

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**PERİYODİK OLARAK TAM GELİŞMİŞ TÜRBÜLANSLI
AKIŞ VE ISI TRANSFERİNDE REALIZABLE
K-EPSILON TÜRBÜLAN MODELİNİN
PERFORMANSININ İNCELENMESİ**

Şaban BİLGİN

**Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr. Atila Abir İĞCİ**

Yozgat 2014

**T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

Yüksek Lisans Tezi

**PERİYODİK OLARAK TAM GELİŞMİŞ TÜRBÜLANSLI
AKIŞ VE ISI TRANSFERİNDE REALIZABLE
K-EPSILON TÜRBÜLAN S MODELİNİN
PERFORMANSININ İNCELENMESİ**

Şaban BİLGİN

**Tez Danışmanı
Yrd .Doç. Dr. Atila Abir İĞCİ**

Yozgat 2014

PERİYODİK OLARAK TAM GELİŞMİŞ TÜRBÜLANSLI AKIŞ VE ISI TRANSFERİNDE REALIZABLEK-EPSİLON TÜRBÜLAN MODELİNİN PERFORMANSININ İNCELENMESİ

Şaban BİLGİN

**Bozok Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Makine Mühendisliği Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

2014; Sayfa:68

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Atila Abir İĞCİ

ÖZET

Bu tez çalışmasında, akış kesit alanı periyodik olarak değişen bir kanaldaki türbülanslı akış ve ısı transferi problemi iki farklı türbülans modeli kullanılarak elde edilen çözümler deneysel verilerle karşılaştırmalı olarak sunulmuştur. Bunun için ANSYS Fluent 12.1 CFD paket programı kullanılmıştır. Periyodik tam gelişmiş akış koşulu, akış doğrultusunda kanalın ısıtılan alt duvarına bitişik olarak tanımlanmış periyodik engeller ile sağlandı. Bunun için çalışmalar üç boyutlu olarak oluşturulmuş bir periyotluk çözüm geometrisinde ele alınmıştır. Akışkan hava için, akış doğrultusunda periyodik, engellerin bulunduğu alt duvarda sabit ısı akısı ve diğer duvarlarda adyabatik sınır koşulları altında gerçekleştirildi. Zaman ortalamalı hareket denklemlerinin (RANS) çözümünde, katı sınırdaki iyileştirilmiş yakın duvar bölgesi modelikullanılarak Standart k-epsilon ile Realizable k-epsilon olmak üzere iki farklı türbülans modeli için ayrı ayrı çözümler yapılmış ve elde edilen sonuçlar irdelenmiştir. Çalışmada elde edilen sayısal sonuçlarla literatürden gelen deneysel verilerin genelolarak uyum içinde olduğu görülmektedir. Görülen bazı uyumsuzlukların daha çok akışın yüzeyden ayrılıp tekrar birleştiği ve geri dönüş akışlarının bulunduğu engelden sonraki zayıf akım bölgesinde olduğu görülmektedir. Realizable k-epsilon model akışın engelden sonra yüzeye yeniden tutunma mesafesini daha doğru hesapladığı ve engelden sonraki zayıf akım bölgesinde standart k-epsilon modeline göre nispeten fiziksel olarak daha gerçekçi sonuçlar verdiği görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Periyodik Tam Gelişmiş Akış, Realizable k-epsilon Türbülans Modeli, Standart k-epsilon Türbülans Modeli, İyileştirilmiş Duvar Fonksiyonu, Kanal Akışı.

PERFORMANCE EXAMINATION OF REALIZABLE K-EPSILON TURBULENCE MODEL IN PERIODICALLY FULLY DEVELOPED TURBULENT FLOW AND HEAT TRANSFER

Şaban BİLGİN

**Bozok University
Institute of Natural and Applied Sciences
Department of Mechanical Engineering
Master of Science Thesis**

2014; Page:68

Advisor: Assist. Prof. Dr. Atila Abir İÇCİ

ABSTRACT

In this study, turbulent flow and heat transfer behaviour have been investigated by using two different turbulence models in a channel whose cross-sectional area is varying periodically. ANSYS Fluent 12.1 CFD program has been used and Realizable and Standard k-epsilon results were presented with each other and experimental data comparatively. The periodic fully developed flow condition was obtained with periodically defined on the bottom wall mounted ribs. Governing equations were solved for one period under the stream wise periodic, constant heat flux at the bottom wall, adiabatic at the ribs and at the top wall boundary conditions. It is seen that the results from the turbulence models are generally in good agreement with experimental data given in the literature. On the other hand, there are some inconsistencies between comparing results. It can be explained that these inconsistencies occur generally in weak region in which backward flows exists behind the rib. Eventually, it is concluded that Realizable k-epsilon model predicts well-reattachment point location and states more realistic results than Standard k- epsilon model in weak region.

Key Words: Periodic fully developed flow, realizable k- epsilon turbulence model, standard k- epsilon turbulence model, enhanced wall treatment, channel flow

TEŞEKKÜR

Yaptığım alıőmalarda yardımlarını esirgemeyen danıőman hocam Yrd. Doç. Dr. Atila Abir İĞCİ'ye ve bana desteklerini eksik etmeyen eőime çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR	v
TABLolar LİSTESİ	viii
ŞEKİLLER LİSTESİ	ix
KISALTMALAR LİSTESİ	x
SEMBOL LİSTESİ	xi
1.GİRİŞ	1
1.1. Literatür Araştırması.....	1
1.2. Tez Çalışmasının Kapsamı ve Amacı.....	6
2.GENEL BİLGİLER	8
2.1. Genel Korunum Denklemleri.....	8
2.2. Reynolds Denklemleri	11
2.3. Yakın Duvar Bölgesinde Akış.....	15
2.4. Türbülans Modellerinin Performansının İncelendiği Geometrilere Örnekler..	18
3.MATERYAL VE YÖNTEM	21
3.1 Çözüm Geometrisi.....	22
3.2 Matematiksel Formülasyon.....	23
3.2.1 Standart k-ε Türbülans Modeli..	23
3.2.2 Realizable k-ε Türbülans Modeli.....	24
3.3 Yakın Duvar Bölgesi Yaklaşımı.....	26
3.3.1 Standart Duvar Fonksiyonları.....	26
3.3.2 İyileştirilmiş Yakın Duvar Bölgesi Modeli Yaklaşımı..	28
3.4 Reynolds Sayısı.....	30
3.5 Nusselt Sayısı.....	30
3.6 Yapılan Kabuller.....	31
3.7 Sınır Şartları.....	32
3.8 Çözüm Algoritması.....	36

3.9 Ağ Sıklığının Tespiti Çalışması.	39
4.BULGULAR.....	41
4.1 Akış Yönünde Hız Dağılımları.	41
4.2 Akışa Dik Yönde Hız Dağılımları.	43
4.3 Akış Yönünde Normal Türbülans Gerilmeleri.....	44
4.4 Akışa Dik Yönde Normal Türbülans Gerilmeleri.	46
4.5 Türbülans Kayma Gerilmesi.	47
4.6 Yerel Nusselt Sayısı.....	49
4.7 Ortalama Sıcaklık Dağılımı.	50
SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....	52
KAYNAKLAR	54
ÖZGEÇMİŞ	59
EKLER.....	60

TABLolar LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 3.1: Standart k - ϵ Türbülans Modeli için Ampirik Sabitler	24
Tablo 3.2: Akışkan zellikleri	32
Tablo 3.3: Relaksasyon Faktörleri	38
Tablo 3.4: Yakınsama Kriterleri	39
Tablo 4.1: Deneysel lmler ve Modeller ile Elde Edilen Sonuçların Karşılaştırılması ..	41

ŞEKİLLER LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1: Anlık Hız Bileşenlerinin Zamana Bağlı Değişimi	10
Şekil 2.2: Türbülans Çözüm Yöntemlerinin Karşılaştırılması	14
Şekil 2.3: Laminer Akış Hız Profili.....	15
Şekil 2.4: Türbülanslı Akış Hız Profili	16
Şekil 2.5: Çeper Yasası ve Logaritmik Yasa	18
Şekil 2.6: Türbülans Modellerinin Performansının İncelendiği Geometrilere Örnekler	19
Şekil 3.1: Acharya ve Arkadaşlarının Deney Düzeneği	21
Şekil 3.2: Çözümü Gerçekleştirilen Akış Alanının İki Boyutlu Görünüşü	22
Şekil 3.3: Çözümü Gerçekleştirilen Akış Alanının Genel Görünüşü.....	22
Şekil 3.4: Duvara Bitişik ilk P Düğüm Noktası.....	27
Şekil 3.5: Isı Transferi Sınır Şartları	33
Şekil 3.6: Kanal İçerisine Yerleştirilmiş Engeller ve Akım Çizgileri	34
Şekil 3.7: Ağ Sıklığının Yerel Nusselt Sayısı Dağılımına Etkisi.....	40
Şekil 3.8: Genel Ağ Yapısı Görüntüsü	41
Şekil 4.1: Akış Yönünde Hız Dağılımları ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası)	42
Şekil 4.2: Akış Yönünde Hız Dağılımları ($x/h = 3,1$ ile $11,8$ arası)	42
Şekil 4.3: Akışa Dik Yönde Hız Dağılımları ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası).....	43
Şekil 4.4: Akışa Dik Yönde Hız Dağılımları ($x/h = 3,1$ ile $11,8$ arası).....	44
Şekil 4.5: Akış Yönünde Hız Çalkantıları ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası).....	45
Şekil 4.6: Akış Yönünde Hız Çalkantıları ($x/h = 3,1$ ile $11,8$ arası)	45
Şekil 4.7: Akışa Dik Yönde Hız Çalkantıları ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası)	46
Şekil 4.8: Akışa Dik Yönde Hız Çalkantıları ($x/h = 3,1$ ile $11,8$ arası)	47
Şekil 4.9: Türbülans Kayma Gerilmesi Dağılımı ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası)	48
Şekil 4.10: Türbülans Kayma Gerilmesi Dağılımı ($x/h = 3,1$ ile $11,8$ arası).....	49
Şekil 4.11: Yerel Nusselt Sayısı Dağılımı	49
Şekil 4.12: Ortalama Sıcaklık Dağılımı.....	51

KISALTMALAR LİSTESİ

CFD :Computational fluid dynamics (Hesaplamalı Akışkanlar Mekaniği)

LES :Large Eddy Simulation (Büyük Girdap Simülasyonu)

DNS :DirectNumerical Simulation (Doğrudan Sayısal Simülasyon)

CPU : Central ProcessingUnit (Merkezi İşlem Birimi)

RNG : Re-Normalisation Group

LDV : Laser Doppler Velocimetry (Lazer Doppler Hız Ölçeri)

RANS : Reynolds-Avaraged Navier-Stokes equations (Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes Denklemleri)

SEMBOL LİSTESİ

$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$: Türbülans enerji yutulması $-\varepsilon$ eşitliği katsayıları ($C_{1\varepsilon} = 1,44, C_{2\varepsilon} = 1,92$)

C_μ : Prandtl-Kolmogorov bağıntısı katsayısı ($C_\mu = 0,09$)

C_p : Sabit basınçtaki özgül ısı katsayısı ($J/kg \cdot K$)

D_h : Hidrolik çap ($D_h = 101,6$ mm)

E : Logaritmik duvar kanunu ifadesinde bir sabit ($E = 9,8$)

G_k : Türbülans kinetik enerji üretimi (kg/ms^3)

h : Yüzey ısı taşınım katsayısı (W/m^2K)

k : Türbülans kinetik enerjisi (m^2/s^2)

k_f : Akışkan ısı iletim katsayısı ($W/m \cdot K$)

Nu : Ortalama Nusselt sayısı ($Nu = hD_h/k_f$)

Nu_x : Yerel Nusselt sayısı

P : Zaman ortalamalı basınç (N/m^2)

Pr : Moleküler Prandtl sayısı

q_w : Yüzeydeki ısı akısı (280 W/m²)

Re : Reynolds sayısı ($Re = U_m H/\nu$)

Re_y : Türbülanslı Reynolds sayısı ($Re_y = k^{1/2}y/\nu$)

S : Kaynak terimler

t : Zaman (s)

T : Sıcaklık (K)

T' : Anlık sıcaklığın çalkantı kısmı (K)

U_m : Ortalama hız ($u_{ref} = U_m = 3,6$ m/s)

$T_b(x)$: Akışkanın yerel ağırlıklı ortalama sıcaklığı (K)

$T_w(x)$: Duvar yüzey sıcaklığı (K)

u', v' : Yatay ve düşey anlık hızların çalkantı kısmı (m/s)

u^+ : Boyutsuz hız ($u^+ = U/u_\tau$)

U, V : Zaman ortalamalı yatay ve düşey hız bileşenleri (m/s)

u_{ref} : Referans hız ($u_{ref} = U_m = 3,6$ m/s)

x, y : Kartezyen koordinat bileşenleri (m)

y^+ : Boyutsuzlaştırılmış mesafe

- β : Akış yönünde genel basınç gradyanı ($\beta = \Delta P/L$) (N/m^3)
 γ : Akış yönünde genel sıcaklık gradyanı ($\gamma = \Delta T/L$) (K/m)
 Γ : Yayınım katsayısı (kg/ms)
 Δt : Zaman artımı (s)
 δ_{ij} : Kronecker delta fonksiyonu
 ε : Türbülans enerji yutulması (m^2/s^3)
 κ : Von-Karman sabiti ($\kappa = 0,41$)
 μ : Laminer dinamik viskozite (kg/ms)
 μ_t, μ_{eff} : Türbülans viskozitesi, efektif viskozite (kg/ms)
 ν : Laminer kinematik viskozite (m^2/s) ($\nu = \mu/\rho$)
 ρ : Yoğunluk (kg/m^3)
 Γ_{eff} : Efektif ısı yayınım katsayısı
 S_k, S_ε : k ve ε denklemlerindeki kaynak terimler
 u_τ : Sürtünme hızı (m/s)
 τ_w : Çeper kayma gerilmesi (N/m^2)
 $\sigma_t, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$: Türbülans Prandtl/Schmidt sayıları ($\sigma_t = 0,9, \sigma_k = 1,0, \sigma_\varepsilon = 1,3$)
 Φ : Genel korunum eşitliğine ait bağımlı değişken
 τ_{ij} : Özgül Reynolds-gerilme tensörü (N/m^2)
 $\tau_{xx,turb}^*$: Akış Yönünde Normal Türbülans Gerilmesi ($(\overline{u'^2})^{1/2}/u_{ref}$)
 $\tau_{yy,turb}^*$: Akışa Dik Yönde Normal Türbülans Gerilmesi ($(\overline{v'^2})^{1/2}/u_{ref}$)
 $\tau_{xy,turb}^*$: Türbülans Kayma Gerilmesi ($(-\overline{u'v'})^{1/2}/u_{ref} \times 1000$)
 I : Türbülans Yoğunluğu ($\sqrt{(2/3)k}/\sqrt{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}$)

GİRİŞ

Boru veya kanal iç yüzeyine yerleştirilen engeller ısı tabakada kopma sağlayarak ve/veya türbülans karışmasını artırarak ısı transferinde iyileşme sağlar. Bu özelliğinden dolayı engeller, gaz türbin kanatçıklarının soğutulmasında, gazla soğutulan nükleer reaktörlerde, elektronik cihazlarda, ısı değiştiricileri gibi birçok endüstriyel uygulamada kullanılırlar. Yüzeyinde engeller bulunan kanallarla ilgili yapılan çalışmalara bakıldığında Webb ve diğerlerinin [1] 1971 yılında yaptıkları çalışmanın akış doğrultusunda engeller yerleştirilmiş bir kanaldaki akış özelliklerinin incelendiği ilk sistematik deneysel çalışma olduğu görülmektedir. Webb ve diğerlerinin iç yüzeyinde periyodik engeller bulunan bir kanaldaki türbülanslı akış için ısı transferi ve sürtünme arasındaki bağlantılar geliştirdikleri çalışmanın sonucunda, başlangıçtan birkaç engel sonra akış alanının zamandan bağımsız hale geldiğini saptamışlardır. 1977 yılında ise Patankar ve diğerleri [2] ilk defa akış kesit alanı periyodik olarak değişen kanallardaki akış ve ısı transferini ifade eden terimlerin bulunduğu kavram ve denklemleri geliştirmişlerdir. Akış doğrultusuna dik ve birbirine göre kaydırılmış levhaların yerleştirildiği bir kanalın incelendiği bu çalışmada, akış bölgesinin bir periyotluk bölgesi çözüm alanı olarak seçilmiş ve periyodik türbülanslı tam gelişmiş rejim için hız ve sıcaklık alanına ait analitik ve sayısal çalışmalar yapılmıştır.

1.1. Literatür Araştırması

Literatür incelendiğinde kanal yüzeyinin eşit aralıklarla kanatçıklı veya yivli olarak imal edilmesi ya da akış alanına eşit aralıklarla çeşitli şekillerde engellerin yerleştirilmesi gibi farklı yollarla akış kesit alanının periyodik olarak değiştirildiği kanallardaki türbülanslı akış ve ısı transferinin incelendiği deneysel ve sayısal birçok çalışma yapılmış olduğu görülmektedir. Farklı engel düzenlemeleri, farklı açılarda ve/veya şekillerde engellerin kullanıldığı son on yıla kadar (2003'e kadar) yapılan deneysel ve sayısal çalışmalardan bazıları şunlardır; Han ve diğerleri[3], Han [4], Sparrow ve Tao [5], Liou ve diğerleri [6], Liou ve Hwang [7], Okamoto ve diğerleri [8], Rau ve diğerleri [9]. Han ve Park [10], Wagner ve diğerleri [11], Wang ve

diğerleri [12], Han [13], Baughn ve Yan [14], Ekkad ve diğerleri [15], İslam ve diğerleri [16]. Lee ve diğerleri [17], Iacovides ve Raisee [18], Raisee [19], Acharya ve diğerleri [20], Manceau ve diğerleri [21], Iaccarino ve diğerleri [22], Tsai ve diğerleri[23], Rowley ve Patankar [24], Acharya ve diğerleri [25] Iacovides [26].

Son on yılda (2003'den beri) ise bu tarz akışların incelendiği farklı sayısal yöntem ve engel türlerinde yapılan deneysel ve sayısal çalışmalardan bazıları aşağıda özetlenmeye çalışılmıştır.

Raisee ve Bolhasani [27], duvara bitişik veya ayırık engellerin bulunduğu dört farklı kanalda akış ve ısı transferini incelemişlerdir. Türbülanslı modellemek için Launder & Sharma'nın düşük Reynolds $k-\epsilon$ modeli kullanılmış ve bu modelde ϵ -denklemine eklenen Yap düzeltme teriminin standart haliyle bu terimin yeni bir versiyonu ayrı ayrı kullanılmıştır. Duvara yerleştirilmiş bitişik engellerin ısı transferi seviyesini artırdığı ancak engel arkası bölgede ısı transferinin düşmesine sebebiyet verdiğini belirtmişlerdir. Çalışma sonucunda $k-\epsilon$ modelinin duvara yakın bölgede hız dağılımını başarılı bir şekilde hesaplamasına rağmen, merkezi akış bölgesinde aynı başarıyı gösteremediğini belirtmişlerdir. Isı transferi hesaplamaları ise Standard Yap teriminin yerine kullanılan duvar mesafesinden bağımsız yeni diferansiyel Yap versiyonunun $k-\epsilon$ modelinin performansını artırdığını göstermiştir.

Yang ve Hwang [28], alt ve üst duvarlarına çapraz şekilde periyodik olarak gözenekli engeller yerleştirilmiş kanallarda ve gözeneksiz katı engeller yerleştirilmiş dikdörtgenel kanallardaki akışın türbülanslı akış ve ısı transferi karakteristiklerini sayısal olarak incelemişlerdir. Çalışmada, türbülans yapısını çözmek için Standard duvar kanununun kullanıldığı Standard $k-\epsilon$ türbülans modeli ile birlikte konveksiyon terimlerinin ara yüzey değerlerinin belirlenmesinde Power Law yöntemini kullanmışlardır. Momentum eşitliklerinin hız ve basınç terimlerini de SIMPLE algoritmasıyla çözmüşlerdir. Akış alanının modellenmesi sonucunda, gözenekli ve gözeneksiz engellerin etrafında farklı taşınım durumları yüzünden tamamen farklı akış düzenleri görüldüğü belirtilmiş ve yerel ısı transferi katsayı dağılımlarının önemli ölçüde etkilendiğini ifade etmişlerdir. Isı transferi etkisi yönünden ise kanallarda kullanılan her iki engel türünün engelsiz kanala nazaran ısı transferini

iyileştirdiğini gözlemlemişlerdir. Ayrıca daha büyük engel yüksekliklerinde elde edilen ısı transferi seviyesinin artışı gözenekli tip engellerin bulunduğu ısı artışıyla neredeyse aynı olduğunu bulmuşlardır.

Jalil ve diğerleri [29] değişik engel düzenlemelerinin olduğu üç farklı kanaldaki (alt ve üst duvarında 12'şer olmak üzere toplam kaydırılmış (staggered) 24 engel) akışların deneysel ve sayısal incelemesini yapmışlardır. Farklı açılarda ($45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$) yerleştirilen engellerin bulunduğu kanallarda yapılan ölçümlerde, çaprazlama ve 60° açıyla yerleştirilen engellerin bulunduğu kanalın en iyi performansı gösterdiğini ifade etmişlerdir. Yakın duvar için standart duvar kanunu ve $k-\varepsilon$ türbülans modelinin kullanıldığı çalışma sonucunda, engel yüksekliğinin artması ve yüksek Reynolds sayılarının Nusselt sayısını artırdığını belirtmişlerdir.

Ryu ve diğerleri [30], içerisine iki boyutlu engeller bulunan kanallar ve üç boyutlu blokların yerleştirildiği kanallardaki türbülanslı akışta ısı transferi karakteristiklerini incelemişlerdir. Dört farklı engelin yerleştirildiği (kare, üçgen, yarı dairesel ve dalgalı kesitli) ve farklı Reynolds sayılarında gerçekleştirilen hesaplamalarda standart duvar kanununu ve $k-\omega-\bar{t}^2-\varepsilon_t$ türbülans modelini kullanmışlardır. Isı transferi ile akış direncinin benzer şekilde davranış gösterdikleri belirtilerek ve akış direncinin maksimum olduğu durumda ısı transferinin de en yüksek noktaya ulaştığı gözlemlenmiştir. İki boyutlu engellerin yerleştirildiği bütün durumlar ile üç boyutlu blokların bulunduğu kanalda alan ortalamalı sıcaklık profilinin bir logaritmik davranış sergilediğini görmüşlerdir. Çalışma sonucunda maksimum ısı transferi için en uygun geometrinin hem iki boyutlu engeller hem de üç boyutlu blokların direnç katsayılarıyla yakından ilgili olduğunu ifade etmişlerdir.

Eiamsa-ard ve Promvonge [31] alt duvarına periyodik yivlerin açıldığı iki boyutlu bir kanalda zorlanmış türbülanslı akışı sayısal olarak incelemişlerdir. Alt duvarda sabit ısı akısının, üst duvarın ise yalıtımlı olarak kabul edildiği çalışmada türbülans etkilerini incelemek için Standard $k-\varepsilon$, (Renormalized Group) RNG $k-\varepsilon$, Standard $k-\omega$, (Shear Stress Transport) SST $k-\omega$ olmak üzere dört farklı türbülans modeli kullanmışlardır. Reynolds sayısının 6000 ile 18000 arasında, yiv genişliği ve kanal yüksekliği oranının ise 0.5 ile 1.75 arasında değiştiği, parametrik çalışmaların

yapıldığı çalışma sonunda, RNG k- ϵ türbülans modelinin diğer modellere göre deneysel verilere daha yakın sonuçlar verdiği belirtilmiştir. Ayrıca kanalda açılan yivlerin ısı transferinde yiv açılmayan kanala göre önemli miktarda artışa (% 158) sebebiyet verdiği belirtilmiştir.

Li ve diğerleri [32] alt ve üst duvarlarına çaprazlama olarak dikdörtgenel yivlerin açıldığı bir kanalda akış ve ısı transferini sayısal olarak incelemişler ve taşınımın ısı transferinin Reynolds sayısının artmasıyla değiştiğini gözlemlemişlerdir. Sayısal çözümler sonucunda kritik bir Reynolds sayısının var olduğunu ve bu değer altında akışın zamana bağlı davranış gösterdiğini belirtmişlerdir. İçinde yivlerin bulunduğu kanalın tamamını çalışma alanı olarak çözen makalede ortalama Nusselt sayısının ve ortalama akış hızının birkaç modülden zamandan bağımsız olarak sonra nerdeyse sabit kaldıklarını belirleyerek periyodik tam gelişmiş akışı gözlemlemişlerdir.

Raisee ve diğerleri [33] yüksek sıcaklıklarda çalışan gaz türbinlerinin kanatçıklarında soğutma amaçlı kullanılan kare kesitli engeller üzerinde akış ve ısı transferi durumlarını sayısal olarak incelemişlerdir. Daha önce kendilerinin yaptığı bir deneysel çalışmanın verileri doğrultusunda, türbülanslı akış ve ısı transferinin sabit ve döner olmak üzere iki farklı düzenlemeyle ayrı ayrı incelendiği çalışmanın asıl amacını yazarlar non-linear k- ϵ türbülans modelinin performansını standart k- ϵ türbülans modeli ile karşılaştırarak değerlendirmek olduğunu ifade etmişlerdir. Sayısal çalışmanın sonucunda, hem standart hem de non-linear k- ϵ türbülans modellerinin akış yönünde ve akışa dik yöndeki hız bileşenlerini başarılı bir şekilde hesapladığını bunun yanında non-linear k- ϵ modelinin türbülans gerilmelerini diğer modele nazaran daha iyi modellediği görülmüştür. Nusselt sayılarını her iki modelin incelenen her iki geometri için ölçülen değerlerden yüksek hesapladığını görmüşlerdir. Temel olarak her iki modelle birlikte cebirsel Yap teriminin kullanıldığı çalışmada, non-linear k- ϵ türbülans modelinin diferansiyel NYP terimiyle birlikte kullanılmasının, Nusselt sayısı hesaplamalarını deneysel verilerle daha uyumlu hale getirdiğini belirtmişlerdir.

Ahn ve Lee [34], yüzeyine bitişik engellerin bulunduğu kanallarda engel arkasında oluşan akış ayrılmasından dolayı ısı transferinde bozulma olduğunu bu durumun

üstesinden gelmek için de içerisine ayırık engellerin yerleştirildiği bir kanalda türbülanslı akış ve ısı transferini sayısal olarak incelemişlerdir. Modelleme için büyük girdap simülasyonu (Large Eddy Simulation-LES) kullanılan çalışma için ayrıca simülasyonun doğrulanması için deneyler yapılmıştır. Yüzeyine bitişik engellerin bulunduğu kanallarla karşılaştırıldığında engelin altında ısı transferinin arttığını buna rağmen aşağı akım yönünde daha düşük ısı transfer oranı belirlediklerini ifade etmişlerdir. Yazarlar ayırık engellerin bulunduğu bu kanalda birkaç engelden sonra akışın belirli bir yapıya ulaştığını belirtmişler ve durum için akış karakteristikleri ile birlikte yerel ısı transferi dağılımını incelemişlerdir.

Saberinejad ve diğerleri [35], alt ve üst duvarlarına üç boyutlu kare kesitli engellerin yerleştirildiği, sabit duvar sıcaklığı olan dikdörtgenel bir kanalda akış ve termal davranışları incelemek için iyileştirilmiş yakın duvar modeli kullanarak dört farklı türbülans modelini (Standart $k-\varepsilon$, Realizable ($k-\varepsilon$) model, Standart $k-\omega$ ve RSM (Reynolds gerilme modeli)) kullanmışlardır. Çalışma sonunda bütün türbülans özelliklerini doğru bir şekilde modelleyen bir türbülans modeli olmadığını, bunun yanında Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modelinin ısı transferi katsayısını en iyi hesaplayan model olduğunu, $k-\omega$ ve Realizable $k-\varepsilon$ modellerinin ise hız profilini modellemede daha etkili olduğunu belirtmişlerdir. RSM modelinin ise kinetik enerjiyi hesaplamada en iyi model olduğunu ifade etmişlerdir.

Wongcharee ve diğerleri [36] alt ve üst duvarlara iki boyutlu engellerin çaprazlama olarak yerleştirildiği bir kanalda ısı transferi ve akış karakteristiklerini sayısal olarak incelemişlerdir. Üçgenel, dikdörtgenel, silindirik, konkav-konkav gibi 7 farklı engel şekillerinin incelendiği ve sabit duvar sıcaklığı şartının kabul edildiği çalışmada SST $k-\omega$ ve RNG $k-\varepsilon$ türbülans modellerinin performansları da incelenmiştir. Çalışma sonucunda SST $k-\omega$ Türbülans modelinin RNG $k-\varepsilon$ türbülans modeline nazaran deneysel verilerle daha fazla uyumlu olduğunu ifade etmişlerdir. Engeller açısından ise üçgenel engellerin en yüksek Nusselt sayısını verdiğini, silindirik engelin en yüksek ısıyı iyileşmeyi gösterdiğini görmüşlerdir.

Promvong ve diğerleri [37] üç boyutlu kare kesitli içerisinde akış yönünden 60 derece açıyla alt ve üst duvarlara kaydırılmış yapıda üç boyutlu engellerin bulunduğu bir kanalda türbülanslı periyodik akış ve ısı transferi karakteristiklerini

incelemişlerdir. Ayrıca blokaj oranının (engel yüksekliği/ kanal çapı) etkisini görmek için farklı oranlarda parametrik hesaplamalar yapmışlardır. Alt ve üst duvarlarda sabit ısı akısı, yan duvarların ise adyabatik kabul edildiği çalışmada akış alanının bir periyotluk kısmını ele alarak periyodik sınır koşulunu uygulamışlardır. Reynolds sayısının 10000 ile 25000 arasında değiştiği çalışmada yazarlar SriHarsha ve diğerlerinin [38] deneysel çalışmalarından elde ettikleri veriler ile karşılaştırma yaparak RNG k- ϵ türbülans modelinin performansını incelemişlerdir. Çalışma sonucunda RNG k- ϵ türbülans modelinin deneysel verilerle uyum içerisinde olduğunu ifade etmişlerdir. Blokaj oranının 0,0725 olduğu durumda maksimum ısı performansının elde edildiği ve bu durumda elde edilen ısı transferi miktarının engelsiz duvardan 4 kat daha fazla olduğunu belirtmişlerdir.

1.2. Tez Çalışmasının Kapsamı ve Amacı

Mühendislik uygulamalarında kullanılan ısı eşanjörlerinin, ucuz ve küçük boyutlarda olmasına karşın yüksek performansa sahip olması tercih edilir. Özellikle kara ve hava ulaşım araçlarındaki soğutma sistemlerinde, buhar kazanlarında, ısıtma cihazlarında ve elektronik aletlerin soğutulmasında ısı eşanjörünün yüksek performansa sahip olması istenilir. Böyle sistemlerde çoğunlukla kanallar veya borularda akan iki farklı akışkan veya benzeri iki ortam arasında ısı transferi gerçekleşir. Böyle bir sistemin küçük boyutlarda ve ucuz olmasına karşın daha verimli olması ancak daha az yüzeyden daha fazla ısı transferinin gerçekleştirilmesi ile sağlanabilir. Bunun içinde uygun bir ısı transferi iyileştirme tekniğinin kullanılması gerekmektedir. Mühendislik uygulamalarında, çoğunlukla ısı transferinin gerçekleştiği yüzeylerdeki toplam ısı transfer katsayısı yetersiz kaldığı için, ısı transferinin iyileştirilmesi önem kazanmaktadır. Buna bir örnek olarak akış kesit alanının periyodik olarak değiştirilmesi gösterilebilir. Kesit alanının akış doğrultusunda periyodik olarak değiştirilmesi, değişik şekillerde sağlanabilir. Bunlar, akışkanın aktığı boru veya kanalın iç yüzeyini kanatçıklı veya yivli imal etmekle mümkün olabileceği gibi, boru veya kanal içerisine eşit aralıklarla arzu edilen geometrilere sahip engeller yerleştirilerek de olabilir. Bu engeller duvara temas halinde veya duvardan ayrık olabilirler.

Doğada ve birçok mühendislik uygulamalarında görülen akışların çoğu türbülanslı akışlardır. Bilindiği üzere viskoz kuvvetlerin momentum kuvvetlerine göre yeterince etkili olduğu düşük Reynolds değerlerindeki akışlar laminar olmaktadır. Ancak momentum kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere göre çok daha etkili olduğu büyük Reynolds sayılı akışlarda bu laminar akış oluşan kararsızlıklar nedeniyle artık türbülanslı akış haline gelmektedir. Türbülanslı akışı ifade eden temel eşitliklerde görülen ve türbülanslı akıştaki hız çalkantılarının neden olduğu Reynolds Gerilmelerinin belirlenmesi de Türbülans Modelleme ile mümkün olmaktadır. Ancak türbülanslı akışta, viskoz etkilerin türbülans etkilerine göre daha etkili olduğu katı sınıra yakın bölgede türbülanslı akış için uygulanan modeller artık doğru sonuç verememekte ve bahsedilen bu bölge için daha değişik metotların uygulanması gerekli olmaktadır. Bu tez çalışmasında yakın duvar bölgesi için iyileştirilmiş yakın duvar bölgesi modeli kullanılmıştır.

Bu bilgiler ışığında bu tez çalışmasının amaçlarından biri öncelikle akış sınırlarında periyodik tam gelişmiş akış için kaynak [2]'de önerilen çözüm metotları kullanılarak periyodik tam gelişmiş türbülanslı akışta sadece bir periyotluk bölgeyi çözmektir. Ayrıca katı sınırdaki sıklaşan ağ yapısı kullanılarak bu bölgenin Wolfstein'in [39] düşük Reynolds sayılı bir denklemlerle modellenmesiyle ele alınıp yakın duvar bölgesindeki akışın da çözülmesi amaçlanmıştır, duvar fonksiyonlarının kullanımından kaçınılmıştır. Bu tez çalışmasında iki farklı türbülans modeli olarak Standart k- ϵ ve Realizable k- ϵ türbülans modeli ile elde edilen çözümler ve yine literatürden gelen deneysel sonuçlar ile bir karşılaştırılması yapılmıştır.

Bu noktada yapılan bu tez çalışmasının bilimsel önemi, periyodik olarak tam gelişmiş türbülanslı akış ve ısı transferi problemine, günümüze kadar literatürde uygulanmamış olan Realizable k- ϵ türbülans modeli uygulamaktır. İleride de sunulacağı üzere, Standart k- ϵ ve Realizable k- ϵ türbülans modeli ile elde edilen çözümlerin karşılaştırılarak irdelenmesi olarak bu tez çalışmasının bilimsel önemi ifade edilmiş olur.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Genel Korunum Denklemleri

Bir akışın Reynolds sayısı atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranıdır. Akışlar üzerinde yapılan deneylerde, kritik Reynolds sayısının altındaki değerlerde akışın düzgün aktığı ve komşu akışkan taneciklerinin düzgün bir biçimde hareket ettiği görülmüştür. Eğer uygulanan sınır şartları zamanla değişmezse akış kararlıdır. Bu akış rejimi laminer akış olarak adlandırılır [40].

Kritik Reynolds sayısının üzerindeki değerlerde, akış karakterinde radikal bir değişikliğe yol açan karmaşık olaylar serisi başlar. En son aşamada akış davranışı düzensiz ve rastgeledir. Akışkan hareketi sabit sınır şartlarında bile esas olarak kararsız hale gelir. Hız, sıcaklık ve basınç (hatta sıkıştırılabilir akışta ρ) düzensiz ve rastgele bir şekilde değişir. Meydana gelen yoğun karışım, kütle transferinin yanında farklı momentum ve sıcaklıklara sahip akışkan parçacıklarını birbirleriyle temas ettirir ve bunun sonucunda da momentum ve ısı transferi artar. Bu akış türbülanslı akış olarak adlandırılır [41].

Üç boyutlu, tek fazlı, özelliklerin sabit kabul edildiği, sıkıştırılmaz daimi bir akışı ($\rho, \mu = \text{sabit}$) ifade eden ve bünye kuvvetlerinin bulunmadığı durumda türbülanslı akış için hız ve basıncın anlık değerleriyle Kartezyen koordinatlardaki süreklilik ve momentumun korunumunu ifade eden Navier-Stokes denklemleri aşağıdaki gibi ifade edilir [42, 43].

Süreklilik denklemi;

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

x-yönünde momentum Denklemi;

$$\rho \left(\tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial z^2} \right) \quad (2.2)$$

y-yönünde momentum denklemi;

$$\rho \left(\tilde{u} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right) = - \frac{\partial \tilde{P}}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial z^2} \right) \quad (2.3)$$

z-yönünde momentum denklemi;

$$\rho \left(\tilde{u} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right) = - \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial z^2} \right) \quad (2.4)$$

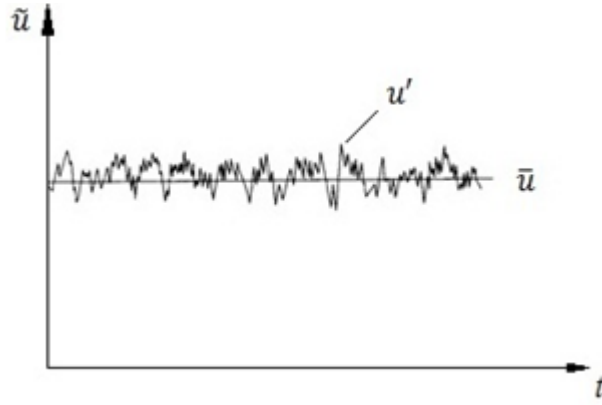
Bu denklemlerde \tilde{u} , \tilde{v} ve \tilde{w} anlıkhız bileşenleri, ρ yoğunluk, μ dinamik viskozite, \tilde{P} anlık basınçtır.

Üç boyutlu, tek fazlı, sabit özellikli, sıkıştırılmaz daimi bir akış için (k, μ, ρ =sabit), viskoz yutulma teriminin göz önüne alınmadığı türbülanslı akış için sıcaklığın anlık değerlerine göre kartezyen koordinatlarda enerji denklemi aşağıdaki gibidir. [42, 43]

$$\rho C_p \left(\tilde{u} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial y} + \tilde{w} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} \right) = k_f \left(\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial z^2} \right) \quad (2.5)$$

olarak yazılır. Burada, C_p özgül ısı (J/kgK); k_f , akışkanın ısı iletim katsayısını (W/mK) göstermektedir.

Ortalama akış daimi olsa da türbülanslı akıştaki hız, sıcaklık ve basınç değerlerinde düzensiz ve rastgele çalkantılar görülür. Türbülanslı akışta görülen bu çalkantılar aynı zamanda momentum ve enerji transferinde artışa neden olur. Hesaplamayı zorlaştıran bu durumdan kurtulmanın yolu da akışın anlık özelliklerini ifade eden denklemlerdeki büyüklükleri zaman ortalama ve çalkantılı kısımlardan oluştuğu şeklinde bir ayrıştırma yapmaktır.



Şekil 2.1 Anlık Hız Bileşenlerinin Zamana Bağlı Değişimi [40]

Şekil 2.1’de belirli bir konumdaki anlık hız bileşeninin (\tilde{u}) zamana bağlı değişimi gösterilmiştir. Görüldüğü gibi hızın anlık değeri ortalama bir değer etrafında değişmektedir. Bu ise hızın ortalama bir değer (\bar{u}) ile çalkantı bileşeninin (u') toplamı halinde ifade edilebileceği fikrini verir.

$$\tilde{u} = \bar{u} + u' \quad (2.6)$$

Bu tür ayrıştırma hızın diğer bileşeni basınç ve sıcaklık gibi diğer tüm büyüklükler için de yapılabilir. Bir büyüklüğün belirli bir konumdaki ortalama değerinin zaman ortalamasının zamandan bağımsız sabit bir değere ulaşmasına yetecek kadar uzun bir zaman aralığında ortalamasının alınmasıyla bulunur ve buna *Reynolds Ayrıştırması* denir.

Türbülanslı akış hareketini inceleyebilmek için bu türlü bir hesaplamaya matematiksel yaklaşım ise, türbülanslı akış hareketini ortalama hareket ve çalkantı veya girdap hareketi şeklinde ikiye ayırmak uygun olur [43, 44]. Bu durumda türbülanslı akış için 2.1-5 eşitliklerinden anlık eşitlikler olarak bahsedebiliriz. Türbülanslı akışta akış alanı içerisindeki herhangi sabit bir noktadaki hızın değeri olan \tilde{u}_j hızlarının zaman ortalamalı kısmı \bar{u}_j ile ve çalkantı kısmı da u_j ile gösterilirse hız bileşenleri, basınç ve sıcaklık için şu bağıntılar yazılabilir;

$$\bar{u}_j = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \tilde{u}_j dt \quad (2.7)$$

$$\bar{P} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \tilde{P} dt \quad (2.8)$$

$$\bar{T} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \tilde{T} dt \quad (2.9)$$

Teoride zaman artımı değeri Δt ' nin limiti sonsuza gitmelidir fakat bunun yerine türbülanslı akış özelliklerinin en yavaş zaman skalasını aşacak şekilde yeterince geniş olması bu türbülanslı akış özelliklerinin tamamen zaman bağımsız olması için yeterlidir. [43,44]. Bu tanıma göre, bütün büyüklüklerin çalkantılı kısımlarının zaman ortalamaları sıfıra eşit olur ($\overline{u'} , \overline{v'} , \overline{w'} = 0$).

Türbülanslı akışlarda bu çalkantılar, ortalama hareket üzerinde, deformasyon direncinde belli bir artış gösterecek şekilde etkisi olur. Diğer bir deyişle, esas akışın viskozitesinde belli bir artış olarak kendisini gösterir. Bu viskozite etkisi, türbülanslı hareketin teorik olarak incelenmesinde temel düşünceyi oluşturur [43].

2.2. Reynolds Denklemleri

Yukarıdaki denklemlerde görülen anlık büyüklüklere Reynolds ayrıştırması uygulanıp ara işlemler yapıldığı takdirde elde edilen denklemlere Reynolds Zaman Ortalamalı Navier-Stokes (RANS) denklemleri denilmektedir. (Ara adımlar Kaynak [42, 43, 44]'larda bulunabilir.) RANS ve enerji denklemleri aşağıda sunulmuştur.

Süreklilik Denklemi;

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

x -momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \\ = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) \\ - \rho \left(\frac{\partial \overline{(u')^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

y - momentum denklemi;

$$\begin{aligned}
& \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \\
&= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \right) \\
&\quad - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{(v')^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right)
\end{aligned} \tag{2.12}$$

z-momentum denklemi;

$$\begin{aligned}
& \rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \\
&= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right) \\
&\quad - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{(w')^2}}{\partial z} \right)
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Enerji denklemi;

$$\begin{aligned}
& \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \\
&= \alpha \left(\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} \right) - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'T'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'T'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'T'}}{\partial z} \right)
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Enerji denkleminde $\alpha (= k_f / \rho C_p)$, ısı difüzyon katsayısıdır.

RANS denklemlerinin sağ tarafında görülen ilave $-\bar{u}$ ve $(-\overline{u'v'})$ gibi terimler *Türbülans veya Reynolds gerilmeleri* olarak adlandırılır. Deneysel sonuçlar Reynolds gerilmelerinin çoğunlukla negatif olduğunu ortaya çıkarmıştır. Bu gerilmeler türbülanslı akıştaki çalkantılardan dolayı ortaya çıkarlar. Reynolds eşitlikleri, bilinmeyen Reynolds gerilmeleri ile ilgili bir yaklaşım yapılmaksızın çözülemezler ve bir şekilde modellenmeleri gerekmektedir. Bu modelleme işine türbülans modelleme denir[40, 42, 43, 44]. Yukarıdaki enerji denkleminde görülen $-\overline{T'u'}$ gibi terimler de *Türbülans Isı Akısı*'dır ve momentumda olduğu gibi bu terim için belirli bir yaklaşım yapılmadıkça enerji denklemi çözülemez ve bir şekilde modellenmesi gerekir.

RANS eşitlikleri üzerine dayalı türbülans modelleri daimi Navier-Stokes denklemlerini değil ortaya çıkan bu RANS denklemlerini çözer.

Boussinesq tarafından önerilen türbülans gerilmelerinin ortalama hız gradyanlarıyla orantılı olduğunu ifade eden girdap viskozitesi kavramı momentum denklemlerine uygulanabilir. Tensörel notasyonda gerilmeler aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\overline{u_i' u_i'} = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.15)$$

Burada μ_t , girdap veya türbülans viskozitesi, δ_{ij} Kronecker Delta fonksiyonudur. Kinetik enerji üretimi, k aşağıdaki eşitlikten hesaplanır:

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \quad (2.16)$$

Burada yeni bir bilinmeyen olarak ortaya çıkan *Girdap Viskozitesi* μ_t , akışkanın değil akışın bir özelliği olup değeri noktadan noktaya değişir. Girdap viskozitesi değeri bilinmedikçe RANS eşitlikleri çözülemez, diğer bir deyişle girdap viskozitesi ortalama akış değişkenlerinin fonksiyonu olarak modellenmelidir. Bu yaklaşım hem k-ε hem de k-ω gibi iki denklemlilik türbülans modellerinde kullanılmaktadır.

Ayrıca türbülans ısı akısının ortalama hız gradyanlarıyla orantılı olduğu kabulüyle;

$$-\rho \overline{T' u_i'} = \Gamma \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (2.17)$$

ifadesi yazılabilir. Burada; Γ , ısının türbülans yayınıdır.

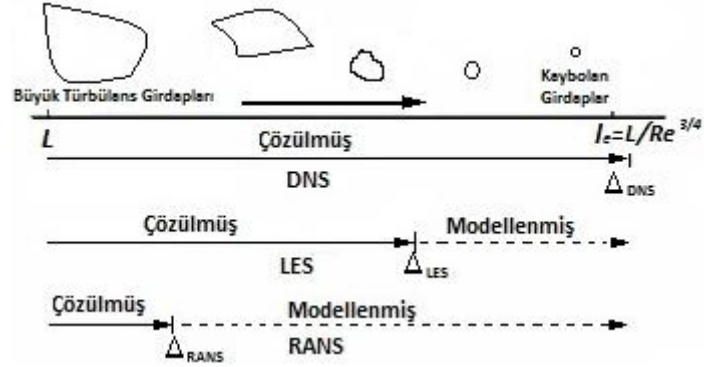
Hem girdap viskozitesi hem de ısının türbülans yayını akışın bir özelliği olup akışkanın özelliği değildir. Bu iki niceliği ilişkilendiren ifade ise türbülans Prandtl sayısıdır (σ_t). Deneilerde μ_t ve Γ değerleri değişse bile bu iki özelliğin oranının değişmediği görüldüğü içintürbülans Prandtl sayısı, σ_t sabit kabul edilmiştir.

$$\sigma_t = \frac{\mu_t}{\Gamma} \quad (2.18)$$

Laminer rejimdeki akışlar matematiksel denklemlerle tamamen tanımlanmıştır. Türbülanslı akışlar ise RANS denklemlerinde görülen ilave türbülans veya Reynolds

gerilmeleri için ortalama hızlar cinsinden ifade edilip uygun modellerleriyle modellenir.

Bir türbülanslı akışta tüm yönlerde çeşitli büyüklüklerde daimi olmayan, üç boyutlu türbülans girdapları ortaya çıkar (Şekil 2.2). Doğrudan sayısal simülasyon (DNS), akıştaki ilgili tüm türbülans girdaplarının simülasyonunu yapan bir CFD tekniğidir. DNS çözümlerinde aşırı derecede ince, tamamen 3-boyutlu ağlar, güçlü bilgisayarlar ve çok uzun CPU zamanları gerekir. Büyük girdap simülasyonu ise (LES) Doğrudan Sayısal Simülasyonun basitleştirilmiş halidir. Gelişmiş bilgisayarlara duyulan ihtiyacı oldukça azaltan bu teknikte büyük türbülans girdapları çözülür, küçük girdaplar ise modellenir.



Şekil 2.2 Türbülans Çözüm Yöntemlerinin Karşılaştırılması [43]

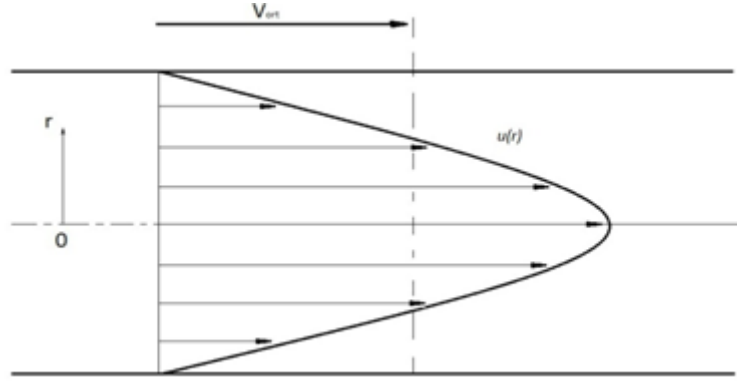
Bundan daha düşük zorluk seviyesi, bazı türbülans modelleri ile tüm daimi olmayan türbülans girdaplarını modellemektir. Çoğu mühendislik problemlerinde türbülans girdaplarının bütün detaylarını çözmek gereksizdir ve hesaplanan zaman ortalama akış özellikleri (ortalama hız, basınç, gerilme vb.) tatmin edicidir [40]. Türbülans girdaplarının yol açtığı artan karışım ve difüzyonu dikkate almak için matematiksel modeller kullanılır.

Günümüzde başlıca sıfır, bir ve iki denklemlilik cebirsel ve Reynolds gerilme modelleri gibi beş farklı türbülans modeli kullanılmaktadır. Bu türbülans modellerinden iki denklemlilik $k-\epsilon$ ve $k-\omega$ modellerinin kullanımı kütle, doğrusal momentum ve enerji denklemleri ile aynı anda çözülmesi gereken iki tane daha transport denklemi getirir.

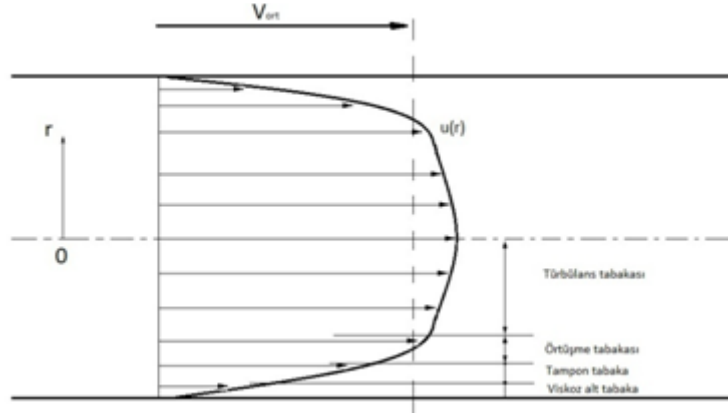
Türbülans modelleri, düz plaka sınır tabakaları, kayma tabakaları gibi basit akış alanlarından elde edilen deneysel sabitlere dayalı yaklaşımlar olduğu için bütün türbülanslı akışlara uygulanabilen evrensel bir türbülans modeli mevcut değildir.

2.3. Yakın Duvar Bölgesinde Akış

Aşağıdaki şekillerde tam gelişmiş laminar ve türbülanslı akışlar için hız profilleri görülmektedir. Hız profillerinden görüleceği üzere laminar akışta hız profili parabolik, türbülanslı akışta ise hız profili çepere yakın yerde keskin bir düşüşle daha dolgun bir şekle sahiptir. Çeper boyunca türbülanslı akış dört bölgeden oluşmaktadır. Viskoz etkilerin baskın olduğu çepere yakın çok ince tabaka viskoz alt tabakadır. Kalınlığı çok küçük olan bu tabaka akış karakteristikleri üzerinde baskın rol oynar ve akış esas itibarıyla laminardır. Viskoz alt tabakanın hemen üzerinde türbülans etkilerinin önemli olmaya başladığı fakat akışta viskoz etkilerin hala baskın olduğu tampon tabaka bulunur. Tampon tabakanın üzerinde ise türbülans etkilerinin daha önem kazandığı fakat hala baskın olmadığı örtüşme tabakası bulunur. Bu tabakanın da üzerinde türbülans etkilerinin viskoz etkileri bastırdığı ve akışın geri kalanını temsil eden türbülans tabakası vardır.



Şekil 2.3 Laminar Akış Hız Profili [41]



Şekil 2.4 Türbülanslı Akış Hız Profili [41]

Akışın laminar ve hızın doğrusal olduğu viskoz alt tabakada hız gradyeni hemen hemen $du/dy = u/y$ ' de sabit kalır. Çeper kayma gerilmesi,

$$\tau_w = \mu \frac{u}{y} = \rho \nu \frac{u}{y} \quad \text{veya} \quad \frac{\tau_w}{\rho} = \frac{\nu u}{y} \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilir. y 'nin çeperden uzaklığı ifade ettiği bu denklemde, τ_w/ρ 'un karekökünün boyutu hızdır ve bu ifade ($u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$) sürtünme hızı adı verilen hayali bir hız olarak düşünülebilir. Bu ifade (2.19) denkleminde yerine yazılırsa, viskoz alt tabakadaki hız profili boyutsuz olarak;

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.20)$$

şeklinde ifade edilebilir. Çeper yasası olarak bilinen bu ifadenin $0 \leq y u_\tau/\nu \leq 5$ arasında pürüzsüz yüzeylerde deneysel veriler ile birlikte genel olarak uyum halinde olduğu görülmüştür [41].

Viskoz uzunluk olarak adlandırılan ν/u_τ büyüklüğünün boyutu uzunluk olup yüzeyden olan y mesafesini boyutsuzlaştırmak için kullanılır. Boyutsuzlaştırılmış mesafe ve hız ifadeleri aşağıdaki gibidir.

Boyutsuzlaştırılmış mesafe;

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.21)$$

Boyutsuzlaştırılmış hız;

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (2.22)$$

Buradan çeper yasası (Denklem 2.20) basitçe,

$$u^+ = y^+ \quad (2.23)$$

halini alır.

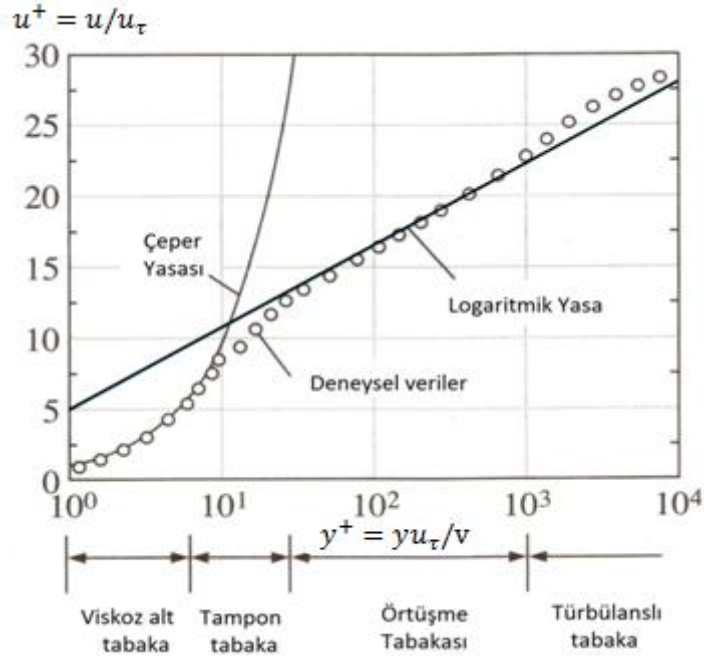
Örtüşme tabakasındaki hızın deneysel verileri, çeperden olan mesafenin logaritmasına göre çizildiğinde düz bir çizgi halinde görülmektedir. Boyut analizi ve deneysel verilere göre, örtüşme tabakasındaki hız, uzaklığın logaritması ile doğru orantılıdır ve bu hız profili,

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln \frac{yu_\tau}{v} + B \quad (2.24)$$

olarak ifade edilebilir [41] ve bu denklem logaritmik yasa olarak bilinir. Burada κ ve B değerleri sırasıyla 0,40 ve 5,0 olup deneysel olarak bulunan sabitlerdir. Sabitlerin değerleri yerlerine yazılırsa hız profili,

$$u^+ = 2,5 \ln y^+ + 5,0 \quad (2.25)$$

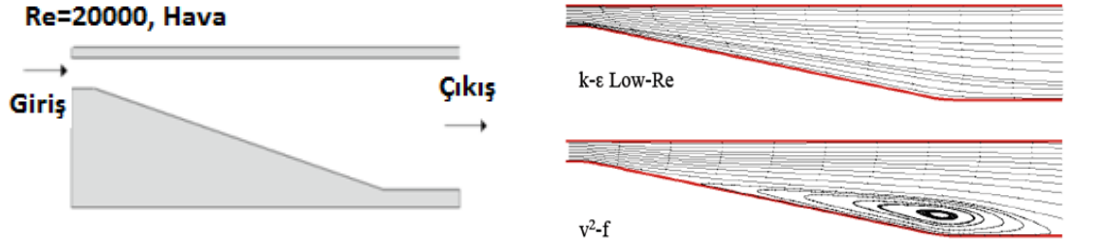
olarak bulunur. Borularda veya yüzey üzerindeki türbülanslı akışta logaritmik yasayla elde edilen hız profili evrensel hız profili olarak görülmektedir. Ancak Logaritmik yasa, çepere çok yakın yerlerde işe yaramaz ($\ln 0$ tanımsızdır). $y^+ > 30$ için logaritmik yasa hız profilinin yüksek doğruluk gösterdiğine, ancak $5 < y^+ < 30$ olduğu tampon tabakada her iki hız profilinin de deneysel verilerle uyuşmadığı görülmektedir [41].



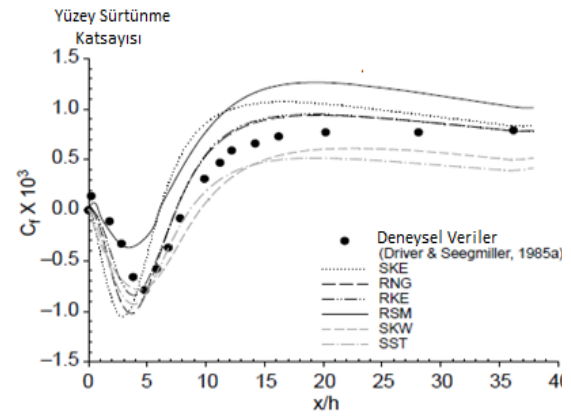
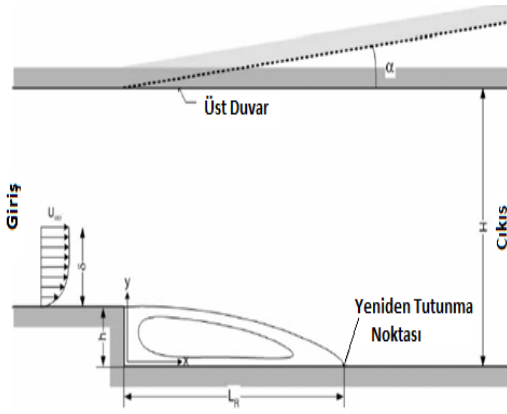
Şekil 2.5 Çeper Yasası ve Logaritmik Yasa [41]

2.4. Türbülans Modellerinin Performansının İncelendiği Geometrilere Örnekler

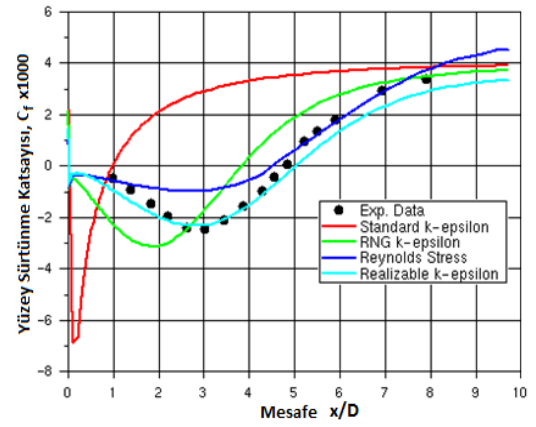
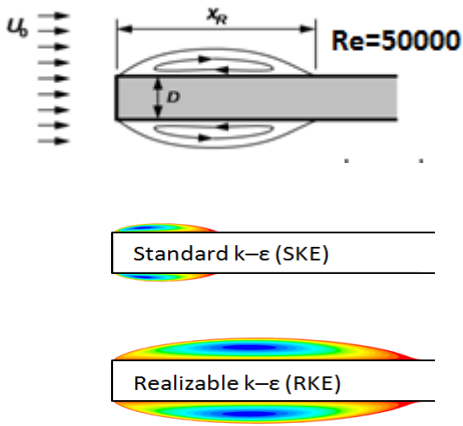
RANS denklemlerinin çözümünde kullanılan türbülans modelleri çoğunlukla akışın yüzeyden ayrılmasına ve yeniden tutunmasına sebep olan geometrilere tam olarak fiziksel gerçekçi sonuçlar vermemektedir. Bu durum modellerde yapılan kabul ve yaklaşımlardan kaynaklanmaktadır. Örneğin $k-\varepsilon$ türbülans modelleri türbülansın izotropik olduğu kabulüne dayanır. Akış ayrılmasının olduğu ve zayıf geri dönüş akışlarının bulunduğu bu tür geometrilere türbülans modellerinin performansının incelenmesi literatürde sıkça başvurulan bir yöntemdir. Örneğin Şekil 2.6-(a)'da akış kesit alanı yavaş yavaş genişleyen bir kanaldaki türbülanslı akışın çözümü farklı türbülans modellerinin performansının incelenmesinde kullanılmıştır [46]. Başka bir yöntem şekil 2.6-(c)'de görülmektedir. Jae-Yong Kim ve diğerleri [47] aniden genişleyen bir kanaldaki ayrılmış akış bölgesi ve civarındaki türbülanslı akışı farklı türbülans modelleriyle çözmüşler ve grafikte de yüzeydeki sürtünme faktörü dağılımı deneysel verilerle karşılaştırarak sunmuşlardır. RNG ve Realizable $k-\varepsilon$ modelin en iyi sonucu verdiğini belirtmişlerdir.



(a)



(b)



(c)

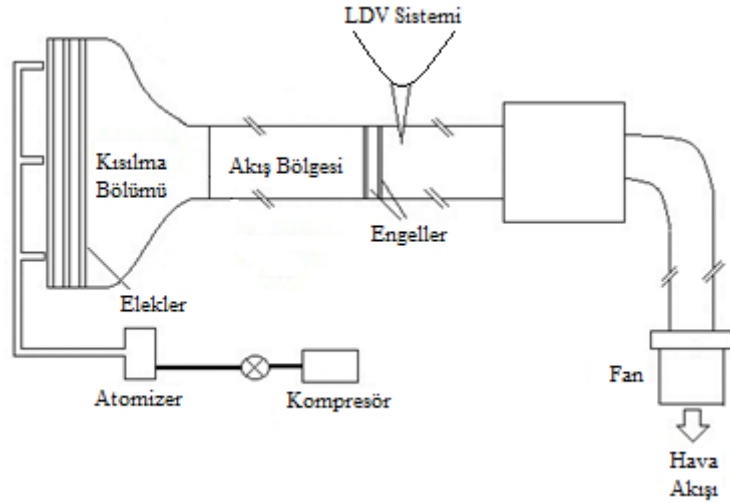
Şekil 2.5 Türbülans Modellerinin Performansının İncelendiği Geometrilere Örnekler
 (a) Akış Esit Alanı Yavaş Yavaş Genişleyen Kanal, (b) Akış Kesit Alanı Aniden Genişleyen Kanal (c) Küt Cisim Etrafından Akış.

Şekil 2.6-(c)'de Djilali ve diğerlerinin [45] küt cisim etrafındaki akış için yaptıkları çalışmaların sonuçları ile yine farklı türbülans modellerinin aynı geometri için elde ettiği sayısal sonuçların karşılaştırılması görülmektedir. Şekil 2.6-(c)'deki grafik incelendiğinde yüzey sürtünme katsayısı dağılımlarını Realizable k- ϵ modelinin grafikte listelenmiş diğer modellere göre deneysel verilere en yakın sonucu veren model olduğu görülmektedir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu tez çalışmasında deneysel verilerinden yararlanan Acharya ve arkadaşlarının [20] 1993 yılında yaptıkları çalışmada, yazarlar Şekil 3.1’de görülen deney düzeneğini kullanmışlardır. Bu deney düzeneğinde hava bir fan yardımıyla kanala çekilip test bölgesinden geçerek, difüzör ve fandan sonra sistemi terk etmektedir. Boyutları 101,6 cm uzunluğunda, 30 cm genişliğinde, 6,1 cm yüksekliğinde olan kanalda, engeller 6,35x6,35 mm kare kesitlidir ve 12 cm aralıklarla akış yönüne dik şekilde boydan boya sabit ısı akısı olan alt duvara yerleştirilmişlerdir. Test bölgesinde akışkan parçacıklarının hızı ve yönü bir parçacık görüntüleme tekniği olan LDV (laser doppler hız ölçeri) düzeneği yardımıyla ölçülmüştür.

Sayısal çalışmalarında kaynak [2]’de önerilen çözüm metodundan yararlanmışlar ve nonlineer k- ϵ türbülans modelinin periyodik tam gelişmiş türbülanslı akış ve ısı transferinin hesaplama performansını Standart k- ϵ türbülans modeli ve deneysel verilerle karşılaştırmasını yaparak incelemişlerdir.



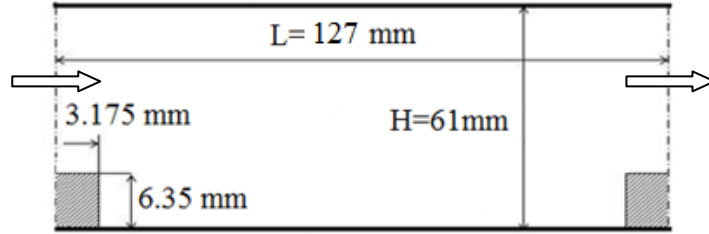
Şekil 3.1 Acharya ve Diğerlerinin Deney Düzeneği

Bu tez çalışmasında periyodik tam gelişmiş akış koşulu, akış doğrultusunda kanalın alt duvarına bitişik olarak tanımlanmış periyodik engeller ile sağlanmıştır. ANSYS 12.1 CFD paket programının kullanıldığı çalışmada akışkan hava için alt duvarda sabit ısı akısı ve diğer duvarlarda adyabatik sınır koşulları altında gerçekleştirilmiştir.

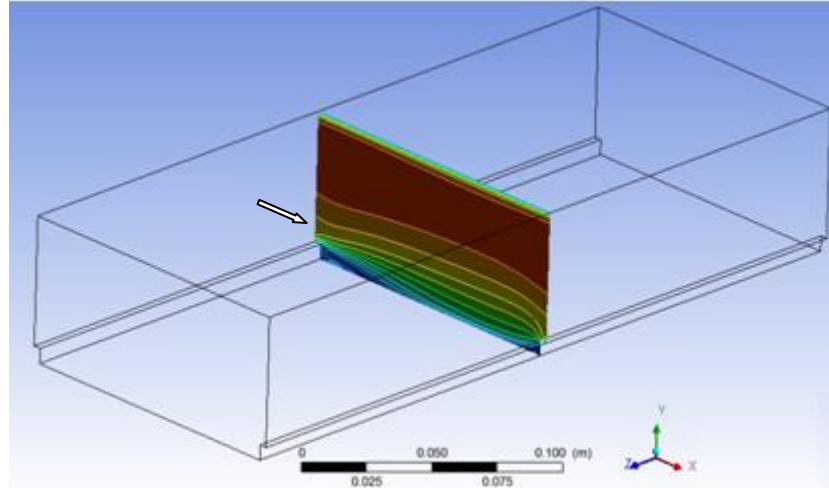
Zaman ortalama hareket denklemlerinin (RANS) çözümünde, katı sınırdaki iyileştirilmiş yakın duvar modeli kullanılarak Standart k-ε ile Realizable k-ε olmak üzere iki farklı türbülans modeli için ayrı ayrı çözümler yapılmıştır.

3.1 Çözüm Geometrisi

Çalışmalar, fazla miktarda zaman ve hızlı bilgisayar gerektiren akış bölgesinin tamamını çözmek yerine üç boyutlu olarak oluşturulmuş bir periyotluk bir çözüm geometrisi ele alınarak yapılmıştır. Akış alanının xy düzleminde iki boyutlu görünüşünü gösteren şekil 3.2’de kanal yüksekliği, kanal uzunluğu ve engel boyutları görülmektedir. z doğrultusunda genişlik ise 300 mm’dir (Şekil 3.3).



Şekil 3.2 Çözümü Gerçekleştirilen Akış Alanının İki Boyutlu Görünüşü



Şekil 3.3 Çözümü Gerçekleştirilen Akış Alanının Genel Görünüşü

3.2. Matematiksel Formülasyon

3.2.1 Standart k-ε Türbülans Modeli

Standart k-ε türbülans modeli endüstriyel hesaplamalarda ve birçok CFD kodunda sıkça kullanılan yarı ampirik iki denklemlilik bir türbülans modelidir. Launder ve Spalding'in [48] 1974'te ortaya attıkları model Standard k-ε türbülans modeli olarak bilinmektedir. Model özellikle Reynolds gerilmelerinin önemli olduğu sınırlandırılmış akışlarda iyi sonuçlar vermektedir. Buna endüstriyel mühendislik uygulamalarında karşılaşılan çoğu akış da dâhildir. Bu model bazı sınırlandırılmamış akışlar, dönen akışlar ve dairesel olmayan kanallardaki akışlarda zayıf performans gösterse de; ısı transferi, yanma, serbest yüzey ve iki fazlı akışlar gibi geniş yelpazede akışlarla test edilmiş ve genel olarak gerçekçi sonuçlar verdiği belirtilmiştir [40].

Bu model, süreklilik ve momentum denklemleriyle birlikte türbülans kinetik enerjisi (k) ve onun yutulma miktarı (ε) için yazılan iki adet transport denkleminin çözümünü ve türbülans viskozitesinin hesabını içerir. Türbülans kinetik enerji (k) ve türbülans enerji yutulması (ε) denklemleri için modellenen transport denklemleri tensörel formda aşağıdaki gibidir [40, 42, 45].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon + S_k \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_1 G_k \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (3.2)$$

Burada, G_k türbülans kinetik enerji üretimi; S_k ve S_ε kaynak terimlerdir. Daimi akışta zamanla ilgili ilk terim sıfırdır. Kinetik enerji üretimini gösteren G_k ifadesi birçok türbülans modelinde ortaktır ve aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$G_k = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (3.3)$$

Türbülans viskozitesi ise zaman ortalaması alınmış türbülans kinetik enerji k ve kinetik enerji yutulma miktarı ε'un değerleri cinsinden aşağıdaki bağıntıya göre tespit edilmektedir.

$$\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon \quad (3.4)$$

Burada C_1, C_2, C_μ deneysel olarak belirlenen sabitler, σ_k ve σ_ε ise türbülans kinetik enerji ve kinetik enerji yutulması için Prandtl sayılarıdır.

Bu ampirik sabitler için Launder ve Spalding tarafından ortaya konulan değerler aşağıdaki çizelgede gösterilmiştir.

Tablo 3.1 Standart k-ε Türbülans Modeli İçin Ampirik Sabitler

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

3.2.2. Realizable k- ε Türbülans Modeli

Launder ve Spalding'in (1974) Standart k-ε türbülans modelini ortaya çıkarmasından sonra bu modeli geliştirmek için teşebbüslerde bulunulmuş ve RNG k-ε türbülans modeli [49] ve Realizable k-ε türbülans modelleri [50] gibi birkaç farklı versiyon ortaya atılmıştır. İlk defa Shih ve arkadaşlarının 1995 yılında ortaya koyduğu Realizable k-ε türbülans modeli, Reynolds gerilmelerinde bulunan bazı matematiksel kısıtlamaları türbülanslı akışın fiziğiyle uyumlu olarak gideren iki denklemlilik bir türbülans modelidir. Yapılan çalışmalarda bu modelin k-ε türbülans modelleri arasında akış ayrılması ve ikincil akış özelliklerinin görüldüğü zayıf akım bölgesinde en iyi performansı gösterdiği belirtilmiştir [35].

Shih [48] tarafından geliştirilen transport denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon + S_k \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho S C_1 \varepsilon - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + S_\varepsilon \quad (3.6)$$

Yukarıdaki denklemlerde G_k , hız gradyenleri dolayısıyla ortaya çıkan türbülans kinetik enerji üretimini σ_k ve σ_ε ise sırasıyla türbülans kinetik enerji ve enerji yutulması için türbülans Prandtl sayılarını ifade etmektedir.

Bütün iki denklemlerle türbülans viskozitesi aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon \quad (3.7)$$

Bu model ise türbülans viskozitesi için yeni bir formülasyon içerir. Standart ve RNG k- ε modellerinde C_μ sabit iken Realizable k- ε türbülans modelinde C_μ sabit olmayıp aşağıdaki ifadeden hesaplanır;

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (3.8)$$

Burada;

$$U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij}} \text{ ve } \tilde{\Omega}_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk} \omega_k - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k \text{ şeklindedir.}$$

Yukarıdaki denklemde tensörel olarak ifade edilen $\bar{\Omega}_{ij}$, ω_k açısal hızıyla hareket eden bir referans sisteminde ortalama dönme oranıdır [45].

A_0 ve A_s değerleri

$A_0=4.04$, $A_s = \sqrt{6} \cos \emptyset$ şeklinde tanımlanırken;

$$\emptyset = \frac{1}{3} \cos^{-1} \left(\sqrt{6} \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{\tilde{S}^3} \right)$$

$$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij} S_{ij}} ,$$

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

şeklindedir.

Shih tarafından belirlenen sabitler ise aşağıdaki gibidir.

$$C_1 = 1,44, C_2 = 1,9, \sigma_k = 1,0, \sigma_\varepsilon = 1,2$$

3.3. Yakın Duvar Bölgesi Yaklaşımı

K – ε türbülans modeli yüksek Reynolds sayılı bir türbülans modeli olup, viskoz etkilerinin önemli olmaya başladığı yakın duvar bölgesindeki düşük Reynolds sayılı akışlar için geliştirilmemiştir.

Duvarlarla türbülans bölgesi arasında viskozite etkilerini ilişkilendirmek amacıyla kullanılan duvar fonksiyonları, türbülans modellerinin modifiye edilme gerekliliğini ortadan kaldırır. Yüksek Reynolds sayılı akışlarda duvar fonksiyonları yaklaşımı nümerik olarak yaklaşık doğru sonuç vermesi sebebiyle çok yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Böylece çeper yakınında viskoz etkilerin baskın olduğu bölgenin sık ağlara bölünerek çözümlenmesine gerek kalmamakta ve çeperle türbülanslı bölge arasında köprü kurulmaktadır.

3.3.1. Standart Duvar Fonksiyonları

Endüstriyel akışlarda geniş şekilde kullanılan standart duvar fonksiyonu Launder ve Spalding'in 1974 [45] yılında ortaya koymuş oldukları fonksiyona dayanmaktadır.

Launder ve Spalding' in ortalama hız için duvar kanunu ifadesi;

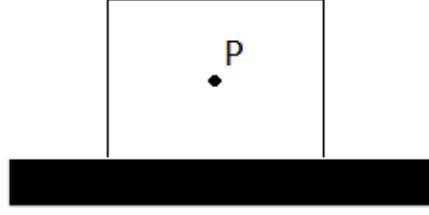
$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (3.9)$$

şeklindedir. Burada,

$$U^* = \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (3.10)$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (3.11)$$

şeklindedir.



Şekil 3.4 Duvara Bitişik İlk Düğüm Noktası

Burada κ , von Karman sabiti (0,42), E deneysel sabit (9,793), U_p P noktasındaki akışkanın ortalama hızı, k_p P noktasındaki türbülans kinetik enerjisi, y_p P noktasından duvara olan uzaklık, μ akışkanın dinamik viskozitesidir.

FLUENT programında ortalama hız ve sıcaklık için duvar fonksiyonları y^+ ($= y u_\tau / \nu$) değerini değil, y^* değerini kullanmaktadır. Ortalama hız için Logaritmik yasanın, y^* değerinin 30 ile 60 değerleri arasında geçerli olduğu bilinmektedir. FLUENT programında logaritmik yasa, $y^* > 11,225$ olduğu durumdan itibaren kullanılmaya başlanmaktadır.

Duvara bitişik ağ hücresinin yüksekliği $y^* < 11,225$ olduğu durumda FLUENT, gerilme-deformasyon bağıntısını ($U^* = y^*$) (laminar stress-strain relationship) uygular.

Ayrıca çepere yakın bölgede k ve ε değerlerinin de tanımlanması gerekir. $k - \varepsilon$ türbülans modellerinde k denklemi duvara bitişik ağ hücreleri dahil bütün hesaplama alanında çözümü yapılır. Duvarda k denklemi için uygulanan sınır şartı aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (3.12)$$

Burada n duvara dik yerel koordinattır.

Duvara bitişik hücrelerde kinetik enerji üretimi (G_k) ve kinetik enerji yutulma oranı (ε) yerel denge varsayımına dayanarak hesaplanır. Bu varsayımda, k ve ε 'un duvara bitişik ağ hücresinde birbirine eşit olduğu varsayılır.

Böylece, k 'nin üretimi ve ε aşağıdaki eşitliklerden hesaplanır.

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P} \quad (3.13)$$

$$\varepsilon_P = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{\kappa y_P} \quad (3.14)$$

ε denklemi duvara bitişik hücrede çözmek yerine yukarıdaki denklemden hesaplanır [45].

Görülebileceği üzere çözüm değişkenleri için duvar sınır koşulları duvar fonksiyonları tarafından hesaplanmaktadır. Bu yüzden duvarda sınır koşulları hakkında herhangi bir işlem yapılmaz.

3.3.2. İyileştirilmiş Yakın Duvar Bölgesi Modeli Yaklaşımı

Fluent’de iyileştirilmiş (enhanced) duvar fonksiyonu, hem yakın duvarda sık ağ kullanan standart iki katmanlı yaklaşımın doğruluğuna sahip olmayı hem de duvar fonksiyonlarında çeperde kullanılan ağları olumsuz yönde fazla etkilememeyi hedefleyen bir yakın duvar yaklaşımıdır.

İki tabakalı model, viskoz alt tabakaya kadar tüm sınır tabakayı çözen bir yakın duvar modeli olarak tanımlanır. Bu yaklaşımda bütün çözüm alanı viskozite etkili bölge ve tam türbülans bölgesi olmak üzere iki bölge olarak ele alınır. Bu iki bölgenin ayrımı duvar mesafesine bağlı türbülanslı Reynolds sayısına göre belirlenir;

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (3.15)$$

burada y , duvardan dik uzaklıktır.

Tam türbülanslı bölgede ($Re_y > Re_y^*$; $Re_y^* = 200$) $k - \varepsilon$ türbülans modelleri (Standart, RNG ve Realizable) kullanılırken viskozite etkili yakın duvar bölgesinde ($Re_y < Re_y^*$) Wolfstein’in [39] tek denklemlilik düşük Reynolds modeli kullanılır. Bu tek denklemlilik model k ve momentum denklemleriyle aynı formülasyonu kullanır ancak türbülans viskozitesi aşağıdaki eşitlikten hesaplanır;

$$\mu_{t,2tabaka} = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k} \quad (3.16)$$

Eşitlikteki l_μ ifadesi;

$$l_\mu = yC_l^* (1 - e^{-Re_y/A_\mu}) \quad (3.17)$$

$$C_l^* = \kappa C_\mu^{-3/4} \text{ ve } A_\mu = 70$$

şeklindedir. Jongen'in [51] yukarıda belirtilen türbülans viskozitesini harmanladığı ifade ise aşağıdaki gibidir.

$$\mu_{t,iyileştirilmi\ \delta} = \lambda_\epsilon \mu_\epsilon + (1 - \lambda_\epsilon) \mu_{t,2tabaka} \quad (3.18)$$

$$\lambda_\epsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right] \quad (3.19)$$

Burada λ_ϵ harmanlama fonksiyonu olup duvara çok yakın yerlerde sıfır, duvardan uzakta ise sabit olacak şekilde tanımlanır. A sabiti ise harmanlama fonksiyonun genişliğini belirler [45].

Yakın duvar bölgesinin tamamında geçerli bir formülasyon elde etmek için Kader [52] laminer ve logaritmik yasa formülasyonunu harmanlayan bir fonksiyon önermiştir;

$$u^+ = e^\Gamma u_{lam}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} u_{turb}^+ \quad (3.20)$$

Burada harmanlama fonksiyonu;

$$\Gamma = - \frac{a(y^+)^4}{1 + by^+} \quad (3.21)$$

şeklindedir ve $a = 0,01$ ve $b = 5$ 'dir.

İyileştirilmiş ısı duvar fonksiyonları da benzer şekilde Kader tarafından aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$T^+ \equiv ((T_w - T_p) \rho c_p u_T) / \dot{q} = e^\Gamma T_{lam}^+ + e^{1/\Gamma} T_{turb}^+ \quad (3.22)$$

Burada T_p , çepere yakın ilk P noktasındaki sıcaklıktır. Harmanlama fonksiyonu ise aşağıdaki gibidir;

$$\Gamma = -\frac{a(Pr y^+)^4}{1 + bPr^3 y^+} \quad (3.23)$$

Burada Pr, moleküler Prandtl sayısı olup $a = 0,01$ ve $b = 5$ dir.

3.4. Reynolds Sayısı

Laminer akış ile türbülanslı akış rejimlerini nitelemek için kullanılan Reynolds sayısı, bir akışkanın atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlerine olan oranını ifade eder.

$$\text{Reynolds Sayısı} = \frac{\text{Atalet Kuvvetler}}{\text{Viskoz Kuvvetler}} = \frac{U_m H}{\nu}$$

Paralel iki levha arasında Reynolds sayısı $Re < 1400$ olduğu durumda akış laminer, bu değerin üzerindeki durumlarda ise akış türbülanslı kabul edilir. Reynolds Sayısı ile Reynolds sayısının hesaplanmasında kullanılan ortalama hız $U_m (= 3,6 \text{ m/s})$ aşağıdaki gibi hesaplanır [45],

$$Re = \frac{U_m H}{\nu} = 14204, \quad U_m = \frac{1}{H} \int_0^H U dy \quad (3.24, 3.25)$$

Burada H Kanal Yüksekliği ($=0.061 \text{ m}$) ve ν akışkanın kinematik viskozitesidir ($\nu = \mu/\rho = 1,562 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$).

3.5. Nusselt Sayısı

Yüzeydeki yerel Nusselt sayısı aşağıdaki ifadeden hesaplanabilir[45],

$$Nu_x = \frac{h_x D_h}{K} \quad (3.26)$$

Burada D_h hidrolik yarıçap ve değeri $0,1016 \text{ m}$, k_f akışkanın ısı iletim katsayısı, h_x ise yüzey yerel ısı taşınım katsayısı olup Newton'un soğuma kanunundan aşağıdaki gibi hesaplanır [20].

$$h_x = \frac{q_w}{T_w(x) - T_b(x)} \quad (3.27)$$

Denklem (3.27)'yi denklem (3.26)'da yerine yazarsak yerel Nusselt sayısı ifadesi aşağıdaki şekli alır;

$$Nu_x = \frac{q_w D_h}{k_f (T_w(x) - T_b(x))} \quad (3.28)$$

Burada görülen T_w , duvardaki yerel sıcaklık; T_b ise akışkanın yığın sıcaklığı olup aşağıdaki ifadeden hesaplanır;

$$T_b(x) = \frac{\int_0^H T|U|dy}{\int_0^H |U|dy} \quad (3.29)$$

Çözüm alanındaki ortalama Nusselt sayısı ise, ağ yapısı homojen olmadığı için yerel Nusselt sayılarının alan ağırlıklı ortalaması alınarak hesaplanabilir;

$$Nu_m = \frac{\int_0^L Nu_x dx}{\int_0^L dx} \quad (3.30)$$

Literatürde ve konu ile ilgili birçok ders kitabında boş kanallarda hidrodinamik ve ısıl olarak tam gelişmiş türbülanslı akışlar için ortalama Nusselt değerini veren ampirik ifadeler de vardır. Bunlardan Dittus-Boelter ifadesi aşağıdaki gibidir [43,44].

$$Nu_D = 0,023 Re_D^{4/5} Pr^m \quad (3.31)$$

$$\left(0.7 \leq Pr \leq 160, Re_D \geq 10000, \frac{L}{D} \geq 10 \right)$$

Isıtma için $m = 0.4$, soğutma için $m = 0.3$

Bu tez çalışmasında Dittus-Boelter ifadesi ile elde edilen ortalama Nusselt sayısı 42'dir (Tablo 4.1).

3.6. Yapılan Kabuller

Çalışmada, deneysel verilerinden yararlanılan makaleyle [20] aynı doğrultuda olmak üzere problemin çözümünde yapılan kabuller aşağıdaki gibidir;

- 1- Akış 3 boyutlu çözülmüş ancak z-doğrultusunda orta düzlemdeki 2 boyutlu dağılımlar alınarak literatürden gelen verilerle karşılaştırılmıştır.

- 2- Akışkan newtonsel, sıkıştırılmaz ve daimi rejimdedir.
- 3- Akışkan olarak hava kullanılmıştır ve akışkan özellikleri sabittir.
- 4- Periyodun girişindeki havanın yığın sıcaklığı 300 Kelvin alınmıştır.
- 5- Işınlama ısı transferi hesaplanmamıştır.
- 6- Doğal taşınım etkileri ihmal edilmiştir [20].

Hesaplamalarda kabul edilen 25 °C deki hava için akışkan özellikleri aşağıda verilmiştir.

Tablo 3.2 Akışkan Özellikleri

Akışkan	ρ (Yoğunluk)	μ (viskozite)	k_f (Isı İletim Katsayısı)	C_p (Özgül Isı)
Hava	1,18 4kg/m ³	1,849. 10 ⁻⁵ (kg/ms)	0,02551 W/mK	$C_p = 1007$ j/kgK

3.7. Sınır Şartları

Kaymama Sınır Koşulu

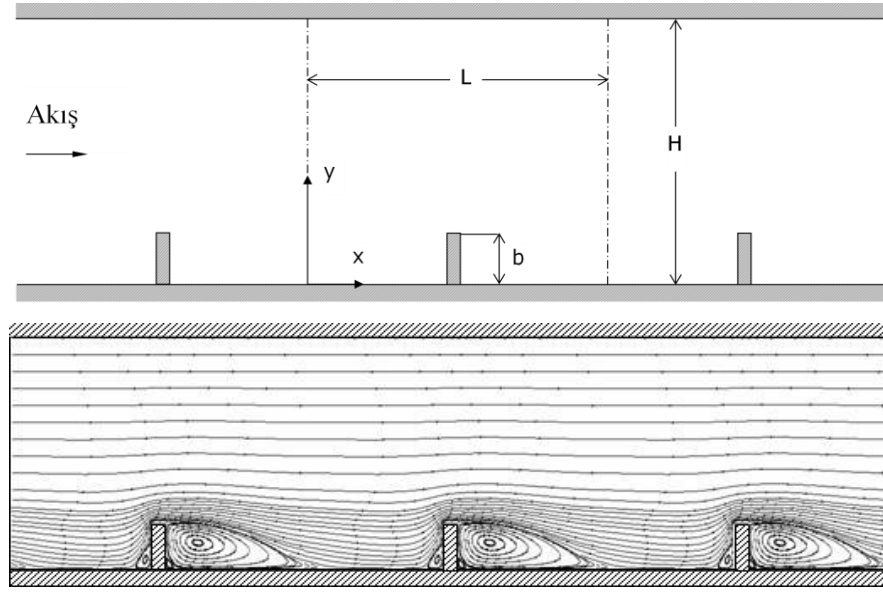
Kaymama koşulu, katı çeper ile temas halinde olan akışkanın hızının çeperin hızına eşit olduğunu ifade eder. Sıcaklık etkilerinin dikkate alındığı akışlarda ise akışkan sıcaklığı çeper sıcaklığına eşittir [40].

$$u, v = 0$$

$$T_{akışkan} = T_{duvar}$$

Katı Yüzeylerde Isıl Sınır Şartları

Kanalın üst duvarının adyabatik kabul edildiği çalışmada, kanalın alt duvarında 280 W/m² kadar sabit bir ısı akısı vardır ancak engel yüzeylerinden akışkana bir ısı transferi yoktur.



Şekil 3.6 Kanal İçerisine Yerleştirilmiş Engeller ve Akım Çizgileri [53]

Bilindiği üzere herhangi bir yönde bir akış olması için basıncın o yönde azalması gerekir. Bu yüzden basınç için yazılan periyodiklik ifadeleri hız bileşenleri için yazılan ifadelerden farklılık gösterir. Basınç alanının periyodik davranışını ifade eden eşitlik ise aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$P(x, y) - P(x + L, y) = P(x + L, y) - P(x + 2L, y) = \dots \quad (3.34)$$

x -yönünde azalan basınç için β bir sabit olmak üzere aşağıdaki gibi bir tanımlama yapılabilir:

$$\frac{P(x, y) - P(x + L, y)}{L} = \beta \quad (3.35)$$

Bu ifadeden basınç alanının iki alt bileşenden oluştuğu düşünülebilir:

$$P(x, y) = -\beta x + P_p(x, y) \quad (3.36)$$

Son eşitlikteki βx terimi x -yönünde akışın oluşmasını sağlayan genel basınç düşümünü, $P_p(x, y)$ ise detaylı yerel hareketler ile ilgili olan yerel basınç sapmalarını temsil eder. Yerel basınç sapmaları aşağıdaki gibi periyodiktir:

$$P_p(x, y) = P_p(x + L, y) = P_p(x + 2L, y) = \dots \quad (3.37)$$

Yüzeyde sabit ısı akısının bulunduğu periyodik tam gelişmiş sıcaklık alanında, akış doğrultusunda her periyodik L mesafesinde sıcaklığın y -doğrultusundaki dağılımı her periyotta birbirleriyle benzer şekillere sahip olması beklenir. Sıcaklık alanının bu şekildeki periyodik davranışını ifade eden eşitlik ise aşağıdaki gibidir:

$$T(x + L, y) - T(x, y) = T(x + 2L, y) - T(x + L, y) = \dots \quad (3.38)$$

Bu eşitliğin doğrultusunda basınç için yazılan eşitliklere benzer şekilde aşağıdaki gibi bir tanımlama yapılabilir:

$$\frac{T(x + L, y) - T(x, y)}{L} = \gamma \quad (3.39)$$

Son eşitlikte γ bir sabittir ve aşağıdaki ifade edilir:

$$\gamma = Q_w / \dot{m} C_p L \quad (3.40)$$

Yukarıdaki eşitlikte görülen Q_w , uzunluğu L olan her periyotta akışkana aktarılan ısı miktarıdır. Yine basınç alanında olduğu gibi sıcaklık alanı da aşağıdaki gibi iki alt bileşenle ifade edilebilir:

$$T(x, y) = \gamma x + T_p(x, y) \quad (3.41)$$

Son eşitlikteki $T_p(x, y)$ ise sıcaklığın her periyodik mesafede tekrar eden kısmıdır ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$T_p(x, y) = T_p(x + L, y) = T_p(x + 2L, y) = \dots \quad (3.42)$$

Burada γ aksenal sıcaklık gradyanı, $T_p(x, y)$ ise sıcaklık alanı $T(x, y)$ 'nin yerel sıcaklık sapmaları ile ilgili olan kısmıdır.

Çözüm alanının girişinde ve çıkışında uygulanacak periyodik sınır koşulları ise aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\Phi(0, y) = \Phi(L, y) \quad \Phi = U, V, P_p, T_p, k, \varepsilon$$

3.8. Çözüm Algoritması

Akış alanında ara yüzeydeki difüzyon katsayılarının çözümünde *Üslü Kuvvet yöntemi* (POWERLAW); akış alanının çözümünde ise SIMPLE algoritması kullanılmıştır.

Relaksasyon

Ayrıklaştırılmış cebirsel eşitlikler difüzyon katsayılara ve bağımlı değişken Φ 'ye bağlı olarak değişmesi, kaynak terim S 'nin Φ 'ye göre doğrusal olmayan değişimleri, katsayıların Φ 'ye bağlı olması gibi ara bağlantılar ve doğrusal olmayan durumlar iteratif çözüm metotlarıyla ele alınabilir [40]. Bunun için verilen bir problemde öncelikle Φ 'nin bütün sayısal değerleri için başlangıç tahmini değerler alınır. Bu başlangıç tahmini değerlere göre ayrıklaştırılmış cebirsel eşitlik çözülerek sonuca daha yakın yeni tahmini değerler elde edilir ve bu sonuçlar kullanılarak katsayıların yeni değerleri hesaplanır. İterasyon olarak adlandırılan bu işlemin birçok kez tekrarlanması ile Φ 'nin değerlerinde bir değişimin görülmediği yakınsamış sonuçlar elde edilir.

Doğrusal olmayan problemlerin iteratif çözümünde ayrıklaştırılmış eşitlikteki katsayıların çok hızlı değişimi ıraksama riskini artırır. Bu durumda underrelaxation uygulamasıyla bu değişimin yavaşlatılması gerekir. Bu yavaşlatma elde edilecek sonucu etkilemez ancak sonuca ulaşılmasını yavaşlatır [40].

Fluent, hacim merkezli kontrol hacmi tekniğine dayalı olarak diferansiyel formdaki korunum denklemlerinin ayrıklaştırılmış cebirsel formunu çözer. Genel korunum denklemlerinin ayrıklaştırılmış doğrusal hali aşağıdaki gibidir [43].

$$a_p \Phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + b \quad (3.43)$$

Burada nb komşu hücreler, a_p ve a_{nb} sırasıyla Φ ve Φ_{nb} için doğrusallaştırılmış katsayılardır. Denkleminde görülen b ise problemdeki kaynak terimlerle sınırda sınır şartlarından gelen $S = S_c + S_p \Phi$ şeklindeki doğrusallaştırılmış kaynak terimidir.

$$a_p = \sum_{nb} a_{nb} - S_p \quad (3.44)$$

(3.43) denkleminde Φ_p çekilirse aşağıdaki eşitlik elde edilir,

$$\Phi_p = \frac{\sum a_{nb} \Phi_{nb} + b}{a_p} \quad (3.45)$$

Φ_p^*, Φ_p 'nin bir önceki iterasyondaki değerini göstermek üzere bu değer denklemin (3.45)'in sağ tarafına eklenip çıkarılmasıyla aşağıdaki ifadeyi düzenleyebiliriz,

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \left(\frac{\sum a_{nb} \Phi_{nb} + b}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (3.46)$$

Denklem (3.46)'de parantez içerisindeki ifade, o anki iterasyonda elde edilen Φ_p 'nin değişimini ifade eder. Bu değişim, relaksasyon faktörü α kullanılarak azaltılıp ya da artırılabilir. Bunun için aşağıdaki eşitlik yazılır,

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \alpha \left(\frac{\sum a_{nb} \Phi_{nb} + b}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (3.47)$$

veya

$$\frac{a_p}{\alpha} \Phi_p = \sum a_{nb} \Phi_{nb} + b + (1 - \alpha) \frac{a_p}{\alpha} \Phi_p^* \quad (3.48)$$

Öncelikle, ilerleyen iterasyonlar ile çözüm yakınsamalı, yani, $\Phi_p^* = \Phi_p$ olmalıdır. Denklem(3.47), Φ 'nin yakınsamış değerlerinin Denklem(3.43)'ü sağlayacağını gösterir. Denklem(3.47) ve (3.48)'de görülen relaksasyon faktörü α 'nın değeri 0 ile 1 arasında olduğu zaman *underrelaxation* etkisi ortaya çıkar, yani, Φ_p 'nin değeri Φ_p^* 'ye yakın kalır. Relaksasyon faktörü α 'nın çok küçük değerleri Φ_p 'deki değişimin çok yavaş olmasında neden olur. Relaxation faktörü α 'nın 1'den büyük bir değer alınması *overrelaxation* etkisini ortaya çıkarır. Bu tez çalışmasında relaksasyon faktörlerinin değerleri şöyledir:

Tablo 3.3 Relaksasyon Faktörleri

Basınç	Yoğunluk	Bünye Kuvvetleri	Momentum	k	ε	Türbülans viskozitesi	Enerji
0,3	1	1	0,7	0,8	0,8	1	1

Yakınsama kriteri

Yakınsamayı takip etmenin bir metodu, en son elde edilen bağımlı değişkenlerin değerlerinin ayrıklaştırılmış eşitlikleri ne kadar doğru sağladığına bakmaktır. Yani son elde edilen değerlerle, ayrıklaştırılmış eşitlikler sağlanırsa kalıntılar R (Denklem 3.49) de sıfır olacaktır. Her bir düğüm noktasındaki kalıntılar- R^ϕ aşağıdaki gibi hesaplanır (Denklem 3.50);

$$R = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b - a_P \phi_P \quad (3.49)$$

$$R^\phi = \sum_{\text{hücreler } P} \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_P \phi_P \right| \quad (3.50)$$

Ansys Fluent kalıntıları, akış alanı boyunca akış değişkenini (ϕ) temsil eden bir ölçeklendirme faktörü (scaling factor) kullanarak ölçeklendirir. Bu ölçeklendirilmiş kalıntılar aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$R^\phi = \frac{\sum_{\text{hücreler } P} |\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_P \phi_P|}{\sum_{\text{hücreler } P} |a_P \phi_P|} \quad (3.51)$$

Yakınsama kriteri çözüm esnasındaki kalıntıların (R^ϕ) önceden kabul edilen belli bir değerden daha küçük olması esasına dayanmaktadır [45]. Bu tez çalışmasında yakınsama kriteri olarak daha önceden belirlenmiş değerleri şöyledir:

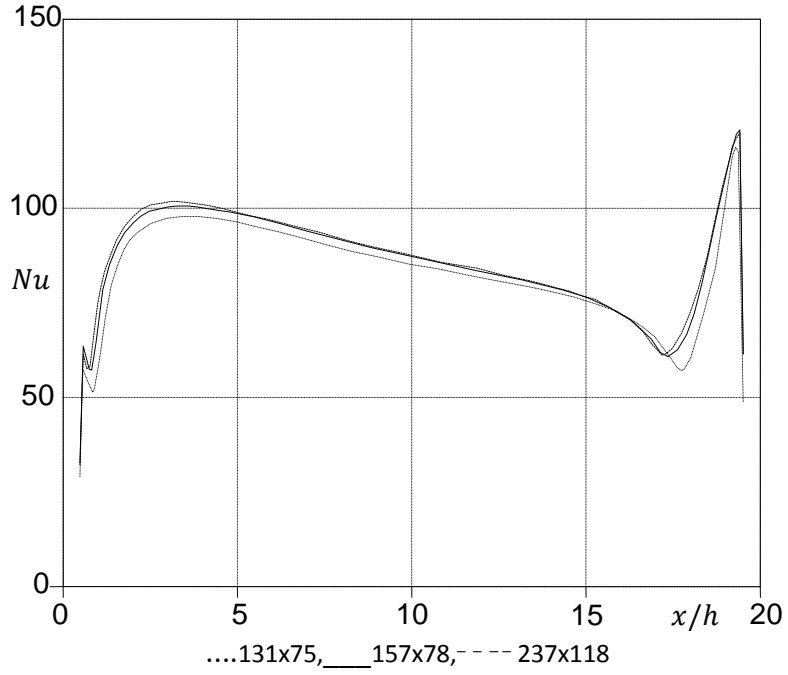
Tablo 3.4 Yakınsama Kriterleri

Süreklilik Denkl.	x-momentum Denkl.	y-Momentum Denkl.	z-Momentum Denkl.	Enerji Denkl.	k Denkl.	ε Denkl.
1.10^{-5}	1.10^{-5}	1.10^{-5}	1.10^{-5}	1.10^{-6}	1.10^{-5}	1.10^{-5}

3.9. Ağ Sıklığının Tespiti Çalışması

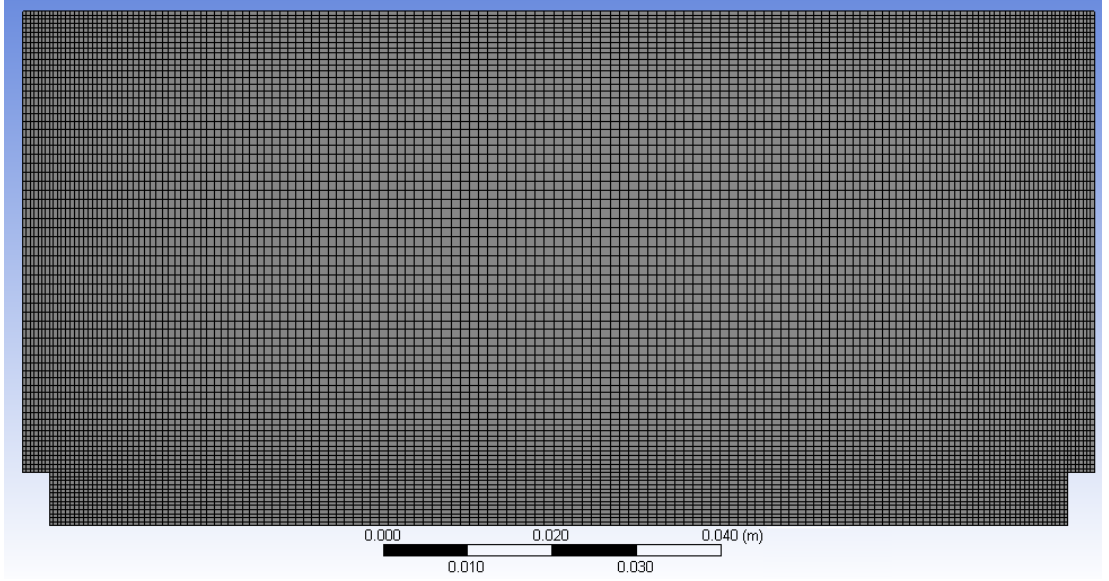
Ayrıklaştırılmış cebirsel eşitliklerin çözümü ile her düğüm noktasında bağımlı değişkene ait bilinmeyenler hesaplanır ve seçilen bölgeye ait bir çözüm alanı elde edilir. Eğer sık bir ağ seçilmişse çözüm alanındaki düğüm sayısı artacak dolayısıyla daha iyi ve hassas bir dağılım elde edilecektir. Ancak sık ağ seçmek artan düğüm noktası sayısına bağlı olarak çözülecek cebirsel eşitliklerin sayısını da artıracak bu da hesaplama süresini artıracaktır. Bunun için çözüm bölgesine ait seçilecek ağ sıklığı, hesaplama süresini gereksiz yere artırmamalı fakat yeterince iyi ve hassas bir çözüm verecek şekilde olmalıdır.

Bu tez çalışmasında önce çözüm bölgesine ait uygun bir ağ sıklığı tespit edilmiş ve sonraki hesaplamalar da bu ağ sıklığında yapılmıştır. Bu doğrultuda, geliştirilen bilgisayar programı diğer bütün parametreler sabit tutularak 131x75, 157x78 ve 237x118 ağ sıklıkları için koşturulmuş ve iki engel arasındaki yerel Nusselt sayısı dağılımı profillerinin aşağıdaki grafiği çizilmiştir. Bu grafikten yararlanarak 157x78 ağ sıklığından sonra çözümün ağ sıklığından bağımsız olduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 3.7 Ağ Sıklığının Yerel Nusselt Sayısı Dağılımına Etkisi

Akış problemlerinde, çözüm alanı içerisinde belirli bölgelerdeki akışla ilgili gradyanlar büyük ise, yapılan çözümlerin doğruluğu için homojen sık bir ağ kullanmaktansa sadece akış gradyanlarının yüksek olduğu bölgelerde sıklaşan bir ağın kullanılması gerekir. Bu şekilde homojen olmayan ağ kullanılması eşitliklerin çözüleceği düğüm noktalarının sayısını azaltır ve bu da hem çözüm zamanını azaltır hem de çözümün doğruluğunu artırır [54]. Bunun için çalışmalarda, akış ve ısı transferi büyüklüklerine ait gradyanların büyük olduğu engel civarında ve kanal yüzeylerine yakın bölgelerde sıklaşan ve diğer bölgelerde seyrekleşen şekilde homojen olmayan bir ağ yapısı kullanılmıştır. Aşağıdaki şekilde çözüm bölgesi için üretilmiş homojen olmayan ağ yapısı gösterilmiştir.



Şekil 3.8 Genel Ağ Yapısı Görüntüsü

4. BULGULAR

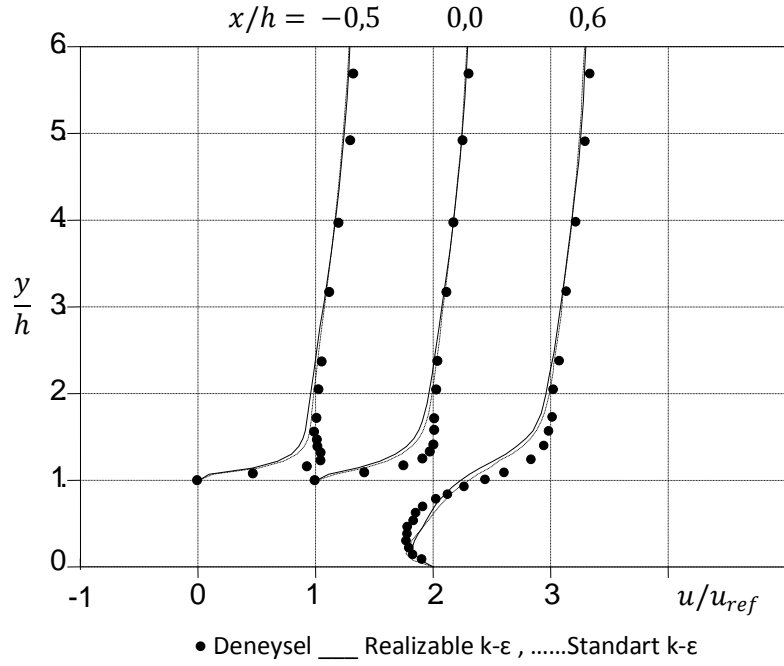
Aşağıdaki tabloda deneysel veriler ile türbülans modelleri ve engelsiz kanal için elde edilen sonuçların yeniden birleşme uzunluğu x_R/h , basınç düşüm gradyeni β , Nusselt sayısının maksimum olduğu nokta Nu_{max} ve ortalama Nusselt sayılarının Nu_{ort} karşılaştırılması gösterilmiştir. Tabloda engelsiz kanal için β Darcy ifadesinden, Nu_{ort} ise Dittus-Boelter ifadesinden elde edilmiştir.

Tablo 4.1 Deneysel Ölçümler ve Modeller ile Elde Edilen Sonuçların Karşılaştırılması

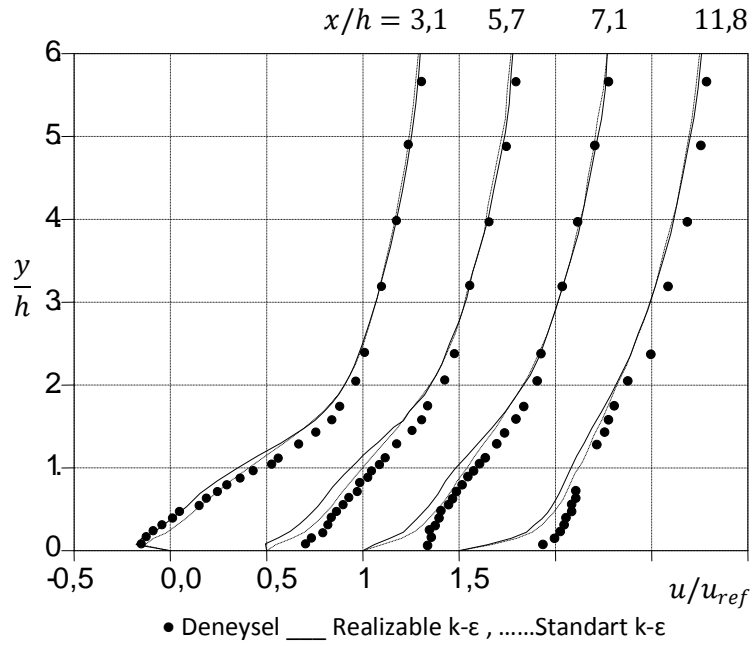
Model	x_R/h	β	Nu_{max} konumu, x/h	Nu_{ort}
Standart $k-\varepsilon$	5,6	6,34	2	98
Realizable $k-\varepsilon$	6,6	5,98	3	91
Deneysel Veriler	$6 \pm 0,7$	-	5,1	-
Engelsiz Kanal	-	1,82	-	42

4.1. Akış Yönünde Hız Dağılımları (u/u_{ref})

Şekil 4.1 ve 4.2'de akış yönünde çeşitli x/h mesafelerindeki boyutsuz hız dağılımları görülmektedir. Engelin hemen üzerindeki yakın duvar bölgesinde ($x/h = -0,5, 0,0$), deneysel ölçümler hızda ani bir yükselişi göstermekte, engel etrafında deneysel değerlerden daha küçük sonuçlar veren sayısal hesaplamalar ise hızda daha tedrici bir artışı göstermektedir. Realizable $k - \varepsilon$ modelde hız gradyenleri Standart $k-\varepsilon$ modele göre daha düşük hesaplanmıştır. Engelden sonra akış yönündeki ilk ölçüm yerinde ($x/h = 0,6$), literatüden gelen deneysel veriler sayısal hesaplamalara nazaran daha güçlü bir resirkülasyon (daha büyük negatif hızlar) göstermiştir. $x/h = 3,1$ 'de yakın duvarda sayısal hesaplanan negatif hızlar deneysel ölçümlerden daha yüksektir. $x/h = 3,1$ 'in ilerisinde Realizable $k - \varepsilon$ model, Standart $k - \varepsilon$ modelden daha düşük hızlar hesaplamış, her iki model de duvara yakın yerlerdeki hızları deneysel verilerin daha altında hesaplamışlardır.



Şekil 4.1 Akış Yönünde Hız Dağılımları ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası)

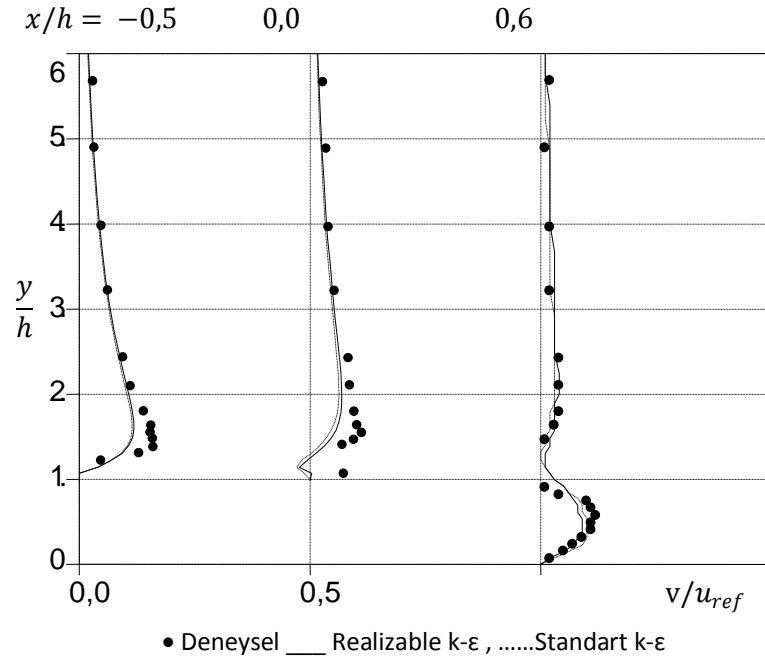


Şekil 4.2 Akış Yönünde Hız Dağılımları ($x/h = 3,1$ ile $11,8$ arası)

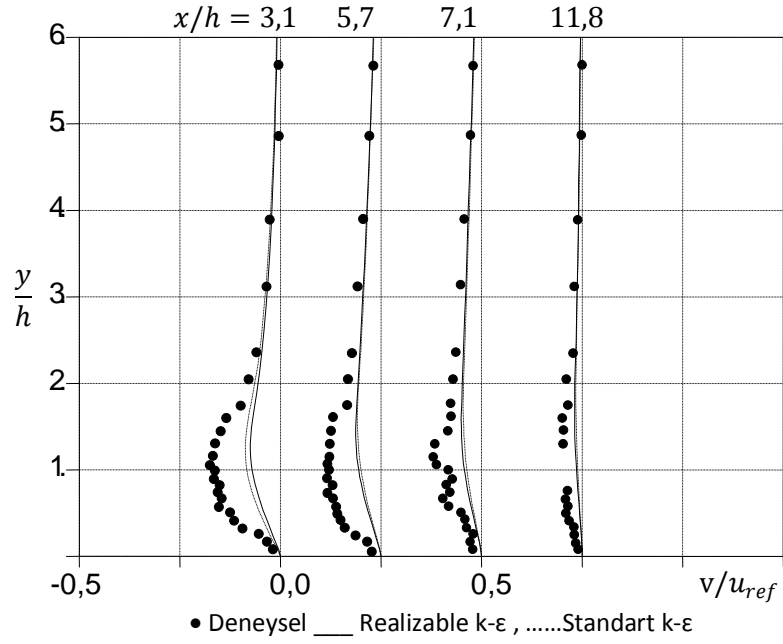
4.2. Akışa Dik Yönde Hız Dağılımları (v/u_{ref})

Şekil 4.3 ve 4.4'te v hız profilleri gösterilmiştir. Engelin hemen üzerinde $x/h = -0,5$ ve $0,0$ konumlarında, v hızlarının pozitif olması akışta engel nedeniyle yukarı doğru bir sapmanın meydana geldiğini göstermektedir. Engelden hemen sonra ($x/h = 0,6$), $y/h \leq 1$ deki pozitif v hızları ise köşe girdabı nedeniyledir. $x/h = 3,1$ ve ilerisinde, v hızlarının negatif olması kayma tabakasının yeniden birleşme noktasına doğru hareket ettiğine işaret etmektedir.

Yeniden tutunma noktasının ($x/h \approx 6$) ilerisinde, akış tekrar gelişmeye başladıkça v hızlarının büyüklükleri azalmaktadır. Her iki modelden alınan sonuçlar bütün konumlarda birbirine yakın sonuçlar vermiştir. v hız büyüklüklerinin, $0,6 \leq x/h \leq 5,7$ ve $0 \leq y/h \leq 2$ arası geri dönüş akışlarının bulunduğu akım bölgesine karşılık gelen sınırlandırılmış bölgede deneysel verilerden daha düşük hesapladığı görülmektedir.



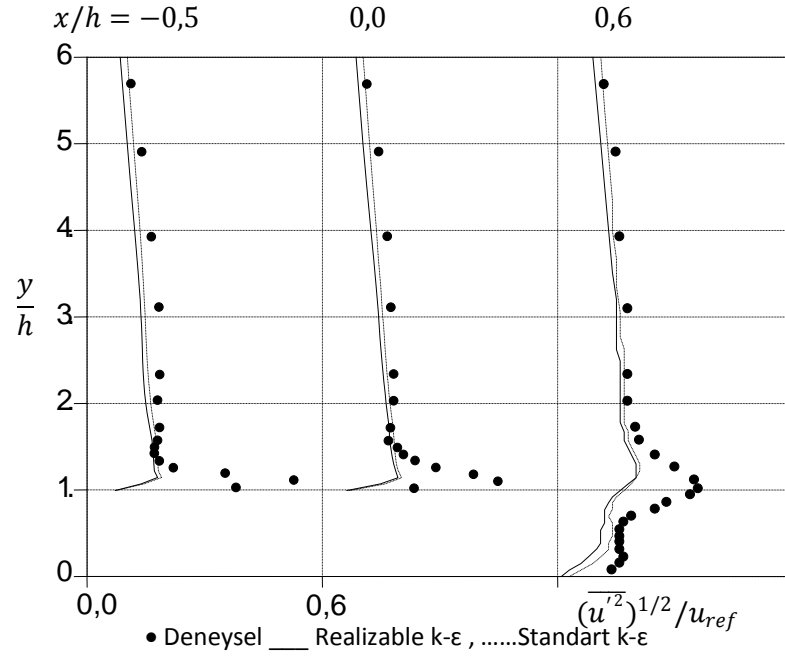
Şekil 4.3 Akışa Dik Yönde Hız Dağılımları ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası)



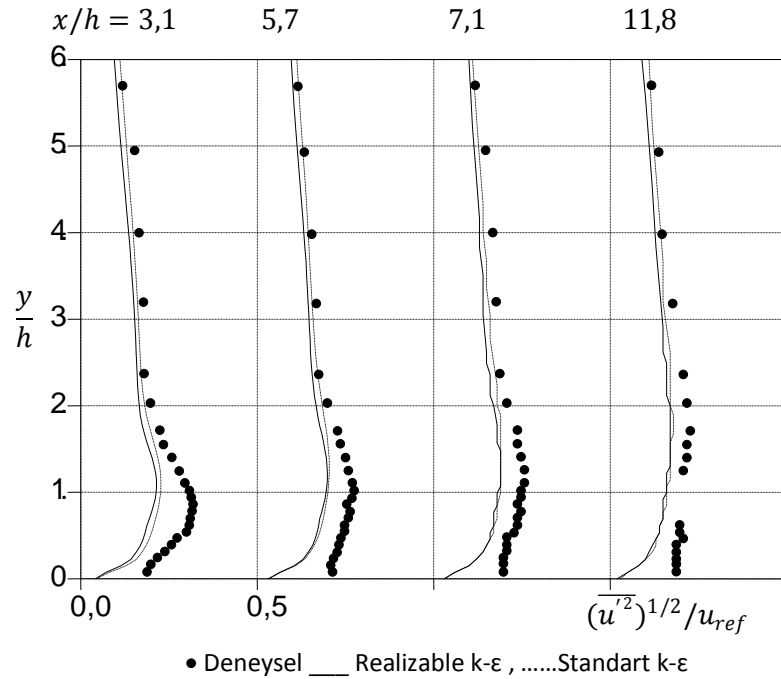
Şekil 4.4 Akışa Dik Yönde Hız Dağılımları ($x/h = 3,1$ ile $11,8$ arası)

4.3. Akış Yönünde Normal Türbülans Gerilmeleri $-\tau_{xx,turb}^* \left(\overline{u'^2} \right)^{1/2} / u_{ref}$

Şekil 4.5 ve 4.6 incelendiğinde $x/h = -0,5$ ve $0,6$ arasında, ölçülen u' değerleri engele yakın sınır tabaka bölgesinde keskin bir şekilde arttığı görülmektedir. Yeniden tutunma noktasının yakınında ($x/h \approx 5$) ölçülen çalkantı değerlerinin dağılımı $x/h = 3,1$ deki hız çalkantıları dağılımından daha düz bir profil sergilemektedir. Tepe noktası $x/h = 0,6$ ile $x/h = 3,1$ arasında azalmakta ve yeniden birleşme noktasına doğru pik çalkantılar kaybolmaktadır. Artan x/h değerleri ile birlikte, duvarın güçlü sönümlenme etkisi nedeniyle deneysel u' dağılımı düz bir profil sergilemeye ve çalkantılar zayıflamaya devam etmektedir. Ayrıca köşe girdap bölgesinde ölçülen türbülans seviyeleri, türbülans tabakasının yukarılarında ölçülen türbülans seviyeleri ile kabaca aynı seviyededir bu da hız değerlerinin düşük olduğu bu bölgenin bir düşük türbülans bölgesi olmadığını göstermektedir.



Şekil 4.5 Akış Yönünde Normal Türbülans Gerilmeleri ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası)



Şekil 4.6 Akış Yönünde Normal Türbülans Gerilmeleri ($x/h = 3,1$ ile $11,8$ arası)

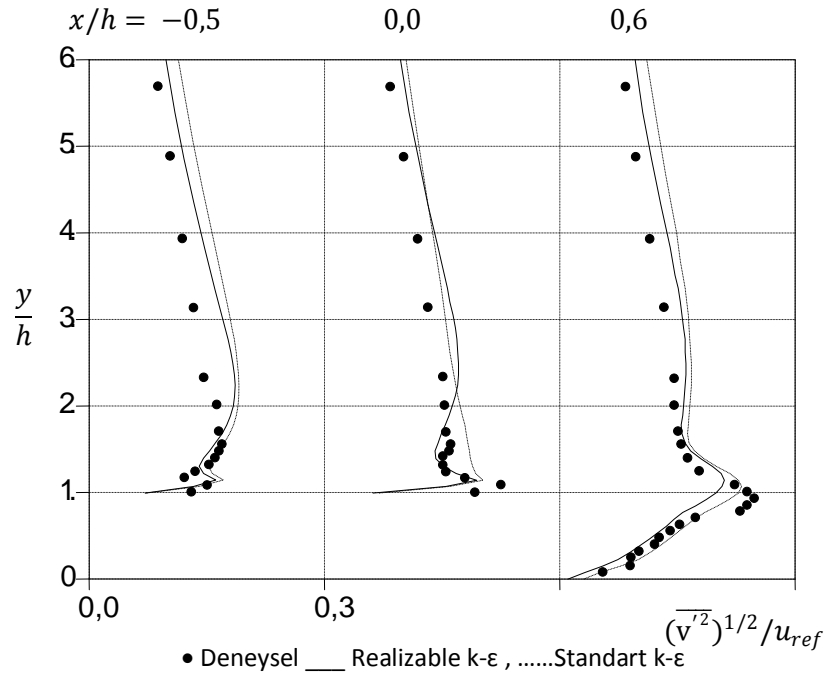
Kayma tabakası içerisinde hesaplanan bütün noktalarda ($x/h = -0,5'$ den $x/h = 11,8'$ e kadar) her iki model deneysel olarak ölçülen u' değerlerine oldukça benzer

şekilde birbirine yakın u' değerleri hesaplamışlardır. Standart $k-\varepsilon$ model ile yapılan hesaplamalar, Realizable $k-\varepsilon$ modele nazaran deneysel verilere kısmen daha yakın sonuçlar vermiştir.

Genel olarak incelendiğinde türbülans profilleri kısmen uniformdur. Bunun sebebi engel nedeniyle akışın yukarı doğru sapmasının, engel üzerinde daha büyük hız gradyenlerine neden olması bunun da engel-üstü bölgede daha yüksek türbülans değerlerine yol açmasıdır.

4.4 Akışa Dik Yönde Türbülans Gerilmeleri $-\tau_{yy,turb}^* ((\overline{v'^2})^{1/2} / u_{ref})$

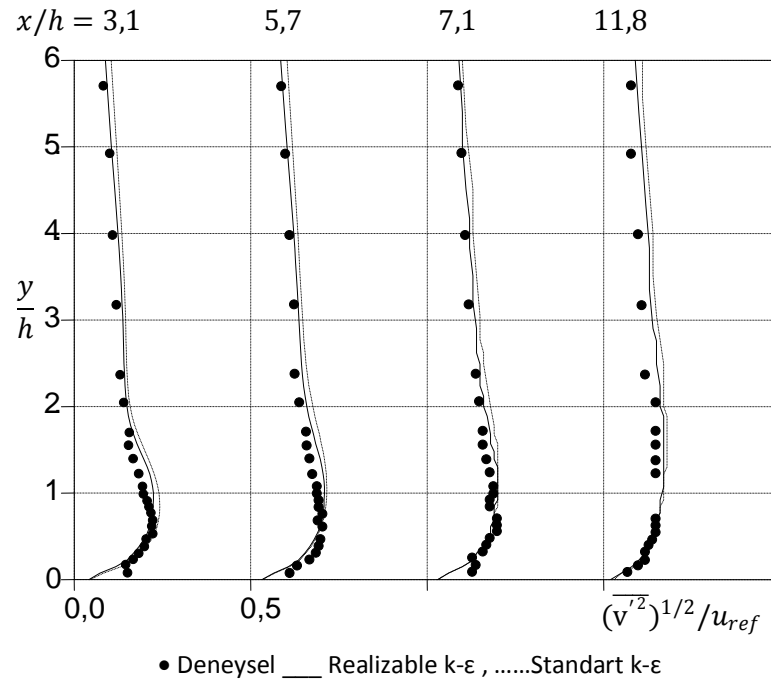
Şekil 4.7 ve 4.8, engelden ilerideki yerlerde ölçülen v' değerleri dağılımının, akış yönünde ölçülen u' değerlerine benzer bir gelişimi takip ettiğini göstermektedir.



Şekil 4.7 Akışa Dik Yönde Türbülans Gerilmeleri ($x/h = -0,5$ ile $0,6$ arası)

Ayrıca Standart $k - \varepsilon$ modelin, $x/h = -0,5$ ile $0,6$ arasındaki dış tabaka bölgesinde Realizable $k - \varepsilon$ model ile elde edilen v' değerlerine nazaran deneysel sonuçlara daha yakın sonuçlar verdiği gözlenmiştir. Akışın ayrıldığı engel ilerisindeki $x/h = 0,6$ noktasında, Realizable $k - \varepsilon$ modeli ölçümlerden daha düşük değerler hesaplarken, Standart $k - \varepsilon$ model deneysel verilere oldukça yakın sonuçlar vermiş, her iki model de çıkan u' profilinin aksine $y/h = 1'$ de deneysel sonuçlara benzer

şekilde bir pik hesaplamışlardır. Yeniden tutunma noktasından sonraki yerlerdeki ($x/h = 5,7$, $x/h = 7,1$, $x/h = 11,8$) yakın duvar bölgelerinde her iki model de birbirine çok yakın profiller sergilemiştir. Bu konumlardaki geçiş bölgelerinde ($1 \leq y/h \leq 2$) her iki modelden elde edilen dağılım deneysel sonuçlarla oldukça örtüşmekte, diğer bölgelerde ise deneysel ölçümlerden nispeten daha düşük sonuçlar elde edilmiştir.

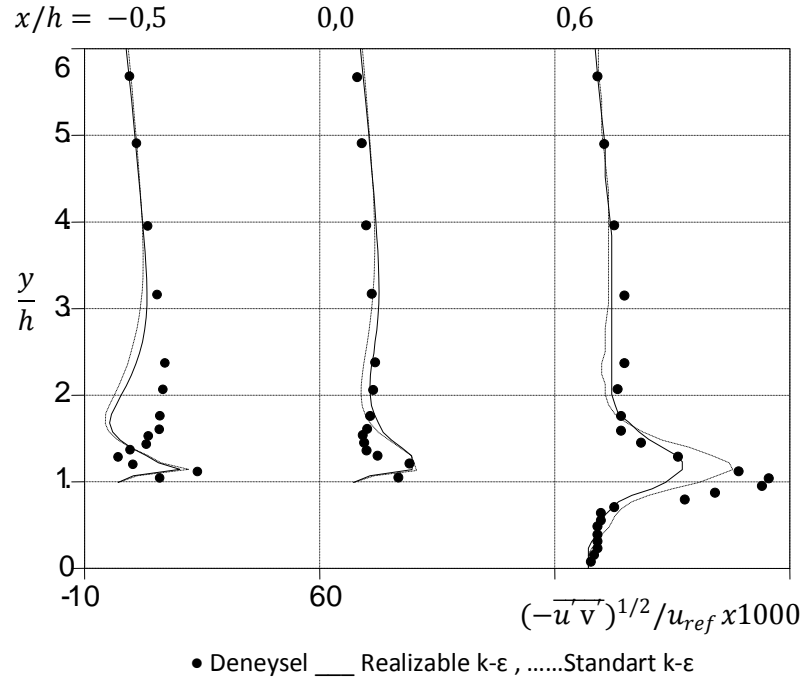


Şekil 4.8 Akışa Dik Yönde Türbülans Gerilmeleri ($x/h=3,1$ ile $11,8$ arası)

4.5 Türbülans Kayma Gerilmesi $-\tau_{xy,turb}^* ((-\overline{u'v'})^{1/2}/u_{ref} \times 1000)$

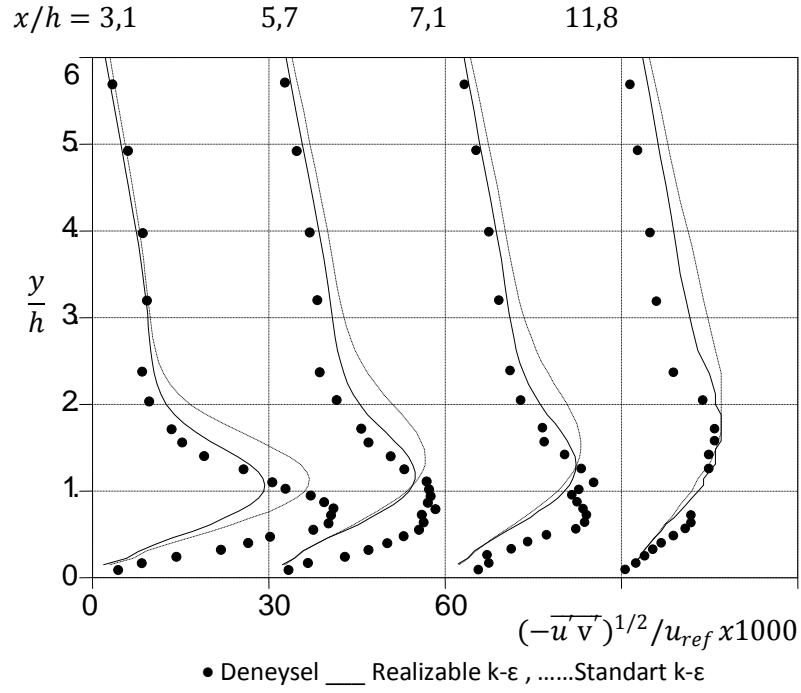
Şekil 4.9, türbülans kayma gerilmesinin dağılımlarının engelden hemen sonra ($x/h = 0,6$) ani bir pik yaptığını göstermektedir. $x/h = 3,1$ konumunda, türbülans kayma gerilmesi dağılımının artık düzleşme yönünde azaldığı ve ani piklerin büyük ölçüde kaybolduğu görülmektedir. Bu eğilim artan x/h ile devam etmektedir (Şekil 4.10).

Şekillerden açıkça görülmektedir ki; her iki model de engelden yeniden tutunma noktasına kadar ($x/h \approx 6$), türbülans kayma gerilmesini deneysel verilerden kısmen daha düşük hesaplamışlar ancak her iki model de deneysel verilere benzer şekilde pik hesaplamışlardır. Ayrıca dış tabaka bölgesinde Realizable $k - \varepsilon$ modelin, Standart $k - \varepsilon$ modele nazaran ölçümlere daha yakın sonuçlar verdiği görülmektedir.



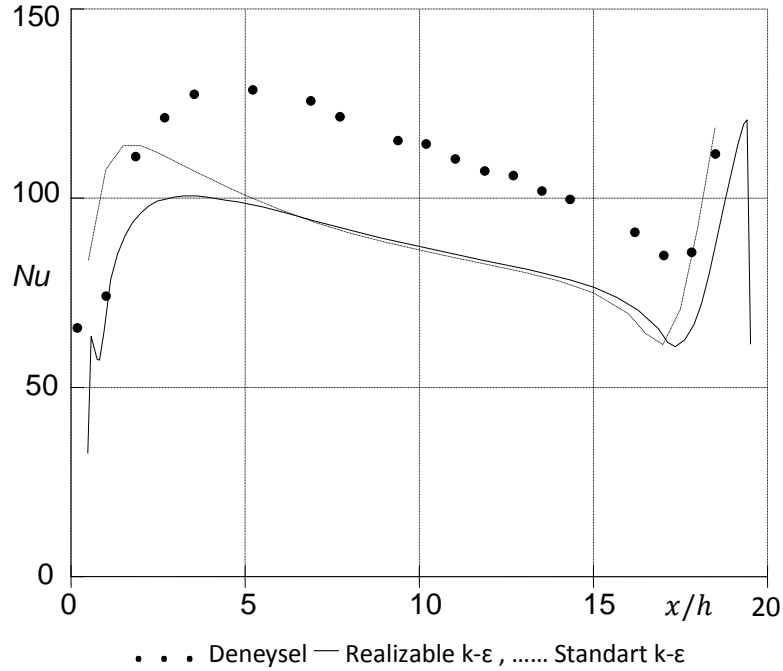
Şekil 4.9 Türbülans Kayma Gerilmesi ($x/h= -0,5$ ile $0,6$ arası)

Deneysel ölçümler ve küçük ölçekli girdapların modellenmesi için tasarlanan kullandığımız modeller ile elde edilen sayısal sonuçlar arasındaki farkın temelini büyük ölçekli etkilerin oluşturacağı literatürde de beklenen bir sonuçtur. Bu bağlamda, her iki model de dış tabakanın bütün x/h konumlarında ($x/h = 11,8$ hariç) daha iyi sonuçlar vermiştir.



Şekil 4.10 Türbülans Kayma Gerilmesi ($x/h=3,1$ ile $11,8$ arası)

4.6. Yerel Nusselt Sayısı($Nu(x)$)



Şekil 4.11 Yerel Nusselt Sayısı Dağılımı

Şekil 4.11, deneysel ve modellerle elde edilen Nusselt sayısı sonuçlarını göstermektedir. Literatürden gelen deneysel verilerde Nu sayısının $x/h = 5,1$ ' de

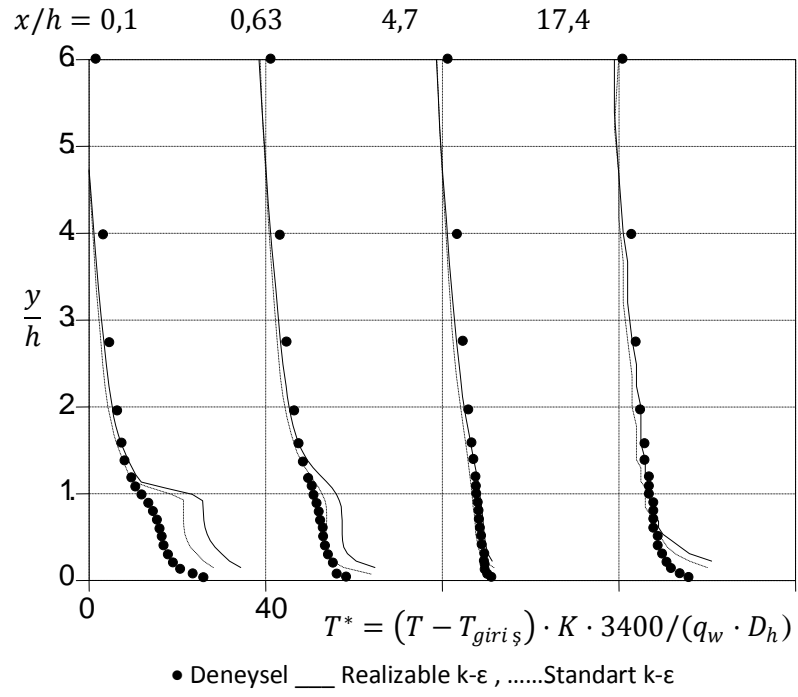
maksimuma ulaştığı görülmüştür. Bu nokta deneysel olarak belirlenen yeniden bağlanma noktasına ulaşmadan önceki bir konuma karşılık gelir. Her iki model de Nusselt sayılarını olduğundan düşük hesaplamışlardır. Ancak, Standart $k - \varepsilon$ modeli ile elde edilen yerel Nusselt dağılımları deneysel verilere daha yakın görünse de engelden sonra akışın ayrıldığı ve yüzeyle yeniden tutunduğu nokta civarındaki bölgede realizabe $k - \varepsilon$ modelinin standart $k - \varepsilon$ modele göre deneysel verilerle daha uyumlu davranış sergilediği ve Nusselt sayısının maksimum olduğu noktanın yerini deneysel olarak belirlenen değere daha yakın bulduğu görülmüştür. Ayrıca yerel Nusselt sayısı dağılımının profili incelendiğinde Realizable $k - \varepsilon$ türbülans modelinin Standart $k - \varepsilon$ türbülans modele göre fiziksel olarak daha gerçekçi olduğu görülmektedir.

Engelden hemen önceki bölgede ($x/h \approx 18$) girdap etkisiyle hem deneysel hem de modellerle elde edilen Nusselt dağılımlarının pik yaptıkları görülmektedir. Ancak deneysel verilerinden yararlanılan çalışmada [20] yazarlar kullandıkları modellerle bu pikleri yakalayamamışlardır. Bu sonucun çıkmasında bu çalışmada yakın duvar bölgesinde standart duvar fonksiyonu yerine iyileştirilmiş yakın duvar modelinin kullanılmasının etkili olduğu düşünülmektedir.

4.7. Boyutsuz Sıcaklık Dağılımı $((T - T_{giris}) \cdot K \cdot 3400 / (q_w \cdot D_h))$

Şekil 4.12’de bazı konumlardaki boyutsuz sıcaklık profilleri gösterilmiştir.

Şekil 4.12, x/h değerlerinin dış tabaka bölgesindeki bütün değerleri ile $x/h=4,7$ ve $17,4$ konumlarındaki bütün y/h değerleri dikkate alındığında modeller ile ölçümler arasında bir uyum olduğunu göstermektedir. $x/h=4,7$ ’deki sıcaklık profilinde ölçümlerle modellerin oldukça uyumlu olmasına rağmen Nusselt sayısının deneysel sonuçtan düşük çıkması, ayrılma bölgesindeki iyileştirilmiş yakın duvar bölgesi modelinden kaynaklandığı düşünülmektedir.



Şekil 4.12 Boyutsuz Sıcaklık Dağılımı

SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında periyodik tam gelişmiş türbülanslı akış ve ısı transferi problemine günümüze kadar literatürde uygulanmamış olan Realizable $k-\epsilon$ modeli uygulanmıştır.

Tabanı uniform olarak ısıtılmış, akış boyunca periyodik engeller yerleştirilmiş ve tam gelişmiş akış rejiminin olduğu dikdörtgenel bir kanalda, Standard $k-\epsilon$ türbülans modeli ve deneysel ölçümlerle karşılaştırma yapılarak Realizable $k-\epsilon$ türbülans modelinin akış ve ısı transferi sonuçlarını hesaplama performansı incelenmiştir. Engelin hemen üzerindeki bölgede Realizable $k-\epsilon$ modelin Reynolds gerilmelerini Standard $k-\epsilon$ modelden daha gerçekçi hesapladığı görülmüştür. Engelin hemen arkasındaki resirkülasyon bölgesi ve sınır tabaka bölgesinde her iki model de Reynolds gerilmelerini deneysel ölçümlerden büyük ölçüde düşük hesaplamışlardır bunun dışında kalan bölgelerde ise her iki model de Reynolds gerilmelerini deneysel verilere oldukça yakın hesaplamışlardır. Bunun sebebinin modellerin bu bölgede bulunan türbülansın geniş-skala etkilerini hesaba katmaması düşünülmektedir.

Her iki model de temel olarak aynı ortalama hız profili ortaya çıkarmışlardır. Engelin hemen arkasındaki resirkülasyon ve sınır tabaka bölgesinde her iki modelin hesaplamaları da yetersiz kalmıştır. Ancak akış alanının geri kalan kısmında yeter derecede hesaplamalar elde edilmiştir.

Her iki model de Nusselt sayılarını düşük hesaplamasına rağmen Realizable $k-\epsilon$ model Standart $k-\epsilon$ modeline göre fiziksel olarak daha gerçekçi bir dağılım hesaplamışlardır.

Her iki model de engelin hemen arkasındaki resirkülasyon bölgesinde düşük hesaplamalarda bulunmuştur. Bu durumun oluşmasına da, literatürde, güçlü karışım bölgesinde türbülans Prandtl sayısının sabit alınmasının sebep olduğu düşünülmektedir. Dış tabaka bölgesinde ve engeller arasında kalan çoğu alanda her iki model de akış sıcaklıklarını deneysel verilere gayet yakın hesaplamışlardır.

Çalışmada engellerin duvara bitişik olduğu durumda hesaplamalar yapılmış olup bundan sonraki çalışmalarda engellerin duvarla temas halinde olmadığı durumlarda çalışmalar yapılabilir.

Yine yapılan çalışmada duvara yerleştirilen engellere ısı akısı verilmemiştir. Benzer şekilde kanal içerisine yerleştirilen engellerin ısı transferine etkisi olduğu durumdaki akış ve ısı transferinin incelenmesi daha sonra yapılabilecek başka bir çalışmada incelenebilir.

Tez çalışmasında hesaplamalar engel boyutları sadece 6,35x6,35 mm olduğu durum için ve engeller arası mesafenin uzunluğu 120 mm olduğu durum için yapılmış olup, engel boyutlarının ve engeller arası mesafenin değiştiği parametrik çalışmalar yapılabilir.

Çalışmada engeller akış yönüne dik şekilde ve kare kesitli olarak yerleştirilmiştir. İleriki çalışmalarda farklı kesitlerde engeller kullanılabilir veya engeller akış yönüne farklı açılarda yerleştirildiği farklı düzenlemeler kullanılarak Realizable k- ϵ türbülans modelinin kullanıldığı periyodik türbülanslı akış ve ısı transferi incelenebilir.

KAYNAKLAR

1. Webb, R.L., Eckert, E.R.G ve Goldstein R.J., Heat Transfer and Friction in Tubes with Repeated-Rib Roughness, *Int.J. Heat Mass Transfer*, Vol. 14, 601-617, 1971
2. Patankar S. V., Liu C.H. Liu, Sparrow E.M., Fully Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-Periodic Variations of Cross-Sectional Area, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 99, 1977
3. Han, J.C., Glicksman, L.R., Rohsenow, W.M., An investigation of heat transfer and friction for rib-roughened surfaces. *Int. J. Heat Mass, Transfer* 21, 1143–1156, 1978
4. Han, J.C., 1988. Heat transfer and friction characteristics in rectangular channels with rib turbulators. *ASME J. Heat Transfer* 110, 321–328, 1988
5. Sparrow, E.M., Tao, W.Q., Enhanced heat transfer in a flat rectangular duct with streamwise-periodic disturbances at one principal wall. *Trans. ASME J. Heat Trans.* 105, 851–861, 1983
6. Liou, T.M., Hwang, J.J., Chen, S.H., Simulation and measurement of enhanced turbulent heat transfer in a channel with periodic ribs on one principal wall. *Int. J. Heat Mass Transfer* 36, 507–517, 1993
7. Liou, T.M., Hwang, J.J., Effect of ridge shapes on turbulent heat transfer and friction in a rectangular channel. *Int. J. Heat Mass Transfer* 36, 931–940, 1993
8. Okamoto, S., Seo, S., Nakaso, K., Kawai, I., Turbulent shear flow and heat transfer over the repeated two-dimensional square ribs on ground plane. *Trans. ASME J. Fluids Eng.* 115, 631–637, 1993
9. Rau, G., Cakan, M., Moeller, D., Arts, T., The effect of periodic ribs on the local aerodynamic and heat transfer performance of a straight cooling channel. *ASME J. Turbomach.* 120, 368–375, 1998
10. Han, J.C., Park, J.S., 1988. “Developing heat transfer in rectangular channels with rib turbulators”. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 31 (1), 183–195, 1988
11. Wagner, J.H., Johnson, B.V., Graziani, R.A., Yeh, F.C., “Heat transfer in rotating serpentine passages with trips normal to the flow”. *ASME Journal of Turbomachinery* 114, 847–857, 1992

12. Wang, L.-B., Tao, W.-Q., Wang, Q.-W., Wong, T.T., 2001. "Experimental study of developing turbulent flow and heat transfer in ribbed convergent/divergent square ducts". *International Journal of Heat and Fluid Flow* 22, 603–613, 2001
13. Han, J.C., "Heat transfer and friction in channels with two opposite rib-roughened walls". *ASME Journal of Heat Transfer* 106, 774–781, 1984
14. Baughn, J.W., Yan, X., Local heat transfer measurements in square ducts with transverse ribs. *ASME HTD, Enhanced Heat Transfer* 202,1–7, 1992
15. Ekkad, S.V., Pamula, G., Shantiniketanam, M., "Detailed heat transfer measurements inside straight and tapered two-pass channels with rib turbulators". *Experimental Thermal and Fluid Science* 22, 155– 163, 2000
16. Islam, M.S., Haga, K., Kaminaga, M., Hino, R., Monde, M., 2002. "Experimental analysis of turbulent flow structure in a fully developed rib-roughened rectangular channel with PIV". *Experiments in Fluids* 33, 296–306, 2002
17. Lee, B. K., Cho, N. H., and Choi, Y. D., "Analysis of Periodically Fully-Developed Turbulent Flow and Heat Transfer by $k-\epsilon$ Equation Model in Artificially Roughened Annulus", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31, 1797-1806, 1988
18. Iacovides, H., and Raisee, "Computation of Flow and Heat transfer in 2D Rib Roughened Passages", *Proc. 2th Int. Symp. on Turbulent Heat and Mass Transfer*, Delft, 21-30, 1997
19. Raisee, M., "Computation of Flow and Heat Transfer through Two- and Three-Dimensional Rib Roughened Passages", PhD Thesis, Dept. of Mech. Engrg, UMIST, 1999
20. Acharya, S., Dutta, S., Myrum, T.A., Baker, R.S., Periodically developed flow and heat transfer in a ribbed duct. *Int. J. Heat Mass Transfer* 36, 2069–2082, 1993.
21. Manceau, R., Parneix, S., Laurence, D., 2000. Turbulent heat transfer predictions using the model on unstructured meshes. *Int. J. Heat Fluid Flow* 21, 320–328, 2000
22. Iaccarino, G., Ooi, A., Durbin, P.A., Behnia, M., 2002. Conjugate heat transfer predictions in two-dimensional ribbed passages. *Int. J. Heat Fluid Flow* 23, 340–345, 2002

23. Tsai, W.B., Lin, W.W. Chieng C.C., Computation of enhanced turbulent heat transfer in a channel with periodic ribs, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, Vol. 10 No. 1, pp. 47-66, 2000
24. Rowley, G.J., and Patankar S.V., Analysis of Laminar Flow and Heat Transfer in Tubes with Internal Circumferential Fins, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, No.4 pp 553-560, 1984
25. Acharya, S., Dutta, S., Myrum T.A., Heat Transfer in Turbulent Flow Past a Surface-Mounted Two-Dimensional Rib, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 120 724-734, 1998
26. Iacovides, H., The Computation of Turbulent Flow through Stationary and Rotating U-Bends with Rib-Roughened Surfaces, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 29: 865–876, 1999
27. Raisee, M., Bolhasani, M.R., Computation of Turbulent Flow and Heat Transfer in Passages with Attached and Detached Rib Array, Dept. of Mech. Engi., Faculty of Engineering, University of Tehran, 2003
28. Yang, Y.T., Hwang, C.Z., Calculation of turbulent flow and heat transfer in a porous-baffled Channel *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 771–780, 2003
29. Jalil, J.M., Murtadha, T.K., Kadom H.M., Heat Transfer Enhancement In a Ribbed Duct, *The Journal of Engineering Research* Vol. 3, No.1, 10-18, 2006
30. Ryu, D.N., Choi, D.H., Patel, V.C., Analysis of turbulent flow in channels roughened by two-dimensional ribs and three-dimensional blocks. Part II: Heat Transfer, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28, 1112–1124, 2007
31. Eiamsa-ard, S., Promvonge, P., Numerical study on heat transfer of turbulent channel flow over periodic grooves, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 35, 844-852, 2008
32. Li, L., Yang, M., Zhang, Y., Numerical study of periodically fully-developed convection in channels with periodically grooved parts, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 3057–3065, 2008
33. Raisee, M., Naeimi, H., Alizadeh M., Iacovides H., Prediction of Flow and Heat Transfer through Stationary and Rotating Ribbed Ducts Using a Non-linear $k-\epsilon$ Model, *Flow Turbulence Combust*, 82:121–153, 2009
34. Ahn, J., Lee, J.S., Large eddy simulation of flow and heat transfer in a channel with a detached rib array, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 445–452, 2010

35. Saberinejad, H., Hashiehbafe, A., Afrasiabian, E., A Study of Various Numerical Turbulence Modeling Methods in Boundary Layer Excitation of a Square Ribbed Channel, *International Journal of Mechanical and Materials Engineering* 1:2, 2010
36. Wongcharee, K., Changcharoen, W. ve Eimasard, S., Numerical Investigation of Flow Friction and Heat Transfer in a Channel with Various Shaped Ribs Mounted on Two Opposite Ribbed Walls, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, Volume 9, Article A26, 2011
37. Promvong, P., Changcharoen, W. Kwankaomeng, S., Thianpong, C., Numerical heat transfer study of turbulent square-duct flow through inline V-shaped discrete ribs, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 38, 1392–1399, 2011
38. V. Sri Harsha, S.V. Prabhu, R.P. Vedula, Influence of rib height on the local heat transfer distribution and pressure drop in a square channel with 90° continuous and 60° V-broken ribs, *Applied Thermal Engineering* 29 (11–12), 2444–2459, 2009
39. Wolfstein, M., The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 12:301-318, 1969.
40. Versteeg ve H. K., Malalasekera, W., *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*, Longman Scientific & Technical, 1995
41. Çengel, Y.A. Çengel ve Cimbala, J.M., *Akışkanlar Mekaniği Temelleri ve Uygulamaları*, İzmir Güven Kitabevi, 2008
42. Wilcox, David C, *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, 1993
43. Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th Ed., McGraw-Hill, New York, 1979
44. Kays, W. M. And Crawford, M. E. *Convective Heat and Mass Transfer*, 3rd ed., McGraw-Hill, New York, 1993
45. Fluent 12.1.22, Fluent incorporated, Centerra Resource Park, 10, Cavendish Court, Lebanon, NH 03766, USA, 2001
46. Stanford University, USA,
<http://www.stanford.edu/class/me469b/handouts/turbulence.pdf>

47. Kim, Jae –Yong et al., Comparison of near-wall treatment methods for high Reynolds number backward-facing step flow, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, Vol. 19, No. 7, October 2005, 493–500
48. Launder, B. E., and Spalding, D.B., *The Numerical Computation of Turbulent Flows*, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3:269-289, 1974
49. Yakhot, V., Orszag, S. A., “Renormalization Group Analysis of Turbulence: Basic Theory”, *Journal of Scientific Computing*, 1(1):1-51, 1986.
50. Shih, T.-H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z., and Zhu, J. “A New $k-\varepsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows – Model Development and Validation.”, *Computers Fluids*, 24(3):227-238, 1995
51. Jongen, T., "Simulation and Modeling of Turbulent Incompressible Flows". PhD thesis. EPF Lausanne, Lausanne, Switzerland. 1992.
52. Kader, B., Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 24(9):1541-1544, 1993
53. İğci, A. A, Paralel İki Levha Arasındaki Periyodik Tam Gelişmiş Türbülanslı Akış ve Isı Transferi Probleminin Sayısal Analizi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Trabzon, 2005.
54. Hoffmann, Kalus a., *Computational Fluid Dynamics for Engineers*, A Publication of Engineering Education System, Austin, Texas 78713, USA, 1989.

ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Burdur'da doğan Şaban BİLGİN, ilköğrenim ve ortaöğrenimini Gölhisar İlçesinde, lisans eğitimini ise Çorum Hitit Üniversitesinde tamamlamıştır.

2010 yılında yüksek lisans eğitimine Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Anabilim Dalında başlamıştır.

2009 yılından beri Bozok Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makine Mühendisliği Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmakta olan Şaban BİLGİN, evli ve 1 çocuk babasıdır.

İletişim Bilgileri

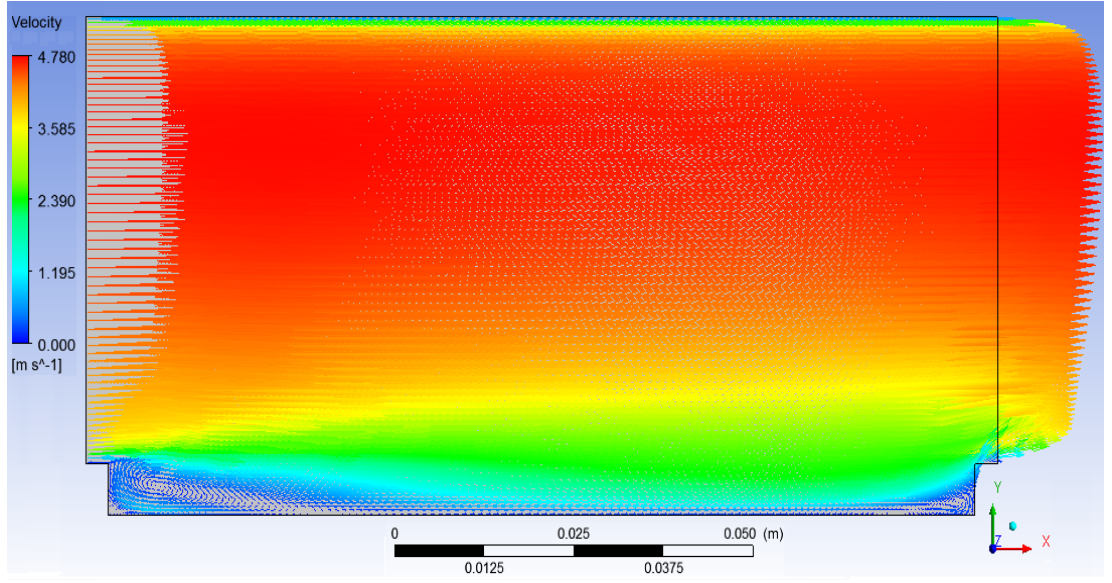
Adres : Bilal Şahin Mah., Fatih Sultan Mehmet Caddesi, Taha-Kaan Hane Apt. B Blok, Kat:3, No:8

66100 YOZGAT

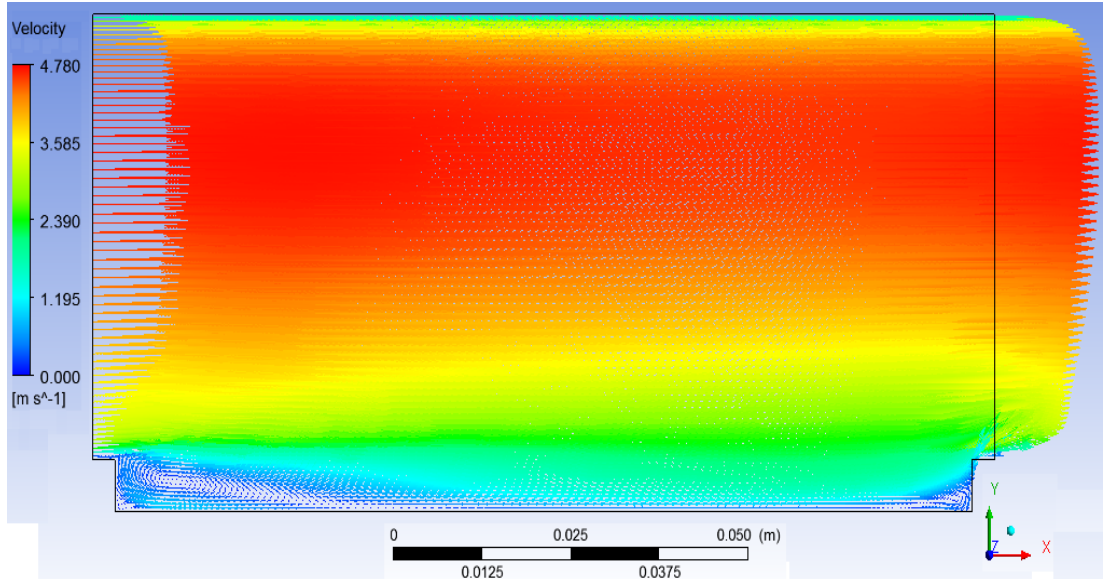
Telefon: (354) 242 10 01

E-posta: saban_bilgin_@hotmail.com

EKLER

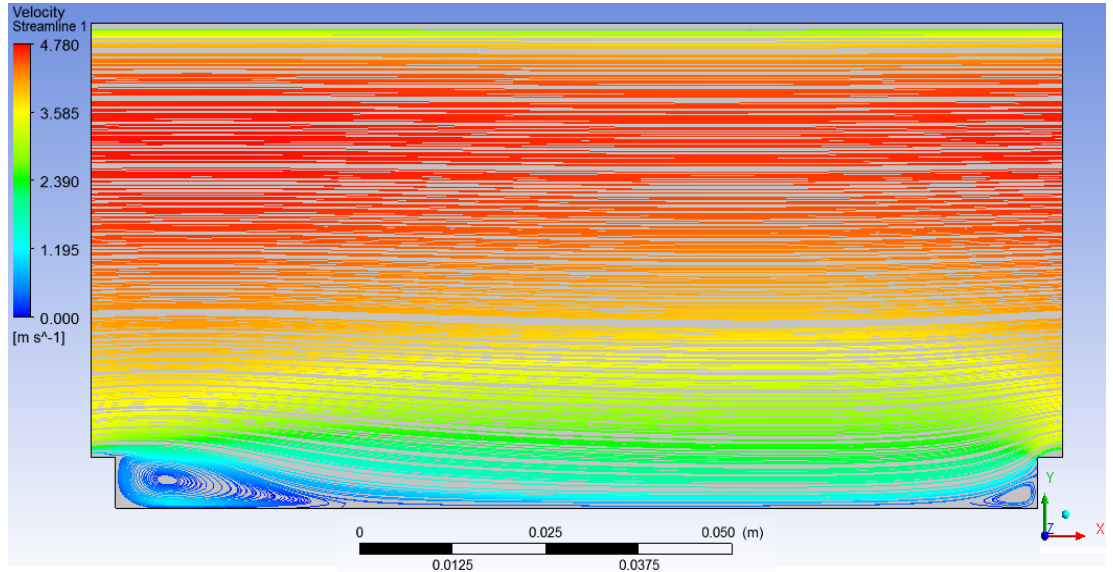


a

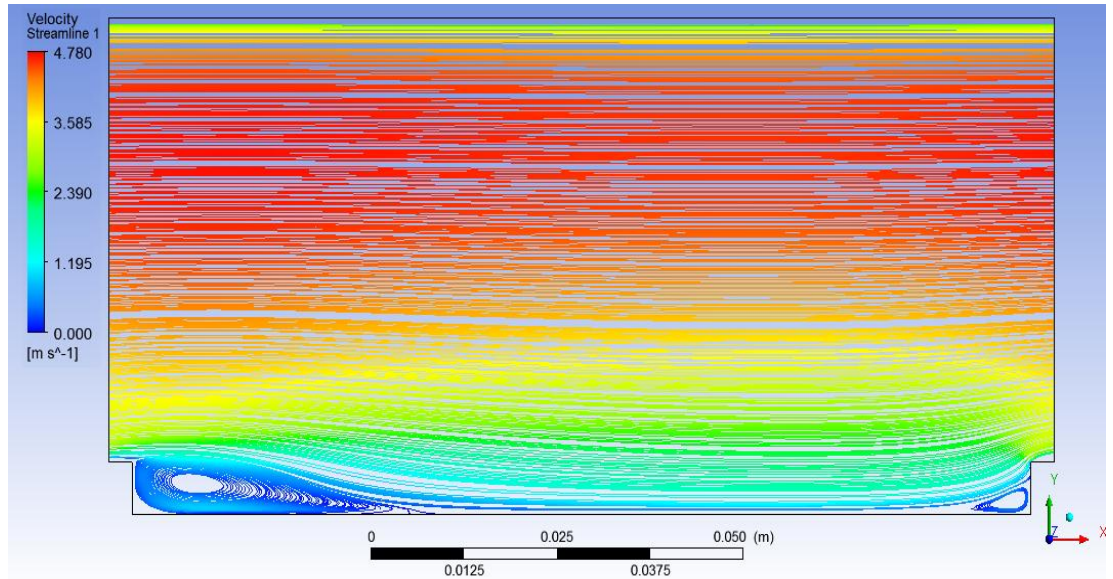


b

Ek 1. Türbülans Modelleriyle Elde Edilen Hız Vektörleri Dağılımı
(a) Standart k-ε Türbülans Modeli (b) Realizable k-ε Türbülans Modeli

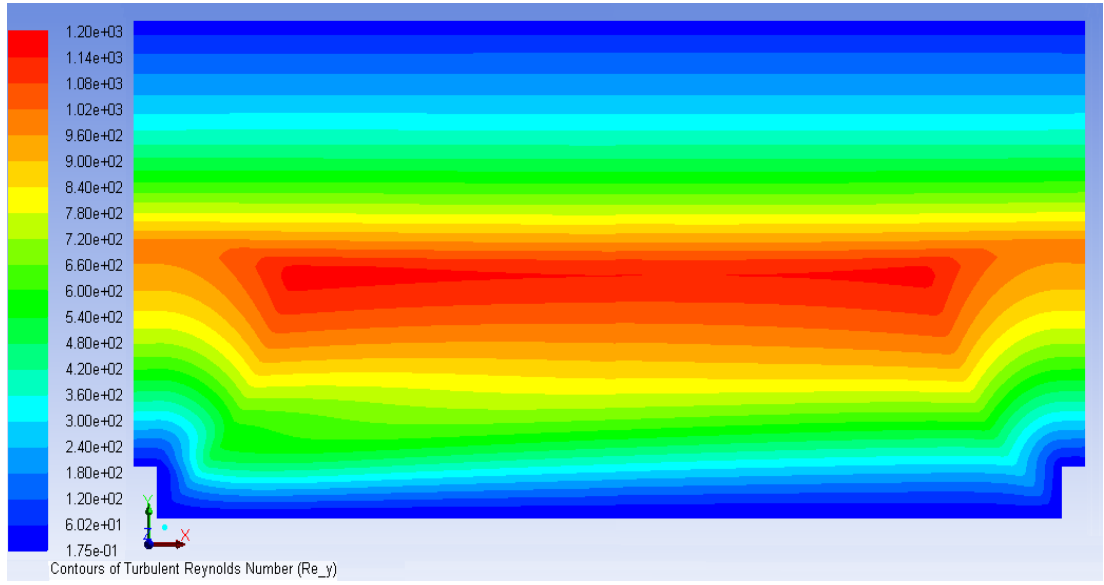


a

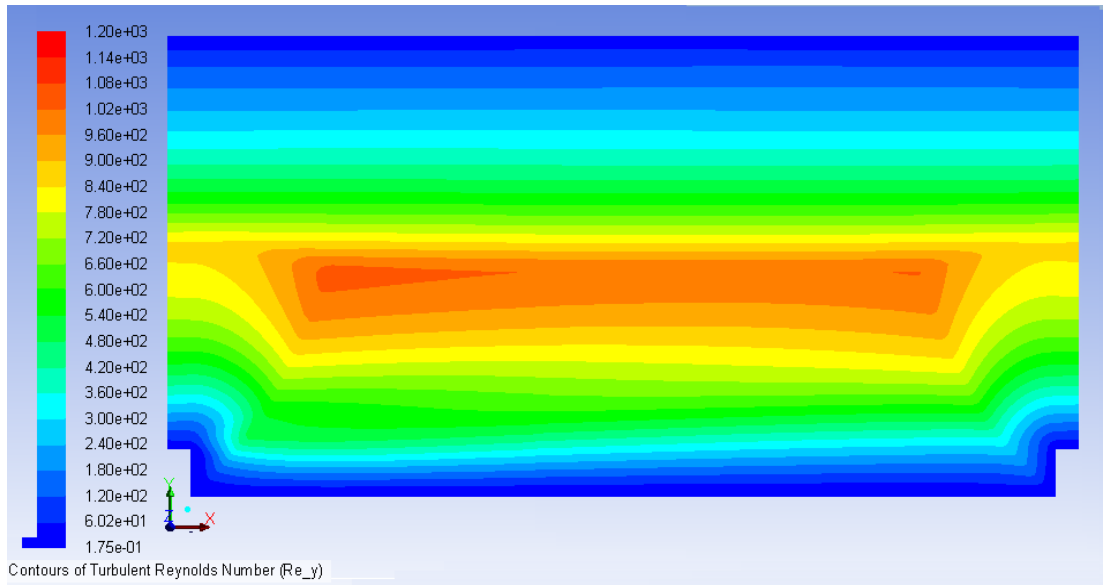


b

Ek 2. Türbülans Modelleriyle Elde Edilen Akım Çizgileri
(a) Standart k- ϵ Türbülans Modeli (b) Realizable k- ϵ Türbülans Modeli



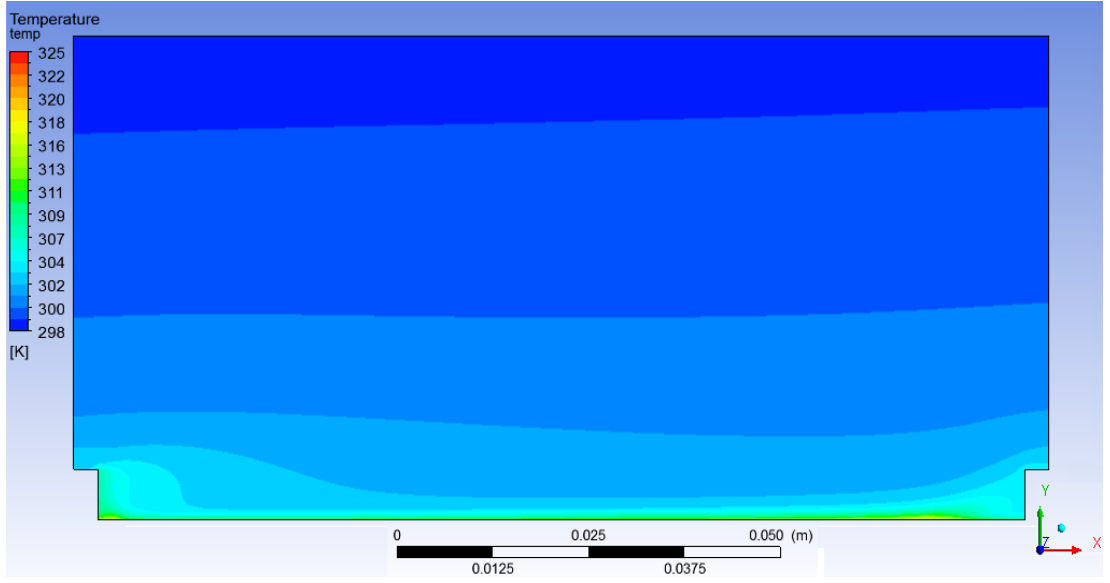
a



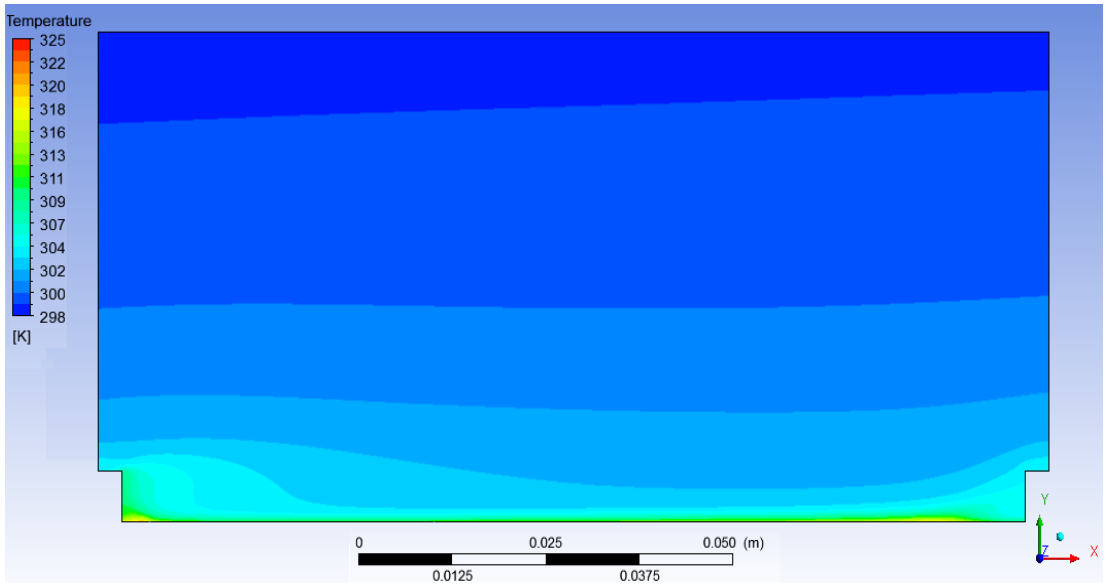
b

Ek 3. Türbülanslı Reynolds Sayısı Dağılımı

(a) Standart k-ε Türbülans Modeli (b) Realizable k-ε Türbülans Modeli

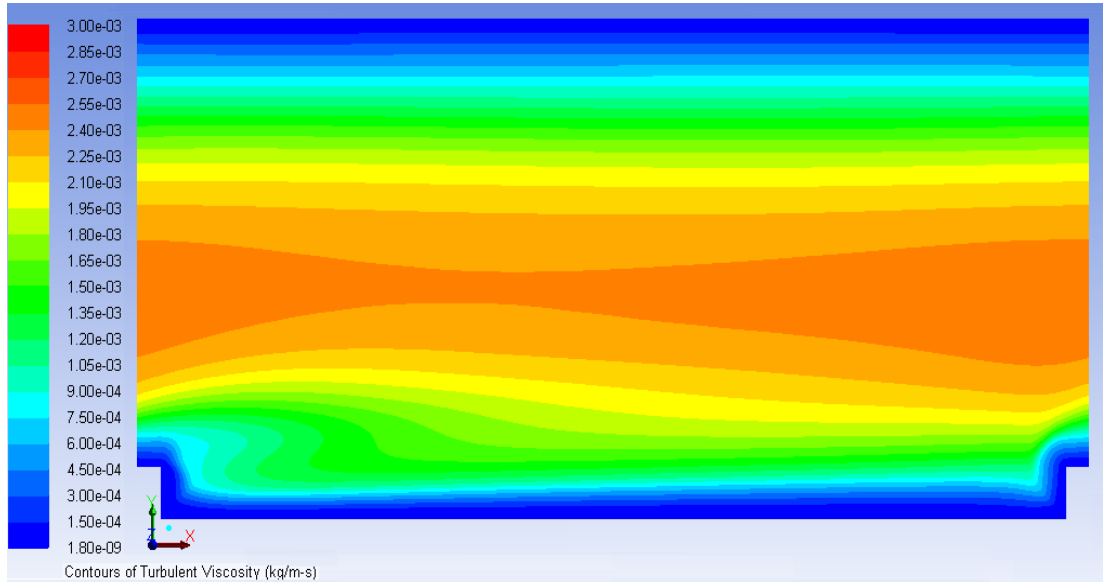


a

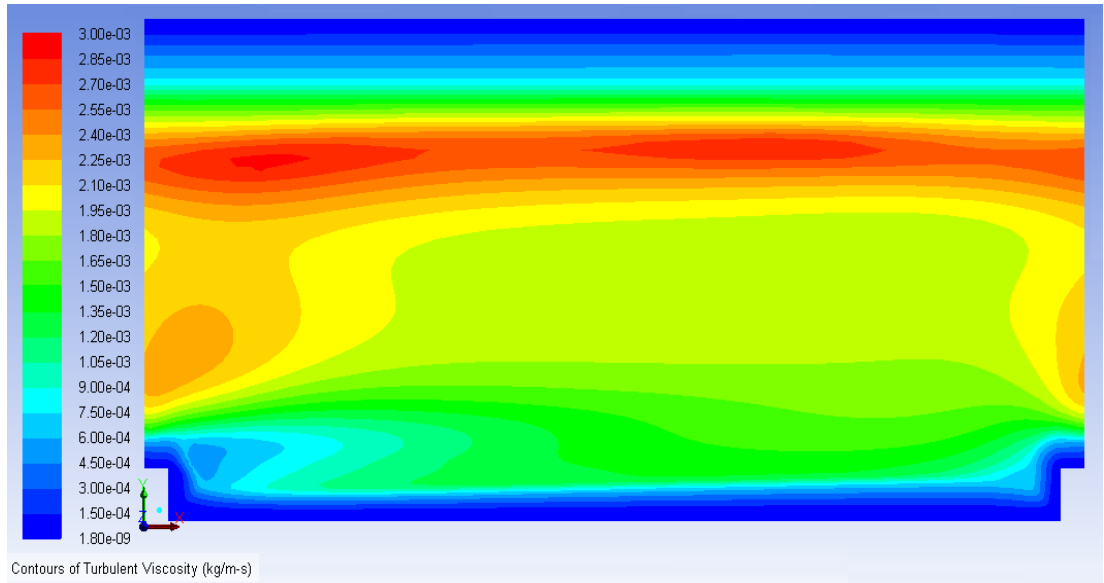


b

Ek 4. Türbülans Modelleri İle Elde Edilen Sıcaklık Dağılımları
(a) Standart k- ϵ Türbülans Modeli (b) Realizable k- ϵ Türbülans Modeli

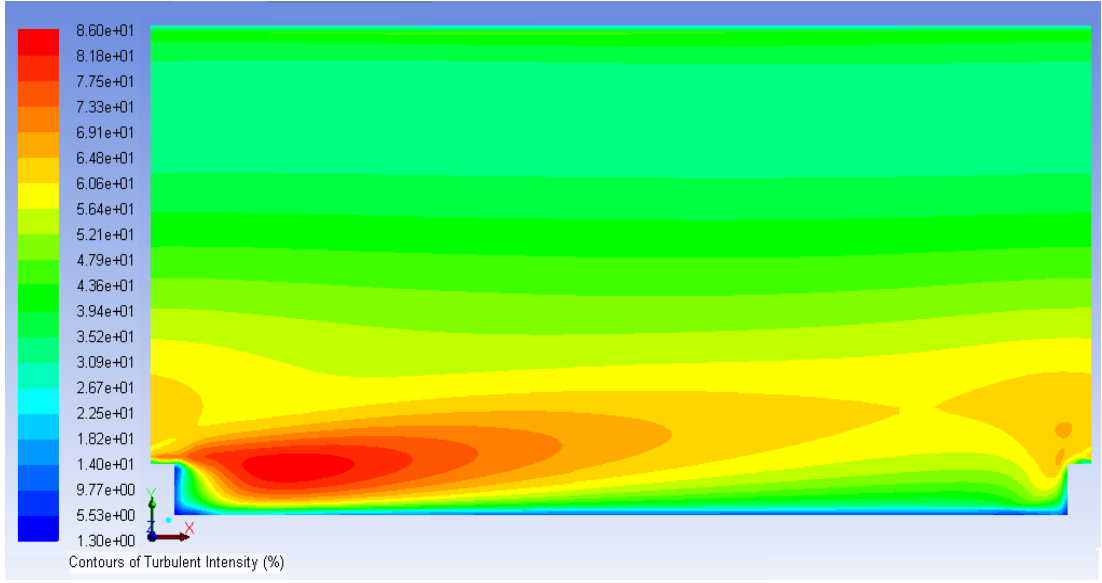


a

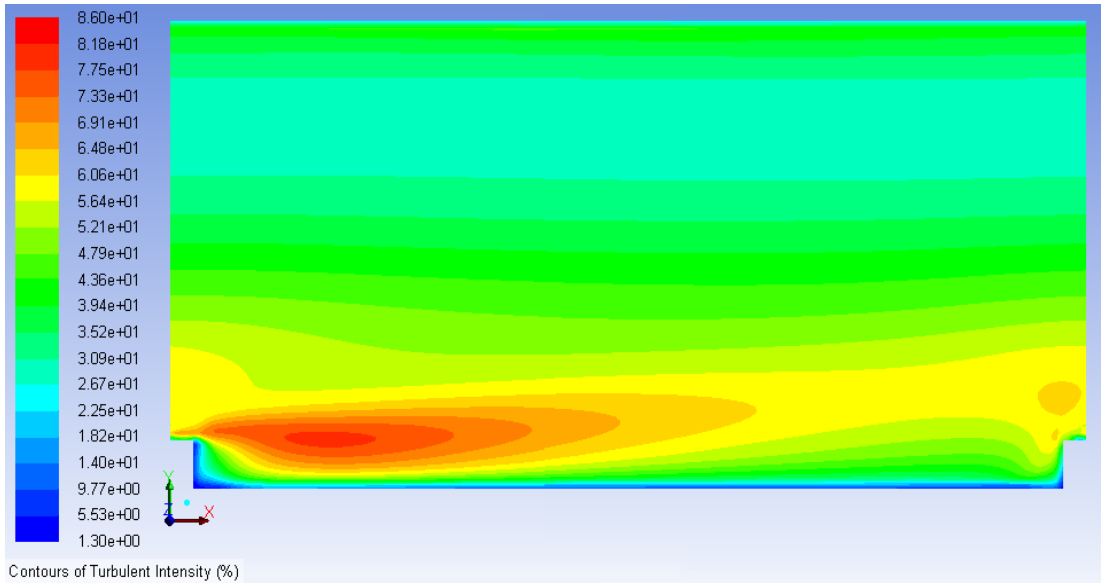


b

Ek 5. Türbülans Modelleri ile Elde Edilen Türbülans Viskozitesi Dağılımı
(a) Standart k- ϵ Türbülans Modeli (b) Realizable k- ϵ Türbülans Modeli

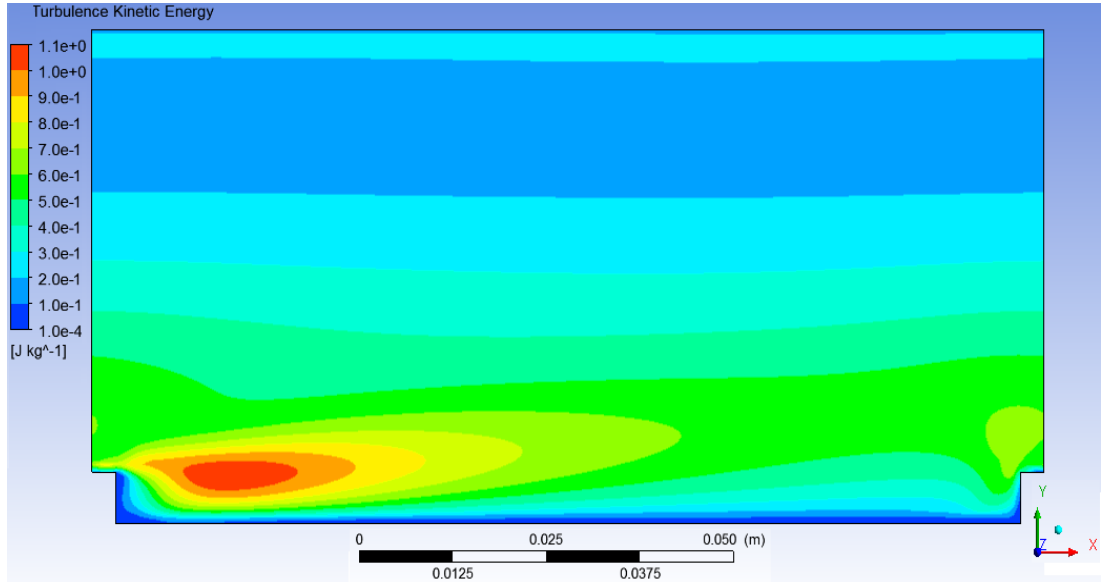


a

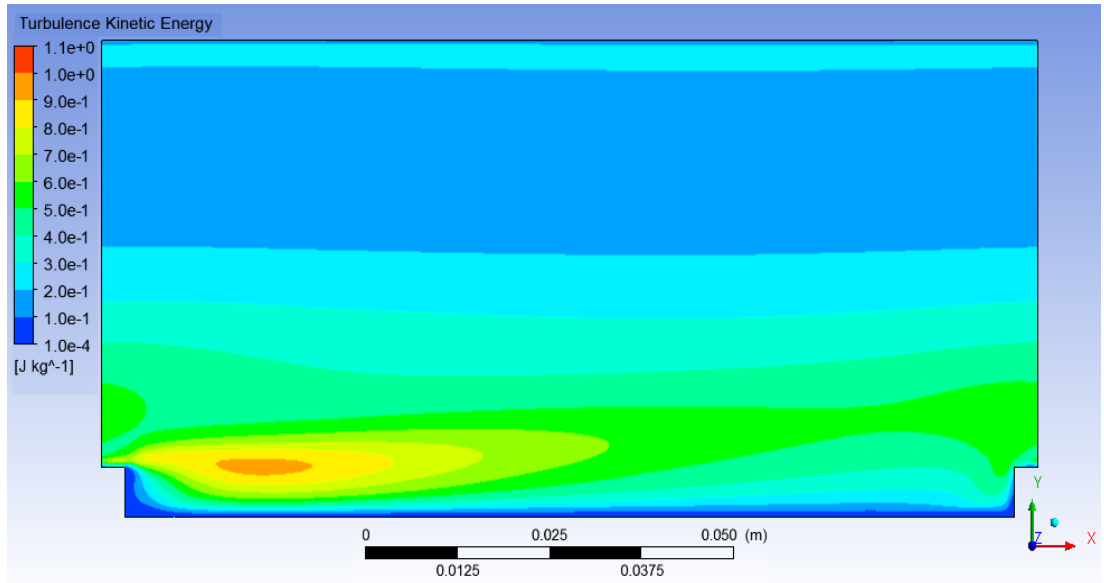


b

Ek 6. Türbülans Modelleri ile Elde Edilen Türbülans Yoğunluğu Dağılımı
(a) Standart k-ε Türbülans Modeli(b) Realizable k- ε Türbülans Modeli

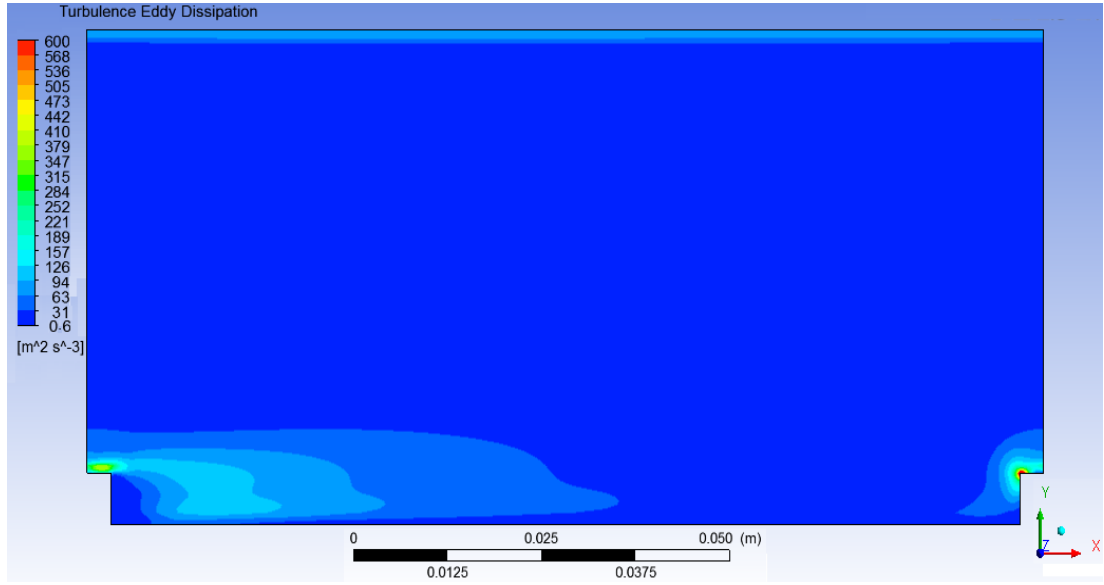


a

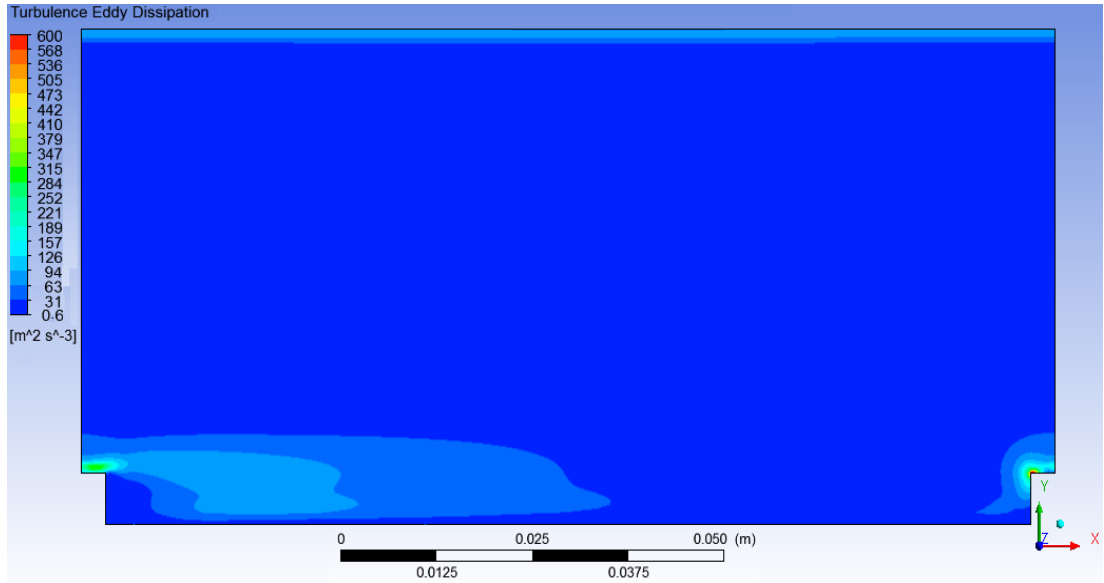


b

Ek7. Türbülans Modelleri ile Elde Edilen Türbülans Kinetik Enerji Dağılımı
(a) Standart k-ε Türbülans Modeli (b) Realizable k- ε Türbülans Modeli



a



b

Ek 8. Türbülans Modelleri ile Elde Edilen Kinetik Enerji Yutulmasının Dağılımı
 (a) Standart k-ε Türbülans Modeli (b) Realizable k-ε Türbülans Modeli