YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BATIK DUVAR JETİ ETKİSİNDE KAZIK VE TABAN ETKİLEŞİMİNİN MODELLENMESİ

İnşaat Yük. Müh. Ayşe YÜKSEL

FBE İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı Kıyı ve Liman Mühendisliği Programında Hazırlanan

DOKTORA TEZİ

Tez Savunma Tarihi : 12 Kasım 2007
Tez Danışmanı : Prof. Dr. Yalçın YÜKSEL (YTÜ)
Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Cem AVCI (BÜ)
: Prof. Dr. M. Emin KARAHAN (İTÜ)
: Prof. Dr. Hayrullah AĞAÇCIOĞLU (YTÜ)
: Doç. Dr. Yeşim ÇELİKOĞLU (YTÜ)

İSTANBUL, 2007

İÇİNDEKİLER

SİMGE LİSTESİ

a İki kazık arasındaki mesafe
A Katı madde için dikkate alınan kontrol alanı
$b_{1/2}$ Yarım jet genişliği
B Kanal genişliği
B_{smak} Denge konumunda maksimum oyulma genişliği
B_u Yarım jet genişliği
c_a Referans konsantrasyonu
c_0 Maksimum hacimsel taban konsantrasyonu
C Pervanenin açıklık mesafesi
d Tane çapı
d_0 Başlangıç jet çapı
d_{50} Taban malzemesinin ortalama çapı
D Kazık çapı
D_0 Pervane çapı
D_p Pervane çapı
D_* Boyutsuz tane çapı
f Sürtünme faktörü
F_f Başlangıç katı madde hareketinin tersi yönde etkiyen sürtünme kuvveti
Fr $\left(Fr = U_0 \big/ \sqrt{gy_0}\right)$ Froude Sayısı, jet çıkış hızının ve jet kalınlığının bir fonksiyonudur.
Fr_d $\left(Fr_d = U_0 \big/ \sqrt{gd_{50}\Delta}\right)$ Yoğunluk Froude Sayısı, jet çıkış hızının ve taban malzemesi çapının bir fonksiyonudur.
g Yerçekimi ivmesi
h Su derinliği
k Türbülans kinetik enerji
k_f Sürtünme katsayısı
k_s Katı madde pürüzlülüğü
k_Δ Taban formundan kaynaklanan pürüzlülük
K_{T_0} Dümen katsayısı
L_s Denge konumunda oyulma çukuru uzunluğu
L_{st} Denge konumunda oyulmanın başlangıcı ile yığılma tepe noktası arasındaki yatay mesafe
L_c Çekirdek bölge uzunluğu
N Devir sayısı
Q_b Sürünti maddesi debisi
q_s Toplam katı madde debisi
q_{sx} X doğrultusunda taşınan sürüntü maddesi debisi
q_{sy} Y doğrultusunda taşınan sürüntü maddesi debisi
q_{sz} Z doğrultusunda taşınan sürüntü maddesi debisi
Q Debi
Q Jet debisi
Q_0 Jet çıkış debisi
r Jet ekseninden itibaren dikkate alınan düşey mesafe
Re Reynolds sayısı
Re ($Re = U_0 D/\nu$) Reynolds Sayısı, jet çıkış hızının ve kazık çapının bir fonksiyonudur.
rpm Pervane dönüş sayısı
S_{mak} Denge konumunda kazığın önündeki maksimum oyulma derinliği
S_{1mak} Denge konumunda birinci kazığın önündeki maksimum oyulma derinliği
S_{2mak} Denge konumunda ikinci kazığın önündeki maksimum oyulma derinliği

S_{smak} Denge konumunda maksimum oyulma derinliği
S_s Kazığın memba kısmında meydana gelen maksimum oyulma derinliği
$S_{mc\infty}$ Asimptotik konumda sınırlanmış maksimum oyulma derinliği (mm)
$S_{mu\infty}$ Asimptotik konumda sınırlanmamış maksimum oyulma derinliği (mm)
$S_{ma\infty}$ Asimptotik konumda pervanenin düşey eksenine rölatif olarak ölçülmüş sınırlanmamış maksimum oyulma derinliği (mm)
T Zaman
u x yönündeki akım hızı
u' x yönündeki hızın çalkantı bileşeni
u_b Taban yakınındaki hız
u_* Kayma hızı
u_{*0} Yaklaşan akımın kayma hızı
u_{*c} Kritik kayma hızı
U Ortalama hız
U_0 Ortalama jet çıkış hızı
U_c Tabandaki malzemeyi harekete geçirecek kritik hız
U_m Jet eksenindeki maksimum hız
v y yönündeki akım hızı
v' y yönündeki hızın çalkantı bileşeni
V Ortalama akım hızı
V_0 Yaklaşan akımın ortalama hızı
V_{kr} Taban malzemesini harekete geçirecek kritik hız
x Jet çıkışından itibaren ölçülen yatay mesafe
X Etki mesafesi (Jet çıkışı ile kazık arasındaki yatay mesafe)
χ Porozite
$y^+ \left(y^+ = u_* y/\nu\right)$ Cidar yakınındaki Reynolds sayısı
y Başlangıç taban seviyesinden itibaren ölçülen düşey mesafe
Y Kum tabandan jet eksenine olan düşey mesafe
Y_b Taban seviyesi
y_0 Başlangıç jet kalınlığı
y_m Cidarda hızın sıfır olduğu nokta ile hızın maksimum olduğu nokta arasındaki düşey mesafe
$y_{1/2}$ Cidarda hızın sıfır olduğu nokta ile hızın maksimum değerin yarısına eşit olduğu nokta arasındaki düşey mesafe
w z yönündeki akım hızı
w' z yönündeki hızın çalkantı bileşeni
w’ Katı maddenin batık ağırlığı
ω_s Çökelme hızı
W Çökelme hızı
X_w Pervanenin rıhtım duvarına uzaklığı (m)
X_{mu} Dengedeki sınırlanmamış oyulma profilinde maksimum oyulma noktasının pervaneye uzaklığı (m)
Z’ Askı parametresi
Z_b Taban seviyesi
α_d x doğrultusu ile yerel taban eğimi arasındaki açıyı
β x doğrultusu ile taban kayma gerilmesinin doğrultusu arasındaki açı
δ x doğrultusu ile katı madde hareket doğrultusu arasındaki açı
ϕ Oyulma çukurundaki şev açısı

λ_n	Katı madde porozitesi
Δ $\left(\Delta = \left(\rho_s - \rho\right)/\rho\right)$	Rölatif özgül kütle
κ	von Karman sabiti
ν	Akışkanın kinematik viskozitesi
ρ	Akışkanın özgül kütlesi
ρ_s	Taban malzemesinin özgül kütlesi
σ	Geometrik standart sapma
θ	Kazık orjini dikkate alınarak ölçüm noktasının x ekseni ile yaptığı açı
τ_0	Taban kayma gerilmesi
τ_b	Taban yakınındaki kayma gerilmesi
τ_{be}	Etkili kayma gerilmesi
τ_c	Etkili kritik kayma gerilmesi
τ_k	Kritik kayma gerilmesi

ŞEKİL LİSTESİ

ÇİZELGE LİSTESİ

ÖNSÖZ

Lisans ve lisansüstü eğitimimin her aşamasında bilgi ve desteğini her zaman yanımda hisssettiğim değerli bilim adamı hocam Prof. Dr. Yalçın YÜKSEL'e vermiş olduğu emek ve ayırdığı zaman için candan teşekkür ederim.

Lisans ve lisansüstü eğitimim boyunca bana verdiği destek ve ayırmış olduğu zaman için hocam Doç. Dr. Yeşim ÇELİKOĞLU'na çok teşekkür ederim.

Lisans ve lisansüstü eğitimim boyunca ihtiyacım olduğunda bilgisini esirgemediği için Prof. Dr. Esin ÇEVİK'e teşekkür ederim

Deney sisteminin kuruluş aşamasında göstermiş oldukları ilgi için Araş. Gör. Burak AYDOĞAN, Araş. Gör. Özgür KIRCA, Dr. Alpaslan GAKKO ve Teknisyen Gazi KURT'a teşekkür ederim.

Araştırma görevlisi olarak sekiz yıldır sürdürdüğüm görevim sırasında destekleriyle yanımda olan Hidrolik Anabilim Dalı Öğretim Üye ve Yardımcılarına çok teşekkür ederim.

Sevgili annem emekli öğretmen Ferhan YÜKSEL ve babam emekli astsubay Tekin YÜKSEL, ömrüm boyunca her konuda beni desteklediğiniz ve her an maddi manevi yanımda olduğunuz için size minnettarım. Eğitim hayatım boyunca karşılaştığım her türlü zorlukta sizin sevginiz ve koşulsuz desteğinizden güç aldım. İkinizi de çok seviyorum…

Ekim 2007

İnşaat Yük. Müh. Ayşe YÜKSEL

ÖZET

Günümüzde, gemi manevra kabiliyetinin ve makine gücünün artması ile gemiler kendi çabaları ile römorkör yardımı olmaksızın yanaşma yapılarına yanaşabilmektedirler. Bundan dolayı, gemi pervanelerinden çıkan su jetleri deniz tabanında, navigasyon kanallarında, limanların eğimli kıyılarında ve rıhtım duvarları ile rıhtım kazıkları etrafında oyulmaya neden olarak ciddi hasarlara neden olmaktadır. Bu nedenle gemilerin, yanaşma yapılarına yanaşma ve ayrılmaları sırasında oluşturduğu su jetine ait hız dağılımlarının belirlenmesi tasarımcılar için önemli bir problem haline gelmiştir.

Bu çalışmada, batık dairesel jet akımının silindirik kazıklar etrafında meydana getirdiği hız dağılımının deneysel ve sayısal olarak belirlenmesi amaçlanmaktadır. Bu problemin çözümünde dört farklı jet durumu dikakte dikkate alınmıştır. Bunlar, a) Batık üç boyutlu dairesel serbest jet akımı, b) Batık üç boyutlu dairesel duvar jeti, c) Dairesel bir kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel duvar jeti, d) Hareketli tabanda dengeye ulaşmış oyulma bölgesinde dairesel kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel jet akımıdır. Araştırmada, üç farklı Yoğunluk Froude Sayısı, Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 dikkate alınmıştır.

Bu çalışmada, ADV hız ölçer ile farklı durumlardaki jet akımlarına ait hız dağılımları belirlenmiş ve literatürle uyum sağladığı görülmüştür. Sayısal modellemede, Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ve I=%10 türbülans şiddeti dikkate alınarak ilk üç jet durumu için elde edilen çözümün oldukça iyi sonuç verdiği ve son jet durumu için ise en iyi sonucu verdiği belirlenmiştir. Elde edilen sayısal sonuçlar düz tabanda ve oyulmuş tabanda kazık etrafındaki taban kayma gerilmesi dağılımlarının belirlenmesini sağlamıştır.

Anahtar Kelimeler: Jet, yerel oyulma, ADV, türbülans modelleme, $k-\varepsilon$ türbülans modeli, FLUENT.

ABSTRACT

Nowadays, ships can berth and unberth under their own power with increasing ships maneuvering capability and high power engines. Because of this, propeller jet causes erosion at the navigation cahannels, seabed, the sloping banks of a harbour, quay walls and around the piers and this causes serious damages to harbour structures. For this reason, to obtain the jet velocity distribution besides the pile and quay walls when ships berthing and unberthing becomes very important problem for the designers.

In this study, it is aimed to determine the submerged circular jet velocity distribution around a cylindirical pile experimentally and numerically. The problem was considered in four phases. These are; a) Submerged 3D circular free jet, b) Submerged 3D circular wall jet, c) Submerged 3D circular wall jet around a pile, d) Submerged 3D circular jet around a pile at the equilibrium scour hole with the movable bed . In the research, three different densimetric Froude Numbers, Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 and Fr_d=15.21, were considered.

In this study, the velocity distributions were determined by Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) for different jet cases and it was found that there is a good agreement between the experimetal results and the literature. In the numerical solution, Realizable $k-\varepsilon$ turbulence model and turbulence intensity I=%10 showed closed agreement for the three cases and gived the best results for the fourth case. The numerical results were used to obtain the variation of bed-shear stress around the pile at the rigid bottom and the scour hole.

Anahtar Kelimeler: Jet, local scour, ADV, turbulence modelling, $k-\varepsilon$ turbulence model, FLUENT

1. GİRİŞ

Hidrolik yapıların mansap bölgelerinde, örneğin menfez çıkışlarında, kapak altlarında veya dolu savaklarda meydana gelen yerel oyulmalara yapının arkasında oluşan su jetleri neden olmaktadır. Oyulmanın bu çeşidi gemi pervanelerinden çıkan su jetinin etkisi altında, rıhtım duvarlarında ve kazıklar etrafında meydana gelen erozyon ile benzeşmektedir. (Yüksel, 2002) Manevra yapan gemilerin pervane suyu, navigasyon kanallarında ve yanaşma yapılarında önemli erozyon problemlerine neden olmaktadır. (Dargahi, 2003) Bununla birlikte, gemi yanaşma ve ayrılma faaliyetleri de eğimli anroşman kıyılarında, rıhtım duvarlarında ve kazıklar etrafında ciddi erozyon problemleri meydana getirmektedir. Bu problem, sığ su derinliklerinde daha etkili olmaktadır. (Yüksel, 2002) Özellikle son 20-25 yılda teknolojide meydana gelen gelişmeler sonucunda makine güçlerinin artması ile gemiler yanaşma yapılarına römorkör yardımı olmaksızın yanaşabilmektedirler.

Bu nedenlerden dolayı büyük gemilerin neden olduğu hız alanlarının araştırılması mühendislik uygulamaları açısından önemli bir araştırma konusu haline gelmiştir. Pervanelerin neden olduğu jet akımları, gemi tipine, sahip olduğu motorun gücüne ve geminin bulunduğu konuma göre değişmekle birlikte tabana 15 m/s ve daha büyük hızlarla ulaşabilmektedir. (Dargahi, 2003) Bu durumdan liman içi navigasyon etkilenmekle birlikte erozyon nedeniyle yanaşma yapılarında hasar meydana gelmekte ve ciddi maddi kayıplar olmaktadır. Böylece limanların bakımı ve projelendirilmesinde pervanelerin meydana getirdiği oyulma problemi dikkate alınması gereken önemli bir husus olarak ortaya çıkmaktadır.

Yanaşma yapılarındaki oyulma problemi hakkında yapılan çalışmaların belirlenmesi için literatür taranmıştır. Buna göre yapılan deneysel çalışmalarda, jet akımında kazık söz konusu iken sadece oyulma derinliklerinin belirlendiği ve oyulma çukurunda meydana gelen hız alanlarının kazık olmadığı akım koşullarında saptandığı görülmüştür. Sayısal çalışmalarda ise jet akımında oyulma mekanizmasının kazık dikkate alınmadan incelendiği belirlenmiştir.

Dönen gemi pervanesi üç boyutlu türbülanslı bir jet akım alanı yaratmaktadır (Dargahi, 2003). Meydana gelen akım alanına bir kazık yerleştirildiğinde ise akım üzerinde önemli değişiklikler meydana gelmektedir. Kazık etrafındaki akım oldukça karmaşıktır ve bununla birlikte bir de oyulma söz konusu olduğunda akım alanındaki karmaşa gittikçe artmaktadır. Oyulma problemi üzerine yapılan araştırmalar, oyulma gelişiminin çok karmaşık olması nedeniyle genellikle deneysel olmaktadır (Karim, 1999). Jet akımına ait türbülans parametrelerinin istenilen doğrulukta ölçümü oldukça zor ve pahalıdır. Son yıllarda bilgisayar teknolojisinde meydana gelen gelişmeler dikkate alındığında sayısal çözümlerin uygun bir alternatif olduğu görülmektedir. Sayısal sonuçların doğruluğu ise sağlıklı deneysel verilerle karşılaştırılarak değerlendirilebilmektedir (Karim, 1999).

Bu çalışmada, kazıklı rıhtımlarda gemi pervanelerinden çıkan su jetinin etkisiyle tabanda kazık etrafında meydana gelen oyulmanın meydana geliş mekanizması ve oyulma çukurundaki hız alanları deneysel ve sayısal olarak araştırılmıştır. Çalışmanın tamamlanması ile gemi pervanelerinin kazıklı rıhtımların tabanında oluşturdukları farklı hız alanları ve buna bağlı kayma gerilmesi değerleri için bağıntılar belirlenerek, jet akımının neden olduğu yerel erozyon problemi modellenerek çözümlenecektir. Böylece, bu tip yapıların korunması için geliştirilecek yöntemlere ışık tutulacaktır. Bu da inşaası oldukça pahalı olan bu tip yapıların tasarım ömürlerinin korunabilmesi ve işletme sırasında çıkabilecek onarım maliyetlerinin azaltılması mümkün kılabilecektir.

Bu proje iki aşamadan meydana gelmektedir. Bunlar,

1) Deneysel Çalışma: Bu araştırmada deneyler Yıldız Teknik Üniversitesi Hidrolik ve Kıyı Liman Laboratuarında mevcut olan 3m uzunluğunda, 0.62m genişliğinde ve 1m yüksekliğinde dikdörtgen bir kanalda yapılmıştır. Gemi pervanelerinden çıkan su jeti dairesel, duvar jeti olarak benzeştirilmiş ve silindirik kazık kullanılmıştır. Deneylerde d_0=22mm çaplı jet çıkışı ve D=48mm çaplı kazık dikkate alınmıştır. Hızlar, akım alanını rahatsız etmeyen bir ölçüm aracı olan Acoustic Doppler Hızölçer (ADV) ile belirlenmiştir. Acoustic Doppler hızölçer, Acoustic Doppler prensibine dayanan bir sensördür. Özellikle sınır tabakası ve bazı türbülans ölçümleri için oldukça elverişlidir ve birçok disiplinde kullanılmaktadır. Deneyler, kanalın ve hız ölçerin sınır şartları dikkate alınarak Q=40 lt/dk (Fr_d=12.16), Q=45 lt/dk (Fr_d=13.68) ve Q=50 lt/dk (Fr_d=15.21) için yapılmıştır. Böylece, tabana yerleştirilmiş batık dairesel duvar jetinin düşey silindirik yapı etrafında meydana getirdiği üç boyutlu türbülanslı akım alanına ait hız dağılımları belirlenmiştir.

2) Sayısal Çalışma: Sayısal çalışma ile problemin hem farklı geometrilerde hem de farklı sınır şartlarında çözümünün kısa sürede ve daha ucuza elde edilmesi söz konusudur (Karim, 1999). Bu nedenle, deneysel çalışmanın yanısıra sayısal bir çözüm de elde edilmeye çalışılmıştır. Bunun için FLUENT (v. 6.1.22) yazılımından yararlanılmıştır. Fluent, akışkan akımını, ısı transferini ve kimyasal tepkimeleri modellemek için oluşturulmuş bir bilgisayar yazılımıdır. Türbüanslı akım alanı k-ε türbülans modeli ile çözülerek hız, basınç alanları ve kayma

gerilmeleri belirlenmiştir. Akım alanına ait farklı geometriler ve çözüm ağı Gambit çizim programı ile oluşturulmuştur. Fluent ile modellenen probleme ait sonuçlar, deneysel sonuçlarla karşılaştırılarak değerlendirilmiştir.

Yukarıda yapılan açıklamalar ışığında oluşturulan tez içeriği aşağıda kısaca özetlenmiştir:

Bölüm 1'de gemi pervanelerinden çıkan su jetinin yanaşma yapılarında neden olduğu oyulma probleminin önemi ve bu çalışmada izlenilecek araştırma yöntemleri açıklanmıştır.

Bölüm 2'de batık jet akımının hidrodinamiği hakkında bilgi verilmektedir. Öncelikle, türbülanslı akımların genel özellikleri açıklanmış ve ardından temel denklemler ile çözüm yöntemleri sunulmuştur. Daha sonra, türbülanslı akımlara ait kapama problemi ve k-ε türbülans modeli açıklanmıştır. Ardından, batık jet akımlarının mekanizması hakkında bigi verilmiştir. Son olarak ise bu konuda literatürde yapılmış çalışmalar özetlenmiştir.

Bölüm 3'de yerel erozyon tanımlanmış ve kanal akımı nedeniyle kazıklar etrafında ve jet etkisinde meydana gelen oyulma mekanizması açıklanmıştır. Ayrıca, konu ile ilgili yapılmış çalışmalar özetlenmiştir.

Bölüm 4'de sayısal çözüm için kullanılan Fluent bilgisayar programı ile ilgili detaylı bilgi verilmiştir. Bunun yanısıra batık duvar jetine ait sayısal çözüm için oluşturulan çözüm ağları ve Fluent'de oluşturulan modeller açıklanmıştır.

Bölüm 5'de deney sistemi ve yapılan deneyler hakkında bilgi verilmiştir. Bununla birlikte boyut analizi açıklanmıştır.

Bölüm 6'da jet akım tiplerine ait deneysel ve sayısal çalışmalardan elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Bu sonuçlar, öncelikle kendi içlerinde ve daha sonra birbirleriyle karşılaştırmalı olarak değerlendirilmiş ve sonuçlar tartışılmıştır.

Bölüm 7'de hareketli tabana ait deneysel ve sayısal çalışmalardan elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Bu sonuçlar, öncelikle kendi içlerinde ve daha sonra birbirleriyle karşılaştırmalı olarak değerlendirilmiş ve sonuçlar tartışılmıştır.

Bölüm 8'de bütün bu çalışmalardan elde edilen sonuçlar ve bu sonuçlar ışığında yapılan öneriler sunulmuştur.

2. BATIK JET AKIMLARININ HİDRODİNAMİĞİ

2.1 Türbülanslı Akımlar

Doğada ve mühendislik uygulamalarında karşılaşılan akımlar genellikle türbülanslıdır. Atmosfer sınır tabakası, okyanus yüzeyinin altındaki akımlar, uçak kanatlarında gelişen sınır tabakası, akarsu ve kanallardaki akımlar türbülanslı akımlara verilebilecek örneklerden birkaçıdır. Türbülans, disiplinler arası çalışma gerektiren bir konudur. (Tennekes ve Lumley, 1972)

2.1.1 Türbülanslı Akımların Genel Özellikleri

Türbülans için bir tanım yapmak oldukça zordur, birçok karakteristiği vardır. Bunları aşağıdaki gibi ifade edebiliriz (Tennekes ve Lumley, 1972):

- Düzensizlik: Düzensizlik ya da rastgelelik türbülansın karakteristiklerinden biridir. Bu nedenle türbülanslı akıma ait davranışların zamanda ve konumda tanımlanmasını imkansız hale getirmektedir. Türbülans çalkantıları konuma ve zamana bağlı olarak meydana gelmektedirler. Bu özellik, türbülanslı akıma ait kesin bir çözüm sunmayı zorlaştırmakta, onun yerine istatistiksel çözüm yöntemleri gündeme gelmektedir. (Tennekes ve Lumley, 1972 ve Olivari ve Benocci, 1999)

- Difüzyon: Difüzyon, akımda hızlı bir karışmayı sağlamakta ve momentum, ısı ve kütle transferini arttırmaktatır. Difüzyon, uygulamalar açısından düşünüldüğünde türbülansa ait en önemli parametredir. (Tennekes ve Lumley, 1972)

- Yüksek Reynolds sayıları: Türbülanslı akımlar daima yüksek Reynolds sayılarında meydana gelirler. Türbülans, Reynolds sayısının artması ile laminer akımda meydana gelen düzensizlik sonucu meydana gelir. (Tennekes ve Lumley, 1972)

- Üç boyutlu çevriler: Türbülans üç boyutlu ve çevrintili bir yapıya sahiptir. Türbülans, yüksek şiddette çalkantı çevrileri ile ifade edilir. Bu nedenle çevri dinamiği, türbülanslı akımların tanımlanmasında önemli bir rol oynar. (Tennekes ve Lumley, 1972)

- Disipasyon: Türbülanslı akımlar daima disipasyona sahip akımlardır. Viskoz kayma gerilmeleri, türbülans kinetik enerjinin harcanması sırasında akışkanın kinetik enerjisini artıracak deformasyonlara neden olmaktadır. Türbülans, viskoziteden kaynaklanan bu enerji kayıplarını karşılayabilmek için sürekli olarak dışarıdan bir enerji aktarımına ihtiyaç duyar, aksi taktirde türbülans sönümlenir. (Tennekes ve Lumley, 1972)

- Süreklilik: Türbülans, akışkan mekaniğine ait denklemlerle ifade edilen sürekli bir işlemdir. (Tennekes ve Lumley, 1972)

Yukarıdaki özellikler dikkate alındığında türbülans için kesin bir tanım yapmak oldukça zordur, sadece genel bir takım ifadeler vermek mümkündür.

Türbülansın en basit tanımlaması şu şekilde yapılabilir (Olivari ve Benocci, 1999);

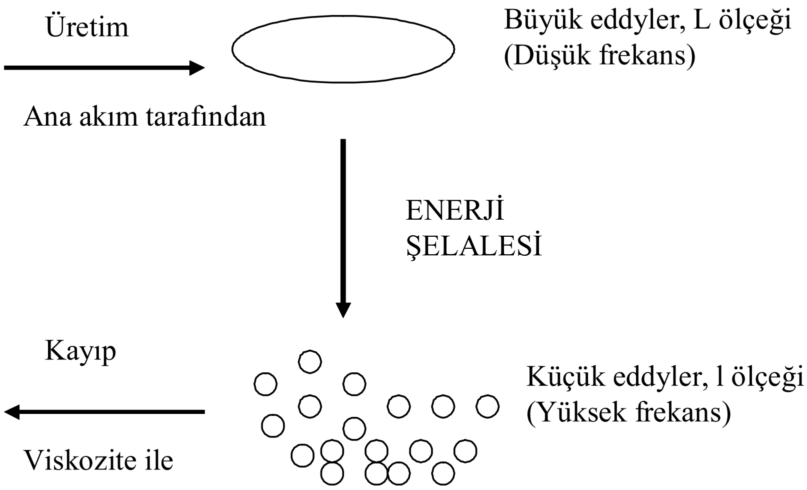
- Türbülans sürekli bir istikrarsızlıktır.
- Türbülans düzensiz bir harekettir.

Günümüzde çok geniş olarak kabul edilen türbülans tanımlaması; temel olarak türbülansı rastgelelikten ayırmanın nerdeyse mümkün olmadığı, oldukça karmaşık deterministik bir olgu olduğudur. (Olivari ve Benocci, 1999)

Türbülans, hareketsiz bir duvar ve akım veya farklı hızlara sahip akım çizgileri arasındaki yüzeyde meydana gelen sürtünme kuvvetleri ile ifade edilebilir. Bu iki olay birbirinden tamamen farklı olmasına rağmen sonucu etkileyen ve kinetik enerjiyi ısı enerjisine çeviren neden viskozitedir. Viskozite akım alanı içinde sürekli bir enerji kaybına neden olur ve eğer dışarıdan akıma bir enerji takviyesi olmazsa türbülans sönümlenir. Türbülanslı akımın sürekliliği için büyük ölçeklerden sürekli bir enerji takviyesi gerekmektedir. Bu olay enerji şelalesi olarak adlandırılmaktadır. Enerji şelalesi Şekil 2.1'de ifade edilmiştir.

Viskozitenin diğer bir işlevi de türbülanslı akımı daha üniform yapmaktır. Buna örnek olarak, konuma ve zamana daha az bağlı bir akım alanı oluşturmak, homojen izotropik (konum ve yön ile değişmeyen akım özellikleri) türbülans akımı oluşturmak gibi...

Türbülansın en önemli özelliği harekete ait gerilmedir. Gerilme, türbülans alanını tanımlamak için mutlaka ölçülmelidir ve ortalamalar dikkate alınarak meydana gelen sapmalar belirlenmelidir.



Şekil 2.1 Enerji şelalesi (Apsley, 2003)

2.1.2 Temel Denklemler

2.1.2.1 Süreklilik Denklemi

Sıkışamaz, türbülanslı bir akış için süreklilik denklemi $u = \overline{u} + u'$ notasyonu dikkate alınarak şu şekilde yazılabilir;

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{u} + u'\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\overline{v} + v'\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w} + w'\right) = 0 \tag{2.1}$$

Bu denklemin zamana göre ortalaması alınırsa, sıkışamaz, türbülanslı akımın zamana göre ortalaması alınmış süreklilik denklemi basitçe şu şekilde yazılabilir;

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = 0 \tag{2.2}$$

2.1.2.2 Hareket Denklemleri

Türbülans Kayma Gerilmesi

Türbülans kayma gerilmesi şu denklemle ifade edilir;

$$\bar{\tau} = -\rho\overline{u'v'} \tag{2.3}$$

Toplam kayma gerilmesi ise akışkanın viskozitesi nedeniyle tabakalar arasındaki sürtünme kuvvetleri de dikkate alınarak,

$$\tau = \mu\frac{du}{dy} + \left(-\rho\overline{u'v'}\right) \tag{2.4}$$

şeklinde yazılır.

Reynolds Denklemleri

Türbülanslı akıma ait hareket denklemleri, Navier-Stokes hareket denklemlerinde u yerine $\left(\bar{u}+u'\right)$; v yerine $\left(\bar{v}+v'\right)$ ve w yerine $\left(\bar{w}+w'\right)$ konularak aşağıdaki gibi elde edilir:

X doğrultusunda,

$$\rho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}+\bar{w}\frac{\partial\bar{u}}{\partial w}+\frac{\partial\bar{u}}{\partial t}\right)=\rho X-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x}+\mu\nabla^2\bar{u}+\frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{u'^2}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{u'v'}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{u'w'}\right) \tag{2.5}$$

Y doğrultusunda,

$$\rho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{v}}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial\bar{v}}{\partial y}+\bar{w}\frac{\partial\bar{v}}{\partial w}+\frac{\partial\bar{v}}{\partial t}\right)=\rho Y-\frac{\partial\bar{p}}{\partial y}+\mu\nabla^2\bar{v}+\frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{v'u'}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{v'^2}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{v'w'}\right) \tag{2.6}$$

Z doğrultusunda,

$$\rho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{w}}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial\bar{w}}{\partial y}+\bar{w}\frac{\partial\bar{w}}{\partial w}+\frac{\partial\bar{w}}{\partial t}\right)=\rho Z-\frac{\partial\bar{p}}{\partial z}+\mu\nabla^2\bar{w}+\frac{\partial}{\partial x}\left(-\rho\overline{w'u'}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(-\rho\overline{w'v'}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(-\rho\overline{w'^2}\right) \tag{2.7}$$

Bu denklemler, türbülanslı akıma ait “Reynolds Denklemleri” olarak bilinmektedir. Bu denklemlerdeki türbülans çalkantı bileşenleri ile ilgili terimler ise “Reynolds Gerilmeleri” veya “Eddy Gerilmeleri” olarak isimlendirilir. Aşağıda tariflenmiş olan ikinci dereceden $T^{(e)}$ tensörünün toplam dokuz tane eddy gerilmesi vardır.

$$T^{(e)} = \begin{bmatrix} \sigma^{(e)}_{(xx)} & \tau^{(e)}_{xy} & \tau^{(e)}_{xz} \\ \tau^{(e)}_{yx} & \sigma^{(e)}_{(yy)} & \tau^{(e)}_{yz} \\ \tau^{(e)}_{zx} & \tau^{(e)}_{zy} & \sigma^{(e)}_{(zz)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\rho\overline{u'^2} & -\rho\overline{u'v'} & -\rho\overline{u'w'} \\ -\rho\overline{u'v'} & -\rho\overline{v'^2} & -\rho\overline{v'w'} \\ -\rho\overline{u'w'} & -\rho\overline{v'w'} & -\rho\overline{w'^2} \end{bmatrix}$$

Burada $\sigma^{(e)}$ eddy normal gerilmesini, $\tau^{(e)}$ eddy kayma gerilmesini göstermektedir. Reynolds denklemleri vektör-tensör formunda yazılırsa;

$$\rho\frac{d\vec{V}}{dt} = \rho\overline{X} - \nabla\overline{p} + \mu\nabla^2\overline{V} + \left[\nabla T^{(e)}\right] \tag{2.8}$$

elde edilir.

2.2 Türbülans Denklemlerinin Çözümü

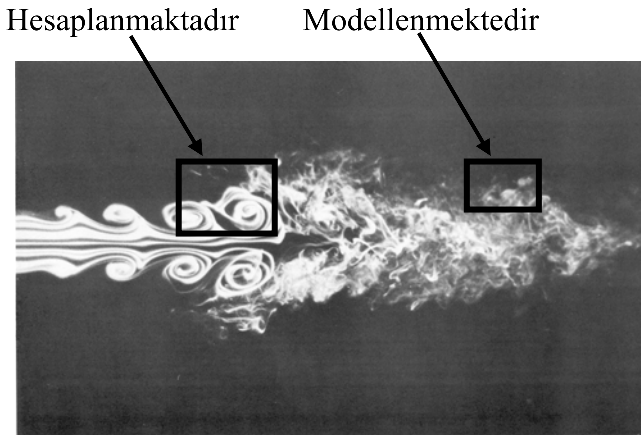
Türbülans Navier-Stokes denklemlerinin genel bir çözümüdür. Her ne kadar Reynolds denklemleri akış alanlarının dinamik şartlarını tasvir ederse de, bu denklemler türbülanslı akış problemleri için pratik bir matematiksel çözüm değildir. Gerçekten bu denklemlerin lineer olmaması bir yana, sadece dört denkleme sahip olmamız yani üç hareket denklemi ve bir süreklilik denkleminin mevcut olması buna karşın on bilinmeyen, bunlar; $\overline{p}$, $\overline{u}$, $\overline{v}$, $\overline{w}$ ve altı adet Reynolds gerilmesinin bulunması, türbülanslı akış problemlerinin çözümünü güçleştirmektedir. Bu olay türbülanslı akışların teorik açıklamasının zorluklarından biridir ve “kapama problemi” olarak bilinmektedir. (Yüksel, 2000) Türbülans modelleme diğer adıyla türbülans kapama, ana akım denklemlerindeki bilinmeyenlerin belirlenmesi yani denklemi kapamak için Reynolds gerilmelerinin elde edilmesidir (Apsley, 2003). Çözüm için farklı yöntemler mevcuttur.

2.2.1 Çözüm Yöntemleri

Kapama probleminin çözümü için çeşitli türbülans modelleri üretilmiştir. Türbülans çözüm yöntemleri başlıca üç grupta toplanabilir. Bunlar, Doğrudan Sayısal Çözüm (Direct Numerical Simulation-DNS), Reynolds Ortalama Navier-Stokes (Reynolds Averaged Navier-Stokes - RANS) ve Büyük Eddy Simülasyonudur (Large Eddy Simulation-LES). Öncelikle, temel olarak herhangi bir türbülans modeli kullanmadan akım alanında dinamik olarak etkin olan büyük ve küçük eddylerin çözülerek Navier-Stokes denklemlerinin sayısal çözümünün elde edilmesi mümkündür. Bu nedenle herhangi bir türbülans modeli içermeyen DNS yaklaşımı kapama problemini çözmek, geçerli türbülans modelleri elde etmek ve bazı akım davranışlarının belirlenmesi için kullanılabilmektedir. W.C. Reynolds (Reynolds, 1990), "Doğrudan Sayısal Çözüm (DNS)" olarak adlandırılan bu yöntemin kullanılması ile kullanılan ağ sayısının $Re^{9/4}$ ile ve zaman aralığının Re^{6} ile arttığını göstermiştir. Bu nedenle, DNS ile çözüm söz konusu olduğunda bilgisayar hızının ve hafıza kapasitesinin oldukça yüksek olması gerekmektedir. Son yıllarda bilgisayar alanındaki büyük gelişmelere rağmen DNS küçük Reynolds sayıları (az türbülanslı akım) ile sınırlı kalmıştır. (Flohr ve Balaras, 1995)

Yüksek Reynolds sayılarında veya karmaşık geometriye sahip türbülanslı akımlarda sayısal çözüm için Reynolds Ortalama Navier-Stokes (RANS) denklemleri büyük ölçüde kullanılmaktadır. Temel prensip, akıma ait bütün değişkenlerin ortalama ve çalkantı bileşenlerine ayrılarak zamansal ortalamasının alınmasıdır. Sonuç denklemleri sadece ortalama değerler için çözülür ve Reynolds Gerilmeleri olarak adlandırılan bu değerler laminer akımdan farklı olarak çalkantı bileşenlerinin ortalamasını da içermektedir. Elde edilen bu Reynolds gerilmeleri denklem sisteminin kapanması (kapama probleminin çözümü) için modellenmektedir. Kapama modelleri, deneyleri ya da bazı durumlarda DNS'i dikkate almaktadır. Sayısal modeller son yirmi yıl boyunca oldukça gelişmiştir. (Flohr ve Balaras, 1995) Reynolds Ortalama Navier-Stokes'un içerdiği modelleme yöntemleri şöyle özetlenebilir; Eddy viskozite modeli, Lineer olmayan eddy viskozite modeli ve Diferansiyel gerilme modeli (Apsley, 2004).

Bütün çalkantıların çözüldüğü ve model gerektirmeyen çözüm olan Doğrudan sayısal çözüm ile bütün çalkantıların modellendiği Reynolds yaklaşımı arasında bir konumda bulunan diğer bir yaklaşım ise Büyük Eddy Simülasyonudur (LES). Büyük Eddy Simülasyonu temel olarak akım alanını iki temel bölgeye ayırmaktadır. Bunlardan ilki sınır şartlarının doğrudan etkilediği ve ana akım ile doğrudan etkileşim içinde olan büyük ölçekteki türbülansın açık çözümüdür. Diğeri ise sadece diğer türbülans elemanları ile etkileşim halinde olan küçük ölçekteki türbülansın modellenmesidir. Küçük ölçekteki türbülansın isotropik olduğu ve akımdan bağımsız olduğu kabul edilmektedir. (Flohr ve Balaras, 1995) Modellenen ve hesaplanan eddyler Şekil 2.2'de ifade edilmektedir.

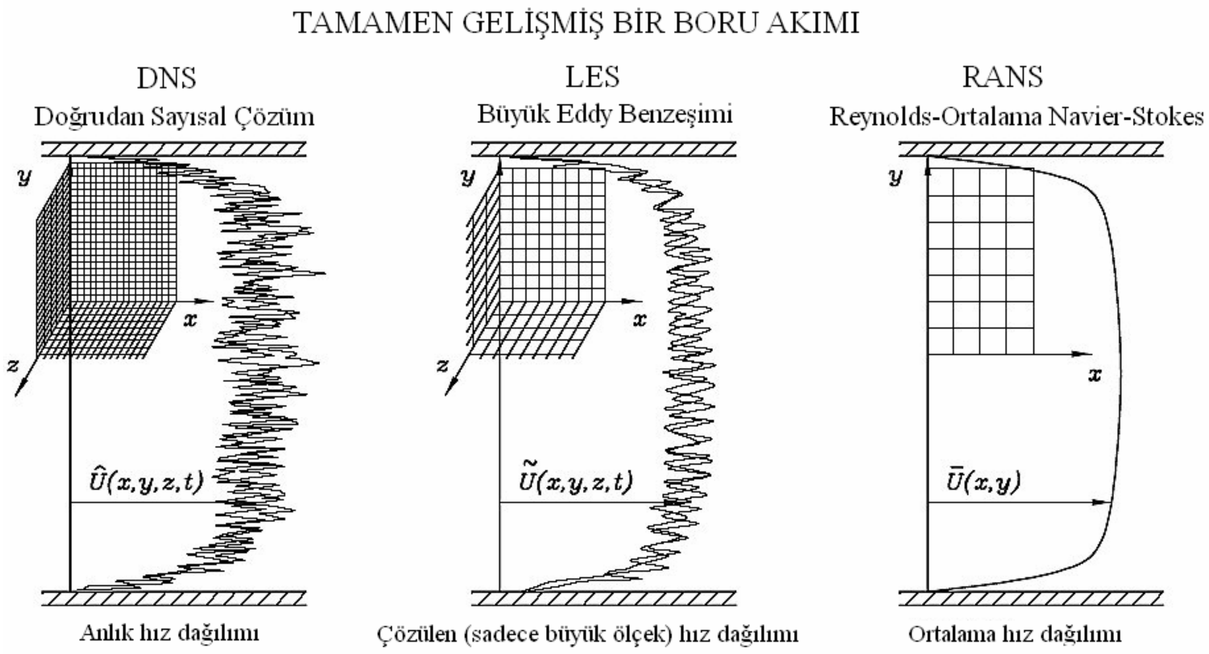


Şekil 2.2 Modellenen ve hesaplanan eddyler (Dyke, 1982)

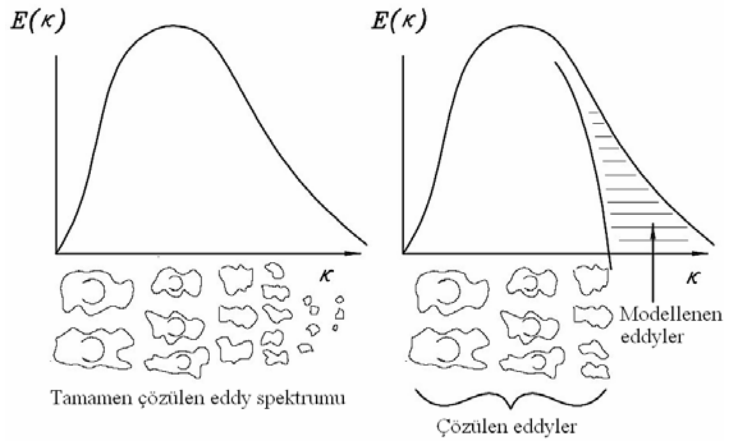
DNS, LES ve RANS modellerinin çözüm yaklaşımları Şekil 2.3'de karşılaştırmalı olarak gösterilmektedir. Şekil 2.3'de tamamen gelişmiş türbülanslı bir boru akışı görülmektedir. (Hanjalic, 2005)

O halde, sayısal çözüm yöntemleri aşağıdaki gibi özetlenmektedir (Apsley, 2004);

- Doğrudan Sayısal Çözüm (DNS)
- Reynolds Ortalama Navier-Stokes (RANS)
    - Eddy Viskozite Modeli (EVM)
    - Lineer Olmayan Eddy Viskozite Modeli (NLEVM)
    - Diferansiyel Gerilme Modeli (DSM)
- Büyük Çevri Simülasyonu (LES)

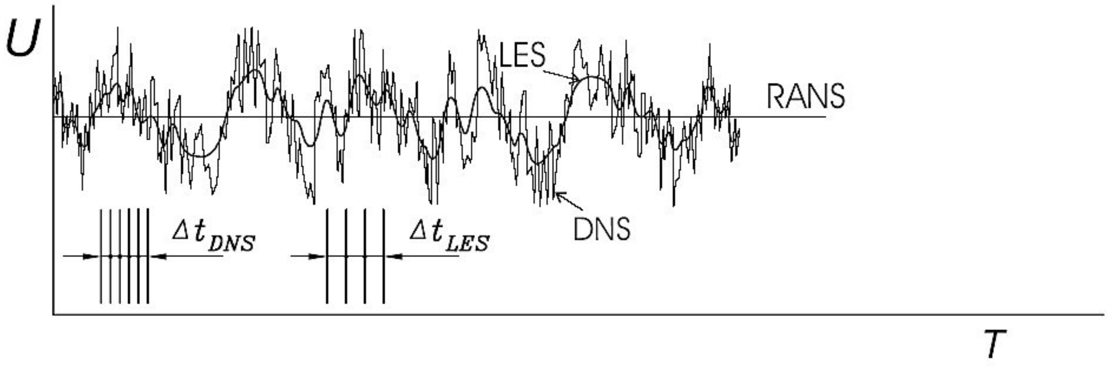


(a)



(b)

Şekil 2.3 Tamamen gelişmiş türbülanslı bir boru akımı için DNS, LES ve RANS türbülans benzeşimleri, a) Çözüm ağı ve DNS ve LES modelleri için anlık hız dağılımları ile RANS modeli için ortalama hız dağılımı, b) DNS ve LES modelleri için çözülen enerji spektrum dağılımı (RANS, spektrum elde edilemediği için "tek nokta kapama" modeli olarak da adlandırılmaktadır.), c) DNS ve LES için akım alanı içinde tek bir noktadaki anlık hız değerleri ve zaman adımları (RANS çözümü ile sabit bir hız değeri elde edilmektedir.) (Hanjalic, 2005)

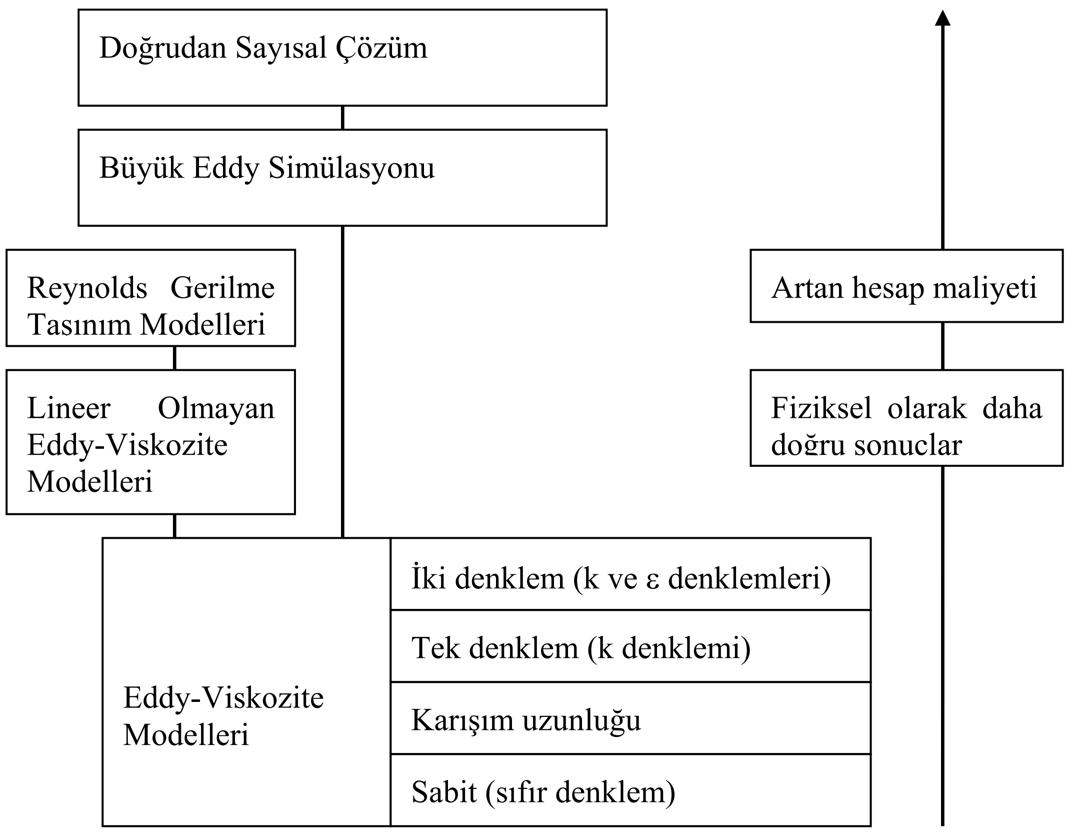


(c)

Şekil 2.3 Devamı (Hanjalic, 2005)

Her bir yöntem kendi içinde farklı modelleme yaklaşımları barındırmaktadır. Çizelge 2.1'de görülen grafikte türbülans modelleri karmaşıklık sırasına göre belirtilmiştir (Apsley, 2003).

Çizelge 2.1 Türbülans modellerinin karmaşıktan basite doğru sınıflandırılması (Apsley, 2003)

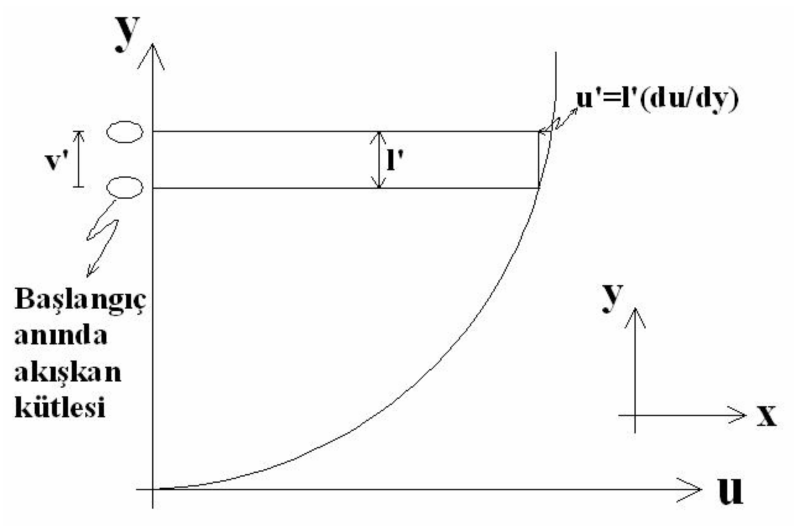


DNS ve LES modelleri, akım alanının zamansal ortalama özellikleri kararlı ve iki veya tek boyutlu dahi olsa (tamamıyla gelişmiş bir boru ya da jet akımı gibi…) anlık Navier-Stokes denklemlerinin zamanda ve üç boyutlu olarak çözümünü gerektirmektedir. DNS ve LES'in tersine RANS modelinde kararlı çözüm uygulanabilmektedir ve ortalama akım koşulları uygunsa tek veya iki boyutlu çözüm yapılabilmektedir. (Hanjalic, 2005)

Bu çalışmada Reynolds Ortalama Navier Stokes'a ait iki denklem eddy-viskozite modeli olan $k-\varepsilon$ türbülans modeli kullanılacaktır.

2.2.2 Türbülanslı Akımın Yarı Ampirik Teorisi

Türbülanslı akıştaki eddy gerilmeleri, makroskopik türbülans çalkantı hızlarının neticesi olarak türbülanslı akışa komşu yüzeyler arasındaki momentum alışverişinin bir ölçüsüdür. Bazı türbülanslı akım problemlerinin çözümünde birçok kez yarı ampirik teorilerin uygulanması düşünülmüştür. Oldukça basitleştirilmiş akış modelleri için yarı ampirik teoriler formülize edilmişlerdir. Bu teoriler deneysel çalışmalarla desteklenmişlerdir ve bu sebepten bunlar yarı ampiriktir. Her bir teori ilk olarak fonksiyonlar arasındaki ilişkiyi ortaya koymaktadır. (Örneğin τ_{yz} kayma gerilmesi ile zamana göre ortalaması alınmış türbülans hız alanlarının $\bar{u}$, $d\bar{u}/d\bar{y}$, $d^2\bar{u}/d^2\bar{y}$ vs. miktarlar arasında olduğu gibi.) Basit bazı türbülanslı akış problemlerinin bu fonksiyonlarla çözümlenebildiği çoğu kez başarıyla ortaya konmuştur. Bundan sonra doğru çözümü ifade etmek için dört yarı ampirik teori kullanılmaktadır. Her bir teori akış sistemlerinin belirli bir grubu için kullanışlıdır (Pao, 1967).



Şekil 2.4 Karışım uzunluğu (Yüksel, 2000)

Şekil 2.4'de görüldüğü gibi türbülanslı akım içinde, esas akım sınıra paralel olsun. Ancak türbülans eddy'leri nedeniyle esas akım doğrultusuna dik çalkantı bileşenleri söz konusu olmaktadır. Türbülans etkisiyle esas akım doğrulutusuna dik akışkan kütlesinin taşınması

Prandtl'ın karışım uzunluğu teorisiyle açıklanmıştır.

Bir akışkan parçacığının türbülanslı akım içinde karakterini kaybetmeden aldığı yola karışım uzunluğu denir. Diğer bir deyişle l' karışım uzunluğu türbülanslı akımda akışkan parçacıklarının başlangıçtaki özelliklerini (ilk hızlarını) kaybedinceye kadar aldıkları yolu göstermektedir.

Prandtl'ın karışım uzunluğu teorisi şu şekilde ifade edilmektedir;

$$\tau = \rho l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \frac{d\bar{u}}{dy} \tag{2.9}$$

Elde edilen bu formülün $\tau = -\rho \overline{u'v'}$ 'ne göre avantajı zamana göre ortalama hız dağılımı terimleri ile ifade edilmesi ve hız dağılımı için integre edilebilir formda yazılmış olmasıdır. Prandtl, karışım uzunluğunun sınırdan uzaklıkla orantılı olduğunu belirtmiş ve $\ell = \chi y$ ile vermiştir. Burada χ von Karman sabitidir. Eğer du/dy hız dağılımını pozitif kabul eder ve $\ell = \chi y$ ifadesini yerine koyarsak yukarıdaki ifade,

$$\tau = \rho \chi^2 y^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2 \tag{2.10}$$

olarak yazılabilir.

Newton'un viskozite ifadesi dikkate alınarak $\left(\tau_{xy} = \rho \nu (du/dy)\right)$ Boussinesq bir "ε" eddy kinematik viskozitesini tariflemiştir.

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} = \rho \varepsilon \frac{d\bar{u}}{dy} \tag{2.11}$$

ε eddy kinematik viskozitesinin akım tipine ve akışkanın cinsine bağlı olduğunu ve ekseriyetle akış ortamında konuma göre değiştiğini bulmuştur.

2.2.3 $k-\varepsilon$ Türbülans Modeli

$k-\varepsilon$ Türbülans modeli, iki denklem modellerinden biridir. İki boyutlu ince kayma tabakalarında akım doğrultusundaki değişimler daima çok yavaştır. Böylece türbülans kendisini yerel şartlara göre yönlendirir. Türbülans özelliklerinin konveksiyon ve difüzyonu ihmal edilebilirse, türbülansın ana akım üzerindeki etkilerini karışım uzunluğu terimleri ile ifade etmek mümkündür. Ancak konveksiyon ve difüzyon ihmal edilemiyorsa, örneğin sirkülasyonlu akımlarda olduğu gibi, karışım uzunluğu için cebirsel olarak bunu tanımlamak artık yeterince fizibil olmamaktadır. Bu tip akım olaylarını karışım uzunluğu modeli tam olarak çözümleyemez. Bunun için türbülans dinamiğini göz önüne alacak yeni yaklaşımlara ihtiyaç duyulmuştur. $k-\varepsilon$ modeli türbülansın kinetik enerjisinin etkisini türbülans mekanizması üzerinde esas almaktadır. (Yüksel, 1999)

Türbülanslı akımlarda viskozite aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\mu_{etkin} = \mu + \mu_{türb}$$

Burada, μ_{etkin} toplam viskoziteyi, μ akışkanın özelliği olan ölçülebilen viskoziteyi ve $\mu_{türb}$ türbülans (eddy) viskozitesini ifade etmektedir. Türbülans viskozitesi, akıma ait bir özellik olup akım şartlarına göre değişiklik göstermektedir.

Türbülans viskozitesi (kinematik eddy viskozitesi - $\nu_T = \mu_T/\rho$) için geometriden bağımsız ve türbülans hareketinin ölçeği olan bir tanım gereği duyulmuştur. Türbülans viskozitesi için boyut analizi yapılırsa,

$$[\nu_T] = [\text{hız}] \times [\text{uzunluk}] = [m/s] \times [m] = m^2/s$$

elde edilmektedir. (Apsley, 2003)

$k-\varepsilon$ türbülans modelinde, hız ölçeği için $\sqrt{k}$ seçilmiştir. Burada k $\left(k = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right)\right)$, birim kütle için türbülans kinetik enerjisini ifade etmektedir. Fiziksel anlama sahip, bağımsız bir boyut ölçeği olarak türbülans kinetik enerji harcanım miktarı (ε) dikkate alınmıştır. k/ε oranı, türbülans sönüm oranıdır (türbülansın viskozite tarafından ne kadar hızlı sönümlendiğini ifade etmektedir) ve türbülans zaman ölçeği olarak adlandırılmaktadır. (Apsley, 2003)

Böylece, $[k] = [\text{hız}]^2$ ve $[k/\varepsilon] = [\text{zaman}]$ olduğu için kinematik eddy viskozitesi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır;

$$\nu_T = \text{sabit} \times \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2.12}$$

Denklemdeki sabit, denge durumundaki sınır tabakası koşulları için elde edilmektedir. k ve ε değerleri modellenmiş taşınım denklemleri çözülerek belirlenmektedir. (Apsley, 2003)

$k-\varepsilon$ **Eddy-Viskozite Formülünün Elde Edilmesi (Apsley, 2003)**

Türbülanslı sınır tabakası içinde:

(A) Logaritmik kanun $\Rightarrow \dfrac{\partial u}{\partial y} = \dfrac{u_\tau}{\kappa y}$ (2.13)

(B) Sabit gerilme $\Rightarrow \tau/\rho = -\overline{u'v'} = u_\tau^2$ (2.14)

(C) Yerel denge $\Rightarrow P^{(k)} = \varepsilon$ (yani, üretim=tüketim)

Burada, birim kütle için türbülans kinetik enerji üretim terimi (basit bir kayma tabakasında):

$$P^{(k)} = -\overline{u'v'}\frac{\partial u}{\partial y} \tag{2.15}$$

Yukarıda yapılan (A) ve (B) kabulleri ile eddy viskozitesi elde edilmektedir;

$$\nu_t = \frac{-\overline{u'v'}}{\partial u/\partial y} = \kappa u_\tau y \tag{2.16}$$

Üretim terimi de (A) ve (B) kabulleri dikkate alınırsa aşağıdaki gibi elde edilmektedir;

$$P^{(k)} = \varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa y} \tag{2.17}$$

Kinematik viskozite teriminde y yerine ε (kayıp) teriminden elde edilen değer konursa,

$$\nu_t = \frac{u_\tau^4}{\varepsilon} = \frac{\left(-\overline{u'v'}\right)^2}{\varepsilon} \tag{2.18}$$

Son olarak yapılan kabul (sabit gerilme kabulü ile uyumlu) ise sınır tabakası içinde,

$$\frac{\left(-\overline{u'v'}\right)}{k} = \text{sabit} \tag{2.19}$$

kabulüdür. Bu sabit $C_\mu^{1/2}$ olarak tanımlanmış ve değeri yaklaşık 0.3 olarak ölçülmüştür.

Böylece, eddy viskozitesi terimi aşağıdaki şekilde yazılmıştır;

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2.20}$$

Burada C_μ=0.09 ve $\mu_t = \rho\nu_t$'dir.

<u>Modellenmiş Taşınım Denklemleri</u>

k ve ε denklemlerinin modellenmiş formu aşağıdaki gibidir;

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma^{(k)}}\right)\frac{\partial k}{\partial x}\right] + P^{(k)} - \varepsilon \tag{2.21}$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma^{(\varepsilon)}}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\right]+\frac{\varepsilon}{k}\left(C_{\varepsilon 1}P^{(k)}-C_{\varepsilon 2}\varepsilon\right) \tag{2.22}$$

Yukarıdaki denklemlerde sol taraftaki terim iletim, sağ taraftaki ilk terim yayılma, ikinci terim üretim $\left(P^{(k)}=-\overline{uv}\frac{\partial u}{\partial y}\right)$ ve son terim ise tüketimi ifade etmektedir.

$k-\varepsilon$ modelindeki sabit katsayılar standart değerlere sahiptir (Olsen, 1999),

$C_\mu = 0.09$

$C_{\varepsilon 1} = 1.44$

$C_{\varepsilon 2} = 1.92$

$\sigma_k = 1$

$\sigma_\varepsilon = 1.3$

$k-\varepsilon$ Türbülans Modelinin Performansı

$k-\varepsilon$ türbülans modeli oldukça yaygın olarak kullanılmaktadır. Model özellikle Reynolds kayma gerilmelerinin daha etkin olduğu sınırlanmış akışlar için iyi performans göstermektedir.

Modelin Avantajları:

- Modelin en önemli avantajı sabit katsayıların evrensel değerlere sahip olmasıdır. Böylece model, birçok farklı akım şartları için kalibrasyona gerek duymadan kullanılabilmektedir. (Olsen, 2003)
- Başlangıç ve/veya sınır şartlarının sağlandığı akımlarda en basit türbülans modelidir.
- Birçok endüstriyel akım probleminde başarıyla uygulanabilmektedir.
- Çok iyi irdelenmiş ve geniş bir geçerliliğe sahip türbülans modelidir.

Modelin Dezavantajları:

- Karışım uzunluğu modelinden daha zahmetlidir.

- Aşağıda belirtilen akım alanlarında daha zayıf bir yaklaşıma sahiptir;

  (i) Bazı sınırlanmamış akımlarda

  (ii) Eğrisel sınır tabakalı, girdap akımları gibi ilave zorlamaların bulunduğu akımlar

  (iii) Çevrintili akımlar

  (iv) Dairesel olmayan akış yollarındaki tam gelişmiş akımlar

FLUENT (v. 6.1.22), $k-\varepsilon$ türbülans modelinin altında üç farklı seçenek sunmaktadır. Bunlar, Standart $k-\varepsilon$, Realizable $k-\varepsilon$ ve RNG $k-\varepsilon$ türbülans modelleridir. Bu üç modelde de k ve ε'a ait taşınım denklemleri benzer formlara sahip olmakla birlikte modeller arasındaki başlıca farklar aşağıda ifade edilmiştir:

- Türbülans viskozitesinin hesaplanma metodu
- k ve ε'a ait türbülans saçılımını yönlendiren türbülans Prandtl Sayısı
- ε denklemindeki üretim ve tüketim terimleri

Modellere ait denklemler, kararlı, sıkışamaz ve kütlesel kuvvetler söz konusu olmadığı haller için verilmiştir.

i) Standart $k-\varepsilon$ *Türbülans Modeli (FLUENT Manual, 2003)*

Standart $k-\varepsilon$ türbülans modeli, kinetik enerji (k) ve harcanım miktarına (ε) ait taşınım denklemlerini temel alan yarı deneysel bir modeldir. $k-\varepsilon$ türbülans modeli türetilirken tamamıyla gelişmiş türbülanslı bir akım dikkate alınmış ve moleküler viskozite etkisi ihmal edilmiştir.

Modellenmiş kinetik enerji ve harcanım miktarı denklemleri aşağıdaki gibidir;

<u>Kinetik enerji</u>

$$\underbrace{\rho u\frac{\partial k}{\partial x}}_{(1)} = \underbrace{\mu_t\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)\frac{\partial v}{\partial x}}_{(2)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}\left\{(\mu_t/\sigma_k)\frac{\partial k}{\partial x}\right\}}_{(3)} - \underbrace{\rho\varepsilon}_{(4)} \qquad (2.23)$$

Burada, birinci terim taşınım (convection), ikinci terim üretim (generation), üçüncü terim yayılma (diffusion), dördüncü terim tüketimi (destruction) ifade etmektedir.

Harcanım Miktarı

$$\underbrace{\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}}_{(1)} = \underbrace{C_{1\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{k}\right)\mu_t\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)\frac{\partial v}{\partial x}}_{(2)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}\left\{(\mu_t/\sigma_\varepsilon)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right\}}_{(3)} - \underbrace{C_{2\varepsilon}\rho\left(\frac{\varepsilon^2}{k}\right)}_{(4)} \tag{2.24}$$

Burada, birinci terim taşınım (convection), ikinci terim üretim (generation), üçüncü terim yayılma (diffusion), dördüncü terim tüketimi (destruction) ifade etmektedir.

Türbülans viskozitesi (μ_t) aşağıdaki denklemle hesaplanmaktadır:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2.25}$$

Denklemlerin içerdiği katsayılardan $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ deneysel sabitler olmak üzere σ_k kinetik enerji için türbülans Prandtl sayısı, σ_ε enerji harcanım miktarı ile ifade edilen türbülans Prandtl sayısıdır ve aşağıdaki değerleri almaktadırlar:

$\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$

Bu katsayılar deneysel olarak elde edilmişlerdir.

Standart $k-\varepsilon$ türbülans modelinin avantajları aşağıda ifade edilmiştir:

- Temel model
    - Endüstride en çok kullanılan model
    - Modelin avantaj ve dezavantajları oldukça iyi bilinmektedir.
- Yarı deneysel

  - k, kinetik enerji denklemi, zamansal ortalama değeri ile elde edilen anlık mekanik enerjiden elde edilmektedir.
  - ε, harcanım miktarı, fiziksel koşullar dikkate alınarak belirlenmektedir.
- Sadece türbülanslı akımlar için geçerlidir.
- Türbülanslı akımların büyük bir kısmında oldukça iyi sonuçlar elde edilmektedir.
  - Endüstriyel akımlar
  - Isı transferi

ii) RNG $k-\varepsilon$ *Türbülans Modeli (FLUENT Manual, 2003)*

RNG k-ε türbülans modeli, matematiksel (istatistiksel) bir teknik olan “renormalization group (RNG)” metodu kullanılarak anlık Navier-Stokes denklemlerinden üretilmiştir. k ve ε’a ait taşınım denklemlerindeki fonksiyonlar ve ek terimlerle birlikte elde edilen sonuçlar ve sabitler standart k-ε modelinden farklıdır. Modellenmiş kinetik enerji ve harcanım miktarı denklemleri aşağıdaki gibidir;

<u>Kinetik enerji</u>

$$\underbrace{\rho u \frac{\partial k}{\partial x}}_{(1)} = \underbrace{\mu_t S^2}_{(2)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x}\right)}_{(3)} - \underbrace{\rho\varepsilon}_{(4)} \qquad (2.26)$$

Burada, birinci terim taşınım (convection), ikinci terim üretim (generation), üçüncü terim yayılma (diffusion), dördüncü terim tüketimi (destruction) ifade etmektedir. Üretim teriminde yer alan S, $S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ ve S_{ij}, $S_{ij} \equiv \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)$ şeklinde tanımlanmışlardır.

Harcanım miktarı

$$\underbrace{\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}}_{(1)} = \underbrace{C_{1\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{k}\right)\mu_t S^2}_{(2)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)}_{(3)} - \underbrace{C_{2\varepsilon}\rho\left(\frac{\varepsilon^2}{k}\right)}_{(4)} - \underbrace{R}_{(5)} \tag{2.27}$$

Burada, birinci terim taşınım (convection), ikinci terim üretim (generation), üçüncü terim yayılma (diffusion), dördüncü terim tüketim (destruction), beşinci terim ise türbülans nicelikleri ve ortalama gerilme ile ilgili ek terimi ifade etmektedir.

Türbülans viskozitesi (μ_t) standart $k-\varepsilon$ türbülans modelinde olduğu gibi aşağıdaki denklemle hesaplanmaktadır:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2.28}$$

α_k, α_ε, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ RNG teorisi kullanılarak elde edilmişlerdir. Elde edilen sabitlerin, standart k-ε modeline ait deneysel sabitlerle oldukça benzer olduğu görülmüştür.

Model Sabitleri:

$C_\mu = 0.0845$, $C_{\varepsilon 1} = 1.42$, $C_{\varepsilon 2} = 1.68$

Aşağıdaki akım durumlarının çözümünü geliştirmiştir:

- Yüksek akım çizgisi eğrilikleri ve gerilme oranı
- Geçiş akımları
- Duvar ısı ve kütle transferi

iii) Realizable $k-\varepsilon$ *Türbülans Modeli (FLUENT Manual, 2003)*

"Realizable" anlam olarak modelin, türbülanslı akımın fiziksel davranışlarını da içerecek şekilde normal gerilmelerdeki belli bazı matematiksel zorlukları ortadan kaldırmasıdır.

Standart k-ε modelinden farklılıkları:

- Türbülans viskozitesi için farklı bir formül içermektedir;

$$\mu_t \equiv \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2.29}$$

Burada, $C_\mu = \dfrac{1}{A_o + A_s \dfrac{U^* k}{\varepsilon}}$ (A_0, A_s ve U^* hız gradyanının fonksiyonudur.)

- Normal gerilmenin pozitif olması; $\overline{u^2} \geq 0$

- Schwarz's eşitsizliği; $(\overline{uv})^2 \leq \overline{u^2}\ \overline{v^2}$

- Harcanım miktarı (ε) için farklı bir taşınım denklemi;

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right]}_{(1)} + \underbrace{\rho c_1 S\varepsilon}_{(2)} - \underbrace{\rho c_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu\varepsilon}}}_{(3)} + \underbrace{c_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k} c_{3\varepsilon} G_b}_{(4)} \tag{2.30}$$

Burada, birinci terim yayılma (diffusion), ikinci terim üretim (generation), üçüncü terim tüketim (destruction), dördüncü terim kaldırma kuvvetini (buoyancy) ifade etmektedir.

- Standart k-ε modeli ile aynı türbülans kinetik enerji denklemine sahiptir.

Model sabitleri;

$C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.90$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.2$

Aşağıda belirtilen akım tiplerinde çok iyi performans göstermektedir:

- Düzlemsel ve dairesel jetler
- Şiddetli ayrılma ve ters basınç gradyanlarının olduğu sınır tabakası akımları
- Çevrinti ve sirkülasyon

- Şiddetli akım çizgisi eğrilikleri

Standart, RNG ve Realizable $k-\varepsilon$ Türbülans Modellerinin Karşılaştırılması (FLUENT Manual, 2003)

Bu üç model karşılaştırıldığında güçlü ve zayıf yönleri Çizelge 2.2'deki gibi ifade edilmektedir.

Çizelge 2.2 Standart, RNG ve Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modellerinin karşılaştırılması

Model	Güçlü	Zayıf
Standart $k-\varepsilon$	Sağlam, ekonomik, yeterli doğrulukta; büyük bir zaman zarfında toplanmış bilgi.	Keskin basınç gradyanları, akım çizgisi eğrilikleri, girdap ve çevrinti içeren karmaşık akımlar.
Realizable $k-\varepsilon$	Düzlemsel ve dairesel jetlerin davranışının belirlenmesi, sınır tabakası ve çevrintili akımlar.	İzotropik eddy viskozite kabulünden dolayı sınırlamalar mevcut.
RNG $k-\varepsilon$	Çarpan jet, ayrılma akımları, girdap akımları ve ikincil akımlar gibi bir dereceye kadar karmaşık akımlar.	İzotropik eddy viskozite kabulünden dolayı sınırlamalar mevcut.

2.2.4 Büyük Eddy Benzeşimi (Large Eddy Simulation–LES) (FLUENT Manual, 2003)

Temel olaral LES türbülans modelinde büyük eddyler doğrudan çözülürken küçük eddyler modellenmektedir. LES türbülans modelinin çözüm yaklaşımı aşağıda ifade edilmiştir:

- Momentum, kütle ve enerji genel olarak büyük ölçeklerle taşınmaktadırlar.
- Büyük eddyler daha çok probleme bağımlıdırlar. Akım alanına ait sınır koşulları ve geometri ile ilişkilidirler.
- Küçük ölçekler, geometriye daha az bağımlıdırlar, izotropik bir yapıya daha yatkındırlar ve bu nedenle daha evrenseldirler.
- Sadece küçük ölçeklerin modellenmesi ile evrensel bir modelin elde edilme şansı artmaktadır.

Aşağıda, LES türbülans modeline ait temel denklemler ve subgrid-ölçek gerilmesinin modellenmesi ile ilgili bilgi verilmektedir.

Filtrelenmiş Navier-Stokes Denklemleri

LES'e ait temel denklemler kararsız Navier-Stokes denklemlerinin Fourier (dalga numarası) aralığında veya geometrik (fiziksel) aralıkta filtrelenmesi ile elde edilmektedir. Filtreleme işlemi boyutu, filtre genişliği veya çözüm ağı aralığından küçük olan eddylerin dikkate alınması ile etkili bir şekilde yapılabilmektedir. Bu nedenle, sonuç denklemler büyük eddylerin dinamiğini etkilemektedir.

Filtrelenmiş değişkenler (üst çizgi ile gösterilmektedir) aşağıdaki şekilde ifade edilmektedirler:

$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x')G(x,x')dx' \tag{2.31}$$

Burada, D akım alanını ve G çözülen eddylerin ölçeğini belirleyen filtreleme fonksiyonunu ifade etmektedir.

Filtrelenmiş, sıkışamaz bir akım alanına ait Navier-Stokes denklemleri aşağıda ifade edilmiştir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial x} = 0 \tag{2.32}$$

ve

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \bar{u}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho \bar{u}\bar{v}\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial y} \tag{2.33}$$

Burada, τ_{ij} subgrid-ölçek gerilmesidir ve

$$\tau_{ij} \equiv \rho\overline{u'v'} - \rho\overline{u'}\ \overline{v'} \tag{2.34}$$

olarak tanımlanmaktadır.

Subgrid-Ölçek Modelleri

Filtreleme işlemi sonucunda ortaya çıkan subgrid-ölçek gerilmesi bir bilinmeyendir ve modellenmesi gerekmektedir. Günümüzde en çok kullanılan subgrid-ölçek modelleri aşağıdaki formda ifade edilen eddy viskozite modelleridir:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2\mu_t \overline{S}_{ij} \tag{2.35}$$

Burada, μ_t subgrid-ölçek türbülans viskozitesi, $\overline{S}_{ij}$ çözülen ölçeğe ait gerilme tensörü oranıdır ve aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

$$\overline{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x}\right) \tag{2.36}$$

FLUENT (v. 6.1.22), μ_t 'nin modellenmesi için iki farklı çözüm yöntemi içermektedir. Bunlar, Smagorinsky-Lilly model ve RNG-temelli subgrid-ölçek modelleridir. Bu çalışmada, aşağıda kısaca açıklanan Smagorinsky-Lilly model kullanılmıştır.

En temel subgrid-ölçek modelleri Smagorinsky tarafından önerilmiş ve Lilly tarafından geliştirilmiştir. Smagorinsky-Lilly modelinde eddy viskozitesi aşağıdaki şekilde modellenmektedir:

$$\mu_t = \rho L_s^2 \left|\overline{S}\right| \tag{2.37}$$

Burada, L_s subgrid ölçekler için karışım uzunluğunu ifade etmekte ve $\left|\overline{S}\right|$, $\left|\overline{S}\right| \equiv \sqrt{2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}}$ ile tanımlanmaktadır. C_s, Smagorinsky sabitidir. FLUENT'te L_s aşağıdaki şekilde hesaplanmaktadır:

$$L_s = \min\left(\kappa d, C_s V^{1/3}\right)$$

Burada $\kappa = 0.42$, d en yakın cidara olan mesafeyi ve V hesaplama hücresinin hacmini ifade etmektedir.

Smagorinsky sabiti C_s'in farklı akım alanlarında C_s=0.1 değeri için en iyi sonucu verdiği belirlenmiştir. Bu nedenle FLUENT'te C_s=0.1 olarak tanımlanmıştır.

2.2.5 Standart ve SST $k-\omega$ Türbülans Modelleri (FLUENT Manual, 2003)

Standart ve Kayma Gerilmesi Taşınım (Shear-Stress Transport-SST) $k-\omega$ modellerinin her ikisi de benzer formlara sahiptir. SST modelinin standart modelden başlıca farkları aşağıda belirtilmiştir.

- Sınır tabakasının iç bölgesinde standart $k-\omega$ modelden sınır tabakasının dış bölgesinde $k-\varepsilon$ modelin yüksek Reynolds sayıları için olan versiyonuna tedrici bir değişim olmaktadır.
- Ana türbülans kayma gerilmesine ait taşınım etkilerini dikkate almak için düzenlenmiş türbülans viskozite formunu içermektedir.

i) Standart $k-\omega$ *Türbülans Modeli*

Standart $k-\omega$ modeli, taşınım denklemlerinin türbülans kinetik enerji (k) ve ε/k oranı olarak da bilinen özgül kayıp oranı (ω) için modellendiği, deneysel bir temele oturan bir türbülans modelidir. (Wilcox, 1998)

Standart $k-\omega$ modeli için türbülans kinetik enerji (k) ve özgül kayıp oranı (ω) aşağıda ifade edilen taşınım denklemlerinden elde edilmektedir;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + G_k - Y_k + S_k \tag{2.38}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \tag{2.39}$$

Yukarıdaki denklemlerde G_k, ortalama hız gradyanı nedeniyle meydana gelen türbülans kinetik enerji üretimini, G_w, ω üretimini, Γ_k ve Γ_ω sırası ile k ve ω'nın etkili saçılımını ve Y_k ve Y_ω, k ve ω'da türbülans nedeniyle meydana gelen kaybı ifade etmektedir. S_k ve S_ω ise kullanıcı tanımlı kaynak terimleridir.

Standart $k-\omega$ model sabitleri aşağıda ifade edilmiştir:

$$\alpha_\infty^* = 1, \alpha_\infty = 0.52, \alpha_0 = \frac{1}{9}, \beta_\infty^* = 0.09, \beta_i = 0.072, R_\beta = 8$$

$$R_k = 6, R_\omega = 2.95, \varsigma^* = 1.5, M_{t0} = 0.25, \sigma_k = 2.0, \sigma_\omega = 2.0$$

ii) Kayma Gerilmesi Taşınım (The Shear-Stress Transport – SST) $k-\omega$ *Türbülans Modeli*

SST $k-\omega$ modelinde türbülans viskozitesi, esas türbülans kayma gerilmesi taşınımını dikkate almak için düzenlenmiştir. Bu özellik ile SST $k-\omega$ modeli hem Standart $k-\omega$ modeli hem de Standart $k-\varepsilon$ modeline göre performans açısından avantaj sağlamaktadır.

SST $k-\omega$ modeli için taşınım denklemleri aşağıda verilmiştir. SST $k-\omega$ modeli, Standart $k-\omega$ modeli ile benzer bir forma sahiptir.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + G_k - Y_k + S_k \tag{2.40}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \tag{2.41}$$

Yukarıdaki denklemlerde G_k, ortalama hız gradyanı nedeniyle meydana gelen türbülans kinetik enerji üretimini, G_w, ω üretimini, Γ_k ve Γ_ω ise sırası ile k ve ω'nın etkili saçılımını, Y_k ve Y_ω, k ve ω'da türbülans nedeniyle meydana gelen kaybı ve D_ω çapraz yayılma terimini ifade etmektedir. S_k ve S_ω ise kullanıcı tanımlı kaynak terimleridir.

SST $k-\omega$ model sabitleri aşağıda ifade edilmiştir:

$$\sigma_{k,1} = 1.176, \sigma_{\omega,1} = 2.0, \sigma_{k,2} = 1.0, \sigma_{\omega,2} = 1.168$$

$$a_1 = 0.31, \beta_{i,1} = 0.075, \ \beta_{i,2} = 0.0828$$

Diğer sabitlerin hepsi Standart $k-\omega$ modelindeki gibidir.

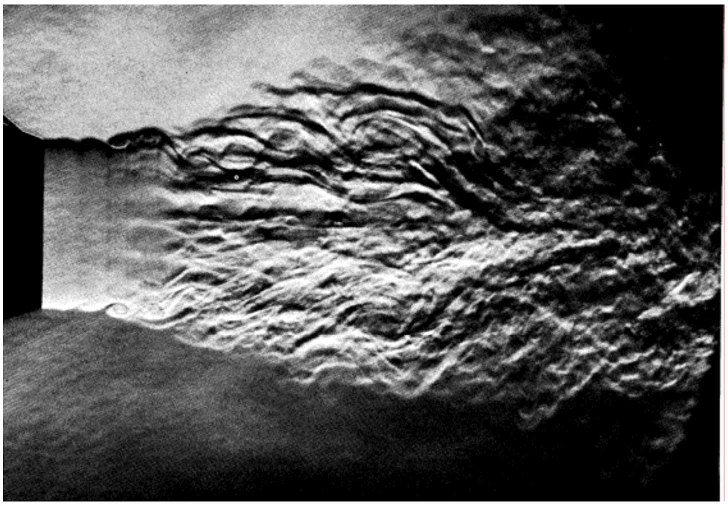
2.3 Batık Jet Akımları

Doğada ve endüstride karşılaştığımız jet akımları genellikle türbülanslıdır. Jet akımları aşağıdaki gibi sınıflandırılmaktadır (Piquet, 2001);

- Düzlemsel serbest jet (Plane free-jets)
- Dairesel jet (Round jets)
- Akım alanındaki düzlemsel jet (Plane jets in a coflowing stream)
- Akım alanındaki dairesel jet (Round jet in a coflowing stream)
- Girdap jet (Swirling jets)
- Radyal jet (Radial jets)
- Duvar jeti (Wall jets)

Jet, belirli bir basınç altında bir ağızdan ya da açıklıktan yüksek hızla akan bir akışkan akımıdır. Jet akımları akışkan akımının, hızda, sıcaklıkta veya konsantrasyonda ani bir süreksizliğinin söz konusu olduğu bir alan ile karşılaştığı teğetsel ayrılma yüzeyinin içinde kaldığı akımlardır (Şekil 2.5). Bu ani süreksizlik, ayrılma yüzeyinde düzensiz eddylerin olduğu kararsız bir akımdır. Bu eddyler karşılaştıkları süreksiz yüzeyde önemli enerji ve momentum değişimlerine neden olmaktadırlar. Jet akımında meydana gelen bu karışım bölgesini, jet çıkışında oluşmaya başlayan ve ilerledikçe büyüyen eddyler meydana getirmektedir. (Davies vd., 1962)

Bu çalışmada dikkate alınan jet akımı batık, dairesel duvar jetidir. Jet akımındaki ve ortamdaki akışkan için su dikkate alınmıştır.



Şekil 2.5 Jet akımı, Re=30000 (Dyke, 1982)

2.3.1 Serbest jet

Serbest, dairesel jet, akışkanın belirli bir hızla ve sınırlama olmadan bir akışkan kütlesinin içine veya açık alana deşarj olmasıdır. Eğer jetin deşarj olduğu ortamdaki akışkan hareketsiz ise standart jet, jet ile aynı yönde bir hareket söz konusu ise akım alanındaki (co-flowing) jet, eğer jetden daha hızlı bir hareket söz konusu ise art-iz akımı olarak adlandırılır. (Porquie, 1994)

Jet akımında deşarjdan sonra meydana gelen gelişme, jetin hızı, jetin geometrisi, çıkış noktasındaki akım koşulları gibi çeşitli parametrelere bağlıdır. Jet akımları için en önemli parametre Reynolds sayısıdır. (Porquie, 1994) Reynolds sayısı, atalet kuvvetlerin viskoz kuvvetlere oranı olan boyutsuz bir sayıdır ve $Re = VD/\nu$ şeklinde ifade edilmektedir. Burada, V hızı, D karakteristik uzunluğu ve ν akışkanın kinematik viskozitesini ifade etmektedir (Vargas, 2001). Büyük Reynolds sayılarında jet türbülans şiddetinin artması beklenmektedir (Porquie, 1994). Batık simetrik (eksenel) jet için Reynolds sayısı, jet çıkış ağzının çapı ve çıkış hızı kullanılarak hesaplanmaktadır. Jet akımlarının tipini belirleyebilmek için çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Düşük Reynolds sayılarında tamamıyla gelişmiş türbülanslı jet akımlarına ait yapıların oluştuğu belirlenmiştir. Jet yapısının doğası olan bu karmaşık yapıdan dolayı akım rejimini ifade etmek için kesin bir Reynolds sayısı belirlenememektedir. (Vargas, 2001) Aşağıda farklı araştırmacıların elde ettiği sonuçlar sunulmuştur.

Oldukça düşük Reynolds sayıları (Re<10) için Schlicting'in serbest laminer jet çözümü ile uyumlu simetrik laminer jet meydana gelmektedir. Reynolds sayısı 10<Re<30 için düzgün, yaklaşık doğrusal olarak devam eden jet mansapta belirli bir mesafe sonra mantar şeklini almaktadır. Reynolds sayısının yükselmesiyle ($30<Re<150$) jet mansapta doğrusal bir şekilde ileriye doğru gitmektedir. Reynolds sayısının $150<Re<300$ değerleri için farklı akım davranışları meydana gelmektedir. Doğrusal olarak devam eden kısım daha ileriye devam etmektedir. $Re>300$ değerleri için jet doğrusal kısımdan sonra tamamıyla türbülanslı hale gelmektedir (Porquie, 1994).

McNaughton ve Sinclair (1966), yaptıkları çalışmada Reynolds sayısının $100<Re<28000$ aralığında çalışmış ve serbest jet için aşağıdaki sınıflandırmayı yapmışlardır;

1. $Re<300$ için dissipated laminer jet. Burada Re, jet çıkış Reynolds sayısını ifade etmektedir. Bu durumda, viskoz kuvvetler atalet kuvvetlerinden daha etkindirler ve jet hızlı bir şekilde ortamdaki akışkan içinde yayılmaktadır.

2. $300<Re<1000$ için tamamen gelişmiş laminer jet oluşmaktadır. Bu durumda jetin, ortamdaki akışkan içinde yayılması belirgin değildir.

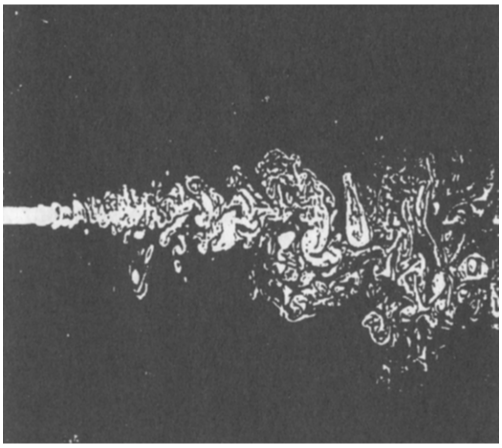
3. $1000<Re<3000$ için geçiş ya da yarı türbülanslı jet söz konusudur.

4. $Re>3000$ için tamamen gelişmiş türbülanslı jet meydana gelmektedir.

Ungate vd. (1975) ise Reynolds sayısına göre sınıflandırmayı, Pearce'ın Reynolds sayısının $68<Re<13100$ aralığında serbest batık olmayan jet için yapmış olduğu gözlemlere göre Çizelge 2.3'deki gibi belirtmişlerdir (Vargas, 2001). Şekil 2.6'da türbülanslı bir su jeti görülmektedir.

Çizelge 2.3 Reynolds sayısına göre gözlenen jet karakteristikleri (Ungate vd., 1975)

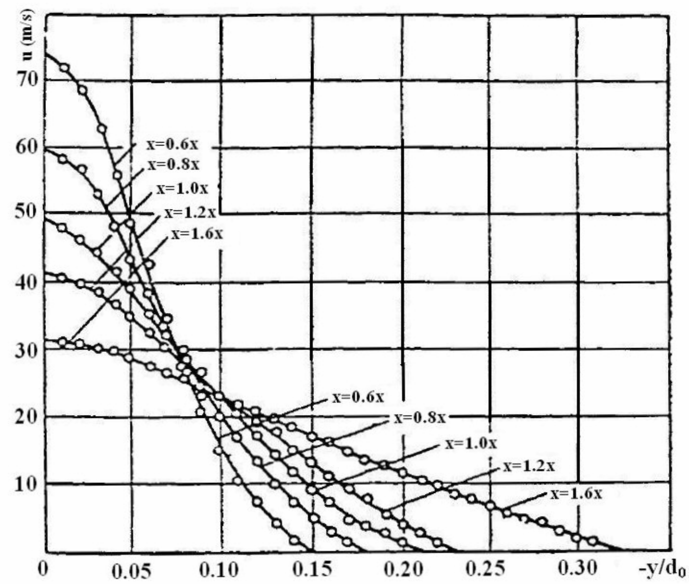
$Re<500$	Jet laminerdir ve meydana gelen bir kararsızlık hemen sönümlenir.
$500<Re<1500$	Jet çıkışından mansapta biraz ileride laminer akım kararsız bir hale gelmekte ve türbülans eddyleri meydana gelmektedir.
$1500<Re<2500$	Reynolds sayısının 2000 ve 2500 olması durumunda laminer kısım yok olmaktadır. Türbülanslı bölgenin konik açısı Reynolds sayısının artmasıyla azalmaktadır.
$2500<Re<3000$	Türbülanslı bölgenin konik açısı azalmaya devam etmektedir.
$Re>3000$	Jet artık tamamıyla türbülanslıdır ve konik açısı Reynolds sayısının her değeri için sabittir.



Şekil 2.6 Türbülanslı su jeti, Re=2300. (Porquie, 1994)

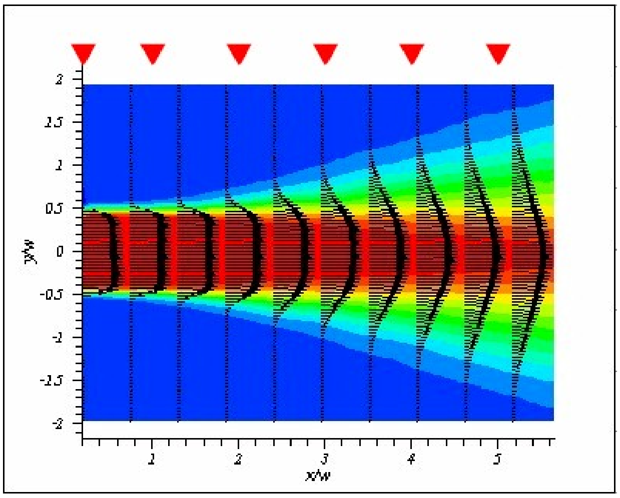
2.3.1.1 Serbest Jet Akımına Ait Hız Dağılımları

Eksenel hızlar jet akımlarında, çıkış kesitinden uzaklaştıkça azalmaktadır. Hız profili, hızın şiddetinin ihmal edilebilecek mertebeye yani, ortamdaki akışkan akımının başlangıç jet dinamiğinden daha etkin olduğu konuma yaklaştıkça düşeyde daha geniş ve yatayda daha dar bir şekil almaktadır. Şekil 2.7'de farklı eksenel mesafelerde hız profilleri verilmiştir. (Vargas, 2001)



Şekil 2.7 Eksenel hız profilleri (Vargas, 2001)

Şekil 2.8'de PIV (Particle Image Velocimetre) ile yapılan ölçümler sonucu elde edilen serbest bir jet akımına ait hız dağılımı görülmektedir. Jet çıkışındaki zamansal ortalama jet hızı üniform ve şapka şeklinde bir profile sahiptir. Jet ve bulunduğu ortamdaki akışkan arasındaki hız farkından dolayı ince bir kayma tabakası meydana gelmiştir ve bu kayma tabakası oldukça kararsız bir yapıya sahiptir. Kayma tabakası akımın kararsızlığı ile ilişkilidir ve bu kararsızlık şiddetli türbülans çalkantılarına ve mansaba doğru sürekli gelişen bir kayma tabakasına neden olmaktadır. Bu yüksek türbülanslı kayma akımı çevredeki akışkanı jet akımının içine itmektedir ve böylece akımdaki karışma artmaktadır. Sonuç olarak, kayma tabakası ve jet daha ileride dışarıya doğru saçılmaktadır. Jetin merkezi boyunca ortalama hızın jet çıkış hızına eşit olduğu bölge çekirdek bölge olarak adlandırılmaktadır. Kayma tabakasının saçılmasından dolayı çekirdek bölge yok olmaktadır. Girişim ve karışım işlemi çekirdek bölgenin ilerisinde, hız dağılımı çan şeklini alıncaya kadar devam etmektedir. Jet sınırı, hızın sıfır olduğu noktalar dikkate alınarak yaklaşık olarak belirlenebilmektedir. (Chiang, 2004)



Şekil 2.8 Ortalama jet akımı hız dağılımı (Chiang, 2004)

Reichardt (1941), bu hız profillerinin Gauss normal olasılık dağılımına uyduğunu ifade etmektedir. Gauss dağılımı için genellikle aşağıdaki denklem kullanılmaktadır; (Vargas, 2001)

$$\frac{U}{U_c} = e^{-(r/C_2 x)^2} \tag{2.42}$$

Burada, U ortalama hızı, U_c eksenel hızı, r jet ekseninden itibaren radyal mesafeyi, C_2 deneysel olarak belirlenen sabiti, x eksenel mesafeyi ifade etmektedir. C_2 için çeşitli araştırmacılar farklı değerler elde etmişlerdir (Vargas, 2001). Detaylı bilgi için Vargas

(2001)'e bakılabilir. Firriolo (1985), C_2 için aşağıdaki denklemi ifade etmiştir (Vargas, 2001);

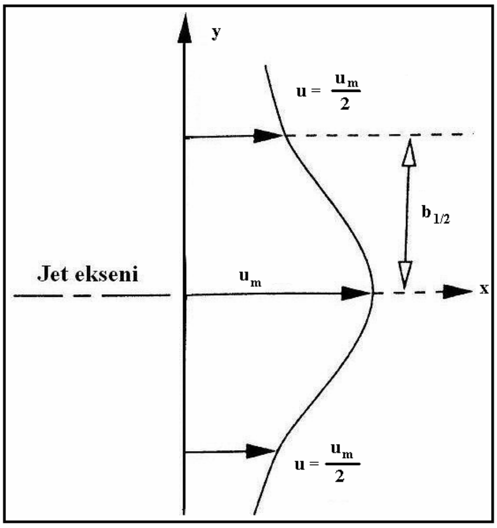
$$C_2 = -694 \times 10^{-9}\,\mathrm{Re} + 0.0887 \tag{2.43}$$

Bu denkleme göre, türbülans arttıkça jet yapısı eksenel doğrultuda daha ileriye gitmektedir. Bunun nedeni, türbülans seviyesi arttıkça jet momentumunun da artmasıdır. (Firriolo, 1985)

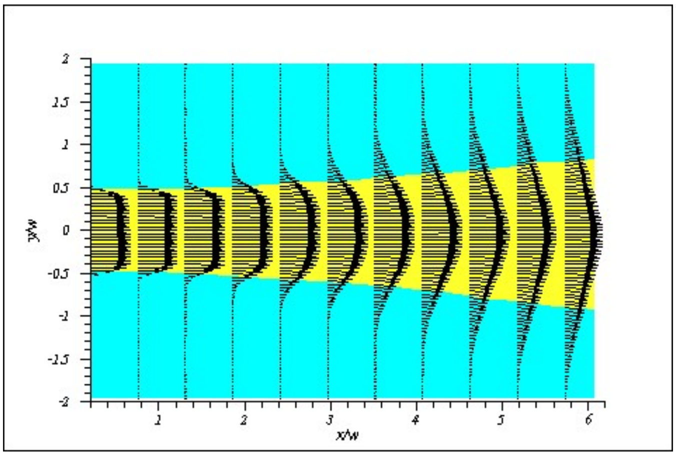
Sık kullanılan diğer bir ifade ise aşağıdaki gibidir (Vargas, 2001);

$$\frac{U}{U_c} = e^{A\left(r/b_{1/2}\right)^2} \tag{2.44}$$

Burada, A=ln0.5 ve $b_{1/2}$ yarım jet genişliğidir. Yarım jet genişliği hızın, jet eksenindeki hızın yarısına eşit olduğu noktanın jet ekseninden olan radyal mesafesini ifade etmektedir. (Vargas, 2001) Yarım jet genişliği, jet gelişimini ifade etmek için kullanılan önemli bir tanımdır. Yarım jet genişliği ($b_{1/2}$) Şekil 2.9 ve Şekil 2.10'da gösterilmektedir.



Şekil 2.9 Serbest jet için hız dağılımının şematik gösterimi (Karim vd., 1992)



Şekil 2.10 Yarım jet genişliği (Chiang, 2004)

Firriolo (1985), A katsayısı için aşağıdaki denklemi ifade etmiştir (Vargas, 2001);

$$A = -\left(3.59 \times 10^{6}\ \mathrm{Re} + 0.46\right) \tag{2.45}$$

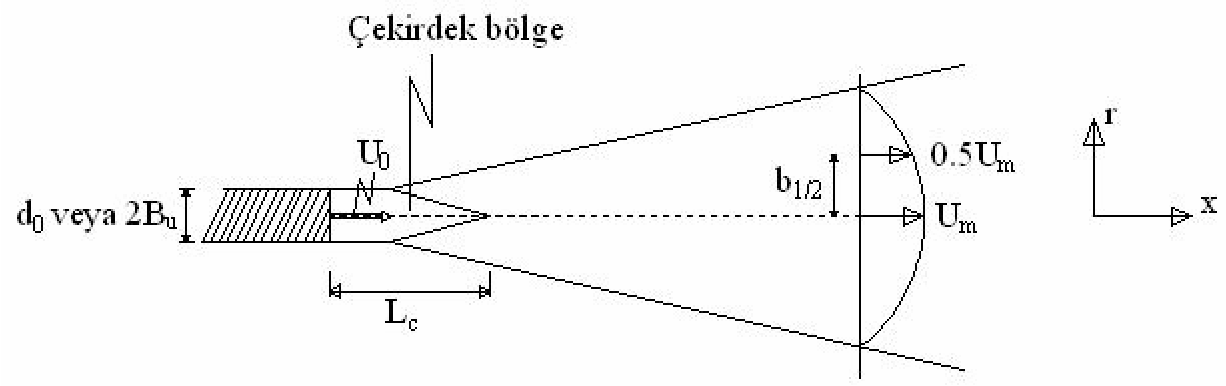
(2.45) eşitliği jet çevresi hariç iyi sonuç vermektedir. (Vargas, 2001)

Birçok araştırmacı eksenel hızı belirlemek için polinom tipinde denklemler kullanmaktadır. Polinom denklemler, jet ekseni için daha uygun olmakta fakat jet çevresi için iyi sonuç vermemektedirler. Schlicting (1960), analitik çözüm uygulayarak aşağıdaki polinom denklemini ifade etmiştir (Vargas, 2001);

$$\frac{U}{U_c} = \left(1 + \frac{r^2}{b_{1/2}^2}\right)^{-2} \tag{2.46}$$

Capp (1983), Gauss dağılımının profilin uçlarında dahi daha iyi sonuç verdiğini ve jet merkezine yaklaştıkça doğruluğunun arttığını ifade etmiştir. Gauss dağılımı, girişim ve momentumun belirlenmesinde de daha doğru sonuçlar vermektedir. (Vargas, 2001)

Breusers vd. (1991), düzlemsel veya iki boyutlu ve üç boyutlu jet akımlarının, jet genişliğinin lineer artışı ve hız dağılımının Gauss dağılımına uyması ile tanımlanabileceğini ifade etmişlerdir. Şekil 2.11'de görüldüğü gibi jet çıkışında çekirdek bölge olarak adlandırılan gelişmekte olan akım bölgesi bulunmaktadır. Çekirdek bölgede jet akımının hızı jet çıkış hızına eşittir ve jet çıkışından uzaklaştıkça azalmaktadır. Bununla birlikte, çekirdek bölge uzunluğu ve genişliği de jet çıkışından uzaklaştıkça azalmaktadır. (Breusers ve Raudkivi, 1991)



Şekil 2.11 Jetin genel yapısı (Breusers ve Raudkivi, 1991)

Tamamen gelişmiş jet akımına ait temel özellikler ise aşağıda ifade edilmiştir (Rajaratnam, 1976). Burada, 2 ve 3 alt indisleri sırasıyla iki ve üç boyutlu akımı tanımlamaktadır.

- $x>L_c$ için maksimum hızda meydana gelen azalma:

dairesel jet için: $$\frac{U_m}{U_0} = A_3 \frac{d_0}{x}, \; L_c = A_3 d_0 \qquad (2.47)$$

düzlemsel jet için: $$\frac{U_m}{U_0} = \left(A_2 \frac{2B_u}{x} \right)^{1/2}, \; L_c = A_2 (2B_u) \qquad (2.48)$$

- Yarım jet genişliğinin ($b_{1/2}$) değişimi:

dairesel jet için: $$\beta_3 = \frac{b_{1/2}}{x} = \frac{0.589}{A_3} \qquad (2.49)$$

düzlemsel jet için: $\beta_2 = \frac{b_{1/2}}{x} = \frac{0.664}{A_2}$ (2.50)

- Hız dağılımı:

$$\frac{U}{U_m} = e^{-k(r/x)^2} \qquad (2.51)$$

dairesel jet için: $k_3 = 2A_3^2$

düzlemsel jet için: $k_2 = \frac{\pi}{2}A_2^2$

A_2 ve A_3 sabit değerleri çeşitli araştırmacılardan derlenmiş ve $A_2 = A_3 = 6$ olarak kabul edilmiştir. Bu durumda, dairesel jet için β_3=0.098, k_3=72 ve düzlemsel jet için β_2=0.11, k_3=56 olarak elde edilmektedir. (Breusers ve Raudkivi, 1991)

Jet akımının debisi, ortamdaki akışkanın (suyun) jet akım alanına girişiminden dolayı artmaktadır. Bu artış aşağıdaki gibi ifade edilmiştir (Breusers ve Raudkivi, 1991);

dairesel jet için $\frac{Q}{Q_0} = 0.33\frac{x}{d_0}$ (2.52)

düzlemsel jet için $\frac{Q}{Q_0} = 0.57\left(\frac{x}{2B_u}\right)^{1/2}$ (2.53)

Burada, Q jet debisini, Q_0 jet çıkış debisini ifade etmektedir.

2.3.1.2 Türbülanslı serbest jet akımına ait akım alanlarının sınıflandırılması

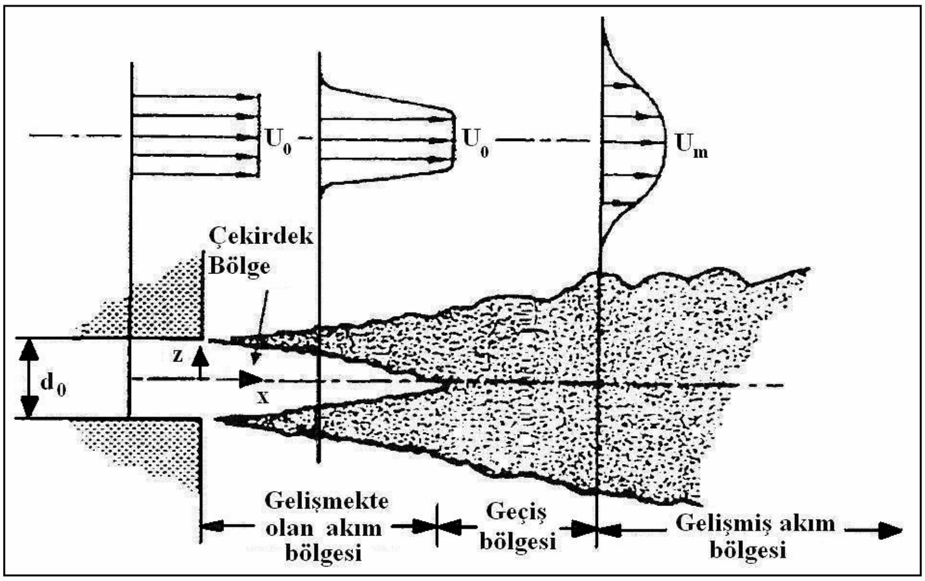
Şekil 2.12’de görüldüğü gibi türbülanslı jet akımında dört farklı bölge söz konusudur (Vargas, 2001);

1. Gelişmekte olan akım bölgesi (ZFE)

2. Geçiş bölgesi

3. Gelişmiş akım bölgesi (ZEF)

4. Sonlanma (uzak akım) bölgesi



Şekil 2.12 Jet çıkışından farklı mesafelerde hız profilleri (Vargas, 2001)

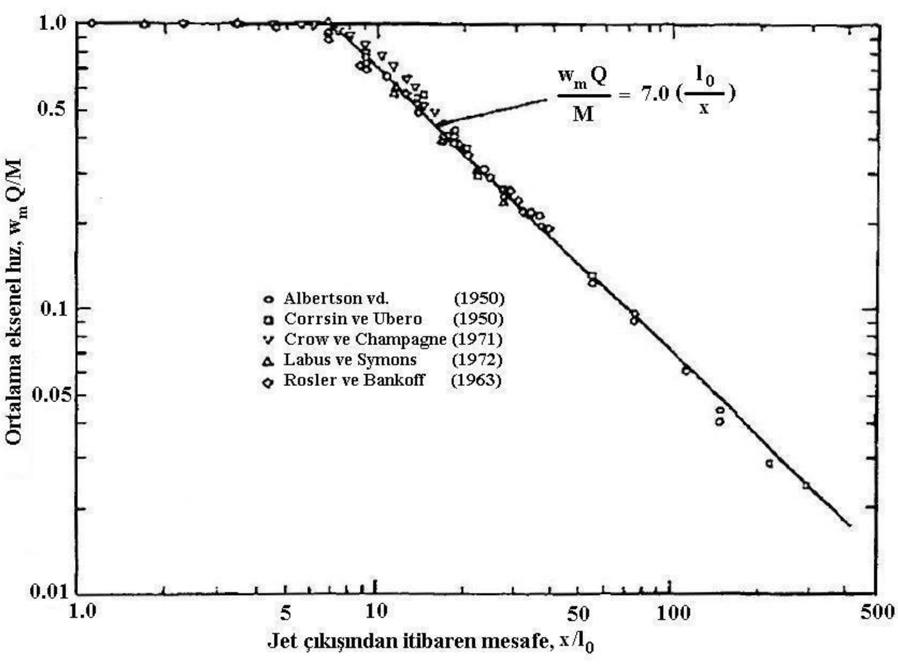
Gelişmekte olan akım bölgesi

Gelişmekte olan akım bölgesi, yakın jet bölgesi olarak da bilinmektedir. Bu bölge, jet çıkışında başlamakta ve yaklaşık altı jet çapı sonunda sona ermektedir. Jet akımının başlangıçta sabit bir hıza sahip olduğu kabul edilmektedir. Jet çıkışında laminer kayma gerilmesi şeklinde hızda ani bir süreksizlik meydana gelmektedir. Kararsız kayma tabakası, akışkanı jet bölgesinden akım alanı içindeki diğer bölgelere taşıyan, halka şeklinde vortisiteler oluşturarak hızla büyümektedir. Akışkanın jet ile diğer bölgeler arasındaki taşınım işlemi girişim olarak adlandırılmaktadır. Girişim, çevredeki akışkanın jet çekirdek bölgesine girmesidir ve karışım tabakasındaki eddy yapıları veya vortisiteler boyunca meydana gelmektedir. Bu yapılar, çevredeki akışkanı jetin içine doğru itmektedirler ve daha fazla akışkan girdikçe, büyüyen eddyleri içeren jetin sınırları artmaktadır. Gelişmekte olan akım bölgesi, çekirdek bölgenin sonlanması ile bitmektedir. Gelişmekte olan akım bölgesinin uzunluğu istatistiksel yöntemler ile belirlenmeye çalışılmaktadır. (Vargas, 2001)

Karışım bölgesinin boyutları artarken, ortamdaki akışkanın çekirdek bölgeye nüfuz etmesiyle çekirdek bölgenin boyutları azalmaktadır. Jet çıkışındaki hız profili çekirdek bölge nedeniyle şapka profiline benzemektedir. Ortamdaki akışkan ve çekirdek bölge türbülanslı sınır tabakası nedeniyle birbirini etkiledikçe çekirdek bölge kaybolmakta ve hız dağılımı Gauss dağılımına uymaktadır. Çekirdek bölge genişliği azaldıkça debi ve jetin genişliği kararlı bir şekilde artmaktadır. Bu aşamalar Şekil 2.12'de görülmektedir. (Vargas, 2001)

Jet ve ortamdaki akışkan arasındaki hız farklılığı net bir basınç farkına neden olmaktadır. Baines (1975) ve Albertson vd. (1948), çekirdek bölge uzunluğunun Reynolds sayısı arttıkça arttığını ifade etmiştir. Reynolds sayısı arttıkça viskoz kayma kuvvetleri önemli hale gelmekte ve böylece çekirdek bölge uzunluğu artmaktadır. (Vargas, 2001)

Çekirdek bölge uzunluğu, Reynolds sayısı Re<11000 için dört jet çapı ve Re<25000 için yedi jet çapı olarak tanımlanabilmektedir. Çekirdek bölgeyi tanımlayabilmek için jet çıkışından itibaren farklı mesafelerde eksen hızları belirlenmelidir. Fischer (1979), farklı araştırmacıların çalışmalarını dikkate alarak Şekil 2.13'de boyutsuz jet mesafesine karşılık boyutsuz eksen hızlarını işlemiştir. Jet eksenindeki hız başlangıç jet hızına ve eksenel mesafe jet çapına bölünerek boyutsuz hale getirilmiştir. (Vargas, 2001)



Şekil 2.13 Eksenel hızın azalması (Vargas, 2001)

Firriolo (1985)'nun deneyleri, türbülansın artmasıyla çekirdek bölge uzunluğunun belirgin bir şekilde arttığını göstermektedir. Bu durum, jet başlangıcındaki yüksek momentumdan kaynaklanmaktadır. (Vargas, 2001)

Geçiş Bölgesi

Bazı araştırmacılar geçiş bölgesinin, çekirdek bölgenin bitmesi ve eksenel hızın sabit bir oranda azalmaya başlaması arasında bir bölge olduğunu belirlemişlerdir. Geçiş bölgesi Şekil 2.13'de, doğru şeklindeki çizginin azalmaya başladığı nokta olarak görülmektedir. Fakat, geçiş bölgesinin her zaman akım oluşum bölgesi ile oluşmuş akım bölgesinin birleşiminde, iki çizginin kesişimi olarak belirlenemeyeceği belirtilmiştir. (Vargas, 2001)

Gelişmiş akım bölgesi

Gelişmiş akım bölgesinde öncelikle, çekirdek bölge tamamıyla yok olmuştur. Akım tamamen gelişmiştir, çünkü akımın yayılması, yapısında bir değişiklik olmadan devam etmektedir. Gelişmiş akım bölgesi jet akımının, jet çıkışındaki başlangıç koşullarından etkilenmediği akım alanı olarak ifade edilmektedir. Bu bölgede, jet eksenindeki hız sabit bir oranla azalmaktadır. Bu sınırlar içinde herhangi bir kesitte, herhangi bir radyal mesafedeki ortalama hız jet ekseninde ölçülen maksimum hızın bir fonksiyonu olarak ifade edilmektedir. Ortamdaki akışkan jet akımının merkezine ulaştıkça jet merkezi civarındaki hız azalmaktadır. Böylece, genişlemiş karışım tabakası dengeye ulaşmaktadır. Bu denge, hızın ihmal edilebilir duruma gelmesi ve eddylerin boyutlarının başlangıç koşulları ile bir ilgisi kalmadığında belirli bir limite ulaşmaktadır. Jet akımı daha sonra, başlangıç akım koşullarından daha çok çevresindeki akım koşulları tarafından kontrol edilmektedir. Bu noktada jet artık, uzak akım bölgesi olarak adlandırılan bölgeye ulaşmıştır. Teorik olarak, gelişmiş akım bölgesi sonlanmamaktadır. (Vargas, 2001)

Sonlanma (Uzak Akım) Bölgesi

Uzak akım bölgesinde (<100D), ortalama eksenel hız sıfıra yaklaşmaktadır. Bu bölgede, ortam koşulları jet akımı üzerinde başlangıç koşullarına göre daha etkilidir. Bu bölge hakkında düşük hızların ölçüm zorluklarından dolayı literatürde yeterli bilgi mevcut değildir. (Vargas, 2001)

Jet akımları için önemli diğer iki parametre ise girişim ve seyrelmedir. Bunlar aşağıda açıklanmaya çalışılmıştır.

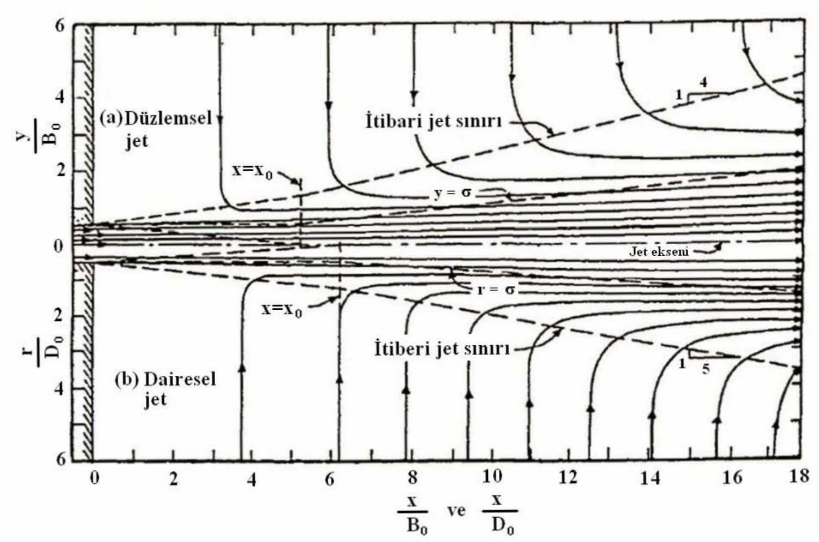
Girişim ve Seyrelme

Girişim, sakin bir akım alanı ile bu alanın içine giren jet akımı arasındaki basınç farkından dolayı ortamdaki akışkanın jet akımının içine doğru sürüklendiği bir süreçtir. Bu sürecin, jet hızı ile orantılı olduğu belirlenmiştir. Peterson vd. (1992) girişimin, izotermal ve batık jetlerde düşük Reynolds sayıları için arttığını belirtmişlerdir. Şekil 2.14'de orifisten çıkan bir jet akımı görülmektedir. (Vargas, 2001)

Girişime çok yakın bir tanım olan seyrelme, herhangi bir uzamsal mesafedeki akımın jet çıkışındaki akıma oranı olarak tanımlanmaktadır. Araştırmalar sonucunda aşağıdaki denklem elde edilmiştir (Vargas, 2001);

$$\frac{Q}{Q_0} = C_3 \frac{x}{D_0} \qquad (2.54)$$

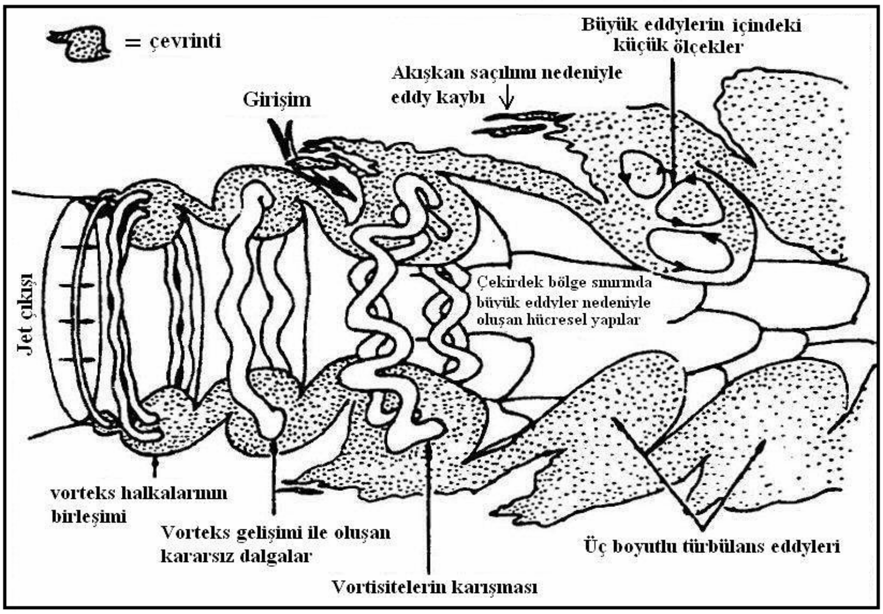
Burada, Q_0 jet debisini, Q ise jet debisi ve jet ile girişim yapan akışkan debisinin toplamını, C_3 seyrelme katsayısını ifade etmektedir (Vargas, 2001).



Şekil 2.14 Ortamdaki akışkana ait akım davranışı (Vargas, 2001)

Jet akımının Reynolds sayısının Re<3000 değerleri için karışım özelliğini tamamıyla kazanamadığı ifade edilmiştir. Ungate (1975), tamamen türbülanslı jet seyrelmesinin Reynolds sayısının Re>1500 değerleri için meydana geldiğini ifade etmiştir. Ricou vd. (1960) girişimin, batıklık etkisi olmayan jet için Re>25000 değerlerinde ihmal edilebileceğini ifade etmişlerdir. Girişim, akım oluşum bölgesindeki ilk karışım mekanizması ve oluşmuş akım bölgesinden önceki geçiş bölgesi ile ilgili bir akım olayıdır. (Vargas, 2001)

Falcone (1998), girişim üzerine yaptığı çalışmalarda, karışımın küçük ölçekler tarafından yapıldığı ve yayılımın girişim üzerinde küçük bir etkisinin olduğunu belirlemiştir. Jet çıktığı anda kendisini ortamdan ayıran Helmholtz dalgaları (Ek 1) meydana gelmekte ve bu dalgalar akım alanı içindeki büyük ölçekli eddyleri oluşturmaktadır. Büyük ölçekler, ortamdaki akışkanı jet akımının içine çeken yapıların (eddy) karışmasını sağlamaktadır. Bu eddyler dışa doğru kıvrılmakta ve ortamdaki akışkanı jet sınırına çekmekte ve aynı anda jet akımından bir miktar akışkanı ortamdaki akışkana iletmektedir. (Falcone, 1998) Karışım tabakası üzerine yapılan son araştırmalar, büyük ölçekli yapıların girişim üzerinde etkili en önemli yapı olduğunu desteklemektedir. Şekil 2.15'de jet çıkışı yakınındaki girişim süreci görülmektedir. (Vargas, 2001)



Şekil 2.15 Jet girişiminin şematik gösterimi (Vargas, 2001)

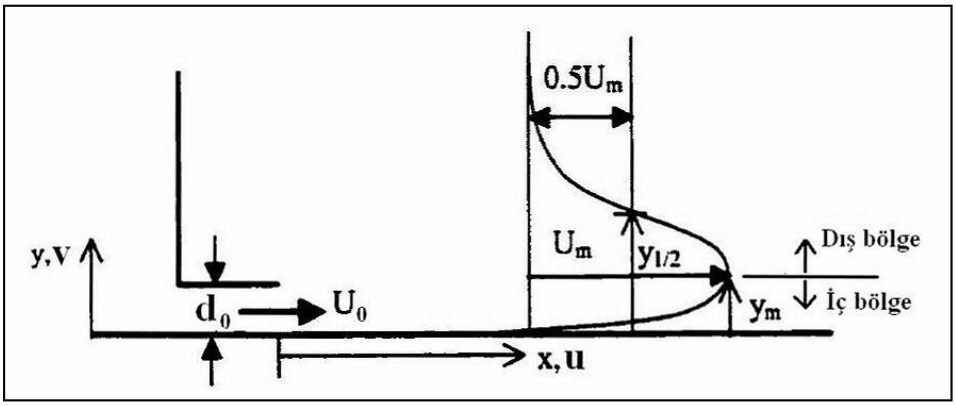
Fondse vd. (1983), laminer sınır tabakasının türbülanslı sınır tabakasından %15 daha fazla girişim yarattığını ifade etmiştir. Bazı araştırmacılar özellikle türbülanslı, düşük Reynolds sayılı akımlarda türbülanslı yapıların daha yüksek girişime neden olduğunu ifade etmektedirler. (Vargas, 2001)

2.3.2 Duvar Jeti

Mühendislik uygulamalarında, doğada ve endüstride yer alan bir çok akışkan akımı türbülanslıdır ve katı bir cidar tarafından etkilenmektedir. Bir çok akım dinamiği cidar yakınında yer almaktadır. Bir cidarla sınırlanmış akımlarda Reynolds gerilmelerinin pik değerleri, türbülans kinetik enerji üretimi gibi olaylar cidar yakınında meydana gelmektedir. Daha da önemlisi, bir akım alanında yüzey yakınındaki ısı, kütle ve momentum transferleri cidar yakınındaki türbülanslı akım tarafından kontrol edilmektedir. Cidar yakınındaki türbülanslı akımda taban kayma gerilmesi en önemli parametrelerden biridir. Özellikle, sürükleme kuvveti açısından öncelikli öneme sahiptir. Bu nedenle, taban kayma gerilmesinin doğru bir şekilde belirlenmesi çok önemlidir. Cidar yakınındaki türbülanslı akıma ait özelliklerin araştırılmasıyla, türbülanslı akıma ait parametrelerin ve cidar yakınındaki sürtünme karakteristiklerinin daha iyi anlaşılması ve böylece cidar yakınındaki ısı, momentum ve kütle transferlerinin doğru bir şekilde belirlenebilmesi mümkün olacaktır. (Tachie, 2000)

Türbülanslı duvar jeti bir duvar boyunca konumlanan, jet başlangıcında sahip olduğu momentum nedeni ile ortamdaki akışkandan daha yüksek hıza sahip olan bir kayma akımıdır. (Launder ve Rodi, 1981).

Duvar jetinin şematik gösterimi Şekil 2.16'da belirtilmiştir. Burada, x ve y sırasıyla boyuna ve düşey yönleri ifade etmektedir. Bu çalışmada, y_m ve $y_{1/2}$ sırasıyla iç bölge yüksekliğini ve yarım jet genişliğini ifade etmektedir. (Tachie, 2000)



Şekil 2.16 Türbülanslı duvar jetini şematik gösterimi (Tachie, 2000)

Duvar jetinde akım alanı iki bölgeye ayrılmaktadır (Tachie, 2000). Bunlar:

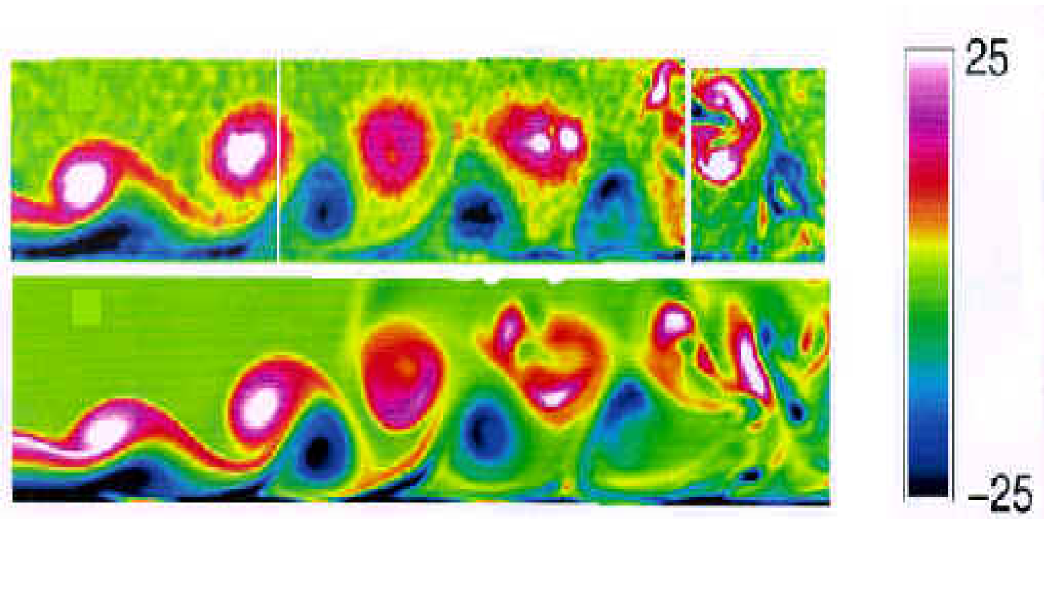
1. İç bölge: Katı cidardan (hızın sıfır olduğu nokta) başlayıp yerel hızın maksimuma ulaştığı nokta arasındaki düşey mesafeyi kapsamaktadır $(y \leq y_m)$. Cidar normalindeki hız gradyanının çok büyük $(\partial U/\partial y)$ ve viskozitenin etken olduğu çok ince bir tabakayı (viskoz alt tabaka ve geçiş bölgesini kapsamaktadır) ifade etmektedir.

2. Dış bölge: Yerel hızın maksimuma ulaştığı nokta ile akım alanının dışına kadar olan mesafedir $(y > y_m)$. Viskoz etkilerin önemsiz olduğu (atalet kuvvetlerinin etkin olduğu) bölgedir.

Bu bağlamda türbülanslı duvar jeti, birbiri ile girişim yapan iki kayma tabakasının oluşturduğu kompozit bir akım olarak düşünülebilir. Bu kayma tabakalarından biri türbülanslı sınır tabakasının etkisi altında olan iç bölge ve diğeri ise katı cidarın etkilediği, serbest düzlemsel jet ile benzerlik taşıyan dış bölgedir. Küçük ölçeklerin baskın olduğu iç bölge ile büyük ölçeklerin baskın olduğu dış bölge arasındaki girişim şiddetli bir karışımla ifade edilen karmaşık bir yapı oluşturmaktadır. (Tachie, 2000)

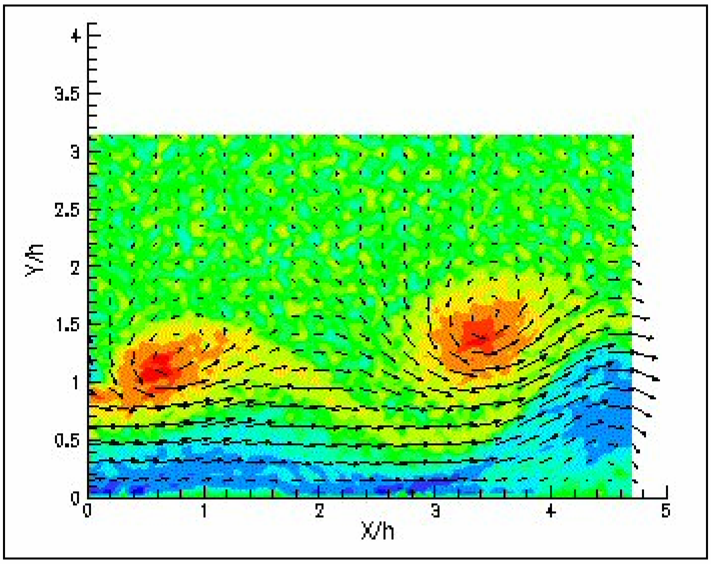
Breusers ve Raudkivi (1991), duvar jetinin temel özelliğinin jetin dış bölgesinde akım karakteristiklerinin serbest jet ile benzeşmesi olduğunu ve duvar boyunca oldukça ince, ihmal edilebilecek mertebede bir sınır tabakası geliştiğini ifade etmişlerdir. Yine Breusers ve Raudkivi (1991), serbest jet için U_m ve $b_{1/2}$ arasında geçerli olan ilişkinin duvar jeti için Rajaratnam'ın (1976) verdiği sabitler dikkate alındığında genellikle geçerli olduğunu belirtmişlerdir.

Chiang (2004), dış ve iç tabakadaki farklı ölçeklerdeki yapıların karışması ile laminerden türbülansa bir geçiş söz konusu olduğunu ifade etmiştir. Bu durum Şekil 2.17'de görülmektedir. Şekil 2.17'de PIV (Particle Image Velocimeter) ile elde edilen deneysel sonuçlar (üstteki şekil) ve DNS (Direct Numerical Simulation) ile elde edilen sayısal (aşağıdaki şekil) sonuçlar karşılaştırılmıştır. Kırmızı renk saatin tersi yöndeki, mavi renk ise saat yönündeki vortisiteleri ifade etmektedir. (Chiang, 2004)



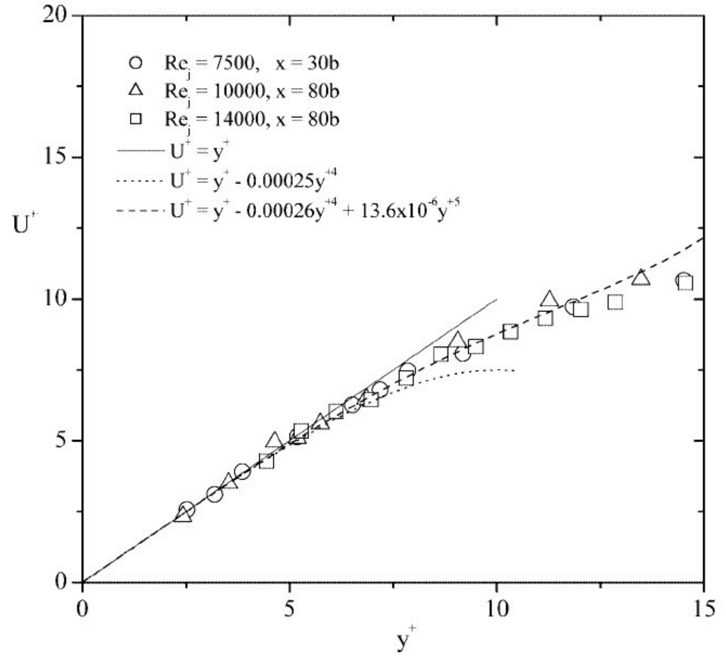
Şekil 2.17 Duvar jet akımı içindeki vortisite dağılımı (Chiang, 2004)

Duvar jetine ait akım davranışını daha iyi anlayabilmek için akıma ait hız ve vortisite alanları birleştirilmiştir. Şekil 2.18'de görüldüğü gibi ortamda bulunan akışkan vortisitelerin içine doğru hareket etmektedir. Aynı zamanda, üstteki vorteksler yüzeye doğru yaklaştıkça cidardan yukarı doğru bir akışkan çıkışı söz konusu olmaktadır. Duvar jeti akımı, tipik bir sınır tabakası akımına nazaran oldukça kararsız bir akımdır. Bu şiddetli akım-yüzey girişimi, pratik uygulamalarda oldukça önemli hale gelmektedir. (Chiang, 2004)



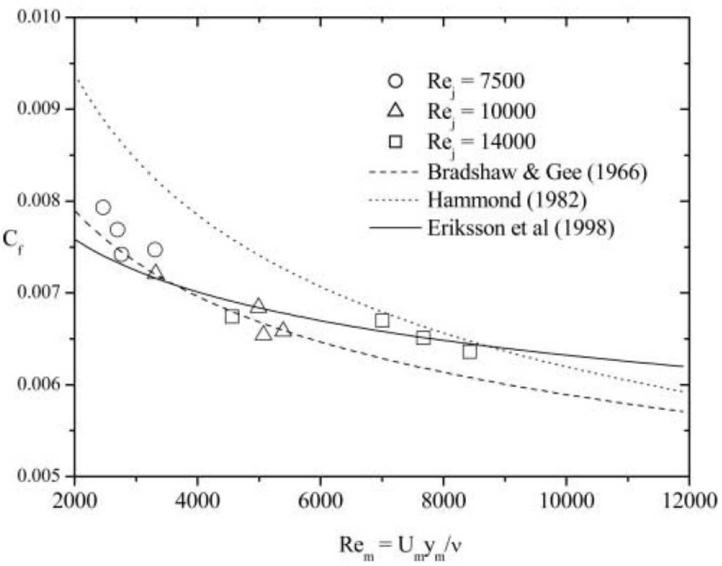
Şekil 2.18 Duvar jetine ait hız ve vortisite dağılımlarının bir arada gösterimi (Chiang, 2004)

Tachie vd. (2002), yaptıkları çalışmada düzlemsel bir duvar jetine ait hız dağılımını Laser Doppler Anomemetry ile belirlemişlerdir. Çalıştıkları Reynolds sayısı aralığı 7500<Re<14000'dir. Lineer viskoz alt tabakada belirledikleri hız dağılımı ile kayma hızını elde etmişlerdir. Bu sonuçlara göre türbülanslı duvar jetinin, türbülanslı sınır tabakasıyla benzer bir iç bölgeye sahip olduğunu belirlemişlerdir. Ayrıca iç bölgede, diğer araştırmacıların türbülanslı duvar jeti için belirlediği kompozit hız profillerinin kullanılabileceğini ifade etmişlerdir. Şekil 2.19'da iç bölgede cidar yakınında ortalama hız dağılımı görülmektedir.



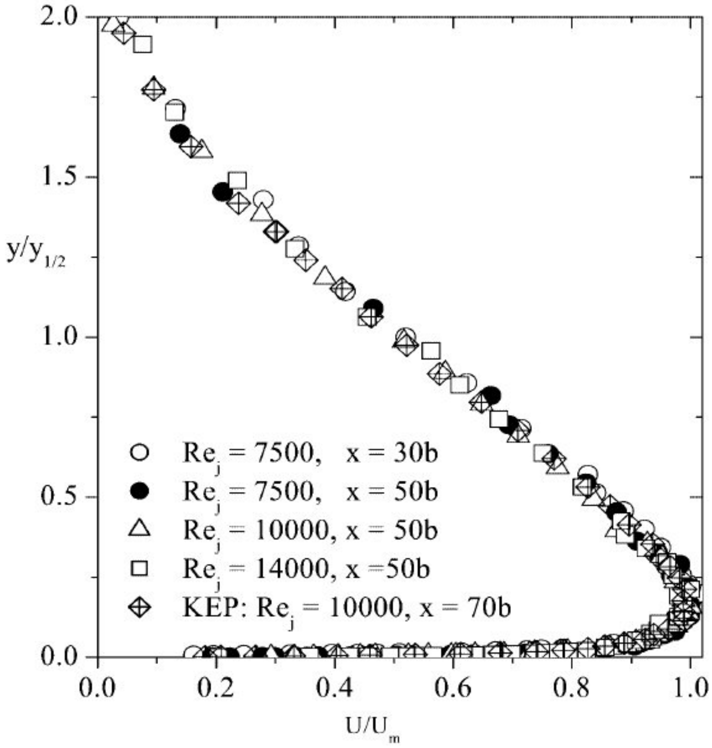
Şekil 2.19 İç bölgede cidar yakınında ortalama hız dağılımı (Tachie vd., 2002)

Şekil 2.20’de sürtünme katsayısının (C_f) Reynolds sayısı ile dağılımı görülmektedir.



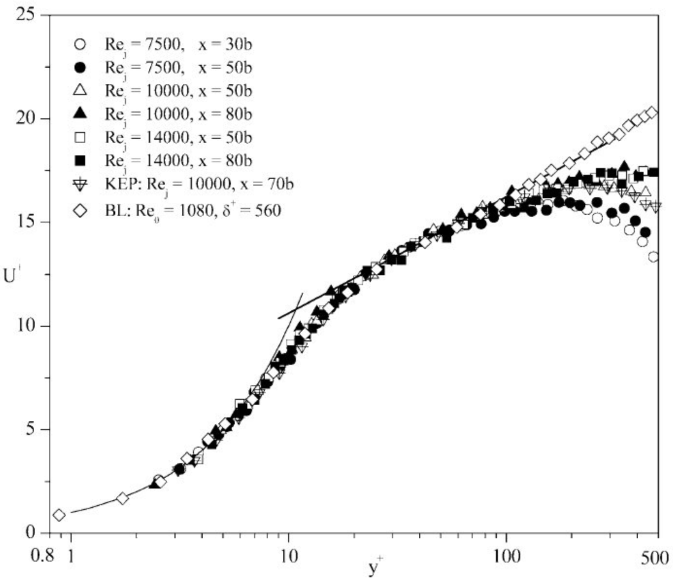
Şekil 2.20 Sürtünme katsayısının Reynolds sayısı ile dağılımı (Tachie vd., 2002)

Şekil 2.21’de, deneylerden ve Karlsson vd. (1993)’nin verilerinden elde edilen dış bölgeye ait ortalama hız dağılımları görülmektedir.



Şekil 2.21 Dış bölgedeki ortalama hız dağılımı (Tachie vd., 2002)

Şekil 2.22'de, deneylerden ve Karlsson vd. (1993)'nin verilerinden elde edilen iç bölgedeki hız dağılımları görülmektedir.



Şekil 2.22 Türbülanslı duvar jeti ve düşük Reynolds sayıları için ortalama hız dağılımı, iç bölgede sınır tabakası (Tachie vd., 2002)

3. YEREL EROZYON

3.1 Giriş

Erozyon, toprak erozyonu, kıyı erozyonu ya da akarsu erozyonu gibi farklı fiziksel olayları içermektedir. Yerel erozyon söz konusu olduğunda ise oyulma terimi kullanılmaktadır. Oyulma, akım ve/veya dalga hareketi nedeniyle meydana gelmektedir. Oyulma genellikle, köprü ayakları etrafında, mahmuzların kafalarında, boru hatlarının etraflarında, dolu savakların mansabında vb… meydana gelmektedir. Kazıklı yanaşma yapılarında gemi pervanelerinden çıkan su jeti nedeniyle meydana gelen oyulma da yerel oyulmadır. (Raudkiwi, 1990)

Hidrolik yapılar etrafında meydana gelen oyulma aşağıdaki şekilde sınıflandırılmaktadır (Breusers ve Raudkivi, 1991);

i) Oyulma Tipi

Genel oyulma: Akarsularda veya kanallarda yapı olsun ya da olmasın doğal bir süreçle meydana gelen oyulmadır.

Kesit daralması ile meydana gelen oyulma: Akım alanının daralması ile meydana gelen oyulmadır.

Yerel oyulma: Yapıların akım alanı üzerinde, geometride oluşan farklılıktan dolayı meydana getirdiği değişimler nedeniyle meydana gelen oyulmadır.

ii) Farklı Taşınım Koşulları İçin Oyulma

Temiz Su Oyulması: Tabanda, oyulma bölgesi dışında taban hareketi olmaması halidir. Böylece oyulma bölgesi herhangi bir şekilde membadan katı madde ile beslenmez.

Hareketli Taban Oyulması: Hareketli taban oyulması dışında bütün akım alanının tabanında da hareket söz konusudur. Dikkat edilen oyulma bölgesi membadan gelen malzeme ile beslenmektedir.

Oyulma üzerinde etkili bir çok parametre belirlenmiştir. Bunlar, yaklaşım hızı, su derinliği, akım içine yerleştirilen engelin şekli, engelin büyüklüğü, akım atak açısı, süre, taban malzemesinin boyutu vb… olarak özetlenebilir.

3.2 Katı Madde dengesi

Akarsu ve deniz tabanındaki malzemeler, tanelerin boyutuna ve akım şartlarına bağlı olarak hemen her zaman harekete geçerler. Taban hareketi başladığında artık basit bir akışkan akımından bahsetmek mümkün değildir ve çift fazlı bir akım söz konusu olur. Bu tip akımların tabiatının oldukça karmaşık bir yapıya sahip olması incelenmelerini zorlaştırmaktadır. (Chadwik ve Morfett, 1986)

Eğer tedirgin edici (hidrodinamik) kuvvetler (sürükleme kuvveti, kaldırma kuvveti, katı tane yüzeyleri üzerindeki viskoz kuvvet) ağırlık ve kohezyon gibi stabilite kuvvetlerinden büyükse tabandaki tanenin dengesi bozulur. Etkili kuvvetler hız veya taban kayma gerilmesi gibi bilinen büyüklüklerle ifade edilmektedir. Bunlar da oldukça değişken yapıya sahiptirler. Bu nedenle hareketin başlangıcı aynı zamanda istatistiksel karakterdedir. (Yüksel vd., 1999)

Akarsu veya deniz tabanında bulunan bir tanenin harekete geçebilmesi için hidrodinamik kuvvetlerin bileşkesinin taneyi yerinde tutmaya çalışan kuvvetlerin bileşkesine eşit veya büyük olması gerekir. Bu duruma kritik durum adı verilmektedir. Taban ile akışkan arakesit düzleminde akışkan akımı tanelerin yüzeyinde kayma gerilmesi meydana getirir. Yapılan deneylerden kayma gerilmesi sıfırdan başlayarak artırıldığında belirli bir değerden itibaren tanelerin taban üzerinde harekete başladıkları gözlenmiştir. Bu değer, hareketin başlangıcı olarak adlandırılmaktadır. Tabanda kayma gerilmesi biraz daha artırıldığında ince tanelerin akıma karışarak askı halinde taşındıkları gözlenmektedir. (Yüksel, 2000)

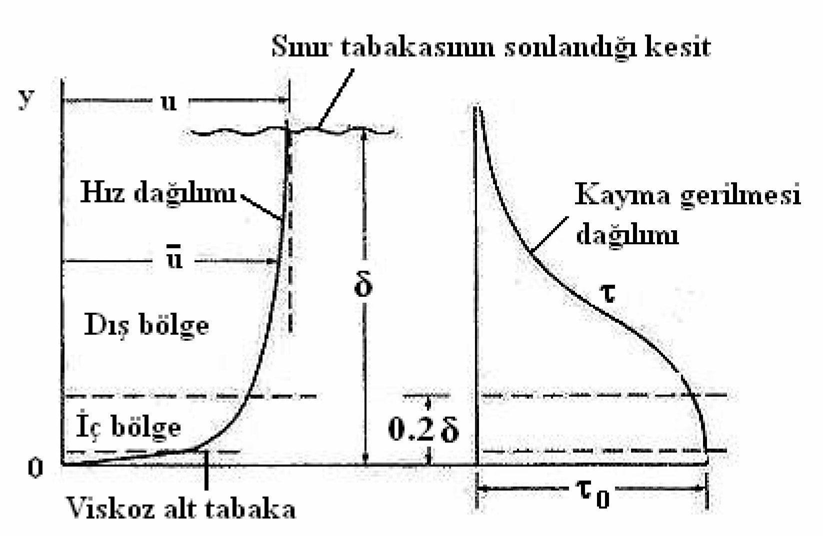
Diğer bir deyişle akarsuların tabanlarındaki tanelerin harekete başlaması taban kayma hızının veya gerilmesinin değeri kritik bir değeri aştığı zaman tanelerin yuvarlanması ve kayması veya her iki hareketi tabanla ilişkili olarak yapmasıyla olmaktadır. Taban kayma hızının artan değerlerinde taneler sıçramaya başlar ve bu hızın tane çökelme hızını yenmesiyle birlikte türbülans kuvvetlerinin batmış haldeki taneleri yerinde tutmaya çalışan kuvvetlerden (ağırlık, kohezyon vb…) daha büyük olması durumunda taneler yukarı doğru taşınırlar ve sonuçta askı haline geçerler. (Yüksel, 2000)

Özetlenirse tanelerin hareketi ikiye ayrılmaktadır (Yüksel, 2000);

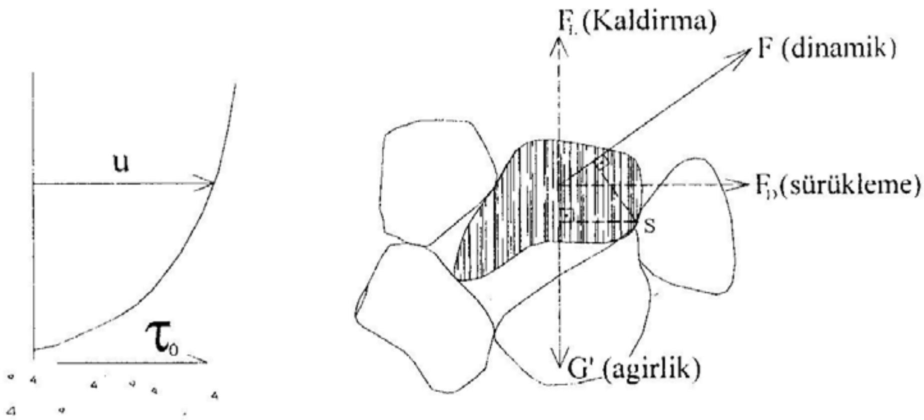
1. Sürüntü malzemesi hareketi: Taneler, yuvarlanma, kayma ve sıçrama gibi tabanla ilişkili hareketler yapmaktadırlar.

2. Askı malzemesi hareketi: Tanelerin hareketi akım içindedir ve çökelmeye karşı eğilimleri sürekli olarak difüzyon etkisi ve türbülans çevrileri tarafından karşılanmaktadır.

Şekil 3.1’de düzlem taban üzerinde türbülanslı bir sınır tabakasındaki hız ve kayma gerilmesi dağılımları görülmektedir. Şekil 3.2’de ise tabanda bulunan bir taneye etkiyen kuvvetler görülmektedir.



Şekil 3.1 Türbülanslı bir sınır tabakasındaki hız ve kayma gerilmesi dağılımları (Kay ve Nedderman, 1985)



Şekil 3.2 Taban hareketinde etkili olan kuvvetler (Yüksel, 2000)

Dinamik kuvvet F yani hidrodinamik direnç ve hidrodinamik kaldırma kuvveti, τ_0 taban kayma gerilmesi ve tanenin yüzey alanı (d^2) ile orantılıdır. Stabiliteyi sağlayan ağırlık kuvveti ise $(\rho_s - \rho_w)gd^3$ ile orantılıdır. Taneyi etkileyen kuvvetlerden, ağırlığın akım doğrultusuna dik bileşeni taneyi yerinde tutmaya, kaldırma kuvveti, sürükleme kuvveti ve ağırlığın akım doğrultusundaki bileşeni ise taneyi harekete geçirmeye çalışırlar. Bu kuvvetlerin S dönme noktasına göre momentleri alındığında aşağıdaki denklem elde edilmektedir (Yüksel, 2000);

$$\tau_0 \geq C(\rho_s - \rho_w)gd \tag{3.1}$$

Burada C faktörü taban yakınındaki akım şartlarına, tane şekline, tanenin diğer tanelere göre durumuna vs. bağlı olmaktadır. Taban yakınındaki akım şartları, tane Reynolds sayısına $(Re_* = u_* d/\nu)$ bağlı olarak değişen tane boyutunun viskoz alt tabaka kalınlığına oranıyla (d/δ) tariflenebilmektedir. Reynolds sayısı, tane boyutunun ve kayma hızının fonksiyonudur. O halde,

$$\psi_{kr} = \frac{\tau_{kr}}{(\rho_s - \rho)gd} = \frac{u_{*kr}^2}{\Delta gd} = f\left(\frac{u_{*kr} d}{\nu}\right) = f(Re_*) \tag{3.2}$$

dir. Bu ifadenin sol tarafı boyutsuz kayma gerilmesi veya tane Froude sayısı, sağ tarafı ise tane Reynolds sayısı olarak isimlendirilmektedir. (Yüksel, 2000)

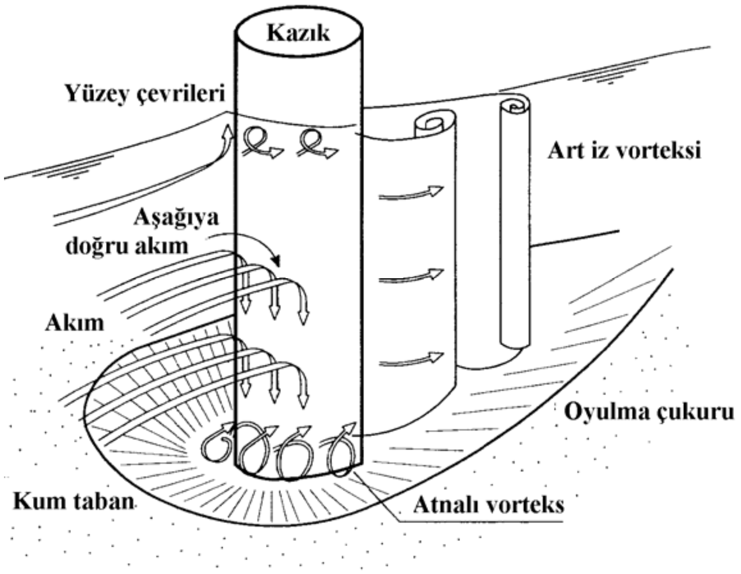
Taban Hareketinin Mekaniği (Yüksel, 2000)

Türbülanslı akım alanları genellikle eddylerden oluşmaktadır. Taban yakınındaki akım incelendiğinde tabanı örten alt tabakanın, taneler arasındaki durgun gölcüklerden oluştuğu veya taneler arasından yavaşça hareket eden bir akım söz konusu olduğu görülmektedir. Bu alt tabaka stabil değildir, çünkü türbülanslı bölgeden gelen eddyler (yüksek momentumlu) periyodik olarak alt tabakaya nüfus etmekte ve akışkanı (düşük momentumlu) gölcüklerden dışarı fışkırtmaktadırlar. Bu iki bölgedeki momentum farkı bir kayma kuvveti meydana getirmekte ve bu da daha fazla çevrinin oluşmasına neden olmaktadır. Taneler bu nedenden dolayı akışkan tarafından tesir ettirilen rastgele ani kuvvetlere maruz kalmaktadırlar. Bu kuvvet, tabandan daha fazla bir çıkıntı yapan taneyi yerinden oynattığında (yani $\tau_0 \geq \tau_{kr}$ olduğunda), komşu taneler üzerinde yuvarlanmasına neden olmaktadır. Taban kayma gerilmesi (τ_0) daha fazla arttığında ise üstte bulunan tanelerin altındaki taneler de harekete geçmektedirler. Bu taban hareketi tüm tabanı kaplamaya başladığında ise kuvvetlerin yapısı tek bir tanenin hareketine göre daha karmaşık bir yapıya bürünmektedir.

3.3 Kanal Akımlarının Kazıklar Etrafında Neden Olduğu Yerel Erozyon

Bir kanalda tek bir doğrultuya sahip olan akım, akım alanı içine düşey silindir bir engel yerleştirilmesiyle üç boyutlu hale gelmektedir. Böylece, silindir etrafında meydana gelen akım oldukça karmaşık bir hal almakta ve akımın hidrodinamik olarak tanımlanması oldukça zor bir hale gelmektedir. Kanalda belirli bir akım hızına ulaşılması durumunda silindire yakın taban malzemesi harekete geçer ve böylece oyulma başlamış olur. Harekete geçen malzeme, akımı takip edecek ve silindirin ön tarafından mansaba doğru taşınacaktır. Akım hızının artmasıyla daha fazla taban malzemesi harekete geçecek ve oyulma bölgesinin genişliği ve derinliği artacaktır. Bu sürecin sonunda ergeç, kanalda taşınıma neden olan kritik hıza yakın bir hız değerine karşılık gelen aşamada denge maksimum oyulma derinliğine ulaşılacaktır. Ancak, üniform olmayan taban malzemesi söz konusu olduğunda, büyük taneler daha az erozyona uğrarlar ve sonuçta oyulma çukurunda oyulmaya karşı bir tabaka meydana getirerek (zırh tabakası) oyulmanın durmasına neden olurlar. (Graf ve Istiarto, 2002)

Oyulma, silindirin hemen ucunda ya da yakınında başlamaktadır. Oyulma çukurunun boyutları bir oyuk oluşturacak şekilde büyümektedir. Oyulma çukurunun memba kısmı, bir koni şekline sahiptir ve silindir etrafındaki oyulma şevlerinin eğimleri yaklaşık olarak taban malzemesinin sakin konumdaki içsel sürtünme açısına eşittir. Harekete geçmiş olan taban malzemesi genellikle kazığın arka tarafına doğru taşınır ve burada yığılabilir ya da daha ileriye gidebilir. Maksimum oyulma derinliği, silindir bir engel için genellikle silindirin önünde meydana gelmektedir. Akım alanına yerleştirilen engelden dolayı akım çizgilerinin geometrilerinin değişmesi hız ve basınç alanının değişmesine sebep olur. Böylece engelin membasında atnalı vorteks sistemi denilen vorteksler şekillenirler. Atnalı vorteksler oyulmayı meydana getirerek gelişmesine neden olmaktadır. Atnalı vorteks sistemi silindirin tabanında oluşmaktadır. Bu vorteks sistemi, mansap doğrultusunda gücü azalarak yayılmakla birlikte yerel oyulma gelişiminde aktif rol oynamaktadır. Silindirin mansap bölgesinde ise art-iz vorteks sistemi olarak isimlendirilen ve bütün akım derinliği boyunca silindir arkasında şekillenen vorteks sistemi yapılanmaktadır. Türbülans şiddeti arttıkça erozyon ve katı madde taşınımı artmaktadır. (Graf ve Istiarto, 2002) Silindirik kazık çevresindeki akım gelişimi Şekil 3.3'de gösterilmiştir.



Şekil 3.3 Kazık çevresindeki akım modeli ve oyulma (Van Rijn, 1998)

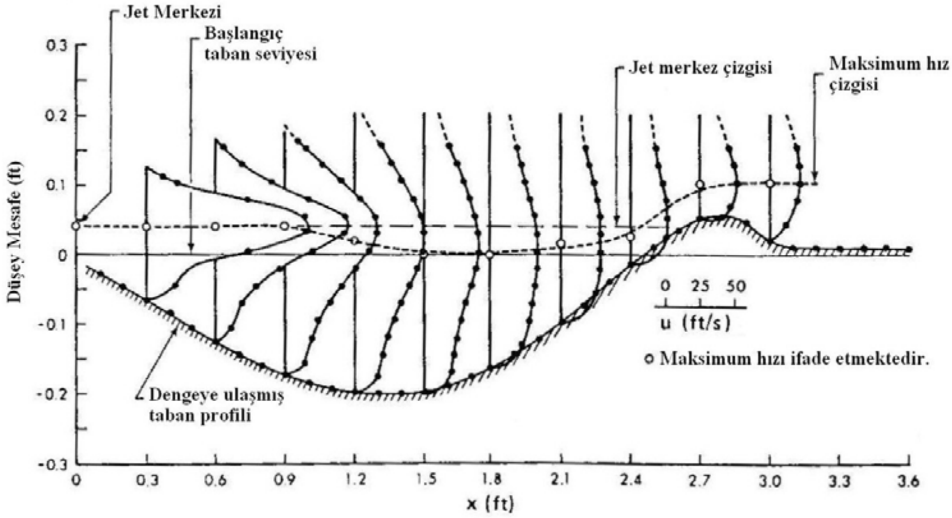
3.4 Jet Akımlarının Neden Olduğu Yerel Erozyon

Jet akımları, dolu savak ve kapak altı akımları kapakların mansabında, akarsularda ve limanlarda ciddi erozyon problemlerine neden olmaktadır. Jet akımları, yatay, düşey, iki ya da üç boyutlu, batık ya da serbest gibi çeşitli formlarda meydana gelmektedir. Genellikle türbülanslı bir yapıya sahiptirler ve türbülansın şiddeti arttıkça oyulma problemi daha büyük bir sorun haline gelmektedir.

İki veya üç boyutlu bir türbülans jeti dikkate alırsak jet, jet ağzından çıktığı andan itibaren oyulmanın muhtemel olduğu hareketli taban üzerinde katı madde hareketine neden olur. Sahip olduğu yüksek hızla kum tanelerini tabandan alır ve mansap doğrultusunda taşıyarak yığar. Oyulma çukurunun düşeydeki gelişimi yataydaki gelişime nazaran daha hızlı olmaktadır ve erozyona uğrayan toplam malzemenin büyük bir kısmı kısa sürede mansaba taşınmaktadır. (Karim vd., 2000)

Oyulma derinliği arttıkça, oyulmanın taban yakınındaki yerel hız azalmaktadır. Belli bir süre sonra, taban hızı azalmakta ve taban malzemesini hareket ettirecek kritik değerin altına düşmektedir. Bu noktada, oyulma bölgesinin artık dengede olduğu ve oyulma çukuru geometrisinin artık değişmeyeceği kabul edilir (Karim ve Ali, 2000).

Rajaratnam ve Berry (1977) hava jeti kullanarak yaptıkları çalışmada jetin, maksimum oyulmanın olduğu kesite kadar serbest jet gibi, bu kesitten itibaren kenarlara kadar zorlanmış çarpan jet gibi davrandığını gözlemişlerdir. Şekil 3.4'de Rajaratnam ve Berry'e ait hız profili görülmektedir.



Şekil 3.4 Denge durumundaki bir oyulma çukurunda üç boyutlu hava jetinin yarattığı hız dağılımı (Rajaratnam ve Berry, 1977)

Maksimum oyulmanın olduğu kesite kadar olan hız profilleri dikkate alındığında, u_m/U_0 aşağıdaki denklemle ifade edilebilir (Rajaratnam ve Berry, 1977);

$$u_m/U_0 = 6.67(y_0/x) \tag{3.3}$$

Burada, u_m, herhangi bir x uzaklığındaki hız profilindeki maksimum hız, y_0, jetin kalınlığı, U_0, ortalama jet hızını ifade etmektedir. Bu bölgede, düşeyde ve yataydaki hız profillerinin benzer olduğu görülmüş ve dikkate alınan veriler doğrultusunda aşağıdaki denklem tanımlanmıştır (Rajaratnam ve Berry, 1977);

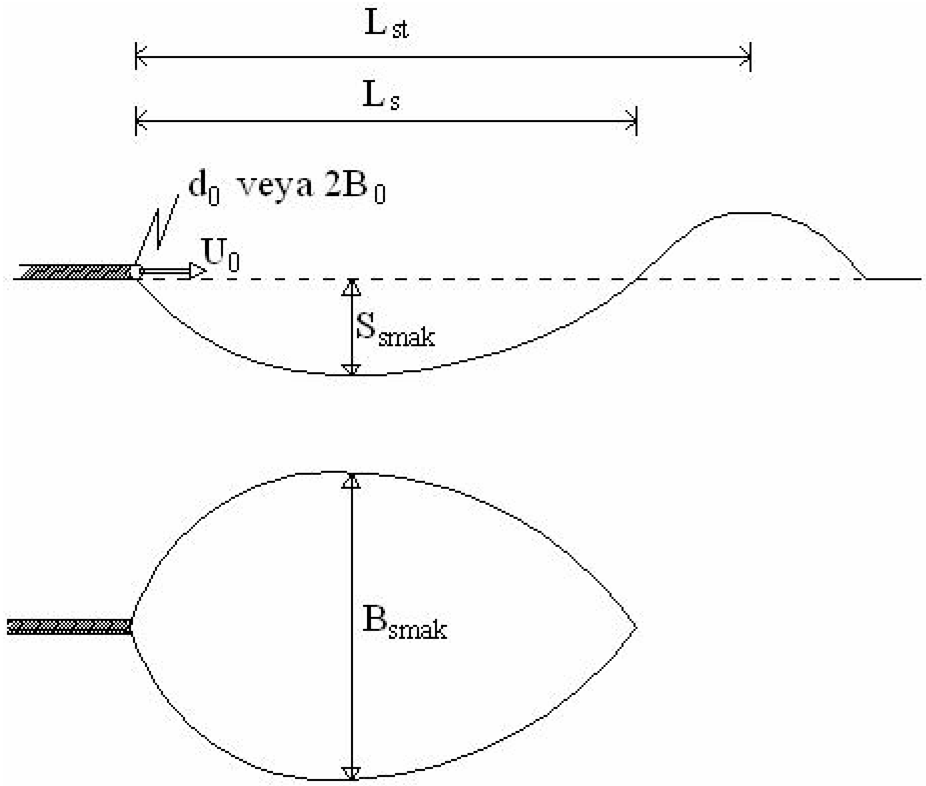
$$u/u_m = e^{-0.693(y/b)^2} \tag{3.4}$$

ve

$$b=0.097x \tag{3.5}$$

Burada, y, herhangi bir x uzaklığında jet ekseninden itibaren olan düşey mesafe, b, jet ekseninden itibaren hızın $u = u_m/2$ olduğu noktaya olan düşey mesafedir. (Karim ve Ali, 2000)

Laursen (1952) yaptığı çalışmada tamamıyla batık düzlemsel jetin ($2B_u$=7.6mm) neden olduğu oyulmayı araştırmıştır. Taban malzemesi olarak kum (d_{50}=0.27, 0.7 ve 1.6mm) kullanılmıştır. Oyulma derinliği logT ve U_0/W ile artmaktadır. Burada W, kumun çökelme hızıdır. Şekil 3.5'de batık dairesel bir jetin neden olduğu oyulma mekanizması görülmektedir.



Şekil 3.5 Batık dairesel bir jetin neden olduğu oyulma mekanizması (Breusers ve Raudkivi, 1991)

Burada, S_{smak} oyulma çukurundaki maksimum oyulma derinliğini, B_{smak} oyulma çukurunun maksimum genişliğini, L_s oyulma çukuru uzunluğunu ve L_{st} jet çıkışı ile yığılma bölgesindeki tepe noktası arasındaki yatay mesafeyi ifade etmektedir.

Vanoni (1975), Laursen (1952) ile Tarapore (1956)'nin yapmış olduğu çalışmaları incelemiştir. Elde edilen verilere göre oyulma uzunluğu, Whittaker (1984)'in bulduğu sonuçlarla benzeşmiştir. Whittaker (1984) L_{st}'nin üst limitini aşağıdaki şekilde ifade etmiştir;

$$\frac{L_{st}}{2B_u} = 35\left(\frac{U_0}{W}\right)^{0.57} U_0^{0.86}, \text{ (Sabitlerin birimi metredir.)} \tag{3.6}$$

Clarke (1962), yatay dairesel jet (d_0=2.4, 4.8 ve 14.3 mm) ile kum (d_{50}=0.82 ve 2.02 mm) tabanda meydana gelen oyulmayı araştırmış ve oyulma çukurunu benzer şekillerde bulmuştur;

$$\frac{B_{smak}}{L_s} = 0.57 \pm 0.03; \; \frac{S_{smak}}{L_s} = 0.15 \pm 0.01 \tag{3.7}$$

Oyulma uzunluğu L_s aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir;

$$\frac{L_s}{d_0} = 4.3\left(\frac{U_0}{\sqrt{gd_0}}\right)^{7/15}\left(\frac{U_0}{W}\right)^{1/5}\left(\frac{gT}{W}\right)^{1/15} \tag{3.8}$$

Altınbilek ve Basmacı (1973), Laursen (1952)'in deneylerini tekrar etmiş ve denge oyulma derinliği için aşağıdaki ifadeyi belirlemiştir;

$$\frac{S_{smak}}{2B_u} = (\tan\phi)^{0.5}\left(\frac{d}{2B_u}\right)^{0.25}\left(\frac{U_0}{\sqrt{\Delta gd}}\right)^{1.5} \tag{3.9}$$

Burada, ϕ taban malzemesinin sakin haldeki içsel sürtünme açısı ve $\Delta = (\rho_s - \rho)/\rho$ 'dir.

Deneyler, $2B_u$=6 ve 50mm, taban malzemesi kum (d=1.2 ve 6.5 mm) ve tüf (d=2.65 mm, ρ_s=1300 kg/m^3) için yapılmıştır. Hızlar, U_0=0.6 ve 4.3 m/s olarak seçilmiştir. Denge oyulma derinliğinin 90%'ı on dakika içinde oluşmuştur.

Rajaratnam ve Berry (1977), Clarke (1962)'ın deneylerini d_0=25mm çapına sahip dairesel hava ve su jeti kullanarak kum ve polistiren için tekrarlamışlardır. Deneylerinde, su jeti için kum (d=1.4mm) tabanda U_0=1.2-1.8 m/s ve hava jeti için polistiren (d=1.4mm, ρ=1041 kg/m^3) tabanda U_0=10-54 m/s jet hızları seçilmiştir. Denge oyulma derinliği, $2 < U_0 \big/ \sqrt{\Delta gd} < 14$ için aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir;

$$\frac{S_{smak}}{d_0} = 0.4\left\{\frac{U_0}{\sqrt{\Delta gd}} - 2\right\} \tag{3.10}$$

Uzunluğun derinliğe oranının ortalama değeri 5 ve genişliğin derinliğe oranının ortalama değeri 2'dir. Duvar jetinin maksimum oyulma derinliğine kadar sınırlanmamış jet gibi davrandığı belirlenmiştir. Hız dağılımı Gauss dağılımına uymaktadır ve $b_{1/2}$=0.097x'dir. Rajaratnam ve Berry (1977)

Batık yatay jetin neden olduğu oyulma çukurunun boyutlarının belirlenmesi için bir yaklaşım yapmak gerekmektedir. Bunun en kolay yolu ise oyulma çukuru uzunluğunu, U_m'in taban malzemesini hareket ettirecek U_c değerini aşmadığı durumdaki uzunluğa eşit kabul etmektir. Deneyler, oyulma çukuru uzunluğunun derinliğe oranının yaklaşık olarak sabit olduğunu göstermektedir. (Breusers ve Raudkivi, 1991) Y_s için aşağıdaki bağıntılar ifade edilmiştir (Breusers ve Raudkivi, 1991);

Dairesel jet; $$\frac{S_{smak}}{d_0} \sim \frac{U_0}{U_c} \sim \frac{U_0}{u_{*c}} \tag{3.11}$$

Düzlem jet; $$\frac{S_{smak}}{2B_u} \sim \left(\frac{U_0}{U_c}\right)^2 \sim \left(\frac{U_0}{u_{*c}}\right)^2 \tag{3.12}$$

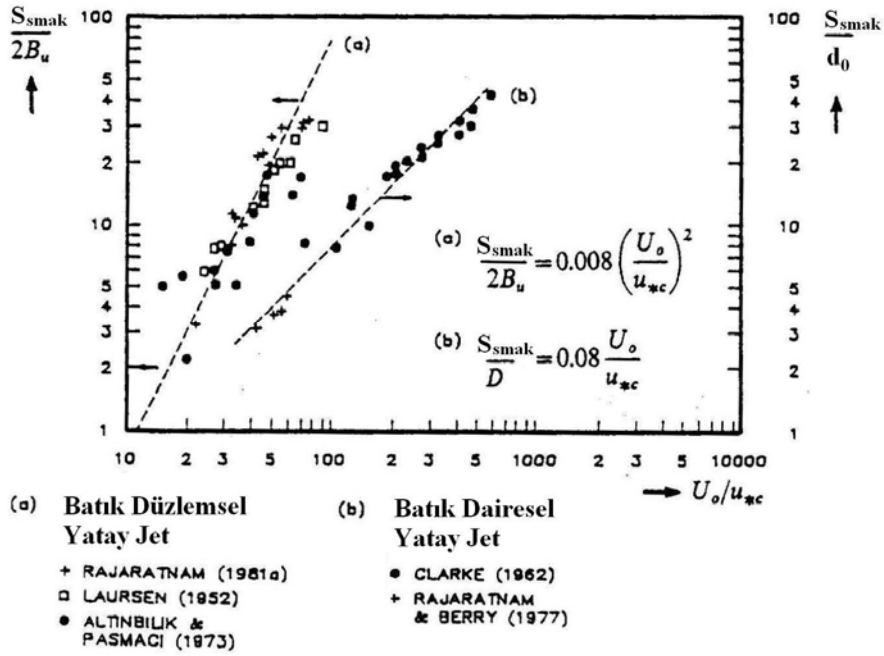
Burada, u_{*c} kullanılan taban malzemesi için kritik kayma hızını ifade etmektedir.

Şekil 3.6'da, yukarıdaki parametre grupları dikkate alınarak çizilen orijinal veriler gösterilmektedir. Deney sonuçları arasında bir ilişki kurmak için yukarıdaki boyutsuz sayılar kullanılmış ve aşağıdaki bağıntılar elde edilmiştir (Breusers ve Raudkivi, 1991);

Dairesel jet; $\frac{S_{smak}}{d_0} = 0.08\frac{U_0}{u_{*c}}$ (3.13)

Düzlem jet; $\frac{S_{smak}}{2B_u} = 0.008\left(\frac{U_0}{u_{*c}}\right)^2$ (3.14)

Bu ifadeler oyulma derinliğini belirlemek için kullanılabilmektedir. Oyulma uzunluğu, oyulma derinliğinin yaklaşık olarak 5 ile 7 katı civarında belirlenmektedir. (Breusers ve Raudkivi, 1991)



Şekil 3.6 Batık yatay jet için maksimum oyulma derinliği, a) Düzlemsel, b) Dairesel (Breusers ve Raudkivi, 1991)

3.5 Konu ile İlgili Çalışmalar

3.5.1 Kanal Akımı ile İlgili Çalışmalar

i. Kazık Etrafındaki Akımın Benzeşimi (K. H. M. Ali ve O. Karim, 2002)

Ali ve Karim (2002) yaptıkları çalışmada, üç boyutlu kanal akımında dairesel bir kazık etrafında oluşan üç boyutlu karmaşık akım yapısını FLUENT yazılımını kullanarak belirlemeye çalışmışlardır. Çözümler, düz tabanda ve farklı sürelerde oluşan yerel oyulma profilleri için elde edilmiştir. Sayısal sonuçlar, düşey silindir etrafındaki hız alanı ve kayma gerilmesi değişiminin belirlenmesinde ve oyulma çukurundaki değişimi zamana bağlı olarak veren bir ifade elde etmek için kullanılmıştır. Teorik bağıntılar çeşitli laboratuvar ve saha çalışmaları ile karşılaştırılarak değerlendirilmiştir.

İlk olarak, kazık etrafındaki akım davranışını görmek için FLUENT ile modelleme yapılmıştır. Bunun için üç boyutlu, 45×28×20 hücre sayısına sahip üniform olmayan bir ağ oluşturulmuştur. Çözüm ağı, yarım bir kanal ve yarım bir silindirden oluşmakla (simetri şartı) birlikte diğer yarı için simetri sınır şartı uygulanmıştır. Giriş sınır şartı membaya doğru kazıktan 3D uzaklığa ve çıkış sınır şartı art-iz'den uzak olacak şekilde mansaba doğru kazıktan 6D uzaklığa yerleştirilmiştir. Burada D kazık çapıdır. Giriş sınır şartında üniform akım hızı 0.067 m/s alınmıştır. Taban pürüzlülük faktörü FLUENT'de tanımlanan işlemler uygulanarak hesaplanmıştır. Modellemede, k-M ve RNG k-M olmak üzere iki farklı türbülans modeli uygulanmıştır.

İki türbülans modelinin (k-M ve RNG k-M) sonuçları karşılaştırıldığında hız alanlarının hemen hemen aynı olduğu görülmüştür. Elde edilen hız alanlarından silindirin arkasında bir ayrılma bölgesi olduğu belirlenmiştir. Sayısal modelde art-iz bölgesi, uzamsal hızın ana akım doğrultusuna ters yönde olduğu bölge olarak tanımlanmış ve bu bölgede bulunan hız alanları ile belirlenmiştir.

İkinci çözüm ağı ise Yanmaz (1994) tarafından ifade edilen taban eşyükseklik eğrileri dikkate alınarak T=0, 5, 60 ve 150 dakikalar için 60×15×12 hücre sayısına sahip olacak şekilde oluşturulmuştur. Yapılan çalışmada, taban eşyükseklik eğrileri genellikle kazık eksenine göre simetrik olduğundan silindir ekseninden geçen çizgi için simetri şartı dikkate alınarak akım alanının yarısı modellenmiştir. Giriş sınır şartı, kazığın membasından 12D uzaklıkta verilmiş ve üniform akım hızı 0.33 m/s seçilmiştir. Çıkış sınır şartı da aynı şekilde kazığın mansabından 12D uzaklığa yerleştirilmiştir. FLUENT V4.3 versiyonu serbest yüzeyi modelleyemediği için serbest yüzey sürtünmesiz cidar sınır şartı ile tanımlanmıştır.

Ali ve Karim (2002) kayma gerilmesi için çeşitli araştırmacıların ifadelerine de yer vermişlerdir. Bunlardan, Lim (1985) yaptığı çalışmada eğimli tabanda düzeltilmiş kritik kayma gerilmesini belirlemek için Brooks (1962) tarafından elde edilen formülü kullanmıştır:

$$\frac{\tau_{sk}}{\tau_k} = -A \pm \sqrt{A^2 + B} \tag{3.15}$$

Burada, τ_k düz tabandaki kritik kayma gerilmesini, τ_{sk} Brooks formülü kullanılarak düzeltilen kritik kayma gerilmesini, $A:(\sin\phi \sin\_)/\tan\theta$, $B:1-(\sin^2\phi/\sin^2\theta)$, ϕ taban profilinin şev açısını, _ şev düzleminde şev doğrultusu ile akım doğrultusu arasında ölçülen açıyı, θ taban malzemesinin sakin haldeki içsel sürtünme açısını (=33^o) ifade etmektedir. Ali ve Karim (2002), deneyde kullanılan taban malzemesine ait düz taban kritik kayma gerilmesini Shields Diyagramını (Vanoni, 1975) kullanarak $\tau_{kr} = 0,48\,\mathrm{N/m^2}$ olarak belirlemişlerdir.

Taşınan taban malzemesi miktarı, kazık simetri ekseni üzerinde FLUENT ile hesaplanan teorik toplam sınır kayma gerilmesi kullanılarak Van Rijn (1984)'ın verdiği denklemle hesaplanmıştır:

$$q_s = 0.1[(S-1)g]^{1/2} d^{3/2} D_*^{-0.3} T^{3/2} \tag{3.16}$$

Burada, S yoğunluğu, g yerçekimi ivmesini, D_* boyutsuz tane çapını $\left(D_* = [(S-1)g/\nu^2]^{1/3}\right)$, T boyutsuz taban kayma gerilmesi parametresini $(T = [\tau_0 - \tau_c/\tau_c])$ ifade etmektedir.

Bir boyutlu katı madde süreklilik denklemi ise aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir:

$$(1-p)\frac{\partial z}{\partial T} + \frac{\partial q_s}{\partial x} = 0 \tag{3.17}$$

Burada, p poroziteyi, z taban seviyesindek artışı, T oyulmanın başlangıcından itibaren dikkate alınan mesafeyi, x oyulma çukuru uzunluğunu ifade etmektedir.

Sonuçlar değerlendirildiğinde, kritik kayma gerilmesinin (τ_{kr}) kazık normalindeki oyulma çukuru uzunluğunun (x) bir fonksiyonu olduğu görülmüştür.

Modellemeden elde edilen sonuçlara göre özellikle kazık yakınında kritik kayma gerilmesinin aşıldığını belirlemişlerdir. Oyulma çukurunun şevlerinde taban malzemesi üzerinde akımın uyguladığı kayma kuvveti ve tanenin ağırlık kuvveti etkin olduğu için taban malzemesini harekete geçirecek kayma gerilmesi düz taban için gerekli kritik kayma gerilmesinden daha düşük bir değerdir. FLUENT'den elde edilen sonuçlara göre T=60 dakikada meydana gelen oyulma profili için şevdeki kritik kayma gerilmesi değerinin düz tabandaki kritik değerin yaklaşık 50%'si olduğu belirlenmiştir. Ayrıca yapılan simülasyonlar sonucunda oyulma derinliği arttıkça kazık etrafındaki maksimum taban kayma gerilmesinin azaldığı ve kazık önünde aşağıya doğru olan akımın arttığı ve denge durumunda sabit kaldığı belirlenmiştir.

Yanmaz (1994) tarafından verilen taban eşyükseklik eğrileri dikkate alınarak oyulma çukuru oluşturulmuş ve çukur dondurularak deneyler gerçekleştirilmiştir. Deney sonuçları incelendiğinde oyulma çukuru profilinin de Gauss dağılımı ve kosinüs profilleri çizilmiştir. Buna göre deneyde elde oyulma profilinin Gauss dağılımı ile daha iyi uyum sağladığı ifade edilmiştir. Verilen bir T süresi ve $\partial y/\partial x = 0$ için $x/D = -0.873$ ve maksimum oyulma derinliği (S_{mak}) denklemi aşağıdaki gibi elde edilmiştir;

$$\frac{S_{mak}}{h} = \frac{K}{Re}\left[1 - \mathrm{Exp}\left(-a_1 \frac{V_0 T}{h}\right)\right] \tag{3.18}$$

Burada, x, kazık ekseninden olan yatay mesafeyi, y başlangıç taban seviyesinden itibaren ölçülen düşey mesafeyi, h kanaldaki su derinliğini, $K = K_1 D_*^{1.2}$, $K_1 = 0.1\left[(\rho_s - 1)g\right]^{1/2} d^{3/2} D_*^{-0.3}$, $D_* = \left[(\rho_s - 1)g/\nu^2\right]^{1/3} \times d$, D_* boyutsuz tane çapını, ρ_s tanenin özgül kütlesini, d tane çapını, g yerçekimi ivmesini, ν akışkanın kinematik viskozitesini, $Re = V_0 D/\nu$, V_0 üniform akım hızını ve a_1:5.32×10^{-4} ifade etmektedir.

Birçok sınırlamaya rağmen FLUENT ile elde edilen sonuçların kazık etrafındaki akımın belirlenmesi açısından oldukça iyi olduğu belirlenmiştir. FLUENT ile elde edilen kayma gerilmesi değerleri kullanılarak temiz su oyulması (hareketsiz taban) için oyulma derinliğinin zamanla değişimi ifade edilmiştir:

$$\frac{S_{mak}}{h} = 0.8\left[1 - \mathrm{Exp}\left(-a_1 \frac{V_0 T}{h}\right)\right] \tag{3.19}$$

veya $a_1 V_0 T/h$ ’ın büyük değerleri için $S_{mak} \propto h$ ’dır.

Ali ve Karim’in (2002) FLUENT ile elde ettikleri sonuçlar mevcut deney sonuçları ile uyum göstermiştir. Fakat taban kayma gerilmesi sonuçlarında yeterli bir uyum görülmemiştir. FLUENT sonuçlarına genel anlamda bakıldığında, maksimum taban kayma gerilmesinin maksimum taban hızının meydana geldiği noktada oluştuğu görülmüştür. FLUENT sonuçlarına göre kayma gerilmesinin en yüksek değerinin oyulma çukuru şevinin kenarında ve en düşük değerinin maksimum oyulmanın meydana geldiği bölgede olduğu belirlenmiştir. Ayrıca Ali ve Karim (2002), taban kayma gerilmesinin akım girişimi ve taban malzemesi taşınımı için tek başına bir etken olmadığı, özellikle akımın engellenmesinin (kazığın jet akımını engellemesi gibi) söz konusu olduğu akımlarda türbülans şiddetinin oyulma gelişiminde önemli bir role sahip olduğunu ifade etmişlerdir.

ii. Bir Silindir Etrafında Meydana Gelen Oyulma Bölgesindeki Akım Alanı (W.H. Graf, I. Istiarto, 2001)

Graf ve Istiarto (2001) yaptıkları çalışmada, silindir etrafında meydana gelen, denge durumundaki bir yerel oyulma çukurunda oluşan akım alanını deneysel olarak araştırmışlardır. Akım alanındaki üç boyutlu anlık hız değerleri Acoustic Doppler Hız Profili Ölçer (Acoustic Doppler Velocity Profiler-ADVP) ile belirlenmiştir.

Deneylerde kullanılan taban malzemesi üniform kum ve d_{50}=2.1 mm ve silindirik kazık D=15 cm çapına sahiptir. Üniform bir akım oluşturulmuş ve (Q=0.2 m^3/s, V_0=0.45 m/s, h=18 cm) ve bu akım iki boyutlu $(B/h = 13.6)$, türbülanslı $(Re = 81000)$, nehir rejimli $(Fr = 0.34)$ olarak tanımlanmıştır. Kayma hızı, ölçülen hızdan ve kayma gerilmesi dağılımından $u_{*,0} = 2.65$ cm/s olarak elde edilmiştir. Hız ölçümleri dengedeki oyulma çukurunda (S_{mak}=25 cm) ve temiz su oyulması koşullarında gerçekleştirilmiştir. Ölçümlerde homojen türbülans kabulü yapılmıştır.

Silindirin membasındaki ölçümler, oyulma bölgesi ile birlikte yaklaşan akım alanını da kapsayan $-80 \le x(cm) \le -10$ aralığında gerçekleştirilmiştir. Burada x, kazık ekseninden itibaren olan yatay mesafedir. Silindirin membasındaki oyulma çukurunun şev açısı $\theta = 35^{o}$ olarak elde edilmiştir. Taban kayma gerilmesi üç farklı metot ile hesaplanmıştır. Bunlar,

1. Tabana belirli bir düşey mesafedeki (y≅4 mm) paralel hız (V_{par}) ve yaklaşan akımda ölçülen eddy viskozite değeri $\nu_t = 1.3 \times 10^{-5}$ m^2/s için,

$$\tau_{o,1} = \rho \nu_t \left(\frac{\partial V_{par}}{\partial n} \right) \tag{3.20}$$

dir. Bu çalışmada V_{par}, tabana y≅4 mm mesafedeki u ve v hız bileşenleri temel alınarak hesaplanan, tabana paralel hız olarak tanımlanmıştır.

2. Ölçülen kayma gerilmesi dağılımı dikkate alınarak, θ oyulma çukurundaki şev açısı olmak üzere,

$$\tau_{o,2} = \rho \left(\overline{u'v'} \right) |_{taban} \cos\theta \tag{3.21}$$

3. Hız dağılımına bağlı bir ilişki dikkate alınarak, C Chezy katsayısı (C=44 $m^{1/2}$/s) ve V_0 yerel derinliğe göre ortalaması alınmış akım hızı olmak üzere

4. $$\tau_{o,3} = \rho (u_*)^2 = \rho \left(V_0 \sqrt{\frac{g}{C^2}} \right)^2 = \rho (0.07 V_0)^2 \tag{3.22}$$

dir. Buna göre, yaklaşma bölgesinde (x≤-45 cm) üç denklem de benzer sonuçlar vermiş ve taban kayma gerilmesi $0.6 \le \tau_o (Pa) \le 1.0$ olarak belirlenmiştir. Oyulma bölgesinde (x≥-45 cm) ise sonuçlar birbirinden farklıdır.

Silindirin mansabındaki ölçümler $10 \le x(cm) \le 100$ arasında yapılmıştır. Silindirin mansabındaki oyulma çukuru şev açısı $\theta = 11^{o}$ olarak bulunmuştur. Kayma gerilmesi, oyulma çukuru bölgesinde $(10 \le x(cm) \le 80)$ üç denklem için de benzer sonuçlar vermiş ve $0 \le \tau_0(Pa) \le 0.5$ olarak elde edilmiştir.

Membada, silindir yakınında atnalı vorteksi olarak bilinen güçlü vorteks sistemi yapılanmıştır. Bu vorteks sistemi silindirin ayağında oluşmaktadır. Daha zayıf olan diğer bir vorteksin ise oyulma çukuruna doğru taban eğiminde meydana gelen değişimden dolayı oluştuğu düşünülmektedir.

Silindirin mansabında, silindire yakın bölgede su yüzeyine doğru ters dönüş akımı oluşmaktadır (art-iz vorteks sistemi). Bu, daha çok silindirden hemen sonra göze çarpmaktadır, fakat hız dağılımı mansabın ilerisine doğru tedrici olarak değişerek logaritmik profile uymaktadır. Bu bölgedeki vorteksler ise daha zayıftır.

Oyulma çukuru boyunca taban kayma gerilmesi dağılımının yaklaşan akımdaki değeri ile karşılaştırıldığında belirgin bir şekilde azaldığı görülmüştür. Taban kayma gerilmesinin oyulma çukurunun membasında ve mansabında ters işaretlere sahip olduğu belirlenmiştir. Taban kayma gerilmesi ölçümlerinden elde edilen sonuçların kritik değerden daima küçük olduğu görülmüştür.

Bu çalışmada, türbülans şiddeti dağılımı da değerlendirilmiştir. Türbülans kinetik enerjisinin membada silindirin topuk kısmında ve mansapta silindirin arkasındaki art-iz bölgesinde çok güçlü olduğu görülmüştür. Burada, türbülans kinetik enerjisi, $k = \frac{1}{2}\left(\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}\right)$ ile ifade edilmiştir.

iii. Oyulma Meydana Gelen Köprü Ayakları Etrafında Acoustic Doppler Hız Ölçer (ADV) Kullanılarak Akım Ölçümü (Md. A. Sarker, 1998)

Sarker (1998) yaptığı çalışmada, akım ve dalga etkisinde düşey silindir etrafında meydana gelen yerel erozyon bölgesindeki akım karakteristiklerini Acoustic Doppler Hız Ölçer kullanarak araştırmıştır.

Deneylerde, ortalama çapı d_{50}=0.80 mm, yoğunluğu d=2.64 ve standart sapması σ_g=1.2 olan kohezyonsuz taban malzemesi kullanılmış ve silindirik kazık çapları 33 mm, 60 mm ve 89 mm olarak seçilmiştir. Sarker (1998) çalışmasında iki tip ADV prob (3-D aşağıya bakan prob ve 3-D yana bakan prob) kullanmış ve hız aralığını ±250 cm/s seçmiştir.

Bu çalışma, laboratuarda kararlı akım ve temiz su koşullarında gerçekleştirilmiş ve hız dağılımları düşey kazığın ekseni boyunca ölçülmüştür. Üniform yaklaşan akım derinlikleri, sadece akıntı için h=200, 250 ve 300 mm ve akıntı-dalga etkisi birlikte iken h=200 ve 300 mm olarak dikkate alınmıştır. Yaklaşan akım hızı 0.10-0.24 m/s arasında değişmektedir. Toplam debi sürekli sabit tutulmuştur. Kazığın memba ve mansap kısımlarında üç boyutlu hız profilleri farklı aralıklarda ve su derinliklerinde kaydedilmiştir.

Sarker (1998) deney sonuçlarını, kazık membasındaki ve mansabındaki akım olarak iki farklı bölümde irdelemiştir. Buna göre;

1. Kazık Membasındaki Akım; Sadece akıntı koşulları için kazık nedeniyle akımda meydana gelen rahatsızlık, boyuna akım hızında kazıktan itibaren membada 6D ve akıntı-dalga koşullarında 5.5D mesafede başlamaktadır. Sadece akıntı koşullarında taban seviyesinin üstünde ters akım meydana gelmezken, akıntı-dalga koşullarında kazık çevresinde taban yakınında bir miktar ters akıntı oluştuğu gözlenmiştir.

   Düşey akım alanında, sadece akıntı için aşağı doğru akım gözlenmiştir, akıntı-dalga koşullarında ise aşağı doğru akıma ilaveten yukarı doğru akım da söz konusu olmuştur. Yüksek hızlar kazık etrafında belirlenirken maksimum hız değeri taban yakınında gözlenmiştir. Kazık etkisiyle meydana gelen düşey akım, sadece akıntı varken 5.5D, akıntı-dalga biraradayken 3.5D mesafeye kadar gözlenmiştir. Aşağı doğru meydana gelen akım hızının maksimum değeri başlangıç taban seviyesinin altında bulunmuştur.

2. Kazık Mansabındaki Akım; Sadece akıntı koşulları için kazık nedeniyle akımda meydana gelen rahatsızlık, boyuna akım hızında kazıktan itibaren mansapta 6.5D ve akıntı-dalga koşullarında 10.5D mesafeye kadar gözlenmiştir. Maksimum ters akım hızı, sadece akıntı koşullarında $0.35V_0$ ve akıntı-dalga biraradayken $0.36V_0$ olarak bulunmuştur.

   Düşey akım bütün akım koşullarında ve bütün akım kombinasyonlarında yukarı doğru yönelmiştir. Maksimum yukarı doğru akım hızının taban yakınında meydana geldiği belirlenmiştir. Maksimum yukarı doğru akım, sadece akıntı için kazık yakınında $0.66V_0$ ve akıntı-dalga için $0.4V_0$ civarında bulunmuştur. Meydana gelen düşey akım, sadece akıntı söz konusu iken 6.5D, akıntı-dalga koşullarında 7.5D mesafeye kadar gözlenmiştir.

3.5.2 Jet Akımı İle İlgili Çalışmalar

i. Türbülanslı Su Jetinin Neden Olduğu Oyulmada Meydana Gelen Akım Karakteristiklerinin Belirlenmesi (O.A. Karim, K.H.M. Ali, 2000)

Karim ve Ali (2000) yaptıkları çalışmada FLUENT yazılımının, rijit yatay ve oyulmuş bir kanal tabanı üzerindeki türbülanslı su jeti ile oluşan akım alanını modellemedeki düzeyini araştırmışlardır. Çalışmada iki tip batık jet seçilmiştir; a) Derin batık jet: Burada $h >> y_0$'dır. h su derinliğini ve y_0 jet kalınlığını ifade etmektedir. b) Minumum su seviyesinde batık jet: Burada $h \approx y_0$'dır. h yaklaşık olarak jet kalınlığına eşittir. Simülasyonlarda temiz su oyulması dikkate alınmıştır. Çözümler, düz tabanda ve farklı sürelerde meydana gelmiş yerel oyulma profilleri için elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar çeşitli laboratuar araştırmaları ile karşılaştırılarak değerlendirilmiştir.

Çözüm aşamasında üç farklı türbülans kapama modeli seçilmiştir. Bunlar, Standart k-M modeli, Reynolds Gerilme modeli ve ReNormalization Grup k-M modelidir. Ayrıklaştırma şeması olarak Güç Kanunu seçeneği seçilmiş ve normalleştirilmiş rezidü değerinin 10^{-3} mertebesinde olduğunda yakınsamanın yeterli olduğu kabul edilmiştir. Modellemede iki boyutlu çözüm ağı kullanılmıştır. Geometriyi oluşturmak için PreBFC V4 versiyonu kullanılmış ve dört farklı hücre sayısına sahip yapılandırılmış ağlar oluşturulmuştur. Farklı hücre sayılarına sahip her bir ağ için elde edilen sonuçlar incelendiğinde, sayısal çözümün hücre sayısından bağımsız olduğu görülmüştür. Bu nedenle değerlendirmeler, minimum maliyeti sağlayacak olan (71×11) hücre sayısına sahip ağın sonuçları kullanılarak yapılmıştır.

Elde edilen sonuçların değerlendirilmesi Wu ve Rajaratnam (1995) ile Ali ve Lim'in (1986) deney sonuçları dikkate alınarak üç farklı durum için yapılmıştır;

a) Düz taban-derin batıklık (Wu ve Rajaratnam, 1995)

Wu ve Rajaratnam (1995)'ın yaptığı deneyler Çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1 Wu ve Rajaratnam'ın (1995) deneysel verileri

Deney	h (m)	U_0 (m/s)	Fr $\left(Fr = U_0 / \sqrt{g y_0}\right)$
1	0.44	1.72	5.48
2	0.53	2.86	7.46

3	0.46	2.86	7.46
4	0.39	2.86	7.46

b) Düz taban-sığ batıklık (Ali ve Lim, 1986), T =0). Burada T, oyulmanın başlangıç anını ifade etmektedir.

c) Oyulmuş taban, sığ batıklık (Ali ve Lim, 1986), T = 15, 90, 400 dak). Burada zaman, boyutsuz bir sayı olan $U_0 T/y_0$ ile ifade edilmektedir ve sırası ile 9.71×10^3, 5.82×10^4, 2.59×10^5 değerlerine karşılık gelmektedir.

Çalışmada Ali ve Lim (1986), dikkate alınan taban hızı ölçümlerini oyulma çukurunda tabandan y=0.8 cm yukarıda yapmıştır. Taban kayma gerilmesi, taban hızı dikkate alınarak Melville ve Raudkivi (1977)'nin geliştirdiği yöntem ile hesaplanmıştır;

$$\tau_b = \rho f u_b^2 / 8 \tag{3.23}$$

Burada, τ_b taban yakınındaki kayma gerilmesi, ρ akışkanın özgül kütlesi, u_b taban yakınındaki hız ve f sürtünme faktörüdür. Sürtünme faktörü Colebrook-White denkleminden elde edilmiştir,

$$\frac{1}{f^{1/2}} = -2\log\left(\frac{d}{14.83h} + \frac{2.52}{f^{1/2}R_H}\right) \tag{3.24}$$

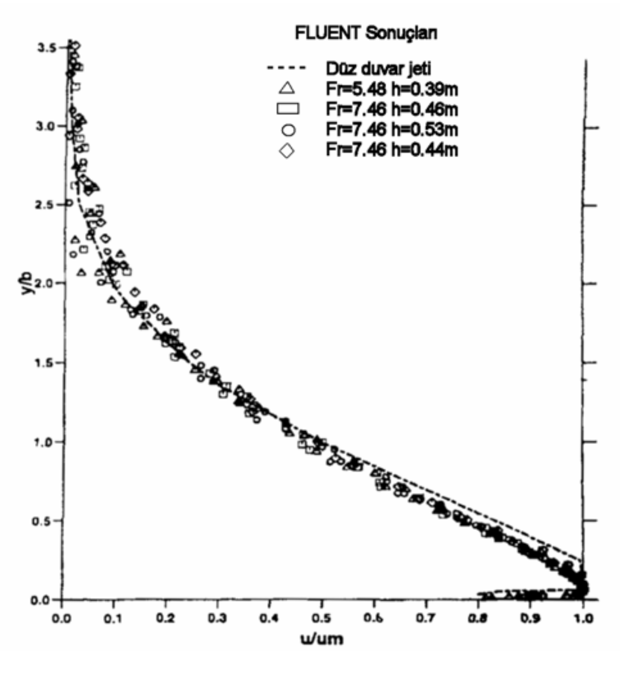
Burada, d, taban malzemesinin çapı, h, su yüksekliği ve $R_H = u_b h/\nu$ 'dir.

Yapılan deneylerden ve FLUENT simülasyonlarından elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında Standart k-M ve RNG k-M modelleri arasında dikkate değer bir fark olmadığı, fakat RNG modelinin sonuca diğerlerinden daha hızlı yaklaştığı görülmüştür. RSM modeli ile yapılan çözümde ise maksimum oyulma için mansap bölgesi hariç uygun sonuçlar alınmıştır.

Düz taban-sığ batıklık için hız ve taban kayma gerilmesi sonuçları karşılaştırıldığında yeterli bir uyum olduğu görülmüştür. Rijit düz tabana ait deneysel veriler ve FLUENT'in verileri dikkate alınarak eş hız çizgileri çizilmiş ve akımın jet merkezinde oldukça simetrik görünüme sahip olduğu belirlenmiştir.

Oyulmuş taban-sığ batıklık için sayısal sonuçların deneysel sonuçlar ile yeterli bir uyuma sahip olduğu görülmüştür. Ayrıca, farklı süreler için hız değerlerine bakıldığında, oyulma çukurunda taban hızının çok kısa sürede azaldığı belirlenmiştir. Bu, o bölgede meydana gelen ani bir kesit genişlemesi nedeniyle jetin ortalama hızının azalması ile açıklanabilmektedir. Maksimum oyulma noktasından itibaren akım alanı küçülmekte ve bu da akım hızında tekrar bir artışa neden olmaktadır. Ayrıca, maksimum oyulma bölgesinde negatif hızların meydana geldiği görülmüştür. Bu değerler Ali ve Lim (1986) tarafından yapılan deney verileri ile karşılaştırılmış ve uyum sağladıkları belirlenmiştir.

Düz taban-derin batıklık için Wu ve Rajaratnam (1995)'ın deney sonuçları ve FLUENT'den elde edilen sonuçlar Şekil 3.7'de gösterilmektedir. Jet çıkışına çok yakın ve çok uzak bölgeler hariç deneysel ve sayısal sonuçlar birbirleriyle uyum göstermektedir.



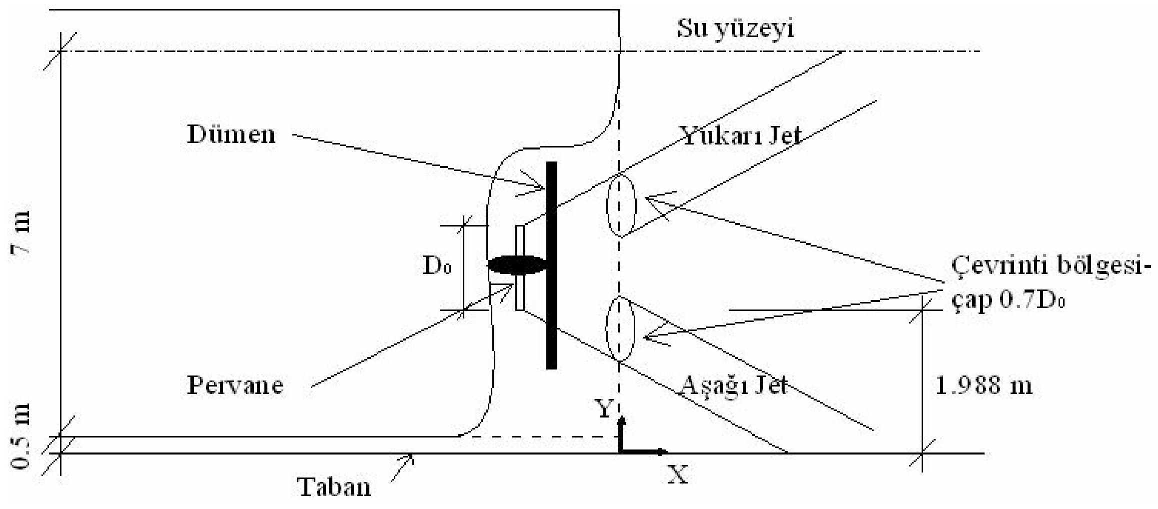
Şekil 3.7 Wu ve Rajaratnam'ın (1995) deneyleri için FLUENT ile elde edilen boyutsuz boyuna hız dağılımı (Karim ve Ali, 2000)

Şekil 3.7'de, u_m maksimum hızı, u belirli bir noktadaki hızı, y jet ekseninden itibaren olan mesafeyi, b jet ekseninden itibaren hızın maksimum hızın yarısına eşit olduğu nokta arasındaki düşey mesafeyi ifade etmektedir.

Çalışmaya genel olarak bakıldığında, FLUENT ile yapılan çözümler sonucunda düz taban ve oyulmuş tabana ait iki boyutlu hız dağılımı ve taban kayma gerilmesi belirlenmiştir. Ayrıca, FLUENT'in temel türbülans denklemlerinin ve kapama modellerinin akım alanına ait çözümlemeleri gerçekleştirdiği ve içerdiği ağ programlarının probleme ait geometriyi oluştururken yeterli esnekliğe sahip olduğu görülmüştür. Modelleme ile elde edilen sonuçlar ile deney sonuçları karşılaştırıldığında oldukça iyi uyum sağladıkları belirlenmiştir. Sınır bölgelerinde Standart k-M model ve RNG k-M modellerinin RSM'den daha iyi sonuçlar verdiği görülmüştür.

ii. Gemi Etkisiyle Meydana Gelen Akımın ve Erozyonun Üç Boyutlu Modellemesi (B. Dargahi, 2002)

Dargahi (2002), FLUENT yazılımını kullanarak yaptığı çalışmada pervane jet akımını ve jetin bir kanal tabanında neden olduğu erozyon miktarını araştırmıştır. Dargahi (2002) Şekil 3.8'de gösterildiği gibi, pervane akımının aşağıya ve yukarı doğru iki jet akımından meydana geldiğini ifade etmiştir. Aşağı doğru olan jet akımının türbülans karakteristikleri düz bir cidar üzerindeki sınır tabakası akımına benzerlik göstermektedir. FLUENT yazılımı ile yapılan hesaplamalarda aşağı doğru olan jet akımına ait hız profilleri dikkate alınmıştır. Dargahi (2002), prototip koşullarında tabana ulaşan jet hızının gemi gücüne bağlı olarak 15 m/s'yi bulduğunu ifade etmiştir.



Şekil 3.8 Gemi dümeni arkasında mevcut olduğu kabul edilen iki jet akımının şematik gösterimi (Dargahi, 2002)

Dargahi (2002), başlangıç jet hızı için aşağıdaki denklemin kullanılabileceğini ifade etmiştir;

$$U_0 = \sqrt{K_{T_0}}\sqrt{\frac{8n^2D_0^2}{\pi}} \approx 1.6nD_0\sqrt{K_{T_0}} \tag{3.25}$$

Burada, K_{T_0} dümen katsayısı, n devir sayısı ve D_0 pervane çapını ifade etmektedir.

Erozyon miktarı iki boyutlu katı madde süreklilik (debi) denklemi ile hesaplanmıştır. Gerçeğe daha uygun sonuçlar elde etmek için İsveç'de bulunan Södertalje Kanalı dikkate alınmış ve akım alanı üç boyutlu olarak modellenmiştir. Dargahi (2002) çalışmasında sıkışmayan akışkan için $k-\varepsilon$ ve $k-\varepsilon$ RNG modellerini kullanmıştır. Deneylerde, jet karakteristiklerinin bir fonksiyonu olarak dikkate alınan Reynolds Sayısı $Re = 7.5\times10^7$'dir. Ayrıklaştırma şeması olarak FLUENT'te mevcut olan QUICK ve SIMPLEC şemaları kullanılmıştır. Çözüm ağı, $81\times62\times39$ ve $81\times124\times50$ hücre sayısına sahip ağlardır. Cidara yakın bölgede taban yakınındaki Reynolds sayısı, y^+ $\left(= u_* y/\nu\right)$, $20<y^+<100$ arasındadır. Başlangıç jet hızı 10 m/s alınmıştır. Kanalda meydana gelen katı madde taşınımı, pervane jetinden kaynaklanan yerel erozyon ve kanaldaki ana akım nedeniyle oluşan genel taşınımdan meydana gelmektedir. Pervane mansabındaki hız alanının neden olduğu katı madde taşınımını hesaplamak için iki boyutlu katı madde süreklilik denklemi kullanılmıştır. Sürüntü malzemesi taşınımı için süreklilik denklemi aşağıda şekilde ifade edilmiştir:

$$\frac{\partial Y_b}{\partial t} + \frac{1}{1-\chi}\left(\frac{\partial q_{sx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{sz}}{\partial z}\right) = 0 \tag{3.26}$$

Burada, Y_b taban seviyesindeki değişimi, t süreyi, q_{sx} ve q_{sz} birim genişlikte taşınan sürüntü maddesinin x ve z yönlerindeki bileşenlerini ifade etmektedir. q_{sx} ve q_{sz}, sırasıyla x ve z yönlerindeki akım hızlarının neden olduğu taşınımlardır. Ortalama sürüntü malzemesi taşınımı (q_s), Kalinske (1947), Meyer-Peter-Müller (1948) ve van Rijn (1984c)'ın vermiş olduğu ifadeler kullanılarak hesaplanmıştır. Ortalama değerler, üç denklemin ortalamaları alınarak elde edilmiştir. Kanalda taşınan sürüntü katı madde miktarı van Rijn'ın (1984c) vermiş olduğu aşağıdaki ifade ile hesaplanmıştır;

$$\frac{q_s}{Vh} = 0.005\left(\frac{V - V_{kr}}{gd_{50}(\Delta - 1)^{0.5}}\right)^{2.5}\left(\frac{d_{50}}{h}\right)^{1/2} \tag{3.27}$$

Burada, $\Delta = (\rho_s/\rho) - 1$ ve V_{kr} taban malzemesini harekete geçirecek kritik hızı ifade etmektedir.

Elde edilen sonuçların karşılaştırılması için cidar kayma gerilmesi (τ_0), Przedwojski vd. (1995)'nin vermiş olduğu denklem ile de hesaplanmıştır.

$$\tau_0 = c\rho(u_b + 3\sigma_u)^2 \tag{3.28}$$

Burada, c bir katsayıyı, u_b taban hızını ve σ_u satandart sapmayı ifade etmektedir. Katsayı için c=0.08 değeri önerilmektedir. Standart sapma değerleri için, X_n=6-8 için $\sigma_u = 0.1u_b$ ve daha uzak mesafeler için $\sigma_u \leq 0.3u_b$ önerilmektedir.

Dargahi (2002), elde ettiği sonuçlara göre pervane akımının simülasyonu için üç boyutlu sayısal modellerin kullanılabileceğini belirlemiştir. Aşağıya doğru olan pervane akımına ait hız dağılımının logaritmik olduğunu ifade etmiştir.

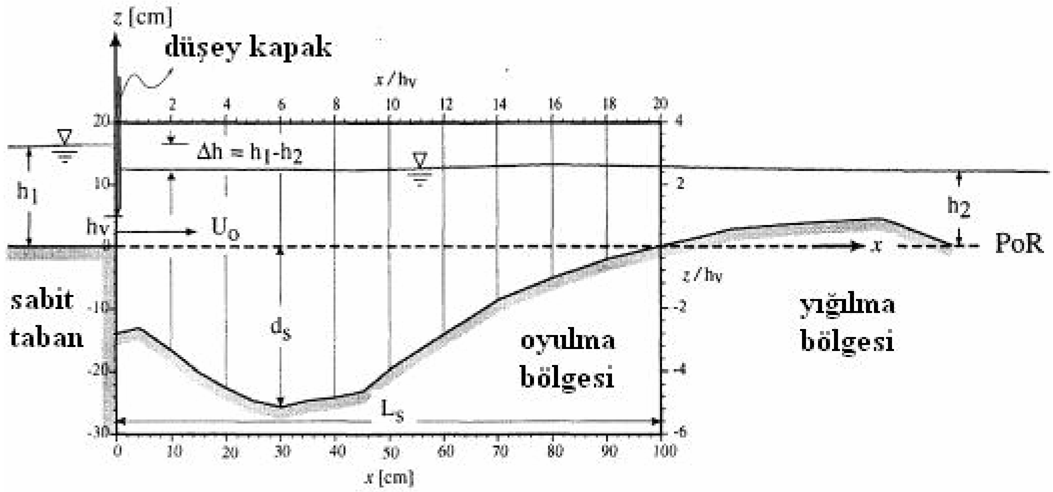
Dargahi (2002), maksimum hızı taban yakınında belirlemiş ve jet çıkış hızının 0.7 katı alınabileceğini göstermiştir. Taban kayma gerilmesinin karakteristik hızın karesinin 0.015 ile çarpılarak elde edilebileceğini belirtmiştir. Karakteristik hız olarak, başlangıç jet hızının 0.05 katı veya y^+=60 olduğu noktadaki hız değerinin alınabileceğini ifade etmiştir.

Üç boyutlu akım modelinin uygulaması, katı madde süreklilik denkleminin taban yakınındaki hız profilleri ile boyuna ve enine hız vektörleri kullanılarak sayısal olarak da çözülmesiyle geliştirilmiştir. Dargahi (2002), bu yöntem ile pervane jetinin neden olduğu oyulma çukurunun hesaplanabileceğini ifade etmiştir. Ayrıca Dargahi (2002), sayısal sonuçlardan elde edilen değerlerin saha çalışmalarıyla karşılaştırıldığında uyum sağladığını belirtmiştir.

iii. Oyulmaya Neden Olan Jet Akımının Karakteristikleri (Kurniawan, A., Altınakar, M.S., Graf, W.H., 2003)

Kurniawan vd. (2003) yaptıkları çalışmada, düzlemsel batık bir jet akımı nedeniyle oluşan bir oyulma çukurunda meydana gelen hız, türbülans ve Reynolds gerilme bileşenlerini deneysel olarak araştırmışlardır. Deneylerde temiz su oyulması dikkate alınmış ve ölçümler, oyulma çukuru dengeye ulaştıktan sonra Acoustic Doppler Hızölçer (ADV, yana bakan prob) ile yapılmıştır.

Ölçümler, Şekil 3.9'da görüldüğü üzere, 5<x(cm)<100 arasında belirlenen noktalarda ve düşeyde 1'er cm aralıklarla yapılmıştır. Burada, x jet çıkışından itibaren yatay mesafedir. Çizelge 3.2'de ise deneylerde dikkate alınan hidrolik veriler sunulmuştur.



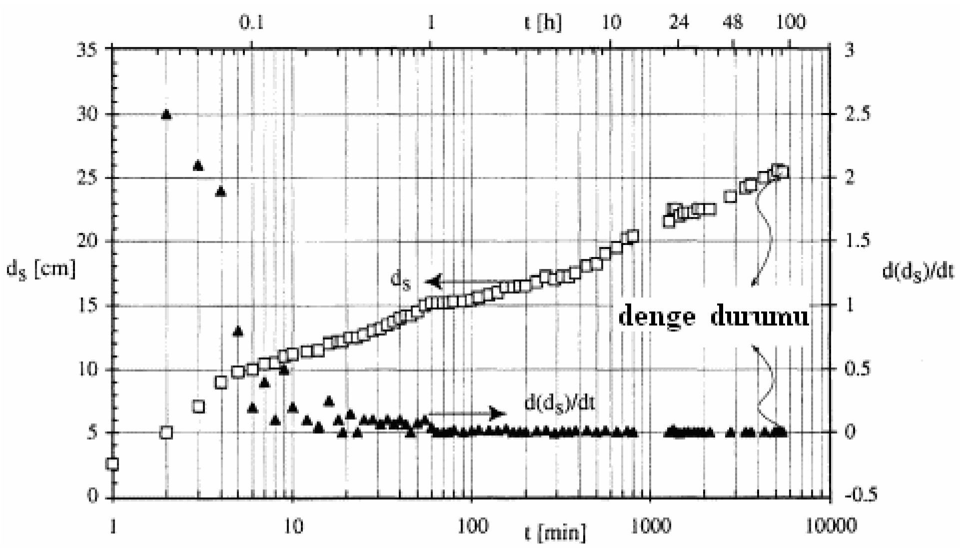
Şekil 3.9 Deney alanının şematik gösterimi (Kurniawan vd., 2003)

Çizelge 3.2 Hidrolik veriler (Kurniawan vd., 2003)

Q (m^3/s)	h_v (cm)	U_0 (m/s)	Fr_0 (-)	h_1 (cm)	h_2 (cm)	d_{50} (mm)	Fr_d (-)	d_s (cm)	L_s (cm)
0.015	5.0	0.875	1.25	16.2	12.1	2.0	4.9	25.5	100

Burada, U_0 $\left(U_0 = \sqrt{2g\Delta h}\right)$ başlangıç jet hızı, Fr_0 $\left(Fr_0 = U_0 / \sqrt{gh_v}\right)$ jet çıkışındaki Froude sayısı ve Fr_d $\left(Fr_d = U_0 / \sqrt{g(\Delta\rho/\rho)d_{50}}\right)$ ile ifade edilmektedir.

Şekil 3.10'da zamana bağlı olarak oyulma çukurunun gelişimi görülmektedir. Oyulma çukurunda denge konumuna 91.8 saat sonra ulaşılmıştır. Denge oyulma çukurunun uzunluğu L_s=100 cm ve maksimum derinliği d_s=25.5 cm'dir. Maksimum oyulma derinliğinin %80'i, denge oyulma derinliği için gerekli toplam sürenin %13'ünde meydana gelmektedir.

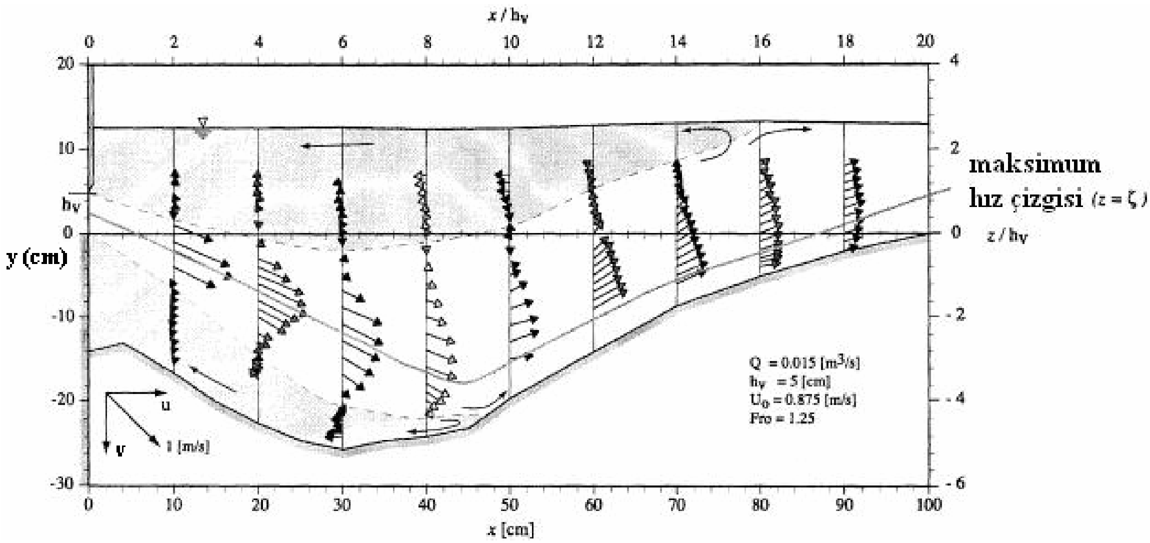


Şekil 3.10 Oyulma derinliğinin ve oyulma oranının gelişimi (Kurniawan vd., 2003)

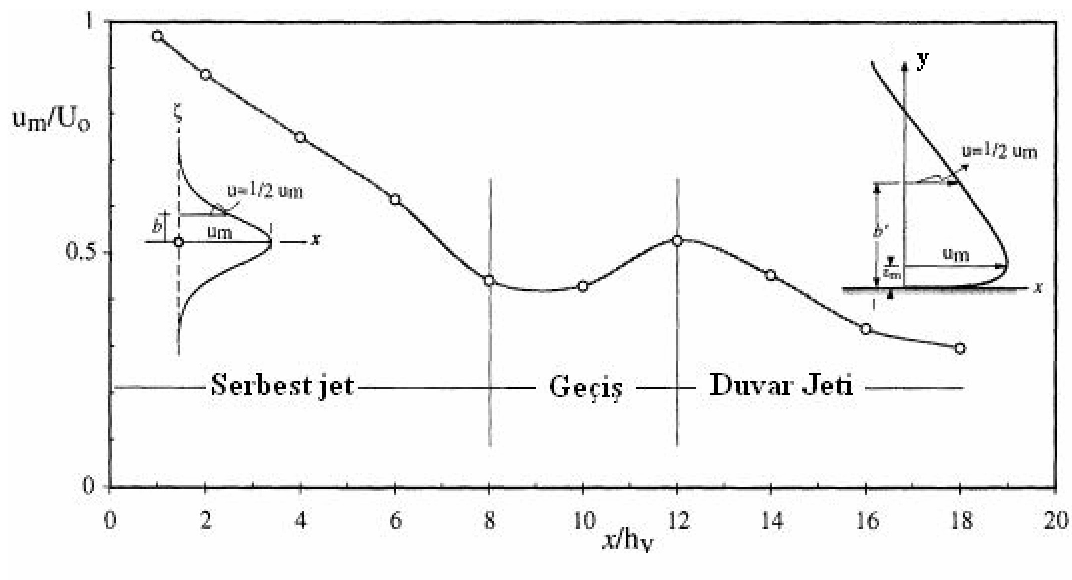
Deneyler sonucunda elde edilen maksimum oyulma derinliği ve uzunluğu, Eggenberger ve Muller (1944) ve Ali ve Lim (1986)'in verdiği formüllerden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Buna göre, deneysel maksimum oyulma derinliği formülden elde edilen değerin iki katı olarak bulunmuştur. Kurniawan vd. (2003), elde edilen daha büyük oyulma derinliği ve daha küçük oyulma uzunluğunun eğimli jet akımı nedeniyle meydana geldiğini ifade etmişlerdir.

Deneyin başlangıç aşamasında jet yatay konumdadır. Oyulma çukuru geliştikçe eğik jet halini almakta ve denge konumuna ulaşıldığında yatayla 25^o'lik bir açı yapmaktadır. Şekil 3.11'de eğimli jete ait hız vektörleri görülmektedir.

Şekil 3.11'de görülen gri çizgi maksimum yerel hızın (u_m) konumunu göstermektedir. Şekil 3.12'de, Şekil 3.11'de görülen jet akımına ait üç farklı bölge, boyutsuz maksimum hız dikkate alınarak tanımlanmıştır. İlk bölgede jet, serbest jet gibi davranmakta ve lineer olarak azalmaktadır. Çekirdek bölge uzunluğu ise serbest jet için 5-6h_v iken burada yaklaşık 1h_v civarındadır. Geçiş bölgesi, jetin tabana çarptığı bölge olarak tanımlanmaktadır. Çarpma noktasından itibaren jet akımı yukarı doğru eğimli bir duvar jeti şeklinde oyulma çukurundan ayrılmaktadır. Bu durumda duvar jetine ait akım alanında meydana gelen maksimum hız, geçiş bölgesinin sonunda durgunluk basıncı nedeni ile artmakta ve daha sonra azalmaktadır.



Şekil 3.11 Ortalama hız vektörleri (Kurniawan vd., 2003)

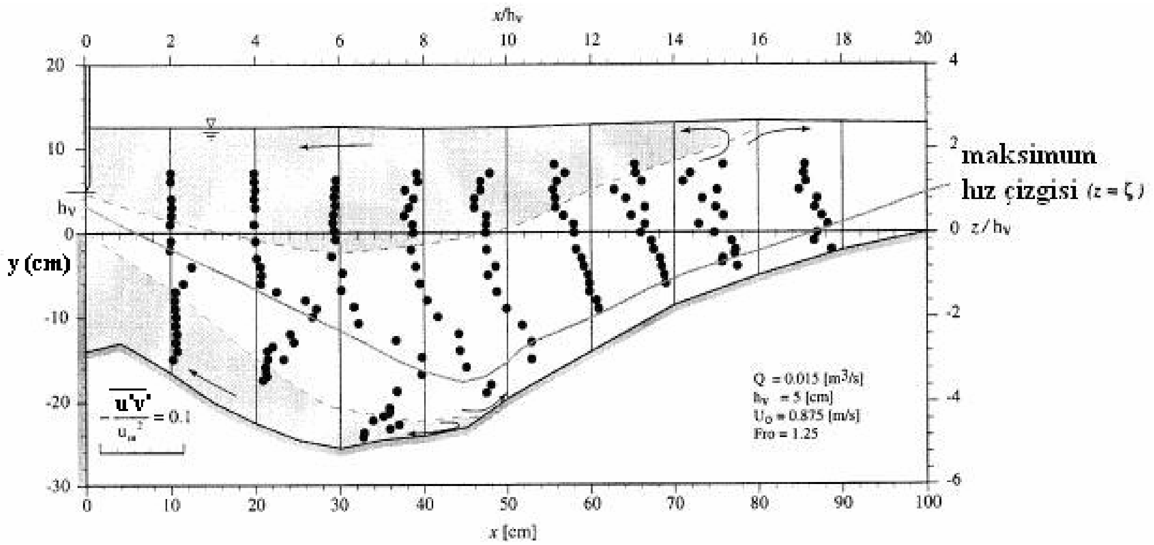


Şekil 3.12 Maksimum hızın gelişimi (Kurniawan vd., 2003)

Hız ölçümleri ve akım gözlemleri sonucunda, oyulma çukurundaki akımın iki boyutlu ifade edilebileceği görülmüş ve jetin üst ve alt tarafında olmak üzere iki farklı çevri bölgesi belirlenmiştir.

Üç farklı doğrultuda ölçülen türbülans şiddetleri incelendiğinde türbülansın izotropik olmadığı görülmüştür. Oyulma çukuru boyunca x doğrultusundaki bileşenin diğer bileşenlere göre daha etkin olduğu belirlenmiştir.

Reynolds gerilmeleri $\left(\tau_{zx} = -\rho\overline{u'v'}\right)$, ölçülen türbülans bileşenleri dikkate alınarak hesaplanmış ve ρu_m^2 ile boyutsuzlaştırılmıştır. Şekil 3.13'de boyutsuz Reynolds gerilmeleri dağılımı görülmektedir. Serbest jet bölgesinde, jet merkezinde x doğrultusundaki boyutsuz Reynolds gerilmeleri dağılımının oldukça büyük olduğu belirlenmiştir. Buna göre, oyulma çukurunda güçlü bir türbülans yapısının meydana geldiği ifade edilmiştir. Maksimum Reynolds gerilmesi, maksimum hız ile hemen hemen aynı bölgede meydana gelmekte ve taban yakınında ise yok olmaktadır. Çarpma noktasının mansabında, geçiş ve duvar jeti bölgesinde, özellikle maksimum hız çizgisinden yukarıda su yüzeyi yakınında negatif Reynolds gerilmeleri belirlenmiştir.



Şekil 3.13 Boyutsuz Reynolds gerilmelerinin dağılımı (Kurniawan vd., 2003)

iv. Jet Akımı Nedeniyle Düşey Kazıklar Etrafında Meydana Gelen Oyulma (Chin, C.O., Chiew, Y.M., Lim, S.Y., and Lim, F.H., 1996)

Chin vd. (1996) yaptıkları çalışmada tabana yerleştirilen batık su jetinin tabanda meydana getirdiği oyulma problemini deneysel olarak incelemişlerdir. Deneyleri iki aşamalı olarak gerçekleştirmişlerdir. İlk aşamada su jetinin kazık olmadan yarattığı değişimler incelenmiştir. İkinci aşamada ise kum tabana kazık yerleştirilmiş ve kazığın oyulma üzerindeki etkisi incelenmiştir. Olaya etkin büyüklükler arasında yapılan boyut analizi sonucunda iki farklı oyulma derinliği tanımlamışlardır. Bunlardan birincisi, kazığın memba kısmında meydana gelen maksimum oyulma derinliği (S_s), ikincisi ise kazığın hemen önündeki maksimum oyulma (S_{mak}) derinliğidir.

Denge durumunu aşağıdaki şekilde ifade etmişlerdir:

$$\frac{S_S}{d_0} \text{ veya } \frac{S_{mak}}{d_0} = f\left(Fr_d, \frac{X}{h}, \frac{D}{d_0}\right) \tag{3.29}$$

Chin vd.(1996), düşey bir kazık etrafında gelişen oyulma üzerinde etkili iki temel mekanizma belirlemişlerdir. Bunlar, kazık ve jet difüzyon mekanizmasıdır. Oyulma mekanizması, rölatif jet uzaklığı (X/d_0) temel alınarak dört farklı şekilde belirlenmiştir. Bunlar:

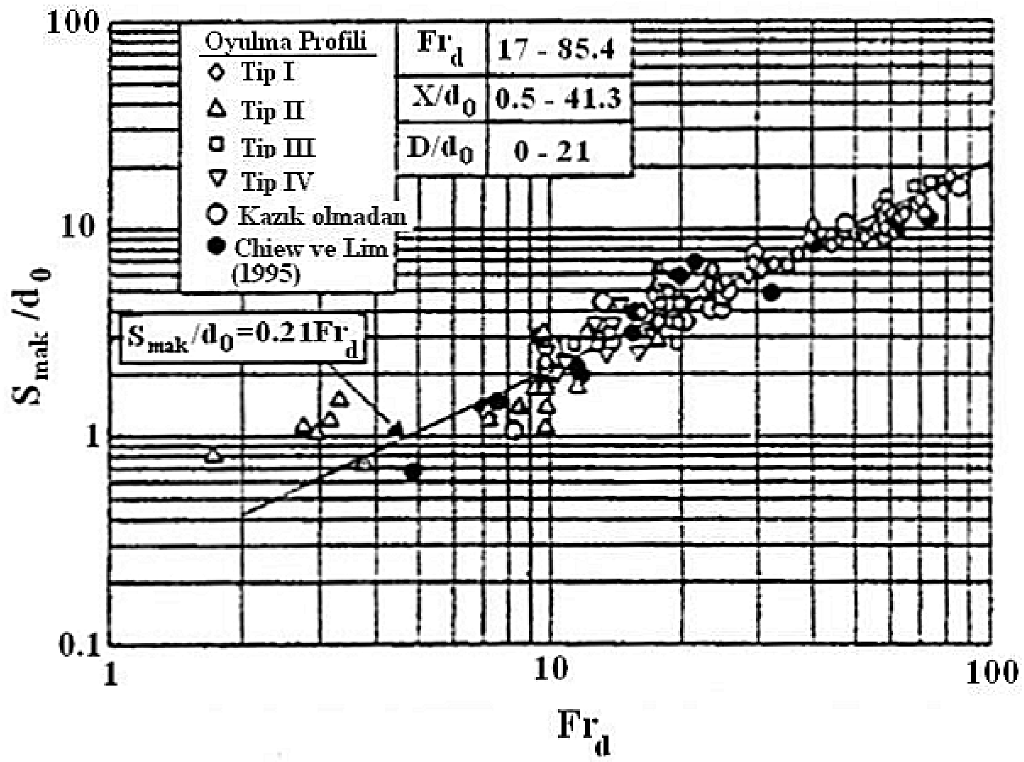
I. Tip oyulma profili: Bu tip oyulmada, büyük Fr_d sayısı ve küçük rölatif jet uzaklığı (X/d_0) dikkate alınmıştır. Oyulmanın gelişimi üzerinde etkin olan büyüklük kazık mekanizmasıdır. Maksimum oyulma daima kazığın önünde meydana gelmektedir ($S_{mak}=S_S$).

II. Tip oyulma profili: Bu tip oyulmada, çok büyük rölatif jet uzaklığı (X/d_0) ve/veya küçük Fr_d sayısı dikkate alınmıştır. Oyulmanın gelişimi üzerinde etkin olan büyüklük jet difüzyonudur. Kazık önünde oyulma meydana gelmemiştir ($S_{mak}=0$).

III. Tip oyulma profili: Bu tip oyulma, orta büyüklükte Fr_d sayısı ve jetin kazığa yaklaştırılması için incelenen profildir. Erozyonun gelişimi üzerinde etkili büyüklükler jet difüzyon mekanizması ve kazık mekanizmasıdır. Maksimum denge oyulma derinliği ya kazığın memba yüzünde ($S_{mak} = S_S$) ya da biraz önünde ($S_{mak}<S_S$) meydana gelmiştir.

IV. Tip oyulma profili: Bu tip oyulma, orta büyüklükte Fr_d sayısı ve jetin kazıktan uzaklaştırılması için incelenen profildir. Oyulma bölgesinden aşınan taban malzemesi kazığın etrafında yığılmış ve negatif oyulma derinliğine ($S_{mak}<0$) neden olan bu yığılmanın rölatif olarak daha zayıf olduğu gözlenmiştir.

Chin vd. (1996)'nin çalışmasında, Fr_d'nin denge oyulma derinliği (S_S/d_o) üzerinde en etkin parametre olduğu görülmüş ve aralarındaki ilişki $S_S/d_o= 0.21Fr_d$ ($r^2= 0.89$) ile ifade edilmiştir. Şekil 3.14'de S_{mak}/d_o'ın Fr_d ile değişimi görülmektedir. Kazık önündeki maksimum oyulma derinliğinin Fr_d ve X/d_o oranına bağlı olarak önemli miktarda değiştiği görülmüştür. D/d_o oranının S_S/d_o ve S/d_o üzerindeki etkisinin ihmal edilebileceği belirlenmiştir.



Şekil 3.14 S_{mak}/d_o'ın Fr_d ile değişimi (Chin vd., 1996)

v. Pervane Jeti Nedeniyle Rıhtım Duvarı Yakınında Meydana Gelen Oyulma (Hamill, G.A., Johnston, H.T., and Stewart, D.P., 1999)

Hamill vd. (1999), yaptıkları çalışmada gemi pervanelerinin rıhtım duvarları önünde neden olduğu maksimum oyulma derinliğini belirlemişlerdir. Maksimum oyulma derinliğinin aşağıdaki değişkenlere bağlı olduğunu ifade etmişlerdir:

$$\frac{S_{smak}}{D_p} = f_2\left[Fr_d, \frac{D_p}{d_{50}}, \frac{C}{d_{50}}\right] \tag{3.30}$$

Hamill (1988), S_{smak}'u zamanın logaritmik bir fonksiyonu olarak ifade etmiştir;

$$S_{smak} = \Omega\left[\ln(t)\right]^{\Gamma} \tag{3.31}$$

Burada t, saniye biriminde zamanı göstermektedir. Ω ve Γ değerleri için Hamil (1999)'e bakınız.

Düşey rıhtım duvarı, analizin pervane ile rıhtım duvarı arasındaki mesafenin etkilerini de içermesi için farklı uzaklıklara yerleştirilmiştir. Bu çalışmada toplam 19 duvar konumu dikkate alınmıştır. Çizelge 3.3'de Hamill vd. (1999)'nin deney parametreleri verilmiştir.

Çizelge 3.3 Deney parametreleri (Hamill vd., 1999)

Pervane No	D_p (m)	d_{50} (mm)	C (mm)	rpm	Fr_d	Re (10^4)
1	0.061	0.76-1.46	45-145	1400-2200	8.55-18.73	7.1-11.2
2	0.154	0.76-1.46	50-150	400-800	5.55-15.46	11.6-23
3	0.076	1.46-3.00	95-150	1000-2500	7.97-11.02	7.11-17.8
4	0.131	1.46-3.00	60-150	350-800	6.08-8.33	8.6-19.7

Hamill vd. (1999), çalışmalarında rıhtım duvarında meydana gelen erozyon mekanizmasını iki aşamada açıklamıştır. Bunlar:

1) Sınırlanmamış pervane suyunun neden olduğu oyulma çukuru

2) Sınırlanmış pervane suyunun neden olduğu oyulma çukuru

Rıhtım duvarının mevcut olmadığı sınırlanmamış oyulmada, pervane eksenine göre bir simetrinin olduğu ve pervanenin başlangıç erozyonunun oyulma çukurunun sonunda yığılmaya neden olarak bir tepe oluşturduğu görülmüştür. Düşey rıhtım duvarı ile sınırlanmış oyulmada başlangıç aşamasındaki oyulma profili sınırlanmamış durum ile benzer olmaktadır. Daha sonra oyulma çukuru duvarın önünde genişlemiş, jet merkezinin her iki tarafında aşınmış taban malzemesi yanlarda birikerek tepe oluşturmuştur. Sınırlanmış durumda duvar, pervaneden $0.636X_{mu}$ ile $3.27X_{mu}$ değerleri arasında altı farklı konumda yerleştirilmiştir.

Yapılan deneyler sonucunda aşağıdaki eşitlik elde edilmiştir;

$$\left(\frac{S_{mc\infty}-S_{mu\infty}}{S_{ma\infty}}\right)+1=1.18\left(\frac{X_w}{X_{mu}}\right)-0.2 \qquad (3.32)$$

Burada;

$S_{mc\infty}$: Asimptotik konumda sınırlanmış maksimum oyulma derinliği (mm)

$S_{mu\infty}$: Asimptotik konumda sınırlanmamış maksimum oyulma derinliği (mm)

$S_{ma\infty}$: Asimptotik konumda pervanenin düşey eksenine rölatif olarak ölçülmüş sınırlanmamış maksimum oyulma derinliği (mm)

X_w : Pervanenin rıhtım duvarına uzaklığı (m)

X_{mu} : Dengedeki sınırlanmamış oyulma profilinde maksimum oyulma noktasının pervaneye uzaklığı (m)

(3.32) eşitliği duvarın önündeki pervane suyuna bağlı olarak dengedeki profilde maksimum oyulma derinliğindeki değişimi belirlemek için kullanılabilmektedir. Bu nedenle, X_{mu} ve $S_{mu\infty}$'u belirlemek için sınırlanmamış oyulmaya ait denklemler kullanıldığında düşey rıhtım duvarının bulunduğu yerdeki maksimum oyulma derinliği belirlenebilmektedir.

3.6 Katı Madde Taşınımı ve Yerel Erozyonun Modellenmesi

Son yıllarda hesaplamalı akışkanlar dinamiği hidrolik mühendisliğinde önemli bir pay sahibi olmuştur. Hidrolik problemlerin büyük bir çoğunluğu hesaplamalı akışkanlar dinamiği teknikleri kullanılarak çözülebilmektedir. (Olsen, 2000)

Burada, katı madde taşınımının ve yerel erozyonun modellenmesinde dikkate alınacak çözüm yöntemlerine ait temel denklemler ve çeşitli araştırmacıların yapmış oldukları modelleme çalışmaları açıklanacaktır.

Olsen (2000), askı maddesi hareketi ve dağılımını konveksiyon ve difüzyon denklemi ile tanımlamıştır. Kararlı katı madde taşınımı için konveksiyon ve difüzyon denklemi aşağıda ifade edilmiştir;

$$U_j \frac{\partial c}{\partial x_j} + w \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_T \frac{\partial c}{\partial x_j} \right) \tag{3.34}$$

Burada, c katı madde konsantrasyonunu, w çökelme hızını, U akım hızını, Γ_T türbülans difüzyonunu ifade etmektedir. Yukarıdaki denklem üç boyutlu olarak aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir.

$$U\frac{\partial c}{\partial x}+V\frac{\partial c}{\partial y}+W\frac{\partial c}{\partial z}+w\frac{\partial c}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_T\frac{\partial c}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_T\frac{\partial c}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_T\frac{\partial c}{\partial z}\right) \tag{3.35}$$

Olsen (2000), taşınım sürecinde iki temel taşınım şeklinin söz konusu olduğunu ifade etmiştir. Bunlar, konveksiyon ve difüzyondur. Konveksiyon işlemi ortalama akım hızı ile meydana gelmektedir. Katı maddenin çökelme hızı ile hareketi bir çeşit konveksiyon ile taşınımdır. Katı madde akısı aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır;

$$F=c\times U\times A \tag{3.36}$$

Burada, A akının geçtiği yüzey alanını, U katı maddenin yüzey alanı normalindeki ortalama hızını ve c bu alandaki ortalama katı madde konsantrasyonunu ifade etmektedir.

Diğer taşınım şekli katı madde difüzyonu ile meydana gelmektedir. Difüzyon olayı, türbülans karışımı ve konsantrasyon dağılımındaki değişim ile meydana gelmektedir. Türbülans nedeniyle meydana gelen karışım olayı genellikle türbülans difüzyonu katsayısı (Γ) ile modellenmektedir. Türbülans karışım katsayısı (Γ), aşağıdaki gibi ifade edilmektedir;

$$\Gamma=\left(F/A\right)/\left(dc/dx\right) \tag{3.37}$$

Normalde katı madde taşınımında konveksiyon ile taşınım etkin olacaktır. Fakat bazı durumlarda difüzyon ile taşınım da önemli hale gelmektedir.

Katı madde taşınımı oldukça karmaşık bir yapıya sahip ve birçok bilinmeyeni barındıran bir araştırma konusudur. Bu konuda oldukça fazla çalışma söz konusu olmakla birlikte bunların hepsini sayısal modelde uygulamak mümkün olmamaktadır. Aşağıda, bu konuda kabul görmüş bazı çözüm yöntemlerinden bahsedilecektir. (Olsen, 2000)

Katı madde konsantrasyonu ile ilgili ilk çalışmaları Einstein (1950) yapmıştır. Einstein, taban yakınındaki katı madde konsantrasyonunun tabandaki tane üzerinde etkili kuvvetlerin ve tanenin rölatif ağırlığının bir fonksiyonu olduğunu ifade etmiştir. Birçok taşınım denkleminde akım yaklaşık olarak üniform kabul edilmiş ve su derinliği denklemin içinde yer almıştır. Üç boyutlu, çevrintili bölgelerde logaritmik hız profili geçerliliğini yitirmektedir. Bu nedenle mevcut birçok taşınım denklemi doğrudan uygulanamamaktadır.

Taban yakınındaki katı madde konsantrasyonu için dikkate alınacak formül yerel taban parametrelerini içermelidir. Bunlar, katı madde özellikleri, taban kayma gerilmesi ve türbülansdır. van Rijn (1987), konveksiyon ve difüzyon denklemi için tabandaki sınır şartını iki şekilde tanımlanabileceğini ifade etmiştir;

- Tabandaki hücreler için, katı maddenin harekete geçiş oranının belirlendiği yerde kaynak teriminin eklenmesi
- Taban yakınında katı madde konsantrasyonu dengesinin tanımlanması

Genelde ikinci seçenek dikkate alınmaktadır ve van Rijn aşağıdaki formülü vermiştir;

$$c_{taban} = 0.015 \frac{d^{0.3}}{a} \frac{\left[\frac{\tau - \tau_c}{\tau_c}\right]^{1.5}}{\left[\frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_w \nu^2}\right]^{0.1}} \qquad (3.38)$$

Burada, d katı madde çapını, a pürüz yüksekliğine eşit referans seviyesini, τ taban kayma gerilmesini, τ_c kritik kayma gerilmesini, ρ_w ve ρ_s sırası ile su ve katı madde özgül kütlesini, ν suyun kinematik viskozitesini ve g yer çekimi ivmesini ifade etmektedir.

Tabandaki hücrede katı madde konsantrasyonu bu formül kullanılarak hesaplanmaktadır.

Van Rijn (1987)'ın vermiş olduğu sürüntü maddesi debi formülü aşağıda ifade edilmiştir;

$$\frac{q_b}{d_{50}^{1.5}\sqrt{\frac{(\rho_s-\rho_w)g}{\rho_w}}} = 0.053\frac{\left[\frac{\tau-\tau_c}{\tau_c}\right]^{1.5}}{d_{50}^{0.3}\left[\frac{(\rho_s-\rho_w)g}{\rho_w \nu^2}\right]^{0.1}} \tag{3.39}$$

Burada, q_b sürüntü maddesi debisini, d_{50} ortalama tane çapını ifade etmektedir.

Olsen (2000), tabandaki kayma gerilmesinin katı madde hareketinin modellenmesindeki en önemli parametre olduğunu ve iki temel sorunun cevaplanması gerektiğini ifade etmiştir. Bunlar;

- Taban kayma gerilmesi nasıl hesaplanır?
- Katı maddenin hareketi için gerekli kritik kayma gerilmesi nasıl hesaplanır?

Olsen (2000), tabandaki kayma gerilmesinin cidar kanunu ile hesaplanabileceğini belirtmiştir. Tabandan itibaren ilk hücrede verilen hız, taban hücresinin yüksekliği ve taban pürüzlülüğü dikkate alınarak kayma gerilmesi aşağıdaki şekilde hesaplanmaktadır;

$$\tau_{taban} = \rho u_*^2 = \frac{U_{taban}\kappa}{\ln\left(\frac{30\delta n}{k_s}\right)} \tag{3.40}$$

Burada, u_* kayma hızını, κ cidar fonksiyonunda bir sabiti, k_s taban pürüzlülüğünü ifade etmektedir.

Eğer $k-\varepsilon$ türbülans modeli kullanılıyorsa, cidar yakınında genellikle üretim ve kayıp terimlerinin dengede olduğu kabul edilmektedir. Bu nedenle, kayma gerilmesi doğrudan taban yakınındaki k (kinetik enerji) değeri dikkate alınarak aşağıdaki şekilde hesaplanmaktadır;

$$\tau_{taban} = \sqrt{c_\rho}\,\rho k = 300k \tag{3.41}$$

Burada c_ρ deneysel bir katsayıyı ifade etmektedir.

Olsen (2000), kritik kayma gerilmesinin, τ_c, Shield's diyagramından hesaplandığını ifade etmiştir. Shield's diyagramı aşağıdaki şekilde formüle edilmiştir;

$\mathrm{Re}_* > 500$ için $\tau_* = 0.06$

$$\mathrm{Re}_* < 500 \text{ için } \log(\tau_*) = a \log \mathrm{Re}_* + b(\log \mathrm{Re}_*)^2 + c(\log \mathrm{Re}_*)^3 + d(\log \mathrm{Re}_*)^4 \quad (3.42)$$

a= -0.99863612

b= -0.92539586

c= 0.54283631

d= -0.08454406

Burada, $\mathrm{Re}_* = \dfrac{u_* d_s}{\nu}$ ve $\tau_* = \dfrac{\tau_c}{g(\rho_s - \rho_w) d_s}$

Burada d_s tanenin ortalama çapını ifade etmektedir.

Taban profili eğimli olduğu taktirde, şevdeki kritik kayma gerilmesi değişecektir. Bu nedenle Brooks (1963) tarafından K azaltma faktörü tanımlanmıştır;

$$K = -\frac{\sin\phi \sin\alpha}{\tan\theta} + \sqrt{\left(\frac{\sin\phi \sin\alpha}{\tan\theta}\right) - \cos^2\theta\left[1 - \left(\frac{\tan\phi}{\tan\theta}\right)^2\right]} \quad (3.43)$$

Burada, α akım yönü ile taban düzleminin normali arasındaki açı, ϕ şev açısı ve θ şev parametresi olarak tanımlanmıştır. K, azaltma faktörü yatay bir taban için hesaplanan kayma gerilmesi ile çarpıldığında şevdeki kayma gerilmesini vermektedir.

Olsen (2000), katı madde taşınımı için tabandaki kayma gerilmesi hesaplanırken sadece katı madde pürüzlülüğünün hesaplandığı fakat taban formundan kaynaklanan pürüzlülük dikkate alınmadığı için kayma gerilmesinin F faktörü ile azaltılması gerektiğini ifade etmiştir. F faktörü aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır;

$$F = \left(\frac{k_s}{k_s + k_\Delta} \right)^{1/3} \tag{3.44}$$

Burada, k_s katı madde pürüzlülüğü, k_Δ taban formundan kaynaklanan pürüzlülüğü ifade etmektedir.

Dargahi (2003), yaptığı çalışmada gemi pervanelerinin neden olduğu akım alanını üç boyutlu olarak modellemiş ve bu modeli katı madde süreklilik denklemini çözerek geliştirmiştir.

Dargahi (2003), katı madde taşınımının pervane jet akımının neden olduğu yerel taşınım ve üniform kanal akımının meydana getirdiği genel taşınımdan meydana geldiğini ifade etmiştir.

Dargahi (2003), pervane mansabındaki hız alanının neden olduğu katı madde taşınımını hesaplamak için iki boyutlu katı madde süreklilik denklemini kullanmıştır. Sürüntü malzemesi taşınımı için süreklilik denklemi aşağıda ifade edilmiştir.

$$\frac{\partial Y_b}{\partial t} + \frac{1}{1-\chi}\left(\frac{\partial q_{sx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{sz}}{\partial z} \right) = 0 \tag{3.45}$$

Burada, Y_b taban seviyesini, t süreyi, χ poroziteyi, q_{sx} ve q_{sz} birim genişlikte taşınan sürüntü maddesinin x ve z bileşenlerini ifade etmektedir. Bu bileşenler, x ve z yönlerindeki akım hızlarının neden olduğu taşınımlardır. Ortalama sürüntü malzemesi taşınımı (q_s), Kalinske (1947), Meyer-Peter-Müller (1948), ve van Rijn (1984c)'ın vermiş olduğu ifadeler kullanılarak hesaplanmıştır. Ortalama değerler, üç denklemin ortalamaları alınarak elde edilmiştir.

Dargahi (2003), kanalda taşınan toplam katı madde miktarını aşağıda verilen ifade ile hesaplamıştır;

$$\frac{q_s}{Vh} = 0.005\left(\frac{V - V_{kr}}{gd_{50}(\Delta - 1)^{0.5}} \right)^{2.5} \left(\frac{d_{50}}{h} \right)^{1/2} \tag{3.46}$$

Burada, $\Delta = (\rho_s/\rho) - 1$ ve V_{kr} taban malzemesini harekete geçirecek kritik hızı ifade etmektedir. V_{kr}, Hjuström (1935) diyagramı kullanılarak belirlenmiştir.

Elde edilen sonuçların karşılaştırılması için taban kayma gerilmesi (τ_0), ayrıca Przedwojski vd. (1995)'nin vermiş olduğu denklem ile de hesaplanmıştır. Maksimum kayma gerilmesi X_n=3 civarında meydana gelmektedir. Burada, $X_n=X/D_0$'dır ve X jet çıkışından itibaren yatay mesafeyi ve D_0 pervane çapını ifade etmektedir.

$$\tau_0 = c\rho(u_b + 3\sigma_u)^2 \tag{3.47}$$

Burada, c bir katsayıyı, u_b taban hızını ve σ_u satandart sapmayı ifade etmektedir. Katsayı için c=0.08 değeri önerilmektedir. Standart sapma değerleri için, X_n=6-8 iken $\sigma_u = 0.1u_b$ ve daha uzak mesafelerde $\sigma_u \leq 0.3u_b$ önerilmektedir.

Yen vd. (2001), üç boyutlu akım modeli ile taban oyulma modelini birleştirerek akım alanı ve köprü ayakları etrafında taban değişimi simülasyonunu elde edebilecek morfololojik bir model oluşturmuşlardır.

Yen vd. (2001), taban kayma gerilmesinin hesaplanması için Nezu ve Rodi (1986)'nin vermiş olduğu ifadeyi dikkate almışlardır. Taban kayma gerilmesi Nezu ve Rodi (1986) tarafından aşağıdaki gibi verilmiştir;

$$\tau_{xy} = \mu\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x}\right) - \rho\overline{u'v'} \tag{3.48}$$

Burada, μ dinamik viskoziteyi, $\overline{u}$ zamansal ortalama hız bileşenini ve $\rho\overline{u'v'}$ Reynolds gerilmesini ifade etmektedir. Hidrolik cilalı bir rejim için viskoz alt tabakadaki Reynolds gerilme terimi viskoz kayma gerilmesi teriminden çok daha küçük olmaktadır. Bu nedenle, Reynolds gerilme terimi ihmal edilmektedir ve kayma gerilmesi aşağıdaki şekilde doğrudan hesaplanabilmektedir;

$$\tau_{xy} = \mu\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x}\right) \tag{3.49}$$

Taban kayma gerilmesinin yukarıdaki denklemle hesaplanabilmesi için taban yakınındaki hücrenin boyutu viskoz alt tabaka yüksekliğinden daha küçük olmalıdır.

Yen vd. (2001), oyulma modelini oluştururken katı madde hareketinin modellenmesinde iki boyutlu katı madde süreklilik denklemini dikkate almışlardır;

$$\frac{\partial q_{sx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{sy}}{\partial y} + \left(1-\lambda_n\right)\frac{\partial Z_b}{\partial t} = 0 \tag{3.50}$$

Burada, q_{sx} ve q_{sy} sırasıyla x ve y doğrultularındaki katı madde taşınım oranını, λ_n katı madde porozitesini ve Z_b taban seviyesini ifade etmektedir.

Genelde kullanılan van Rijn'ın sürüntü malzemesi taşınım formülü aşağıda ifade edilmiştir;

$$q_s = 0.053\sqrt{S'_s g}\, d^{1.5}\,\frac{T_*^{2.1}}{D_*^{0.3}} \tag{3.51}$$

Burada, q_s birim genişlikteki taşınan katı madde debisini, $S'_s = \left(S_s - 1\right)$, S_s katı maddenin özgül kütlesini, g yerçekimi ivmesini, d katı madde çapını, $T_* = \left(\tau_b - \tau_c\right)/\tau_c$, T_* taşınım aşama parametresini, τ_b taban kayma gerilmesini, τ_c kritik kayma gerilmesini, $D_* = d\left(\rho^2 S'_s g/\mu^2\right)^{1/3}$, D_* tane parametresini ve μ dinamik viskoziteyi ifade etmektedir.

Denklem (3.49)'un çözümü için açık ve kapalı (solid) sınır şartları tanımlanmıştır. Memba giriş sınır şartı temiz su oyulması için $q_{sx} = q_{sy} = 0$ olarak tanımlanmıştır. Mansap çıkış sınır şartı, akımın tekrar üniform hale gelmesinden dolayı $q_{sx} = q_{sy} = 0$ olarak tanımlanmıştır. Kapalı (cidar) ve yan sınır şartlarında sıfır katı madde akısı ($q_{sn} = 0$, burada q_{sn} sınır normalindeki taşınım oranıdır) tanımlanmıştır.

Yen vd. (2001), oyulma modelini oluştururken yerel taban eğiminin etkisini de dikkate almışlardır. Katı madde denkleminin oyulmuş tabanda uygulanabilmesi için ağırlık kuvvetinin taban yüzeyindeki bileşeni taban malzemesini hareket ettiren etkili kayma gerilmesinin bileşeni olarak dikkate alınmıştır. Bu nedenle etkili kayma gerilmesi katı madde hareketi doğrultusunda van Rijn (1986)'ın sürüntü maddesi taşınım denklemine uygulanmaktadır;

$$\tau_{be} = \tau_b \times \cos(\beta - \delta) + w' \times \sin\theta \times \cos(\alpha_d - \delta) / A \tag{3.52}$$

Burada, τ_{be} etkili kayma gerilmesini, τ_b taban hareketi nedeniyle meydana gelen taban kayma gerilmesini, β x doğrultusu ile taban kayma gerilmesinin doğrultusu arasındaki açıyı, δ x doğrultusu ile katı madde hareket doğrultusu arasındaki açıyı, w' katı maddenin batık ağırlığını, θ yerel taban eğimini, α_d x doğrultusu ile yerel taban eğimi arasındaki açıyı ve A katı madde için dikkate alınan kontrol alanını ifade etmektedir. β ve δ açıları, Yen vd. (1997)'nin ifade ettikleri şekilde hesaplanabilmektedir.

Eğimli taban üzerindeki bir katı madde dikkate alırsak, başlangıç katı madde hareketinin tersi yönde etkiyen sürtünme kuvveti, F_f, hareket yönünün normali doğrultusundaki kuvvet, N, ile orantılıdır. Başlangıç hareketinin birim alana etkiyen sürtünme kuvveti etkili kritik kayma gerilmesine, τ_c, eşit olduğu için aşağıdaki denklem yazılabilir;

$$\tau_c = F_f/A = k_f N/A \tag{3.53}$$

Burada, k_f sürtünme katsayısıdır ve $\tan\phi_w$ değerine eşittir. ϕ_w değeri ise durgun sudaki içsel sürtünme açısına eşittir. Tabandaki taneye etkiyen normal kuvvet, N, tanenin batık ağırlığının bileşenini, $w'\cos\theta$, ve akım tarafından uygulanan kaldırma kuvvetini, F_L, içermektedir. Bu nedenle (3.53) eşitliği aşağıdaki hale gelmektedir;

$$\tau_c = \tan\phi_w \left(\frac{w'}{A}\cos\theta - \frac{F_L}{A} \right) = \tan\phi_w \frac{w'}{A}\cos\theta \left(1 - \frac{F_L}{w'\cos\theta} \right) = \tan\phi_w \frac{w'}{A}\cos\theta \left[1 - m(\theta) \right] \tag{3.54}$$

Burada, $m(\theta)$ akımın kaldırma kuvveti etkisini ifade etmektedir. Eğer, $m(\theta)=0$ olursa (3.54) eşitliği $\tan\phi_w \frac{w'}{A}\cos\theta$ haline gelmektedir ve bu ifade basitçe eğimli bir tabanda katı tane üzerindeki kritik kayma gerilmesini ifade etmektedir.

Gosselin ve Craig (2002), kanal akımı boyunca ve gelgit girişlerinde katı madde taşınımının belirlenmesi hakkında çalışmışlardır.

Gosselin ve Craig (2002), yaptıkları çalışmada katı madde taşınımını van Rijn (1984a, 1984b, ve 1984c) tarafından geliştirilen denklemleri kullanarak belirlemişlerdir. Taşınan toplam katı madde miktarı sürüntü ve askı maddesi miktarını içermektedir. van Rijn, katı madde sürüntü maddesi miktarını sürüntü hareketi (saltation) yüksekliği, tane hızı ve sürüntü maddesi konsantrasyonunun etkilediğini ifade etmiştir. Sürüntü hareketi (saltation) yüksekliği ve tane hızının, hareket denklemleri dikkate alınarak sayısal çözümü yapılmıştır.

Sürüntü malzemesi miktarı hesaplanmadan önce boyutsuz katı madde parametresi ve taşınım aşama parametresinin tanımlanması gerekmektedir. Taban malzemesi boyut parametresi, D_*, aşağıdaki gibi belirlenmektedir;

$$D_* = d_{50}\left[\frac{(s-1)g}{\nu^2}\right]^{1/3} \tag{3.55}$$

Burada, d_{50} taban malzemesinin ortalama çapı, $s=(\gamma_s-\gamma)/\gamma$, g yerçekimi ivmesi ve ν kinematik viskoziteyi ifade etmektedir.

Boyutsuz taşınım aşama parametresi, T, aşağıdaki denklemle hesaplanmaktadır;

$$T = \frac{(u'_*)^2-(u_{*,cr})^2}{(u_{*,cr})^2} \tag{3.56}$$

Burada, u'_* tane boyutuna bağlı taban kayma hızı ve $u'_{*,cr}$ Shield’s eğrisinden elde edilen kritik kayma hızını ifade etmektedir.

D_* ve T değerleri dikkate alınarak sürüntü maddesi debisi, q_b, aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır;

$$q_b = d_{50}^{3/2}\left(0.053\frac{T^{2.1}}{D_*^{0.3}}\right)\sqrt{(s-1)g} \tag{3.57}$$

Sürüntü maddesi debisi, birim genişlikte birim zamanda taşınan malzeme hacmini ifade etmektedir. (van Rijn, 1984b)

Van Rijn (1984b), akım hızı ve yerel konsantrasyon nedeniyle meydana gelen askı maddesi miktarını derinlik boyunca hesaplamıştır. Referans konsantrasyonu, sürüntü maddesi denkleminden elde edilmektedir.

Kararlı, üniform bir akım için katı madde konsantrasyonunun düşey dağılımı aşağıda ifade edilmektedir;

$$q_s = \frac{u_* c_a}{\kappa}\left(\frac{a}{h-a}\right)^{Z'}\left[\int_a^{0.5h}\left(\frac{h-z}{z}\right)^{Z'}\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)dz + \int_a^{0.5h} e^{-4Z'(z/h-0.5)}\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)dz\right] \tag{3.58}$$

Burada, u_* kayma hızını, c_a referans konsantrasyonunu, κ von Karman sabitini, a referans konsantrasyon seviyesini, h yerel su seviyesini, Z' askı parametresini, z_0 tabandan itibaren sıfır hız seviyesini ve z tabandan itibaren mesafeyi (yukarıya doğru pozitif) ifade etmektedir. (3.58) eşitliği daha basit bir anlatımla aşağıda ifade edilmektedir;

$$\left.\begin{aligned} q &= F_s u h c_a \\ F_s &= \frac{\left(\frac{a}{h}\right)^{Z'} - \left(\frac{a}{h}\right)^{1.2}}{\left(1-\frac{a}{h}\right)^{Z'}(1.2-Z')} \end{aligned}\right\} \tag{3.59}$$

(3.59) eşitliği maksimum %25 hata ile 0.03<Z'<3 ve 0.01<a/h<0.1 aralığında geçerlidir.

(3.59)'da bulunan referans konsantrasyonu aşağıdaki gibi ifade edilmektedir;

$$c_a = \frac{0.035}{2.3} \frac{d_{50}}{a} \frac{T^{1.5}}{D_*^{0.3}} \tag{3.60}$$

Van Rijn (1984b), referans seviyesinin belirlenmesindeki hatayı önlemek için referans seviyesini taban formunun veya pürüz yüksekliğinin 1.5 katı yüksekliğe eşit kabul etmiştir. Minimum referans seviyesi su derinliğinin 1/100 katından küçük olmamalıdır.

Askı maddesi denkleminde kullanılan askı parametresi aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır;

$$Z' = Z + \varphi \tag{3.61}$$

Burada, $Z = \dfrac{\omega_s}{\beta \kappa u_*}$

$$\varphi = 2.5 \left(\frac{\omega_s}{u_*} \right)^{0.8} \left(\frac{c_a}{c_0} \right)^{0.4} \; ; \; 0.01 \le \frac{\omega_s}{u_*} \le 1$$

$$\beta = 1 + 2 \left(\frac{\omega_s}{u_*} \right)^2 \; ; \; 0.1 \le \frac{\omega_s}{u_*} \le 1$$

Yukarıda ifade edilen denklemlerde ω_s çökelme hızını ve c_0 maksimum hacimsel taban konsantrasyonunu (c_0=0.65) ifade etmektedir.

4. SAYISAL MODELLEME

4.1 Sayısal Modelleme ve FLUENT

4.1.1 Giriş

Bu çalışmada batık jet ve batık jetin kazık etrafındaki hidrodinamik davranışı incelenmiştir. Simülasyonlar FLUENT (v 6.1.22) bilgisayar yazılımı ile yapılmıştır. FLUENT, akışkan akımını, ısı transferini ve kimyasal tepkimeleri modellemek için oluşturulmuş bir bilgisayar yazılımıdır. FLUENT, problemlerin analizi ve pratik tasarımları için akışkanlar mekaniğinin temel denklemlerini (kütlenin, enerjinin ve momentumun korunumu) uygulayarak simülasyonları gerçekleştirmektedir. (Karim ve Ali, 2000) Farklı geometrileri ve çözüm ağını oluşturmak için ise Gambit (v. 2.1.6) önişlemci programı kullanılmıştır.

4.1.2 Çözüm şeması (Solver) (FLUENT Manual, 2003)

FLUENT iki farklı sayısal çözüm seçeneği sunmaktadır. Bunlar,

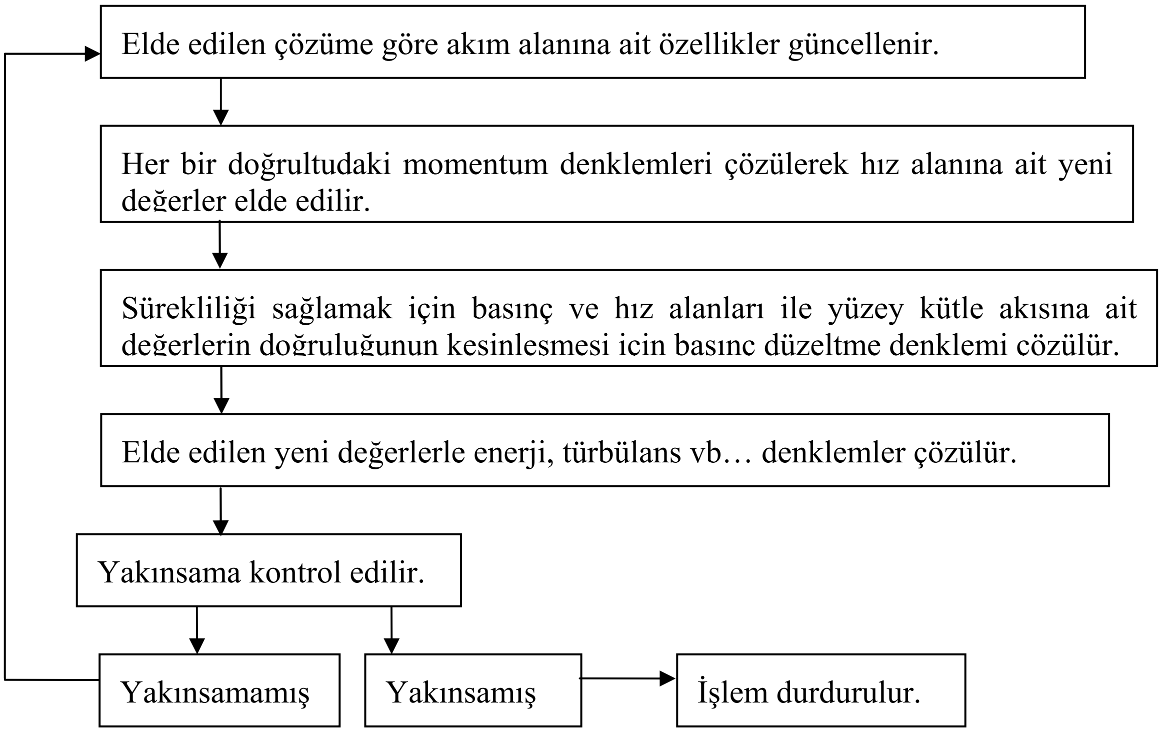
- Segregated (Ayrıklaştırılmış) çözüm şeması
- Coupled (Birleştirilmiş) çözüm şeması

Her iki metotda da FLUENT, momentum, enerji ve diğer büyüklüklerin korunum ilkesini dikkate alarak akışkanlar mekaniğinin temel denklemlerini çözmektedir. Her ikisinde de kontrol hacim yöntemi kullanılmaktadır. Bu çalışmada Segregated (Ayrıklaştırılmış) işlemci seçilmiştir.

Segregated (Ayrıklaştırılmış) çözüm şeması (FLUENT Manual, 2003)

Bu yaklaşımda, temel denklemler sırayla çözülmektedir. Çünkü, temel denklemler lineer değildir ve yakınsamış çözüm elde etmek için çözüm döngüsünün belirli bir sayıda tekrarlanması gerekir. Ayrıklaştırılmış çözüm döngüsüne ait adımlar Çizelge 4.1'de gösterilmektedir.

Çizelge 4.1 Ayrıklaştırılmış çözüm döngüsüne ait adımlar (FLUENT, 2003)



4.1.3 Lineerleştirme (FLUENT Manual, 2003)

Segregated (Ayrıklaştırılmış) çözüm yönteminde ayrıklaştırılmış, lineer olmayan temel denklemler, her bir hücredeki bağımlı değişkenler için bir denklem takımı üretilerek lineerleştirilmektedir. Elde edilen bu lineer denklem sistemi çözülerek güncellenmiş akım alanına ait çözüm elde edilmektedir.

Temel denklemlerin lineerleştirilmesi iki farklı şekilde olmaktadır. Bunlar;

- Kapalı (Implicit) Yöntem: Bu yöntemde her bir hücre için bilinmeyen değişken diğer hücrelerdeki bilinmeyen değişkenler kullanılarak hesaplanmaktadır.
- Açık (Explicit) Yöntem: Bu yöntemde her bir hücre için bilinmeyen değişken diğer hücrelerdeki bilinen değişkenler kullanılarak hesaplanmaktadır.

Segregated (Ayrıklaştırılmış) çözüm yönteminde temel denklemlerin lineerleştirilmesi denklemlerin bağımlı değişkenlerine bağlı olarak kapalı (implicitly) yöntemle yapılmaktadır.

4.1.4 Çözüm Şeması (FLUENT Manual, 2003)

FLUENT, türbülansa ait denklemleri sayısal olarak çözülebilecek cebirsel (ayrıklaştırılmış) denklemlere dönüştürmek için kontrol hacim metodunu kullanmaktadır. Kontrol hacim tekniği, temel denklemlerin herbir hacim için integre edilerek herbir hacimdeki kütle, enerji ve diğer büyüklüklere ait süreklilik denklemlerinin elde edilmesidir. Temel denklemlerin ayrıklaştırılması en kolay, birim büyüklüğün (ϕ) taşınımı için kararlı konumdaki korunum denkleminin dikkate alınmasıyla ifade edilebilmektedir. Bu, herhangi bir kontrol hacim (V) için aşağıda integral formda ifade edilen denklem ile gösterilmektedir:

$$\oint \rho\phi\vec{V}\cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_{\phi}\nabla_{\phi}\cdot d\vec{A} + \int_{V} S_{\phi}dV \tag{4.1}$$

Burada,

ρ: Özgül kütle

$\vec{V}$: Hız vektörü (İki boyutlu akımlar için $\vec{V} = ui + vj$)

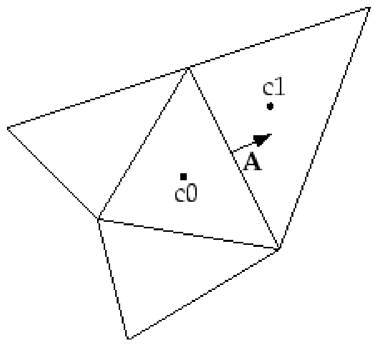
$\vec{A}$: Yüzey alanı vektörü

Γ_{ϕ} : ϕ için difüzyon katsayısı

∇_{ϕ} : ϕ'nin gradyanı (İki boyutlu akımlar için; $\phi = (\partial\phi/\partial x)i + (\partial\phi/\partial y)j$)

S_{ϕ}: Birim hacimde ϕ'nin kaynağıdır.

Denklem 4.1, hesap alanındaki herbir hacme ya da hücreye uygulanmaktadır. Şekil 4.1'de kontrol hacim için iki boyutlu, üçgen bir hücre örnek olarak verilmiştir.



Şekil 4.1 Skaler bir taşınım denkleminin ayrıklaştırılmasını göstermek için dikkate alınan kontrol hacim (FLUENT, 2003)

Dikkate alınan hücre için ayrıklaştırılmış Denklem 4.1 aşağıda ifade edilmiştir:

$$\sum_{f}^{N_{yüzey}} \rho f \vec{V}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_{f}^{N_{yüzey}} \Gamma_{\phi} (\nabla \phi)_n \cdot \vec{A}_f + S_{\phi} V \tag{4.2}$$

Burada,

$N_{yüzey}$: Kapama hücrelerinin sayısı

ϕ_f: f yüzeyine doğru taşınan ϕ değeri

$\rho f \vec{V}_f \cdot \vec{A}_f$: Yüzeye doğru olan kütle akısı

$\vec{A}_f$: f yüzeyinin alanı, $|A|$ (İki boyutlu akımlar için, $|A| = |A_x i + A_y j|$)

$(\nabla \phi)_n$: f yüzeyinin normalindeki $\nabla \phi$ 'nin büyüklüğü

V: Hücre hacmidir.

FLUENT'in çözdüğü denklemler aynı genel formu almakta ve çok boyutlu, yapılandırılmamış (unstructured) çözüm ağlarına sahip akım alanlarına kolayca uygulanmaktadır.

FLUENT, hücre merkezlerindeki (Şekil 4.1'deki c_0 ve c_1) ayrıklaştırılmış skaler ϕ değerlerini içerir. Bununla birlikte, Denklem 4.2'deki iletim terimleri için ϕ_f yüzey değerleri gerekmekte ve bu iletim terimleri hücre merkezindeki değerlerden elde edilmelidir. Bu, ileri (upwind) şema kullanılarak yapılmaktadır.

İleri (upwinding), yüzey değeri ϕ_f'in bir sonraki hücredeki değerlerden elde edilmesini ifade etmektedir. FLUENT, birçok ileri (upwind) şema seçeneği sunmaktadır. Bunlar, birinci mertebeden ileri (first order upwind), ikinci mertebeden ileri (second order upwind), güç kanunu (power law) ve QUICK (Quasratic Upstream Scheme) şemadır.

Sonlu hacimler yaklaşımı akışkanlar mekaniğinde oldukça popülerdir. Çünkü (Apsley, 2003),

- Korunum ilkesini titizlikle yerine getirmektedir
- Geometri ve fiziksel olayların çeşitliliği açısından esnektir.
- Fiziksel büyüklüklerle (kütle akısı vb...) doğrudan ilişkilidir.

4.1.5 Zamansal Ayrıklaştırma (FLUENT Manual, 2003)

Zamana bağlı değişkenlere sahip denklemlerin uzamsal ayrıklaştırılmış hali ile kararlı denklemlerin ayrıklaştırılmış hali aynı olmaktadır. Zamana bağlı ayrıklaştırma, bir zaman adımı (Δt) boyunca diferansiyel denklemlerdeki herbir terimin integrasyonunu içermektedir. Herhangi bir ϕ değişkeninin zamana bağlı değişimi aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$F(\phi)=\frac{\partial\phi}{\partial t} \tag{4.3}$$

Burada, F fonksiyonu zamansal ayrıklaştırmayı içermektedir. Eğer zamansal ayrıklaştırma geri farklar yöntemi kullanılarak yapılırsa, birinci dereceden zamansal ayrıklaştırma denklemi aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

$$F(\phi)=\frac{\phi^{n+1}-\phi^{n}}{\Delta t} \tag{4.4}$$

İkinci dereceden zamansal ayrıklaştırma denklemi ise aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

$$F(\phi)=\frac{3\phi^{n+1}-4\phi^{n}+\phi^{n+1}}{2\Delta t} \tag{4.5}$$

Burada,

ϕ: Skaler bir nicelik

n+1: Bir sonraki zaman adımına $(t+\Delta t)$ ait değer

n: O andaki (t) değer

n-1: Bir önceki zaman adımına $(t-\Delta t)$ ait değerdir.

Bu çalışmada, ikinci dereceden kapalı zamansal ayrıklaştırma çözüm dikkate alınmıştır.

Kapalı Zamansal Ayrıklaştırma

Aşağıda, bir sonraki zaman adımında $F(\phi)$ değerini elde etmek için kullanılabilecek bir denklem görülmektedir:

$$F\left(\phi^{n+1}\right)=\frac{\phi^{n+1}-\phi^{n}}{\Delta t} \tag{4.6}$$

Bu denklem, dikkate alınan hücreye ait ϕ^{n+1} değeri ile komşu hücrelere ait ϕ^{n+1} değeri arasında $F\left(\phi^{n+1}\right)$'i içeren bir ilişkiyi kapsamaktadır:

$$\phi^{n+1}=\phi^{n}+\Delta t F\left(\phi^{n+1}\right) \tag{4.7}$$

Bu kapalı denklem ϕ^{i}'den ϕ^{n}'e kadar başlatılarak tekrar çözülmekte ve ϕ^{i}'deki değişim durana kadar,

$$\phi^{i}=\phi^{n}+\Delta t F\left(\phi^{i}\right) \tag{4.8}$$

(4.8) denklemi birinci derece kapalı formül için veya

$$\phi^{i}=4/3\phi^{n}-1/3\phi^{n-1}+2/3\Delta t F\left(\phi^{i}\right) \tag{4.9}$$

(4.9) denklemi ikinci derece kapalı formül için tekrar çözülmektedir. Bu noktada ϕ^{n+1}, ϕ^{i} olarak tanımlanmaktadır.

Kapalı şema ile zaman adımının boyutuna bağlı olarak stabilitenin koşulsuz bir şekilde elde edilmesi bir avantaj olarak ifade edilmektedir.

4.1.6 Ayrıklaştırma (FLUENT Manual, 2003)

FLUENT, temel denklemlerin çözümü için birçok ayrıklaştırma şema seçeneği sunmaktadır. Burada, her bir denklem için dikate alınan ayrıklaştırma şemaları ifade edilecektir.

Basınç

Segregated (Ayrıklaştırılmış) çözüm yöntemi seçildiğinde birçok ayrıklaştırma şeması seçeneği ortaya çıkmaktadır. Bunlar, standart, PRESTO (Pressure Interpolation Scheme) , lineer, ikinci mertebeden, body-force ve weighted şemalardır. Birçok akım probleminde çözüm için standart şema yeterli olmaktadır. Bu çalışmada standart şema seçilmiştir.

Basınç-Hız İkilisi

Segregated (Ayrıklaştırılmış) çözüm yöntemi seçildiğinde üç farklı şema seçeneği ortaya çıkmaktadır. Bunlar, SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressre Linked Equations), SIMPLEC (SIMPLE-Consistent) ve PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) şemalarıdır.

FLUENT'in kullanım kılavuzunda, akım alanının daha az karmaşık olduğu durumlarda SIMPLEC şemanın kullanılması ve geçiş akımlarının söz konusu olduğu durumlarda PISO şemanın kullanılması önerilmektedir. Bu çalışmada, jet akımlarının karmaşık yapısından dolayı SIMPLE şema seçilmiştir.

Momentum, Türbülans Kinetik Enerji ve Türbülans Kayıp Miktarı

Segregated (Ayrıklaştırılmış) çözüm yöntemi seçildiğinde beş farklı çözüm şeması ortaya çıkmaktadır. Bunlar, birinci mertebeden ileri, ikinci mertebeden ileri, güç kanunu, QUICK ve merkezi fark çözüm şemalarıdır. Bu çalışmada, öncelik ikinci mertebeden doğruluk elde etmek için ikinci mertebeden ileri şemaya verilmiştir. Fakat, yapılan benzeşimlerin kalibrasyonu için diğer şemalar da uygulanmıştır.

<u>Birinci mertebeden ileri şema</u>

Sayısal çözümde birinci dereceden doğruluk istendiği taktirde, hücre yüzeylerindeki nicelik, akım alanının herhangi bir noktasında bulunan hücre merkezindeki değerin ortalama hücre değerini ifade ettiği ve bunun bütün hücre boyunca geçerli olduğu kabul edilerek belirlenmektedir. Yani, yüzey nicelikleri ile hücre nicelikleri aynı değere sahiptirler. Bu nedenle, birinci dereceden ileri şema seçildiğinde yüzey değeri ϕ_f, bir sonraki hücrenin hücre merkezi değeri ϕ'e eşittir.

İkinci mertebeden ileri şema

İkinci dereceden doğruluk elde edilmek istendiğinde hücre yüzeylerindeki büyüklükler çok boyutlu lineer çözüm yaklaşımı kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu yaklaşımda yüksek dereceden doğruluk, hücre merkezli çözümün hücre merkezinde Taylor serisine açılımı ile elde edilmektedir. Bu nedenle ikinci dereceden ileri çözüm seçildiğinde, ϕ_f değeri aşağıdaki ifade ile hesaplanmaktadır:

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \Delta\vec{s} \tag{4.10}$$

Burada, ϕ membada hücre merkezindeki değeri ve $\nabla\phi$ ise bu değerin gradyanını ve $\Delta\vec{s}$ membadaki hücre merkezinden hücre yüzeyine olan yer değiştirme vektörünü ifade etmektedir. Bu formülasyon, $\nabla\phi$ gradyanının her hücrede belirlenmesini gerektirmektedir. Aşağıda ayrıklaştırılmış halde ifade edilen bu gradyan yakınsama teoremi kullanılarak hesaplanmaktadır:

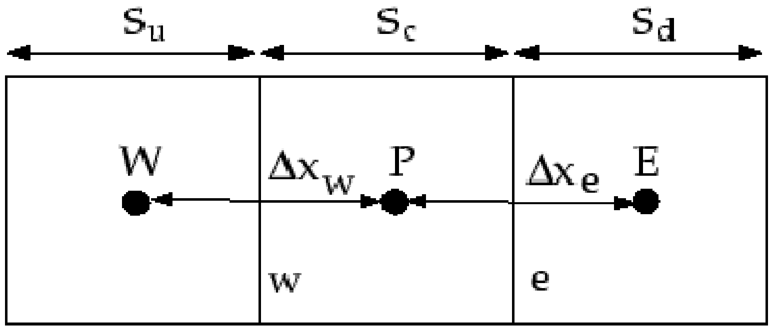
$$\nabla\phi = \frac{1}{V}\sum \tilde{\phi}_f \vec{A} \tag{4.11}$$

$\tilde{\phi}_f$ yüzey değeri, komşu iki hücrenin yüzeyindeki ϕ değerlerinin ortalaması alınarak hesaplanmaktadır. Sonuç olarak, $\nabla\phi$ gradyanı sınırlıdır, böylece yeni maksimum ve minimum değerler oluşmamaktadır.

QUICK şema

QUICK (Quadratic Upstream Scheme), ikinci derece ileri çözümün ağırlıklı ortalaması ve değişkenlerin merkezi enterpolasyonları temeline oturmaktadır. Şekil 4.2'de görülen e yüzeyi için eğer akım soldan sağa doğru ise ϕ_e değeri aşağıda ifade edilen denklemle elde edilebilmektedir:

$$\phi_e = \theta\left[\frac{S_d}{S_c + S_d}\phi_P + \frac{S_c}{S_c + S_d}\phi_E\right] + (1-\theta)\left(\frac{S_u + 2S_c}{S_u + S_c}\phi_P - \frac{S_c}{S_u + S_c}\phi_W\right) \quad (4.12)$$



Şekil 4.2 Bir boyutlu kontrol hacim

Yukarıdaki denklemde θ=1 için merkezi ikinci derece enterpolasyon ve θ=0 için ikinci derece ileri değerler elde edilmektedir. θ=1/8 için ise geleneksel QUICK şema elde edilmektedir.

Güç Kanunu Şema (Olsen, 1999)

Güç Kanunu şema (POW), türbülans teriminin bir f faktörü ile çarpılarak azaltıldığı birinci dereceden ileri bir şemadır. f faktörü 0 ile 1 arasında değişmektedir.

f faktörüne ait denklem, bir boyutlu konveksiyon-saçılım denklemi analitik olarak çözülerek aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

$$f = \frac{1}{e^{Pe} - 1} \quad (4.13)$$

Burada Pe Pechlet sayısıdır, Γ bir sabit ve L hücre uzunluğunu ifade etmek üzere $Pe = \rho UL/\Gamma$ ’dir.

4.1.7 Çift Doğruluk (FLUENT Manual, 2003)

FLUENT’de tek (single precision) ve çift (double precision) olmak üzere iki farklı hassasiyette çözüm mümkün olmaktadır. Bir çok problemde single precision ile elde edilen sonucun doğruluğu yeterli olmakta iken, karmaşık problemlerde (ikincil akım bölgesi, çarpan jet vb...) double precision tercih edilmektedir. Bu çalışmada, çarpan jet ve kazık arkasındaki akımın karmaşıklığından dolayı double precision seçilmiştir.

4.1.8 Sınır Şartları (FLUENT Manual, 2003)

FLUENT, akım alanına ait sınırların tanımlanabilmesi için birçok seçeneğe sahiptir. Bunlar:

1. Pressure Inlet sınır şartı
2. Velocity Inlet sınır şartı
3. Mass Flow Inlet sınır şartı
4. Inlet Vent sınır şartı
5. Intake Fan sınır şartı
6. Pressure Outlet sınır şartı
7. Pressure Far-Field sınır şartı
8. Outflow sınır şartı
9. Outlet Vent sınır şartı
10. Exhaust Fan sınır şartı
11. Wall sınır şartı
12. Symmetry sınır şartı
13. Periodic sınır şartı
14. Axis sınır şartı
15. Fan sınır şartı
16. Radiator sınır şartı
17. Porous Jump sınır şartı
18. Non-Reflecting sınır şartı

Bu çalışmada, Hız Girişi (Velocity Inlet), Basınç Çıkışı (Pressure Outlet), Duvar (Wall) ve Simetri (Symmetry) sınır şartları dikkate alınmıştır. Çözüm aşamasında dikkate alınan bu sınır şartları ile ilgili detaylı bilgi aşağıda verilmiştir.

Hız Girişi

Hız girişi sınır şartı jet çıkışında tanımlanmıştır. Hız girişi sınır koşulu, akım girişinin olduğu sınırlarda hız tanımlamak için kullanılmaktadır. Bu çalışmada, jet çıkışındaki hız dağılımı üniform ve logaritmik olarak iki farklı şekilde tanımlanmıştır. Jet çıkışındaki cidar kalınlığının etkisi ihmal edilmiştir. Sınır şartında tanımlanması gereken türbülans parametrelerinin belirlenmesi aşağıda ifade edilmiştir.

Basınç Çıkışı

Basınç çıkışı sınır şartı hesaplama alanındaki bütün serbest yüzeyler için tanımlanmıştır. Bu sınır şartında rölatif basıcın tanımlanması gerekmektedir. Bu çalışmada, basınç çıkışındaki rölatif basınç sıfır olarak dikkate alınmıştır. Sınır şartında tanımlanması gereken türbülans parametrelerinin belirlenmesi aşağıda ifade edilmiştir.

Duvar

Duvar sınır şartı jetin çıktığı boru cidarı ve hesaplama alanındaki taban için tanımlanmıştır. Duvar sınır şartı akışkan ve katı bölgeleri sınırlamak için kullanılmaktadır. Kaymama şartı ve sabit duvar koşulları dikkate alınmıştır.

Simetri

Simetri sınır şartı eğer, fiziksel geometri ve oluşması beklenen akım alanı simetrik ise kullanılmaktadır.

Türbülans parametrelerinin Belirlenmesi

<u>Türbülans şiddeti</u>

Türbülans şiddeti FLUENT kullanım kılavuzunda (2003) önerildiği gibi aşağıdaki ifade ile hesaplanmıştır:

$$I = 0.16\left(\mathrm{Re}_{DH}\right)^{-1/8}$$

Burada Re_{DH} tamamıyla gelişmiş türbülanslı bir boru akımına ait Reynolds sayısıdır.

Türbülans uzunluk ölçeği

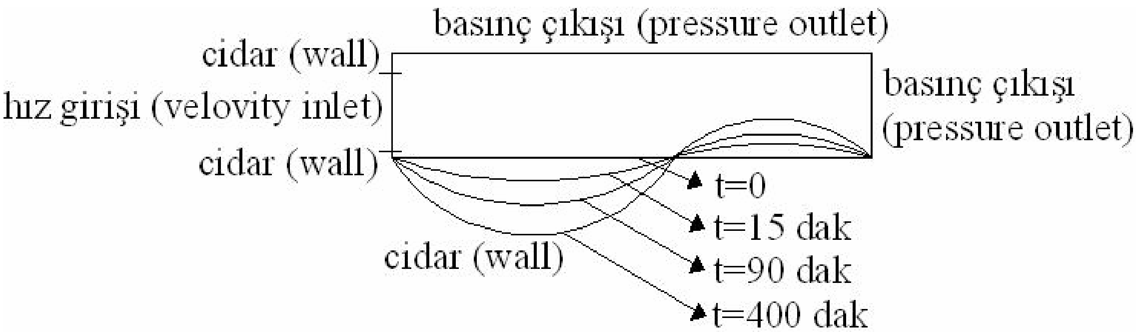
Jet çıkışındaki en küçük hücre boyutu dikkate alınarak tanımlanmıştır.

4.2 Batık Duvar Jetinin Modellenmesi Üzerine Örnekler

Karim ve Ali (2000)

Karim ve Ali (2000) yaptıkları çalışmada FLUENT yazılımının, sabit yatay ve oyulmuş bir kanal tabanı üzerindeki türbülanslı su jeti ile oluşan akım alanını modellemişlerdir. Elde edilen sonuçlar çeşitli laboratuvar araştırmaları ile karşılaştırılarak değerlendirilmiştir.

Bu çalışmada, Karim ve Ali (2000)'nin elde ettikleri sonuçlar ile karşılaştırmak amacıyla aynı geometri ve akım koşulları dikkate alınarak farklı türbülans modelleri ile sonuçlar elde edilmeye çalışılmıştır. FLUENT yazılımı kullanılarak yapılan simülasyonlarda, jet çıkışındaki hız dağılımı üniform olarak dikkate alınmıştır. Çözüm aşamasında standart $k-\varepsilon$ (kararlı) türbülans kapama modeli seçilmiş ve standart duvar fonksiyonu uygulanmıştır. Ayrıklaştırma şeması olarak, basınç için standart, Basınç-hız ikilisi için SIMPLE, momentum, türbülans kinetik enerji ve türbülans kayıp oranı için de Second Order Upwind seçenekleri seçilmiştir. Karim ve Ali (2000)'nin yapmış olduğu çalışma dikkate alınarak oluşturulan geometrilere verilen sınır şartları Şekil 4.3'de ifade edilmiştir.



Şekil 4.3 Sınır şartları

Karim ve Ali (2000)'e ait çalışmada dikkate alınan geometri ve akım şartları ile elde edilen sonuçlar aşağıda sunulmuştur. Modellemede dikkate alınan parametreler Çizelge 4.2'de, çözüm ağına ait özellikler ise Çizelge 4.3'de ifade edilmiştir. Çizelge 4.2'de, t süreyi, U_0 jetin ortalama çıkış hızını, I türbülans şiddetini, ℓ uzunluk ölçeğini, k taban pürüzlülüğünü ve y^+ $\left(y^+ = u_* y/\nu\right)$ Türbülans Reynolds sayısını ifade etmektedir.

Çizelge 4.2 Modellemede dikkate alınan parametreler

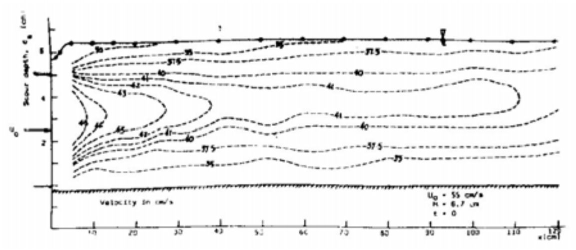
t (dak)	U_0 (m/s)	I (%)	ℓ (m)	k (m)	y^+
0	0.55	10	0.0254	0.00082	<50
15	0.55	10	0.0254	0.00082	<46
90	0.55	10	0.0254	0.00082	<38
400	0.55	10	0.0254	0.00082	<48

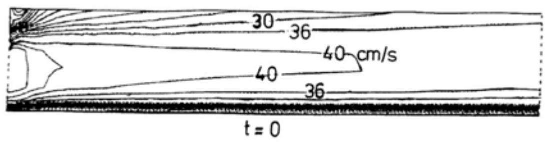
Çizelge 4.3 Oluşturulan çözüm ağlarına ait özellikler

t (dak)	Çözüm ağı	Hücre (cell)	Yüzey (face)	Nokta (node)
0	120×10	1389	2938	1550
15	35×9	315	674	360
90	121×9	2184	4866	2683
400	121×9	3630	8240	4611

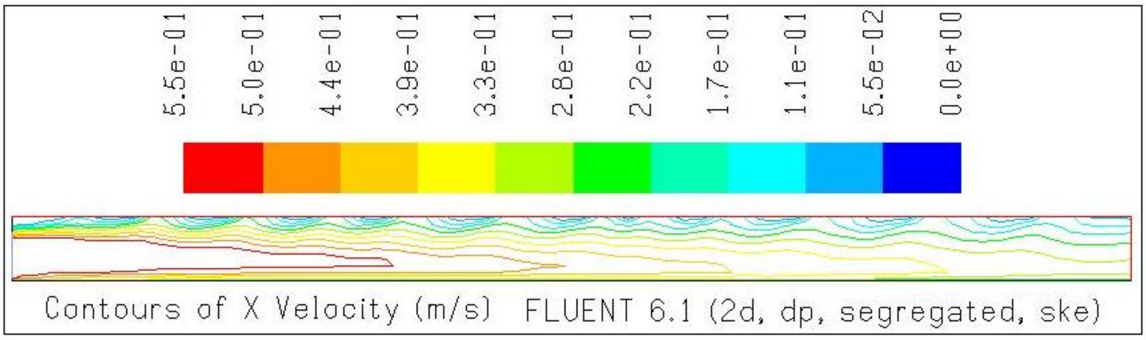
Şekil 4.4'de görüldüğü gibi bu çalışma sonucunda FLUENT yazılımı kullanılarak elde edilen sonuçlar, Ali ve Lim (1986)'in deney verilerine ve Karim ve Ali (2000)'nin FLUENT sonuçlarına nazaran elde edilen akım alanı simetrik değildir. Akım davranışı bu çalışmanın (FLUENT) sonuçlarında duvar jeti davranışı ile benzeşirken, Ali ve Lim (1986)'in deneysel ve Karim ve Ali (2000)'nin FLUENT sonuçlarında serbest jet davranışı göstermektedir. Duvar jeti simülasyonlarında $k-\varepsilon$ RNG türbülans modeli ile elde edilen sonuçlarda enerji kaybının daha az olduğu ve standart sonuçla uyum sağladığı görülmüştür. $k-\varepsilon$ Realizable türbülans modeli ile elde edilen sonuçlarda ise çekirdek bölge uzunluğu daha kısa olmakla birlikte diğer iki modelle akım şiddeti açısından farklı bir davranış görülmüştür.

Şekil 4.5, 4.6 ve 4.7'de akım davranışı açısından bu çalışmaya ait FLUENT sonuçları, Ali ve Lim (1986)'in deneysel ve Karim ve Ali (2000)'nin FLUENT sonuçları ile uyum sağlamıştır. Bunun yanısıra çekirdek bölge uzunluğu FLUENT ile Ali ve Lim (1986)'in deneysel ve Karim ve Ali (2000)'nin FLUENT sonuçlarına nazaran daha yüksek elde edilmiştir. Ali ve Lim (1986)'in deneysel ve Karim ve Ali (2000)'nin FLUENT ile elde edilen sonuçlarında çekirdek bölge uzunluğu yok denecek kadar kısa bir mesafede kalmaktadır. Bu çalışmaya ait FLUENT sonuçlarında, t=90 ve t=400 dak için taban yakınında çok küçük miktarda ters akım meydana geldiği görülmüştür. t=15, 90 ve 400 dak için yapılan simülasyonlarda üç modelde de akım şiddeti açısından benzerlik görülmekte ve akım davranışı açısından $k-\varepsilon$ RNG ve standart $k-\varepsilon$ türbülans modelleri birbiriyle benzer sonuçlar vermiştir.

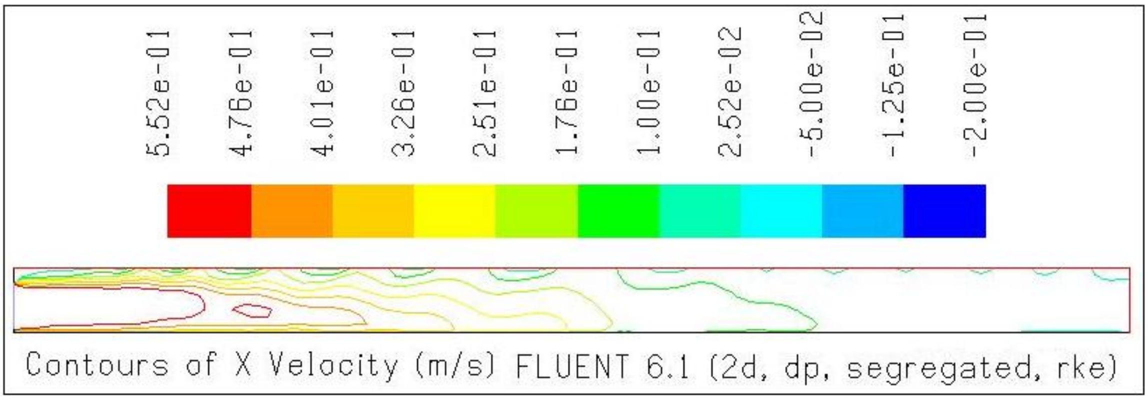




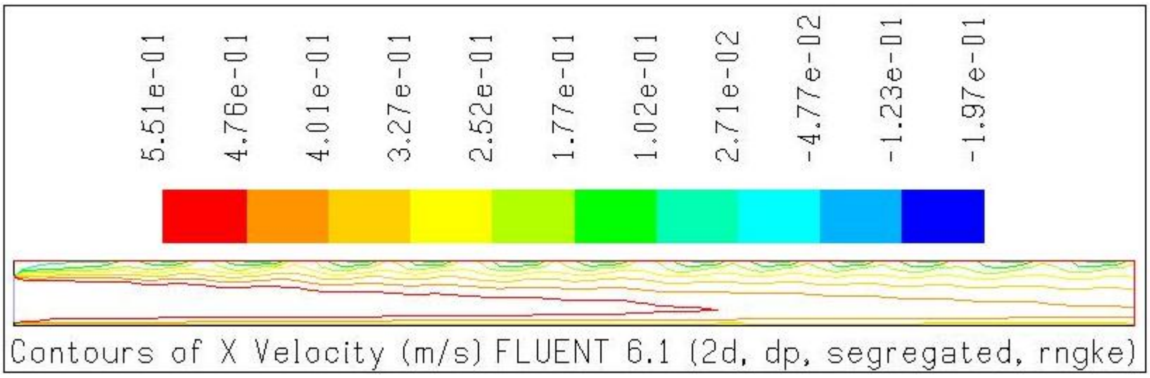
(a) (b)



(c)

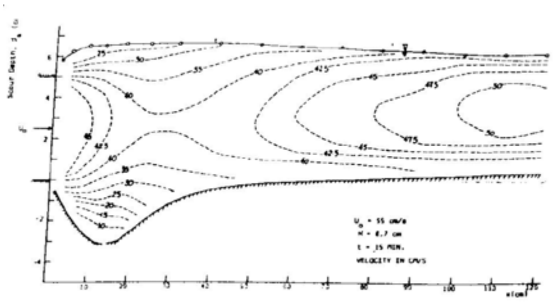


(d)

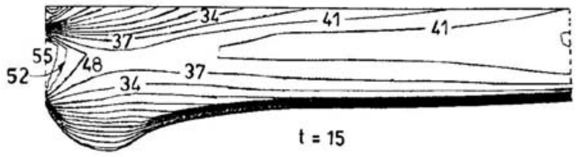


(e)

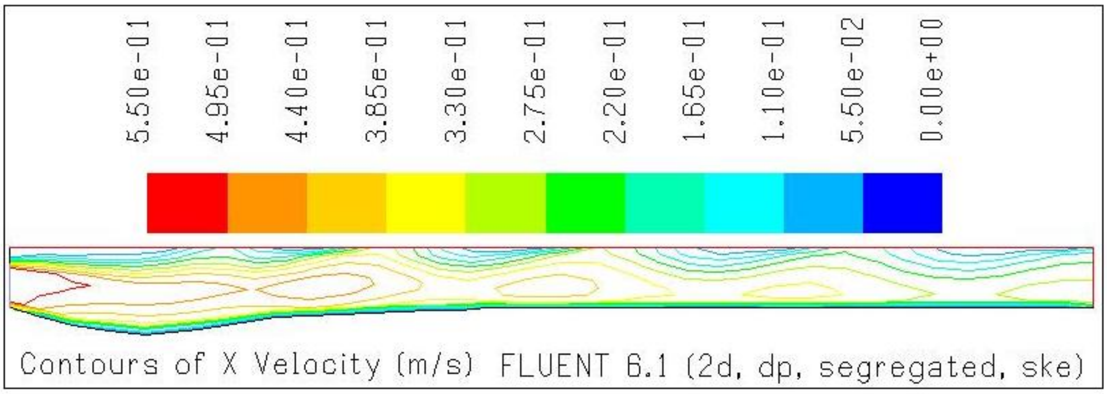
Şekil 4.4 t=0 için yatay hız kontürleri, a) Deneysel (Ali ve Lim, 1986), b) FLUENT (Karim ve Ali, 2000), c) FLUENT (k-ε st), d) FLUENT (k-ε REAL) e) FLUENT (k-ε RNG)



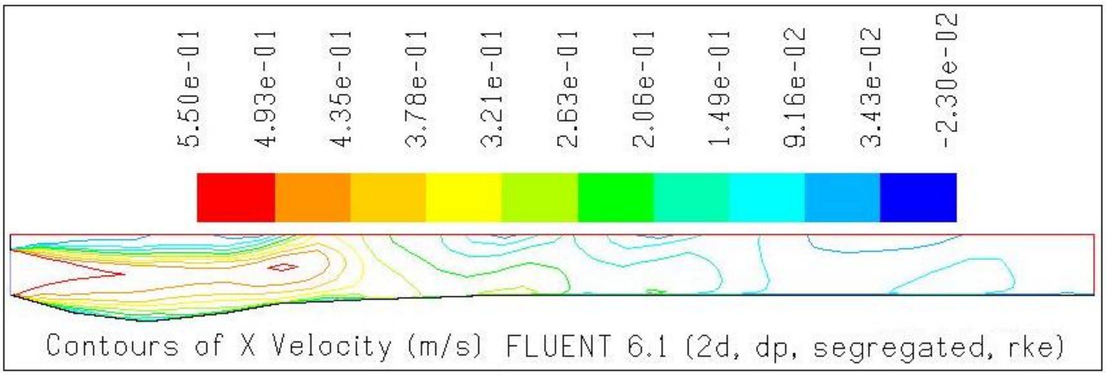
(a)



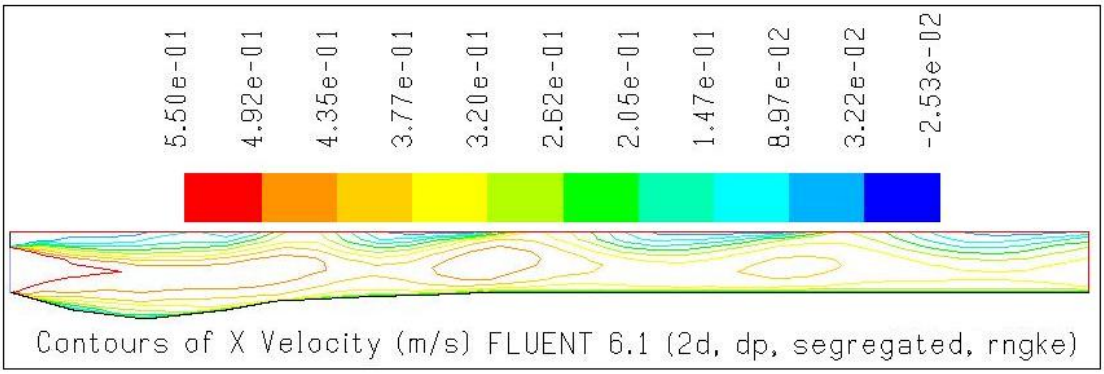
(b)



(c)

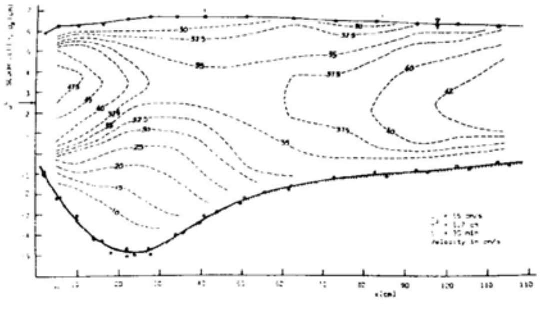


(d)

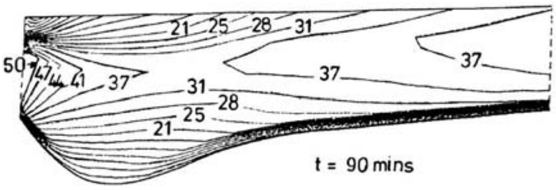


(e)

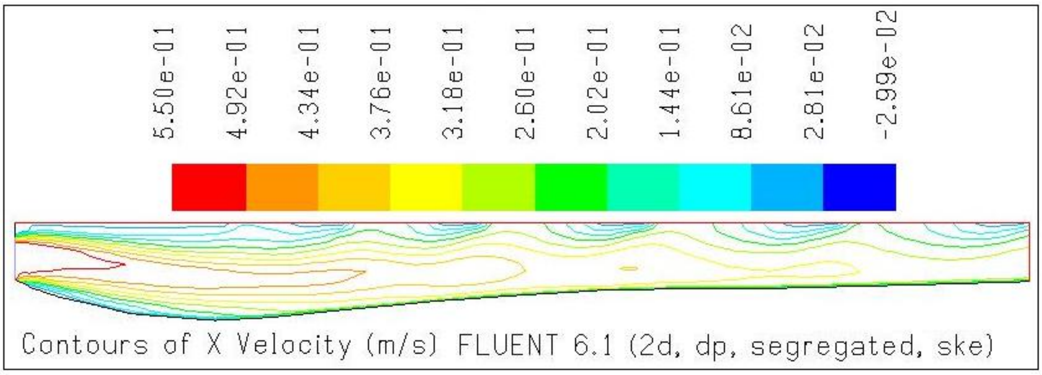
Şekil 4.5 t=15 dak için yatay hız kontürleri, a) Deneysel (Ali ve Lim, 1986), b) FLUENT (Karim ve Ali, 2000), c) FLUENT (k-ε st), d) FLUENT (k-ε REAL) e) FLUENT (k-ε RNG)



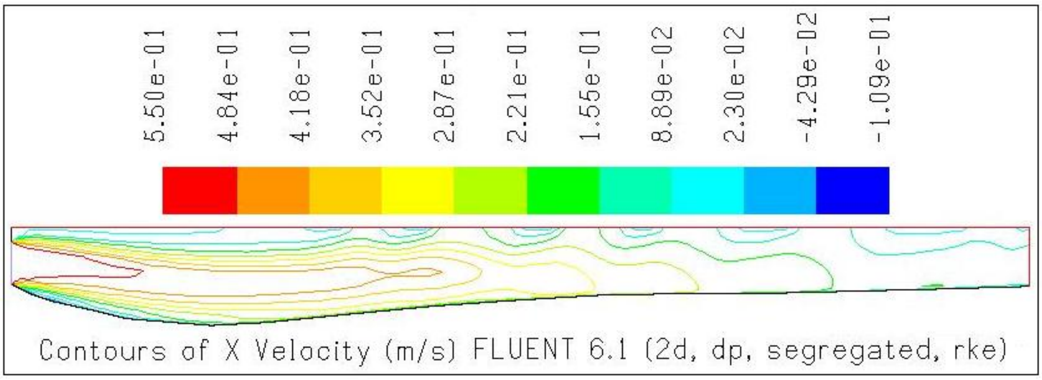
(a)



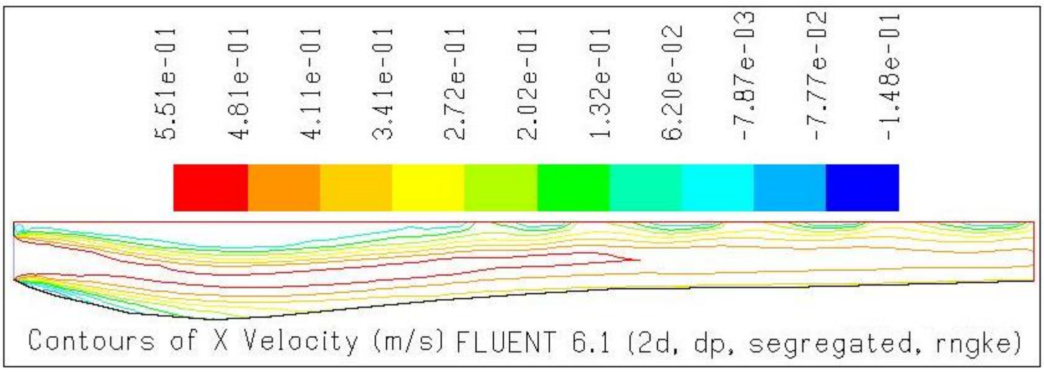
(b)



(c)

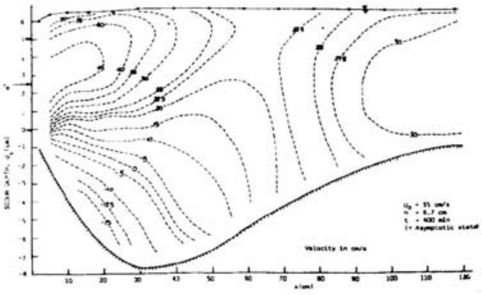


(d)

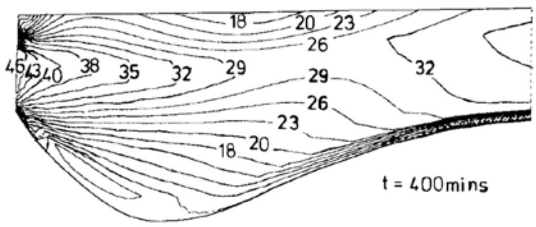


(e)

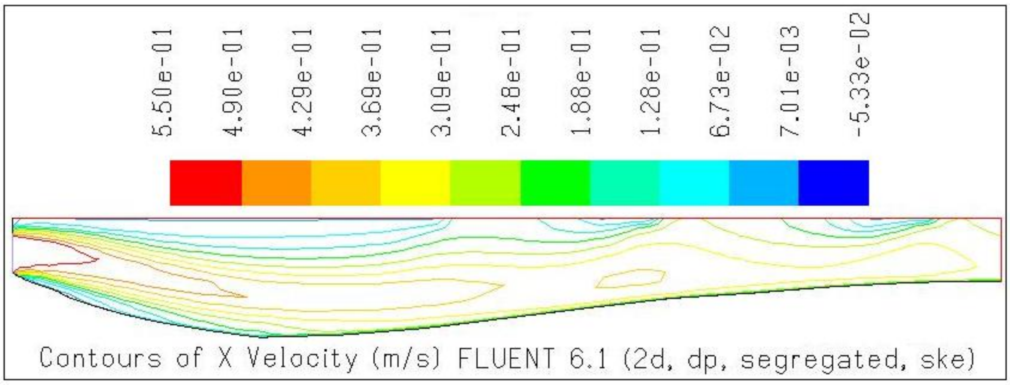
Şekil 4.6 t=90 dak için yatay hız kontürleri, a) Deneysel (Ali ve Lim, 1986), b) FLUENT (Karim ve Ali, 2000), c) FLUENT (k-ε st), d) FLUENT (k-ε REAL) e) FLUENT (k-ε RNG)



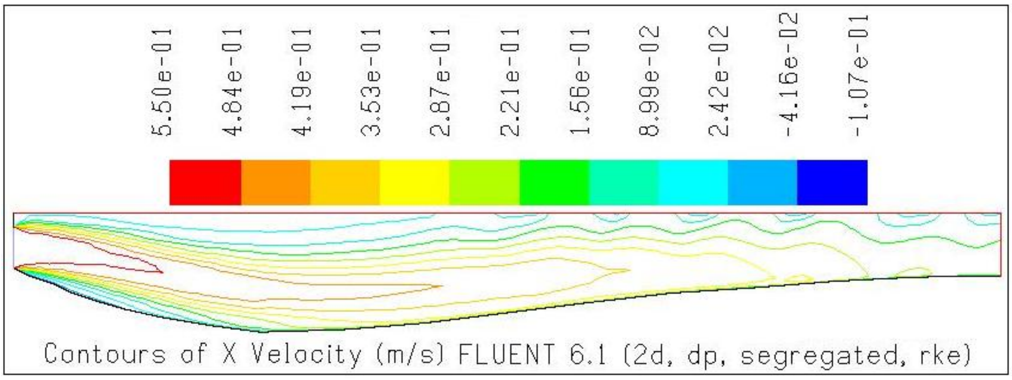
(a)



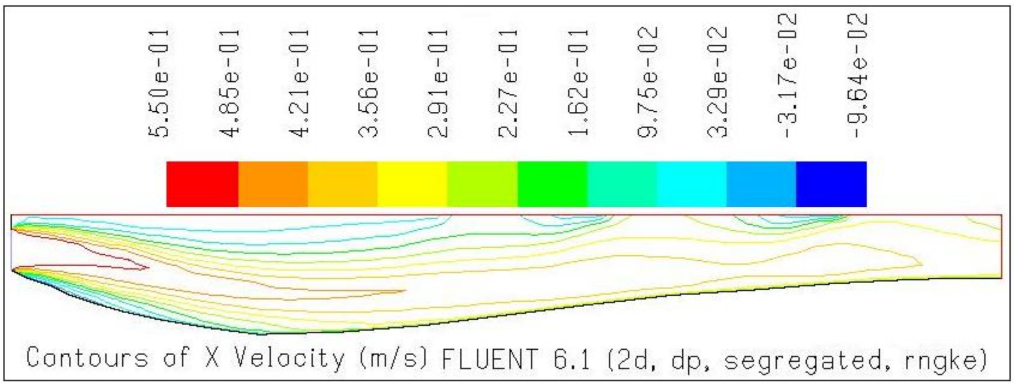
(b)



(c)



(d)

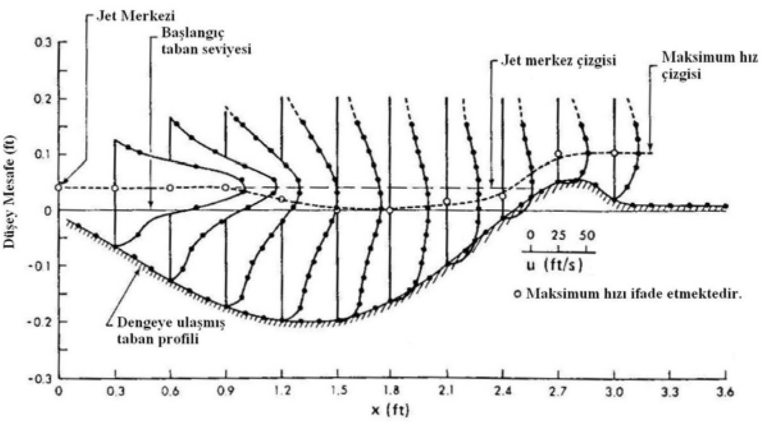


(e)

Şekil 4.7 t=400 dak için yatay hız kontürleri, a) Deneysel (Ali ve Lim, 1986), b) FLUENT (Karim ve Ali, 2000), c) FLUENT (k-ε st), d) FLUENT (k-ε REAL) e) FLUENT (k-ε RNG)

Rajaratnam ve Berry (1977)

Rajaratnam ve Berry (1977)'nin yapmış oldukları deneysel çalışma dikkate alınarak ve FLUENT yazılımı kullanılarak yapılan simülasyon sonuçları karşılaştırılmıştır. Rajaratnam ve Berry (1977), düzlem bir taban üzerinde dairesel duvar jetinin meydana getirdiği erozyon problemini deneysel olarak incelemişlerdir. Taban malzemesi olarak kum ve polistiren, jet akımı olarak da hava ve su kullanmışlardır. Jet akımının dengeye ulaşmış bir oyulma çukuru içindeki davranışını da incelemişlerdir. Şekil 4.8'de dengeye ulaşmış polistiren taban üzerinde, hava jetinin neden olduğu oyulma çukurunda meydana gelen hız alanları görülmektedir. Çizelge 4.4'de deney parametreleri verilmiştir.



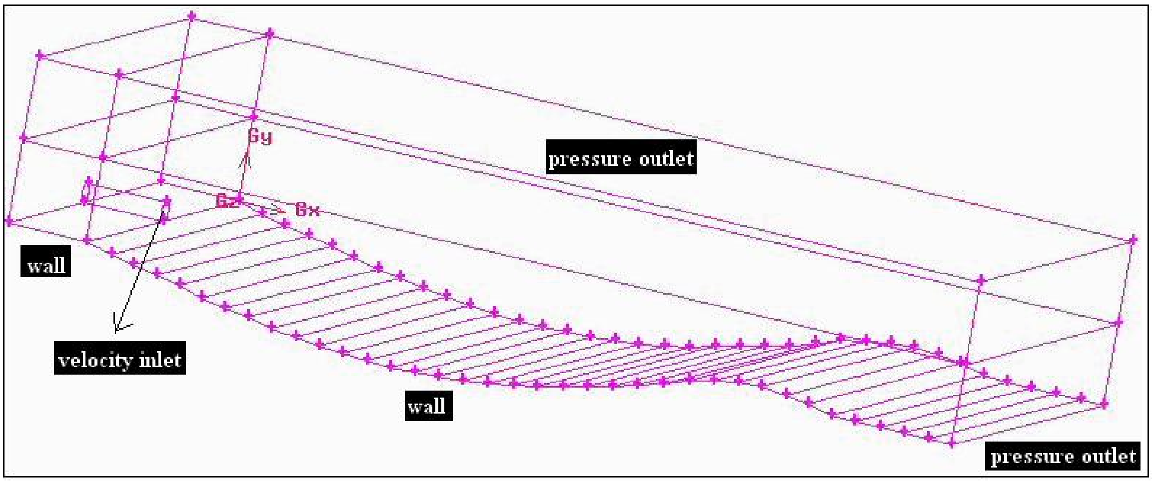
Şekil 4.8 Denge durumundaki bir oyulma çukurunda üç boyutlu hava jetinin yarattığı hız dağılımı, 1 ft/s=0.3048 m/s. (Rajaratnam ve Berry, 1977)

Çizelge 4.4 Deney parametreleri (Rajaratnam ve Berry, 1977)

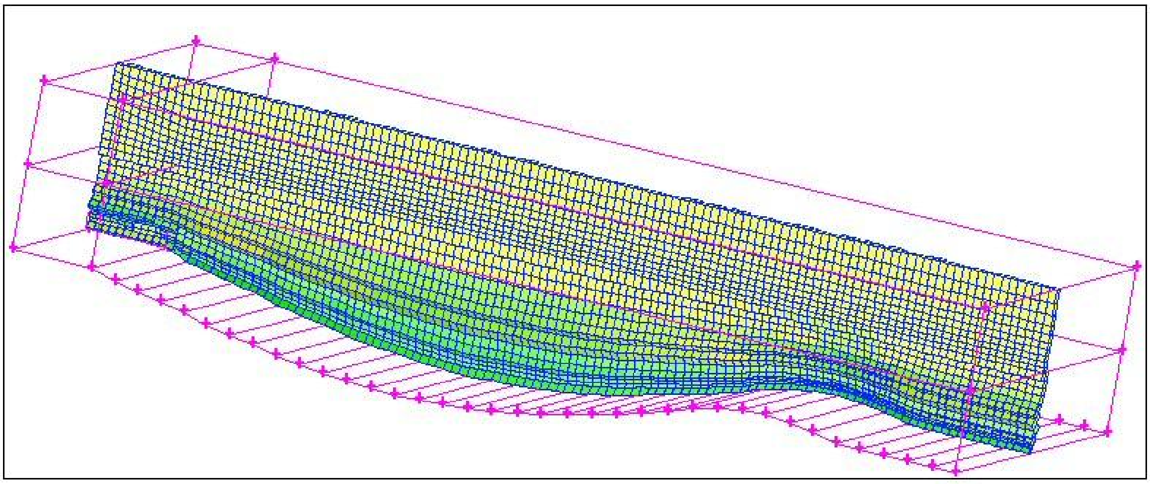
U_0 (m/s)	d_0 (m)	d_s	d (mm)	ρ_{hava} (kg/m^3)	Fr_d	Re
34.44	0.0235	2.65	1.40	1.206	10.02	53112

Burada, d_0 jet çıkış çapını, U_0 ortalama jet çıkış hızını, d_s tanenin yoğunluğunu, d tane çapını, ρ akışkanın özgül kütlesini, Fr_d $\left(Fr_d = U_0 \Big/ \sqrt{g \frac{\rho_s - \rho}{\rho} d}\right)$ yoğunluk Froude sayısını, Re ($Re = U_0 d/\nu$) Reynolds sayısını, ρ_s taban malzemesinin özgül kütlesini ve ν akışkanın kinematik viskozitesini ifade etmektedir. Fr_d ve Re, ortalama jet çıkış hızının ve taban malzemesi çapının bir fonksiyonudur.

Bu çalışmada, Rajaratnam ve Berry (1977)'nin deneysel verilerinden elde edilen akım alanını elde etmek ve ileride yapılacak modellemeyi doğrulamak amacıyla üç boyutlu dairesel türbülanslı serbest jet simülasyonu yapılmıştır. Jet çıkışındaki hız dağılımı üniform olarak dikkate alınmıştır. Çözüm aşamasında standart $k-\varepsilon$ (kararlı) ve LES (kararsız) türbülans modelleri seçilmiş ve standart cidar fonksiyonu uygulanmıştır. Ayrıklaştırma şeması olarak, basınç için standart, Basınç-hız ikilisi için SIMPLE, momentum, türbülans kinetik enerji ve türbülans kayıp oranı için de Second Order Upwind seçenekleri seçilmiştir. Rajaratnam ve Berry (1977)'nin yapmış olduğu çalışma dikkate alınarak oluşturulan geometriye verilen sınır şartları Şekil 4.9'da ve oluşturulan çözüm ağı Şekil 4.10'da verilmiştir.



Şekil 4.9 Sınır şartları



Şekil 4.10 Çözüm ağı

Modellemede dikkate alınan parametreler Çizelge 4.5'de, çözüm ağına ait özellikler ise Çizelge 4.6'da ifade edilmiştir. Çizelge 4.4'de, U_0 jet çıkış hızını, I türbülans şiddetini, ℓ uzunluk ölçeğini, k taban pürüzlülüğünü ve y^+ $\left(y^+ = u_* y/\nu\right)$ Türbülans Reynolds sayısını ifade etmektedir.

Çizelge 4.5 Modellemede dikkate alınan parametreler

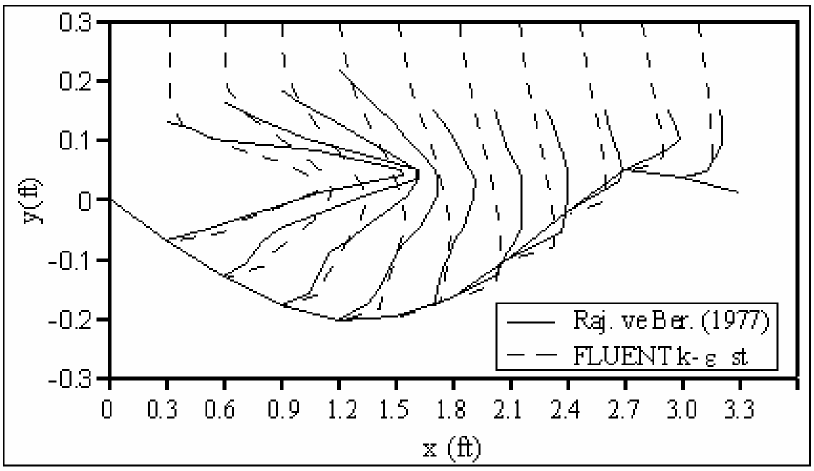
U_0 (m/s)	I (%)	ℓ (m)	k (m)	y^+
34.44	4.1	0.0235	0.0014	<200

Çizelge 4.6 Oluşturulan çözüm ağına ait özellikler

U_0 (m/s)	Çözüm ağı	Hücre (cell)	Yüzey (face)	Nokta (node)
34.44	113×13×50	114180	368431	140417

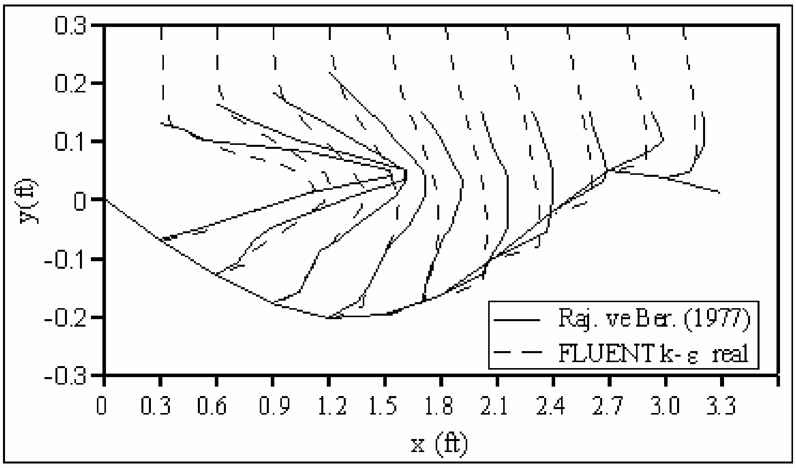
Şekil 4.11'de Rajaratnam ve Berry (1977) ve $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen yatay hız dağılımları (u) görülmektedir. Elde edilen sonuçların akım davranışı açısından uyumlu olduğu görülmüştür. Fakat, akım şiddeti açısından Standart $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen hız değerlerinin deney sonuçlarından daha düşük olduğu görülmüştür.

Şekil 4.12'de Rajaratnam ve Berry (1977) ile LES türbülans modeli ile elde edilen yatay hız dağılımları (u) görülmektedir. LES türbülans modeli ile elde edilen sonuçların özellikle cidar yakınında yetersiz olduğu görülmüştür. Bu nedenle cidar yakınındaki çözüm ağının iyileştirilmesi gerektiği düşünülmektedir.

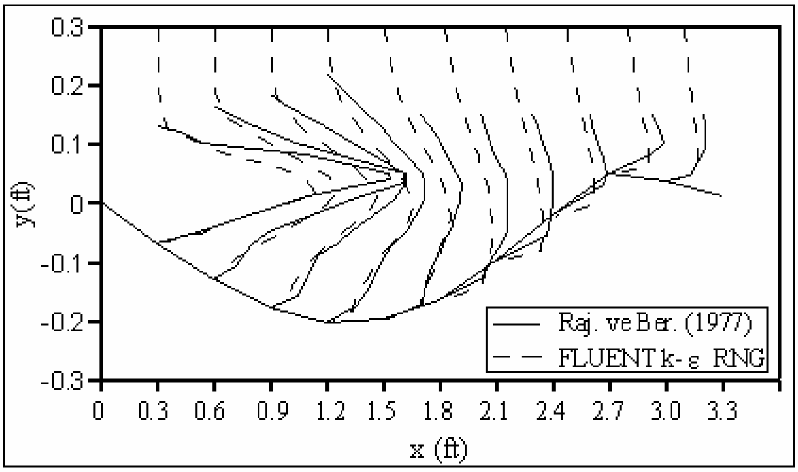


(a)

Şekil 4.11 Rajaratnam ve Berry (1977) ve $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen yatay hız kontürlerinin karşılaştırılması a) k-ε st, b) k-ε REAL c) k-ε RNG

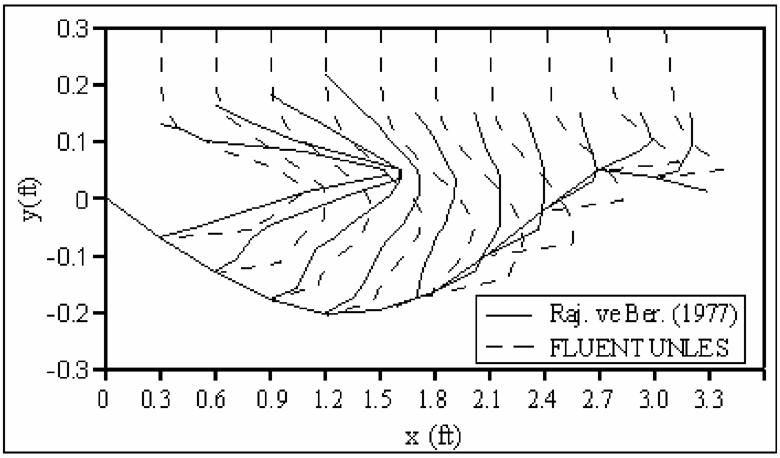


(b)



(c)

Şekil 4.11 Devamı

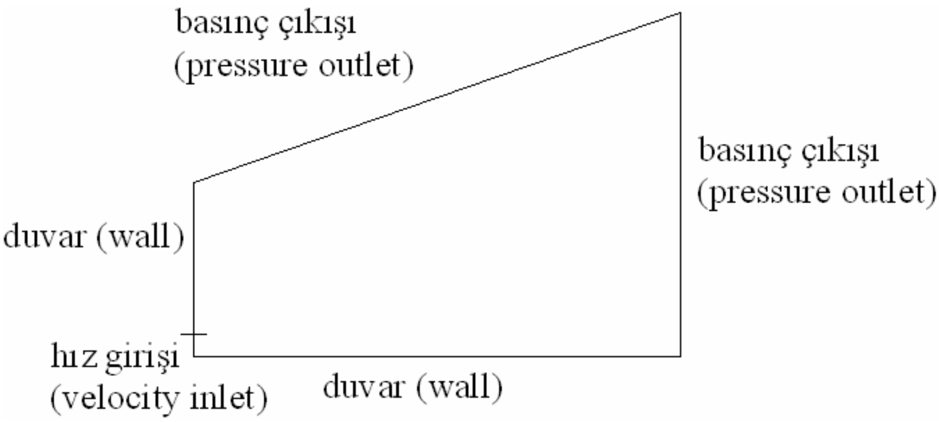


Şekil 4.12 Rajaratnam ve Berry (1977) ve LES (kararsız) ile elde edilen yatay hız kontürlerinin karşılaştırılması

Venas, Abrahamsson, Krogstad ve Löfdahl (1999)

Venas vd. (1999)'nin yapmış oldukları deneysel çalışma sonuçları ile bu çalışma dikkate alınarak yapılan simülasyon sonuçları karşılaştırılmıştır. Bu çalışmada, iki ve üç boyutlu dairesel türbülanslı sınırlanmış duvar jeti simülasyonu yapılmıştır. Jet çıkışındaki hız dağılımı üniform olarak dikkate alınmıştır. Çalışmada dikkate alınan akışkan havadır. Çözüm aşamasında standart $k-\varepsilon$ (kararlı) ve LES (kararsız) türbülans modelleri seçilmiş ve standart duvar fonksiyonu uygulanmıştır. Ayrıklaştırma şeması olarak, basınç için standart, Basınç-hız ikilisi için SIMPLE, momentum, türbülans kinetik enerji ve türbülans kayıp oranı için de Second Order Upwind seçenekleri seçilmiştir. Venas vd. (1999)'nin yapmış oldukları çalışma dikkate alınarak oluşturulan geometriye verilen sınır şartları Şekil 4.13'de ifade edilmiştir.

Modellemede dikkate alınan parametreler Çizelge 4.7'de, çözüm ağına ait özellikler ise Çizelge 4.8'de ifade edilmiştir. Çizelge 4.7'da, U_0 jet çıkış hızını, I türbülans şiddetini, ℓ uzunluk ölçeğini, k taban pürüzlülüğünü ve y^+ $\left(y^+ = u_* y/\nu\right)$ Türbülans Reynolds sayısını ifade etmektedir.



Şekil 4.13 Sınır şartları

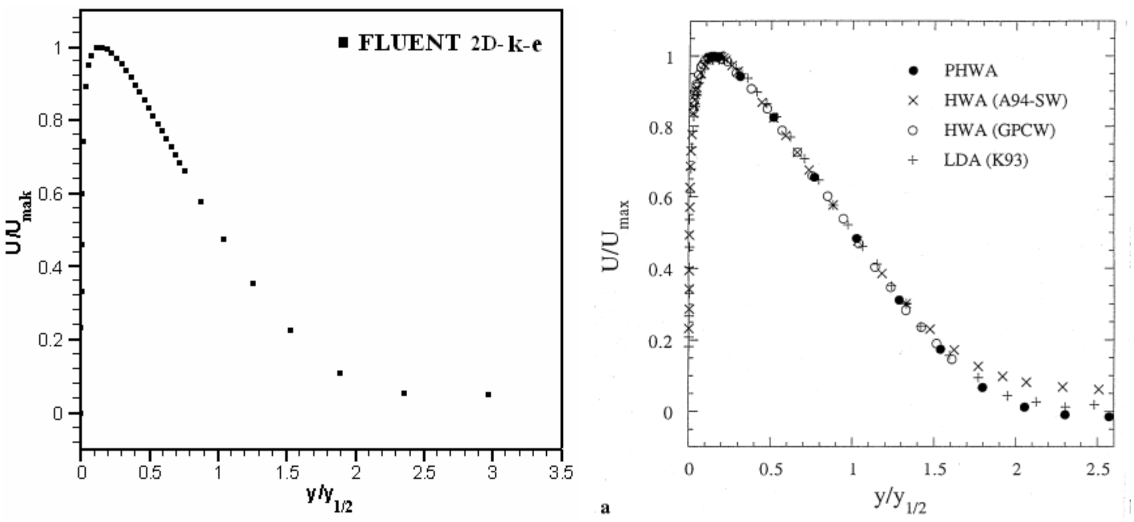
Çizelge 4.7 Modellemede dikkate alınan parametreler

	U_0 (m/s)	I (%)	ℓ (m)	y^+
2D	15.2	0.4	0.0025	<10
3D	40	0.8	0.001	<160

Çizelge 4.8 Oluşturulan çözüm ağına ait özellikler

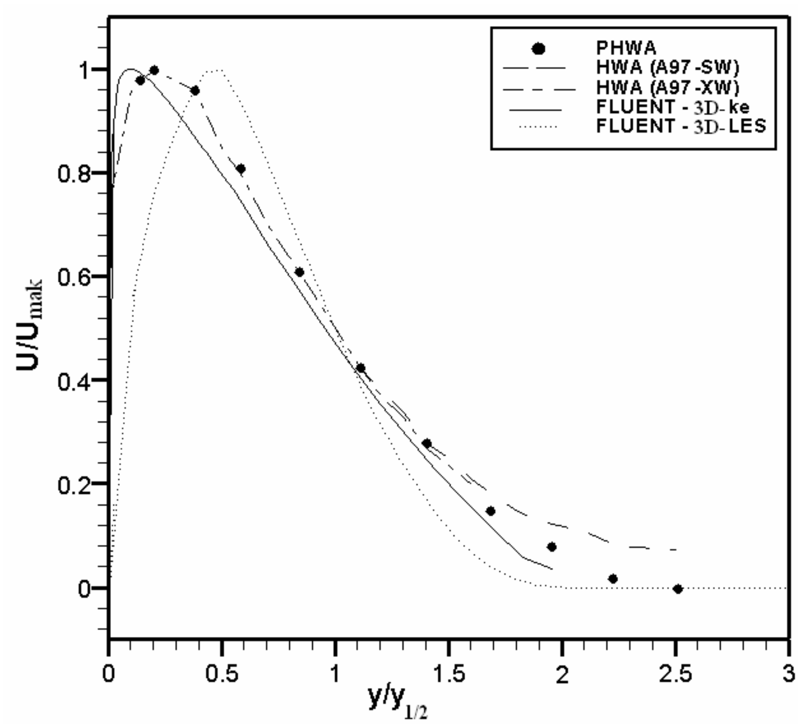
	Hücre (cell)	Yüzey (face)	Nokta (node)
2D	55513	122311	66799
3D	140827	456009	174829

Şekil 4.14'de deneysel ve sayısal olarak elde edilen düzlemsel jete ait boyutsuz ortalama hız değerleri görülmektedir. Düzlemsel jete ait simülasyonlar iki boyutlu ve standart $k-\varepsilon$ türbülans modeli kullanılarak yapılmıştır. Sonuçların uyumlu olduğu görülmektedir. Şekil 4.15'de ise deneysel ve sayısal olarak elde edilen dairesel jete ait boyutsuz ortalama hız değerleri görülmektedir. Dairsel jete ait simülasyonlar üç boyutlu ve standart $k-\varepsilon$ ve LES türbülans modelleri kullanılarak yapılmıştır. Standart $k-\varepsilon$ modelinin deney sonuçları ile uyumlu olduğu görülmektedir. Buna karşın LES modelinde türbülans kinetik enerji üretiminin oldukça fazla olduğu görülmektedir.



(a) (b)

Şekil 4.14 Düzlemsel jete ait boyutsuz ortalama hız değerleri, a) Standart $k-\varepsilon$ modeli, (b) Deneysel sonuçlar (Venas vd., 1999)



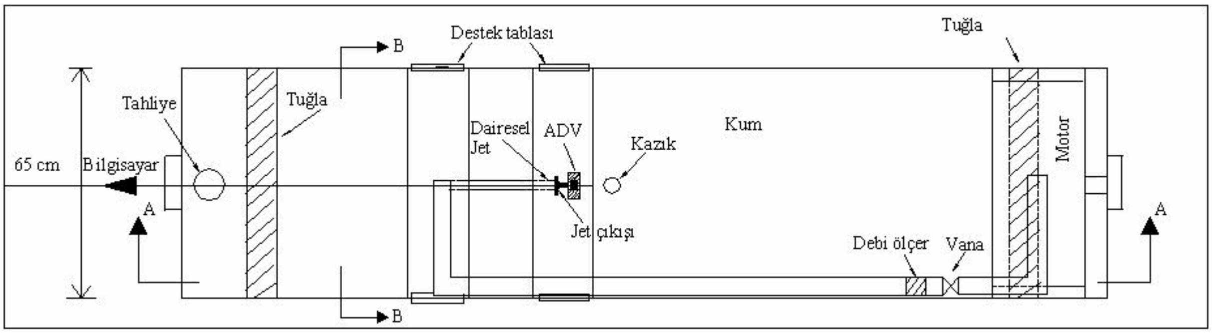
Şekil 4.15 Dairesel jete ait boyutsuz ortalama hız değerleri, sayısal ve deneysel (Venas vd., 1999) sonuçlar

5. DENEYSEL ÇALIŞMA VE MODELLEME

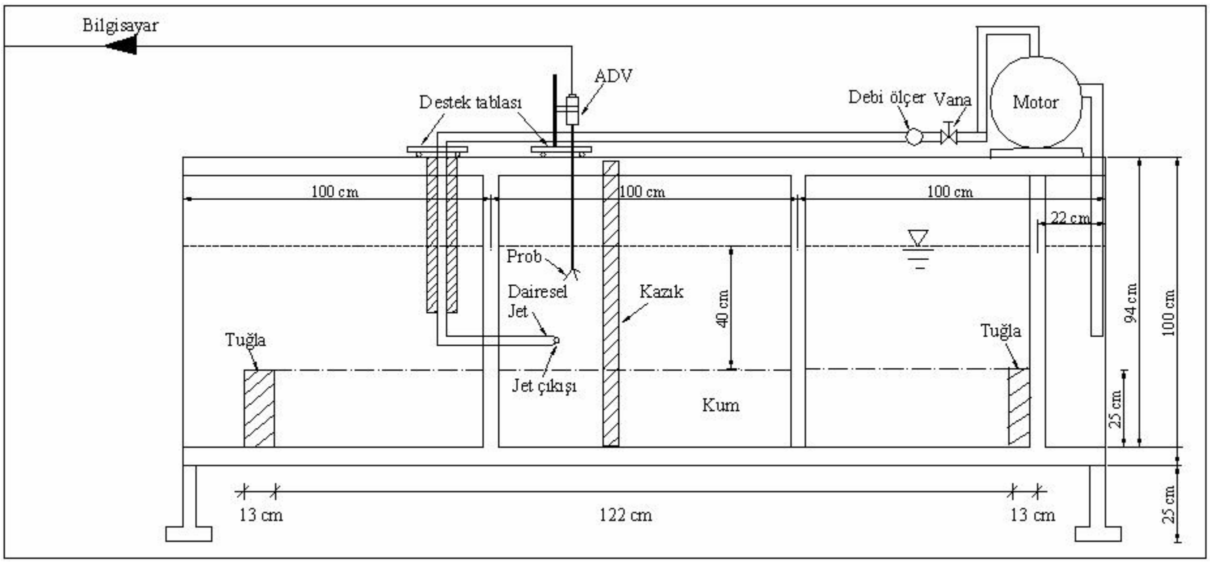
5.1 Deney Sistemi

5.1.1 Deney Kanalı

Deneyler Yıldız Teknik Üniversitesi Hidrolik ve Kıyı-Liman Laboratuarında kurulan 3 m uzunluğunda, 0.62 m genişliğinde ve 1 m yüksekliğinde her iki tarafı cam bir kanalda yapılmıştır (Şekil 5.1).

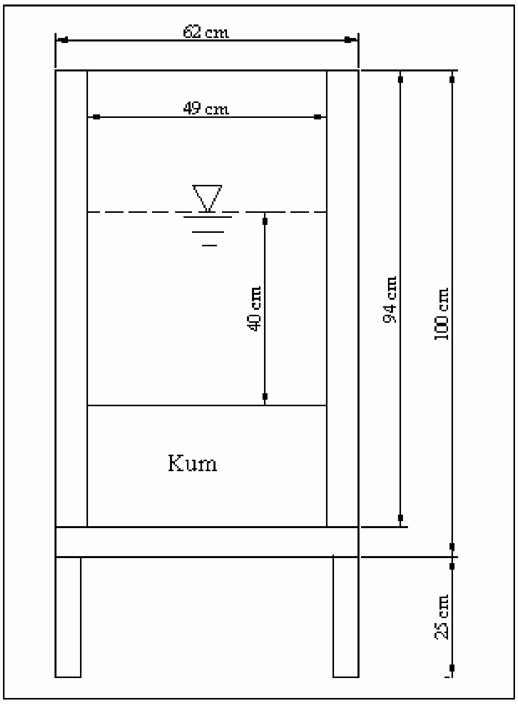


(a)



(b)

Şekil 5.1 Deney Sistemi, a) Üstten görünüş, b) Yandan görünüş-boykesit (A-A kesiti), c) Yandan görünüş-enkesit (B-B kesiti)



(c)

Şekil 5.1 Devam

Deney kanalı üzerine 0.5kW gücünde ve TL3 170 tipinde bir pompa yerleştirilmiştir. Pompada basılan suyun debisi A104LMA 100 GPI model bir dijital elektronik debimetre ile belirlenmiştir. Debimetreden sonra, kanalın içine yerleştirilen jet çıkışı için su jetinin farklı derinliklerde ve farklı mesafelerde etkitilebilmesi amacıyla hareketli bir mekanizma oluşturulmuştur. Erozyon deneyleri için kanal tabanına 25 cm kalınlığında kum serilmiştir.

5.1.2 Debi Ölçümleri

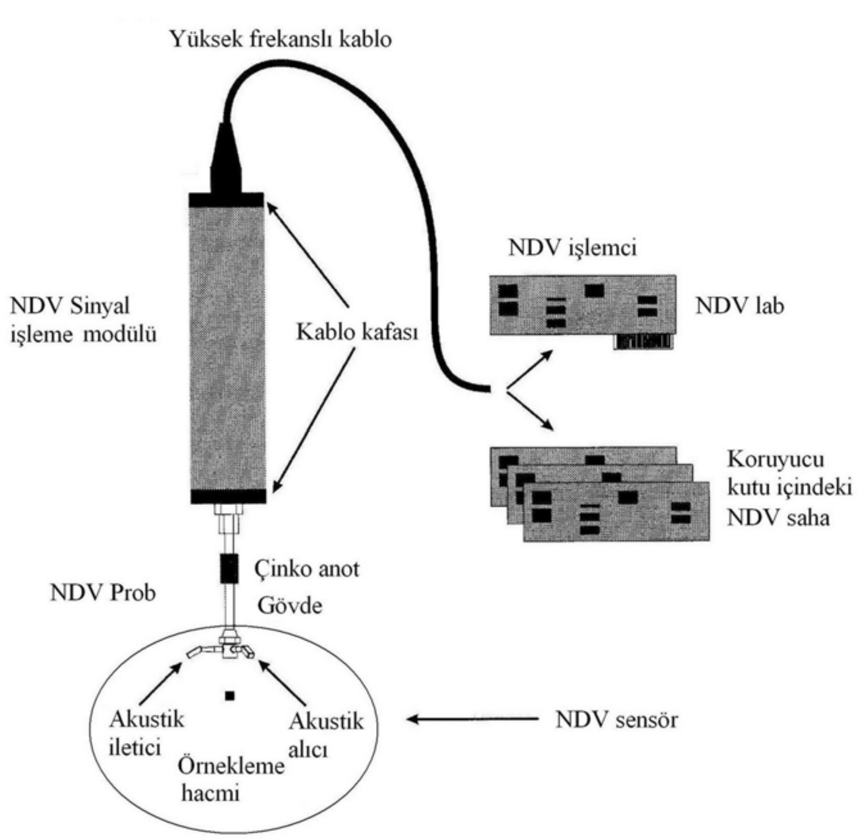
Deneyler sırasında, oluşturulacak jetin debisi pompadan sonra yerleştirilen A104LMA 100 GPI model elektronik debimetre ile ölçülmüştür. Jetin hemen çıktığı noktada mikromuline ile yapılan ölçümlerden elde edilen hız değeri ile hesaplanan (Q/A) çıkış hızı arasında %15 kadarlık bir fark belirlenmiştir. Bunun nedeni, muline ile yapılan ölçümlerde probun çıkıştan ancak belirli bir mesafeye yerleştirilebilmesidir. Çıkıştan fışkıran batık jetin hızı su içinde karşılaştığı direnç nedeniyle çıkıştaki teorik hızdan %15 mertebesinde daha az olmaktadır.

5.1.3 Hız Ölçümleri

Bu çalışmanın temel amacı, bir jet akımının, farklı taban koşullarında (düz, oyulmuş) bir kazık etrafında meydana getirdiği akıma ait karakteristiklerin belirlenmesidir. Bu amaçla, akım alanında üç doğrultudaki hız değerleri ölçülmüştür. Deneylerde akım davranışını en doğru şekilde belirlemek için, akım alanını rahatsız etmeyen bir ölçüm aracı olan Akustic Dopler Hız Ölçer (Acoustic Doppler Velocimeter-ADV) kullanılmıştır. Bu bölümde ADV'nin özellikleri hakkında bilgi verilmektedir.

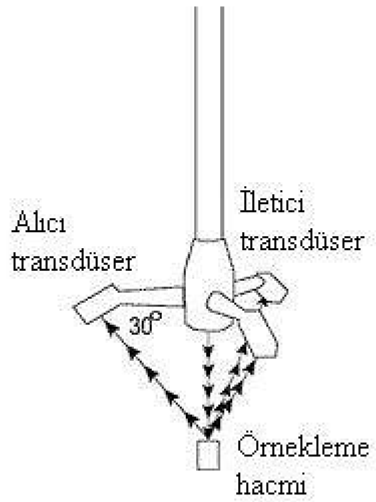
ADV, akustik dopler prensibine dayanan, yüksek doğruluğa sahip, üç doğrultudaki hız bileşenlerini ölçen bir hız ölçerdir. Özellikle sınır tabakası ve bazı türbülans ölçümleri için oldukça elverişlidir ve birçok disiplinde kullanılmaktadır. (Sarker, 1998)

ADV, sensöre belirli bir mesafede (~5, 10 cm) bulunan örnekleme hacmindeki akımı ölçmek için akustik algılama tekniği kullanmaktadır. Ölçüm yapılan akım alanı probun varlığından dolayı rahatsız edilmemektedir. Maksimum örnekleme oranı 25 Hz'dir. (Del Mar, 2002) Şekil 5.2'de NDV Akustik Dopler'in elemanları görülmektedir.



Şekil 5.2 NDV Akustik Dopler'in elemanları (NDV Operations Manual, 2000)

Ölçüm aleti, ölçüm probu, düzenleme (conditioning) modülü ve işlem (processing) modülü olmak üzere üç modüle sahiptir. Ölçüm probu, bir iletici ve üç alıcı olmak üzere toplam dört transdüserden oluşan bir akustik algılayıcıdır (Şekil 5.3). Alıcı transdüserler, iletici transdüserin etrafında 120^{o}'lik aralıklarla konumlanmış kısa kolların ucuna yerleştirilmişlerdir. Akustik sinyaller, alıcı ve iletici sinyallerin algılayıcıdan 5 cm aşağıda kesişmesini sağlayacak şekilde yönlendirilmişlerdir. Bu dört sinyalin kesiştiği hacim örnekleme hacmi olarak adlandırılmaktadır. Bu hacim, 0.3, 0.6 ve 0.9 cm arasında değişen yüksekliğe ve yaklaşık 0.6 cm çapına sahip bir silindirdir. Hız ölçümlerinin doğruluğundan emin olmak için üç alıcı da tamamen batmış olmalıdır. (Del Mar, 2002)



Şekil 5.3 ADV ölçüm probu. İletici ve alıcı transdüserler görülmektedir. (Nortek web)

ADV, üç boyutlu hız bileşenlerini ölçmek için kullanılmıştır. ADV, akustik titreşimleri suyun içinde ileten üç boyutlu uzaktan algılamaya sahip bir hız sensörüdür. Bu titreşimler suyun içindeki taneler tarafından üç boyutta saptırılmakta ve oluşan yankı ADV'nin sahip olduğu alıcılar tarafından alınmaktadır. Doppler üç boyuttaki yankı bileşenlerinin büyüklüğüne göre değişmekte, böylece üç boyutta hız belirlenebilmektedir. Dopplerin değişimi tane hızı ile orantılıdır. (Sarker, 1998)

Dört tip ADV prob vardır. Bunlar, standart-3D aşağı bakan prob, 3D yan bakan probe, 2D yan bakan probe, 3D yukarı bakan probe. Bu çalışmada standart-3D aşağı bakan ve 3D yan bakan ADV prob kullanılmıştır.

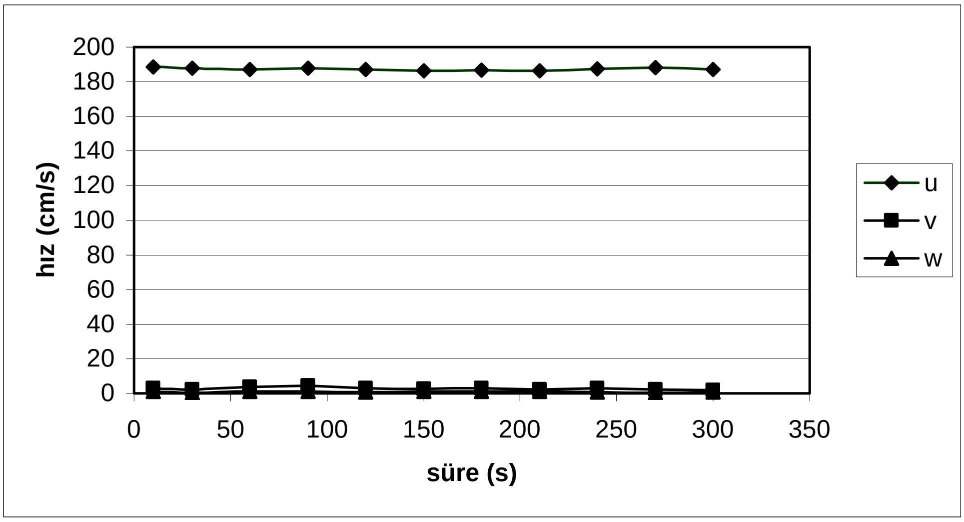
ADV'nin kalibrasyon faktörleri, ses hızı ve iletici ve alıcı transdüserler arasındaki açı ile belirlenmektedir. Dikkate alınan ses hızının doğruluğundan emin olmak için suyun sıcaklığı ve tuzluluğu veri almaya başlamadan önce yazılımda ilgili bölümde (data acquisition software) girilmelidir. Kalibrasyon açıları fabrikada ölçülmüştür ve sadece yeni prob takılırsa değiştirilmesi gerekmektedir. Kalibrasyon tekrarı, probe hasar görmedikçe gerekmemektedir. (Del Mar, 2002)

İşlem (processing) modülü, dopler ölçümü için gerekli dijital sinyal üretimini gerçekleştirmektedir. Bu işlem bilgisayara yerleştirilen bir kart üzerinde yapılmaktadır. Elde edilen veriler, metin (ASCII) formatına kolaylıkla çevrilebilen bir dosyaya kaydedilmektedir. (Del Mar, 2002)

Yapılan deneylerde ölçümlerin sağlıklı olabilmesi için suyun içindeki askı malzemesi yeterli olmalıdır. Doğada suyun içinde bu saptırmayı sağlayacak taneler yeterince mevcuttur. Açık kanal, boru akımı gibi akımlarda küçük kabarcıklar doğal olarak sapmayı sağlamaktadır. Laboratuar ortamında ADV ile yapılan ölçümlerde, su içinde az miktarda askı malzemesi bulunmasından dolayı oluşan hatayı önlemek için suya askı malzemesi eklenmiştir. Bu askı malzemesinin, suda erimeyen, su ile yaklaşık aynı özgül ağırlığa ve 10μm mertebesinde bir boyuta sahip olması önerilmektedir. Kullanılan malzeme düşük hızlarda dahi askıda kalabilecek bir malzeme olmalıdır. (Del Mar, 2002)

Deneylerde kullanılan askı malzemesi Nortek AS'den alınmıştır. Malzeme 10μm boyutundadır ve 1 m^3'de 10 ile 50 gram arasında değişen konsantrasyonlarda kullanılmıştır.

Yapılan ölçümlerde veri alma süresinin belirlenmesi için serbest jet akım koşullarında, Q=40 lt/dk için farklı sürelerde veri alınmıştır. Bu veriler Şekil 5.4'de görülmektedir. Bu sonuçlar ışığında serbest jet için 100 s (1500 veri – 15 Hz) süresince veri alınmıştır.



Şekil 5.4 Serbest jet için farklı sürelerde elde edilen ortalama hız değerleri, Q=40 lt/dk için

Deneylerde çeşme suyu kullanılmaktadır. Kullanılan suyun sıcaklığı HAWKEYE FF3300PX-1 model taşınabilir echosounder ile ölçülmüştür. ADV'nin teknik özellikleri Çizelge 5.1'de verilmiştir.

Çizelge 5.1 ADV'nin teknik özellikleri

Akustik frekans	10MHz
Hız aralığı	± 0.03, ± 0.10, ± 0.30, ± 1.00 ve ± 2.50 m/s
Hata payı	0.1 mm/s
Olması beklenen kesin-sabit hata	$\pm 1\%$
Rastgele hata	Yaklaşık olarak 25 Hz'de hız aralığının 1%'i kadardır.
Örnekleme oranı	0.1 ile 25 Hz arasında seçilebilmektedir.
Örnekleme hacmi	0.25 cm^3'den daha küçük (0.3, 0.6 ve 0.9 cm yüksekliklerinden biri seçilebilmektedir.)
Minimum su derinliği	Yan bakan 2D prob için 20 mm, 5 cm'lik prob için 60 mm ve 10 cm'lik prob için 120 mm'dir.
Örnekleme hacmi ile cidar arasındaki minimum mesafe	5 mm
Maksimum su derinliği	30 m
Probun elektronik özellikleri	Deney sırasındaki ısı: 0 ve 40 ^oC arasında Saklama koşullarındaki ısı: -10 ve 50 ^oC arasında
Güç	Güç desteği: -110/220 Volt AC Prob kablosundaki voltaj ± 12 VDC (50 mA) ve 20 Vrms AC (100 mA) geçmemelidir.
Kontrol ve iletişim hatları	Analog u, v ve w: Seçimlik (± 5 V, ± 10 V) Analog sinyal gücü: Yok Seri bağlantı: Yok Güç imkanı (uyku modu): Yok TTL External Synch I/O: Var

Gordon ve Cox (2000), yaptıkları çalışmada Nortek Akustik Dopler Hızölçerin farklı sınır şartlarındaki performansını belirlemek için çeşitli testler yapmışlardır.

Çizelge 5.2'de deneylerde kullanılan parametreler gösterilmiştir.

Çizelge 5.2 ADV testleri boyunca değiştirilen parametreler (Gordon ve Cox, 2000)

Parametre	Kullanılan aralıklar
Örnek Aralığı	1, 5, 25, 50 ve 100 Hz
Maksimum Hız	0.3 ve 1.0 m/s
Örnek Hacmi	3, 6 ve 9 mm
Akım Koşulları	Türbülanslı

Gordon ve Cox (2000)'un elde ettiği sonuçlar aşağıda özetlenmiştir:

1. 25 ve 50 Hz örnek oranı aynı hata seviyesini üretmektedir. 100 Hz örneklemede ise hata seviyesinin oldukça arttırdığı görülmüştür.
2. 6 mm'lik örnekleme hacmi, 9 mm'lik örnekleme hacmine göre iki kat hataya neden

olmaktadır.

3. 3 mm'lik örnekleme hacminin hata seviyesi oldukça yüksektir

4. 3 mm'lik örnekleme hacmi, örnekleme hızlı olmadığı (100 Hz) sürece ortalama hız için bir hataya (bias) neden olmadığı görülmüştür.

5. Alet hatası 1.0 m/s maksimum hız söz konusu olduğunda, 0.3 m/s maksimum hıza nazaran yaklaşık iki kat hataya neden olmaktadır.

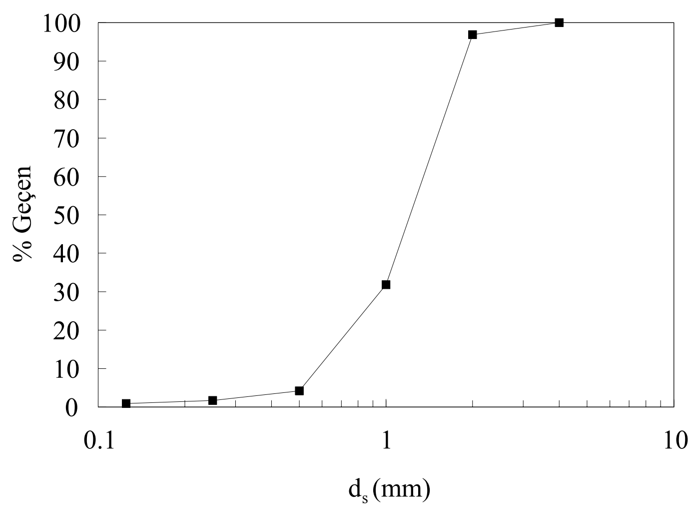
6. 1.0 m/s hız, 0.3 m/s örneklemeden çok daha az sıçrama üretmektedir. Sıçrama önemli miktarda olduğunda, hız oranının artırılmasıyla sıçrama azaltılabilmekte ve bu da hata seviyesini düşürmektedir.

7. Sıçramanın, akıntı hızı ile ilgili değil, türbülans seviyesi ile güçlü bir şekilde ilgili olduğu görülmüştür.

8. Sıçramayı arttıran nedenler, örnekleme oranında ve türbülanstaki artış ile örnekleme hacmi ile maksimum hızdaki azalma olarak ifade edilmiştir. Sıçrama üzerindeki en önemli etkenin maksimum hıza takriben türbülans olduğu belirtilmiştir.

5.1.4 Ölçme Yöntemi

Deneylerde kullanılan kuma ait granülometre eğrisi Şekil 5.5'de gösterilmiştir (Çevik, 1997). Kuma ait özellikler d_{50}=1.28mm, d_{90}=1.89mm, d_{60}=1.43mm ve σ=1.57'dir.



Şekil 5.5 Deney kumu granülometresi (Çevik, 1997)

Deneylerde kullanılan kazık çapı D=48mm ve jet çapı d_0=22mm'dir. Bunun yanısıra dikkate alınan debiler ve bunlara karşılık gelen yoğunluk Froude sayıları sırası ile 40 lt/dak (Fr_d=12.16, Re=38000), 45 lt/dak (Fr_d=13.69, Re=43000) ve 50 lt/dak (Fr_d=15.21, Re=48000)'dır.

Deneylerde kanal yan duvar, uç etkileri boya ve plastik malzemelerin izlenmesi yöntemiyle belirlenmiştir. Bu etkilere göre deney koşulları tespit edilmiştir. Hareketli tabanda kazık etrafında oluşan taban profili kanal üzerine yerleştirilen limnimetre kullanılarak belirlenmiştir.

Deney sistemine ait bazı görüntüler Şekil 5.6'da verilmiştir.

a) Deney sisteminin genel görünüşü

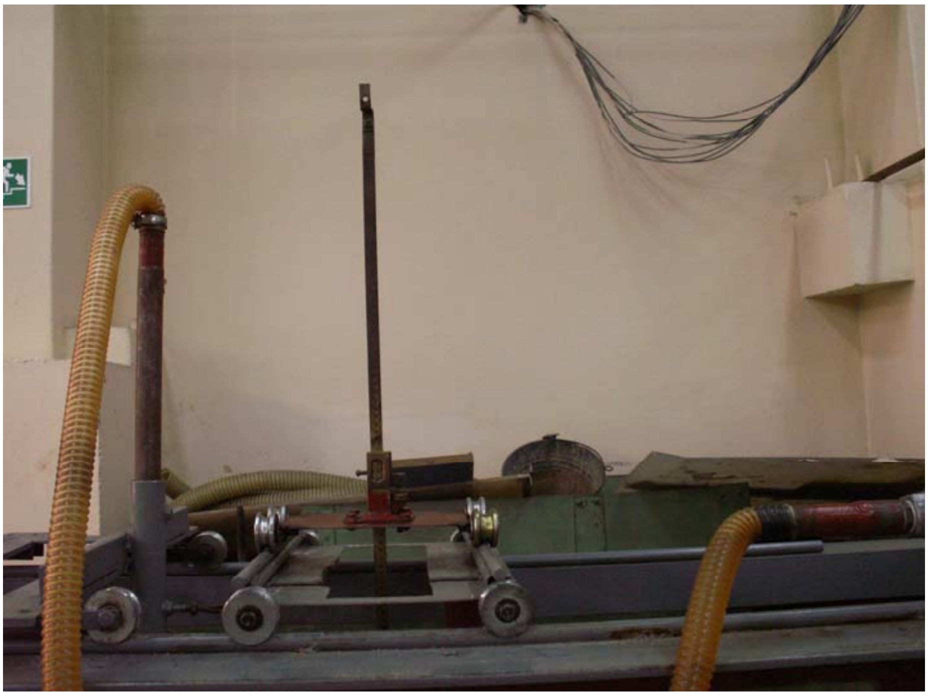
Şekil 5.6 Deney sistemine ait görüntüler

b) Deneylerde kullanılan ADV aşağı bakan prob

c) Duvar jeti deneyleri
için oluşturulan rijit taban

d) Hareketli tabanda kazık etrafında
oluşan oyulma profili ve ADV

Şekil 5.6 Devamı



d) Deney sisteminde ADV ve limnimetrenin yerleştirildiği hareketli tabla

e) Hareketli tabanda kazık etrafında oluşan oyulma profilinin limnimetre ile belirlenmesi

Şekil 5.6 Devamı

Deneyler sırasında dikkate alınan deney koşulları Çizelge 5.3'de özetlenmiştir.

Çizelge 5.3 Deney koşulları

Deney No	Akım Tipi	Fr_d	Ölçüm doğrultusu	X (m)	x/d_0
10111	Serbest Jet	12.16	Düşey	0	0
10121		13.68		0	0
10131		15.21		0	0
10211		12.16	Yatay		1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9
10221		13.68			1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9
10231		15.21			1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9
20211	Duvar Jeti (kazık yok)	12.16	Yatay	0	0
20212				0.011	0.5
20213				0.022	1
20214				0.033	1.5
20215				0.044	2
20216				0.066	3
20217				0.088	4
20218				0.110	5
20219				0.132	6
202110				0.154	7
202111				0.176	8
202112				0.198	9
202113				0.220	10
202114				0.242	11
202115				0.264	12
20221		13.68		0	0
20222				0.011	0.5
20223				0.022	1
20224				0.033	1.5
20225				0.044	2
20226				0.066	3
20227				0.088	4
20228				0.110	5
20229				0.132	6
202210				0.154	7
202211				0.176	8
202212				0.198	9
202213				0.220	10
202214				0.242	11
202215				0.264	12
202216				0.308	14
20231		15.21		0	0
20232				0.011	0.5
20233				0.022	1
20234				0.033	1.5
20235				0.044	2
20236				0.066	3
20237				0.088	4
20238				0.110	5

20239				0.132	6

Çizelge 5.3 Devamı

Deney No	Akım Tipi	Fr_d	Ölçüm doğrultusu	X (m)	x/d_0	
202310	Duvar Jeti (kazık yok)	15.21	Yatay	0.154	7	
202311				0.176	8	
202312				0.198	9	
202313				0.220	10	
202314				0.242	11	
202315				0.264	12	
202316				0.308	14	
202317				0.352	16	
					Kazığın membası	Kazığını Mansabı
31211	Duvar Jeti (kazık var)	12.16	Yatay	0	0	
31212				0.044	2	
31213				0.088	4	
31214				0.110	5	
31215				0.132	6	
32211				0.011		1
32212				0.022		2
32213				0.033		3
32214				0.044		4
32215				0.132		6
32216				0.176		8
31221		13.68		0	0	
31222				0.044	2	
31223				0.088	4	
31224				0.110	5	
31225				0.132	6	
32221				0.011		1
32222				0.022		2
32223				0.033		3
32224				0.044		4
32225				0.132		6
32226				0.176		8
31231		15.21		0	0	
31232				0.044	2	
31233				0.088	4	
31234				0.110	5	
31235				0.132	6	
32231				0.011		1
32232				0.022		2
32233				0.033		3
32234				0.044		4
32235				0.132		6
32236				0.176		8
41211	Hareketli Taban	12.16	Yatay	0.022	1	

41212				0.044	2	
41213				0.088	4	

Çizelge 5.3 Devamı

Deney No	Akım Tipi	Fr_d	Ölçüm doğrultusu	X (m)	x/d_0 Kazığın membası	x/d_0 Kazığını Mansabı
41214	Hareketli Taban	12.16	Yatay	0.110	5	
41215				0.132	6	
42211				0.044		2
42212				0.066		3
42213				0.088		4
42214				0.132		6
42215				0.176		8
42216				0.220		10
42217				0.242		12
41221		13.68		0	0	
41222				0.044	2	
41223				0.088	4	
41224				0.110	5	
41225				0.132	6	
42221				0.044		2
42222				0.066		3
42223				0.088		4
42224				0.132		6
42225				0.176		8
42226				0.220		10
42227				0.242		12
42228				0.308		14
41231		15.21		0.022	1	
41232				0.044	2	
41233				0.088	4	
41234				0.110	5	
41235				0.132	6	
42231				0.044		2
42232				0.066		3
42233				0.088		4
42234				0.132		6
42235				0.176		8
42236				0.220		10
42237				0.242		12
42238				0.308		14
42239				0.352		16

Burada X, serbest jet ve kazığın olmadığı duvar jeti için jet çıkışından itibaren mesafeyi ifade etmektedir. Kazığın mevcut olduğu duvar jeti ve hareketli taban için ise kazığın membasında jet çıkışından itibaren olan mesafeyi, kazığın mansabında kazıktan itibaren dikkate alınan mesafeyi ifade etmektedir.

5.2 Boyut Analizi ve Yerel Erozyonun Modellenmesi

Kazık etrafındaki erozyonun tanımlanabilmesi için olaya etkili değişkenler belirlendikten sonra Çizelge 5.4 ve Çizelge 5.5'de ifade edildiği gibi Langhaar Metodu yardımıyla boyutsuz büyüklükler bulunmuştur (Yüksel, 2000).

Çizelge 5.4 Etkili Büyüklükler

	Büyüklük	Sembol	Birim	Boyut
Akışkanı Karakterize Eden Değişkenler	Akışkanın özgül kütlesi Akışkanın dinamik viskozitesi	ρ μ	kg/m^3 Ns/m^2	ML^{-3} $ML^{-1}T^{-1}$
Akımı Karakterize Eden Değişkenler	Su jetinin çıkış hızı Su jetinin çapı Su derinliği	U_0 d_0 h	m/s m m	LT^{-1} L L
Taban Malzemesini Karakterize Eden Değişkenler	Taban malzemesinin boyutu Taban malzemesinin özgül kütlesi	d_{50} ρ_s	m kg/m^3	L ML^{-3}
Geometriyi Karakterize Eden Değişkenler	Kazık çapı Jetin çıkışının kazığa olan yatay uzaklığı Jet ekseninin tabana olan yatay uzaklığı	D X Y	m m m	L L L
Diğer değişkenler	Yer çekimi ivmesi	g	m/sn^2	LT^{-2}

Çizelge 5.5 Değişken Boyutları

	k_1	k_2	k_3	k_4	k_5	k_6	k_7	k_8	k_9	k_{10}	k_{11}	k_{12}
Sembol	μ	h	D	X	Y	S_{mak}	d_{50}	ρ_s	g	d_0	ρ	U_0
M	1	0	0	0	0	0	0	1	0	0	1	0
L	-1	1	1	1	1	1	1	-3	1	1	-3	1
T	-1	0	0	0	0	0	0	0	-2	0	0	-1

$$k_1+k_8+k_{11}=0 \tag{5.1}$$

$$-k_1+k_2+k_3+k_4+k_5+k_6+k_7-3k_8+k_9+k_{10}-3k_{11}+k_{12}=0 \tag{5.2}$$

$$-k_1-2k_9-k_{12}=0 \tag{5.3}$$

bu ifadelerden,

$$k_{11}= -(k_1+k_8) \tag{5.4}$$

$$k_{12}= -(k_1+2k_9) \tag{5.5}$$

$$k_{10}= -k_1-k_2-k_3-k_4-k_5-k_6-k_7+k_9 \tag{5.6}$$

(5.4), (5.5) ve (5.6) ifadeleri kullanılarak Çizelge 5.6'da görülen boyutsuzların üstel değerleri bulunur. Çizelge 5.6'da boyutsuz büyüklüklerin üstel değerleri verilmiştir.

Çizelge 5.6 Boyutsuz büyüklüklerin üstel değerleri

	k_1	k_2	k_3	k_4	k_5	k_6	k_7	k_8	k_9	k_{10}	k_{11}	k_{12}
Π_1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	-1	-1	-1
Π_2	0	1	0	0	0	0	0	0	0	-1	0	0
Π_3	0	0	1	0	0	0	0	0	0	-1	0	0
Π_4	0	0	0	1	0	0	0	0	0	-1	0	0
Π_5	0	0	0	0	1	0	0	0	0	-1	0	0
Π_6	0	0	0	0	0	1	0	0	0	-1	0	0
Π_7	0	0	0	0	0	0	1	0	0	-1	0	0
Π_8	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	-1	0
Π_9	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	-2

Çizelge 5.6'dan dokuz boyutsuz büyüklük aşağıdaki gibi elde edilmiştir;

$$\left.\begin{aligned}
\pi_1 &= d_0^{-1}\rho^{-1}U_0^{-1}\mu^1 \\
\pi_2 &= hd_0^{-1} \\
\pi_3 &= Dd_0^{-1} \\
\pi_4 &= Xd_0^{-1} \\
\pi_5 &= Yd_0^{-1} \\
\pi_6 &= S_{mak}d_0^{-1} \\
\pi_7 &= d_{50}d_0^{-1} \\
\pi_8 &= \rho_s\rho^{-1}
\end{aligned}\right\} \tag{5.7}$$

$$\pi_9 = U_0^2 g^{-1} d_0^{-1}$$

o halde boyutsuz fonksiyon;

$$F\left(Re, h/d_0, D/d_0, X/d_0, Y/d_0, S_{mak}/d_0, Fr_d^2, d_{50}/d_0, \rho_s/\rho\right) = 0 \tag{5.8}$$

Re sayısı türbülanslı jet akımının hakim olması nedeniyle ihmal edilmiştir.

Batıklık etkisi Fr_d yoğunluk sayısında dikkate alındığından ρ_s/ρ boyutsuzunun etkisi ihmal edilmiştir.

Sadece tek granülometriye sahip kum tabanla çalışıldığından d_{50}/d_0 etkisi göz önüne alınmamıştır.

X/d_0 boyutsuzunda kazık çapı etkisinin de belirlenmesi için D/d_0 boyutsuzu ile birlikte dikkate alınarak X/D rölatif uzaklık sayısı tanımlanmıştır.

h/d_0 rölatif su derinliğinin etkisi su derinliğinin sabit tutulması ve jet açıklık etkisinin Y/d_0

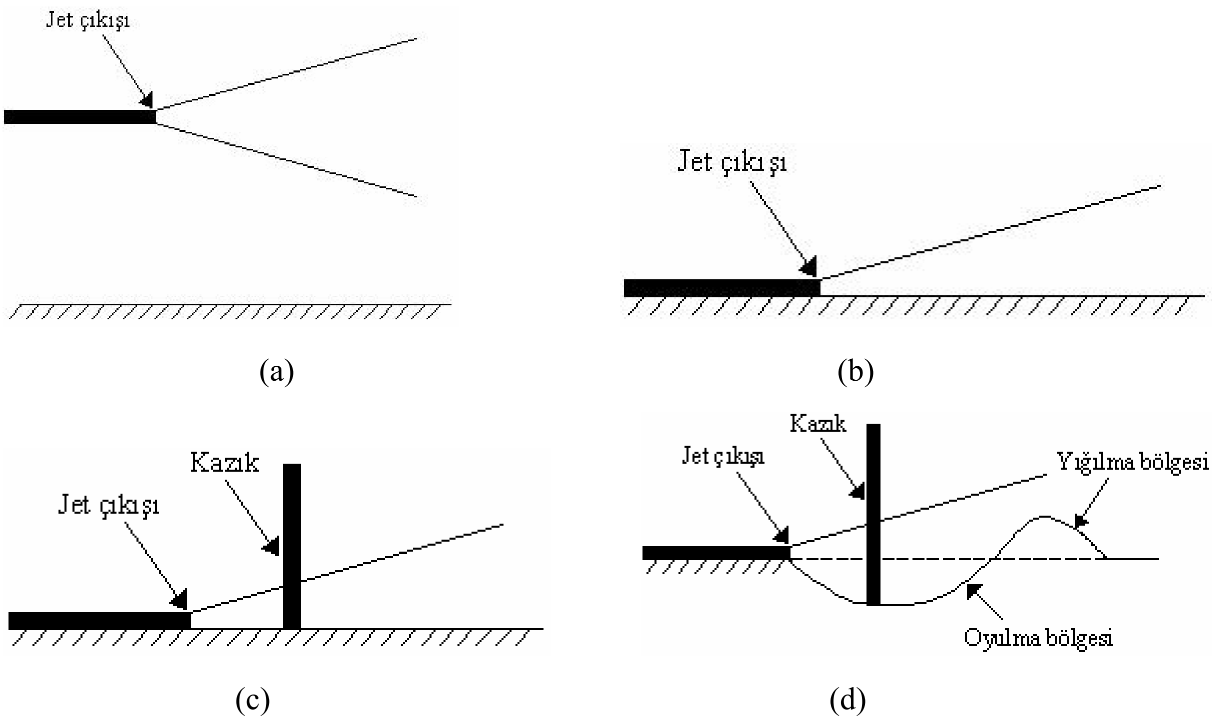
ile temsil edilmesi nedeniyle ihmal edilmiştir. Böylece bu çalışma için rölatif oyulma derinliği aşağıdaki boyutsuzların fonksiyonu olur.

$$\frac{S_{mak}}{d_0} = f\left(Fr_d, \frac{X}{D}, \frac{Y}{d_0}, \frac{D}{d_0} \right) \tag{5.9}$$

(5.9) ifadesinden S_{mak}/d_0 rölatif oyulma derinliği eşitliğin sağ tarafındaki boyutsuzlarla olan değişimleri deneylerden elde edilen ölçüm değerleri kullanılarak elde edilebilecektir.

5.3 Deney Programı

Doğadaki olay laboratuar şartlarında dairesel bir duvar jeti şeklinde benzeştirilmiştir. Problemin analizi aşağıdaki şekilde yapılmıştır: a) Serbest jet, b) Duvar jeti, c) Duvar jetinin kazık etrafında yarattığı akım alanı, d) Jet akımının hareketli tabanda denge oyulma derinliğinde kazık etrafındaki davranışı. Bu dört durum Şekil 5.7'de gösterilmiştir.



Şekil 5.7 Deneylerde dikkate alınacak koşulların şematik gösterimi

6. JET AKIM HİDRODİNAMİĞİNİN DEĞERLENDİRMESİ

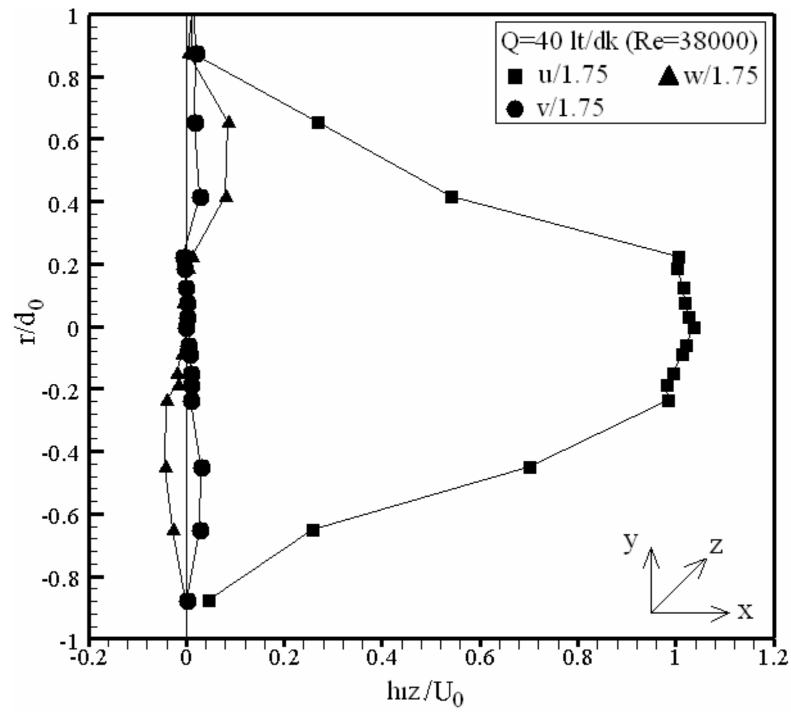
Deneysel ve sayısal çalışma farklı jet koşulları için yapılmıştır. Bunlar, serbest jet, duvar jeti, silindirik bir kazık etrafındaki duvar jeti ve oyulmuş tabanda kazık etrafındaki jet akımıdır. Kanal ve ADV'nin sınır şartları dikkate alınarak üç farklı jet debisi belirlenmiş, Q=40 lt/dk (Fr_d=12.16, Re=38000), Q=45 lt/dk (Fr_d=13.68, Re=43000), Q=50 lt/dk (Fr_d=15.21, Re=48000) ve deneyler bu koşullarda gerçekleştirilmiştir.

6.1 SERBEST JET

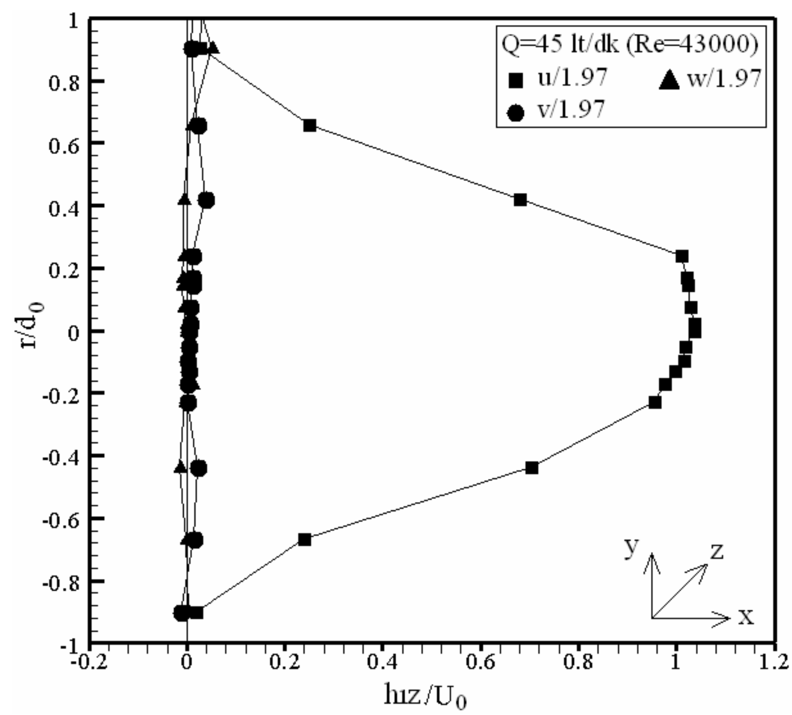
6.1.1 Deneysel Çalışma

Deneylerde iki farklı hız ölçer kullanılmıştır. Bunlar, 403 Low Speed Probe model mikromuline ile NIXON 412 model okuma sayacı ve Akustik Dopler Hızölçer (ADV)'dir.

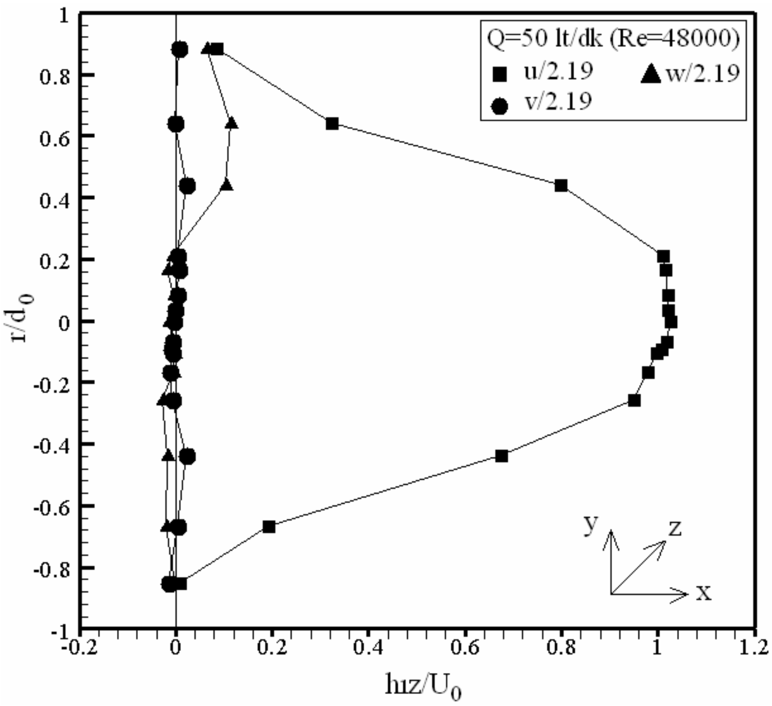
Deneylerde, tabandan itibaren 40 cm su yükü dikkate alınmış ve jet tabandan 20 cm yukarıya tam eksene yerleştirilmiştir. Deneylerde öncelikle, jetin hemen çıkışında düşeyde hareket edilerek düşey hız profili elde edilmiştir. Şekil 6.1, 6.2 ve 6.3'de serbest jete ait üç hız bileşeninin düşeydeki dağılımları görülmektedir. x doğrultusundaki hızın (u) maksimum değer aldığı bölgede y ve z doğrultularındaki hızların (v, w) sıfır civarında değer aldığı görülmektedir.



Şekil 6.1 Düşey jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.2 Düşey jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=13.68 için



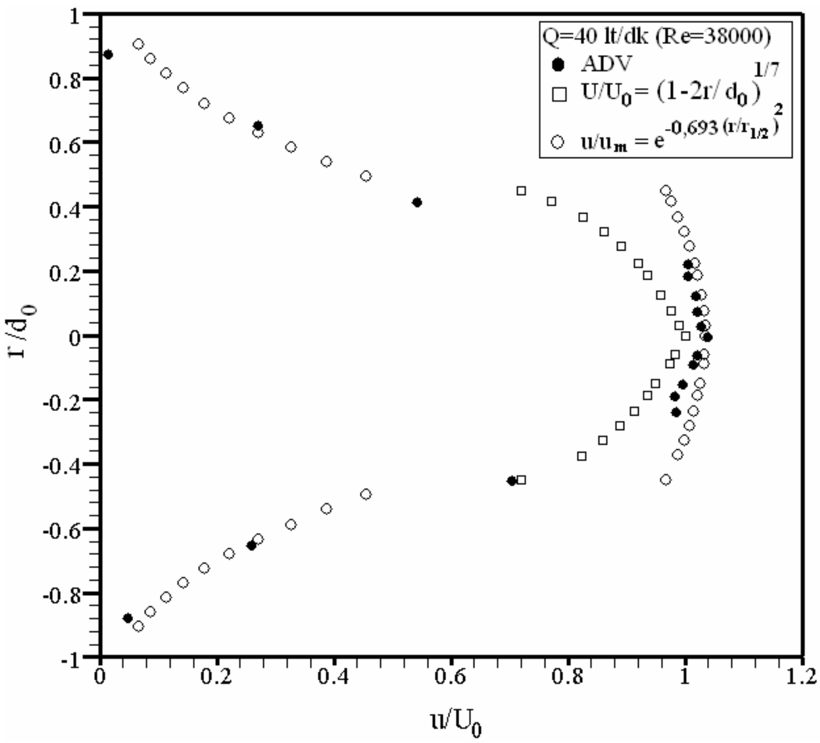
Şekil 6.3 Düşey jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=15.21 için

Xu ve diğ. (2002) ve Rajaratnam ve Berry (1977)'nin yapmış olduğu çalışmalarda verdikleri hız dağılımları dikkate alınarak x doğrultusundaki deneysel olarak belirlenen hız (u) dağılımları çizilmiştir. Şekil 6.4, 6.5 ve 6.6'da hız dağılımları görülmektedir.

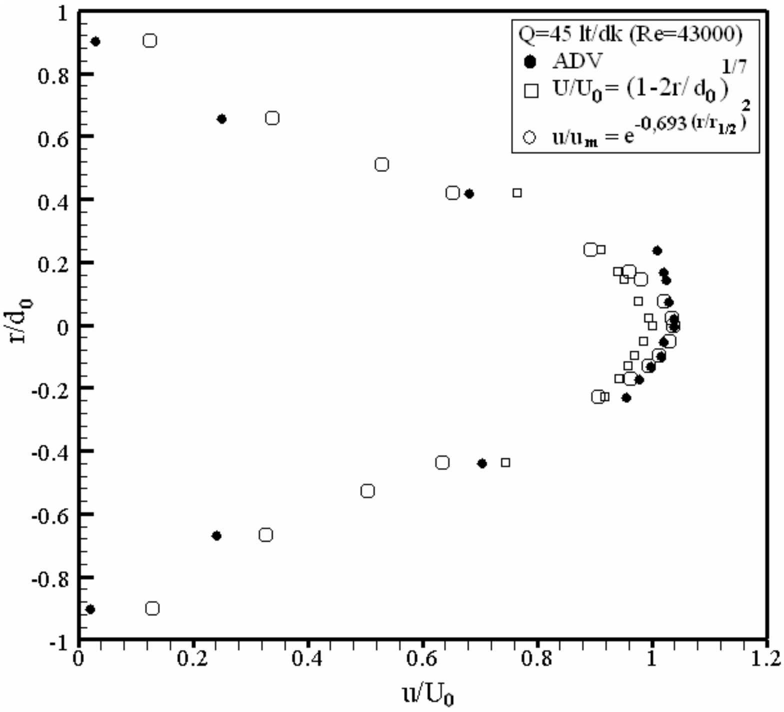
Xu ve diğ. (2002), yaptıkları çalışmada iki farklı tipte hava jet akımına ait sıcaklık ölçümleri yapmışlardır. Bu jet akımlarından biri, tedrici olarak daralan jet çıkışına ait jet akımı diğeri ise uzun bir borudan çıkan tamamiyle gelişmiş jet akımıdır. Uzun bir borudan çıkan jet akımı için hız dağılımını $U/U_0 = \left(1-2r/d_0\right)^{1/7}$ şeklinde tanımlamışlardır. Burada U ortalama hızı, U_0 ortalama jet çıkış hızını, r jet ekseninden itibaren olan yatay mesafeyi ve d_0 jet çıkış çapını ifade etmektedir.

Rajaratnam ve Berry (1977) hava jeti kullanarak yaptıkları çalışmada jetin, maksimum oyulmanın olduğu kesite kadar serbest jet gibi davrandığını ifade etmişler ve hız dağılımı için $u/u_m = e^{-0.693\left(r/r_{1/2}\right)^2}$ eşitliğini vermişlerdir. Burada, u x doğrultusundaki hız bileşenini, u_m x doğrultusundaki masimum hız değerini, r dikkate alınan referans noktasından itibaren ölçülen düşey mesafeyi ve $r_{1/2}$ hızın, maksimum hız değerinin yarısına eşit olduğu noktanın referans noktasına olan düşey mesafesini ifade etmektedir.

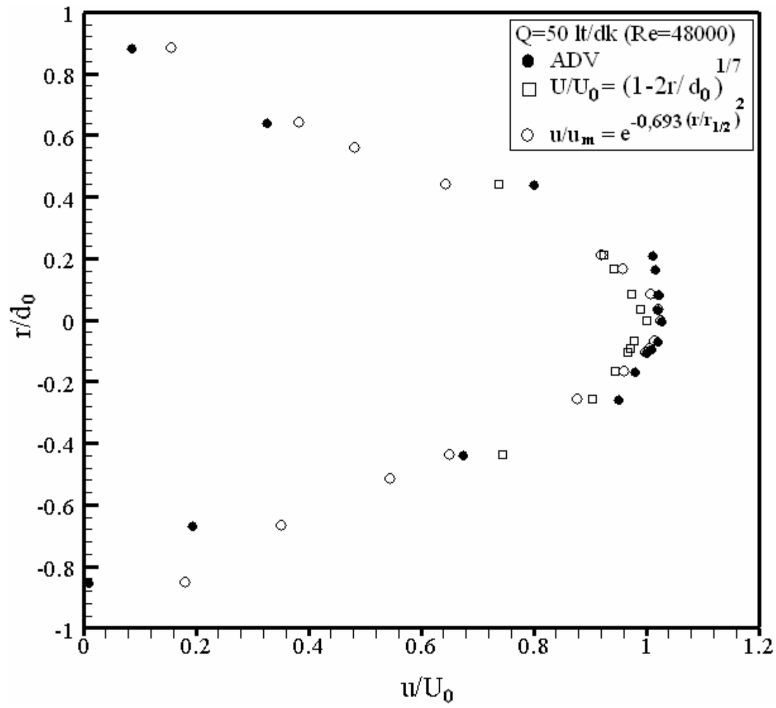
Şekil 6.4, 6.5 ve 6.6'dan görüldüğü gibi deney sonuçları ile Rajaratnam ve Berry (1977)'nin vermiş olduğu hız dağılımının oldukça uyumlu görülmektedir.



Şekil 6.4 Düşey jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=12.16 için

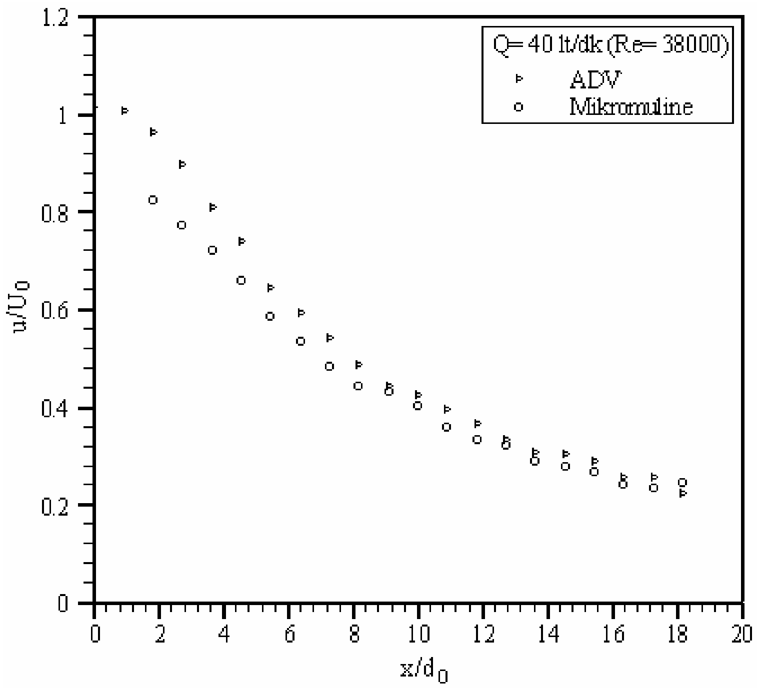


Şekil 6.5 Düşey jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=13.68 için

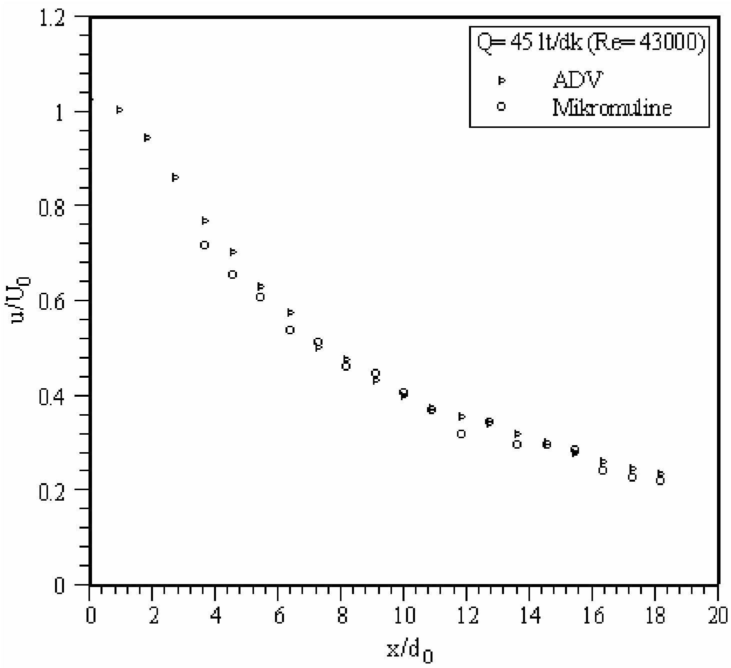


Şekil 6.6 Düşey jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=15.21 için

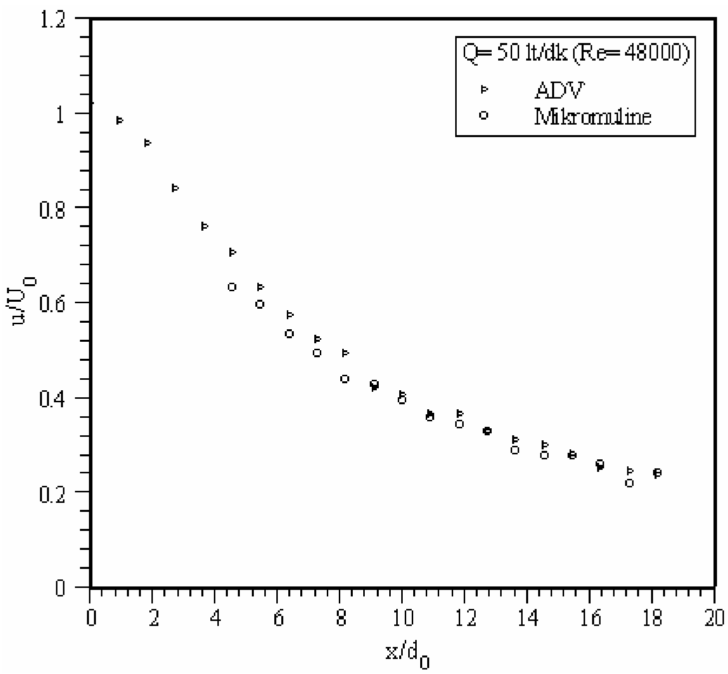
Düşeydeki hız dağılımlarının elde edilmesi ile hızın maksimum olduğu nokta belirlenmiş ve bu noktada jet çıkışından itibaren yatayda jetten 1'er cm aralıklarla uzaklaşılarak ölçümler yapılmıştır. Elde edilen sonuçlara göre x doğrultusundaki u hız bileşenine ait boyutsuz hız dağılımları Şekil 6.7, 6.8 ve 6.9'da görülmektedir. Yatayda yapılan hız ölçümlerinde ADV ve mikromuline arasında 40 lt/dk (Fr_d=12.16) için %9-14, 45 lt/dk (Fr_d=13.68) için %1-7, 50 lt/dk (Fr_d=15.21) için %0-12 mertebelerinde sapma söz konusudur. Şekillerde mesafeler, başlangıç jet çapı (d_0), hız dağılımları ise teorik jet çıkış hızı (U_0=Q/A) kullanılarak boyutsuz formda çizilmiştir.



Şekil 6.7 Yatayda jet ekseni boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.8 Yatayda jet ekseni boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=13.68 için



Şekil 6.9 Yatayda jet ekseni boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımları, Fr_d=15.21 için

6.1.2 Sayısal Çalışma

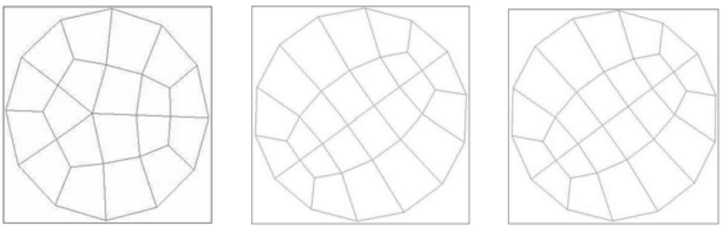
Bu çalışmada, laboratuvarda oluşturulan serbest jet akımına ait geometri Gambit programı ile oluşturulmuş ve akım alanı Fluent yazılımının farklı türbülans modelleri dikkate alınarak çözülmüştür. Elde edilen sayısal sonuçlar, deney sonuçları ile kalibrasyonları yapılarak değerlendirilmiştir. Elde edilen sayısal sonuçların çözüm ağından bağımsızlığının belirlenmesi için farklı hücre sayısına sahip çözüm ağları oluşturulmuştur. Farklı türbülans modelleri ve çözüm şemaları için benzeşimler yapılmış, elde edilen sonuçlar değerlendirilmiştir.

Çözüm Ağı

Fluent yazılımında sunulan modellerin hassasiyet analizi için öncelikle çözüm ağı etkileri dikkate alınmıştır. Buna göre elde edilen çözümlerin deney sonuçları ile uyumu belirlenmiştir. Bu amaçla batık jet akımının modellenmesi için 3 farklı çözüm ağı oluşturulmuştur. Öncelikle akımın genel davranışını görebilmek amacıyla kaba bir çözüm ağı ve ardından iyileştirilmiş çözüm ağları oluşturulmuştur. Oluşturulan bu çözüm ağları dörtgen ve altıgen elemanlara sahip yapılandırılmamış özelliktedirler. Çözüm ağlarına ait bazı özellikler Çizelge 6.1'de verilmiştir. Şekil 6.10'da jet çıkışına ait, Şekil 6.11'de ise jet eksenine ait farklı ağ yapıları görülmektedir. Bu çözüm ağlarının hassasiyet analizi yapılmış ve G2 çözüm ağının yeterli olduğunun belirlenmesi üzerine benzeşimlere bu ağ ile devam edilmesine karar verilmiştir.

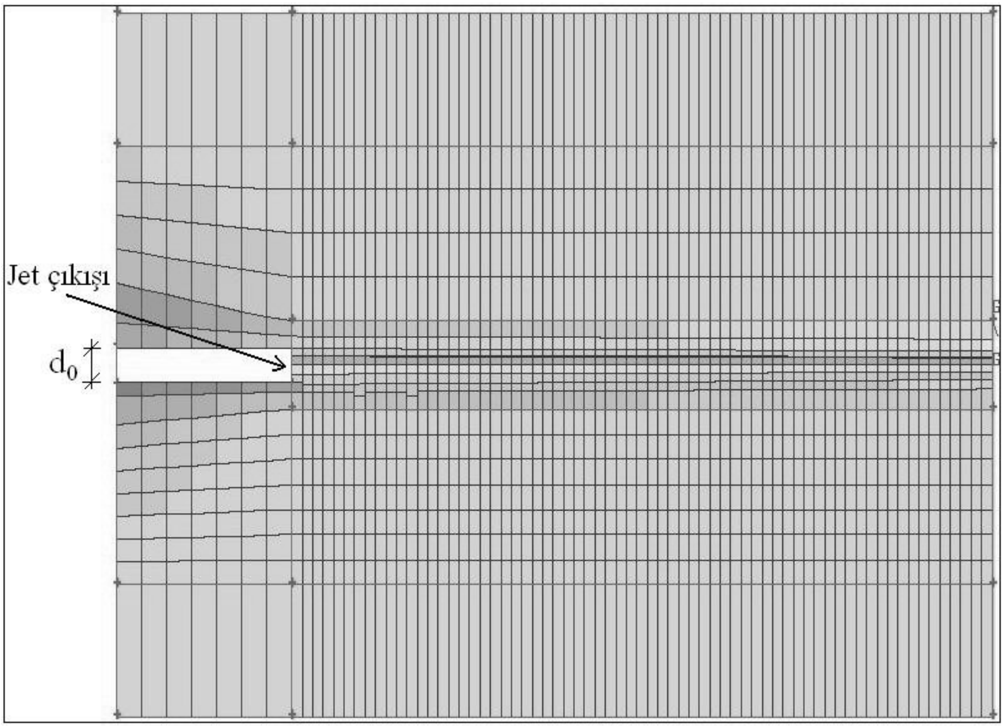
Çizelge 6.1 Oluşturulan çözüm ağlarına ait özellikler

Çözüm ağı	Hücre	Yüzey	Nokta
G1	65801	202998	71527
G2	121530	372943	130041
G3	153612	470425	163368

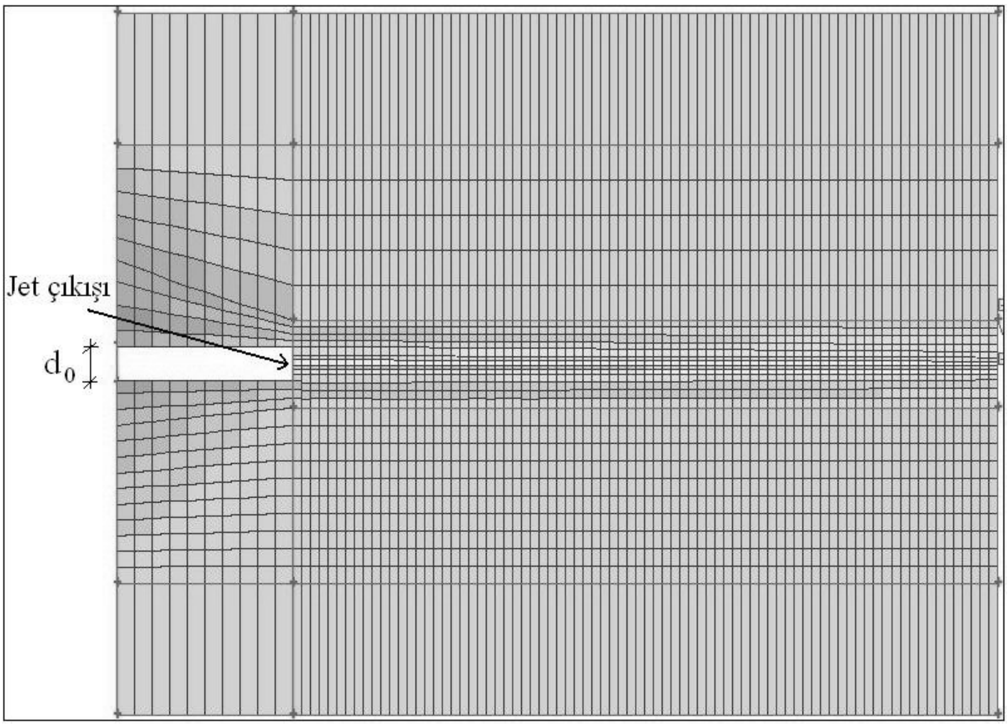


a) G1 b) G2 c) G3

Şekil 6.10 Jet çıkışındaki ağ yapısı

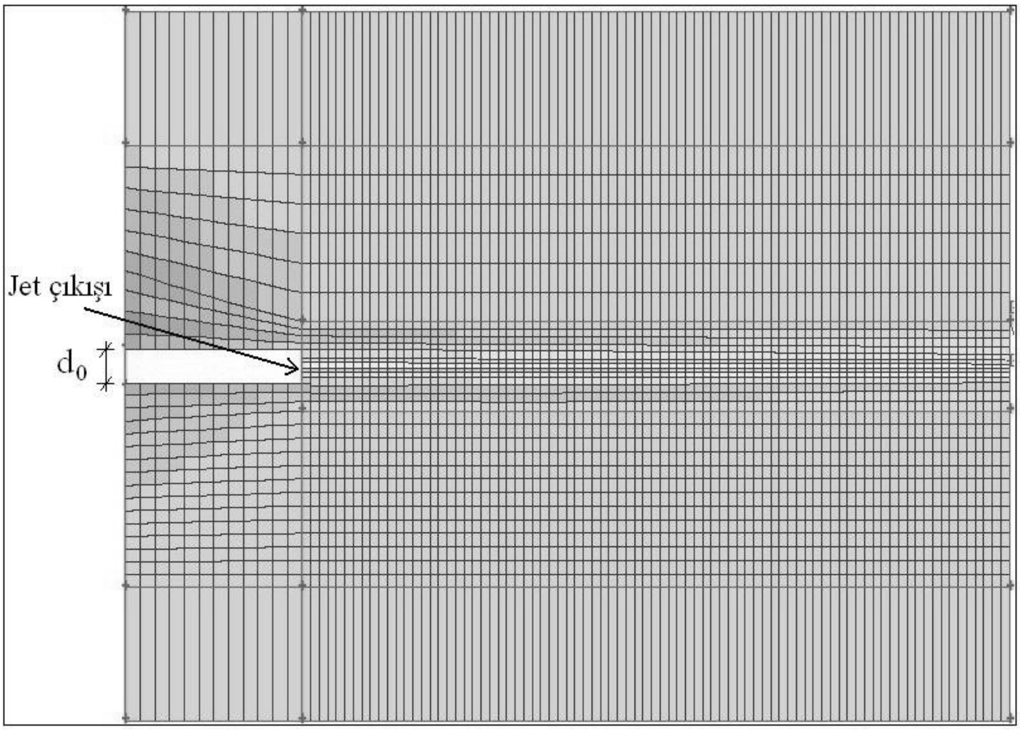


a) G1



b) G2

Şekil 6.11 Jet eksenindeki ağ yapısı

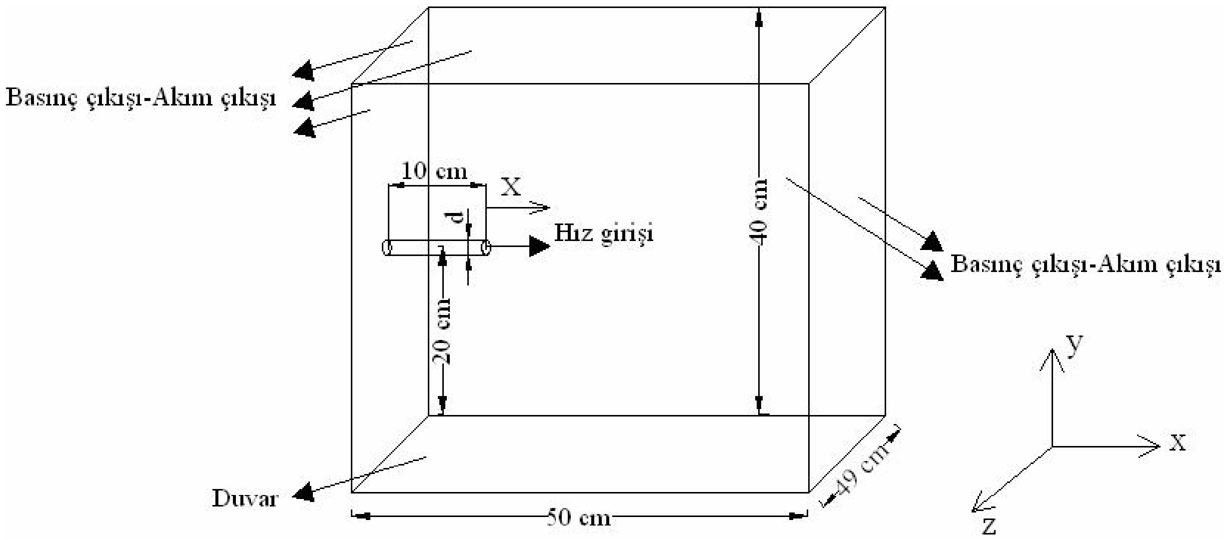


c) G3

Şekil 6.11 Devamı

Sınır Şartları

Modellemede dikkate alınacak sınır şartları Fluent'in kullanım klavuzunda bulunan öneriler dikkate alınarak, jet çıkışında hız girişi, tabanda duvar ve diğer sınırlarda basınç çıkışı veya akım çıkışı olarak tanımlanmıştır. Şekil 6.12'de akım alanına ait geometri ve tanımlanan sınır şartları görülmektir.



Şekil 6.12 Sınır şartları

Sayısal Yaklaşım

Sayısal çözümde farklı kalibrasyon yaklaşımları denenmiştir. Bunlar;

i. Farklı türbülans modellerinin uygulanması

- Realizable $k-\varepsilon$
- RNG $k-\varepsilon$
- Standart $k-\omega$
- SST $k-\omega$

ii. Farklı türbülans şiddetlerinin uygulanması

- $I = 0.16(\mathrm{Re})^{-1/8}$ (Fluent yazılımının kullanım kılavuzunda tam gelişmiş bir boru akımı için ifade edilen formül)
- I= %10 (Fluent yazılımında default olarak tanımlanan ve Karim ve Ali'nin (2000) çözümlerinde kullandıkları değer)

iii. Farklı sınır şartlarının uygulanması

- Basınç çıkışı
- Akım çıkışı

iv. Farklı ayrıklaştırma şemalarının uygulanması

- Basınç, Standart
- Basınç-hız ikilisi, SIMPLE
- Momentum:

    First Order Upwind

    Second Order Upwind

    QUICK

    Güç Kanunu

- Türbülans kinetik enerji

    First Order Upwind

    Second Order Upwind

    QUICK

    Güç Kanunu

- Türbülans enerji kayıp miktarı:

    First Order Upwind

    Second Order Upwind

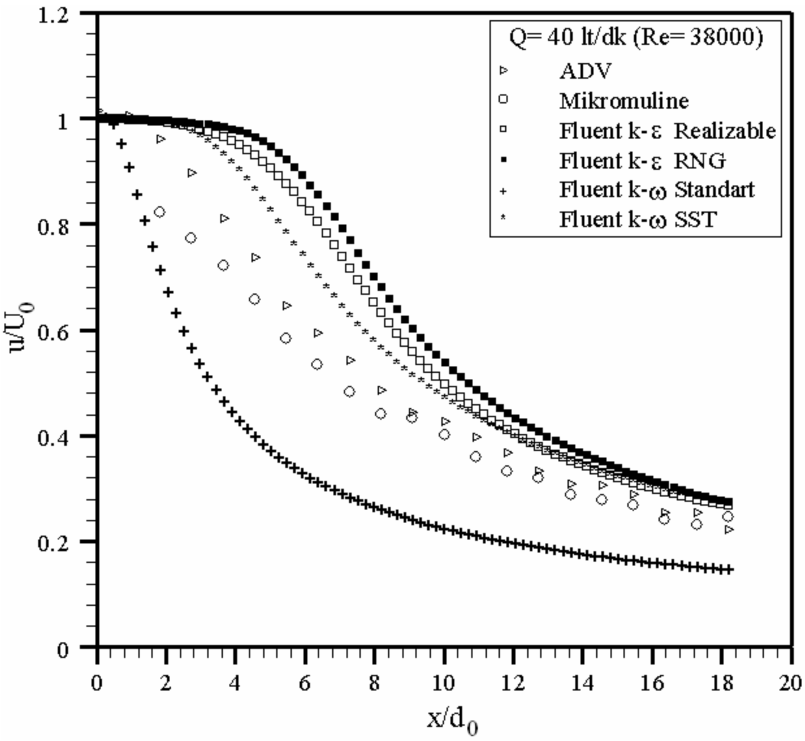
    QUICK

    Güç Kanunu

Bu kriterler ışığında Q=40 lt/dk (Re=38000) için benzeşimler gerçekleştirilmiş ve sonuçlar yorumlanmıştır. Bu sonuçlara göre Q=45 lt/dk (Re=43000) ve Q=50 lt/dk (Re=48000) için yapılacak benzeşimlere karar verilmiştir. Gerçekleştirilen benzeşimler Çizelge 6.2'de ifade edilmiştir. Çizelge 6.2'de, Fr_d yoğunluk Froude sayısını, Q debiyi, Re Reynolds sayısını, U_0 teorik çıkış hızını, I türbülans şiddetini ve ℓ uzunluk ölçeğini ifade etmektedir. Yapılan benzeşimlerde, jet çıkışındaki hız dağılımı üniform olarak dikkate alınmıştır.

Benzeşimlerde yakınsama kriteri olarak Normalleştirilmiş rezidü değeri 10^{-6} seçilmiştir. Yapılan bütün benzeşimler için elde edilen Normalleştirilmiş rezidü grafikleri Ek 2'de verilmiştir.

Benzeşimlerde ilk olarak formülle hesaplanan türbülans şiddeti (I=%4.3) dikkate alınarak, pressure outlet (basınç çıkışı) sınır şartı için dört farklı türbülans modeli ile çözüm elde edilmiştir. Realizable $k-\varepsilon$ ve Standart $k-\omega$ türbülans modelleri için Second order upwind şema uygulanmıştır. RNG $k-\varepsilon$ ve SST $k-\omega$ türbülans modelinin Second order upwind şemada rezidualin yetersiz kalması üzerine birinci derece ileri (1st order upwind) şema sonuçları dikkate alınmıştır (Bakınız Ek2). Elde edilen sonuçlar Şekil 6.13'de görülmektedir. ADV ile türbülans model sonuçları arasındaki fark, RNG $k-\varepsilon$ için %30, Relizable $k-\varepsilon$ için %26 ve SST $k-\omega$ için %17 mertebelerinde meydana gelmiştir. Standart $k-\omega$ türbülans modeline ait sonuçlar ise deney sonuçlarından tamamen sapmıştır.

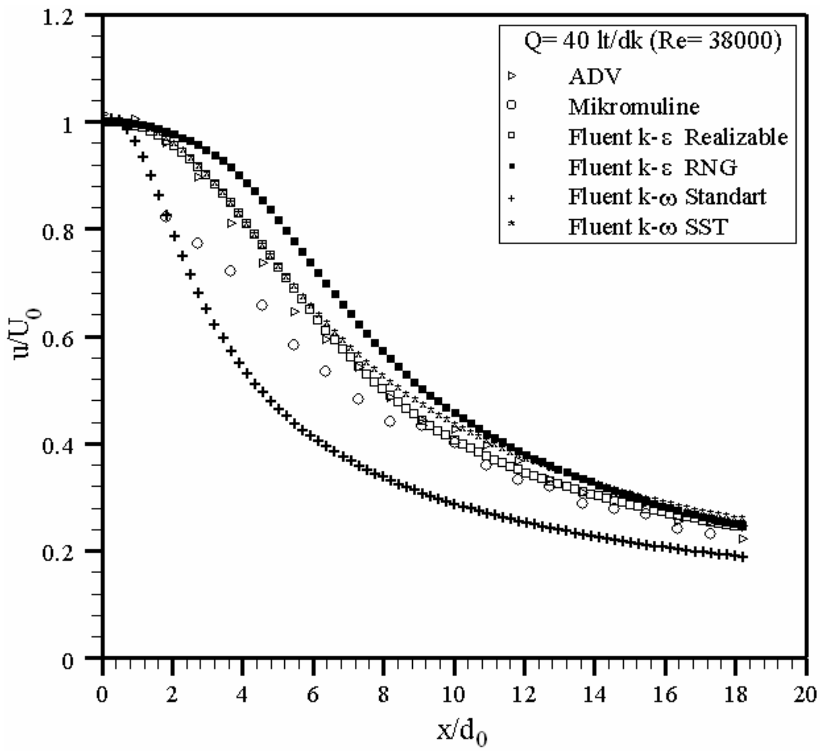


Şekil 6.13 Yatayda jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16, basınç çıkışı, I= %4.3

Çizelge 6.2 Model kalibrasyonunda gerçekleştirilen benzeşimler

Çözüm	Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Fr_d	Q (lt/dk)	Re	U_0 (m/s)	Türbülans şiddeti (%)	Türbülans uzunluk ölçeği ℓ (m)	Türbülans modeli	Ayrıklaştırma şeması	Sınır şartı
1	G2	0.022	12.16	40	38000	1.75	4.3	0.003	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind	Basınç çıkışı
2							10		$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind	Basınç çıkışı
3							4.3		$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind	Akım çıkışı
4							10		$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind	Akım çıkışı
5							10		$k-\varepsilon$ Realizable	QUICK	Basınç çıkışı
6							10		$k-\varepsilon$ Realizable	Güç Kanunu	Basınç çıkışı
7							4.3		$k-\varepsilon$ RNG	1st order upwind	Basınç çıkışı
8							4.3		$k-\varepsilon$ RNG	2nd order upwind	Basınç çıkışı
9							10		$k-\varepsilon$ RNG	1st order upwind	Basınç çıkışı
10							10		$k-\varepsilon$ RNG	2nd order upwind	Basınç çıkışı
11							4.3		$k-\varepsilon$ RNG	2nd order upwind	Akım çıkışı
12							10		$k-\varepsilon$ RNG	2nd order upwind	Akım çıkışı
13							4.3		$k-\omega$ Standart	2nd order upwind	Basınç çıkışı
14							10		$k-\omega$ Standart	2nd order upwind	Basınç çıkışı
15							4.3		$k-\omega$ Standart	2nd order upwind	Akım çıkışı
16							10		$k-\omega$ Standart	2nd order upwind	Akım çıkışı
17							4.3		$k-\omega$ SST	2nd order upwind	Basınç çıkışı
18							4.3		$k-\omega$ SST	2nd order upwind	Basınç çıkışı
19							10		$k-\omega$ SST	1st order upwind	Basınç çıkışı
20							10		$k-\omega$ SST	2nd order upwind	Basınç çıkışı
21			13.68	45	43000	1.97	10		$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind	Basınç çıkışı
26			15.21	50	48000	2.19	10		$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind	Basınç çıkışı

Bunun ardından Fluent yazılımı için default değer olan türbülans şiddeti (I=%10) dikkate alınarak, pressure outlet (basınç çıkışı) sınır şartı için yine dört farklı türbülans modeli ile çözüm elde edilmiştir. Realizable $k-\varepsilon$ ve Standart $k-\omega$ türbülans modelleri için 2nd order upwind şema uygulanmıştır. RNG $k-\varepsilon$ ve SST $k-\omega$ türbülans modelinin 2nd order upwind şemada rezidualin yetersiz kalması üzerine birinci derece ileri (1st order upwind) şema sonuçları dikkate alınmıştır (Bakınız Ek2). Elde edilen sonuçlar Şekil 6.14'de görülmektedir. ADV ile türbülans model sonuçları arasındaki fark, RNG $k-\varepsilon$ için %19, Relizable $k-\varepsilon$ için %6 ve SST $k-\omega$ için %6 mertebelerinde meydana gelmiştir. Standart $k-\omega$ türbülans modeline ait sonuçlar ise deney sonuçlarından tamamen sapmıştır.

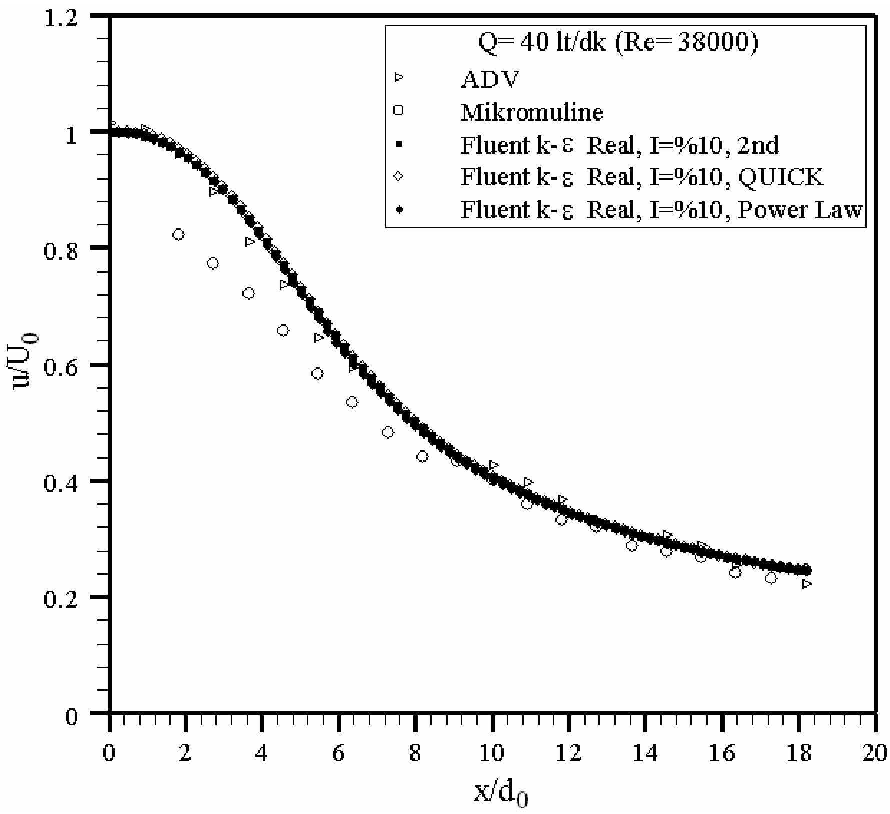


Şekil 6.14 Yatayda jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16, basınç çıkışı (po), I= %10

Bunun ardından formülle hesaplanan (I=%4.3) ve default (I=%10) türbülans şiddet değerleri dikkate alınarak, akım çıkışı sınır şartı için üç farklı türbülans modeli ile çözüm elde edilmiştir. Dikkate alınan akım çıkışı sınır şartı için rezidual değerleri çok yüksek çıktığından sonuçlar işlenmemiştir (Bakınız Ek2).

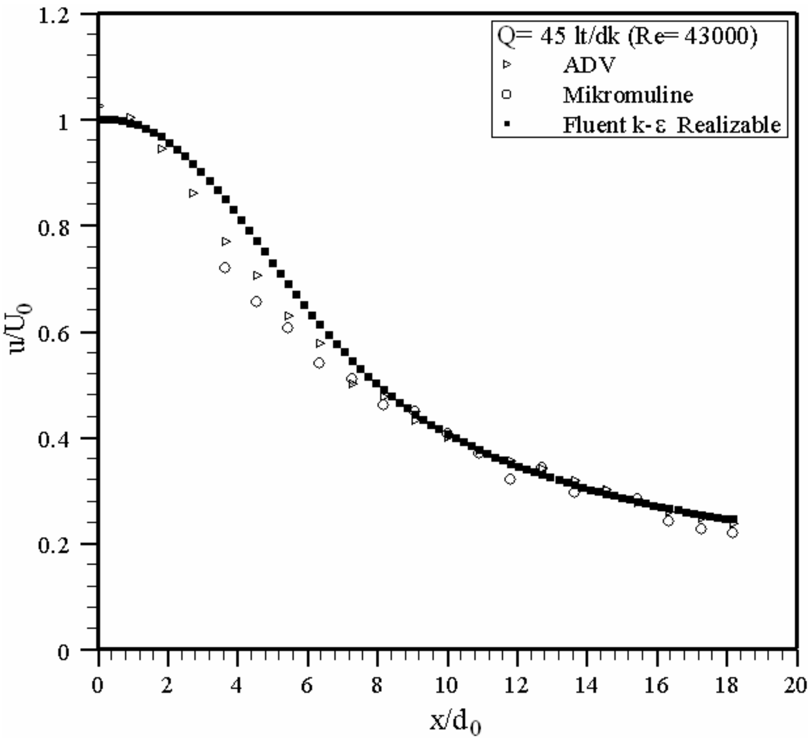
Son olarak farklı ayrıklaştırma şemaları için benzeşimler yapılmıştır. Bu benzeşimlerde, en uyumlu sonucun elde edildiği Relizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli, I=%10 türbülans şiddeti ve basınç çıkışı sınır şartı dikkate alınmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil 6.15'de görülmektedir.

Farklı şema çözümlerinin sonuçlarda bir değişikliğe neden olmadığı belirlenmiştir.

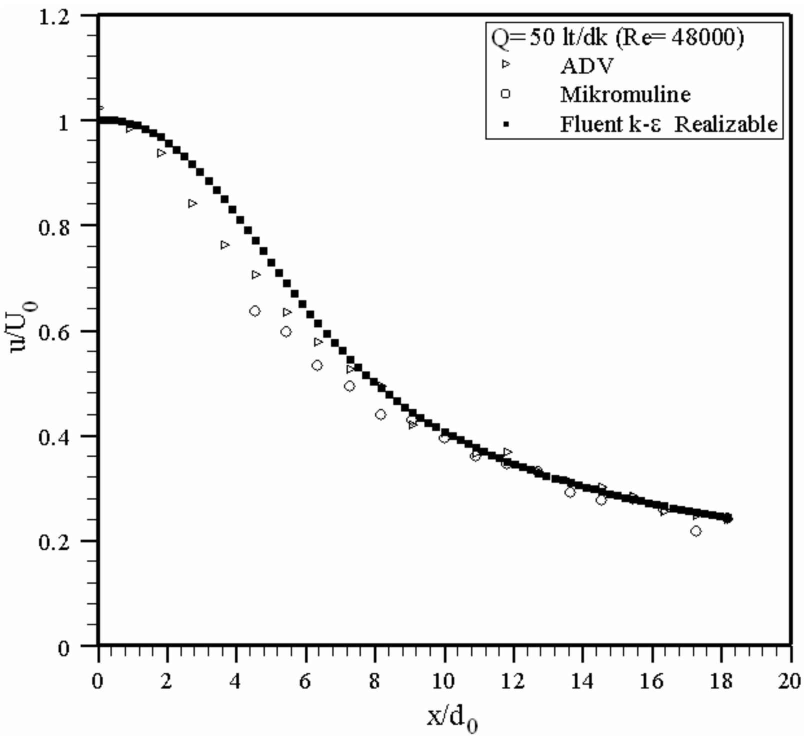


Şekil 6.15 $k-\varepsilon$ RNG türbülans modeli ile elde edilen sonuçlar, Fr_d=12.16 için

Elde edilen bu sonuçlar ışığında Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) ve Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk, Re=48000) için Relizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli, I=%10 türbülans şiddeti ve pressure outlet (basınç çıkışı) sınır şartı dikkate alınarak benzeşimler yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil 6.16 ve Şekil 6.17'de görülmektedir. Sayısal ve deneysel sonuçlar arasındaki fark Re=43000 için %9.5, Re=48000 için %10 mertebelerinde meydana gelmiştir.

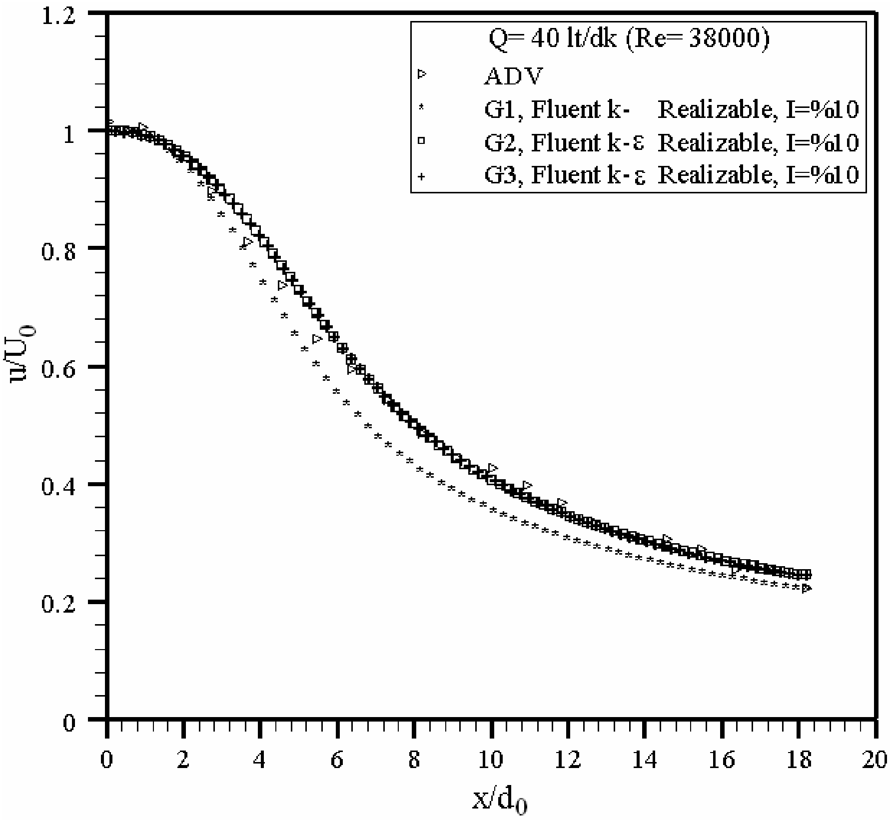


Şekil 6.16 Yatayda jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68, basınç çıkışı (po), I= %10



Şekil 6.17 Yatayda jet ekseni boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21, basınç çıkışı (po), I= %10

Bu benzeşimlerin ardından daha önce de belirtildiği gibi oluşturulan farklı hücre sayısına sahip çözüm ağlarının hassasiyet analizi yapılmıştır. Bu ağlara ait özellikler daha önce Çizelge 6.1'de verilmiştir. Yapılandırılan bu çözüm ağları ile Fr_d=12.16 (Q= 40 lt/dk, Re=38000) için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli, basınç çıkışı (pressure outlet) ve türbülans şiddeti I=%10 dikkate alınarak çözümler elde edilmiştir. Benzeşimlerde türbülans uzunluk ölçeği (ℓ), G1 için ℓ=0.0044 m, G2 ve G3 için ℓ= 0.003 m alınmıştır. Sonuçlar Şekil 6.18'de görülmektedir. G1 çözüm ağına ait sonuçlar ADV sonuçlarından sapmıştır. G2 ve G3 çözüm ağlarına ait sonuçlar arasında bir fark meydana gelmemiş ve ADV sonuçları ile uyum sağlamıştır. Bu nedenle sayısal benzeşimlere ekonomik olarak daha ucuz olan G2 çözüm ağı ile devam edilmeye karar verilmiştir.



Şekil 6.18 Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen sonuçlar, Fr_d=12.16 için

Sonuçlar, çekirdek bölge uzunluğu açısından incelendiğinde çekirdek bölge uzunluğunun deneysel olarak yakalanamadığı görülmüştür. Modelleme sonuçları da çekirdek bölge uzunluğunun oluşumu açısından deneysel sonuçlarla yeterince uyum sağlamamıştır. Ancak sayısal model çalışmasında çekirdek bölge uzunluğu literatürde tanımlandığı gibi yapılanmıştır. Serbest jet akımı için literatürde verilen çekirdek bölge uzunlukları Çizelge 6.3'de verilmiştir. Fluent yazılımı ile elde edilen çekirdek bölge uzunlukları Çizelge 6.4'de özetlenmiştir.

Çizelge 6.3 Boyutsuz çekirdek bölge uzunlukları

Araştırmacı	Re	Boyutsuz çekirdek bölge uzunluğu (x/d)
Abromovich (Vargas, 2001)		7.32
Albertson, Jensen, Rouse (1948)	2.20 – 5.30 E+04	6
Crow and Champagne (Vargas, 2001)	1.00 E+03	4
Kuethe (Vargas, 2001)		4.76
Falcone (1998)	2.70 E+04	6-7
Firriolo (1985)	3.40 E+03 – 2.90E+04	4.25-7.14
Mih, Hoopes (Vargas, 2001)	1.77 E+04	6
Peterson ve Bayazıtoğlu (1992)	8.50 E+02 – 7.41 E+03	6.5

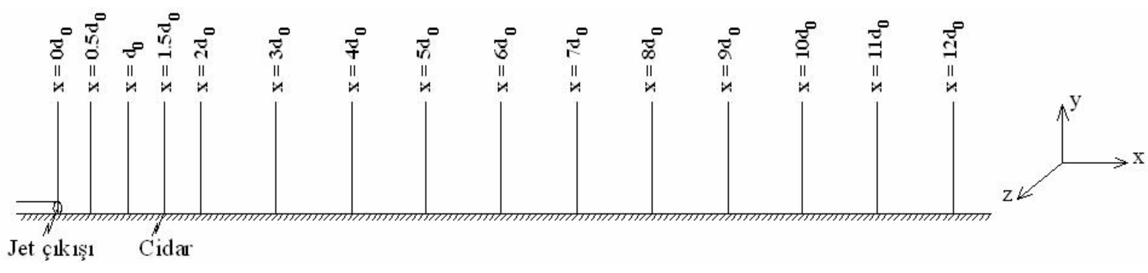
Çizelge 6.4 Fluent ile elde edilen boyutsuz çekirdek bölge uzunlukları

Q (lt/dk)	Fr_d	Türbülans Şiddeti I (%)	Türbülans Modeli	Re	Boyutsuz çekirdek bölge uzunluğu (x/d)
40	12.16	4.3	Realizable $k-\varepsilon$	38000	0.909
			RNG $k-\varepsilon$		1.136
45	13.68	4.21	Realizable $k-\varepsilon$	43000	0.909
			RNG $k-\varepsilon$		1.136
50	15.21	4.16	Realizable $k-\varepsilon$	48000	1.136
			RNG $k-\varepsilon$		1.136

6.2 Duvar Jeti

6.2.1 Deneysel Çalışma

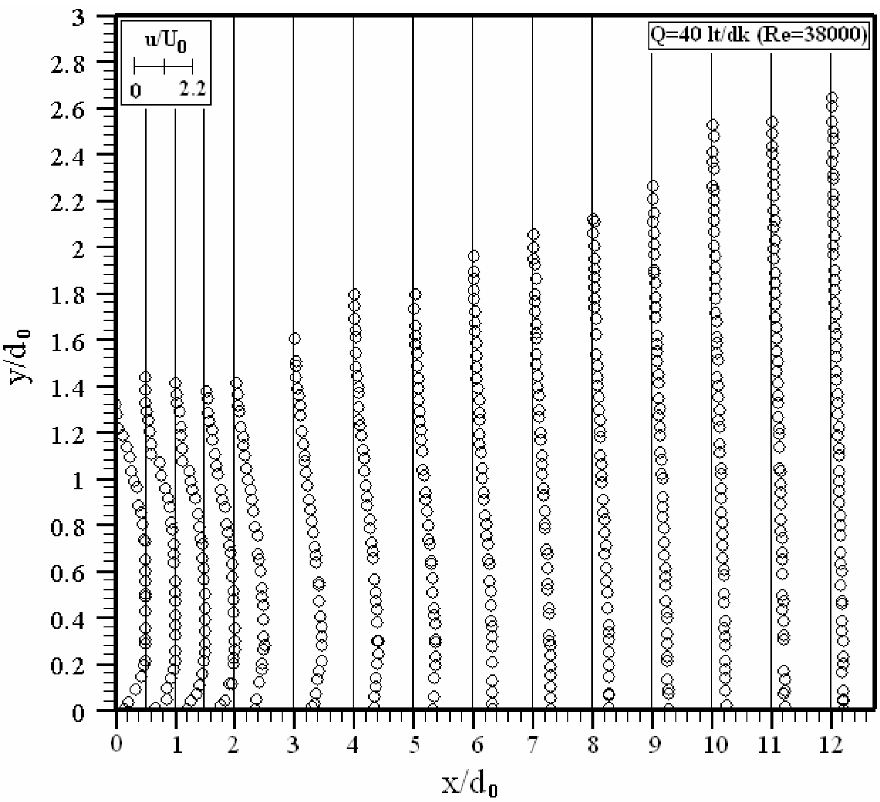
Deneylerde, öncelikle rijit bir taban elde etmek için kum tabanın üzeri çimento dökülerek dondurulmuştur. Jet ucu tabana yerleştirilmiştir. Deneylerde jetten itibaren jet çıkış çapının katları olacak şekilde farklı kesitlerde ölçümler yapılmıştır. Ölçüm yapılan mesafeler yatayda jet çıkışından itibaren x=0d_0, 0.5d_0, d_0, 1.5d_0, 2d_0, 3d_0, 4d_0, 5d_0, 6d_0, 7d_0 ve 8d_0, 9d_0, 10d_0, 11d_0 ve 12d_0'dır. Şekil 6.19'da ölçüm şeması görülmektedir. Bu kesitlerde düşeyde 1 mm'lik aralıklarla hız şiddetini kaybedinceye (u<10 cm/s) kadar ölçümler yapılmıştır.



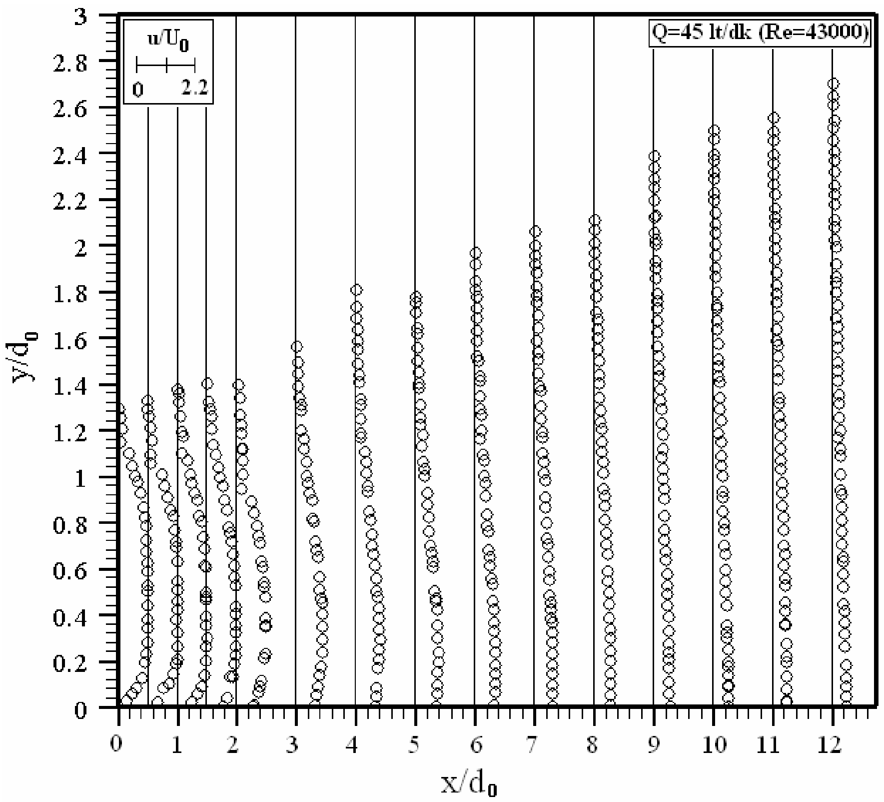
Şekil 6.19 Duvar jeti ölçüm şeması

Şekil 6.20, 6.21 ve 6.22'de farklı debilere sahip duvar jetlerine ait x yönündeki hız bileşeninin cidar boyunca dağılımı görülmektedir. Hız dağılımı teorik jet çıkış hızı (U_0=Q/A), düşey mesafe ise başlangıç jet çapı (d_0) dikkate alınarak farklı debi ve Reynolds sayıları için boyutsuz formda çizilmiştir.

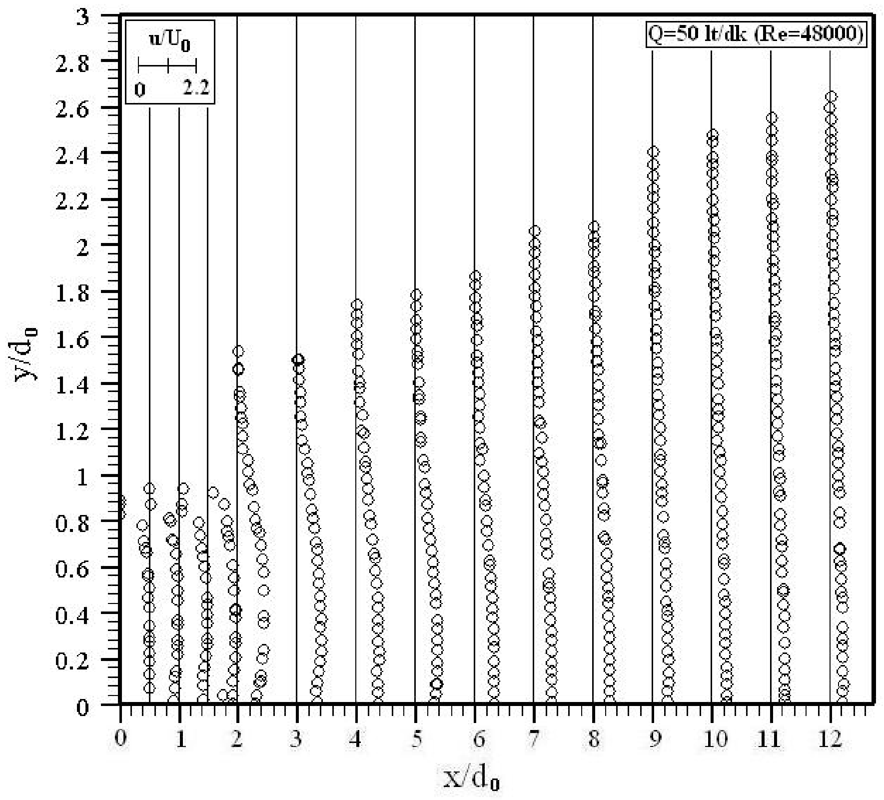
Venas vd. (1999), yaptıkları çalışmada dairesel duvar jetini araştırmışlardır. Yaptıkları deneylerde hava jeti kullanmışlar ve Reynolds sayısını Re=53000 olarak seçmişlerdir. Ölçümlerini x/d_0=80 noktasında yapmışlardır. Hız ölçümlerini pulsed hot-wire anemometer (PHWA) kullanarak yapmışlardır. Elde ettikleri sonuçları Abrahamsson vd. (1997)'nin hot-wire anemometer (single wire-SW prob ve X-wire-XW prob) ile elde ettikleri sonuçlarla karşılaştırmışlardır. Grafiklerin boyutsuz ifade edilmesi amacıyla u_m ve $y_{1/2}$ değerleri kullanılmıştır. Şekil 6.23'de görüldüğü gibi, u_m, ölçülen maksimum hızı ve $y_{1/2}$ yarım jet genişliğini ifade etmektedir. Şekil 6.24, 6.25 ve 6.26'da Venas vd. (1999), Abrahamsson vd. (1997) ve bu çalışmaya ait ADV ile elde edilen sonuçlar birlikte verilmiştir. ADV'e ait veriler x/d_0=8 için elde edilen sonuçlardır. Elde edilen sonuçlar oldukça uyumlu görülmektedir. Deneylerde, üç boyutlu duvar jetinin literatürde tanımlandığı gibi yapılandığı görülmektedir.



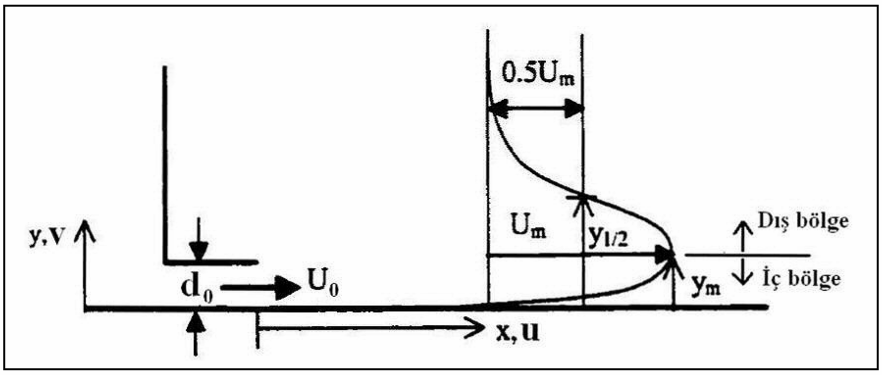
Şekil 6.20 Cidar boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için



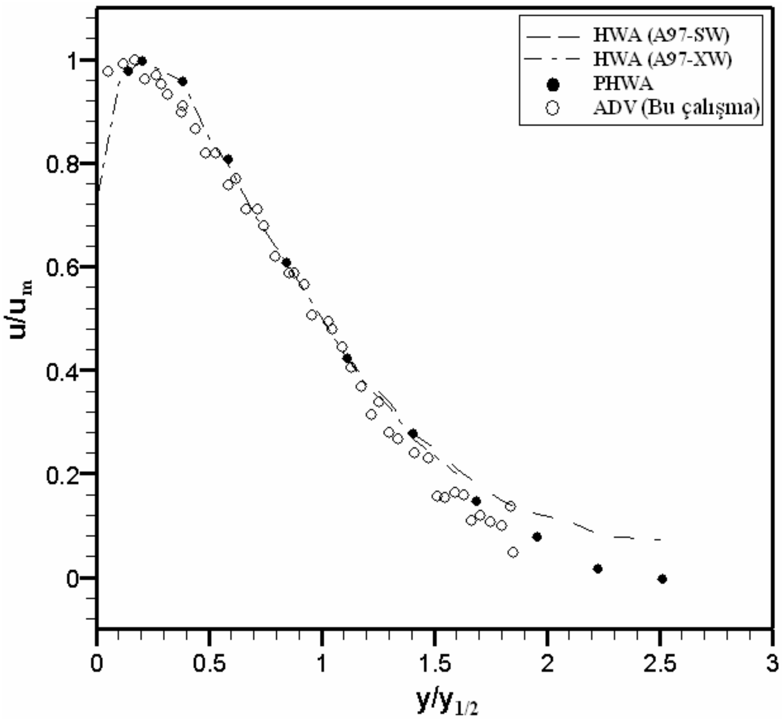
Şekil 6.21 Cidar boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için



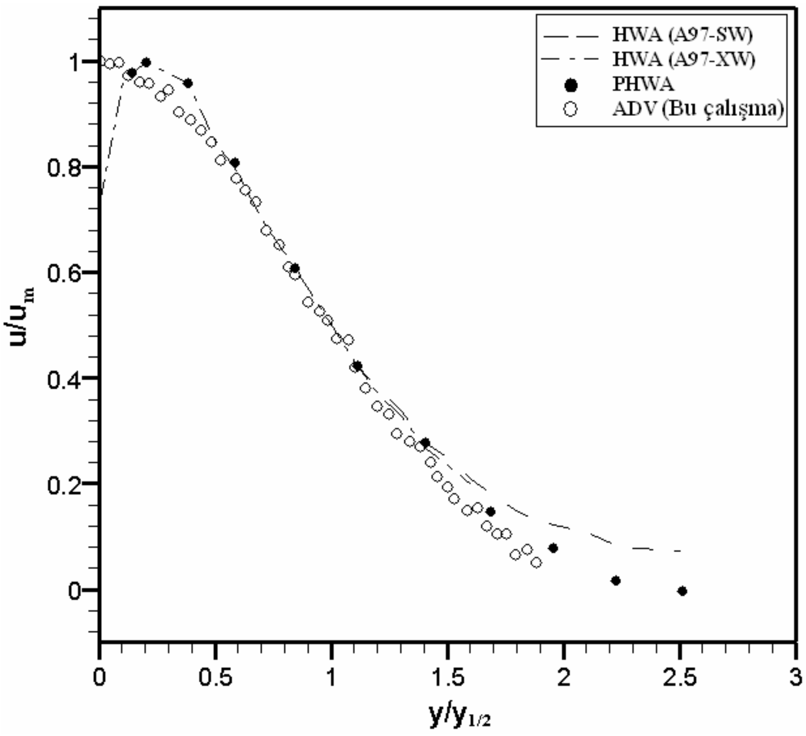
Şekil 6.22 Cidar boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için



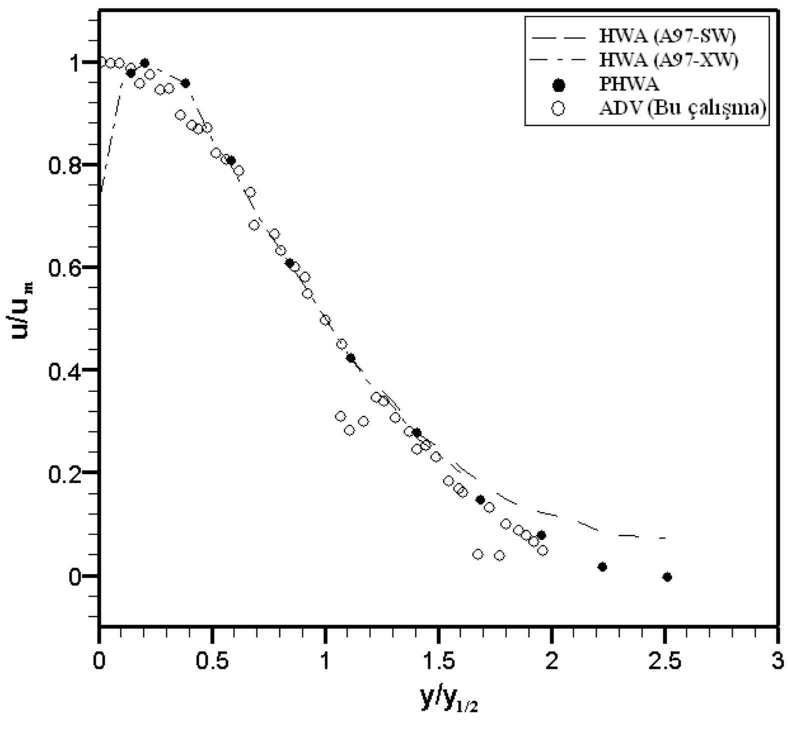
Şekil 6.23 Türbülanslı duvar jetinin şematik gösterimi (Tachie, 2000)



Şekil 6.24 Akım doğrultusunda meydana gelen ortalama hızın düşey hız dağılımı, HWA (A97-SW), HWA (A97-XW) ve PHWA için Re= 53000, ADV için Re= 38000 (Q= 40 lt/dk, Fr_d=12.16)



Şekil 6.25 Akım doğrultusunda meydana gelen ortalama hızın düşey hız dağılımı, HWA (A97-SW), HWA (A97-XW) ve PHWA için Re= 53000, ADV için Re= 43000 (Q= 45 lt/dk, Fr_d=13.68)



Şekil 6.26 Akım doğrultusunda meydana gelen ortalama hızın düşey hız dağılımı, HWA (A97-SW), HWA (A97-XW) ve PHWA için Re= 53000, ADV için Re= 48000 (Q= 50 lt/dk, Fr_d=15.21)

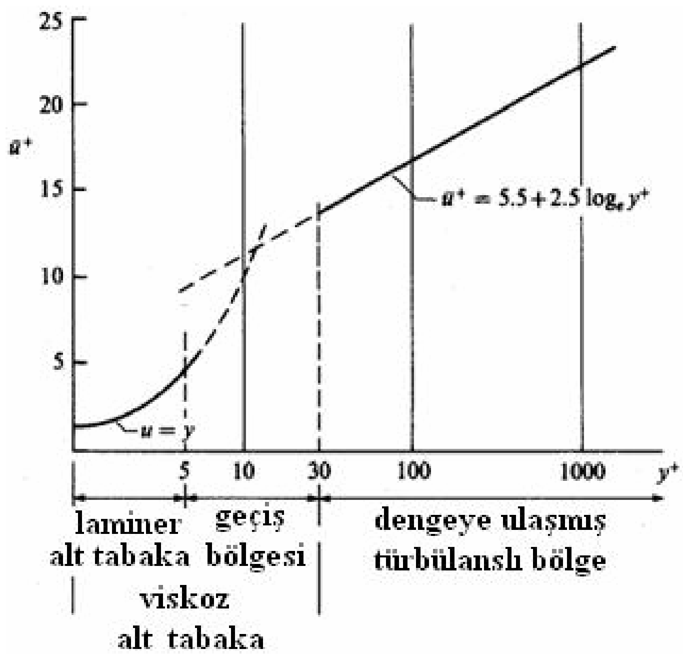
Hız ölçümlerinin sınır tabakasındaki konumunun belirlenmesi için cidar yakınındaki Reynolds sayısı y^+ $\left(y^+ = u_* y/\nu\right)$ hesaplanmıştır. Türbülanslı bir sınır tabakasında akım gelişimi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır (Kay vd. 1985);

$y^+ < 5$ Viskoz alt tabaka içi

$5 < y^+ < 30$ Geçiş bölgesi

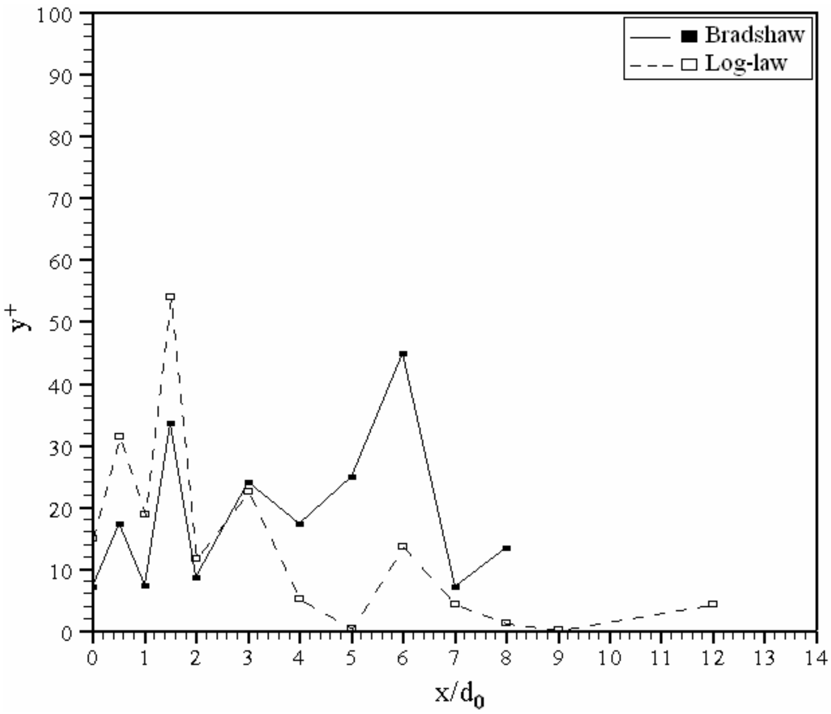
$30 < y^+$ Tam gelişmiş türbülanslı bölge

Yukarıdaki sınıflandırma Şekil 6.27'de görülmektedir. Burada, u^+ boyutsuz bir sayıdır ve $u^+ = u/u_*$ ile ifade edilmektedir.

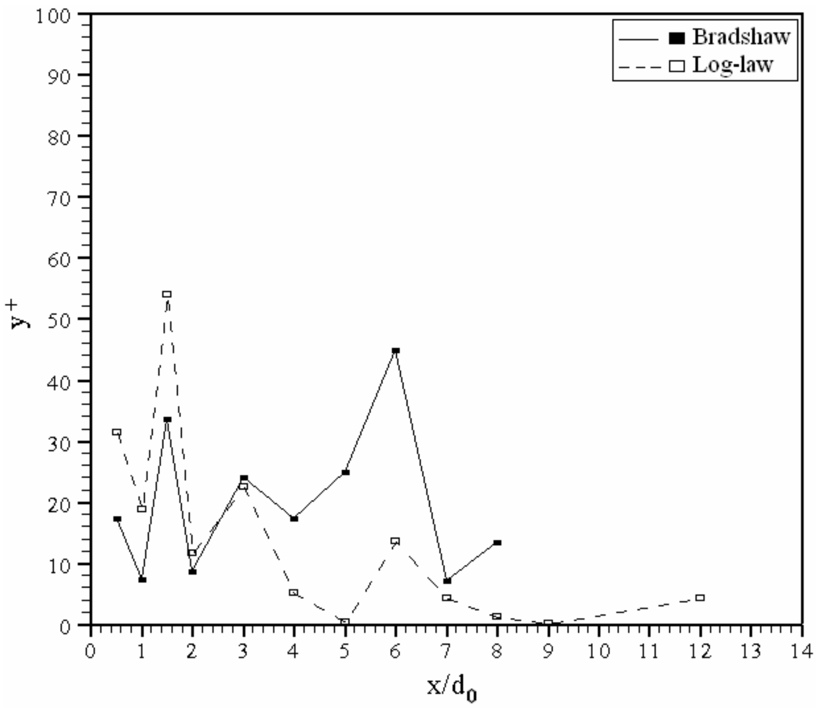


Şekil 6.27 Türbülanslı sınır tabakası hız değişimi (Kay vd. 1985)

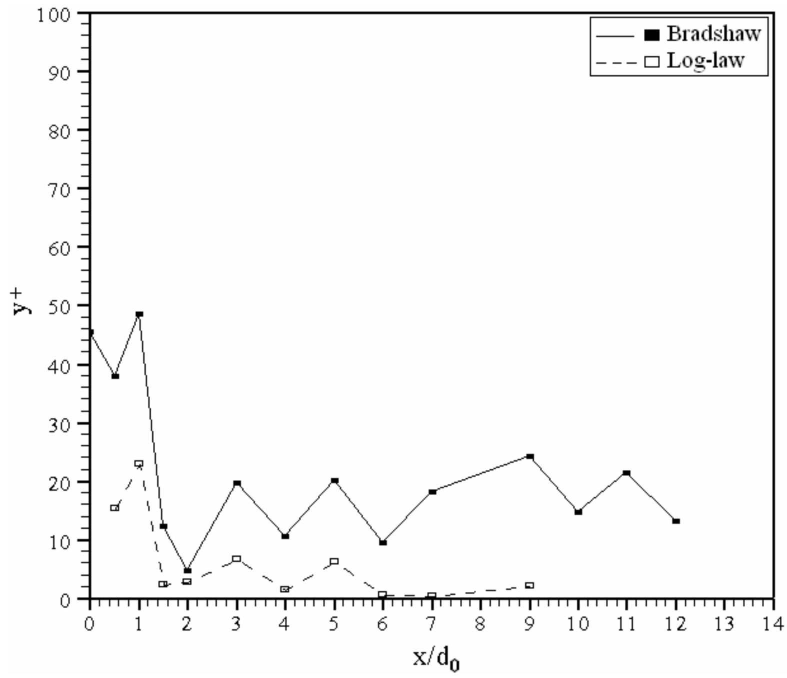
Leprince vd. (1985), kayma hızının (u_*) belirlenmesi için farklı yöntemlerden bahsetmişlerdir. Bunlardan ilki logaritmik bölgedeki eğri eğimi metodudur. Leprince vd. (1985), bu metodun kayma gerilmesinin sürtünme katsayısının hesaplanmasında ciddi hatalara neden olduğunu ifade etmişlerdir. İkinci metot ise Bradshaw metodudur. Leprince vd. (1985) çalışmalarında, çabuk ve kolay uygulanabilir olmasından dolayı Bradshaw metodunu kullandıklarını ifade etmişlerdir. Bu metotların açıklaması Ek 3'de verilmiştir. Bradshaw metodu ile ilgili ayrıntılı bilgi için Skin Friction Determination by LDV Measurements in a Viscous Sublayer (Leprince ve Riethmuller, 1985)'a bakınız. Elde edilen sonuçlar Şekil 6.28, 6.29 ve 6.30'da ifade edilmiştir. Şekillerden görüldüğü üzere y^+ değeri $0.24<y^+<55$ aralığında kalmıştır. Ölçümlerde, ADV'nin özelliklerinden dolayı (örnekleme hacminin 0.3 cm yüksekliğe sahip olması) viskoz alt tabaka her zaman yakalanamamıştır.



Şekil 6.28 Cidar boyunca elde edilen y^+ değerleri, Re=38000 (Q=40 lt/dk, Fr_d=12.16) için



Şekil 6.29 Cidar boyunca elde edilen y^+ değerleri, Re=43000 (Q=45 lt/dk, Fr_d=13.68) için



Şekil 6.30 Cidar boyunca elde edilen y^+ değerleri, Re=48000 (Q=50 lt/dk, Fr_d=15.21) için

6.2.2 Sayısal Çalışma

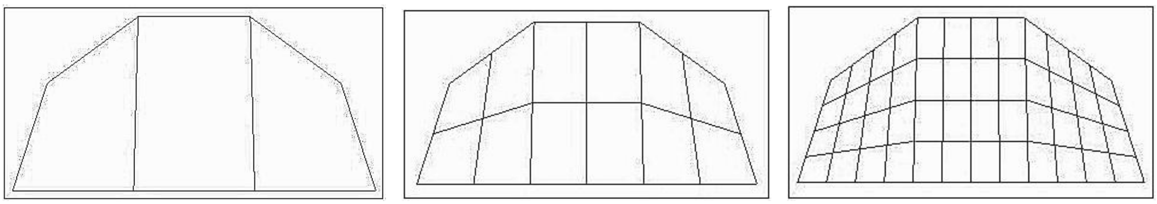
Bu çalışmada, laboratuvarda oluşturulan duvar jeti akımına ait geometri Gambit programı ile oluşturulmuş ve türbülanslı akım alanı Fluent yazılımı ile çözülmüştür. Elde edilen sayısal sonuçlar deney sonuçları ile karşılaştırılarak değerlendirilmiştir. Elde edilen sayısal sonuçların çözüm ağından bağımsızlığının belirlenmesi için farklı hücre sayısına sahip çözüm ağları oluşturularak kalibrasyonu yapılmıştır.

Çözüm Ağı

Fluent yazılımında sunulan modellerin hassasiyet analizi için öncelikle çözüm ağı etkileri dikkate alınmıştır. Buna göre elde edilen çözümlerin deney sonuçları ile uyumu belirlenmiştir. Bu amaçla duvar jeti akımının modellenmesi için 3 farklı çözüm ağı oluşturulmuştur. Öncelikle akımın genel davranışını görebilmek amacıyla kaba bir çözüm ağı ve ardından iyileştirilmiş çözüm ağları oluşturulmuştur. Oluşturulan bu çözüm ağları dörtgen ve altıgen elemanlara sahip yapılandırılmamış özelliktedirler. Çözüm ağlarına ait bazı özellikler Çizelge 6.5'de verilmiştir. Şekil 6.31'de jet çıkışına ait, Şekil 6.32'de ise jet eksenine ait farklı ağ yapıları görülmektedir. Bu çözüm ağlarının hassasiyet analizi yapılmış ve G2 çözüm ağının yeterli olduğunun belirlenmesi üzerine benzeşimlere bu ağ ile devam edilmesine karar verilmiştir.

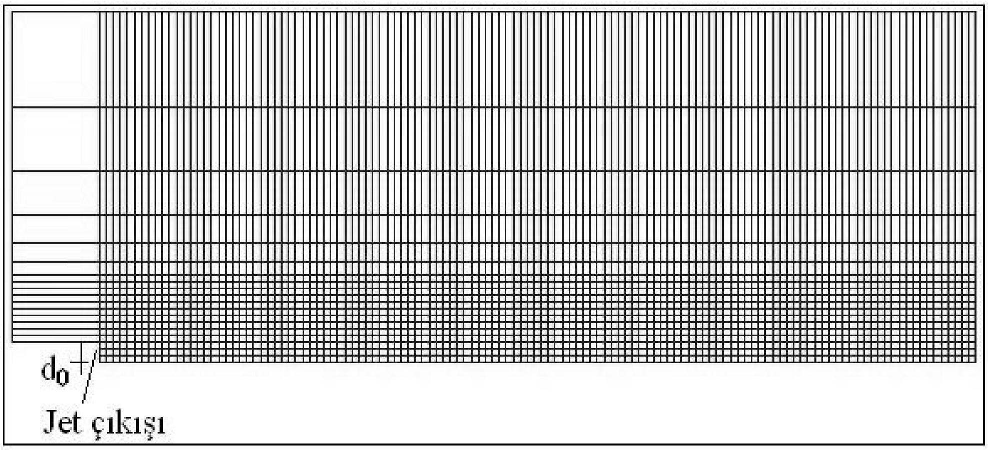
Çizelge 6.5 Oluşturulan çözüm ağlarına ait özellikler

Çözüm ağı	Hücre	Yüzey	Nokta
G1	71565	221564	78611
G2	89121	282572	104546
G3	127460	400205	145856

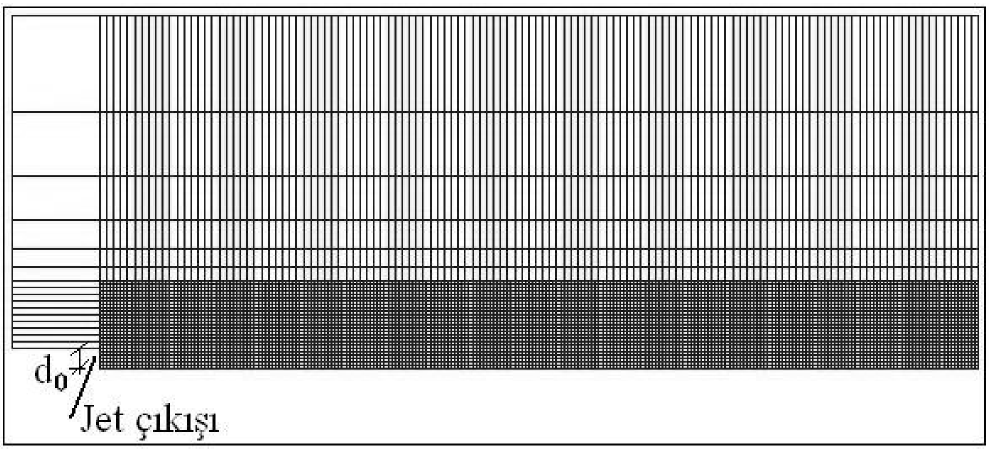


a) G1 b) G2 c) G3

Şekil 6.31 Jet çıkışındaki ağ yapısı

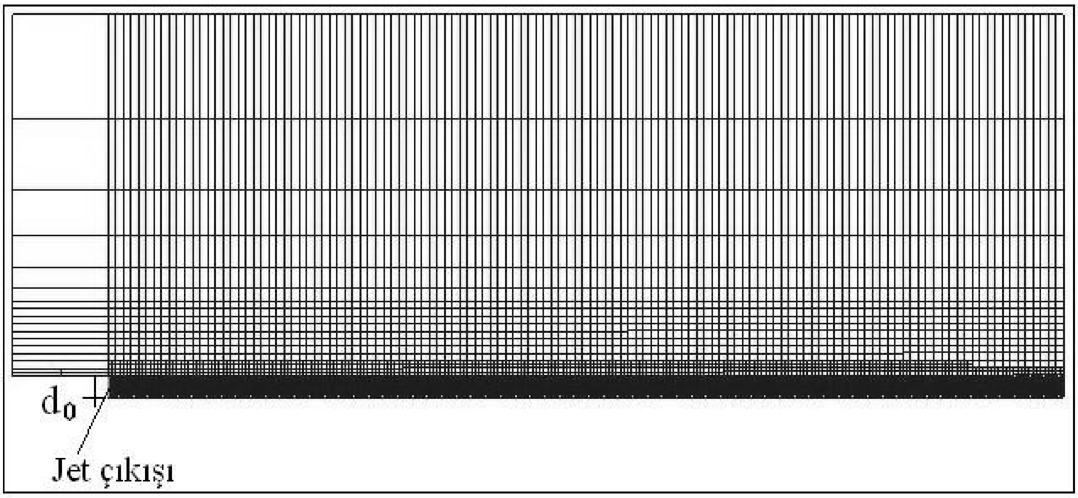


a) G1



b) G2

Şekil 6.32 Jet eksenindeki ağ yapısı

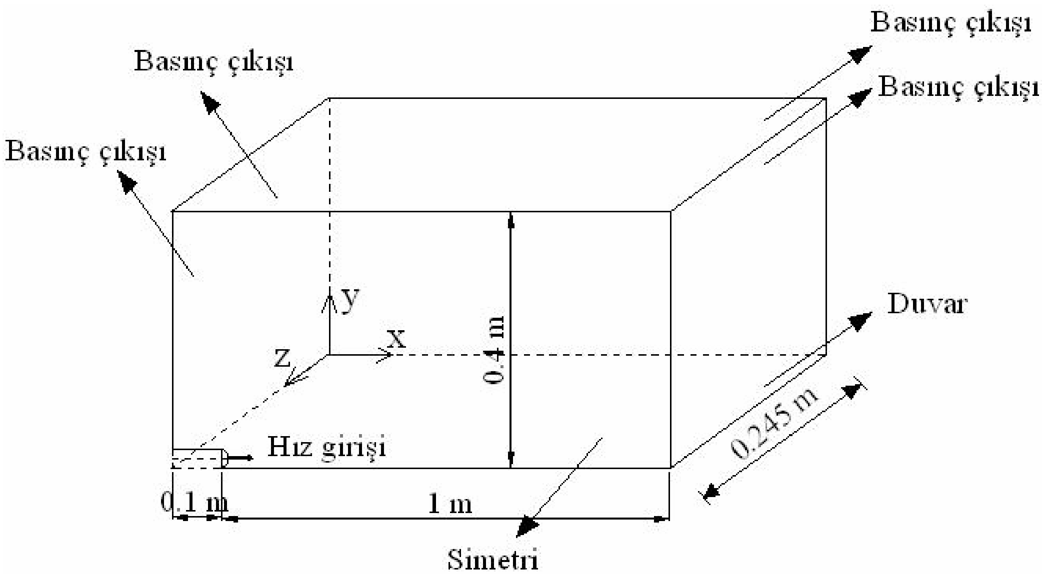


c) G3

Şekil 6.32 Devamı

Sınır Şartları

Akım alanına ait geometrinin oluşturulması sırasında problemin simetrik yapısından dolayı akım geometrisi jet ekseninden ikiye bölünmüş ve sadece bir bölgede çalışılmıştır. Modellemede dikkate alınacak sınır şartları Fluent yazılımına ait öneriler dikkate alınarak, jet çıkışında hız girişi, tabanda duvar, jet ekseninde simetri ve diğer sınırlarda basınç çıkışı olarak tanımlanmıştır. Şekil 6.33'de akım alanına ait geometri ve tanımlanan sınır şartları görülmektir.



Şekil 6.33 Sınır şartları

Sayısal Yaklaşım

Duvar jetinde, serbest jet akımına ait kalibrasyonlar dikkate alınarak benzeşimler geçekleştirilmiştir. Serbest jet akımına ait benzeşimlerden elde edilen sonuçlara göre, Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeline ait sonuçlar deney sonuçları ile yeterli derecede uyum sağlamıştır. Buna göre, duvar jetine ait akım alanının modellenmesinde de Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli dikkate alınmıştır.

Ayrıklaştırma şeması olarak, basınç için standart, Basınç-hız ikilisi için SIMPLE, Momentum, türbülans kinetik enerji ve türbülans enerji kayıp miktarı için Second Order Upwind şemaları dikkate alınmıştır.

Gerçekleştirilen benzeşimler Çizelge 6.6'da ifade edilmiştir. Çizelge 6.6'da, Q debiyi, Re Reynolds sayısını, U_0 teorik çıkış hızını, I türbülans şiddetini ve ℓ uzunluk ölçeğini ifade etmektedir. Yapılan benzeşimlerde, jet çıkışındaki hız dağılımı üniform olarak dikkate alınmıştır.

Benzeşimlerde yakınsama kriteri olarak Normalleştirilmiş rezidü değeri 10^{-6} seçilmiştir.

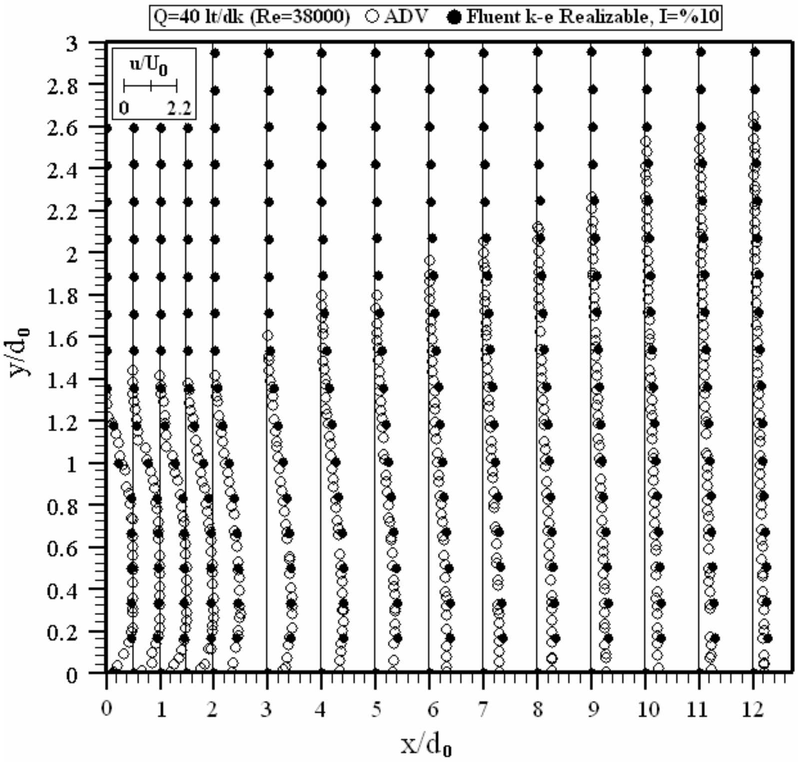
Çizelge 6.6 Model kalibrasyonunda gerçekleştirilen benzeşimler

Çözüm	Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Fr_d	Q (lt/dk)	Re	U_0 (m/s)	Türbülans şiddeti (%)
1	G2	0.022	12.16	40	38000	1.75	10
2			13.68	45	43000	1.97	
3			15.21	50	48000	2.19	

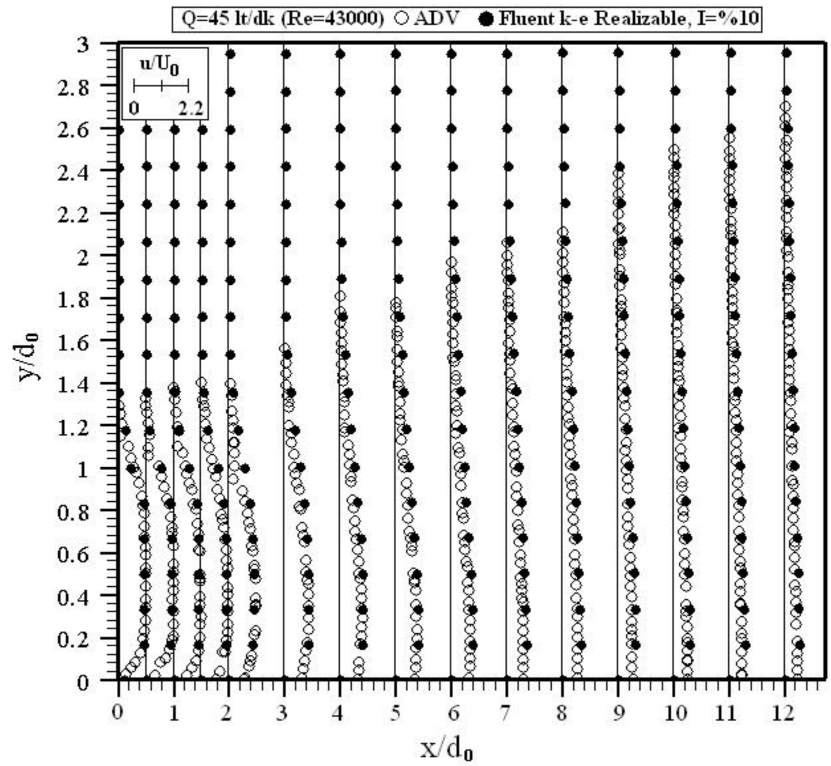
Çizelge 6.6 Devam

Çözüm	Çözüm ağı	Türbülans uzunluk ölçeği, ℓ (m)	Türbülans modeli	Ayrıklaştırma şeması
1	G2	0.003	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
2			$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
3			$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind

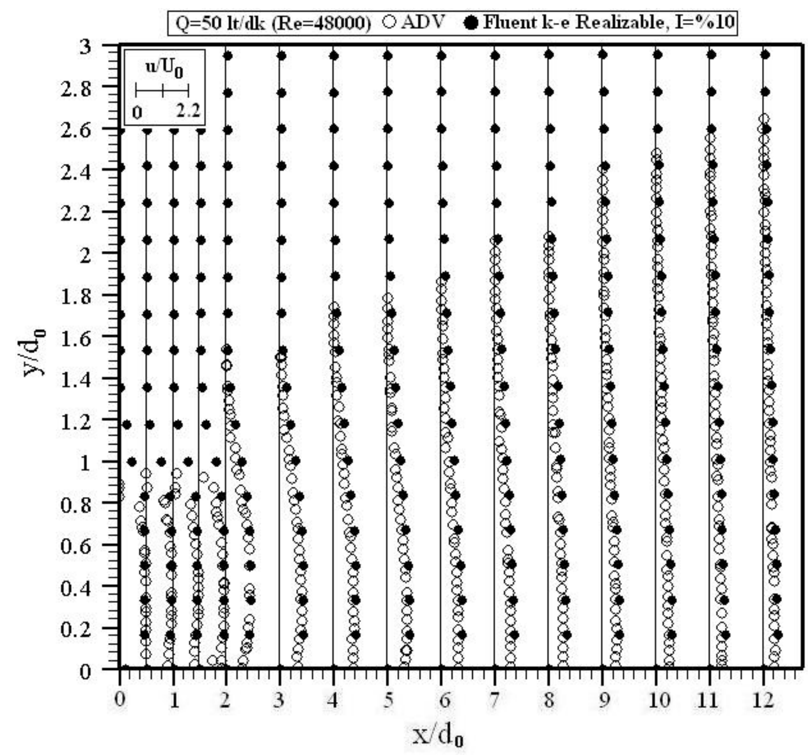
Benzeşimlerden elde edilen sonuçlar G2 çözüm ağı için Şekil 6.34, 6.35 ve 6.36'de, G3 çözüm ağı için ise Şekil 6.37, 6.38 ve 6.39'da verilmiştir. G1 çözüm ağına ait sayısal sonuçlar Ek4a'da ve her üç çözüm ağı için elde edilen y^+ değerleri Ek4b'de verilmiştir. Benzeşim sonuçları ile deney sonuçlarının oldukça uyumlu olduğu ve hemen hemen çakıştıkları görülmektedir. Bu sonuçlar dikkate alınarak hata analizi yapılmış ve rms değerleri elde edilmiştir. Elde edilen rms değerleri Çizelge 6.7'de belirtilmiştir. Burada rms, $u_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(u_{i,deneysel} - u_{i,sayısal}\right)^2}$ ifadesi ile hesaplanmıştır. Hesaplanan rms değerlerinin Fr_d sayısı arttıkça arttığı gözlenmiştir.



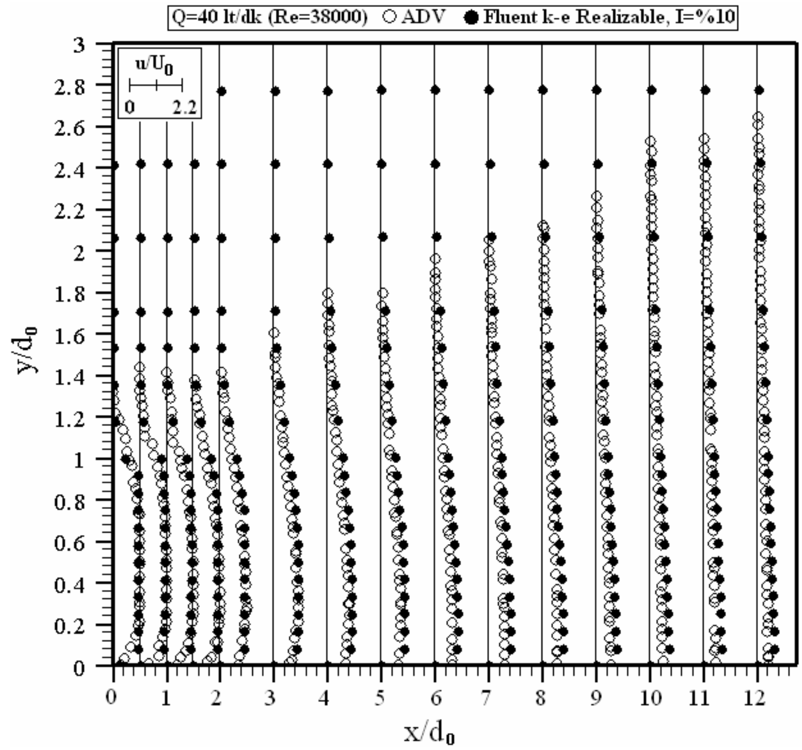
Şekil 6.34 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G2, Fr_d=12.16 için



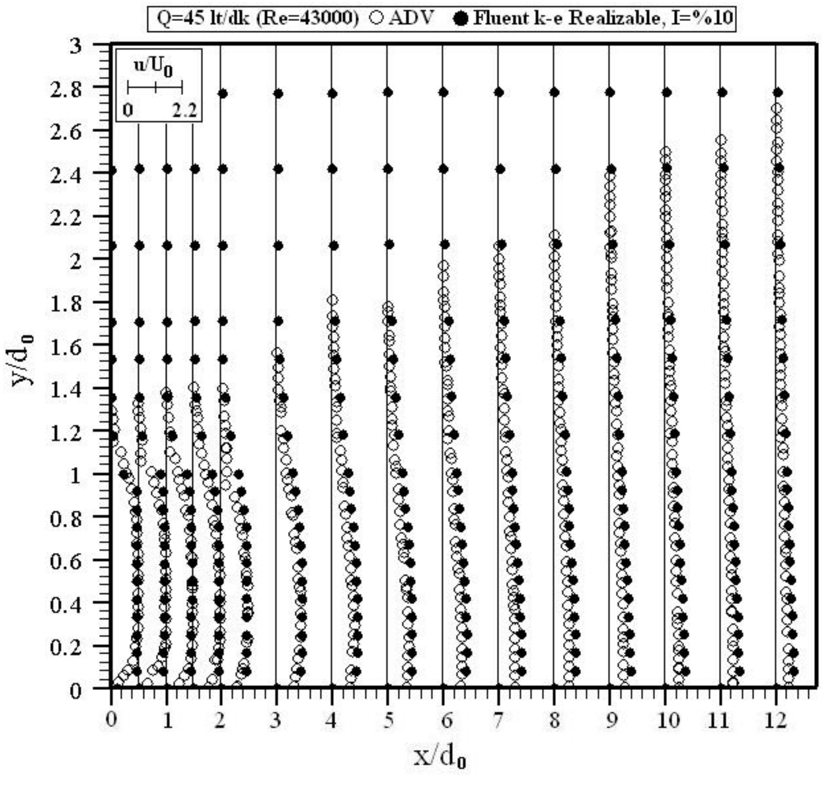
Şekil 6.35 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G2, Fr_d=13.68 için



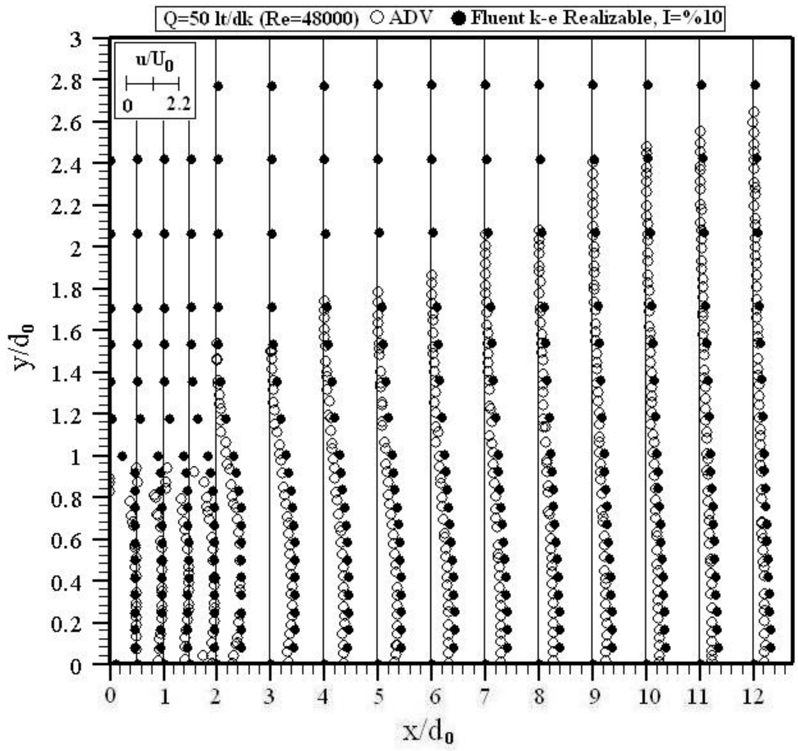
Şekil 6.36 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G2, Fr_d=15.21 için



Şekil 6.37 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G3, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.38 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G3, Fr_d=13.68 için



Şekil 6.39 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G3, Fr_d=15.21 için

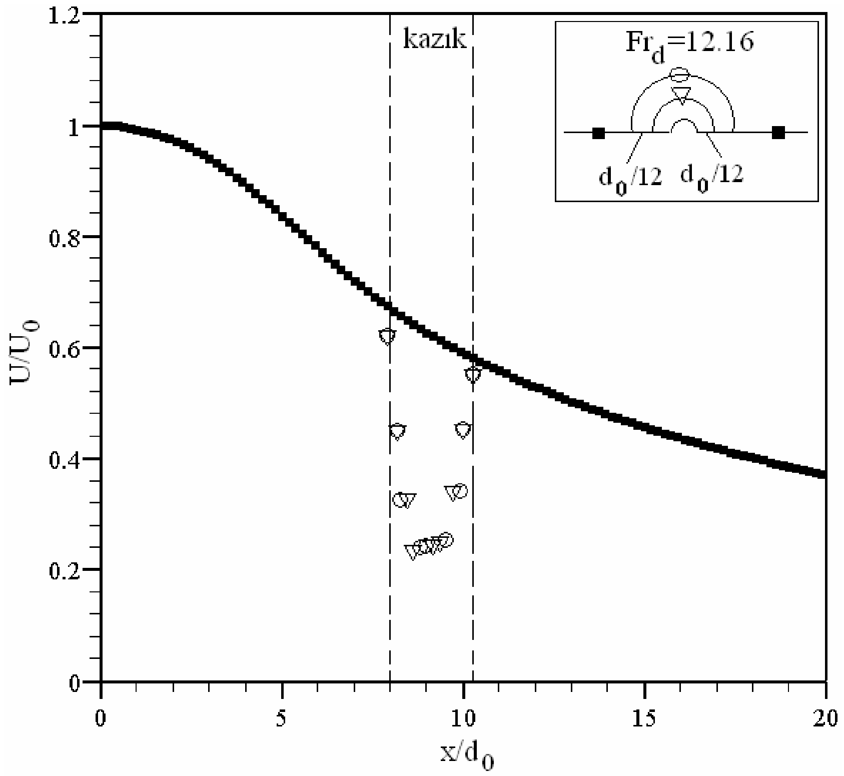
Çizelge 6.7 Elde edilen rms değerleri

Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Fr_d	Q (lt/dk)	Re	x (m)	rms
G2	0.022	12.16	40	38000	x=0	0.111
					x=0.5d_0	0.148
					x=d_0	0.158
					x=1.5d_0	0.171
					x=2d_0	0.190
					x=3d_0	0.182
					x=4d_0	0.171
					x=5d_0	0.174
					x=6d_0	0.188
					x=7d_0	0.156
					x=8d_0	0.139
					x=9d_0	0.121
					x=10d_0	0.100
					x=11d_0	0.101
					x=12d_0	0.113
		13.68	45	43000	x=0	0.228
					x=0.5d_0	0.164
					x=d_0	0.168
					x=1.5d_0	0.174
					x=2d_0	0.255

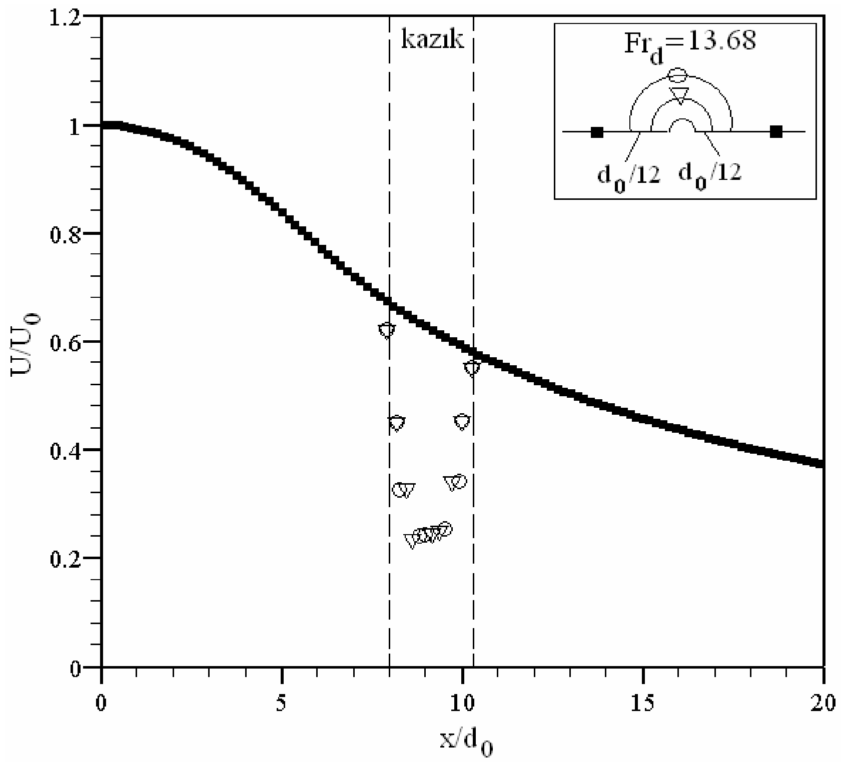
Çizelge 6.7 Devamı

Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Fr_d	Q (lt/dk)	Re	x (m)	rms
G2	0.022	13.68	45	43000	$x=3d_0$	0.185
					$x=4d_0$	0.191
					$x=5d_0$	0.199
					$x=6d_0$	0.177
					$x=7d_0$	0.159
					$x=8d_0$	0.146
					$x=9d_0$	0.123
					$x=10d_0$	0.124
					$x=11d_0$	0.113
					$x=12d_0$	0.104
		15.21	50	48000	x=0	0.389
					$x=0.5d_0$	0.346
					$x=d_0$	0.354
					$x=1.5d_0$	0.322
					$x=2d_0$	0.198
					$x=3d_0$	0.200
					$x=4d_0$	0.209
					$x=5d_0$	0.211
					$x=6d_0$	0.201
					$x=7d_0$	0.170
					$x=8d_0$	0.160
					$x=9d_0$	0.126
					$x=10d_0$	0.124
					$x=11d_0$	0.119
					$x=12d_0$	0.104

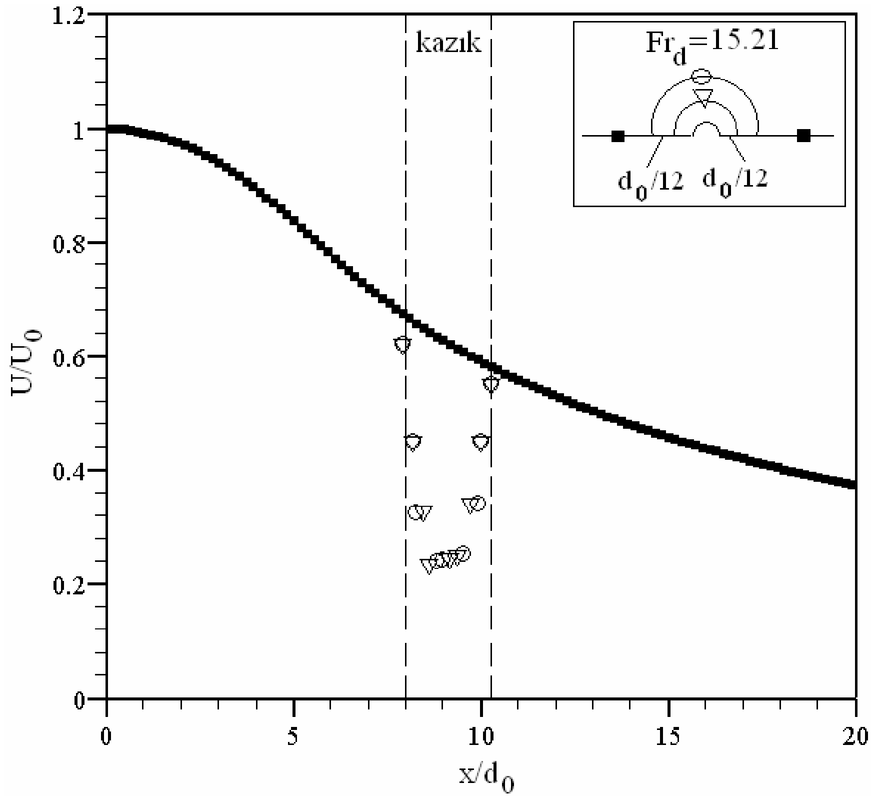
Şekil 6.40, 6.41 ve 6.42'de G2 çözüm ağı ve $k-\varepsilon$ Realizable türbülans modeli ile elde edilen benzeşim sonuçlarına göre jet ekseninde meydana gelen ortalama rölatif hız dağılımları jet çıkış hızına (U_0) göre verilmiştir. Jet eksenindeki ortalama hız dağılımı, jet çıkışının olduğu bölgede en yüksek değerini almakla birlikte jet çıkışından uzaklaştıkça azalmaktadır. Kazığın tabanda yerleştirilmesi planlanan (kazığın bulunmaması hali) bölge incelendiğinde ise kazık çevresinde kazıktan uzaklaşıldıkça ortalama rölatif hız dağılımı değerlerinin azaldığı görülmüştür. Ortalama rölatif hız değeri kazığın olması planlanan konumda orta noktada $U=0.64U_0$ değerine, kazığın çevresinde ise ortalama $U=0.24U_0$ değerine düşmüştür.



Şekil 6.40 Jet ekseninde eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımı, G2, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.41 Jet ekseninde eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımı, G2, Fr_d=13.68 için



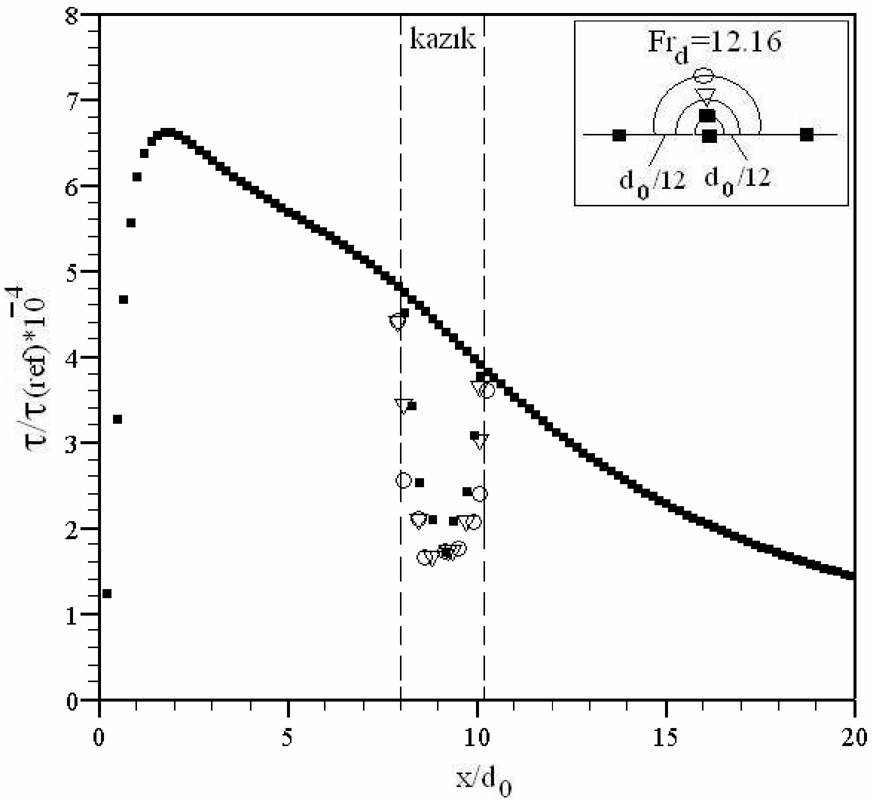
Şekil 6.42 Jet ekseninde eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımı, G2, Fr_d=15.21 için

Şekil 6.43, 6.44 ve 6.45'de G2 çözüm ağı ve $k-\varepsilon$ Realizable türbülans modeli ile elde edilen benzeşim sonuçlarına göre taban kayma gerilmesi dağılımları verilmiştir. Referans kayma gerilmesi her bir Froude Sayısı için aşağıdaki şekilde hesaplanmıştır;

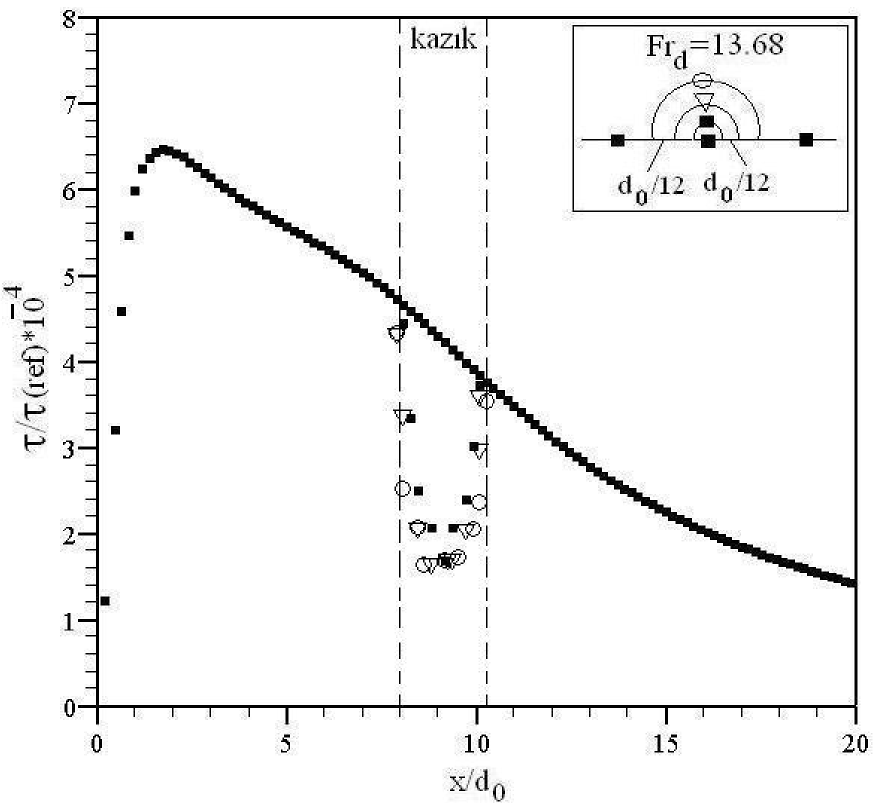
$$\tau_{ref} = \rho U_0^2 / 2$$

Burada, ρ akışkanın özgül kütlesini, U_0 jet akımının ortalama çıkış hızını ifade etmektedir.

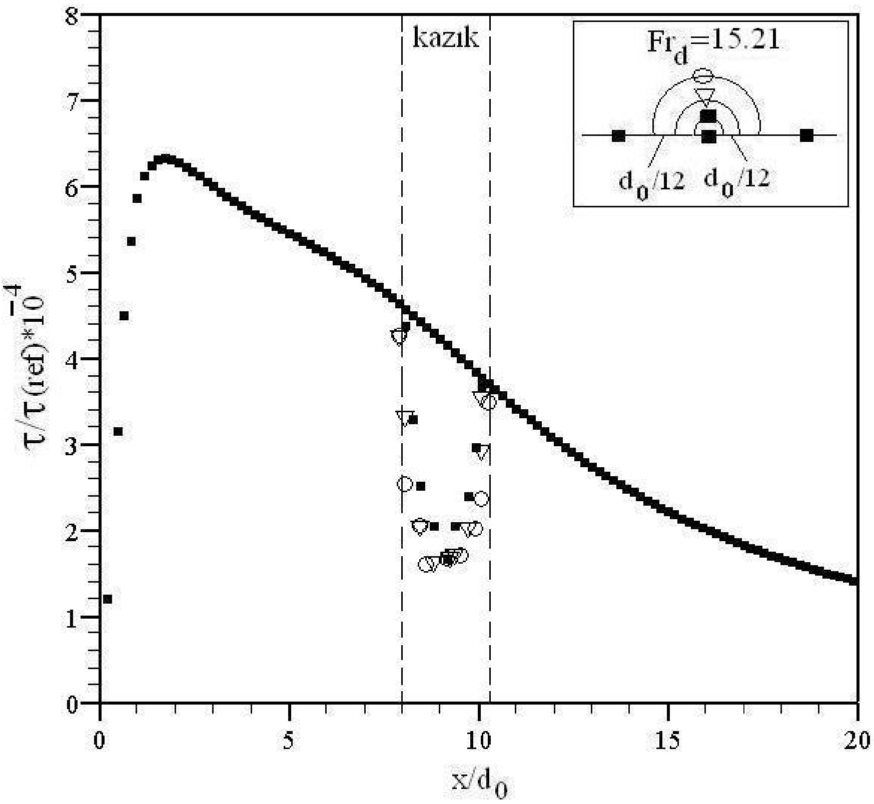
Şekillerden de görüldüğü üzere taban kayma gerilmesi, jet çıkışında en yüksek değeri almakla birlikte jet çıkışından uzaklaştıkça azalmaktadır. Kazığın tabanda yerleştirilmesi planlanan bölge (kazığın bulunmaması hali) incelendiğinde ise kazık çevresinde kazıktan uzaklaşıldıkça taban kayma gerilmesi değerinin azaldığı görülmektedir. Taban kayma gerilmesi değeri kazığın olması planlanan konumda orta noktada $\tau = 0.65\tau_0$ değerine, kazığın çevresinde ise ortalama $\tau = 0.25\tau_0$ değerine düşmüştür.



Şekil 6.43 Jet ekseni boyunca meydana gelen taban kayma gerilmesi, G2, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.44 Jet ekseni boyunca meydana gelen taban kayma gerilmesi, G2, Fr_d=13.68 için



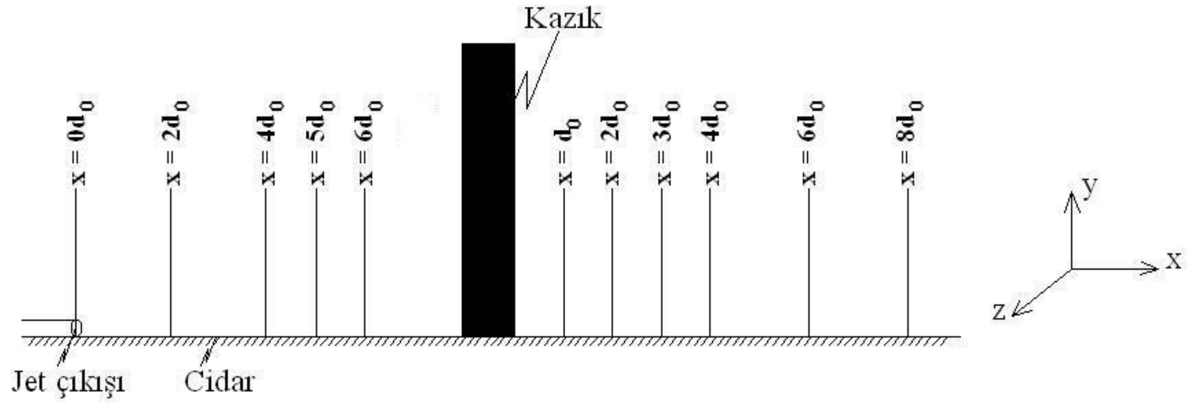
Şekil 6.45 Jet ekseni boyunca meydana gelen taban kayma gerilmesi, G2, Fr_d=15.21 için

6.3 Duvar Jetinin Kazık Etrafında Meydana Getirdiği Akım Alanı

6.3.1 Deneysel Çalışma

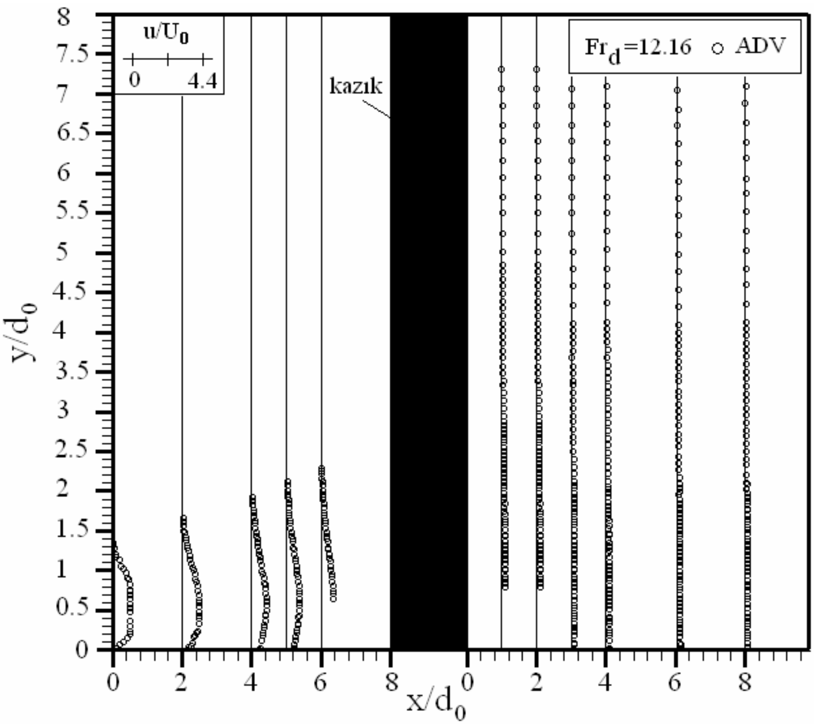
Deneylerde, öncelikle kum tabana dairesel bir kazık yerleştirilmiştir. Bunun ardından rijit bir taban elde etmek için kum tabanın üzeri çimento dökülerek dondurulmuştur. Jet ucu kazıktan $8d_0$ mesafede tabana yerleştirilmiştir. Deneylerde jetten itibaren jet çıkış çapının katları olacak şekilde farklı kesitlerde ölçümler yapılmıştır. Ölçüm yapılan mesafeler yatayda jet çıkışından itibaren kazığa kadar x=0, $2d_0$, $4d_0$, $5d_0$, $6d_0$ ve $7d_0$, kazığın mansabından itibaren ise x=d_0, $2d_0$, $3d_0$, $4d_0$, $6d_0$ ve $8d_0$'dır. Şekil 6.46'da ölçüm şeması görülmektedir. Bu kesitlerde düşeyde kazığın membasında 1 mm aralıkla hız şiddetini kaybedinceye (u<10 cm/s) kadar, kazık mansabında ise bir kazık çapı mesafede 1 mm, daha sonra yine bir kazık çapı mesafede 2 mm ve en son olarak iki kazık çapı mesafe 5 mm aralıklarla hız şiddetini kaybedinceye (u<10 cm/s) ölçümler yapılmıştır. Ölçümlerde aşağı bakan ve yan bakan olmak üzere iki farklı prob kullanılmıştır. ADV geometrisinden dolayı aşağı bakan prob ile kazığa fazla yaklaşılamamış, bu mesafelerde yan bakan prob kullanılmıştır. Ölçümlerde, aşağı bakan prob kazığın membasında x=0, $2d_0$, $4d_0$ ve $5d_0$, kazığın mansabında ise x=$3d_0$, $4d_0$, $6d_0$ ve $8d_0$

mesafelerinde kullanılmıştır. Yan bakan prob ise kazığın membasında x=6d_0, kazığın mansabında x=d_0 ve 2d_0 mesafelerde kullanılmıştır. Yapılan ölçümlerde aşağı bakan prob ile tabana yakın mesafelerde ölçüm yapılabilirken, yana bakan prob ile probun geometrisinden dolayı tabana çok fazla yaklaşılamamıştır.

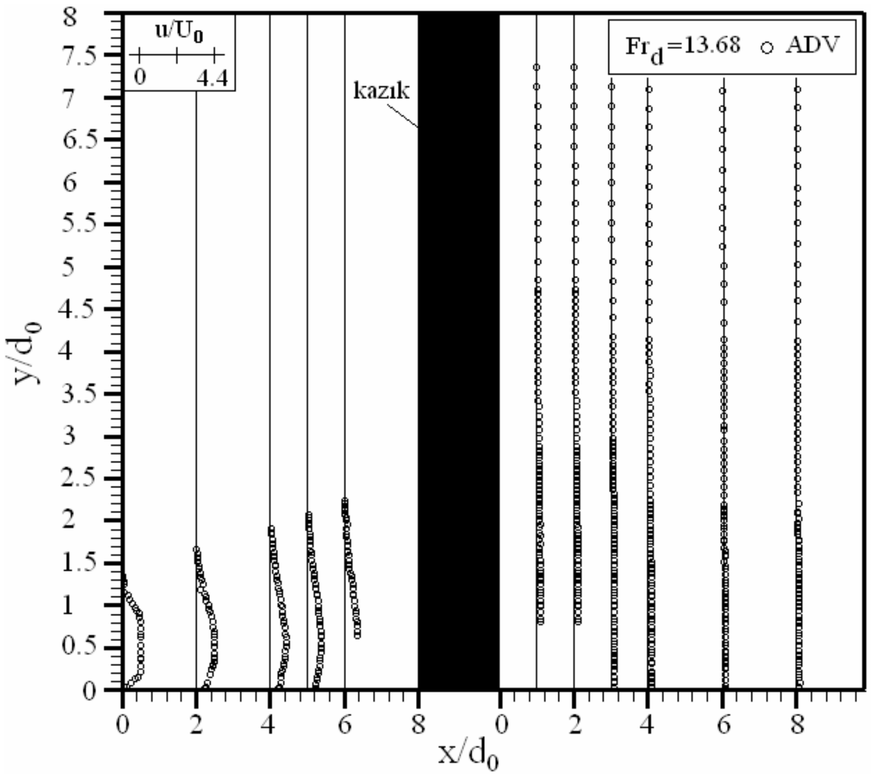


Şekil 6.46 Duvar jeti ölçüm şeması

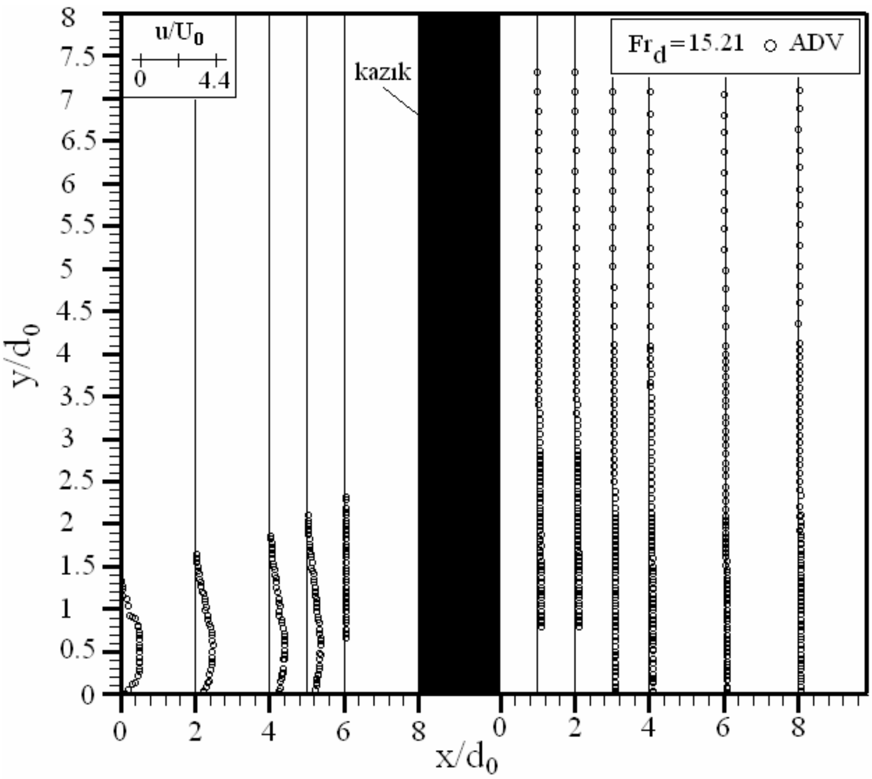
Şekil 6.47, 6.48 ve 6.49'da farklı Froude Sayıları için duvar jetlerine ait x yönündeki hız bileşeninin cidar boyunca dağılımı görülmektedir. Hız dağılımı teorik jet çıkış hızı (U_0=Q/A), düşey mesafe ise başlangıç jet çapı (d_0) dikkate alınarak farklı debi ve Reynolds sayıları için boyutsuz formda çizilmiştir.



Şekil 6.47 Cidar boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için

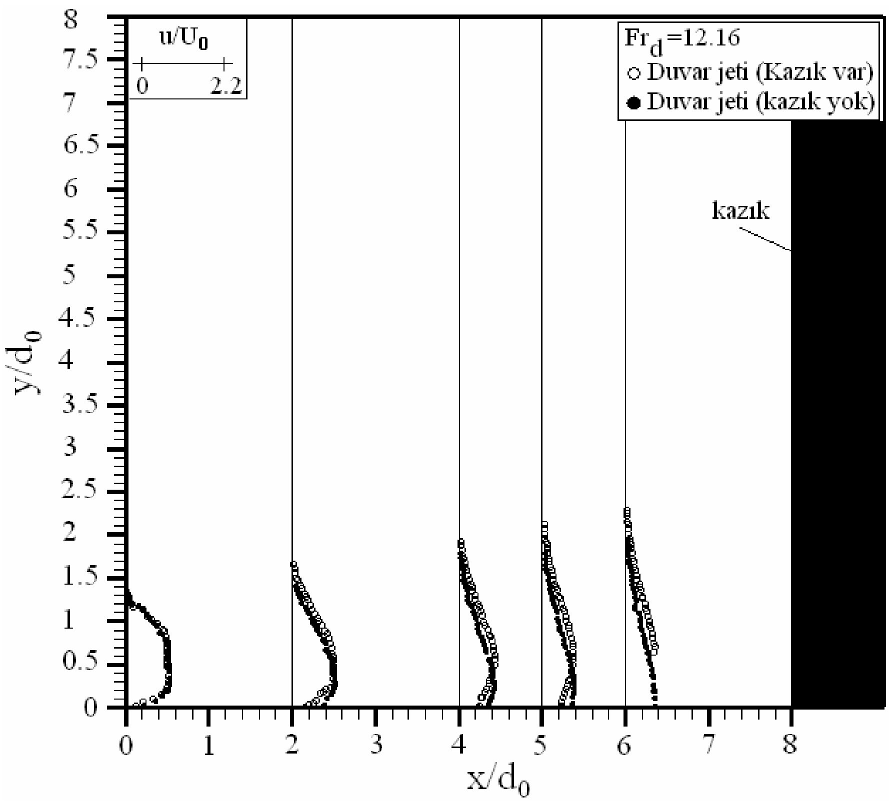


Şekil 6.48 Cidar boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için

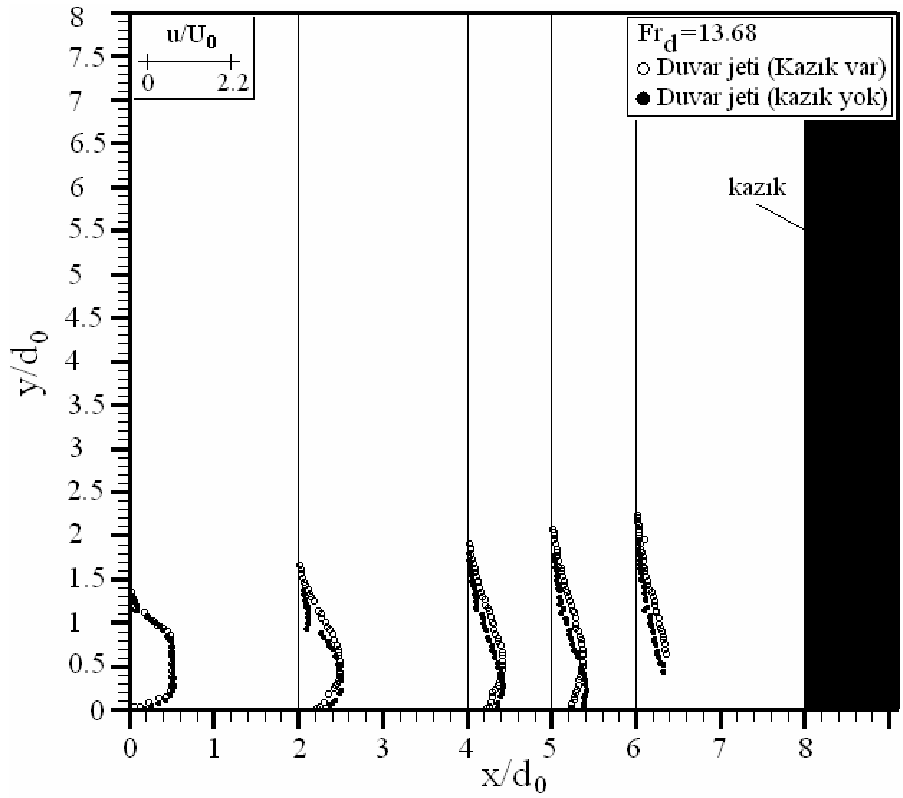


Şekil 6.49 Cidar boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

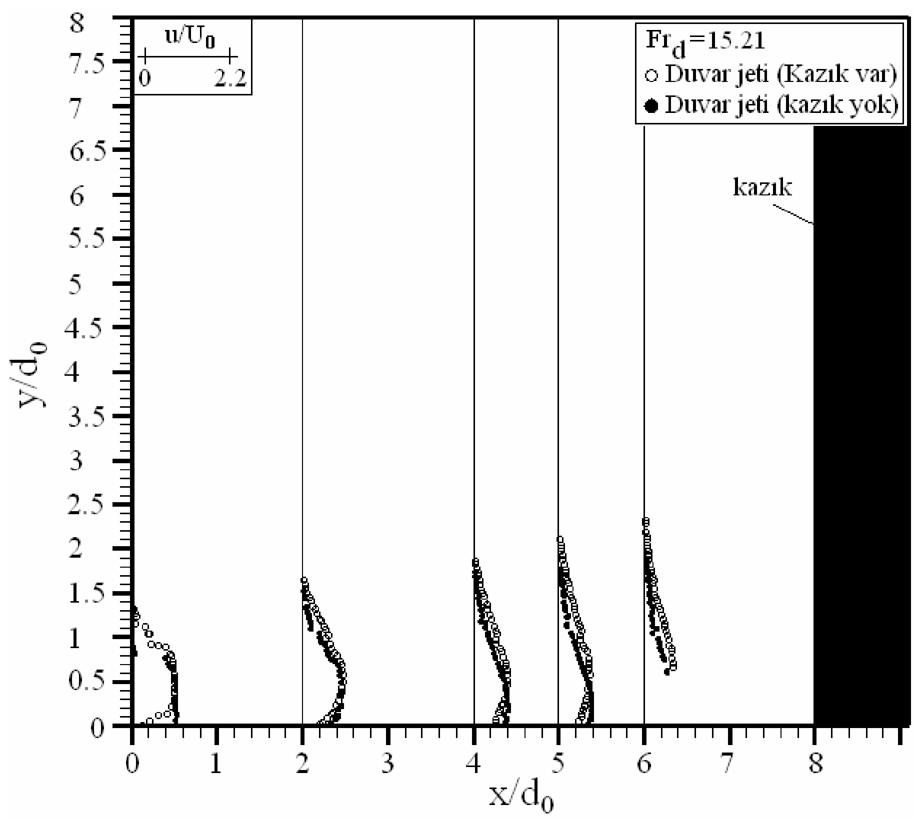
Şekil 6.50, 6.51 ve 6.52'de farklı debilere sahip duvar jetlerine ait x yönündeki hız bileşeninin cidar boyunca dağılımı kazığın mevcut olması ve olmaması hali için görülmektedir. Hız dağılımı teorik jet çıkış hızı (U_0=Q/A), düşey mesafe ise başlangıç jet çapı (d_0) dikkate alınarak farklı debi ve Reynolds sayıları için boyutsuz formda çizilmiştir. Şekillerden görüldüğü üzere hıza ait maksimum değer değişmezken konumu değişmiştir. Kazığın varlığı akım alanında iç bölge ve dış bölge kalınlıklarının artmasına neden olmuştur. Jet akımında kazığın etkisiyle daha fazla saçılma meydana gelmiştir. Bunun yanısıra kazığın varlığı ile iç bölgede hızın şiddeti azalırken dış bölgede artış söz konusu olmuştur.



Şekil 6.50 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için

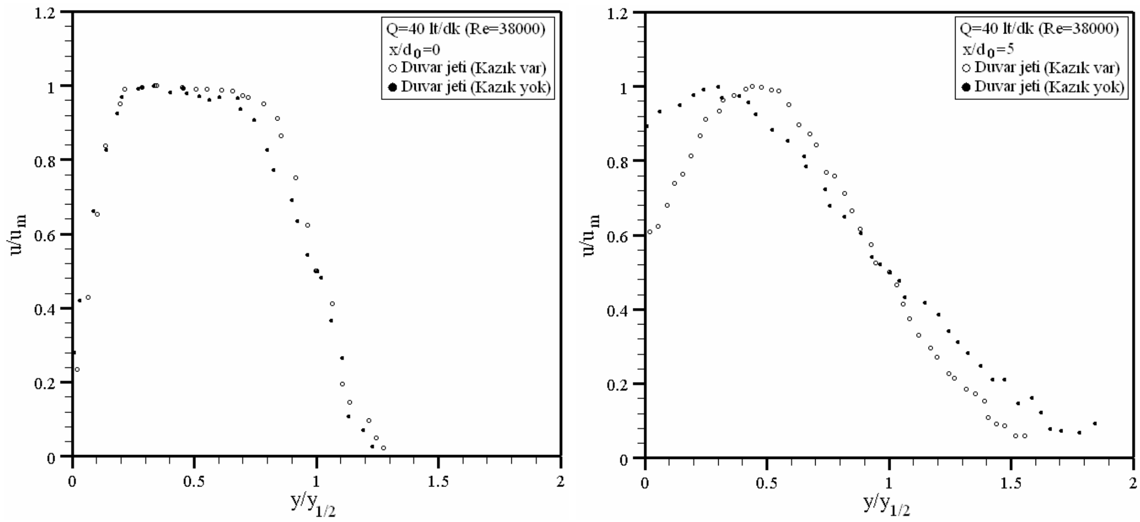


Şekil 6.51 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için



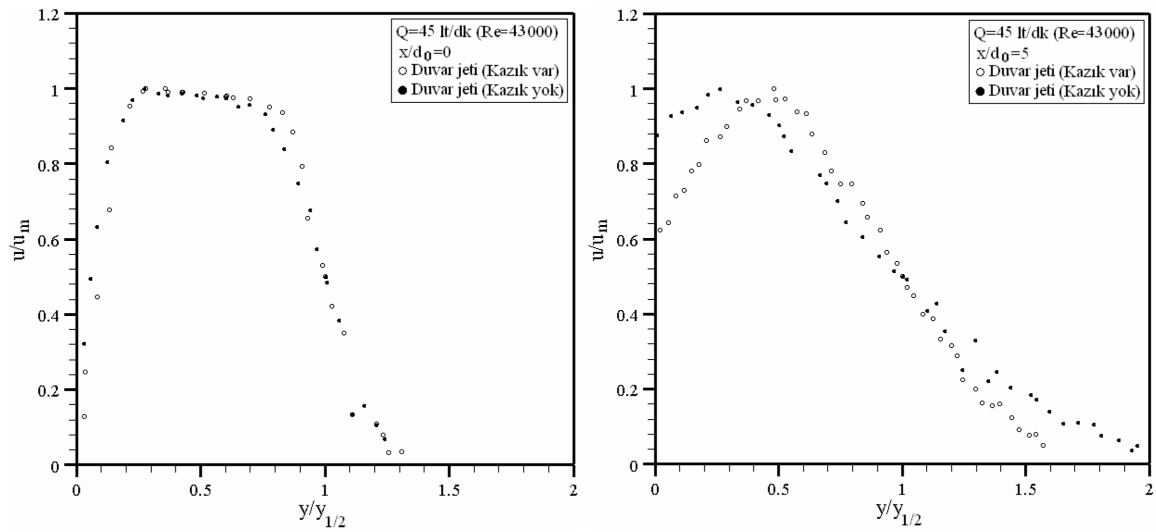
Şekil 6.52 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

Şekil 6.53, 6.54, 6.55’de cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımları $x/d_0 = 0$ ve $x/d_0 = 5$ için verilmiştir. (Diğer mesafelerdeki, $x/d_0 = 0, 2, 4, 5$, hız dağılımları için Bakınız Ek 5) Buradan, kazığın jet akımı üzerindeki etkisi daha net olarak görülmektedir. Kazık, iç bölge ve dış bölge kalınlıklarının artmasına neden olmuştur. Şekil 6.53, 6.54, 6.55’de grafiklerin boyutsuz ifade edilmesi amacıyla u_m ve $y_{1/2}$ değerleri kullanılmıştır.



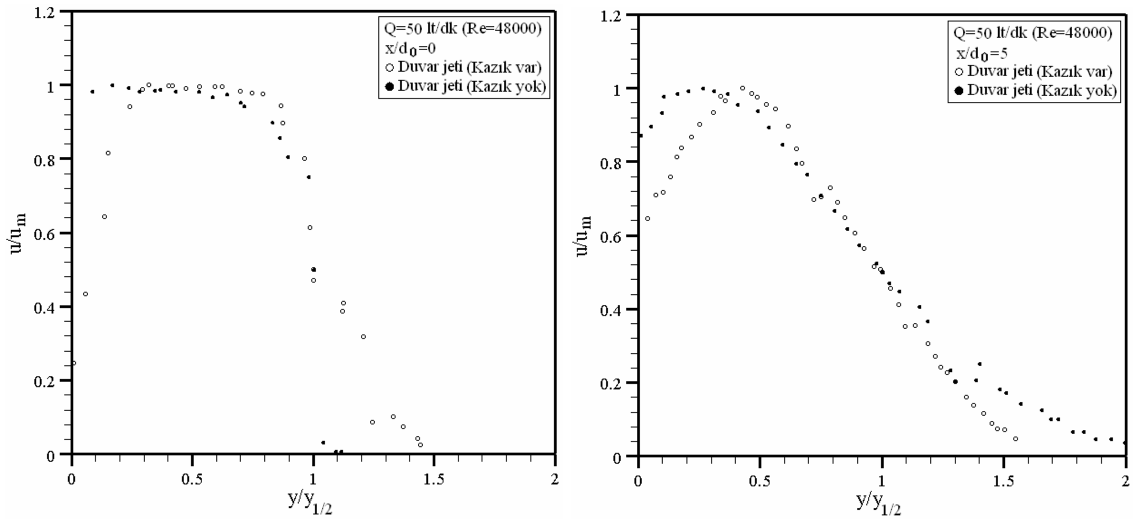
(a) (b)

Şekil 6.53 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 0$ b) $x/d_0 = 5$, Fr_d=12.16 için



(a) (b)

Şekil 6.54 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 0$ b) $x/d_0 = 5$, Fr_d=13.68 için



(a) (b)

Şekil 6.55 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 0$ b) $x/d_0 = 5$, Fr_d=15.21 için

6.3.2 Sayısal Çalışma

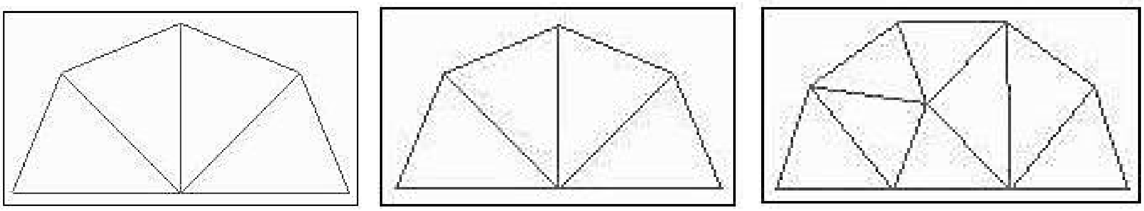
Bu çalışmada, laboratuvarda oluşturulan duvar jeti akımına ait geometri Gambit programı ile oluşturulmuş ve türbülanslı akım alanı Fluent yazılımı ile çözülmüştür. Elde edilen sayısal sonuçlar deney sonuçları ile karşılaştırılarak değerlendirilmiştir. Elde edilen sayısal sonuçların çözüm ağından bağımsızlığının belirlenmesi için farklı hücre sayısına sahip çözüm ağları oluşturularak kalibrasyonu yapılmıştır.

Çözüm Ağı

Fluent yazılımında sunulan modellerin hassasiyet analizi için öncelikle çözüm ağı etkileri dikkate alınmıştır. Buna göre elde edilen çözümlerin deney sonuçları ile uyumu belirlenmiştir. Bu amaçla duvar jeti akımının modellenmesi için 3 farklı çözüm ağı oluşturulmuştur. Öncelikle akımın genel davranışını görebilmek amacıyla kaba bir çözüm ağı ve ardından iyileştirilmiş çözüm ağları oluşturulmuştur. Oluşturulan bu çözüm ağları dörtgen ve altıgen elemanlara sahip yapılandırılmamış özelliktedirler. Çözüm ağlarına ait bazı özellikler Çizelge 6.8'de verilmiştir. Şekil 6.56'da jet çıkışına ait, Şekil 6.57'de ise jet eksenine ait farklı ağ yapıları görülmektedir. Bu çözüm ağlarının hassasiyet analizi yapılmış ve G2 çözüm ağının yeterli olduğunun belirlenmesi üzerine benzeşimlere bu ağ ile devam edilmesine karar verilmiştir.

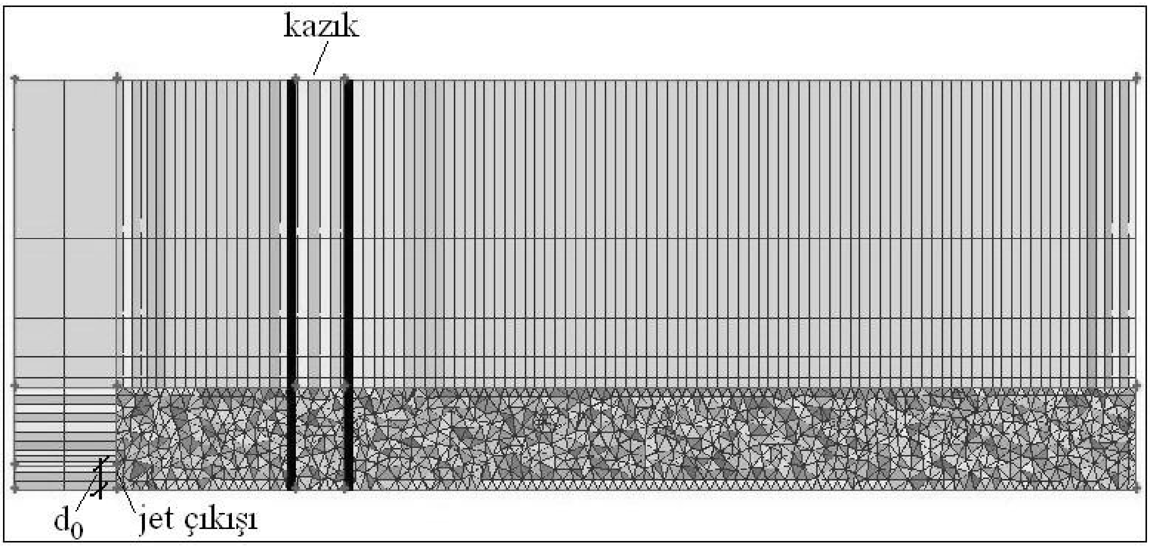
Çizelge 6.8 Oluşturulan çözüm ağlarına ait özellikler

Çözüm ağı	Hücre	Yüzey	Nokta
G1	147326	319052	39964
G2	180537	392411	49977
G3	257714	559084	70728



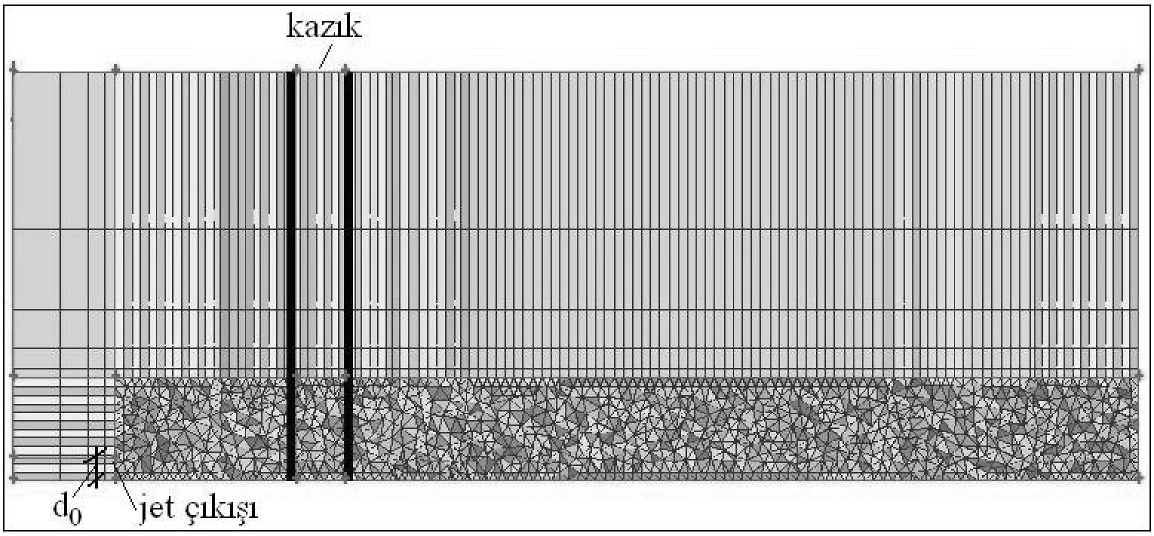
a) G1 b) G2 c) G3

Şekil 6.56 Jet çıkışındaki ağ yapısı

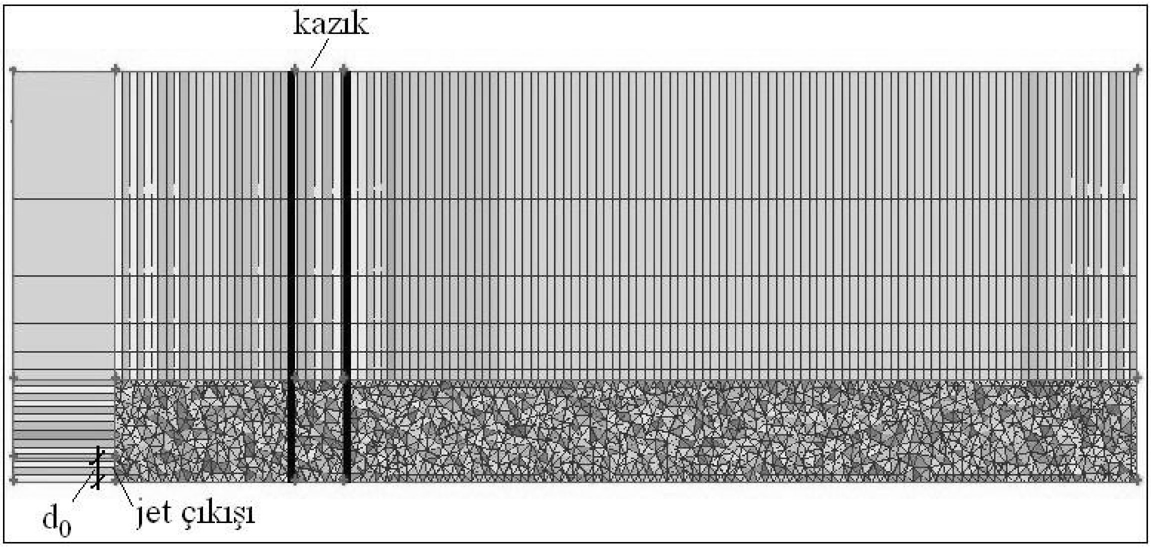


a) G1

Şekil 6.57 Jet eksenindeki ağ yapısı



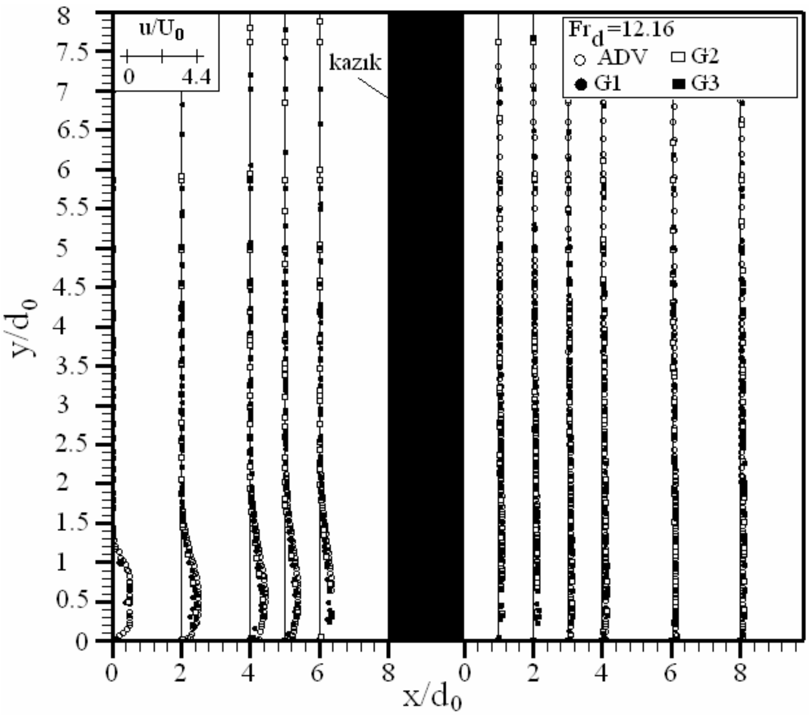
b) G2



c) G3

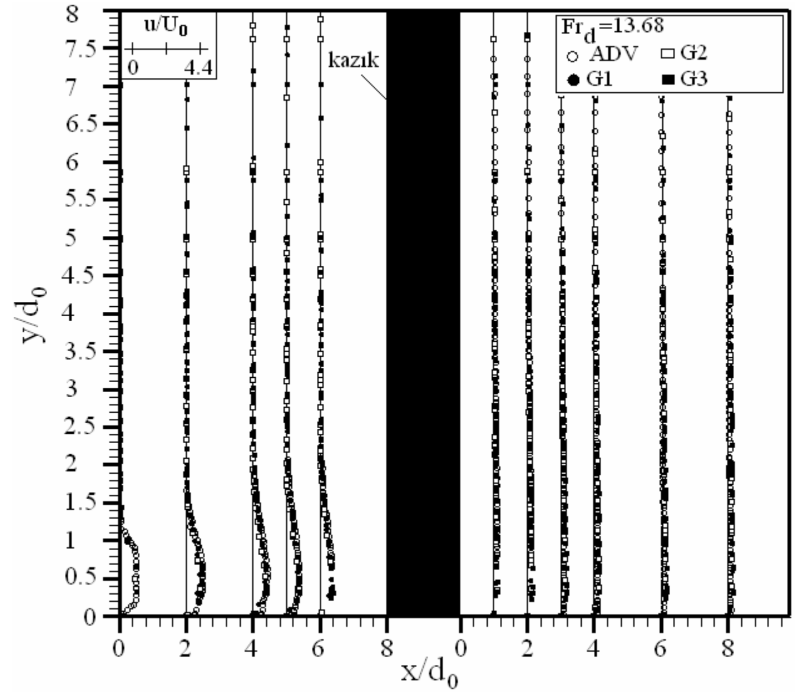
Şekil 6.57 Devam

Şekil 6.58, 6.59 ve 6.60’da cidar boyunca x doğrultusundaki boyutsuz hız dağılımı her üç çözüm ağı için deney sonuçları ile birlikte görülmektedir.



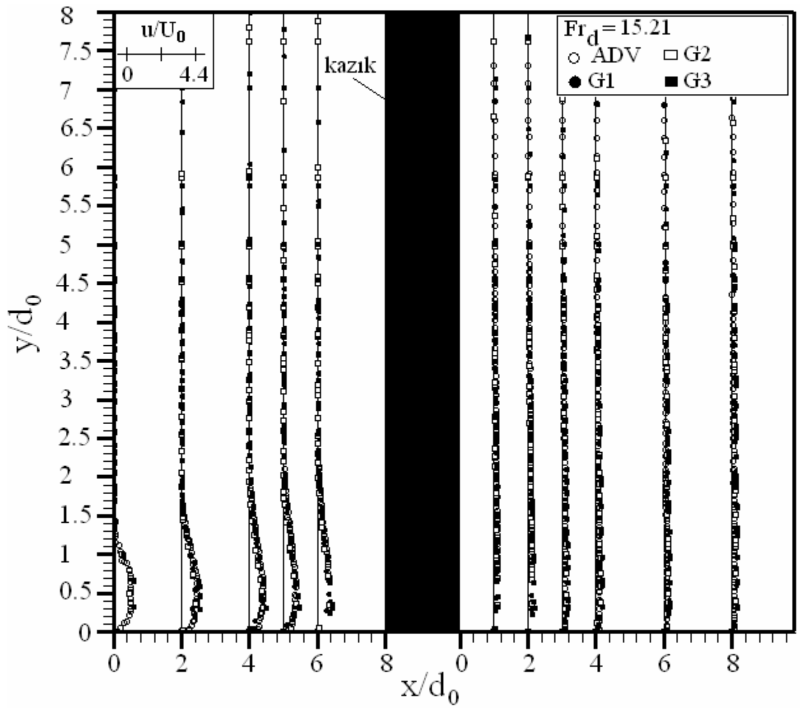
Şekil 6.58 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı,

Fr_d=12.16 için



Şekil 6.59 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı,

Fr_d=13.68 için

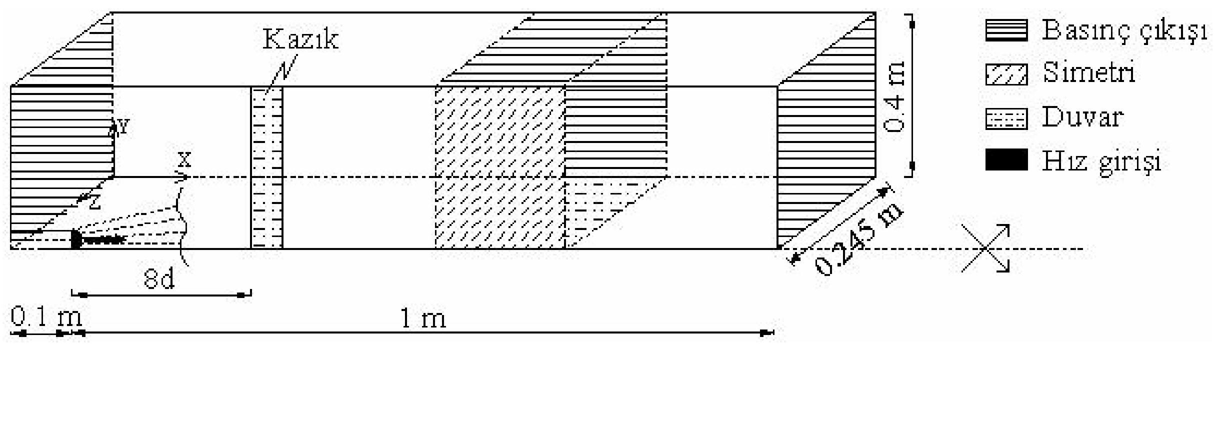


Şekil 6.60 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı,

Fr_d=15.21 için

Sınır Şartları

Akım alanına ait geometrinin oluşturulması sırasında problemin simetrik yapısından dolayı akım geometrisi jet ekseninden ikiye bölünmüş ve sadece bir bölgede çalışılmıştır. Modellemede dikkate alınacak sınır şartları Fluent yazılımına ait öneriler dikkate alınarak, jet çıkışında hız girişi, tabanda duvar, jet ekseninde simetri ve diğer sınırlarda basınç çıkışı olarak tanımlanmıştır. Şekil 6.61'de akım alanına ait geometri ve tanımlanan sınır şartları görülmektir.



Şekil 6.61 Sınır şartları

Sayısal Yaklaşım

Duvar jetinde, kazığın bulunmadığı serbest jet akımı ve duvar jetine ait kalibrasyon işlemi dikkate alınarak benzeşimler geçekleştirilmiştir. Serbest jet akımı ve duvar jetine ait benzeşimlerde elde edilen sonuçlara göre, Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeline ait sonuçlar deney sonuçları ile yeterli derecede uyum sağlamıştır. Buna göre, kazık mevcut olması durumunda duvar jetine ait akım alanının modellenmesinde de Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli dikkate alınmıştır.

Ayrıklaştırma şeması olarak, basınç için standart, Basınç-hız ikilisi için SIMPLE, Momentum, türbülans kinetik enerji ve türbülans enerji kayıp miktarı için Second Order Upwind şemaları dikkate alınmıştır.

Gerçekleştirilen benzeşimler Çizelge 6.9'da ifade edilmiştir. Çizelge 6.9'da, Fr_d yoğunluk Froude Sayısını, Q debiyi, Re Reynolds sayısını, U_0 teorik çıkış hızını, I türbülans şiddetini ve ℓ uzunluk ölçeğini ifade etmektedir. Yapılan benzeşimlerde, jet çıkışındaki hız dağılımı üniform olarak dikkate alınmıştır.

Çizelge 6.9 Model kalibrasyonunda gerçekleştirilen benzeşimler

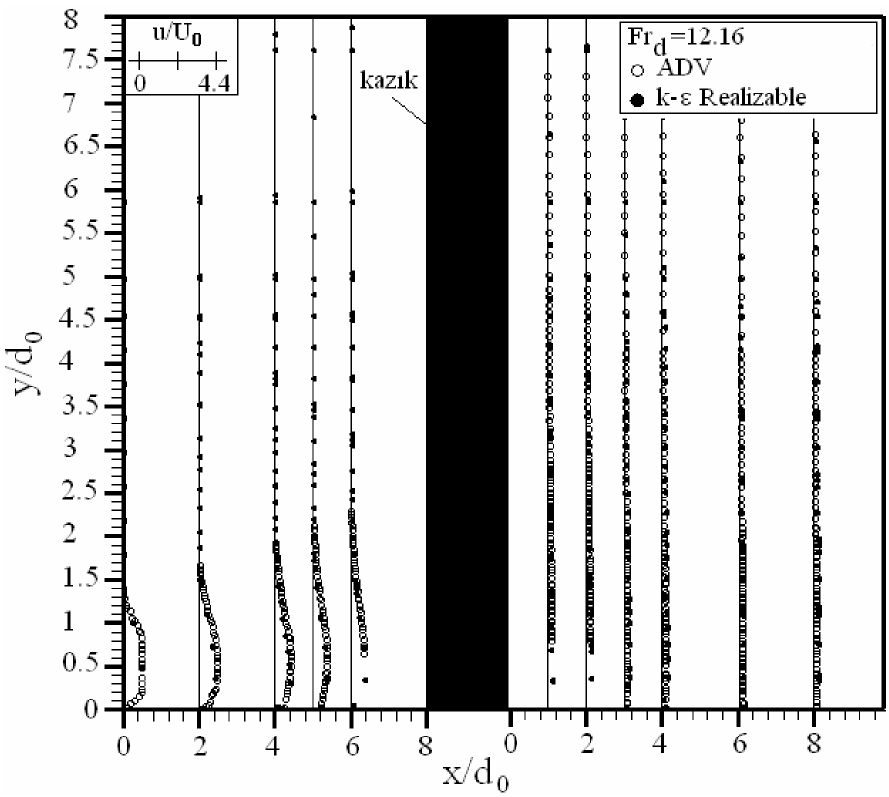
Çözüm	Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Fr_d	Q (lt/dk)	Re	U_0 (m/s)	Türbülans şiddeti (%)
1	G2	0.022	12.16	40	38000	1.75	10
2			13.68	45	43000	1.97	
3			15.21	50	48000	2.19	

Çizelge 6.9 Devamı

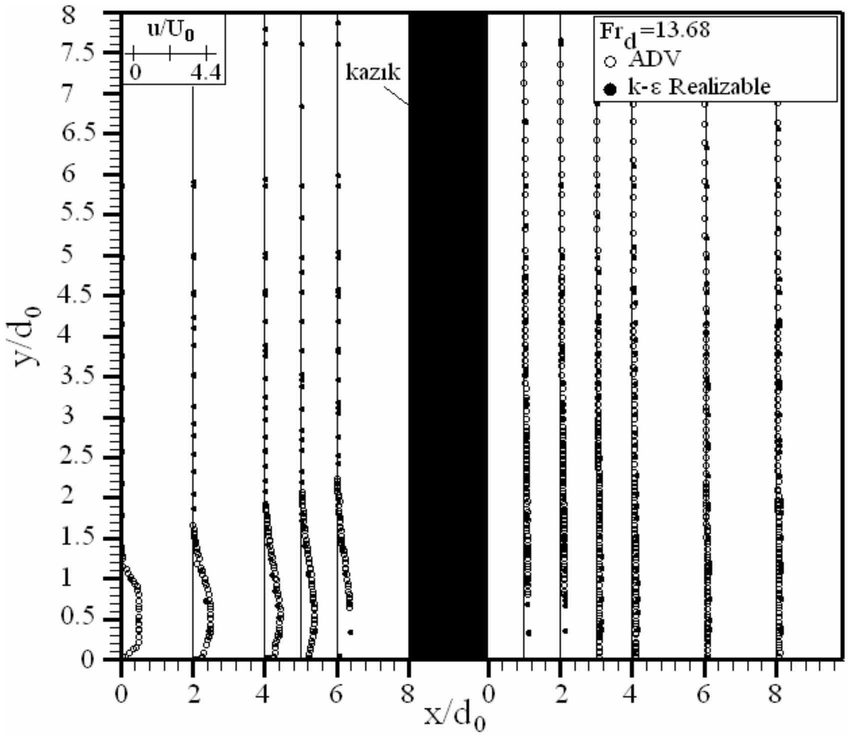
Çözüm	Çözüm ağı	Türbülans uzunluk ölçeği ℓ (m)	Türbülans modeli	Ayrıklaştırma şeması
1	G2	0.011	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
2			$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
3			$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind

Benzeşimlerde yakınsama kriteri olarak Normalleştirilmiş rezidü değeri 10^{-6} seçilmiştir.

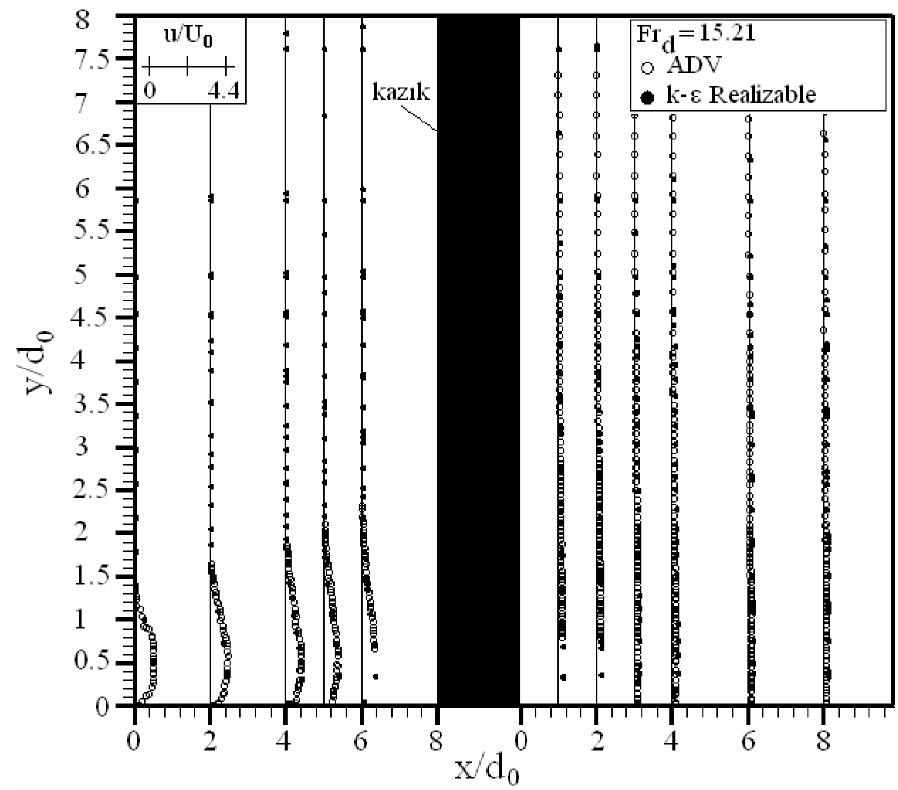
Benzeşimlerde G2 çözüm ağı ile elde edilen sonuçlar Şekil 6.62, 6.63 ve 6.64'de verilmiştir. Benzeşim sonuçları ile deney sonuçlarının oldukça uyumlu olduğu ve hemen hemen çakıştıkları görülmektedir. Bu sonuçlar dikkate alınarak hata analizi yapılmış ve rms değerleri elde edilmiştir. Elde edilen rms değerleri Çizelge 6.10'da belirtilmiştir. Burada rms, $u_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(u_{i,deneysel} - u_{i,sayısal}\right)^2}$ ifadesi ile hesaplanmıştır. Bütün Fr_d sayıları için hesaplanan rms değerleri kazığın membasında en yüksek değerini jet çıkışında almış ve kazığa yaklaştıkça azalmıştır. Kazığın mansabında ise rms değeri kazık yakınında en küçük değeri alırken kazıktan uzaklaştıkça değeri artmıştır.



Şekil 6.62 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G2, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.63 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G2, Fr_d=13.68 için

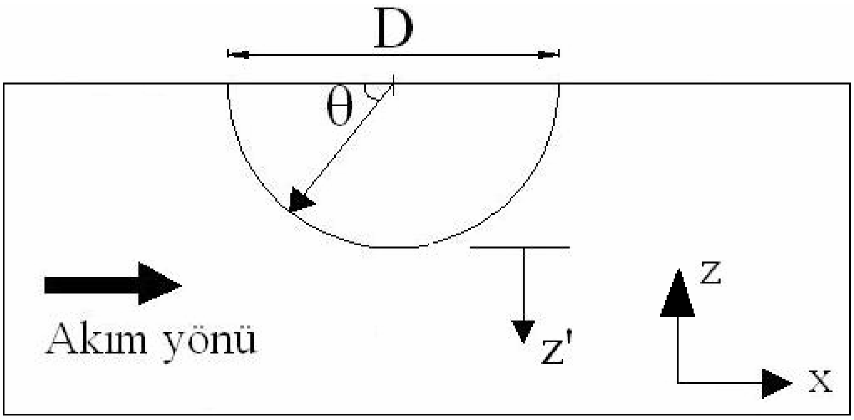


Şekil 6.64 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G2, Fr_d=15.21 için

Çizelge 6.10 Elde edilen rms değerleri

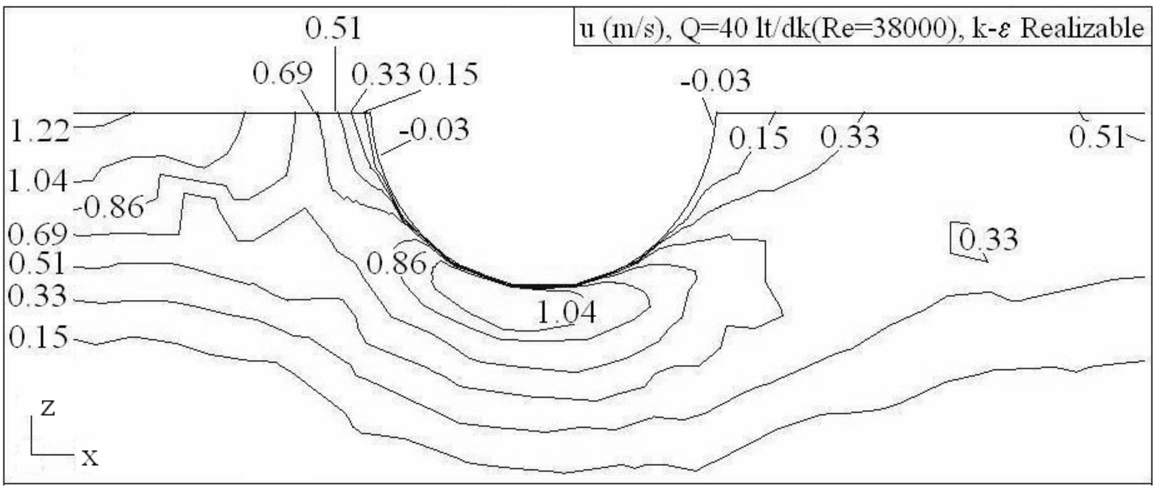
Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Fr_d	Q (lt/dk)	Re	x (m)	rms
G2	0.022	12.16	40	38000	x=0 (memba)	0.303
					$x=2d_0$ (memba)	0.284
					$x=4d_0$ (memba)	0.195
					$x=5d_0$ (memba)	0.169
					$x=6d_0$ (memba)	0.109
					$x=d_0$ (mansap)	0.054
					$x=2d_0$ (mansap)	0.027
					$x=3d_0$ (mansap)	0.052
					$x=4d_0$ (mansap)	0.063
					$x=6d_0$ (mansap)	0.072
					$x=8d_0$ (mansap)	0.077
		13.68	45	43000	x=0 (memba)	0.285
					$x=2d_0$ (memba)	0.225
					$x=4d_0$ (memba)	0.185
					$x=5d_0$ (memba)	0.154
					$x=6d_0$ (memba)	0.095
					$x=d_0$ (mansap)	0.053
					$x=2d_0$ (mansap)	0.028
					$x=3d_0$ (mansap)	0.049
					$x=4d_0$ (mansap)	0.058
					$x=6d_0$ (mansap)	0.077
					$x=8d_0$ (mansap)	0.079
		15.21	50	48000	x=0 (memba)	0.248
					$x=2d_0$ (memba)	0.205
					$x=4d_0$ (memba)	0.160
					$x=5d_0$ (memba)	0.152
					$x=6d_0$ (memba)	0.092
					$x=d_0$ (mansap)	0.052
					$x=2d_0$ (mansap)	0.025
					$x=3d_0$ (mansap)	0.032
					$x=4d_0$ (mansap)	0.063
					$x=6d_0$ (mansap)	0.074
					$x=8d_0$ (mansap)	0.079

Şekil 6. 65'de G2 çözüm ağı ve $k-\varepsilon$ Realizable türbülans modeli ile elde edilen benzeşim sonuçlarına göre kazık çevresinde meydana gelen hız ve kayma gerilmesi dağılımlarının değerlendirilmesi için dikkate alınan parametreler verilmiştir.

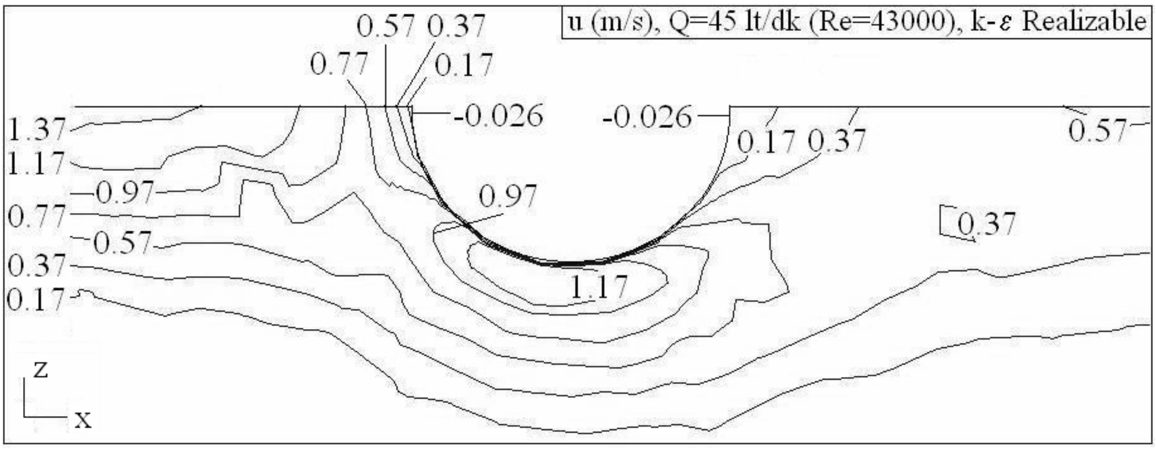


Şekil 6.65 Kazık çevresinde dikkate alınan parametreler

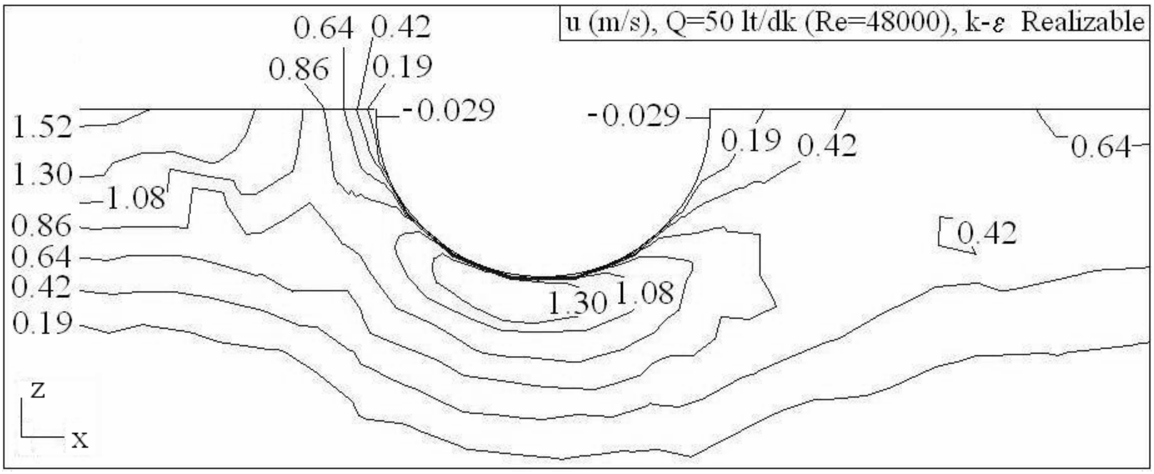
Şekil 6.66, 6.67 ve 6.68'de jet ekseninde kazık çevresinde x doğrultusunda meydana gelen hız dağılımı görülmektedir. Kazığın hemen önünde ve arkasında geri dönüş akımlarını gösteren negatif hız bölgesi meydana gelmiştir. Bununla birlikte, kazık çevresinde x doğrultusundaki maksimum hız $\theta = 55^0 - 102^0$ arasında meydana gelmiştir.



Şekil 6.66 Kazık etrafında jet ekseninde x yönünde meydana gelen akım alanına ait hız kontürleri, G2, Fr_d=12.16 için

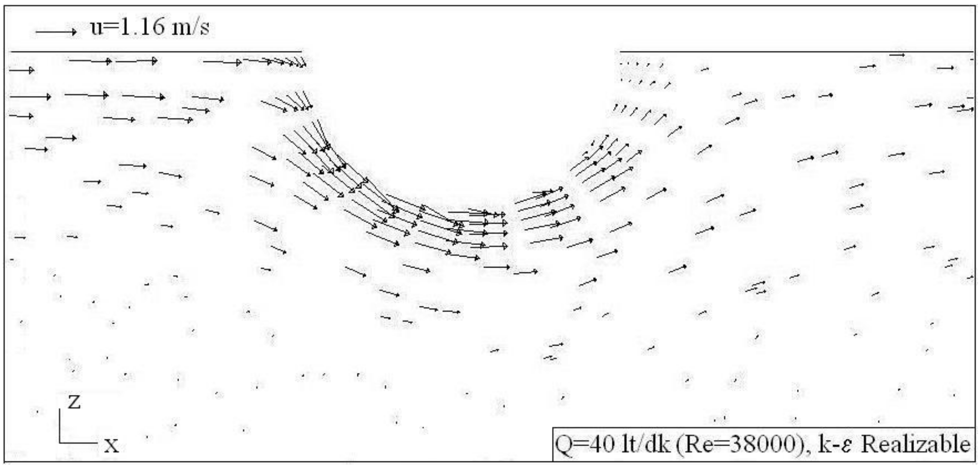


Şekil 6.67 Kazık etrafında jet ekseninde x yönünde meydana gelen akım alanına ait hız kontürleri, G2, Fr_d=13.68 için

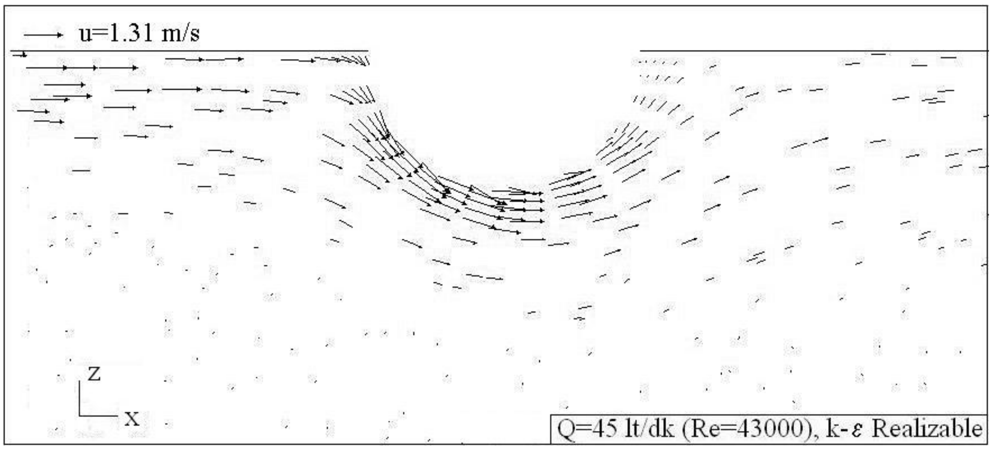


Şekil 6.68 Kazık etrafında jet ekseninde x yönünde meydana gelen akım alanına ait hız kontürleri, G2, Fr_d=15.21 için

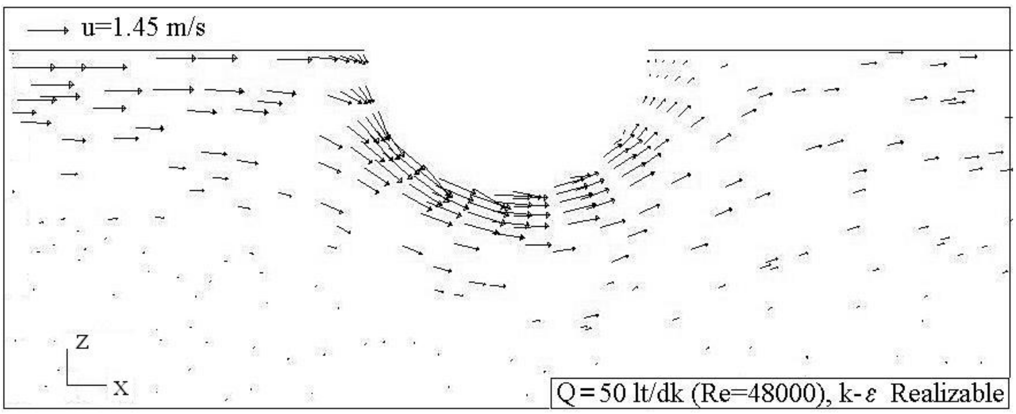
Şekil 6.69, 6.70 ve 6.71'de jet ekseninde kazık çevresinde x doğrultusunda meydana gelen hız vektörleri görülmektedir. Şekillerden de görüldüğü üzere akımın, kazığın dış cidarından itibaren $z' = 0.4D$ mesafe sonra etkisini kaybettiği belirlenmiştir.



Şekil 6.69 Kazık etrafında jet ekseninde x yönünde meydana gelen akım alanına ait hız vektörleri, G2, Fr_d=12.16 için

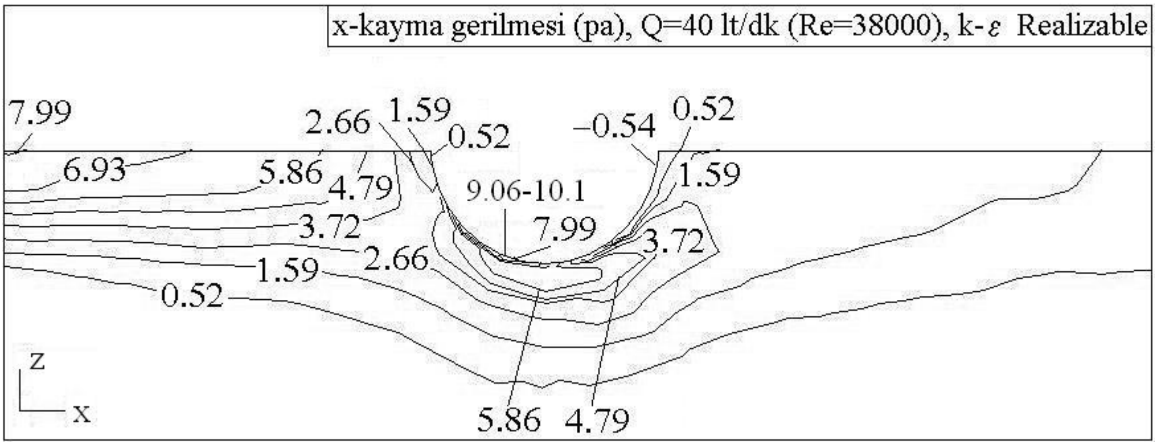


Şekil 6.70 Kazık etrafında jet ekseninde x yönünde meydana gelen akım alanına ait hız vektörleri, G2, Fr_d=13.68 için

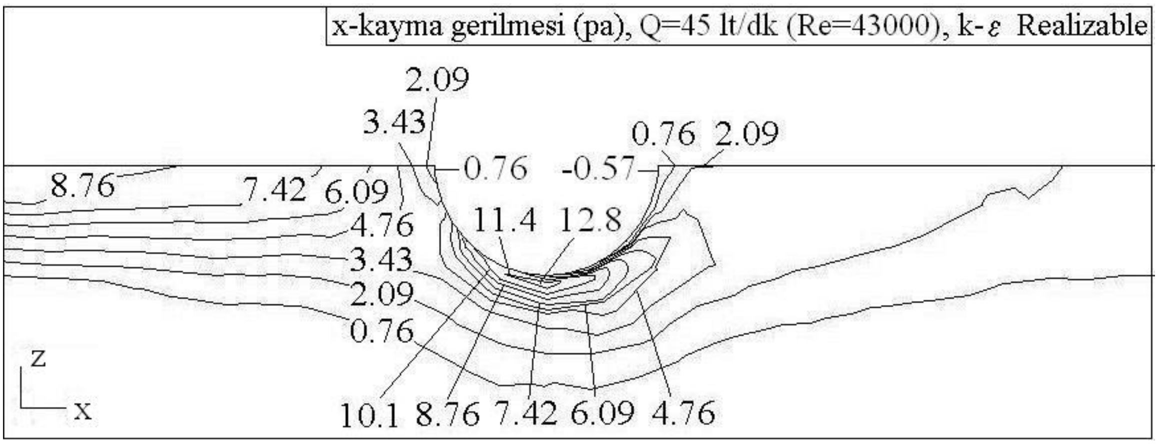


Şekil 6.71 Kazık etrafında jet ekseninde x yönünde meydana gelen akım alanına ait hız vektörleri, G2, Fr_d=15.21 için

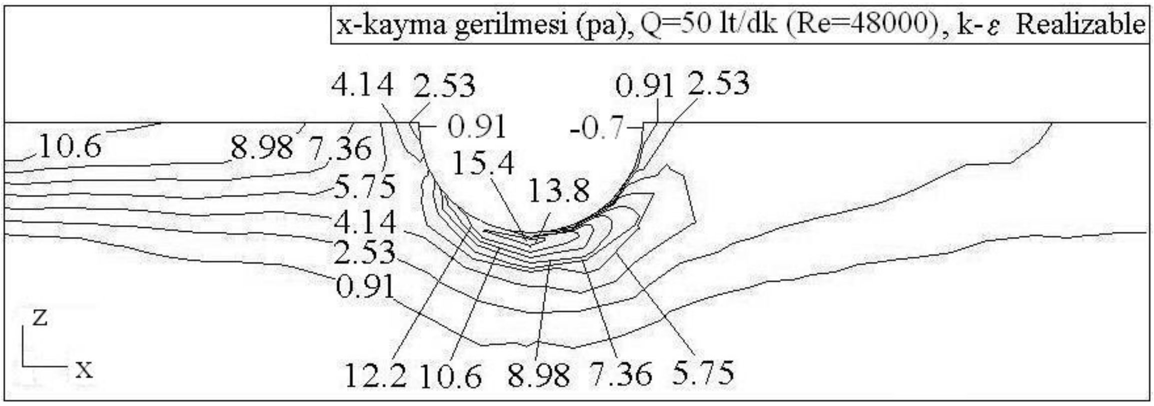
Şekil 6.72, 6.73 ve 6.74'de jet ekseninde kazık çevresinde x doğrultusunda meydana gelen kayma gerilmesi dağılımı gösterilmiştir. Kazığın arkasında negatif kayma gerilmesi meydana gelmiştir. Bununla birlikte, Fr_d=12.16 için $\theta = 75^0$ ve Fr_d=13.68 ile Fr_d=15.21 için $\theta = 90^0$'de x doğrultusunda maksimum kayma gerilmesi meydana gelmiştir. Froude Sayısı büyüdükçe maksimum taban kayma gerilmesinin mansaba doğru kaydığı görülmektedir. Kazık çevresinde jet ekseninde x doğrultusundaki maksimum hız $\theta = 55^0 - 102^0$ arasında, x doğrultusundaki maksimum taban kayma gerilmesi ise $\theta = 75^0$ ve $\theta = 90^0$'de meydana gelmiştir. Bu da x doğrultusundaki hız bileşeninin bu doğrultudaki taban kayma gerilmesi bileşeninden daha önce maksimuma ulaştığını göstermektedir.



Şekil 6.72 Kazık etrafında cidarda x yönünde meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=12.16 için

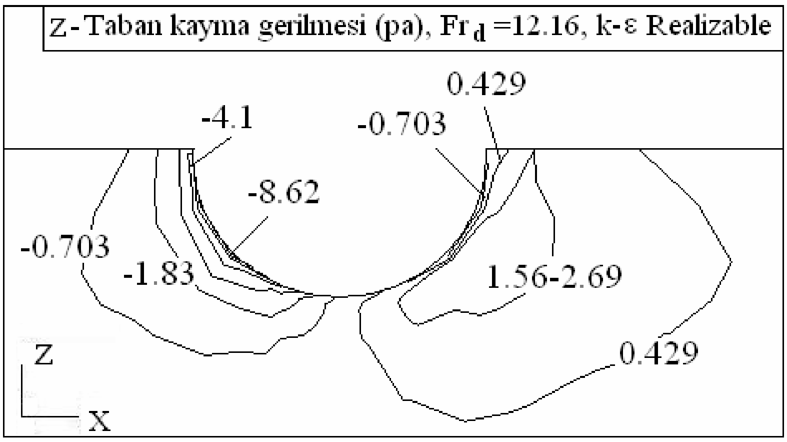


Şekil 6.73 Kazık etrafında cidarda x yönünde meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=13.68 için

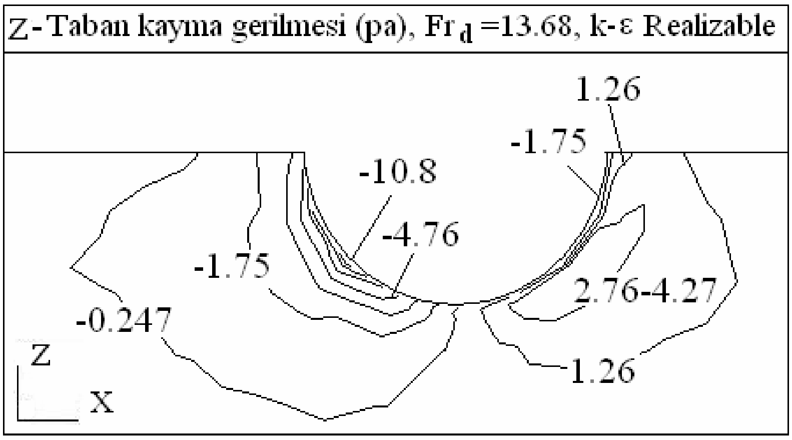


Şekil 6.74 Kazık etrafında cidarda x yönünde meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=15.21 için

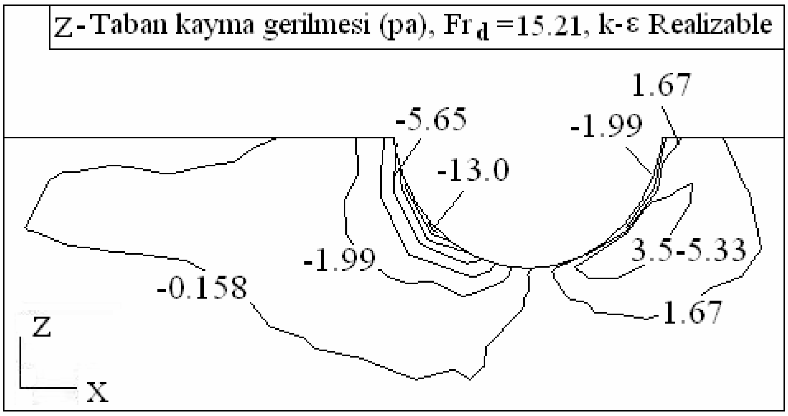
Şekil 6.75, 6.76 ve 6.77'de jet ekseninde kazık çevresinde z doğrultusunda meydana gelen taban kayma gerilmesi dağılımları görülmektedir. Buradaki negatif işareti kayma gerilmesinin yönünü ifade etmektedir. Kazık çevresinde z doğrultusunda meydana gelen taban kayma gerilmesi bileşenin değerinin x doğrultusundaki bileşenin değerinden daha düşük olduğu görülmektedir. Kazığın memba bölgesinde kayma gerilmesinin yönü jet ekseninden dışa doğru ve mansap bölgesindeki yönü dıştan jet eksenine doğru olmuştur. Bununla birlikte, z doğrultusundaki maksimum taban kayma gerilmesi $\theta = 45^0$'de meydana gelmiştir. Bu nedenle, hareketli tabanda kazık etrafındaki yerel oyulmanın başlangıcında taban malzemesi memba tarafında kazıktan açığa doğru taşınırken mansap tarafında kazığın art-iz bölgesinde kazık eksenine yakın bölgede birikmektedir.



Şekil 6.75 Kazık etrafında cidarda z yönünde meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=12.16 için



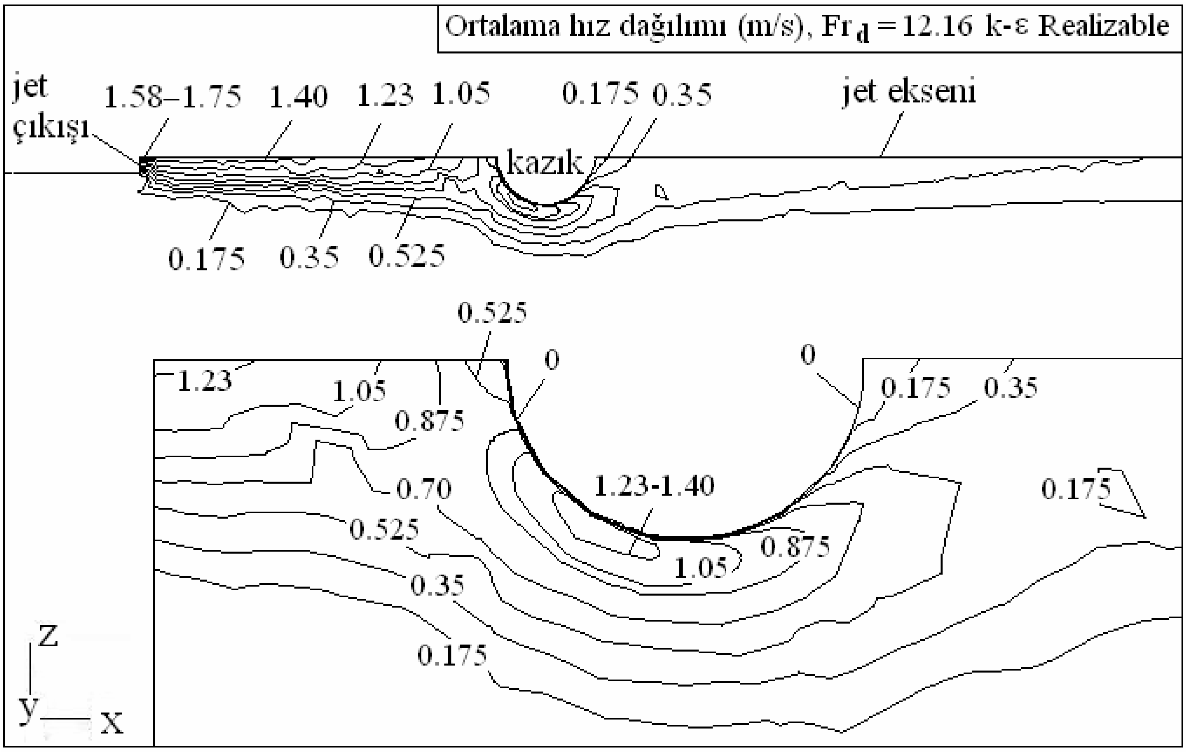
Şekil 6.76 Kazık etrafında cidarda z yönünde meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=13.68 için



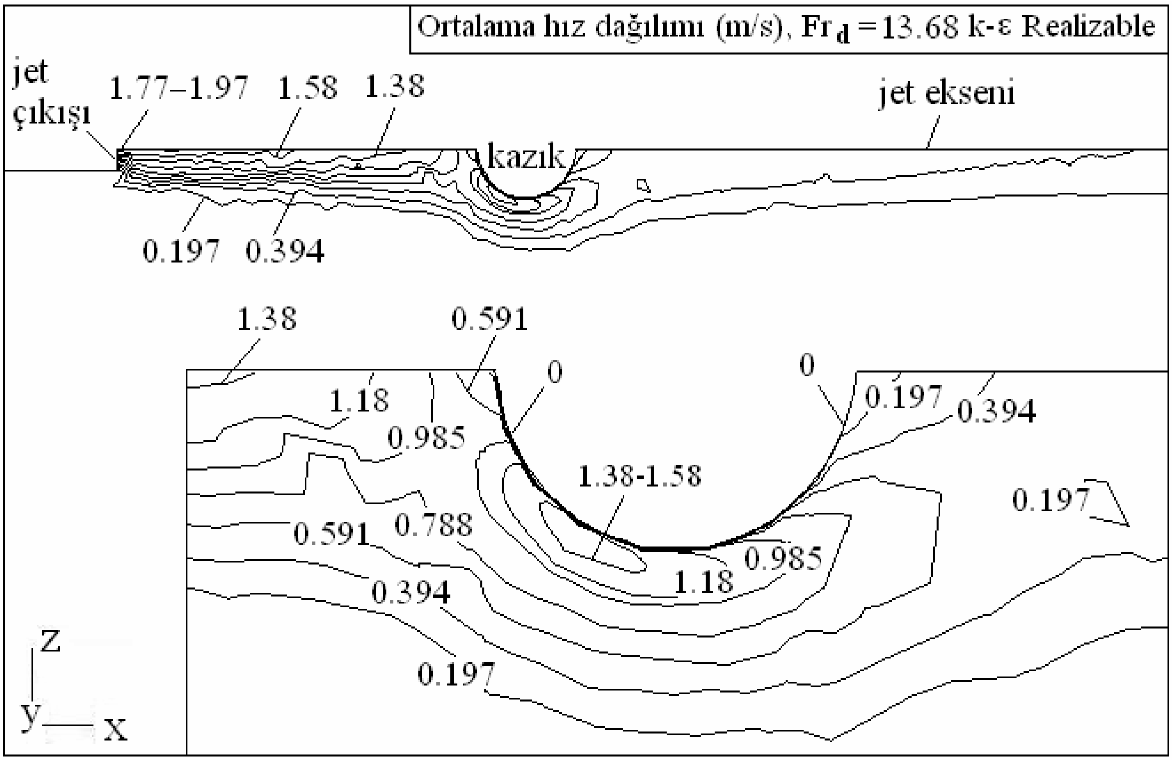
Şekil 6.77 Kazık etrafında cidarda z yönünde meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=15.21 için

Ali ve Karim (2002), üç boyutlu kanal akımında kazık etrafında meydana gelen akım alanını belirlemek için yaptıkları sayısal çalışmada benzer sonuçlar elde etmişlerdir. x doğrultusunda meydana gelen maksimum taban kayma gerilmesinin $\theta = 90^0$ civarında ve z doğrultusunda meydana gelen maksimum taban kayma gerilmesinin $\theta = 45^0$ civarında olduğunu belirlemişlerdir. Bunun yanısıra y doğrultusundaki taban kayma gerilmesi yönünün kazığın memba bölgesinde jet ekseninden dışa doğru ve mansap bölgesinde dıştan jet eksenine doğru meydana geldiğini ifade etmişlerdir.

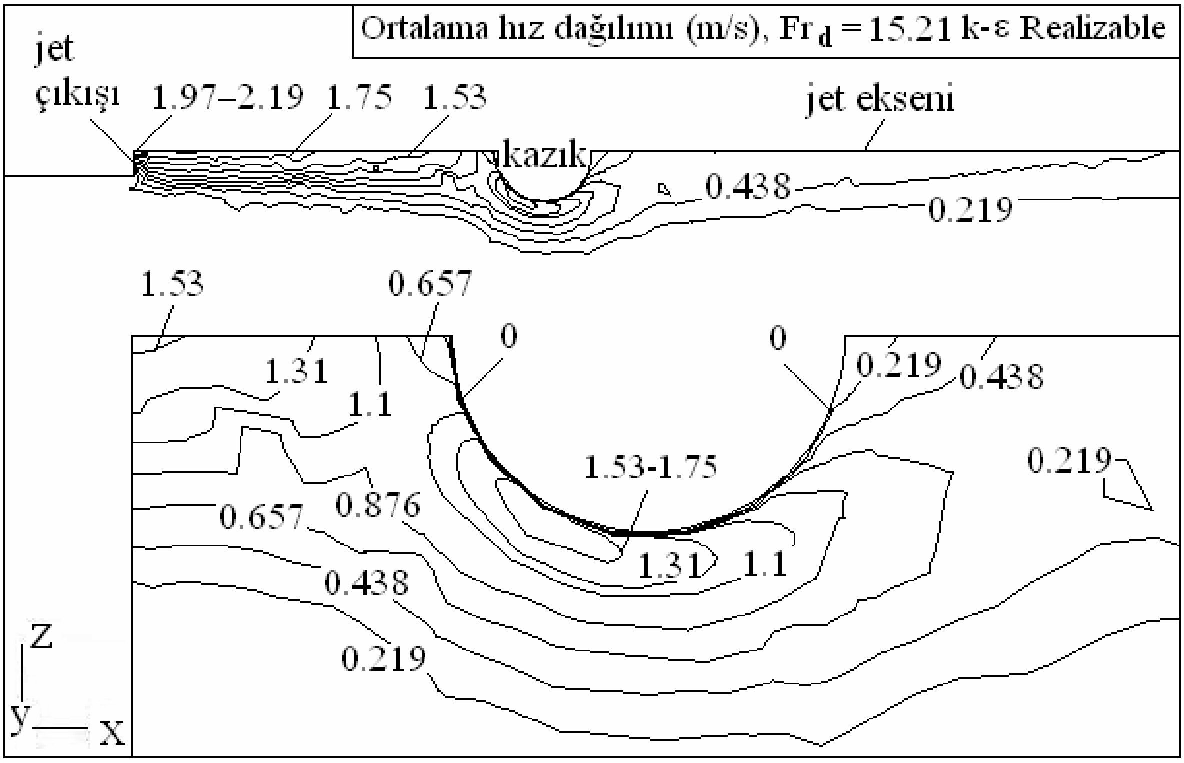
Şekil 6.78, 6.79 ve 6.80'de jet ekseninde meydana gelen ortalama hız dağılımları görülmektedir. Kazık çevresindeki maksimum ortalama hızın $\left(U_{mak} = 0.8U_0\right)$ $\theta = 45^0 - 82^0$ arasında meydana geldiği ve $z' = 0.5D$ mesafede hızın $0.1U_0$ değerine ulaştığı belirlenmiştir.



Şekil 6.78 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız kontürleri, G2, Fr_d=12.16 için

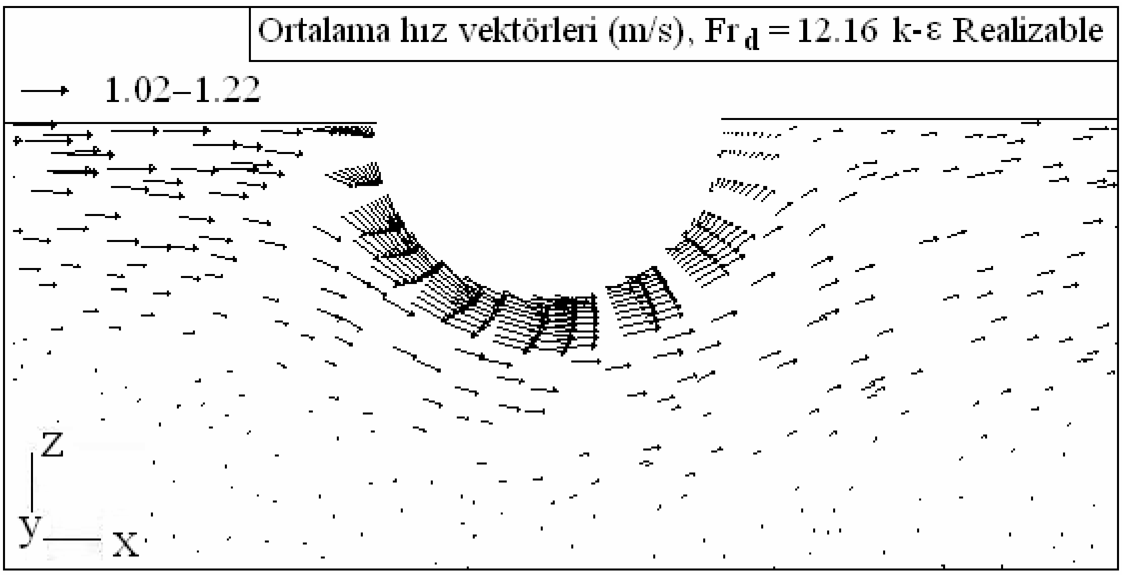


Şekil 6.79 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız kontürleri, G2, Fr_d=13.68 için

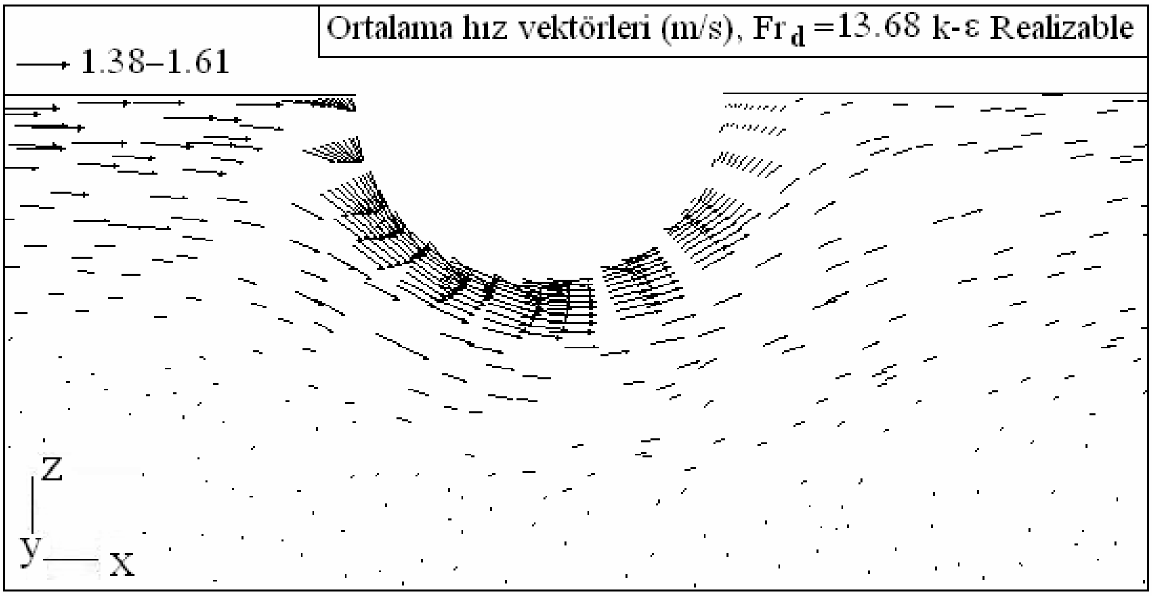


Şekil 6.80 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız kontürleri, G2, Fr_d=15.21 için

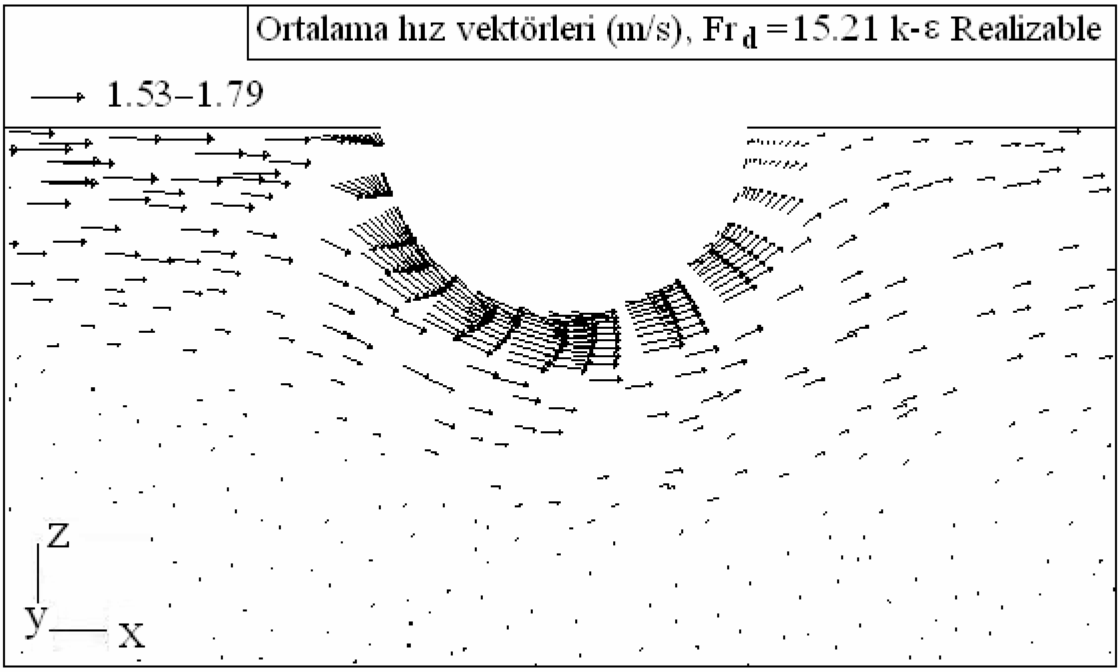
Şekil 6.81, 6.82 ve 6.83'de jet ekseninde kazık çevresinde meydana gelen ortalama hız vektörleri görülmektedir. Kazığın mansap bölgesinde meydana gelen ayrılma bölgesi her üç Fr_d için de görülmektedir. Kazığın mansabında ölü bölgenin meydana geldiği görülmektedir.



Şekil 6.81 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız vektörleri, G2, Fr_d=12.16 için



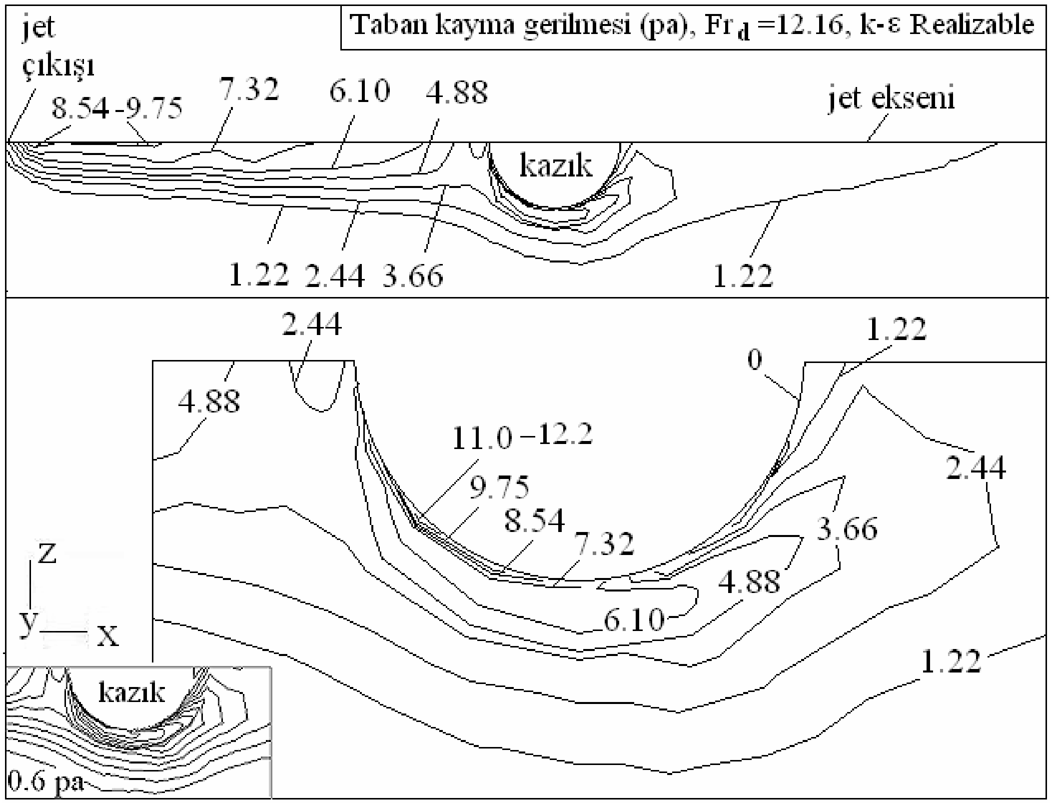
Şekil 6.82 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız vektörleri, G2, Fr_d=13.68 için



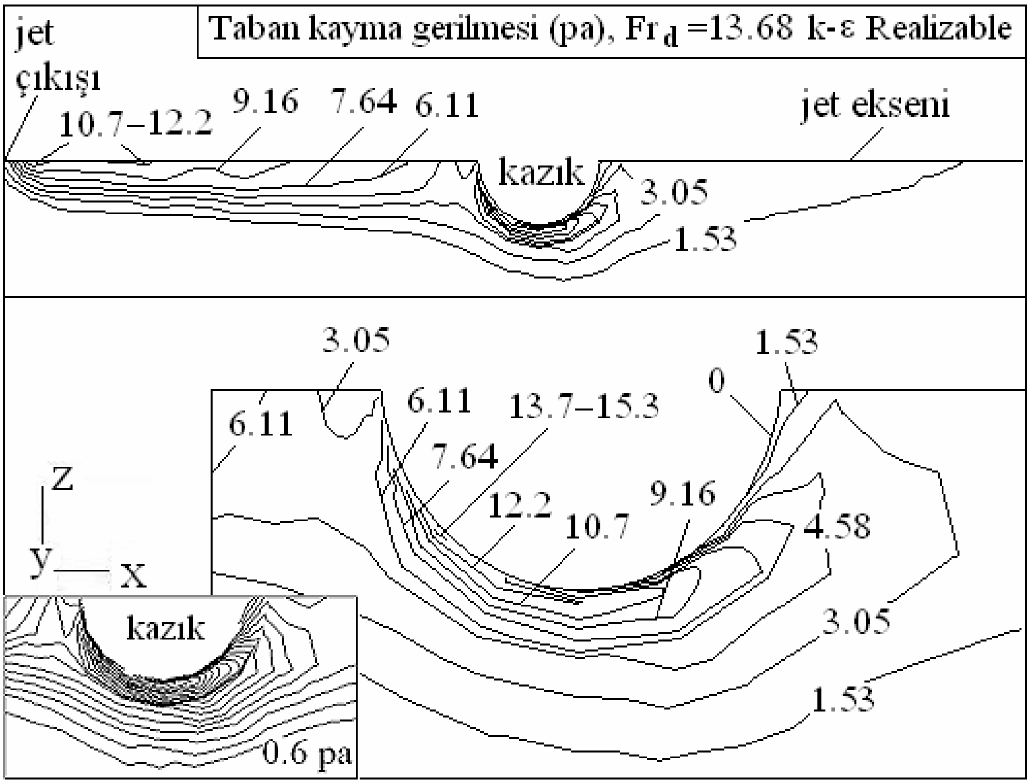
Şekil 6.83 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız vektörleri, G2, Fr_d=15.21 için

Şekil 6.84, 6.85 ve 6.86'da jet ekseninde cidarda meydana gelen ortalama taban kayma gerilmesi dağılımları görülmektedir. Taban kayma gerilmesinin jet çıkışından itibaren kazığa yaklaştıkça azaldığı görülmektedir. Kazık çevresinde ise belirli bir noktaya kadar taban kayma gerilmesi artmış ve bu noktada maksimum değere $(\tau_{mak} = 1.25\tau_0)$ ulaşmıştır. Bu maksimum noktadan itibaren mansapta ilerledikçe değerinin düşmeye devam ettiği görülmektedir. Kazık çevresinde jet eksenindeki maksimum ortalama hız ve maksimum taban kayma gerilmesi $\theta = 45^0$ 'de meydana gelmiştir. Bu da ortalama hızın ve bu doğrultudaki taban kayma gerilmesinin aynı noktada maksimuma ulaştığını göstermektedir. Ali ve Karim (2002) yaptıkları çalışmada , hareketli bir tabanda üç boyutlu kanal akımında kazık etrafında meydana gelen akım alanını incelemişlerdir. Buna göre, maksimum taban kayma gerilmesinin maksimum taban hızının meydana geldiği noktada oluştuğunu ifade etmişlerdir.

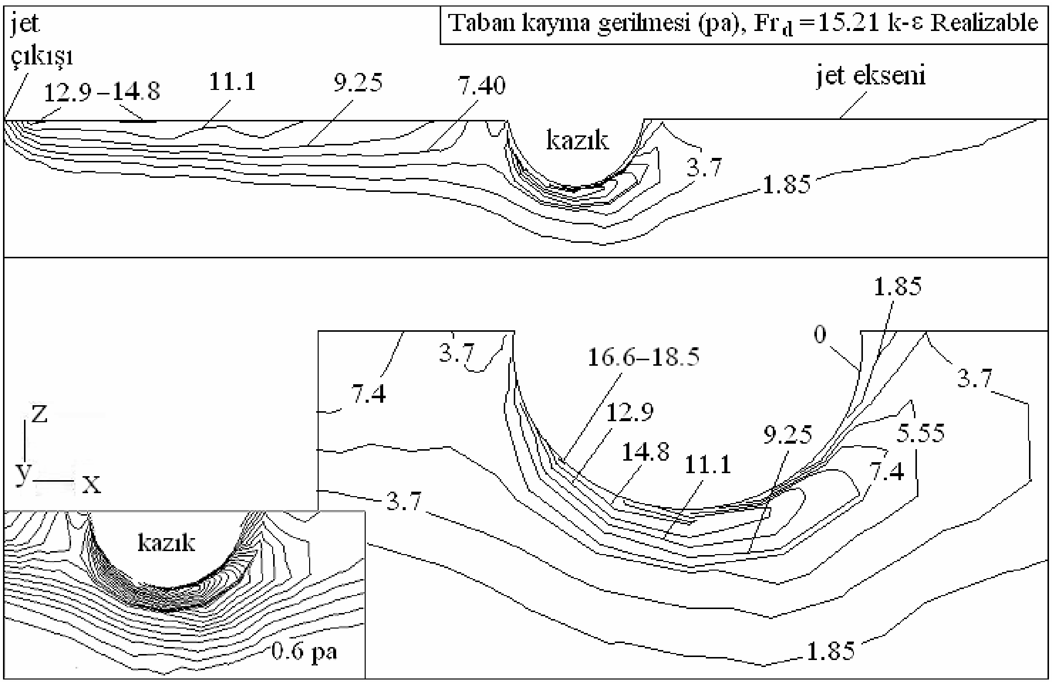
Roulund vd. (2005) yaptıkları sayısal çalışma sonucunda silindirik bir yapı etrafında kanal akımının neden olduğu taban kayma gerilmesini belirlemişlerdir. Buna göre, kazık etrafındaki maksimum kayma gerilmesinin $\theta = 45^0 - 70^0$ arasında meydana geldiğini ifade etmişlerdir.



Şekil 6.84 Cidarda meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.85 Cidarda meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=13.68 için



Şekil 6.86 Cidarda meydana gelen taban kayma gerilmesi kontürleri, G2, Fr_d=15.21 için

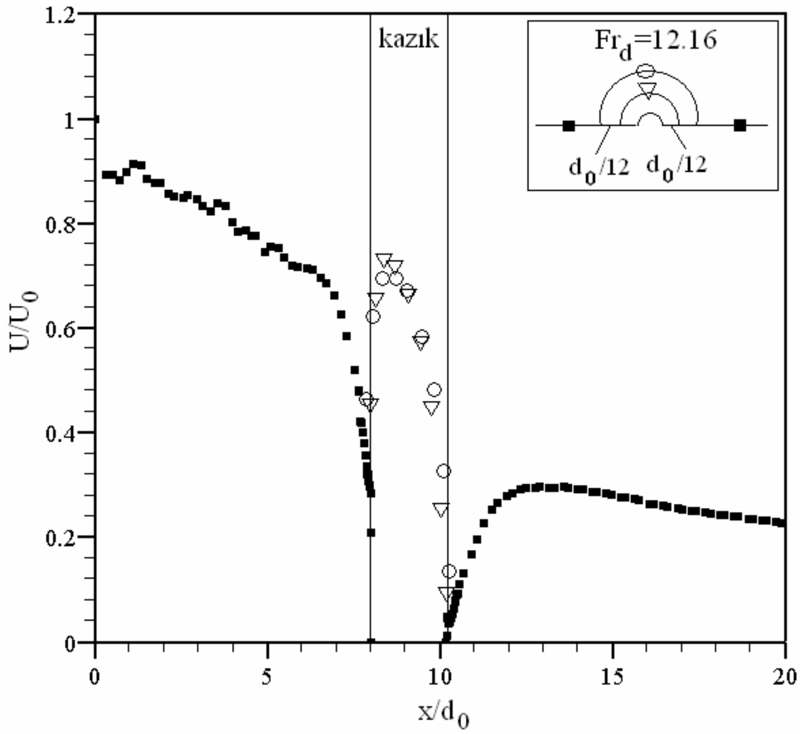
Kazık çevresindeki taban kayma gerilmesi değerinin, $z' = 0.4D$ mesafede taban kayma gerilmesi değerinin $0.1\tau_{mak}$ değerine ulaştığı belirlenmiştir. Hareketli taban deneylerinde kullanılacak olan taban malzemesi için $(d_{50} = 1.28\,mm)$ kritik taban kayma gerilmesi Shields Diyagramı (Yüksel, 1999) kullanılarak $\tau_{kr} = 0.6\,N/m^2$ olarak belirlenmiştir. Buna göre, kazık çevresinde $z' = 0 - 0.5D$ arasında kritik taban kayma gerilmesi değeri aşılmaktadır. Bu aşılma aralığı Fr_d=12.16 için $\tau_{kr} - 20.3\tau_{kr}$, Fr_d=13.68 için $\tau_{kr} - 25.5\tau_{kr}$ ve Fr_d=15.21 için $\tau_{kr} - 30.8\tau_{kr}$ şeklinde olmuştur. Bu nedenle, kritik kayma gerilmesinin aşıldığı bu bölgede taban malzemesinin harekete geçmesiyle yerel oyulma başlamaktadır.

Raudkivi (1986), yaptığı çalışmada kanal akımı sonucu köprü ayaklarında meydana gelen oyulma problemini incelemiştir. Raudkivi (1986) çalışmasında, bu tip problemlerde yerel oyulmanın kazık ve akım arasındaki arayüzey nedeniyle meydana geldiğini belirtmiştir. Ayrıca, kayma hızının (u_*) veya akım hızının (U) taban malzemesini harekete geçiren kritik hızın yarısına ulaşmasıyla kazığın hemen yakınındaki yerel oyulmanın başladığını ifade etmiştir.

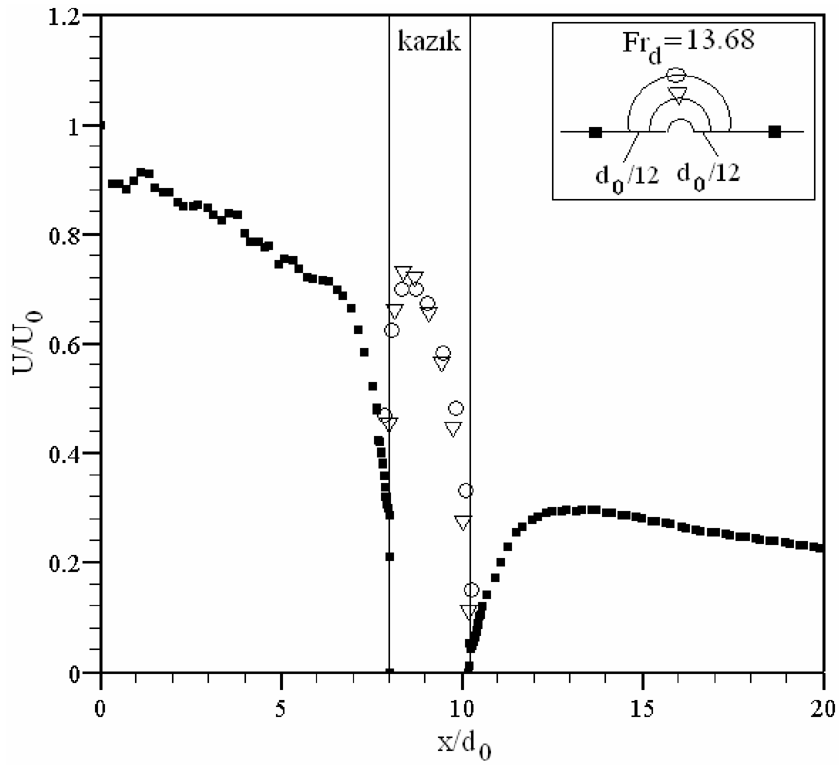
Şekil 6.87, 6.88 ve 6.89'da G2 çözüm ağı ve $k - \varepsilon$ Realizable türbülans modeli ile elde edilen benzeşim sonuçlarına göre jet ekseninde eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımları verilmiştir. Jet eksenindeki ortalama hız dağılımının jet çıkışından uzaklaştıkça ve kazığa yaklaştıkça azaldığı ve kazığa çarptığı anda sıfır olduğu (durgunluk düzlemi) görülmektedir. Kazığın mansabında kazıktan hemen sonra belli bir konuma kadar sıfırdan itibaren tekrar artış olmakta ve mansap bölgesi için en yüksek değere ulaştıktan sonra azalmaya devam etmektedir. Mansap bölgesinde hızın maksimum değeri her üç Fr_d sayısı için de $U_{mak} = 0.3U_0$ kadar olmuş ve kazıktan x=3.4d_0 mesafede konumlanmıştır.

Kazık çevresinde $d_0/12$ çaplı daireler çizilerek jet eksenindeki ortalama hız dağılımı incelenmiştir. İlk $d_0/12$ çaplı daire üzerinde her üç Fr_d Sayısında da maksimum değer $\theta = 54^o$'de meydana gelmiş ve U=0.73U_0 değerini almıştır. İkinci $d_0/12$ çaplı daire üzerinde her üç Fr_d Sayısı için de maksimum değer $\theta = 54^o$'de meydana gelmiş ve U=0.70U_0 değerini almıştır.

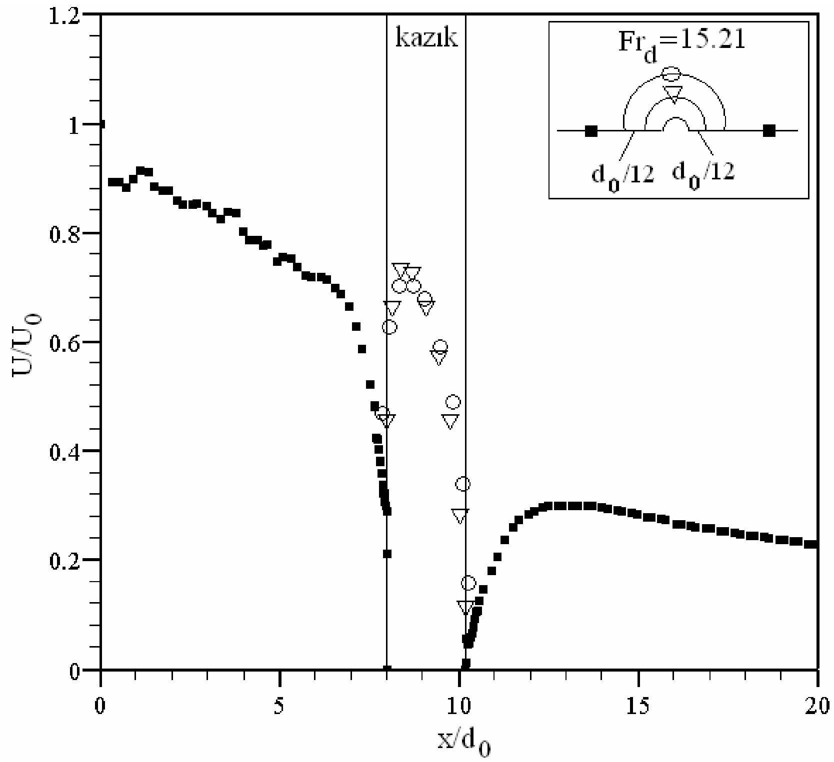
Barbhuiya ve Dey (2003), yaptıkları deneysel çalışmada silindirik bir yapı etrafında kanal akımının meydana getirdiği üç boyutlu akım alanını incelemişlerdir. Bu yapı etrafında maksimum hızın $\theta = 90^0$'de meydana geldiğini ifade etmişlerdir. Kazığın mansabında ise $\theta = 170^0$'de akımın ters döndüğünü belirtmişlerdir.



Şekil 6.87 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, G2, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.88 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, G2, Fr_d=13.68 için



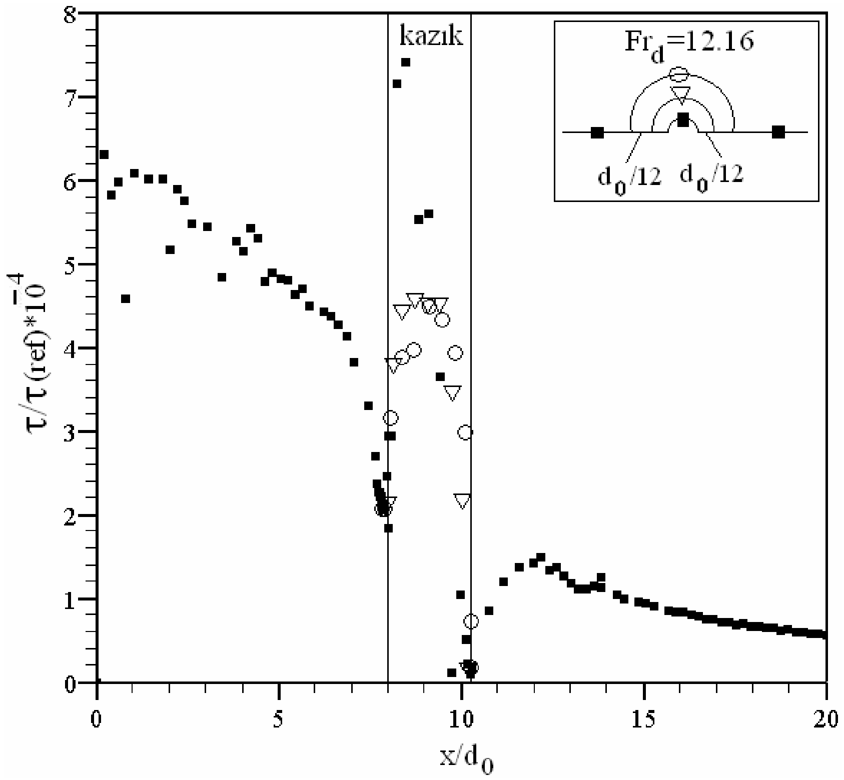
Şekil 6.89 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, G2, Fr_d=15.21 için

Şekil 6.90, 6.91 ve 6.92'de G2 çözüm ağı ve $k-\varepsilon$ Realizable türbülans modeli ile elde edilen benzeşim sonuçlarına göre taban kayma gerilmesi dağılımları verilmiştir.

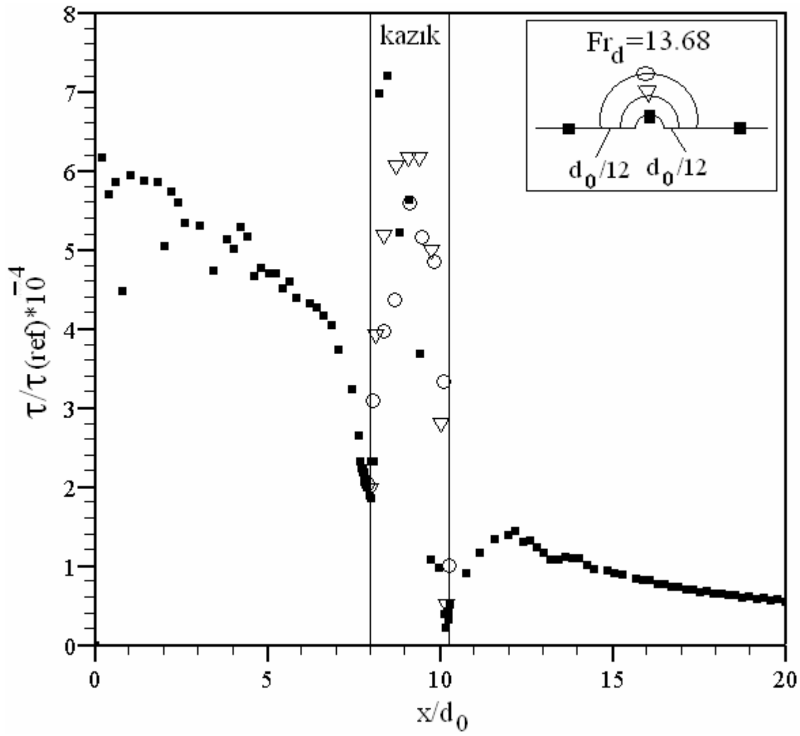
Taban kayma gerilmesinin jet çıkışındaki başlangıç değerinin çıkışdan uzaklaştıkça ve kazığa yaklaştıkça azaldığı görülmektedir. Taban kayma gerilmesi değeri bütün Fr_d Sayıları için, kazığın membasında kazığın hemen önünde başlangıç değerinin %30'una $\left(\tau = 0.3\tau_0\right)$ kadar gerilemektedir. Kazık çevresinde ise taban kayma gerilmesi belli bir noktaya kadar artmakta ve ardından tekrar azalmaktadır. Kazık çevresinde bütün Fr_d Sayıları için $\theta = 45^o$'de taban kayma gerilmesi maksimum değerine ulaşmış ve başlangıç değerinin 1.25 $\left(\tau = 1.25\tau_0\right)$ katına çıkmıştır. Kazığın sonuna doğru taban kayma gerilmesi değeri oldukça düşmüş ve sıfıra yaklaşmıştır. Kazığın mansap bölgesine geçildiğinde taban kayma gerilmesi değeri artmaya başlamış ve kazığın mansabında Fr_d=12.16 için kazıktan x=1.94d_0 mesafede, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 için kazıktan x=2d_0 mesafede taban kayma gerilmesi mansap bölgesi için en yüksek değerine ulaşmıştır. Bu bölgedeki maksimum kayma gerilmesinin başlangıç değerinin, Fr_d=12.16 için %31'i $\left(\tau = 0.31\tau_0\right)$, Fr_d=13.68 için %23'ü $\left(\tau = 0.23\tau_0\right)$ ve Fr_d=15.21 için %24'ü $\left(\tau = 0.24\tau_0\right)$ kadar olmaktadır. Taban kayma gerilmesi, maksimum değerin elde edildiği noktadan itibaren düşmeye devam etmiştir.

Barbhuiya ve Dey (2003) yaptıkları deneysel araştırmada, cidarda meydana gelen taban kayma gerilmesinin en yüksek değerine $\theta = 120^o - 170^0$ arasında ulaştığını ifade etmişlerdir.

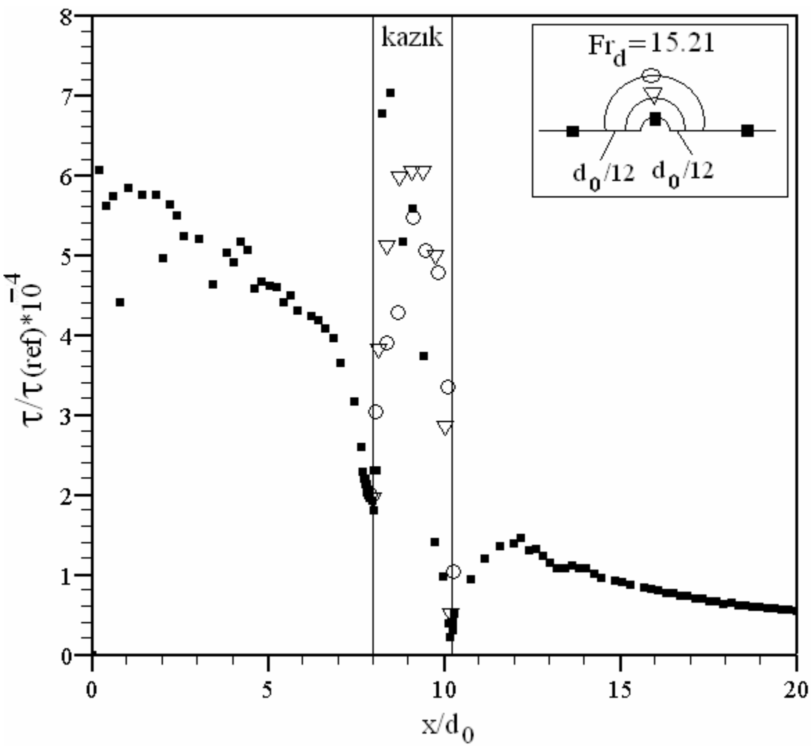
Taban kayma gerilmesinin kazık çevresindeki değişiminin incelenmesi için, kazık çevresinde $d_0/12$ çaplı daireler çizilerek bu daireler üzerindeki kayma gerilmesi dağılımları çizilmiştir. İlk $d_0/12$ çaplı daire üzerindeki kayma gerilmesi değişimi incelendiğinde maksimum değerin Fr_d=12.16 için $\theta = 72^o$'de, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 için $\theta = 90^o$'de meydana geldiği ve Fr_d=12.16 için $\tau = 0.72\tau_0$ değerini aldığı, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 için başlangıç değeri $(\tau = \tau_0)$ ile aynı olduğu belirlenmiştir. İkinci $d_0/12$ çaplı daire üzerindeki kayma gerilmesi değişimi incelendiğinde maksimum değerin Fr_d=12.16 için $\theta = 108^o$'de, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 için $\theta = 90^o$'de meydana geldiği ve Fr_d=12.16 için başlangıç değerinin %71'i $(\tau = 0.71\tau_0)$, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 için başlangıç değerinin %90'ı $(\tau = 0.9\tau_0)$ kadar değer aldığı belirlenmiştir. Bu durum, kazık çevresinde kazıktan uzaklaştıkça taban kayma gerilmesinin maksimum değerinin x doğrultusunda ileriye doğru kaydığını göstermektedir.



Şekil 6.90 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, G2, Fr_d=12.16 için

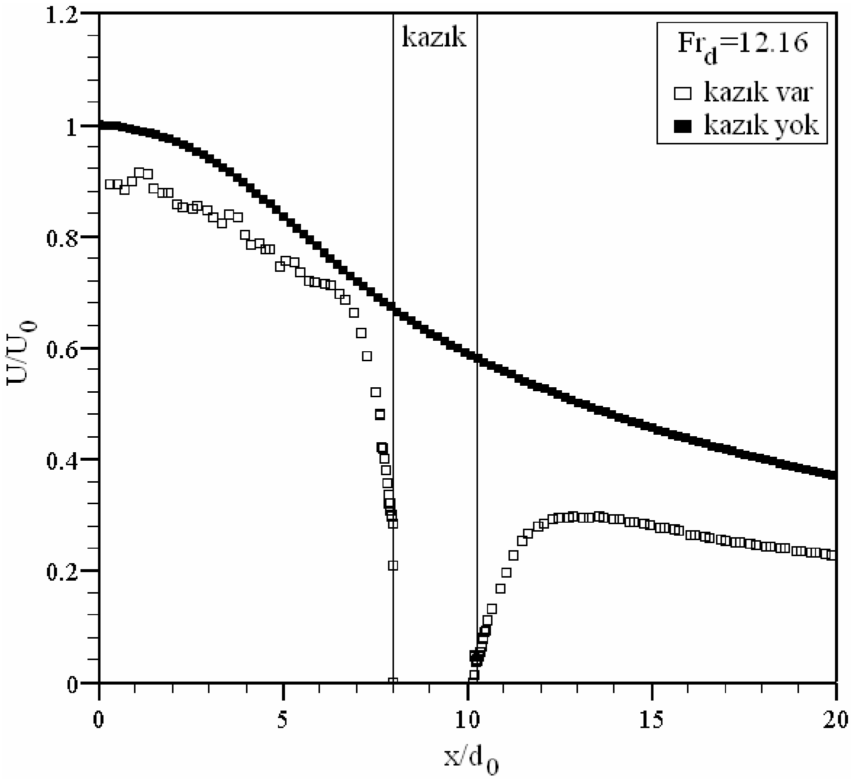


Şekil 6.91 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, G2, Fr_d=13.68 için

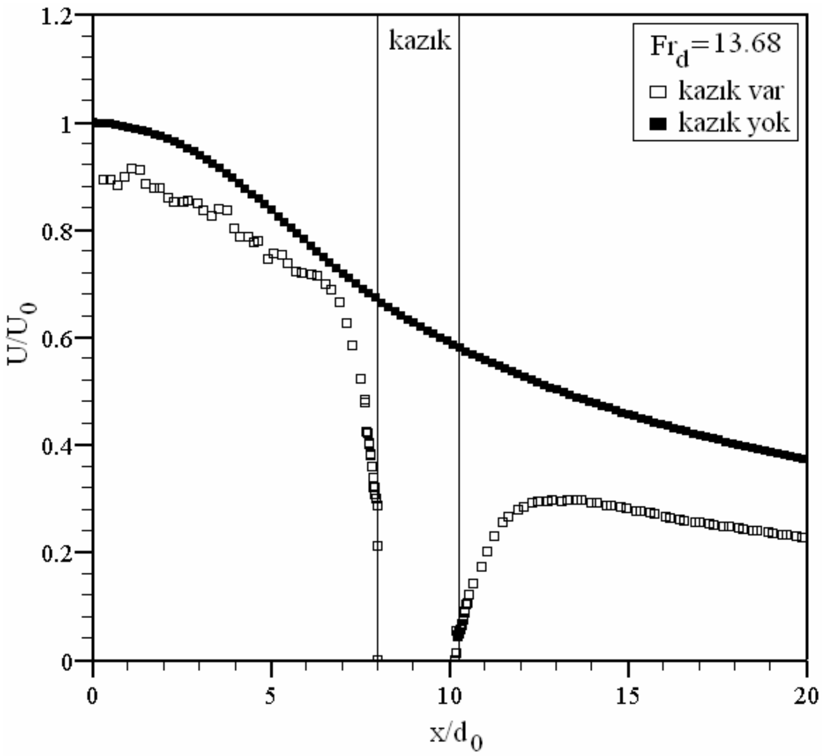


Şekil 6.92 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, G2, Fr_d=15.21 için

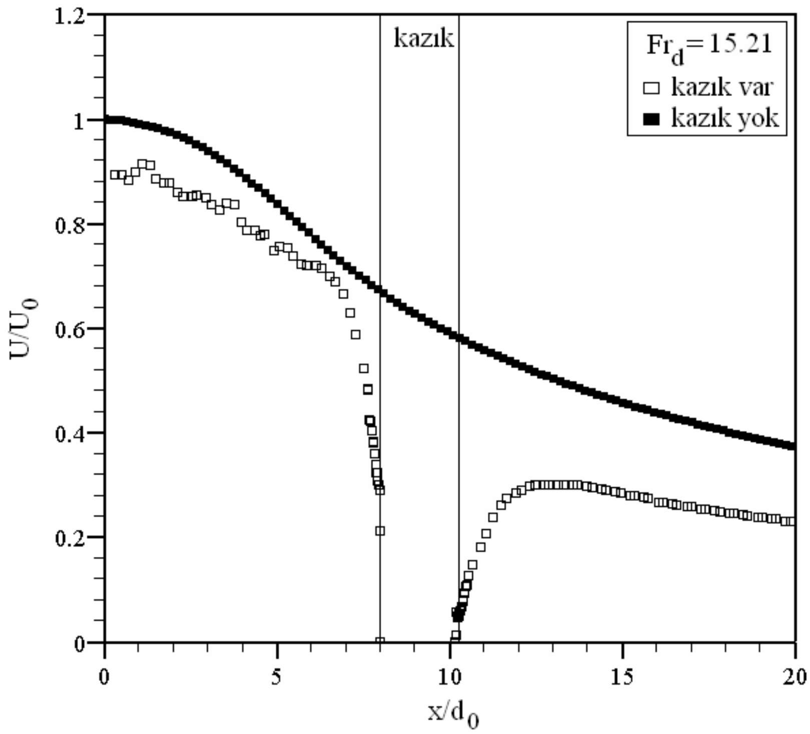
Şekil 6.93, 6.94 ve 6.95'de duvar jet akımında kazığın mevcut olması ve olmaması hallerinin karşılaştırılması için jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımları verilmiştir. Hız dağılımı her üç Fr_d Sayısı için de kazık mevcut olması halinde jet çıkışından itibaren $x=6.5d_0$'a kadar tedrici bir şekilde azalırken bu noktadan itibaren kazığın etkisiyle ani bir düşüş göstermektedir. Hız dağılımında iki durum arasında, $x=6.5d_0$'a kadar ortalama $0.1U_0$ kadar fark meydana gelmektedir.



Şekil 6.93 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, Fr_d=12.16 için

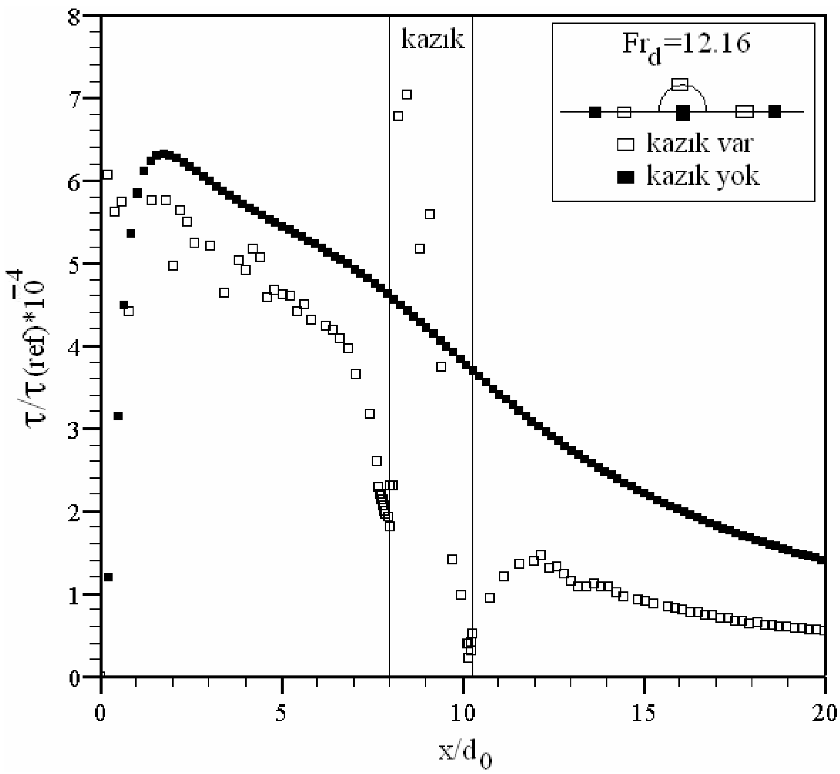


Şekil 6.94 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, Fr_d=13.68 için

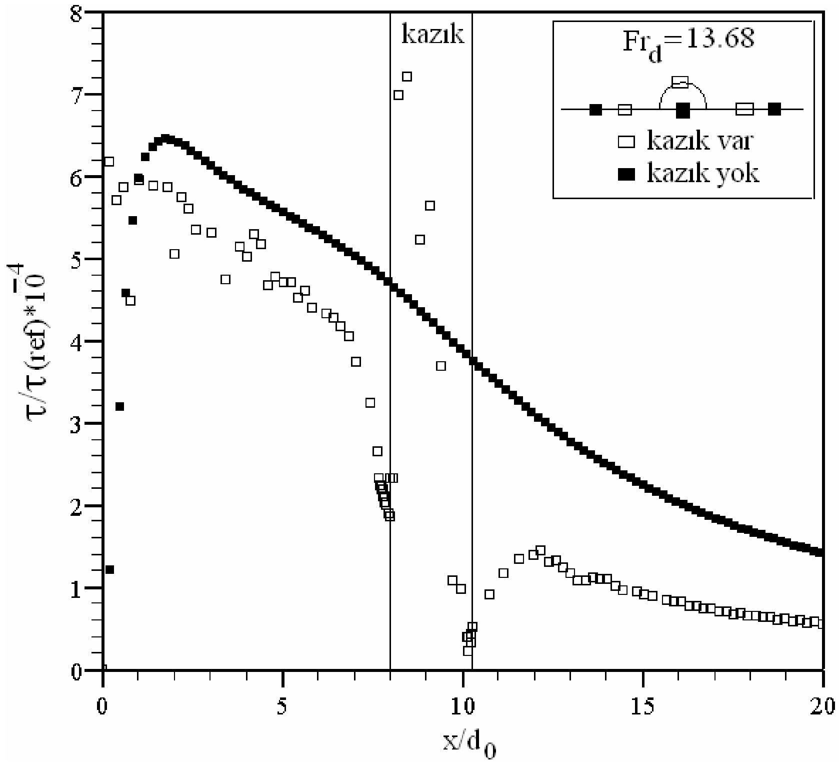


Şekil 6.95 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

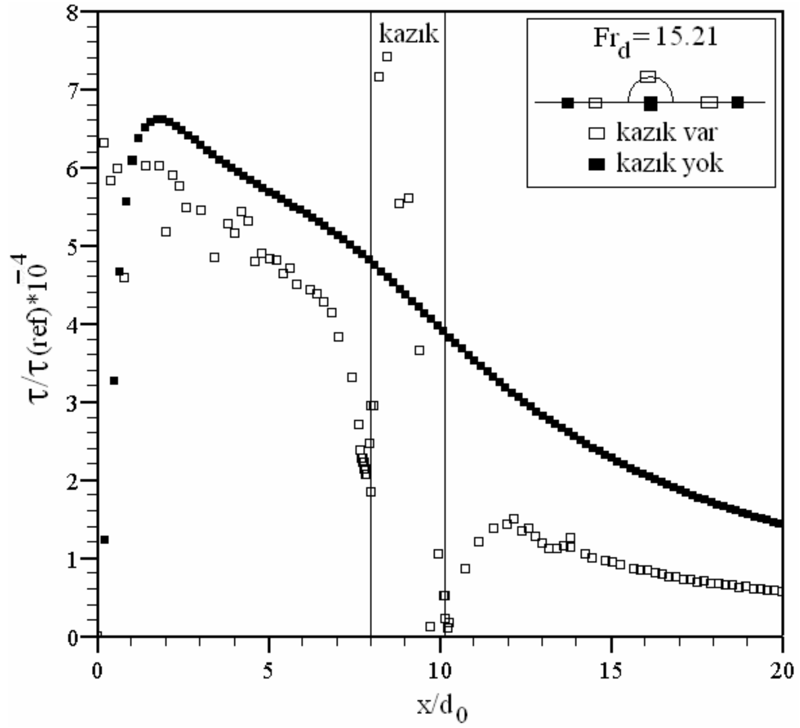
Şekil 6.96, 6.97 ve 6.98'de duvar jet akımında kazığın mevcut olması ve olmaması hallerinin karşılaştırılması için jet ekseninde ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi dağılımları verilmiştir. Jet çıkışındaki taban kayma gerilmesi kazık olmaması halinde kazık olması haline nazaran ortalama %5 daha fazla meydana gelmektedir. Taban kayma gerilmesi yatay tabanda kazık olmaması halinde tedrici olarak azalmaktadır. Buna karşın kazık olması halinde kazığın membasında x=7d_0'a kadar tedrici olarak azalmakta ve bu noktadan itibaren ani bir düşüş göstermektedir. x=7d_0 noktasına kadar iki durum arasında ortalama $1\times10^{-4}\,\tau_{ref}$ kadar fark meydana gelmiştir. Kazığın çevresi incelendiğinde özellikle $\theta=90^o$'ye kadar taban kayma gerilmesi değerinde ciddi bir artış söz konusu olduğu ve maksimum kayma gerilmesi değerinin kazığın olmadığı duruma göre 1.7 kat arttığı belirlenmiştir.



Şekil 6.96 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=12.16 için



Şekil 6.97 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=13.68 için

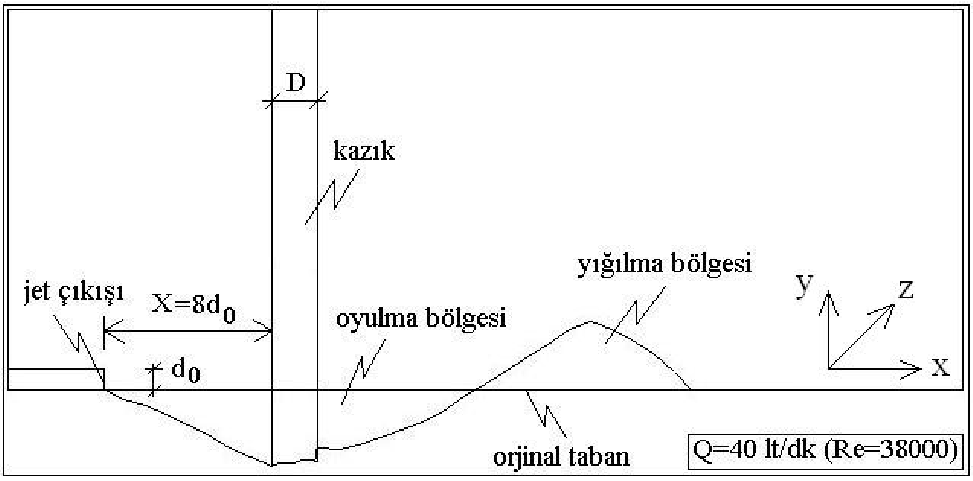


Şekil 6.98 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=15.21 için

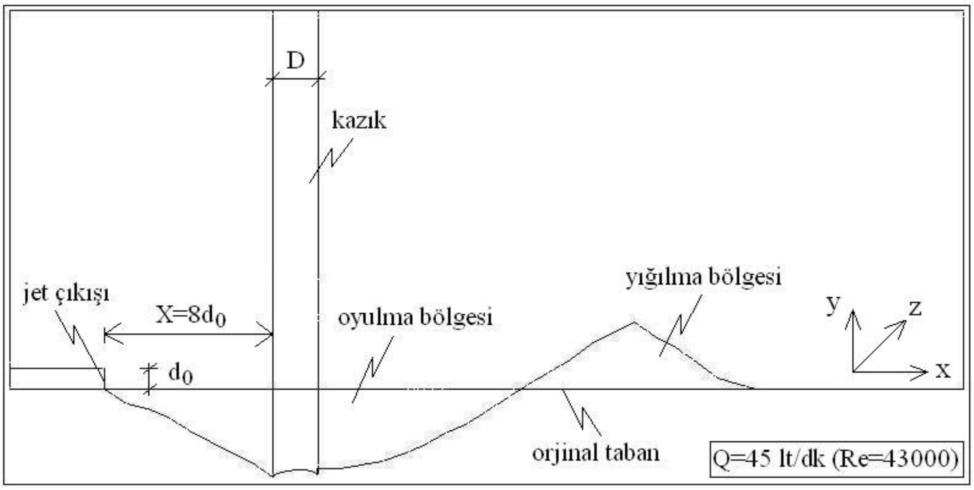
7. HAREKETLİ TABANA YERLEŞTİRİLMİŞ DAİRESEL KAZIK ETRAFINDAKİ JET AKIM HİDRODİNAMİĞİNİN DEĞERLENDİRMESİ

7.1 Deneysel Çalışma

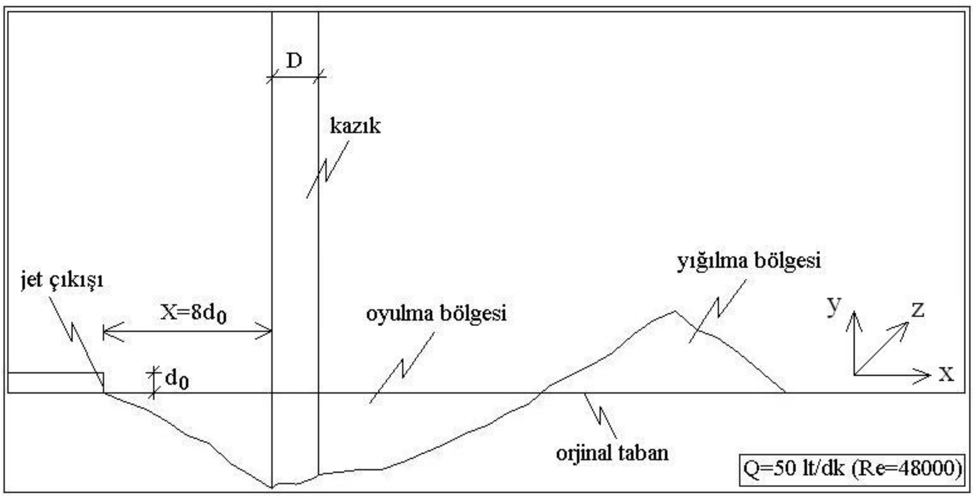
Çalışmanın bu aşamasında hareketli bir tabana yerleştirilen dairesel bir kazık etrafında meydana gelen yerel oyulma durumunda akım alanının belirlenmesi amaçlanmıştır. Bu amaçla, öncelikle kum tabana yerleştirilen kazık etrafındaki dengeye ulaşmış oyulma koşullarında akım alanına ait hız ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Üç Froude sayısı (Fr_d=12.16, 13.68, 15.21) için de dengeye ulaşmış taban profilleri Şekil 7.1'de verilmiştir. Jet ucu kazıktan $8d_0$ mesafede tabana yerleştirilmiştir. Deneylerde jet çıkışından itibaren çıkış çapının katları olacak şekilde farklı kesitlerde hız dağılımları ölçülmüştür. Ölçüm yapılan mesafeler, yatayda jet çıkışından kazığa kadar x=$0d_0$, d_0 $2d_0$, $4d_0$, $5d_0$ ve $6d_0$, kazığın mansabında kazıkdan itibaren yığılmanın tepe noktasına kadar ise x=$2d_0$, $3d_0$, $4d_0$, $6d_0$, $8d_0$, $10d_0$, $12d_0$, $14d_0$ ve $16d_0$'dır. Şekil 7.2'de ölçüm şeması görülmektedir. Bu kesitlerde düşeyde kazığın membasında 1 mm aralıkla hızın şiddetinin azaldığı derinliğe kadar (u<10 cm/s), kazık mansabında ise düşeyde bir kazık çapı mesafede 1 mm, daha sonra yine bir kazık çapı mesafede 2 mm ve en son olarak iki kazık çapı mesafe 5 mm aralıklarla hızın şiddetinde azalma meydana gelinceye kadar (u<10 cm/s) profil ölçümleri yapılmıştır. Ölçümlerde akım alanının geometrisine bağlı olarak aşağı bakan ve yan bakan olmak üzere iki farklı prob kullanılmıştır. ADV geometrisinden dolayı aşağı bakan prob ile kazığa fazla yaklaşılamamış, bu mesafelerde yan bakan prob kullanılmıştır. Ölçümlerde, aşağı bakan prob kazığın membasında x=0, d_0, $2d_0$, $4d_0$ ve $5d_0$, kazığın mansabında ise x=$3d_0$, $4d_0$, $6d_0$, $8d_0$ $10d_0$, $12d_0$, $14d_0$ ve $16d_0$ mesafelerinde kullanılmıştır. Yan bakan prob ile kazığın membasında x=$6d_0$ ve kazığın mansabında x=$2d_0$ mesafelerinde ölçümler yapılmıştır. Yapılan ölçümlerde aşağı bakan prob ile tabana yakın mesafelerde ölçüm yapılabilirken, yan bakan prob ile probun geometrisinden dolayı tabana çok fazla yaklaşılamamıştır. Yapılan hız ölçümleri ve deney koşulları Çizelge 7.1'de özetlenmiştir.



(a)

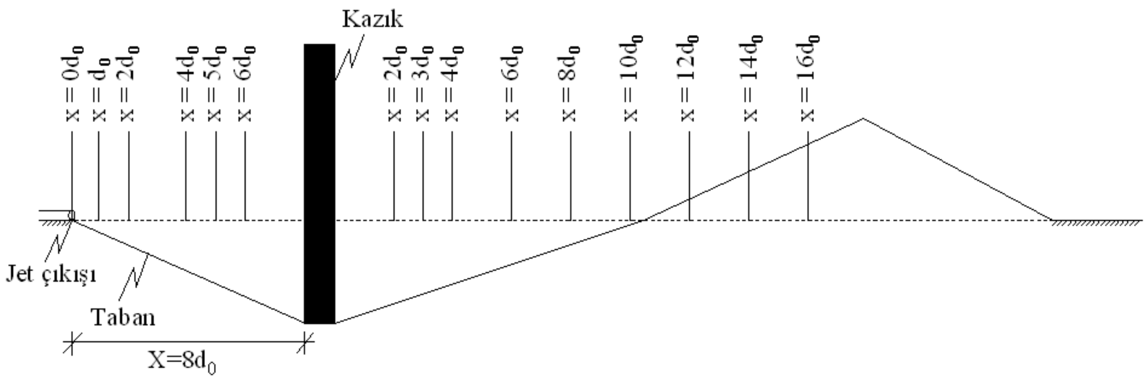


(b)



(c)

Şekil 7.1 Dengeye ulaşmış oyulma profilleri a) Fr_d=12.16, b) Fr_d=13.68, c) Fr_d=15.21



Şekil 7.2 Oyulmuş tabanda jet akımı ölçüm şeması

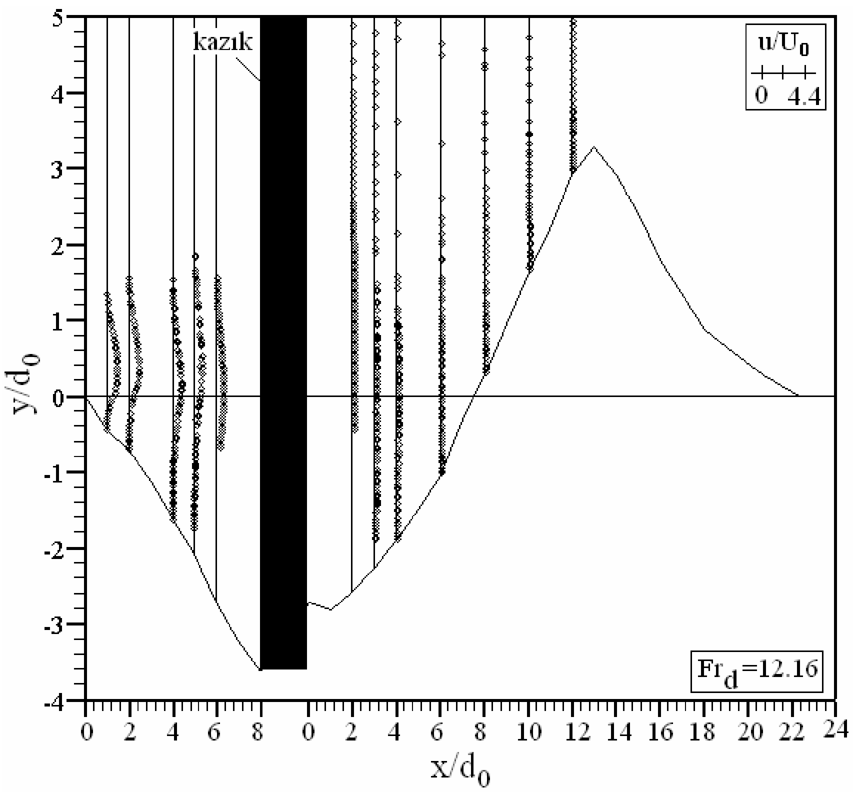
Çizelge 7.1 Hız ölçümlerine ait deney koşulları

Q (lt/dk)	Fr_d	d_0 (m)	D (m)	$X= 8d_0$ (m)	Ölçüm yapılan mesafeler, x (m)	
40	12.16	0.022	0.048	0.176	Membada	d_0, $2d_0$, $4d_0$, $5d_0$, $6d_0$
					Mansapta	$2d_0$, $3d_0$, $4d_0$, $6d_0$, $8d_0$, $10d_0$, $12d_0$
45	13.68				Membada	$0d_0$, $2d_0$, $4d_0$, $5d_0$, $6d_0$
					Mansapta	$2d_0$, $3d_0$, $4d_0$, $6d_0$, $8d_0$, $10d_0$, $12d_0$, $14d_0$
50	15.21				Membada	d_0, $2d_0$, $4d_0$, $5d_0$, $6d_0$
					Mansapta	$2d_0$, $3d_0$, $4d_0$, $6d_0$, $8d_0$, $10d_0$, $12d_0$, $12d_0$, $16d_0$

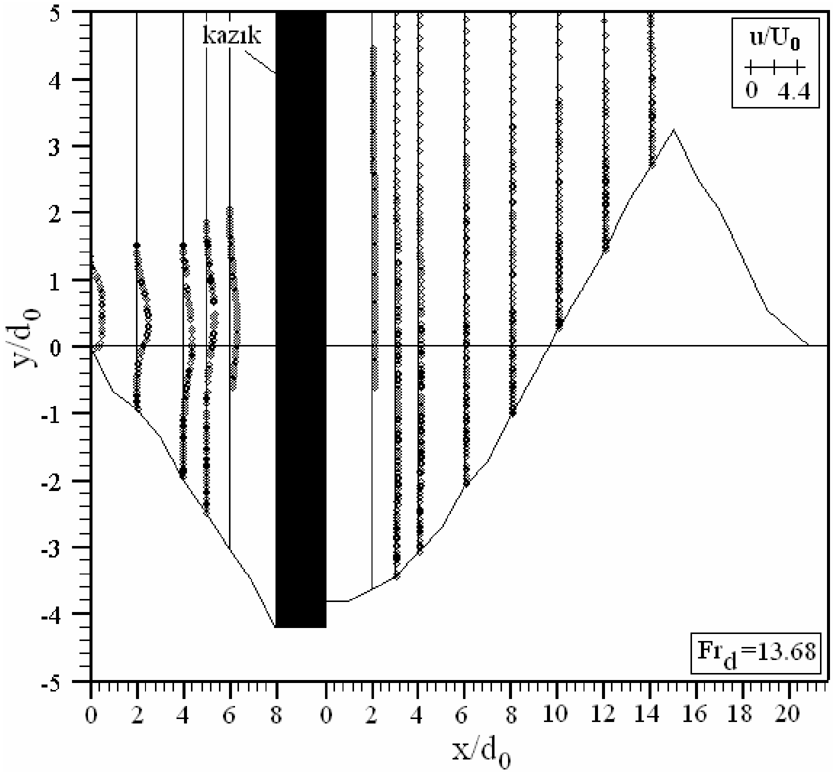
Şekil 7.3, 7.4 ve 7.5'de farklı Froude sayılarına sahip duvar jetlerinin ADV ile yapılan ölçüm sonuçlarına ait x yönündeki hız bileşeninin cidar boyunca düşeydeki dağılımı görülmektedir. Hız dağılımı teorik jet çıkış hızı (U_0=Q/A), düşey mesafe ise başlangıç jet çapı (d_0) dikkate alınarak farklı Froude sayıları için boyutsuz formda çizilmiştir. Şekil 7.3, 7.4 ve 7.5'de görüldüğü gibi kazığın membasında kazığa yaklaştıkça ve kazığın mansabında kazıktan uzaklaştıkça hız şiddetini kaybetmektedir. Bununla birlikte, Froude sayısı arttıkça kazığın mansabındaki oyulma bölgesi uzunluğunun arttığı ve yığılma bölgesinin mansaba doğru kaydığı görülmektedir. Çizelge 7.2'de her üç Froude sayısı için kazığın membasında ve mansabında meydana gelen maksimum denge oyulma derinlikleri gösterilmiştir. Buna göre, kazığın membasında hemen önünde meydana gelen maksimum denge oyulma derinliği akımın Froude sayısı arttıkça artmaktadır. Bunun yanısıra, kazığın mansabındaki oyulma bölgesi incelendiğinde kazığın hemen mansabındaki derinlikte akımın Froude sayısı arttıkça arttığı görülmektedir. Yine bu bölgede oyulma genişliği Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk), Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk) ve Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk) için sırası ile $x=7.5d_0$, $x=9.6d_0$ ve $x=10.3d_0$ değerlerini almıştır. Kazığın membasında, oyulma bölgesinin şev açısı Fr_d=12.16 (Q=40

lt/dk), Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk) ve Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk) için sırası ile $\phi=(24.44)^o$, $\phi=(27.85)^o$, $\phi=(29.60)^o$ olarak ölçülmüştür. Buradan, kazığın membasında şev açısının Froude sayısı arttıkça arttığı görülmektedir. Kazığın mansabında, yığılma bölgesinin şev açısı Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk), Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk) ve Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk) için sırası ile $\phi=(30.75)^o$, $\phi=(30.86)^o$, $\phi=(30.26)^o$ değerlerini almıştır. Yığılma bölgesindeki şev açısının her ne kadar ölçüm sayısı yetersiz ise de akımın debisinden yani Froude sayısından bağımsız olduğu görülmektedir.

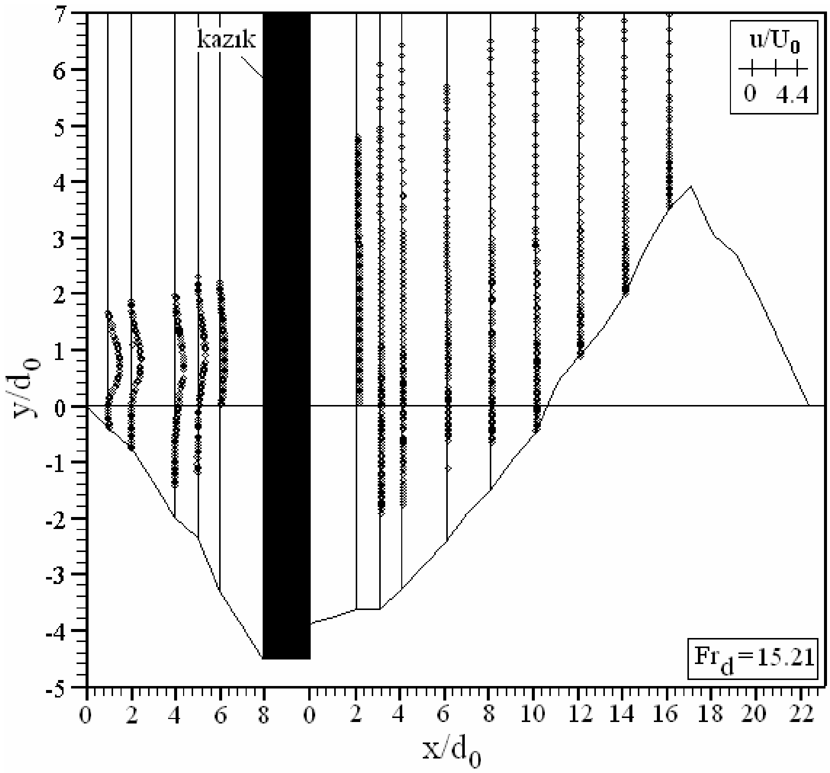
Roulund vd. (2005), yaptıkları deneysel çalışmada silindirik bir yapı etrafında kanal akımının meydana getirdiği taban profilini belirlemişlerdir. Buna göre, hareketli tabanda denge oyulma profilinin kazığın membasındaki şev açısını $\phi=32^0$ olarak ifade etmişlerdir.



Şekil 7.3 Taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için



Şekil 7.4 Taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için



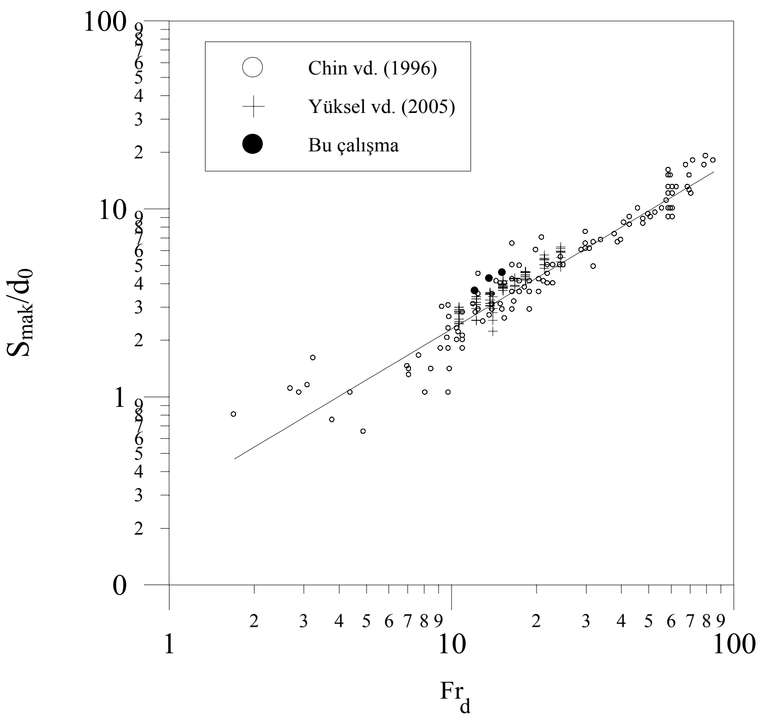
Şekil 7.5 Taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

Çizelge 7.2 Oyulma profillerine ait maksimum derinlikler

Q (lt/dk)	Fr_d	d_0 (m)	D (m)	X= $8d_0$ (m)	Memba derinliği (m)	Mansap derinliği (m)
40	12.16	0.022	0.048	0.176	z=0.080 ($3.64d_0$)	z=0.060 ($2.73d_0$)
45	13.68				z=0.093 ($4.23d_0$)	z=0.084 ($3.82d_0$)
50	15.21				z=0.100 ($4.55d_0$)	z=0.085 ($3.86d_0$)

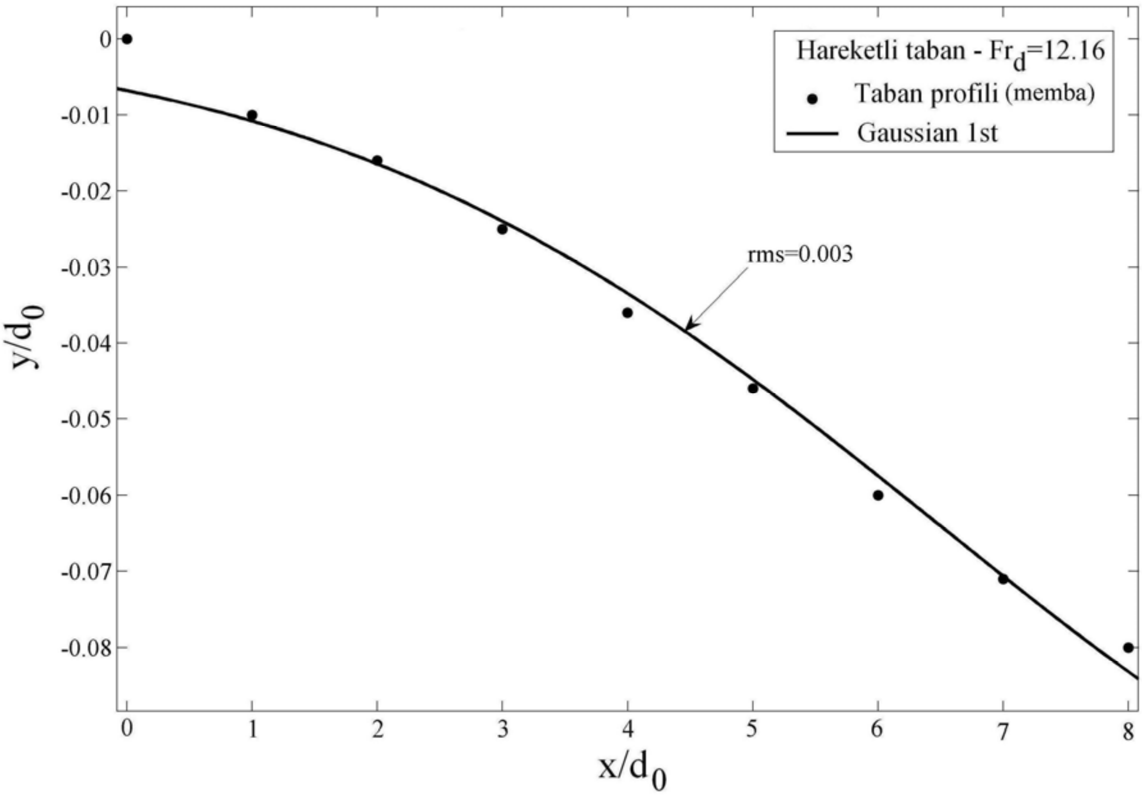
Yüksel vd. (2005) ile Chin vd. (1996)'nin yaptıkları araştırmalardan elde ettikleri ve bu çalışmadan elde edilen oyulma derinlikleri Şekil 7.6'da verilmiştir. Yüksel vd. (2005) ile Chin vd. (1996)'nin verileri dikkate alınarak elde edilen denklem aşağıda ifade edilmiştir (Yüksel vd., 2005);

$$\frac{S_{mak}}{d_0} = 0.29 Fr_d^{0.9} \qquad (R=0.96) \qquad (7.1)$$

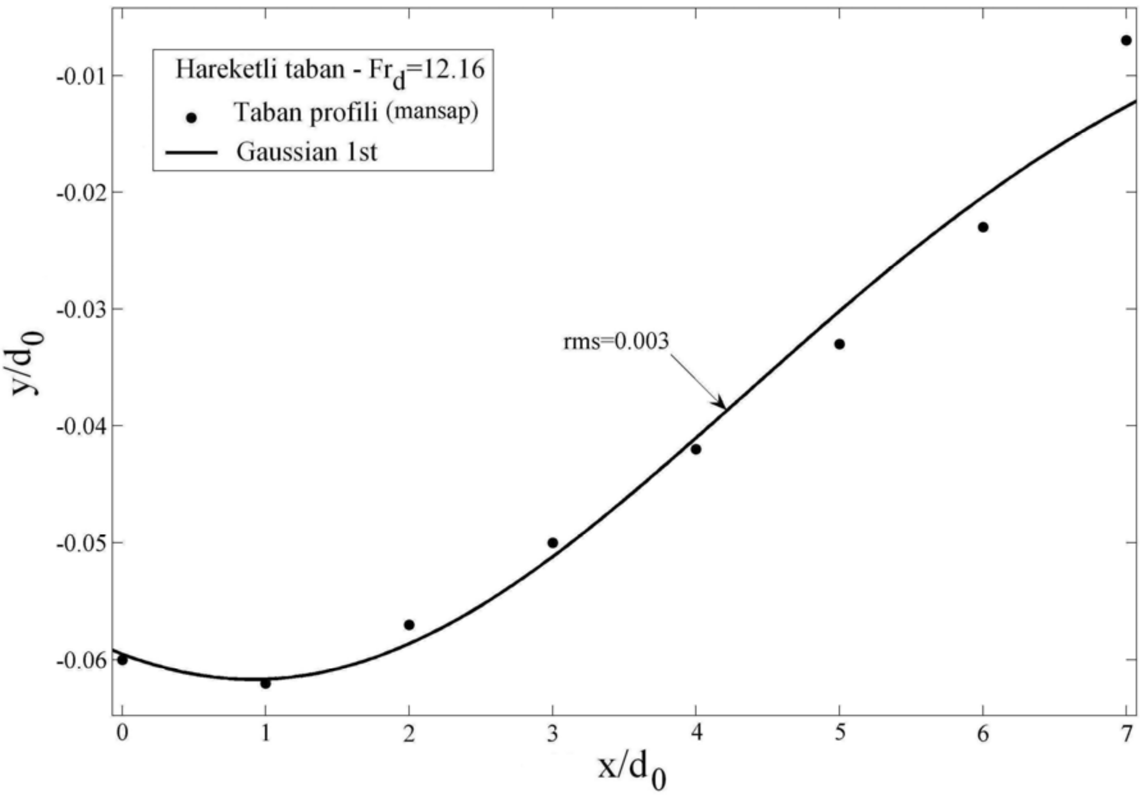


Şekil 7.6 Maksimum denge oyulma derinliği (Yüksel vd., 2005)

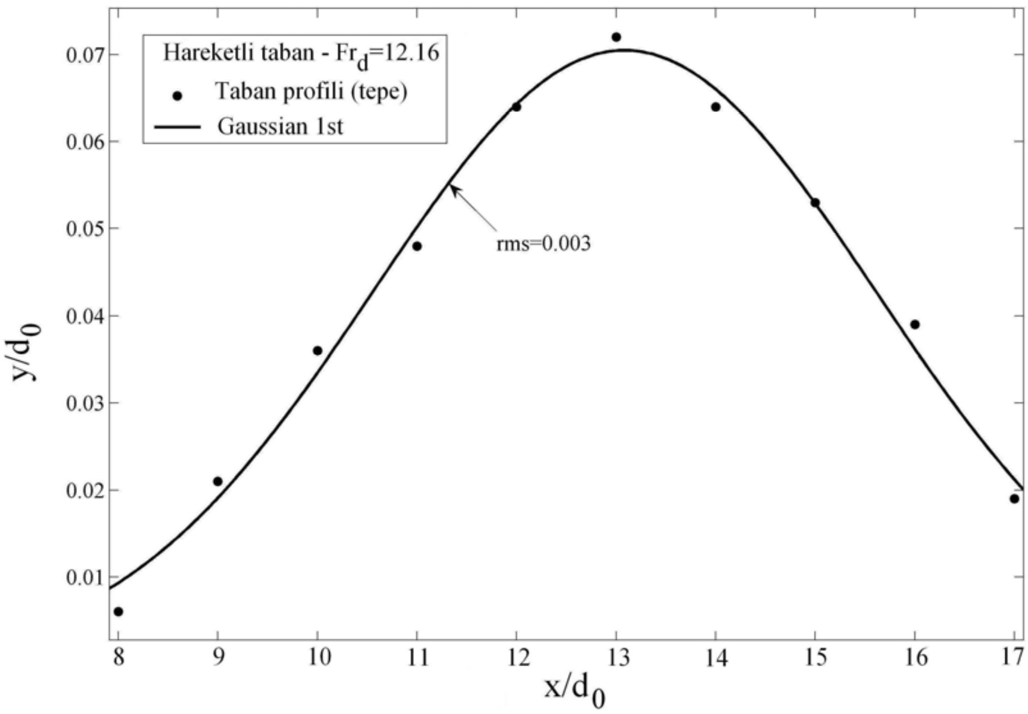
Ali ve Karim (2002), üç boyutlu bir kanal akımının hareketli bir tabanda silindirik bir kazık etrafındaki davranışını incelemişler ve kazık etrafında meydana gelen denge oyulma taban profilinin Gauss dağılımına uyduğunu ifade etmişlerdir. Bu çalışmada elde edilen taban profilleri de incelenmiş ve oyulma bölgesi ile yığılma bölgesine ait profilleri Gauss dağılımına uyduğu (rms=0.003-0.004) belirlenmiştir. Şekil 7.7, 7.8 ve 7.9'da Fr_d=12.16 için elde edilen Gauss dağılımları görülmektedir. Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21'de meydana gelen taban profillerine ait Gauss dağılımları Ek 6'da verilmiştir.



Şekil 7.7 Kazığın membasında meydana gelen oyulmuş taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=12.16 için

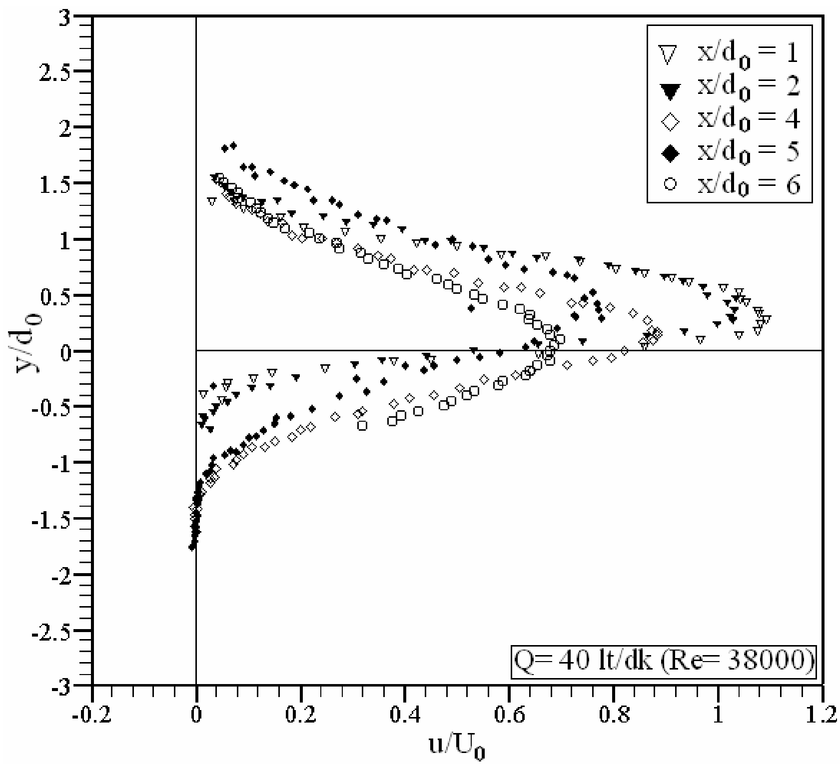


Şekil 7.8 Kazığın mansabında meydana gelen oyulmuş taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=12.16 için

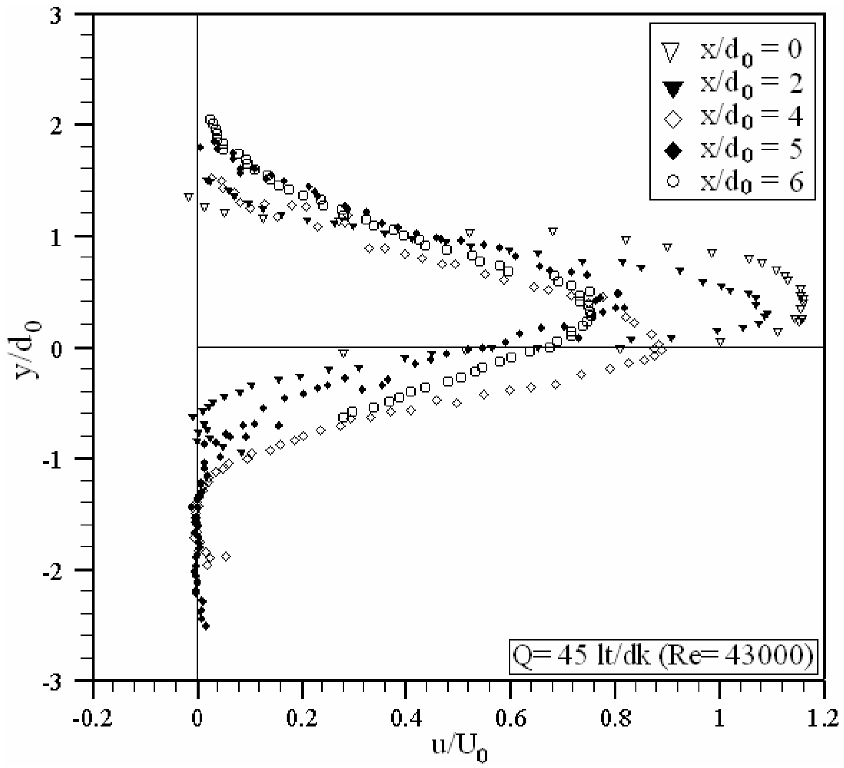


Şekil 7.9 Kazığın mansabında meydana gelen yığılma bölgesindeki taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=12.16 için

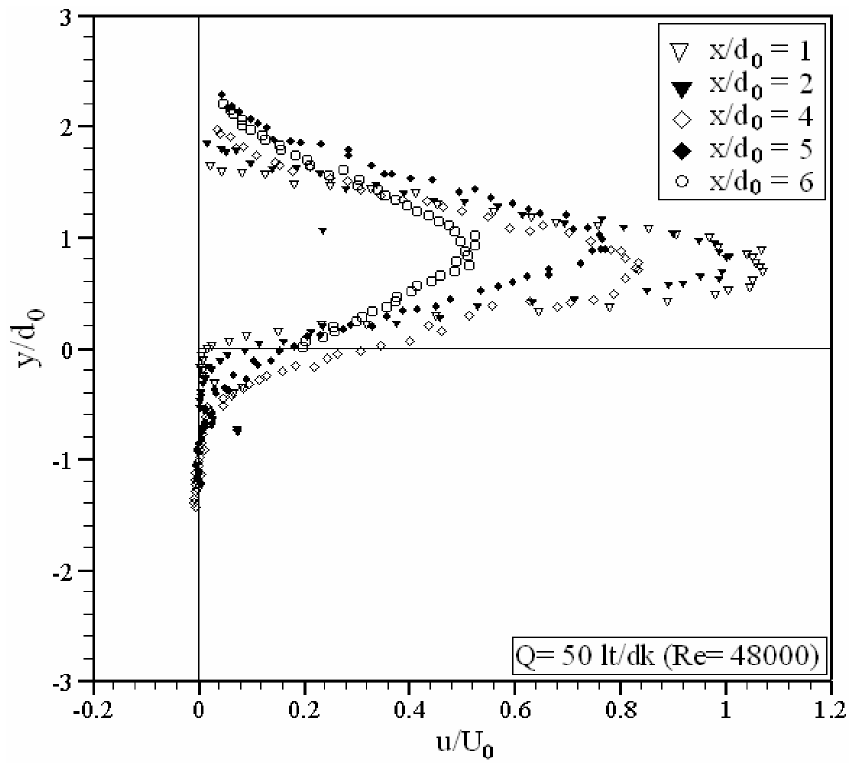
Şekil 7.10, 7.11 ve 7.12'de her üç Froude sayısı için kazığın membasında x doğrultusunda meydana gelen boyutsuz hız (u) dağılımları çizilmiştir. Bütün Froude sayıları için x doğrultusundaki hız kazığa yaklaştıkça azalmaktadır. Bununla birlikte maksimum hız değeri $x=6d_0$ mesafede $Fr_d=12.16$ ve $Fr_d=13.68$ değerleri için teorik çıkış hızının %70'i civarında olurken $Fr_d=15.21$ için %50'si mertebesinde meydana gelmiştir. Jet çıkışında, $Fr_d=13.68$ için x doğrultusundaki hızın teorik çıkış hızından ortalama %16 fazla olduğu görülmüştür. Her üç Froude sayısı için de $x=4d_0$ mesafeden itibaren kazığa yaklaştıkça taban yakınında negatif hızlar görülmüştür. Bu negatif hızların sıfıra çok yakın olduğu Şekil 7.6, 7.7 ve 7.8'de görülmektedir. Graf vd. (2002) kanal akımı için membada kazığa 1.3D mesafede, Sarker (1998) yine kanal akımı için membada kazığa 1D mesafede taban yakınında negatif hızların görüldüğünü ifade etmişlerdir. Bu çalışmada membada kazıktan itibaren $x=4d_0$ mesafe x=1.8D mesafeye karşılık gelmektedir. ADV hız ölçerin geometrisinden dolayı kazığın hemen yakınında ölçüm yapılması mümkün olmamıştır. Bu nedenle, kazığın hemen önünde aşağıya doğru yönelen akım ve kazığın arkasında meydana gelen ikincil akım bölgesi gözlenmiş fakat akım alanında hız ölçümü yapılamamıştır.



Şekil 7.10 Kazığın membasında x doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, $Fr_d=12.16$ için

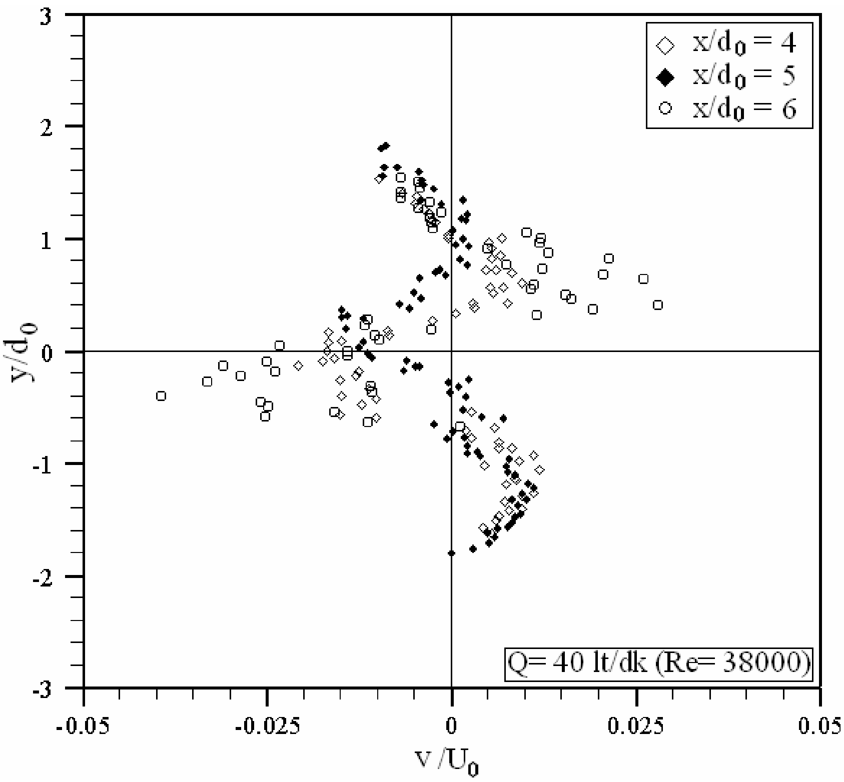


Şekil 7.11 Kazığın membasında x doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için

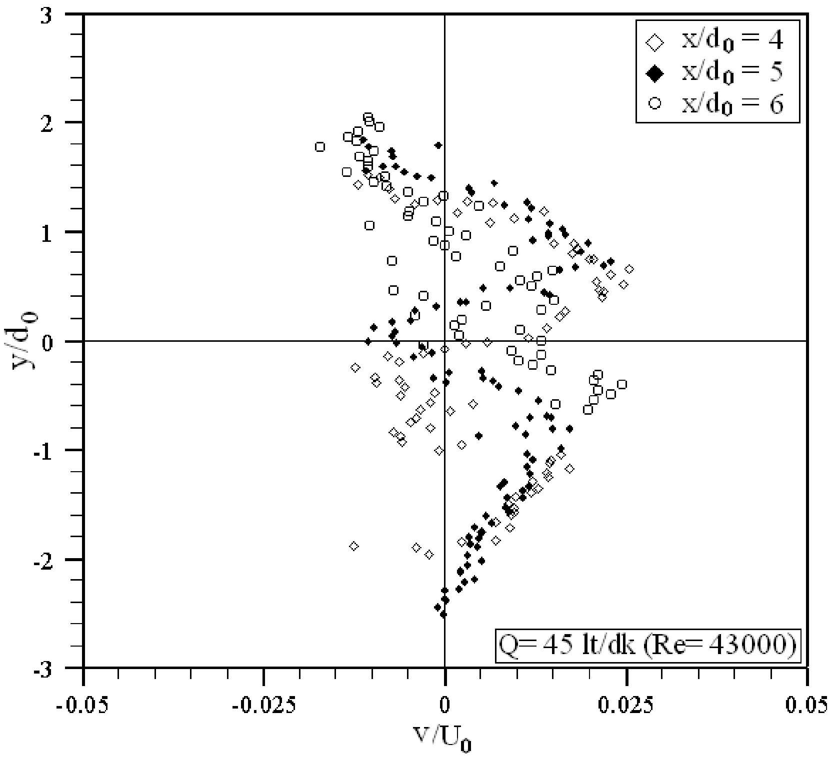


Şekil 7.12 Kazığın membasında x doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

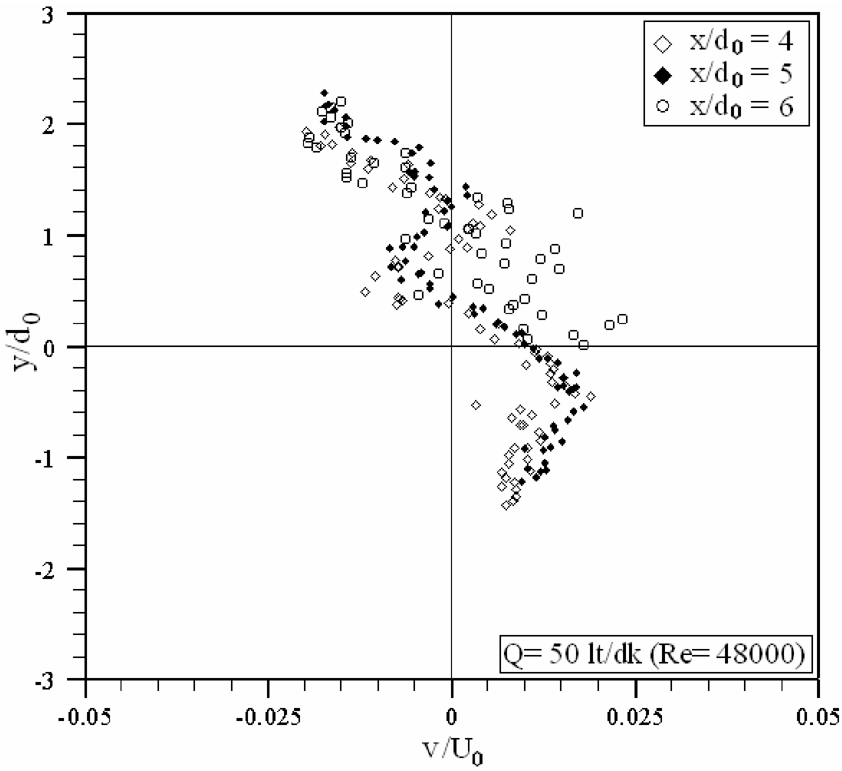
Şekil 7.13, 7.14 ve 7.15'de her üç Froude sayısı için kazığın membasında y doğrultusunda meydana gelen boyutsuz düşey hız (v) dağılımı görülmektedir. y doğrultusundaki hız dağılımı $x=4d_0$, $5d_0$ ve $6d_0$ mesafelerde çizilmiştir. Düşey hız bileşeni sıfır etrafında salınmakla birlikte pozitif ve negatif olmak üzere en çok $\%2.5U_0$ değer aldığı görülmektedir.



Şekil 7.13 Kazığın membasında y doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için

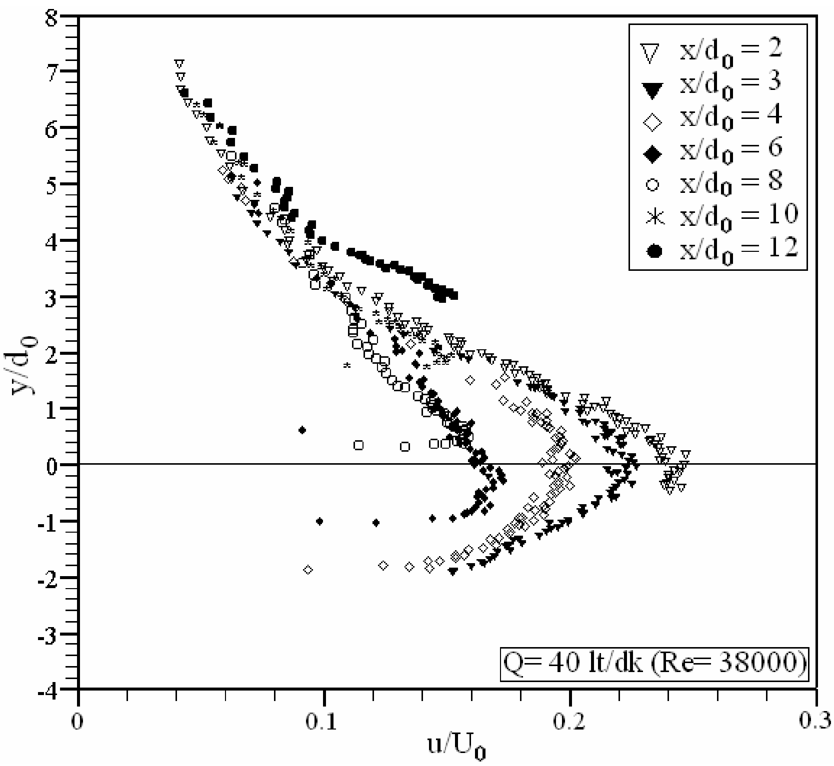


Şekil 7.14 Kazığın membasında y doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için

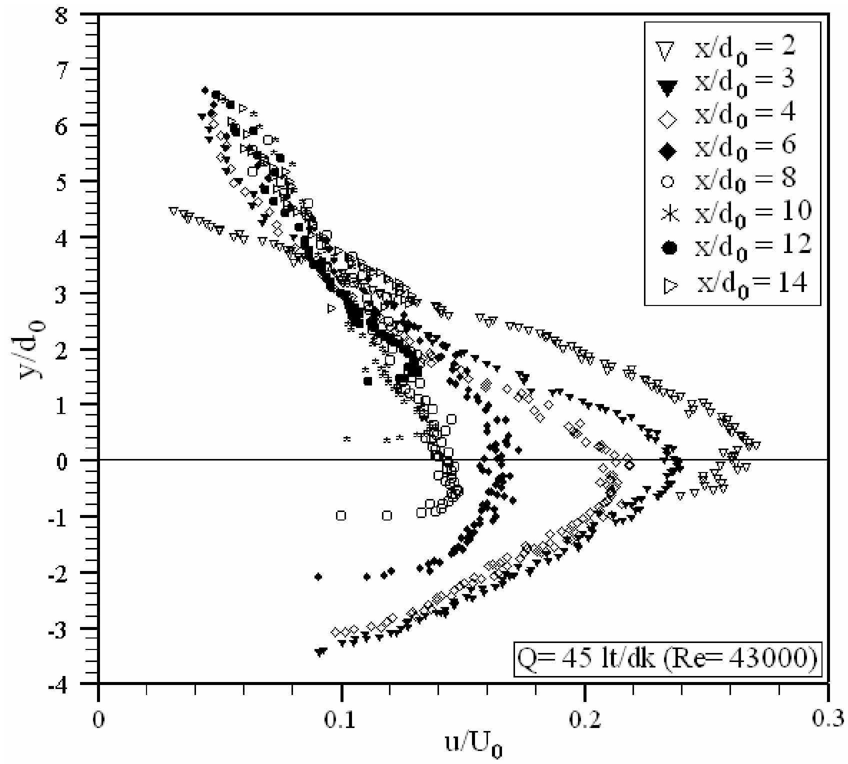


Şekil 7.15 Kazığın membasında y doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

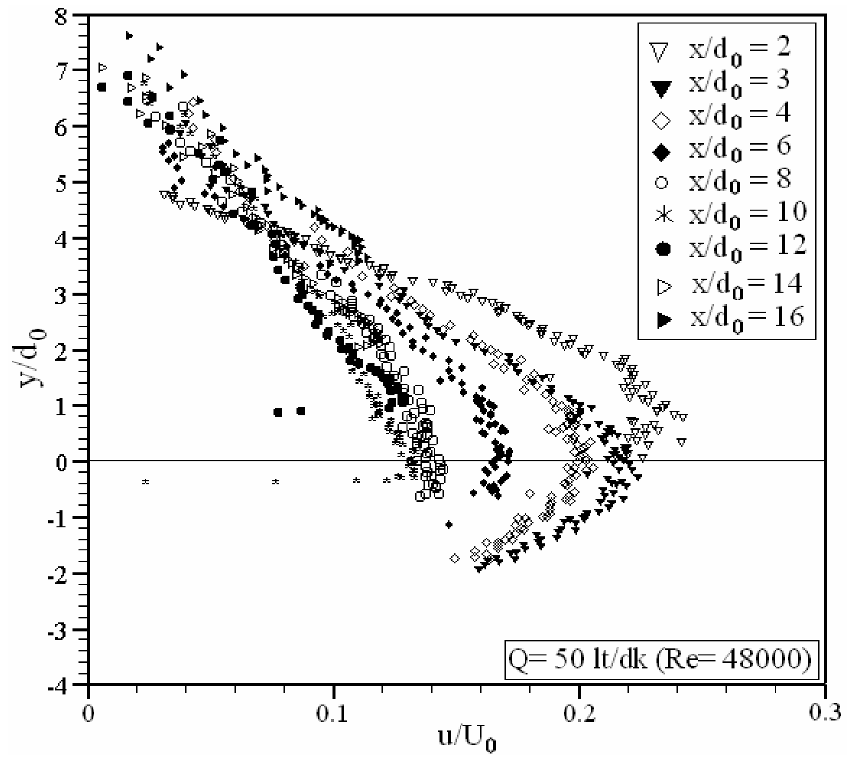
Şekil 7.16, 7.17 ve 7.18'de her üç Froude sayısı için kazığın mansabında x doğrultusunda meydana gelen boyutsuz hız dağılımı (u) görülmektedir. Her üç Froude sayısı için de x doğrultusundaki hız kazıktan uzaklaştıkça azalmaktadır. Maksimum hız değeri Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 için x=2d_0 mesafede teorik çıkış hızının $u = 0.25U_0$ civarında olmuştur. Yapılan ölçümlerde, her üç Froude sayısı için de kazığın mansabında akım alanında x doğrultusunda negatif hız ölçülmemiştir. Sarker (1998) yine kanal akımı için kazıktan itibaren 2.5D mesafeye kadar negatif hızların görüldüğünü ifade etmişlerdir. Bu çalışmada kazığın mansabında x=3d_0 mesafeden itibaren tabana kadar ölçüm yapılabilmiştir ve bu mesafe x=1.4D'ye karşılık gelmektedir. Kazığın mansabında yığılma bölgesinde tepe noktasına yaklaşıldıkça hız değeri teorik çıkış hızının $u = 0.15U_0$ civarında meydana gelmektedir.



Şekil 7.16 Kazığın mansabında x doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için



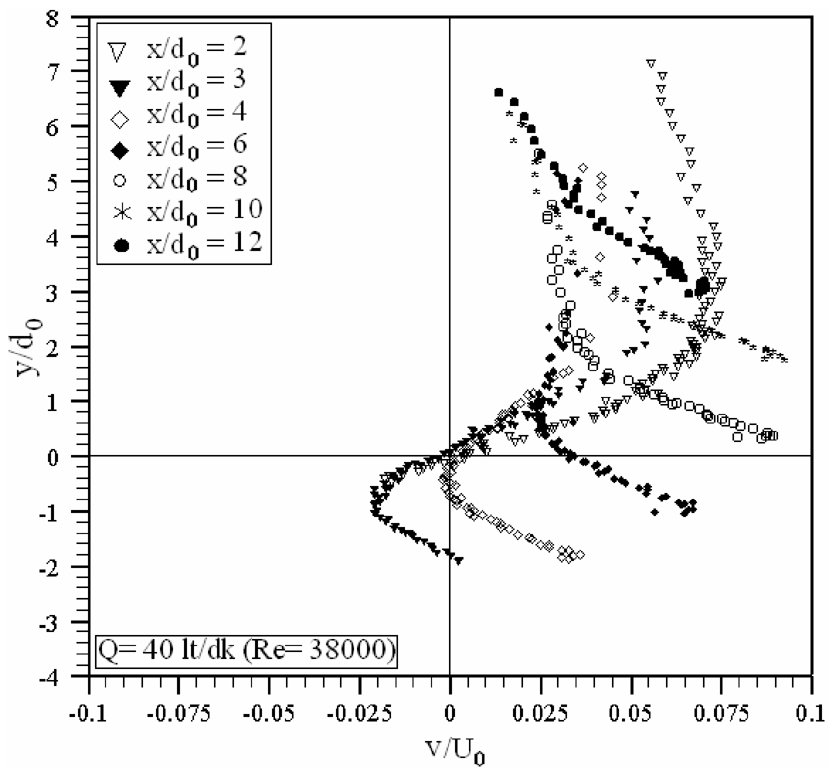
Şekil 7.17 Kazığın mansabında x doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için



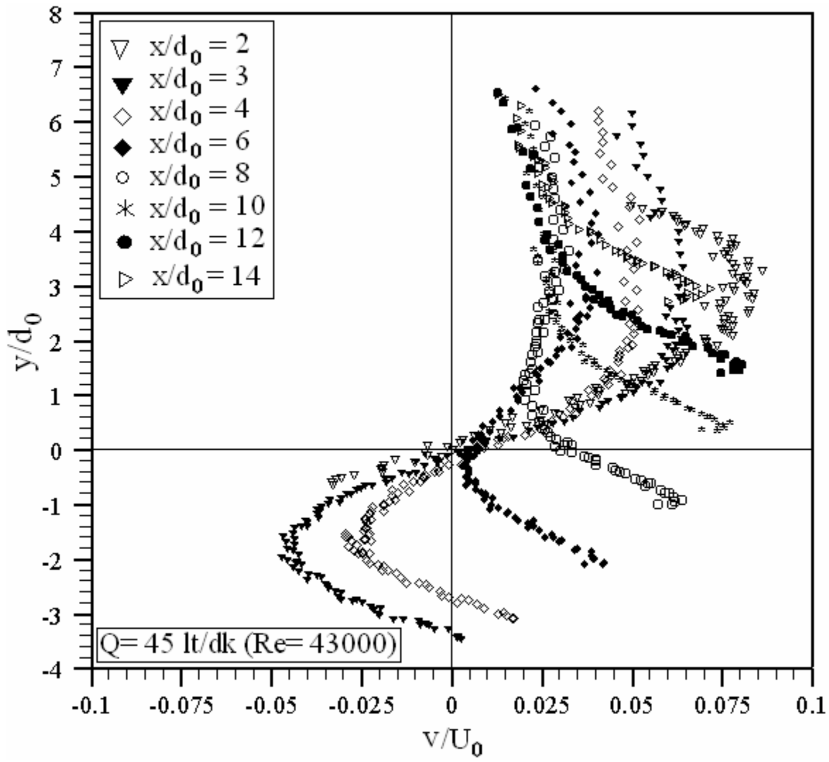
Şekil 7.18 Kazığın mansabında x doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

Şekil 7.19, 7.20 ve 7.21'de her üç Froude sayısı için kazığın mansabında y doğrultusunda meydana gelen boyutsuz düşey hız bileşenine (v) ait dağılım görülmektedir. y doğrultusundaki hız dağılımı (v) incelendiğinde Fr_d=12.16 ve Fr_d=13.68 için x=4d_0 ve Fr_d=15.21 için x=6d_0 mesafeye kadar negatif hızlar (aşağıya yönelen) görülmektedir. Aşağıya yönelen akım orjinal taban seviyesinden aşağıda meydana gelmiş ve maksimum hız değeri 0.05U_0 civarında olmuştur. Bununla birlikte, yukarı yönelen akımda maksimum hız değeri 0.075U_0 civarında olmuştur.

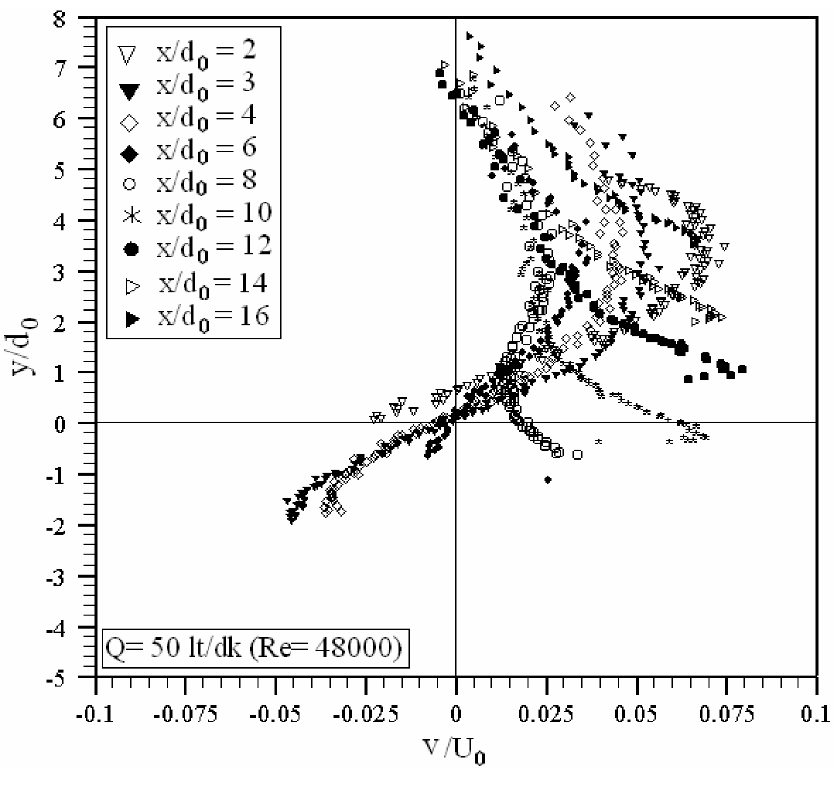
Kazığın membasında ve mansabında meydana gelen düşey yöndeki (y doğrultusunda) hız dağılımları incelendiğinde, v hız bileşeninin kazığın membasında oldukça küçük değerler alırken kazığın mansabında dikkate değer bir artışın (ortalama üç katına çıkmıştır) söz konusu olduğu görülmüştür. Benzer gözlemler Sarker (1998) tarafından da kanal akımları için belirlenmiştir.



Şekil 7.19 Kazığın mansabında y doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için



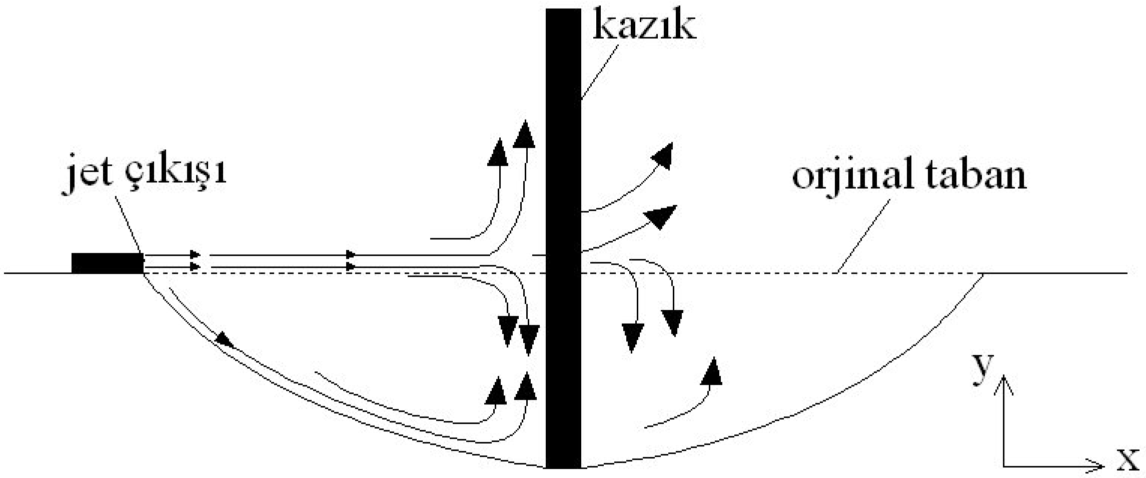
Şekil 7.20 Kazığın mansabında y doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için



Şekil 7.21 Kazığın mansabında y doğrultusunda taban boyunca elde edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

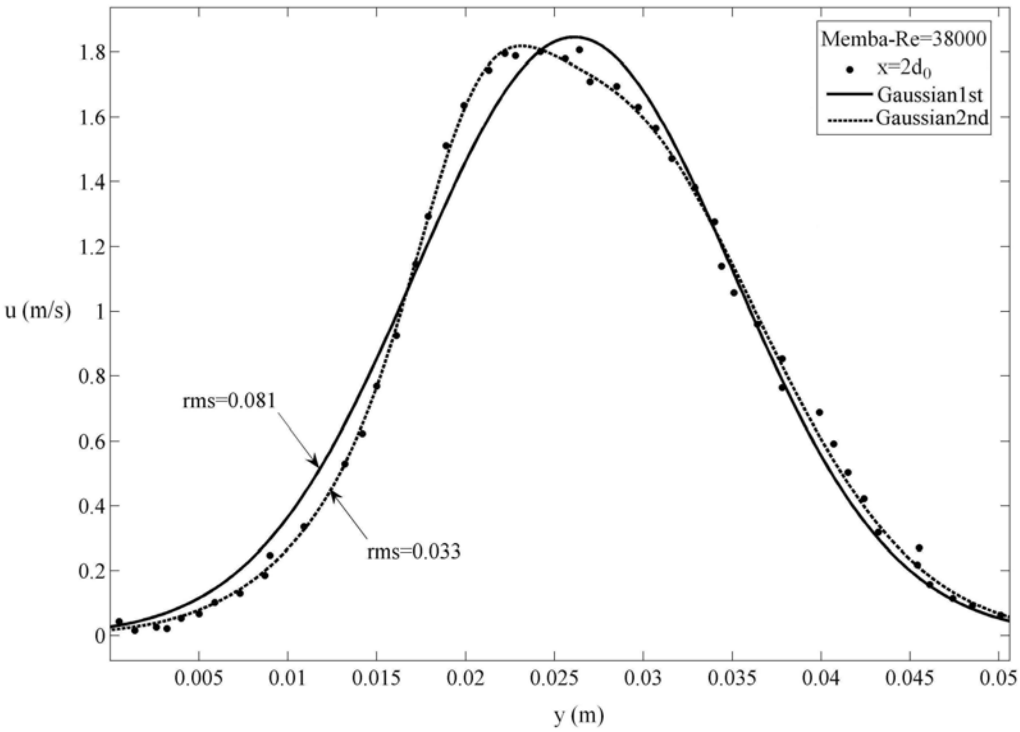
z doğrultusundaki hızın (w) kazığın membasında ve mansabında oldukça küçük değerler aldığı belirlenmiştir. Graf vd. (2002) yaptıkları ölçümlerde aynı şekilde z doğrultusundaki hızın çok küçük değerler aldığını ifade etmişlerdir. Bu nedenle, burada z doğrultusundaki hız (w) dağılımı ihmal edilecek mertebede olduğundan gösterilmemiştir.

Kazığın membasında ve mansabında, x ve y doğrultusunda meydana gelen hız profilleri (u ve v) dikkate alınarak Şekil 7.22'de görülen akım yapısı şematik olarak çizilmiştir. Buna göre, kazığın membasında jet akımı jet çıkışından itibaren x doğrultusunda hareket etmekte, kazığa yaklaştıkça akım aşağı ve yukarı olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. Kazığa yaklaştıkça oyulma çukurunun tabanında akım, kazıktan dolayı yukarı doğru şekillenmektedir. Kazığın mansabına geçen akım yine aşağı ve yukarı doğru yönelerek şekillenmektedir. Kazıktan uzaklaştıkça akım, çukurun tabanından kum tepesine doğru yönelmektedir.

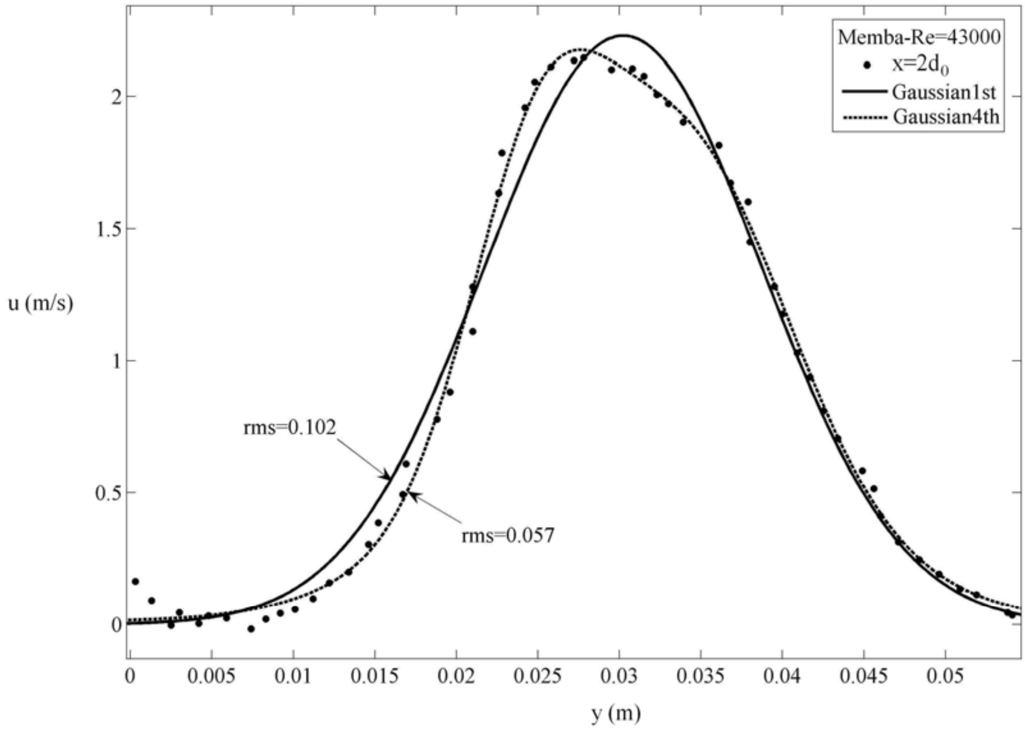


Şekil 7.22 Batık jet akımının oyulmuş bir tabanda kazık çevresinde meydana getirdiği akım yapısı

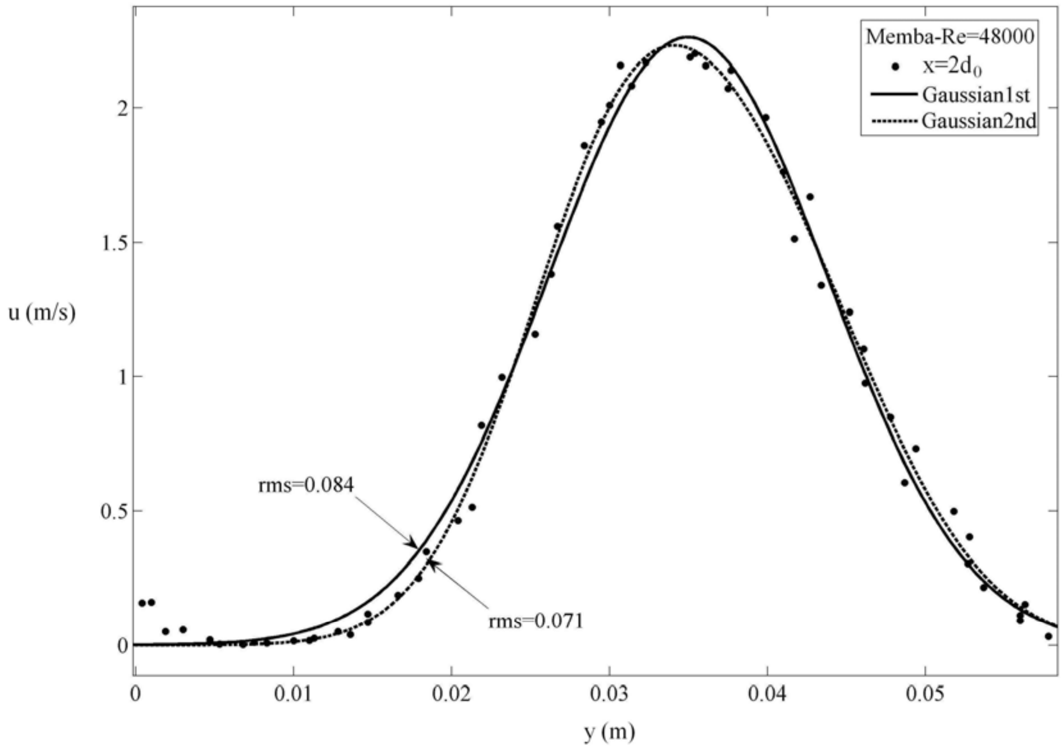
Rajaratnam ve Berry (1970), üç boyutlu batık dairesel jetin kazık olmadığı durumda neden olduğu oyulma mekanizmasını incelemişlerdir. Buna göre, jet akımının maksimum oyulma noktasına kadar sınırlanmamış jet gibi davrandığını ve hız dağılımının Gauss dağılımına uyduğunu ifade etmişlerdir. Bu çalışmada da x doğrultusundaki hız profillerinin (u) Gauss dağılımıyla uyumu araştırılmıştır. Şekil 7.23, 7.24 ve 7.25'de bütün Reynolds sayıları için kazığın membasında $x=2d_0$ mesafedeki Gauss dağılımları görülmektedir. Bütün hız profilleri için ilk olarak 1. dereceden Gauss dağılımı ve ardından rms değerini en küçük veren n. dereceden Gauss dağılımı çizilmiştir (Bakınız Ek 7). Bütün hız profillerine ait rms değerleri Çizelge 7.3'de verilmiştir. Buna göre, en yüksek rms değerlerinin jet çışında elde edildiği ve jetten uzaklaştıkça rms değerlerinin azaldığı belirlenmiştir. Özellikle $Fr_d=13.68$ için jet çıkışında çizilen profilin 7. dereceden polynominal dağılım için en uygun rms'i verdiği görülmektedir (Bakınız Ek 6). Jet çıkışından uzaklaştıkça hız profillerinin Gauss dağılımına uygun bir şekil aldığı görülmektedir. Şekil 7.26, 7.27 ve 7.28'de bütün Froude sayıları için kazığın mansabındaki $x=2d_0$ mesafedeki Gauss dağılımları görülmektedir. Kazığın mansap bölgesinde hız profilleri yüksek dereceden Gauss dağılımlarına uymuştur. Bunun nedeni, kazığın mansap bölgesinde, akımın artık serbest jetten çok duvar jetine benzer bir davranış göstermesidir.



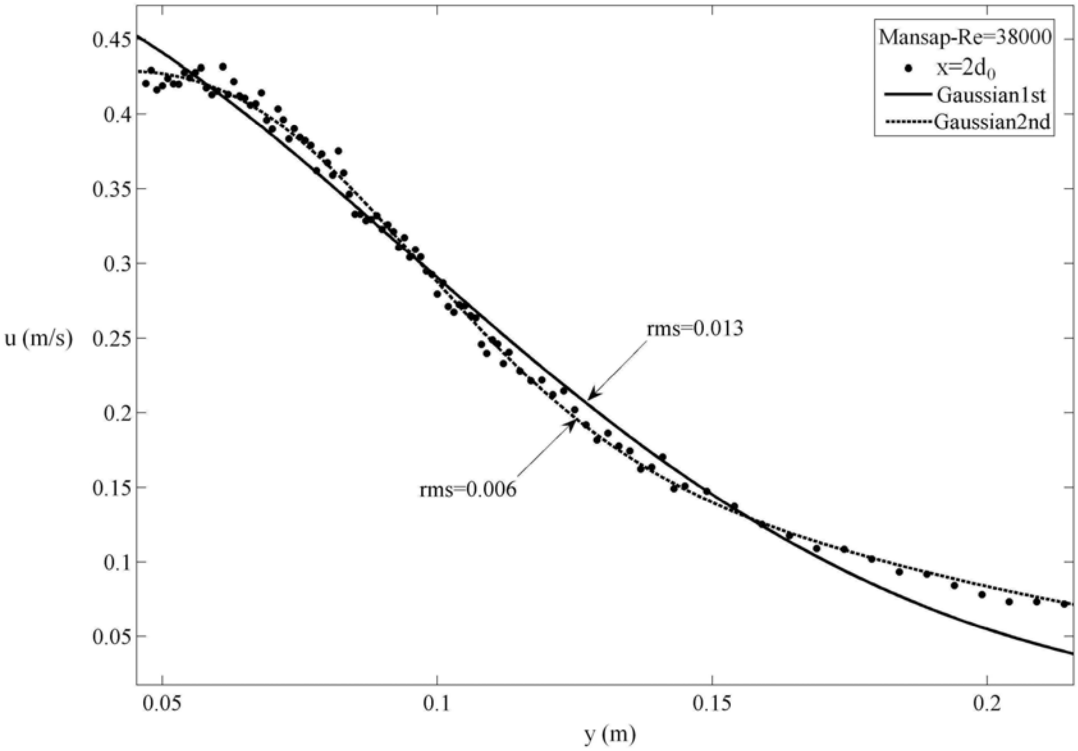
Şekil 7.23 Kazığın membasında $x=2d_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



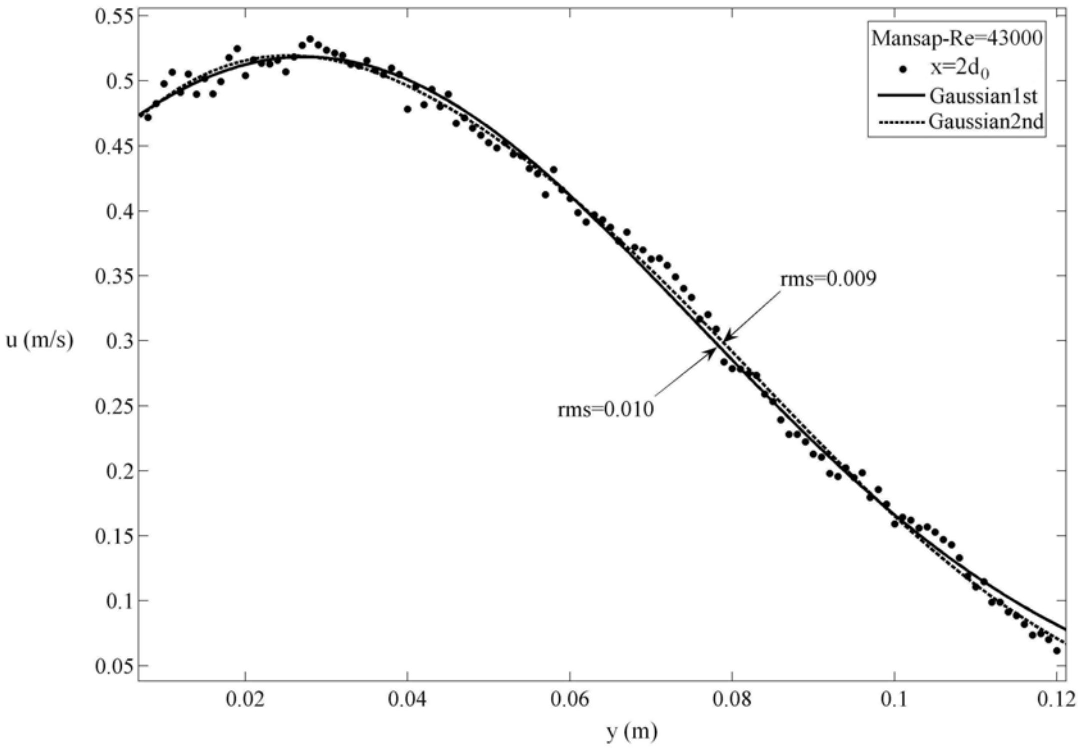
Şekil 7.24 Kazığın membasında x=2d$_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr$_d$=13.68 için



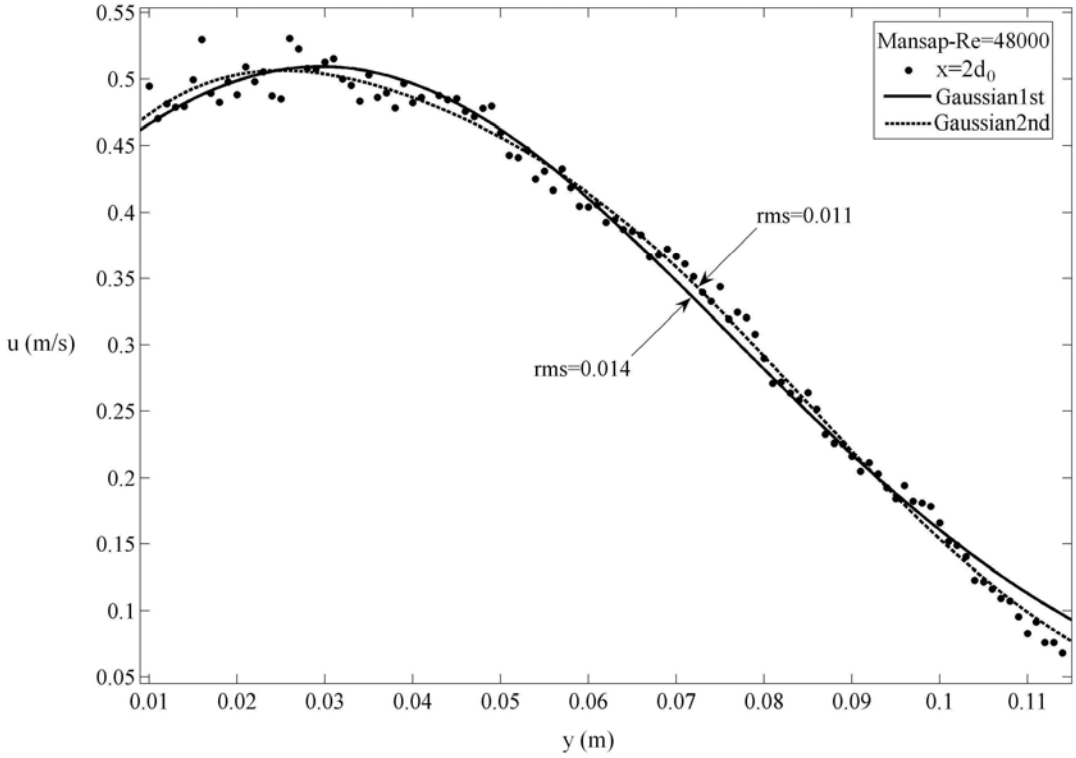
Şekil 7.25 Kazığın membasında x=2d$_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr$_d$=15.21 için



Şekil 7.26 Kazığın mansabında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



Şekil 7.27 Kazığın mansabında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



Şekil 7.28 Kazığın mansabında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için

Çizelge 7.3 rms değerleri

Q (lt/dk)	Re	Fr_d	x	Gauss Dağılımı	rms değeri
40	38000	12.16	d_0	1. dereceden	0.153
				3. dereceden	0.036
			2d_0	1. dereceden	0.081
				2. dereceden	0.033
			4d_0	1. dereceden	0.037
				3. dereceden	0.023
			5d_0	1. dereceden	0.041
				2. dereceden	0.036
			6d_0	1. dereceden	0.017
				2. dereceden	0.017
			2d_0 (mansap)	1. dereceden	0.013
				2. dereceden	0.006
			3d_0 (mansap)	1. dereceden	0.014
				3. dereceden	0.005
			4d_0 (mansap)	1. dereceden	0.017
				5. dereceden	0.009
			6d_0 (mansap)	1. dereceden	0.018
				5. dereceden	0.008
			8d_0 (mansap)	1. dereceden	0.014
				5. dereceden	0.010

Çizelge 7.3 Devamı

Q (lt/dk)	Re	Fr_d	x	Gauss Dağılımı	rms değeri
40	38000	12.16	$8d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.014
				5. dereceden	0.010
			$10d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.014
				5. dereceden	0.009
			$12d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.010
				6. dereceden	0.004
45	43000	13.68	$0d_0$	1. dereceden	0.411
				3. dereceden	0.248
				7. dereceden polynominal	0.172
			$2d_0$	1. dereceden	0.102
				4. dereceden	0.057
			$4d_0$	1. dereceden	0.070
				2. dereceden	0.053
			$5d_0$	1. dereceden	0.053
				2. dereceden	0.050
			$6d_0$	1. dereceden	0.032
				4. dereceden	0.020
			$2d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.010
				2. dereceden	0.009
			$3d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.021
				4. dereceden	0.006
			$4d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.023
				5. dereceden	0.007
			$6d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.015
				6. dereceden	0.008
			$8d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.013
				6. dereceden	0.009
			$10d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.012
				5. dereceden	0.008
			$12d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.010
				6. dereceden	0.005
			$14d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.013
				5. dereceden	0.006
50	48000	15.21	d_0	1. dereceden	0.182
				4. dereceden	0.069
			$2d_0$	1. dereceden	0.084
				2. dereceden	0.071
			$4d_0$	1. dereceden	0.056
				3. dereceden	0.054
			$5d_0$	1. dereceden	0.037
				2. dereceden	0.036
			$6d_0$	1. dereceden	0.027
				3. dereceden	0.024
			$2d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.014
				2. dereceden	0.011

Çizelge 7.3 Devamı

Q (lt/dk)	Re	Fr_d	x	Gauss Dağılımı	rms değeri
50	48000	15.21	$3d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.015
				2. dereceden	0.009
			$4d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.014
				2. dereceden	0.011
			$6d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.009
			$8d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.008
				2. dereceden	0.008
			$10d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.029
				7. dereceden	0.016
			$12d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.022
				6. dereceden	0.011
			$14d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.012
				3. dereceden	0.009
			$16d_0$ (mansap)	1. dereceden	0.010
				4. dereceden	0.007

7.2 Sayısal Çalışma

Bu çalışmada, laboratuvarda oluşturulan jet akımı sonucu elde edilen taban profiline ait geometri Gambit programı ile oluşturulmuş ve türbülanslı akım alanı Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile çözülmüştür. Her bir Froude sayısı için farklı taban profili elde edilmiş ve bu taban profilleri limnimetre ile ölçülerek Gambit'e aktarılmıştır. Bu nedenle üç farklı Froude sayısı için farklı geometri ve çözüm ağları oluşturulmuştur. Elde edilen sayısal sonuçlar deney sonuçları ile karşılaştırılarak değerlendirilmiştir. Elde edilen sayısal sonuçların çözüm ağından bağımsızlığının belirlenmesi için farklı hücre sayısına sahip çözüm ağları oluşturularak kalibre edilmiştir.

Çözüm Ağı

Fluent yazılımında sunulan modellerin hassasiyet analizi için öncelikle çözüm ağı etkileri dikkate alınmıştır. Buna göre elde edilen çözümlerin deney sonuçları ile uyumu belirlenmiştir. Bu amaçla duvar jeti akımının modellenmesi için ilk olarak Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için 3 farklı çözüm ağı oluşturulmuştur. Bunlar G1, G2 ve G3 çözüm ağlarıdır. Öncelikle akımın genel davranışını görebilmek amacıyla kaba bir çözüm ağı ve ardından iyileştirilmiş çözüm ağları oluşturulmuştur. Oluşturulan çözüm ağları üçgen elemanlara sahip yapılandırılmamış özelliktedirler.

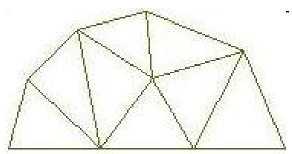
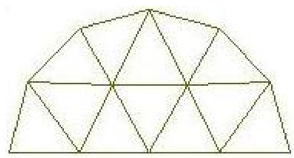
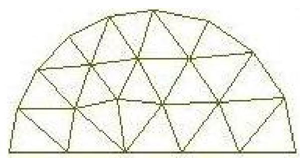
Bu çözüm ağlarının öncelikle hassasiyet analizi yapılmış ve ileride açıklanacağı üzere yeterli olmadıkları görülmüştür. Bu nedenle, kazık çevresinde ve jet akımı doğrultusunda daha yoğun bir çözüm ağı oluşturulmuştur. Bu tip için dört farklı çözüm ağı geliştirilmiştir. Bunlar G4, G5, G6 ve G7 çözüm ağlarıdır. Bunun ardından iki farklı tipteki çözüm ağına ait sonuçlar karşılaştırılmış ve özellikle jet akımı doğrultusundaki bölgede daha iyi sonuçların elde edildiği görülmüştür. Bu sonuçların ışığında ikinci tip çözüm ağı dikkate alınarak Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) için G8, G9, G10 ve G11 ve Fr_d=15.21 (Re=48000, Q=50 lt/dk) için de G12, G13, G14 ve G15 çözüm ağları oluşturularak elde edilen sonuçlar değerlendirilmiştir. Oluşturulan bu çözüm ağları yine üçgen elemanlardan oluşan yapılandırılmamış özelliktedirler.

Çözüm ağlarına ait bazı özellikler Çizelge 7.4'de verilmiştir. Çizelge 7.5'de ise bütün çözüm ağları için jet çıkışına ait ağ yapıları görülmektedir.

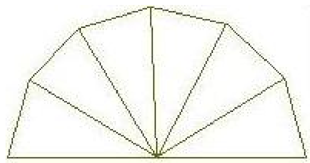
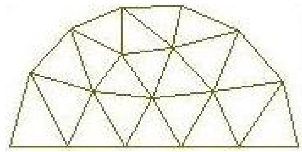
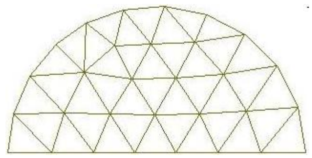
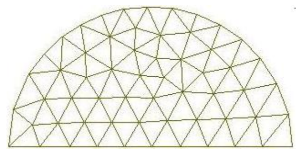
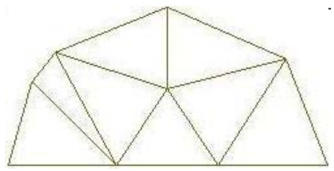
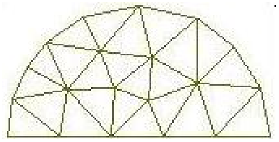
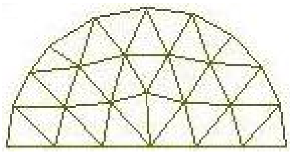
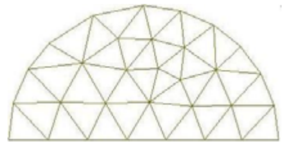
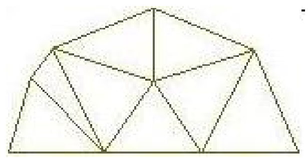
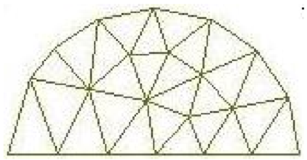
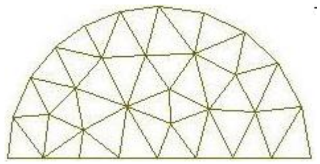
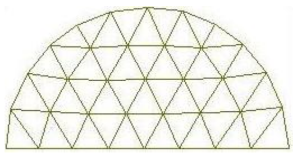
Çizelge 7.4 Sayısal model için oluşturulan çözüm ağlarına ait özellikler

Q (lt/dk)	Re	Fr_d	Çözüm ağı	Hücre	Yüzey	Nokta
40	38000	12.16	G1	104935	215641	20542
			G2	223262	455940	42168
			G3	356954	727033	66385
			G4	82922	170249	16106
			G5	156106	319686	29888
			G6	238258	487254	45233
			G7	434508	885743	80968
45	43000	13.68	G8	98842	202729	19085
			G9	157194	321867	30046
			G10	243829	498385	46121
			G11	279980	571769	52692
50	48000	15.21	G12	97931	200997	18956
			G13	169106	345997	32192
			G14	262647	536616	49560
			G15	326056	665210	61019

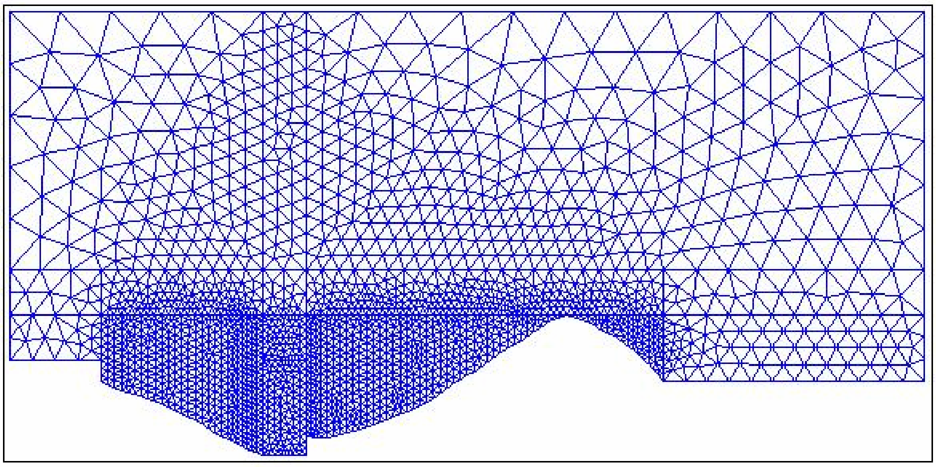
Çizelge 7.5 Çözüm ağlarında jet çıkışına ait ağ yapıları

Çözüm ağı	Ağ yapısı	Çözüm ağı	Ağ yapısı
G1		G2	
G3			

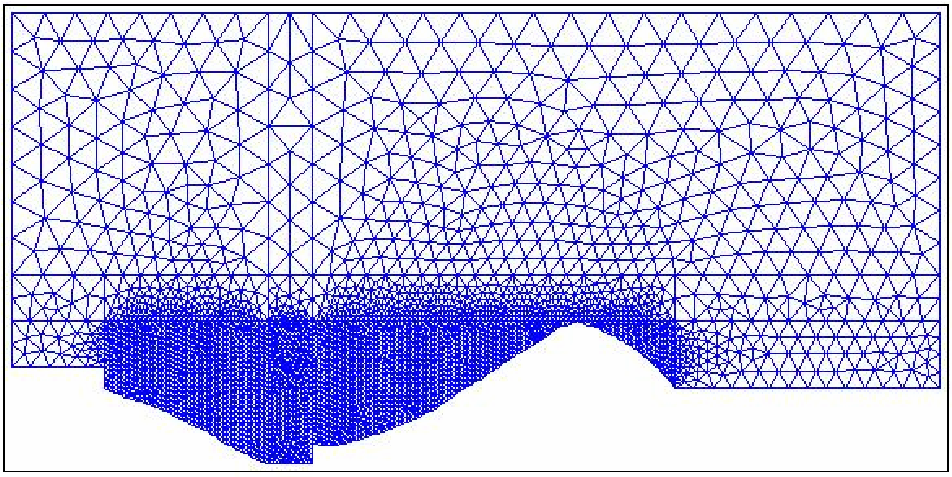
Çizelge 7.5 Devamı

Çözüm ağı	Ağ yapısı	Çözüm ağı	Ağ yapısı
G4		G5	
G6		G7	
G8		G9	
G10		G11	
G12		G13	
G14		G15	

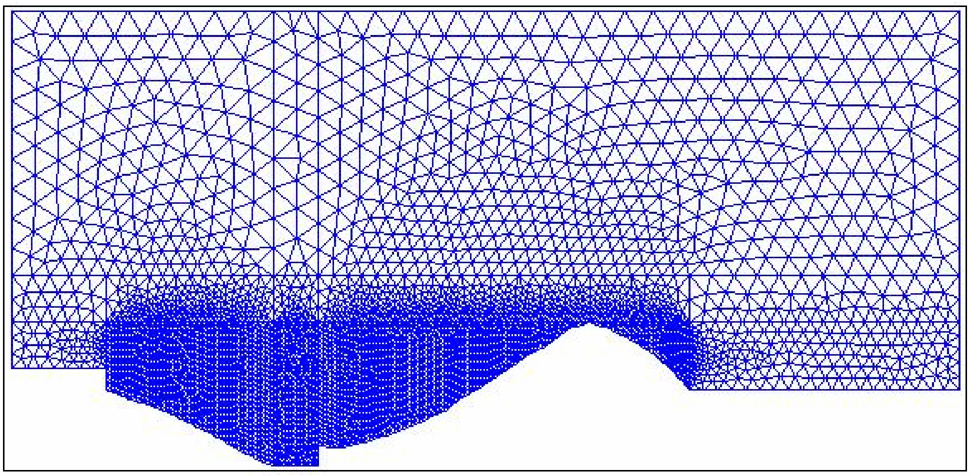
Şekil 7.29'da Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için oluşturulan çözüm ağlarında (G1, G2 ve G3) jet eksenine ait farklı ağ yapıları görülmektedir.



b) G1



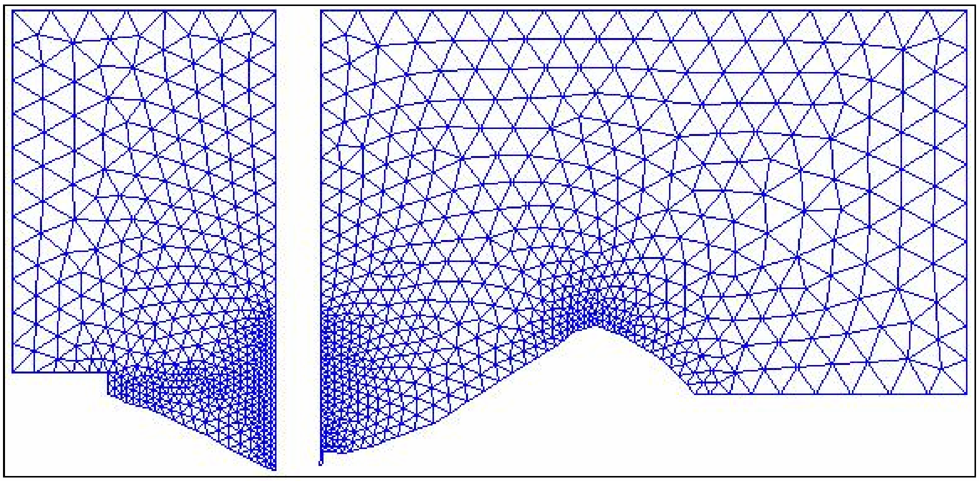
b) G2



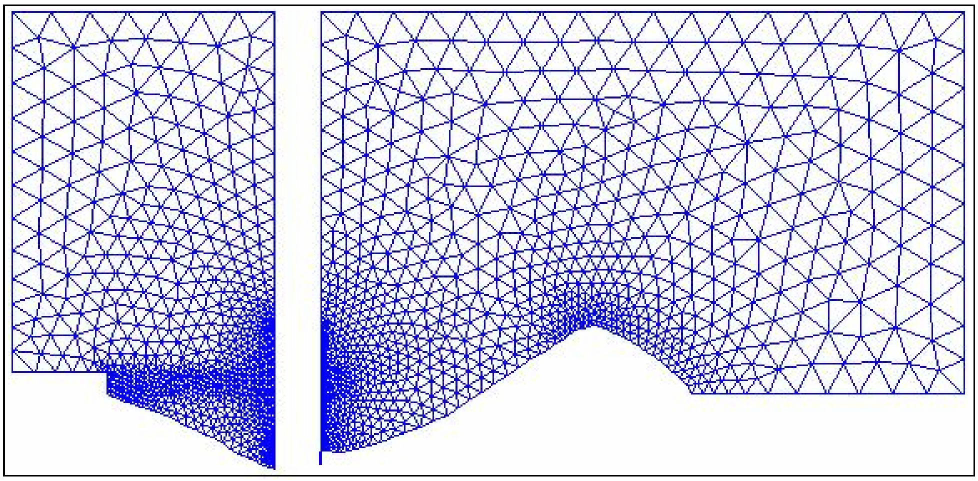
c) G3

Şekil 7.29 Jet eksenindeki ağ yapısı, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000)

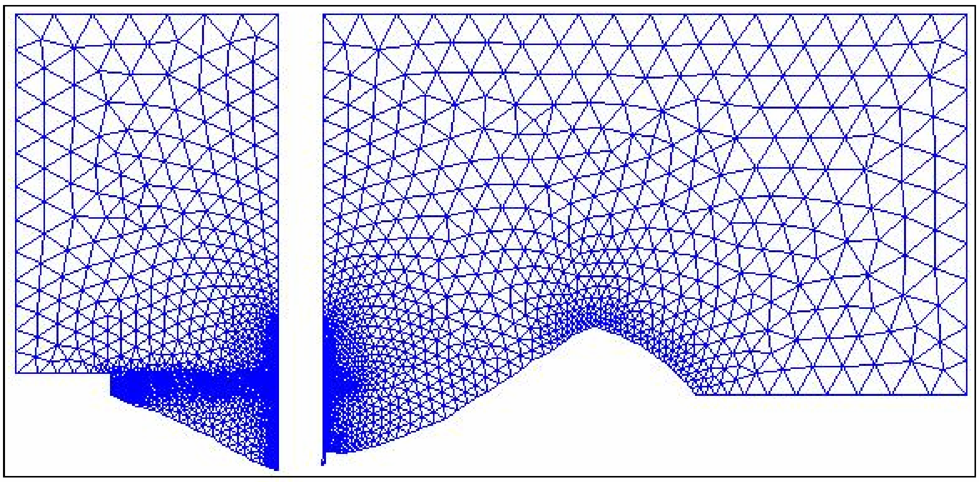
Şekil 7.30'da Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için oluşturulan çözüm ağlarında (G4, G5, G6 ve G7) jet eksenine ait farklı ağ yapıları görülmektedir.



a) G4

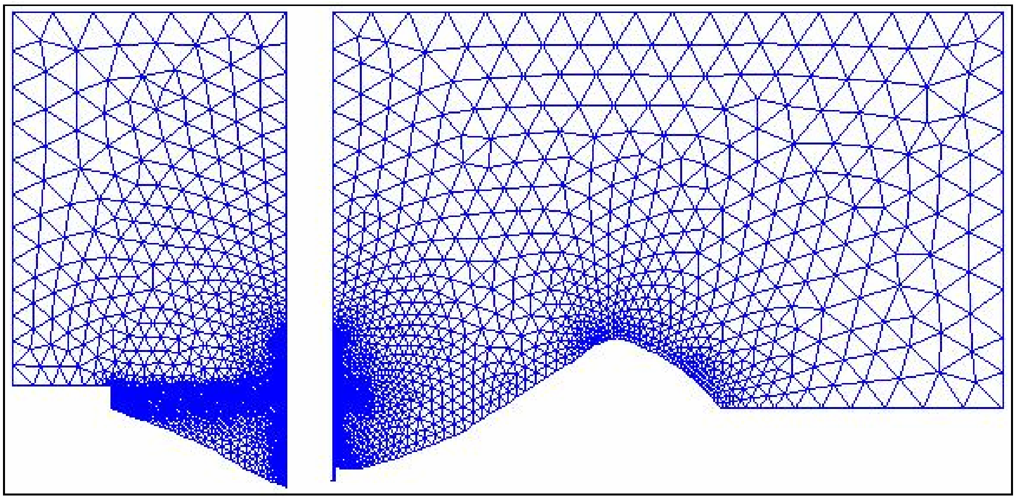


b) G5



c) G6

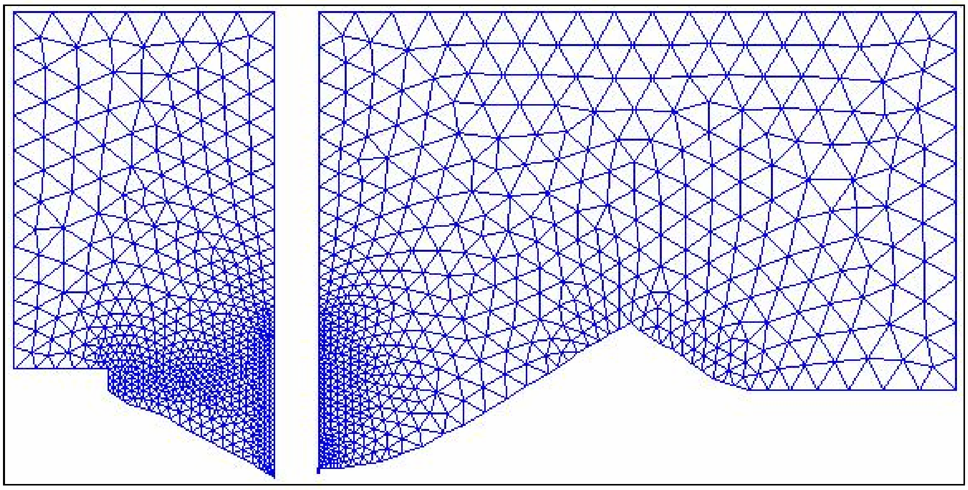
Şekil 7.30 Jet eksenindeki ağ yapısı, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000)



d) G7

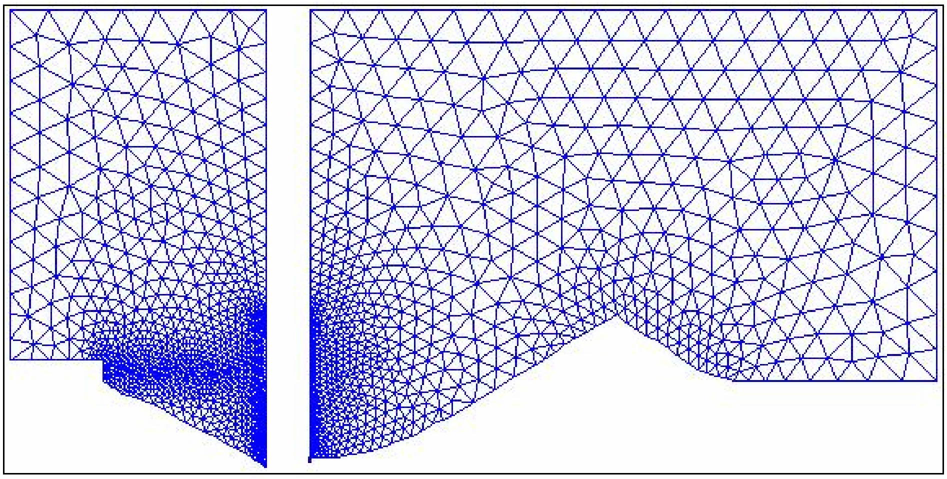
Şekil 7.30 Devamı

Şekil 7.31'de Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) için oluşturulan çözüm ağlarında (G8, G9, G10 ve G11) jet eksenine ait farklı ağ yapıları görülmektedir.

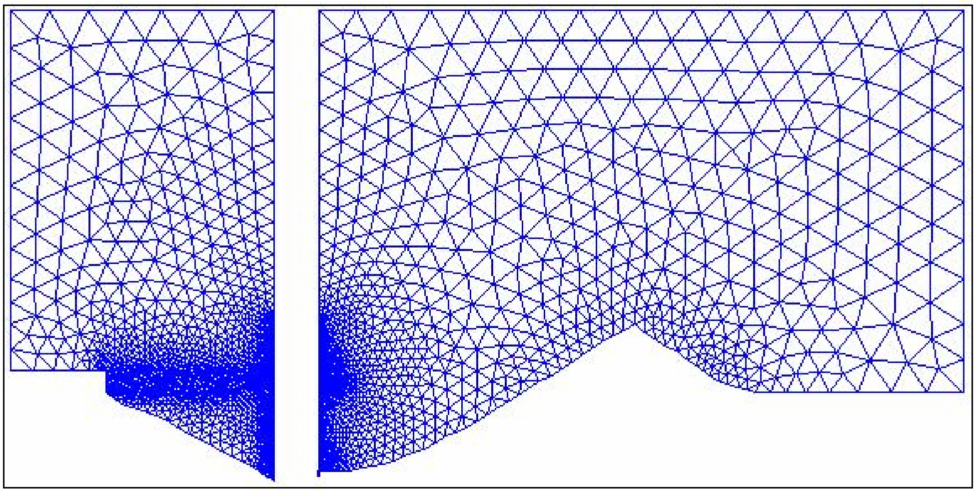


a) G8

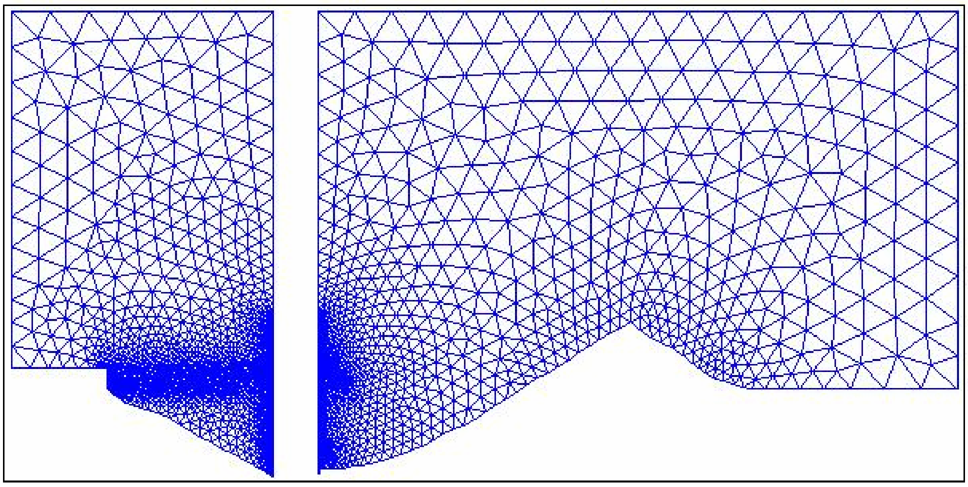
Şekil 7.31 Jet eksenindeki ağ yapısı, Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000)



b) G9



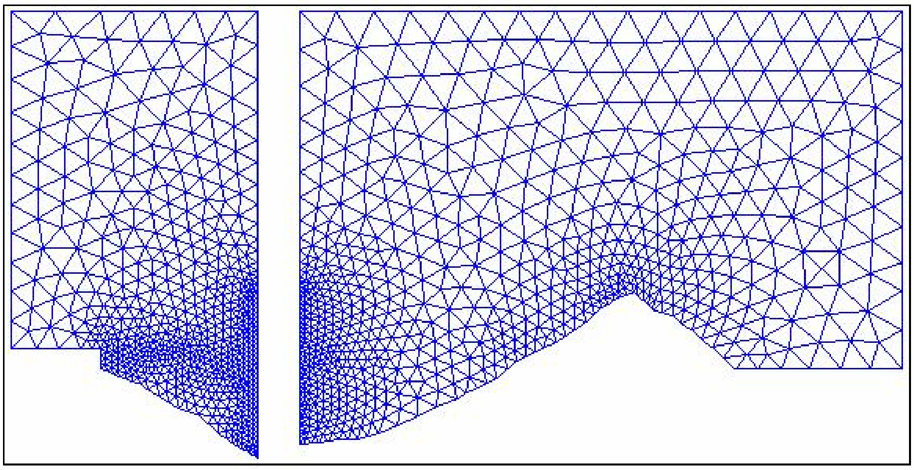
c) G10



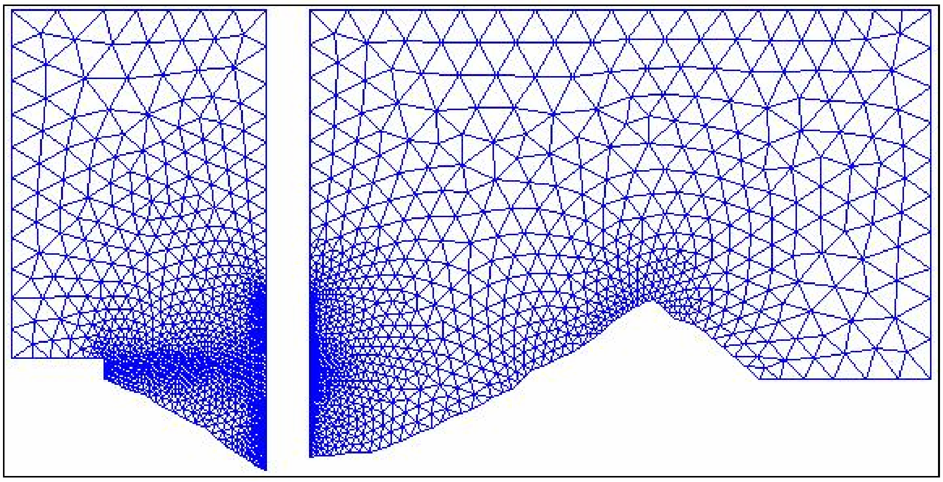
d) G11

Şekil 7.31 Devamı

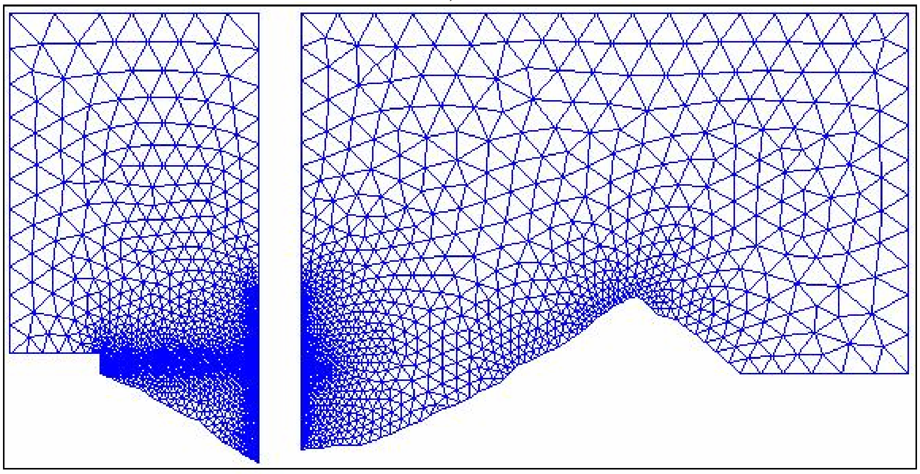
Şekil 7.32'de Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk, Re=48000) için oluşturulan çözüm ağlarında (G12, G13, G14, G15) jet eksenine ait farklı ağ yapıları görülmektedir.



a) G12

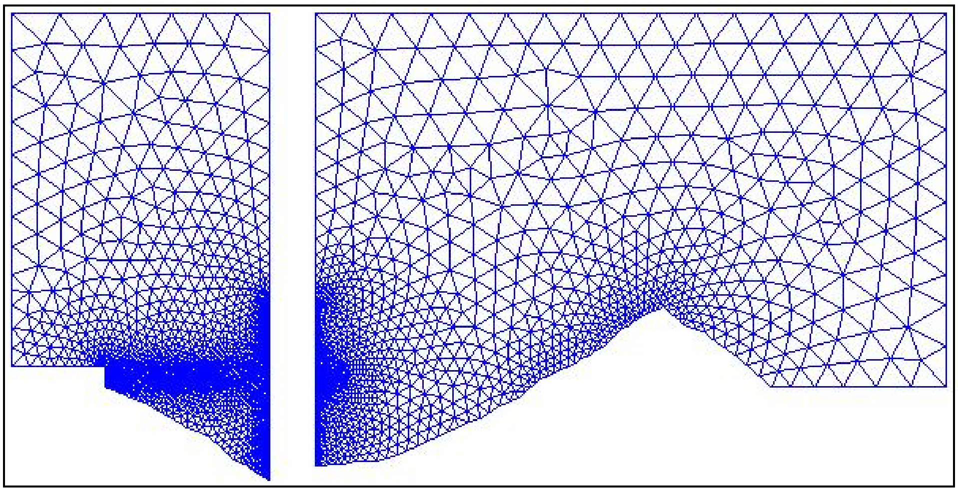


b) G13



c) G14

Şekil 7.32 Jet eksenindeki ağ yapısı, Fr_d=15.21 (Q= 50 lt/dk, Re=48000)

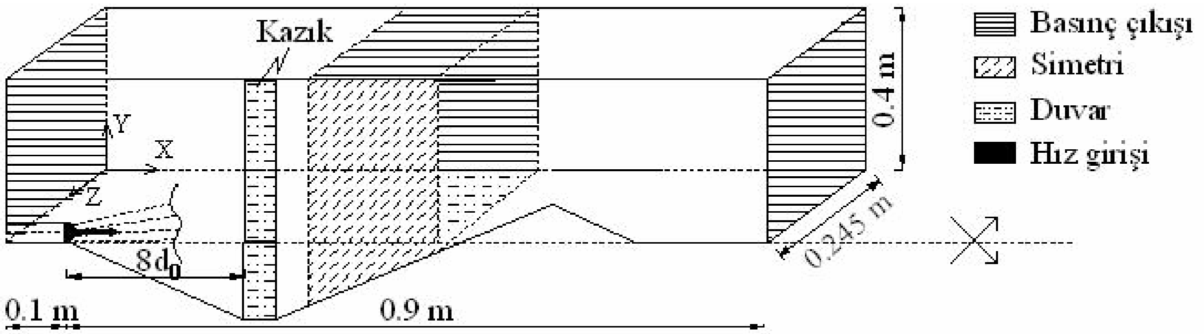


d) G15

Şekil 7.32 Devamı

Sınır Şartları

Akım alanına ait geometrinin oluşturulması sırasında problemin simetrik yapısından dolayı akım geometrisi jet ekseninden ikiye bölünmüş ve sadece bir bölgede çalışılmıştır. Modellemede dikkate alınacak sınır şartları Fluent yazılımında yapılan öneriler ışığında, jet çıkışında hız girişi, tabanda duvar, jet ekseninde simetri ve diğer sınırlarda basınç çıkışı olarak tanımlanmıştır. Şekil 7.33'de akım alanına ait geometri ve tanımlanan sınır şartları görülmektedir.



Şekil 7.33 Sınır şartları

Sayısal Yaklaşım

Oyulmuş tabana ait benzeşimlerde birinci tip çözüm ağı (G1, G2 ve G3) ile ilk olarak, kazığın bulunmadığı serbest jet akımı ve duvar jetine ait kalibrasyon işlemi dikkate alınarak

Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için benzeşimler geçekleştirilmiştir. Bölüm 6'da açıklanan serbest jet akımı, duvar jeti ve kazık yerleştirilmiş duvar jeti için yapılan benzeşimlerde elde edilen sonuçlara göre, Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeline ait sonuçlar deney sonuçları ile yeterli derecede uyum sağlamıştır. Buna göre, hareketli tabanda kazık mevcut olması halinde duvar jetine ait akım alanının modellenmesinde ilk olarak Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli dikkate alınmıştır.

Ayrıklaştırma şeması olarak, basınç için standart, Basınç-hız ikilisi için SIMPLE, Momentum, türbülans kinetik enerji ve türbülans enerji kayıp miktarı için Second Order Upwind şemaları dikkate alınmıştır. Her bir çözüm ağı için dikkate alınan parametreler Çizelge 7.6'da ifade edilmiştir. Çizelge 7.6'da, Q debiyi, Re Reynolds sayısını, Fr_d yoğunluk Froude Saysını, U_0 teorik çıkış hızını, I türbülans şiddetini ve ℓ uzunluk ölçeğini ifade etmektedir. Yapılan benzeşimlerde, jet çıkışındaki hız dağılımı üniform olarak dikkate alınmıştır. Benzeşimlerde yakınsama kriteri olarak Normalleştirilmiş rezidü değeri 10^{-6} seçilmiştir.

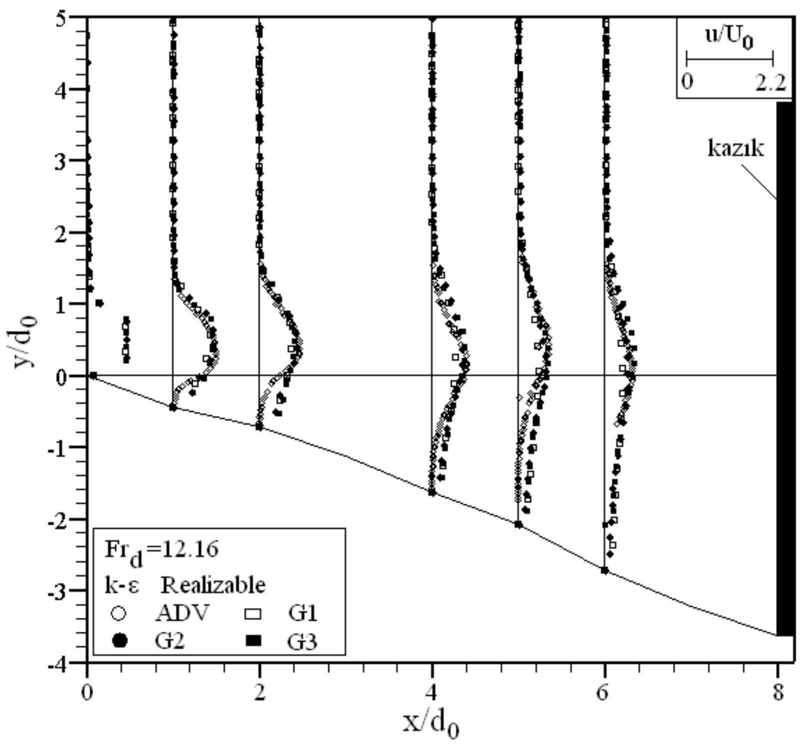
Çizelge 7.6 Model kalibrasyonunda gerçekleştirilen benzeşimler

Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Q (lt/dk)	Re	Fr_d	U_0 (m/s)	Türbülans şiddeti (%)	Türbülans uzunluk ölçeği l (m)	Türbülans modeli	Ayrıklaştırma şeması
G1							0.005	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
G2	0.022	40	38000	12.16	1.75	10	0.005	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
G3							0.0036	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind

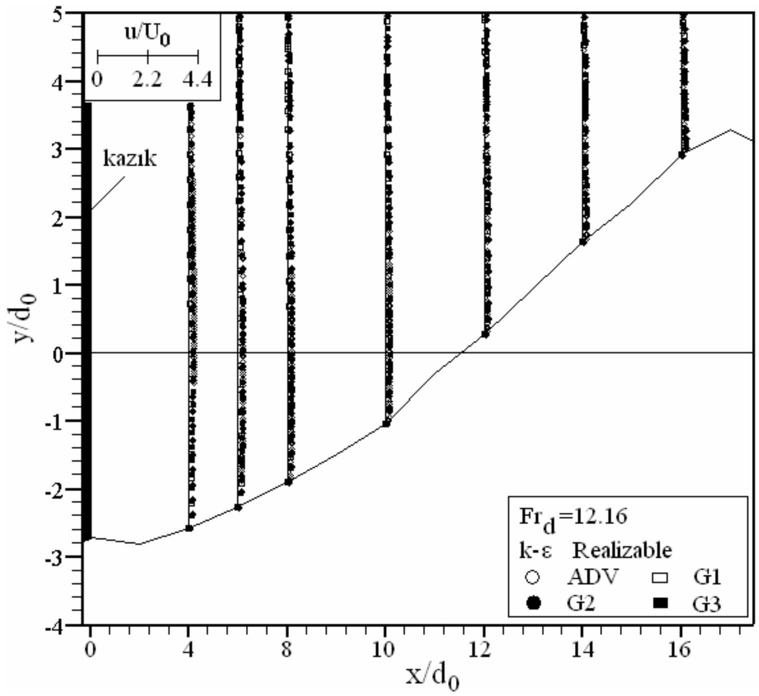
Benzeşimlerde elde edilen sonuçlar Şekil 7.34 ve 7.35'de verilmiştir. Üç farklı çözüm ağına ait sonuçların çakıştığı görülmüştür. Benzeşim sonuçları ile deney sonuçlarının cidar yakınındaki bölge hariç uyumlu olduğu görülmüştür. Bunun üzerine G2 dikkate alınarak farklı türbülans modelleri için benzeşimler gerçekleştirilmiştir. Gerçekleştirilen benzeşimler Çizelge 7.7'de verilmiştir.

Çizelge 7.7 Model kalibrasyonunda gerçekleştirilen benzeşimler

Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Q (lt/dk)	Re	Fr_d	U_0 (m/s)	Türbülans şiddeti (%)	Türbülans uzunluk ölçeği l (m)	Türbülans modeli	Ayrıklaştırma şeması
G2	0.022	40	38000	12.16	1.75	10	0.005	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
						4.3			
						10		$k-\varepsilon$ RNG	
						4.3			
						10		$k-\omega$ ST	
						4.3			
						10		$k-\omega$ SST	
						4.3			

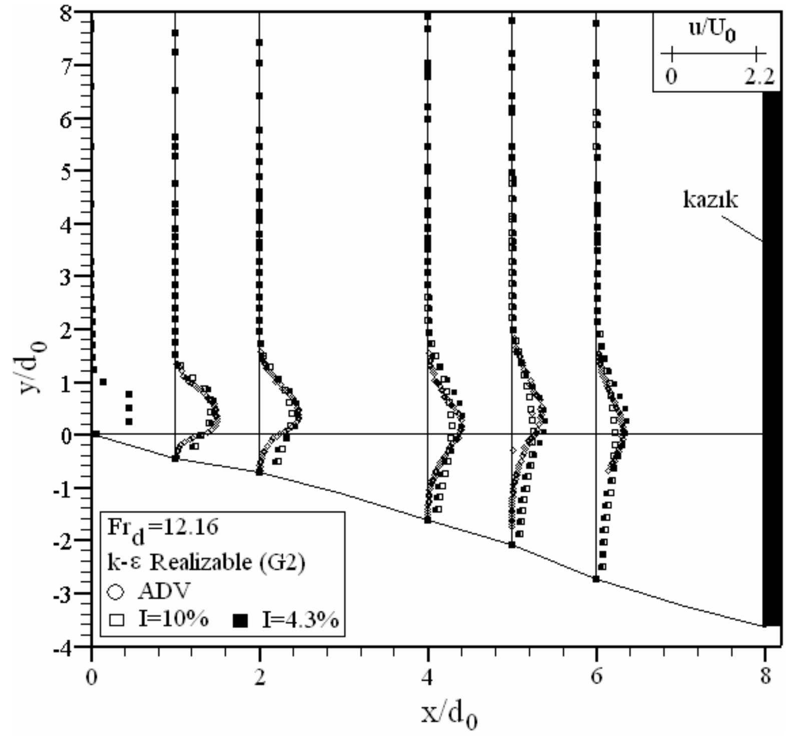


Şekil 7.34 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için

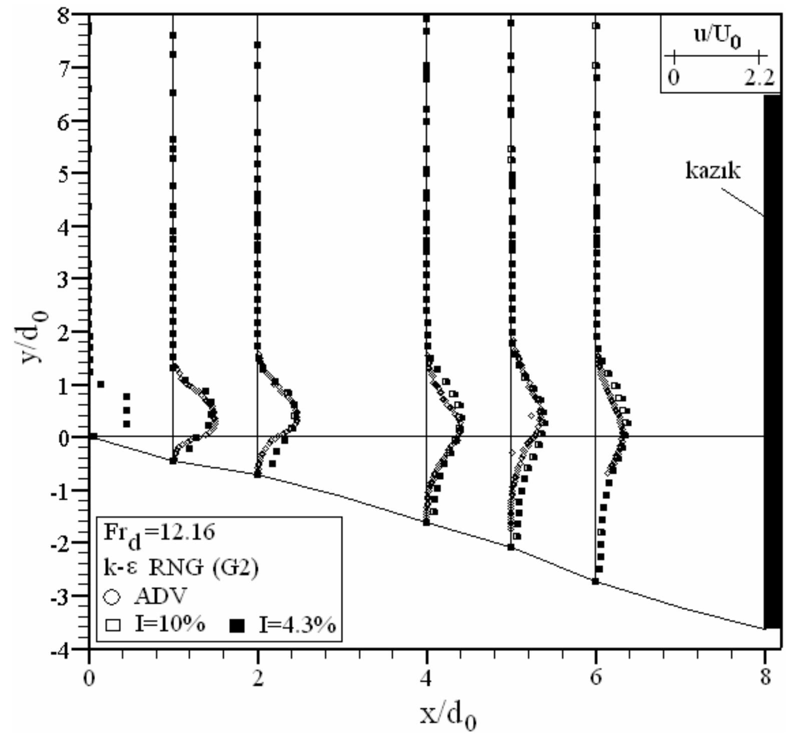


Şekil 7.35 Kazığın mansabında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için

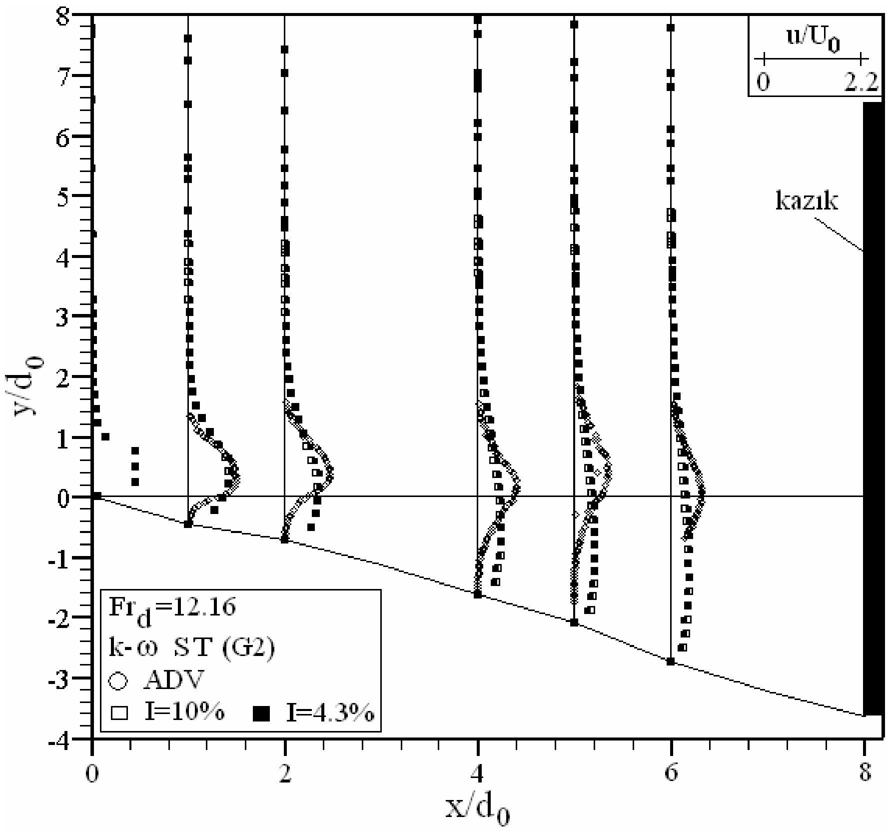
Model kalibrasyonu için yapılan benzeşimlerden elde edilen sonuçlar Şekil 7.36, 7.37, 7.38 ve 7.39'da verilmiştir. Şekillerden görüldüğü üzere deneysel ve sayısal sonuçlar arasında en fazla sapma cidar yakınında meydana gelmiştir. Bu sonuçlar incelendiğinde Standart $k-\omega$ türbülans modeli ile her iki türbülans şiddeti (I=%4.3 ve I=%10) için elde edilen sonuçların deney sonuçlarının yaklaşık 7 katı civarında olduğu belirlenmiştir. Diğer türbülans modelleri ve yine her iki türbülans şiddeti (I=%4.3 ve I=%10) için elde edilen sonuçların deney sonuçlarının yaklaşık 6 katı civarında olduğu belirlenmiştir.



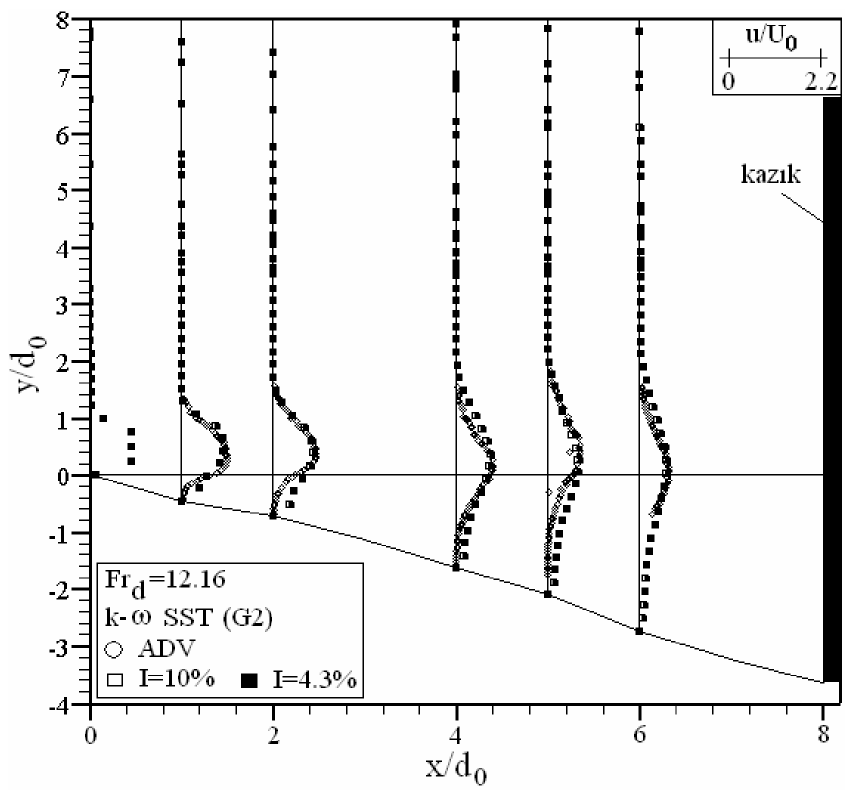
Şekil 7.36 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Frd=12.16 için



Şekil 7.37 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ RNG ve, Fr_d=12.16 için



Şekil 7.38 Kazığın membasında x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\omega$ ST ve, Frd=12.16 için



Şekil 7.39 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\omega$ SST ve, Fr_d=12.16 için

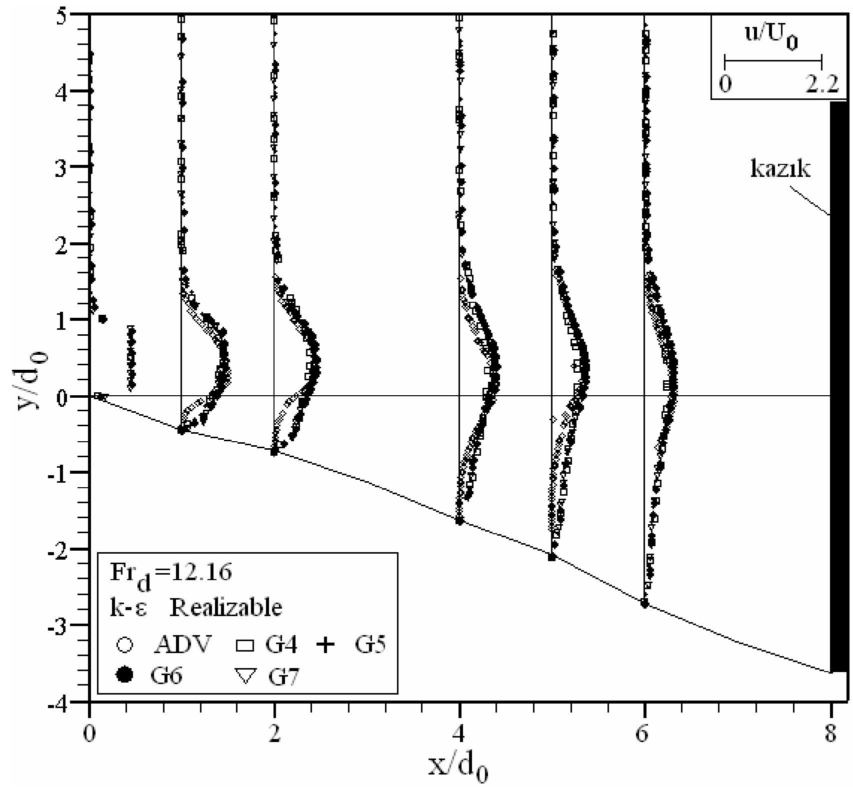
Elde edilen bu sonuçlar üzerine jet ekseni ve kazık etrafında daha yoğun seçilen ikinci tip çözüm ağı (G4, G5, G6 ve G7) oluşturularak Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli dikkate alınarak benzeşimler gerçekleştirilmiştir. Gerçekleştirilen benzeşimler Çizelge 7.8'de verilmiştir.

Çizelge 7.8 Fr_d=12.16 için model kalibrasyonunda gerçekleştirilen benzeşimler

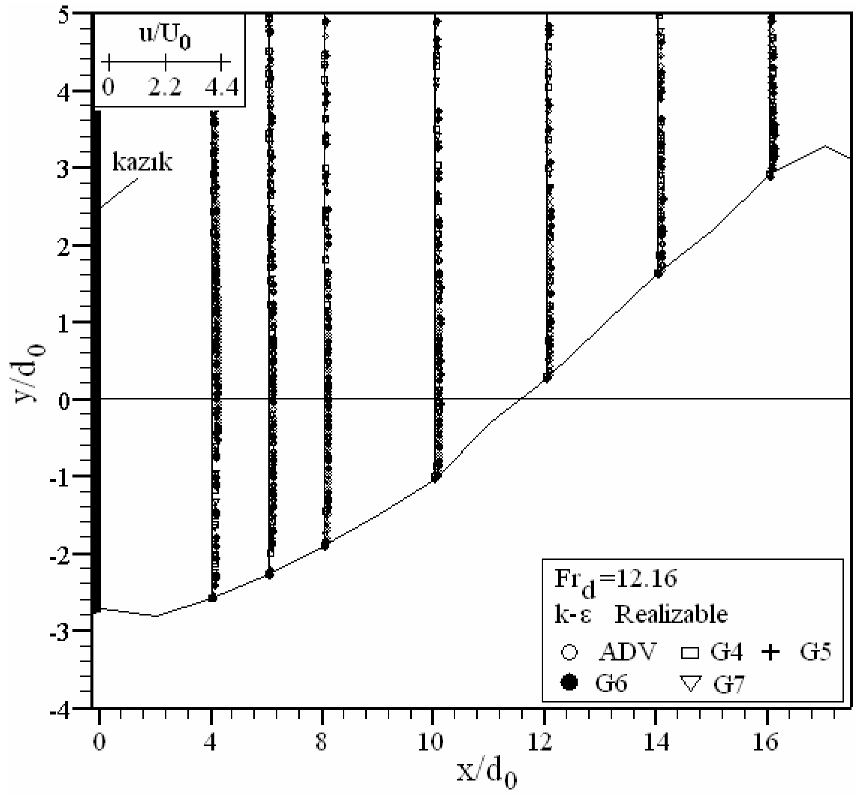
<table>
<tr><th>Çözüm ağı</th><th>Jet çapı (m)</th><th>Q (lt/dk)</th><th>Re</th><th>Fr_d</th><th>U_0 (m/s)</th><th>Türbülans şiddeti (%)</th><th>Türbülans uzunluk ölçeği l (m)</th><th>Türbülans modeli</th><th>Ayrıklaştırma şeması</th></tr>
<tr><td>G4</td><td rowspan="4">0.022</td><td rowspan="4">40</td><td rowspan="4">38000</td><td rowspan="4">12.16</td><td rowspan="4">1.75</td><td rowspan="4">10</td><td>0.011</td><td>$k-\varepsilon$ Realizable</td><td>2nd order upwind</td></tr>
<tr><td>G5</td><td>0.003</td><td>$k-\varepsilon$ Realizable</td><td>2nd order upwind</td></tr>
<tr><td>G6</td><td>0.00275</td><td>$k-\varepsilon$ Realizable</td><td>2nd order upwind</td></tr>
<tr><td>G7</td><td>0.0018</td><td>$k-\varepsilon$ Realizable</td><td>2nd order upwind</td></tr>
</table>

İlk olarak akım alanının gelişimini görmek için kaba çözüm ağı (G4) oluşturulmuştur. Bunun ardından daha iyi bir çözüm ağı (G5) oluşturularak sonuçları karşılaştırılmıştır. Şekil 7.36'da görüldüğü gibi G4 çözüm ağı ile elde edilen sonuçlar cidar yakınında ve jet ekseninde deney sonuçlarından G5 çözüm ağı sonuçlarına göre daha çok sapmıştır. (Bakınız Ek 8a) Bunun ardından daha fazla hücre sayısına sahip G6 ve G7 çözüm ağları oluşturulmuştur. Elde edilen sonuçlar Şekil 7.40 ve Şekil 7.41'de verilmiştir. Buna göre G6 ve G7 çözüm ağları ile elde edilen sonuçlar birbirine çok yakın değerler almıştır. (Bakınız Ek 8a) Buna göre, Şekil 7.42 ve 7.43'de G6 çözüm ağı ve Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen sonuçlar ve deney sonuçları kazığın membası ve mansabında olmak üzere verilmiştir.

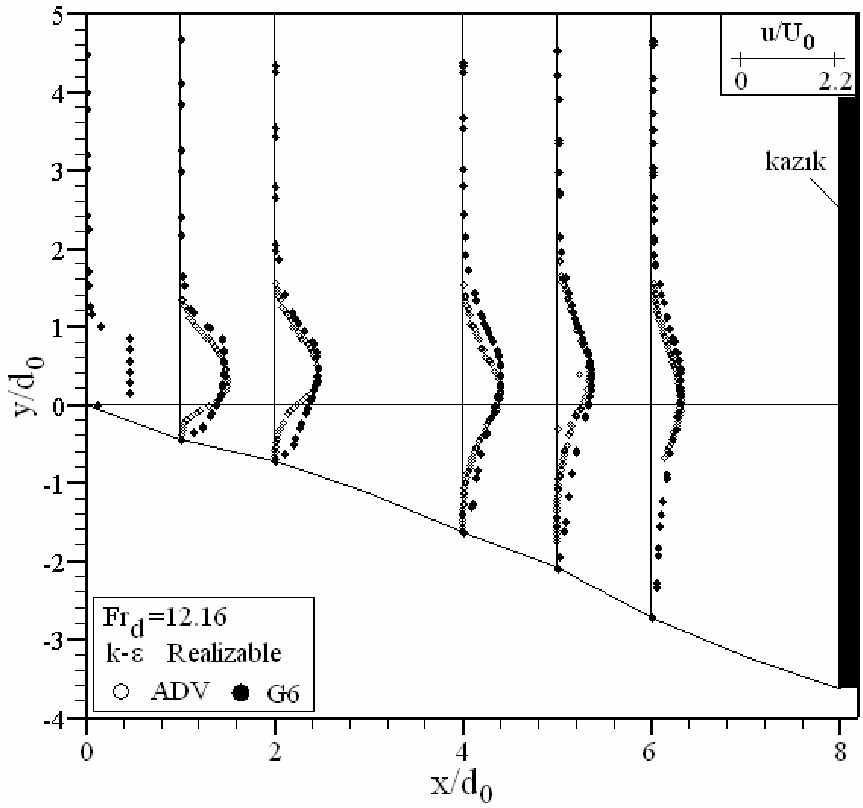
Şekil 7.42 ve 7.43 incelendiğinde, kazığın membasında sayısal sonuçların özellikle cidara yakın bölgede deneysel sonuçlardan saptığı fakat jet ekseni civarında uyumlu sonuçlar elde edildiği görülmüştür. Kazığın mansap bölgesinde ise deneysel ve sayısal sonuçlar arasında akım davranışı açısından benzerlik görülmekle birlikte akım şiddeti açısından farklılık söz konusu olmuştur.



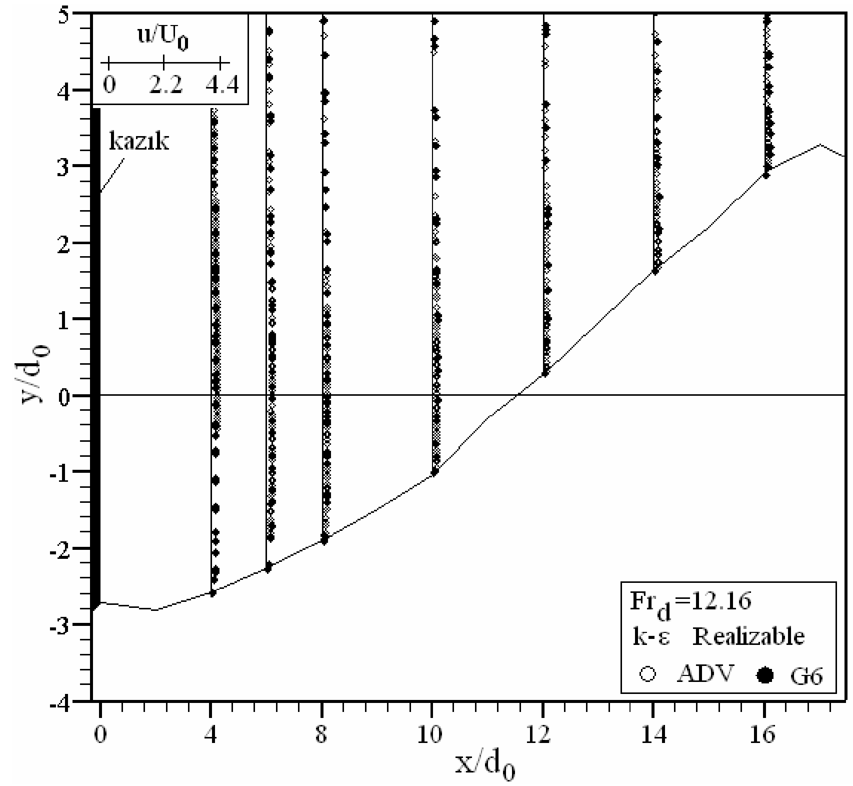
Şekil 7.40 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için



Şekil 7.41 Kazığın mansabında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için



Şekil 7.42 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için



Şekil 7.43 Kazığın mansabında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=12.16 için

G6 çözüm ağı ve Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen sayısal ve deneysel sonuçlar ayrıntılı olarak incelenmiş ve elde edilen sonuçlar aşağıda ifade edilmiştir.

x/d_0=1 mesafede orjinal taban seviyesinin altında sayısal sonuçların deney sonuçların ortalama 8 katına kadar çıktığı görülmüştür. z/d_0=0-1 aralığı incelendiğinde maksimum hız konumunun sayısal sonuçlarda deneysel sonuçlara göre $z=0.25d_0$ kadar yukarıda meydana geldiği ve maksimum hız şiddetinin %9 daha düşük olduğu belirlenmiştir. Dış bölge incelendiğinde, deneysel sonuçların z/d_0=1.33 noktasından itibaren sıfıra yakın (<0.1 m/s) değerler aldığı buna karşın sayısal sonuçların z/d_0=1.64 noktasından itibaren sıfıra yakın değerler aldığı belirlenmiştir. Bu bölgede sayısal hız profilinin deneysel hız profilinden ortalama z/d_0=0.1 kadar yukarıda konumlandığı görülmüştür. Bu sonuçlar dikkate alınarak hata analizi yapılmış ve rms=0.221 elde edilmiştir. Burada rms, $u_{rms}=\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(u_{i,deneysel}-u_{i,sayısal}\right)^2}$ ifadesi ile hesaplanmıştır.

Ölçüm yapılan diğer mesafelere ait sonuçlar, x/d_0=1 mesafe için yapılan değerlendirmeler dikkate alınarak Çizelge 7.9'da ifade edilmiştir. Çizelge 7.9 incelendiğinde kazığın memba bölgesinde Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için elde edilen sayısal sonuçların deneysel sonuçlara nazaran yukarı doğru kaymış olduğu görülmektedir. Bununla birlikte, sayısal hız değerlerinin cidara yakın bölgede deneysel sonuçlardan oldukça yüksek olduğu, jet ekseni civarında ise deneysel sonuçlardan çok az fark ettiği (<%10) görülmektedir. Kazığa yaklaştıkça taban yakınında meydana gelen geri dönüş akımları sayısal çözümde elde edilememiştir. Hesaplanan rms değerleri en çok x/d_0=1 mesafede rms=0.221 değerini almış ve kazığa yaklaştıkça azalmıştır.

Kazığın mansap bölgesinde ise Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için elde edilen sayısal sonuçlar akım davranışı açısından deneysel sonuçlar ile benzerlik taşımakla birlikte akım şiddeti açısından uyum sağlayamamıştır. Sayısal hız değerleri $x=8d_0$ mesafeye kadar deneysel hız değerlerinden daha düşük değerler almıştır. Hesaplanan rms değerleri en çok x/d_0=2 mesafede rms=0.079 değerini almış ve kazıktan uzaklaştıkça azalmıştır.

Çizelge 7.9 Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için elde edilen sayısal ve deneysel sonuçların karşılaştırılması

	Dikkate alınan bölge	Deneysel sonuçlar	Sayısal sonuçlar	rms
$x/d_0=1$ (Memba)	İç bölge		Deneysel sonuçların 8 katı	0.221
	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.25d_0$ yukarıda %9 daha düşük	
	Dış bölge	$z/d_0=1.33 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.64 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=0.1$ yukarıda	
$x/d_0=2$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-0.4 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-0.4 \rightarrow u=0.47U_0$	0.208
	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; Konum çakışmaktadır. %5 daha düşük	
	Dış bölge	$z/d_0=1.4 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.8 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=0.1$ kadar yukarıda	
$x/d_0=4$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-0.9 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-0.9 \rightarrow u=0.26U_0$	0.173
	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.25d_0$ yukarıda %3 daha düşük	
	Dış bölge	$z/d_0=1.39 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.9 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=0.3$ kadar yukarıda $z/d0=1.39 \rightarrow u=0.28U_0$	
$x/d_0=5$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-0.8 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-0.8 \rightarrow u=0.3U_0$	0.165
	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.05d_0$ yukarıda Hız değeri çakışmaktadır. (fark<%1)	
	Dış bölge	$z/d_0=1.81 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.95 \rightarrow u<0.1$ m/s Konum çakışmaktadır. $z/d0=1.81 \rightarrow u=0.1U_0$	
$x/d_0=6$ (Memba)	z/d_0=-0.5-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.14d_0$ yukarıda %4 daha fazla	0.115
	Dış bölge	$z/d_0=1.5 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.8 \rightarrow u<0.1$ m/s $z=0.3d_0$ yukarıda $z/d0=1.5 \rightarrow u=0.2U_0$	
$x/d_0=2$ (Mansap)	z/d_0=-1-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.37d_0$ aşağıda %45 daha düşük	0.079
	Dış bölge	$z/d_0=5.5 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=3.4 \rightarrow u=0.1U_0$	$z/d_0=3.4 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=3$ (Mansap)	z/d_0=-1-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.03d_0$ aşağıda %30 daha düşük	0.057
	Dış bölge	$z/d0=4.1 \rightarrow u=0.07U_0$	$z/d_0=4.1 \rightarrow u<0.1$ m/s	

Çizelge 7.9 Devamı

	Dikkate alınan bölge	Deneysel sonuçlar	Sayısal sonuçlar	rms
$x/d_0=4$ (Mansap)	z/d_0=-1-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.38d_0$ aşağıda %20 daha düşük	0.05
	Dış bölge	$z/d_0=5.5 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=4.4 \rightarrow u=0.06U_0$	$z/d_0=4.4 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=6$ (Mansap)	z/d_0=-1-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.76d_0$ yukarıda %15 daha düşük	0.05
	Dış bölge	$z/d_0=5.35 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=4.5 \rightarrow u=0.07U_0$	$z/d_0=4.5 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=8$ (Mansap)	z/d_0=0-2 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.49d_0$ yukarıda %5 daha fazla	0.059
	Dış bölge	$z/d_0=4.9 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=5.6 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=10$ (Mansap)	z/d_0=0-2 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.31d_0$ yukarıda %5 daha düşük	0.05
	Dış bölge	$z/d_0=5.9 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=5.9 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=12$ (Mansap)	z/d_0=0-2 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.13d_0$ yukarıda %20 daha fazla	0.046
	Dış bölge	$z/d_0=6.4 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=6.4 \rightarrow u<0.1$ m/s	

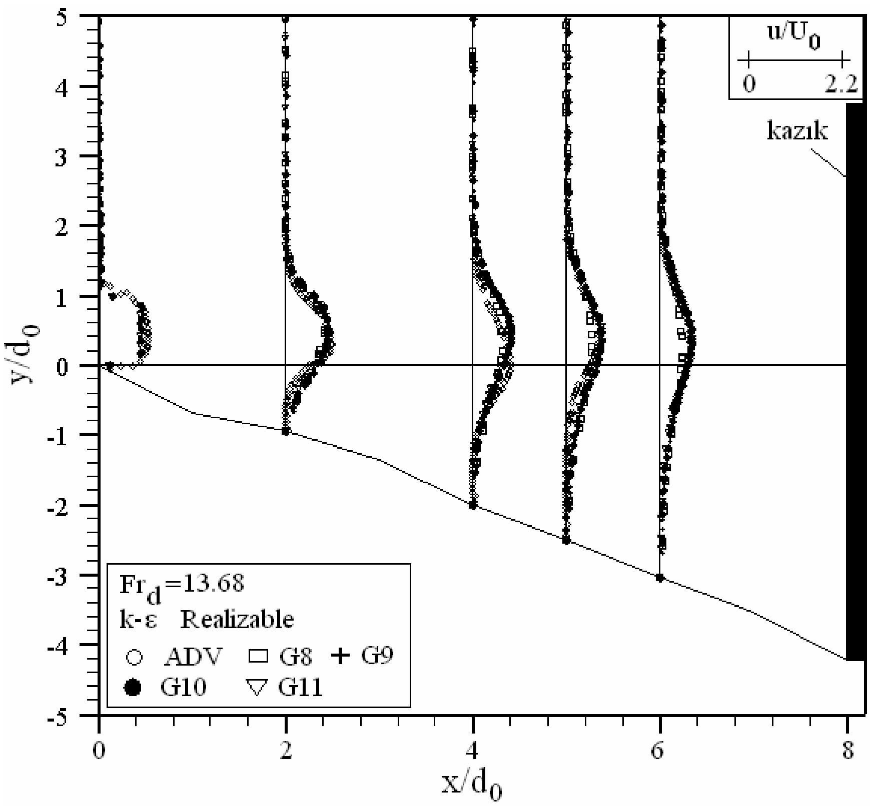
Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) için yapılacak sayısal çözümde Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) için elde edilen sonuçlar dikkate alınmıştır. Buna göre, ikinci tip çözüm ağı ile Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli dikkate alınarak benzeşimler gerçekleştirilmiştir. Gerçekleştirilen benzeşimler Çizelge 7.10'da verilmiştir.

İlk olarak akım alanı gelişimini görmek için kaba çözüm ağı (G8) oluşturulmuştur. Bunun ardından daha iyi bir çözüm ağı (G9) oluşturularak sonuçları karşılaştırılmıştır. Şekil 7.40'da görüldüğü gibi G8 çözüm ağı ile elde edilen sonuçlar cidar yakınında ve jet ekseninde deney sonuçlarından G9 çözüm ağı sonuçlarına göre daha çok sapmıştır. (Bakınız Ek 8b) Bunun ardından daha fazla hücre sayısına sahip G10 ve G11 çözüm ağları oluşturulmuştur. Elde edilen sonuçlar Şekil 7.44 ve Şekil 7.45'de verilmiştir. Buna göre G10 ve G11 çözüm ağları ile elde edilen sonuçların birbirine çok yakın değerler almıştır. (Bakınız Ek 8b) Şekil 7.46 ve 7.47'de G10 çözüm ağı ve Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen sayısal ve deneysel sonuçlar kazığın membası ve mansabında olmak üzere verilmiştir.

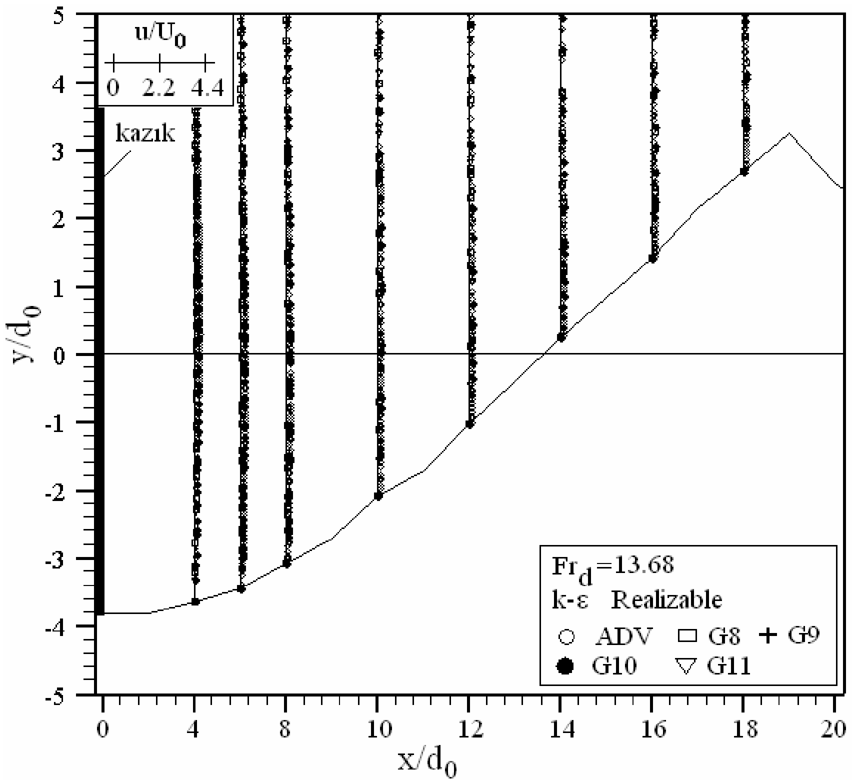
Şekil 7.46 ve 7.47 incelendiğinde, kazığın membasında sayısal sonuçların özellikle cidara yakın bölgede deneysel sonuçlardan saptığı fakat jet ekseni civarında uyumlu sonuçlar elde edildiği görülmüştür. Kazığın mansap bölgesinde ise deneysel ve sayısal sonuçlar akım davranışı açısından benzerlik taşımakla birlikte akım şiddeti açısından farklılık göstermektedir.

Çizelge 7.10 Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) için model kalibrasyonunda gerçekleştirilen benzeşimler

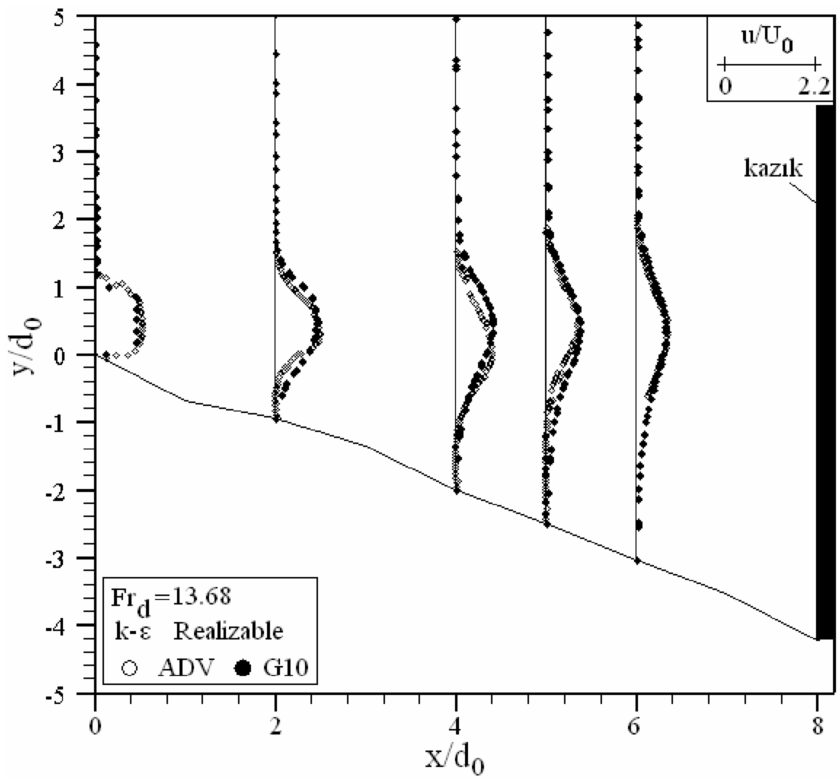
Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Q (lt/dk)	Re	Fr_d	U_0 (m/s)	Türbülans şiddeti (%)	Türbülans uzunluk ölçeği l (m)	Türbülans modeli	Ayrıklaştırma şeması
G8	0.022	45	43000	13.68	1.97	10	0.0073	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
G9							0.0036	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
G10							0.0036	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
G11							0.00275	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind



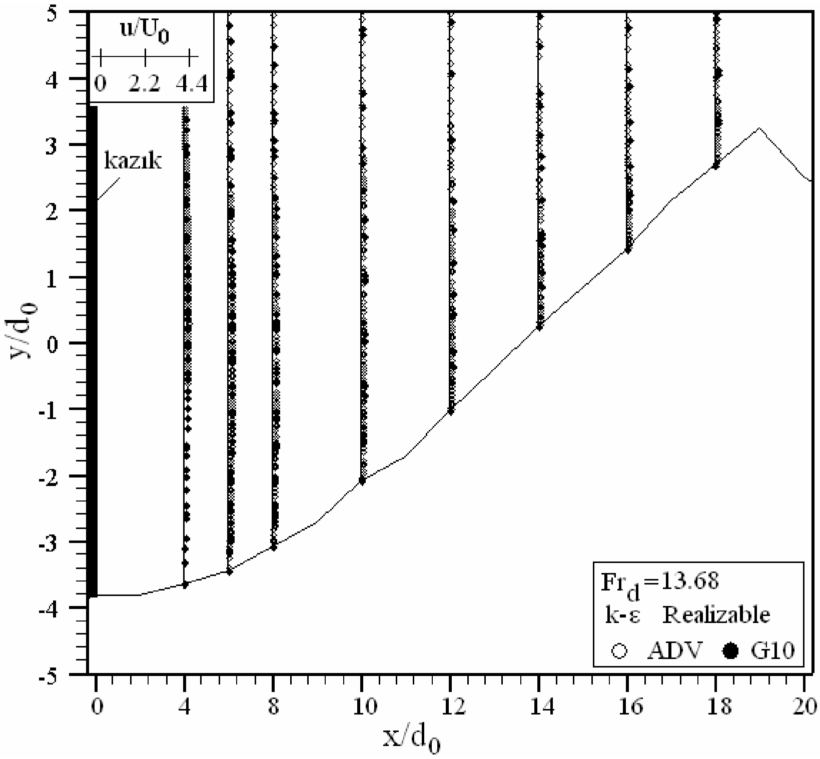
Şekil 7.44 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için



Şekil 7.45 Kazığın mansabında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=13.68 için



Şekil 7.46 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, G10, Fr_d=13.68 için



Şekil 7.47 Kazığın mansabında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, G10, Fr_d=13.68 için

G10 çözüm ağı ve Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen sayısal ve deneysel sonuçlar ayrıntılı olarak incelenmiş ve elde edilen sonuçlar aşağıda ifade edilmiştir.

Jet çıkışında (x/d_0=0), deneysel hız dağılımında maksimum değer teorik ortalama hız değerinden %15 kadar daha fazla meydana gelmiştir. Bu durum deney sisteminde debinin tam olarak kararlı yapıya sahip olmaması ve belirli bir ortalama etrafında salınmasından kaynaklanmaktadır. Sayısal sonuçlarda ise hız dağılımı üniform ve teorik olarak hesaplanan değer ile tanımlanmıştır. Bu nedenle, sayısal çözümde jet çıkışında olması beklenen hız dağılımı elde edilmiştir. Maksimum hız değeri sayısal sonuçlarda deneysel sonuçlardan % 14 daha az meydana gelmiştir. Bu sonuçlar dikkate alınarak hata analizi yapılmış ve rms=0.194 elde edilmiştir.

Ölçüm yapılan diğer mesafelere ait sonuçlar, x/d_0=0 mesafe için yapılan değerlendirmeler dikkate alınarak Çizelge 7.11'de ifade edilmiştir. Çizelge 7.11 incelendiğinde kazığın memba bölgesinde Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) için elde edilen sayısal sonuçların deneysel sonuçlara nazaran yukarı doğru kaymış olduğu görülmektedir. Bununla birlikte, sayısal hız değerlerinin cidara yakın bölgede deneysel sonuçlardan oldukça yüksek olduğu, jet ekseni civarında ise deneysel sonuçlardan çok az fark ettiği (<%10) görülmektedir. Kazığa yaklaştıkça taban yakınında meydana gelen geri dönüş akımları sayısal çözümde elde edilememiştir. Hesaplanan rms değerleri en çok $x/d_0=0$ mesafede rms=0.194 değerini almış ve kazığa yaklaştıkça azalmıştır.

Kazığın mansap bölgesinde ise $Fr_d=13.68$ (Q=45 lt/dk, Re=43000) için elde edilen sayısal sonuçlar akım davranışı açısından deneysel sonuçlar ile benzerlik taşımakla birlikte akım şiddeti açısından uyum sağlamamıştır. Sayısal hız değerleri $x=8d_0$ mesafeye kadar deneysel hız değerlerinde daha düşük değerler almıştır. Hesaplanan rms değerleri en çok $x/d_0=2$ mesafede rms=0.083 değerini almış ve kazıktan uzaklaştıkça azalmıştır.

Çizelge 7.11 $Fr_d=13.68$ (Q=45 lt/dk, Re=43000) için elde edilen sayısal ve deneysel sonuçların karşılaştırılması

	Dikkate alınan bölge	Deneysel sonuçlar	Sayısal sonuçlar	rms
$x/d_0=0$ (Memba)	$z/d_0=0\text{-}1$ aralığı	$u_{mak}=1.15U_0$	$u_{mak}=U_0$	0.194
$x/d_0=2$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-0.44 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-0.44 \rightarrow u=0.24U_0$	0.158
	$z/d_0=0\text{-}1$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.20d_0$ yukarıda %10 daha düşük	
	Dış bölge	$z/d_0=1.0 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.0 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=0.1$ kadar yukarıda	
$x/d_0=4$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-1.1 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-1.1 \rightarrow u=0.1U_0$	0.152
	$z/d_0=-0.5\text{-}1$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.52d_0$ yukarıda %2 daha düşük	
	Dış bölge	$z/d_0=1.4 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.7 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=1.4 \rightarrow u=0.19U_0$ m/s $z/d_0=0.35$ kadar yukarıda	
$x/d_0=5$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-0.77 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-0.77 \rightarrow u=0.24U_0$	0.102
	$z/d_0=0\text{-}1$ aralığı		Maksimum hız değeri; Konumu çakışmaktadır. %2 daha düşük	
	Dış bölge	$z/d_0=1.75 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.75 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=6$ (Memba)	$z/d_0=0\text{-}1$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.07d_0$ yukarıda %5 daha düşük	0.047
	Dış bölge	$z/d_0=1.8 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=1.8 \rightarrow u<0.1$ m/s $z=0.1d_0$ yukarıda	
$x/d_0=2$ (Mansap)	$z/d_0=-1\text{-}1$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.08d_0$ aşağıda %43 daha düşük	0.083
	Dış bölge	$z/d_0=4.1 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=4.4 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=4.1 \rightarrow u=0.05U_0$	

Çizelge 7.11 Devamı

	Dikkate alınan bölge	Deneysel sonuçlar	Sayısal sonuçlar	rms
$x/d_0=3$ (Mansap)	$z/d_0=-1-1$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.08d_0$ aşağıda %30 daha düşük	0.056
	Dış bölge	$z/d0=5.6 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=4.7 \rightarrow u=0.06U_0$	$z/d_0=4.7 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=4$ (Mansap)	$z/d_0=-1-1$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.03d_0$ aşağıda %20 daha az	0.046
	Dış bölge	$z/d_0=5.0 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=5.0 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=6$ (Mansap)	$z/d_0=-1-1$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.05d_0$ aşağıda %15 daha az	0.036
	Dış bölge	$z/d_0=5.8 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=5.0 \rightarrow u=0.06U_0$	$z/d_0=5.0 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=8$ (Mansap)	$z/d_0=-1-1$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.98d_0$ yukarıda %5 daha düşük	0.039
	Dış bölge	$z/d_0=5.2 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=5.9 \rightarrow u=0.06U_0$	$z/d_0=5.9 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=10$ (Mansap)	$z/d_0=0.22-3$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=1.12d_0$ yukarıda Hız değeri çakışmıştır.	0.037
	Dış bölge	$z/d_0=5.5 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=6.3 \rightarrow u=0.07U_0$	$z/d_0=6.3 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=12$ (Mansap)	$z/d_0=1.4-3$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.63d_0$ yukarıda %5 daha düşük	0.047
	Dış bölge	$z/d_0=6.3 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=6.1 \rightarrow u=0.06U_0$	$z/d_0=6.1 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=14$ (Mansap)	$z/d_0=2.6-3.6$ aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.5d_0$ yukarıda %10 daha fazla	0.043
	Dış bölge	$z/d_0=6.5 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=6.5 \rightarrow u<0.1$ m/s	

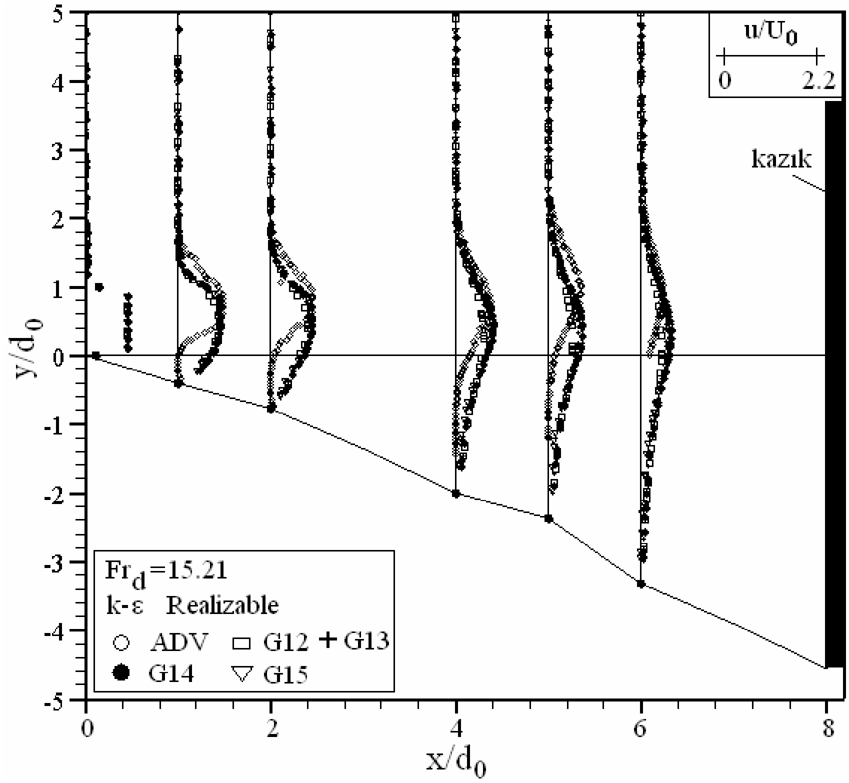
Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk, Re=48000) için yapılacak sayısal çözümde yine Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için elde edilen sonuçlar dikkate alınmıştır. Buna göre, ikinci tip çözüm ağı ile Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli dikkate alınarak benzeşimler gerçekleştirilmiştir. Gerçekleştirilen benzeşimler Çizelge 7.12'de verilmiştir.

Çizelge 7.12 Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk, Re=48000) için model kalibrasyonunda gerçekleştirilen benzeşimler

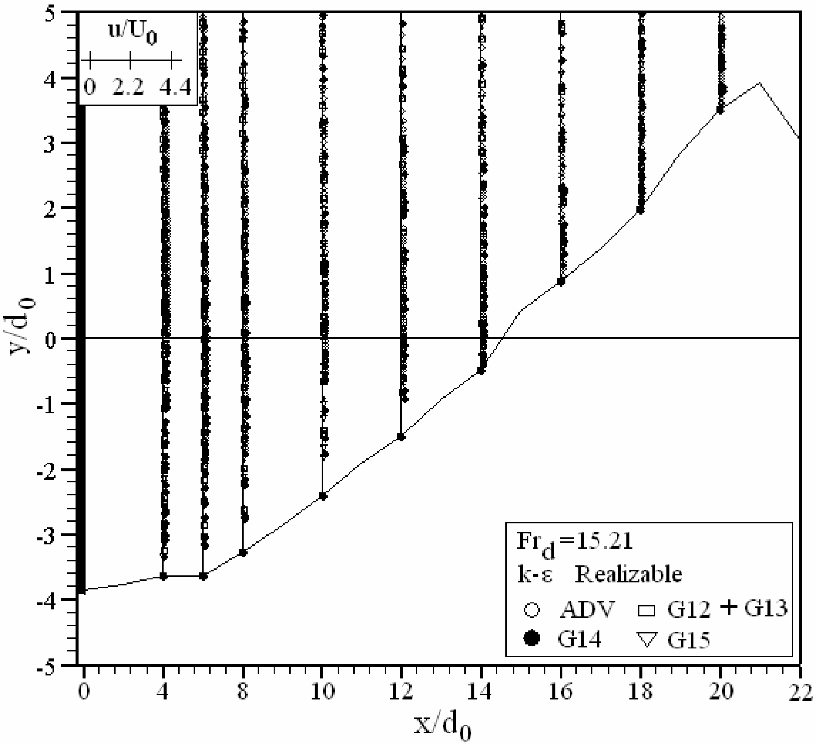
Çözüm ağı	Jet çapı (m)	Q (lt/dk)	Re	U_0 (m/s)	Türbülans şiddeti (%)	Türbülans uzunluk ölçeği l (m)	Türbülans modeli	Ayrıklaştırma şeması
G12	0.022	50	48000	2.19	10	0.007	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
G13						0.003	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
G14						0.00275	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind
G15						0.00275	$k-\varepsilon$ Realizable	2nd order upwind

İlk olarak akım alanının gelişimini görmek için kaba çözüm ağı (G12) oluşturulmuştur. Bunun ardından daha iyi bir çözüm ağı (G13) oluşturularak sonuçları karşılaştırılmıştır. Şekil 7.48'de görüldüğü gibi G12 çözüm ağı ile elde edilen sonuçlar cidar yakınında ve jet ekseninde deney sonuçlarından G13 çözüm ağı sonuçlarına göre daha çok sapmıştır. (Bakınız Ek 8c) Bunun ardından daha fazla hücre sayısına sahip G14 ve G15 çözüm ağları oluşturulmuştur. Elde edilen sonuçlar Şekil 7.48 ve Şekil 7.49'da verilmiştir. Buna göre G10 ve G11 çözüm ağları ile elde edilen sonuçlar birbirine çok yakın değerler almıştır. (Bakınız Ek 8c) Buna göre, Şekil 7.50 ve 7.51'de G14 çözüm ağı ve Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen sayısal sonuçlar ve deney sonuçları kazığın membası ve mansabında olmak üzere verilmiştir.

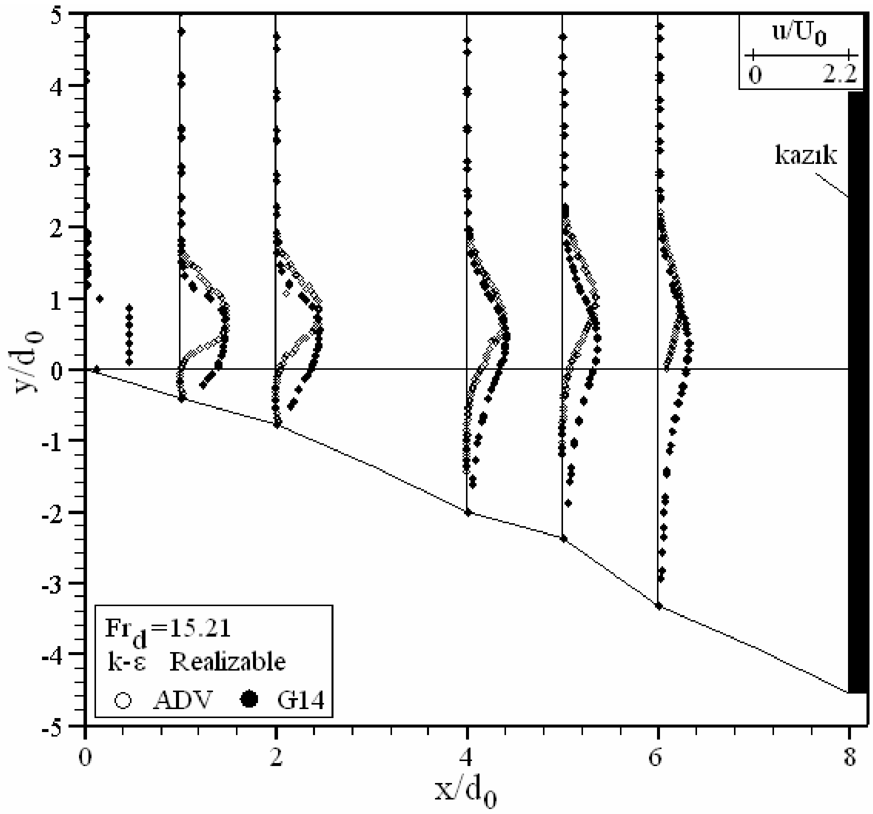
Şekil 7.50 ve 7.51 incelendiğinde, kazığın membasında sayısal sonuçların özellikle cidara yakın bölgede deneysel sonuçlardan saptığı fakat jet ekseni civarında uyumlu sonuçlar elde edildiği görülmüştür. Özellikle jet akımına ait iç bölgede hız dağılımının farklı olduğu görülmektedir. Cidar yakınında hız dağılımının deneysel sonuçlarda sıfıra çok yakın olduğu, buna karşılık sayısal sonuçlarda sıfırdan farklı olduğu görülmektedir. Hız dağılımı genel olarak incelendiğinde sayısal hız dağılımında deneysel hız dağılımına göre aşağı doğru bir kayma olduğu görülmüştür. Kazığın mansap bölgesinde ise deneysel ve sayısal sonuçlar akım davranışı açısından benzerlik taşımakla birlikte akım şiddeti açısından farklılık göstermektedir.



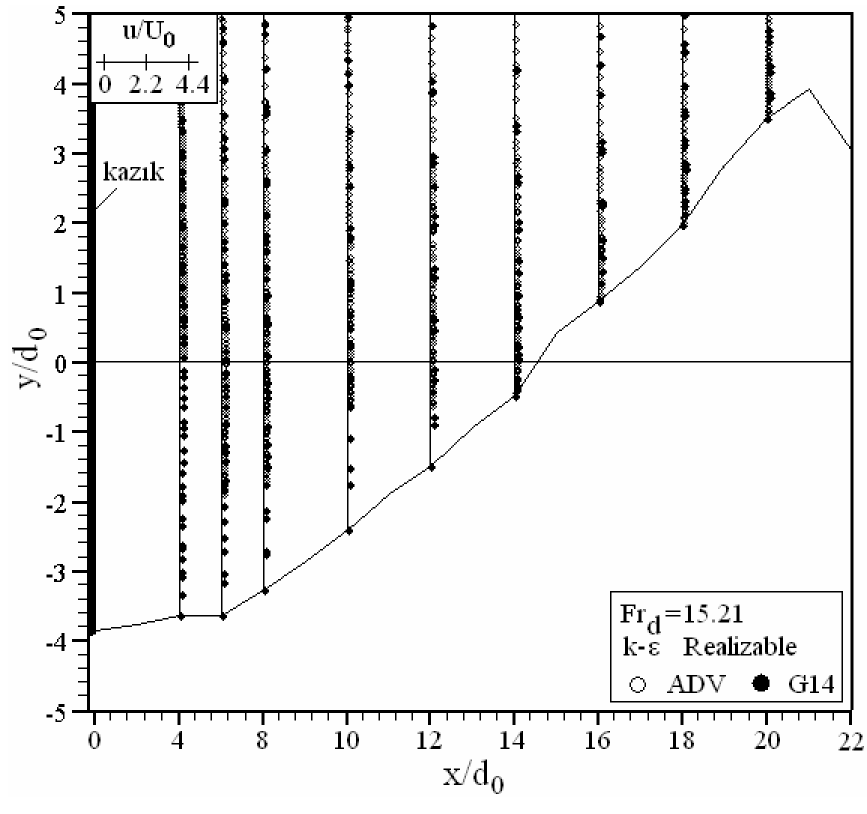
Şekil 7.48 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için



Şekil 7.49 Kazığın mansabında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için



Şekil 7.50 Kazığın membasında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için



Şekil 7.51 Kazığın mansabında, x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

G14 çözüm ağı ve Türbülans şiddeti I=%10 için Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ile elde edilen sayısal ve deneysel sonuçlar ayrıntılı olarak incelenmiş ve elde edilen sonuçlar aşağıda ifade edilmiştir.

$x/d_0=1$ mesafede deney sonuçlarında akım alanında meydana gelen geri dönüş bölgesi sayısal çözüm ile elde edilememiştir. $z/d_0=0\text{-}1$ aralığı incelendiğinde maksimum hız konumunun sayısal sonuçlarda deneysel sonuçlara göre $z=0.11d_0$ kadar aşağıda meydana geldiği ve %7 daha az değer aldığı belirlenmiştir. İç bölge dikkate alındığında deneysel hız değerleri $z/d_0=0.05$ noktasından itibaren sıfır civarında meydana gelirken, bu noktada sayısal hız değeri $u=0.83U_0$ mertebesinde meydana gelmiştir. Dış bölge incelendiğinde, sayısal sonuçlar $z/d_0=1.3$ noktasından itibaren, deneysel sonuçlar ise $z/d_0=1.5$ noktasından itibaren sıfır civarında değerler almıştır. Deneysel hız değeri, $z/d_0=1.3$ noktası için $u=0.45U_0$ mertebesinde olmuştur. Bu bölgede sayısal hız profilinin deneysel hız profilinden ortalama $z/d_0=0.2$ kadar aşağıda konumlandığı görülmüştür. Bu sonuçlar dikkate alınarak hata analizi yapılmış ve rms=0.399 elde edilmiştir.

Ölçüm yapılan diğer mesafelere ait sonuçlar, $x/d_0=0$ mesafe için yapılan değerlendirmeler dikkate alınarak Çizelge 7.13'de ifade edilmiştir. Çizelge 7.13 incelendiğinde kazığın memba bölgesinde $Fr_d=15.21$ (Q=50 lt/dk, Re=48000) için elde edilen sayısal sonuçların deneysel sonuçlara nazaran aşağı doğru kaymış olduğu belirlenmiştir. Bu durumun diğer sonuçlar ($Fr_d=12.16$ ve $Fr_d=13.68$) ile farklı olduğu görülmektedir. Bununla birlikte, sayısal hız değerlerinin cidara yakın bölgede deneysel sonuçlardan oldukça yüksek olduğu, jet ekseni civarında ise deneysel sonuçlardan $x=6d_0$ hariç çok az fark ettiği (<%10) görülmektedir. Kazığa yaklaştıkça taban yakınında meydana gelen geri dönüş akımları sayısal çözümde elde edilememiştir. Hesaplanan rms değerleri en çok $x/d_0=0$ mesafede rms=0.399 değerini almış ve kazığa yaklaştıkça azalmıştır. $Fr_d=15.21$ (Q=50 lt/dk, Re=48000) için elde edilen sayısal çözümde rms değerlerinin diğer çözümlere ($Fr_d=12.16$ ve $Fr_d=13.68$) nazaran daha fazla olduğu görülmektedir.

Kazığın mansap bölgesinde ise $Fr_d=15.21$ (Q=50 lt/dk, Re=48000) için elde edilen sayısal sonuçlar akım davranışı açısından deneysel sonuçlar ile benzerlik taşımakla birlikte akım şiddeti açısından uyum sağlayamamıştır. Sayısal hız değerleri $x=8d_0$ mesafeye kadar deneysel hız değerlerinde daha düşük değerler almıştır. Hesaplanan rms değerleri en çok $x/d_0=2$ mesafede rms=0.086 değerini almış ve kazıktan uzaklaştıkça azalmıştır.

Çizelge 7.13 Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk, Re=48000) için elde edilen sayısal ve deneysel sonuçların karşılaştırılması

	Dikkate alınan bölge	Deneysel sonuçlar	Sayısal sonuçlar	rms
$x/d_0=1$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=0.05 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=0.05 \rightarrow u=0.83U_0$	0.399
	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.11d_0$ aşağıda %7 daha düşük	
	Dış bölge	$z/d_0=1.5 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=1.3 \rightarrow u=0.45U_0$	$z/d_0=1.3 \rightarrow u<0.1$ m/s z/d_0=0.2 kadar aşağıda	
$x/d_0=2$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-0.05 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-0.05 \rightarrow u=0.68U_0$	0.395
	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.27d_0$ aşağıda %3 daha düşük	
	Dış bölge	$z/d_0=1.7 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=1.4 \rightarrow u=0.38U_0$	$z/d_0=1.4 \rightarrow u<0.1$ m/s z/d_0=0.25 kadar aşağıda	
$x/d_0=4$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-0.45 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-0.45 \rightarrow u=0.45U_0$	0.306
	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.3d_0$ aşağıda %4 daha fazla	
	Dış bölge	$z/d_0=1.9 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=1.7 \rightarrow u=0.12U_0$ m/s	$z/d_0=1.7 \rightarrow u<0.1$ m/s z/d_0=0.20 kadar aşağıda	
$x/d_0=5$ (Memba)	İç bölge	$z/d_0=-0.35 \rightarrow u<0.1$ m/s	$z/d_0=-0.35 \rightarrow u=0.5U_0$	0.318
	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.45d_0$ aşağıda %2 daha fazla	
	Dış bölge	$z/d_0=2.2 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=1.7 \rightarrow u=0.3U_0$ m/s	$z/d_0=1.7 \rightarrow u<0.1$ m/s z/d_0=0.45 kadar aşağıda	
$x/d_0=6$ (Memba)	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.73d_0$ aşağıda %31 daha fazla	0.207
	Dış bölge	$z/d_0=2.1 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d_0=1.9 \rightarrow u=0.12U_0$ m/s	$z/d_0=1.9 \rightarrow u<0.1$ m/s $z=0.25d_0$ aşağıda	
$x/d_0=2$ (Mansap)	z/d_0=0-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.99d_0$ aşağıda %40 daha düşük	0.086
	Dış bölge	$z/d_0=4.5 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=4.2 \rightarrow u=0.06U_0$	$z/d_0=4.2 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=3$ (Mansap)	z/d_0=-1-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.09d_0$ yukarıda %30 daha düşük	0.051
	Dış bölge	$z/d0=5.4 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=4.72 \rightarrow u=0.06U_0$	$z/d_0=4.72 \rightarrow u<0.1$ m/s	
$x/d_0=4$ (Mansap)	z/d_0=-1-1 aralığı		Maksimum hız değeri; $z=0.76d_0$ aşağıda %25 daha düşük	0.041
	Dış bölge	$z/d_0=5.9 \rightarrow u<0.1$ m/s $z/d0=4.86 \rightarrow u=0.06U_0$	$z/d_0=4.86 \rightarrow u<0.1$ m/s	

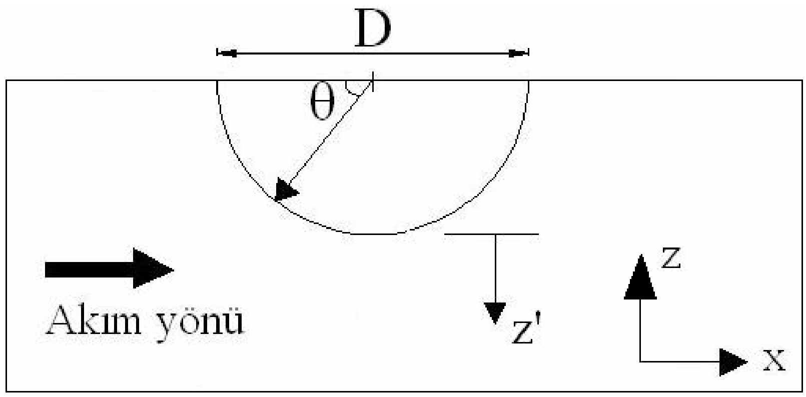
Çizelge 7.13 Devamı

<table>
<tr><th></th><th>Dikkate alınan bölge</th><th>Deneysel sonuçlar</th><th>Sayısal sonuçlar</th><th>rms</th></tr>
<tr><td rowspan="2">$x/d_0=6$ (Mansap)</td><td>$z/d_0=-1-1$ aralığı</td><td></td><td>Maksimum hız değeri; $z=0.44d_0$ aşağıda %15 daha düşük</td><td rowspan="2">0.023</td></tr>
<tr><td>Dış bölge</td><td>$z/d_0=4.8 \rightarrow u<0.1$ m/s</td><td>$z/d_0=4.8 \rightarrow u<0.1$ m/s</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$x/d_0=8$ (Mansap)</td><td>$z/d_0=-1-1$ aralığı</td><td></td><td>Maksimum hız değeri; $z=0.6d_0$ yukarıda %5 daha düşük</td><td rowspan="2">0.007</td></tr>
<tr><td>Dış bölge</td><td>$z/d_0=5.3 \rightarrow u<0.1$ m/s
$z/d0=5.1 \rightarrow u=0.05U_0$</td><td>$z/d_0=5.1 \rightarrow u<0.1$ m/s</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$x/d_0=10$ (Mansap)</td><td>$z/d_0=-0.5-1$ aralığı</td><td></td><td>Maksimum hız değeri; $z=1.06d_0$ yukarıda %5 daha düşük</td><td rowspan="2">0.033</td></tr>
<tr><td>Dış bölge</td><td>$z/d_0=5.7 \rightarrow u<0.1$ m/s</td><td>$z/d_0=5.7 \rightarrow u<0.1$ m/s</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$x/d_0=12$ (Mansap)</td><td>$z/d_0=0.8-2$ aralığı</td><td></td><td>Maksimum hız değeri; $z=0.6d_0$ yukarıda Maksimum hız değeri çakışmıştır.</td><td rowspan="2">0.030</td></tr>
<tr><td>Dış bölge</td><td>$z/d_0=5.5 \rightarrow u<0.1$ m/s</td><td>$z/d_0=5.5 \rightarrow u<0.1$ m/s</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$x/d_0=14$ (Mansap)</td><td>$z/d_0=1.95-3.0$ aralığı</td><td></td><td>Maksimum hız değeri; $z=0.54d_0$ yukarıda Maksimum hız değeri çakışmıştır.</td><td rowspan="2">0.032</td></tr>
<tr><td>Dış bölge</td><td>$z/d_0=5.2 \rightarrow u<0.1$ m/s</td><td>$z/d_0=6.2 \rightarrow u<0.1$ m/s
$z/d0=5.2 \rightarrow u=0.06U_0$</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$x/d_0=16$ (Mansap)</td><td>$z/d_0=3.5-4.5$ aralığı</td><td></td><td>Maksimum hız değeri; $z=0.48d_0$ yukarıda %10 daha düşük</td><td rowspan="2">0.031</td></tr>
<tr><td>Dış bölge</td><td>$z/d_0=6.4 \rightarrow u<0.1$ m/s</td><td>$z/d_0=7.0 \rightarrow u<0.1$ m/s
$z/d0=6.4 \rightarrow u=0.06U_0$</td></tr>
</table>

Bu çalışmada, hareketli bir tabana yerleştirilmiş dairesel kazık etrafındaki jet akımının modellenmesi çalışılmıştır. Oluşturulan modelde Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ve Türbülans şiddeti I=%10 için sonuçlar elde edilmiştir. Buna göre, kazığın memba bölgesinde x doğrultusundaki hız bileşenine (u) ait sayısal sonuçlar $Fr_d=12.16$ (Q=40 lt/dk, Re=38000), $Fr_d=13.68$ (Q=45 lt/dk, Re=43000) için deneysel sonuçlara göre yukarı doğru ve $Fr_d=15.21$ (Q=50 lt/dk, Re=48000) için ise aşağı doğru kaymıştır. Her üç Froude sayısı ($Fr_d=12.16$, $Fr_d=13.68$ ve $Fr_d=15.21$) için de sayısal hız (u) değerlerinin cidara yakın bölgede deneysel sonuçlardan oldukça yüksek olduğu, jet ekseni civarında ise deneysel sonuçlardan çok az fark ettiği (<%10) belirlenmiştir. Bununla birlikte, kazığa yaklaştıkça taban yakınında meydana gelen geri dönüş akımları deneysel ölçümlerde elde edilirken sayısal çözümde elde edilememiştir. Hesaplanan rms değerlerinin jet çıkışında en yüksek değeri aldığı ve kazığa yaklaştıkça azaldığı belirlenmiştir.

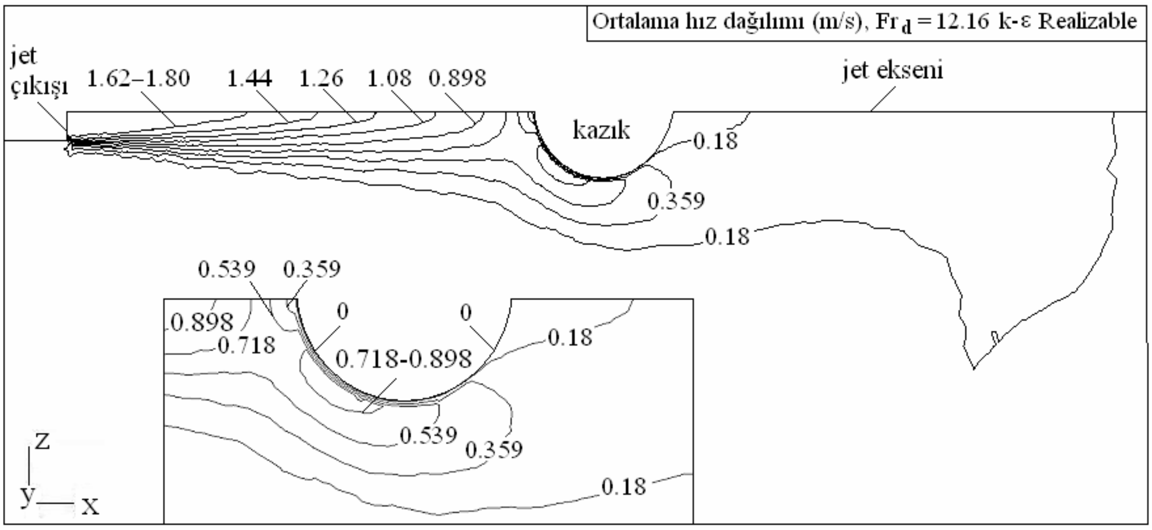
Kazığın mansap bölgesinde ise her üç Froude sayısı (Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21) için x doğrultusundaki hız bileşenine (u) ait sayısal ve deneysel sonuçlar akım davranışı bakımından benzerlik göstermekle birlikte akım şiddeti açısında uyum sağlamamıştır. Bununla birlikte, her üç Froude sayısı (Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21) için de sayısal hız değerleri $x=8d_0$ mesafeye kadar deneysel hız (u) değerlerinde daha düşük değerler almıştır. Hesaplanan rms değerleri ise en yüksek değerini $x/d_0=2$ mesafede almış ve kazıktan uzaklaştıkça azalmıştır.

Şekil 7.52'de deney sisteminde kazık çevresinde meydana gelen hız ve kayma gerilmesi dağılımlarının değerlendirilmesi için dikkate alınan parametreler verilmiştir.

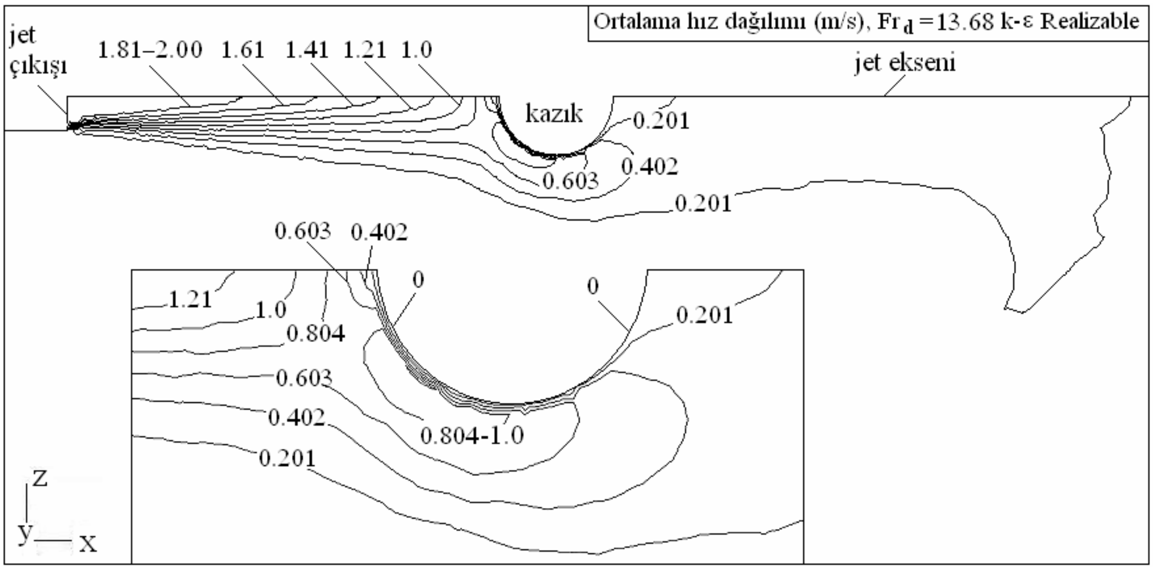


Şekil 7.52 Kazık çevresinde dikkate alınan parametreler

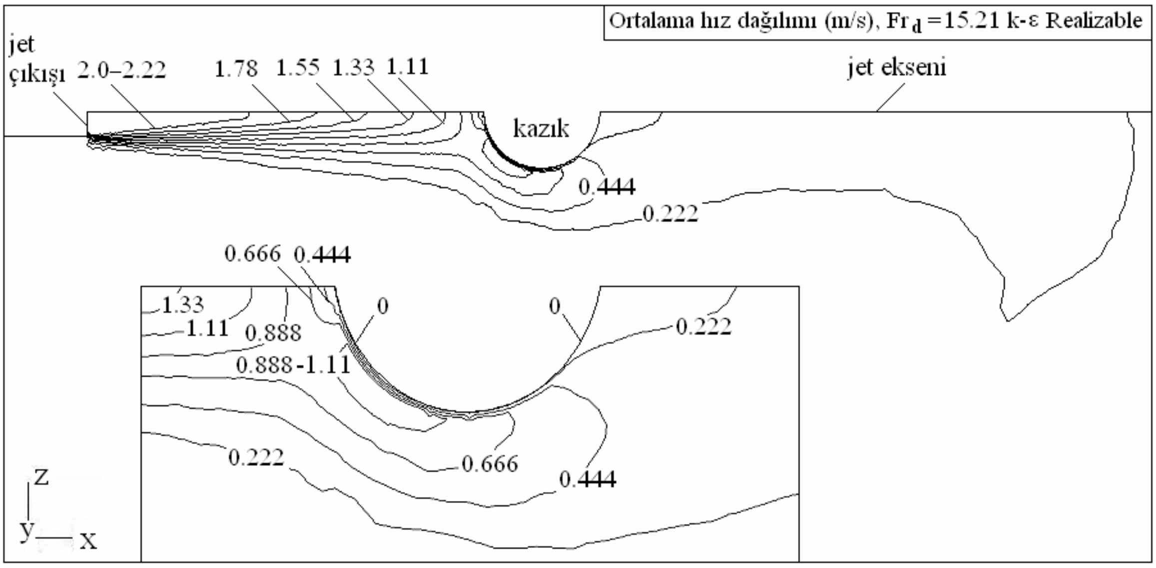
Şekil 7.53, 7.54 ve 7.55'de jet ekseninde meydana gelen ortalama hız dağılımları görülmektedir. Kazığın membasında maksimum ortalama hız $\left(U_{mak} = 0.51U_0\right)$ $\theta = 25^0 - 85^0$ arasında meydana gelmiştir. Bunun yanısıra kazığın mansabında ölü bölge meydana geldiği görülmektedir. Kazık çevresinde, $z' = 0.5D$ mesafede hızın $0.1U_0$ değerine ulaştığı görülmektedir.



Şekil 7.53 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız kontürleri, G6, Fr_d=12.16 için

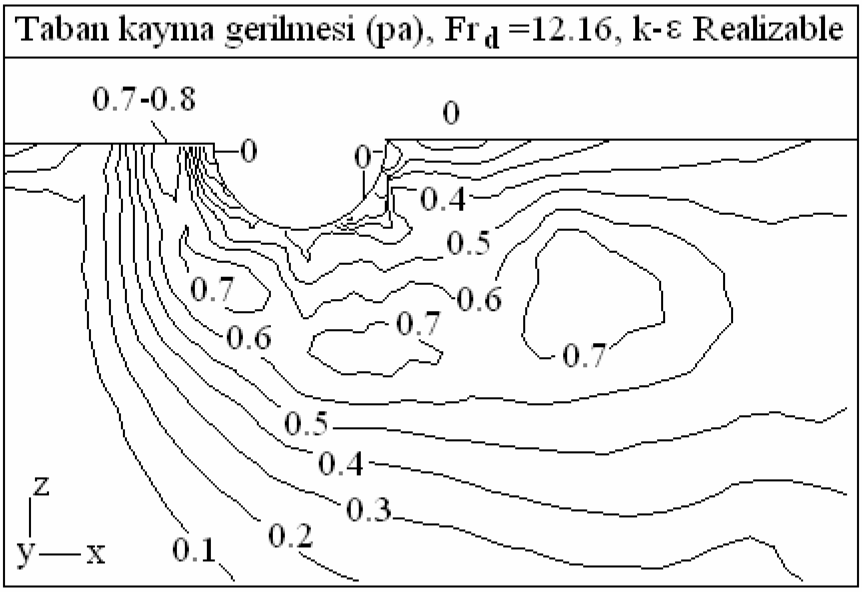


Şekil 7.54 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız kontürleri, G10, Fr_d=13.68 için

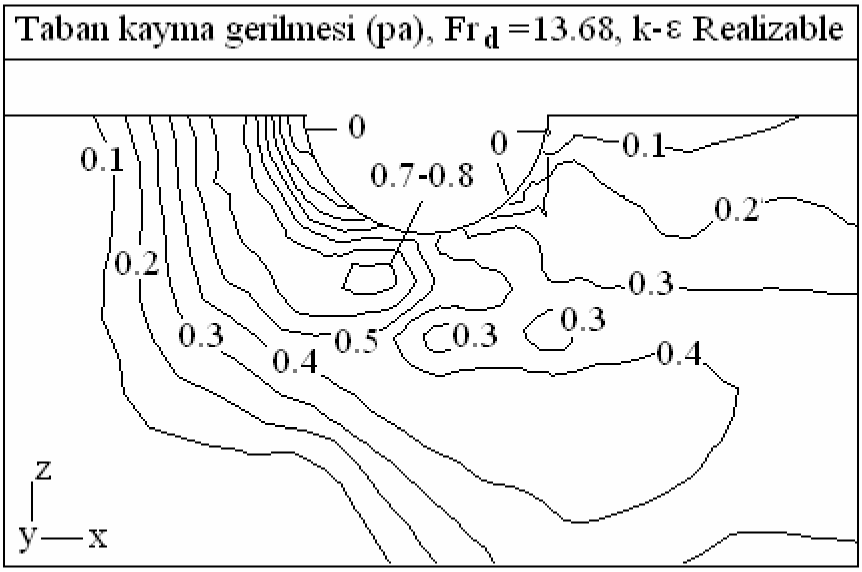


Şekil 7.55 Jet ekseninde meydana gelen akım alanına ait ortalama hız kontürleri, G14, Fr_d=15.21 için

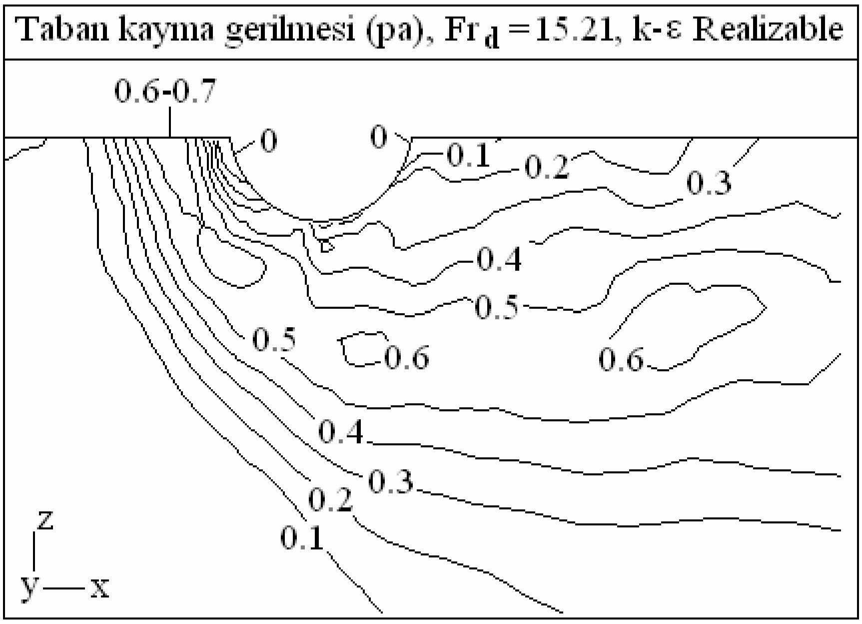
Şekil 7.56, 7.57 ve 7.58'de denge oyulma çukurunda kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi dağılımları görülmektedir. Denge oyulma çukurunda kazık etrafındaki maksimum taban kayma gerilmesi, rijit tabanda kazık etrafında meydana gelen maksimum taban kayma gerilmesinin Fr_d=12.16 için %6.6'sı, Fr_d=13.68 ve için %5.2'si ve Fr_d=15.21 için %3.8'i kadar değer almıştır.



Şekil 7.56 Denge oyulma çukurunda kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=12.16 için



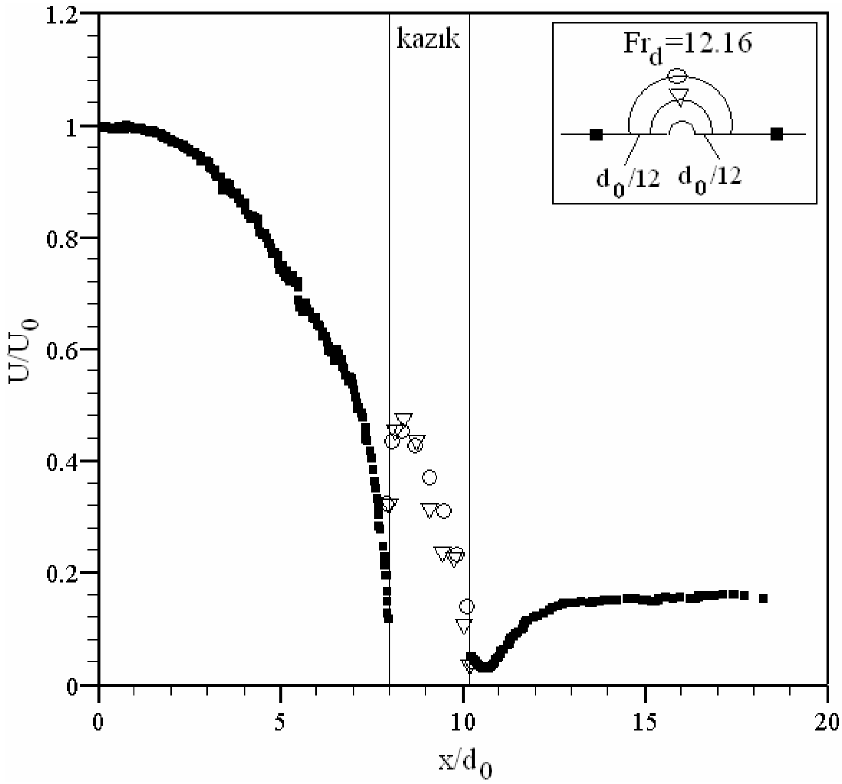
Şekil 7.57 Denge oyulma çukurunda kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=15.21 için



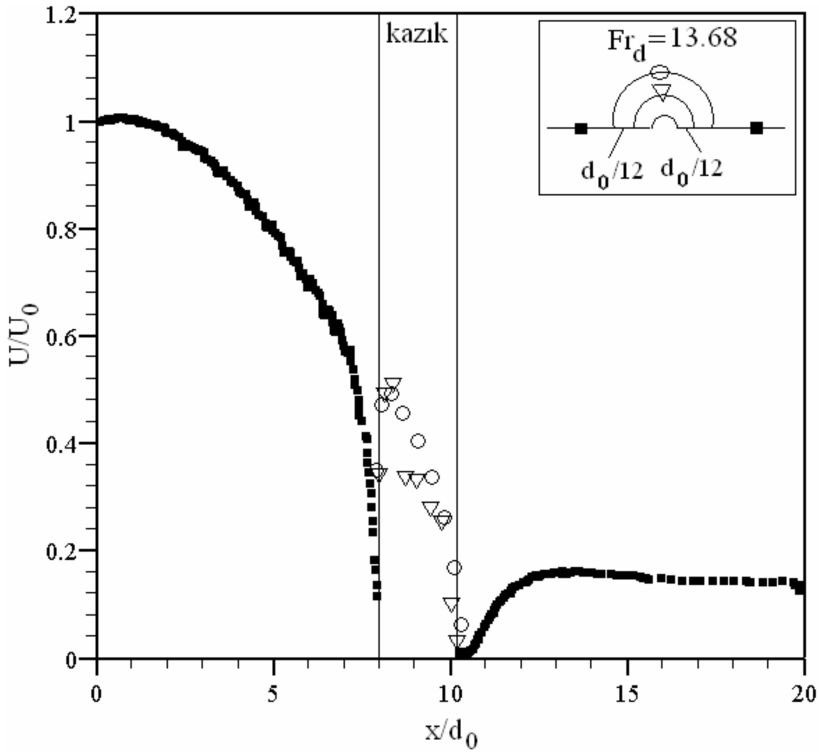
Şekil 7.58 Denge oyulma çukurunda kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=15.21 için

Şekil 7.59, 7.60 ve 7.61'de $k-\varepsilon$ Realizable türbülans modeli ile elde edilen benzeşim sonuçlarına göre oyulmuş tabanda jet ekseninde ve eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımları verilmiştir. Jet ekseninde eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımı jet çıkışından uzaklaştıkça ve kazığa yaklaştıkça azalmaktadır. Kazıktan hemen sonra belli bir konuma kadar değeri düşerek bir minimuma ulaştıktan sonra tekrar yükselerek maksimuma ulaşmakta ve maksimuma ulaştıktan sonra tekrar düşüşe geçmektedir. Kazığın mansabındaki bu minimum değer bütün Fr_d Sayıları için sıfıra oldukça yakın değerler almış ve $x=0.3d_0$ mesafede meydana gelmiştir. Kazığın mansabında meydana gelen maksimum değer ise $U=0.16U_0$ mertebesinde ve $x=3d_0$ mesafede meydana gelmiştir.

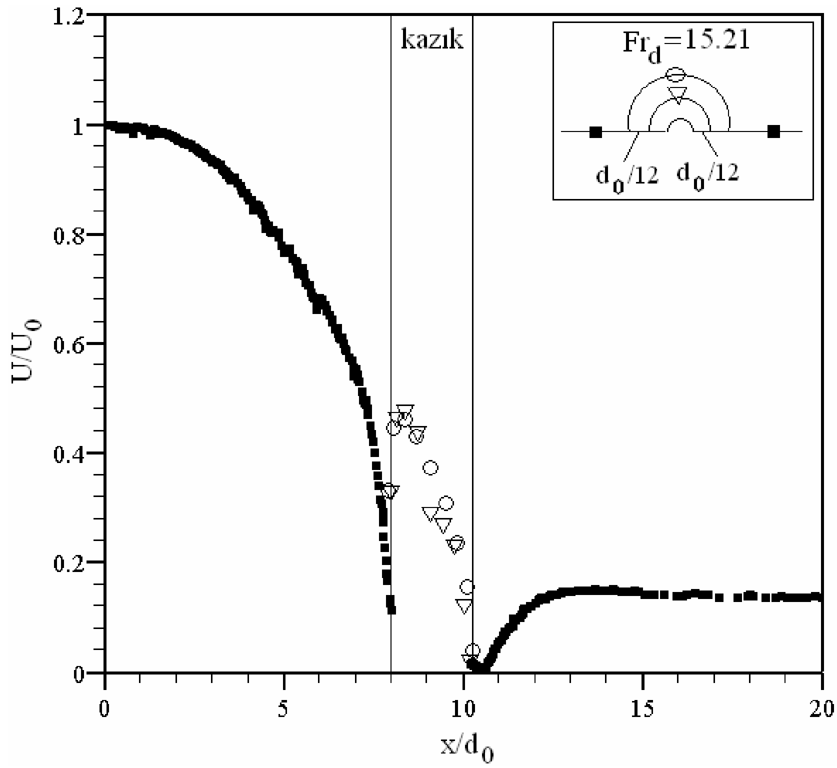
Kazık çevresinde $d_0/12$ çaplı daireler çizilerek jet eksenindeki ortalama hız dağılımı incelenmiştir. İlk $d_0/12$ çaplı daire üzerindeki ortalama hız dağılımı incelendiğinde her üç Fr_d sayısı için de maksimum değerin $\theta = 54^o$'de meydana geldiği ve ortalama $U=0.50U_0$ değerini aldığı belirlenmiştir. İkinci $d_0/12$ çaplı daire üzerindeki ortalama hız dağılımı incelendiğinde her üç Fr_d sayısı için de maksimum değerin $\theta = 54^o$'de meydana geldiği ve ortalama $U=0.45U_0$ değerini aldığı belirlenmiştir.



Şekil 7.59 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, G6, Fr_d=12.16 için



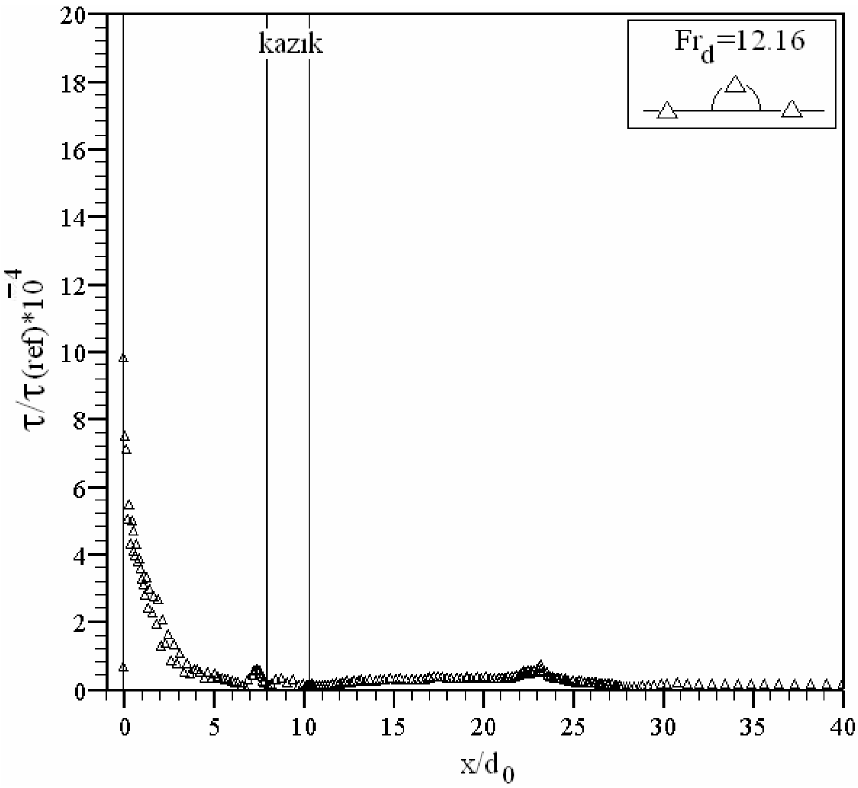
Şekil 7.60 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, G10, Fr_d=13.68 için



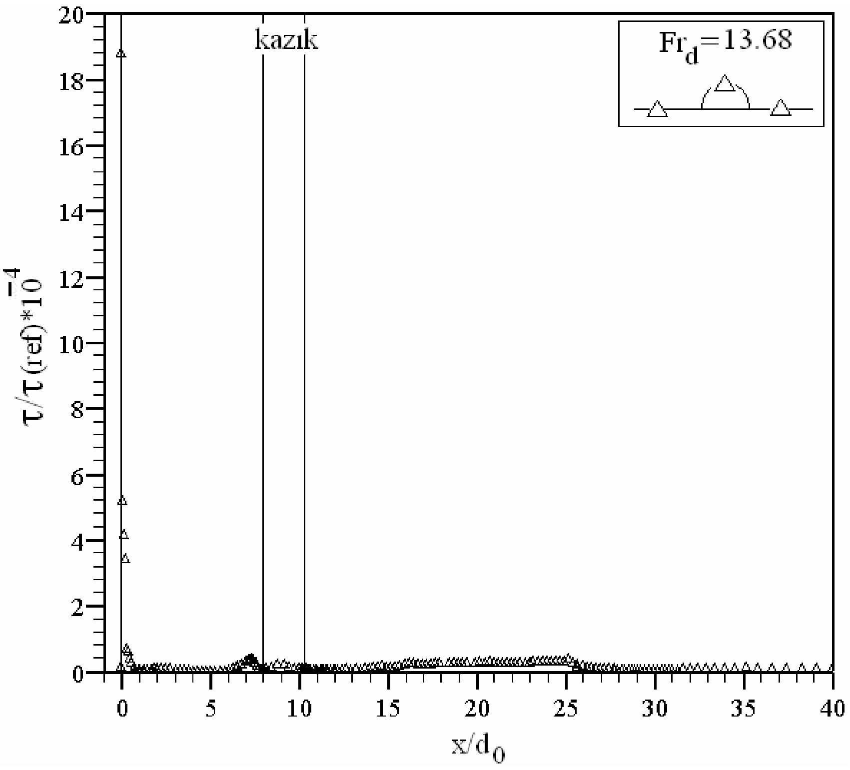
Şekil 7.61 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, G14, Fr_d=15.21 için

Şekil 7.62, 7.63 ve 7.64'de $k-\varepsilon$ Realizable türbülans modeli ile elde edilen benzeşim sonuçlarına göre oyulmuş tabanda jet ekseni boyunca taban kayma gerilmesi dağılımları verilmiştir.

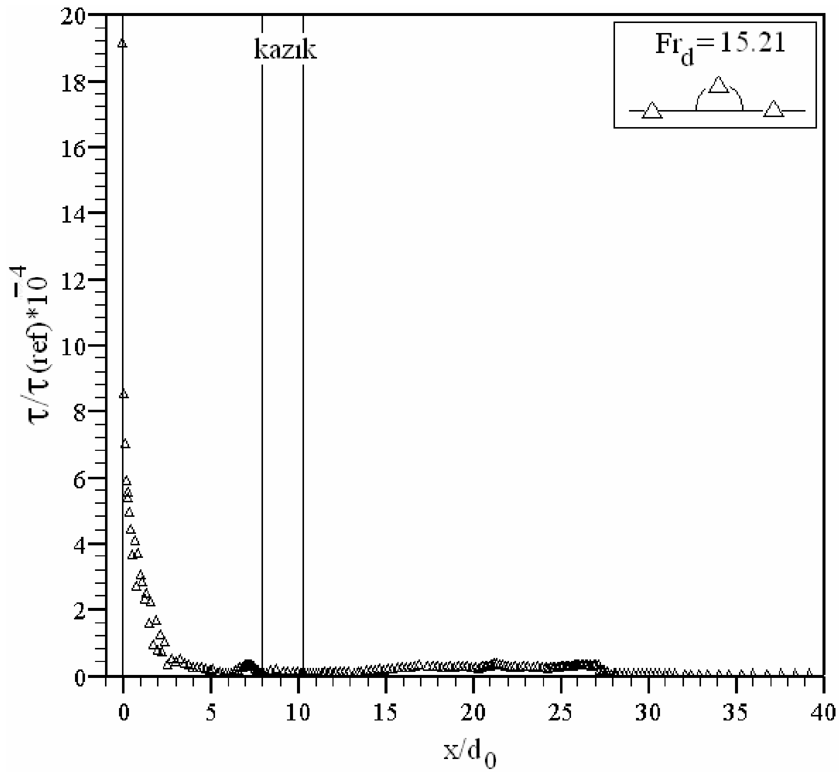
Taban kayma gerilmesi, jet çıkışında en yüksek değerini almakla birlikte jet çıkışından uzaklaştıkça ani bir düşüş meydana gelmekte ve kazığa yaklaştıkça değerinin azaldığı görülmektedir. Kazığın membasında hemen önündeki bölgede taban kayma gerilmesi değerinde bir miktar artış söz konusu olsa da bu artışın başlangıç değeri dikkate alındığında çok küçük olduğu görülmektedir. Taban kayma gerilmesi kazığın mansap bölgesinde, oyulma bölgesinden yığılma bölgesine doğru bir artış ve tepe noktasından itibaren tekrar bir düşüş göstermektedir.



Şekil 7.62 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, G6, Fr_d=12.16 için



Şekil 7.63 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, G10, Fr_d=13.68 için



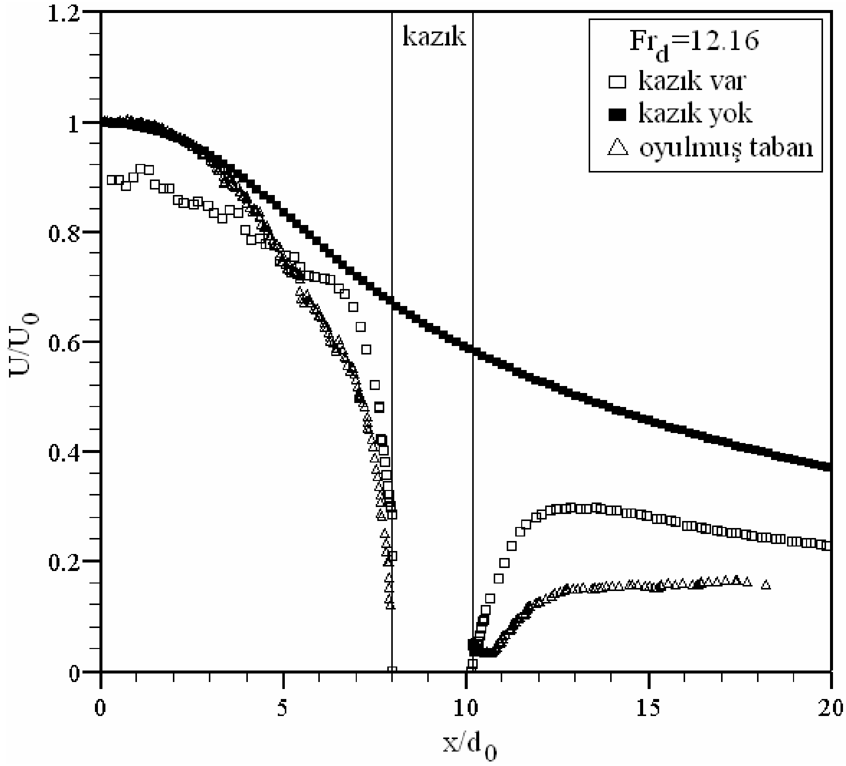
Şekil 7.64 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, G14, Fr_d=15.21 için

Kurniawan vd. (2003), yaptıkları araştırmada kazığın olmadığı durumda iki boyutlu batık jet akımını deneysel olarak incelemişlerdir. Bu çalışmada, oyulma çukurunda taban yakınında kayma gerilmesinin katı maddeyi artık hareket ettiremeyecek kadar düşük değerlere sahip olduğunu ifade etmişlerdir.

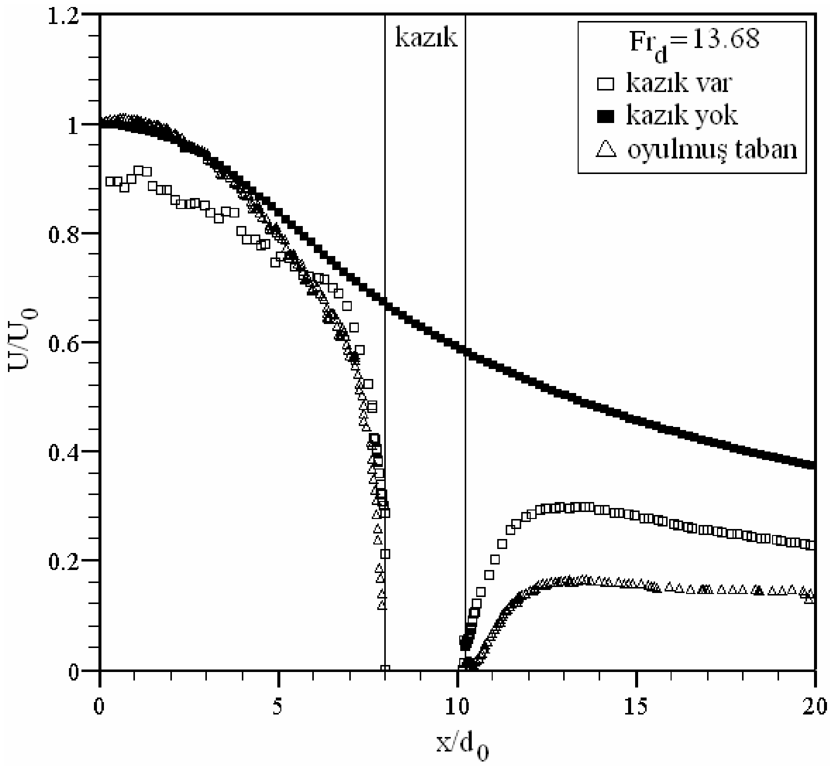
Graf ve Istiarto (2002), yaptıkları deneysel çalışmada üç boyutlu kanal akımının kazık etrafında meydana getirdiği akım alanını incelemişlerdir. Kazık etrafında meydana gelen oyulma çukurunda taban kayma gerilmesinin çukur girişinden itibaren tedrici olarak azaldığını ifade etmişlerdir.

Hill ve Younkin (2006), yaptıkları deneysel araştırmada kazık olmadığı durumda üç boyutlu düzlemsel bir jet akımının yarattığı oyulma profilini incelemişlerdir. Bu çalışmada, oyulma profilinde meydana gelen hız dağılımlarını ve kayma gerilmelerini belirlemişlerdir. Oyulma profilinde dengeye ulaşılabilmesi için taban kayma gerilmesinin kritik değerin altına düşmesi gerektiğini ifade etmişlerdir. Yaptıkları ölçümler sonucunda, denge oyulma derinliğinde meydana gelen taban kayma gerilmesinin kritik değerin altında olduğunu belirlemişlerdir.

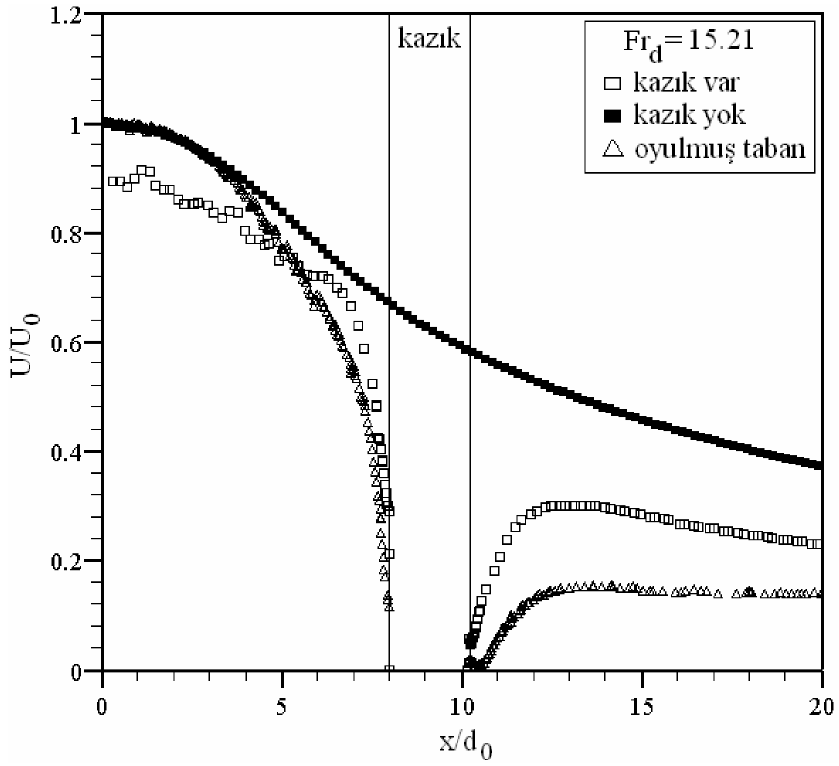
Şekil 7.65, 7.66 ve 7.67'de oyulmuş tabanda ve duvar jet akımında kazık mevcut olması ve olmaması hallerinin karşılaştırılması amacıyla jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen rölatif ortalama hız dağılımları birlikte gösterilmiştir. Hız değeri, duvar jet akımında kazığın olmadığı durumda tedrici bir şekilde azalırken kazığın mevcut olduğu durumda kazığın membasında $x=6.5d_0$'a kadar tedrici, bu noktadan sonra ani bir düşüş göstermektedir. Hız değeri, oyulmuş tabanda ise kazığın membasında $x=4d_0$ mesafeye kadar tedrici bir şekilde azalırken bu noktadan itibaren kazığın etkisiyle ani bir düşüş göstermektedir. Kazığın mansabında ise oyulmuş tabanda ve kazığın mevcut olduğu rijit tabanda hız dağılımları benzer bir eğilim göstermekle birlikte maksimum hız değeri rijit tabanda oyulmuş tabandaki değerin ortalama iki katı meydana gelmiştir.



Şekil 7.65 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, Fr_d=12.16 için

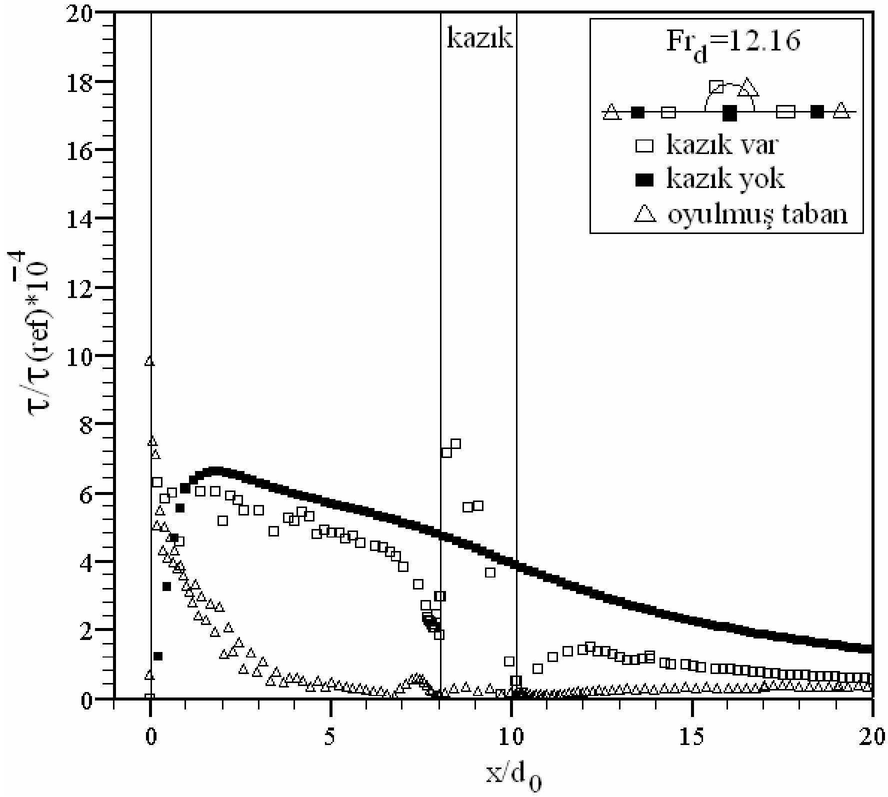


Şekil 7.66 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, Fr_d=13.68 için

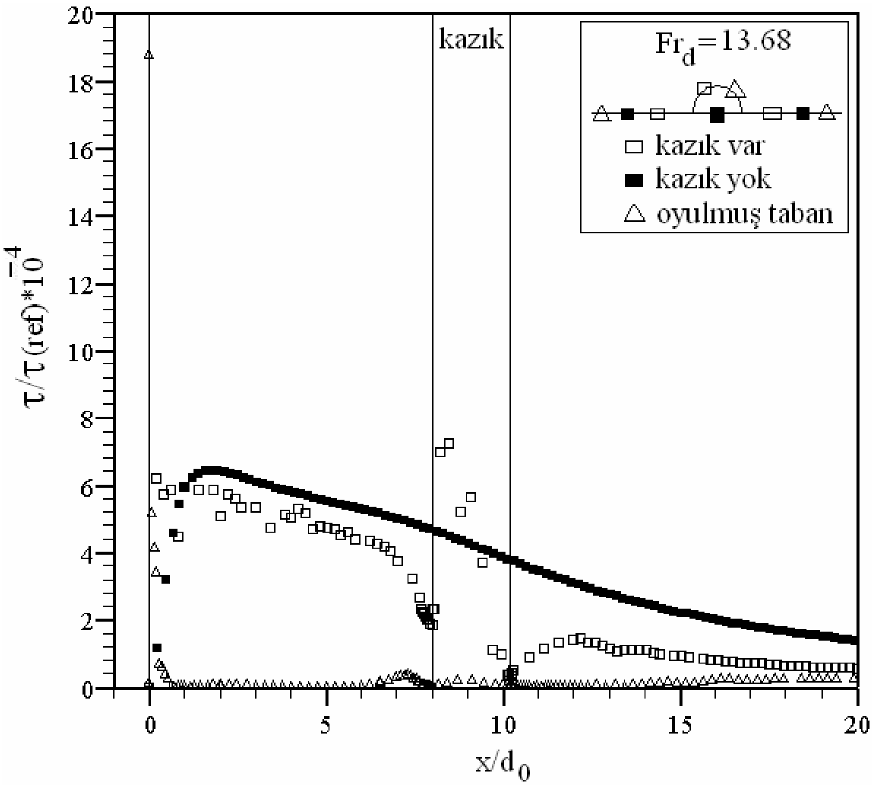


Şekil 7.67 Jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen ortalama hız dağılımı, Fr_d=15.21 için

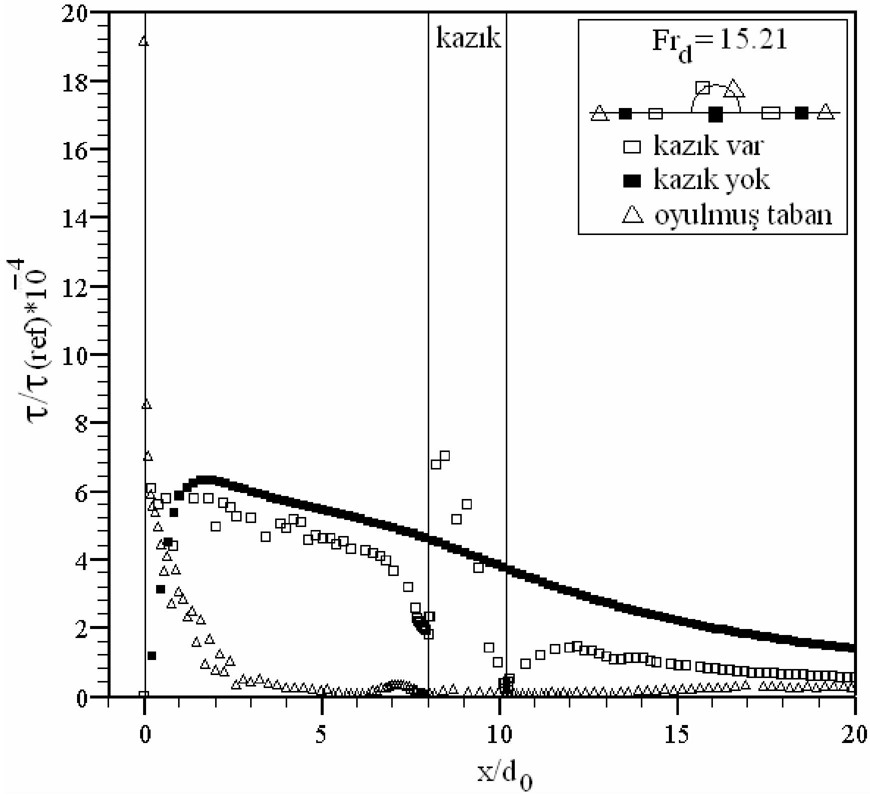
Şekil 7.68, 7.69 ve 7.70'de oyulmuş tabanda ve duvar jet akımında kazık mevcut olması ve olmaması hallerinin karşılaştırılması için jet ekseninde eksen boyunca ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi dağılımları verilmiştir. Taban kayma gerilmesinin jet çıkışındaki değeri, oyulmuş tabanda duvar jet akımında kazık mevcut iken Fr_d=12.16 için 1.5 katına, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 için ise 3 katına kadar çıkmıştır. Bununla birlikte taban kayma gerilmesi değerinde, jet çıkışından hemen sonra oyulmuş tabanda diğer durumlara nazaran daha ani bir düşüş görülmektedir.



Şekil 7.68 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=12.16 için



Şekil 7.69 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=13.68 için



Şekil 7.70 Jet ekseni ve kazık etrafında meydana gelen taban kayma gerilmesi, Fr_d=15.21 için

Çizelge 7.14'de bütün durumlar için taban kayma gerilmesi ve ortalama hız değerleri karşılaştırılmıştır.

Çizelge 7. 14 Taban kayma gerilmesi değerlendirmesi

Fr_d	Re	Durum	θ	x/d_0	z/d_0	$\tau_{mak-kç}/\tau_{0m}$	$\tau_{mak-kç}/\tau_{D1}$	$U_{mak-kç}/U_{0m}$	$U_{mak-kç}/U_{D1}$
12.16	38000	D1	-	8.32	0.77	0.39	0.8	0.45	0.9
		D2	45^0			1.25	1.85	0.8	2.2
		D3				0.019	0.04	0.51	1.3
13.68	**43000**	**D1**	**-**	**8.32**	**0.77**	**0.39**	**0.8**	**0.45**	**0.9**
		D2	$\mathbf{45^0}$			**1.25**	**1.85**	**0.8**	**2.2**
		D3				**0.003**	**0.05**	**0.51**	**1.3**
15.21	48000	D1	-	8.32	0.77	0.39	0.8	0.45	0.9
		D2	45^0			1.25	1.85	0.8	2.2
		D3				0.004	0.02	0.51	1.3

Burada, D1 kazık mevcut değil iken duvar jetini, D2 kazık mevcut iken duvar jetini, D3 hareketli tabanı, θ kazık çevresinde meydana gelen maksimum kayma gerilmesinin konumunu, $\tau_{mak-kç}$ kazık çevresindeki maksimum kayma gerilmesini, τ_{0mak} jet çıkışındaki maksimum kayma gerilmesini, τ_{D1} D1 durumunda kazık orjinine ait konumdaki taban kayma gerilmesini, $U_{mak-kç}$ kazık çevresinde jet ekseninde meydanında gelen maksimum ortalama hızı, U_0 jet çıkış hızını ve U_{D1} D1 durumunda kazık orjinine ait konumda jet eksenindeki ortalama akım hızını ifade etmektedir.

D1 durumu için her üç Fr_d sayısında taban kayma gerilmesi ve jet eksenindeki ortalama akım hızı jet çıkışından itibaren azalarak devam etmiştir.

D2 durumu için her üç Fr_d sayısında da maksimum taban kayma gerilmesi $\theta = 45^0$'de meydana gelmiş ve bu maksimum değer çıkış taban kayma gerilmesinin 1.25 katı olmuştur. Kazık çevresindeki maksimum taban kayma gerilmesi D1 durumunda kazık orjinindeki değerin 1.85 katı, ortalama hız ise 2.2 katı olmuştur.

Hareketli tabanda yani D3 durumunda taban kayma gerilmesinin $\theta = 45^0$'deki değeri taban kayma gerilmesinin çıkışdaki maksimum değerinin en çok 0.019 katı olmuştur. Kazık çevresindeki maksimum taban kayma gerilmesi D1 durumunda kazık orjinindeki değerin en çok 0.05 katı, ortalama hız ise 1.3 katı olmuştur.

Jet ekseninde kazık çevresindeki maksimum ortalama hız çıkış hızından daha düşük bir değer alırken, maksimum taban kayma gerilmesi çıkışdaki maksimum değerden daha yüksek bir değer almaktadır. Kazık yüzeyinde katı cidardan dolayı bir durgunluk noktası olmaktadır. Bu nedenle, kazık yakınında ortalama akım hızı değerini kaybetmekte ve çıkış hızından daha düşük bir değer almaktadır.

Kazığın akım üzerindeki etkisini Shen vd. (1969) şu şekilde açıklamışlardır: Akıma yerleştirilen bir engel etrafında yer alan akımın en belirgin özelliği büyük ölçekli çevrinti yapısı veya başka bir deyişle makrotürbülanstır. Tabandaki malzemelerin sürüklenmesi, normal türbülanslı bir akım ile makrotürbülanslı bir akım arasında, akımın diğer özellikleri aynı kalsa bile çok farklı yapıya sahiptir. Bu farklılık, makrotürbülansın özelliğini oluşturan büyük ölçekli çevriler ve yüksek frekans gibi elemanların varlığından kaynaklanmaktadır. (Yüksel ve Üç, 1993) Bu nedenle akım alanına yerleştirilen kazık etrafında meydana gelen makro türbülans taban kayma gerilmesini arttırmaktadır. Ayrıca Yüksel ve Üç (1993) yaptıkları araştırmada engel etrafındaki katı madde taşınımı için gerekli kritik taban kayma gerilmesinin normal tabandakinden 4 kat daha küçük olacağını ifade etmişlerdir.

8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Yanaşma yapılarında gemi pervanelerinden çıkan su jetinin meydana getirdiği oyulma probleminin oluşum mekanizmasını anlamak amacıyla deneysel ve sayısal bir çalışma gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada dört farklı jet durumu dikkate alınmıştır. Bunlar, a) Batık üç boyutlu dairesel serbest jet akımı, b) Batık üç boyutlu dairesel duvar jeti, c) Dairesel bir kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel duvar jeti, d) Hareketli tabana yerleştirilmiş dairesel kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel jet akımı.

Bu çalışmada deney koşulları Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) ve Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk, Re=48000) jet çapı d_0=22 mm ve kazık çapı D=48 mm olarak dikkate alınmıştır. Deneyler sakin suda ve d=40 cm su yükünde yapılmıştır. Dalga, akıntı, dümen etkisi ve liman içi çalkantılar dikkate alınmamıştır. Deneylerde Akustik Dopler Hız Ölçer (Acoustic Dopler Velocimeter-ADV) ve 403 Low Speed Probe model mikromuline ile NIXON 412 model okuma sayacı kullanılmıştır.

Sayısal çalışmada FLUENT (v. 6.1.22) yazılımı kullanılmıştır. Akım alanına ait geometri, çözüm ağı ve sınır şartları GAMBIT (v. 2.1.6) yazılımı ile yapılmıştır. Serbest jet akımı için model kalibrasyonu yapılmış ve bunun sonucunda elde edilen veriler ışığında diğer akım koşulları için benzeşimlere devam edilmiştir.

Yapılan deneysel ve sayısal çalışmalar sonucunda elde edilen sonuçlar aşağıda özetlenmiştir:

a) Batık üç boyutlu dairesel serbest jet akımı;

Batık üç boyutlu dairesel serbest jet akımı için yapılan deneysel çalışmada jet tabandan 20 cm yukarıya ve su yükünün eksenine yerleştirilmiştir. Deneylerde jet çıkışında düşeyde ve jet ekseni doğrultusunda ($x=0d_0-9d_0$) ölçüm yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar aşağıda ifade edilmiştir:

1. Jet çıkışında yapılan ölçümlerde hız dağılımı Rajaratnam ve Berry (1977)'nin vermiş olduğu hız dağılımı ile uyum sağlamıştır.

2. Jet ekseninde jet boyunca yapılan ölçümlerde çekirdek bölgenin meydana gelmediği görülmüştür.

3. Jet ekseninde jet boyunca yapılan hız ölçümlerinde ADV ve mikromuline arasında 40 lt/dk için %9-14, 45 lt/dk için %1-7, 50 lt/dk için %0-12 mertebelerinde sapma meydana gelmiştir.

4. Serbest jet akımının modellenmesinde, Relizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ve türbülans şiddeti, I=%10 için sayısal sonuçların deneysel sonuçlar ile oldukça uyumlu olduğu görülmüştür.

5. Farklı ayrıklaştırma şemalarına ait çözümlerin serbest jet akımı için sayısal sonuçlarda bir değişikliğe neden olmadığı görülmüştür.

b) Batık üç boyutlu dairesel duvar jeti;

Batık üç boyutlu dairesel duvar jeti için yapılan deneylerde duvar jeti, oluşturulan katı cidara (sabit taban) yerleştirilmiştir. Ölçümler cidar boyunca belirli mesafelerde ($x=0d_0-12d_0$) düşeyde hareket edilerek yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar aşağıda ifade edilmiştir:

1. Yapılan hız ölçümleri sonucunda duvar jetinin Venas vd. (1999) ile Abrahamsson vd. (1997)'de olduğu gibi yapılandığı görülmüştür.

2. Duvar jeti ölçümlerinde kullanılan ADV özellikle dış bölgede meydana gelen hız alanlarının belirlenmesinde yeterli olduğu fakat iç bölge için yeterli derecede hassas olmadığı görülmüştür.

3. Duvar jetinin modellenmesinde, Relizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ve türbülans şiddeti, I=%10 için sayısal sonuçların deneysel sonuçlar ile oldukça uyumlu olduğu belirlenmiştir.

4. Yapılan benzeşimlerde, çözüm ağı sayısının arttırılmasıyla sınır tabakasındaki çözümün iyileştirildiği fakat bu durumda jetten uzaklaştıkça deneysel ve sayısal sonuçlar arasında sapmanın arttığı görülmüştür.

5. Hesaplanan rms değerlerinin Fr_d sayısı arttıkça arttığı gözlenmiştir.

6. Sayısal modelden elde edilen sonuçlara göre Jet ekseninde ve eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımı ve taban kayma gerilmesi, jet çıkışında en yüksek değeri almakla birlikte jet çıkışından uzaklaştıkça azalmaktadır.

7. Kazığın tabana yerleştirilmesi durumundaki bölge incelendiğinde ise kazık çevresinde kazıktan uzaklaşıldıkça ortalama hız dağılımı ve taban kayma gerilmesi değerinin azaldığı görülmüştür.

c) Sabit tabana yerleştirilmiş dairesel bir kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel duvar jeti;

Dairesel bir kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel duvar jeti için yapılan deneylerde duvar jeti oluşturulan katı cidara kazıktan $x=8d_0$ mesafede yerleştirilmiştir. Ölçümler cidar boyunca belirli mesafelerde (kazığın membasında $x=0d_0$-$7d_0$, mansabında $x=2d_0$-$8d_0$) düşeyde hareket edilerek yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar aşağıda ifade edilmiştir:

1. Yapılan hız ölçümleri sonucunda kazığın mevcut olması durumunda duvar jetine ait maksimum hız değeri (u_{mak}) değişmezken konumunun değiştiği belirlenmiştir.

2. Kazığın mevcut olması halinde duvar jeti akımında kazığın etkisiyle daha fazla saçılma meydana gelmiş ve iç bölge ve dış bölge kalınlıkları artmıştır.

3. Jet akım alanında, kazığın varlığı sonucu iç bölgede hızın şiddeti azalırken dış bölgede artış söz konusu olmuştur

4. Yapılan benzeşimlerde, Relizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ve türbülans şiddeti, I=%10 için sayısal sonuçların deneysel sonuçlar ile oldukça uyumlu olduğu görülmüştür.

5. Sayısal modelleme ile elde edilen sonuçlarda kazığın hemen önünde ve arkasında x doğrultusunda (u) çok küçük de olsa negatif hız bölgesi ve kayma gerilmesi meydana geldiği belirlenmiştir.

6. Yine elde edilen modelleme sonuçlarına göre kazığın ilk 45^0'lik bölgesinde kazık çevresi için maksimum hız alanı ve kayma gerilmesi meydana geldiği görülmüştür.

7. Sayısal modelde bütün Fr_d sayıları için hesaplanan rms değerleri kazığın membasında en yüksek değerini jet çıkışında almış ve kazığa yaklaştıkça azalmıştır. Kazığın mansabında ise rms değeri kazık yakınında en küçük değeri alırken kazıktan uzaklaştıkça değeri artmıştır.

8. Kazık çevresinde sayısal modelden elde edilen kayma gerilmesi dağılımlarının, Kamil ve Othman (2002)'ın üç boyutlu kanal akımı için kazık etrafında elde ettikleri sayısal sonuçlarda olduğu gibi yapılandığı görülmüştür.

9. Jet ekseninde x doğrultusunda meydana gelen hızın kazık çevresi için $\theta = 55^0 - 102^0$ arasında maksimum değeri aldığı belirlenmiş ve kazık dış cidarından itibaren $z' = 0.4D$ mesafede etkisini yitirmiştir.

10. x doğrultusundaki taban kayma gerilmesi kazığın membasında ve mansabında hemen önünde negatif değerler almış ve maksimum değeri kazığın membasında meydana gelmiştir. Maksimum değerin meydana geldiği konum Fr_d arttıkça mansaba doğru kaymaktadır.

11. z doğrultusundaki taban kayma gerilmesi kazığın membasında jet ekseninden dışa doğru ve kazığın mansabında dıştan jet eksenine doğru meydana gelmiştir.

12. z doğrultusunda meydana gelen maksimum taban kayma gerilmesi $\theta = 45^0$ 'de meydana gelmiştir.

13. Jet ekseninde eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımı ve taban kayma gerilmesi jet çıkışından uzaklaştıkça ve kazığa yaklaştıkça azalmaktadır.

14. Kazık çevresindeki maksimum ortalama hız $\left(U_{mak} = 0.8U_0\right)$ $\theta = 45^0 - 82^0$ arasında meydana gelmiş ve ortalama hız $z' = 0.5D$ mesafede ise $0.1U_0$ değerine ulaşmıştır.

15. Kazık çevresindeki maksimum taban kayma gerilmesi $\left(\tau_{mak} = 1.25\tau_0\right)$ $\theta = 45^0$ 'de meydana gelmiş ve ortalama taban kayma gerilmesi $z' = 0.4D$ mesafede ise $0.1\tau_0$ değerine ulaşmıştır.

16. Hareketli tabanda dikkate alınacak taban malzemesi için kritik kayma gerilmesi $\tau_{kr} = 0.6\,\text{Pa}$ 'dır. Buna göre kazık çevresinde $z' = 0 - 0.5D$ arasında kritik kayma gerilmesi aşılmaktadır Bu aşılma aralığı Fr_d=12.16 için $\tau_{kr} - 20.3\tau_{kr}$, Fr_d=13.68 için $\tau_{kr} - 25.5\tau_{kr}$ ve Fr_d=15.21 için $\tau_{kr} - 30.8\tau_{kr}$ şeklinde olmuştur.

17. Mansap bölgesinde ortalama hıza ait maksimum değer her üç Fr_d sayısı için de çıkış hızının %30'u kadar olmuş ve kazıktan x=3.4d_0 kadar mesafede konumlanmıştır.

18. Kazık çevresindeki ilk $d_0/12$ çaplı daire üzerinde her üç Fr_d Sayısında da maksimum değer $\theta = 54^o$ 'de meydana gelmiş ve $U = 0.73U_0$ değerini almıştır. İkinci $d_0/12$ çaplı daire üzerinde her üç Fr_d Sayısı için de maksimum değer $\theta = 54^o$ 'de meydana gelmiş ve $U = 0.70U_0$ değerini almıştır.

19. Taban kayma gerilmesi değeri, kazığın membasında kazığın hemen önünde başlangıç değerinin %30'una kadar azalmaktadır.

20. Kazığın mansap bölgesine geçildiğinde taban kayma gerilmesi değeri artmaya başlamış ve kazığın mansabında kazıktan ortalama x=2d_0 mesafede mansap bölgesi için en yüksek değerine ulaşmıştır.

21. Kazık çevresindeki ilk $d_0/12$ çaplı daire üzerindeki kayma gerilmesi değişimi incelendiğinde maksimum değerin kazığın membasında meydana geldiği ve Fr_d sayısı arttıkça mansaba doğru ilerlediği belirlenmiştir. İkinci $d_0/12$ çaplı daire üzerindeki kayma gerilmesi değişimi incelendiğinde kazık çevresinde kazıktan uzaklaştıkça taban kayma gerilmesinin maksimum değerinin x doğrultusunda ileriye doğru kaydığı belirlenmiştir.

22. Jet çıkışındaki ortalama hız değeri kazık olması durumunda kazık olmaması durumuna nazaran %15 daha düşük olmaktadır.

23. Hız dağılımı, kazık mevcut olması halinde jet çıkışından itibaren $x=6.5d_0$'a kadar tedrici bir şekilde azalırken bu noktadan itibaren kazığın etkisiyle ani bir düşüş göstermektedir.

24. Jet çıkışındaki taban kayma gerilmesi kazık olmaması halinde kazık olması haline nazaran ortalama %5 daha fazla meydana gelmektedir.

25. Kazığın çevresi incelendiğinde özellikle $\theta = 90^o$'ye kadar taban kayma gerilmesi değerinde ciddi bir artış söz konusu olduğu ve maksimum kayma gerilmesi değerinin kazığın olmadığı duruma göre 1.7 kat arttığı belirlenmiştir.

d) Hareketli tabana yerleştirilmiş dairesel kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel jet akımı:

Hareketli tabana yerleştirilmiş dairesel kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel duvar jeti için yapılan deneylerde duvar jeti oluşturulan katı cidara kazıktan $x=8d_0$ mesafede yerleştirilmiştir. Ölçümler cidar boyunca belirli mesafelerde (kazığın membasında $x=0d_0$-$6d_0$, mansabında $x=2d_0$-$16d_0$) düşeyde hareket edilerek yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar aşağıda ifade edilmiştir:

1. Hareketli tabana yerleştirilmiş dairesel kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel duvar jeti içi yapılan deneylerde x doğrultusundaki hızın (u) kazığın membasında kazığa yaklaştıkça ve kazığın mansabında kazıktan uzaklaştıkça şiddetini kaybettiği belirlenmiştir.

2. Froude sayısı arttıkça kazığın hemen önünde meydana gelen maksimum denge oyulma derinliğinin ve kazığın hemen mansabındaki derinliğin arttığı belirlenmiştir.

3. Froude sayısı arttıkça kazığın mansabındaki oyulma bölgesi uzunluğunun arttığı ve yığılma bölgesinin mansaba doğru kaydığı görülmektedir.

4. Hareketli tabanda, kazık etrafında meydana gelen taban profilinin (oyulma ve yığılma bölgesinde) Ali ve Karim (2002)’in çalışmalarında belirttiği gibi Gauss dağılımına uyduğu belirlenmiştir.

5. Kazığın membasında şev açısının Froude sayısı arttıkça arttığı görülmüş, yığılma bölgesindeki şev açısının her ne kadar ölçüm sayısı yetersiz ise de akımın debisinden yani Froude sayısından bağımsız olduğu belirlenmiştir.

6. Denge oyulma derinliğinde x doğrultusundaki maksimum hız değeri (u) $x=6d_0$ mesafede $Fr_d=12.16$ ve $Fr_d=13.68$ değerleri için teorik çıkış hızının %70’i civarında olurken $Fr_d=15.21$ için %50’si mertebesinde meydana gelmiştir.

7. Her üç Froude sayısı için de $x=4d_0$ mesafeden itibaren kazığa yaklaştıkça taban yakınında negatif hızlar görülmüştür.

8. Her üç Froude sayısı için de düşey hız bileşeni (v) sıfır etrafında salınmakla birlikte pozitif ve negatif olmak üzere en çok $\%2.5U_0$ değer aldığı görülmektedir.

9. Her üç Froude sayısı için de x doğrultusundaki hız (u) membada kazığa yaklaştıkça, mansapta kazıktan uzaklaştıkça azalmaktadır.

10. Denge oyulma derinliğinde maksimum hız değeri (u_{mak}) $Fr_d=12.16$, $Fr_d=13.68$ ve $Fr_d=15.21$ için $x=2d_0$ mesafede teorik çıkış hızının %25’i civarında olmuştur.

11. Kazığın mansabında yığılma bölgesinde tepe noktasına yaklaşıldıkça hız değeri (u) teorik çıkış hızının %15’i civarında meydana gelmektedir.

12. Kazığın membasında ve mansabında meydana gelen hız dağılımları incelendiğinde, v hız bileşeninin kazığın membasında oldukça küçük değerler alırken kazığın mansabında dikkate değer bir artışın (ortalama üç katına çıkmıştır) söz konusu olduğu görülmüştür.

13. Jet akımının kazığın memba bölgesinde serbest jet akımı şeklinde davrandığı fakat kazığın mansap bölgesine geçildiğinde artık serbest jetten çok duvar jetine benzer bir davranış gösterdiği belirlenmiştir.

14. Hız dağılımlarının Gauss dağılımı ile uyumu belirlenmiştir. Buna göre, kazığın membasında hız dağılımı en çok 4. dereceden Gauss dağılımı ile uyum sağlarken, kazığın mansabında hız dağılımı en çok 7. dereceden Gauss dağılımı ile uyum sağlamıştır.

15. Kazığın membasında jet çıkışından uzaklaştıkça hız profillerinin 1. dereceden Gauss dağılımına uygun bir şekil aldığı belirlenmiştir.

16. Oluşturulan modelde farklı türbülans modelleri ve türbülans şiddeti dikkate alınarak sonuçlar elde edilmiştir ve en uygun modelin Realizable $k-\varepsilon$ türbülans modeli ve Türbülans şiddeti I=%10 olduğu görülmüştür.

17. Kazığın memba bölgesinde sayısal sonuçlar Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) ve Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) için deneysel sonuçlara göre y doğrultusu boyunca yukarı doğru kaymıştır. Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk, Re=48000) için ise sayısal sonuçlar deneysel sonuçlara göre y doğrultusu boyunca aşağı doğru kaymıştır.

18. Her üç Froude sayısı (Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21) için de sayısal hız değerlerinin cidara yakın bölgede deneysel sonuçlardan oldukça yüksek olduğu, jet ekseni civarında ise deneysel sonuçlardan çok az fark ettiği (<%10) belirlenmiştir

19. Her üç Froude sayısı (Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21) için hesaplanan rms değerlerinin jet çıkışında en yüksek değeri aldığı ve kazığa yaklaştıkça azaldığı belirlenmiştir.

20. Kazığın mansap bölgesinde ise her üç Froude sayısı (Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21) için sayısal ve deneysel sonuçlar akım davranışı bakımından benzerlik göstermekle birlikte akım şiddeti açısında yeterince uyum sağlamamıştır.

21. Her üç Froude sayısı (Fr_d=12.16, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21) için hesaplanan rms değerleri ise en yüksek değerini x/d_0=2 mesafede almış ve kazıktan uzaklaştıkça azalmıştır.

22. Hareketli tabanda dengeye ulaşmış oyulma profilinde elde edilen taban kayma gerilmesi dağılımı kazık olmadığı durum için Kurniawan vd. (2003)'nin iki boyutlu ve Hill ve Younkin (2002)'nin üç boyutlu çalışmalarında ifade ettikleri sonuçlara benzer sonuçlar elde edilmiştir.

23. Jet ekseninde eksen boyunca meydana gelen ortalama hız dağılımı ve taban kayma gerilmesi jet çıkışından uzaklaştıkça ve kazığa yaklaştıkça azalmaktadır.

24. Denge oyulma çukurunda kazık etrafındaki maksimum taban kayma gerilmesi rijit tabanda kazık etrafında meydana gelen maksimum taban kayma gerilmesinin

Fr_d=12.16 için 0.066 katı, Fr_d=13.68 ve için 0.052 katı ve Fr_d=15.21 için 0.038 katı değer almıştır.

25. Kazık çevresindeki maksimum ortalama hız $\left(U_{mak} = 0.51U_0\right)$ $\theta = 25^0 - 85^0$ arasında meydana gelmiş ve $z' = 0.5D$ mesafede ise $0.1U_0$ değerine ulaşmıştır.

26. Ortalama hız dağılımı, kazıktan hemen sonra belli bir konuma kadar azalmakta ve bir minimum değerden sonra artarak maksimuma ulaşmaktadır. Maksimuma ulaştıktan sonra tekrar düşüşe geçmektedir.

27. Kazığın mansabında meydana gelen bu minimum değer için sıfır mertebesinde ve $x=0.3d_0$ mesafede meydana gelmiştir. Kazığın mansabında meydana gelen maksimum değer ise $U=0.16U_0$ mertebesinde ve $x=3d_0$ mesafede meydana gelmiştir.

28. Kazık çevresinde ilk $d_0/12$ çaplı daire üzerindeki ortalama hız dağılımı incelendiğinde maksimum değerin $\theta = 54^o$'de meydana geldiği ve $U = 0.5U_0$ değerini aldığı belirlenmiştir. İkinci $d_0/12$ çaplı daire üzerindeki ortalama hız dağılımı incelendiğinde maksimum değerin $\theta = 54^o$'de meydana geldiği ve $U = 0.45U_0$ değerini aldığı belirlenmiştir.

29. Taban kayma gerilmesi, jet çıkışında en yüksek değerini almakla birlikte jet çıkışından uzaklaştıkça ani bir düşüş göstermekte ve kazığa yaklaştıkça azalmaktadır. Kazığın mansap bölgesinde oyulma bölgesinden yığılma bölgesine doğru bir artış ve tepe noktasından itibaren tekrar azalma meydana gelmektedir.

30. Taban kayma gerilmesinin jet çıkışındaki değeri, oyulmuş tabanda duvar jet akımında kazık mevcut iken Fr_d=12.16 için 1.5 katına, Fr_d=13.68 ve Fr_d=15.21 için ise 3 katına kadar çıkmıştır

31. Jet ekseninde kazık çevresindeki maksimum ortalama hız çıkış hızından daha düşük bir değer alırken, maksimum taban kayma gerilmesi çıkışdaki maksimum değerden daha yüksek bir değer almıştır.

Bu sonuçlar ışığında ileride yapılabilecek araştırmalar için öneriler aşağıda ifade edilmiştir:

1. Bu çalışmada tek jet çapı ve kazık çapı dikkate alınmıştır. Farklı jet ve kazık çapları dikkate alınarak ölçümlerin yapılması yararlı olacaktır.

2. Bu çalışmada jet, kazığa tek bir ($x=8d_0$) mesafede yerleştirilmiştir. Jetin kazığa olan mesafesi değiştirilerek meydana gelen akım alanı ve katı madde taşınımının belirlenmesi faydalı olacktır. Böylece jetin kazığa olan uzaklığının oyulma mekanizması üzerindeki etkisi görülmüş olacaktır.

3. Yapılan deneysel araştırmada ADV'nin yapısından dolayı kazık çevresine çok yaklaşılamamış ve bu bölgedeki akım davranışı belirlenememiştir. Kazığın yakın çevresindeki akım davranışının farklı hız ölçer kullanılarak belirlenmesi faydalı olacaktır.

4. Bu araştırmada tek kazık dikkate alınmıştır. Birden fazla kazık dikkate alınarak kazık gruplarının etkisi araştırılmalıdır.

5. Bu çalışmada, sayısal modellemede kararlı çözüm yapılmıştır. Kararsız çözüm yapılarak akım alanında oyulma çukuru boyunca ve kazık etrafında zamanla meydana gelen değişimin belirlenmesi faydalı olacaktır.

6. Bu çalışmada, taban kayma gerilmesi sayısal sonuçlardan yola çıkılarak belirlenmiştir. Taban kayma gerilmesinin deneysel olarak da belirlenmesi faydalı olacaktır.

7. Hareketli tabana yerleştirilmiş dairesel kazık etrafında batık üç boyutlu dairesel duvar jetine ait akımın taşıdığı katı madde miktarının zamana bağlı olarak değişiminin belirlenmesi faydalı olacaktır.

8. Dümen etkisi dikkate alınarak pervane jetinin kazığa farklı açılarda çarpması ile meydana gelebilecek akım alanı ve böylece oluşacak katı madde hareketi araştırılmalıdır.

9. Deney koşullarında dalga ve akıntı etkisi ve liman içi çalkantıların dikkate alınması faydalı olacaktır.

KAYNAKLAR

Abbott, M. B. ve Basco, D. R. (1989), Computational Fluid Dynamics, Longman Scientific and Technical, New York.

Albertson, M. L., Dai, Y.B., Jensen, R.A. ve Rouse, H. (1948), “Diffusion of Submerged Jets” Proceedings ASCE, 2409:639-697.

Abrahamsson, H., Johansson B. ve Lödahl, L. (1997), “The Turbulence Field of a Fully Developed Three-Dimensional Wall Jet.”, Internal report 97/1, Dept. Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.

Ali, K. H. M. ve Karim, O. (2002), “Simulation of Flow Around Piers”, Journal of Hydraulic Research, 40 (2):161-174.

Ali, K.H.M. ve Lim, S.Y. (1986), “Local Scour Caused by Submergeed Wall Jets”, Proc., Instn. Civil Engineers, Part 2, 81:607-645.

Altıbilek, H., D. ve Basmacı, Y. (1973), “Localized Scour Downstream of Outlet Structures.”, Proc. 11th Congress on large dams, Madrid II:105-121.

Apsley, D., 2003, Ders notları.

Apsley, D., 2004, Ders notları.

Baines, W.D., 1975, “Entrainment by a Plume or a Jet at a Density Interface”, Journal of Fluid Mechanics, 90:531-539.

Barbhuiya, A. K. ve Dey, S. (2004), “Measurement of Turbulent Flow Field at a Vertical Semicircular Cylinder Attached to the Sidewall of a Rectangular Channel”, Flow Measurement and Instrumentation, 15 (2):87-96.

Blazek, J., 2001, Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications, Elseiver, United Kingdom.

Boguslawski, L. ve Popiel, C. (1979), “Flow structure of the Free Round Turbulent Jet in the Initial Region.”, Journal of Fluid Mechanics, 90:531-539.

Breusers, H. N. C. ve Raudkivi, A. J. (1991), Scouring, A.A., IAHR Hydraulic Structures Design Manual 2, Balkema, Rotterdam.

Brooks, N. H. (1962), “Discussion of ‘Boundary Shear Stress in Curved Trapezoidal Channel’ by A. T. Ippen and P. A. Drinker”, J. Hydr. Div., ASCE, 88:pp. 327-333.

Brooks, H. N. (1963), “Discussion of Boundary Shear Stresses in Curved Trapezoidal Channels”, by A.T. Ippen and P. A. Drinker, ASCE Journal of Hydraulic Engineering, 89.

Carstens, T., J. (1997), Fluvial Hydraulics–Hydraulics of Receiving Waters1, Class Notes, Department of Hydraulic and Environmental Engineering, The Norwegian University of Science and Technology, Norway.

Chadwik, A. ve Morfett, J. (1986), Hydraulic in Civil Engineering, Allen and Unvin, London.

Chevray, R. ve Tutu, N.K. (1978), “Intermittency and Preferential Transport of Heat in a Round Jet.”,Journal of Fluis Mechanics, 88:133-160.

Chin, C.O., Chiew, Y.M., Lim, S.Y. ve Lim, F.H. (1996), "Jet Scour Around Vertical Pile", Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 122(2):59-67.

Del Mar Ciencias (2002), Start of Sediment Motion and Resuspension in Turbulent Flows: Applications of Zero-Mean Flow Grid Stirred Turbulence on Sediment Studies, Doctoral Thesis, Universitat Politecnica de Catalunya, İspanya.

Clarke, F. R. W. (1962), The Action of Submerged Jets on Moveable Material, Ph.D. Thesis, Imperial College, London.

Çevik, Özkan, E. (1997), Dalga Etkisinde Denizaltı Boru Hatları ve Deniz Taban Etkileşiminin Belirlenmesi, Doktora Tezi, YTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.

Dargahi, B. (2003), "Three Dimensional Modelling of Ship-Induced Flow and Erosion", Water & Maritime Engineering, 156:193-204.

Davies, P. O. A. L., Fisher, M. J. ve Barrat, M. J. (1962), "The Characteristics of the Turbulence in the Mixing Region of a Round Jet", Journal of Fluid Mechanics, 15:337-365.

Eggenberger, W. ve Muller, R. (1944), "Experimentelle und Theoretische Untersuchungen über das Kolkproblem, Mitteil", Versuchsanstalt f. Wasserbau, No 5, Zurich, CH.

Einstein, H. A. (1950), The Bed-Load Function for Sediment Transportation in Open-Channel Flows, Technical Bulletin no.1026, US Department of Agriculture, Soil Conservation Service, Washington DC, USA.

Falcone, A. M. (1998), Entrainment and Radial Velocity Measurements in an Axisymmetric Turbulent Jet, in Civil Engineering, The Cooper Union, Albert Nerken School of Engineering, New York, p. 209.

Ferziger, J. H. (1999), Introduction to the Physics and Simulation of Turbulence, Course Note. 156, von Karman Institute, Belgium.

Firriolo, M.J. (1985), Characteristics of a Submerged Jet at Intermediate to Low Reynolds Numbers, in Civil Engineering, The Cooper Union, Albert Nerken School of Engineering, New York City, 113.

Fischer, H.B. (1979), Mixing of Inland and Coastal Waters, Academic Press, San Diego, 483.

Flohr, P. ve Balaras, E. (1995), Large Eddy Simulation of a Turbulent Boundary Layer, Technical Note 187, von Karman Instıtute, Belgium.

Fluent Manual, 2003.

Fondse, H., Leijdens, H. ve Ooms, G. (1983), "On the Influence of the Exit Coditions on the Entrainment Rate in the Development Region of a Free, Round, Turbulent Jet.", Applied Scientific Research, 40:355-375.

Gordon, L. ve Cox, J. (2000), Acoustic Doppler Velocimeter Performance in a Laboratory Flume, Lab Velocimeter Performance.

Gosselin, M. S. ve Craig, K. R. (2002), Estimating Along-Channel Flow and Sediment Transport at Tidal Entrances-EbbJet Calculator, US Army Corps of Engineers, ERDC/CHL CHETN-IV-48.

Graf., W. H. ve Istıarto, I. (2002), “Flow Pattern in the Scour Hole Around a Cylinder”, Journal of Hydraulic Research, 40(1):13-20.

Hamill, G. A. (1988), “The Scouring Action of the Propeller Jet Produced by a Slowly Manoeuvring Ship”, Permenant International Association of Navigation Congresses, 62:85-110.

Hamill, G. A., Johnston, H. T. ve Stewart, D. P. (1999), “Propeller Wash Scour Near Quay Walls”, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 125(4):15616.

Hanjalic, K. (2005), Turbulence and Transport Phenomena, Modelling and Simulation, Darmstadt.

Hill, D. F. ve Younkin, B. D. (2006), “PIV Measurements of Flow in and Around Scour Holes”, Experiments in Fluids, 41:295-307.

Hjuström, F. (1935), “Studies of the Morphological Activity of Rivers as Illustrated by the River Fyris”, Geological Institute of Upsala, Upsala, Sweden, XXV.

Kalinske, A. A. (1947), “Movement of Sediment Transport as Bed-Load in Rivers”, Transactions of the American Geophysical Union, 18(4):615-620.

Karim, O. A. ve Ali, K. H. M. (2000), “Prediction of Flow Patterns in Local Scour Holes caused by turbulent water jets”, Journal Hydr. Res., 38(4):279-287.

Kay, J. M. ve Nedderman, R. M. (1985), Fluid Mechanics and Transfer Process, Cambridge University Press.

Kurniawan A., Altınakar, M. S. ve Graf, W. H. (2001), “Flow Pattern of an Eroding Jet”, XXIX IAHR Congress Procedings, Beijing, China.

Launder, B. E. ve Rodi, W. (1981), The Turbulent Wall Jet, Progress in Aerospace Science, 19:81-128.

Launder, B. E. ve Spalding, D. B. (1972), Mathematical Models of Turbulence, Academic Press London and New York.

Launder, B. E. ve Spalding, D. B. (1974), “The Numerical Computation of Turbulent Flows”, Comp. Methods Appl. Mech. Eng., 3:269-289.

Laursen, E. M. (1952), “Observations on the Nature of Scour.”, Proc. 5th Hydr. Conf. Univ. of Iowa, Studies in Engineering, 34:179-197.

Leprince, F. ve Riethnuller, M. L. (1985), Skin Friction Determination by LDV Measurements in a Viscous Sublayer, Technical Note 156, von Karman Institute, Belgium.

Lim, S. Y. (1985), Scour and Particle Diffusion Caused by Water Jets, PhD Thesis, University of Liverpool, UK.

McNaughton, K. J. ve Sinclair, C. G. (1966), “Submerged Jets in Short Cylindirical Flow Vessels.”, Journal of Fluid Mech., 14:367-375.

Meyer-Peter E. ve Müller R. (1948), “Formulas for Bed-Load Transport”, International Association of Hydraulic Engineering and Research 2nd Meeting, Stockholm, 36-64.

Ming, H., Hongwu, T. ve Huimin, W. (2001), "Applying ADV to a Round Jet Flow", Proceeding of 29th IAHR Congress, Beijing, China.

Muazzammil, M. ve Gangadhariah, T. (2003), "The Mean Characteristics of Horseshoe Vortex at a Cylindrical Pier", Journal of Hydraulic Research, 41(3):285-297.

Nezu, I. ve Rodi, W. (1986), "Open-Channel Flow Measurements with a Laser Doppler Anemometer", Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 112:335-355.

Nortek, CollectV Software Manual, 3.2:N3000-102.

Nortek, ExploreV Software Manual, 1.5.

Nortek 10 MHz Velocimeter, Operations Manual, N3000-100.

Nortek 10 MHz Velocimeter, Software Manual, 2.7:N3000-101.

Olivari, D. ve Benocci, C. (1999), An Introduction to Mechanics of Turbulence, Course Note 157, von Karman Institute, Belgium.

Olsen, N. R. B. (1999), Computational Fluid Dynamics in Hydraulic and Sedimentation Engineering, Class Notes, Department of Hydraulic and Environmental Engineering, The Norwegian University of Science and Technology, Norway.

Olsen, N. R. B. (2000), CFD Algorithms for Hydraulic Engineering, ISBN 82 7598-044-5, Norwegian University of Science and Technology, Norway.

Olsen, N. R. B. (2003), Hydroinformatics, Fluvial Hydraulics and Limnology, 3rd edition, Norwegian University of Science and Technology, Norway.

Peterson, J. ve Bayazıtoğlu, Y. (1992), "Measurements of Velocity and Turbulence in Axisymmetric Isothermal and Buoyant Jets.", Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer, 114:135-142.

Piquet, J. (2001), Turbulent Flows–Models and Physics, 2nd Printing, Springer, New York.

Pourquie, M. J. B. M. (1994), Large Eddy Simulation of a Turbulent Jet, PhD Thesis, TU, Delft.

Przedwojski, B., Blazejewski, R. ve Pilarczyk, K. W. (1995), "River Training Techniques", Balkema, Rotterdam, 368-379.

Rajaratnam, N. (1976), Turbulent Jets, Elsevier, Amsterdam.

Rajaratnam, N. ve Berry, B. (1977), "Erosion by Impinging Circular Turbulent Jets", J. Hydr. Res., ASCE, 15(3):277-289.

Raudkiwi, A.J. (1986), "Functional Trends of Scour at Bridge Piers", J. Hydr. Engrg, ASCE, 112(1):1-12.

Raudkiwi, A. J. (1990), Loose Boundary Hydraulics, 3rd Edition, Pergamon Press.

Reichardt, H. (1941), "Gesetzmassigkeit der frein Turbulenz", Z. Agew., Math. Mech., 21.

Reynolds, W. C. (1990), The Potential and Limitatipons of Direct and Large Eddy Simulations, Lecture notes in physics 357:313-343, Springer.

Ricou, F. P. ve Spalding, D. B. (1961), "Measurements of Entrainment by Axisymmetrical Turbulent Jets.", J. Fluid Mechanics, 11:21-32.

Roulund, A., Sumer, M., Fredsoe, J. ve Michelsen, J. (2005), "Numerical and Experimental Investigation of Flow and Scour Around a Circular Pile", J. Fluid Mechanics, 534:351-401.

Sarker, A. (1998), "Flow Measurement Around Scoured Bridge Piers Using Acoustic-Doppler Velocimeter (ADV)", Flow Measurement and Instrumentation 9:217-227.

Schlichting, H. (1960), Boundary Layer Theory, New York, McGraw-Hill Book Co.

Shen, H. W., Schneider, V. R. ve Karaki, S. S. (1969), "Local Scour Around Bridge Piers", ASCE, 95:1919-1939.

Tachie, M. F. (2000), Open Channel Turbulent Boundary Layers and Wall Jets on Rough Surfaces, PhD Thesis, Department of Mechanical Engineering, University of Saskatchewan, Saskatoon.

Tachie, M. F., Balachandar, R. ve Bergstrom, D.J. (2002), "Scaling the Inner Region of Turbulent Plane Wall Jets", Experiments in Fluids, 33:351-354.

Tarapore, Z., S. (1956), Scour Below a Submerged Sluice Gate, M. Sc. Thesis, Univ. of Minnesota, Minneapolis.

Tennekes, H. ve Lumley, J. L. (1972), "A first Course in Turbulence", MIT Press.

Ungate, C. D., Harleman, D. R. F. ve Jirka, G. H. (1975), "Mixing of Submerged Turbulent Jets at Low Reynolds Number", Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 83.

Van Dyke, M. (1982), "An Album of Fluid Motion", Stanford, California, The Parabolic Press, 1st Edition.

Vanoni, V. A. (1975), Sediment Engineering, ASCE Manual, 54, New York: ASCE.

van Rijn L. C. (1984), "Sediment Transport (in Three Parts)", ASCE Journal of Hydraulic Engineering, 110:10-11-12.

van Rijn L., C. (1984a), "Sediment Transport, Part I: Bed Load Transport", Journal of Hydraulic Engineering, 110 (10):1431-1456.

van Rijn L., C. (1984b), "Sediment Transport, Part II: Suspended Load Transport", Journal of Hydraulic Engineering, 110 (11):1613-1641.

van Rijn L., C. (1984c), "Sediment Transport, Part III: Bed Forms and Alluvial Roughness", Journal of Hydraulic Engineering, 110(12):1733-1754.

van Rijn, L., C. (1986), "Sediment Transport, Part 1: Bed Load Transport", Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 112:433-455.

van Rijn, L. C. (1987), Mathmetical Modelling of Morphological Processes in the Case of Suspended Sediment Transport, Ph.D Thesis, Delft University of Technology.

van Rijn, L. C. (1998), Principles of Coastal Morphology, Aqua Publications, Amsterdam, Netharlands.

Vanoni, V., A. (1975), Sedimantation Engineering, ASCE, New York.

Vargas, R. R. (2001), The Effects of Varying Levels of Turbulence in a Submerged Turbulent Jet, MSc Thesis, The Cooper Union Albert Nerken School of Engineering.

Whittaker, J. G. (1984), Time Development and Local Scour by Jets, (private communication).

Wilcox, D. C. (1998), Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, Inc. La Canada, California.

Yen, C. L., Tseng, M. H. ve Lai, J. S. (1997), "Simulation of Bridge Scour under Unsteady Flow (in Chinese)", Rept. No. NSC 85-2211-E-002-051, National Science Council, R.O.C., Taipei, Taiwan, R.O.C.

Yen, C. L., Lai, J. S. ve Chang, W. Y. (2001), "Modelling of 3D Flow and Scouring around Circular Piers", Proc. Natl. Sci. Counc. ROC(A), 25(1):17-26.

Yüksel, A. (2002), Gemi Pervanelerinin Kazıklı Yanaşma Yapılarında Neden Olduğu Erozyonun Araştırılması, Y.L. Tezi, YTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.

Yüksel, A. (2003), Study of Impinging Jet Using Fluent and LES, Project Report, 36, von Karman Institute, Belgium.

Yüksel, A., Çelikoğlu, Y., Çevik, Y., Yüksel, Y., 2005, "Jet Scour Around Vertical Piles and Pile Groups", Ocean Engineering, vol. 32, Issues 3-4, March, pp. 349-362.

Yüksel, Y. (1999), Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği ve Hidrolik, YTÜ Yayını, İstanbul.

Yüksel, Y. (2000), Akışkanlar Mekaniği ve Hidrolik, Beta Basım, Kırklareli.

Yüksel, Y., Çelikoğlu, Y. ve Çevik, E. (1999), "Akarsu ve Kıyılarda Hareketli Tabanlı Akımların Hidroliği", Ders Notları, YTÜ, İstanbul.

Yüksel, Y. ve Üç, S. (1993), "Akıma Yerleştirilen Engelden Dolayı Oluşan Türbülansın Hareketli Tabana Etkisi", YTÜ Dergisi, 3:31-37.

İNTERNET KAYNAKLARI

[1]Shih, C. (2004), http://www.eng.fsu.edu/~shih/.

[2]http://www.nortek-as.com/

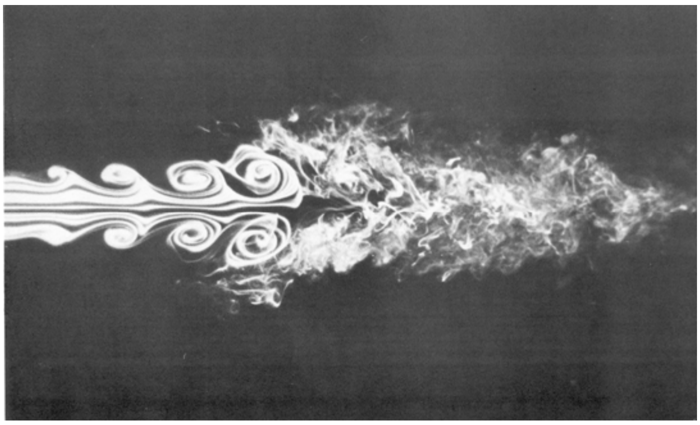
EKLER

Ek 1 Kelvin-Helmholtz Kararsızlığı

Kelvin-Helmholtz kararsızlığı, karşıt yönlerde hareket eden veya farklı yoğunluklara ve hızlara sahip iki akışkan alanının arakesitinde meydana gelmektedir. Bu olay atmosferde de oldukça sık meydana gelmektedir. Şekil 1'de Kelvin-Helmholtz kararsızlığı sonucu bulutların aldığı şekil görülmektedir.

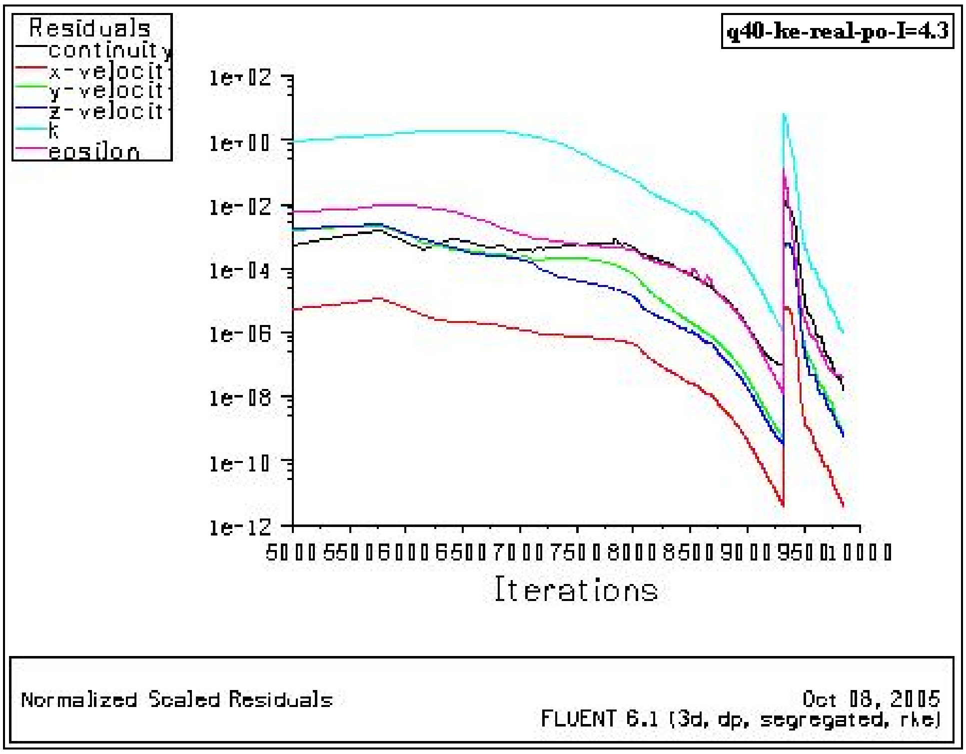
Şekil Ek 1.1 Kelvin-Helmholtz kararsızlığı sonucu bulutların aldığı şekil
(http://www.cora.nwra.com/~werne/eos/text/turbulence.html)

Şekilde 2'de ise bir jet akımında Kelvin-Helmholtz kararsızlığı sonucu meydana gelen Helmholtz dalgaları görülmektedir.

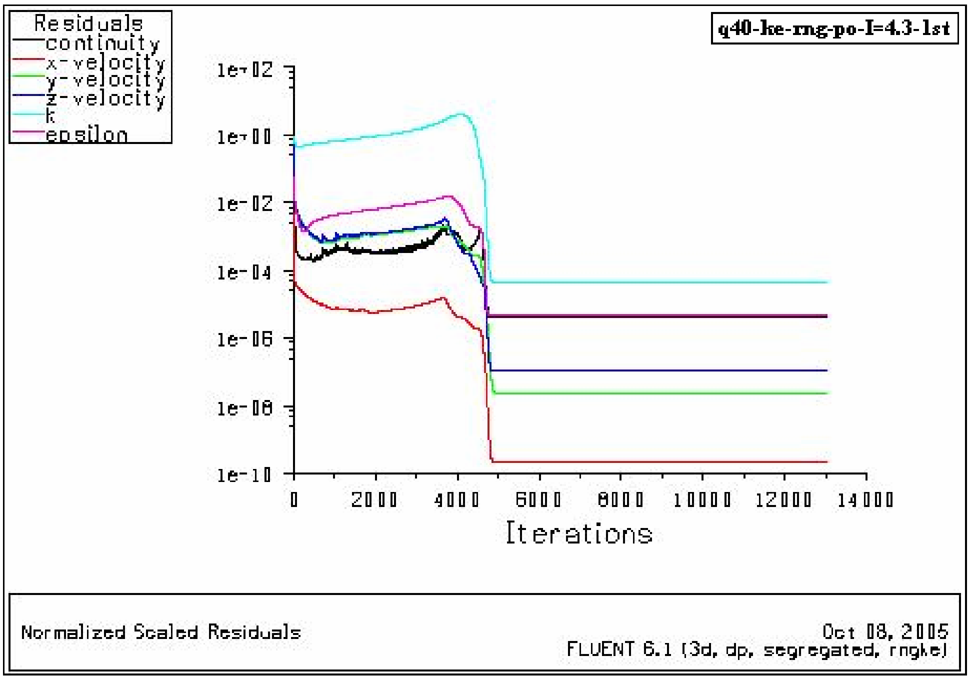


Şekil Ek 1.2 Serbest bir jet akımında meydana gelen karasızlık (Dyke, 1982)

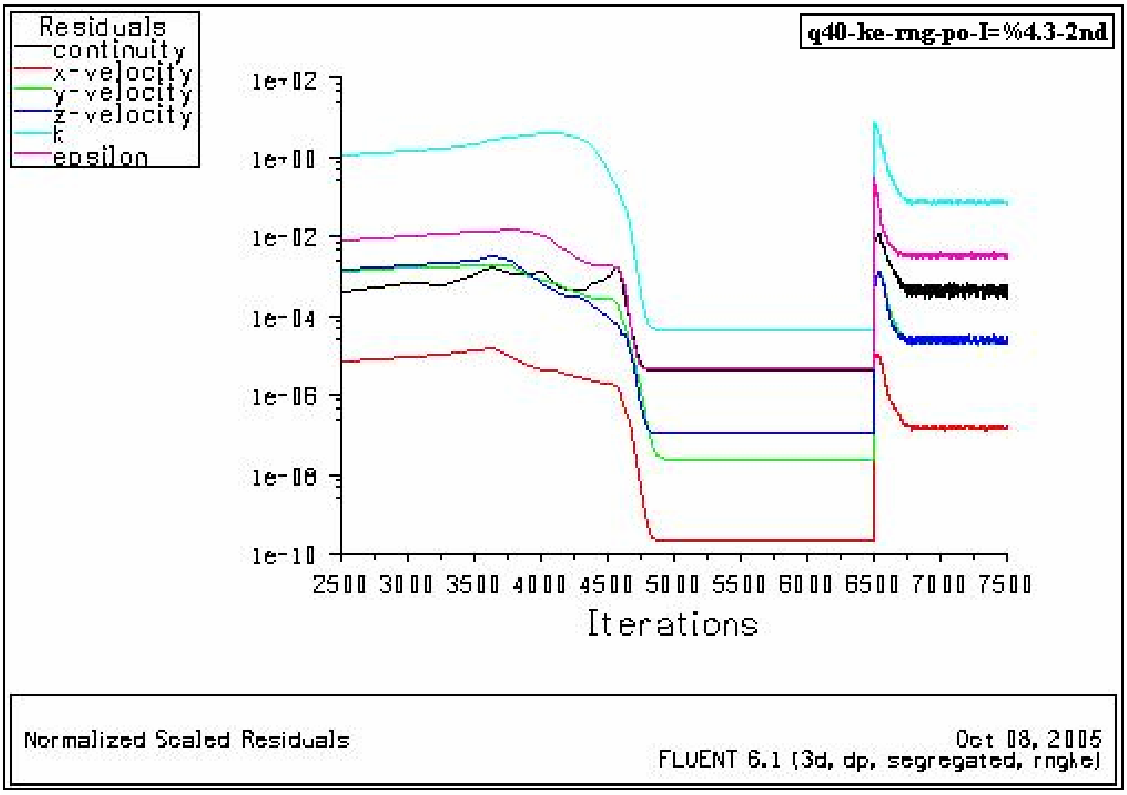
Ek 2 Serbest Jet Akımı için Yapılan Sayısal Modelemelere Ait Normalleştirilmiş Rezidü Şemaları



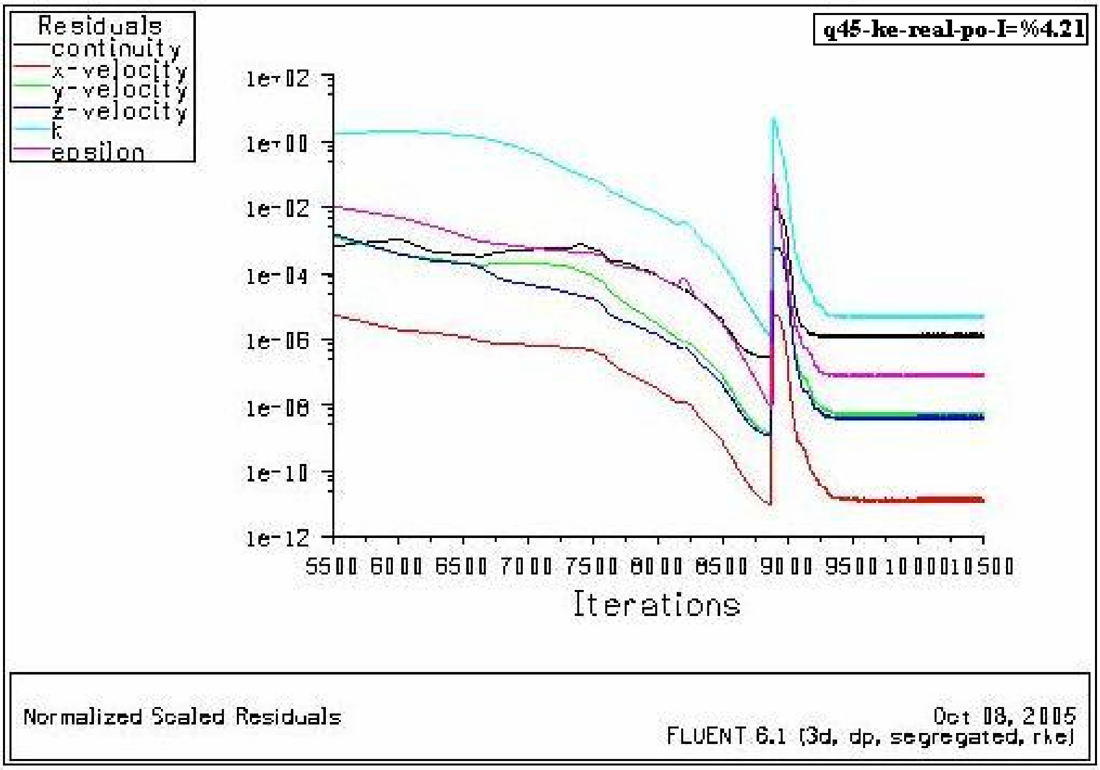
Şekil Ek 2.1 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Realizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.3, First ve Second order upwind şema için



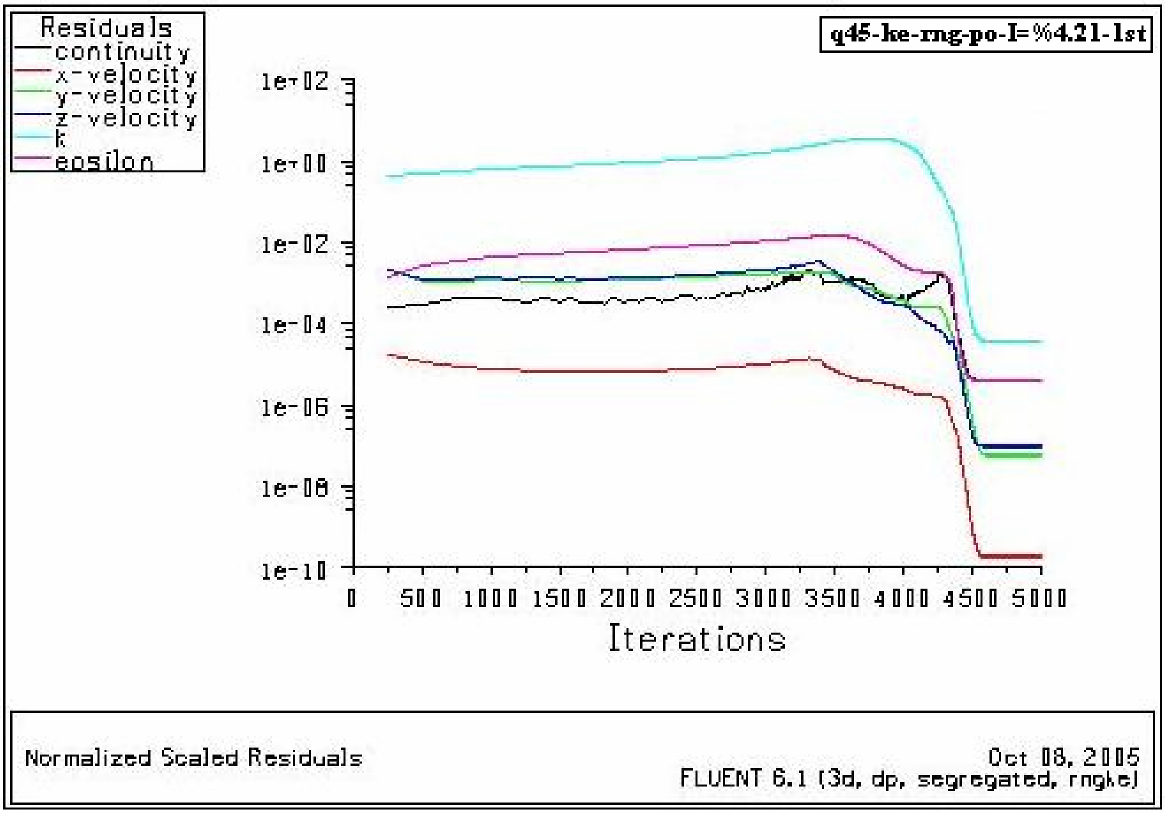
Şekil Ek 2.2 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.3, 1. First order upwind şema için



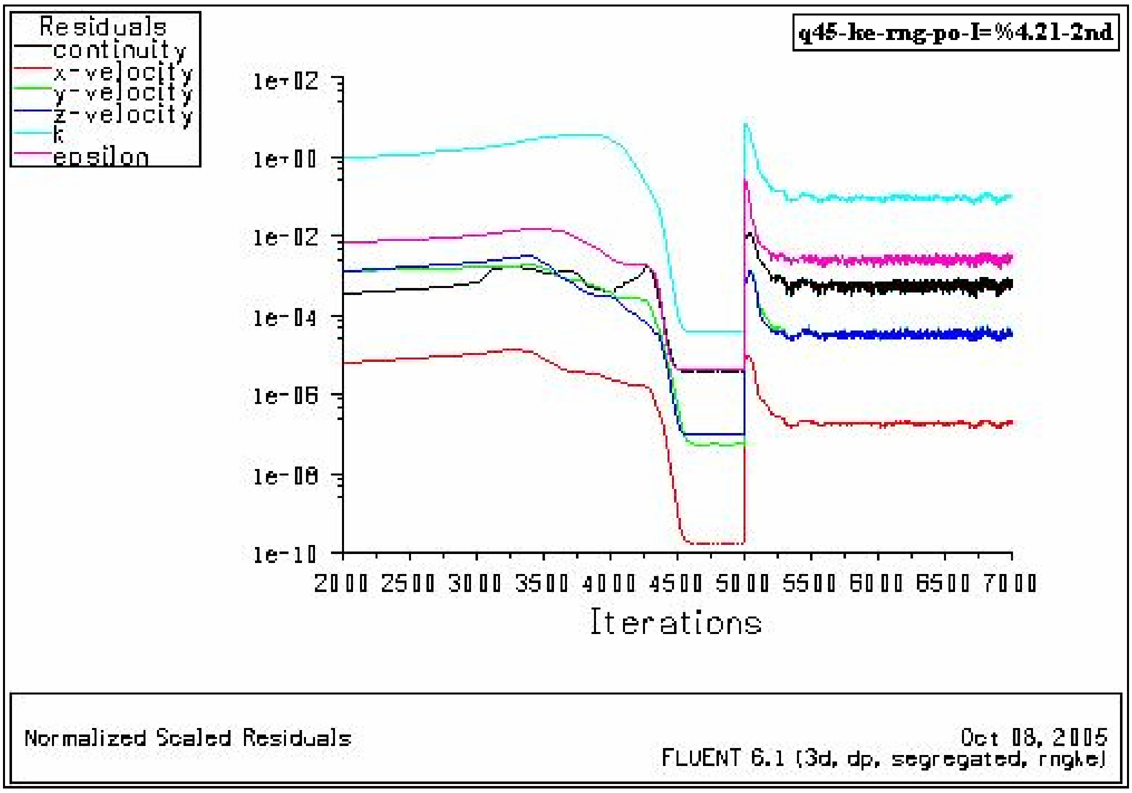
Şekil Ek 2.3 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.3, First ve Second order upwind şema için



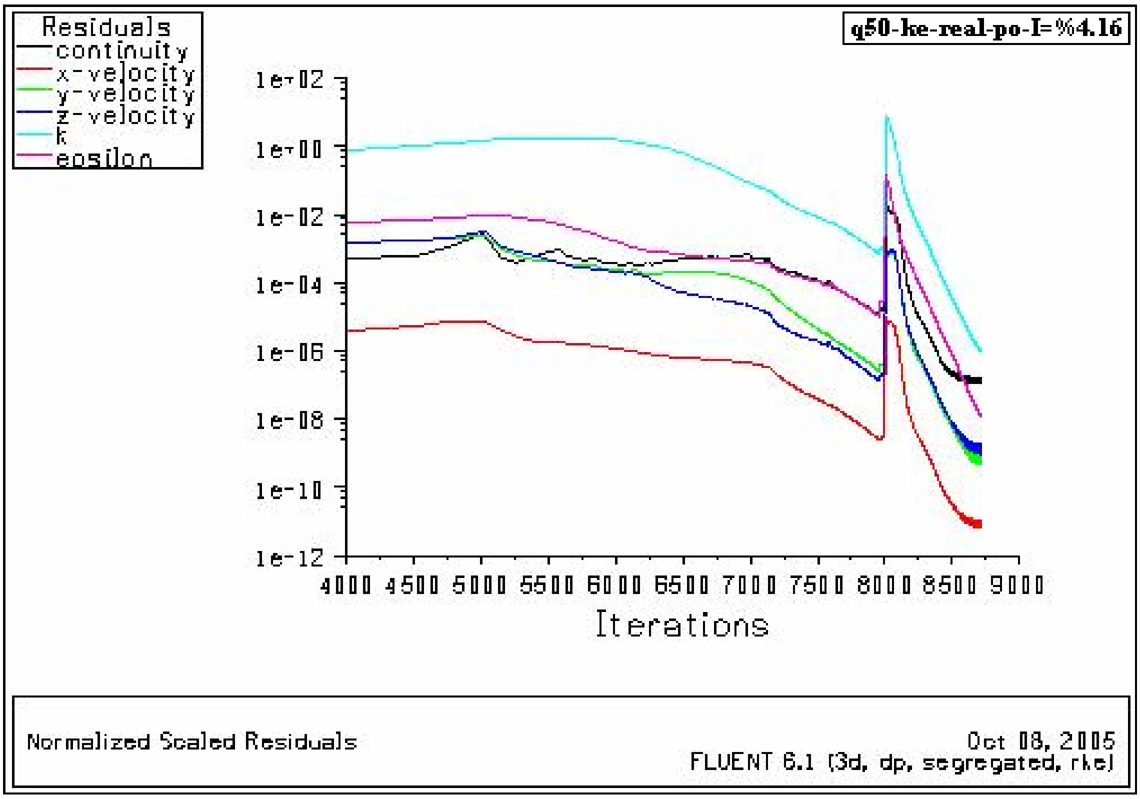
Şekil Ek 2.4 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Realizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.21, First ve Second order upwind şema için



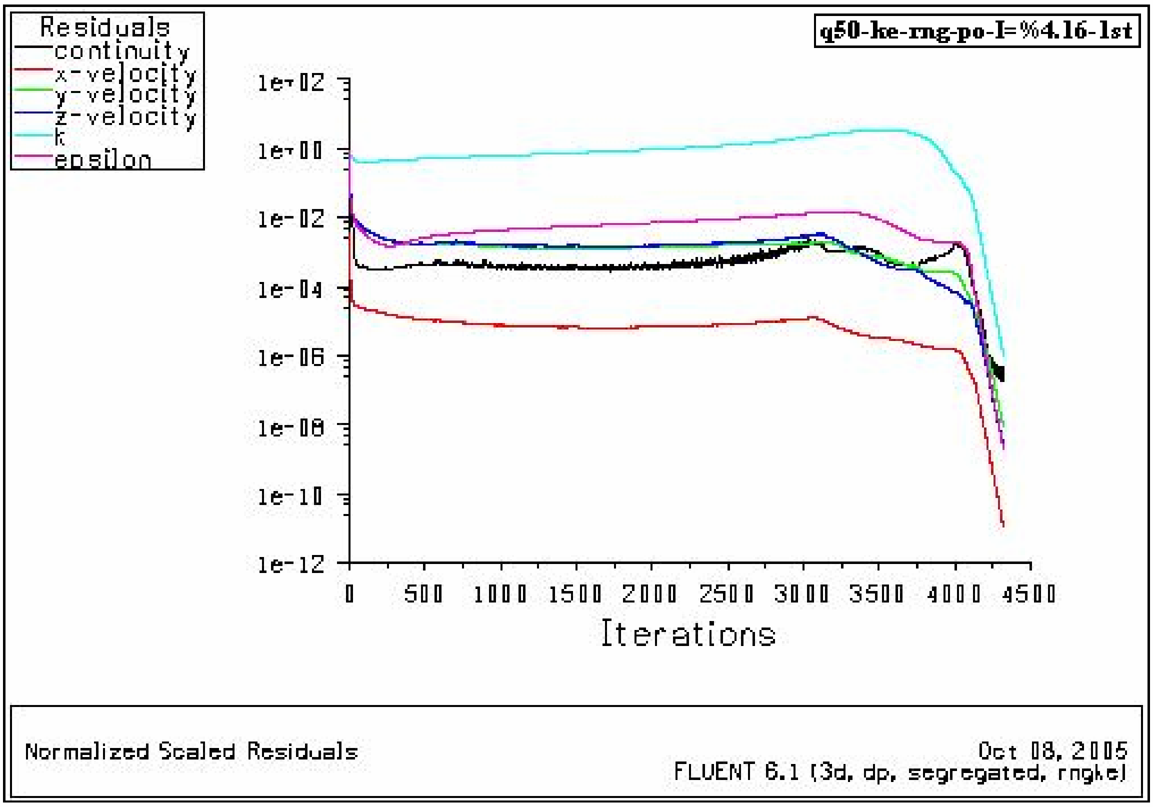
Şekil Ek 2.5 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.21, First order upwind şema için



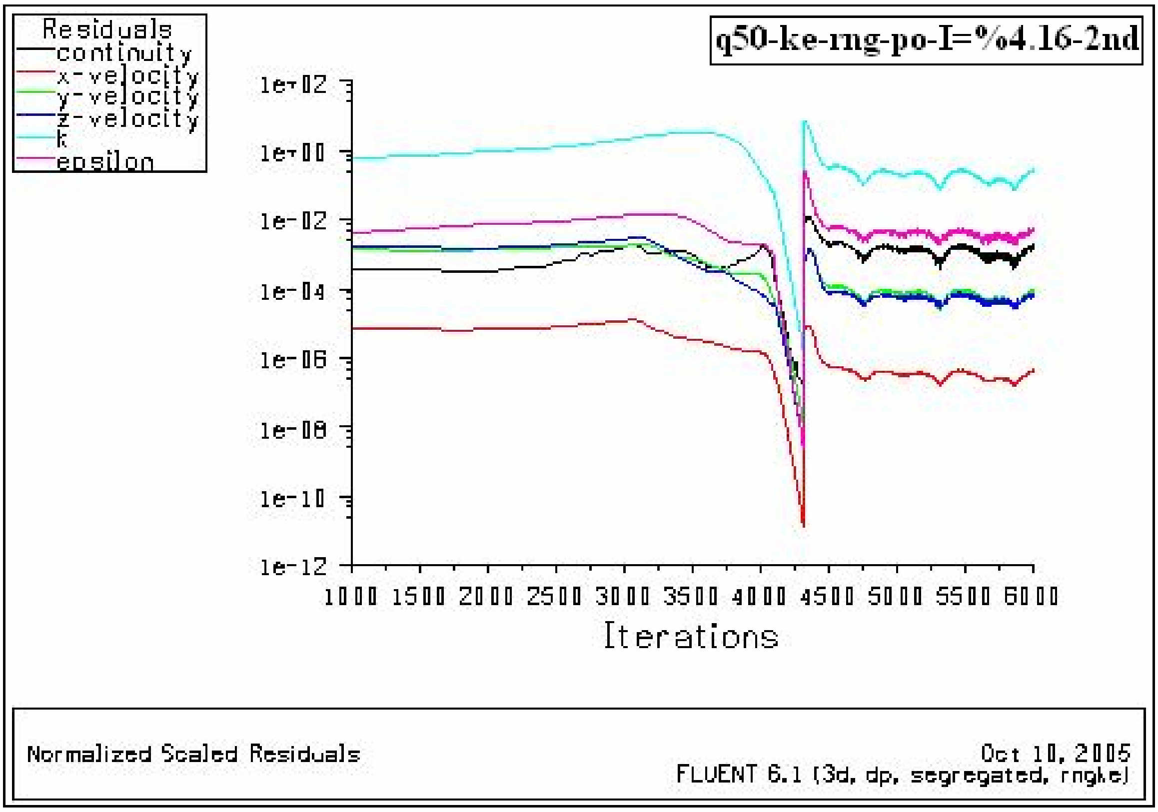
Şekil Ek 2.6 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.21, First ve Second order upwind şema için



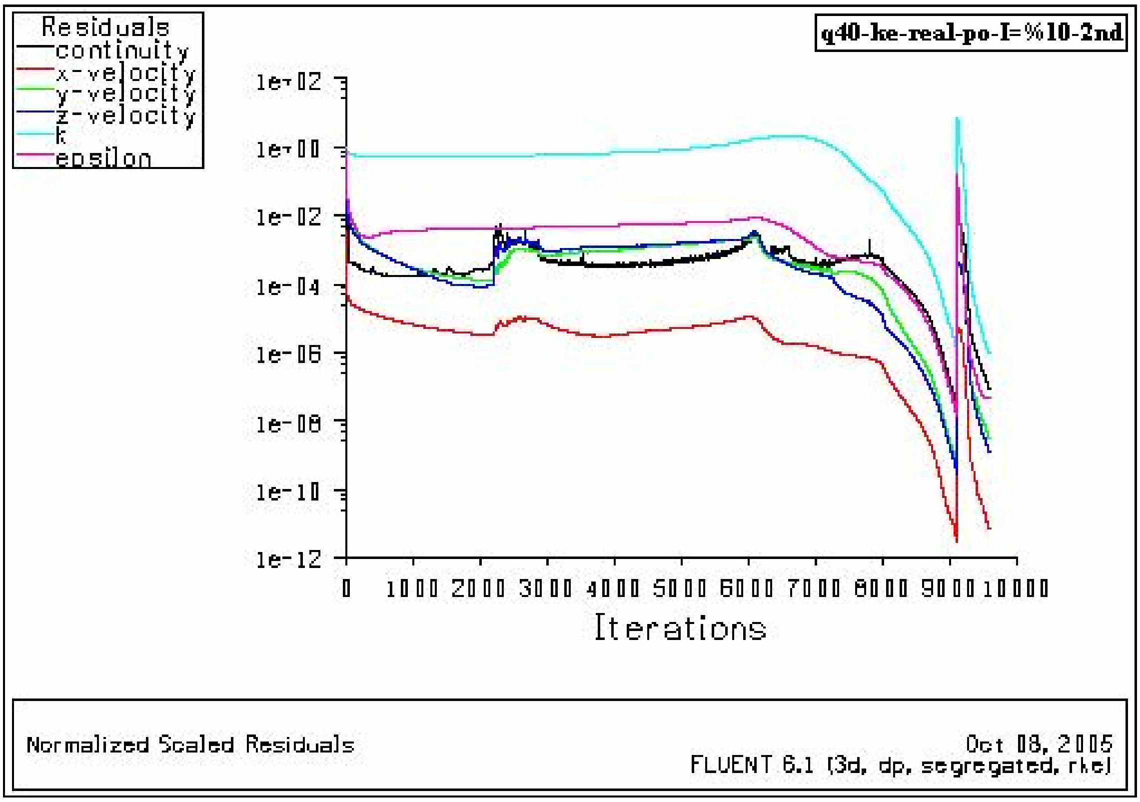
Şekil Ek 2.7 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Relizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.16, First ve Second order upwind şema için



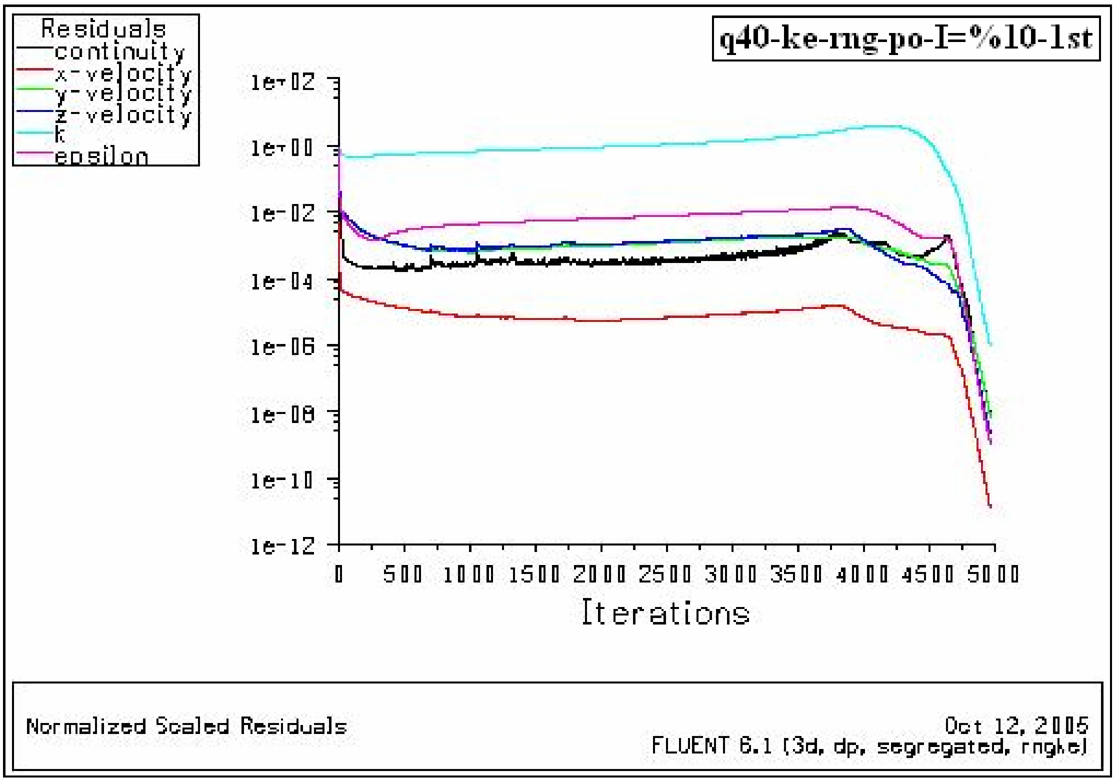
Şekil Ek 2.8 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.16, First order upwind şema için



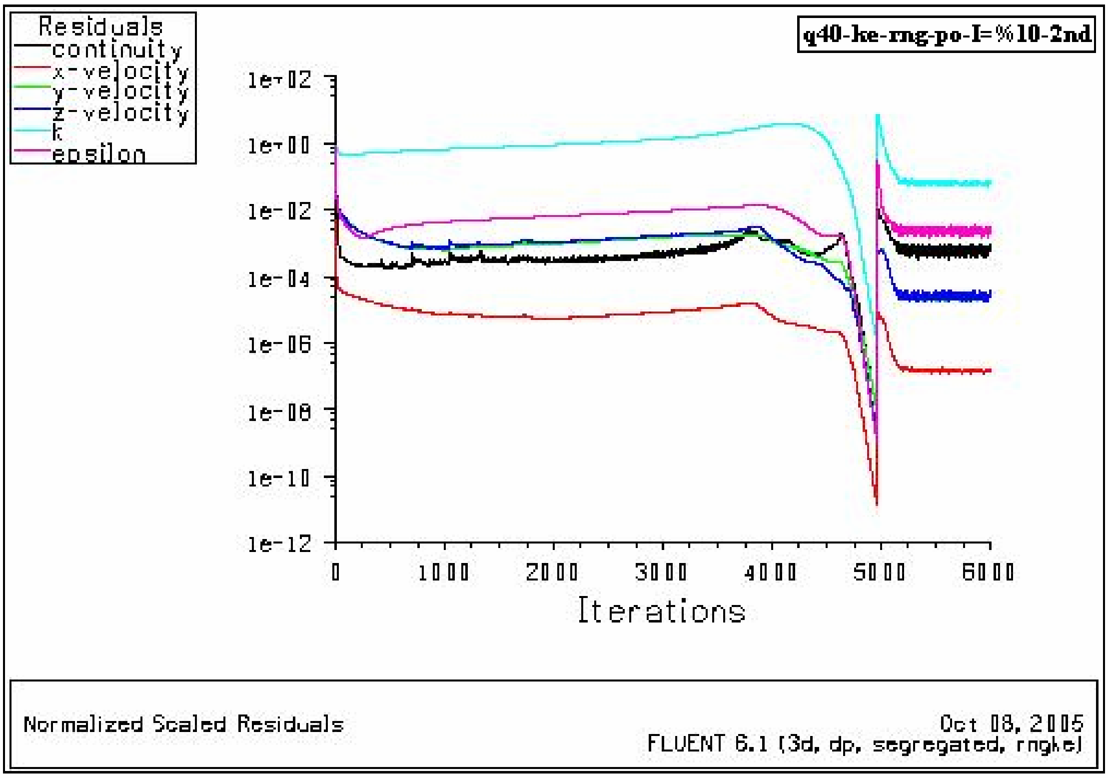
Şekil Ek 2.9 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %4.16, First ve Second order upwind şema için



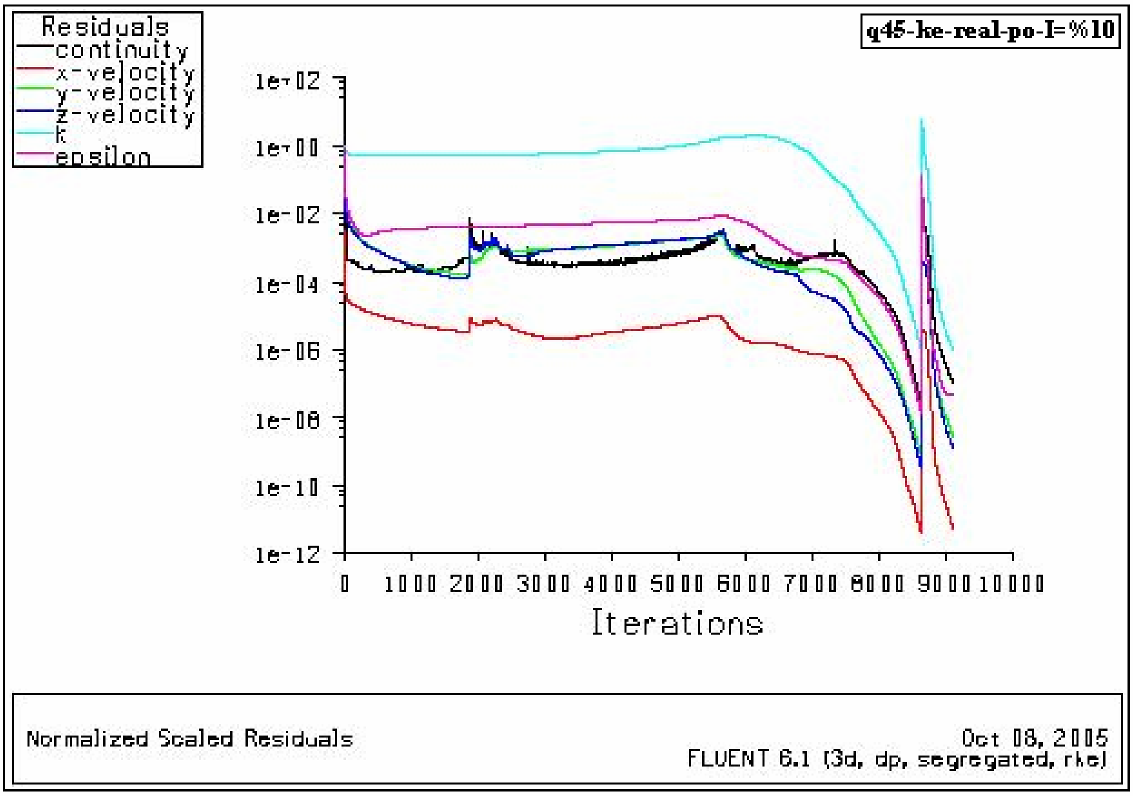
Şekil Ek 2.10 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Relizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



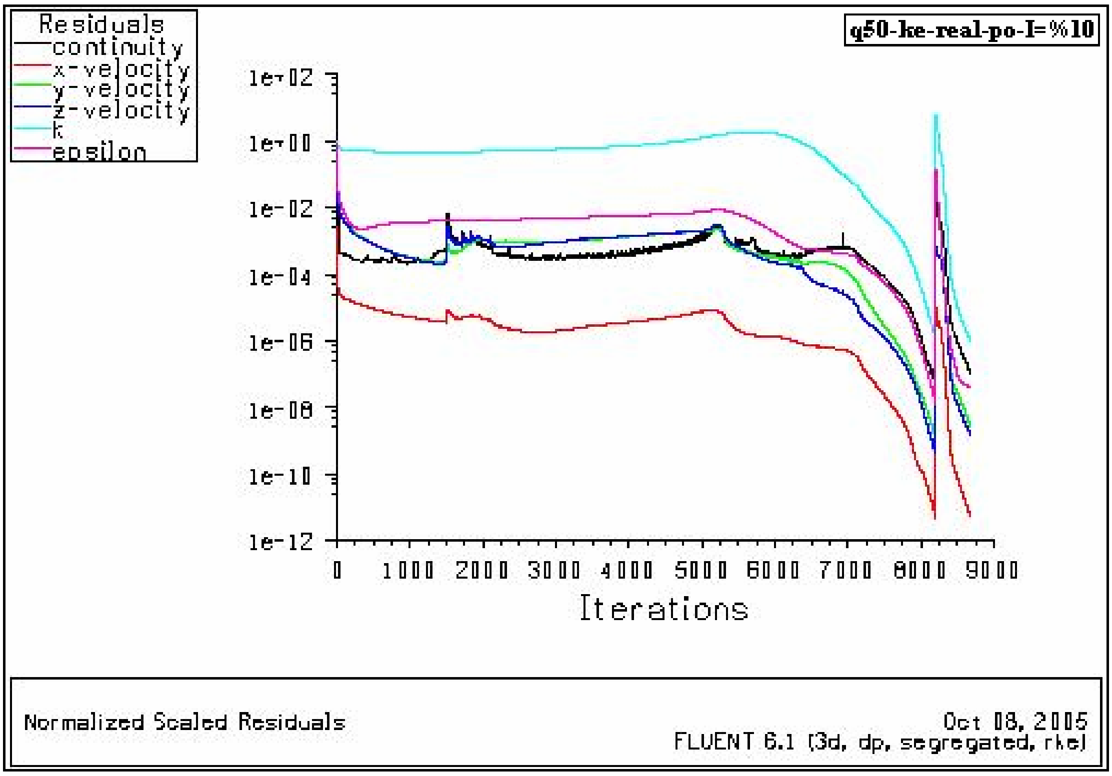
Şekil Ek 2.11 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, First order upwind şema için



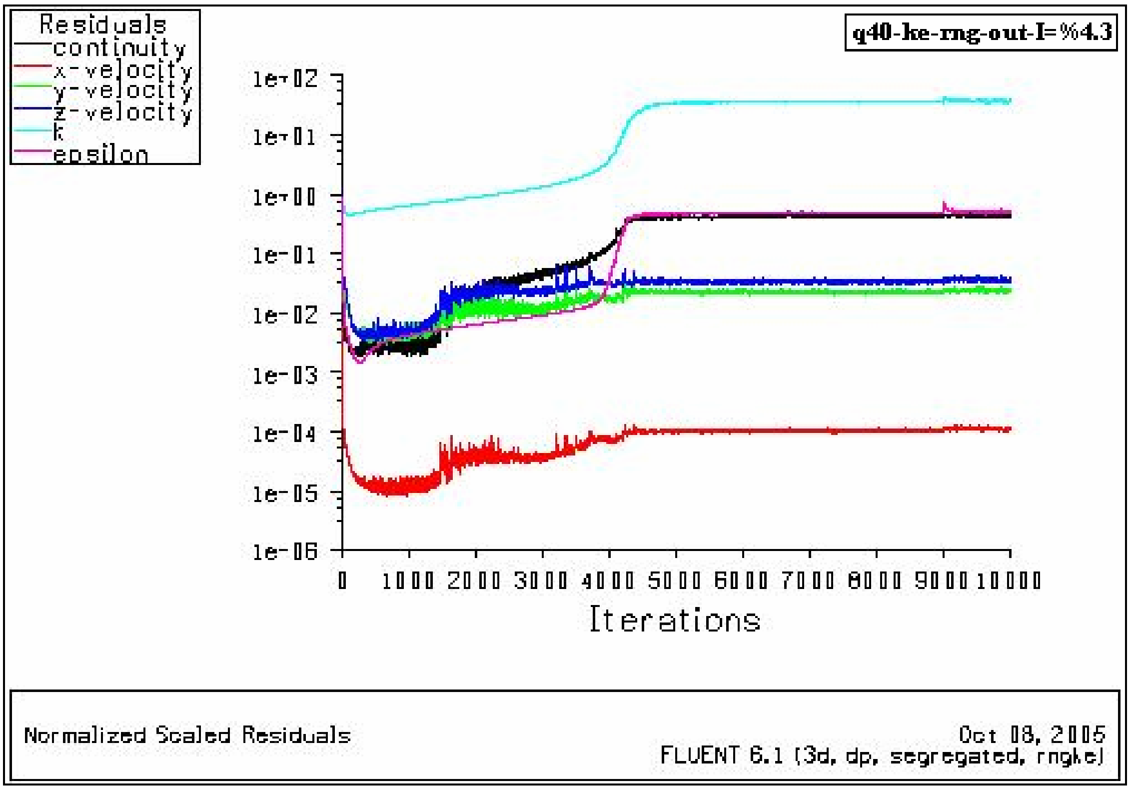
Şekil Ek 2.12 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



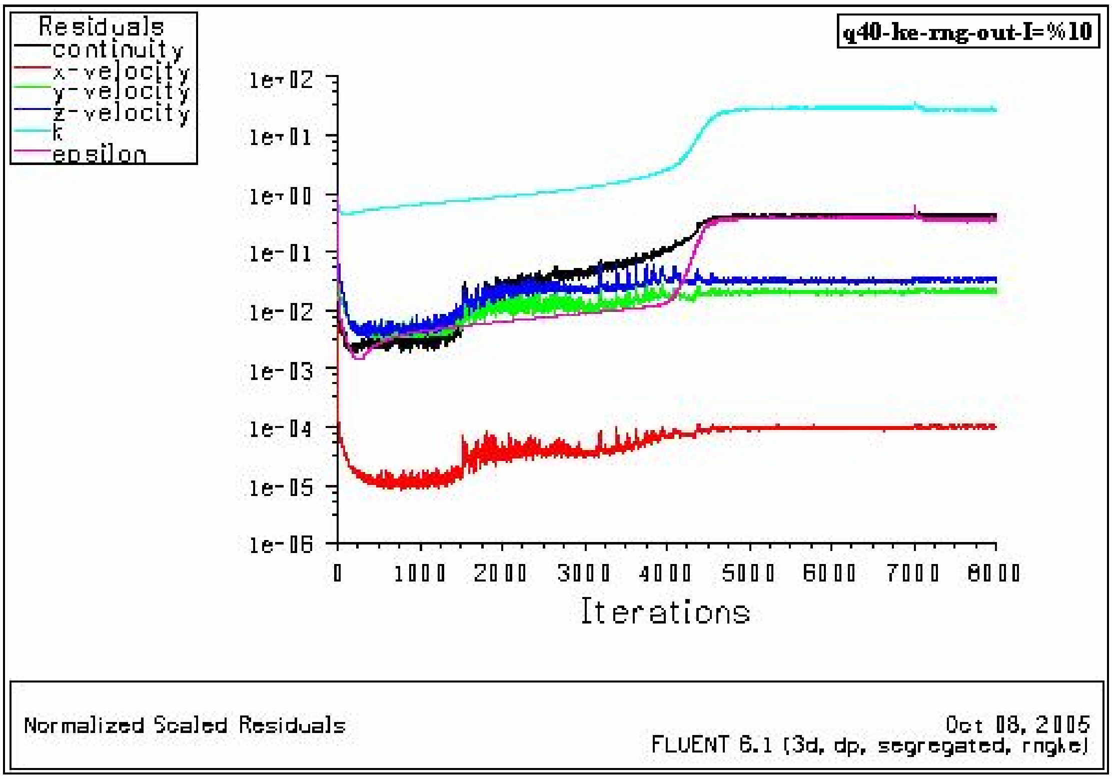
Şekil Ek 2.13 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Relizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



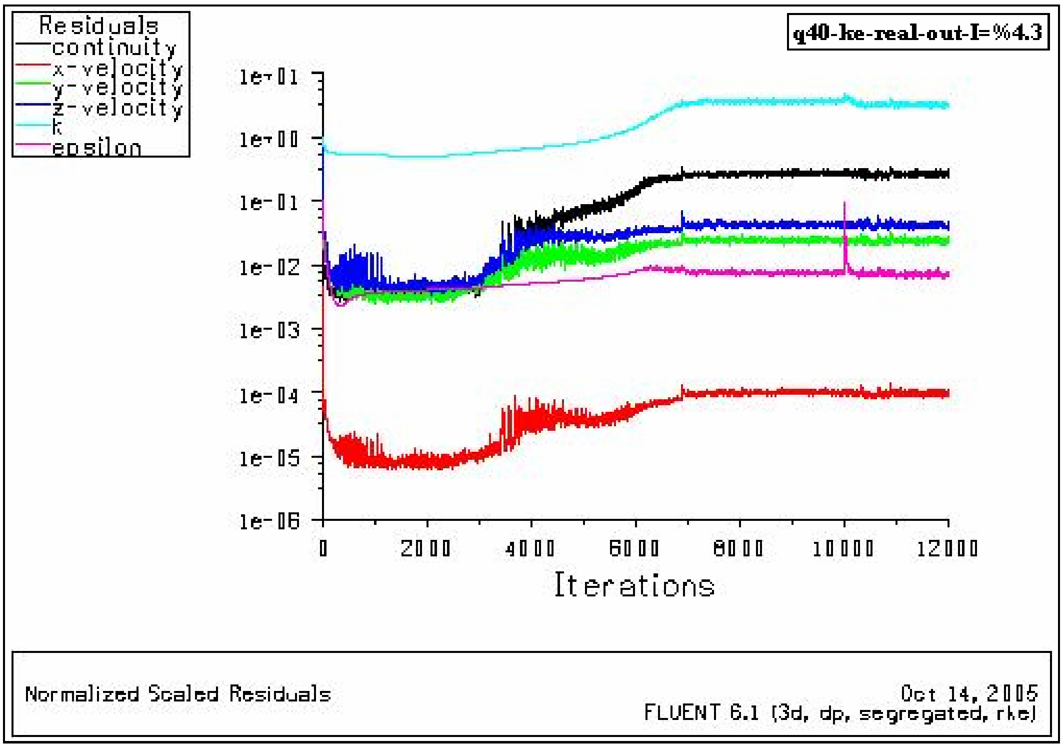
Şekil Ek 2.14 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Relizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



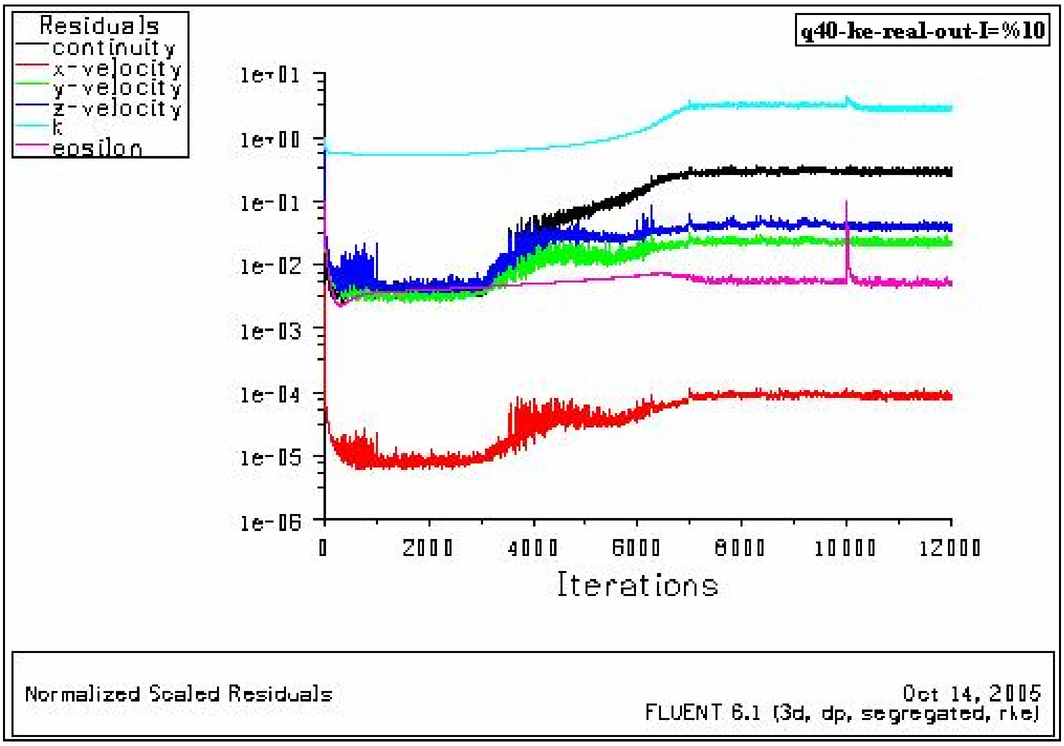
Şekil Ek 2.15 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, akım çıkışı, I= %4.3, First ve Second order upwind şema için



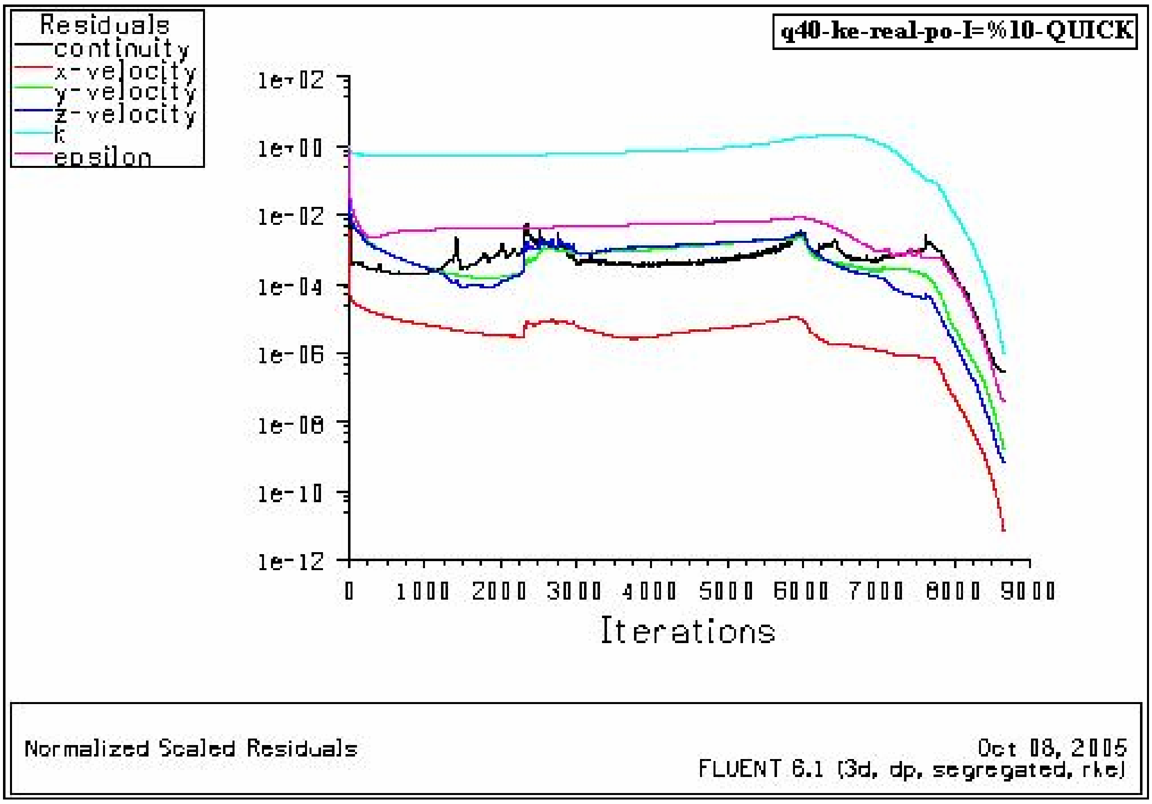
Şekil Ek 2.16 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), RNG $k-\varepsilon$, akım çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



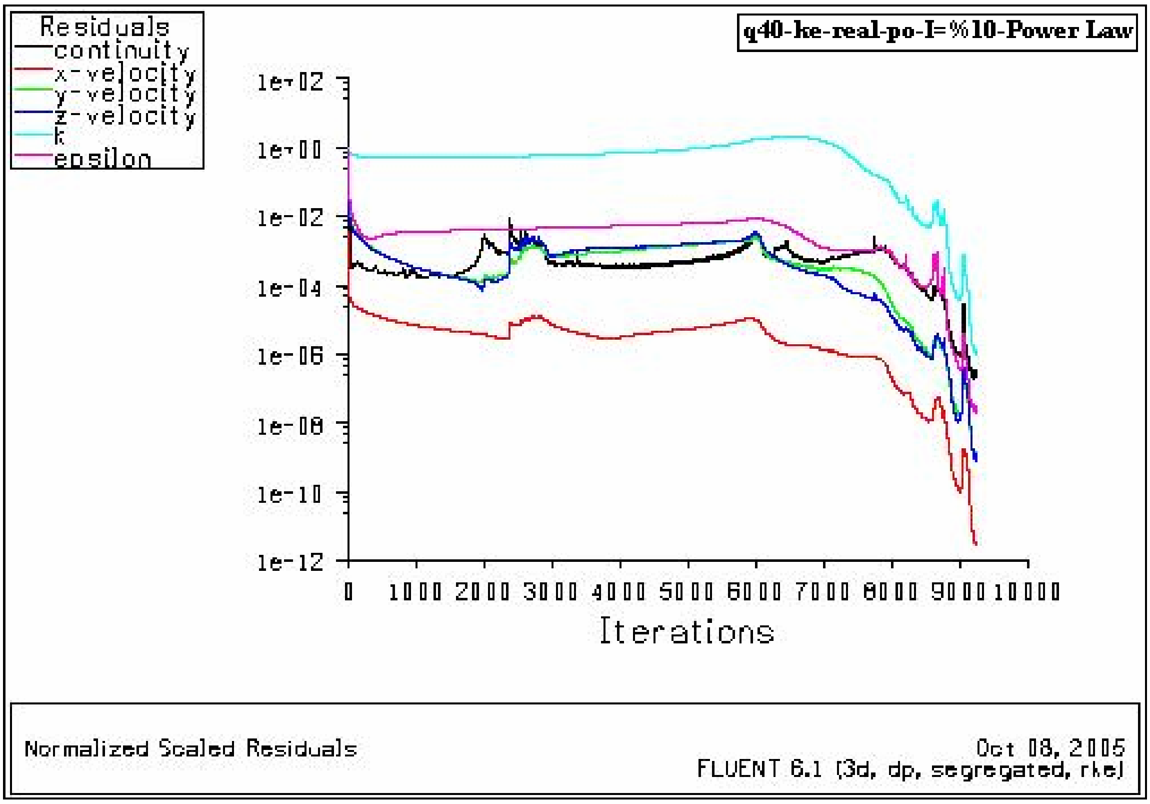
Şekil Ek 2.17 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Realizable $k-\varepsilon$, akım çıkışı, I= %4.3, First ve Second order upwind şema için



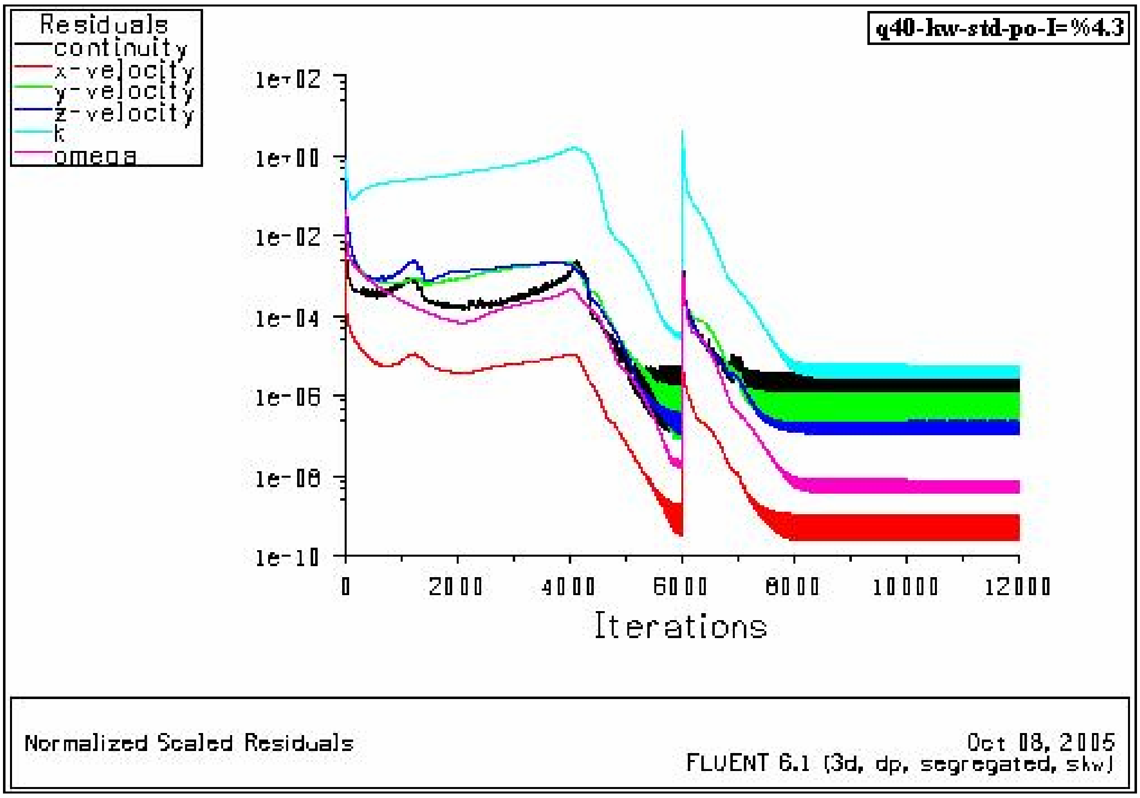
Şekil Ek 2.18 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Realizable $k-\varepsilon$, akım çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



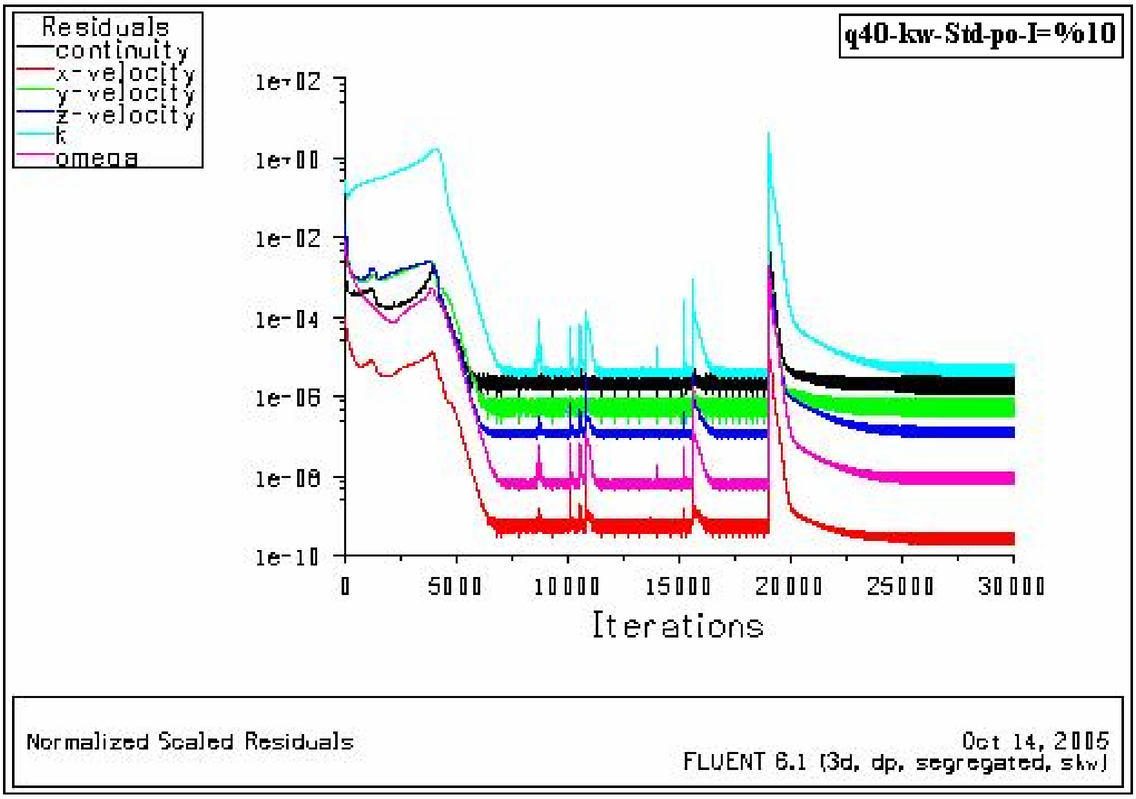
Şekil Ek 2.19 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Relizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, QUICK şema için



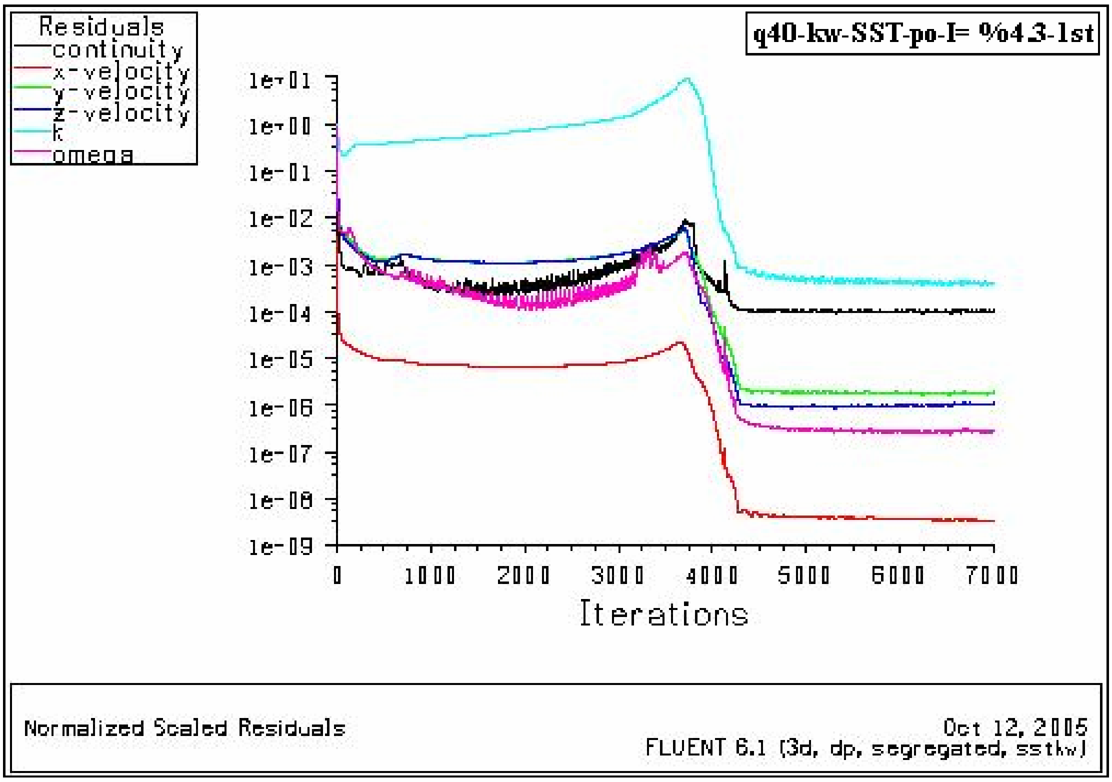
Şekil Ek 2.20 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Relizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, Güç Kanunu şema için



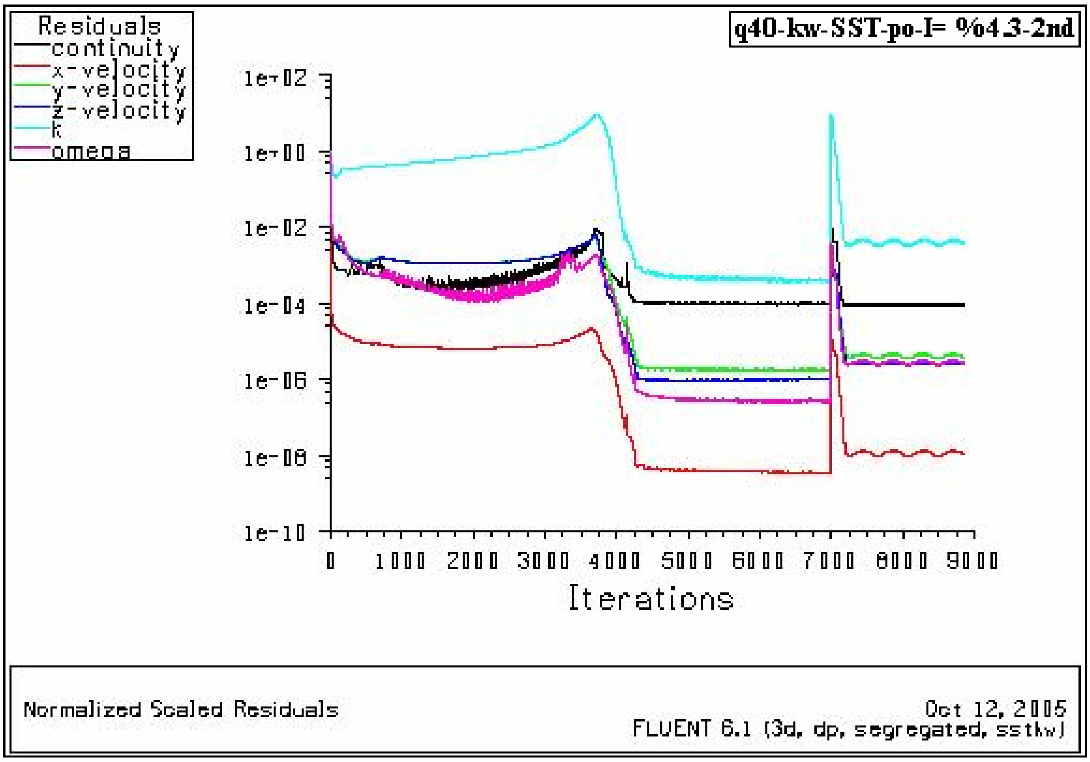
Şekil Ek 2.21 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Standart $k-\omega$, basınç çıkışı, I= %4.3, First ve Second order upwind şema için



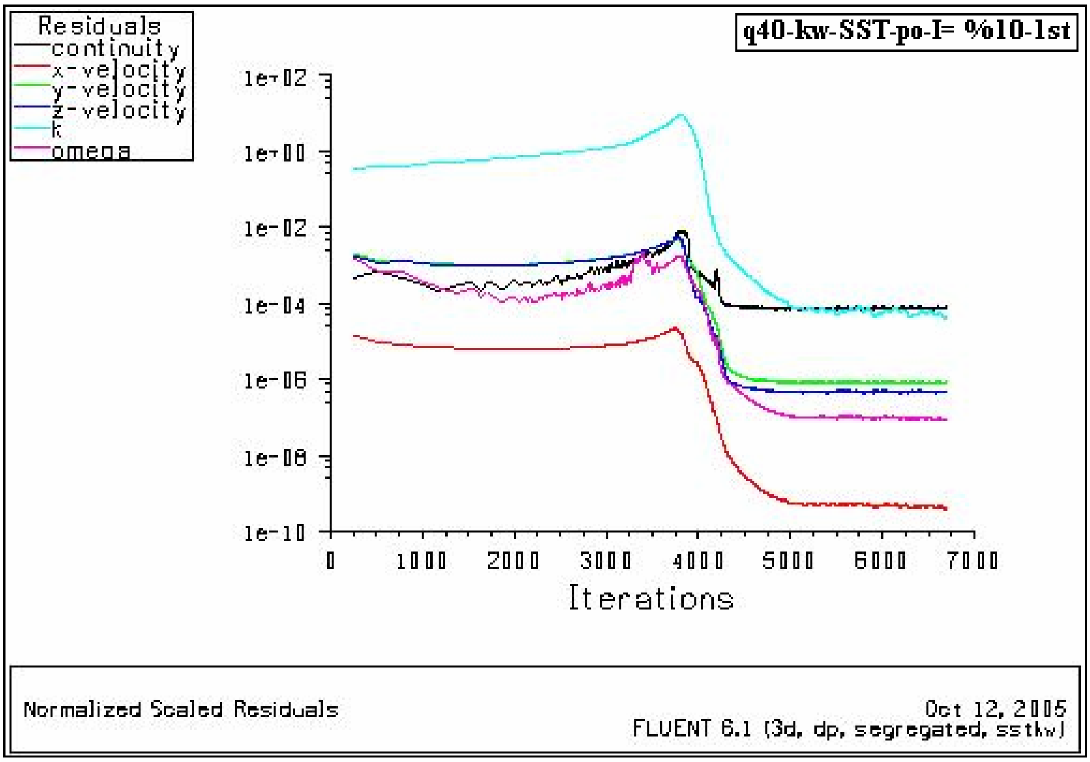
Şekil Ek 2.22 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Standart $k-\omega$, basınç çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



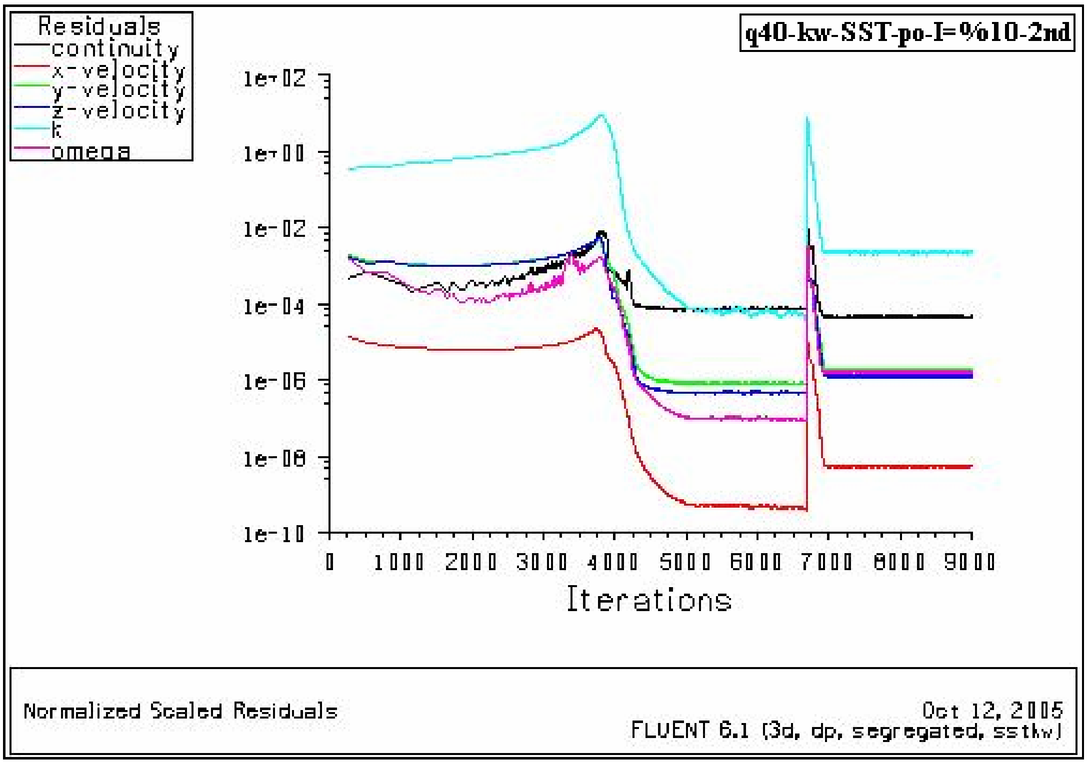
Şekil Ek 2.23 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), SST $k-\omega$, basınç çıkışı, I= %4.3, First order upwind şema için



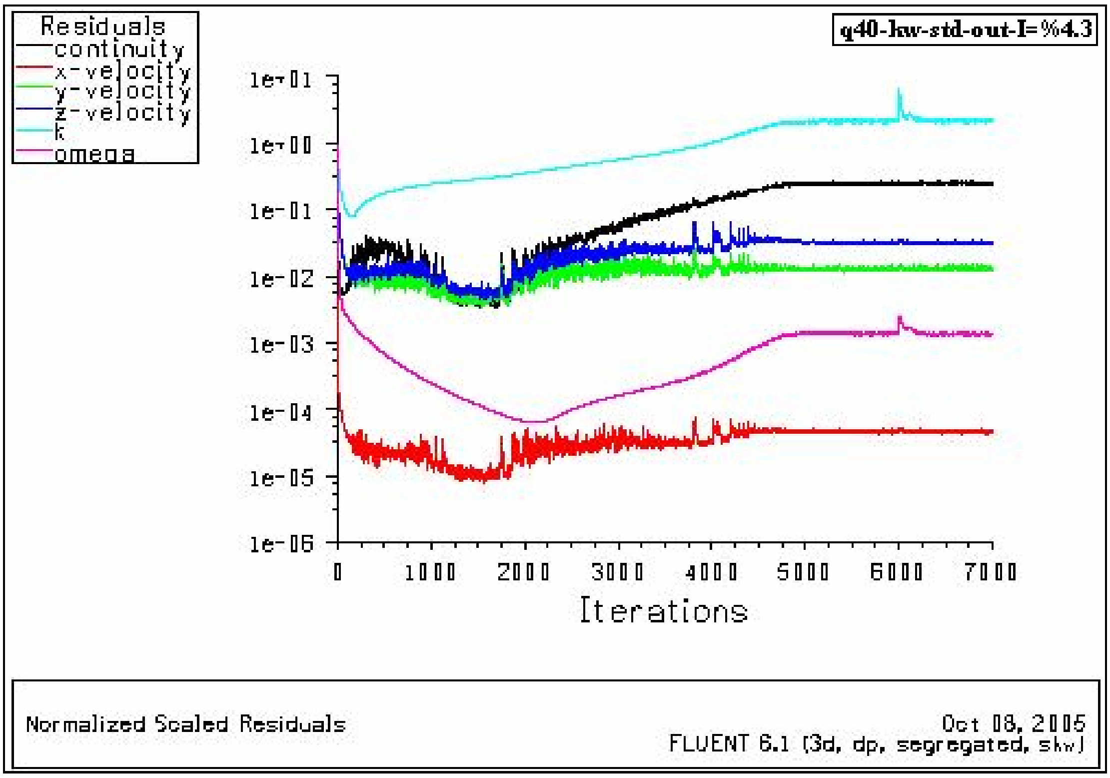
Şekil Ek 2.24 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), SST $k-\omega$, basınç çıkışı, I= %4.3, First ve Second order upwind şema için



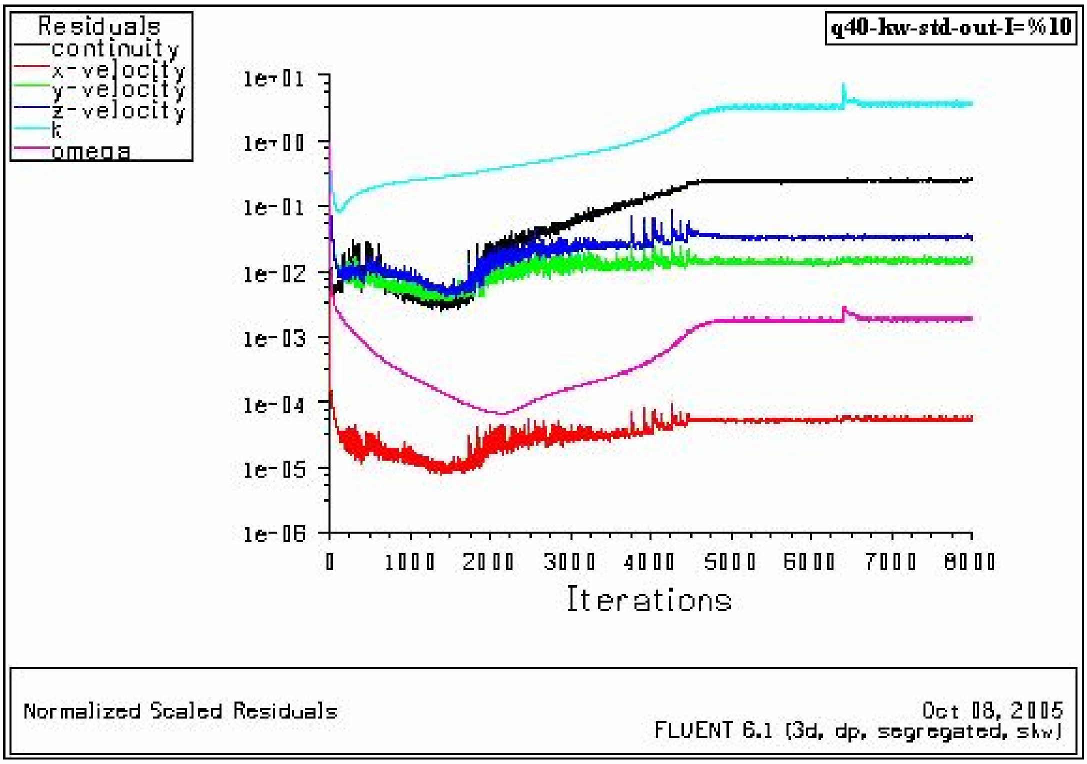
Şekil Ek 2.25 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), SST $k-\omega$, basınç çıkışı, I= %10, First order upwind şema için



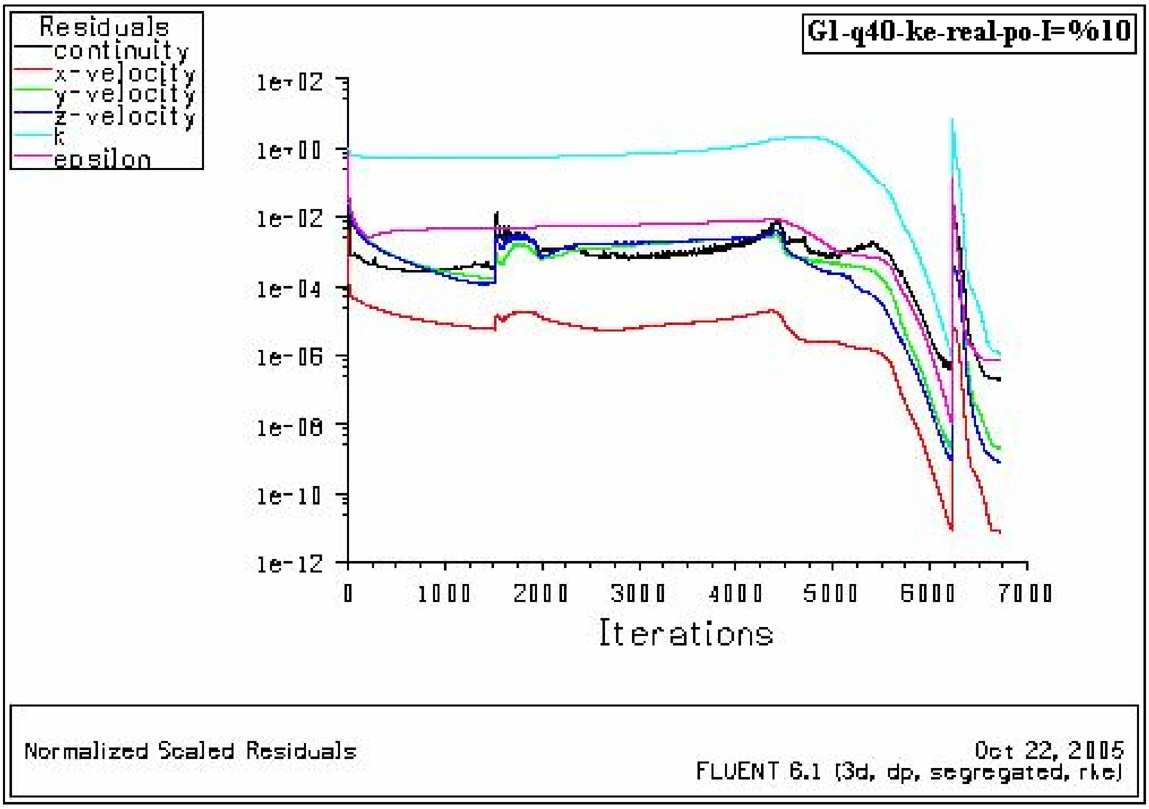
Şekil Ek 2.26 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), SST $k-\omega$, basınç çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



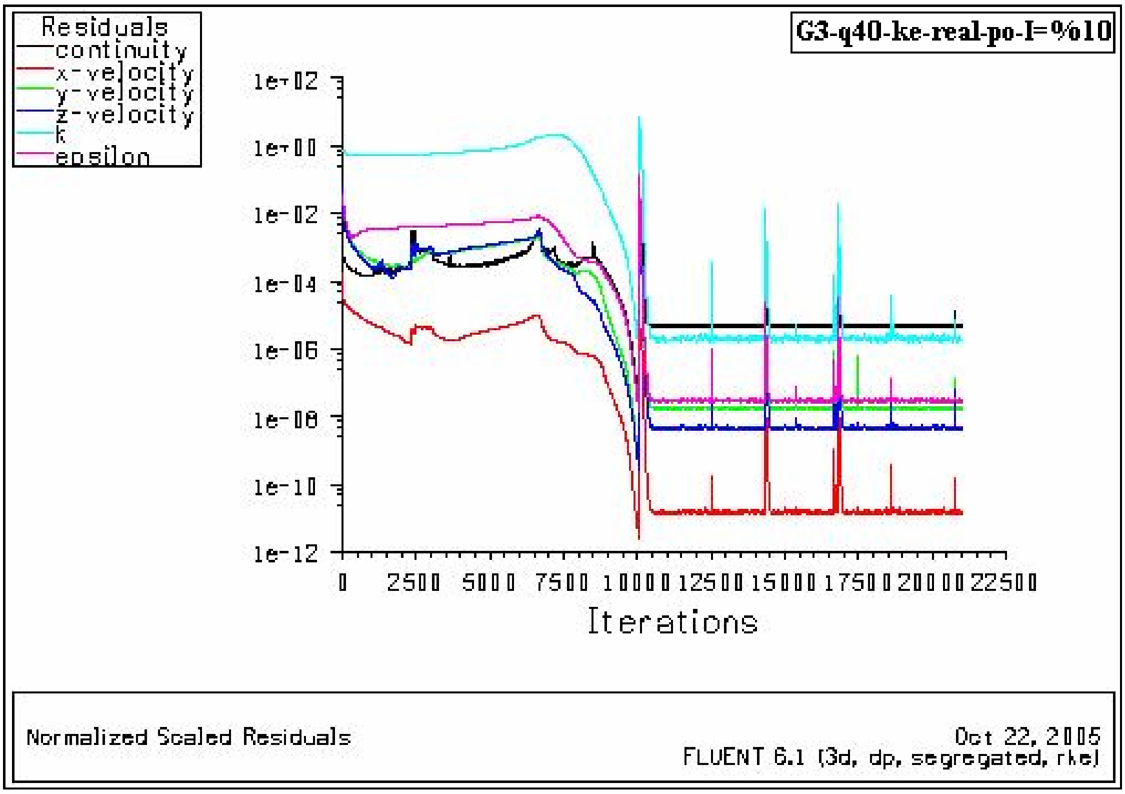
Şekil Ek 2.27 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Standart $k-\omega$, akım çıkışı, I= %4.3, First ve Second order upwind şema için



Şekil Ek 2.28 Normalleştirilmiş rezidual şeması, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Standart $k-\omega$, akım çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



Şekil Ek 2.29 Normalleştirilmiş rezidual şeması, G1 çözüm ağı, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Relizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için



Şekil Ek 2.30 Normalleştirilmiş rezidual şeması, G3 çözüm ağı, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000), Relizable $k-\varepsilon$, basınç çıkışı, I= %10, First ve Second order upwind şema için

Ek 3 Bradshaw ve Logaritmik Bölgedeki Eğri Eğimi Metodları

Bradshaw Metodu (Leprince, F, Riethmuller, M.L., 1985)

Bu metotda öncelikle kıyas olarak dikkate almak amacıyla bir y^+ $\left(y^+ = u_* y/\nu\right)$ değeri seçilir. Bu çalışmada kıyas değeri y^+=100 olarak dikkate alınmıştır. Bunun ardından y^+=100 için Denklem 1 kullanılarak u_* değeri hesaplanır;

$$u^+ = 5 + 5.62\log y^+ \tag{1}$$

Burada, u^+ boyutsuz bir sayısıdır ve $u^+ = u/u_*$ ile ifade edilmektedir.

$$u^+ = 5.00 + 5.62\log y^+ \Rightarrow u^+ = 5.00 + 5.62\log 100 \Rightarrow u^+ = 16.24$$

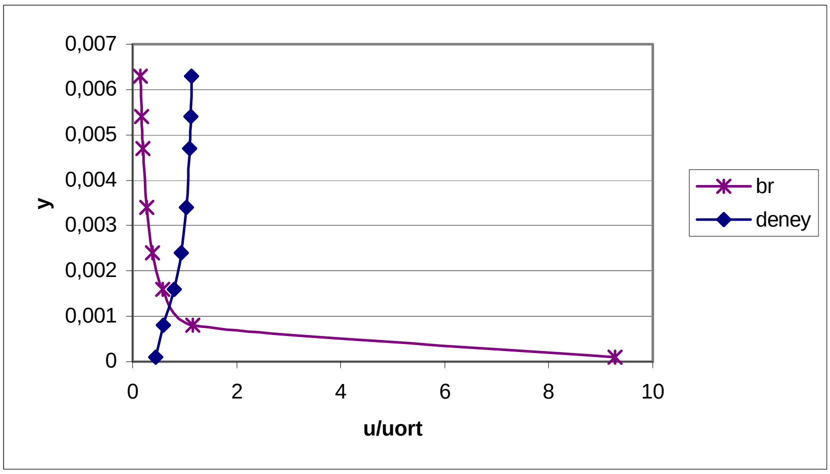
$$u^+ = u/u_* = 16.24 \Rightarrow u = 16.24u_* \text{ ve } u_* = 100\nu/y$$

$$u = 16.24\frac{100\nu}{y} \Rightarrow \frac{1}{u_{ort}}u = 16.24\frac{100\nu}{y}\frac{1}{u_{ort}}$$

Buradan (2) denklemi elde edilmiş olur;

$$\frac{u}{u_{ort}} = \frac{1624\nu}{y}\frac{1}{u_{ort}} \tag{2}$$

Denklem 2 kullanılarak sınır tabakası içindeki y değerleri için u/u_{ort} elde edilir ve u/uort değerlerine karşılık y değerleri çizilir. Aynı şekilde deney için elde edilen u/u_{ort} değerleri de y değerlerine karşılık çizilir ve bu iki eğrinin kesişim noktasındaki u/u_{ort} belirlenir. (Şekil Ek3.1)



Şekil Ek 3.1 Bradshaw metodu ve deney değerleri Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) ve x/d_0=1 için)

Kesişim noktası için;

$$\frac{u}{u_{ort}} = \frac{u}{u_{ort}}\frac{u_*}{u_*} = \frac{u}{u_*}\frac{u_*}{u_{ort}} = 16.24\frac{u_*}{u_{ort}} \Rightarrow$$

$$\frac{u_*}{u_{ort}} = \frac{u/u_{ort}}{16.24} \tag{3}$$

Kesişim noktası için belirlenen u/u_{ort} değeri Denklem 3'de kullanılarak u_* hesaplanır. Buradan Denklem 4 kullanılarak duvar kayma gerilmesi (τ_w) hesaplanır.

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \tag{4}$$

Logaritmik Bölgedeki Eğri Eğimi Metodu (Leprince, F, Riethmuller, M.L., 1985)

Bu metotda Denklem 5 dikkate alınarak çözüm elde edilmektedir.

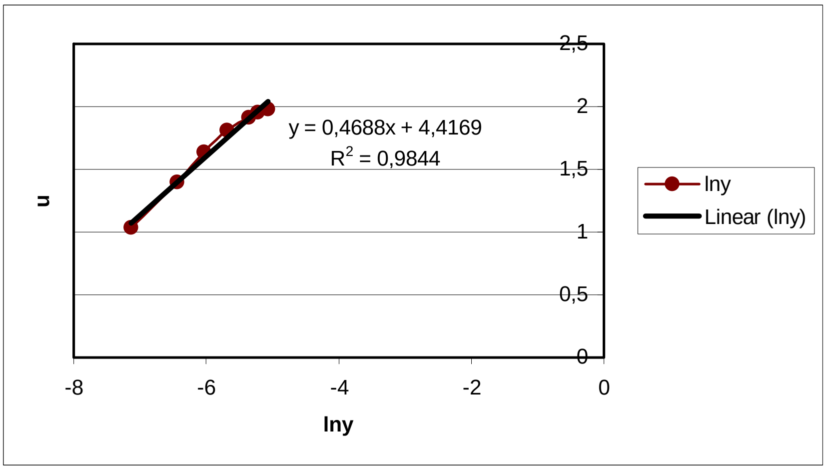
$$u^+ = \frac{1}{\kappa}\log_e y^+ + ct \tag{5}$$

Burada κ von Karman sabitidir ve değeri κ =0.4 alınmıştır.

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa}\ln\frac{yu_*}{\nu} + ct \Rightarrow u = \frac{u_*}{\kappa}\left(\ln y + \ln\frac{u_*}{\nu}\right) + ct \Rightarrow u = \frac{u_*}{\kappa}\ln y + \frac{u_*}{\kappa}\ln\frac{u_*}{\nu} + ct \Rightarrow$$

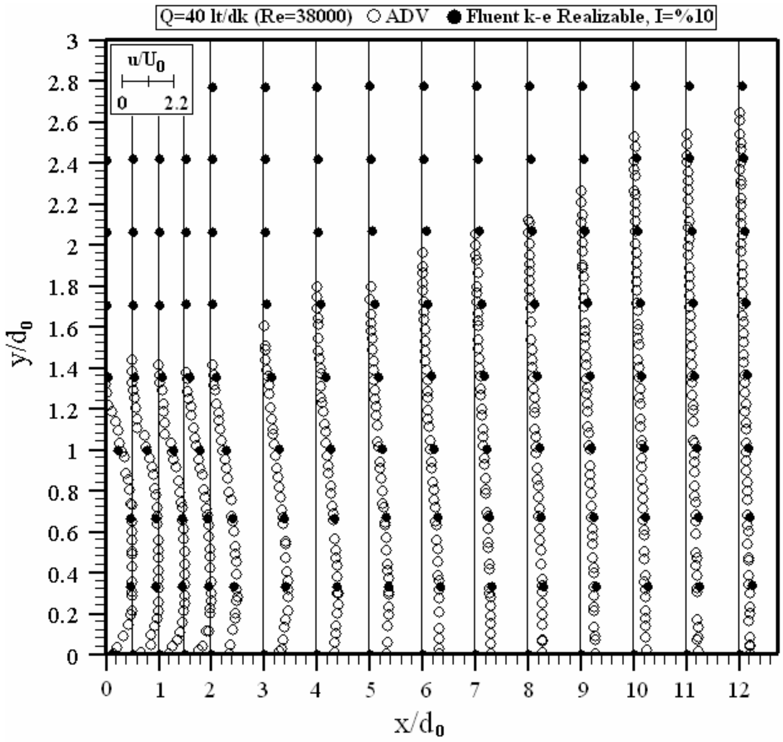
$$u = \frac{u_*}{\kappa}\ln y + ct \tag{6}$$

Denklem 6, y=mx+c formundadır. Bu nedenle, lny değerine karşılık u değerleri çizildiğinde elde edilen eğrinin eğimi u_*/κ değerini verecektir. (Şekil Ek3.2) Buradan u_* değeri ve böylece Denklem 4 kullanılarak duvar kayma gerilmesi (τ_w) hesaplanır.

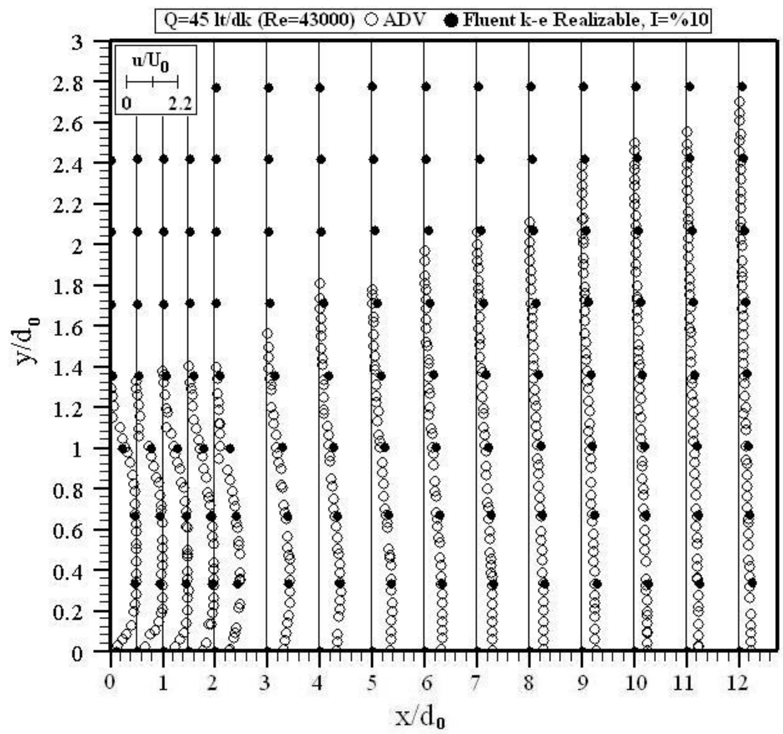


Şekil Ek 3.2 Akım doğrultusundaki hız değerleri Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) ve x/d_0=1 için)

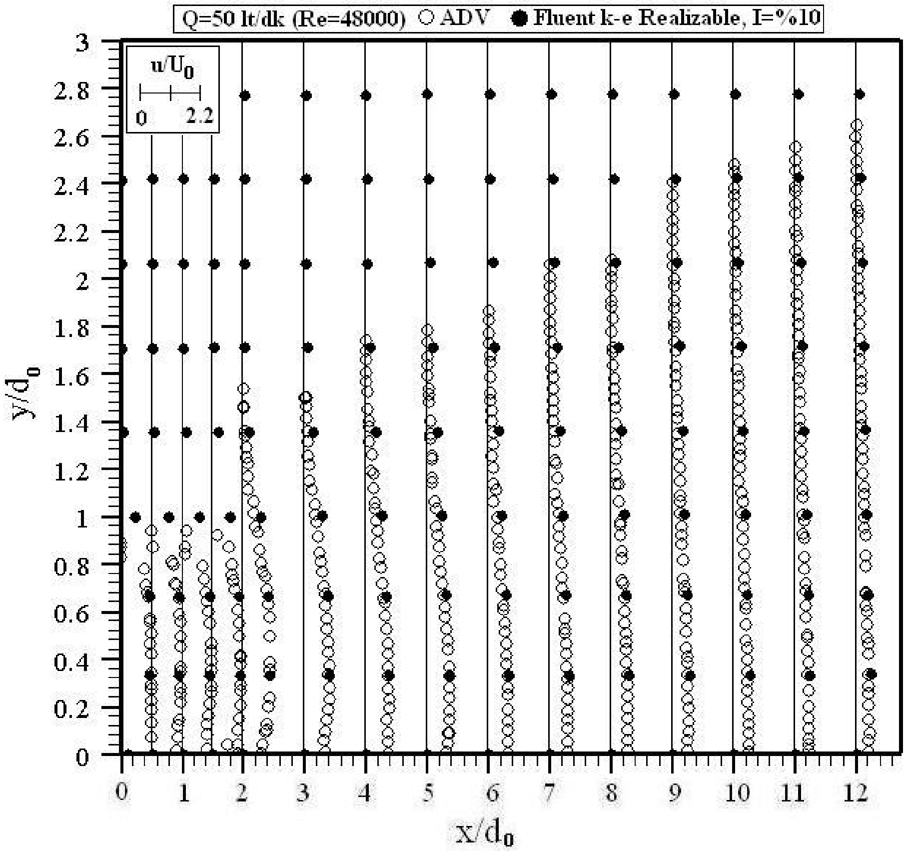
Ek 4a Duvar Jeti için G1 Çözüm Ağı ile Elde Edilen Sayısal Çözüme Ait Sonuçlar



Şekil Ek 4a.1 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G1, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için

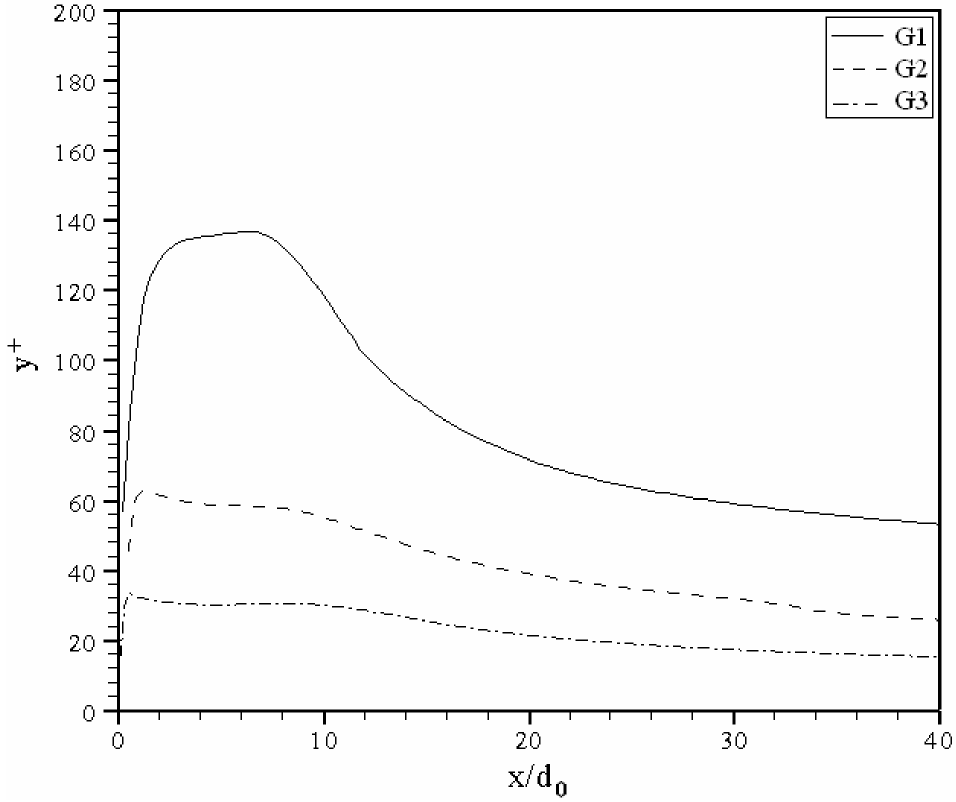


Şekil Ek 4a.2 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G1, Fr_d=13.68 (Q= 45 lt/dk, Re=43000) için

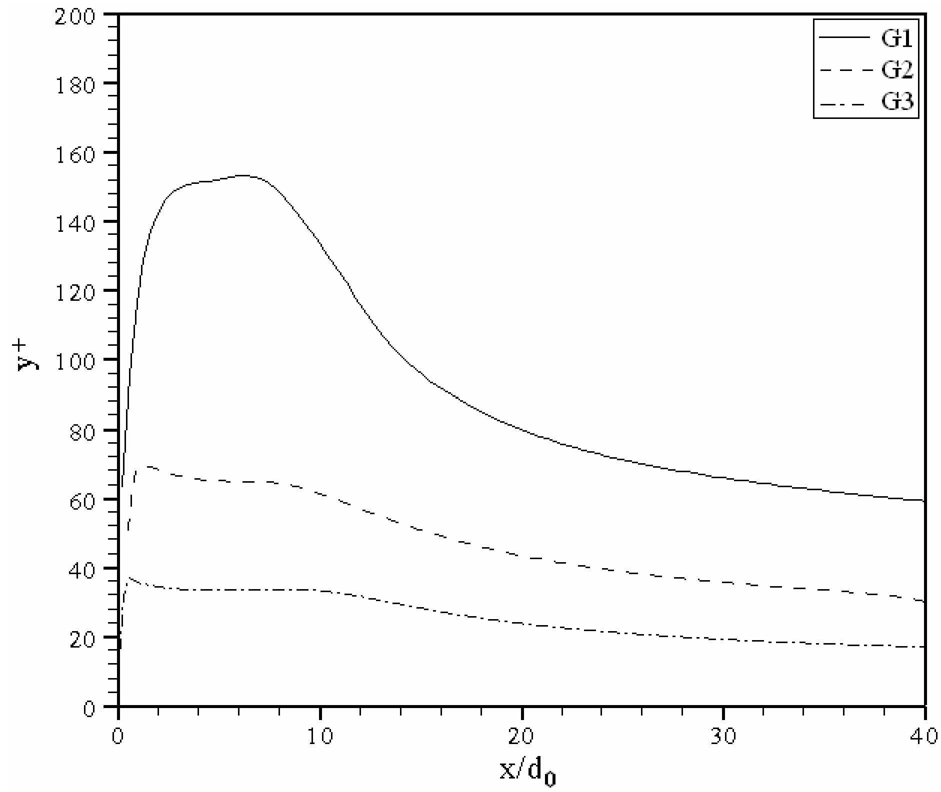


Şekil Ek 4a.3 Cidar boyunca, akım doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, G1, Fr_d=15.21 (Q= 50 lt/dk, Re=48000) için

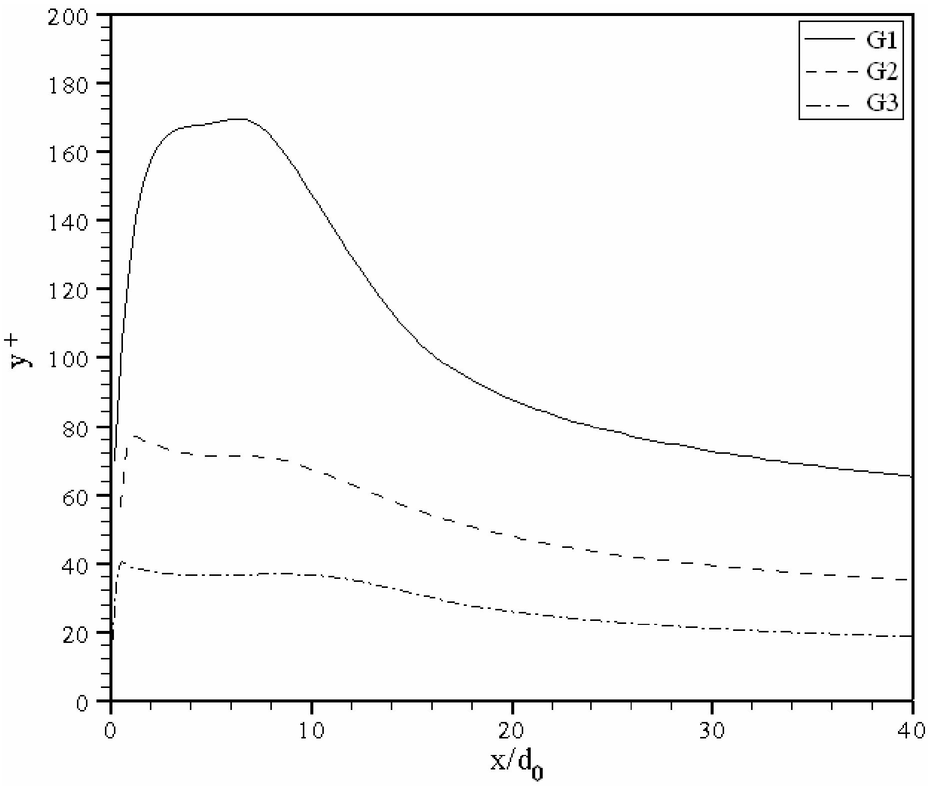
Ek 4b Duvar Jeti için G1, G2 ve G3 Çözüm Ağları ile Elde Edilen y^+ Değerleri



Şekil Ek 4b.1 Cidar boyunca elde edilen y^+ değerleri, Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk, Re=38000) için

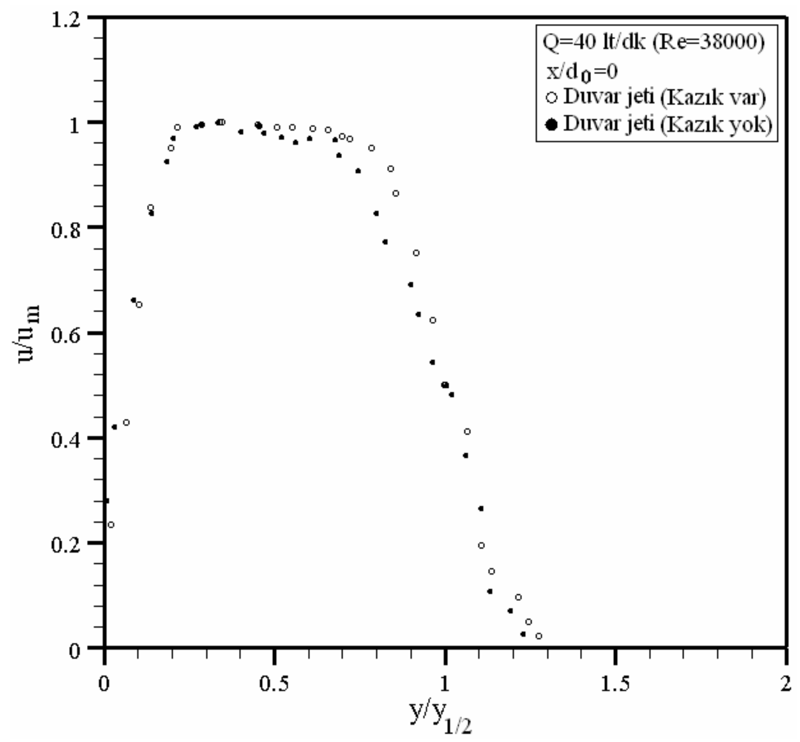


Şekil Ek 4b.2 Cidar boyunca elde edilen y^+ değerleri, Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk, Re=43000) için

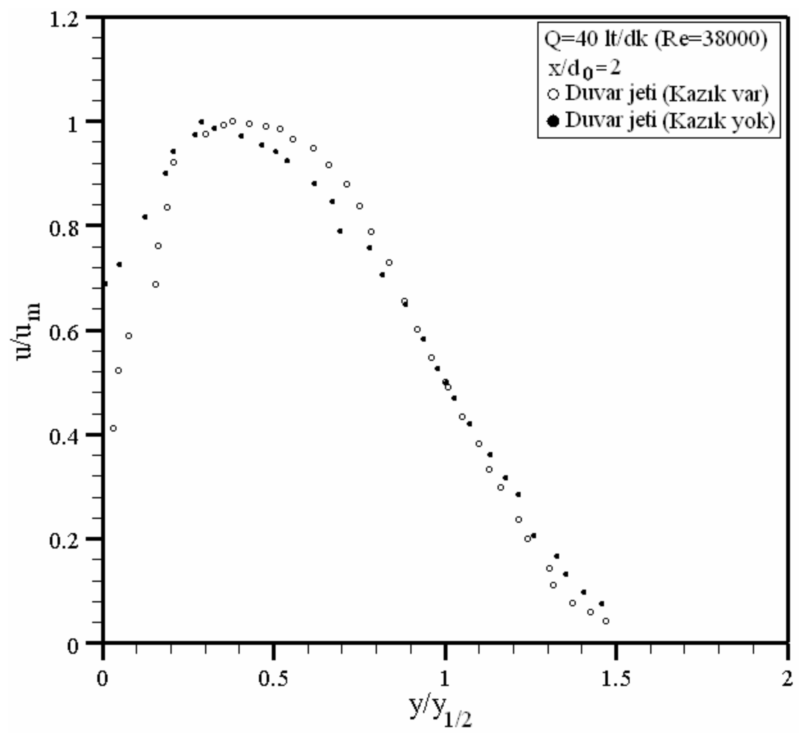


Şekil Ek 4b.3 Cidar boyunca elde edilen y^+ değerleri, Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk, Re=48000) için

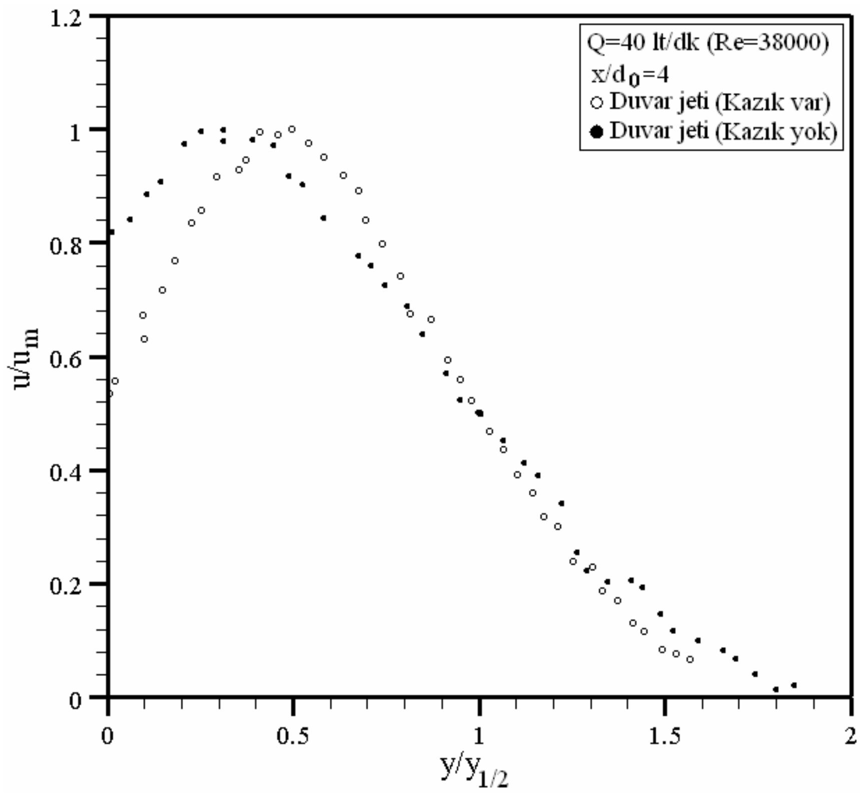
Ek 5 Duvar Jeti için Cidar Boyunca x Doğrultusunda Elde Edilen Boyutsuz Hız Dağılımları



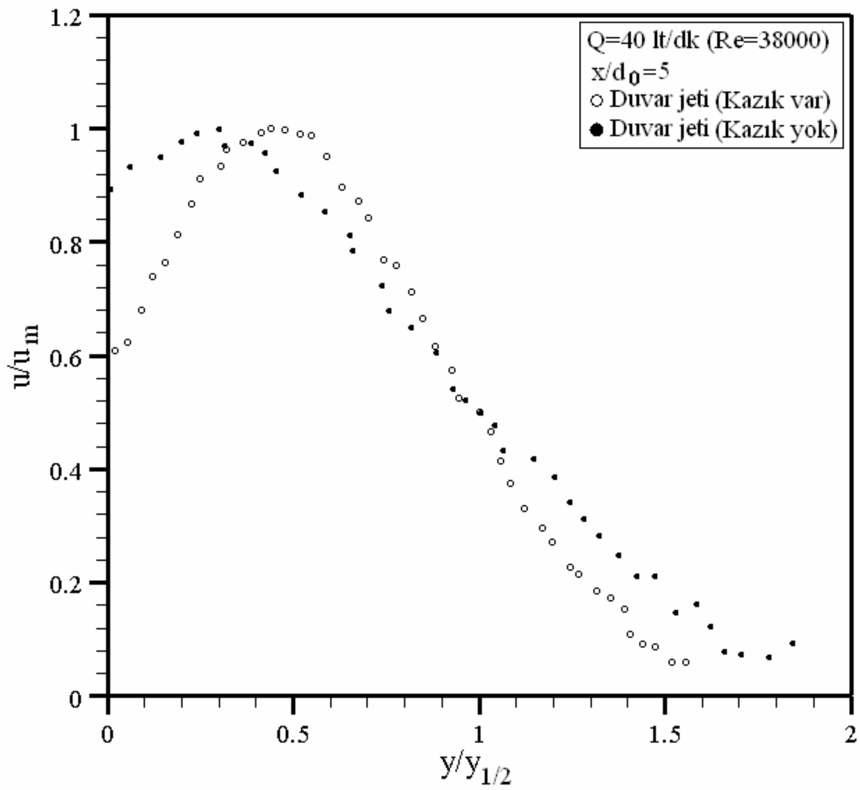
Şekil Ek 5.1 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 0$ Fr_d=12.16 için



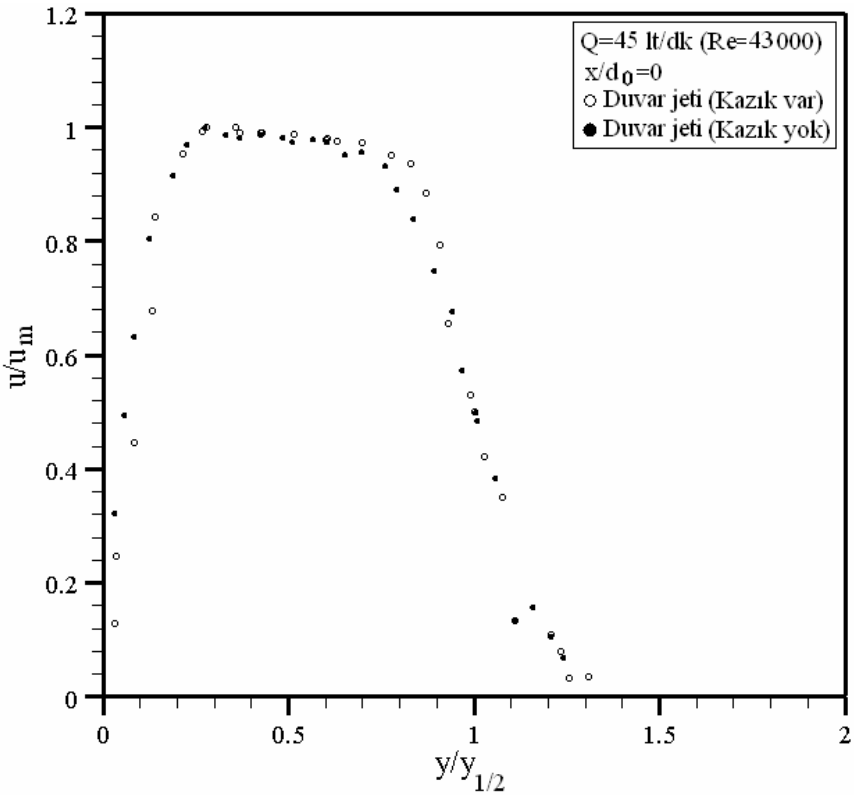
Şekil Ek 5.2 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 2$ Fr_d=12.16 için



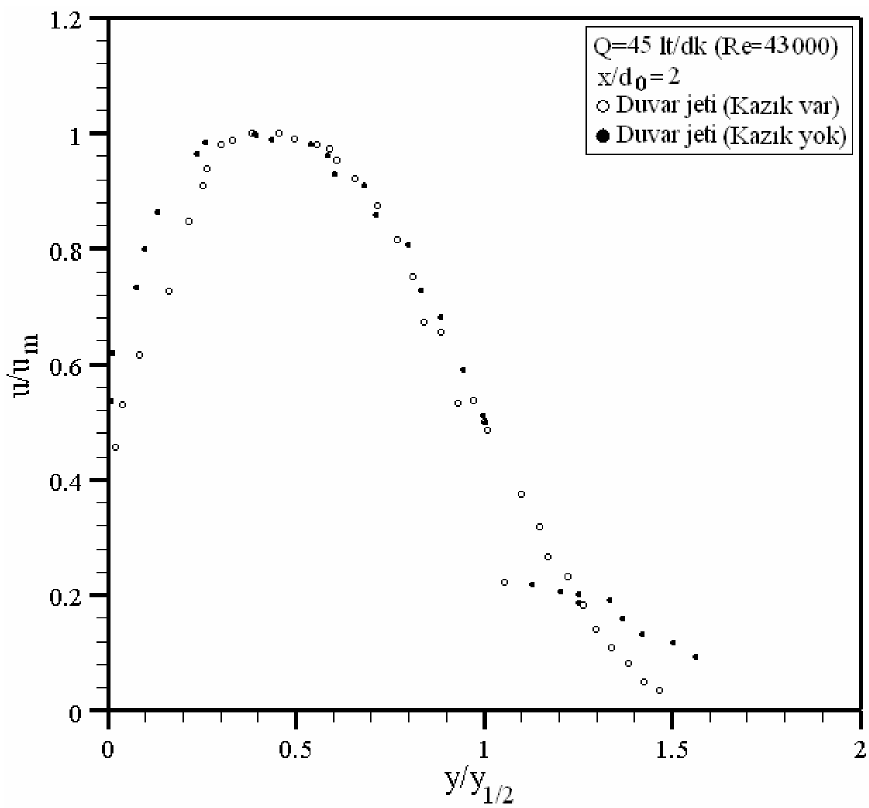
Şekil Ek 5.3 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 4$ Fr_d=12.16 için



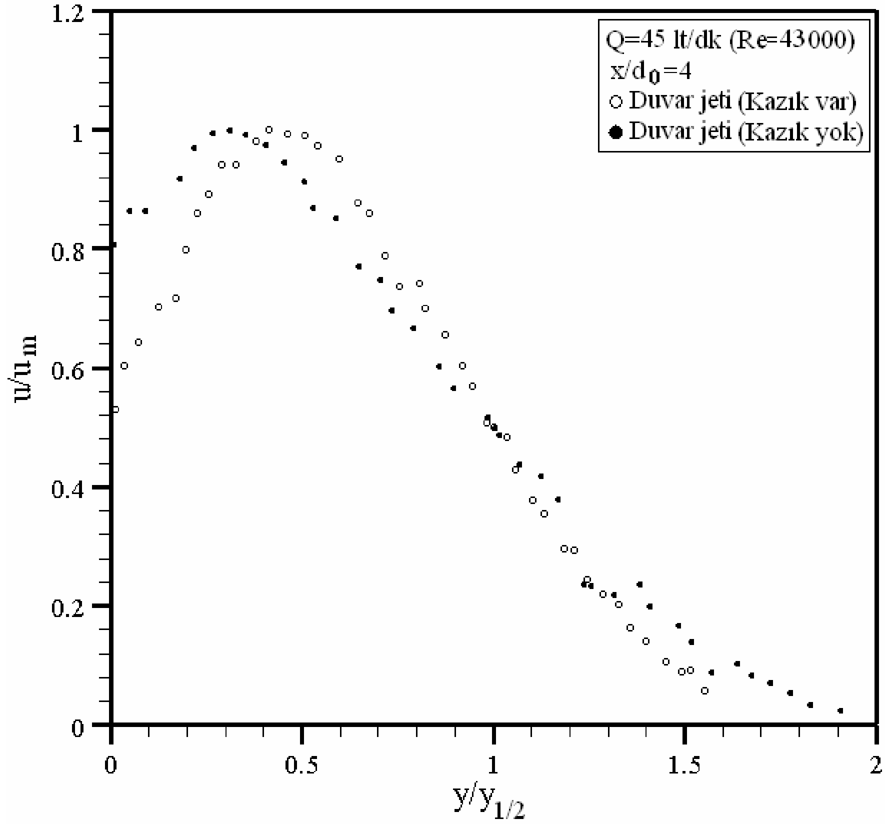
Şekil Ek 5.4 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 5$ Fr_d=12.16 için



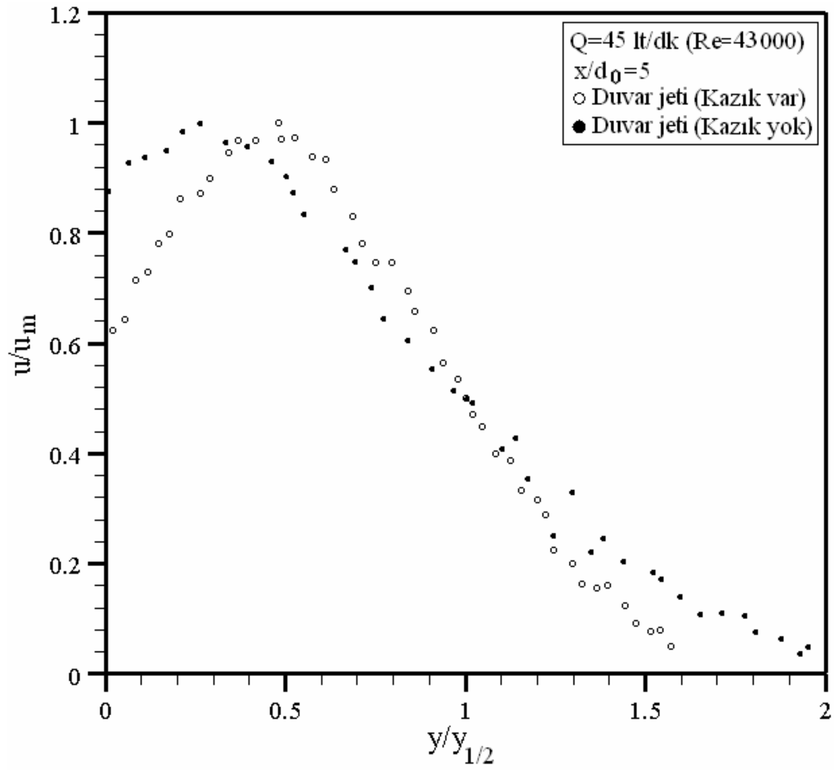
Şekil Ek 5.5 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 0$ Fr_d=13.68 için



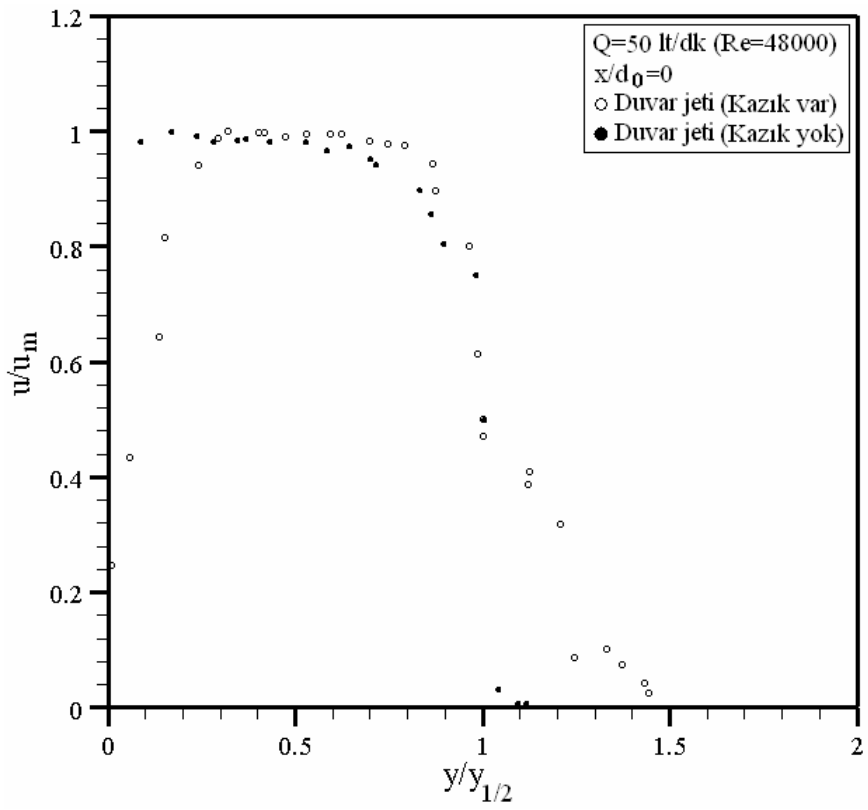
Şekil Ek 5.6 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 2$ Fr_d=13.68 için



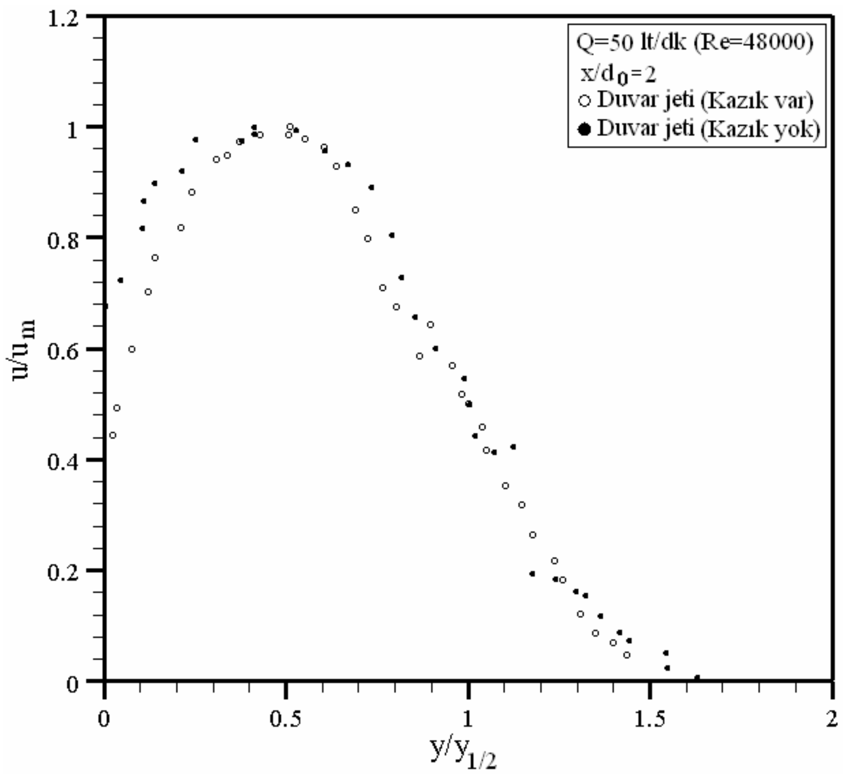
Şekil Ek 5.7 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 4$ Fr_d=13.68 için



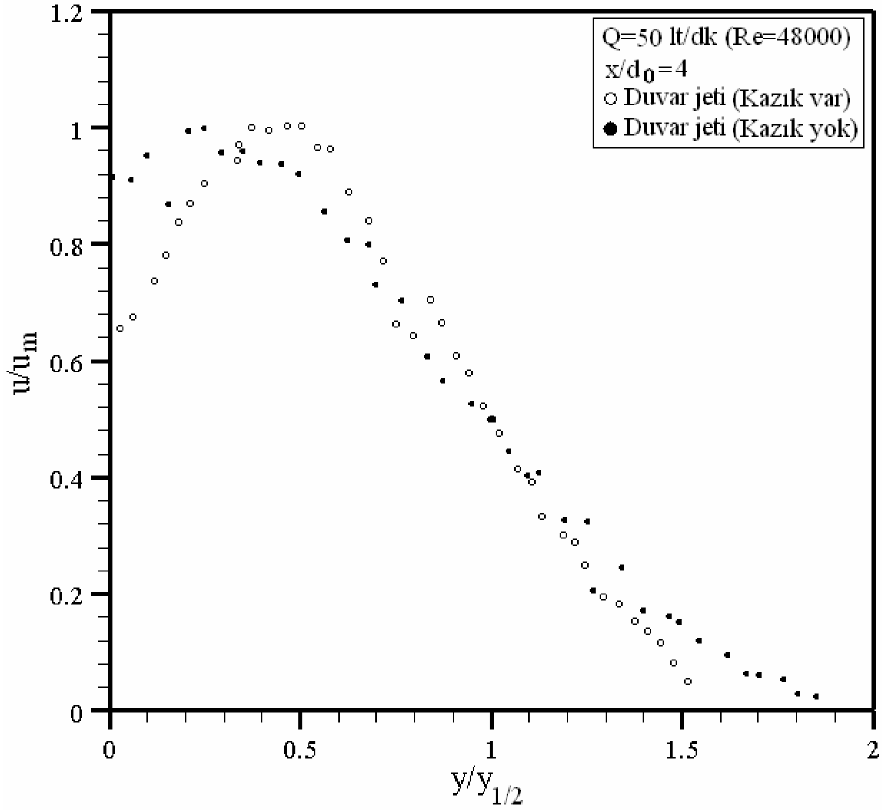
Şekil Ek 5.8 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 5$ Fr_d=13.68 için



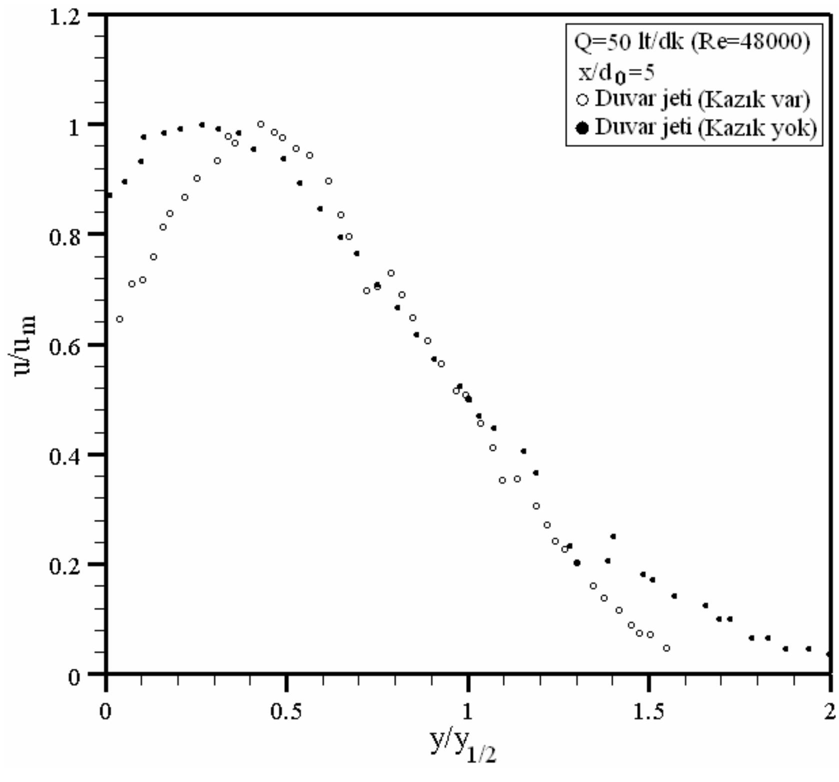
Şekil Ek 5.9 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 0$ Fr_d=15.21 için



Şekil Ek 5.10 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 2$ Fr_d=15.21 için

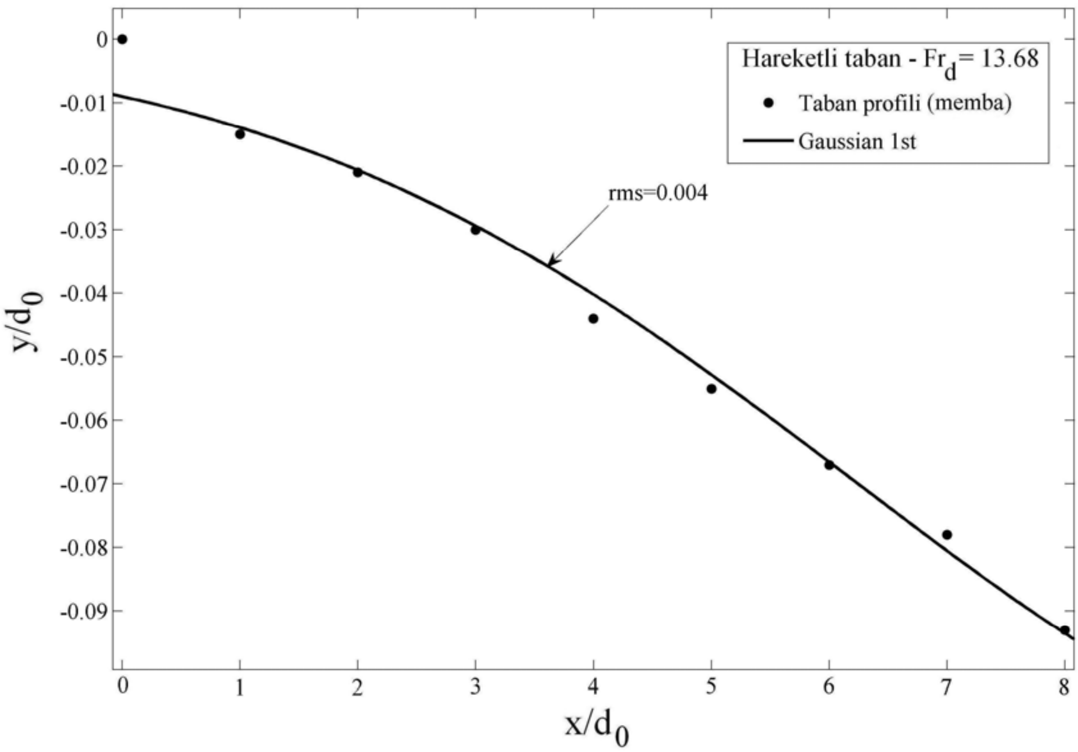


Şekil Ek 5.11 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 4$ Fr_d=15.21 için

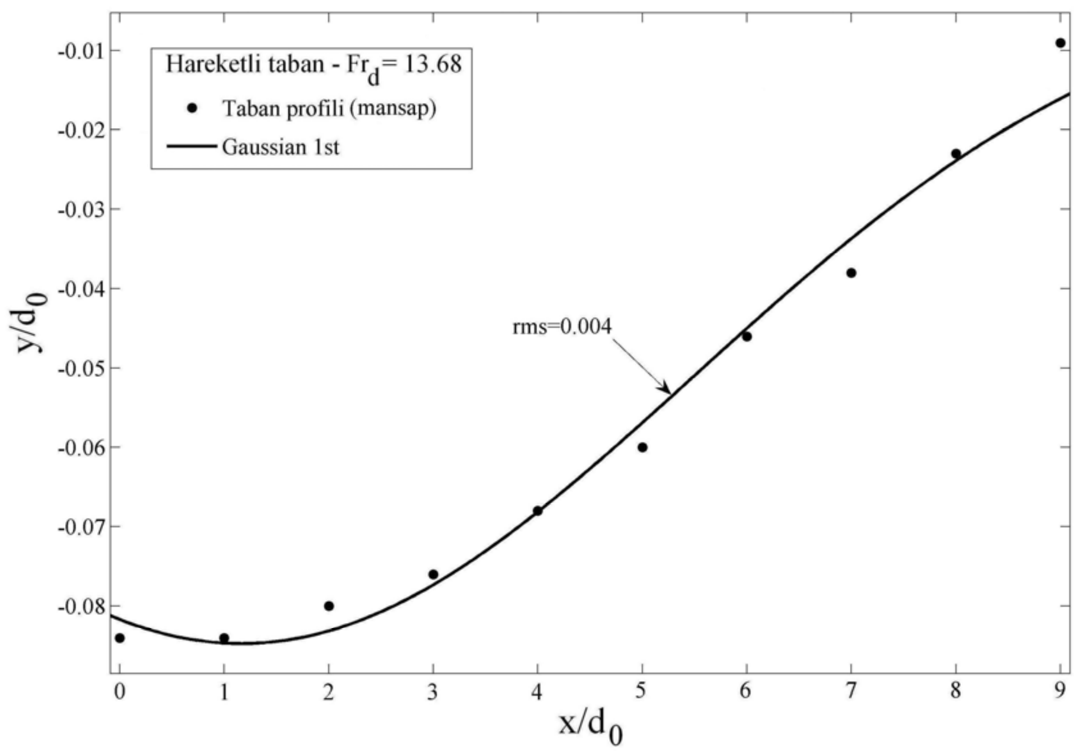


Şekil Ek 5.12 Cidar boyunca x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, a) $x/d_0 = 5$ Fr_d=15.21 için

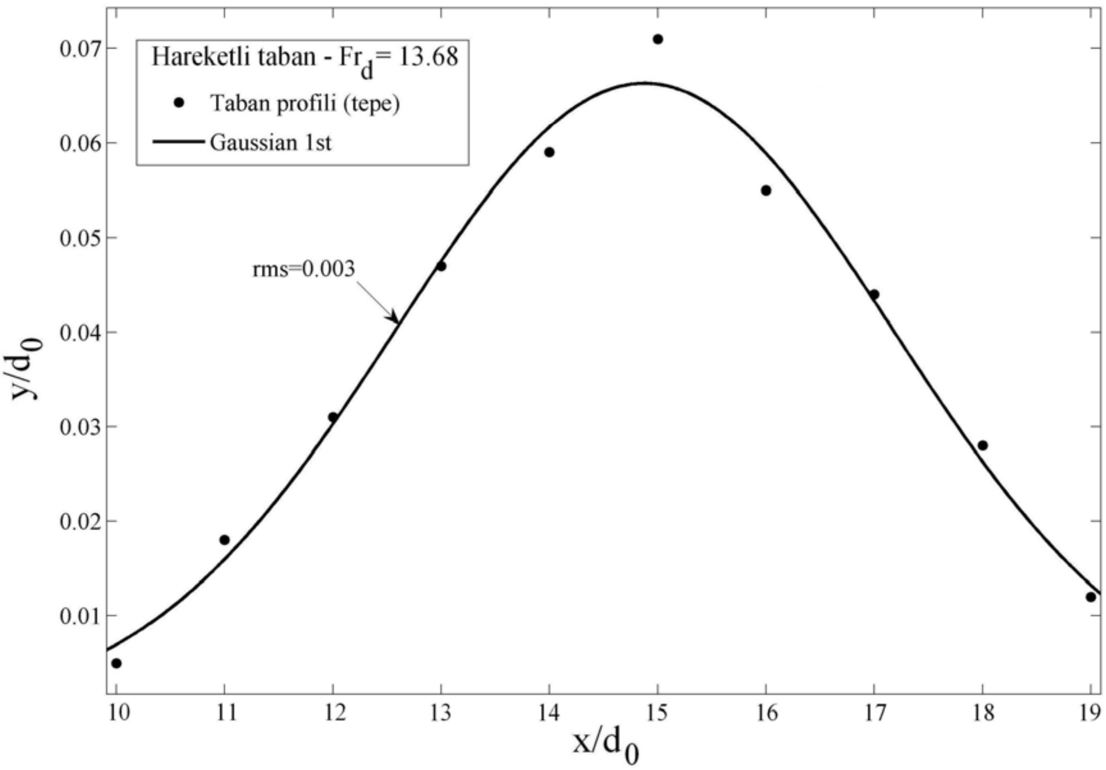
Ek 6 Hareketli Tabanda Kazık Etrafında Meydana Gelen Taban Profillerine Ait Gauss Dağılımları



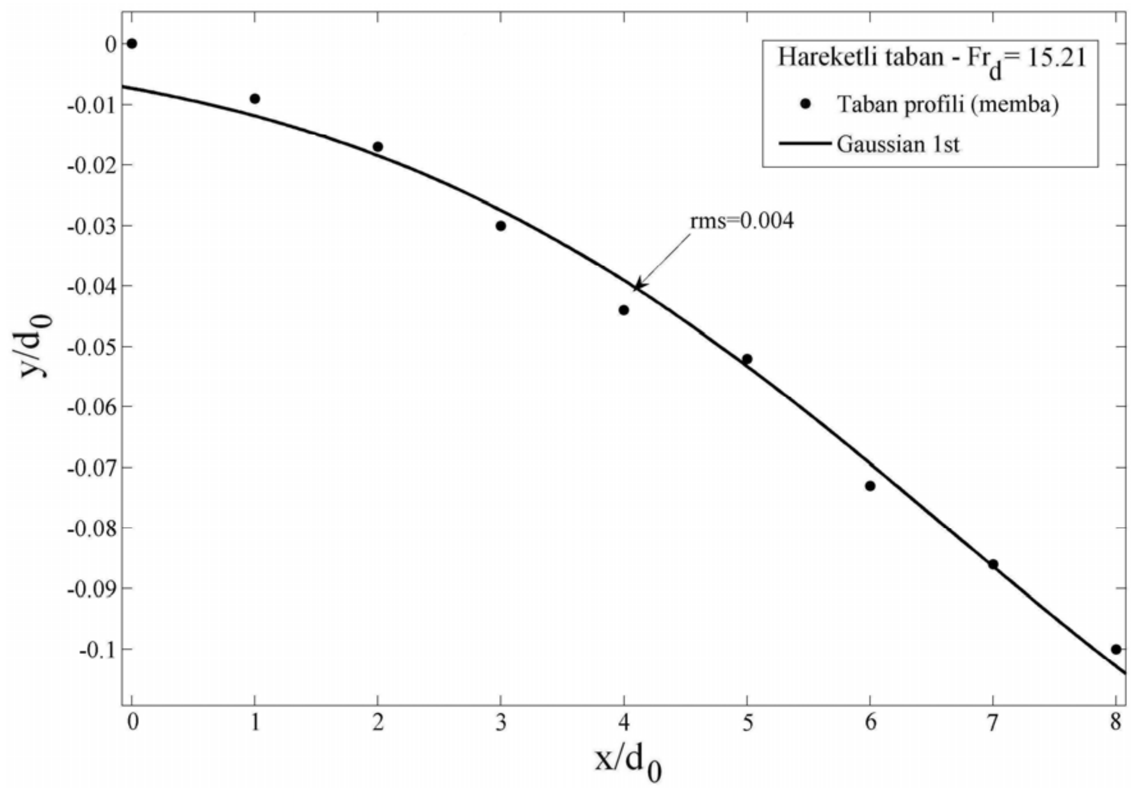
Şekil Ek 6.1 Kazığın membasında meydana gelen oyulmuş taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=13.68 için



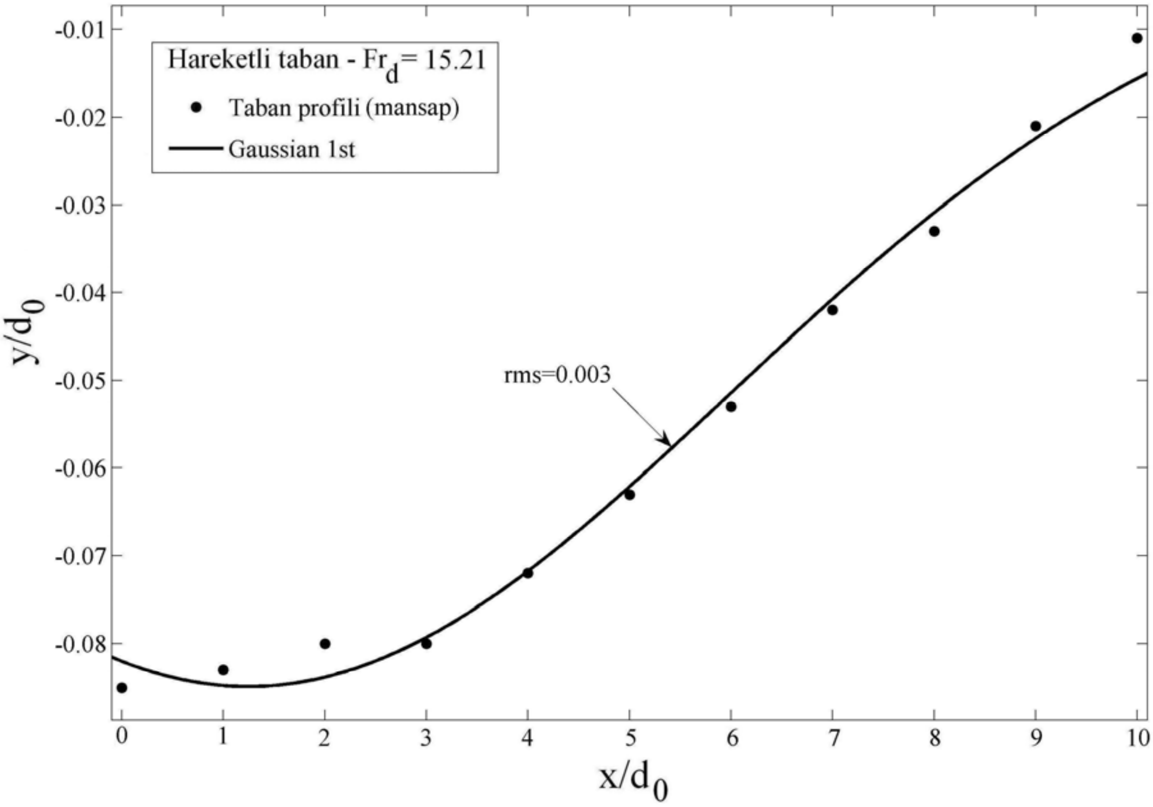
Şekil Ek 6.2 Kazığın membasında meydana gelen oyulmuş taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=13.68 için



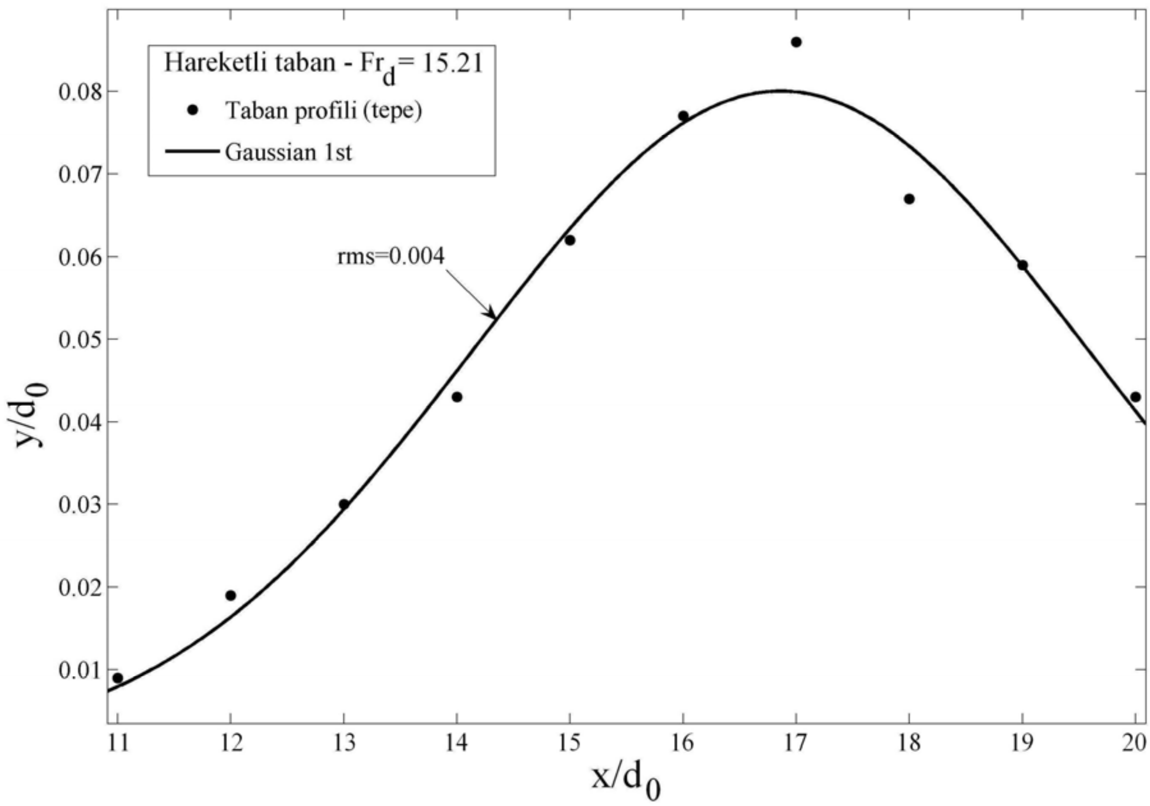
Şekil Ek 6.3 Kazığın membasında meydana gelen oyulmuş taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=13.68 için



Şekil Ek 6.4 Kazığın membasında meydana gelen oyulmuş taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=13.68 için

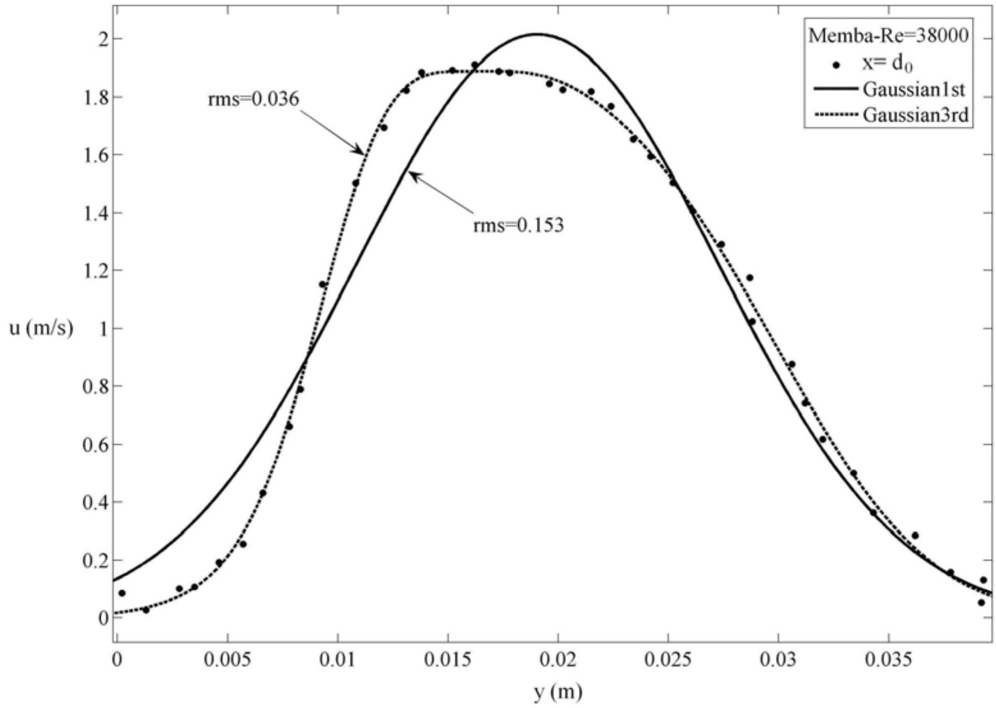


Şekil Ek 6.5 Kazığın membasında meydana gelen oyulmuş taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=13.68 için

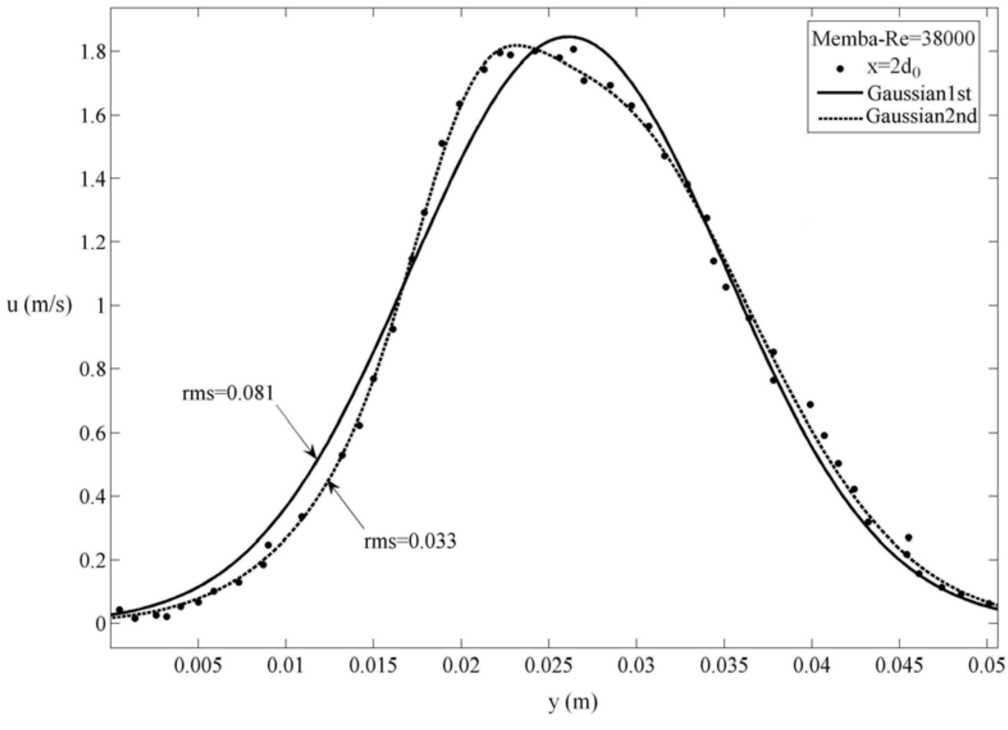


Şekil Ek 6.6 Kazığın membasında meydana gelen oyulmuş taban profiline ait Gauss dağılımı, Fr_d=13.68 için

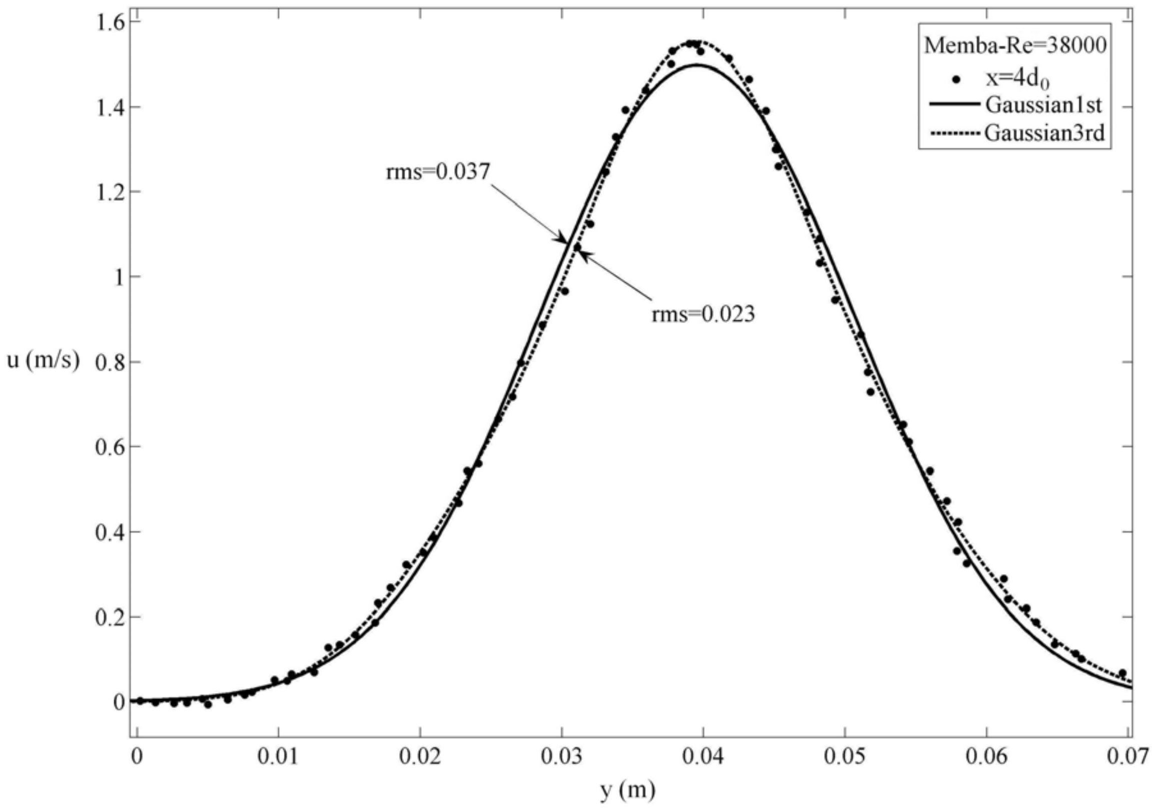
Ek 7 Hareketli Tabanda Denge Oyulma Derinliğinde Meydana Gelen Hız Profillerine Ait Gauss Dağılımları



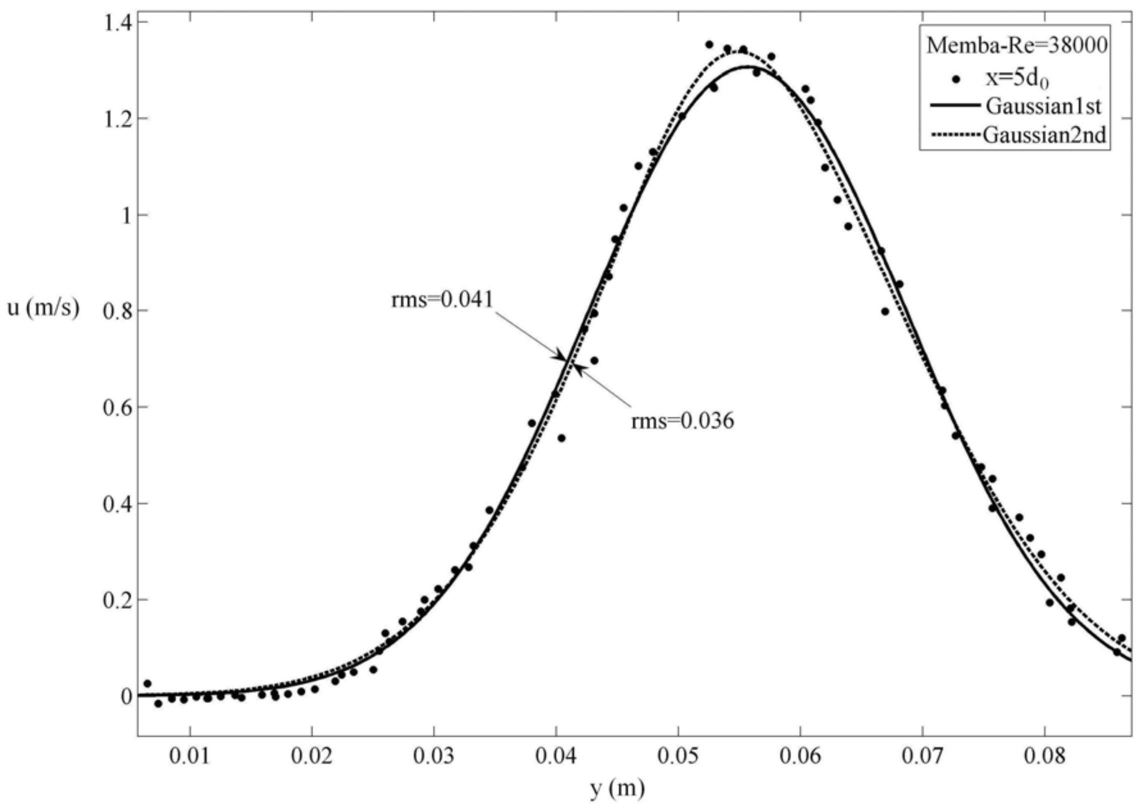
Şekil Ek 7.1 Kazığın membasında x=d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



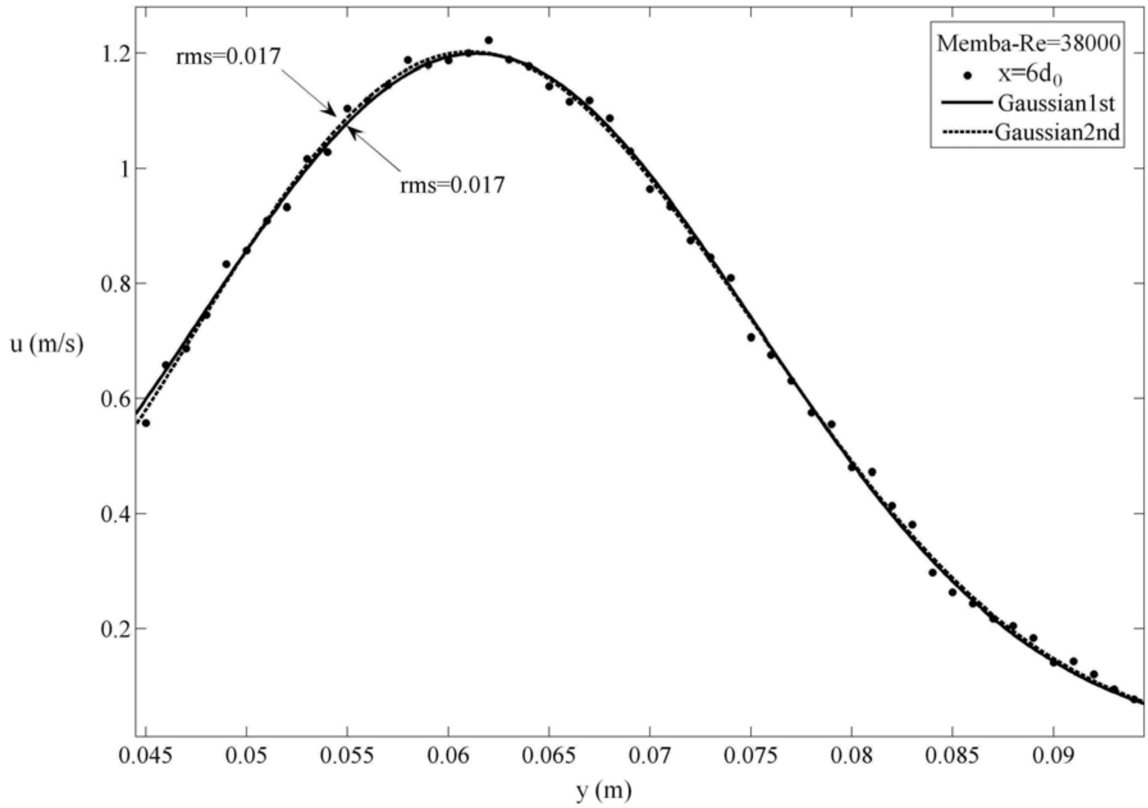
Şekil Ek 7.2 Kazığın membasında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



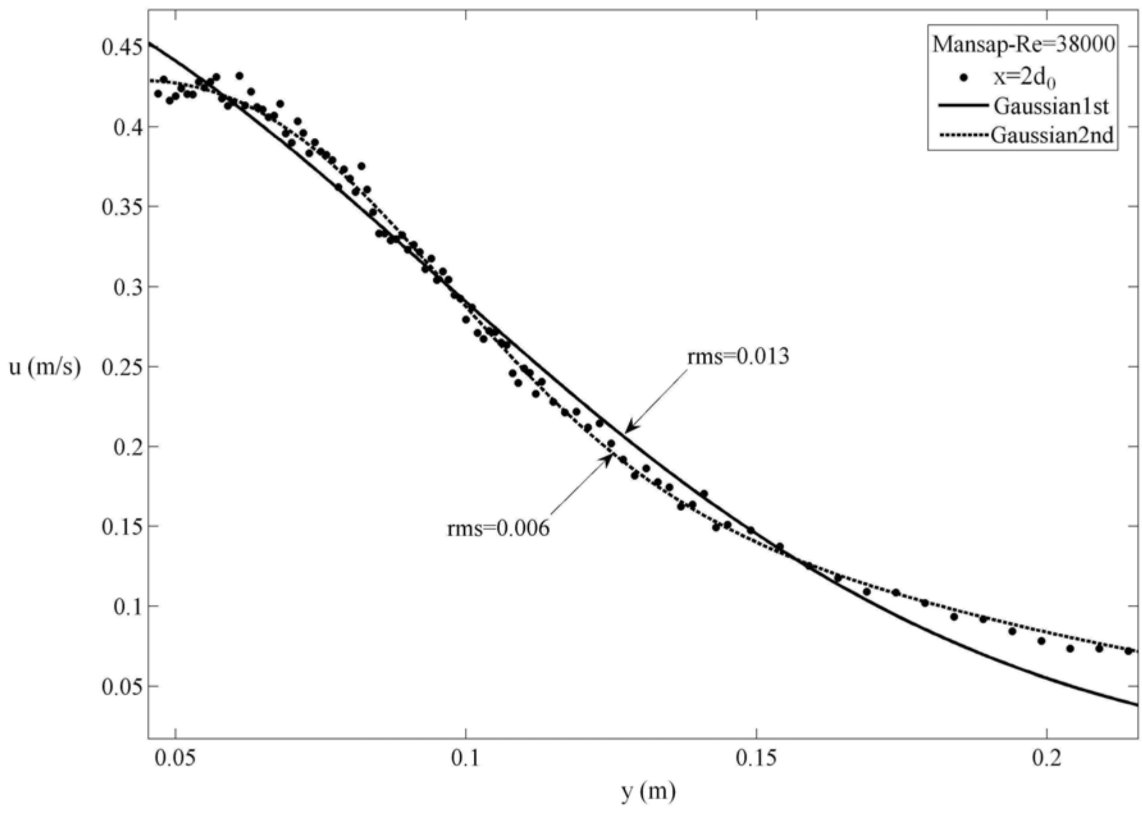
Şekil Ek 7.3 Kazığın membasında $x=4d_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



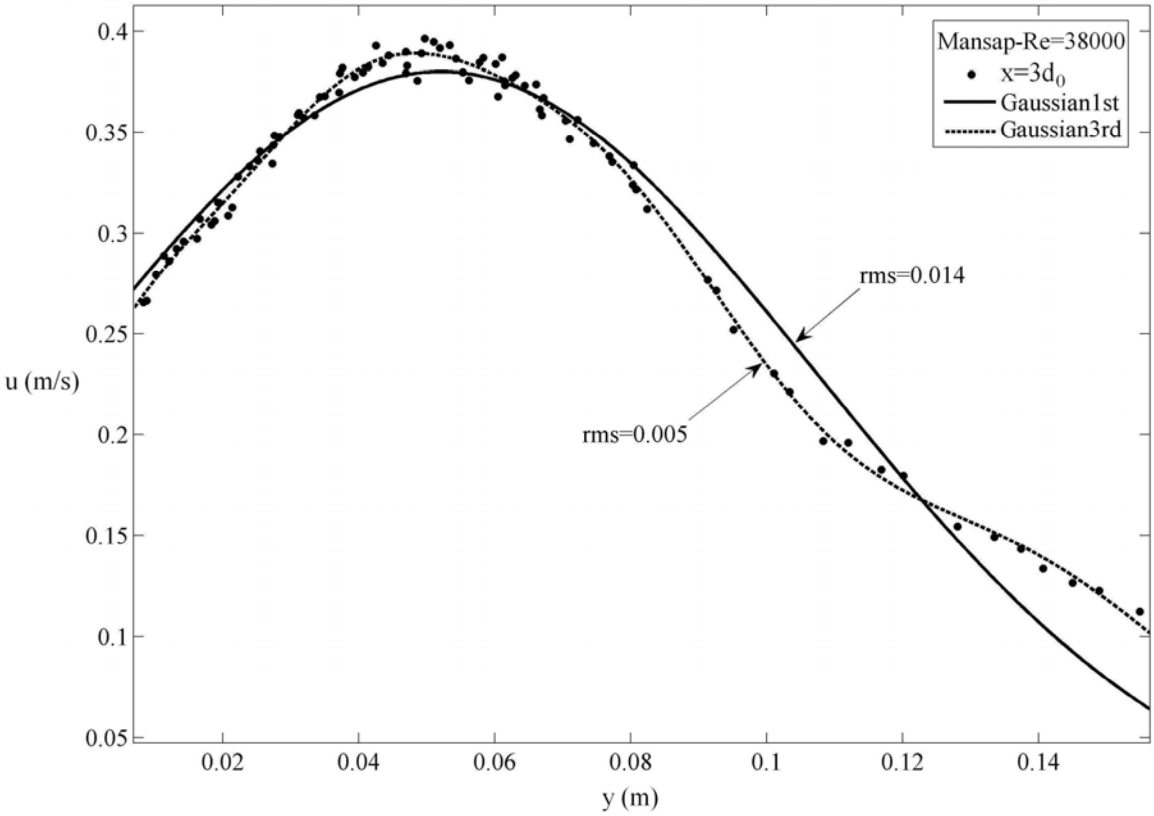
Şekil Ek 7.4 Kazığın membasında $x=5d_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



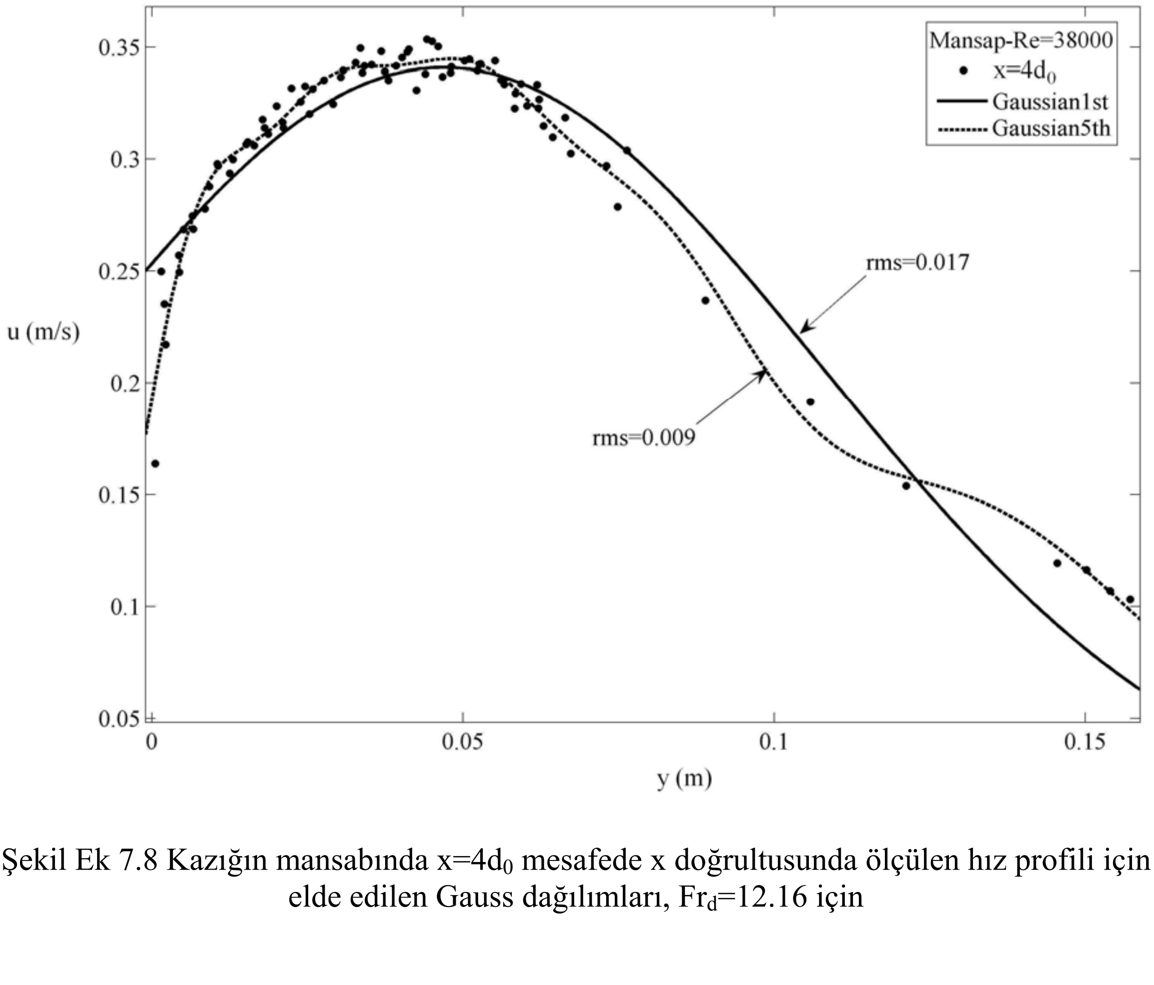
Şekil Ek 7.5 Kazığın membasında x=6d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



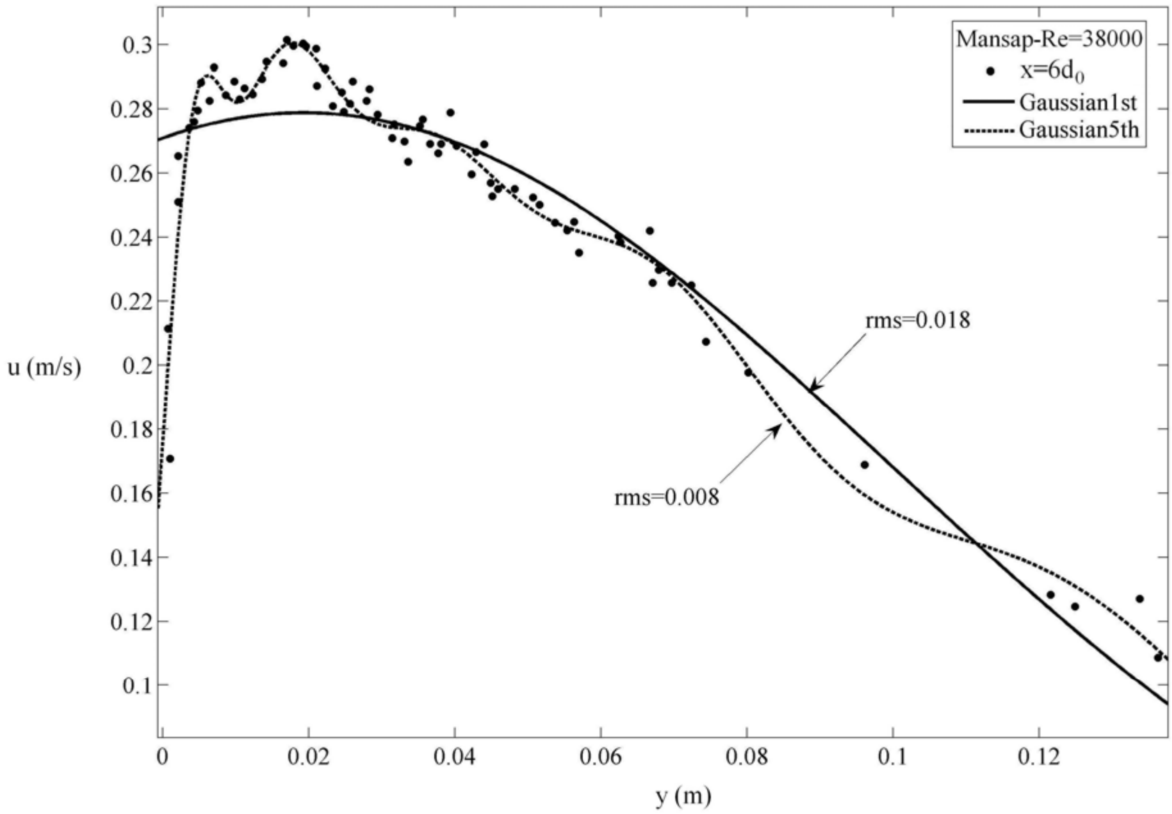
Şekil Ek 7.6 Kazığın mansabında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



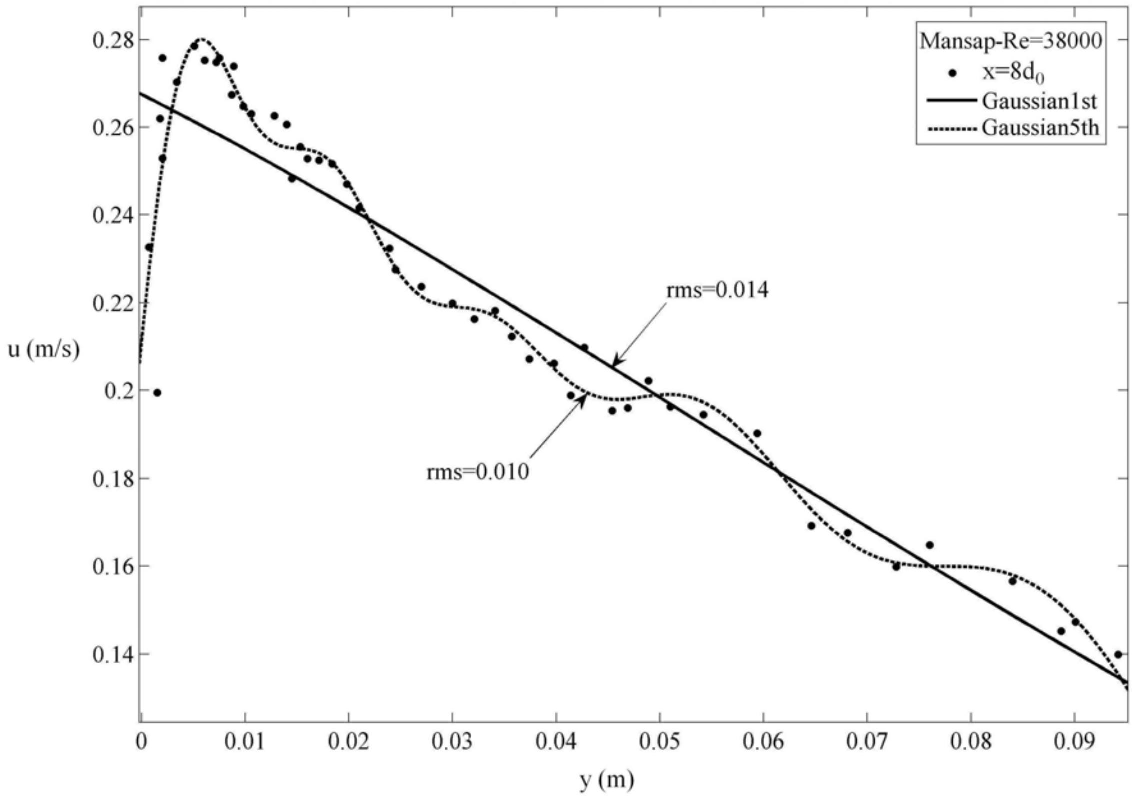
Şekil Ek 7.7 Kazığın mansabında x=3d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



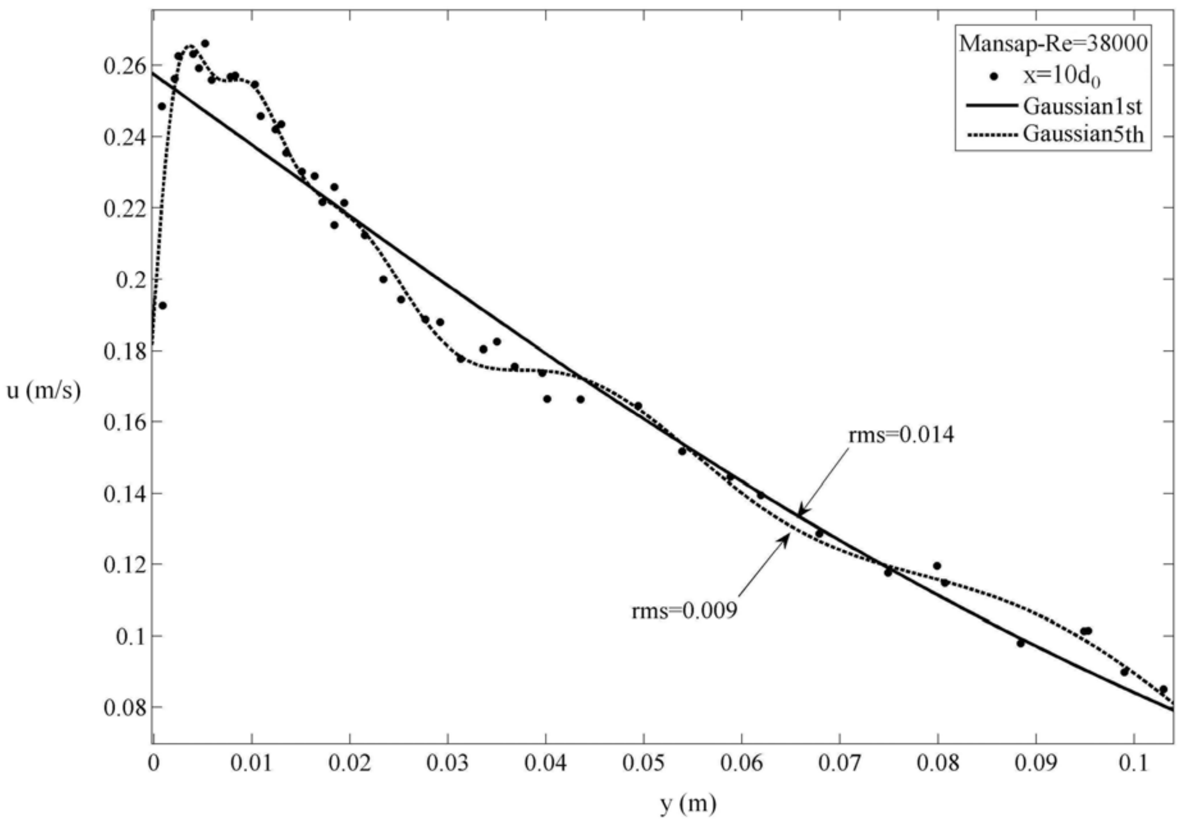
Şekil Ek 7.8 Kazığın mansabında x=4d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



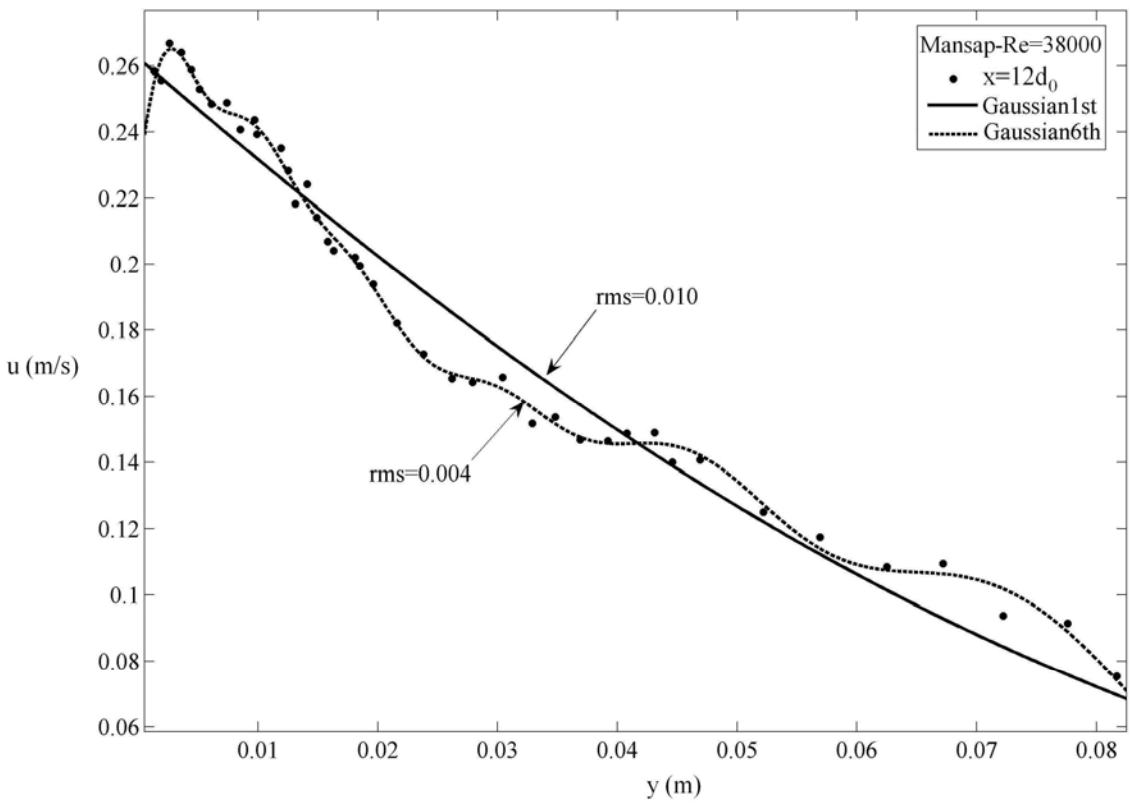
Şekil Ek 7.9 Kazığın mansabında x=6d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



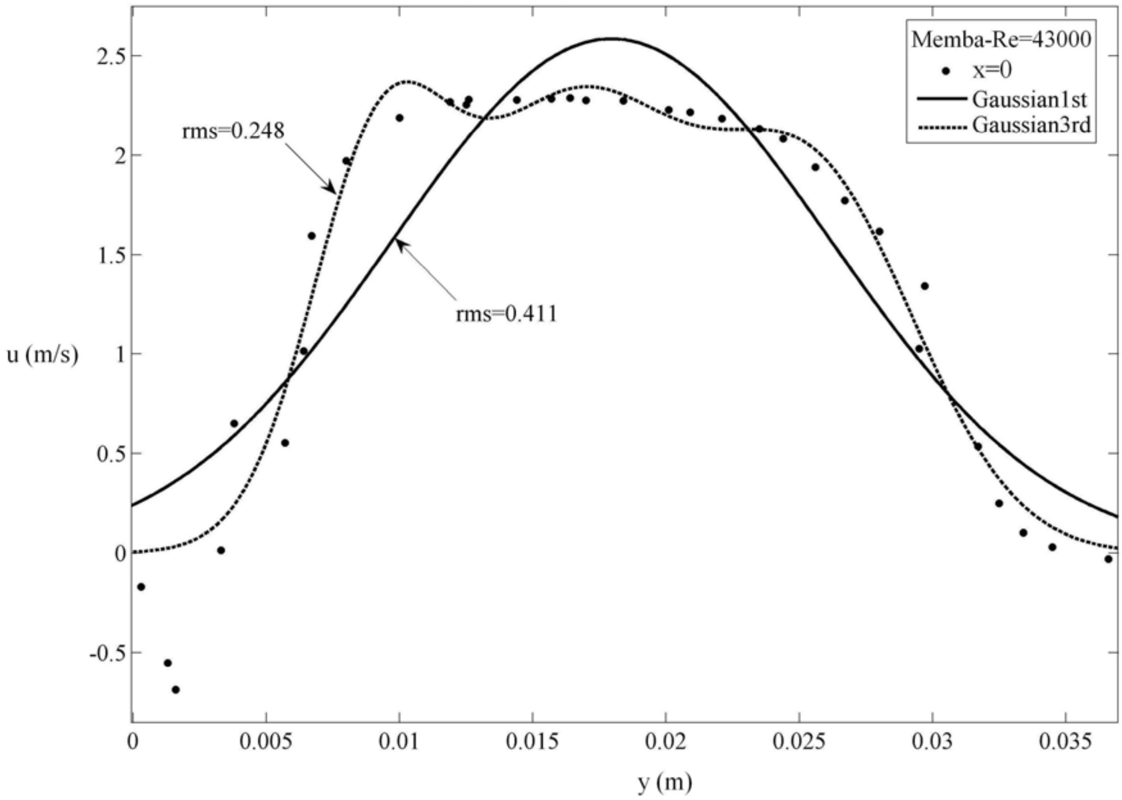
Şekil Ek 7.10 Kazığın mansabında x=8d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



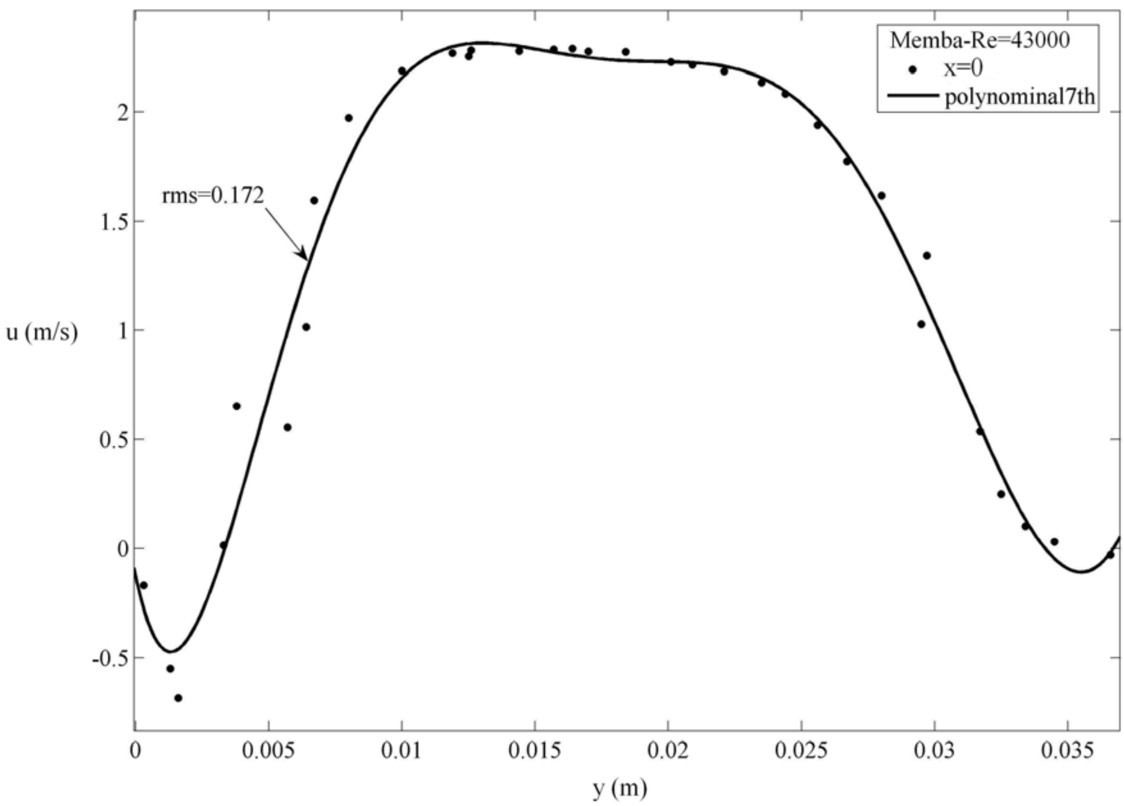
Şekil Ek 7.11 Kazığın mansabında x=10d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



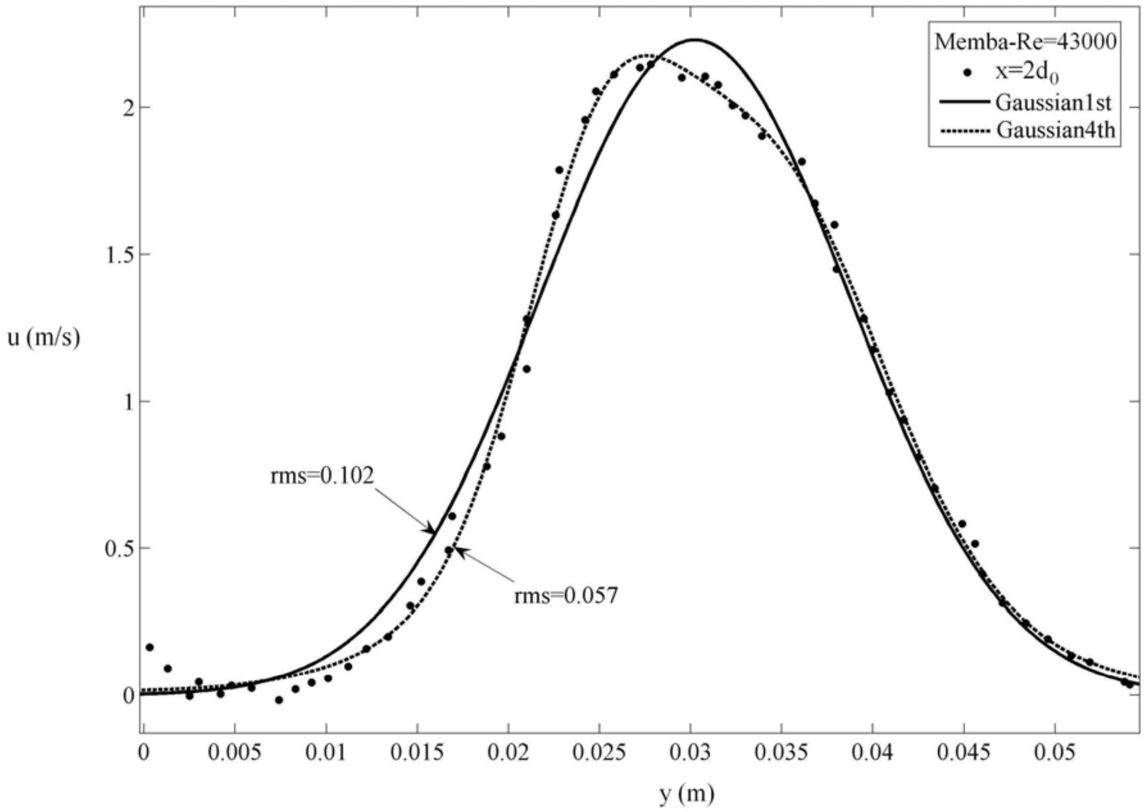
Şekil Ek 7.12 Kazığın mansabında x=12d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=12.16 için



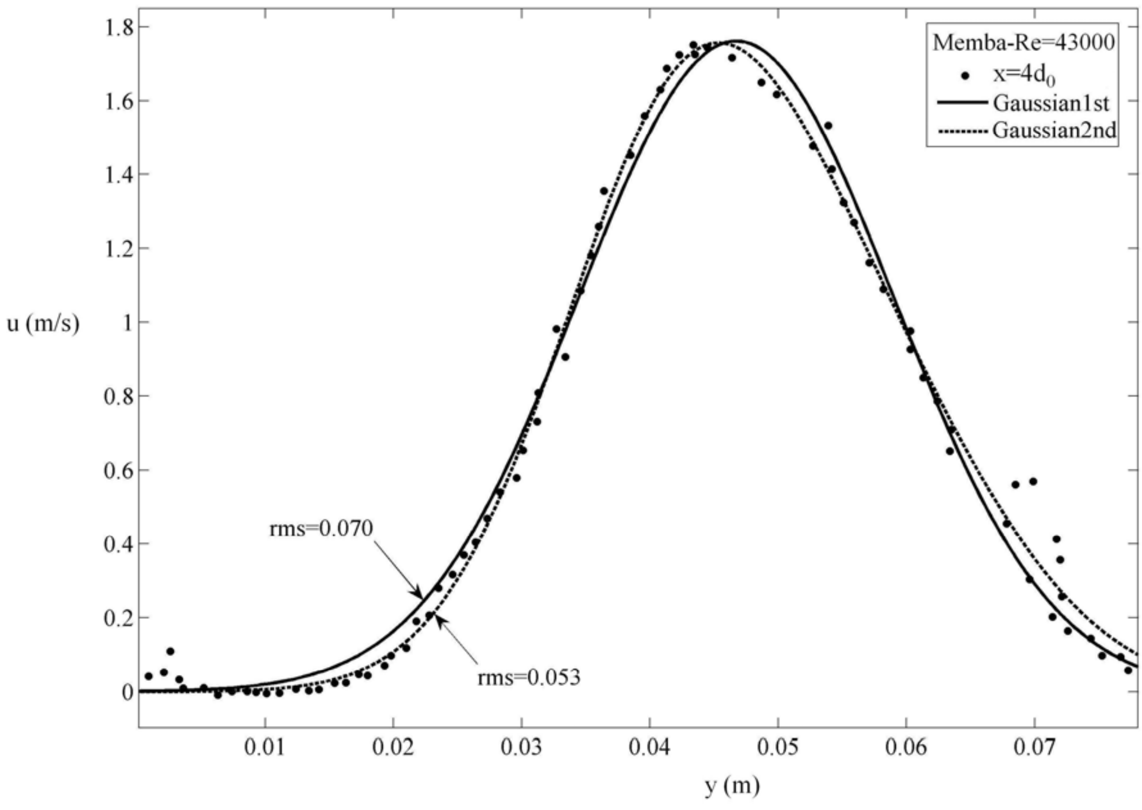
Şekil Ek 7.13 Kazığın membasında x=0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



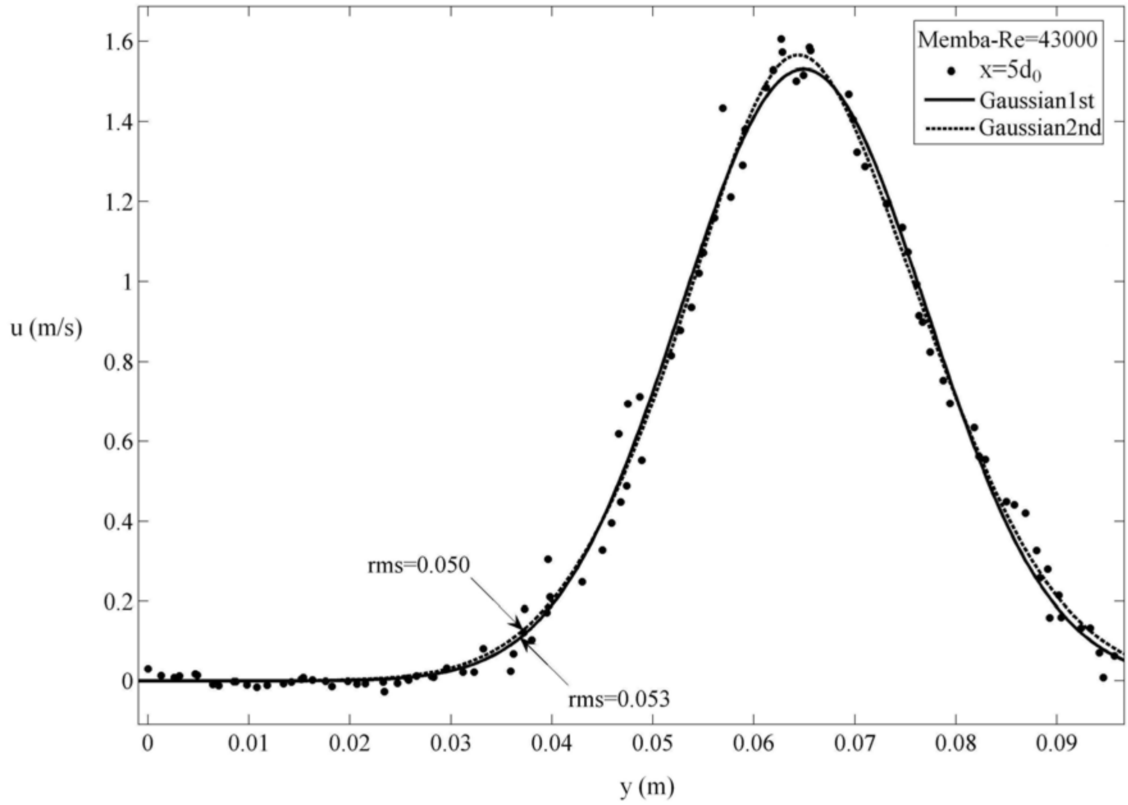
Şekil Ek 7.14 Kazığın membasında x=0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



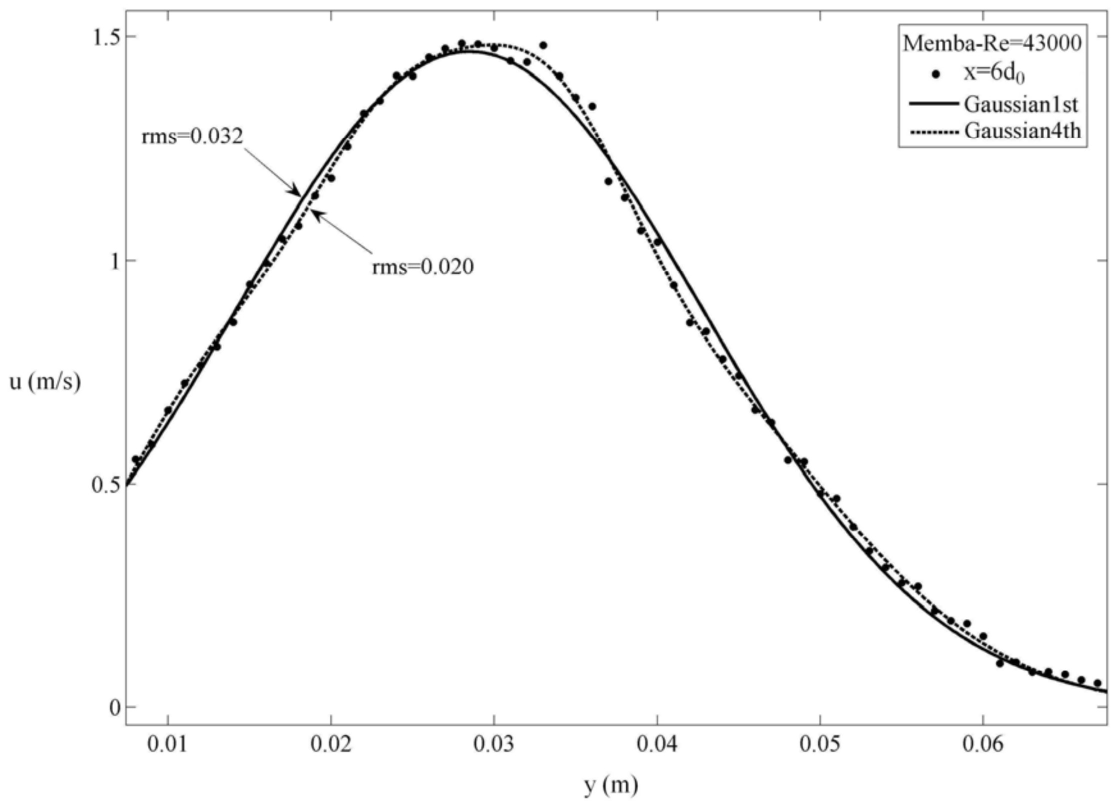
Şekil Ek 7.15 Kazığın membasında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



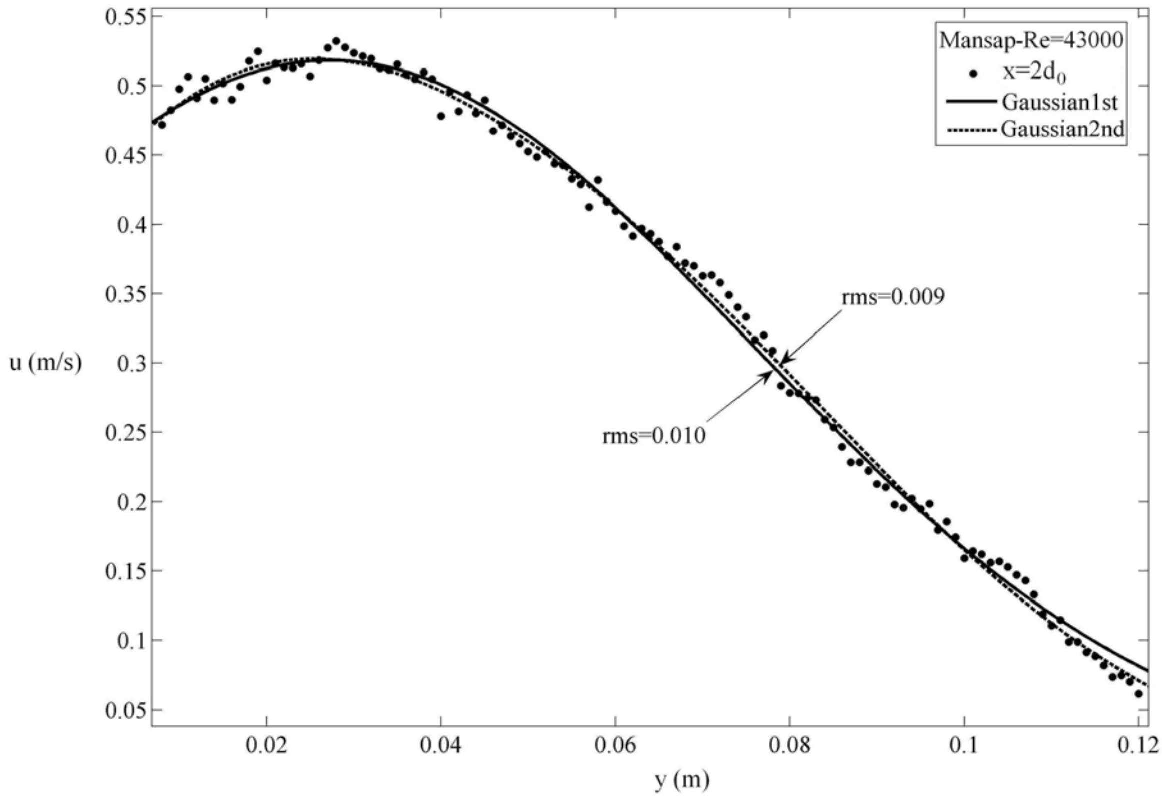
Şekil Ek 7.16 Kazığın membasında x=4d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



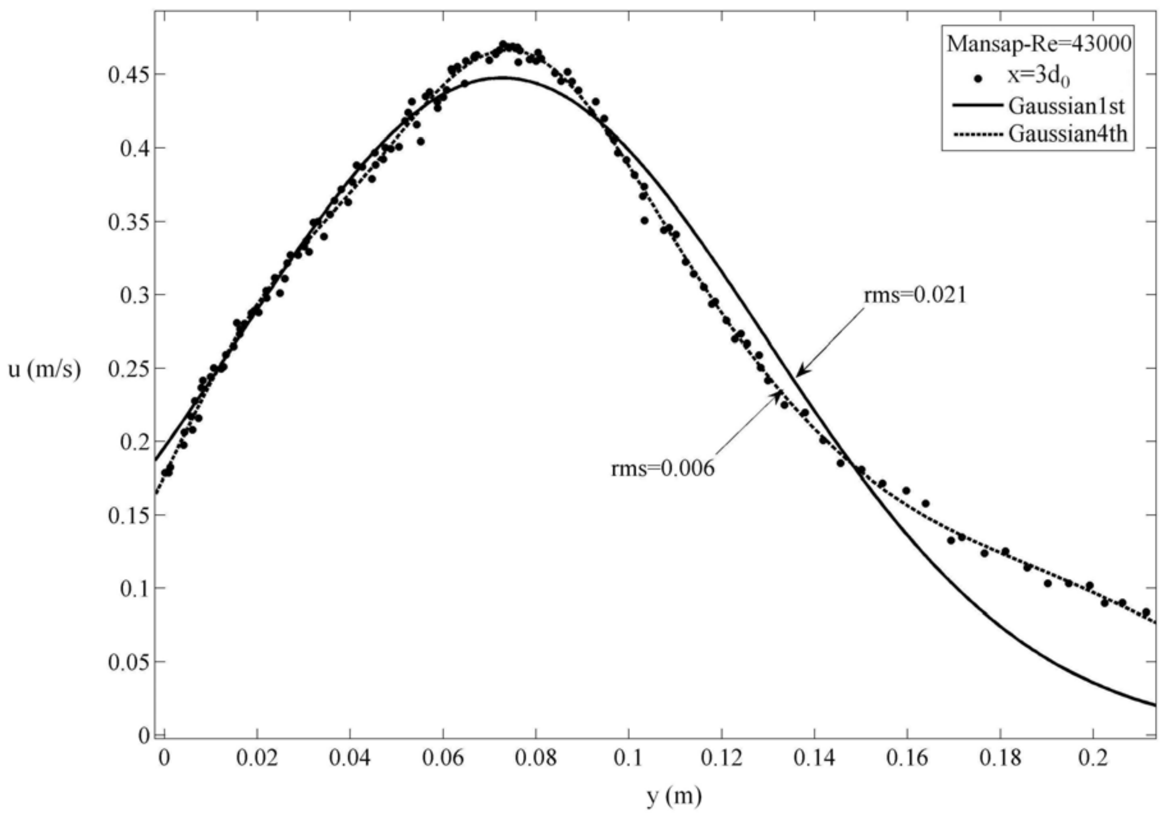
Şekil Ek 7.17 Kazığın membasında x=5d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



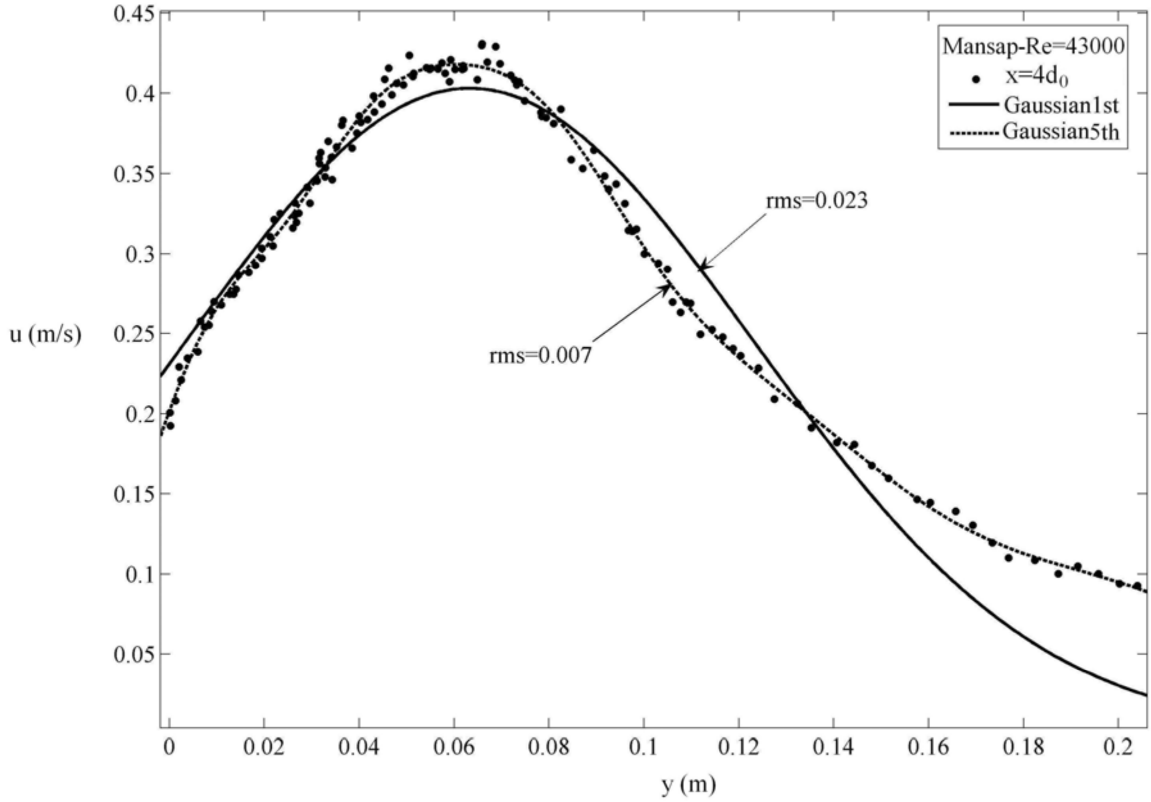
Şekil Ek 7.18 Kazığın membasında x=6d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



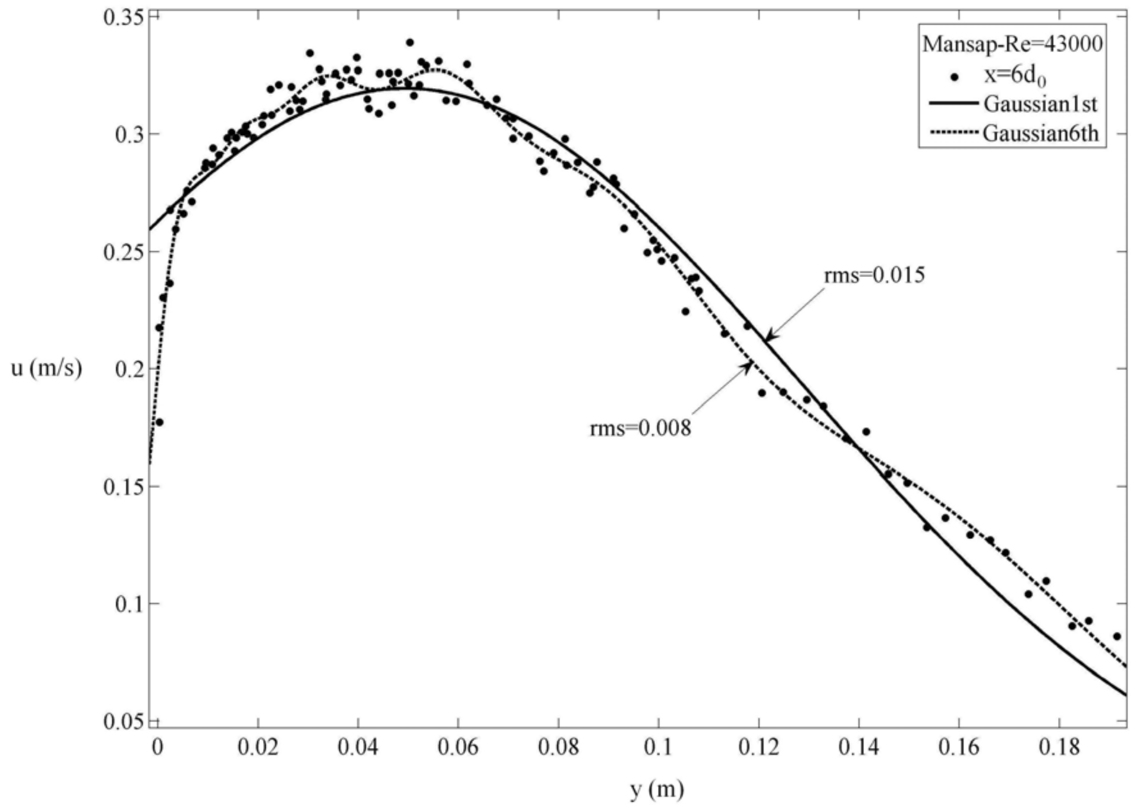
Şekil Ek 7.19 Kazığın mansabında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



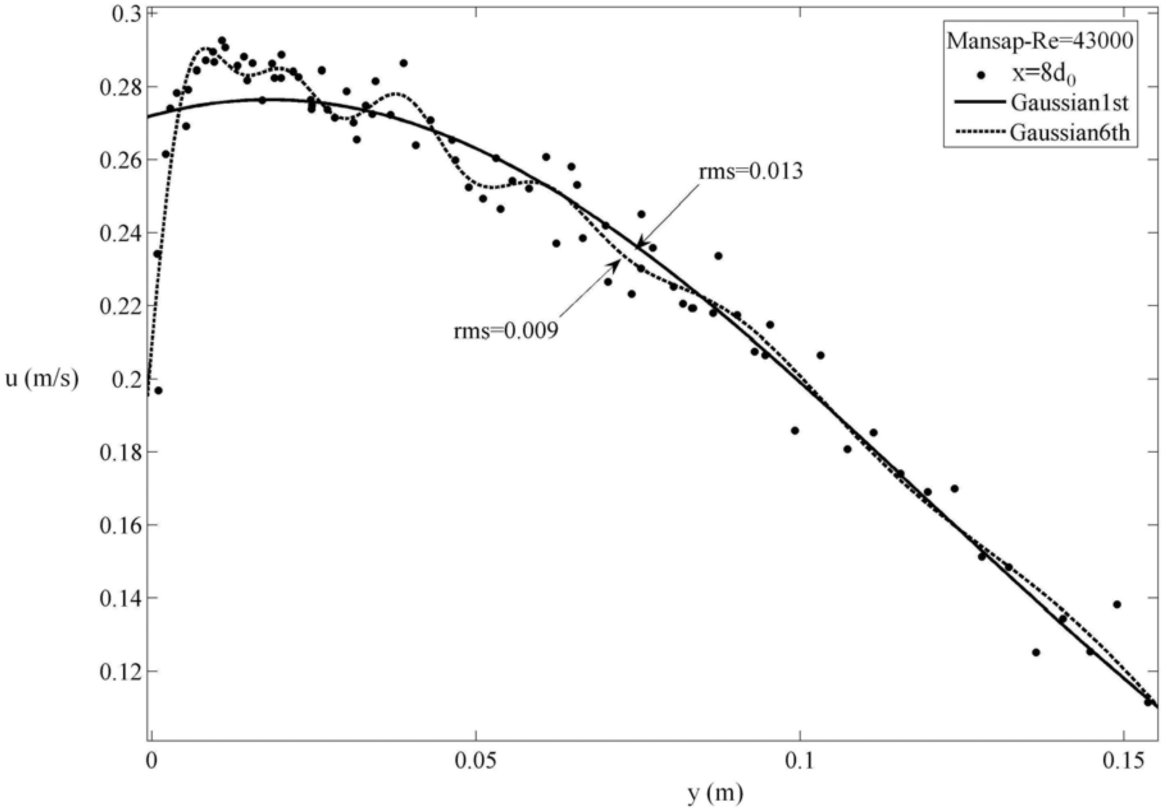
Şekil Ek 7.20 Kazığın mansabında x=3d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



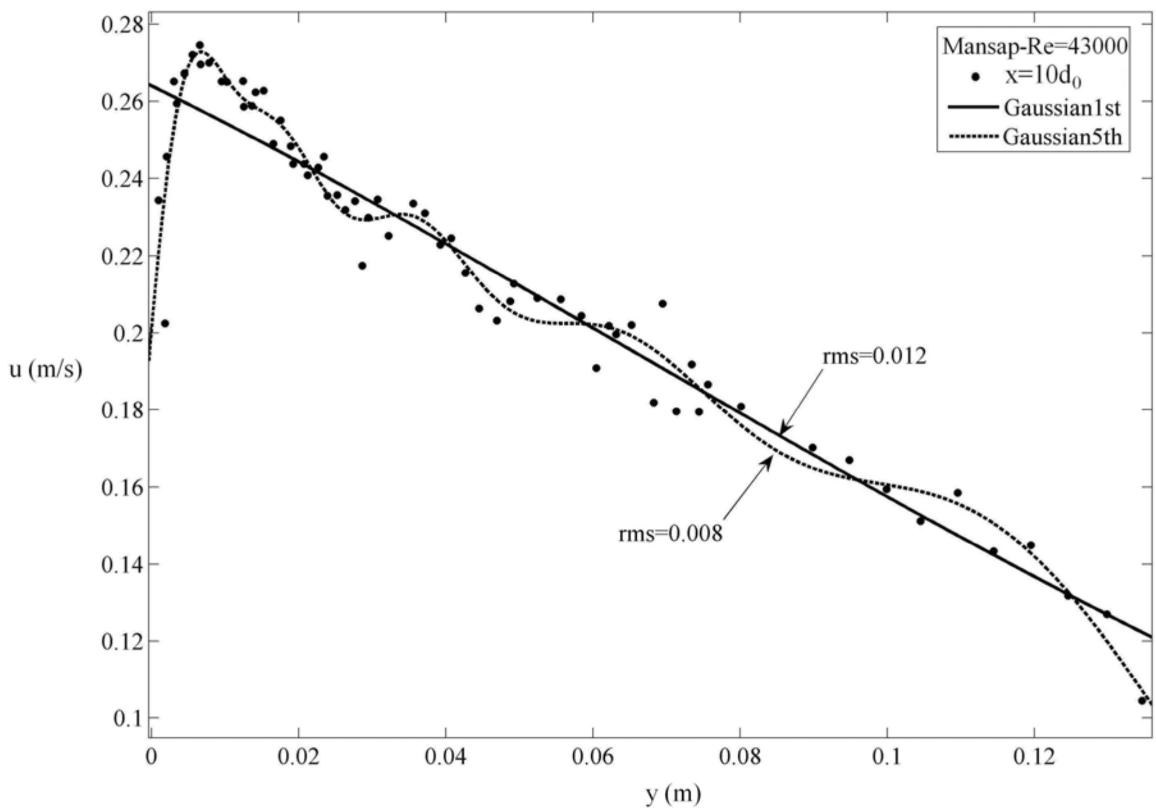
Şekil Ek 7.21 Kazığın mansabında x=4d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



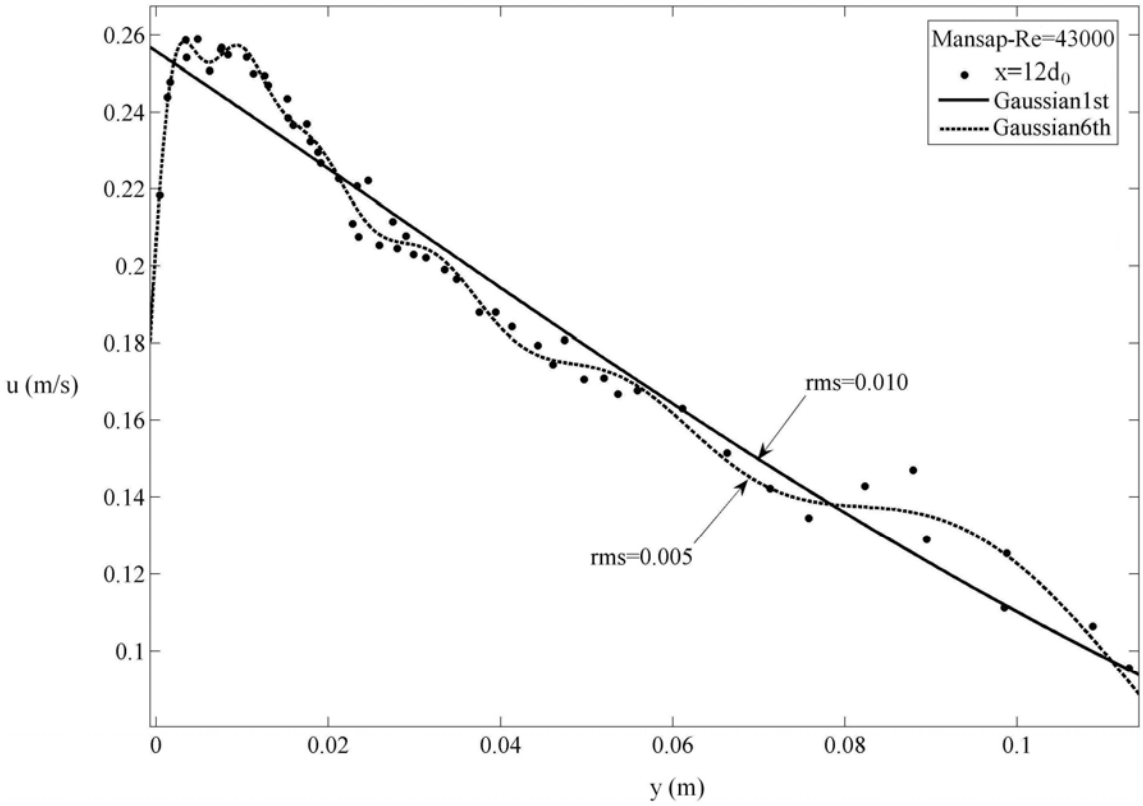
Şekil Ek 7.22 Kazığın mansabında x=6d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



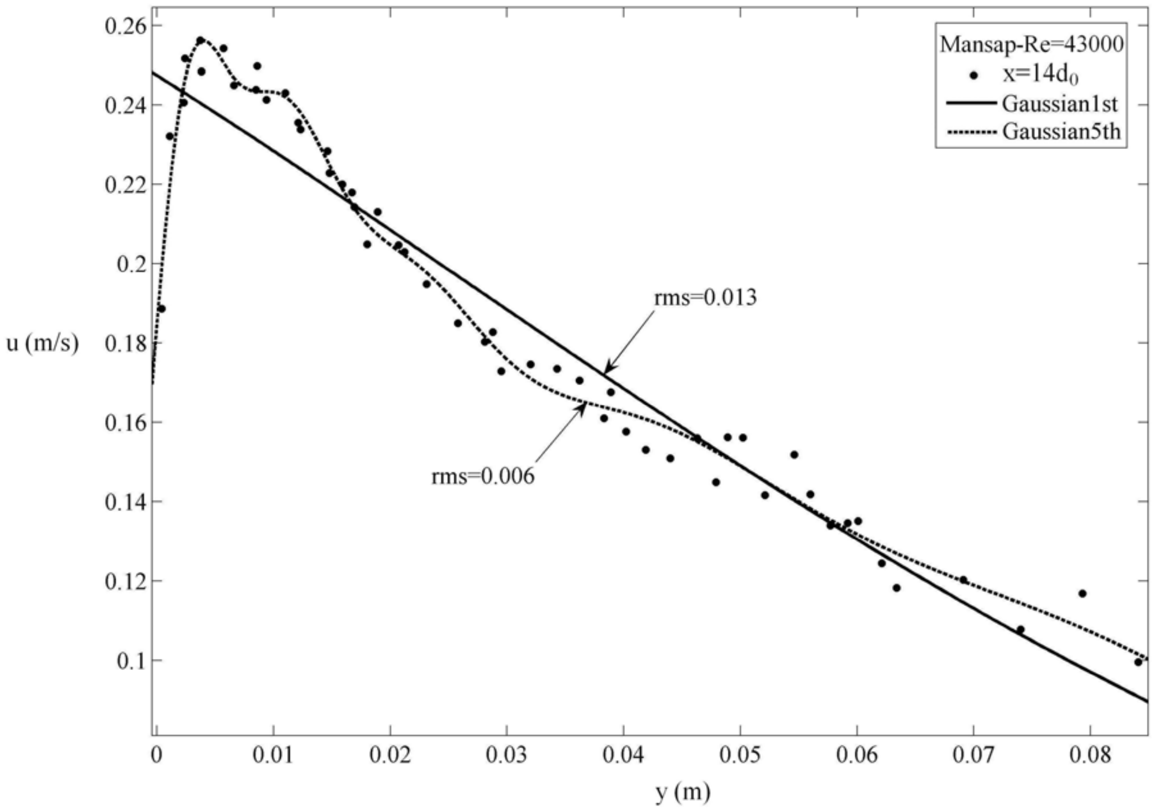
Şekil Ek 7.23 Kazığın mansabında x=8d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



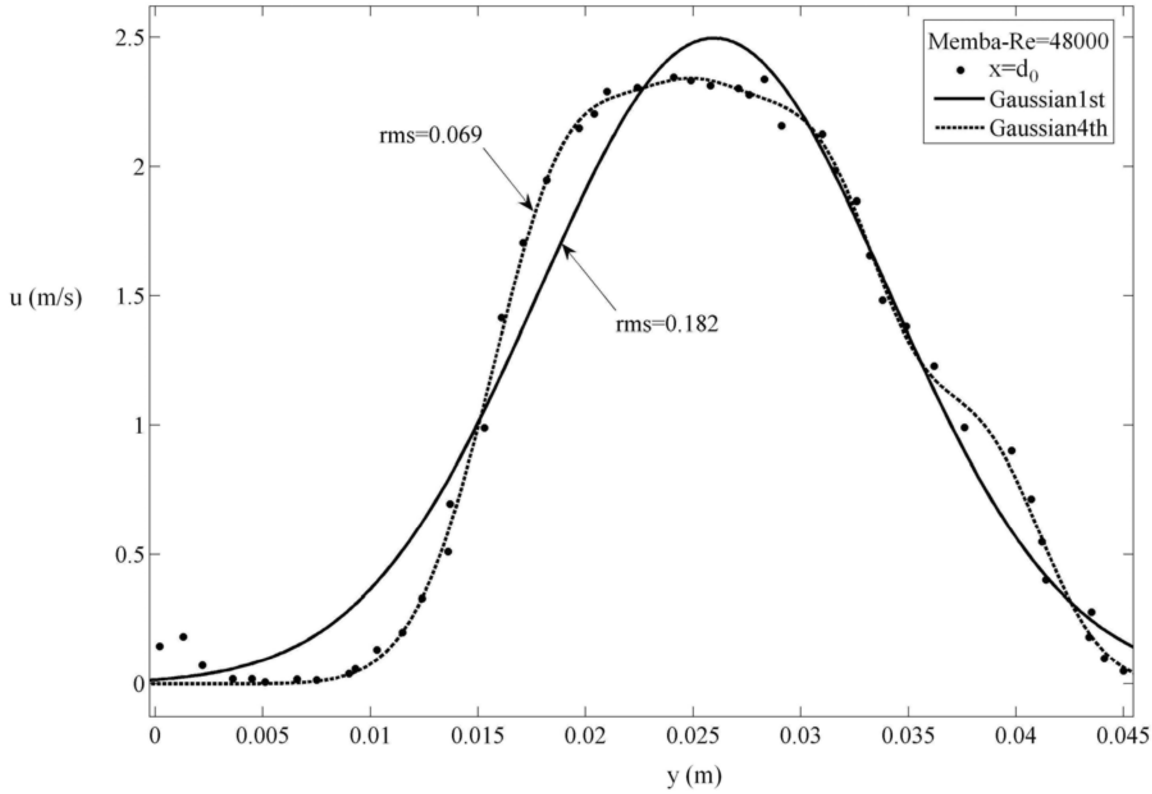
Şekil Ek 7.24 Kazığın mansabında x=10d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=13.68 için



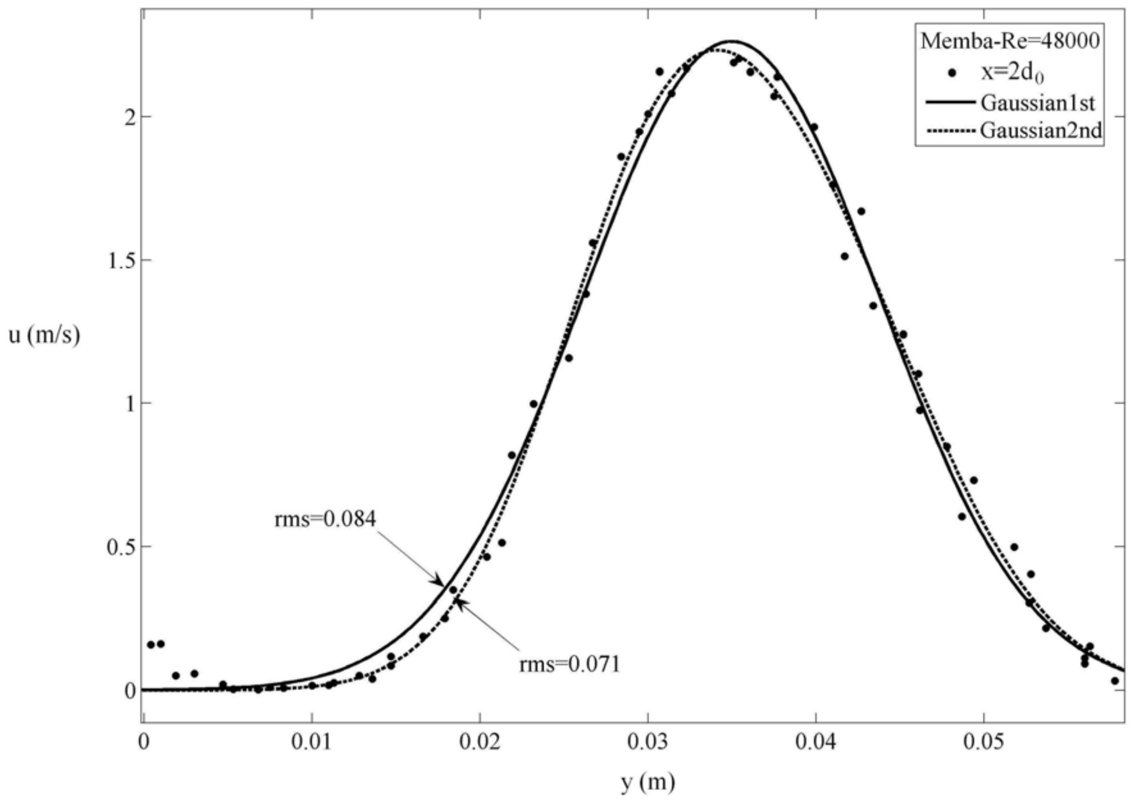
Şekil Ek 7.25 Kazığın mansabında $x=12d_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, $Fr_d=13.68$ için



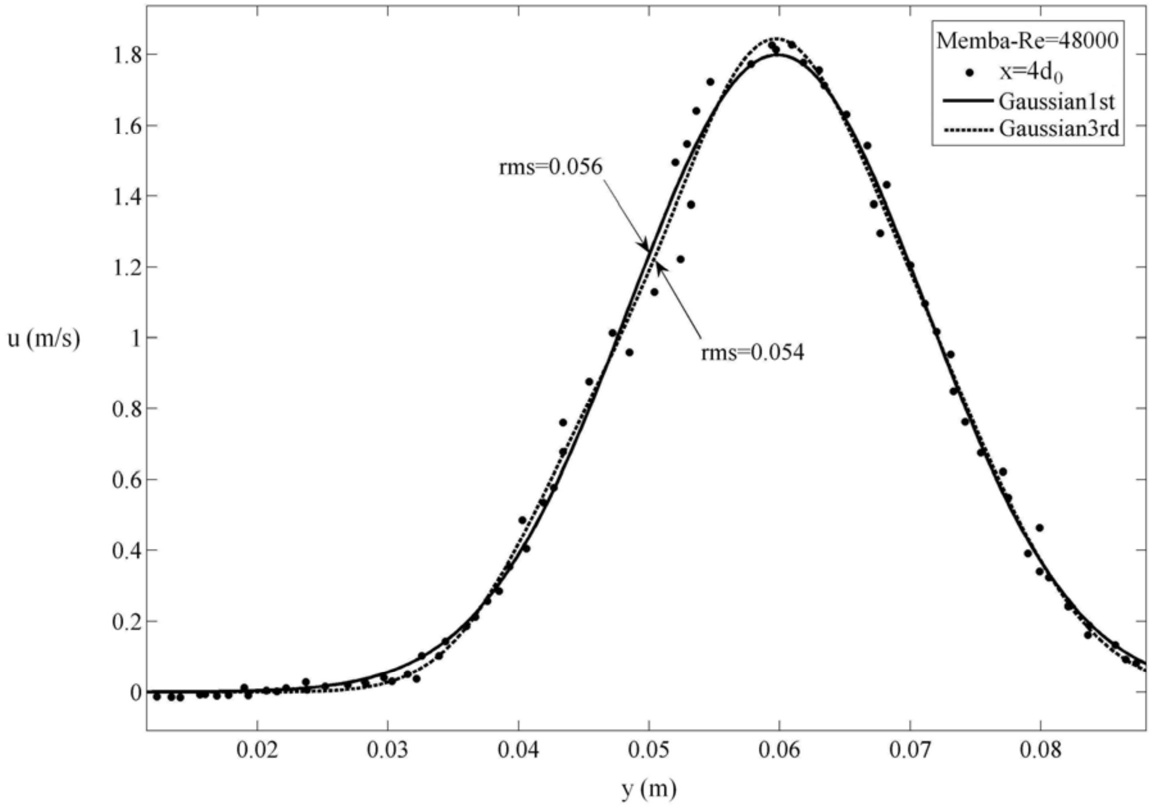
Şekil Ek 7.26 Kazığın mansabında $x=14d_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, $Fr_d=13.68$ için



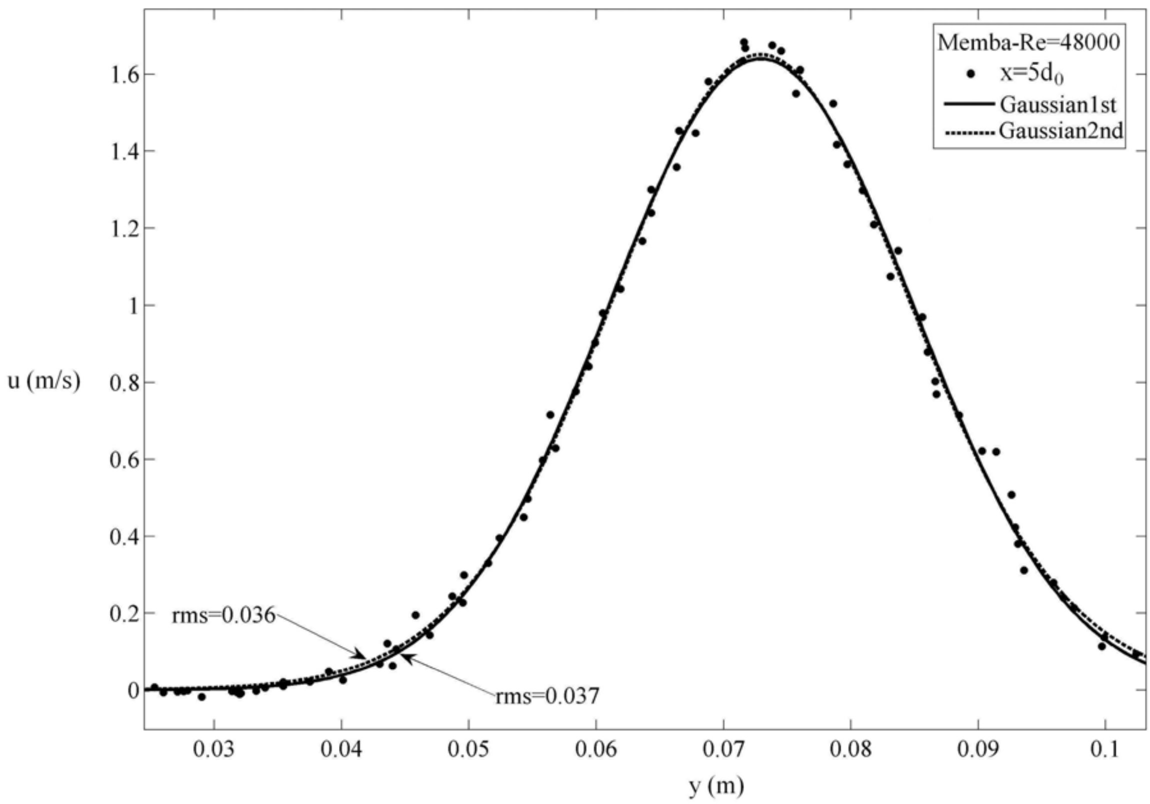
Şekil Ek 7.27 Kazığın membasında x=d0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



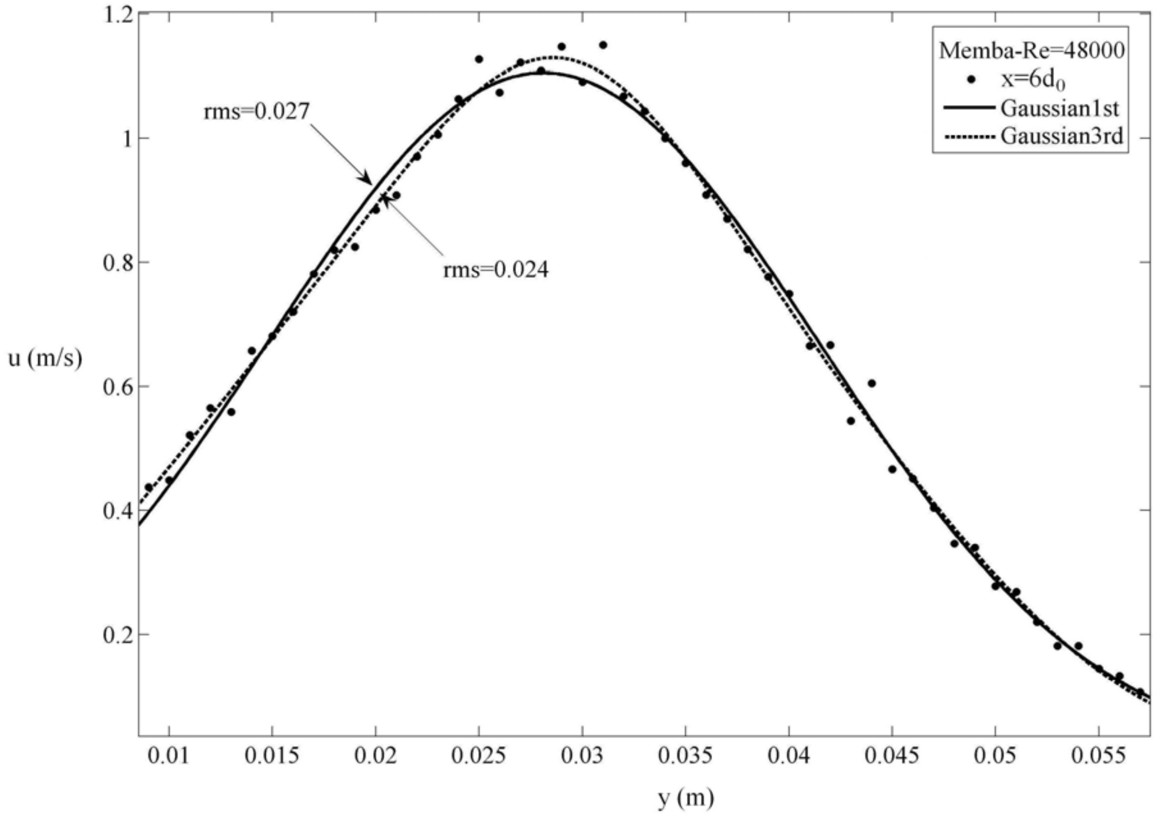
Şekil Ek 7.28 Kazığın membasında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



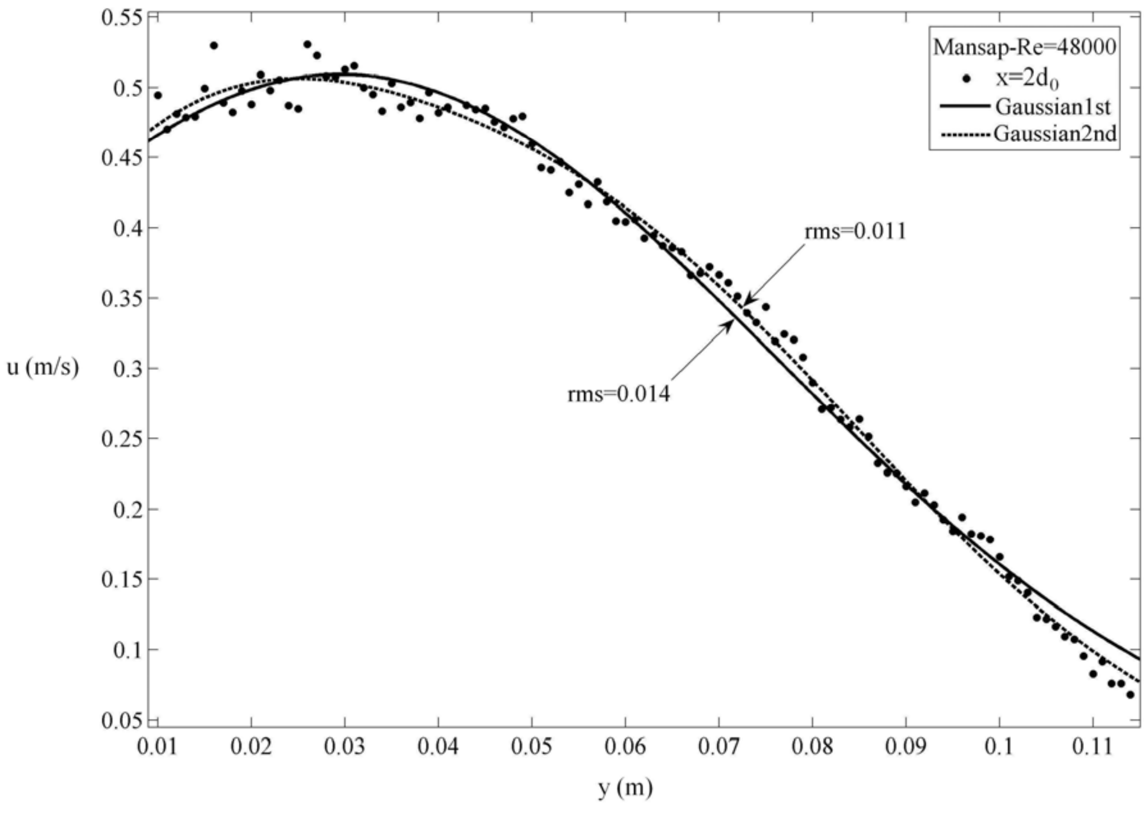
Şekil Ek 7.29 Kazığın membasında $x=4d_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, $Fr_d=15.21$ için



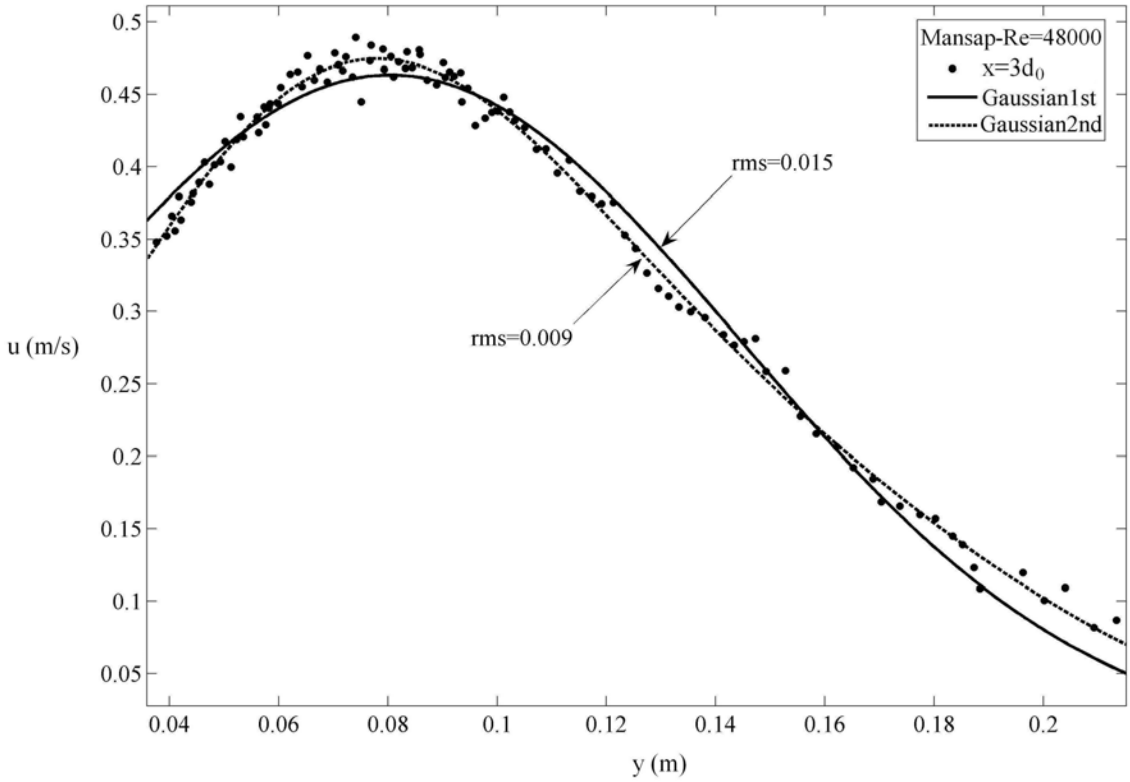
Şekil Ek 7.30 Kazığın membasında $x=5d_0$ mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, $Fr_d=15.21$ için



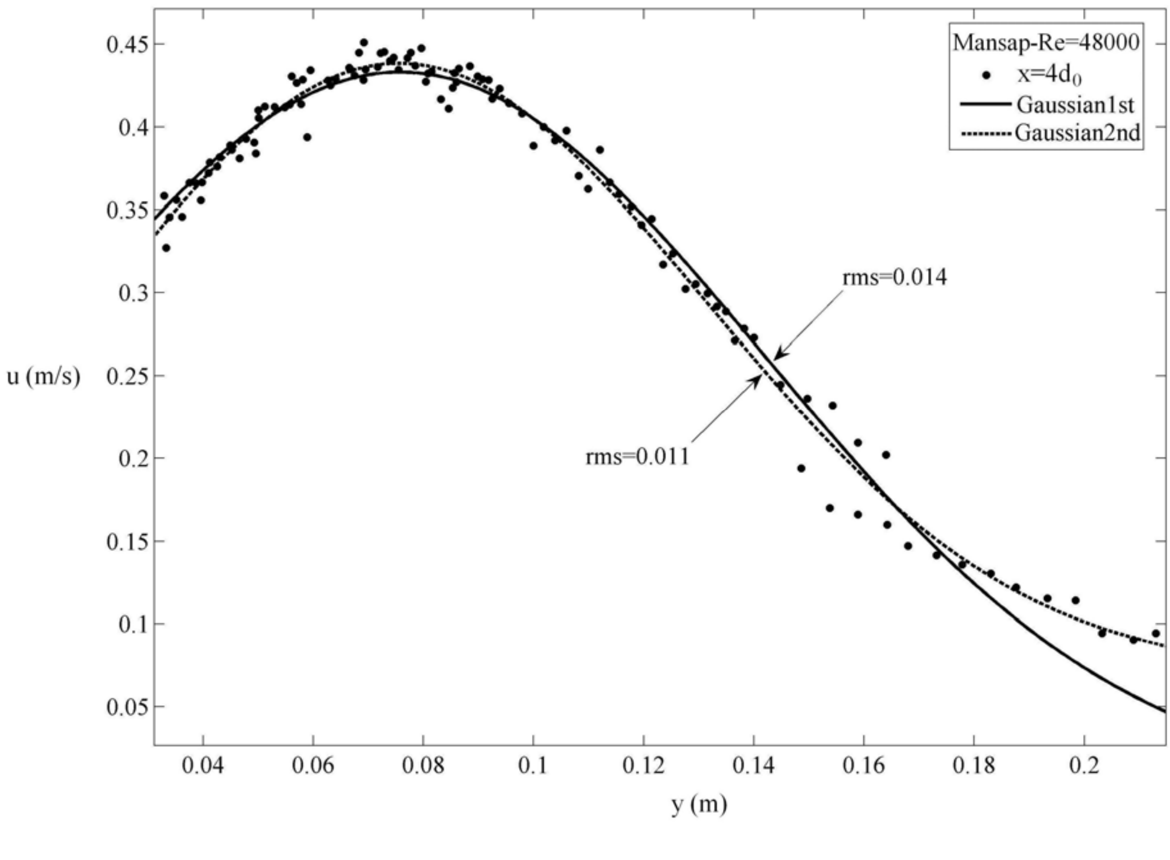
Şekil Ek 7.31 Kazığın membasında x=6d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



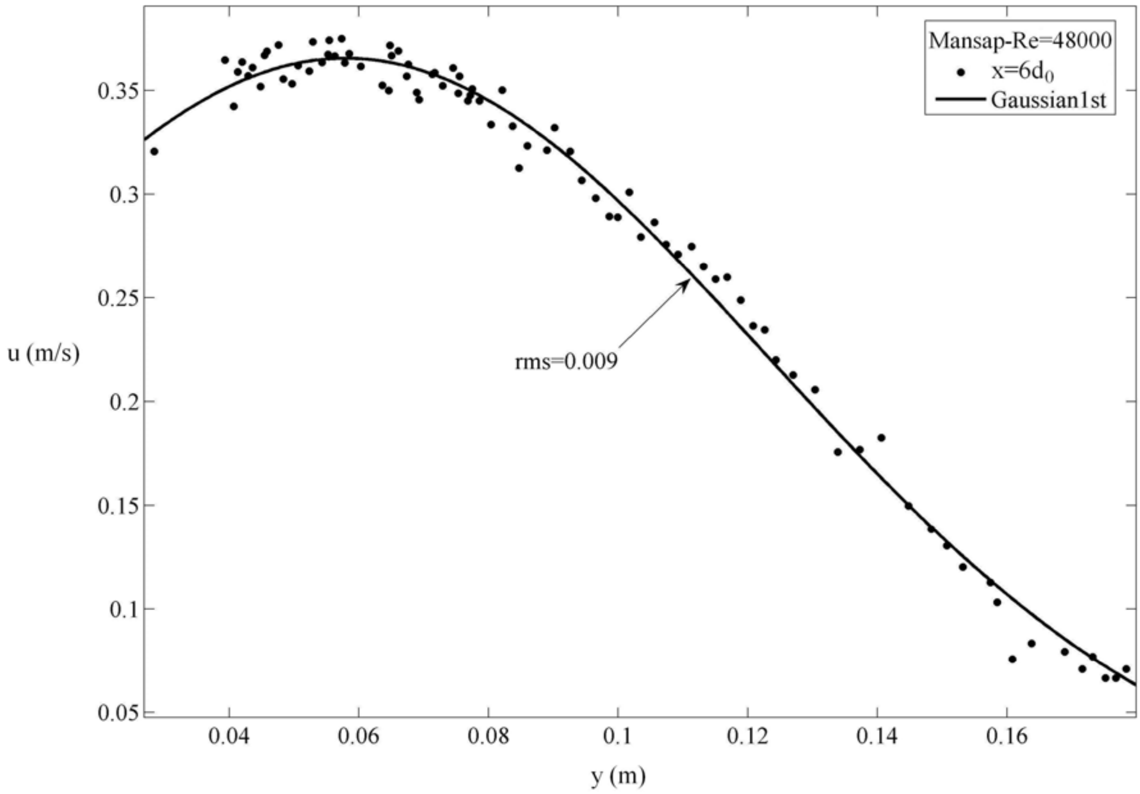
Şekil Ek 7.32 Kazığın mansabında x=2d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



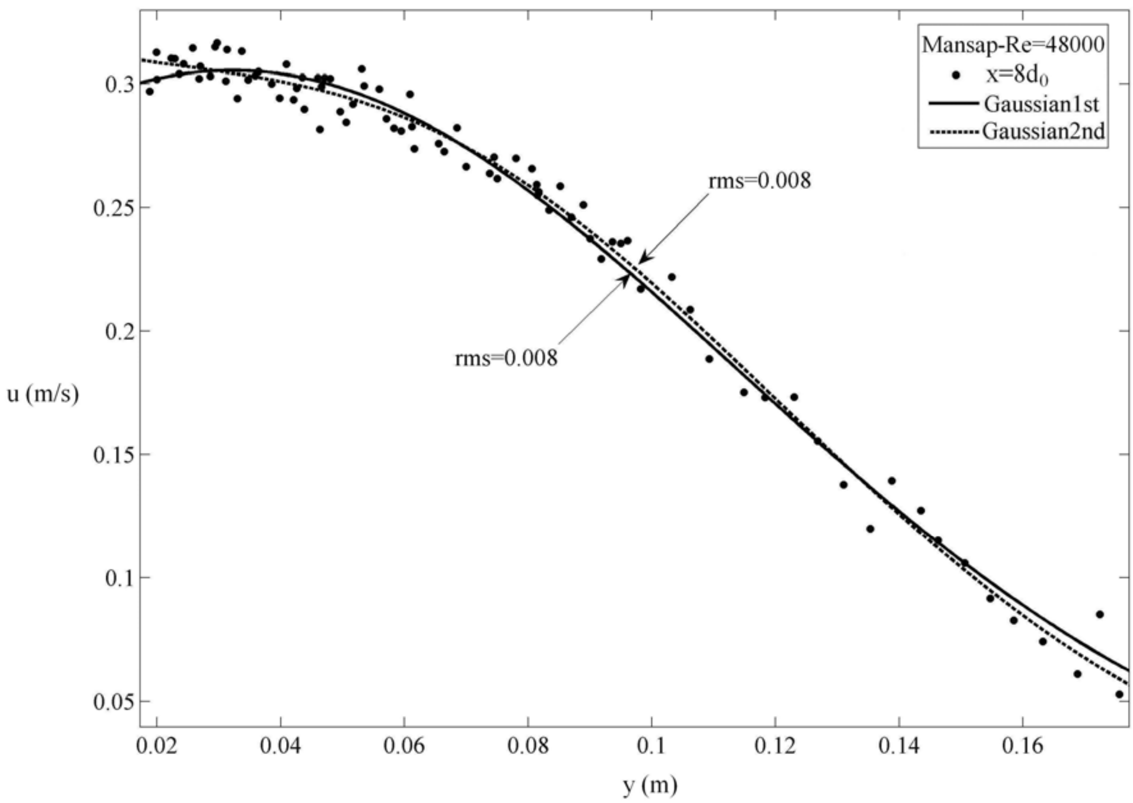
Şekil Ek 7.33 Kazığın mansabında x=3d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



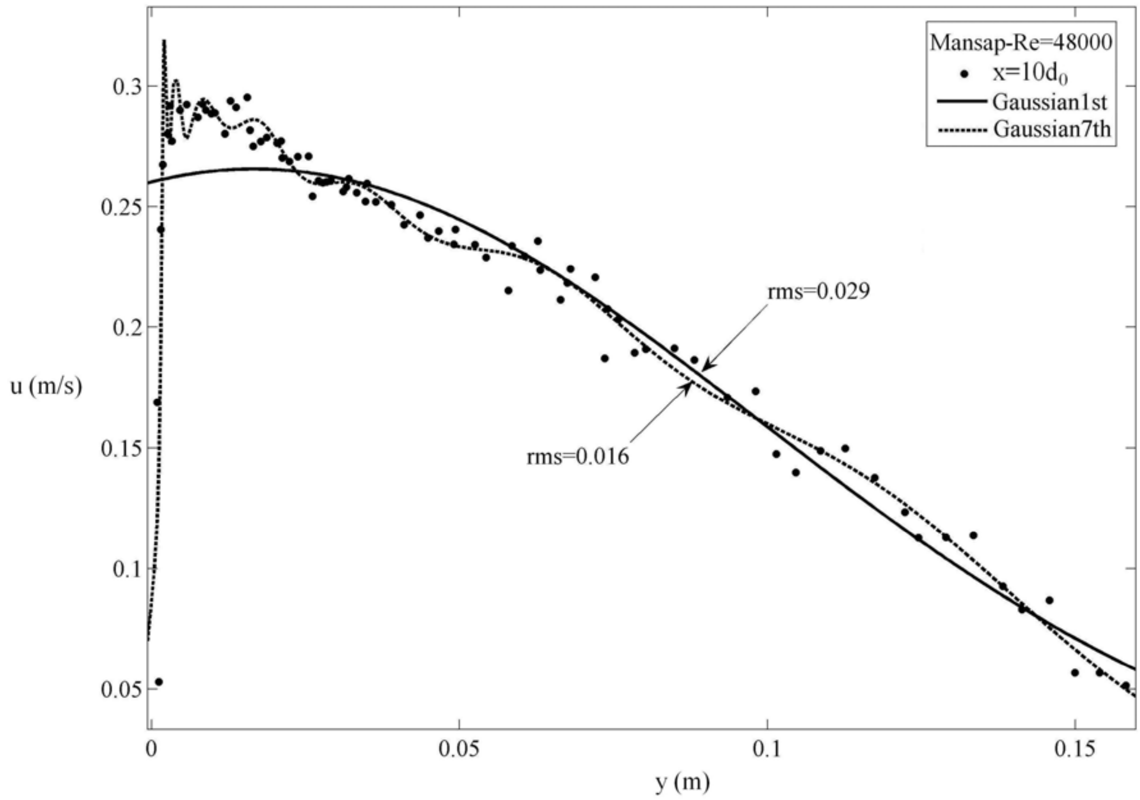
Şekil Ek 7.34 Kazığın mansabında x=4d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



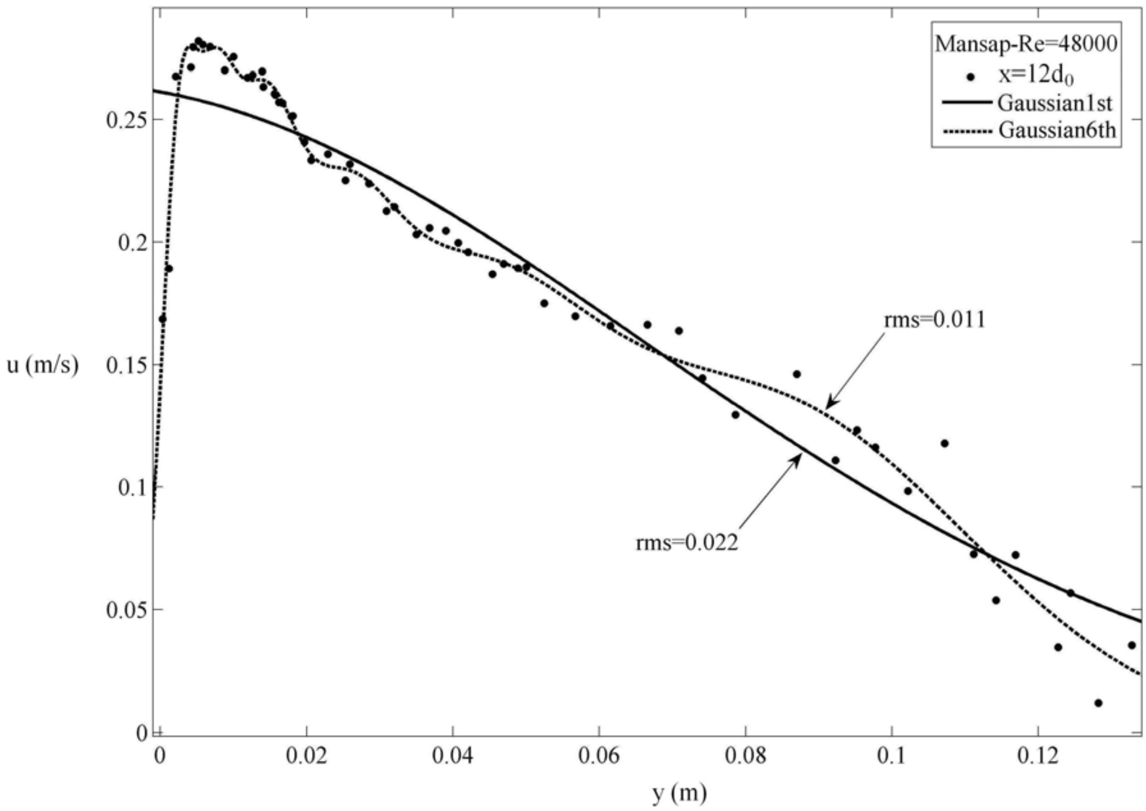
Şekil Ek 7.35 Kazığın mansabında x=6d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



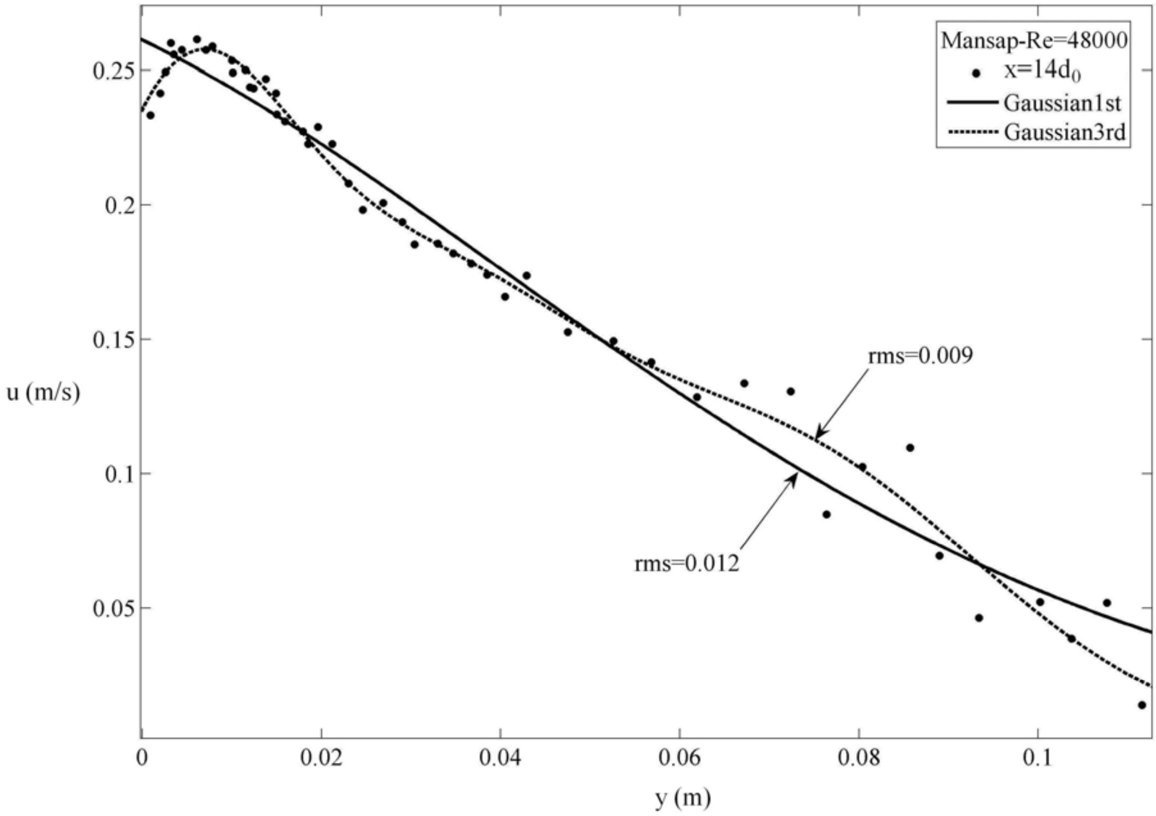
Şekil Ek 7.36 Kazığın mansabında x=8d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



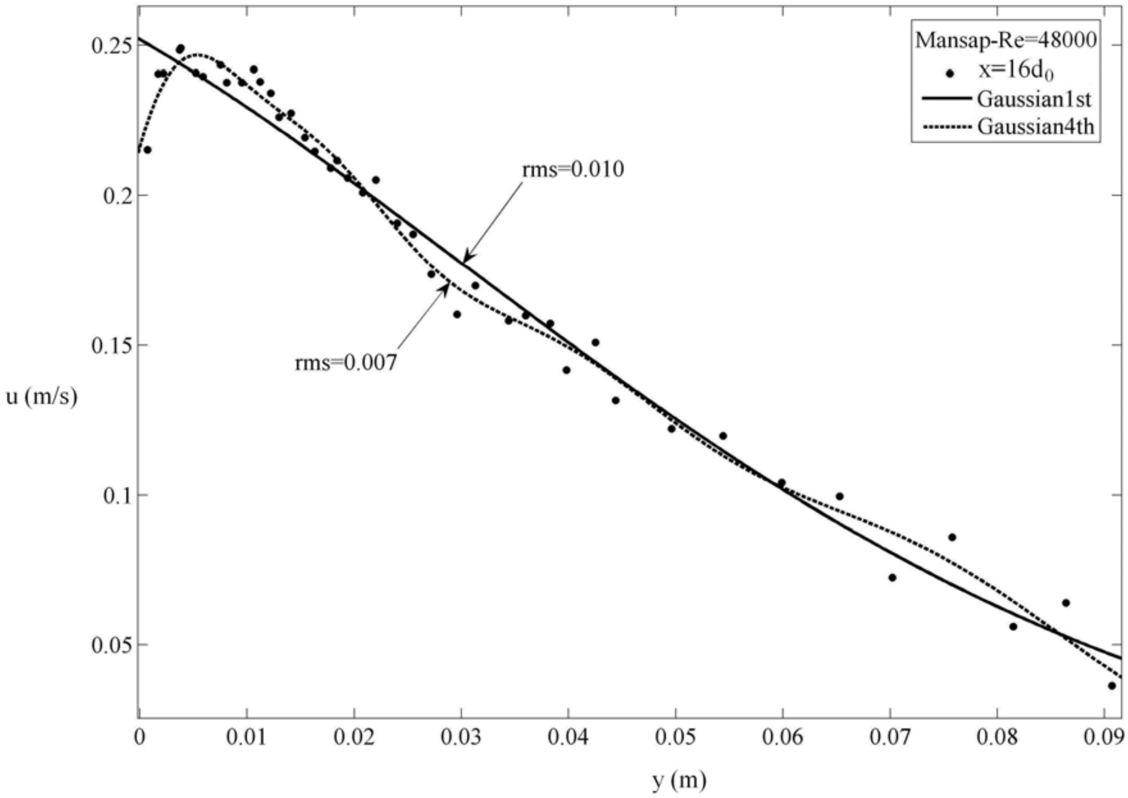
Şekil Ek 7.37 Kazığın mansabında x=10d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için



Şekil Ek 7.38 Kazığın mansabında x=12d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için

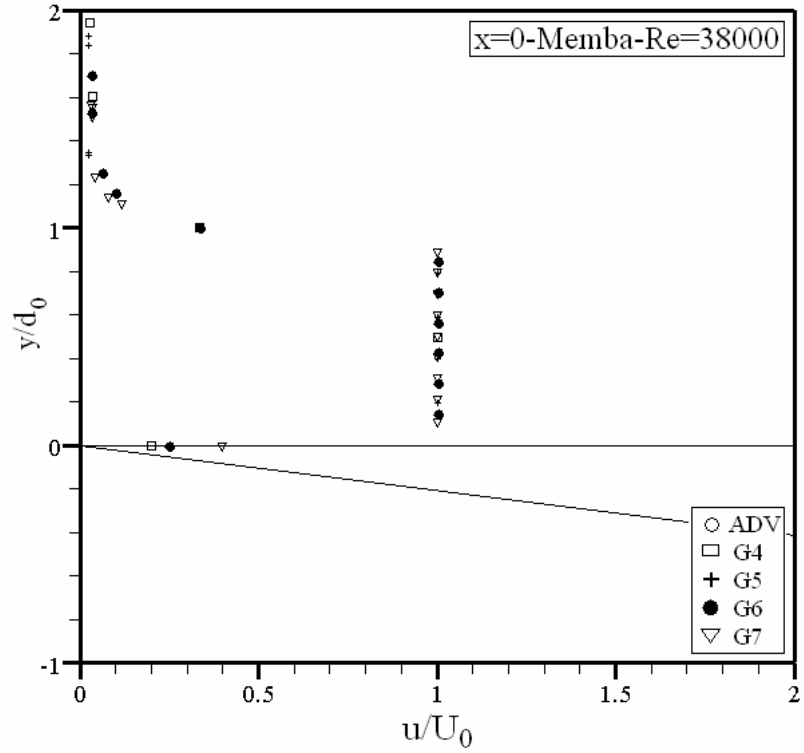


Şekil Ek 7.39 Kazığın mansabında x=14d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için

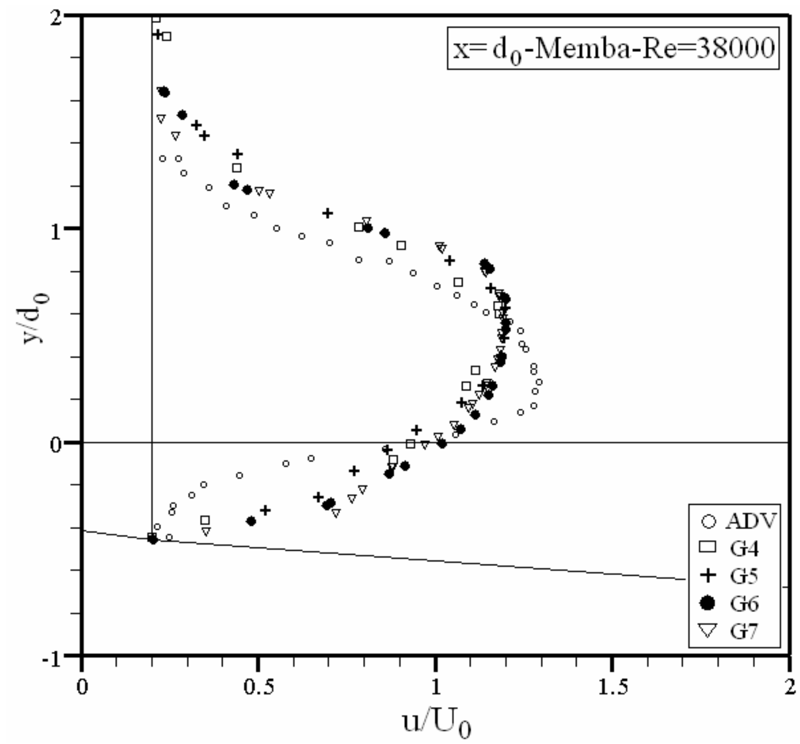


Şekil Ek 7.40 Kazığın mansabında x=16d_0 mesafede x doğrultusunda ölçülen hız profili için elde edilen Gauss dağılımları, Fr_d=15.21 için

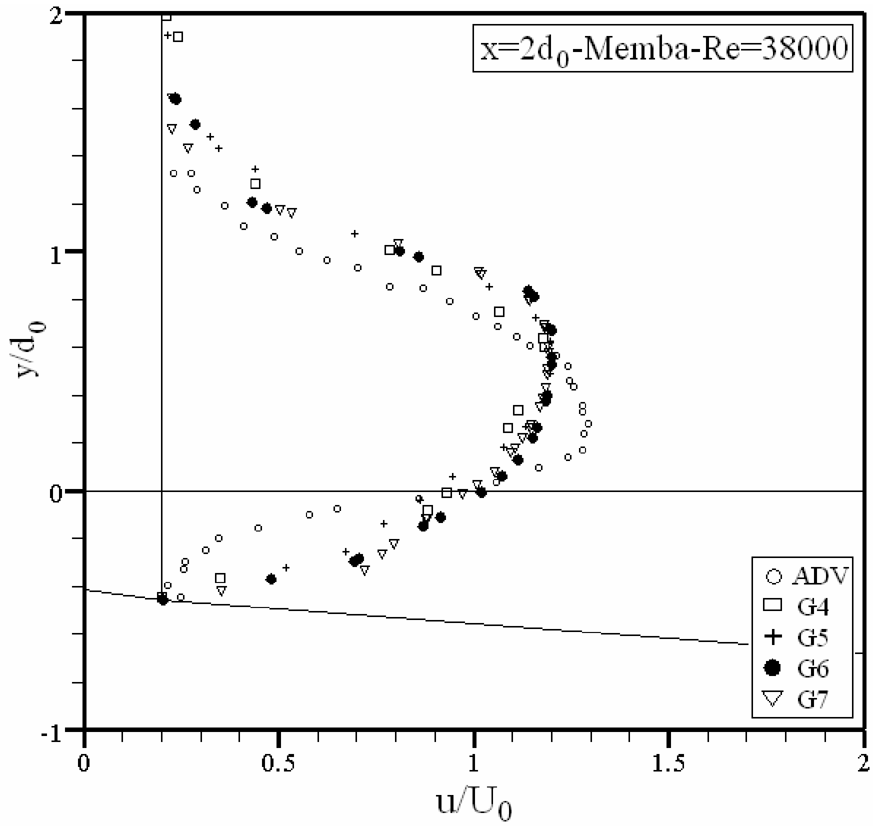
Ek 8a Oyulmuş Tabandaki Jet Akımında Fr_d=12.16 (Q=40 lt/dk) için Farklı Çözüm Ağları ile Elde Edilen x Doğrultusundaki Boyutsuz Hız Dağılımları



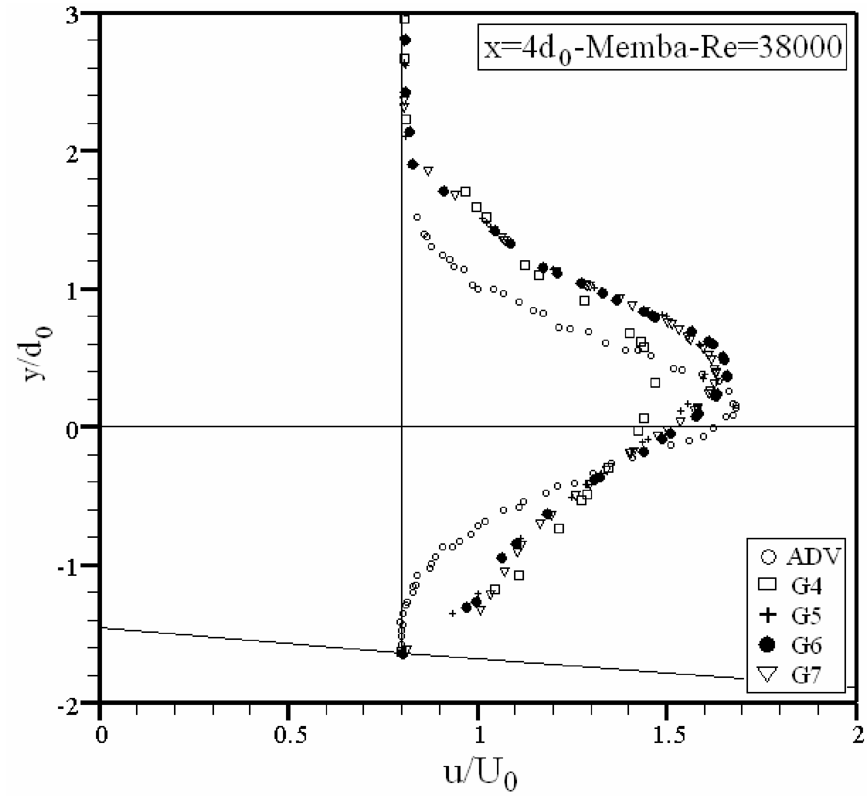
Şekil Ek 8a.1 Kazığın membasında, x=0 mesafede x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için



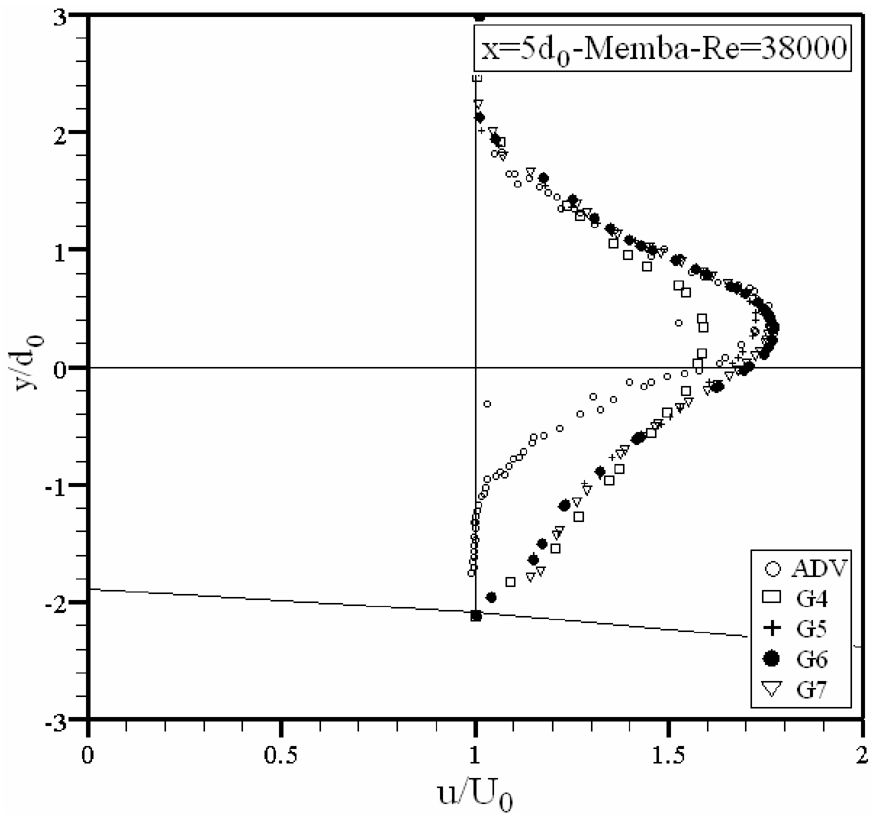
Şekil Ek 8a.2 Kazığın membasında, x=d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için



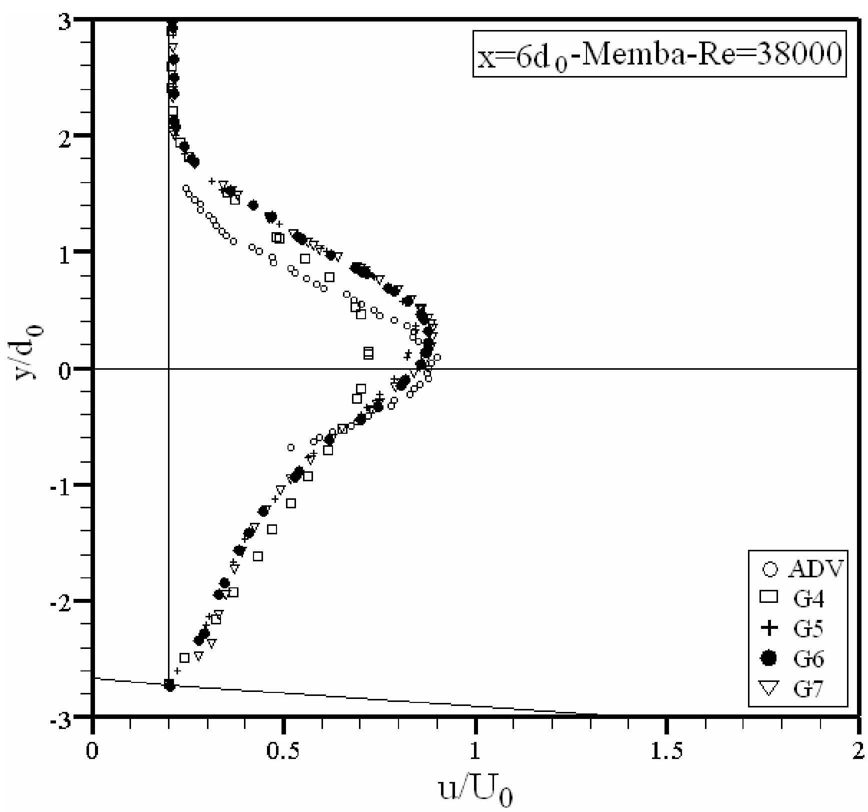
Şekil Ek 8a.3 Kazığın membasında, x=2d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için



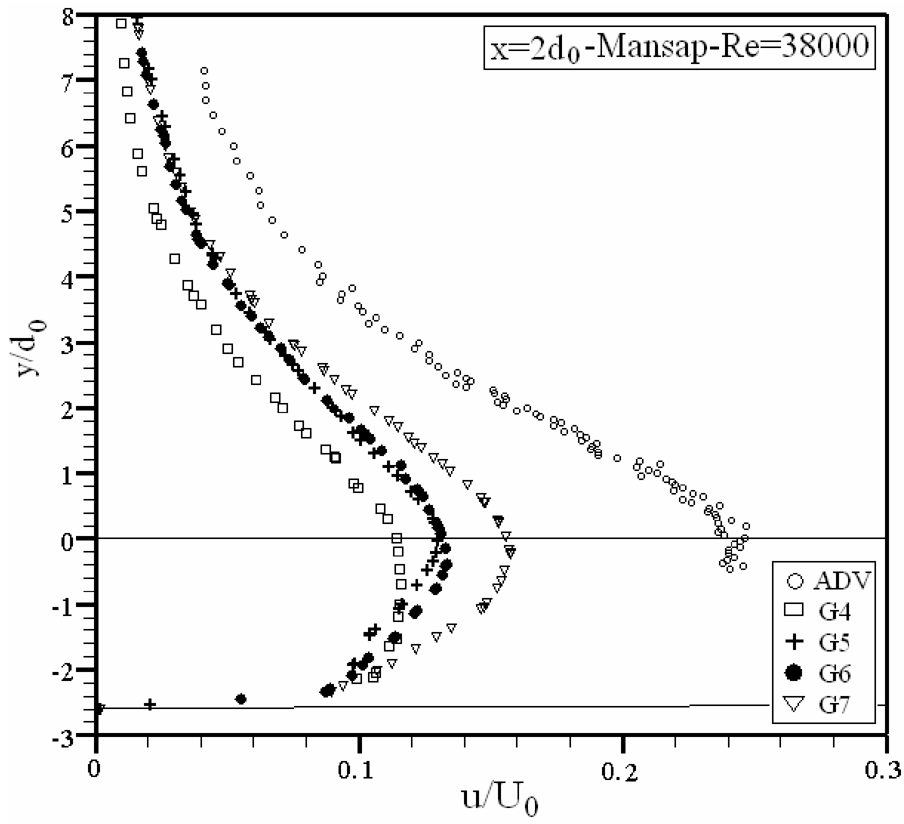
Şekil Ek 8a.4 Kazığın membasında, x=4d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için



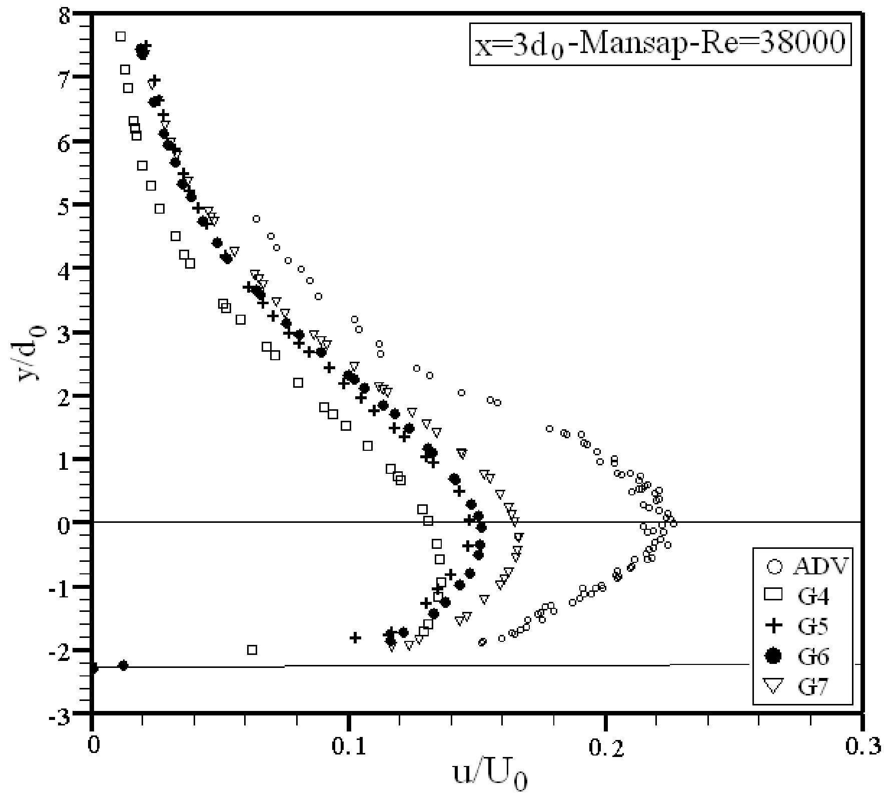
Şekil Ek 8a.5 Kazığın membasında, x=5d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için



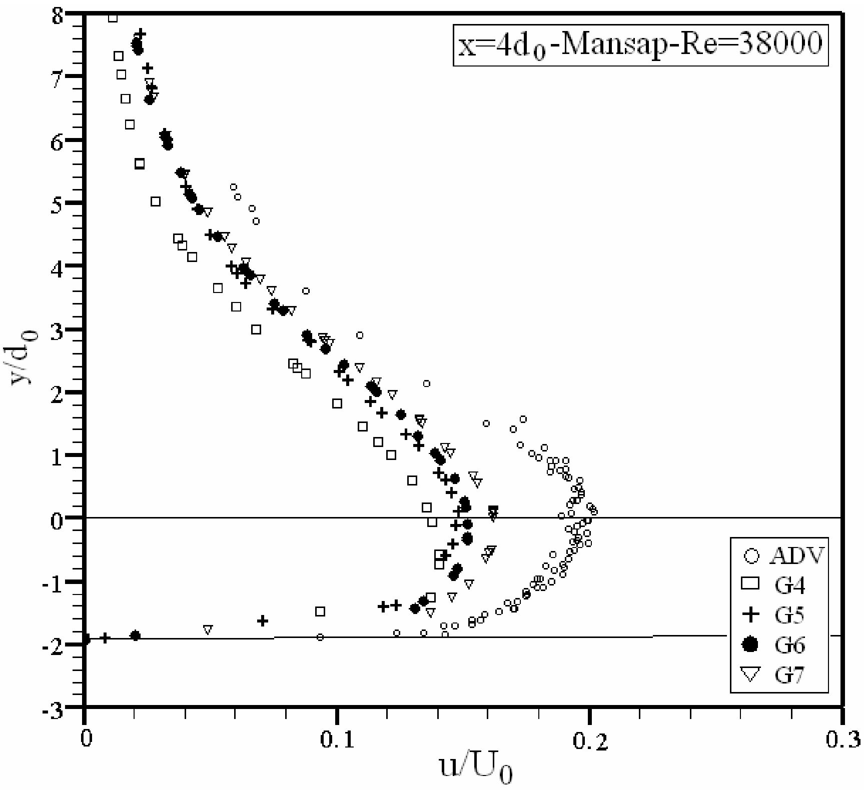
Şekil Ek 8a.6 Kazığın membasında, x=6d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için



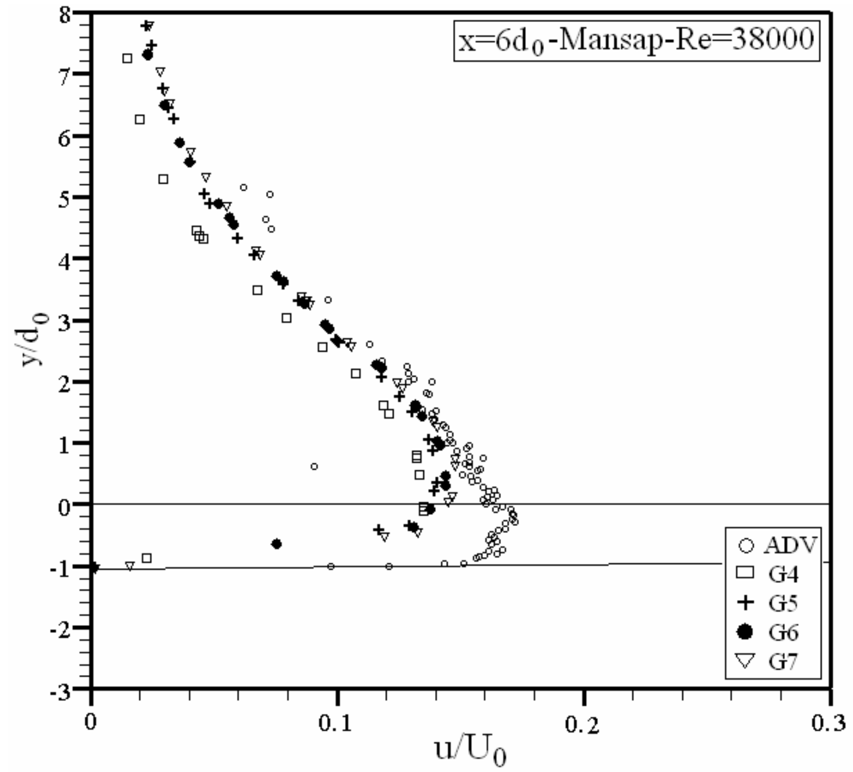
Şekil Ek 8a.7 Kazığın mansabında, x=2d$_0$ mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr$_d$=12.16 için



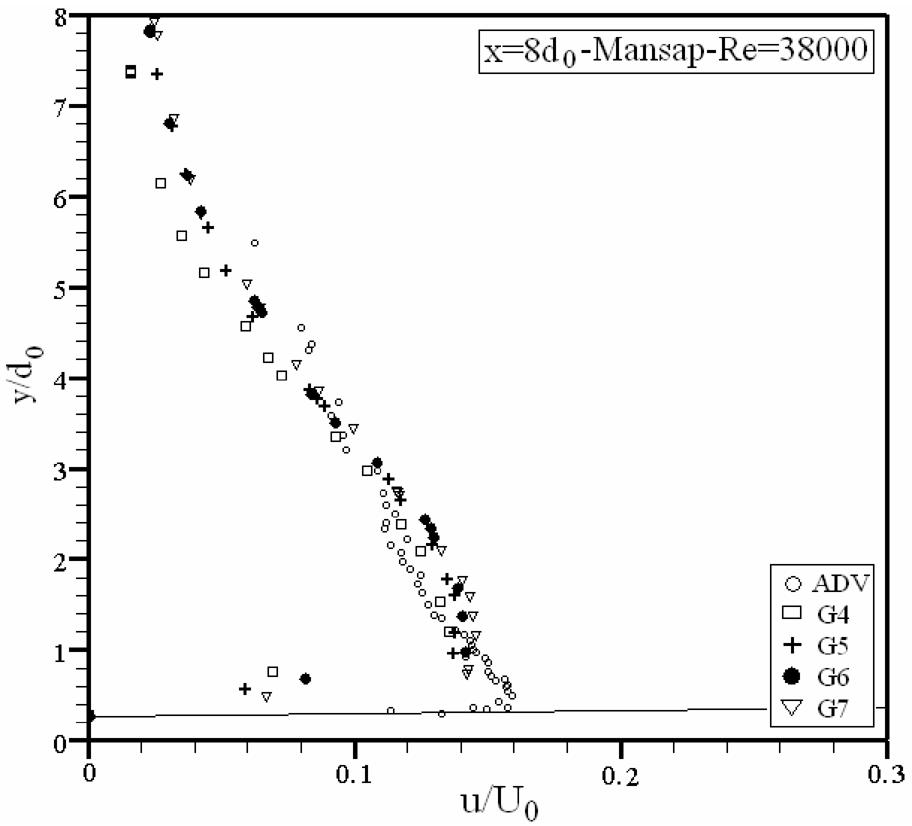
Şekil Ek 8a.8 Kazığın mansabında, x=3d$_0$ mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr$_d$=12.16 için



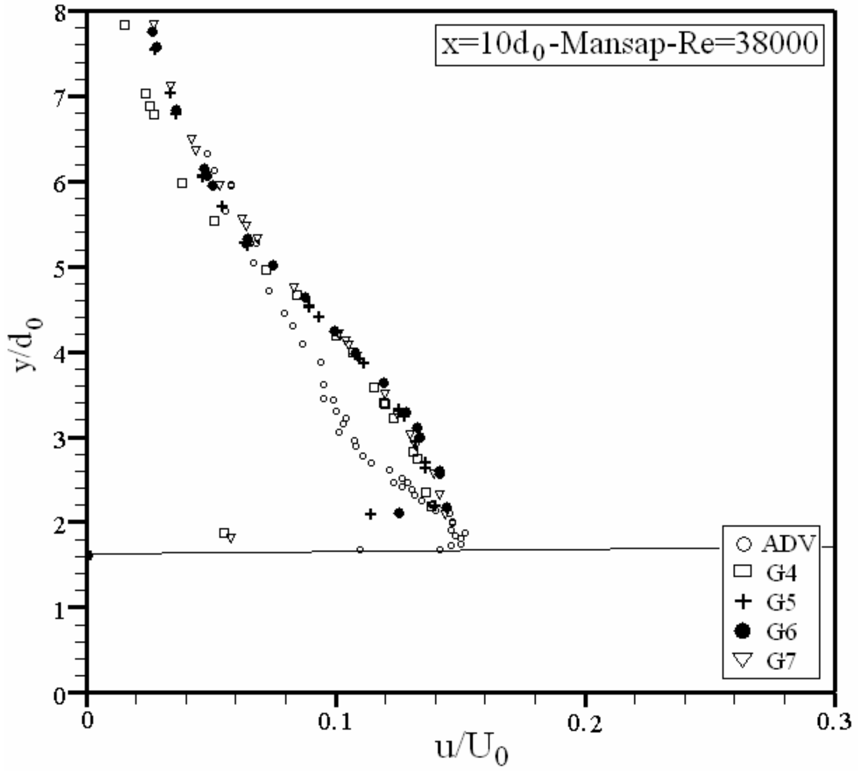
Şekil Ek 8a.9 Kazığın mansabında, x=4d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için



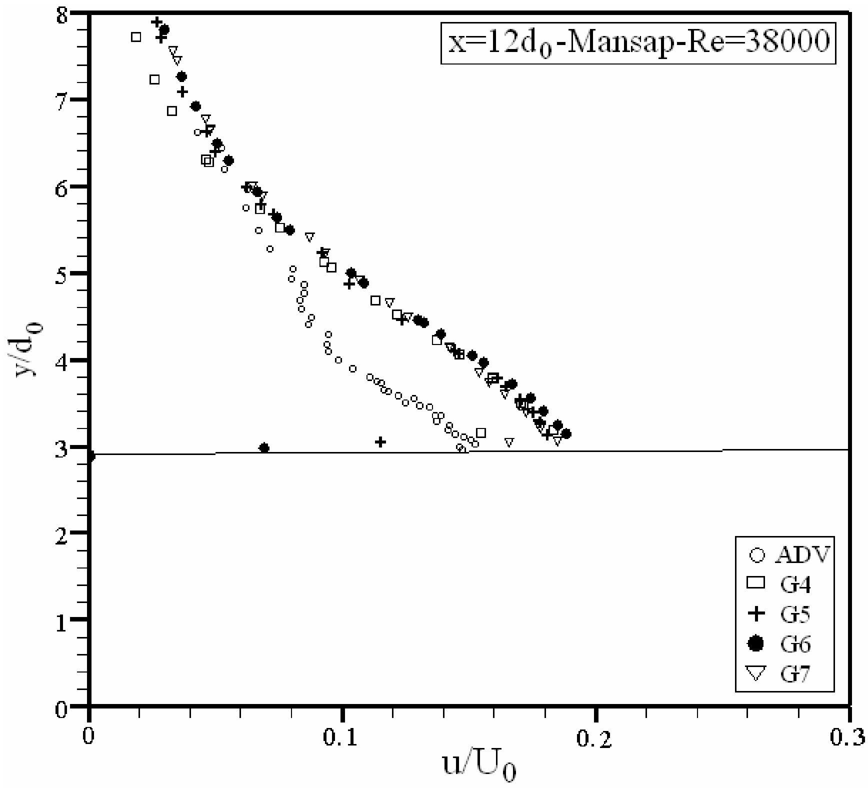
Şekil Ek 8a.10 Kazığın mansabında, x=6d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için



Şekil Ek 8a.11 Kazığın mansabında, x=8d$_0$ mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr$_d$=12.16 için

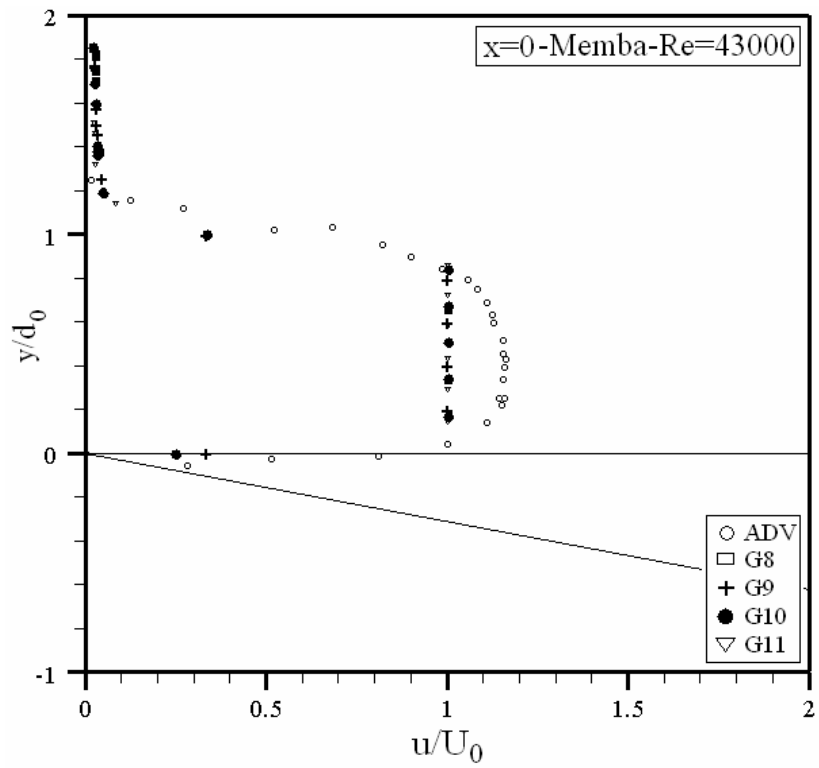


Şekil Ek 8a.12 Kazığın mansabında, x=10d$_0$ mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr$_d$=12.16 için

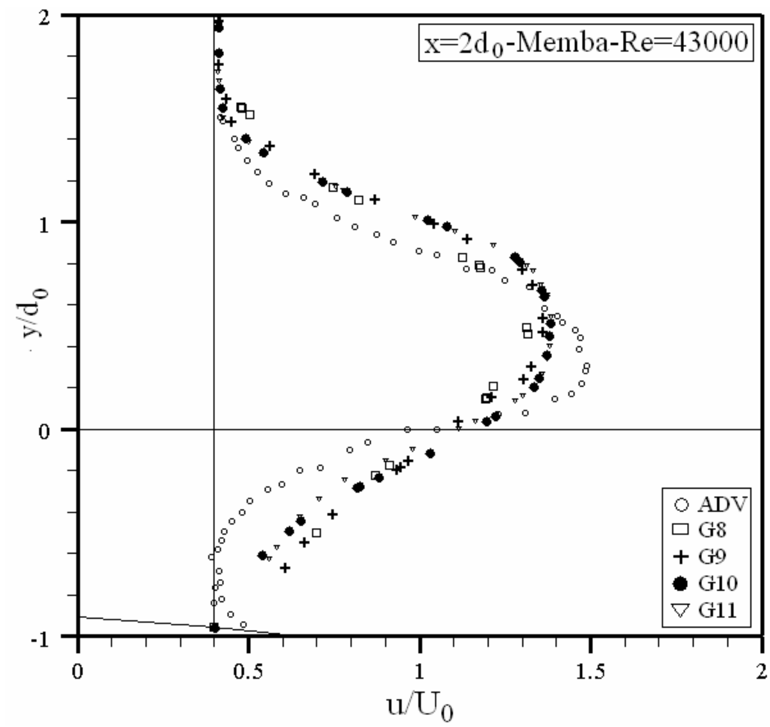


Şekil Ek 8a.13 Kazığın mansabında, x=12d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=12.16 için

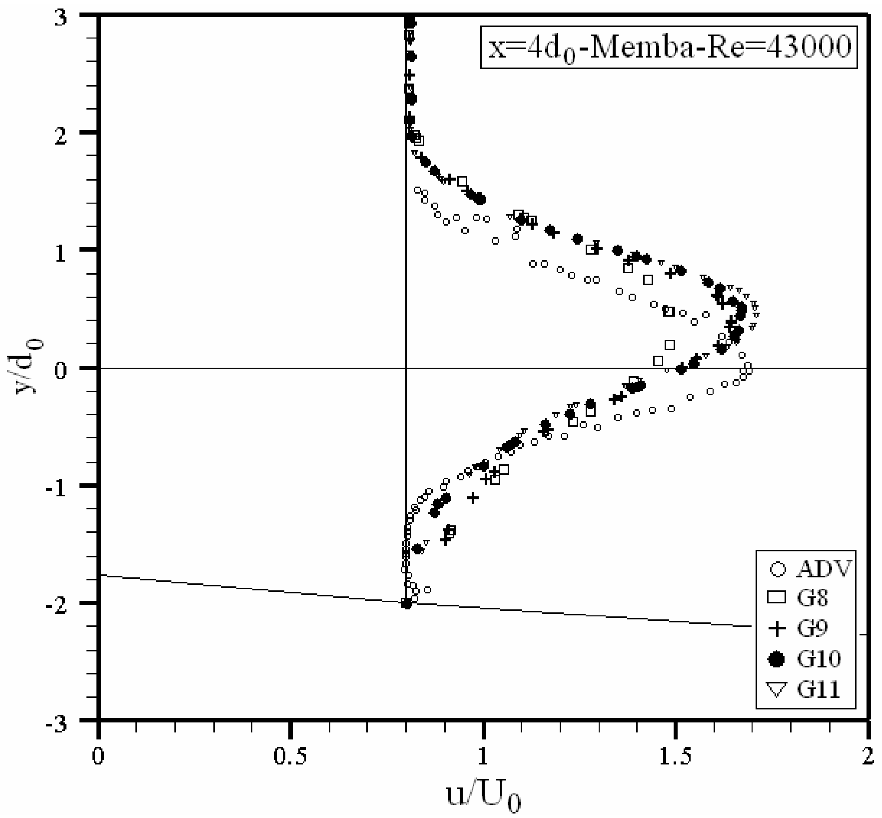
Ek 8b Oyulmuş Tabandaki Jet Akımında Fr_d=13.68 (Q=45 lt/dk) için Farklı Çözüm Ağları ile Elde Edilen x Doğrultusundaki Boyutsuz Hız Dağılımları



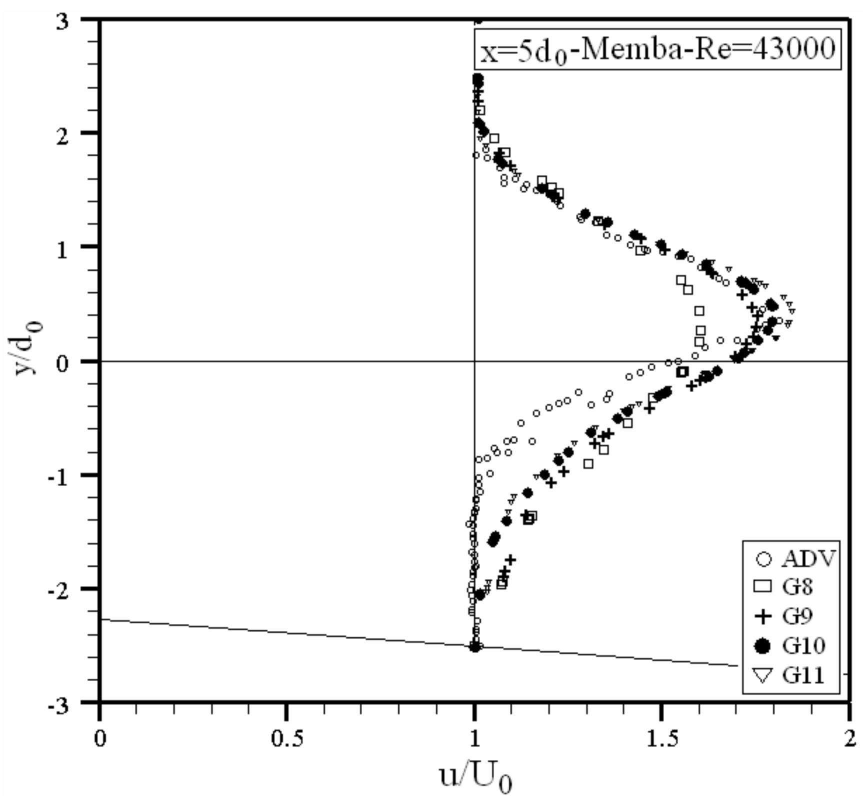
Şekil Ek 8b.1 Kazığın membasında, x=0 mesafede x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için



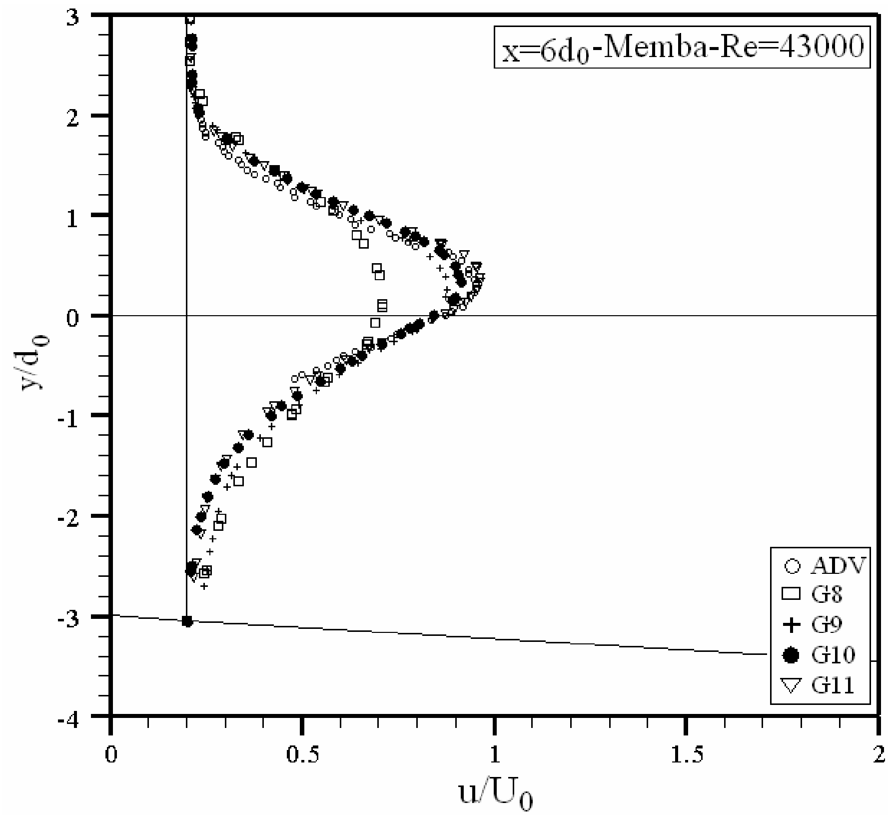
Şekil Ek 8b.2 Kazığın membasında, x=2d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için



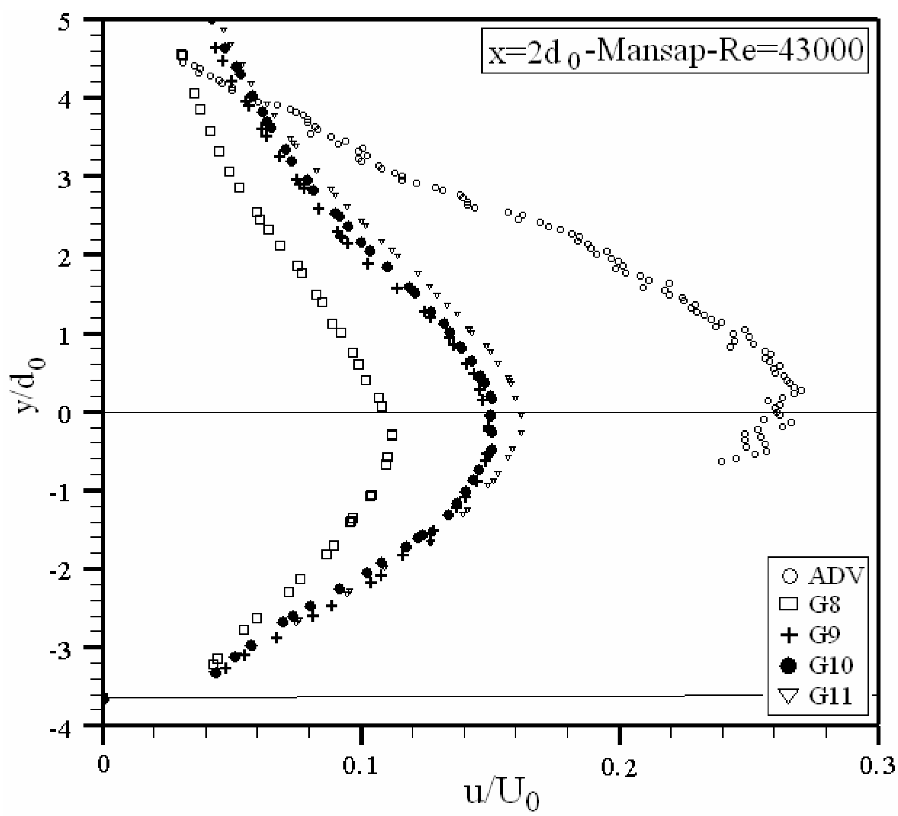
Şekil Ek 8b.3 Kazığın membasında, x=4d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için



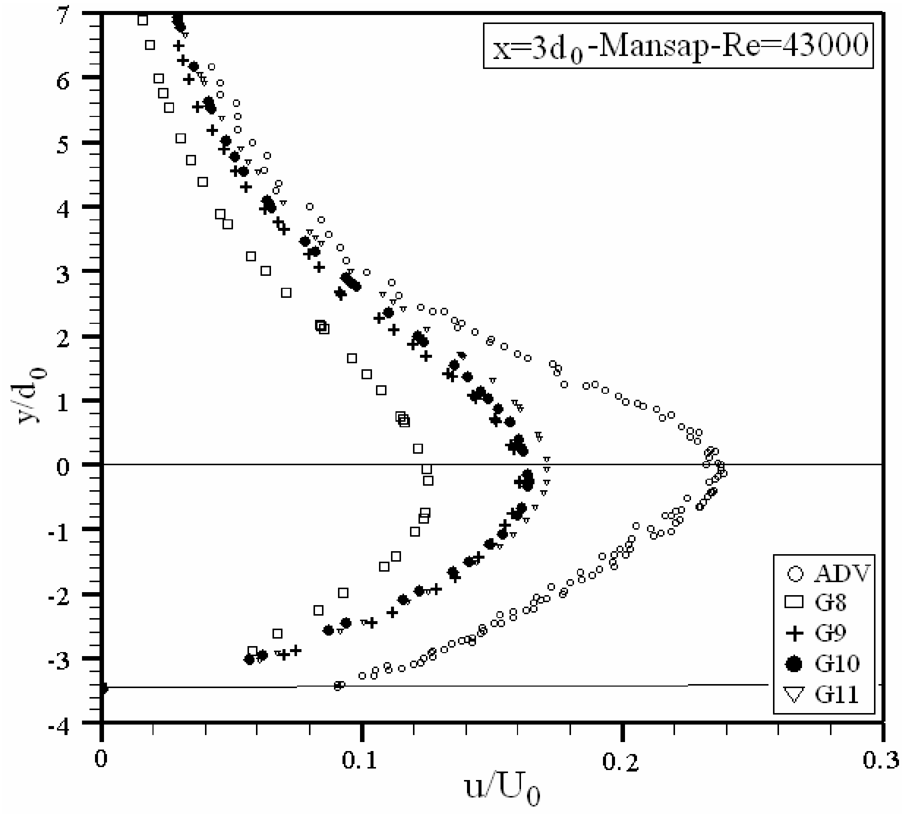
Şekil Ek 8b.4 Kazığın membasında, x=5d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için



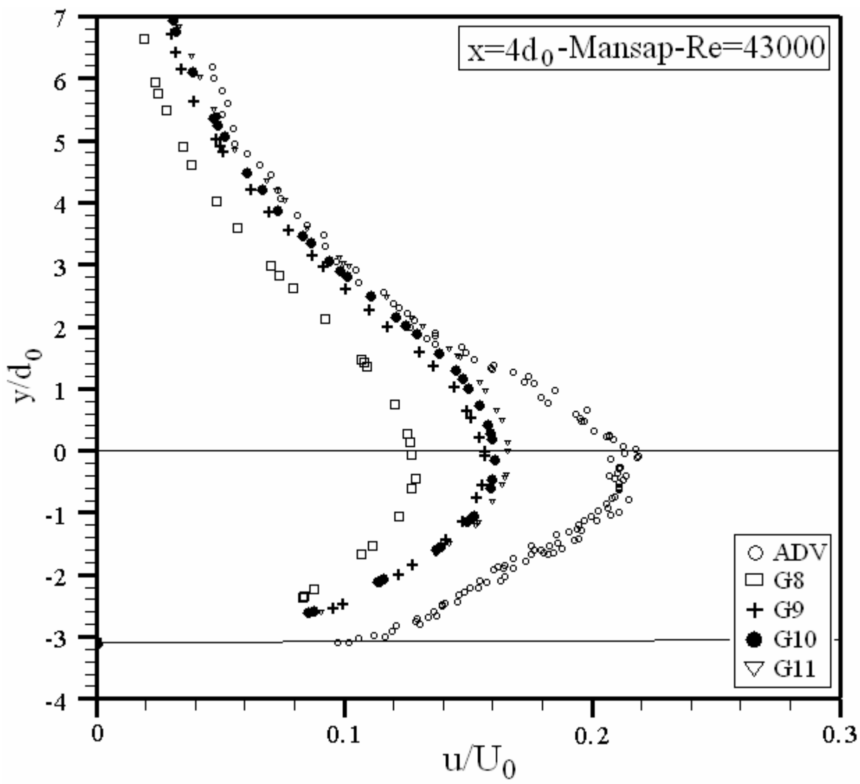
Şekil Ek 8b.5 Kazığın membasında, x=6d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için



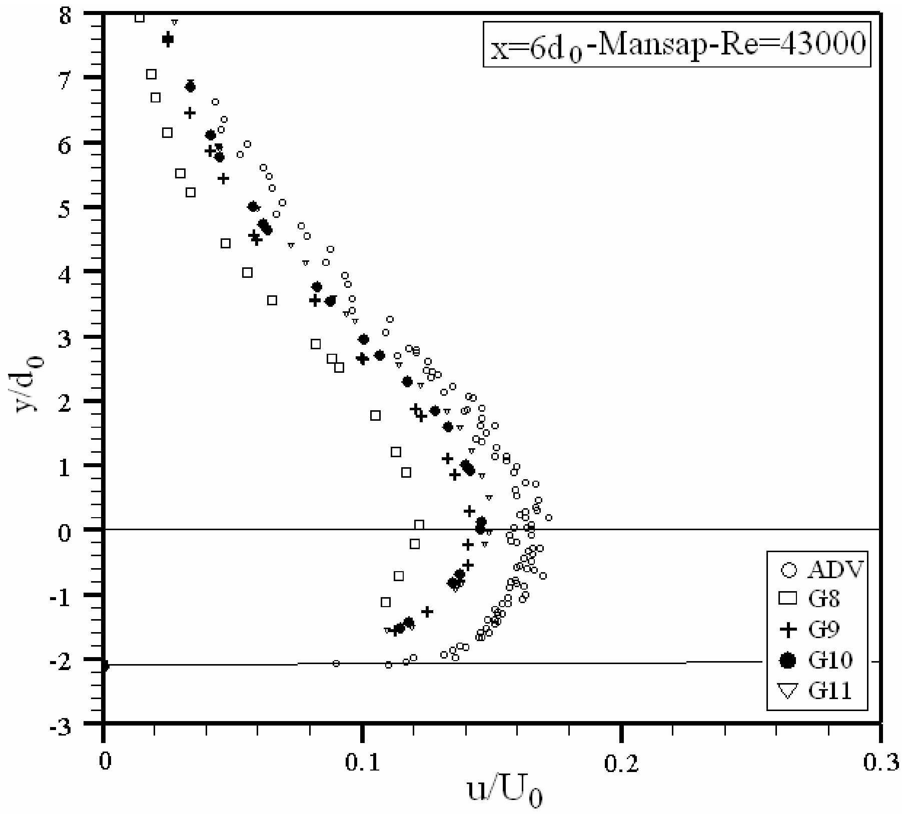
Şekil Ek 8b.6 Kazığın mansabında, x=2d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için



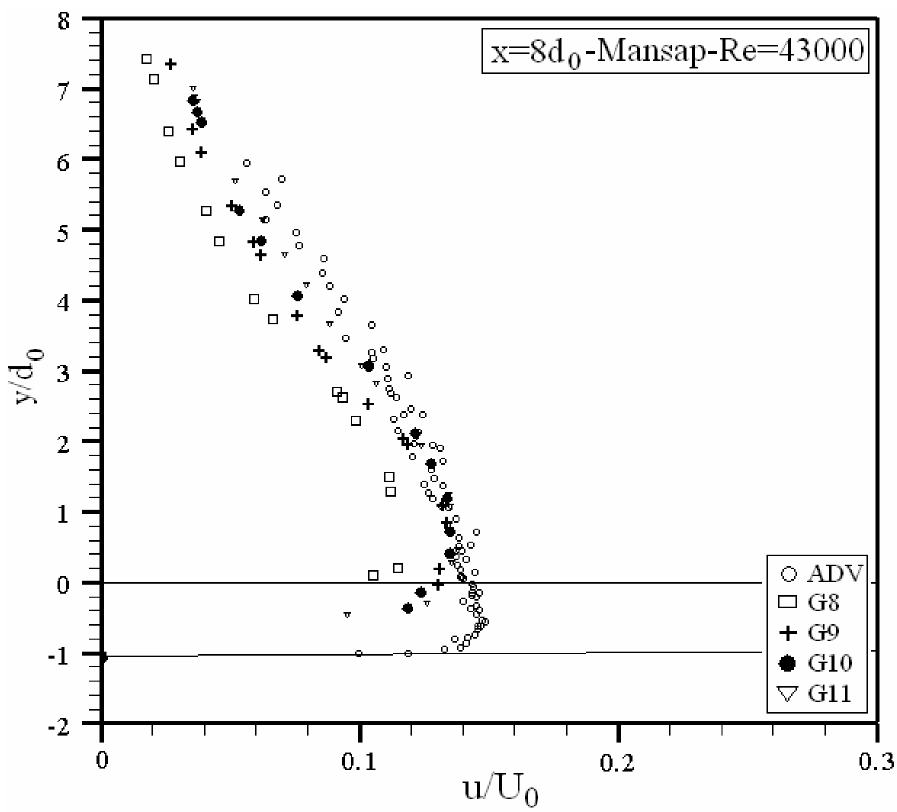
Şekil Ek 8b.7 Kazığın mansabında, x=3d$_0$ mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr$_d$=13.68 için



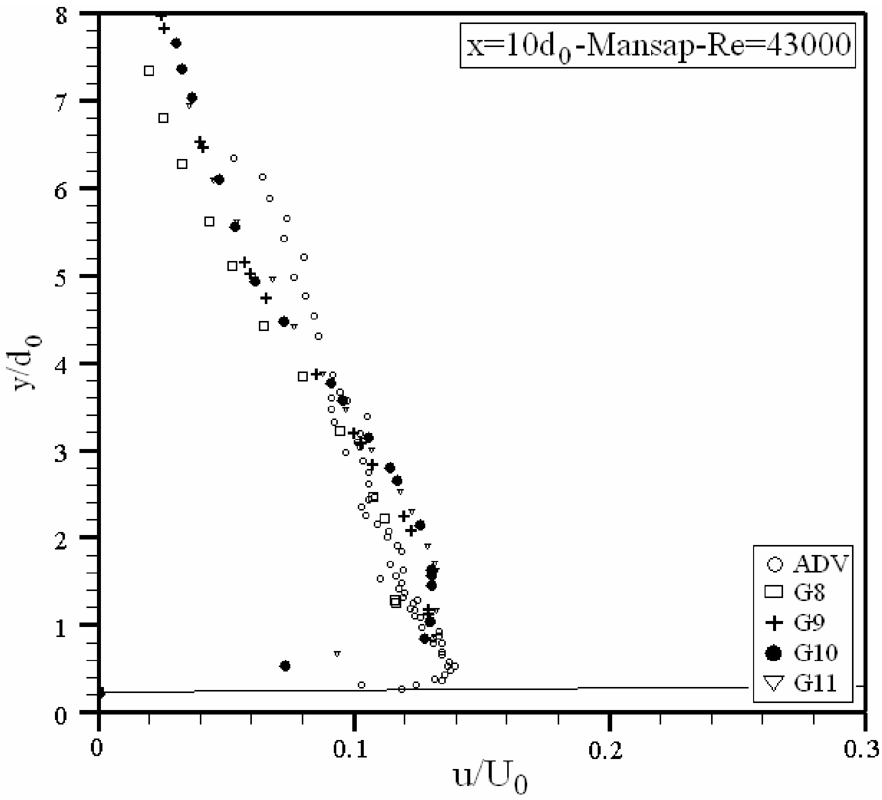
Şekil Ek 8b.8 Kazığın mansabında, x=4d$_0$ mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr$_d$=13.68 için



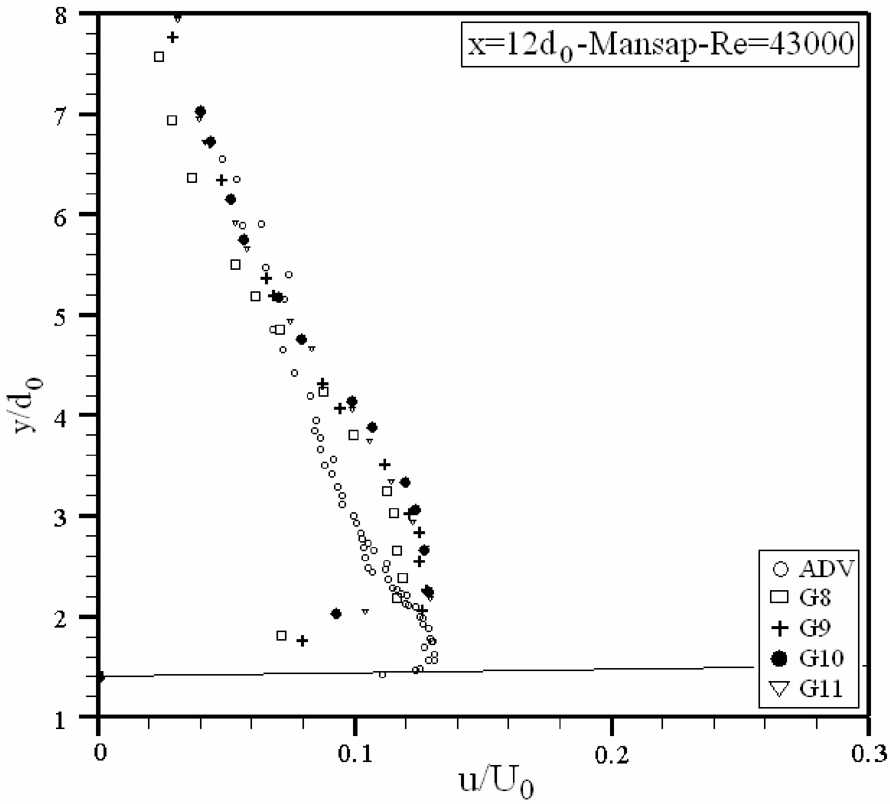
Şekil Ek 8b.9 Kazığın mansabında, x=6d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için



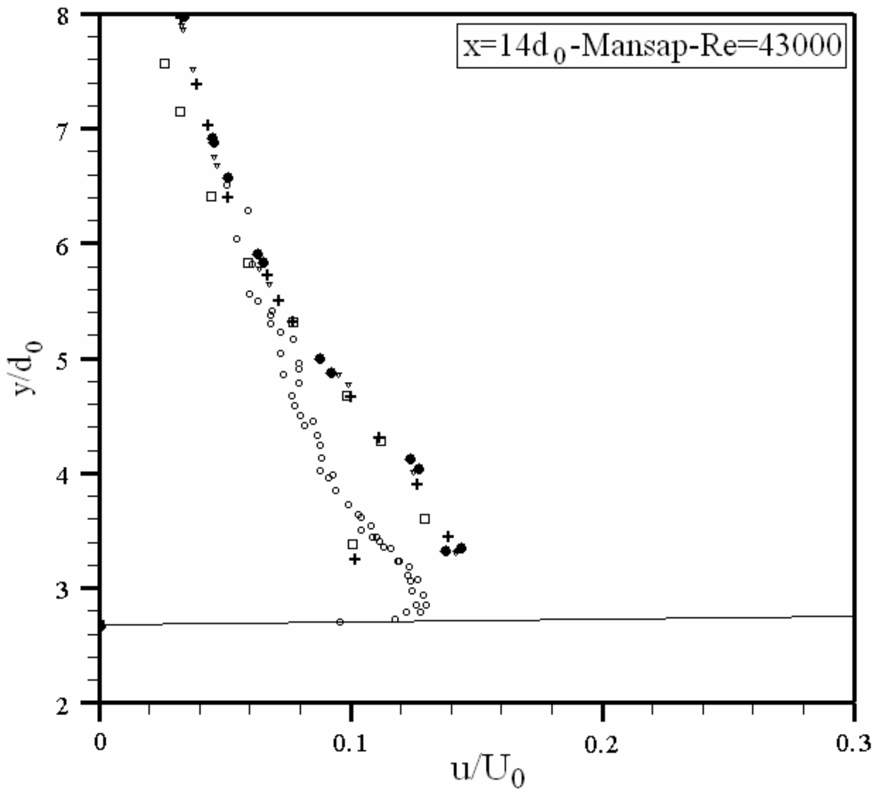
Şekil Ek 8b.10 Kazığın mansabında, x=8d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için



Şekil Ek 8b.11 Kazığın mansabında, x=10d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için

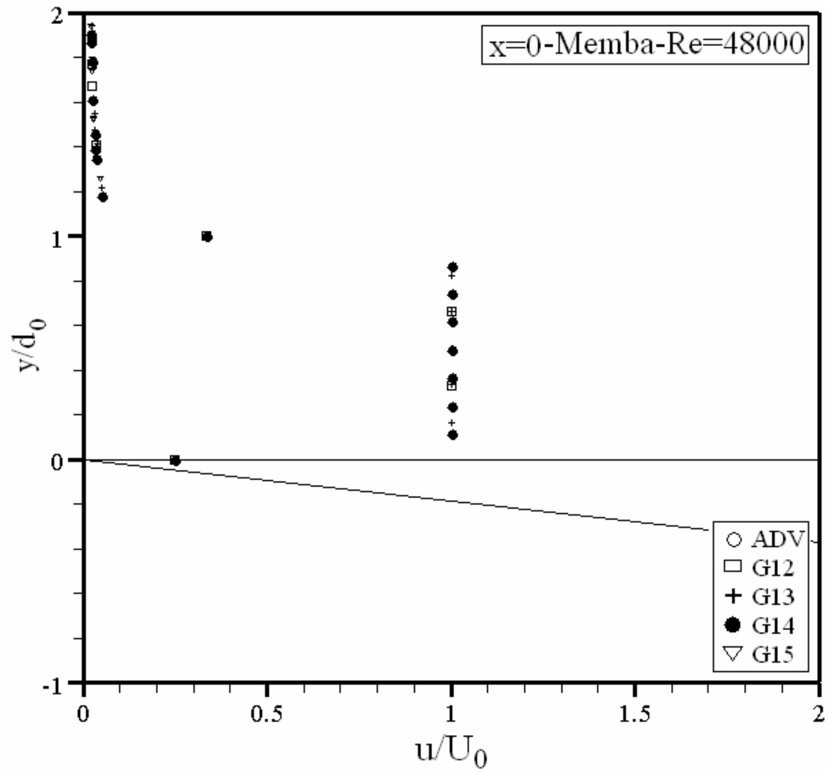


Şekil Ek 8b.12 Kazığın mansabında, x=12d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=13.68 için

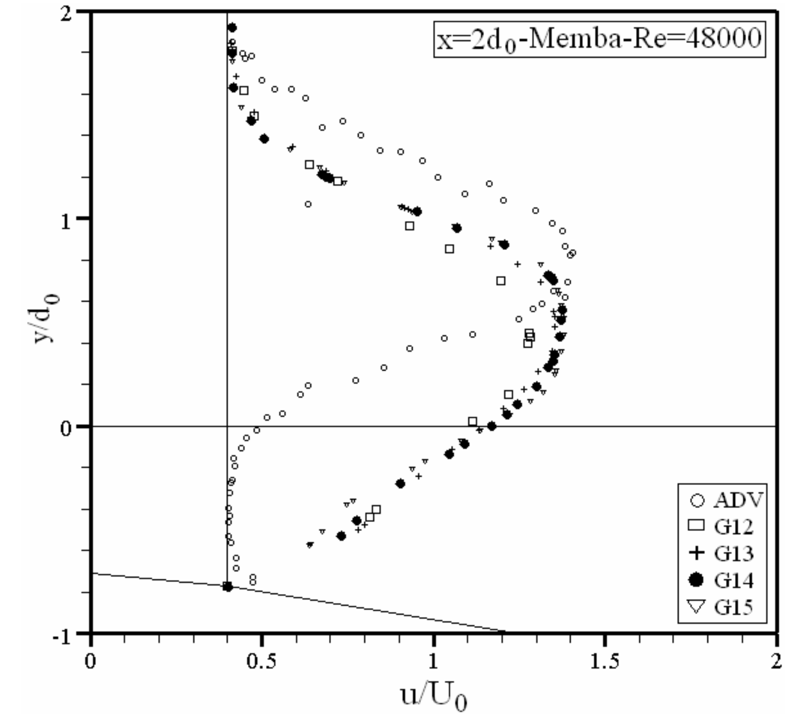


Şekil Ek 8b.13 Kazığın mansabında, x=14d$_0$ mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr$_d$=13.68 için

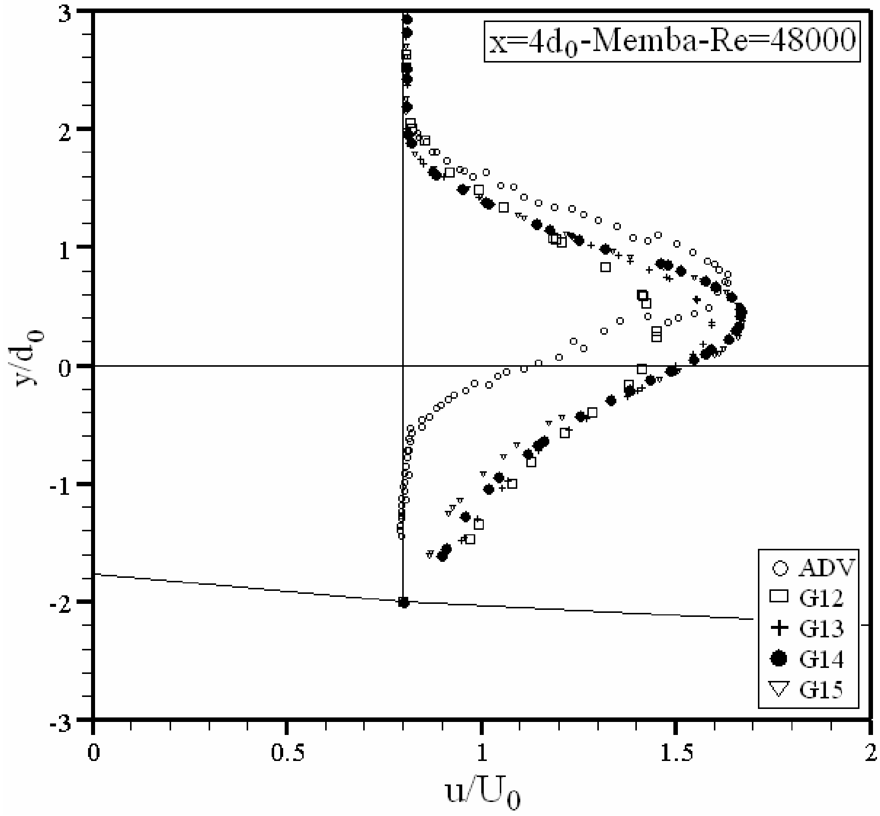
Ek 8c Oyulmuş Tabandaki Jet Akımında Fr_d=15.21 (Q=50 lt/dk) için Farklı Çözüm Ağları ile Elde Edilen x Doğrultusundaki Boyutsuz Hız Dağılımları



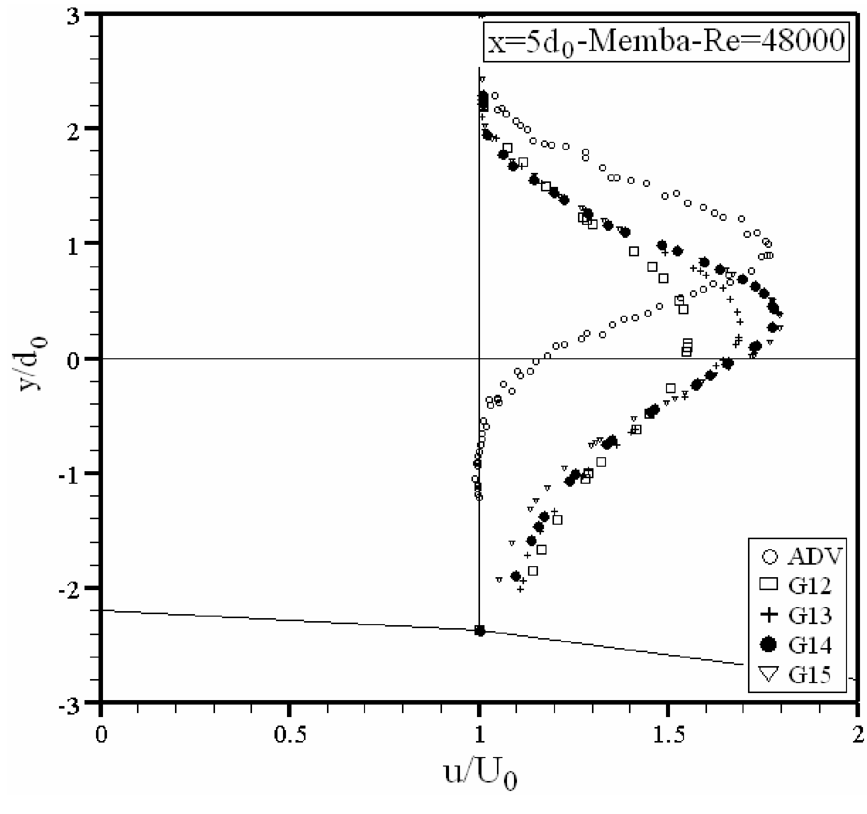
Şekil Ek 8c.1 Kazığın membasında, x=0 mesafede x doğrultusunda elde edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



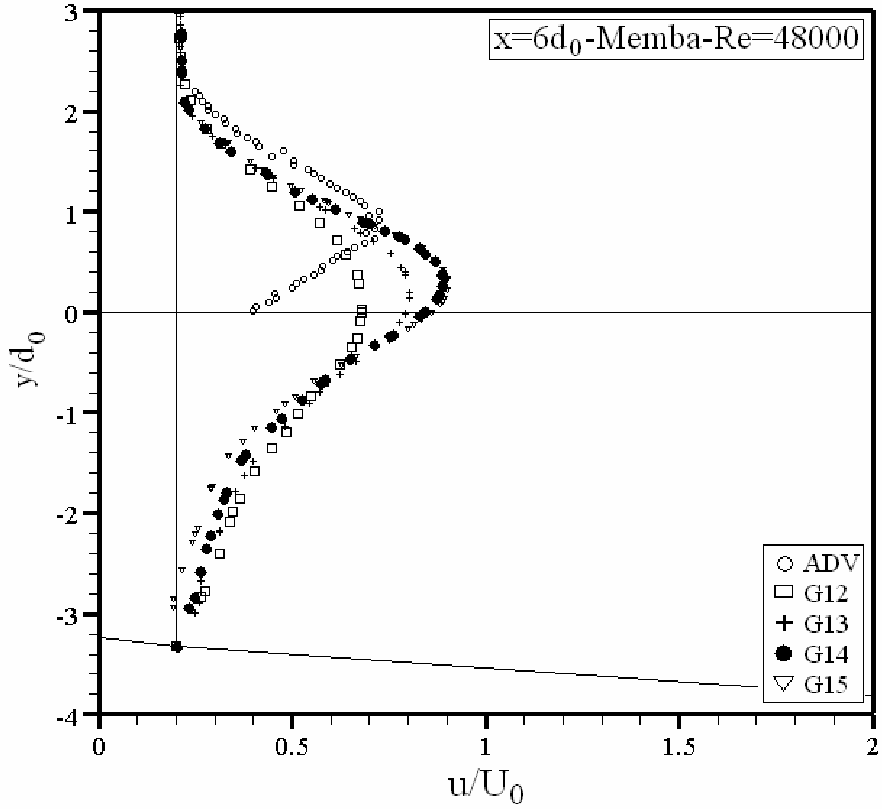
Şekil Ek 8c.2 Kazığın membasında, x=2d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



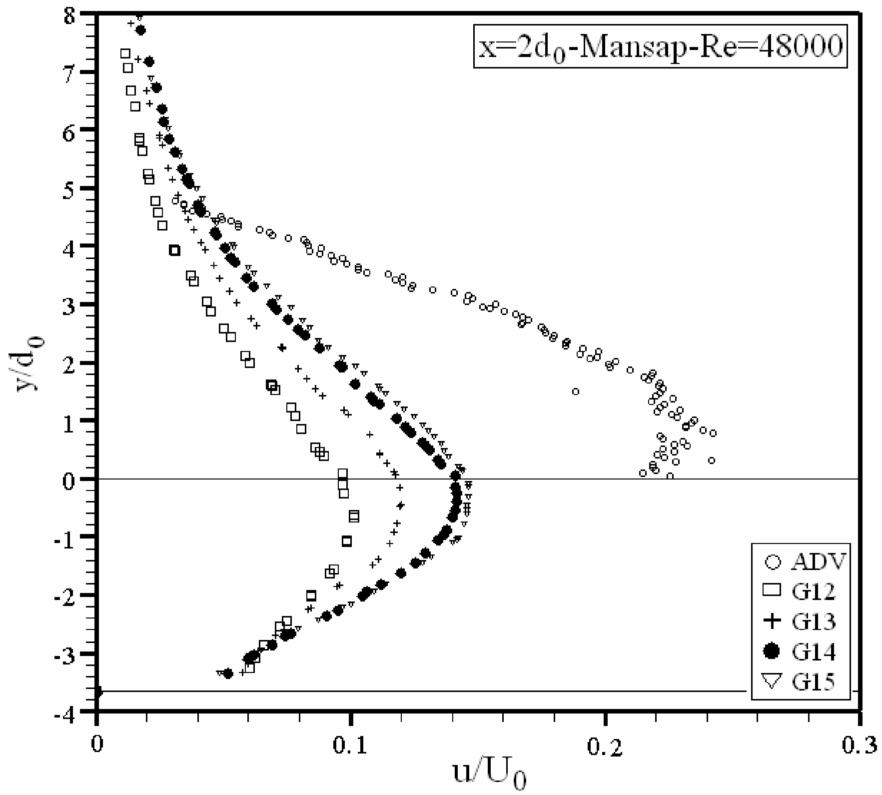
Şekil Ek 8c.3 Kazığın membasında, x=4d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



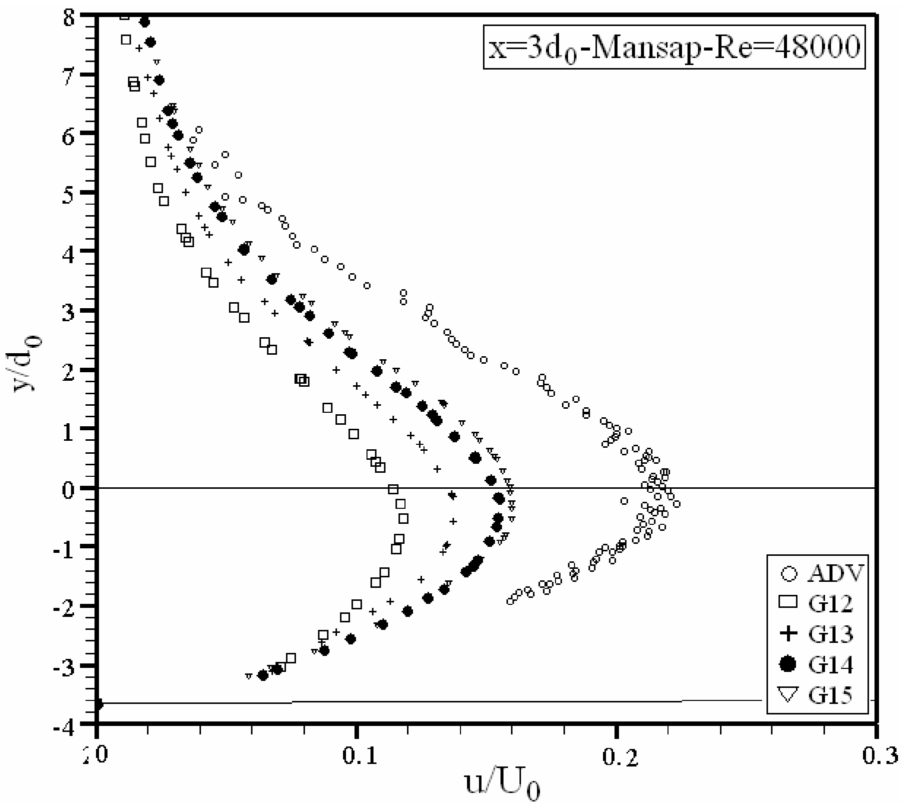
Şekil Ek 8c.4 Kazığın membasında, x=5d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



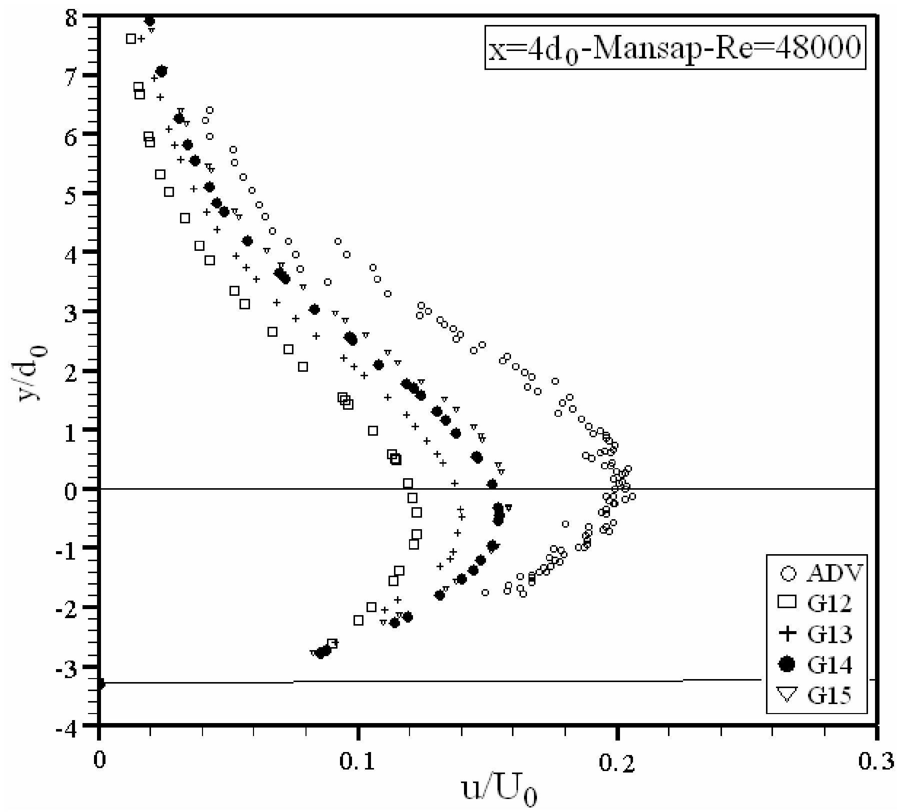
Şekil Ek 8c.5 Kazığın membasında, x=6d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



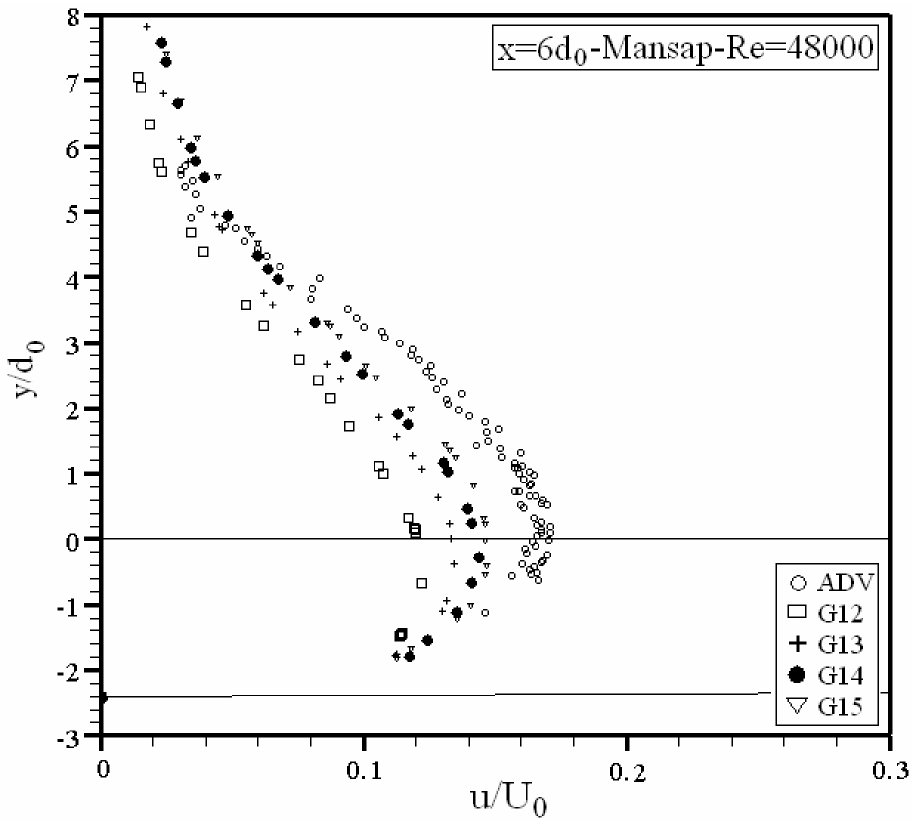
Şekil Ek 8c.6 Kazığın mansabında, x=2d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



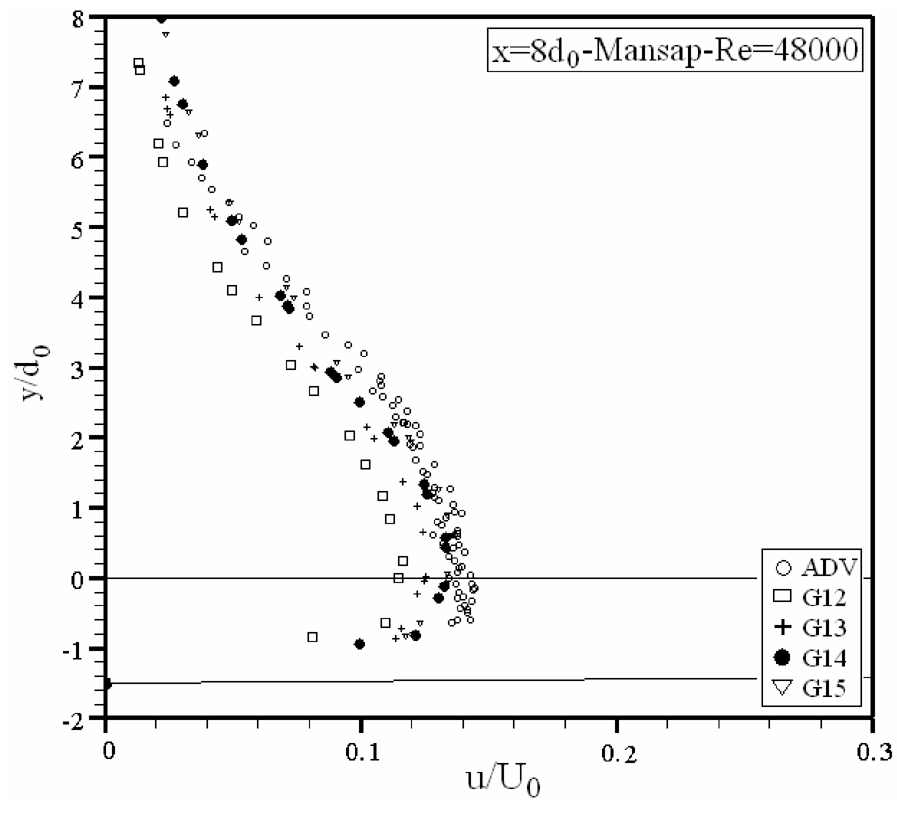
Şekil Ek 8c.7 Kazığın mansabında, x=3d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



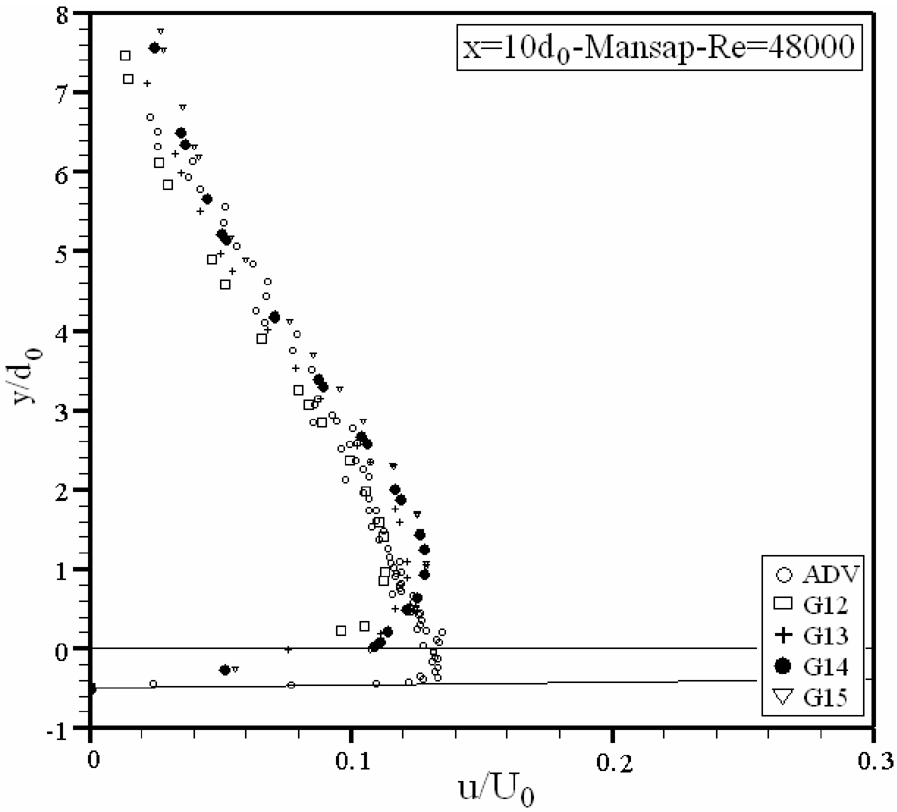
Şekil Ek 8c.8 Kazığın mansabında, x=4d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



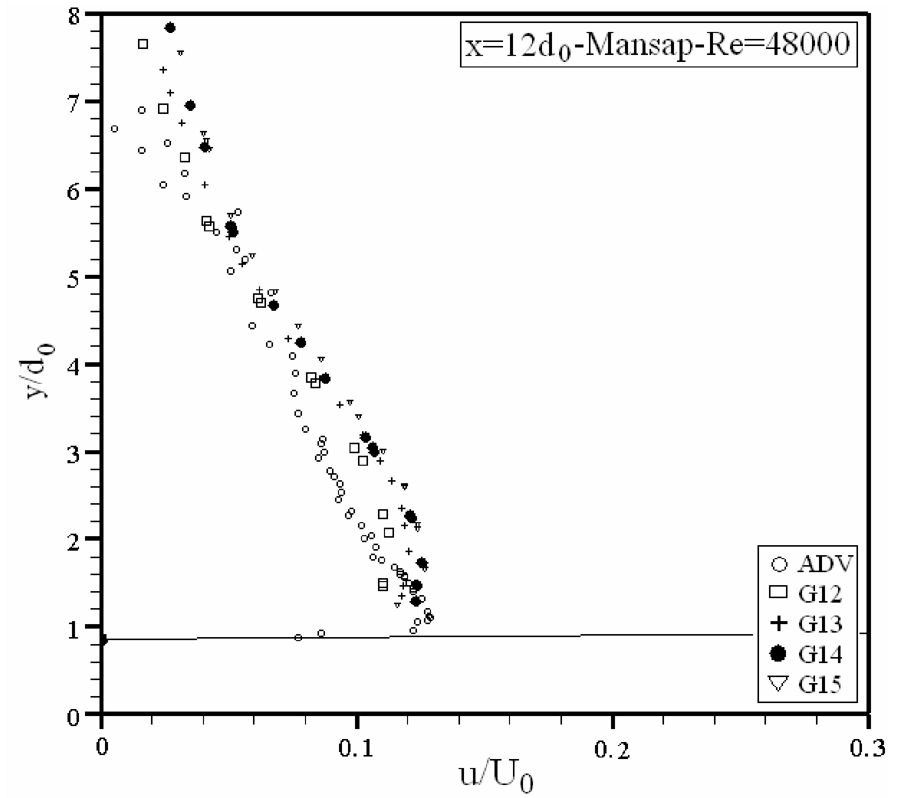
Şekil Ek 8c.9 Kazığın mansabında, x=6d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



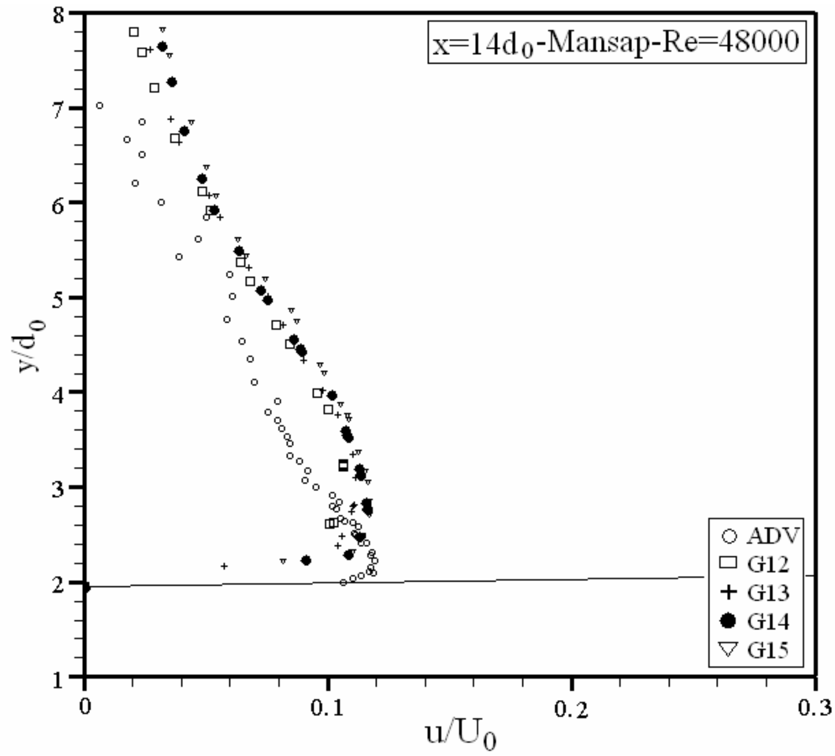
Şekil Ek 8c.10 Kazığın mansabında, x=8d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



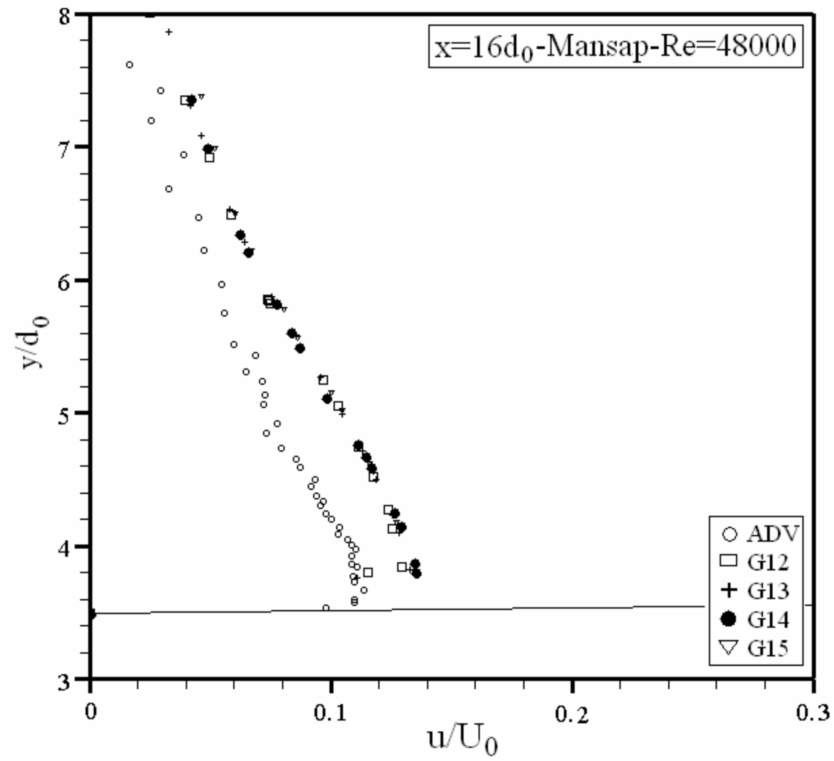
Şekil Ek 8c.11 Kazığın mansabında, x=10d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



Şekil Ek 8c.12 Kazığın mansabında, x=12d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



Şekil Ek 8c.13 Kazığın mansabında, x=14d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için



Şekil Ek 8c.14 Kazığın mansabında, x=14d_0 mesafede x doğrultusunda edilen boyutsuz hız dağılımı, $k-\varepsilon$ Realizable ve Fr_d=15.21 için

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi	03.08.1978	
Doğum yeri	İstanbul	
Lise	1991-1994	Bartın Lisesi
Lisans	1994-1999	Yıldız Üniversitesi İnşaat Fak. İnşaat Mühendisliği Bölümü
Yüksek Lisans	1999-2002	Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Müh. Anabilim Dalı, Hidrolik Programı
Yüksek Lisans	2002-2003	von Karman Institute for Fluid Dynamics Enviromental and Applied Fluid Dynamics Department
Doktora	2002-2007	Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Müh. Anabilim Dalı, Kıyı ve Liman Müh. Programı

Çalıştığı kurumlar

1999-Devam ediyor YTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Araştırma Görevlisi