



T.C.
EGE ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü



LAMİNER BORU AKIŞLARINDA YÜZEY PÜRÜZLÜLÜĞÜNÜN ETKİSİNİN PARAMETRİK OLARAK İNCELENMESİ

Yüksek Lisans Tezi

Ömer YILDIZ

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

İzmir
2019

T.C.
EGE ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü

**LAMİNER BORU AKIŞLARINDA YÜZEY
PÜRÜZLÜLÜĞÜNÜN ETKİSİNİN PARAMETRİK
OLARAK İNCELENMESİ**

Ömer YILDIZ

Danışman: Doç. Dr. Utku ŞENTÜRK

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı
Makine Mühendisliği Yüksek Lisans Programı

İzmir
2019

Ömer Yıldız tarafından yüksek lisans tezi olarak sunulan “Laminer boru akışlarında yüzey pürüzlülüğünün etkisinin parametrik olarak incelenmesi” başlıklı bu çalışma EÜ Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile EÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi’nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve 06/08/2019 tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri:

İmza

Jüri Başkanı : Doç. Dr. Utku ŞENTÜRK

Raportör Üye : Prof. Dr. Aydoğan ÖZDAMAR

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Cem Tahsin YÜCER

.....
A. Özdamar
.....

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ETİK KURALLARA UYGUNLUK BEYANI

EÜ Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin ilgili hükümleri uyarınca Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “Laminer boru akışlarında yüzey pürüzlülüğünün etkisinin parametrik olarak incelenmesi” başlıklı bu tezin kendi çalışmam olduğunu, sunduğum tüm sonuç, doküman, bilgi ve belgeleri bizzat ve bu tez çalışması kapsamında elde ettiğimi, bu tez çalışmasıyla elde edilmeyen bütün bilgi ve yorumlara atıf yaptığımı ve bunları kaynaklar listesinde usulüne uygun olarak verdiğimi, tez çalışması ve yazımı sırasında patent ve telif haklarını ihlal edici bir davranışımın olmadığını, bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya diğer bir üniversitede başka bir tez çalışması içinde sunmadığımı, bu tezin planlanmasından yazımına kadar bütün safhalarda bilimsel etik kurallarına uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul edeceğimi beyan ederim.

06 / 08 / 2019



Ömer YILDIZ

ÖZET**LAMİNER BORU AKIŞLARINDA
YÜZEY PÜRÜZLÜLÜĞÜNÜN ETKİSİNİN
PARAMETRİK OLARAK İNCELENMESİ**

YILDIZ, Ömer

Yüksek Lisans Tezi, Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Utku ŞENTÜRK

Ağustos 2019, 71 sayfa

Bu tezde pürüzlü borular içerisinde gerçekleşen laminar akışın hidrodinamik ve ısı karakteristikleri nümerik olarak incelenmiştir. Bunun için periyodik olarak tekrar eden boru geometrisinde hidrodinamik ve ısı anlamda tam gelişmiş akış ele alınmıştır. Yüzeyde oluşturulan kare tipi pürüzler ile pürüzlülüğün akış üzerindeki etkisi simüle edilmiştir.

Dairesel kesitli pürüzsüz borular içerisindeki Newtonien akışların hidrodinamik ve ısı karakteristikleri analitik olarak incelenmiştir. Pürüzlü borularda eşdeğer çap tanımlanarak akışkana ait sürtünme kaybı ve ısı iletimi değerlendirilmiştir. Daha sonra pürüzlü borular için elde edilen akış profilleri, Poiseuille ve Nusselt sayıları, pürüzsüz borulardaki değerlerle karşılaştırılmıştır. Yüzey pürüzlülüğündeki artışın basınç kaybını ve ısı transferini arttırdığı gözlemlenmiştir. Ayrıca, yüzey pürüzlülüğü nedeniyle basınç kaybı ve ısı transferinde gerçekleşen artış, Reynolds sayısının büyümesiyle yükselmiştir.

Anahtar sözcükler: Laminer akış, pürüzlü boru, basınç kaybı, ısı transferi.

ABSTRACT

PARAMETRIC INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF THE SURFACE ROUGHNESS IN LAMINAR PIPE FLOWS

YILDIZ, Ömer

MSc in Mechanical Eng.

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Utku ŞENTÜRK

August 2019, 71 pages

In this thesis, hydrodynamic and thermal characteristic of laminar flow in rough pipes is analyzed by numerically. For this purpose, developed flow in pipe geometry hydrodynamically and thermally is considered periodically. The effect of the roughness on the flow is simulated by the square type roughness on surface.

The hydrodynamic and thermal characteristic of Newtonian flows in circular smooth pipes are analytically analyzed. Friction loss and heat conduction in the fluid have been evaluated by determining the equivalent diameter in rough pipes. Then, the effect of roughness elements on the flow profile, Poiseuille and Nusselt number are compared with the results of smooth pipe. It is found that increasing surface roughness increases pressure loss and heat transfer. Moreover, the increase in the pressure loss and heat transfer due to surface roughness, has increased with the Reynolds number raising.

Keywords: Laminar flow, rough pipe, pressure loss, heat transfer.

ÖNSÖZ

Türbülanslı akışlarda yüzey pürüzlülüğünün akışa ait hidrodinamik ve ısı davranışlarına etkisi yüksek olduğu kabul edilirken, laminar akışlarda pürüzlülük etkileri genellikle göz ardı edilmektedir. Ancak, gelişen teknoloji ile özellikle mikro boyutlu elektronik devre elemanlarının soğutulması ihtiyacının ortaya çıkması, laminar akışların pürüzlü yüzeylerdeki parametrik davranışlarının önemini arttırmıştır. Laminar akış kullanımının daha verimli hale getirilmesi ile kapalı sistemlerde sirkülasyon sağlayan pompa gibi elemanların daha az enerji tüketmesi sağlanabilirken iç akışların soğutma verimleri yükseltilebilir. Tüm bunlar göz önüne alındığında bu çalışma konusu seçilerek pürüzlü borular içerisinde gerçekleşen laminar akışlar üzerinde detaylı analizler yapılmıştır. Yapılan analizler ile pürüzlü yüzeylerde, laminar akışların hidrodinamik ve ısı karakteristiklerinin nasıl değiştiği ortaya konulmuştur.

Bu çalışmanın konusunun belirlenmesinde ve hazırlanma sürecinin her aşamasında değerli bilgilerini ve zamanını benden esirgemeyerek her fırsatta çalışmamla yakından ilgilenen ve yol gösteren danışman hocam Doç. Dr. UTKU ŞENTÜRK 'e teşekkür ve minnetimi özellikle belirtmek istiyorum.

İZMİR

06/08/2019

Ömer YILDIZ

İÇİNDEKİLER**Sayfa**

İÇ KAPAK	ii
KABUL VE ONAY SAYFASI.....	iii
ETİK KURALLARINA UYGUNLUK BEYANI.....	v
ÖZET	vii
ABSTRACT	ix
ÖNSÖZ.....	xi
İÇİNDEKİLER.....	xiii
ŞEKİLLER DİZİNİ	xvii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xxiii
SİMGELER DİZİNİ	xxv
1. GİRİŞ.....	1
2. BORULARDAKİ AKIŞIN ANALİTİK OLARAK İNCELENMESİ	6
2.1. Borularda Gerçekleşen Laminer Akışın Hidrodinamik İncelenmesi.....	6
2.1.1. Laminer akış tanımı ve Reynolds sayısı	6
2.1.2. Hidrodinamik giriş uzunluğu.....	7
2.1.3. Tam gelişmiş bölgede laminer akış için hız profil denklemi.....	9
2.1.4. Tam gelişmiş akışta basınç değişimi ve sürtünme faktörü	12

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
2.2. Pürüzsüz Borularda Gerçekleşen Laminer Akışta Isı Transferi.....	13
2.2.1. Boru içerisindeki laminer akışın ısı giriş uzunluğu	14
2.2.2. Tam gelişmiş laminer iç akışların ısı analizi.....	14
2.2.3. Boru içerisindeki tam gelişmiş laminer akışlarda enerji dengesi.....	16
2.2.4. Tam gelişmiş akış bölgesinde ısı transfer katsayısının belirlenmesi	19
3. PÜRÜZLÜ BORU İÇERİSİNDE GERÇEKLEŞEN LAMİNER AKIŞIN İNCELENMESİ.....	24
3.1. Pürüzlü Borularda Gerçekleşen Laminer Akışlarda Eşdeğer Çapın Tanımlanması.....	25
3.2. Pürüz Parametresinin Tanımlanması	27
3.3. Pürüzlü Borularda Eşdeğer Çapın Bulunması	29
4.NÜMERİK İNCELEMELER	34
4.1. Pürüzlü Boruların Nümerik İncelenmesi İçin Problemin Tanımlanması.....	34
4.2. Ağ Yapısı ve Bağımsızlık Kontrolü.....	36
4.3. Dairesel Kesitli Boru İçerisindeki Akışlarda Navier-Stokes Denklemleri	38
4.4. Periyodik Sınır Koşulunun Tanımlanması.....	40
4.5. Periyodik Modelleme.....	41
4.6. Sınır Koşullarının ve Çözüm Stratejisinin Tanımlanması	42

İÇİNDEKİLER (devam)Sayfa

5. BULGULAR.....	44
5.1. Akış Rejiminin Tanımlanması.....	44
5.2. Pürüzlülüğün ve Reynolds Sayısının Basınç Düşüşüne Etkisi	51
5.3. Pürüzlülüğün ve Reynolds Sayısının Isı Transferine Etkisi	58
5.4. Pürüzlü Boru İçerisinde Sıcaklık Dağılımı.....	62
6. SONUÇLAR.....	66
TEŞEKKÜR	70
ÖZGEÇMİŞ.....	71

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Kum taneleri ile oluşturulan benzer pürüzlerin yaklaşık 20 kat büyütülmüş fotoğrafı.....	1
1.2. Pürüzlü borular için yapılan deney sırasında kullanılan yüzeyler	2
1.3. Düzenlenmiş Moody diyagramı	2
1.4. Pürüzsüz borularda gerçekleşen laminar ve türbülanslı akışlar için ısı transferine ait deneysel sonuçlar.	4
2.1. Reynolds sayısına göre akış rejimlerinin görünüşleri	7
2.2. Dairesel kesitli bir boru içerisinde laminar akışın hidrodinamik gelişimi.....	8
2.3. Dairesel boruda laminar, tam gelişmiş akış için diferansiyel eleman üzerindeki kuvvet dengesi.	9
2.4. Isıtılan bir dairesel boru içerisindeki ısı sınır koşulları	14
2.5. Boru içerisinde gerçekleşen akış için taşınım ısı transfer katsayısının uzunluk boyunca değişimi	15
2.6. Boru içerisinde gerçekleşen akışın kontrol hacmi	17
2.7. Boru boyunca sıcaklık değişimi (a) sabit ısı akısı (b) sabit yüzey sıcaklığı	18
2.8. Tam gelişmiş laminar akışta bir diferansiyel elemanın ısı enerjisi dengesi	19
3.1. Pürüzlü yüzeyler için akış parametrelerinin tanımlanması	27

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.2. Pürüz dağılımı (a) Düzensiz pürüzler (b) Homojen olarak dağılmış pürüzler.....	28
3.3. Pürüz tipleri.....	29
3.4. Benzer kare pürüzlere sahip bir boru	30
3.5. Pürüzlü boruda periyodik bölgelerin tanımlanması	30
3.6. Eşdeğer kesitin belirlenmesi.....	31
3.7. Periyodik pürüze sahip boru kesiti	32
4.1. Q tipi pürüze sahip dairesel kesitli boru geometrisi.....	35
4.2. Pürüzlü boru için oluşturulan ağ yapısı.....	36
4.3. Ağ boyutu ile değişen basınç kaybı ve Nusselt sayısı ($Re=20$, $k/D_{h,eş}=0,025$)	37
4.4. Ağ boyutu ile değişen basınç kaybı ve Nusselt sayısı ($Re=200$, $k/D_{h,eş}=0,005$)	37
4.5. Dairesel kesitli boru içerisindeki akışa ait koordinat sistemi ve dairesel hücre.....	38
4.6. Periyodik sınır koşuluna uygun bir pürüz geometrisi	40
4.7. Periyodik bölgenin tanımlanması.....	41
5.1. Pürüz elemanları arasında çevri yapan akış çizgileri $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $\lambda/w = 2$	45

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
5.2. Akışın pürüzlü yüzeye çarparak çevri oluşturmaları.....	45
5.3. Pürüz elemanları etrafında tekrar düzelen akış çizgileri.....	46
5.4. Ölü alanlarda yeniden oluşan çevriler $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $\lambda/w = 2 \dots 46$	
5.5. Pürüzler arası boşlukta oluşan çevrilerin farklılaşması $Re=2$, $k/D_{h,eş}=0,01$, $\lambda/w=4 \dots 47$	47
5.6. Pürüzler arası boşlukta oluşan çevrilerin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,05$, $\lambda/w=4 \dots 47$	47
5.7. Pürüzler arası boşlukta oluşan çevrilerin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $\lambda/w=8 \dots 48$	48
5.8. Pürüzler arası boşlukta oluşan çevrilerin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,025$, $\lambda/w = 8 \dots 48$	48
5.9. Pürüzlülük nedeniyle kayma gerilmesinin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $\lambda/w=8 \dots 49$	49
5.10. Pürüzlülük nedeniyle kayma gerilmesinin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,025$, $\lambda/w=4 \dots 50$	50
5.11. Pürüzlülük nedeniyle kayma gerilmesinin farklılaşması $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $\lambda/w=2 \dots 50$	50
5.12. $\lambda/w = 8$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,025$	52

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

Şekil	Sayfa
5.13. $\lambda/w = 8$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,025$	52
5.14. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 8$), Poiseuille sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi	53
5.15. $\lambda/w = 4$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,05$	54
5.16. $\lambda/w = 4$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,05$	54
5.17. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 4$), Poiseuille sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi	55
5.18. $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,05$	56
5.19. $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,05$	56
5.20. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 2$), Poiseuille sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi	57
5.21. $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında Nusselt sayısına pürüzlülüğün etkisi ($Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$)	58

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
5.22. $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında Nusselt sayısına pürüzlülüğün etkisi ($Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$).....	59
5.23. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 2$), Nusselt sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.....	60
5.24. $\lambda/w = 4$ pürüz sıklığında Nusselt sayısına pürüzlülüğün etkisi ($Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$).....	60
5.25. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 4$), Nusselt sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.....	61
5.26. $\lambda/w = 8$ pürüz sıklığında Nusselt sayısına pürüzlülüğün etkisi ($Re=2000$, $k/D_{h,eş}=0,005$).....	61
5.27. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 8$), Nusselt sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.....	62
5.28. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $Re=2000$	63
5.29. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 2$, $k/D_{h,eş} = 0,05$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 2$, $k/D_{h,eş} = 0,05$, $Re=2000$	63
5.30. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 4$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 4$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $Re=2000$	64
5.31. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 4$, $k/D_{h,eş} = 0,05$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 4$, $k/D_{h,eş} = 0,05$, $Re=2000$	64

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

Şekil

Sayfa

- 5.32. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı
a) $\lambda/w = 8$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 8$, $k/D_{h,eş} = 0,005$,
 $Re=2000$ 65
- 5.33. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı
a) $\lambda/w = 8$, $k/D_{h,eş} = 0,05$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 8$, $k/D_{h,eş} = 0,05$,
 $Re=2000$ 65

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
3.1. Boru yüzeyleri için eşdeğer pürüzlülük (Munson et al.,2013)..	28
4.1. Nümerik inceleme koşulları.....	35
4.2. Sınır Şartlarını Tanımlanması.	43



SİMGELER DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
D	Boru çapı
D_h	Hidrolik çap
$D_{eş}$	Eşdeğer çap
$D_{h,eş}$	Eşdeğer hidrolik çap
r_0	Yarıçap
r	Boru yarıçap değişkeni
ν	Kinematik viskozite
μ	Dinamik viskozite
ρ	Akışkan yoğunluğu
u_m	Ortalama hız
Re	Reynolds sayısı
$x_{fd,h}$	Hidrodinamik giriş uzunluğu
u	Eksen yönündeki hız
v	Radyal hız
P	Basınç
τ_r	Kayma gerilmesi

SİMGELER DİZİNİ(devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
$\dot{m}$	Kütleli debi
A_c	Kesit alanı
L	Boru uzunluğu
f	Darcy sürtünme katsayısı
k	Pürüz yüksekliği
Po	Poiseuille sayısı
$x_{fd,t}$	Isıl giriş uzunluğu
Pr	Prandtl sayısı
T	Sıcaklık
T_s	Yüzey sıcaklığı
T_m	Akışkan sıcaklığı
q	Alınan veya verilen ısı
q_s''	Isı akısı
h	Isı taşıınım katsayısı
c_p	Özgöl ısı

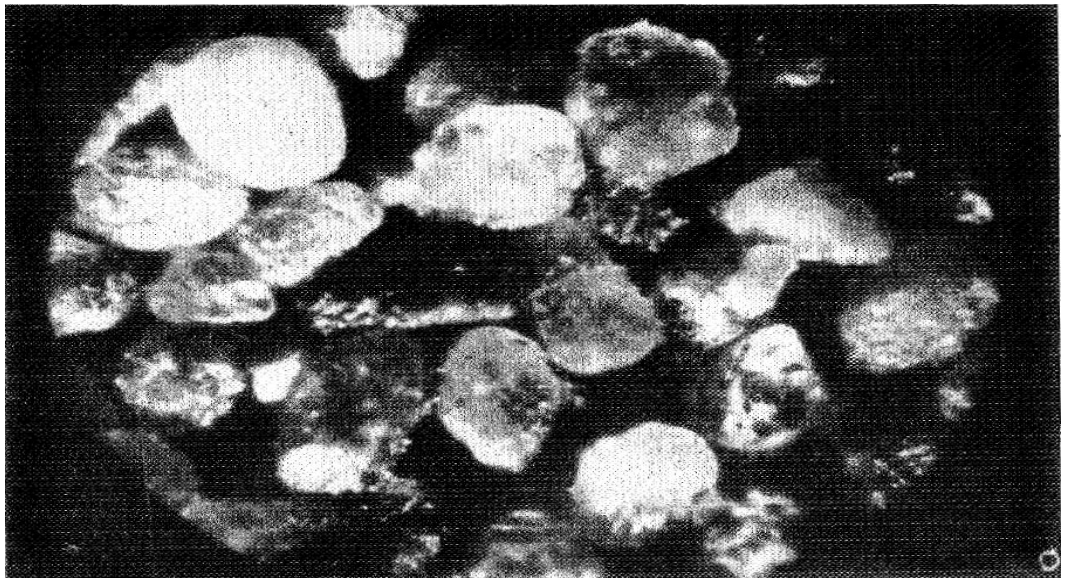
SİMGELER DİZİNİ(devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
$T_{m,0}$	Akışkan çıkış sıcaklığı
$T_{m,i}$	Akışkan giriş sıcaklığı
A_s	Boru yüzey alanı
$\bar{h}$	Ortalama ısı taşınım katsayısı
$\bar{h}_L$	Boru yüzeyi boyunca ısı taşınım katsayısı
ΔT_{ln}	Logaritmik sıcaklık farkı
q_r	Radyal yönde ısı transferi
α	Isıl iletkenlik katsayısı
w	Pürüz uzunluğu
λ	Periyodik uzunluk
$V_{eş}$	Eşdeğer hacim
V_g	Pürüzlü borunun gerçek hacmi
A_m	Ortalama yüzey alanı
n	Pürüz sıklık katsayısı
Nu	Nusselt sayısı

1. GİRİŞ

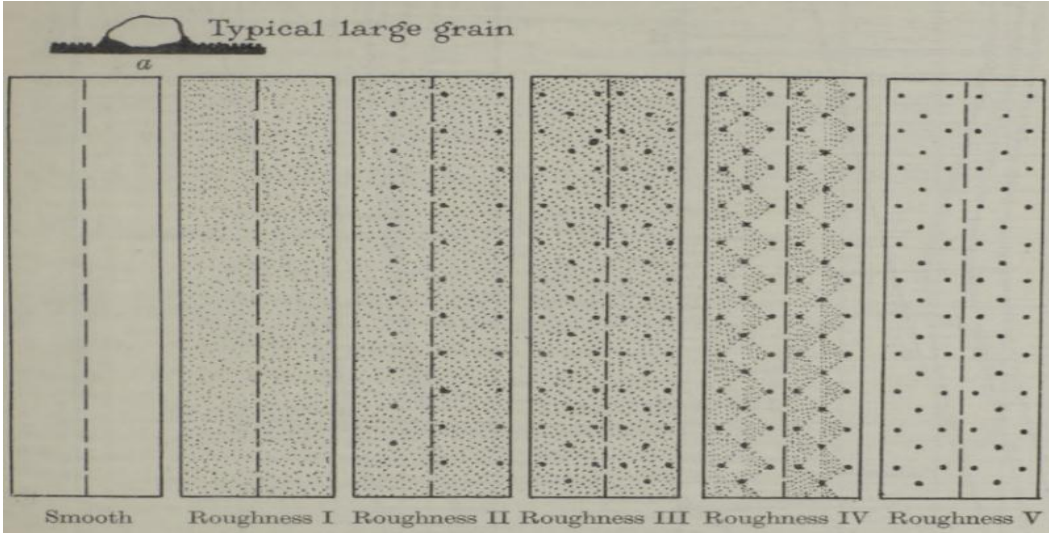
Akışkanların borular yardımıyla iletilmesi sırasında gerçekleşen basınç kayıplarının azaltılması ve akışa ait sıcaklık davranışları geçmişten günümüze üzerinde çalışılan önemli bir konudur. Boru içerisinden geçen herhangi bir akışkan ile oluşturulan iç akışta, akışkan hızının değişimi ve yüzey pürüzlülüğünün etkisi gibi etkenlerle minimum güç kaybı hedeflenirken bu parametrelerle birlikte tanımlanan sınır ısı koşulları ile en verimli ısı taşınımı amaçlanmakta ve bu yönde çalışmalar yapılmaktadır. Bu bağlamda tanımlanan denklemler pürüzsüz borular için genellikle analitik olarak elde edilebilirken, pürüzlü borular için deneysel sonuçlarla ortaya konulmakta ve çeşitli simülasyonlar yapılmaktadır.

İç akışlara ait sistemlerin tasarımında, akış karakterini etkileyen parametrelerin incelenmesi son derece önemlidir. Akış karakterini etkileyen parametrelerin başında iç akış sırasında gerçekleşen basınç düşümü yer almaktadır. Yüzey pürüzlülüğü basınç düşümüne doğrudan etki etmektedir. Darcy (1857), tarafından çeşitli pürüzlere sahip borularla deneyler yapılarak iç akışlarda yüzey pürüzlülüğünün önemi 19. yüzyılın başlarında ortaya konulmuş ve yüzey pürüzlülüğü kavramı akışkanlar mekaniği ile tanıştırılmıştır. Fanning (1877), akış tasarımları için yüzey pürüzlülüğü ve basınç düşümünü içeren bir bağlantı oluşturmuştur. Nikuradse (1933), araştırmaları sırasında boruların iç yüzeylerini çeşitli boyutlardaki kum taneleri ile kaplayarak pürüzlülüğün basınç düşümü üzerindeki etkisini anlamaya çalışmıştır.



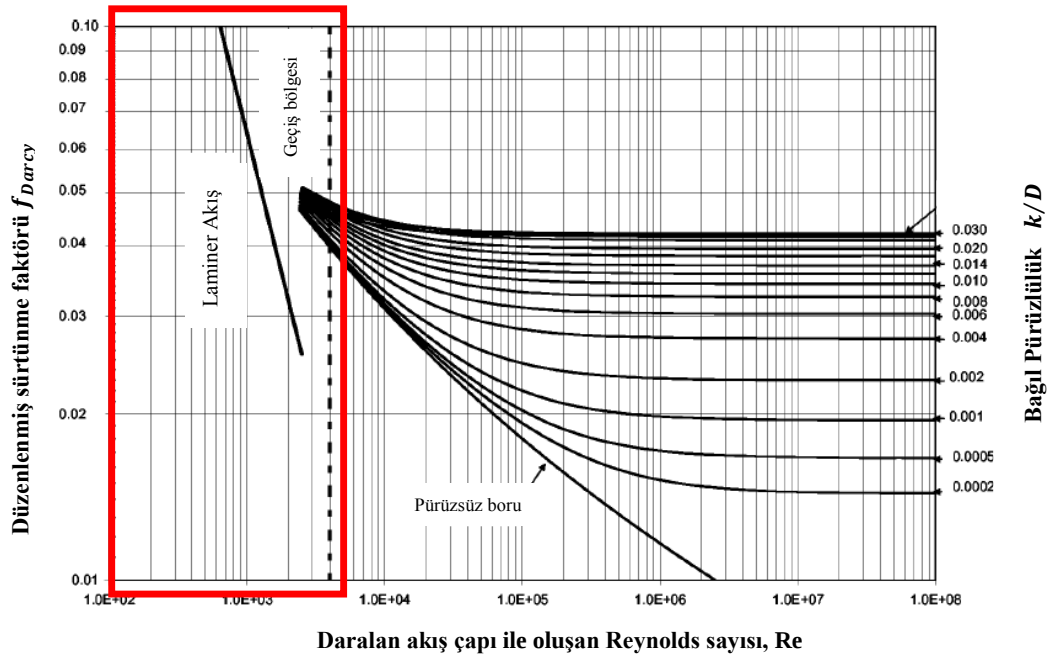
Şekil 1.1. Kum taneleri ile oluşturulan benzer pürüzlerin yaklaşık 20 kat büyütülmüş fotoğrafı (Nikuradse, 1933).

Colebrook ve White (1937), çapları 101,6 mm'den 1524 mm ve ortalama yüzey pürüzlülük değerleri 0,004318 mm ile 0,254 mm arasında değişen borular ile deneyler yapmış, elde edilen basınç düşüşü verileri ile türbülanslı akışlar için iyi bilinen Colebrook denklemini ortaya çıkarmıştır.



şekil 1.2: Pürüzlü borular için yapılan deney sırasında kullanılan yüzeyler (Colebrook and White, 1937).

Moody (1944), Colebrook'un da sonuçlarını içeren Darcy sürtünme faktörlerini, 0 ile 0,05 arasındaki pürüzlülük değerleri ile Reynolds sayılarının bir fonksiyonu olarak çizerek Moody diyagramını oluşturmuştur.



şekil 1.3: Düzenlenmiş Moody diyagramı (Kandlikar et al., 2005).

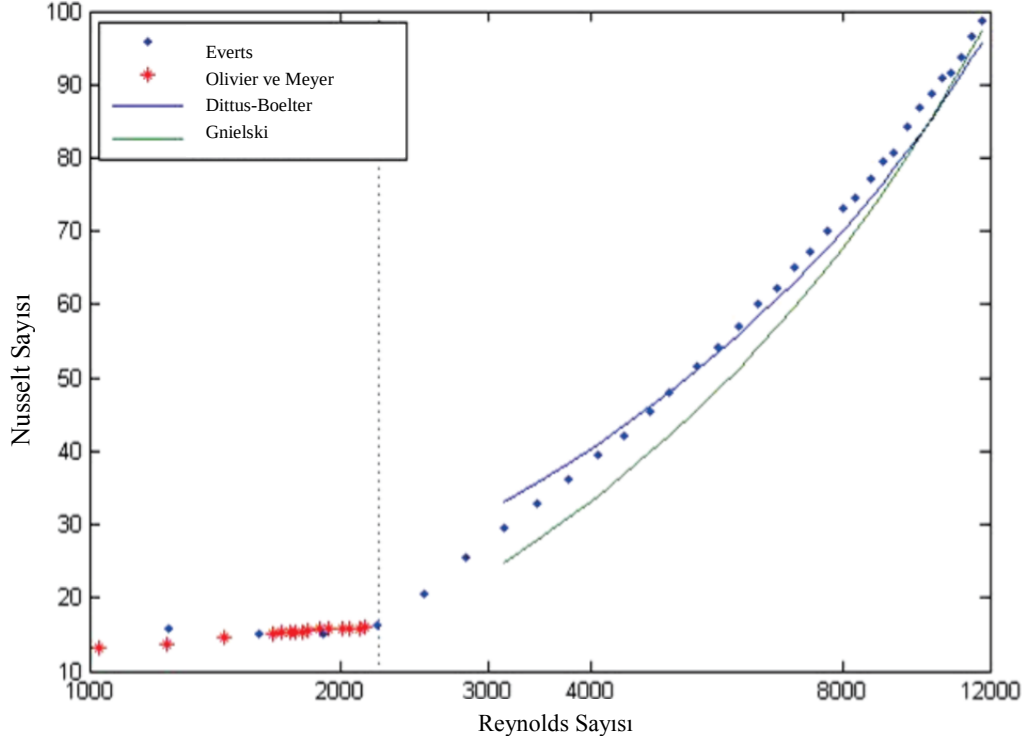
Moody diyagramında laminar bölgede pürüzlülük elemanı etkisi ihmal edilmiş ve sürtünme faktörü yalnızca Reynolds sayısının sabit bir fonksiyonu olarak ortaya konulmuştur. Fakat türbülanslı bölgede ise pürüzlülük önemli bir rol oynamıştır. Sürtünme faktörü Reynolds sayısı ile artmış ve çok yüksek Reynolds sayılarında sürtünme faktörü Reynolds sayısından bağımsız hale gelmiştir.

Laminer akışlı borularda gerçekleşen basınç kayıplarıyla ilgili yapılan çalışmalarda literatürde Darcy sürtünme faktörü kullanılır. Mevcut olan verilerin çoğu türbülanslı akış sistemleri için olmasına rağmen laminar akışlar için de çeşitli pürüzlülük elemanlarının sürtünme faktörü üzerindeki etkisi deneysel yöntemlerle ele alınmıştır. Son yıllarda yapılan çalışmalarda, Darcy sürtünme faktörüyle elde edilen laminar akışlara ait basınç kaybı sonuçlarının deneysel çalışmalarla birebir uyuşmadığı görülmüştür. Taylor et al., (2005), yüzey pürüzlülüğü nedeniyle akış çapının daraldığını ve hesaplamalarda kullanılan çapın değiştirilmesi gerektiğini deneysel olarak doğrulamıştır. Herwig (2008), üçgen tipli pürüzlere sahip dairesel kesitli borularda çalışma yaparak laminar akışlarda pürüzlülüğün sürtünme katsayısına %15 civarı etkisi olduğunu öne sürmüştür.

Pürüzlülük tanımı için evrensel bir parametre olmaması nedeniyle birçok araştırmacı, farklı pürüz geometrilerinin akışkan üzerindeki etkilerini karşılaştırmak için bağıl pürüzlülük gibi pürüzlülük tanımlarını kullanmaya başlamıştır. Huang et al. (2013), yüzey pürüzlülüğü 1/118,75 ve 1/6,66 arasında değişen altı adet laminar akışlı borularda pürüzlülük etkisini deneysel olarak incelemiştir. 300'den 25000 arasında değişen Reynolds sayıları ile yapılan deney sırasında akışkan olarak su kullanılmıştır. Bağıl pürüzlülüğün %5'ten küçük olduğu durumlarda laminar akışta sürtünme faktörünün Nikuradse'nin araştırması ile uyum içinde olduğu görülmüştür. Sürtünme faktörünün klasik teoriden belirgin olarak farklılığı bağıl pürüzlülüğü %5'ten büyük olan borularda gözlemlenmiştir.

Son yıllarda yapılan çalışmalar ile boru içerisinde gerçekleşen laminar akışlarda basınç düşümü ve ısı transferine ait geleneksel denklemlerin dışında farklı sonuçlar elde edilmiştir. Sürtünme katsayısının değişimine benzer olarak, pürüzlü bir dairesel boruda gerçekleşen laminar iç akış sırasında pürüzlülüğün ısı transfer katsayısına etkisi deneysel yöntemlerle araştırılmaktadır. Tam gelişmiş laminar bir akışta ısı transfer katsayısının pürüzlülük elemanından bağımsız olarak sabit bir değere ulaştığı ve akış boyunca sabit bir değerde olduğu literatürlerde kabul edilmektedir. Mühendislik uygulamalarında pürüzlü borularda

gerçekleşen türbülanslı iç akış iyi bilinmektedir ancak pürüzlü borularda gerçekleşen laminar akışlarda, Nusselt sayısı değişimi hakkında bilinenler hala kısıtlıdır.



Şekil 1.4: Pürüzsüz borularda gerçekleşen laminar ve türbülanslı akışlar için ısı transferine ait deneysel sonuçlar (Everts et al. 2014).

Isı transfer katsayısının değişimi ile ilgili yapılan araştırmalarda genellikle Nusselt sayısının değişimi irdelenmektedir. Aydın ve Avcı (2006) tarafından laminar gaz akışına sahip mikro boyutlu pürüzlü borularda zorlanmış ısı transferi incelenmiştir. Yapılan çalışma ile Nusselt sayısının değişimi sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı sınır şartlarında Brinkman ve Knudsen sayısının bir fonksiyonu olarak irdelenmiştir. Bhattacharyya et al. (2019), hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) modellemesinde akışkan olarak havayı seçerek dairesel kesitli bir boruda laminar ısı transferi için kare geometrisine sahip pürüz elemanlarını kullanmışlardır. Nusselt sayısı ve ısı transfer katsayısının pürüzsüz borulara göre değişimini ortaya koyan bu çalışma kapsamında pürüzlülük etkisi, literatürle karşılaştırıldığında ısı transferinde önemli bir artış sağladığı görülmüştür. Yüzey pürüzlülüğü ile oluşan çevrilerin büyüyen Reynolds sayısı ile sirkülasyonu arttırması sonucunda, ısıtılan yüzeyden hareketli akışkana doğru gerçekleşen ısı transferi dolayısıyla Nusselt sayısının arttığı gözlemlenmiştir.

Bu çalışma kapsamında boru içerisinde gerçekleşen laminar akış incelenerek, pürüzlülük değerlerinin akış özelliklerine etkisi ortaya konulmak istenilmiştir. ANSYS Fluent üzerinden nümerik simülasyonlar yardımı ile pürüzlü ve pürüzsüz borularda karşılaştırma yaparak, boru içerisindeki laminar akışta gerçekleşen sürtünme kayıpları ve ısı transfer katsayılarındaki değişim ortaya konulmuştur. Yapılan nümerik analizler sonucu elde edilen verilere göre yüzey pürüzlülüğünün boru içerisindeki laminar akışta sürtünme faktörüne ve ısı transferine etkisinin olduğu görülmüştür. Dikdörtgen formda oluşturulan pürüzlülük elemanları ile yapılan çalışma kapsamında Reynolds sayısının artması basınç kayıpları ve ısı transfer katsayısını arttırmıştır.



2. BORULARDAKİ AKIŞIN ANALİTİK OLARAK İNCELENMESİ

Bu bölümde, pürüzlü ve pürüzsüz dairesel bir boru içerisinde gerçekleşen laminar iç akışa ait hız ve sıcaklık davranışları incelenecektir. Pürüzlü ve pürüzsüz borularda gerçekleşen laminar iç akışın hidrodinamik ve ısı özellikleri karşılaştırmak istenildiği için öncelikle iç akışlar için geliştirilen analitik denklemler ele alınacaktır.

2.1. Borularda Gerçekleşen Laminer Akışın Hidrodinamik İncelenmesi

Akışkanlar kanallardan, dairesel veya çeşitli geometriye sahip borulardan akarken farklı hızlara sahip olurlar. Farklı hızların oluşmasında akışkanın debisi, yoğunluğu, içerisinde bulunduğu hacmin kesit alanı, yüzey pürüzlülüğü ve akışkan türü gibi parametreler etkilidir. Farklı kesite sahip geometriler içerisindeki akışkanın sahip olduğu hız, yoğunluk ve viskozite özellikleri ise Reynolds sayısının belirlenmesini sağlar. Türbülanslı veya laminar halde akan akışkan farklı Reynolds sayılarına sahiptir.

2.1.1. Laminer akış tanımı ve Reynolds sayısı

Laminer akış, düşük hızlarda meydana gelen düzenli akış türü olarak tanımlanabilir. Türbülanslı akışın genel karakteristik özellikleri ise yüksek hızlarda, geometrik düzensiz ortamlarda düzensiz ve girdaplar halindeki akıştır (Çengel ve Cimbala, 2011).

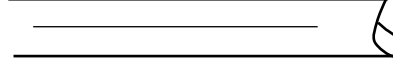
Akışın laminar halden türbülanslı hale dönüştüğü şartlar incelenmiş ve laminar akışın türbülanslı akışa dönüştüğü kritik Reynolds sayısının dört büyüklüğe bağlı olduğunu bulunarak bu büyüklükler ile boyutsuz Reynolds sayısı tanımlanmıştır. Akışın şeklinde gerçekleşebilecek bir değişim için bu grubun belirli bir değerinde değişim gerçekleşmelidir. Dairesel boru içerisindeki bir akış için Reynolds sayısı Denklem 2.1 ile tanımlanır.

$$Re = \frac{\text{Atalet Kuvvetler}}{\text{Viskoz Kuvvetler}} = \frac{u_m D_h}{\nu} = \frac{\rho u_m D_h}{\mu} \quad (2.1)$$

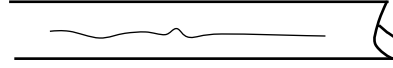
Denklem 2.1’de D_h hidrolik çap (dairesel kesitli borularda boru çapı D ’ye eşittir), u_m boru içerisindeki akışkana ait ortalama hız, μ akışkanın viskozitesi ve

ρ yoğunluğudur. Reynolds sayısı tam gelişmiş akışta, akışın türbülanslı veya laminar olup olmayacağını belirlemek için kullanılır.

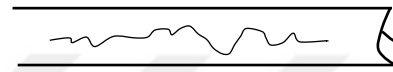
$Re \leq 2300$ Laminar Akış



$2300 < Re \leq 4000$ Geçiş Rejimi



$4000 < Re$ Türbülanslı Akış



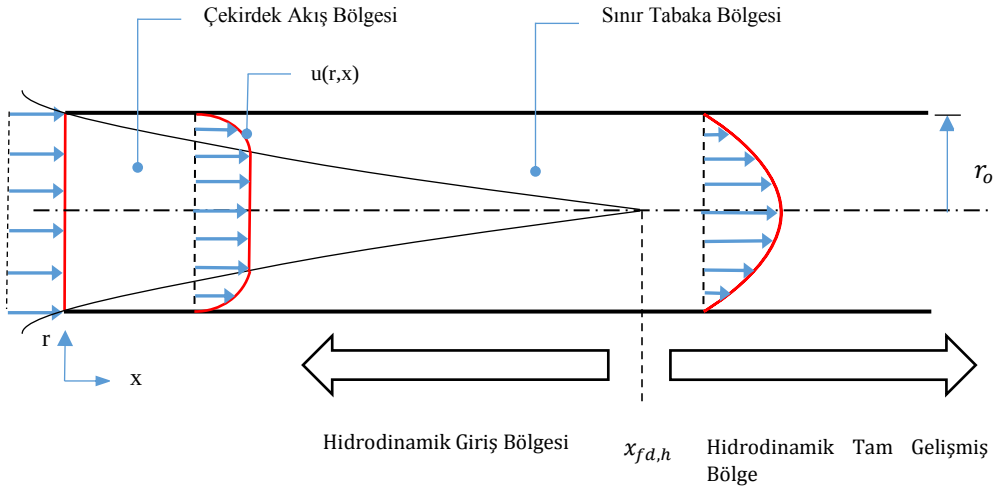
Şekil 2.1. Reynolds sayısına göre akış rejimlerinin görünüşleri

2.1.2. Hidrodinamik giriş uzunluğu

Giriş bölgesinden sonra hız profilinin tam olarak geliştiği ve boru eksenı boyunca değişmeden kaldığı bölgeye hidrodinamik olarak tam gelişmiş bölge adı verilir. Hidrodinamik giriş uzunluğu ise bu bölgenin uzunluğudur.

Hidrodinamik giriş uzunluğuna ait denklemler laminar akışın dairesel kesite sahip bir boru içerisine uniform bir hız profili ile giriş yaptığı varsayılarak ortaya konulmaktadır. Akış, yüzey ile temas ettiğinde viskoz kuvvetler akışı etkilemeye başlar ve boru boyunca ilerledikçe sınır tabakası gelişim gösterir. Sürtünme kuvvetlerinin ihmal edilebilir ve radyal yönde hızın sabit kaldığı bölge küçülerek akış gelişir ve merkezin sınır tabakası ile birleşmesiyle sonuçlanır. Bu birleşmeden sonra, viskoz etkiler tüm enine kesit boyunca uzanır ve hız profili artık boru boyunca değişmez. Akış bu koşullar altında hidrodinamik olarak gelişmiştir. Akışın hidrodinamik olarak geliştiği bölgenin başlangıcından boru girişi arasındaki mesafe hidrodinamik giriş uzunluğu, $x_{fd,h}$ olarak adlandırılır (Bergman, 2011).

Akış laminar olarak dairesel kesite sahip bir boru içerisine uniform hız profili ile giriş yaptıktan sonra hız profilinin parabolik bir hal aldığı Şekil 2.2’de görülebilir. Türbülanslı akışta hız profili daha farklıdır.



Şekil 2.2. Dairesel kesitli bir boru içerisinde laminar akışın hidrodinamik gelişimi (Bergman, 2011).

Dairesel bir boru içerisindeki iç akış üzerinde çalışma yaparken, akışın laminar veya türbülanslı olmasına bağlı olarak hidrodinamik giriş uzunluğunun bilinmesi de son derece önemlidir.

Laminer akışlarda ($Re \lesssim 2300$), hidrodinamik giriş uzunluğu, yaklaşık olarak Denklem 2.2 ile ifade elde edilebilir.

$$\left(\frac{x_{fd,h}}{D} \right)_{laminer} \approx 0,05Re \quad (2.2)$$

Bu ifadenin, akışkanın girişte neredeyse eşit hızda bir ilerleme ile karakterize olduğu varsayımına dayandığını unutmamak gerekir (Bkz. Şekil 2.2). Akışın hidrodinamik olarak geliştiği uzunluk $x_{fd,h}$ olarak adlandırılır.

Türbülanslı akışta giriş uzunluğu için tatmin edici bir genel ifade olmamasına rağmen, Reynolds sayısından bağımsız olduğu kabul edilir ve ilk yaklaşım için Denklem 2.3 ifadesi kullanılabilir.

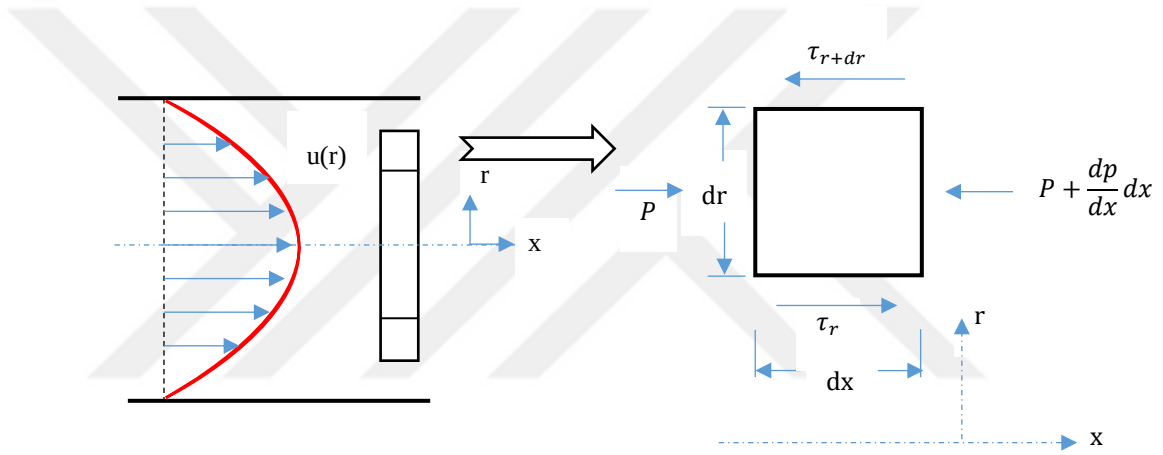
$$10 \lesssim \left(\frac{x_{fd,h}}{D} \right)_{turbülanslı} \lesssim 60 \quad (2.3)$$

2.1.3. Tam gelişmiş bölgede laminar akış için hız profil denklemi

Dairesel kesitli boru içerisindeki tam gelişmiş akışa ait hız profili, sıkıştırılamaz ve sabit özelliklere sahip laminar bir akış için belirlenebilir. Laminar akışa ait tam gelişmiş bölgede hız profili eksenel yönde sabittir.

Tam gelişmiş bölgedeki hidrodinamik koşulların önemli özelliği, radyal yönde hareketin olmamasıdır. Bu nedenle akış yönüne dik yönde hız bileşeni her yerde sıfırdır. Akışın sürekli ve tam gelişmiş olması nedeniyle ivmelenme yoktur. Bu nedenle, eksenel hız bileşeninin türevi ($\partial u / \partial x$) de her yerde sıfırdır.

$$v = 0 \text{ ve } \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.4)$$



Şekil 2.3. Dairesel boruda laminar, tam gelişmiş akış için diferansiyel eleman üzerindeki kuvvet dengesi (Bergman, 2011).

Dolayısıyla akışa ait hız profili eksenel yöndedir. Eksenel hız sadece dairesel borunun yarıçapı r 'ye bağlıdır $u(r, x) = u(r)$. Eksenel hızın radyal bileşeni, momentum denkleminin çözülmesiyle elde edilebilir. Denklem 2.4 'den yola çıkarak radyal yöndeki momentumun tam gelişmiş bölgede her yerde sıfır olduğunu kabul edilir. Dolayısıyla, Şekil 2.3'de görülen halka şeklindeki diferansiyel eleman için, kuvvet dengesi uygulandığında Denklem 2.5 elde edilir.

$$(2\pi r dr P)_x - (2\pi r dr P)_{x+dx} + (2\pi r dx \tau)_r - (2\pi r dx \tau)_{r+dr} = 0 \quad (2.5)$$

Her iki tarafta $(2\pi r dr dx)$ 'e bölüldüğü zaman Denklem 2.5,

$$r \frac{P_{x+dx} - P_x}{dx} + \frac{(r\tau)_{r+dr} - (r\tau)_r}{dr} = 0$$

halini alır. dr ve dx çok küçük olduğu için sıfıra yakınsadığı düşünülür. Bu denklem çözülerek Denklem 2.6 oluşturulur.

$$-\frac{d}{dr}(r\tau_r) = r \frac{dp}{dx} \quad (2.6)$$

Kayma gerilmesi Denklem 2.7 ile ifade edilir.

$$\tau_r = -\mu \frac{du}{dr} \quad (2.7)$$

Kayma gerilmesi eşitliği Denklem 2.6'da yerine yazılarak Denklem 2.8 elde edilir.

$$\frac{\mu}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) = \frac{dp}{dx} \quad (2.8)$$

Eksenel yöndeki basınç, r 'den bağımsız olduğu için, Denklem 2.8 çift integral alınarak çözülebilir.

$$r \frac{du}{dr} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) \frac{r^2}{2} + C_1$$

$$u(r) = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) \frac{r^2}{4} + C_1 \ln r + C_2$$

Sınır koşulları kullanılarak integrasyon sabitleri bulunur. Boru ekseninde akış hızı maksimum değerini alır. Bunun yanında boru yüzeyinde akış hızı sıfırdır.

$$u(r_0) = 0 \text{ ve } \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$$

Verilen sınır koşulları ile Denklem 2.9 bulunur.

$$u(r) = -\frac{1}{4\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) r_0^2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \quad (2.9)$$

Denklem 2.9'da görüleceği üzere, hidrodinamik olarak gelişmiş akış profili Şekil 2.3' de gösterildiği gibi paraboliktir. Akış boyunca basınç kaybı olacağı için basınç değişiminin daima negatif olması gerektiğini unutmamak gerekir. Hız merkezde maksimum halini alırken, yüzeyde sıfır olacaktır. Denklem 2.9

kullanılarak ortalama hız ifadesi bulunabilir. Ortalama hızın bulunması için öncelikle kütleli debi kavramından yola çıkılır.

$$\dot{m} = \rho u_m A_c \quad (2.10)$$

Kütleli debi, ortalama hız u_m , akışkan yoğunluğu ρ ve enine kesit alanı A_c 'nin çarpılması ile bulunur. Kütleli debi, yatay kesitteki tüm hız profillerinin integrali ile Denklem 2.11'de ifade edilmiştir.

$$\dot{m} = \int_{A_c} \rho u(r) dA_c \quad (2.11)$$

Denklem 2.10 ve 2.11 kullanılarak ortalama hıza ait eşitlik aşağıdaki gibi elde edilir. Yoğunluğun akış boyunca değişmediği kabul edilir.

$$\begin{aligned} u_m &= \frac{\int_{A_c} \rho u(r) dA_c}{\rho A_c} = \frac{2\pi\rho}{\rho\pi r_0^2} \int_0^{r_0} u(r) r dr \\ u_m &= \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} u(r) r dr \end{aligned} \quad (2.12)$$

Elde edilen eşitlik ile tam gelişmiş bölgedeki herhangi bir x noktasında ortalama hız, hız profili cinsinden bulunabilir.

Denklem 2.12'de $u(r)$ yerine Denklem 2.9 kullanılarak ortalama hız ifadesi bulunacaktır.

$$\begin{aligned} u_m &= \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} u(r) r dr = \frac{-2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{r_0^2}{4\mu} \left(\frac{dP}{dx} \right) \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) r dr \\ u_m &= -\frac{r_0^2}{8\mu} \frac{dp}{dx} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Hız profil denklemi Denklem 2.9 ile ortalama hız denklemi Denklem 2.13 birleştirildiği zaman ortalama hız cinsinden hız profil denkleminin son hali elde edilir.

$$u(r) = 2u_m \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) \quad (2.14)$$

Denklem 2.14'den rahatlıkla görülebildiği üzere maksimum hız merkez çizgisinde meydana gelecektir. $r = 0$ 'da maksimum hız, $u_{max} = 2u_m$ olarak bulunur.

2.1.4. Tam gelişmiş akışta basınç değişimi ve sürtünme faktörü

Mühendisler iç akışlarda basınç düşümüyle sıklıkla ilgilenir çünkü basınç düşümlerinin akış üzerindeki etkisi pompa ve fan seçimlerinde oldukça önemlidir. Laminer bir akışta basınç değişiminin bulunabilmesi için tam gelişmiş akış bölgesinde dP/dx 'in sabit olduğu bilinmelidir. Tam gelişmiş akış bölgesi içerisinde herhangi bir x noktasının L kadar uzaklıktaki bölge ile arasındaki basınç farkı Denklem 2.15 ile ifade edilir.

$$\frac{dP}{dx} = \frac{P_2 - P_1}{L} \quad (2.15)$$

Denklem 2.15, ortalama hız denklemi olan Denklem 2.13 ile birleştirildiğinde basınç farkı ifadesi oluşur.

$$\Delta P = P_1 - P_2 = \frac{8\mu Lu_m}{r_o^2} = \frac{32\mu Lu_m}{D^2} \quad (2.16)$$

Laminer veya türbülanslı, dairesel veya dairesel olmayan tipte borular için Darcy sürtünme faktörü, Denklem 2.17 ile tanımlanır.

$$\Delta P = f \frac{L}{D} \frac{\rho u_m^2}{2} \quad (2.17)$$

f Darcy sürtünme faktörüdür. Basınç düşümünün dinamik basınç ile boyutsuzlaştırılması ile bulunur. Denklem 2.16 ve 2.17 kullanılarak Darcy sürtünme faktörünün dairesel borular için değeri Reynolds sayısı cinsinden bulunur.

$$f = \frac{64\mu}{\rho D u_m} = \frac{64}{Re} \quad (2.18)$$

Denklem 2.18'den yorumlanabileceği üzere Darcy sürtünme faktörü, laminar akışta yüzey pürüzlülüğünden bağımsızdır.

Tam gelişmiş türbülanslı akış için, sürtünme katsayısını analiz etmek zordur ve deneysel sonuçlara dayanmaktadır. Reynolds sayısına bağlı olarak, sürtünme faktörü boru yüzeyine bağlı bir fonksiyondur ve yüzey pürüzlülüğü “k” arttıkça artar. Tam gelişmiş türbülanslı akış için çok çeşitli koşulları kapsayan sürtünme faktörü Colebrook tarafından ilişkilendirilmiştir ve Denklem 2.19 ile tanımlanmıştır.

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2.0 \log \left[\frac{k/D}{3.7} + \frac{2.51}{Re\sqrt{f}} \right] \quad (2.19)$$

Poiseuille sayısı teorik olarak sürtünme faktörü ve Reynolds sayısının çarpımı ile oluşturulur.

$$Po = f \times Re \quad (2.20)$$

Dairesel boru içerisinde akış için boyutsuz Poiseuille sayısı 64 olarak bulunur.

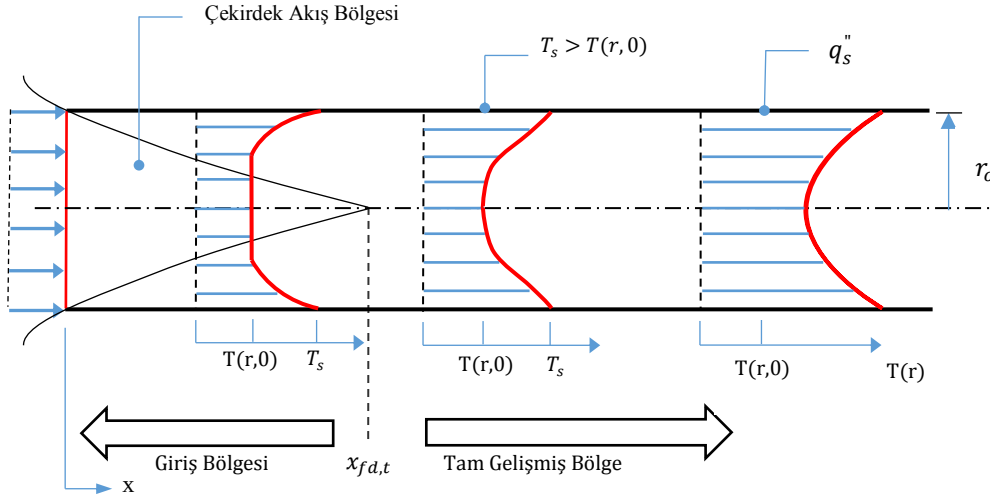
$$Po = \frac{64}{Re} \times Re$$

$$Po = 64$$

2.2. Pürüzsüz Borularda Gerçekleşen Laminer Akışta Isı Transferi

Dairesel kesitli borularda gerçekleşen laminar iç akışlara ait hız denklemleri, basınç değişimi ve sürtünme faktörü denklemlerinden sonra ısı transferi ile ilgili denklemler incelenecektir.

İç akışlarda ısı olarak tam gelişmiş bir akış rejimine ulaşabilmek için sabit yüzey sıcaklığı veya yüzeydeki sabit ısı akısı ile olmak üzere iki farklı şekilde ısı transferi gerçekleşebilir. Sabit yüzey sıcaklığı akışkan sıcaklığından yüksek ise taşınım ile ısı transferi gerçekleşerek ısıl sınır tabakası gelişir. Benzer şekilde yüzeydeki ısı akısı ile gerçekleşen ısı transferinde de ısı akışkana taşınım yoluyla iletilir ve ısıl sınır tabakasının gelişmesiyle ısı olarak tam gelişmiş sıcaklık profiline ulaşılır (Şekil 2.4). Bununla birlikte, her iki yüzey şartı için akışkan sıcaklığı yatay uzunluk olarak tanımlanan x arttıkça artar.



Şekil 2.4. Isıtılan bir dairesel boru içerisindeki ısı sınır koşulları (Bergman, 2011).

2.2.1. Boru içerisindeki laminar akışın ısı giriş uzunluğu

Laminer akış için ısı giriş uzunluğu Denklem 2.21 ile tanımlanmaktadır. Akışın ısı olarak geliştiği uzunluk $x_{fd,t}$ olarak ifade edilir.

$$\left(\frac{x_{fd,t}}{D}\right)_{laminer} \approx 0.05 Re Pr \quad (2.21)$$

$Pr > 1$ olduğunda akışkan hidrodinamik olarak tam gelişmiş bölgeye, ısı olarak tam gelişmiş bölgeye göre daha hızlı ulaşır. Tersinde ise akış ısı olarak daha hızlı gelişir. Yağ gibi büyük Prandtl sayısına sahip akışkanlarda $x_{fd,h}$, $x_{fd,t}$ 'den çok daha küçüktür ve ısı giriş bölgesinde tam gelişmiş bir hız artışı sağlamak mümkündür. Türbülanslı akış için koşullar Prandtl sayısından neredeyse bağımsızdır ve $(x_{fd,t}/D) = 10$ olduğu kabul edilir.

2.2.2. Tam gelişmiş laminar iç akışların ısı analizi

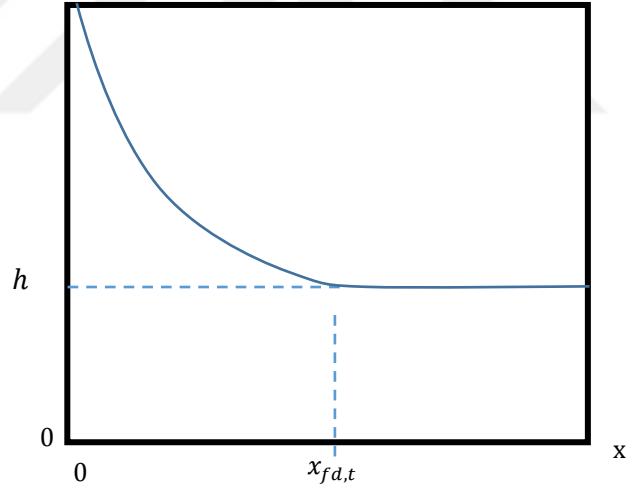
Borularda gerçekleşen ısı transferinde boru boyunca ısı transferi varsa (dT/dx) sıfır değildir. Sıcaklık profili sürekli olarak x ile değişmektedir. Isı olarak tam gelişmiş bölgede ise (dT/dx) sabit bir değer alır, sıcaklık x ile değişmeye devam etmesine rağmen, sıcaklık profilinin şekli değişmez. Tam gelişmiş bölgede böyle bir koşul için Denklem 2.22'deki gibi bir gereklilik tanımlanmıştır.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{T_s(x) - T(r, x)}{T_s(x) - T_m(x)} \right]_{fd,t} = 0 \quad (2.22)$$

Bu denklemde, T_s yüzey sıcaklığı, $T(r, x)$ akış sıcaklığı ve T_m kesit alanındaki ortalama sıcaklıktır.

Isıl olarak tam gelişmiş akışta Denklem 2.22 ile verilen koşullara, yüzeye uygulanan sabit bir ısı akısı (q_s'' sabit) veya sabit bir yüzey sıcaklığı (T_s sabit) ile ulaşılabilir. q_s'' sabit ise, T_s (boru yüzey sıcaklığı) x ile değişir. T_s sabit ise, q_s'' (sabit ısı akısı), x ile değişir.

Denklem 2.22 akışın giriş bölgesini karşılamaz. Akışın giriş bölgesindeki ısı taşınım katsayısı h , x 'in artması ile değişmektedir (Şekil 2.5). Boru girişinde ısı sınır tabaka kalınlığı sıfır olduğundan, taşınım katsayısının değeri $x = 0$ 'da oldukça büyüktür. Tam gelişmiş koşullara bağlı sabit değere ulaşılan kadar ısı sınır tabakası geliştikçe h hızla azalır. Isıl olarak tamamen gelişmiş iç akışta, h sabittir ve x 'ten bağımsız olarak tanımlanır.



Şekil 2.5. Boru içerisinde gerçekleşen akış için taşınım ısı transfer katsayısının uzunluk boyunca değişimi (Bergman, 2011).

Isıl olarak tamamen gelişmiş iç akışlarda ortalama sıcaklığın tanımlanması için enerjinin korunumu ilkesi kullanılır. Buna göre verilen kesitteki tüm parçacıklara ait akışkan entalpisi, kesitteki ortalama sıcaklık cinsinden tanımlanan akışkan entalpisine eşit olmalıdır.

$$q = \dot{m} c_p (T_{m,o} - T_{m,i}) \quad (2.23)$$

Ortalama sıcaklık kavramı kullanılarak akış boyunca birim kütle başına karşılık gelen ısı enerjisinin bulunması için kesit alanı boyunca integral alınır.

$$\dot{m}c_p T_m = \int_{A_c} \rho u c_p T dA_c \quad (2.24)$$

Dairesel kesitli boru içerisindeki akışkana ait ρ ve c_p sabit kabul edilir. Denklem 2.10 kullanılarak ortalama sıcaklık denklemi elde edilir.

$$T_m = \frac{2}{u_m r_o^2} \int_0^{r_o} u T r dr \quad (2.25)$$

Ortalama sıcaklık T_m kullanılarak çeperden akışkana taşınım ile gerçekleşen ısı transferi Denklem 2.26 ile bulunabilir.

$$q_s'' = h(T_s - T_m) \quad (2.26)$$

Denklemden, T_m 'nin akış boyunca değişeceği unutulmamalıdır. Yüzeyden akışkana ısı transferi varsa T_m değeri x ile artacak, akışkandan yüzeye ısı transferi olduğunda T_m x ile azalacaktır.

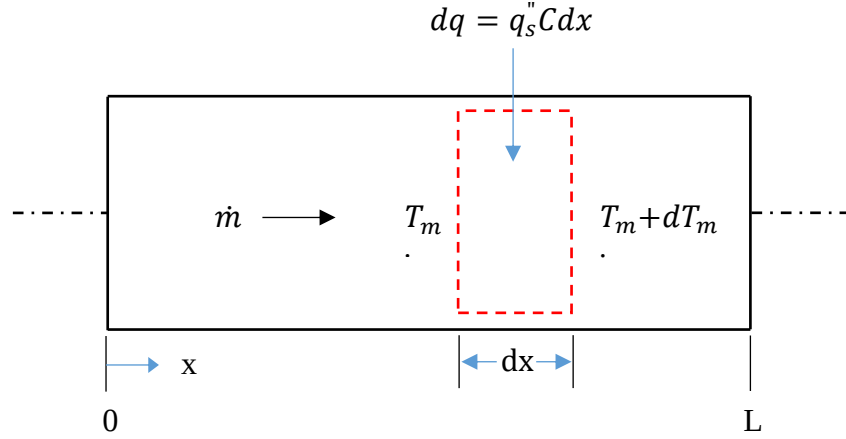
2.2.3. Boru içerisindeki tam gelişmiş laminar akışlarda enerji dengesi

Tam gelişmiş bölgede akışkan sabit bir akış hızı ile hareket eder ve çeperden yüzeye taşınım ile ısı transferi gerçekleşir. Boru içerisinde gerçekleşen akış için enerji denklemi genel olarak Denklem 2.23 ile ifade edilir. Eksenel yönde iletim yoluyla gerçekleşen ısı transferi ihmal edilmiştir. Denklemden $T_{m,o}$ akışkanın çıkış sıcaklığı, $T_{m,i}$ akışkanın giriş sıcaklığı ve q taşınım yoluyla gerçekleşen ısı enerjisidir. Denklem 2.27, Şekil 2.6'daki diferansiyel kontrol hacmine uygulanabilir.

$$dq = \dot{m}c_p[(T_m + dT_m) - T_m] \quad (2.27)$$

Diferansiyel kontrol hacminin enerji denklemi aşağıdaki gibi sadeleştirilir.

$$dq = \dot{m}c_p dT_m \quad (2.28)$$



Şekil 2.6. Boru içerisinde gerçekleşen akışın kontrol hacmi.

$dq = q_s'' C dx$ olarak tanımlanarak diferansiyel elemana taşınım ile ısı transfer oranını ifade eden uygun bir biçime dönüştürülebilir. Dairesel kesitli boru için $C = \pi D$ olarak tanımlanır. Denklem 2.28'den yola çıkarak Denklem 2.29 elde edilir.

$$\frac{dT_m}{dx} = \frac{q_s'' C}{\dot{m} c_p} = \frac{C}{\dot{m} c_p} h(T_s - T_m) \quad (2.29)$$

Bu ifade, T_m 'nin aksenal değişiminin belirlenebileceği son derece yararlı bir sonuçtur. Eğer $T_s > T_m$ ise ısı, akışkana aktarılır ve T_m x ile artar. Ancak $T_s < T_m$ ise bunun tersi olacağı aşıkardır.

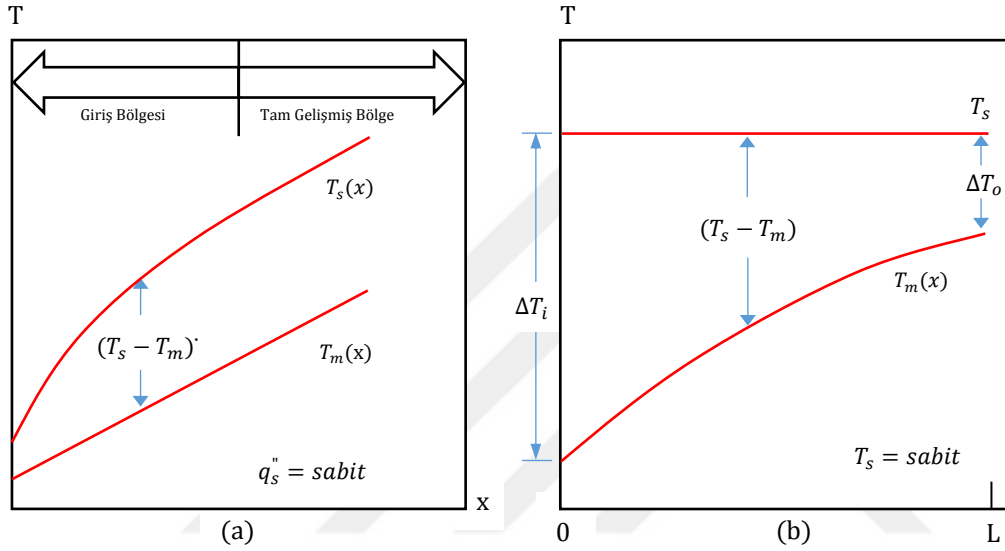
$T_m(x)$ için Denklem 2.29 ile verilen çözüm, yüzeye ait sınır koşullarına bağlıdır. Boru çeperinde sabit ısı akısı sayesinde taşınım ile akışkana aktarılan toplam ısı transferi, sabit ısı akısı ile yüzey alanının çarpılması ile rahatlıkla hesaplanabilir.

$$q = q_s''(CL) \quad (2.30)$$

Boru çeperindeki sabit ısı akısı için dx karşıya atılarak x 'e göre integral alınıp sınır şartları yerine konulduğunda ortalama sıcaklık terimi Denklem 2.31 ile bulunur.

$$T_m(x) = T_{m,i} + \frac{q_s'' C}{\dot{m} c_p} x \quad q_s'' = \text{sabit} \quad (2.31)$$

Bu ifadeye göre, ortalama sıcaklık boru boyunca x ile doğrusal olarak değişir (Şekil 2.7a). Akışkanın giriş bölgesinde ısı taşınım katsayısının değeri büyük olduğu için sınır sıcaklığı ve ortalama sıcaklık arasındaki fark küçüktür. Akış ilerledikçe gelişen sınır tabakası ile birlikte azalan ısı taşınım katsayısı değeriyle sınır sıcaklığı ve ortalama sıcaklık arasındaki fark artar. Ancak, ısıl olarak tam gelişmiş bölgeye ulaşıldığında ısı taşınım katsayısı x 'den bağımsız hale gelir ve aradaki fark sabit kalır. Sabit yüzey sıcaklığında ise ortalama sıcaklığın dağılımı sabit ısı akısına göre farklıdır (Şekil 2.7b).



Şekil 2.7. Boru boyunca sıcaklık değişimi (a) sabit ısı akısı (b) sabit yüzey sıcaklığı.

Denklem 2.29'da $\Delta T = T_s - T_m$ ifadesi yerine konularak Denklem 2.32 oluşturulur.

$$\frac{dT_m}{dx} = -\frac{d(\Delta T)}{dx} = \frac{C}{\dot{m}c_p} h \Delta T \quad (2.32)$$

Değişkenler ayrılarak boru girişinden çıkışına kadar integrasyon uygulandığında, ortalama taşınım ısı transfer katsayısının tanımından ilerlenerek Denklem 2.33 bulunur.

$$\ln \frac{\Delta T_o}{\Delta T_i} = -\frac{CL}{\dot{m}c_p} \bar{h}_L \quad T_s = \text{sabit} \quad (2.33)$$

Bu denklemde, $\bar{h}_L$ boru boyunca ortalama değerdir. Boru girişinden herhangi bir x noktasına göre çözüm sağlandığında benzer fakat daha genel bir sonuç elde edilir.

$$\frac{T_s - T_m(x)}{T_s - T_{m,i}} = \exp\left(-\frac{Cx}{\dot{m}c_p}\bar{h}\right) \quad T_s = \text{sabit} \quad (2.34)$$

Denklem 2.34'de $\bar{h}$, boru girişinden x 'e kadar olan ortalama ısı taşınım katsayısının değeridir. Bu sonuç bize sıcaklık farkının $(T_s - T_m)$, boru boyunca ilerledikçe azaldığını göstermektedir. Yüzey sıcaklığı ve ortalama sıcaklık dağılımları Şekil 2.7b ile gösterildiği gibidir.

Taşınım ile gerçekleşen ısı transferi aşağıdaki gibi ifade edilir.

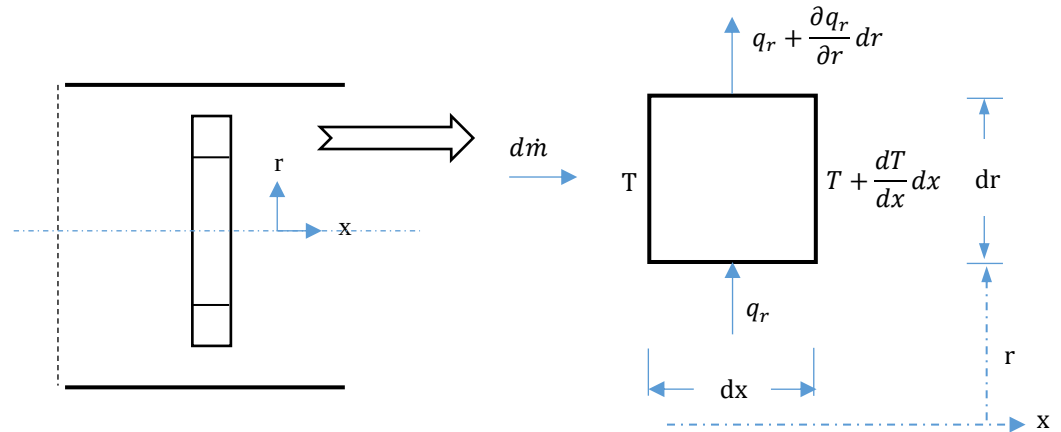
$$q_{\text{taşınım}} = \bar{h}A_s\Delta T_{lm} \quad T_s = \text{sabit} \quad (2.35)$$

Bu denklemde, A_s boru yüzey alanı ($A_s = C.L$) ve ΔT_{lm} logaritmik ortalama sıcaklık farkıdır.

$$\Delta T_{lm} = \frac{\Delta T_o - \Delta T_i}{\ln(\Delta T_o/\Delta T_i)} \quad (2.36)$$

2.2.4. Tam gelişmiş akış bölgesinde ısı transfer katsayısının belirlenmesi

Eksenel iletim ihmal edilecek kadar küçük olduğu için ısı sadece radyal yüzeylere doğru iletilir. Ayrıca, tam gelişmiş akışta radyal yönde hız sıfır olduğu için, radyal kontrol yüzeylerine ısı enerjinin iletimi yoktur ve yatay iletim sadece eksenel yönde olur. Bu şartlar altında kontrol hacmi bir denge ifadesi olan Denklem 2.37 ile tanımlanır.



Şekil 2.8. Tam gelişmiş laminar akışta bir diferansiyel elemanın ısı enerjisi dengesi.

$$(d\dot{m})c_p \left[\left(T + \frac{\partial T}{\partial x} dx \right) - T \right] = q_r - \left(q_r + \frac{\partial q_r}{\partial r} dr \right) \quad (2.37)$$

Denklem 2.37 sadeleştirilerek aşağıdaki gibi ifade elde edilir.

$$(d\dot{m})c_p \left(\frac{\partial T}{\partial x} dx \right) = - \frac{\partial q_r}{\partial r} dr \quad (2.38)$$

Diferansiyel kütle debisi $d\dot{m} = \rho u 2\pi r dr$ ve radyal yönde ısı transferi $q_r = -k(\partial T/\partial r) 2\pi r dx$ 'dır. Diferansiyel kütle debisi ve radyal yönde ısı transferi Denklem 2.38'de yerine yazılarak sabit özellikleri integral dışına alındığında yeni Denklem 2.39 oluşur.

$$\rho u 2\pi r dr c_p \left(\frac{\partial T}{\partial x} dx \right) = - \frac{\partial}{\partial r} \left(-k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) 2\pi r dx \right) dr \quad (2.39)$$

Isıl iletkenlik katsayısı Denklem 2.40 ile tanımlanır. Bu eşitlikte, k ısı iletim katsayısı, c_p özgül ısı ve ρ yoğunluktur.

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p} \quad (2.40)$$

Isıl iletkenlik katsayısını Denklem 2.39'da yerine yazarak ısı transfer katsayısı ile ilgili genel olarak kullanılan Denklem 2.41 elde edilir.

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.41)$$

Boru içerisinde akan laminar ve tam gelişmiş akış için ısı transfer katsayısının belirlenmesinde kullanılan bu denklem, en genel şekildedir. Bilindiği üzere iki farklı sınır koşulu olan sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı için bu denklem kullanılarak ısı transfer katsayıları belirlenir.

Yüzeyde gerçekleşen sabit ısı akısı durumunda tam gelişmiş akış bölgesinde yüzey sıcaklığı ve ortalama sıcaklığın x 'e göre türevleri birbirlerine eşit olmalıdır. Buradan yola çıkarak akış içerisindeki herhangi bir T sıcaklığının x 'e göre türevi de eşit olmalıdır.

$$\left. \frac{dT_s}{dx} \right|_{fd,t} = \left. \frac{dT_m}{dx} \right|_{fd,t} = \left. \frac{dT}{dx} \right|_{fd,t} \quad q_s'' = \text{sabit} \quad (2.42)$$

Denklem 2.14 ve 2.42'deki özellikten yararlanarak, Denklem 2.41 aşağıdaki formda yeniden düzenlenir.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{2u_m}{\alpha} \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \left[1 - \left(\frac{r}{r_o} \right)^2 \right] \quad q_s'' = \text{sabit} \quad (2.43)$$

Bu denklemde $T_m(x)$, x ile lineer olarak değişir ve $(2u_m/\alpha)(dT_m/dx)$ sabittir. Radyal yönde gerçekleşen sıcaklık dağılım için Denklem 2.43 aşağıdaki gibi çözülür.

Birinci integrasyon;

$$\int \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \int \frac{2u_m}{\alpha} \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \left[r - \frac{r^3}{r_o^2} \right]$$

$$r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{2u_m}{\alpha} \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \left[\frac{r^2}{2} - \frac{r^4}{4r_o^2} \right] + c_1$$

İkinci integrasyon;

$$\int \frac{\partial T}{\partial r} = \int \left(\frac{2u_m}{\alpha} \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \left[\frac{r}{2} - \frac{r^3}{4r_o^2} \right] + \frac{c_1}{r} \right)$$

$$T(r, x) = \frac{2u_m}{\alpha} \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \left[\frac{r^2}{4} - \frac{r^4}{16r_o^2} \right] + c_1 \ln r + c_2$$

İntegrasyon sabitleri uygun sınır koşulları uygulayarak bulunabilir. $r = 0$ 'da, sıcaklığın sonlu bir değerde kalması gerekliliğinden dolayı $c_1 = 0$ 'dır.

İkinci sınır koşulu için $T(r_o) = T_s$ kullanılır. T_s , x ile değişmektedir.

$$c_2 = T_s(x) - \frac{2u_m}{\alpha} \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \left(\frac{3r_o^2}{16} \right)$$

Buna göre, yüzeydeki sabit ısı akısı için tam gelişmiş akış bölgesinde sıcaklık profili Denklem 2.44 ile ifade edilir.

$$T(r, x) = T_s(x) - \frac{2u_m r_o^2}{\alpha} \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \left[\frac{3}{16} + \frac{1}{16} \left(\frac{r}{r_o} \right)^4 - \frac{1}{4} \left(\frac{r}{r_o} \right)^2 \right] \quad (2.44)$$

Sıcaklık profili bilindiğinde, diğer tüm sıcaklık parametrelerine ulaşılabilir. Denklem 2.44 ve ortalama hızı veren Denklem 2.13, ortalama sıcaklık

denkleminde 2.25 yerine yazıldığında ve r 'ye göre integral alındığında Denklem 2.45 elde edilir.

$$T_m(x) = T_s(x) - \frac{11}{48} \left(\frac{u_m r_o^2}{\alpha} \right) \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \quad (2.45)$$

Denklem 2.45 düzenlenerek aşağıdaki hali alır.

$$T_m(x) - T_s(x) = - \frac{11}{48} \frac{q_s'' D}{k} \quad (2.46)$$

Bu eşitlik, Denklem 2.26 ile birleştirilerek sabit ısı akısı sınır koşulunda pürüzsüz borulardaki ısı taşınım katsayısı için düzenlenir.

$$h = \frac{48}{11} \left(\frac{k}{D} \right) \quad (2.47)$$

Nusselt sayısı ısı taşınım katsayısı, boru çapı ve ısı iletim katsayısının fonksiyonu olarak tanımlanır.

$$Nu = \frac{hD}{k} \quad (2.48)$$

Sabit ısı akısına sahip pürüzsüz borularda laminar akışa ait Nusselt sayısı 4,36'dır.

$$Nu = \frac{hD}{k} = 4,36 \quad q_s'' = \text{sabit} \quad (2.49)$$

Dairesel kesitli pürüzsüz bir boru için yüzeyde sabit ısı akısına sahip tam gelişmiş akışta, Nusselt sayısı Reynolds ve Prandtl sayılarından bağımsızdır.

Sabit yüzey sıcaklığına sahip laminar tam gelişmiş akış için eksenel iletim ihmal edilir. Denklem 2.13 ve 2.50 kullanılarak sabit yüzey sıcaklığına sahip laminar akış için enerji dengesi Denklem 2.51'deki gibi ifade edilir.

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{fd,t} = \frac{(T_s - T)}{(T_s - T_m)} \left. \frac{dT_m}{dx} \right|_{fd,t} \quad T_s = \text{sabit} \quad (2.50)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{2u_m}{\alpha} \left(\frac{dT_m}{dx} \right) \left[1 - \left(\frac{r}{r_o} \right)^2 \right] \frac{T_s - T}{T_s - T_m} \quad T_s = \text{sabit} \quad (2.51)$$

Denklemin çözümü ile sabit yüzey sıcaklığı için Nusselt sayısı 3,66 olarak elde edilir.

$$Nu = 3,66 \quad T_s = \text{sabit} \quad (2.52)$$

Literatürde pürüzlü borularda gerçekleşen laminar akış için Poiseuille ve Nusselt sayıları, pürüzsüz borular için geliştirilen analitik sonuçlara eşit olduğu kabul edilmektedir. Bu nedenle pürüzlü borular için yapılacak çalışmalar öncesinde pürüzsüz borularda geliştirilen analitik denklemler detaylı olarak incelenmiştir.

3. PÜRÜZLÜ BORU İÇERİSİNDE GERÇEKLEŞEN LAMİNER AKIŞIN İNCELENMESİ

Üretim süreçleri ve malzeme yapıları nedeniyle pürüzsüz bir boru elde etmenin günümüz teknolojisiyle bile imkânsız olduğu unutulmamalıdır. Geçmişten günümüze türbülanslı akışlarda yüzey pürüzlülüğünün akışa ait hidrodinamik ve ısı karakteristikleri üzerinde etkisinin yüksek olduğu düşünülürken, laminar akışlar için pürüzlülük etkisi genellikle göz ardı edilirdi. Son zamanlarda teknolojinin gelişimi ile elektronik devre elemanları ve mikro sistemlerin soğutulması gibi süreçlerin ön plana çıkması, akışa ait tüm özelliklerin daha efektif kullanılması gerekliliği nedeniyle pürüzlü borular içerisindeki laminar akışların önemi artmıştır.

Yüzey pürüzlülüğü ile oluşan sürtünme faktörünün akış üzerindeki etkisini görebilmek için genellikle Moody diyagramları kullanılır. Moody diyagramında laminar bölgedeki sürtünme faktörü, yüzey pürüzlülüğünden bağımsız olarak Reynolds sayısının bir fonksiyonu olarak tanımlanır. Bu bağlamda pürüzlü borular içindeki laminar akışlarda pürüzsüz borular için kabul edilen akış denklemleri kullanılır fakat birçok çalışmada pürüzlülüğün değişmesine izin veren bir deney düzeneği ile laminar akışlarda yüzey pürüzlülüğünün ihmal edilemez bir etkisi olduğu gösterilmiştir.

Son yıllarda özellikle mikro boyutlu borulardaki yüzey pürüzlülüğünün akış üzerindeki etkisi ile ilgili birçok deneysel çalışma yapılmıştır. Mala ve Li (1999), dairesel mikro borular boyunca Reynolds sayılarını $100 < Re < 2500$ aralığında değiştirerek pürüzlülük etkilerini incelemiştir. Düşük Reynolds sayılarında sürtünme faktörlerinin sürekli olarak pürüzsüz borulara göre yüksek olduğunu bildirmişlerdir. Li et al. (2003), cam, silikon ve paslanmaz çelik mikro borular kullanarak yüzey pürüzlülüğünün su akışı üzerindeki etkilerini incelemiştir. %3-4 civarında bağıl pürüzlülüğe sahip olan paslanmaz çelik mikro borulardaki tam gelişmiş akış için sürtünme katsayısı %15 - %37 arasında artış göstermiştir. Bahrami et al. (2006), pürüzlülük etkisinin mikro tüplerdeki basınç düşüşünü arttırdığı tespit etmiştir. Bağıl pürüzlülüğün %3'ten az olması durumunda pürüzlülük etkisinin ihmal edilebilir olacağını öne sürmüşlerdir.

Yüzey pürüzlülüğünün laminar akışlardaki etkisi sadece mikro akışlarla sınırlı değildir. Bu etkinin benzer şekilde makro boyutlu borular içinde önemli olduğuna dair çalışmalar yapılmaktadır. Song et al. (2018), periyodik yüzey pürüzlülüğünün dairesel kesitli boru içerisinde gerçekleşen tam gelişmiş laminar

akış üzerindeki etkisi için teorik bir model oluşturmuştur. Küçük bağıl pürüzlülüğe sahip sinüzoidal, dikdörtgen ve üçgen pürüzlülükleri ile basınç düşümlerinin sayısal simülasyonlarını yaparak periyodik yüzey pürüzlülüğünün periyodik dalgalanmalara ve akışın çalkalanmasına yol açarak basınç düşüşünü arttırdığını bulmuşlardır. Everts et al. (2014), pürüzlü ve pürüzsüz borularla bir dizi deney yaparak boru içerisindeki akışlarda ısı transferinin değişimi incelemişlerdir. Yüzey pürüzlülüğünün artması sonucu akışta karışımlar oluşturduğu için laminar bölgede ısı transferinin arttığı öne sürmüşlerdir. Senturk ve Smits (2019) tarafından tam gelişmiş laminar boru akışlarındaki yüzey pürüzlülüğünün etkisi üzerine nümerik çalışma yapılmıştır. Çeşitli boyutlarda ve sıklıklarda oluşturulan kare tipli pürüzlülük elemanları ile yapılan çalışma sonrasında, sürtünme faktörünün pürüzlülük ile arttığını göstermişlerdir. Çalışmanın devamında sürtünme faktörü ile pürüzlülük etkisi arası bir ilişkiyi önermişlerdir. Ancak bu çalışma sırasında pürüzlülüğün sürtünme faktörü üzerindeki etkisi incelenirken eşdeğer çap kavramı kullanılmamış ve Reynolds sayısının etkisi incelenmesine rağmen Poiseuille sayısı için herhangi bir çalışma yapılmamıştır. Ayrıca, yapılan çalışma sadece sürtünme faktörü ile sınırlıdır. Pürüzlülüğün ısı transferi üzerindeki etkisi incelenmemiştir.

Günümüzde de laminar akışlarda yüzey pürüzlülüğünün etkisini gözlemleyebilmek için deneysel düzenekler oluşturulmakta ve sonuçlar incelenmektedir. Kaymayan sınır koşulları için istenilen uzunluklarda akış deneyleri yapılabilmektedir. Farklı yükseklik ve tipte pürüzler oluşturularak hazırlanan deney düzeneklerinin sonuçlarında laminar akışlar için pürüzlülüğün ihmal edilmemesi ortaya konulmaktadır. Laminar akışlarda yüzey pürüzlülüğünün etkilerinin deneysel olarak incelenmesi üretim süreçlerinin zor olması nedeniyle çok güçtür. Ölçülebilen büyüklükler de kısıtlıdır. Örneğin basınç düşümü ölçülebilir ancak pürüzlülük elemanları arasındaki oyuklardaki girdaplı bölgeleri deneysel olarak tespit etmek olanaksızdır.

Pürüzlü yüzeylerde gerçekleşen laminar iç akışlar için yapılacak nümerik incelemeler öncesinde analitik tanımlamaların yapılması gereklidir.

3.1. Pürüzlü Borularda Gerçekleşen Laminar Akışlarda Eşdeğer Çapın Tanımlanması

Pürüzlü borulardaki yüzey profilleri irdelendiğinde genellikle eşdeğer çapın nasıl bulunması gerektiği sorgulanmaktadır. Eşdeğer çapın, eşdeğer pürüzsüz

yüzeye karşılık gelen çap olduğu kolaylıkla fark edilebilir. Eşdeğer pürüzsüz yüzeyin tanımlanabilmesi için genellikle 3 seçenek kullanılabilir.

- 1- D_{eSI} : Eşdeğer çap akış boyunca pürüz elemanlarının geometrik ortalama değeri olarak alınır.
- 2- D_{eSII} : Pürüzlü bir yüzeyde gerçekleşen akış için pürüzsüz yüzey gibi hesaplama yapılır.
- 3- D_{eSIII} : Pürüzlü borunun hacminden yola çıkarak eşdeğer pürüzsüz borunun hacmi bulunur. Hacim, D_{eSIII} kullanılarak oluşturulur.

$$V_{eş} = A_m L$$

Eşdeğer boru çapının bulunması için üçüncü yaklaşım daha uygulanabilir bir yöntemdir. Bu nedenle $D_{eSIII} = D_{eş}$ olarak tanımlanacaktır (Herwig et al., 2008).

Kütleli debiyi içeren Denklem 2.10 'un ortalama hız cinsinden ifadesi aşağıdaki gibi geliştirilebilir.

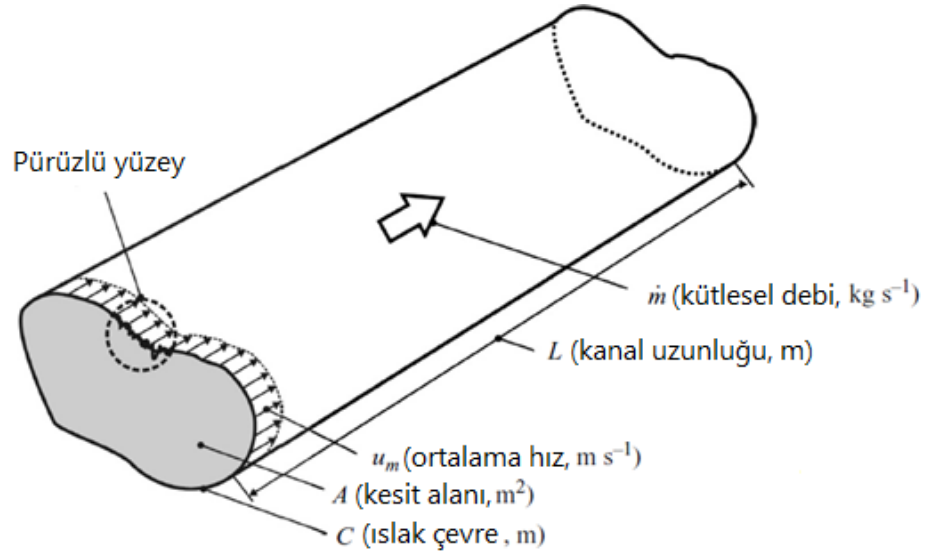
$$u_m = \frac{\dot{m}L}{\rho V_g} = \frac{\dot{m}L}{m} \quad (3.1)$$

Denklem 3.1'de $\dot{m}$ kütleli debi, V_g pürüzlü borunun gerçek hacmi ve m boru içerisindeki akışkanın kütlelidir. Gerçek hacmin bulunmasında boru içerisindeki akışkanın kütleli debisinin bilinmesi önemlidir. Gerçek hacme, pürüzlü borunun içerisine ne kadar akışkan dolduğuna göre karar verilir.

Pürüzlü borular için bulunan eşdeğer çap, pürüzlü borunun hidrolik çapına eşittir ve Denklem 3.2 ile ifade edilir.

$$D_h = \frac{4V_g}{C(D_{eş})L} \quad (3.2)$$

$C(D_{eş})$ pürüzlü borunun pürüzsüz eşdeğer çapına karşılık gelen çevresidir. Pürüzlü boruya ait gerçek hacme karar verebilmek için iki seçenek vardır. Ya kesit alanı ölçüleri bilinen dairesel, üçgensel gibi pürüzlülük elemanları ile önceden belirlenmelidir, ya da bir eşdeğerlik kriterini karşılayacak bazı pürüzsüzlük koşulları ile tanımlanmalıdır.



Şekil 3.1. Pürüzlü yüzeyler için akış parametrelerin tanımlanması (Herwig et al., 2008).

3.2. Pürüz Parametresinin Tanımlanması

Boru içerisinde gerçekleşen akışa ait parametreler mühendisler tarafından tasarlanırken, yüzey pürüzlülüğünün şekline ve boyutuna bağlı olarak eşdeğer pürüzlülük tanımlamaları yapılır. Eşdeğer pürüzlülük tanımı ile pürüzlülük etkisinin sürtünme faktörü ve akışa ait termodinamik özellikler üzerindeki etkisi için standart bir yaklaşım kabul edilmiş olur. Eşdeğer pürüz tanımı yaklaşımı göz önüne alınarak farklı şekil ve kesit alanlarına göre hidrodinamik çap hesaplamaları yapılır. Bu yaklaşımlar göz önüne alındığında basınç düşümü (dp/dx) ortalama hızın, kesit alanının, yüzey alanının, k pürüz yüksekliğinin, ρ yoğunluğun ve akışkanın viskozitesinin bir fonksiyonu olarak karşımıza çıkacaktır.

Eşdeğer çap tanımlanmasının yapılabilmesi için pürüz parametresinin bilinmesi çok önemlidir. Yüzey pürüzlülüğünün ortalama etkisinin nasıl tanımlanacağına dair birkaç farklı yöntem geliştirilmiştir (Herwig et al., 2008).

k_1 : Pürüzlülük elemanları kendi karakteristik özelliklerine göre gruplanarak eşdeğer pürüzlülük tanımlanır.

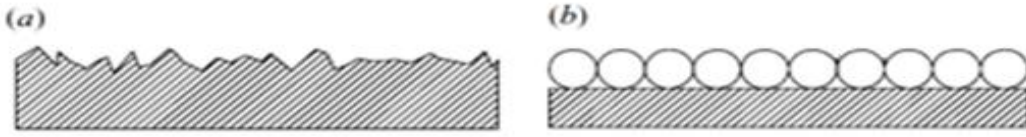
k_2 : Farklı tip pürüzlülükler tek çeşit pürüzlülük ile tanımlanır.

k_3 : Her bir çeşit pürüzler farklı bir pürüz parametresi olarak tanımlanır.

Eşdeğer pürüzlülükler birim olarak verilir ve tabloya işlenir.

Eşdeğer pürüzlülük olarak k_3 'ün kullanımı zordur. Birçok pürüz verisi için geniş çaplı bir tablo gerekir. k_2 alternatif fakat daha basitleştirilmiş bir yöntemdir. Pürüzlülük elemanlarının etkisinin ortaya konulabilmesi için k_1 yöntemi seçilebilir.

k_1 , k_2 ve k_3 arasında hangi yöntem seçilirse seçilsin, yüzey pürüzlülüğü nedeniyle oluşacak basınç kaybının ve akış sırasında oluşacak ısı transferinin pürüzlülük nedeniyle nasıl değiştiği bulunması gerekir.



Şekil 3.2. Pürüz Dağılımı (a) Düzensiz Pürüzler (b) Homojen olarak dağılmış pürüzler.

Tam gelişmiş yatay tip boru akışlarında basınç düşümü, boru yüzeyindeki sürtünme katsayısı ile direk olarak bağlantılıyken boru uzunluğundan bağımsız olduğu pürüzsüz borulara ait akış denklemleri ile doğrulanmıştır.

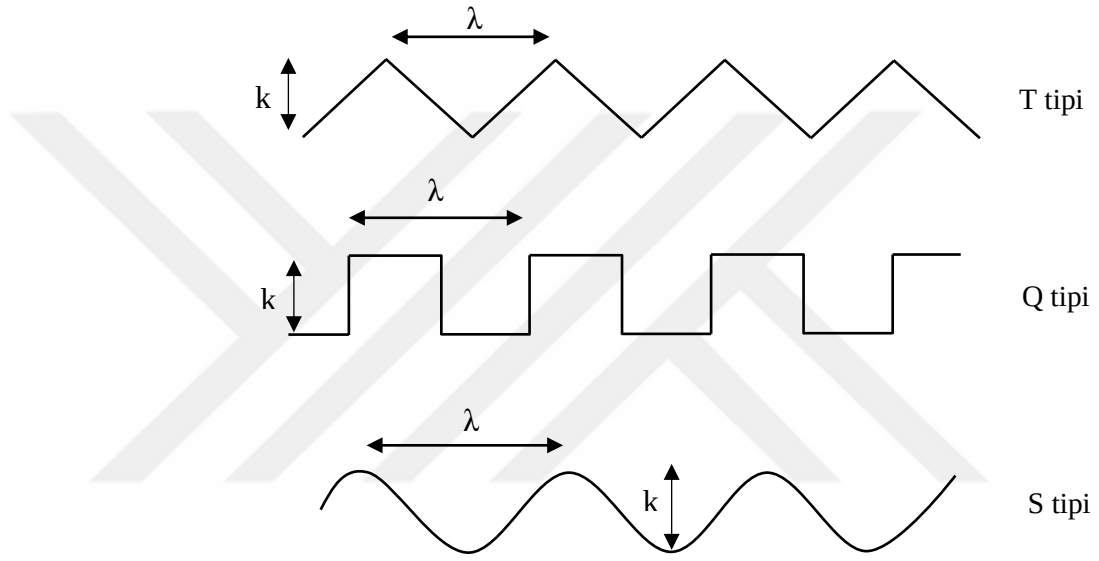
Eşdeğer pürüz yüksekliği normal koşullarda düzensizken Şekil 3.2'ye benzer olarak homojen olarak dağıtılabılır. Görüleceği üzere farklı boyutlarda olan pürüzlülük elemanları dairesel pürüzlülük elemanlarına indirgenmiştir. Birçok malzeme ve yüzey için yüzey pürüzlülüğünün eşdeğer değerleri tablo halinde gösterilmiştir. Yine de bu değerler belirli aralıklar için verilmiştir ve doğruluğu düşüktür.

Çizelge 3.1. Boru yüzeyleri için eşdeğer pürüzlülük (Munson et al.,2013).

Borular için eşdeğer pürüzlülük	
Boru Tipi	Eşdeğer Pürüzlülük (mm)
Perçin Bağlantılı Çelik	0,9 - 9,0
Beton	0,3 - 3,0
Ahşap	0,18 – 0,9
Dökme Demir	0,26
İşlenmiş Demir (Ticari Çelik)	0,15
Dikişsiz çekme boru	0,045
Galvaniz kaplı çelik	0,15
Plastik	Yaklaşık 0,0

Yüzeyin pürüzlü olmasının etkisinin yanında pürüz elemanının durumu, akış yönüne dikliği, yüksekliği, genişliği ve sıklığı da önemlidir. Eşdeğer pürüzlülüğünün hesaplanmasında bu parametreler önemlidir.

Pürüzlülük ile ilgili yapılan birçok çalışmada Q tipi (kare) , T tipi (üçgen) ve S tipi (sinüzoidal) olmak üzere üç farklı tip pürüzlülüğe odaklanılmıştır. Şekil 3.3'te üç farklı pürüz karakteri şematik olarak görülebilir. Mikro soğutma sistemlerinin incelenmesi ve yapılan deneysel çalışmalarda genellikle Q tipi olarak tanımlanan pürüz ile çalışmalar yapılmaktadır (Mothlag, 2013).

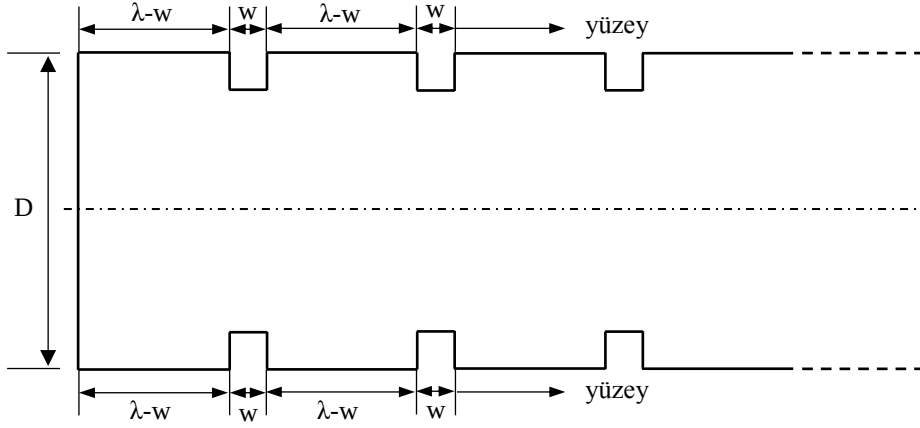


Şekil 3.3. Pürüz Tipleri.

3.3. Pürüzlü Borularda Eşdeğer Çapın Bulunması

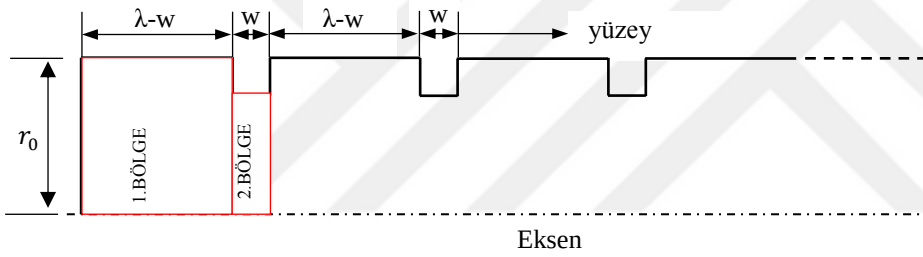
Pürüzlü yüzeylere ait akış özelliklerinin incelenmesi sırasında eşdeğer çapın bilinmesi de önemlidir. Bu nedenle pürüzlü yüzeylerin profili incelendiğinde eşdeğer pürüzsüz yüzeyin tam olarak nereden alınması gerektiği ile ilgili bir karmaşık durum ortaya çıkabilir. Pürüzsüz yüzeye karşılık gelen pürüzlü yüzeyin eşdeğer çap tanımına, gerçek hacminden yola çıkarak bir bağıntı tanımlanabilir.

Dikdörtgen pürüzlere sahip bir boruya ait 2 boyutlu kesit görseli Şekil 3.4 ile tanımlanabilir.



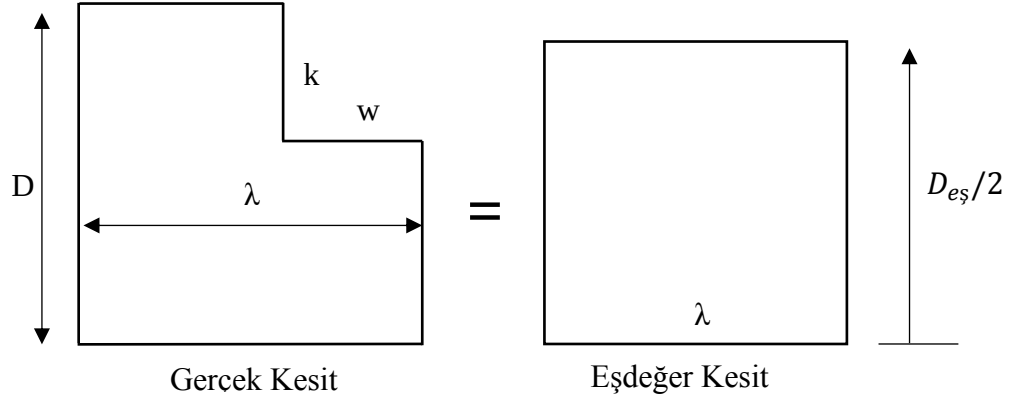
Şekil 3.4. Benzer kare pürüzlere sahip bir boru.

Boru kesiti içerisinde periyodik olarak tekrar eden kesit ile çalışılarak elde edilen sonuç tüm boru boyunca kullanılabilir. Periyodik kesit ile çalışmak için akışın tam gelişmiş bölgede olma gerekliliği unutulmamalıdır.



Şekil 3.5. Pürüzlü boruda periyodik bölgelerin tanımlanması.

Şekil 3.5'te elde edilen geometri, periyodik sınır koşuluna uygun dikdörtgen pürüzlere sahip bir geometridir. Birinci bölge ve ikinci bölge olarak isimlendirilen alanlar boru boyunca tekrar ederek boru geometrisini oluşturmaktadır. İki bölgenin birleşmesi ile λ uzunluğuna sahip periyodik olarak tekrar eden bir bölge oluşur. λ uzunluğundaki kesite sahip olan pürüzlü boru, yine λ uzunluğundaki pürüzsüz boru olarak tanımlanan eşdeğer çapta eşit hacme sahip dairesel bir boru olarak tanımlanabilir (Şekil 3.6).



Şekil 3.6. Eşdeğer kesitin belirlenmesi.

Eşdeğer çapın belirlenmesi için pürüzlü borularda gerçek hacmin bulunmasının önemli olduğu daha önceki bölümlerde tanımlanmıştı. Kesit uzunluğu boyunca birim uzunluktaki tüm çapların integralinin kesit uzunluğuna bölünmesi ile eşdeğer çap bulunur.

$$D_{eş} = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\lambda} D(x) dx \quad (3.3)$$

Gerçek hacim ise eşdeğer çap tanımı ile Denklem 3.4'deki gibi tanımlanır.

$$V_g = \lambda A_m = \lambda \pi \left(\frac{1}{\lambda} \int_0^{\lambda} D(x) dx \right)^2 / 4 \quad (3.4)$$

Pürüzsüz borunun eşdeğer çapı, hidrolik çapa eşittir.

$$D_{h,eş} = \frac{4A_{eş}}{C} = \frac{(4\pi D_{eş}^2)/4}{\pi D_{eş}} = D_{eş} \quad (3.5)$$

Eşdeğer çapa sahip olan borunun hacminden yola çıkarak hidrolik çap Denklem 3.7 ile tanımlanabilir.

$$V_g = V_{eş} \quad (3.6)$$

$$V_{eş} = \frac{(\pi D_{eş}^2)}{4} \lambda = \frac{(\pi D_{h,eş}^2)}{4} \lambda \Rightarrow D_{h,eş} = 2 \sqrt{\frac{V_{eş}}{\pi \lambda}} \quad (3.7)$$

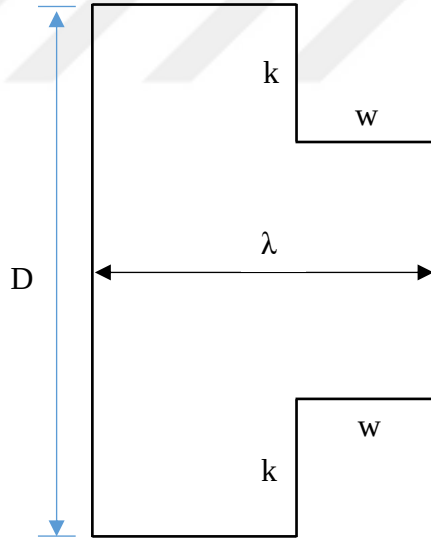
Hidrolik çap kütleli debi üzerinden yola çıkarak da bulunabilir. Denklem 2.10 kullanılarak kütleli debi hidrolik çap ile tanımlanır.

$$\dot{m} = \rho \frac{\pi D_{h,eş}^2}{4} u_m \quad (3.8)$$

Denklem 3.8 üzerinde hidrolik çap yalnız bırakılarak kütleli debi cinsinden ifade edilebilir.

$$D_{h,eş} = 2 \sqrt{\frac{\dot{m}}{\pi \rho u_m}} \quad (3.9)$$

Çoğu zaman hidrolik çap bulunurken eşdeğer hacmin bulunması neredeyse imkansızdır veya kütleli debiye bağlı olarak ortalama hız bilinmemektedir. Bu nedenle, hidrolik çap direk olarak pürüzlü borunun geometrisi kullanılarak bulunmalıdır. Eşdeğer pürüz ve periyodik kesite sahip borularda hidrolik çap, gerçek hacmin yüzey ve pürüz boyutlarının tanımlanması ile bulunabilir.



Şekil 3.7. Periyodik pürüzü sahip boru kesiti.

$$V_g = \frac{\pi}{4} [D^2(\lambda - w) + (D - 2k)^2 w] \quad (3.10)$$

λ kesit uzunluğu, w ise pürüz uzunluğudur. Bu iki parametreye ait oranın bilinmesi denklemlerin sadeleştirilmesi için önemlidir.

$$\frac{\lambda}{w} = n \Rightarrow \lambda = n w \quad (3.11)$$

Denklem 3.11 kullanılarak Denklem 3.10 sadeleştirilebilir.

$$\forall_g = \frac{\pi}{4} w [D^2(n-1) + (D-2k)^2] \quad (3.12)$$

Denklem 3.7 ve 3.11 kullanılarak hidrolik çap yeniden düzenlenebilir.

$$D_{h,es} = 2 \sqrt{\frac{\forall_g}{\pi n w}} \quad (3.13)$$

Hidrolik çapın eşdeğer çapa eşit olduğundan yola çıkarak Denklem 3.13 yeniden oluşturulur. Eşdeğer çap, pürüzlü borunun çapı, pürüz yüksekliği ve uzunluğu cinsinden bulunur.

$$D_{es} = 2 \sqrt{\frac{\frac{\pi}{4} w [D^2(n-1) + (D-2k)^2]}{\pi n w}} = \sqrt{\frac{[D^2(n-1) + (D-2k)^2]}{n}} \quad (3.14)$$

4. NÜMERİK İNCELEMELER

Çalışma kapsamında pürüzlü ve pürüzsüz boruların teorik olarak irdelenmesinin yanında nümerik olarak incelenmesi de yapılacaktır. Nümerik inceleme yapabilmek için bir yazılım programına ihtiyaç duyulmaktadır. Son yıllarda yazılım sektörünün gelişmesi ile birlikte birçok analiz programı nümerik inceleme çalışmalarının yapılması kapsamında kullanılmaya başlanmıştır. Pürüzlü ve pürüzsüz borularda akış analizi için ANSYS isimli program kullanılmıştır. Borularda akış analizi inceleneceği için ANSYS programının akış analizi için geliştirdiği FLUENT ara yüzü üzerinde çalışma yapılmıştır. Nümerik inceleme sırasında Q tipi pürüzlülük elemanlarını içeren dairesel borularda f “Darcy sürtünme faktörü”, Po “Poiseuille sayısı” ve Nu “Nusselt sayısı” irdelenmiştir.

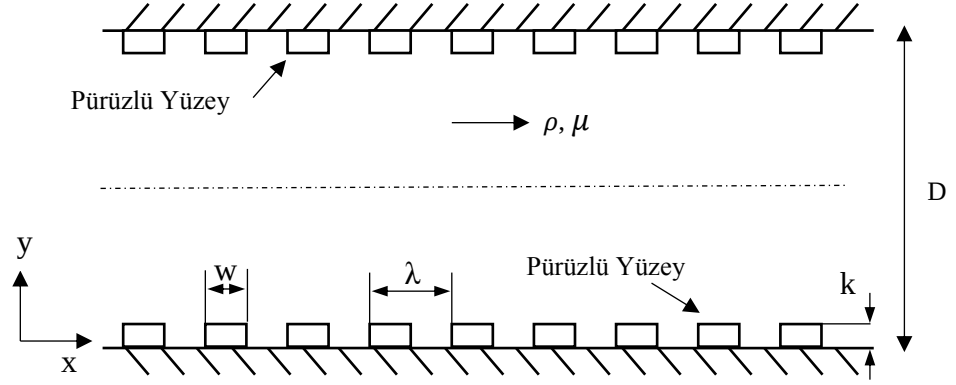
Öncelikle probleme ait formülasyon sağlanarak, akış alanını simüle edebilmek için hesaplama yaklaşımı açıklanacaktır. Probleme ait geometri tanıtılacak, analiz sırasında kullanılan temel denklemler, temel varsayımlar ve sadeleştirmeler sunulacaktır. Sınır şartları ile sayısal modelleme tanımlanacaktır.

Bu çalışmanın temel amacı, pürüzlü dairesel bir boru içerisinde gerçekleşen laminer akışta pürüzlülük parametrelerinin akış davranışı ve ısı transferi üzerindeki etkilerini incelemektir. Pürüzlü boruların laminer akış bölgesinde bilinen karakteristik özelliklerin az olması nedeniyle bu çalışma yapılmıştır.

4.1. Pürüzlü Boruların Nümerik İncelenmesi İçin Problemin Tanımlanması

Nümerik inceleme için Q tipi (kare) pürüze sahip olan dairesel kesite sahip yatay boru geometrisi seçilmiştir. Dairesel borunun simetrik geometriye sahip olması nedeniyle periyodik sınır koşulları ile çalışma yapılabilir.

Dairesel kesite sahip pürüzlü boruya ait tanımlanan geometri Şekil 4.1 ile özetlenmiştir. Boru içerisinden geçen sıvının yoğunluğu ρ , dinamik viskozitesi μ ile tanımlanmıştır.



Şekil 4.1. Q tipi pürüze sahip dairesel kesitli boru geometrisi.

λ eşdeğer pürüzlere ait iki başlangıç arasındaki periyodik bölgenin uzunluğudur. k pürüz yüksekliği, w ise pürüz uzunluğudur. İki pürüz arası mesafenin $(\lambda - w)$ olduğu kolaylıkla fark edilebilir.

Pürüzlülüğün laminar akışlar üzerindeki basınç kaybı ve ısı transferine etkisi için farklı Reynolds sayıları ve Q tipi pürüzlerin farklı boyutları ve sıklığına göre nümerik incelemeler yapılmıştır. Tablo 4.1’de yapılan çalışmalarda kullanılan Reynolds sayısı, pürüz yüksekliğinin hidrolik çapa oranları, periyodik bölgenin pürüz uzunluğuna oranı ve yüzeyde gerçekleşen sabit ısı akısı değerleri bulunmaktadır. Ayrıca yapılan çalışma sırasında pürüz uzunluğu ve yüksekliği eşit alınarak kare pürüzler oluşturulmuştur ($w = k$).

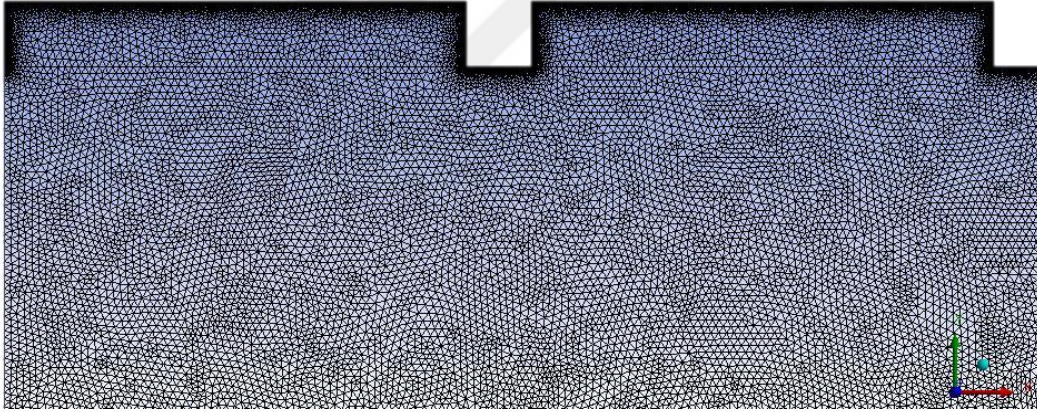
Çizelge 4.1. Nümerik inceleme koşulları.

Re	$k / D_{h,eş}$	λ/w	$q_s'' (W/m^2)$
2	0,005 – 0,01 – 0,025 – 0,05	2, 4 ve 8	1000
20	0,005 – 0,01 – 0,025 – 0,05	2, 4 ve 8	1000
200	0,005 – 0,01 – 0,025 – 0,05	2, 4 ve 8	1000
2000	0,005 – 0,01 – 0,025 – 0,05	2, 4 ve 8	1000

Çalışma sadece laminar akışlarda yapılacağı için Reynolds sayısı sırasıyla 2, 20, 200 ve 2000 olarak seçilmiştir. Dairesel kesitli boru içerisindeki akışta hız sadece aksenal yönde olduğu için analiz geometrisi iki boyutlu olarak oluşturulmuştur. Çalışma yapılan pürüzlü boru geometrisinin akış yönünde periyodik olduğu varsayılır.

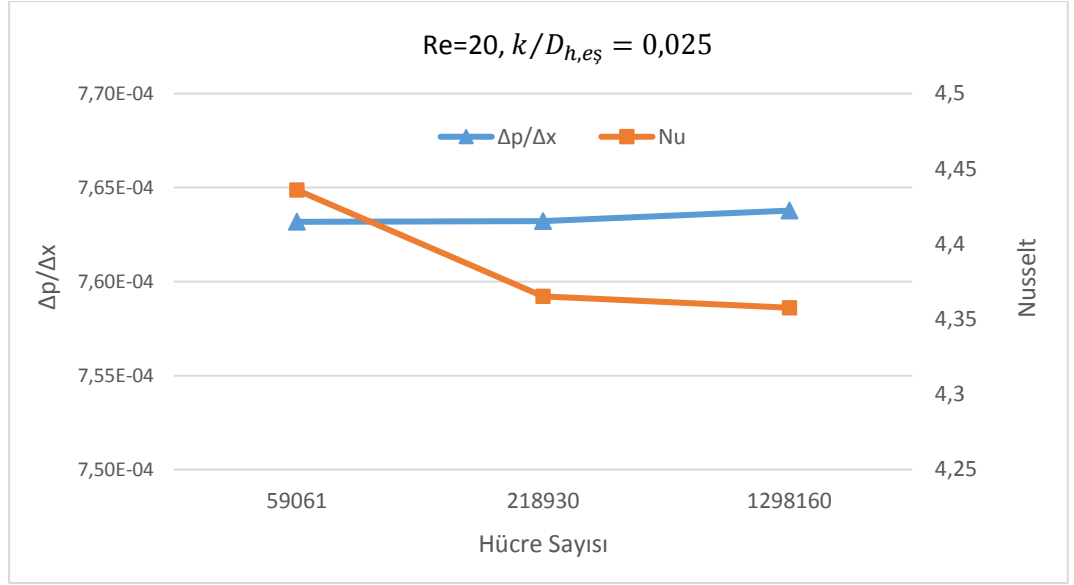
4.2. Ağ Yapısı ve Bağımsızlık Kontrolü

Fluent ara yüzü kullanılarak oluşturulan geometri için en doğru hassasiyeti sağlayacak boyutlarda belirlenen ağ yapısı ile hesaplamalar yapılır. Ele alınan problemin dairesel kesitli bir boru olması nedeniyle hesap kolaylığı sağlamak için geometri iki boyutlu ve dikdörtgen olarak oluşturularak silindirik koordinatlar kullanılarak tanımlanır. Doğru yapılandırılmış ağ yapısı, yakınsama ve doğru bir çözüm elde etmek için önemlidir. Pürüzler ile oluşan çarpıklıkta daha hassas sonuç elde edebilmek için üçgen tipte ağ yapısı oluşturulur. Pürüzlülük nedeniyle akışın karakteri ve ısı transferinde oluşan etkiyi daha açık bir şekilde ortaya çıkarmak için pürüzlü yüzey bölgesinde yüksek yoğunlukta ağ tanımlama işlemi yapılmalıdır. Yüksek yoğunluklu ağ yapısı nedeniyle hesaplama süresi uzayacaktır. Bu nedenle yüksek yoğunluklu ağ yapısının sadece pürüzler etrafında oluşturulması yeterli olacaktır. Pürüzler etrafında oluşturulan ağ boyutu yaklaşık olarak 10 kat arttırılmıştır (Şekil 4.2).

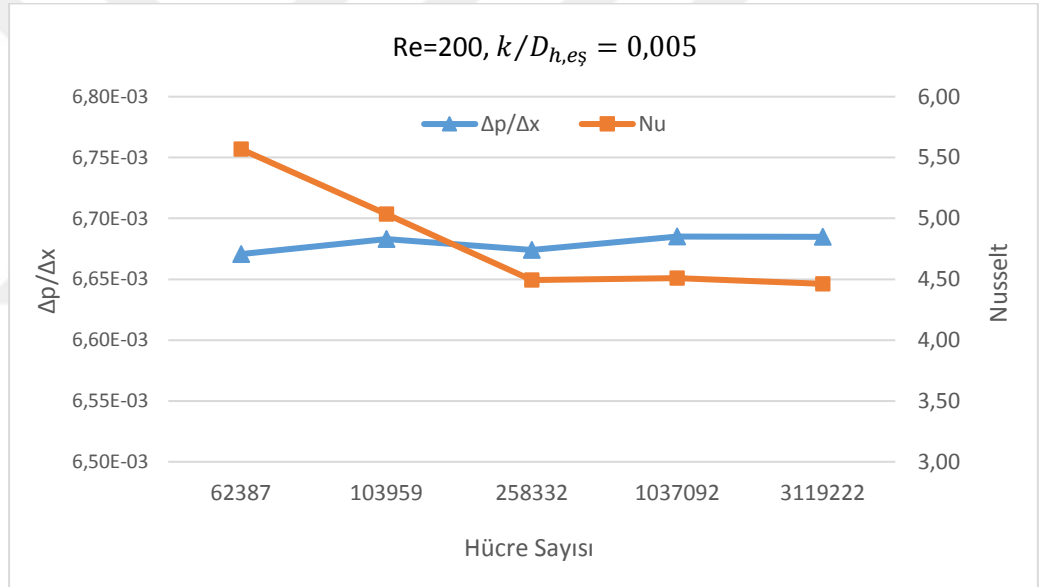


Şekil 4.2. Pürüzlü boru için oluşturulan ağ yapısı.

Yeterli hassasiyette sonuç bulunabilmesi için en uygun ağ boyutunun seçilmesi gerekir. Bu nedenle, farklı Reynolds sayısı ve geometrilerde ağ boyutu değiştirilerek bir dizi simülasyon yapılmıştır. Farklı Reynolds sayılarında ve farklı pürüz boyutlarında yüzeydeki ve sınırdaki ağ boyutu değiştirilerek elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Yapılan simülasyonlar sonrasında 250000 ağ sayısının seçilen geometrilerde hassas sonuç elde etmek için yeterli olduğuna karar verilmiştir.



Şekil 4.3. Ağ boyutu ile değişen basınç kaybı ve Nusselt sayısı (Re=20, $k/D_{h,es}=0,025$).

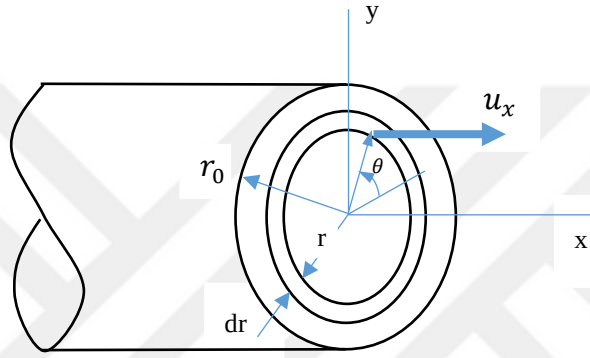


Şekil 4.4. Ağ boyutu ile değişen basınç kaybı ve Nusselt sayısı (Re=200, $k/D_{h,es}=0,005$).

Şekil 4.3 ve 4.4’de görüleceği üzere benzer geometri ve Reynolds sayısında farklı hücre sayılarına göre çalışmalar yapılarak optimum hücre sayısı bulunmaya çalışılmıştır. Optimum hücre sayısı belirlenirken analiz süresi de göz önüne alınmıştır. Yapılan çalışmalar sonrasında 250000 hücre sayısı ile yapılacak analizlerde Nusselt sayısı ve basınç düşümü az fark göstermiş ve çözüm için yeterli olduğu kabul edilmiştir.

4.3. Dairesel Kesitli Boru İçerisindeki Akışlarda Navier-Stokes Denklemleri

Navier-Stokes denklemleri, akışkan içerisindeki birim kütleye etki eden momentum değişimlerinin, basınç değişimleri ve sürtünme kayıplarına neden olan viskoz kuvvetlerin toplamına eşit olduğunun doğruluğunu ortaya koymaktadır. Bu viskoz kuvvetler moleküller arası etkileşimlerden meydana gelmekte ve akışkanın akmaya ne kadar dirençli olduğunu göstermektedir. Böylece Navier-Stokes denklemleri için verilen akışkanın herhangi bir bölgesindeki kuvvetler dengesinin dinamik ifadesi olduğu söylenebilir (Muson, 2013).



Şekil 4.5. Dairesel kesitli boru içerisindeki akışa ait koordinat sistemi ve dairesel hücre.

Akışın laminar, sabit ve sıkıştırılamaz olduğu ve akışkanın Newtonian olduğu varsayılır. Temel denklemler, süreklilik denklemi ve momentum (Navier-Stokes) denklemlerinden oluşur.

Süreklilik denklemi:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (4.1)$$

Momentum denklemi:

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\nabla P + \rho \vec{g} + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (4.2)$$

$$\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k} \quad (4.3)$$

Bu denklem sistemi daha önce belirtildiği üzere, Navier – Stokes hareket denklemleri olarak adlandırılır. Navier – Stokes denklemleri kartezyen koordinatlar için (x, y ve z yönleri için) Denklem 4.4 ile ifade edilir.

$$\begin{aligned}
\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho g_x \\
\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \rho g_y \\
\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \rho g_z
\end{aligned} \quad (4.4)$$

Boru içerisinde gerçekleşen akışa ait Navier-Stokes denklemlerinin uygulaması için silindirik koordinatları kullanmak daha doğru olacaktır. Silindirik koordinatlarda Navier-Stokes denklemleri sırasıyla Denklem 4.5, 4.6 ve 4.7'deki gibidir.

r momentum:

$$\begin{aligned}
&\rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + u_x \frac{\partial u_r}{\partial x} - \frac{u_\theta^2}{r} \right) \\
&= -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial x^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right) + F_r
\end{aligned} \quad (4.5)$$

θ momentum:

$$\begin{aligned}
&\rho \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_r u_\theta}{r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - u_x \frac{\partial u_\theta}{\partial x} \right) \\
&= -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial x^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right) + F_\theta
\end{aligned} \quad (4.6)$$

x momentum:

$$\begin{aligned}
&\rho \left(\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_x}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_x}{\partial \theta} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \\
&= -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_x}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \right) + F_x
\end{aligned} \quad (4.7)$$

Kabuller:

- 1- Dairesel kesitli boru içerisindeki akışta hız sadece x yönündedir ve sadece yarıçap ile değişir.

$$u_r = 0, \quad u_\theta = 0, \quad u_x = u_x(r)$$

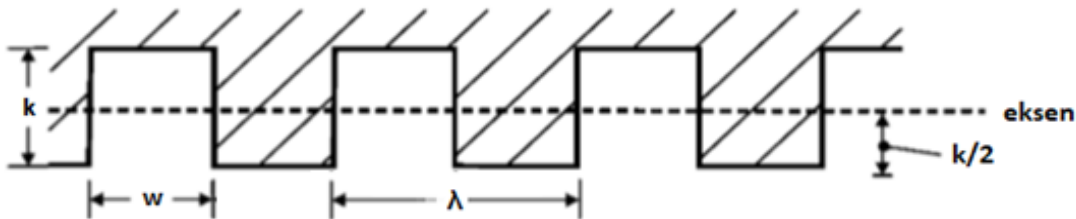
- 2- Akışkan sıkıştırılmaz olarak kabul edilmiştir. Akışkanın yoğunluğu $\rho(x, y, z, t)$ değişkenlerine bağlı değildir.
- 3- Akış sürekli ve aynı yönde olduğu için t ve θ 'nun fonksiyonu değildir. Ayrıca ivmesiz olduğu için $du_x/dx = 0$ 'dır.
- 4- Yer çekimi ihmal edilmiştir.

Yukarıdaki kabulleri uygulayarak Navier-Stokes denklemleri sadeleştirildiğinde Denklem 2.9 ile aynı sonuç bulunacaktır. Bu kabuller pürüzsüz borular için geliştirilmiştir. Ancak pürüzlü borular için ikinci ve dördüncü madde birebir uygulanabilirken, birinci ve üçüncü maddenin değiştirilmesi gerekmektedir.

4.4. Periyodik Sınır Koşulunun Tanımlanması

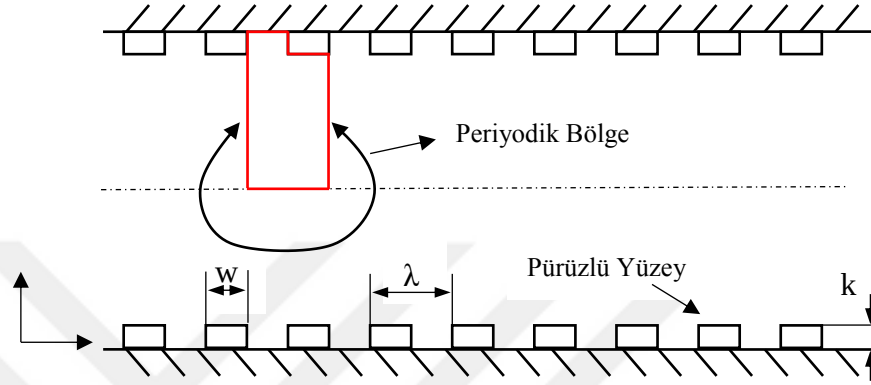
Analiz programları kullanarak pürüzlerin laminar akışlar üzerindeki etkileri gözlemlenebilir. Fakat karmaşık geometrilere ve boru uzunluğuna göre sayıları milyonları bulacak pürüz elemanlarının geometrisini oluşturmak çok uzun zamanlar alacaktır. Bunun yanı sıra tüm pürüz elemanları fluent ara yüzünde oluşturulsa bile veri boyutu yükseleceğinden yapılacak sağlıklı bir analiz için aylarca beklemek gerekebilir. Bu durumun önüne geçebilmek ve yapılan analizlerde kolaylıklar sağlamak amacıyla oluşturulan geometrilerde periyodik sınır koşulu tanımlamaları yapılmıştır.

Periyodik sınır koşulu tanımlaması yapabilmesi için pürüzleri içeren boru geometrisinin simetrik olması ve benzer şekilde tekrarlayarak boru boyunca devam etmesi gerekmektedir. Dairesel kesitli boru içerisinde uniform pürüzler ile oluşturulan iç akış, x yönünde periyodik olarak kabul edilir. Bu varsayım, periyodik sınır koşullarının x doğrultusunda uygulanmasına izin vermektedir. Periyodik sınır koşulu tanımı ile hesaplama süresi kısaltılır. Bu yaklaşımın tam gelişmiş akış bölgesinde uygulanması gerekliliği unutulmamalıdır.



Şekil 4.6.Periyodik sınır koşuluna uygun bir pürüz geometrisi.

Şekil 4.6’da görülebileceği üzere Q tipi pürüzler ile oluşturulan pürüzlülük, boru kesiti boyunca aynı uzunlukta ve yükseklikte tanımlanmıştır. Bu geometri simetrik olduğu için periyodik sınır koşulu tanımlaması yapılabilir. Geometrinin uç uca eklenmesi ile kendi içerisinde tekrar eden yeni bir geometri oluşturulur. Bu özelliğin kullanılabilmesi için geometrinin başlangıcı ve bitişini birbiri ile simetrik olması gerekmektedir.



Şekil 4.7. Periyodik Bölgenin Tanımlanması.

Yapılacak analizlerde kullanılan bu yöntem belirlenen bir kesitteki akışa ait çıktıların bulunmasında kullanılır. Tüm boru boyunca sonuçları inceleyebilmek için bulunan sonuçlar genişletilir. Bu çözümün hidrodinamik olarak gelişmiş bölgede uygun olduğu unutulmamalıdır.

4.5. Periyodik Modelleme

Periyodik modellemenin uygulanabilmesi için yüzey çeperi boyunca aynı boyutlu simetrik pürüze sahip iki boyutlu yatay boru akışlarının sürekli, sıkıştırılmaz ve tam gelişmiş olarak tanımlanması gerekmektedir. Bu varsayımlar altında periyodik modelleme yaklaşımı kullanılabilir.

Pürüzsüz yüzeye sahip boru içerisinde gerçekleşen tam gelişmiş bir akışa ait $\partial u / \partial x = 0$ ve $v = 0$ hız koşulları, pürüzlü boru içerisinde gerçekleşen akışta karşılanmasa da hız alanının kendisini aşağıdaki gibi periyodik olarak tekrar ettiği tam gelişmiş bir akış rejimi tanımlamak mümkündür (Patankar, 1977).

$$u(x, y) = u(x + \lambda, y) = u(x + 2\lambda, y) = \dots \quad (4.8)$$

Boru içerisinde gerçekleşen akış sırasında basınç sabit olarak sürekli azalacağı için farklı bir şekilde tarif edilmelidir.

$$\Delta p = p(x, y) - p(x + \lambda, y) = p(x + \lambda, y) - p(x + 2\lambda, y) = \dots \quad (4.9)$$

Denklem 4.9 ile görüldüğü üzere her bir λ ile tanımlanan periyodik uzunluk boyunca basınç sabit bir şekilde azalmaktadır.

$$\beta = \frac{p(x, y) - p(x + \lambda, y)}{\lambda} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (4.10)$$

Birim uzunlukta oluşan basınç farkı Denklem 4.10 ile ifade edilir. Basınç gradyeni akış boyunca azalacağı için negatif olarak tanımlanır.

$$p(x, y) = -\beta x + \tilde{p}(x, y) \quad (4.11)$$

Bu denklemde, $\tilde{p}$ gerçek basınca benzemektedir. β simülasyonlarla belirlenecek bir sabittir.

$$\nabla \cdot V = 0 \quad (4.12)$$

$$\nabla \cdot (\rho V V) = \beta i - \nabla \tilde{p} + \mu \nabla^2 V \quad (4.13)$$

Denklem 4.12 ve 4.13, nümerik çözümleri sonlu hacme dayalı ticari bir analiz programı olan ANSYS Fluent kullanılarak bulunur. Kütleli debi girdisi, hedeflenen girdi ile eşleşene kadar iteratif bir çözüm ile tahmin edilen ilave bir β bilinmezi nedeniyle değişmektedir. (dp/dx) 'i λ periyodu olarak alınması ile basıncın periyodik bileşenini $\tilde{p}$ ortadan kalkar (Mothlag, 2013).

Giriş uzunluğu genellikle boru uzunluğuna göre çok daha kısa olması nedeniyle giriş bölgesinin etkisi ihmal edilebilir. Bu nedenle, pürüzlü boru benzer periyodik modüllere ayrılabilir ve hesaplama bölgesi sadece periyodik bir kesiti kapsayacak şekilde sınırlandırılabilir.

4.6. Sınır Koşullarının ve Çözüm Stratejisinin Tanımlanması

Hesaplama alanı akış yönünde alınan periyodik uzunluk (λ), pürüzsüz kısımda dairesel boruya ait iç çap, pürüzlü kısımda ise karşılıklı pürüzlerin en uç

noktasındaki uzunluklar arasında alınır. Sınır koşulları pürüzlü dairesel borular için aşağıdaki gibi tanımlanır.

Çizelge 4.2. Sınır Şartlarını Tanımlanması.

$y = D/2$	$\rightarrow$	$u(x, r) = 0, \quad v(x, r) = 0$
$y = D - 2k$ pürüzlü yüzey boyunca	$\rightarrow$	$u(x, r) = 0, \quad v(x, r) = 0$
$r=0$ 'da u_{maks}	$\rightarrow$	$\frac{\partial u}{\partial r}\bigg _{r=0} = 0$
$q_s'' = 1000 \text{ W/m}^2$	$\rightarrow$	$\frac{\partial T}{\partial r}\bigg _{r=r_0} = -\frac{q_s''}{k}$
$q_s'' = 1000 \text{ W/m}^2$ pürüzlü yüzey boyunca	$\rightarrow$	$\frac{\partial T}{\partial r}\bigg _{r=r_0-k} = -\frac{q_s''}{k}$

Çalışılan geometri periyodik koşul ile tanımlandığı için periyodik modelleme bölümündeki denklemler arka planda uygulanır. Isı transferi için yüzeye ait sabit ısı akısı tanımlanır.

Çalışma sırasında sonlu hacimler çözümüne yönelik sayısal analiz yöntemi olarak “Second Order Upwind Scheme” seçilmiştir. Hesaplama kolaylığı sağlayabilmek için dairesel kesitli borular için 2 boyutlu olarak geometri oluşturulur. Pürüzlü borulardaki akış, ağ yapısı ile aynı doğrultuda olmadığından genellikle “Second Order Upwind Scheme” kullanarak daha doğru sonuçlar elde edilir. İkinci dereceden doğruluk ile çalışıldığında, akış üzerinde belirlenen ağ aralıklarına göre oluşturulan her parça, çok boyutlu doğrusal bir yeniden düzenleme yaklaşımı kullanılarak hesaplanır. Bu yaklaşımda Taylor serisi kullanılarak yüksek doğruluk elde edilir.

Bu bölümde problem tanımlanmış ve simülasyon metodoloji anlatılmıştır. Periyodik sınır koşulunun kullanımının öneminden bahsedilmiştir. Ağ boyutunun seçilmesini doğrulamak için yapılan çalışmalar sunulmuştur. Geometri ve Reynolds sayısındaki değişim için en uygun hücre yoğunluğunu bulmak ve ağ sayısından bağımsızlığını belirlemek için farklı hücre yoğunlukları incelenmiştir. Ayrıca periyodik sınır koşulunun tanımlanması ve en uygun ağ boyutu seçimi ile analiz süresinin kısaltılabileceğinden bahsedilmiştir. Q tipi pürüzlülükler ile yapılacak simülasyonlarda akışın hidrodinamik davranışı ve ısı transferi üzerindeki etkisi sonraki bölümde ele alınacaktır.

5. BULGULAR

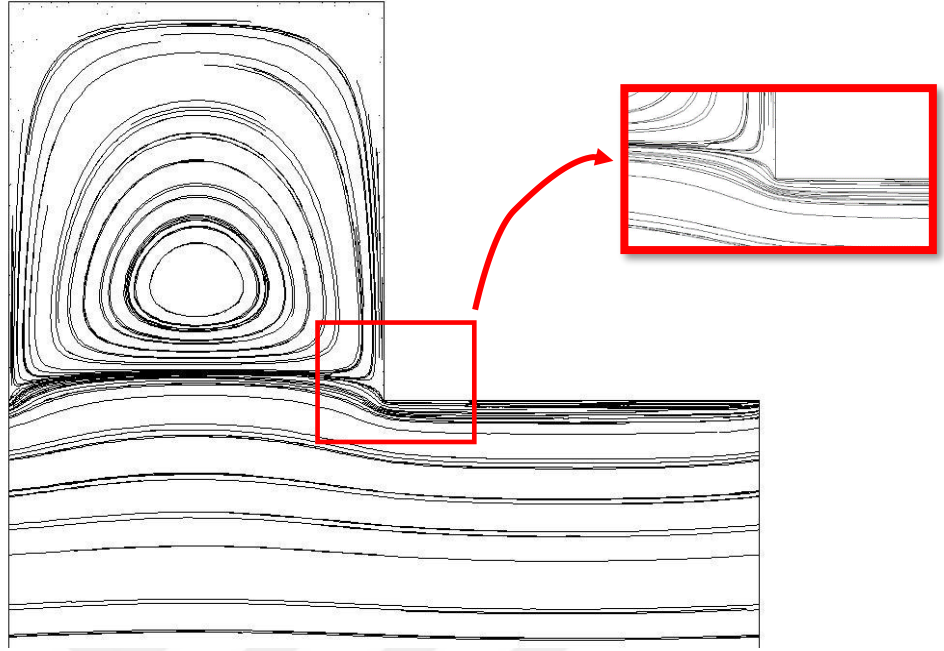
Bu bölümde HAD ile yapılan analizlerin sonuçları sunulmuştur. Dairesel kesitli borularda oluşturulan kare tipli pürüze sahip geometriler için farklı pürüz boyutları ve sıklığında değişen Reynolds sayıları ile akış rejimleri tanımlanmıştır. Öncelikle, Reynolds sayısı ve pürüz parametrelerinin değişimi ile akış karakterinin basınç düşümü üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Devam eden çalışmalarda ise Reynolds sayısı ve pürüz parametrelerinin ısı transferi üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Bu çalışma, dairesel kesitli pürüzlü borularda gerçekleşen laminar akışa ait hidrodinamik ve ısı sonuçların, literatürde tanımlanan sonuçlara göre farklılığını gösterecektir.

5.1. Akış Rejiminin Tanımlanması

Akış geometrisine bağlı olarak akışa ait parametrik ilişkilerin belirlenmesinde özellikle pürüzlülük elemanları arasındaki boşlukta oluşan akış rejimlerini karakterize etmek önemlidir. Pürüzlerin arasındaki boşluklardan kaynaklı akış davranışlarının bilinmesi, pürüzsüz bir boruda gerçekleşen laminar iç akışa göre ortaya çıkan hidrodinamik farklılıklar ve ısı transferinin değişiminin nedenini ortaya koymak açısından önemli olacaktır. Pürüzlü boruda gerçekleşen laminar bir akışta akış çizgileri Reynolds sayısı, pürüz boyutu ve sıklığına bağlı olarak farklılık göstermiştir. Pürüzlülük etkisi nedeniyle ortaya çıkan akış rejimlerindeki farklılıkları göstermek için benzer geometrilerde farklı Reynolds sayıları ile çalışmalar yapılmıştır. Farklı bir bakış açısı ile yine pürüzlülük etkisini ortaya koyabilmek için aynı Reynolds sayılarında farklı pürüzlülük geometrisine sahip borular içinde çalışma yapılmıştır.

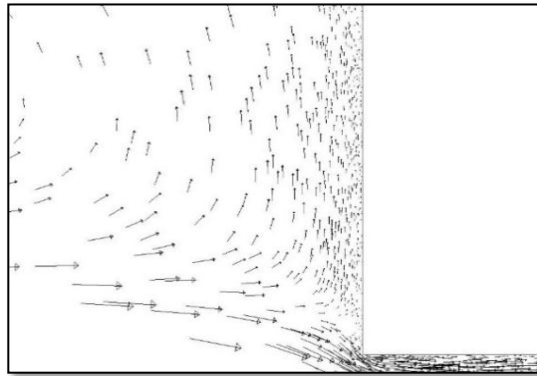
Pürüzlü bir yüzeye sahip dairesel kesitli bir boruda gerçekleşen laminar akışla yapılan çalışmalar sonrasında akış çizgilerinin dağılımları elde edilerek incelenmiştir. Akış düzenlerinin incelenmesi sonucunda üç olası akış davranışı görülmektedir.

- i. Pürüz elemanları arasında kalan boşluklar nedeniyle çevriler oluşmaktadır.
- ii. Ayrılmış olan akış çizgileri pürüz elemanı etrafında tekrar düzelmektedir.
- iii. Pürüz elemanları arasında kalan boşluğun üst kenarında ilave bir çevri oluşarak akış yüzeye tekrar temas edebilmektedir.

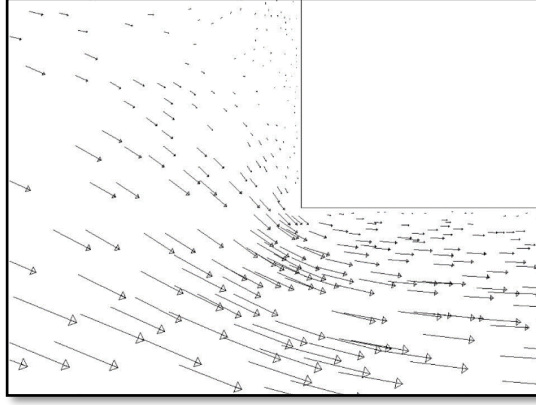


Şekil 5.1. Pürüz elemanları arasında çevri yapan akış çizgileri $Re=2$, $k/D_{h,es} = 0,005$, $\lambda/w = 2$.

Şekil 5.1’de görüleceği üzere pürüzler arasında kalan boşlukta akış çevri oluşturmuştur. Reynolds sayısına bağlı olarak akış hızının değişimi, pürüz elemanlarının yüksekliği ve sıklığı çevri boyutunu değiştirmektedir. Pürüz elemanının alt köşesine çarpan akış, pürüzler arasında kalan boşluk içerisinde yüzeye çarpar ve içerde çevri oluşturur (Şekil 5.2). Boşluğun içerisinde çok sayıda çevri yapan akış çizgileri gözlemlenir. Pürüzlülük elemanların arasında kalan alanda hız büyüklüğü küçüktür ve boşluk içerisinde ölü bir bölge oluşur. Ölü alan içerisinde akış hızı çok yavaştır. Pürüzler arasındaki boşluktan kurtulan akış çizgileri pürüz elemanı etrafında düzelerek akışı sürdürmektedir (Şekil 5.3).

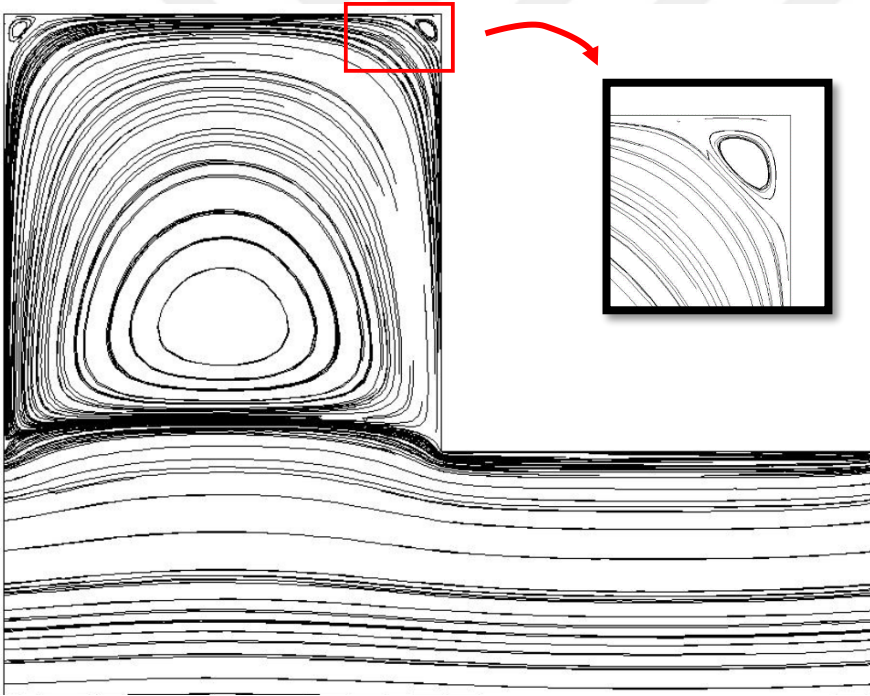


Şekil 5.2. Akışın pürüzlü yüzeye çarparak çevri oluşturması.



Şekil 5.3. Pürüz elemanları etrafında tekrar düzelen akış çizgileri.

Eğer akış yeterince hızlıysa, pürüz elemanları arasında kalan boşluğun üst kenarında ilave bir çevri daha oluşmaktadır. Böylece, akış tüm yüzey çeperine temas etmiş olur ve ölü alan ortadan kalkar (Şekil 5.4).



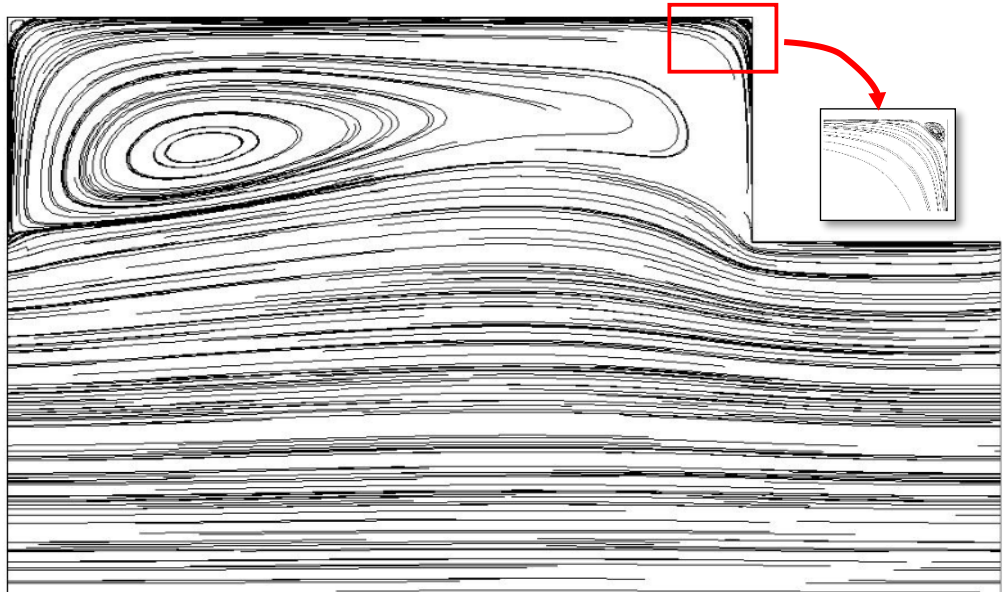
Şekil 5.4. Ölü alanlarda yeniden oluşan çevriler $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $\lambda/w = 2$.

Şekil 5.1 ve Şekil 5.4 $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında oluşturulmuştur. Pürüz sıklığı azaldıkça akış davranışı farklılık gösterebilir. Şekil 5.5'te görüleceği üzere $\lambda/w = 4$ pürüz sıklığında düşük Reynolds sayılarında pürüzler arası boşluklarda 2 farklı çevri oluşurken yüksek Reynolds sayılarında daha geniş alanda tek çevri oluşumu gözlemlenmektedir.



Şekil 5.5. Pürüzler arası boşlukta oluşan çevrilerin farklılaşması $Re=2$,
 $k/D_{h,eş} = 0,01$, $\lambda/w = 4$.

Laminer akış için yüksek Reynolds sayılarındayken ($Re=2000$), akış hızının yüksek olması nedeniyle pürüzler arası boşlukta geniş alanda tek çevri oluşmaktadır. Reynolds sayısı yüksek iken $\lambda/w = 4$ pürüz sıklığında da diğer geometrilere benzer olarak ana akıştan geriye kalan alanlarda küçük çevriler oluşmaktadır (Şekil 5.6). Ancak düşük Reynolds sayılarında bu çevriler oluşmamaktadır (Bkz. Şekil 5.5).



Şekil 5.6. Pürüzler arası boşlukta oluşan çevrilerin farklılaşması $Re=2000$,
 $k/D_{h,eş} = 0,05$, $\lambda/w = 4$.

$\lambda/w = 8$ olduğunda ise laminar akışta oluşabilecek yüksek Reynolds sayıları haricinde pürüzler arası boşluklarda büyük çevriler oluşmamaktadır. Sadece ana akıştan kalan boşluklarda çevriler oluşmaktadır. Sık pürüzlü düşük Reynolds sayılarında ise bu çevriler görülmemektedir (Bkz. Şekil 5.5).



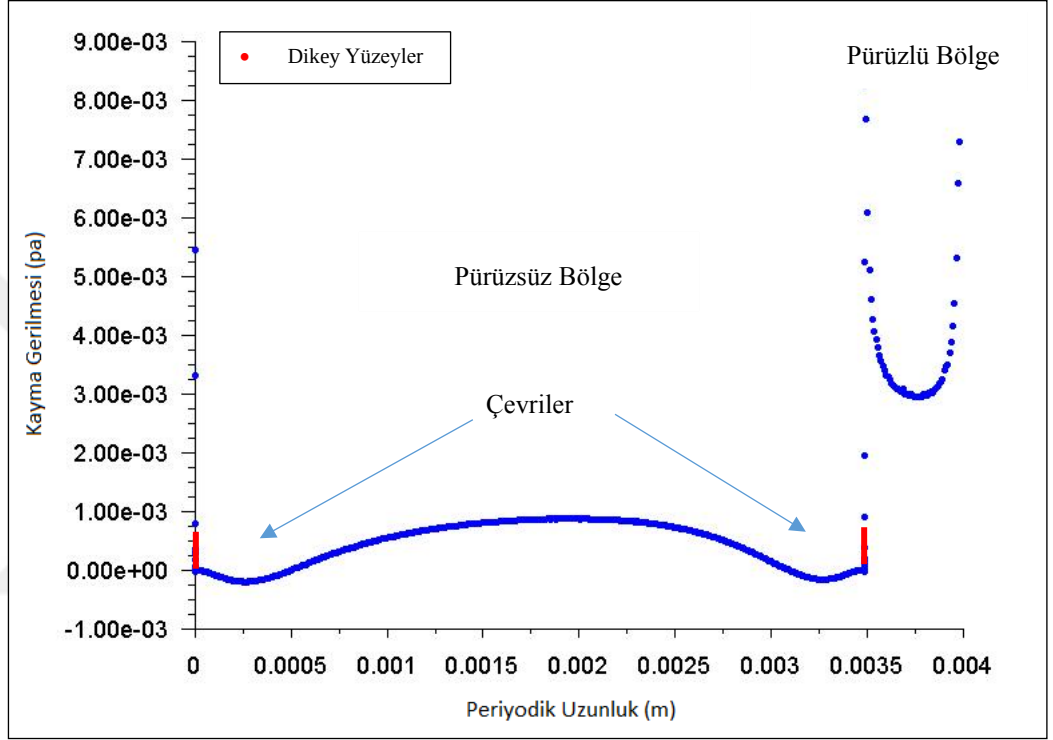
Şekil 5.7. Pürüzler arası boşlukta oluşan çevrilerin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,es} = 0,005$, $\lambda/w = 8$.

Laminar akışa ait son derece yüksek olarak nitelendirilebilecek Reynolds sayılarında ($Re=2000$), $\lambda/w = 8$ pürüz sıklığına rağmen pürüz boyutları arttıkça boşluklarda yine büyük çevriler gözlemlenmektedir (Şekil 5.8).



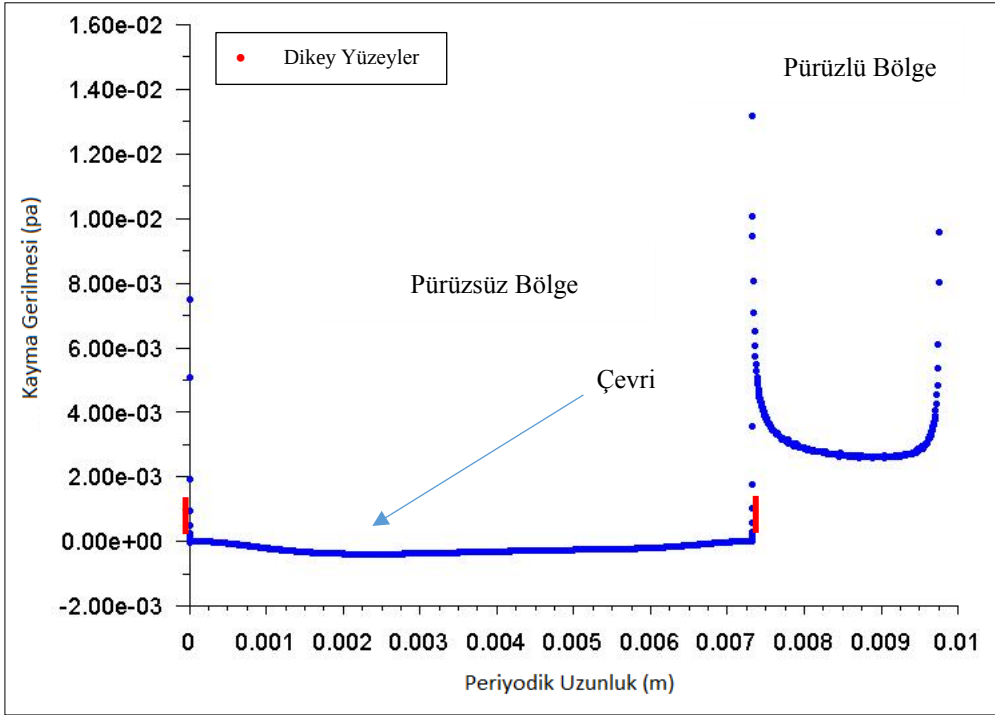
Şekil 5.8. Pürüzler arası boşlukta oluşan çevrilerin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,es} = 0,025$, $\lambda/w = 8$.

Akış çizgilerinin tanımlandığı şekillerden yola çıkarak laminar akışlı borularda pürüzlülük elemanın akışa iki şekilde etki ettiği görülmektedir. Bu etkiler, pürüzlülük elemanları arasında kalan boşluklar nedeniyle akış düzeninin bozularak çevriler oluşturması ve akışın geçiş çapını pürüz yüksekliği kadar daraltması ($D_h - 2k$) olarak tanımlanabilir. Çevriler basınç düşümüne yol açar. Ayrıca, akış geçiş çapının daralması akış hızını arttıracığı için yüzey kayma gerilmesi artacak bu durumda basınç düşümüne yol açacaktır.



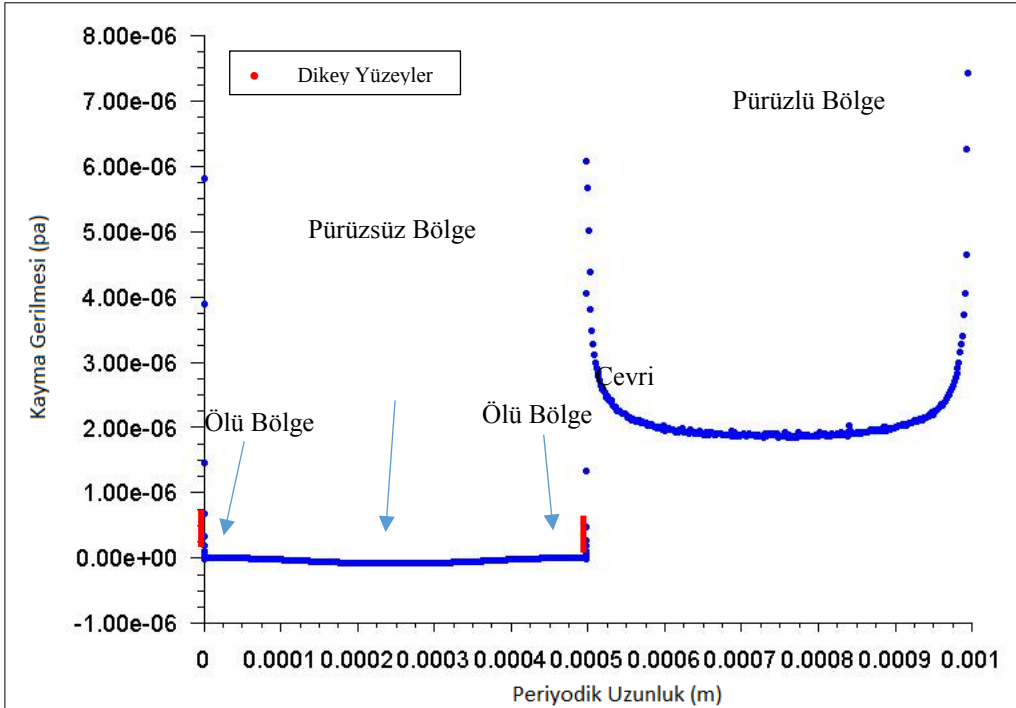
Şekil 5.9. Pürüzlülük nedeniyle kayma gerilmesinin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,es} = 0,005$, $\lambda/w = 8$.

Şekil 5.9'da görüleceği üzere yüzey kayma gerilmesi pürüzlülük elemanının başlangıcında ve bitiminde maksimum değeri alırken pürüzler arası boşluklarda çok düşük değerlere ulaşır. Bu durum, pürüzlü yüzey nedeniyle akış daralmasının sonucu olarak tanımlanabilir.



Şekil 5.10. Pürüzlülük nedeniyle kayma gerilmesinin farklılaşması $Re=2000$, $k/D_{h,es} = 0,025$, $\lambda/w = 4$.

Pürüzler arasındaki yüzey kayma gerilmesinin değeri akış çizgilerinin yapısına göre değişmektedir. Pürüzler arasında çevri oluşursa yüzey kayma gerilmesi değerinin negatif yönde azaldığı gözlemlenmektedir (Şekil 5.10).



Şekil 5.11. Pürüzlülük nedeniyle kayma gerilmesinin farklılaşması $Re=2$, $k/D_{h,es} = 0,005$, $\lambda/w = 2$.

Pürüzlülük elemanlarına sahip bir boru içerisindeki laminar akışta, pürüzler arası boşluklu alanda oluşan çevri veya çevriler nedeniyle yüzey kayma gerilmesi negatif değeri almaktadır. Sık pürüzlülüğe sahip akışlarda pürüzlülük elemanları arasında kalan alanın orta kısmında oluşan tek çevri kayma gerilmesinin değerini negatif yönde değiştirmektedir (Şekil 5.11). Ayrıca sık pürüzlü düşük Reynolds sayısına sahip akışlarda akış çizgilerinin temas etmediği ölü bölgeler, kayma gerilmesi grafiğinde de ölü bölge olarak tanımlanmıştır. Yüksek Reynolds sayılarında ise boşlukların kenarlarında oluşan küçük çevriler nedeniyle akış yüzeye temas etmekte ve negatif yönde kayma gerilmesi oluşturmaktadır.

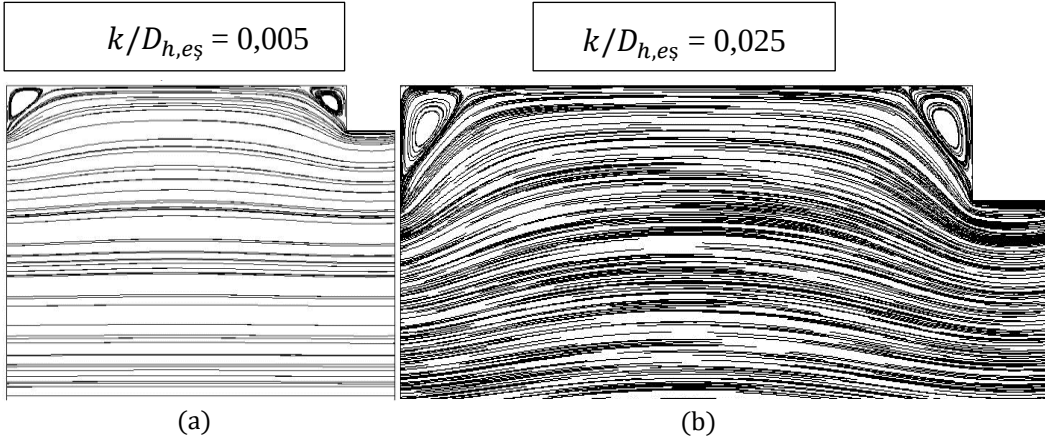
Geniş aralıklı pürüzlere sahip laminar boru akışlarının yüksek Reynolds sayılarında, giriş kısmına daha yakın bölgede oluşan çevri nedeniyle negatif yönde kayma gerilmesi girişe yakın kısımda oluşur. Daha düşük Reynolds sayılarında ise pürüzsüz bölgede akışın daha düzenli olması nedeniyle yüzey kayma gerilmesi nispeten daha yüksek değerlere ulaşmaktadır ancak köşelerde oluşan çevriler nedeniyle negatif yönde değişim de göstermektedir.

5.2. Pürüzlülüğün ve Reynolds Sayısının Basınç Düşüşüne Etkisi

Pürüz boyutunun ve pürüzlülük sıklığının akış rejimi üzerindeki etkisini daha detaylı tanımlayabilmek amacı ile eşit Reynolds sayılarında farklı geometriler üzerinde detaylı olarak çalışılmıştır. Çalışma kapsamında 3 farklı pürüz sıklığı ($\lambda/w = 2 - 4 - 8$) ve 4 farklı pürüz boyutu ($k/D_{h,es} = 0,005 - 0,01 - 0,025 - 0,05$) ele alınmıştır.

Düşük pürüz sıklığında ($\lambda/w = 8$), akış rejiminin pürüz boyutuna göre etkisi sırasıyla Şekil 5.12 ve Şekil 5.13’de görülmektedir. Pürüzlülüğün akış üzerindeki etkisinin ortaya net bir şekilde konulabilmesi için çok yavaş olarak nitelendirilebilecek $Re=2$ ’den ve laminar akış için hızlı olarak nitelendirilebilecek $Re=2000$ değerlerine kadar akış davranışları incelenmiştir.

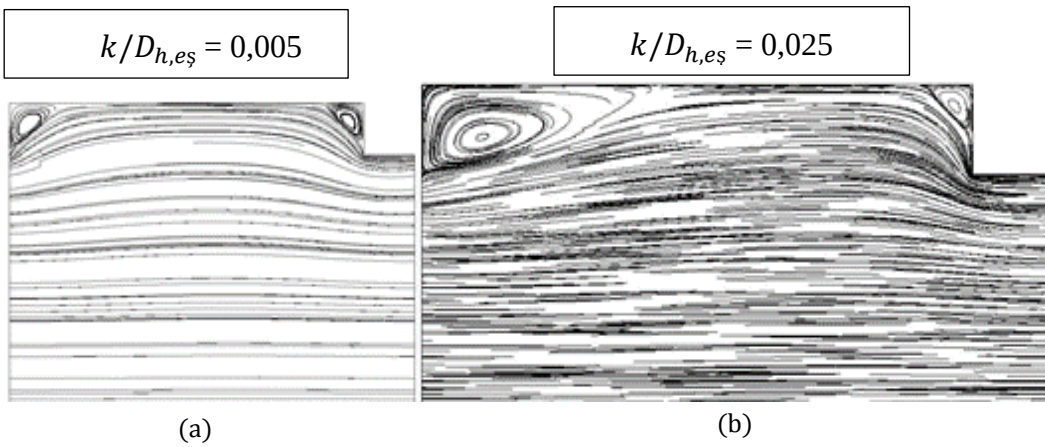
Düşük pürüz sıklığı ile yapılan çalışmalar sonucunda, akış küçük Reynolds sayılarına sahipken pürüz yüksekliğinin akış rejimi üzerinde önemli bir etkisinin olmadığı görülmektedir (Şekil 5.12). Bu davranış Reynolds sayısının değerinin çok küçük olmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 5.12. $\lambda/w = 8$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,025$.

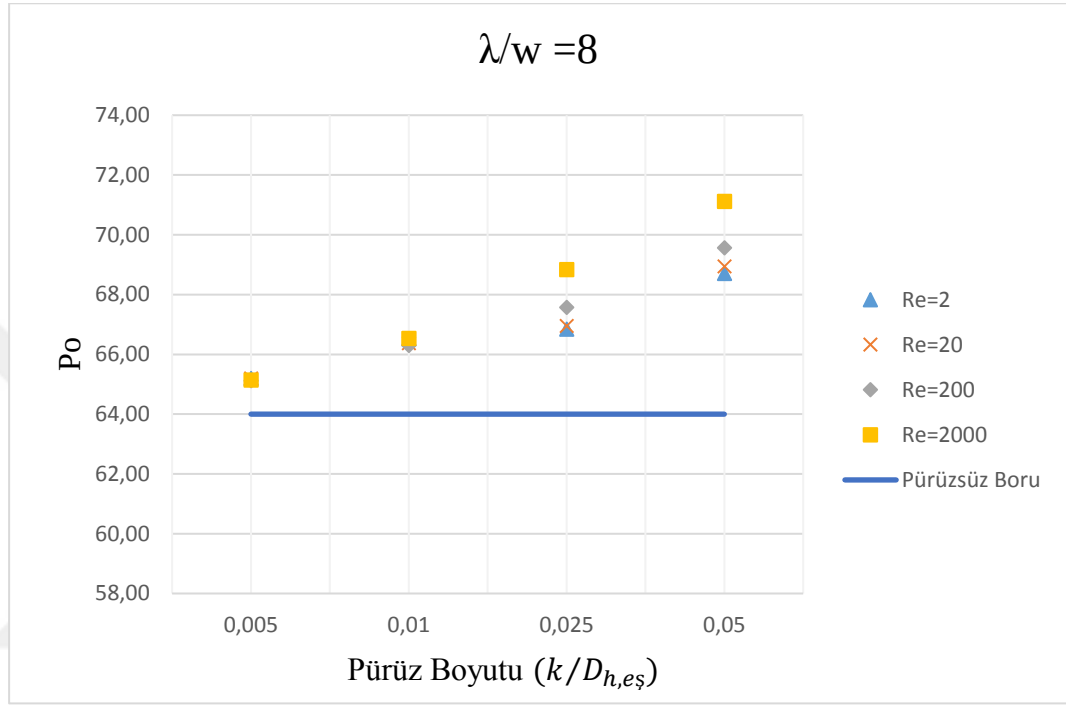
Şekil 5.12’de görüldüğü üzere pürüz aralıklarında kalan boşlukların köşelerinde çevriler oluşmaktadır. Çevriler pürüz yüksekliği arttıkça daha yüksek bir alanda oluşmakta ve boyut farklılıkları ortaya çıkmaktadır. Bu nedenle Şekil 5.14 incelendiğinde düşük Reynolds sayılarında bile artan pürüz yüksekliği ile basınç kayıplarının artması açıklanabilir.

Düşük pürüz sıklığı ile devam eden çalışmalarda daha yüksek Reynolds sayılarına sahip boruların pürüz yüksekliğinin artması ile akış davranışının değişimi Şekil 5.13’de gözlemlenebilir. Pürüz yüksekliği arttıkça boşluklar arasındaki çevri büyüyerek tek bir çevrim halini alacaktır. Artan çevri boyutu Şekil 5.14’de gözlemleneceği üzere basınç kaybını arttıracaktır. Yüksek Reynolds sayılarında büyük çevriler oluşması nedeniyle daha yüksek basınç kayıpları meydana gelir.



Şekil 5.13. $\lambda/w = 8$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,025$.

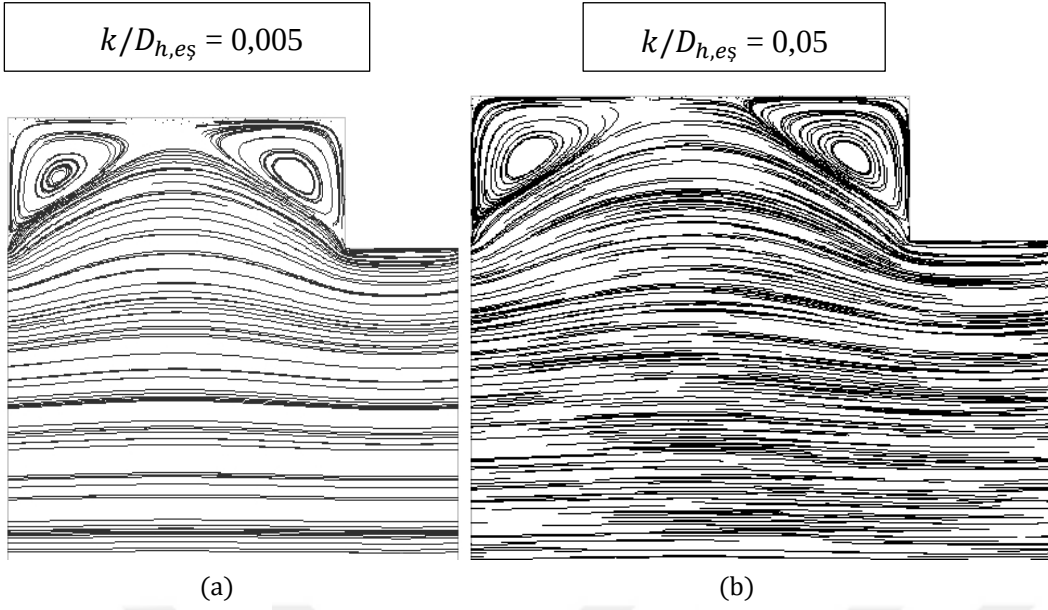
Şekil 5.14 detaylı incelendiğinde boru geometrisine ait pürüz sıklığı $\lambda/w = 8$ oranında iken düşük Reynolds sayılarında pürüzlülük nedeniyle oluşan basınç kaybı dolayısıyla Poiseuille sayısı daha az değişmektedir. Bu durum akış davranışı ile doğrudan ilişkilidir. Laminer bölgede Reynolds sayısının artması ile yüzey pürüzlülüğü basınç düşümüne doğrudan etki etmektedir. Düşük ve yüksek Reynolds sayılarında oluşan basınç kaybı pürüzsüz boruya göre fazladır.



Şekil 5.14. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 8$), Poiseuille sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.

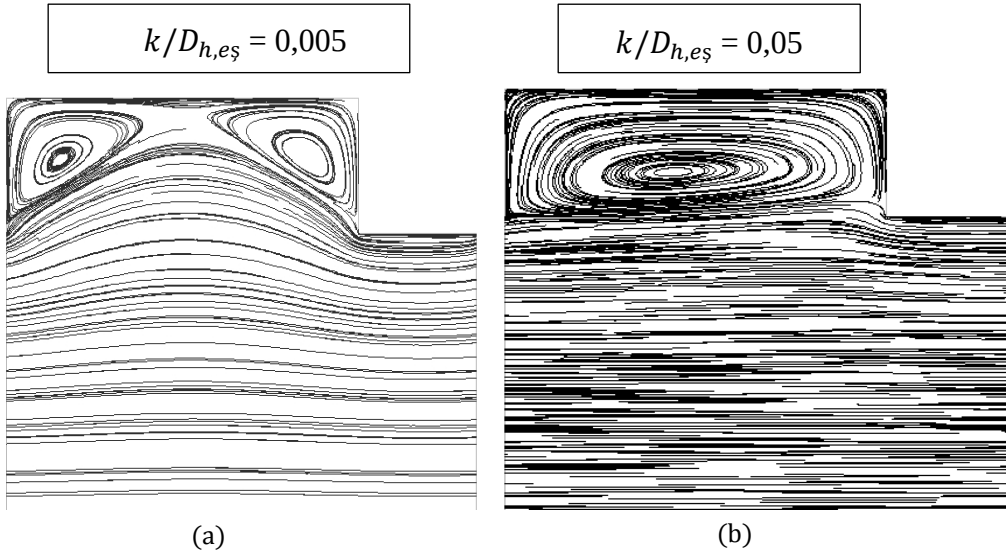
Ayrıca, pürüz yüksekliğinin küçük olması halinde yüksek Reynolds sayılarında da basınç kaybının pürüzsüz boruya yakın olduğunu göstermektedir. Pürüzler arası boşlukta gerçekleşen çevriler ve kesit alanının azalması ile artan akış hızı nedeniyle pürüz yüksekliği arttıkça basınç kaybı artmaktadır.

Pürüz sıklığı biraz daha arttırılarak ($\lambda/w = 4$) elde edilen sonuçlar benzer şekilde karşılaştırılmıştır. Akış rejiminin pürüz boyutuna göre etkisi Şekil 5.15 ve Şekil 5.16'da sırasıyla örneklendirilmiştir.



Şekil 5.15. $\lambda/w = 4$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,05$.

$\lambda/w = 4$ geometrisi ile yapılan çalışmalar sırasında pürüzler arasında kalan boşluklar içerisinde 2 adet çevri olduğu görülmüştür. Pürüz derinliği ve boşluklar arası uzunluğun artması ile çevrilerin daha geniş alanda oluştuğu gözlemlenmiştir.



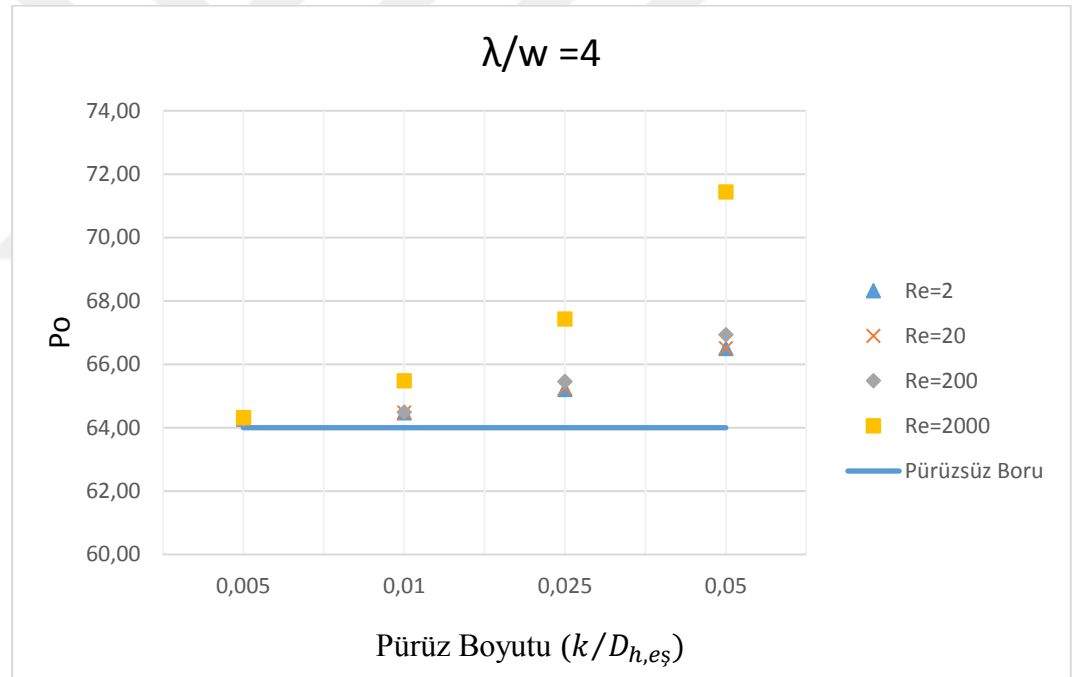
Şekil 5.16. $\lambda/w = 4$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,05$.

Düşük Reynolds sayılarında pürüz yüksekliğinin artması akış rejimini $\lambda/w = 4$ geometrisinde nispeten değiştirmemektedir (Bkz. Şekil 5.15). Reynolds

sayısının laminar akış için yüksek değerleri alması ($Re=2000$) halinde ise pürüz yüksekliğinin artması ile pürüzler arası boşluklarda büyük çevri oluşmaktadır (Şekil 5.16).

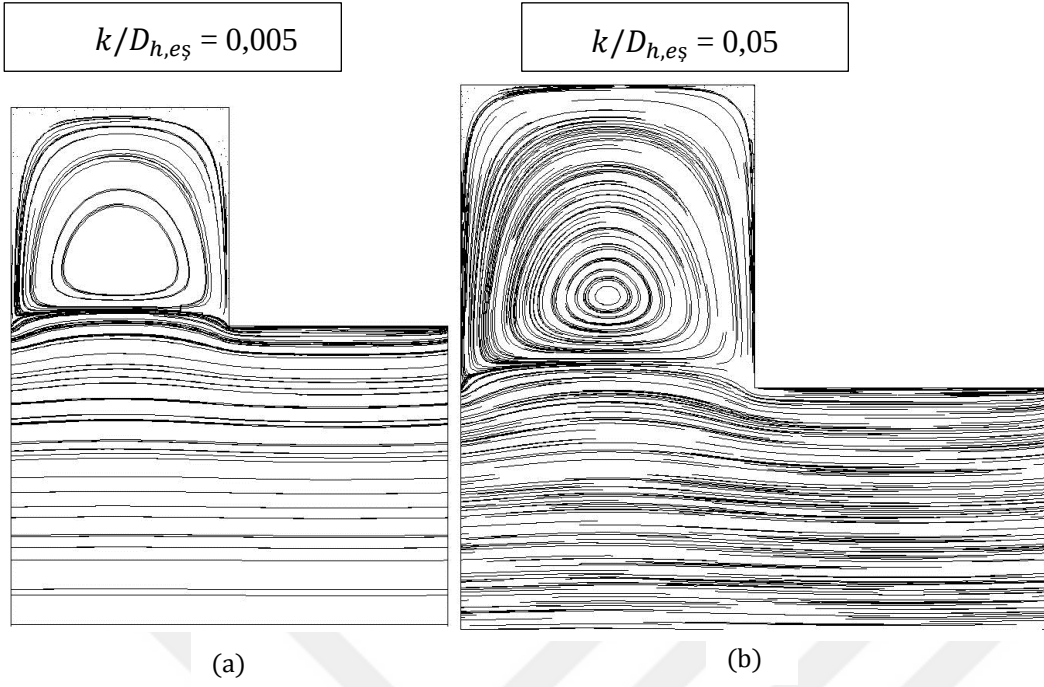
Şekil 5.17’de görüleceği üzere $\lambda/w = 4$ için pürüzlülük boyutu arttıkça basınç düşümü artmakta ve Poiseuille sayısının yükselmektedir. Bu durum pürüz yüksekliğinin artması ve pürüzler arası boşlukta oluşan çevrimlerin boyutunun büyümesinden kaynaklanmaktadır.

Pürüz boyutu arttıkça Reynolds sayısının etkisi artmaktadır. Küçük pürüz derinliklerinde Reynolds sayısının değişimi, akış karakterini değiştirmede için etkisi çok küçüktür. Yüksek pürüz derinliğine sahip geometrilerde pürüzler arasında gerçekleşen çevriler Reynolds sayısının yükselmesi ile birleşerek büyük bir çevrim haline gelmektedir. Bu durum basınç düşümünü arttırmaktadır.



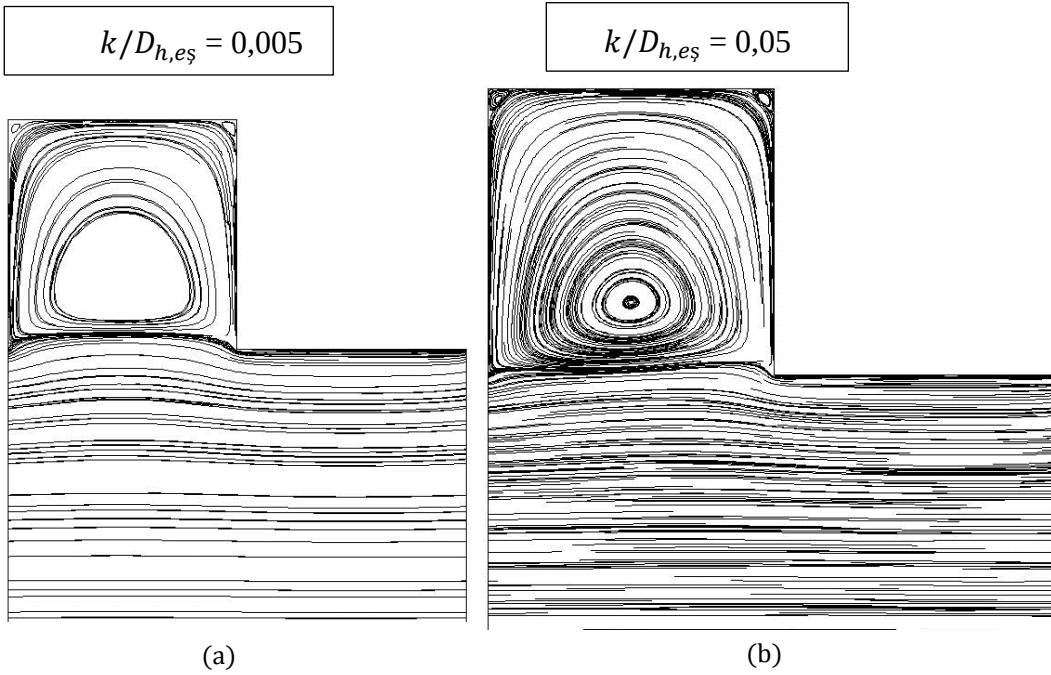
Şekil 5.17. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 4$), Poiseuille sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.

Pürüz sıklığı daha da arttırılarak ($\lambda/w = 2$) pürüzlülüğün akış karakteri ve basınç kaybı üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Pürüz sıklığı arttığında pürüzler arası boşlukta meydana gelen çevriler, tek bir çevri oluşturacak şekilde benzer karakterde oluşmaktadır.



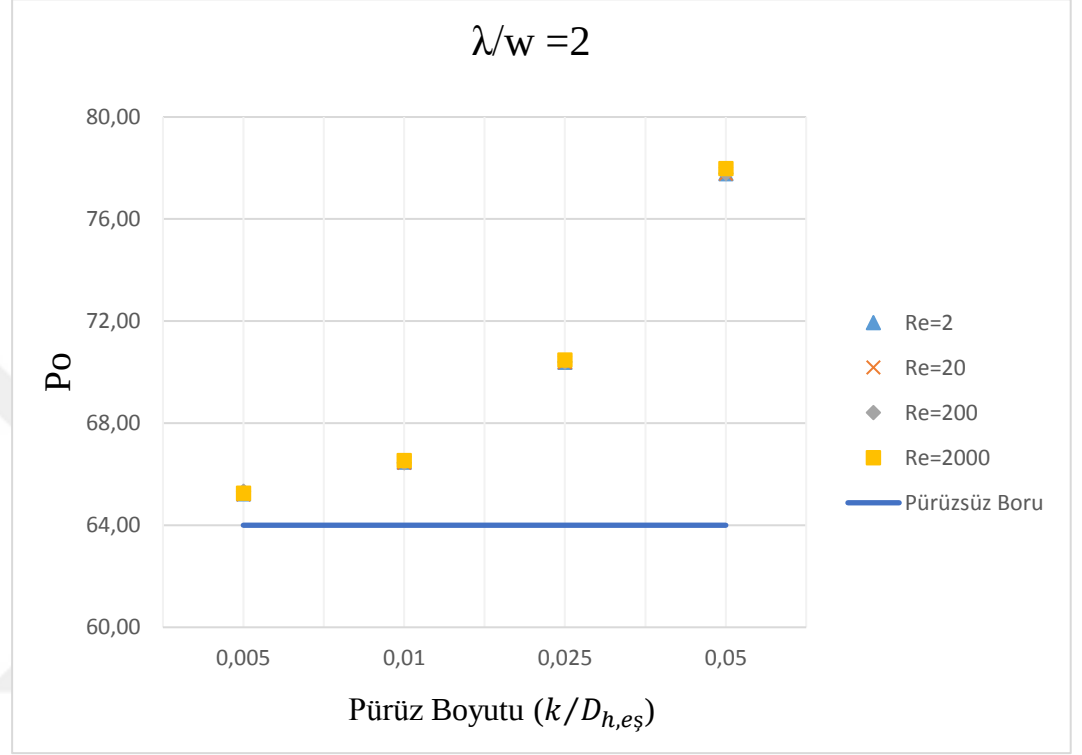
Şekil 5.18. $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2$, $k/D_{h,eş} = 0,05$.

Reynolds sayısının artması üst kısımlarda kalan boşluklarda da küçük çevriler oluşmasını sağlamaktadır (Şekil 5.19). İlave çevriler nedeniyle basınç kaybı yüksek Reynolds sayılarında artmaktadır.



Şekil 5.19. $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında, farklı Reynolds sayıları ve pürüz boyutlarına ait akış çizgileri a) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$ b) $Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,05$.

Pürüz boyutu arttıkça çevri boyutu artmaktadır. Bu nedenle artan pürüz boyutu ile basınç kaybının artacağı ön görülebilir. Akış karakterinin Reynolds sayısı ile çok değişmemesi nedeniyle eşit Reynolds sayılarında pürüz boyutu önemlidir. Eşit Reynolds sayılarına sahip farklı geometrilere Poiseuille sayısı için elde edilen sonuçlar birbirine yakındır.



Şekil 5.20. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 2$), Poiseuille sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.

Şekil 5.20'den görüleceği üzere $\lambda/w = 2$ oranında pürüzlülük boyunun artmasının basınç düşümüne doğrudan etki yapmaktadır. Genel olarak, artan pürüz boyutu ile birlikte basınç kaybı artmaktadır. Reynolds sayısı ise $\lambda/w = 4$ ve 8 'de basınç düşümünü etkileyen önemli bir parametre iken $\lambda/w = 2$ 'de etkisi daha azdır.

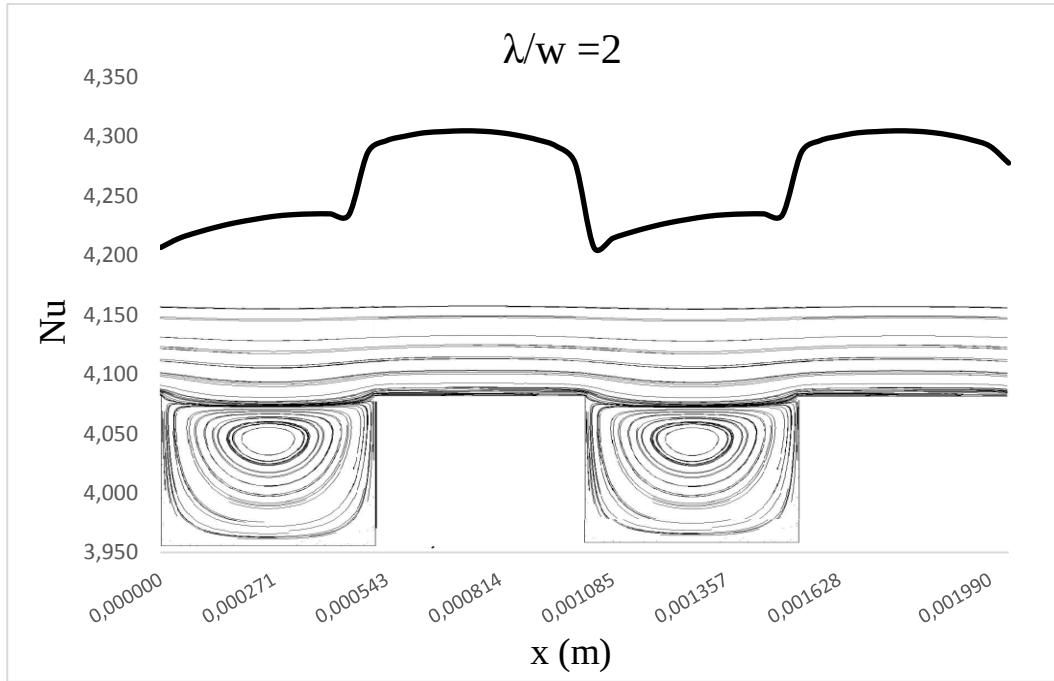
Boru içerisinde gerçekleşen iç akışa ait akış karakteristiklerinin pürüzsüz borularda gerçekleşen laminar akışa göre değiştiği gözlemlenmiştir. Laminar akışlarda pürüzlülüğün sürtünme faktörüne etkisi olmadığını gösteren Denklem 2.18 ve Denklem 2.20'deki basınç düşümü ve Poiseuille sayısı sonuçlarına göre farklılıklar ortaya çıkmıştır. Pürüzlülük yüksekliğin artması ve Reynolds sayısının artması ile Poiseuille sayısını da artmaktadır.

5.3. Pürüzlülüğün ve Reynolds Sayısının Isı Transferine Etkisi

Yüzey pürüzlülüğünün akış karakteri ve sürtünme katsayısı üzerindeki etkisi, akış çizgilerinde ortaya çıkan değişimler ve pürüzler arasında oluşan çevriler ile gösterilmiştir. Benzer şekilde sabit ısı akısına sahip pürüzlü bir boru içerisinde gerçekleşen laminar akışta ısı transferinin değişimi, akış çizgilerinin değişmesi ve pürüzler arası boşluklarda oluşan çevriler ile açıklanabilmektedir.

Pürüzlü borularda gerçekleşen ısı transferinin değişimi için Nusselt sayısı kullanılmıştır. Yüzeyde gerçekleşen sabit ısı akısı için ($q_s'' = 1000 \text{ W/m}^2$) benzer geometrilerde değişen Reynolds sayıları ile analiz yapılmıştır. Farklı bir bakış açısı için eşit Reynolds sayılarında değişen geometriler ile çalışmalar yapılmıştır. Nusselt sayısı üzerindeki pürüzlülük etkisinin incelenmesi sonucunda aşağıdaki bulgular elde edilmiştir.

- Pürüzlerin bulunduğu bölgede Nusselt sayısının değeri boru boyunca daha yüksektir.
- Pürüzler arası boşlukta Nusselt sayısının değeri boru boyunca daha düşüktür.
- Benzer geometri de artan Reynolds sayıları ile Nusselt sayısı artmaktadır.

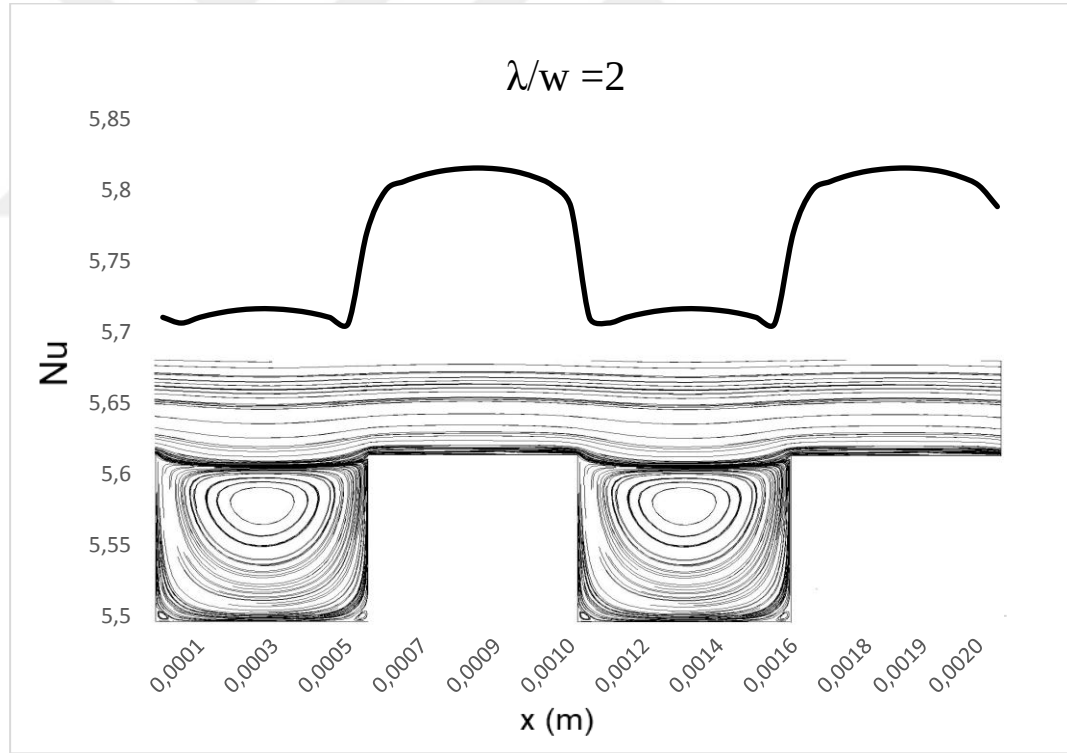


Şekil 5.21. $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında Nusselt sayısına pürüzlülüğün etkisi ($Re=2$, $k/D_{h,es} = 0,005$).

Şekil 5.21’de pürüzlü bir yüzeye ait Nusselt sayısının değişimi görülmektedir. Pürüzlü yüzey profili ile Nusselt sayısının değişimi yüksek düzeyde tutarlıdır, bu durum akışa ait hidrodinamik karakteristiklerin ve aynı zamanda ısı transferinin yüzey pürüzlülüğüne duyarlı olduğunu göstermektedir. Pürüzler arası boşlukta Nusselt sayısı azalırken pürüz elemanının bulunduğu bölgede Nusselt sayısı en yüksek değerini almaktadır.

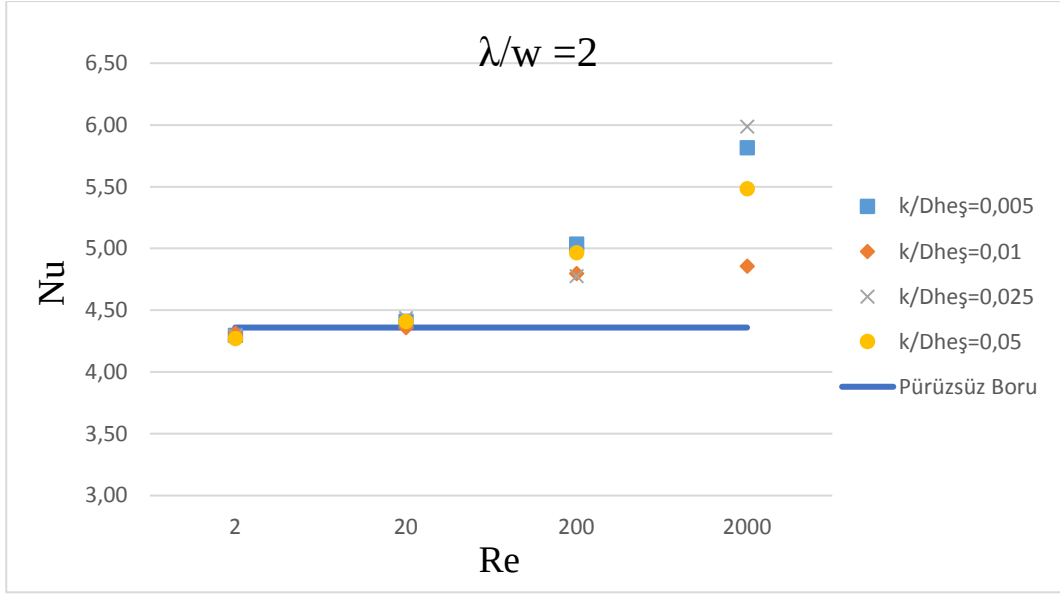
Pürüzler arası boşlukta oluşan çevriler nedeniyle akışta oluşan düzensizlik Nusselt sayısının azalmasına neden olmaktadır. Pürüzlerin bulunduğu alanda akış alanının daralması ve akış rejiminin düzenli olması Nusselt sayısını arttırmaktadır.

Pürüz sıklığı, pürüz boyutu ve Reynolds sayısının değişimi ile akış çizgilerinde gerçekleşen farklı davranışlar, Nusselt sayısının değişimine neden olmaktadır. Benzer geometride artan Reynolds sayısı ile Nusselt sayısının yükselmesi Şekil 5.22 ile görülebilir.



Şekil 5.22. $\lambda/w = 2$ pürüz sıklığında Nusselt sayısına pürüzlülüğün etkisi
($Re=2000$, $k/D_{h,eş} = 0,005$).

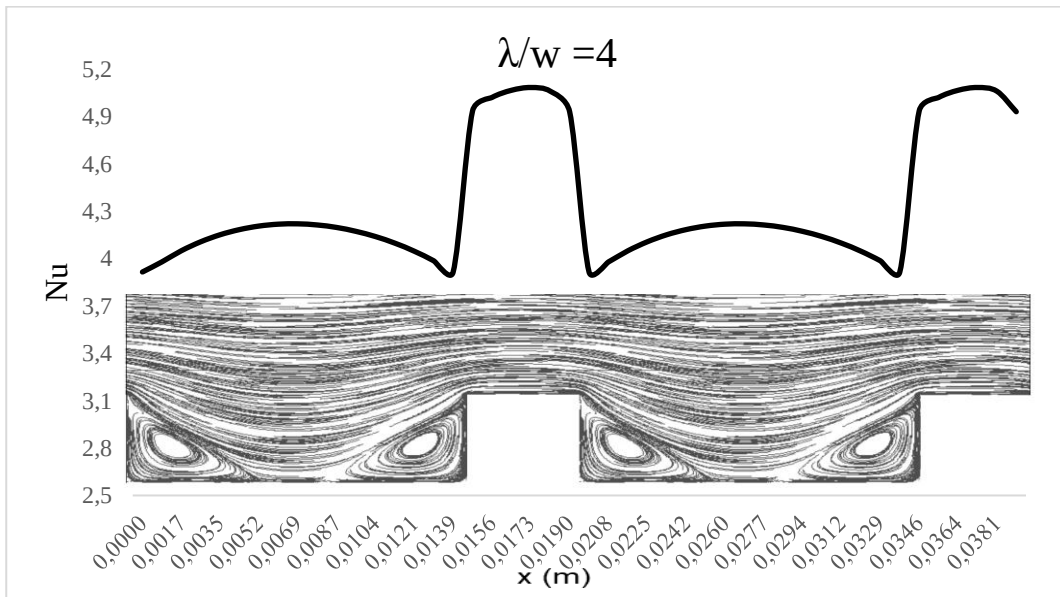
Reynolds sayısının artması ile ortalama Nusselt sayısı artmıştır. Pürüz elemanları nedeniyle daralan akış alanında Nusselt sayısı yükselmiştir. $\lambda/w = 2$ için sırasıyla $Re = 2$, 20 , 200 ve 2000 için yapılan nümerik çalışmalar sonucunda Şekil 5.23 oluşturulmuştur.



Şekil 5.23. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 2$), Nusselt sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.

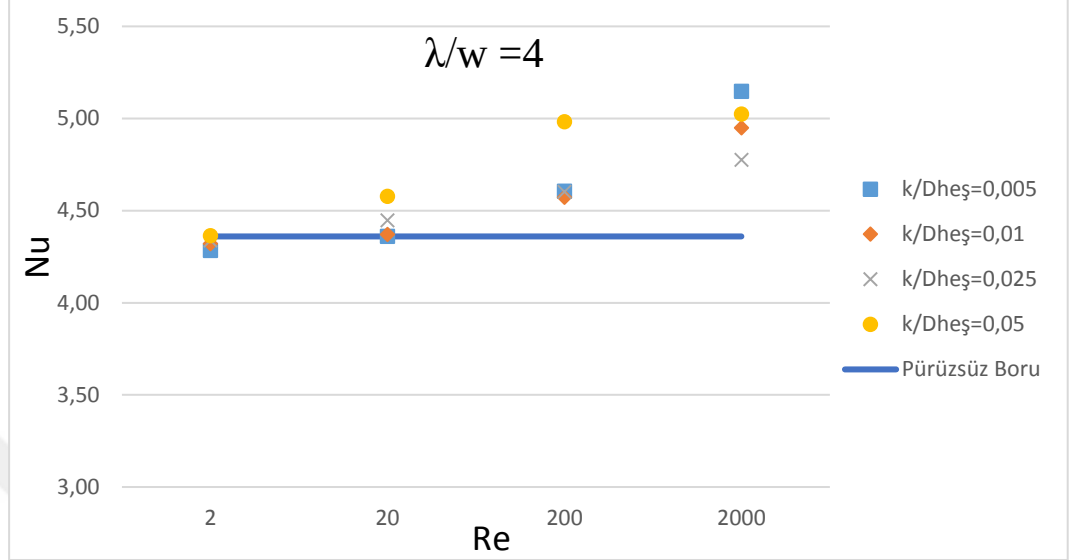
Artan Reynolds sayıları ile Nusselt sayılarının arttığı görülmektedir. Pürüz sıklığının değişmesi sonucunda akış rejiminde farklılar oluşması nedeniyle Nusselt sayısının değişimi ile doğrudan bir ilişki ortaya çıkmamıştır.

Pürüz sıklığı azaldığında ($\lambda/w = 4$), pürüzler arasında kalan alanda Nusselt sayısının yükselip tekrar azaldığı görülmektedir. Bu durum pürüzler arası boşluklarda akış çizgilerinin daha düzenli olmasından kaynaklanmaktadır (Şekil 5.24).



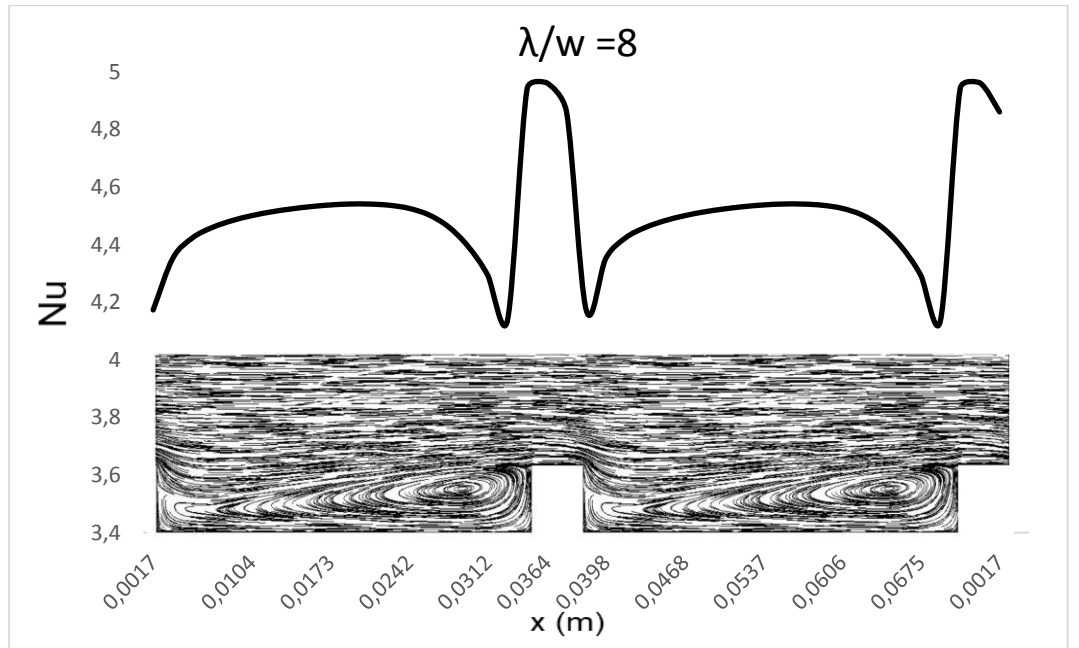
Şekil 5.24. $\lambda/w = 4$ pürüz sıklığında Nusselt sayısına pürüzlülüğün etkisi ($Re=2000$, $k/D_{heş} = 0,005$).

$\lambda/w = 4$ 'de sırasıyla $Re = 2, 20, 200$ ve 2000 için yapılan nümerik çalışmalar sonucunda Şekil 5.25 elde edilmiştir. Artan Reynolds sayıları ile Nusselt sayılarının arttığı görülmektedir.



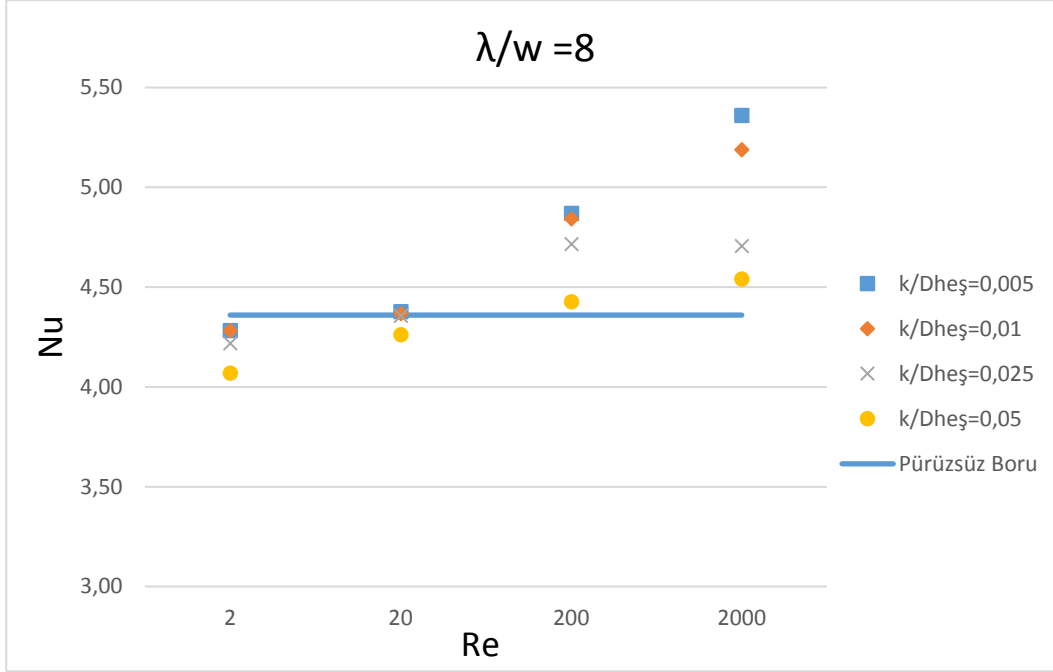
Şekil 5.25. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 4$), Nusselt sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.

Pürüz sıklığı daha da azaltılarak ($\lambda/w = 8$) yapılan çalışma sonucunda pürüzler arası boşlukta Nusselt sayısının daha büyük artışlar gerçekleştirdiği ve pürüze yakın bölgede hızlı bir düşüş yaptığı gözlemlenmiştir.



Şekil 5.26. $\lambda/w = 8$ pürüz sıklığında Nusselt sayısına pürüzlülüğün etkisi ($Re=2000$, $k/D_{heş} = 0,005$).

$\lambda/w = 8$ ile farklı geometriler ve farklı Reynolds sayıları ile elde edilen grafik aşağıdadır. Artan Reynolds sayıları ile Nusselt sayısının arttığı gözlemlenmiştir.

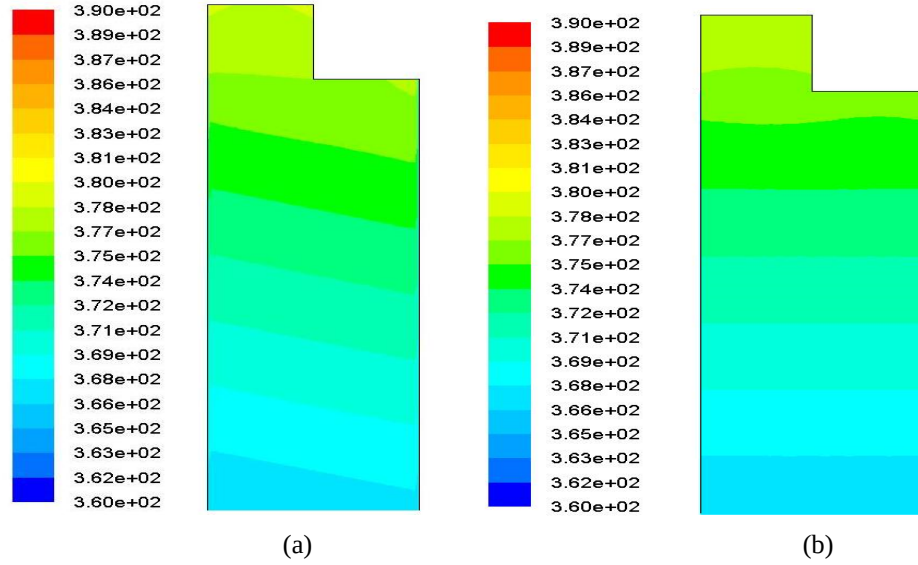


Şekil 5.27. Eşit pürüz sıklığında ($\lambda/w = 8$), Nusselt sayısının Reynolds sayısı ve pürüz boyutuna göre değişimi.

Pürüzlü borularda ısı transferinin incelenmesi için $\lambda/w = 2, 4$ ve 8 için yapılan çalışmalar sonucunda Nusselt sayısının pürüz geometrisine göre değiştiği ve genellikle laminar bölgede büyüyen Reynolds sayıları ile arttığı bulunmuştur.

5.4. Pürüzlü Boru İçerisinde Sıcaklık Dağılımı

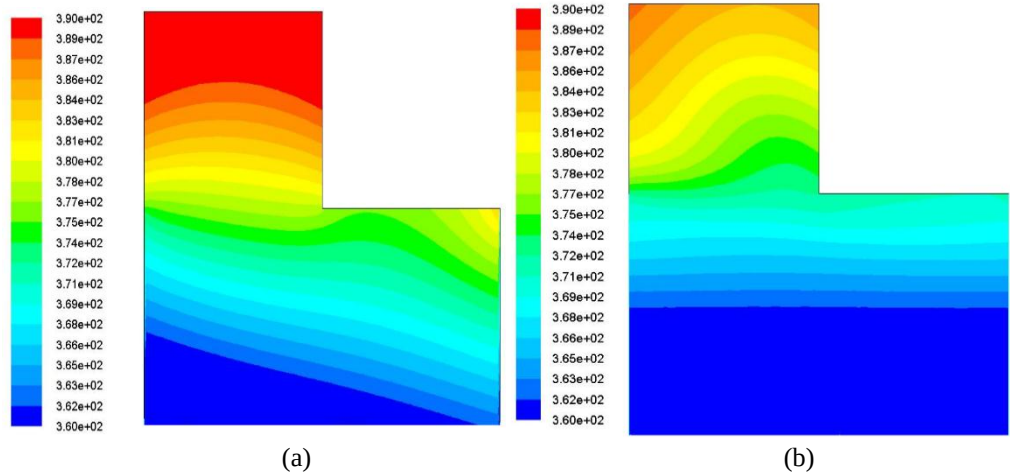
Yüzeyde gerçekleşen sabit ısı akısı ($q_s'' = 1000 \text{ W/m}^2$) ile yapılan çalışmalar sırasında pürüzlü boru içerisinde gerçekleşen akışa ait sıcaklık davranışlarının bilinmesi önemlidir. Yüksek pürüz sıklığına sahip geometriler ($\lambda/w = 2$) ile yapılan çalışmalarda Reynolds sayısının artmasıyla sıcaklık dağılımının yatay olarak değiştiği görülmektedir (Şekil 5.28). Artan pürüz boyutu ile yapılan çalışmalarda da benzer sonuç elde edilmiştir (Şekil 5.29).



Şekil 5. 28. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 2$, $k/D_{h,es} = 0,005$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 2$, $k/D_{h,es} = 0,005$, $Re=2000$.

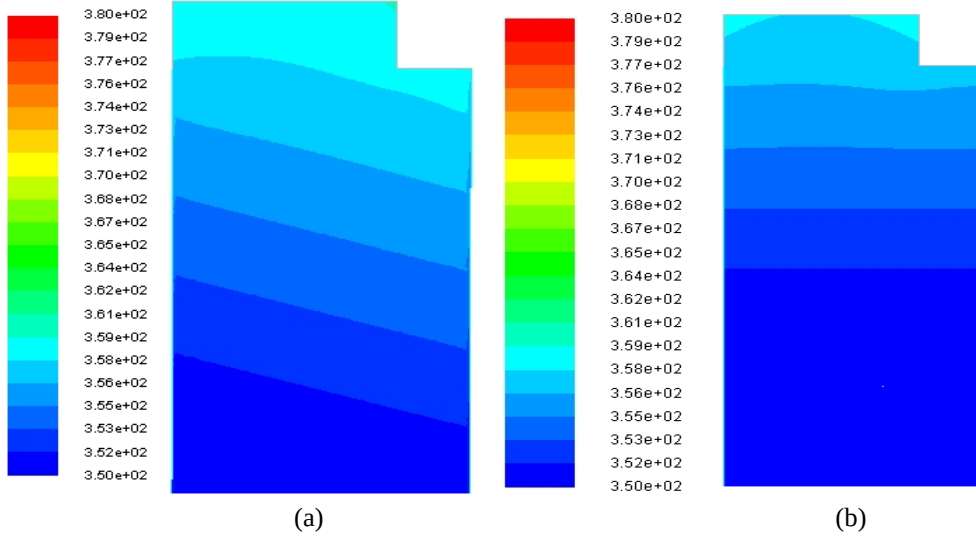
Artan pürüz boyutu ile boru içerisinde geçen akışkana ait maksimum sıcaklık ve çıkış sıcaklığının yükseldiği görülmüştür. Şekil 5.28 ile 5.29 karşılaştırıldığında bu farklılık görülmektedir.

Ayrıca, benzer geometrilerde Reynolds sayısı azaldığında pürüzlü boru içerisindeki akışkan sıcaklığı yükselmektedir. Şekil 5.29’da görüleceği üzere bu değişim küçük pürüz boyutunda az iken, pürüz boyutunun artması ile belirgin şekilde ortaya çıkmaktadır.



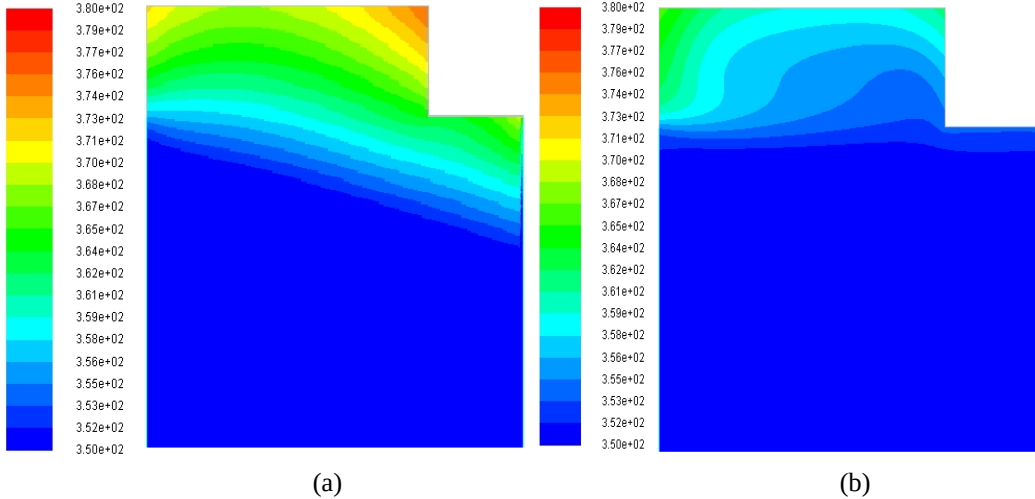
Şekil 5.29. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 2$, $k/D_{h,es} = 0,05$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 2$, $k/D_{h,es} = 0,05$, $Re=2000$.

Pürüz sıklığı azaldığında ($\lambda/w = 4$) benzer olarak Reynolds sayısının artmasıyla sıcaklık dağılım profillerinin yatay olarak düzeldiği gözlemlenmektedir (Şekil 5.30).



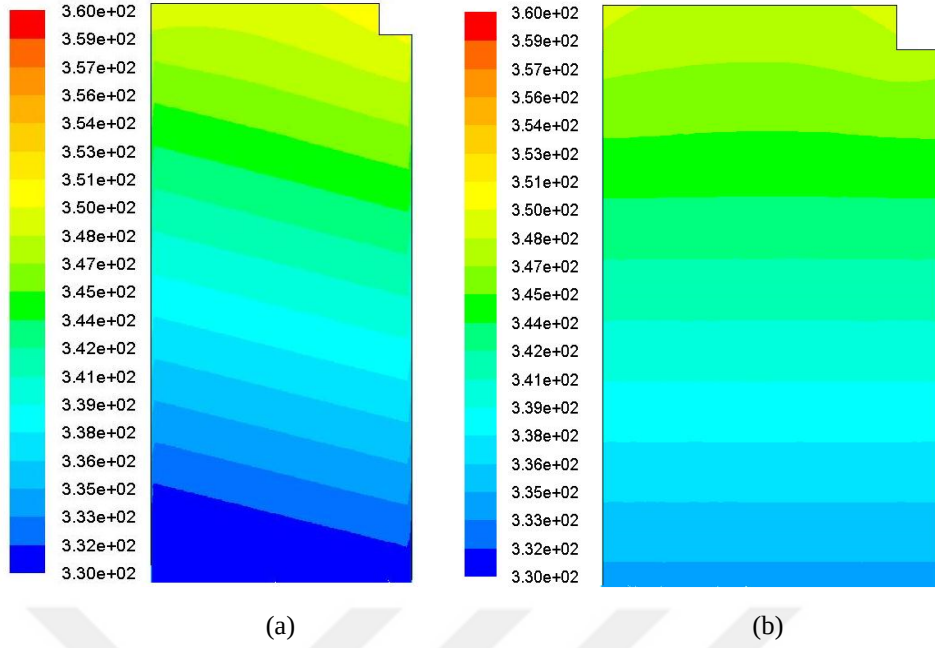
Şekil 5.30. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 4$, $k/D_{h,es} = 0,005$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 4$, $k/D_{h,es} = 0,005$, $Re=2000$.

Pürüz boyutunun artmasıyla pürüzlü boru içerisindeki akışkana ait sıcaklıkların yükseldiği görülmüştür. Benzer geometrilerde Reynolds sayısı azaldığında akışkan sıcaklığı daha sık pürüzlü boru geometrisine benzer olarak yükselmektedir. Fakat bu farklılık düşük Reynolds sayılarında da belirginleşmiştir (Şekil 5.30). Reynolds sayısının ve pürüz boyutunun artması ile pürüzler arasında oluşan tek çevri ile sıcaklık dağılımının büyük bir kısmının pürüzler arası boşlukta olduğu Şekil 5.31’de görülmektedir.



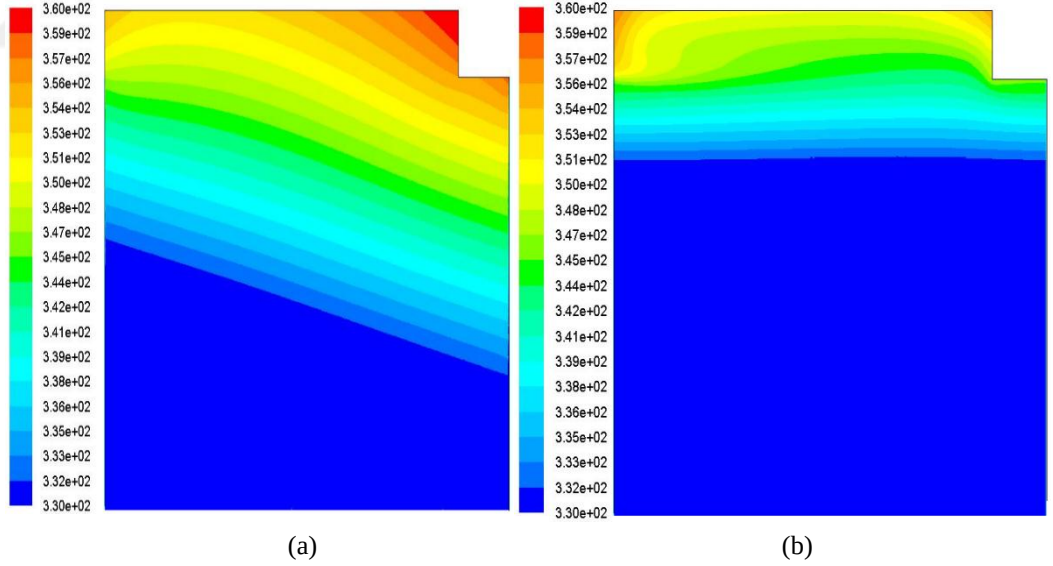
Şekil 5.31. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 4$, $k/D_{h,es} = 0,05$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 4$, $k/D_{h,es} = 0,05$, $Re=2000$.

Pürüz sıklığının daha da azaltılması sonucunda ($\lambda/w = 8$), Şekil 5.32 ve Şekil 5.33 ‘de görüleceği üzere pürüzlü boru içerisinden gerçekleşen akış sıcaklığı daha da düşmüştür. $\lambda/w = 2$ ve 4’deki benzer sonuçlar bu geometri için de görülmektedir.



Şekil 5.32. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 8$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 8$, $k/D_{h,eş} = 0,005$, $Re=2000$.

Reynolds sayısının ve pürüz boyutunun artması ile pürüzler arasındaki çevrinin tek yönlü büyümesine ilişkin sonuçları Şekil 5.33'de gözlemlenir.



Şekil 5.33. Değişen Reynolds sayıları ile pürüzlü borulardaki sıcaklık dağılımı a) $\lambda/w = 8$, $k/D_{h,eş} = 0,05$, $Re=2$ b) $\lambda/w = 8$, $k/D_{h,eş} = 0,05$, $Re=2000$.

Eşit ısı akısına ve Reynolds sayısına sahip pürüzlü borular içerisinde gerçekleşen laminar akışa ait sıcaklık profilleri incelendiğinde, pürüz boyutunun artması ile akış sıcaklığının arttığı görülmüştür. Benzer pürüz sıklığı ve büyüklüğünde ise artan Reynolds sayıları ile sıcaklık profilleri yatay olarak düzelmiştir.

6. SONUÇLAR

Pürüzlü borularda gerçekleşen laminar akışlara ait hidrodinamik ve ısı özellikler detaylı olarak incelendiğinde aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır.

- i. Pürüz elemanları arasında kalan boşluklarda çevriler oluşmaktadır. Düşük Reynolds sayılarında ve laminar akış için yeterince büyük sayılabilecek Reynolds sayılarında çevriler görülmektedir. Reynolds sayısı ve pürüz boyutunun değişimi ile çevri boyutları ve sayısı değişmektedir.
- ii. Pürüz elemanları arasında kalan boşluklarda oluşan çevriler nedeniyle düzensiz davranış sergileyen akış, pürüz elemanları etrafında tekrar düzelmektedir. Pürüz elemanlarının bulunduğu bölgede düzelen akış, kesitin daralması sonucunda hızlanmaktadır.
- iii. Pürüz elemanları nedeniyle akış geçiş çapının daralması akış hızını arttıracak için yüzey kayma gerilmesi artmaktadır. Bu durum basınç düşümünü de arttırmaktadır.
- iv. Pürüzlü yüzey nedeniyle oluşan akış daralmasının bir sonucu olarak yüzey kayma gerilmesi pürüzlülük elemanının başlangıcında ve bitiminde maksimum değeri alırken pürüzler arası boşluklarda çok düşük değerlere ulaşır.
- v. Pürüz boyutunun ve Reynolds sayısının artması ile literatürde pürüzsüz borular için sabit olarak kabul edilen Poiseuille sayısının arttığı görülmüştür. Laminar akışlar için büyük olarak nitelendirilebilecek Reynolds sayılarında pürüz boyutunun artması, Poiseuille sayısını ciddi oranda yükseltmiştir.
- vi. Akışın ilerlerken pürüz elemanları üzerinde düzelmeleri ve akış çapının daralması sonucunda pürüzlerin bulunduğu bölgede Nusselt sayısı daha yüksektir.
- vii. Pürüzler arası boşluklarda Nusselt sayısı akış boyunca düşük bir değere sahiptir.
- viii. Benzer geometri de artan Reynolds sayıları ile Nusselt sayıları da artmaktadır. Pürüzlü yüzey profili ile Nusselt sayısının değişimi yüksek düzeyde tutarlıdır, bu durum ısı transferinin yüzey pürüzlülüğüne duyarlı olduğunu göstermektedir.
- ix. Eşit Reynolds sayılarında artan pürüz boyutu ile boru içerisinden geçen akışkana ait maksimum sıcaklığın ve akışkan çıkış sıcaklığının yükseldiği görülmüştür.

Laminer akışlarda pürüzlülüğün sürtünme faktörü ve ısı transferine etkisi olmadığı teorik söylem olarak ifade edilir ancak yapılan nümerik çalışmalar sonrasında bu durumun tersi bir sonuç ortaya çıkmıştır. Boru içerisinde gerçekleşen laminer akışlar için yapılacak mühendislik uygulamalarında pürüzlülük etkisinin dikkate alınması gerekliliğı ortaya konulmuştur.



KAYNAKLAR DİZİNİ

- Aydın, O. and Avcı, M.,** 2006, Heat and fluid flow characteristics of gases in micropipes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(9-10):1723-1730 pp.
- Bahrami, M., Yovanovich, M.M. and Culham, J.R.,** 2005, Pressure drop of fully developed laminar flow in rough microtubes, *Journal of Fluids Engineering*, 128(3):632-637 pp.
- Bergman, T.L., Lavine, A.S., Incropera, F.P. and Dewitt, D.P.,** 2011, *Introduction to Heat Transfer*, sixth edition, John Wiley & Sons, Inc., USA, 960p.
- Bhattacharyya, S., Chattopadhyay, H. and Saha, S.K.,** “Numerical study on heat transfer enhancement of laminar flow through a circular tube with artificial rib roughness”, <http://www.mckvie.edu.in/site/assets/files/1390/me-19.pdf> (Erişim tarihi: 20 Mayıs 2019)
- Colebrook, C.F. and White, C.M.,** 1937, *Experiments with Fluid Friction in Roughened Pipes*, Imperial College, London, 381p.
- Çengel, Y.A. and Cimbala, J.M.,** 2011, *Akışkanlar Mekaniği Temelleri ve Uygulamaları*, (Editör: Tahsin Engin), 3. Baskıdan Çeviri, İzmir Güven Kitabevi
- Darcy, H.,** 1857, *Recherches Experimentales Relatives au Mouvement de l'Eau Dans Les Tuyaux*, Mallet-Bachelier, Paris, 268p.
- Everts, M., Ayres, S.R., Houwer, F.A.M., Vanderwagen, C.P., Kotze, N.M. and Meyer, J.P.,** 2014, The influence of surface roughness on heat transfer in the transitional flow regime, 15th International Heat Transfer Conference, 12p.
- Fanning, J.T.,** 1878, *A Practical Treatise on Water Supply Engineering*, David Van Nostrand, New York, 619p.
- Herwig, H.,** 2008, A new approach to understanding and modelling the influence of wall roughness on friction factors for pipe and channel flows, *Journal of Fluid Mechanics*, 613:35-53 pp.
- Herwig, H., Gloss, D. and Wenterodt, T.,** 2008, A new approach to understanding and modelling the influence of wall roughness on friction factors for pipe and channel flows, *Journal of Fluid Mechanics*, 613:35-53pp.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Huang, K., Wan, J.W., Chen, C.X., Mao, D.F. and Li, Y.Q.,** 2013, Experiments investigation of the effects of surface roughness on laminar flow in macro tubes, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 45:243-248 pp.
- Kandlikar, S.G., Schmitt, D., Carrano, A.L. and Taylor, J.B.,** 2005, Characterization of surface roughness effects on pressure drop in single-phase flow in minichannels, *Physics of Fluids* 17, 100606:1-11pp.
- Li, Z., Du, D. and Guo, Z.,** 2003, Experimental study on flow characteristics of liquid in circular microtubes, *Microscale Thermophysical Engineering*, 7(3):253–265pp.
- Mala, G.M. and Li, D.,** 1999, Flow Characteristics of Water in Micro Tubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(2):142-148pp.
- Moddy, L.F.,** 1944, Friction Factors for Pipe Flow, *ASME Trans.* 66, 671-683 pp.
- Motlagh, K.N.,** 2013, Influence of roughness on the flow behavior along the hydrodynamic interface for steady laminar flows, PhD Thesis, University of Calgary, 188p (published).
- Munson, B.R., Okiishi, T.H., Huebsch, W.W. and Rothmayer, A.P.,** 2013, *Fundamentals of Fluid Mechanics* (7th edition), John Wiley & Sons Inc., USA, 429p.
- Nikuradse, J.,** 1933, *Laws of Flow in Rough Pipes*, National Advisory Committee for Aeronautics, Washington, 62p.
- Patankar, S. V., Liu, C. H. and Sparrow, E. M.,** 1977, Fully-Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-Periodic Variations of Cross-Sectional Area, *ASME J. Heat Transfer*, 99:180-186pp.
- Senturk, U. and Smits, A.J.,** 2019, Roughness effects in laminar pipe flow, arXiv:1905.12479v1.
- Song, S., Yang, X., Xin, F. and Lu, T.J.,** 2018, Modeling of surface roughness effects on Stokes flow in circular pipes, *Physics of Fluids*, 30(2):023604.
- Taylor, J.B., Carrano, A.L. and Kandlikar, S.G.,** 2006, Characterization of the effect of surface roughness and texture on fluid flow—past, present, and future, *International Journal of Thermal Sciences* , 45:962-968 pp.

TEŞEKKÜR

Bu çalışma süresince yardımlarını esirgemeyen Ege Üniversitesi Makine Mühendisliği Öğretim Üyesi Doç. Dr. Utku ŞENTÜRK'e ve değerli jüri üyelerine, iş yerimde bana destek olan çalışma arkadaşlarım Uğur Tansel, Çağlar Solmaz, Batuhan Ün, Armağan Uysal ve Ersan Garip'e, çalışmalarım sırasında çalışmayı bitirebilmem için ümit verdiği ve destek olduğu için Uğur Yıldırım ve İrem Solmaz'a ve son olarak çok sevdiğim aileme teşekkür ederim.

06 / 08 / 2019



Ömer YILDIZ

ÖZGEÇMİŞ

Ömer YILDIZ, 11 Eylül 1991 yılında Denizli’de dünyaya gelmiştir. İlk ve orta öğrenimini Merkez İlköğretim okulunda tamamladıktan sonra, lise diplomasını Denizli Anadolu Lisesi’nden almıştır. 2009 yılında hazırlık sınıfı ile başladığı İstanbul Teknik Üniversitesi serüvenini, 2014 yılında aldığı Makine Mühendisliği Lisans Diploması ile sonlandırmıştır. Mesleki kariyerini, 1 yıl basınçlı kaplar ve buhar kazanları sektöründe proje tasarımcısı olarak çalıştıktan sonra, 2015 yılından itibaren Vestel Ticaret A.Ş. ’de Teknik Ürün Sorumlusu olarak sürdürmektedir.

