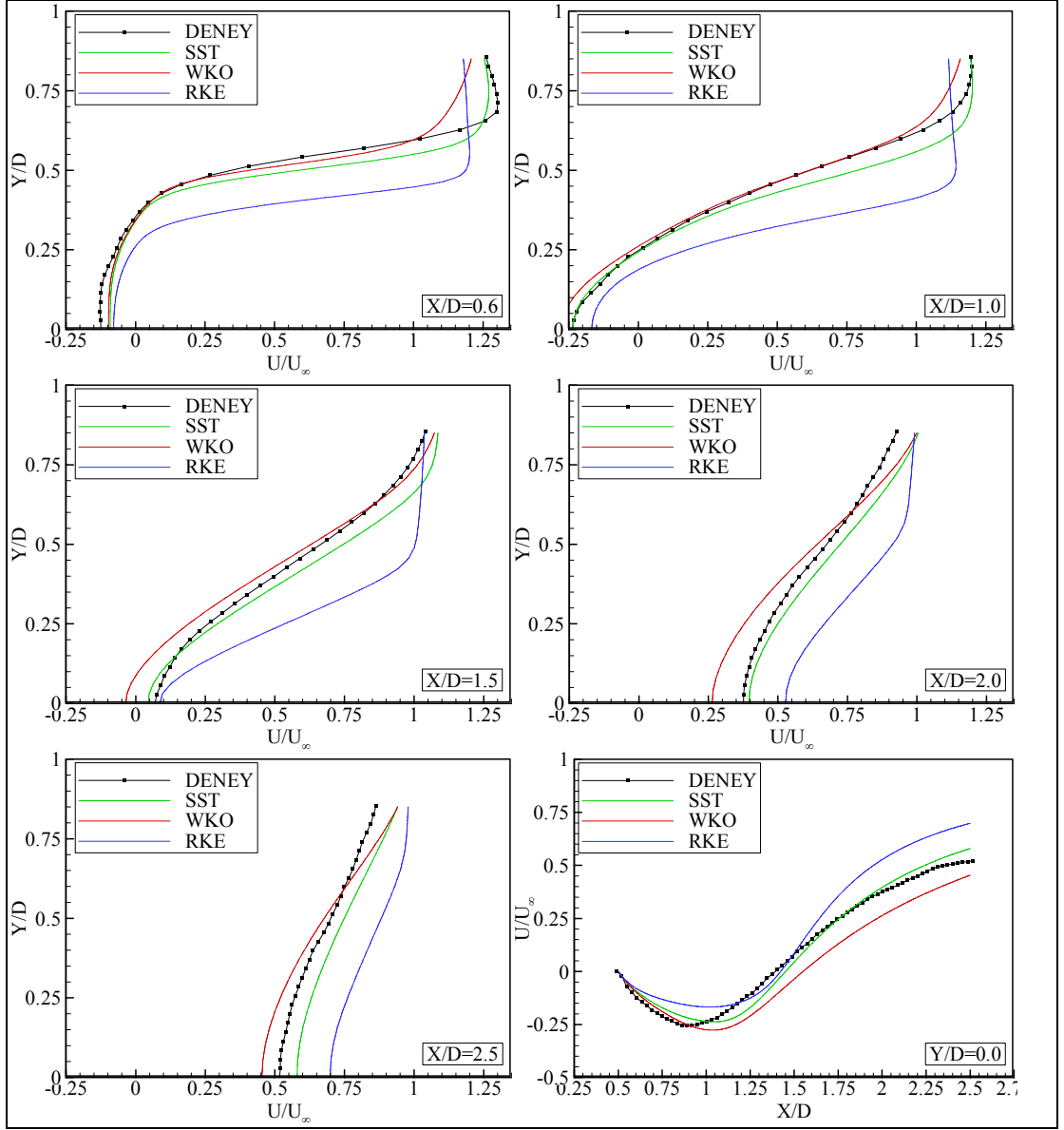
Şekil 3.20 : WKO Modeli ile Hesaplanmış Ayrılma Bölgesindeki Anlık Hız Vektörleri



Şekil 3.21 : İz Bölgesi Kararsızlığını Gösteren SST Modeli ile Hesaplanmış Hız Vektörleri

Şekil 3.22’de üç ayrı türbülans modeli kullanılarak hesaplanan global ortalama boyuna hız profilleri orta düzlem üzerinde çeşitli kesitlerde deneysel çalışma ile karşılaştırmalı olarak sunulmaktadır. Akışa dik kesitlere bakılacak olursa, RKE modeli ile yapılan hesaplamalarda, tüm kesitlerde deneysel çalışma ile olan bariz fark göze çarpmaktadır. Hatlar özellikle akıştaki gerilmelerin yoğunlaştığı ve girdapların olgunlaştıkları bölgedeki $X/D=1$ ve $X/D=1.5$ ’te deney eğrisi ile biçimsel uyumunu yitirmektedir. WKO ve SST modelleri iki boyutlu çalışmada göstermiş oldukları deney ile uyumu yinelemektedirler. Özellikle silindire çok yakın $X/D=0.6$ ve $X/D=1$ kesitlerinde WKO deney ile büyük bir uyum yakalamaktadır. Daha uzak

kesitlerde ise SST'den elde edilen eğrilerin deneye daha benzer formda üretildikleri görülmektedir. $Y/D=0$ kesitindeki akış yönündeki global ortalama hız eğrisi, silindirin iz bölgesinde, deneysel ve hesaplamalı olarak üzerinde belki de en çok durulan eğridir. Bu bölgedeki akışın son derece karmaşık olması LES simülasyonlarında dahi deneysel çalışmalar ile uyumun yakalanmasını güçleştirmektedir (**Tutar ve Holdo, 2001**). $Y/D=0$ kesiti üzerindeki akış yönündeki hızlar yine Şekil 3.22'de verilmektedir. İki boyutlu simülasyonlarda olduğu gibi RKE modelinden elde edilen eğrinin hem değeri hem de form açısından deney ile uyumsuz olduğu açıktır. Model ile, iz kapanma boyu 1.423 olarak hesaplanırken, deneysel çalışmada bu değer 1.393 olarak ölçülmüştür. Bu değer deneye çok yakın olmasına rağmen hız profilleri bu uyumun yalnızca rastlantısal olduğuna işaret etmektedir. WKO modeliyle hız değerleri biraz düşük tahmin edilmekle beraber, elde edilen eğri, formu ve dolayısıyla hız gradyanları açısından deney ile uyum içerisindedir. Düşük hızlar daha uzun bir iz kapanma boyuna ($l_c=1.551$) neden olmuştur. Öte yandan SST modeliyle oluşturulan eğrinin deneye en uyumlu olan olduğu açıktır. Ancak yine de iki boyutlu simülasyonlara oranla uyumun bir miktar azaldığı görülmektedir. Bunun nedeninin üç boyutlu simülasyonlarda “yoğun” yerine “orta” yoğunluktaki ağ örgüsünün seçilmesi olduğu düşünülmektedir. Zira SST içerdiği “çapraz-difüzyon” terimi ile sayısal güçlükleri olan bir modeldir. Yakın-iz bölgesindeki ağ örgüsü yoğunluğunun artırılması modelin başarısını olumlu etkileyecektir. Akışın bu eğri yardımıyla elde edilen karakteristikleri Tablo 3.4'te sunulmaktadır. Tabloda yer alan l_c , l_U ve U_{min} değerleri deneysel çalışmada sırasıyla, 1.393, 0.891 ve -0.254 olarak ölçülmüştür. l_U ve U_{min} değerleri için ise hiçbir modelin pek başarılı görünmediği açıktır. Bunun nedeni ise, minimum hızın, yaklaşık olarak kayma tabakasındaki ilk stabilite bozukluğunun oluşmaya başlayarak girdap salgılanma sürecinin tetiklendiği noktaya denk düşmesi ve bu bölgedeki akışın son derece kompleks oluşundan kaynaklanmaktadır. Bu uyumsuzluğun Şekil 3.22'de yer alan merkez yatay eksenindeki hız profillerinden de görülmesi mümkündür.



Şekil 3.22 : 3D VG0000 Vakası Sabit Kesitlerde Karşılaştırmalı \bar{U}/U_∞ Profilleri

Tablo 3.4 : 3D VG0000 Vakası için Farklı Türbülans Modelleri ile Hesaplanan Karakteristik Boy Ölçekleri

Model	RKE	WKO	SST
l_c	1.423	1.551	1.451
l_U	1.013	1.041	1.045
U_{\min}	-0.168	-0.277	-0.237

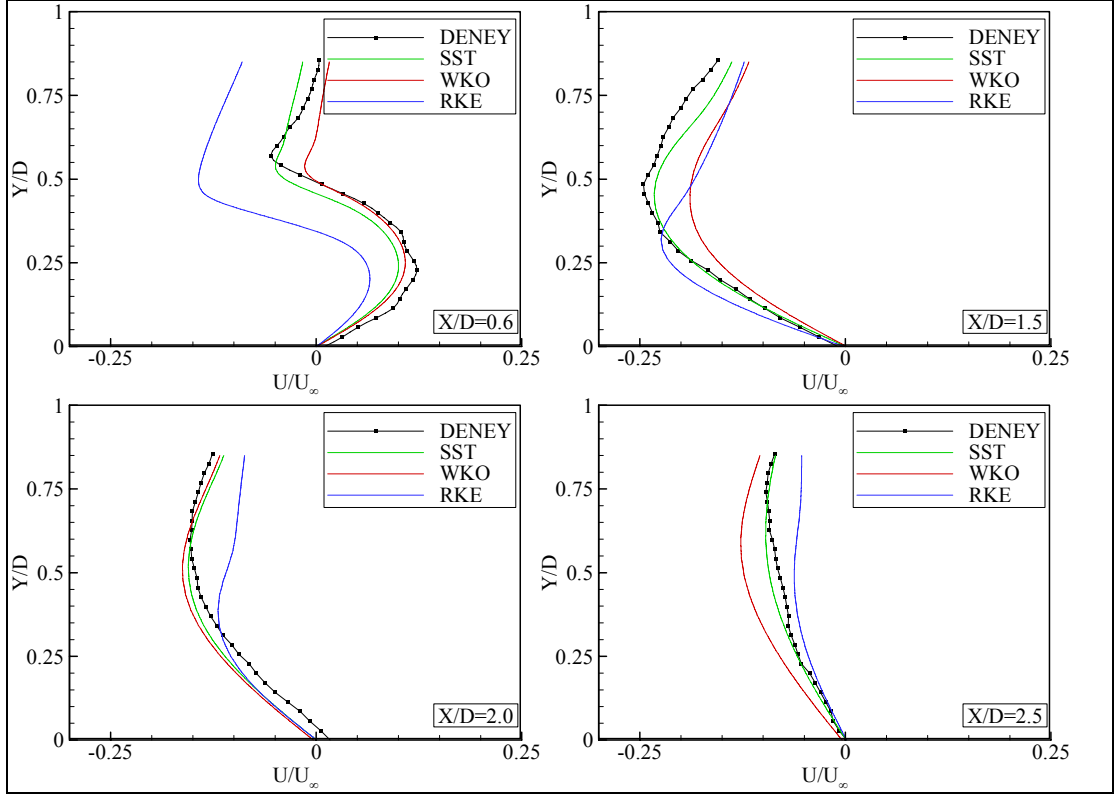
Şekil 3.23'te yine benzer biçimde, sabit kesitler üzerinde enine hız profillerine deney ile karşılaştırmalı olarak yer verilmektedir. Elbette, silindir arkasındaki iz bölgesinde özellikle enine hız bileşenlerinin yüksek bir zamana bağlılık göstermeleri ve boyuna hız bileşeni gibi serbest akımın hızının katkısını içermemeleri bu bileşenin hesabını daha güç kılmaktadır. Şekil 3.23, özellikle silindirin hemen gerisindeki kesitte olmak üzere tüm kesitlerde RKE modeli ile yapılan hesaplama sonuçlarının deney ile uyumunun zayıf olduğuna işaret etmektedir. Öte yandan diğer iki model de, boyuna hız bileşenlerindeki başarılarını tam anlamıyla yineleyememişlerdir. Yine de, SST modeli ile alınan sonuçlar her kesitte deney ile oldukça uyumlu görünmektedir. WKO, genel olarak daha uzun boy ölçekleri tahmin etme eğilimine bağlı olarak, özellikle tam girdap oluşma noktasında ve $X/D=2.5$ 'de deney sonuçlarından uzaklaşmaktadır.

Şekil 3.24 ve Şekil 3.25 üç modelin de iz bölgesini tahmin etme başarısını, nitelik olarak daha da açık biçimde ortaya koymaktadır. Şekillerde sırasıyla global ortalama boyuna ve enine hız konturları yer almaktadır. Konturların minimum ve maksimum değerleri ile kontur aralıklar (ΔK) şekillerin altında belirtilmektedir. Konturlar koyu mavi renkten koyu kırmızıya doğru ilerlemektedir. Şekil 3.24'teki boyuna hız konturlarında SST modelinin 2D simülasyonlarda olduğu gibi deney ile olan büyük uyumu çarpıcıdır. WKO modeli sonuçları, benzer bir başarı göstererek yine deney ile oldukça uyumlu bir yapı sergilemiştir. RKE hız bileşenleri profillerinin sonuçlarından beklendiği üzere tüm bölgede deneysel çalışmadan uzak bir sonuç sergilemektedir. RKE ile yapılmış olan hesaplamalarda iz bölgesi haddinden fazla ince ve dolayısıyla da bu bölgenin hemen üst ve altında akımın hızlı olduğu bölge de daha geniştir. Global ortalama boyuna hız konturlarına bakılacak olursa RKE'nin diğer iki modele göre çok daha geç bir ayrılma çizgisi tahmin ettiğini söylemek mümkündür.

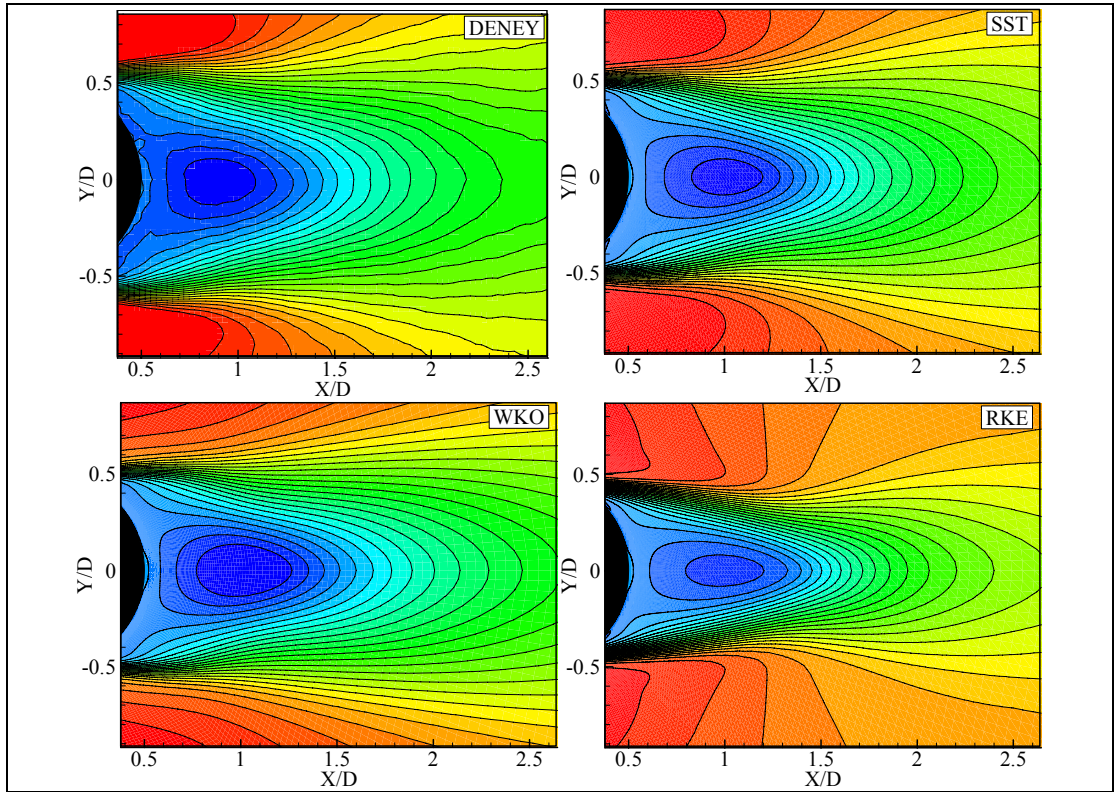
Şekil 3.25'de girdapların silindirin üst ve alt kısmından salgılanarak iz bölgesine yayılmaları neticesinde oluşan ve merkez simetri eksenine göre negatif ve pozitif hız bölgelerini temsil eden yuvarlak biçimli ayna-simetrik kontur yapısı görülmektedir. WKO modeli ile yapılan hesaplamaların sonucunda en yüksek ve en düşük hız değerleri deney sonuçlarına göre silindirden daha uzak bir noktada elde edilmişken yuvarlak biçimli bölgelerin formu da daha uzamış ve narin görünmektedir. Yine bu

model ile elde edilen sonuçlarda hız değerleri de deneye göre net biçimde daha az tahmin edilmiştir. Elde edilmiş olan tamamen gerçek dışı kontur yapısıyla, yapılan hesaplamalarda RKE modelinin başarılı olmadığı şekilde çok açık şekilde görülmektedir. SST modeli diğer iki modele göre deneye en yakın sonuçları vermektedir. Bu model ile, hız değerleri bir miktar az tahmin edilmişse de, özellikle maksimum ve minimum hızların elde edildiği yer ve kontur hatlarının formu bakımından deneye çok uyumlu sonuçların elde edildiğini rahatça söylemek mümkündür.

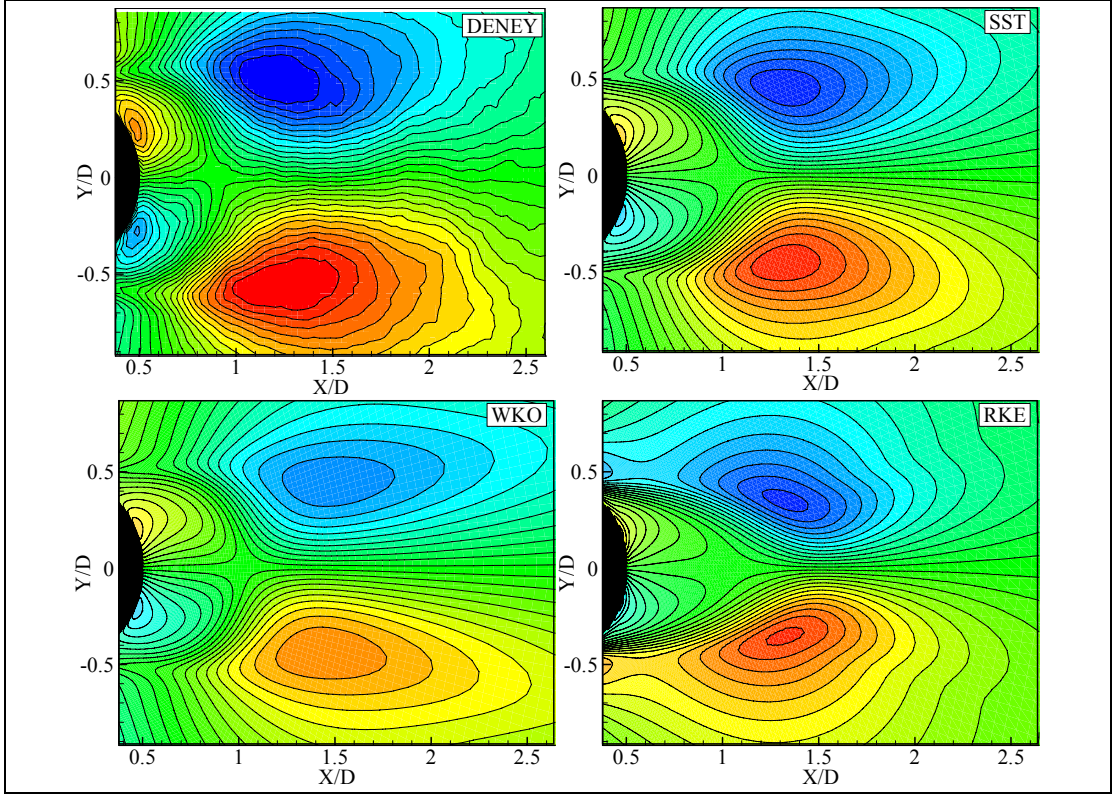
Şekil 3.26'da üç ayrı model ile hesaplanan global ortalama akım hatları deneysel çalışmadan elde edilenler ile karşılaştırmalı olarak görülmektedir. Şüphesiz, akım hatları hiçbir nicelik bilgisi içermediğinden diğer karşılaştırma parametrelerine göre belki de daha kolaylıkla hesaplanabilir ya da benzerlik gösteren bir özellik taşıyabilmektedirler. Yine de özellikle dairesel silindir için literatürde belki de en çok yer verilen grafik olduğundan ve iz bölgesinin ortalama yapısı ile simetrik girdapları vurgulaması açısından hesaplamalı olarak da eldesi büyük önem taşımaktadır. Öncelikle RKE modelinde elde edilen sonucun daha önce de sözü edildiği gibi haddinden fazla narin forma sahip olması akış rejimi $Re=41300$ olan bir dairesel silindirin iz bölgesini yansıtamamaktadır. Deneysel akım hatlarında görüldüğü gibi girdap bölgesiyle serbest kayma akışı arasındaki ayırıcı akım hattı $Y/D>0$ olan kısımda $Y/D=0.55$ civarında başlamaktadır. Böylece iz bölgesi akış rejimine uygun biçimde kalın bir formda meydana gelmektedir. Ayrıca bu noktadan başlayan akım hatları yaklaşık olarak $X/D=0.5$ 'e kadar merkez yatay eksen ile saatin ters yönünde bir açı yaparak ilerlemekte daha sonra yavaşça düzleşerek kapanmaktadır. Bu yapının eldesi hiçbir model ile mümkün olamamıştır. Zaten tamamen uyumsuz görüntüsü bariz olan RKE modeli dışarıda bırakılacak olursa diğer iki model ile de ölçüm bölgesinin başında ($X/D=0.38$ civarı) merkez eksene paralel akım hatları elde edilmiştir. Her iki model ile de bölgenin üst kısmındaki ($Y/D>0$) ayırıcı akım hattı $Y/D<0.5$ 'ten başlamaktadır. Dolayısıyla her iki model de deneysel akım hatlarını tam doğru olarak üretememişlerdir. WKO modeli ile yapılan hesaplamalarda iz kapanma boyunun da fazla tahmin edilmesinin etkisi akım hatları grafiğinde açıkça görülmektedir. Sonuç olarak akım hatları karşılaştırmasında en başarılı olan model SST modelidir.



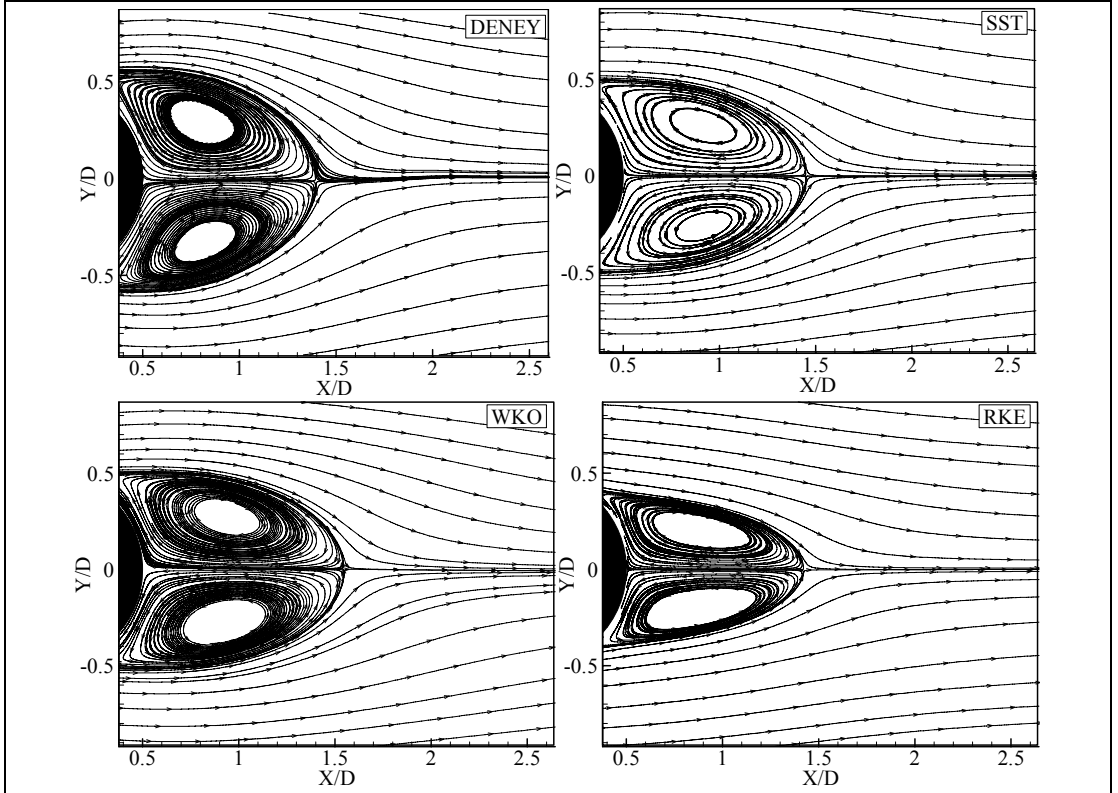
Şekil 3.23 : 3D VG0000 Vakası Sabit Kesitlerde Karşılaştırmalı \bar{V}/U_∞ Profilleri



Şekil 3.24 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı \bar{U}/U_∞ Konturları ($1.2 < \bar{U}/U_\infty < 1.2$; $\Delta K=0.0583$)



Şekil 3.25 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı \bar{V}/U_∞ Konturları
 $(-0.25 < \bar{V}/U_\infty < 0.25 ; \Delta K=0.0183)$

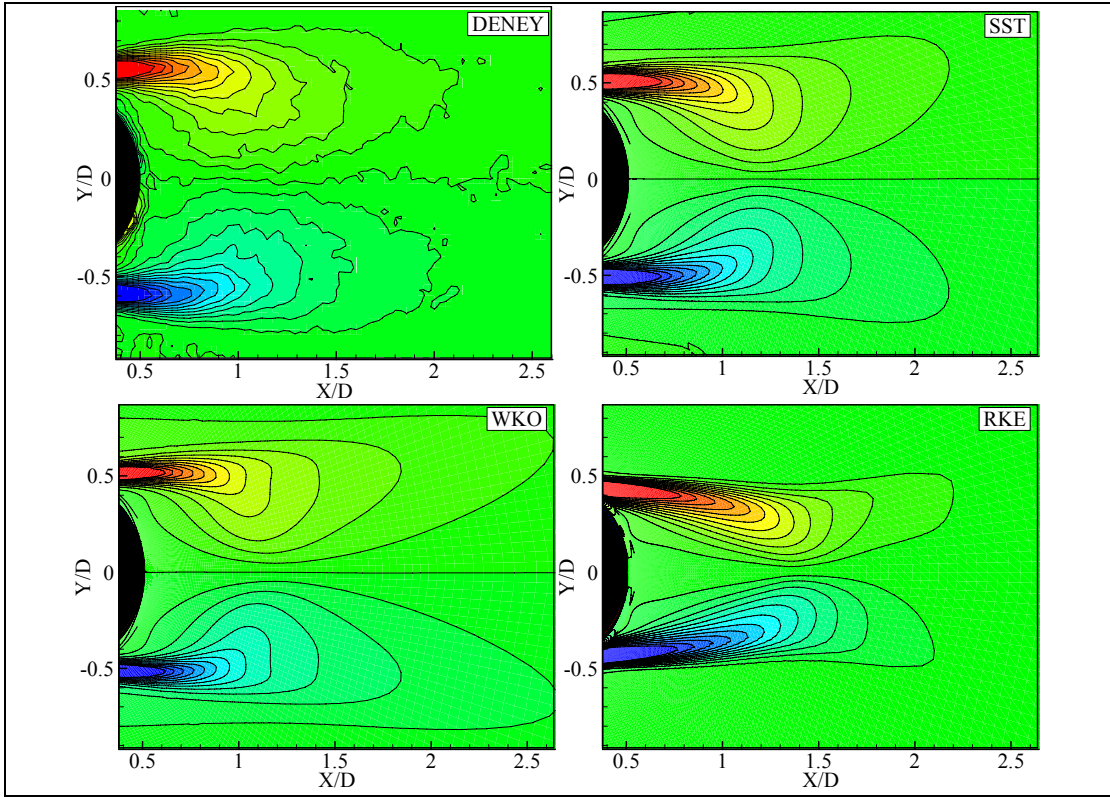


Şekil 3.26 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı Global Ortalama Akım Hatları

Şekil 3.27’de global ortalama girdaplılık konturları görülmektedir. Genelde modeller iki boyutlu simülasyonlardakine benzer bir sonuç vermektedirler. RKE modeli ile yapılan hesaplarda kayma tabakasının merkez yatay eksene çok daha yakın bir mesafeden başlaması sonucunda girdaplılık alanları birbirlerine son derece yakın olarak bulunmuştur. WKO modeliyle deneydeki formu andıran biçimde kayma tabakası merkez yatay eksene hafif bir açıyla başlamakta ancak tabakanın kalınlığı ve diğer girdaplılık kontur hatları bakımından özellikle de yaklaşık $X/D=1$ civarında gerçekçi olmayan bir yapıyla deneyle çok uyumlu görünmemektedir. SST modeliyle diğer modellere oranla deneye en yakın sonuç elde edilmiştir. Dış hatların yuvarlaklığı ve yüksek girdaplılığın başladığı nokta gibi uyumsuzluklar mevcutsa da girdaplılık konturlarında en başarılı model SST olmuştur.

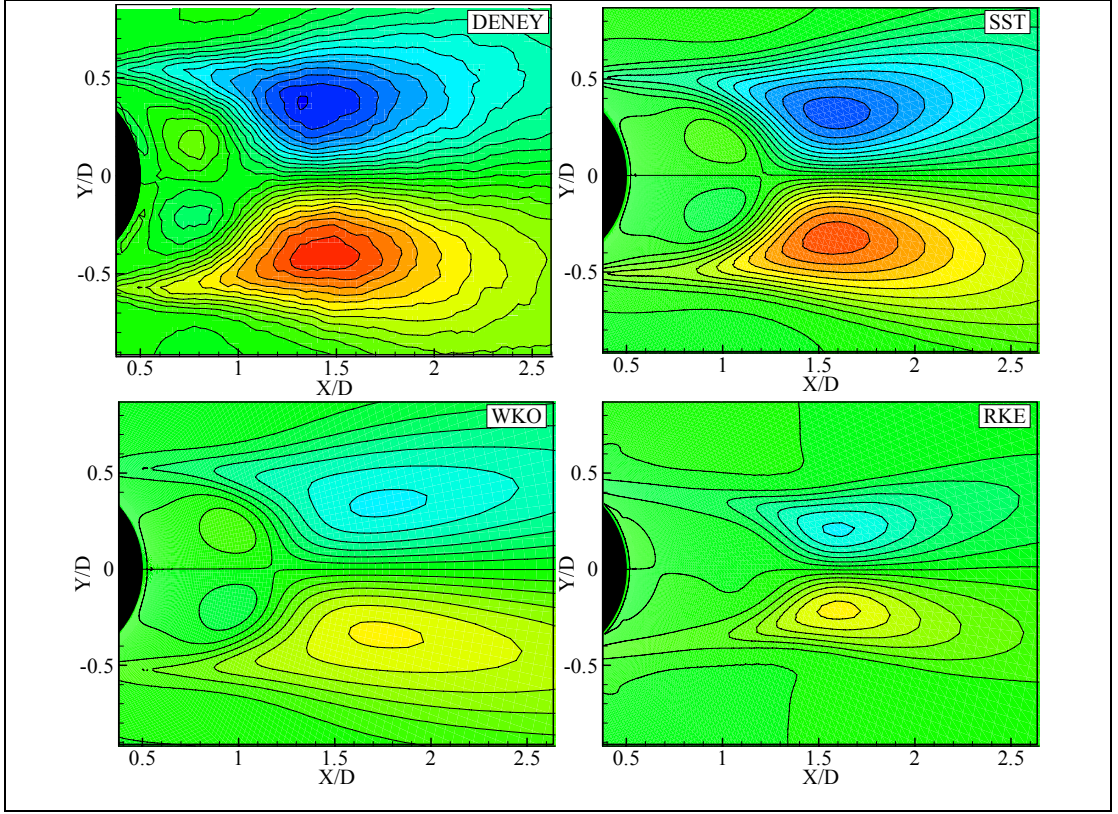
Orta düzlem üzerinde gerilme dağılımlarının incelenmesi ve deneysel çalışma ile karşılaştırılması, periyodik ve rasgele olmak üzere altı ayrı gerilme bileşeninin var olduğu düşünülecek olursa, tezin formatı gereği hali hazırda yüksek olan grafik gösterimlerin sayısını, farklı türbülans modelleriyle oluşan kombinasyonlar ile birlikte daha da artırmaktadır. Bunun önüne geçebilmek için VG0000 vakasının gerilme bileşenleri grafikleri yalnızca tek bir türbülans modeliyle Bölüm 3.6.2.2’de, VG1650 vakasınıninkilerle karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Gereken durumlarda farklı türbülans modellerinden alınan sonuçlar arasındaki farklar tablo ve açıklamalarla belirtilmiştir. VG0000 vakasında türbülans modelleriyle yapılan hesapların deneysel çalışma ile karşılaştırması Şekil 3.28’de görülen, hem periyodik hem de rasgele hareketin kayma gerilmeleri toplamı ile hazırlanmış kontur grafikleri şeklinde yapılmaktadır. Toplam kayma gerilmelerine rasgele kayma gerilmeleri de dahil olduğundan, toplam kayma gerilmeleri türbülans modeli performansı ile doğrudan ilintilidir. Şekilde deney olarak gösterilen grafik herhangi bir ayrıştırma yapmaksızın Reynolds ortalaması ile hesaplanmış olan kayma gerilmelerini göstermektedir. Gerek kontur hatlarının formu gerekse büyüklük mertebeleri açısından deneysel çalışmaya en büyük uyumun SST modeli ile elde edildiği açıktır. Tüm modeller ile gerilme değerleri az ve minimum (ve / veya maksimum) gerilmelerin meydana geldikleri noktanın silindire olan uzaklığı ise yüksek tahmin edilmektedir. En başarılı görünen model SST ile, deneysel olarak 1.38 olarak ölçülen minimum gerilmenin meydana geldiği nokta 1.58 olarak hesaplanmış, deneyde -0.141 olan minimum gerilme değeri ise -0.102 olarak bulunmuştur. Hesaplanan

değerler toplu halde VG1650 vakası ile birlikte karşılaştırmalı olarak bir sonraki başlık altında Tablo 3.9’da sunulmaktadır.



Şekil 3.27 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı $\bar{\zeta} \cdot D / U_{\infty}$ Konturları

Bu noktaya kadar VG0000 vakası üç boyutlu olarak ele alınarak üç ayrı türbülans modeli ile yapılan hesaplamalarda silindirin orta kesitinde elde edilen sonuçlar deneysel çalışmada ölçülenler ile karşılaştırılmıştır. Sonuçlar doğrultusunda VG0000 vakasında deney ile en büyük uyumun SST türbülans modeli kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edildiğini söylemek mümkündür. WKO modeliyle özellikle boyuna hız profillerinde başarılı, pek çok karşılaştırmada SST ile yakalanan performansa yakın sonuçlar elde edilmiştir. RKE modeliyle iki boyutlu simülasyonlarda olduğu gibi deney ile yeterli uyumun sağlanması mümkün olmamıştır.



Şekil 3.28 : 3D VG0000 Vakası Karşılaştırmalı Toplam Kayma Gerilmesi Konturları
 $(-0.14 < \overline{U^* V^*} / U_\infty^2 < 0.14 ; \Delta K = 0.01166)$

Deneysel çalışmada ölçülmüş olması arzu edilebilecek belki de en önemli özellik silindir çevresinde ayrılmanın meydana geldiği nokta veya çizginin yeridir. İz bölgesinin yapısı, akım hatları ve girdaplılık konturlarından farklı vakaların ayrılmaya olan etkisi tahmin edilebilse de, ayrılmanın yeri net olarak belirlenmemektedir. Elbette, hesaplamalı olarak bu ayrılma noktasının yerinin tam olarak tayini mümkündür. Şekil 3.29'da, söz konusu üç türbülans modeli ile elde edilen, silindir çevresinde açılara karşılık boyuna hız değerleri grafiği görülmektedir. Grafikteki sıfır derece açı ilk durma noktasını ifade etmektedir. Üç eğri de, basıncın düştüğü ve hızlanmanın gerçekleştiği yaklaşık olarak $\theta \leq 60^\circ$ bölgesinde çok benzer görünmektedir. $\theta > 60^\circ$ 'den sonra akımda basınç giderek yükselmekte ve yavaşlama başlamaktadır. Akışta ters basınç gradyanının varlığı, türbülans modellerinde büyük güçlük teşkil eden problemlerden bir tanesidir. Zira bu akışlarda türbülansın yapısında önemli değişiklikler olmakta, logaritmik duvar fonksiyonlarından elde edilen sınır şartları geçerliliklerini kaybetmeye başlamaktadır. Ayrılmanın gerçekleşmesinden sonra ise türbülanslı sınır tabaka yaklaşımı tamamen geçersiz olmaktadır. Dolayısıyla farklı türbülans modellerinin kullanılmasıyla ters basınç

gradyanının olduğu bölgede farklılaşmanın görülmesi doğaldır. Üç model ile de tek bir durma noktası tespit edilmiş, başka bir ifadeyle "yeniden birleşme" (reattachment) meydana gelmemiştir. İçinde bulunulan akış rejimi için bu durum normaldir. Eğrilerin sıfır hız eksenini kestikleri noktaya karşılık gelen açılma noktasının yerini işaret etmektedir. Buna göre, önceki grafiklerden öngörüldüğü üzere, en geç ayrılma RKE modeli kullanılarak yapılan hesaplarda tahmin edilmektedir. Bu model ile ayrılma açısı $\theta_s = 106.1^\circ$ olarak hesaplanmıştır. Ayrılma açısı WKO modeli ile 96.1° ve SST modeli ile 92.5° olarak bulunmuştur. Ayrılma açılarının farklı hesaplanmasının nedenlerinin başında türbülans viskozitesi gelmektedir. Sınır tabaka içerisinde yüksek türbülans viskozitesinin olması ayrılmayı geciktirici bir faktördür (**Menter, 1993**). Bunun laminar viskozite kuvvetlerinin atalet kuvvetlerine olan oranın arttığı, $Re < 5$ gibi çok düşük Re sayılarında hiç ayrılma olmaması ile benzeştirilmesi mümkündür. Bousinesq hipotezini kullanan türbülans modellerinin temel hesabının kinematik türbülans viskozitesi ν_t olduğu düşünülecek olursa, bu değişken tüm akış alanında çok büyük bir önem taşımaktadır. Şekil 3.30'da ilk durma noktasından 90° 'lik bir açı sonrasında ayrılmanın hemen öncesinde bulunan sınır tabaka içerisindeki k profilleri görülmektedir. Modeller arasında sağlıklı karşılaştırma yapılabilmesi amacıyla, değerler, sınır tabaka parametreleriyle değil serbest akım hızı ve silindir çapıyla boyutsuzlaştırılmışlardır. Şekil 3.30'da RKE modelinin diğer iki modele göre çok yüksek bir türbülans kinetik enerjisi değeri verdiği görülmektedir. WKO ve SST modelleri bu bölgede yaklaşık olarak benzer profiller vermektedirler. k değerinin çok yüksek hesaplanmasına bağlı olarak da türbülans viskozitesi en fazla RKE modeli ile hesaplanmış, bu ise RKE modeli ile hesaplanan ayrılma açısının çok daha yüksek bir değere sahip olmasına neden olmuştur. Benzer şekilde, WKO modeli ile elde edilen değerlerin de SST modeline göre daha yüksek olması WKO modelinin ayrılma açısının da SST'den bir miktar fazla olmasına sebep olmuştur.

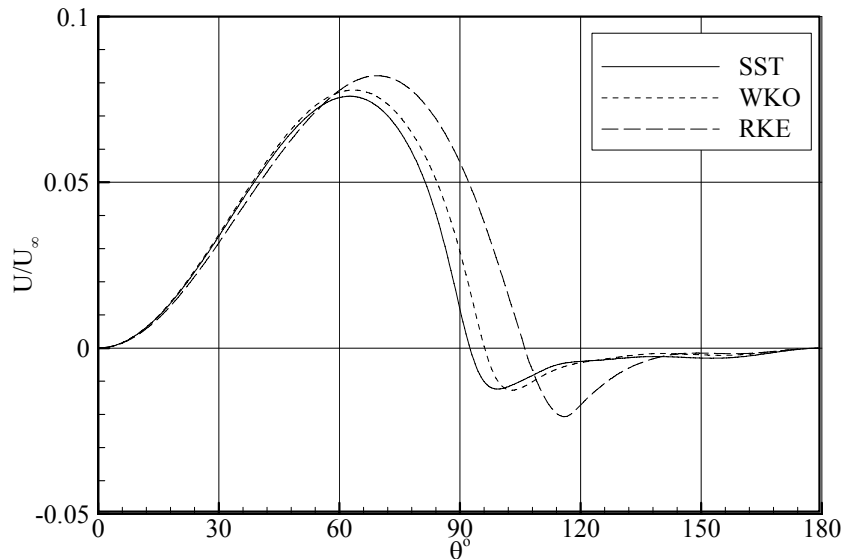
Şekil 3.31'de üç farklı model ile elde edilen basınç katsayısı C_p eğrileri görülmektedir. RKE modelinden elde edilen eğri, gerek minimum basınç gerekse ikinci durma noktasındaki basınç (C_{pb}) değerleri açısından diğer iki modelden büyük farklılık göstermektedir. Kaybedilen basıncın geriye kazanılması anlamını taşıyan ve dolayısıyla da direnç açısından çok önemli bir değer olan $-C_{pb}$, RKE, WKO ve SST

modellerinde sırasıyla, 0.447, 0.982 ve 0.866 olarak hesaplanmıştır. Silindir üzerine etkiyen toplam kuvvetin boyuna akış yönündeki bileşeni (+X yönü) direnç kuvvetine ve iki yönde enine akış doğrultusundaki ($\pm Y$ yönü) bileşeni ise kaldırma kuvvetine eşittir. Direnç ve kaldırma kuvveti katsayıları,

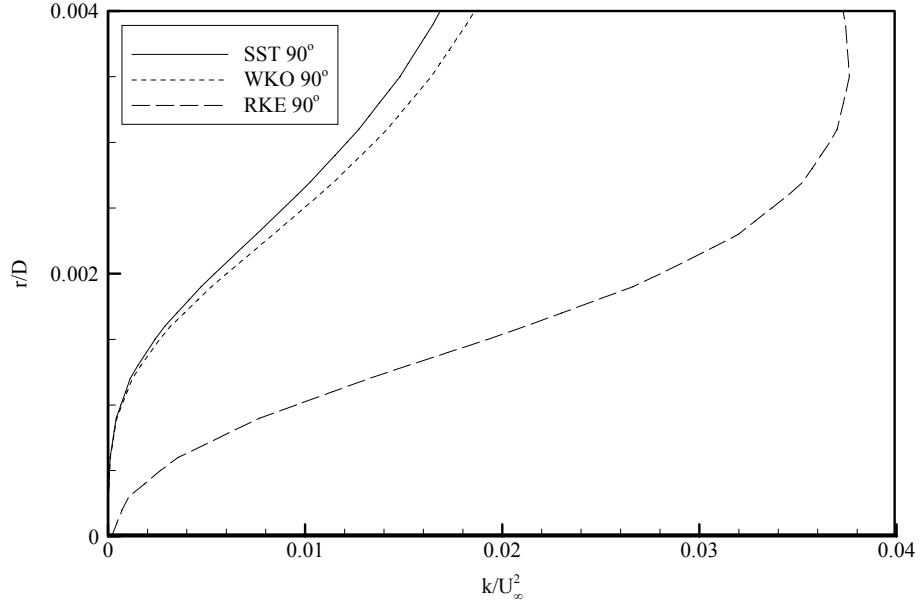
$$C_D = \frac{F_D}{0.5\rho U_\infty^2 DL} \quad (3.124)$$

$$C_L = \frac{F_L}{0.5\rho U_\infty^2 DL} \quad (3.125)$$

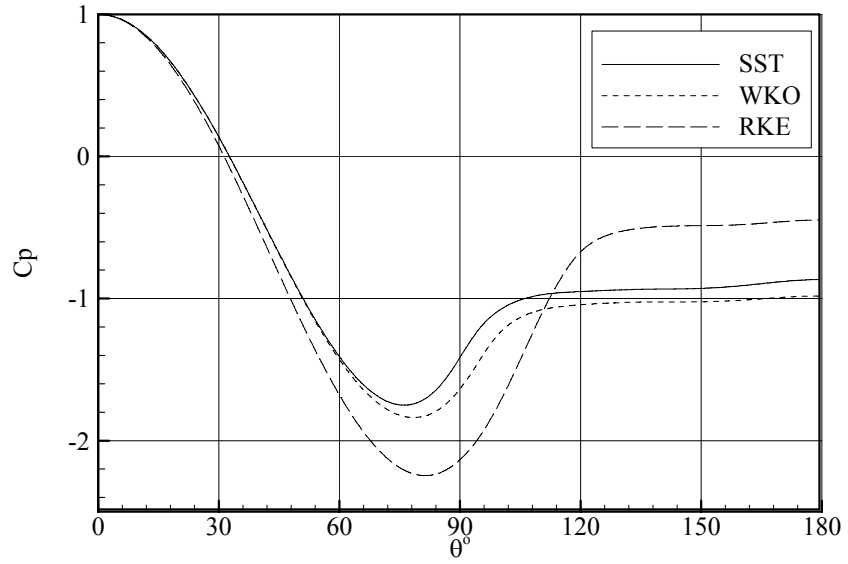
şeklinde hesaplanmaktadır. C_L alternatif girdapların etkisiyle sıfırın etrafında salınırken, C_D belirli bir ortalama değer etrafında değişim göstermektedir. Tipik bir C_D ve C_L grafiği Şekil 3.32’de görülmektedir. Kaldırma kuvvetinin ortalama değerinin sıfıra eşit olmasından dolayı, bu büyüklükten bahsedilirken salınım şiddetini ifade eden RMS değerlerden yararlanılmaktadır. Boyutsuz girdap salgılanma frekansını ifade eden Strouhal Sayısı, C_L grafiğinde yer alan ardışık iki tepe veya çukur noktaları arasında geçen sürenin bulunmasıyla hesaplanabilir. Üç boyutlu simülasyonlarda farklı türbülans modelleri ile elde edilen bazı kritik akış değerleri Tablo 3.5’te derlenmiştir.



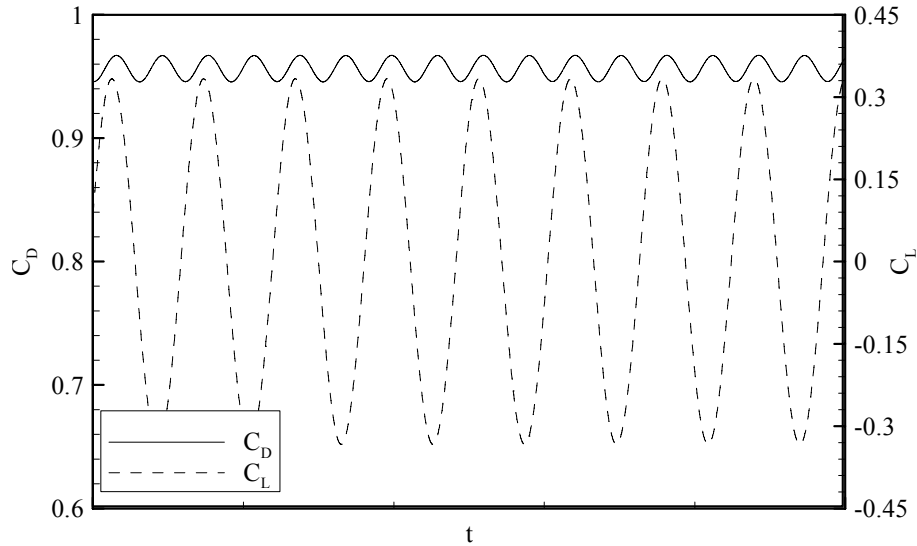
Şekil 3.29 : 3D VG0000 Vakası Silindir Çevresinde Karşılaştırmalı \bar{U}/U_∞ Eğrileri



Şekil 3.30 : 3D VG0000 Vakası İlk Durma Noktasından Saat Yönünde 90 derece Sonra Sınır Tabaka İçerisinde Boyutsuz k Profilleri



Şekil 3.31 : 3D VG0000 Vakası Silindir Çevresinde Karşılaştırmalı Basınç Katsayısı (C_p) Eğrileri



Şekil 3.32 : 3D VG0000 Vakası C_D ve C_L Salınımları

Tablo 3.5 : 3D VG0000 Vakası İçin Karşılaştırmalı Kritik Değerler

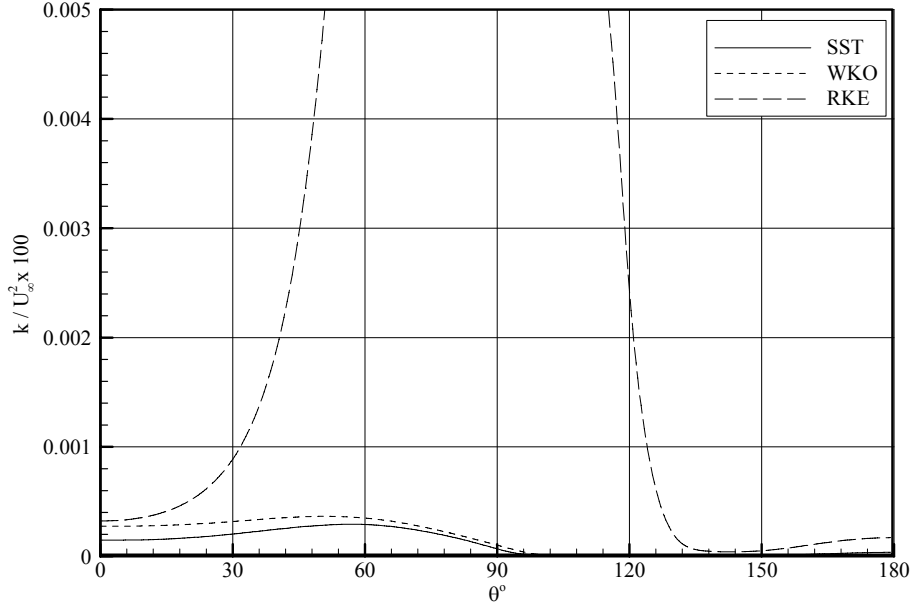
Model	3D RKE	3D WKO	3D SST
C_D	0.388	0.956	0.858
$-C_{pb}$	0.447	0.982	0.866
RMS C_L	0.055	0.235	0.277
St	0.310	0.193	0.213
θ_s	106.1	96.1	92.5

Basınç, ayrılma açısı ve sınır tabakaya ilişkin herhangi bir deneysel çalışma yapılamamış olduğundan, söz konusu akış karakteristikleri ile ilgili hesaplanan değerleri literatürdeki çalışmalar ile karşılaştırmak yerinde olacaktır. Literatürde kritik-altı akış rejiminde yapılmış olan pek çok çalışmaya rastlamak mümkündür. Bu çalışmalar içerisinde sıkça referans olarak gösterilen **Achenbach (1968)**'da, $Re=10^5$ te $C_D \approx 1.2$, $-C_{pb} \approx 1.2$ ve $\theta_s = 78^\circ$ olarak ölçülmüştür. Benzer şekilde **Basu (1985)** söz konusu kritik-altı rejim için $C_D \approx 1.17$ ve $\theta_s = 80^\circ$ ve **Flachsbart (Roshko, 1961)** $-C_{pb} \approx 1.18$ değerlerini vermektedir. Buna göre deneysel çalışmada yapılan hız ölçümleri ile en uyumlu sonuçları vermekte olan SST modeli ile yapılan

hesaplamlarda dahi C_D , $-C_{pb}$, ve θ_s değerlerinin literatür ile uyumsuzluğu söz konusudur. Takip eden paragraflarda bu uyumsuzluğun nedenlerine değinilmektedir.

Bu alışmadaki Reynolds sayısı $Re=41300$ 'e karşılık gelmekte olan TRSL3 rejimi ve hatta tüm kritik-altı rejimler aslında türbülans modelleri için çok büyük zorluk içermektedir. Zira ayrılma noktasına kadar sınır tabaka laminar kalmaktadır. Bu olay, türbülanslı akışlar için geliştirilmiş türbülans modellerinin güçlkle aşması beklenen bir durumdur. **Holloway ve diğ. (2004)** laminar sınır tabaka ve sınır tabakada türbülansa geçiş problemini ele almışlar ve giriş sınırında çok düşük bir türbülans seviyesi verilmesine rağmen RKE modeli ile yaptıkları hesaplamlarda laminar sınır tabakanın türbülans modeli tarafından türbülanslı olarak algılandığını görmüşlerdir. Söz konusu çalışmada $Re=10^4$ 'te RKE ile C_D değeri yaklaşık olarak 0.58 bulunarak oldukça düşük tahmin edilmiştir. Benzer bir durum **Ünal ve Gören (2004)**'de de giriş sınırında $TI=0.2$ gibi çok düşük bir türbülans seviyesinde meydana gelmiş ve bunun sonucunda da ayrılma açısı RKE, WKO ve SST modelleriyle söz konusu Reynolds sayısına göre beklenenden daha geç tahmin edilmiş ve RKE ile C_D değeri 0.59 olarak hesaplanmıştır.

şekil 3.33'te silindirin boyuna ekseni doğrultusunda tam ortasında çevresi boyunca ilk ağ örgüsü noktalarında açılara karşılık türbülans kinetik enerjisi değerleri verilmektedir. Özellikle RKE olmak üzere tüm modellerin ilk durma noktasından itibaren türbülanslı bir sınır tabaka tahmin ettikleri görölmektedir. WKO ve SST modelleri ile sınır tabaka içerisi benzer yaklaşımlar ile hesaplandığından türbülans kinetik enerjisi eğrilerinde de fazla fark görölmemektedir. Öte yandan RKE sınır tabakanın başından itibaren çok yüksek bir k değeri vermektedir. 82 derece açıda RKE modeliyle hesaplanan k değeri WKO ve SST ile hesaplananın yaklaşık 130 katıdır. Sonuç olarak, ele alınan türbülans modellerinin sınır tabakadaki laminar akışı görmekte güçlük çektiklerinden ayrılmayı geç tahmin etme eğiliminde oldukları söylenebilir.



Şekil 3.33 : 3D VG0000 Vakası Silindir Çevresinde Boyutsuz Türbülans Kinetik Enerjisi Profilleri

Bunun yanı sıra, silindir etrafındaki akış rejimlerinin yalnızca Reynolds sayısına göre değerlendirilmesi pek de doğru olmamaktadır. Zira yalnızca Reynolds sayısına bağlı olan sınıflandırmalar ideal koşullara göre yapılmaktadır (**Zdravkovich, 1997**). İdeal koşullar, serbest akış türbülans seviyesinin çok düşük, silindir yan oranının çok yüksek olması, tünel blokajı ve yüzey pürüzlülüğünün hiç olmaması gibi neredeyse gerçek hayatta uygulanabilirliği olmayan durumları içermektedir. Akış karakterini tamamen değiştirebilecek potansiyele sahip söz konusu etkenlerin ihmal edilebildiği durumlarda dahi akış rejimleri arasındaki geçiş, net bir Reynolds Sayısı ile değil, belirli bir Reynolds Sayısı aralığı ile olmaktadır. Serbest akım türbülans seviyesinin de silindir etrafındaki akışa önemli ölçüde etkisi vardır. **Basu (1986)**, **Zdravkovich (1990)**, **Zdravkovich (1997)** dairesel silindir etrafındaki akışa serbest akım türbülansının etkisini geniş olarak ele almışlardır. Sözü edilen çalışmalarda özet olarak türbülans şiddetinin belirli bir değerden büyük ve entegral boy ölçeğinin de belirli bir değer altında olması ile serbest akım türbülansının baskın bir parametre olabileceği belirtilmektedir. Serbest akım türbülansının etkisini belirtebilmek amacıyla takip eden örneklere bakmak yerinde olacaktır. **Surry (1972)**, $Re=36000$ 'de yaptığı çalışmada $TI=\%10$ ve $l_x=0.4D$ iken, C_D ve $-C_{pb}$ değerlerinin azalması ile birlikte TRSL3 rejiminden, bir sonraki akış rejimi olan ve ideal koşullarda $Re=10^5-2.10^5$ arasında başlayan TRBL0 rejimine geçmektedir. **Arie ve diğ. (1981)** ise $7.9 \times 10^4 < Re < 5.4 \times 10^5$ arasında $TI=\%1.1$ 'den daha yüksek ve $l_x < 1D$

iken TRBL0 rejiminde olduğu gibi C_D 'nin düştüğünü gözlemlemişlerdir. Buna göre bu çalışmadaki serbest akım değerlerinin (Bölüm 2) akış üzerinde etkili olmuş olması beklenebilir. Her ne kadar yapılmış olan deneysel çalışmada C_D ve θ_s gibi değerlerin ölçülememiş olmasından dolayı bu konunun netleştirilmesi çok güç olsa da, hesaplamalı çalışmada elde edilen sonuçlar TRBL0 rejimindeki değerleri çağrıştırmaktadır. Örnek olarak **Achenbach (1968)** $Re=2.6 \times 10^5$ 'te θ_s 'i 94° , $-C_{pb}$ 'yi yaklaşık 0.82 ve C_D değerini ise yaklaşık 0.8 olarak ölçmüştür. Bu değerler hesaplamalı çalışmada hem WKO hem de SST modelleriyle hesaplanan değerler ile uyum içerisindedir. Benzer şekilde **Farell ve Blessmann (1983)** C_D ve $-C_{pb}$ 'yi $Re=2.3 \times 10^5$ 'te sırasıyla 0.9 ve 0.85 civarında ölçmüşler, **Fage (1928)** $Re=2.7 \times 10^5$ 'te θ_s 'i 96° olarak vermiştir. Tüm bu bilgiler, hesaplamalı çalışmada elde edilen ayrılma açısı, direnç katsayısı ve arka basınç katsayısının gelişigüzel değil, serbest akım türbülans değerlerinin etkisiyle bir üst rejimdeki değerler olarak elde edildiklerini düşündürmektedir.

Farklı deney koşullarının (serbest akım türbülans seviyesi, silindir yan oranı, blokaj gibi) RMS C_L üzerindeki etkisinin çok büyük olmasından dolayı literatürde RMS C_L ölçümlerinin sonuçları çok geniş bir spektruma yayılmakta olup, hatta birbiri ile çelişen sonuçlara rastlamak da mümkündür. Başlı başına bir inceleme konusu ve çok geniş kapsam teşkil eden bu olay, bu çalışmanın amacı dışına çıkmaktadır. Özetle $Re=41300$ 'de RMS C_L değerlerinin 0.4 civarında olduğu **Norberg (2003)** ve **Szepessy ve Bearman (1992)** ve diğer basınç değerlerine benzer şekilde artan Reynolds sayısı veya bir üst rejime geçiş ile düştüğünü (**Basu, 1985**) söylemek mümkündür. Bu durum, türbülans modelleriyle hesaplanan literatüre göre daha düşük RMS C_L değerlerini açıklamaktadır (Tablo 3.5).

Strouhal sayısı Tablo 3.5'te de görüldüğü gibi literatür ve deneysel çalışmaya göre, en yakın değer WKO modeline ait olmakla beraber tüm modeller ile fazla tahmin edilmiştir. Kayma tabakaları arasındaki mesafe Strouhal sayısı için belirleyici unsurlardan bir tanesidir. Ayrılmanın aşırı derecede geç ve kayma tabakalarının da birbirlerine çok fazla yakın olarak hesaplandığı RKE modelinde Strouhal sayısı benzer nedenle deneysel çalışmada elde edilen 0.186'ya göre çok yüksektir. WKO ve SST modellerine bakıldığında durum biraz daha karmaşık görünmektedir. Zira girdaplılık konturları da oldukça benzer yapıdadır. Ancak önemli bir nokta WKO ile

iz bölgesinin daha kalın ve uzun tahmin ediliyor olmasıdır. Bu durumda girdap oluşumu için geçecek olan süre artacak ve Strouhal sayısı azalacaktır. Buna bağlı olarak WKO modeli SST'ye göre daha düşük bir Strouhal sayısı vermektedir.

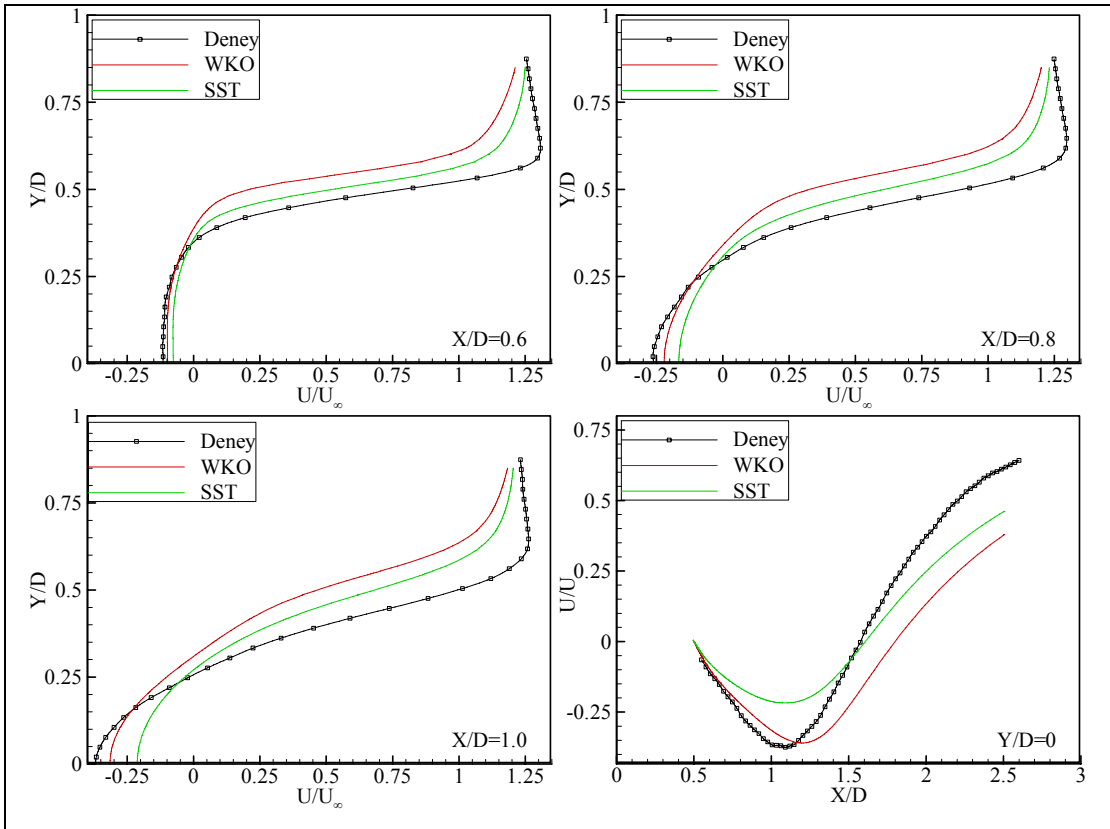
Tüm bu sonuçlar doğrultusunda yalın silindir etrafında üç boyutlu olarak yapılan simülasyonlarda deney ile en büyük uyum SST türbülans modeli kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilmiştir. Orijinal $k-\omega$ modelinin üzerine daha fiziksel yenilikler içeren WKO modelinin de genel olarak başarılı olduğu, her iki model ile de son derece kompleks bir akış rejiminin deney ile yeterli bir uyumla hesaplanabildiğini söylemek mümkündür. Sınır tabakanın bütünüyle türbülanslı olduğu akış rejimlerinde modellerden alınan performansın yükseleceği kuşkusuzdur. RKE modelinde alınan sonuçlar yapılan tüm karşılaştırmalarda deneyden uzak görünmüştür. Bu noktada temel problem, ayrılmanın aşırı derecede geç tahmin ediliyor olmasıdır. Aslında bu durumda uyumsuzluğun asıl nedeninin RKE modelinden çok, sınır tabaka içinde kullanılan tek denklemlilik modelin olduğu söylenebilir. Zira RKE modeliyle duvara kadar çözüm yapılması mümkün olmadığından iki tabaka modeli kullanılarak sınır tabaka civarında türbülans viskozitesinin hesabı için tek denklemlilik Wolfstein modeli (Bölüm 3.2.2) kullanılmaktadır. $Y^+ > 80$ civarında çok doğru verilen sınır şartları ile RKE modelinin $k-\omega$ tipi modellere yaklaşması beklenebilir (Shih ve diğ., 1995). Böylece, girdap yaratıcı içeren vakalarda hesaplamalar yalnızca SST ve WKO modelleriyle gerçekleştirilmiştir.

3.6.2.2 VG1650 Vakası ve VG0000 Vakasıyla Karşılaştırmalar

Şekil 3.34'te WKO ve SST modelleriyle yapılmış olan hesaplamalı çalışmadan elde edilen sabit kesitlerdeki global ortalama boyuna hız profilleri deney ile karşılaştırmalı olarak görülmektedir. VG0000 vakasında en başarılı olan model SST ile yapılan hesaplar yaklaşık $Y/D > 0.25$ olan bölgede deneye daha uyumlu görülmektedir. $Y/D < 0.25$ olan değerlerde ise WKO ile alınan sonuçlar deneye çok daha yakındır ve merkez yatay eksen üzerinde de WKO'nun girdap oluşma bölgesi içerisinde SST'ye oranla hız değerleri açısından deneye daha uyumlu olduğu görülmektedir. Ancak WKO modeli boy ölçeklerini VG0000 vakasında olduğu gibi yine fazla tahmin etme eğilimindedir. Tablo 3.6'da merkez yatay eksende akış yönündeki hız eğrilerinden elde edilen kritik değerlere yer verilmektedir. Tablodaki değerler deneysel çalışmada yukarıdan aşağıya doğru sırasıyla 1.576, 1.091 ve -0.375 olarak ölçülmüşlerdir. Görüldüğü gibi hem iz kapanma boyu hem de minimum hızın meydana geldiği boy ölçeklerinde SST modeli deneye daha uyumlu olmakta ve WKO her iki ölçüğü de %10-15 fazla tahmin etmektedir. Merkez eksendeki minimum hız değerinde ise WKO ile alınan sonuç deneye çok daha yakındır. SST modelinde görülen bu uyumsuzluğun veya WKO'nun daha başarılı oluşunun nedeninin, ω taşınım denkleminde "girdap uzamasının göz önüne alınarak disipasyonun disipasyonunun sönümlenmesi olması muhtemeldir. Zira yakın iz bölgesinde girdap yaratıcıların değiştirdiği sınır tabaka ve kayma tabaklarındaki üç ayrı yönde de meydana gelen girdaplılık ve şekil değiştirme ile girdap uzamasının gerçekleşmesi beklenebilir. WKO modelinde jet akışlarındaki hesaplamaları iyileştirebilme amacıyla boyutsuz girdap uzamasını gösteren büyüklük bir fonksiyon içinde kullanılarak modelde yer alan β_ω katsayısı (Bölüm 3.2.5.1) sönümlenmektedir. Buna göre merkez yatay eksende hız farkının büyük olduğu bir noktada, örneğin $X/D=1.2$ 'de WKO ile hesaplanan ω değerinin SST modeliyle hesaplanana göre çok daha büyük olması gerekir. Gerçekten de (1.2;0) noktasında WKO ile hesaplanan ω değeri SST'ye göre %20 daha fazladır. Bu durum SST'nin girdap oluşma bölgesi içinde daha yüksek hız değerleri vermesini açıklamaktadır.

Şekil 3.35'te her iki model ile elde edilen sabit kesitlerde global ortalama enine hız profilleri deney ile karşılaştırmalı olarak görülmektedir. Hemen tüm grafiklerde

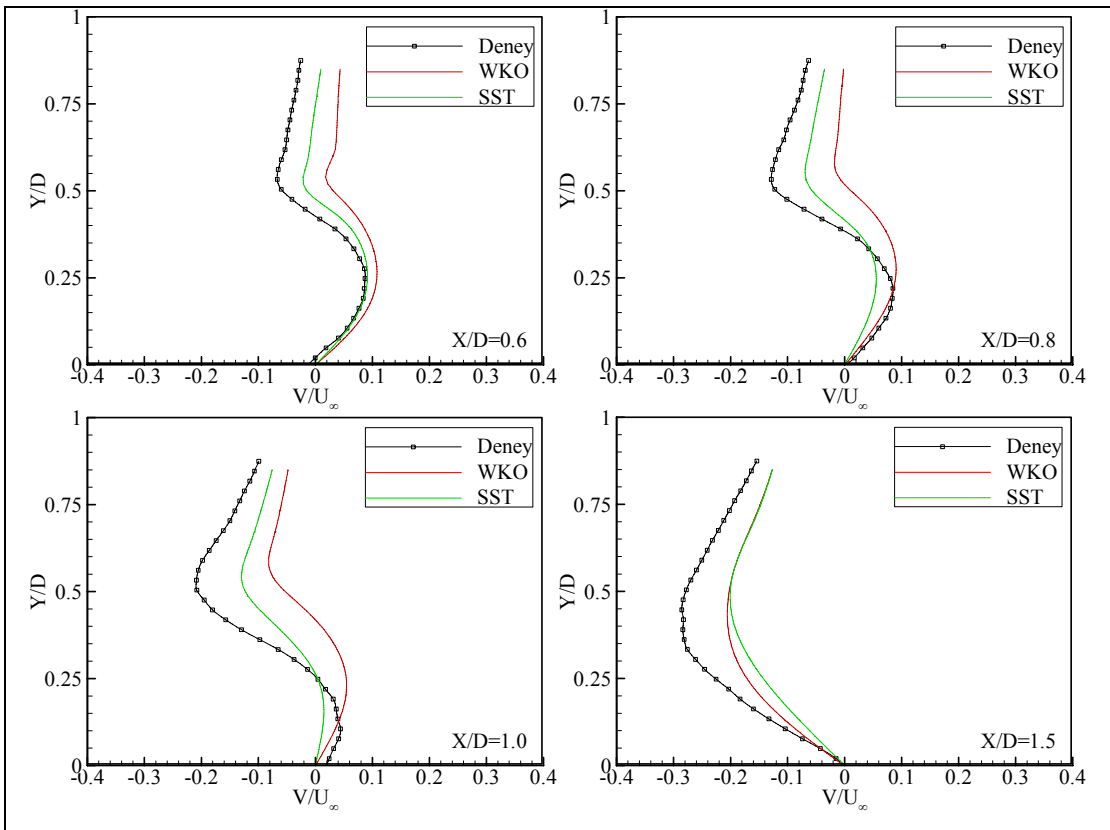
genel olarak SST modeli deneye daha fazla uyum sergilemektedir. Ancak boyuna ortalamalara benzer biçimde $Y/D=0.25$ 'e kadar iz bölgesinin içinde kalan kısımda WKO bir miktar daha iyi görünmektedir. Şekil 3.36'da iki modelle elde edilen tüm deneysel ölçüm bölgesini kapsayan global ortalama hız konturları görülmektedir. Hızın $Y/D=0.5$ 'e doğru yükselişte olduğu bölgelerde SST nispeten daha uyumlu bir görüntü vermektedir. $Y/D<0.25$ olan bölgede hızların yüksek tahmin edilmesine bağlı olarak SST modeli iz bölgesinin ortalarında daha açık renkli görünmektedir. Boy ölçükleri ve iz bölgesinin yapısına bakılacak olursa SST, WKO'dan daha başarılıdır. WKO modeli yalnız silindirde olduğu gibi boy ölçüklerini bir miktar fazla tahmin etme eğilimindedir. Benzer bir durum Şekil 3.37'de de mevcuttur. Yine kontur formları ve boy ölçükleri SST tarafından oldukça başarılı şekilde bulunurken hız değerleri daha az tahmin edilmektedir. WKO daha uzamış bir kontur yapısı sergilemektedir. Deneysel olarak maksimum ve minimum hız değerlerini $X/D=1.41$ ve $Y/D=\pm 0.45$ 'te meydana geldiği ölçülürken, bu değerler SST modeli ile 1.46, ± 0.48 ve WKO modeli ile 1.65, ± 0.43 olarak hesaplanmıştır.



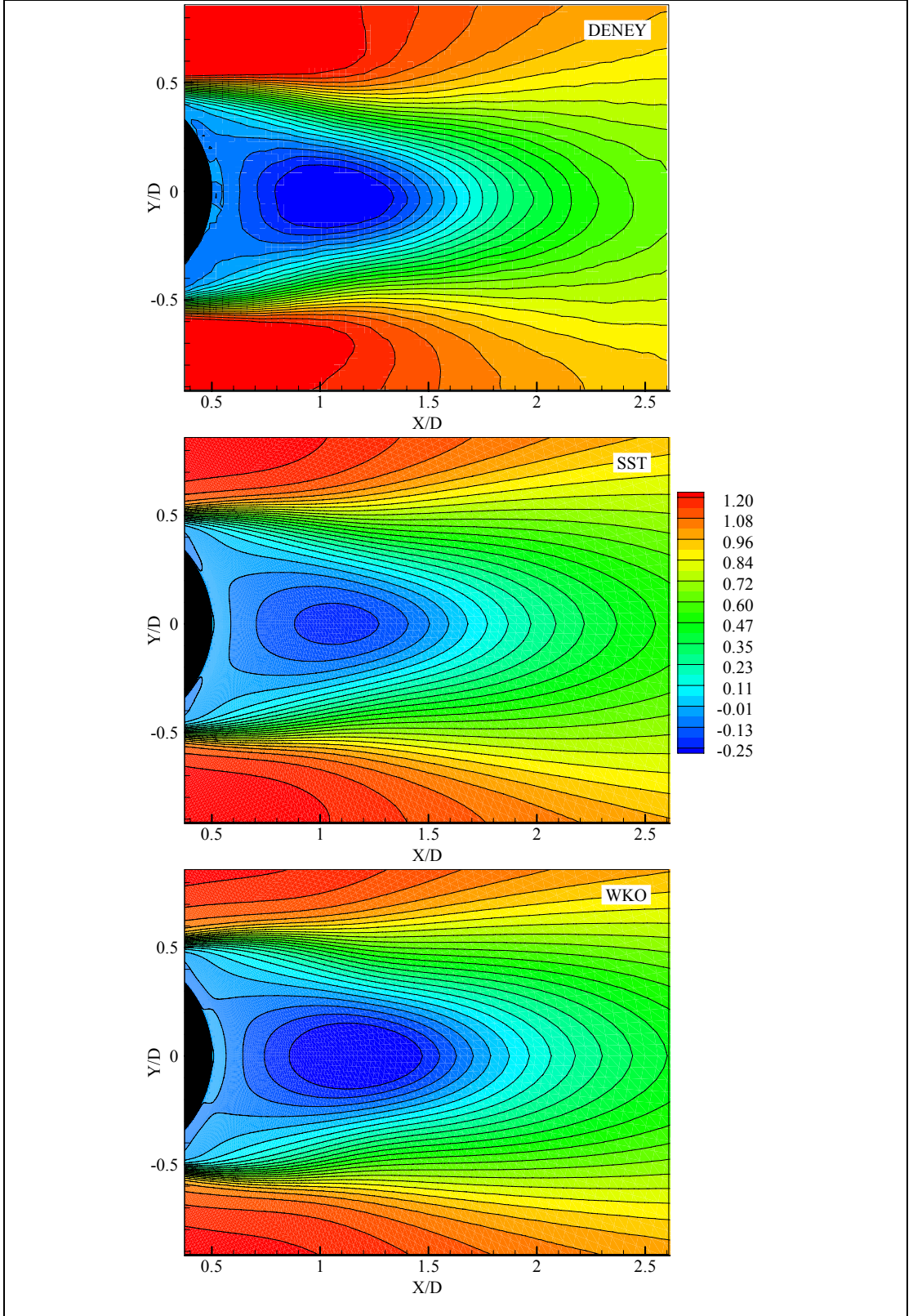
Şekil 3.34 : 3D VG1650 Vakası Sabit Kesitlerde \bar{U}/U_{∞} Profilleri

Tablo 3.6 : 3D VG1650 Vakası için Farklı Türbülans Modelleri ile Hesaplanan Karakteristik Boy Ölçekleri

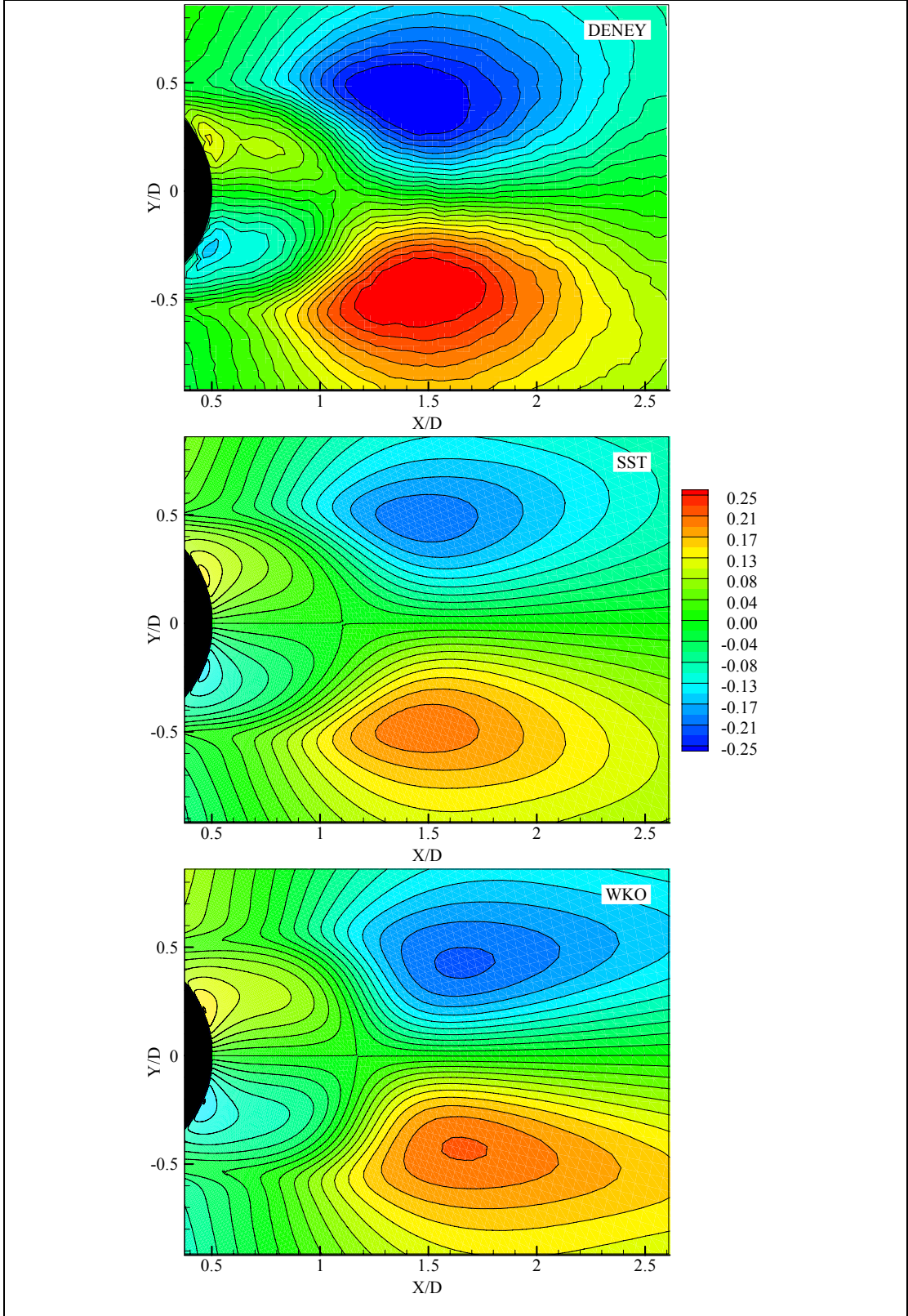
Model	WKO	SST
l_c	1.795	1.604
l_U	1.205	1.098
U_{min}	-0.359	-0.218



Şekil 3.35 : 3D VG1650 Vakası Sabit Kesitlerde \bar{V} / U_{∞} Profilleri



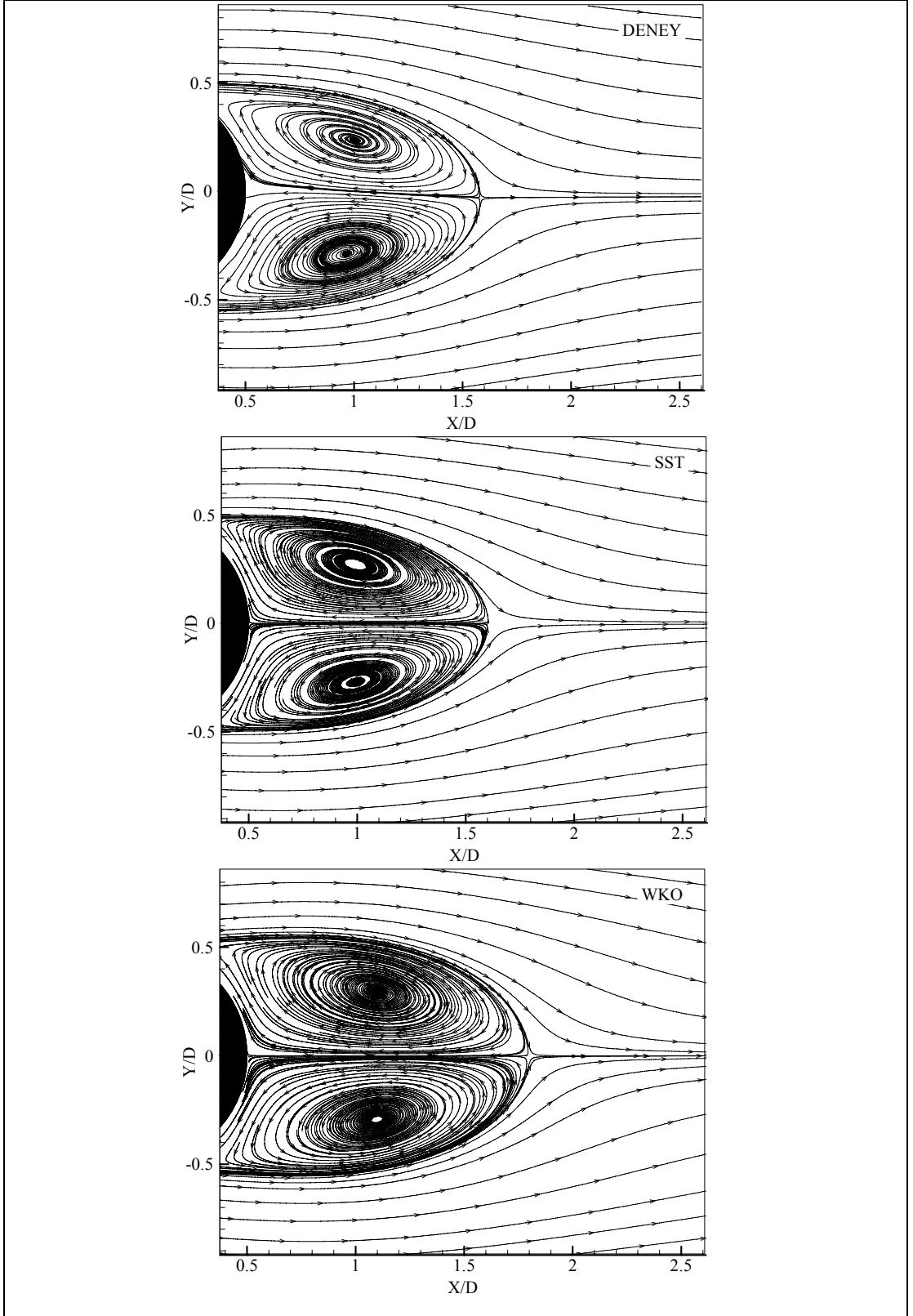
Şekil 3.36 : 3D VG1650 Vakası \bar{U}/U_∞ Konturları



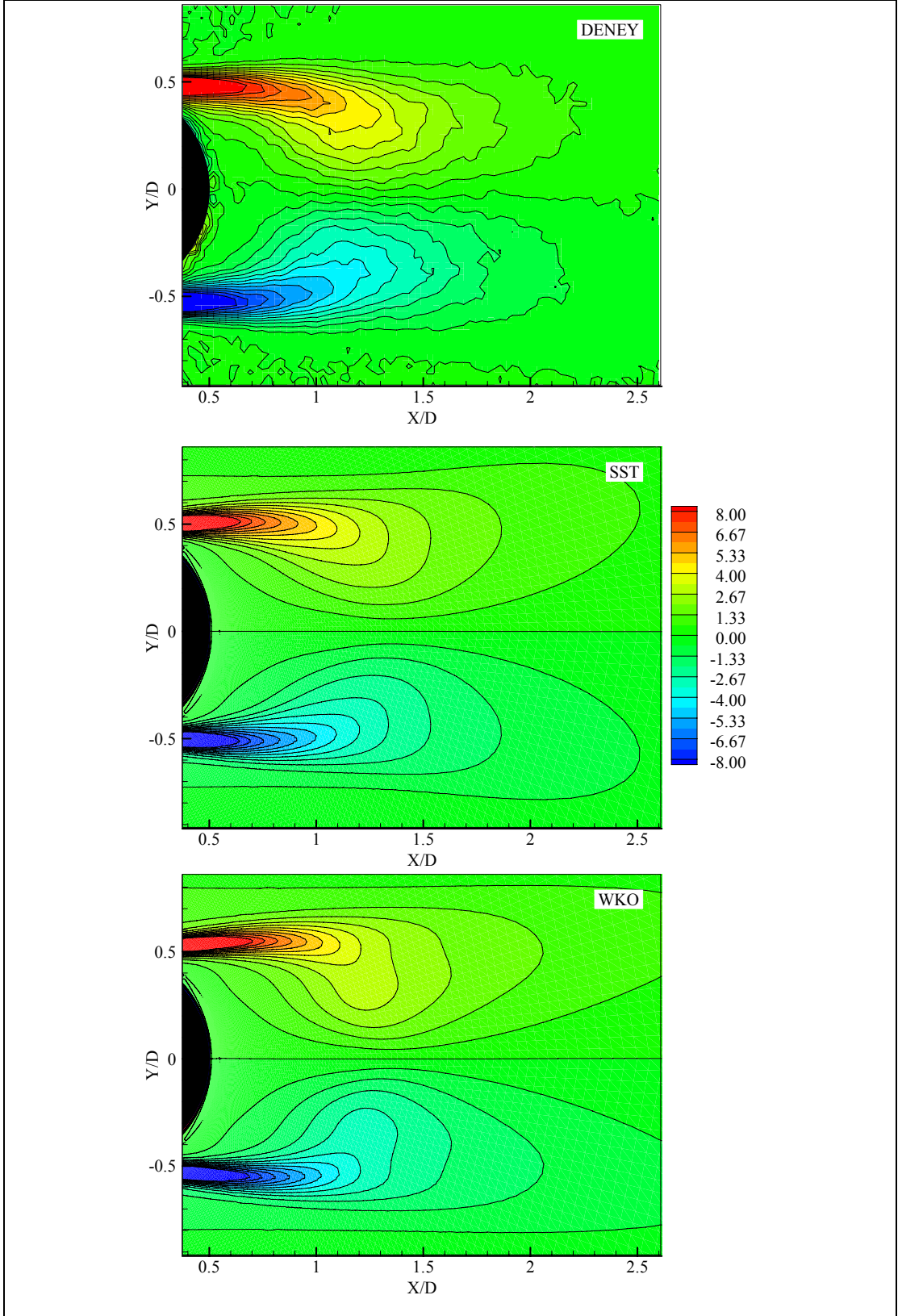
Şekil 3.37 : 3D VG1650 Vakası \bar{V}/U_∞ Konturları

Şekil 3.38’de her iki türbülans modeli ile hesaplanan global ortalama akım hatları deneysel çalışma ile karşılaştırmalı olarak gösterilmektedir. SST modelinden alınan sonuçta girdap oluşma boyunun artmasına bağlı olarak iz bölgesinin narınlaştığı görülmektedir. Ters akım bölgesinin başlangıcına bakıldığında, VG0000 vakasında $Y/D=0.5$ iken bu değer 0.49’a düşerek bu bölgesinin daraldığı gözlenmektedir. Benzer durum daha ilerdeki kesitlerde de görülmektedir. Ayırıcı akım hattı hafif bir eğim ile merkez yatay eksene doğru kapanmaktadır. Bu durum görüldüğü gibi deneysel çalışma ile uyum içerisindedir. WKO modelinde iz bölgesinin uzamasının belirgin olmasına karşılık narınlaşma görülmemekte aksine iz bölgesi daha dolgun bir yapı seçilemektedir. WKO modelinden alınan sonuçlarda ayırıcı akım hattının VG0000 vakasında $Y/D=0.51$ ’den başlarken, bu değer 0.54’e yükseldiği görülmektedir. Ayırıcı akım hattının da merkez eksene doğru meyili çok daha geç bir noktada başlamakta, bu durum ise ters akım bölgesini olması gerekenden çok daha kalın yapmaktadır.

Şekil 3.39’da her iki model ile hesaplanan global ortalama girdaplılık konturları deneysel çalışma ile karşılaştırılmaktadır. Bölüm 2’de geniş olarak ele alındığı gibi girdap yaratıcıların etkisi, girdaplılık konturlarının ciddi biçimde narınlaşarak uzamaları ve aynı zamanda da merkez yatay eksene doğru kıvrılmaları biçiminde gerçekleşmektedir. İki model ile de girdaplılık konturlarının merkez yatay eksene doğru hareketinin gerçekleşmesi tam anlamıyla mümkün olmamıştır. Bu durum, deneysel çalışmada ayrılma noktasının akış yönünde ötelenmesi yorumuna göre, her iki model ile de ayrılmadaki gecikmenin yakalanamadığı kuşkusunu akla getirmektedir. Bu noktaya ileriki paragraflarda detaylı biçimde değinilecektir. Her iki model ile de kayma tabakalarındaki narınlaşma ve ötelenme az da olsa deneye benzer biçimde elde edilmiştir. Tablo 3.7 ve Tablo 2.6’de sırasıyla $\zeta D/U_\infty > 1$ ve $\zeta D/U_\infty > 4$ için sabit kesitlerdeki kayma tabakası kalınlıkları verilmektedir. Görüldüğü gibi her iki model ile de tabakalardaki narınlaşmanın görülmesi mümkün olmuştur.



Şekil 3.38 : 3D VG1650 Vakası Karşılaştırmalı Akım Hatları



Şekil 3.39 : 3D VG1650 Vakası Karşılaştırmalı $\bar{\zeta} \cdot D / U_\infty$ Konturları

Tablo 3.7 : 3D VG1650 Vakası İçin Hesaplamalı Çalışma Sonucunda Elde Edilen Kayma Tabakası Kalınlıkları ($\zeta D / U_{\infty} > 1$)

Vaka	Model	X/D=0.6	X/D=0.8	X/D=1.0	X/D=1.5
VG0000	SST	0.299	0.468	0.554	0.551
	WKO	0.334	0.531	0.622	0.596
VG1650	SST	0.294	0.431	0.534	0.601
	WKO	0.288	0.477	0.609	0.662

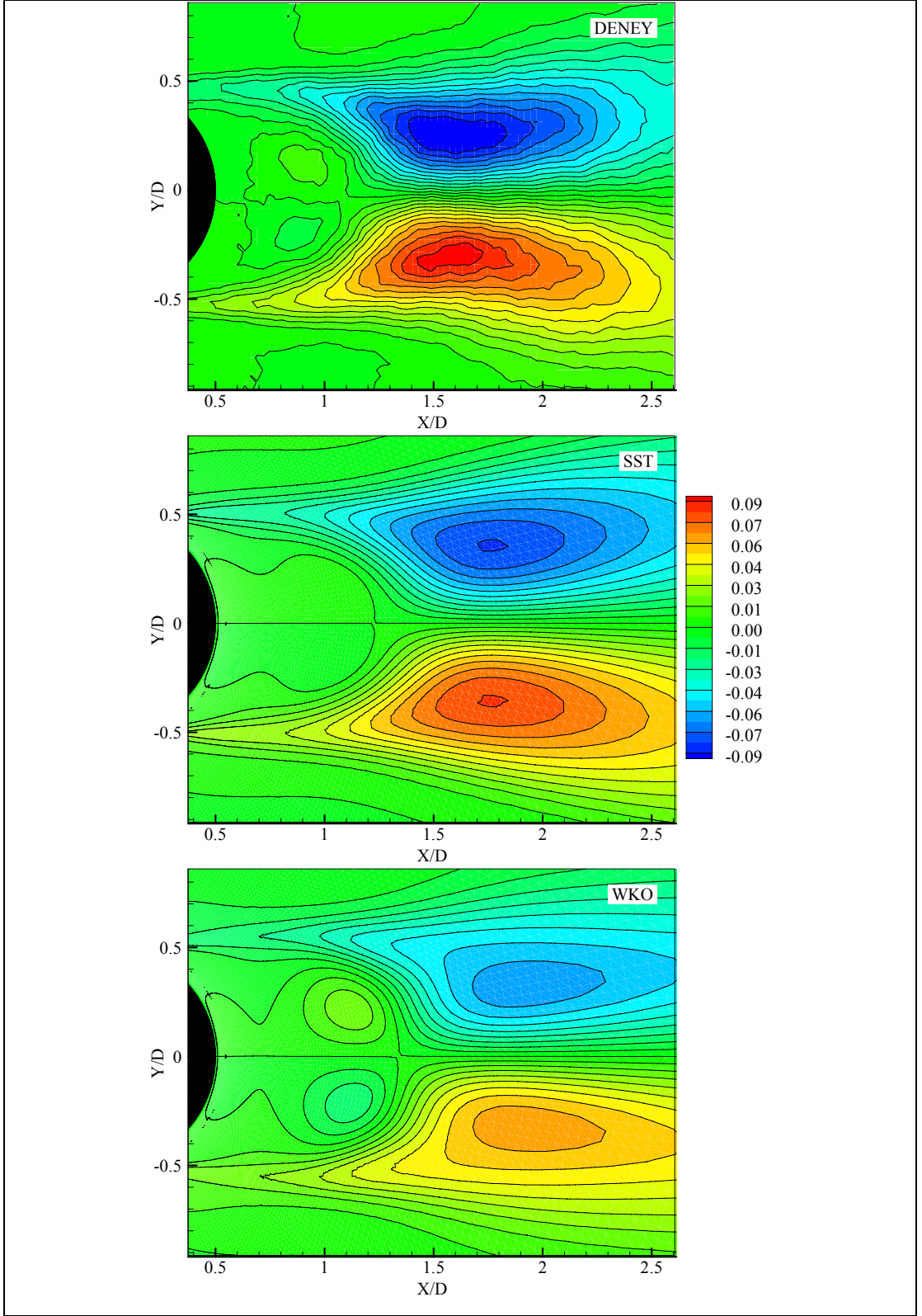
Tablo 3.8 : 3D VG1650 Vakası İçin Hesaplamalı Çalışma Sonucunda Elde Edilen Kayma Tabakası Kalınlıkları ($\zeta D / U_{\infty} > 4$)

Vaka	Model	X/D=0.6	X/D=0.8	X/D=1.0	X/D=1.5
VG0000	SST	0.142	0.157	0.127	-
	WKO	0.120	0.129	-	-
VG1650	SST	0.134	0.144	0.117	-
	WKO	0.117	0.123	0.115	-

Şekil 3.40'ta periyodik ve rastgele hareket bileşenlerinin etkilerinin birleştirilmeleriyle elde edilen global ortalama toplam kayma gerilmesi konturları mevcuttur. Deneysel grafik her iki bileşenin de etkisini içeren, deneysel Reynolds ortalaması sonucundan alınmıştır. Görüldüğü gibi gerek genel topoloji gerekse gerilme mertebeleri açısından, SST modeli ile elde edilen gerilmelerin deney ile uyumu yüksektir. Benzer bir form WKO modeli ile elde edilmiş, ancak boy ölçekleri fazla, gerilmeler ise az tahmin edilmektedir. Global ortalama toplam kayma gerilmelerinde akış alanındaki minimum değerler ve meydana geldikleri noktalar VG0000 vakası ile karşılaştırmalı olarak Tablo 3.9'da sunulmaktadır. SST ve WKO modelleriyle girdap yaratıcıların etkisiyle oluşan boy ölçeğini değişiminin görülmesi mümkün olmuştur. SST ve WKO modellerinde minimum kayma gerilmelerinin oluştuğu noktanın silindir merkezinden uzaklığı girdapların silindirden daha uzak bir bölgede oluşmalarından dolayı sırasıyla %12 ve %8 artış göstermektedir. Deneyde ise bu artış %15 civarında ölçülmüştür. Bunun yanı sıra VG1650 vakasında kayma gerilmelerinin mutlak değerinde SST modeliyle %22 ve WKO modeliyle %11 civarında düşüş meydana gelirken deneysel çalışmada ölçülen düşüş yaklaşık %27'dir.

Tablo 3.9 : 3D VG1650 Vakası için Hesaplanan Global Ortalama Toplam Kayma Gerilmesi Karakteristik Değerleri

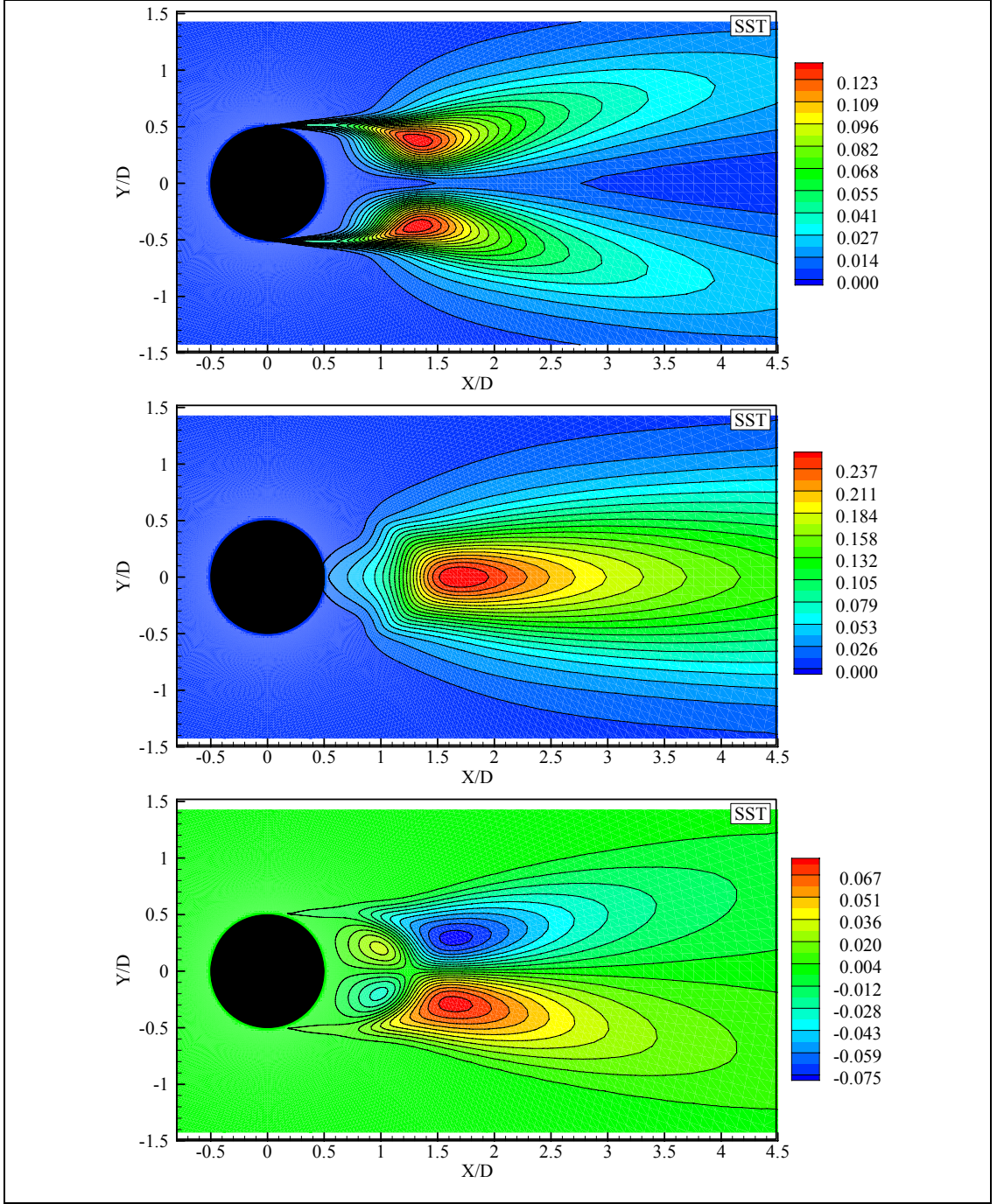
Vaka		$\overline{\tilde{U}\tilde{U}}/U_\infty^2 + \overline{U'U'}/U_\infty^2$	
		Min.	(X/D; Y/D)
VG0000	SST	-0.102	1.58 ; 0.33
	WKO	-0.073	1.76 ; 0.34
	RKE	-0.072	1.60 ; 0.21
VG1650	SST	-0.080	1.77 ; 0.32
	WKO	-0.065	1.91 ; 0.32



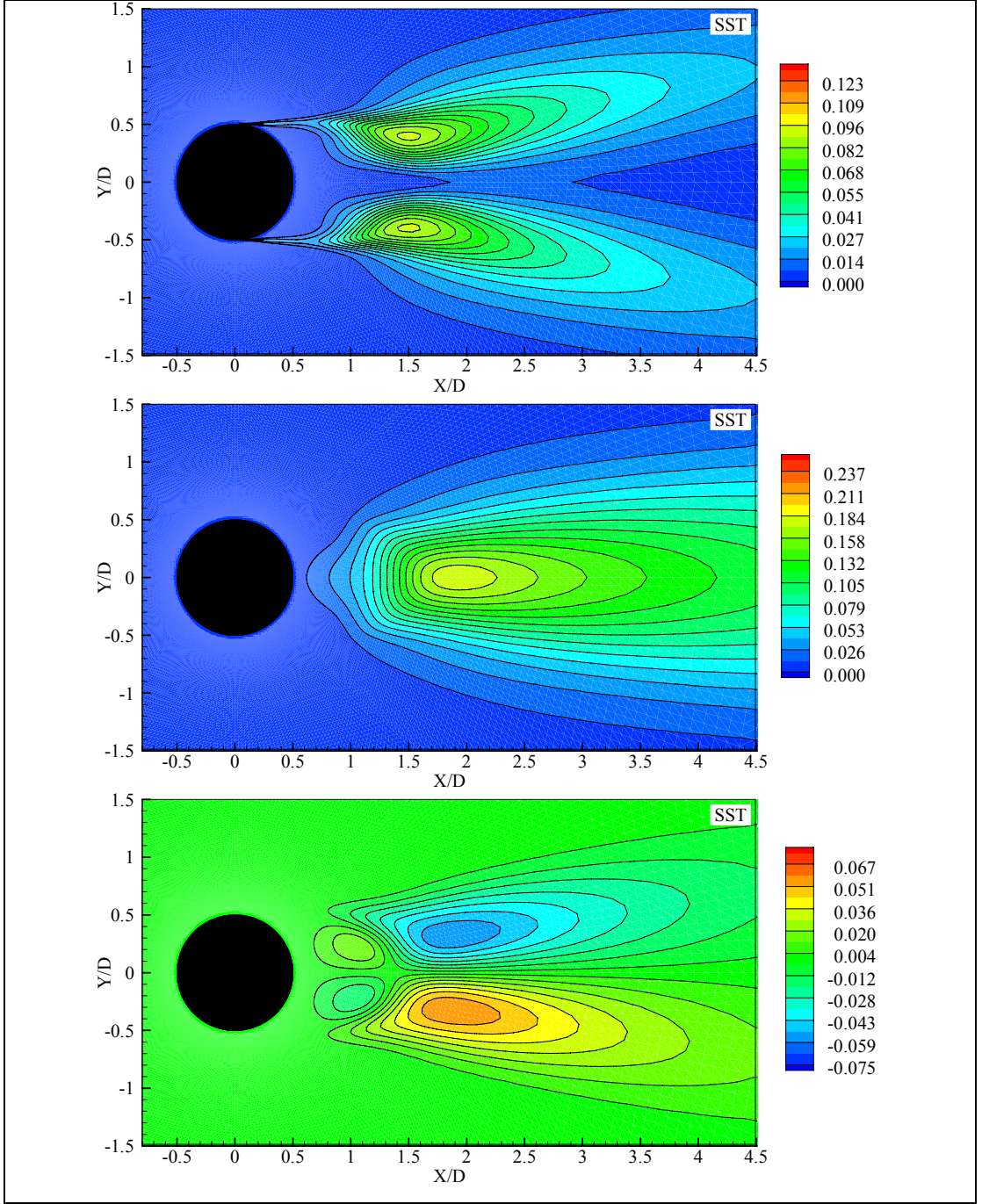
Şekil 3.40 : 3D VG1650 Vakası Karşılaştırmalı Toplam Kayma Gerilmesi
 $(\tilde{U}\tilde{U}/U_\infty^2 + \overline{U'U'}/U_\infty^2)$ Konturları

Şekil 3.41 ve Şekil 3.42’de, sırasıyla VG0000 ve VG1650 vakaları için SST türbülans modeliyle elde edilen periyodik gerilme bileşenleri, yukarıdan aşağıya doğru sırayla $\overline{\tilde{U}U}/U_\infty^2$, $\overline{\tilde{V}V}/U_\infty^2$ ve $\overline{\tilde{U}V}/U_\infty^2$ olmak üzere kontur grafikleri biçiminde görülmektedirler. Beklendiği gibi periyodik hareketin tamamı her iki vakada da iz bölgesindeki kararsızlığın neticesinde yalnızca silindir gerisinde meydana gelmektedir. Her iki vaka için elde edilen kontur yapılarının genel formu deneysel çalışma ile uyum içerisindedir (Bölüm 2.5.2). Hemen belirtilmelidir ki her iki vaka için de benzer bir akış alanı topolojisi WKO modeliyle de elde edilmiştir.

Tablo 3.10’da VG0000 ve VG1650 vakaları için, her iki türbülans modeli ile hesaplanmış olan global ortalama periyodik gerilme bileşenleri sunulmaktadır. Deneysel çalışmaya uyumlu biçimde tüm gerilme bileşenlerinin değerlerinin girdap yaratıcıların etkisiyle azaldığı ve boy ölçeklerinin arttığı görülmektedir. SST modeli ile hesaplanan değerlerde gerilmelerin maksimum ve minimum değerleri %13-14 civarında silindirden daha uzak bir mesafede meydana gelmekte ve tablodaki sunuş sırasıyla %33, %32 ve %27 civarında düşüş göstermektedirler. WKO modeliyle akış yönünde ve çapraz akış yönündeki bileşenlerin maksimum ve minimum değerlerinin olduğu noktanın %13-14 civarında, periyodik kayma gerilmesinin minimum değerinin meydana geldiği noktanın ise %9 civarında silindirden uzaklaştığı hesaplanmıştır. Gerilmelerdeki düşüş ise akış yönündeki gerilme bileşeni için %6 ve diğer iki bileşen için yaklaşık %13-14 bulunmuştur. Deneysel olarak çapraz akış boy ölçeği %7 ve diğer iki bileşenin boy ölçeği %18 civarında artmış ve gerilmeler sırasıyla %31, %45 ve %28 oranlarında düşüş göstermiştir. Bunun yanı sıra her iki model ile de maksimum gerilme bölgelerinin deneyle uyumlu biçimde merkez yatay eksene yaklaştıkları gözlenmektedir. Bu sonuçlara göre, iz bölgesindeki gerilmelerin SST modeli ile deneye daha yakın olarak hesaplandığı ortaya çıkmaktadır.



Şekil 3.41 : 3D VG0000 vakası için SST Modeliyle Hesaplanan Periyodik Gerilme Konturları, (Yukarıdan aşağıya doğru sırayla $\tilde{U}\tilde{U}/U_\infty^2$, $\tilde{V}\tilde{V}/U_\infty^2$ ve $\tilde{U}\tilde{V}/U_\infty^2$)



Şekil 3.42 : 3D VG1650 Vakası için SST Modeliyle Hesaplanan Periyodik Gerilme Konturları (Yukarıdan aşağıya doğru sırayla $\tilde{U}\tilde{U}/U_\infty^2$, $\tilde{V}\tilde{V}/U_\infty^2$ ve $\tilde{U}\tilde{V}/U_\infty^2$)

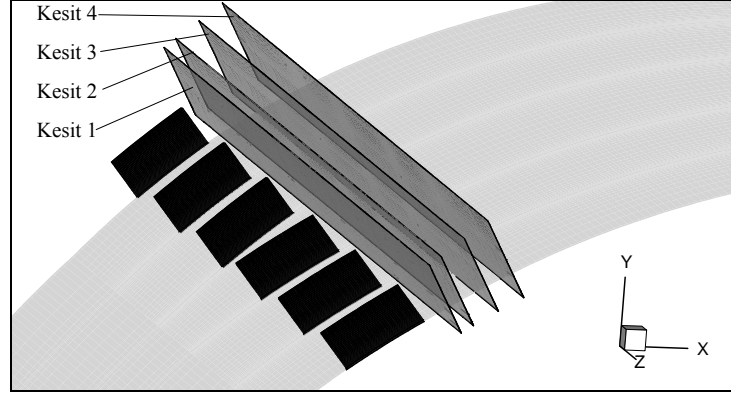
Tablo 3.10 : 3D VG0000 ve VG1650 Vakaları için Hesaplanan Global Ortalama Periyodik Gerilmelerin Karakteristik Değerleri

Vaka		$\overline{\tilde{U}\tilde{U}}/U_\infty^2$		$\overline{\tilde{V}\tilde{V}}/U_\infty^2$		$\overline{\tilde{U}\tilde{V}}/U_\infty^2$	
		Maks.	X/D ; Y/D	Maks.	X/D ; Y/D	Min.	X/D ; Y/D
VG0000	SST	0.135	1.322 ; 0.383	0.263	1.688 ; 0	-0.079	1.652 ; 0.289
	WKO	0.107	1.363 ; 0.381	0.156	1.680 ; 0	-0.054	1.807 ; 0.312
	RKE	0.081	1.467 ; 0.244	0.173	1.764 ; 0	-0.055	1.647 ; 0.190
VG1650	SST	0.090	1.493 ; 0.362	0.180	1.920 ; 0	-0.058	1.880 ; 0.276
	WKO	0.100	1.549 ; 0.354	0.134	1.904 ; 0	-0.047	1.975 ; 0.296

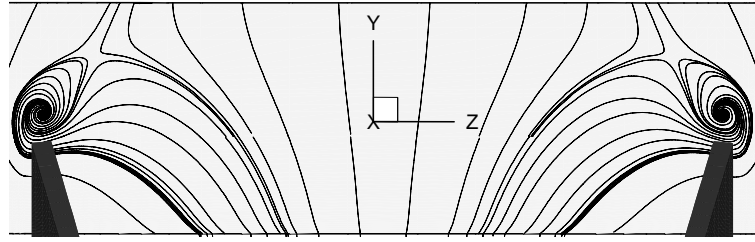
Yapılan karşılaştırmalar sonucunda, her iki model ile yapılmış olan hesaplamalı çalışmadan alınan sonuçların da kısmen de olsa deneysel çalışma ile yeterli ölçüde uyumlu olduklarını söylemek mümkündür. Özellikle SST modeli ile girdap yaratıcılı vakada yalın silindire göre boy ölçeklerinin artması, iz bölgesinin narinleşmesi, kayma tabakalarının incilmesi ve iz bölgesindeki gerilmelerin azalması gibi deneysel çalışmada görülen etkiler hesaplamalı çalışmaya da yansımıştır. WKO modeli ile girdap yaratıcıların iz belgesini kalınlaştırdıkları şeklinde bir sonuç elde edilmiştir. SST modeli ile yapılmış olan hesaplarda genel akış formlarının nitel olarak çok daha iyi yakalanabilmiş olması da, bu modeli WKO'ya göre biraz daha ön plana çıkarmaktadır. Bu noktaya kadar hem VG0000 hem de VG1650 vakaları birlikte değerlendirilecek olursa ele alınan tüm türbülans modelleri arasında en başarılı olanın SST modeli olduğunu belirtmekte yarar vardır.

Girdap yaratıcıların sınır tabaka ayrılmasına etkili olan mekanizmasının karışım işlemi olduğuna daha önce de değinilmiştir. Girdap yaratıcıların uç kısmından akış yönünde meydana gelen helisel hareket sınır tabakaya göre doğru biçimde konumlandırıldığında sınır tabakanın enerjisini arttırmaktadır (**Gad-el-Hak ve Bushnell, 1991; Lin, 2002**). Girdap yaratıcıların meydana getirmiş oldukları helisel hareket ve bununla birlikte silindirin sınır tabakası ile olan etkileşimi incelemek amacıyla girdap yaratıcıların önüne yerleştirilen ve silindir ve girdap yaratıcılara göre konumları Şekil 3.43'te verilmiş olan düzlemlerdeki akış alanı Şekil 3.45'te sunulmaktadır. Düzlemler - h girdap yaratıcıların yüksekliğini temsil etmek üzere - girdap yaratıcılardan sırasıyla, 0.31h, 0.62h, 1.25h ve 1.875h uzaklığa yerleştirilmişlerdir. Şekil 3.45'teki vektörler, üç boyutlu olarak elde edilmiş olan hız vektörlerinin düzlemler üzerine izdüşümü ile hesaplanmışlardır. Bir başka deyişle vektörler yalnızca söz konusu düzlemler üzerindeki hız bileşenlerini temsil etmektedirler. Vektörlerden girdap yaratıcının hemen uç kısmında helisel süpürme hareketinin oluşmaya başladığı ve bu hareketin Z-ekseni doğrultusunda bir sınır tabaka yarattığı net bir şekilde görülmektedir. Düzlemler girdap yaratıcıdan uzaklaştıkça hareket giderek zayıflamaktadır. Ancak Kesit 4'te helisel hareketin kaybolmasından sonra da sınır tabaka profilinin varlığını sürdürdüğü dolayısıyla bu düzlemde de girdap yaratıcıların etkili oldukları görülmektedir. Şekil 3.43'te ortada bulunan ve XY düzlemine ± 10 derece açıyla yerleştirilmiş olan iki girdap yaratıcının Kesit 1 üzerinde meydana getirmiş olduğu global ortalama akım hatları Şekil 3.44'te görülmektedir. Girdap yaratıcıların zıt açılarda yerleştirilmelerine bağlı olarak, akım hatları girdapların zıt yönde dönmekte olduklarını ve silindirin ortasına eşit miktarda etki ettiklerini göstermektedir. Tablo 3.11'de, Şekil 3.43'te görülen kesitlerde sayfa düzleminden içeriye doğru dördüncü girdap yaratıcı için X ve Y yönlerindeki maksimum ve minimum boyutsuz girdaplılık seviyeleri ve meydana geldikleri koordinatlar verilmektedir. Tabloda görülen r koordinatı silindir yüzeyine normal yöndeki uzaklığı temsil etmektedir. Tabloda koordinatlar girdap yaratıcıların boyuna göre boyutsuzlaştırılmış olup, kesitlerin silindir yüzeyi ile birleştikleri hat $r/h=0$ olarak alınmıştır. Silindir ortasında $Z=-0.4$ düzlemi (Şekil 3.3), koordinatların daha anlaşılır olabilmeleri amacıyla yine $Z/h=0$ olarak belirlenmiştir. Tablodan görüldüğü gibi kesitler girdap yaratıcıdan uzaklaştıkça iki girdaplılık bileşeni de ciddi miktarda azalma göstermektedir. Örnek olarak, Kesit 4 üzerinde Kesit 1'e

oranla X yönündeki boyutsuz girdaplılık seviyesi %57, Y yönündeki boyutsuz girdaplılık seviyesi ise %67 civarında azalmaktadır. Bu durum, girdap yaratıcıların, ayrılma açısına daha çok yaklaştırıldıklarında etkilerinin büyük ölçüde artacağı şeklinde, deneysel çalışma ile paralel bir görüş oluşturmaktadır. Literatürde benzer bir çalışma bulunmadığından girdaplılık şiddeti, girdaplılık sönümü, girdap yörüngesi gibi parametrelerin nicel karşılaştırmaların yapılabilmesi olanaklı değildir. Ancak yine de, girdaplılık seviyelerindeki düşüşün viskoz ve türbülanslı difüzyon göz önüne alındığında normal olsa da düz levha üzerinde yapılan girdap yaratıcı deneylerine oranla çok daha hızlı meydana geldiğini söylemek mümkündür (**Yao ve diğ., 2002**). Girdaplılık seviyelerinin hızlı düşüşü ve vektör grafiklerinde helisel hareketin hızlı kayboluşu sınır tabaka ile olan etkileşimin yüksek olduğunun göstergesidir (**Lin, 1999**). Girdap yaratıcılar çevresindeki ağ örgüsü yoğunluğunun da ekonomik sınırlar çerçevesinde kalma zorunluluğundan dolayı nümerik difüzyon yaratmış olması ihtimali, girdaplılık seviyelerinin hızlı düşüşünün nedeni olarak görülebilir (**Allan, 2002**). Düzlemler üzerindeki maksimum ve minimum girdaplılık merkezlerine bakılacak olursa girdapların akım hatlarındaki eğriselliği takip ederek silindirden normal yöndeki uzaklıklarını değiştirmedikleri görülmektedir. Ancak duvarın ve sınır tabaka etkileşimi nedeniyle negatif Z yönünde hareket ettikleri görülebilir. Girdapların bu hareketi düz levha üzerinde yapılan çalışmalar ile tutarlıdır (**Wendt ve diğ., 1993**). Girdap yaratıcıların meydana getirdiği X ve Y yönlerindeki kuvvetli girdaplılığın yanı sıra düzlemler üzerindeki Z yönündeki girdaplılık dağılımının da incelenmesi sonucunda, yüksek üç boyutluluk içeren akışın bu yönde büyük miktarda girdaplılığa neden olduğu tespit edilmiştir. Böylesi yüksek seviyede üç boyutluluk ve girdaplılık seviyesinin, kayma tabakalarındaki sirkülasyon miktarındaki artışının nedeni olması muhtemeldir.



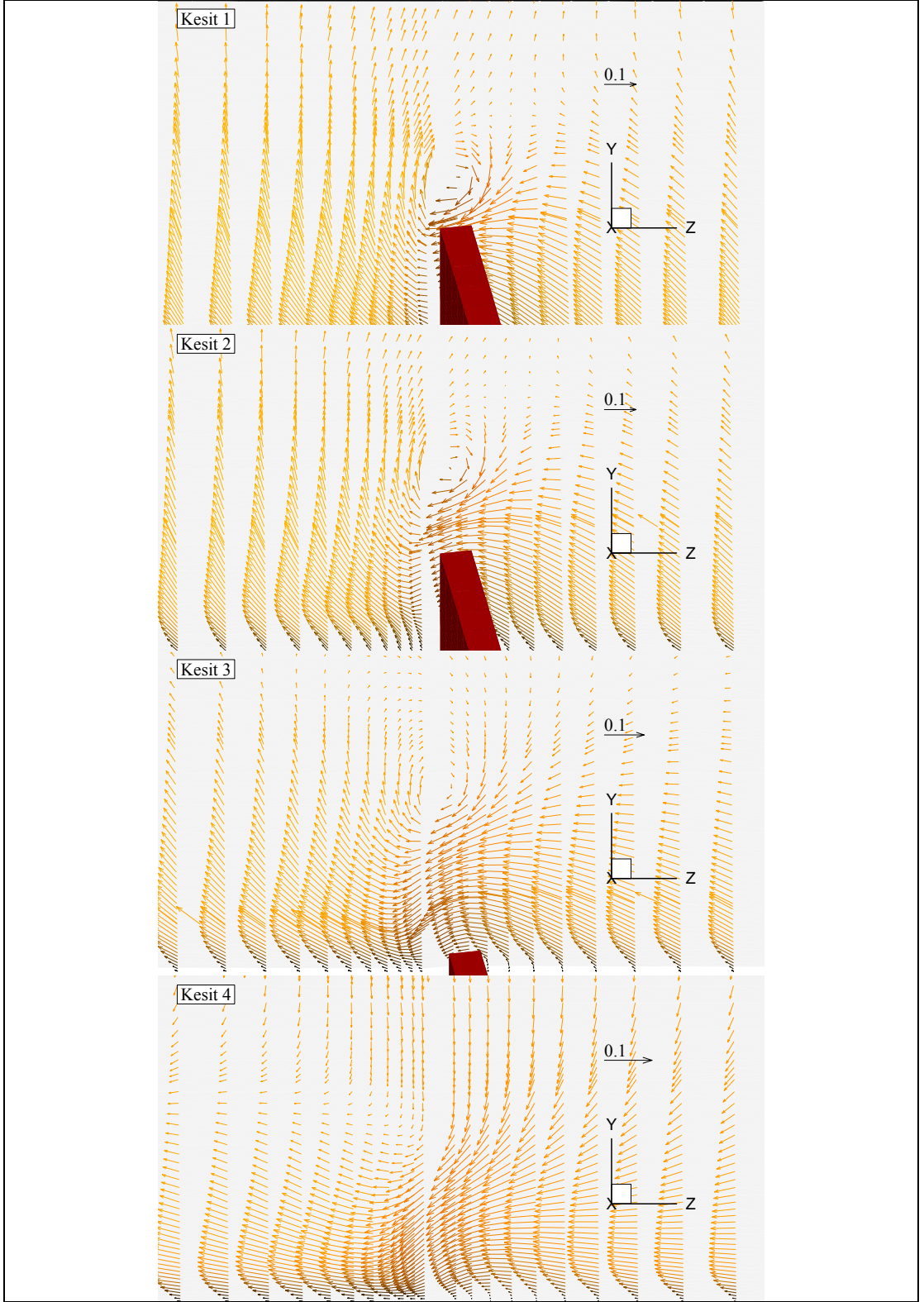
Şekil 3.43 : Girdap Yaratıcıların Önünde Yer Alan Hesaplama Kesitleri



Şekil 3.44 : Kesit 1 Üzerindeki Akım Hatları

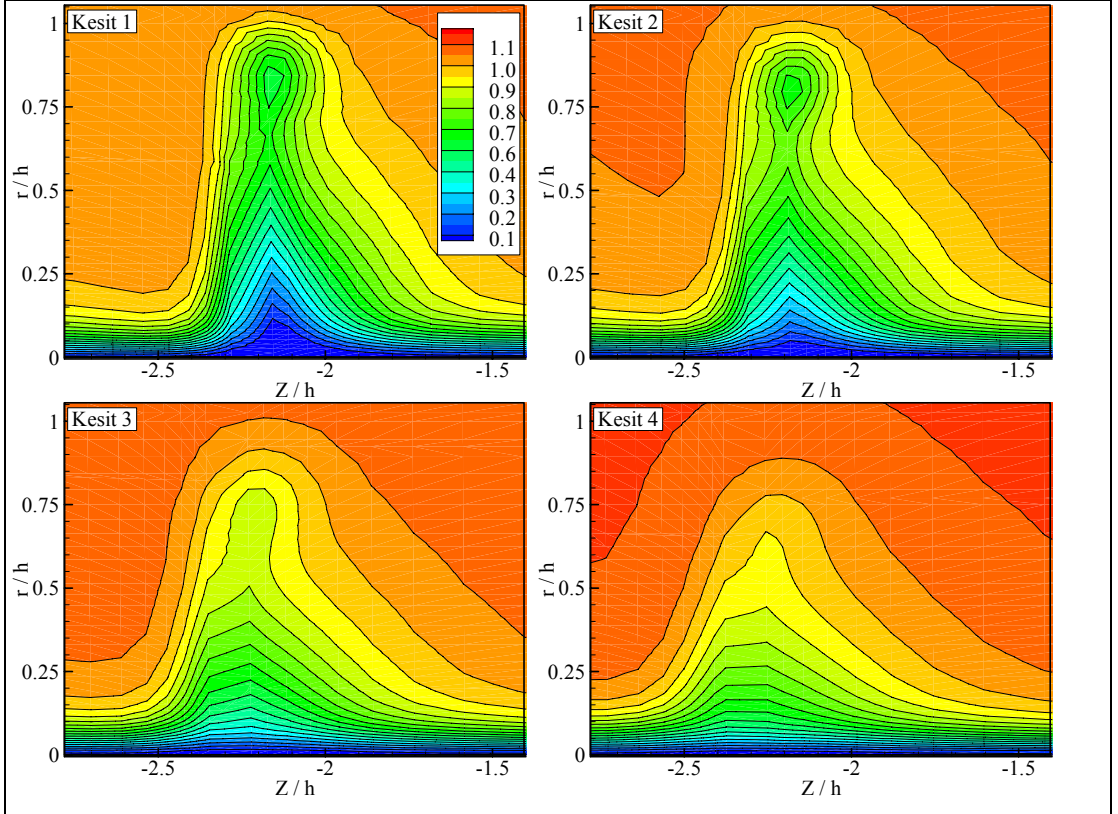
Tablo 3.11 : Girdap Yaratıcıların Önünde Yer Alan Kesitlerdeki Girdaplılık Karakteristikleri

Kesit #	$\bar{\zeta}_x D/U_\infty$			$\bar{\zeta}_y D/U_\infty$		
	r / h	Z / h	Şiddet	r / h	Z / h	Şiddet
Kesit 1	0.88	-2.32	118.2	0.87	-2.31	-196.0
Kesit 2	0.88	-2.34	105.3	0.86	-2.34	-154.6
Kesit 3	0.88	-2.41	77.6	0.85	-2.41	-102.2
Kesit 4	0.88	-2.47	50.2	0.85	-2.47	-63.0



Şekil 3.45 : Girdap Yaratıcıların Önünde Yer Alan Kesitlerdeki Hız Vektörleri

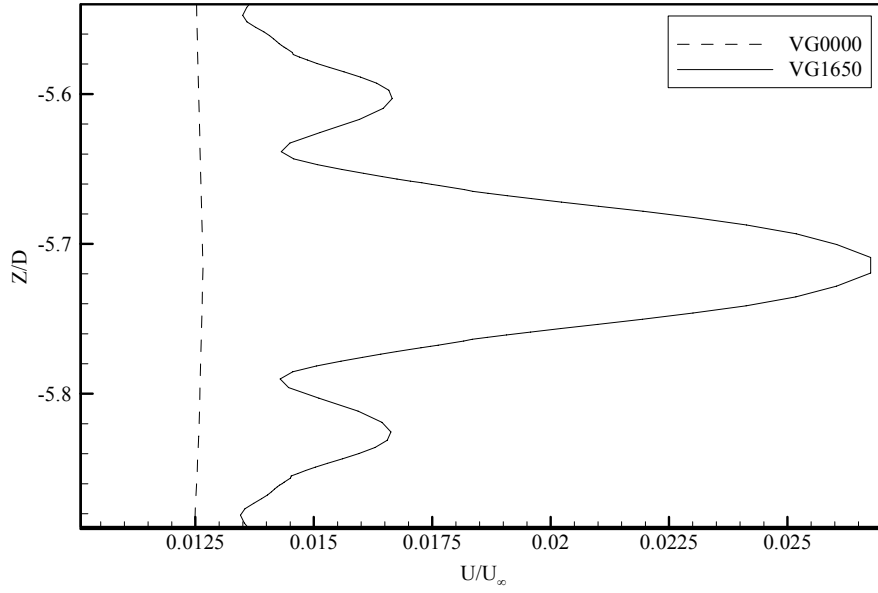
Şekil 3.43'te görülen sayfa düzleminde içeriye doğru dördüncü girdap yaratıcının önünde, şekildeki kesitler üzerinde X yönündeki global ortalama hız konturları Şekil 3.46'da görülmektedir. Şekilden hızların girdabın merkezine doğru azaldığı ve girdap yaratıcıya yakın kesitlerde konturların çok daha yoğun oldukları görülmektedir. Girdap yaratıcılar silindir yüzeyinden kendi boylarının üzerine kadar uzanan bir bölgedeki hız alanını değiştirmektedirler.



Şekil 3.46 : Girdap Yaratıcının Önünde Yer Alan Kesitlerdeki \bar{U}/U_∞ Konturları

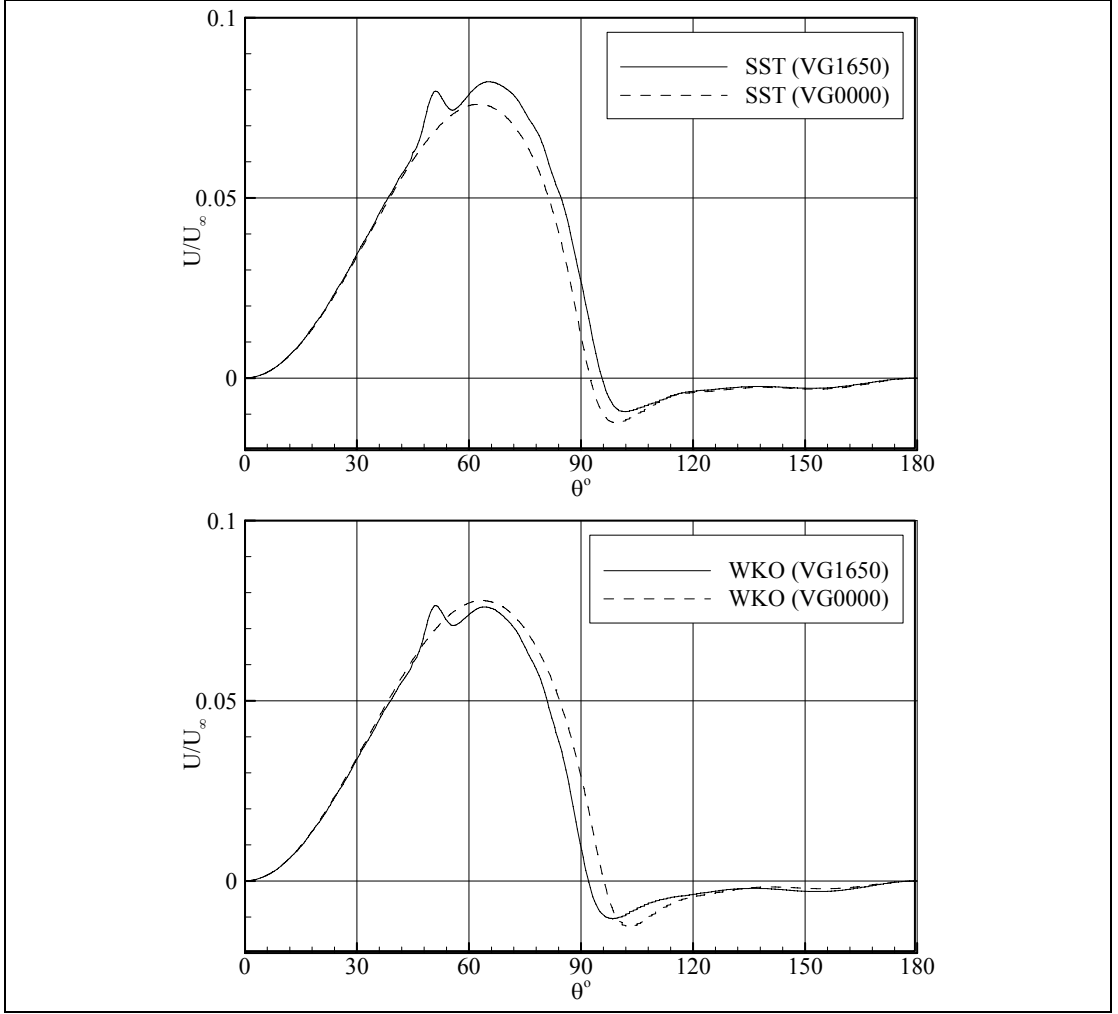
Neden oldukları helisel süpürme hareketinin, sınır tabakanın dışındaki yüksek momentuma sahip olan akımı içeriye çekerek özellikle yüzeye çok yakın olan mesafelerde momentum artışı sağlamaları, girdap yaratıcıların kullanılma nedenleridir. Bunun bariz bir örneği Şekil 3.47'de görülmektedir. Şekilde VG0000 ve VG1650 vakaları için SST türbülans modeliyle hesaplanmış olan ilk durma noktasından 90 derece açıda Z doğrultusundaki boyutsuz hız eğrileri görülmektedir. Kesikli çizgi ile görülen VG0000 vakasına ait eğri, silindirin boyu doğrultusunda yaklaşık olarak sabit bir hız değerine ve iki boyutlu bir akış karakterine işaret etmektedir. Öte yandan girdap yaratıcılı vaka VG1650'de akışın büyük miktarda hızlandığı ve girdap yaratıcıların yerleştirilme konfigürasyonuna göre ciddi oranda

üç boyutluluk gösterdiği görülmektedir. Silindirin ortasına zıt açılarda yerleştirilmiş olan girdap yaratıcılar (Şekil 3.44), tam orta noktada birbirlerinin etkilerini güçlendirerek akım hızını %124 arttırmışlardır. Tam orta eksenenden her iki yana doğru girdap yaratıcıların etkilerinin azaldığı görülmektedir. Zira bu bölgelerde girdap yaratıcılar birbirlerine paralel olarak konumlandırılmışlardır ve dolayısıyla aynı yönde dönen bir hareket üretmektedirler. Helisel hareketin yönünün aynı olması girdap yaratıcıların arasında karşılıklı girdaplılık iptali (**Gad-ek Hak, 1990**) olmasına neden olmaktadır. Başka bir ifadeyle girdap yaratıcılar birbirlerinin hareketini sönmülemektedirler. Buna göre periyodik olarak pozitif ve negatif açılarla Z doğrultusunda yerleştirilecek girdap yaratıcıların daha efektif bir etki göstermeleri beklenebilir. Öte yandan zıt açılarda konumlandırılan girdap yaratıcıların da aralarındaki mesafenin azaltılması etkilerine katkı sağlayacaktır. **Wendt ve diğ. (1993)**, S girdap yaratıcıların arasındaki mesafeyi temsil etmek üzere $S/\delta > 5$ olan konfigürasyonlarda girdapların duvardan uzaklaşma eğiliminde olduklarını ve buna bağlı olarak da sınır tabaka ile olan etkileşimlerinin azaldığını ve karışımdan doğan yararın kaybolduğunu yazmışlardır. Birbirlerine yakın olarak konumlandırılan girdap yaratıcıların ise sınır tabakayla daha çok etkileşim içerisinde olan ancak enerjilerini daha çabuk yitiren girdaplar ürettiklerini belirtmişlerdir. **Wendt ve diğ. (1993)**'nin çalışmaları düz levha üzerine yerleştirilen girdap yaratıcıları kapsamaktadır. Bu çalışmada ise söz konusu duruma benzer bir görüntü mevcut olsa da, girdap yaratıcılar arasındaki mesafe $S/\delta = 5.2$ olmasına rağmen girdaplar sınır tabaka içinde kalarak maksimum etkileşimi sağlamışlardır. Bundan dolayı da girdaplılık seviyelerini çabuk yitirmişlerdir. .



Şekil 3.47 : 3D VG0000 ve VG1650 Vakaları için İlk Durma Noktasından Saat Yönünde 90 Derece Sonra SST Modeli ile Hesaplanan Hız Profilleri

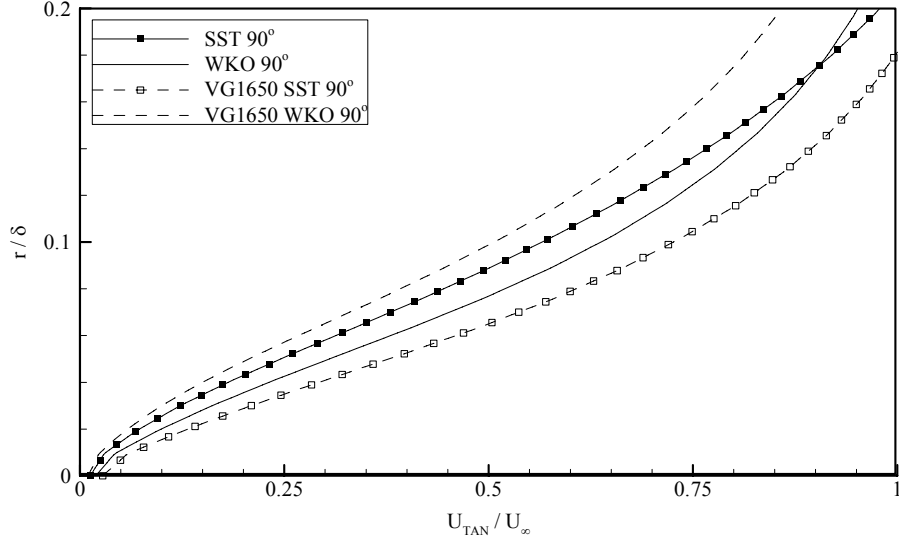
Sözü edilen hızlanmanın ayrılma üzerindeki etkisinin görülebilmesi için silindir çevresinin incelenmesinde yarar vardır. Şekil 3.48’de silindirin ortasında $Z=-0.4$ düzleminde (Şekil 3.3) SST ve WKO modelleriyle silindir çevresindeki ilk ağ örgüsü hacim merkezinde hesaplanan akış yönündeki hız grafikleri görülmektedir. Şekilde üstteki grafikte SST modeli ile yapılan hesaplamada, girdap yaratıcıların Şekil 3.47 ile paralellik içerisinde, buldukları noktadan itibaren akımı büyük miktarda hızlandırarak, ikinci durma noktasına kadar silindir çevresinde daha yüksek bir hıza neden oldukları görülmektedir. Akımdaki bu hızlanmanın sonucunda ayrılma açısı 92.5 dereceden 95.6 dereceye kaymaktadır. Elbette bu kayma miktarı deneysel olarak bulunan iz bölgesindeki değişimden yola çıkılarak beklenen kayma miktarının altındadır. Ancak girdap yaratıcıların temel etkisinin görülebilmesi adına bu hadisenin gözlemlenmiş olması önemlidir. Diğer yandan WKO modeli ile yine belirli bir ivme yakalanmış olsa da hız değerleri VG0000’a göre daha düşük seviyede kalmakta ve buna bağlı olarak da ayrılma VG0000’a göre daha da erken gerçekleşmektedir. Buna göre WKO modeliyle ayrılmadaki gecikmenin söz konusu VG1650 vakasında yakalanabilmesi mümkün olmamıştır.



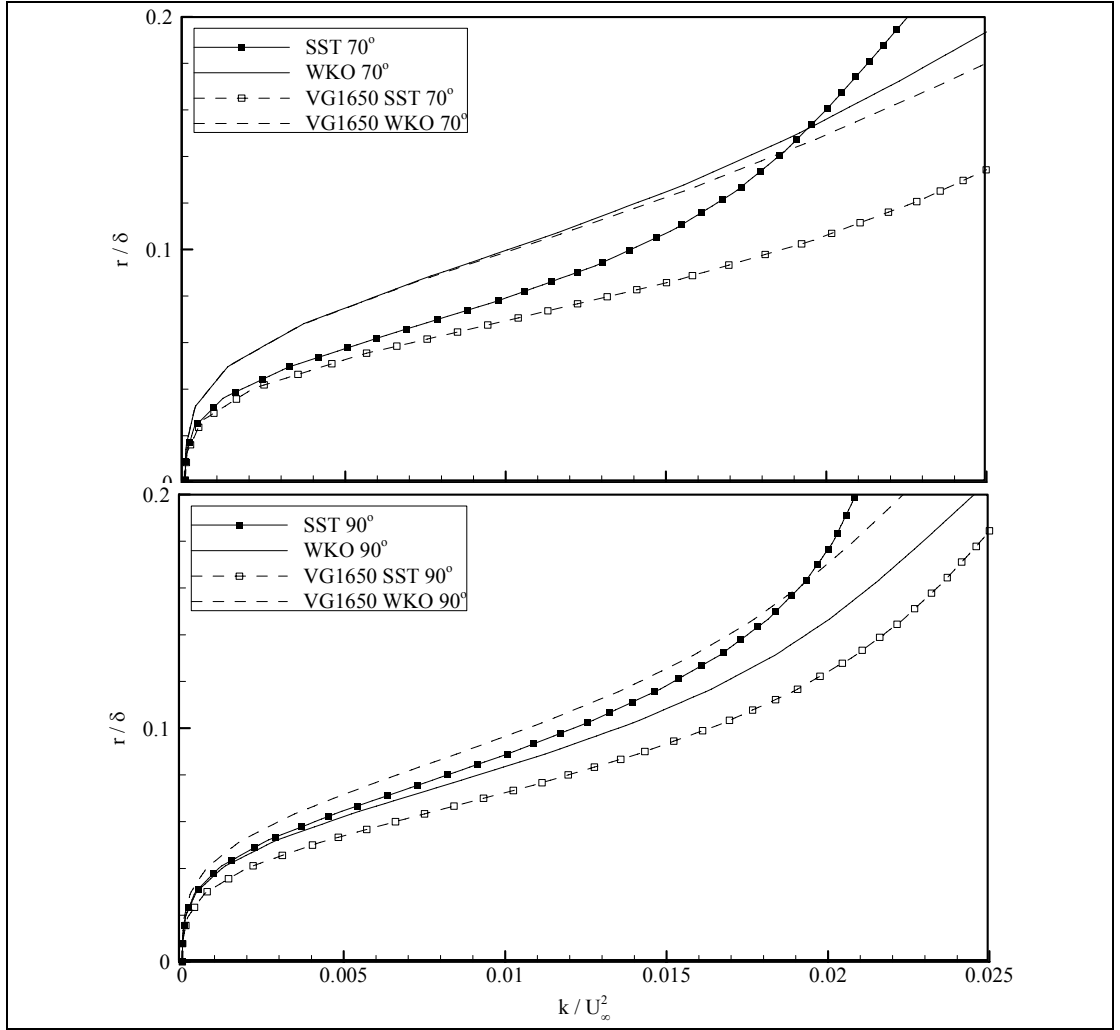
Şekil 3.48 : 3D VG0000 ve VG1650 Vakaları için Silindirin Orta Kesitindeki Karşılaştırmalı Çevresel Hız Profilleri

Girdap yaratıcıların yerleştirildiği 50 ve 70 derece açılarda sınır tabaka kalınlıkları SST modeliyle sırasıyla 1.22 ve 1.58 mm olarak hesaplanmıştır. WKO aynı açılarda bir miktar daha ince bir sınır tabaka vermekte ve değerler sırasıyla 0.90 ve 1.25 mm'ye düşmektedir. Hesaplanan kalınlıklar silindir çapının yaklaşık %2'sine karşılık gelmektedir. Değerler **Bairstow (1939)** ve **Zdravkovich (1997)** ile uyum içerisindedir. Şekil 3.49'da XY düzleminde silindir çevresinde ayrılmanın gerçekleştiği noktadan hemen önce 90 derecede sınır tabakanın içerisindeki hız profilleri karşılaştırmalı olarak görülmektedir. Grafikte r ile gösterilen değer duvardan normal yöndeki uzaklığı, δ sınır tabaka kalınlığını ve U_{TAN} duvara teğet yöndeki hızları ifade etmektedir. Duvara çok yakın olan bölgeleri göstermekte olan grafikte SST modeliyle VG1650 vakasında VG0000 vakasına göre hızın daha yüksek olarak hesaplandığı görülmektedir. Örnek olarak, $r/\delta=0.1$ 'de VG1650 vakasındaki hız değeri VG0000 vakasındakine göre %28 civarında daha fazladır. WKO

modeliyle yapılan hesaplamalarda ise VG1650 vakasında akışın yavaşladığı gözlenmektedir. İki model ile yapılan hesaplamalar arasındaki bu fark akım ayrılmasının meydana geldiği noktanın belirlenmesinde etkili olmaktadır. Şekil 3.50'de silindir çevresinde 70 ve 90 açılardaki yüzeye normal yöndeki hatlar üzerinde türbülans kinetik enerjisi profilleri görülmektedir. Normal yöndeki uzaklık yine sınır tabakanın 1/5'ini kapsamaktadır. Grafikten SST modeliyle her iki açıda da girdap yaratıcıların özellikle $r/\delta > 0.1$ bölgesinde türbülans kinetik enerjisini büyük miktarda arttırdıkları hesaplanmıştır. WKO modeliyle yapılan hesaplamalarda ise durum biraz daha farklıdır. 70 derece açıda belli belirsiz bir etki görülürken 90 derecede ise türbülansın bastırıldığı gözlenmektedir. Bu durumda her iki modelin başarısını da gözden geçirip tartışmak gereklidir. Zira SST modeliyle deneysel çalışmanın sonucundan beklenenin çok altında da olsa ayrılmanın geciktiği gözlenebilmiştir. WKO modeliyle ise girdap yaratıcıların viskoz alt tabakanın içinde de yavaşlatma etkisi gösterdikleri ve bunun sonucunda da ayrılmanın olduğundan daha erkene alındığı ortaya çıkmıştır. Ancak bu noktada girdap yaratıcılardan asıl beklentimizin momentum transferi veya eklentisi olduğunun altını çizmekte yarar vardır. Başka bir deyişle sınır tabakanın dışında akış yönündeki yüksek momentuma sahip akışkan zerreciklerinin duvar yakınında momentumlarının çoğunu sürtünmenin etkisi ile kaybetmiş olanlar ile değiştirilmesi amaçlanmaktadır. Laminar sınır tabakanın türbülanslı hale geçmesi ya da tabakada var olan türbülans seviyesinin yükseltilmesiyle ayrılmaya karşı çok daha dayanıklı olduğu bilinen bir gerçektir (Igarashi, 1988; Gad-el-Hak, 1990). Örnek olarak SST modeliyle, $r/\delta=0.1$ 'de türbülans kinetik enerjisinde VG1650 vakasında VG0000'a göre %33 artış hesaplanmışken WKO modeliyle %21 düşüş gözlenmektedir. Buna bağlı olarak SST modeliyle elde edilen hızlanma bir miktar kuşku uyandırmaktadır. Söz konusu etkinin net biçimde anlaşılabilmesi ancak gömülü boyuna girdaplar içeren laminar ve türbülanslı sınır tabakayı konu alan bir çalışma ile mümkündür.



Şekil 3.49 : İlk Durma Noktasından 90° Sonra Sınır Tabaka İçerisindeki Karşılaştırmalı U_{tan} Profilleri

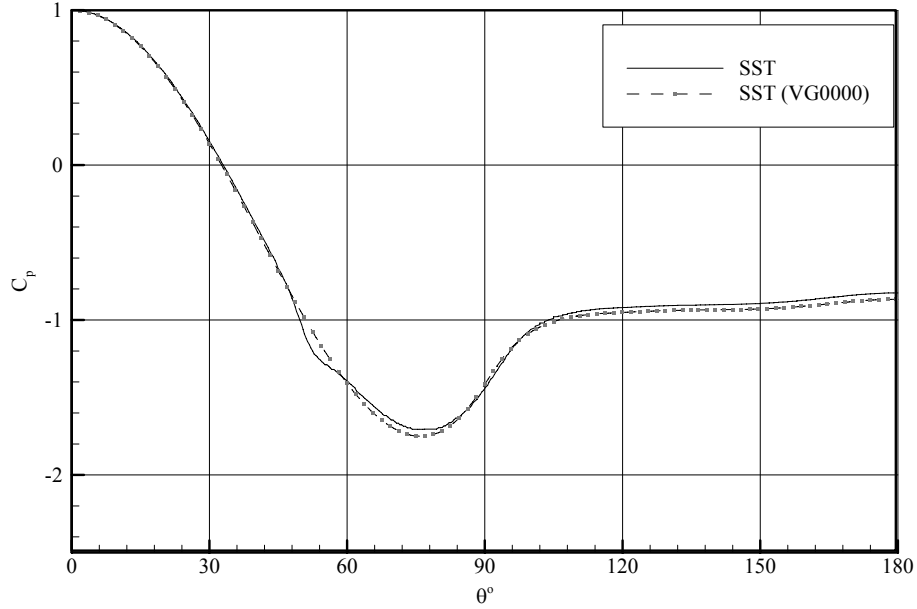


Şekil 3.50 : İlk Durma Noktasından 70° ve 90° Sonra Sınır Tabaka İçerisinde Karşılaştırmalı Türbülans Kinetik Enerjisi (k) Profilleri

Şekil 3.51 VG0000 ve VG1650 vakalarının SST modeli ile hesaplanan basınç katsayısı C_p eğrilerine yer vermektedir. VG1650 vakasında girdap yaratıcının bulunduğu konumdaki ani hız değişimine bağlı olarak basınçtaki sıçrama göze çarpmaktadır. Yaklaşık 110 dereceden sonra yatay eksene paralel olarak gitmeye başlayan eğrilerde VG1650 vakasında silindirin gerisindeki basıncın daha yüksek olduğu görülmektedir. VG0000 vakasında $-C_{pb} = 0.866$ olarak hesaplanırken bu değer VG1650’de 0.825’e düşmüştür. Daha önce Bölüm 2’de de sözü edildiği gibi girdapların silindirden daha uzak noktalarda oluşmaları silindir gerisindeki basıncın yükselmesine ve direnç değerinin de düşmesine neden olmaktadır (**Zdravkovich, 1997**). $-C_{pb}$ değerindeki bu düşüş fiziki açıdan da makuldür.

Tablo 3.12’de temel akış karakteristiklerinin karşılaştırmalı değerlerine yer verilmektedir. VG1650 ve VG0000 vakaları arasında SST modeliyle direnç değerlerinde %8’lik bir düşüş hesaplanmıştır. WKO modeli ile bu değer %7 civarındadır. **Johnson ve Joubert (1969)**’un bu çalışmada ele alınana çok benzerlik gösteren bir konuya eğildiklerine Bölüm 1’de değinilmiştir. Söz konusu çalışmada $Re=450000$ ’de girdap yaratıcıların dairesel silindir üzerine ilk durma noktasından 50 derece açığa yerleştirilmeleri sonucundan direnç katsayısında yaklaşık %8-9 civarında düşüş kaydedilmiştir. **Johnson ve Joubert (1969)**, Şekil 3.47 ile paralellik taşıyan akım görüntüleme fotoğrafları vermişler ve ayrılma çizgisinin girdap yaratıcıların buldukları noktalara yakın yerlerden periyodik olarak ötelendiğini göstermişlerdir. Benzer şekilde, girdapların silindire olan etkisinin aradaki mesafenin artması nedeniyle azalması sonucunda RMS C_L değerlerin de SST ile %32, WKO ile %23 azalmış olduğu hesaplanmıştır. Tablodan görüldüğü gibi her iki model ile de Strouhal sayısındaki artışın hesaplanması mümkün olmamıştır. Bunun nedeni daha önce de sözü edildiği gibi Strouhal sayısını belirleyici son derece karmaşık faktörlerin olmasıdır. Öncelikle, söz konusu türbülans modelleri ile iz bölgesinde kayma tabakalarındaki merkez yatay eksene doğru hareket deneydeki miktarda hesaplanamamıştır. Ancak boy ölçeklerinin artması neticesinde iz bölgesi büyümüştür. Buna göre bir girdabın salgılanması ve diğer taraftan zıt işaretli girdaplılığı içine çekmesi için gereken süre artmaktadır. Böylece her iki model ile alınan sonuçlarda Strouhal sayısı azalmıştır. Buradaki esas mesele akım ayrılmasının gecikmesinin yeteri derecede ya da hiç görülmemesidir. Eğer ayrılmanın gecikme miktarı artmış olsa zorunlu olarak kayma tabakaları birbirlerine daha yakın

noktalardan iz bölgesine yayılacaklar ve girdapların oluşma bölgesinde birbirlerine daha yakın olacaklardır. Bu da iz bölgesinin ve hatta tüm akış alanının modellenmesinde sınır tabaka ve duvar kenarının çözülmesinin ne kadar hayati olduğunu bir kez daha hatırlatmaktadır.



Şekil 3.51 : 3D VG0000 ve VG1650 Vakaları için SST modeliyle Hesaplanan Silindir Çevresinde Karşılaştırmalı Basınç Katsayısı (C_p) Eğrileri

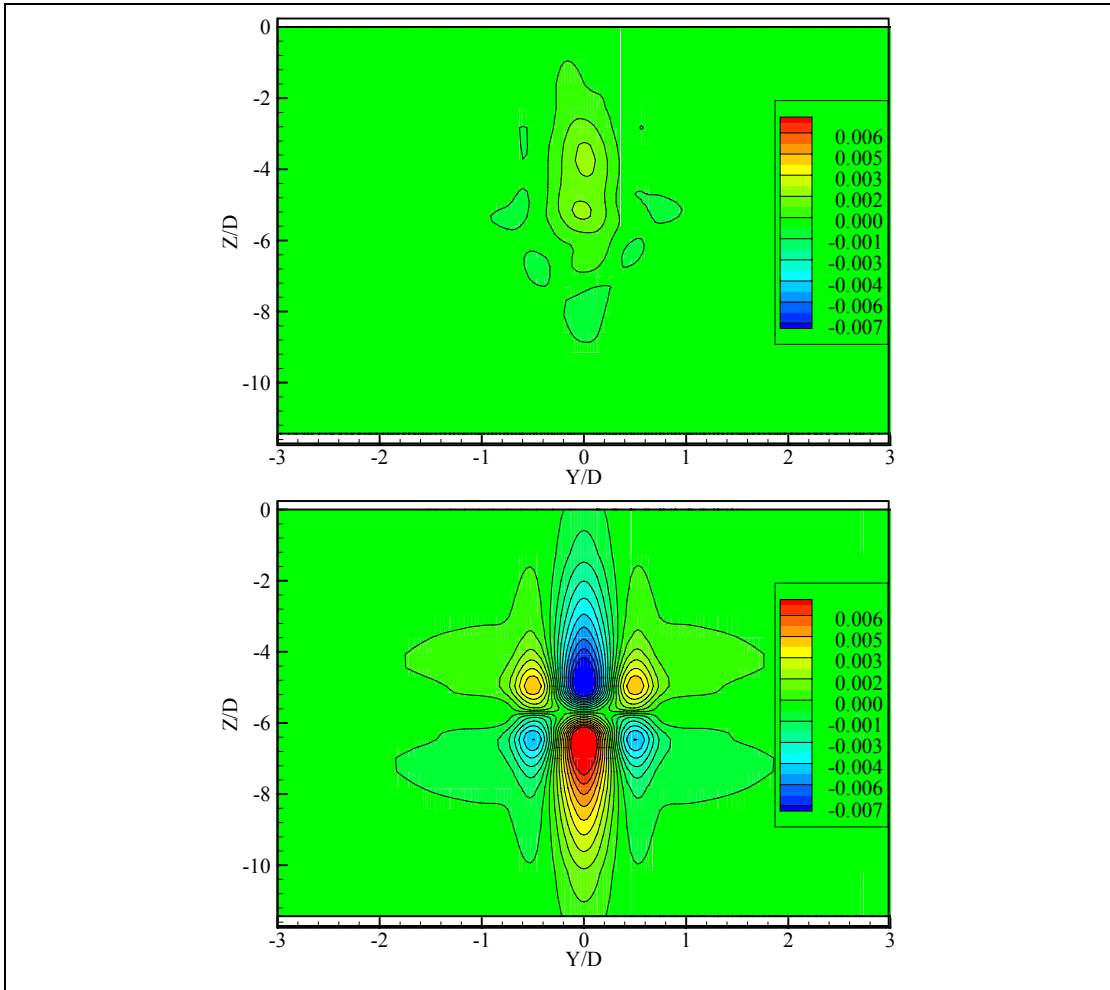
Tablo 3.12 : 3D VG1650 Vakası İçin Karşılaştırmalı Kritik Değerler

Model	WKO	SST
C_D	0.887	0.789
$-C_{pb}$	0.938	0.825
RMS		
C_L	0.182	0.188
St	0.189	0.205
θ_s	92.0	95.6

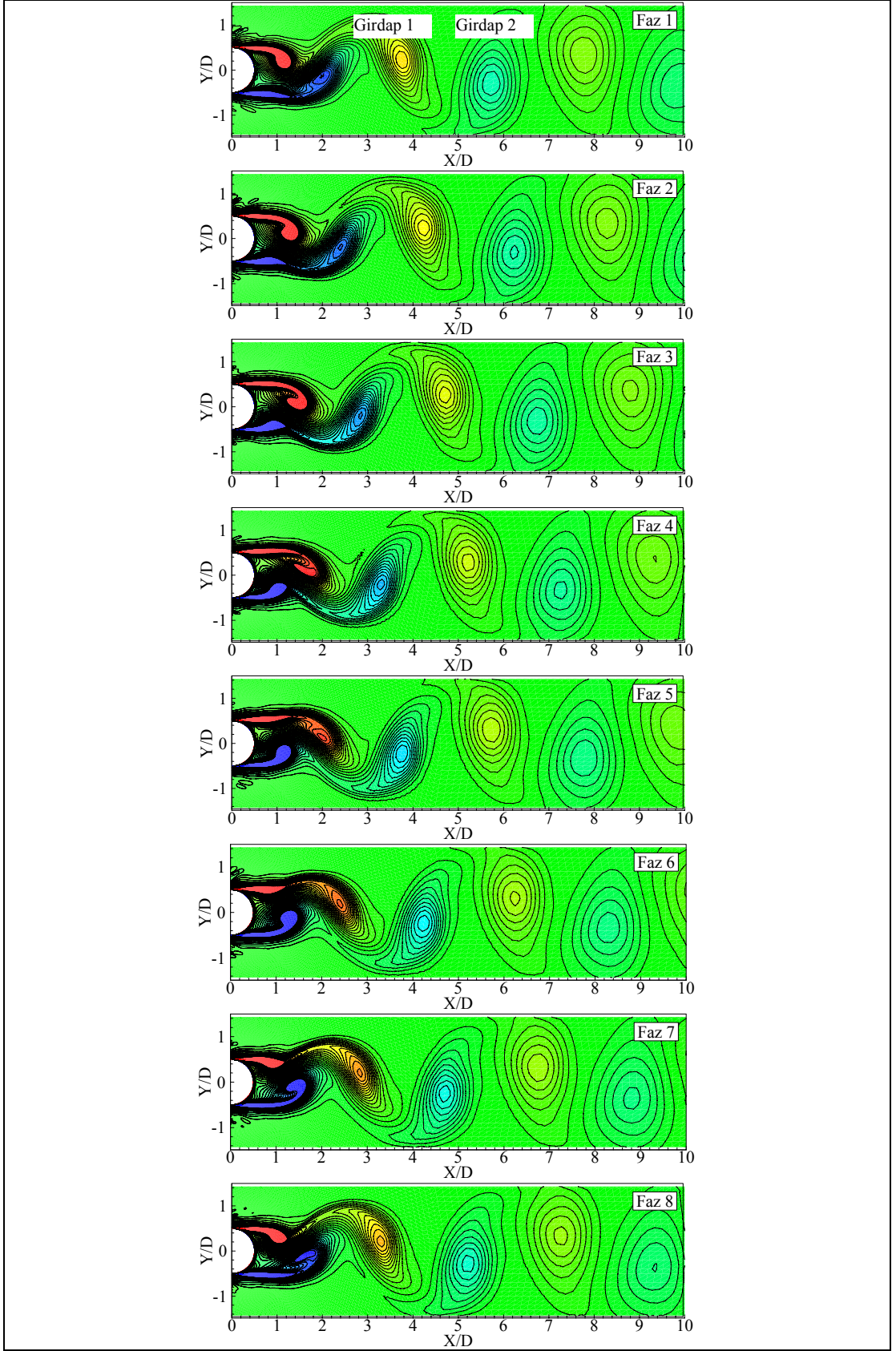
Şekil 3.52 deneysel çalışmada ölçülmemiş bir başka fiziki etki olan, akıştaki üç boyutluluğu göstermektedir. Hemen belirtilmelidir ki içinde bulunulan akış rejimi olan kritik altı rejimde (TRSL3 veya TRBL0) ikincil yapıların neden olduğu üç boyutlu etkiler mevcuttur (Norberg, 1998). Ancak Z eksenini yönündeki ağ örgüsü sayısı hesaplama gücü ve kapasitesi göz önüne alınarak belirli bir değerin üzerine çıkartılmamıştır. Bu konuyla ilgili detaylar daha Bölüm 3.3'te verilmiştir. Şekil 3.52'deki grafikler $X/D=1.5$ düzleminde Z eksenini yönündeki hız bileşenlerini yansıtmaktadırlar. Üstteki grafikte görüldüğü gibi VG0000 vakasında değerler serbest akım hızı ile oranlandığında %0.1-0.2 mertebesindedir. Aynı düzleminde VG1650 vakasında boyutsuz hızlar %0.9'a kadar yükselmektedir. Benzer durum akış alanında karşılaştırılan tüm kesitlerde gözlenmiştir. Bu durum girdap yaratıcıların ciddi miktarda üç boyutluluk etkisi yarattığına işaret etmektedir. Bu ise, girdap yaratıcıların neden olduğu helisel hareketin kayma tabakalarındaki sirkülasyon dengesini değiştirerek üçüncü boyuta taşıdığını ve buna bağlı olarak enerjinin bir kısmının bu yönde harcanması ile gerilme bileşenlerinin ölçüm ve hesaplama yapılan XY düzlemi üzerinde azalmasında etkili olmuş olabileceğini akla getirmektedir.

Şekil 3.53 ve Şekil 3.54'te sırasıyla VG0000 ve VG1650 vakaları için bir girdap salgılanma periyodu süresince meydana gelen eşit aralıklı sekiz adet fazdaki Z yönündeki girdaplılık konturları görülmektedir. Şekil 3.53'te Girdap 1 ve Girdap 2 olarak gösterilen zıt işaretli girdapların her iki vaka ve her fazda maksimum girdaplılık seviyesi ve girdaplılık merkezi koordinatları Tablo 3.13'te derlenmektedir. Bölüm 2'de de değinildiği gibi, girdap yaratıcıların etkisiyle girdap oluşma sürecini tamamlayan girdapların sirkülasyonlarının bir miktar azaldığı tespit edilmiştir. Şekil 3.53 ve Şekil 3.54'e bakılacak olursa her iki vakada girdaplar hemen eşit alanları kapsamaktadır ancak VG1650 vakasında çekirdek girdaplılık şiddeti ilk fazda %12 daha düşüktür. Her iki vakada da girdap caddesinde meydana gelen sürekli girdaplılık aktarımı neticesinde (Anagnostopoulos, 1997) 1. faz ve 8. faz arasında girdaplar büyük oranda şiddet kaybetmektedirler. Girdap 1 için VG0000 vakasında % 49 olan bu oran VG1650 vakasında %53, Girdap 2 için ise sırasıyla %38 ve %46'dır. Buna göre VG1650 vakasında girdap caddesinde (silindirden 10D uzaklığa kadar) girdapların daha çok etkileşim içinde oldukları söylenebilir. Gerçekten de en dış kontur yapıları incelendiğinde VG1650 vakasındaki girdapların komşu girdaplara VG0000 vakasına oranla daha çok kıvrılmış oldukları görülebilir.

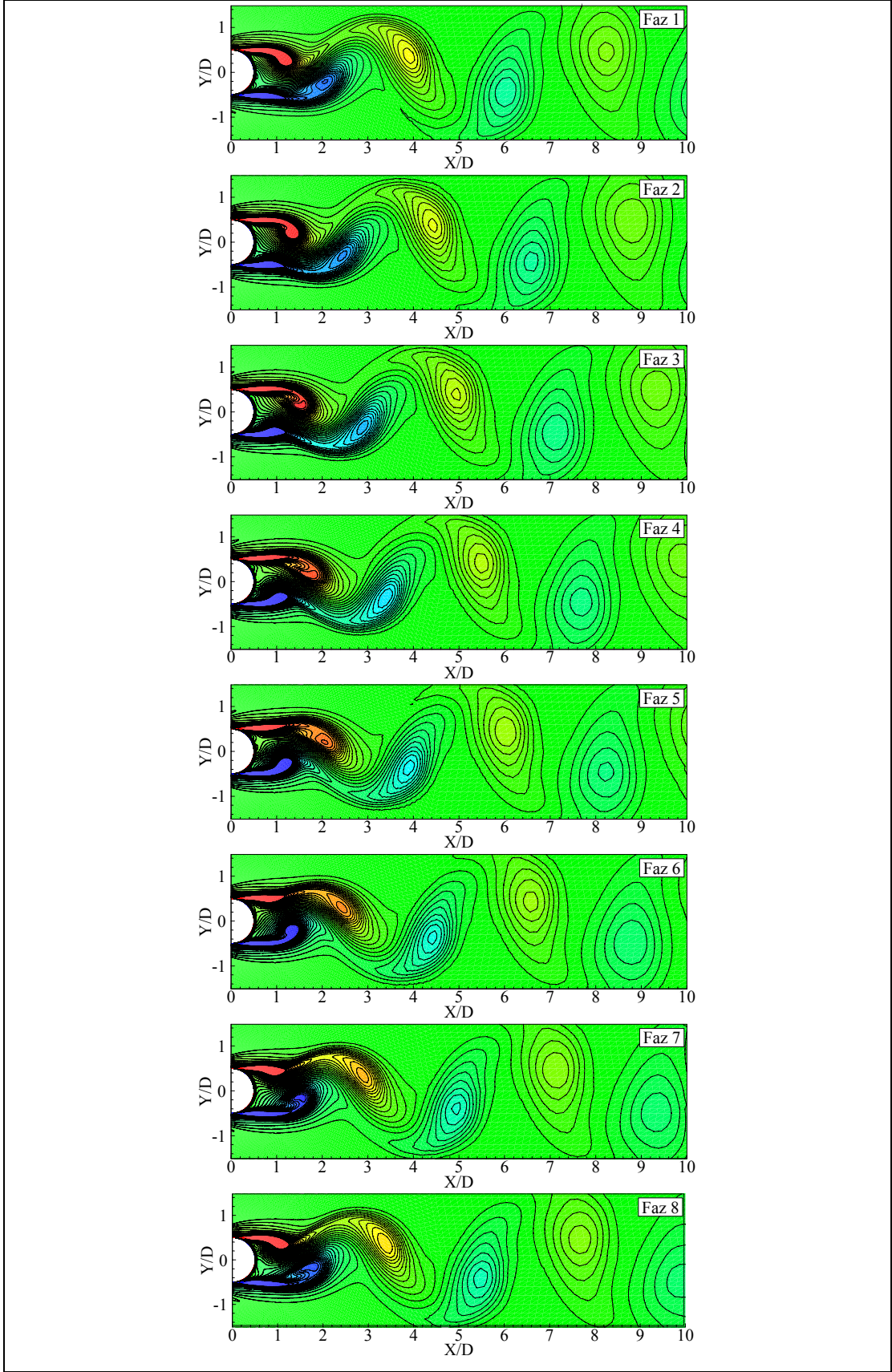
Girdap oluşma boyunun ve boy ölçeklerinin artması ile ilintili olarak Girdap 1 ve Girdap 2 VG1650 vakasında 1. fazda VG0000 vakasına göre silindirden daha uzakta bulunmaktadır. 1 periyotluk çevrim süresinde VG1650 vakasında 4.33D ilerleyen Girdap 1 VG0000'da 3.52D ilerlemektedir. Bu durum VG1650 vakasında hız bozulmasının daha çabuk toparlanması anlamına gelmektedir. **Tanaka ve Murata (1986)** $Re=39000$ 'de yaptıkları deneysel çalışmada yalın silindir gerisindeki girdapların silindir merkezinden $X/D \sim 4.5$ çap sonra merkez yatay eksenden ayrılarak hareket ettiklerini göstermişlerdir. VG0000 vakasında benzer biçimde girdaplar 3. fazdan sonra merkez yatay eksenden uzaklaşmakta, Girdap 1, 8. fazda 1. faza göre Y yönünde 0.12D ilerlemektedir. VG1650 vakasında merkez yatay eksenden 0.13D daha uzakta bulunan Girdap 1 bir periyot sonunda merkez eksenden yaklaşık 0.1D uzaklaşmaktadır.



Şekil 3.52 : VG0000 (Üstte) ve VG1650 (Altta) Vakaları için YZ düzleminde \bar{W} / U_{∞} Konturları



Şekil 3.53 : 3D VG0000 Vakası için Sabit Fazlarda $\bar{\zeta} \cdot D/U_\infty$ Konturları
 $(-4 < \bar{\zeta} \cdot D/U_\infty < 4, \Delta K = 0.2051)$ (SST)

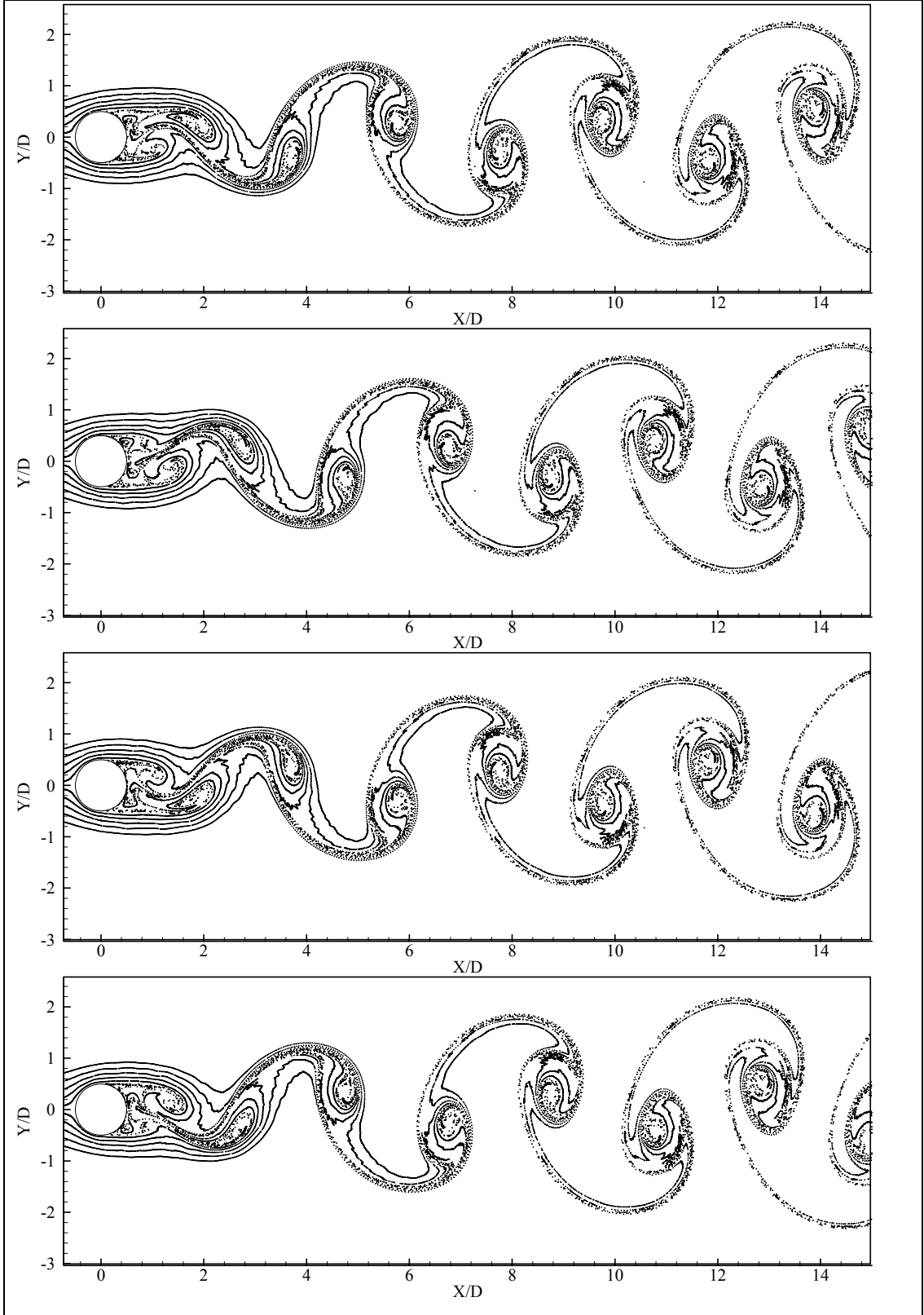


Şekil 3.54 : 3D VG1650 Vakası için Sabit Fazlarda $\bar{\zeta} \cdot D/U_\infty$ Konturları
 $(-4 < \bar{\zeta} \cdot D/U_\infty < 4, \Delta K = 0.2051)$ (SST)

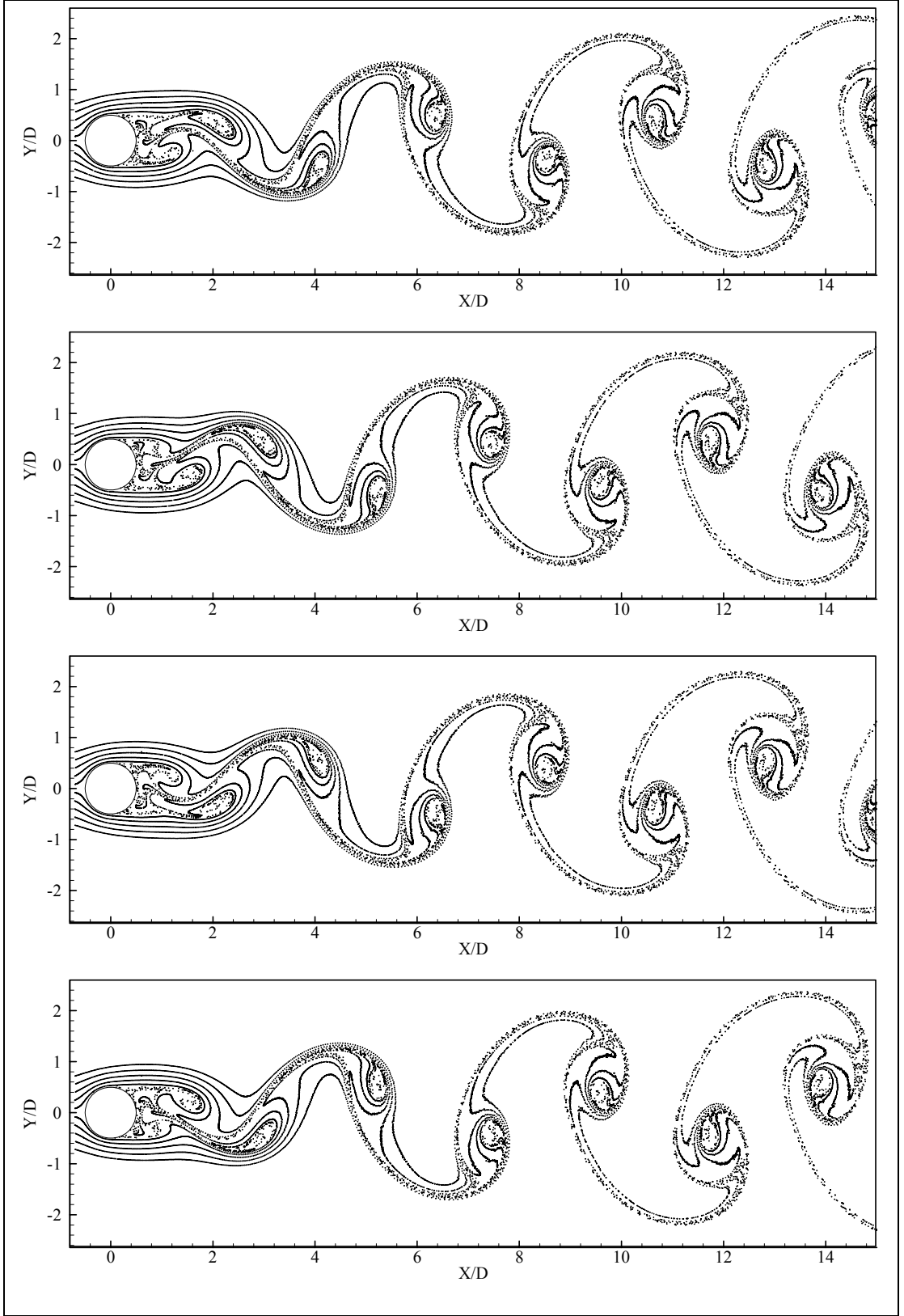
Tablo 3.13 : VG0000 ve VG1650 Vakaları Girdap Caddesi Karakteristikleri (SST)

FAZ	Girdap 1		Girdap 2		
	Merkez (X/D ; Y/D)	Şiddet ($\zeta D / U_{\infty}$)	Merkez (X/D ; Y/D)	Şiddet ($\zeta D / U_{\infty}$)	
VG0000	1	3.76 ; 0.22	2.328	5.73 ; -0.29	-1.485
	2	4.23 ; 0.22	2.073	6.25 ; -0.30	-1.375
	3	4.71 ; 0.22	1.887	6.76 ; -0.32	-1.262
	4	5.22 ; 0.28	1.627	7.29 ; -0.34	-1.180
	5	5.73 ; 0.30	1.495	7.78 ; -0.35	-1.113
	6	6.24 ; 0.30	1.391	8.31 ; -0.35	-1.033
	7	6.76 ; 0.32	1.271	8.81 ; -0.36	-0.974
	8	7.28 ; 0.34	1.186	9.32 ; -0.36	-0.925
VG1650	1	3.91 ; 0.35	2.054	6.04 ; -0.41	-1.310
	2	4.43 ; 0.38	1.811	6.59 ; -0.43	-1.192
	3	4.94 ; 0.39	1.576	7.14 ; -0.43	-1.118
	4	5.50 ; 0.42	1.422	7.69 ; -0.44	-1.027
	5	6.04 ; 0.42	1.313	8.23 ; -0.44	-0.973
	6	6.58 ; 0.42	1.200	8.78 ; -0.45	-0.904
	7	7.64 ; 0.43	1.037	9.85 ; -0.48	-0.808
	8	8.24 ; 0.45	0.975	10.74 ; -0.50	-0.705

Son olarak, fiziki mekanizma ve görsellik anlamında dairesel silindir çalışmalarında karşılaşılabilecek en etkileyici görüntülerden biri olan iz bölgesindeki çıkış çizgileri VG0000 ve VG1650 vakaları için sırasıyla Şekil 3.55 ve Şekil 3.56'da yer almaktadır. Her iki şekilde de, grafikler yukarıdan aşağıya doğru bir girdap salgılanma periyodu boyunca oluşan dört eşit faz anını göstermektedir. Grafikler, belirli bir hesaplama anından itibaren her zaman adımında, $X/D=-0.6$ kesiti üzerinde $Y/D=0.6$ ' dan $Y/D=-0.6$ 'ya kadar eşit aralıklı 10 adet kütsüz parçacığın akış alanına bırakılması sonucu elde edilmişlerdir. Bu ise deneysel çalışmalarda akıma belirli bir noktadan boya zerk edilmesi ile aynı anlamı taşımaktadır. Öncelikle iki vakada da elde edilen görüntünün **Van Dyke (1982)**'de yer olan fotoğraflar ile genel anlamda uyumlu olduğunu söylemek mümkündür. Çıkış çizgileri pek çok araştırmacı tarafından deneysel ve hesaplamalı olarak incelenmiştir. Burada yalnızca birkaç ilginç hususun altını çizmekte yarar vardır. Akış yönünde ilerledikçe, silindirin XY düzlemine göre üst kısmından bırakılan parçacıklar, iz bölgesinin merkez yatay eksene göre altında ve alt kısmından bırakılanlar ise üstünde yer alabilmektedirler. Silindirin önünden 1.2 D mesafeyle bırakılmış olan en üstteki ve en alttaki çıkış çizgileri dahi 13-14D mesafe sonra birbirleriyle neredeyse üst üste gelmektedirler. Eğer yalnızca tek bir çıkış çizgisi takip edilecek olursa çizgilerin silindirin hangi tarafından bırakılırlarsa, silindirin aynı tarafından salgılanan girdap içerisinde var oldukları görülebilir. Yine tek bir çıkış çizgisinin ele alınmasıyla hareketin kapalı hatları oluşturduktan sonra çıkış çizgisinin tekrar yakın iz bölgesine geri dönmesi şeklinde git-gellerden oluşan son derece kompleks bir yapıda olduğunu belirtmek gerekir. Ayrıca çıkış çizgilerinde mevcut kapalı hatlar Şekil 3.53 ve Şekil 3.54'te verilen girdaplılık konturları merkezlerine denk düşmektedir. VG1650 vakasında girdap yaratıcıların silindir izinde meydana gelen bu klasik yapıya pek fazla müdahale etmedikleri söylenebilir. Hız bozulmasının daha çabuk toparlanmasıyla çıkış çizgilerindeki kapalı hatların da VG0000'dakilere göre silindirden daha uzakta oldukları görülmektedir. Azalan girdaplılık seviyesine bağlı olarak VG1650'deki kapalı hatların daha gevşek biçimde birbirlerine sarıldıkları gözlenmektedir.



Şekil 3.55 : 3D VG0000 Vakası için SST Modeli İle Elde Edilen Çıkış Çizgileri (SST)



Şekil 3.56 : 3D VG1650 Vakası için SST Modeli ile Elde Edilen Çıkış Çizgileri (SST)

4. DEĞERLENDİRME VE ÖNERİLER

Bu çalışmada akış yönündeki girdap yaratıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa olan etkisi deneysel ve hesaplamalı olarak incelenmiştir. Çalışmada ele alınan Reynolds sayısı, dairesel silindir etrafındaki akışın kritik-altı rejimde olduğu 41300'dür. Çalışmada hesaplamalı ve deneysel olarak pek çok analiz gerçekleştirilmiş ve sonuçlar tartışılmıştır.

Çalışmadaki amaç, girdap yaratıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa ve girdap oluşma mekanizmasına olan etkilerinin deneysel ve hesaplamalı olarak ortaya konması ve deneysel olarak gözlenen etkilerin sayısal olarak modellenmesinde farklı türbülans modellerinin performansının test edilmesi ve modelleme yetisi en yüksek olan türbülans modelinin belirlenmesidir.

4.1 Değerlendirme

Deneysel çalışma DPIV sistemi ile silindirin yakın-iz bölgesindeki yalın silindir ve girdap yaratıcı içeren dört ayrı vaka için yapılmış olan ölçümleri kapsamaktadır. PIV'den elde edilen anlık akış alanları, klasik Reynolds ayrıştırmasının yanı sıra, zamana bağlı hareketin topolojisinin ortaya konabilmesine izin veren faz ortalaması ayrıştırmasıyla ve dayandığı matematiksel temeller ile güçlü ve yaygın bir ayrıştırma tekniği olan POD ile analiz edilmiştir.

Deneysel çalışmanın literatür ile uyumunu belirleyebilmek amacıyla yalın silindir vakasından alınan sonuçlar literatürdeki benzer çalışmalar ile karşılaştırılmış ve gerek nicel gerekse nitel anlamda uyumlu bir yapı sergilediği belirlenmiştir. Böylelikle, girdap yaratıcılı vakalar için yapılmış olan deneylerin sonuçlarına daha güvenli şekilde yaklaşmak olası olmuştur. Deneysel sonuçlardan, girdap yaratıcıların silindirin yakın iz bölgesine ve dolaylı olarak da sınır tabakadaki akışa önemli ölçüde etki ettikleri ortaya çıkmıştır. Öncelikle, global ortalama değerlerden kayma tabakalarının birbirlerine doğru yaklaştıkları ve merkez yatay eksene doğru kapandıkları ve iz bölgesinin kalınlığının azalarak narinleştiği tespit edilmiştir. Bu

olay net biçimde ölçüm yapılan düzlemde akım ayrılmasının geciktiğine işaret etmektedir. Akım ayrılmasının gecikmesi ile birlikte, literatürde Reynolds sayısının yükselişi durumunda görüldüğü gibi, girdap oluşma ve iz kapanma boyunda ciddi bir artış olduğu gözlenmiştir. Girdap yaratıcıların etkisiyle akış alanındaki global ortalama sirkülasyon miktarında da artış olmuş, ayrıca kayma tabakaları kalınlıkları azalmıştır. Kayma tabakalarının daha konsantre hale gelmeleri girdapların da silindirden daha uzak noktalarda oluşmasını sağlamıştır. Girdapların silindirden uzaklaşmaları ile birlikte silindir gerisindeki alçak basınç bölgesinin de girdaplarla birlikte hareket etmesi ve o bölgedeki basıncın yükselmesi olasıdır. Momentum kalınlığına bağlı olarak hesap edilen direnç değerleri karşılaştırmasında, girdap yaratıcılı vakalarda %30'a varan oranlarda direnç düşüşü kaydedilmiştir. Kayma tabakalarının merkez yatay eksene doğru hareket etmeleri ve aynı zamanda incelmeleri sonucunda Strouhal sayısı VG1650 vakasında %41 yükseliş göstermiş, daha sonra muhtemelen oluşan girdapların giderek güç kaybetmesiyle bağlantılı olarak yavaşça azalmıştır. Girdap yaratıcılı vakalarda girdap oluşma noktasında sirkülasyon değerinin düştüğü aynı zamanda girdap topolojisinin de büyük oranda değiştiği belirlenmiştir. Sirkülasyon grafiklerinden, yalın silindir vakasında girdap oluşması sırasındaki sert yükselişin, yerini çok daha yumuşak bir yükselme eğilimine bıraktığı gözlenmiştir. Girdaptaki boyutsal değişiklik merkez eksenindeki maksimum salınımın meydana geldiği nokta ile girdap sirkülasyon merkezinin çakışmamasına neden olmaktadır. Faz ortalaması ayrıştırmasıyla VG0000 ve VG1670 vakalarında girdap oluşma fazındaki akış topolojilerinin farkları ortaya konmuştur. POD ayrıştırması, yalın ve girdap yaratıcılı dairesel silindir arkasındaki türbülanslı akışın büyük ölçekli ve organize periyodik hareket ve rasgele türbülanslı hareket olarak efektif biçimde ayrıştırılmasını sağlamıştır. Reynolds ortalaması analizinde bulunanın aksine, rastgele hareket bileşenlerinin akışın büyük bir bölümüne yayılmamış ve özellikle de girdap oluşma bölgesinde yoğunlaşmamış oldukları gözlenmiştir. Yakın iz bölgesindeki gerilmelerin asıl nedeninin büyük ölçekli ve düzenli yapı olduğu belirlenmiştir. Rastgele akış yönündeki ve kayma gerilmeleri beklendiği gibi kayma tabakasında yoğunlaşmaktadır. Akıştaki organize ve rastgele hareketten dolayı oluşan gerilme grubunun her ikisinin de şiddetinin, girdap yaratıcıların ve konum açılarının etkisiyle ciddi miktarda düştüğü gözlenmektedir. Bu etki girdap yaratıcıların konum açıları akım ayrılması noktasına doğru yaklaştıkça daha da artmaktadır.

Deneysel çalışma girdap yaratıcıların etkisinin ortaya konmasının yanı sıra, kritik-altı rejimde dairesel silindirin yakın iz bölgesine odaklanarak detaylı bir incelemeyi kapsamakta ve böylece her iki anlamda da mevcut literatüre katkı sağlamaktadır.

Hesaplamalı çalışma, iki ve üç boyutlu simülasyonları kapsamaktadır. İki boyutlu simülasyonlar yalın silindir vakası için, Spalart-Allmaras , Wilcox $k - \omega$, Realizable $k - \epsilon$ ve Shear-Stress-Transport $k - \omega$ olmak üzere iyi tanınan ve yaygın biçimde kullanılan dört ayrı türbülans modeli için gerçekleştirilmiş, sonuçlar deneysel çalışmada elde edilenler ile karşılaştırılmıştır. Deneysel çalışmaya oldukça aykırı sonuçlar vermiş olan tek denklemlili Spalart-Allmaras modeli iki boyutlu simülasyonlar sonucunda elenerek üç boyutlu simülasyonlar kapsamına alınmamıştır. İki boyutlu simülasyonlar, ağ örgüsü tipi, hesaplama bölgesi boyutları gibi pek çok parametrenin belirlenmesine yardımcı olmuş ve ayrıca ağ örgüsü yakınsaklık testi için de kullanılmışlardır. Böylece üç boyutlu simülasyonların gerektirdiği büyük hesaplama gücünden bir ölçüde tasarruf edilmesini sağlanmıştır. Ayrıca, yalın silindir vakasının modellenmesinde iki boyutlu simülasyonların iyi bir ağ örgüsü kullanılması koşuluyla üç boyutlu simülasyonlara oldukça yakın ve tutarlı sonuçlar verdiği gözlenmiştir.

Üç boyutlu simülasyonlar, yalın silindir vakası ve girdap yaratıcıların ilk durma noktasından 50 derece açıyla yerleştirildikleri vaka için gerçekleştirilmiştir. Yalın silindir vakasından alınan sonuçlar, RKE modeli ile sınır tabaka içerisinde çok yüksek türbülans kinetik enerjisi hesaplanmasına bağlı olarak akım ayrılmasının haddinden fazla geç tahmin edildiğini ortaya koymuştur. Buna bağlı olarak da iz bölgesinin yapısı da deneysel çalışma ile büyük ölçüde uyumsuz bir yapı sergilemiştir. Öte yandan, WKO ve özellikle SST modeli ile deneysel çalışmaya oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Ancak her iki model de kritik-altı rejimde laminar olması gereken sınır tabakayı türbülanslı olarak tahmin etme eğilimindedir. Ayrılmanın her iki model ile de söz konusu akış rejiminde beklenenden daha geç bir noktada tahmin edilmesi ile hesaplanan C_D ve $-C_{pb}$ gibi basınç dağılımına bağlı katsayılar, literatür ile uyumsuzluk göstermişler ve söz konusu uyumsuzluğun nedenleri tartışılmıştır.

Girdap yaratıcılı vaka SST ve WKO modelleriyle gerçekleştirilmiştir. Her iki model ile de yapılan hesaplamalarda, girdap yaratıcılı vakada yalın silindire göre boy

ölçeklerinin artması, kayma tabakalarının incilmesi ve iz bölgesindeki gerilmelerin azalması gibi deneysel çalışmada görülen etkilerin gözlenmesi mümkün olmuştur. Ancak ayrılmanın gecikmesi ve iz bölgesinin narinleşmesi yalnızca SST modeli kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucunda bulunabilmiştir. Ele alınan türbülans modelleri arasında gerek yalın silindir gerekse girdap yaratıcılı vakalar birlikte değerlendirilecek olursa, deneysel çalışma ile en iyi uyumun SST modeli kullanılarak yapılan hesaplama sonuçlarından elde edildiğini söylemek mümkündür. Hesaplama girdap yaratıcıların ters yönde dönen girdapların üretildiği orta kesitte daha etkili olduklarını aynı yönde döndüklerinde bu etkinin azaldığını ortaya koymaktadır.

RANS ve URANS temelli türbülans modellerinin performansları genellikle yalnızca sınır tabaka, serbest kayma, jet, Samuel-Joubert veya geriye doğru basamak (backward facing step) akışları gibi ayrılma noktasının belirli olduğu, eğrisellik içermeyen ve yalnızca tek bir akış tipini kapsayan spesifik vakalar için test edilmektedir. Girdap yaratıcı içeren kritik altı rejimdeki dairesel silindir etrafındaki akışın hemen hemen tüm akış tiplerinin bir bileşimi olarak görülmesi mümkündür. Dolayısıyla hesaplamalı çalışma, türbülans modellerinin performansı ile ilgili iyi bir referans oluşturmakta, bu anlamda mevcut literatüre katkıda bulunmaktadır.

Çalışma, literatürde girdap yaratıcıların dolgun cisimler etrafındaki akışa olan etkisinin incelenmesine, özellikle de dairesel silindir için gerçekleştirilmiş olan temelde yalnızca direnç değerlerini sağlayan çalışmalara detaylı analizlerle yenilik getirmekte, özellikle daha önce gözlenmemiş olan iz yapısını açık biçimde ortaya koymaktadır. Türbülans modelleri açısından da önemli bir referans teşkil eden çalışmada, bu derecede karmaşık bir akışın RANS temelli türbülans modelleri ile çözülebildiği, pek çok alanda başarısını ispatlamış olan SST türbülans modelinin akış yönünde girdaplar ve kuvvetli ayrılma içeren akışlarda tercih edilmesi gerektiğini ortaya koymaktadır. Çalışma ayrıca, girdap yaratıcıların gemiler etrafındaki akım ayrılmasını kontrol etmek üzere gerçekleştirilecek dizayn süreci gibi, hidrodinamik alanda büyük önem taşıyan bir hususa önemli katkılar yapabilecek bir altyapı hazırlamıştır.

4.2 Öneriler

Kritik altı rejimde yalın silindir ve girdap yaratıcılı vakalarda üç boyutlu etkilerin de gözlenebilmesi için iki kamera konfigürasyonu ile üç boyutlu ölçüme olanak tanıyan stereoskopik PIV kullanımı veya farklı düzlemlerde ölçüm yapılabilmesi yerinde olacaktır. Ayrıca türbülans etkilerinin daha iyi ve kesin olarak anlaşılabilmesi için güncel zaman-çözümlü (time-resolved) dijital kameraların kullanımına gerek duyulmaktadır. Akım ayrılması bölgesi, silindirin duvar cidarı ve hatta girdap yaratıcıların iz bölgesinin bütünüyle ayrı bir çalışma ile incelenmesi akım ayrılmasının yerinin kesin olarak belirlenebilmesi ve girdap yaratıcıların duvar ile etkileşiminin gözlenebilmesi için gerekli görülmektedir. Ayrılma noktasının tayini ile birlikte basınç ve türevlerinin de ölçülmesi akış rejiminin kesin bir biçimde belirlenebilmesini sağlayacaktır. Girdap yaratıcıların sınır tabaka ile olan etkileşimlerinin, eğrisel bir yüzey ya da dairesel silindir etrafında incelenerek optimum konfigürasyon çalışması yapılması, ters basınç gradyanı ve ayrılmanın güçlü olduğu koşullar için önemli bir referans teşkil edecektir.

Mevcut çalışmanın sağlamış olduğu bilgi birikimi ile gemiler etrafındaki akışın, özellikle güçlü akım ayrılmasının olduğu kıç bölgesinde, pervaneye giden akımın daha verimli hale getirilmesi ve ayrılmadan dolayı oluşan enerji kayıplarının azaltılmasına yönelik olarak girdap yaratıcılar vasıtasıyla kontrolünün bir dizayn prosedürü oluşturmak üzere deneysel ve hesaplamalı olarak ele alınması, çalışmaya uygun bir devam niteliği taşıyacaktır.

Yapılmış olan hesaplamalı çalışma girdap yaratıcılar etrafındaki ağ örgüsü iyileştirilerek sonuçlara olan etkisi incelenmelidir. Aynı zamanda $k-\omega$ modellerinde hesaplama limitleri içerisinde kalabilmek adına uygulanmış olan $y^+ < 5$ şartının $y^+ < 1$ 'e indirilmesi gerekmektedir. Ayrıca, bilindiği gibi SST modeli serbest kayma akışlarında standart $k-\varepsilon$ modeline dönüşmektedir. Standart $k-\varepsilon$ modeline göre çok daha sağlam temellere dayanan RKE modelinin, SST modeline benzer bir biçimde Standart $k-\omega$ ya da WKO ile birlikte kullanılarak yeni bir hibrit model yaratılıp performansının test edilmesi mümkündür.

KAYNAKLAR

- Achenbach, E.**, 1968. Distribution of Local Pressure and Skin Friction Around a Circular Cylinder in Cross-Flow up to $Re = 5 \times 10^6$, *Journal of Fluid Mechanics*, **34(4)**, 625-639.
- Allan, B.,G., Yao, C-S., ve Lin, J.C.**, 2002. Numerical Simulations of Vortex Generator Vanes and Jets on a Flat Plate, *1st Flow Control Conference, AIAA-2002-3160*, St.Luis, Missouri.
- Anagnostopoulos, P.**, 1997. Computer-Aided Flow Visualization and Vorticity Balance in the Laminar Wake of a Circular Cylinder, *Journal of Fluids and Structures*, **11**, 33-72.
- Anderson, D.A., Tannehill, J.C., ve Pletcher, R.H.**, 1984. Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, USA.
- Anderson, J.D.**, 1996. Computational Fluid Dynamics: An Introduction, Springer, Berlin, Germany.
- Arie, M., Kiya, M., Suzuki, Y., Hagino, M., and Takahashi, K.**, 1981. Characteristics of Circular Cylinders in Turbulent Flows, *Bulletin of the JSME*, **24(190)**, 640-647.
- Atlar, M. ve Korkut, E.**, 1997. Emerson Cavitation Tunnel Inflow Characteristics Based on 2-D Laser Doppler Anemometry Analysis, **Report No. MT-1997-001**, University of Newcastle, Department of Marine Technology.
- Atlar, M.**, 2000. A History of the Emerson Cavitation Tunnel and its Role in Propeller Cavitation Research, *NCT International Conference on Propeller Cavitation*, Newcastle upon Tyne, 3-34.
- Bairstow, L.**, 1939. Applied Aerodynamics, Longmans Green and Co. Ltd., London, Great Britain.
- Baldwin, B.S. and Lomax, H.**, 1978. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, *16th Aerospace Sciences Meeting, AIAA-1978-257*, January 16-18, Huntsville, Alabama, USA.
- Basu, R.I.**, 1985. Aerodynamic Forces on Structures of Circular Cross-Section. Part 1. Model- Scale Data Obtained Under Two-Dimensional Conditions in Low Turbulence Streams, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **21**, 273-294.

- Basu, R.I.**, 1986. Aerodynamic Forces on Structures of Circular Cross-Section. Part 2. The Influence of Turbulence and Three-Dimensional Effects, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **24**, 33-59.
- Bearman, P.W.**, 1969. On Vortex Shedding from a circular Cylinder in the Critical Reynolds Number Region, *Journal of Fluid Mechanics*, **37**, 577-587.
- Behr, M., Hastreiter, D., Mittal, S. and Tezduyar, T.E.**, 1995. Incompressible Flow past a Circular Cylinder: Dependence of the Computed Flow Field on the Location of the Lateral Boundaries, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **123**, 309-316.
- Ben Chiekh, M., Michard, M., Grosjean, N. et Bera, J.C.**, 2004. Reconstruction Temporelle D'un Champ Aérodynamique Instationnaire à Partir de Mesures PIV non Résolues Das le Temps, *9^e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*, Lyon, France, 14-17 Septembre, D.8.1-D.8.8.
- Bendat, J.S. and Piersol, A.G.**, 1986. Random Data: Analysis and Measurement Procedures, John Wiley, New York, USA.
- Benedict, L.H. and Gould, R.D.**, 1996. Towards Better Uncertainty Estimates for Turbulence Statistics, *Experiments in Fluids*, **22**, 129-136.
- Berkooz, G., Holmes, P. and Lumley, J.L.**, 1993. The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **25**, 539-575.
- Blazek, J.**, 2001. Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications, Elsevier, Oxford, UK.
- Bloor, M.S. and Gerrard, J.H.**, 1966. Measurements on Turbulent Vortices in a Cylinder Wake, *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, **294**, 319-342.
- Blur, S.M.**, 1964. The Transition to Turbulence in the Wake of a Circular Cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, **19**, 290-309.
- Bradshaw, P.**, 1971. A Introduction to Turbulence and Measurement, Pergamon Press, Braunschweig, Germany.
- Bradshaw, P.**, 1994. Turbulence: The Chief Outstanding Difficulty of Our Subject, *Experiment in Fluids*, **16**, 203-216.
- Braza, M., Perrin, R. and Hoarau, Y.**, 2004. Turbulence Properties in the Cylinder Wake at High Reynolds Number, *Institut de Mecanique des Fluides de Toulouse, UMR-CNRS-N°5502*, Toulouse, France.
- Brede, M., Leder, A. and Westergaard, C.H.**, 2003. Time-Resolved PIV Investigation of the Separated Shear Layer in the Transitional Cylinder Wake, *5th International Symposium on Particle Image Velocimetry*, September 22-24, Busan, Korea.

- Breuer, M.**, 2000. A Challenging Test Case for Large Eddy Simulation: High Reynolds Number Circular Cylinder Flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **21**, 648-654.
- Calarese, W., Crisler, W.P. and Gustafson, G.L.**, 1985. Afterbody Drag Reduction by Vortex Generators, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Report*, **85-0354**, Boston, USA.
- Cantwell, B. and Coles, D.**, 1983. An Experimental Study of Entrainment and Transport in the Turbulent Near Wake of a Circular Cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, **136**, 321-374.
- Casper, J., Lin, J.C. and Yao, C.S.**, 2003. Effect of Sub-Boundary Layer Vortex Generators on Incident Turbulence, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Report*, **2003-4162**, Boston, USA.
- Catalano, P., Wang, M., Iaccarino, G. and Moin, P.**, 2003. Numerical Simulation of the Flow Around a Circular Cylinder at High Reynolds Numbers, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **24**, 463-469.
- Cebeci, T. ve Smith, A.M.O.**, 1974. Analysis of Turbulent Boundary Layers, Academic Press, Florida, USA.
- Chang, P.K.**, 1970. Separation of Flow, Pergamon Press, Oxford, UK.
- Chen, C-J. and Jaw, S-Y.**, 1998. Fundamentals of Turbulence Modeling, Taylor & Francis, Washington, USA.
- Chen, H.C. and Patel, V.C.**, 1988. Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation, *AIAA Journal*, **26(6)**, 641-648.
- Chorin, A.J.**, 1967. A Numerical Method for Solving Incompressible Viscous Flow Problems, *Journal of Computational Physics*, **2**, 12-26.
- Chorin, A.J.**, 1968. Numerical Solutions of Navier-Stokes Equations, *Mathematics of Computation*, **22(104)**, 745-762.
- Constantinescu, G., Chapelet, M. and Squires, K.**, 2003. Turbulence Modeling Applied to Flow over a Sphere, *AIAA Journal*, **41(9)**, 1733-1742.
- Coutanceau, M. ve Bouard, R.**, 1977. Experimental Determination of the Main Features of the Viscous Flow in the Wake of a Circular Cylinder in Uniform Translation, Part 1; Steady Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **79**, 231-236.
- Crossland, S.C., Sims-Williams, D.B. and Dominy, R.G.**, 2000. The Reconstruction of Bluff-Body Unsteady Flow Fields, *9th International Symposium on Flow Visualization*, Heriot-Watt University, August 22-25, Edinburgh, Scotland, UK.

- Dacles-Mariani, J., Zilliac, G.G., Chow, J. S., and Bradshaw, P.**,1995. Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field, *AIAA Journal*, **33(9)**, 1561-1568.
- Dantec Inc.**, 2000. Flowmap PIV Installation and Users' Guide, Dantec Measurement Technology, Skovlunde, Denmark.
- Davidson, L.**, 2003. An Introduction to Turbulence Models, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.
- Davidson, L.**, 2005. Numerical Methods for Turbulent Flow, MTF071 Lecture Notes, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.
- Davidson, P.A.**, 2004. Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers, Oxford University Press, New York, USA.
- Del Álamo, J.C., Jiménez, J., Zandonade, P. ve Moser, R.D.**, 2004. Scaling of the Energy Spectra of Turbulent Channels, *Journal of Fluid Mechanics*, **500**, 135-144.
- Djeridi, H., Braza, M., Perrin, R., Harran, G., Cid, E. And Cazin, S.**, 2004. Near-Wake Turbulence Properties around a Circular Cylinder at High Reynolds Number, *Flow, Turbulence and Combustion*, **71**, 19-34.
- Durao, D.F.G., Heitor, M.V. and Pereira, J.C.F.**, 1988. Measurements of Turbulent and Periodic Flows Around a Square Cross-Section Cylinder, *Experiments in Fluids*, **6**, 298-304.
- Durbin, P.A.**, 1991. Near-Wall Turbulence Closure Modeling Without Damping Functions, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, **3**, 1-13.
- Durbin, P.A.**, 1995. Separated Flow Computations with the K-Epsilon-Upsilon(2) Model, *AIAA Journal*, **33(4)**, 659-664.
- Fage, A.**, 1928. The Air Flow around a Circular Cylinder in the Region where the Boundary Layer Separates From the Surface, British Aerodynamics Res. Council, R&M 1179.
- Farell, C.**, 1981. Flow around Fixed Circular Cylinders: Fluctuating Loads, *Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, **107**, 565-589.
- Farell, C., and Blessmann, J.**, 1983. On Critical Flow around Smooth Circular Cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, **136**, 375-391.
- Farmer, J., Martinelli, L., and Jameson, A.**, 1994. Fast Multigrid Method for Solving Incompressible Hydrodynamic Problems with Free Surfaces, *AIAA Journal*, **32(6)**, 1175-1185.

- Ferziger, J.H. and Peric, M.**, 2002. Computational Methods for Fluid Dynamics, Springer, New York, USA.
- Fluent Inc.**, 2006. Fluent User's Guide, Fluent Inc., Lebanon, NH.
- Gad-el-Hak, M. and Bushnell, D.M.**, 1991. Separation Control: Review, *Journal of Fluids Engineering*, **113**, 5-30.
- Gad-el-Hak, M.**, 1990. Control of Low-Speed Airfoil Aerodynamics, *AIAA Journal*, **28(9)**, 1537-1552.
- Gad-el-Hak, M.**, 1994. Interactive Control of Turbulent Boundary Layers: A Futuristic Overview, *AIAA Journal*, **32(9)**, 1754-1765.
- Gad-el-Hak, M.**, 2001. Flow Control: The Future, *Journal of Aircraft*, **38(3)**, 402-418.
- Garcia, C.M., Jackson, P.R. and Garcia, M.H.**, 2006. Confidence Intervals in the Determination of Turbulence Parameters, *Experiments in Fluids*, **40**, 514-522.
- George, W.K. Jr.**, 1978. Processing of Random Signals, Proceedings of the Dynamic Flow Conference, Skovlunde, Denmark.
- Gerrard, J.H.**, 1965. A Disturbance Sensitive Reynolds Number Range of the Flow Past a Circular Cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, **22(1)**, 187-196.
- Gerrard, J.H.**, 1966a. The Mechanics of the Formation Region of Vortices Behind Bluff Bodies, *Journal of Fluid Mechanics*, **25(2)**, 401-413.
- Gerrard, J.H.**, 1966b. The Three-dimensional Structure of the Wake of a Circular Cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, **25(1)**, 143-164.
- Gerrard, J.H.**, 1978. The Wakes of Cylindrical Bluff Bodies at Low Reynolds Number, *Philosophical Transactions A*, **288**, 351-382.
- Green, R.B., and Gerrard, J.H.**, 1993. Vorticity Measurements in the Near Wake of a Circular Cylinder at Low Reynolds Numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, **246**, 675-691.
- Green, S.I.**, 1995. Fluid Vortices, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands.
- Griffin, O.M. and Votaw, C.W.**, 1972. The Vortex Street in the Wake of a Vibrating Cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, **51**, 31-48.
- Guj, G. ve Stella, F.**, 1993. A Vorticity-Velocity Method for the Numerical Solution Of 3D Incompressible Flows, *Journal of Computational Physics*, **106**, 286-298.
- Haller, G.**, 2005. An Objective Definition of a Vortex , *Journal of Fluid Mechanics*, **525**, 1-26.

- Harlow, F.H. ve Welch, J.E.**, 1967. Numerical Calculation of Time Dependent Viscous Incompressible Flow with Free Surface, *Physics of Fluids*, **8** (12), 2182-2189.
- Henderson, R.D.**, 1997. Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Turbulent Wake Transition, *Journal of Fluid Mechanics*, **352**, 65-112.
- Hinze, J.O.**, 1975. Turbulence, McGraw-Hill, New York, USA.
- Hoffmann, K.A. and Chiang, S.T.**, 2000. Computational Fluid Dynamics for Engineers Volume 1-2-3, Engineering Education System Publication, Kansas, USA.
- Holloway, D.S. Walters, D.K., and Leyelek, J.H.**, 2004. Prediction of Unsteady, Separated Boundary Layer Over a Blunt Body for Laminar, Turbulent, and Transitional Flow, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **45**, 1291-1315.
- Huang, H., Dabiri, D. and Gharib, M.**, 1997. On Errors of Digital Particle Image Velocimetry, *Measurement Science and Technology*, **8**, 1427-1440.
- Hussein, A.K.M.F. and Reynolds, W.C.**, 1970. The Mechanics of an Organized Wave in Turbulent Shear Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **41**(2), 241-258.
- Iaccarino, G.**, 2001. Predictions of a Turbulent Separated Flow Using Commercial CFD Codes, *Journal of Fluids Engineering*, **123**, 819-828.
- Iaccarino, G., Ooi, A., Durbin, P.A., ve Behnia, M.**, 2003. Reynolds Averaged Simulation of Unsteady Separated Flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **24**, 147-156.
- Iaccarino, G., ve Durbin, P.A.**, 2000. Unsteady 3D RANS Simulations Using the v^2 -f Model, *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, 263-269.
- Igarashi, T. and Iida, Y.**, 1988. Fluid Flow and Heat Transfer Around a Circular Cylinder with Vortex Generators, *JSME International Journal*, **31**(4), 701-708.
- Igarashi, T.**, 1985. Effect of Vortex Generators on the Flow around a Circular Cylinder Normal to an Airstream, *Bulletin of JSME*, **28**(236), 274-282.
- Issa, R.I.**, 1986. Solution of the Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting, *Journal of Computational Physics*, **62**(1), 40-65.
- Jenkins, G.M. and Watts, D.G.**, 1968. Spectral Analysis and its Applications, Holden-Day, San Francisco, California, USA.
- Jenkins, L., Gorton, S.A. and Anders, S.**, 2002. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Report*, **2002-0266**, Reno, Nevada, USA.

- Jeong, J. and Hussain, F.**, 1995. On the Identification of a Vortex, *Journal of Fluid Mechanics*, **285**, 69-94.
- Johnson, R.W.**, 1998. The Handbook of Fluid Dynamics, CRC Press, Boca Raton, Fla.
- Johnson, T.R. and Joubert, P.N.**, 1969. The Influence of Vortex Generators on the Drag and Heat Transfer from a Circular Cylinder Normal to an Airstream, *Journal of Heat Transfer*, **91**, 91-99.
- Jones, W.P., ve Launder, B.E.**, 1972. Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **15(2)**, 301-&.
- Joubert, P.N. and Hoffman, E.R.**, 1962. Drag of a Circular cylinder with Vortex Generators, *Journal of the Royal Aeronautical Society*, **66**, 456- 457.
- Kader, B.A.**, 1981. Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers, *International Journal of Heat and Mass Transfer: Shorter Communication*, **24(9)**, 1541-1544.
- Kalro, V. and Tezduyar, T.**, 1997. Parallel 3D Computation of Unsteady Flows Around Circular Cylinders, *Parallel Computing*, **23**, 1235-1248.
- Keane, R.D. and Adrian, R.J.**, 1992. Theory of Cross-Correlation Analysis of PIV Images, *Applied Scientific Research*, **49**, 191-215.
- Kim, J. ve Moin, P.**, 1985. Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations, *Jour. of Comp. Phys.*, **59**, 308-323.
- Kim, J., Moin, P, ve Moser, R.**, 1987. Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number. *Journal of Fluid Mechanics*, **177(133)**.
- Kim, K.C., Lee, M.B., Yoon, S.Y., Boo, J.S. and Chun, H.H.**, 2002. Phase Averaged Velocity Field in the Near Wake of a Square Cylinder Obtained by a PIV Method, *Journal of Visualization*, **5(1)**, 29-36.
- Kim, W., Sung, J., Yoo, J.Y. and Lee, M.H.**, 2004. High-Definition PIV Analysis on Vortex Shedding in the Cylinder Wake, *Journal of Visualization*, **7(1)**, 17-24.
- Kline, S.J.**, 1985. The Purposes of Uncertainty Analysis, *Journal of Fluids Engineering*, **107**, 153-160.
- Kwak, D. ve Chakravarthy, S.R.**, 1986. A Three-Dimensional Incompressible Navier-Stokes Flow Solver Using Primitive Variables, *AIAA Journal*, **24(3)**.
- Kwak, D., Kiris, C., Dacles-Mariani, J., Rogers, S. and Yoon, S.**, 1998. Incompressible Navier-Stokes Solvers Using Primitive Variables, in

Computational Fluid Dynamics Review 1998 Volume 2, pp. 573-596,
Eds. Hafez, M. & Oshima, K., World Scientific, Singapore.

- Lam, C.K.G. and Bremhorst, K.**, 1981. A Modified Form of the k - ϵ Model for Predicting Wall Turbulence, *Transactions of the ASME*, **103**, 456-460.
- Larsson, L. and Baba, E.**, 1996. Ship Resistance and Flow Computations, in *Advances in Marine Hydrodynamics*, pp. 5-75, Ed. Ohkusu, M., Computational Mechanics Publications, Southampton.
- Launder, B.E. and Sharma, B.I.**, 1974. Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc, *Letters in Heat and Mass Transfer*, **1**, 131-138.
- Launder, B.E. ve Spalding, D.B.**, 1972. Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, Londra, UK.
- Le, A.T., Coleman, G.N. and Kim, J.**, 2000. Near-Wall Turbulence Structures in Three-Dimensional Boundary Layers, *International Journal for Heat and Fluid Flow*, **21**, 480-488.
- Lilek, Z., Muzaferija, S., Peric, M. and Seidl, V.**, 1997. Computation of Unsteady Flows Using Nonmatching Blocks of Structured Grid, *Numerical Heat Transfer (B)*, **32**, 403-418.
- Lin, J.C.**, 1999. Control of Turbulent Boundary Layer Separation Using Micro-Vortex Generators, 30th AIAA Fluid Dynamics Conference, **A99-33593**, Norfolk, VA.
- Lin, J.C.**, 2002. Review of Research on Low-Profile Vortex Generators to Control Boundary Layer Separation, *Progress in Aerospace Sciences*, **38**, 389-420.
- Lin, J.C., Howard, F.G. and Selby, G.V.**, 1990. Small Submerged Vortex Generators for Turbulent Flow Separation Control, *Journal of Spacecraft*, **27(5)**, 503-507.
- Lin, J.C., Howard, F.G., ve Selby, G.V.**, 1989. Turbulent Flow Separation control Through Passive Techniques, *AIAA 2nd Shear Flow Conference*, **AIAA-89-0976**, Tempe, AZ.
- Lin, San-Yih and Wu, Tsuen-Muh.**, 1994. Flow Control Simulations around a Circular Cylinder by a Finite Volume Scheme, *Numerical Heat Transfer (A)*, **26**, 301-319.
- Lorenzo, L., Subramanian, S. and Ding, Z.**, 1997. Time Series Velocity Field Reconstruction From PIV Data, *Measurement Science and Technology*, **8**, 1533-1538.
- Lourenco, L. and Krothapalli, A.**, 1995. On the Accuracy of Velocity and Vorticity Measurements with PIV, *Experiments in Fluids*, **18**, 421-428.

- Mansour, N.N., Kim, J., ve Moin, P.,** 1988. Reynolds-Stress and Dissipation-Rate Budgets in a Turbulent Channel Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **194(15)**.
- Menter, F.R.,** 1992a. Influence of Freestream Values on k - ω Turbulence Model Predictions, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal: Technical Notes*, **30(6)**, 1657-1659.
- Menter, F.R.,** 1992b. Performance of Popular Turbulence Models for Attached and Separated Adverse Pressure Gradient Flows, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, **30(8)**, 2066-2072.
- Menter, F.R.,** 1993. Zonal Two Equation k - ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Report*, **AIAA-93-2906**, Orlando, Florida, USA.
- Menter, F.R.,** 1994. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, **32(8)**, 1598-1605.
- Moffat, R.J.,** 1988. Describing the Uncertainties in Experimental Results, *Experimental Thermal and Fluid Science*, **1**, 3-17.
- Mulvany, N., Tu, J.Y., Chen, L. and Anderson, B.,** 2004. Assessment of Two-Equation Turbulence Modeling for High Reynolds Number Hydrofoil Flows, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **45**, 275-299.
- Nakayama, A. ve Miyashita, K.,** 2001. URANS Simulation of Flow Over Smooth Topography, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, **11(8)**, 723-743.
- Nickerson, J.D.,** 1986., A Study of Vortex Generators at Low Reynolds Number, **AIAA-86-0155**, AIAA Paper, Reno, Nevada.
- Noca, F., Park, H.G. and Gharib, M.,** 1998. Vortex Formation Length of a Circular Cylinder ($300 < Re < 4000$) Using DPIV, *Proceedings of FEDSM'98: 1998 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, June 21-25, Washington, DC.
- Nogueira, J., Lecuona, A. and Rodriguez, P.A.,** 1997. Data Validation, False Vectors Correction and Derived Magnitudes Calculation on PIV Data, *Measurement Science and Technology*, **8**, 1493-1501.
- Norberg, C.,** 1998. LDV- Measurements in the Near Wake of a Circular Cylinder, *Advances in Understanding of Bluff Body Wakes and Vortex Induced Vibration*, Washington DC, USA, June 1998, 1-12.
- Norberg, C.,** 2003. Fluctuating Lift on a Circular Cylinder: Review and New Measurements, *Journal of Fluids and Structures*, **17**, 57-96.
- Oudheusden, B.W., Scarano, F, Hisberg, N.P. and Watt, D.W.,** 2005. Phase-resolved Characterization of Vortex Shedding in the Near Wake of a

Square Section Cylinder at Incidence, *Experiments in Fluids*, **39**, 86-98.

- Patankar, S.V. and Spalding, D.B.**, 1972. A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **15**, 1787-1806.
- Patankar, S.V.**, 1980. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York, USA.
- Patel, V.C. and Chen, H.C.**, 1987. Turbulent Wake of a Flat Plate, *AIAA Journal*, **25(8)**, 1078-1085.
- Patel, V.C. and Richmond, M.C.**, 1987. Pressure Gradient and Surface Curvature Effects in Turbulent Boundary Layers, 19th Fluid Dynamics, Plasma Dynamics, and Lasers Conference, **AIAA-1987-1301**, June 8-10, Honolulu, HI, USA.
- Patel, V.C., Rodi, W. and Scheuerer, G.**, 1984. Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review, *AIAA Journal*, **23(9)**, 1308-1319.
- Patte-Rouland, B., Lalizel, G., Moreu, J. and Rouland, E.**, 2001. Flow Analysis of an Annular Jet by Particle Image Velocimetry and Proper Orthogonal Decomposition, *Measurement Science and Technology*, **12**, 1404-1412.
- Perrin, R., Braza, M., Cid, E., Cazin, S., Moadei, F., Barthet, A., Sevrain, A. and Hoarau, Y.**, 2004. Near-Wake Turbulence Properties in the High Reynolds Incompressible Flow around a Circular Cylinder by 2C and 3C PIV, *Institut de Mecanique des Fluides de Toulouse, CNRS/INPT UMR n°5502*, Toulouse, France.
- Pierre, S.**, 1967. Large Eddy Simulations for Incompressible Flows: An Introduction, Springer, Berlin, Germany.
- Pope, S.B.**, 2000. Turbulent Flows, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Pozrikidis, C.**, 1997. Introduction to Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Oxford University Press, New York, USA.
- Prandtl, L. and Tietjens, O.G.**, 1957. Fundamentals of Hydro and Aeromechanics, Dover Publications Inc., New York, USA.
- Rao, D.M. and Kariya, T.T.**, 1988. Boundary-Layer Submerged Vortex Generators for Separation Control – An Exploratory Study, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Report*, **88-3549-CP**, Boston, USA.
- Reynolds, W.C. and Hussein, A.K.M.F.**, 1972. The Mechanics of an Organized Wave in Turbulent Shear Flow. Part 3. Theoretical Models and Comparisons with Experiments, *Journal of Fluid Mechanics*, **54(2)**, 263-288.

- Ribeiro, J.L.D.**, 1992. Fluctuating Lift and its Spanwise Correlation on a Circular Cylinder in a Smooth and in a Turbulent Flow: A Critical Review, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **40**, 179-198.
- Rocchi, D. and Zasso, A.**, 2002. Vortex Shedding from a Circular Cylinder in a Smooth and Wired Configuration: Comparison between 3D LES Simulation and Experimental Analysis, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **90**, 475-489.
- Rodi, W.**, 1984. Turbulence Models and Their Application in Hydraulics, International Association for Hydraulics Research, Delft.
- Rodi, W.**, 1991. Experience with Two-Layer Models Combining the k - ϵ Model with One-Equation Model Near the Wall, *29th Aerospace Sciences Meeting, AIAA-91-0216*, January 7-10, Reno, Nevada, USA.
- Rogers, S., Kwak, D., ve Kiris, C.**, 1991. Steady and Unsteady Solutions of the Incompressible Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, **29(4)**.
- Rosenfeld, M.**, 1994. Grid Refinement Test of Time-Periodic Flows over Bluff Bodies, *Computers and Fluids*, **23(5)**, 693-709.
- Rosenfeld, M., Kwak, D. Ve Vinokur, M.**, 1991. A Fractional Step Method for the Unsteady Incompressible Navier-Stokes Equations in Generalized Coordinate Systems, *Jour. of Comp. Phys.*, **84**, 102-137.
- Roshko, A.**, 1961. Experiments on the Flow Past a Circular Cylinder at Very High Reynolds Number, *Journal of Fluid Mechanics*, **10(2)**, 345-356.
- Rumsey, C.L. and Vatsa, V.N.**, 1995. Comparison of the Predictive Capabilities of Several Turbulence Models, *Journal of Aircraft*, **32(3)**, 510-514.
- Sagaut, P.**, 2001. Large Eddy Simulations for Incompressible Flows: An Introduction, Springer, Berlin, Germany.
- Sai, V.A. and Lutfy, F.M.**, 1995. Analysis of the Baldwin-Barth and Spalart-Allmaras One-Equation Turbulence Models, *AIAA Journal Technical Notes*, **33(10)**, 1971-1974.
- Schaefer, J.W., and Eskinazi, S.**, 1959. An Analysis of the Vortex Street Generated in Viscous Fluid, *Journal of Fluid Mechanics*, **6**, 241-260.
- Schewe, G.**, 1983. On the Force Fluctuations Acting on a Circular Cylinder in Crossflow From Subcritical up to Transcritical Reynolds Numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, **133**, 265-285.
- Schlichting, H.**, 1960. Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, New York, USA.
- Shih, T.-H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z. and Zhu, J.**, 1995. A New k - ϵ Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows, *Computers and Fluids*, **24(3)**, 227-238.

- Shih, W.C.L., Wang, C., Coles, D. and Roshko, A.,** 1993. Experiments on Flow Past Rough Circular Cylinders at Large Reynolds Numbers, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **49**, 351-368.
- Sirovich, L.,** 1987a. Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures Part 1: Coherent Structures, *Quarterly of Applied Mathematics*, **3**, 561-571.
- Sirovich, L.,** 1987b. Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures Part 2: Symmetries and Transformations, *Quarterly of Applied Mathematics*, **3**, 573-582.
- Sirovich, L.,** 1987c. Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures Part 3: Dynamics and Scaling, *Quarterly of Applied Mathematics*, **3**, 583-590.
- Smith, S.W.,** 2003. Digital Signal Processing: A Practical Guide for Engineers and Scientists, Newnes, Amsterdam, Netherlands.
- Sohankar, A. and Davidson, L.,** 2001. Effect of Inclined Vortex Generators on Heat Transfer Enhancement in a Three- Dimensional Channel, *Numerical Heat Transfer (Part A)*, **39**, 433-448.
- Sotiropoulos, F.,** 1991. A primitive variable method for the solution of external and internal incompressible flow-fields (ship hull viscous flows), PhD Thesis, University of Cincinnati.
- Spalart, P.R. and Allmaras, S.R.,** 1992. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-92-0439*, Reno, Nevada, USA.
- Speziale, C.G., Abid, R. and Anderson, E.C.,** 1992. Critical Evaluation of Two-Equation Models for Near-Wall Turbulence, *AIAA Journal*, **30(2)**, 324-331.
- Sung, J. and Yoo, J.Y.,** 2001. Three-Dimensional Phase Averaging of Time-Resolved PIV Measurement Data, *Measurement Science and Technology*, **12**, 655-662.
- Sung, J. and Yoo, J.Y.,** 2003. Near Wake Vortex Motions Behind a Circular Cylinder at Low Reynolds Number, *Journal of Fluids and Structures*, **17**, 261-274.
- Surry, D.,** 1972. Some Effects of Intense Turbulence on Aerodynamics of a Circular Cylinder at Subcritical Reynolds Number, *Journal of Fluid Mechanics*, **52**, 543&.
- Szepessy, S. and Bearman, P.W.,** 1992. Aspect Ratio and End Plate Effects on Vortex Shedding From a Circular Cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, **234**, 191-217.
- Tamura, T., Ohta, I. and Kuwahara, K.,** 1990. On the reliability of Two-Dimensional Simulation for Unsteady Flows Around a Cylinder-Type

Structure, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **35**, 275-298.

- Tang, S. and Aubry, N.**, 1997. On the Symmetry Breaking Instability Leading to Vortex Shedding, *Physics of Fluids*, **9**, 2550-2561.
- Taylor, H.D.**, 1948. Application of Vortex Generator Mixing Principles to Diffusers, *United Aircraft Corporation Research Department, Report no. R-15064-5*, East Hartford, CN.
- Tennekes, H. and Lumley, J.L.**, 1972. A First Course in Turbulence, MIT Press, Cambridge, UK.
- Travin, A., Shur, M., Strelets, M., ve Spalart, P.**, 2000. Detached-Eddy Simulations Past a Circular Cylinder, *Flow Turbulence and Combustion*, **63**, 293-313.
- Tritton, D.J.**, 1959. Experiments on the Flow Past Circular Cylinder at Low Reynolds Number, *Journal of Fluid Mechanics*, **6**, 547-567.
- Tutar, M. ve Holdo, A.E.**, 2001. Computational Modeling of flow Around a Circular Cylinder in Sub-critical Flow Regime with Various Turbulence Models, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **35 (7)**, 763-784.
- Ünal, M.F. ve Rockwell, D.**, 1988. On Vortex Formation from a Cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, **190**, 491-512.
- Ünal, U.O. ve Gören, Ö.**, 2005. Vortex Shedding From a Circular Cylinder at High Reynolds Number, *Proceedings of IMAM 2005 Conference*, Lisbon, Portugal, September 2005, 301-307.
- Van Doormall, J.P. and Raithby, G.D.**, 1984. Enhancements of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows, *Numerical Heat Transfer*, **7**, 147-163.
- Versteeg, H.K. and Malalasekera, W.**, 1995. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method, Longman Group Ltd., Harlow, England.
- Waithe, K.A.**, 2004. Source Term Model for Vortex Generator Vanes in a Navier-Stokes Computer Code, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper*, **2004-1236**, Reno, Nevada, USA.
- Wendt, B.J. and Hingst, W.R.**, 1994. Flow Structure in the Wake of a Wishbone Vortex Generator, *AIAA Journal*, **32(11)**, 2234-2240.
- Wendt, B.J., Greber, I. and Hingst, W.R.**, 1993. Structure and Development of Streamwise Vortex Arrays Embedded in a Turbulent Boundary Layer, *AIAA Journal*, **31(2)**, 319-325.

- Wesseling, P.**, 1992. An Introduction to Multigrid Methods, John Wiley, Chichester, New York, USA.
- Westerweel, J., Dabiri, D. and Gharib, M.**, 1997. The Effect of a Discrete Window Offset on the Accuracy of Cross-Correlation Analysis of Digital PIV Recordings, *Experiments in Fluids*, **23**, 20-28.
- Wik, E. and Shaw, S.T.**, 2004. Numerical Simulation of Micro Vortex Generators, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper*, **2004-2697**, Portland, Oregon.
- Wilcox, D.C. ve Rubesin, M.W.**, 1980. Progress in turbulence Modeling for Complex Flow Fields Including Effects of Compressibility, NASA Technical Paper 1517.
- Wilcox, D.C.**, 1988a. Multiscale Model for Turbulent Flows, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, **26(11)**, 1311-1320.
- Wilcox, D.C.**, 1988b. Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, **26(11)**, 1299-1310.
- Wilcox, D.C.**, 1991. A Half Century Historical Review of the $k-\omega$ Model, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper*, **AIAA-1991-615**, Reno, Nevada, USA.
- Wilcox, D.C.**, 1998. Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, California, USA.
- Willert, C.E. ve Gharib, M.**, 1991. Digital Particle Image Velocimetry, *Experiments in Fluids*, **10**, 181-193.
- Williamson, C.H.K.**, 1996. Vortex Dynamics in the Cylinder Wake, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **28**, 477-&.
- Wolfshtein, M.**, 1969. The Velocity and Temperature Distribution in One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **12**, 301-318.
- Yang, Z. ve Shih, T.H.**, 1993. New Time-Scale Based Kappa-Epsilon-Model for Near Wall Turbulence, *AIAA Journal*, **31(7)**, 1191-1198.
- Yao, C-S., Lin, J.C., ve Allan, B.,G.**, 2002. Flow Field Measurement of Device-Induced Embedded Streamwise Vortex on a Flat Plate, *1st Flow Control Conference*, **AIAA-2002-3162**, St.Luis, MO.
- Zdravkovich, M.M.**, 1990. Conceptual Overview of Laminar and Turbulent Flows Past Smooth and Rough Circular Cylinders, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **33**, 53-62.

Zdravkovich, M.M., 1997. Flow Around Circular Cylinders Volume 1:
Fundamentals, Oxford University Press, New York, USA.

Zdravkovich, M.M., 2003. Flow Around Circular Cylinders Volume 2:
Applications, Oxford University Press, New York, USA.

ÖZGEÇMİŞ

17 Ekim 1973'te İstanbulda doğan Uğur Oral Ünal, orta okul ve lise öğrenimini 1984-1992 yılları arasında Galatasaray Lisesi'nde sürdürdü. 1996 yılında İ.T.Ü. Gemi İnşaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesi Gemi İnşaatı Bölümü'nde lisans eğitimini ikincilikle tamamladı. Ekim 1997'de aynı bölümde başladığı yüksek lisans eğitimini Şubat 2000'de bitirerek yüksek mühendis ünvanı aldı. Bir süre endüstride çalıştıktan sonra 1997 yılında araştırma görevlisi olarak İ.T.Ü. Gemi İnşaatı Bölümü Hidromekanik Anabilim Dalı'nda göreve başlayan Ünal, halen görevine devam etmektedir. Fransızca ve İngilizce bilen Ünal, Galatasaraylılar Derneği ve Galatasaray Spor Kulübü üyesi ve klasik batı müziği koleksiyoncusudur.