

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Nazire Göksu SOYDAN

**TRAPEZ KESİTLİ GENİŞ BAŞLIKLİ SAVAK AKIMININ DENEYSEL VE
SAYISAL ANALİZİ**

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ADANA, 2013

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**TRAPEZ KESİTLİ GENİŞ BAŞLIKLİ SAVAK AKIMININ DENEYSEL VE
SAYISAL ANALİZİ**

Nazire Göksu SOYDAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Bu tez/...../2013 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oybirliği/Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.

.....
Doç. Dr. M. Sami AKÖZ
DANIŞMAN

.....
Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
ÜYE

.....
Prof. Dr. Hüseyin AKILLI
ÜYE

Bu Tez Enstitümüz İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalında hazırlanmıştır.
Kod No:

**Prof. Dr. Mustafa GÖK
Enstitü Müdürü**

**Bu Çalışma Ç. Ü. Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.
Proje No: MMF2012YL19**

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge ve fotoğrafların
kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere
tabidir.

ÖZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

TRAPEZ KESİTLİ GENİŞ BAŞLIKLİ SAVAK AKIMININ DENEYSEL VE SAYISAL ANALİZİ

Nazire Göksu SOYDAN

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Danışman : Doç. Dr. M. Sami AKÖZ
Yıl: 2013, Sayfa: 131
Jüri : Doç. Dr. M. Sami AKÖZ
: Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
: Prof. Dr. Hüseyin AKILLI

Bu çalışmada, trapez kesitli geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın özellikleri sayısal ve deneysel olarak irdelenmiştir. Açık kanal akımının hız alanı Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ile ölçülmüştür. Akımın hareketini idare eden temel denklemler, sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent programı yardımıyla sayısal olarak çözülmüştür. Sayısal hesaplamalarda Standart k- ϵ , Renormalization group k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω , Shear Stress Transport ve RSM türbülans modelleri kullanılmış, su yüzü profilleri Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) ile hesaplanmıştır. Sayısal sonuçların ağ yapısından bağımsızlaştırılması GCI (Grid Convergence Index) yöntemi ile gerçekleştirilmiştir. Sayısal hız profilleri, deneysel ölçümlerle karşılaştırılmış ve bu çalışmada kullanılan türbülans modellerinin, akımın hız alanını ve akım profillerini belirlemede oldukça başarılı oldukları görülmüştür. Bununla birlikte, savak yapısından etkilenen akım bölgesinde RSM modelinin diğer türbülans modellerine göre kısmen de olsa, daha başarılı olduğu belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Trapez kesitli geniş başlıklı savak, LDA, Türbülans modelleri, Sonlu Hacimler Yöntemi, VOF

ABSTRACT

MSc THESIS

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL MODELING OF FLOW OVER A TRAPEZOIDAL BROAD-CRESTED WEIR

Nazire Göksu SOYDAN

UNIVERSITY OF ÇUKUROVA
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
DEPARTMENT OF CIVIL ENGINEERING

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. M. Sami AKÖZ

Year: 2013, Pages: 131

Jury : Assoc. Prof. Dr. M. Sami AKÖZ
: Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
: Prof. Dr. Hüseyin AKILLI

In this study, the flow properties over a trapezoidal-broad crested weir are investigated experimentally and numerically. The velocity field of the open channel flow over a trapezoidal-broad crested weir is measured by Laser Doppler Anemometry. The governing equations of the fluid motion are solved numerically by ANSYS-Fluent program based on finite volume method. Standart k- ϵ , Renormalization group k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω Shear Stress Transport and RSM turbulence closure models are used in the numerical modeling and the flow profiles are computed using VOF method. The independence of the numerical solutions from the grid structure is tested with GCI (Grid Convergence Index). The numerical results for the velocity field are compared with the experimental results and all of the turbulent closure models are found to be successful in determining velocity field and flow profile. However, in the region of flow affected by the weir structure, RSM model is found slightly more successful than the other turbulence models used in this study.

Keywords: Trapezoidal-broad crested weir, LDA, Turbulence models, Finite volume method, VOF

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim süresince, çalışmalarına yön veren, bilgi ve tecrübesini paylaşan, zamanını ve güler yüzünü benden esirgemeyen Sayın danışmanım, Doç. Dr. M. Sami AKÖZ'e öncelikle teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Değerli katkılarından dolayı Sayın Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ'e teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimim boyunca çalışmalarımnda her an yanımda olan, tecrübesini, bilgisini ve yardımlarını hiçbir zaman benden esirgemeyen Sayın Arş. Gör. Veysel GÜMÜŞ ve Arş. Gör. Oğuz ŞİMŞEK'e ayrıca teşekkür ederim.

Desteklerinden dolayı Arş. Gör. Buse EMİRLER ve Arş. Gör. M. Eyyüp KAVŞUT'a teşekkür ederim.

Yüksek lisans çalışmalarım esnasında tüm bölüm olanaklarından yararlanmamı sağlayan Ç.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölüm Başkanlığı'na, maddi destek veren Ç.Ü. Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi'ne (Proje No: 2012MMFYL19) ve Ç.Ü. Öğretim Görevlisi Yetiştirme Programı (ÖYP) Birim Koordinatörlüğü'ne teşekkür ederim.

Son olarak, hayatımın her aşamasında yanımda olan, benden desteğini hiçbir zaman esirgemeyen çok değerli aileme teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZ	I
ABSTRACT	I
TEŞEKKÜR	III
İÇİNDEKİLER	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	VIII
SİMGELER VE KISALTMALAR	IX
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	5
3. DENEY DÜZENEĞİ VE YÖNTEM	13
3.1. Deney Düzeneği	13
3.2. Lazer Doppler Anemometresi (LDA)	15
4. TEMEL DENKLEMLER	19
4.1. Temel Denklemler	19
4.1.1. Sıkışmayan Türbülanslı Akışta Süreklilik Denklemi	19
4.1.2. Sıkışmayan Akımlar İçin Hareket Denklemi	20
4.1.3. Sıkışmayan Türbülanslı, Newtonien Akışkan Akımında Hareket Denklemleri (Reynolds Denklemleri)	29
4.2. Türbülans Modelleri	32
4.2.1. Standart k- ϵ Türbülans Modeli (SKE):	33
4.2.2. RNG k- ϵ Türbülans Modeli (RNG)	35
4.2.3. Realizable k- ϵ Türbülans Modeli (RKE)	37
4.2.4. Modifiye k- ω Modeli (MKW)	39
4.2.5. SST k- ω Türbülans Modeli (SST)	40
4.2.6. RSM Türbülans Modeli (RSM)	43
4.3. Türbülanslı Akımda Hız Dağılımı İçin Logaritmik Duvar Kanunu (law of the wall)	46
5. SAYISAL ÇÖZÜM	49
5.1. Sonlu Hacimler Yöntemi	49
5.2. Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF)	52

5.3. Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI).....	54
5.4. Cidar Bölgesinin Modellenmesi.....	55
6. SAVAK AKIMININ HAD İLE MODELLENMESİ	57
6.1. Çözüm Bölgesi ve Sınır Şartları.....	58
6.2. Sonlu Hacimler Hesap Ağı.....	58
6.3. Ağ Yakınsama İndeksi (GCI) Uygulaması ve Cidar Bölgesinin Modellenmesi	59
7. SAYISAL VE DENEYSEL BULGULAR	65
7.1. Deneysel ve Hesaplanan Hız Profilleri	65
7.2. Deneysel ve Hesaplanan Su Yüzü Profilleri.....	80
7.3. Deneysel Türbülans Şiddeti.....	83
7.4. Hesaplanan Akım Çizgileri	88
7.5. Deneysel Hız Profilleri ve Hızların Zamansal Değişimi	91
7.6. Enerji Spektrum Eğrisi.....	113
7.7. Logaritmik Hız Dağılımı	121
8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	123
KAYNAKLAR	125
ÖZGEÇMİŞ	131

ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 6.1. Üç farklı yoğunluktaki ağlar için bölgelerdeki eleman sayıları.....	59
Çizelge 6.2. $x=100$ cm için GCI uygulaması	60
Çizelge 6.3. $x=177.5$ cm için GCI uygulaması	60
Çizelge 6.4. $x=210$ cm için GCI uygulaması	61
Çizelge 6.5. $x=242.5$ cm için GCI uygulaması	61
Çizelge 6.6. $x=400$ cm için GCI uygulaması	61
Çizelge 7.1. Durum 1 için farklı türbülans modellerine göre OKH değerleri (m^2/s^2)	68
Çizelge 7.2. Durum 2 için farklı türbülans modellerine göre OKH değerleri (m^2/s^2)	69
Çizelge 7.3. Hesaplanan u^* kayma hızları (mm/s)	122



Şekil 1.1. Savak çeşitleri: (a) Keskin kenarlı savak, (b) Geniş başlıklı dikdörtgen savak, (c) Trapez-geniş başlıklı savak, (d) Ogee savağı.....	1
Şekil 3.1. Deney düzeneği.....	14
Şekil 3.2. Deney düzeneğinin şematik gösterimi ve LDA yerleşimi	14
Şekil 3.3. Deneylerde kullanılan LDA çerçeve sistemi	16
Şekil 3.4. Türbülanslı akımda ortalama hızın tespiti	17
Şekil 4.1. Diferansiyel bir eleman yüzeyine gelen gerilmeler	21
Şekil 4.2. x ekseni doğrultusundaki gerilmeler	22
Şekil 5.1. Hesaplamalı kontrol hacmi	50
Şekil 5.2. Deneysel su yüzündeki kare bir ağın gerçek akışkan hacim dağılımı	53
Şekil 6.1. Sayısal hesaplama bölgesi ve sınır şartları.....	58
Şekil 6.2. Sayısal modelin hesaplama ağında kullanılan alt bölgeler	59
Şekil 6.3. RKE türbülans modeli ile elde edilen y^+ değerinin kanal boyunca değişimi: (a) Memba bölgesi, (b) Savak bölgesi, (c) Mansap bölgesi	63
Şekil 7.1. Memba bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 1).....	70
Şekil 7.2. Savak bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 1).....	71
Şekil 7.3. Mansap bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 1).....	73
Şekil 7.4. Memba bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 2).....	75
Şekil 7.5. Savak bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 2).....	76
Şekil 7.6. Mansap bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 2).....	78
Şekil 7.7. Deneysel ve hesaplanan su yüzü profilleri (Durum 1).....	81
Şekil 7.8. Deneysel ve hesaplanan su yüzü profilleri (Durum 2).....	82
Şekil 7.9. Deneysel türbülans şiddeti (I) grafikleri (Durum 1)	84

Şekil 7.10. Deneysel türbülans şiddeti (I) grafikleri (Durum 2)	86
Şekil 7.11. Farklı türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri (Durum 1)	89
Şekil 7.12. Farklı türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri (Durum 2)	90
Şekil 7.13. Kanalın farklı kesitlerindeki deneysel hız profilleri ile anlık hız değerlerinin zamansal değişimi (Durum 1)	93
Şekil 7.14. Kanalın farklı kesitlerindeki deneysel hız profilleri ile anlık hız değerlerinin zamansal değişimi (Durum 2)	103
Şekil 7.15. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, x=110 cm (Durum 1)	115
Şekil 7.16. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, x=210 cm (Durum 1)	116
Şekil 7.17. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, x=500 cm (Durum 1)	117
Şekil 7.18. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, x=110 cm (Durum 2)	118
Şekil 7.19. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, x=210 cm (Durum 2)	119
Şekil 7.20. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, x=500 cm (Durum 2)	120
Şekil 7.21. Logaritmik duvar kanunu dağılımı (Durum 1)	121
Şekil 7.22. Logaritmik duvar kanunu dağılımı (Durum 2)	122

SİMGELER VE KISALTMALAR

a	: İvme
A	: $1/\kappa$
C	: Türbülans modeli sabiti
CFD	: Hesaplamalı akışkanlar dinamiği
D	: Difüzyon terimi
d	: Mesh yüksekliği
e	: Hız farkı
F	: Kuvvet
Fr	: Froude sayısı
$\vec{f}$	: Birim hacme gelen dış kuvvet
$\vec{f}_k$	: Birim hacme gelen bileşke kütleli kuvvet
$\vec{f}_y$	: Birim hacme gelen bileşke yüzeysel kuvvet
g	: Yer çekimi ivmesi
G	: Türbülans kinetik enerji üretim miktarı
GCI	: Grid Convergence Index
I	: Türbülans şiddeti
h_0	: Su yüksekliği
HAD	: Hesaplamalı akışkanlar dinamiği
k	: Türbülans kinetik enerjisi
$\vec{K}$	: Kütleli kuvvetlerin bileşkesi
LDA.	: Lazer doppler anemometresi
l_m	: Uzunluk ölçeği
m	: Kütle
N	: Değer adedi
OKH	: Ortalama karesel hata
P	: Basınç
$\bar{p}$	: Basınç ortalaması

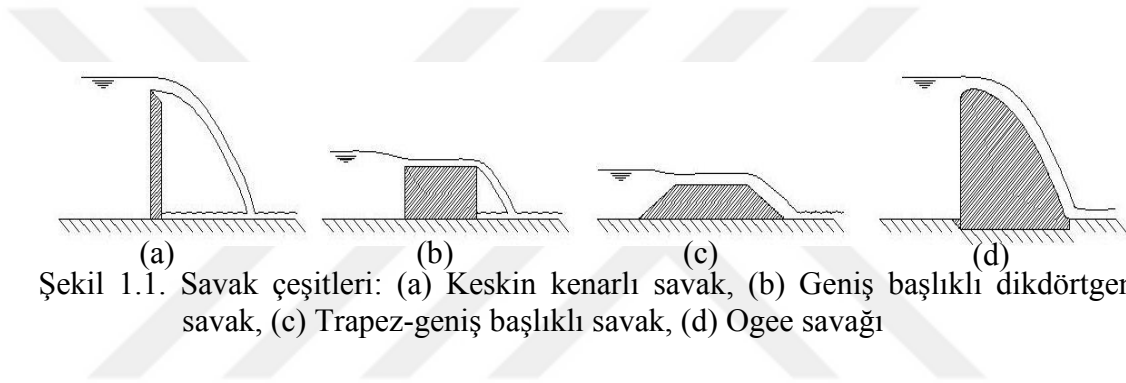
p'	: Basınç sapıncı
PIV	: Particle image velocimetry
Q	: Debi
r	: Mesh yükseklikleri oranı
R	: Hidrolik yarıçap
Re	: Reynolds sayısı
MKW	: Modified k- ω türbülans modeli
RKE	: Realizable k- ϵ türbülans modeli
RNG	: Renormalization Group k- ϵ türbülans modeli
RSM	: Reynolds Stress türbülans modeli
SKE	: Standart k- ϵ türbülans modeli
SST	: Shear Stress Transport k- ω türbülans modeli
S_{ij}	: Şekil değiştirme hızı tansörü
t	: Zaman
T	: Periyod
$\vec{T}$	: Gerilme vektörü
u	: x yönündeki akım hızı
$\bar{u}$	: x yönündeki ortalama akım hızı
u'	: x yönündeki hız sapıncı
u^*	: Kayma hızı
v	: y yönündeki akım hızı
V	: Bileşke hız
$\bar{v}$	: y yönündeki ortalama akım hızı
v'	: y yönündeki hız sapıncı
VOF	: Akışkan hacimleri yöntemi
w	: z yönündeki akım hızı
$\bar{w}$	: z yönündeki ortalama akım hızı
w'	: z yönündeki hız sapıncı
ω	: Özgül kayıp oranı
X	: x doğrultusunda etkiyen kütleli kuvvet

Y	: y doğrultusunda etkiyen kütleli kuvvet
Z	: z doğrultusunda etkiyen kütleli kuvvet
τ	: Kayma gerilmesi
ρ	: Suyun özgül kütlesi
ν	: Suyun kinematik viskozitesi
Δt	: Zamandaki değişim miktarı
σ	: Basınç gerilmesi
$\bar{\sigma}$	: Ortalama basınç gerilmesi
μ	: Dinamik viskozite
μ_t	: Türbülans viskozitesi
$\mu_{t,2layer}$	: Viskoziteden etkilenen bölgedeki türbülans viskozitesi
δ_{ij}	: Kronecker delta
ε	: Kinetik enerji kayıp oranı
$\underline{\tau}^c$	: Çalkantı gerilme tansörü
Γ	: Difüzyon terimi
η	: Türbülans kinetik enerjisinin üretimi ve kayıp oranının fonksiyonu
β	: Türbülans modeli sabiti
α	: Efektif Prandtl sayılarının tersi
$\tilde{\Omega}_{ij}$	: Dönme miktarı
κ	: von-Karman sabiti
φ	: Basınç uzatma terimi
δ	: Sınır tabakası yüksekliği
λ_ε	: Geçiş fonksiyonu
f_k	: Frekans



1. GİRİŞ

Savaklar açık kanallarda, akarsularda ve barajlarda debinin ölçülmesi, suyun mansaba iletilmesi, su derinliğinin düzenlenmesi ve taşkın kontrolü gibi farklı amaçlara hizmet etmek için inşa edilen en eski ve kolay hidrolik yapılardır. Aynı zamanda savaklar, taşkın durumunda, nehirdeki fazla suyu tahliye etmek veya hidroelektrik tesislerde, suyu barajdan savuşturmaya yönelik inşa edilen çıkış yapısında olduğu gibi birçok mühendislik uygulamalarında, güvenlik amacıyla da kullanılırlar.



Şekil 1.1. Savak çeşitleri: (a) Keskin kenarlı savak, (b) Geniş başlıklı dikdörtgen savak, (c) Trapez-geniş başlıklı savak, (d) Ogee savağı

Şekil 1.1’de görüldüğü gibi savakların, keskin kenarlı, geniş başlıklı dikdörtgen, trapez-geniş başlıklı savak ve ogee savağı gibi birçok türü bulunmaktadır. Farklı savak türlerinin tanımlarının basit ve benzer olmasına karşın uygulamaları ve hidrolik davranışları birbirlerinden farklıdır. Savaklar uygulamada genelde kanal akımına dik doğrultuda yerleştirilirler. Açık kanallarda, kritik altı akımdan (nehir rejiminden) kritik üstü akıma (sel rejimine) geçiş süreci meydana getiren savakların akım çizgilerine olan etkisi, dolayısıyla akımı tahliye etme kapasiteleri uygulamadaki kullanımlarını etkilemektedir. Savakların hidrolik davranışları, tahliye kapasitelerine göre değişkenlik göstermektedir. Savak kapasitesini belirlemede kullanılan en belirgin parametreler, memba derinliğine bağlı savak yüksekliği, kret şekli ve kret uzunluğudur. Burada, savak kapasitesi; savak kreti üzerinde belirli bir derinlikteki akımın debisini ifade etmektedir.

Açık kanal akımlarında kritik derinlik esasına dayalı ölçümler sunan geniş başlıklı savaklar, sulama sistemlerinde kullanıldığı gibi, su kuvveti tesislerinde, demiryolu ve karayolları gibi inşaat mühendisliği ile ilgili değişik uygulama

alanlarında da karşımıza çıkmaktadır. Geleneksel düşey memba ön yüzüne sahip dikdörtgen kesitli geniş başlıklı savakların yanında üçgen, trapez gibi farklı en kesitlere sahip geniş başlıklı savaklar da mevcuttur. Bununla birlikte, trapez kesitli savakların diğer savak türlerine nazaran daha düşük yük kayıpları doğurması, dolayısıyla tahliye kapasitelerinin daha büyük olması, bu savakların uygulamada kullanımını yaygınlaştırmıştır. Trapez kesitli savaklarda olduğu gibi memba ön yüzünün eğimli yapılması, suda taşınan katı maddelerin geçişini de kolaylaştırmaktadır. Buna karşın, bu tür savakların özellikle de betondan imal edilmesi, yapı maliyetlerini artırmaktadır.

Trapez geniş başlıklı savak yapısında olduğu gibi, kontrol yapıları ile etkileşim halinde olan akımların analizleri fiziksel model deneyleri ile yapılabilmektedir. Bu amaçla birçok deneysel model kurulmuş ve bunlar üzerindeki deneysel koşullar incelenerek akım karakteristikleri belirlenmeye çalışılmıştır. Ancak model çalışmalarında, ölçek etkilerinden kaynaklanan bazı kaçınılmaz hataların, sonuçlar üzerinde etkisi olduğu da bilinmektedir. Öte yandan, suyun hareketini idare eden denklemlerin, viskozite ve türbülans ifadeleri içermesi bu tür problemlerin teorik çözümünü güçleştirmektedir. Günümüzde, akım-yapı etkileşimi problemlerinin çözümleri için Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (Computational Fluid Dynamics-CFD) yöntemlerinin yaygın olarak kullanılmaya başlanması, hesaplamalarda önemli gelişmelere ve açık kanal akımlarının analizinde ise ekonomik, hızlı ve kolay çözümlere imkân sağlamıştır.

Bu çalışmada, trapez kesitli geniş başlıklı savak ile etkileşim halinde bulunan açık kanal akımının özellikleri deneysel ve sayısal olarak incelenmiştir. Serbest yüzeyli açık kanal akımının hız alanı bir boyutlu Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ile ölçülmüştür. Akımı idare eden denklemler, sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent paket programı yardımıyla altı farklı türbülans modeli kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Su yüzünün teorik olarak belirlenmesinde Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) kullanılmıştır. Standart k- ϵ , Renormalization Group k- ϵ , Realizable k- ϵ , Modified k- ω , Shear Stress Transport ve Reynold Stress Model türbülans modellerini kullanarak elde edilen sayısal hız profilleri ve su yüzü

profilleri deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ayrıca, kanalın farklı kesitlerindeki türbülans karakteristikleri deneysel olarak incelenmiştir.





2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Kontrol yapıları olarak kullanılan savaklarla etkileşim halindeki açık kanal akımlarının analizi konusunda geçmişte birçok deneysel ve teorik çalışma yapılmıştır.

Faltas ve ark. (1989), trapez engel üzerinden geçen akımın özelliklerini teorik olarak incelemişlerdir. Farklı Froude sayısı ve değişik taban şekillerinin kullanıldığı çalışmada Froude sayısı, taban şekilleri ve taban yüksekliğinin trapez engel üzerinden geçen akımın yapısı üzerindeki etkilerini ortaya koymuşlardır.

Hager ve Schwalt (1994), geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın özelliklerini farklı akım durumları için deneysel olarak irdelemişlerdir. Çalışmalarının sonucunda, savak üzerindeki basınç ve hız dağılımlarının tüm akım durumları için benzer özellikler gösterdiğini belirtmişlerdir.

Aköz (1996), keskin kenarlı ve üçgen savak üzerinden geçen akımın özelliklerini deneysel ve sayısal olarak incelemiştir. Potansiyel akım yaklaşımı ile Laplace diferansiyel denklemini sonlu elemanlar ve sonlu farklar yöntemleri kullanarak sayısal olarak çözmüştür. Moline ile gerçekleştirilen hız alanının ölçümünden elde edilen deneysel bulgular, sayısal bulgularla karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmaların neticesinde, bu tür iki boyutlu açık kanal akımların özelliklerinin belirlenmesinde deneysel çalışmaların yanında sayısal yöntemlerin de başarılı bir şekilde kullanılabileceği-gösterilmiştir.

Montes (1997), düzlemsel kapak altından geçen akım için sürtünmesiz akım kabulü ile sayısal bir çözüm yöntemi geliştirmiş, deneysel ve sayısal daralma katsayıları arasındaki farklılıkları irdelemiştir. Sayısal su yüzü profili ile akım alanının farklı kesitlerinde hesaplanan sayısal hız ve basınç dağılımlarını deneysel ölçümlerle karşılaştırmıştır. Yaptığı karşılaştırmaların neticesinde sayısal bulguların, deneysel ölçümlerle büyük oranda uyumlu olduğu sonucuna varmıştır.

Behr (2001), yaptığı çalışmada dolusavak mansabındaki enerji kırıcı yapı üzerindeki akımın özelliklerini incelemiştir. Akışkan hareketinin temel denklemlerini sonlu elemanlar yöntemi ile çözmüş, akım profili ve savak bölgesindeki hız alanını sayısal olarak belirlemiştir. Çalışma sonucunda elde ettiği bulgular neticesinde

hesaplamalı akışkanlar dinamiği tekniklerinin, bu tip yapı-akım etkileşimi problemlerinde başarılı bir biçimde kullanılabileceğini belirtmiştir.

Chen ve ark. (2002), yaptıkları çalışmalarında basamaklı dolu savak üzerinden geçen akım profilini sayısal ve deneysel olarak modellemişlerdir. Sayısal modellemede, akımı idare eden temel denklemleri Standart k- ϵ türbülans modelini kullanarak çözmüşler, su yüzünün teorik olarak belirlenmesinde VOF yöntemi kullanmışlardır. Sayısal ve deneysel bulguların karşılaştırılması sonucunda düşüm bölgesinde görülen çok küçük farklılıkların dışında, genel olarak deneysel ve sayısal akım profillerinin oldukça uyumlu olduğu görülmüştür.

Sarker ve Rhodes (2004), dikdörtgen kesitli geniş başlıklı bir savak ile etkileşim halindeki açık kanal akımının özelliklerini deneysel ve sayısal olarak irdelemişlerdir. Akımın hareketini idare eden temel denklemler, sonlu hacimler yöntemine dayalı Fluent Paket programı yardımıyla sayısal olarak çözülmüştür. Su yüzünün sayısal olarak belirlenmesinde Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) kullanılmıştır. Sayısal ve deneysel bulguların karşılaştırmalarından, sayısal akım profillerinin deneysel olarak ölçülen akım profilleri ile oldukça uyumlu olduğu bildirilmiştir.

Ashgriz ve ark. (2004), yarı silindirik bir yapı ile etkileşim halinde bulunan akımı, sonlu elemanlar yöntemine dayalı çözüm yapan ANSYS paket programını kullanarak sayısal olarak modellemişlerdir. Sayısal su yüzü profillerini VOF metodunu kullanarak elde etmişlerdir. Sayısal çözümlerden elde ettikleri basınç ve hız dağılımlarını grafiksel olarak göstermişlerdir.

Zerihun ve Fenton (2004), çalışmalarında kısa ve geniş başlıklı trapez savağın üzerinden geçen akımın özelliklerini deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Geliştirdikleri tek boyutlu akım modeli ile kret üzerindeki serbest yüzeyin eğriselliğini ve hidrostatik olmayan basınç dağılımını teorik olarak analiz etmişlerdir. Pürüzlü ve pürüzsüz savak yüzeyleri için yaptıkları çalışmadan elde ettikleri sayısal bulguları deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlar, sayısal sonuçların deneysel verilerle gayet iyi uyum sağladığını rapor etmişlerdir.

Şeker (2006), üçgen bir savak arkasındaki akımı sayısal ve deneysel olarak modellemiştir. Akımın hız alanını, parçacık görüntülemeli PIV tekniğini kullanarak

ölçmüştür. Sonlu elemanlar yöntemine dayalı ANSYS paket programından elde ettiği sayısal sonuçları deneysel ölçümlerle karşılaştırmıştır. Su yüzünün sayısal olarak belirlenmesinde VOF yöntemini kullanmıştır. Yapılan karşılaştırmalar sonucunda, deneysel ve sayısal akım hızları ile su yüzü profillerinin birbirleri ile gayet uyumlu olduğu sonucuna varmıştır.

Johnson ve Savage (2006), ogee profilili iki farklı dolu savak üzerinden geçen akımı sayısal ve deneysel olarak modellemişlerdir. Temel denklemlerin sayısal çözümlerini sonlu hacimler yöntemine dayalı Flow-3D paket programı kullanarak elde etmişlerdir. Serbest su yüzünü belirlemede VOF metodunu kullanmışlardır. Sayısal sonuçlardan elde edilen savaklanan akımın debisini ve savak üzerindeki basınç dağılımını deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlardır. Bu çalışma sonucunda sayısal modellemenin, barajlar ve ogee profile sahip dolu savakların analizinde güvenli bir şekilde kullanılabileceği sonucuna varmışlardır.

Ramamurthy ve ark. (2006), trapez kanaldaki açık kanal akımının üç boyutlu sayısal analizini, iki denklemlili $k-\epsilon$ türbülans modellerini kullanarak yapmışlar ve su yüzünün belirlenmesi için VOF metodunu kullanmışlardır. Sayısal olarak elde edilen su yüzü profillerini, hızları ve basınçları deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlar, sonuçların uyumlu olduğunu rapor etmişlerdir.

Hargreaves ve ark. (2007), tarafından deneysel olarak incelenen, geniş başlıklı savak ile etkileşim halindeki açık kanal akımını, Standart $k-\epsilon$, SST ve RNG $k-\epsilon$ türbülans modellerini kullanarak ANSYS-Fluent paket programı yardımıyla analiz etmişlerdir. Sayısal modellemede serbest su yüzü profilini belirlemek için VOF metodunu kullanmışlardır. Farklı türbülans modelleri kullanılarak yapılan sayısal analiz sonuçları ile deneysel sonuçların karşılaştırılması neticesinde, ANSYS-Fluent paket programının su yüzünü belirlemede başarılı olduğu, oyulma ve dolgu barajlar gibi daha kompleks yapıların sayısal analizlerinde de rahatlıkla kullanılabileceğini belirtmişlerdir.

Öner ve ark. (2007), açık kanal içerisindeki dikdörtgen geniş başlıklı bir savak üzerinden geçen iki-boyutlu açık kanal akımını teorik ve deneysel olarak incelemişlerdir. Hız alanını deneysel olarak PIV tekniği ile ölçmüşlerdir. Hareket denklemlerinin sayısal çözümlerini, ANSYS-Flotran paket programı ile elde

etmişler, serbest su yüzünün hesabını VOF metodu ile gerçekleştirmişlerdir. Sayısal modellemede Standart k- ϵ , Standart k- ω ve SST türbülans kapatma modellerini kullanmışlardır. Sayısal olarak elde edilen akım hızlarını ve su yüzü profillerini deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlardır ve Standart k- ω türbülans modeli kullanılarak elde edilen bulguların, diğer modellere göre deneysel ölçümlerle daha uyumlu olduğunu belirlemişlerdir.

Kırkgöz ve ark. (2008), dikdörtgen ve üçgen kesite sahip savak üzerinden geçen açık kanal akımının özelliklerini deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Temel denklemlerin sayısal çözümleri, sonlu elemanlar yöntemine dayalı ANSYS-Flotran paket programı yardımıyla, Standart k- ϵ ve k- ω türbülans modelleri kullanılarak elde edilmiştir. Su yüzü profillerinin belirlenmesinde VOF metodu kullanılmıştır. Hız alanı, parçacık görüntülemeli hız ölçümü (PIV) tekniği ile ölçülmüş ve elde edilen deneysel bulgular, sayısal bulgularla karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmalar neticesinde, k- ω türbülans modelinin k- ω türbülans modeline göre deneysel sonuçlara daha yakın olduğu sonucuna varılmıştır.

Aköz ve ark. (2009), düşey bir kapak altından geçen iki-boyutlu açık kanal akımında hız alanını PIV tekniği ile ölçmüşlerdir. Temel denklemlerin sayısal çözümlerinde türbülans viskozitesini Standart k- ϵ ve Standart k- ω türbülans modellerini kullanarak sonlu elemanlar yöntemine dayalı ANSYS-Flotran paket programı yardımıyla elde etmişlerdir. Su yüzü profilinin sayısal hesabında VOF metodunu kullanmışlardır. Sayısal hesaplamalarda kullanılan ağ yoğunluğunun sayısal çözümlerdeki etkisini araştırmışlardır. Deneysel hız profillerini sayısal hız profilleri ile karşılaştırmışlar ve Standart k- ϵ türbülans modelinin deneysel sonuçlarla daha uyumlu olduğunu belirlemişlerdir.

Kırkgöz ve ark. (2009), açık kanal içerisinde katı sınıra yakın dairesel silindir ile etkileşim halindeki iki-boyutlu türbülanslı akımın özelliklerini deneysel ve teorik olarak irdelemişlerdir. Silindir etrafındaki akımın hız alanı, PIV tekniği ile deneysel olarak ölçülmüştür. Standart k- ϵ , Standart k- ω ve SST türbülans modelleri kullanılarak üç farklı ağ yapısı için sayısal çözümler elde edilmiştir. Deneysel ve sayısal bulguların karşılaştırılmasından, Standart k- ω ve SST türbülans modelleri

kullanılarak elde edilen sayısal bulguların, deney bulgularına daha yakın olduğu sonucuna varılmıştır.

Sargison ve Percy (2009), trapez geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımı deneysel olarak incelemiştir. Farklı memba ve mansap eğimlerinin basınç ve su yüzü profilleri üzerindeki etkilerini araştırmışlardır. Çalışma sonucunda, savak yüksekliği artırılarak elde edilen daha yüksek memba eğimlerinde, kretteki su derinliğinin ve buna bağlı olarak basıncın azaldığını rapor etmişlerdir. Memba eğimi yüksek savakların, memba eğimi az olan savaklara göre debi katsayısının daha küçük olduğu, mansap eğimi değişiminin ise su yüzü profilinde ihmal edilebilir değişiklikler meydana getirdiğini belirtmişlerdir.

Wang ve ark. (2010), çalışmalarında memba ve mansap eğimi 0.5 olan trapez dolgu savağın üzerinden geçen akımı deneysel olarak modellemişler ve hız alanının ölçümünü PIV tekniği ile gerçekleştirmişlerdir. Farklı akım koşulları için su yüzü profillerini, hız alanlarını ve debi katsayılarını analiz etmişlerdir. Elde ettikleri bulgulardan, akımın yapısının, Froude sayısı ve kuyruk suyu derinliği ile doğrudan ilişkili olduğunu belirtmişlerdir.

Şimşek (2011), eğrisel geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın özelliklerini sayısal ve deneysel olarak analiz etmiştir. Deneysel çalışmada hız alanını Laser Doppler Anemometresi (LDA) ile ölçmüştür. Sonlu hacimler yöntemine dayalı Ansys-Fluent paket programı yardımıyla Standart k-ε, RNG k-ε, Realizable k-ε, SST ve RSM türbülans modellerini kullanarak elde ettiği sayısal bulguları deneysel bulgularla karşılaştırmış ve RNG k-ε türbülans modeli ile elde edilen sonuçların deneysel ölçümlere daha yakın sonuçlar verdiğini görmüştür.

Bal (2011), geniş başlıklı dikdörtgen savak üzerinden geçen akımı deneysel ve sayısal olarak modellemiş, akımın hız alanını ise LDA ile ölçmüştür. Akımı idare eden denklemler, sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent paket programı ile sayısal olarak çözülmüş ve bu hesaplamalarda Standart k-ε, RNG k-ε, Realizable k-ε, Modified k-ω, SST ve RSM türbülans modellerini kullanmıştır. Akım profilini VOF yöntemi ile hesaplamıştır. Teorik olarak elde edilen su yüzü ve hız profillerini deneysel ölçümlerle karşılaştırmış, SST türbülans modelinin, hız alanı ve su yüzünün

hesaplanmasında diğer türbülans modellerine göre daha başarılı olduğunu belirlemiştir.

Haun ve ark. (2011), trapez kesitli geniş başlıklı savak üzerinden geçen akım profilinin sayısal olarak hesaplanmasında 3D FLOW ve SSIIM 2 yöntemlerini kullanmışlardır. Sayısal analiz sonuçlarını, deneysel ölçümlerle karşılaştırmışlardır. Sayısal ve deneysel memba su seviyeleri arasında farkın %1.0 ve %3.5 arasında kaldığını ve kullanılan iki farklı yöntemden elde edilen sayısal sonuçların kullanılan ağ sayısına ve ağ boyutuna bağlı olduğu sonucuna varmışlardır.

Kırkgöz ve ark. (2012), kapak kontrollü yarım silindir savak üzerinden geçen akımı iki farklı deney koşulu için sayısal ve deneysel olarak modellemişlerdir. Sayısal modellemede, sonlu hacimler yöntemine dayalı çözüm yapan ANSYS-Fluent paket programını kullanmışlardır. Deneysel olarak elde ettikleri su yüzü profillerini, VOF metodu kullanılarak farklı türbülans modelleri ile hesaplanan sayısal su yüzü profilleri ile karşılaştırmışlardır. Sayısal ve deneysel su yüzü profillerinin karşılaştırılmasında, Standart k- ϵ türbülans modelinin su yüzünü belirlemede diğer türbülans modellerine göre daha başarılı olduğu sonucuna varmışlardır.

Öner ve ark. (2012), keskin kenarlı kapak ile etkileşim halinde bulunan, iki boyutlu serbest yüzeyli akımı deneysel olarak incelemişlerdir. Kapak membasında oluşan akımın hız alanını, PIV tekniği ile ölçmüşlerdir. Akımı idare eden temel denklemlerin sayısal çözümlerinde türbülans viskozitesinin hesabı için standart k- ϵ türbülans modelini ve su yüzünün belirlenmesinde VOF metodunu kullanmışlardır. Sayısal çözümlerde ağ yapısının çözümler üzerindeki etkisini belirlemek için üç farklı ağ yapısı oluşturmuşlar ve sayısal analizlerden elde ettikleri sonuçları deneysel bulgularla karşılaştırarak hız alanını ve su yüzünü belirlemede en uygun ağ yapısını elde etmeye çalışmışlardır.

Azimi ve ark. (2013), diğer araştırmacılar tarafından yapılan sabit bir kret uzunluğunda, farklı kret eğimine, farklı memba ve/veya mansap eğimine sahip geniş başlıklı savakların üzerinden geçen açık kanal akımlarının deneysel ölçümlerini kullanarak geniş başlıklı savaklar için debi katsayısı geliştirmişlerdir. Sırasıyla memba ve mansap uzunluklarını arttırarak, memba ve mansap eğimlerinin debi katsayılarına olan etkilerini araştırmışlardır. Yaptıkları çalışmadan, memba ve/veya

mansap eğimine sahip geniş başlıklı savakların, diğer savak türlerine göre daha büyük tahliye kapasitelerine sahip olduğu sonucuna varmışlardır.





3. DENEY DÜZENEGİ VE YÖNTEM

3.1. Deney Düzenegi

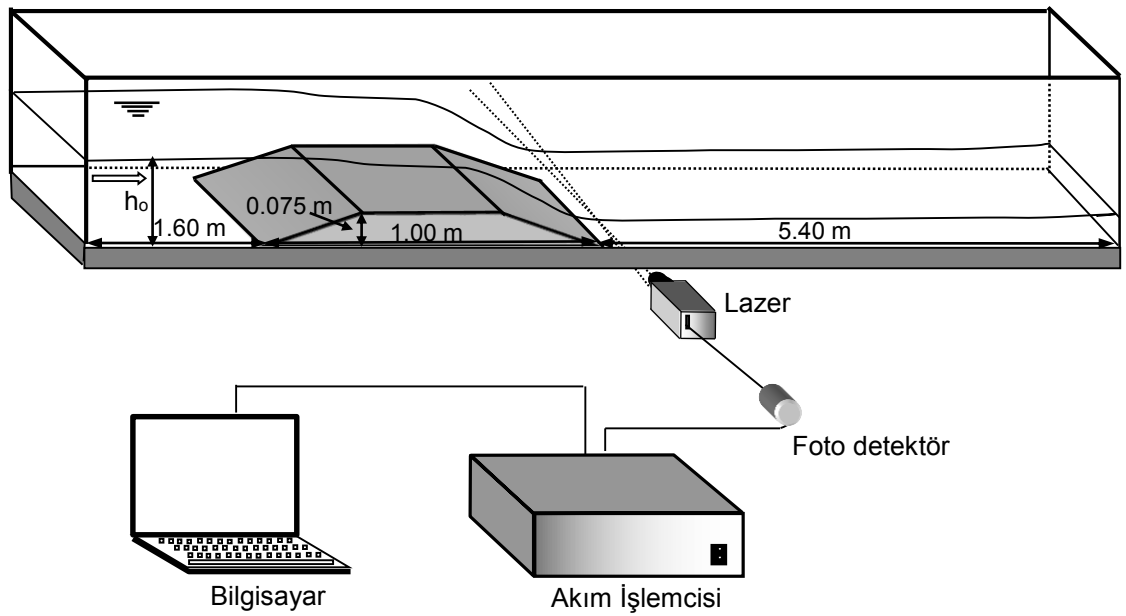
Deneyler, İnşaat Mühendisliği Hidrolik Laboratuvarında uzunluğu 8 m, genişliği ve yüksekliği 0.3 m olan cam duvarlı bir açık kanalda yapılmıştır (Şekil 3.1). Laboratuvardaki su deposundan bu kanala suyun iletilmesi bir pompa yardımıyla gerçekleştirilmektedir. Kanaldaki suyun debisi, kanalın membasındaki hazneye suyu getiren boru üzerinde yer alan vana ile ayarlanmaktadır. Suyun hazneden kanala geçişinde, akışı düzenlemek için giriş bölgesine filtre sistemi yerleştirilmiştir. Deney modeli olarak Şekil 3.1’de görülen 1 m uzunluğundaki trapez kesitli geniş başlıklı savak kullanılmıştır. Trapez savağın memba ve mansap eğimi 1/5, kret uzunluğu 0.3 m ve kret yüksekliği 0.075 m’dir. Deneyler, kanaldaki akımın debisi $Q_1=0.0076 \text{ m}^3/\text{s}$ (durum 1) ve $Q_2=0.0142 \text{ m}^3/\text{s}$ (durum 2) olacak şekilde iki farklı akım koşulu için yapılmıştır.

Şematik gösterimi Şekil 3.2.’de verilen deney düzeneginde Durum 1 için memba su derinliği $h_o=0.131 \text{ m}$, kesit ortalama hızı $V_o=0.194 \text{ m/s}$, memba akımında Froude sayısı $Fr_o (=V_o/(gh_o)^{1/2})=0.172$ ve Reynolds sayısı $Re_o (=4V_oR_o/\nu)=47600$ olarak belirlenmiştir (R_o hidrolik yarıçap ve ν kinematik viskozitedir). Durum 2 için ise su derinliği $h_o=0.159 \text{ m}$, $V_o=0.297 \text{ m/s}$, $Fr_o=0.237$ ve $Re_o=80680$ ’dir.

Akım hızı ölçümleri, Laser Doppler Anenometry (LDA) tekniği kullanan bir ölçüm sistemi olan DANTEC LDA ile gerçekleştirilmiştir (Şekil 3.2.).



Şekil 3.1. Deney Düzenİğİ



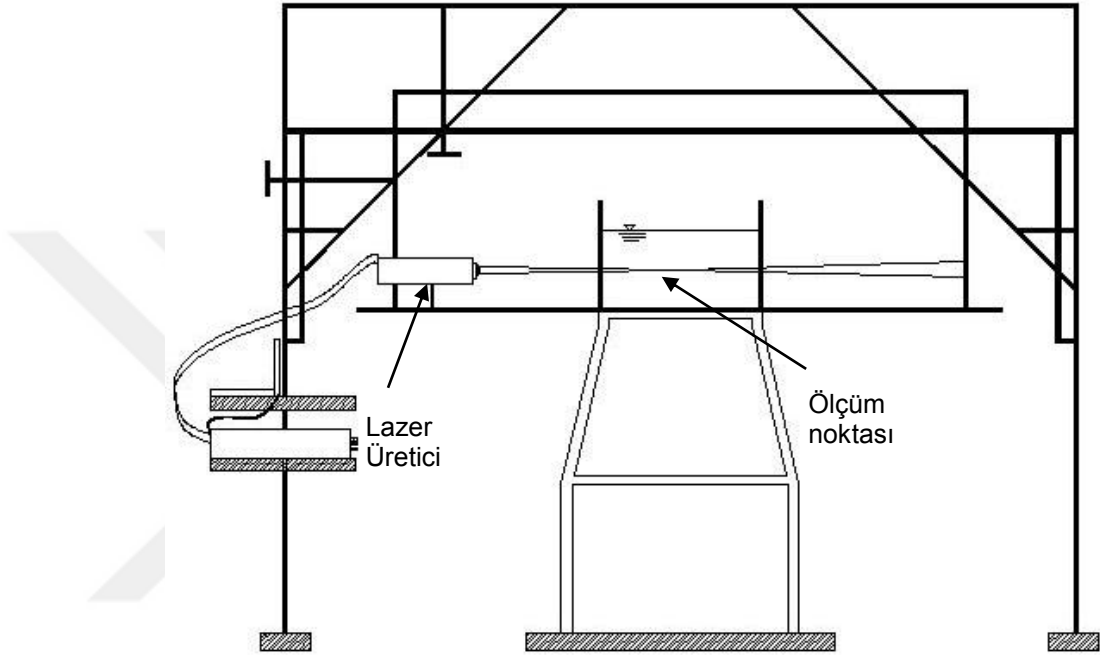
Şekil 3.2. Deney düzeneğİnİn şematik gösterİMİ ve LDA sistemi

3.2. Lazer Doppler Anemometresi (LDA)

Günümüzde, savak üzerinden geçen akımda olduğu gibi, yapı-akım etkileşiminin söz konusu olduğu mühendislik uygulamalarının model çalışmalarında, akımın kinematik yapısını belirlemek için deneylerde genellikle muline, kızgın-tel (hot-wire), kızgın-film (hot-film), Particle Image Velocimetry (PIV) ve Lazer Doppler Anemometresi (LDA) gibi ölçüm teknikleri kullanılmaktadır. Muline, kızgın tel ve kızgın film, akımın hızını akışkan içerisine bir ölçüm ucu yerleştirilmesi vasıtasıyla ölçmektedir. Bu şekilde yapılan ölçümlerde akım rahatsız edilmekte ve bu rahatsızlık ölçüm hatalarına yol açabilmektedir. Bunun yanında PIV yöntemi, düzlemsel bir bölgedeki anlık hızları, akımı etkilemeden hassas bir şekilde ölçebilmekte ve akım karakteristiklerini belirleyebilmektedir. LDA ise benzer şekilde, yine akımı etkilemeden lazer ışını yardımıyla noktasal ölçüm yapabilmektedir. Deney alanında farklı zamanlarda tek bir noktada yapılan ölçümlerle hız alanının belirlenmesi, özellikle ayrılmış akım bölgeleri ve karmaşık yapıya sahip akımların yapısını tanımlamada yetersiz kalabilmektedir. Ancak LDA, katı sınıra yakın bölgedeki noktasal hızların belirlenmesinde, bir başka ifade ile sınır tabakası bölgesindeki hız profilinin ve türbülans karakteristiklerinin daha hassas bir şekilde elde edilmesi hususunda diğer ölçüm tekniklerine göre üstünlük sağlamaktadır.

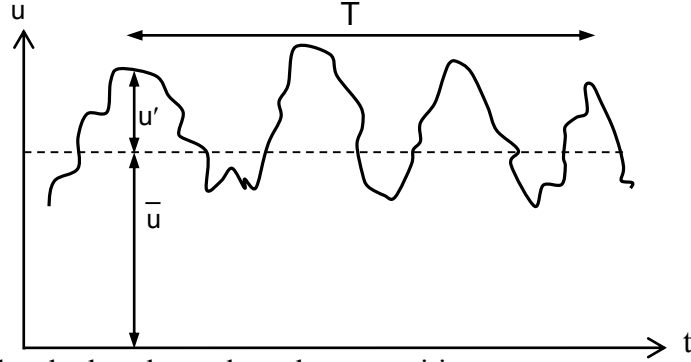
LDA, belirli bir ortama gönderilen lazer ışığındaki saçılma yardımıyla tek bir noktadaki hızı ölçebilmektedir. İstenilen noktadaki hız bileşenlerini kısa sürede birbirini takip eden yüzlerce ölçüm sonucunda belirler. Işın üreticisinden çıkan ve mercek vasıtasıyla kırılan ışınlar hızın ölçüleceği noktaya odaklanır. Bu lazer ışını ortama gönderildiği zaman ışın ortam içerisindeki moleküller tarafından saptırılır ve saçılır. LDA, lazer ışınının doppler frekansındaki değişimini tespit ederek hız ölçümünü gerçekleştirir. LDA sisteminde foto detektör tarafından toplanan ölçümsel bilgiler, akım işlemcisi tarafından anlık olarak BSA Flow Software yazılımına gönderilmektedir. Lazer Doppler Anemometresi'nin çalışma prensibine ait daha geniş bilgi Durst ve ark. (1981), Goldstein (1983) ve Ardıçlıoğlu ve Kırkgöz (1994) tarafından verilmiştir.

LDA hız ölçüm cihazı, Şekil 3.3.'de görüldüğü gibi, üç doğrultuda hareket kabiliyetine sahip bir çerçeve sistemine yerleştirilmiştir. Bu sistemin üzerinde yer alan hareket kolları vasıtasıyla, akım alanındaki istenilen bir noktada anlık hızların hassas bir şekilde ölçülmesi mümkün olmaktadır.



Şekil 3.3. Deneylede kullanılan LDA çerçeve sistemi

Bu çalışmada, trapez-geniş başlıklı savak akımında anlık akım hızları, kanal simetri eksenini boyunca Dantec® LDA 62N04 bir boyutlu akım ölçer kullanılarak elde edilmiştir. Lazer dalga uzunluğu 660 nm, lazer demetleri arasındaki mesafe 60 mm ve ölçülebilen hız sapıncıları 0.7 $\mu\text{m/s}$ ' den 4.6 mm/s' ye kadar değişebilmektedir. LDA sisteminde, foto detektör ile birlikte BSA F30 (62N60) tipi akım işlemcisi kullanılmıştır. Ayrıca anlık ölçülen hızların prosesi, analizi ve grafiksel olarak işlenmesi Dantec LDA sistemi içinde yer alan BSA-Flow yazılımı ile gerçekleştirilmiştir.



Şekil 3.4. Türbülanslı akımda ortalama hızın tespiti

LDA ile laboratuvar ortamında yapılan ölçümlerde noktasal hız değerleri belli bir T anı boyunca o noktada ölçülen tüm anlık hız değerlerinin ortalamasının alınması ile elde edilmektedir. Ölçülen anlık hız değerlerinin sayısı o bölgedeki partikül sayıları ile orantılıdır, dolayısıyla katı sınırdan serbest yüzeye gidildikçe partikül sayılarının artış göstermesi beklenmektedir. T integrasyon zamanı olup bu çalışmada 40 s olarak seçilmiştir (Şekil 3.4). Zaman ortalamalı hız büyüklükleri, anlık hız ölçümlerinin prosesi sonrasında elde edilmektedir. Ayrıca anlık hız değerleri ölçülebildiğinden u' , yani hız sapıncıları ve buna bağlı türbülans şiddeti değerleri de elde edilebilmektedir. Anlık akım hızı u , ortalama akım hızı $\bar{u}$ ve hız sapıncı u' arasındaki ilişki aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$u = \bar{u} + u' \quad (3.1.)$$

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u \quad (3.2.)$$

Ölçülen bileşen doğrultusundaki türbülans şiddetinin (I) ölçüsü olarak hız sapıncının kareler ortalamasının karekökü (rms) :

$$u'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u - \bar{u})^2} \quad (3.3.)$$

$$I = \frac{u'_{rms}}{\bar{u}} \quad (3.4.)$$

şeklinde elde edilir. Burada N ölçülen hız numunesi sayısıdır.



4. TEMEL DENKLEMLER VE TÜRBÜLANS MODELLERİ

4.1. Temel Denklemler

4.1.1. Sıkışmayan Türbülanslı Akışta Süreklilik Denklemi

Sıkışmayan, türbülanslı 3 boyutlu akımda $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$, $\mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}'$ ve $\mathbf{w} = \bar{\mathbf{w}} + \mathbf{w}'$ anlık hız bileşenlerini $\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$ süreklilik denkleminde yerine yazalım:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u} + u') + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{v} + v') + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{w} + w') = 0 \quad \text{veya} \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1.)$$

Bir Δt zaman aralığı için (4.1) denkleminin zamansal ortalamasını alalım. Örnek olarak birinci terimin zamansal ortalaması alınır:

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u} + u')} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u} + u') \right] dt = \frac{\partial}{\partial x} \underbrace{\left[\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} (\bar{u} + u') dt \right]}_u = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad (4.2.)$$

elde edilir. Benzer şekilde, diğer terimlerin de zamansal ortalamaları alınır (4.1) süreklilik denkleminin zamansal ortalaması aşağıdaki gibi olur:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad \text{veya} \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.3.)$$

(4.1) denkleminin (4.3) denklemi çıkarılırsa:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad \text{veya} \quad \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.4.)$$

elde edilir ki (4.3) ve (4.4) denklemlerinden, ortalama hız bileşenleri ve türbülans hız sapınçlarının aynı süreklilik denklemini sağladığı görülmektedir.

4.1.2. Sıkışmayan Akımlar İçin Hareket Denklemi

Kartezyen koordinatlarda bir akım alanı içinde dx , dy , dz boyutlu bir elemanter kontrol hacmi içindeki sistem için Newton'un 2° kanunu;

$$\sum \vec{F}_s = \frac{d\vec{M}_s}{dt} = \frac{d}{dt} \int_s \vec{V} dm = \int_s \frac{d\vec{V}}{dt} dm \quad (4.5.)$$

veya elemanter bir dm sistem kütlesi için bu ifadeyi aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$\sum \vec{F}_s = dm \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{a} dm \quad (4.6.)$$

Eşitliğin sağ tarafında yer alan akışkan ivmesi:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt} = u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \quad (4.7.)$$

$$\sum \vec{F}_s = dm \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{a} dm \quad \text{ifadesinin tamamlanabilmesi için eşitliğin sol tarafının}$$

yani sisteme etkiyen dış kuvvetlerin belirlenmesi gerekir. Bunlar kütlelesel ve yüzeysel kuvvetlerdir. Akıma etkiyen kuvvetler, kütlelesel ve yüzeysel basınç ve kayma kuvvetleri olarak sıralanır, buna göre;

Kütlelesel Kuvvetler: Birim kütleye x , y , z doğrultularında etkiyen kütlelesel kuvvetler X , Y , Z ise bunların bileşkesi

$$\vec{K} = \vec{X}i + \vec{Y}j + \vec{Z}k \quad (4.8.)$$

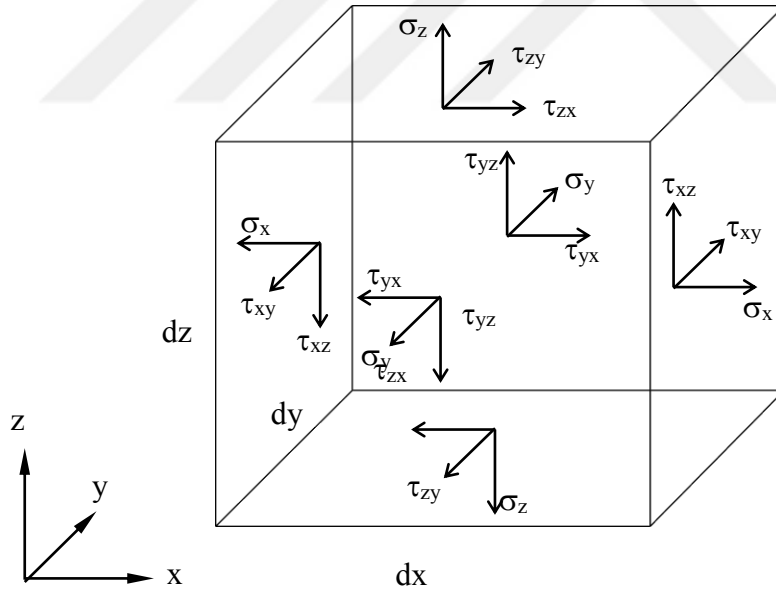
şeklindedir. $dm = \rho dx dy dz$ kütle sine etkiyen kütle sel kuvvet bileşenleri:

$$X\rho dx dy dz \quad (4.9.)$$

$$Y\rho dx dy dz \quad (4.10.)$$

$$Z\rho dx dy dz \quad (4.11.)$$

Yüzeysel Kuvvetler: Kartezyen koordinatlara göre akımın bir noktasındaki gerilme durumu Şekil 4.1'deki skaler bileşenlerle belirlenir.



Şekil 4.1. Diferansiyel bir eleman yüzeyine gelen gerilmeler

$$\begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{bmatrix} \begin{matrix} \rightarrow x \text{ eksenine dik düzlemde} \\ \rightarrow y \text{ eksenine dik düzlemde} \\ \rightarrow z \text{ eksenine dik düzlemde} \end{matrix}$$

$\downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow$
 $x \text{ doğ. } y \text{ doğ. } z \text{ doğ.}$

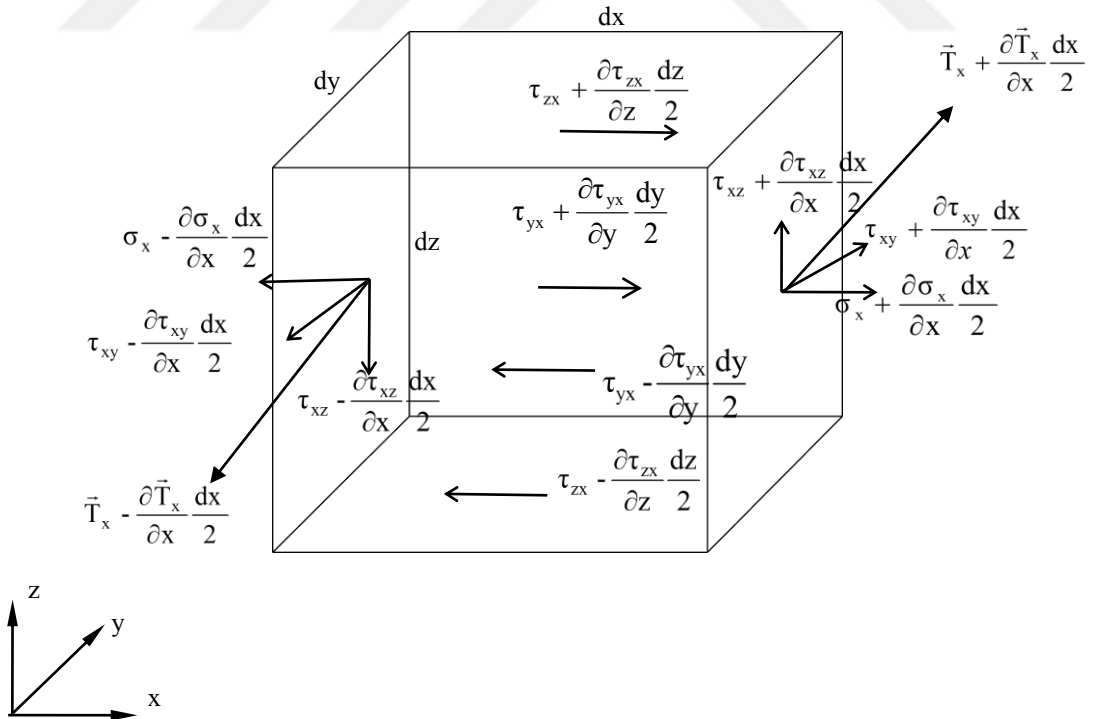
bir noktadaki ortalama normal gerilme:

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3} \quad (4.12.)$$

olduğuna göre akışkanlardaki basınç gerilmesi pozitif olarak alınırsa bir noktadaki ortalama basınç şu şekilde olur:

$$\bar{p} = \frac{p_x + p_y + p_z}{3} \quad (4.13.)$$

Buna göre akışkan elemanın merkezindeki gerilmeler, gerilme tansörü ile belirli ise, x eksenine dik eleman yüzü üzerindeki gerilmeler ile x eksenini doğrultusundaki diğer yüzlerdeki gerilmeler Şekil 4.2’de görülmektedir. Kayma gerilmelerinin pozitif yönü koordinat merkezine uzak yüzde, negatif yönü ise yakın yüzdedir.



Şekil 4.2. x eksenini doğrultusundaki gerilmeler

Basınç Kuvvetleri için (Şekil 4.2) ele alınırsa;

x doğrultusunda;

$$\left[\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \frac{dx}{2} - \left(\sigma_x - \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) \right] dydz = \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx dy dz \quad (4.14.)$$

y doğrultusunda;

$$\left[\sigma_y + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} \frac{dy}{2} - \left(\sigma_y - \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} \frac{dy}{2} \right) \right] dzdx = \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} dy dz dx \quad (4.15.)$$

z doğrultusunda;

$$\left[\sigma_z + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \frac{dz}{2} - \left(\sigma_z - \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \frac{dz}{2} \right) \right] dx dy = \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} dz dx dy \quad (4.16.)$$

olur.

Kayma kuvvetleri ise; x doğrultusunda:

$$\begin{aligned} & \left[\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \frac{dy}{2} - \left(\tau_{yx} - \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} \frac{dy}{2} \right) \right] dx dz \\ & + \left[\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{dz}{2} - \left(\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{dz}{2} \right) \right] dx dy = \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy dx dz + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz dx dy \end{aligned} \quad (4.17.)$$

y doğrultusunda:

$$= \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} dz dy dx + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial z} dx dy dz \quad (4.18.)$$

z doğrultusunda:

$$= \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} dx dz dy + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} dy dz dx \quad (4.19.)$$

Newton'un 2. Kanunu yazılırsa;

$$\sum \vec{F} = dm.a \quad (4.20.)$$

$$dm = \rho dx dy dz \quad (4.21.)$$

$$\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt} \quad (4.22.)$$

Birim hacme gelen bileşke dış kuvvet:

$$\frac{\sum \vec{F}}{dm} = \vec{f} \quad (4.23.)$$

$$\vec{f} = \text{kütlesel kuvvet } (\vec{f}_k) + \text{yüzeysel kuvvet } (\vec{f}_y)$$

$$\vec{f}_k = \rho \vec{K} = \rho (X\vec{i} + Y\vec{j} + Z\vec{k}) \quad (4.24.)$$

x eksenine dik yüzeylere gelen bileşke kuvvet:

$$\left(\bar{T}_x + \frac{\partial \bar{T}_x}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) dy dz - \left(\bar{T}_x - \frac{\partial \bar{T}_x}{\partial x} \frac{dx}{2} \right) dy dz = \frac{\partial \bar{T}_x}{\partial x} dx dy dz \quad (4.25.)$$

$$y \text{ eksenini için } = \frac{\partial \vec{T}_y}{\partial y} dy dz dx \quad (4.26.)$$

$$z \text{ eksenini için } = \frac{\partial \vec{T}_z}{\partial z} dz dx dy \quad (4.27.)$$

Birim hacme gelen bileşke yüzeysel kuvvet:

$$f_y = \frac{\partial \vec{T}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{T}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{T}_z}{\partial z} = [\vec{\nabla} \vec{T}] \quad (4.28.)$$

Burada $\vec{T}$ normal ve kayma kuvvetlerini tanımlamaktadır.

Yüzeyler için $\vec{T}_x, \vec{T}_y, \vec{T}_z$ gerilme vektörleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{T}_x = \vec{i} \sigma_x + \vec{j} \tau_{xy} + \vec{k} \tau_{xz} \quad (4.29.)$$

$$\vec{T}_y = \vec{i} \tau_{yx} + \vec{j} \sigma_y + \vec{k} \tau_{yz} \quad (4.30.)$$

$$\vec{T}_z = \vec{i} \tau_{zx} + \vec{j} \tau_{zy} + \vec{k} \sigma_z \quad (4.31.)$$

burada τ_{xy} : x' e dik düzlemde y doğrultusundaki kayma gerilmesi

Sıkışmayan viskoz akımlar için vektör tansör-notasyonu ile hareketin diferansiyel denklemi:

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{K} + [\vec{\nabla} \vec{T}] \quad (4.32.)$$

Yukarıda elde edilen hareket denklemleri gerilme bileşenlerini içermektedir. Akışkanların hareketi incelenirken bu ifadelerin hız gradyanı cinsinden yazılması daha kullanışlı olmaktadır. Bu ilişki Stokes kanunları ile sağlanmaktadır. Stokes

kanunları elastik ortamlardaki Hooke kanunlarında yapılan bazı değişikliklerle elde edilmektedir. Bu değişikliklerin neticesinde hız gradyanları cinsinden hareketin diferansiyel denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir:

x doğrultusu için;

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} = & \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{V} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.33.)$$

y doğrultusu için;

$$\begin{aligned} \rho \frac{dv}{dt} = & \rho Y - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{V} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.34.)$$

z doğrultusu için;

$$\begin{aligned} \rho \frac{dw}{dt} = & \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{V} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.35.)$$

Yukarıda görülen ifadeler Newtonien olmayan akışkanların hareket denklemleri denmektedir ve bu denklemler 7 bilinmeyen içermektedir. Bunlar: u, v, w, p, ρ, μ, T.

Hareket denklemleri lineer olmadığından bu şekilleriyle çözümü çok zordur. Bu yüzden denklemlerde bazı sadeleştirmeler yapmak gereklidir.

Newtonien akışkanlar için μ=sabit alarak x doğrultusu için denklemi yazarsak;

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + 2\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right) \\ + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (4.36.)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \left(6 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} - 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right. \\ \left. + 3 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 3 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right) \end{aligned} \quad (4.37.)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \left(4 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.38.)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 3 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.39.)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.40)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x} \text{div} \vec{V} + \mu \vec{\nabla}^2 u \quad (4.41.)$$

y ve z yönü için de aynı şekilde yazılırsa;

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial y} \text{div} \vec{V} + \mu \vec{\nabla}^2 v \quad (4.42.)$$

$$\rho \frac{dw}{dt} = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial z} \text{div} \vec{V} + \mu \vec{\nabla}^2 w \quad (4.43.)$$

Vektörel notasyon ile yazılacak olursa;

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{K} - \vec{\nabla} p + \frac{\mu}{3} \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) + \mu \vec{\nabla}^2 \vec{V} \quad (4.44.)$$

Sıkışmayan akımlarda $\rho = \text{sabit}$ ve $\text{div} \vec{V} = 0$ dır. Buna göre hareket denklemleri;

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \vec{\nabla}^2 u \quad (4.45.)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \vec{\nabla}^2 v \quad (4.46.)$$

$$\rho \frac{dw}{dt} = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \vec{\nabla}^2 w \quad (4.47.)$$

Şeklinde elde edilir. Bu denklemlere sıkışmayan akımlar için hareket denklemleri denmektedir. Vektörel notasyon ile yazılacak olursa;

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{K} - \vec{\nabla} p + \mu \vec{\nabla}^2 \vec{V} \quad (4.48.)$$

3 doğrultudaki bileşenleri:

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad \text{veya}$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.49.a.)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \quad \text{veya}$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial t} \right) = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (4.49.b.)$$

$$\rho \frac{dw}{dt} = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \quad \text{veya}$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \right) = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (4.49.c.)$$

Navier-Stokes denklemleri olarak bilinen bu denklemler, bağımsız olarak, Fransa'da Navier (1823), Poisson (1831) ve Saint- Venant (1843) ile İngiltere'de Stokes (1845) tarafından elde edilmiştir.

4.1.3. Sıkışmayan Türbülanslı, Newtonien Akışkan Akımında Hareket Denklemleri (Reynolds Denklemleri)

Burada, Navier-Stokes denklemlerinin zamansal ortalamaları alınarak, sıkışmayan, türbülanslı, Newtonien akışkan akımına uyarlaması yapılacaktır. Örnek olarak Navier-Stokes denkleminin x bileşenini ele alalım:

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) = \rho X_i - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (4.50.)$$

Denklemden $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, $w = \bar{w} + w'$ ve $p = \bar{p} + p'$ yazılırsa:

$$\begin{aligned} & \rho(\bar{u} + u') \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \rho(\bar{v} + v') \frac{\partial(\bar{v} + v')}{\partial y} + \rho(\bar{w} + w') \frac{\partial(\bar{w} + w')}{\partial z} + \rho \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial t} \\ & = \rho X - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + p') + \mu \nabla^2 (\bar{u} + u') \end{aligned} \quad (4.51.)$$

Bu denklemin zamansal ortalamasını alalım. Örneğin, birinci terimin zamansal ortalaması

$$\overline{\rho(\bar{u} + u')} \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} = \rho \overline{\frac{\partial u}{\partial x}} + \overline{\rho u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \rho u' \overline{\frac{\partial u}{\partial x}} + \rho u' \overline{\frac{\partial u'}{\partial x}} \quad (4.52.)$$

şeklinde yazılır. (4.52.) denkleminin ikinci ve üçüncü terimlerinin zamansal ortalamaları $\partial u' / \partial x$ ve u' nün zamansal ortalaması sıfır olduğundan, sıfırdır. Böylece (4.51.) denklemindeki terimlerin zamansal ortalamaları aşağıdaki gibi bulunur:

$$\overline{\rho(\bar{u} + u')} \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} = \rho \overline{\frac{\partial u}{\partial x}} + \overline{\rho u' \frac{\partial u'}{\partial x}} \quad (4.53.a.)$$

$$\overline{\rho(\bar{v} + v')} \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial y} = \rho \overline{\frac{\partial u}{\partial y}} + \overline{\rho v' \frac{\partial u'}{\partial y}} \quad (4.53.b.)$$

$$\overline{\rho(\bar{w} + w')} \frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial z} = \rho \overline{\frac{\partial u}{\partial z}} + \overline{\rho w' \frac{\partial u'}{\partial z}} \quad (4.53.c.)$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + p')} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (4.54.)$$

$$\overline{\mu \nabla^2 (\bar{u} + u')} = \mu \nabla^2 \bar{u} \quad (4.55.)$$

Bu değerler (4.51.) denkleminde yerine yazılırsa, sıkışmayan, türbülanslı, Newtonien akışkan akımında Reynolds hareket denkleminin x bileşeni elde edilir:

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) = \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} - \left(\overline{\rho u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{\rho v' \frac{\partial v u'}{\partial y}} + \overline{\rho w' \frac{\partial u'}{\partial z}} \right) \quad (4.56.)$$

böylece, Reynolds denkleminin üç doğrultu için bileşenleri aşağıdaki gibi yazılır:

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right) = \rho Z - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{u} + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{u'w'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{v'w'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{w'^2}) \quad (4.57.a.)$$

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \right) = \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{v} + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{u'w'}) \quad (4.57.b.)$$

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \right) = \rho Y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{w} + \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{v'^2}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{v'w'}) \quad (4.57.c.)$$

veya Kartezyen tensör notasyonu ile:

$$\rho u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = \rho K_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) \quad (4.58.)$$

şeklinde ifade edilirler. Bu denklemler, türbülanslı akım için Reynolds Ortalamalı Navier Stokes denklemleri olarak anılmaktadırlar. Bu ifadeler Navier Stokes denklemlerine ilave olarak Reynolds (veya çalkantı) gerilmelerini içermektedir. Reynolds gerilmeleri tansörü aşağıdaki gibidir:

$$\tau_{ij} = \underline{\tau}^c = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\rho \overline{u'^2} & -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{u'w'} \\ -\rho \overline{u'v'} & -\rho \overline{v'^2} & -\rho \overline{v'w'} \\ -\rho \overline{u'w'} & -\rho \overline{v'w'} & -\rho \overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (4.59.)$$

Reynolds denklemlerinde üç boyutlu akışta bir basınç, üç hız bileşeni

bulunur. Türbülans kayma gerilmelerinin işleme katılmasıyla birlikte üç boyutlu akışta 6 adet bilinmeyen daha ilave edilmiş olmaktadır. Toplam 10 bilinmeyen terime karşılık 4 denklem bulunduğundan denklem sisteminin çözümü mümkün olamayacaktır. Bir başka ifadeyle sistem kapatılamayacaktır. Reynolds gerilmelerinin neden olduğu bu duruma kapanma problemi (Closure Problem) adı verilmektedir. Türbülans modelleri, Denklem 4.59' daki τ_{ij} 'nin hesaplanması ve böylelikle de denklem sisteminin kapatılması görevini üstlenmektedirler.

4.2. Türbülans Modelleri

Türbülanslı akımda kütlenin ve momentumun korunumunu idare eden temel denklemler (Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes denklemleri) kartezyen tansör notasyanunda aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.60.)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = \rho g_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) \quad (4.61.)$$

Denklem (4.60.) ve (4.61.)'de u_i hız bileşenlerini, p basıncı, μ akışkanın dinamik viskozitesini, ρ akışkanın yoğunluğunu, ρg_i yerçekiminin sebep olduğu kütlelesel kuvveti, t zamanı, τ_{ij} ise türbülans kayma (Reynolds) gerilmelerini ifade etmektedir. Reynolds gerilmeleri Boussinesq yaklaşımına göre aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (4.62.)$$

denklemdaki u'_i ve u'_j ise türbülans hız sapınçlarını, μ_t türbülans viskozitesi, δ_{ij} ise

Kronecker delta olarak adlandırılır. Denklemin sağ tarafında bulunan ikinci terim, sıkışmayan akışlar için normal gerilmenin toplamının her zaman türbülans kinetik enerjisine eşit olabilmesini sağlama amacıyla bulunmaktadır (Eğer $i=j$ ise $\delta_{ij}=1$). Denklem 4.62’de ifade edilen μ_t değerlerinin belirlenmesi için çeşitli türbülans modelleri kullanılmaktadır. Bu çalışmada, literatürde en çok tercih edilen modeller ele alınmıştır.

4.2.1. Standart k-ε Türbülans Modeli (SKE)

k-ε türbülans modelinde, türbülans kinetik enerjisi (k) ve onun kayıp oranı “disipasyonu” (ε) için iki adet transport denklemi, Reynolds denklemlerine ek olarak çözülmektedir. ε ’un gerçek transport denkleminin elde edilmesi Navier-Stokes denklemlerinden mümkündür (Davidson, 2005). Ancak bu denklemler son derece karmaşıktır ve pek çok bilinmeyi içermektedir. Araştırmacılar bu denklemler yerine çok daha sadeleştirilmiş bir hali olan modellenmiş ε denklemini türbülans modellerinde kullanılmak üzere adapte etmişlerdir. Elbette her modelde olduğu gibi bu modelde de pek çok yaklaşım, varsayım ve ihmal söz konusudur. Sonuç olarak, modellenmiş ε transport denklemi, k transport denkleminin çok benzer bir formda ve basitleştirilmiş biçimde kullanılmaktadır.

k-ε modellerinde türbülans viskozitesi,

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.63.)$$

formunu almaktadır. C_μ türbülans modeli sabitidir.

Standart k-ε türbülans modeli, iki denklemlilik türbülans modelleri arasında ekonomikliği ve pek çok akış olayında kabul edilebilir doğrulukta sonuç vermesi açısından yaygın olarak kullanılan yarı ampirik bir modeldir. Türbülans kinetik enerjisi (k) ve kayıp oranı (ε) için yazılan iki adet transport denkleminin çözümü ve türbülans viskozitesinin hesabını içerir. Kaldırma kuvvetleri etkisi ihmal edildiğinde,

bu transport denklemleri k ve ε için sırası ile;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (4.64.)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R \quad (4.65.)$$

şeklinde yazılabilir. Difüzyivite terimleri:

$$\Gamma_\varepsilon = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{ ve } \Gamma_k = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \quad (4.66.)$$

Hız gradyanından kaynaklanan türbülans kinetik enerjisini üretimini ifade eden terim

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (4.67.)$$

olup burada türbülans viskozitesi, türbülans kinetik enerjisi ve onun kayıp oranı cinsinden

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.68.)$$

yazılabilir. Bu modelde $R=0$ olup, deneysel sabitleri $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $C_\mu = 0.09$, k ve ε için türbülans Prandtl sayıları $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$ tür (Launder ve Spalding, 1972). Denklem (4.64) ve denklem (4.65) aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{değişim} \\ \text{miktarı} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{konveksiyonla} \\ \text{taşınımı} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{difzyonla} \\ \text{taşınımı} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{üretim} \\ \text{miktarı} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{l} k \text{ veya } \varepsilon \text{'un} \\ \text{kayıp} \\ \text{miktarı} \end{array} \right\}$$

4.2.2. RNG k-ε Türbülans Modeli (RNG)

RNG k-ε türbülans modeli Yakhot ve Orszag (1986) tarafından düşünülmüş ve geliştirilmiş (Yakhot ve ark., 1992) yine iki denklemlilik bir model olup esas itibariyle Navier-Stokes denklemlerinden renormalization group teorisi kullanılarak elde edilmiştir. Bu modelde k ve ε için transport denklemleri denklem (4.64.) ve denklem (4.65.)’deki gibi yazılabilir. Temel farkı, sabitlerin farklı olması ve ilave terimlerin gelmesidir. RNG k-ε türbülans modelinde (4.64.) ve (4.65.) eşitliklerinde bulunan difüzivite terimleri aşağıdaki gibi olur:

$$\Gamma_{\varepsilon} = \alpha_{\varepsilon} \mu_e, \quad \Gamma_k = \alpha_k \mu_e \quad (4.69.)$$

Burada akışkanın viskozitesi ile türbülans viskozitenin toplamı olan efektif viskozite

$$\mu_e = \mu + \mu_t \quad (4.70.)$$

olup aşağıdaki adi diferansiyel denklemin çözümünden elde edilir.

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon} \mu} \right) = 1.72 \frac{\mu_e / \mu}{\sqrt{(\mu_e / \mu)^3 - 1 + C_v}} d(\mu_e / \mu) \quad (4.71.)$$

Bu denklem, düşük Re sayısı etkilerinin hesaba katılmasını sağlamaktadır. RNG k-ε modelinin standart k-ε modeline göre en büyük farkı, ε denklemine ilave olarak gelen R terimidir. Bu terim,

$$R = \frac{C_{\mu} \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.72.)$$

ifadesiyle hesaplanır. Bu ifade, denklem (4.65.)’de yerine konup denklemin sağındaki 3. terim ile birleştirilmesi halinde transport denklemi,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon_i u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.73.)$$

şekline dönüşür. Denklemdaki $C_{2\varepsilon}^*$ terimi aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (4.74.)$$

Burada η , türbülans kinetik enerjisinin üretimi ve kayıp oranının bir fonksiyonu olur:

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (4.75.)$$

$$\text{burada } S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (4.76.)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (4.77.)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ilave terim, standart k- ε modelinde olmayan, yüksek kayma oranları ve akım çizgisi eğriliklerini göz önüne alması açısından önemlidir. Kayma oranının kuvvetli olduğu (yüksek η) durumlarda kayıp artmakta, bu da türbülans viskozitesini ve k değerini azaltmakta yani akıştan daha az enerji çekilmesine yol açmaktadır. Böylece sirkülasyon olan bölgelerde büyüklüğü deneysel verilere daha yakın çıkmaktadır. Bu modelde kullanılan sabitler $C_{1\varepsilon}=1.42$, $C_{2\varepsilon}=1.68$, $C_v=100$, $\eta_0=4.38$, $\beta=0.012$, $C_\mu=0.0845$ dir.

Denklem (4.78.)’de α_k ve α_ε parametreleri k ve ε için efektif Prandtl sayılarının tersini göstermekte olup, RNG teorisinden analitik olarak türetilen

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_\varepsilon} \quad (4.78.)$$

ifadesinden hesaplanmaktadır. Burada $\alpha_0=1$ dir. Yüksek Reynolds sayılarında $(\mu/\mu_\varepsilon \langle 1) \alpha_k = \alpha_\varepsilon \cong 1.393$ olmaktadır.

4.2.3. Realizable k-ε Türbülans Modeli (RKE)

Standart k-ε türbülans modelinde bulunan C_μ sabitinin değeri ataletli sınır tabaka altı bölgede elde edilmiştir. Gerçekte bu sabit farklı akış bölgelerinde değişim göstermektedir. Üstelik türbülans viskozitesinin hesabında kullanılan modelin yüksek şekil değiştirme miktarlarında “anlamsız” (non-realizable) olduğu uzun zamandır bilinen bir gerçektir. Buna göre, $Sk/\varepsilon > 3,7$ olduğunda, normal gerilme negatif olabilmekte ve hatta Reynolds gerilmelerinde Schwartz eşitsizliği ihlal edilmektedir (Shih ve ark., 1995). RKE modelinde bu problemlerin önüne geçebilmek için standart k-ε ve RNG k-ε modellerinde sabit olan C_μ katsayısı dinamik bir form almaktadır. Buna göre

$$C_\mu = \frac{1}{A_o + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (4.79.)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Denklem (4.79.)’da bulunan terimler,

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (4.80.)$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k, \Omega_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (4.81.)$$

$$A_s = \sqrt{6}\cos\varphi, \varphi = \frac{1}{3}\arccos(\sqrt{6}W) \quad (4.82.)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3} \quad (4.83.)$$

$$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (4.84.)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\tilde{\Omega}_{ij}$, ω_k açısal hızıyla dönmekte olan bir referans sistemine göre ortalama dönme miktarı ve S_{ij} ise şekil değiştirme hızı tansörüdür. RKE modelinde standart k- ϵ modelinden farklı olarak yeni bir kayıp miktarı denklemi de geliştirilmiştir;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\epsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} \quad (4.85.)$$

Burada,

$$C_1 = \max \left(0.43; \frac{S \frac{k}{\epsilon}}{S \frac{k}{\epsilon} + 5} \right) \quad (4.86.)$$

$C_2 = 1.9$ şeklinde verilmektedir. Görüldüğü gibi ϵ 'un oluşumu ve kaybı tamamen farklı bir formda ele alınmış ve oluşumu bir fonksiyona bağlanmıştır. RKE modeli geliştirilmiş biçimi ile yüksek Reynolds sayısına sahip ve tamamen türbülanslı akışlar için uygun olduğu bildirilmiştir (Shih ve ark., 1995).

4.2.4. Modifiye k- ω Türbülans Modeli (MKW)

Wilcox, kendisine ait Standard k- ω modelini (Wilcox, 1988) modifiye ederek aşağıdaki Modified k- ω modelini (Wilcox, 1998) vermiştir. Yeni k- ω modelinde, düşük-Reynolds-sayısı düzeltmelerini de göz önüne almak üzere, türbülans viskozitesine bir sönüm fonksiyonu eklenmiştir. İkinci transport denklemi olarak ε yerine türbülans kinetik enerjisinin özgül kayıp oranı, $\omega = \varepsilon/k$, kullanılmıştır.

Bu model ile türbülans viskozitesi μ_t , k-denklemini ve ω -denklemini aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (4.87.)$$

Burada, α^* düşük Reynolds sayısı düzeltmesi için sönüm fonksiyonudur.

k-denklemini:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega \quad (4.88.)$$

ω -denklemini:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \quad (4.89.)$$

Model sabitleri ve yardımcı eşitlikler (sıkışmayan akım için):

$$\alpha^* = \frac{\alpha_o^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k}, \quad \alpha_o^* = \frac{\beta_o}{3}, \quad \beta_o = 0.072, \quad Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad R_k = 6$$

$$\alpha = \frac{0.52 \alpha_o^* + Re_t/R_\omega}{\alpha^* + 1 + Re_t/R_\omega}, \quad \alpha_o^* = \frac{1}{9}, \quad R_\omega = 2.95, \quad \sigma_k = 2, \quad \sigma_\omega = 2,$$

$$\beta^* = \beta_o^* f_{\beta^*} \quad \beta_o^* = \frac{9}{100} \frac{4/15 + (Re_t/R_\beta)^4}{1 + (Re_t/R_\beta)^4}, \quad R_\beta = 8 \quad f_{\beta^*} = \begin{cases} 1, & \chi_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680\chi_k^2}{1 + 400\chi_k^2}, & \chi_k > 0 \end{cases}$$

$$\beta = \beta_o f_\beta, \quad f_\beta = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega}, \quad \chi_\omega \equiv \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_o^*\omega)^3} \right|, \quad \chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\partial \bar{u}_{i,j} - \partial \bar{u}_{j,i})$$

k- ω modelinin yüksek-Reynolds-sayısı formunda: $\alpha^* = 1$, $\beta_o^* = 9/100$.

MKW modelinin, katı ile sınırlandırılmış ya da serbest türbülanslı akımların analizinde, sınır tabakalarının logaritmik hız bölgesinde, pozitif basınç gradyanının olduğu ayrılma bölgelerinde, SKE modeline göre üstünlük sağladığı ifade edilmiştir.

4.2.5. SST k- ω Türbülans Modeli (SST)

Standart k- ω modeli (Wilcox, 1988) sınır tabaka akışlarında yüksek başarı sağlıyor olsa da, Menter (1992)'in ters basınç gradyanı içeren sınır tabaka akışları için yaptığı popüler türbülans modelleri karşılaştırmasında, standart k- ω modeliyle gerçekçi hız profillerinin yanı sıra, haddinden fazla kayma gerilmesi hesaplandığı belirtilmektedir. Söz konusu çalışmada Menter bunun nedeninin modelin kayma gerilmesinin taşınımının hesabını içermediği belirtilmekte ve türbülans viskozitesinin hesabında yaptığı küçük bir değişiklik ile sonuçların iyileştirilmesini sağlamıştır. Çalışmada türbülans viskozitesinin standart tanımının ters basınç gradyanı içeren akışlarda hatalı sonuçların kaynağı olduğu belirtilmektedir. Bu düşünce uyarınca Menter (1992) türbülans viskozitesinin hesabında pratik bir değişiklik yaparak kayma gerilmesinin 0.3 (Bradshaw sabiti) k'den daha büyük çıkmamasını sağlamıştır. Ayrıca türbülans viskozitesinin hesabına akıllı bir fonksiyon ekleyerek bu değişikliğin yalnızca sınır tabaka bölgesinde kalmasını sağlamıştır. Buna göre türbülans viskozitesinin hesabı,

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (4.90.)$$

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

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (4.91.)$$

$$\arg_2 = \max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega}; \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (4.92.)$$

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

Wilcox (1991), standart $k-\omega$ modelinin özellikle serbest kayma akışlarında ω 'nın giriş sınırındaki değerlerini aşırı derecede bağlı olduğunu ve türbülans viskozitesinin değerlerini iki kattan fazla değiştirebildiğini göstermiştir ve ω taşınım denkleminde bazı eklentilerin yapılması gerekebileceğini belirtmiştir. Böylece Menter (1993), sınır tabaka içerisinde, bu bölgede çok başarılı olan orijinal $k-\omega$ modelini kullanıp serbest kayma akışlarında ise modelin serbest akım değerlerine bağlılığından kurtulmayı amaçlayarak ω taşınım denkleminde önemli değişiklik yapmıştır. Denklem standart $k-\varepsilon$ modelinde kullanılan ε taşınım denkleminde değişken dönüşümü yapılarak kullanılmakta ve böylece standart $k-\omega$ modelinde kullanılan ω taşınım denkleminde “çapraz difüzyon” adı verilen terim eklenmektedir.

Ancak bu terimin sınır tabakada çok başarılı olan orijinal formu etkilememesi için (-ki etkilemektedir) (Wilcox, 1998) akıllı bir fonksiyon ile bu terimin yalnızca serbest akışlarda ve sınır tabakanın üst bölgelerinde kullanılması sağlanmıştır. Buna göre SST $k-\omega$ modeli, türbülans viskozitesinin hesabında daha önce sözü edilen değişiklik dışında, sınır tabaka içerisinde orijinal $k-\omega$ modelini, serbest kayma

akışlarında ise standart k-ε modelini kullanmaktadır. SST modelinde kullanılan türbülans kinetik enerjisi, k ve özgül kayıp oranı ω için transport denklemleri;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_k \rho k \omega \quad (4.93.)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_\omega \rho \omega^2 \\ &+ 2(1-F_1) \sigma_{cd} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4.94.)$$

şeklindedir. ω denkleminde en sonda yer alan çapraz difüzyon terimi F₁ fonksiyonuna bağlanmıştır. Buna göre türbülans viskozitesinin hesabındaki mantığa benzer biçimde sınır tabaka içinde viskoz alt tabaka ve logaritmik tabakada fonksiyon 1 değerini almakta ve dışarıya doğru yavaşça 0'a doğru değişmektedir. F₁ fonksiyonu,

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (4.95.)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right); \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega 2} c dy^2} \right] \quad (4.96.)$$

$$cd = \max \left(\frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20} \right) \quad (4.97.)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Fonksiyon temel olarak, logaritmik tabakadan sonra sürekli 1 değerini alabilmek için türbülans boy ölçeğinin çok küçüldüğü viskoz alt tabakada ikinci terimi devreye sokmaktadır. Ayrıca standart k-ε modelinin, ω'nın serbest akım değerlerinden etkilenecek sınır tabaka dışındaki ω değerinin çok küçük hesaplama eğiliminin önüne geçebilmek için fonksiyondaki üçüncü terim vasıtası ile fonksiyonun mümkün olduğunca daha küçük değerler alarak duvara daha yakın bir

noktada 1 değerine ulaşması hedeflenmiştir. SST modelinin iki ayrı model arasında geçişi için katsayılar da yine F_1 fonksiyonuna bağlanarak ϕ herhangi bir katsayıyı temsil etmek üzere,

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (4.98.)$$

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

$$\begin{aligned} \beta_k &= 0.09, a_1 = 0.31, \kappa = 0.41, \sigma_{cd} = 0.856, \sigma_{k1} = 1.176, \sigma_{\omega1} = 2 \\ \beta_{\omega1} &= 0.075, \gamma_1 = \frac{\beta_{\omega1}}{\beta_k} - \frac{\sigma_{\omega1} \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}}, \sigma_{k2} = 1, \sigma_{\omega2} = 1.168, \beta_{\omega2} = 0.0828, \\ \gamma_2 &= \frac{\beta_{\omega2}}{\beta_k} - \frac{\sigma_{\omega2} \kappa^2}{\sqrt{\beta_k}} \end{aligned}$$

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

4.2.6. RSM Türbülans Modeli (RSM)

“Reynolds Gerilmesi Modeli” (RSM) adını alan bu yöntem Reynolds gerilmelerinin $(\overline{\rho u'_i u'_j})$ doğrudan transport denklemlerinin çözümüyle hesaplanması esasına dayanır (Gibson ve Launder, 1978; Launder, 1989). Reynolds gerilmesi taşınım denkleminin Navier-Stokes ve RANS denklemlerinden basit matematiksel manipülasyonlarla birkaç adımda elde edilmeleri mümkündür. Söz konusu denklem Reynolds gerilmelerinin her bileşeni için tüm taşınım mekanizmasının fizikini içermektedir. Elde edilen denklemin terimleri fiziki anlamlarına uygun biçimde basitleştirilip modellenerek, her Reynolds gerilme bileşeni için ayrı bir denklem elde edilmektedir. RSM özellikle şekil değiştirmenin karmaşık bir yapı sergilediği ve eğriselliğin olduğu akışlarda türbülans viskozitesi modellerine göre daha avantajlıdır (Davidson, 2005). Sonuç olarak, 6 adet Reynolds gerilmesi denklemi ve Reynolds

gerilmesi taşınım denkleminde yer alan kayıp terimi için de 1 adet disipasyon taşınım denklemi ile birlikte üç boyutlu simülasyonlarda 7 adet ekstra denklem çözülmesi gerekmektedir. Tahmin edileceği üzere RSM, hesaplama açısından masraflı bir modeldir.

Kaldırma kuvvetlerinin etkisi ihmal edildiğinde bu transport denklemleri aşağıdaki formda yazılabilir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho \overline{u'_k u'_i u'_j}) = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + \phi_{ij} + \epsilon_{ij} \quad (4.99.)$$

Denklemin sağ tarafındaki terimler sırası ile
Türbülans difüzyon terimi:

$$D_{T,ij} = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)} \right] \quad (4.100.)$$

Moleküler difüzyon terimi:

$$D_{L,ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (4.101.)$$

Türbülans gerilmeleri üretim terimi:

$$P_{ij} = -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u'_k}}{\partial x_k} \right) \quad (4.102.)$$

Basınç uzatma terimi:

$$\phi_{ij} = \overline{p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (4.103.)$$

Dissipasyon terimi:

$$\varepsilon_{ij} = -2\mu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} \quad (4.104.)$$

Bu terimlerden $D_{t,ij}$, ϕ_{ij} , ε_{ij} ve terimleri yeni ve bilinmeyen korelasyonlar içermekte olup hesaplanabilmeleri için modellenmeleri gerekmektedir. Genelleştirilmiş gradyan difüzyon hipotezinin basitleştirilmiş formu kullanılarak türbülans gerilmelerinden kaynaklanan üretim terimi

$$D_{t,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \overline{\frac{\partial u'_j}{\partial x_k} u'_i} \right) \quad (4.105.)$$

Şeklinde modellenebilir (Lien ve Leschziner, 1994). Lineer yaklaşım kullanılırsa basınç-uzama terimi üç bileşenin toplamı şeklinde yazılabilir. Bu bileşenler yavaş ve hızlı basınç-uzama bileşenleri ile cidar etkisini ifade eden $\phi_{ij,w}$ bileşenidir (Gibson ve Launder, 1978; Launder, 1989). Buna göre basınç-uzama terimi

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \\ & - C_2 \left[\left(P_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho p_1 \overline{u'_i u'_j}) \right) - \frac{1}{3} \left(P_{kk} - \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho p_1 \overline{u'_k u'_k}) \right) \right] + \phi_{ij,w} \end{aligned} \quad (4.106.)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $C_1=1.8$, $C_2=0.6$ alınmıştır. Sıkışmayan akım için dissipasyon terimi ise

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \rho \varepsilon \delta_{ij} \quad (4.107.)$$

şeklinde tanımlanır. Bu denklemlerde geçen türbülans kinetik enerjisi $k = \overline{u'_i u'_i} / 2$ ifadesinden bulunabilirken bunun dissipasyonu olan ε fonksiyonu, denklem (4.73.)'de $R=0$, $C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{2\varepsilon}=1.92$, $\sigma_\varepsilon=1.0$ ve türbülans üretimi terimi $G_k=0.05P_{ii}$ alınarak elde edilir.

4.3. Türbülanslı Akımda Hız Dağılımı İçin Logaritmik Duvar Kanunu (*law of the wall*)

Sınır tabakasının türbülanslı iç bölgesinde hız dağılımı için von Karman-Prandtl tarafından verilen ve duvar kanunu (*law of the wall*) olarak bilinen logaritmik hız dağılımı ifadesi kullanılmaktadır. Bu ifade aşağıdaki gibi elde edilebilir. Viskoz alt tabaka ile türbülanslı iç bölge ara kesitinde, yani $y = \delta_v$ için akım hızı (4.108) ve (4.109) denklemlerinden aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = \frac{\rho \sqrt{\tau_0 / \rho}}{\mu} y = \frac{v_* y}{\nu} \quad (4.108.)$$

$$\frac{\bar{u}_{\text{mak}} - \bar{u}}{v_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{h} \quad (4.109.)$$

$$\frac{\bar{u}_{vt}}{v_*} = \frac{v_* \delta_v}{\nu} \text{ ve } \frac{\bar{u}_{vt}}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_v}{\delta} + \frac{\bar{u}_{\text{mak}}}{v_*} \quad (4.110.)$$

bu iki değer eşitlenirse,

$$\frac{v_* \delta_v}{\nu} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_v}{\delta} + \frac{\bar{u}_{\text{mak}}}{v_*} \text{ buradan } \frac{\bar{u}_{\text{mak}}}{v_*} = \frac{v_* \delta_v}{\nu} - \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_v}{\delta} \quad (4.111.)$$

Değeri (4.110) denkleminde yerine yazılırsa:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta} - \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_v}{\delta} + \frac{v_* \delta_v}{\nu} \text{ veya, } \frac{\bar{u}}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta_v} + \frac{v_* \delta_v}{\nu} \quad (4.112.)$$

Burada , $\frac{1}{\kappa} = A$ sayılarak sağ taraftaki ikinci terim logaritma terimi ile birleştirilirse:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = A \ln \frac{y}{\delta_v} + \frac{v_* \delta_v}{\nu} + B \text{ veya, } \frac{\bar{u}}{v_*} = A \ln \frac{v_* y}{\nu} + B \quad (4.113.)$$

şeklinde logaritmik kanunu olarak bilinen hız dağılım ifadesi elde edilir. Denklemdaki B yüzey pürüzlülüğüne bağlı bir sabittir.

Nikuradse (1933)'nin cilalı boru deneylerinde $A = 2.5$, von-Karman sabiti $\kappa = 0.4$, $B = 5.5$ değerleri elde edilmiştir, buna göre logaritmik hız dağılımı:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = 2.5 \ln \frac{v_* y}{\nu} + 5.5 \quad (4.114.)$$

Şeklindedir. Daha sonra çeşitli araştırmacılar tarafından yapılan deneylerde, bu sabitler için $A = 2.43 - 2.5$ ve $B = 4.7 - 7$ aralıklarında değişen değerler bulunmuştur.

Kırkgöz (1989) tarafından pürüzsüz tabanlı açık kanal akımlarında yapılan laboratuvar deneylerinde $\kappa = 0.41$ bulunmuş ve (Reynolds sayısına bağlı olarak) $50 - 80 \leq v_* y / \nu \leq 200 - 600$ ve $0.14 - 0.05 \leq y / \delta \leq 0.6 - 0.5$ koşulları için logaritmik hız dağılımı aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = 2.44 \ln \frac{v_* y}{\nu} + 5.5 \quad (4.115.)$$



5. SAYISAL ÇÖZÜM

5.1. Sonlu Hacimler Yöntemi

Türbülanslı bir akım, karmaşık bir yapıya sahip olduğundan dolayı Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemlerinin veya genel skaler transport denkleminin sayısal olarak mevcut sınır koşulları ile analitik olarak çözülmesi mümkün değildir. Bu nedenle bu denklemlerin çözülmesi için cebrik denklemlere dönüştürülebilmesi gerekmektedir. Bir denklemin ayrıklaştırılması, sonlu farklar, sonlu elemanlar veya sonlu hacim yöntemleri ile hesaplama bölgesinin ayrık nokta, eleman ya da hacimler ile ifade edilmesi ile gerçekleştirilebilir. (Hoffmann ve Chiang, 2000; Ferziger ve Peric, 2002). Bu yöntemlerin üçü de akışkanlar mekaniği için uygulanabilir yöntemlerdir. Ancak yapılan araştırmalar, sonlu hacimler yöntemi ile daha kolay ve hassas çözümlerin elde edilebileceğini göstermiştir. Sonlu hacimler yönteminin yaygınlaşmasındaki en önemli etkenlerden bir tanesi ise, bu yöntemin kompleks ve eğrisel geometrilerde uygulanabilir olmasıdır.

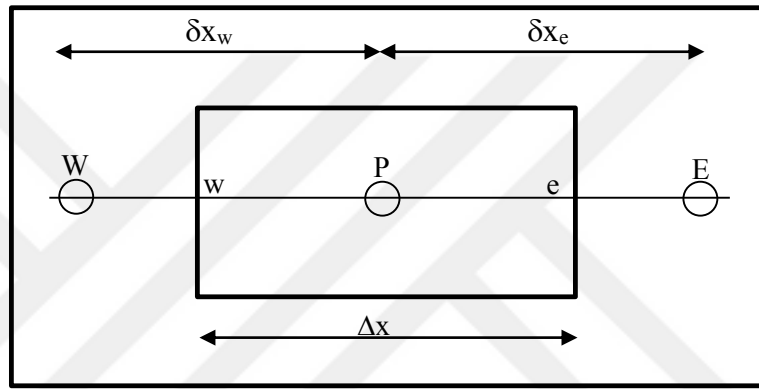
Bu çalışmada, son yıllarda yaygın olarak kullanılan ve pek çok yazılımda uygulanmış olan sonlu hacim ayrıklaştırması kullanılacaktır. Sonlu hacimler yönteminde denklemler çözülmeden önce akış hacminin ve sınır koşullarının belirlenmiş olması gerekmektedir. Akış hacminin net olarak bilinmesi önemli olup, denklemlerin hangi hacim için çözüleceği net olarak bilinmelidir. Sonlu hacimler yönteminde akış hacmi küçük sonlu hacimlere bölünmekte (discretization) ve ilgili denklemler her bir sonlu hacim için ayrı ayrı çözülmemektedir.

Sonlu hacim ayrıklaştırması, bu denklemlerin sonlu bir hacim boyunca entegre edilmesi esasına dayanmaktadır. Akışın ϕ gibi bir taşınım özeliğinin (örneğin sıcaklık) konveksiyon ve difüzyon taşınım denklemi kartezyen tansör notasyonunda,

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_j \phi)}{x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S \quad (5.1.)$$

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

$$\rho \frac{d(U\phi)}{dt} = \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \quad (5.2.)$$



Şekil 5.1. Hesaplamalı kontrol hacmi

Bu denklem, Şekil 5.1.'de görülen kontrol hacmi boyunca integre edilirse, giriş ve çıkış yüzeylerinin birim değerde olduğu kabul edilelerek ($A_e=A_w=1$);

$$\int_w^e \rho \frac{d}{dx} (U\phi) dx = \int_w^e \left[\frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \right] dx \quad (5.3.)$$

yazılabilir. Söz konusu denklemin sol tarafının integralden çıkarılması ile,

$$\int_w^e \rho \frac{d}{dx} (U\phi) dx = (\rho U \phi_e - \rho U \phi_w) \quad (5.4.)$$

ve sağ tarafının integralden çıkarılıp kaynak terimi bağımlı değişkenin fonksiyonu olarak lineerleştirilirse,

$$\int_w^e \left[\frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \right] dx = \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_w + S_U + S_P \phi_P \quad (5.5.)$$

elde edilir. Burada S_U daha sonra cebrik denklemin sağında kalacak olan kaynak terimden gelen sabit sayıyı ve bağımlı değişkenin S_P sabit sayıdan gelen katsayısını göstermektedir. Difüzyon terimleri genel olarak merkezi farklar ile interpolate edilmektedirler (Versteeg ve Malalasekera, 1995). Merkezi farklar kullanılacak olursa denklem (5.2.)'nin ilk bileşeni,

$$\left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e = \Gamma \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\delta x_e} \right) \quad (5.6.)$$

şeklini alır. Konvektif terimler için, birinci derece ileriye doğru (upwind), merkezi farklar, QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics) (Versteeg ve Malalasekera, 1995), MUSCLE (Monoton Ustream-Centered Schemes for Conservation Laws) (Blazek, 2001) ve değişik şemaları karıştırarak kullanan melez yapıda olanlar gibi pek çok farklı özelliklerde ayrıklaştırma şeması mevcuttur (Hoffman ve Chiang, 2002; Ferziger ve Peric, 1999). Örnek olarak, hesaplamalı analizlerde sıkça kullanılmakta olan “ikinci derece ileriye doğru” interpolasyon şeması ele alınacak olursa (Davidson, 2005), $\delta x_e = \delta x_w = \delta x$ kabulü yapılarak,

$$\phi_e = \frac{3}{2} \phi_P - \frac{1}{2} \phi_W + O((\Delta x)^2) \quad (5.7.)$$

$$\phi_w = \frac{3}{2} \phi_W - \frac{1}{2} \phi_{WW} + O((\Delta x)^2) \quad (5.8.)$$

şeklinde yüzeylerdeki ϕ değerleri belirlenebilir. Bu noktada, ϕ değerlerinin katsayılarının ağ örgüsü aralıkları δx 'in eşit olmadığı durumda farklı değerler alacaktır. Yüzeylerdeki ϕ değerleri denklem (5.5.) ve denklem (5.6.)'de yerlerine yazılacak olursa,

$$(\rho U)_e \left(\frac{3}{2} \phi_P - \frac{1}{2} \phi_W \right) - (\rho U)_w \left(\frac{3}{2} \phi_W - \frac{1}{2} \phi_{WW} \right) = \frac{\Gamma}{\delta x} (\phi_E - 2\phi_P + \phi_W) + S_U + S_P \phi_P \quad (5.9.)$$

bulunur. Böylece;

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E - a_{WW} \phi_{WW} + S_U = \sum_{km} a_{km} \phi_{km} + S_U \quad (5.10.)$$

şeklinde lineer bir denklem sistemi elde edilmiş olur. Buradaki km indisi P hacmine komşu hacimleri göstermektedir.

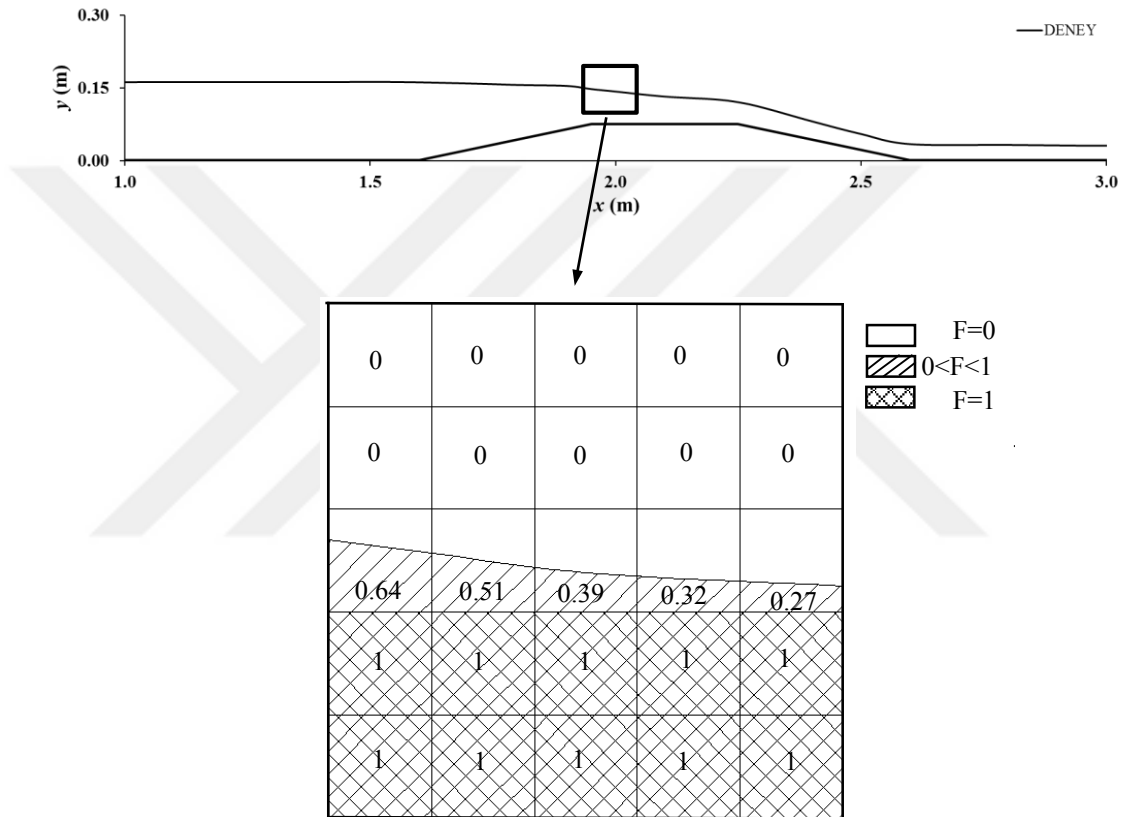
Bir akışın incelenmesinde, katı yüzeylerinde oluşan sınır tabakasına önem verilmelidir. Sınır tabakanın göz ardı edilmesi, hız dağılımının doğru elde edilmemesine dolayısıyla katı yüzeyindeki hız değişimine göre hesaplanan gerilmelerin, sürtünme katsayılarının yanlış bulunmasına neden olmaktadır. Hız değişiminin yüksek olduğu katı yüzeylerine yakın bölgelerde daha yoğun ve sınır tabakanın akışına uygun bölmeler yapılmalıdır (Kaykayoglu, 1994; Blazek, 2001).

5.2. Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF)

Birbiri ile karışmayan iki veya daha fazla akışkan arasındaki fazlar arası ara yüzeyin şekli ve oluşumu incelenmek istendiğinde genellikle sabit bir Eulerian çözüm ağına uygulanabilen VOF modeli kullanılmaktadır (Hirt ve Nichols, 1981). Bu yaklaşımda, tüm akışkanlar için sadece bir denklem seti çözülürken, fazlar arası ara yüzey için ayrı bir denklem çözülür ve tüm sayısal çözüm ağı içerisinde fazların hacimsel oranları ayrı-ayrı izlenir. VOF metodunda tanımladığımız her faz için fazın hacimsel oranı kontrol hacmi içerisinde bir değişken olarak belirir ve her bir kontrol hacmi içerisinde fazların hacimsel oranları toplamı birdir. Hücrenin yüzeyindeki akımlar h , Δx ve Δy sabit boyutlarındaki kare ağ içerisinde tanımlanır.

VOF yöntemi ile hücrelerin boş, tam veya kısmen suyla dolu olduğu durum belirlenir. Bu yöntemde, hesaplama alanı üzerinde bir akışkan hacmi (F) tanımlanır.

Akışkan ara yüzünün geçtiği bir hücre şayet tamamen akışkan ile dolu ise 1 değeri, tamamen boş ise sıfır değeri ve kısmen dolu ise hücrede kapladığı yüzde değerini alır. Şekil 5.2 çalışma alanında belirli bir bölgedeki su-hava arakesitinin doluluk oranına örnek teşkil etmektedir. Şekil üzerindeki sayısal değerler, çalışmada gerçek bir kesitteki F doluluk oranlarının sayısal değerlerini göstermektedir.



Şekil 5.2. Deneysel su yüzündeki kare bir ağına gerçek akışkan hacim dağılımı

Serbest yüzey, bir eğime sahip ise bir hücredeki yüzeyin yerini ve eğimini belirlemek için kendisini çevreleyen hücreleri dikkate alan bir algoritma kullanılmaktadır. VOF yöntemi ile serbest yüzeyin izlenmesi üç kısımdan oluşur. Öncelikle serbest yüzeyin yeri bulunur. Daha sonra bu yüzey, su ve hava arasında keskin bir arakesit olarak belirlenir. Son olarak bu arakesite sınır şartları uygulanır. Arakesit üzerinde sıfır kayma gerilmesi ve sabit basınç sınır koşulları uygulanmaktadır. Akışkan hacmi fonksiyonu F'nin değişimi, aşağıdaki diferansiyel denklem ile verilmektedir. Bu denklem F'nin taşınım denklemidir.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (5.11.)$$

5.3. Ağ Yakınsama İndeksi (Grid Convergence Index-GCI)

Sayısal hesaplamalarda seçilen sonlu eleman ağının etkisini incelemek ve çözümü ağdan bağımsız hale getirmek için ASME (American Society of Mechanical Engineering) tarafından önerilen (Çelik ve ark., 2008) GCI metodu kullanılacaktır. GCI, model çözümlerinin sayısal ayrıklaşmalara (numerical discretizations) duyarlılığını ortaya koymak için ilk olarak Roache (1994) tarafından önerilmiştir. Bu metot temelde, farklı çözümlerin karşılaştırılmasını içeren, genelleştirilmiş Richardson Ekstrapolasyon yaklaşımına dayanır. Çözüm ağı yakınsaması ve belirsizliğinin tahmini için en az üç sonlu eleman ağ yapısı gereklidir (Roache, 1998).

Buna göre:

$$d_3 < d_2 < d_1 \quad (5.12.)$$

$$e_{12} = u_1 - u_2, \quad e_{23} = u_2 - u_3, \quad r_{12} = \frac{d_1}{d_2}, \quad r_{23} = \frac{d_2}{d_3} \quad (5.13.)$$

$$p = \frac{1}{\ln(r_{23})} \ln \left(\frac{(r_{23}^p - 1)e_{12}}{(r_{12}^p - 1)e_{23}} \right) \quad (5.14.)$$

$$E_{23} = \frac{u_3 - u_{s2}}{u_3} \quad (5.15.)$$

$$GCI_{23}^{fine} = \frac{1.25|E_{23}|}{r_{23}^p - 1} \quad (5.16.)$$

belirlenir. (5.13.)’de bulunan, u_2 : d_2 aralığıyla tanımlanan orta hassasiyetli ağ ile elde edilen hız değeri, u_3 : d_3 aralığıyla tanımlanan hassas ağ ile elde edilen hız değeri, p : doğruluk mertebesidir. Roache (1994)’e göre r_{23} , $r_{12} \geq 1.10$ olmalıdır. Üç veya daha fazla ağ yapısı için güvenlik faktörü, 1.25 olarak önerilmektedir (Roache, 1997).

Çözümlerde hassas ağ yapısından elde edilen sonuçların daha iyi olacağı bekleneceğinden, sadece GCI_{fine} hesaplanması yeterli olacaktır.

5.4. Cidar Bölgesinin Modellenmesi

Standart k - ε ve RSM yöntemlerinde, katı sınırdaki kaymama koşulu ile birlikte hareket ve süreklilik denklemlerinin duvara kadar integrasyonu, tatminkar olmayan sonuçlar vermektedir. Bu durumu aşabilmek için, Chen ve Patel (1988) tarafından verilen iki tabakalı bölge modeli yaklaşımı kullanılmaktadır. Tüm çözüm bölgesini kapsayan iki tabaka, *türbülanslı dış bölge* ve viskozitenin etkisindeki *duvar-yakını bölgesidir*. Bu modelde, viskoziteden etkilenen *duvar-yakını bölgesi*, μ_t ve ε özel biçimde formüle edilmek suretiyle, yüksek çözünürlükteki ağ yapısıyla katı sınıra kadar modellenmektedir. *Duvar-yakın bölgesinde*, bir başka ifade ile duvar mesafesi y ’ye kadar türbülans Reynolds sayısı $Re_y (= \rho y \sqrt{k} / \mu) \leq Re_y^* (= 200)$ için türbülans viskozitesi aşağıdaki gibi ifade edilmiştir:

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu \ell_\mu \sqrt{k} \quad (5.17.)$$

(5.17.) denklemindeki uzunluk ölçeği aşağıdaki gibidir:

$$\ell_\mu = y C_\ell^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu}) \quad (5.18.)$$

Burada $A_\mu = 70$ ve $C_\ell^* = \kappa C_\mu^{-3/4}$.

İki-tabakalı modeldeki türbülans viskozitesinin formülasyonunda, yüksek türbülanslı (yüksek Re sayısı) dış bölgedeki μ_t tanımından, viskoziteden etkilenen duvar-yakını bölgesinde (düşük Re sayısı) geçerli $\mu_{t,enh}$ tanımına yumuşak bir geçişin sağlanması için Jongen, (1992) tarafından aşağıdaki bağıntı önerilmiştir:

$$\mu_{t,enh} = \lambda_\varepsilon \mu_t + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t,2layer} \quad (5.19.)$$

Burada λ_ε geçiş fonksiyonu olup türbülanslı bölge için 1, viskoz alt tabaka için 0 değerine eşit olmaktadır. Ara bölgede ise aşağıdaki gibi hesap edilmektedir:

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (5.20.)$$

Burada $A = |\Delta Re_y| / \arctan(0.98)$ ifadesi ile verilmiştir. ΔRe_y , Re_y^* değerinin % 5 ila % 20 si arasında değişen değerler almaktadır. Viskoziteden etkilenen bölgede ε alanı aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{\ell_\varepsilon} \quad (5.21.)$$

(5.21.) denklemindeki ℓ_ε uzunluk ölçeği aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

$$\ell_\varepsilon = y C_\ell^* (1 - e^{-Re_y/A_\varepsilon}) \quad (5.22.)$$

burada $A_\varepsilon = 2C_\ell^*$ şeklindedir.

6. SAVAK AKIMININ HAD İLE MODELLENMESİ

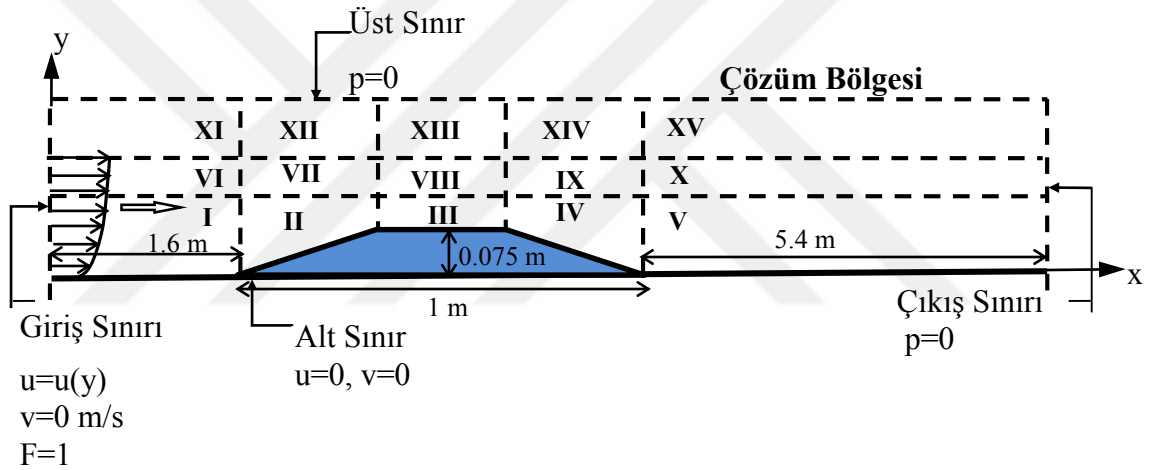
Genel olarak Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD), her türlü akışkanın değişik koşullar altında analizini yapmaya yarayan bir yöntemdir. Bu yöntemde temel olarak üç ana denklem (süreklilik, momentum ve enerji denklemleri) esas alınır ve bu denklemler sayısal olarak çözülerek akış içindeki basınç, hız ve sıcaklık dağılımları ve bu parametrelere bağlı olarak birçok değişkene ulaşılır.

Günümüzde, hesaplamalı akışkanlar dinamiği araştırma-geliştirme ve yeni ürünlerin tasarımında yaygın olarak kullanılmaktadır. Son yıllardaki hesaplamalı akışkanlar dinamiği teorisi ve bilgisayar yazılımlarındaki gelişmeler, yüksek türbülanslı akışların ve dinamik sistemlerin sayısal olarak incelenmesine ve sanal ortamda çözülebilmesine olanak sağlamıştır. Buna bağlı olarak da İnşaat Mühendisliği çalışma alanında yer alan birçok su yapısının tasarımında, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD) yöntemlerine dayalı ticari yazılımların çoğalması önemli kolaylıklar sağlamıştır. Örneğin Flotran, Fluent, Cobalt, Flow 3D, STAR CFD gibi birçok ticari paket programı geliştirilmiştir.

Su-yapı etkileşiminin söz konusu olduğu akımların laboratuvar ortamında fiziksel modeller aracılığıyla test edilmesinin, öngörülen performans ölçütlerinin sağlanıp sağlanmadığı hakkında önemli bilgilerin edinilmesine yardımcı olduğu aşikârdır. Bunun yanında, gelişen teknoloji ile sayısal modelleme teknikleri, akımın kısa sürede ve ekonomik olarak çözülmesini, tasarım işlemlerinin farklı koşullar için hızlı biçimde tekrarlanmasını mümkün hale getirmiştir. Ancak HAD modellemelerinden elde edilen verilerin ne kadar gerçekçi olduğu ve kullanılabilirliği konusunun yanında akım türüne en uygun türbülans modelinin seçimi de güncel tartışma ve araştırma konularından biridir. Bu bakımdan, sayısal bulguların deneylerle doğrulanmasına yönelik çalışmaların çoğaltılmasına ihtiyaç duyulmaktadır. Bu çalışmada, temel denklemlerin sayısal çözümü için ANSYS 12.1 paket programı içerisinde bulunan Fluent modülü kullanılmıştır. Sayısal çözümlerde en yaygın kullanılan türbülans modellerinden iki denklemlilik SKE, RNG, RKE, MKW, SST modelleri ve beş denklemlilik RSM türbülans modeli kullanılmıştır.

6.1. Çözüm Bölgesi ve Sınır Şartları

Şekil 6.1, trapez geniş başlıklı savak üzerinden geçen açık kanal akımının sayısal modeli için kullanılan çözüm bölgesini, sınır şartlarını ve alt bölgeleri göstermektedir. Kullanılan koordinat sisteminin orijini, çözüm bölgesinin sol alt köşesi olarak alınmıştır. Şekil 6.1’de verilen çözüm bölgesinin üst sınırı ve çıkış bölgesi sınır şartı sıfır basınç ($p=0$), kanal tabanında ve savak alt tabanında sıfır hız sınır şartı, yani $u=0$, $v=0$ olarak tanımlanmıştır. İki farklı akım durumunda sayısal modelde giriş sınır şartı olarak yatay hız bileşeni için deneysel hız profilleri kullanılmıştır. Düşey hız bileşeni ise $v=0$ olarak tanımlanmıştır.



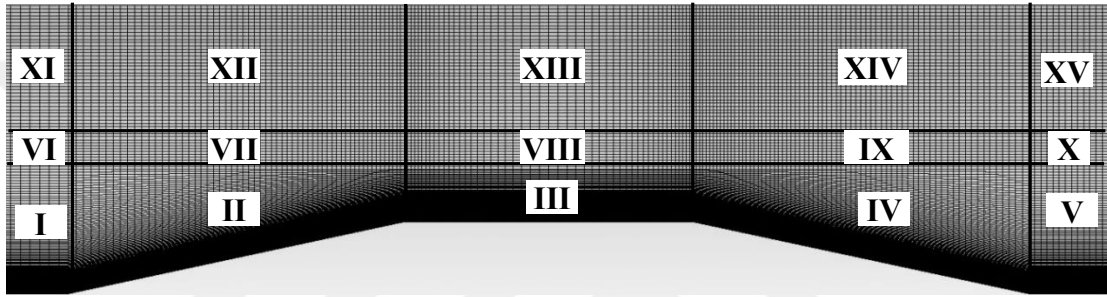
Şekil 6.1. Sayısal hesaplama bölgesi ve sınır şartları

Zamana bağlı çözüm sürecinde, başlangıç şartı olarak, çözüm bölgesinin giriş sınırında doluluk oranı $F=1$, diğer bölgeler ve çözüm bölgesinin çıkış sınırında ise $F=0$ alınmıştır.

6.2. Sonlu Hacimler Hesap Ağı

Su-yapı etkileşiminin söz konusu olduğu akım problemlerinin sayısal hesaplamalarında, hesaplama ağı yapısının sonuçlar üzerinde etkili olduğu bilinmektedir. Bu çalışmadaki probleme uygun hesaplama ağının oluşturulmasında, edinilen deneyimlere bağlı olarak, katı sınırlara doğru ve yüzey profilinde hızlı

değişimin söz konusu olduğu bölgelerde hesap ağı sıklaştırılmıştır. Akımın karakteri göz önüne alınarak, Şekil 6.1’de verilen sayısal çözüm bölgesi, Şekil 6.2’de görüldüğü gibi, 15 alt bölgeye ayrılmış, her bir alt bölgede eleman sayısı yaklaşık olarak %50 ve %100 artırılmak suretiyle, lineer dörtgen elemanlardan oluşan 3 farklı yoğunluğa sahip ağ yapısı elde edilmiştir. Çizelge 6.1’de oluşturulan üç farklı ağ yapısı için bu alt bölgelerde bulunan eleman sayıları ve en sıkı ağ yani Ağ 3 için en küçük ağ elemanın yüksekliği ve maksimum y^+ değerleri verilmiştir.



Şekil 6.2. Sayısal modelin hesaplama ağında kullanılan alt bölgeleri

Çizelge 6.1. Üç farklı yoğunluktaki ağlar için bölgelerdeki eleman sayıları

Bölge	Ağ 1	Ağ 2	Ağ 3	Min h (m)	Max y^+	Bölge	Ağ 1	Ağ 2	Ağ 3
I	50x60	75x90	100x120	0.000208	2.14	IX	35x5	55x8	70x10
II	30x60	45x90	60x120	0.000089	2.70	X	200x5	300x8	400x10
III	25x60	40x90	50x120	0.000088	3.97	XI	50x20	75x30	100x40
IV	35x60	55x90	70x120	0.000089	7.29	XII	30x20	45x30	60x40
V	200x60	300x90	400x120	0.000209	8.98	XIII	25x20	40x30	50x40
VI	50x5	75x8	100x10			XIV	35x20	55x30	70x40
VII	30x5	45x8	60x10			XV	200x20	300x30	400x40
VIII	25x5	40x8	50x10						

6.3. Ağ Yakınsama İndeksi (GCI) Uygulaması ve Cidar Bölgesinin Modellenmesi

Çözüm bölgesinde yapılan sayısal hesaplamaları ağ yapısından tamamen bağımsızlaştırmak için üç farklı boyuttaki ağ yapıları kullanılmıştır. Çizelge 6.1 sayısal hesaplamalarda kullanılan üç farklı ağ yapısının eleman sayılarını

göstermektedir. Burada ağ yapısı sırasıyla gevşek (Ağ 1), orta sıkı (Ağ 2) ve sıkı (Ağ 3) olacak şekilde ayarlanmış ve her bir çözüm bölgesindeki eleman sayıları belirli bir oran çerçevesinde arttırılmıştır. Sayısal çözüm alanındaki ağ yapısının yeterli sıklıkta olup olmadığı, bir başka ifadeyle ağ yapısından bağımsızlaştırılmış sayısal çözümler elde etmek amacıyla ele alınan üçlü ağ sistemi itibariyle yapılan sıkılaştırmanın uygunluğu, 5. bölümde anlatılan Ağ Yakınsama İndeksi (*Grid convergence index – GCI*) yöntemiyle test edilmiştir. Çizelge 6.2, 6.3, 6.4, 6.5 ve 6.6’da kanal boyunca, memba bölgesinde (x=100 cm), savak memba yüzü (x=177.5 cm), savak kreti (x=210 cm), savak mansap yüzü (x=242.5 cm) ve mansap bölgesinde (x=400 cm) olmak üzere beş farklı kesitte yapılan GCI analizlerinden elde edilen sonuçlar verilmiştir.

Çizelge 6.2. x=100 cm için GCI uygulaması

h(mm)	1	2	5	10	20	40	80	140
d ₁ (m)	0.4551	0.4989	0.6276	0.8654	1.3081	2.2691	4.1208	5.9999
d ₂ (m)	0.3637	0.3944	0.4762	0.6069	0.8850	1.3991	2.4636	3.7499
d ₃ (m)	0.2284	0.2502	0.3724	0.4321	0.6658	1.1237	2.0305	2.9999
u ₁ (m/s)	0.0875	0.1889	0.2301	0.2534	0.2737	0.2897	0.3027	0.3143
u ₂ (m/s)	0.0886	0.1901	0.2307	0.2539	0.2739	0.2898	0.3026	0.3147
u ₃ (m/s)	0.0925	0.1887	0.2287	0.2517	0.2717	0.2883	0.3020	0.3158
e ₁₂	0.0030	0.0012	0.00055	0.0005	0.0002	0.00003	0.0001	0.0004
e ₂₃	0.0003	0.0014	0.0020	0.0022	0.0022	0.0015	0.0005	0.0011
r ₁₂	1.2513	1.2651	1.3180	1.4260	1.4782	1.6218	1.6727	1.6000
r ₂₃	1.5921	1.5759	1.2789	1.4046	1.3292	1.2451	1.2133	1.2500
p	10.5408	1.6410	-5.4883	-4.496	-8.600	-18.377	-8.452	-5.276
GCI _{Fine%}	0.0020	0.8286	-1.4839	-1.397	-1.112	-0.6577	-0.264	-0.613

Çizelge 6.3. x=177.5 cm için GCI uygulaması

h(mm)	0.5	2.5	12.5	32.5	52.5	72.5	92.5	112.5
d ₁ (m)	0.3038	0.4001	0.8579	1.7384	2.6276	3.6232	4.3534	6.0000
d ₂ (m)	0.2500	0.3101	0.5763	1.1003	1.6484	2.1580	2.6771	3.7500
d ₃ (m)	0.1585	0.2035	0.4314	0.8936	1.3460	1.8094	2.2205	3.0000
u ₁ (m/s)	0.1754	0.3126	0.3583	0.3829	0.3943	0.4008	0.4040	0.4068
u ₂ (m/s)	0.1824	0.3141	0.3590	0.3833	0.3946	0.4013	0.4050	0.4066
u ₃ (m/s)	0.1856	0.3135	0.3579	0.3822	0.3938	0.4009	0.4054	0.4071
e ₁₂	0.0070	0.0015	0.0006	0.0003	0.0002	0.0004	0.0011	0.0002
e ₂₃	0.0033	0.0006	0.0011	0.0011	0.0007	0.0003	0.0003	0.0005
r ₁₂	1.2153	1.2903	1.4885	1.5799	1.5941	1.6789	1.6262	1.6000
r ₂₃	1.5776	1.5235	1.3360	1.2313	1.2246	1.1927	1.2056	1.2499
p	5.5804	4.4745	-2.3215	-6.8751	-6.8265	-2.3064	0.8914	-5.276
GCI _{Fine%}	0.1870	0.0431	-0.7774	-0.4759	-0.3182	-0.2772	0.5066	-0.234

Çizelge 6.4. x=210 cm için GCI uygulaması

h(mm)	0.5	5	10	15	25	35	45	55
d ₁ (m)	0.1926	0.4013	0.6351	0.8758	1.3237	1.7434	2.1932	2.6352
d ₂ (m)	0.1581	0.2783	0.4170	0.5460	0.8178	1.0999	1.3646	1.6040
d ₃ (m)	0.0988	0.2002	0.3156	0.4243	0.6537	1.0074	1.1034	1.3236
u ₁ (m/s)	0.5124	0.7739	0.8010	0.8076	0.8133	0.8167	0.8210	0.8192
u ₂ (m/s)	0.5232	0.7802	0.8052	0.8109	0.8164	0.8201	0.8237	0.8280
u ₃ (m/s)	0.5343	0.7819	0.8055	0.8110	0.8165	0.8204	0.8240	0.8291
e ₁₂	0.0108	0.0063	0.0041	0.0033	0.0031	0.0033	0.0026	0.0088
e ₂₃	0.0111	0.0017	0.0003	0.00005	0.0001	0.0003	0.0003	0.0011
r ₁₂	1.2179	1.4417	1.5230	1.6041	1.6186	1.5850	1.6073	1.6429
r ₂₃	1.5988	1.3903	1.3212	1.2868	1.2510	1.2517	1.2367	1.2118
p	2.6810	3.5056	6.0043	8.5889	6.1638	4.2572	3.4315	3.1439
GCI _{Fine%}	1.0298	0.1221	0.0105	0.0010	0.0065	0.0319	0.0467	0.1932

Çizelge 6.5. x=242.5 cm için GCI uygulaması

h(mm)	0.5	2.5	4.5	12.5	17.5	22.5	27.5	32.5
d ₁ (m)	0.3126	0.4019	0.4829	0.8377	1.0796	1.3581	1.5586	1.7460
d ₂ (m)	0.2509	0.3161	0.3659	0.5874	0.7287	0.8566	1.0069	1.1044
d ₃ (m)	0.1588	0.2040	0.2503	0.4323	0.5428	0.6512	0.7637	0.8956
u ₁ (m/s)	0.9054	1.1977	1.2688	1.3329	1.3340	1.3330	1.3362	1.3375
u ₂ (m/s)	0.9450	1.2018	1.2724	1.3335	1.3339	1.3328	1.3316	1.3412
u ₃ (m/s)	0.9284	1.2057	1.2743	1.3328	1.3332	1.3322	1.3309	1.3384
e ₁₂	0.0396	0.0041	0.0036	0.0005	0.0001	0.0002	0.0046	0.0036
e ₂₃	0.0167	0.0039	0.0019	0.0007	0.0007	0.0006	0.0007	0.0028
r ₁₂	1.2459	1.2715	1.3198	1.4260	1.4815	1.5854	1.5479	1.5810
r ₂₃	1.5797	1.5495	1.4614	1.3588	1.3425	1.3154	1.3184	1.2332
p	5.2353	1.9672	2.9290	-1.1447	-6.4076	-4.9991	3.6360	-1.609
GCI _{Fine%}	0.2252	0.2966	0.0924	-0.2155	-0.0740	-0.0780	0.0407	-0.913

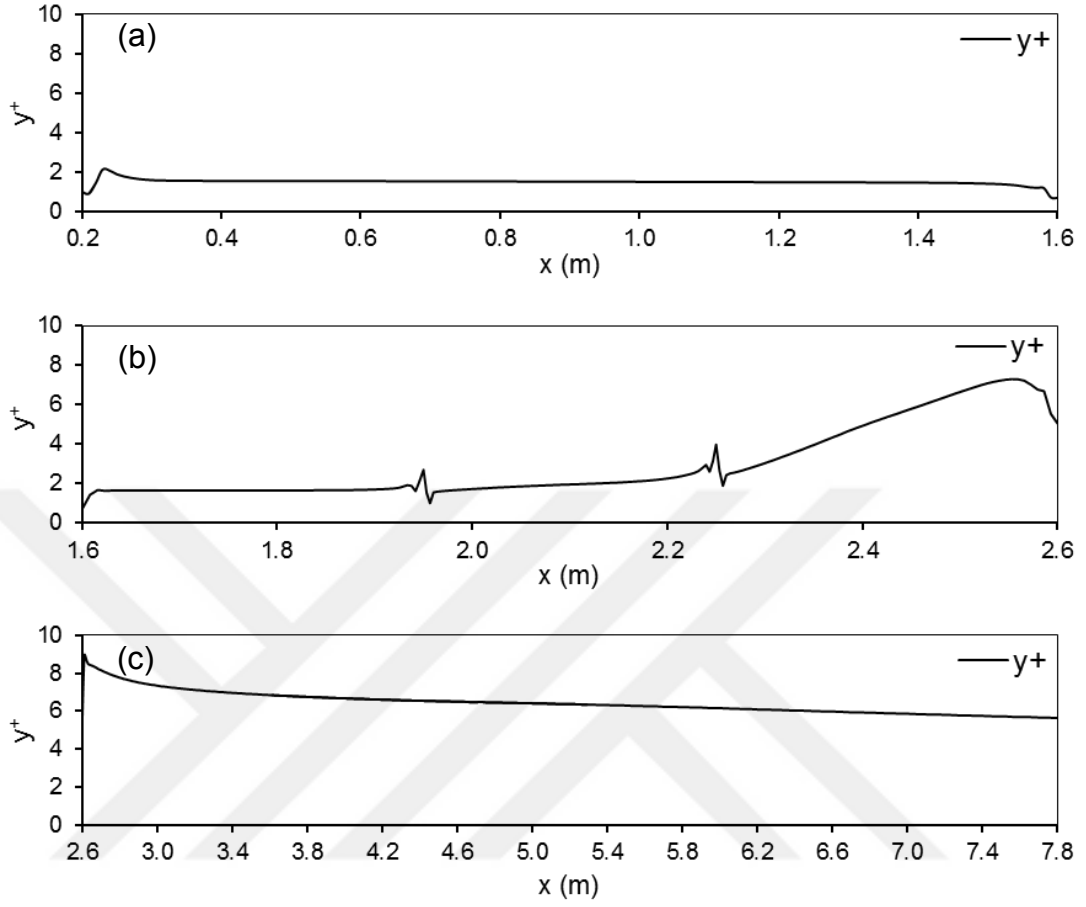
Çizelge 6.6. x=400 cm için GCI uygulaması

h(mm)	2	3	7	10	15	20	25	30
d ₁ (m)	0.4989	0.5468	0.7202	0.8654	1.0887	1.3081	1.5717	1.8037
d ₂ (m)	0.3943	0.4162	0.5304	0.6068	0.7528	0.8849	1.0125	1.1586
d ₃ (m)	0.2502	0.2740	0.3684	0.4320	0.5424	0.6658	0.7807	0.8949
u ₁ (m/s)	1.0996	1.1658	1.3269	1.4032	1.4991	1.5725	1.6276	1.6524
u ₂ (m/s)	1.0963	1.1634	1.3230	1.3991	1.4952	1.5688	1.6251	1.6550
u ₃ (m/s)	1.0925	1.1578	1.3143	1.3898	1.4849	1.5586	1.6161	1.6522
e ₁₂	0.0033	0.0024	0.0040	0.0041	0.0039	0.0038	0.0025	0.0026
e ₂₃	0.0038	0.0056	0.0087	0.0093	0.0103	0.0102	0.0090	0.0028
r ₁₂	1.2651	1.3140	1.3580	1.4260	1.4461	1.4781	1.5522	1.5568
r ₂₃	1.5759	1.5185	1.4396	1.4046	1.3878	1.3292	1.2969	1.2946
p	1.4958	-1.2289	-1.7982	-2.4775	-3.1267	-4.0198	-5.687	-1.766
GCI _{Fine%}	0.4508	-1.5058	-1.7135	-1.4699	-1.3537	-1.1981	-0.906	-0.577

GCI analizleri sonucunda hesaplanan akım hızlarındaki hataların kabul edilebilir yakınsama değeri olan %2'den küçük olduğu görülmüş ve böylece,

hesaplama hassasiyetinin ağ yoğunluğundan bağımsızlaştığı kanaatine varılmıştır. Ağ 3 modeli kullanılarak sayısal analizler gerçekleştirilmiştir. Hesap ağının sıkı olması doğrudan sayısal modellemede kullanılan zaman adımını etkileyen bir faktördür. Ağ yapısının sıkı olması nedeniyle zaman adımı SKE, RNG, RKE, SST, SKW ve RSM türbülans modellerinde $\Delta t=0.001$ olarak seçilmiştir. Zaman adımı ve ağ yapısına bağlı olarak Quad Core 2.6 GHZ işlemcili 4GB RAM özelliklerine sahip bir bilgisayar ile 30 s çözüm elde etmek için geçen süre, yaklaşık 5 gün olmaktadır. Özellikle RSM türbülans modelinde bu süre 10 güne kadar çıkabilmektedir.

Ansys-Fluent programı, cidar bölgesini modellemek için duvar fonksiyonu ve iki tabakalı bölge modeli seçeneklerini sunmaktadır. Bu çalışmada, cidara yakın bölge, yüksek çözünürlükteki ağ yapısının kullanıldığı iki tabakalı bölge yaklaşımı kullanılarak modellenmiştir. Kırkgöz ve Ardıçlıoğlu (1997), $y^+ (=u_*y/v)$ değerinin 10'dan küçük olması halinde hız dağılımının, viskoz alt tabakadaki lineer dağılıma uyduğunu rapor etmişlerdir (u_* : kayma hızı; y : yükseklik; v : suyun kinematik viskozitesi). Bu kriter göz önünde bulundurularak, duvara yakın elemanların, $y^+ \leq 10$ olacak şekilde boyutsuz cidar mesafesi değerlerine sahip olmalarına dikkat edilmiştir. Şekil 6.3 'de RKE türbülans modeline ait sayısal sonuçlardan elde edilen y^+ değerleri verilmiştir. Memba, savak ve mansap bölgeleri için ayrı ayrı verilen şekillere bakıldığında tüm bölgelerde y^+ değerlerinin 10'un altında kaldığı görülmektedir. Memba bölgesinde y^+ değerleri 2'nin altında seyretmektedir (Şekil 6.3.a). Savak bölgesinde y^+ değerlerinin, kret bölgesinin başlangıcında ($x=195$ cm) ve bitiminde ($x=225$ cm) ani yükselişler gösterdiği ve bu noktalardan sonra da artarak devam ettiği görülmektedir. (Şekil 6.3.b). Savak yapısının mansabında ise y^+ değeri giderek azalmaktadır. (Şekil 6.3.c).



Şekil 6.3. RKE türbülans modeli ile elde edilen y^+ değerinin kanal boyunca değişimi: (a) Memba bölgesi, (b) Savak bölgesi, (c) Mansap bölgesi



7. SAYISAL VE DENEYSEL BULGULAR

7.1. Deneysel ve Hesaplanan Hız Profilleri

Bu çalışmada, trapez kesitli geniş başlıklı savak üzerinden geçen akım sayısal ve deneysel olarak modellenmiştir. Akımı idare eden temel denklemler, farklı türbülans modelleri kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Her bir türbülans modelinden elde edilen sayısal bulgular, laboratuvar koşullarında ölçülen deneysel bulgularla karşılaştırılmış ve sayısal modellemede türbülans modellerinin başarısı irdelenmiştir. Bu karşılaştırmada niceliksel bir ölçüt olan *Ortalama Karesel Hata* (OKH) değeri kullanılmış ve elde edilen sonuçların başarısı sayısal verilere dayandırılmıştır.

$$OKH = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\bar{u}_d - \bar{u}_h)^2 \quad (7.1.)$$

Burada, $\bar{u}_d$ ve $\bar{u}_h$ sırasıyla deneysel ve hesaplanan ortalama hız değerleri, N kesit derinliğindeki noktasal ölçüm sayısıdır. Çizelge 7.1 ve Çizelge 7.2’de iki durum için kanal boyunca farklı kesitlerde, denklem 7.1 kullanılarak elde edilen OKH değerleri verilmiştir. Elde edilen en küçük OKH değerleri çizelgelerde koyu renkle yazılmıştır. Bu OKH değerleri kesitteki en başarılı olan türbülans modelini göstermektedir. OKH değerleri üzerindeki rakamlar ise o kesitteki başarı sıralamasını göstermektedir.

Bu çalışmada, çözüm bölgesi, kritik-altı akımın olduğu memba bölgesi, kritik-altından kritik-üstüne geçişin görüldüğü ve akım çizgilerinin geometrisinin eğrisel olduğu savak bölgesi, kritik üstü akımın olduğu mansap bölgesi olmak üzere üçe ayrılmıştır.

Çizelge 7.1’de görüldüğü gibi, Durum 1 için, kritik altı akımın olduğu memba bölgesindeki OKH değerleri incelendiğinde, ele alınan tüm kesitlerde, altı türbülans modeli de başarılı sonuçlar vermektedir. Bununla birlikte, MKW türbülans modelinin diğer türbülans modellerine göre, az da olsa, daha başarılı olduğunu

söylemek mümkündür. Su-yapı etkileşiminin olduğu, eğri yörüngeli akımın etkisinde olan ve kritik altı akımdan kritik üstü akıma geçişin meydana geldiği savak bölgesindeki OKH değerleri incelendiğinde, kullanılan tüm türbülans modellerinin de genelde başarılı olduğu görülmektedir. $x=1.70, 1.80, 1.90, 1.95, 2.00, 2.10, 2.20, 2.25, 2.30$ ve 2.50 m kesitlerinde RSM türbülans modelinin; $x=2.40$ ve 2.60 m kesitlerinde ise MKW türbülans modelinin az da olsa daha iyi sonuç verdiği görülmüştür. Kritik üstü akımın olduğu mansap bölgesindeki OKH değerlerine göre, MKW hariç diğer türbülans modellerinden elde edilen sonuçlarının birbirine yakın olduğu; $x=2.80, 3.25, 3.50, 3.75$ ve 4.00 m kesitlerinde RKE türbülans modelinin, $x=4.50, 5.00, 5.50, 6.00, 6.50, 7.00$ ve 7.50 m kesitlerinde SST türbülans modelinin ve $x=3.00$ m kesitinde RNG türbülans modelinin daha başarılı olduğu belirlenmiştir. MKW türbülans modelinin, kritik üstü akım rejiminin görüldüğü mansap bölgesinde en başarısız türbülans modeli olduğunu söylemek mümkündür.

Çizelge 7.1’de sunulan memba, savak ve mansap bölgelerinin ortalama OKH değerleri ele alındığında ise memba bölgesinde MKW türbülans modelinin, savak bölgesinde RSM türbülans modelinin, mansap bölgesinde ise SST türbülans modelinin diğer modellere göre daha başarılı olduğu belirlenmiştir.

Çizelge 7.2’de görüldüğü gibi, Durum 2 için memba bölgesinde elde edilen OKH değerleri incelendiğinde, Durum 1’dekine benzer şekilde, bu çalışmada kullanılan türbülans modellerinin hepsi başarılı sonuçlar vermiştir. Bununla birlikte, MKW türbülans modelinin diğer modellere göre, az da olsa, daha başarılı olduğunu söylemek mümkün görülmektedir. Savak bölgesinde ise Durum 1’e paralel olarak, $x=1.70, 1.80, 1.90, 1.95, 2.00, 2.10, 2.20, 2.25, 2.30, 2.40$ ve 2.60 m kesitlerinde RSM, $x=2.50$ m kesitinde MKW türbülans modeli, az da olsa, daha iyi sonuç vermektedir. Mansap bölgesinde, yine Durum 1’e benzer olarak, MKW türbülans modelinin en başarısız türbülans modeli olduğu belirlenmiştir. Ancak, Durum 1’den farklı olarak Durum 2’de $x=2.80, 3.00, 3.25, 5.50, 6.00, 6.50$ ve 7.00 m kesitlerinde RKE türbülans modelinin ve $x=3.50, 3.75, 4.00, 4.50$ ve 5.00 m kesitlerinde RSM türbülans modelinin ve $x=7.50$ m kesitinde SST türbülans modelinin başarılı olduğu görülmüştür.

Çizelge 7.2’de verilen ortalama OKH değerleri ele alındığında ise Durum 1’de olduğu gibi, memba bölgesinde MKW türbülans modeli, savak bölgesinde ise RSM türbülans modeli az da olsa daha başarılıdır. Mansap bölgesinde ise, Durum 1’den farklı olarak, RKE türbülans modelinin, çok az farkla da olsa, daha başarılı olduğu gözlenmiştir.

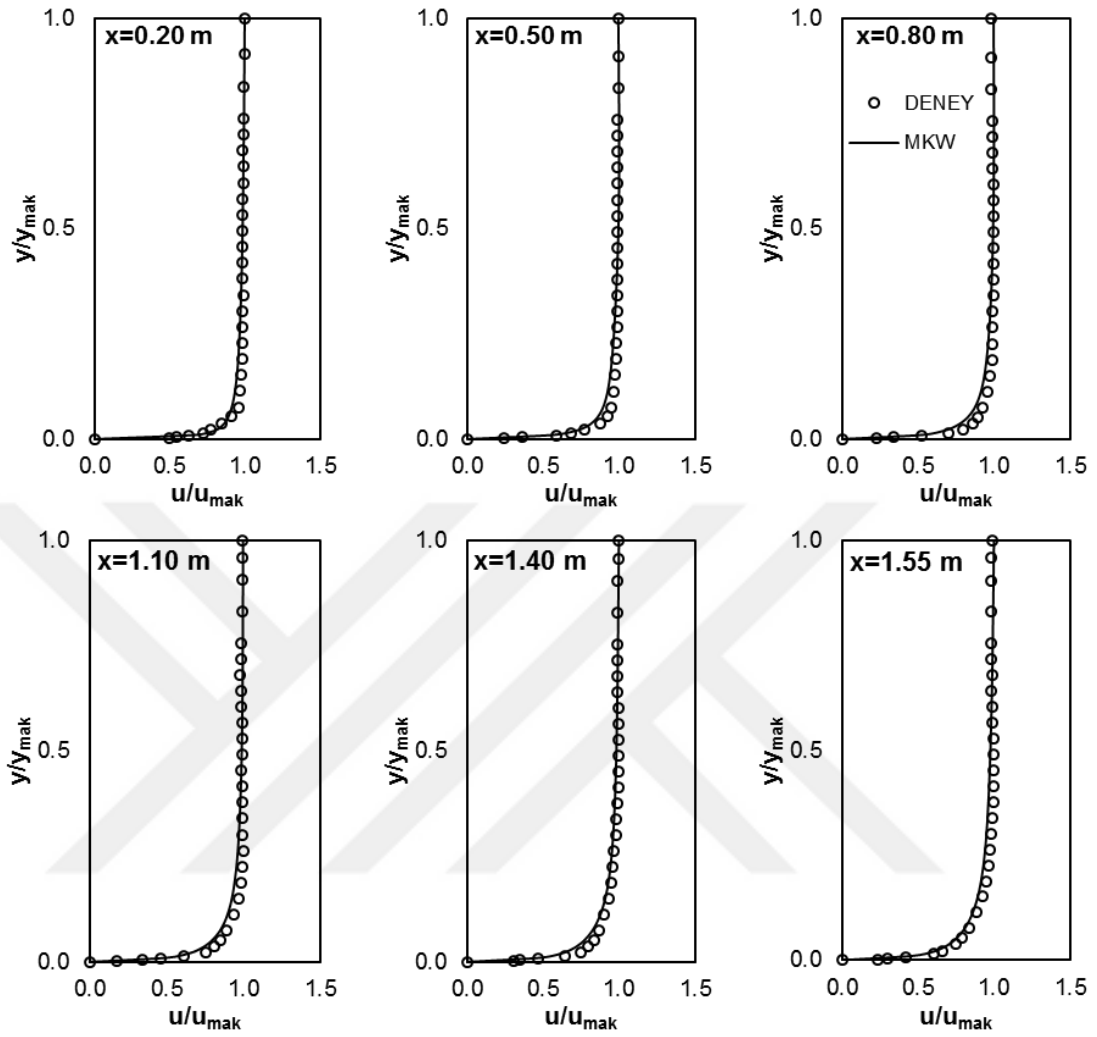
Şekil 7.1 ve Şekil 7.2’de, kanalın farklı kesitlerinde ölçülen yatay hız profilleri ile birlikte, her iki durum için de, OKH değeri bakımından bölge bazında en başarılı olan türbülans modelinden elde edilen hız profilleri boyutsuz bir şekilde verilmiştir. Her bir hız değeri (u), aynı kesitte ölçülen maksimum hıza (u_{max}), yükseklik değeri (y) de, kesitteki maksimum yükseklik değerine (y_{max}) bölünerek boyutsuzlaştırılmıştır. Şekillerden, sayısal bulguların deneysel ölçümlerle gayet uyumlu olduğu görülmektedir. Bununla birlikte, Durum 1 için, savak yapısının memba yüzüne giriş kesitinde ($x=1.70m$) ve mansap yüzeyinden çıkış kesitinde ($x=2.60m$), sınır tabakası bölgesinin ölçümleri ile sayısal bulgular arasında farklılık söz konusudur. Her iki kesitte de sayısal hızlar deneylerin altında kalmıştır. Akım hızının nispeten daha düşük olduğu Durum 1 için bu farklılığın, kanal tabanından yapıya (ya da yapıdan kanala) geçiş noktasında, sınır tabakası gelişiminin, sayısal model tarafından doğru bir şekilde tahmin edilememesinden kaynaklanabileceği muhtemeldir. Şekil 7.1 ve 7.2 incelendiğinde, savak kreti başlangıç noktası olan $x=1.95 m$ ve savak kreti bitiş noktası olan $x=2.25 m$ ’de verilen hız profillerinden, burada eğri yörüngeli bir akımın mevcut olduğu görülmektedir. Eğri yörüngeli akımlarda belirli bir başarıya sahip olduğu bilinen RSM türbülans modelinin bu bölgedeki başarısı, verilen hız profillerinden de açıkça görülebilmektedir.

Çizelge 7.1 Durum 1 için farklı türbülans modellerine ait OKH değerleri (m²/s²)

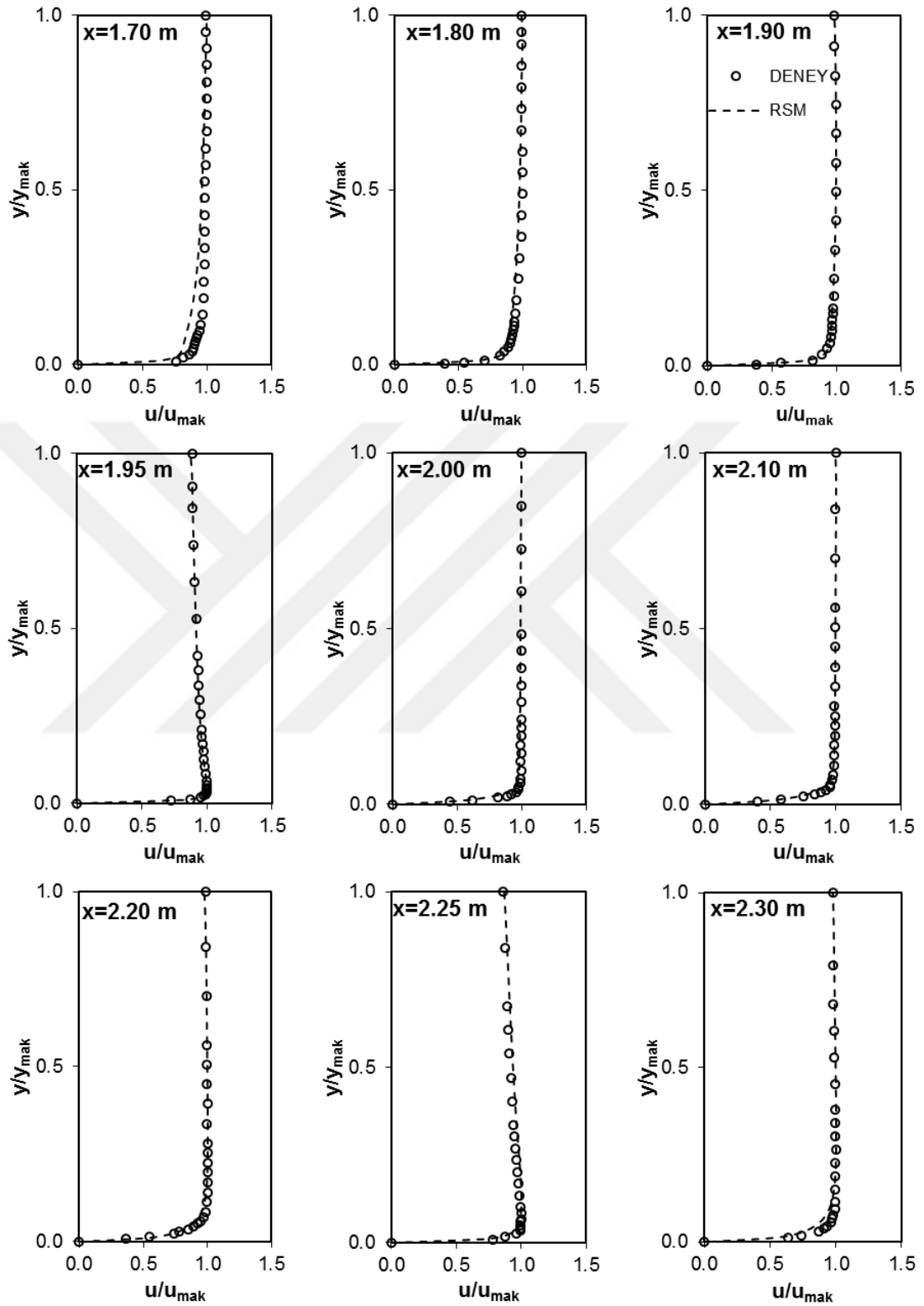
Bölge	Kesit x (m)	SKE	RNG	RKE	MKW	SST	RSM
Mamba	0.30	0.000048 ⁴	0.000060 ⁶	0.000051 ⁵	0.000028¹	0.000047 ³	0.000029 ²
	0.50	0.000036 ⁵	0.000039 ⁶	0.000030 ²	0.000028¹	0.000033 ³	0.000035 ⁴
	0.80	0.000061 ⁵	0.000066 ⁶	0.000051 ²	0.000050¹	0.000060 ⁴	0.000056 ³
	1.10	0.000066 ⁴	0.000073 ⁶	0.000057 ²	0.000056¹	0.000068 ⁵	0.000058 ³
	1.40	0.000066 ⁴	0.000073 ⁶	0.000058 ³	0.000056¹	0.000071 ⁵	0.000057 ²
	1.55	0.000053 ⁴	0.000061 ⁶	0.000044 ²	0.000040¹	0.000055 ⁵	0.000045 ³
	OKH_{ort}	0.000067 ⁴	0.000074 ⁶	0.000062 ³	0.000058¹	0.000068 ⁵	0.000061 ²
Savak	1.70	0.000092 ⁴	0.000106 ⁶	0.000083 ²	0.000089 ³	0.000099 ⁵	0.000065¹
	1.80	0.000055 ⁴	0.000058 ⁵	0.000049 ²	0.000062 ⁶	0.000054 ³	0.000045¹
	1.90	0.000118 ⁵	0.000110 ⁴	0.000103 ³	0.000187 ⁶	0.000102 ²	0.000091¹
	1.95	0.000069 ⁵	0.000046 ⁴	0.000043 ³	0.000224 ⁶	0.000037 ²	0.000031¹
	2.00	0.000150 ⁵	0.000128 ³	0.000130 ⁴	0.000431 ⁶	0.000119 ²	0.000112¹
	2.10	0.000431 ⁵	0.000312 ³	0.000326 ⁴	0.000794 ⁶	0.000278 ²	0.000115¹
	2.20	0.000322 ⁴	0.000326 ⁵	0.000334 ⁶	0.000247 ²	0.000299 ³	0.000101¹
	2.25	0.000363 ²	0.000397 ⁵	0.000386 ⁴	0.000375 ³	0.000502 ⁶	0.000292¹
	2.30	0.000686 ³	0.000722 ⁵	0.000716 ⁴	0.000683 ²	0.000914 ⁶	0.000638¹
	2.40	0.001688 ²	0.001789 ⁴	0.001813 ⁵	0.001358¹	0.002456 ⁶	0.001762 ³
	2.50	0.002654 ³	0.002999 ⁵	0.002932 ⁴	0.002094 ²	0.003524 ⁶	0.001937¹
	2.60	0.009909 ³	0.011069 ⁶	0.010670 ⁵	0.007240¹	0.010074 ⁴	0.009363 ²
	OKH_{ort}	0.001378 ³	0.001505 ⁵	0.001465 ⁴	0.001149 ²	0.001538 ⁶	0.001141¹
Mansap	2.80	0.000895 ³	0.001043 ⁴	0.000791¹	0.001591 ⁶	0.000820 ²	0.001072 ⁵
	3.00	0.000976¹	0.001424 ³	0.001395 ²	0.001843 ⁶	0.001628 ⁴	0.001777 ⁵
	3.25	0.001742 ²	0.001755 ³	0.001670¹	0.003754 ⁶	0.001837 ⁴	0.002795 ⁵
	3.50	0.001251 ⁴	0.000865 ²	0.000796¹	0.002820 ⁶	0.002530 ⁵	0.001069 ³
	3.75	0.001338 ⁴	0.000803 ²	0.000738¹	0.003174 ⁶	0.001004 ³	0.001887 ⁵
	4.00	0.002226 ⁵	0.001718 ³	0.001571¹	0.001964 ⁴	0.002449 ⁶	0.001695 ²
	4.50	0.001210 ⁴	0.000545 ³	0.000486 ²	0.003282 ⁶	0.000263¹	0.002476 ⁵
	5.00	0.002114 ⁴	0.001073 ³	0.000922 ²	0.005109 ⁶	0.000187¹	0.004554 ⁵
	5.50	0.003206 ⁴	0.001751 ³	0.001555 ²	0.006695 ⁶	0.000551¹	0.006498 ⁵
	6.00	0.003942 ⁴	0.002356 ³	0.002004 ²	0.007445 ⁵	0.000745¹	0.007773 ⁶
	6.50	0.003264 ⁴	0.001709 ³	0.001287 ²	0.005907 ⁵	0.000433¹	0.006302 ⁶
	7.00	0.004046 ⁴	0.002159 ³	0.001536 ²	0.006340 ⁵	0.000460¹	0.007120 ⁶
	7.50	0.011520 ⁴	0.008972 ²	0.009763 ³	0.011987 ⁵	0.005467¹	0.013071 ⁶
	OKH_{ort}	0.002902 ⁴	0.002013 ³	0.001886 ²	0.004762 ⁶	0.001413¹	0.004468 ⁵
Tüm Kanal	OKH_{ort}	0.001711 ⁴	0.001399 ³	0.001329 ²	0.002378 ⁶	0.001166¹	0.002256 ⁵

Çizelge 7.2 Durum 2 için farklı türbülans modellerine ait OKH değerleri

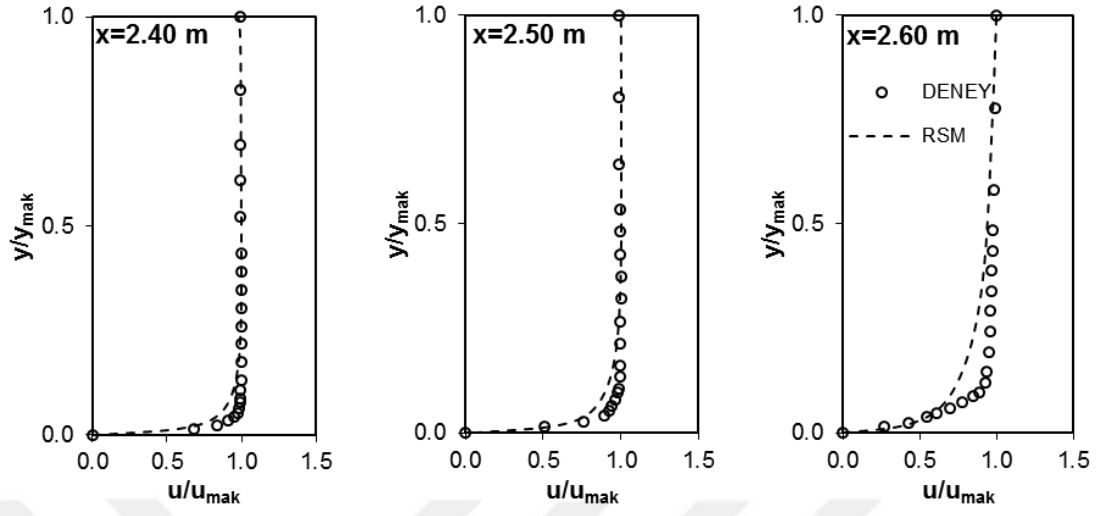
Bölge	Kesit x (m)	SKE	RNG	RKE	MKW	SST	RSM
Memba	0.30	0.000143 ⁴	0.000147 ⁵	0.000134 ³	0.000127¹	0.000133 ²	0.000168 ⁶
	0.50	0.000124 ⁴	0.000125 ⁵	0.000103 ²	0.000086¹	0.000122 ³	0.000149 ⁶
	0.80	0.000136 ⁴	0.000144 ⁵	0.000103 ²	0.000095¹	0.000135 ³	0.000149 ⁶
	1.10	0.000172 ⁵	0.000190 ⁶	0.000129 ²	0.000117¹	0.000170 ³	0.000171 ⁴
	1.40	0.000141 ⁴	0.000169 ⁶	0.000101 ²	0.000087¹	0.000145 ⁵	0.000112 ³
	1.55	0.000075 ⁴	0.000093 ⁶	0.000055 ²	0.000045¹	0.000079 ⁵	0.000062 ³
	OKH_{ort}	0.000135 ⁴	0.000146 ⁶	0.000111 ²	0.000101¹	0.000134 ³	0.000138 ⁵
Savak	1.70	0.000274 ⁴	0.000309 ⁶	0.000250 ³	0.000246 ²	0.000282 ⁵	0.000226¹
	1.80	0.000267 ⁵	0.000293 ⁶	0.000246 ²	0.000266 ⁴	0.000265 ³	0.000201¹
	1.90	0.000133 ⁴	0.000134 ⁵	0.000108 ²	0.000197 ⁶	0.000113 ³	0.000071¹
	1.95	0.000266 ⁵	0.000244 ⁴	0.000210 ³	0.000427 ⁶	0.000206 ²	0.000140¹
	2.00	0.000191 ⁵	0.000154 ⁴	0.000132 ³	0.000374 ⁶	0.000108 ²	0.000047¹
	2.10	0.000260 ⁵	0.000220 ⁴	0.000206 ²	0.000479 ⁶	0.000215 ³	0.000091¹
	2.20	0.000261 ³	0.000352 ⁵	0.000327 ⁴	0.000229 ²	0.000418 ⁶	0.000222¹
	2.25	0.000290 ³	0.000330 ⁴	0.000284 ²	0.000574 ⁶	0.000343 ⁵	0.000279¹
	2.30	0.000502 ³	0.000531 ⁴	0.000485 ²	0.000762 ⁶	0.000586 ⁵	0.000384¹
	2.40	0.000759 ³	0.000934 ⁵	0.000846 ⁴	0.000530 ²	0.000974 ⁶	0.000472¹
	2.50	0.001568 ⁴	0.001858 ⁶	0.001673 ⁵	0.000980¹	0.001536 ³	0.001399 ²
	2.60	0.002762 ²	0.003691 ⁵	0.003357 ⁴	0.002859 ³	0.004940 ⁶	0.002691¹
	OKH_{ort}	0.000628 ²	0.000754 ⁵	0.000677 ⁴	0.000660 ³	0.000832 ⁶	0.000519¹
Mansap	2.80	0.000204 ²	0.000348 ⁵	0.000197¹	0.001561 ⁶	0.000224 ³	0.000265 ⁴
	3.00	0.000538 ²	0.000634 ⁴	0.000462¹	0.002359 ⁶	0.000806 ⁵	0.000616 ³
	3.25	0.000349 ²	0.000577 ⁴	0.000336¹	0.002494 ⁶	0.000974 ⁵	0.000423 ³
	3.50	0.000376 ²	0.000624 ⁴	0.000445 ³	0.002909 ⁶	0.001180 ⁵	0.000298¹
	3.75	0.000806 ²	0.001107 ⁴	0.000908 ³	0.003240 ⁶	0.001867	0.000361¹
	4.00	0.000585 ³	0.000659 ⁴	0.000545 ²	0.003848 ⁶	0.001248 ⁵	0.000289¹
	4.50	0.000287 ²	0.000627 ³	0.000652 ⁴	0.002395 ⁶	0.001610 ⁵	0.000142¹
	5.00	0.000371 ²	0.001024 ⁴	0.000896 ³	0.001628 ⁵	0.002133 ⁶	0.000115¹
	5.50	0.000387 ³	0.000252 ²	0.000238¹	0.004565 ⁶	0.000576 ⁴	0.001626 ⁵
	6.00	0.000225 ³	0.000178 ²	0.000173¹	0.003664 ⁶	0.000728 ⁴	0.001271 ⁵
	6.50	0.000452 ³	0.000181 ²	0.000166¹	0.004498 ⁶	0.000592 ⁴	0.001900 ⁵
	7.00	0.000593 ⁴	0.000155 ²	0.000149¹	0.005147 ⁶	0.000177 ³	0.002513 ⁵
	7.50	0.001487 ⁴	0.000609 ²	0.000893 ³	0.007309 ⁶	0.000429¹	0.004232 ⁵
	OKH_{ort}	0.000512 ²	0.000536 ³	0.000466¹	0.003509 ⁶	0.000965 ⁴	0.001081 ⁵
Tüm Kanal	OKH_{ort}	0.000473 ²	0.000533 ³	0.000468¹	0.001695 ⁶	0.000733 ⁵	0.000664 ⁴



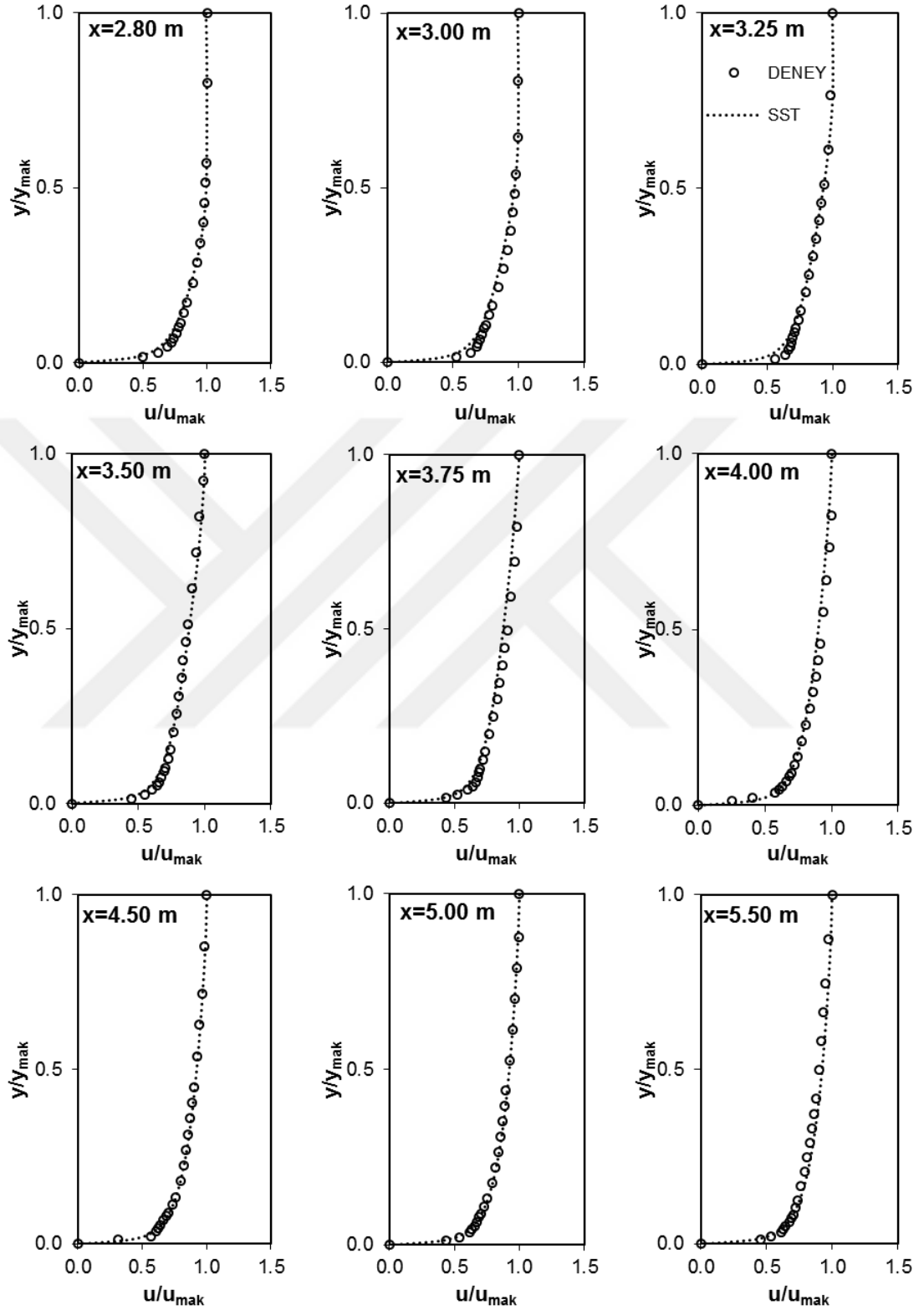
Şekil 7.1. Memba bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 1).



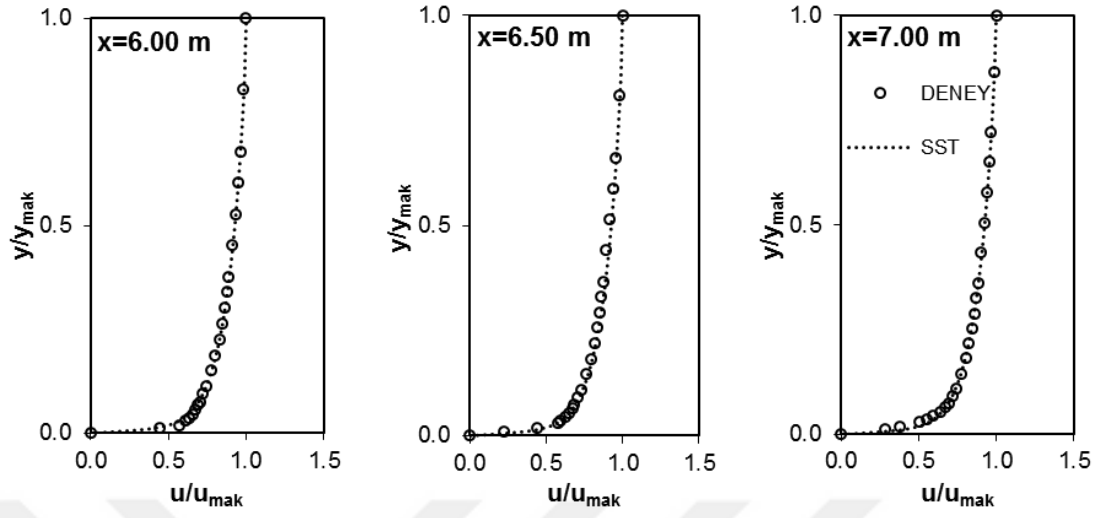
Şekil 7.2. Savak bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 1).



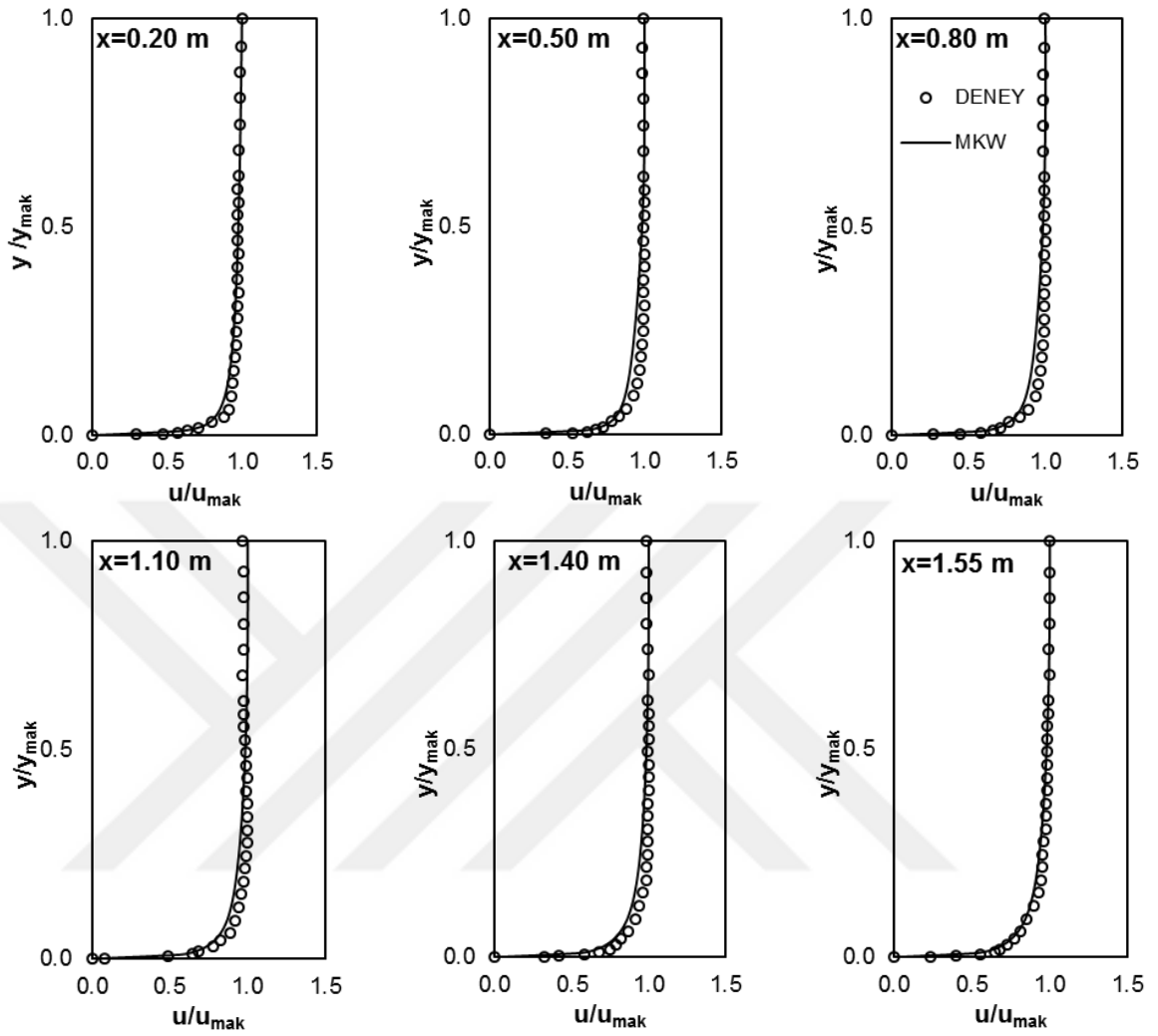
Şekil 7.2. (Devam)



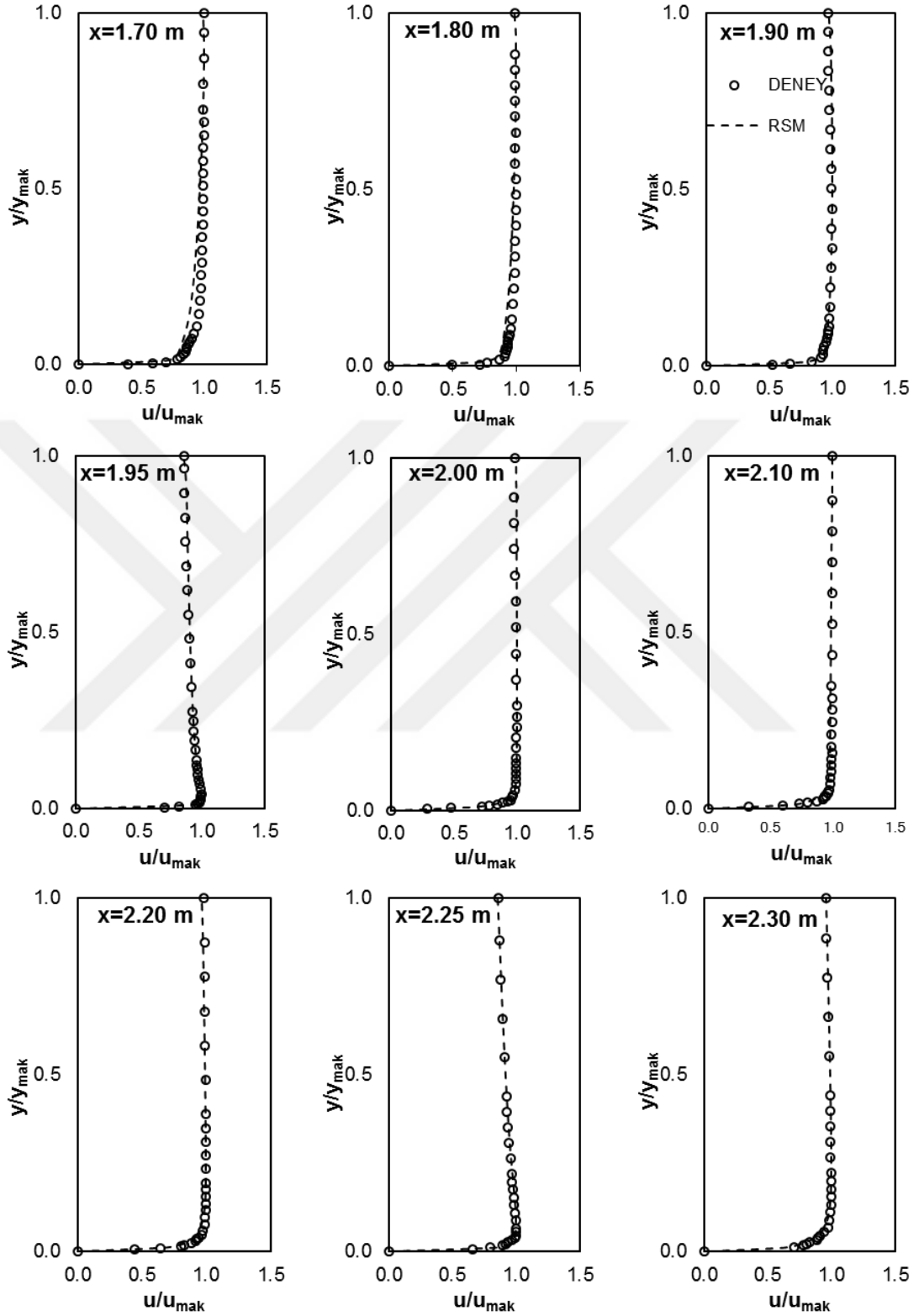
Şekil 7.3. Mansap bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 1).



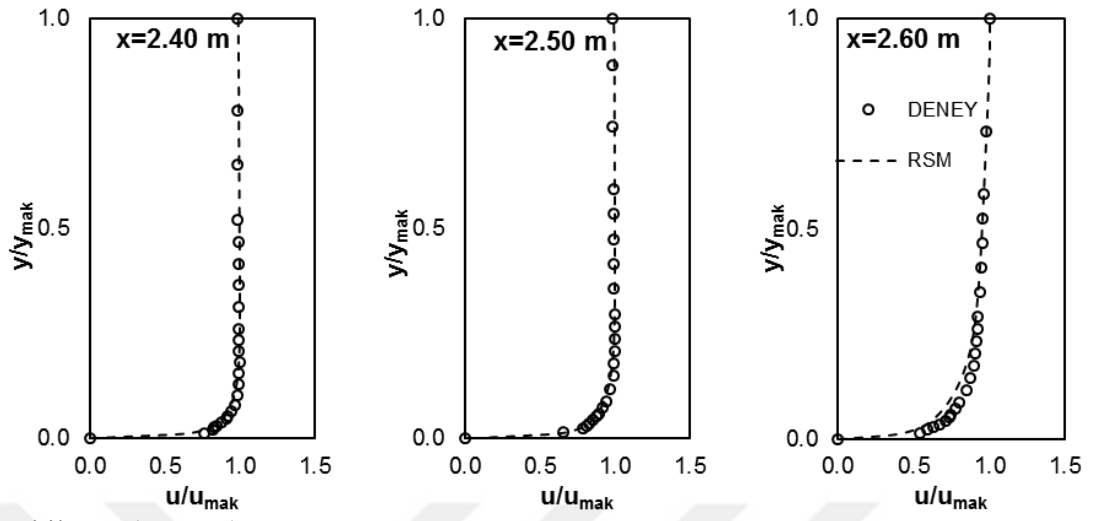
Şekil 7.3. (Devam)



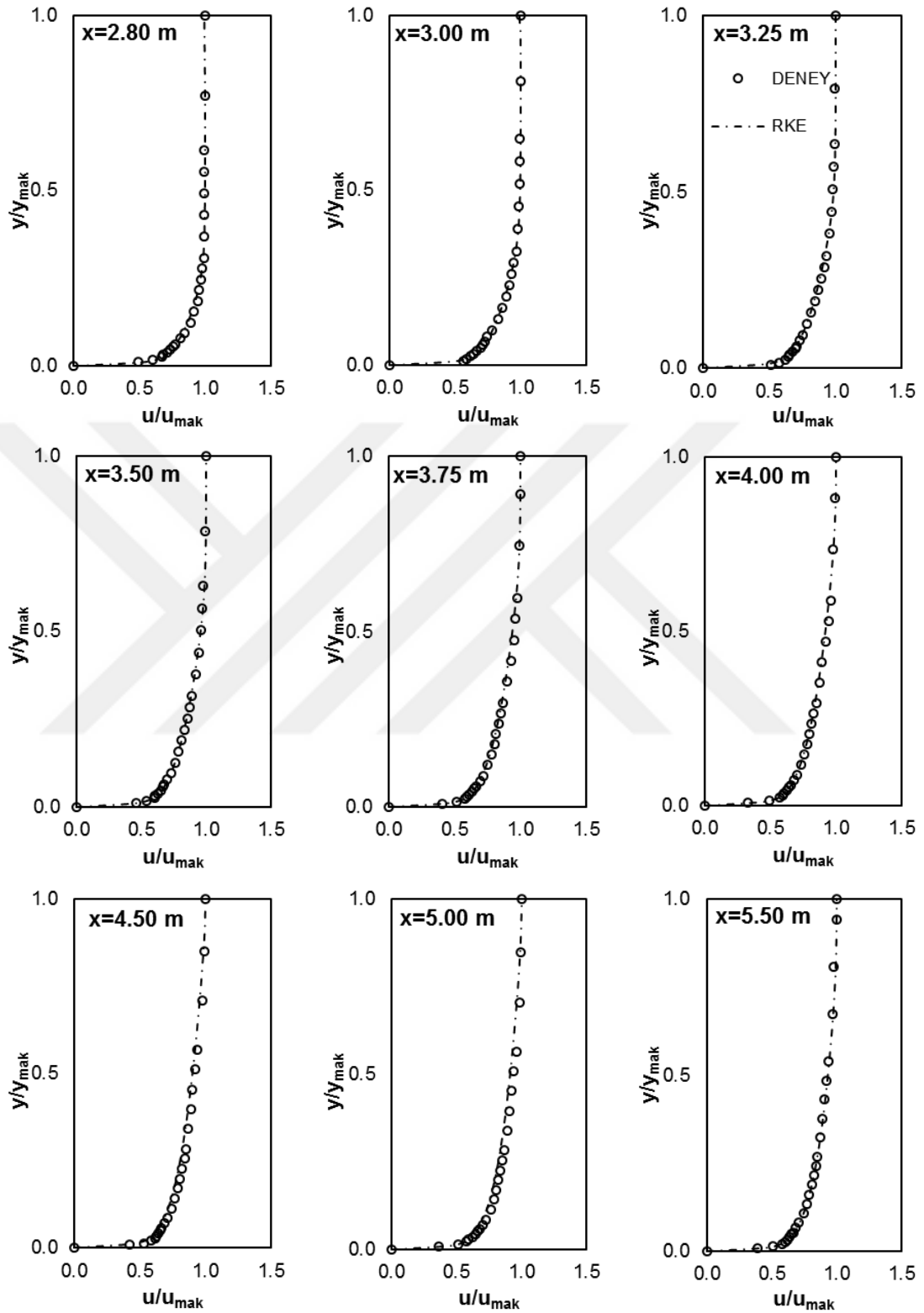
Şekil 7.4. Memba bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 2).



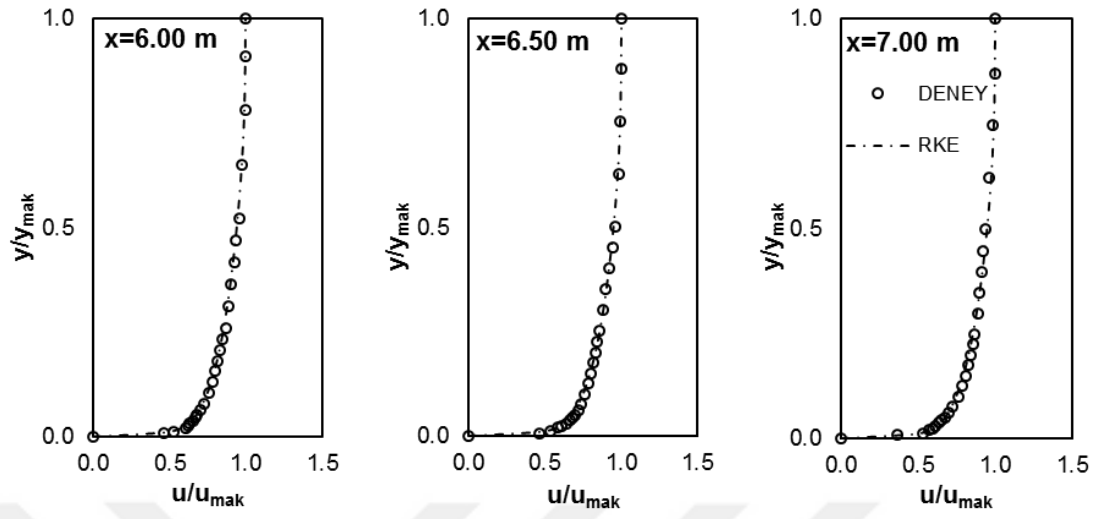
Şekil 7.5. Savak bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 2).



Şekil 7.5. (Devam)



Şekil 7.6. Mansap bölgesinde farklı kesitlerde ölçülen ve hesaplanan hız profilleri (Durum 2).

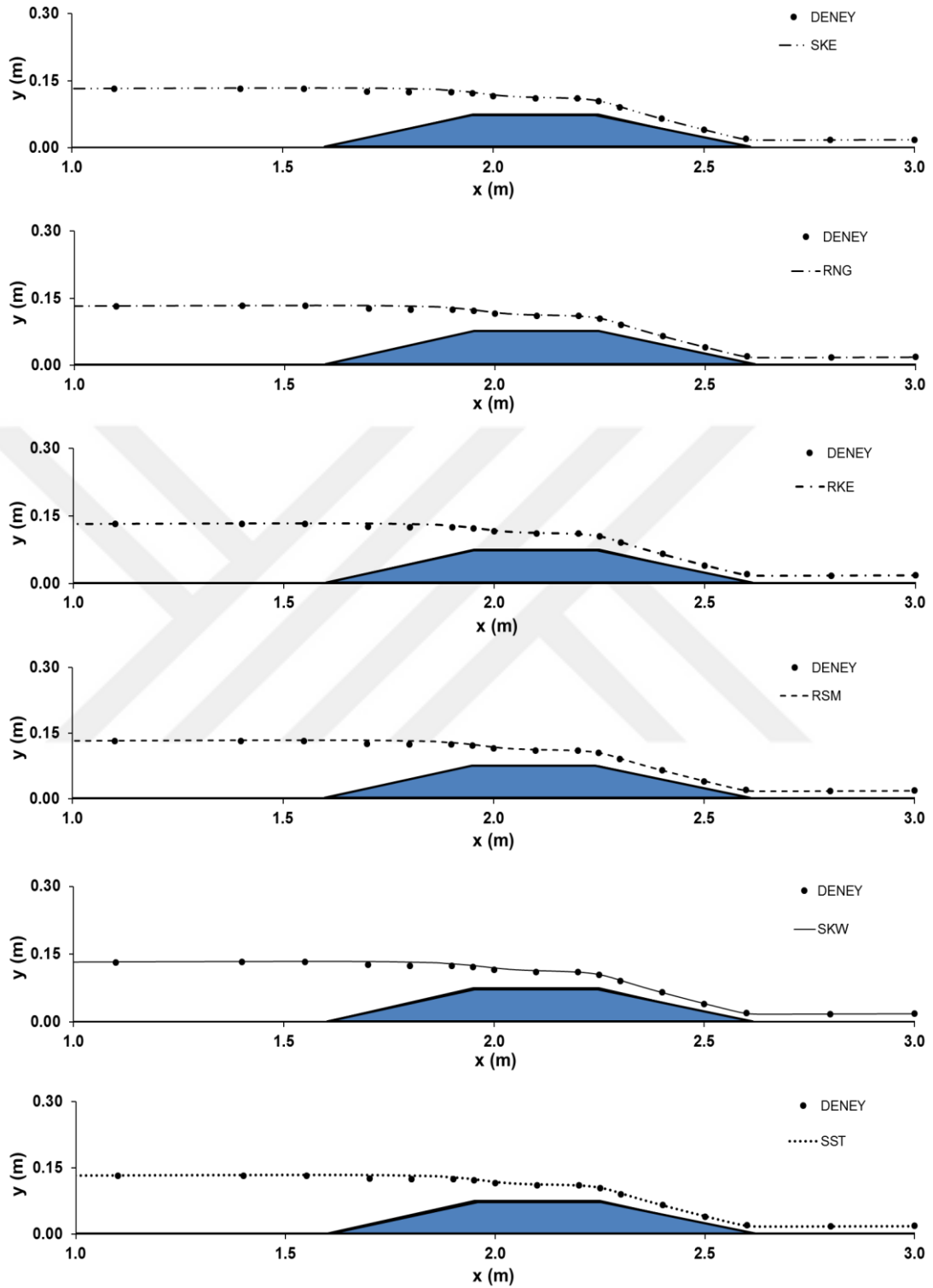


Şekil 7.6. (Devam)

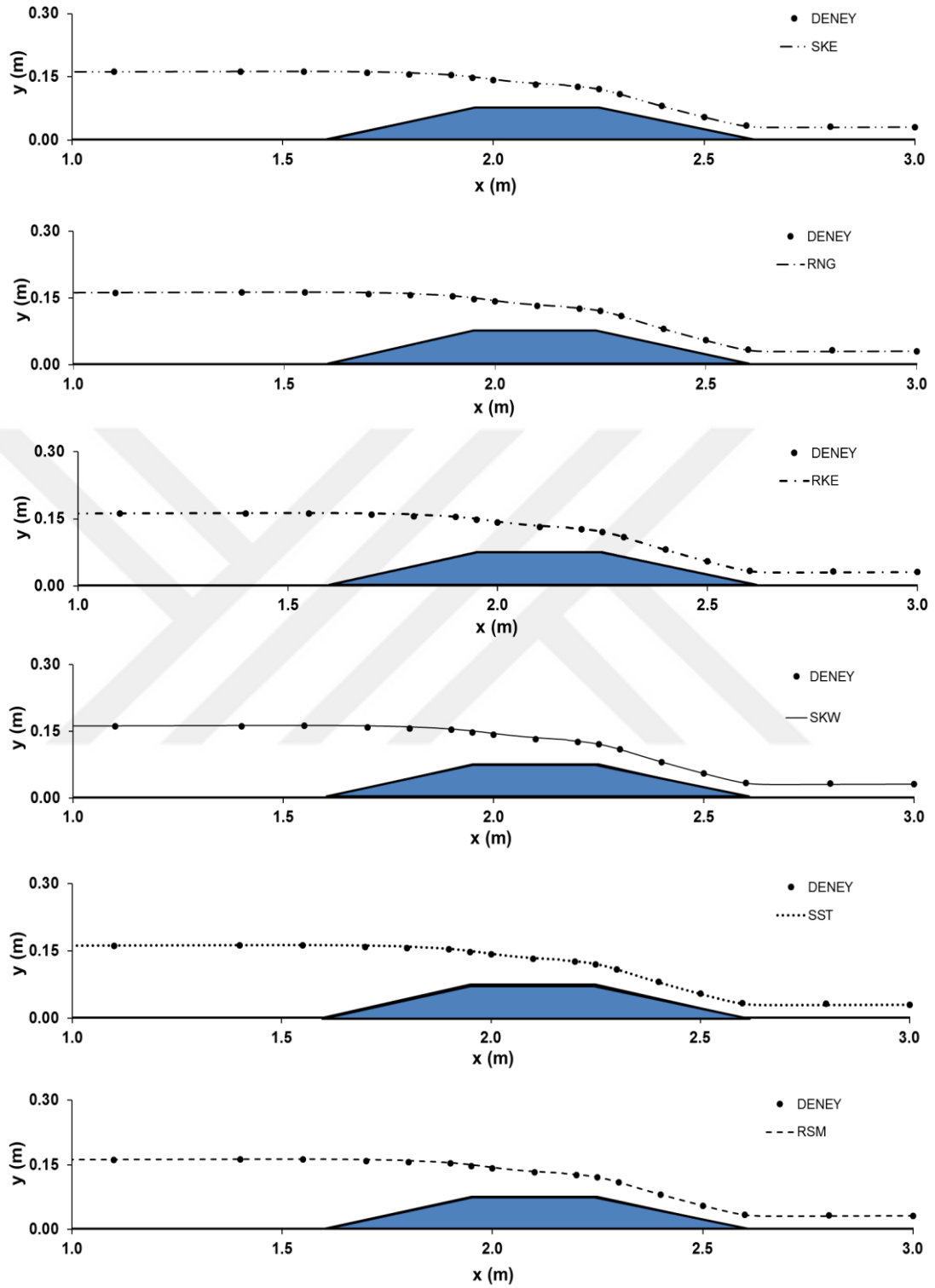
7.2. Deneysel ve Hesaplanan Su Yüzü Profilleri

Bu çalışmadaki sayısal hesaplamalarda su yüzü profilinin bulunmasında *Akışkan Hacimleri (VOF) yöntemi* kullanılmıştır. Şekil 7.7. ve 7.8’de Durum 1 ve Durum 2 için, bu çalışmada kullanılan türbülans modelleri ile hesaplanan sayısal su yüzü profilleri, deneysel su yüzü profilleri ile birlikte verilmiştir. Şekillerden görüleceği gibi, her iki durum için de hesaplanan su yüzü profilleri ölçülen su yüzü profilleri ile oldukça uyumludur.





Şekil 7.7. Deneysel ve hesaplanan su yüzü profilleri (Durum 1)



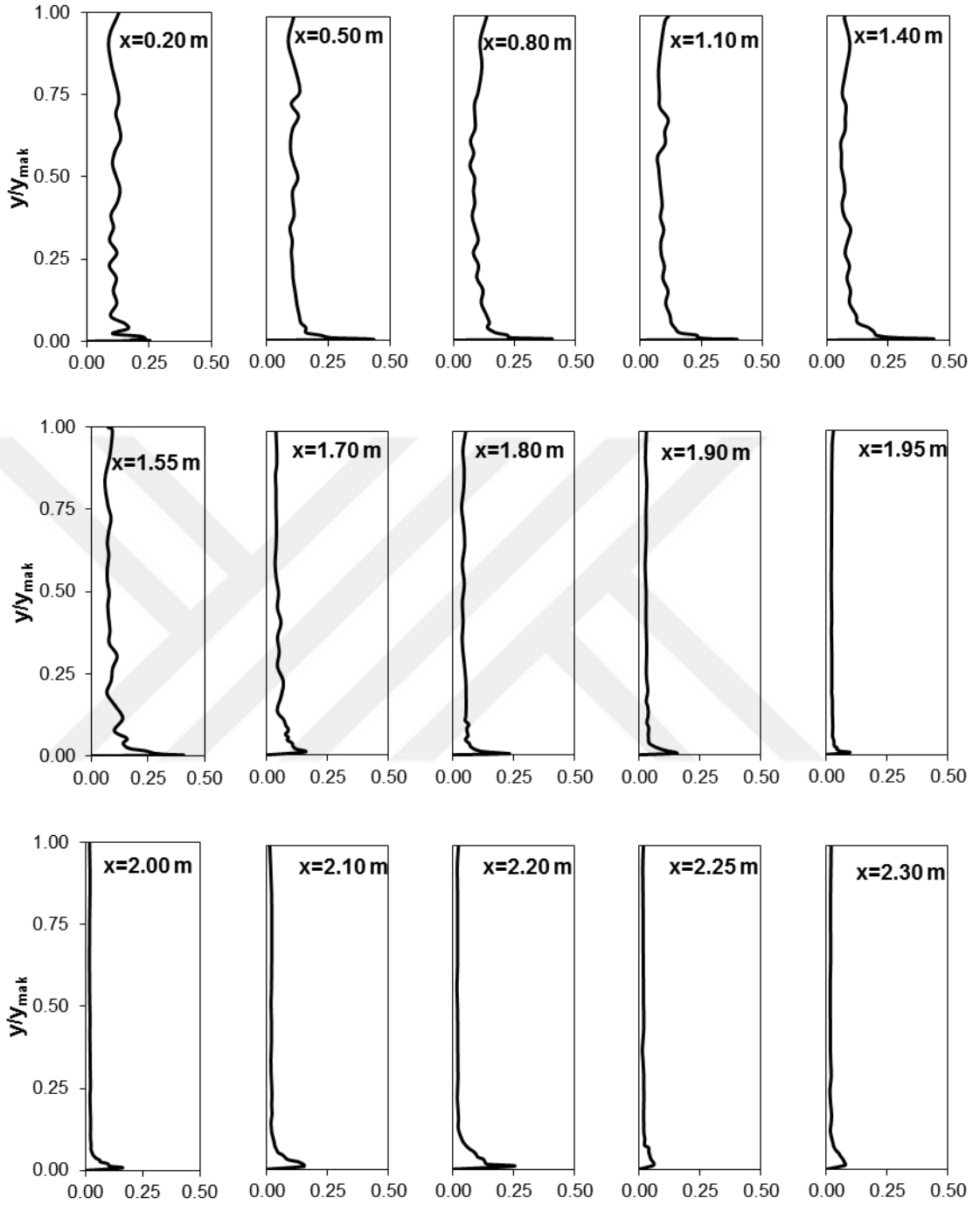
Şekil 7.8. Deneysel ve hesaplanan su yüzü profilleri (Durum 2)

7.3. Deneysel Türbülans Şiddeti

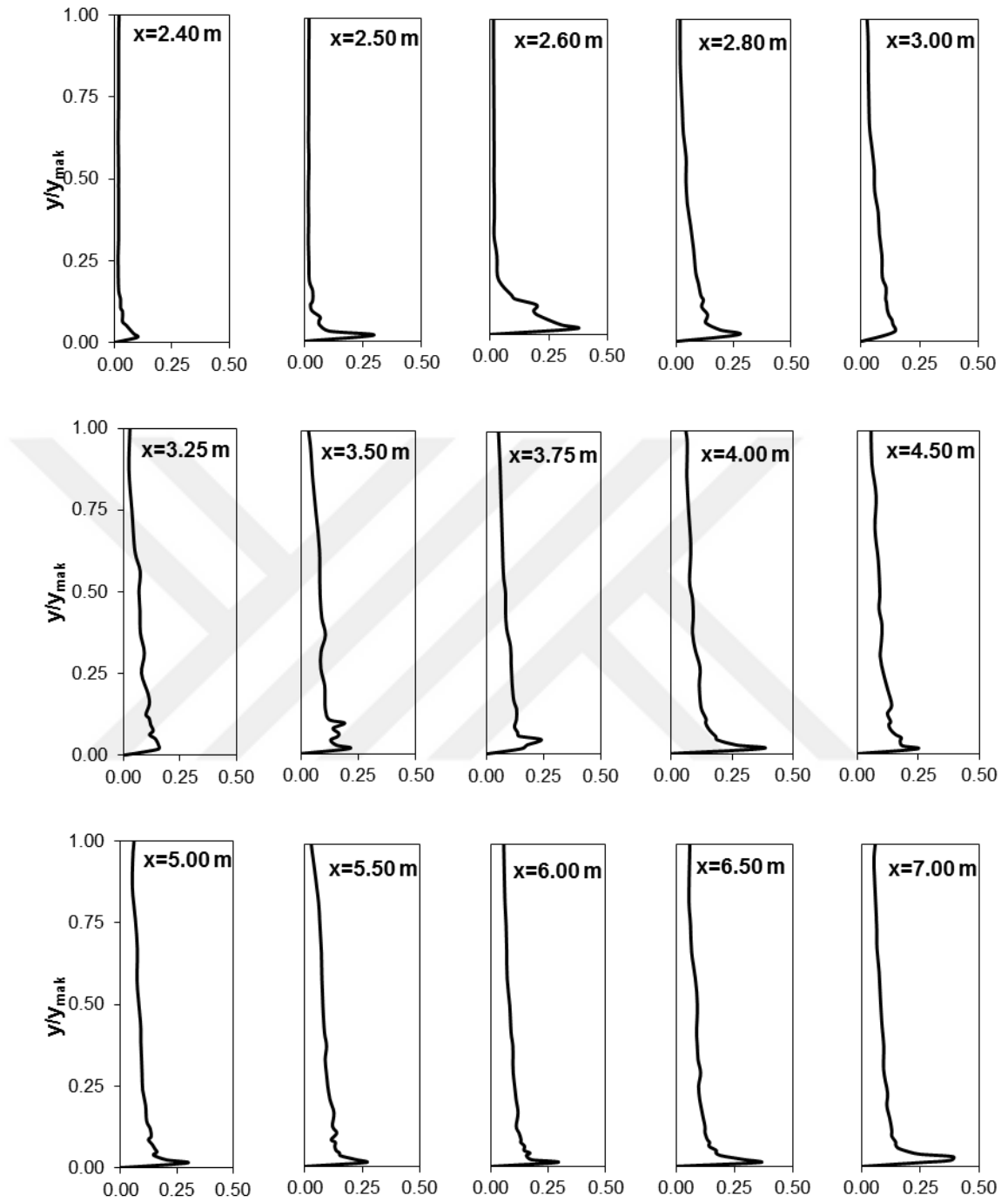
Şekil 7.9. ve Şekil 7.10.'da, deneysel olarak elde edilen kanal boyunca farklı kesitlerdeki türbülans şiddetlerinin derinlik boyunca değişimleri sunulmuştur. Durum 1 ve Durum 2 için kanal orta eksenindeki türbülans şiddeti (I), Denklem 7.2 kullanılarak hesaplanmıştır:

$$I = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} \quad (7.2)$$

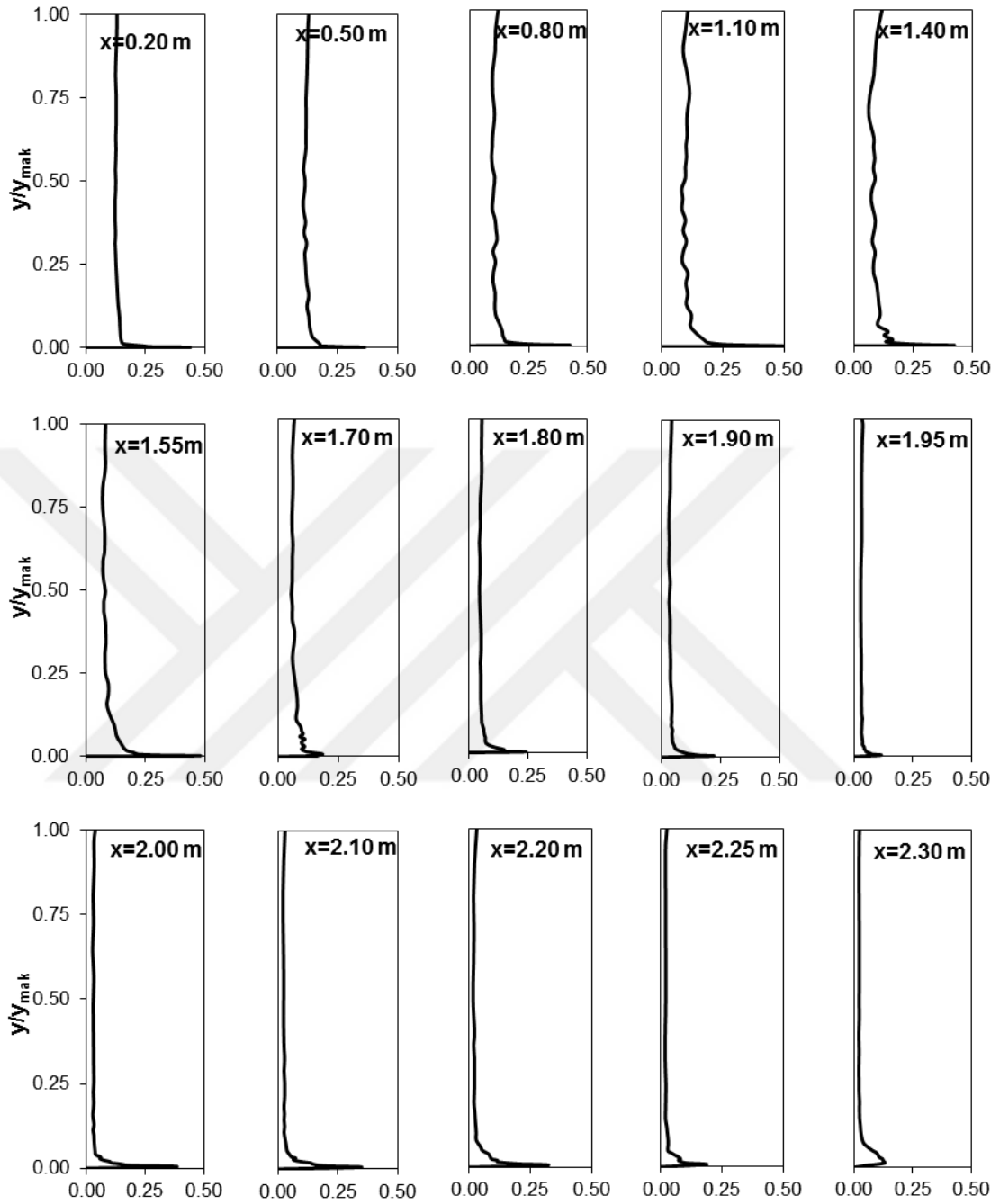
Burada u' ölçüm yapılan noktadaki hız sapıncını, $\bar{u}$ ise aynı noktadaki ortalama hızı vermektedir. Türbülans şiddeti I, akım hızının artmasıyla birlikte artış göstermektedir. Büyük debi (Durum 2) için ölçülen türbülans şiddetleri, tüm bölgelerde (memba, savak ve mansap bölgeleri) küçük debi (Durum 1) için elde edilen türbülans şiddetlerinden daha büyük olduğu Şekil 7.9 ve Şekil 7.10'da görülmektedir. Benzer şekilde I'nın pik değerleri de akım hızının artmasıyla birlikte artmaktadır. Yine aynı şekillerden, her iki durum için de türbülans şiddetinin, memba bölgesinden savak yapısına doğru ilerledikçe az da olsa, giderek azaldığı; mansap bölgesinde ise savak yapısından uzaklaştıkça, az da olsa, arttığı görülmektedir. Bölge bazında değerlendirme yapılacak olursa, Durum 1 ve Durum 2 için, memba bölgesindeki türbülans şiddeti I, mansap bölgesindeki türbülans şiddeti I' dan daha büyüktür. Savak bölgesinde ise kanal tabanına paralel yöndeki türbülans şiddeti akım hızı ile birlikte artış göstermektedir. Ayrıca mansap bölgesinde, savaktan uzaklaşıldıkça su yüzüne yakın bölgelerdeki türbülans şiddetlerinin arttığı da gözlemlenmiştir.



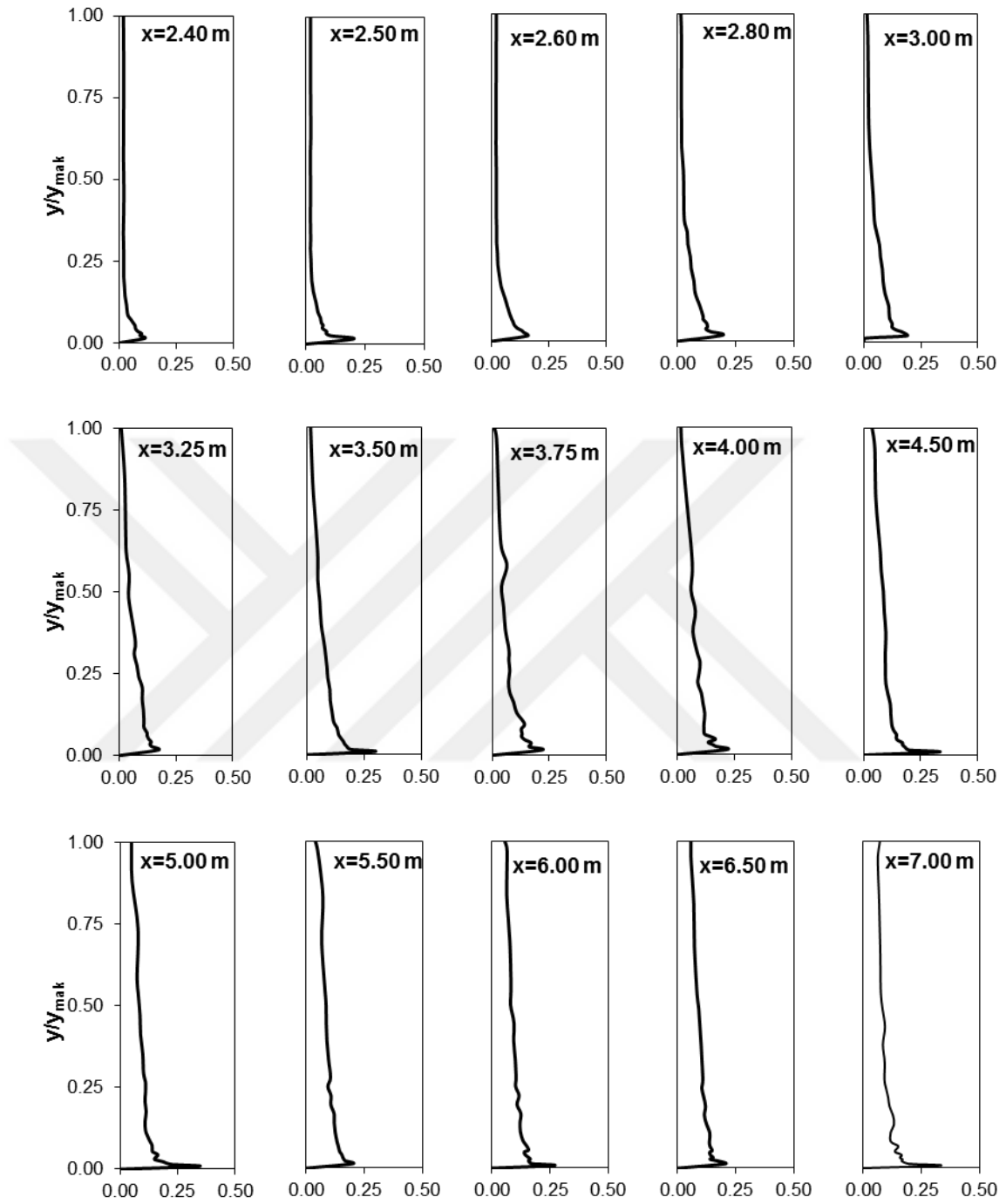
Şekil 7.9. Deneysel türbülans şiddeti (I) grafikleri (Durum 1).



Şekil 7.9. (Devam)



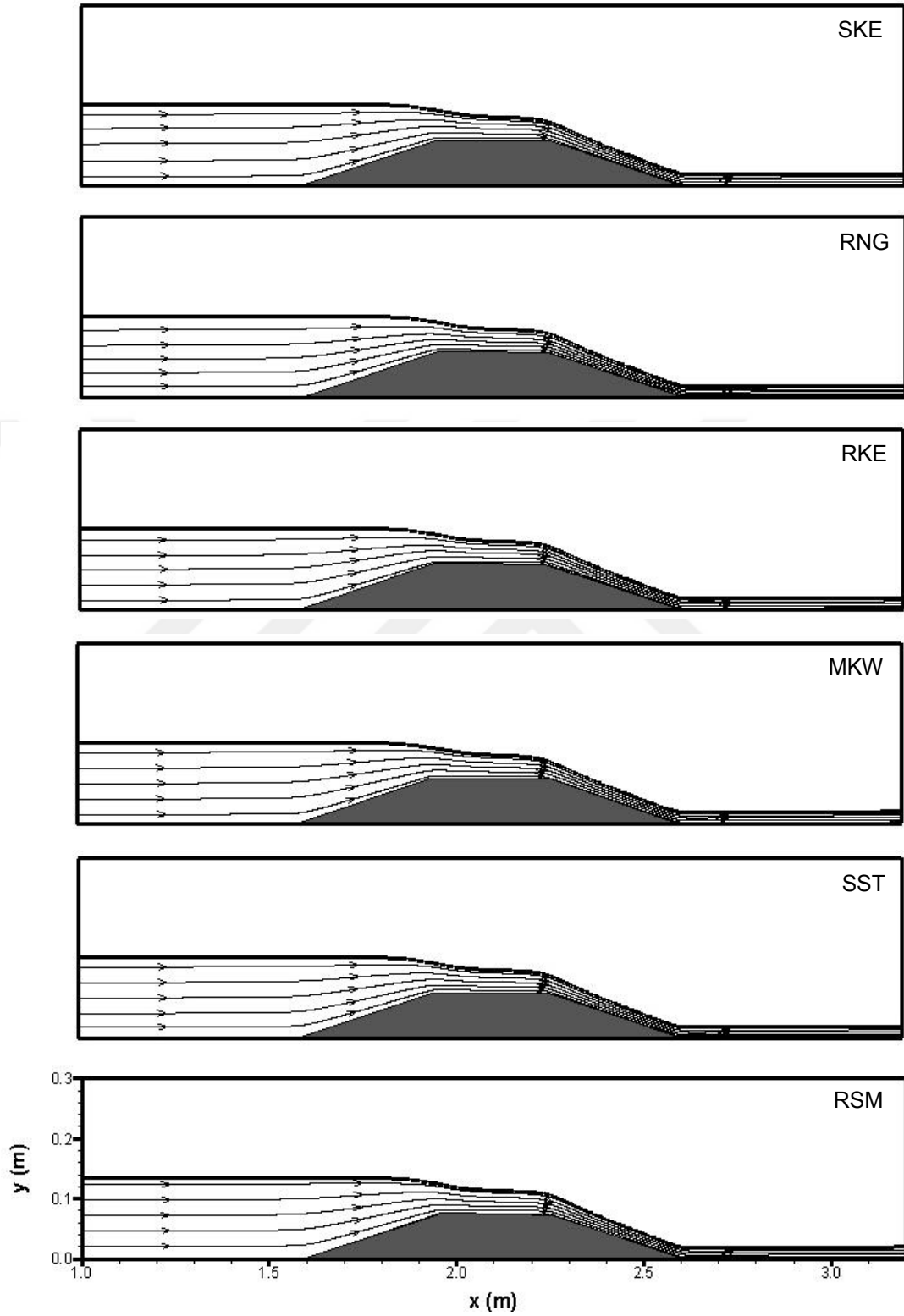
Şekil 7.10. Deneysel türbülans şiddeti (I) grafikleri (Durum 2).



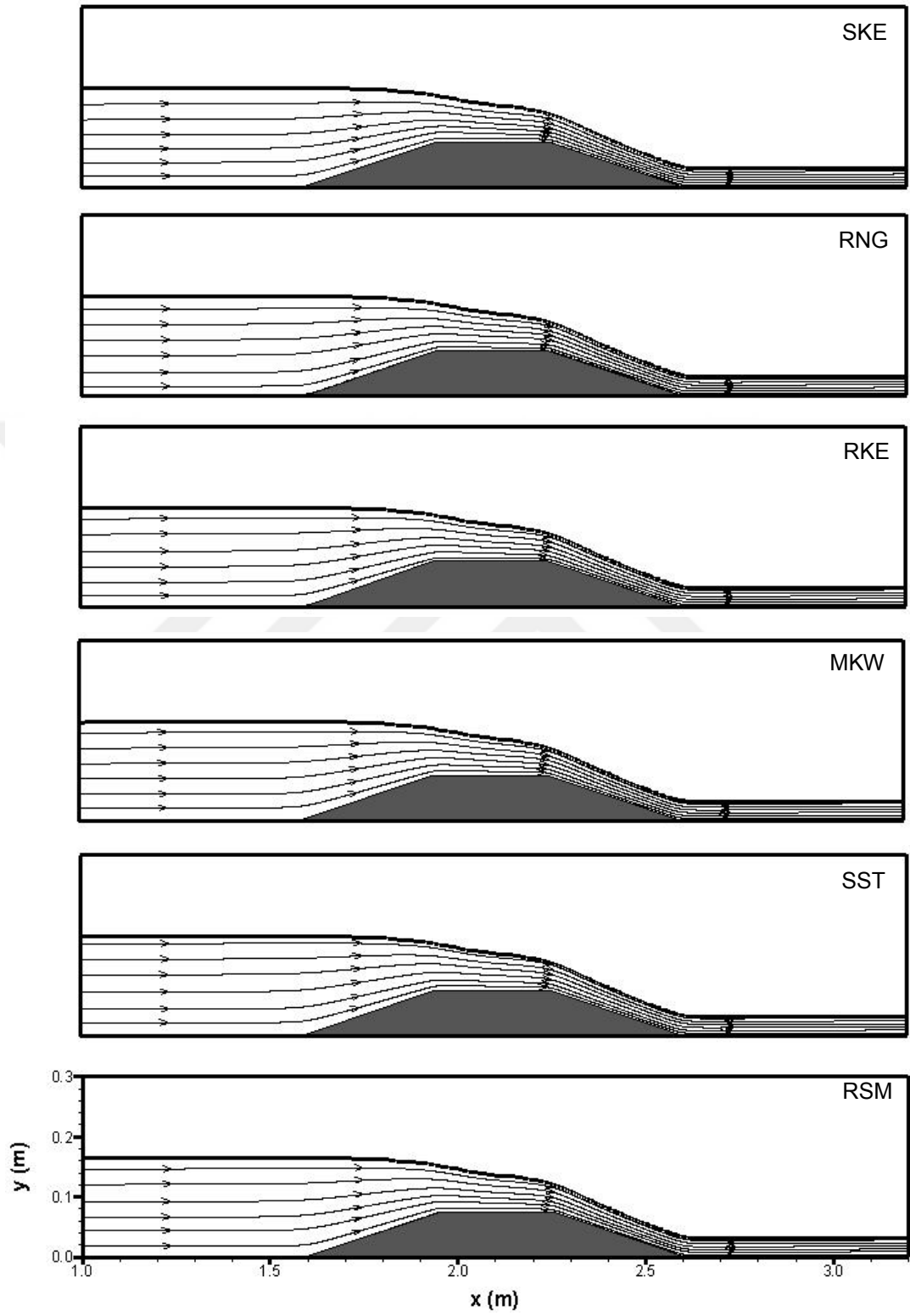
Şekil 7.10. (Devam)

7.4. Hesaplanan Akım Çizgileri

Şekil 7.11 ve Şekil 7.12’de sırasıyla Durum 1 ve Durum 2 için, trapez kesitli geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın sayısal analizlerinden elde edilen akım çizgileri görülmektedir. Kanal içine yerleştiren savak yapısının akım çizgilerinin topolojisinde yaptığı değişim açıkça görülmektedir. Şekillerden, her iki durum için de türbülans modellerinden elde edilen akım çizgileri yapılarının birbirlerine çok benzer olduğu görülmektedir. Hızın arttığı yani su derinliğinin az olduğu bölgelerde akım çizgileri arasındaki mesafe azalmış, hızın yavaş olduğu memba bölgesinde akım çizgileri birbirinden uzaklaşmıştır. Bu çalışmada kullanılan türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri topolojilerinde, savak yapısının memba ve mansabında herhangi bir sınır tabakası ayrılmasının olmadığı gözlenmiştir. Dikdörtgen, üçgen ve eğrisel geniş başlıklı savaklar ile yapılan önceki çalışmalardan (Kırkgöz ve ark., 2008; Bal ve ark., 2011; Şimşek ve ark., 2011), savak yapısının membasında sınır tabakası ayrılmasının meydana geldiği bilinmektedir. Yapının memba ve mansabında meydana gelen sınır tabakası ayrılmaları ve bunun neticesinde oluşan çevrintiler, özellikle de hareketli tabanlar üzerinde inşa edilen yapıların güvenliğini olumsuz yönde etkileyen faktörlerdendir. Diğer taraftan, ayrılma bölgesinde çalkantıların ve çevri hareketlerinin çoğalmasından dolayı enerji kayıplarının arttığı bilinen bir gerçektir. Dolayısıyla, trapez kesitli geniş başlıklı savakların savak verimi ve güvenliği açısından, diğer savak türlerine göre kullanımının daha uygun olduğu söylenebilir.



Şekil 7.11. Farklı türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri (Durum 1)



Şekil 7.12. Farklı türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri (Durum 2)

7.5. Deneysel Hız Profilleri ve Hızların Zamansal Değişimi

Şekil 7.13 ve Şekil 7.14’de, iki farklı debi için, Lazer Doppler Anemometresi ile kanal boyunca 20 farklı kesitte ölçülen yatay hız bileşenleri ile farklı derinliklerdeki anlık hız değerlerinin zamana bağlı değişimleri sunulmuştur. LDA ile ölçülen anlık hız değerlerinin ölçüm süresi 40 s olarak seçilmiştir. Her bir grafikte, ölçüm yapılan kesite ait deneysel hız profili ile kesit boyunca oklarla gösterilen noktalardaki anlık hız değerlerinin değişimi verilmiştir.

Anlık hız değerlerinin genliklerinin yüksek olması yani hız sapınçlarının büyük olması türbülans şiddetinin büyük olduğunu; genliklerin düşük olması yani hız sapınçlarının küçük olması ise türbülans şiddetinin küçük olduğunu göstermektedir.

Şekil 7.13. ve Şekil 7.14 incelendiğinde, her iki debi durumu için de geçerli olmak üzere, memba ve mansap bölgesindeki kesitlerde, katı sınırdan su yüzüne doğru anlık hız sapınçlarının genliklerinin küçüldüğü yani türbülans şiddetinin azaldığı görülmektedir. Şekillerden, türbülans şiddetinin katı sınıra yakın bir bölgede maksimum değere ulaştığı da görülmektedir. Savak bölgesinde ise, savaktan etkilenen akımın, katı yüzeylere yakın bölgelerde ortalamadan daha fazla saptığı gözlenmiştir.

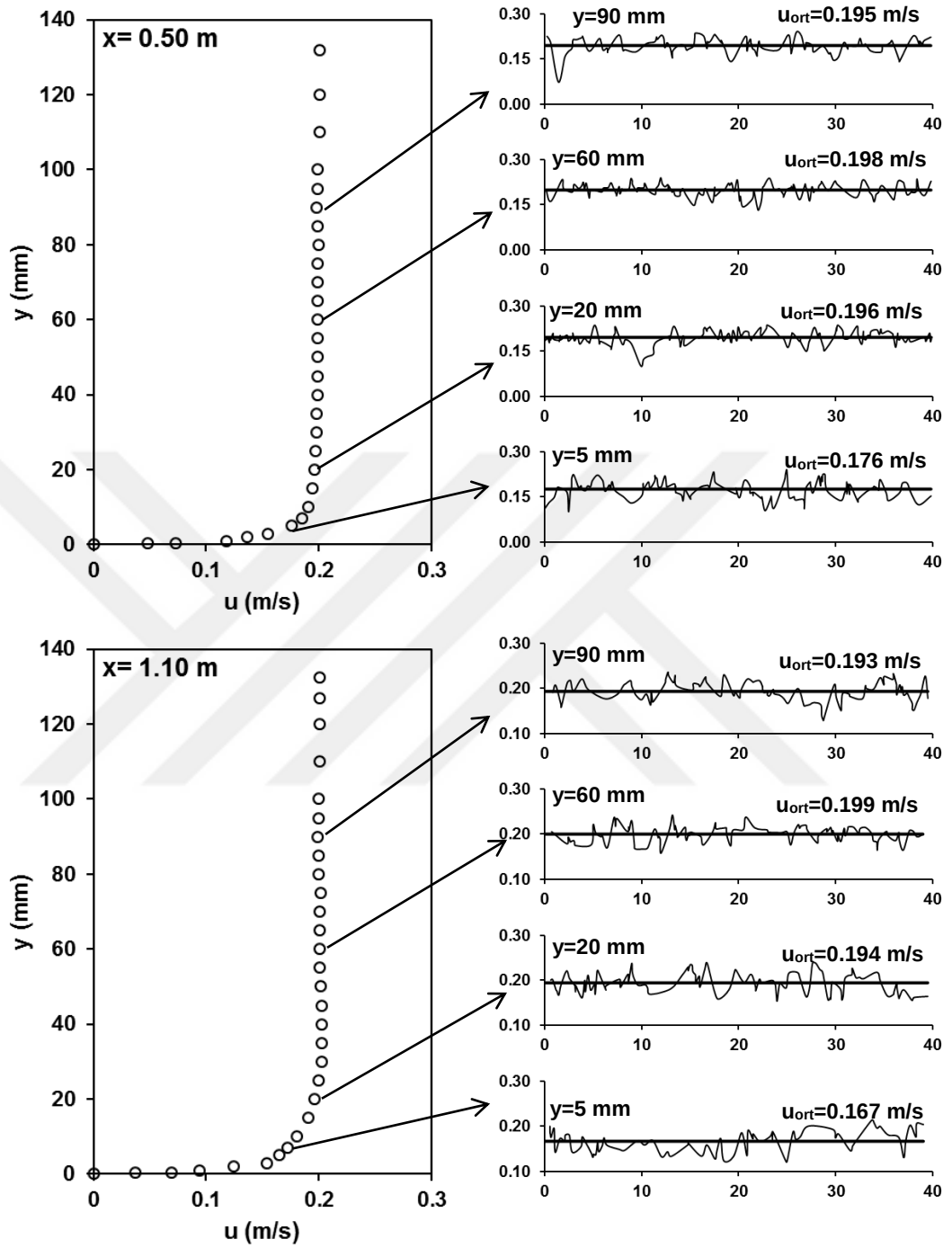
Savak yapısının memba ve mansabındaki anlık hız değişimlerinin zamana bağlı değişimlerindeki genliklerin karşılaştırılmasından, akım hızının daha yüksek olduğu kritik üstü bölgede türbülans şiddetinin daha yüksek ve viskoz alt tabakanın daha ince olduğu; savak yapısının membasında ise bunun tam tersi durumun söz konusu olduğu görülebilmektedir.

Anlık hız değişimlerinin zamana bağlı değişimlerindeki genliklerin karşılaştırılmasından, Durum 2’deki türbülans şiddetlerinin Durum 1’e göre daha büyük olduğu görülebilir. Bu durum, kritik-altı rejimden kritik-üstü rejime geçişin söz konusu olduğu savak bölgesini de içine alana akım bölgesinin tamamı içi geçerlidir.

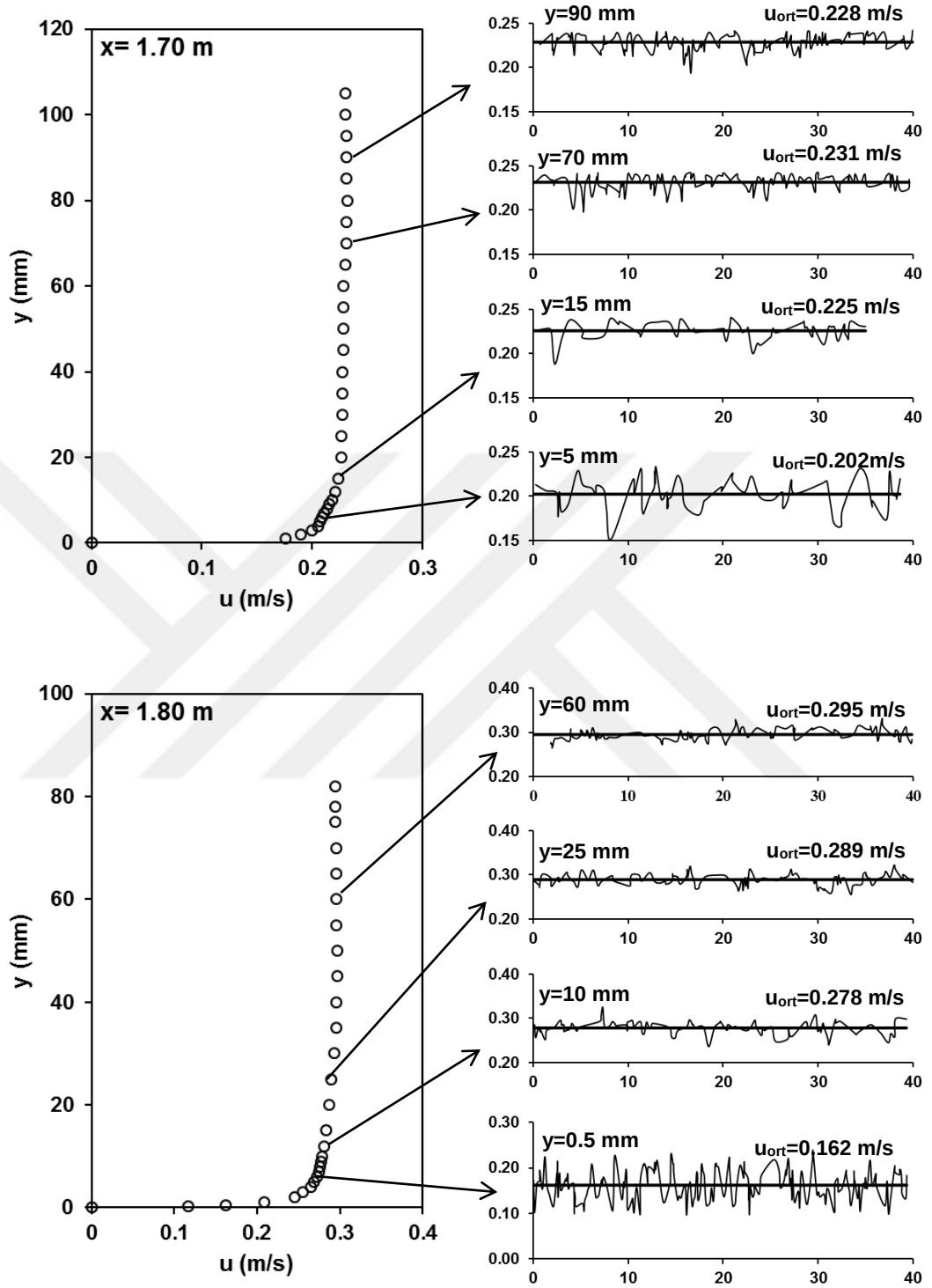
Şekil 7.13. ve Şekil 7.14’te sunulan grafiklerden, viskoz alt tabaka ile türbülanslı bölge arasında kalan geçiş bölgesinde, kararsız bir durumun yani hem türbülans hem de moleküler viskozitenin etkili olduğu görülebilir. Su yüzüne doğru

ilerledikçe, türbülanslı ve kararlı bir bölgeye doğru ilerlenmiş olmaktadır. Ortalama çizgisi üzerindeki salınımsız yani hız sapınçlarının görülmediği bölgeler, moleküler viskozitenin hakim olduğu, yani akımın laminar karakterde olduğu bölgelerdir.

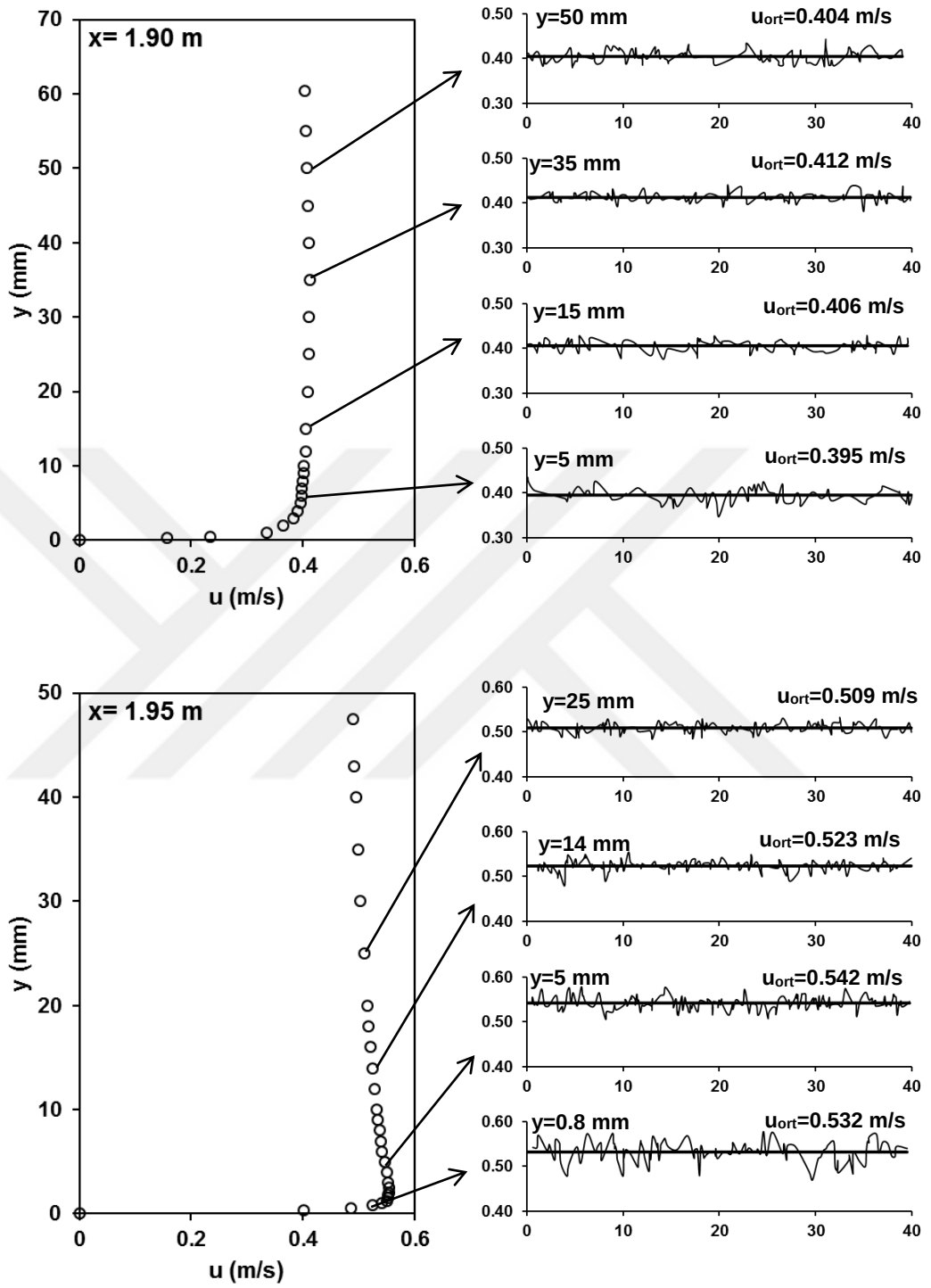




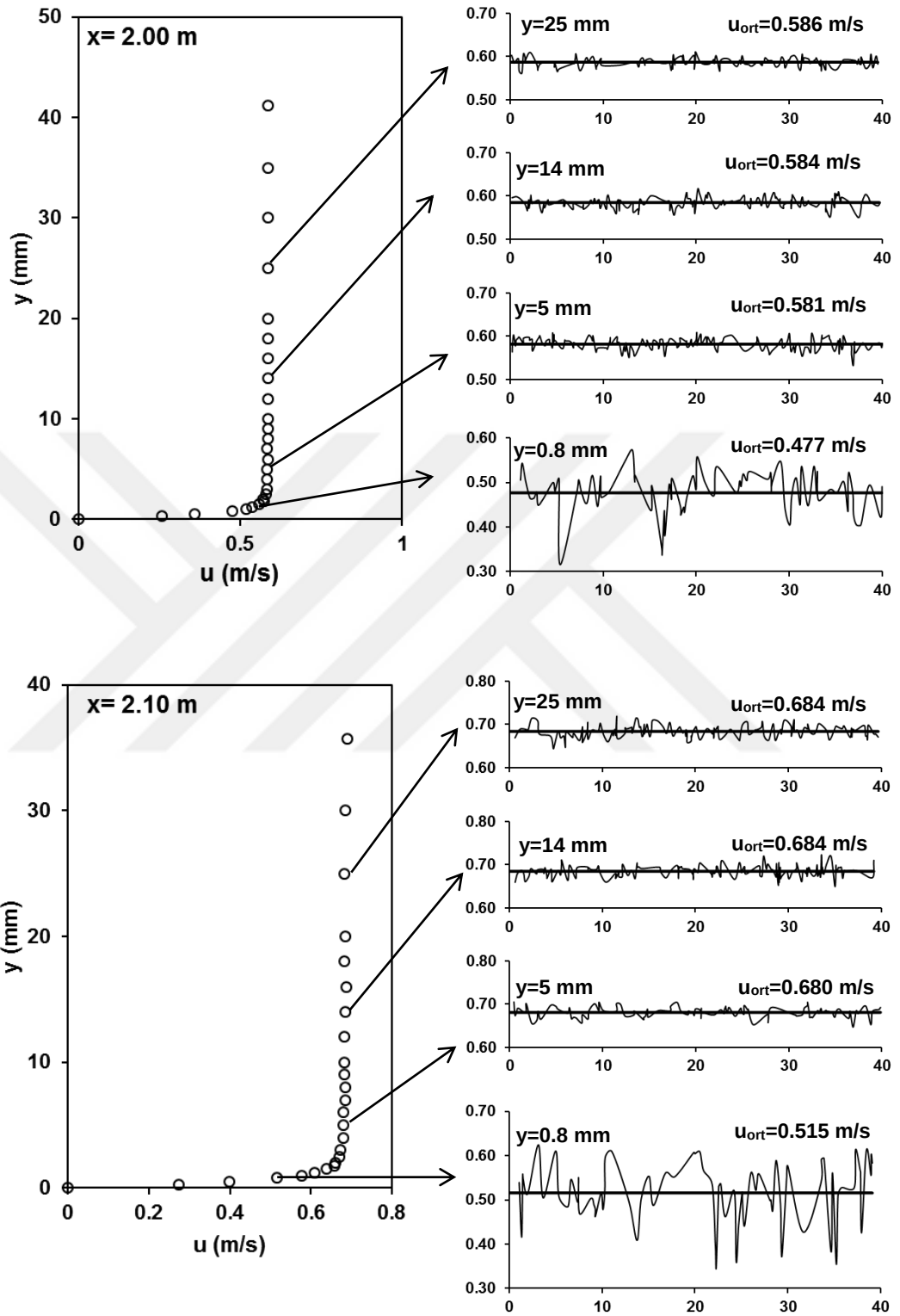
Şekil. 7.13. Kanalin farklı kesitlerindeki deneysel hız profilleri ile anlık hız değerlerinin zamansal değişimi (Durum 1)



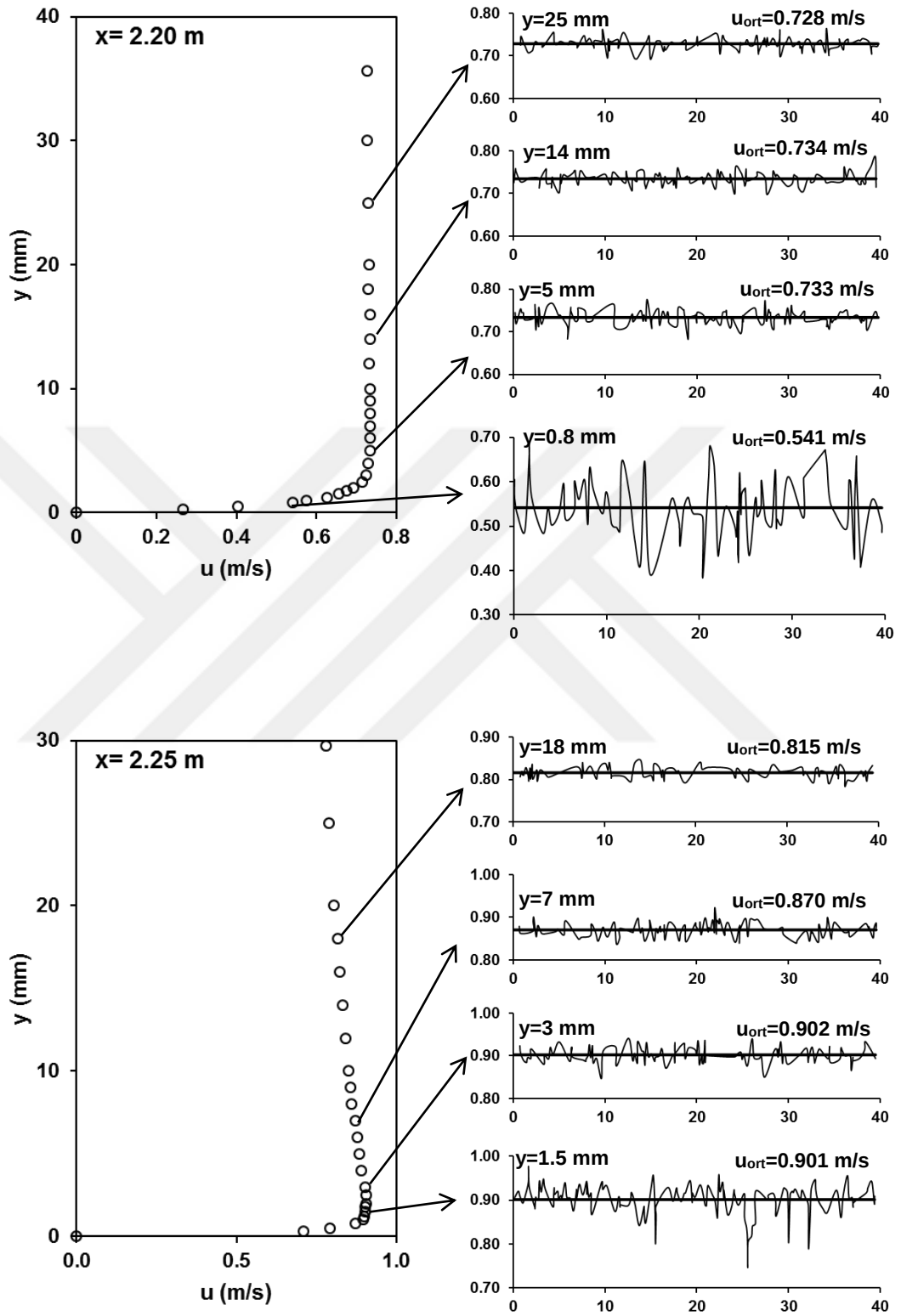
Şekil. 7.13. (Devam)



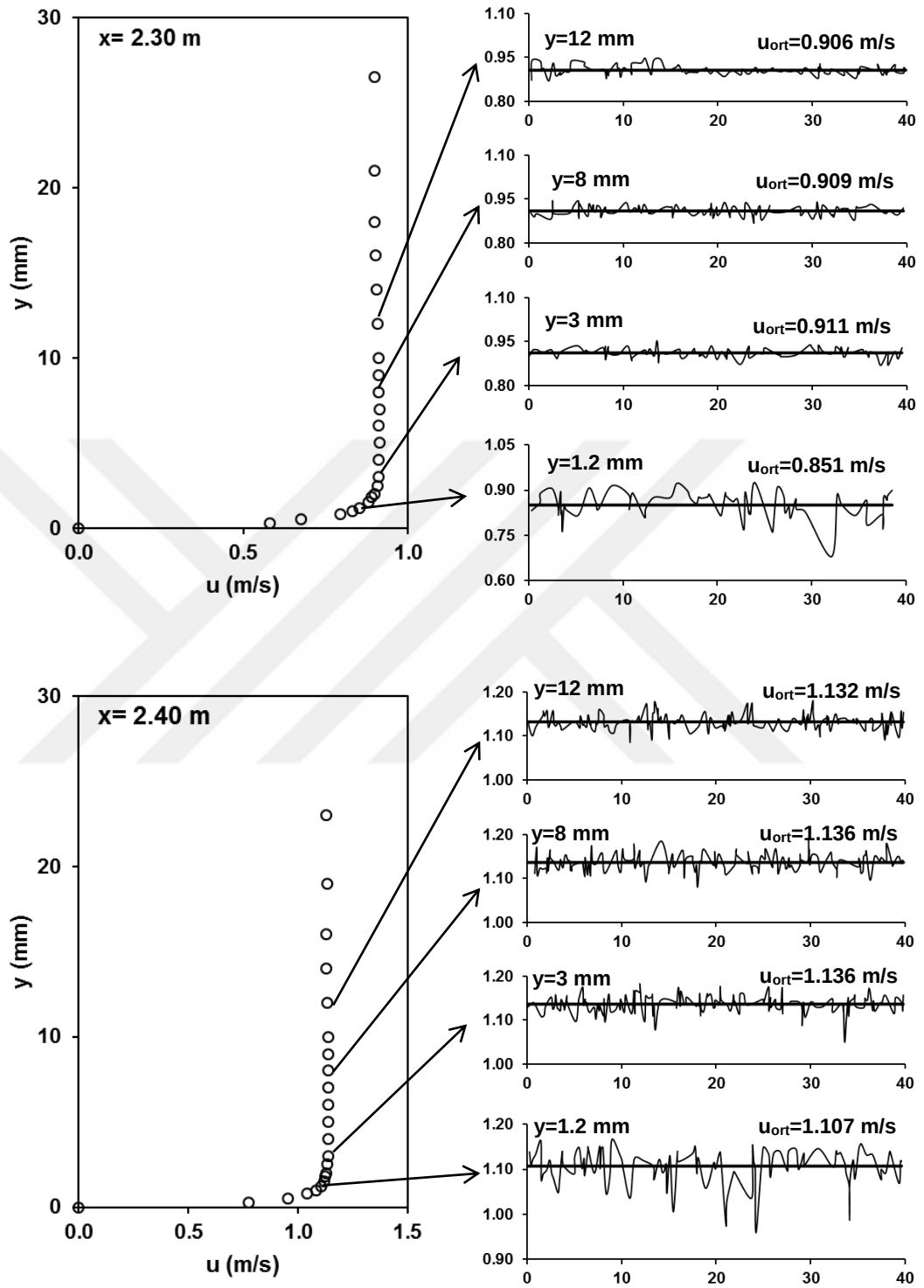
Şekil. 7.13. (Devam)



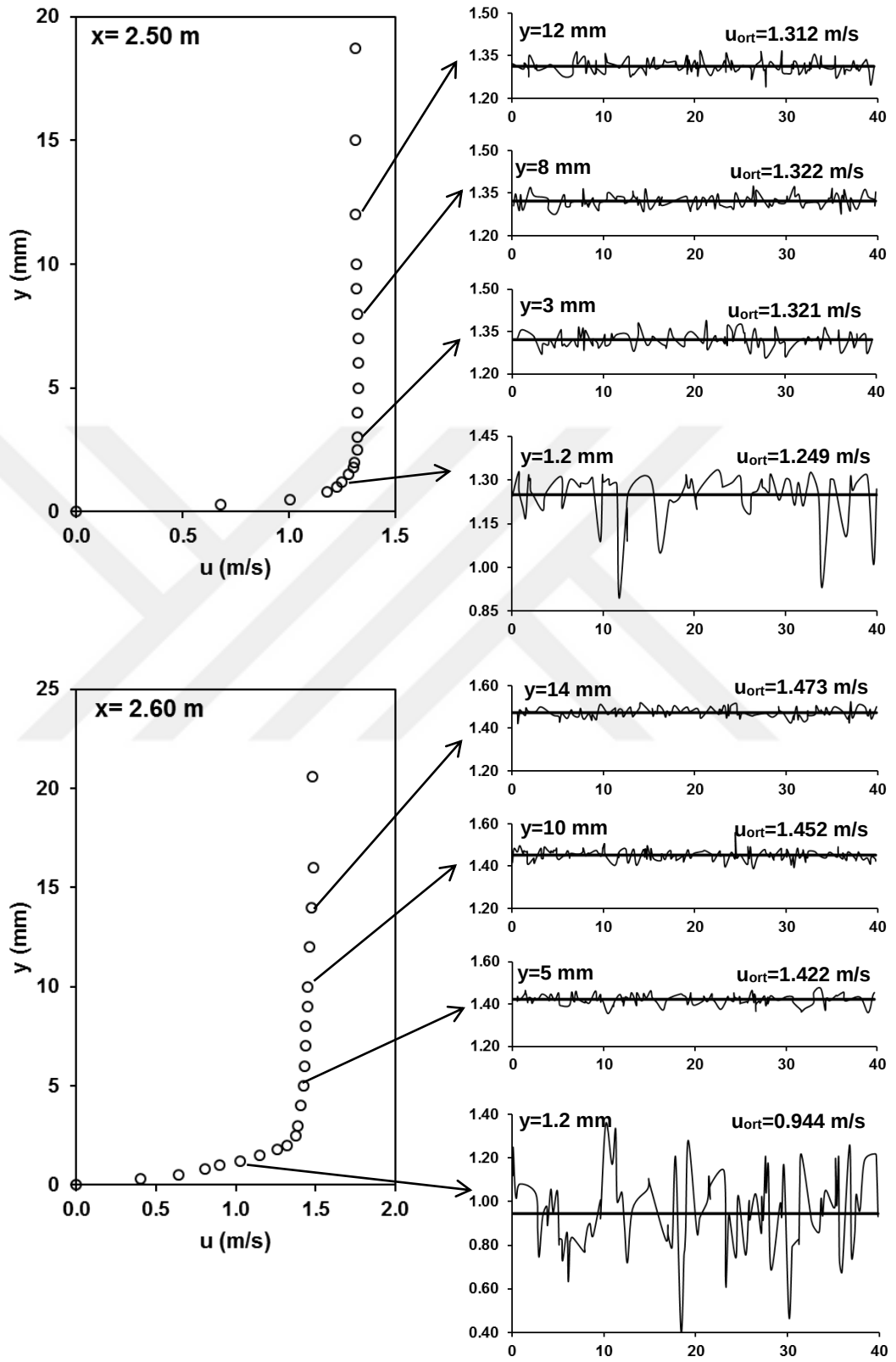
Şekil. 7.13. (Devam)



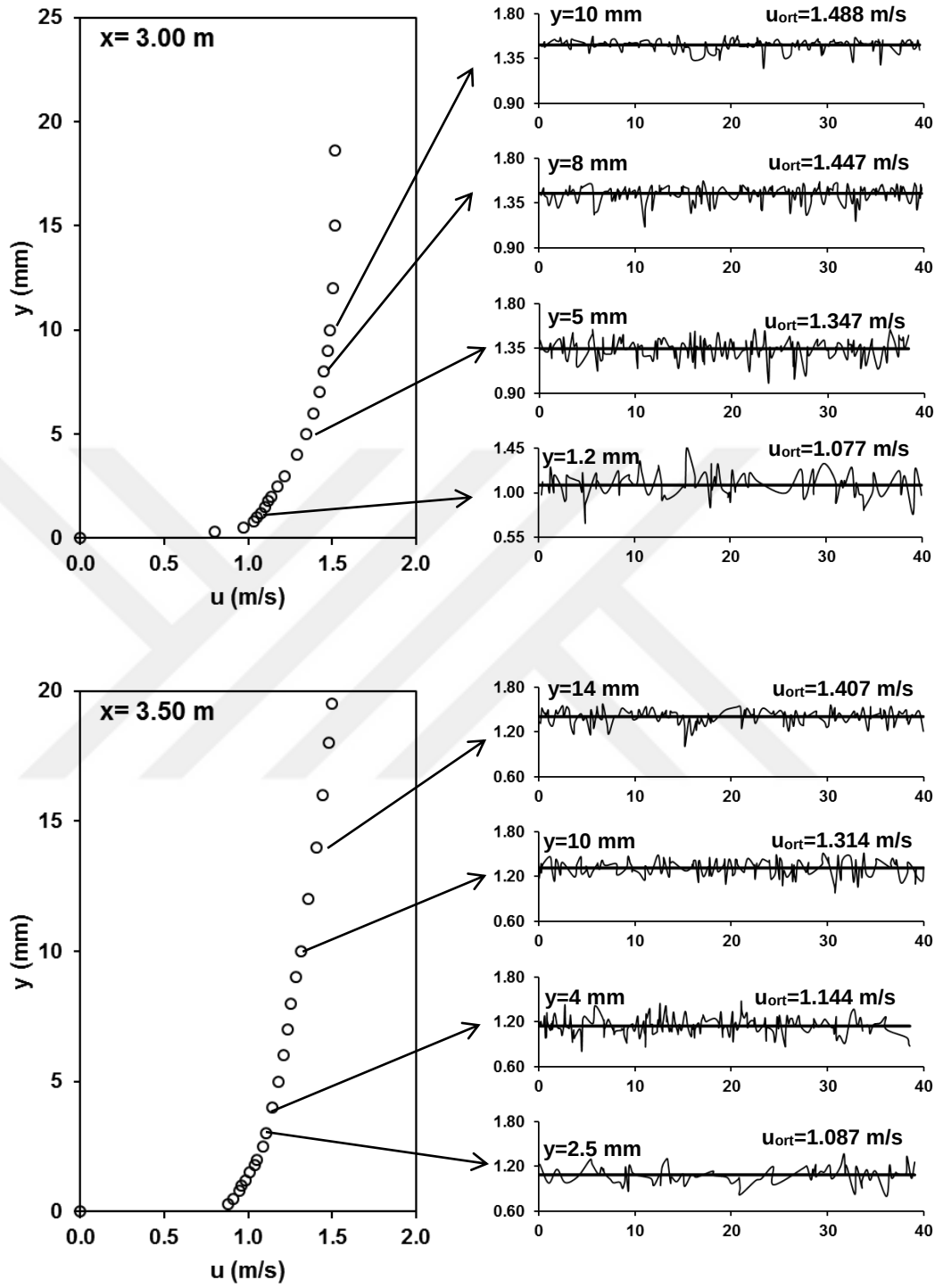
Şekil. 7.13. (Devam)



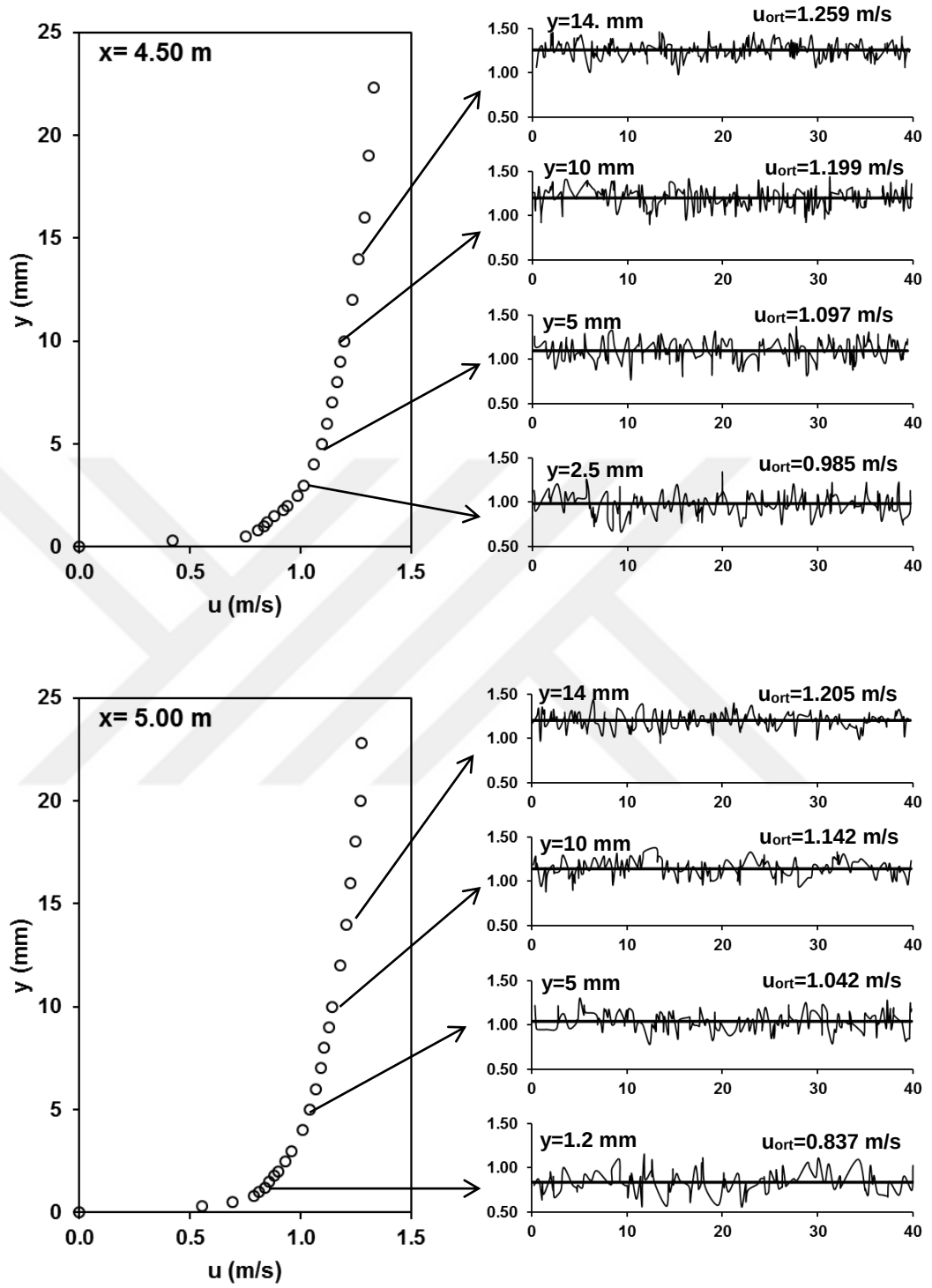
Şekil. 7.13. (Devam)



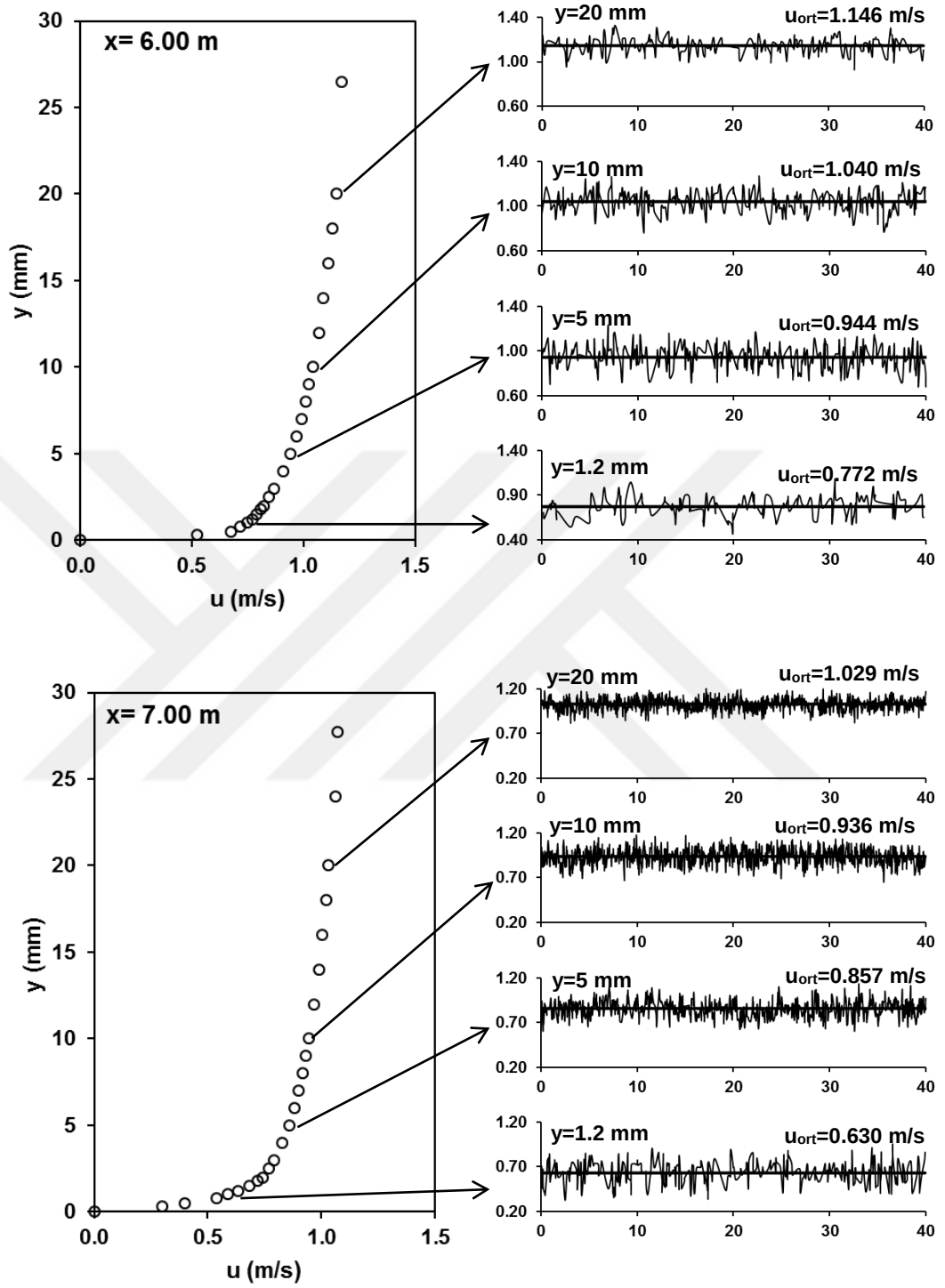
Şekil. 7.13. (Devam)



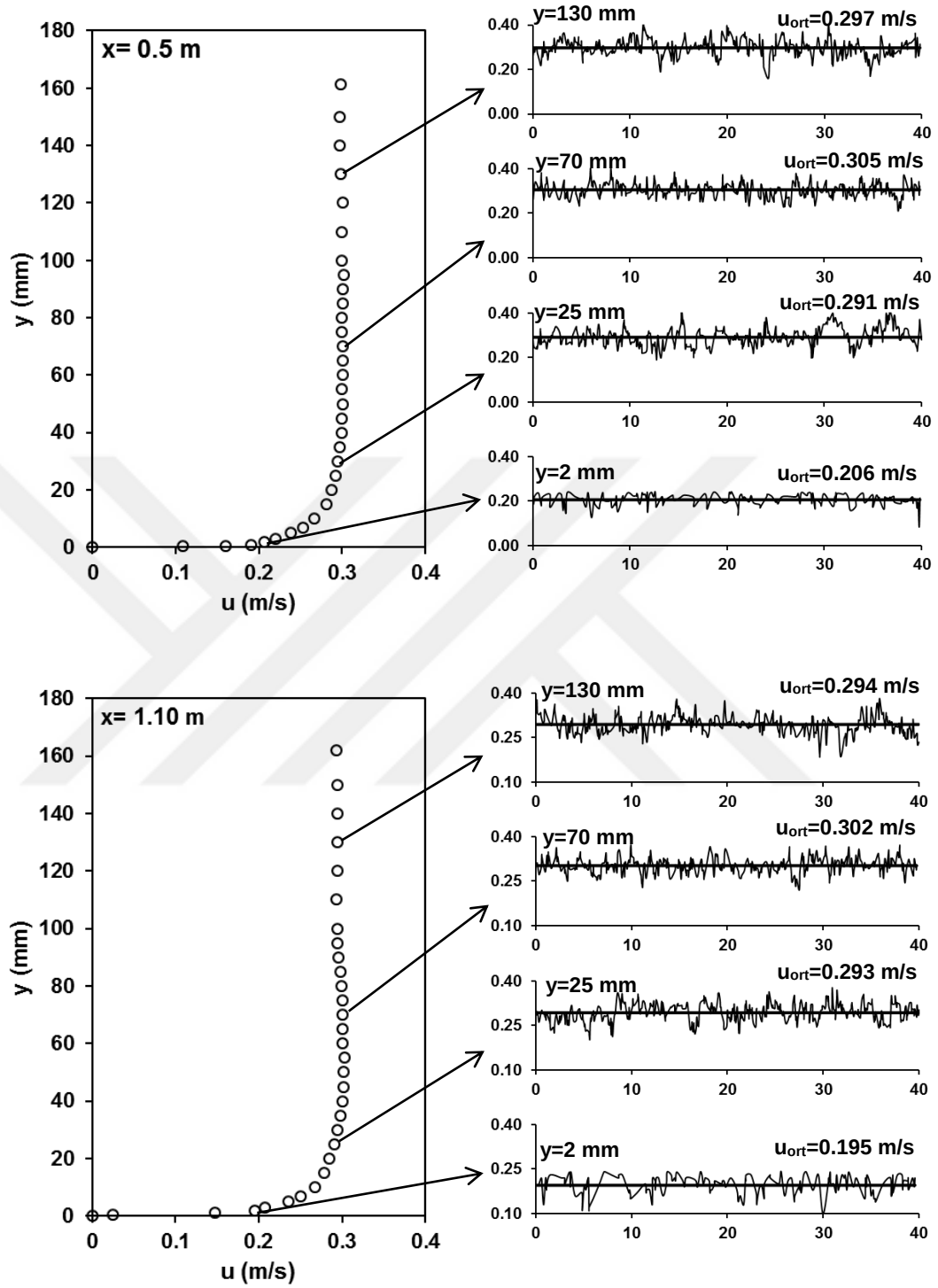
Şekil. 7.13. (Devam)



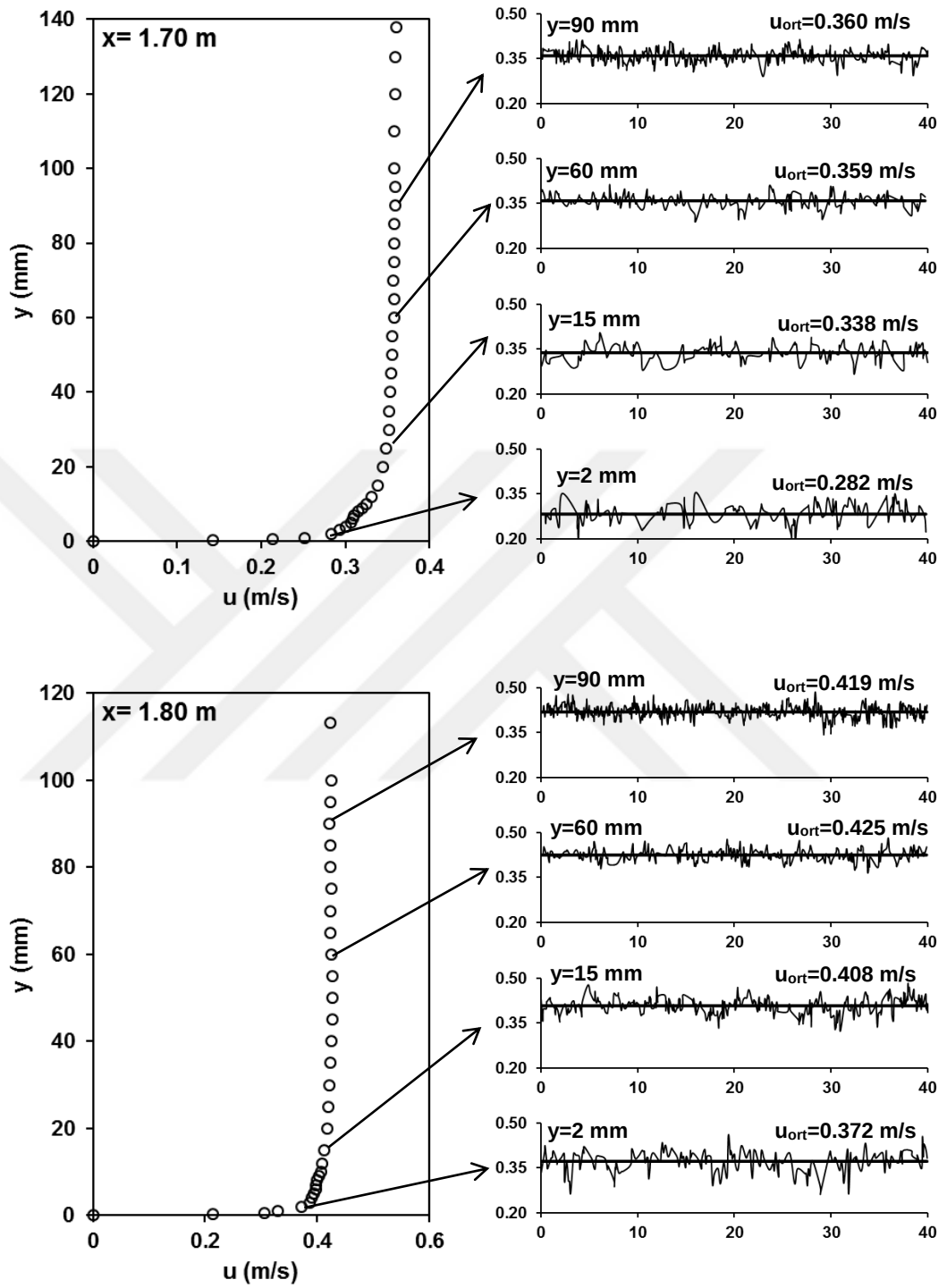
Şekil. 7.13. (Devam)



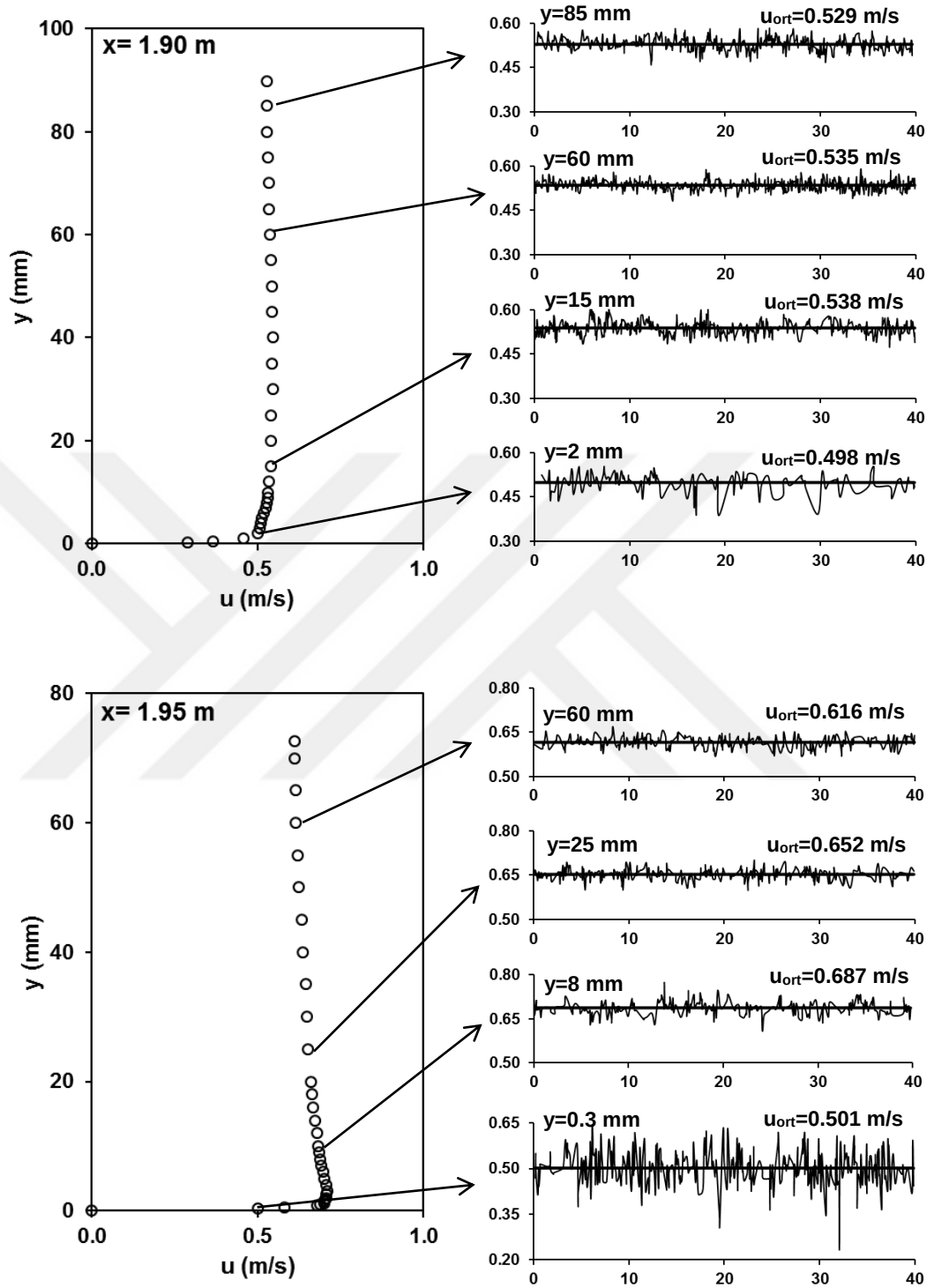
Şekil. 7.13. (Devam)



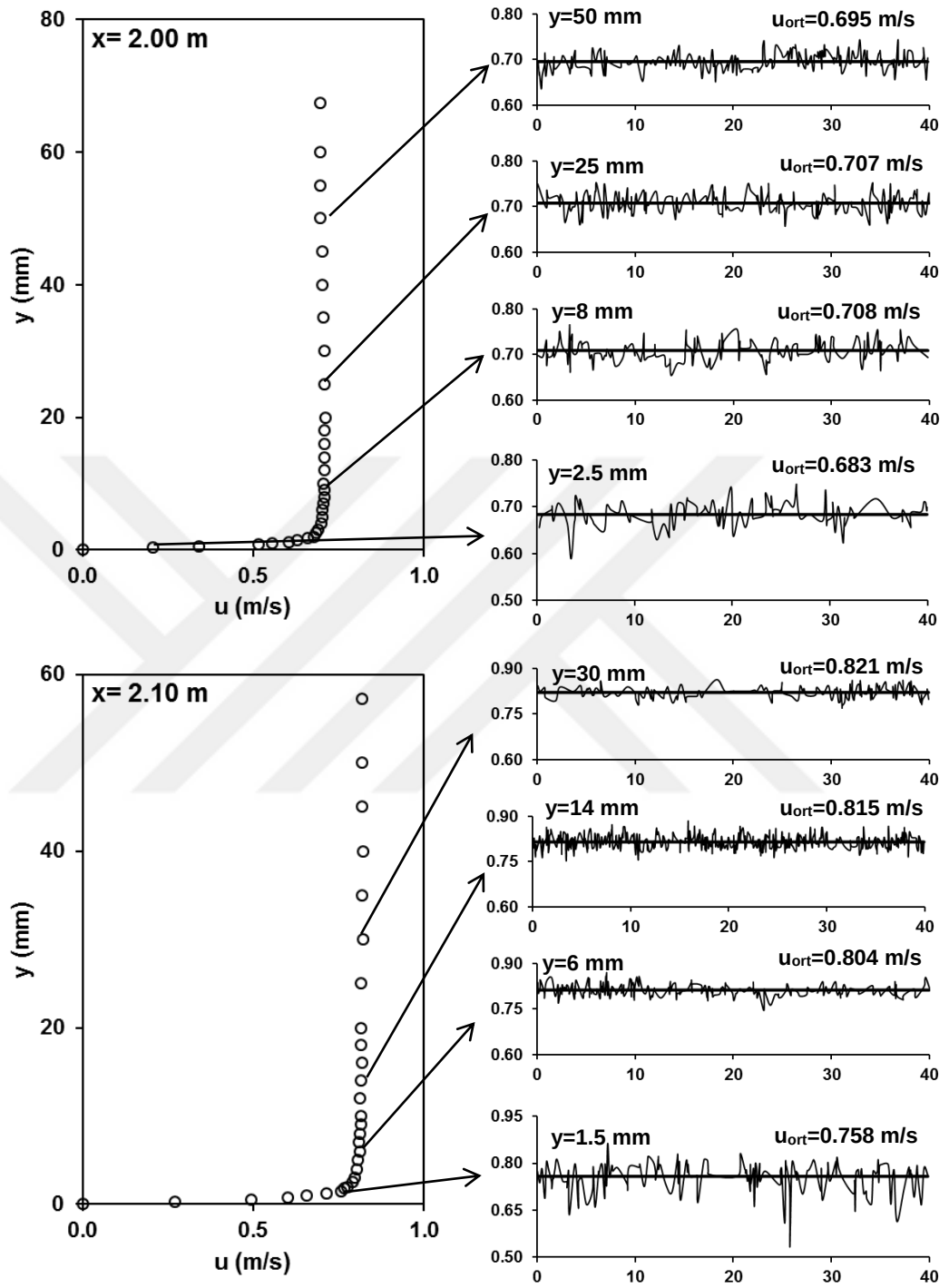
Şekil. 7.14. Kanalin farklı kesitlerindeki deneysel hız profilleri ile anlık hız değerlerinin zamansal değişimleri (Durum 2)



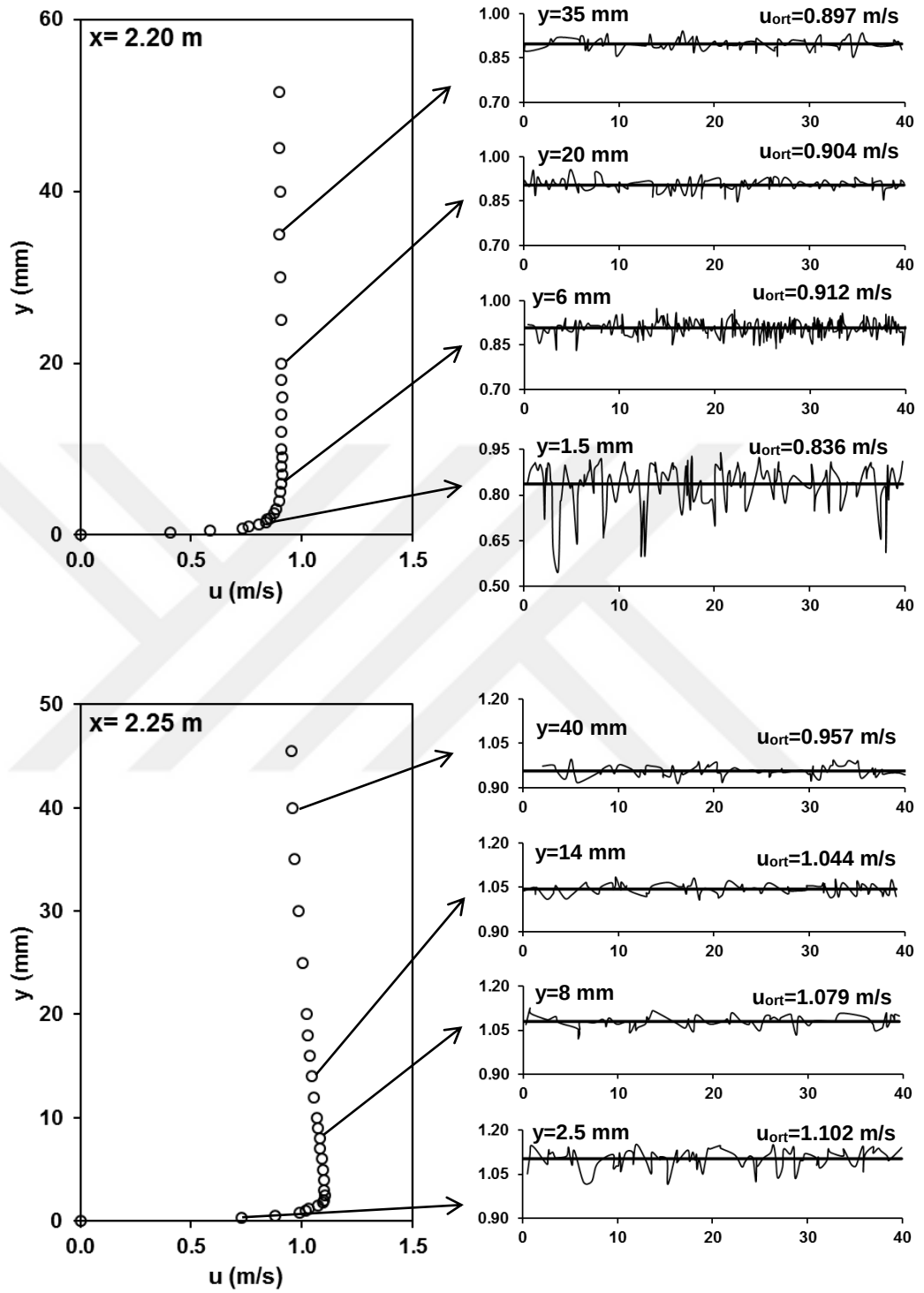
Şekil. 7.14. (Devam)



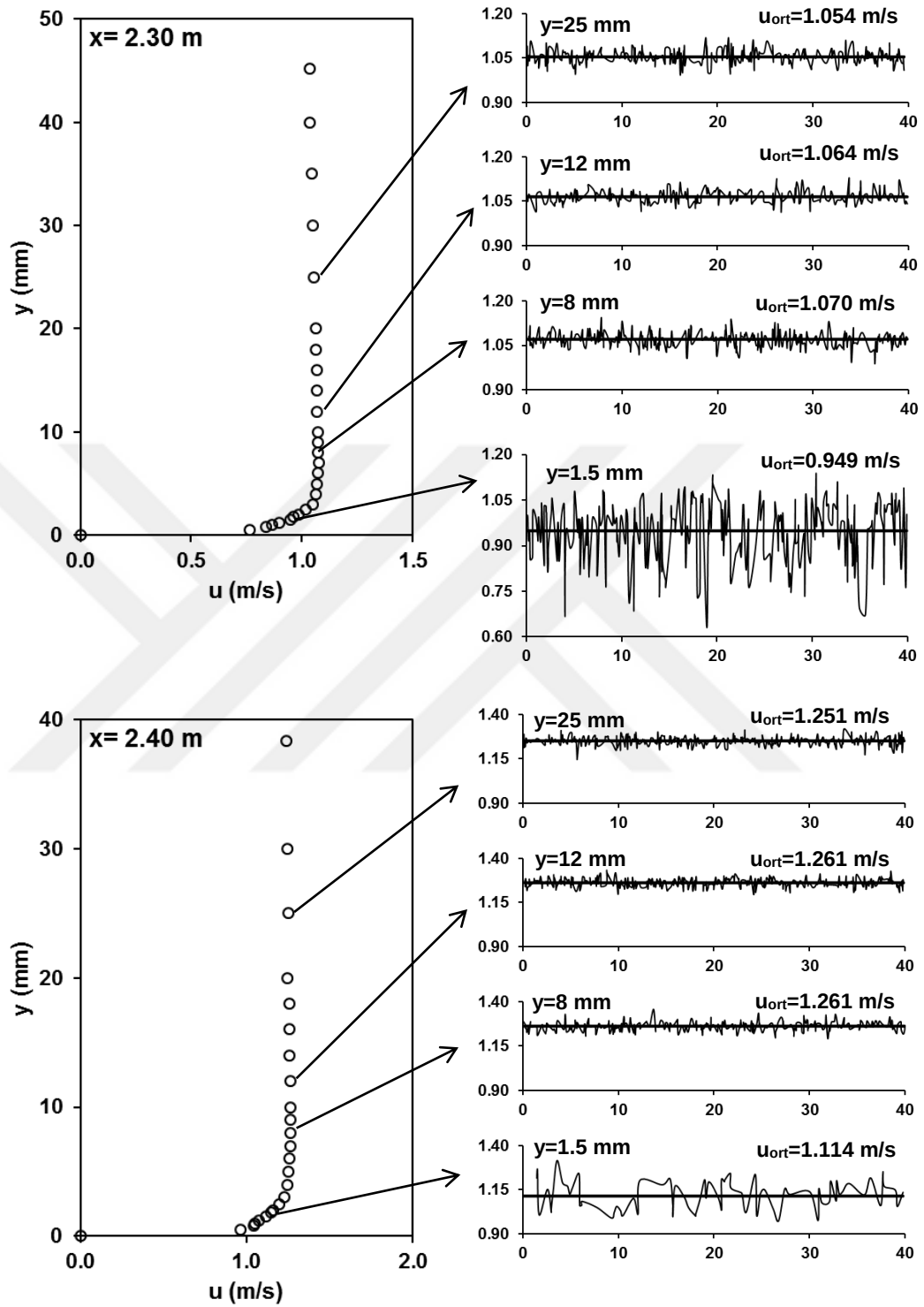
Şekil. 7.14. (Devam)



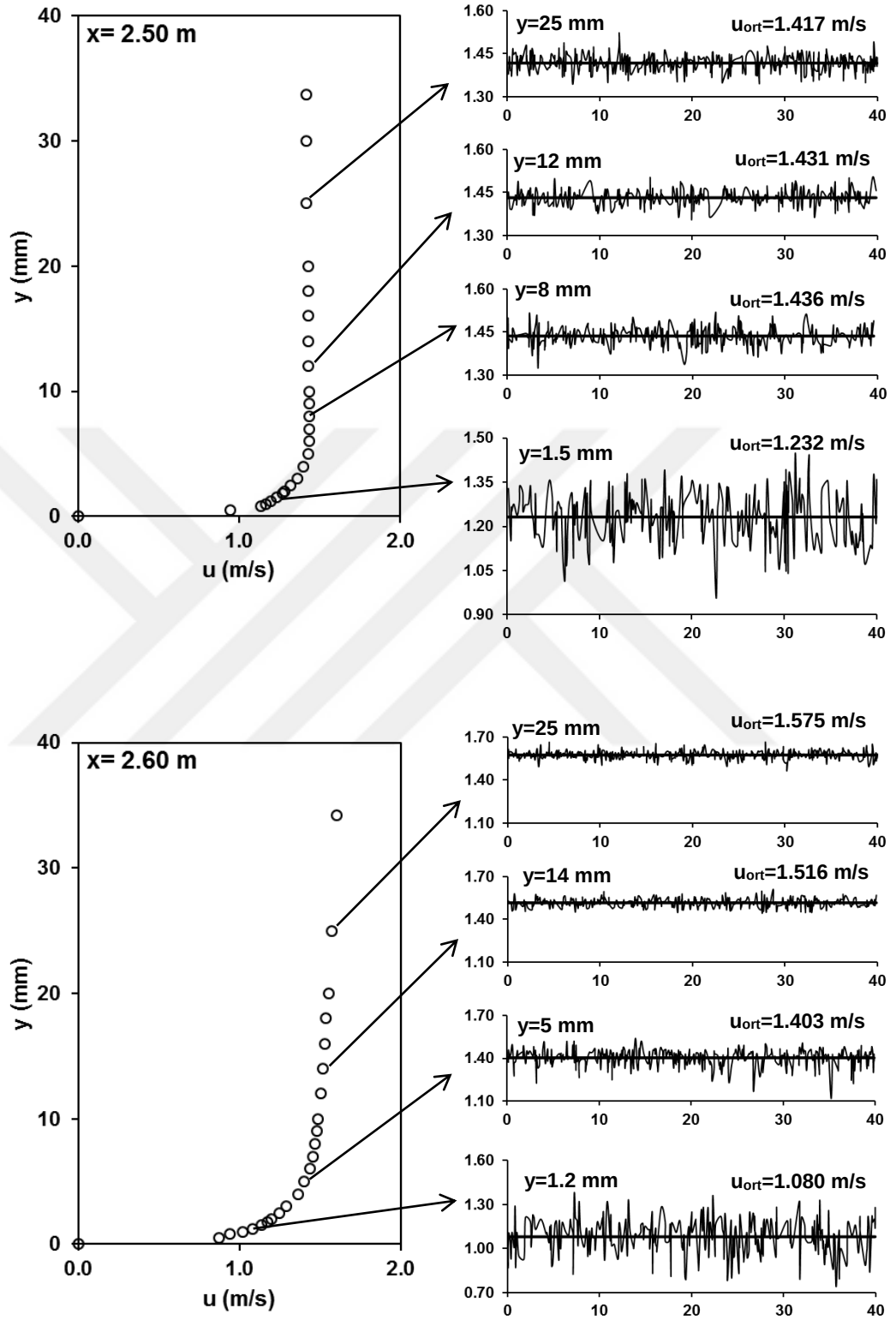
Şekil. 7.14. (Devam)



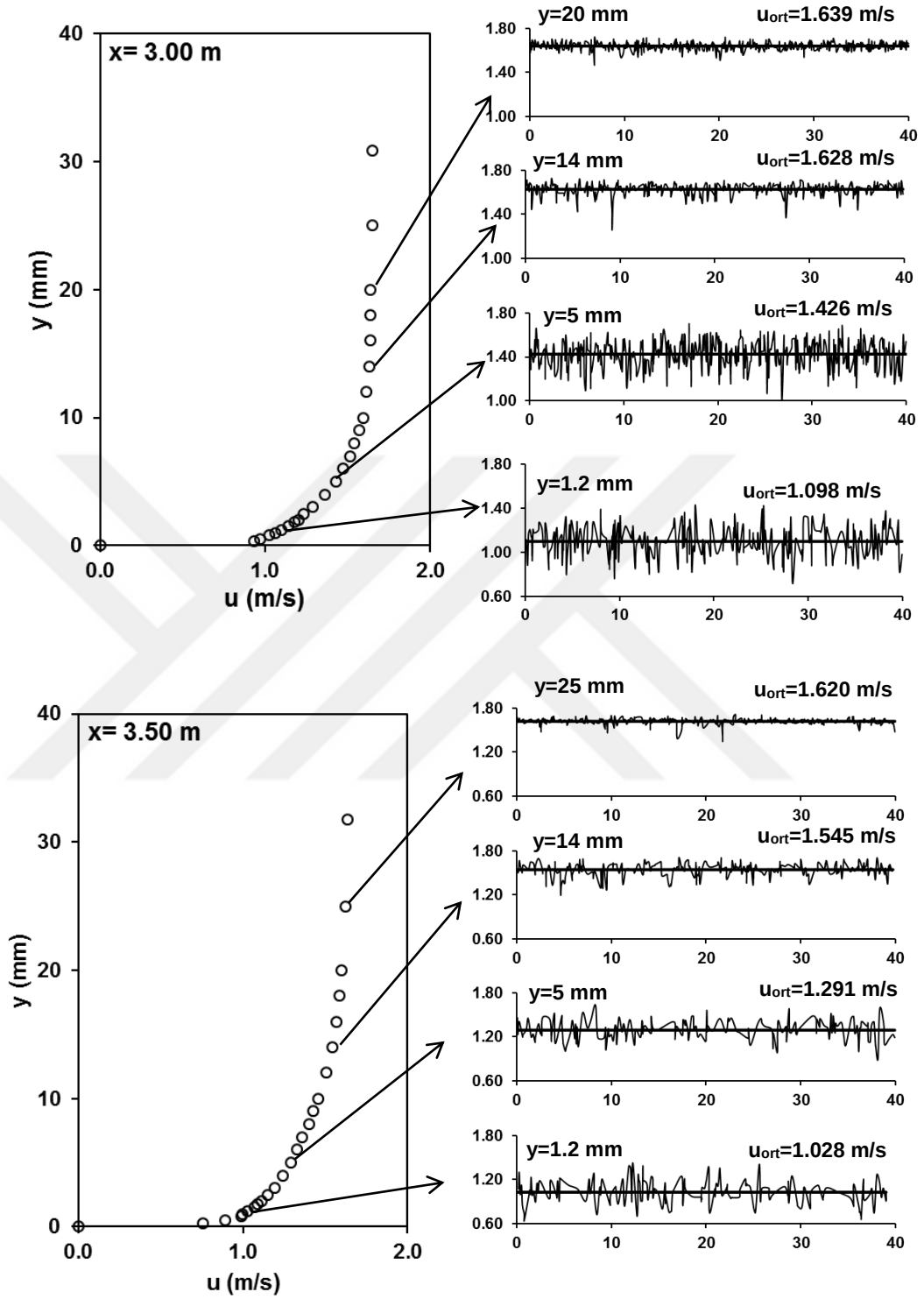
Şekil. 7.14. (Devam)



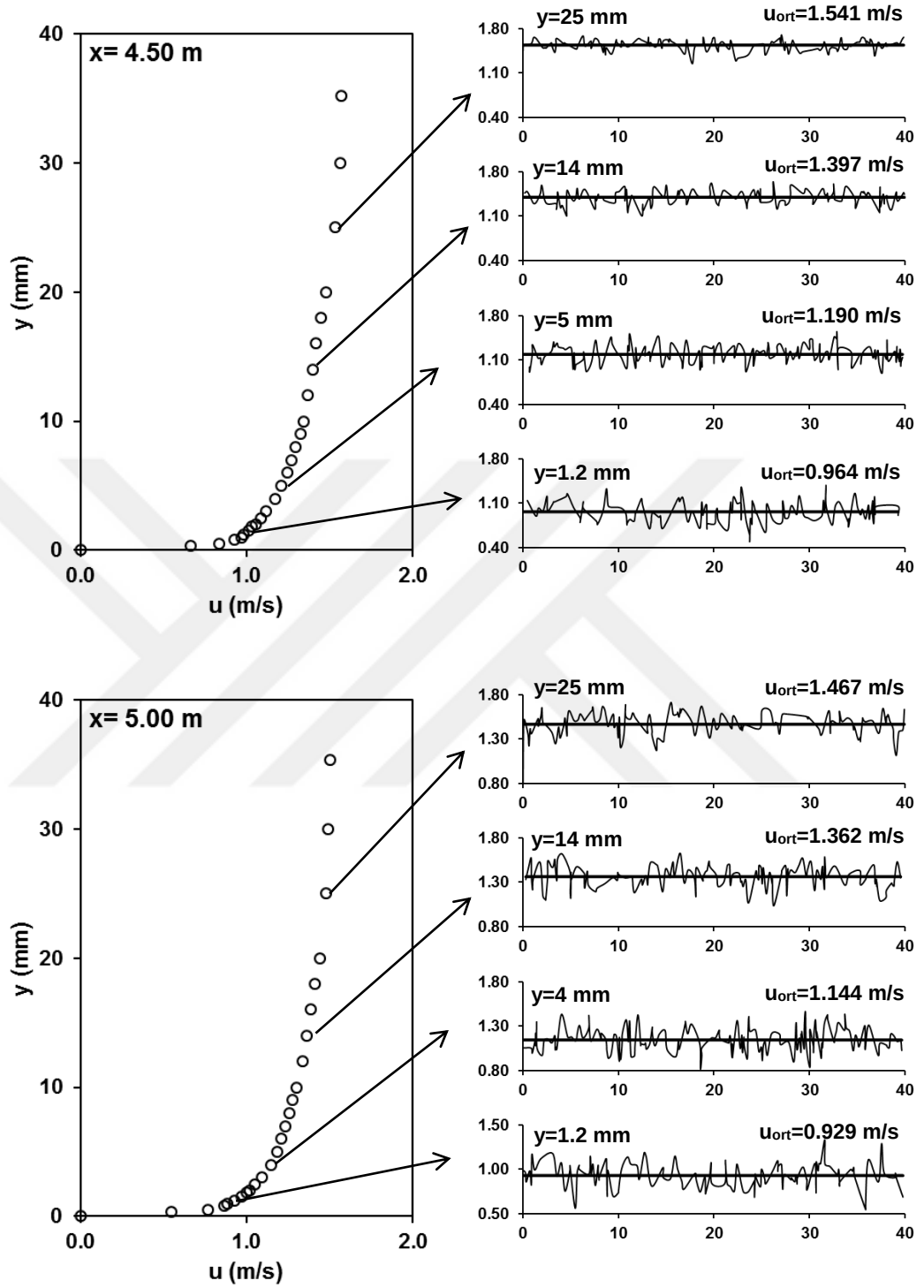
Şekil. 7.14. (Devam)



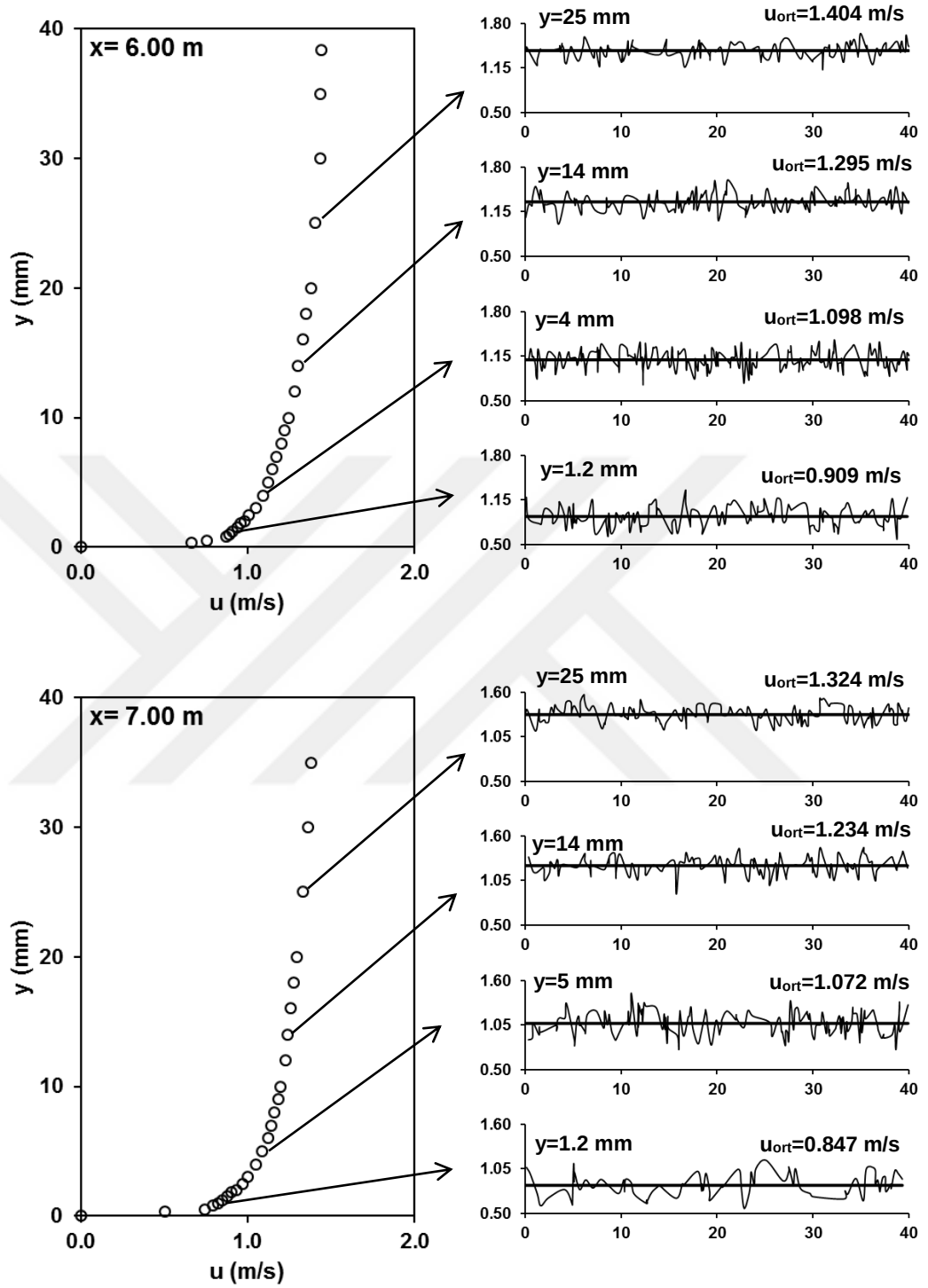
Şekil. 7.14. (Devam)



Şekil. 7.14. (Devam)



Şekil. 7.14. (Devam)



Şekil. 7.14. (Devam)

7.6. Enerji Spektrum Eğrisi

Spektral analiz, türbülans kaynaklı kinetik enerjinin frekans bölgesinde nasıl dağıldığının görülmesi açısından önemli bir araçtır. Türbülans kinetik enerjisi, toplam kinetik enerjinin hız sapınçlarından kaynaklanan kısmını ifade etmektedir. Birim akışkan hacmi başına düşen türbülans kinetik enerjisi (TKE)

$$TKE = \rho \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2} \quad (7.3.)$$

şeklinde tanımlanır. Burada ρ akışkanın yoğunluğunu, u' , v' ve w' değerleri sırasıyla x , y ve z yönlerindeki hız sapınçlarını göstermektedir. Düzensiz türbülans çalkantılarının farklı frekans bileşenlerinin süperpozisyonu şeklinde görülebilmeye türbülans spektrumu olarak sağlamaktadır. Örnek verilecek olursa u' hız sapınçlarından oluşan zaman serisi çok sayıda frekans bileşeninin bir süperpozisyonu şeklinde görülebilir (Czernuszenko ve Holley, 2007; Köse, 2011). Spektral yoğunluk fonksiyonu denklem 7.4 ile verilmiştir:

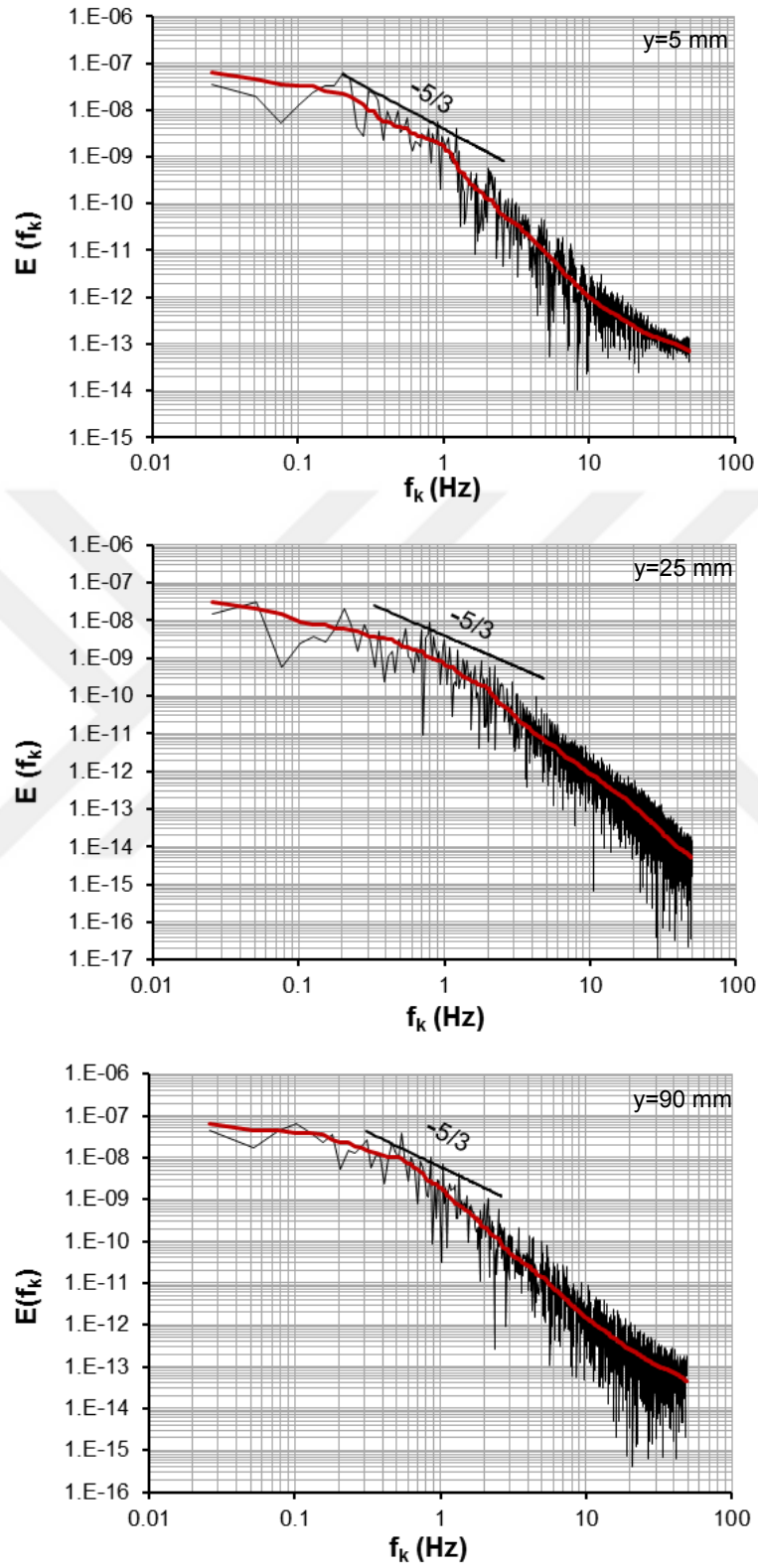
$$\int_0^\infty E(k) dk = \overline{u'^2} \quad (7.4.)$$

Denklem 7.4'deki eşitlik, spektral yoğunluk grafiğinin altında kalan bölgenin toplam alanının, hız zaman serisinin varyansına eşit olduğunu göstermektedir. Bu çalışmada verilen spektral yoğunluk fonksiyonları, x doğrultusunda ölçülen hız zaman serilerine Fourier dönüşümü uygulanarak elde edilmiştir. Şekil 7.15 ve 7.16'da kanal derinliği boyunca farklı kesitlerde ölçüm alınan belirli noktadaki filtrelenmiş ve filtrelenmemiş spektral yoğunluk fonksiyon grafikleri verilmiştir.

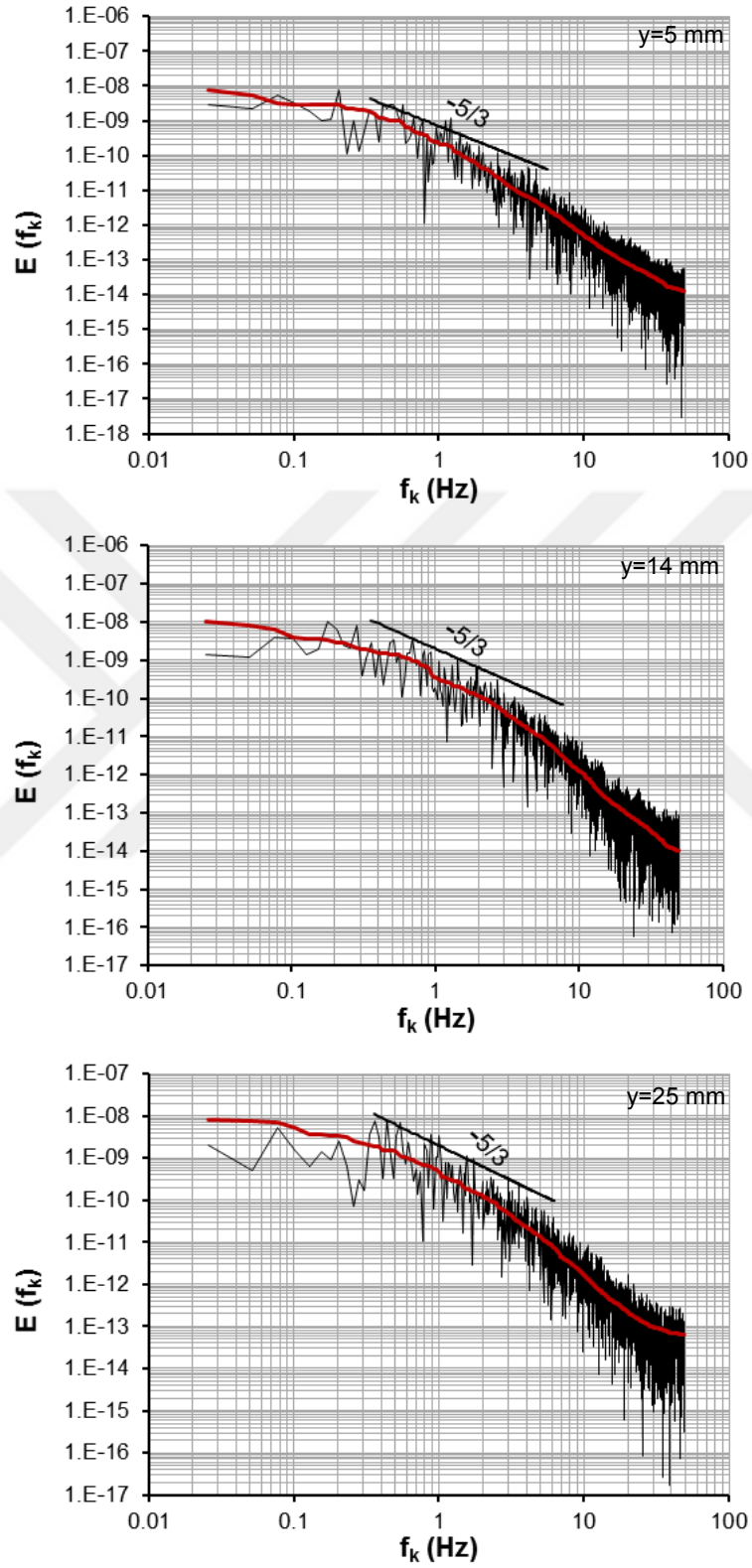
Bu noktalarda veriler, 100 Hz örnekleme frekansı ile alınmıştır. Şekillerden de görüldüğü gibi u' hız sapıncı bileşeninin, Kolmogorov'un $-5/3$ spektral kuralını yansıttığı görülmektedir. Kinetik enerjinin spektrum eğrisinin $-5/3$ eğrisine sahip

eylemsizlik aralığının bulunması, bu noktada Reynolds sayısının yüksek olduğunu, yani akımın tamamen türbülanslı olduğunu gösterir.

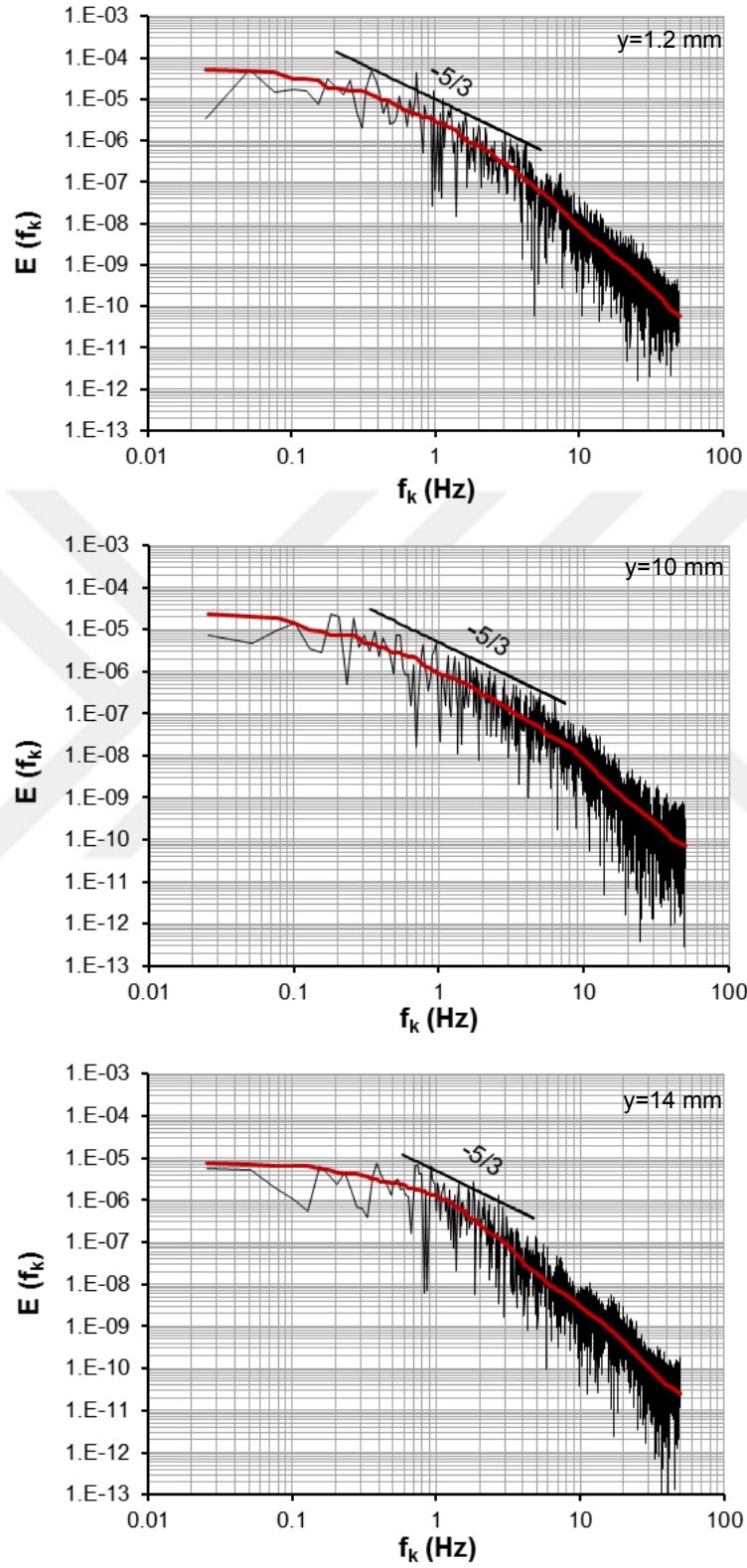
Şekiller incelendiğinde, frekans arttıkça enerjinin azaldığı, frekans azaldıkça ise enerjilerin arttığı görülmektedir. Bir başka ifade ile, küçük ölçekli çevrintiler (eddy), rölatif olarak daha küçük enerjiye sahip iken büyük ölçekli çevrintiler ise daha büyük enerjiye sahiptirler. Büyük ölçekli çevrintilerden küçük ölçekli çevrintilere doğru bir enerji akışı söz konusu olmakta ve sonunda moleküler viskozitenin etkisi ile enerji harcanımı meydana gelmektedir. Ayrıca her iki durum için de memba bölgesinden mansap bölgesine doğru giderken büyük çalkantıların sahip olduğu enerjinin arttığı, şekillerden de görülmektedir. Buna ilave olarak, debinin artması ile kinetik enerji de artmaktadır.



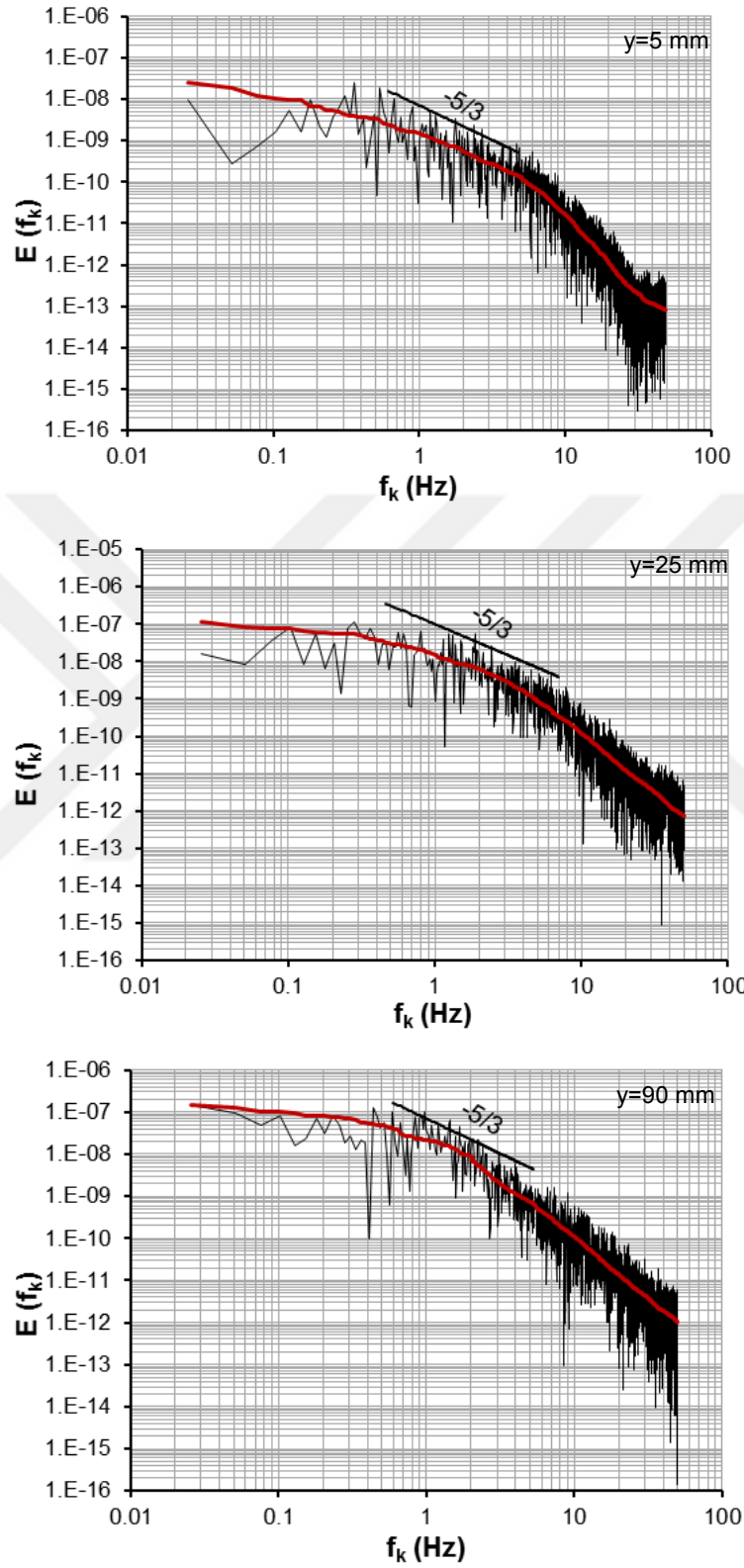
Şekil. 7.15. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, $x=110$ cm (Durum 1)



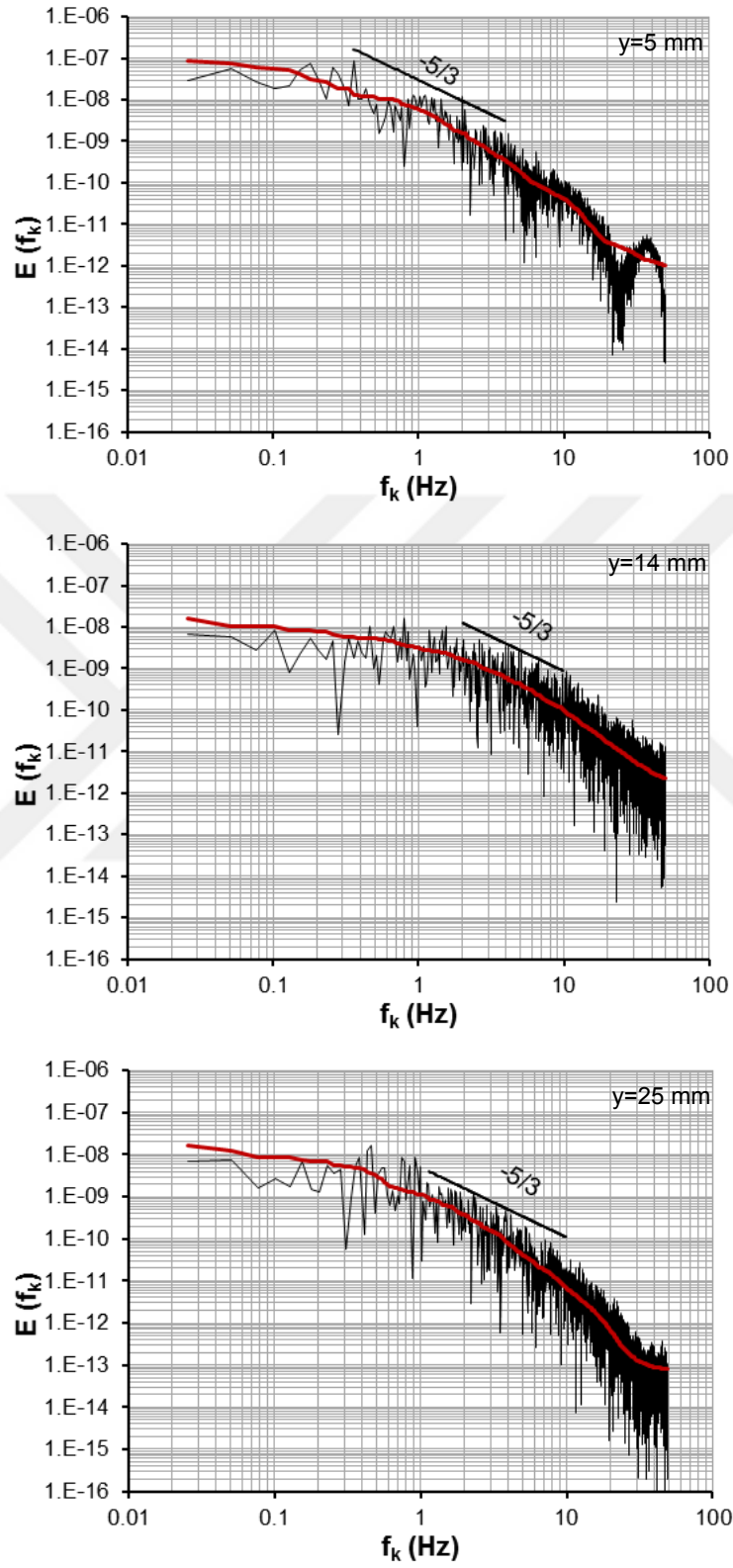
Şekil. 7.16. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, $x=210$ cm (Durum 1)



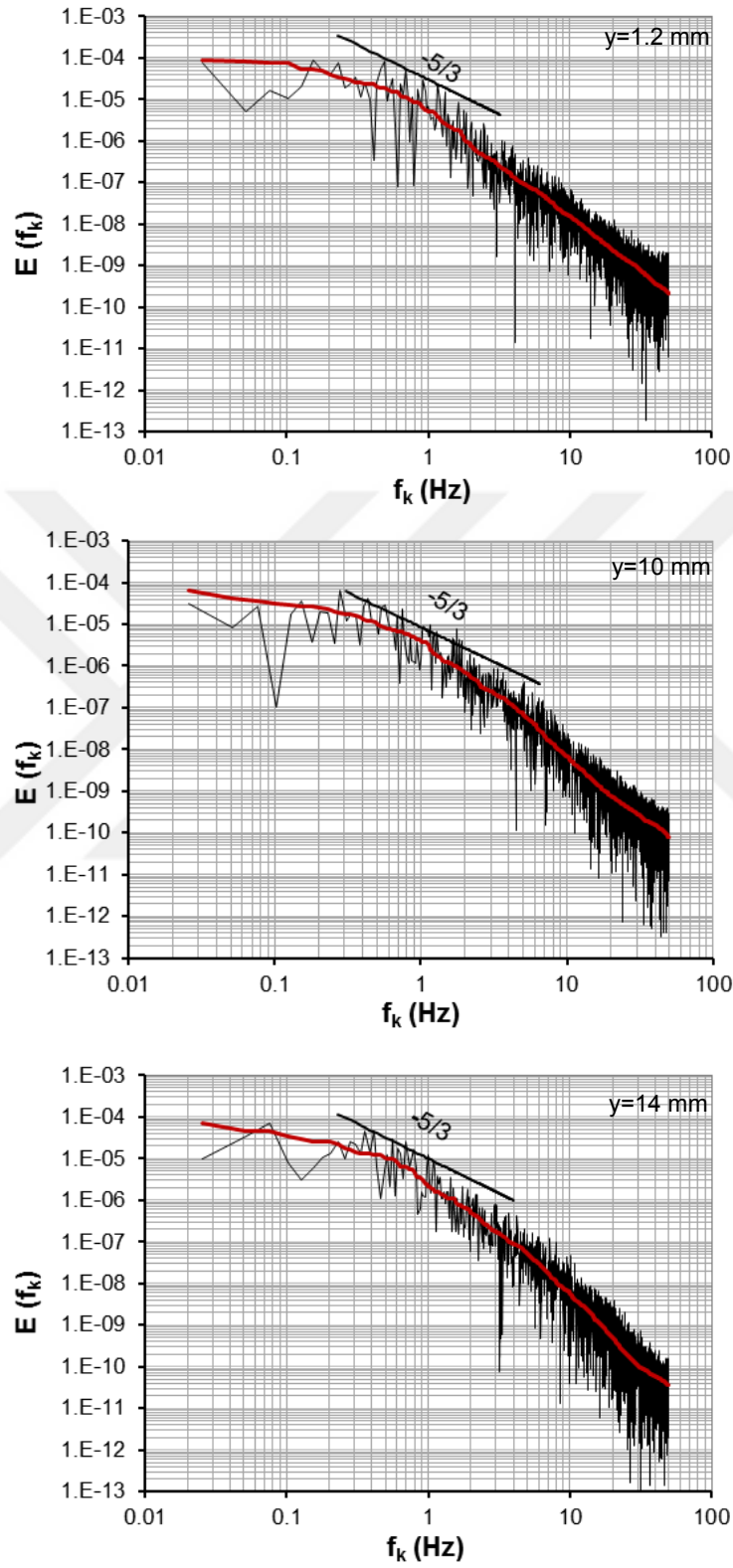
Şekil. 7.17. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, $x=500$ cm (Durum 1)



Şekil. 7.18. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, $x=110$ cm (Durum 2)



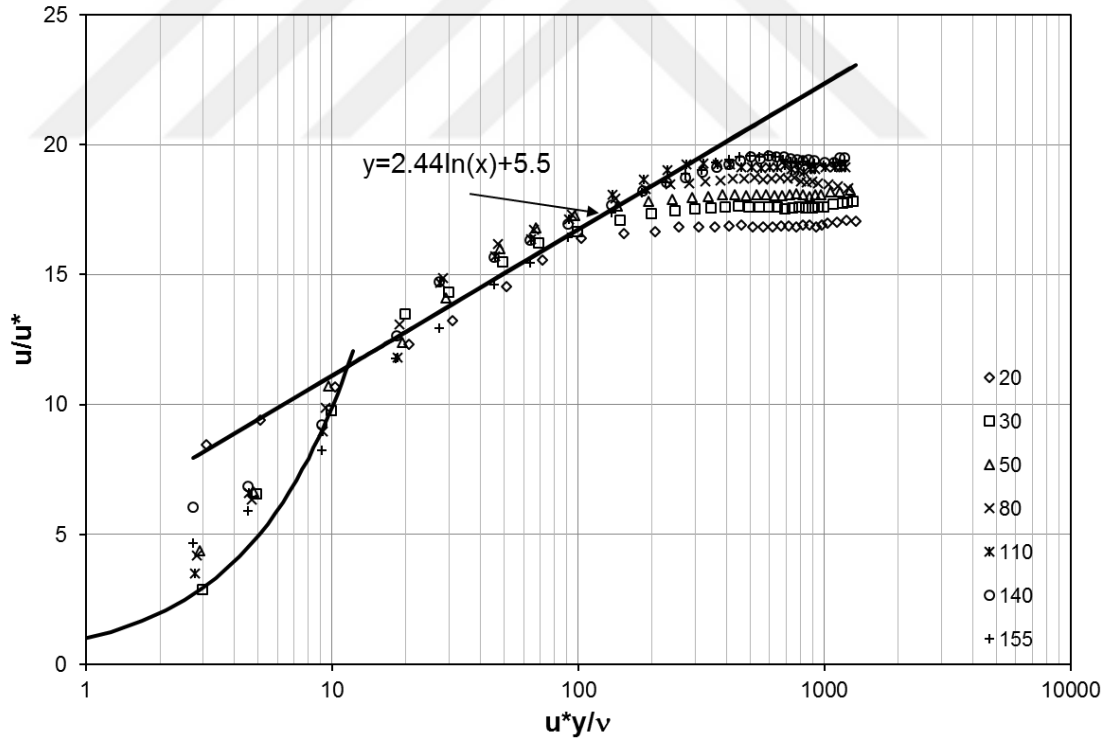
Şekil. 7.19. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, $x=210$ cm (Durum 2)



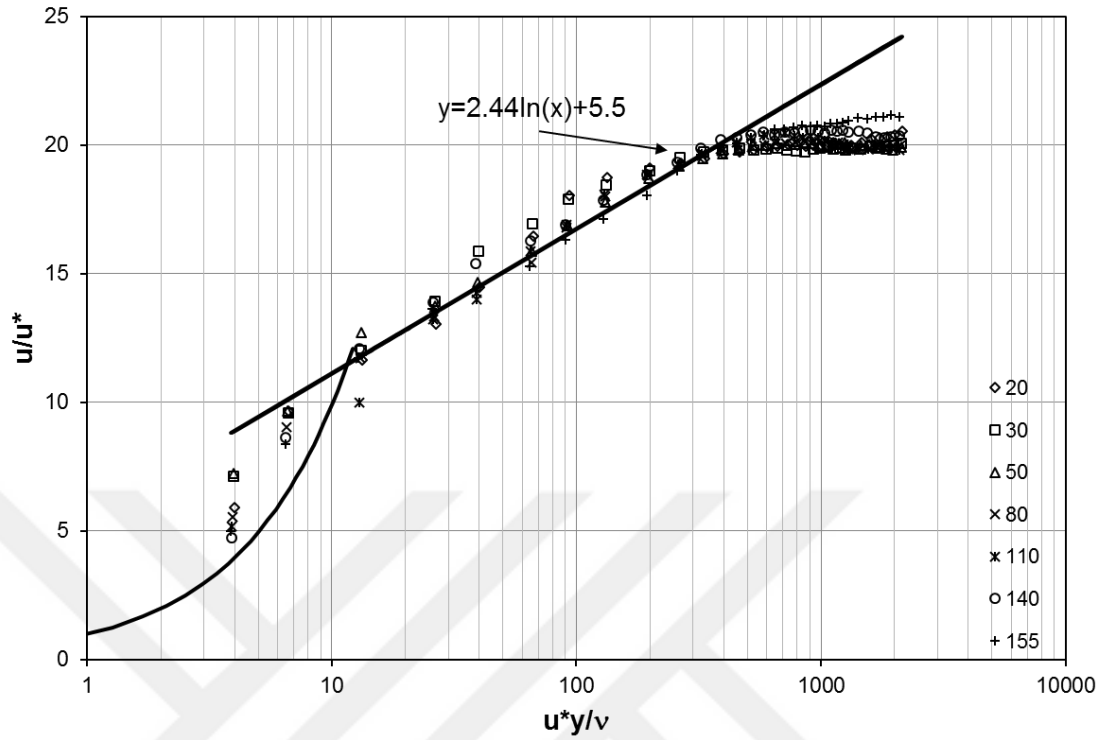
Şekil. 7.20. Anlık hız sapınçlarından elde edilen enerji spektrum eğrileri, $x=500$ cm (Durum 2)

7.7. Logaritmik Hız Dağılımı

Trapez kesitli-geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın memba bölgesinde, $x=0.20, 0.30, 0.50, 0.80, 1.10, 1.40, 1.55$ m kesitlerinde ölçülen akım hızlarının logaritmik olarak dağılımı Şekil 7.21 ve Şekil 7.22’de sırasıyla Durum 1 ve Durum 2 için verilmiştir. Gelişmekte olan akım bölgesi için ölçülmüş deneysel dataların, her iki durum için de, sınır tabakasının türbülanslı iç bölgesinde, von Karman-Prandtl tarafından verilen ve duvar kanunu (law of the wall) olarak bilinen logaritmik hız dağılımı ile uyumlu olduğu görülmektedir. LDA yardımıyla lineer hız dağılımının söz konusu olduğu viskoz alt tabakada ($u^*y/\nu \leq 10$) da ölçümler gerçekleştirilebilmiş ve bu şekilde elde edilen deneysel bulgular grafik üzerinde sunulmuştur.



Şekil 7.21. Logaritmik duvar kanunu dağılımı (Durum 1)



Şekil 7.22. Logaritmik duvar kanunu dağılımı (Durum 2)

Çizelge 7.3. Hesaplanan u^* kayma hızları (mm/s)

Kesit	20	30	50	80	110	140	155
Re=47600	11.70	11.30	11.00	10.75	10.50	10.40	10.35
Re=80680	15.20	15.10	15.00	14.90	14.80	14.75	14.70

Çizelge 7.3’de, memba bölgesinde hesaplanan kayma hızı değerleri verilmiştir. Kayma hızının, akımın gelişmesi ile birlikte azaldığı; Reynolds sayısının artmasıyla birlikte de artış gösterdiği çizelgeden de görülebilmektedir.

8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, trapez kesitli geniş başlıklı savak üzerinden geçen akımın hareketini idare eden denklemler, sonlu hacimler yöntemine dayalı ANSYS-Fluent paket programı yardımıyla altı farklı türbülans modeli kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. Su yüzünün teorik olarak belirlenmesinde Akışkan Hacimleri Yöntemi (VOF) kullanılmıştır. Serbest yüzeyli açık kanal akımının hız alanı, bir boyutlu Lazer Doppler Anemometresi (LDA) ile ölçülmüştür. SKE, RNG, RKE, MKW, SST ve RSM türbülans modellerini kullanarak elde edilen sayısal hız profilleri ve su yüzü profilleri deneysel ölçümlerle karşılaştırılmıştır.

OKH değerleri göz önüne alındığında Durum 1 için memba, savak ve mansap bölgelerinde sırasıyla MKW, RSM ve SST türbülans modellerinin diğer modellere göre daha iyi sonuç verdiği belirlenmiştir. Durum 2 için ise, memba bölgesinde MKW, savak bölgesinde RSM, mansap bölgesinde ise RKE türbülans modellerinin daha başarılı olduğu gözlenmiştir.

Su yüzü profilinin sayısal hesabında *Akışkan Hacimleri Yöntemi* (VOF) kullanılmıştır. Durum 1 ve Durum 2 için, bu çalışmada kullanılan türbülans modellerinin, su yüzü profilini belirlemede oldukça başarılı oldukları görülmüştür.

Ağ yapısından bağımsız çözümler elde etmek için, GCI (*Grid Convergence Index-Ağ yakınsama indeksi*) yöntemi kullanılmış, ağ yapısı ve ağ yoğunluğunun sayısal çözümler üzerinde etkisi test edilmiştir. Katı sınır sürtünmelerinden etkilenen bölgelerde, ağ yapısında uygulanan sıklaştırmaların, sayısal çözümler üzerinde olumlu yönde etkidiği belirlenmiştir.

Deneysel ölçümler sonucu elde edilen türbülans şiddeti, akım debisinin artmasıyla birlikte artmaktadır. Her iki durum için de türbülans şiddeti, memba bölgesinden savak yapısına doğru ilerledikçe azalmakta, mansap bölgesinde ise savak yapısından uzaklaştıkça artmaktadır. Ayrıca mansap bölgesinde, savaktan uzaklaştıkça su yüzüne yakın bölgelerdeki türbülans şiddeti artmaktadır. Anlık hız değerlerinden elde edilen bulgulara göre türbülans şiddeti kesit boyunca maksimum değere katı sınıra yakın olan bölgede ulaşmakta, su yüzüne doğru ise şiddeti gittikçe azalmaktadır. Bununla birlikte katı sınıra yakın bölgelerde, hem türbülans hem de

viskozite etkilerinin görüldüğü geçiş bölgesi söz konusu iken, katı sınırdan uzaklaştıkça kararlı ve türbülanslı bir akım yapısı yer almaktadır.

Bu çalışmada kullanılan türbülans modelleri ile hesaplanan akım çizgileri topolojilerinin birbirlerine çok benzer olduğu görülmüştür. Savak yapısının memba ve mansabında her hangi bir sınır tabakası ayrılmasına rastlanmamıştır.

Türbülansın kaynaklanan kinetik enerjinin, frekans uzayındaki dağılımını gösteren spektral yoğunluk fonksiyonları grafiklerinin, Kolmogorov'un $-5/3$ spektral kuralını yansıttığı gözlenmiştir. Ayrıca bu grafiklerden, küçük frekansa sahip büyük ölçekli çevrilerin daha büyük kinetik enerjiye, büyük frekanslı küçük ölçekli çevrilerin ise rölatif olarak daha küçük enerjiye sahip oldukları görülmüştür.

Memba bölgesinde gelişmekte olan akım koşullarında ölçülen deneysel verilerin, sınır tabakasının türbülanslı iç bölgesinde duvar kanunu olarak bilinen (law of the wall) logaritmik hız dağılımı ile uyumlu olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

- AKÖZ, M. S., 1996. Potansiyel Akımların Teorik ve Deneysel Analizi. Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- AKÖZ, M. S., KIRKGÖZ, M. S. ve ÖNER, A. A., 2009. Experimental and Numerical Modeling of a Sluice Gate Flow. *Journal of Hydraulic Research*, 472. 167-176.
- ARDIÇLIOĞLU, M. ve KIRKGÖZ, M. S., 1994. Pürüzsüz Açık Kanal Akımında Hız Dağılımının L. D. A. ile İncelenmesi. *Çukurova Üniversitesi Müh. Mim. Fak. Dergisi*, 9/2.
- ASHGRIZ, N., BARBAT, T. ve WANG, G., 2004. A Computational Lagrangian-Eulerian Advection Remap for Free Surface Flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 441. 1-32.
- AZIMI, A. H., RAJARATNAM, N. ve ZHU, D. Z., 2013. Discharge Characteristics of Weirs of Finite Crest Length with Upstream and Downstream Ramps. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering-Asce*, 1391. 75-83.
- BAL, H., 2011. Geniş Başlıklı Savak İçeren Açık Kanal Akımının Sayısal Modellenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- BAL, H., KIRKGÖZ, M. S. ve GÜMÜŞ, V., 2011. Geniş Başlıklı Savak Akımının Deneysel ve Sayısal Modellenmesi. *Ç. Ü. Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Dergisi*, 26(2). 33-45.
- BEHR, M., 2001. Stabilized Space-Time Finite Element Formulations for Free-Surface Flows. *Communications in Numerical Methods in Engineering*, 1711. 813-819.
- BLAZEK, J., 2001. *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*. Oxford, UK., Elsevier.
- CHEN, Q., DAI, G. Q. ve LIU, H. W., 2002. Volume of Fluid Model for Turbulence Numerical Simulation of Stepped Spillway Overflow. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce*, 1287. 683-688.

- CHEN, H. C. ve PATEL, V. C., 1988. Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation. *Aiaa Journal*, 266. 641-648.
- CZERNUSZENKO, W. ve HOLLEY, E. R., 2007. Open-Channel Turbulence Measurements with a Three-Component Acoustic Doppler Velocimeter. *Publications Institute of Geophysics Polish Academy of Sciences*, E-7(401).
- ÇELİK, İ. B., GHIA, U., ROACHE, P. J. ve FREITAS, C. J., 2008. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme*, 1307.
- DAVIDSON, L., 2005. Numerical Methods for Turbulent Flow. MTF071 Lecture Notes, Chalmers University of Technology, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Göteborg, Sweden.
- DURST, F., MELLING, A. ve WHITELAW, J. H., 1981. Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry. London ; New York, Academic Press. 437 p.
- FALTAS, M. S., HANNA, S. N. ve ABDELMALEK, M. B., 1989. Linearized Solution of a Free-Surface Flow over a Trapezoidal Obstacle. *Acta Mechanica*, 783-4. 219-233.
- FERZIGER, J. H. ve PERIC, M., 2002. Computational Methods for Fluid Dynamics. Springer, New York, USA.
- GIBSON, M. M. ve LAUNDER, B. E., 1978. Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer. *J. Fluid Mech.*, 86. 491-511.
- GOLDSTEIN, R. J., 1983. Fluid Mechanics Measurements. Washington, Hemisphere Pub. Corp.
- HAGER, W. H. ve SCHWALT, M., 1994. Broad-Crested Weir. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering-Asce*, 1201. 13-26.
- HARGREAVES, D. M., MORVAN, H. P. ve WRIGHT, N. G., 2007. Validation of the Volume of Fluid Method for Free Surface Calculation: The Broad-Crested Weir. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 12. 136-146.

- HAUN, S., OLSEN, N. R. B. ve FEURICH, R., 2011. Numerical Modeling of Flow over Trapezoidal Broad-Crested Weir. Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, 53. 397-405.
- HIRT, C. W. ve NICHOLS, B. D., 1981. Volume of Fluid (Vof) Method for the Dynamics of Free Boundaries. Journal of Computational Physics, 391. 201-225.
- HOFFMANN, K. A. ve CHIANG, S. T., 2000. Computational Fluid dynamics for Engineers Volume 1-2-3. Engineering Education System Publication, Kansan, USA.
- JOHNSON, M. C. ve SAVAGE, B. M., 2006. Physical and Numerical Comparison of Flow over Ogee Spillway in the Presence of Tailwater. Journal of Hydraulic Engineering-Asce, 13212. 1353-1357.
- JOHNSON, R. W., 1998. The Handbook of Fluid Dynamics. USA, Springer.
- JONGEN, T., 1992. Simulation and Modeling of Turbulent Incompressible Flows. PhD thesis, EPF Lausanne, Lausanne, Switzerland.
- KAYKAYOĞLU, R. C., 1994. Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiğine Giriş Ders Notları. İstanbul Üniversitesi Matbaası, İstanbul.
- KIRKGÖZ, M. S., 1989. Turbulent Velocity Profiles for Smooth and Rough Open Channel Flow. Journal of Hydraulic Engineering-Asce, 11511. 1543-1561.
- KIRKGÖZ, M. S. ve ARDIÇLIOĞLU, M., 1997. Velocity profiles of developing and developed open channel flow. Journal of Hydraulic Engineering-Asce, 12312. 1099-1105.
- KIRKGÖZ, M. S., AKÖZ, M. S. ve ÖNER, A. A., 2008. Experimental and Theoretical Analyses of Two-Dimensional Flows Upstream of Broad-Crested Weirs. Canadian Journal of Civil Engineering, 359. 975-986.
- KIRKGÖZ, M. S., ÖNER, A. A. ve AKÖZ, M. S., 2009. Numerical Modeling of Interaction of a Current with a Circular Cylinder Near a Rigid Bed. Advances in Engineering Software, 4011. 1191-1199.
- KIRKGÖZ, M. S., GÜMÜŞ, V., SOYDAN, N. G., ŞİMŞEK, O. ve AKÖZ, M. S., 2012. Experimental and Numerical Modeling of Flow over a Gate

- Controlled Semi-Cylinder Weir. 10th International Congress on Civil Engineering, Middle East Technical University, Ankara, Turkey.
- KÖSE, Ö., 2011. Distribution of Turbulence Statistics in Open-Channel Flow International Journal of the Physical Sciences, 6(14). 3426-3436.
- LAUNDER, B. E. ve SPALDING, D. B., 1972. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. Academic Press, London.
- LAUNDER, B. E., 1989. 2nd-Moment Closure and Its Use in Modeling Turbulent Industrial Flows. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 98. 963-985.
- LIEN, F. S. ve LESCHZINER, M. A., 1994. Assessment of Turbulence-Transport Models Including Nonlinear Rng Eddy-Viscosity Formulation and 2nd-Moment Closure for Flow over a Backward-Facing Step. Computers & Fluids, 238. 983-1004.
- MENTER, F. R., 1992. Influence of Freestream Values on K-Omega Turbulence Model Predictions. Aiaa Journal, 306. 1657-1659.
- MENTER, F. R., 1992. Performance of Popular Turbulence Models for Attached and Separated Adverse Pressure-Gradient Flows. Aiaa Journal, 308. 2066-2072.
- MENTER, F. R., 1994. 2-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. Aiaa Journal, 328. 1598-1605.
- MONTES, J. S., 1997. Irrotational Flow and Real Fluid Effects under Planar Sluice Gates. Journal of Hydraulic Engineering-Asce, 1233. 219-232.
- NIKURADSE, J., 1933. Strömungsgesetze in Rauhen Rohren, Forsch. Geb. Ing. Wes. Heft 361.
- ÖNER, A. A., AKÖZ, M. S., KIRKGÖZ, M. S. ve GÜMÜŞ, V., 2012. Experimental Validation of Volume of Fluid Method for a Sluice Gate Flow. Advances in Mechanical Engineering.
- ÖNER, A. A., KIRKGÖZ, M. S. ve AKÖZ, M. S., 2007. Geniş Başlıklı Savak Akımının Deneysel ve Sayısal Yöntemle İncelenmesi. III. Ulusal Su Mühendisliği Sempozyumu, 3-12, İzmir.

- RAMAMURTHY, A. S., QU, J. Y. ve VO, D., 2006. VOF Model for Simulation of a Free Overfall in Trapezoidal Channels. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering-Asce*, 1324. 425-428.
- ROACHE, P. J., 1994. Perspective - a Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies. *Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme*, 1163. 405-413.
- ROACHE, P. J., 1997. Quantification of Uncertainty in Computational Fluid Dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 29. 123-160.
- ROACHE, P. J., 1998. Verification of Codes and Calculations. *Aiaa Journal*, 365. 696-702.
- SARGISON, J. E. ve PERCY, A., 2009. Hydraulics of Broad-Crested Weirs with Varying Side Slopes. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering-Asce*, 1351. 115-118.
- SARKER, M. A. ve RHODES, D. G., 2004. Calculation of Free-Surface Profile over a Rectangular Broad-Crested Weir. *Flow Measurement and Instrumentation*, 154. 215-219.
- SHIH, T. H., LIOU, W. W., SHABBAR, A., YANG, Z. G. ve ZHU, J., 1995. A New Kappa-Epsilon Eddy Viscosity Model for High Reynolds-Number Turbulent Flows. *Computers & Fluids*, 243. 227-238.
- SRIKANTIAH, D. V. ve COLEMAN, H. W., 1985. Turbulence Spectra from Individual Realization Laser Velocimetry Data. *Experiments in Fluids*, 31. 35-44.
- ŞEKER, T., 2006. Kontrol Yapıları Arkasındaki Açık Kanal Akımlarının Sayısal ve Deneysel Analizi. Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- ŞİMŞEK, O., 2011. Eğrisel Geniş Başlıklı Savak Üzerinden Geçen Açık Kanal Akımının Deneysel ve Teorik Analizi. Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- ŞİMŞEK, O., AKÖZ, M. S. ve GÜMÜŞ, V., 2011. Eğrisel Geniş Başlıklı Savak Üzerinden Geçen Açık Kanal Akımının Deneysel ve Teorik Analizi. *Ç. Ü. Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Dergisi*, 26(2). 47-55.

- VERSTEEG, H. K. ve MALALASEKERA, W., 1995. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method. Harlow, England.
- WANG, X.-k., HAO, Z.-y. ve TAN, S. K., 2010. Hydrodynamics of trapezoidal embankment weirs. 9th International Conference on Hydrodynamics 22(5): 386-390 October 11-15, Shanghai, China.
- WILCOX, D. C., 1988. Multiscale Model for Turbulent Flows. Aiaa Journal, 26(11): 1311-1320.
- WILCOX, D. C., 1991. A Half Century Historical Review of the k-w Model. Reno, Nevada, USA, American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper, AIAA.
- WILCOX, D. C., 1998. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc., California.
- YAKHOT, V. ve ORSZAG, S. A., 1986. Renormalization-Group Analysis of Turbulence. Physical Review Letters, 57(14): 1722-1724.
- YAKHOT, V., ORSZAG, S. A., THANGAM, S., GATSKI, T.B. ve SPEZIALE, C.G., 1992. Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique. Physics of Fluids a-Fluid Dynamics, 4(7): 1510-1520.
- ZERIHUN, Y. T. ve FENTON, J. D., 2004. Application of a Boussinesq-Type Equation to Flow over Trapezoidal Profile Weirs. Hydraulics of Dams and River Structures. 369-376.

ÖZGEÇMİŞ

28/04/1986 yılında Mersin ilinin Tarsus ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Tarsus'ta tamamladı. 2005 yılında Selçuk Üniversitesi İnşaat Mühendisliği bölümünde eğitime başlayıp 2009 yılında buradan mezun oldu. 2010 yılında Çukurova Üniversite İnşaat Mühendisliği bölümü İnşaat Mühendisliği Anabilim dalında yüksek lisans eğitime başladı. 2011 yılında Öğretim Üyesi Yetiştirme Programı (ÖYP) ile Çukurova Üniversitesi Ceyhan Mühendislik Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümü Hidrolik Anabilim dalına araştırma görevlisi olarak atandı. Halen Çukurova Üniversitesi İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalında yüksek lisans eğitime devam etmektedir.