T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YER ALTI DRENAJ SİSTEMLERİ HİDRODİNAMİĞİNİN SAYISAL VE DENEYSEL OLARAK İNCELENMESİ

KENAN KAYA

DOKTORA TEZİ
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI
ISI PROSES PROGRAMI

DANIŞMAN
PROF. DR. OKTAY ÖZCAN

İSTANBUL, 2019

T.C.

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YER ALTI DRENAJ SİSTEMLERİ HİDRODİNAMİĞİNİN SAYISAL VE DENEYSEL OLARAK İNCELENMESİ

Kenan KAYA tarafından hazırlanan tez çalışması 04.01.2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Anabilim Dalı' nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Prof. Dr. Oktay ÖZCAN

İstanbul Aydın Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Oktay ÖZCAN

İstanbul Aydın Üniversitesi ________________________

Prof. Dr. Galip TEMİR

Yıldız Teknik Üniversitesi ________________________

Doç. Dr. Bayram ÇELİK

İstanbul Teknik Üniversitesi ________________________

Prof. Dr. Seyhan Uygur ONBAŞIOĞLU

İstanbul Teknik Üniversitesi ________________________

Doç. Dr. Sabiha YILDIZ

Yıldız Teknik Üniversitesi ________________________

Bu çalışmanın bir kısmı, TÜBİTAK 1007 Kamu Kurumları Araştırma ve Geliştirme (KAMAG) destek programı kapsamında "Çevre Altyapı Tesislerinde Kullanılan Boruların (İçmesuyu ve Kanalizasyon) ve Üretim Tekniklerinin Araştırılması, İyileştirilmesi ve Geliştirilmesi" başlıklı ve 109G002 numaralı proje ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Dünyada giderek artan kentleşmenin getirdiği en büyük problemlerden birisi atık su ve yağmur sularının yer yüzeyinden yer altı taşıma sistemlerine aktarılarak etkin bir şekilde yaşam alanlarından uzaklaştırılmasıdır. Bu doktora tezi, sözü edilen sistemlerde kullanılan boru hatlarında ve baca elemanlarındaki akışın sayısal ve deneysel yöntemlerle incelenerek daha iyi anlaşılabilmesine ve daha ekonomik tasarımların oluşturulabilmesine yardımcı olacağı düşünülen çalışmaları kapsamaktadır.

Öncelikle; bu tez çalışmasının ortaya çıkma sürecinde bilimsel araştırma yapma yetkinliği kazanmam yolunda bana yardımcı olarak beni bu yönde teşvik eden, bugün geldiğim noktada büyük payı olan değerli hocam Sayın Prof. Dr. Oktay ÖZCAN' a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez izleme komitesindeki değerli hocalarım Sayın Prof. Dr. Galip TEMİR ve Sayın Doç. Dr. Bayram ÇELİK' e, fikir ve yönlendirmeleriyle bu çalışmaya yapmış oldukları katkılardan dolayı teşekkür ederim.

Bu çalışma kapsamındaki deneysel ve sayısal çalışmaların alt yapısının oluşturulması ve yürütülmesinde destek sağlayan Mir Araştırma Geliştirme A.Ş.' nin değerli çalışanları Dr. Zafer GEMİCİ, Rıfat MEMİŞ, Ümit GÜLER ve Aliihsan KOCA' ya teşekkürlerimi sunarım.

Doktora süreci boyunca verdikleri motivasyonla benim için bu tezin yazılmasını kolaylaştıran, Bahçeşehir Üniversitesi Mühendislik Fakültesi' ndeki değerli çalışma arkadaşlarıma en derin sevgilerimi ve teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak, her zaman ve her koşulda yanımda olacağını bildiğim aileme sonsuz sevgi ve teşekkürlerimle...

Ocak, 2019

Kenan KAYA

İÇİNDEKİLER

Sayfa

SİMGE LİSTESİ

a	Sabit katsayı
A	Akım kesit alanı
A_0	Kanal girişindeki akım kesit alanı
b	Serbest yüzeyin genişliği
c	Dalga hızı
C	Chezy katsayısı
C_μ	Türbülans model sabiti
$Ç$	Islak çevre
$Ç_0$	Kanal girişindeki ıslak çevre
D	Çap
D_h	Hidrolik çap
D_i	Düşü bacasında giriş hattı çapı
D_M	Baca şaftının çapı
D_o	Düşü bacasında çıkış hattı çapı
e	Mutlak pürüz yüksekliği
f	Darcy sürtünme faktörü
f_i	Konservatif kuvvet bileşeni
F	Hacim oranı fonksiyonu
Fr	Froude sayısı
Fr_N	Üniform akışta Froude sayısı
Fr_0	Kanal girişindeki Froude sayısı
g	Yerçekimi ivmesi
h	Derinlik
h_c	Kritik derinlik
h_i	Düşü bacasında giriş hattındaki üniform derinlik
h_m	Hidrolik ortalama derinlik
h_{m0}	Kanal girişindeki hidrolik ortalama derinlik
h_N	Normal derinlik
h_o	Düşü bacasında çıkış hattındaki üniform derinlik
h_P	Havuz derinliği
h_0	Kanal girişindeki derinlik
h_1	Çarpma noktasının akımaltı bölgesindeki üniform derinlik
$\bar{h}$	Pürüzlü kanal akışında düzleştirilmiş derinlik değerleri
H_c	Kritik akım kesitindeki toplam yük

H_i	Düşü bacasında giriş akımının toplam yükü
H_o	Düşü bacasında çıkış akımının toplam yükü
H_1	Çarpma noktasının akımaltı bölgesindeki toplam yük
k	Türbülans kinetik enerjisi
k_s	Eşdeğer pürüzlülük
K	Düşü bacasında kayıp katsayısı
l	Türbülans uzunluk ölçeği
l_p	Boru uzunluğu
L	Pürüzlülük elemanları arasındaki mesafe
L_e	Geçiş bölgesi uzunluğu
n	Manning pürüzlülük katsayısı
p	Basınç
p'	Çalkantı basıncı
P	Toplam basınç
Q	Debi
r	Yarım daire kesitli pürüzlülük elemanının yarıçapı
R	Yarıçap
R_h	Hidrolik yarıçap
R_{h0}	Kanal girişindeki hidrolik yarıçap
R_{ij}	Reynolds gerilmeleri
Re	Reynolds sayısı
Re_{Rh0}	Kanal girişindeki Reynolds sayısı (uzunluk ölçeği hidrolik yarıçap)
$\mathrm{Re}_{Rh,N}$	Üniform akış bölgesindeki Reynolds sayısı (uzunluk ölçeği hidrolik yarıçap)
s	Düşme yüksekliği
S	Kontrol hacminin yüzey alanı
S_0	Kanal eğimi
u	Anlık hızın x yönündeki bileşeni
u'	Çalkantı hızının x yönündeki bileşeni
u_*	Sürtünme hızı
U	Toplam hız
U_∞	Serbest akış bölgesindeki üniform hız değeri
v	Anlık hızın y yönündeki bileşeni
v'	Çalkantı hızının y yönündeki bileşeni
V	Ortalama hız
$\mathcal{V}$	Hacim
V_b	Kanal girişindeki ortalama hız
V_c	Kritik hız
V_i	Düşülü bacada giriş akımının ortalama hızı
V_N	Üniform akış hızı
V_o	Düşülü bacada çıkış akımının ortalama hızı
V_1	Çarpma noktasının akımaltı bölgesindeki üniform hız
x	Kartezyen koordinat sistemi ekseni
x_i	Kartezyen koordinat sisteminin *i*. bileşeni
y	Kartezyen koordinat sistemi ekseni
y^+	Duvardan boyutsuz dik uzaklık
t	Zaman

w	Anlık hızın z yönündeki bileşeni
w'	Çalkantı hızının z yönündeki bileşeni
z	Kartezyen koordinat sistemi ekseni
α	Kanalın yatayla yaptığı açı
δ	Sınır tabaka kalınlığı
δ_{ij}	Kronecker delta
Δ	Herhangi bir parametrenin iki noktadaki değeri arasındaki fark
ε	Türbülans sönümleme hızı
η	Düşü bacasında bağıl enerji kaybı
θ	Doluluk açısı
μ	Moleküler viskozite
μ_t	Türbülans (edi) viskozitesi
ν	Kinematik viskozite
Π_I	Çarpma sayısı
ρ	Yoğunluk
τ_w	Duvardaki kayma gerilmesi
τ_0	Duvardaki ortalama kayma gerilmesi
ω	Türbülans özgül sönümleme hızı

KISALTMA LİSTESİ

CFD	Computational Fluid Dynamics
CICSAM	Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes
DNS	Direct Numerical Simulation
FOU	First Order Upwind
HAD	Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
HRIC	High Resolution Interface Capturing
LES	Large Eddy Simulation
MAC	Marker And Cells
NV	Normalized Variable
RANS	Reynolds-Averaged Navier Stokes
RNG	Re-Normalization Group
RSM	Reynolds Stress Model
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
SOU	Second Order Upwind
SST	Shear Stress Transport
TVD	Total Variation Diminishing
VOF	Volume Of Fluid

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

ÖZET

YER ALTI DRENAJ SİSTEMLERİ HİDRODİNAMİĞİNİN SAYISAL VE DENEYSEL OLARAK İNCELENMESİ

Kenan KAYA

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Doktora Tezi

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Oktay ÖZCAN

Bu tez çalışmasında öncelikli olarak yeraltı atık su ve yağmur suyu toplama/aktarım sistemlerinde kullanılan boruların iç yüzeyine yarım-daire kesitli pürüzlülük elemanlarının düzenli aralıklarla yerleştirilmesinin türbülanslı üniform açık kanal akışı şartları altında akış direnci üzerindeki etkisi incelenmiştir. Bu amaçla; 7% eğime sahip 0.6, 0.8, 1.2 ve 2.2 m çaplı borularda 0.1 ile 2.5 m^3/s arasında değişen debiler için sayısal çözümler yapılarak Manning pürüzlülük katsayısı *n*' nin pürüzlülük elemanlarının genlik-dalga boyu oranı ile değişimi incelenmiştir. Kullanılan sayısal modelin doğruluğunu kontrol etmek amacıyla 0.8 m çapındaki pürüzsüz ve iki farklı genlik-dalga boyu oranına sahip pürüzlü borularda farklı debi değerleri için 1:1 ölçekli deneyler yapılmış ve sayısal çözümlerin öngördüğü Manning sayısı değerlerinin deneylerden elde edilen sonuçlar ile uyumlu olduğu görülmüştür. Elde edilen sayısal çözüm sonuçları kullanılarak Manning pürüzlülük katsayısı *n* ile pürüzlülük elemanlarının genlik-dalga boyu oranı arasında yeni bir bağıntı önerilmiştir. Sayısal çözüm sonuçları büyük çaplı borularda pürüzlülük genlik-dalga boyu oranındaki belli bir artışın, Manning sayısında görece küçük çaplı borulardakine göre daha büyük bir artışa neden olduğunu göstermiştir.

Sayısal çözümler yardımıyla ayrıca Manning pürüzlülük katsayısı *n*' nin dairesel kesitli pürüzsüz ve pürüzlü kanalda çap, eğim ile birlikte üniform akış bölgesindeki Reynolds

sayısı, Froude sayısı ve doluluk oranı gibi parametreler ile değişimi incelenmiştir. Manning sayısının verilen bir kanal geometrisi için sadece kanal pürüzlülüğüne bağlı geometrik bir parametre olduğu varsayımı yapılarak; ortalama *n* değerleri çapları 0.1, 0.2, 0.4 ve 0.6 m olan borular için pürüzsüz kanal akışında 0.008, pürüzlü kanal akışında ise 0.012 olarak bulunmuştur. Sonuç olarak pürüzlülüğün artmasıyla Manning sayısında dikkate değer bir artış sağlandığı görülmüştür. Bu da yüksek eğimlerde yeraltı atık su hatlarında akışkanın hızının düşürülerek aşındırıcı etkisinin azaltılması açısından istenen bir sonuçtur.

Dairesel kesitli pürüzsüz ve pürüzlü kanallardaki açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun kanal giriş şartları ve bazı geometrik parametrelerle değişimini incelemek amacıyla ayrıca sayısal çözümler yapılmıştır. Burada ele alınan parametreler kanal eğimi ile giriş kesitindeki Reynolds sayısı, Froude sayısı ve derinlik oranıdır. Buna göre, boru akışındakinin tersine, açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğu ve Reynolds sayısı arasında genel olarak ters orantılı bir değişim görülmüştür. Geçiş bölgesi uzunluğunun ayrıca Froude sayısı, doluluk oranı ve kanal eğimiyle değişimini belirten genel fonksiyonel biçimler tespit edilmiştir. Sayısal çözüm sonuçlarına göre kanal çapı ile boyutsuzlaştırılmış geçiş bölgesi uzunluğu için pürüzsüz kanal akışında üniform akışın büyük oranda garanti altına alındığı değer kabaca 110, pürüzlü kanal akışında ise 60 olarak alınabilir.

Son olarak, dairesel kesitli bir düşü bacasında gerçekleşen üç özel akış rejimi hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemleri kullanılarak incelenmiştir. Baca içerisindeki akışın hesaplanmasında kullanılan sayısal çözüm yönteminin doğruluğunun kontrol edilmesi amacıyla, yatay bir düzleme çarpan jet akımı farklı türbülans modelleri ve duvar fonksiyonları kullanılarak çözülmüş ve bu sayısal çözümlerin sonuçları literatürde daha önce sunulmuş olan deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Baca içerisindeki bağıl enerji kaybı ve havuz derinliğini en iyi tahmin eden türbülans modelinin $k - \varepsilon$ *realizable,* duvar fonksiyonunun ise *non-equilibrium* duvar fonksiyonu olduğu tespit edilmiştir. Bu sayısal model kullanılarak jet akımının doğrudan baca tabanındaki su yastığına, çıkış hattı ağzına ve baca duvarına çarptığı üç farklı çarpma durumu için sayısal çözümler yapılmıştır. Sayısal sonuçlar bağıl enerji kaybı, yerel kayıp katsayısı, havuz derinliği gibi bazı değişkenler cinsinden düşü bacası ile ilgili literatürde sunulmuş olan bir deneysel çalışmanın sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak sayısal çözümlerin öngördüğü bağıl enerji kaybının deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür. Ek olarak, baca içerisindeki hız ve basınç alanına ilişkin sonuçlar seçilen bazı düzlemler üzerinde akım geometrisine ilişkin kritik noktalar ile birlikte sunulmuştur.

Anahtar Kelimeler: Açık kanal akışı, pürüzlendirilmiş boru, geçiş bölgesi uzunluğu, düşü bacası, Manning pürüzlülük katsayısı

ABSTRACT

NUMERICAL AND EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF HYDRODYNAMIC PROPERTIES OF UNDERGROUND DRAINAGE SYSTEMS

Kenan KAYA

Department of Mechanical Engineering

PhD Thesis

Adviser: Prof. Dr. Oktay ÖZCAN

In this thesis, first, effect of inserting uniformly distributed semi-circular ribs on friction factor is investigated for different height-to-pitch ratios inside circular pipes to be used in underground drainage systems for turbulent uniform open channel flow conditions. For this purpose; variation of Manning's roughness coefficient *n* with amplitude-to-wave length ratio of ribs is determined by means of numerical simulations conducted for circular pipes having diameters of 0.6, 0.8, 1.2 and 2.2 m and a slope of 7% with discharges varying between 0.1 and 2.5 m^3/s. To be able to assess accuracy of the numerical model employed, full-scale experiments are conducted for smooth and rib-roughened pipes of 0.8 m diameter, where two distinct inner roughness profiles and various flow rates are employed; and it is seen that the values of Manning's roughness coefficient predicted by the numerical solutions are in accordance with the ones obtained from experiments. Considering the numerical results, a new correlation between Manning's *n* and amplitude-to-wave length ratio of rib-roughness is proposed. Results of the numerical solutions have shown that an increase in amplitude-to-wave length ratio leads to a larger increase in Manning's roughness coefficient in pipes of large diameter than it does in pipes of respectively smaller diameter.

Moreover; variation of Manning's roughness coefficient *n* with Reynolds number, Froude number and filling ratio specified in uniform flow region, as well as with pipe

diameter and slope is investigated by means of numerical solutions for smooth and rib-roughened channel with circular cross-section. Assuming that Manning's roughness coefficient is a pure geometrical parameter dependent solely on channel roughness; average value of *n* is found to be 0.008 for smooth pipes and 0.012 for rib-roughened pipes with diameters of 0.1, 0.2, 0.4 and 0.6 m. Consequently, it is found that Manning roughness coefficient can be increased significantly, which is a favorable outcome with regard to reducing abrasive effect of water by lowering its velocity to more plausible values for steep slopes in an underground pipe network.

Further numerical calculations for open channel flow in smooth and rough channels of circular cross-section were conducted to investigate variation of the length of the transitory zone with inlet conditions and some geometrical parameters. The parameters considered here are Reynolds number, Froude number and filling ratio specified at the channel inlet section; as well as channel diameter and slope. Accordingly, unlike the case in pipe flow, there is an inversely proportional relation between the length of the transitory zone and Reynolds number. Functional forms describing the variation of the length of the transitory zone with Froude number, filling ratio and channel slope are also established. According to the results; safe values for the length of the transitory zone, which is non-dimensionalized by the pipe diameter, can be taken as 110 for smooth channel, and 60 for rib-roughened channel.

Finally, three regimes of flow inside a drop manhole with circular cross-section are investigated by means of computational methods. To check the accuracy of the numerical method used to calculate the flow inside a drop manhole, jet flow impinging onto a horizontal plane is calculated by employing different turbulence models and wall functions and results of these numerical solutions are compared with those of the experimental studies presented previously in the literature. It is concluded that the turbulence model and wall function predicting the relative energy loss and pool depth the best is $k - \varepsilon$ *realizable* and *non-equilibrium* wall function, respectively. By adopting this numerical method, numerical solutions are conducted to calculate three particular cases; i.e. direct impact of the jet stream to the water cushion formed at the manhole base, to the invert of the outlet pipe and to the manhole shaft. Numerical results are compared with those presented in a previous experimental study concerning drop manholes; in terms of relative energy loss, local loss coefficient and pool depth. As a result, it is observed that values of relative energy loss estimated by numerical solutions are in accordance with those obtained from the experimental study. In addition, results related to the velocity and pressure field, as well as ciritical points related to flow geometry inside drop manhole are presented on some preferred planes.

Keywords: Open channel flow, rib-roughened pipe, the length of the transitory zone, drop manhole, Manning roughness coefficient

---

YILDIZ TECHNICAL UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

BÖLÜM 1

GİRİŞ

1.1 Literatür Özeti

Bu bölümde, bu tez çalışmasında ele alınan konularla ilgili temel bilgiler verilmeye çalışılmış ve daha önce yapılmış çalışmalardan bahsedilmiştir. Literatür araştırması, incelenen konulara göre aşağıdaki gibi gruplandırılmıştır:

- Açık kanal akışı
- Türbülans ve modellenmesi
- Yapay olarak pürüzlendirilmiş kanallar
- Üniform akış ve direnç bağıntısı
- Açık kanal akşında geçiş bölgesi uzunluğu
- Düşü bacaları

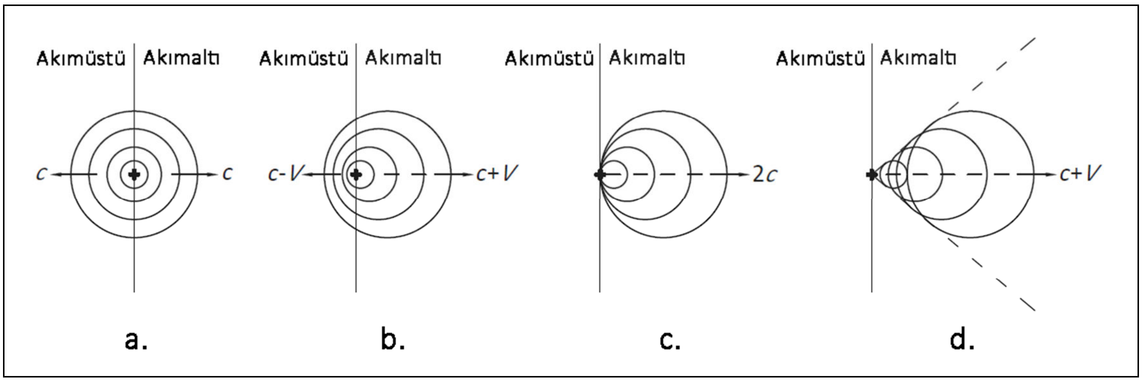
1.1.1 Açık Kanal Akışı ve Temel Kavramlar

Normal çalışma şartları altında kanalizasyon sistemlerinde tam dolu boru akışı gerçekleşmez, bunun yerine akışkanın atmosfer basıncına maruz kalan bir serbest yüzeye sahip olduğu açık kanal akışı (serbest yüzey akışı, cazibeli akış) gözlenir. Boru akışında akış yönünde bir basınç farkı oluşturularak akışkan hareketi sağlanırken, açık kanal akışında hareketin kaynağı sadece yerçekimi kuvvetidir. Açık kanal akışına örnek olarak nehirlerdeki veya üstü atmosfere açık yapay kanallardaki akış gösterilebilir. Üstü kapalı olduğu halde akışkanın kısmen doldurduğu kanallardaki akış da açık kanal akışı sınıfına dâhil edilebilir.

Yüzey dalgalarının yayılım hızına bağlı olarak açık kanal akışı kritikaltı, kritik ve kritiküstü akış şeklinde sınıflandırılır. Bunu belirleyen parametre ise boyutsuz Froude sayısı (Fr) olup şu şekilde ifade edilir [1]:

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gh_m}} \tag{1.1}$$

Burada V ortalama hız (m/s) ve g yerçekimi ivmesidir (m/s^2). h_m ise hidrolik ortalama derinlik (m) olup A akım kesit alanı (m^2) ve b serbest yüzeyin genişliği (m) olmak üzere $h_m = A/b$ şeklinde ifade edilir. Froude sayısı 1' den küçükse akım kritikaltı, 1' e eşitse kritik, 1' den büyük ise kritiküstü olarak nitelendirilir. Aşağıdaki Şekil 1.1' de açık kanal akışında bir bozunumun (*disturbance*) bahsedilen akış rejimleri için serbest yüzeyde yarattığı dalga biçimleri şematik olarak gösterilmiştir. Burada *c* dalga hızı, *V* ise ortalama akım hızını belirtmektedir. Akışkanın durgun olduğu durumda (Şekil 1.1a) ve kritikaltı akışta (Şekil 1.1b) akım hızı serbest yüzey dalgalarının yayılım hızından küçüktür ve akıştaki herhangi bir bozunum her iki yönde de yayılım yapabilir. Kritiküstü akışta ise akım hızı yüzey dalgalarının yayılım hızından daha büyüktür ve bir bozunum sadece akımaltı yönünde yayılım yapabilir (Şekil 1.1d). Kritik akış ise akım hızının dalga yayılım hızına eşit olduğu rejimdir (Şekil 1.1c) ve sadece kanal geometrisi, eğimi, pürüzlülüğü veya debi gibi özelliklerin en az birinde değişikliklerin meydana geldiği noktalarda kritikaltı akıştan kritiküstü akışa geçişte gerçekleşebilen yerel ve oldukça kararsız bir akış rejimidir [1].



Şekil 1.1 Serbest yüzey akışında Froude sayısının bir bozunumun (disturbance) yayılımı üzerindeki etkisi: a) Durgun akışkan (V=0), b) kritikaltı akış (V<c), c) kritik akış (V=c) ve d) kritiküstü akış (V>c) [1]

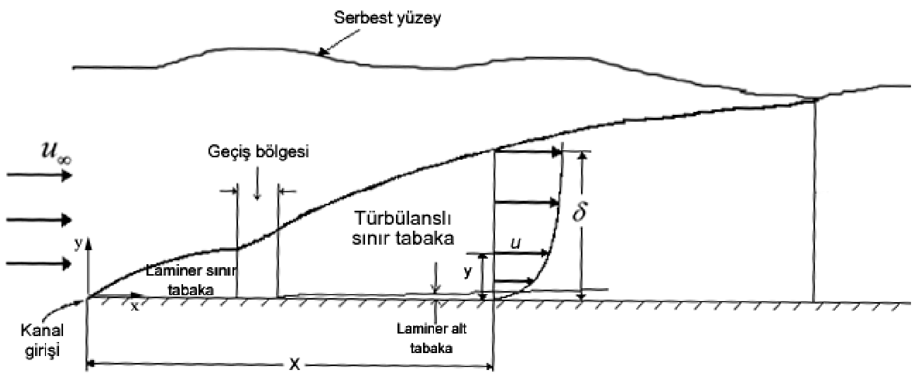
Hareket halindeki bir akışkana etkiyen atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranını belirten boyutsuz Reynolds sayısına göre akış *laminer* veya *türbülanslı* olabilir. Reynolds sayısı şu şekilde ifade edilir:

$$Re_{Dh} = \frac{VD_h}{\nu} \tag{1.2}$$

Burada *V* kesitteki ortalama hız (m/s), D_h akımın hidrolik çapı (m) ve ν akışkanın kinematik viskozitesidir (m^2/s). Hidrolik çap D_h dairesel kesitli olmayan akımlar için eşdeğer çapı ifade etmekte olup, *A* akım kesit alanı (m^2) ve *Ç* ıslak çevre (m) olmak üzere $D_h = 4A/Ç$ şeklinde ifade edilir.

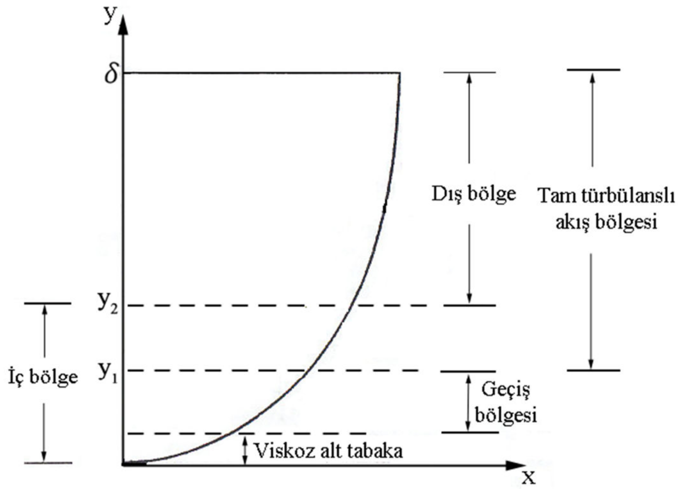
Laminer akışta; atalet kuvvetlerinin hız ve basınç alanında sebep olduğu çalkalanmaların viskoz kuvvetler tarafından sönümlenmesi sonucunda varsayımsal akışkan tabakaları, aralarında bir karışma olmaksızın birbirleri üzerinden kayarak düzenli bir şekilde hareket ederler. Türbülanslı akış ise atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranla yeterince büyük olup sönümlenemediği düzensiz bir akış rejimini ifade eder. Akışkanın hareketi kaotik bir hal alarak düzensizleşir, bunun sonucunda akışın farklı katmanları arasında etkin bir karışma gözlenir. Açık kanal akışında laminer akış rejiminin üst sınırını belirleyen kritik Re sayısının (Re_{kr}) 2000 değerine eşit olduğu gözlemlenmiştir (uzunluk ölçeği hidrolik çap, D_h). Bunun üstündeki Re değerlerinde laminer ve türbülanslı akış özelliklerinin birlikte görüldüğü bir geçiş rejimi görülür. Tam türbülanslı rejime geçiş için Re sayısının genel bir alt sınırı olmayıp, bu sınır Re = 50000 mertebesindeki değerlere kadar çıkabilir; bununla birlikte, pratikte karşılaşılan hemen hemen bütün açık kanal akışları türbülanslıdır [1].

Giriş kesitinde hız profilinin düz (üniform) olduğu bir açık kanal akışında, gerçek durumda (viskozite sıfırdan farklı) akış yönünde ilerledikçe duvar üzerinde kaymama şartından dolayı (duvar üzerindeki teğetsel ve normal bağıl hızlar sıfır) sınır tabaka oluşumu gözlenir. Bu aşamada akımın üniform U_∞ hızına sahip serbest akış bölgesi ve sınır tabaka olmak üzere iki belirgin bölgeye ayrıldığı söylenebilir (Şekil 1.2). Sınır tabaka kalınlığı (δ), seçilen bir kanal kesitinde *x* yönündeki hız bileşeninin serbest akış hızının 0.99 katına eşit olduğu ($u = 0.99U_\infty$) noktanın duvardan dik uzaklığı olarak tanımlanır. Sınır tabakanın kalınlığı *x* yönünde giderek artar ve kanal yeterince uzun ise sonunda sınır tabaka kalınlığı akış derinliğine eşit olur [1]. Kanal girişine yakın bölgedeki laminer sınır tabaka, serbest akış bölgesinin türbülans yoğunluğuna bağlı olarak akım yönünde belirli bir mesafe alındığında kararsız bir hale gelir ve bir geçiş bölgesinden sonra tam türbülanslı olur. Örneğin düz levha üzerindeki akışta, levhanın ön kenarı ile geçiş bölgesinin başlangıç noktası arasındaki mesafe *x* olmak üzere, Re_x = 350000 değeri sınır tabaka için laminer rejimden türbülansa geçişi belirten minimum kritik değerdir [3].



Şekil 1.2 Türbülanslı açık kanal akışında sınır tabakanın gelişimi

Türbülanslı sınır tabaka laminer tabakaya göre daha büyük bir kalınlığa sahiptir ve Şekil 1.3' de görüldüğü gibi türbülanslı sınır tabakada duvara yakın bölgede viskoz gerilmelerin, duvardan uzaklaşıldığında ise türbülans gerilmelerinin giderek etkin olması sınır tabakayı farklı uzunluk ve hız ölçeklerinin geçerli olduğu, iç bölge ($0<y<y_2$) ve dış bölge ($y_2<y<\delta$) olarak adlandırılan iki farklı kısma ayırır [4]. İç bölge kendi içerisinde üç alt kısma ayrılır: Viskoz alt tabaka, geçiş bölgesi ve tam türbülanslı bölge. Duvara en yakın viskoz alt tabakada türbülans gerilmeleri sönümlenir ve sadece viskoz gerilmeler etkindir. Geçiş bölgesinde viskoz ve türbülanslı gerilmeler hemen hemen eşit ölçüde etkin iken, tam türbülanslı bölgede viskoz gerilmeler ihmal edilebilecek kadar küçüktür ve burada türbülanslı gerilmeler akışı yönetir. İç bölgedeki bu alt kısımlar arasındaki sınırlar duvardan boyutsuz dik uzaklığı belirten ve bir çeşit Reynolds sayısı olan $y^+ = yu_*/\nu$ parametresi ile belirlenir. Burada y duvardan dik uzaklıktır (m). $\tau_w = \mu|du/dy|_{y=0}$ duvardaki kayma gerilmesi (N/m^2) olmak üzere $u_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ ifadesi de *sürtünme hızı* (m/s) olarak adlandırılır. Buna göre $y^+ \leq 5$ viskoz alt tabakayı, $5 < y^+ < y_1$ geçiş bölgesini ve $y^+ > y_1$ tam türbülanslı bölgeyi belirtir. Schlichting' e göre [3] tam türbülanslı bölgenin alt sınırını belirten y^+ değeri $y_1 = 70$ iken, buna karşılık Cebeci [4] bu sabitin $y_1 = 50$ ve White [5] ise $y_1 = 30$ olduğunu belirtmiştir.



Şekil 1.3 Düz levha üzerindeki akışta türbülanslı sınır tabakada hız dağılımı ve alt bölümler

Bir katı cisim etrafındaki akışta cisme akış yönüne ters yönde bir sürükleme kuvveti etkir. Bu kuvvetin bileşenlerinden biri katı yüzey üzerindeki hız gradyanının, dolayısıyla kayma gerilmesinin bir sonucu olan *yüzey sürtünme direnci* (*skin friction drag*), bir diğeri de katı cismin akımüstü ve akımaltı bölgelerindeki basınç farkından kaynaklanan *şekil direnci*dir (*form drag, profile drag*). Şekil direncinin esas nedeni katı yüzey üzerindeki basınç dağılımına bağlı olarak sınır tabakanın yüzeye tutunamayarak ayrılması ve cismin arka bölgesinde düşük basınçlı bir bölge oluşturmasıdır. Bir katı yüzey üzerindeki pürüzlerin yüksekliği (e) viskoz alt tabaka kalınlığından büyük olduğunda pürüzlerin üzerinde bir şekil direnci oluşur. Pürüzlülük elemanları sınır tabakanın tam türbülanslı bölgesi içinde kalıyorsa direnç faktörünün sadece bağıl pürüzlülüğün (pürüz yüksekliğinin hidrolik yarıçapa oranı, e/R_h) bir fonksiyonu olduğu *hidrolik pürüzlü* veya *tam pürüzlü* türbülanslı akış rejiminden söz edilir. Pürüz yüksekliğinin sınır tabakanın geçiş bölgesine kadar uzanması pürüzlülük bakımından bir *geçiş rejimi*ni belirtir; burada sürtünme faktörü hem Reynolds sayısına hem de bağıl pürüzlülüğe bağlıdır. Pürüzlülüklerin tamamıyla viskoz alt tabaka içerisinde kaldığı durumda pürüzlerin akış direnci üzerinde bir etkisi yoktur ve sürtünme faktörü yalnızca Reynolds sayısına bağlıdır; bu durumda akış *hidrolik pürüzsüz*dür. Farklı pürüzlülük rejimleri için verilen bu tanımlara göre, türbülanslı sınır tabakanın alt bölümlerini belirten y^+ ifadesinde mutlak uzaklık y yerine pürüz yüksekliği e yazıldığında tam pürüzlü rejim için $e^+ = eu_*/\nu > y_1$, geçiş rejimi için $5 < e^+ < y_1$ ve pürüzsüz rejim için $e^+ \leq 5$ olur [3].

1.1.2 Türbülans ve Modellenmesi

Türbülans; moleküller arası uzaklıktan çok daha büyük ölçekteki atalet kuvvetlerinin moleküler ölçekteki viskoz kuvvetlere baskın geldiği, içerisinde düzensizlik ve rastgelelik özelliği taşıyan yapılar barındıran; hız, basınç ve sıcaklık gibi büyüklüklerin anlık değerlerinde yüksek frekanslı çalkalanmaların olduğu akış rejimini ifade eder. Tennekes ve Lumley [6] türbülanslı bir akışın belli başlı özelliklerini şöyle sıralamıştır: Düzensizlik, difüzivite, nispeten büyük Reynolds sayısı, üç boyutlu çevri çalkantıları ve sönümlenme. Bir akışın rastgele ve düzensiz olması tek başına söz konusu akışın türbülanslı olarak tanımlanması için yeterli değildir; bunun için düzensizlikle birlikte difüzyon, çevri ve sönümlenme gibi özelliklerin de bulunması gerekir.

Türbülans yüksek ölçüde düzensizlik ve rastgelelik gösteren bir olgudur ve bu nedenle türbülanslı akışların matematiksel modelinin oluşturulmasında kullanılan yöntemlerden birisi de istatistiksel bir yaklaşım olan Reynolds dekompozisyonudur [6]. Buna göre Bölüm 3' de (3.2a) ile verilmiş olan hareket denklemlerinde hız ve basınç gibi bağımlı değişkenlerin anlık değeri (u, p ...) çalkantı (u', p' ...) ve ortalama değer (U, P ...) olmak üzere iki ayrı bileşenin toplamı halinde ifade edilir ve bu toplamın zaman ortalaması alınır ($\bar{u} = \overline{U + u'}$ veya $\bar{p} = \overline{P + p'}$). Bu ayrıştırma işlemi sonucunda elde edilen ve aşağıda (1.3)' de diferansiyel formda ve indis notasyonuyla verilen sıkıştırılamaz akış momentum denklemleri Reynolds ortalamalı Navier-Stokes denklemleri (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*, *RANS*) olarak adlandırılır [7].

$$\rho\left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}\right) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho f_i + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \overline{u_i' u_j'}\right) \tag{1.3}$$

Burada anlık değişkenler için yazılan momentum denkleminden farklı olarak denklemin en sağında $-\rho\overline{u_i' u_j'}$ terimleri ile gösterilen "Reynolds gerilmeleri" ortaya çıkmakta ve bu nedenle bilinmeyen sayısı denklem sayısından fazla olmaktadır. Reynolds gerilmelerinin nasıl elde edileceği ise RANS temelli türbülans modellerinin konusudur.

Reynolds gerilmelerinin hesaplanmasındaki zorluk bu büyüklüklerin viskoz gerilmelerde olduğu gibi akışkana değil, akışın kendisine bağlı olmasından kaynaklanır. Fakat buna rağmen oldukça basitleştirilmiş bir yaklaşımla, Newtonyen akışkanlarda viskoz gerilmelerin deformasyon hızı tansörüne bağlı olarak yazılması gibi, türbülans gerilmeleri de benzer bir şekilde ifade edilebilir. Moleküler viskozite yerine bir türbülans viskozitesinin (veya edi viskozitesi) tanımlandığı bu yöntem "Boussinesq yaklaşımı" olarak adlandırılır ve bu esasa dayanan RANS temelli türbülans modelleri de "edi viskozitesi modelleri" grubuna girer. Boussinesq hipotezine göre sıkışamaz akışta 6 adet Reynolds gerilmesi deformasyon hızına bağlı olarak (1.4)' deki gibi ifade edilir:

$$R_{ij} = -\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \qquad (1.4)$$

Burada μ_t türbülans (edi) viskozitesini (kg/ms^2), eşitliğin en sağında parantez içerisindeki terim ise ortalama deformasyon hızı tansörünü belirtmektedir.

Moleküler viskozitenin, moleküler düzeydeki hareketin karakteristik uzunluk ve hız ölçeğinin bir fonksiyonu olarak tanımlanması gibi [6]; edi viskozitesi ile türbülans arasında da benzer bir ilişkinin olduğu kabulü yapılabilir. RANS temelli türbülans modelleri arasındaki en belirgin farklılık edi viskozitesinin elde edilmesi için türbülansa ilişkin karakteristik ölçeklerin (uzunluk, hız veya zaman ölçeği) belirlenmesinde izlenen yaklaşımlardır. Prandtl' ın karışım uzunluğu modeli, Cebeci-Smith ve Baldwin-Lomax gibi modellerin dahil olduğu sıfır-denklemli (*zero-equation*) türbülans modellerinde türbülans viskozitesi deneysel olarak tespit edilmiş sabitler içeren cebirsel ifadeler kullanılarak elde edilirken, ele alınan akış problemindeki türbülans uzunluk ölçeğinin önceden bilinmesine ihtiyaç duyulması ve türbülans büyüklüklerinin akım yönünde taşınımının gözardı edilerek edi viskozitesinin yalnızca akımın yerel özellikleri kullanılarak hesaplanması bu modellerin bir dezavantajıdır. Bir-denklemli (*one-equation*) ve iki-denklemli (*two-equation*) türbülans modellerinde ise türbülansa ilişkin bazı büyüklükler için diferansiyel transport denklemleri çözülür. Prandtl' ın bir-denklemli modelinde türbülans hız ölçeğinin türbülans kinetik enerjisi k için bir transport denklemi çözülerek elde edilmesine rağmen, uzunluk ölçeğinin önceden belirlenmesi gerekir; buna karşılık Spalart-Allmaras ve Baldwin-Barth gibi bir-denklemli modellerde ve iki-denklemli modellerin tamamında bu gereklilik ortadan kalkar [7].

Bu çalışmada edi viskozitesi modellerinden iki-denklemli türbülans modelleri kullanılmıştır. Bu modellerden biri olan $k-\varepsilon$ türbülans modelinde türbülans kinetik enerjisi k (m^2/s^2) ve türbülans sönümlenme hızı ε (m^2/s^3) için transport denklemleri çözülür. Burada $k^{1/2}$ hız ölçeğine karşılık gelirken, uzunluk ölçeği ise $l \sim k^{3/2}/\varepsilon$ şeklinde bir bağıntı ile elde edilir. Türbülans kinetik enerjisi çalkantı hızlarına (u', v' ve w') bağlı olarak şöyle ifade edilir:

$$k = \frac{1}{2}\rho\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right) \tag{1.5}$$

Türbülans kinetik enerjisinin transport denklemi aşağıda (1.6) ile verilmiştir:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = R_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\nu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{1}{2}\overline{u_i' u_i' u_j'} - \frac{1}{\rho}\overline{p' u_j'}\right] \tag{1.6}$$

Yukarıdaki denklemin sol tarafındaki terimler türbülans kinetik enerjisinin sırasıyla zamana bağlı değişimini ve ortalama akım ile taşınımını belirtmektedir. Sağ taraftaki ilk terim kinetik enerjinin üretimini (ortalama akımdan aktarılan enerji), ikinci terim moleküler viskozite tarafından sönümlenmesini; sonraki terimler sırasıyla moleküler difüzyon, türbülanslı transport ve basınç difüzyonunu belirtir. Denklem (1.6) ile verilen türbülans kinetik enerjisi transport denkleminin tam halidir; fakat bu denklemde üretim, basınç difüzyonu ve türbülanslı transport terimleri bilinmeyen çalkantı hızlarını içerdiğinden türbülans modellerinde bu terimler için yaklaşımlar yapılır [4, 7].

$k-\varepsilon$ türbülans modelinde türbülans sönümlenme hızı ε için de yine çalkantı hızlarını içeren terimlerin tamamının modellendiği bir transport denklemi çözülür. Böylece edi viskozitesinin elde edilmesi için gereken türbülans hız ve uzunluk ölçekleri hesaplanmış olur. C_μ bir model sabiti olmak üzere ($C_\mu = 0.09$) edi viskozitesi μ_t şu şekilde hesaplanır:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{1.7}$$

Bir noktadaki edi viskozitesi bilindiğinde buradaki Reynolds gerilmeleri (1.4) denklemi ile bulunabilir. Fakat $k - \varepsilon$ türbülans modelinde (1.5) eşitliği ile tutarlı olması için (1.4) denkleminin sağ tarafına $-\frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}$ terimi eklenir (δ_{ij}: Kronecker delta). Burada edi viskozitesinin yönden bağımsız, skaler bir büyüklük olduğuna dikkat edilmelidir. Dolayısıyla, edi viskozitesi modelleri izotropik türbülans difüzyonu kabulü yapar ve homojen olmayan bir akışta ortalama akım hız gradyanının yarattığı anizotropiyi dikkate almaz. Örneğin ortalama deformasyon hızının ani değişim gösterdiği akışlar, konveks veya konkav yüzeyler üzerinden akış ve ikincil akımların olduğu akışlarda normal yönlerdeki Reynolds gerilmeleri nicel olarak birbirinden farklılık gösterir ve bu durumda izotropik edi viskozitesi varsayımı geçersiz olur [7].

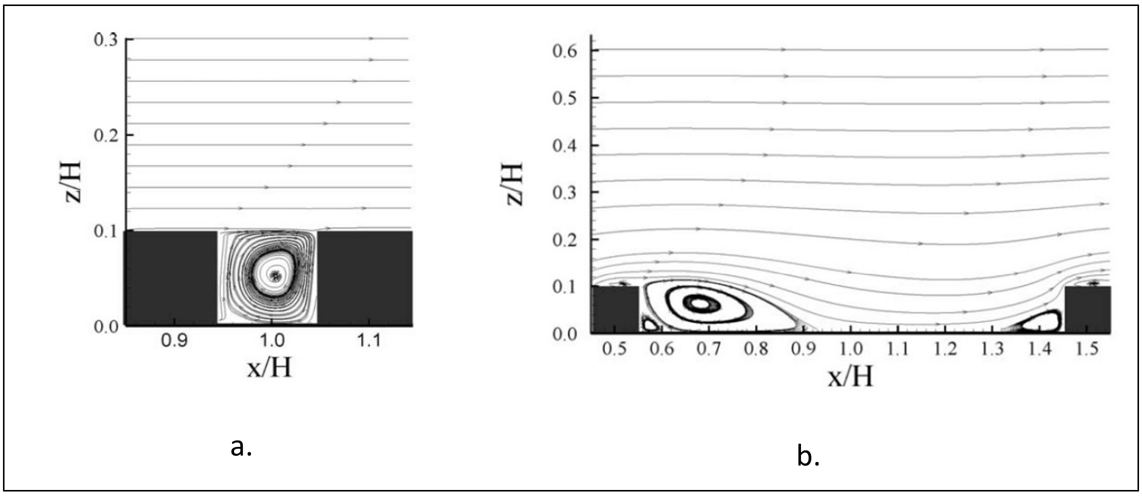
Bu çalışmada kullanılan bir diğer türbülans modeli SST $k - \omega$ modelidir (*SST: Shear Stress Transport*). Bu modelde de $k - \varepsilon$ modelindeki ile hemen hemen aynı forma sahip türbülans kinetik enerjisi denklemi ve buna ek olarak türbülans özgül sönümleme hızı ω (1/s) için transport denklemi çözülür. Bu modelde duvar yakınından serbest akım bölgesine doğru gidildikçe $k - \omega$ ile $k - \varepsilon$ formülasyonu arasında kademeli bir geçiş yapılır. Bunun nedeni duvar yakınındaki akışta iyi sonuçlar veren standart $k - \omega$ modeli ile elde edilen çözümün serbest akım bölgesindeki k ve ω değerlerine karşı fazlasıyla hassas olmasıdır [8]. SST formülasyonunda edi viskozitesinin hesaplanmasında Bradshaw' ın duvar yakınında birincil türbülanslı kayma gerilmesinin kinetik enerji ile doğru orantılı olduğu şeklindeki varsayımı göz önünde bulundurulmuştur. Bu sayede SST $k - \omega$ türbülans modelinin özellikle kuvvetli akım ayrılmasının olduğu akışlarda diğer modellere göre daha doğru sonuçlar verdiği belirtilmiştir [8].

Edi viskozitesi modelleri dışında bu çalışmada kullanılmış olan bir diğer türbülans modeli ise RSM (*Reynolds Stress Model*) türbülans modelidir. Bu model her bir Reynolds gerilmesi için bir transport denklemi çözer; dolayısıyla edi viskozitesi kavramına bu modelde ihtiyaç olmayıp, (1.3) ile verilen RANS denklemlerindeki Reynolds gerilmeleri doğrudan hesaplanmaktadır. Bunlara ek olarak ε için de bir transport denklemi çözüldüğünden momentumun korunumu ve süreklilik denklemleri dışında toplamda 7 adet ek denklem çözülür. Reynolds gerilmeleri için çözülen korunum denkleminde moleküler ve türbülanslı difüzyon, sönümlenme ve basınç gerinimi terimleri belirli yaklaşımlarla modellenir. RSM modelinin anizotropik türbülans gerilmelerinin baskın olduğu akışlarda gerçeğe yakın sonuçlar vermesi beklenirken; gerek ε için çözülen transport denkleminde, gerekse basınç gerinimi teriminin modellenmesinde yapılan kabullerden dolayı deneysel sonuçları modelin karmaşıklığı ölçüsünce doğru tahmin edemediği bildirilmiştir [7].

1.1.3 İç Yüzeyi Pürüzlendirilmiş Kanallarda Akış

Pürüzsüz bir kanalda akış direncinin kaynağı duvardaki kaymama şartının bir sonucu olan yüzey sürtünmesidir. Bu tez çalışmasının amaçlarından biri olan, boruların iç yüzeyinin pürüzlü hale getirilerek akış direncinin artırılmasındaki temel ilke ise pürüzlülük elemanlarının akımüstü ve akımaltı bölgelerinde meydana gelen basınç farkından faydalanarak şekil direnci (*form drag*) oluşturmak ve böylece duvara yakın bölgede akışkanın momentum kaybını artırmaktır. Bu momentum kaybı büyük ölçüde; pürüzlülük elemanlarının neden olduğu akım ayrılması sonucunda oluşan düşük basınçlı, enerji sönümleyen girdap bölgelerinden kaynaklanır [1].

Perry vd. [9] duvardaki pürüzlülük elemanları etrafındaki akışta belirleyici olan uzunluk ölçeğine göre *k*-tipi ve *d*-tipi olmak üzere iki ayrı rejimden bahsedilebileceğini belirtmişlerdir. Buna göre *k*-tipi akışta pürüzlülük elemanları arasında kalan bölgede oluşan vorteks yapıları duvardan uzaktaki akış bölgesine nüfuz ederken, pürüzlülüğün duvar yakınındaki hız profilinde yarattığı sapma (pürüzsüz kanal akışındakine göre) pürüzlülük yüksekliği k ile doğru orantılıdır; *d*-tipi akışta ise bu vorteks yapıları neredeyse tamamıyla pürüzlülük elemanlarının tepe noktası hizası ile duvar arasında sınırlı kalmaktadır ve pürüzlülüğün hız profili üzerindeki etkisi duvardan uzaktaki akış bölgesindeki uzunluk ölçeği ile orantılıdır. Burada d pürüzlülük elemanlarından nispeten uzaktaki akış bölgesini temsil eden bir uzunluk ölçeğidir (boru çapı veya sınır tabaka kalınlığı gibi). Aşağıdaki Şekil 1.4’ de *d*-tipi ve *k*-tipi akışı genel olarak temsil edebilecek ortalama akım çizgileri gösterilmiştir [10]. Burada H dikdörtgen kesitli pürüzlülük elemanlarının yüksekliğini, *x* ve *z* ise sırasıyla akım ile aynı ve akıma dik doğrultudaki eksenleri belirtmektedir.



Şekil 1.4 Dikdörtgen kesitli pürüzlülük elemanları arasındaki iki temel akış rejimini temsil eden ortalama akım çizgileri; a) *d*-tipi, b) *k*-tipi akış [10]

Tani [11] kare kesitli elemanlarla yapay olarak pürüzlendirilmiş bir yüzeyde pürüzlülüklerin dalga boyu/genlik oranı 4’ den küçük olduğunda *d*-tipi, 4’ den büyük olduğunda ise *k*-tipi akış rejiminin görüleceğini belirtmiştir.

Liou vd. [12] kare kesitli pürüzlülük elemanlarının yerleştirildiği dikdörtgen kesitli bir kanaldaki akışı deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Sayısal çözümleri iki boyutlu bir sayısal kontrol hacmi için $k - \varepsilon$ türbülans modelini (duvar fonksiyonu ile) kullanarak yapmışlardır ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırdıklarında, sayısal çözümlerde pürüzlülük elemanlarının arka bölgesindeki akışın yeterince doğru tahmin edilemediğini ve bunun büyük ölçüde duvar fonksiyonu kullanımından kaynaklandığını bildirmişlerdir.

Leonardi vd. [13] dikdörtgen kesitli bir kanalda kare kesitli pürüzlülük elemanlarının etkisini DNS (*Direct Numerical Simulation*) kullanarak incelemişler, farklı genlik-dalga boyu oranlarına karşılık gelen şekil ve sürtünme direncini araştırmışlardır. Ayrıca, *k*-tipi ile *d*-tipi arasındaki asıl ayrımın yüzey sürtünmesi ve şekil direncinden hangisinin daha baskın olduğuna bağlı olarak yapılabileceğini öne sürmüş, yaptıkları DNS (*Direct Numerical Simulation*) çözümlerinin sonuçlarına göre *k*-tipi akışta şekil direncinin yüzey sürtünmesine göre çok daha büyük olduğunu belirtmişlerdir.

Pürüzlülüğün artırıldığı, dolayısıyla serbest akım bölgesi ile duvar yakınındaki bölge arasındaki momentumun türbülanslı difüzyonunun daha etkin hale getirildiği bu şekildeki çözümlere özellikle ısı transferinin iyileştirilmesinin istendiği uygulamalarda sıkça rastlanmaktadır.

Webb vd. [14] boru iç yüzeyinde dikdörtgen kesitli pürüzlülük elemanları olduğu durum için deneyler yapmış ve sürtünme ile ısı transfer katsayısı için bağıntılar önermişlerdir. Han vd [15] alt ve üst yüzeyleri üzerine periyodik olarak dikdörtgen ve kare kesitli pürüzlülük elemanları yerleştirilmiş dikdörtgen kesitli bir kanaldaki akışı deneysel olarak incelemişlerdir. Pürüzlülüğün adım oranı (dalga boyu/genlik) yaklaşık 10 değerini aldığında basınç kaybının en yüksek olduğunu ve daha büyük adım oranlarında sürtünme faktörünün hızlı bir düşüş gösterdiğini bildirmişlerdir. Bu durumu 10’ dan büyük adım oranlarında yeniden tutunma noktası (*reattachment point*) ile bir sonraki pürüzlülük elemanı arasında sınır tabakanın yeniden gelişmeye başlayarak pürüzsüz bir akış bölgesi oluşturması sonucunda ortalama sürtünme faktörünün azalması ile açıklamışlardır. Okamoto vd. [16] ise düz levha üzerine yerleştirilmiş kare kesitli pürüzlülük elemanları üzerindeki akış için yaptıkları deneysel çalışmada adım oranı 9 olduğunda basınç kaybının en fazla olduğunu ve bunun üzerindeki adım oranlarında ardışık pürüzlülük elemanlarının birbiriyle etkileşiminin olmadığını belirtmişlerdir. Chow [1] bu durumdaki akışı “izole-pürüzlülük” akışı (*isolated-roughness flow*), *d*-tipi akışı ise “sanki-pürüzsüz” akış (*quasi-smooth flow*) olarak adlandırmıştır. Huang vd. [17] dairesel kanalda halka tipi pürüzlülük kullanarak ısı transferi ve sürtünme katsayılarının çeşitli parametrelerle değişimini deneysel olarak incelemişlerdir. Ji vd [18] oluklu (korige) borularda yapılan deneysel çalışmaların bir özetini sunmuştur.

Cui vd. [10] alt duvarına kare kesitli pürüzlülük elemanları yerleştirilmiş dikdörtgen kesitli bir kanaldaki *d*-tipi ve *k*-tipi akışı *Large Eddy Simulation* (*LES*) yöntemini kullanarak incelemişlerdir. *d*-tipi akışta, pürüzsüz kanal akışındaki logaritmik hız dağılımının pürüz yüksekliği kadar ötelendiğini; pürüzlülük elemanlarının arasında oluşan vorteksin duvardan uzaktaki akıma karışmadığını ve bu dağılımı değiştirmediğini belirtmişlerdir. *k*-tipi akışta ise sırasıyla pürüzlülük elemanlarının akımaltı tarafında akım ayrılması, elemanlar arası bölgede kanal tabanında yeniden tutunma (*reattachment*) ve bunları takiben bir sonraki elemanın akımüstü tarafında kopma (*detachment*) gözlemlemişlerdir.

Karwa vd. [19] dikdörtgen kesitli bir kanalın tek bir yüzeyine yerleştirilmiş yamuk kesitli pürüzlülük elemanlarının ısı transfer katsayısı ve sürtünme faktörüne etkisini incelemek üzere deneysel bir çalışma yapmışlardır. Bu deneysel çalışmada kanal en-boy oranı, bağıl pürüz yüksekliği adımı ile yamuk profilin pah açısı gibi parametrelerin etkisini incelemişler, deney sonuçlarını kullanarak pürüzlülük fonksiyonu için yeni bir bağıntı önermişlerdir.

Chandra vd. [20] kare kesitli bir kanaldaki yapay olarak pürüzlendirilmiş duvar sayısının sürtünme faktörü ve ısı transferi üzerindeki etkisini incelemek üzere deneysel çalışmalar yapmışlardır.

Eiamsa-ard ve Promvonge [21] dairesel kesitli bir boru içerisine üçgen kesitli pürüzlülük elemanları yerleştirildiği durumda, pürüzlülük elemanları arasındaki uzaklığın farklı değerleri için ısı transferi katsayısı ve sürtünme faktöründeki değişimi deneysel olarak incelemişlerdir. Deney sonuçlarına göre pürüzlülük elemanları arasındaki mesafe arttıkça ısıl iyileşme faktörünün (ısı transfer katsayısındaki artışın sürtünme faktöründeki artışa oranı) azaldığını bildirmişler; bu sonuçları kullanarak Nusselt sayısını ve sürtünme faktörünü Reynolds, Prandtl sayıları ve elemanlar arasındaki boyutsuz uzaklığa bağlı olarak veren bağıntılar önermişlerdir.

San ve Huang [22] yarım daire kesitli pürüzlülük elemanları kullanılarak pürüzlendirilmiş dairesel kesitli bir kanalda ısı transfer katsayısı ve sürtünme faktörünün elemanlar arası açıklık ve eleman yüksekliği (her iki parametre de boru çapı ile boyutsuzlaştırılmış şekilde) ile değişimini deneysel olarak incelemişler, Nusselt sayısı ve sürtünme faktörü için bağıntılar önermişlerdir.

Sewall vd. [23] dikdörtgen kesitli bir kanalda yalnızca bir pürüzlülük konfigürasyonu için gelişen ve tam gelişmiş akım ile 90°dirsek akışında LES yönteminin doğruluk derecesini tespit etmek amacıyla sayısal çözüm ve deneyler yapmışlardır.

Kim vd. [24] yarım-daire kesitli pürüzlülüğe sahip borulardaki akışı k-ω SST türbülans modeli kullanarak incelemişler, sürtünme ve ısı transferi karakteristiklerini hesaplayarak ısı transferindeki sabit bir artışa karşılık en az sürtünme kaybı yaratan pürüzlülük geometrisini araştırmışlardır. Kamali ve Binesh [25] de k-ω SST türbülans modeli kullanarak farklı geometride pürüzlülük elemanları yerleştirilmiş kare kesitli bir kanal içerisindeki akış için sayısal çözümler yapmışlar ve buna bağlı olarak kanalın sürtünme ve ısı transferi özelliklerindeki değişimi incelemişlerdir.

Chaube vd. [26] dikdörtgen, kare, yamuk, üçgen ve yarım daire kesitli pürüzlülük elemanlarının ısı transferi ve sürtünme faktörü üzerindeki etkisini incelemek amacıyla k-ω SST türbülans modeli kullanarak iki boyutlu sayısal çözümler yapmışlar ve bu türbülans modeli ile elde edilen sayısal çözüm sonuçlarının daha önce yapılmış deneysel çalışmaların sonuçlarıyla uyumlu olduğu sonucuna varmışlardır. Dikdörtgen kesitli pürüzlülük elemanları için ısı transferi artışının sürtünme faktörü artışına oranının maksimum olduğu bir en/boy oranı vardır.

Yadav ve Bhagoria [27] sadece tek bir yüzeye yerleştirilmiş dairesel kesitli pürüzlülük elemanlarının mutlak ve bağıl yüksekliği (pürüz yüksekliğinin kanal yüksekliğine oranı) ile pürüzlülük adımı (iki pürüzlülük elemanı arasındaki mesafenin pürüz yüksekliğine oranı) gibi geometrik parametrelerin ısı transferi ve basınç düşüşü üzerindeki etkisini incelemek amacıyla $k-\varepsilon$ RNG türbülans modelini kullanarak iki boyutlu sayısal çözümler yapmışlar, sürtünme faktörü ve Nusselt sayısının değişimiyle ilgili detaylı sonuçlar sunmuşlardır. Benzer bir çalışmayı Kumar ve Saini [28] dikdörtgen kesitli bir kanalın tek bir yüzeyine yerleştirilmiş, kesit geometrisi yay (*arc*) şeklinde olan pürüzlülük elemanları olduğu durum için üç boyutlu bir sayısal kontrol hacminde $k-\varepsilon$ RNG türbülans modeli kullanarak yapmışlardır. Her iki çalışmada da türbülans modelinin doğrulaması için pürüzsüz boru için elde edilmiş deneysel Nusselt sayısı değerleri ile karşılaştırma yapılmıştır.

Ozceyhan vd. [29] dairesel kesitli bir kanalın iç yüzeylerinden belli bir açıklıkta yerleştirilmiş dairesel kesitli pürüzlülük elemanlarının varlığında, pürüzlülük elemanları arasındaki açıklığın farklı değerleri için ısı transfer katsayısı ve sürtünme faktöründeki değişimi standart $k-\varepsilon$ türbülans modelini kullandıkları sayısal çözümlerle incelemişlerdir. Türbülans modelinin doğrulanmasında Eimsa-ard ve Promvonge [21]' nin üçgen kesitli pürüzlülük elemanları kullanarak yapmış olduğu deney sonuçlarını kullanmışlardır. Sayısal çözüm sonuçlarına göre sürtünme faktörü ve Nusselt sayısının elemanlar arasındaki açıklık ile ters orantılı, ısıl iyileşme faktörünün ise elemanlar arası açıklık ile doğru orantılı olarak değiştiğini bildirmişlerdir.

Ooi vd. [30] duvar fonksiyonu kullanmaksızın; iki-katmanlı (*two-layer*) $k-\varepsilon$, v^2-f ve Spalart-Allmaras türbülans modellerini kullanarak iç yüzeyine dikdörtgen kesitli pürüzlülük elemanı yerleştirilmiş kare kesitli bir kanalda üç boyutlu sayısal çözümler yapmışlar ve hız alanına ilişkin detaylı sonuçlar sunmuşlardır. Daha önce yapılmış olan bir deneysel çalışma ile karşılaştırıldığında v^2-f türbülans modelinin diğer iki modele göre daha doğru sonuç verdiğini bildirmişlerdir.

Sürtünme faktöründe en fazla artışı sağlayan pürüzlülük geometrisinin dikdörtgen veya kare kesit olduğu bildirilmesine rağmen [16, 31] bu çalışmada akışkan içerisinde bulunması muhtemel parçacıkların pürüzlerin üzerinden geçişine daha elverişli olacağı düşünülerek yarım daire kesitli pürüzlülük elemanları kullanılmıştır. Bu tez çalışmasında iç yüzeyi dalgalı bir profile sahip "*ondüleli*" boruların aksine, düz bir yüzey üzerine yarım daire kesitli şeritlerin düzenli aralıklarla yerleştirilmesiyle oluşturulan ve orijinal olarak *"rib-roughened*" şeklinde tabir edilen "pürüzlendirilmiş" iç yüzeye sahip borular incelemeye tabi tutulmuştur.

1.1.4 Üniform Akış ve Manning Bağıntısı

Üniform açık kanal akışı, tam gelişmiş boru akışında olduğu gibi yüzey sürtünme kuvveti ile itki kuvveti (yerçekimi kuvvetinin akım yönündeki bileşeni) arasındaki dengenin sağlanarak akışkan üzerine etkiyen net kuvvetin sıfıra eşitlendiği ve teorik olarak hız dağılımının ve derinliğin tüm kesitlerde sabit kaldığı ideal akış durumudur. Bu durum sadece akım yönünde eğimli olan prizmatik (kesit geometrisi değişmeyen) kanallarda debinin de sabit kalması şartıyla gerçekleşebilir. Buna karşılık hidrolik uygulamalarında ideal tanımıyla üniform akışın elde edilmesi çok zordur ve yapay kanallarda bile akım çok büyük uzunluklarda asimtotik olarak üniform duruma yaklaşmaktadır; bu nedenle gerçek durumda hız dağılımı, yani noktasal hız değerleri yerine kesitteki ortalama hızın sabit kalması şartı göz önünde bulundurulur [1].

Üniform akışta akışkan üzerindeki net kuvvet sıfır olduğundan ivme de sıfırdır; dolayısıyla durgun bir akışkanda olduğu gibi, hidrostatik basınç dağılımı geçerlidir. Bu durumda seçilen bir kesit boyunca basınç serbest yüzeyden kanal tabanına doğru doğrusal olarak artar:

$$p = \rho g y \tag{1.8}$$

Burada p basıncı (Pa), ρ akışkanın yoğunluğunu (kg/m^3), y de serbest yüzeyden düşey yönde alınan mesafeyi (m) belirtmektedir.

Açık kanal akışında serbest yüzeyden ve kanal yan duvarlarının sebep olduğu ikincil akımlardan dolayı ele alınan bir kesit boyunca duvar kayma gerilmesi τ_w sabit değildir ve bu dağılımın matematiksel olarak elde edilmesi zordur. Bunun yerine duvardaki ortalama kayma gerilmesi τ_0 (N/m^2) esas alınarak zıt yöndeki kuvvetlerin dengesi yazılırsa, üniform açık kanal akışı için aşağıdaki bağıntı elde edilir [32]:

$$\tau_0 = \rho g R_h S_0 \tag{1.9}$$

Burada ρ akışkanın yoğunluğu (kg/m^3), g yerçekimi ivmesi (m/s^2) ve S_0 kanal eğimini belirtmektedir. R_h ise hidrolik yarıçapı (m) belirtir ve $R_h = A/Ç$ şeklinde ifade edilir (A akım kesit alanı, Ç ıslak çevre).

Türbülanslı akışta duvardaki kayma gerilmesinin hızın karesiyle doğru orantılı olduğu kabulüyle, a bir oransal katsayı olmak üzere aşağıdaki ifade yazılabilir [32]:

$$\tau_0 = a \rho V^2 \tag{1.10}$$

(1.9) ve (1.10) denklemlerinin sağ tarafı birbirine eşitlenir ve $C = \sqrt{g/a}$ olacak şekilde yeni bir katsayı tanımlanırsa Chezy bağıntısı olarak bilinen aşağıdaki (1.11) eşitliği elde edilir:

$$V = C\sqrt{R_h S_0} \tag{1.11}$$

Burada Chezy katsayısı olarak adlandırılan C sayısı sabit olmayıp genel olarak pürüzlülük, Reynolds sayısı ve hidrolik yarıçapa bağlı olarak değişmektedir. (1.11) bağıntısında Chezy katsayısı yerine, n sadece kanal pürüzlülüğüne bağlı bir sabit olmak üzere, $C = R_h^{1/6}/n$ ifadesi yazıldığında Manning bağıntısı olarak bilinen aşağıdaki (1.12) bağıntısı elde edilir:

$$V = \frac{1}{n} R_h^{2/3} S_0^{1/2} \tag{1.12}$$

Burada V kesitteki ortalama hız (m/s) ve n Manning pürüzlülük katsayısıdır. Manning ve Chezy bağıntısı ile diğer benzer direnç bağıntılarının ortaya çıkış süreci üzerine detaylı bir inceleme [33]' de bulunabilir.

Manning sayısının sadece kanalın pürüzlülüğüne bağlı ve dolayısıyla Reynolds sayısı, debi ve derinlik gibi dinamik akış parametreleri ile değişmeyen bir sabit olduğu kabulü sadece tam pürüzlü türbülanslı akış için yapılabilir [32]. Bu durum Manning sayısı n' nin Darcy sürtünme faktörü f cinsinden ifade edilmesiyle açık bir şekilde görülebilir. Tam gelişmiş boru akışında $f = 8\tau_w/\rho V^2$ şeklinde tanımlanmış olan Darcy sürtünme faktörü f için üniform açık kanal akışında da benzer bir tanım kullanılabilir. τ_w yerine (1.9)' da verilen ortalama kayma gerilmesi τ_0 yazıldığında aşağıdaki ifade elde edilir:

$$f = \frac{8gR_hS_0}{V^2} \tag{1.13}$$

Yukarıdaki (1.13) denkleminden ortalama hız V çekilir ve (1.12)' nin sağ tarafına eşitlenirse Manning sayısını Darcy sürtünme faktörü (f) ve hidrolik yarıçapa (R_h) bağlı olarak veren (1.14) eşitliği bulunur:

$$n = \sqrt{\frac{f}{8g}} R_h^{1/6} \tag{1.14}$$

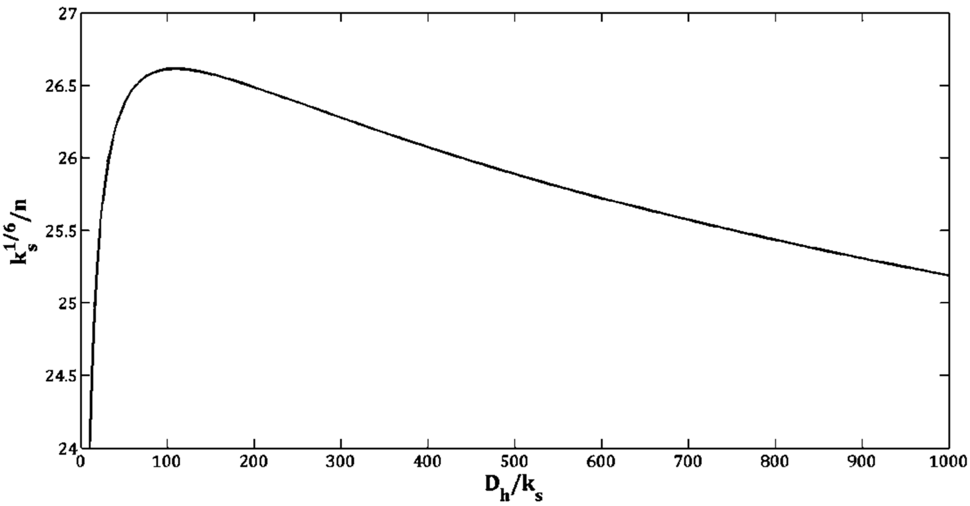
Tam pürüzlü türbülanslı boru akışında Darcy sürtünme faktörü f' nin sadece bağıl pürüzlülüğün (e/R_h) bir fonksiyonu olduğu bilindiğinden, (1.14) eşitliğine göre pürüzlü türbülanslı akışta Manning katsayısı n kanal pürüzlülüğü ile birlikte hidrolik yarıçap ile de değişmektedir. Webber [34] grafiksel bir yöntem kullanarak Manning katsayısının hidrolik yarıçaptan nispeten bağımsız olduğu ve sadece bağıl pürüzlülük ile değiştiği kabulünün yapılabileceği yaklaşık bağıl pürüzlülük aralığını tespit etmiştir. Bu amaçla;

tam pürüzlü boru akışı için direnç bağıntısını belirten (1.15) eşitliği (boru çapı D yerine hidrolik çap $D_h = 4R_h$ alarak) ve (1.14)' ü kullanarak, Manning pürüzlülük katsayısı ile eşdeğer pürüzlülük k_s arasında aşağıda verilen (1.16) bağıntısını elde etmiştir:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2\log\left(\frac{3.7D_h}{k_s}\right) \tag{1.15}$$

$$\frac{{k_s}^{1/6}}{n} = \frac{22.3\log\left(\frac{3.7D_h}{k_s}\right)}{\left(\frac{D_h}{k_s}\right)^{1/6}} \tag{1.16}$$

Burada eşdeğer pürüzlülük k_s, pürüz yüksekliğinin düzensiz dağılım gösterdiği yüzeylerde (1.15) eşitliğine göre tam pürüzlü akışta Nikuradse' nin [35] kum pürüzlülüğü ile aynı f değerine karşılık gelen etkin pürüzlülüğü ifade etmektedir [36]. Webber [34] (1.16) denklemini kullanarak ${k_s}^{1/6}/n$ ifadesinin D_h/k_s ile değişimini gösteren Şekil 1.5' deki eğriyi oluşturmuştur.



Şekil 1.5 Manning pürüzlülük katsayısı *n'* nin (1.16) bağıntısı yardımıyla eşdeğer pürüzlülüğe (k_s) bağlı olarak elde edilmesinde kullanılan grafik

Bu grafiğe göre 100 < D_h/k_s < 1000 aralığında $\pm$5%' den az bir sapmayla ${k_s}^{1/6}/n =$ 26 değeri ortalama olarak kabul edilirse bu bağıl pürüzlülük (D_h/k_s) aralığı için aşağıdaki (1.17) eşitliği yazılabilir:

$$n = 0.0385{k_s}^{1/6} \qquad 100 < D_h/k_s < 1000 \tag{1.17}$$

(1.17) benzeri bir bağıntı Hager [2] ve Chen [37] tarafından da farklı yöntemler uygulanarak elde edilmiş olup, buradaki katsayıyı sırasıyla 0.0389 ve 0.0397 olarak bulmuşlardır.

Giroud vd. [38] dairesel kesitli kanallardaki açık kanal akışında Manning bağıntısından faydalanarak geliştirdikleri debi-hız bağıntısında Manning sayısının derinlikle değişmediği kabulünü yapmışlardır. Her ne kadar genel olarak Manning pürüzlülük katsayısının derinlikle değiştiği göz ardı edilse de [38, 39], bu değişimi göz önüne alan bazı çalışmalar da mevcuttur. Camp [40] dairesel kesitli kanallardaki açık kanal akışı için deneyler yapmış ve Manning sayısının akış derinliğinin bir fonksiyonu olduğunu göstermiştir. Benzer şekilde Mangin vd.' nin [41] yapmış olduğu deneysel çalışma bu sonucu destekler niteliktedir. Akgiray [42] dairesel kesitli kanallarda üniform açık kanal akışı derinliğinin (normal derinliğin) hesaplanması için iterasyon yapılmasını gerektiren Manning bağıntısı yerine önerdiği açık (*explicit*) denklemin geliştirilmesinde Manning sayısının derinlikle değiştiği durumu da göz önüne almıştır. Vatankhah [43] dairesel kesitli kanallardaki açık kanal akışında Manning sayısını derinlikle değişen bir parametre olarak kabul etmiş ve bir boyutlu yavaş değişen akım (*gradually varied flow*) denkleminin entegrasyonunu içeren yarı-analitik bir yöntem kullanarak derinlik profilini hesaplamıştır.

Manning pürüzlülük katsayısını farklı değişkenlere bağlı olarak veren (1.14) ve (1.17) denklemleri karşılaştırıldığında, her ikisinde de n' nin biriminin farklı olduğu görülebilir (sırasıyla $m^{-1/3}s$ ve $m^{1/6}$). Bunun nedeni n' nin esasen boyutsuz kabul edilmesi durumunda (1.12) ile verilen Manning bağıntısının boyutsal olarak homojen olmamasıdır. Yen [44] Manning katsayısını birimi $m^{1/6}$ olan ve k_s benzeri geometrik pürüzlülüğü ifade eden bir katsayıya dönüştürecek şekilde, $n_g = n\sqrt{g}$ olmak üzere Manning bağıntısında $1/n$ terimi yerine $\sqrt{g}/n_g$ yazılmasını önermiştir. Diğer bir çözüm ise $1/n$ ifadesinde payın, birimi $m^{1/3}s^{-1}$ olan bir sabit olarak kabul edilmesidir [1]; böylece Manning bağıntısı (1.12)' de verilen şekli üzerinde herhangi bir değişiklik yapılmaksızın boyutsal olarak homojen hale gelirken n boyutsuz olarak kalır. Bu durumda farklı ölçü birimi sistemlerinde n için herhangi bir dönüşüm yapılmaksızın birim farklılığı $1/n$ ifadesinde pay kısmına yansıtılır; örneğin İngiliz ölçü sisteminde bu ifade $1.49/n$ olur. Bu çalışmada da Manning bağıntısı orijinal şekliyle kullanılacak olup, hidrolik uygulamalarında çoğunlukla yapılageldiği gibi, boyutsal homojenlik bakımından n' nin alması gereken birimler arasındaki tutarsızlık göz ardı edilecektir.

1.1.5 Geçiş Bölgesi Uzunluğu

Chow [1] üniform açık kanal akışı için gerekli şartları şöyle sıralamıştır:

1- Derinlik, akım kesit alanı, hız ve debi her kesitte sabittir.

2- Serbest yüzey ve kanal tabanı birbirine paraleldir; dolayısıyla eğimleri eşittir.

Buna göre üniform akışın gerçekleşmesi akışkan üzerine akım yönünde etkiyen net kuvvetin sıfır olmasına bağlıdır. Bu kuvvet dengesi yüzey sürtünme kuvveti ve yerçekimi kuvvetinin akım yönündeki bileşeninin birbirine eşitlenmesi ile sağlanır. İdeal üniform akış tanımına göre tüm kesitlerde noktasal hız değerlerinin sabit kalması şartının sağlanması gerekirken, uygulamada sadece ortalama hızın sabit kalması üniform akışı sağlayan ölçüt olarak alınmaktadır [1]. Aynı şekilde Yen [45] de hız ve basınç dağılımı kesitten kesite sabit kaldığında ideal olarak üniform akışın sağlanmış olacağını belirtmiştir. Üniform akışın sağlanması için kanal girişinden itibaren gerekli olan mesafeyi Chow [1] *geçiş bölgesi* (*transitory zone*) olarak adlandırmıştır. Fakat üniform akışın başlangıç noktasını kesin olarak belirleyen ölçütler, dolayısıyla da geçiş bölgesinin uzunluğu hakkında araştırmacılar arasında bir görüş birliği yoktur. Aşağıdaki Çizelge 1.1' de dikdörtgen kesitli açık kanal akışı için (kritikaltı, Fr<1) bazı çalışmalarda belirtilen geçiş bölgesi uzunlukları verilmiştir (h_c kritik derinlik olmak üzere):

Çizelge 1.1 Farklı deneysel çalışmalara göre dikdörtgen kesitli kritikaltı açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğu

Referans	Geçiş bölgesi uzunluğu, L_e
Subramanya [46]	$15h_c$
Carstens ve Carter [47]	$20h_c$
Bos [48]	$12h_c$
Ferro [49]	$55h_c$

Yukarıda sayılanların dışında Bauer ve Graf [50] dikdörtgen kesitli açık kanal akışı için yaptıkları deneysel çalışmada $20h_c$ uzunluğunun üniform akışın sağlanması için yeterli olmadığını belirtmişlerdir. Knight ve Sterling [51] ise türbülanslı boru akışında x/D>60 bölgesinde tam gelişmiş akışın gerçekleştiğini bildiren Klein' a [52] atıfta bulunarak, $x/4R_h$>60 (R_h: hidrolik yarıçap) şartının sağlandığı bölgede tam gelişmiş uniform açık kanal akışının meydana geldiğini öne sürmüştür. Aynı şekilde Nezu ve Rodi [53] $x/4R_h$>60 şartını sağlayarak dikdörtgen kesitli kanalda tam gelişmiş açık kanal akışı elde ettiklerini bildirmişlerdir.

Kırkgöz ve Ardıçlıoğlu [54] geçiş bölgesi uzunluğunun dikdörtgen kesitli kanalda Re/Fr oranına bağlı olduğunu belirtmiştir (0.3 < Fr < 0.7 ve 28000 < Re < 137000 için). Buna karşılık Ranga Raju vd. [55] dikdörtgen kesitli pürüzsüz kanallarda yaptıkları sayısal çözümler sonucunda giriş uzunluğunun Froude sayısına bağlı olmayıp Reynolds sayısı ve akımın genişlik/derinlik oranı (b/h) ile, pürüzlü kanallarda da bağıl pürüzlülük (k_s/h) ile doğru orantılı olduğunu ve bu uzunluğun yaklaşık 60*h* ile 120*h* arasında değiştiğini bildirmişlerdir (0.1 < Fr < 0.6 ve 5100 < Re < 30600 aralığında). Bu iki ayrı çalışmada sunulan sonuçlar arasındaki büyük farkın tam gelişmiş akımın başlangıç noktasının tespitindeki belirsizlikten kaynaklandığı düşünülebilir.

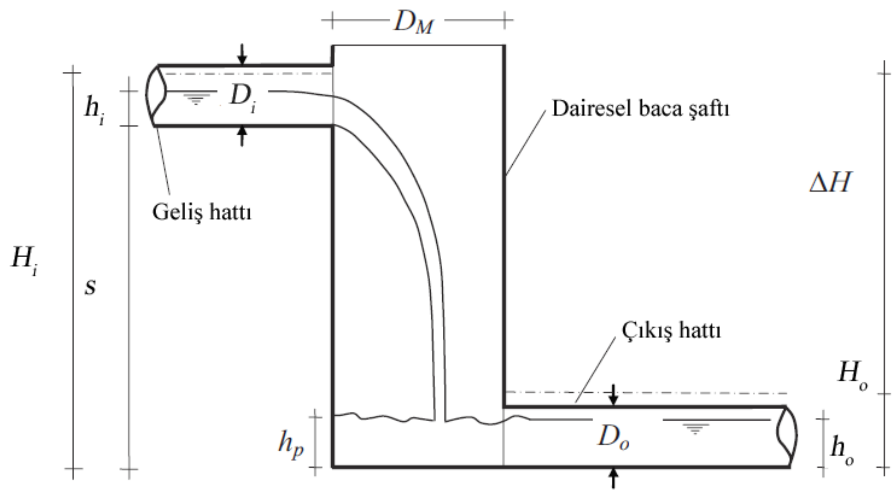
Geçiş bölgesinin uzunluğu ile ilgili yukarıda sunulan verilerin tamamı dikdörtgen kesitli kanallar için olup, dairesel kanallardaki açık kanal akışı için benzer sonuçlar sunulmamıştır. Bu amaçla bu tez çalışmasında, dairesel kanalda üniform akışın elde edilmesi için kanal girişinden itibaren gerekli mesafenin (L_e, *geçiş bölgesi uzunluğu*) kanal giriş şartlarıyla değişimini incelemek amacıyla pürüzsüz ve pürüzlü kanallarda akış için sayısal çözümler yapılmıştır. Burada ele alınan parametreler – birbirinden bağımsız değişkenler olduğu varsayılan - girişteki Froude ve Reynolds sayısı (Fr_0 ve Re_{Rh0}), girişteki akış derinlik oranı (h_0/D), kanal çapı (D) ve eğimidir (S_0). Fr_0 ve Re_{Rh0} (3.1) ve (3.2) denklemlerinde hız ölçeği olarak kanal girişindeki hız (V_b), uzunluk ölçeği olarak ise sırasıyla girişteki hidrolik ortalama derinlik (h_{m0}) ve girişteki hidrolik yarıçap (R_{h0}) alınarak elde edilir ($Fr_0 = V_b/\sqrt{gh_{m0}}$, $Re_{Rh0} = V_bR_{h0}/\nu$). Girişteki hidrolik yarıçap R_{h0} ise, A_0 ve $Ç_0$ sırasıyla girişteki akım kesit alanı (m^2) ve ıslak çevre (m) olmak üzere, $R_{h0} = A_0/Ç_0$ şeklinde ifade edilir.

1.1.6 Düşü Bacaları

Yüksek eğimli arazilerde yer altı yağmur suyu ve atık su toplama sistemlerinde suyun kinetik enerjisinin sönümlenmesi; akışkanın yüksek hızlara ulaşmasının boru hattında aşınmaya, aynı zamanda boru içerisinde ve çıkışında kararsız akış yapıları ve toprak erozyonu gibi çevresel etkilere neden olması bakımından gereklidir. Bu sorunlardan kaçınmak amacıyla borular parçalar halinde, arazinin sahip olduğundan daha az bir eğimle yerleştirilerek suyun fazla hızlanmasının önüne geçilmesi hedeflenir. Bu da kot düşürme noktalarında özel bacaların kullanıldığı, merdiven basamağı şeklindeki bir dizilişe karşılık gelir. Enerji sönümleme amacıyla kullanılan bu bacalar başlıca düşü bacası (şutlu baca) ve vorteks (yamaç) bacası şeklinde iki farklı tip olarak karşımıza çıkmaktadır [2].

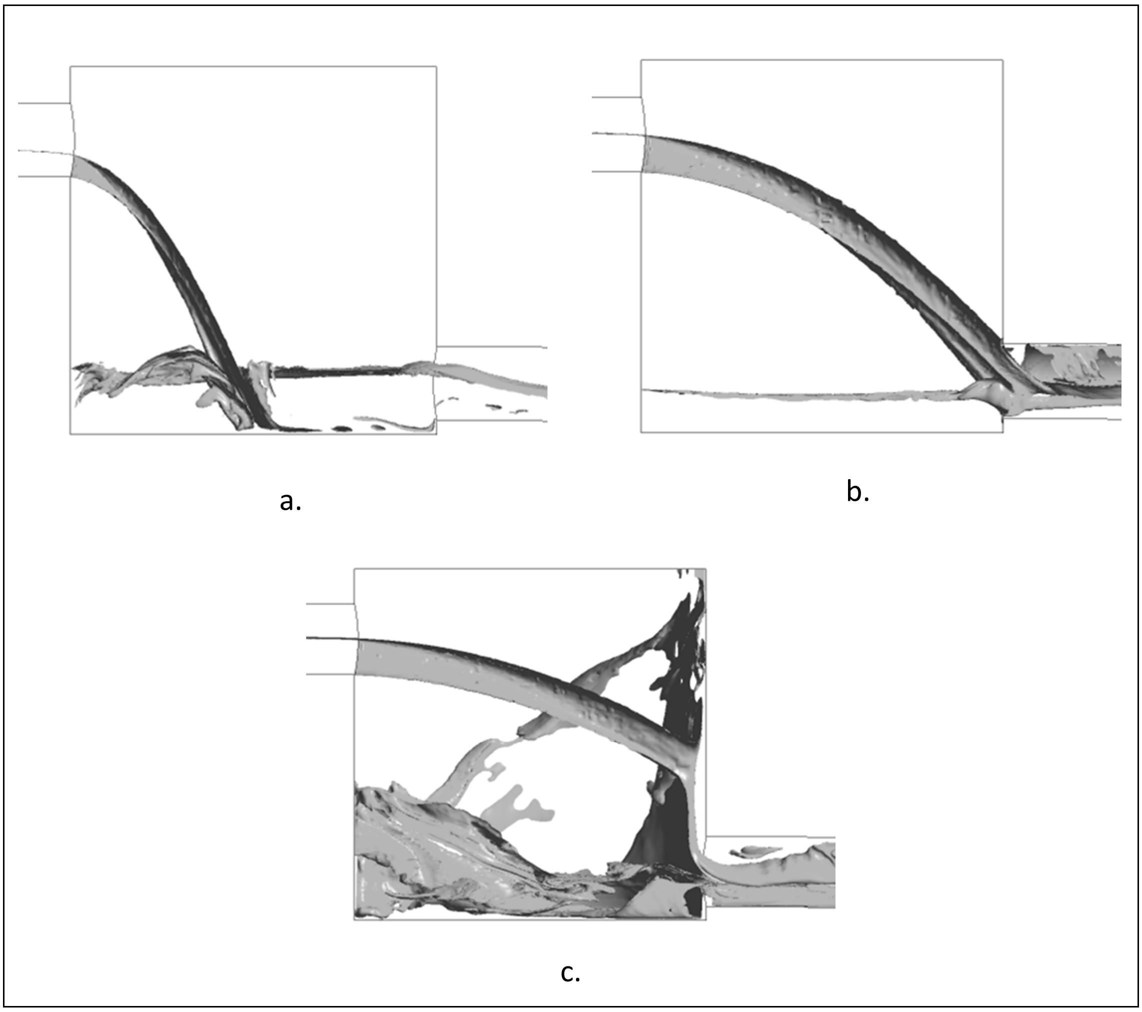
En basit düşülü yapı, belli bir yüksekliğe sahip bir basamak üzerinden gelen iki boyutlu akımın serbest düşme hareketi yaparak katı yüzeye çarptığı bir sistem olarak düşünülebilir. Bu sistemde serbest düşme yapan jet akımı çarpma noktasının akımüstü bölgesinde bir havuz oluştururken, akımaltı yönünde ise belirli bir derinliğe sahip kanal akımı sistemden çıkış yapar. Bu şekildeki düşülü yapılarla ilgili olarak Gill [56] ile Rajaratnam ve Chamani [57] kritikaltı geliş akımı için bu yapılarda meydana gelen akışı deneysel olarak incelemişler ve burada gerçekleşen enerji kaybını veren yöntemler geliştirmişlerdir. Chamani ve Beirami [58] de benzer bir çalışmayı kritiküstü geliş akımı için yapmıştır. Chamani vd. [59] kritikaltı geliş akımı için su jetinin yatayla pozitif yönde açı yapan bir düzleme çarptığı durumu deneysel olarak incelemişler; havuz derinliği, çıkış akımının derinliği ve enerji kaybını veren bağıntılar önermişlerdir. Esen ve Alhumoud [60] geliş akımının serbest düşme yaptığı basamağa kare kesitli bir basamak daha ekleyerek meydana gelen akışı deneysel olarak incelemiş ve bu durumda bağıl enerji kaybının daha fazla olduğunu belirtmişlerdir.

Bir düşü bacası en basit şekliyle aralarında belirgin bir seviye farkı (genellikle 1 m’ den fazla) olan iki kanalı birbirine bağlayan dairesel veya dikdörtgen kesitli düşey bir kanal olarak düşünülebilir (Şekil 1.6). Bu bacalar serbest düşüş yapan suyun baca tabanına çarparak aşındırma etkisinden dolayı maksimum 7 m’ ye kadar kot farkının olduğu durumlarda kullanılır [2]. Geliş hattındaki akış kritik üstü veya kritik altı olabilir. Debiye bağlı olarak baca tabanında h_p yüksekliğinde bir su yastığı oluşur ve belli bir debiye kadar geliş akımı doğrudan bu su yastığına çarpar.



Şekil 1.6 Bir düşü bacasının şematik gösterimi ve ilişkili parametreler [61]

Literatürde, sayıca çok fazla olmamakla birlikte, dikdörtgen veya dairesel kesitli düşü bacası içerisindeki akış ile ilgili deneysel çalışmalar mevcuttur. Chanson [62, 63] dikdörtgen kesitli düşü bacalarında giriş ve çıkış kanallarının dikdörtgen kesitli, bacaya gelen akımın kritikaltı olduğu durum için deneyler yapmıştır ve baca içerisindeki akış rejimini jet akımının çarptığı noktaya göre temel olarak üç kısma ayırmıştır. Bunlar serbest düşme yapan su jetinin baca tabanına çarptığı R-I rejimi (Şekil 1.7a), jetin çıkış kanalının girişine çarptığı R-II rejimi (Şekil 1.7b) ve jetin, çıkış kanalının üzerindeki bir noktada karşı baca duvarına çarptığı R-III rejimidir (Şekil 1.7c). Bunlardan R-I rejiminde geliş akımının büyük kısmının doğrudan çıkış kanalına girmesinin daha düşük bağıl enerji kaybına ve çıkış kanalı ağzında yüksek aşınma riskine neden olduğunu bildirmiştir.



Şekil 1.7 Baca içerisindeki akışta en temel üç durumun şematik olarak gösterimi: a) R-I rejimi, b) R-II rejimi ve c) R-III rejimi

Dairesel kesitli bir düşü bacası üzerine deneysel çalışmalar yürüten Granata vd. [64], Chanson [62, 63] tarafından dikdörtgen kesitli bacalar için önerilmiş olan sınıflandırmaya göre baca içerisinde gerçekleşebilecek üç farklı temel akış rejiminin karakterize edildiği, çarpma sayısı (Π_I) olarak isimlendirdikleri bir boyutsuz sayı önermişlerdir. Çarpma sayısı Π_I; *s* düşme yüksekliği (m), *g* yerçekimi ivmesi (m/s^2), V_i giriş akımının ortalama hızı (m/s) ve D_M şaft çapı (m) olmak üzere çarpma sayısı aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$\Pi_I = \left(\frac{2s}{g}\right)^{0.5} \frac{V_i}{D_M} \tag{1.18}$$

Granata vd. [64]' nin elde ettiği test sonuçlarına göre R-I ve R-II rejimi arasındaki geçişin Π_I = 0.6, R-II ve R-III rejimi arasındaki geçişin ise Π_I = 0.95 değerinde gerçekleştiği görülmüştür. H_i giriş akımının toplam yükü (net Bernoulli yükü), H_o ise çıkış akımının toplam yükü olmak üzere bağıl enerji kaybını (η) aşağıdaki bağıntıyla elde etmişlerdir:

$$\eta = \frac{H_i - H_o}{H_i} \tag{1.19}$$

Aynı çalışmada ayrıca enerji kayıplarının akış rejimi, baca çapı ve düşme yüksekliği gibi parametrelere bağlı olduğu sonucuna varılmıştır. En yüksek bağıl enerji kaybının bacaya gelen akışın kritik üstü olduğu Rejim III durumunda yaklaşık %85 oranında, jet akımının karşı duvara çarparak şaft duvarları üzerinde saçılması ve sonrasında baca alt kısmındaki su havuzuna çarpması durumunda gerçekleştiği görülmüştür. Şaft çapının 1 m ve 0.48 m olduğu durumlar için de bağıl kayıp katsayıları elde edilmiş ve Rejim I ve II için baca çapındaki azalmayla enerji kaybının arttığı fakat Rejim III için şaft çapındaki değişimin kayıp katsayısı üzerinde dikkate değer bir etkisi olmadığı görülmüştür.

Bir düşü bacasında ideal olarak, jet akımının serbest düşmesinden kaynaklanan kinetik enerji kazanımının sönümlenmesi, yani giriş akımı ve çıkış akımının mekanik enerjisinin hemen hemen aynı olması beklenir [64, 65]. Enerji sönümleme dışında, baca içerisinde uygun çalışma koşullarının sağlanması gerekir: Geliş kanalının kabarma etkisine (*backwater effect*) maruz kalmaması için düşme mesafesinin yeterli yükseklikte olması, çıkış kanalında boğulma olayının (*choking*) gerçekleşmemesi ve çıkış kanalında hidrolik sıçrama olmaması için gereğinden fazla enerji sönümlenmemesi [61].

[61], [62], [63] ve [64]' de sunulan çalışmaların sonuçları genel olarak enerji kaybının %95 bağıl enerji kaybıyla (çıkış ve giriş kanallarındaki akımın toplam mekanik enerjileri arasındaki farkın, giriş kanalındaki akımın enerjisine oranı) R-I rejiminde gerçekleştiğini göstermiştir. R-II rejimine geçildiğinde ise, özellikle düşme yüksekliğinin görece küçük olduğu durumlarda (1 m' den az), bağıl enerji kaybının ani bir değişimle %40 mertebesine kadar düştüğü ve R-III rejiminde de bu oranın küçük bir değişimle azalmaya devam ettiği görülmüştür. Baca genişliği veya çapı azaltıldığında veya düşme yüksekliği artırıldığında ise R-II rejiminin bağıl enerji kaybı üzerindeki olumsuz etkisi daha az olmuştur. Rajaratnam vd. [66] de dairesel kesitli düşü bacasında yaptığı deneylerde R-I ve R-III rejimlerinde bağıl enerji kaybında [61], [62], [63] ve [64]' dekine

benzer bir eğilim gözlemlemiş, enerji sönümleme mekanizmalarının detaylı bir açıklamasını sunmuşlardır.

Christodoulou [67] dairesel kesitli düşü bacaları ile yaptığı deneysel çalışmanın sonuçları üzerinde boyut analizi yaparak bir yerel kayıp katsayısı tanımlamış ve bu katsayıyı kritiküstü geliş akımının üniform hızı ve düşme yüksekliğine bağlı olarak ifade eden bir bağıntı önermiştir. Aynı deneysel çalışmanın sonuçlarına göre kanal eğimi, giriş-çıkış kanallarının birbiriyle yaptığı açı ve eğim gibi geometrik değişkenlerin, yerel kayıp katsayısı, dolayısıyla bacadaki toplam enerji kaybı üzerinde bir etkisi görülmemiştir.

Granata vd. [68] R-II rejiminin enerji sönümleme üzerindeki olumsuz etkisini ortadan kaldırmak amacıyla baca şaftı içerisine dikdörtgen kesitli levha veya takoz yerleştirilmesi durumunda gerçekleşen akışı deneysel olarak incelemişler ve baca şaftının içerisine giriş kanalına dik doğrultuda yerleştirilen levhanın enerji sönümleme bakımından daha iyi sonuç verdiğini belirtmişlerdir.

Granata [69] aynı geometrik özelliklerdeki üç ayrı düşü bacasının arka arkaya yerleştirilmesiyle oluşturulan bir kaskad sistemi incelemiş ve bu sistemin enerji sönümleme özelliğinin aynı düşme yüksekliğine sahip tek bacaya göre daha üstün olduğu sonucuna varmıştır. Camino vd. [70] de dikdörtgen kesitli iki düşü bacasından oluşan bir kaskad sistem üzerinde bir deneysel çalışma yapmışlar ve bu sistemin farklı debilerdeki bağıl enerji kayıplarını tespit etmişlerdir.

Camino vd. [71] küçük ölçekteki dairesel kesitli bir düşü bacasında hangi şartlar altında boğulma (*choking*) gerçekleşeceğini tespit etmek üzere deneysel bir çalışma yapmışlar ve boğulmanın gerçekleşeceği kritik debiyi veren bir bağıntı önermişlerdir.

Zheng vd. [72] dairesel kesitli düşü bacası için yaptıkları deneyler sonucunda çıkış hattında basınçlı akış olduğu ve kabarma (*backwater*) etkisi olduğu durumlarda enerji sönümleme oranını incelemişler, bu durumlardaki kayıp katsayılarını veren bağıntılar önermişlerdir.

Ma vd. [73] ilk olarak Chanson vd. [62] tarafından önerilmiş olan R-I, R-II ve R-III şeklindeki sınıflandırmanın bir düşü bacasındaki enerji sönümlemenin öngörülmesinde yetersiz kaldığını öne sürmüş ve bunun yerine dört temel rejim önermişlerdir. Buna göre bu rejimler serbest düşü akışı (R-I), orifis akışı (R-II), basınçlı çıkış akışı (R-III) ve tamamen gömülü baca (R-IV) şeklindedir. Daha önce Chanson vd. [62] tarafından önerilmiş olan R-I, R-II ve R-III rejimleri; Ma vd. [73] tarafından önerilen R-I rejiminin alt rejimlerini oluşturmaktadır (R-IA, R-IB ve R-IC). Ma vd. [73]' nin önerdiği R-II rejimi çıkış hattı girişinin baca tabanında oluşan havuz tarafından bloke edildiği, fakat çıkış hattı içerisinde açık kanal akışının muhafaza edildiği rejimi belirtmektedir. R-III rejiminde de çıkış hattı tamamen dolu ve basınçlıdır. R-IV rejiminde ise baca tabanında oluşan havuzun seviyesi giriş hattını aşmakta ve geliş akımı gömülü hale gelmektedir.

Literatürde düşü bacası içerisindeki akışın HAD kullanılarak incelendiği bir çalışmaya rastlanmamıştır. Stovin vd. [74] enerji sönümleme işlevi olmayan standart bir muayene bacası içerisindeki akışı RNG $k-\varepsilon$ türbülans modelini kullanarak incelemiş ve yaptıkları deneysel ölçüm sonuçları ile karşılaştırmışlardır. Benzer şekilde Beg vd. [75] de standart $k-\varepsilon$ türbülans modelini kullanarak muayene bacası içerisindeki akış için sayısal çözümler yapmışlar, yaptıkları deneysel çalışma ile de sayısal modeli doğrulamışlardır. Bahsedilen bu çalışmalarda jetin katı yüzeye çarpması, çarpma sonucu oluşan duvar jeti gibi olaylar incelenmediğinden, bu çalışmada incelenecek akış senaryoları için yeterli bir referans oluşturmamaktadır. Serbest düşme yaparak yatay bir düzleme çarpan akımın enerjisinin sönümlenmesi bakımından düşü bacası ile kısmen benzer olduğu kabul edilebilecek basamaklı dolusavak üzerindeki akışı sayısal olarak inceleyen çalışmalar mevcuttur. Salmasi ve Samadi [76] serbest yüzeyi Fluent çözücüsündeki VOF modelini kullanarak hesaplamışlar, türbülanslı akış için ise RNG $k-\varepsilon$ modelini kullanmışlar ve sayısal sonuçların deney sonuçlarına oldukça yakın olduğunu belirtmişlerdir. Valero vd. [77] basamaklı dolusavağın bir düşü havuzunun hidrolik performansı üzerine etkisini VOF modeli ve RNG $k-\varepsilon$ türbülans modelini kullnarak sayısal olarak incelemişler ve daha önceki deneysel çalışmalar ile karşılaştırmışlardır. Bayon vd. [78] yine bir basamaklı dolusavak üzerindeki akışı VOF ile birlikte üç farklı $k-\varepsilon$ türbülans modeli ve SST $k-\omega$ modeli kullanarak hesaplamışlar ve daha önce yapılmış deneysel çalışmaların sonuçları ile karşılaştırma yapmışlardır. Kherbache vd. [79] VOF ve standart $k-\varepsilon$ türbülans modelini kullanarak bir dolusavak üzerindeki farklı basamak yapılarının etkisini sayısal olarak incelemişlerdir. Zhan vd. [80] basamaklı dolusavak akışında hava sürüklenmesini incelemek amacıyla çok fazlı akışı ANSYS Fluent çözücüsündeki VOF, karışım ve Eulerian modelleri; türbülansı ise RNG $k - \varepsilon$ ve LES modelleri ile hesaplamışlardır.

1.2 Tezin Amacı

Yüksek eğimli arazilerde kurulan kanalizasyon hatlarının arazi topografisini izlemesi aşırı hızlanmaya ve buna bağlı olarak boru malzemesinde aşınmaya neden olmaktadır. Bu probleme bir çözüm olarak hattın eğimi azaltılarak belirli noktalarda "baca" olarak adlandırılan düşey şaftlar kullanılmaktadır. Bu doktora çalışmasında incelenen yer altı drenaj sistemi, baca ve bacaları birbirine bağlayan boru hattından oluşmaktadır. İlk olarak bacaları birbirine bağlayan boru hattında akış direncinin artırılması yoluyla daha dik eğimde, daha uzun boru parçalarının kullanılmasına imkân veren bir sistemin geliştirilmesi hedeflenmiştir. Böylece merdiven basamağı şeklindeki yapıdan uzaklaşılarak hem toplamda daha az uzunlukta boru kullanılması, hem de baca sayısının azaltılması sonucunda daha ekonomik bir sistem geliştirilmesi amaçlanmaktadır.

Yapay olarak pürüzlendirilmiş borudaki akış direncini tespit etmek üzere yapılan deneysel ve sayısal çalışmalar öncesinde bir fikir vermesi amacıyla üniform açık kanal akışı durumuna ulaşılması için gereken geçiş bölgesi uzunluğunun kanal giriş şartlarıyla değişimini incelemek üzere pürüzsüz ve pürüzlü açık kanal akışı için sayısal çözümler yapılmıştır. Literatürde geçiş bölgesi uzunluğu ile ilgili mevcut verilerin tamamı dikdörtgen kesitli kanallar için olup, dairesel kanallardaki açık kanal akışı için benzer sonuçlar sunulmamış olduğundan; bu çalışmayla bu alandaki bilgi eksikliğinin bir ölçüde giderilmesi hedeflenmiştir.

Son olarak, yer altı drenaj sisteminin diğer ana elemanı olan düşü bacası içerisindeki akış için kullanılabilecek sayısal çözüm yöntemi araştırılmış ve bu yöntemin seçilen bir deneysel çalışma ile karşılaştırması yapılmıştır.

1.3 Hipotez

1.3.1 Prensip

Bu çalışmada dairesel kanal içerisindeki akış direncinin artırılması kanal iç yüzeyine düzenli aralıklarla yarım daire kesitli pürüzlülük elemanlarının yerleştirilmesi yoluyla gerçekleştirilmiştir. Buradaki temel ilke duvar yakınında pürüzlülük elemanları yardımıyla yaratılan momentum kaybının, türbülansın etkin karışma özelliğinden de faydalanarak duvardan uzaktaki serbest akım bölgesine aktarılması ve akış hızının yavaşlatılmasıdır. Bu momentum kaybı büyük ölçüde; pürüzlülük elemanlarının neden olduğu akım ayrılması sonucunda oluşan düşük basınçlı, enerji sönümleyen girdap bölgelerinden kaynaklanır. Pürüzsüz bir kanalda akış direncinin kaynağı duvardaki kaymama şartının bir sonucu olarak sadece yüzey sürtünmesi iken, pürüzlü bir kanalda ise pürüzlülük elemanlarının akımüstü ve akımaltı bölgelerinde meydana gelen basınç farkından dolayı akış direncini büyük ölçüde şekil direnci oluşturmaktadır. Pürüzlülüğün artırıldığı, dolayısıyla duvar yakını ile serbest akım bölgesi arasında momentumun türbülanslı difüzyonunun daha etkin hale getirildiği bu şekildeki çözümlere özellikle ısı transferinin iyileştirilmesinin istendiği uygulamalarda sıkça rastlanmaktadır.

1.3.2 Yöntem

Bu çalışmada pürüzsüz ve yüzeyi pürüzlü hale getirilmiş borulardaki açık kanal akışı deneysel ve sayısal yöntemlerle incelenerek farklı geometrik ve dinamik şartlar altında akış direnci ile ilgili veriler elde edilmiştir. Deneysel çalışmalar 1:1 ölçekli bir deney sisteminde gerçekleştirilmiştir. Bu deneysel çalışmanın sonuçları, sonraki aşamalarda kullanılacak olan sayısal çözüm yöntemi için bir referans olarak kullanılmıştır.

Pürüzlü ve pürüzsüz kanallardaki geçiş bölgesi uzunluğu ile ve düşü bacası içerisindeki akış ile ilgili çalışmaların tamamı ise hesaplamalı akışkanlar dinamiğinin yöntemleri kullanılarak yapılmıştır. Bütün sayısal çözümlerde, birbiri içerisinde çözünmeyen iki farklı akışkanın hareketini içeren durumların benzetimi için geliştirilmiş olan *Volume of Fluid* yöntemi kullanılmıştır.

BÖLÜM 2

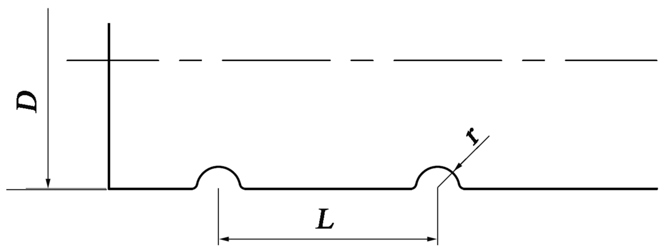
PÜRÜZLENDİRİLMİŞ BORU İÇERİSİNDEKİ AÇIK KANAL AKIŞINDA MANNING SAYISININ DENEYSEL OLARAK ELDE EDİLMESİ

2.1 Giriş

Bu bölümde kesit geometrisi yarım daire şeklinde olan pürüzlülük elemanları ile iç yüzeyi pürüzlendirilmiş 7% eğimdeki dairesel borudaki açık kanal akışı için yapılan deneysel çalışmalar sunulmuştur. Deneysel çalışmaların yapılmasındaki temel amaç, daha sonra pürüzlülüğün farklı genlik-dalga boyu oranları için Manning sayısındaki değişimi incelemek üzere kullanılacak sayısal yöntemle elde edilecek sonuçların karşılaştırılabileceği güvenilir bir referans elde etmektir.

Bu bölümde sunulan çalışmaya gerekçe oluşturan husus yeraltı aktarım hatlarının yüksek eğimli arazilerde kullanılması durumunda yağmur suyu veya atık suların sel (kritiküstü) durumuna gelerek yüksek hızlara ulaşması ve içerisinde bulunması muhtemel parçacıkların da etkisiyle, aşındırıcı bir etki yaparak kanal cidarlarına zarar vermesi ve kanalın kullanım ömrünü düşürmesidir. Bu soruna konvansiyonel çözüm yeraltı boru hattının arazi eğiminden daha düşük bir eğimle, parçalar halinde yerleştirilmesidir. Bu durumda belirli aralıklarla bazı noktalarda kot düşürülmesi ve düşü bacası kullanılması gerekir. Buna karşılık, bu çalışmada önerilen çözüm boru iç yüzeyinin pürüzlendirilerek akış direncinin artırılması yoluyla daha yüksek eğimlerde, daha uzun boru parçaları kullanılmasına imkân sağlanmasıdır. Bu şekilde, kullanılması gereken baca sayısı da azalacaktır.

Sürtünme faktöründe en fazla artışı sağlayan pürüzlülük geometrisinin dikdörtgen veya kare kesit olduğu bildirilmesine rağmen [16, 31] bu çalışmada akışkan içerisinde bulunması muhtemel parçacıkların pürüzlerin üzerinden geçişine daha elverişli olacağı düşünülerek yarım daire kesitli pürüzlülük elemanları kullanılmıştır (Şekil 2.1). Bu tez çalışmasında iç yüzeyi dalgalı bir profile sahip "*ondüleli*" boruların aksine, düz bir yüzey üzerine yarım daire kesitli şeritlerin düzenli aralıklarla yerleştirilmesiyle oluşturulan ve orijinal olarak *"rib-roughened*" şeklinde tabir edilen "pürüzlendirilmiş" iç yüzeye sahip borular incelemeye tabi tutulmuştur. Bu pürüzlülük düzeninde L dalga boyu (m), r de pürüzlülük genliğini (m) belirtmek üzere (Şekil 2.1) L/r oranı 10 ile 60 arasında değişmektedir. Tani [11] kare kesitli elemanlarla yapay olarak pürüzlendirilmiş bir yüzeyde pürüzlülüklerin dalga boyu/genlik oranı 4' den küçük olduğunda *d*-tipi (Şekil 1.4a), 4' den büyük olduğunda ise *k*-tipi (Şekil 1.4b) akış rejiminin görüleceğini belirtmiştir. Pürüzlülük kesit geometrisinin farklı olmasına rağmen Tani [11] tarafından belirtilen bu ölçüte göre bu çalışmada incelenen tüm durumlarda akış rejiminin *k*-tipi olduğu rahatlıkla söylenebilir.



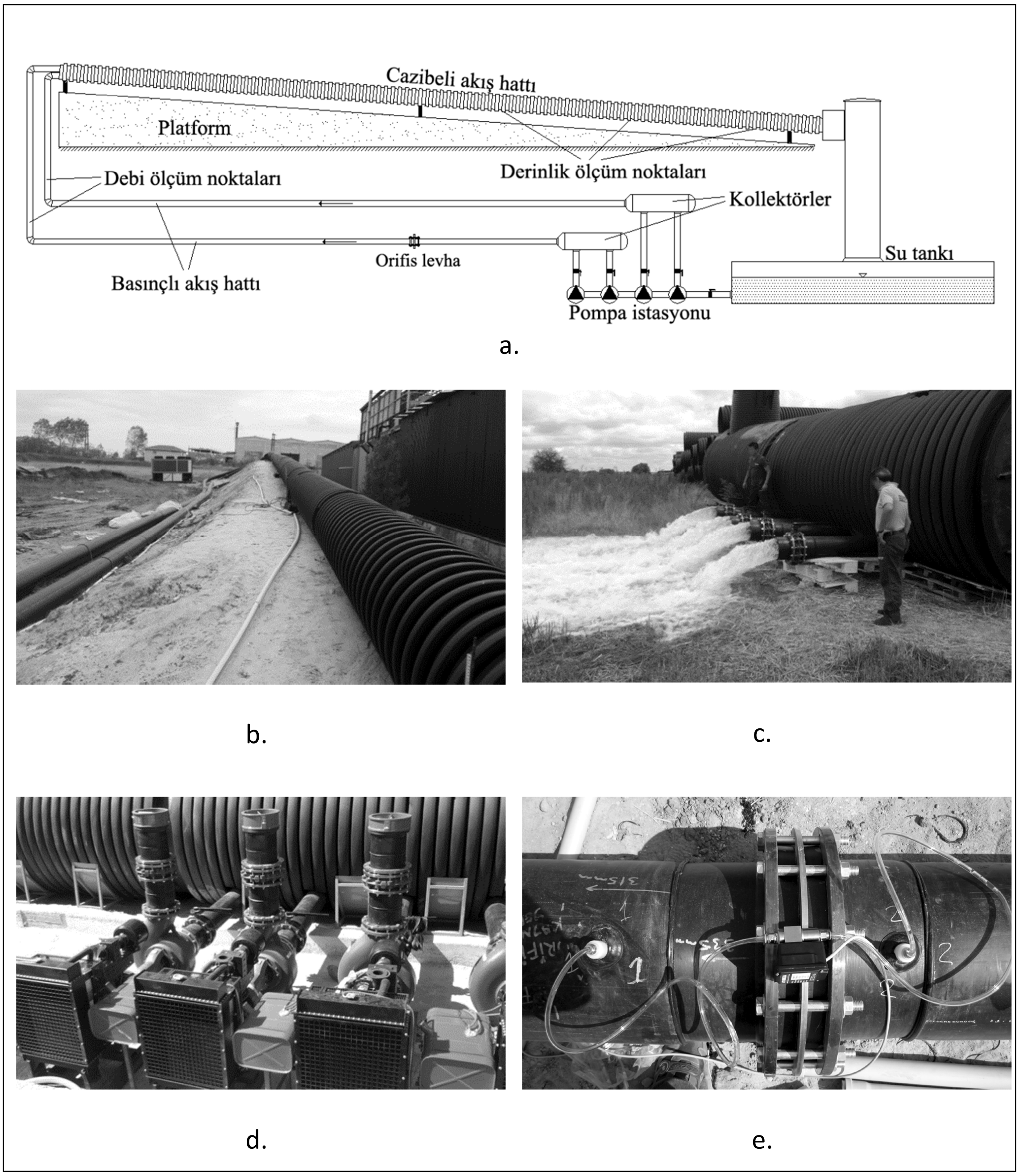
Şekil 2.1 Pürüzlendirilmiş borunun iç yüzeyi ile ilgili parametrelerin gösterimi: r pürüz yüksekliği, L pürüzlülük dalga boyu ve D boru çapı

Bu bölümde detaylı olarak incelenmiş olan Manning pürüzlülük katsayısı n doğal ve yapay kanalların akış direncinin belirlenmesinde yaygın olarak kullanılan bir parametredir. İrlandalı hidrolik mühendisi Robert Manning; çoğunluğu yapay kanallardan, bir kısmı da nehirlerden alınmış olan toplam 170 ayrı deneysel ölçüm verisini değerlendirerek (1.12) ile verilen Manning bağıntısını önermiştir [33]. Literatürde faklı kanallar için n değerlerini tablolar halinde sunan çok sayıda kaynak bulunmaktadır [1]. Amerikan Demir ve Çelik Enstitüsü' nün atık su kanalı tasarımı el kitabında [81] halkasal ve helisel ondüleli çelik borular için n değerleri sunulmuştur. Bu verilere göre halkasal korigasyon helisel olana göre daha iyi akış direnci sağlamakta, korigasyon dalga boyunun genliğine oranı azaldıkça da *n* artmaktadır.

Bu bölümde sunulan çalışmaların temel amacı iç yüzeyi yapay olarak pürüzlendirilmiş dairesel kanallarda direnç faktörünü tahmin etmek üzere kullanılacak sayısal çözüm yöntemi için bir referans oluşturacak deneysel verileri elde etmektir. İç yüzeyine, akıma dik olacak şekilde, yarım daire kesitli kauçuk şeritler yerleştirilen pürüzlendirilmiş boruda akış direncinin elde edilebilmesi için 1:1 ölçekli bir deney sistemi kurulmuş ve seçilen bazı durumlar için deneyler yapılmıştır. Bu şekildeki büyük ölçekli bir deney sisteminin kurulması ve işletilmesi oldukça pahalı ve zahmetli olduğundan burada toplanan deneysel verilerin literatüre önemli bir katkı sağlayacağı düşünülmektedir. Bu bölümde açıklanan deneysel bulgular ulusal bir toplantıda bildiri olarak sunulmuş [82], sonrasında ise uluslarası hakemli bir dergide yayınlanan araştırma makalesinin içeriğinin bir kısmını oluşturmuştur [83].

2.2 Deney Tesisatı

Deneysel ölçümler Dizayn Teknik Boru ve Elemanları San. Ve Tic. A. Ş.’ nin Tekirdağ – Çorlu’ da kurulu fabrikası yakınındaki özel olarak ayrılmış açık alanda (yaklaşık olarak 41.1935 kuzey enlemi ve 27.8612 doğu boylamında) Eylül 2011 – Mayıs 2012 tarihleri arasında gerçekleştirilmiştir. Deney tesisatının temel bileşenleri aşağıdaki Şekil 2.2a’ da şematik olarak gösterilmiştir. Dolaşım suyu, 7% eğimli bir toprak platform üzerine kurulmuş olan cazibeli akış (açık kanal akışı) hattına iç çapı 325 mm olan iki ayrı basınçlı akış hattından geçerek doğrudan giriş yapmaktadır (Şekil 2.2b). Basınçlı akış hattına pompalanan ve cazibeli akış hattından dönüş yapan su 2500 mm iç çapa sahip korige boru kullanılarak yapılan ve sızdırmazlık testlerinden geçirilmiş yaklaşık 75 m^3 hacmindeki silindirik bir tankta depolanmaktadır (Şekil 2.2c). Sistemdeki suyun dolaşımı paralel olarak bağlanmış, her biri 75 kW güçte (150 kPa yükte, 0.3 m^3/s debi) dört adet santrifüj pompa ile sağlanmaktadır (Şekil 2.2d). İki ayrı basınçlı akış hattı olduğundan ikişerli olarak iki ayrı kollektöre bağlanan pompalar dizel motor ile tahrik edilmektedir. Debi ölçümü basınçlı akış hattı üzerine yerleştirilen bir ultrasonik debiölçer yardımıyla gerçekleştirilmiştir. Ultrasonik debiölçerin Doppler etkisinden faydalanarak hızı ölçebilmesi için akışkan içerisinde yeterli büyüklükte hava kabarcığına ihtiyaç olduğundan transdüserler 90̊ dirseğe akımaltı yönünde yaklaşık üç boru çapı kadar mesafede yerleştirilmiştir. Basınçlı hat üzerinde bulunan 280 mm iç çap ve 400 mm dış çapa sahip bir orifis levhadaki basınç düşümü diferansiyel basınç transmiteri yardımıyla okunarak debi hesaplanmış (Şekil 2.2e) ve buradan ölçülen debi değerleri ultrasonik debiölçerinkilerle karşılaştırılmıştır. Karşılaştırma sonucunda ölçülen debiler arasındaki mutlak sapmanın %2' yi geçmediği görülmüş ve böylece ultrasonik debiölçerden okunan değerlerin doğruluğu teyit edilmiştir. Basınçlı akış hattı üzerinde girişten itibaren akım yönünde 10 m ve 40 m kesitleri arasındaki basınç düşümü de bir diğer diferansiyel basınç transmiteri ile ölçülerek Darcy sürtünme faktörü f hesaplanmıştır. Cazibeli akış hattındaki akımın derinliği; hattın çıkış ucundan akımaltı yönünde 5. metreden başlayarak 10' ar metre aralıklarla yerleştirilmiş ve iç çapı 5 mm, dış çapı 8 mm olan piyezometrik tüplerle ölçülmüştür. Transmiterlerden alınan analog sinyaller bir enstrümantasyon modülü kullanılarak dijital sinyale dönüştürülmüş ve bilgisayara aktarılmıştır. Sensörlerden toplanan veriler *LabVIEW* yazılımı yardımıyla gözlenmiş ve işlenmiştir.



Şekil 2.2 Deney tesisatı: a) tüm sistemin şematik gösterimi, b) toprak platform, basınçlı ve cazibeli akış hatları; c) su tankı (sızdırmazlık testine tabi tutulduğu sırada), d) pompa istasyonu, e) orifis levha ve diferansiyel basınç transmitteri

2.3 Manning Sayısının Hesaplanması

Deneysel ve sayısal çalışmalarda, verilen bir Q debisi için cazibeli akış hattındaki üniform akış derinliği h tespit edildiğinde Manning pürüzlülük katsayısı n aşağıda verilen (2.1) eşitliği kullanılarak hesaplanabilir:

$$n = \frac{AR_h^{2/3}S_0^{1/2}}{Q} \tag{2.1}$$

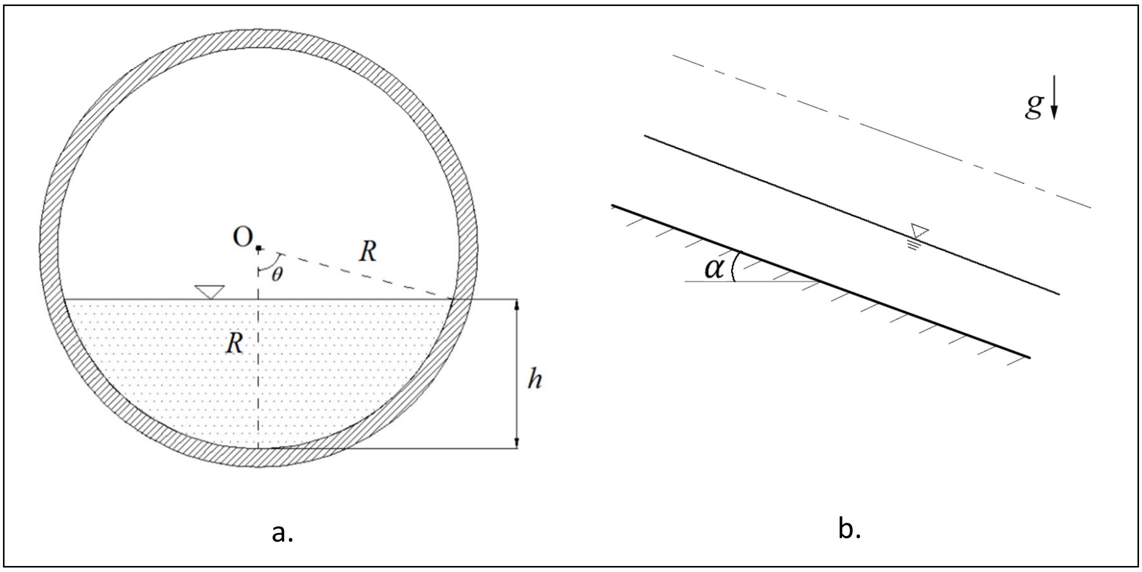
Esasen (2.1) denklemi (1.12)’ de $V = Q/A$ yazılarak elde edilmiş olup A akım kesit alanını, R_h ise bu kesit alanına karşılık gelen hidrolik yarıçapı göstermektedir. A ve R_h (2.2a)-(2.2c) denklemleriyle bulunur:

$$\theta = \cos^{-1}\left(1 - \frac{h}{R}\right) \tag{2.2a}$$

$$R_h = R\frac{(\theta - \sin\theta\cos\theta)}{2\theta} \tag{2.2b}$$

$$A = R^2(\theta - \sin\theta\cos\theta) \tag{2.2c}$$

(2.2) denklemlerindeki doluluk açısı θ borunun merkez noktası ve serbest yüzeyin boru cidarı ile kesiştiği noktadan geçen varsayımsal doğrunun düşey simetri ekseni ile yaptığı açıdır (Şekil 2.3a). (2.1) denklemindeki eğim (S_0) ise, kanalın yatayla yaptığı açı α olmak üzere (Şekil 2.3b) $S_0 = \tan\alpha$ şeklinde ifade edilir.



Şekil 2.3 a) Akım kesit alanı ve hidrolik yarıçapın hesaplanmasında kullanılan doluluk açısının (θ) ve b) eğimin tanımında kullanılan, borunun yatayla yaptığı açının (α) gösterimi

Basınçlı hattaki Darcy sürtünme faktörü f aşağıda (2.3) ile gösterilen Darcy-Weisbach bağıntısı yardımıyla hesaplanır:

$$f = \frac{\Delta P}{l_p} \frac{2D}{\rho V^2} \tag{2.3}$$

Burada ΔP, l_p uzunluğundaki (m) bir boruda gerçekleşen basınç düşüşünü (Pa); V ise kesitteki ortalama hızı (m/s) göstermektedir.

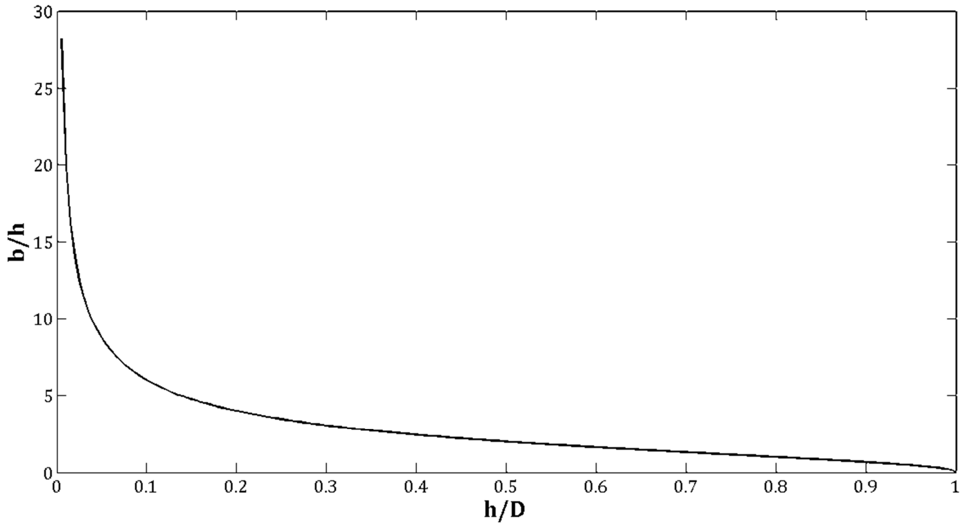
Cazibeli akış hattında ise sürtünme faktörü f (1.13) denklemi ile hesaplanmaktadır.

2.4 Açık Kanal Akışı ve Boru Akışı Direnç Bağıntılarının Karşılaştırılması

Bölüm 1' de (1.17) eşitliği elde edilirken esasen pürüzlü boru akışı için geçerli direnç bağıntısı olan (1.15)' den faydalanılmıştır. Fakat açık kanal akışında bir serbest yüzeyin varlığından dolayı kesitteki ıslak çevre boyunca yerel kayma gerilmesinin dağılımı üniform değildir ve bu dağılım akımın kesit geometrisine bağlı olarak değişir [32]. Chow [1] serbest yüzeyin akış direncini artıran bir faktör olabileceğini belirtmiştir. Bunu doğrulayacak şekilde; Myers [84] dikdörtgen kesitli pürüzsüz kanallardaki açık kanal akışında Darcy sürtünme faktörü f' nin aynı Reynolds sayısında Prandtl' ın pürüzsüz boru akışı için önermiş olduğu direnç bağıntısı (Denklem (2.4)) yardımıyla hesaplanan değerinden yaklaşık 8% daha büyük olduğunu belirterek bu denklemdeki sabitler için farklı değerler önermiştir.

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2\log\left(\frac{2.51}{Re\sqrt{f}}\right) \tag{2.4}$$

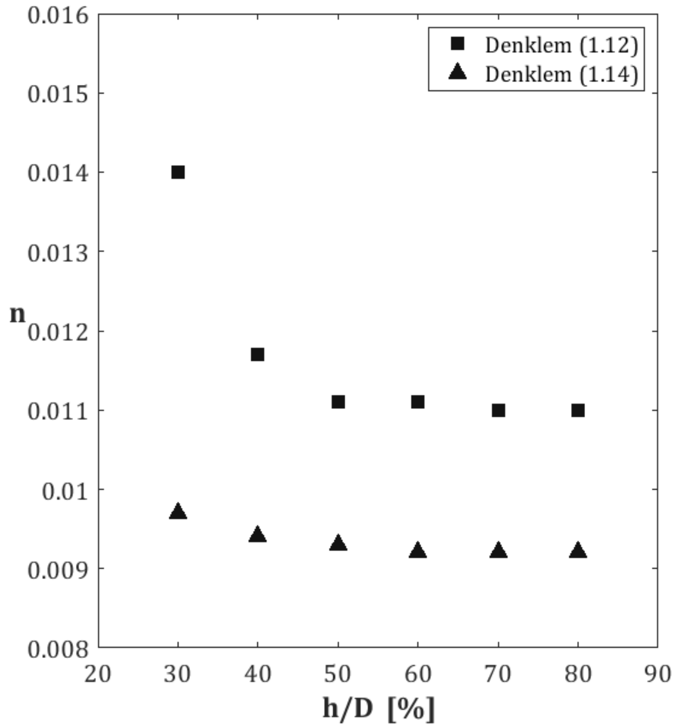
Açık kanal akışı için bu katsayıların üzerinde bir görüş birliği olmayıp Yen [85] hem (1.15), hem de (2.4) için farklı araştırmacılar tarafından önerilen katsayıların bir listesini sunmuştur. Fakat bu düzeltmelerin büyük bir kısmı en-boy oranı $b/h > 10$ olan (b: genişlik, h: akış derinliği) dikdörtgen kesitli geniş kanallar için öngörülmüş olup, en-boy oranı 2' ye yaklaştıkça katsayıların da boru akışındaki değerlerine yaklaştığı görülmüştür [84, 85]. Dairesel kesitli kanallarda en-boy oranının doluluk oranıyla değişimini grafiksel olarak gösteren Şekil 2.4' e göre dairesel bir kanalın geniş kanal ($b/h > 10$) sayılabilmesi için doluluk oranının yaklaşık olarak $h/D < 0.04$ şartını sağlaması gerekmekte olup uygulamada $h/D > 0.1$ olacak şekilde daha büyük doluluk oranları için tasarım yapılır [43]. Bu durumda boru akışı direnç bağıntılarında geniş açık kanallar için yapılan düzeltmelerin dairesel açık kanal akışına uyumlu olması beklenmemelidir. Nitekim Knight vd. [86] ve Yen [87] de dairesel açık kanal akışında boru akışı için kullanılan katsayıları önermişlerdir.



Şekil 2.4 Dairesel kesitli bir kanalda doluluk oranı (h/D) ile genişlik-derinlik oranının (b/h) birbirine bağlı değişimi

Dikdörtgen kesitli kanallarda olduğu gibi dairesel kesitli kanallardaki pürüzsüz kanal akışında da Yoon vd. [88], sürtünme faktörünün pürüzsüz borular için Blasius bağıntısı ($f = 0.316Re^{-1/4}$, $Re = VD_h/\nu$) kullanılarak elde edilen değerden daha büyük olduğunu ve ikisi arasındaki farkın derinlik azaldıkça arttığını göstermiştir (Şekil 2.5). (1.12) ve (1.14) denklemleri ile ayrı ayrı hesaplanan Manning sayıları arasındaki fark 50%' nin üstündeki doluluk oranlarında yaklaşık 16% civarında ve neredeyse sabit iken, 50%' nin altındaki doluluk oranlarında bu fark 30%' a kadar çıkmaktadır. Ayrıca Yoon vd. [88]' nin deneysel çalışmasının diğer bir sonucu da Blasius formülü kullanılarak elde edilen Manning sayısının, (1.12) denklemi ile hesaplanana göre derinlikle çok daha az değişmesidir. 50% ve üstü doluluk oranlarında Manning katsayısı n hemen hemen sabit kalırken, bunun altındaki doluluk oranlarında derinlik azaldıkça n artmaktadır. Bunun nedeni %50' nin altındaki doluluk oranlarında, derinlik azaldıkça ortalama hızdaki (V) düşüşün (1.12) denklemindeki $R_h^{2/3}$ terimindekine göre daha fazla olmasıdır [88]. Şekil 2.5' de sunulan Manning sayısı değerleri kanal eğiminin $S_0 = 0.0026$ olduğu ve sReynolds sayısının da yaklaşık 5000 ile 20 000 arasında değiştiği durumlar için elde edilmiştir, dolayısıyla türbülanslı boru akışında $Re \leq 10^5$ üst sınırına kadar geçerli olan

Blasius formülü burada kullanılabilir (serbest yüzey etkisi ve kesit boyunca üniform olmayan kayma gerilmesi dağılımı ihmal edilerek).



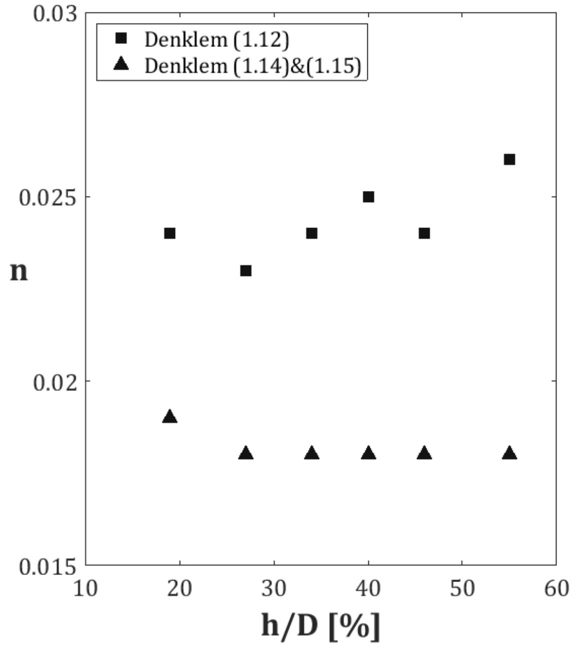
Şekil 2.5 Manning bağıntısı ile ve Blasius bağıntısı kullanılarak ayrı ayrı hesaplanan Manning sayılarının doluluk oranı (h/D) ile değişimi (Yoon vd. [88]' nin deneysel çalışmasından elde edilmiş olan veriler kullanılmıştır.)

Ead vd. [89]' nin iç yüzeyi sinüs dalgası şeklinde olan korige boru içerisindeki açık kanal akışı için yapmış oldukları deneysel çalışma ise, pürüzlü kanal akışında (1.12) ile hesaplanan Manning sayısının doluluk oranıyla değişiminin pürüzsüz kanal akışındakine göre daha az olduğunu göstermiştir (Şekil 2.6). Ayrıca her ne kadar Manning sayısı verilen aralıkta monotonik olarak değişmese de pürüzsüz dairesel kanaldakinin tersine doluluk oranı azaldıkça Manning sayısının da azalma eğiliminde olduğu görülmektedir.

Şekil 2.6' da ayrıca sabit kanal eğimi için ($S_0 = 0.0114$) boru akışında geçerli hız dağılımı yasasıyla hesaplanan Manning sayıları da verilmiştir. Bunun için Ead vd.' nin [89] boru orta düzlemindeki hız dağılımını ve tam pürüzlü boru akışında geçerli olan (2.5) denklemini kullanarak elde ettiği eşdeğer pürüzlülük (k_s) değeri (1.15)' de yerine yazılarak Darcy sürtünme faktörü değerleri (f) elde edilmiş ve bu f değerlerine karşılık gelen Manning sayıları da (1.14) ile bulunmuştur.

$$\frac{u}{u_*} = 5.75 \log\left(\frac{y}{k_s}\right) + 8.5 \qquad (2.5)$$

Ead vd.’ nin deneysel çalışmasının sonuçlarına göre boru orta düzlemindeki hız dağılımı (2.5)’ de verilen hız dağılımı yasası ile uyuşmaktadır ve bu yolla elde edilen k_s değeri incelenen üç farklı eğim için de ($S_0 = 0.0055, 0.0114$ ve 0.0255) kullanılan borunun iç yüzeyini oluşturan sinüs dalgasının genliğine, yani pürüz yüksekliğine eşit olarak bulunmuştur [89]. Boru akışı varsayımıyla elde edilen bu k_s değeri kullanılarak hesaplanan n değerleri, yalnızca kanal eğimi $S_0 = 0.0055$ için (1.12) ile bulunan değerlere yakın olup yaklaşık 5% sapma göstermektedir; $S_0 = 0.0114$ ve $S_0 = 0.0255$ eğimlerinde ise bu n değerleri arasında ortalama %30 civarında fark olduğu görülmüştür (Şekil 2.6’ da sadece $S_0 = 0.0114$ için veriler sunulmuştur). Myers’ a göre [84] serbest yüzeyin varlığı, yan duvarlardan kaynaklanan ikincil akımlar ve duvar kayma gerilmesinin kesit boyunca sabit olmaması sürtünme faktörünün boru akışındakine göre farklı olmasının olası nedenleri olarak sayılabilir. Dairesel kesitli kanallardaki hem pürüzlü [89], hem de pürüzsüz açık kanal akışında da [51] hız dağılımı ve yerel kayma gerilmesi (τ_w) boru akışındakinin tersine kesit boyunca üniform dağılım göstermemekte ve ıslak çevre boyunca değişmektedir. Bu durumun $S_0 = 0.0055$ eğimi için de geçerli olmasına rağmen [89] bu eğimdeki direnç faktörünün boru akışındaki karşılığı ile yakın bulunmasının nedeni açık değildir.



Şekil 2.6 İç yüzeyi dalgalı borudaki akışta Manning sayısının (n) doluluk oranı ile (h/D) değişimi ve boru akışı varsayımıyla elde edilen değerlerle karşılaştırılması ($S_0 = 0.0114$) (Ead vd. [89]' nin deneysel çalışmasından elde edilmiş olan veriler kullanılmıştır.)

Esasen k_s' nin, tanımı gereği kanalın gerçek pürüz yüksekliğine eşit olması gerekmez. Boru akışı varsayımıyla kanal orta düzlemi için (2.5) denklemini kullanarak k_s değerlerini hesaplamak yerine, açık kanal akışındaki kesit ortalama değerlerini kullanarak sırasıyla (1.13) ve (1.15) denklemleri yardımıyla Ead vd.' nin çalışması için [89] ortalama k_s hesaplandığında kanal eğimi S_0 =0.0114 ve 0.0255 için birbirine yakın fakat kanalın gerçek pürüz yüksekliği olan 12 mm' den farklı değerler elde edilir (Çizelge 2.1). Ead vd.' nin [89] elde ettiği sonuçlar kullanılarak oluşturulan Çizelge 2.1' e göre k_s' nin eğimle değiştiği, eğim arttıkça asimtotik bir şekilde sabit bir değere yaklaştığı yorumu yapılabilir. Manning katsayısı n' deki değişim ise D_h/k_s oranları yukarıda (1.17)' de verilen Webber' in [34] belirtmiş olduğu aralığın dışında kaldığından söz konusu D_h/k_s aralıklarında Manning katsayısının D_h/k_s oranına bağlı olmasıyla açıklanabilir.

Çizelge 2.1 Farklı eğimlerdeki açık kanal akışı için Ead vd.' nin [89] çalışmasından alınan kesit ortalama değerleriyle elde edilen ortalama eşdeğer pürüzlülük ve Manning katsayıları

S_0	k_s [m]	n	D_h/k_s
0.0055	0.013	0.019	22-43
0.0114	0.041	0.025	8-13
0.0255	0.039	0.025	6-14

2.5 Deney Sonuçları

Burada gerçekleştirilen deneysel çalışmaların temel amacı iç yüzeyi yapay olarak pürüzlendirilmiş borularda Manning pürüzlülük katsayısının (n) pürüzlülük adım oranı (r/L) ile değişimini incelemek ve aynı zamanda sayısal çözüm sonuçlarını deney sonuçları ile karşılaştırarak sayısal yöntem ile gerçeğe yakın sonuçlar alınıp alınamayacağını kontrol etmektir. Bunun için boruların iç yüzeyine yarım daire kesitli kauçuk şeritler akım yönüne dik olacak şekilde yerleştirilmiştir. Deneysel çalışmalar %7 eğime sahip toprak platform üzerine kurulan 800 mm çapında ve 60 m uzunluğundaki Yüksek Yoğunluklu Polietilen (YYPE) borularda, yaklaşık 0.03 ile 0.6 m^3/s arasında değişen debiler için gerçekleştirilmiştir. İlk olarak pürüzsüz borudaki, sonrasında da iki ayrı adım oranındaki pürüzlülük kullanıldığı durumdaki akış incelenmiştir. Yarım daire kesitli kauçuk pürüzlülük elemanlarının boru içerisindeki yerleşimi halkasal (akıma dik yönde) olup deneylerde incelenen pürüzlülük konfigürasyonlarından birisi 100 mm dalga boyu (*L*) ve 10 mm pürüzlülük genliği (*r*), diğeri ise 200 mm dalga boyu ve yine 10 mm pürüzlülük genliğine sahiptir. Hem deneysel çalışmalarda hem de sayısal çözümlerde her bir testin geometrik konfigürasyonu *r-L-D* şeklindeki bir kodlama ile temsil edilmiştir. Buna göre örneğin 10-100-800 testinde 10 mm yükseklik ve 100 mm dalga boyundaki pürüzlülüğe sahip, 800 mm çapındaki boru kullanılmıştır. Hem deneysel hem de sayısal çalışmalarda incelenen pürüzlü dairesel kanalın iç yüzeyi ile ilgili geometrik parametreler Şekil 2.1' de gösterilmiştir.

800 mm çaplı pürüzsüz ve pürüzlü kanal akışı (10-100-800 ve 10-200-800 konfigürasyonunda) için yapılan deneylere ait sonuçlar Çizelge 2.2, Çizelge 2.3 ve Çizelge 2.4' de sunulmuştur. Pürüzsüz boru için deneylerde elde edilen ortalama Manning sayısı literatürde sunulan değer ile uyuşmaktadır [1]. 10-100-800 konfigürasyonundaki pürüzlendirilmiş boruda Manning sayısının pürüzsüz kanal

akışındakine göre iki kattan daha fazla artarken, 10-200-800 durumundaki n değerlerinin pürüzsüz kanal akışında ve 10-100-800 durumunda elde edilen değerlerin arasında kalması pürüzlülük adım oranı r/L arttıkça akış direncinin arttığını göstermektedir. Akış derinliği ve debinin ölçülen değerlerinde sırasıyla $\pm 3\%$ ve $\pm 2\%$ belirsizlik olduğu göz önünde bulundurulduğunda, Kline ve McClintock [90] tarafından önerilen belirsizlik analizi kullanılarak hesaplanan, Manning sayısının noktasal (ortalama olmayan) değerlerindeki belirsizlik yaklaşık $\pm 5\%$ kadar olmaktadır.

Çizelge 2.2 800 mm çaplı borudaki pürüzsüz kanal akışına ait deneysel sonuçlar

Q (m^3/s)	*h* (mm)	*V* (m/s)	f	n
0.11	85	3.861	0.020	0.010
0.19	108	4.691	0.017	0.009
0.27	135	4.834	0.019	0.010
0.37	158	5.281	0.019	0.010
0.43	172	5.436	0.019	0.010
		Ortalama:	0.019	0.010

Çizelge 2.3 800 mm çaplı borudaki pürüzlü kanal akışına (10-100-800) ait deneysel sonuçlar

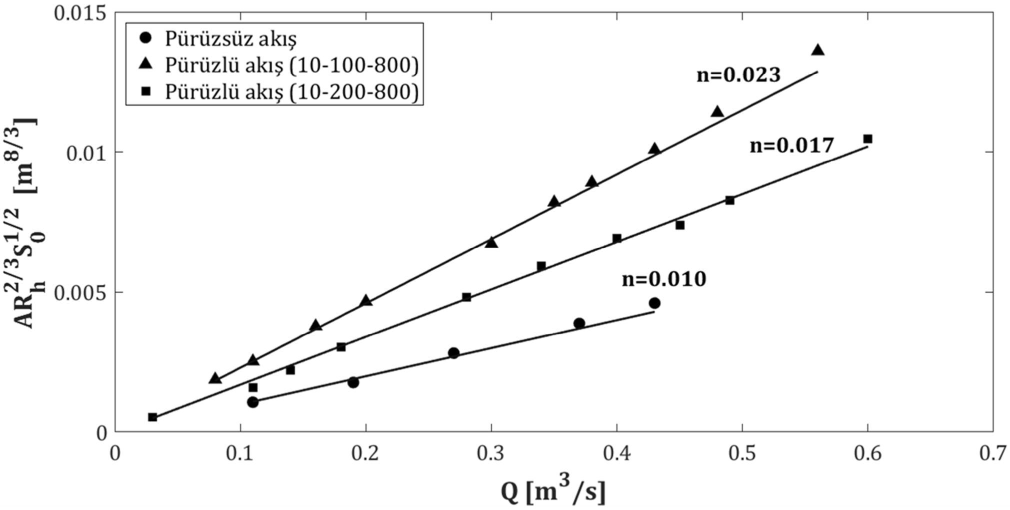
Q (m^3/s)	*h* (mm)	*V* (m/s)	f	n
0.08	111	1.92	0.104	0.023
0.11	128	2.15	0.093	0.023
0.16	156	2.38	0.091	0.023
0.20	173	2.54	0.088	0.023
0.30	208	2.88	0.080	0.022
0.35	230	2.98	0.082	0.023
0.38	240	3.05	0.081	0.023
0.43	256	3.11	0.082	0.023
0.48	273	3.18	0.082	0.024
0.56	300	3.25	0.085	0.024
		Ortalama:	0.087	0.023

Çizelge 2.4 800 mm çaplı borudaki pürüzlü kanal akışına (10-200-800) ait deneysel sonuçlar

Q (m^3/s)	h (mm)	V (m/s)	f	n
0.03	61	1.87	0.062	0.016
0.11	103	2.82	0.045	0.015
0.14	120	2.96	0.046	0.016
0.18	140	3.15	0.047	0.016
0.28	176	3.40	0.050	0.017
0.34	195	3.62	0.048	0.017
0.40	211	3.82	0.046	0.017
0.45	218	4.03	0.043	0.017
0.49	231	4.13	0.043	0.017
0.60	261	4.22	0.045	0.017
		Ortalama:	0.048	0.017

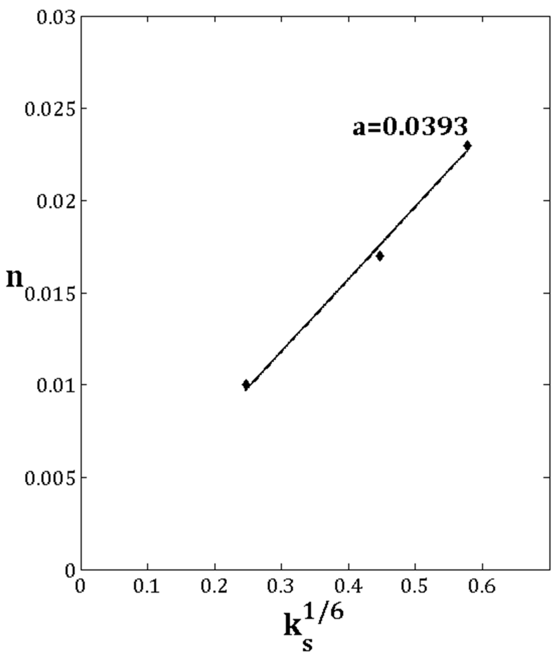
Basınçlı akış hattında (2.3) bağıntısı yardımıyla f=0.020 olarak hesaplanan Darcy sürtünme faktörü, pürüzsüz açık kanal akışı için f=0.019 olarak bulunan ortalama değere (Çizelge 2.2) oldukça yakındır. Buradan yola çıkarak, dairesel kesitli kanaldaki pürüzsüz açık kanal akışında serbest yüzeyin varlığının Darcy sürtünme faktörü üzerindeki etkisinin zayıf olduğu söylenebilir. Bu çalışmada kullanılan ile aynı pürüzlülük geometrisine sahip borudaki basınçlı akışa ait sürtünme faktörleri ile ilgili hâlihazırda herhangi bir veri olmadığından, pürüzlü açık kanal akışı için benzer bir karşılaştırmayı yapmak mümkün olmamaktadır. Birecikli [91] iç yüzeyi ondüleli (yamuk kesitli dalga profiline sahip) borularda hem basınçlı boru akışı hem de açık kanal akışı için farklı Reynolds sayılarında Darcy sürtünme faktörünü (f) elde etmiş; aynı çap ve pürüzlülük geometrisine sahip borularda açık kanal akışında hesaplanan f değerlerinin Reynolds sayısı arttıkça asimtotik olarak boru akışındaki değerine yaklaştığı görülmüştür.

Çizelge 2.2, Çizelge 2.3 ve Çizelge 2.4' de sunulan tüm debi ve derinlik değerleri için Manning sayısının ortalama değerinin alınmasından kaynaklanan sapmayı tespit etmek amacıyla $AR_h^{2/3}S_o^{1/2}$ parametresinin debi (Q) ile değişimini gösteren bir grafik Şekil 2.7' de gösterilmiştir. Burada her bir pürüzlülük durumu için elde edilen noktasal değerlere birinci dereceden polinom uydurma işlemi uygulanmış olup, grafikte gösterilen doğruların eğimi ortalama Manning sayısını vermektedir. Manning sayısı için ortalama değerin kabul edilmesinden kaynaklanan normalize karekök ortalama hata (*normalized* *root mean square error, NRMSE*) pürüzsüz kanal akışı için en fazla yaklaşık %9, pürüzlü kanal akışı için ise %5 civarında olmaktadır. Daha önce yapılan bazı çalışmalarda pürüzlülük faktörünün doluluk oranı h/D ile değiştiği bildirilmiştir [40, 41, 42, 43, 88, 92, 93]. Buna göre Manning sayısının noktasal değerlerinin ortalama değerden sapması debi ve derinlik ölçümlerindeki belirsizlik ile birlikte doluluk oranının muhtemel etkisinden de kaynaklanabilir.



Şekil 2.7 Deneysel çalışmadan elde edilen Manning sayısının pürüzlülük geometrisi ve debi ile değişimi ve farklı pürüzlülük durumları için ortalama Manning sayıları

Önceki bölümde verilen ve Manning sayısını eşdeğer pürüzlülüğe bağlı olarak veren (1.17) denklemine benzer, $n = ak_s^{1/6}$ biçiminde (a bir sabit olmak üzere) bir ifade elde etmek amacıyla; deneysel olarak elde edilmiş ortalama Manning sayısı değerleri kullanılarak (1.14) ve (1.15) denklemleri yardımıyla $k_s^{1/6}$ değerleri hesaplanmış ve bu değerlere doğrusal polinom uydurma işlemi uygulanmıştır. Buna göre sabit a sayısının değeri 8% hata oranı ile 0.0393 olarak bulunmuştur (Şekil 2.8). Bu değer literatürde daha önce bildirilmiş olanlara (0.0385 [34], 0.0389 [2] ve 0.0397 [37]) oldukça yakındır ve buna dayanarak, deneysel çalışmadan elde edilen ortalama Manning değerlerinin yeterli doğrulukta olduğu ve ayrıca sayısal hesaplamalar için güvenilir bir referans olarak kullanılabileceği sonucuna varılabilir. Ead vd.' nin [89] r/L=12/68 şeklindeki korige boruda eşdeğer pürüzlülüğü k_s =12 mm -pürüz yüksekliğine eşit- olarak elde etmiş olmasına rağmen; bu deneysel çalışmada 10-100-800 ve 10-200-800 pürüzlülük durumları için sırasıyla 37 mm ve 8 mm olarak hesaplanan k_s değerleri gerçek pürüz yüksekliğinden (10 mm) farklıdır.



Şekil 2.8 Deneysel olarak elde edilen ortalama Manning sayısı değerlerinin Nikuradse eşdeğer pürüzlülüğü ($k_s^{1/6}$) ile değişimi

2.6 Sonuç

Bu bölümde boru iç yüzeyine akım yönüne dik şekilde yerleştirilen, yarım-daire kesitli kauçuk şeritlerden oluşan pürüzlülük elemanlarının adım oranının (r/L) farklı değerleri için Manning sayısındaki (n) değişim deneysel çalışmalar yoluyla araştırılmıştır. Deneysel çalışmalar 800 mm çapındaki boruda pürüzsüz kanal akışı ile r/L=0.1 ve r/L=0.05 olmak üzere iki farklı pürüzlü kanal akışı durumu için yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar Manning sayısının %5' lik bir belirsizlik oranıyla dinamik akış parametrelerinden bağımsız bir geometrik büyüklük olduğu kabulünün yapılabileceğini ve bir kanalda farklı debi (doluluk oranı, h/D) değerleri için ortalama bir Manning sayısının kullanılabileceğini göstermiştir. Pürüzsüz kanal akışı için yapılan deney sonuçlarına göre bulunan Manning sayısı literatürde verilen değer ile uyuşmaktadır. Boru içerisine pürüz elemanlarının yerleştirilmesi sonucunda Manning sayısı pürüzsüz kanal akışındakinin iki katından daha fazla bir değere ulaşmıştır. Deneysel olarak elde edilen veriler Nikuradse eşdeğer pürüzlülüğü (k_s) ile Manning sayısı (n) arasındaki ilişkiyi veren, $n = ak_s^{1/6}$ formundaki bir bağıntıya uydurulmuş ve bu bağıntıdaki sabit $a = 0.0393$ olarak bulunmuştur. Elde edilen bu değer daha önce literatürde sunulan değerlere oldukça yakındır. Burada ayrıntılı olarak sunulan deneysel çalışmanın sonuçları pürüzlendirilmiş boru içerisindeki akışın sayısal benzetiminde kullanılan yöntemle elde edilen sonuçların gerçek değerler ile uyumlu olup olmadığının kontrolünde kullanılmıştır.

Açık kanal akışındaki direnç faktörleri, boru akışı için geliştirilmiş direnç bağıntıları kullanılarak hesaplandığında daha küçük değerler elde edilmektedir. Açık kanal akışında serbest yüzeyin varlığı, yan duvarlardan kaynaklanan ikincil akımlar ve duvar kayma gerilmesinin kesit boyunca sabit olmaması sürtünme faktörünün boru akışındakine göre farklı olmasının olası nedenleri olarak sayılmıştır. Bu nedenle literatürde boru akışı direnç bağıntılarını açık kanal akışına uyarlamak üzere düzeltmeler önerilmiştir. Fakat bu düzeltmelerin çoğu geniş kanallar (genişlik/derinlik oranı 10’ dan büyük) için geçerli olup, dairesel kesitli kanallardaki açık kanal akışına uyumlu olması beklenmemelidir. Dolayısıyla dairesel kesitli bir kanaldaki serbest yüzey akışında eşdeğer pürüzlülüğün (k_s) boru akışı direnç bağıntılarında herhangi bir düzeltme uygulanmaksızın hesaplanmasının daha uygun olacağı sonucuna varılmıştır.

Tam pürüzlü türbülanslı akışta sadece kanal geometrisi ve yüzey pürüzlülüğüne bağlı salt geometrik bir parametre olduğu kabul edilen Manning sayısı n’ nin özellikle dairesel kesitli bir kanaldaki pürüzlü veya pürüzsüz açık kanal akışında doluluk oranı ile değiştiğini ve bu değişimin pürüzlü kanal akışında, pürüzsüz kanaldakine göre daha az olduğunu daha önce yapılmış ve literatürde sonuçları sunulmuş olan deneysel çalışmalar göstermiştir. Bununla birlikte orijinal Manning bağıntısı (1.12) yerine, pürüzsüz ve pürüzlü açık kanal akışı için boru akışı direnç bağıntıları herhangi bir düzeltme uygulanmadan kullanıldığında Manning sayısı n’ nin doluluk oranı ile değişiminin daha az olduğu görülmüştür.

BÖLÜM 3

AÇIK KANAL AKIŞININ SAYISAL ÇÖZÜM YÖNTEMİ

3.1 Giriş

Hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD); genel olarak akışkanlar mekaniği problemlerinin matematiksel ifadesi için yazılan korunum denklemlerinin lineer olmayan kısmi türevli diferansiyel denklemler olması nedeniyle genel çözümünün analitik olarak elde edilememesinden dolayı ortaya çıkmıştır. Ayrıca, söz konusu denklemler çeşitli varsayımlarla lineer hale getirilerek basitleştirildiğinde bile karmaşık geometriye sahip problemler için analitik çözüm oldukça zordur. HAD; akışkanlar mekaniği disiplininde araştırma, geliştirme ve tasarım çalışmalarında kullanılagelen analitik ve deneysel yöntemlere ek olarak gelişen ve hesaplamalarda kullanılan bilgisayarların işlem gücünün hızlı bir şekilde artmasına paralel olarak akademik ve endüstriyel amaçlarla kullanımı giderek yaygınlaşan görece yeni bir yöntemdir. HAD' nin konusunu oluşturan sayısal çözüm yöntemleri, kısmi türev içeren ve esasen sürekli ortamlar için yazılan yönetici denklemlerin birtakım kısıtlara uyacak şekilde uzayda ayrık noktalardan veya elemanlardan oluşan bir çözüm ağı (*mesh*, *grid*) üzerinde ifade edilen cebirsel denklemler sistemi haline getirilerek çözülmesi ile ilgilenir.

3.2 Volume of Fluid (VOF) Yöntemi ve Yönetici Denklemler

Yeraltı drenaj hatlarında gerçekleşen açık kanal akışının birbiri içerisinde çözünmeyen su ve hava fazlarından meydana gelen iki fazlı bir akış olduğu kabul edilebilir. Çok fazlı akışların sayısal modellenmesinde serbest yüzeyin yakalanması için, süreksizlikle karşılaşılan çoğu fiziksel olayın sayısal çözümünde de (şok dalgaları vb.) faydalanılabilecek sayısal yöntemler kullanılır. Hyman [94] bu yöntemleri esas olarak yüzey izleme, hacim izleme ve hareketli ağ grupları altında sınıflandırmıştır. Yüzey izleme yöntemlerinde serbest yüzeyi temsil eden işaretçi noktaların konumu bir yükseklik fonksiyonu veya parametrik eğri interpolasyonu ile hesaplanır. Hacim izleme yöntemlerinde ise sadece serbest yüzey değil, seçilen fazın veya fazların kapladığı tüm hacim işaretlenerek belirlenir. MAC (*Marker and Cells*) metodu bu metotlardan birisi olup, burada hız ve basınç gibi diğer alan değişkenlerine ait denklemler tüm fazlar için ortak olarak çözüldükten sonra işaretçi parçacıkların konumunun belirlenmesi için bir taşınım denklemi çözülür [95]. Bu çalışmada, MAC metodundan yola çıkılarak geliştirilmiş bir hacim izleme metodu olan *Volume of Fluid (VOF)* [96] metodu kullanılmıştır. Bu yöntemde süreklilik denklemi ve momentumun korunumu denklemlerine ek olarak hacim oranı için adveksiyon denklemi çözülür. Hacim oranı, çözüm ağında seçilen bir akışkan fazını içeren hücreler için 1, içermeyenler için 0 değerini alan bir *F* basamak fonksiyonuyla ifade edilir. Skaler bir fonksiyon olan *F* fonksiyonu için adveksiyon denklemi diğer korunum denklemlerine ek olarak çözülür:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u_k \frac{\partial F}{\partial x_k} = 0 \qquad k = 1, 2, 3 \tag{3.1}$$

Bu çalışmada ele alınan problemler için 3-boyutlu, sıkıştırılamaz ve zamana bağlı kütle ve momentumun korunum denklemleri (Navier-Stokes denklemleri) indis notasyonunda ve konservatif (korunumlu) formda sırasıyla aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\frac{\partial(\rho u_k)}{\partial x_k} = 0 \qquad i = k = 1, 2, 3 \tag{3.2a}$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_k)}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho f_i + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} \tag{3.2b}$$

Burada i ve k indisleri herhangi bir vektörel değişkenin kartezyen koordinat sistemindeki x, y veya z yönündeki bileşenlerini göstermektedir. (3.2) denklemlerinde u_i hız vektörü bileşenlerini (m/s), x_i konum vektörü bileşenlerini (m), t zaman (s), ρ ve μ sırasıyla akışkanın yoğunluğu ve dinamik viskozitesini (kg/m^3 ve kg/ms), p basınç

(N/m^2) ve f_i birim akışkan hacmine etkiyen konservatif kuvvet bileşenlerini (N/m^3) ifade etmektedir. Momentumun korunumunu ifade eden (3.2b) denkleminde eşitliğin sol tarafındaki terimler sırasıyla zamansal ve konvektif ivme, sağ taraftaki ilk iki terim momentum kaynak terimleri (basınç gradyanı ve bu çalışmada f_i yerçekimi kuvveti), en son terim ise difüzyon terimidir. Dolayısıyla sağ tarafta harekete neden olan kuvvetler, sol tarafta ise bu kuvvetlerin yarattığı ivme terimleri yazılmıştır.

(3.2) denklemlerindeki kısmi türev ifadelerinin, herhangi bir vektörel veya skaler değişkenin (hız, sıcaklık, konsantrasyon vb.) uzayda ayrık noktalar arasındaki değişimini belirten cebirsel ifadelere dönüştürülmesi işlemi *ayrıklaştırma* olarak adlandırılır. Kısmi türevli diferansiyel denklemlerin ayrıklaştırılması için üç farklı temel yaklaşım vardır: Sonlu farklar, sonlu elemanlar ve sonlu hacimler yöntemi [97]. Sonlu farklar yönteminde bilinmeyenleri içeren kısmi türev ifadeleri Taylor serisi açılımı kullanılarak çözüm ağındaki her bir noktada cebirsel fark denklemine dönüştürülür. Sonlu elemanlar yöntemi de çözüm ağını oluşturan her bir alt eleman üzerinde değişkenlerin değişimini yaklaşık olarak ifade eden daha basit fonksiyonlar (örn. polinom) tanımlayarak ele alınan problemin genel model denklemi için yaklaşık çözüm elde etmeye çalışır. Sonlu hacimler yönteminde ise çözüm ağı kontrol hacimlerine ayrılarak her bir hacimde korunum denklemleri integral formunda yazılır ve türev ifadeleri sonlu farklar yöntemindekine benzer bir şekilde ayrıklaştırılır. HAD alanında en çok kullanılan ayrıklaştırma yöntemleri sonlu farklar ve sonlu hacimlerdir, sonlu elemanlar ile ayrıklaştırma yöntemi daha çok yapısal mekanik problemlerinde kullanılmaktadır [98].

3.3 Sonlu Hacimler Yöntemi ve İnterpolasyon

Bu çalışmadaki sayısal çözümlerde kullanılmış olan ticari HAD kodu *ANSYS Fluent* ayrıklaştırma yöntemi olarak sonlu hacimler yöntemini kullanmakta olup, hız ve basınç değerlerini kontrol hacimlerinin merkezinde hesaplamaktadır [99]. Bunun için (3.2a) ile gösterilen yönetici denklemler bir kontrol hacmi boyunca integre edilir ve Gauss diverjans teoremi uygulanırsa aşağıdaki (3.3a) denklemleri elde edilir:

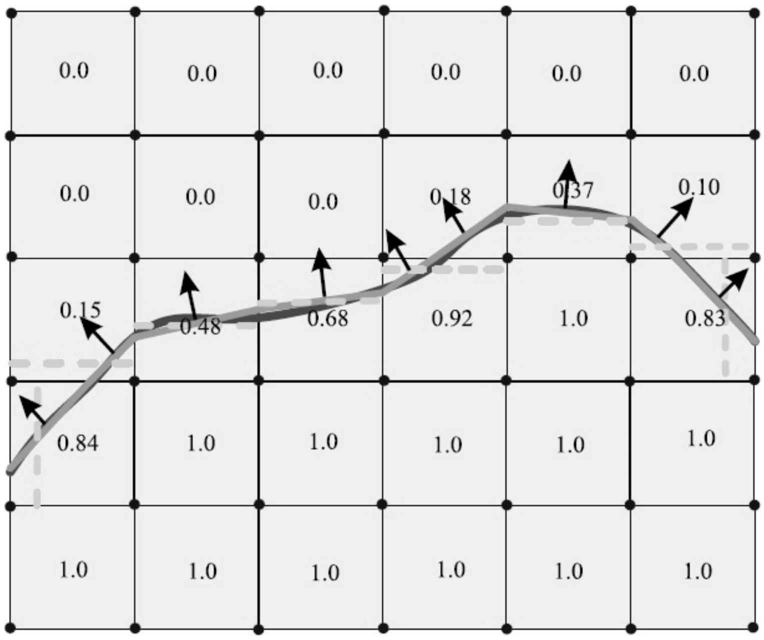
$$\iint_S \rho \vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{k}} \cdot \vec{\boldsymbol{n}} dS = 0 \qquad i = k = 1, 2, 3 \tag{3.3a}$$

$$\int_t^{t+dt} \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} dt + \iint_S \rho u_i \vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{k}} \cdot \vec{\boldsymbol{n}} dS = \iiint_{\mathcal{V}} \left(-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho f_i\right) d\mathcal{V} + \iint_S \mu \nabla u_i \cdot \vec{\boldsymbol{n}} dS \tag{3.3b}$$

İntegral formunda yazılmış olan (3.3a) denklemlerinde S kontrol hacmi yüzey alanlarını (m^2), $\mathcal{V}$ hacmi (m^3), n yüzey normali vektörünü, t ise zamanı (s) göstermektedir. Burada sol ve sağ taraftaki yüzey integrali ifadelerinin hesaplanabilmesi için kontrol hacminin yüzeyleri üzerindeki değerlerin (ρu_i) ve bu yüzeylerden geçen akıların ($\rho u_i u_k$) bilinmesi gerekir. Değişken değerleri kontrol hacminin merkezinde hesaplandığından, yüzeylerdeki değerler çeşitli interpolasyon yöntemleri kullanılarak bulunur. Ayrıklaştırılmış difüzyon terimindeki yüzey akılarının merkezi farklar yöntemiyle hesaplanması difüzyon olayının fiziksel karakteristiğine aykırı sonuçlar yaratmazken, aynı durum konveksiyon terimi için geçerli değildir. İzotropik difüzyon bir büyüklüğün her yönde eşit hareket etmesine neden olurken, konveksiyonda bu büyüklüğün ana akım yönündeki hareketi baskındır. Konveksiyonun difüzyona göre çok daha baskın olduğu akışlarda (yüksek Reynolds sayılarında) sayısal çözüm ağı içerisinde ele alınan bir kontrol hacmindeki hız değeri akımaltı yönündeki komşu elemanlardan çok, akımüstü yönündeki elemanlardan etkilenir. Bu nedenle konveksiyon teriminin ayrıklaştırılmış biçimindeki yüzey akılarının elde edilmesinde genel olarak *Upwind* (akış üstü) şeklinde tabir edilen ve akım yönünü dikkate alan interpolasyon yöntemleri kullanılır [100].

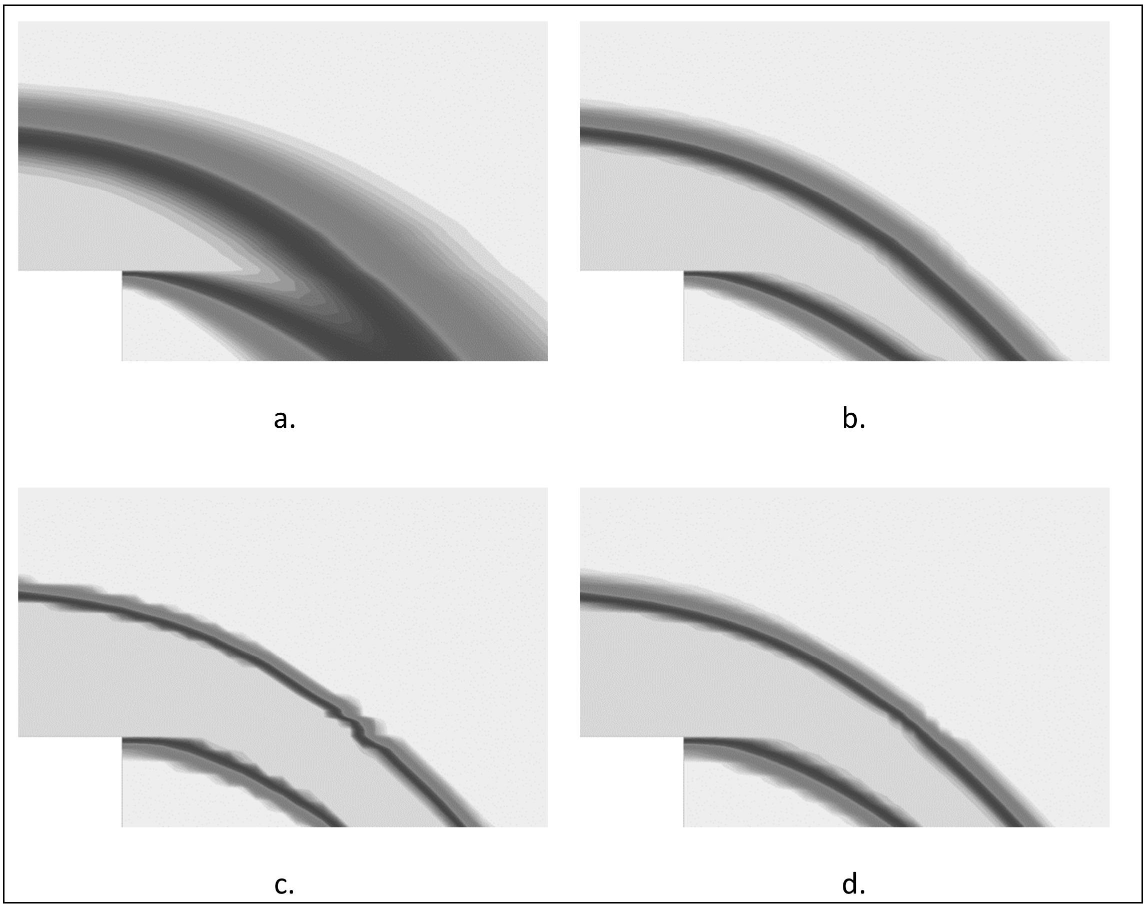
En basit upwind interpolasyon yöntemi *First Order Upwind* (FOU) olup ele alınan bir kontrol hacminin herhangi bir yüzeyindeki değişken değerlerini akımüstü (*upstream*) yönündeki hücre merkezindeki değere eşit olarak almaktadır. Bu yöntem oldukça kararlı olmasına rağmen, birinci derece doğruluk mertebesinde olmasından dolayı, hesaplanan bir büyüklüğün yüksek gradyana sahip olduğu süreksizlik bölgelerinde sayısal difüzyon yaratması nedeniyle dezavantajlıdır. İkinci dereceden doğruluğa sahip ve sayısal difüzyona neden olmayan *Second Order Upwind* (SOU) interpolasyon yöntemi ise süreksizlik bölgesinde salınım göstererek üst aşım (*overshoot*) ve alt aşım (*undershoot*) gibi olumsuzluklar yaratmaktadır. Bu sorun *ANSYS Fluent* kodunda gradyan sınırlayıcı fonksiyonlar kullanılması suretiyle SOU metoduna *Total Variation Diminishing* (TVD, *toplam değişimi azalan*) özelliğini kazandırarak aşılmaya çalışılmıştır [99]. TVD kriteri, yüksek çözünürlüklü (*High resolution*) olarak adlandırılan ve en az ikinci mertebe doğrulukta olup salınım göstermeyen interpolasyon yöntemlerinin elde edilmesinde kullanılan sınırlandırma yöntemlerinden birisidir [101]. Monoton olmayan bir interpolasyon yöntemine TVD özelliği eklendiğinde çözüm ağındaki her bir elemanın yüzeylerinde hesaplanan büyüklüklerin komşu noktalara göre değişimi zamanda ilerledikçe sabit kalmaya veya azalmaya zorlanır.

VOF yönteminde hacim oranı fonksiyonunun (F) 0 ile 1 arasında bir değer aldığı bölgeler serbest yüzeyi belirtir. Ara yüzeyi temsil eden hücrelerin bir tarafında F fonksiyonu 1, diğer tarafında ise 0 değerini alır (Şekil 3.1). Dolayısıyla hacim oranı için ara yüzeyde bir süreksizlik söz konusudur ve bu nedenle hacim oranının transport denklemi olan (3.1)' de konvektif ivme teriminin $\left(u_k(\partial F/\partial x_k)\right)$ fiziksel problemi temsil edebilecek şekilde ayrıklaştırılması önemli bir problem teşkil eder. Söz konusu teriminin ayrıklaştırılmasında; daha önce de bahsedildiği gibi, *upwind* ve merkezi fark yöntemleri aşırı difüsiv, osilatif ve sınırlandırılmamış sonuçlar verdiğinden farklı interpolasyon metotlarının geliştirilmesini gerektirmektedir [97]. Bu amaçla, en az ikinci mertebe doğruluktaki interpolasyon yöntemlerine bir sınırlandırma kriteri uygulanmasıyla elde edilen lineer olmayan yüksek çözünürlüklü (*high-resolution*) yöntemler süreksizlik bölgelerinin yakalanmasında kullanılabilir [102]. HRIC (*High Resolution Interface Capturing*) yöntemi bu interpolasyon metotlarından birisidir ve bu yöntemde sınırlandırma kriteri Normalize değişken (*Normalized Variable-NV*) yaklaşımı uygulanarak sağlanır [103].



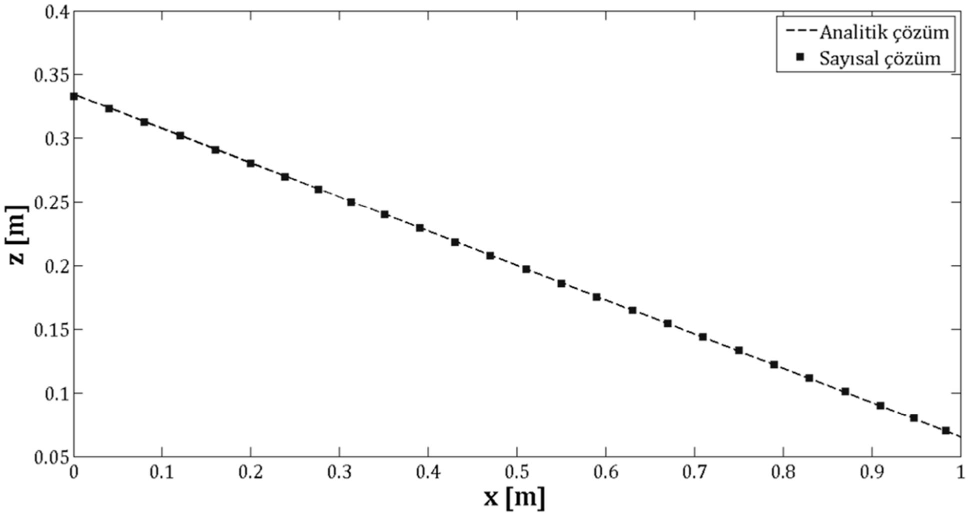
Şekil 3.1 VOF yönteminde hacim oranı fonksiyonunun (*F*) iki farklı akışkanın bulunduğu bölgelere göre aldığı değerler ve ara yüzeyin şematik bir gösterimi [104]

Aşağıdaki Şekil 3.2’ de VOF yöntemi ile yapılan sayısal çözümlerde eleman yüzeylerindeki hacim oranı değerlerinin (*F*) elde edilmesinde kullanılan ve *ANSYS Fluent* 15 kodunda da bulunan bazı interpolasyon yöntemleri birbiriyle karşılaştırılmıştır. Burada belirli bir yükseklikten serbest düşme hareketi yapan jet akımına ait hacim oranı kontürleri gösterilmiştir. Koyu renkli kısımlar hacim oranının 0 ile 1 arasında değerler aldığı serbest yüzey ve civarını belirtmektedir. Şekil 3.2a’ da *First order upwind* (FOU) yöntemi kullanıldığında sayısal difüzyondan dolayı serbest yüzeyin oldukça kalın olduğu görülmektedir. Buna karşılık *Second order upwind* (SOU) interpolasyonu ile nispeten daha keskin bir serbest yüzey elde edilmiştir (Şekil 3.2b). Şekil 3.2c’ de görüldüğü gibi, HRIC ile birlikte bir diğer yüksek çözünürlüklü interpolasyon metodu olan CICSAM (*Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes*) yöntemi [105] kullanıldığında oldukça keskin bir serbest yüzey elde edilmekle beraber, serbest yüzeyde belirgin bir deformasyon göze çarpmaktadır. HRIC yöntemi ise CICSAM ile hemen hemen aynı keskinlikte ve daha az deforme olmuş bir serbest yüzey hesaplamaktadır (Şekil 3.2d). Burada ağ sıklığı, zaman adımı gibi parametreler sonuçları sunulan dört sayısal çözüm için de aynıdır.



Şekil 3.2 VOF yönteminde hacim oranının interpolasyonunda kullanılan farklı yöntemlerin bir karşılaştırmasını gösteren hacim oranı kontürleri: a) FOU, b) SOU, c) CICSAM ve d) HRIC

VOF yönteminde serbest yüzeyin tam konumu hacim oranının $F = 0.5$ değerini aldığı noktaların birleşimidir. Bu ifadenin doğruluğu serbest yüzey konumunun tam olarak bilindiği basit bir durum için gösterilebilir. Bunun için boyutları Δx =1 m, Δy =0.5 m ve Δz =0.5 m olan ve başlangıçta içerisinde 0.2 m derinliğinde su bulunan dikdörtgenler prizması şeklindeki bir tankın $+x$ yönünde 2.63 m/s^2 ve $-z$ yönünde 9.81 m/s^2 şiddetindeki sabit ivmeye maruz kaldığı durum sayısal olarak modellenmiştir. Aşağıdaki Şekil 3.3' de analitik olarak bulunan serbest yüzey ile sayısal çözümde hacim oranı $F = 0.5$ eşyüzeyi alınarak elde edilen serbest yüzey eğrisi karşılaştırılmış, 1%' den az bir sapmayla serbest yüzey konumunun birbiriyle örtüştüğü görülmüştür. Sayısal çözümde kullanılan ağ sıklığı artırıldığında aradaki farkın daha az olacağı söylenebilir.

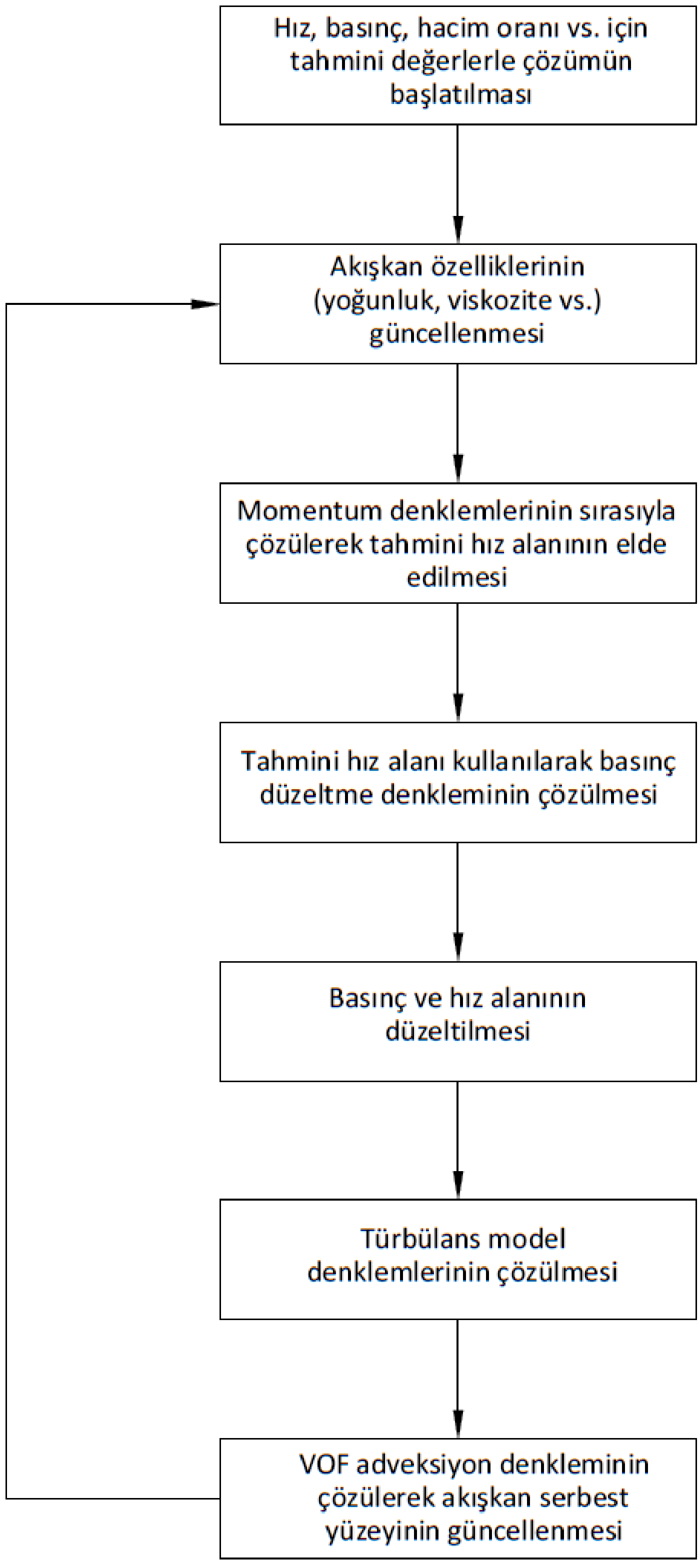


Şekil 3.3 VOF yönteminde hacim oranı $F = 0.5$ değerini alan noktaların oluşturduğu serbest yüzeyin analitik çözümde elde edilen serbest yüzey ile karşılaştırılması

Genel olarak çözüm algoritmasında izlenen adımlar kısaca şu şekilde özetlenebilir:

- Başlangıçtaki tahmini hız ve basınç alanına göre hızlar hesaplanır.
- Hesaplanan hızların süreklilik denklemini sağlayacak şekilde düzeltilmesi için bir basınç düzeltme denklemi çözülür, hız ve basınç bu düzeltmeye göre güncellenir.
- Son olarak mevcut hız ve basınç değerlerine göre hacim oranı fonksiyonu çözülerek serbest yüzey güncellenir.

VOF yönteminin kullanıldığı bir türbülanslı akış için çözüm aşamalarını genel olarak gösteren bir akış diyagramı aşağıdaki Şekil 3.4’ de görülmektedir.



Şekil 3.4 Türbülanslı VOF yöntemindeki çözüm aşamalarına ait akış diyagramı

BÖLÜM 4

PÜRÜZLENDİRİLMİŞ BORU İÇERİSİNDEKİ AÇIK KANAL AKIŞINDA MANNING SAYISININ SAYISAL OLARAK ELDE EDİLMESİ

4.1 Giriş

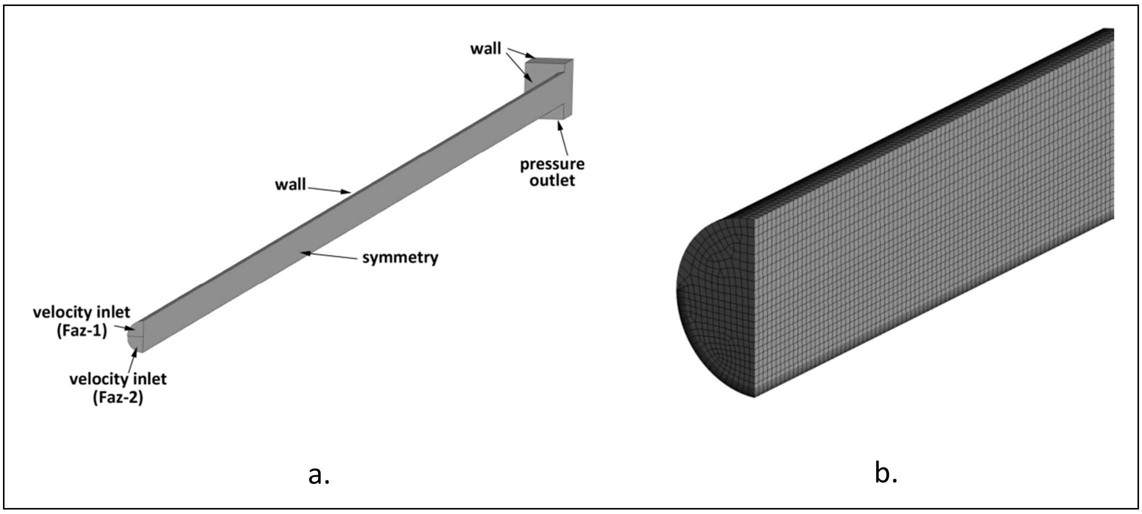
Bu bölümde öncelikle kesit geometrisi yarım daire şeklinde olan pürüzlülük elemanları ile iç yüzeyi pürüzlendirilmiş 7% eğimdeki dairesel borudaki açık kanal akışı için yapılan sayısal çalışmalar sunulmuştur. Sayısal çözüm yöntemi kullanılarak elde edilen sonuçların deneysel çalışmalardan elde edilen sonuçlar ile uyumluluğu teyit edilmiş, sayısal çözümlerden alınan sonuçlar değerlendirilerek pürüzlülüğün farklı genlik-dalga boyu oranları için Manning sayısındaki değişim araştırılmıştır.

Bu bölümde sunulan çalışmanın temel amacı, iç yüzeyine akım yönüne dik olacak şekilde yarım daire kesitli elemanlar yerleştirmek suretiyle yapay olarak pürüzlendirilmiş dairesel kanallarda direnç faktörünün tahmin edilmesi için bir sayısal çözüm yöntemi önermek ve farklı pürüzlülüğe (dalga boyu/genlik oranı) sahip borular için yeni veriler sunmaktır. Bu amaçla; Bölüm 2' de sunulan ve 1:1 ölçekli deney sisteminden elde edilen sonuçlar yardımıyla, kullanılan sayısal model ile yeterince doğru sonuçlar alınıp alınamayacağının kontrolü yapılmıştır. Sayısal çözüm sonuçları kullanılarak Manning pürüzlülük katsayısı n ile pürüzlülüklerin adım oranı arasındaki ilişkiyi veren bir bağıntı önerilmiştir. Ek olarak, pürüzsüz ve pürüzlü kanallarda Manning sayısının Reynolds sayısı, Froude sayısı ve doluluk oranı gibi çeşitli parametrelerle değişiminin incelenmesi amacıyla da çözümler yapılmıştır. Elde edilen sayısal verilerin pürüzlendirilmiş dairesel kesitli boruların direnç karakteristiğinin daha iyi anlaşılmasına yardımcı olması ve mühendislik hesaplamaları için faydalı olması beklenmektedir. Bu bölümde sunulan sayısal çözüm sonuçları ilk olarak ulusal [106], sonrasında da uluslararası bir toplantıda [107] bildiri olarak sunulmuş ve son olarak uluslararası hakemli bir dergide yayınlanan bir araştırma makalesinin içeriğinin bir kısmını oluşturmuştur [83].

4.2 Sayısal Çözüm Kurulumu ve Sınır Şartları

Dairesel kesitli kanallardaki pürüzsüz ve pürüzlü açık kanal akışının sayısal çözümlerinde *ANSYS* Fluent 15.0 yazılımı kullanılmıştır. Gaz ve sıvı olmak üzere iki farklı akışkanın birbiri içerisinde çözünmeksizin yaptığı hareket *Volume of Fluid* (VOF) yöntemi ile modellenmiştir. Burada gaz (hava) birincil, yani ortamda hâlihazırda bulunan ve başlangıçta tüm çözüm hacmini kapsayan faz; sıvı ise ikincil, dolayısıyla çözüm hacmine sonradan giren ve asıl hesaplanmak istenen fazı oluşturmaktadır. Hacim oranı için çözülen transport denklemindeki konvektif ivme teriminin ayrıklaştırılması için Fluent kodu içerisinde yer alan *Modified HRIC* interpolasyon yöntemi kullanılmıştır. Duvar yakınındaki akışın açık olarak hesaplanması yüksek hesaplama gücü gerektirdiğinden, bu bölgelerdeki akış duvar fonksiyonları ile modellenmiştir. Momentum ve türbülans denklemlerindeki konvektif ivme terimleri sırasıyla ikinci ve birinci derece upwind yöntemiyle ayrıklaştırılmıştır. SIMPLE şeması kullanılarak basınç düzeltme tekniği uygulanmıştır. Zamana bağlı, sıkıştırılamaz üç boyutlu Reynolds ortalamalı Navier-Stokes (*RANS*) denklemleri iteratif olarak çözülmüştür. İstenen kanal eğimine karşılık gelecek şekilde bir yerçekimsel alan tanımlanmıştır. Üniform akış bölgesindeki akım derinliğindeki –normal derinlik, h_N- en büyük değişim saniyede %0.05’ den daha az olduğunda çözümün yakınsadığı kabul edilmiştir.

Çözüm hacmi dairesel kesitli bir boru ve borunun çıkış ucunda akımın serbest düşme yapmasına izin verecek şekilde bir dikdörtgen prizmadan oluşmaktadır (Şekil 4.1a). Zaman ortalamalı akımın kanal orta düzlemine göre simetrik olmasından faydalanılarak sayısal çözümlerde fiziksel kontrol hacminin yalnızca yarısı dikkate alınmış ve böylece hesaplama süresi kısaltılmıştır. Boru uzunlukları, üniform akışı sağlayacak şekilde, *D* boru çapı olmak üzere, 100*D* ile 200*D* arasında değişmektedir. Boru iç yüzeyinin geometrisi ve buna ilişkin parametreler Şekil 2.1’ de gösterildiği gibidir. Şekil 4.1a’ da ayrıca sınır şartları da gösterilmiştir. Kanal girişini temsil eden yüzeyin üst kısmında Faz-1 (gaz), alt kısmında ise Faz-2 (sıvı) için *velocity inlet* sınır şartı verilmiş; her bir faz için sabit hız değerleri atanmıştır. Borunun akımaltı ucunda serbest düşme yapan jet akımının kontrol hacmini terk ettiği yüzeyde *pressure outlet* sınır şartı kullanılmış, bu yüzeyde statik basınç atmosferüstü 0 Pa olarak sabitlenmiştir. Boru düşey orta düzleminde *symmetry*, geri kalan tüm yüzeylerde de *wall* sınır şartı (kaymama şartı) uygulanmıştır. Altıyüzlü elemanlardan oluşan ve yapısal olmayan (*unstructured*) bir sayısal çözüm ağı kullanılmış, duvar yakınındaki akışın mümkün olduğunca doğru hesaplanabilmesi için sıvı fazın bulunduğu alt kısımda kanal cidarlarına doğru daha sık bir ağ oluşturulmuştur (Şekil 4.1b).



Şekil 4.1 Dairesel kesitli kanal içerisindeki akışın sayısal çözümünde kullanılan a) çözüm hacmi ve sınır şartları ile b) ağ

4.3 Türbülans Modeli ve Ağ Yapısının Belirlenmesi

Dairesel kesitli kanalda pürüzsüz ve pürüzlü borularda türbülanslı açık kanal akışının incelendiği sayısal çözümlerde kullanılan türbülans modeli ve çözüm ağı sıklığı ile ilgili bazı karşılaştırma çalışmaları yapılmıştır. Bir ön çalışma niteliğindeki bu sayısal çözümlerde 1 m uzunluğundaki dairesel kanaldan geçerek serbest düşme hareketi yapan jet akımı modellenmiştir. Aşağıda sonuçları sunulan bu çözümlerin sonucuna göre, geçiş bölgesi uzunluğunun belirlenmesi için yapılan çözümlerde kullanılan ağ yapısı kararlaştırılmış ve farklı türbülans modellerinin çözüm sonuçları üzerindeki etkisi hakkında fikir edinilmiştir.

4.3.1 Farklı Türbülans Modellerinin Karşılaştırılması

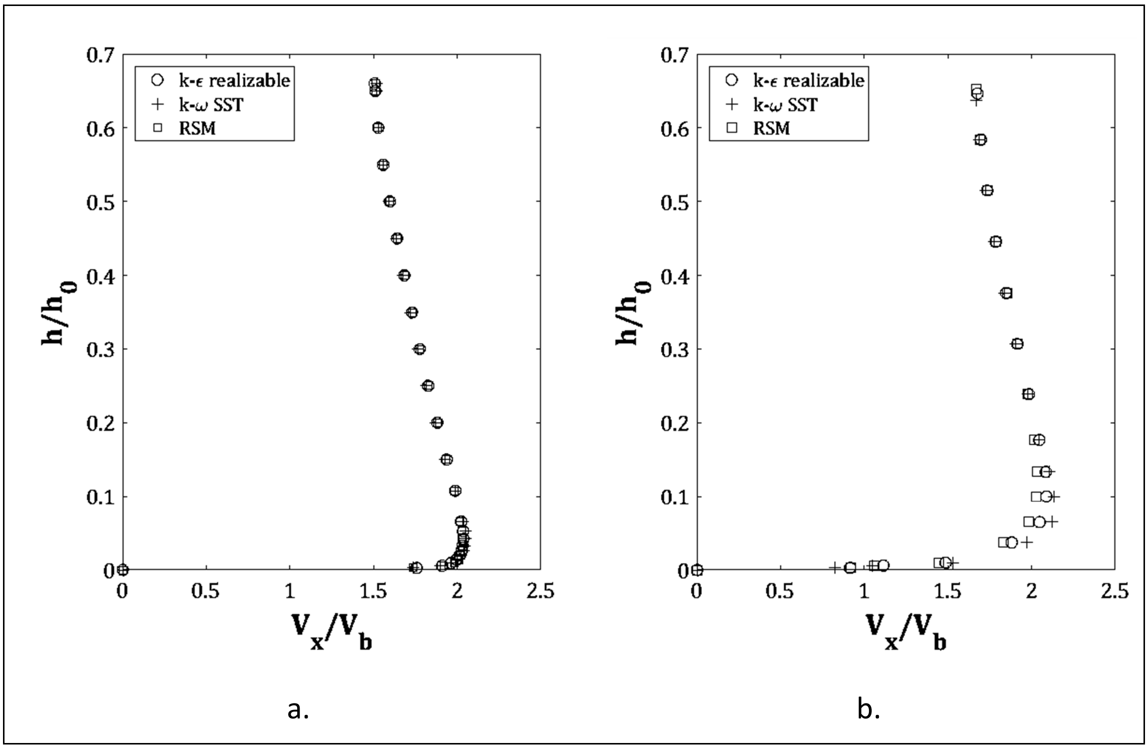
Üç farklı türbülans modeli ($k-\varepsilon$ *realizable*, $k-\omega$ SST ve *Reynolds Stress Model* - RSM) ile yapılan sayısal çözümlere ait dökülme kesiti hız profillerinin bir karşılaştırması Şekil 4.2' de verilmiştir. Bu sayısal çözümlere ait parametreler Çizelge 4.1' de sunulmuştur. Burada D boru çapı ve L boru uzunluğunu (m); h_0/D, Fr_0, V_b ve Re_{Rh0} sırasıyla girişteki doluluk oranı, Froude sayısı, ortalama hız (m/s) ve Reynolds sayısını (uzunluk ölçeği girişteki hidrolik yarıçap, R_{h0}); S_0 ise kanal eğimini belirtmektedir.

Çizelge 4.1 Farklı türbülans modelleri ile yapılan sayısal çözümlere ait parametreler

	D (m)	h_0/D	Fr_0	V_b (m/s)	S_o	Re_{Rh0}	L (m)
$k-\varepsilon$ Realizable	0.2	0.5	0.7	0.693	0.01	35000	1
$k-\omega$ SST							
RSM							

Pürüzsüz kanal akışında ele alınan türbülans modelleri için elde edilen hız dağılımları arasındaki sapma %1' den azdır (Şekil 4.2a). $k-\varepsilon$ *realizable* ve $k-\omega$ SST modellerinin tersine, bir eddy viskozitesi yaklaşımı içermeyen RSM (*Reynolds Stress Model*) ile de çok yakın sonuçların elde edilmiş olması ele alınan problemin görece basit olması ile açıklanabilir. Sonuçların hemen hemen değişmediği bu durumda RSM modelinin denklem sayısının fazla olması (7 ek denklem) bir dezavantaj olmaktadır. Karşılaştırması yapılan diğer türbülans modelleri arasında $k-\varepsilon$ *realizable* ve $k-\omega$ SST modellerinin ele alınan akış problemi için birbirine göre belirgin bir üstünlüğü olmamakla birlikte, çözüm sürelerinin genellikle daha az olmasından dolayı bundan sonraki aşamalarda pürüzsüz açık kanal akışı çözümlerinde $k-\varepsilon$ realizable türbülans modeli kullanılmıştır.

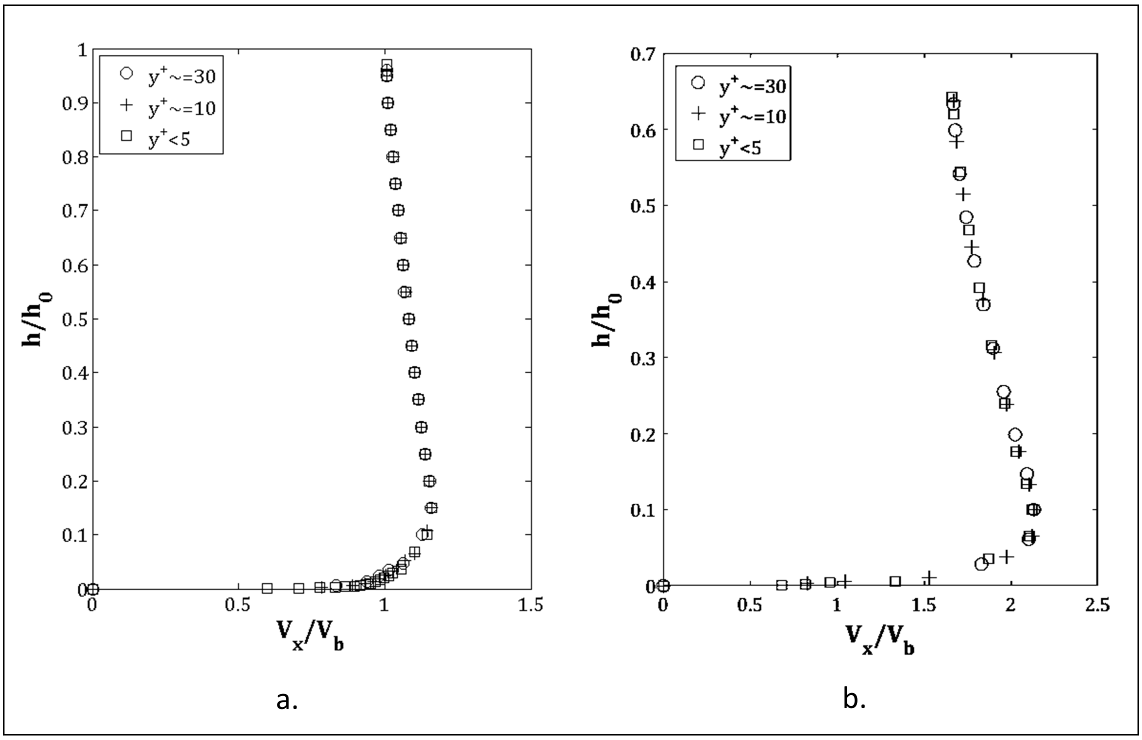
Pürüzlü kanal akışında ise farklı türbülans modelleri ile elde edilen simetri düzlemindeki hız dağılımında h/h_0<0.2 için en fazla 10%' luk bir sapma görülmektedir. Bu farklılığın meydana gelmesinde pürüz elemanları üzerindeki akışta meydana gelen akım ayrılmasının türbülans modelleri tarafından tahmin edilmesi zor bir problem olmasının etkisi olduğu düşünülebilir. Ters basınç gradyanının olduğu sınır tabaka ayrılması problemlerinde $k-\omega$ SST modelinin iyi sonuçlar verdiği bildirilmiştir [8] ve bu nedenle pürüzlü kanal akışı çözümlerinde bu model kullanılmıştır. Pürüzlü kanal akışına ait boru iç yüzeyi geometrisi ve ilgili parametreler Şekil 2.1' de gösterilmiştir.



Şekil 4.2 Farklı türbülans modelleri için dökülme kesitinde (simetri düzlemi) elde edilen hız dağılımları a) pürüzsüz ve b) pürüzlü kanal akışı

4.3.2 Duvar Yakınında Farklı Ağ Sıklığının Karşılaştırılması

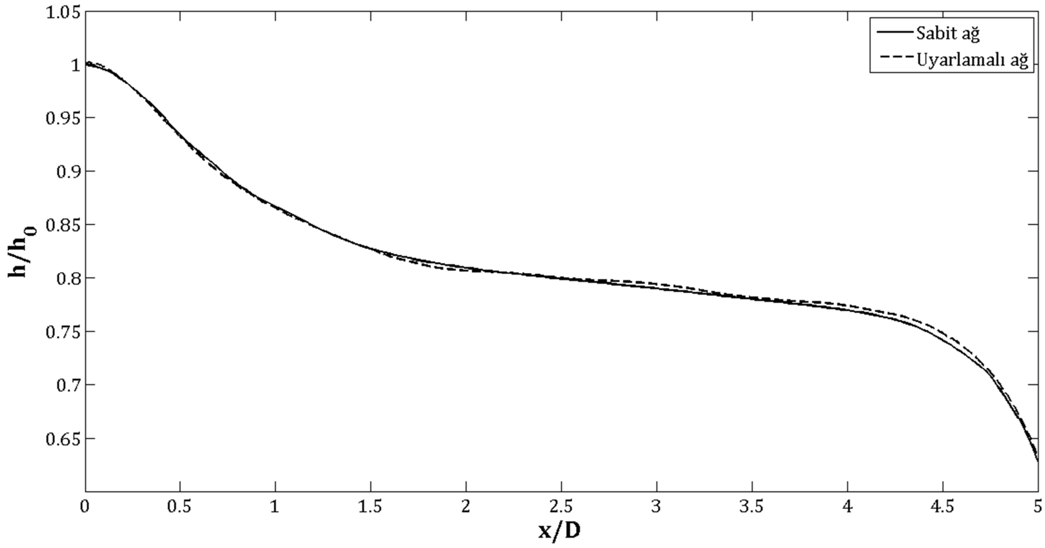
Duvar yakınındaki ağ sıklığının elde edilen hız alanı üzerindeki muhtemel etkisinin incelenmesi amacıyla k-epsilon realizable modeli kullanılarak yaklaşık y^+=5, 10 ve 30 durumları için (D=0.2 m, L=1 m, Fr_0=2, V_b=0.693 m/s, S_0=0 ve Re_{h0}=198000) bir karşılaştırma yapılmıştır (Şekil 4.3). Sonuç olarak duvar yakınında uygulanan üç farklı ağ sıklığı ile yapılan çözümlere ait hız dağılımları arasındaki sapmanın pürüzsüz kanal akışında en fazla %1 civarında, pürüzlü kanal akışında ise 5%’ den az olduğu görülmüştür.



Şekil 4.3 Duvar yakınındaki farklı ağ sıklığı kullanılarak a) pürüzsüz ve b) pürüzlü kanal akışı için yapılan sayısal çözümlere ait dökülme kesiti hız dağılımları

4.3.3 Serbest Yüzey Uyarlamalı Ağ

Akış derinliğinin doğru hesaplanabilmesi serbest yüzeyin yeterli keskinlikte yakalanmasına bağlıdır. Bu amaçla serbest yüzeydeki hacim oranı gradyanının belirli eşik değerlerine bağlı olarak serbest yüzey civarındaki ağ elemanları gerektiği yerde iki defa inceltilerek ek bir çözüm yapılmıştır (Çizelge 4.1' de verilen parametreler kullanılarak). Sabit ağ ve uyarlamalı ağ ile yapılan iki ayrı çözüme ait hesaplanan akış derinliği karşılaştırılmış ve aradaki farkın %1' den az olduğu görülmüştür (Şekil 4.4). Bu nedenle, uyarlamalı ağ kullanmak eleman sayısını ve dolayısıyla çözüm süresini uzatacağından burada ele alınan sayısal çözümlerde sabit ağ kullanılmıştır.



Şekil 4.4 Sabit ağ ve uyarlamalı ağ ile yapılan çözümlere ait akış derinliği eğrileri

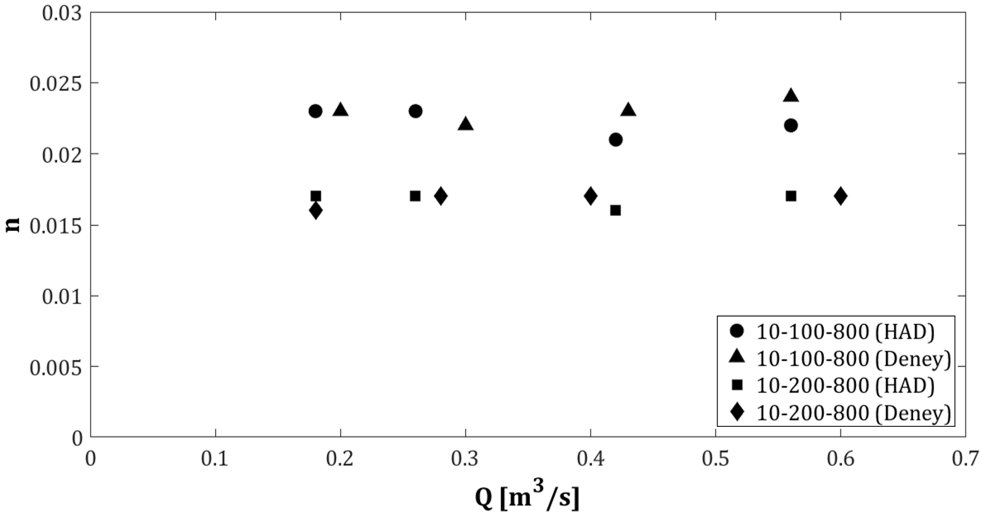
4.4 Sayısal Çözüm Sonuçlarının Deney Sonuçları ile Karşılaştırılması

Parametrik bir çalışma yapmak amacıyla birebir ölçekli açık kanal akışı deney sisteminin kullanılması pahalı olmakla birlikte iş ve zaman yükü açısından elverişsizdir. Bu nedenle, pürüzlendirilmiş boruların akış direncinin geniş bir aralıktaki geometrik ve dinamik parametrelerle değişiminin incelenmesi için sayısal çözümlere başvurulmuştur. Bunun için öncelikle sayısal çözüm yöntemi kullanılarak elde edilen ortalama Manning sayısı değerlerinin deneysel çalışmadan elde edilenler ile uyumluluğu teyit edilmiştir. İki farklı pürüzlülük durumu için (10-100-800 ve 10-200-800) deneysel ve sayısal çalışmalardan elde edilen ortalama Manning sayısı değerleri Çizelge 4.2' de verilmiştir. Ortalama n değerleri arasındaki fark 5%' den azdır ve bu fark deneysel olarak elde edilmiş ortalama n değerlerindeki belirsizlik aralığında ($\pm$5%) kaldığından, deneysel ve sayısal sonuçların istatistiksel olarak birbirine eşit olduğu söylenebilir.

Çizelge 4.2 Deneysel ve sayısal çalışmalardan elde edilen ortalama Manning sayılarının karşılaştırılması

	Pürüzlü kanal akışı (10-200-800)	Pürüzlü kanal akışı (10-100-800)
n (Deneysel)	0.017	0.023
n (Sayısal)	0.017	0.022

10-200-800 ve 10-100-800 pürüzlülük durumları için yapılan sayısal çözümlerde farklı debi ve derinlik değerleri için elde edilen n değerleri ile ortalama değer arasındaki sapmanın normalize karekök ortalaması sırasıyla yaklaşık 12% ve 7%’ dir. Sayısal çözüm yönteminin geçerliliğini daha iyi bir şekilde değerlendirmek adına deneysel ve sayısal çalışmalardan elde edilen noktasal n değerleri birbirine yakın debiler için karşılaştırılmıştır (Şekil 4.5). Buna göre en büyük mutlak sapma 8% ile 10-100-800 pürüzlülük durumunda 0.56 m^3/s debi için görülmektedir.



Şekil 4.5 Birbirine yakın debi değerleri için sayısal ve deneysel olarak elde edilen Manning sayılarının karşılaştırılması

4.5 Sayısal Çözüm Sonuçları

Bütün sayısal çözümler ticari bir HAD yazılımı olan ANSYS Fluent kodu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Sayısal çözümlerden elde edilmek istenen esas çıktı üniform akış derinliğidir (h_N). Akış derinliği tespit edildiğinde verilen bir debi için hidrolik yarıçap (R_h), akım kesit alanı (A) ve nihayetinde Manning sayısı (n) bulunabilir.

4.5.1 Manning Sayısının Pürüzlülük Geometrisi ile Değişimi

Manning sayısının pürüzlülük geometrisi ile değişimini incelemek amacıyla gerçekleştirilen sayısal çözümler Seri-I ve Seri-II olmak üzere iki ayrı grup halinde yapılmıştır. Seri-I grubundaki sayısal çözümlerde 600, 800, 1200, 1600 ve 2200 mm çapında ve 60 m uzunluğundaki borularda pürüzlülük adım oranı r/L=0.1 ve r/L=0.05 olduğu durumlarda farklı debiler için Manning sayısı n elde edilmiştir. Aşağıdaki Çizelge 4.3’ de sunulan sonuçlara göre Manning pürüzlülük katsayısı debi ile rastgele bir değişim göstermektedir ve ortalama bir n değeri kullanılmasındaki maksimum normalize karekök ortalama hata 13% civarında olmaktadır. Bu belirsizliğin kaynağı olarak Manning sayısının doluluk oranına muhtemel bağlılığı ve sayısal çözümlerde -özellikle yüksek hızlarda- boru çıkışında üniform akışın sağlanmasındaki zorluk ve serbest yüzeyin yeterince keskin olmaması gibi etkenlerden dolayı derinliğin tam olarak tespit edilememesi gösterilebilir.

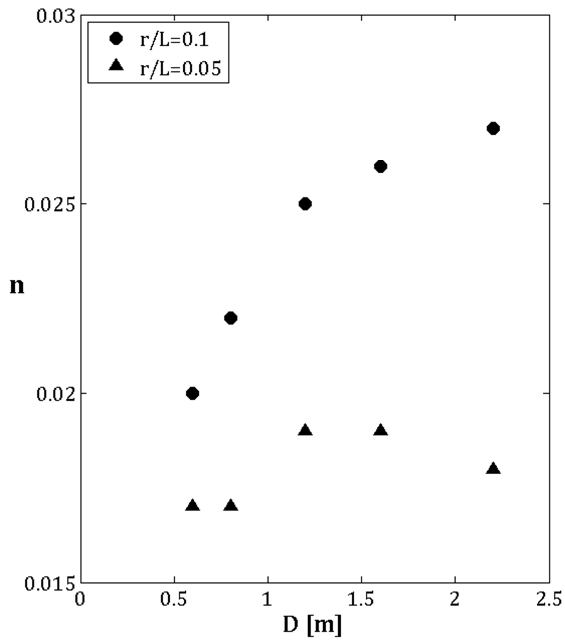
Çizelge 4.3 Seri-I sayısal çözümlerine ait sonuçlar

	Q (m^3/s)	h (mm)	V (m/s)	n
10-100-600	0.10	135	2.14	0.022
	0.18	168	2.79	0.020
	0.25	197	3.09	0.020
	0.33	225	3.44	0.019
			Ortalama:	0.020
10-200-600	0.10	116	2.65	0.017
	0.18	155	3.13	0.017
	0.25	191	3.24	0.018
	0.33	213	3.72	0.017
			Ortalama:	0.017
10-100-800	0.18	164	2.45	0.023
	0.26	195	2.78	0.023
	0.42	240	3.34	0.021
	0.56	282	3.48	0.022
			Ortalama:	0.022
10-200-800	0.18	142	2.98	0.017
	0.26	171	3.33	0.018
	0.42	207	4.04	0.016
	0.56	235	4.21	0.015
			Ortalama:	0.017
20-200-1200	0.69	296	3.17	0.026
	1.11	363	3.85	0.024
	1.67	462	4.17	0.025
	2.08	526	4.38	0.025
			Ortalama:	0.025
20-400-1200	0.69	252	3.95	0.019
	1.11	323	4.55	0.019
	1.67	394	5.17	0.019
	2.08	463	5.20	0.020
			Ortalama:	0.019
20-200-1600	0.69	270	3.07	0.026
	1.11	336	3.63	0.025
	1.67	415	4.04	0.025
	2.08	468	4.27	0.026
			Ortalama:	0.026

Çizelge 4.3 Seri-I sayısal çözümlerine ait sonuçlar (Devamı)

	Q (m^3/s)	h (mm)	V (m/s)	n
20-400-1600	0.69	236	3.77	0.019
	1.11	292	4.44	0.019
	1.67	351	5.10	0.018
	2.08	397	5.38	0.019
			Ortalama:	0.019
30-300-2200	0.97	299	3.20	0.027
	1.39	352	3.53	0.027
	2.08	416	4.22	0.025
	2.50	475	4.16	0.027
			Ortalama:	0.027
30-600-2200	0.97	245	4.23	0.018
	1.39	291	4.72	0.018
	2.08	340	5.60	0.017
	2.50	378	5.77	0.017
			Ortalama:	0.018

Ortalama n değerlerinin r/L=0.1 ve r/L=0.05 olduğu iki farklı pürüzlülük durumu için boru çapı (D) ile değişimi aşağıdaki Şekil 4.6’ da gösterilmiştir. Buna göre belli bir r/L değerinde Manning sayısı genellikle boru çapı ile artmaktadır (en küçük değişim belirsizlik oranından büyük olmak üzere). Fakat Manning sayısının bu şekilde monotonik artış eğilimi r/L=0.05 durumu için daha az belirgindir. Şekil 4.6’ dan görüleceği üzere, r/L=0.05 durumundan r/L=0.1 durumuna geçildiğinde Manning sayısında görülen artış, boru çapı büyüdükçe artmaktadır. Bu davranışa yol açan fiziksel mekanizmanın daha iyi anlaşılabilmesi için hız alanının detaylı olarak incelendiği deneysel çalışmalara ihtiyaç vardır.

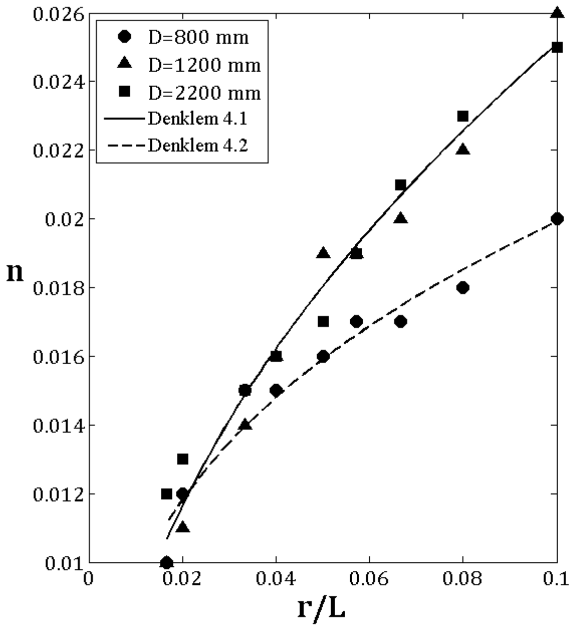


Şekil 4.6 r/L=0.1 ve r/L=0.05 için Manning sayısının boru çapı ile değişimi

Manning sayısını pürüzlülük adım oranına (r/L) bağlı olarak veren matematiksel bir ifade oluşturabilmek amacıyla çapları 800, 1200 ve 2200 mm olan borularda dokuz farklı r/L oranı için Seri-II sayısal çözümleri yapılmıştır (Çizelge 4.4). Burada her bir boru çapına karşılık bir tek debi değeri alınmıştır. Çizelge 4.4' de görüleceği gibi r/L oranı 0.020' den küçük olduğunda Manning sayısının pürüzsüz kanal akışındaki değerine ulaşılmaktadır. Çizelge 4.4' de sunulan veriler ve bu veriler kullanılarak uydurulan eğriler Şekil 4.7' de gösterilmiştir. Buna göre Manning sayısının pürüzlülük adım oranı r/L ile değişimi boru çapına göre asimtotik bir özellik göstermektedir, yani görece büyük boru çaplarında n ve r/L arasındaki ilişki tek bir eğri ile ifade edilebilmektedir. Böylece aşağıda verilen Denklem (4.1) en fazla %16' lık bir normalize karekök ortalama hata ile çapı 1200 ve 2200 mm olan borulara ait noktaları izlemektedir. Bir diğer eğri uydurma işlemi ise 800 mm çaplı boru için yapılmış ve %21 normalize hata ile Denklem (4.2) elde edilmiştir.

Çizelge 4.4 Seri-II sayısal çözümlerine ait sonuçlar

D=800 mm *Q*=0.7 m^3/s			*D*=1200 mm *Q*=0.7 m^3/s			*D*=2200 mm *Q*=2.1 m^3/s		
r/*L*	*h* (mm)	n	*r*/*L*	*h* (mm)	n	*r*/*L*	*h* (mm)	n
10/100	300	0.020	20/200	296	0.026	30/300	416	0.025
10/125	285	0.018	20/250	271	0.022	30/375	398	0.023
10/150	278	0.017	20/300	260	0.020	30/450	376	0.021
10/175	277	0.017	20/350	253	0.019	30/525	360	0.019
10/200	266	0.016	20/400	252	0.019	30/600	340	0.017
10/250	263	0.015	20/500	236	0.016	30/750	334	0.016
10/300	258	0.015	20/600	221	0.014	30/900	318	0.015
10/500	229	0.012	20/1000	195	0.011	30/1500	296	0.013
10/600	213	0.010	20/1200	187	0.010	30/1800	290	0.012



Şekil 4.7 Manning sayısının (n) pürüzlülük adım oranı (r/L) ile değişimi

$$n = 0.075\left(\frac{r}{L}\right)^{0.477} \qquad 0.017 \le r/L \le 0.1;\;\; 1200 \le D \le 2200 \text{ mm} \tag{4.1}$$

$$n = 0.042\left(\frac{r}{L}\right)^{0.325} \qquad 0.017 \le r/L \le 0.1;\;\; D = 800 \text{ mm} \tag{4.2}$$

4.5.2 Pürüzsüz ve Pürüzlü Kanallarda Manning Sayısının Çeşitli Parametrelerle Değişimi

4.5.2.1 Pürüzsüz Kanal

Yukarıda yöntemi açıklanan sayısal çözümler yardımıyla dairesel kesitli pürüzsüz ve pürüzlü kanallarda Manning sayısının çeşitli dinamik ve geometrik parametrelerle değişimi incelenebilir. Fakat burada Manning sayısının esasen pürüzlü kanal akışı için tanımlanmış olduğu [32] unutulmamalıdır. Manning sayısı yalnızca üniform akışta tanımlı olduğundan giriş şartları yerine h_N/D, V_N, Fr_N ve $Re_{Rh,N}$ gibi üniform akış parametreleri göz önüne alınarak değerlendirilebilir. Yapılan çözümlere ait üniform akış parametreleri ve elde edilen Manning sayıları aşağıdaki Çizelge 4.5' de sunulmuştur. Burada sunulan çözümlerde üniform akış bölgesinde Reynolds sayısı ($Re_{R_h,N} = V_N R_h/\nu$) yaklaşık 30 000 ile 490 000 ($Re_{D_h,N} = V_N D_h/\nu$ iken 120 000 ile 1 960 000) arasında, Froude sayısı ise 0.8 ile 4.6 arasında değişmektedir.

Çizelge 4.5 Dairesel-pürüzsüz açık kanal akışı için yapılan sayısal çözümlere ait üniform akış bölgesindeki parametreler ve Manning sayısı (n)

	D (m)	S_0	h_N/D	V_N (m/s)	Fr_N	$Re_{Rh,N}$	n
Test-1	0.2	0.01	0.30	1.37	2.1	47000	0.008
Test-2	0.2	0.01	0.47	1.52	1.8	36000	0.009
Test-3	0.2	0.01	0.59	1.61	1.6	31000	0.009
Test-4	0.2	0.01	0.66	1.64	1.5	29000	0.009
Test-5	0.2	0.01	0.28	1.51	2.4	140000	0.007
Test-6	0.2	0.01	0.28	1.55	2.5	490000	0.006
Test-7	0.2	0.01	0.52	1.89	2.1	330000	0.007
Test-8	0.2	0.01	0.56	2.00	2.1	320000	0.007
Test-9	0.1	0.01	0.30	0.97	2.1	47000	0.007
Test-10	0.4	0.01	0.30	1.97	2.1	47000	0.008
Test-11	0.6	0.01	0.30	2.40	2.1	47000	0.009
Test-12	0.2	0.01	0.12	0.98	2.5	46000	0.006
Test-13	0.2	0.01	0.44	1.51	1.9	48000	0.008
Test-14	0.2	0.002	0.51	0.68	0.8	34000	0.009
Test-15	0.2	0.005	0.38	0.99	1.3	41000	0.009
Test-16	0.2	0.02	0.25	1.82	3.1	53000	0.007
Test-17	0.2	0.04	0.20	2.43	4.6	58000	0.007
Test-18	0.2	0.01	0.46	1.78	2.2	100000	0.007

Çizelge 4.5 Dairesel-pürüzsüz açık kanal akışı için yapılan sayısal çözümlere ait üniform akış bölgesindeki parametreler ve Manning sayısı (n) (Devamı)

	D (m)	S_0	h_N/D	V_N (m/s)	Fr_N	$Re_{Rh,N}$	n
Test-19	0.2	0.01	0.49	1.83	2.1	100000	0.007
Test-20	0.2	0.01	0.55	1.76	1.9	93000	0.008
Test-21	0.2	0.01	0.59	1.88	1.9	89000	0.008
Test-22	0.2	0.01	0.64	1.97	1.9	84000	0.008

Chow [1] tarafından çeşitli açık kanallar için sunulmuş olan Manning sayısı tablolarına göre pürüzsüz kanallarda en küçük n değeri 0.008 ile laboratuar şartlarındaki lusit malzemeden yapılmış boruda elde edilmiş iken, bu çalışmadaki sayısal çözümlerde en küçük değer n=0.006 olmaktadır. [1]' deki tablolarda sunulan değerlerin hangi dinamik akış şartları altında elde edildiği belirtilmemekle birlikte, pürüzsüz kanal akışı için yapılan sayısal çözümlerde malzemenin yüzey pürüzlülüğünün modellenmemiş olması pürüzlülük için olası bir geçiş rejiminin tahmin edilememesine neden olarak gerçektekinden daha düşük Manning sayılarının bulunmasına yol açmış olabilir.

Giriş şartlarının tersine, önceden belirlenemediğinden farklı üniform akış şartlarının Manning sayısı üzerindeki etkisinin kontrollü olarak incelenmesi oldukça zordur. Buna rağmen Çizelge 4.5' deki sonuçlara göre, verilen parametrelerin birbirinden bağımsız değişkenler olduğu varsayımı yapılarak ($n = f(D, h_N/D\,, Fr_N, Re_{Rh,N})$) aşağıdaki çıkarımlar yapılabilir:

1- Test 9, 1, 10 ve 11 karşılaştırıldığında doluluk oranı (h_N/D), Froude sayısı (Fr_N) ve Reynolds sayısı ($Re_{Rh,N}$) birbirine eşit olduğu halde; çap sırasıyla 0.1, 0.2, 0.4 ve 0.6 m olurken Manning sayısında da 0.007 ile 0.009 arasında kademeli bir artış görülmektedir. Buradan boru çapının Manning sayısını doğru orantılı olarak etkileyen bir faktör olduğu sonucu çıkarılabilir.

2- Doluluk oranı ve Reynolds sayısının birbirine yakın olduğu Test 14 ve Test 2 karşılaştırıldığında Froude sayısının 0.8 - 1.8 arasındaki değerlerinde Manning sayısının değişmediği sonucuna varılabilir.

3- (2) nolu sonuç göz önünde bulundurularak belirtilen aralık için (0.8 – 1.8 arasında) Froude sayısındaki değişimin bir etkisi olmadığı varsayıldığında ve sırasıyla Test 15, 2, 14, 3 ve 4 karşılaştırıldığında, doluluk oranı 0.38’ den 0.66’ya çıkarken Reynolds sayısının ($Re_{Rh,N}$) azaldığı; buna karşılık Manning sayısının değişmediği görülür. Test 13, 20, 21 ve 22 karşılaştırıldığında da Froude sayılarının eşit olduğu bu dört durumda da doluluk oranı ve Reynolds sayısı değişirken Manning sayısının sabit kaldığı görülmektedir. Benzer ilişki Test 7, 8 ve 19 karşılaştırmasında da görülebilir. Buna göre doluluk oranının en azından 0.38 – 0.66 değerleri arasında Reynolds sayısı da yaklaşık 29 000 – 330 000 arasında değişirken Manning sayısının Reynolds sayısı ve doluluk oranından bağımsız olduğu sonucu çıkarılabilir.

4- Test 1 ve 19 karşılaştırması, (3) nolu sonuç dikkate alındığında, Froude sayısı sabit iken doluluk oranı 0.49’ dan 0.30’ a düştüğünde Manning sayısının artarak 0.007’ den 0.008’ e çıktığını göstermektedir.

5- Test 20, Test 19 veya Test 8 ile karşılaştırılırsa; (3) nolu sonuçta belirtildiği gibi doluluk oranı ve Reynolds sayısındaki değişimin etkisi ihmal edildiğinde Froude sayısı 1.9’ dan 2.1’ e çıkarken Manning sayısının 0.008’ den 0.007’ ye düştüğü görülmektedir. Aynı şekilde Test 19, Test 18 ile veya Test 8 ile karşılaştırıldığında ise Froude sayısı 2.1’ den 2.2’ ye çıkarken Manning sayısının sabit kaldığı görülür.

6- Giriş şartları aynı olan Test 1, 14, 15, 16 ve 17 karşılaştırıldığında kanal eğiminin (S_0) üniform akıştaki Froude sayısıyla (Fr_N) birlikte hareket ettiği görülebilir. Sterling ve Knight [108] dairesel kanalda yaptıkları deneysel çalışmada eğimin artmasının doğrudan Froude sayısında artış olarak etkisini gösterdiğini belirtmişlerdir. Dolayısıyla <u>eğimin Manning sayısı üzerinde doğrudan bir etkisi yoktur.</u>

Sonuç olarak pürüzsüz dairesel açık kanal akışı için yapılan sayısal çözüm sonuçlarına dayanarak Manning sayısının $Re_{Rh,N}$, Fr_N, D, h_N/D ve S_0 parametreleriyle değişimi ile ilgili sonuçlar aşağıdaki gibi özetlenebilir:

- Pürüzsüz kanal akışında Darcy sürtünme faktörü f Reynolds sayısına bağlı olduğundan, (1.14)’ e göre Manning sayısının da Re ile değişmesi beklenir. Fakat yapılan sayısal çözümlerde incelenen aralıkta Reynolds sayısının Manning sayısı üzerinde doğrudan bir etkisi görülmemiştir.

- Sayısal çözüm sonuçlarına göre yalnızca Fr ≥ 1.8 olduğunda, Froude sayısı ile Manning sayısı arasında bir ters orantı vardır ve Fr < 1.8 için Manning sayısı Froude sayısına bağlı değildir. Sterling ve Knight [108] Froude sayısına bağlılık için bir limit değer belirtmemekle birlikte dairesel kesitli kanal için yaptıkları deneysel çalışmada Froude sayısı ile Manning sayısının ters orantılı olarak değiştiği sonucuna ulaşmışlardır. Buna karşılık Chow [1] tam tersine genel olarak kritiküstü akışta Fr arttıkça sürtünme faktörünün de arttığını, Fr < 3 için bu etkinin ihmal edilebileceğini belirtmiştir.
- İncelenen boru çapları için (*D*=0.2 m ve *D*=0.1 m) boru çapı ile Manning sayısı arasında doğru orantı olduğu görülmüştür. Fakat Yoon vd.' nin [88] kritikaltı akış deneylerinde boru çapı *D*=0.05 m olup Manning sayısı burada elde edilen değerlerden daha büyüktür.
- Doluluk oranı yaklaşık 0.38 – 0.66 aralığında iken Manning sayısı sabit kalmakta, bu aralığın altında ise Manning sayısı azalmaktadır. Manning sayısındaki bu eğilim Camp' in [40] sunmuş olduğu sonuçlarla uyumludur. Sterling ve Knight [108] ise doluluk oranının 0.10 ile 0.70 arasındaki değerleri için Manning sayısının hemen hemen sabit kaldığını bildirmişlerdir.
- Ele alınan eğim değerleri için (S_0=0.002, 0.005, 0.01, 0.02 ve 0.04) eğimin Manning sayısına doğrudan bir etkisi yoktur. Manning sayısının eğimle değişmesinin nedeni üniform akış bölgesindeki Froude sayısının (Fr_N) değişmesidir.

4.5.2.2 Pürüzlü Kanal

Çizelge 4.6' da pürüzlü kanal akışı için yapılmış olan sayısal çözüm sonuçlarına göre Manning sayısının üniform akış bölgesindeki parametrelere göre (h_N/D, Fr_N ve $Re_{Rh,N}$) değişimi verilmiştir. Burada sunulan çözümlerde üniform akış bölgesinde Reynolds sayısı ($Re_{R_h,N} = V_N R_h/\nu$) yaklaşık 30 000 ile 120 000 arasında, Froude sayısı (Fr_N) ise 0.8 ile 2.6 arasında değişmektedir. Bu sonuçlara göre r/L=L/D=0.1 olduğu durumda Manning sayısı pürüzsüz kanal akışı durumunda elde edilenden genel olarak yaklaşık %25-%30 daha yüksek bulunmaktadır.

Çizelge 4.6 Dairesel-pürüzlü açık kanal akışı için yapılan sayısal çözümlere ait üniform akış bölgesindeki parametreler ve Manning sayısı

	D (m)	S_0	h_N/D	V_N (m/s)	Fr_N	$Re_{Rh,N}$	n
Test-P1	0.2	0.01	0.38	0.99	1.3	41000	0.012
Test-P2	0.2	0.01	0.66	1.43	1.3	29000	0.010
Test-P3	0.2	0.01	0.39	0.98	1.3	120000	0.012
Test-P4	0.2	0.01	0.43	1.07	1.3	38000	0.012
Test-P5	0.2	0.01	0.56	1.23	1.3	32000	0.011
Test-P6	0.2	0.01	0.56	1.22	1.3	92000	0.012
Test-P7	0.1	0.01	0.38	0.70	1.3	41000	0.011
Test-P8	0.4	0.01	0.36	1.53	1.5	42000	0.012
Test-P9	0.6	0.01	0.37	1.82	1.4	42000	0.013
Test-P10	0.2	0.01	0.17	0.58	1.2	46000	0.013
Test-P11	0.2	0.01	0.52	1.20	1.3	36000	0.012
Test-P12	0.2	0.002	0.51	0.68	0.8	34000	0.009
Test-P13	0.2	0.005	0.46	0.78	0.9	37000	0.012
Test-P14	0.2	0.02	0.32	1.26	1.9	45000	0.012
Test-P15	0.2	0.04	0.27	1.59	2.6	50000	0.012
Test-P16	0.2	0.01	0.67	1.40	1.3	81000	0.011
Test-P17	0.2	0.01	0.74	1.87	1.6	75000	0.008

Çizelge 4.6' da sunulan veriler yardımıyla genel olarak aşağıdaki sonuçlar çıkarılabilir:

1- Test P1 ve P3 karşılaştırıldığında Froude sayılarının (Fr_N) eşit, doluluk oranlarının da (h_N/D) çok yakın olduğu bu iki duruma göre Reynolds sayısı 41000' den 120000' e çıkarken Manning sayısı değişmemektedir. Fakat Test P5 ve P6 karşılaştırılırsa, Fr_N ve h_N/D birbirine eşitken Reynolds sayısı 32000' den 92000' e çıktığında Manning sayısı artarak 0.011' den 0.012' ye çıkmaktadır. Aynı şekilde Test P2 ve P16 karşılaştırması diğer parametreler hemen hemen sabit iken Reynolds sayısı 29000' den 81000' e çıktığında Manning sayısının 0.010' dan 0.011' e çıktığını göstermektedir. Tullis [109] dikdörtgen kesitli kanallardaki pürüzlü kanal akışı için yapılan deneysel çalışmanın sonuçlarına göre Reynolds sayısı arttıkça Manning sayısının azalarak sabitlendiğini belirtmiştir (Darcy sürtünme faktöründe olduğu gibi). Burada sunulan sayısal çözüm sonuçlarına göre ise bazı şartlarda (muhtemelen belli bir doluluk oranının üzerinde, Reynolds sayısının belli bir değerine kadar) Manning sayısı Reynolds sayısı ile artmaktadır. Bu farklı davranışın nedeni sayısal çözümlerin, deneysel çalışmanın tersine, Reynolds sayısı değişirken Froude sayısı ve doluluk oranının (dolayısıyla hidrolik yarıçapın) sabit kaldığı; viskozite sabit iken sağlanması mümkün olmayan salt teorik bir durumu temsil etmesi olabilir.

2- Test P7 ile P1 karşılaştırıldığında üniform akış bölgesindeki doluluk oranı (h_N/D), Froude sayısı (Fr_N) ve Reynolds sayısı ($Re_{Rh,N}$) birbirine eşit iken Manning sayısı 0.011' den 0.012' ye çıkmaktadır. Pürüzsüz kanal akışında olduğu gibi, pürüzlü kanal akışında da boru çapı ile Manning sayısı arasında doğru orantı olduğu tahmin edilebilir. Test P8 ve P9' da ise çap değişirken üniform akış bölgesindeki Froude sayısı ve doluluk oranı da değiştiğinden (pürüzsüz kanal akışında karşılaşılanın aksine), bu çözümler için Manning sayısındaki artışın sadece çapın artmasından kaynaklanıp kaynaklanmadığı kesin olarak söylenememektedir.

3- Test P12, P13, P1, P14 ve P15 karşılaştırıldığında S_0>0.002 için eğimin Manning sayısını değiştirmediği görülebilir. Hessel vd. [110]' nin Manning pürüzlülük katsayısı için yapmış oldukları arazi ölçümleri de, yüksek eğimli arazilerde erozyonun olmadığı durumda Manning sayısının eğimle değişmediğini göstermiştir.

4.6 Sonuç

Bu bölümde boru iç yüzeyine enlemesine (akım yönüne dik olacak şekilde) yerleştirilen yarım-daire kesitli pürüzlülük elemanlarının adım oranının (r/L) farklı değerleri için Manning sayısındaki (n) değişim sayısal çalışmalar yoluyla araştırılmıştır. Bölüm 2' de sunulan deneysel çalışmanın sonuçları bu çalışmada kullanılan sayısal çözüm sonuçlarının yeterli doğrulukta olup olmadığının kontrolünde referans olarak kullanılmıştır.

Manning sayısının pürüzlülük geometrisi (genlik/dalga boyu oranı) ile değişimini incelemek amacıyla gerçekleştirilen sayısal çözümler Seri-I ve Seri-II olmak üzere iki ayrı grup halinde yapılmıştır. Seri-I grubunda iki farklı pürüzlülük adım oranı için farklı debilerdeki Manning sayıları elde edilmiş ve bunların ortalaması hesaplanmıştır. Ortalama Manning sayısı kullanılmasındaki belirsizlik oranının tespitine çalışılmıştır. Bu sonuçlar göstermiştir ki; büyük çaplı borularda pürüzlülük adım oranındaki belli bir artış, Manning sayısında görece küçük çaplı borulardakine göre daha büyük bir artışa neden olmaktadır. Seri-II grubundaki çözümler ise Manning sayısını (n) pürüzlülük adım oranına bağlı olarak veren bir bağıntı geliştirmek amacıyla yapılmıştır. Bu çözümlerin sonuçlarına göre pürüzlülük adım oranı r/L <0.020 şartını sağladığında pürüzsüz kanal akışı durumundaki Manning sayısı elde edilmektedir. Büyük çaplı borularda (burada 1200 mm’ den büyük) Manning sayısının pürüzlülük adım oranı ile değişimini tek bir eğri ile ifade etmek mümkündür. Buna göre, büyük çaplı (1200 ile 2200 arasında) ve küçük çaplı (800 mm) borular için olmak üzere iki farklı bağıntı önerilmiştir.

Manning sayısının, üniform akış bölgesindeki çeşitli parametrelerle (h_N/D, V_N, Fr_N ve $\mathrm{Re}_{Rh,N}$) değişmini incelemek amacıyla pürüzsüz ve pürüzlü kanallar için ayrıca sayısal çözümler yapılmıştır. Bu sayısal çözümlerin sonuçlarına göre; Manning sayısının verilen bir kanal geometrisi için sadece pürüzlülüğe bağlı geometrik bir parametre olduğu varsayımı yapılarak ortalama bir değer kullanılacak olursa, bu değer pürüzsüz kanal akışında $\pm$11% belirsizlik oranı ile 0.008 olarak bulunmuştur. Bu, literatürde pürüzsüz kanallar için verilen değerden (0.010) düşüktür. Pürüzlü kanal akışında ise Manning sayısı daha az değişkenlik göstermekle birlikte, ekstremum noktalar dikkate alınmadığında Manning sayısının ortalama değeri $\pm$9% belirsizlik oranı ile yaklaşık 0.012 olarak bulunmuştur.

BÖLÜM 5

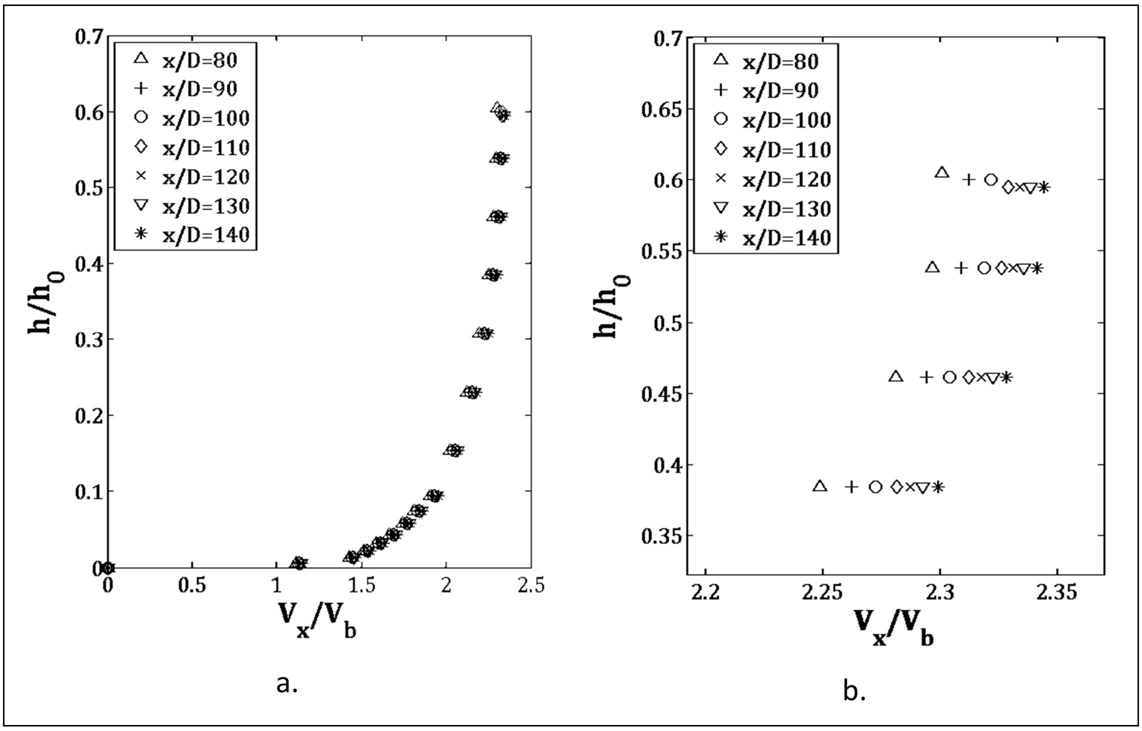
GEÇİŞ BÖLGESİ UZUNLUĞUNUN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

5.1 Giriş

Geçiş bölgesinin uzunluğu ile ilgili literatürde sunulmuş olan verilerin tamamı dikdörtgen kesitli kanallar için olup, dairesel kanallardaki açık kanal akışı için benzer sonuçlar sunulmamıştır. Bu amaçla dairesel kanalda üniform akışın elde edilmesi için kanal girişinden itibaren gerekli mesafenin (L_e, *geçiş bölgesi uzunluğu*) kanal giriş şartlarıyla değişimini incelemek amacıyla pürüzsüz ve pürüzlü kanallarda akış için sayısal çözümler yapılmıştır. Burada ele alınan parametreler – L_e' nin doğrusal olarak bağlı olduğu varsayılan - girişteki Froude ve Reynolds sayısı (Fr_0 ve Re_{Rh0}), girişteki akış derinlik oranı (h_0/D) ve kanal eğimidir (S_0). Fr_0 ve Re_{Rh0}; (1.1) ve (1.2) denklemlerinde hız ölçeği olarak kanal giriş kesitindeki hız (V_b), uzunluk ölçeği olarak ise sırasıyla girişteki hidrolik ortalama derinlik (h_{m0}) ve girişteki hidrolik yarıçap (R_{h0}) alınarak elde edilir ($Fr_0 = V_b/\sqrt{gh_{m0}}$, $Re_{Rh0} = V_b R_{h0}/\nu$). Girişteki hidrolik yarıçap R_{h0} ise, A_0 ve $Ç_0$ sırasıyla girişteki akım kesit alanı (m^2) ve ıslak çevre (m) olmak üzere, $R_{h0} = A_0/Ç_0$ şeklinde ifade edilir. Bu çalışma ile daha önce dikdörtgen kesitli kanallarda yapılmış çalışmalar arasındaki önemli bir fark, Reynolds ve Froude sayısı gibi kontrol parametrelerinin üniform akış bölgesinde değil, kanal giriş kesitinde hesaplanan parametreler olmasıdır.

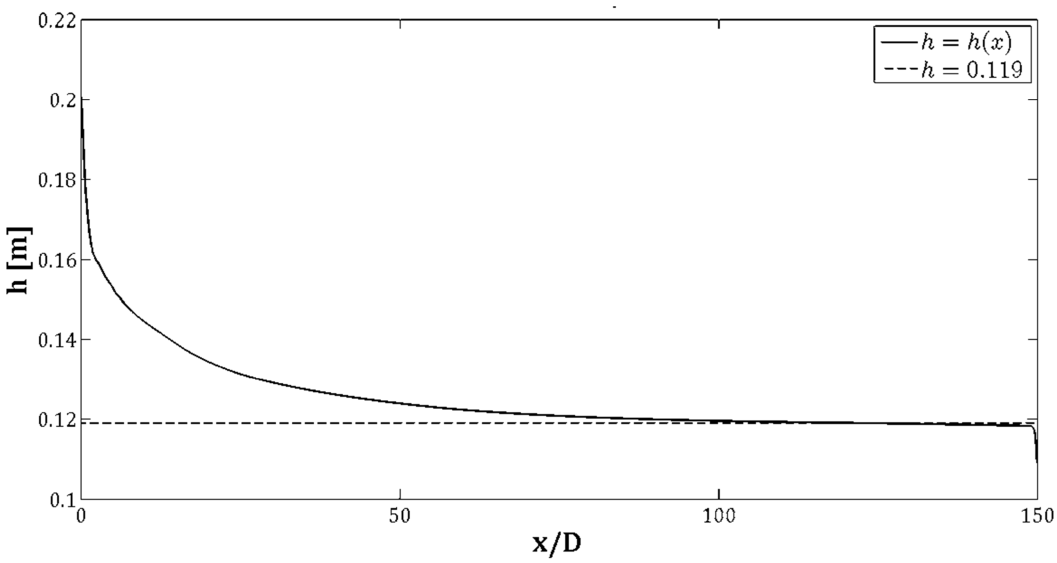
5.2 Üniform Akış Başlangıç Noktasının Tespiti

Aşağıdaki Şekil 5.1a' da pürüzsüz kanal akışı için yapılmış bir sayısal çözüme ait, farklı kesitlerde kanalın orta düzlemindeki hız dağılımları ve Şekil 5.1b' de ise bu hız dağılımlarının yakınlaştırılmış kısmi bir görünümü sunulmuştur. Burada V_x kanal tabanına paralel hız bileşeni (m/s), V_b girişteki ortalama hız (m/s), h derinlik (m) ve h_0 girişteki derinliği (m) göstermektedir. Şekil 5.1b' de görüldüğü gibi hız dağılımı akım boyunca gidildiğinde azalarak da olsa değişmektedir ve 140D gibi uzun bir kanal mesafesinde bile ideal üniform açık kanal akışı tanımının gerektirdiği gibi yerel hız değerlerinin farklı kesitlerde tam olarak sabit kalması durumu gerçekleşmemektedir. Bu nedenle hız dağılımının gelişimi gözlenerek geçiş bölgesi uzunluğunun başlangıç noktasını nesnel olarak tespit etmek güçtür. Bunun yerine, eğer var ise, hız veya derinliğin kesit ortalama değerlerinin yakınsadığı limit değer, geçiş bölgesinin bittiği konumun tespit edilmesinde belirleyici bir ölçüt olabilir.



Şekil 5.1 Pürüzsüz kanal akışı için yapılan bir sayısal çözümden elde edilen, kanalın orta düzlemi üzerinde farklı kesitlerde alınmış hız dağılımlarının a) genel ve b) yakınlaştırılmış bir görünümü

Şekil 5.2' de, yukarıda hız dağılımı verilen sayısal çözüme ait kanal orta düzleminde derinliğin (h) akım yönünde değişimi görülmektedir. Sayısal çözümlerde orta düzlemdeki derinlik değerinin 10^{-3} m mertebesine kadar aynı kesitteki ortalama derinliğe eşit olduğu görülmüştür. Buradan $h = h(x)$ eğrisinin asimtotik olarak $h = h_N = 0.119$ m limit değerine yakınsadığı görülebilir.



Şekil 5.2 Pürüzsüz kanal akışı için yapılan bir sayısal çözüme ait derinliğin (orta düzlemde) kanal boyunca değişimi

Akışkanlar mekaniğinde asimtotik özellik gösteren kavramların tanımlanmasında genellikle bir limit değer baz alınarak bu değere yaklaşma oranı göz önünde bulundurulur. Örneğin sınır tabaka kalınlığı serbest akım bölgesindeki hız değerinin 99%' una ulaşıldığı, duvara dik doğrultudaki uzaklık olarak tanımlanır [3]. Benzer şekilde Durst vd. [111] de laminer boru akışında giriş uzunluğunu, merkez çizgisi hızının tam gelişmiş haldeki değerinin 99%' una ulaştığı mesafe olarak tanımlamışlardır. Fakat literatürde benzer bir ölçüt açık kanal akışındaki geçiş bölgesinin uzunluğu için önerilmemiştir. Kırkgöz ve Ardıçlıoğlu [54] geçiş bölgesi uzunluğunu tespit ederken farklı kesitlerdeki hız dağılımını karşılaştırdıklarını belirtmişlerdir. Fakat yukarıdaki Şekil 5.1' de de görüldüğü gibi burada bu yöntemin kullanılması sağlıklı olmayacaktır. Ead vd.' nin [89] korige boru içerisindeki üniform açık kanal akışına ait sundukları hız dağılımları da Şekil 5.1' deki gibi bir değişim göstermektedir. Ayrıca söz konusu çalışmada üniform akış bölgesinin başlangıç noktası hakkında bir bilgi sunulmamıştır.

Hız dağılımının sabit kalması ölçütünü esas alarak üniform akış başlangıcını tespit etmenin kullanışlı bir yöntem olmamasından dolayı, bu çalışmada derinliğin akım yönünde ilerledikçe yaklaştığı limit değer göz önüne alınmıştır. Bu limit derinlik değerine (h_N: normal derinlik) karşılık gelen ortalama hız V_N normal hız olmak üzere, bu çalışmada geçiş bölgesi uzunluğu kanal girişi ile ortalama hızın akımaltı yönünde $V = 0.98V_N$ veya $V = 1.02V_N$ değerine ulaşıldığı nokta arasındaki mesafe olarak tanımlanmıştır. Burada kanal girişindeki derinlik h_0 olmak üzere $h_0 > h_N$ ise, yani geçiş bölgesi boyunca derinlik akım yönünde azalıyorsa $V = 0.98V_N$; $h_0 < h_N$ ise $V = 1.02V_N$ eşitliğinin sağlandığı kesit üniform akış bölgesinin başlangıcı olarak kabul edilmiştir. Hızın ±1% yerine ±2% oranında değiştiği kesitin dikkate alınmasının nedeni ortalama hızdaki 1%' lik değişimin genelde derinlikte 1 mm' den daha küçük bir değişime karşılık gelmesidir.

5.3 Pürüzsüz Açık Kanal Akışında Geçiş Bölgesi Uzunluğunun (L_e/D) İncelenmesi

Pürüzsüz dairesel açık kanal akışı için giriş parametrelerine bağlı olarak geçiş bölgesi uzunluklarının (L_e/D) tahmin edilmesi için yapılan sayısal çözümlere ait parametreler ve toplu sonuçlar Çizelge 5.1' de sunulmuştur. Bu sonuçlara göre boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğunun kanal girişindeki Reynolds sayısı (Re_{Rh0}, karakteristik uzunluk girişteki hidrolik yarıçap: R_{h0}), Froude sayısı (Fr_0), eğim (S_0) ve doluluk oranı (h_0/D) gibi parametrelerle ayrı ayrı değişimi aşağıda sırasıyla açıklanmıştır.

Geçiş bölgesi uzunluğu üzerindeki etkileri ayrı ayrı araştırılacak olan dinamik parametreler arasında Reynolds ve Froude sayıları birbirinden bağımsız değişkenler olmayıp, her ikisi de doluluk oranının ve ortalama hızın bir fonksiyonudur. Sırasıyla Froude ve Reynolds sayıları için yazılan (1.1) ve (1.2) denklemleri ((1.2)' de uzunluk ölçeği olarak hidrolik çap D_h yerine hidrolik yarıçap R_h yazılırsa) $Fr = V/\sqrt{gh_m}$ ve $Re = VR_h/\nu$ şeklinde verilmişti. Hidrolik yarıçap R_h kanal yarıçapı (R) ve doluluk açısına (θ) bağlı olarak Bölüm 2' de Denklem (2.2b)' de verilmiştir. (1.1) denklemindeki hidrolik ortalama derinlik h_m, (2.2c) ile verilen akım kesit alanının (A) akım genişliğine ($b = 2Rsin\theta$) oranıdır ve $h_m = R_h\, \theta/sin\theta$ şeklinde yazılabilir. Doluluk açısı θ, doluluk oranı h/D' nin fonksiyonudur ve Denklem (2.2a) ile verilmiş, Şekil 2.3' de de şematik olarak gösterilmiştir.

Sonuç olarak bu bölümde amaçlandığı gibi; Reynolds ve Froude sayıları ile doluluk oranı değişkenlerinden herhangi ikisinin sabit tutulup üçüncüsünün etkisinin incelenmesi kinematik viskozitenin (ν) değiştirilmesi ile mümkündür. Sayısal çözümlerin bir avantajı, gerçekte deneysel çalışmalarda gerçekleştirilmesi zor olan bu durumun teorik olarak incelenebilmesine imkân tanımasıdır. Doluluk oranı (h_0/D) ve Froude sayısı (Fr_0) sabitken Reynolds sayısının değiştirilebilmesi için kinematik viskozitenin (ν) değiştirilmesi gerekmektedir. Benzer şekilde, doluluk oranı ve Reynolds sayısı sabit iken Froude sayısının değiştirilmesi ise ortalama hızın (V) ve kinematik viskozitenin (ν) aynı oranda değiştirilmesi (yani V/ν oranının sabit tutulması) ile mümkündür. Son olarak; Reynolds ve Froude sayıları sabit iken doluluk oranının değiştirilebilmesi için ortalama hızın (V) $\sqrt{h_m}$ ile (h_m: ortalama hidrolik derinlik), kinematik viskozitenin (ν) ise $R_h^{3/2}\sqrt{\theta/sin\theta}$ ile aynı oranda değiştirilmesi gerekmektedir.

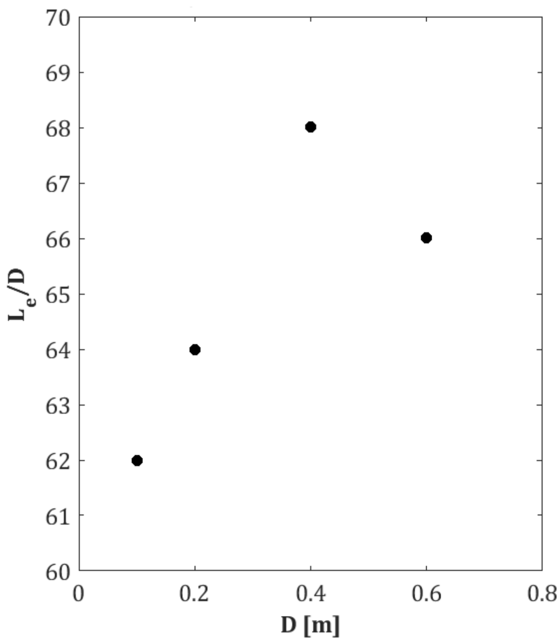
Çizelge 5.1 Dairesel-pürüzsüz açık kanal akışı için yapılan sayısal çözümlere ait giriş parametreleri ve boyutsuz geçiş bölgesi uzunlukları

	D (m)	h_0/D	Fr_0	V_b (m/s)	S_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-1	0.2	0.5	0.8	0.693	0.01	35000	64
Test-2	0.2	0.5	1.6	1.404	0.01	35000	63
Test-3	0.2	0.5	2.3	1.981	0.01	35000	63
Test-4	0.2	0.5	2.6	2.282	0.01	35000	91
Test-5	0.2	0.5	0.8	0.693	0.01	100000	68
Test-6	0.2	0.5	0.8	0.693	0.01	350000	70
Test-7	0.2	0.5	2.3	2.019	0.01	350000	2
Test-8	0.2	0.5	2.6	2.282	0.01	350000	87
Test-9	0.1	0.5	0.8	0.490	0.01	35000	62
Test-10	0.4	0.5	0.8	0.981	0.01	35000	68
Test-11	0.6	0.5	0.8	1.201	0.01	35000	66
Test-12	0.2	0.2	0.8	0.438	0.01	35000	59
Test-13	0.2	0.7	0.8	0.841	0.01	35000	78
Test-14	0.2	0.5	0.8	0.693	0.002	35000	7
Test-15	0.2	0.5	0.8	0.693	0.005	35000	29
Test-16	0.2	0.5	0.8	0.693	0.02	35000	62
Test-17	0.2	0.5	0.8	0.693	0.04	35000	63
Test-18	0.2	0.5	1.8	1.580	0.01	100000	66
Test-19	0.2	0.5	2.0	1.756	0.01	100000	51
Test-20	0.2	0.5	2.3	1.981	0.01	100000	57
Test-21	0.2	0.5	2.6	2.282	0.01	100000	108
Test-22	0.2	0.5	3.0	2.633	0.01	100000	134

Aynı doluluk oranında farklı kanal çapları için yapılan çözüm (Test 1, 9, 10 ve 11) sonuçlarının karşılaştırması Çizelge 5.2 ve Şekil 5.3’ de verilmiştir. Boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğunda (L_e/D) sistematik bir değişim olmadığı görülmektedir. Esasen, boru akışında olduğu gibi, açık kanal akışında da diğer tüm parametreler (doluluk oranı, Froude sayısı, Reynolds sayısı ve eğim) sabit tutulduğunda boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğunun kanal çapı ile değişmemesi beklenir. Bu nedenle buradaki farklılıklar sayısal çözümlerdeki ve üniform akış başlangıç noktasının tespit yöntemindeki belirsizlik olarak yorumlanabilir. Buna göre sayısal çözüm sonuçları kullanılarak elde edilen L_e/D değerlerinde yaklaşık 5% civarında bir belirsizlik söz konusudur. Dolayısıyla hem pürüzsüz hem de pürüzlü kanal akışında L_e/D’ nin diğer parametrelerle değişimi incelenirken 5%’ in altındaki değişimler gözardı edilecektir.

Çizelge 5.2 Pürüzsüz kanal akışında boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğunun kanal çapı (D) ile değişimi

	D (m)	h_0/D	Fr_0	V_b (m/s)	S_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-9	0.1	0.5	0.8	0.490	0.01	35000	62
Test-1	0.2			0.693			64
Test-10	0.4			0.981			68
Test-11	0.6			1.201			66



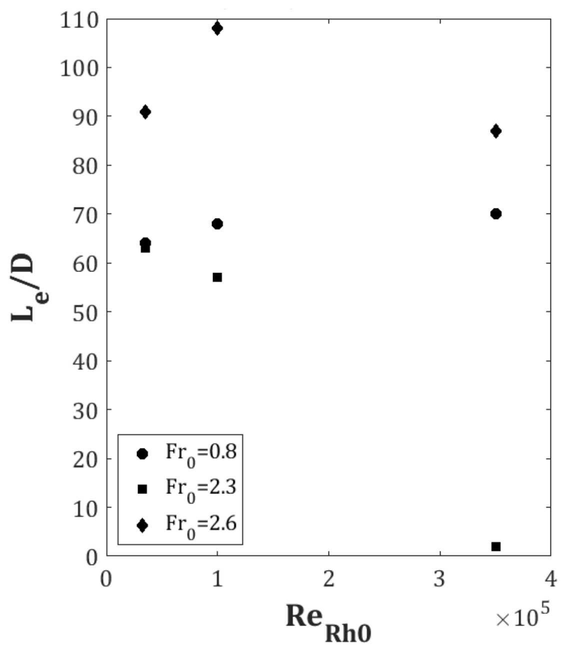
Şekil 5.3 Pürüzsüz kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) kanal çapı (D) ile değişimi

5.3.1 Reynolds Sayısı (Re_{Rh0}) Etkisi

Aşağıdaki Çizelge 5.3’ de ve Şekil 5.4’ de dairesel kesitli pürüzsüz bir kanalın giriş kesitinde hesaplanan Reynolds sayısının (Re_{Rh0}) boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğu (L_e/D) üzerindeki etkisinin anlaşılmasına yardımcı olabilecek sayısal çözüm sonuçları sunulmuştur. Buna göre L_e/D’ nin Re_{Rh0} ile değişimi, Froude sayısının üç farklı değeri için de farklı bir fonksiyonel biçime sahiptir. Şekil 5.4’ de, Fr_0=2.3 için ve kısmen de Fr_0=2.6 için boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğu ve Reynolds sayısı arasındaki ters orantı görülebilir. Bu sonuç Kırkgöz ve Ardıçlıoğlu’ nun [54] deneysel sonuçları ve Bonakdari vd.’ nin [112] ise sayısal çözüm sonuçları ile uyumludur. Boru akışında giriş uzunluğunun Reynolds sayısı ile doğru orantılı olarak değiştiği göz önünde bulundurulduğunda, burada durumun tam tersi olduğu söylenebilir. Buna karşılık, kritikaltı giriş şartında (Fr_0=0.8) L_e/D’ deki değişim 5% olarak tespit edilmiş olan belirsizlik oranını geçmediğinden ihmal edilebilir.

Çizelge 5.3 Pürüzsüz açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun Reynolds sayısı (Re_{Rh0}) ile değişimi

	D (m)	h_0/D	S_0	V_b (m/s)	Fr_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-1						35000	64
Test-5				0.693	0.8	100000	68
Test-6						350000	70
Test-3	0.2	0.5	0.01			35000	63
Test-20				1.981	2.3	100000	57
Test-7						350000	2
Test-4						35000	91
Test-21				2.282	2.6	100000	108
Test-8						350000	87



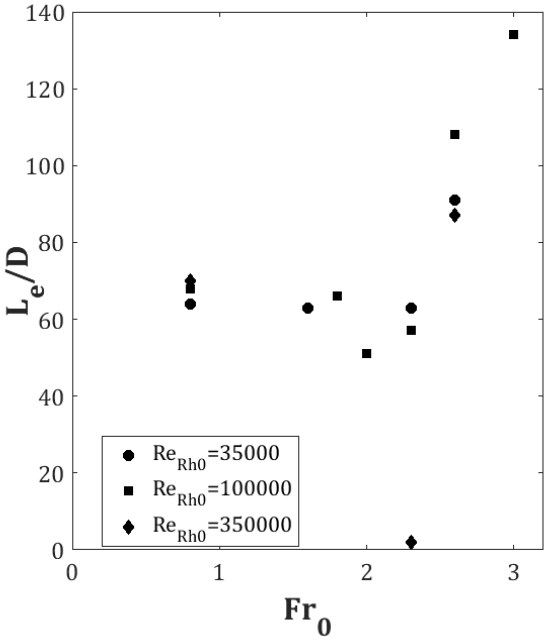
Şekil 5.4 Pürüzsüz kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) Reynolds sayısı (Re_{Rh0}) ile değişimi

5.3.2 Froude Sayısı (Fr_0) Etkisi

Aşağıdaki Çizelge 5.4 ve Şekil 5.5' de dairesel kesitli pürüzsüz bir kanalın giriş kesitindeki Froude sayısının (Fr_0) boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğuna (L_e/D) muhtemel etkisini incelemek amacıyla yapılan sayısal çözüm sonuçları sunulmuştur. Burada Re_{Rh0}=35000 ve Fr_0<2.3 iken Froude sayısının L_e/D üzerinde bir etkisi görülmezken (belirsizlik oranı olan 5%' den küçük), Fr_0=2.6 olduğunda L_e/D hızlı bir şekilde artmaktadır. Fakat, Re_{Rh0}=100000 ve Re_{Rh0}=350000 için sunulan sonuçlar genel olarak göz önünde bulundurulduğunda yaklaşık olarak Fr_0=2.0 noktasının L_e/D' nin minimum değerini aldığı bir bükülme noktası olduğu söylenebilir. Bu bükülme noktasının sol tarafında kalan bölgede (Fr_0<2.0) L_e/D' de azalma, sağ tarafında kalan bölgede (Fr_0>2.0) ise L_e/D' de daha yüksek bir eğimle artış eğilimi görülmektedir. Fr_0>3 durumu için yapılan sayısal çözümlerde boru içerisinde kararlı bir açık kanal akışı, dolayısıyla üniform akış elde edilememiştir. Sonuç olarak, girişteki Froude sayısına bağlı olarak geçiş bölgesi uzunluğunda genel bir sistematik değişimden ve bu değişimin Reynolds sayısı arttıkça asimtotik olarak tek bir eğri ile ifade edilebileceğinden söz edilebilir. Bu sonucun aksine, Ranga Raju vd. [55] ile Bonakdari vd.' nin [112] dikdörtgen kesitli pürüzsüz kanallar için yapmış oldukları sayısal çözüm sonuçları geçiş bölgesi uzunluğunun Froude sayısı ile değişmediğini göstermiştir.

Çizelge 5.4 Pürüzsüz açık kanal akışında geçiş uzunluğunun Froude sayısı ile değişimi

	D (m)	h_0/D	S_0	V_b (m/s)	Re_{Rh0}	Fr_0	L_e/D
Test-1	0.2	0.5	0.01	0.693	35000	0.8	64
Test-2				1.404		1.6	63
Test-3				1.981		2.3	63
Test-4				2.282		2.6	91
Test-5				0.693	100000	0.8	68
Test-18				1.580		1.8	66
Test-19				1.756		2.0	51
Test-20				1.981		2.3	57
Test-21				2.282		2.6	108
Test-22				2.633		3.0	134
Test-6				0.693	350000	0.8	70
Test-7				1.981		2.3	2
Test-8				2.282		2.6	87



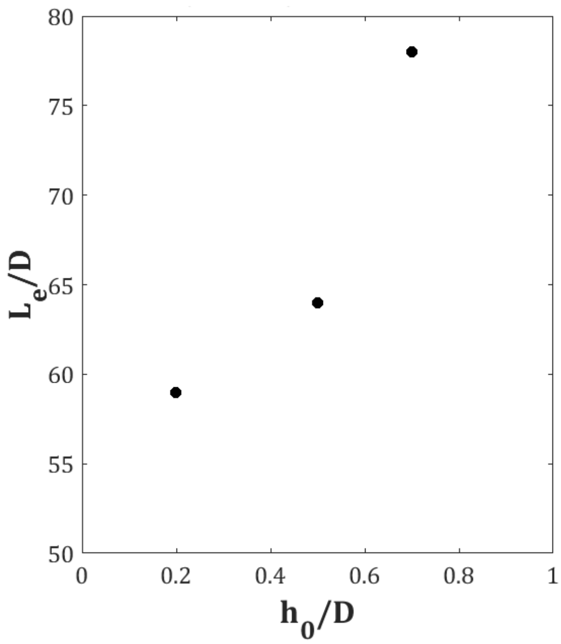
Şekil 5.5 Pürüzsüz açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) Froude sayısı (Fr_0) ile değişimi

5.3.3 Doluluk Oranı (h_0/D) Etkisi

Çizelge 5.5 ve Şekil 5.6' da verilen Test 1, 12 ve 13 karşılaştırıldığında doluluk oranının h_0/D=0.2, 0.5 ve 0.7 değerleri için h_0/D arttıkça boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) da arttığı görülmektedir. Sadece buradaki veriler göz önünde bulundurulduğunda, L_e/D' nin h_0/D ile değişiminin parabolik bir eğri ile ifade edilebileceği varsayımında bulunulabilir. Boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) doluluk oranı (h_0/D) ile değişiminin farklı Froude ve Reynolds sayılarında (Fr_0 ve Re_{Rh0}) da benzer fonksiyonel biçime sahip olup olmadığının incelenmesi için daha fazla sayısal çözüm yapılması gerekmektedir.

Çizelge 5.5 Pürüzsüz açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) doluluk oranı (h_0/D) ile değişimi

	D (m)	h_0/D	Fr_0	V_b (m/s)	S_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-12	0.2	0.2	0.8	0.438	0.01	35000	59
Test-1		0.5		0.693			64
Test-13		0.7		0.841			78



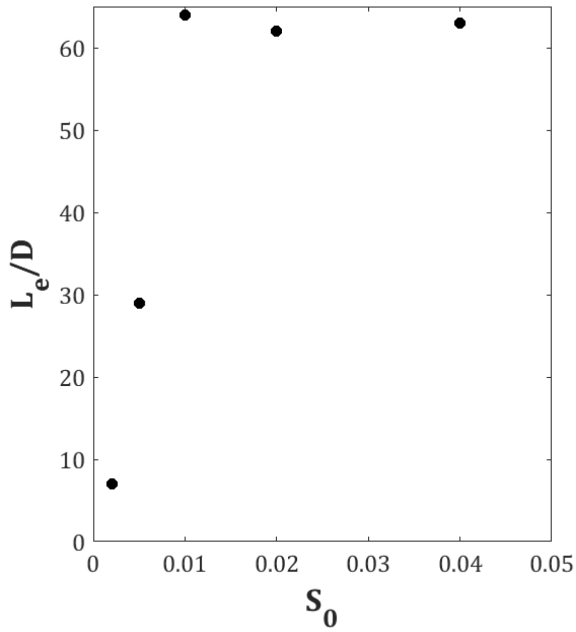
Şekil 5.6 Pürüzsüz açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) doluluk oranı (h_0/D) ile değişimi

5.3.4 Eğim (S_0) Etkisi

Aşağıdaki Çizelge 5.6 ve Şekil 5.7' de dairesel kesitli pürüzsüz bir kanalda eğimin (S_0) boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğu (L_e/D) üzerindeki etkisini gösteren sayısal çözüm sonuçları sunulmuştur (Fr_0 = 0.8 ve Re_{Rh0} = 35000). Bu sonuçlara göre 0.01 ≤ S_0 ≤ 0.04 aralığında L_e/D değerlerindeki değişim 5% belirsizlik oranından daha fazla değildir ve değişmediği kabul edilebilir. Fakat S_0 < 0.01 için L_e/D‘ nin eğim ile – yüksek eğimli doğrusal bir fonksiyon ile yaklaşık olarak ifade edilebilecek- çok hızlı bir değişim gösterdiği görülebilir. L_e/D' nin S_0 ile değişimini ifade eden eğrinin S_0 = 0.01 noktası civarında bir üst aşım (*overshoot*) yaptıktan sonra S_0 > 0.01 bölgesinde asimtotik olarak sabit bir değere yaklaştığı söylenebilir.

Çizelge 5.6 Pürüzsüz açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D)kanal eğimi (S_0) ile değişimi

	D (m)	h_0/D	Fr_0	V_b (m/s)	S_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-14	0.2	0.5	0.8	0.693	0.002	35000	7
Test-15					0.005		29
Test-1					0.01		64
Test-16					0.02		62
Test-17					0.04		63

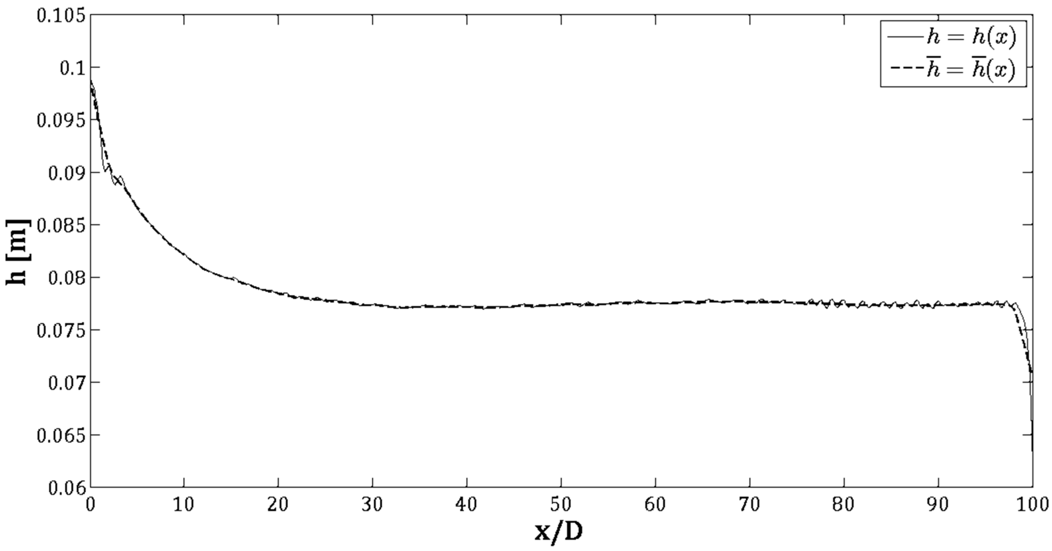


Şekil 5.7 Pürüzsüz açık kanal akışında geçiş uzunluğunun (L_e/D) kanal eğimi (S_0) ile değişimi

5.4 Pürüzlü Açık Kanal Akışında Geçiş Bölgesi Uzunluğunun (L_e/D) İncelenmesi

Yukarıda açıklanan, pürüzsüz kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğu ve Manning sayısı için yapılan çalışmanın bir benzeri pürüzlü kanal akışı için de gerçekleştirilmiştir. Sayısal çözümlerde incelenen pürüzlü dairesel kanalın iç yüzeyi ile ilgili geometrik parametreler Şekil 2.1' de gösterilmiştir.

Şekil 5.8' de pürüzlü kanal akışı için yapılmış olan bir sayısal çözüme ait boru düşey simetri düzlemindeki serbest yüzey eğrisi görülmektedir. Burada kanalın iç yüzeyindeki pürüzlülük elemanlarından dolayı, pürüzsüz kanal akışındakinin tersine, serbest yüzey dalgalı bir yapıya sahiptir. Üniform akış bölgesindeki ortalama derinlik değeri için ortalama bir değer elde edilebilir, fakat geçiş bölgesi uzunluğunu salınım gösteren derinlik bilgisinden elde etmek zordur. Bu nedenle kanalın orta düzlemindeki ardışık derinlik değerlerinin ortalaması alınarak serbest yüzey profili düzleştirilmiştir. Bir noktadaki derinlik değeri akımüstü ve akımaltı yönünde 2*D* olmak üzere toplam 4*D* kadar bir mesafe içerisinde kalan derinlik değerlerinin ortalaması alınarak elde edilmiştir (kanal girişinden itibaren akımaltı yönde 2*D* ve çıkışından itibaren akımüstü yöndeki 2*D* kadar olan mesafe içerisinde kalan noktalar hariç). Bu işlem MATLAB yazılımındaki *smooth* işlevi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Aşağıdaki Şekil 5.8' de bir pürüzlü kanal akışı çözümüne ait, işlem uygulanmamış derinlik değerlerinin oluşturduğu eğri $h = h(x)$, düzleştirilmiş eğri ise $\bar{h} = \bar{h}(x)$ ile gösterilmiştir.



Şekil 5.8 Pürüzlü kanal akışı için yapılan bir sayısal çözüme ait, işlem uygulanmamış ve ortalaması alınmış değerlerle elde edilen derinlik eğrileri (orta düzlemde)

Bu bölümde sonuçları sunulan pürüzlü kanal akışı için yapılan sayısal çözümlerin tamamında *r*/*L*=*L*/*D*=0.1 olarak alınmış olup, bu çözümlere ait kanal giriş parametreleri ve geçiş bölgesi uzunlukları Çizelge 5.7' de verilmiştir. Buradaki sonuçlara bakıldığında geçiş bölgesi uzunluğunun pürüzsüz kanal akışındakine (Çizelge 4.3) göre daha küçük değerler aldığı görülmektedir. Bu durumun, pürüzlü yüzeylerde türbülanslı sınır tabakanın daha kısa bir mesafede tam gelişmiş hale gelmesinin bir sonucu olduğu söylenebilir [1, 3].

Çizelge 5.7 Pürüzlü açık kanal akışı için yapılan sayısal çözümlere ait giriş parametreleri ve geçiş bölgesi uzunlukları

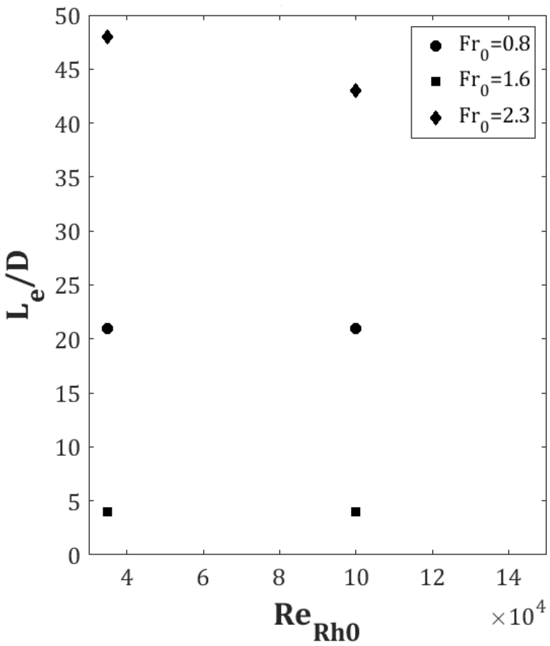
	D (m)	h_0/D	Fr_0	V_b (m/s)	S_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-P1	0.2	0.5	0.8	0.693	0.01	35000	21
Test-P2	0.2	0.5	2.3	1.981	0.01	35000	48
Test-P3	0.2	0.5	0.8	0.693	0.01	100000	21
Test-P4	0.2	0.5	1.0	0.878	0.01	35000	19
Test-P5	0.2	0.5	1.6	1.404	0.01	35000	4
Test-P6	0.2	0.5	1.6	1.404	0.01	100000	4
Test-P7	0.1	0.5	0.8	0.490	0.01	35000	15
Test-P8	0.4	0.5	0.8	0.981	0.01	35000	21
Test-P9	0.6	0.5	0.8	1.201	0.01	35000	22
Test-P10	0.2	0.2	0.8	0.438	0.01	42000	14
Test-P11	0.2	0.7	0.8	0.841	0.01	29000	27
Test-P12	0.2	0.5	0.8	0.693	0.002	35000	54
Test-P13	0.2	0.5	0.8	0.693	0.005	35000	10
Test-P14	0.2	0.5	0.8	0.693	0.02	35000	25
Test-P15	0.2	0.5	0.8	0.693	0.04	35000	24
Test-P16	0.2	0.5	2.3	1.981	0.01	100000	43
Test-P17	0.2	0.5	3	2.971	0.01	100000	53

5.4.1 Reynolds Sayısı (Re_{Rh0}) Etkisi (Pürüzlü Kanal Akışı)

Dairesel kesitli pürüzlü kanal için aşağıdaki Çizelge 5.8 ve Şekil 5.9' da sunulan sonuçlara göre, diğer parametreler sabit tutulduğunda, Fr_0=0.8 ve 1.6 için giriş kesitindeki Reynolds sayısının (Re_{Rh0}) geçiş bölgesi uzunluğuna (L_e/D) etkisi ihmal edilebilecek mertebede iken, Fr_0=2.3 olduğunda bu değişim negatif eğimli bir doğrusal fonksiyona sahiptir. Yukarıda sunulmuş olan pürüzsüz kanal akışı sonuçlarına göre ise genel olarak Reynolds sayısı ile ters orantılı bir değişim görülmüştü (Çizelge 5.3 ve Şekil 5.4). Ranga Raju vd. [55] dikdörtgen kesitli pürüzlü bir kanal için yaptıkları sayısal çözümlerin sonuçlarına göre Reynolds sayısı ile değişim görülmediğini bildirmişlerdir. Buna karşılık Bonakdari vd.' nin [112] dikdörtgen kesitli pürüzlü kanal için yapmış olduğu sayısal çözümler, geçiş bölgesi uzunluğunda Reynolds sayısı ile ters orantılı bir değişim olduğunu göstermiştir.

Çizelge 5.8 Pürüzlü kanal akışında geçiş uzunluğunun Reynolds sayısı (Re_{Rh0}) ile değişimi

	D (m)	h_0/D	S_0	V_b (m/s)	Fr_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-P1	0.2	0.5	0.01	0.693	0.8	35000	21
Test-P3						100000	21
Test-P5				1.404	1.6	35000	4
Test-P6						100000	4
Test-P2				1.981	2.3	35000	48
Test-P16						100000	43



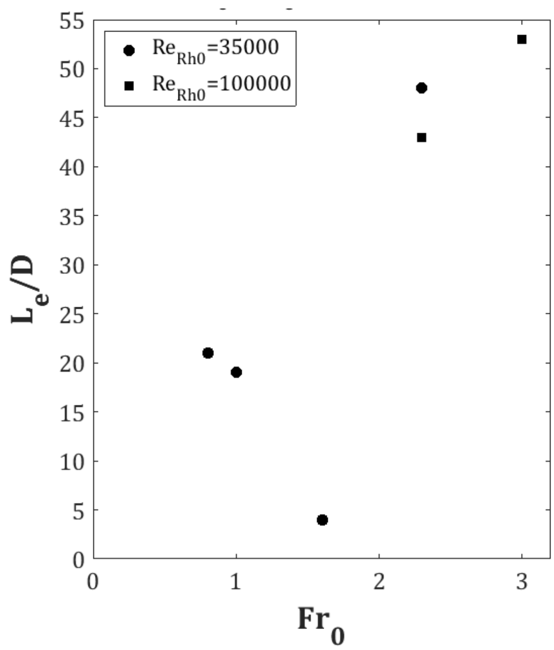
Şekil 5.9 Pürüzlü kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) Reynolds sayısı (Re_{Rh0}) ile değişimi

5.4.2 Froude Sayısı (Fr_0) Etkisi (Pürüzlü Kanal Akışı)

Çizelge 5.9 ve Şekil 5.10' da sunulmuş olan, dairesel kesitli pürüzlü bir kanalın girişindeki Froude sayısının (Fr_0) boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğuna (L_e/D) etkisini incelemek amacıyla yapılan sayısal çözüm sonuçlarına göre; pürüzlü kanal akışında L_e/D' nin Fr_0 ile değişiminde pürüzsüz kanal akışındakine benzer bir eğilim gözlenmiştir (Çizelge 5.4 ve Şekil 5.5). Pürüzsüz kanal akışında Fr_0 = 2.0 noktası bükülme noktası iken, pürüzlü kanal akışı için bu nokta yaklaşık olarak Fr_0 = 1.6 olmaktadır. Pürüzsüz kanal akışındakine benzer şekilde; bükülme noktasının sol tarafında kalan bölgede (Fr_0 < 1.6) L_e/D' de azalma, sağ tarafında kalan bölgede ise (Fr_0 > 1.6) L_e/D' de daha yüksek bir eğimle artış eğilimi görülmektedir. Bu çalışmada dairesel kesitli pürüzlü kanalda elde edilen sonuçların gösterdiğinin aksine, Ranga Raju vd. [55] ile Bonakdari vd.' nin [112] dikdörtgen kesitli pürüzlü kanallar için yapmış oldukları sayısal çözüm sonuçları geçiş bölgesi uzunluğunun Froude sayısı ile değişmediğini göstermiştir.

Çizelge 5.9 Pürüzlü açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) Froude sayısı (Fr_0) ile değişimi

	D (m)	h_0/D	S_0	V_b (m/s)	Re_{Rh0}	Fr_0	L_e/D
Test-P1				0.693		0.8	21
Test-P4				0.878	35000	1.0	19
Test-P5				1.404		1.6	4
Test-P2	0.2	0.5	0.01	1.981		2.3	48
Test-P3				0.693		0.8	21
Test-P6				1.404	100000	1.6	4
Test-P16				1.981		2.3	43
Test-P17				2.971		3.0	53



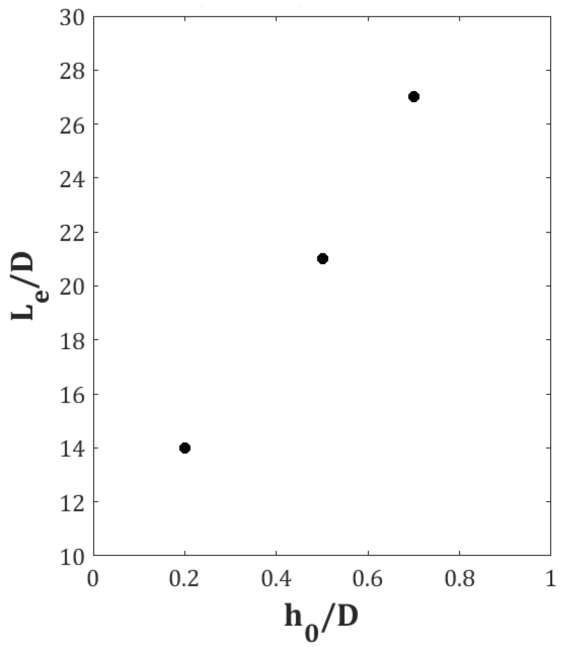
Şekil 5.10 Pürüzlü açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) Froude sayısı (Fr_0) ile değişimi

5.4.3 Doluluk Oranı (h_0/D) Etkisi (Pürüzlü Kanal Akışı)

Çizelge 5.10 ve Şekil 5.11' de dairesel kesitli pürüzlü kanaldaki açık kanal akışı için verilen sonuçlara göre doluluk oranının $0.2 < h_0/D < 0.7$ aralığında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) doluluk oranı h_0/D ile doğru orantılı olarak değiştiği görülmektedir. Pürüzsüz kanal akışı için yapılan çözüm sonuçlarında ise bu değişimin bir parabol ile ifade edilebileceği sonucuna ulaşılmıştı (Çizelge 5.5 ve Şekil 5.6). Froude ve Reynolds sayılarının kanal giriş kesitindeki farklı değerleri için doluluk oranının etkisi incelenmemiştir.

Çizelge 5.10 Pürüzlü açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) doluluk oranı (h_0/D) ile değişimi

	D (m)	h_0/D	Fr_0	V_b (m/s)	S_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-P10	0.2	0.2	0.8	0.438	0.01	35000	14
Test-P1		0.5		0.693			21
Test-P11		0.7		0.841			27



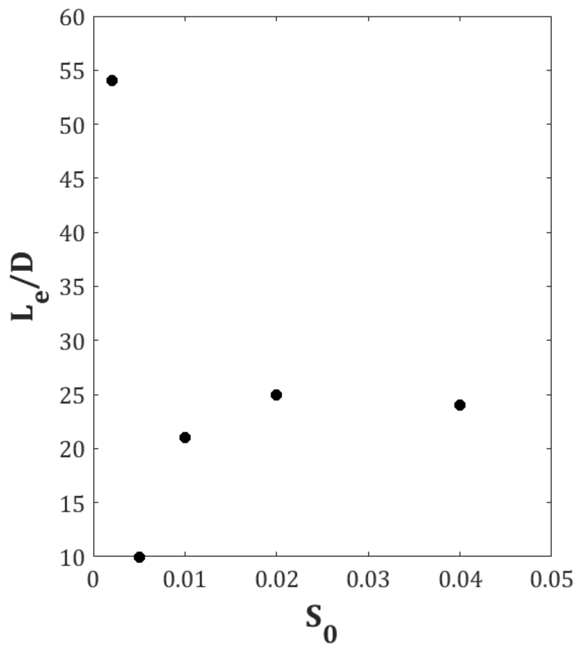
Şekil 5.11 Pürüzlü açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) doluluk oranı (h_0/D) ile değişimi

5.4.4 Eğim (S_0) Etkisi (Pürüzlü Kanal Akışı)

Aşağıdaki Çizelge 5.11 ve Şekil 5.12' de dairesel kesitli pürüzlü kanal akışında kanal eğiminin (S_0) boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğu (L_e/D) üzerindeki etkisini gösteren sayısal çözüm sonuçları sunulmuştur. Bu sonuçlara göre S_0 < 0.005 için L_e/D' nin S_0 ile hızlı bir şekilde azaldığı, S_0 > 0.005 bölgesinde de asimtotik olarak sabit bir değere yaklaştığı söylenebilir. Burada L_e/D' nin S_0 ile değişimini ifade eden eğrinin pürüzlü kanalda S_0 = 0.005 noktası civarında alt aşım (*undershoot*), pürüzsüz kanalda (Çizelge 5.6 ve Şekil 5.7) ise S_0 = 0.01 civarında üst aşım (*overshoot*) gösterdiğine dikkat edilmelidir.

Çizelge 5.11 Pürüzlü açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) kanal eğimi (S_0) ile değişimi

	D (m)	h_0/D	Fr_0	V_b (m/s)	S_0	Re_{Rh0}	L_e/D
Test-13	0.2	0.5	0.8	0.693	0.002	35000	54
Test-14					0.005		10
Test-1					0.01		21
Test-15					0.02		25
Test-16					0.04		24



Şekil 5.12 Pürüzlü açık kanal akışında geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) kanal eğimi (S_0) ile değişimi

5.5 Sonuç

Bu bölümde boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e/D) dairesel kesitli pürüzsüz ve pürüzlü kanallardaki açık kanal akışında giriş kesitindeki Froude sayısı (Fr_0), Reynolds sayısı (Re_{Rh0}), doluluk oranı (h_0/D) gibi parametrelerin yanında; kanal eğimi (S_0) ile değişimini incelemek amacıyla yapılan sayısal çözümlerin sonuçları sunulmuştur. Buna göre; türbülanslı boru akışında giriş uzunluğunun Reynolds sayısıyla doğru orantılı değiştiği göz önünde bulundurulduğunda, açık kanal akışında genel olarak ters orantılı bir değişimin görülmesi dikkat çekici bir sonuçtur. L_e/D' nin Fr_0 ile dikkate değer ölçüde değiştiği, bu değişimin pürüzsüz ve pürüzlü kanallar için yüksek Reynolds sayılarında tek bir eğri ile ifade edilebilecek bir fonksiyonel biçime sahip olduğu görülmüştür.

Sayısal çözüm sonuçları L_e/D' nin doluluk oranı h_0/D ile değişiminin pürüzsüz kanal akışında parabolik bir eğri, pürüzlü kanal akışında ise pozitif eğimli bir doğru ile ifade edilebileceğini göstermiştir. Pürüzsüz kanalda S_0 < 0.01, pürüzlü kanalda ise S_0 < 0.005 bölgesinde L_e/D kanal eğimi S_0 ile oldukça hızlı bir değişim göstermekte; daha büyük eğim değerlerinde ise asimtotik olarak sabit bir değere yaklaşmaktadır. Bu çalışma ile geçiş bölgesi uzunluğu ile ilgili atıfta bulunulan diğer çalışmalar arasındaki önemli bir fark, Reynolds ve Froude sayısı gibi kontrol parametrelerinin üniform akış bölgesinde değil, kanal giriş kesitinde hesaplanan parametreler olmasıdır.

Esasen hem kullanılan türbülans modeli hem de oluşturulan ağ ve duvar fonksiyonları; gerçekte geçiş bölgesinde görülmesi beklenen laminerden türbülanslı sınır tabakaya geçiş olayını hesaplayabilecek nitelikte değildir. Bu nedenle; bu bölümde sunulan sayısal çözüm sonuçlarını, geçiş bölgesi uzunluğunun karakteristiğiyle ilgili yalnızca hızlı bir fikir edinme aracı olarak kabul etmek daha doğru olacaktır. Ekstremum değerler gözardı edildiğinde boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğu (L_e/D) için pürüzsüz kanal akışında üniform akışın büyük oranda garanti altına alındığı değer kabaca L_e/D = 110 olarak kabul edilebilir. Pürüzlü kanal akışında bu değer daha küçüktür ve emniyetli bir şekilde L_e/D = 60 olarak alınabilir. Pürüzlü kanalda geçiş bölgesinin pürüzsüzdekine göre daha kısa olması beklenen bir sonuçtur. Pürüzsüz ve pürüzlü kanallardaki geçiş bölgesi uzunluğu ile ilgili bu sonuçlar üniform açık kanal akışının elde edilmek istendiği deneysel çalışmalarda gereken en küçük boru uzunluğu hakkında bir fikir vermesi yönünden faydalı olabilir.

BÖLÜM 6

BACA İÇERİSİNDEKİ AKIŞIN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

6.1 Giriş

Bu bölümde, yer altı drenaj sisteminin diğer ana elemanı olan, basit geometriye sahip dairesel kesitli bir düşü bacasında gerçekleşen üç temel akış rejimi hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) yöntemleri kullanılarak incelenmiştir. Öncesinde, sayısal çözüm yöntemi ile elde edilen sonuçların doğruluğunun kontrol edilmesi amacıyla yatay bir düzleme çarpan jet akımı farklı türbülans modelleri ve duvar fonksiyonları kullanılarak çözülmüş ve bu çözümün sonuçları daha önceki çalışmalarda sunulan deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Çarpan jet akımına ilişkin seçilen bazı parametreleri en iyi tahmin eden türbülans modeli ve duvar fonksiyonu seçildikten sonra jet akımının düşü bacası içerisindeki üç temel çarpma durumuna karşılık gelen üç ayrı sayısal çözüm yapılmış; bu çözümlerin sonuçlarına göre elde edilen bağıl enerji kaybı, yerel kayıp katsayısı, havuz derinliği gibi büyüklükler literatürde sunulmuş olan bir deneysel çalışmadan elde edilenler ile karşılaştırılmıştır. Ayrıca baca içerisindeki hız ve basınç alanına ilişkin sonuçlar seçilen bazı düzlemler üzerinde odak, boyun, tutunma, düğüm ve durma noktası gibi akım geometrisine ilişkin kritik noktalar ile birlikte gösterilmiştir.

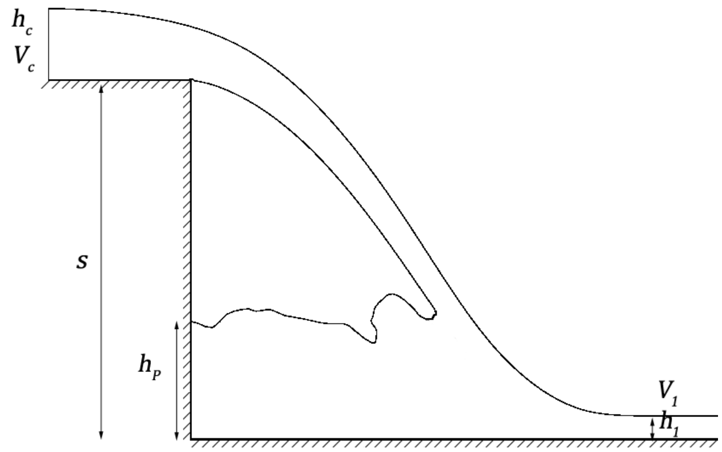
6.2 Yatay Bir Düzleme Çarpan Jet Akımının İncelenmesi

Baca içerisinde gerçekleşen akışta baskın olan fiziksel olay yerçekimi kuvvetinin etkisi altında serbest düşme hareketi yaparak yatay ve düşey duvara (veya durgun havuza) çarpan jet akımıdır. Bu nedenle düşü bacası içerisindeki akışın benzetimi için kullanılacak sayısal metodun belirlenmesinde, öncelikli olarak yatay bir kanaldan bacaya giren su jetinin baca tabanına çarpmasını temsil edebileceği düşünülen, Rajaratnam ve Chamani' nin [57] yapmış oldukları deneysel çalışma ele alındı. Aşağıda öncelikle bu deneysel çalışmanın detayları açıklanmış, sonrasında bahsedilen deneysel çalışmaya ait durumlardan birisinin sayısal olarak çözüm yöntemi açıklanmış ve sonuçların bir karşılaştırması yapılmıştır.

6.2.1 Deneysel Çalışma

Rajaratnam ve Chamani [57] kritikaltı şartlarda (Fr<1) dikdörtgen kesitli bir kanala giriş yapan su jetinin çarpma olayını deneysel olarak incelemişlerdir. Söz konusu deneysel çalışmada özellikle serbest düşme yapan jet akımı ve jet akımının çarptığı yatay düzlem üzerinde oluşan havuz üzerinde durulmuştur. Yapılan ölçümler ve gözlemler ile enerji sönümleme mekanizması detaylı olarak incelenmiştir.

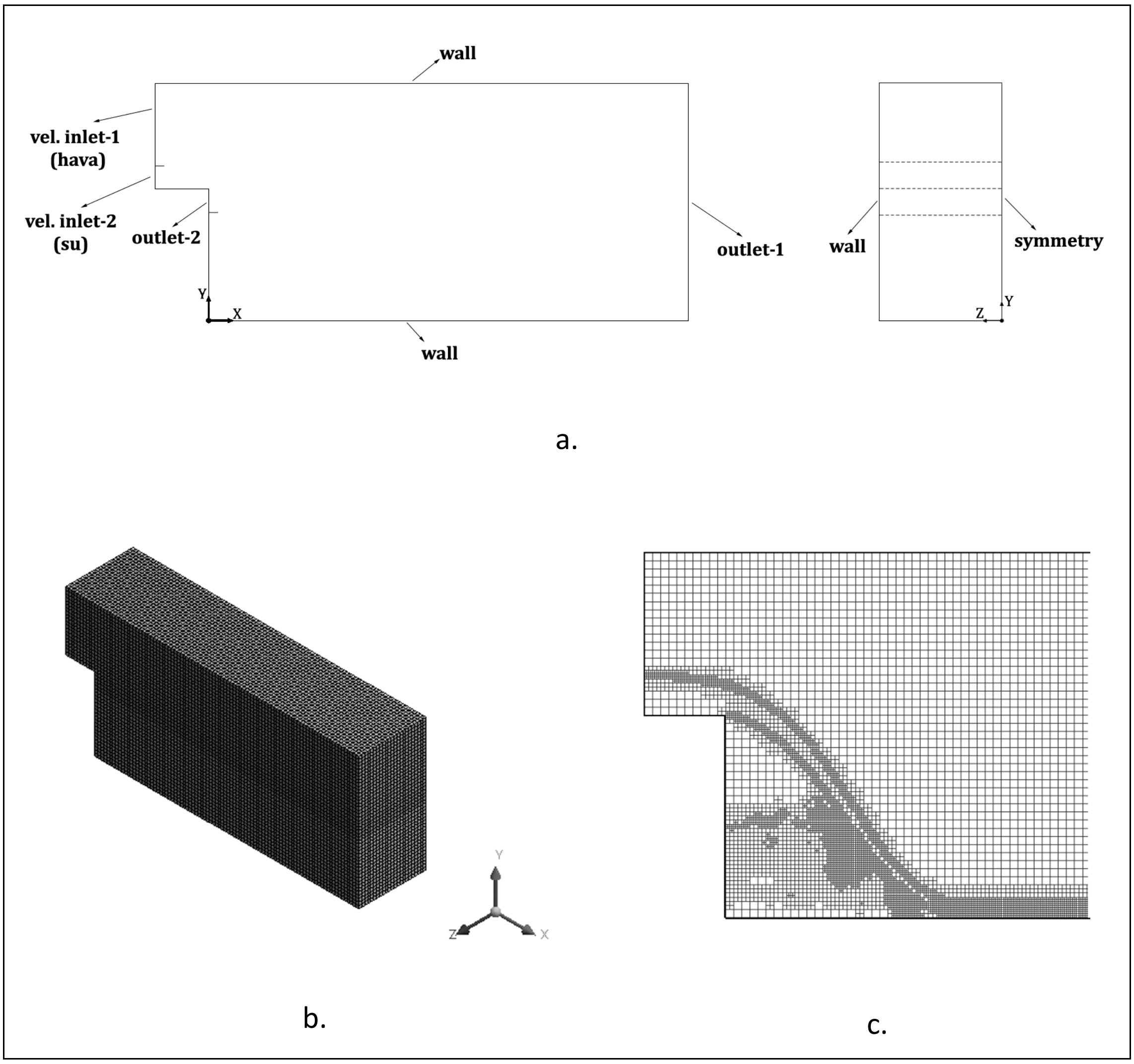
Rajaratnam ve Chamani' nin [57] gerçekleştirmiş olduğu deneysel çalışmaya ait kontrol hacminin kısmi bir şematik gösterimi ve buna ilişkin parametreler Şekil 6.1' de gösterilmiştir. Bu parametrelerden s düşme yüksekliği (m), h_c ve V_c sırasıyla kritik kesitteki (Fr=1) derinlik (m) ve ortalama hız (m/s), h_P havuz derinliği (m), h_1 ve V_1 ise sırasıyla çarpma noktasının akımaltı bölgesindeki üniform derinlik ve ortalama hızı belirtmektedir. Serbest düşme olayının gerçekleştirilebilmesi için yüksekliği s = 0.62 m ve s = 0.25 m olan iki farklı basamak genişliği, uzunluğu ve derinliği sırasıyla 0.46 m, 6.55 m ve 0.91 m olan dikdörtgen kesitli bir kanal içerisine yerleştirilmiştir. Her iki düşme yüksekliğinde, h_c/s boyutsuz parametresinin değeri 0.06 ile 0.35 arasında değişecek şekilde, toplamda on farklı debi değeri için veri toplanmıştır. Bu deneysel ölçüm sonuçlarına göre jet akımının serbest yüzey profili, simetri düzlemindeki hız profilleri, çarpan jetin arka bölgesinde oluşan havuzdaki serbest yüzey profili, yatay düzleme çarpan jetin akımüstü ve akımaltı yönündeki bileşenlerinin debisi ve bağıl enerji kaybı gibi değişkenler için sonuçları sunmuşlardır.



Şekil 6.1 Dikdörtgen kesitli kanaldan düşerek çarpan jet akımının şematik gösterimi ve ilişkili parametreler

6.2.2 Sayısal Çalışma

Yukarıda kısaca bahsedilen, Rajaratnam ve Chamani’ nin [57] gerçekleştirmiş olduğu deneysel çalışmanın sonuçlarının sayısal çözümlerle karşılaştırılması amacıyla bahsedilen çalışmadaki deneysel kurulumu temsil eden bir çözüm hacmi oluşturulmuştur (Şekil 6.2). Şekil 6.2a’ da kullanılan sayısal modele ait sınır şartları gösterilmiştir. Suyun ve havanın ayrı ayrı giriş yaptığı yüzeylerde her iki faz için de *velocity inlet* sınır şartı, jet akımının yatay düzleme çarptıktan sonra sayısal kontrol hacminden çıkış yaptığı yüzeyde (*outlet-1*) ise atmosfer üstü statik basıncın 0 Pa olarak sabitlendiği *pressure outlet* sınır şartı tanımlanmıştır. Jet akımının yatay düzleme çarptığı nokta ile basamak arasında kalan hacimde vakum oluşmaması için Şekil 6.2a’ da gösterildiği gibi jet akımının giriş kanalını terk ettiği kesitte *outlet-2* ile gösterilen yüzeyde de 0 Pa değerinde sabit basınç değerinin tanımlandığı *pressure outlet* sınır şartı uygulanmıştır. Zaman ortalamalı akımın simetrik olduğu kabulüyle, deneysel kontrol hacminin sadece yarısı sayısal modelde oluşturulmuş ve dikdörtgen kesitli kanalı boydan boya kesen orta düzlem boyunca *symmetry* sınır şartı uygulanmıştır. Geri kalan tüm yüzeylerde *wall* sınır şartı (kayma yok) uygulanmıştır. Başlangıçta yaklaşık 100 000 dikdörtgen prizma elemandan oluşan çözüm ağı (Şekil 6.2b), hacim oranı gradyanına göre yapılan ağ uyarlaması sonucu yaklaşık 600 000 elemana ulaşmaktadır (Şekil 6.2c).



Şekil 6.2 Yatay duvara çarpan jet probleminin çözümü için oluşturulan sayısal model: a) çözüm hacminin ön ve sol görünüşü ile uygulanan sınır şartları, b) çözüm ağı, c) uyarlanmış ağ

Bu sayısal çözümlerde türbülanslı akış modellenmiş olup farklı türbülans modelleri ile hesaplamalar tekrarlanmıştır. Sayısal çözümlerde dikdörtgen kesitli kanala giriş şartı kritik akım (Fr=1) olarak verilmiştir. Şematik olarak yukarıda Şekil 6.1 ile gösterilmiş olan akışın sayısal çözümünden elde edilen sonuçların deney sonuçları ile bir karşılaştırması Çizelge 6.1' de sunulmuştur. H_c kritik kesitteki toplam yükü, η ise bağıl enerji kaybını belirtir ve aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$\eta = \frac{\Delta H}{H_c} = \frac{H_c - H_1}{H_c} \tag{6.1}$$

Burada sırasıyla kritik kesitteki ve çarpma noktasının akımaltı bölgesindeki toplam yükler H_c ve H_1 şu şekilde ifade edilir:

$$H_c = (s + h_C) + \frac{V_C^2}{2g} \tag{6.2a}$$

$$H_1 = h_1 + \frac{V_1^2}{2g} \tag{6.2b}$$

Kritik kesitte Fr=1 olduğundan kritik hız V_C yerine $V_C = \sqrt{gh_C}$ yazılırsa bu kesitteki toplam yük ifadesi H_c şu hale gelir:

$$H_c = s + \frac{3}{2}h_C \tag{6.3}$$

Çizelge 6.1 Farklı türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlar ve deneysel sonuçlar

	s	h_C/s	h_P/s	V_1	h_1/s	η
Deneysel [60]	0.25	0.2	0.38	1.86	0.078	0.38
$k-\varepsilon$ RNG			0.31	1.91	0.064	0.38
$k-\varepsilon$ *realizable*			0.34	1.93	0.064	0.37
$k-\omega$ SST			0.38	1.98	0.068	0.33
RSM			0.34	1.95	0.064	0.35

Çizelge 6.1' de verilen sonuçlara göre kullanılan dört farklı türbülans modelinin de deney sonuçlarına tamamen yaklaşmadığı görülmektedir. Sayısal çözüm sonuçlarına göre bağıl enerji kaybında (η) deney sonuçlarına en çok yaklaşan türbülans modelleri $k-\varepsilon$ RNG ve $k-\varepsilon$ *realizable* iken, $k-\varepsilon$ RNG modeline göre $k-\varepsilon$ *realizable* modelinin boyutsuz havuz derinliğini (h_P/s) deney sonucuna daha yakın tahmin ettiği görülebilir. Buna karşılık, boyutsuz havuz derinliği (h_P/s) ve boyutsuz çıkış akımı derinliğinde (h_1/s) deney sonuçlarına en çok $k-\omega$ *SST* türbülans modeliyle yaklaşılmıştır. Bununla birlikte, *realizable* $k-\varepsilon$ ile *RSM* modelleri birbirine çok yakın sonuçlar verdiği görülebilir. Bu çalışmada odak noktasının bağıl enerji kaybı olmasından hareketle, çıkış akımına ilişkin parametreler olan ortalama hız (V_1) ve boyutsuz derinlik (h_1/s) yerine bağıl enerji kaybı (η) ve boyutsuz havuz derinliği (h_P/s) öncelikli parametreler olarak kabul edilirse baca içerisindeki akışın sayısal çözümünde *non-*

equilibrium duvar fonksiyonu ile $k-\varepsilon$ *realizable* türbülans modelinin kullanılmasının daha uygun olacağı sonucuna varılabilir.

Burada kullanılan türbülans modelleri arasında *Reynolds Stress Model* (RSM) dışındaki modeller doğrusal eddy viskozitesi modelleridir ve Bousinessq yaklaşımını kullanmaktadırlar. Bu modellerde Reynolds gerilmeleri ortalama deformasyon hızına bağlı olarak ifade edilir ve moleküler kayma gerilmesi ifadesindeki moleküler viskoziteye (μ) benzer şekilde bir türbülans viskozitesi (μ_t) kavramı geliştirilmiştir. $k-\varepsilon$ *RNG* ve $k-\omega$ *SST* modellerinden farklı olarak *realizable* $k-\varepsilon$ modelinde türbülans sönümleme hızı ε için yeni bir transport denklemi geliştirilmiştir [113]. Ayrıca türbülans viskozitesinin hesaplanmasında kullanılan model katsayısı C_μ sabit bir değer almak yerine dönme hızı ve deformasyon hızının fonksiyonu olarak tanımlanmıştır. Bu iyileştirmelerle özellikle jet akımlarında, ayrılma ve keskin eğriliğe sahip akışlarda türbülans büyüklüklerinin fiziksel olarak daha doğru hesaplanması sağlanmıştır. *Reynolds Stress Model* "*ikinci-moment*" olarak da sınıflandırılan türbülans modellerinden biridir ve eddy viskozitesi kavramı, dolayısıyla Bousinessq yaklaşımı burada kullanılmayıp Reynolds gerilmeleri için ayrı ayrı transport denklemleri çözülür. Bu model diğerlerinin tersine izotropik eddy viskozitesi varsayımı yapmaz.

Çarpan jet akışlarının belirgin özellikleri çarpma bölgesi civarında türbülans kinetik enerjisi üretiminin büyük ölçüde normal (duvara dik yönde) gerilmeler yoluyla olması, normal yöndeki çalkantı hızlarının diğer bileşenlerden daha büyük olması ve türbülans üretim ve sönümlemesinin denge durumundan uzak olmasıdır [114]. Ayrıca çarpma noktasının alt-akım bölgesinde akım çizgilerinin yüksek eğriliğe sahip olduğu belirtilmiştir. Literatürde lineer eddy viskozitesi modellerinin bu tür akışlarda normal türbülans gerilmelerindeki anizotropiden ve denge halinden (türbülans kinetik enerjisi üretiminin sönümlenmesine eşit olması) uzaklaşma durumundan dolayı doğru sonuçlar vermediği belirtilmektedir. Buna rağmen Çizelge 6.1' de verilen *RSM* sonuçlarının lineer eddy viskozitesi modellerininkine (*realizable* $k-\varepsilon,\ k-\omega$) yakın olması ilginç bir sonuçtur. Sayısal çözümlerde *non-equilibrium* duvar fonksiyonunun kullanılmış olması burada incelenen akışın serbest akış bölgesinde kullanılan türbülans modelinden ziyade duvar yakınındaki formülasyonun hız alanının hesaplanmasında baskın olduğunun bir göstergesi olabilir.

6.3 Baca İçerisindeki Akış İçin Yapılan Sayısal Çözümler

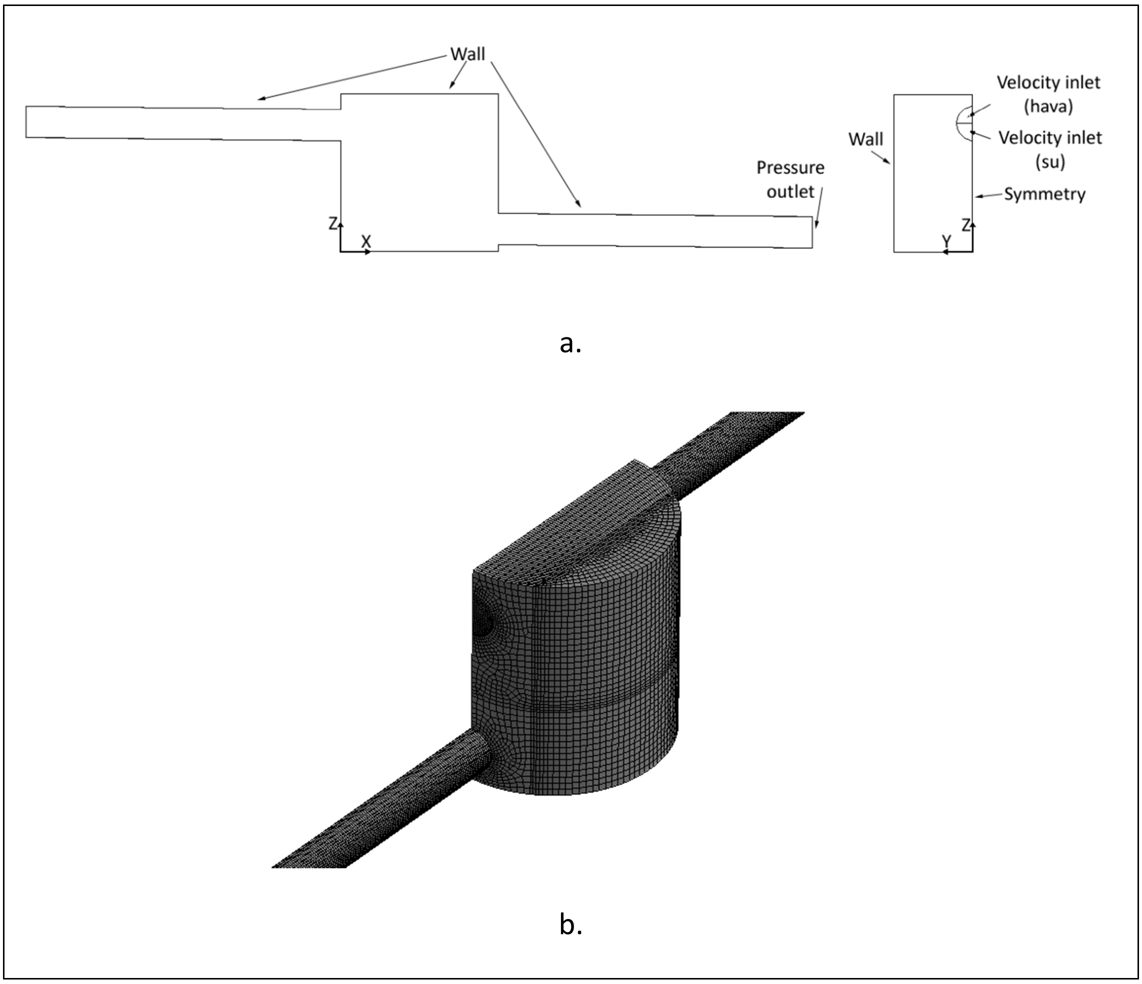
6.3.1 Sayısal Problem Kurulumu

Düşme yüksekliği s = 0.7 m ve çapı D_M = 1 m olan bir düşü bacasında R-I, R-II ve R-III rejimi için sayısal çözümler yapılmıştır. İlk olarak Chanson [62, 63] tarafından dikdörtgen kesitli bacalar için önerilmiş olan, sonrasında Granata vd. [64] tarafından dairesel kesitli düşü bacası için de kullanılan sınıflandırmaya göre bu rejimlerin karakteristik özellikleri kısaca şöyle özetlenebilir:

- R-I: Bacaya gelen jet akımının doğrudan baca tabanındaki havuza çarptığı durum (Şekil 1.7a),
- R-II: Jet akımının çıkış hattı ağzına çarpması durumu (Şekil 1.7b),
- R-III: Jet akımının bacanın karşı duvarına çarpması durumu (Şekil 1.7c).

Şekil 6.3a' da baca çözümlerinde ele alınan kontrol hacmi ve uygulanan sınır şartları görülmektedir. Giriş ve çıkış hatları dairesel kesitli olup her biri D_i = D_o = 0.2 m çapında, 2 m uzunluğundadır ve 1% eğime sahiptir. Kontrol hacminin giriş yüzeyinde (Şekil 6.3a' da sol taraf) su ve hava fazı için ayrı ayrı *velocity inlet* sınır şartı uygulanarak her iki faz için de sabit hız değerleri atanmıştır. Çıkış tarafında ise (Şekil 6.3a' da sağ taraf) *pressure outlet* sınır şartı uygulanmış ve 0 Pa değerinde sabit basınç verilmiştir. Baca içerisindeki zaman ortalamalı akışın simetrik olduğu varsayımı yapılarak, hesaplama bakımından daha ekonomik olacağı gerekçesiyle bacanın ve giriş-çıkış hatlarının sadece yarısı modellenmiş, orta düzlemde de *symmetry* sınır şartı uygulanmıştır. Geri kalan tüm yüzeylerde *wall* sınır şartı (kayma yok) uygulanmıştır.

Başlangıçta yaklaşık 230 000 adet prizmatik elemandan oluşan bir çözüm ağı oluşturulmuştur (Şekil 6.3b). Serbest yüzeyi daha hassas bir şekilde yakalamak üzere uygulanan uyarlanmış ağ (*adapted grid*) ile eleman sayıları R-I için 2 milyon, R-II için 2.7 milyon ve R-III için ise 4.6 milyon civarına kadar çıkmaktadır. Türbülans modeli olarak; yukarıda açıklanmış olan, yatay bir düzleme çarpan jet için elde edilen sayısal çözüm sonuçları göz önünde bulundurularak, $k - \varepsilon$ *realizable* modeli seçilmiş; *non-equilibrium* duvar fonksiyonu kullanılmıştır. Sayısal çözümler baca tabanındaki havuz derinliği (h_p) sabitlenene kadar devam ettirilmiş olup, bunun için gerekli akış süresi yaklaşık 50-55 saniye olmaktadır. 24 çekirdekli (12 gerçek, 12 sanal), 2.3 GHz işlemci hızına ve 32 Gb RAM hafızaya sahip bir iş istasyonunda bir baca çözümünün tamamlanması 40-45 günü bulmaktadır.



Şekil 6.3 Baca çözümleri için a) uygulanan sınır şartları ve b) oluşturulan çözüm ağı

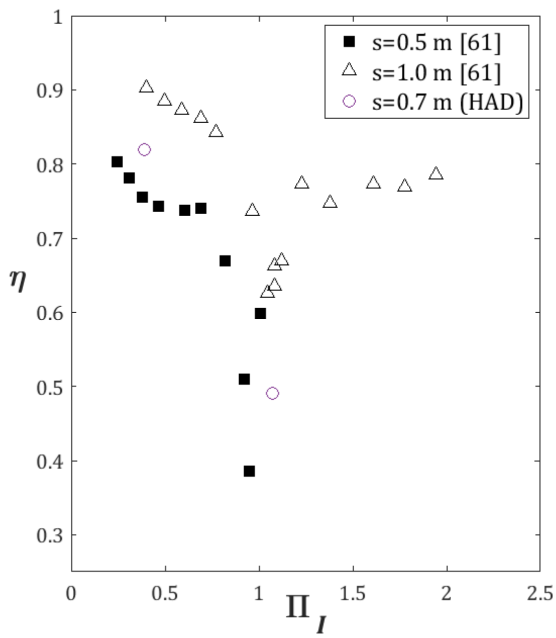
6.3.2 Baca İçerisindeki Enerji Kaybının Analizi

Çizelge 6.2’ de sayısal çözümlerdeki bacaya giriş hızı (V_b) ile birlikte giriş ve çıkış akımının üniform derinliği (sırasıyla h_i ve h_o) ve hızları (V_i ve V_o) ile baca tabanında oluşan havuz derinliği (h_p) gibi parametreler sunulmuştur. Her üç çözümde de girişteki doluluk oranı 0.5’ tir. R-III rejimi için yapılan çözümde çıkış hattında üniform akış elde edilemediğinden buradaki derinlik ve hız değerleri (h_o ve V_o) yazılamamıştır. Giriş ve çıkış akımlarının toplam yükleri sırasıyla $H_i = s + h_i + V_i^2/2g$ ve $H_o = h_o + V_o^2/2g$ şeklinde hesaplanmıştır. Çarpma sayısı Π_I ve bağıl enerji kaybı η ise sırasıyla Denklem (1.18) ve (1.19) ile bulunmuştur.

Çizelge 6.2 Baca içerisindeki akış için yapılan sayısal çözümlerden elde edilen derinlik ve hız değerleri

	V_b (m/s)	h_i (m)	V_i (m/s)	h_o (m)	V_o (m/s)	h_p (m)	H_i (m)	H_o (m)	η	Π_I
R-I	0.693	0.074	1.02	0.088	1.06	0.166	0.83	0.15	0.82	0.39
R-II	2.971	0.106	2.84	0.094	3.21	0.102	1.22	0.62	0.49	1.07
R-III	3.962	0.105	3.75	---	---	0.096	1.52	---	---	1.42

Granata vd. [61]' nin dairesel kesitli düşü bacası için yapmış oldukları deneysel çalışmaya göre belli bir çarpma sayısına (Π_I) karşılık gelen bağıl enerji kaybı (η) düşme yüksekliği *s* ile hızlı bir şekilde artmaktadır. Aşağıdaki Şekil 6.4' de söz konusu deneysel çalışmadan düşme yüksekliğinin *s* = 0.5 m ve *s* = 1.0 m değerleri için elde edilen sonuçlar, Çizelge 6.2' de verilen sayısal çözüm sonuçları ile birlikte grafik olarak gösterilmiştir. *s* = 0.7 m için yapılan sayısal çözüm sonuçlarına göre Π_I = 0.39 iken η = 0.82 ve Π_I = 1.07 için η = 0.49 bulunduğu göz önüne alınırsa (Çizelge 6.2) bu değerlerin Şekil 6.4' de *s* = 0.5 m ve *s* = 1.0 m için verilen η değerleri arasında kaldığı ve böylece deneysel çalışma sonuçları ile uyumlu olduğu görülebilir.



Şekil 6.4 Bağıl enerji kaybının (η) çarpma sayısı (Π_I) ile değişimi [61]

Granata vd. [61] düşü bacalarında $K = \Delta H/(V_i^2/2g)$ şeklinde tanımlanan kayıp katsayısı için deney sonuçlarını kullanarak aşağıdaki bağıntıyı elde etmişlerdir:

$$K = 0.25 + 2\,gs/V_i^2 \tag{6.4}$$

Yerel kayıp katsayısı K ve bağıl enerji kaybı η birbirine bağlıdır ve aralarındaki ilişki $\eta/K = V_i^2/2gH_i$ şeklinde yazılabilir.

Çizelge 6.2' de verilen sayısal çözüm sonuçları kullanılarak kayıp katsayısının Denklem (6.4) ve $K = \Delta H/(V_i^2/2g)$ eşitliği kullanılarak elde edilen değerleri aşağıdaki Çizelge 6.3' de karşılaştırılmıştır. Buna göre kayıp katsayısının nispeten büyük değer aldığı R-I rejimi için sayısal çözüm ile deneysel çalışma sonuçları arasında %4 gibi küçük bir sapma varken, kayıp katsayısının daha küçük bir değere sahip olduğu R-II durumu için bu sapma %26' ya çıkmaktadır. Ayrıca bir düşü bacasında ideal olarak, jet akımının serbest düşmesinden kaynaklanan kinetik enerji kazanımının sönümlenmesi, yani giriş akımı ve çıkış akımının mekanik enerjisinin hemen hemen aynı olması beklendiği göz önünde bulundurulursa [64, 65]; sayısal çözüm sonuçlarına göre R-I rejiminde ΔH değerinin düşme yüksekliği *s* = 0.7 m değerine yakın olması bu rejimde bacanın enerji sönümleme yetkinliği bakımından ideal koşullara yakın olduğunu göstermektedir.

Çizelge 6.3 Sayısal çözüm sonuçlarına göre bulunan kayıp katsayısı (K) değerleri ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması

	$\Delta H = H_i - H_o$ (m)	$K = \Delta H/(V_i^2/2g)$	K (Denklem 6.5)	ΔK (%)
R-I	0.68	12.86	13.45	4
R-II	0.60	1.45	1.95	26

Baca tabanında oluşan havuzun derinliği (h_p) için sayısal çözüm sonuçları ile Granata vd.' nin deneysel sonuçları [61] arasında büyük fark olduğu görülmüştür. Baca çapı D_M = 1 m ve düşme yüksekliği *s* = 2 m olduğu durumda deney sonuçları çarpma sayısı Π_I = 0.47, 1 ve 1.4 için sırasıyla yaklaşık olarak h_p = 0.1, 0.3 ve 0.32 m olduğunu göstermiştir. Buna karşılık aynı çarpma sayılarında sayısal çözümlerden (D_M = 1 m ve *s* = 0.7 m) elde edilen havuz derinlikleri sırasıyla h_p = 0.166, 0.102 ve 0.096 m olarak bulunmuştur. Çizelge 6.1' deki, yatay bir düzleme çarpan jetin oluşturduğu havuzun derinliği için sayısal ve deneysel çalışma arasındaki farkın yalnızca %10 olduğu ($k - \varepsilon$ *realizable* türbülans modeli için) sonucu göz önünde bulundurulduğunda; baca çözümlerindeki büyük farkın düşme yüksekliklerinin farklı olmasından kaynaklandığı tahmininde bulunulabilir.

6.3.3 Hız Alanı

Dairesel kesitli düşü bacası içerisindeki üç ayrı akış rejimi için yapılan sayısal çözümlerden elde edilen hız alanı, seçilen bazı düzlemlerde hız vektörleri ve akım çizgileri yardımıyla aşağıda gösterilmiştir (Şekil 6.5 – 6.14). Bu şekillerde gri renkli alanlar hacim oranının $F = 1$ olduğu ve sıvı fazın kapladığı hacmi, beyaz renkli bölgeler ise hacim oranının $F = 0$ olduğu ve gaz fazının kapladığı hacmi belirtmektedir. Sıvı ve gaz fazını birbirinden ayıran serbest yüzey ise hacim oranının $F = 0.5$ olduğu noktaların birleşiminden oluşmaktadır.

6.3.3.1 R-I Rejimi

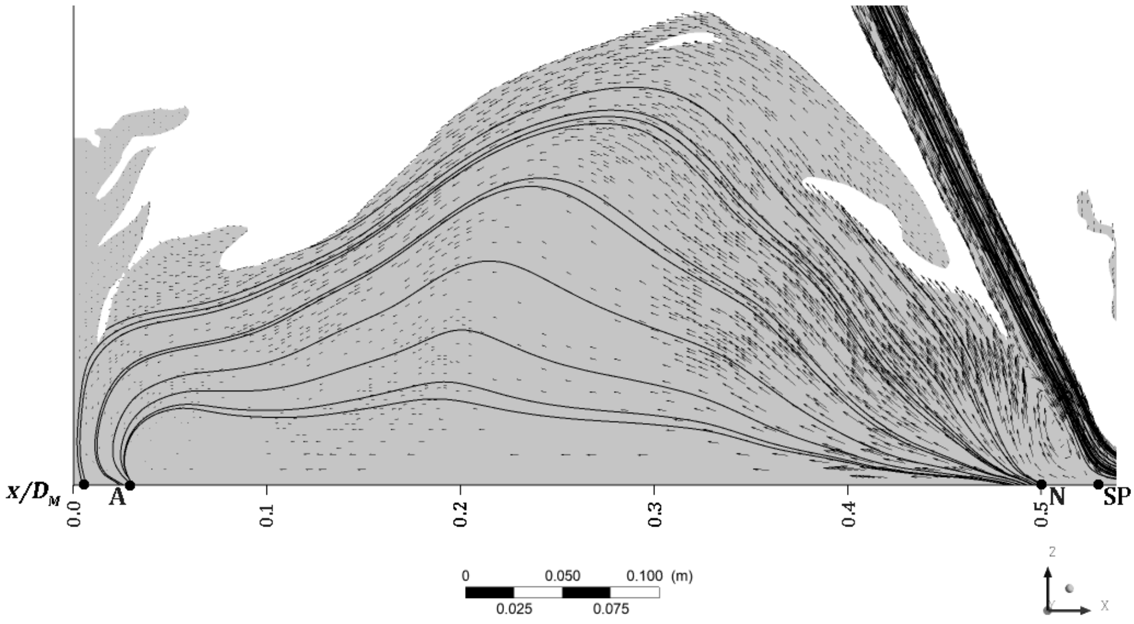
Aşağıdaki Şekil 6.5' de baca içerisinde serbest düşme hareketi yapan jet akımının baca tabanına çarptığı durumu temsil eden R-I rejimine ait (Şekil 1.7a), yalnızca sıvı faz için çarpma noktasının akımüstü bölgesindeki hız vektörleri ve akım çizgileri simetri düzlemi üzerinde (y/D_M = 0) gösterilmiştir ((x, y, z) = (0, 0, 0) noktası Şekil 6.3a' da eksen takımıyla gösterildiği gibidir). Çarpan jet akımının akımüstü yönünde ayrılan bileşeni çarpma bölgesinin gerisinde oluşan havuz (x/D_M = 0 ile x/D_M = 0.5 arasındaki bölge) boyunca $-x$ yönünde hareket ederek x/D_M = 0 noktasına yakın bölgede baca tabanı ile birleşmektedir. Şekil 6.5' de simetri düzlemi üzerinde verilmiş olan akım çizgileri; jetin baca tabanına çarptığı ve "SP" ile gösterilen bir durma noktası (*stagnation point*), durma noktasının hemen öncesinde x/D_M = 0.5 noktasında "N" ile gösterilen bir düğüm noktası (*nodal point*) ve baca duvarına yakın x/D_M = 0 ile 0.3 arasındaki bölgede "A" ile gösterilen tutunma noktalarının (*attachment point*) varlığını göstermektedir.

Şekil 6.6' da R-I rejiminde çarpma noktasının akımüstü bölgesindeki hız vektörleri ve akım çizgileri simetri düzlemi üzerinde (y/D_M = 0) gösterilmiştir. Buna göre, serbest düşme hareketi yapan jet akımının akımaltı yönündeki (çıkış hattına doğru ayrılan) bileşeni yüksek hızlı bir duvar jeti şeklinde olmaktadır. Akımaltı yönünde duvar jetinin üst kısmında ise oldukça düşük hıza sahip bir resirkülasyon bölgesi (ölü bölge) oluşmaktadır. Bu ölü bölgenin merkezine yakın bir noktada (x/D_M = 0.72 doğrusu üzerinde) "F" ile gösterilen odak noktası (*focal point*); akım çizgilerinin içe doğru spiral oluşturduğu, normali kâğıt düzlemine dik doğrultuda ve dışarı doğru olan bir vorteksin merkezini belirtmektedir.

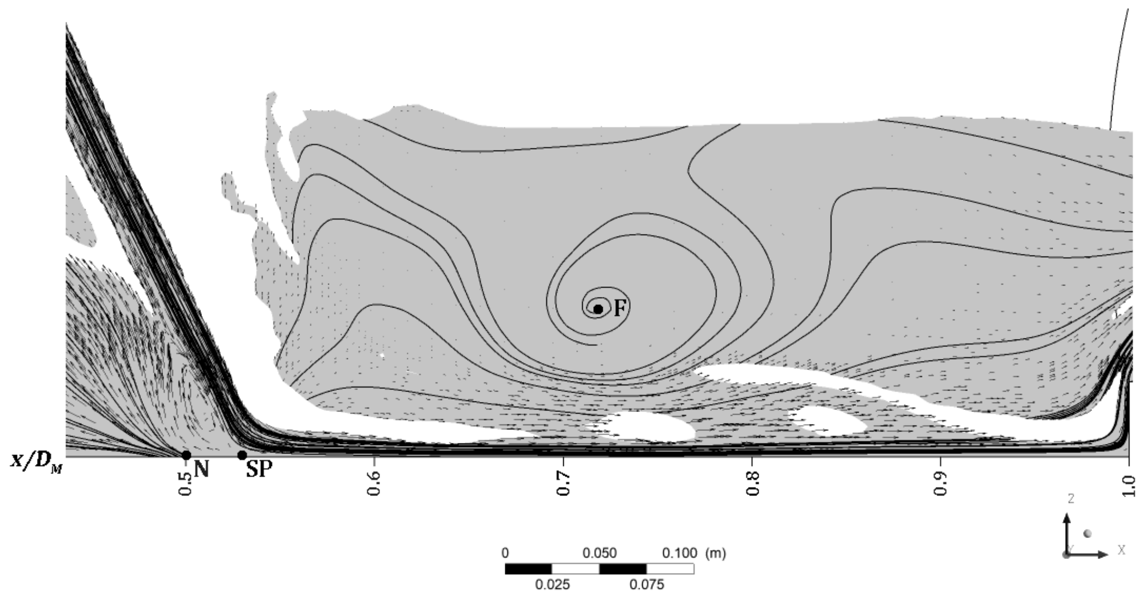
Şekil 6.7’ de simetri düzlemine dik ve çarpma noktası ile çakışan bir düzlemde (x/D_M = 0.525 düzlemi) hız vektörleri ve akım çizgileri görülmektedir. Jetin baca tabanına çarptığı bölgeden enlemesine (-*y* yönünde) gidildiğinde çarpma noktasından baca duvarına kadar olan bölgeyi kapsayan, çarpma bölgesindekine göre çok daha düşük hızlara sahip bir resirkülasyon bölgesi görülmektedir. Bu düzlemde “F” ile gösterilmiş olan odak noktası akım çizgilerinin saat yönünde döndüğü, +*x* yönünde uzayan (normali kâğıt düzleminden içeri doğru olan) bir vorteks merkezini göstermektedir. “SP” ile gösterilen, jetin baca tabanına çarptığı nokta olan durma noktası simetri düzlemi üzerindedir (y/D_M = 0 düzlemi).

Şekil 6.8 çarpma noktasının gerisindeki simetri düzlemine dik bir düzlemde (x/D_M = 0.2 düzlemi), baca tabanında oluşan havuz içerisindeki hız vektörlerini ve akım çizgilerini göstermektedir. Simetri düzlemi civarında serbest yüzeyden gelen akım ile baca tabanı boyunca çarpma noktasından ayrılarak gelen akım, simetri düzlemi üzerinde karşılaşarak “S” ile gösterilmiş olan boyun noktasını (*saddle point*) oluşturmakta; buradan da simetri düzlemine dik yönde hareket etmektedir. Bu düzlem üzerinde y/D_M = 0.1 noktası civarında “N” ile gösterilmiş, birden fazla düğüm noktası görülmektedir.

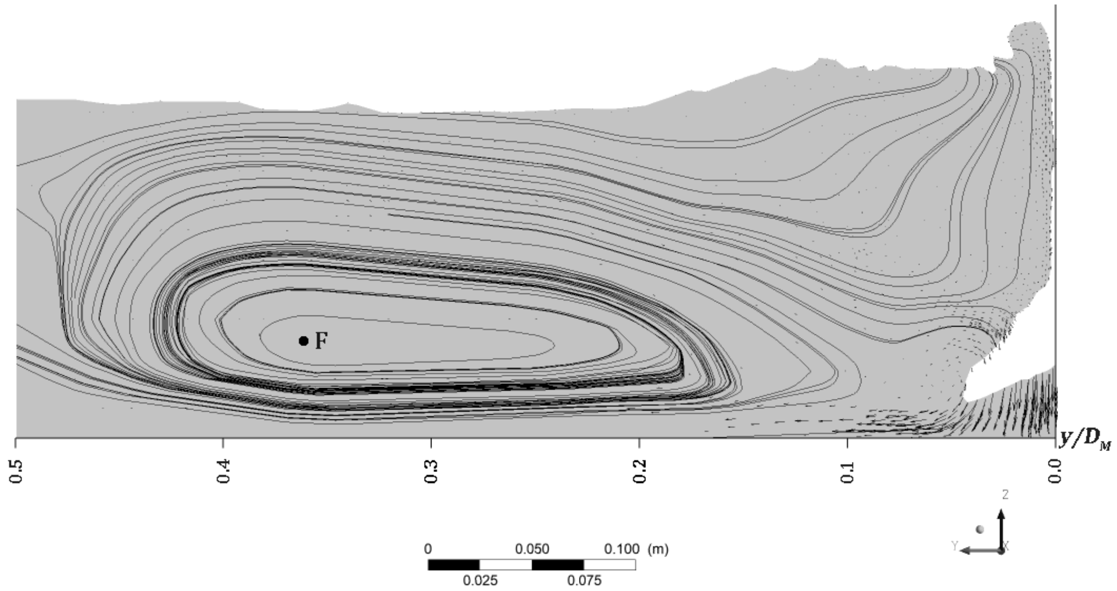
Şekil 6.6, Şekil 6.7 ve Şekil 6.8’ de gösterilmiş olan, çarpma noktasının çevresinde oluşan düşük hızlı resirkülasyon bölgeleri R-I rejiminde R-II ve R-III rejimlerindekine göre daha fazla enerji sönümlenebilmesinin nedenini açıklamaktadır.



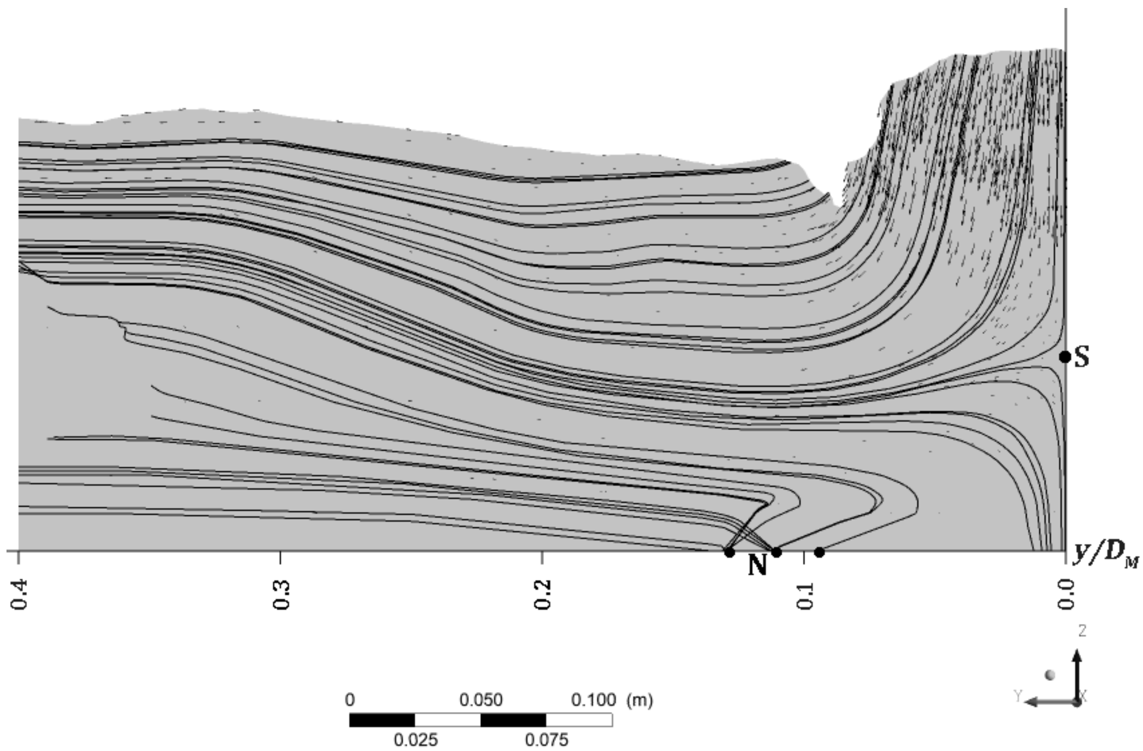
Şekil 6.5 R-I rejiminde çarpma noktasının akımüstü bölgesindeki hız vektörleri ve akım çizgileri (simetri düzleminde, y/D_M = 0)



Şekil 6.6 R-I rejiminde çarpma noktasının akımaltı bölgesindeki hız vektörleri ve akım çizgileri (simetri düzleminde, y/D_M = 0)



Şekil 6.7 R-I rejiminde simetri düzlemine dik bir düzlemde çarpma noktası civarındaki (x/D_M = 0.525 düzlemi) hız vektörleri ve akım çizgileri

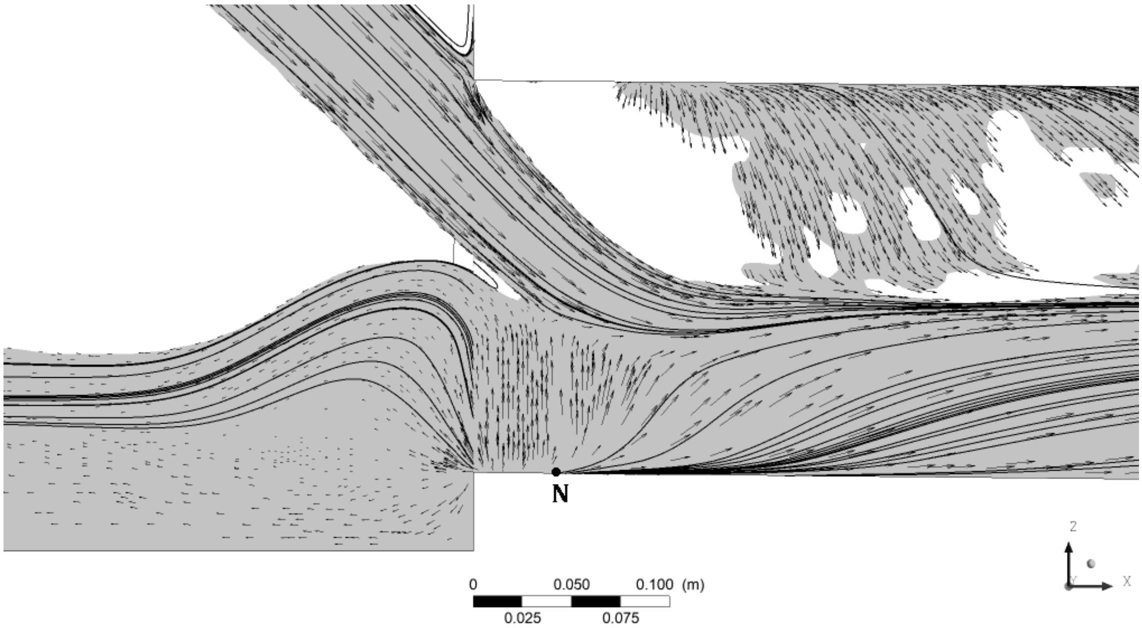


Şekil 6.8 R-I rejiminde, çarpma noktasının gerisinde simetri düzlemine dik bir düzlemde (x/D_M = 0.2 düzlemi) hız vektörleri ve akım çizgileri

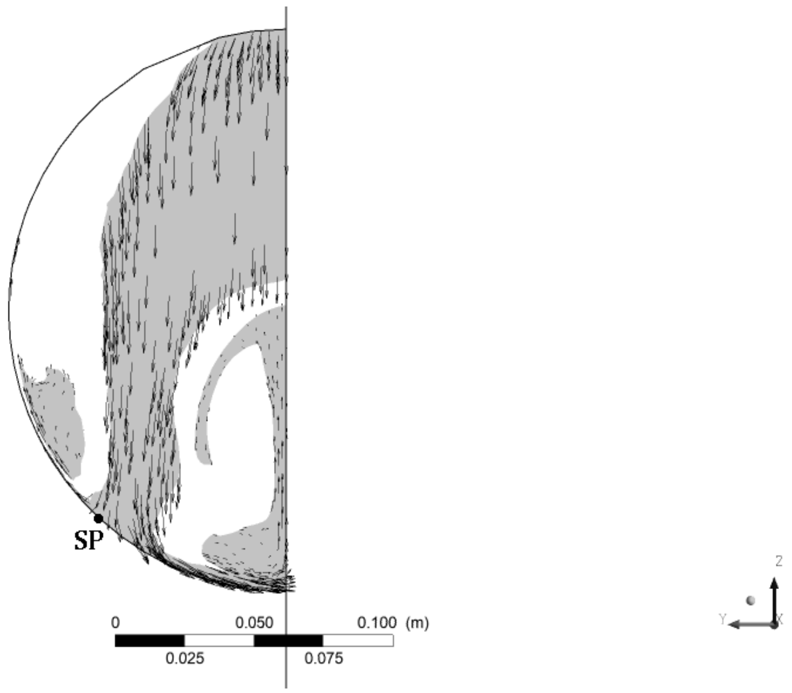
6.3.3.2 R-II Rejimi

Baca içerisinde serbest düşme hareketi yapan jet akımının doğrudan çıkış hattı ağzına çarptığı durumu ifade eden R-II rejimi için (Şekil 1.7b), sadece sıvı faz için çarpma noktası civarındaki hız vektörleri ve akım çizgileri (simetri düzlemi üzerinde, $y/D_M = 0$) aşağıdaki Şekil 6.9' da verilmiştir. Akım çizgileri incelendiğinde, çıkış hattına doğru gelen jet akımının büyük kısmının doğrudan çıkış hattına geçtiği açıkça görülebilir. Çıkış hattının girişine yakın bir noktada oluşan bir düğüm noktası "N" ile gösterilmiştir. Çıkış hattına giren akımın hızının baca tabanında oluşan havuzdakine göre daha yüksek olduğu hız vektörlerinden anlaşılmaktadır.

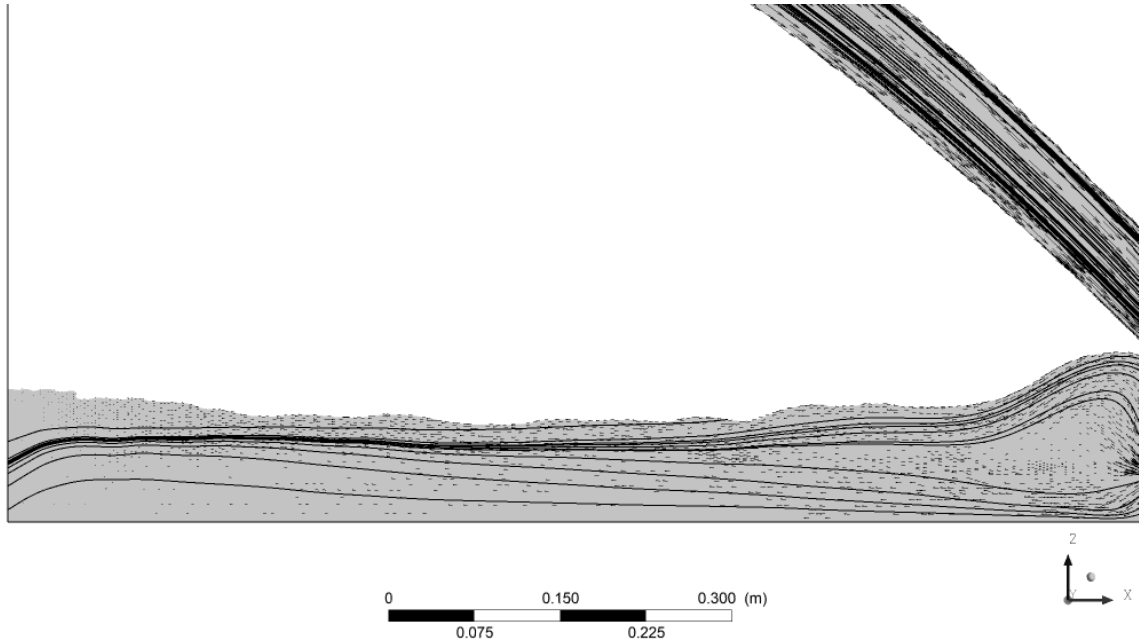
Şekil 6.10 sıvı faz için çıkış hattının tam girişindeki hız vektörlerini akım yönüne dik düzlemde ($x/D_M = 1$ düzlemi) göstermektedir. Buna göre jet akımı çıkış hattına tam olarak simetri düzlemi üzerinde değil, boru içerisinde saat yönünde yaklaşık 45°' lik açıya karşılık gelen bir noktada çarpmakta; çarpan akım ise zıt yönlerde simetri düzlemine ve boru cidarına doğru ayrılmaktadır. Şekil 6.9' da çıkış hattının girişinde çarpma noktası civarında görülen $+z$ yönündeki yüksek hızlı akımın nedeni, çıkış hattının iki yarısındaki çarpma noktalarından ayrılan akımların simetri düzleminde birbiriyle karşılaşmasıdır. "SP" ile gösterilen durma noktasından ayrılan bu iki ana akımın havuz içerisinde bir enerji kaybına uğramadan çıkış hattı içerisinde akımaltı yönünde ilerlemesi R-II rejiminin dezavantajlı olarak değerlendirilmesinin en önemli nedenidir. Şekil 6.11, R-II rejiminde baca tabanında oluşan havuz içerisinde karışma olmadığından, burada akım çizgilerinin oldukça düzgün olduğunu göstermektedir.



Şekil 6.9 R-II rejiminde çarpma noktası civarındaki hız vektörleri ve akım çizgileri (simetri düzleminde, $y/D_M = 0$)



Şekil 6.10 R-II rejiminde çarpma noktası civarındaki hız vektörleri ($x/D_M = 1$ düzleminde)



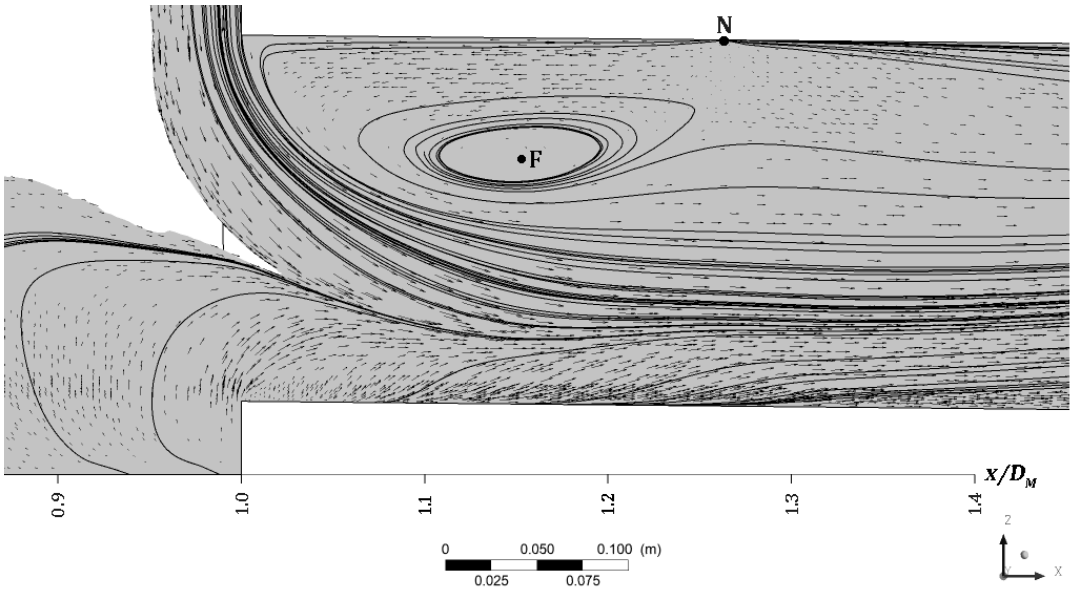
Şekil 6.11 R-II rejiminde havuz içerisindeki hız vektörleri ve akım çizgileri (simetri düzleminde, y/D_M = 0)

6.3.3.3 R-III Rejimi

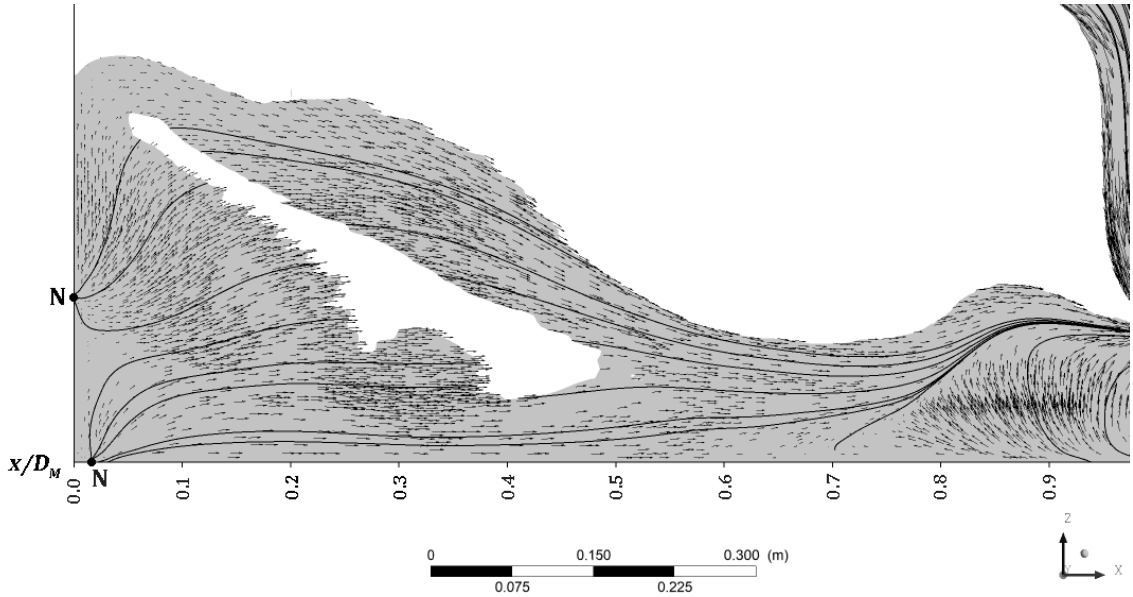
Bacaya gelen jet akımının baca karşı duvarına çarptıktan sonra duvar boyunca bir perde oluşturarak baca tabanındaki havuza karıştığı durumu belirten R-III rejimine ait (Şekil 1.7c), çıkış hattının giriş bölgesi civarındaki hız vektörleri ve akım çizgileri simetri düzlemi üzerinde (y/D_M = 0) aşağıdaki Şekil 6.12' de verilmiştir. Duvara çarpan jet akımı duvar boyunca süzülerek baca tabanındaki zayıf havuz akımına katılmakta ve çıkış hattına girmektedir. Çıkış hattının girişine yakın bölgede, borunun üst kısmında sırasıyla x/D_M = 1.15 ve x/D_M = 1.26 doğruları ile çakışan odak noktası (F) ve düğüm noktası (N) gösterilmiştir. Buradaki odak noktası (F) saat yönünün tersine dönen ve normali kâğıt düzleminden dışarı doğru olan bir vorteksin merkezi iken, düğüm noktası (N) ise bir kaynağı belirtmektedir.

Şekil 6.13 R-III rejimi için baca tabanında oluşan havuz içerisindeki hız vektörleri ve akım çizgilerini simetri düzlemi üzerinde (y/D_M = 0) göstermektedir. Buna göre simetri düzleminde x/D_M = 0.0 düzlemi civarında iki adet düğüm noktasından (kaynak) çıkan akım çizgileri çıkış hattına kadar uzamaktadır. Havuz içerisinde çıkış hattı ağzına yakın bölgede düşey yönelimli bir akımın oluştuğu ve buradan çıkış hattına girdiği görülmektedir.

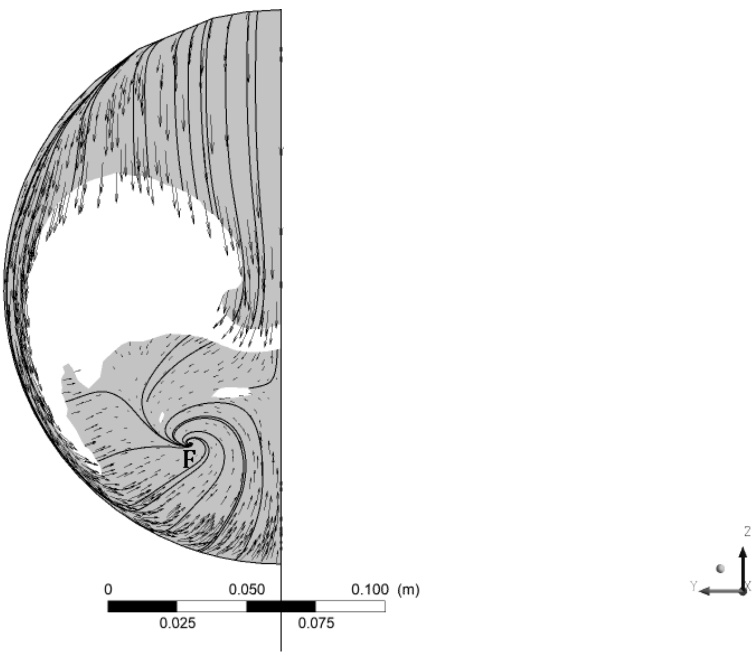
Şekil 6.14 çıkış hattının hemen girişinde, simetri düzlemine dik bir düzlem üzerindeki (x/D_M = 1.0 düzlemi) hız vektörleri ve akım çizgilerini göstermektedir. Buna göre baca duvarına çarptıktan sonra serbest düşme yapan jet akımının bir kısmı doğrudan baca tabanındaki havuza karışırken, bir kısmı çıkış hattının cidarları boyunca hareket ederek havuz akımına katılmaktadır. Burada havuz akımının (borunun alt kısmındaki düşük hızlı bölge) merkezine yakın bir noktada, çevresindeki akımı içe doğru çeken bir odak noktası (F) görülmektedir.



Şekil 6.12 R-III rejiminde çıkış hattının girişindeki hız vektörleri ve akım çizgileri (simetri düzleminde, y/D_M = 0)



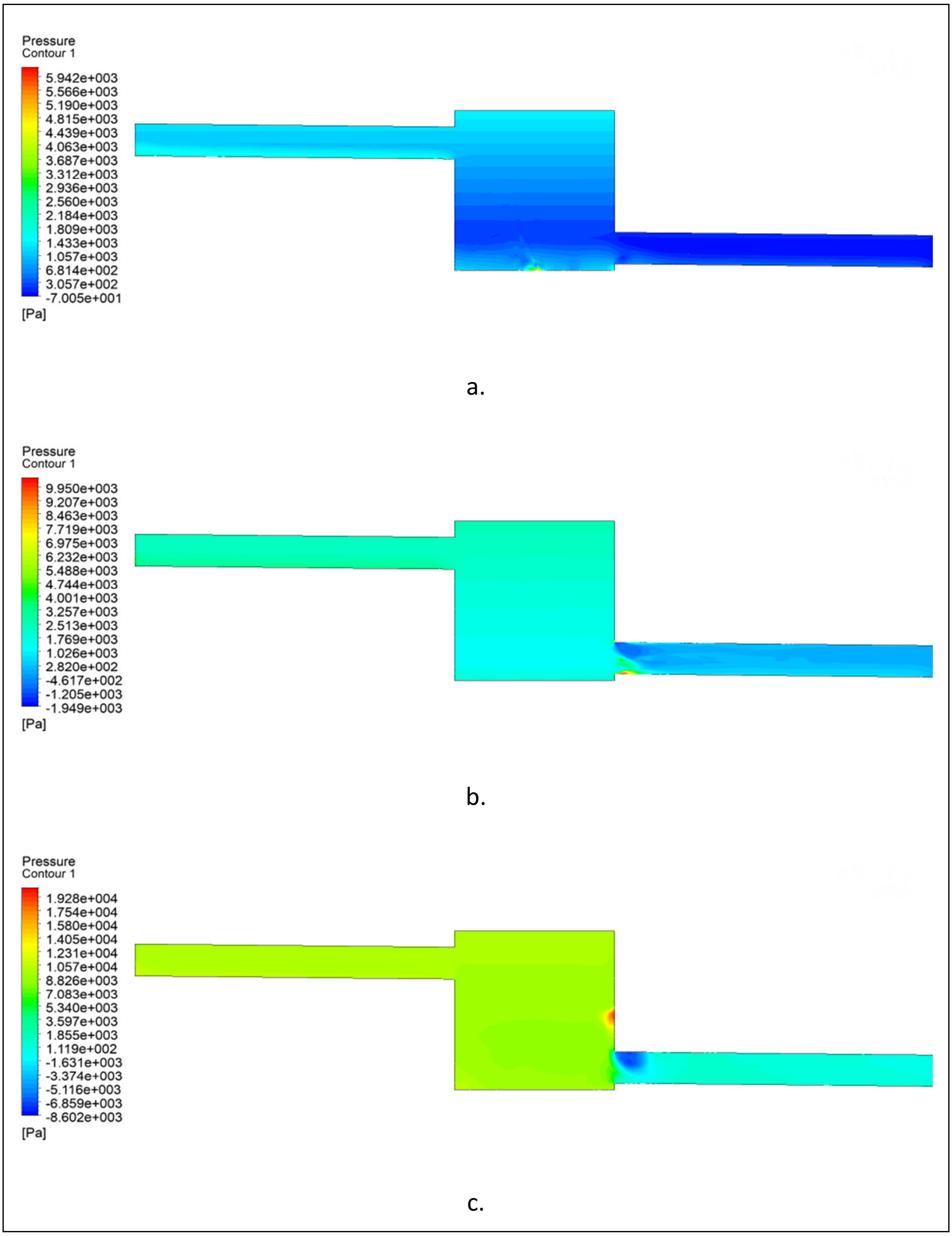
Şekil 6.13 R-III rejiminde havuz içerisindeki hız vektörleri ve akım çizgileri (simetri düzleminde, y/D_M = 0)



Şekil 6.14 R-III rejiminde çıkış hattı ağzındaki hız vektörleri ve akım çizgileri (x/D_M = 1 düzleminde)

6.3.4 Basınç Alanı

Her bir rejim için yapılan üç ayrı sayısal çözüme ait, simetri düzlemindeki (y/D_M = 0) basınç kontürleri aşağıdaki Şekil 6.15' de gösterilmiştir. Basınç kontürleri Şekil 1.7 ile birlikte incelendiğinde, baca içerisindeki basınç dağılımının çıkış hattına hava geçişinin jet akımı tarafından engellenip engellenmediği ile yakından ilişkili olduğu görülebilir. R-I rejiminde bacaya gelen jet akımı doğrudan havuza çarptığından çıkış hattına hava geçişi kolayca gerçekleşmektedir. Bu durumda genel olarak baca içerisindeki basınç atmosfer basıncına yakın olmaktadır (Şekil 6.15a). R-II rejiminde ise jet akımı çıkış hattı ağzına doğrudan çarpmakta ve çıkış hattına hava geçişini kısmen engellemektedir. Bu nedenle baca içerisinde nispeten yüksek basınç, çıkış hattı içerisinde ise vakum oluşmaktadır (Şekil 6.15b). Bu durum jet akımının baca duvarına çarparak havuza döküldüğü ve çıkış hattı ağzına perdeleme yaparak hava akımını neredeyse tamamen kestiği R-III rejiminde daha belirgindir (Şekil 6.15c).



Şekil 6.15 Baca içerisindeki akış için yapılan sayısal çözümlere ait, simetri düzlemi üzerindeki basınç kontürleri: a) R-I, b) R-II ve c) R-III

6.4 Sonuç

Düşü bacaları ile ilgili yapılmış ve sonuçları sunulmuş olan bu sayısal çözümler literatürde bir ilk olması bakımından önemlidir. Bu alanda daha önce yapılmış olan benzer sayısal çalışmalar standart muayene bacası ile ilgili olup, bu tez çalışmasında düşü bacası ile ilgili ele alınan problemi temsil etmekten uzaktır. Bu bölümde çarpan jet akımı olayının benzetiminde, sadece bağıl enerji kaybı ve havuz yüksekliği parametreleri göz önünde bulundurulduğunda; ANSYS Fluent çözücüsündeki varsayılan modeller arasında gerçeğe en yakın bir şekilde tahmin edebilen türbülans modelinin *realizable* $k - \varepsilon$, duvar fonksiyonunun ise *non-equilibrium* duvar fonksiyonu olduğu sonucuna varılmıştır. Bu modeller kullanılarak jet akımının dairesel kesitli düşü bacası içerisindeki farklı çarpma durumlarına karşılık gelen üç ayrı durum sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal çözümlerin öngördüğü bağıl enerji kaybının (η) deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür. Yerel kayıp katsayısı (K) jet akımının doğrudan havuza çarptığı R-I rejiminde deney sonucuna yakın bulunurken, jet akımının çıkış hattı ağzına çarptığı R-II rejimi için deney sonucuyla 26% civarında bir fark olduğu görülmüştür. Sayısal çözümler tarafından öngörülen havuz derinliği (h_p) değerleri deneysel sonuçlardan oldukça farklıdır. Yatay bir düzleme çarpan jetin oluşturduğu havuzun derinliği için sayısal ve deneysel çalışma arasındaki farkın yalnızca %10 olduğu ($k - \varepsilon$ *realizable* türbülans modeli için) göz önünde bulundurulduğunda, baca çözümlerindeki büyük farkın düşme yüksekliklerinin farklı olmasından kaynaklandığı düşünülebilir. Her üç temel rejim için sunulan hız vektörleri ve akım çizgileri, R-I rejiminin enerji sönümleme bakımından daha üstün olmasını da açıklamaktadır. Buna göre, baca içerisinde oluşan düşük hızlı resirkülasyon bölgeleri (ölü bölgeler) ve jet akımının çıkış hattına girmeden önce bu bölgelerde enerji kaybetmesi, R-I rejiminin karakteristik özelliğidir. Basınç alanı incelendiğinde ise çıkış hattının girişinin çarpan jet akımı tarafından bloke edilmesinin baca içerisindeki basınç dağılımını nasıl etkilediği görülebilir.

Sayısal çözümlerde RANS türbülans modeli ve duvar fonksiyonu kullanılmasına rağmen belli başlı parametrelerde deneysel sonuçlara yakın değerler elde edilmesi dikkate değerdir. Edi viskozitesi yaklaşımının kullanılmadığı RSM türbülans modeli kullanılarak elde edilen sonuçların diğer modellerinkiyle yakın olması ilginç bir sonuçtur. Sayısal çözümlerde *non-equilibrium* duvar fonksiyonunun kullanılmış olması burada incelenen akışın serbest akış bölgesinde kullanılan türbülans modelinden ziyade duvar yakınındaki formülasyonun hız alanının hesaplanmasında daha baskın olduğunun bir göstergesi olabilir. Düşülü baca içerisindeki akış probleminin sayısal çözümüne ilişkin daha gerçekçi sonuçlar elde edilmesi adına; daha yüksek işlem gücüne sahip bir donanım, hız alanını daha doğru hesaplayabilecek bir türbülans modeli (örneğin LES) ve küçük ölçekli yapıları yakalayabilecek daha sık bir çözüm ağı kullanılması zorunludur.

BÖLÜM 7

SONUÇ ve ÖNERİLER

Bu çalışmada öncelikli olarak yeraltı atık su ve yağmur suyu toplama/aktarım sistemlerinde kullanılan boruların iç pürüzlülüğünü artırmak amacıyla boru iç yüzeyine yarım-daire kesitli pürüzlülük elemanlarının düzenli aralıklarla yerleştirilmesi durumunda pürüzlülüğün farklı genlik-dalga boyu oranları için türbülanslı üniform açık kanal akışı şartları altında akış direncinin değişimi incelenmiştir. Öncesinde açık kanal akışı ile ilgili temel kavramlara kısaca değinilmiş, üniform açık kanal akışı şartları için tanımlanan direnç faktörleri açıklanmıştır (Manning sayısı n ve Darcy sürtünme faktörü f). Orjinalinde dairesel kesitli kanallardaki pürüzlü veya pürüzsüz açık kanal akışı göz önünde bulundurulmaksızın geliştirilmiş olan Manning bağıntısının bu kapsamın dışında kullanımı ve belli bir geometriye sahip kanaldaki pürüzlü-türbülanslı akış için sadece kanal pürüzlülüğüne bağlı olduğu kabul edilen Manning sayısı n' nin çeşitli faktörlerle değişimi incelenmiştir. Boru akışı için geliştirilmiş olan direnç bağıntıları üzerinde açık kanal akışı için yapılan birtakım düzeltmeler literatürde sunulmuş olmakla birlikte, bu bağıntılar genelde geniş açık kanallar (akım kesitinin genişlik/derinlik oranı 10’ dan büyük) için yazılmıştır. Buna karşılık, geniş açık kanal tanımına uymayan dairesel kesitli kanallardaki serbest yüzey akışı için ise boru akışı direnç bağıntılarının kullanımı ve bunun sonucunda ortaya çıkan farklar tartışılmıştır. Açık kanal akışındaki direnç faktörleri, boru akışı için geliştirilmiş direnç bağıntıları kullanılarak hesaplandığında daha küçük değerler elde edilmektedir. Açık kanal akışında serbest yüzeyin varlığı, yan duvarlardan kaynaklanan ikincil akımlar ve duvar kayma gerilmesinin kesit boyunca sabit olmaması sürtünme faktörünün boru akışındakine göre farklı olmasının olası nedenleri olarak sayılmıştır. Bu nedenle literatürde boru akışı direnç bağıntılarını açık kanal akışına uyarlamak üzere düzeltmeler önerilmiştir. Fakat bu düzeltmelerin çoğu geniş kanallar (genişlik/derinlik oranı 10’ dan büyük) için geçerli olup, dairesel kesitli kanallardaki açık kanal akışına uyumlu olması beklenmemelidir. Dolayısıyla dairesel kesitli bir kanaldaki serbest yüzey akışında eşdeğer pürüzlülüğün (k_s) boru akışı direnç bağıntılarında herhangi bir düzeltme uygulanmaksızın hesaplanmasının daha uygun olacağı sonucuna varılmıştır.

Tam pürüzlü türbülanslı akışta sadece kanal geometrisi ve yüzey pürüzlülüğüne bağlı salt geometrik bir parametre olduğu kabul edilen Manning sayısı n' nin özellikle dairesel kesitli bir kanaldaki pürüzlü veya pürüzsüz açık kanal akışında doluluk oranı ile büyük oranda değiştiğini daha önce yapılmış ve literatürde sonuçları sunulmuş olan deneysel çalışmalar göstermiştir. Ayrıca bu değişimin pürüzlü kanal akışında, pürüzsüz kanaldakine göre daha az olduğu gösterilmiştir. Bununla birlikte orijinal Manning bağıntısı yerine, pürüzsüz ve pürüzlü açık kanal akışı için boru akışı direnç bağıntıları herhangi bir düzeltme uygulanmadan kullanıldığında Manning sayısı n' nin doluluk oranı ile değişiminin daha az olduğu görülmüştür.

Altyapı sistemlerinde kullanılan boruların yapay olarak pürüzlendirilmesine gerekçe oluşturan husus yeraltı aktarım hatlarının yüksek eğimli arazilerde kullanılması durumunda yağmur suyu veya atık suların sel (kritiküstü) durumuna gelerek yüksek hızlara ulaşması ve içerisinde bulunması muhtemel parçacıkların da etkisiyle, aşındırıcı bir etki yaparak kanal cidarlarına zarar vererek kanalın kullanım ömrünü düşürmesidir. Bu soruna konvansiyonel çözüm yeraltı boru hattının arazi eğiminden daha düşük bir eğimle, parçalar halinde yerleştirilmesidir. Bu durumda belirli aralıklarla bazı noktalarda kot düşürülmesi ve düşülü baca kullanılması gerekir. Buna karşılık, bu çalışmada önerilen çözüm boru iç yüzeyinin pürüzlendirilerek akış direncinin artırılması yoluyla daha yüksek eğimlerde, daha uzun boru parçaları kullanılmasına imkân sağlanmasıdır. Bu şekilde kullanılması gereken baca sayısı da azalacaktır. Bu amaçla, kesit geometrisi yarım daire şeklinde olan kauçuk şeritler ile iç yüzeyi pürüzlendirilmiş 7% eğimdeki dairesel borudaki açık kanal akışı için deneysel ve sayısal çalışmalar yapılmıştır. Deneysel çalışmaların yapılmasındaki temel amaç kullanılan sayısal yöntemin doğruluğunun kontrol edilmesi olup, sayısal çözümlerden alınan sonuçlar değerlendirilerek pürüzlülüğün farklı genlik-dalga boyu oranları için Manning sayısındaki değişim araştırılmıştır. Deneysel çalışmalar 800 mm çapındaki boruda pürüzsüz kanal akışı ile r/L=0.1 ve r/L=0.05 olmak üzere iki farklı pürüzlü kanal akışı durumu için yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar Manning sayısının %5' lik bir belirsizlik oranıyla dinamik akış parametrelerinden bağımsız bir geometrik büyüklük olduğu kabulünün yapılabileceğini ve bir kanalda farklı debi (doluluk oranı) değerleri için ortalama bir Manning sayısının kullanılabileceğini göstermiştir. Pürüzsüz kanal akışı için yapılan deney sonuçlarına göre bulunan Manning sayısı literatürde verilen değer ile uyuşmaktadır. Boru içerisine pürüz elemanlarının yerleştirilmesi sonucunda Manning sayısı pürüzsüz kanal akışındakinin iki katından daha fazla bir değere ulaşmıştır. Deneysel olarak elde edilen veriler Nikuradse eşdeğer pürüzlülüğü (k_s) ile Manning sayısı (n) arasındaki ilişkiyi veren, $n = ak_s^{1/6}$ formundaki bir bağıntıya uydurulmuş ve bu bağıntıdaki sabit $a = 0.0393$ olarak bulunmuştur. Elde edilen bu değer daha önce literatürde sunulan değerlere oldukça yakındır. Deneysel çalışmanın sonuçları bu çalışmada kullanılan sayısal çözüm sonuçlarının doğruluğunun kontrolünde kullanılmıştır.

Sayısal çözümler iki ayrı grup halinde gerçekleştirilmiştir. Seri-I grubunda iki farklı pürüzlülük adım oranı için farklı debilerdeki Manning sayıları elde edilmiş ve bunların ortalaması hesaplanmıştır. Ortalama Manning sayısı kullanılmasındaki belirsizlik oranının tespitine çalışılmıştır. Bu sonuçlar göstermiştir ki; büyük çaplı borularda pürüzlülük adım oranındaki belli bir artış, Manning sayısında görece küçük çaplı borulardakine göre daha büyük bir artışa neden olmaktadır. Seri-II grubundaki çözümler ise Manning sayısını (n) pürüzlülük adım oranına bağlı olarak veren bir bağıntı geliştirmek amacıyla yapılmıştır. Bu çözümlerin sonuçlarına göre pürüzlülük adım oranı r/L <0.020 şartını sağladığında pürüzsüz kanal akışı durumundaki Manning sayısı elde edilmektedir. Büyük çaplı borularda (burada 1200 mm' den büyük) Manning sayısının pürüzlülük adım oranı ile değişimini tek bir eğri ile ifade etmek mümkündür. Buna göre, büyük çaplı (1200 ile 2200 arasında) ve küçük çaplı (800 mm) borular için olmak üzere iki farklı bağıntı önerilmiştir. Manning sayısının, üniform akış bölgesindeki çeşitli parametrelerle (h_N/D, V_N, Fr_N ve $\mathrm{Re}_{Rh,N}$) değişmini incelemek amacıyla pürüzsüz ve pürüzlü kanallar için ayrıca sayısal çözümler yapılmıştır. Bu sayısal çözümlerin sonuçlarına göre; Manning sayısının verilen bir kanal geometrisi için sadece pürüzlülüğe bağlı geometrik bir parametre olduğu varsayımı yapılarak ortalama bir değer kullanılacak olursa, bu değer pürüzsüz kanal akışında $\pm$11% belirsizlik oranı ile 0.008 olarak bulunmuştur. Bu, literatürde pürüzsüz kanallar için verilen değerden (0.010) düşüktür. Pürüzlü kanal akışında ise Manning sayısı daha az değişkenlik göstermekle birlikte, ekstremum noktalar dikkate alınmadığında Manning sayısının ortalama değeri $\pm$9% belirsizlik oranı ile yaklaşık 0.012 olarak bulunmuştur. Elde edilen sayısal verilerin pürüzsüz ve pürüzlendirilmiş dairesel kesitli boruların direnç karakteristiğinin daha iyi anlaşılmasına yardımcı olması ve mühendislik hesaplamaları için faydalı olması beklenmektedir.

Dairesel kesitli kanallardaki açık kanal akışı ile ilgili gelecekteki muhtemel deneysel ve sayısal çalışmalarda üniform akışın elde edilebileceği en küçük uzunluk hakkında bir fikir vermesi amacıyla geçiş bölgesi uzunluğunun (L_e) kanal giriş şartlarıyla değişimi ayrıca sayısal yöntemlerle incelenmiştir. Literatürde geçiş bölgesi uzunluğu ile ilgili mevcut verilerin tamamı dikdörtgen kesitli kanallar için olup, dairesel kanallardaki açık kanal akışı için benzer sonuçlar sunulmamıştır. Bu amaçla dairesel kanalda üniform akışın elde edilmesi için kanal girişinden itibaren gerekli mesafenin (L_e, *geçiş bölgesi uzunluğu*) kanal giriş şartlarıyla değişimini incelemek amacıyla pürüzsüz ve pürüzlü kanallarda akış için sayısal çözümler yapılmıştır. Burada ele alınan parametreler – L_e' nin doğrusal olarak bağlı olduğu varsayılan - girişteki Froude ve Reynolds sayısı (Fr_0 ve Re_{Rh0}), girişteki akış derinlik oranı (h_0/D), kanal çapı (D) ve eğimidir (S_0). Bu çalışma ile geçiş bölgesi uzunluğu ile ilgili atıfta bulunulan diğer çalışmalar arasındaki önemli bir fark, Reynolds ve Froude sayısı gibi kontrol parametrelerinin üniform akış bölgesinde değil, kanal giriş kesitinde hesaplanan parametreler olmasıdır. Yapılan bu sayısal çözümlerin sonuçlarına göre; türbülanslı boru akışında giriş uzunluğunun Reynolds sayısıyla doğru orantılı değiştiği göz önünde bulundurulduğunda, açık kanal akışında genel olarak ters orantılı bir değişimin görülmesi dikkat çekici bir sonuçtur. L_e/D' nin Fr_0 ile dikkate değer ölçüde değiştiği, bu değişimin pürüzsüz ve pürüzlü kanallar için yüksek Reynolds sayılarında tek bir eğri ile ifade edilebilecek bir fonksiyonel biçime sahip olduğu görülmüştür. Sayısal çözüm sonuçları L_e/D' nin doluluk oranı h_0/D ile değişiminin pürüzsüz kanal akışında parabolik bir eğri, pürüzlü kanal akışında ise pozitif eğimli bir doğru ile ifade edilebileceğini göstermiştir. Pürüzsüz kanalda S_0 < 0.01, pürüzlü kanalda ise $S_0 < 0.005$ bölgesinde L_e/D kanal eğimi S_0 ile oldukça hızlı bir değişim göstermekte; daha büyük eğim değerlerinde ise asimtotik olarak sabit bir değere yaklaşmaktadır. Esasen hem kullanılan türbülans modeli hem de oluşturulan ağ ve duvar fonksiyonları; gerçekte geçiş bölgesinde görülmesi beklenen laminerden türbülanslı sınır tabakaya geçiş olayını hesaplayabilecek nitelikte değildir. Bu nedenle; bu bölümde sunulan sayısal çözüm sonuçlarını, geçiş bölgesi uzunluğunun karakteristiğiyle ilgili yalnızca hızlı bir fikir edinme aracı olarak kabul etmek daha doğru olacaktır. Ekstremum değerler gözardı edildiğinde boyutsuz geçiş bölgesi uzunluğu (L_e/D) için pürüzsüz kanal akışında üniform akışın büyük oranda garanti altına alındığı değer kabaca $L_e/D = 110$ olarak kabul edilebilir. Pürüzlü kanal akışında bu değer daha küçüktür ve emniyetli bir şekilde $L_e/D = 60$ olarak alınabilir. Pürüzlü kanalda geçiş bölgesinin pürüzsüzdekine göre daha kısa olması beklenen bir sonuçtur. Pürüzsüz ve pürüzlü kanallardaki geçiş bölgesi uzunluğu ile ilgili bu sonuçlar üniform açık kanal akışının elde edilmek istendiği deneysel çalışmalarda gereken en küçük boru uzunluğu hakkında bir fikir vermesi yönünden faydalı olabilir.

Son olarak, basit geometriye sahip dairesel kesitli bir düşü bacasında gerçekleşen üç temel akış rejimi hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) yöntemleri kullanılarak incelenmiştir. Öncesinde, sayısal çözüm yöntemi ile elde edilen sonuçların doğruluğunun kontrol edilmesi amacıyla yatay bir düzleme çarpan jet akımı farklı türbülans modelleri ve duvar fonksiyonları kullanılarak çözülmüş ve deneyler ile karşılaştırılmıştır. Çarpan jet akımına ilişkin seçilen bazı parametreleri en iyi tahmin eden türbülans modeli ve duvar fonksiyonu seçildikten sonra jet akımının düşü bacası içerisindeki üç temel çarpma durumuna karşılık gelen üç ayrı sayısal çözüm yapılmış; bu çözümlerin sonuçlarına göre elde edilen bağıl enerji kaybı, yerel kayıp katsayısı, havuz derinliği gibi büyüklükler literatürde sunulmuş olan deneysel çalışma sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Ayrıca baca içerisindeki hız ve basınç alanına ilişkin bazı sonuçlar sunulmuştur.

Düşü bacaları ile ilgili yapılmış ve sonuçları sunulmuş olan bu sayısal çözümler literatürde bir ilk olması bakımından önemlidir. Bu alanda daha önce yapılmış olan benzer sayısal çalışmalar standart muayene bacası ile ilgili olup, bu tez çalışmasında düşü bacası ile ilgili ele alınan problemi temsil etmekten uzaktır. Çarpan jet akımı olayının benzetiminde, sadece bağıl enerji kaybı ve havuz yüksekliği parametreleri göz önünde bulundurulduğunda; ANSYS Fluent çözücüsündeki varsayılan modeller arasında gerçeğe en yakın bir şekilde tahmin edebilen türbülans modelinin *realizable* $k-\varepsilon$, duvar fonksiyonunun ise *non-equilibrium* duvar fonksiyonu olduğu sonucuna varılmıştır. Bu modeller kullanılarak jet akımının dairesel kesitli düşü bacası içerisindeki farklı çarpma durumlarına karşılık gelen üç ayrı durum sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal çözümlerin öngördüğü bağıl enerji kaybının (η) deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür. Yerel kayıp katsayısı (K) jet akımının doğrudan havuza çarptığı R-I rejiminde deney sonucuna yakın bulunurken, jet akımının çıkış hattı ağzına çarptığı R-II rejimi için deney sonucuyla 26% civarında bir fark olduğu görülmüştür. Sayısal çözümler tarafından öngörülen havuz derinliği (h_p) değerleri deneysel sonuçlardan oldukça farklıdır. Yatay bir düzleme çarpan jetin oluşturduğu havuzun derinliği için sayısal ve deneysel çalışma arasındaki farkın yalnızca %10 olduğu ($k-\varepsilon$ *realizable* türbülans modeli için) sonucu göz önünde bulundurulduğunda, baca çözümlerindeki büyük farkın düşme yüksekliklerinin farklı olmasından kaynaklandığı düşünülebilir. Her üç temel rejim için sunulan hız vektörleri ve akım çizgileri, R-I rejiminin enerji sönümleme bakımından daha üstün olmasını da açıklamaktadır. Buna göre, baca içerisinde oluşan düşük hızlı resirkülasyon bölgeleri (ölü bölgeler) ve jet akımının çıkış hattına girmeden önce bu bölgelerde enerji kaybetmesi, R-I rejiminin karakteristik özelliğidir. Basınç alanı incelendiğinde ise çıkış hattının girişinin çarpan jet akımı tarafından bloke edilmesinin baca içerisindeki basınç dağılımını nasıl etkilediği görülebilir. Sayısal çözümlerde RANS türbülans modeli ve duvar fonksiyonu kullanılmasına rağmen belli başlı parametrelerde deneysel sonuçlara yakın değerler elde edilmesi dikkate değerdir. Edi viskozitesi yaklaşımının kullanılmadığı RSM türbülans modeli kullanılarak elde edilen sonuçların diğer modellerinkiyle yakın olması ilginç bir sonuçtur. Sayısal çözümlerde *non-equilibrium* duvar fonksiyonunun kullanılmış olması burada incelenen akışın serbest akış bölgesinde kullanılan türbülans modelinden ziyade duvar yakınındaki formülasyonun hız alanının hesaplanmasında daha baskın olduğunun bir göstergesi olabilir. Düşülü baca içerisindeki akış probleminin sayısal çözümüne ilişkin daha gerçekçi sonuçlar elde edilmesi adına; daha yüksek işlem gücüne sahip bir donanım, hız alanını daha doğru hesaplayabilecek bir türbülans modeli (örneğin LES) ve küçük ölçekli yapıları yakalayabilecek daha sık bir çözüm ağı kullanılması zorunludur.

KAYNAKLAR

[1] Chow, V. T. (1959). Open-Channel Hydraulics, McGraw-Hill Book Company, New York.

[2] Hager, W. H. (2010). Wastewater Hydraulics, Springer, Berlin.

[3] Schlichting, H. (1979). Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Book Company, New York.

[4] Cebeci, T. (2004). Analysis of Turbulent Flows, Second Edition, Elsevier Science.

[5] White, F. M. (2003). Fluid Mechanics, 5. ed., McGraw-Hill Book Company, Boston.

[6] Tennekes, H. ve Lumley, J. L. (1972). A First Course in Turbulence, First Edition, The MIT Press.

[7] Wilcox, D. C. (2006). Turbulence Modeling for CFD, Third Edition, D C W Industries.

[8] Menter, F. R. (1994). “Two-equation Eddy-viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”, AIAA J., 32(8): 1598-1605.

[9] Perry, A. E., Schofield, W. H. ve Joubert, P. N. (1969). “Rough Wall Turbulent Boundary Layers”, J. Fluid Mech., 37(2): 383-413.

[10] Cui, J., Patel, V. C. ve Lin, C. (2003). “Large-eddy Simulation of Turbulent Flow in a Channel with Rib Roguhness”, Int. J. Heat Fluid Flow, 24(3): 372-388.

[11] Tani, I. (1988). “Turbulent Boundary Layer Development Over Rough Surfaces”, Perspectives in Turbulence Studies, ed. H. U. Meier & P. Bradshaw, 223-249, Springer.

[12] Liou, T.-M., Chang, Y. ve Hwang, D.-W. (1990). "Experimental and Computational Study of Turbulent Flows in a Channel With Two Pairs of Turbulence Promoters in Tandem", J. Fluids Eng., 112(3): 302-310.

[13] Leonardi, S., Orlandi, P., Smalley, R. J., Djenidi, L. ve Antonia, R. A. (2003). “Direct Numerical Simulations of Turbulent Channel Flow with Transverse Square Bars on One Wall”, J. Fluid Mech., 491: 229-238.

[14] Webb, R. L., Eckert E. R. G. ve Goldstein, R. J. (1971). “Heat Transfer And Friction in Tubes with Repeated-Rib Roughness”, Int. J. Heat Mass Transfer, 14(4): 601-617.

[15] Han, J. C., Glicksman, L. R. ve Rohsenow, W. M. (1978). “An Investigation of Heat Transfer and Friction for Rib-Roughened Surfaces”, Int. J. Heat Mass Transfer, 21(8): 1143-1156.

[16] Okamoto, S., Seo, S., Nakaso, K. Morishita, H. ve Namiki, K. (1992). “Effect of Sectional Shape of Rib on Turbulent Shear Flow Over Rows of Two-dimensional Ribs on a Ground Plane”, 11. Australasian Fluid Mechanics Conference, 14-18 December 1992, Univ. Of Tasmania, Hobart.

[17] Huang, W. C., Chen, C. A., Shen, C. ve San, J. Y. (2015). “Effects of Characteristic Parameters on Heat Transfer Enhancement of Repeated Ring-Type Ribs in Circular Tubes”, Exp. Therm. Fluid Sci., 68: 371-380.

[18] Ji, W. T., Jacobi, A. M., He, Y. L. ve Tao, W. Q. (2015). “Summary and Evaluation on Single-Phase Heat Transfer Enhancement Techniques of Liquid Laminar and Turbulent Pipe Flow”, Int. J. Heat Mass Transfer, 88: 735-754.

[19] Karwa, R., Solanki, S. C. ve Saini, J. S. (1999). "Heat transfer coefficient and friction factor correlations for the transitional flow regime in rib-roughened rectangular ducts", Int. J. Heat Mass Transfer, 42(9): 1597-1615.

[20] Chandra, P. R., Alexander, C. R. ve Han, J. C. (2002). "Heat Transfer and Friction Behaviors in Rectangular Channels with Varying Number of Ribbed Walls", Int. J. Heat Mass Transfer, 46(3): 481-495.

[21] Eimsa-ard, S. ve Promvonge, P. (2006). "Experimental Investigation of Heat Transfer and Friction Characteristics in a Circular Tube Fitted with V-Nozzle Turbulators", Int. Commun. Heat Mass, 33(5): 591-600.

[22] San, J. Y. ve Huang, W. C. (2006). "Heat Transfer Enhancement of Transverse Ribs in Circular Tubes with Consideration of Entrance Effect", 49(17-18): 2965-2971.

[23] Sewall, E. A., Tafti, D. K., Graham, A. B. ve Thole, K. A. (2006). “Experimental Validation of Large Eddy Simulations of Flow and Heat Transfer in a Stationary Ribbed Duct”, Int. J. Heat Fluid Flow, 27(2): 243-258.

[24] Kim, K. M., Kim, B. S., Lee, D. H., Moon, H. ve Cho, H. H. (2010). “Optimal Design of Transverse Ribs in Tubes for Thermal Performance Enhancement”, Energy, 35(6): 2400-2406.

[25] Kamali, R. ve Binesh, A. R. (2008). “The Importance of Rib Shape Effects on the Local Heat Transfer and Flow Friction Characteristics of Square Ducts with Ribbed Internal Surfaces”, Int. Commun. Heat Mass, 35(8): 1032-1040.

[26] Chaube, A., Shaoo, P. K. ve Solanki, S. C. (2006). "Effect of Roughness Shape on Heat Transfer and Flow Friction Characteristics of Solar Air Heater with Roughened Absorber Plate", WIT Transactions on Engineering Sciences, 53: 43-51.

[27] Yadav, A. S. ve Bhagoria, J. L. (2009). "A CFD (computational fluid dynamics) Based Heat Transfer and Fluid Flow Analysis of a Solar Air Heater Provided with Circular Transverse Wire Rib Roughness on the Absorber Plate", Energy, 55: 1127-1142.

[28] Kumar, S. ve Saini, R. P. (2009). "CFD Based Performance Analysis of a Solar Air Heater Duct Provided with Artificial Roughness", Renewable Energy, 34(5): 1285-1291.

[29] Ozceyhan, V., Gunes, S., Buyukalaca, O. ve Altuntop, N. (2008). "Heat Transfer Enhancement in a Tube Using Circular Cross Sectional Rings Separated From Wall", Applied Energy, 85(10): 988-1001.

[30] Ooi, A., Iaccarino, G., Durbin, P. A. ve Behnia, M. (2002). "Reynolds Averaged Simulation of Flow and Heat Transfer in Ribbed Ducts", Int. J. Heat Fluid Flow, 23(6): 750-757.

[31] Ahn, S. W. (2001). “The Effect of Roughness Types on Friction Factors and Heat Transfer in Roughened Rectangular Duct”, Int. Commun. Heat Mass, 28: 933-942.

[32] Henderson, F. M. (1966). Open Channel Flow, MacMillan Publishing Co., New York.

[33] Dooge, C. I. J. (1992). “The Manning Formula in Context”, Channel Flow Resistance: Centennial of Manning’s Formula, Ed.: B. C. Yen, 136-185, Water Resources Publications, Colorado, USA.

[34] Webber, N. B. (1971). Fluid Mechanics for Civil Engineers, Chapman and Hall, Hong Kong.

[35] Nikuradse, J. (1933). “Laws of Flow in Rough Pipes”, VDI Forschungsheft 361, In translation, NACA TM 1292, 1950.

[36] Colebrook, C.F. (1939). “Turbulent Flow in Pipes with Particular Reference to the Transition Region Between the Smooth and Rough Pipe Laws”, J. Inst. of Civil Engrs., 11, 133-156.

[37] Chen, C. L. (1992). “Power Law of Flow Resistance in Open Channels: Manning's Formula Revisited”, Channel Flow Resistance: Centennial of Manning’s Formula, Ed.: B. C. Yen, 206-240, Water Resources Publications, Colorado, USA.

[38] Giroud, J. P., Palmer, B. ve Dove, J. E. (2000). "Calculation of Flow Velocity in Pipes as a Function of Flow Rate", Geosynth. Int., 7(4-6), 583–600.

[39] Esen, I. I. (1993). "Design of Sewers Based on Minimum Velocity", J. Environ. Eng., 119(3), 591–594.

[40] Camp, T. R. (1946). “Design of Sewers to Facilitate Flow”, Sewage Works J., 18(1): 3-16.

[41] Mangin, S. F., Stipetich M. ve Tritico, H. M. (2010). “Reducing the Error Associated with Manning’s Roughness in Culvert Design for Improved Fish

Passage", World Environmental and Water Resources Congress 2010: Challenges of Change, 16-20 Mayıs 2010, Providence, Rhode Island.

[42] Akgiray, Ö. (2005). "Explicit Solutions of the Manning Equation for Partially Filled Circular Pipes", Can. J. Civil Eng., 32(3): 490-499.

[43] Vatankhah, A. R. (2015). "Analytical Solution of Gradually Varied Flow Equation in Circular Channels Using Variable Manning Coefficient", Flow. Meas. Instrum., 43: 53-58.

[44] Yen, B. C. (1992). "Dimensionally Homogeneous Manning's Formula", J. Hydraul. Eng., 118(9): 1326-1332.

[45] Yen, B. C. (2003). "On Establishing Uniform Channel Flow with Tail Gate", Proceedings of the Institution of Civil Engineers – Water and Maritime Engineering, 156(3): 281-283.

[46] Subramanya, K. (1994). Flow in Open Channels, McGraw-Hill, Yeni Delhi, Hindistan.

[47] Carstens, M. R. ve Carter, R. W. 1955. Discussion on "Hydraulics of free overfall" by A. Fathy and M. A. Shaarawi, Proc. Amer. Soc. Civil Eng., 91(3): 149-163.

[48] Bos, M. G. (1989). Discharge Measurement Structures, 3rd Ed., Publication 20, Int. Institute for Land Reclamation and Improvement/ILRI, Wageningen, Hollanda.

[49] Ferro, V. (1992). "Flow Measurement with Rectangular Free Overfall", J. Irrig. Drain. Eng., 118(6): 956-964.

[50] Bauer, S.W. ve Graf, W.H. (1971). "Free Overfall as Flow Measuring Device", J. Irrig. Drain. Div., ASCE, 97(1): 73–83.

[51] Knight, D. W. ve Sterling, M. (2000). "Boundary Shear in Circular Pipes Running Partially Full", J. Hydraul. Eng., 126(4): 263-275.

[52] Klein, A. (1981). "Review: Turbulent Developing Pipe Flow", J. Fluids Eng., 103(2): 243-250.

[53] Nezu, I. ve Rodi, W. (1986). "Open-Channel Flow Measurements with a Laser Doppler Anemometer", J. Hydraul. Eng., 112(5): 335-355.

[54] Kırkgöz, M. S. ve Ardıçlıoğlu, M. (1997). "Velocity Profiles of Developing and Developed Open Channel Flow", J. Hydraul. Eng., 123(12): 1099-1105.

[55] Ranga Raju, K. G., Asawa, G. L. ve Mishra, H. K. (2000). "Flow-Establishment Length in Rectangular Channels and Ducts", J. Hydraul. Eng., 126(7): 533-539.

[56] Gill, M. A. (1979). "Hydraulics of Rectangular Vertical Drop Structures", J. Hydraul. Res., 17(4): 289-302.

[57] Rajaratnam, N. ve Chamani, M. R. (1995). "Energy Loss at Drops", J. Hydraul. Res., 33(3): 373-384.

[58] Chamani, M. R. ve Beirami, M. K. (2002). "Flow Characteristics at Drops", J. Hydraul. Eng., 128(8): 788-791.

[59] Chamani, M. R., Beirami, M. K., Rajaratnam, N. ve Dehghani, A. A. (2008). "Characteristics of Subcritical Flow over Vertical Drops with Sloping Aprons", Iran. J. Sci. Technol. B, 32(5): 531-542.

[60] Esen, I. I. ve Alhumoud, J. M. (2004). “Energy Loss at a Drop Structure with a Step at the Base”, Water International, 29(4): 523-529.

[61] Granata, F., de Marinis, G., Gargano, R. ve Hager, W. H. (2011). “Hydraulics of Circular Drop Manholes”, J. Irrig. Drain. Eng., 137(2): 102-111.

[62] Chanson, H. (2002). “An Experimental Study of Roman Dropshaft Hydraulics”, J. Hydraul. Res., 40(1): 3-12.

[63] Chanson, H. (2004). “Hydraulics of Rectangular Dropshafts”, J. Irrig. Drain. Eng., 130(6): 523-529.

[64] Granata, F., de Marinis, G., Gargano, R. ve Hager, W. H. (2009). “Energy Loss in Circular Drop Manholes”, 33rd IAHR Congress: Water Engineering for a Sustainable Environment, 9-14 Ağustos 2009, Vancouver.

[65] Carvalho, R. F. ve Leandro, J. (2012). “Hydraulic Characteristics of a Drop Square Manhole with a Downstream Control Gate”, J. Irrig. Drain. Eng., 138(6): 569-576.

[66] Rajaratnam, N., Mainali, A., ve Hsung, C. Y. (1997). “Observations on Flow in Vertical Dropshafts in Urban Drainage Systems”, J. Environ. Eng., 123(5): 486-491.

[67] Christodoulou, G. C. (1991). “Drop Manholes in Supercritical Pipelines”, J. Irrig. Drain. Eng., 117(1): 37-47.

[68] Granata, F., de Marinis, G. ve Gargano, R. (2014). “Flow-improving Elements in Circular Drop Manholes”, J. Hydraul. Res., 52(3): 347-355.

[69] Granata, F. (2016). “Dropshaft Cascades in Urban Drainage Systems”, Water Sci. Technol., 73(9): 2052-2059.

[70] Camino, G. A., Zhu, D. Z., Rajaratnam, N. ve Shome, M. (2009). “Use of a Stacked Drop Manhole for Energy Dissipation: A Case Study in Edmonton, Alberta”, Can. J. Civil Eng., 36(6): 1037-1050.

[71] Camino, G. A., Rajaratnam, N., & Zhu, D. Z. (2014). "Choking Conditions inside Plunging Flow Dropshafts", Can. J. Civil Eng., 41(7): 624–632.

[72] Zheng, F., Li, Y., Zhao, J., ve An, J. (2017). "Energy Dissipation in Circular Drop Manholes under Different Outflow Conditions", Water, 9(10), 752.

[73] Ma, Y., Zhu, D. Z., Rajaratnam, N. ve van Duin, B. (2017). "Energy Dissipation in Circular Drop Manholes", J. Irrig. Drain. Eng., 143(12): 04017047

[74] Stovin, V., Guymer, I. ve Lau, S. D. (2008). "Approaches to Validating a 3D CFD Manhole Model", 11th International Conference on Urban Drainage, 31 Ağustos - 5 Eylül 2008, Edinburgh.

[75] Beg, M., Carvalho, R., Lopes, P., Leandro, J. ve Melo, N. (2016). "Numerical Investigation of the Flow Field inside a Manhole-Pipe Drainage System", 6th

IAHR International Symposium on Hydraulic Structures, 27-30 Haziran 2016, Portland, Orlando.

[76] Salmasi, F. ve Samadi, A. (2018). "Experimental and Numerical Simulation of Flow over Stepped Spillways", Applied Water Science, 8:229.

[77] Valero, D., Bung, D. B. ve Crookston, B. M. (2018). "Energy Dissipation of a Type III Basin under Design and Adverse Conditions for Stepped and Smooth Spillways", J. Hydraul. Eng., 144(7): 04018036.

[78] Bayon, A., Toro, J. P., Bombardelli, F. A., Matos, J. ve López-Jiménez, P. A. (2018). "Influence of VOF Technique, Turbulence Model and Discretization Scheme on the Numerical Simulation of the Non-aerated, Skimming Flow in Stepped Spillways", J .Hydro-Environ. Res., 19: 137–149.

[79] Kherbache, K., Chesneau, X., Zeghmati, B., Abide, S. ve Benmamar, S. (2017). "The Effects of Step Inclination and Air Injection on the Water Flow in a Stepped Spillway: A Numerical Study", J. Hydrodyn. Ser. B, 29(2): 322–331.

[80] Zhan, J., Zhang, J. ve Gong, Y. (2016). "Numerical Investigation of Air-entrainment in Skimming Flow over Stepped Spillways", Theoretical and Applied Mechanics Letters, 6(3): 139–142.

[81] Modern Sewer Design. (1999). Modern Sewer Design, 4. Basım, American Iron and Steel Institute, Washington, DC.

[82] Kaya, K., Gemici, Z., Memiş, M., Koca, A. ve Özcan, O. (2012). ‘’Ondüleli Dairesel Drenaj Borularında Açık Kanal Akış Direncinin Deneysel Olarak İncelenmesi,’’ III. İleri Teknolojiler Çalıştayı, 4-6 Ekim 2012, İstanbul.

[83] Gemici, Z., Koca, A. and Kaya, K. (2017). "Predicting the Numerical and Experimental Open-Channel Flow Resistance of Corrugated Steep Circular Drainage Pipes", J. Pipeline Syst. Eng., 8(3): 04017004.

[84] Myers, W. R. C. (1982). “Flow Resistance in Wide Rectangular Channels”, J. Hydr. Eng. Div., 108(4): 471-482.

[85] Yen, B. C. (2002). “Open Channel Flow Resistance”, J. Hydraul. Eng., 128(1): 20-39.

[86] Knight, D. W., McGahey, C., Lamb, R. ve Samuels, P. G. (2009). Practical Channel Hydraulics, CRC Press.

[87] Yen, B. C. (1992). “Hydraulic Resistance in Open Channels”, Channel Flow Resistance: Centennial of Manning’s Formula, Ed.: B. C. Yen, 1-136, Water Resources Publications, Colorado, USA.

[88] Yoon, J. I., Sung, J. ve Lee, M. H. (2012). “Velocity Profiles and Friction Coefficients in Circular Open Channels”, J. Hydraul. Res., 50(3): 304-311.

[89] Ead, S. A., Rajaratnam, N., Katopodis, C. ve Ade, F. (2000). “Turbulent Open-Channel Flow in Circular Corrugated Culverts”, J. Hydraul. Eng., 126(10): 750-757.

[90] Kline, S. J. ve McClintock, F. A. (1953). “Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments”, Mech. Eng., 75(1): 3-8.

[91] Birecikli, B. (2008). Ondüleli Boru Hidrodinamiğinin Deneysel İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi, İstanbul.

[92] Yarnell, D. L. ve Woodward, S. M. (1920). The Flow of Water in Drain Tile, U. S. Department of Agriculture, Washington D. C.

[93] Devkota, J. P., Baral, D., Rayamajhi, B. ve Tritico, H. M. (2012). “Variation in Manning’s Roughness Coefficient with Diameter, Discharge and Slope in Partially Filled HDPE Culverts”, World Environmental and Water Resources Congress 2012: Crossing Boundaries, 20-24 Mayıs 2012, Albuquerque, New Mexico.

[94] Hyman, J. M. (1984). “Numerical Methods for Tracking Interfaces”, Physica D, 12(1-3): 396-407.

[95] McKee, S., Tome, M. F., Ferreira, V. G., Cuminato, J. A., Castelo, A., Sousa, F. S. ve Mangiavacchi, N. (2008). “The MAC Method”, Comput. Fluids, 37: 907-930.

[96] Hirt, C. W. ve Nichols, B. D. (1981). “Volume of Fluid Method for the Dynamics of Free Boundaries”, J. Comput. Phys., 39: 201-225.

[97] Hirsch, C. (1988). Numerical Computation of Internal and External Flows, John Wiley & Sons.

[98] Anderson, J. D. (1995). Computational Fluid Dynamics, McGraw-Hill Book Company.

[99] ANSYS, (2009). ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide.

[100] Versteeg, H. K. ve Malalasekera, W. (1995). An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method, Longman Scientific and Technical.

[101] Zhang, D., Jiang, C., Liang, D. ve Cheng, L. (2015). “A Review on TVD Schemes and a Refined Flux-Limiter for Steady-State Calculations”, J. Comput. Phys., 302: 114-154.

[102] Harten, A. (1983). “High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws”, J. Comput. Phys., 49(3): 357-393.

[103] Muzaferija, S., Peric M., Sames, P. ve Schelin, T. (1998). “A Two-fluid Navier-Stokes Solver to Simulate Water Entry”, Proceedings of Twenty-Second Symposium on Naval Hydrodynamics, 277-289, Washington, DC.

[104] Katopodes, Nikolas D. (2018) Free-Surface Flow: Computational Methods, 1. ed., Butterworth-Heinemann.

[105] Ubbink, O. (1997). Numerical Prediction of Two Fluid Systems With Sharp Interfaces, Doktora Tezi, Imperial College of Science, Technology and Medicine, Londra, İngiltere.

[106] Koca, A., Gemici, Z., Memiş, M., Kaya, K. ve Özcan, O. (2012). ‘‘Ondüleli Dairesel Drenaj Borularında Açık Kanal Akış Direncinin Sayısal Olarak İncelenmesi’’, III. İleri Teknolojiler Çalıştayı, 4-6 Ekim 2012, İstanbul.

[107] Vazifehkhah, S., Kaya, K., Koca, A., Gemici, Z. (2014). “Constructing a Correlation Between Flow Resistance of Circular Corrugated Pipes and Geometric Parameters Using CFD Methods”, 3rd IAHR Europe Congress, 14-16 Nisan 2014, Porto.

[108] Sterling, M. ve Knight, D. W. (2000). “Resistance and Boundary Shear in Circular Conduits with Flat Beds Running Part Full”, Proceedings of the Institution of Civil Engineers, Water and Maritime Engineering, 142(4): 229-240.

[109] Tullis, B. P. (2012). Hydraulic Loss Coefficients for Culverts, NCHRP Report 734, The National Academies Press, Washington D. C.

[110] Hessel, R., Jetten, V. ve Guanghui, Z. (2003). "Estimating Manning’s n for Steep Slopes", CATENA, 54(1-2), 77–91.

[111] Durst, F., Ray, S., Ünsal, B. ve Bayoumi, O. A. (2005). “The Development Lengths of Laminar Pipe and Channel Flows”, J. Fluids Eng., 127(6): 1154-1160.

[112] Bonakdari, H., Lipeme-Kouyi, G. and Asawa, G. L. (2014). "Developing Turbulent Flows in Rectangular Channels: A Parametric Study", Journal of Applied Research in Water and Wastewater, 1(2): 53-58.

[113] Shih, T. H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z. ve Zhu, J. (1995). “A new k-epsilon eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows”, Comput. Fluids, 24(3), 227-238.

[114] Cooper, D., Jackson, D. C., Launder, B. E. ve Liao, G. X. (1993). “Impinging jet studies for turbulence model assessment-I. Flow field experiments”, Int. J. Heat Mass Transfer, 36(10), 2675-2684.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı	: Kenan KAYA
Doğum Tarihi ve Yeri	: 17.05.1984, İmranlı
Yabancı Dili	: İngilizce, Almanca
E-posta	: kenan.kaya@outlook.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	**Alan**	**Okul/Üniversite**	**Mezuniyet Yılı**
Y. Lisans	Makina Mühendisliği	Yıldız Teknik Üniversitesi	2010
Lisans	Makina Mühendisliği	Yıldız Teknik Üniversitesi	2007
Lise	Fen Bilimleri	Bahçelievler Anadolu Lisesi	2002

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	**Firma/Kurum**	**Görevi**
2012-…	Bahçeşehir Üniversitesi	Araştırma Görevlisi
2008	Civa Mühendislik	Makina Mühendisi

YAYINLARI

Makale

1. Gemici, Z., Koca, A. and Kaya, K. (2017). "Predicting the Numerical and Experimental Open-Channel Flow Resistance of Corrugated Steep Circular Drainage Pipes", Journal of Pipeline Systems Engineering and Practice, 8(3): 04017004.

2. Kaya, K. and Özcan, O. (2013). "A Numerical Investigation on Aerodynamic Characteristics of an Air-Cushion Vehicle", Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 120:70-80.

Bildiri

1. Vazifehkhah, S., Kaya, K., Koca, A., Gemici, Z. (2014). "Constructing a Correlation Between Flow Resistance of Circular Corrugated Pipes and Geometric Parameters Using CFD Methods", 3rd IAHR Europe Congress, 14-16 Nisan 2014, Porto.

2. Kanbur, B. B., Çalıkıran, C., Çubuk, H., Kaya, K. ve Atayılmaz, Ş. (2013). "Farklı Radyant Panel Konfigürasyonlarına Göre Elde Edilen Panel Isı Akılarının İncelenmesi", 11. Ulusal Tesisat Mühendisliği Kongresi, 17-20 Nisan 2013, İzmir.

3. Kaya, K., Gemici, Z., Memiş, M., Koca, A. ve Özcan, O. (2012). "Ondüleli Dairesel Drenaj Borularında Açık Kanal Akış Direncinin Deneysel Olarak İncelenmesi", III İleri Teknolojiler Çalıştayı, 4-6 Ekim 2012, İstanbul.

4. Koca, A., Gemici, Z., Memiş, M., Kaya, K. ve Özcan, O. (2012). "Ondüleli Dairesel Drenaj Borularında Açık Kanal Akış Direncinin Sayısal Olarak İncelenmesi", III İleri Teknolojiler Çalıştayı, 4-6 Ekim 2012, İstanbul.

Proje

1. Seralardaki İklim Şartlarının Sayısal Yöntemler Kullanılarak Modellenmesi, TÜBİTAK, ARDEB 1002, Proje No: 212M027, 2013-2014.

2. Çevre Altyapı Tesislerinde Kullanılan Boruların (İçmesuyu ve Kanalizasyon) ve Üretim Tekniklerinin Araştırılması, İyileştirilmesi ve Geliştirilmesi, TÜBİTAK, KAMAG 1007, Proje No: 109G002, 2010-2013.