

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**TABANA OTURAN SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIM ALANI VE
ÜZERİNDEKİ BASINÇ DAĞILIMI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İnş. Müh. Özgür DURMUŞ

Anabilim Dalı : İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ

Programı : HİDROLİK VE SU KAYNAKLARI MÜHENDİSLİĞİ

HAZİRAN 2008

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**TABANA OTURAN SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIM ALANI VE
ÜZERİNDEKİ BASINÇ DAĞILIMI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
İnş. Müh. Özgür DURMUŞ
(501061509)**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 7 Mayıs 2008
Tezin Savunulduğu Tarih : 9 Haziran 2008**

Tez Danışmanı : Doç.Dr. Şevket ÇOKGÖR (İ.T.Ü.)

Diğer Jüri Üyeleri : Prof.Dr. İlhan AVCI (İ.T.Ü.)

Doç.Dr. Hakan AKYILDIZ (İ.T.Ü.)

HAZİRAN 2008

ÖNSÖZ

Tez çalışmalarımın her aşamasında yardımlarını esirgemeyen, zaman ayıran değerli hocam Doç. Dr. Şevket Çokgör'e

Çalışma sırasında tüm yoğunluğuna rağmen zaman ayıran, emek harcayan değerli dostum Ebru Eriş'e

Araştırmalarım sırasında eksiklerimi tamamlayan ve birçok konuda ufkumu açan arkadaşım Veysel Şadan Özgür Kırca'ya teşekkürlerimi sunarım.

Haziran 2008

Özgür Durmuş

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
KISALTMALAR	v
TABLO LİSTESİ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	vii
SEMBOL LİSTESİ	ix
ÖZET	x
SUMMARY	xi
1. GİRİŞ	1
1.1 Amaç ve Kapsam	1
1.2 Yapılmış Çalışmalar	2
2. TEMEL DENKLEMLER	4
2.1 Akışkanlar Mekaniğinde Kullanılan Temel Denklemler	4
2.2 Reynolds Yaklaşımı ve Türbülans	8
2.3 Sınır Tabakası	9
3. HESAPLAMALI AKIŞKANLAR DİNAMİĞİ (HAD)	12
3.1 Türbülans Modelleri	13
3.1.1 $k-\varepsilon$ Türbülans Modeli	14
3.1.2 $k-\omega$ Türbülans Modeli	14
3.1.3 SGS Türbülans Modeli	15
3.1.4 Spalart-Allmaras Türbülans Modeli	15
3.1.5 Reynolds stres türbülans modeli (RSM)	17
3.1.6 Büyük çevrinti simülasyon modeli (Large eddy simulation-LES)	17
4. SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIM ALANI	18
4.1 Kararlı Akım Ortamındaki Silindir Etrafındaki Akım ve Etkiyen Kuvvetler	18
4.1.1 Silindir Etrafındaki Akım Rejimleri	18
4.1.2 Kararlı Akım Ortamında Yeralan Bir Silindir Üzerindeki Kuvvetler	23
4.2 Dalga Etkisi Altındaki Silindir Etrafındaki Akım ve Etkiyen Kuvvetler	33
4.2.1 Silindir Etrafındaki Akım Rejimleri	33
4.2.2 Keulegan-Carpenter Sayısının Fonksiyonu Olarak Akım Rejimleri	34

4.2.3	Salınımlı Hareket Akım Rejimlerinde Reynolds Sayısının Etkisi	36
4.2.4	Salınımlı Akım Ortamında Bulunan Silindir Üzerindeki Kuvvetler	38
4.2.5	Dalga Kuvvetlerinin Belirlenmesinde Kullanılan Yöntemler	38
4.3	Akım ve Dalga Etkisindeki Silindire Etkiyen Kuvvetler	40
5.	AKIM VE DALGA ETKİSİ ALTINDAKİ SİLİNDİR İÇİN MODELLEME UYGULAMALARI	44
5.1	Programın Tanıtımı	44
5.1.1	Ağ Sistemi	46
5.2	Kurulan Modelin Temel Özellikleri	48
5.2.1	Ağ ve Geometri	49
5.2.2	Sınır Koşulları	51
5.3	Kararlı Akım Etkisi İçin Modelleme	52
5.3.1	Kararlı Akım Etkisiyle Silindir Üzerindeki Basınç Dağılımı	53
5.3.2	Kararlı Akım Etkisi ile Silindir Etrafında Oluşan Hız Dağılımı	57
5.3.3	Kayma Gerilmeleri	60
5.3.4	Kuvvet Katsayıları	62
5.4	Dalga Etkisi İçin Modelleme	64
5.4.1	Dalga Etkisinin Yazılımda Modellenmesi	64
5.4.2	Sadece Dalga etkisi ile silindir üzerinde oluşan basınç dağılımı	65
5.4.3	Dalga etkisi ile silindir etrafında oluşan hız dağılımı	66
5.4.4	Dalga Etkisiyle Oluşan Kuvvetler	70
5.5	Akım ve Dalga Etkisi İçin Modelleme	71
5.5.1	Akım ve Dalga etkisi ile silindir üzerinde oluşan basınç dağılımı	71
5.5.2	Akım ve Dalga etkisi ile silindir etrafında oluşan hız dağılımı	74
5.5.3	Kuvvet	77
6.	SONUÇLAR VE ÖNERİLER	79
	KAYNAKLAR	80
	ÖZGEÇMİŞ	84

KISALTMALAR

HAD : Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
KC : Keulegan-Carpenter
LES : Large eddy simulation
RNG : Renormalization-group
RSM : Reynolds stress model
SE : Sonlu Elemanlar

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 3.1: Standart $k-\varepsilon$ Türbülans Modelinin katsayıları	14
Tablo 3.2: Büyük Reynolds sayıları için $k-\omega$ türbülans model sabitleri.....	15
Tablo 3.3: Spalart-Allmaras türbülans modeline ait sabitler	16
Tablo 5.1: Dalga hareketine ait veriler	64

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1: Kontrol hacmi.....	4
Şekil 2.2: Kontrol hacmi.....	5
Şekil 2.3: Türbülans değişkenlerinin ortalama ve çalkantı bileşenleri (a) hız (b) basınç.....	8
Şekil 2.4: Türbülanslı akımda cidar yakınında hız ve gerilme dağılımı (a) gerilme (b) hız	9
Şekil 2.5: İnce ve keskin bir plak etrafından akımın geçişi (a) Reynolds sayısı küçük (b) Reynolds sayısı büyük	10
Şekil 2.6: Dairesel bir kesit etrafındaki viskoz akım.....	11
Şekil 2.7: Sınır tabakası üzerinde basıncın gradyeninin etkisi	11
Şekil 4.1: Kararlı akım ortamında yer alan bir silindir etrafındaki akım rejimleri..	21
Şekil 4.2: Silindirin arkasında, kararlı akımda Reynolds sayısındaki artışla çeviri kopmasının oluşumu (Homann, 1936).....	22
Şekil 4.3: Silindir etrafında akım bileşenlerinin adlandırılması.....	22
Şekil 4.4: Kararlı akım ortamında yeralan bir silindir etrafındaki basınç dağılımının ve silindire etkiyen kuvvetin bileşenlerinin zamanla değişimi, $Re = 1.1 \times 10^5$, $D = 8$ cm, $U = 1.53$ m/s (Drescher, 1956).....	24
Şekil 4.5: Silindir üzerinde basınç ve yüzey kayma gerilmesinin zamansal ortalamasının dağılımı ($Re = 10^5$) (Achenbach, 1968)	26
Şekil 4.6: Değişik Reynolds sayılarında, silindir üzerinde basınç ve kayma gerilmesi dağılımı (Achenbach, 1968).....	28
Şekil 4.7: Sürüklenme katsayısının (\bar{C}_D) Re sayısı ile değişimi (Schlichting, 1979).....	30
Şekil 4.8: Duvar yakınında yer alan silindirde duvara değişik yakınlık durumlarına göre silindir üzerinde oluşacak basınç dağılımları (Bearman ve Zdravkovich, 1978).....	31
Şekil 4.9: Üniform bir akım ortamında taban yakınındaki bir silindire etkiyen kaldırma kuvveti, ($10^4 < Re < 3 \times 10^4$) (Fredsoe, 1985).....	32
Şekil 4.10: Yüzeyi cilalı (pürüzsüz) bir silindir etrafında oluşan akım rejimleri $Re=104$, (Sarpkaya, 1986); (Williamson, 1985)	36
Şekil 4.11: Çevri kopması rejimlerinde akım üzerine Reynolds sayısının etkisi	37
Şekil 4.12: Kararlı akım + dalga etkisinde silindire etkiyen kuvvetin zamanla değişimi ($KC = 20$) (Sümer ve diğ., 1992).....	41
Şekil 4.13: Kararlı akım ve dalganın birlikte etkimesi durumunda silindir üzerindeki basınç dağılımının zamanla değişimi ($KC = 10$) (Sümer ve diğ., 1992)	43
Şekil 5.1: Hesap adımları (a) “segregated” (b) “coupled” yaklaşımı.....	45
Şekil 5.2: Sürekli ve kesikli ortam	47
Şekil 5.3: Ağ sistemi.....	47
Şekil 5.4: Ağ sistemi içersindeki bir hücre.....	48
Şekil 5.5: $e/D=0$ (Tabana Oturan)	49
Şekil 5.6: $e/D=0.2$ (%20 Gömülü Silindir).....	50

Şekil 5.7: $e/D=0.5$ (%50 Gömülü Silindir).....	50
Şekil 5.8: $e/D=0.7$ (%70 Gömülü Silindir).....	51
Şekil 5.9: Tabana oturan silindir için basınç grafiği(Çokgör,1997).....	53
Şekil 5.10: Tabana oturan silindir için basınç grafiği.....	54
Şekil 5.11: %50 Gömülü Silindir İçin Basınç Grafiği (Çokgör,1997).....	54
Şekil 5.12: %50 Gömülü Silindir İçin Basınç Grafiği.....	55
Şekil 5.13: %20 gömülü silindir için basınç grafiği.....	55
Şekil 5.14: %20 gömülü silindir için basınç grafiği.....	56
Şekil 5.15: %70 gömülü silindir için basınç grafiği.....	56
Şekil 5.16: %70 gömülü silindir için basınç grafiği.....	57
Şekil 5.17: Tabana oturan silindir için hız dağılımı.....	58
Şekil 5.18: %20 gömülü silindir için hız grafiği.....	58
Şekil 5.19: %50 gömülü silindir için hız grafiği.....	59
Şekil 5.20: %70 gömülü silindir için hız grafiği.....	59
Şekil 5.21: %70 Gömülü Silindir İçin hız dağılımı.....	60
Şekil 5.22: Tabana oturan silindir için kayma gerilmesi grafiği.....	61
Şekil 5.23: %20 gömülü silindir için kayma gerilmesi grafiği.....	61
Şekil 5.24: %50 gömülü silindir için kayma gerilmesi grafiği.....	62
Şekil 5.25: %70 gömülü silindir için kayma gerilmesi dağılımı.....	62
Şekil 5.26: $Re= 0.8 \times 10^4$ için (a) C_D ve (b) C_L grafikleri.....	63
Şekil 5.27: $Re= 1.5 \times 10^4$ için (a) C_D ve (b) C_L grafikleri.....	64
Şekil 5.28: Tabana oturan silindir üzerinde basınç dağılımı grafiği $KC=4$	66
Şekil 5.29: Tabana oturan silindir için hız dağılımı KC	67
Şekil 5.29 Tabana oturan silindir için hız dağılımı KC (devam).....	68
Şekil 5.29 Tabana oturan silindir için hız dağılımı KC (devam).....	69
Şekil 5.30: Tabana oturan silindir için $KC=4$ durumunda Kuvvet-wt Grafiği.....	70
Şekil 5.31: Tabana oturan silindir için basınç grafiği $KC=5$, $Re=1 \times 10^4$	72
Şekil 5.32: Tabana oturan Silindir İçin $KC=5$ durumunda Basınç Dağılımı (Çokgör, 2002).....	72
Şekil 5.33: Yarı gömülü silindir için basınç grafiği $KC=5$, $Re=1 \times 10^4$	73
Şekil 5.34: Yarı gömülü silindir için $KC=5$ durumunda basınç dağılımı (Çokgör, Ş. (2002).....	73
Şekil 5.35: Tabana oturan silindir için basınç grafiği $KC=7$, $Re=1 \times 10^4$	73
Şekil 5.36: Tabana oturan silindir için hız grafiği $KC=5$, $Re=1 \times 10^4$	74
Şekil 5. 36: Tabana oturan silindir için hız grafiği $KC=5$, $Re=1 \times 10^4$ (devam).....	75
Şekil 5. 36: Tabana oturan silindir için hız grafiği $KC=5$, $Re=1 \times 10^4$ (devam).....	76
Şekil 5. 36: Tabana oturan silindir için hız grafiği $KC=5$, $Re=1 \times 10^4$ (devam).....	77
Şekil 5.37: Tabana oturan silindir için $KC=7$ için Kuvvet-wt Grafiği.....	78

SEMBOL LİSTESİ

C_D	: Sürüklenme kuvveti katsayısı
C_L	: Kaldırma kuvveti katsayısı
C_M	: Atalet kuvveti katsayısı
C_p	: Basınç katsayısı
C_Y	: Akıma dik doğrultudaki kuvvet katsayısı ($e/D=0.48$)
D	: Silindirin çapı
e	: Silindirin gömülme derinliği
F	: Silindire etkiyen kuvvet
F_m	: Silindir üzerinde ölçülen kuvvet
F_p	: Silindire etkidiği tahmin edilen kuvvet
F_x	: Silindire etkiyen kuvvetin akım doğrultusundaki bileşeni
F_y	: Silindire etkiyen kuvvetin akıma dik doğrultudaki bileşeni
f_L	: Kaldırma kuvveti frekansı
f_v	: Çevri kopması frekansı
f_w	: Salınımlı hareketin frekansı
f	: Potansiyel fonksiyonu
h	: Su derinliği
k	: Silindir üzerindeki pürüzlülüklerin yüksekliği
ks	: Silindir üzerindeki pürüzlülüklerin Nikuradse pürüzlülüğü olarak eşdeğeri
KC	: Keulegan-Carpenter sayısı
L	: Silindirin akıma dik doğrultudaki boyu
m	: Silindirin kütlesi
N_f	: Normalize edilmiş kaldırma kuvveti frekansı
p	: Basınç gerilmesi
p_o	: Hidrostatik basınç
P	: Silindir yüzeyindeki basınç kuvveti
Re	: Reynolds sayısı
ro	: Silindirin yarıçapı
ρ	: Akışkanın özgül kütlesi
S	: Silindirin yüzey alanı
t	: Zaman
T_w	: Salınımlı hareketin periyodu
T_v	: Vorteks kopması periyodu
U	: Akım hızı [salınımlı akımda $U=U_m \sin(wt)$, kararlı akımda $U=U_c$]
U_c	: Kararlı akım hızı
U_m	: Salınımlı harekette (dalga durumunda) oluşacak maksimum hız
U_b	: Silindirin hızı
U	: Akımın ivmesi
x	: Dummy silindirin ölçüm silindirine göre uzaklığı
w	: Salınımlı hareketin (dalga hareketinin) açısal frekansı

TABANA OTURAN SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIM ALANI VE ÜZERİNDEKİ BASINÇ DAĞILIMI

ÖZET

Silindir etrafındaki akım alanının ve silindir üzerine etkiyen kuvvetlerin incelenmesi akışkanlar mekaniğinde önemli bir yer tutmaktadır. Bu çalışmada farklı akım koşullarında tabana oturan ve çeşitli gömülme derinliklerindeki silindirlerin etrafında oluşan akım alanı ve silindirler üzerine etkiyen kuvvetlerin sayısal olarak incelenmesi amaçlanmıştır. Bunun için bir Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği yazılımı olan FLUENT kullanılmıştır. Modellerin kurulması ise bir sonlu elemanlar önişlemcisi olan Gambit ile yapılmıştır. Ele alınan sınır koşullarının sonucu olarak bir türbülanslı akım söz konusu olduğu için FLUENT programının sunduğu türbülans yaklaşımlarından biri olan $k-\varepsilon$ türbülans modeli seçilmiştir. Farklı sınır koşullarında silindir etrafındaki kararlı akım, dalga ve akım+dalga hareketleri incelenmiş; kararlı akım için hız, basınç, kayma gerilmesi dağılımları ve kuvvet katsayılarının grafikleri verilmiştir. Salınımlı hareket olarak modellenen dalga durumu ve akım+dalganın birlikte akım ortamında görüldüğü durumlar için ise hız ve basınç dağılımları ile kuvvet-açısal frekans (ωt) grafikleri verilmiştir. Yapılan çalışmanın sayısal bir çalışma olmasının bir gereği olarak elde edilen sonuçlar daha önceden yapılmış ve aynı sınır koşullarına sahip fiziksel deneylerin sonuçlarıyla karşılaştırılarak sayısal sonuçların fiziksel deneylere olan yakınsaması irdelenmiştir. Kararlı akım koşullarındaki sonuçların, dalga ve akım+dalga etkisindeki sonuçlara göre fiziksel deneylerle daha uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

FLOW DOMAIN AND PRESSURE DISTRIBUTION ON THE SURFACE MOUNTED CYLINDER

SUMMARY

Investigation of the flow domain and forces around a cylinder takes important place in fluid mechanics under the steady current, wave or combined flow. The numerical investigation of the flow domain and forces on cylinders which are surface mounted or have different burial depths for various flow conditions is aimed in this study. For this purpose, a computational fluid dynamics software, FLUENT, was used. Models were generated by means of Gambit which is a finite element preprocessor. Considering the boundary conditions, $k-\varepsilon$ turbulence method was selected on FLUENT environment for turbulence flow. Steady flow, wave and current+wave motion cases were analyzed around a cylinder for different boundary conditions. Velocity, pressure, shear stress distribution and force coefficients graphs were focused for steady flow condition. On the other hand, velocity and pressure distribution graphs and also force-angular velocity (ωt) graphs were given for wave and current+wave condition. Results of numerical analysis were compared to empirical results that were performed previously for the same boundary conditions. The results for steady flow condition were found to be more coherent with physical results rather than that for wave and current+wave condition.

1. GİRİŞ

1.1 Amaç ve Kapsam

Petrol ve doğal gaz taşınması, mevcut sanayi tesisleri ve enerji santralleri için soğutma suyu temini ve iki kıyı arasında irtibatın sağlanması amacı ile deniz ve nehirlerin altından boru hatları veya ulaşım tünelleri inşa edilmektedir. Bunların doğal sonucu olarak tabana oturan yada gömülü konumda bulunan silindirik yapılar etrafındaki akım hareketlerinin incelenmesi önem kazanmaktadır.

Laboratuvar ortamında fiziksel deneylerle yapılan araştırmalar ve bu araştırmaların her biri farklı akım ve sınır koşullarında yeniden tekrar edilmesi oldukça pahalı süreçler gerektirmektedir. Oldukça pahalı ve karmaşık özellikteki prosedürlere sahip aletlerle hassas ölçümler yapmak mümkün olduğu gibi aynı nedenlerden ötürü bu işlemler her türlü dışsal etkinin deney sonuçlarına bozucu etkiler yapması tehlikesiyle de karşı karşıyadır. Sayısal modelleme çalışmaları bu noktada büyük önem kazanmaktadır. Bilgi teknolojilerinde yaşanan büyük gelişmelerle birlikte ortaya çıkan sayısal modelleme yöntemleri ise akım ve sınır şartlarından yola çıkarak temel denklemlerle akım alanının bütününe noktasal olarak incelememize imkan veren bilgisayar tabanlı matematiksel modelleme yöntemleridir.

Bu çalışmada temel amaç sonlu hacimler yöntemini kullanarak sayısal çözümler yapan Fluent programıyla daha önceden fiziksel deneylerle izlenmiş silindir etrafındaki akım hareketlerini modellemektir. Deneylerde elde edilen sonuçların yeniden bu sefer sayısal ortamda elde edilmesine çalışılmıştır.

Kararlı akım, sadece dalga ve akım+dalga durumları dahilinde yaşanan bu akım hareketleri basınç, hız, kuvvet katsayıları ve kayma gerilmeleri açısından incelenmiştir.

1.2 Yapılmış Çalışmalar

Bearman ve Zdravkovich (1978) tabana oturan dairesel silindir etrafındaki akımı silindir çapına bağlı Reynolds sayısının 25000–45000 arasındaki değerleri için deneysel olarak incelemişler ve silindirin memba ve mansabında geniş ayrılma bölgeleri oluştuğunu gözlemlemişlerdir.

Brors (1999) hem akımı hem de oyulmayı araştırdığı çalışmasında Taylor-Galerkin sonlu elemanlar yöntemini kullanmıştır. Yapılan çalışma deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Reynolds sayısı 15000 iken silindir membasında oluşan ayrılmanın uzunluğu $0.77 D$ (D ; silindir çapı olmak üzere) olarak hesaplanmıştır. Deneysel olarak ise bu değer Reynolds sayısı 6000–10000 için $1–1.5 D$ arasında bulunmuştur. Ayrılma noktası ise sayısal olarak $208.9–210.3^0$ olarak hesaplanırken, deneysel olarak $180–210^0$ arasında bulunmuştur.

Tabana yakın silindirlerle ilgili çalışmalardan biri Price et al. (2001) tarafınca farklı oturma oranları için yapılmıştır. Çalışmada Reynolds sayısı 1200 ile 4960 arasında seçilmiştir. G batma oranı, D silindir çapı olmak üzere $G/D \leq 0.125$ oranlarında sınır tabaksındaki ayrılma silindirin hem membasında ve hem de mansabında görülmüştür. $0.5 < G/D < 0.75$ oranı silindirden vortex kopmalarının başlangıcı olarak karakterize edilirken $G/D > 1.0$ oranında ise ne memba ne de mansapta duvar sınır tabakasinda ayrılma görülmemiştir.

Hatipoğlu ve Avcı (2003) ise Reynolds sayısını 13000 ve 26000 arasında seçerek yalnızca akım durumu için farklı gömülme oranlarında silindir etrafındaki akımı modellemişlerdir. Karşılaştırma yapmak amacıyla ayrıca Fluent yazılımını kullanarak sayısal analiz de yapmışlardır. Hem deneysel hem de sayısal modelleme sonuçlarına göre silindirin memba ve mansap bölgesindeki ayrılma bölgelerinin uzunluğu gömülme oranı arttıkça azalmaktadır.

Eliptik silindirler için bir çalışma Choi ve Lee (2000) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmaya göre gömülme oranı arttıkça sürüklenme katsayısı artarken kaldırma katsayısı azalmıştır. Gömülme oranının kritik değerinden (0.4) yüksek oranlarda düzenli bir vortex kopması görülmüştür. Gömülme oranı azaldıkça vortex kopma sıklığı aniden düşmüştür. Gömülme oranına bağlı yüzey basınç dağılımındaki sapma

eliptik silindir için dairesel silindire göre daha az olmuştur. Bu eğilim özellikle eliptik silindirin üst kısmında baskın bir şekilde görülmüştür.

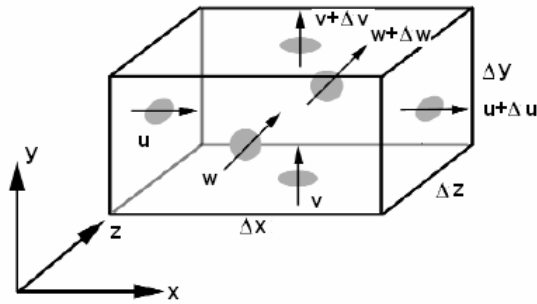
2. TEMEL DENKLEMLER

2.1 Akışkanlar Mekaniğinde Kullanılan Temel Denklemler

Hesaplamalı akışkanlar dinamiği akışkan hareketinin sayısal (nümerik) olarak modellenmesidir. Günümüze kadar akışkan hareketini modellemeye çalışan pek çok model ve çözüm tekniği geliştirilmiştir. Bu modellerin ayrıntısına girmeden önce akışkan akımının temel denklemlerini vermek uygun olacaktır.

Mühendislikte karşılaşılan pek çok problemde ortalama hızlar kullanarak akımı bir boyutlu incelemek yeterli olmaktadır. Ancak bazı problemlerde akım bölgesinin her noktasındaki hız ve basıncı bilmek gerekir (Sümer ve diğ., 2007). İki ya da üç boyutlu akımların incelenmesi tek boyutlu akımlara göre daha zordur ve çoğu zaman akışkanın ideal olduğu kabulü yapılır. Gerek ideal gerekse gerçek akışkan akımlarının iki ve üç boyutlu denklemleri aşağıda verilmekle beraber tek boyutlu akışkan akımlarına girilmeyecektir.

Temel denklemlerden biri olan süreklilik denklemi için Şekil 2.1’de gösterilen üç boyutlu akımın kontrol hacmini ele alınıp kütle korunumu yasayı uygulanırsa;



Şekil 2.1: Kontrol hacmi

$$\rho(u + \Delta u - u)(\Delta y \Delta z) + \rho(v + \Delta v - v)(\Delta x \Delta z) + \rho(w + \Delta w - w)(\Delta x \Delta y) = 0 \quad (2.1)$$

Denklem (2.1) $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ ile bölünürse

$$\rho \frac{\Delta u}{\Delta x} + \rho \frac{\Delta v}{\Delta y} + \rho \frac{\Delta w}{\Delta z} = 0 \quad (2.2)$$

elde edilir. Yukarıdaki denklem diferansiyel formda aşağıdaki şekilde yazılabilir.

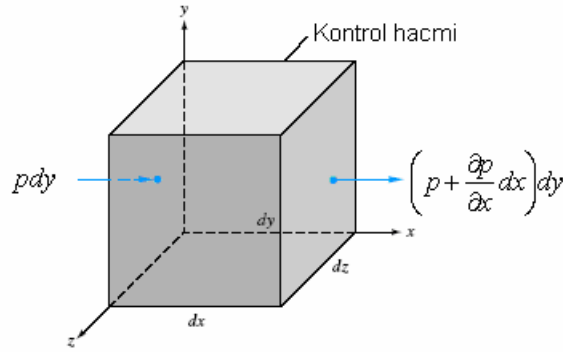
$$\rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

Burada ρ akışkanın yoğunluğudur. Akışkan sıkıştırılamayan akışkan ise yoğunluğu sabittir ve dolayısıyla Denklem (2.3) aşağıdaki forma dönüşebilir.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

Süreklilik denklemi iki boyutlu akımlar için ise aşağıdaki şekle dönüşür.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.5)$$



Şekil 2.2: Kontrol hacmi

Yine benzer bir kontrol hacmine (Şekil 2.2) Newton'un ikinci hareket denklemi uygulanırsa, bileşenler cinsinden;

$$F_x = p dy - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy + X \rho dx dy \quad (2.6)$$

$$F_y = p dx - \left(p + \frac{\partial p}{\partial y} dy \right) dx + Y \rho dx dy \quad (2.7)$$

elde edilir. Burada X ve Y birim kütleye etkiyen kütlelesel kuvvetin (yerçekimi gibi) x ve y bileşenleridir. Akışkan ideal olarak kabul edilirse sürtünme kuvvetleri yoktur

sadece basınç kuvvetleri etkimektedir (Şekil 2.2). Euler bakış açısına göre ivme yerel (hızın zamanla değişmesinden oluşan kısım) ve konvektif (hızın uzay içinde değişmesinden oluşan kısım) olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır. Dolayısıyla yukarıdaki kuvvet denklemleri (2.6 ve 2.7) Denklem (2.8 ve 2.9)'a dönüşür.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + X \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + Y \quad (2.9)$$

Üç boyutlu halde Euler hareket denklemleri

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + X \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + Y \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + Z$$

şeklinde yazılır.

Kütlesel kuvvetlerin sadece yerçekiminden kaynaklanması durumunda zamanla değişmeyen ideal iki boyutlu bir akışkan için Euler hareket denklemleri;

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.11)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - g \quad (2.12)$$

Denklemlerden biri dx diğeri dy ile çarpılır ve akım çizgisinin iki noktası arasında entegre edilirse;

$$\int u \frac{\partial u}{\partial x} dx + \int v \frac{\partial u}{\partial y} dx = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial x} dx \quad (2.13)$$

$$\int u \frac{\partial v}{\partial x} dy + \int v \frac{\partial v}{\partial y} dy = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial y} dy - g \int dy \quad (2.14)$$

elde edilir. Akım çizgisi boyunca her noktada hız vektörü akım çizgisine teğet olacağından

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v}{u} \quad (2.15)$$

vdx yerine udy ve udy yerine vdx yazılır, iki denklem taraf tarafa toplanır ve düzenlenirse;

$$\frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} + \frac{v_2^2}{2} - \frac{v_1^2}{2} = -\frac{1}{\rho}(p_2 - p_1) - g(y_2 - y_1) \quad (2.16)$$

ve $V=u^2+v^2$ olduğu hatırlanırsa iki boyutlu akımlar için Bernoulli denklemi elde edilmiş olur.

$$\frac{V_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + y_1 = \frac{V_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + y_2 \quad (2.17)$$

Gerçek akışkan durumunda süreklilik denklemleri ideal akışkanlar için çıkarılmış denklemlerden farklı olamamakla birlikte, enerji denkleminde (Bernoulli) yük kaybını göz önüne almak gerekmektedir. Hareket denklemlerinde ise sürtünmeden doğan kuvvetleri hesaba katmak gerekir, örneğin üç boyutlu akım için aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + X + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + Y + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + Z + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Navier-Stokes denklemleri olarak bilinen bu denklemlerde son terim viskozite etkisiyle oluşan kuvvetleri göstermektedir. Viskozite etkisi göz önüne alınmazsa bu denklemler Euler denklemlerine dönüşür (Sümer vd., 2007).

2.2 Reynolds Yaklaşımı ve Türbülans

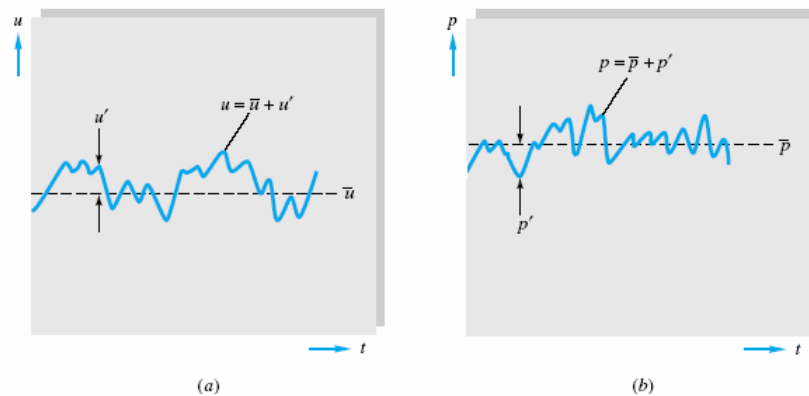
1930 lara kadar ölçüm araçları akım içerisindeki çalkantıları ölçemeyecek durumdaydılar ve bu nedenle hız, basınç, kuvvet vb değişkenlerin sadece ortalama değerleri ölçülebiliyordu. Gerçekte türbülans bu değerlerin önemli derecede değişmesine neden olmaktaydı. İlk kez 1839'da Alman mühendis Hagen viskoz akım içerisinde iki farklı rejim olabileceğini söylemiştir. 1883 yılında ise İngiliz profesör Osborne Reynolds bu değişimi $\rho V d / \mu$ parametresi ile açıklayarak günümüzde kullanılan Reynolds sayısını ortaya koymuştur (White, 2005).

Türbülanslı bir akımda ortalama hız ve diğer değişkenlerde oluşan çalkantılar daha anlamlı sonuçlar vermesi bakımından hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) modelleri ile belirlenirler. Navier Stokes denklemlerindeki türbülansı modelleyebilmek için çeşitli yöntemler mevcuttur. Türbülanslı akımda hız ve basınçtaki çalkantılar zaman ve konumun birer fonksiyonudur. Örneğin, hızdaki çalkantı (salınım) u' , u hızının ortalama değerinden olan sapmadır. Reynolds 1895'te türbülans değişkenlerinin zaman göre ortalamasını yazmıştır. Hızın ortalama değeri ve çalkantı aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır.

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u dt \quad (2.19)$$

$$u' = u - \bar{u} \quad (2.20)$$

$$\overline{u'} = \frac{1}{T} \int_0^T (u - \bar{u}) dt = \bar{u} - \bar{u} = 0 \quad (2.21)$$



Şekil 2.3: Türbülans değişkenlerinin ortalama ve çalkantı bileşenleri (a) hız (b) basınç

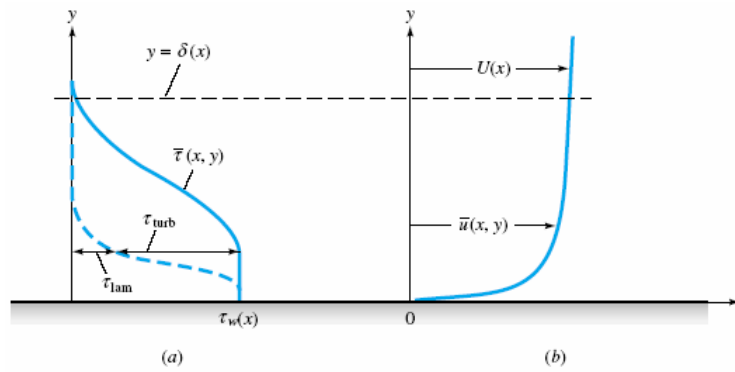
Böylece süreklilik ve hareket denklemleri yeniden düzenlenir ve zamana göre ortalaması alınır (Reynolds ortalamalı);

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (2.22)$$

$$\rho \frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \rho g_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{\rho u'^2} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{\rho u'w'} \right) \quad (2.23)$$

elde edilir. $-\overline{\rho u'^2}$, $-\overline{\rho u'v'}$ ve $-\overline{\rho u'w'}$ terimleri türbülans ya da sürtünme gerilmesi olarak adlandırılır. Böylece türbülanslı bir akımda toplam gerilme aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır (Şekil 2.4).

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} = \tau_{lam} + \tau_{turb} \quad (2.24)$$



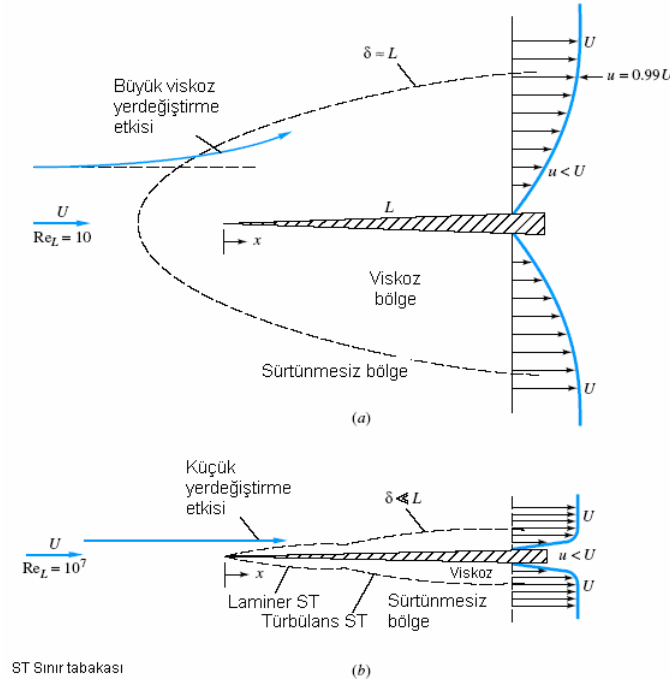
Şekil 2.4: Türbülanslı akımda cidar yakınında hız ve gerilme dağılımı (a) gerilme (b) hız

Türbülans modellemesiyle ilgili yöntemler daha ileriki bölümlerde açıklanacaktır.

2.3 Sınır Tabakası

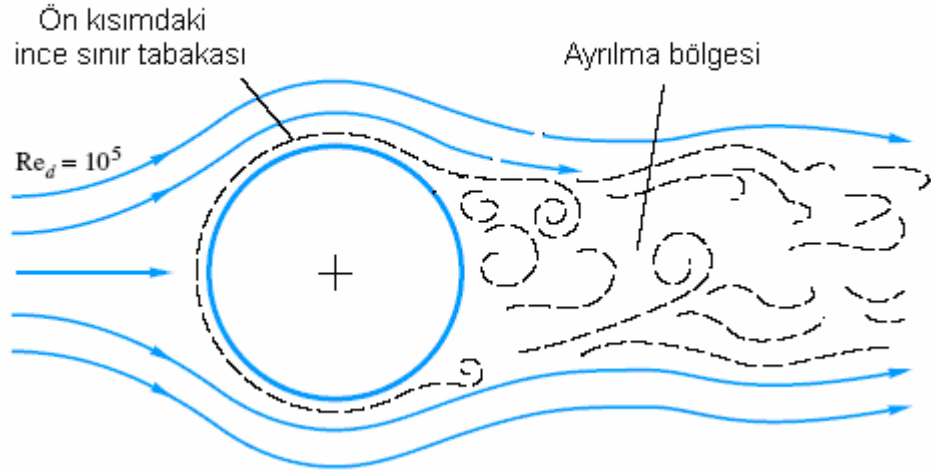
Şekil 2.5 (a)'daki gibi ince ve keskin L uzunluğundaki bir plak U hızına sahip ve Reynolds sayısı düşük bir akıma maruz kalmış olsun. Şekilde görüldüğü üzere viskoz bölge oldukça büyüktür ve neredeyse plağın ucuna kadar genişlemiştir. Bu bölge plak üzerine gelen akımı büyük bir şekilde geciktirir ve akış parametrelerindeki küçük değişimler plak boyunca basınç dağılımında büyük değişimlere neden olur. Şekil 2.5 (b) de yani yüksek Reynolds sayısında ise bu bölge hem laminar hem de türbülanslı kısım için oldukça incedir. Sınır tabakası olarak adlandırılan bu bölge ilk kez Prandtl (1904) tarafından ortaya konmuştur. Sınır tabakası kalınlığı (δ) kesin bir

şekilde tanımlamak zor olmakla beraber pratikte $u=0.99U$ noktasına kadar olan uzaklık sınır tabakası kalınlığı olarak kabul edilebilir.



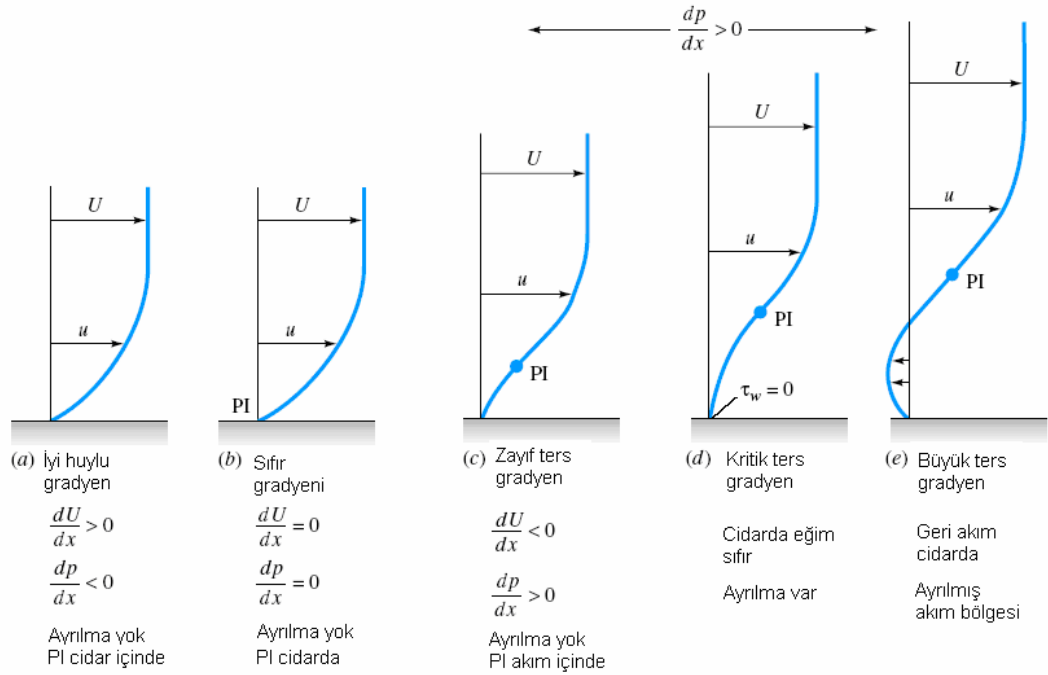
Şekil 2.5: İnce ve keskin bir plak etrafından akımın geçişi (a) Reynolds sayısı küçük (b) Reynolds sayısı büyük

Plak gibi çok ince elemanlarda sınır tabakasının etkisini ihmal etmek mümkündür ancak boru gibi daha büyük gövdelerde hele de yüksek Reynolds sayılarında bu etkiyi göz önüne almak gerekmektedir. Örneğin Şekil 2.6'da bir boru etrafındaki akımın geçişi görülmektedir. Sınır tabakası ön kısımda ince bir yapıdadır çünkü basınç yüzey boyunca azalmıştır. Arka tarafta ise basınç arttığı için sınır tabakası kırılıp ayrılmaktadır. Bu ayrılma, mansaba doğru artan basınca karşı hareket etmeye çalışan cidara yakın sınır tabakasındaki aşırı momentum kaybından ileri gelmektedir.



Şekil 2.6: Dairesel bir kesit etrafındaki viskoz akım

Bu basınç artışı $dp/dx > 0$ ters basınç gradyeni olarak adlandırılır. Sınır tabakası üzerinde basınç gradyeninin etkisi Şekil 2.7’de görülmektedir. Burada PI (point of inflection) profildeki değişimin başladığı noktayı yani dönüm noktasını, $\tau_w = 0$ noktası ise ayrılma noktasını göstermektedir.



Şekil 2.7: Sınır tabakası üzerinde basıncın gradyeninin etkisi

3. HESAPLAMALI AKIŞKANLAR DİNAMİĞİ (HAD)

Akışkanlarla ilgili bilinen ilk çalışmalar Archimedes (MÖ 285–212) tarafından yapılmıştır. Archimedes suyun kaldırma kuvvetinden hareketle, akışkanlar için bir takım hesaplama yöntemleri geliştirmiştir. Ancak, akışkanlarla ilgili esas gelişmeler Rönesans'tan sonra olmuştur ve en önemli gelişmeyi Leonardo Da Vinci (1452–1519) yapmıştır. Vinci, tek boyutlu sürekli akış için süreklilik denklemini çıkararak dalga hareketleri, jet akışları, hidrolik sıçramalar, eddy oluşumu ve sürüklenme kuvvetleri hakkında bilgiler vermiştir.

Newton'un (1642–1727) yerçekimi kanununu bulmasından sonra yerçekimi ivmesi de hesaplara katılmıştır. Sürtünmesiz akışlarda en önemli gelişmeleri Daniel Bernoulli (1700–1782), Leonard Euler (1707–1783), Joseph-Louis Lagrange (1736–1813) ve Pier Simon Laplace (1749–1827) yapmışlardır. Euler, şimdi Bernoulli denklemi olarak bilinen bağıntıları ilk geliştirendir. Açık kanal akışları, boru akışları, dalgalar, türbinler ve gemi sürüklenme katsayıları üzerinde Antonie De Chezy (1718–1789), Henri Pitot (1695–1771), Wilhelm Eduard Weber (1804–1891), James Bicheno Francis (1815–1892), Jean Louis Marie Poiseuille (1799–1869) yaptıkları deneysel çalışmalarla akışkanlar mekaniğinin geliştirilmesinde önemli katkılarda bulunmuşlardır.

William Froude (1810–1879) ve oğlu Robert'in (1846–1924) modelleme kanunlarını geliştirmesinden sonra, Lord Rayleigh (1842–1919) boyut analizi tekniğini ve Osborne Reynolds (1842–1912) klasik boru deneyini (1883) geliştirerek akışkanlar mekaniğinde çok önemli olan boyutsuz sayıları bulmuşlardır. Henri Navier (1785–1836) ve George Stokes (1819–1903), Newtonian akışlara sürtünme terimlerini de ilave ederek, bütün akışları analiz etmede başarıyla uygulanan ve günümüzde Navier-Stokes denklemleri olarak bilinen momentum denklemlerini bulmuşlardır.

Ludwig Prandtl (1875–1953) yüzeye yakın yerlerde sınır tabakanın etkili olduğunu, onun dışında ise sürtünme kuvvetlerinin olmadığı durumlarda Bernoulli denkleminin uygulanabileceğini göstermiştir. Aynı şekilde çok geniş teorik ve deneysel çalışmalar

Theodore Von Karman (1881–1963) ve Geoffrey Taylor'un (1886–1975) yanında pek çok araştırmacı tarafından da yapılmış ve yapılmaktadır.

Hesaplamalı Akışkan Dinamiği (HAD), akışkanlarla ilgili tüm problemlerin bilgisayar kullanılarak çözüldüğü ve sonuçlarının hesaplandığı bir bilim dalıdır. Özellikle son yıllarda bilgisayar kapasitelerinin artmasıyla beraber daha sık kullanılmaya başlanmıştır ve gelişmeye devam etmektedir (Olsen, 2000; Şeşeoğulları, 2006).

Hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) bir akışkan akımını, kütle ya da ısı transferini, kimyasal bir reaksiyonu fiziksel kurallar çerçevesinde bir dizi matematiksel denklem yardımıyla modeller. HAD denklemleri kütle, momentumun, enerjinin vs. korunumuna dayanmaktadır. Bu denklemler yardımıyla hesaplanan değerler yapılacak laboratuvar deneyleri ile kontrol edilebilir.

HAD yöntemdeki temel amaç, çözülecek problemi birbirini dikine ve boyuna kesen ızgara sistemi (grid) şeklinde oluşturarak, sistemi oluşturan her bir elemandaki bilinmeyen değerleri gerekli denklemler kullanarak hesaplamaktır (Olsen, 1999).

Herhangi bir Hesaplamalı Akışkan Dinamiği (HAD) analizi genel olarak üç aşamadan oluşmaktadır. Bu aşamalar işlem sırasına göre;

Model ve sayısal ağ tabakasının oluşturulması, sınır şartlarının ve çözüm ayarlarının tanımlanması, sonuçların yorumlanması olarak sıralanabilir. (Şeşeoğulları, 2006).

3.1 Türbülans Modelleri

İki boyutlu Reynolds-ortalımalı (k - ε ve k - ω modelleri için) veya konumsal olarak filtrelenmiş (spatially filtered) (SGS modeli için) süreklilik ve hareket (Navier-Stokes) denklemleri önceki bölümde verilmişti.

Burada u ve v akımın x ve y yönlerindeki bileşenlerini, p ; basıncı, ν ; suyun kinematik viskozitesi, Re ; Reynolds sayısını ve τ_{ij} ise türbülans kayma gerilmesini temsil etmektedir. Türbülans kayma gerilmesi, çevrinti (eddy) viskozitesi ν_t ile ilişkilidir. Türbülans kayma gerilmesi Boussinesq yaklaşımına göre ve türbülans kinetik enerji cinsinden aşağıdaki şekilde hesaplanabilir.

$$\tau_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3.1)$$

Bu denklemde k ; türbülans kinetik enerji ve δ_{ij} ise Kronecker deltasıdır.

Türbülans kayma gerilmesini hesaplayabilmek için öncelikle çevrinti viskozitesini hesaplamak gerekir.

Literatürde kullanılan türbülans modelleri aşağıda özetlenmiştir.

3.1.1 k - ε Türbülans Modeli

Sıkça kullanılan bu türbülans modeli ilk adımda türbülans kinetik enerjisi, k ile türbülans dağılım oranını, ε hesaplar ve bu değerleri çevrinti viskozitesini bulmak da kullanır.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + P_k - \varepsilon \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{\varepsilon^1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon^2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.3)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.4)$$

$$P_k = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (3.5)$$

Modelin katsayıları Tablo 3.1’de görülmektedir.

Tablo 3.1: Standart k - ε Türbülans Modelinin katsayıları

C_μ	σ_k	σ_ε	C_{ε^1}	C_{ε^2}
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92

3.1.2 k - ω Türbülans Modeli

Büyük Reynolds sayıları için Wilcox (1988) tarafından önerilen k - ω modeli daha sonra yine Wilcox (1994) tarafından küçük Reynolds sayıları için yenilenmiştir.

Burada $\omega = \varepsilon / \beta^* k$, denklemlerle tanımlanan türbülans spesifik dağılım oranıdır (β^* ; model sabitidir). Modele ait denklemler aşağıda gösterilmiştir.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_{k1}} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_{k1}} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + P_k - \beta^* \omega k \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_{\omega 1}} \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_{\omega 1}} \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) + \gamma_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \omega^2 \quad (3.7)$$

$$\nu_t = \alpha^* \frac{k}{\omega} \quad (3.8)$$

k - ω türbülans model denklemlerinin katsayıları büyük Reynolds sayıları için Tablo 3.2'de verilmiştir. Küçük Reynolds sayıları için katsayıları için geliştirilmiş denklemler kullanılabilir. Bu denklemler ilgili literatürde bulunabilir.

Tablo 3.2: Büyük Reynolds sayıları için k - ω türbülans model sabitleri

σ_{k1}	$\sigma_{\omega 1}$	β^*	β_1	γ_1	α^*
2.0	2.0	0.09	0.075	0.553	1.0

3.1.3 SGS Türbülans Modeli

SGS türbülans modeli (Smagorinsky, 1963) başlangıçta üç boyutlu akımlar için geliştirilmiş olsa da günümüzde iki boyutlu akımlar da başarıyla uygulanmaktadır (Zhang ve Dalton, 1996; Li ve Cheng, 2000; Beaudan ve Moin, 1994). Bu model çevrinti viskozitesini hesaplamada aşağıdaki denklemi kullanılır.

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2} \quad (3.9)$$

C_s sabit bir katsayı (0.1-0.3) ve Δ bir ızgara (grid) alanının karekökü değerindeki grid boyutudur.

3.1.4 Spalart-Allmaras Türbülans Modeli

Bu türbülans modelinde çevrinti viskozitesi Denklem (3.10) ile çözülür.

$$\rho \frac{Dv_t}{Dt} = G_v + \frac{1}{\sigma_{v_t}} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho v_t) \frac{\partial v_t}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left(\frac{\partial v_t}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_v \quad (3.10)$$

Bu denklemde bulunan σ_{v_t} ve C_{b2} model sabitleri ve ν ise kinematik viskozitedir.

G_v ve Y_v ise aşağıdaki şekilde hesaplanır.

$$G_v = C_{b1} \rho \tilde{S} \nu_t \quad (3.11)$$

$$\tilde{S} = S + \frac{\nu_t}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (3.12)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (3.13)$$

C_{b1} ve κ sabitler, d duvardan uzaklık ve S ise açısai dönmenin şiddeti olarak alınır;sa;

$$S = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (3.14)$$

Ω_{ij} dönme tensörünün ortalama hızı olarak tanımlanır;sa;

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.15)$$

olur.

$$Y_v = C_{\omega 1} \rho f_{\omega} \left(\frac{\nu_t}{d} \right)^2 \quad (3.16)$$

$$f_{\omega} = g \left[\frac{1 + C_{\omega 3}^6}{g^6 + C_{\omega 3}^6} \right]^{1/6} \quad (3.17)$$

$$g = r + C_{\omega 2} (r^6 - r) \quad (3.18)$$

$$r = \frac{\nu_t}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \quad (3.19)$$

$C_{\omega 1}$, $C_{\omega 2}$ ve $C_{\omega 3}$ sabitlerdir. Model sabitleri aşağıda verilmiş olan değerleri ve denklemler yardımıyla hesaplanan değerleri içermektedir.

Tablo 3.3: Spalart-Allmaras türbülans modeline ait sabitler

C_{b1}	C_{b2}	σ_{v_t}	C_{v1}	$C_{\omega1}$	$C_{\omega2}$	$C_{\omega3}$	κ
0.1335	0.622	2/3	7.1	$\frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1+C_{b2})}{\sigma_{v_t}}$	0.3	2.0	0.41

3.1.5 Reynolds stres türbülans modeli (RSM)

Burada ayrıntılarını girilmeyecek olan Reynolds stres türbülans modeli için kullanılan denklem ise aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho U_k \overline{u_i u_j}) = & -\frac{\partial}{\partial x_k}[\rho \overline{u_i u_j u_k} + p(\delta_{kj} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j})] + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j}) \right] \\
& - \rho \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) - \rho \beta (g_i \overline{u_i \theta} + g_j \overline{u_j \theta}) + p \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - 2\mu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \\
& - 2\rho \Omega_k (\overline{u_j u_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u_i u_m} \varepsilon_{jkm})
\end{aligned} \tag{3.20}$$

3.1.6 Büyük çevrinti simülasyon modeli (Large eddy simulation-LES)

LES modelinin denklemleri Navier-Stokes denklemlerine bir dizi filtreleme işlemi uygulandıktan sonra elde edilir. Sıkıştırılamaz akışkan için filtrelenmiş Navier-Stokes denklemi aşağıdaki gibi verilebilir.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{3.21}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{u_i u_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{3.22}$$

$$\tau_{ij} = \rho \overline{u_i u_j} - \rho \overline{u_i} \overline{u_j} \tag{3.23}$$

4. SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIM ALANI

4.1 Kararlı Akım Ortamındaki Silindir Etrafındaki Akım ve Etkiyen Kuvvetler

4.1.1 Silindir Etrafındaki Akım Rejimleri

Kararlı bir akım ortamında yeralan bir silindir etrafındaki akım koşulları boyutsuz ifade olarak Re sayısına bağlıdır. Re sayısı:

$$Re = \frac{U_c D}{\nu} \quad (4.1)$$

olarak tanımlanır. Burada; U_c , kararlı akım hızı, D , silindirin çapı, ν , akışkanın kinematik viskozitesidir. Re sayısının sıfırdan (durgun hal) başlayarak arttırılması ile silindir etrafındaki akım alanında büyük değişimler meydana gelir.

Reynolds sayısının çok küçük değerlerinde ($Re < 5$) silindir etrafındaki akımda bir ayrılma görülmez. Akımdaki ayrılma Reynolds sayısının 5 değerinden itibaren meydana gelmeye başlar (Şekil 4.1a).

Reynolds sayısının $5 < Re < 40$ değerlerini aldığı aralıkta silindirin iz bölgesinde bir çift sabit çevri oluşur (Şekil 4.1b). Bu oluşan çevrilerin uzunluğu belirtilen aralıktaki Re sayısının değerine bağlıdır. Re sayısının değeri arttıkça çevrilerin uzunluğu da artar (Şekil 4.2a).

Re sayısının değeri daha da artırıldığında iz bölgesindeki akımın stabilitesi bozulur ve çevri kopması rejimleri denen olay, iz bölgesinde görülmeye başlar. Bu durumda silindirin bir kenarında oluşan çevri diğer kenardaki çevriyi belirli bir frekansta koparır. Bunun sonucunda iz bölgesinde bir çevri caddesi meydana gelir (Şekil 4.2d-e-f).

Reynolds sayısının $40 < Re < 200$ değerlerini aldığı aralıkta bu çevri caddesi laminar akım durumundadır (Şekil 4.1c). Bu aralıkta kopma iki boyutlu olmakta ve silindir boyunca etkileşim olmamaktadır (Şekil 4.2b-c.)(Williamson, 1989).

Reynolds sayısı daha da arttırılırsa silindir iz bölgesinde türbülans oluşmaya başlar. $200 < Re < 400$ aralığında iz bölgesinde oluşan bu türbülans Re sayısı arttıkça silindire doğru yaklaşır. Bloor (1964)' un yaptığı bir çalışmada, Re sayısı 400 değerine ulaştığında, iz bölgesinde meydana gelen türbülansın, çevrinin silindirden ayrıldığı noktaya kadar geldiği gözlenmiştir. Bu konuda yapılan gözlemlerde, $40 < Re < 200$ aralığında daha küçük Re sayılarında iki boyutlu görülen çevri kopmasının iz bölgesinde oluşan türbülansın da etkisi ile üç boyutlu hale geldiği belirlenmiştir (Gerard 1978); (Williamson 1988). Reynolds sayısının 400' den büyük olduğu bütün akım rejimlerinde meydana gelen çevri kopması üç boyutludur.

Reynolds sayısı 300' den daha büyük değerler aldığı iz bölgesinde türbülanslı akım rejimi mevcuttur. Silindir üzerindeki sınır tabakası ise oldukça geniş bir bölgede ($300 < Re < 3 \times 10^5$) laminardır. Sınır tabakasının laminar karakterde, iz bölgesi akımının ise türbülanslı olduğu bu akım rejimi alt kritik (subcritic) akım rejimi olarak adlandırılır (Şekil 4.1e).

Reynolds sayısının artırılması ile birlikte ($Re < 3 \times 10^5$) sınır tabakasında da türbülans görülmeye başlar. Öncelikle sınır tabakasında ayrılmanın olduğu yerde görülmeye başlanan türbülans Re sayısının artması ile durak noktasına doğru gelişir.

Reynolds sayısının $3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$ aralığında değerler aldığı dar bir banttandır ise sınır tabakasından ayrılma noktasında türbülans oluşmaya başlar. Bu dar bantta sınır tabakasındaki türbülans önce, sadece silindirin tek tarafında meydana gelir. Diğer tarafta ise hala laminar sınır tabakası akımı mevcuttur. Bu yüzden bu rejim, kritik akım rejimi (critical) ya da düşük geçiş bölgesi (lower transition) olarak adlandırılır. Türbülanslı ayrılmanın meydana geldiği taraf zaman içinde bir taraftan diğer tarafa değişir. Bunun sonucunda akımda asimetrik, ortalama değeri sıfırdan farklı kaldırma kuvveti meydana gelir. Bu kaldırma kuvveti, türbülanslı ayrılmanın meydana geldiği tarafa göre bir taraftan diğerine yön değiştirir (Şekil 4.1f)(Schewe 1983).

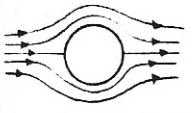
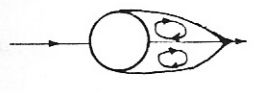


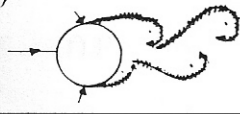
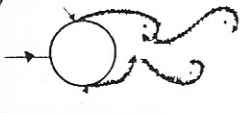

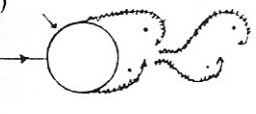
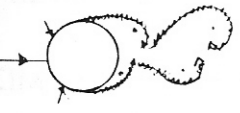
$3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$ aralığında akım rejimi süper kritik (supercritical) akım rejimi olarak bilinir. Bu rejimde sınır tabakasından ayrılma silindirin iki yüzeyinde de türbülanslıdır. Buna rağmen silindir üzerindeki sınır tabakası tam olarak türbülanslı hale geçmemiştir. Türbülansa geçiş, durak noktası ile ayrılma noktası arasında bir yerdedir (Şekil 4.1g).

Reynolds sayısı 1.5×10^6 değerine ulaştığında silindir yüzeyinin bir bölümünde laminar sınır tabakası akımı olsa dahi, sınır tabakası tamamen türbülanslıdır denilebilir. Bu akım rejiminde silindirin bir yüzeyindeki sınır tabakası tamamen türbülanslı iken diğer yüzeyindeki sınır tabakası ise zaman zaman laminar zaman zaman türbülanslı durumdadır. $1.5 \times 10^6 < Re < 4.5 \times 10^6$ aralığında görülen bu akım rejimi üst geçiş bölgesi (upper transition) olarak adlandırılır (Şekil 4.1h).

Reynolds sayısı 4.5×10^6 değerinden daha büyük değerler alırsa silindirin bütün yüzeyinde sınır tabakası tamamen türbülanslıdır. Bu akım rejimi transkritik akım rejimi olarak isimlendirilir (Şekil 4.1j).

Kararlı akım ortamında yeralan bir silindir etrafındaki akım çeşitlerinin sınıflandırılmasında, birçok yazar farklı yorumlar ortaya koyduğundan henüz tam bir fikir birlikteliğine varılamamıştır. Yukarıda yapılan sınıflandırmada Roshko (1961)'nin ve Schewe (1983)'in yaptığı çalışmalardaki değerlendirmeleri esas alınmıştır.

Şekil 4.3' te silindir etrafında görülen akım bölgeleri ve tanımlamada kullanılan kısımlar gösterilmiştir.

(a)		Ayrılma yok	$Re < 5$
(b)		Bir çift sabit simetrik çevri	$5 < Re < 40$
(c)		Laminer çevri caddesi	$40 < Re < 200$
(d)		İz bölgesinde türbülansa geçiş	$200 < Re < 300$
(e)		İz bölgesi tamamen türbülanslı A: Laminer sınır tabakası ayrılması	$300 < Re < 3 \times 10^5$ (kritik altı)
(f)		A: Laminer sınır tabakası ayrılması B: Sınır tabakası laminar iken türbülanslı tabaka ayrılması	$3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$ (kritik)
(g)		B: Türbülanslı sınır tabakası ayrılması; sınır tabakası bazen laminar bazen türbülanslıdır.	$3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$ (süperkritik)
(h)		C: Sınır tabakası bir tarafta tamamen türbülanslıdır.	$1.5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$ (üst geçiş-upper transition)
(i)		Sınır tabakası her iki tarafta da tamamen türbülanslıdır.	$4 \times 10^6 < Re$ (transkritik)

Şekil 4.1: Kararlı akım ortamında yer alan bir silindir etrafındaki akım rejimleri

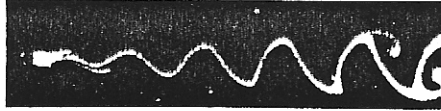
a) $Re=32$



b) $Re=55$



c) $Re=65$



d) $Re=73$



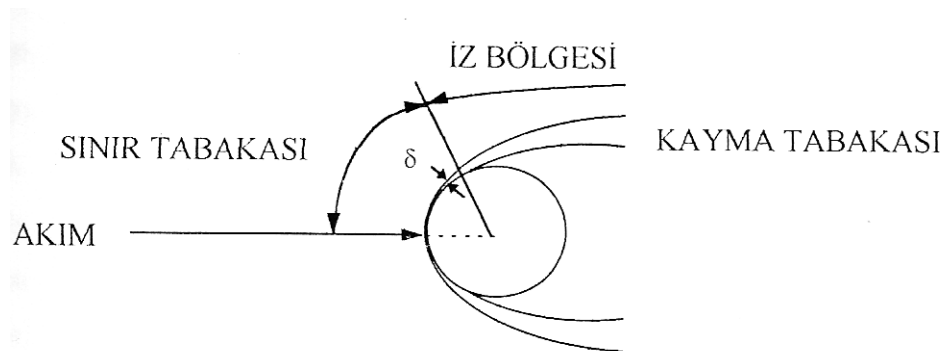
e) $Re=102$



f) $Re=161$



Şekil 4.2: Silindirin arkasında, kararlı akımında Reynolds sayısındaki artışla çeviri kopmasının oluşumu (Homann, 1936)



Şekil 4.3: Silindir etrafında akım bileşenlerinin adlandırılması

4.1.2 Kararlı Akım Ortamında Yeralan Bir Silindir Üzerindeki Kuvvetler

4.1.2.1 Sürüklenme Kuvveti

Daha önceki bölümde (4.1), akım ortamında yeralan bir silindir etrafındaki akım alanının Re sayısı ile değiştiği ve yapının değişik durumlara göre (pürüzlülük, kesit şekli, akımdaki türbülans, akımın üniform olmayışı ve taban yakınında olup olmaması vb.) belirtilmiştir. Burada en önemli özellik, akım rejimlerinin önemli bir kısmında ($Re \geq 40$) silindir etrafında görülen ve çevri kopması rejimi diye adlandırılan olaydır, çevri kopması olayının silindir etrafında görülmesi ile birlikte silindir etrafındaki basınç dağılımında periyodik değişiklikler olacak ve silindire etkiyen kuvvet bileşenlerinde de periyodik değişiklikler görülecektir.

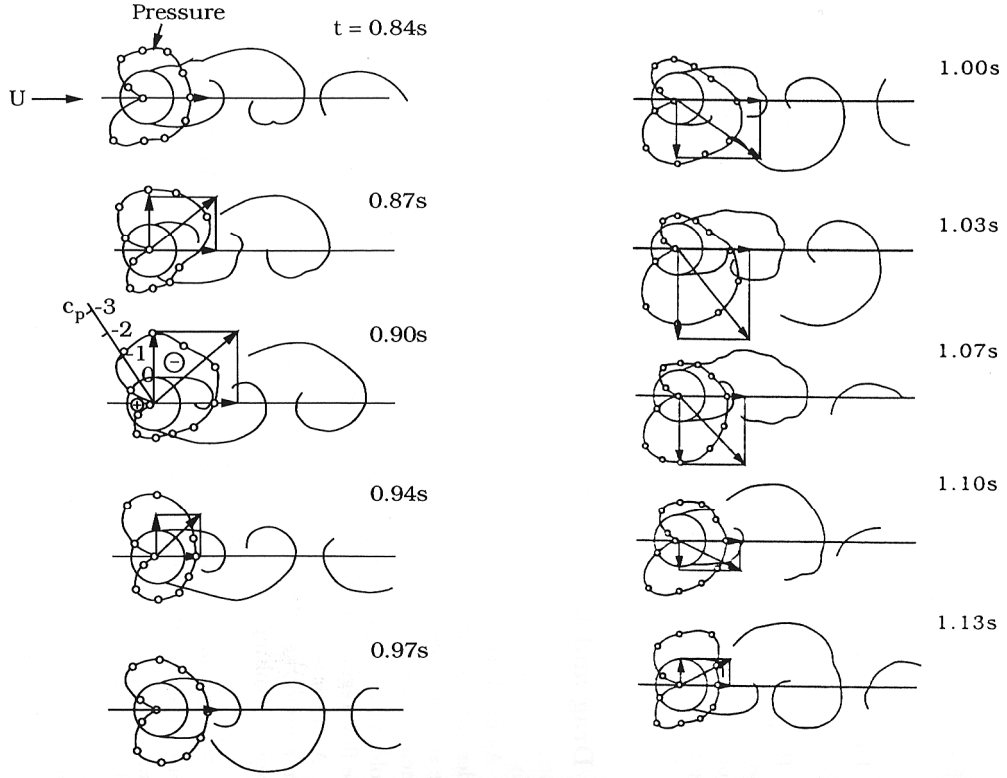
Şekil 4.4’de silindirin iz bölgesinde akımın değişmesi ile silindir üzerinde ölçülen basınç dağılımı görülmektedir. Şekildeki zaman aralığı çevri kopması periyodundan (bir çevri kopması oluşması) çok az daha büyüktür. Silindir üzerindeki basınç değerleri boyutsuz hale getirilmiş basınç sabiti (C_p) olarak gösterilmiştir. Basınç sabiti, C_p ;

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (4.2)$$

olarak hesaplanır. Burada p herhangi bir andaki basınç değerini, p_0 aynı noktada akım yokken ölçülen hidrostatik basınç yüksekliğini, ρ akışkanın özgül kütleini, U da akım hızını göstermektedir.

Şekil 4.4 incelendiğinde, iki önemli yapı göze çarpmaktadır. Birincisi, silindire etkiyen akım doğrultusundaki kuvvetin zamanla değişimi periyodik olmaktadır. İkincisi, silindire gelen akımın yapısı, silindir eksenine göre simetrikse (üniform akım) akıma dik doğrultuda da sıfırdan farklı ve periyodik bir kuvvet oluşur.

Akım doğrultusundaki kuvvet, sürüklenme kuvveti olarak (drag force), akıma dik doğrultudaki kuvvet ise kaldırma kuvveti (lift force) olarak bilinir. Şekil 4.4 incelendiğinde sürüklenme kuvvetinin bir ortalama değer etrafında değiştiği görülmektedir. Kaldırma kuvvetinin ortalaması ise sıfırdır. Burada ki kuvvetler, Şekil 4.4’de görülen basınç dağılımının silindir üzerindeki integrasyonu ile belirlenmiştir (Drescher 1956); (Sümer 1992); (Avcı ve diğ., 1996).



Şekil 4.4: Kararlı akım ortamında yeralan bir silindir etrafındaki basınç dağılımının ve silindire etkiyen kuvvetin bileşenlerinin zamanla değişimi, $Re = 1.1 \times 10^5$, $D = 8$ cm, $U = 1.53$ m/s (Drescher, 1956)

Ortalama Sürüklenme Kuvveti

Kararlı akım ortamında yeralan bir silindire etkiyen ortalama sürüklenme kuvveti iki bileşenden meydana gelir;

1. Şekil direnci (form drag)
2. Sürtünme sürüklenme kuvveti (friction drag)

Şekil direnci (form drag) ve sürtünme sürüklenme kuvveti (friction drag)

Şekil direnci silindir yüzeyine normal gerilmenin (basınç gerilmesinin) oluşturduğu sürüklenme kuvvetidir. Bu kuvvetin ortalama değeri;

$$\bar{F}_p = 2 \int_0^\pi \bar{p} \cos(\phi) R d\phi \quad (4.3)$$

şeklindedir. Burada, F_p , şekil sürüklenme kuvvetinin ortalama değeri, \bar{p} , silindir yüzeyinde basıncın zamansal ortalama değeri ve R , silindirin yarıçapıdır.

Silindir yüzeyinde akım ile yüzey arasındaki yüzey sürtünmesi nedeni ile oluşacak kayma gerilmesinin (τ_0) etkisi ile oluşacak sürtünme sürüklemeye kuvvetinin ortalama değeri (\bar{F}_f) de;

$$\bar{F}_f = 2 \int_0^{\pi} \tau_0 \sin(\phi) R d\phi \quad (4.4)$$

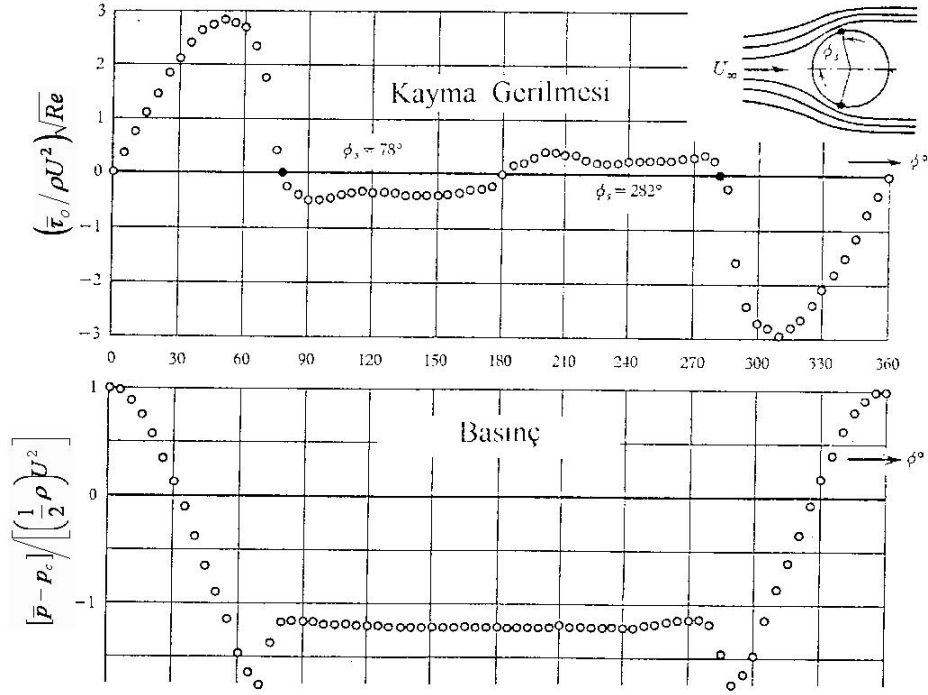
olarak belirlenebilir. Burada $\bar{\tau}_0$ silindir yüzeyindeki kayma gerilmesinin zamansal ortalama değeridir.

Şekil 4.5’de silindir üzerindeki kayma gerilmesi ve basınç dağılımlarının zamansal ortalaması görülmektedir (Achenbach, 1968). Şekilden de görüleceği gibi sürtünmenin oluşturacağı sürüklemeye kuvvetinin (friction drag) en önemli bölümü, kayma gerilmesinin, silindirin alt ve üst yüzeyinde büyük değerler alması sonucu bu kısımdadır. Buna karşılık silindir üzerinde basınç değerleri ile oluşan şekil direnci (form drag), şekilden de kolayca görüleceği gibi basıncın, silindirin ön yüzündeki pozitif değerleri ile arka kısmındaki negatif değerleri arasındaki farktır.

Silindir üzerinde kayma gerilmesi ve basınç dağılımı deneysel olarak ölçülürse, 4.2 ve 4.3’deki denklemler kullanılarak ortalama sürüklemeye kuvvetinin, ortalama şekil sürüklemesi ve ortalama kayma sürüklemesi bileşenleri belirlenebilir. Bu iki sürüklemeye kuvvetinin toplamı toplam ortalama sürüklemeye kuvvetini (\bar{F}_D) oluşturur. Toplam ortalama sürüklemeye kuvveti (\bar{F}_D);

$$\bar{F}_D = \bar{F}_p + \bar{F}_f \quad (4.5)$$

şeklindedir. Burada, \bar{F}_p , ortalama şekil sürüklemesi, \bar{F}_f , ortalama sürtünme sürüklemesidir. Toplam ortalama sürüklemeye kuvvetinin, basınç gerilmeleri sonucunda ortaya çıkan ortalama şekil sürüklemeye kuvvetinden meydana geldiği, ortalama sürtünme sürüklemeye kuvvetinin ise toplam sürüklemeye kuvvetinin üzerinde çok küçük (%2~3’ den az) etkisi olduğundan pratikte gözönüne alınmamaktadır (Achenbach, 1968); (Sümer, 1992).



Şekil 4.5: Silindir üzerinde basınç ve yüzey kayma gerilmesinin zamansal ortalamasının dağılımı ($Re = 10^5$) (Achenbach, 1968)

Buna göre, kararlı akım ortamında yeralan bir silindire etkiyen ortalama sürüklenme kuvveti (\bar{F}_D);

$$\bar{F}_D \cong \bar{F}_p$$

$$\bar{F}_D = 2 \int_0^\pi \bar{p} \cos(\phi) R d\phi \quad (4.6)$$

olarak gösterilebilir. Sonuç olarak, silindir üzerindeki toplam sürüklenme kuvvetinin, silindir üzerindeki basınç dağılımı sonucu meydana geldiği söylenebilir.

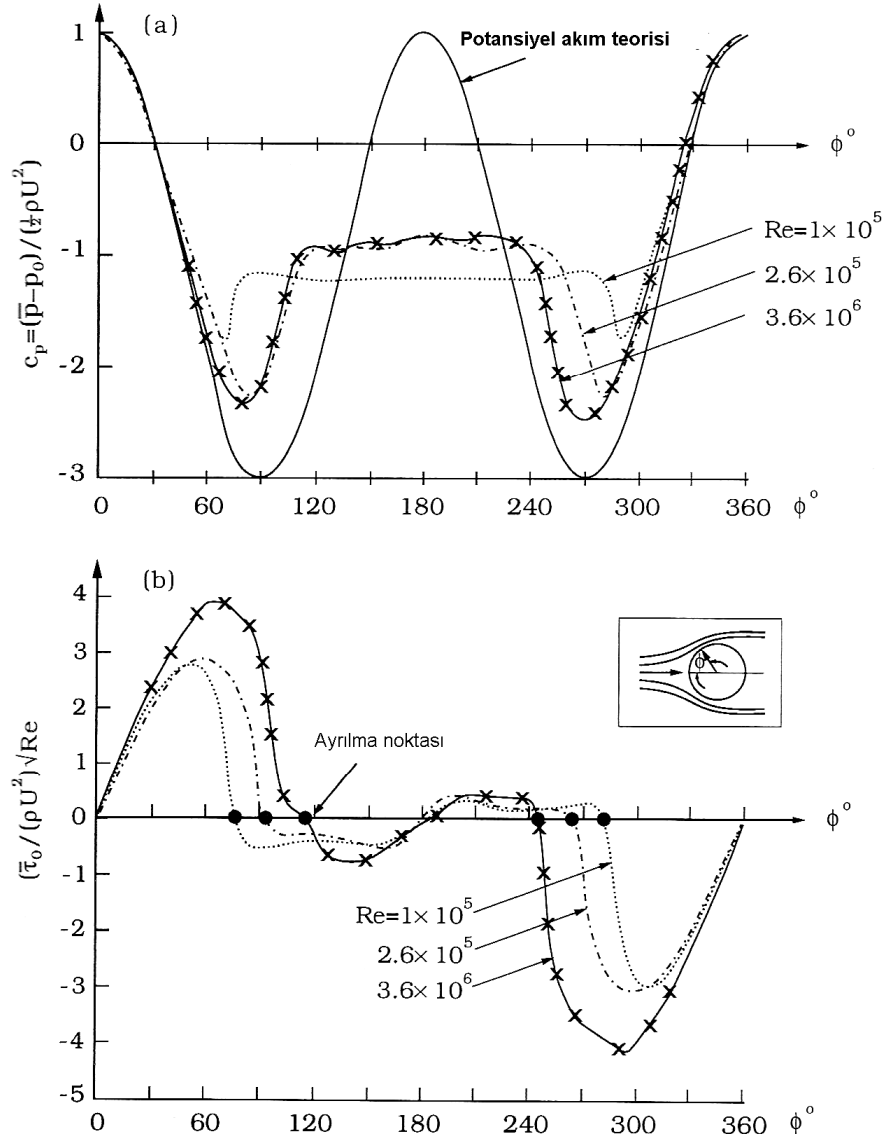
Silindir etrafında ölçülmüş basınç dağılımlarının farklı Re sayısı ile değişimleri Şekil 4.6.a' da görülmektedir. Şekil 4.6.b' de ise aynı anda, silindir yüzeyinde ölçülen kayma gerilmesi dağılımı görülmektedir.

Şekil 4.6.a' da aynı anda potansiyel teori ile hesaplanan silindir üzerindeki basınç dağılımı da görülmektedir. Potansiyel teori ile bu basınç dağılımı;

$$\bar{p} - \bar{p}_0 = \frac{1}{2} \rho U^2 (1 - 4 \sin \phi) \quad (4.7)$$

olarak hesaplanmıştır. Bu ifadede p_0 hidrostatik basınç değeridir. Silindir etrafında ölçülen basınç dağılımlarının en önemli karakteristik davranışı, potansiyel teori ile hesaplanan basınç dağılımında silindirin arka kısmında pozitif basınçlar bulunurken, ölçülen değerlerde arka kısımda basınç dağılımının daima negatif değerler almasıdır. Pozitif değerlerle negatif değerleri ayıran sınır, ayrılma noktasıdır.

Bu şekilde görülen ikinci noktada silindirin iz bölgesi kısmında kalan yüzeyinde basınç dağılımı yaklaşık olarak sabittir. Burada iz bölgesi olarak tanımlanan silindirin üst kenarı ile alt kenarındaki ayrılma noktaları arasında silindirin arka kısmında kalan bölgedir. Şekilde ayrılma noktaları kayma gerilmesi diyagramında işaretlenmiştir (Şekil 4.6.b). Bunun sonucunda, akım hızındaki değişmeye göre (farklı Re sayıları) silindir üzerindeki basınç dağılımından pratik olarak çok önemli değişiklikler olmadığı söylenebilir.



Şekil 4.6: Değişik Reynolds sayılarında, silindir üzerinde basınç ve kayma gerilmesi dağılımı (Achenbach, 1968)

Ortalama sürüklenme kuvveti sabiti

Kararlı akım ortamında yeralan bir silindire etkiyen sürüklenme kuvveti 4.3 ve 4.5 denklemleri kullanılarak aşağıdaki formda yazılabilir;

$$\bar{F}_D = 2 \int_0^\pi (\bar{p} \cos(\phi) + \bar{\tau}_0 \sin(\phi)) R d\phi \quad (4.8)$$

Bu ifadenin her iki tarafı $(\frac{1}{2} \rho D U^2)$ ' ye bölünürse 4.8 denklemi;

$$\frac{\bar{F}_D}{\frac{1}{2}\rho DU^2} = 2 \int_0^\pi \left[\left(\frac{p - p_0}{\rho U^2} \right) \cos(\phi) + \left(\frac{\tau_0}{\rho U^2} \right) \sin(\phi) \right] d\phi \quad (4.9)$$

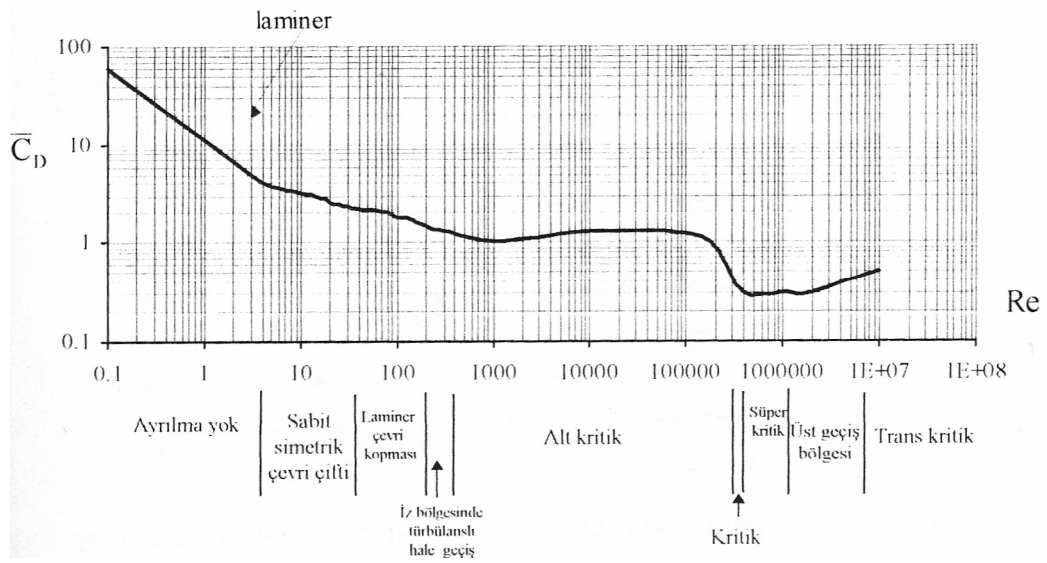
şeklini alır, burada D silindirin çapıdır ($D = 2R$). Denklemin sağ tarafı, hem basınç terimlerinin hem de kayma gerilmesi terimlerinin Re sayısının fonksiyonu olması nedeni ile Re sayısının fonksiyonudur. Bu sebeple 4.9 denklemi,

$$\frac{\bar{F}_D}{\frac{1}{2}\rho DU^2} = \bar{C}_D \quad (4.10)$$

olarak yazılabilir. Burada \bar{C}_D ortalama sürüklenme kuvveti katsayısıdır ve Re sayısının bir fonksiyonudur.

Şekil 4.7’de deneysel verilerle birlikte laminar teori ile hesaplanmış (ayrılmanın olmadığı laminar akım bölgesinde) \bar{C}_D değerlerinin Re sayısı ile değişimi görülmektedir.

Şekil 4.7’den görülen, Re sayısının değeri sıfırdan 300’ e doğru arttırıldığında \bar{C}_D rutin bir şekilde azalmaktadır. ($Re \leq 300$) ($300 < Re < 3 \times 10^5$) arası alt kritik akım rejiminin görüldüğü bölgede \bar{C}_D pratik olarak 1.4 sabit değerini almaktadır. Re sayısı 3×10^5 ’ ten itibaren arttırılmaya başlanırsa \bar{C}_D ’ de ani, beklenmeyen bir değişim görülür, \bar{C}_D ani olarak 0.4 değerine düşer. Bu değer komşu akım rejimini, süper kritik akım rejiminde de devam eder ($3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$). \bar{C}_D ’ de bu şiddetli düşüşün görüldüğü olaya sürüklenme krizi (drag crisis) adı verilir.



Şekil 4.7: Sürüklenme katsayısının (\bar{C}_D) Re sayısı ile değişimi (Schlichting, 1979)

Silindirin yüzey pürüzlülüğünün ortalama sürüklenme kuvvetine etkisi

Kararlı akım ortamında yeralan pürüzlü bir silindiri etkileyen ortalama sürüklenme kuvveti, pürüzsüz silindirde olduğu gibi, yaklaşık olarak şekil direncinden oluşan kuvvete eşittir. Sürtünme sürüklenme kuvveti, pürüzlü silindirde de toplam ortalama sürüklenme kuvvetinin %2~3'ünü geçmez .

Ortalama sürüklenme kuvveti katsayısı (\bar{C}_D), pürüzlü silindirde sadece Re sayısının fonksiyonu değildir. \bar{C}_D üzerinde, k_s/D pürüzlülük parametresi de etkilidir (4.10).

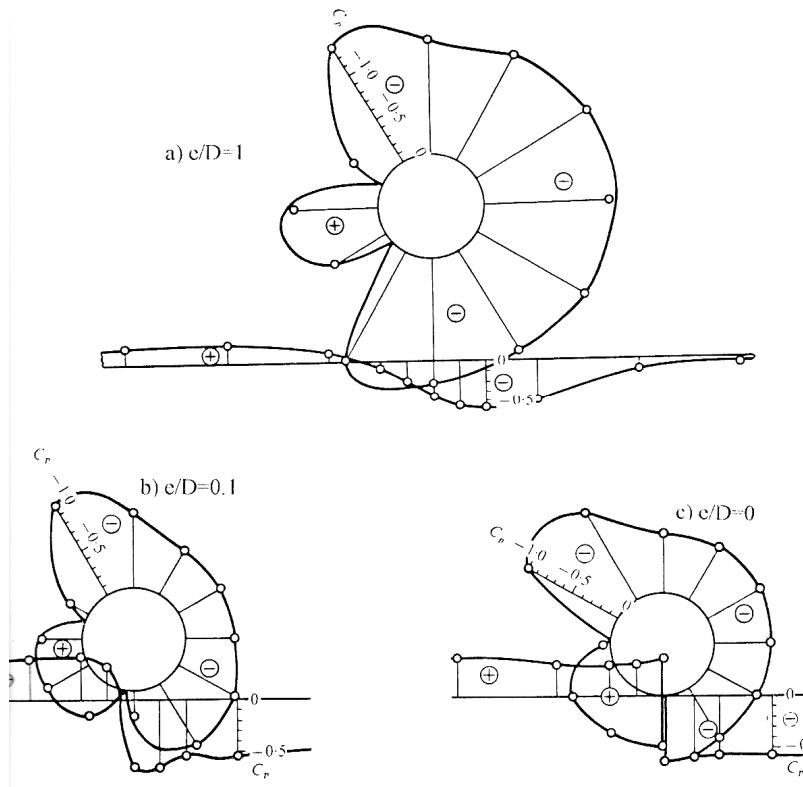
$$C_D = f\left(Re, \frac{k_s}{D}\right) \quad (4.10)$$

İfadede, k_s/D ; silindir üzerindeki rölatif pürüzlülüklerin, Nikuradse rölatif kum pürüzlülüğü olarak eşdeğeridir.

4.1.2.2 Kaldırma Kuvveti

Sonsuz bir kararlı akım ortamında yer alan silindire etkiyen akıma dik doğrultudaki kaldırma kuvvetinin ortalama değerinin sıfırdır ve bu durum silindir etrafındaki akımın simetrisinden kaynaklanmaktadır. Fakat silindir katı bir cidara yaklaştığı zaman, silindir etrafındaki akımdaki bu simetri bozulur, bu yüzden silindire etkiyen

kaldırma kuvvetinin ortalama değeri de sıfırdan farklı olur. Şekil 4.8'de ki katı cidar yakınında yer alan bir silindir üzerindeki basınç dağılımı incelenirse bu olay açıkça görülebilir. Bu şekilden görüleceği gibi, $e/D = 1$ değerinde basınç dağılımında, sonsuz akım ortamındaki silindirden pratik olarak bir fark görünmemekte, dolayısıyla kaldırma kuvvetinin ortalaması da yaklaşık olarak sıfır olmaktadır. Şekil 4.8'de $e/D = 0.1$ ve $e/D = 0$ değerleri incelendiğinde ise, silindir üzerindeki basınç dağılımında önemli değişiklik görülmekte ve bunun sonucunda kaldırma kuvvetinin ortalama değeri sıfırdan farklı olmaktadır. Basınç dağılımından da görüleceği gibi kaldırma kuvvetinin yönü duvardan yukarı doğrudur.



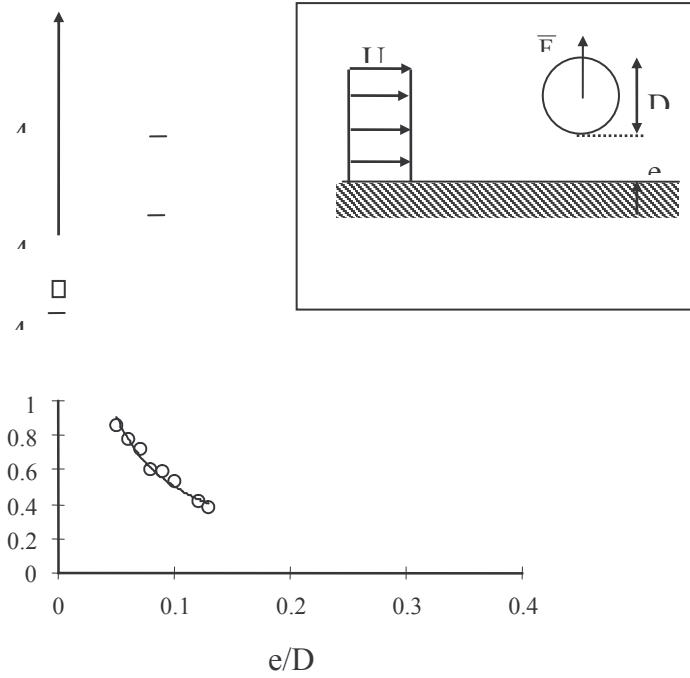
Şekil 4.8: Duvar yakınında yer alan silindirde duvara değişik yakınlık durumlarına göre silindir üzerinde oluşacak basınç dağılımları (Bearman ve Zdravkovich, 1978)

Kaldırma kuvvetinin, silindirin katı cidara yakınlığı ile değişimi Şekil 4.9'da görülmektedir. Bu şekil Fredsoe (1985)' in yaptığı deneysel çalışmalar ile Fredsoe ve Hensen (1987)' in potansiyel akım kabulü ile yaptığı hesaplar baz alınarak oluşturulmuştur. Deneysel çalışmada sakin su içerisindeki bir tablaya (katı cidar), silindir değişik açıklıklarda yerleştirilmiş ve katı cidar ile birlikte hareket ettirilerek

silindir üzerindeki kaldırma kuvveti bulunmuştur. Burada katı cidarla silindirlerin su ortamı içerisinde birlikte hareket ettirilerek üniform hız dağılımı ile üniform akım sağlanmış ve böylece taban yakınında hızdaki değişim engellenmiştir. Bunun sebebi, potansiyel akım kabulü ile çözüm yapmaktır. Şekilde, ortalama kaldırma kuvveti sabiti (\bar{C}_L);

$$\bar{F}_L = \frac{1}{2} \rho \bar{C}_L D U^2 \quad (4.11)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanmıştır. İfadede, (\bar{F}_L) silindire etkiyen ortalama kaldırma kuvvetidir.



Şekil 4.9: Üniform bir akım ortamında taban yakınındaki bir silindire etkiyen kaldırma kuvveti, ($10^4 < Re < 3 \times 10^4$) (Fredsoe, 1985)

Şekil 4.9'dan görüldüğü gibi, $e/D = 0.2 \sim 0.3$ gibi oldukça küçük değerlerde kaldırma kuvveti önemsizmeyecek derecede küçüktür. Silindir katı cidara bu değerden daha fazla yaklaştığında, yani e/D küçüldüğünde kaldırma kuvveti de büyük bir hızla artar. Bunun ilk sebebi, silindir katı cidara yaklaştığında durak noktasının katı cidara doğru hareket etmesi ve yaklaşmasıdır; diğer neden ise silindirin tabana uzak yüzeyindeki (akımla ilişkide bulunan yüzey) negatif basınçların (emme) çok büyük

olması ve bunun silindirin tabana yaklaşması ile artmasıdır. Bu nedenlerden dolayı silindir üzerinde silindiri tabandan kaldırmaya çalışan önemli bir kuvvet oluşur.

4.2 Dalga Etkisi Altındaki Silindir Etrafındaki Akım ve Etkiyen Kuvvetler

4.2.1 Silindir Etrafındaki Akım Rejimleri

Kararlı akım ortamında yer alan bir silindir etrafındaki hidrodinamik büyüklüklerin değişiminin Reynolds sayısına bağlı olduğu daha önceki bölümde bahsedilmişti. Eğer silindir, dalga hareketi gibi bir salınımlı hareket etkisi altında kalırsa bu hidrodinamik büyüklükler sadece Reynolds sayısının (Re) değişimine bağlı olmaz, Keulegan-Carpenter sayısının (KC) değişimine de bağlı olur. Salınımlı hareketin gözlemlendiği bir akım ortamında Keulegan-Carpenter sayısı (KC) şu şekilde tanımlanır:

$$KC = \frac{U_m T_\omega}{D} \quad (4.12)$$

Burada U_m ; salınımlı hareketle (oscillatory flow) oluşacak maksimum hız, T_ω ; salınımlı hareketin hakim periyodu, D ise silindirin çapıdır. Eğer akım sinüsoidal ise herhangi bir andaki hız,

$$U(t) = U_m \sin(\omega t) \quad (4.13)$$

olur. Sinüsoidal akım için maksimum hız (U_m),

$$U_m = a \omega = \frac{2\pi a}{T_\omega} \quad (4.14)$$

olarak belirlenir. Burada a ; salınımlı hareketin genliği, ω ; hareketin açısal frekansıdır. Açısal frekans (ω);

$$\omega = 2\pi f_\omega = \frac{2\pi}{T_\omega} \quad (4.15)$$

şeklinde ifade edilir. Burada f_ω ; salınımlı hareketin frekansıdır. Sinüsoidal hareket durumunda Keulegan-Carpenter sayısı (KC) aşağıdaki şekile dönüşür;

$$KC = \frac{2\pi a}{D} \quad (4.16)$$

Keulegan-Carpenter sayısının fiziksel anlamı, (4.16) nolu denklem göz önüne alınarak kolayca açıklanabilir. Buna göre ifadenin sağ tarafında KC ile doğru orantılı olan hareketin etkittiği kuvveti, ters orantılı olan D ise silindirin akımı etkileyen boyutunu ifade eder. Buradan da görüleceği gibi KC'nin küçük değerlerinde akışkan parçacıklarının hareketi silindir üzerinde yeterince büyük değildir. Hareket silindir üzerinde tam olarak gelişmez. Bu yüzden KC'nin küçük değerlerinde ayrılma görülmeyebilir.

Büyük KC değerlerinde ise, silindirin akımı etkileyen boyutuna göre akışkan parçacıklarının rölatif hareketi yeter derecede büyüktür. Bunun sonucunda ayrılma oluşmakta ve KC'nin yeterince büyük değerlerinde çevri kopması (vortex shedding) mümkün olabilmektedir. KC'nin çok büyük değerlerinde ($KC \rightarrow \infty$), salınımlı hareketin her yarı periyodunda hareket kararlı akımdaki karakteristiklere bürünmektedir.

4.2.2 Keulegan-Carpenter Sayısının Fonksiyonu Olarak Akım Rejimleri

Keulegan-Carpenter sayısındaki artış ile akım rejimlerinde görülen değişimler Şekil 4.10'da gösterilmiştir. Bu şekilde Re sayısı 103'tür. Burada Re sayısı;

$$Re = \frac{D U_m}{\nu} \quad (4.17)$$

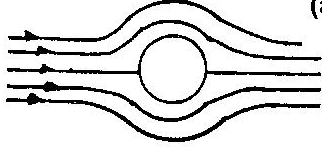
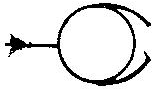

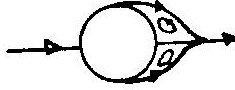

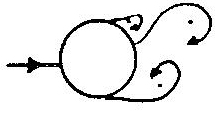
şeklinde tanımlanmıştır. Reynolds sayısındaki değişimler, Şekil 4.10'da gösterilen rejimlerde verilen sınır KC değerleri üzerinde etkili olur (KC sayıları için verilen aralıkları değiştirebilir). Salınımlı akımda Re sayısının etkisi daha sonraki bölümlerde tekrar ele alınacağından, burada öncelikle akım rejimlerinin KC sayısı ile değişimi incelenecektir.

KC sayısının küçük değerlerinde akımda ayrılma görülmez. Akım silindirin üzerinden kayarak (yüzeyi yalayarak) geçer (Şekil 4.10.a). Ayrılma, ilk olarak $KC \cong 1.1$ değerine ulaştığında görülmeye başlar. Bu ayrılmaya Honji kararsızlığı denir (Şekil 4.10.b). Akım koşulları bu değere ulaştığında ($KC \cong 1.1$) silindir üzerinde akım iki boyutludan üç boyutlu hale geçer. Bu geçiş, akım izleme teknikleri ile gözlenebilir (Honji 1981, Sarpkaya 1986). Yarım periyottaki hareketin sonucunda, geriye doğru hareket başladığında bunun bir önceki periyottaki akımla etkisi

sonucunda mantar şeklinde üç boyutlu ayrılmalar ve çevriler görülür. Oluşan bu çevriler akıma dik doğrultudadır.

Ayrılmanın Honji kararsızlığı şeklinde görüldüğü akım rejimi, $1.1 < KC < 1.6$ arasındaki dar bir aralıktadır (Şekil 4.10.b). KC sayısındaki artış ile akım rejimi değişir ve Şekil 4.10.c ve 4.10.d'de görüldüğü gibi bir çift simetrik sabit çevri ($1.6 < KC < 4$ aralığında) görülür. Bunun $2.1 < KC < 4$ alt aralığında silindir üzerinde türbülans oluşur. Burada sözü edilen akım rejimlerine ait alt ve üst KC limitleri, Re sayısının 103 olduğu değere aittir.

KC sayısının daha da artması ile birlikte simetrik iki çevri arasındaki simetriklik bozulur (Burada çevriler sabittir, yani kopup akım içerisinde hareket etmezler). Bu rejimin en önemli özelliği, KC'nin daha küçük değerlerinde görülmeyen akıma dik doğrultudaki kaldırma kuvvetinin, çevriler arasındaki asimetri sonucunda sıfırdan farklı değerler almasıdır. Bu akım rejimi $4 < KC < 7$ aralığında görülür.

 <p>(a)</p>	Ayrılma yok	$KC < 1.1$
 <p>(b)</p>	Honji çevrileri ile ayrılma	$1.1 < KC < 1.6$
 <p>(c)</p>	Simetrik çevri çifti	$1.6 < KC < 2.1$
 <p>(d)</p>	Simetrik çevri çifti Silindir üzerinde türbülans	$2.1 < KC < 4$
 <p>(e)</p>	Asimetrik vorteks çifti	$4 < KC < 7$
 <p>(f)</p>	Çevri kopması	$7 < KC$

Şekil 4.10: Yüzeyi cilalı (pürüzsüz) bir silindir etrafında oluşan akım rejimleri $Re=104$, (Sarpkaya, 1986); (Williamson, 1985)

4.2.3 Salınlımlı Hareket Akım Rejimlerinde Reynolds Sayısının Etkisi

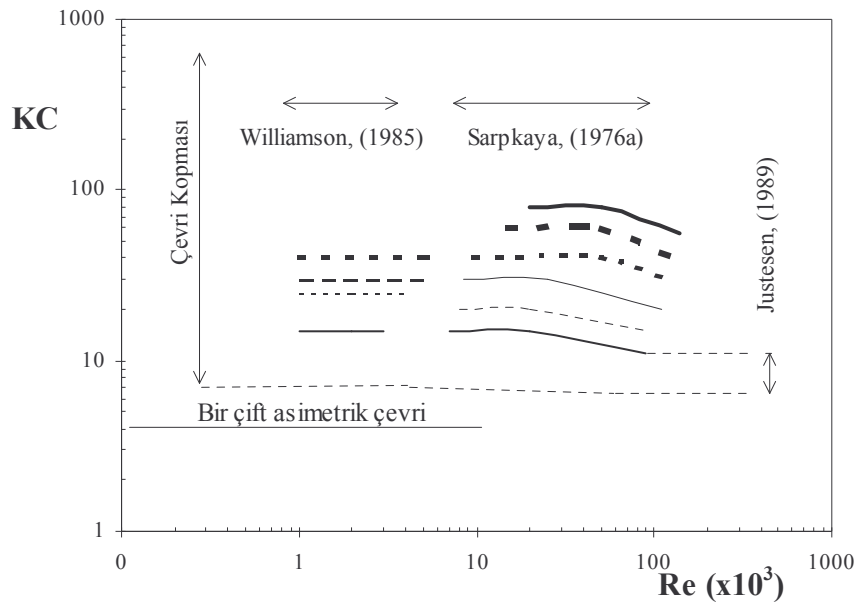
Reynolds sayısının akım rejimlerine olan etkisi, özellikle küçük KC sayısına sahip salınlımlı hareketin görüldüğü akım rejimlerinde önem taşımaktadır. Reynolds sayısının değişimi, bu bölgede akım rejimlerinin sınırlarını önemli ölçüde değiştirir. Şekilde (a) bölgesi, ayrılmanın olmadığı ve akımın silindir üzerinden kayarak geçtiği bölgeyi, (a') bölgesi, sınır tabakasının türbülanslı olduğu ve ayrılma olmayan bölgeyi, (b) bölgesi Honji çevrisi şeklinde ayrılmanın görüldüğü bölgeyi, (c) bölgesi

sabit çevri çiftinin oluştuğu bölgeyi, (d) bölgesi ise silindir yüzeyinde türbülansın görüldüğü ve simetrik çevri çiftinin olduğu bölgeyi göstermektedir.

Şekilden de görüleceği gibi Reynolds sayısının çok küçük değerlerinde ($Re > 5$) ayrılmayı gösteren eğriler bu Re değerine asimptot olmaktadır. Re 'nin bu değerine karşılık KC sayısı sonsuz değerini almakta ve bu durumda akım rejimi kararlı akım rejimine dönüşmektedir.

Reynolds sayısının daha büyük değerlerinde ($Re > 4 \times 10^3$), KC sayısının artması ile Honji tipi çevri ayrılmasının görüldüğü bölgeden sonra tekrar ayrılmanın görülmeyişi bölge görülebilir. Bunun nedeni sınır tabakasının türbülanslı hale geçmesidir. Sınır tabakasındaki türbülans ayrılmayı geciktirebileceği için, ayrılmanın olmadığı akım rejimi gözlenebilir. KC sayısının bir miktar daha artmasıyla çift simetrik çevrinin oluştuğu akım rejimine ulaşılır.

Çevri kopması rejimlerinde Re sayısının KC sayısı üzerindeki etkisi Şekil 4.11'de görülmektedir.



Şekil 4.11: Çevri kopması rejimlerinde akım üzerine Reynolds sayısının etkisi

4.2.4 Salınımlı Akım Ortamında Bulunan Silindir Üzerindeki Kuvvetler

Kararlı akım durumuna benzer olarak salınımlı hareketteki kuvvet de iki bileşenden meydana gelir: birincisi akım doğrultusundaki kuvvet ikincisi ise akım doğrultusuna dik kaldırma kuvvetidir.

Kararlı akım ortamında yer alan silindire akım doğrultusunda etkiyen kuvvet;

$$F = \frac{l}{2} \rho C_D D U(t) |U(t)| \quad (4.18)$$

şeklindedir. Burada F, akım doğrultusunda birim uzunluğa etkiyen kuvvet; CD, sürüklenme katsayısı; U, akım hızı ve ρ , özgül kütlelerdir.

Burada daha önceki bölümde, kararlı akım durumunda U^2 olarak gösterilen akım hızının $U(t) |U(t)|$ şeklinde verilmesinin sebebi, hız doğrultusunun zamana bağlı olarak, yön değiştirmesi ve CD katsayısının daima akım hızı yönünde olmasıdır.

Dalga etkisi altında (salınımlı akım durumu) akım doğrultusundaki toplam kuvveti bulurken, kararlı akımdaki kuvvete ek olarak iki bileşen daha katılır;

$$F = \frac{l}{2} \rho C_D D U(t) |U(t)| + m' \ddot{U}(t) + \rho V \dot{U}(t) \quad (4.19)$$

Burada ($m' U(t)$) bileşeni hidrodinamik-kütle kuvveti (ek kütle), ($\rho V U(t)$) bileşeni ise Froude-Krylov kuvveti olarak bilinir. Bu ifadede (m') ek kütle, (V) silindirin hacmidir. Silindirin hacmi, silindirin enkesit alanı (A) ile birim uzunluğunun çarpımıdır.

4.2.5 Dalga Kuvvetlerinin Belirlenmesinde Kullanılan Yöntemler

Dalga etkisi altındaki bir açık deniz yapısına gelen kuvvetlerin hesabı üç farklı yolla yapılabilir:

Morisson denklemi,

Froude-Krylov teorisi,

Difraksiyon teorisi.

Morrison denkleminde, yapıya akım doğrultusunda etkiyen kuvveti, atalet ve sürüklenme kuvvetlerinin lineer olarak meydana getirdiği göz önüne alınır. Bu ifadede ek kütle ve sürüklenme katsayıları deneysel olarak belirlenir. Morisson

denklemleri yapının dalga boyu yanında çok küçük olduğu durumlarda geçerlidir. Bu denklem sürüklenme kuvvetinin dominant olduğu akımlarda daha çok tercih edilir.

Froude-Krylov teorisi sürüklenme kuvvetinin küçük, atalet kuvvetinin büyük olduğu, aynı zamanda yapının dalga boyundan daha küçük olduğu akım rejimlerinde kullanılır. Yapı etrafında ve yüzeyinde basınç dağılımı belirlenerek kuvvetler hesaplanır. Bu metodun avantajı, simetrik durumdaki şekli belirli cisimlerin kuvvet katsayılarının kolayca belirlenebilmesidir.

Eğer yapının boyutu dalga boyu ile karşılaştırılabiliyorsa, bu durumda cismin akımı etkilemesi ile difraksiyon etkisi görülür. Bu durumlarda difraksiyon teorisi ile hesap yapmak gerekir (Chakrabarti, 1987).

Bu çalışmada Morrison denklemleri kullanılarak cisme etkiyen kuvvetlerin belirlenmesine çalışılacağından sadece Morrison denklemleri detaylı olarak anlatılacaktır.

Salınımlı akım etkisi altındaki bir cisme etkiyen akım doğrultusundaki toplam kuvvet (F), sürüklenme kuvveti, ek kütle kuvveti ve Froude-Krylov kuvvetlerinin toplamından meydana gelmiştir. Bu kuvvet analitik olarak şu şekilde yazılabilir:

$$F(t) = \frac{I}{2} \rho C_D D U(t) |U(t)| + \rho C_m A \dot{U}(t) + \rho A \ddot{U}(t) \quad (4.20)$$

Eğer denklem 4.20' yi aşağıdaki gibi yazarsak, denklem

$$F = \frac{I}{2} \rho C_D D U |U| + \rho (C_m + I) A \dot{U} \quad (4.21)$$

şekline gelir. Burada (C_m+1) terimi yerine yeni bir katsayı belirlersek;

$$C_M = C_m + I \quad (4.22)$$

4.20' deki toplam kuvveti veren ifade;

$$F = \frac{I}{2} \rho C_D U |U| + \rho C_M A \dot{U} \quad (4.23)$$

şeklinde olur. Bu denklem Morrison denklemi olarak bilinir (Morrison, 1960).

Bu denklemdeki yeni bileşene ($\rho C_M A U$) atalet kuvveti ve bu ifadedeki C_M katsayısına da atalet katsayısı denir. Eğer yapı sabit değilse ve akım doğrultusunda kendi hareketine de sahipse 4.20 ifadesi:

$$F = \frac{1}{2} \rho C_D D (U - U_b) |U - U_b| + Q C_m A \overline{(U - U_b)} + \rho A \dot{U} \quad (4.24)$$

şekline dönüşür. Burada U_b cismin akım doğrultusundaki kendi hareketidir. Bu durum cismin özellikle rijit olarak mesnetlenmediği durumlarda görülebilir. Froude-Krylov kuvvetinin hesabında ise $(U - U_b)$ yerine U alınmalıdır. Bunun nedeni akımın, cismin hareketinden daha belirleyici olmasıdır.

4.3 Akım ve Dalga Etkisindeki Silindire Etkiyen Kuvvetler

Doğada kararlı akım ile dalganın birlikte görülmesi oldukça sık rastlanan bir durumdur. Dalga etkisinin yarattığı salınımlı akım ile kararlı akımın etkileşimi üzerine günümüze kadar pek çok çalışma yapılmıştır.

Bu bölümde salınımlı hareke ile benzeştirilmeye çalışılan dalga hareketi üzerinde; ortamda gözlenen kararlı akım etkisi açıklanmaya çalışılmıştır. Akım ortamındaki silindire, akım+dalga etkisinde gelen kuvvetler KC ve Re sayılarının yanında, kararlı akım hızının (U_c), salınımlı harekette meydana gelen maksimum hıza (U_m) oranı ile belirtilen α parametresine de bağlıdır. Olaya etkiyen parametreler (4.25) göz önüne alınarak boyut analizi yapılırsa α 'nın etkisi görülebilir (4.26). Bunun sebebi, salınımlı harekette tanımlanan Re ve KC sayılarının, kararlı akım ve salınımlı hareketin birlikte görülmesi durumunda hem kararlı akıma hem de salınımlı harekete bağlı değişimi ile farklı koşullarda aynı değerleri almalarıdır.

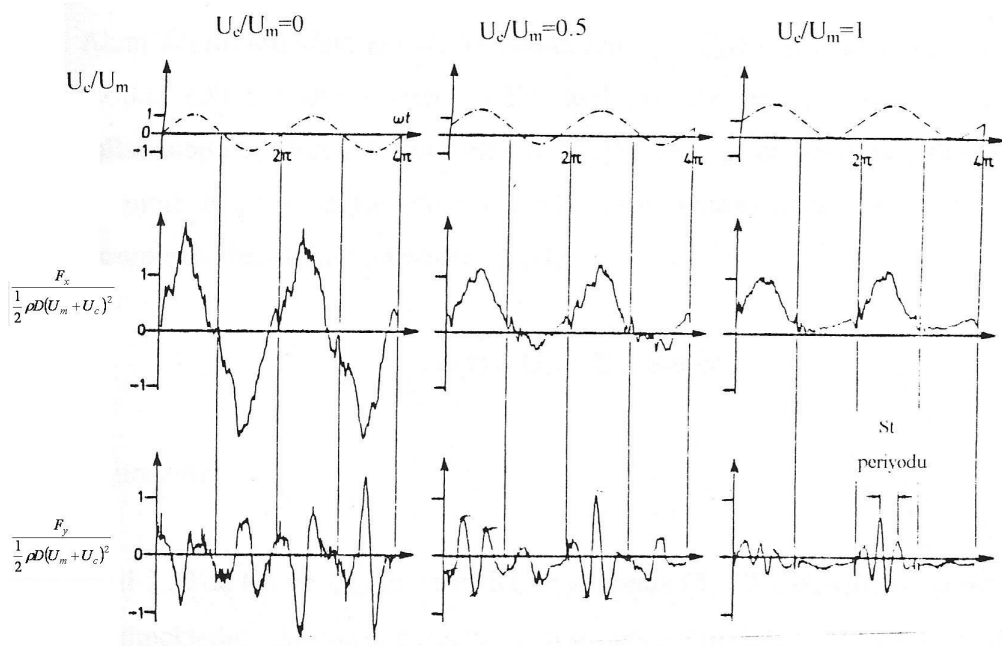
$$F = f(U_c, D, \mu, \rho, a, U_m, h, g) \quad (4.25)$$

$$F = f\left(\underbrace{\frac{\rho U_c D}{\mu}}_{Re}, \underbrace{\frac{a}{D}}_{KC}, \underbrace{\frac{U_c}{U_m}}_{\alpha}, \underbrace{\frac{h}{D}}_{\frac{U_c}{U_*}}, \underbrace{\frac{U_c}{\sqrt{gh}}}_{\frac{U_c}{U_*}}\right) \quad (4.26)$$

Kararlı akım ile dalga etkisinin ortamda birlikte görülmesi durumunda, akım ortamında yer alan silindir üzerine etkiyen hidrodinamik kuvvetlerde gerek sadece

dalga etkisinin görülmesi durumuna, gerekse kararlı akım durumuna göre önemli değişiklikler görülür.

Kararlı akım ve dalganın birlikte etkimesi durumunda, akım ortamında yer alan silindire etkiyen kuvvetlerdeki değişim Şekil 4.14'de görülebilir. Sümer ve diğ. (1992) çalışmasından alınan bu şekilde kararlı akım, kanalda su sirkülasyonu sağlanarak, dalga hareketi ise silindirin bağlandığı bir arabanın su içerisinde hareket ettirilmesi ile sağlanmıştır.



Şekil 4.12: Kararlı akım + dalga etkisinde silindire etkiyen kuvvetin zamanla değişimi ($KC = 20$) (Sümer ve diğ., 1992).

Bu şeklin incelenmesinden aşağıdaki sonuçlar çıkarılabilir;

- 1) Akım doğrultusundaki kuvvetin zamanla değişimi (F_x), farklı kararlı akım-salınımlı akım oranları (α) gözönüne alınarak incelendiğinde, bu değişimin aynı α değeri için hızda görülen değişime benzediği görülür.
- 2) Şekilde α' nın üç değeri için (0, 0.5 ve 1) kaldırma kuvvetinin (F_y) zamanla değişimi görülmektedir. Şekilden görülen; salt dalga durumunda ($\alpha = 0$) salınımlı hareketin her iki periyodunda çevri kopması meydana gelmekte ve her yarı periyodda negatif ve pozitif kaldırma kuvvetinin pik olduğu platolar görülmektedir. $\alpha = 0.5$ değerinde, salınımlı hareketin kararlı akımın yönüne zıt doğrultudaki hareketinde, hız

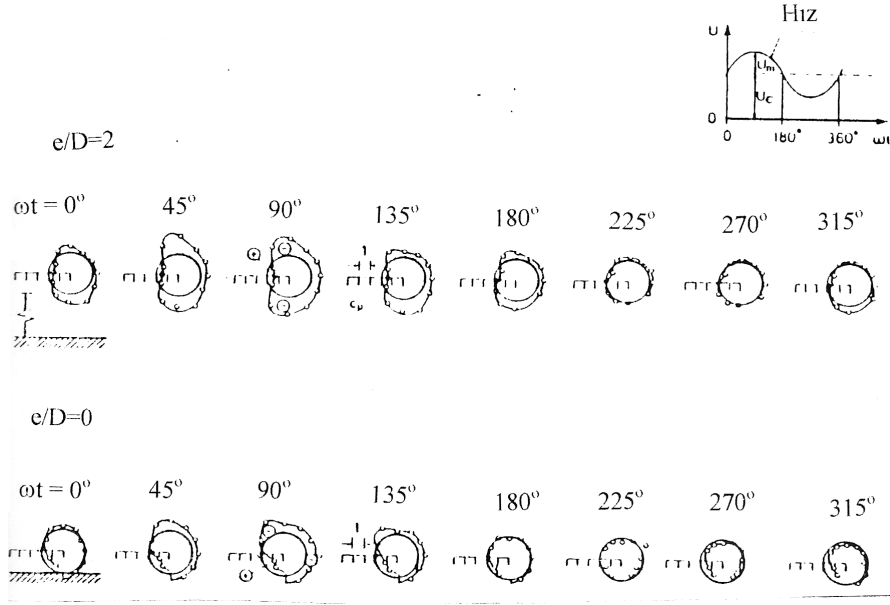
negatif değerlere ($U < 0$) düşmektedir. $\alpha = 0.5$ değerinde bu geri dönüş, henüz bu doğrultuda çevri kopmasını sağlayacak kadar uzundur. Silindirin alt ve üst tarafından birer çevri oluşmaktadır. Bu durum, bu yarı periyotta kaldırma kuvvetinde görülen bir negatif ve pozitif pik ile açıklanabilir (Şekil 4.14). $\alpha = 1$ değerinde ise, salınımlı harekette yaratılan geri dönüş, kararlı akım hızını frenleyememektedir. Bu nedenle bu yarı periyotta (salınımlı hareketin doğrultusunun, kararlı akımın yönüne zıt yönde olduğu periyod) çevri kopması oluşmaz. Bu durum, bu periyotta kaldırma kuvvetinin çalkantı bileşeni olmamasından da ileri gelebilir (Şekil 4.14). Bu durumda kararlı akım, ters yönde hareket ederek salınımlı hareket etkisini sağlayan silindirin iz bölgesinde alt ve üst tarafta oluşacak çevrilerin birbirlerini etkilemesini engeller; bu nedenle, bu periyotta çevri kopması meydana gelmez.

3) Çevri kopmasının olduğu yarı periyotta normalize edilmiş çevri kopması frekansına karşı gelen Strouhal sayısı (St);

$$St = \frac{f_Y D}{(U_c + U_m)} \quad (4.27)$$

şeklindedir. Strouhal sayısındaki hız bileşeni, denklemden de görüldüğü gibi kararlı akım hızı (U_c) ile dalganın yarattığı akım hızının toplamına eşittir.

Şekil 4.15'de, kararlı akım ve dalga etkisinin ortamda birlikte görülmesi durumunda $KC = 20$ değerinde silindir üzerindeki basınç dağılımı görülmektedir. Bu basınç dağılımlarına bağlı olarak silindire etkiyen kuvvetler belirlenebilir.



Şekil 4.13: Kararlı akım ve dalganın birlikte etkimesi durumunda silindir üzerindeki basınç dağılımının zamanla değişimi ($KC = 10$) (Sümer ve diğ., 1992)

Akım doğrultusundaki kuvvet katsayılarının (C_D , C_M) hesabında, akım ve dalganın birlikte etkimesi durumunda, (4.23) denklemi ile verilen Morrison denklemleri kullanılabilir. Morrison denklemleri ile C_D ve C_M' in hesabında denklemin hız teriminin akım + dalga durumuna göre uyarlanması gereklidir. Akım + dalga durumunda, belirli bir t anındaki hız (U_t);

$$U(t) = U_c + U_m \sin(\omega t) \quad (4.28)$$

şeklindedir.

5. AKIM VE DALGA ETKİSİ ALTINDAKİ SİLİNDİR İÇİN MODELLEME UYGULAMALARI

5.1 Programın Tanıtımı

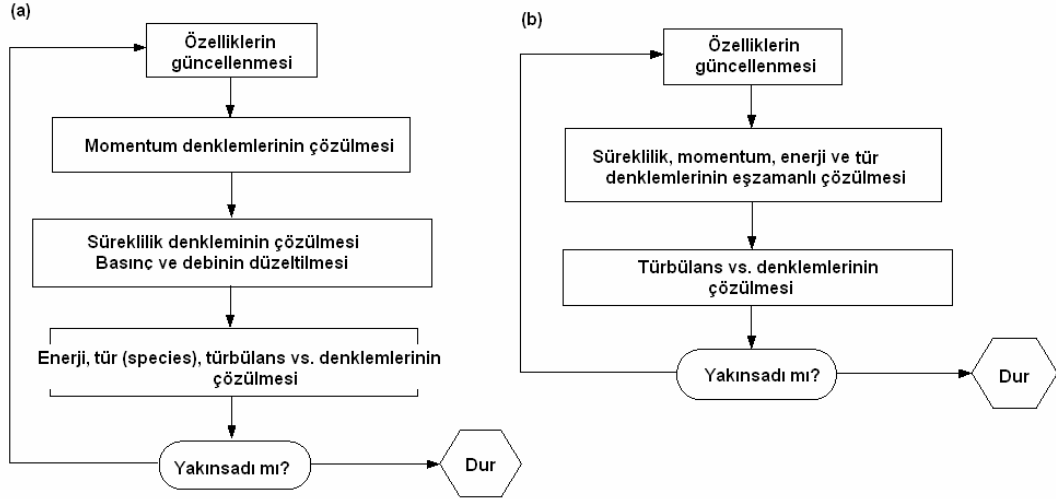
Fluent sonlu hacimler yöntemini kullanan bir Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD) yazılımıdır. Gambit, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD) ve Sonlu Elemanlar (SE) analizlerinde kullanılabilen genel amaçlı bir ön işlemcidir. Gambit, iki boyutta dörtgen ve üçgen elemanların, üç boyutta ise altı yüzlü, dört yüzlü ve geçiş elemanları olarak kama tipi ve piramit tipi elemanların kullanımına izin vererek istenilen tipteki sayısal ağı basit ve hızlı bir şekilde oluşturulmasına imkan verir. Gambit'te oluşturulan ağ sistemi Fluent'te okutularak hesaplar yapılmaktadır.

Fluent modellemede üç farklı çözüm imkanı sunmaktadır. Bunlar orijinal isimleriyle; segregated

coupled implicit

coupled explicit

“Segregated” yaklaşımı süreklilik, momentum, enerji denklemlerini sıra ile (bir önceki adımın değerlerini kullanarak bir sonraki adımın değerlerinin hesabı), “coupled” yaklaşımı ise bu denklemleri eş zamanlı olarak çözer. Bu yaklaşımlara ait hesap adımları Şekil 5.1’de görülmektedir.



Şekil 5.1: Hesap adımları (a) “segregated” (b) “coupled” yaklaşımı

Tüm akışlar için Fluent programı kütle ve momentum korunum denklemlerini çözmektedir. Isı transferi ya da sıkıştırılabilirliği içeren akışlar için ayrıca enerji denklemi de çözülmektedir. Özellik (species– tür) karışımı ya da reaksiyon içeren akışlar için özellik korunum denklemi çözülmektedir. Ayrıca akış türbülanslı olduğu zaman ek taşınım denklemleri çözülmektedir.

Programın içerdiği türbülans model seçenekleri aşağıda görülmektedir.

Spalart-Allmaras model

Standard $k-\epsilon$ model

Renormalization-group (RNG) $k-\epsilon$ model

Realizable $k-\epsilon$ model

Reynolds stress model (RSM)

Large eddy simulation (LES) model

Çalışmada, literatürdeki yaygın kabul edilirliliği açısından standart $k-\epsilon$ modeli seçilmiştir. Jones ve Launder (1972) tarafından önerilen model yarı deneyseldir.

Probleme ait model tanımlandıktan sonra modelde kullanılacak malzemenin tanımlanması gerekmektedir. Malzemeler katı ve akışkan olarak seçilebilirler. Konu itibariyle malzeme su olarak seçilmiştir.

İşletme koşulları olarak atmosfer basıncı ve yerçekimi ivmesi tanımlanmıştır.

Denklemlerin çözülebilmesi için sınır şartlarının da mutlaka tanıtılması gereklidir. Aşağıda yine yazılımdaki orijinal isimleriyle sınır mevcut sınır şartları görülmektedir.

Velocity Inlet

Mass Flow Inlet

Inlet Vent

Intake Fan

Pressure Outlet

Pressure Far-Field

Outflow

Outlet Vent

Exhaust Fan

Wall Boundary Conditions

Symmetry Boundary Conditions

Periodic Boundary Conditions

Axis Boundary Conditions

Fluid Conditions

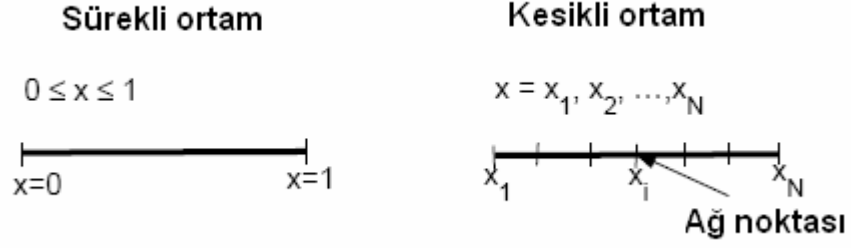
Solid Conditions

:Porous Media Conditions

Çözümde istenen hassasiyet ve zaman aralıkları tanımlanarak iterasyon ile denklemler program tarafından çözülebilmektedir.

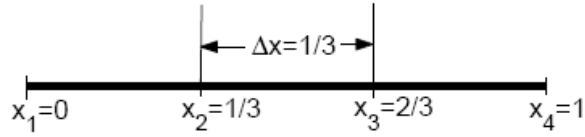
5.1.1 Ağ Sistemi

Birçok mühendislik problemi için bu denklemlerin analitik çözümünü bulmak oldukça zordur. HAD ise bu denklemleri çözerken süreklilik arz eden ortamın bir ağ sistemi ile kesikli hale getirilmiş şeklinden yararlanır (Şekil 5.2). Fluent gibi yazılımların da temel mantığı olan bu sistem aşağıda örnekler üzerinde açıklanmaya çalışılmıştır.



Şekil 5.2: Sürekli ve kesikli ortam

Söz gelimi bir boyutlu ortamda doğrusal değişimi sahip bir akımın hız denkleminin sonlu farklar yöntemiyle kesikli hale getirilmesi 4 noktalık bir ağ sistemi (Şekil 5.3) için şu şekilde gerçekleşir.



Şekil 5.3: Ağ sistemi

Ağ üzerindeki herhangi bir noktadaki hız denklemini;

$$\left(\frac{du}{dx} \right)_i + u_i = 0 \quad (5.1)$$

ile gösterilebilir. $(du/dx)_i$ ise u_{i-1} cinsinden geri farklar yardımıyla yazılıp hata terimi için Taylor serisinden yararlanılır ve yeniden düzenlenirse Denklem (5.6) elde edilir.

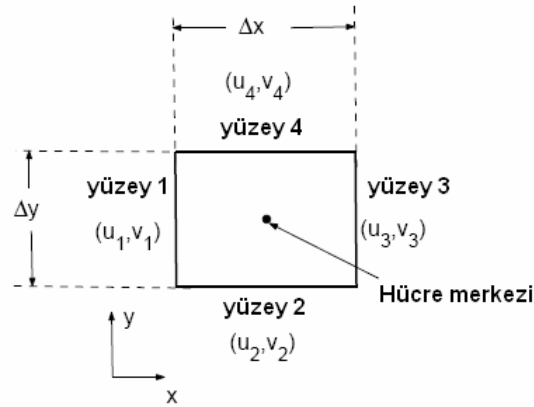
$$u_{i-1} = u_i - \Delta x \left(\frac{du}{dx} \right)_i + O(\Delta x^2) \quad (5.2)$$

$$\left(\frac{du}{dx} \right)_i = \frac{u_i - u_{i-1}}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (5.3)$$

Denklem (5.2) ve (5.3) birleştirilir ve hata terimi ihmal edilirse diferansiyel denklem takımından cebirsel denklem takımına geçilmiş olur.

$$\frac{u_i - u_{i-1}}{\Delta x} + u_i = 0 \quad (5.4)$$

Benzer bir örnek sonlu hacimler cinsinden de yazılabilir.



Şekil 5.4: Ağ sistemi içerisindeki bir hücre

Kararlı ve sıkıştırılamaz bu akım için süreklilik denkleminin integral formu aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\int_s \vec{V} \cdot \hat{n} ds = 0 \quad (5.5)$$

Herhangi bir ağ hücresine ait yüzeydeki hız $\vec{V} = u_i \hat{i} + v_i \hat{j}$ olarak tanımlanırsa ve (5.5) denklemi kontrol hacmine uygulanırsa;

$$-u_1 \Delta y - v_2 \Delta x + u_3 \Delta y + v_4 \Delta x = 0 \quad (5.6)$$

Benzer şekilde cebirsel hale getirilmiş bu denklemler momentumun ya da enerjinin korunumu için iki veya üç boyutlu ağ sistemin temel alınarak da yazılabilir.

5.2 Kurulan Modelin Temel Özellikleri

Sonlu hacimler yöntemini kullanarak sayısal çözümler yapan Fluent programını kullanarak daha önceden fiziksel deneylerle elde edilmiş sonuçların yeniden bu sefer sayısal ortamda elde edilmesine çalışılmıştır.

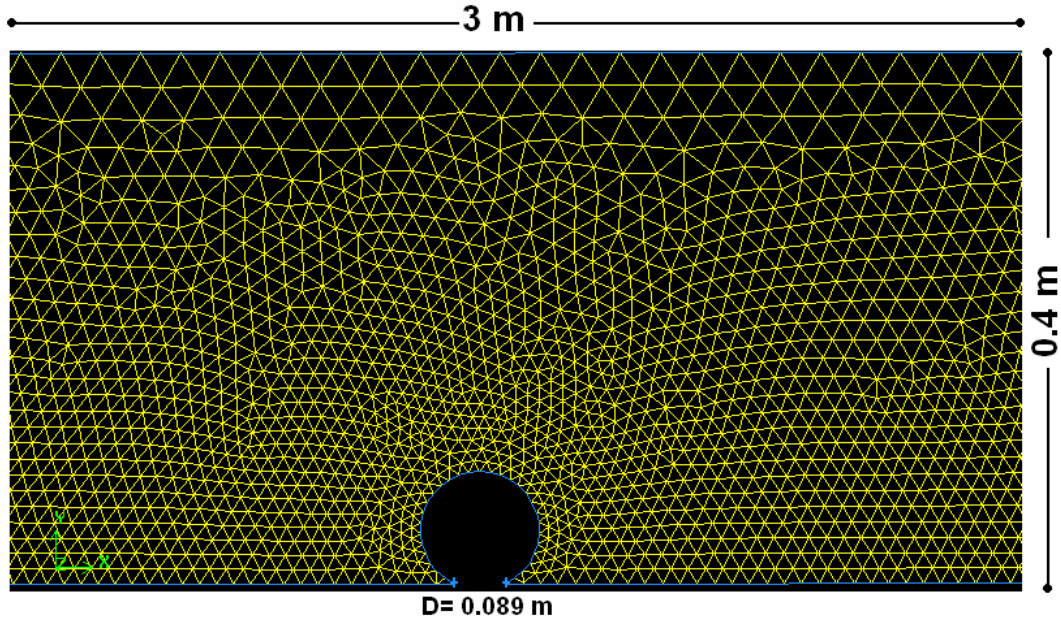
Kararlı akım, dalga ve akım+dalga durumları dahilinde yaşanan bu akım hareketleri basınç, hız, kuvvet, kuvvet katsayıları açısından incelenmiştir.

Bu çalışmada kararlı akım üzerinde diğerlerine oranla daha ayrıntılı durulmuştur. Burada akım hareketinin boruyla ilişkisi memba ve mansap bölgeleri üzerinde durak noktaları, ayrılma bölgeleri, iz bölgeleri ve çevrinti bölgeleri açısından yatay hız

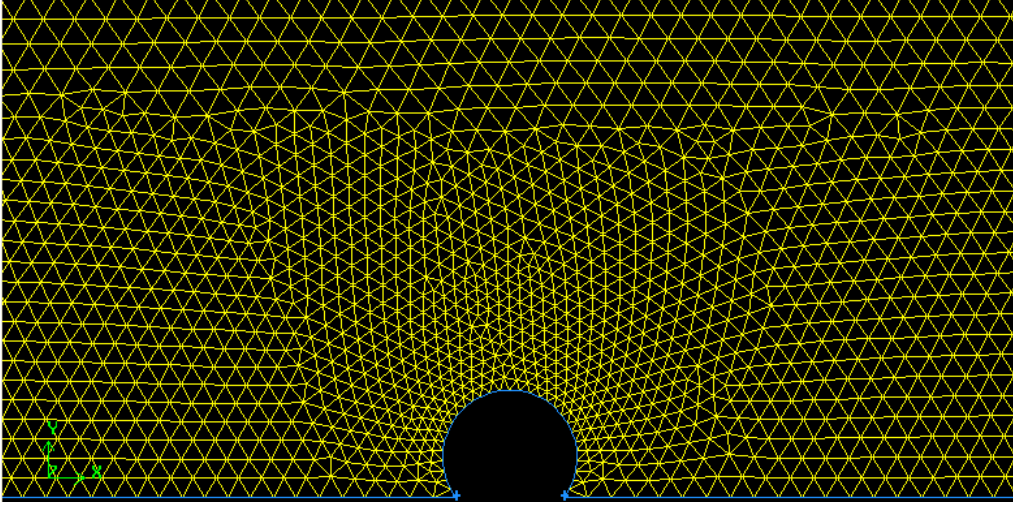
bileşeni esas alınarak incelenmiştir. Kayma gerilmesi grafiği de yine akım hareketinin benzer olgular açısından izlenmesini sağlamıştır.

5.2.1 Ağ ve Geometri

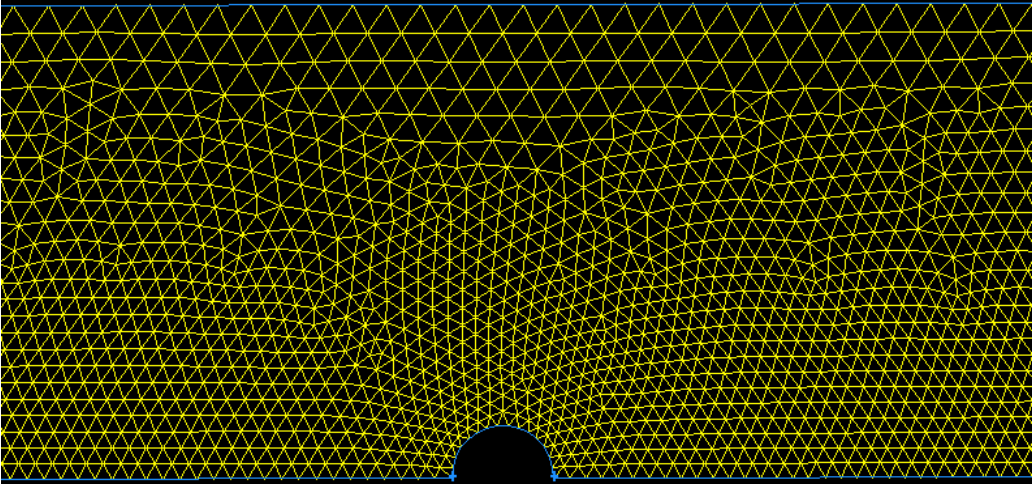
Modelde kullanılan boyutlar ve parametreler, Çokgör (1997, 2002) ve Çokgör ve Avcı (2001,2003), tarafından yapılan fiziksel deneylerdeki ölçüler esas alınarak oluşturulmuştur. Çözüm bölgesi uzunluğu seçilirken akım hareketlerinin kendilerini doğal olarak tamamladıkları yerlere kadar gözlemlerin sürdürülebilmesi göz önünde bulundurulmuştur. Modelde kullanılan ölçüler ve ızgara sistemine ait veriler şekil 5.5, 5.6, 5.7 ve 5.8 de gösterilmiştir. 3m uzunluğundaki platformun üzerindeki 0.4 m'lik akım alanı çözüm bölgesi olarak seçilmiştir. Yine deney kullandığı $D=8.9$ cm çaplı silindir, giriş ve çıkış sınırlarından 1.5m uzaklığa yerleştirilerek silindirin olduğu noktada tam gelişmiş sınır şartlarının oluşması ve silindirin çıkış sınırından etkilenmemesi amaçlanmıştır.



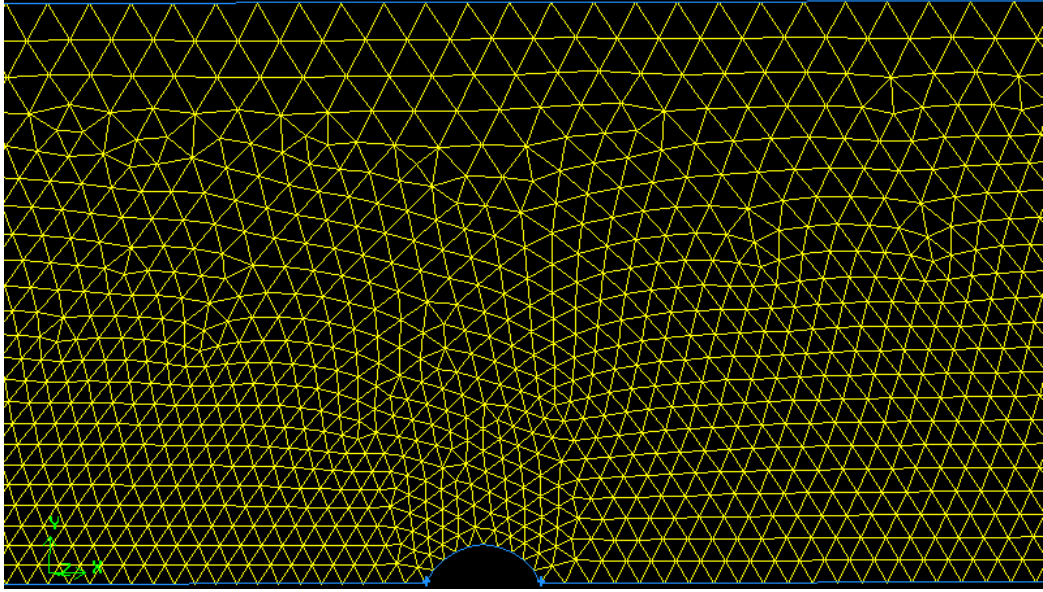
Şekil 5.5: $e/D=0$ (Tabana Oturan)



Şekil 5.6: $e/D=0.2$ (%20 Gömülü Silindir)



Şekil 5.7: $e/D=0.5$ (%50 Gömülü Silindir)



Şekil 5.8: $e/D=0.7$ (%70 Gömülü Silindir)

Hesaplama ağının oluşturulmasında akım özellikleri dikkate alınarak silindire ve silindirin oturduğu tabana yakın yerlerde ağ sıklaştırılmış, bu bölgeden uzaklaştıkça seyreltilmiştir.

Silindir cisminin varlığı, dörtgen ağ elemanlarının oluşturulmasında zorluk yaşattığı için üçgen ağ elemanları tercih edilmiştir.

Çözüm bölgesinin giriş ve çıkış kısımlarında 40, yüzeyde 100, tabanda 200 silindir yüzeyinde ise gömülme oranlarına göre 15 ile 30 arasında değişen sayıda düğüm noktası olacak şekilde ağ ayarlaması yapılmıştır.

5.2.2 Sınır Koşulları

Çözüm bölgesinin üst sınırı ile çıkış sınırı atmosfere açık olduğu için, sınır şartı sıfıra eşit, $p=0$ alınmıştır. Alt sınır ve silindir yüzeyinde ise hızların sıfıra eşit olduğu $u=v=0$ olduğu seçilmiştir. Çözüm bölgesi girişinde ise kararlı akımın modellenmesi için Çokgör'ün (1997, 2002) deneyinde kullandığı yatay hız bileşeni değerleri, Re sayılarına göre beş farklı u değerleri sırasıyla 9cm/s, 17cm/s, 50cm/s, 100cm/s, 150cm/s ve düşey hız bileşeni değeri $v=0$ alınmıştır. Bunlardan ilk ikisi Çokgör (1997), Çokgör ve Avcı (2001) çalışmalarında kararlı akım deneylerinde kullanılmıştır. Diğer hızlar ise deney modellemesini ileriye taşımak için yapılmıştır.

Sadece dalga ve akım+dalga modellemelerinde kullanılan sınır şartları ise Tablo 5.1 de ayrıca verilmiştir.

Taban yüzeyi pürüzsüz fakat boru yüzeyi 0.05cm pürüz yüksekliğine sahip olarak alınmıştır.

Tabana Oturan Silindirin Modellenmesinde Meydana Gelen Problemler ve Yapılan Kabul

Fluent yazılımının çizim programı olarak Gambitte, önce bu boru tipi sıfır gömülü olarak çizilmiştir. Fakat Fluentte çözüm için dosya çalıştırıldığında tüm denemelere rağmen program, iterasyonları tamamlayamadan sürekli hata vermeye devam etmiştir. Yapılan araştırmalar sonucu silindirin üzerinden gelip, silindirin oturduğu tabandan geçen akım çizgisinin sonsuza gitmekte olduğu ve problemin kaynağında bunun bulunduğu görülmüştür. Bu durumdan kurtulmak için silindirin altına 1mm yüksekliğinde bir dolgu malzemesi konmuş ve program tekrar çalıştırılmış fakat defalarca yapılan denemelere rağmen program tarafından aynı hata uyarısı cümlelerle iterasyonlar tamamlanmadan işlemler durmuştur. Bilgisayarın belirttiği türbülans ibareli hata uyarılarından yola çıkılarak yapılan araştırmalarda hatanın kaynağında silindirin altındaki akım hareketinin belirsiz bir noktada türbülanslı akımdan laminar akıma dönüşmesinin yattığı anlaşılmıştır. Ancak daha çözüm sürecinin başında program menüsünde türbülanslı akım çözümleri için komut verilmesinden ötürü bilgisayar, laminar akıma dönüşen bu noktada işlem yapamaz hale gelmiştir. Bundan da kurtulabilmek için silindir akım hareketlerini gerçek özelliklerinden uzaklaştırmayacak şekilde %3.5 oranında gömülmüştür. Fakat çalışmanın anlatımında buna tabana oturan silindir adı verilmiştir.

5.3 Kararlı Akım Etkisi İçin Modelleme

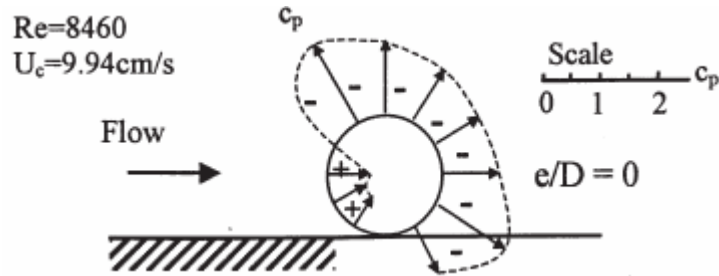
Kararlı akımda dört ayrı gömülme tipinde ve beş farklı Re sayısında model çalışması yapılmış ve bunlardan Çokgör (1997) deneyiyle karşılaştırmak açısından $Re=0.8.10^4$ ve $Re=1.5.10^4$ için modelle kurulmuştur. Burada, $Re=0.8.10^4$ için basınç, hız, kayma gerilmesi sonuçlarına yer verilmiş diğer Re sayısı için ise yalnızca kuvvet katsayıları C_D ve C_L grafiklerinin verilmiştir.

Kararlı akım etkisi altındaki silindirin dört ayrı tipteki gömülme durumunda silindir etrafındaki akım alanı incelenmiş ve elde edilen sonuçların hidromekanik literatürüyle uyumlu olduğu gözlenmiştir.

5.3.1 Kararlı Akım Etkisiyle Silindir Üzerindeki Basınç Dağılımı

Değişik akım koşulları ve sınır şartlarında, silindir üzerindeki basınç dağılımının bilinmesi, gerek silindire etkiyen kuvvetlerin ve nedenlerinin belirlenmesi gerekse akım ile silindir arasındaki etkileşimin anlaşılması bakımından önemlidir.

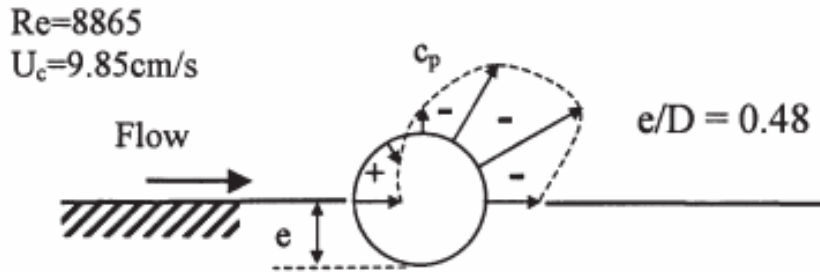
Silindirin tabana oturması halinde silindir üzerindeki basınç dağılımı ile, tabana gömülmesi halindeki basınç dağılımı karşılaştırıldığında, çok belirgin farklar ortaya çıkmaktadır. Silindirin tabana gömülmesinin basınç dağılımı üzerindeki etkisi incelenirse, gömülme oranı arttıkça durak noktasının yeri silindirin tepesine doğru yükselmekte, $e/D = 0.20$ iken yaklaşık eksen civarında olmakta, $e/D = 0.5$ iken eksenin biraz üzerinde olmaktadır.



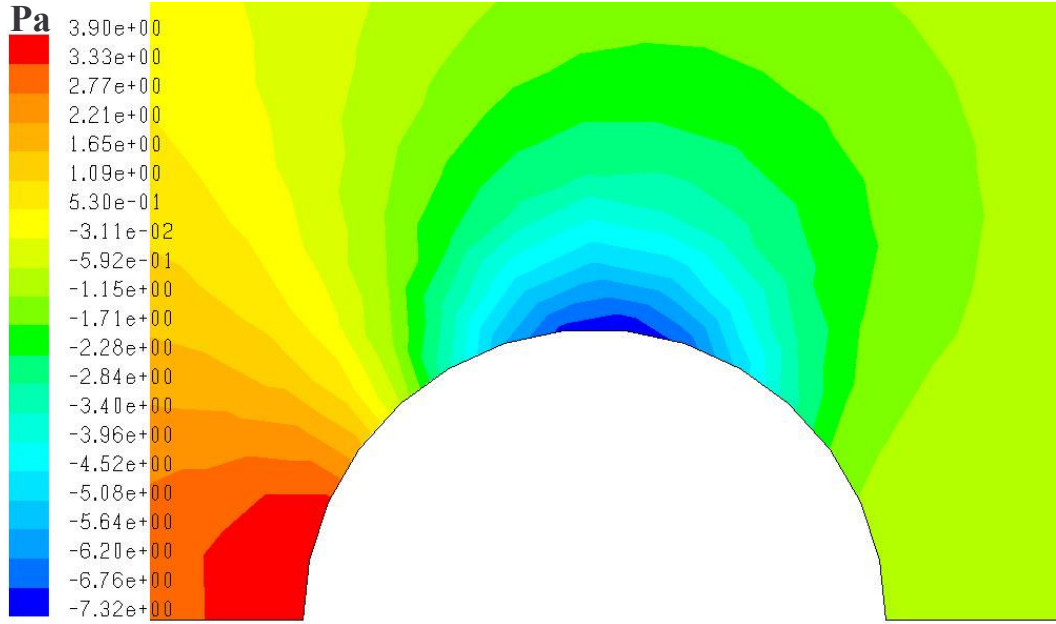
Şekil 5.9: Tabana oturan silindir için basınç grafiği(Çokgör,1997)



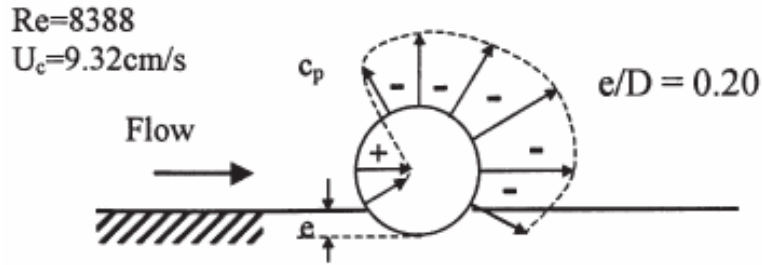
Şekil 5.10: Tabana oturan silindir için basınç grafiği



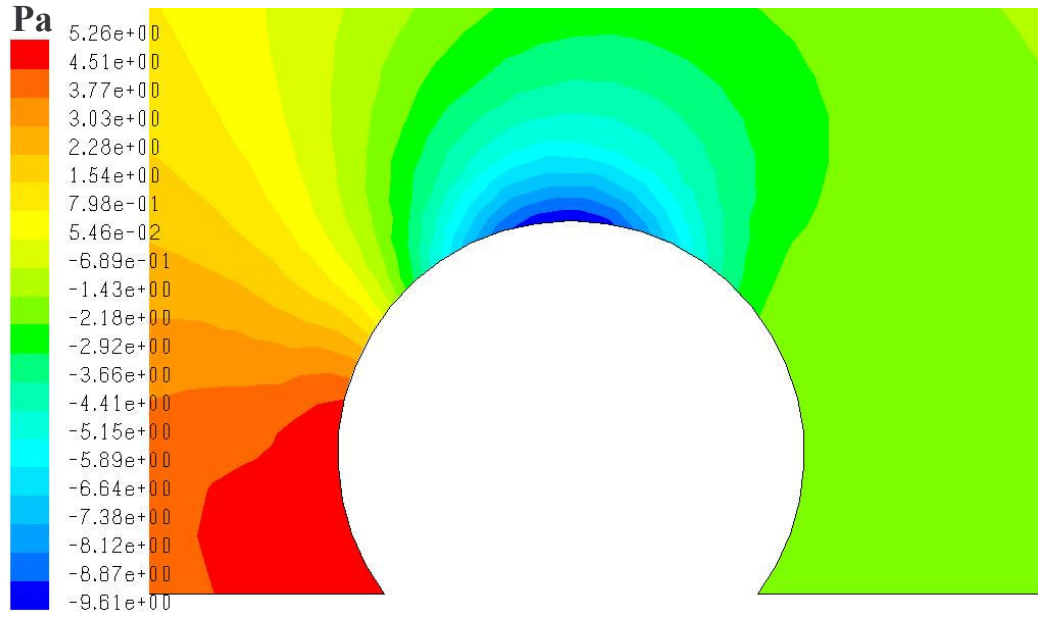
Şekil 5.11: %50 Gömülü Silindir İçin Basınç Grafiği (Çokgör,1997)



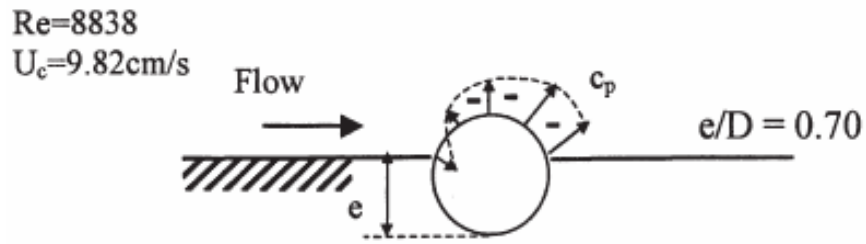
Şekil 5.12: %50 Gömülü Silindir İçin Basınç Grafiği



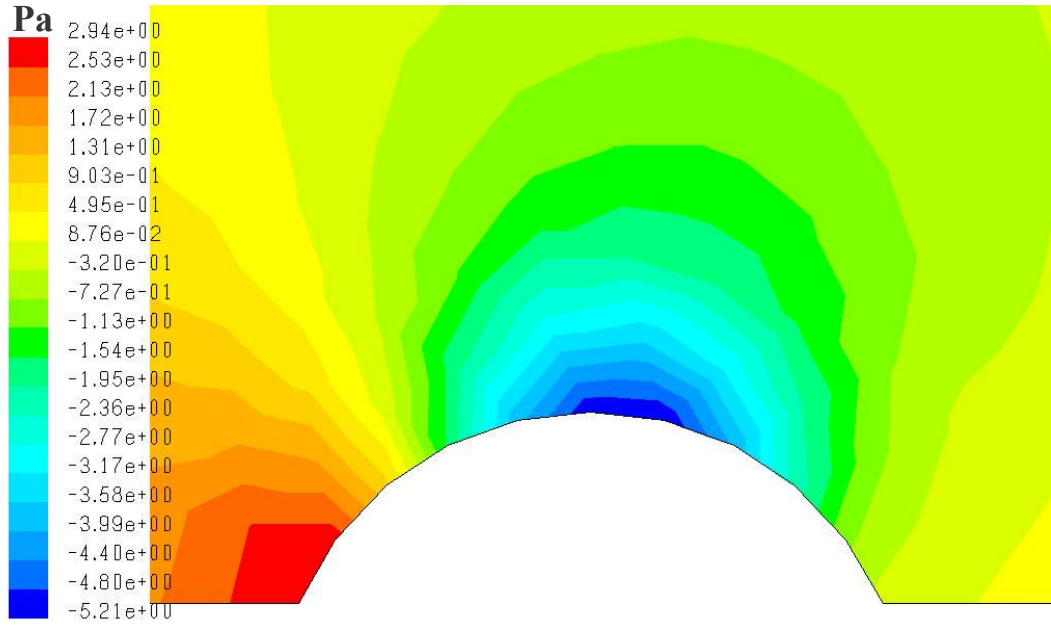
Şekil 5.13: %20 gömülü silindir için basınç grafiği



Şekil 5.14: %20 gömülü silindir için basınç grafiği



Şekil 5.15: %70 gömülü silindir için basınç grafiği



Şekil 5.16: %70 gömülü silindir için basınç grafiği

5.3.2 Kararlı Akım Etkisi ile Silindir Etrafında Oluşan Hız Dağılımı

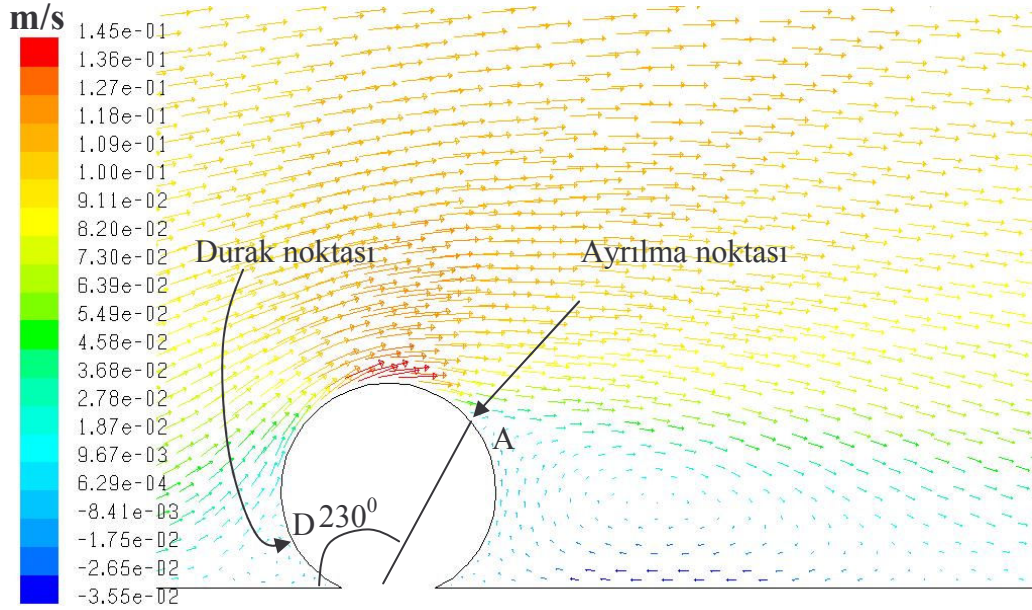
Laboratuvar şartlarında silindir hidrodinamiği açısından yapılması en zor gözlemlerden biri de akım alanındaki noktasal hız değişimleridir. Sayısal modelleme çalışmaları bu noktada büyük önem kazanmaktadır.

Silindir üzerinde maksimum pozitif basınçların görüldüğü nokta olan durak noktası, silindir tabandan bağımsızken silindirin merkezindedir. Silindir tabana yaklaştıkça bu nokta tabana doğru yer değiştirmektedir (Şekil 5.17, D noktası) Memba bölgesi açısından bakıldığında durak noktasının yer değiştirmesi, silindirin gömülme oranı arttıkça silindirin üst kısmına doğru yer değiştirmektedir. Silindir gömüldükçe yapının şekli akım çizgilerine daha uyumlu olduğundan sınır tabakasından ayrılma silindirin mansabında daha arka bölgeye hareketlenmektedir. Akım çizgilerinde sıkışma (contracting) silindir gömüldükçe daha az olduğundan silindirin tepe noktasında oluşan rölatif olarak büyük hızlar gömülme oranının büyük olduğu yarı gömülü silindirde daha küçüktür (bkz.Şekil 5.17 ve 5.21).

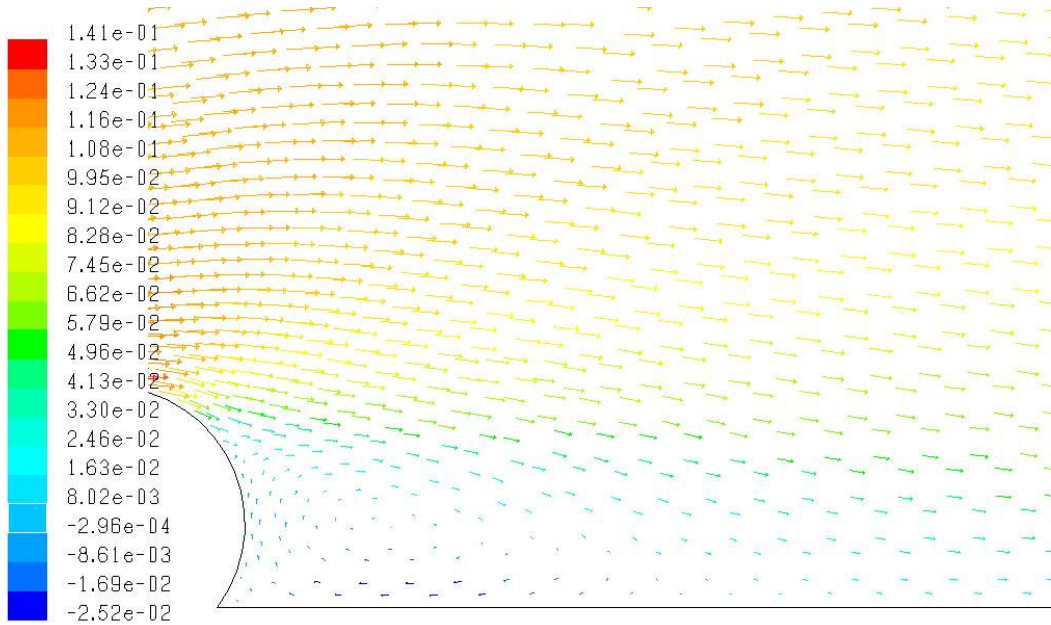
Mansap bölgesinde ise sınır tabakasından ayrılmanın boru gömülmesi arttıkça geciktiği belirlenmiştir. Silindirin tabana oturduğu durumda yaklaşık 230° civarında

olan bu ayrılma açısı (Şekil 5.17, A noktası), silindirin 0.50 gömülü olduğu durumda, aynı akım koşulları için 255° civarındadır (Şekil 5.19, A noktası),.

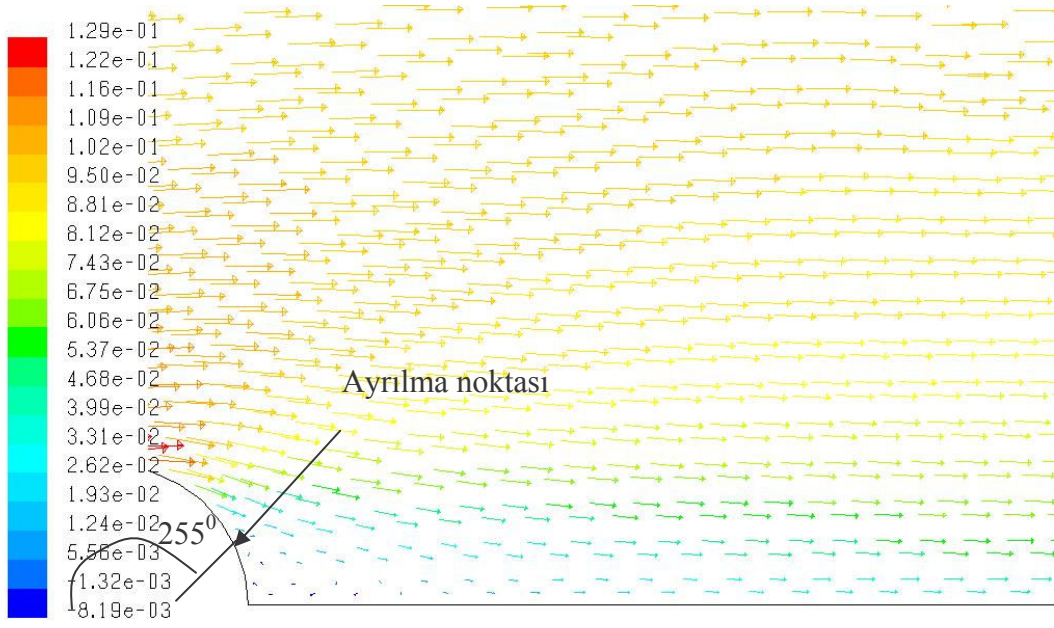
Ayrıca iz bölgesi uzunluğu da yine gömülme oranları büyüdükçe mansaba doğru gelişmekte art iz bölgesindeki çevrinin boyu uzamaktadır. Silindirin tabana oturduğu durumda ($e/D=0$) Re sayısının 8000 değerinde art iz bölgesinde oluşan ana çevrinin boyu 2D kadarken Re sayısının değeri 135000 olduğunda bu değer 5.5 D'ye çıkmaktadır.



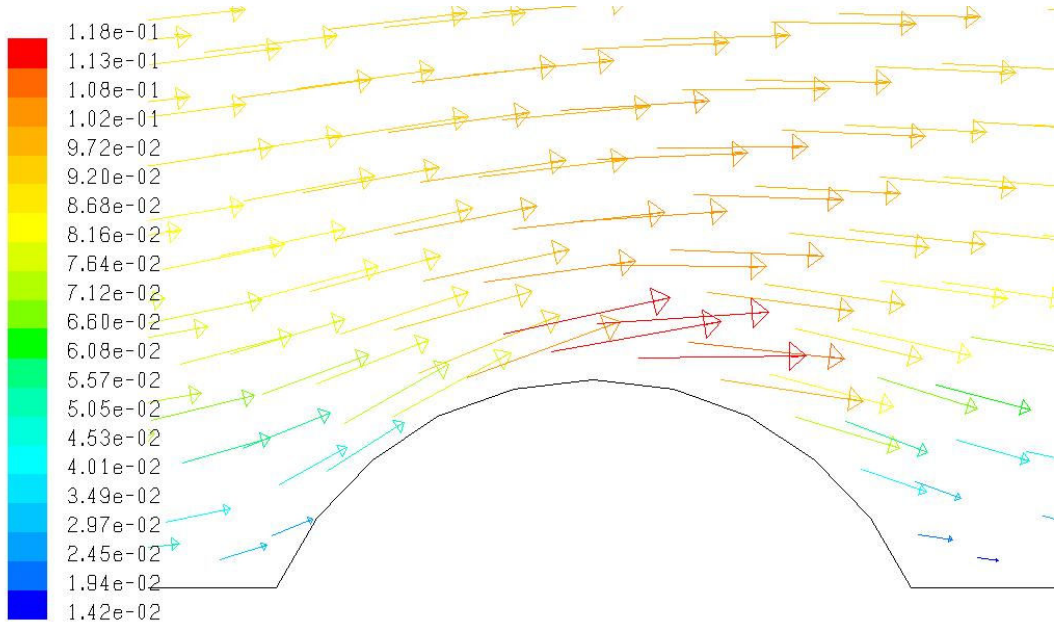
Şekil 5.17: Tabana oturan silindir için hız dağılımı.



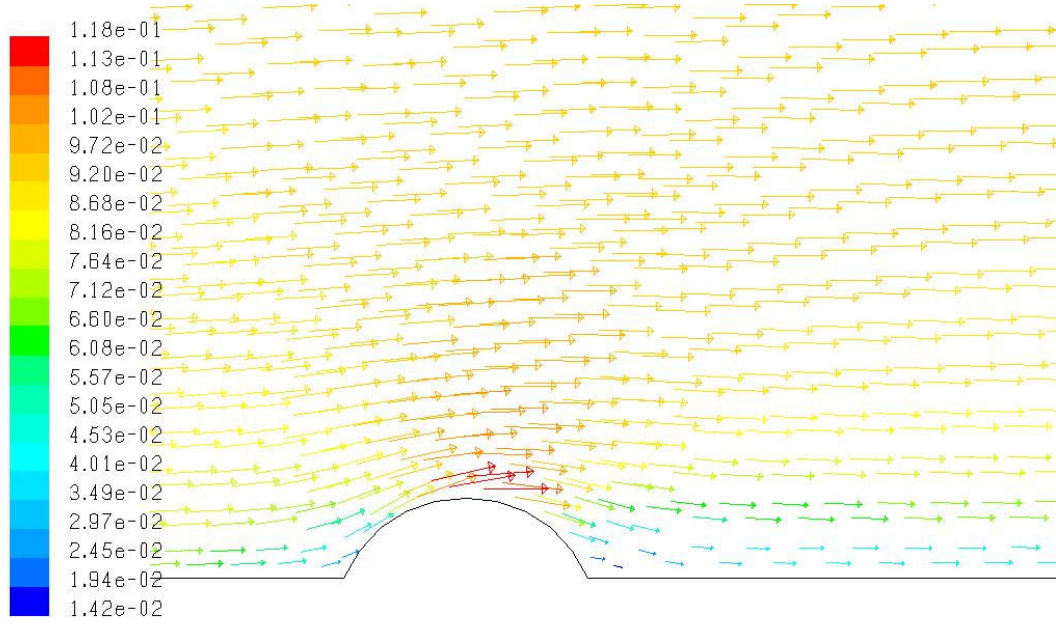
Şekil 5.18: %20 gömülü silindir için hız grafiği



Şekil 5.19: %50 gömülü silindir için hız grafiği



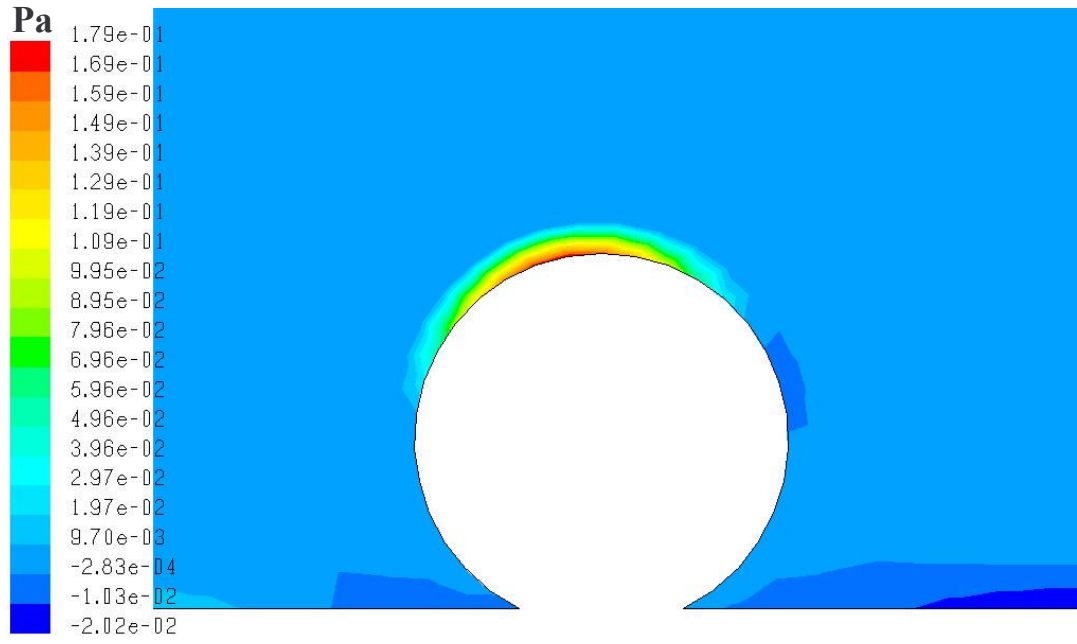
Şekil 5.20: %70 gömülü silindir için hız grafiği



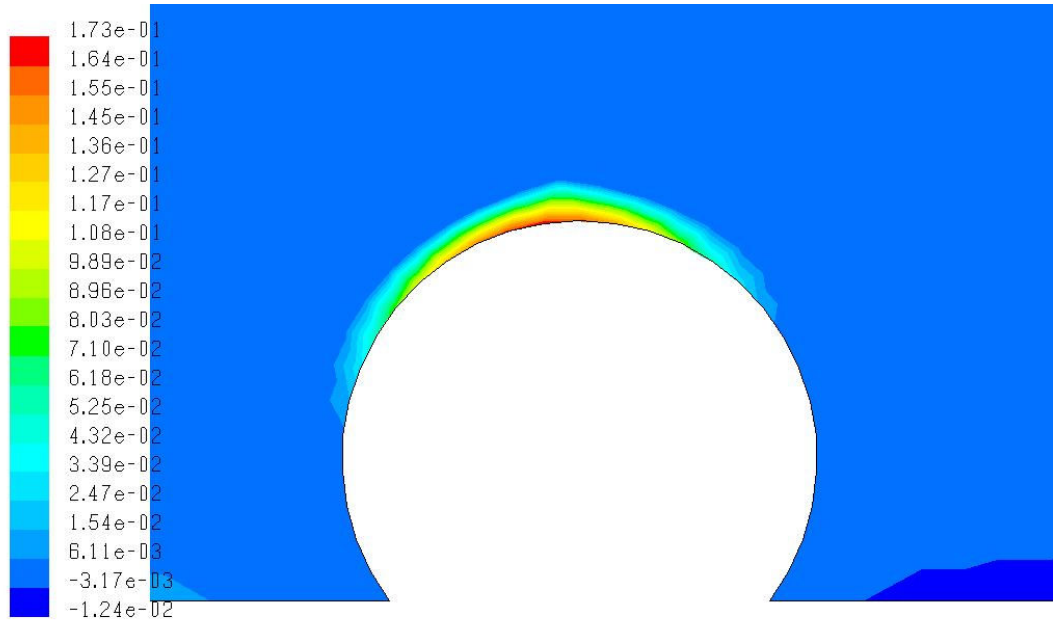
Şekil 5.21: %70 Gömülü Silindir İçin hız dağılımı

5.3.3 Kayma Gerilmeleri

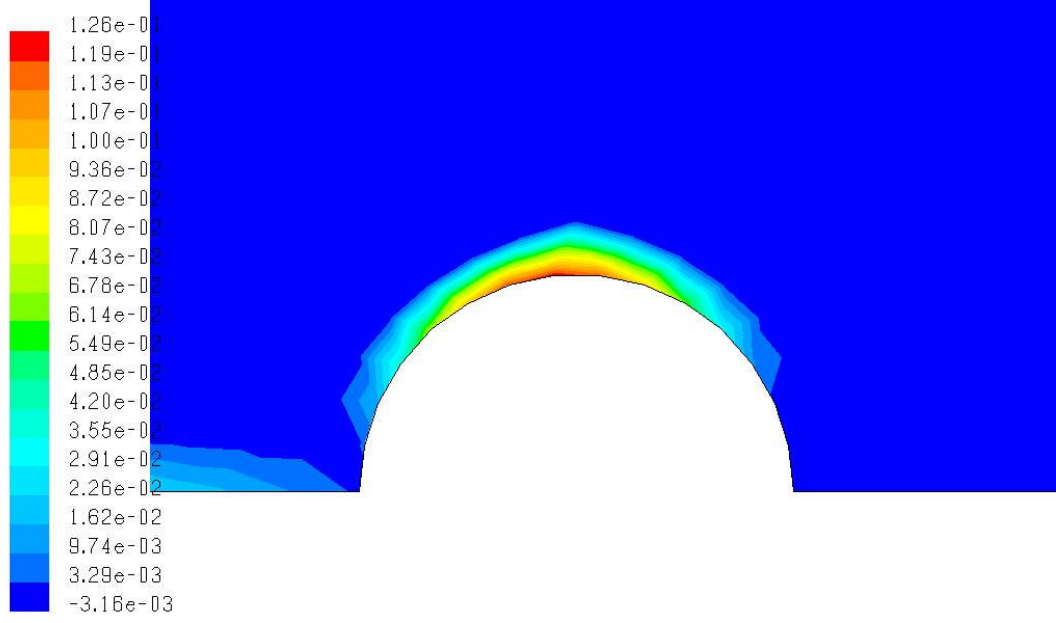
Silindir üzerinde kayma gerilmesi dağılımları Şekil (5.22, 5.23, 5.24, 5.25)'de verilmiştir. Silindir üzerindeki kayma gerilmesinin silindire gelen kuvvet üzerinde önemli bir etkisi olmamasına rağmen (Achenbach, 1968) silindir üzerinde akımın etkisini göstermesi açısından önemlidir. Silindir üzerinde (mansaba doğru) kayma gerilmesinin 0 olduğu nokta sınır tabakasının yapıdan ayrıldığı noktayı işaret etmektedir. Bu noktanın silindirin gömülmesi ile değişimi incelendiğinde bu noktanın gömülme oranı ile silindir üzerinde mansaba doğru yer değiştirdiği görülmektedir. Bu sonuç hız dağılımlarından elde edilen sonuçları desteklemektedir. Silindir üzerinde kayma görülmesinin maksimum olduğu noktalar ise yapının aşınması açısından önemlidir.



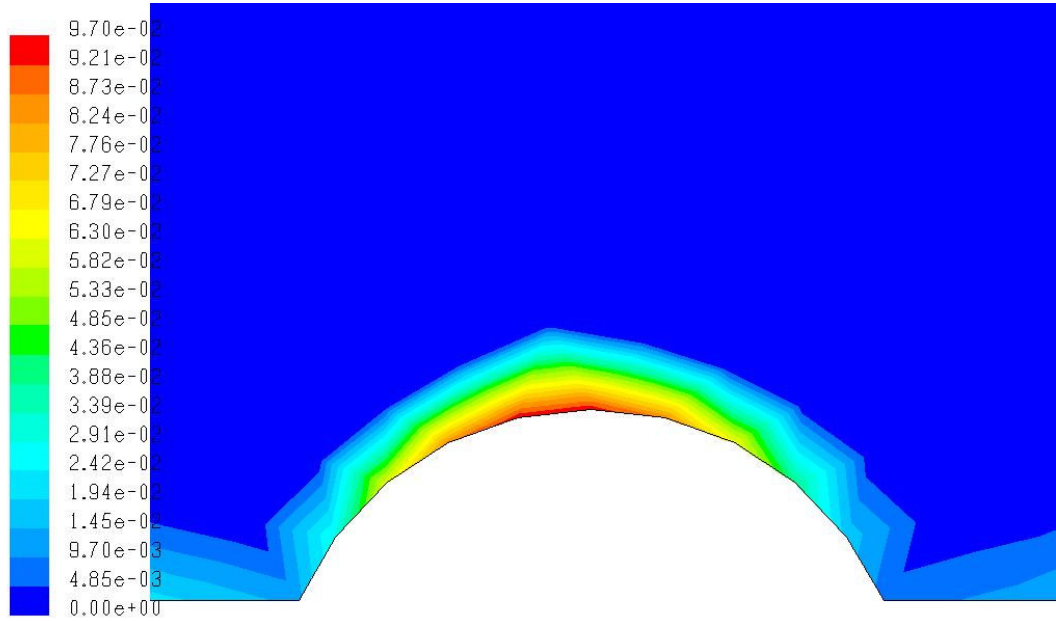
Şekil 5.22: Tabana oturan silindir için kayma gerilmesi grafiği



Şekil 5.23: %20 gömülü silindir için kayma gerilmesi grafiği



Şekil 5.24: %50 gömülü silindir için kayma gerilmesi grafiği



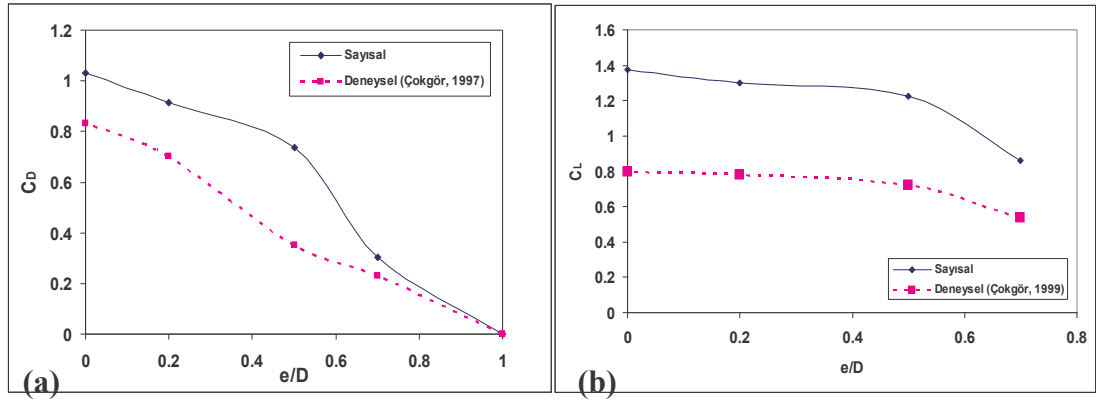
Şekil 5.25: %70 gömülü silindir için kayma gerilmesi dağılımı

5.3.4 Kuvvet Katsayıları

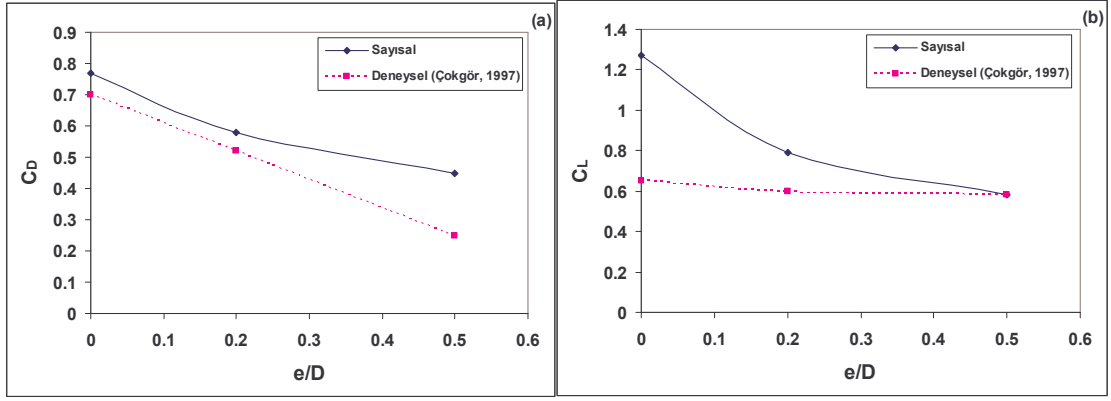
Program tarafından bulunan boru etrafındaki basınç değerleri önce fiziksel deneylerin sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Sonuçların uyum içinde olduğu görülünce

bu değerlerin silindir çevresi boyunca integrali alınarak boru çevresindeki toplam itme ve kaldırma kuvvetleri elde edilmiştir. Bu kuvvet değerleri de Morisson denklemleri kullanılarak kuvvet katsayılarına ulaşılmıştır.

Silindirin tabana gömülmesi ile kuvvet katsayılarında da belirgin değişiklikler olduğu Tablolardan görülmektedir. Silindirin gömülme oranı arttıkça, yapı akım çizgilerine daha uygun bir geometriye sahip olduğunda, C_D sürüklenme kuvveti katsayısı aynı akım koşullarında daha küçük değerler almaktadır. Re sayısının büyük değerlerinde C_D 'de görülen düşüşün sebebi ise sınır noktasından ayrılma noktasının silindir üzerindeki hareketidir. Ayrılma noktası silindirin iz bölgesine doğru hareket ettiğinde, silindirin arka kısmında negatif basınç değerleri azalır, bunun sonucunda silindire etkiyen sürüklenme kuvveti de azalır. Bu durum gömülme oranının artması ile daha belirgin hale gelmektedir. Özellikle $e/D = 0.5$ değerinde ayrılma noktasının yeri silindirin art kısmına geçmekte, arka kısmında negatif basınçları azaltmakta ve akım doğrultusundaki kuvvet de buna bağlı olarak azalmaktadır.



Şekil 5.26: $Re = 0.8 \times 10^4$ için (a) C_D ve (b) C_L grafikleri



Şekil 5.27: $Re = 1.5 \times 10^4$ için (a) C_D ve (b) C_L grafikleri

5.4 Dalga Etkisi İçin Modelleme

Deniz tabanına oturan bir silindirik yapıya dalganın tabanı etkilediği derinlikten itibaren dalganın yaratacağı hareket sonucunda oluşan hidrodinamik yükler de etkir. Çalışmada, dalga hareketinin modellenmesinde kullanılan veriler Tablo 5.1 de belirtilmiştir. Bu veriler sonuçların deneysel ölçümlerle karşılaştırılabilmesi için, “sadece dalga” durumunda Çokgör (1997, 2002), Çokgör ve Avcı (2003) ve çalışmaları ile benzer şekilde seçilmiştir.

Tablo 5.1: Dalga hareketine ait veriler

	Re	KC	T	Um	Uc
Dalga	10000	4	3.38	0.11	-
Akım+Dalga	10000	5	4	0.028	0.084
Akım+Dalga	10000	7	2.8	0.032	0.193

Burada Re ve KC değerleri hesabında 4.12 ve 4.17 ifadeleri kullanılmıştır.

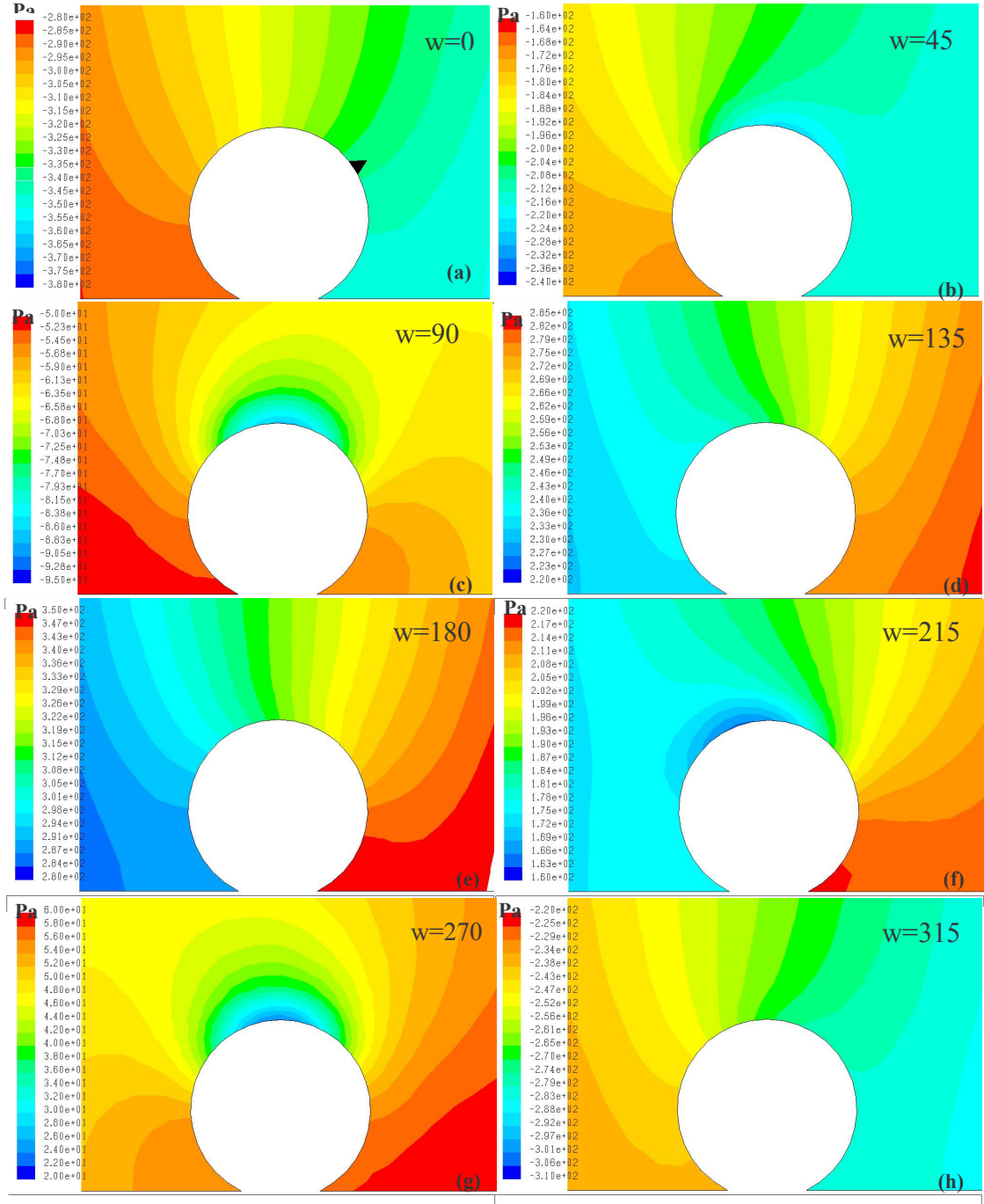
5.4.1 Dalga Etkisinin Yazılımda Modellenmesi

Dalgalı akım hareketi, fiziksel deneylerde yapılandan farklı olarak bir salınım hareketi şeklinde tasarlanmış ve yazılıma girilmiştir. İki ayrı KC değeri için incelenen basınç dağılımları 45 derecelik dilimlerle açısal frekansın bir fonksiyonu

olarak gösterilmiştir. Salınım hareketinin yazılıma anlatılabilmesi için kararlı akımdan farklı olarak sabit hız girmek yerine hız profili şeklinde girilmiştir. Bu profilin belirlenmesi için deneylerdeki dalga periyodları hesap ağı elemanlarının boyutlarına uygun bir şekilde 100 zaman adımına bölünmüştür. Dalga hareketindeki sinüs eğrileri, bu periyodlar içerisinde oluşturularak her bir zaman adımına denk düşen hızlar ortaya çıkarılmış ve bu yoldan salınım hareketinin modellenmesine çalışılmıştır. Sözkonusu olan salınım hareketi olunca kararlı akımdan farklı olarak çözüm bölgesindeki çıkış kısmının ters akıma izin vermesi için pressure outlet sınır şartı yerine velocity inlet getirilmiştir. Böylece çözüm alanının hem giriş bölgesi hem de çıkış bölgesi birbirinin simetriği olan iki ayrı giriş bölgesi haline gelmiştir. Salınım hareketine ulaşabilmek için hız profili, giriş ve çıkış bölgesi ikiye ayrılmış ve periyod boyunca var olan her bir zaman adımındaki hızlar birbirinin simetriği ve ters işaretlisi olarak sisteme girilmiştir.

5.4.2 Sadece Dalga etkisi ile silindir üzerinde oluşan basınç dağılımı

Akım alanında sadece dalga bulunması durumunda silindir üzerinde dalganın değişik pozisyonları için basınç dağılımı ve bunun değişimi şekil 5.28de verilmiştir. Şekilde dalganın sakin su seviyesinden geçtiği (açısal hızın, $\omega=0$) değerinden başlayarak 45'er derecelik artışlarla basınçlar izlenebilir. Şekil de her bir durumda renk dağılımı kendi içerisinde verilmiştir. Salınlı hareketin sakin su seviyesinde olduğu, $\omega=0$, durumda silindir üzerindeki basınç dağılımı hidrostatığe yakındır. Dalganın hareketi ile, basınç dağılımı değişmekte durak noktası tabana doğru yer değiştirmektedir. Silindirin dalga yönüne göre mansabında negatif basınçlar oluşmakta, bu değerler açısal hızın $\omega=90^0$ 'ye ulaşması ile maksimum değerlere gelmektedir (Şekil 5.28.c). Bu durum dalga tepesinin silindirin ekseninden geçtiği duruma karşılık gelmektedir. Açısal hızın $\omega=90^0$ değerinden sonra basınç dağılımı değerleri azalmakta ve $\omega t=180^0$ (şekil 5.28.e) ye ulaştığı değerde ise tekrar hidrostatik dağılıma benzer duruma ulaşmaktadır. ωt 'nin 180^0 (Şekil 5.28.e) den büyük değerlerinde hareket dalga çukuruna karşı gelmektedir, bu durumda hız ve buna bağlı olarak silindir etrafındaki basınç dağılımı da ilk yarı periyoda göre ters durumdadır. Basınç değerleri incelendiğinde karşı gelen açısal hızlarda (90^0 ve 270^0 gibi, Şekil 5.28. d ve g) basınç dağılımlarının benzer olduğu görülmektedir.

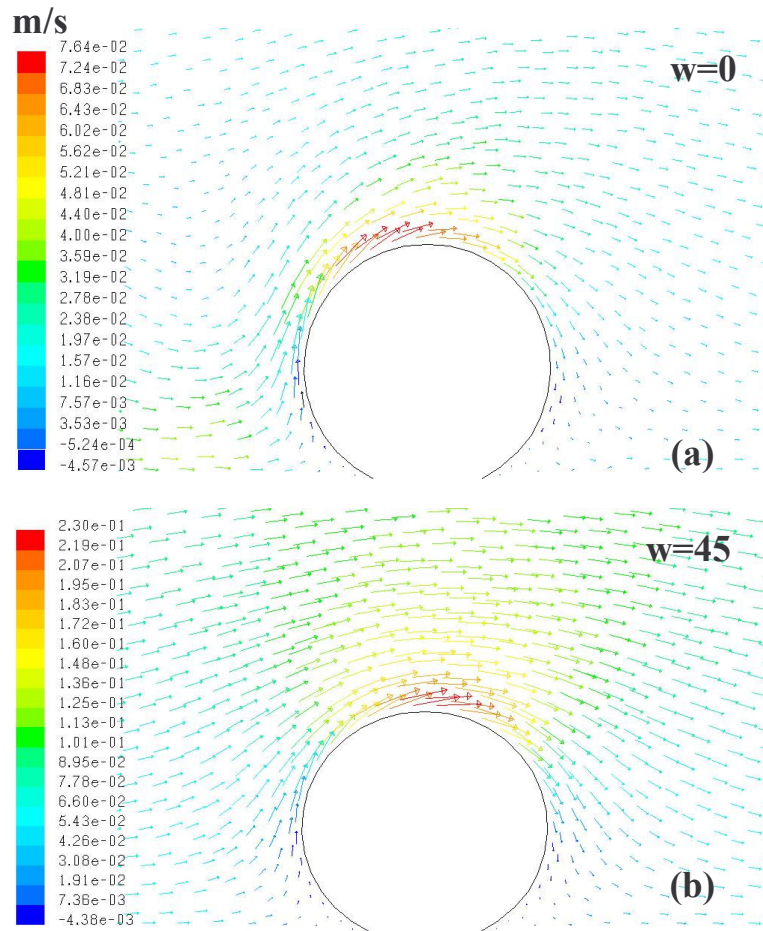


Şekil 5.28: Tabana oturan silindir üzerinde basınç dağılımı grafiği $KC=4$

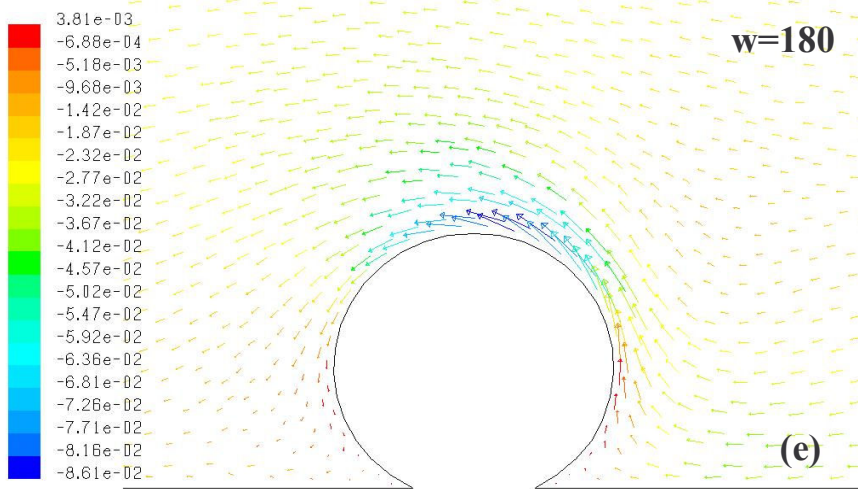
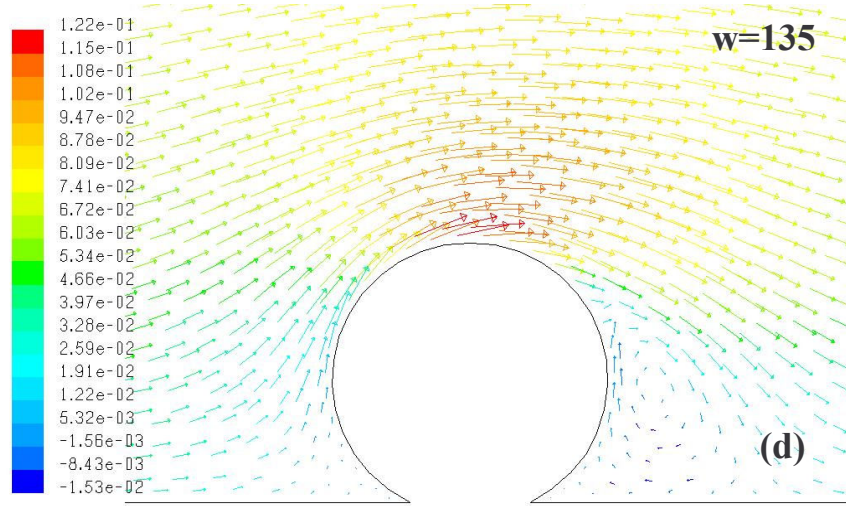
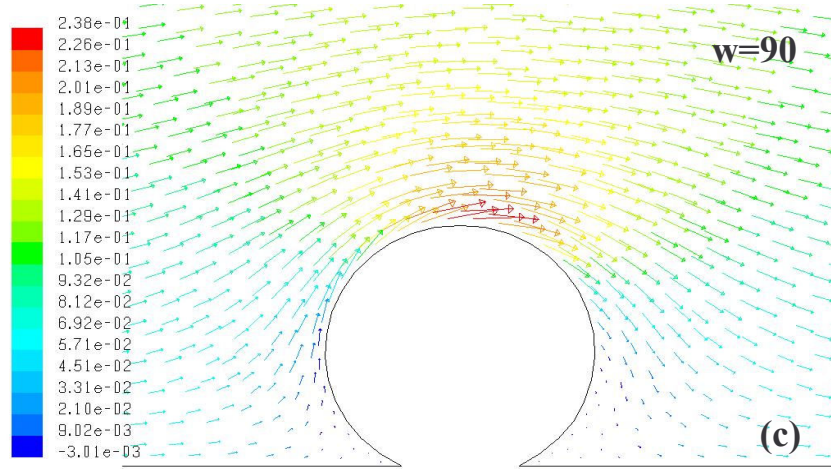
5.4.3 Dalga etkisi ile silindir etrafında oluşan hız dağılımı

Bir salınım periyodunun hız dağılımlarının incelenmesi sekiz ayrı 45 derecelik dilimlerle yapılmıştır. Hareketin başlangıcında silindir etrafındaki hızların son derece

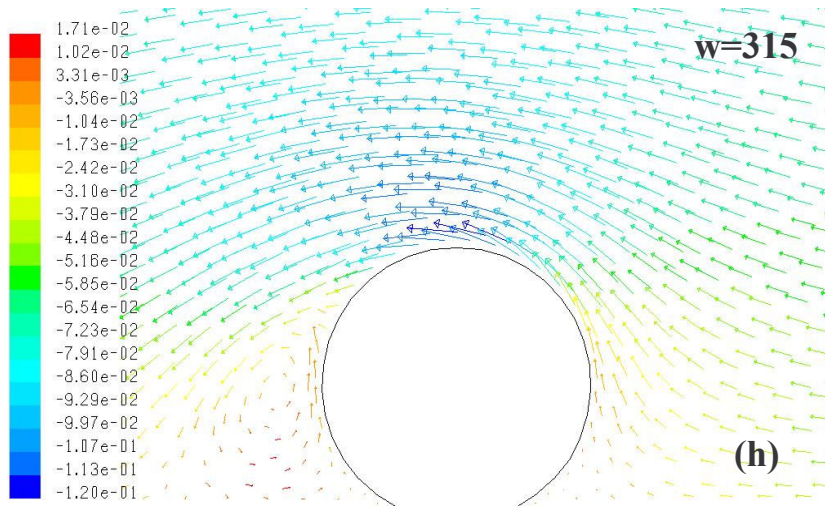
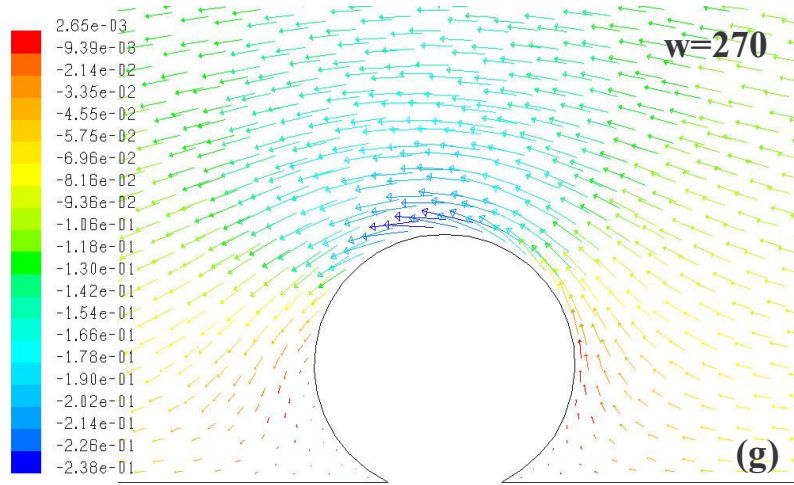
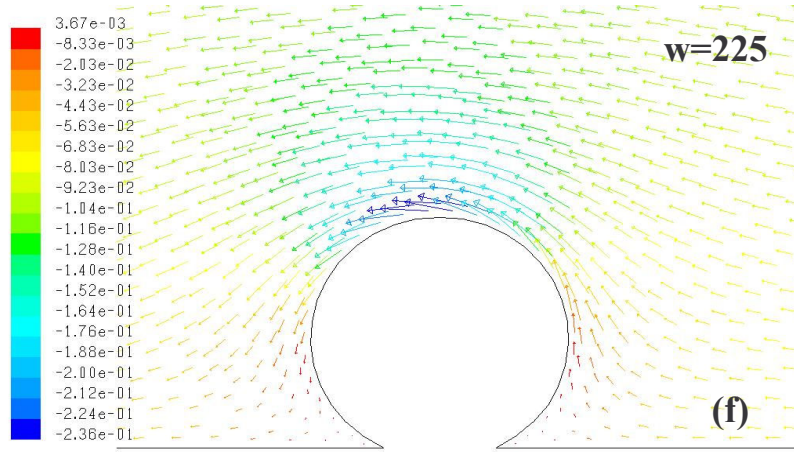
düşük olduğu görülmektedir. Henüz silindir çevresinde bir çevri hareketi görülmemektedir. İkinci aşamada Şekil 5.29 b de silindirin üst kısmındaki hızlarda maksimuma doğru bir artış görülmektedir. Şekil 5.29.c de ise silindirin üst kısmında hızlar maksimumda olduğu ve çevri oluşumunun başlangıcı görülmektedir. Şekil 5.29.d ye gelindiğinde çevri çok belirgin bir şekilde ortaya çıkmıştır. Şekil 5.29.e ile birlikte periyodun yarısına ulaşılmış ve burada Şekil 5.29.a ile benzer özelliklere sahip ters yönde bir akım görülmüştür. Akım hareketi ters yönde hız kazanmaya başlamış ve bu sefer de açısal hızın $w=315$ olması durumunda silindirin sol tarafında büyük bir çevrinin oluştuğu görülmüştür.



Şekil 5.29: Tabana oturan silindir için hız dağılımı KC



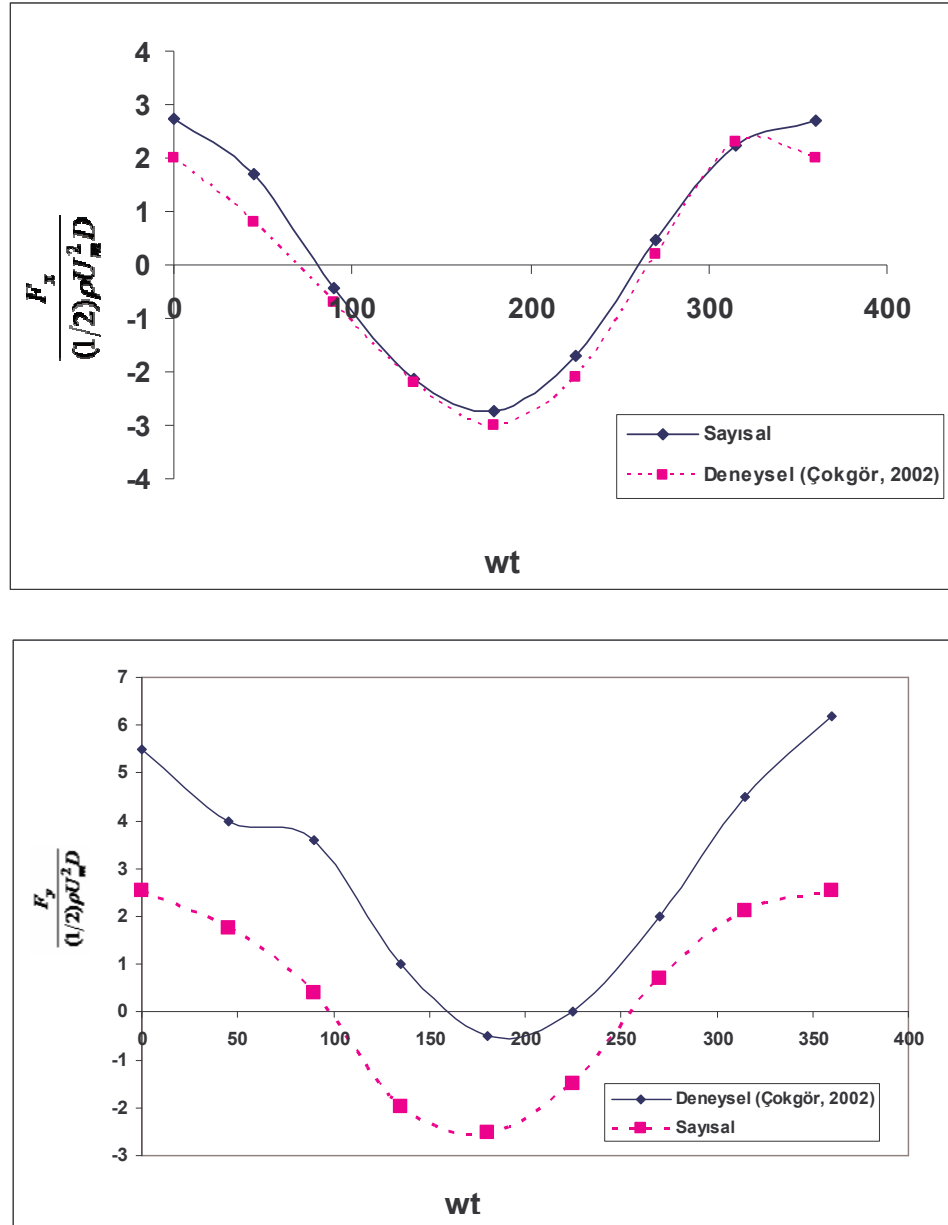
Şekil 5.29 Tabana oturan silindir için hız dağılımı KC (devam)



Şekil 5.29 Tabana oturan silindir için hız dağılımı KC (devam)

5.4.4 Dalga Etkisiyle Oluşan Kuvvetler

F_x kuvvetlerinin modellenmesinde büyük başarı elde edildiği Şekil 5.30 a da görülmektedir. Fakat F_y için aynı şeyi söylemek mümkün değildir. Dalga hareketinin modellenmesinde yatay salınım hareketi kullanılması ve bu hareketin de dalga hareketinin sahip olduğu düşey bileşenlere sahip olmaması, düşey kuvvet modellenmesindeki uyumsuzluğun başlıca nedeni olduğu düşünülmüştür.

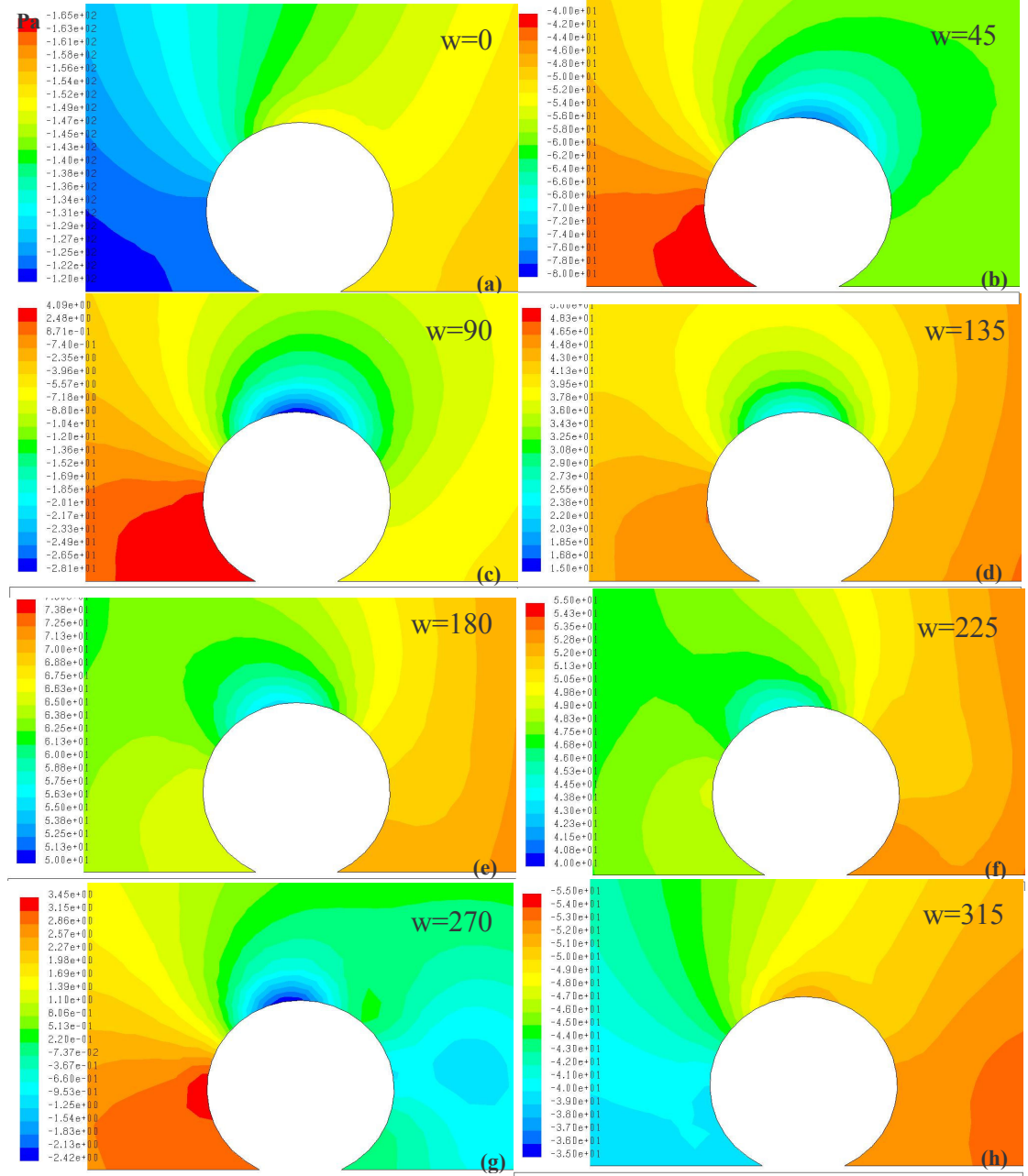


Şekil 5.30: Tabana oturan silindir için $KC=4$ durumunda Kuvvet- wt Grafiği

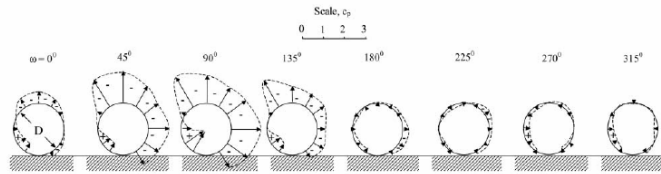
5.5 Akım ve Dalga Etkisi İçin Modelleme

5.5.1 Akım ve Dalga etkisi ile silindir üzerinde oluşan basınç dağılımı

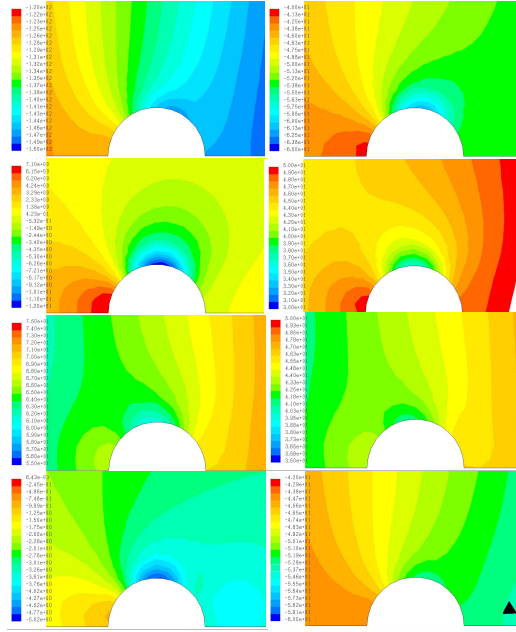
Akım ve dalganın birlikte bulunması durumunda silindir üzerinde dalganın değişik pozisyonları için basınç dağılımı ve bunun değişimi şekil 5.31, 5.33 ve 5.35 de verilmiştir. Şekilde dalganın sakin su seviyesinden geçtiği (açısal hızın, $\omega=0$) değerinden başlayarak 45'er derecelik artışlarla basınçlar izlenebilir. Şekilde her bir durumda renk dağılımı kendi içerisinde verilmiştir. Salınımlı hareketin sakin su seviyesinde olduğu, $\omega=0$ durumunda silindir üzerindeki basınç dağılımı hidrostatığe yakındır. Hareketin başlaması ile basınç dağılımı değişmekte, durak noktası tabana doğru yer değiştirmektedir. Silindirin dalga yönüne göre mansabında negatif basınçlar oluşmakta, bu değerler açısal hızın $\omega=90^0$ 'ye ulaşması ile maksimum değerlere gelmektedir (Şekil 5.31.c). Bu durum dalga tepesinin silindirin ekseninden geçtiği duruma karşılık gelmektedir. Açısal hızın $\omega=90^0$ değerinden sonra memeba tarafındaki basınç dağılımı değerleri azalmaktadır. ω 'nın 180^0 (Şekil 5.31.e) den büyük değerlerinde hareket dalga çukuruna karşı gelmektedir, bu durumda hız ve buna bağlı olarak silindir etrafındaki basınç dağılımı da ilk yarı periyoda göre farklılaşmaktadır. Çünkü salınım hareketi ile kararlı akım hareketinin yönleri birbirlerine ters durumdadır.



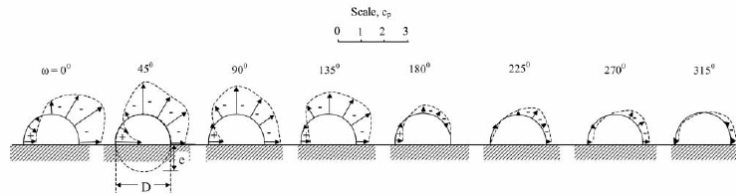
Şekil 5.31: Tabana oturan silindir için basınç grafiği $KC=5$, $Re=1*10^4$



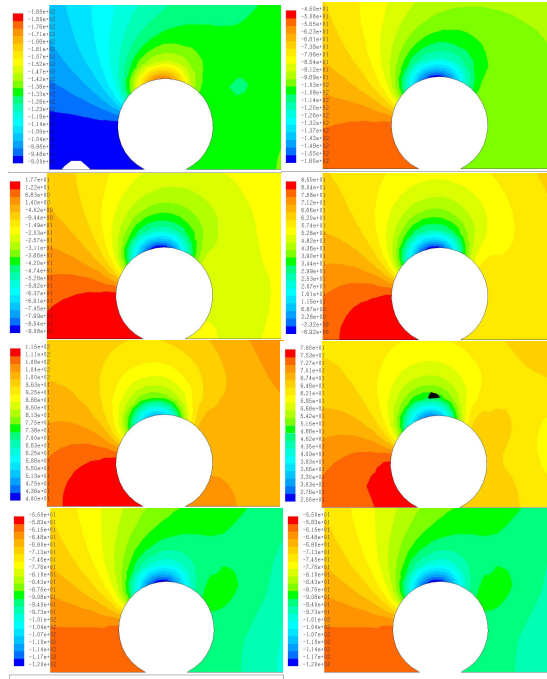
Şekil 5.32: Tabana oturan Silindir İçin $KC=5$ durumunda Basınç Dağılımı (Çokgör, 2002)



Şekil 5.33: Yarı gömülü silindir için basınç grafiği $KC=5$, $Re=1*10^4$



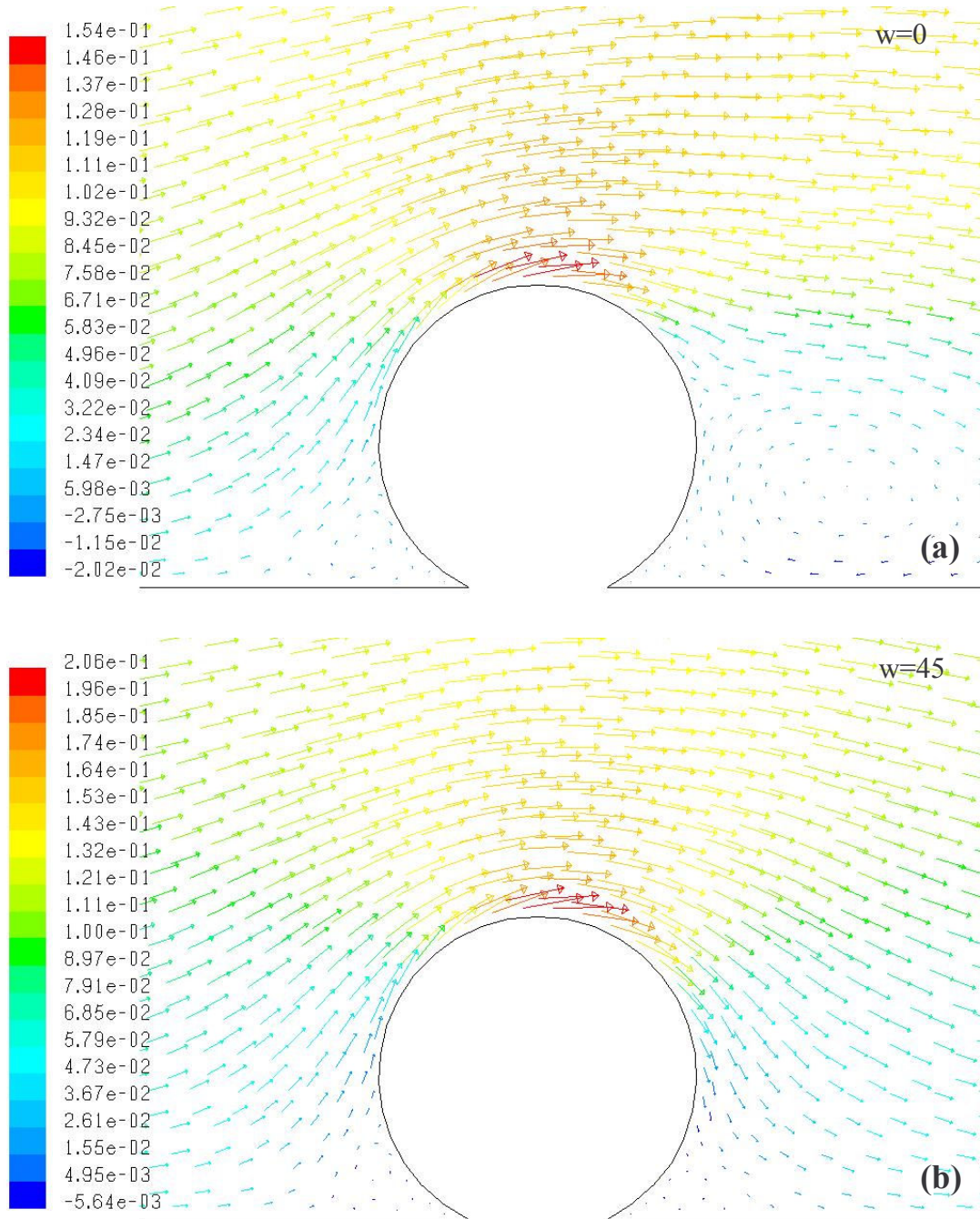
Şekil 5.34: Yarı gömülü silindir için $KC=5$ durumunda basınç dağılımı (Çokgör, Ş. (2002))



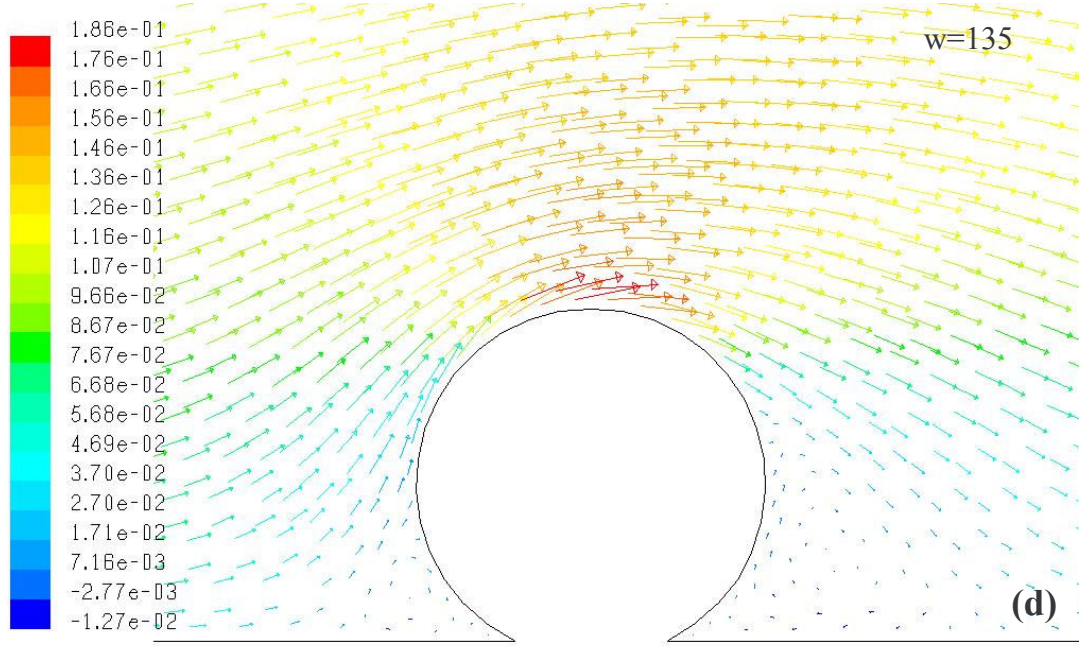
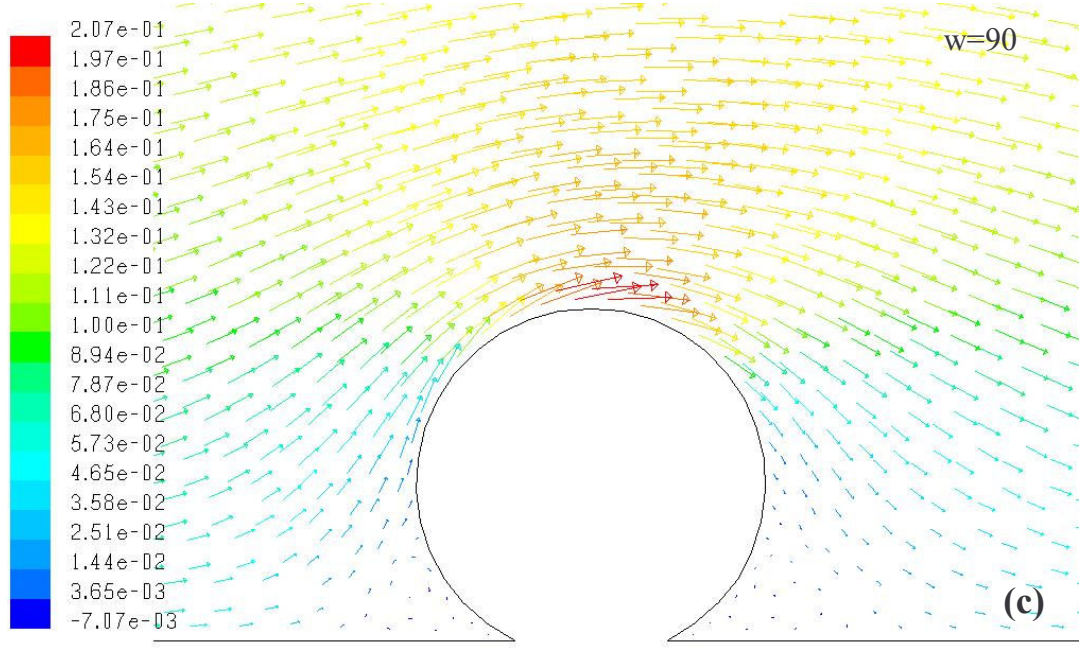
Şekil 5.35: Tabana oturan silindir için basınç grafiği $KC=7$, $Re=1*10^4$

5.5.2 Akım ve Dalga etkisi ile silindir etrafında oluşan hız dağılımı

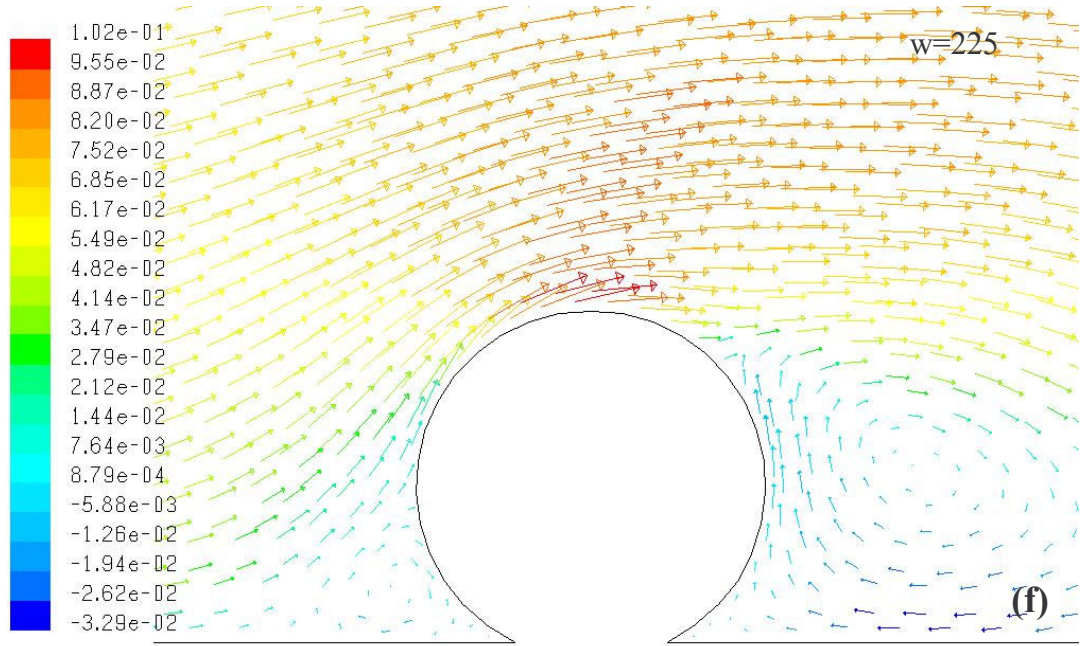
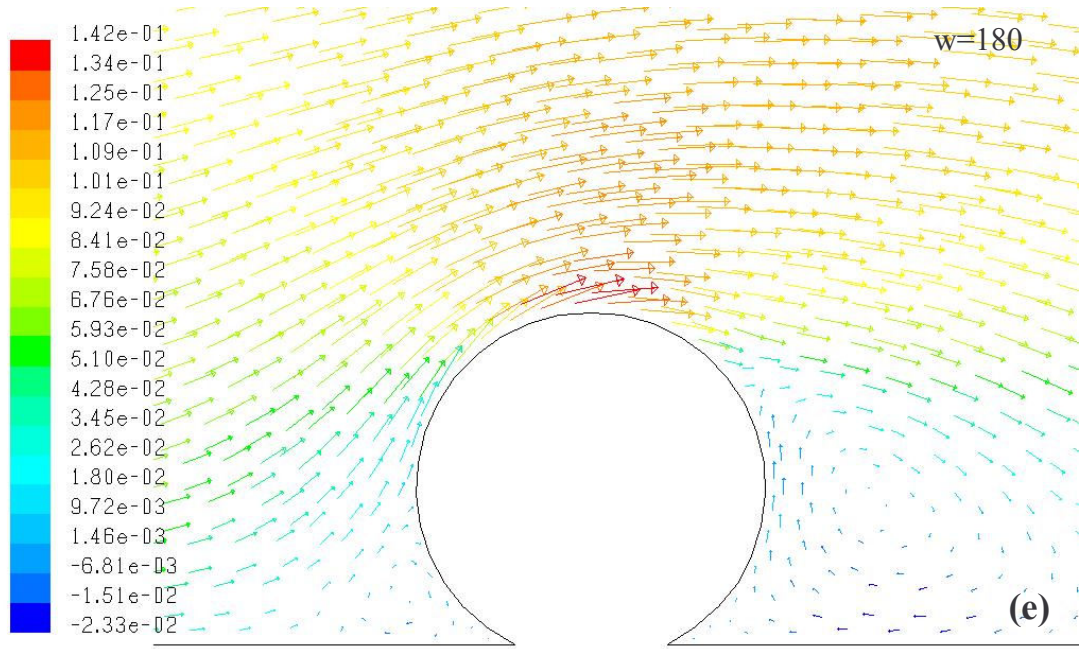
Akım ve dalga hareketinin modellenmesi de bir salınım hareketi olmasına rağmen periyodun tamamında akım hareketinin hep aynı yöne doğru olduğu görülmüştür. Daha periyodun başlangıcında akım hareketine göre silindirin mansabında çevri oluşumu gözlenmiştir.



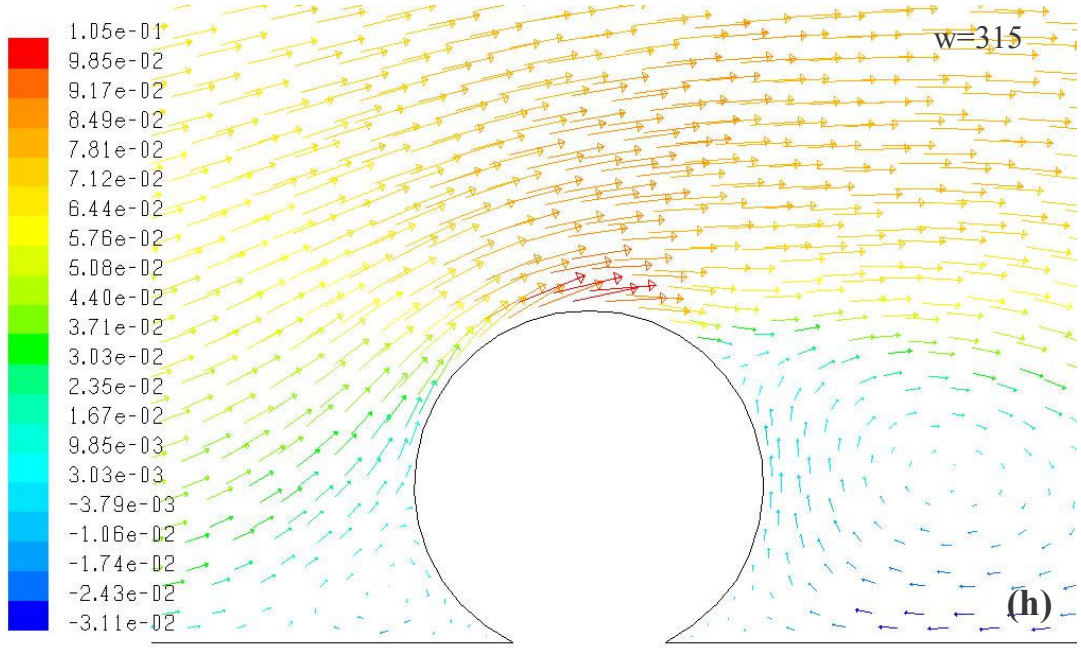
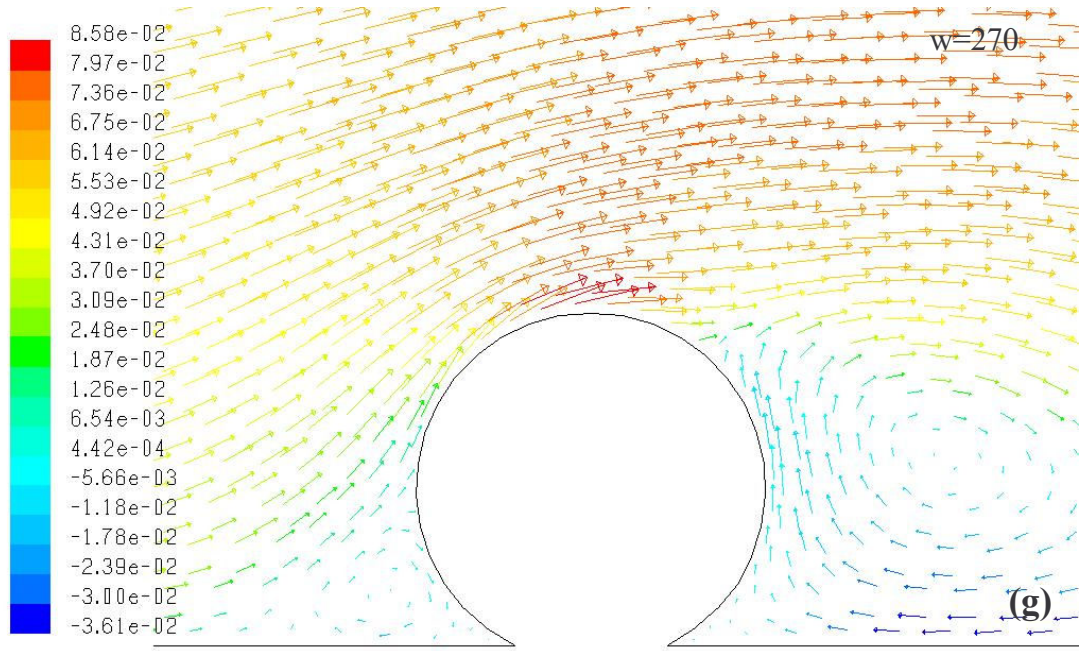
Şekil 5.36: Tabana oturan silindir için hız grafiği $KC=5$, $Re=1 \times 10^4$



Şekil 5. 36: Tabana oturan silindir için hız grafiği $KC=5$, $Re=1 \times 10^4$ (devam)



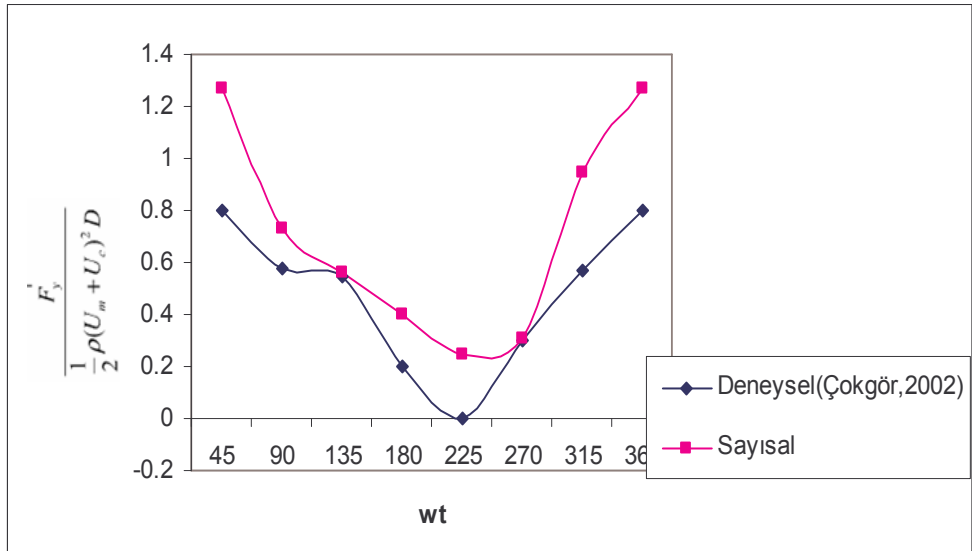
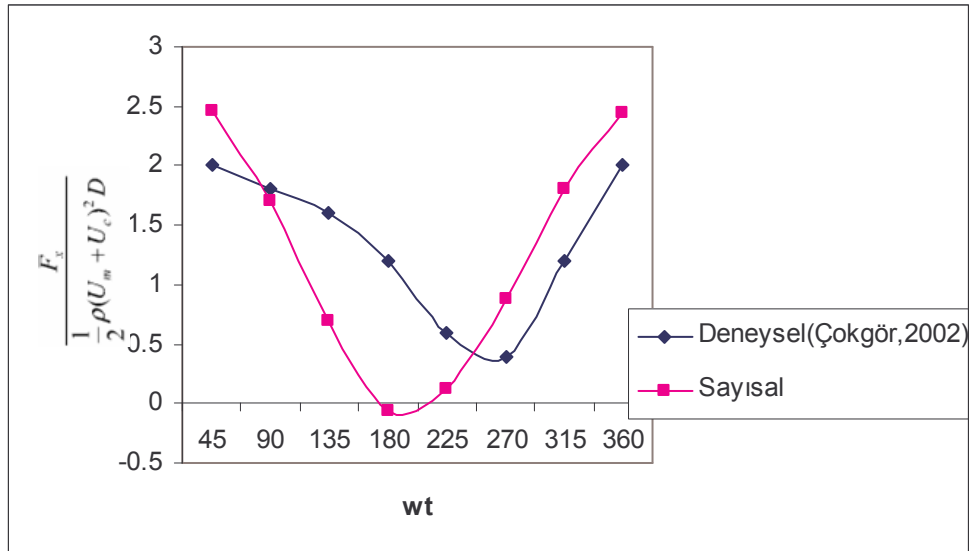
Şekil 5. 36: Tabana oturan silindir için hız grafiği $KC=5$, $Re=1 \cdot 10^4$ (devam)



Şekil 5. 36: Tabana oturan silindir için hız grafiği $KC=5$, $Re=1*10^4$ (devam)

5.5.3 Kuvvet

F_x kuvvetlerinin karşılaştırıldığı grafikte kuvvetlerin en düşük olduğu noktaların birbirleriyle olan açısal hız farkının, akım ve dalganın birlikte olduğu bu modelde dalganın salınım hareketi olarak modellenmesinden kaynaklandığı düşünülmüştür.



Şekil 5.37: Tabana oturan silindir için KC=7 için Kuvvet-wt Grafiği

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada akıntılı bir deniz ortamında tabana oturan (veya değişik oranlarda tabana gömülü olan) silindir üzerine gelen kuvvetlerin sayısal modellemesi yapılmıştır. Bu inceleme sonucunda;

a) Çeşitli "kararlı akım", "salt dalga" ve "akıntı+dalga" koşulları ile değişik sınır koşulları altında, silindir etrafındaki akım hareketinin modellenmesiyle akımın yapı üzerindeki etkisi ve silindir yakınında akım alanı hesaplanmıştır.

b) Kararlı akımda silindir üzerinde hesaplanan basınç dağılımı kullanılarak silindire etkiyen kuvvetler belirlenmiş ve bunlar, C_D ve C_L kuvvet katsayıları ile ifade edilmişlerdir. Kuvvet katsayılarının olay üzerinde etkili olan akım hızı ve gömülme oranları ile değişimleri grafikler halinde verilmiştir. Kuvvet katsayılarının değişiminden, kararlı akım koşullarının sistemin stabilitesi açısından oldukça önemli olduğu görülmüştür. Modellemenin test edilmesi amacıyla elde edilen kuvvet katsayıları değerleri ve değişimleri bu konuda daha önce yapılmış olan araştırmaların sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve sonuçlar arasında paralellik olduğu gözlenmiştir. Silindirin gömülme oranının da (e/D) kuvvet katsayıları üzerinde etkili bir parametre olduğu belirlenmiştir. Ayrıca yapılan incelemelerde silindirin art iz bölgesinde çevri oluşumu gözlenmiş, silindir üzerindeki ayrılma ve durak noktalarının yerleri belirlenmiştir.

c) Dalga ve akım+dalganın birlikte görülmesi durumunda basınç dağılım grafiklerinin fiziksel deney grafikleriyle benzeştiği görülmüştür. Fakat kuvvet-açısız frekans grafiklerinde ise bir uyumsuzluk gözlenmiştir. Bu uyumsuzluğun en kritik sebebinin gerçekte bir dalga hareketi olan laboratuvar deneylerinin sayısal modelde yatay bir salınım hareketi olarak tasarlanması olduğu düşünülmüştür. Dalga hareketinin parabolik geometrisinden kaynaklanan düşey doğrultudaki ek kütle yatay salınım hareketinde söz konusu olmadığından model sonuçlarıyla deney sonuçları uyumsuzluk göstermiştir. (Şekil 5.30 ve 5.37)

KAYNAKLAR

- Achenbach, E.**, 1968. Distribution of Local Pressure and Skin Friction Around a Circular Cylinder in Cross-Flow up to $Re = 5 \times 10^6$, *J. Fluid Mech.*, **34**, 625-639.
- Avcı, İ., Bayazıt, M., Çokgör, Ş. ve Sümer, M.**, 1996. Deniz Tabanına Oturan Bir Tünel Yakınındaki Akım Alanı ve Tünele Etkiyen Kuvvetler, *TÜBİTAK Raporu*, Proje No. **INTAG 816**.
- Bearman, P. W. and Zdravkovich, M. M.**, 1978. Flow Around a Circular Cylinder Near a Plane Boundary, *J. Fluid Mech.*, **89** (1), 33-48.
- Beaudan, P. and Moin, P.**, 1994. Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at sub-critical Reynolds number, Report No. **TF-62**, Stanford University.
- Bloor, M. S.**, 1964. The Transition to Turbulence in The Wake of a Circular Cylinder. *J. Fluid Mech.*, **19**, 290-304.
- Brørs, B.**, 1999. Numerical Modeling of Flow And Scour At Pipelines, *J. Hydraul. Eng.*, **125** (5), 511-523.
- Chakrabarti, S.K.**, 1987. Hydrodynamics of Offshore Structures, Springer.
- Çokgör, Ş.**, 1997. Akıntılı Deniz Ortamında Tabana Oturan Silindirlere Etkiyen Kuvvetler, *Doktora Tezi*, İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Çokgör, Ş. Avcı, İ.**, 2001, Hydrodynamic forces on partly buried tandem, twin pipelines in current, *Ocean Eng.*, **28**, 1349-1360.
- Çokgör, Ş.**, 2002, Hydrodynamic forces on a partly buried cylinder exposed to combined waves and current, *Ocean Eng.*, **29**, 753-768.
- Çokgör, Ş., Avcı, İ.**, 2003, Forces on partly buried, tandem twin cylinders in waves at low Keulegan-Carpenter numbers, *Ocean Eng.*, **30**, 1453-1466.
- Drescher, H.**, 1956. Messung der Auf Querangeströmte Zylinder Ausgeübten Zeitlich veränderlichen Drücke, *Z. Flugwiss.*, **4**, 17-21.

- Fredsoe, J.**, 1985. Kræfter på Cylindre Og Rørledninger, Noter Til Offshoreteknik, (5751), ÍSVA.
- Fredsoe, J. and Hensen, E.A.**, 1987. Lift Forces on Pipelines in Steady Flow. *J. Waterway, Port, Coast. Ocean Eng.*, **113** (2), 139.
- Gerrard, J.H.**, 1978. The Wakes of Cylindrical Bluff Bodies at Low Reynolds Number, *Phil. Transactions of the Royal Soc.*, **288** (A1354), 351-372.
- Hatipoglu, F. ve Avci, İ.** 2003. Flow around a partly buried cylinder in a steady current, *Ocean Eng.*, **30**, 239–249.
- Homann, F.**, 1936. Einfluss Grosser Zähigkeit Bei Strömung um-Zylinder, *Forschung Auf Dem Gebiete Des Ingenieurwesen*, **7** (1), 1-10.
- Honji, H.**, 1981. Streaked Flow Around an Oscillating Circular Cylinder, *J. Fluid Mech., Vol.*, **107**, 509-520.
- Launder, B. E. and Spalding, D. B.**, 1972. Lectures in Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London, England.
- Li, F., Cheng, L.**, 2000. Prediction of lee-wake scouring of pipelines in currents. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 127 (2), 106– 112.
- Morison, J.R., O'Brien, M.P., Jonson, J.W.B. and Schaaf, S.A.**, 1950. The Forces Exerted By Surface Waves On Piles, *J. Petrol. Technol., Petroleum Transactions, AIME (American Inst. Mining Engrs)*, **189**, 149-154.
- Olsen, N.R.B.**, 1999. Computational Fluid Dynamics in Hydraulic and Sedimentation Engineering Class Notes, Department of Hydraulic and Environmental Engineering The Norwegian University of Science and Technology, Norway.
- Olsen, N.R.B.**, 2000. CFD Algorithms for Hydraulic Engineering, Department of Hydraulic and Environmental Engineering The Norwegian University of Science and Technology, Norway.
- Price, S. J., Sumner, D., Smith, J. G., Leong, K., Paig Doussis, M. P.**, 2002. Flow Visualization Around A Circular Cylinder Near To A Plane Wall, *J. Fluids Struc.*, **16** (2), 175-191.

- Roshko, A.**, 1961. Experiments on the Flow Past a Circular Cylinder at Very High Reynolds Number, *J. Fluid Mech.*, **10**, 345-356.
- Sarpkaya, T.**, 1986. Force on a Circular Cylinder in Viscous Oscillatory Flow at Low Keulegan-Carpenter Numbers, *J. Fluid Mech.*, **165**, 61-71.
- Schewe, G.**, 1983. On The Force Fluctuations Acting on a Circular Cylinder in Cross-Flow From Subcritical up to Transcritical Reynolds Numbers, *J. Fluid Mech.*, **133**, 265-285.
- Schlichting, H.**, 1979. Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Book Company.
- Smagorinsky, J.**, 1963. General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment. *Monthly Weather Review*, **91** (3), 99-164.
- Sümer, B. M.**, 1992. Lecture Notes, United Nations Development Program, (TOKTEN), İ.T.Ü. İnşaat Fakültesi Matbaası.
- Sümer, B. M., Jensen B. L. and Fredsoe, J.**, 1992. Pressure Measurement Around a Pipeline Exposed to Combined Waves and Current, OMAE, Calgary.
- Sümer, B. M., Ünsal, İ., ve Bayazıt, M.**, 2007, Hidrolik, Birsan Yayınevi, İstanbul.
- Şeşeoğulları, B.**, 2006. Olası İstanbul Depreminde Marmara Denizi'nde Oluşabilecek Tsunaminin Modellenmesi, *Yüksek Lisans Tezi*, İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü.
- White, F. M.**, 2005, Akışkanlar Mekaniği, Literatür Yayınları, İstanbul.
- Wilcox, D.C.**, 1988. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, **26** (11), 1299– 1310.
- Wilcox, D.C.**, 1994. Simulation of transition with a two-equation turbulence model, *AIAA Journal*, **32** (2), 247– 255.
- Williamson, C. H. K.**, 1989. Oblique and Parallel Modes of Vortex Shedding in the Wake of a Circular Cylinder at Low Reynolds Number, *J. Fluid Mech.*, **206**, 579-627.
- Zhang, J. and Dalton, C.**, 1996. Interactions of vortex-induced vibrations of a circular cylinder and a steady approach flow at a Reynolds number of 13000, *Comput. Fluids*, **25** (3), 283– 294.

Zhao, M., Cheng, L., Teng, B., Liang, D., 2005. Numerical simulation of viscous flow past two circular cylinders of different diameters, *App. Ocean Resea.* , **27**, 39-55.

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında İstanbul’da doğmuştur. Lise öğrenimini Hüseyin Avni Sözen Anadolu Lisesinde yapmıştır. 2005 yılında Kocaeli Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Bölümünden mezun olmuş ve 2006 yılında İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, İnşaat Anabilim Dalı, Su Mühendisliği programında Yüksek Lisans öğrenimine başlamıştır.