



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ-CERRAHPAŞA
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ**



[DOKTORA TEZİ]

**[SALINIMLI AKIŞ İÇİN DALGALI YÜZEYLİ KANALLARDA ISI
GEÇİŞİ VE BASINÇ DÜŞÜMÜNÜN LATTICE BOLTZMANN
METODUYLA SAYISAL İNCELENMESİ]**

[Mert ÖZSABAN]

**[DANIŞMAN
Prof. Dr. Hasan Rıza GÜVEN]**

[Makine Mühendisliği Anabilim Dalı]

[Makine Mühendisliği Programı]

[İSTANBUL-2020]

Bu çalışma, 27.04.2020 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Makine Mühendisliği Anabilim Dalı, Makine Mühendisliği Programında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

Prof. Dr. Hasan Rıza GÜVEN (Danışman)
İstanbul Üniversitesi-Cerrahpaşa
Mühendislik Fakültesi

Prof. Dr. Erol UZALI
İstanbul Üniversitesi-Cerrahpaşa
Mühendislik Fakültesi

Prof. Dr. Adnan MİDİLLİ
Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi

Prof. Dr. Mesut GÜR
İstanbul Teknik Üniversitesi
Makina Fakültesi

Prof. Dr. Alp Er Şevki KONUKMAN
Gebze Teknik Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi



20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi-Cerrahpaşa’nın abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Lisansüstü Eğitim Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır. |

ÖNSÖZ

Doktora çalışmam sırasında benden desteğini hiçbir zaman esirgemeyen danışmanım sayın Prof. Dr. Hasan Rıza GÜVEN'e saygı ve minnettarlığımı sunarım.

Çalışmalarına destek olan sayın Doç. Dr. Erman ASLAN'a ve Anabilim Dalındaki bütün hocalarıma minnettarlarımı sunarım.

Doktora tez izleme komitesinde bulunan sayın Prof. Dr. Adnan MİDİLLİ ve sayın Prof. Dr. Erol UZAL'a tez çalışması sürecinde göstermiş oldukları ilgi ve destekten dolayı teşekkürlerimi sunarım.

Her zaman desteklerini esirgemeyen eşim Aysel ÖZSABAN'a ve oğlum Oğuz ÖZSABAN'a gösterdikleri anlayıştan dolayı teşekkürlerimi sunarım. |

Nisan 2020

[Mert ÖZSABAN]

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
ŞEKİL LİSTESİ	vii
TABLO LİSTESİ.....	xvi
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xvii
ÖZET	xix
SUMMARY	xxi
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR.....	3
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	11
3.1. BOLTZMANN DENKLEMİ.....	11
3.2. BGKW YAKLAŞIMI	13
3.3. LATTICE YAPILARI	14
3.4. MATEMATİK VE SAYISAL FORMÜLASYON.....	15
3.5. LATTICE BOLTZMANN DENKLEMİNİN HİDRODİNAMİĞİ	16
3.7. AYRIKLAŞTIRILMIŞ DENKLEMLER	17
3.8. LATTICE BOLTZMANN METODU DUVAR ÇÖZÜM YÖNTEMLERİ	18
3.8.1. Merdiven Metodu (MRD)	18
3.8.2. Kavisli Duvar Çözüm Yöntemleri.....	20
3.8.2.1. Ekstrapolasyon Metodu (EKST)	21
3.8.2.2. Filippova-Hänel Metodu (FH)	24
3.8.2.3. Mei-Luo-Shyy Metodu (MLS)	25
3.9. FLUENT REFERANS HESAPLAMASI	25
3.10. SINIR KOŞULLARININ TANIMLANMASI	26
3.11. KULLANILAN BOYUTSUZ SAYILAR	28
4. BULGULAR.....	34
4.1. DOĞRULAMA ÇALIŞMALARI	34
4.1.1. Kare Çalışma Alanında Kapak Tahrikli Akış.....	34
4.1.2. Gelişen Kanal Akışı.....	38
4.1.3. Tam Gelişmiş Kanalda Akış ve Isı Transferi	42

4.1.4. Kare Engelli Kanalda Akış ve Isı Transferi	43
4.1.5. Çoklu Engelli Kanalda Akış ve Isı Transferi	55
4.2. KARŞILAŞTIRMALI DALGALI KANAL AKIŞI	58
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	118
KAYNAKLAR.....	120
EKLER	125
EK 1. Dalgalı kanal için LBM kodu akış şeması.	125
ÖZGEÇMİŞ	127

|



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 3.1: 1 boyutlu, 2 boyutlu ve 3 boyutlu lattice yapısı örnekleri.	15
Şekil 3.2: Merdiven metodunda sınır noktaları ve fiziksel sınır.	19
Şekil 3.3: Sınır şartlarının tipik çalışma alanı ve lattice yapıları ile gösterimi.	19
Şekil 3.4: Kavisli duvar için şematik resim (Guo, 2002; Filippova, 1998; Mei, 1999).	20
Şekil 3.5: Direnç (sürükleme) kuvvetinin hesaplanması için kare iç geometrisine gelen yüklerin şematik gösterimi.	29
Şekil 3.6: Kaldırma (taşıma) kuvvetinin hesaplanması için kare iç geometrisine gelen yüklerin şematik gösterimi.	30
Şekil 3.7: Dalgalı kanalda giriş hızının zamana bağlı değişimi.	33
Şekil 4.1: Kare çalışma alanında kapak tahrikli akış için sınır koşulları.	34
Şekil 4.2: Kare çalışma alanında kapak tahrikli akış için Lattice Boltzmann boyutsuz hız (u/u_0) değeri (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s) (a) LBM $Re=200$, ağ yapısı=100x100, (b) LBM $Re=1000$, ağ yapısı=300x300, (c) Fluent $Re=200$, ağ yapısı=100x100, (d) Fluent $Re=1000$, ağ yapısı=300x300.	35
Şekil 4.3: LBM ve Fluent çözümlerine ait $Re=200$, ağ yapısı=100x100, $x=1/2H$ 'deki boyutsuz hız grafiği.	36
Şekil 4.4: LBM ve Fluent çözümlerine ait $Re=200$, ağ yapısı=100x100, $y=1/2H$ 'deki boyutsuz hız grafiği.	36
Şekil 4.5: LBM ve Fluent çözümlerine ait $Re=1000$, ağ yapısı=300x300, $x=1/2H$ 'deki boyutsuz hız grafiği.	37
Şekil 4.6: LBM ve Fluent çözümlerine ait $Re=1000$, ağ yapısı=300x300, $y=1/2H$ 'deki boyutsuz hız grafiği.	37
Şekil 4.7: Kanal akışı için sınır koşulları.	38
Şekil 4.8: Gelişen kanal akışı için aksenal boyutsuz hız (u/u_0) dağılımı (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s) (ağ yapısı: 600x50) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$, (c) LBM $Re=200$, (d) Fluent $Re=200$	39
Şekil 4.9: LBM $Re=50$, ağ yapısı 600x50 hidrodinamik giriş uzunluğu ve y-simetri eksenindeki boyutsuz hız (u/u_0) profili ($u_0=0,1$).	40

Şekil 4.10: LBM $Re=200$, ağ yapısı 600×50 hidrodinamik giriş uzunluğu ve y-simetri eksenindeki boyutsuz hız (u/u_0) profili ($u_0=0,1$).	40
Şekil 4.11: LBM $Re=50$, ağ yapısı 600×50 tam gelişmiş hidrodinamik akış boyutsuz hız profili (u/u_0) ($u_0=0,1$).	41
Şekil 4.12: LBM $Re=200$ ağ yapısı= 600×50 ve 2400×200 tam gelişmiş hidrodinamik akış boyutsuz hız profili.	41
Şekil 4.13: Tam gelişmiş kanalda akış için sınır koşulları.	42
Şekil 4.14: TGHP’de duvarlarda sabit sıcaklık sınır koşulu verilen kanal akışı için boyutsuz sıcaklık dağılımı ($Re=50$, $Pr=0,7$, ağ yapısı: 600×50 , $dx=1$, $dt=1$) (a) LBM, (b) Fluent.	42
Şekil 4.15: Engelli kanal akışı için sınır koşulları.	43
Şekil 4.16: Engelli kanal akışı için Lattice Boltzmann eksenel boyutsuz hız (u/u_0) dağılımı (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s, ağ yapısı: 205×40 , $dx=1$, $dt=1$) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$	44
Şekil 4.17: 50 Reynolds sayısında Y-simetri eksenindeki Fluent ve LBM çözümlerine ait boyutsuz hız profilleri.	44
Şekil 4.18: 50 Reynolds sayısında $X=40$ ’taki Fluent ve LBM çözümlerine ait boyutsuz hız profilleri.	45
Şekil 4.19: Engelli kanal akışı için Lattice Boltzmann eksenel anlık boyutsuz hız (u/u_0) dağılımı (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s, ağ yapısı: 1640×320 , $dx=0,125$, $dt=0,125$) (a) LBM $Re=1000$, (b) Fluent $Re=1000$	45
Şekil 4.20: Engelli kanal akışı için Lattice Boltzmann eksenel ortalama boyutsuz hız (u/u_0) dağılımı (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s, ağ yapısı: 1640×320 , $dx=0,125$, $dt=0,125$) (a) LBM $Re=1000$, (b) Fluent $Re=1000$	46
Şekil 4.21: $Re=1000$ ’deki LBM ve Fluent çözümlerine ait y-simetri boyutsuz ortalama hız grafiği ($dt=0,125$).	47
Şekil 4.22: $Re=1000$ ’deki LBM ve Fluent çözümlerine ait $x=55$ ’teki boyutsuz ortalama hız grafiği ($dt=0,125$).	47
Şekil 4.23: $Re=1000$ ’deki LBM ve Fluent çözümlerine ait $x=155$ ’teki boyutsuz ortalama hız grafiği ($dt=0,125$).	48
Şekil 4.24: $Re=1000$ ’deki LBM ve Fluent çözümlerine ait $x=200$ ’deki boyutsuz ortalama hız grafiği ($dt=0,125$).	48
Şekil 4.25: LBM çözümüne ait $Re=1000$ ’deki C_D , C_L katsayıları.	49
Şekil 4.26: Fluent çözümüne ait $Re=1000$ ’deki C_D , C_L katsayıları.	50

Şekil 4.27: Tek kare engelli kanal akışı için boyutsuz sıcaklık dağılımı (Ağ yapısı: 205x40, $dx=1$, $dt=1$) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$	51
Şekil 4.28: LBM ve Fluent çözümlerine ait tek kare engel için $Re=50$, $Pr=0,7$ ağ yapısı 205x40, $x=40$ 'taki boyutsuz sıcaklık profili.....	52
Şekil 4.29: LBM ve Fluent çözümlerine ait tek kare engel için $Re=50$, $Pr=0,7$, ağ yapısı 205x40 Nusselt sayısı eğrisi.	53
Şekil 4.30: Tek kare engelli kanal akışı için anlık boyutsuz sıcaklık dağılımı (Ağ yapısı:1640x320, $dx=0,125$, $dt=0,125$ $Pr=0,7$) (a) LBM $Re=1000$, (b) Fluent $Re=1000$	53
Şekil 4.31: LBM ve Fluent çözümlerine ait tek kare engel için $Re=1000$, $Pr=0,7$ ağ yapısı:1640x320, $dx=dt=0,125$ anlık Nusselt sayısı eğrisi.....	54
Şekil 4.32: Tek kare engelli kanal akışı için ortalama boyutsuz sıcaklık dağılımı (Ağ yapısı:1640x320, $dx=0,125$, $dt=0,125$ $Pr=0,7$) (a) LBM $Re=1000$, (b) Fluent $Re=1000$	54
Şekil 4.33: LBM ve Fluent çözümlerine ait tek kare engel için $Re=1000$, $Pr=0,7$, $dx=dt=0,125$ ağ yapısı 1640x320 ortalama Nusselt sayısı eğrisi.	55
Şekil 4.34: İki daire engelli kanal akışı için sınır koşulları.....	55
Şekil 4.35: İki daire engelli kanal akışı için hız dağılımı ($u_0=0,1$, Ağ yapısı:600x120, $dx=1/3$, $dt=1/3$) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$	56
Şekil 4.36: İki dairesel engelde y-simetri eksenindeki Fluent ve LBM çözümlerine ait hız grafiği ($Re=50$, $dx=1/3$)......	56
Şekil 4.37: İki daire engelli kanal akışı için boyutsuz sıcaklık dağılımı ($u_0=0,1$, Ağ yapısı:600x120, $dx=1/3$, $dt=1/3$, $Pr=0,7$) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$	57
Şekil 4.38: LBM ve Fluent çözümlerine ait iki daire engel için $Re=50$, $Pr=0,7$, ağ yapısı 600x120 $dx=dt=1/3$ Nusselt sayısı eğrisi.	57
Şekil 4.39: $b=7,5$ dalgalı kanal akışı için sınır koşulları.	58
Şekil 4.40: $b=10$ dalgalı kanal akışı için sınır koşulları.	58
Şekil 4.41: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanalda bir hatvenin simetri ekseninin üst kısmının ağ görüntüsü.	59
Şekil 4.42: Nusselt sayısı ve sürtünme faktörü hesaplamalarında kullanılan kesitler.	59
Şekil 4.43: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.....	61
Şekil 4.44: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.....	62

Şekil 4.45: $Re=50$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	63
Şekil 4.46: $Re=50$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	63
Şekil 4.47: $Re=50$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	64
Şekil 4.48: $Re=50$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	64
Şekil 4.49: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.	65
Şekil 4.50: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.	66
Şekil 4.51: $Re=50$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	67
Şekil 4.52: $Re=50$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	67
Şekil 4.53: $Re=50$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	68
Şekil 4.54: $Re=50$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	68
Şekil 4.55: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.	69
Şekil 4.56: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.	70
Şekil 4.57: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.	71
Şekil 4.58: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.	72

Şekil 4.59: $Re=100$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	73
Şekil 4.60: $Re=100$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	73
Şekil 4.61: $Re=100$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	74
Şekil 4.62: $Re=100$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	74
Şekil 4.63: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.	75
Şekil 4.64: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.	76
Şekil 4.65: $Re=100$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	77
Şekil 4.66: $Re=100$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	77
Şekil 4.67: $Re=100$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	78
Şekil 4.68: $Re=100$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	78
Şekil 4.69: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.	79
Şekil 4.70: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.	80
Şekil 4.71: $Re=200$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.	81
Şekil 4.72: $Re=200$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.	82

Şekil 4.73: Re=200'de b=7,5 dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) F=400 $u_A^*=0,5$, (c) F=400 $u_A^*=0,25$, (d) F=200 $u_A^*=0,5$, (e) F=200 $u_A^*=0,25$	83
Şekil 4.74: Re=200'de b=7,5 dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) F=400 $u_A^*=0,5$, (c) F=400 $u_A^*=0,25$, (d) F=200 $u_A^*=0,5$, (e) F=200 $u_A^*=0,25$	83
Şekil 4.75: Re=200'de b=10 dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) F=400 $u_A^*=0,5$, (c) F=400 $u_A^*=0,25$, (d) F=200 $u_A^*=0,5$, (e) F=200 $u_A^*=0,25$	84
Şekil 4.76: Re=200'de b=10 dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) F=400 $u_A^*=0,5$, (c) F=400 $u_A^*=0,25$, (d) F=200 $u_A^*=0,5$, (e) F=200 $u_A^*=0,25$	84
Şekil 4.77: Re=200'de b=7,5 ve b=10 dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.	85
Şekil 4.78: Re=200'de b=7,5 ve b=10 dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.	86
Şekil 4.79: Re=200'de b=7,5 dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) F=400 $u_A^*=0,5$, (c) F=400 $u_A^*=0,25$, (d) F=200 $u_A^*=0,5$, (e) F=200 $u_A^*=0,25$	87
Şekil 4.80: Re=200'de b=7,5 dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) F=400 $u_A^*=0,5$, (c) F=400 $u_A^*=0,25$, (d) F=200 $u_A^*=0,5$, (e) F=200 $u_A^*=0,25$	87
Şekil 4.81: Re=200'de b=10 dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) F=400 $u_A^*=0,5$, (c) F=400 $u_A^*=0,25$, (d) F=200 $u_A^*=0,5$, (e) F=200 $u_A^*=0,25$	88
Şekil 4.82: Re=200'de b=10 dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) F=400 $u_A^*=0,5$, (c) F=400 $u_A^*=0,25$, (d) F=200 $u_A^*=0,5$, (e) F=200 $u_A^*=0,25$	88
Şekil 4.83: Re=200'de b=7,5 ve b=10 dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.	89
Şekil 4.84: Re=200'de b=7,5 ve b=10 dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.	90
Şekil 4.85: Re=300'de b=7,5 ve b=10 dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.	91
Şekil 4.86: Re=300'de b=7,5 ve b=10 dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.	92

Şekil 4.87: $Re=300$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	93
Şekil 4.88: $Re=300$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	93
Şekil 4.89: $Re=300$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	94
Şekil 4.90: $Re=300$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	94
Şekil 4.91: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.	95
Şekil 4.92: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.	96
Şekil 4.93: $Re=300$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	97
Şekil 4.94: $Re=300$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	97
Şekil 4.95: $Re=300$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	98
Şekil 4.96: $Re=300$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$	98
Şekil 4.97: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.	99
Şekil 4.98: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.	100
Şekil 4.99: $b=7,5$ dalgalı kanal için farklı çözüm yöntemlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$	102
Şekil 4.100: $b=7,5$ dalgalı kanal için farklı çözüm yöntemlerinin Reynolds sayısına göre Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$	103

Şekil 4.101: $b=10$ dalgalı kanal için farklı çözüm yöntemlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $uA^*=0,5$, (c) $F=400$, $uA^*=0,25$, (d) $F=200$, $uA^*=0,5$, (e) $F=200$, $uA^*=0,25$	104
Şekil 4.102: $b=10$ dalgalı kanal için farklı çözüm yöntemlerinin Reynolds sayısına göre Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $uA^*=0,5$, (c) $F=400$, $uA^*=0,25$, (d) $F=200$, $uA^*=0,5$, (e) $F=200$, $uA^*=0,25$	105
Şekil 4.103: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için Fluent çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $uA^*=0,5$, (c) $F=400$, $uA^*=0,25$, (d) $F=200$, $uA^*=0,5$, (e) $F=200$, $uA^*=0,25$	106
Şekil 4.104: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için LBM-MRD çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $uA^*=0,5$, (c) $F=400$, $uA^*=0,25$, (d) $F=200$, $uA^*=0,5$, (e) $F=200$, $uA^*=0,25$	107
Şekil 4.105: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için LBM-EKST çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $uA^*=0,5$, (c) $F=400$, $uA^*=0,25$, (d) $F=200$, $uA^*=0,5$, (e) $F=200$, $uA^*=0,25$	108
Şekil 4.106: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için LBM-FH çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $uA^*=0,5$, (c) $F=400$, $uA^*=0,25$, (d) $F=200$, $uA^*=0,5$, (e) $F=200$, $uA^*=0,25$	109
Şekil 4.107: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için LBM-MLS çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $uA^*=0,5$, (c) $F=400$, $uA^*=0,25$, (d) $F=200$, $uA^*=0,5$, (e) $F=200$, $uA^*=0,25$	111
Şekil 4.108: İki dalgalı kanal için Fluent çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.	112
Şekil 4.109: İki dalgalı kanal için LBM-MRD çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.	113
Şekil 4.110: İki dalgalı kanal için LBM-EKST çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.	114
Şekil 4.111: İki dalgalı kanal için LBM-FH çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.	115

Şekil 4.112: İki dalgalı kanal için LBM-MLS çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.116



TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 3.1: D1Q3 Lattice Yapısı.....	14
Tablo 3.2: D2Q9 Lattice Yapısı.....	14
Tablo 3.3: D3Q15 Lattice Yapısı.....	14
Tablo 4.1: Tam gelişmiş hız profili kanal akışında $dx=1$ iken $Re=50$ için Nusselt sayısı.	43
Tablo 4.2: Direnç (sürükleme) katsayıları (C_D).....	50
Tablo 4.3: Resirkülasyon bölgesi uzunlukları.	50
Tablo 4.4: LBM ve Fluent Akış periyotu çözüm süresi.	51
Tablo 4.5: $b=7.5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS metoduna göre çeşitli akış tiplerinde Reynolds sayına bağlı Nusselt sayısı formülleri.	116
Tablo 4.6: $b=7.5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS metoduna göre çeşitli akış tiplerinde Reynolds sayına bağlı sürtünme faktörü formülleri.	117

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler

Açıklama

μ	: Dinamik viskozite (kg/ms)
ν	: Kinematik viskozite (m ² /s)
α	: Isıl yayınma (difüzyon) katsayısı (m ² /s)
u	: Yatay doğrultudaki akışkan hızı (m/s)
u_M	: Yatay doğrultudaki akışkanın ortalama hızı (m/s)
u_A	: Yatay doğrultudaki akışkanın hız değişkeni (m/s)
v	: Dikey doğrultudaki akışkan hızı (m/s)
F	: Boyutsuz frekans
Re	: Reynolds sayısı
Pr	: Prandtl sayısı
θ	: Boyutsuz sıcaklık
u_A^*	: Boyutsuz genlik
f	: Dağılım fonksiyonu
f	: Sürtünme Faktörü
f^{eq}	: Denge dağılım fonksiyonu
f^{ne}	: Denge dışı dağılım fonksiyonu
t	: Zaman (s)
ρ	: Yoğunluk (kg/m ³)
e	: İç enerji (J)
ω	: Çarpışma sıklığı (s ⁻¹)
τ	: Rahatlama faktörü (s)
τ	: Kayma gerilmesi (N/m ²)
c	: Lattice hızı (m/s)
k_B	: Boltzmann sabiti (J/kgK)
A	: Yüzey alanı (m ²)
C_D	: Direnç katsayısı
F_D	: Direnç kuvveti (F)
C_L	: Kaldırma katsayısı
F_L	: Kaldırma kuvveti (F)
ε	: Hata
b	: Dalgalı kanalda en yüksek genişliğin yarısı (m)
T	: Sıcaklık (K)
D_h	: Hidrolik çap (m)
h	: Isı taşınım katsayısı (W/m ² K)
$\dot{m}$	: Kütleli debi (kg/s)
c_p	: Sabit basınçta özgül ısı (J/kgK)
C	: Courant sayısı
P	: Basınç (N/m ²)

Kısaltmalar

Açıklama

LBM	: Lattice Boltzmann Metodu
HAD	: Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği

MLS	: Mei-Luo-Shyy Metodu
FH	: Filippova-Hänel Metodu
MRD	: Merdiven Metodu
EKST	: Ekstrapolasyon Metodu
SEY	: Sonlu Elemanlar Yöntemi
SFY	: Sonlu Farklar Yöntemi



ÖZET

[DOKTORA TEZİ]

[SALINIMLI AKIŞ İÇİN DALGALI YÜZEYLİ KANALLARDA ISI GEÇİŞİ VE BASINÇ DÜŞÜMÜNÜN LATTICE BOLTZMANN METODUYLA SAYISAL İNCELENMESİ]

[Mert ÖZSABAN]

İstanbul Üniversitesi-Cerrahpaşa

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü

[Makine Mühendisliği Anabilim Dalı]

[Danışman : Prof. Dr. Hasan Rıza GÜVEN]

Bu tez çalışmanın amacı, salınlımlı akışın farklı dalgalı kanal geometrilerinde ısı transferi ve basınç düşümünü Lattice Boltzmann Metodu (LBM) ile incelemektir. Bu bağlamda, iki boyutlu bir kanalda kararlı ve kararsız sıkıştırılmaz akış ve ısı transferinin sayısal analizi Fortran'da programlanan kod ile yapılmıştır. Momentum ve enerji hesaplamaları LBM ile modellenmiştir. Bu çalışmada, tek rahatlama zamanı kuralı ile kare ağ yapısı kullanılmıştır. Bu tez çalışmasında $Re=50,100,200,300$, $Pr=0,7$, alt ve üst duvar sabit sıcaklıkta iki farklı keskin kenarlı dalgalı duvar yapısına sahip bir kanalda farklı frekans ve genlikteki salınlımlı akışla iki boyutlu Lattice Boltzmann Metoduyla (LBM) ve ticari HAD programı olan Fluent'de çözümler yapılmıştır. Boyutsuz frekans $F=400$ ve $F=200$ ve boyutsuz genlik $u_A^*=0,5$, $u_A^*=0,25$ olarak her bir LBM ve Fluent çözümünde geometriler (maksimum kanal genişliğinin yarısı) $b=7,5$ (dar) ve $b=10$ (geniş) olacak şekilde çözümler yapılmıştır. Kararlı rejim, farklı frekans ve genliklerdeki akışlar ile iki boyutlu farklı iki dalgalı kanalda çözümler yapılmıştır. Bu çözümler Lattice Boltzmann metodunun farklı yöntemleri ile yapılmıştır. Bu yöntemler merdiven, MLS, FH ve ekstrapolasyon olmuştur. Bu yöntemlerle elde edilen sonuçlar hem birbiriyle hem de Fluent'le

özölerek karşılaştırılmıştır. Bu kapsamda akışların sürtünme faktörü ile Nusselt sayıları incelenmiş olup yapılan çözümlerde değlerlerin oldukça birbirine yakın çıktığı görölmüşür. Çoğunlukla en yüksek değler ekstrapolasyon ve merdiven yöntemleriyle elde edilen çözümlerle çıkmış olup en düşük değler Fluent ile yapılan çözümlerden elde edilmiştir. FH ve MLS yöntemlerinin Fluent'e en yakın çıkan değler olduğu görölmüşür. $b=7,5$ dalgalı kanalının $b=10$ dalgalı kanala göre Nusselt sayısının ve sürtünme faktörünün daha yüksek çıktığı görölmüşür. Bu çözümler sırasında akışın sıkıştırılmaz olduğu ve malzeme özelliklerinin aynı olduğu kabulü yapılmıştır. Dar kanalda ısı transfer miktarının daha fazla olduğu belirlenmiştir. Her durumda Reynolds sayısı arttıkça Nusselt sayının arttığı buna mukabil sürtünme faktörünün azaldığı belirlenmiştir. MLS yöntemiyle en yüksek Nusselt sayısı $Re=300$ 'de dar kanalda 8,628, geniş kanalda 8,922 değeri ile $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışıyla elde edilmiştir.

Nisan 2020, [127], sayfa.

Anahtar kelimeler: [Lattice Boltzmann Metodu, dalgalı kanal, salınımlı akış, kavisli sınır.]

SUMMARY

[Ph.D. THESIS]

**[NUMERICAL INVESTIGATION OF HEAT TRANSFER AND PRESSURE
DROP IN WAVY CHANNELS FOR PULSATILE FLOW WITH LATTICE
BOLTZMANN METHOD]**

[Mert ÖZSABAN]

Istanbul University-Cerrahpasa

Institute of Graduate Studies

[Department of Mechanical Engineering]

Supervisor : [Prof. Dr.] [Hasan Rıza GÜVEN]

The aim of this thesis is to examine heat transfer and pressure drop in different wavy channel geometries of pulsatile flow with Lattice Boltzmann Method (LBM). In this context, a numerical analysis of steady state and unsteady incompressible flow and heat transfer was performed in a two-dimensional channel. Momentum and energy calculations are modelled with LBM. In this study, the square mesh structure was used with the single relaxation time. In this thesis, solutions were made in $Re=50,100,200,300$, $Pr=0.7$, upper and lower wall constant temperature in a channel with two different sharp-edged wavy wall structures using two-dimensional Lattice Boltzmann Method (LBM) and commercial CFD Program Fluent with different frequency and amplitude pulsatile flow. In each LBM and Fluent solution, geometries (half of the maximum channel width) $b=7.5$ (narrow) and $b=10$ (wide) were made in each LBM and Fluent solution as nondimensional frequencies $F=400$ and $F=200$ and nondimensional amplitudes $u_A^*=0.5$, $u_A^*=0.25$. Steady state, and different frequencies and amplitudes flows solutions were made in two-dimensional two different wavy channels. These solutions were

made using different methods of lattice Boltzmann method. These methods have been staircase, extrapolation, MLS and FH. The results obtained by these methods were compared both with each other and with Fluent. In this context, the friction factor of the flows and Nusselt numbers were examined and the values were found to be very close to each other in the solutions. Most of the highest values are obtained by extrapolation and staircase solutions and the lowest values are derived from solutions made with Fluent. FH and MLS methods have been shown to be the closest values to Fluent. It was observed that the Nusselt number and friction factor of the $b=7.5$ wavy channel was higher than the $b=10$ wavy channel. During these solutions, it was accepted that the flow was incompressible and that the material properties were the same. It was determined that the amount of heat transfer in the narrow channel was higher. In any case, when the Reynolds number increased, the Nusselt number increased, and the friction factor decreased. The highest Nusselt number was obtained by MLS in $Re=300$ with 8.628 in narrow channel, 8.922 in the wide channel in the flow of $F=200$ $u_A^*=0.5$.

April 2020, 127 pages.

Keywords: | Lattice Boltzmann Method, wavy channel, pulsatile flow, curved boundary. |

1. GİRİŞ

Lattice Boltzmann metoduna dayalı ticari ya da açık kaynak kodlu yazılımlar hâlihazırda mevcut ise de durum bilinen HAD yöntemlerine nazaran çok daha farklıdır. İyi bilinen, yaygınlaşmış yöntemlerin kullanımından çok, yeni gelişmelerin ön planda olduğu LBM alanında, ticari amaçlı bazı LBM programları vardır. Bu programlar da oldukça kapalı olduklarından, daha çok sanayi kullanımına uygun olup, akademik çalışmalar için pek uygun bulunmamaktadır. Bazı açık kod yazılımları bulunsan bile, bunların gelişmişlik veya güncellik seviyeleri sınırlı olup, güvenilirlikleri de tartışmaya açıktır.

Bu tez kapsamında iki-boyutlu LBM kodu geliştirilmiş, dalgalı yüzeyle kanallarda ısı geçişi ve basınç düşümü karakteristikleri, kararlı rejim ve salınımlı akış koşullarında incelenmiştir. Daha uygun bir deyişle farklı dalgalı kanal geometrilerinin sabit ve farklı salınımlı hız giriş koşullarının ısı geçişi ve akışa olan etkisini incelemek için LBM ile modellenmesi tezin başlıca amacıdır.

Geliştirilen LBM yazılım programında, konuyla ilgili kaynak kitaplardaki temel kodlar esas alınmıştır. Tez konusu ile ilgili bugüne kadar yapılan çalışmalar araştırılmış ve literatür taraması yapılmıştır. Literatür taraması, koda her katılan yeni bir özellik için yeniden yapılarak tezin başından sonuna kadar literatür taraması güncellenmiştir. Bir doğrulama aşamasından sonra program, güncel modellerin de programa katılması ve gerekli yerlerde özgün modellerin geliştirilmesi ile amaca uygun olarak güncel bir yazılım programı geliştirilmiştir. Geliştirilmiş olan LBM programı, ileride daha değişik konulardaki bilimsel çalışmalar için de bir referans olacaktır. Yapılan çalışmanın uzun vadeli kazanımlardan biri de budur.

İlk kod geliştirme aşamasında basit geometriler ile ısı geçişi ve akışkanlar mekaniği problemleri çözülüp doğrulanması yapılmıştır. Bu kapsamda farklı geometrili kanal akışı ve kare çalışma alanında kapak tahrikli akış LBM ile incelenmiş ve doğrulanmıştır. Doğrulama çalışmaları, ticari olarak başarısı kanıtlanmış olan Sonlu Hacimler Yöntemini kullanan HAD yazılım programı ile gerçekleştirilmiştir. Daha sonra iç geometri eklemesi (implementasyonu) ile programın karmaşık geometrileri çözer hale getirilmesi sağlanmıştır. Bu konuda literatür

araştırması yapılmıştır. İ geometri implementasyonu başlangıcında iki-boyutlu alışma alanında akış, i ve sınır noktalarının tayini yapılmıştır. Bu bilgiler kullanılarak merdiven şekli ve kavisli sınır durumlar iin duvarda kaymama sınır koşulu uygulanmıştır. Kavisli durumlar iin bazı metotlar araştırılmış ve iki-boyutlu LBM koduna eklenmiştir. İ akış özömlemesi, istenilen kanal geometrisine göre özömleme yapmaya olanak sağlayacak şekilde geliştirilmiştir. |



2. GENEL KISIMLAR

Lattice Boltzmann Metodu (LBM), 1980'lerin sonlarında yaygınlaşmaya başlayan, akışların ve buna bağlı taşınım süreçlerinin benzeşimi için bilinen sayısal yöntemlere göre yeni olanaklar sunan alternatif bir yöntem olarak ortaya çıkmıştır (Benzi, 1992; Chen, 1998; Qian, 1992; McNamara, 1998; Mohamad, 2011). Geleneksel Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD) yöntemlerinden farklı olarak, sürekli ortam mekaniğinin makroskobik denklemleri yerine, akışkan parçacıklarını tanımlayan mikroskobik akışkan modellerine veya mesoskobik kinetik denklemlere dayanmaktadır (Chen, 1998). Anılan kinetik karakterinden dolayı LBM bilinen HAD yöntemlerinin zorluklarla karşılaştığı bazı alanlarda daha uygun bir çözüm sunmaktadır. Bu alanlara örnek olarak mikro ölçekteki akışlar, bilhassa karmaşık geometrili çok fazlı iç ve dış akışlar sayılabilir (Tiwari, 2011). Mevcut bilgilere göre, akış akustiğinin hesaplanmasında da LBM daha avantajlı görülmektedir (Lallemand, 2003). LBM'nin bütün akışkanlar mekaniği problemleri için geçerli olan diğer bir üstünlüğü ise, denklemlerin çözümünde yerel operasyonların ön planda olmasından dolayı, özellikle paralel hesaplama, yani büyük problemlerin hızlı çözümü için uygun olmasıdır (Cherba, 2002).

Lattice Boltzman Method (LBM) geleneksel hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemlerinden (Sonlu Hacim Yöntemi ve Sonlu Fark Yöntemi) daha hızlı bir çözüm yapabilir, ancak daha fazla belleğe ihtiyacı vardır (Ishak, 2016). Geleneksel CFD metotlarında doğrusal olmayan kısmi diferansiyel denklemler doğrusal olmayan cebirsel denklemlere dönüştürülür ve bu denklemler iterasyonlarla çözülür (Mohammad, 2007). Lattice Boltzmann Yönteminde, Navier-Stokes denklemini çarpışarak ve akışkan parçacıkların kafes yapısına göre iletilmesiyle yaklaşık olarak çözülür. LBM (Mohammad, 2011; Succi, 2001; Chen, 1998) ortogonal, eşit uzaklıklı kafes yapısına dayanmaktadır. Basit bir yaklaşım olarak merdiven sınırı ve standart "geri sıçrama" duvar sınır koşullarının uygulanmasıdır (Sukop, 2006; Ziegler, 1998).

Günümüzde endüstri ısı değiştiricilerinin daha verimli, daha ucuz ve daha kompakt olmasına ihtiyaç duymaktadır. Bu bağlamda ısı değiştiricilerinde ağırlığın, boyutların ve kullanılan malzemenin azalması için ısı transferinin artırılması önem arz etmektedir. Isı transferinin artırmanın yolları aktif ve pasif yöntemlerdir (Sheikholeslami, 2015). Bu yöntemlerin dışında olan nanoakışkanlar da ısı transferi artırmanın bir başka yolu olmaktadır (Alam, 2018). Aktif

yöntemler harici güç gereksinimi duyarken pasif yöntemde harici bir güç kaynağına ihtiyaç duyulmaktadır. Aktif yöntem olarak mekanik yardımcılar, yüzey titreşimi, akışkan titreşimi veya salınımlı akış, elektrostatik alanlar, Magnetohidrodinamik, enjeksiyon ve emme kullanılırken pasif yöntemde ise sarmal borular, genişletilmiş yüzeyler, pürüzlü yüzeyler, akış döndürme aparatları, girdap jeneratörleri kullanılmaktadır (Sheikholeslami, 2015; Alam, 2018).

Isı transferinin iyileştirilmesi için pasif metotlarda biri olan dalgalı kanallarla ilgili çalışmalar son yıllarda oldukça artış göstermiştir. Özellikle dalgalı kanallarda laminar rejimde ampirik bağıntılar oldukça az olmaktadır. Bu açığın kapanması için dalgalı kanallarda laminar akış ile ilgili çalışmaların daha fazla yapılması gerekmektedir (Kareem, 2015). Bundan dolayı bu tez çalışmasında pasif metot olarak dalgalı kanal yüzeyi aktif metot olarak ise salınımlı akış tercih edilmiştir. Salınımlı akış piston silindir mekanizmasıyla sağlanabilmektedir.

Dalgalı kanallarda Nusselt sayısı her zaman Reynolds sayısı ile artmaktadır. Termal performans faktörü belli bir noktadan sonra özellikle türbülanslı akışta azalmaktadır. Özellikle keskin kenarlı dalgalı kanallar dikkate değer basınç düşümüne sebep olurken ısı transfer oranı artmaktadır. Keskin kenarlı dalgalı kanallar yuvarlatılmış kenarlı dalgalı kanallardan daha fazla ısı transferi sağlayabilmekteyken yuvarlatılmış kenarlı dalgalı kanallarda basınç düşüşü az bir miktar daha düşük olabilmektedir (Kurtulmuş, 2019).

Lattice Boltzmann metodu geleneksel HAD metotlarına göre daha hızlı bir yöntemdir (Ishak, 2016). Geleneksel Hesaplama Akışkanlar Dinamiği (Sonlu Elemanlar Yöntemi-SEY, Sonlu Farklar Yöntemi-SFY) yöntemlerinden farklı olarak, sürekli ortam mekaniğinin makroskobik denklemleri yerine, akışkan parçacıklarını tanımlayan mikroskobik akışkan modellerine veya mesoskobik kinetik denklemlere dayanmaktadır. (Chen, 1998).

Yüksek Reynolds sayılı uygulamalarda Lattice Boltzmann Metodunun stabilite sınırı vardır. Çarpışma sıklığı (ω) teorik olarak sınırı 2'dir ve bu değerin 2'den küçük olması zorunludur ($\omega < 2$) (Succi, 2001). Çarpışma sıklığı kinematik viskozite, lattice ağ uzunluğu ve zaman adımının fonksiyonudur. Sıkıştırılamaz akışlar için hız küçük seçilmektedir ($u \approx 0.1 \text{ m/s}$). Bu nedenle yüksek Reynolds sayılarına ulaşabilmek için küçük kinematik viskoziteler kullanılmaktadır. Bu da stabilite limitini zorlamaktadır. Yüksek Reynolds sayılarına çıkabilmek

için daha fazla ağ yapısı kullanılması gerekmektedir. Bu da lattice boyutunun küçültülmesi ve problemin boyutunun büyütülmesi demektir (Camas, 2008; Rheinländer, 2008).

Şu anda, aerodinamik uygulamalarında yüksek Mach Sayılı akışlar hala Lattice Boltzmann Metodu için zordur (Latt, 2007). SFY ve SEY yöntemlerine göre daha kolay implementasyon yapılabilmektedir. Daha hızlı çözüm yapabilmektedir. Ancak daha fazla hafızaya ihtiyaç duymaktadır (Ishak, 2016).

Bununla birlikte, Navier Stokes Denklem tabanlı HAD ile LBM ısı transferi problemlerinde özel çözümler için (katı yüzey ile ısı iletimi, taşınımı ve radyasyonu) ikili olarak başarılı bir şekilde kullanılmaktadır. Kinetik doğasından dolayı Lattice Boltzmann Metodu, geleneksel HAD metotlarına göre makro ve mikro ölçekli akışlarda özellikle karmaşık geometrili çoklu faz sistemlerinde tercih edilmektedir. Ayrıca gözenekli yapı uygulamalarında ve karmaşık geometrilerde kullanılmaktadır. Bu tür uygulamalar düşük Reynolds sayılı uygulamalardır.

Ashorynejad ve diğ. (2018b) Al_2O_3 -su nanoakışkanın sıcak duvarlı U-dönüslü dalgalı kanalda hidrodinamik ve ısı nümerik incelemede bulunmuşlardır. Hesaplamalarını Lattice Boltzmann yöntemiyle yapmışlardır. U-dönüslü kanalı düz ve dalgalı düz kanalla karşılaştırmışlardır. Kanaldaki basınç gradyantını, nanoparçacık hacimsel fraksiyonunu akış alanını ve ısı transferini incelemişlerdir. Isı transferinin kanalda basınç gradyanının artmasıyla artarken dalga sayısının artmasıyla düştüğünü bulmuşlardır. Nanoparçacık hacimsel fraksiyonunun yüksek basınç gradyantlarında Nusselt sayısı üstünde daha belirgin rol oynadıklarını gözlemlemişlerdir.

Mohebbi ve diğ. (2018) iki boyutlu Lattice Boltzmann metodu ile genişletilmiş yüzeyli kanalda üç farklı nanoakışkan kullanarak nümerik simülasyon yapmışlardır. Simülasyonları $Re=10-70$ arasında laminar rejimde farklı nanoakışkan konsantrasyonlarında, farklı geometrilerde ve farklı arttırılmış yüzey yüksekliklerinde yapmışlardır. Nanoakışkan konsantrasyonu arttığında ortalama Nusselt sayısının arttığını ve arttırılmış yüzey kullanıldığı zaman ısı transferinin arttığını gözlemlemişlerdir. Su içinde CuO nanoparçacıklarının Al_2O_3 ve TiO_2 nano parçacıklarına göre daha fazla ısı transferini sağladıklarını bulmuşlardır.

Mills ve diğ. (2016) ısı transferini arttırmak için asimetrik dalgalı kanala sahip kanal üzerinde çalışmışlardır. Karalı ve zamana bağlı akışlar için genlik ve duvar dalgalanmasının periyodunun ısı transferi üzerine olan etkisini incelemişlerdir. Düşük debili kararlı rejimde ısı transferinin iyileştirilmesi duvar dalgalanmasının genliğine bağlı olduğunu görmüşlerdir. Akış debisi artıp zamana bağlı akış gerçekleştiğinde basınç düşümünün ısı transferine daha fazla etki ettiğini bulmuşlardır. Dalgalı duvar yapısına sahip kanalların düşük Re sayılarında düz kanallara göre %50'nin üzerinde performans gösterdiğini bulmuşlardır.

Ashorynejad ve diğ. (2016a) PEM yakıt pilinin katot kanalını dalgalı duvar şeklinde yaparak pil voltajının ve gücünün değişikliğini incelemişlerdir. Bunun için iki boyutlu tek fazlı çok bileşenli aktif model kullanmışlardır. İki farklı dalgalı yüzey geometrisi ve iki farklı çalışma basıncını incelemişlerdir. Küçük dalga boyutuna sahip geometrinin gücü da az arttırdığı, büyük dalga boyuna sahip geometrinin gücü daha fazla arttırdığını bulmuşlardır. Yakıt pilinin çalışma basıncı 1 Atm iken güç %2,8'e kadar artmış olup, çalışma basıncı 3 Atm olduğunda ise güç %3.4'e kadar arttırılabildiğini ancak basınç düşüşünün ise 3 kattan daha fazla olabileceğini gözlemlemişlerdir.

Afrouzi ve diğ. (2015) salınımlı akış giriş koşullarına ve kare engele sahip düz bir kanalda mikropartiküllerin davranışını nümerik olarak incelemişlerdir. Bu kapsamda iki boyutlu Lattice Boltzmann metodunu akış simülasyonu için, modifiye edilmiş Euler metodunu ise parçacık yörüngelerinin hesabı için kullanmışlardır.

Ashorynejad ve diğ. (2018a) üst kısmı düz alt tarafı dalgalı yapıya sahip manyetik alan içerisindeki kanalı Lattice Boltzmann metodu ile iki boyutlu olarak incelemişlerdir. Ayrıca bakır nanoparçacıklarını su içerisinde kullanmışlardır. Kanalin üst bölgesi gözenekli yapıya sahip olup alt bölgesi ise boştur. Kanalin üst duvarı sabit ısı akısıyla ısıtılmakta olup alt dalgalı duvarı adyabatiktir. Gözenekli ortam için Brinkman–Forchheimer modelini kullanmışlardır. Nanoparçacıkların hacimsel fraksiyonunu, basınç gradyanını, gözenekli ortamın geçirgenliğini ve akışın termohidrodinamik özelliklerini incelemişlerdir. Nusselt sayısının nanoparçacık hacim fraksiyonuna, basınç gradyanına bağlı arttığını bulmuşlardır.

Jafari ve diğ. (2015) sinüzoidal duvarlı dalgali kanalda karbon nanotüp içeren su akışını çalışmışlardır. Akış ve ısı transferi çözümlemesini Lattice Boltzmann metoduyla gerçekleştirmişlerdir. Dalgali duvar yüzeyi sabit sıcaklık, akış girişi tam gelişmiş olarak sınır koşulu verilmiştir. Burada nanoparçacık hacim fraksiyonunu %1'e kadar çalışmışlardır. Akışın Reynolds sayısını 50-150 arasında, salınımlı akış genliği 0.05-0,5 arasında ve boyutsuz akış frekansı Strohal sayısı 0.05-0,25 arasında almışlardır. Yapılan çalışma sonucunda salınımlı akışın ısı transferinin artmasında önemli bir rolü olduğu belirlenmiştir.

Ashorynejad ve diğ. (2016b) iki boyutlu Lattice Boltzmann metodunu kullanarak bir PEM yakıt pilinin dalgali yapıdaki katot kanalının akışını incelemişlerdir. Bu dalgali yapının akış girişi salınımlı olarak modellenmiştir. Salınımlı akışın genliğinin ve frekansının değişmesinin yakıt pili performansına olan etkisini incelemişlerdir. Dalgali kanal yapısının yakıt pili performansını arttırdığını ve salınımlı akışın yakıt pili çıkış gücünü arttırdığını görmüşlerdir.

Jafari ve diğ. (2013) Lattice Boltzmann metoduyla dalgali kanalda salınımlı akış çalışmışlardır. Sabit Prandtl sayısında farklı Reynolds sayılarında farklı frekans ve genlikteki salınımlı akışın etkilerini incelemişlerdir. Salınımlı akışın ısı transferini arttırabileceğini ve çok yüksek salınım akış frekanslarında ısı transferinin düşmeye başladığını görmüşlerdir.

Ajeel ve diğ. (2019) yarı dairesel dalgali kanalda SiO_2 -su nanoakışkanını 10000-30000 Reynolds sayısı aralığında ısı transferi ve akış karakteristiklerini çalışmışlardır. Nanoparçacık hacimsel fraksiyonu 0-0,8% aralığında sonlu hacimler metoduyla çözmüşlerdir. Yükseklik genişlik oranlarının akış üzerindeki etkilerini incelemişlerdir. 30000 Reynolds sayısında yükseklik genişlik oranının değişimiyle ortalama Nusselt sayısının 78.84% artabileceğini gözlemlemişlerdir.

Akbarzadeh ve diğ. (2016) dalgali kanal içinde nano sıvı akışının ısı ve pompalama gücünün yönetimi için duyarlılık analizi yapmışlardır. İki boyutlu süreklilik, momentum ve enerji denklemlerini sonlu hacim yaklaşımı ile çözmüşlerdir. 300-600 arasındaki Reynolds sayılarında ve çeşitli nanoparçacık fraksiyonlarında hesaplamalı simülasyonlar yapmışlardır. Ortalama Nusselt sayılarını ve basınç düşüş oranlarını hesaplamışlardır. Sonuç olarak akışa karıştırılan nanoparçacıkların duvardaki sıcaklık gradyanının artarak ısı transferinin arttığı ve

aynı zamanda pompalama masrafının da arttığını tespit edilmiştir. Ortalama Nusselt sayısının en fazla 56% ve basınç düşüşünün de en fazla 390% arttığı, Re arttıkça Nu sayısının arttığını belirlemişlerdir.

Khoshvaght-Aliabadi ve diğ. (2016) hacimce 1% Al_2O_3 su nanosıvı laminar akışını farklı kesitlere sahip üç boyutlu düz ve dalgalı mini kanallarda sonlu hacim metodu ile nümerik olarak çalışmışlardır. 300-1500 arasındaki Reynolds sayılarında çalışmışlardır. Düz ve dalgalı kanallarda kare, dikdörtgen, eşkenar dörtgen, üçgen, altıgen, yamuk, dairesel ve yarım dairesel kesitlerde aynı kanal uzunluğu ve aynı kesit alanına sahip olacak şekilde çalışma yapmışlardır. Nansıvı akışını karışım modeli kullanılarak simülasyon yapmışlardır. Elde ettikleri sonuçlardan dalgalı kanalın düz kanala göre daha fazla ısı transferi ve daha fazla pompalama gücüne sahip olduğunu belirlemişlerdir. Düz kanalda en fazla ısı transferi oranına altıgen kesitli kanalda, dalgalı kanalda ise eşkenar dörtgen ve üçgen kesitli kanalda ulaşmışlardır. Kesit alanı değişikliğinin ısı transferi üzerinde çok fazla etkisinin bulunduğunu saptamışlardır. Nano sıvı akışında düz kanalda dairesel kesit yerine altıgen kesit kullanıldığında Nusselt sayısının 141% arttığını bulmuşlardır. Dalgalı kanaldaki girdap akışları sayesinde düz kanala göre Nusselt sayısının artış sağladığını saptamışlardır. Reynolds sayısı 300'den 1500'e çıktığında altıgen kesitte ısı transferinin pompalama gücü oranının düz kanalda 89%, dalgalı kanalda 94% azaldığını tespit etmişlerdir.

Fu ve diğ. (2015) çok sayıda iki boyutlu enine kesitin birleşimiyle oluşan üç boyutlu kare kesitli dalgalı kanalda doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir. Eliptik kısmi diferansiyel denklem metodunu her bir enine kesitteki ağ yapısı için kullanmışlardır. Üç farklı Rayleigh sayısı ve üç farklı genliğin dalga boyuna oranı sayısını ısı transferine olan etkisini incelemişlerdir.

Mosayebidorcheh ve Hatami (2018) iki boyutlu asimetric ıraksak dalgalı kanalda peristaltik nano sıvı akışı ve ısı transferini incelemişlerdir. Nanoparçaların manyetik alan etkileri kabulüyle iki fazlı model kullanmışlardır. Kanal duvarlarında sabit nano parçacık konsantrasyonu ve sabit sıcaklık kabulü yapmışlardır. Temel denklemler en küçük kare yöntemiyle matematik programıyla çözmüşlerdir. Hız, sıcaklık ve nanoparçacık konsantrasyonu için geometri parametreleri, Brownian hareket parametresi Dufour (Du) ve

Soret (Sr) sayılarını dikkate almışlardır. Dufour ve Soret sayıları arttıkça nanoparçacık konsantrasyonunun azaldığını saptamışlardır.

Ijaz ve diğ. (2018) Sınırlı simetrik dalgalı kanalda sıvı ve katı parçacıkların etkileşimini incelemişlerdir. Isı ve kütle transferi ile akış davranışlarını belirlemek için Newtonyen olmayan güç kanunu modelini kullanmışlardır. Magnetohidrodinamik etkili elektro-osmotik akış için matematiksel model sunmuşlardır. Matematiksel modelleri iki boyutlu kartezyen koordinatlarda momentum, enerji, konsantrasyon, Ohm kanunuyla süreklilik, kimyasal reaksiyon, elektrokinetik gövde kuvveti ve viskoz dağılım denklemlerini içermektedir. Hız, konsantrasyon ve sıcaklık dağılımının bulunmasındaki nihai denklemleri elde etmek için uzun dalga boyları ve küçük Reynolds sayıları kullanılmıştır.

Rasoulzadeh ve Panfilov (2018) gözenekli yapıya sahip üç boyutlu dalgalı kanalda viskoz/atalet akışını çalışmışlardır. Silindirik ve paralel plakalı dalgalı kanalları çalışmışlardır. Çalışmalarında Navier-Stokes denklemlerini çözmüşlerdir. Asimptotik çözüm, kanalın pertürbasyon parametresi olarak en boy oranı dikkate alınarak pertürbasyon metodu kullanılarak Asimptotik çözüm elde etmişlerdir.

Mansouri (2019) yaptığı çalışmasında fotovoltaiik uygulamalarda kullanılmak üzere dalgalı kanalda mikro-yanma çalışmıştır. Kullandığı sistemin ısı transferini arttırmak için dalgalı kanal kullanmıştır. 2, 4 ve 8 adet dalgaya sahip kanal üzerinde çalışmıştır. Bu kapsamda CH₄-hava karışımından oluşan alevi iki boyutlu nümerik simülasyon gerçekleştirmiştir. Alev davranışının dalgalı kanal geometrisine, sıcaklık profilinin en yüksek değerine CH₄ yanmasının kinetik mekanizmasına bağlı olduğunu belirtmiştir. Alev konumunun dalgalı duvar geometrisine duyarlı olduğunu bulmuştur. Dalgaların sayısı arttığında alevin dalgalı kanalın çıkışına doğru ilerlediği, en yüksek sıcaklık arttığında alevin kanal girişine doğru ilerlediğini gözlemlemiştir.

Miroshnichenko ve diğ. (2017) yatay dalgalı kanalda mikropolar akışın laminar rejimde nümerik analizini gerçekleştirmişlerdir. Temel denklemleri boyutsuz olarak formüle edilmiş olup akış fonksiyonu, girdaplık ve sıcaklık sonlu farklar metodu ile çözülmüştür. Rayleigh sayısının, Reynolds sayısının, Prandtl sayısının, vorteks viskozite parametresinin ve dalgalanma sayısının akış çizgileri, yatay hız ve ısıtıcıdaki ortalama Nusselt sayısı ile sıcaklık

profillerinin üzerlerine olan etkilerini incelemişleridir. Nusselt sayısının Rayleigh, Reynolds ve Prandtl sayılarının artan bir fonksiyonu olduğunu dalgalanma sayının ise azaltan bir fonksiyonu olduğunu bulmuşlardır.

Shehzad ve diğ. (2016) Buongiorno'nun modeli ile dalgalı kanalda nano sıvının taşınımıyla ısı geçişinin etkisini incelemişlerdir. Brownian hareketi ve termoforezin eşzamanlı etkileri araştırmışlardır. Hız sıcaklık ve konsantrasyon için çözümler elde edilmişlerdir. Hesaplamalarda sabit basınç gradyanti dikkate almışlardır. Nusselt ve Sherwood sayılarını hesaplamışlardır. Pr arttığında Merkezde Nusselt sayısının arttığını, en altta ise azaldığını bulmuşlardır.

Zhou ve diğ. (2016) elektronik cihazların aktif olarak soğutulması için sinüzoidal dalgalı kanal yapıya sahip mikro kanallı soğutucu tasarlamışlardır. Sonlu hacim yöntemi ile ısı transferini arttırmak için dalgalı kanalın geometrisi üzerine çalışmışlardır. Reynolds sayısına bağlı olarak Isı transferi ve basınç düşüşünü incelemişlerdir. Dikdörtgensel kanalla birlikte toplamda 10 adet kanal yapısını incelemişlerdir. Isı transfer katsayısı en yüksek olan kanal tipi dalga genlik değeri $A=40 \mu\text{m}$ ve dalga boyu $\lambda=100 \mu\text{m}$ olan dalgalı kanal geometrisi çıkmıştır. Böylece düz kanala göre ısı transferini 2,8 kat arttırabilmişlerdir.

Isı transferinin iyileştirilmesi için literatürde kullanılan ve önerilen bir aktif yöntem olarak salınımlı akış tercih edilmiştir. Yine ısı transferinin artışında ayrıca enerji harcanmasına gerek kalmayan bir pasif metot olan dalgalı kanal geometrisi kullanılmıştır. Literatürde ısı transferinin en yüksek olduğu dalgalı kanal geometrisi keskin kenarlı olduğu görüldüğünden tezde bu kenar yapısının kullanılması uygun görülmüştür (Aslan, 2016; Aslan, 2018; Aslan 2019). |

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. BOLTZMANN DENKLEMİ

Avusturyalı fizikçi Ludwig Edward Boltzmann (1844-1906), istatistiksel mekanikte büyük başarılar elde etmiştir. Boltzmann akışkan mikroskobik özelliklerini (atom ve molekül) analiz ederek, makroskobik (viskozite, yoğunluk, sıcaklık vs.) geçiş sağlamıştır. Dağılım_fonksiyonu, verilen zaman aralığında parçacıklar belirli bir yerde ve belirli bir hızda bulunduğunu gösteren bir fonksiyondur. Bu dağılım fonksiyonu fikri bilgisayar kaynaklarında büyük tasarruf sağlamaktadır (Mohamad, 2007).

Dağılım fonksiyonu, $f(x,c,t)$, $f(x,c,t)$ sayısındaki moleküllerin t zamanında, x ve dx yer değiştirmeleri arasında, hızlarının c ve $c+dc$ olduğunu gösterir. Herhangi bir gaz molekülüne dış bir kuvvet etki ederse, molekülün hızı c den $c+dc$ 'ye, pozisyonu $x+dx$ 'e yer değiştirmektedir (Mohamad, 2011). Moleküller arasında çarpışma olmazsa dağılım fonksiyonu aşağıdaki gibi olmaktadır.

$$f(x+cdt, c+Fdt, t+dt)drdc - f(x, c, t)drdc = 0 \quad (3.1)$$

Burada $f(x, c, t)$, dış kuvvet uygulanmadan önceki dağılım fonksiyonu $f(x+cdt, c+Fdt, t+dt)$ ise dış kuvvet etki ettikten sonraki dağılım fonksiyonudur. Eğer moleküller arasında çarpışma olursa dağılım fonksiyonu aşağıdaki gibi olmaktadır.

$$f(x+cdt, c+Fdt, t+dt)drdc - f(x, c, t)drdc = \Omega(f)drdc dt \quad (3.2)$$

Denklem (3.2) $drdc dt$ bölünürse ve $dt \rightarrow 0$ limiti alınırsa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\frac{df}{dt} = \Omega(f) \quad (3.3)$$

Denklem 3.3 dağılım fonksiyonunun toplam değişim hızının, çarpışma operatörüne eşittir. Burada dağılım fonksiyonu yer değiştirme (x), hız (c) ve zaman (t) in fonksiyonu olduğu için, denklem aşağıdaki şekilde genişletilebilir.

$$df = \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial c} dc + \frac{\partial f}{\partial t} dt \quad (3.4)$$

Yukarıdaki denklemi dt 'ye bölündüğünde Denklem 3.5 elde edilir.

$$df = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial c} \frac{dc}{dt} + \frac{\partial f}{\partial t} \frac{dt}{dt} \quad (3.5)$$

Hız $c = dx/dt$ ve ivme $a = dc/dt$ terimleri kullanıldığında eşitlik aşağıdaki halini alır.

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial x} c + \frac{\partial f}{\partial c} a + \frac{\partial f}{\partial t} \quad (3.6)$$

Sonunda Newton 2. Yasasını uygularsak ($a = F / m$), Boltzmann hareket denklemi aşağıdaki şekilde oluşur.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} c + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial c} = \Omega \quad (3.7)$$

Dış kuvvet etki etmeden Boltzmann Hareket Denklemi aşağıdaki şekilde oluşur.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \cdot \nabla f = \Omega \quad (3.8)$$

Boltzmann Hareket denklemi ile makroskobik değişkenler arasındaki ilişki (yoğunluk, hız ve iç enerji) sırasıyla aşağıdaki gibidir (Mohamad, 2011).

$$\rho(x, t) = \int m f(x, c, t) dc \quad (3.9)$$

$$\rho(x, t) u(x, t) = \int m c f(x, c, t) dc \quad (3.10)$$

$$\rho(x, t) e(x, t) = \frac{1}{2} \int m u_a^2 f(x, c, t) dc \quad (3.11)$$

Burada m , moleküler kütle; u_a ($u_a = c - u$), partikül hızı ile akış hızı arasındaki farktır. Kinetik teorisinden, iç enerji aşağıda verilmiştir.

$$e = \frac{3}{2m} k_B T \quad (3.12)$$

Burada k_B , Boltzmann sabitidir.

3.2. BGKW YAKLAŞIMI

Boltzmann transport denklemini çözmek zordur çünkü çarpışma terimi çok karmaşıktır. Bu nedenle, Boltzmann denklemini çözmek için daha basit bir çarpışma operatörü kullanılabilir. 1954 yılında Bhatnagar-Gross ve Krook uygun ve basit bir çarpışma operatörü ortaya koymuşlardır. Aynı zamanda bu üç kişiden farklı olarak Walender aynı çarpışma operatörünü önermiştir. Bu nedenle bu çarpışma operatörü 4 kişinin baş harfleri ile anılmaya başlanmıştır. Bu çarpışma operatörü aşağıda verilmiştir (Mohamad, 2011);

$$\Omega = -\omega(f - f^{eq}) = -\frac{1}{\tau}(f - f^{eq}) \quad (3.13)$$

Burada ω , çarpışma sıklığı; τ , rahatlatma faktörü, f^{eq} ise denge dağılım fonksiyonudur. Çarpışma sıklığı ile rahatlatma faktörü arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir.

$$\omega = \frac{1}{\tau} \quad (3.14)$$

BGKW yaklaşımından sonra Boltzmann Hareket denklemi aşağıdaki halini alır.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \cdot \nabla f = -\frac{1}{\tau}(f - f^{eq}) \quad (3.15)$$

Lattice Boltzmann Metodunda yukarıdaki denklem uygun lattice yapılarına göre ayrıştırılırsa aşağıdaki halini alır.

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + c_\alpha \cdot \nabla f_\alpha = -\frac{1}{\tau}(f_\alpha - f_\alpha^{eq}) \quad (3.16)$$

Denklem 3.16 Lattice Boltzmann ana denklemdir ve Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiğinde (HAD) Navier-Stokes Denklemi ile aynıdır. Bu denklem doğrusal (lineer) kısmi diferansiyel denklemdir. Bu denklem kaynak terimi olan bir adveksiyon denklemdir. Denklemin sol tarafı ilerleme denklemini ifade etmekle birlikte sağ tarafı ise çarpışma işlemini yerine getirmektedir. Denklem 3.16'yı açık bir şekilde yazarsak momentum için çarpışma denklemi aşağıdaki hale dönüşür.

$$f_\alpha(x + c_\alpha \Delta t, t + \Delta t) = f_\alpha(x, t) - \omega[f_\alpha(x, t) - f_\alpha^{eq}(x, t)] \quad (3.17)$$

Buradaki Lattice hızı aşağıdaki gibi olmaktadır.

$$c = \frac{dx}{dt} \quad (3.18)$$

3.3. LATTICE YAPILARI

Lattice Boltzmann Metodunda, Boltzmann denkleminin ayrıklaştırılması sırasında kullanılan lattice yapıları lattice'nin boyutuna ve kaç tane hız kullandıklarına göre ayrılmaktadır. Genel olarak lattice yapıları $D_n Q_m$ şeklinde gösterilir. “m” lattice yapısının kaç boyutlu olduğunu gösterir. Orta noktadaki sıfır “0” hızlı vektör dâhil olmak üzere “n” lattice yapısında kaç tane hız vektörü olduğunu gösterir. Lattice yapısı örnekleri Şekil 3.1’de gösterilmiştir. Genelde kullanılan Lattice yapıları Tablo 3.1, Tablo 3.2 ve Tablo 3.3’de gösterilmiştir (Mohammad, 2011).

Tablo 3.1: D1Q3 Lattice Yapısı.

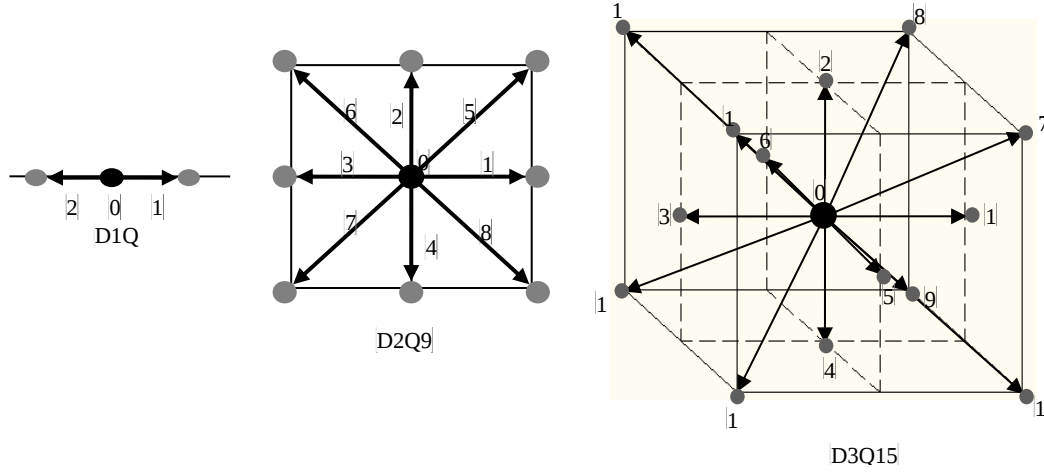
Ses hızı	$c_s = c/\sqrt{3}$
Ağırlık Faktörleri	$w_0 = 4/6, w_{1,2} = 1/6$
Lattice Hız Vektörleri	$\vec{c}_0 = 0, \vec{c}_1 = c(1), \vec{c}_2 = c(-1)$

Tablo 3.2: D2Q9 Lattice Yapısı.

Ses hızı	$c_s = c/\sqrt{3}$
Ağırlık Faktörleri	$w_0 = 4/9, w_{1-4} = 1/9, w_{5-8} = 1/36$
Lattice Hız Vektörleri	$\vec{c}_0 = c(0,0)$ $\vec{c}_1 = c(1,0) \quad \vec{c}_2 = c(0,1) \quad \vec{c}_3 = c(-1,0) \quad \vec{c}_4 = c(0,-1)$ $\vec{c}_5 = c(1,1) \quad \vec{c}_6 = c(-1,1) \quad \vec{c}_7 = c(-1,-1) \quad \vec{c}_8 = c(1,-1)$

Tablo 3.3: D3Q15 Lattice Yapısı.

Ses hızı	$c_s = c/\sqrt{3}$
Ağırlık Faktörleri	$w_0 = 2/9, w_{1-6} = 1/9, w_{7-14} = 1/72$
Lattice Hız Vektörleri	$\vec{c}_0 = c(0,0,0)$ $\vec{c}_1 = c(1,0,0) \quad \vec{c}_2 = c(0,1,0) \quad \vec{c}_3 = c(-1,0,0) \quad \vec{c}_4 = c(0,-1,0)$ $\vec{c}_5 = c(0,0,1) \quad \vec{c}_6 = c(0,0,-1) \quad \vec{c}_7 = c(1,1,1) \quad \vec{c}_8 = c(1,1,-1)$ $\vec{c}_9 = c(1,-1,-1) \quad \vec{c}_{10} = c(1,-1,1) \quad \vec{c}_{11} = c(-1,1,-1) \quad \vec{c}_{12} = c(-1,1,1)$ $\vec{c}_{13} = c(-1,-1,1) \quad \vec{c}_{14} = c(-1,-1,-1)$



Şekil 3.1: 1 boyutlu, 2 boyutlu ve 3 boyutlu lattice yapısı örnekleri.

3.4. MATEMATİK VE SAYISAL FORMÜLASYON

Bu çalışmada birçok Lattice Boltzmann uygulamasında kullanılan Lattice Bhatnagar-Gross-Krook (LBGK) modeli kullanılmıştır (Bhatnagar, 1954). Bu modelde Lattice Boltzmann Hareket denklemindeki çarpışma (ω) operatöründe tek rahatlatma faktörü kullanılmıştır. Bu çalışmada akış hem zamana bağımlı hem de zamandan bağımsız ve sıkıştırılmaz olarak modellenmiştir (He, 1997). Momentum ve enerji denklemlerini ayırklaştıırken Tablo 3.2 ve Şekil 3.1 ile gösterilen 2 boyutlu, 9 lattice hızlı (D2Q9) lattice yapısı kullanılmıştır.

Burada iki farklı dağılım fonksiyonu kullanılmıştır. Bunlardan bir tanesi, akış denklemini çözmek için yoğunluk (momentum) dağılım fonksiyonu (f), diğeri ise sıcaklık (enerji) dağılım fonksiyonudur (g). Momentum için kullanılan dağılım fonksiyonları arasından daha stabil olan seçilmiştir (He, 1997). Momentum ve enerji için kullanılan dağılım fonksiyonları sırası ile aşağıda verilmiştir.

$$f_{\alpha}^{eq} = w_{\alpha} \left\{ \rho + \rho_0 \left[\frac{3}{c^2} \vec{c}_{\alpha} \cdot \vec{u} + \frac{9}{2c^4} (\vec{c}_{\alpha} \cdot \vec{u})^2 - \frac{3}{2c^2} \vec{u} \cdot \vec{u} \right] \right\} \quad (3.19)$$

$$g_{\alpha}^{eq} = w_{\alpha} T \left[1 + \frac{3}{c^2} \vec{c}_{\alpha} \cdot \vec{u} \right] \quad (3.20)$$

Burada w_α ağırlık faktörü, ρ yoğunluk, u : akış hızı, c_α : Lattice hızıdır. Lattice Boltzmann denklemlerinden makroskobik değerlere geçiş sırası ile yoğunluk, hız ve sıcaklık için gösterilmiştir (Zou, 1997).

$$\rho = \sum_{\alpha=0}^8 f_\alpha = \sum_{\alpha=0}^8 f_\alpha^{eq} \quad (3.21)$$

$$\bar{u} = \frac{1}{p_0} \sum_{\alpha=0}^8 \bar{c}_\alpha f_\alpha = \frac{1}{p_0} \sum_{\alpha=0}^8 \bar{c}_\alpha f_\alpha^{eq} \quad (3.22)$$

$$T = \sum_{\alpha=0}^8 g_\alpha = \sum_{\alpha=0}^8 g_\alpha^{eq} \quad (3.23)$$

3.5. LATTICE BOLTZMANN DENKLEMİNİN HİDRODİNAMİĞİ

Navier-Stokes denklemlerinden Lattice Boltzmann Denklemlerine Multiscale Chapman Enskog Analizi ile geçilir. Multiscale Chapman Enskog Analizi sonucu ses hızı, basınç ve viskozite bağlantılarından bahsedilecektir. Ses hızı ile lattice hızı arasındaki bağlantı aşağıda verilmiştir (Mohammad, 2011).

$$c_s = \frac{c}{\sqrt{3}} \quad (3.24)$$

Seçilen zaman adımı (Δt) ile lattice yapısının boyu (Δx) eşit seçildi ve buna bağlı olarak lattice hızı 1 olarak belirlenmiştir. Ses hızı, $c_s = 1/\sqrt{3}$ (0.5773) olarak alınmıştır. Basınç ile yoğunluk arasındaki bağlantı aşağıdaki gibidir.

$$p = \rho c_s^2 \quad (3.25)$$

Kinematik viskozite, Lattice Boltzmann denkleminde kullanılan çarpışma frekansı(ω) ve lattice yapılarının uzunluğu (Δx), zaman adımı (Δt) ile bağıntılıdır. Kinematik viskozite aşağıda gösterilmiştir.

$$\nu = c_s^2 \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{2} \right) \Delta t = \frac{c^2}{3} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{2} \right) \Delta t = \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{2} \right) \quad (3.26)$$

Buna göre çarpışma frekansı formülü momentum ve enerji denklemi için sırasıyla aşağıdaki gibidir.

$$\omega = \frac{1}{\frac{3v\Delta t}{\Delta x^2} + 0.5} \quad (3.27)$$

$$\omega_r = \frac{1}{\frac{3\alpha\Delta t}{\Delta x^2} + 0.5} \quad (3.28)$$

3.7. AYRIKLAŞTIRILMIŞ DENKLEMLER

Doktora tezi çalışması kapsamında Lattice Bhatnagar-Gross-Krook (LBGK) modeli kullanılmıştır. Yapılması istenen çalışmaya en uygun olarak 2 boyutlu 9 lattice hızlı (D2Q9) model kullanılmıştır. Ayırıklaştırılmış Lattice Boltzmann denklemlerinde yer alan çarpışma ve ilerleme aşağıda sırasıyla verilmiştir (Mohammad, 2011).

$$\tilde{f}_\alpha(\vec{x}, t + \Delta t) = f_\alpha(\vec{x}, t) - \omega [f_\alpha(\vec{x}, t) - f_\alpha^{eq}(\vec{x}, t)] \quad (3.29)$$

$$f_\alpha(\vec{x} + \vec{c}_\alpha \Delta t, t + \Delta t) = \tilde{f}_\alpha(\vec{x}, t + \Delta t) \quad (3.30)$$

Formülüyle tanımlanmaktadır. Denklemlerden de anlaşılacağı gibi f_α çarpışma sonrası momentum dağılım fonksiyonudur. Ayrıca ω birim zamandaki çarpışma sayısıdır.

2 boyutlu, 9 hızlı Lattice modeli hızlarının (D2Q9) matris seklinde gösterilmesi aşağıdaki gibidir.

$$\vec{c}_\alpha = c \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

Ağırlık faktörleri aşağıda gösterilmiştir.

$$w_\alpha = \begin{cases} \frac{4}{9} & \text{icin } \alpha = 0 \\ \frac{1}{9} & \text{icin } \alpha = 1, 2, 3, 4 \\ \frac{1}{36} & \text{icin } \alpha = 5, 6, 7, 8 \end{cases} \quad (3.32)$$

3.8. LATTICE BOLTZMANN METODU DUVAR ÇÖZÜM YÖNTEMLERİ

Bu çalışmada dalgalı kanal geometrisinde Lattice Boltzmann metoduyla (LBM) merdiven metodu ve kavisli duvar sınır koşulu çalışılmıştır. Bu kapsamda çeşitli kavisli duvar yöntemleri çözülüp birbiriyle ve merdiven tipi çözümler Fluent'teki çözümlerden elde edilecek sonuçlar birbiriyle karşılaştırılmıştır. Bu çözümler yapılırken tam sabit hız profili verilmiştir. LBM ve Fluent'de çözümler yapılmış, Nusselt sayısı ve sürtünme faktörü karşılaştırılmıştır.

Burada tek rahatlatma zamanlı, iki boyutlu D2Q9 lattice yapısının iki farklı dağılım fonksiyonu kullanılmıştır. Bunlardan bir tanesi, akış denklemini çözmek için yoğunluk (momentum) dağılım fonksiyonu (f), diğeri ise sıcaklık (enerji) dağılım fonksiyonudur (g). Hem momentum hem de enerji için Lattice Boltzmann Hareket Denkleminin ilerleme ve çarpışma adımları sırası ile aşağıdadır.

3.8.1. Merdiven Metodu (MRD)

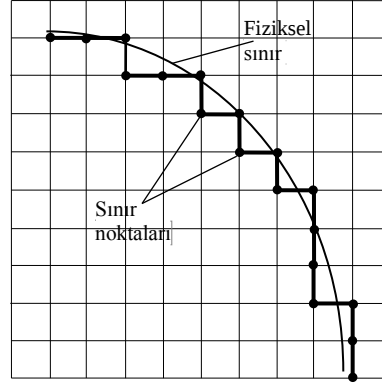
LBM çözümlerinde en çok kullanılan sınır koşulu metodudur. Burada merdiven (geri sıçrama) sınır koşulu kullanılmaktadır (Mohamad, 2011). Bu metotta Şekil 3.2'deki gibi fiziksel sınıra en yakın sınır noktaları merdivene benzer bir şekilde ilerlemektedir.

Lattice Boltzmann Metodunda bilindiği gibi momentum ve enerji denklemlerinde temelde iki adım vardır. Momentum denkleminde ait çarpışma denklemi Denklem 3.29'da ve ilerleme denklemi Denklem 3.30'da gösterilmiştir. Çarpışma ve ilerleme enerji denklemleri sırasıyla aşağıda verilmiştir.

$$\tilde{g}_\alpha(\vec{x}, t + \Delta t) = g_\alpha(\vec{x}, t) - \omega_T \left[g_\alpha(\vec{x}, t) - g_\alpha^{eq}(\vec{x}, t) \right] \quad (3.33)$$

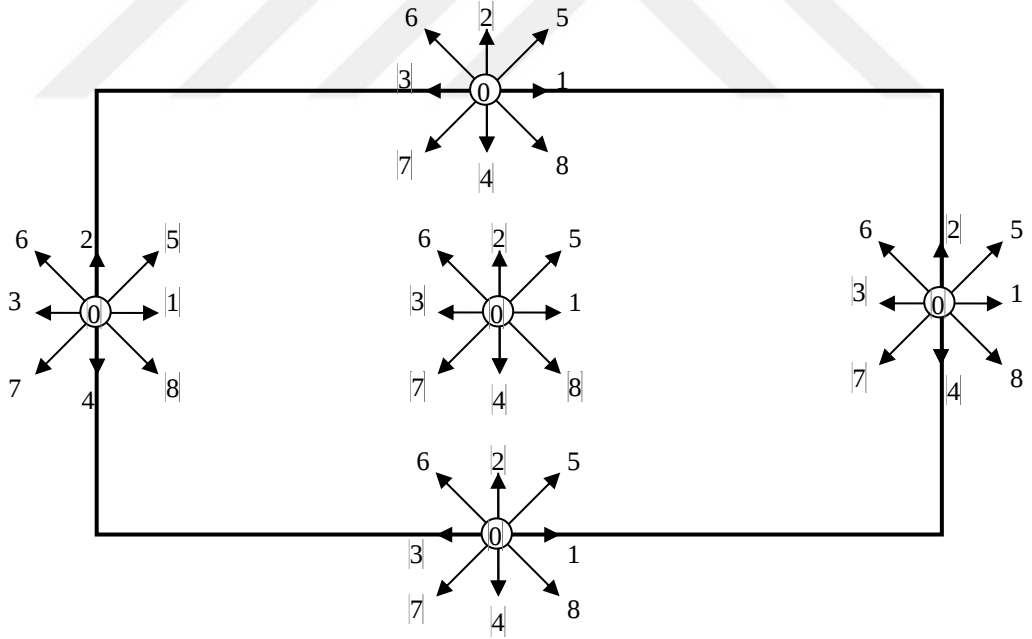
$$g_\alpha(\vec{x} + \vec{c}_\alpha \Delta t, t + \Delta t) = \tilde{g}_\alpha(\vec{x}, t + \Delta t) \quad (3.34)$$

Burada g_α çarpışma sonrası momentum dağılım fonksiyonudur.



Şekil 3.2: Merdiven metodunda sınır noktaları ve fiziksel sınır.

Merdiven metodunda geri sıçrama sınır koşulu Şekil 3.3'e göre tanımlanabilmektedir. Lattice Boltzmann denkleminde sınır koşulları dağılım fonksiyonları üzerinden verilir. Lattice Boltzmann denkleminde ilerleme adımından sonra bilinen ve bilinmeyen dağılım fonksiyonları oluşur. Bilinmeyen dağılım fonksiyonlarının bilinen dağılım fonksiyonları ile tanımlanmasıyla sınır koşulları verilir.



Şekil 3.3: Sınır şartlarının tipik çalışma alanı ve lattice yapıları ile gösterimi.

Düz bir kanalda hareketsiz üst duvar (geri sıçrama) sınır koşulu aşağıdaki denklemler yardımıyla bulunmaktadır.

$$f_4 = f_2 \quad (3.35)$$

Şekil 3.4’de, duvar (w), fiziksel sınır (b), ilk akışkan noktası (f), ve ikinci akışkan noktası (ff) ile belirtilmiştir.

Denklem 3.41’de fiziksel sınır koşulunun nerede olacağı kesirli ifade (Δ) ile belirtilmiştir. Fiziksel sınırın belirlenmesi, üç sınır koşulu metodu için önemlidir, çünkü belirlenen fiziksel sınıra göre her metot farklı davranışlar göstermektedir.

$$\Delta = \frac{|x_f - x_b|}{|x_f - x_w|} \quad (3.41)$$

Ayrıca Şekil 3.4’e dikkat edildiğinde duvardan akışkana bakan dağılım fonksiyonlarının yönleri “ c ”, akışkandan duvara bakan dağılım fonksiyonlarının yönleri “ $\underline{c}$ ” şeklinde alınmıştır. Dağılım fonksiyonlarının yönlerini veren eşitlik aşağıda gösterilmiştir.

$$c_\alpha = -c_{\underline{\alpha}} \quad (3.42)$$

3.8.2.1. Ekstrapolasyon Metodu (EKST)

Duvarlarda kaymama sınır koşulu tanımlanırken, sadece denge dağılım fonksiyonu kullanmak hassaslığı düşüren bir etkendi ve yüksek Reynolds sayıları için uygun değildi. Bu nedenle kaymama sınır koşulu uygulandığı zaman denge dışı dağılım fonksiyonu da dikkate alınmalıdır. Bu nedenle Chen ve diğ. (1996) denge dışı dağılım fonksiyonun hesaba katıldığı bir ekstrapolasyon metodu önermiştir. Daha sonraki yıllarda Guo ve Zheng (2002) bu metodu geliştirerek yeni bir ekstrapolasyon metodu önermişlerdir.

Konum (x_w) ve zamana (t) bağlı dağılım fonksiyonu (f_α) iki parçadan oluşur, bunlar denge dağılım fonksiyonu (f_α^{eq}) ve denge dışı dağılım fonksiyonlarıdır (f_α^{ne}). Dağılım fonksiyonu aşağıda gösterilmiştir.

$$f_\alpha(x_w, t) = f_\alpha^{eq}(x_w, t) + f_\alpha^{ne}(x_w, t) \quad (3.43)$$

Denge dağılım fonksiyonu yoğunluk (ρ_w) ve hız (u_w) değerleriyle aşağıdaki denklem elde edilir.

$$f_{\alpha}^{eq}(x_w, t) = w_{\alpha} \left[\rho_w + \rho_0 \left(\frac{c_{\alpha} \cdot u_w}{c_s^2} + \frac{(c_{\alpha} \cdot u_w)^2}{2c_s^2} - \frac{u_w^2}{2c_s^2} \right) \right] \quad (3.44)$$

Burada sırasıyla w_{α} , ρ_0 ve c_s ağırlık katsayısını, referans yoğunluğunu ve kafes (lattice) ses hızını ifade eder.

Duvar noktasında (w) yoğunluk ve hız değerleri buraya kadar bilinmemekte olup duvar noktası sınır noktasıyla örtüşmemektedir. Duvar noktasında hız değerleri sınır noktasındaki (b) bilinen hız ve akış noktası ve hemen yanındaki noktadaki (f , ff) bilinen hızların ekstrapolasyonu ile elde edilir. Aşağıdaki hız değerleri kullanılır.

$$u_{w1} = (u_b + (\Delta - 1)u_f) / \Delta \quad (3.45)$$

$$u_{w2} = (2u_b + (\Delta - 1)u_{ff}) / (1 + \Delta) \quad (3.46)$$

Denge dağılım fonksiyonunun bulunması için gerekli olan duvar hızları aşağıdaki kriterlere göre bulunur (Guo, 2002).

$$\Delta \geq 0.75 \quad \text{olursa} \quad u_w = u_{w1} \quad (3.47)$$

$$\Delta < 0.75 \quad \text{olursa} \quad u_w = \Delta u_{w1} + (1 - \Delta)u_{w2} \quad (3.48)$$

Duvar noktasındaki (w) yoğunluk akış noktasındaki yoğunluk değerine Denklem 3.49'da gösterildiği gibi eşit olmaktadır.

$$\rho_w = \rho_f \quad (3.49)$$

Denge dışı dağılım fonksiyonu aşağıdaki gibi hesaplanır;

$$\Delta \geq 0.75 \quad \text{olursa} \quad f_{\alpha}^{ne}(x_w, t) = f_{\alpha}^{ne}(x_f, t) \quad (3.50)$$

$$\Delta < 0.75 \quad \text{olursa} \quad f_{\alpha}^{ne}(x_w, t) = \Delta f_{\alpha}^{ne}(x_f, t) + (1 - \Delta) f_{\alpha}^{ne}(x_{ff}, t) \quad (3.51)$$

Çarpışma sonrası dağılım fonksiyonu ($f_{\alpha}^{\approx}$) denge ve denge dışı dağılım fonksiyonlarının birleştirilmesiyle aşağıdaki formülle elde edilir.

$$f_{\alpha}^{\approx}(x_w, t) = f_{\alpha}^{eq}(x_w, t) + (1 - \tau^{-1}) f_{\alpha}^{ne} \quad (3.52)$$

Yukarıdaki formülde kullanılan τ akış için rahatlama zamanıdır ve aşağıdaki formülle elde edilir.

$$\tau = \frac{\nu}{c_s^2 \delta} + 0.5 \quad (3.53)$$

Burada ν viskozite, δ ise kafes uzunluğudur. Enerji çözümü için gerekli olan dağılım fonksiyonu aşağıda verilmiştir.

$$g_\alpha(x_w, t) = g_\alpha^{eq}(x_w, t) + g_\alpha^{ne}(x_w, t) \quad (3.54)$$

Denge dağılım fonksiyonu aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$g_\alpha^{eq} = w_\alpha T \left[1 + \frac{3}{c^2} \vec{c}_\alpha \cdot \vec{u} \right] \quad (3.55)$$

Sıcaklık değerleri aşağıdaki gibi hesaplanır (Huang, 2006).

$$T_{w1} = (T_b + (\Delta - 1)T_f) / \Delta \quad (3.56)$$

$$T_{w2} = (2T_b + (\Delta - 1)T_{ff}) / (1 + \Delta) \quad (3.57)$$

Denge dağılım fonksiyonunun bulunması için gerekli olan sıcaklıklar aşağıdaki kriterlere göre bulunmaktadır (Huang, 2006).

$$\Delta \geq 0.75 \quad \text{olursa} \quad T_w = T_{w1} \quad (3.58)$$

$$\Delta < 0.75 \quad \text{olursa} \quad T_w = \Delta T_{w1} + (1 - \Delta)T_{w2} \quad (3.59)$$

Denge dışı dağılım fonksiyonu aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$\Delta \geq 0.75 \quad \text{olursa} \quad g_\alpha^{ne}(x_w, t) = g_\alpha^{ne}(x_f, t) \quad (3.60)$$

$$\Delta < 0.75 \quad \text{olursa} \quad g_\alpha^{ne}(x_w, t) = \Delta g_\alpha^{ne}(x_f, t) + (1 - \Delta)g_\alpha^{ne}(x_{ff}, t) \quad (3.61)$$

Çarpışma sonrası dağılım fonksiyonu ($g_\alpha^\approx$) denge ve denge dışı dağılım fonksiyonlarının birleştirilmesiyle aşağıdaki formülle elde edilmektedir.

$$g_\alpha^\approx(x_w, t) = g_\alpha^{eq}(x_w, t) + (1 - \tau_T^{-1})g_\alpha^{ne} \quad (3.62)$$

Yukarıdaki formülde kullanılan τ_T enerji çözümü için rahatlama zamanıdır ve aşağıdaki formülle elde edilir.

$$\tau_T = \frac{\alpha}{c_s^2 \delta} + 0.5 \quad (3.63)$$

Burada α ısı yayılım katsayısıdır.

3.8.2.2. Filippova-Hänel Metodu (FH)

Filippova ve Hänel (1998) metodunun (FH) amacı ekstrapolasyon yönteminde olduğu gibi duvarda çarpışma sonrası dağılım fonksiyonunu ($f_\alpha^\approx$) bulmaktır ve aşağıdaki gibi hesaplanır;

$$f_\alpha^\approx(x_w, t) = (1 - \chi) f_\alpha(x_f, t) + \chi f_\alpha^*(x_w, t) + 2w_\alpha \rho \frac{3}{c^2} (c_\alpha \cdot u_b) \quad (3.64)$$

Yukarıdaki formülde hayali denge fonksiyonu (f_α^*) kullanılmıştır. Burada ρ yoğunluktur. Hayali denge fonksiyonu aşağıda verilmiştir.

$$f_\alpha^*(x_w, t) = w_\alpha \left[\rho_f + \rho_0 \left(\frac{c_\alpha \cdot u_{wf}}{c_s^2} + \frac{(c_\alpha \cdot u_f)^2}{2c_s^2} - \frac{u_f^2}{2c_s^2} \right) \right] \quad (3.65)$$

Yukarıdaki eşitliklerde bilinmeyen χ ve u_{wf} değerleri aşağıdaki gibi belirlenir (Filippova, 1998).

$$\Delta \geq 0.5 \quad \text{olursa} \quad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau} \quad \text{ve} \quad u_{wf} = \frac{1}{\Delta} (\Delta - 1) u_f + \frac{1}{\Delta} u_b \quad (3.66)$$

$$\Delta < 0.5 \quad \text{olursa} \quad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau - 1} \quad \text{ve} \quad u_{wf} = u_f \quad (3.67)$$

Enerji denklemi için duvarda çarpışma sonrası dağılım fonksiyonunu ($g_\alpha^\approx$) aşağıdaki gibi hesaplanır;

$$g_\alpha^\approx(x_w, t) = (1 - \chi) g_\alpha(x_f, t) + \chi g_\alpha^*(x_w, t) + 2w_\alpha T \frac{3}{c^2} (c_\alpha \cdot u_b) \quad (3.68)$$

Yukarıdaki formülde hayali denge fonksiyonu (g_α^*) kullanılmıştır. Hayali denge fonksiyonu aşağıda verilmiştir.

$$g_{\underline{\alpha}}^* = w_{\underline{\alpha}} T_{wf} \left[1 + \frac{3}{c^2} \vec{c}_{\underline{\alpha}} \cdot \vec{u}_{wf} \right] \quad (3.69)$$

Yukarıdaki eşitliklerde bilinmeyen χ ve T_{wf} değerleri aşağıdaki gibi belirlenir.

$$\Delta \geq 0.5 \quad \text{olursa} \quad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau_T} \quad \text{ve} \quad T_{wf} = \frac{1}{\Delta} (\Delta - 1) T_f + \frac{1}{\Delta} T_b \quad (3.70)$$

$$\Delta < 0.5 \quad \text{olursa} \quad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau_T - 1} \quad \text{ve} \quad T_{wf} = T_f \quad (3.71)$$

3.8.2.3. Mei-Luo-Shyy Metodu (MLS)

MLS yöntemi FH yönteminin ikinci dereceden doğruluğu artırılarak geliştirilmiş bir metottur. Bu metotta çarpışma sonrası dağılım fonksiyonu ve hayali denge fonksiyonu FH metodundakiyle aynıdır. Bilinmeyen χ ve u_{wf} değerleri farklı olarak aşağıdaki gibi bulunur (Mei, 1999).

$$\Delta \geq 0.5 \quad \text{olursa} \quad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau} \quad \text{ve} \quad u_{wf} = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} u_{ff} + \frac{2(\Delta - 1)}{\Delta} u_f + \frac{2}{\Delta(1 + \Delta)} u_b \quad (3.72)$$

$$\Delta < 0.5 \quad \text{olursa} \quad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau - 2} \quad \text{ve} \quad u_{wf} = u_{ff} \quad (3.73)$$

Enerji denklemi için Bilinmeyen χ ve T_{wf} değerleri farklı olarak aşağıdaki gibi bulunur (Li, 2013; Li, 2014).

$$\Delta \geq 0.5 \quad \text{olursa} \quad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau_T} \quad \text{ve} \quad T_{wf} = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} T_{ff} + \frac{2(\Delta - 1)}{\Delta} T_f + \frac{2}{\Delta(1 + \Delta)} T_b \quad (3.74)$$

$$\Delta < 0.5 \quad \text{olursa} \quad \chi = \frac{2\Delta - 1}{\tau_T - 2} \quad \text{ve} \quad T_{wf} = T_{ff} \quad (3.75)$$

3.9. FLUENT REFERANS HESAPLAMASI

Önceden bahsi geçen merdiven metodu ve kavisli duvar çözüm metotlarından elde edilen çözümler referans çözüm olarak ticari Sonlu Hacimler Metodunu kullanan ANSYS-Fluent (Fluent, 2009) ile karşılaştırılmıştır. Fluent hesaplamalarında konvektif terimlerin ayrıştırılması için ikinci dereceden ileri doğru (second-order upwind) şema kullanılmıştır.

Ayrıca Fluent’de hız-basınç ilişkisi için kararlı rejimde SIMPLE algoritması, zamana bağlı hesaplamalar için PISO algoritması (Issa, 1996) kullanılmıştır. Bütün Fluent hesaplamalarında varsayılan ayar olan (pressure: 1.0, momentum: 0.7, energy: 1.0) kullanılmıştır. Yakınsama kriteri olarak akış için 10^{-6} enerji için 10^{-8} alınmıştır. Zamana bağlı Fluent hesaplamalarında ikinci dereceden zaman çözümü kullanılmıştır (Fluent, 2009). Fluent’te kararlı rejim problemlerinde $\Delta x = \Delta t$ olacak şekilde çözümleme yapılmıştır. Zamana bağlı problemlerde ilk önce $\Delta x = \Delta t$ olarak program koşturulmuş olup aynı zamanda Courant sayısı 1’den küçük olacak şekilde $\Delta x < \Delta t$ olarak daha büyük zaman adımlarıyla çözümler elde edilmiştir. Courant sayısı 1’den küçük olan durumlarla $\Delta x = \Delta t$ olan durumlar karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak her iki durumdaki çözümlerin birbirine çok yakın olduğu görülüp bilgisayar zaman tasarrufu için zamana bağlı çözümler için her zaman Courant sayısının 1’den küçük olacak şekilde problemler çözülmüştür. Bir boyutlu Courant sayısı (C) aşağıda verilmiştir.

$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (3.76)$$

3.10. SINIR KOŞULLARININ TANIMLANMASI

Lattice Boltzmann denkleminde sınır koşulları dağılım fonksiyonları üzerinden verilir. Lattice Boltzmann denklemi ilerleme adımından sonra bilinen ve bilinmeyen dağılım fonksiyonları oluşur. Şekil 3.3’e bakılarak bilinmeyen dağılım fonksiyonlarının bilinen dağılım fonksiyonları ile tanımlamasıyla sınır koşulları verilir.

Sınır koşulları tanımlanırken; Lattice Boltzmann denklemlerinden makroskobik değerlere geçen denklemler kullanılır (Denklem 3.21-3.23). Lattice Boltzmann Metodunda genel olarak verilen sınır koşulları aşağıda listelenmiştir;

- Sabit hız girişi sınır koşulu
- Duvar da sabit hız sınır koşulu
- Sabit basınç çıkışı sınır koşulu
- Duvar da sabit sıcaklık sınır koşulu
- Sıcaklık çıkışı sınır koşulu

Düz bir kanalda sol tarafta hız girişi sınır koşulunu aşağıdaki denklemler vermektedir.

$$\rho = u_0 + [f_0 + f_2 + f_4 + 2(f_3 + f_6 + f_7)] \quad (3.77)$$

$$f_1 = f_3 + \frac{2}{3}u_0 \quad (3.78)$$

$$f_5 = f_7 + \frac{1}{2}(f_4 - f_2) + \frac{u_0}{6} \quad (3.79)$$

$$f_8 = f_6 - \frac{1}{2}(f_4 - f_2) + \frac{u_0}{6} \quad (3.80)$$

Üst duvarın x-ekseni yönünde hareketli olduğu zaman sabit hız sınır koşulu eşitlikleri aşağıdaki gibi olmaktadır.

$$\rho = f_0 + f_1 + f_3 + 2(f_2 + f_6 + f_5) \quad (3.81)$$

$$f_4 = f_2 \quad (3.82)$$

$$f_7 = f_5 - \frac{u_0}{2} \quad (3.83)$$

$$f_8 = f_6 + \frac{u_0}{2} \quad (3.84)$$

Düz bir kanalda sağ tarafta basınç çıkışı sınır koşulu aşağıdaki denklemler ile bulunmaktadır.

$$u_p = -\rho_0 + (f_0 + f_2 + f_4 + 2(f_1 + f_5 + f_8)) \quad (3.85)$$

$$f_3 = f_1 - \frac{2}{3}u_p \quad (3.86)$$

$$f_6 = f_8 + \frac{1}{2}(f_4 - f_2) - \frac{u_p}{6} \quad (3.87)$$

$$f_7 = f_5 - \frac{1}{2}(f_4 - f_2) - \frac{u_p}{6} \quad (3.88)$$

Düz bir kanalda alt duvar için sabit sıcaklık sınır koşulunu sağlayan denklemler aşağıda verilmiştir. Aşağıdaki denklemlerde boyutsuz sıcaklık olan Θ 0 ile 1 arasında değer almakta olup ileriki konularda detaylı açıklanacaktır.

$$g_2 = w_2\theta_d - w_4\theta_d - g_4 \quad (3.89)$$

$$g_5 = w_5\theta_d - w_7\theta_d - g_7 \quad (3.90)$$

$$g_6 = w_6\theta_d - w_8\theta_d - g_8 \quad (3.91)$$

Sıcaklık çıkışı sınır koşulu ikinci dereceden olmak üzere hesaba katılmıştır. Taylor serisi açılımı ile ikinci dereceden sağ tarafta sıcaklık çıkışı sınır koşulu aşağıdaki gibidir.

$$g_{1-8}(x) = \frac{4g_{1-8}(x-1) - g_{1-8}(x-2)}{3} \quad (3.92)$$

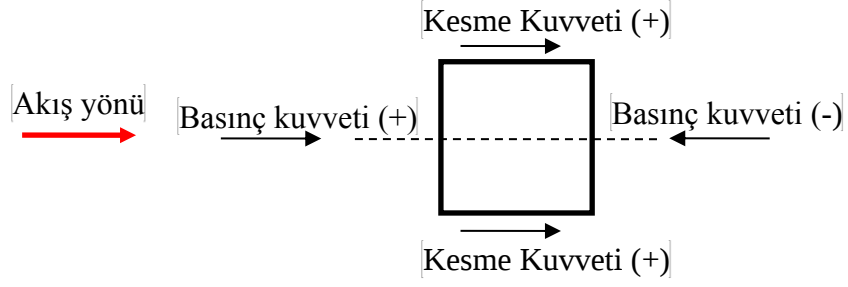
3.11. KULLANILAN BOYUTSUZ SAYILAR

Bir akışkan bir cisim üzerine çeşitli yönlerde kuvvet ve moment uygulayabilir. Akan akışkanın cisme akış yönünde uyguladığı kuvvete direnç (sürüklenme) kuvveti (F_D) denir (Latt, 2007). Bu kuvvetlerde basınç ve kesme (kayma) kuvvetleri etkisi ile olmaktadır. Basınç kuvveti ile kesme kuvvetlerinin toplamı direnç kuvvetini verir. Direnç (sürüklenme) katsayısı Denklem 3.93'te gösterilmiştir;

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho u^2 A} \quad (3.93)$$

Direnç katsayısını bulmak için direnç (sürüklenme) kuvveti akış kuvvetine bölünür ve böylelikle boyutsuz bir katsayı elde edilmiş olur. Denklem 3.93'te kullanılan A cismin ön bakış alanıdır (akış yönüne dik bir düzlem üzerine iz düşürülmüş alan).

Kanal akışında kanal yüksekliğinin yarısına kare geometri konulursa, bu kare engele gelen kesme ve basınç kuvvetleri Şekil 3.5'te gösterilmiştir. Akış yönünde artı yönde kesme ve basınç kuvvetleri, karenin arkasında eksi yönde basınç kuvveti tesir eder. Bu kuvvetlerin toplamı direnç (sürüklenme) kuvvetidir.



Şekil 3.5: Direnç (sürüklenme) kuvvetinin hesaplanması için kare iç geometrisine gelen yüklerin şematik gösterimi.

LBM’ de kesme ve basınç kuvvetlerinin hesaplanması şematik olarak Şekil 3.5’te gösterilmiştir. Buna göre kesme kuvveti ve basınç kuvvetinin LBM de tayini sıra ile anlatılırsa; Kesme (kayma) gerilmesinin genel formülü;

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.94)$$

Buradan da kesme kuvvetine geçilirse;

$$F = \tau A = \mu A \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.95)$$

Basınç ile kuvvet ilişkisi;

$$F = \int P dA \quad (3.96)$$

Kare engelin batı ve doğu tarafındaki basınç kuvvet dengesinden, toplam basınç kuvveti hesaplanır.

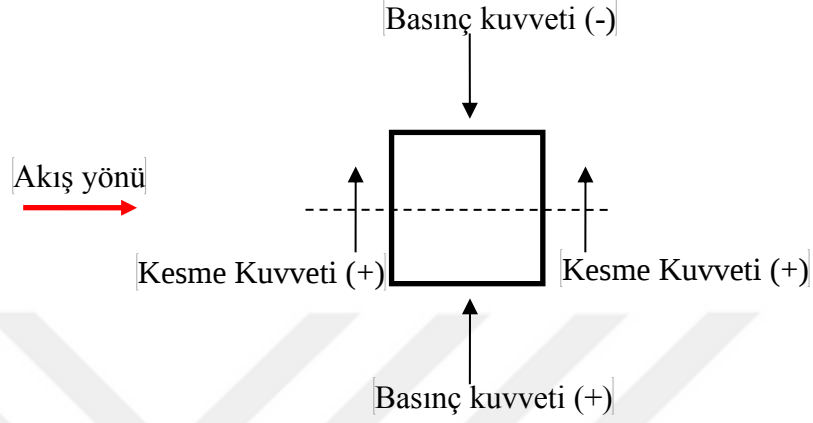
$$F = \int P dA_b - \int P dA_d \quad (3.97)$$

Kaldırma (taşıma) kuvvetini bulmak için basınç kuvveti ile kesme kuvvetlerinin toplamından faydalanılır. Kaldırma (taşıma) katsayısı Denklem 3.98’ de gösterilmiştir;

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho u^2 A} \quad (3.98)$$

Kaldırma (taşıma) katsayısını bulmak için kaldırma kuvveti akış kuvvetine bölünür ve böylelikle boyutsuz bir katsayı elde edilmiş olur.

Kanal akışında kanal yüksekliğinin yarısına kare geometri konulursa, bu kare engele gelen kesme ve basınç kuvvetleri Şekil 3.6’da gösterilmiştir. Akış yönüne dik artı yönde kesme ve basınç kuvvetleri, karenin üstünde eksi yönde basınç kuvveti tesir eder. Bu kuvvetlerin toplamı kaldırma (taşıma) kuvvetidir.



Şekil 3.6: Kaldırma (taşıma) kuvvetinin hesaplanması için kare iç geometrisine gelen yüklerin şematik gösterimi.

LBM’ de kesme ve basınç kuvvetlerinin hesaplanması şematik olarak Şekil 3.6’da gösterilmiştir. Buna göre kayma kuvveti ve basınç kuvvetinin LBM de tayini sıra ile anlatılırsa;

Kesme gerilmesinin genel formülü;

$$\tau = \mu \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3.99)$$

Buradan da kesme kuvvetine geçilirse;

$$F = \tau A = \mu A \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3.100)$$

Basınç ile kuvvet ilişkisi;

$$F = \int P dA \quad (3.101)$$

Kare engelin kuzey ve güney tarafındaki basınç kuvvet dengesinde, toplam basınç kuvveti hesaplanır.

$$F = \int P dA_g - \int P dA_k \quad (3.102)$$

Kullanılan Lattice Boltzmann kodu ile Fluent kodu arasında aynı yakınsama değerleri kullanılmıştır. Kullanılan yakınsama kriteri ise aşağıda gösterilmiştir;

$$\% \varepsilon = 100 \cdot \frac{\varphi^{n+1} - \varphi^n}{\varphi^n} \quad (3.103)$$

Denklem 3.103'te gösterilen yakınsama kriterinde son adımda alınan değer ile bir önceki alınan değerden çıkartılmıştır, çıkartılan bir değer bir önceki alınan değere bölünmüş 100 ile çarpılmıştır ve böylelikle yüzde (%) hesaplanmıştır. Başka bir deyişle yukarıdaki denklemde kullanılan “n” değeri adım (iterasyon) değeridir.

Lattice Boltzmann ve Fluent arasında yapılan karşılaştırmada aynı yakınsama değeri aynı sayıda ağ yapısı ve aynı başlangıç sınır koşulları kullanılmıştır. Kararlı rejimdeki akışlarda yakınsama kriteri x ve y yönündeki hızlar için 10^{-7} enerji için 10^{-9} olarak alınmıştır.

Reynolds sayısı (Re), bir akışkanın, atalet kuvvetlerinin, viskozite kuvvetlerine olan oranıdır ve bu iki tip kuvvetin belli bir akış şartı altında birbirine olan göreceli önemini vermektedir. Dinamik benzerliği tanımlamak için kullanılmaktadır. Bir kanal için Reynolds sayısı aşağıda verilmiştir.

$$Re = \frac{\rho u_M D_h}{\mu} = \frac{u_M D_h}{\nu} \quad (3.104)$$

Burada ρ akışkanın yoğunluğu, u_M akışkanın x eksenindeki ortalama hızı, D_h kanalın hidrolik çapı, μ akışkanın dinamik viskozitesi, ν ise kinematik viskozite olup μ/ρ ’ya eşit olmaktadır.

Nusselt sayısı (Nu), taşınım ısı transfer katsayısının iletim ısı transfer katsayısına oranları arasındaki ilişkiyi ifade eden bir boyutsuz sayıdır. Aynı zamanda yüzeydeki boyutsuz sıcaklık gradyanını vermektedir. Bir kanal için Nusselt sayısı aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$Nu = \frac{h D_h}{k} \quad (3.105)$$

Burada, h ısı taşınım katsayısı, k ise akışkanın ısıl iletim katsayısıdır.

Prandtl sayısı (Pr) boyutsuz bir sayıdır. Momentum yayılım hızının ısı yayılım hızına oranıdır. Prandtl sayısı Reynolds sayısı sayısının aksine yalnızca akışkanın türüne ve haline bağlıdır. Bu sayı viskoz ve ısı sınır tabakalarının bağlı kalınlıklarını kontrol eder. Pr küçük olduğu zaman, bu, ısıнын çok hızlı difüz ettiğini göstermektedir. Prandtl sayısı aşağıdaki formülle ifade edilmektedir.

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{c_p \mu}{k} \quad (3.106)$$

Burada α akışkanın ısı yayınma katsayısı olup $k/(\rho c_p)$ 'ye eşittir. Yukarıdaki formülde geçen c_p özgül ısı, k ise ısı iletim katsayısıdır.

Boyutsuz sürtünme faktörü (f) Darcy sürtünme faktörü olarak da bilinmektedir. Darcy-Weisbach eşitliği, uzun bir boruda akan bir sıvının sürtünme kaynaklı yük ve basınç kaybıyla alakalı olan bir eşitliktir. Sürtünme faktörü (f) aşağıda verilmiştir.

$$f = \frac{\Delta P}{(L / D_h) \left(\frac{1}{2} \rho u_M^2 \right)} \quad (3.107)$$

Burada L kanalın uzunluğu, ΔP basınç kaybı, u_M ortalama hızdır.

Zamana bağlı anlık giriş hızı aşağıdaki formülle bulunmaktadır.

$$u(t) = u_M + u_A \sin(2\pi f t) \quad (3.108)$$

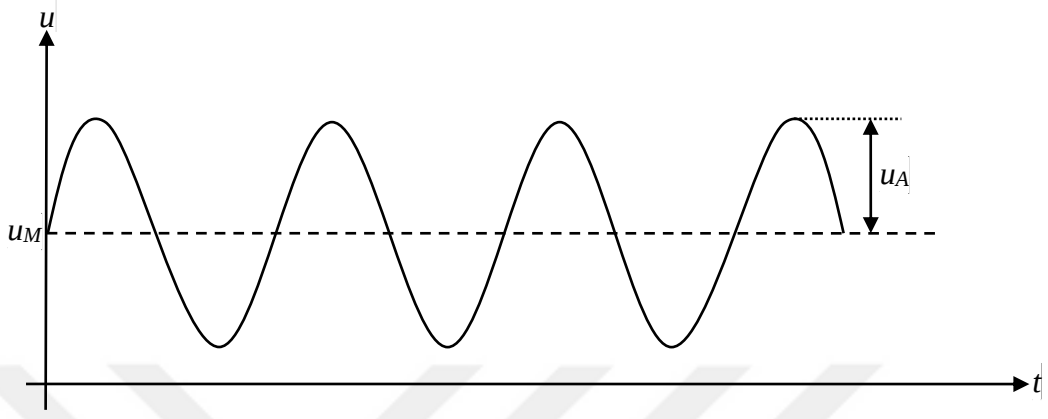
Boyutsuz frekans ve boyutsuz genlik oranı aşağıda verilmiştir.

$$F = \frac{D_h^2 f}{\nu} \quad (3.109)$$

$$u_A^* = \frac{u_A}{u_M} \quad (3.110)$$

Burada u_M ortalama hız, u_A hız değişkeni, f frekans, t zaman ve D_h hidrolik çaptır. Şekil 3.7'de u_M ve zamana bağlı değişen u_A gösterilmiştir. Reynolds sayısı, Nusselt sayısı ve ısı taşınım katsayısı (h) sırasıyla aşağıdaki formüllerle bulunmuştur (Incropera, 2006).

Burada zaman ortalamalı sıcaklık ve hız değerleri Şekil 3.7’de görülen sinüzoidal dalgaların art arda gelen iki tepe noktası arasında kalan zamanda elde edilen verilerin ortalaması alınarak hesaplanmıştır.



Şekil 3.7: Dalgalı kanalda giriş hızının zamana bağlı değişimi

Isı transferinin doğrulama çalışması için boyutsuz sıcaklık tanımlanmıştır. Giriş sıcaklığı için 0, duvar sıcaklığı için 1 olarak sabit sıcaklıklar belirlenmiştir. Boyutsuz sıcaklık aşağıdaki gibi belirlenmiştir (Mohammad, 2007).

$$\theta = \frac{T - T_{soğuk}}{T_{sıcak} - T_{soğuk}} \quad (3.111)$$

$\Theta=0$ olduğu durumda $T=T_{soğuk}$, $\Theta=1$ olduğu durumda ise $T=T_{sıcak}$ olmaktadır. |

4. BULGULAR

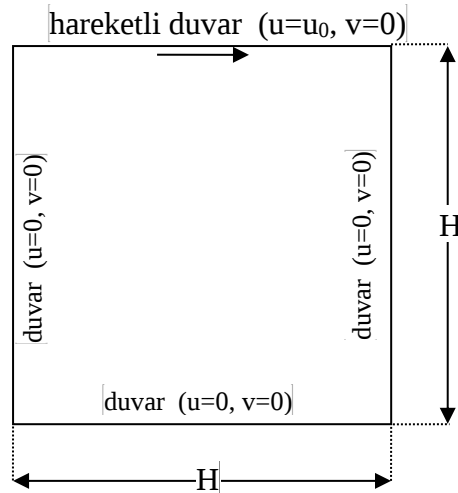
Doktora tezi kapsamında bu bölümde sıkıştırılamaz, zamandan bağımsız ve zamana bağlı akışlar çözülmüştür. Çözülen problemlere ait sınır şartları denklemleri verilmiştir. LBM ve Fluent ile elde edilen sonuçlar karşılaştırılarak doğrulanması sağlanmış ve değerlendirilmiştir.

4.1. DOĞRULAMA ÇALIŞMALARI

Bu çalışmada 3 farklı örnek çözülmüştür. Bunlar kanal akışı, engelli kanal akışı ve kare çalışma alanında kapak tahrikli akıştır. Sıkıştırılamaz zamandan bağımsız akışta kanal akışı ve kare çalışma alanında kapak tahrikli akış problemi çözülmüştür. Kanal akışında 50 ve 200 Reynolds sayılarında çözüm elde edilmiştir. Kare çalışma alanında kapak tahrikli akış probleminde 200 ve 1000 Reynolds sayılarında çözüm yapılmıştır. 50 Reynolds sayısında engelli kanal akışı sıkıştırılamaz ve zamandan bağımsız olarak çözüm elde edilmiş olup, 1000 Reynolds sayısında sıkıştırılamaz ve zamana bağlı olarak sonuç bulunmuştur.

4.1.1. Kare Çalışma Alanında Kapak Tahrikli Akış

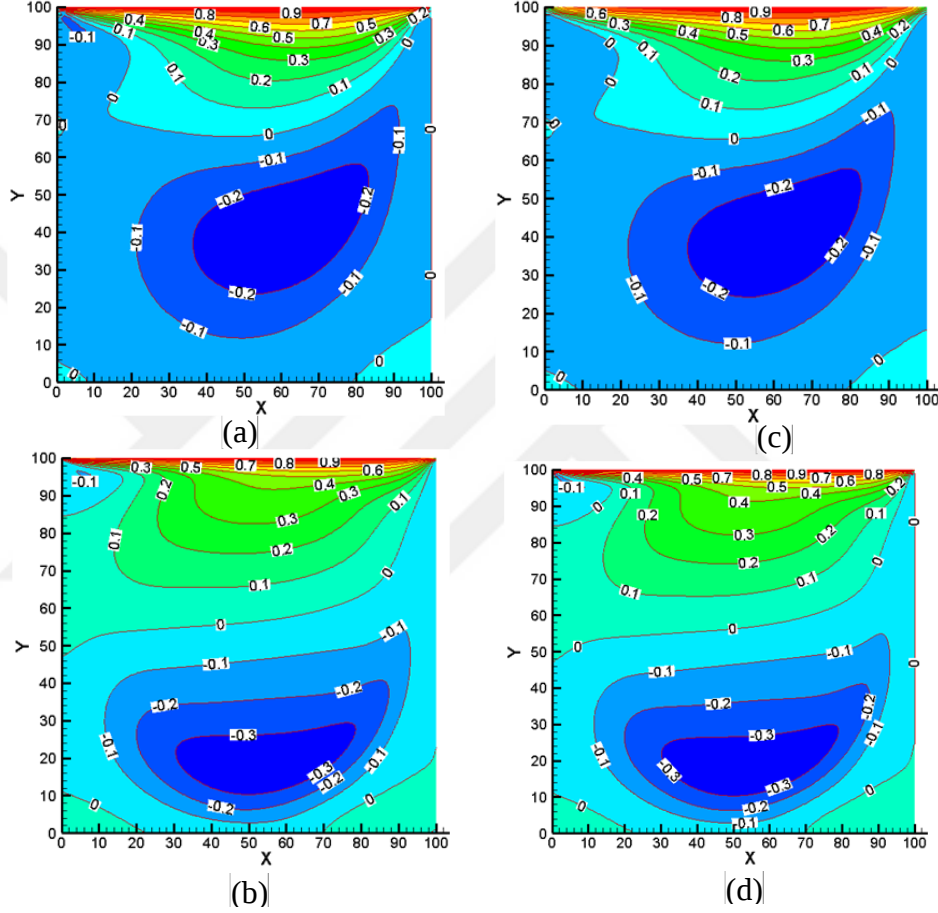
Kare çalışma alanında kapak tahrikli akışta, tipik sınır koşulları duvar ve hareketli duvar sınır koşuludur. Hareketli sınır duvar koşulunda, hız çalışma alanına dik değil de paralel verildiği için, sınır koşulu hız girişi gibi tanımlanır.



Şekil 4.1: Kare çalışma alanında kapak tahrikli akış için sınır koşulları.

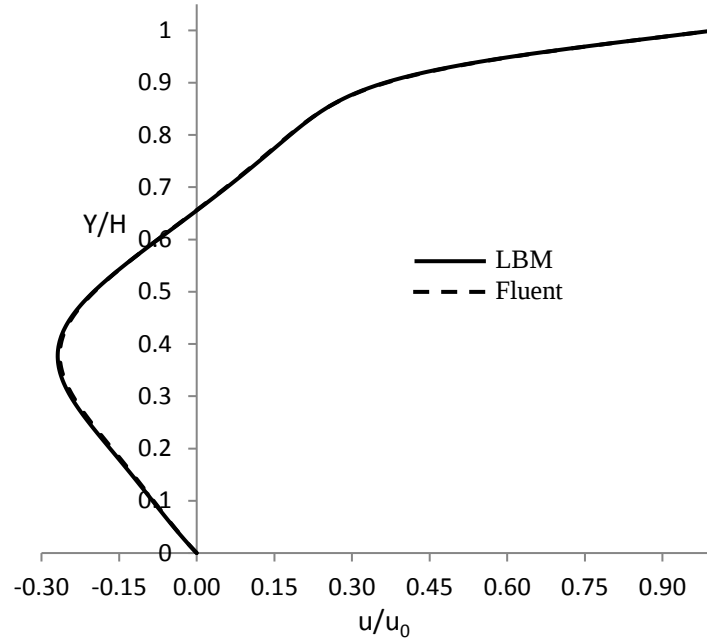
Burada kare çalışma alanının genişliği ve yüksekliği $H=100$ olarak alınmıştır. Kapak tahrik hızı $u_0 0,1$ m/s olarak alınmıştır.

Şekil 4.2’de kare çalışma alanında kapak tahrikli akış u hızının (x yönündeki hızın) Fluent ve LBM hesaplamalarında değişik Reynolds sayılarındaki durumu gösterilmektedir. Şekilde gösterilen Reynolds sayıları 200 ve 1000’dir. Aynı şekilde de kanal akışında da olduğu gibi Fluent ve LBM hesaplamalarında belirlenen Re sayısı aralıklarında sonuçlar birbirlerine çok yakın çıkmıştır. Fluent ve LBM ile yapılan 1000 Reynolds sayısındaki çözümlerde döngülerin 200 Reynolds sayısındaki çözümlere göre daha simetrik olduğu gözlemlenmiştir.

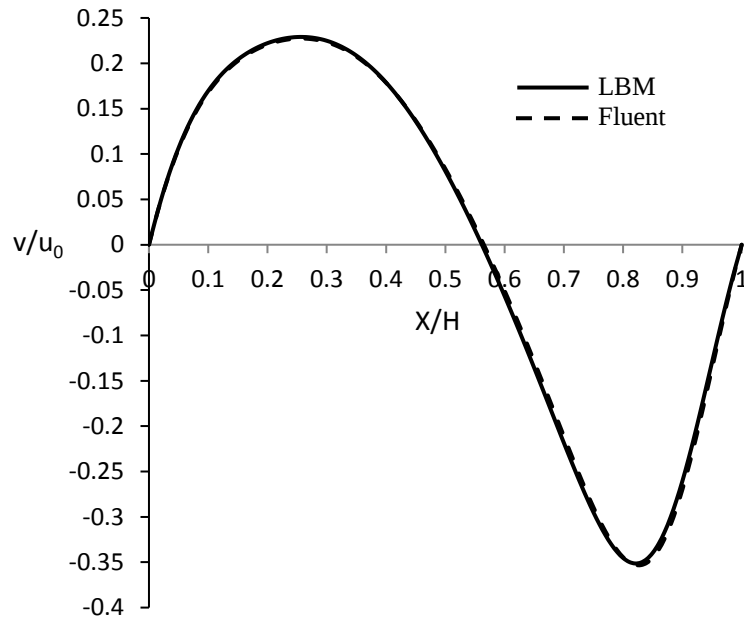


Şekil 4.2: Kare çalışma alanında kapak tahrikli akış için Lattice Boltzmann boyutsuz hız (u/u_0) değeri (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s) (a) LBM Re=200, ağ yapısı=100x100, (b) LBM Re=1000, ağ yapısı=300x300, (c) Fluent Re=200, ağ yapısı=100x100, (d) Fluent Re=1000, ağ yapısı=300x300.

Şekil 4.3’te 200 Reynolds sayısı için $X/H=1/2$ ’deki dikey çizgide u hızının (x yönündeki hızın) profili ve Şekil 4.4’te 200 Reynolds sayısı için $Y/H=1/2$ ’deki yatay çizgide v hızının (y yöndeki hızın) profili verilmiştir. Grafiklerde Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri karşılaştırılmıştır. Fluent Quick ayrıklaştırma şemasında çözülen sonuçlar Lattice Boltzmann çözümlerine yakın çıkmıştır.



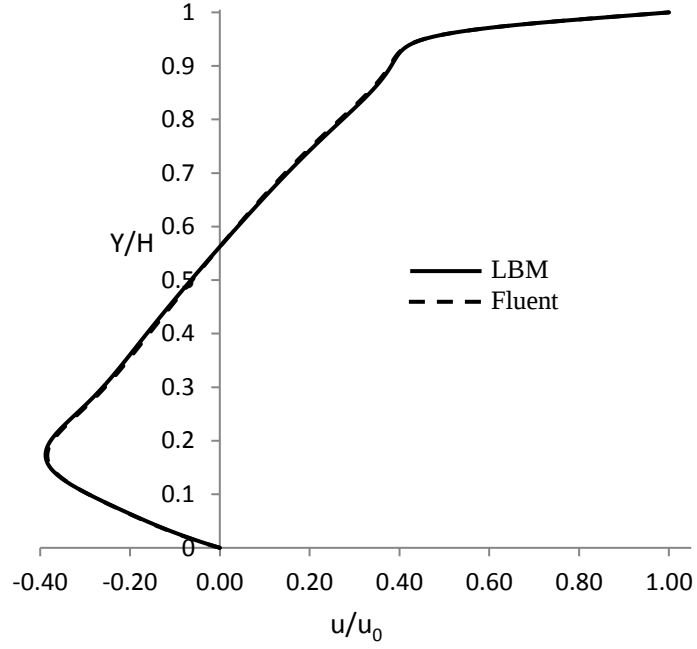
Şekil 4.3: LBM ve Fluent çözümlerine ait $Re=200$, ağ yapısı= 100×100 , $x=1/2H$ 'deki boyutsuz hız grafiği.



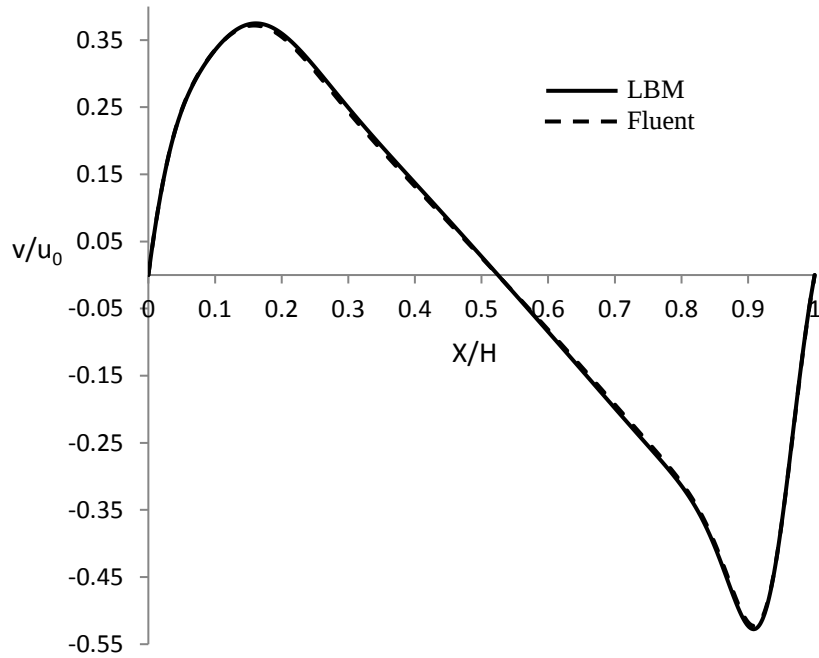
Şekil 4.4: LBM ve Fluent çözümlerine ait $Re=200$, ağ yapısı= 100×100 , $y=1/2H$ 'deki boyutsuz hız grafiği.

Şekil 4.5'te 1000 Reynolds sayısı için $X/H=1/2$ 'deki dikey çizgide u hızının (x yönündeki hızın) profili ve Şekil 4.6'da 1000 Reynolds sayısı için $Y/H=1/2$ 'deki yatay çizgide v hızının (y yönündeki hızın) profili verilmiştir. Grafiklerde Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri

karşılaştırılmıştır. Fluent Quick ayrıklaştırma şemasında çözülen sonuçlar Lattice Boltzmann çözümlerine yakın çıkmıştır.



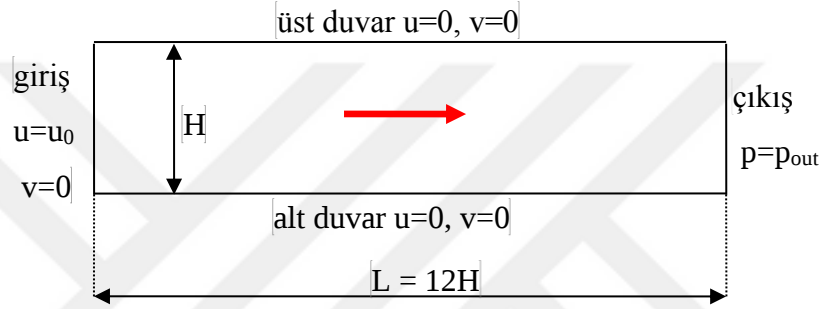
Şekil 4.5: LBM ve Fluent çözümlerine ait $Re=1000$, ağ yapısı=300x300, $x=1/2H$ 'deki boyutsuz hız grafiği.



Şekil 4.6: LBM ve Fluent çözümlerine ait $Re=1000$, ağ yapısı=300x300, $y=1/2H$ 'deki boyutsuz hız grafiği.

4.1.2. Gelişen Kanal Akışı

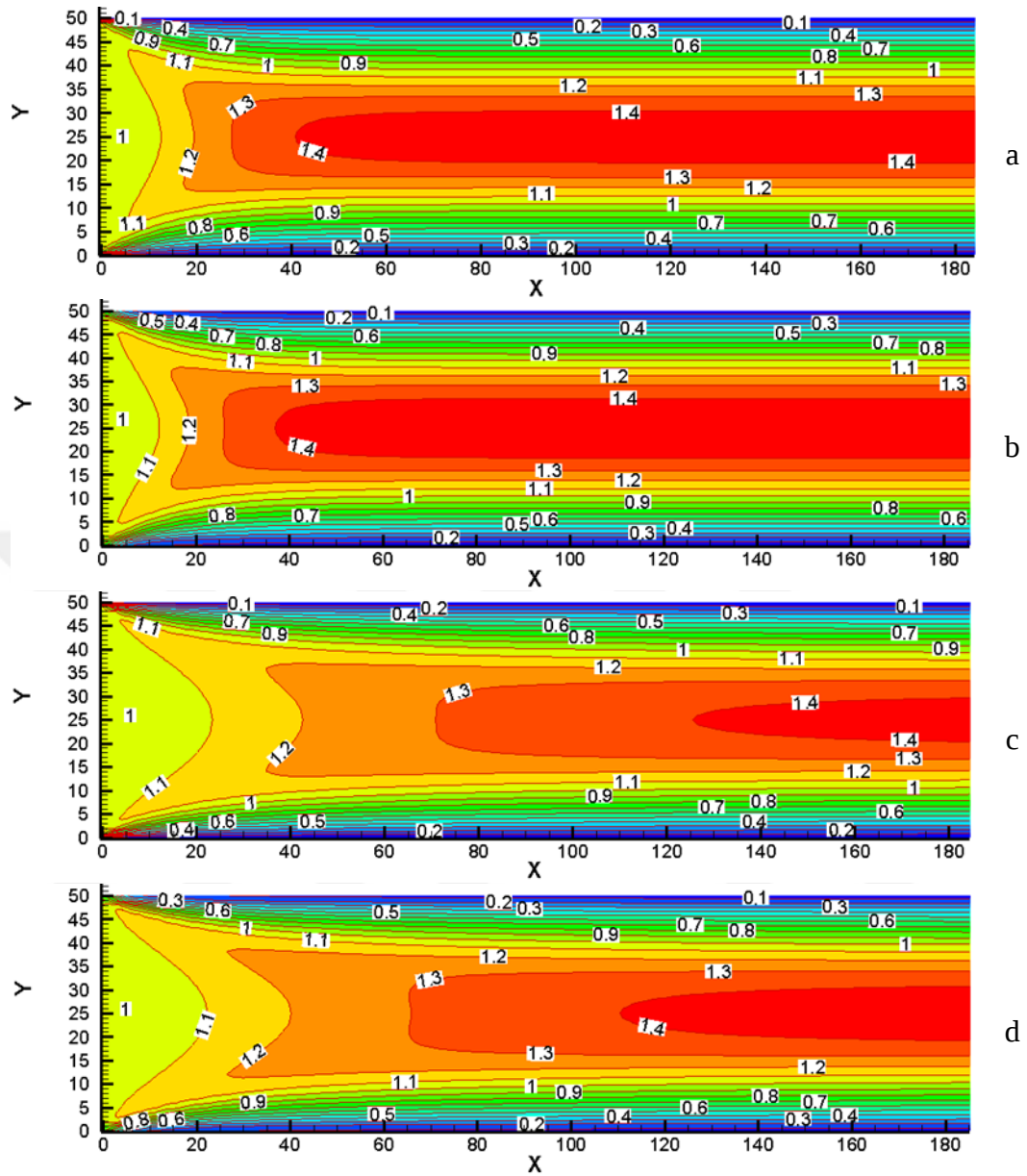
Kare çalışma alanında kapak tahrikli akıştaki çözümlerde olduğu gibi Lattice Boltzmann ve Fluent çözümlerinde aynı zaman adımı ve aynı lattice / ağ yapısı kullanılmıştır. Gelişen içi boş kanal akışı için sınır koşulları Şekil 4.7’de gösterilmiştir. Burada 50 ve 200 Reynolds sayılarında boş kanal akışını LBM ve Fluent ile çözüp karşılaştırılması yapılmıştır. Bura iki farklı Reynolds sayısında iki farklı çözüm yöntemiyle edinilen çözümün hız alanları karşılaştırılmıştır. Ayrıca LBM’de elde edilen hidrodinamik giriş uzunluğu ve hız profilleri analitik çözümle karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.7: Kanal akışı için sınır koşulları.

Kanal akışında kullanılan tipik sınır koşulları; giriş hızları, duvardaki hızlar ve çıkış basıncıdır. Şekil 4.7’de görüldüğü üzere kanal yüksekliği H olarak alınmıştır. Kanal uzunluğu $L=12H$ alınmıştır. Burada u_0 hızı 0,1 m/s olarak alınmıştır.

Şekil 4.8’de Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait eksenel hız (x yönündeki hız) dağılımını değişik Reynolds sayılarında gösterilmektedir. Bütün durumlarda eksenel hız dağılımları aynı çıkmıştır. Değişik Reynolds sayılarında yapılan analizlerde sonucun yaklaşık değerlerde çıktığı görülmektedir. Yani aynı Reynolds sayılarında, LBM ve Fluent hesaplamaları arasındaki sonuçların çok büyük bir şekilde değişmediği görülmektedir. 50 Reynolds sayısında akışın 200 Reynolds sayısına göre daha hızlı geliştiği görülmektedir.

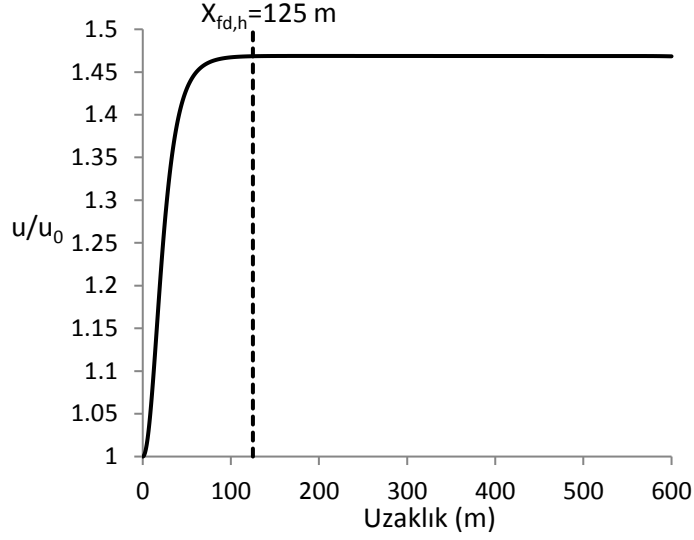


Şekil 4.8: Gelişen kanal akışı için eksenel boyutsuz hız (u/u_0) dağılımı (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s) (ağ yapısı: 600x50) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$, (c) LBM $Re=200$, (d) Fluent $Re=200$.

Hidrodinamik giriş uzunluğu Reynolds sayısına göre aşağıdaki formülle hesaplanmaktadır.

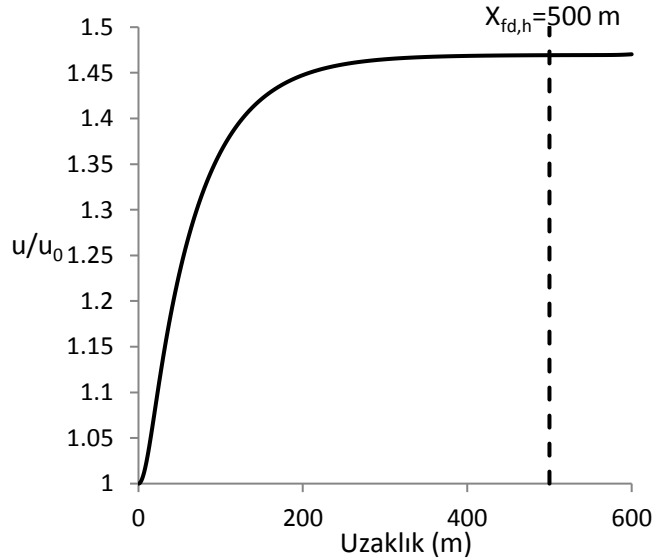
$$X_{fd,h} = 0,05 Re D_h \quad (4.1)$$

Reynolds sayısı 50 iken hidrodinamik giriş uzunluğu, $X_{fd,h}=125$ m olarak hesaplanmış ve Şekil 4.9'daki boyutsuz hız profiline uyumlu olduğu görülmüştür.



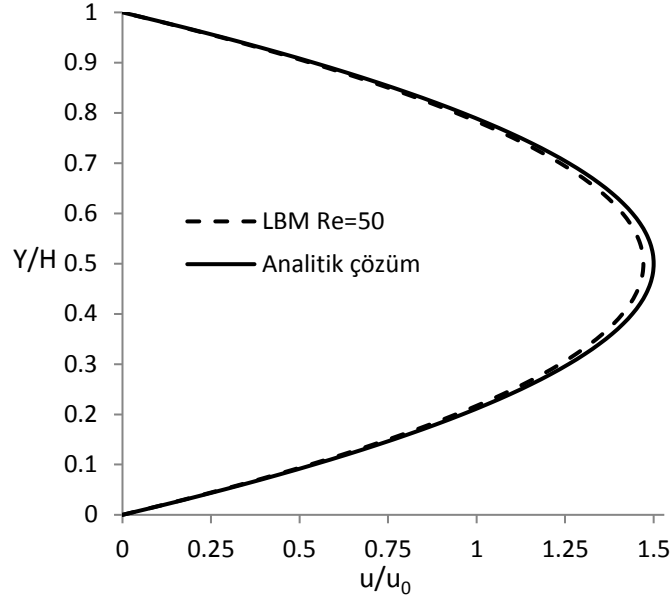
Şekil 4.9: LBM Re=50, ağ yapısı 600x50 hidrodinamik giriş uzunluğu ve y-simetri eksenindeki boyutsuz hız (u/u_0) profili ($u_0=0,1$).

200 Reynolds sayısında hidrodinamik giriş uzunluğu, $X_{fd,h}=500$ olarak hesaplanmış ve Şekil 4.10'daki boyutsuz hız profiline uyumlu olduğu görülmüştür. 200 Reynolds sayısındaki hidrodinamik giriş uzunluğunun 50 Reynolds sayısındakine göre daha geç geliştiği görülmüştür.



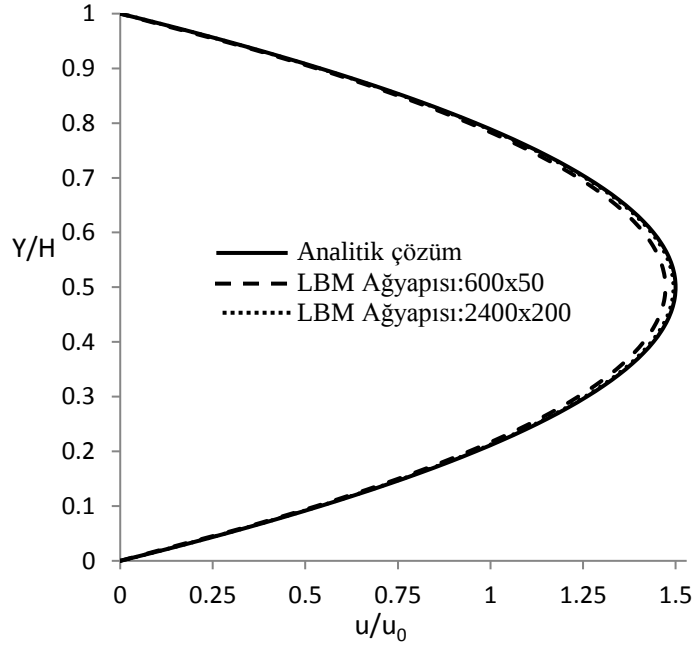
Şekil 4.10: LBM Re=200, ağ yapısı 600x50 hidrodinamik giriş uzunluğu ve y-simetri eksenindeki boyutsuz hız (u/u_0) profili ($u_0=0,1$).

Şekil 4.11'de Analitik çözüm ve 50 Reynolds sayısında 600x50 ağ yapısıyla ($dx=1$) yapılan çözümle karşılaştırılmıştır. Veriler kanalın sonuna doğru $x=500$ 'de alınmıştır. Sonuçlar birbiriyle uyumlu çıkmıştır.



Şekil 4.11: LBM Re=50, ağ yapısı 600x50 tam gelişmiş hidrokinamik akış boyutsuz hız profili (u/u_0) ($u_0=0,1$).

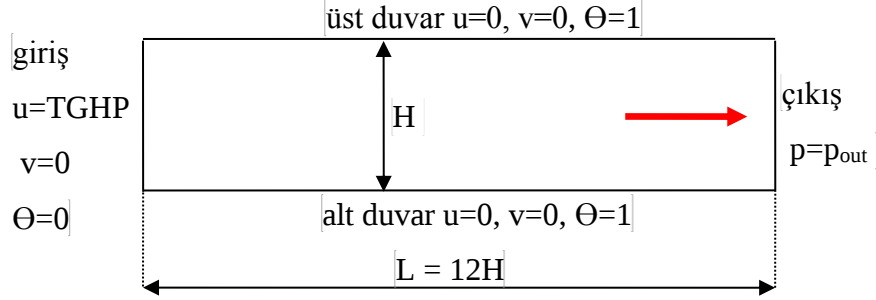
Şekil 4.12 Analitik çözüm ve 200 Reynolds sayısında 600x50 ağ yapısı ($dx=1$) ile 2400x200 ağ yapısıyla ($dx=0,25$) yapılan çözümle karşılaştırılmıştır. Veriler kanalın sonuna doğru $x=500$ 'de alınmıştır. Sonuçlar birbiriyle uyumlu çıkmıştır. Daha ince ağ yapısı ile çözülen problemin analitik çözüme daha yakın olduğu görülmüştür.



Şekil 4.12: LBM Re=200 ağ yapısı=600x50 ve 2400x200 tam gelişmiş hidrokinamik akış boyutsuz hız profili.

4.1.3. Tam Gelişmiş Kanalda Akış ve Isı Transferi

Burada akış, kanala tam gelişmiş hız profili ile girmekte ve aynı şekilde çıkmaktadır. İçi boş kanal akışı için verilen sınır koşulu aşağıda Şekil 4.13'teki gibidir.



Şekil 4.13: Tam gelişmiş kanalda akış için sınır koşulları.

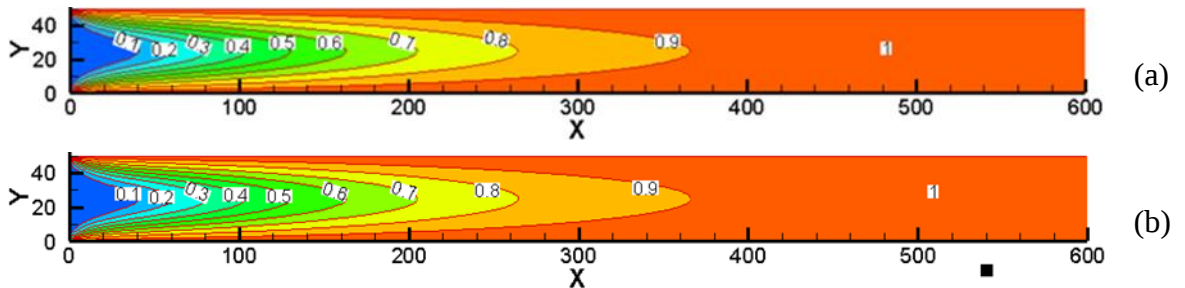
Burada duvarlarda $\Theta=1$ olacak şekilde sabit sıcaklık sınır koşulu verilmiştir. Giriş sıcaklığı $\Theta=0$ olarak verilmiştir. Girişi tam gelişmiş hız profili (TGHP) olarak belirlenmiştir. LBM ve Fluent'de anı ağ yapısıyla $Re=50$ için ve $Pr=0,7$ için çözümler elde edilip hız ve sıcaklık alanları grafiklerde karşılaştırılmıştır. Ayrıca Nusselt sayıları bulunup grafikte karşılaştırılmıştır.

Düz kanal akışı ve engelli kanal akışında LBM ve Fluent çözümleri karşılaştırılırken kullanılan Nusselt sayısı hesabı aşağıdaki formülle yapılmıştır (Incropera, 2006).

$$Nu = \frac{\frac{T_s - T}{T_s - \frac{\int u T dy}{\int u dy}}}{dy D_h} \quad (4.2)$$

İki boyutlu kanal akışı için hidrolik çap aşağıdaki formülle bulunmaktadır.

$$D_h = 2H \quad (4.3)$$



Şekil 4.14: TGHP'de duvarlarda sabit sıcaklık sınır koşulu verilen kanal akışı için boyutsuz sıcaklık dağılımı ($Re=50$, $Pr=0,7$, ağ yapısı: 600×50 , $dx=1$, $dt=1$) (a) LBM, (b) Fluent

Şekil 4.14'te LBM ve Fluent çözümlerine ait sıcaklık alanları görülmektedir. Burada LBM ve FLUENT çözümlerinin oldukça birbirine benzer olduğu görülmektedir.

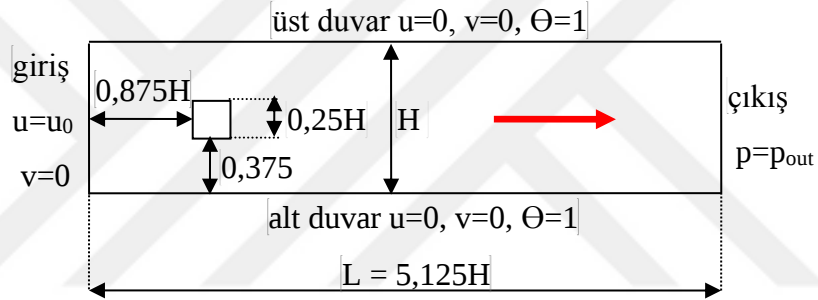
Başlangıçta tam gelişmiş hız profili (TGHP) verildiği zaman $dx=1$, $x=10H$ 'da Nu sayısı Fluent ve LBM için bulunan değerler ve analitik çözümle olan yüzdesel hata Tablo 4.1'de gösterilmiştir. Literatürde $Nu=7.54$ değeri gösterilmektedir (Bejan, 1993). Aradaki fark düşük ağ yapısından kaynaklanmaktadır.

Tablo 4.1: Tam gelişmiş hız profili kanal akışında $dx=1$ iken $Re=50$ için Nusselt sayısı.

	LBM	Fluent	Teori (Bejan, 1993)
Nusselt Sayısı	7.546	7.549	7.54
% Hata	0.079	0.119	

4.1.4. Kare Engelli Kanalda Akış ve Isı Transferi

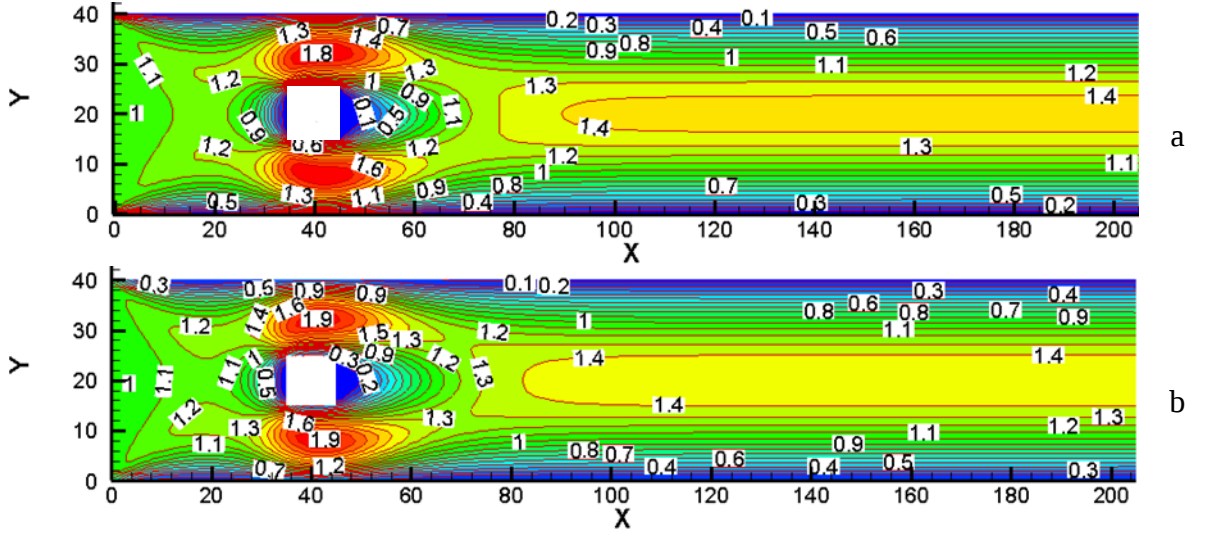
Şekil 4.15'te engelli kanalın sınır koşulları verilmiştir.



Şekil 4.15: Engelli kanal akışı için sınır koşulları.

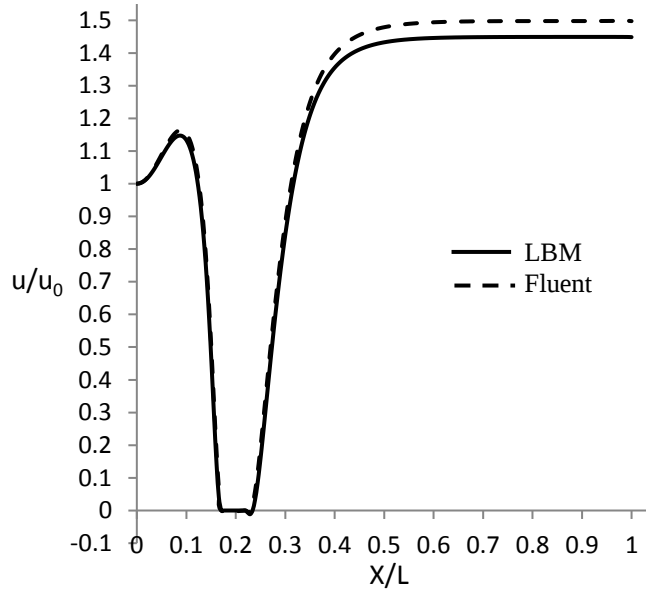
Tam gelişmiş (hem akış hem de ısı) kanal akışı için doğrulama LBM tahmini ile Fluent çözümünden alınan Nusselt sayısının karşılaştırması grafiklerde verilmiştir. Verilen sabit giriş (soğuk) ve duvar sıcaklıklarında (sıcak) ve tam gelişmiş akışta, grafiklere göre LBM den alınan değer ile Fluent çözümünden alınan değer arasında çok büyük benzerlikler olduğu görülmektedir. Böylelikle LBM'de yazılan ısı kodu doğrulanmaktadır. Isıl doğrulama için çözülen kanal akışı hem momentum hem de enerji için sınır koşulları aşağıda verildi,

Şekil 4.16'da Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait eksenel hız (x yönündeki hız) dağılımı 50 Reynolds sayısında gösterilmektedir. Her iki yöntemle yapılan analizlerde sonucun yaklaşık değerlerde çıktığı görülmektedir. Yani 50 Reynolds sayısında, LBM ve Fluent hesaplamaları arasındaki sonuçların çok büyük bir şekilde değişmediği görülmektedir. Engelin hemen üstünde ve altında hızların arttığı gözlemlenmiştir.



Şekil 4.16: Engelli kanal akışı için Lattice Boltzmann eksenel boyutsuz hız (u/u_0) dağılımı (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s, ağ yapısı: 205×40 , $dx=1$, $dt=1$) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$.

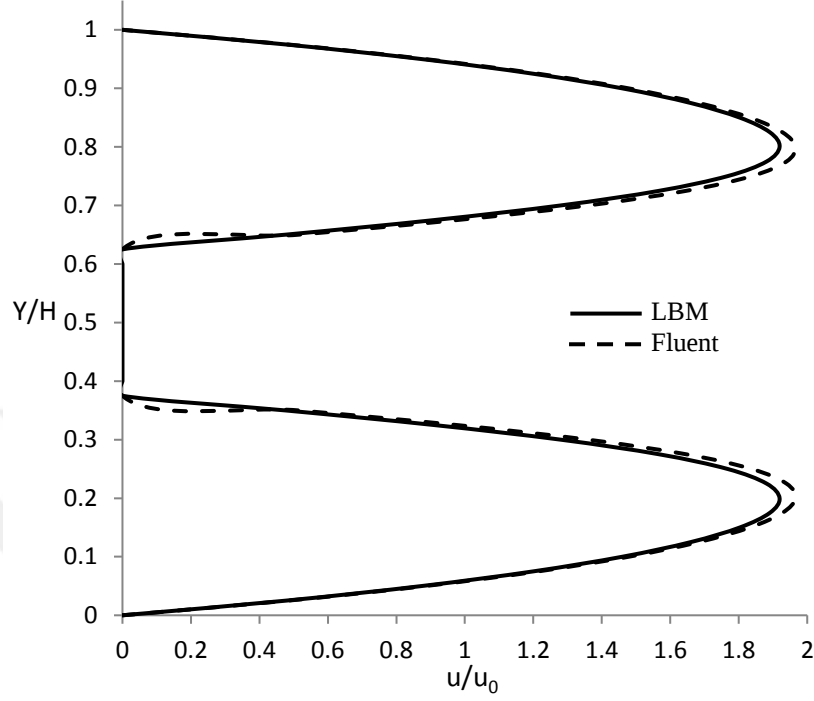
Şekil 4.17’de 200 Reynolds sayısı için $Y/H=1/2$ ’deki (y -simetri) yatay çizgide u hızının (x yönündeki hızın) profili verilmiştir. Grafiklerde Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri karşılaştırılmıştır. $X/L=0,3$ ’ten sonra hızların biraz farklılaştığı görülmektedir. Bunun sebebi daha kaba ağ yapılarında Fluent’in daha başarılı sonuç vermesidir.



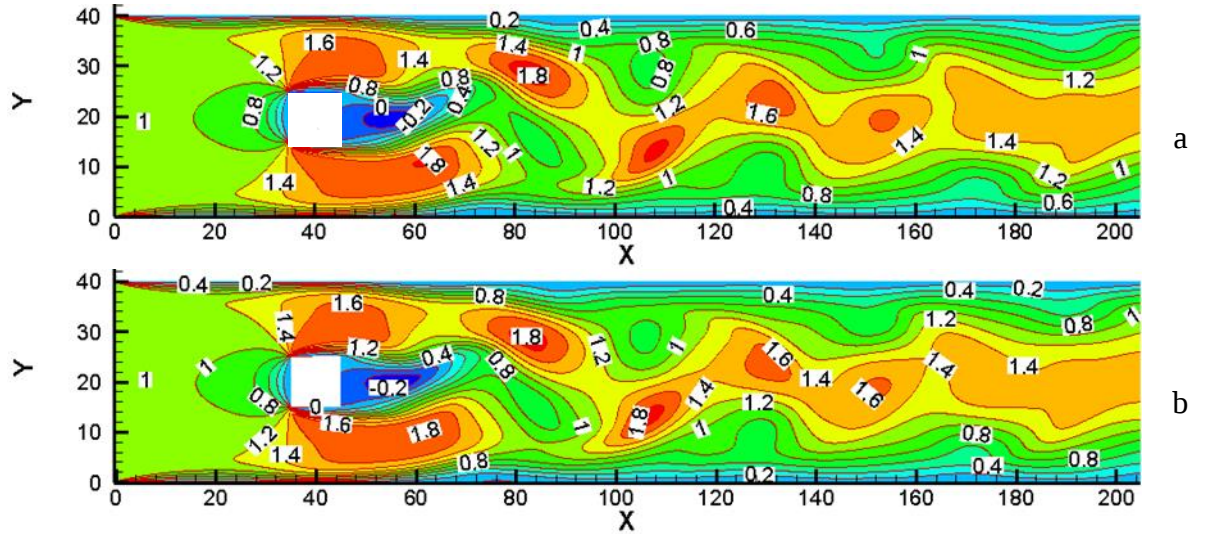
Şekil 4.17: 50 Reynolds sayısında Y -simetri eksenindeki Fluent ve LBM çözümlerine ait boyutsuz hız profilleri.

Şekil 4.18’de 200 Reynolds sayısı için $x=40$ ’daki engelin olduğu yerde dikey çizgide u hızının (x yönündeki hızın) profili verilmiştir. Grafiklerde Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri

karşılaştırılmıştır. Engelin olduğu yerlerde hız sıfırdır. Altında ve üstünde hızların arttığı görülmektedir.



Şekil 4.18: 50 Reynolds sayısında X=40'taki Fluent ve LBM çözümlerine ait boyutsuz hız profilleri.

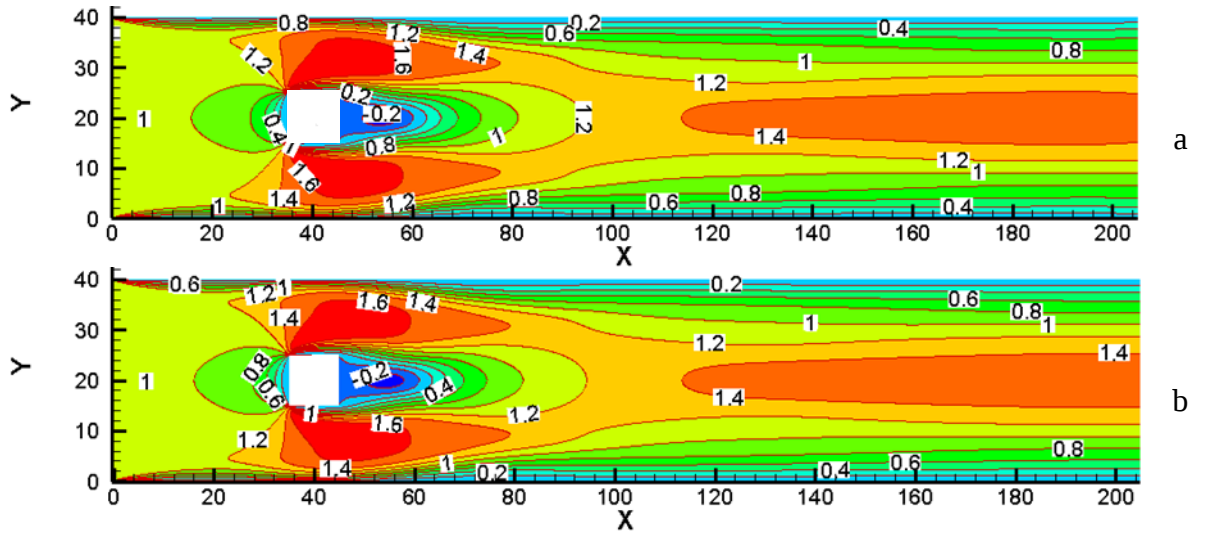


Şekil 4.19: Engelli kanal akışı için Lattice Boltzmann eksenel anlık boyutsuz hız (u/u_0) dağılımı (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s, ağ yapısı: 1640×320 , $dx=0,125$, $dt=0,125$) (a) LBM $Re=1000$, (b) Fluent $Re=1000$.

Şekil 4.19'da Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait anlık boyutsuz eksenel hız (x yönündeki hız) dağılımı 1000 Reynolds sayısında gösterilmektedir. Her iki yöntemle yapılan analizlerde sonuçların birbirine yaklaşık değerlerde çıktığı görülmektedir. Sonuçlar kaldırma

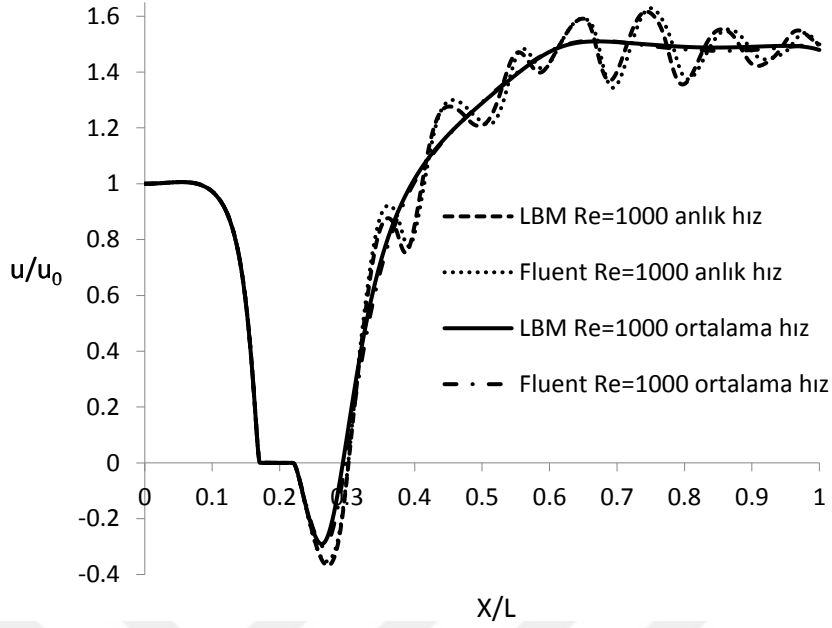
katsayısı periyodunun tepe noktasındaki değerler alınarak hazırlanmıştır. Her iki sonuçta engelin arkasında eksi hızların bulunduğu alan olduğu görülmektedir. Şekil 4.19’da hız değerlerinin birbirlerine oldukça aynı olduğu görülmektedir.

Şekil 4.20’de 1000 Reynolds sayısındaki Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait ortalama boyutsuz aksel hız dağılımı gösterilmektedir. Sonuçlar kaldırma katsayısı periyodu boyunca alınan hızların ortalaması hesaplanarak hazırlanmıştır. Her iki yöntemle yapılan analizlerde sonuçların birbirine yaklaşık değerlerde çıktığı görülmektedir. Her iki sonuçta engelin arkasında eksi hızların bulunduğu alan olduğu görülmektedir.



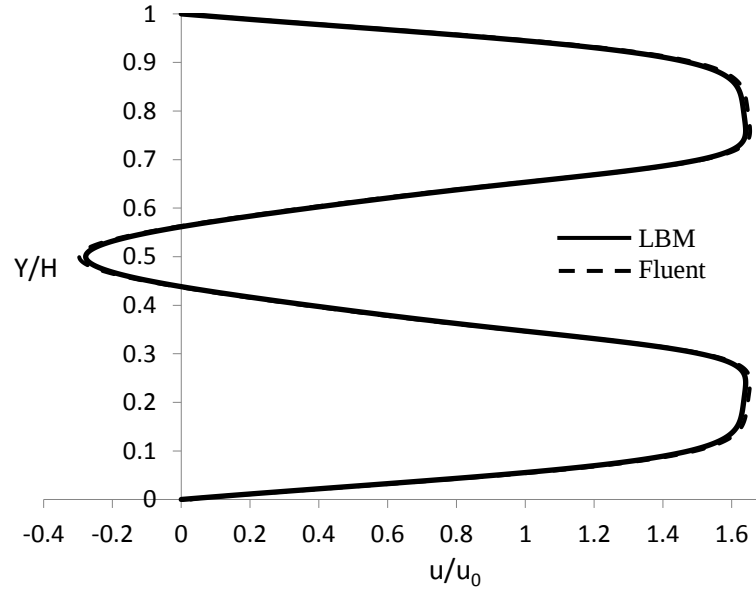
Şekil 4.20: Engelli kanal akışı için Lattice Boltzmann aksel ortalama boyutsuz hız (u/u_0) dağılımı (x yönündeki hız) ($u_0=0,1$ m/s, ağ yapısı: 1640×320 , $dx=0,125$, $dt=0,125$) (a) LBM $Re=1000$, (b) Fluent $Re=1000$

Şekil 4.21’de Fluent ve LBM çözümlerine ait 1000 Reynolds sayısında boyutsuz kanal uzunluğuna göre anlık ve ortalama boyutsuz hız grafiği verilmiştir. Ortalama ve anlık değerlerde engele kadar aynı boyutsuz hız değerleri görülmektedir. Engelde hız sıfır olmakta ve hemen sonrasında eksi hızlar görülmektedir. Anlık ve ortalama boyutsuz hızlar birbirine çok yakın çıkmıştır. Anlık hızlarda engelden sonra dalgalanarak artış gözlemlenmiştir.



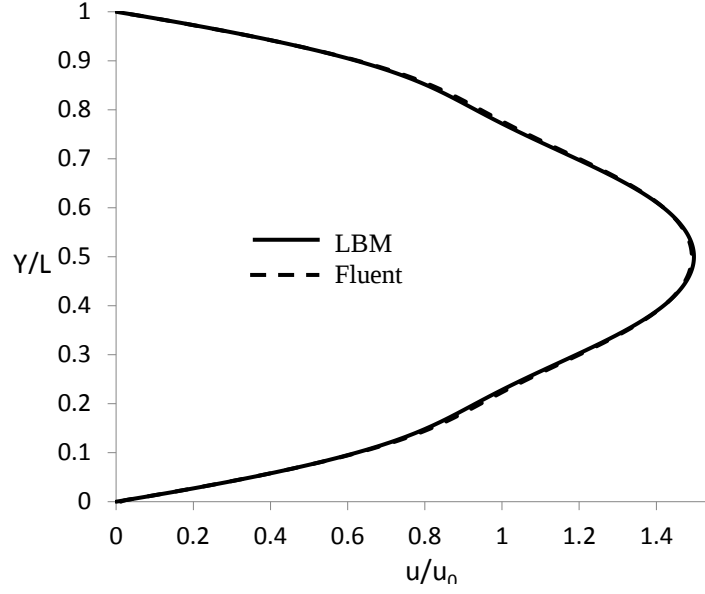
Şekil 4.21: Re=1000'deki LBM ve Fluent çözümlerine ait y-simetri boyutsuz ortalama hız grafiği (dt=0,125).

Şekil 4.22'de Fluent ve LBM çözümlerine ait 1000 Reynolds sayısında $x=55$ 'teki dikey çizgide boyutsuz kanal uzunluğuna göre ortalama boyutsuz hız grafiği verilmiştir. Burada y-simetri ekseninde yani $Y/H=0,5$ 'te eksi hızlar görülmektedir. Ayrıca engelin üst ve alt hizasındaki bölgelerde boyutsuz hız artış göstermiştir.



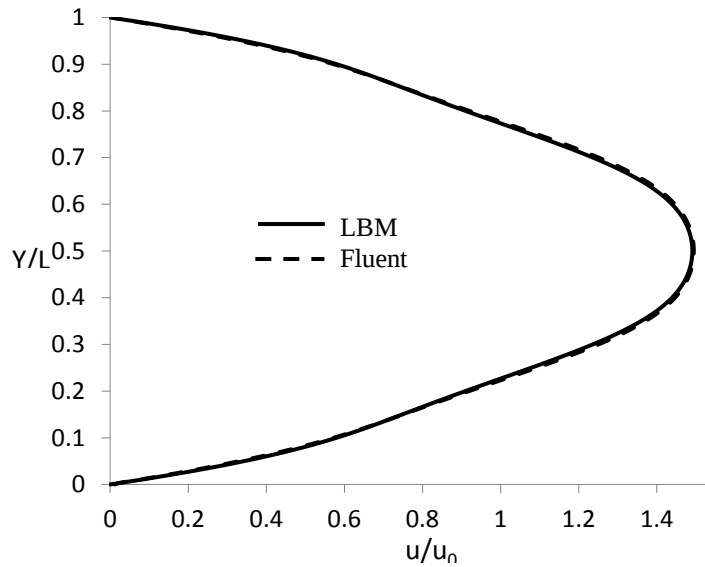
Şekil 4.22: Re=1000'deki LBM ve Fluent çözümlerine ait $x=55$ 'teki boyutsuz ortalama hız grafiği (dt=0,125).

Şekil 4.23'te Fluent ve LBM çözümlerine ait 1000 Reynolds sayısında $x=155$ 'teki dikey çizgide boyutsuz kanal uzunluğuna göre ortalama boyutsuz hız grafiği verilmiştir. Eksi hızlar görülmemektedir. Her iki sonuç birbirine çok yakın çıkmıştır.



Şekil 4.23: $Re=1000$ 'deki LBM ve Fluent çözümlerine ait $x=155$ 'teki boyutsuz ortalama hız grafiği ($dt=0,125$).

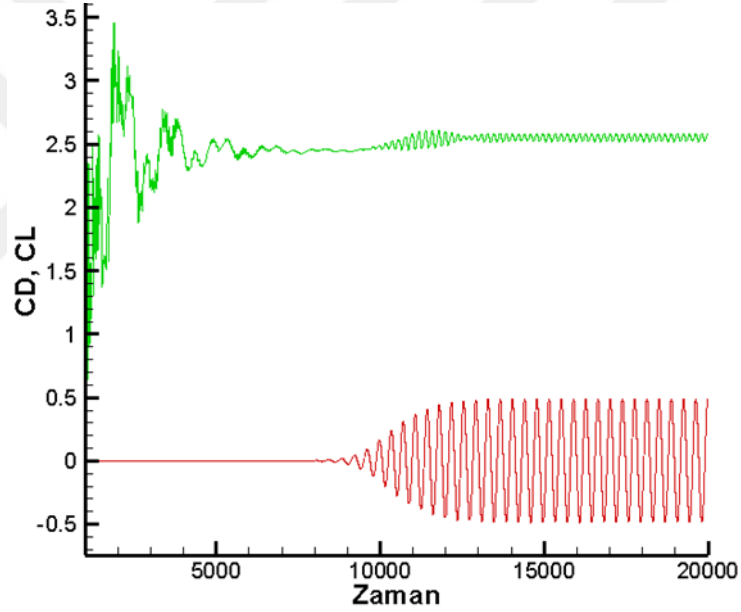
Şekil 4.24'te Fluent ve LBM çözümlerine ait 1000 Reynolds sayısında $x=200$ 'deki dikey çizgide boyutsuz kanal uzunluğuna göre ortalama boyutsuz hız grafiği verilmiştir. Şekil 4.22'deki gibi eksi hızlar görülmemekle beraber Fluent ve LBM çözümleri birbirine çok yakın çıkmıştır.



Şekil 4.24: $Re=1000$ 'deki LBM ve Fluent çözümlerine ait $x=200$ 'deki boyutsuz ortalama hız grafiği ($dt=0,125$).

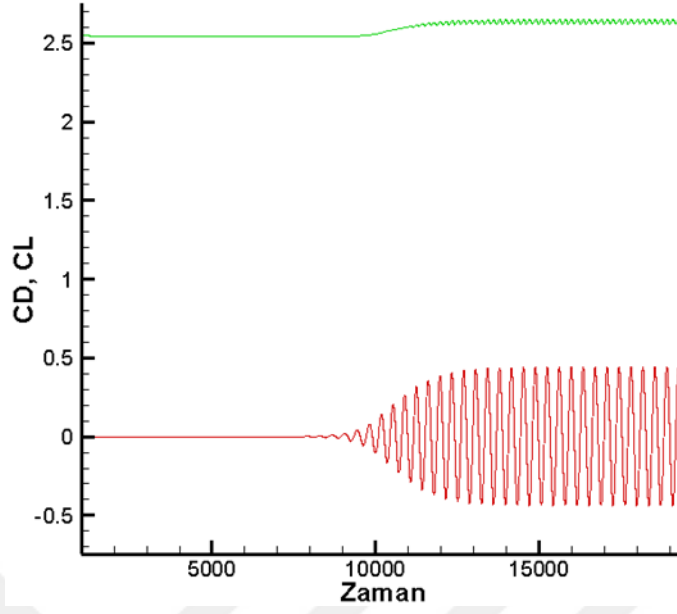
Şekil 4.21, 4.22, 4.23 ve 4.24'te görüldüğü üzere engelden sonra eksi hızlar oluşmakta olup kanal boyunca ilerledikçe eksi hızlar kaybolmaktadır. Kanal boyunca ortalama boyutsuz hız artmaktadır.

Şekil 4.25'te 1000 Reynolds sayısında LBM çözümüne ait direnç ve kaldırma katsayıları görülmektedir. Burada kare engelin alanı hesaplamalarda 10 m^2 alınmıştır. C_D katsayısı grafiğin üst tarafında çizilmiş olup ortalama C_D katsayısı 2,55 olarak bulunmuştur. Grafiğin altında ise ortalama C_L katsayısı 0 olarak hesaplanmıştır. Şekilde görüldüğü üzere C_L katsayısının periyodu C_D katsayısının periyodunun iki katı olmuştur. Zamana bağlı çözümlerde engelli kanalda sıcaklık ve hız değerlerinin zaman ortalaması hesaplanırken C_L katsayısının periyodu boyunca hız ve sıcaklık değerlerinin ortalaması alınmaktadır.



Şekil 4.25: LBM çözümüne ait $Re=1000$ 'deki C_D, C_L katsayıları.

Şekil 4.26'de 1000 Reynolds sayısında Fluent çözümüne ait direnç ve kaldırma katsayıları görülmektedir. Burada kare engelin alanı hesaplamalarda 10 m^2 alınmıştır. C_D katsayısı grafiğin üst tarafında çizilmiş olup ortalama C_D katsayısı 2,635 olarak bulunmuştur. Grafiğin altında ise ortalama C_L katsayısı 0 olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.26: Fluent çözümüne ait $Re=1000$ 'deki C_D , C_L katsayıları.

Tablo 4.2'de LBM ve Fluent çözümlerine ait 50 ve 1000 Reynolds sayılarındaki direnç (sürüklenme) katsayıları verilmiştir. 50 Reynolds sayısındaki değerler 1000 Reynolds sayısındaki değerlere göre daha yüksek çıkmıştır. LBM ile yapılan hesaplamalarda çıkan sonuçların Fluent ile yapılan hesaplamalara göre düşük çıkmıştır.

Tablo 4.2: Direnç (sürüklenme) katsayıları (C_D).

	Re=50 dx=1	Re=1000 dx=0,125 (Ortalama değer)
LBM	12,697	2,550
Fluent	14,322	2,635

Tablo 4.3'te çeşitli hesaplamalarda kanal içindeki kare engelden sonra ortaya çıkan eksi hızların bulunduğu bölgenin uzunluğu verilmiştir. Buradaki uzunluk engelin bitiminden itibaren ölçülmüştür.

Tablo 4.3: Resirkülasyon bölgesi uzunlukları.

	Re=50 dx=1	Re=50 dx=0,5	Re=1000 ortalama	Re=1000 anlık
LBM	2,9228	2,7622	15,1879	18,6063
Fluent	2,0815	2,5737	15,9434	19,3363

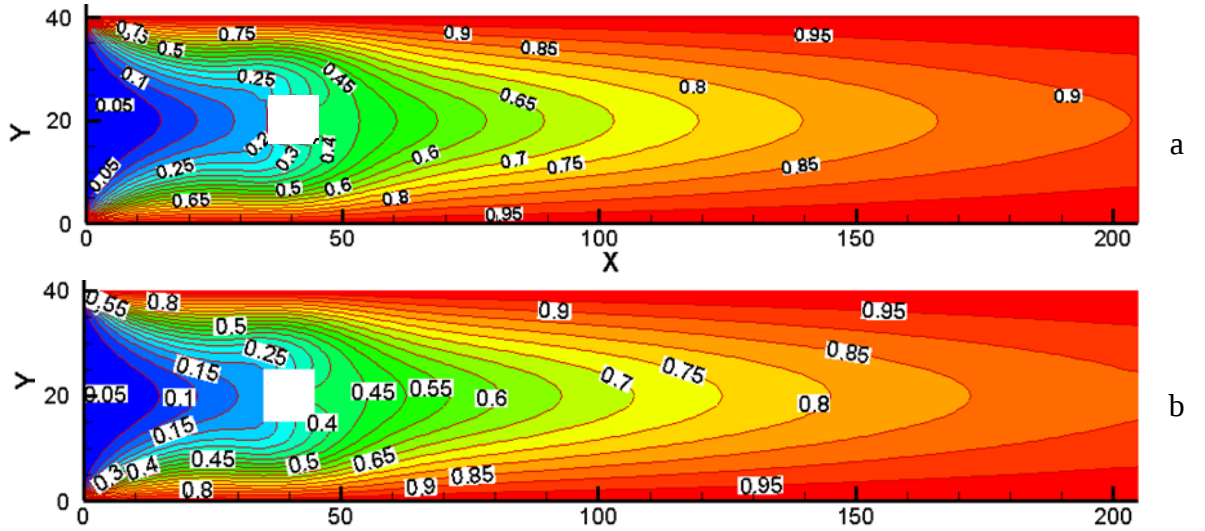
Tablo 4.4'te LBM ve Fluent'le yapılan çözümlerin süresi gösterilmiştir. Bu tabloda hem Fluent hem LBM karşılaştırılmakta olup Courant sayısına göre daha az zaman adımı sayısı ile çözülen

Fluent'in değerlerine de yer verilmiştir. Burada kullanılan bilgisayarın işlemcisi Intel Pentium CPU B950 2,10 GHz olup 6 GB frekansı 665 MHz olan DDR3 RAM hafızasına sahiptir.

Tablo 4.4: LBM ve Fluent Akış periyodu çözüm süresi.

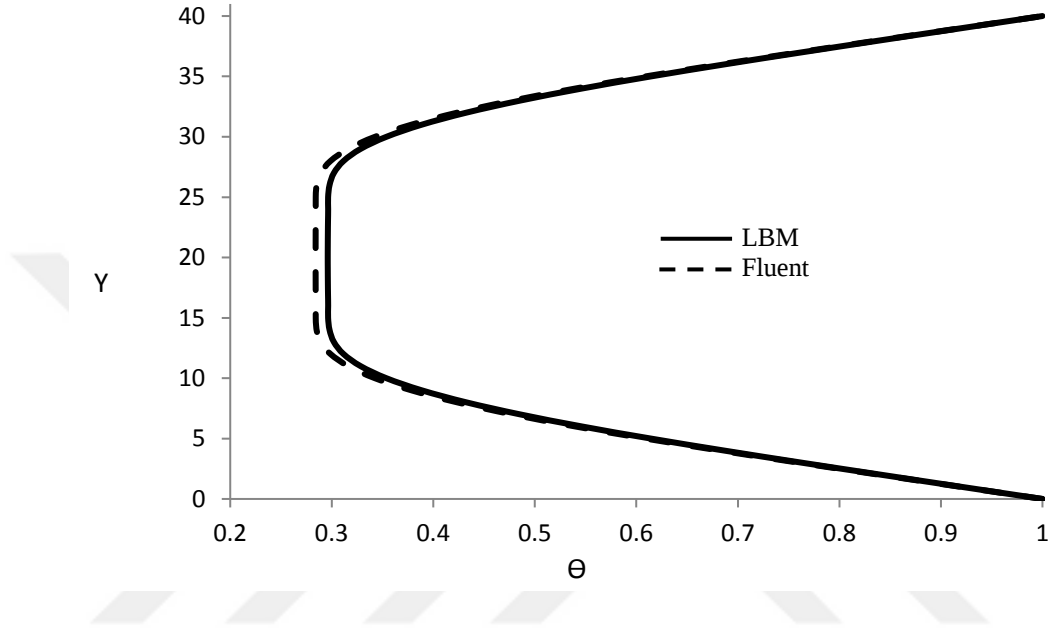
	Süre (saniye)
LBM (dt=0,125) (dx=0,125, dy=0,125) Re=1000 Periyot =372,625 s Zaman adımı sayısı=2981	304
Fluent (dt=0,125) Courant sayısı=0,1 (dx=0,125, dy=0,125) Re=1000 Zaman adımı=365,299 s Zaman adımı sayısı=2922	153426
Fluent (dt=1) Courant sayısı=0,8 (dx=0,125, dy=0,125) Re=1000 Zaman adımı=365,299 s Zaman adımı sayısı=365	18216

Şekil 4.27'de Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait sıcaklık dağılımı 50 Reynolds sayısında gösterilmektedir. Her iki yöntemle yapılan analizlerde sonucun yaklaşık değerlerde çıktığı görülmektedir. Yani 50 Reynolds sayısında, LBM ve Fluent hesaplamaları arasındaki sonuçların çok büyük bir şekilde değişmediği görülmektedir. Akışın sonlarına doğru sıcaklığın arttığı gözlemlenmiştir.



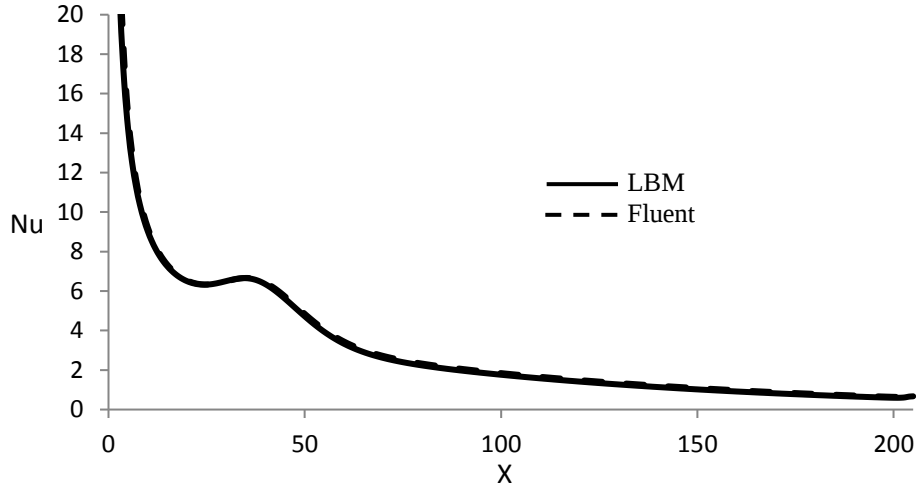
Şekil 4.27: Tek kare engelli kanal akışı için boyutsuz sıcaklık dağılımı (Ağ yapısı: 205x40, dx=1, dt=1) (a) LBM Re=50, (b) Fluent Re=50.

Şekil 4.28’te tek kare engelli kanal akışı için 50 Reynolds sayısı için $x=40$ ’taki dikey çizgide LBM ve Fluent çözümlerine ait sıcaklığın profili verilmiştir. Grafikte Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri karşılaştırılmıştır. Sıcaklıkların kenarlara doğru simetrik bir şekilde arttığı gözlemlenmiştir. Engelin sınırları adyabatik olduğundan dolayı engelin içinde sıcaklık değişimi olmamıştır.



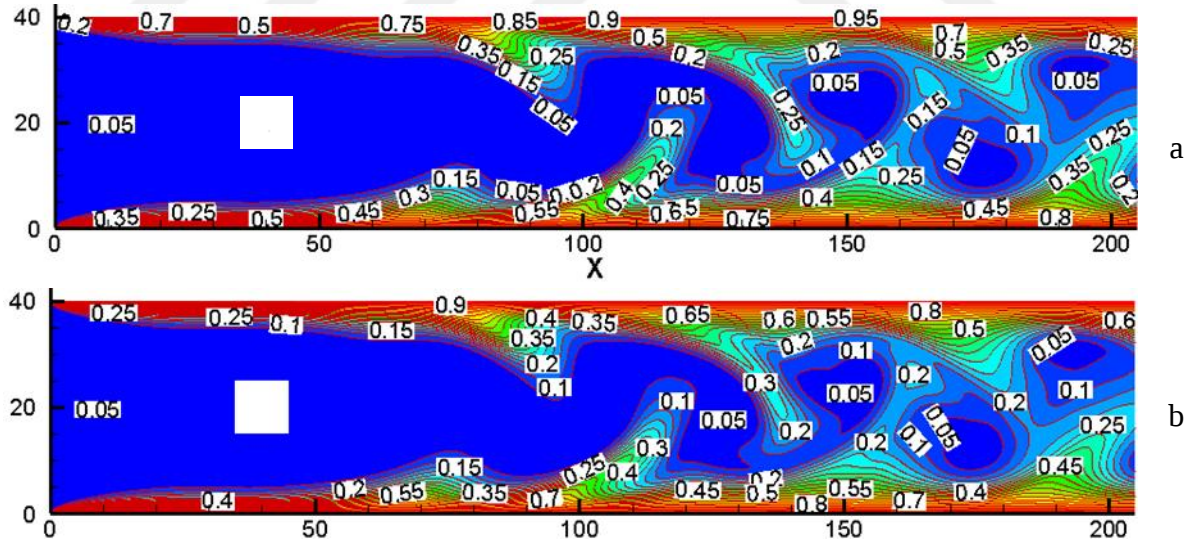
Şekil 4.28: LBM ve Fluent çözümlerine ait tek kare engel için $Re=50$, $Pr =0,7$ ağ yapısı 205×40 , $x=40$ ’teki boyutsuz sıcaklık profili.

Şekil 4.29’da tek kare engelli kanal akışı için 50 Reynolds sayısında LBM ve Fluent çözümlerine ait Nu sayısının eğrisi verilmiştir. Grafikte Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri karşılaştırılmıştır. Nu sayısı başlangıçta yüksek iken x eksenine boyunca düşüş göstermiş olup engelin olduğu bölgede lokal olarak yükselmiştir. LBM ve Fluent çözümlerine ait eğrilerin birbirine çok yakın olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 4.29: LBM ve Fluent çözümlerine ait tek kare engel için $Re=50$, $Pr=0,7$, ağ yapısı 205×40 Nusselt sayısı eğrisi.

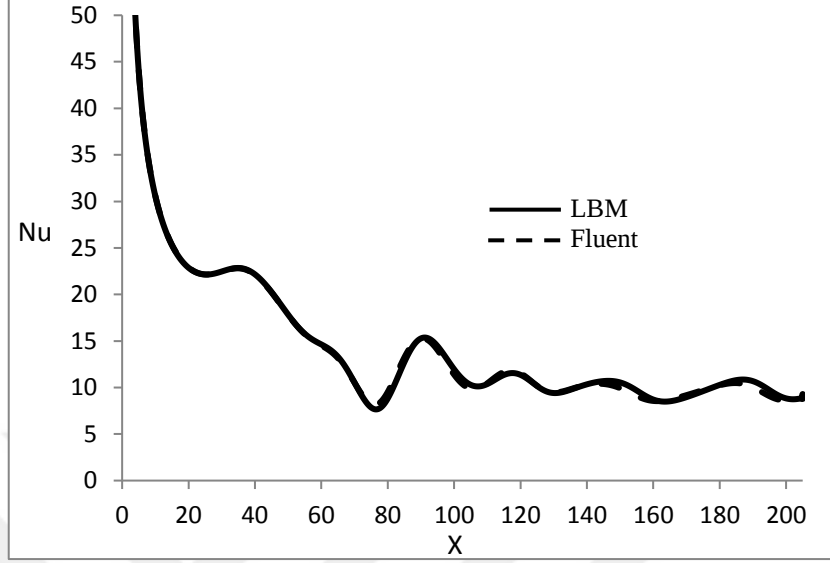
Şekil 4.30’da Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait anlık boyutsuz sıcaklık dağılımı 1000 Reynolds sayısında gösterilmektedir. Kaldırma katsayısı periyodunun tepe noktasındaki değerler alınarak hazırlanmıştır. Her iki yöntemle elde edilen boyutsuz sıcaklık alanının birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. Bu yakınlık LBM ile çözülen sıcaklık çözümünün doğru olduğunu göstermektedir.



Şekil 4.30: Tek kare engelli kanal akışı için anlık boyutsuz sıcaklık dağılımı (Ağ yapısı: 1640×320 , $dx=0,125$, $dt=0,125$ $Pr=0,7$) (a) LBM $Re=1000$, (b) Fluent $Re=1000$.

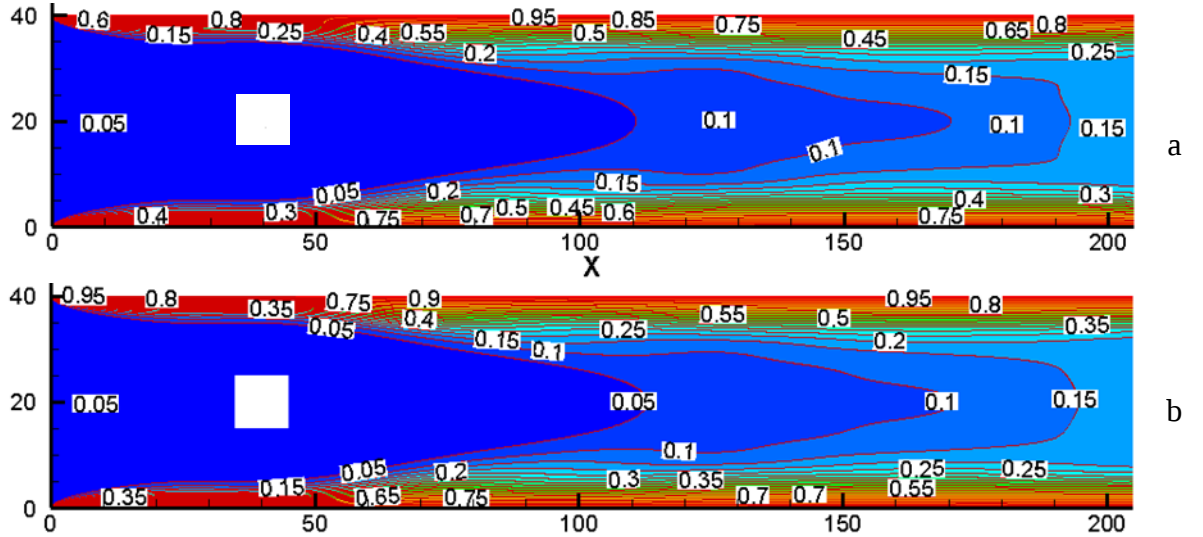
Şekil 4.31’de tek kare engelli kanal akışı için 1000 Reynolds sayısında LBM ve Fluent çözümlerine ait anlık Nu sayısının eğrisi verilmiştir. Grafikte Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri karşılaştırılmıştır. Nu sayısı başlangıçta yüksek iken x eksenini boyunca düşüş göstermiş olup engelin olduğu bölgede lokal olarak yükselip tekrardan düşüş yaşanmış ve

dalgalanma şeklinde devam etmiştir. LBM ve Fluent çözümlerine ait eğrilerin birbirine çok yakın olduğu gözlemlenmiştir.



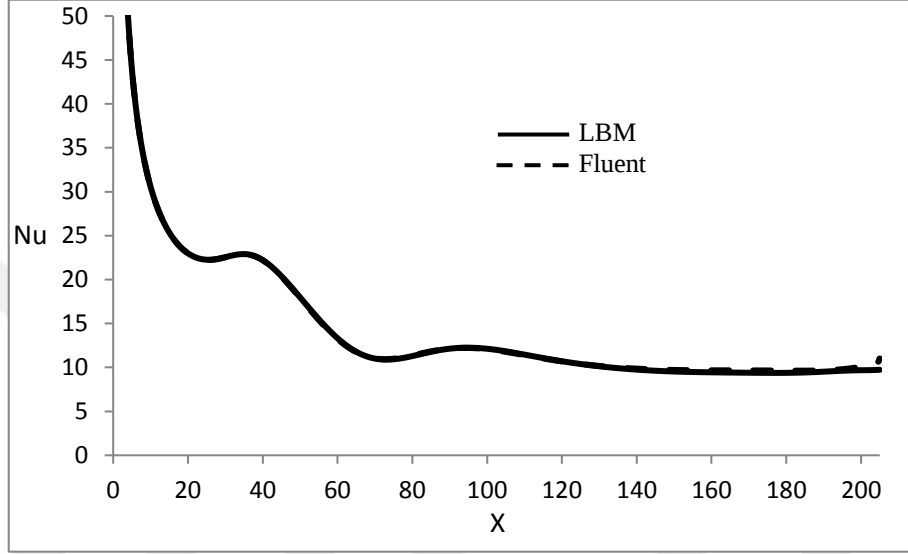
Şekil 4.31: LBM ve Fluent çözümlerine ait tek kare engel için $Re=1000$, $Pr=0,7$ ağ yapısı: 1640×320 , $dx=dt=0,125$ anlık Nusselt sayısı eğrisi.

Şekil 4.32 Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait ortalama boyutsuz sıcaklık dağılımı 1000 Reynolds sayısında gösterilmektedir. Sonuçlar kaldırma katsayısı periyodu boyunca alınan boyutsuz sıcaklık değerlerinin ortalaması hesaplanarak hazırlanmıştır. Her iki yöntemle elde edilen boyutsuz sıcaklık alanının birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. x-ekseni boyunca ortalama boyutsuz sıcaklığın arttığı gözlemlenmiştir.



Şekil 4.32: Tek kare engelli kanal akışı için ortalama boyutsuz sıcaklık dağılımı (Ağ yapısı: 1640×320 , $dx=0,125$, $dt=0,125$ $Pr=0,7$) (a) LBM $Re=1000$, (b) Fluent $Re=1000$.

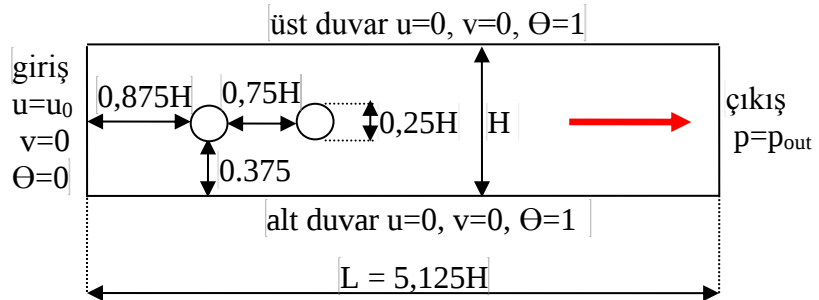
Şekil 4.33'te tek kare engelli kanal akışı için 1000 Reynolds sayısında LBM ve Fluent çözümlerine ait ortalama Nu sayısının eğrisi verilmiştir. Grafikte Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri karşılaştırılmıştır. Nu sayısı başlangıçta yüksek iken x eksenini boyunca düşüş göstermiş olup engelin olduğu bölgede lokal olarak yükselip tekrardan ani bir düşüşle hafif dalgalanarak devam etmiştir. LBM ve Fluent çözümlerine ait eğrilerin birbirine çok yakın olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 4.33: LBM ve Fluent çözümlerine ait tek kare engel için $Re=1000$, $Pr=0,7$, $dx=dt=0,125$ ağ yapısı 1640×320 ortalama Nusselt sayısı eğrisi.

4.1.5. Çoklu Engelli Kanalda Akış ve Isı Transferi

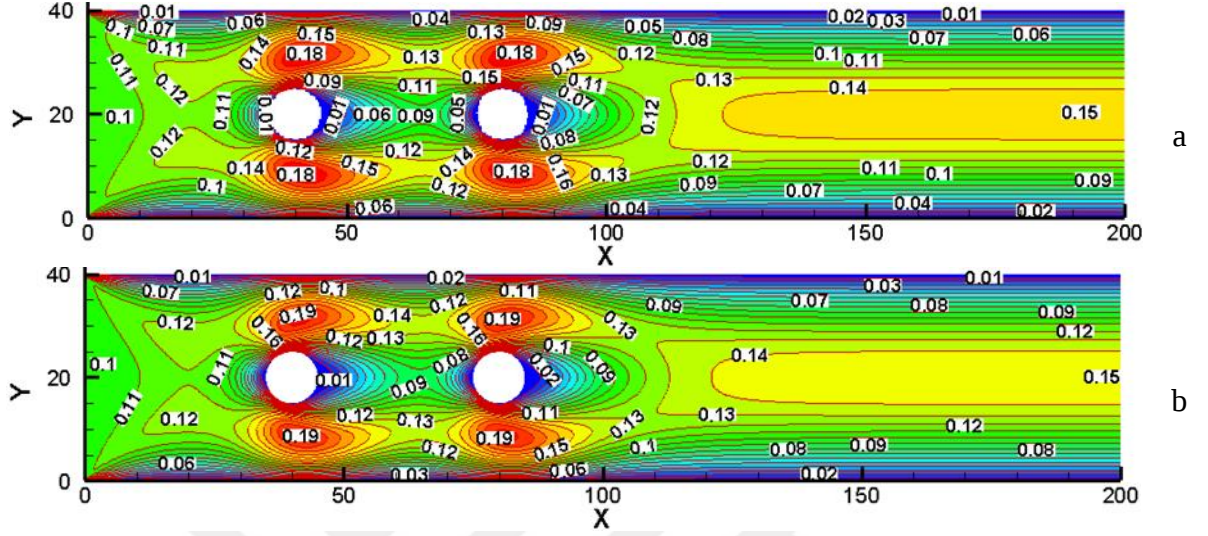
Şekil 4.34'de art arda iki daire engelli sabit duvar sıcaklığına sahip kanal akışının sınır koşulları gösterilmiştir.



Şekil 4.34: İki daire engelli kanal akışı için sınır koşulları.

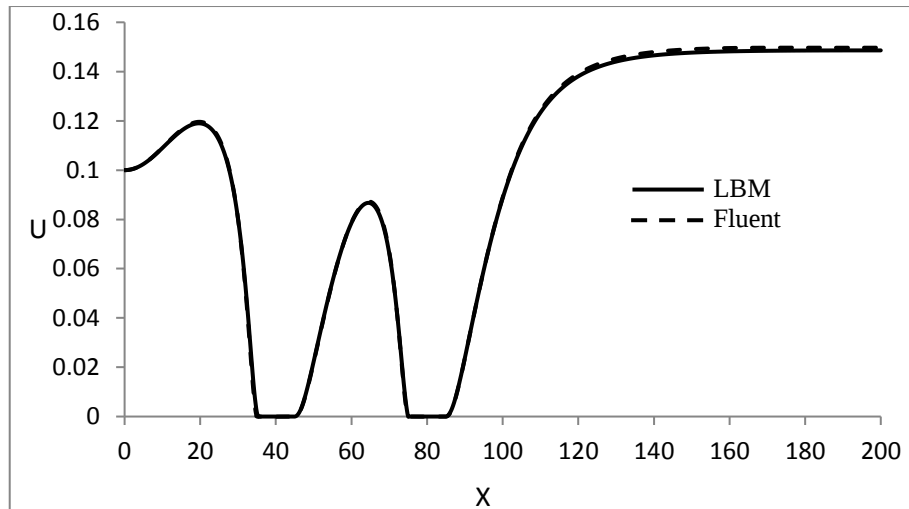
Şekil 4.35'te iki dairesel engelde Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait kanal akışına için aksel hız (x yönündeki hız) dağılımı 50 Reynolds sayısında ($dx=dt=1/3$) gösterilmektedir. Her iki yöntemle yapılan analizlerde sonucun yaklaşık değerlerde çıktığı

görülmektedir. Yani 50 Reynolds sayısında, LBM ve Fluent hesaplamaları arasındaki sonuçların çok büyük bir şekilde değişmediği görülmektedir. Engellin hemen üstünde ve altında hızların arttığı gözlemlenmiştir. Her iki engelden sonra düşük hız bölgesi oluşmuştur.



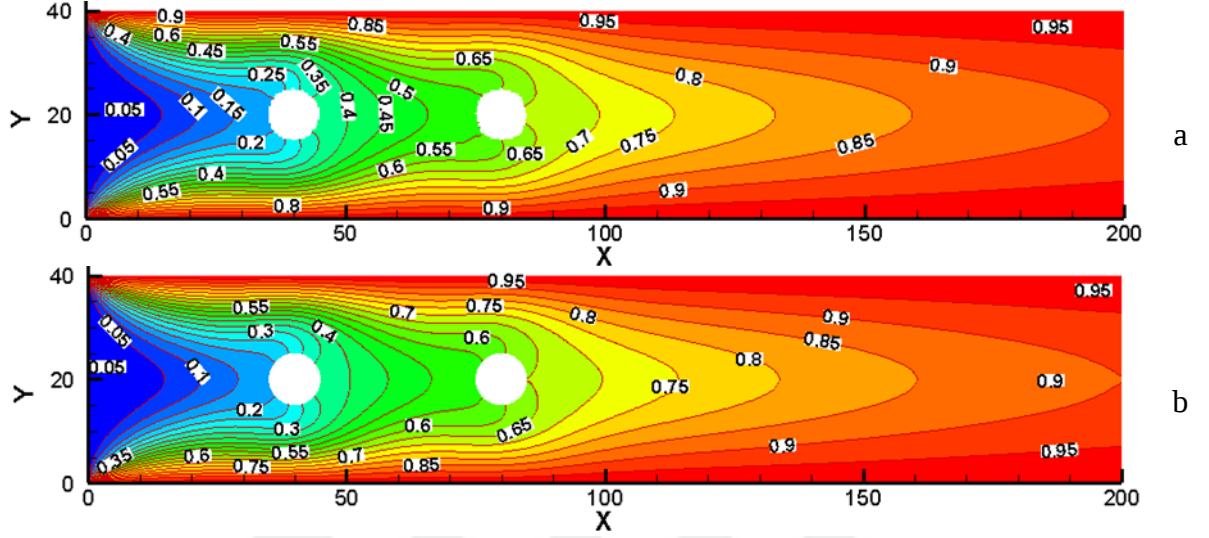
Şekil 4.35: İki daire engelli kanal akışı için hız dağılımı ($u_0=0,1$, Ağ yapısı:600x120, $dx=1/3$, $dt=1/3$) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$.

Şekil 4.36'da 50 Reynolds sayısı için $Y=20$ 'deki (y-simetri) yatay çizgide u hızının (x yönündeki hızın) profili verilmiştir. Grafikte Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri karşılaştırılmıştır. $X=20$ 'den sonra engelden hemen önce hızın oldukça düşerek sıfır olduğu engelden sonra tekrardan hızın artarak bir sonraki engelde de aynı durumun olduğu gözlemlenmiştir.



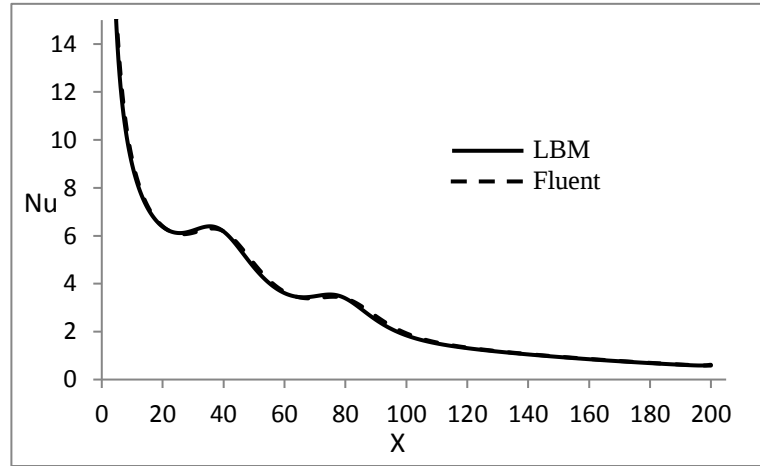
Şekil 4.36: İki dairesel engelde y-simetri eksenindeki Fluent ve LBM çözümlerine ait hız grafiği ($Re=50$, $dx=1/3$).

Şekil 4.37’de iki dairesel engelli kanal akışı için Fluent ve Lattice Boltzmann hesaplamalarına ait boyutsuz sıcaklık dağılımı 50 Reynolds sayısında gösterilmektedir. Her iki yöntemle elde edilen boyutsuz sıcaklık alanının birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. Boyutsuz sıcaklığın x-ekseni boyunca arttığı gözlemlenmiştir.



Şekil 4.37: İki daire engelli kanal akışı için boyutsuz sıcaklık dağılımı ($u_0=0,1$, Ağ yapısı:600x120, $dx=1/3$, $dt=1/3$, $Pr=0.7$) (a) LBM $Re=50$, (b) Fluent $Re=50$.

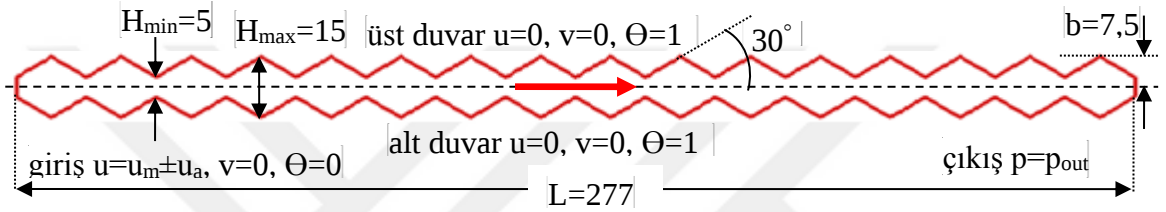
Şekil 4.38’de iki daire engelli kanal akışı için 50 Reynolds sayısında LBM ve Fluent çözümlerine ait Nu sayısının eğrisi verilmiştir. Nu sayısı her iki daire engelin olduğu yerde bölgesel olarak artmış ancak genel olarak x eksenini boyunca düşüş gösterdiği görülmüştür. Grafikte Lattice Boltzmann ve Fluent çözümleri karşılaştırılmış olup LBM ve Fluent çözümlerine ait eğrilerin birbirine çok yakın olduğu gözlemlenmiştir.



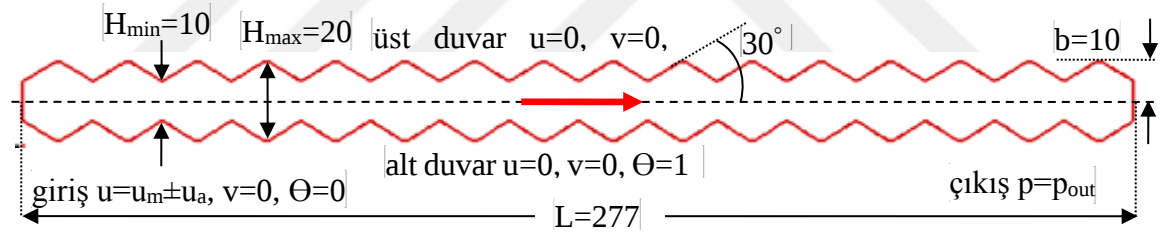
Şekil 4.38: LBM ve Fluent çözümlerine ait iki daire engel için $Re=50$, $Pr=0,7$, ağ yapısı 600x120 $dx=dt=1/3$ Nusselt sayısı eğrisi.

4.2. KARŞILAŞTIRMALI DALGALI KANAL AKIŞI

Bu bölümde 2 farklı dalgalı kanal geometrisi çözülmüştür. Bu geometriler (maksimum kanal genişliğinin yarısı) $b=7,5$ (dar) ve $b=10$ (geniş) dalgalı kanal geometrileridir. Bu iki farklı dalgalı kanalın ayrıntıları Şekil 4.39 ve Şekil 4.40'te detaylı olarak gösterilmiştir. Bu iki kanal hem kararlı rejimde hem de farklı genlik ve frekansa sahip giriş hızı koşullarında zamana bağlı sıkıştırılamaz akışta sürtünme faktörü ve Nusselt sayısının değişimleri incelenmiştir. Her iki dalgalı kanala ait çözümler Reynolds sayısı 50, 100, 200 ve 300 ve Prandtl sayısı 0,7 iken elde edilmiş ve sonuçlar birbiriyle karşılaştırılmıştır.



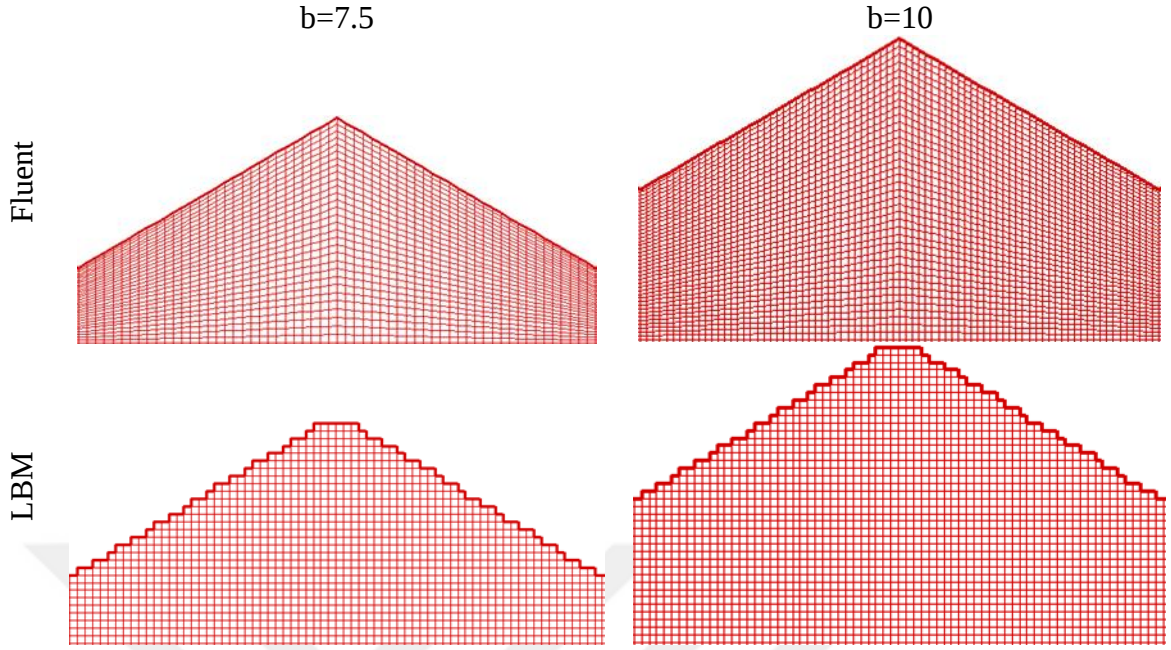
Şekil 4.39: $b=7,5$ dalgalı kanal akışı için sınır koşulları.



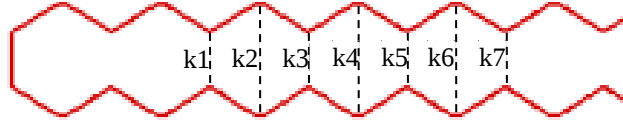
Şekil 4.40: $b=10$ dalgalı kanal akışı için sınır koşulları.

Her iki dalgalı kanalın karşılaştırılması için aynı ağ yapısına sahip olması gerekmektedir. Bu ağ yapısının belirlemek için çözülmesi gereken en yüksek Reynolds sayısı 300 olduğundan ve giriş hızının boyutsuz genliği en yüksek olan $u_A^*=0,5$ değeri ile Reynolds sayısının 450'ye çıktığı durum göz önüne alınmıştır. 450 Reynolds sayısında her iki dalgalı kanalı çözecek olan minimum ağ yapısı $dx=0,25$ olarak belirlenmiş ve bütün çözümlerde bu ağ yapısı kullanılmıştır.

LBM çözümünde kullanılan ağ yapısı Fluent'te en kaba olacak olacak şekilde hatvenin tam ortasında kullanılmış olup hatvenin daralan kenarlarına doğru ağ yapısı incelmektedir. Bu Şekil 4.41'de gösterilmiştir. Burada Fluent'te ağ yapısı kenarlara paralel olarak gelişmekte olup, LBM'de ise her yerde kare şeklinde olmaktadır.



Şekil 4.41: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanalda bir hatvenin simetri ekseninin üst kısmının ağ görüntüsü. Nusselt sayısı ve sürtünme faktörü hesaplamalarında Şekil 4.42’de gösterildiği gibi giriş kısmından itibaren üçüncü, dördüncü ve beşinci olmak üzere toplam 3 hatvedeki 7 kesitten değerler alınmıştır. Hız, sıcaklık gibi parametreler bu 7 kesitten elde edilen değerlerle hesaplanmıştır.



Şekil 4.42: Nusselt sayısı ve sürtünme faktörü hesaplamalarında kullanılan kesitler. Dalgalı kanal geometrisinde üst ve alt duvarlar sabit sıcaklıkta ise ısı taşınım katsayısı aşağıdaki gibi bulunur.

$$h = \frac{Q}{(T_d - T_\infty)A} = \frac{\dot{m}c_p(T_{m,7} - T_{m,1})}{l(T_d - T_\infty)} \quad (4.4)$$

Burada $\dot{m}$ kütleli debi, T_m kesitlerdeki zaman ortalama sıcaklık değeri, l ısı transfer yüzeyi uzunluğu, T_d sabit yüzey sıcaklığı, T_∞ ölçülen bütün sıcaklıkların toplam ortalaması olup aşağıda formüle edilmiştir.

$$T_\infty = (T_{m,1} + T_{m,2} + T_{m,3} + T_{m,4} + T_{m,5} + T_{m,6} + T_{m,7})/7 \quad (4.5)$$

Alt ve üst duvarlardan ısı akısı verildiği zaman dalgalı kanallarda ısı taşınım katsayısının hesaplanması aşağıdaki formül kullanılmaktadır (Mohamad, 2007).

$$h = \frac{Q}{(T_d - T_\infty)A} = \frac{(q''l) + \dot{m}c_p(T_{m,7} - T_{m,5})}{l(T_d - T_\infty)} \quad (4.6)$$

Burada T_5 beşinci hatvenin ortalama sıcaklığı T_7 ise yedinci hatvenin ortalama sıcaklığıdır. Burada Nu aşağıdaki formülle bulunmaktadır. T_d duvar sıcaklığını, T_∞ ortalama sıcaklığı, l ısı transfer yüzeyi uzunluğunu göstermektedir.

Kesit uzunluğu H olmak üzere kütleli debi ($\dot{m}$), zaman ortalamalı hız (u_m), zaman ortalamalı sıcaklık (T_m) formülleri aşağıda gösterilmiştir.

$$\dot{m} = u_m \rho H \quad (4.7)$$

$$u_m = \frac{1}{H} \int_H u \, dy \quad (4.8)$$

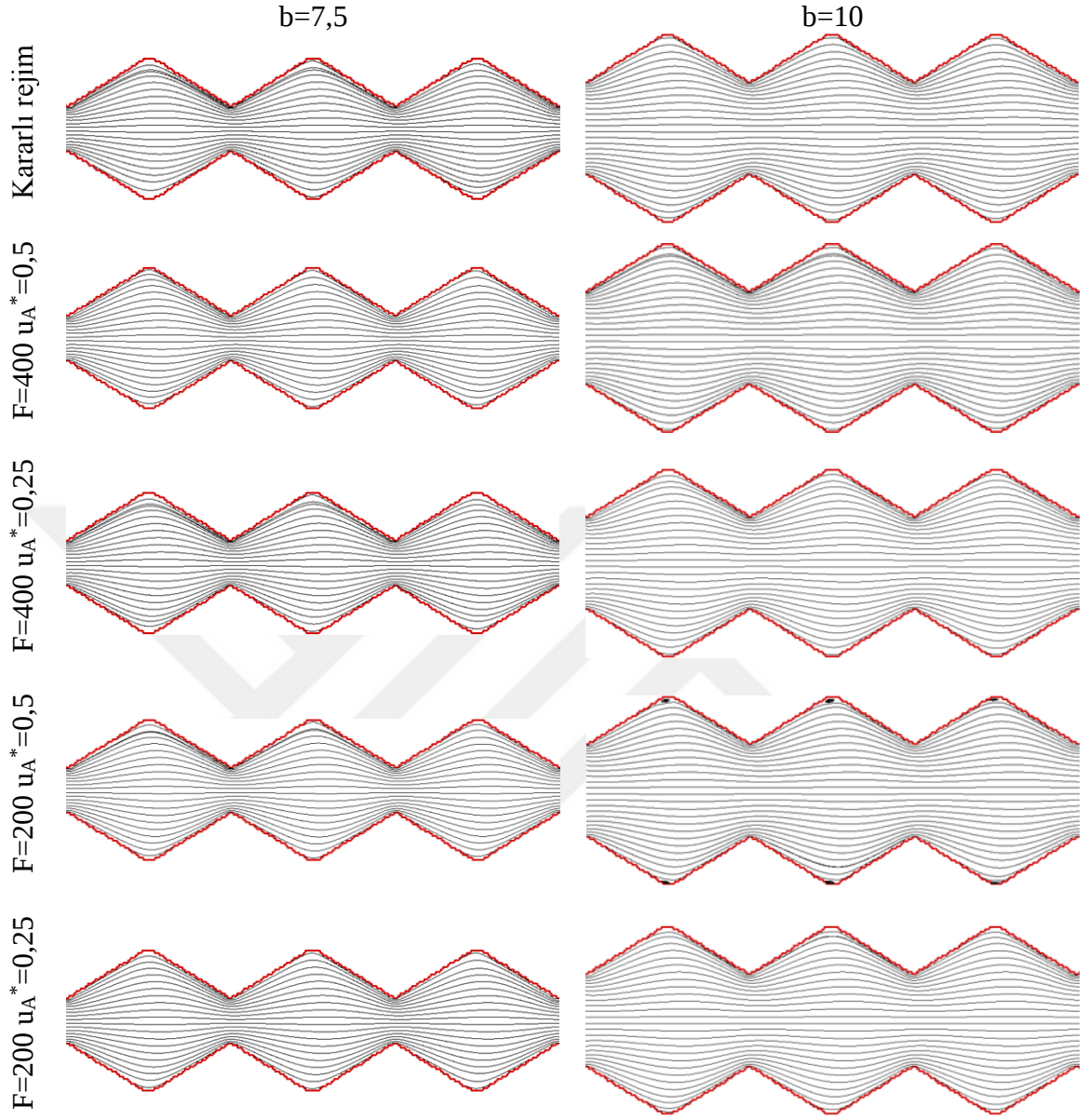
$$T_m = \frac{1}{u_m H} \int_H u T \, dy \quad (4.9)$$

Dalgalı kanala ait hidrolik çap (D_h) formülü aşağıda gösterilmiştir.

$$D_h = H_{min} + H_{max} \quad (4.10)$$

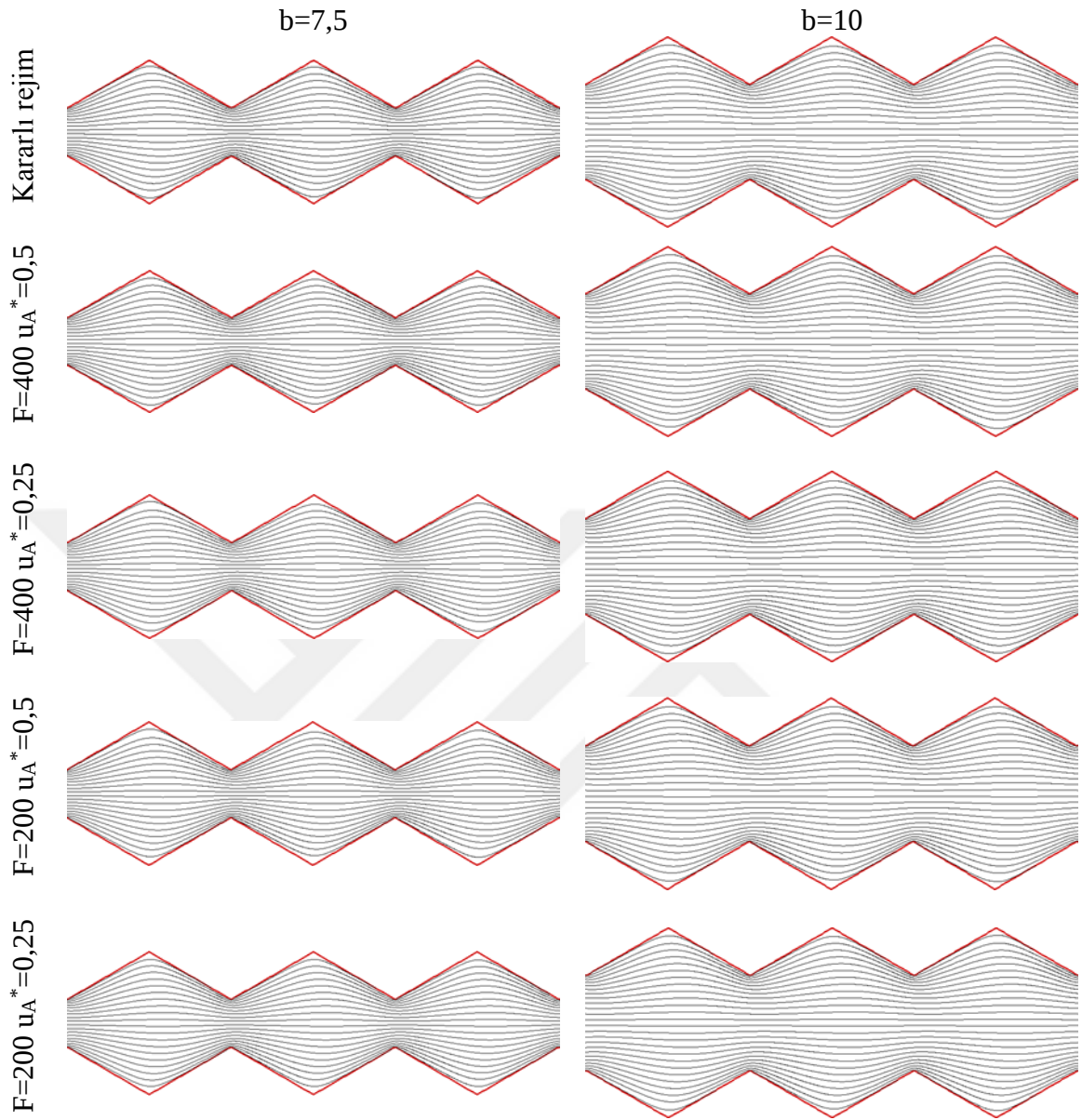
Yukarıdaki formülle $b=7,5$ için $D_h=20$, $b=10$ için $D_h=30$ olarak hesaplanmıştır.

Şekil 4.43'te $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait 50 Reynolds sayısında LBM-MLS akışına ait ortalama akış çizgileri görülmektedir. Aynı kanal yapısında farklı genlik ve hızlardaki akışların akış çizgilerinin birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. Her iki kanal ve bütün akışlarda hatvenin başında akış çizgilerinin kenara doğru ilerleyip tekrardan ortaya doğru toplandığı görülmektedir. Sadece geniş dalgalı kanalın $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında hatvelerin alt ve üst kısmında çok ufak döngülerin meydana geldiği görülmektedir.



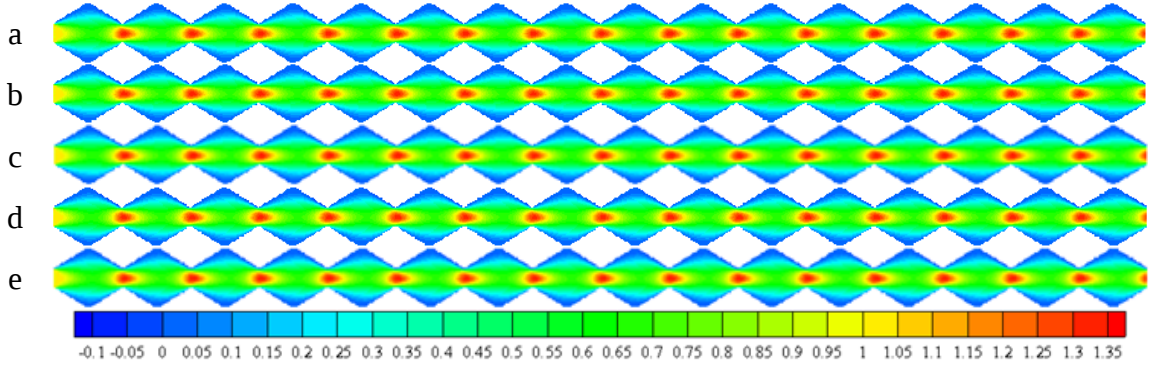
Şekil 4.43: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.

Şekil 4.44'te $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait 50 Reynolds sayısında Fluent akışına ait ortalama akış çizgileri görülmektedir. Şekil 4.43'te gösterilen LBM-MLS çözümüne çok benzediği görülmektedir. Aynı şekilde farklı genlik ve hızlardaki akışların akış çizgilerinin birbirine çok yakın olduğu görülmektedir.



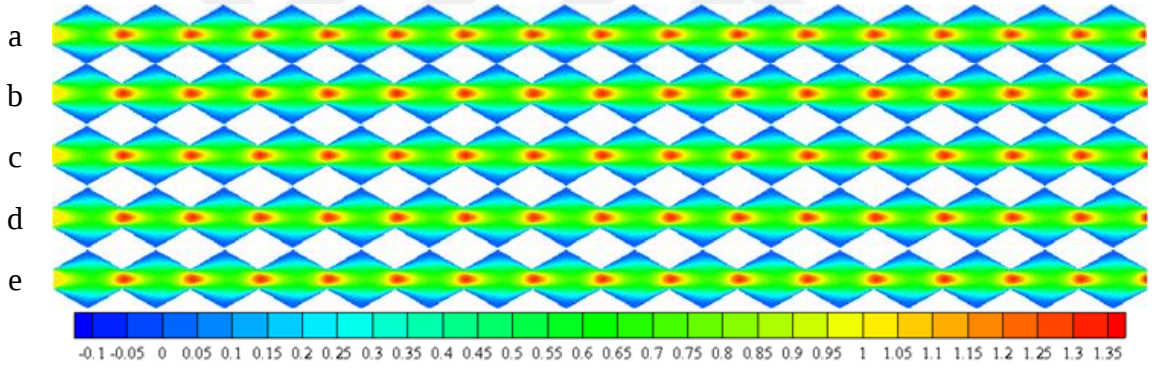
Şekil 4.44: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.

Şekil 4.45'te 50 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=7,5$ dalgalı kanalına ait ortalama boyutsuz hız dağılımı gösterilmiştir. Bütün akış çeşitlerinde simetri ekseninde kanal boyunca her hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir.



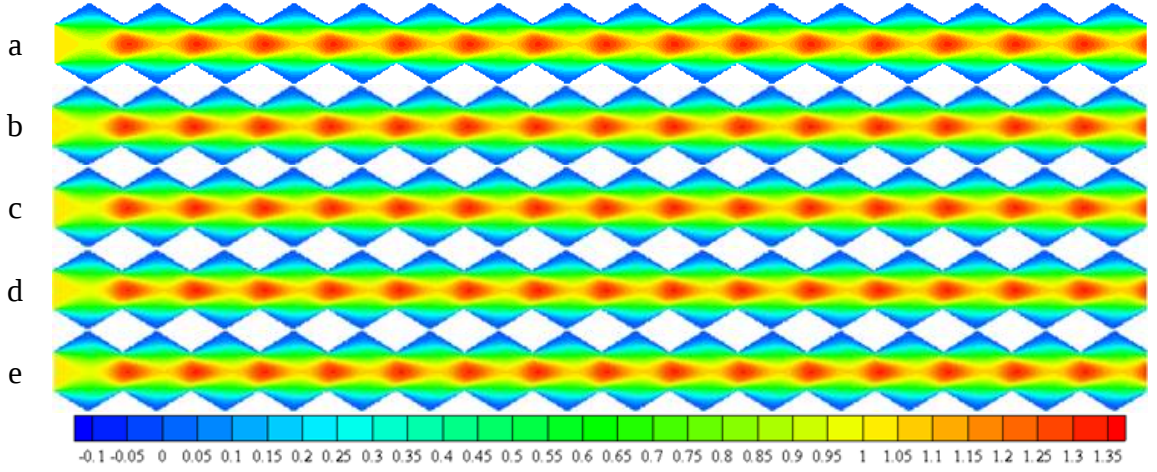
Şekil 4.45: $Re=50$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.46'da 50 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş dar kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.45'deki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de genel hız dağılımı birbirine çok benzer gözükmemektedir.



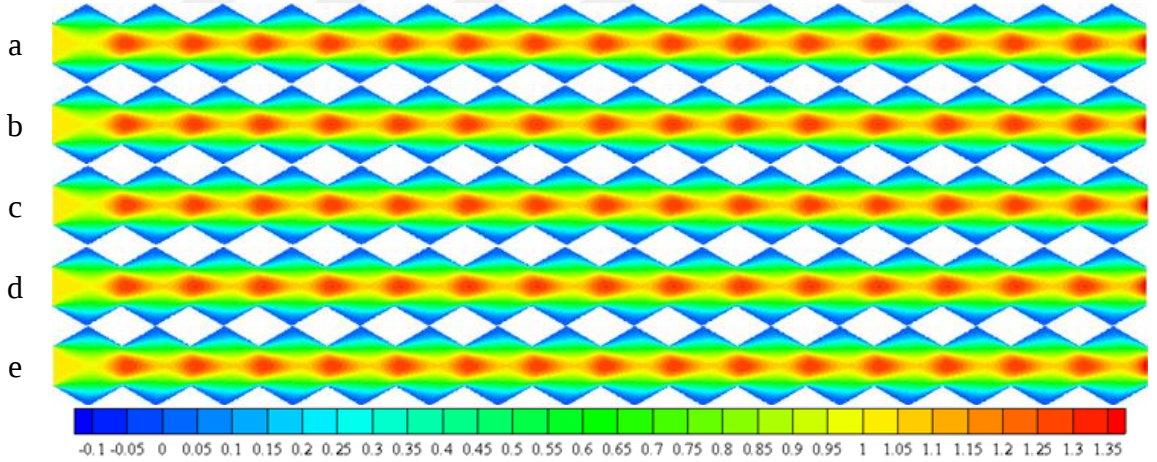
Şekil 4.46: $Re=50$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.47'de 50 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=10$ dalgalı kanalına ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bütün akış çeşitlerinde simetri ekseninde kanal boyunca her hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir.



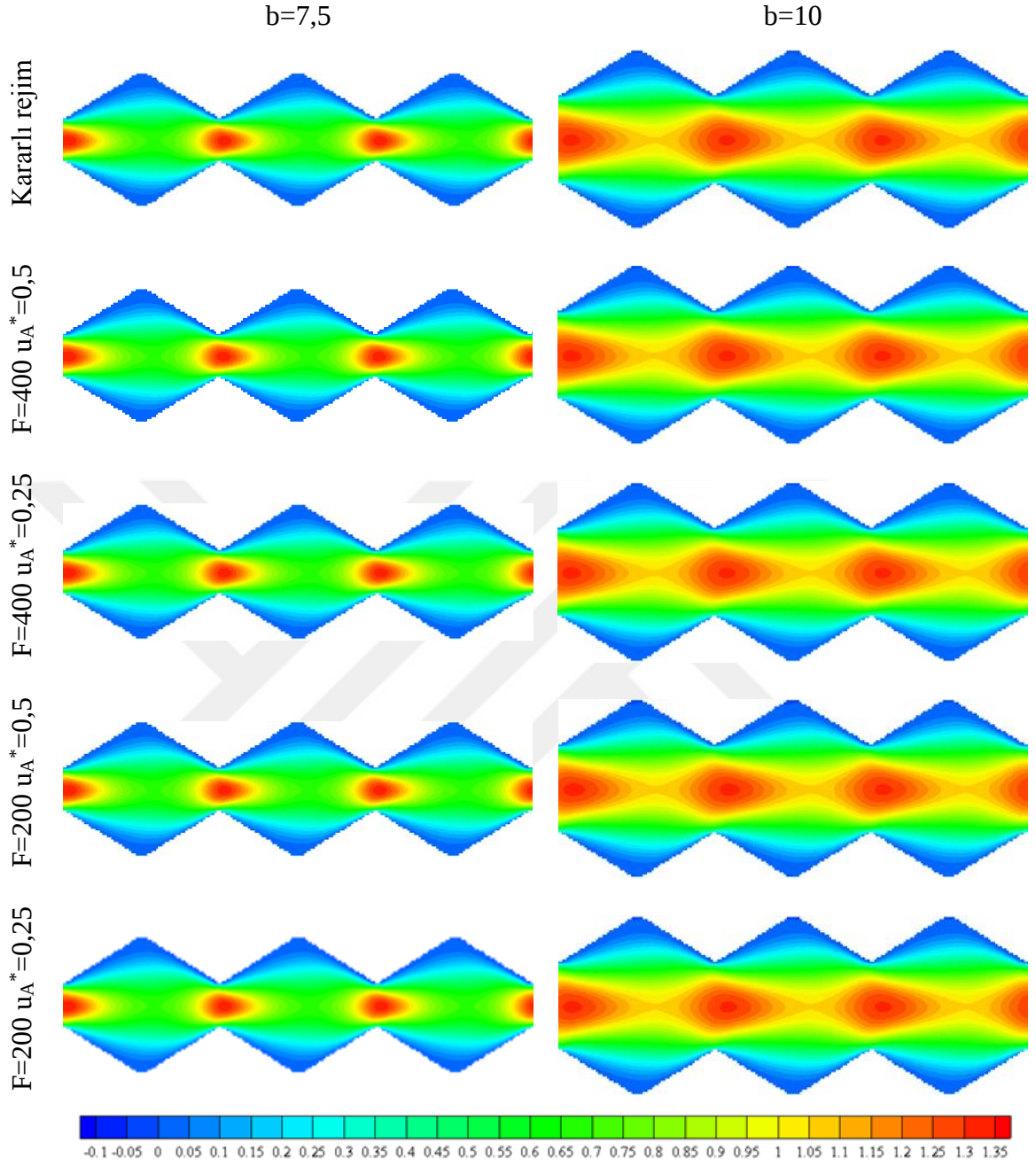
Şekil 4.47: $Re=50$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.48'de 50 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş geniş kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.47'deki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de genel hız dağılımı birbirine çok benzer gözükmektedir.



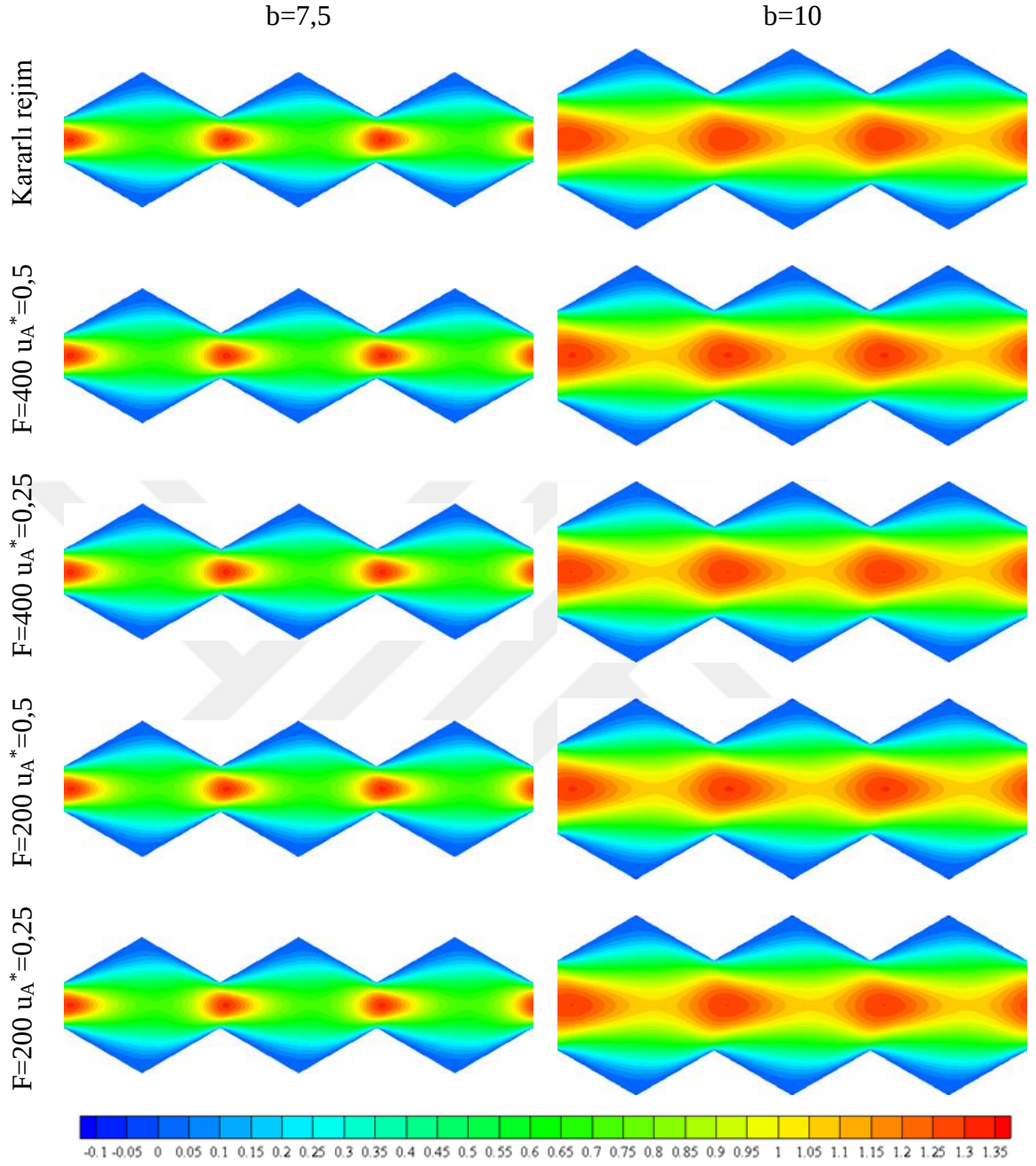
Şekil 4.48: $Re=50$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.49'da 50 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Her iki kanalda ve her akışta simetri ekseninde hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir. Hatvenin ortasında geniş kanalda simetri eksenindeki hız dar kanala göre daha az azalmıştır.



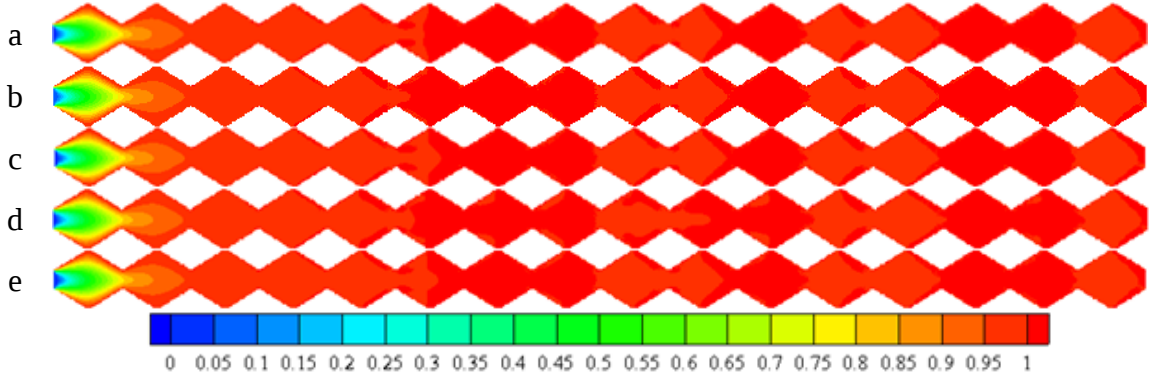
Şekil 4.49: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.

Şekil 4.50'de 50 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş dar ve geniş kanallara ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.49'daki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de simetri eksenindeki hızlar aynı gözükmemektedir.



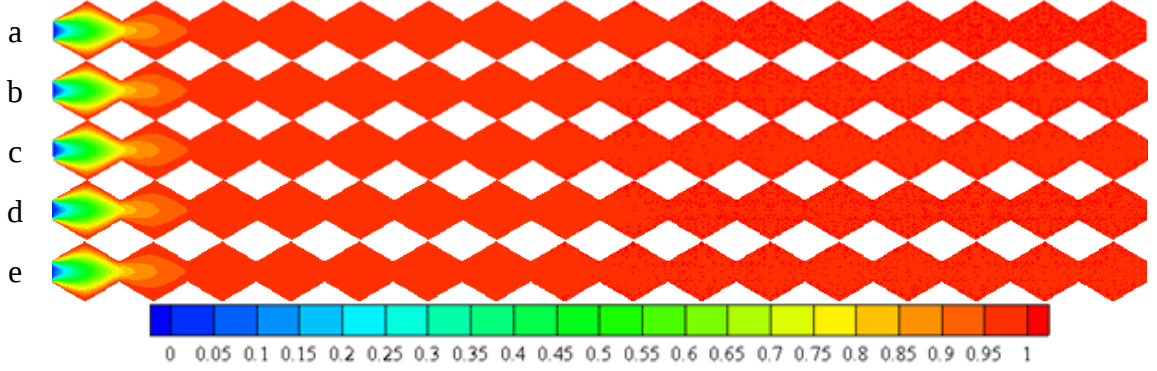
Şekil 4.50: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.

Şekil 4.51'de 50 Reynolds sayısı için $b=7,5$ kanalına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profili birbirine çok benzemektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir.



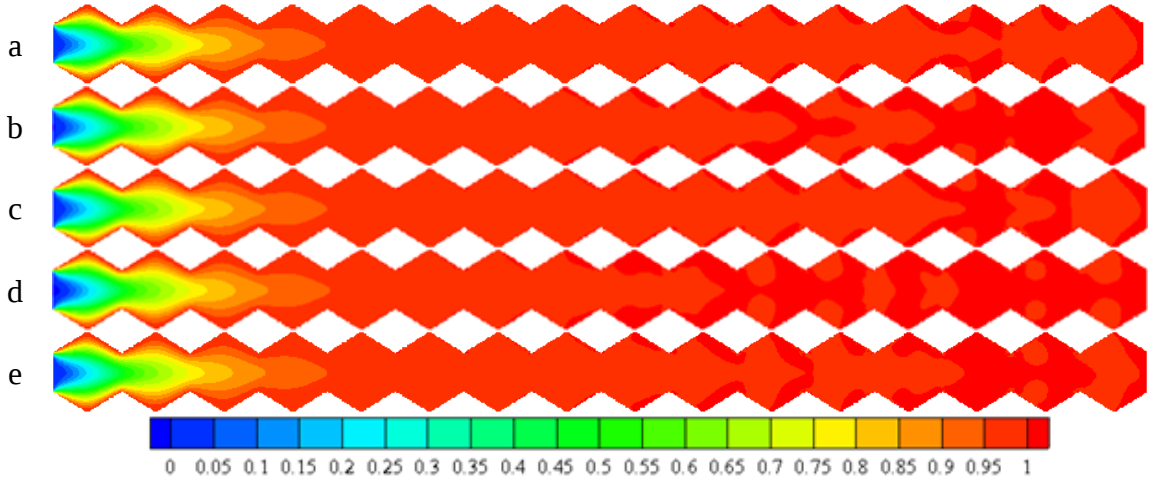
Şekil 4.51: $Re=50$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400 u_A^*=0,5$, (c) $F=400 u_A^*=0,25$, (d) $F=200 u_A^*=0,5$, (e) $F=200 u_A^*=0,25$.

Şekil 4.52'de 50 Reynolds sayısı için $b=7,5$ kanalına ait Fluent yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profili birbirine çok benzemektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir. Şekil 4.51'de gösterilen LBM yöntemiyle elde edilen çözüme oldukça yakın olduğu gözükmemektedir.



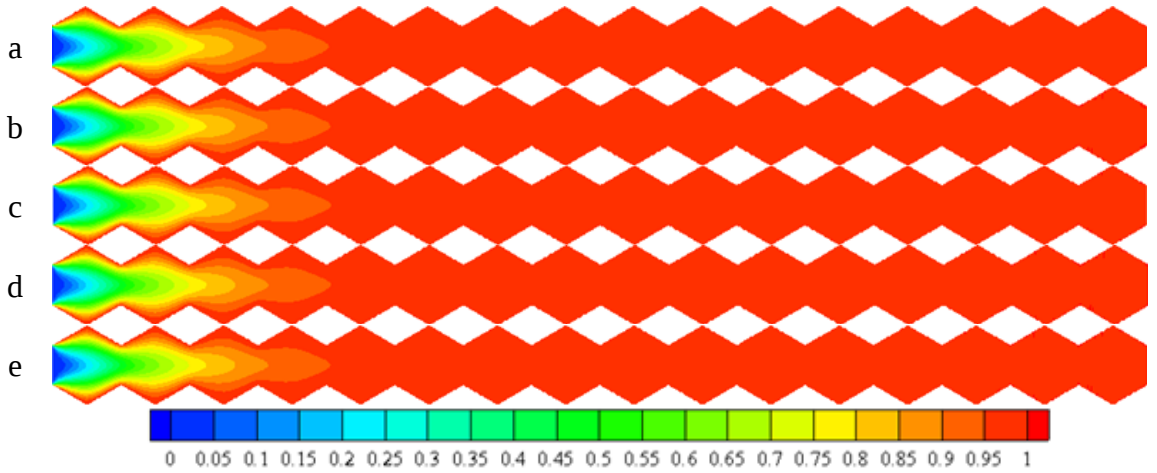
Şekil 4.52: $Re=50$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400 u_A^*=0,5$, (c) $F=400 u_A^*=0,25$, (d) $F=200 u_A^*=0,5$, (e) $F=200 u_A^*=0,25$.

Şekil 4.53'te 50 Reynolds sayısı için $b=10$ kanalına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Geniş kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profili birbirine çok benzemektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir.



Şekil 4.53: $Re=50$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

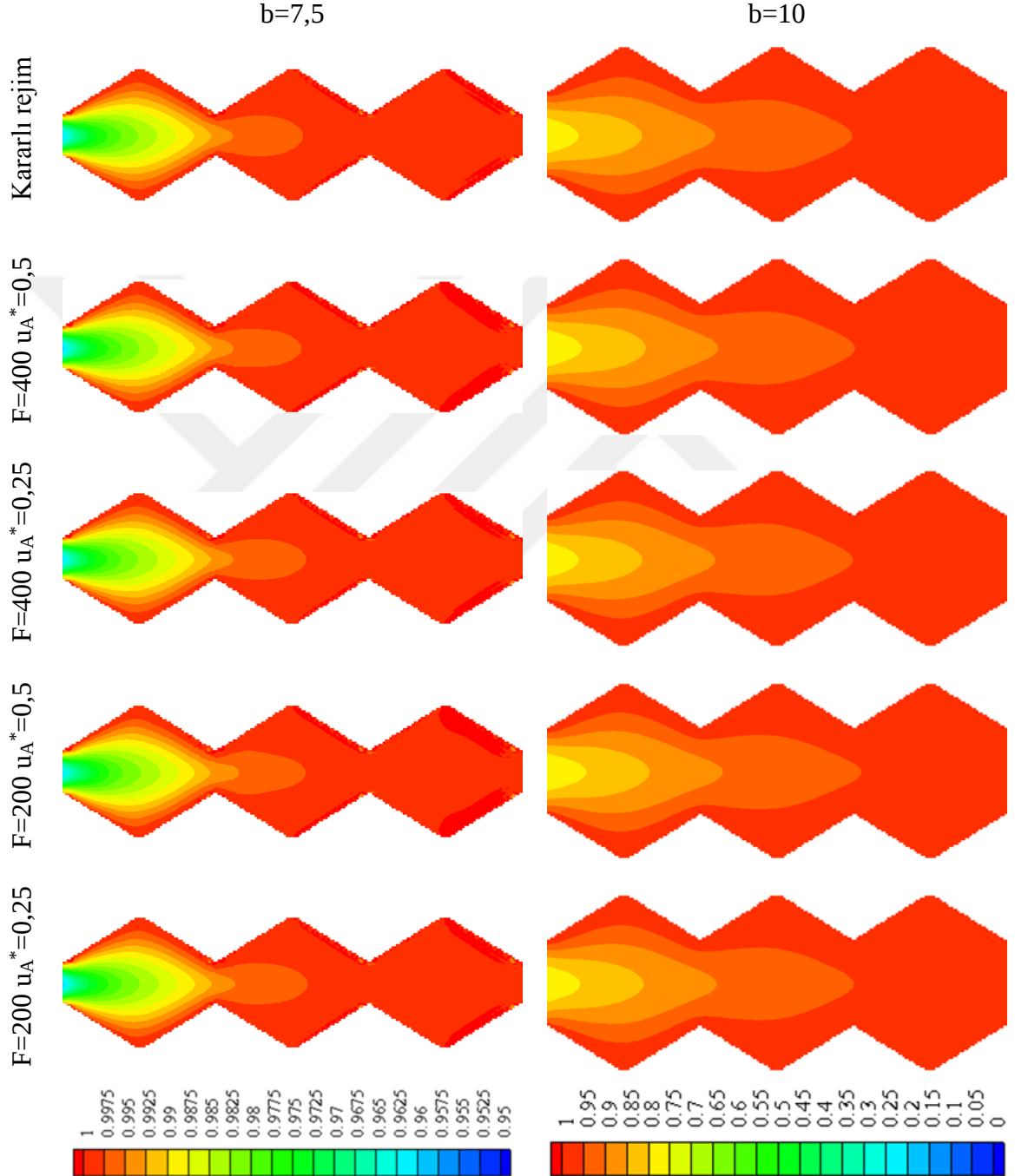
Şekil 4.54'te 50 Reynolds sayısı için $b=10$ kanalına ait Fluent yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Geniş kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profili birbirine çok benzemektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir. Şekil 4.53'te gösterilen LBM yöntemiyle elde edilen çözüme oldukça yakın olduğu gözükmemektedir.



Şekil 4.54: $Re=50$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.55'te 50 Reynolds sayısı için $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Burada genel olarak sıcaklık profilinin dar kanalda daha önce olduğu görülmektedir. Dar kanalda en önce gelişen sıcaklık

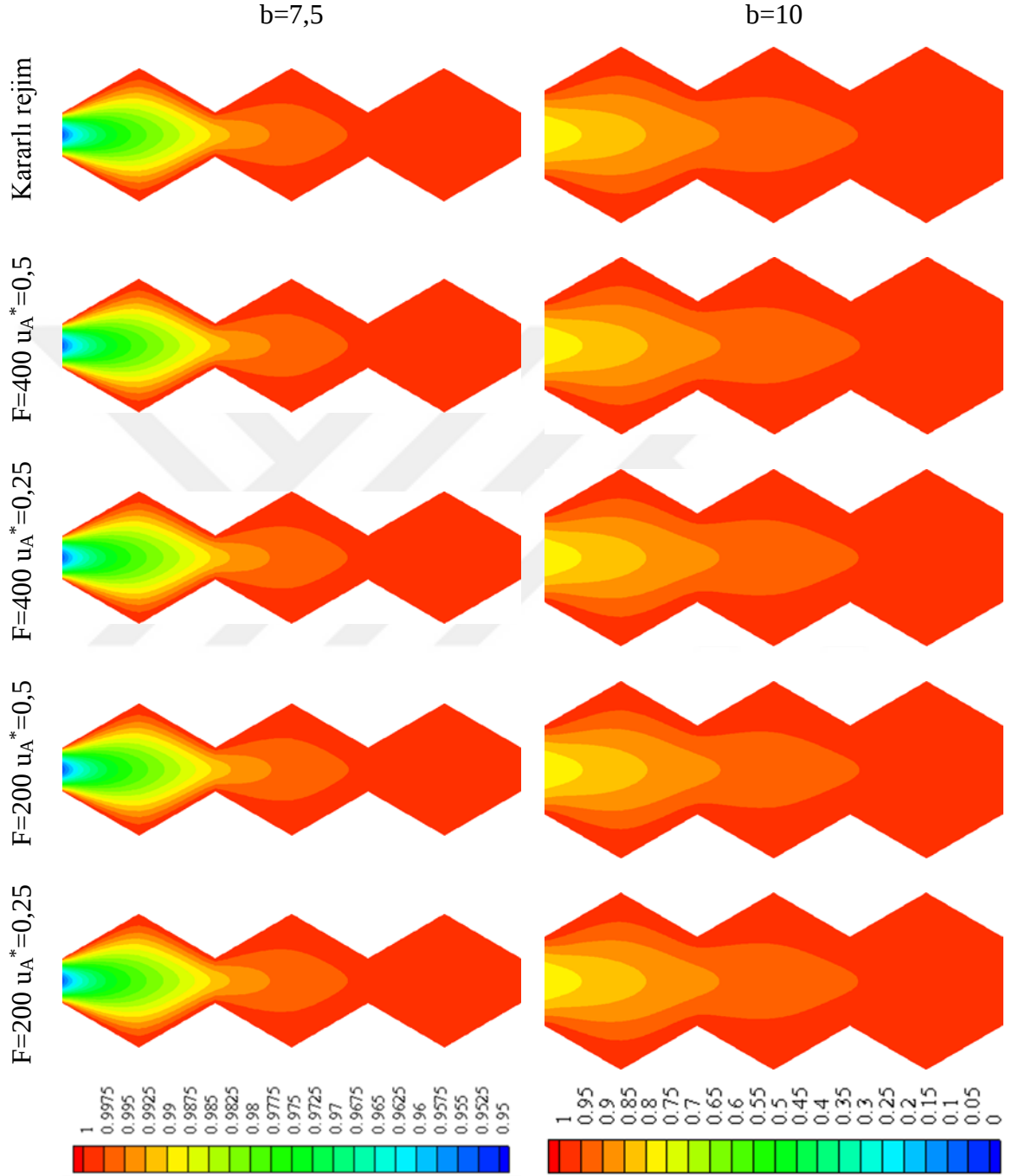
profili $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında oluşmuş olup diğer akışlar birbirine çok benzemektedir. Geniş kanalda en önce gelişen sıcaklık profili kararlı rejimde olmuş olup en son sıcaklık profili gelişen akış tipi $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışı olmuştur. Kanalin ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir.



Şekil 4.55: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.

Şekil 4.56'da 50 Reynolds sayısı için $b=10$ ve $b=7,5$ kanallarına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Şekil 4.55'te LBM yönteminde

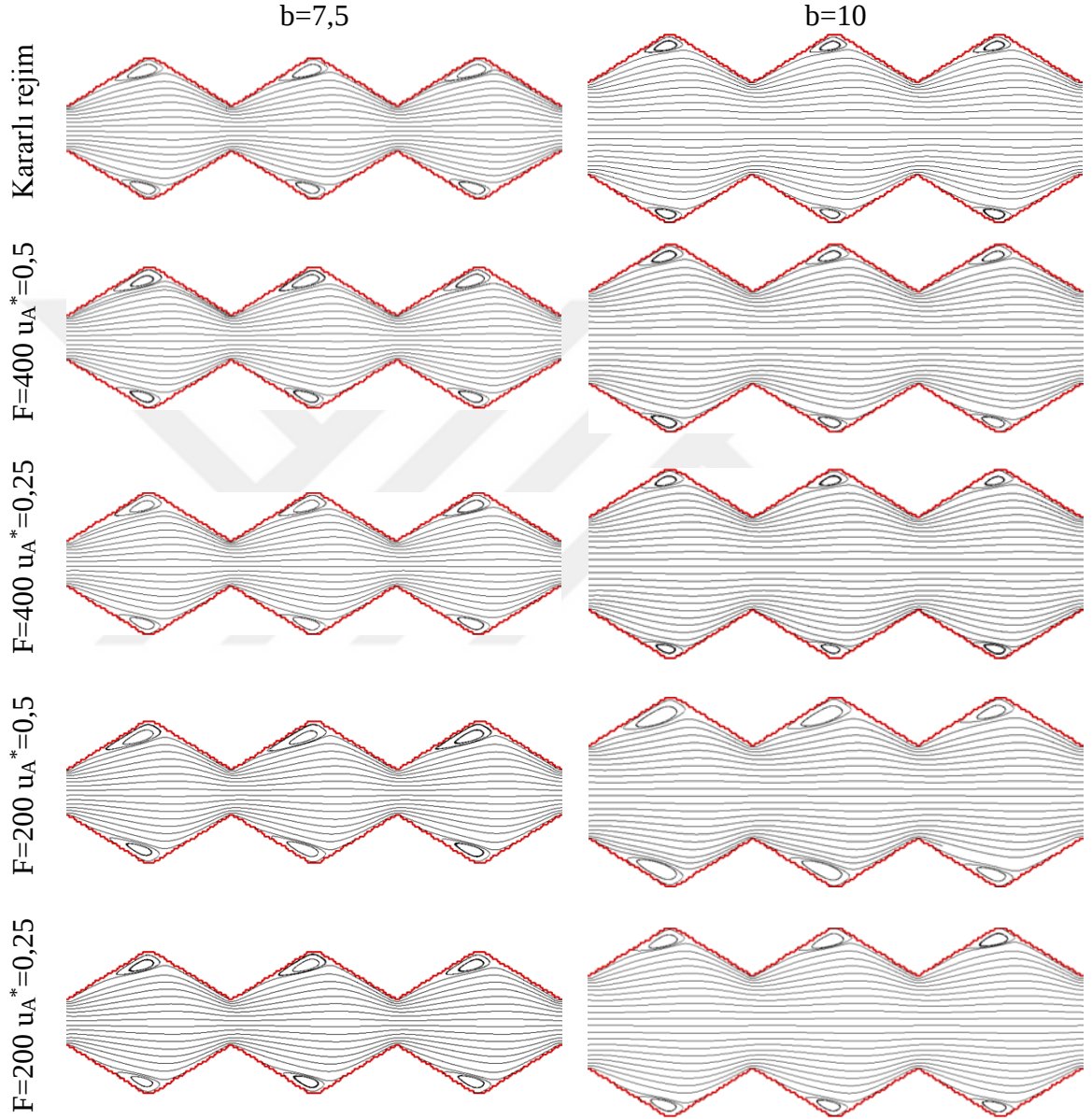
olduğu gibi burada da genel olarak sıcaklık profilinin dar kanalda daha önce olduğu görülmektedir. Şekil 4.56’da da akış tiplerinin birbirine göre sıcaklığın gelişme hızında farklılık yaratacak bir değişim görülmemiştir.



Şekil 4.56: $Re=50$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.

Şekil 4.57’de $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait 100 Reynolds sayısında LBM-MLS akışına ait ortalama akış çizgileri görülmektedir. Aynı kanal yapısında farklı genlik ve hızlardaki akışların akış çizgilerinin birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. Her iki kanal ve bütün akışlarda

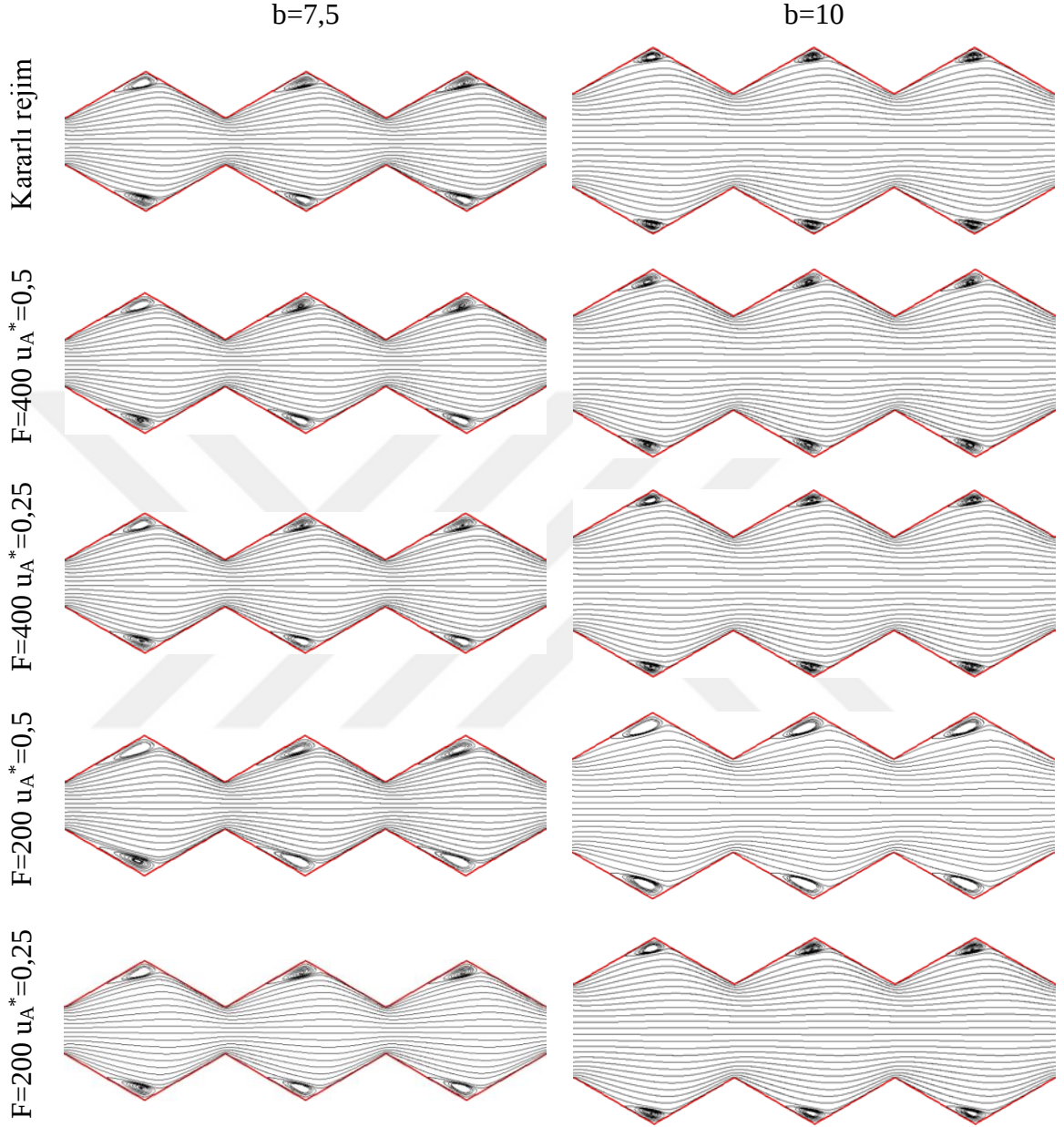
hatvenin başında akış çizgilerinin kenara doğru ilerleyip tekrardan ortaya doğru toplandığı ancak hatvelerin alt ve üst kısmında döngülerin olduğu görülmektedir. Bu döngülerin dar kanalda geniş kanala göre daha büyük olduğu gözlemlenmiştir. Her iki kanalda da $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında döngülerin diğer akış tiplerine göre daha büyük olduğu görülmüştür.



Şekil 4.57: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.

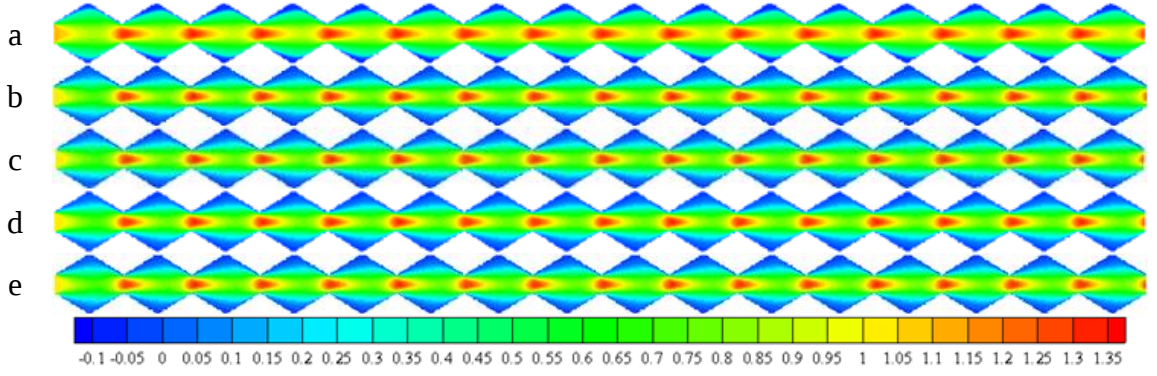
Şekil 4.58'de $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait 100 Reynolds sayısında Fluent akışına ait ortalama akış çizgileri görülmektedir. Şekil 4.57'de LBM-MLS çözümündeki gibi döngülerin dar kanalda daha büyük olduğu ve döngülerin büyüklüğünün LBM'deki boyutu kadar olduğu

gözlemlenmiştir. Fluent çözümünde de LBM'deki gibi her iki kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışındaki döngülerin diğer döngülere göre daha büyük olduğu görülmüştür.



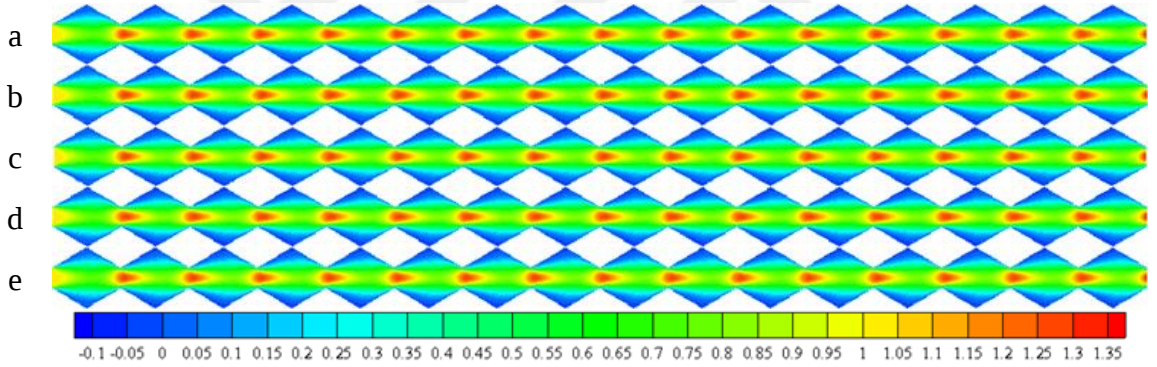
Şekil 4.58: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.

Şekil 4.59'da 100 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=7,5$ dalgalı kanalına ait ortalama boyutsuz hız dağılımı gösterilmiştir. Bütün akış çeşitlerinde simetri ekseninde kanal boyunca her hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir.



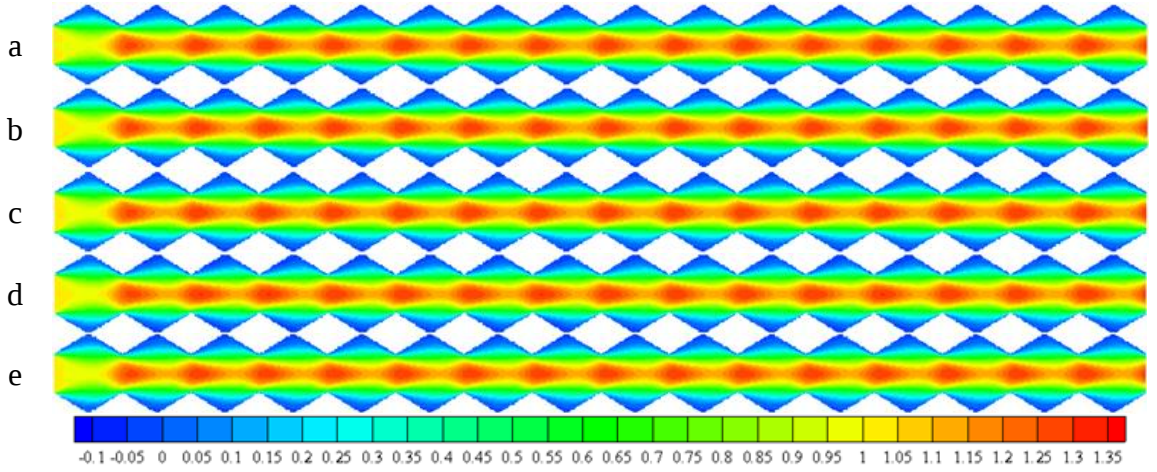
Şekil 4.59: $Re=100$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.60'ta 100 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş dar kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.59'daki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de genel hız dağılımı birbirine çok benzer gözükmemektedir.



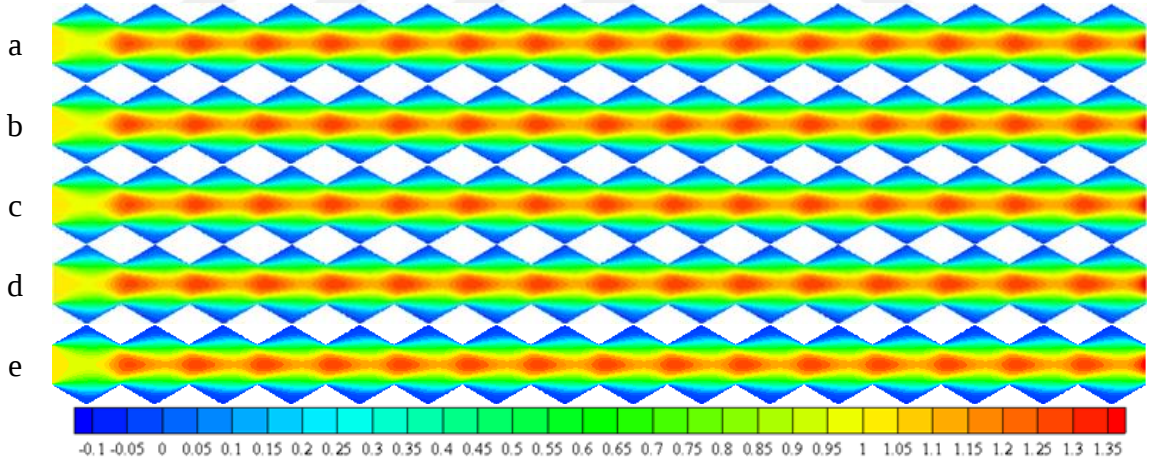
Şekil 4.60: $Re=100$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.61'de 100 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=10$ dalgalı kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bütün akış çeşitlerinde simetri ekseninde kanal boyunca her hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir.



Şekil 4.61: $Re=100$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

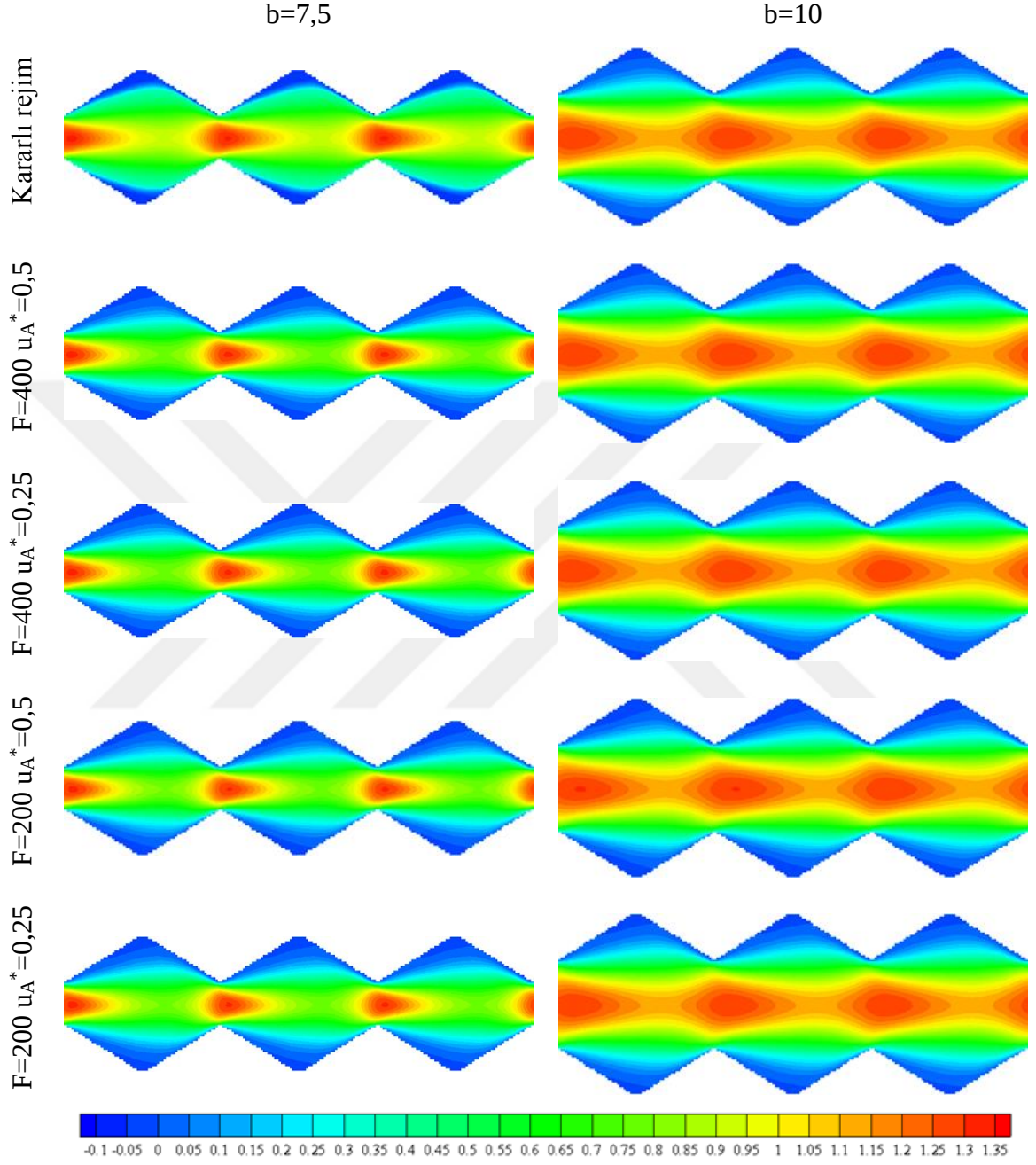
Şekil 4.62'de 100 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş geniş kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.61'deki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de genel hız dağılımı birbirine çok benzer gözükmektedir.



Şekil 4.62: $Re=100$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

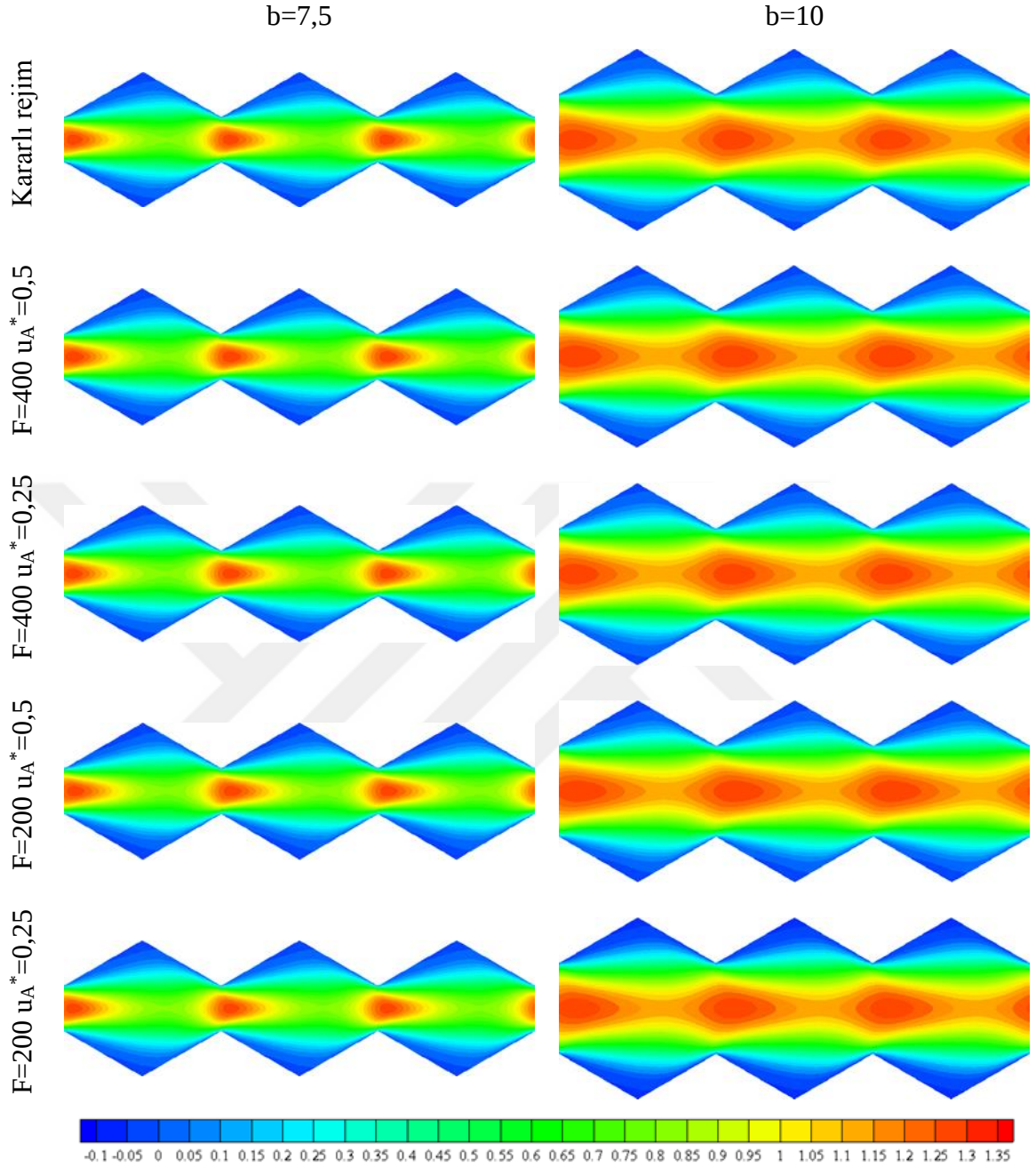
Şekil 4.63'te 100 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Her iki kanalda ve her akışta simetri ekseninde hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir. Hatvenin ortasında geniş kanalda simetri eksenindeki hız dar kanala göre daha az azalmıştır. Dar kanalda

kararlı rejimde simetri eksenindeki hız daha yüksek olmakla beraber geniş kanalda hız $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında daha yüksek olmaktadır.



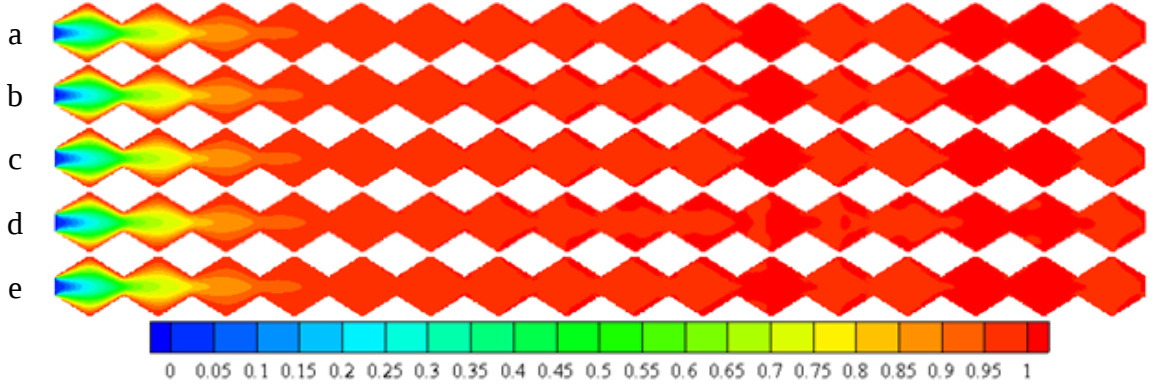
Şekil 4.63: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.

Şekil 4.64'te 100 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş dar ve geniş kanallara ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.63'teki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de simetri eksenindeki hızlar aynı gözükmemektedir.



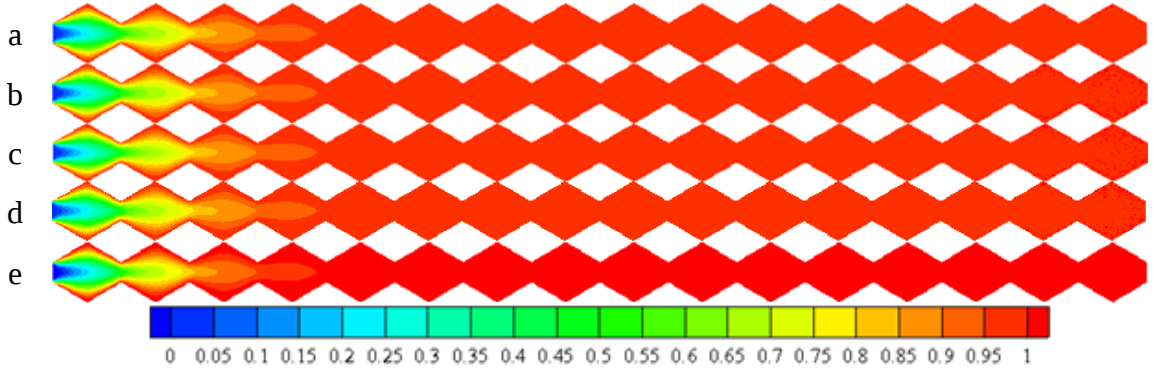
Şekil 4.64: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.

Şekil 4.65'te 100 Reynolds sayısı için $b=7,5$ kanalına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profilinde kendi aralarında bir fark görünmemektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görünmemektedir.



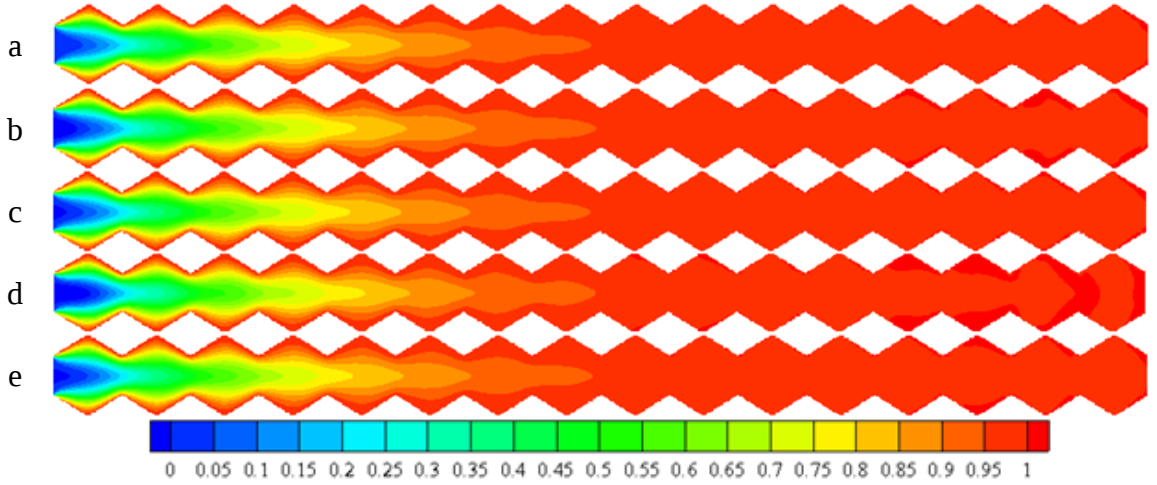
Şekil 4.65: $Re=100$ 'de $b=7.5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0.5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0.25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0.5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0.25$.

Şekil 4.66'da 100 Reynolds sayısı için $b=7.5$ kanalına ait Fluent yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profilinde gözle görülür bir fark bulunmamaktadır. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir. Şekil 4.65'te gösterilen LBM yöntemiyle elde edilen çözüme oldukça yakın olduğu gözükmemektedir. Fluent yöntemi kullanılarak yapılan çözümde sıcaklık profili gelişimi LBM'ye göre biraz daha sonra gerçekleştiği anlaşılmaktadır.



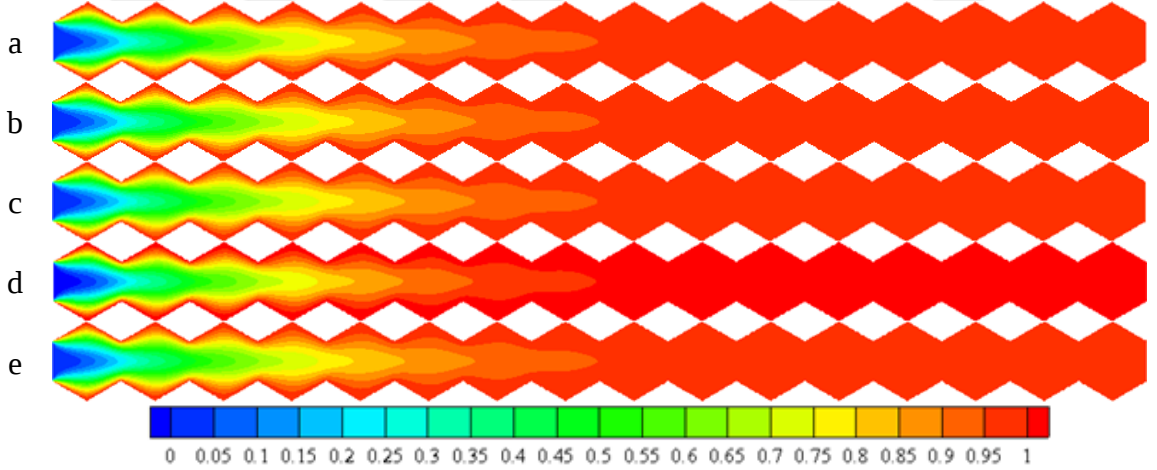
Şekil 4.66: $Re=100$ 'de $b=7.5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0.5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0.25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0.5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0.25$.

Şekil 4.67'de 100 Reynolds sayısı için $b=10$ kanalına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Geniş kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profilinde kendi aralarında bir fark görünmemektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir.



Şekil 4.67: $Re=100$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

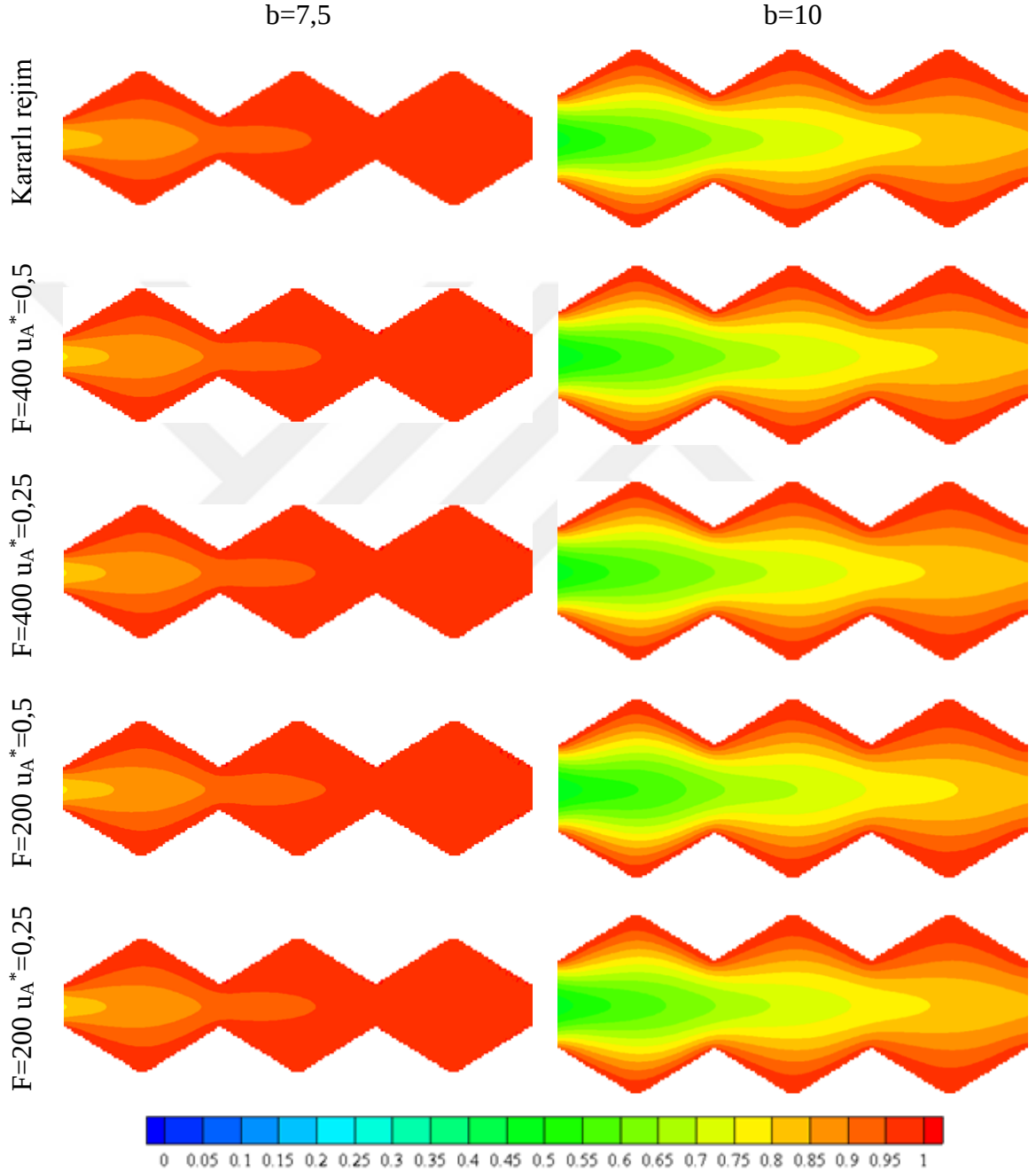
Şekil 4.68'de 100 Reynolds sayısı için $b=10$ kanalına ait Fluent yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Geniş kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profilinde gözle görülür bir fark bulunmamaktadır. Şekil 4.67'te gösterilen LBM yöntemiyle elde edilen çözüme oldukça yakın olduğu gözükmemektedir. Fluent çözümünün LBM'ye göre sıcaklık profilinin bir miktar daha sonra geliştiği görülmektedir.



Şekil 4.68: $Re=100$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.69'da 100 Reynolds sayısı için $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Burada genel olarak sıcaklık profilinin dar kanalda daha önce olduğu görülmektedir. Dar kanalda en önce gelişen sıcaklık profili kararlı rejimde oluşmuş olup geniş kanalda kararlı rejimde olmuştur. En son sıcaklık profili gelişen akış tipi geniş dalgalı kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışı olup dar kanalda $F=200$

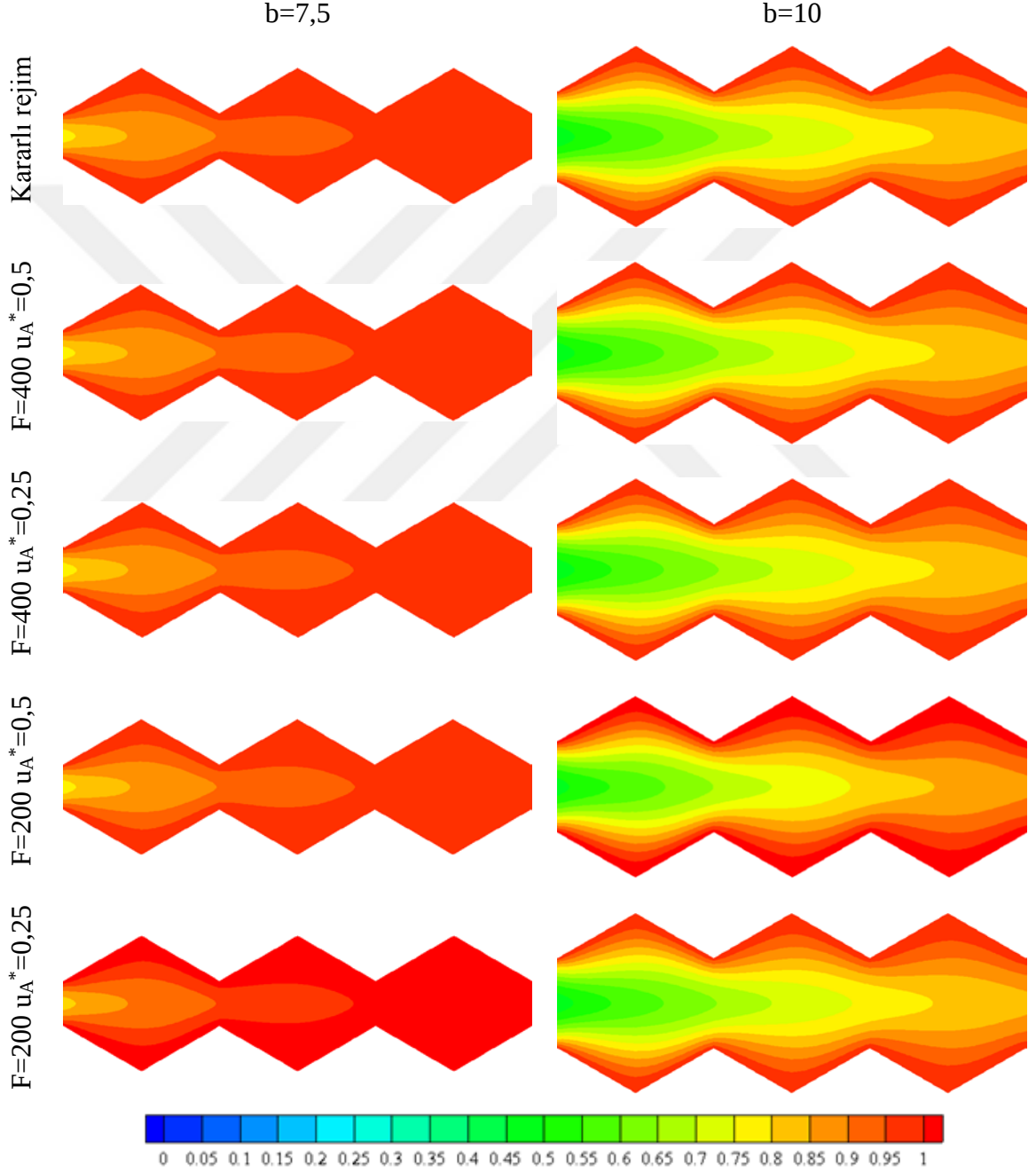
$u_A^*=0,5$ akışı olmuştur. Sıcaklık profilinin gelişme hızının sıralaması dar kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, $F=400$ $u_A^*=0,25$, $F=200$ $u_A^*=0,25$, kararlı rejim olmuş olup, geniş kanalda ise bu sıralama $F=200$ $u_A^*=0,5$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, $F=200$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,25$, kararlı rejim akışları olmuştur.



Şekil 4.69: $Re=100$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.

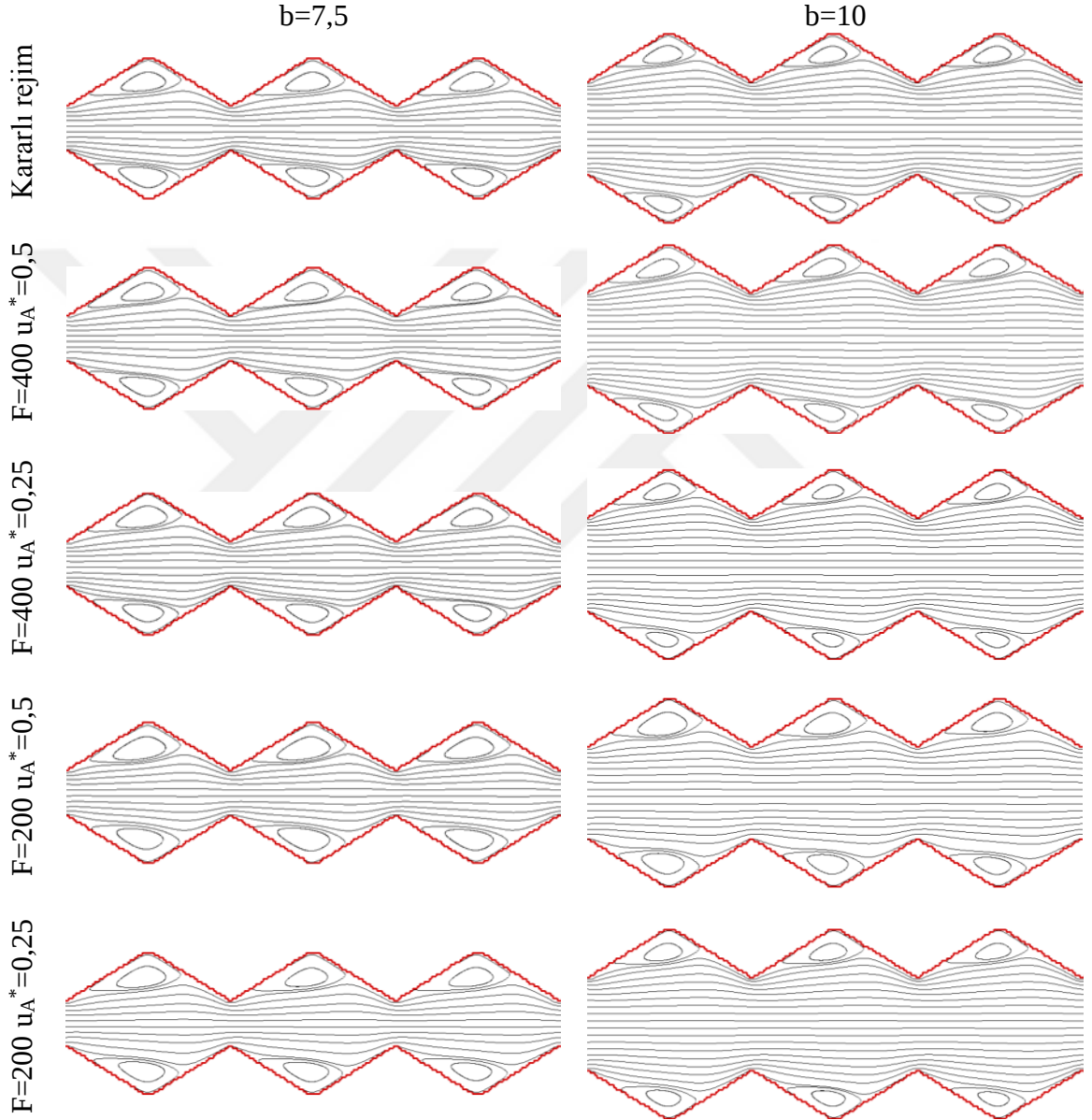
Şekil 4.70'te 100 Reynolds sayısı için $b=10$ ve $b=7,5$ kanallarına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Şekil 4.69'da LBM yönteminde

olduğu gibi burada da genel olarak sıcaklık profilinin dar kanalda daha önce olduğu görülmektedir. Şekil 4.69’da LBM yöntemiyle çözülen akışlarda birbirinden farklılık gözükmesine rağmen Şekil 4.70’te dar ve geniş kanalda kararlı rejim, farklı genlik ve frekanstaki akışların birbirine göre sıcaklığın gelişme hızında farklılık yaratacak bir değişim gözükmemektedir. Her iki kanalda kanalın alt ve üst kenarları sıcaklığın en yüksek olduğu bölge, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu bölge olduğu görülmektedir.



Şekil 4.70: $Re=100$ 'de $b=7.5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.

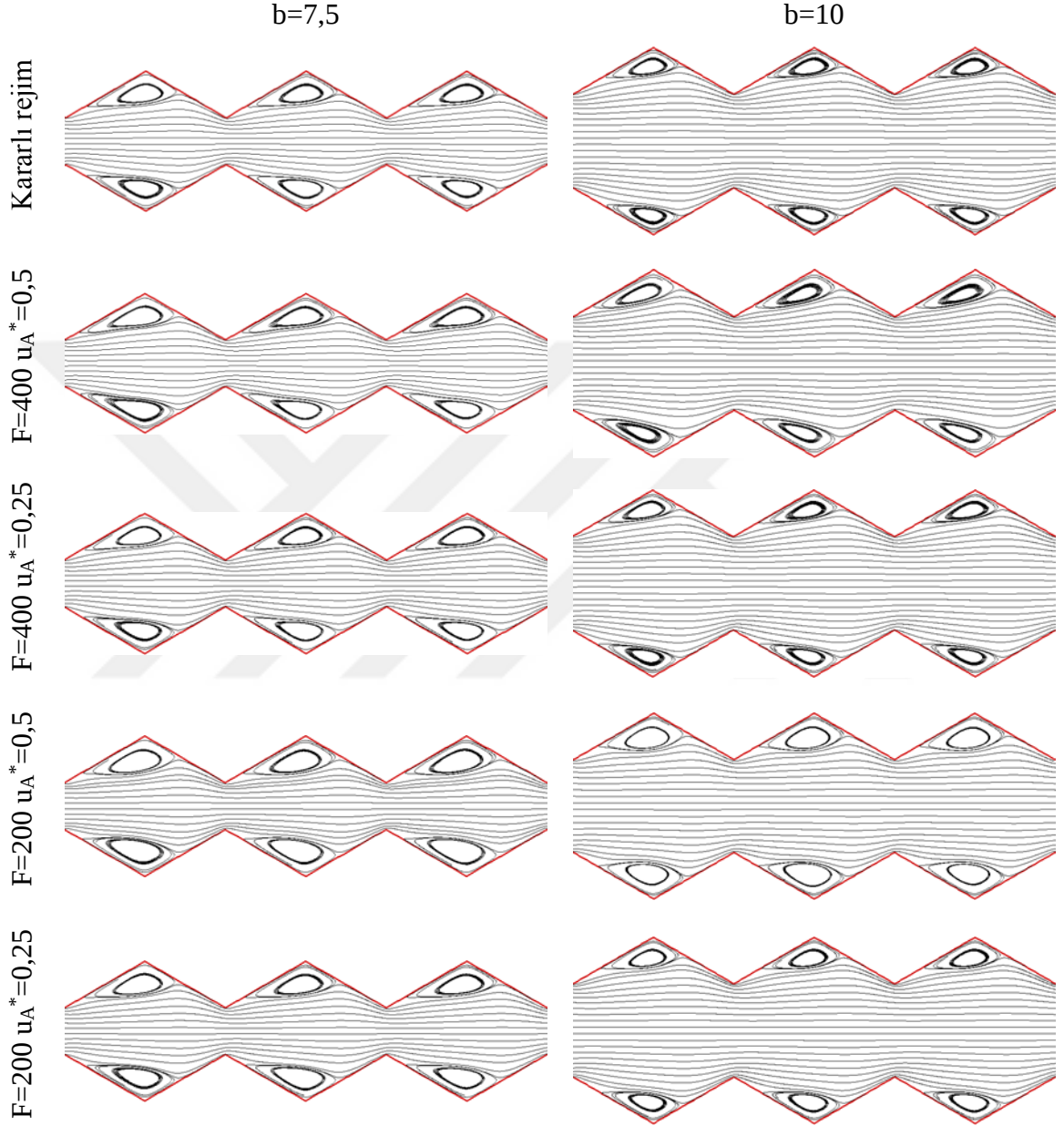
Şekil 4.71’de $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait 200 Reynolds sayısında LBM-MLS akışına ait ortalama akış çizgileri görülmektedir. Aynı kanal yapısında farklı genlik ve hızlardaki akışların akış çizgilerinin birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. Her iki kanal ve bütün akışlarda hatvelerin alt ve üst kısmında döngülerin oluştuğu görülmektedir. Bu döngülerin dar kanalda geniş kanala göre daha büyük olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 4.71: $Re=200$ ’de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.

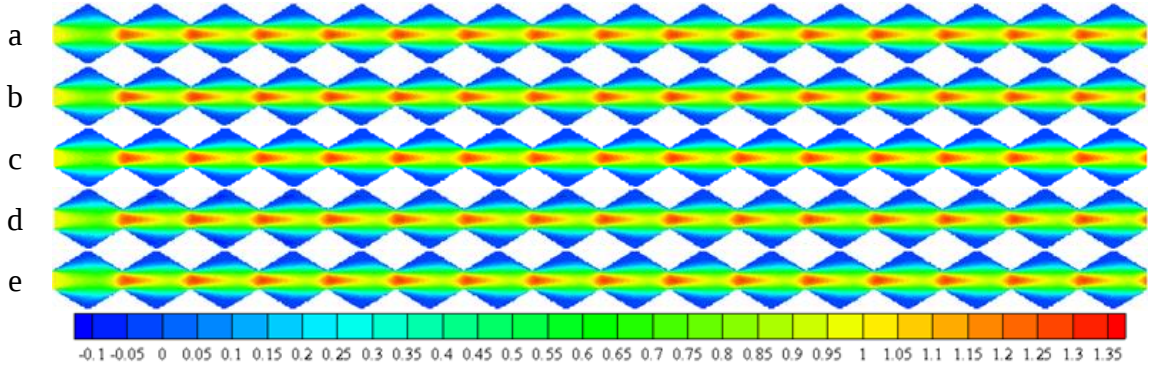
Şekil 4.72’de $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait 200 Reynolds sayısında Fluent akışına ait ortalama akış çizgileri görülmektedir. Şekil 4.71.’de LBM çözümünde görüldüğü gibi Fluent’te de bu döngülerin dar kanalda geniş kanala göre daha büyük olduğu gözlemlenmiştir. Her iki kanalda

da LBM’de olduğu gibi $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında döngülerin diğer akış tiplerine göre daha büyük büyük olduğu görülmüştür. Şekil 4.57 ve Şekil 4.58’de 100 Reynolds sayısındaki döngülere nazaran 200 Reynolds sayısındaki döngülerin genel olarak daha büyük olduğu gözlemlenmiştir.



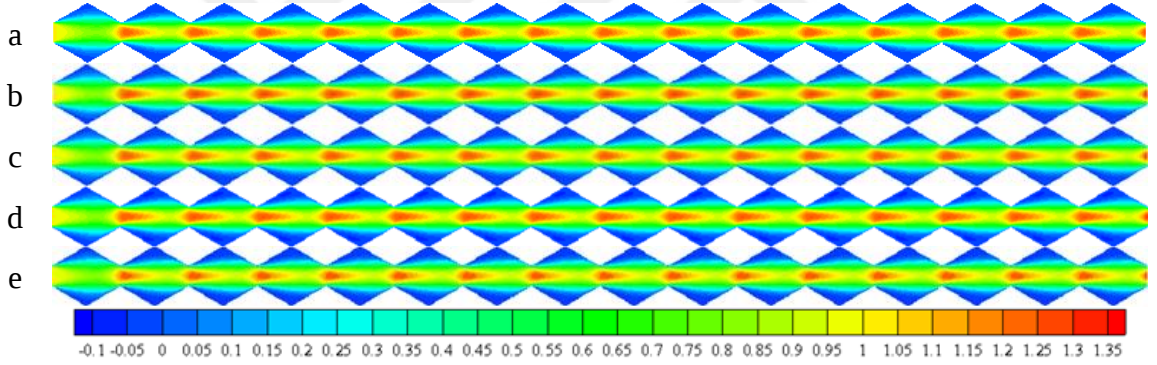
Şekil 4.72: $Re=200$ ’de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.

Şekil 4.73’te 200 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=7,5$ dalgalı kanalına ait ortalama boyutsuz hız dağılımı gösterilmiştir. Bütün akış çeşitlerinde simetri ekseninde kanal boyunca her hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir.



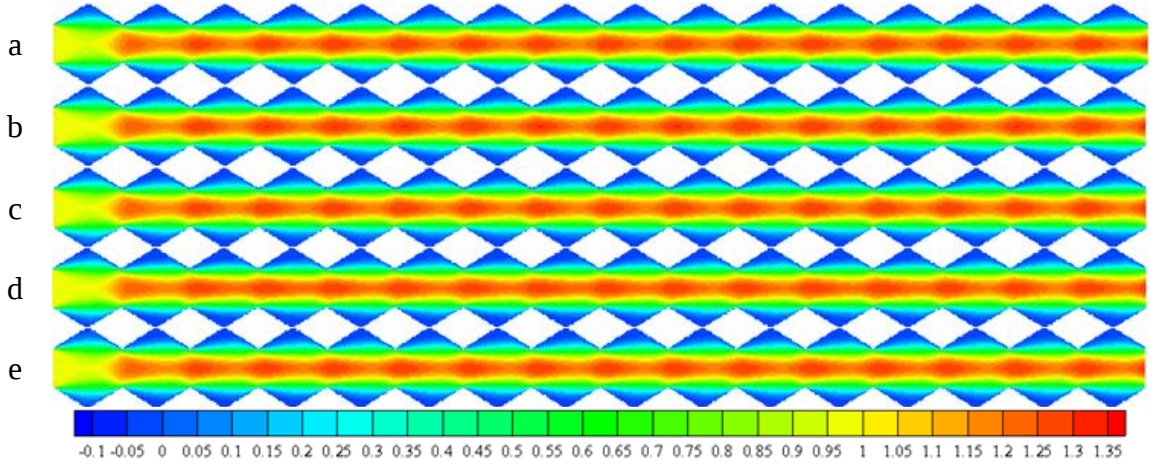
Şekil 4.73: $Re=200$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.74'te 200 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş dar kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.73'deki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de genel hız dağılımı birbirine çok benzer gözükmemektedir.



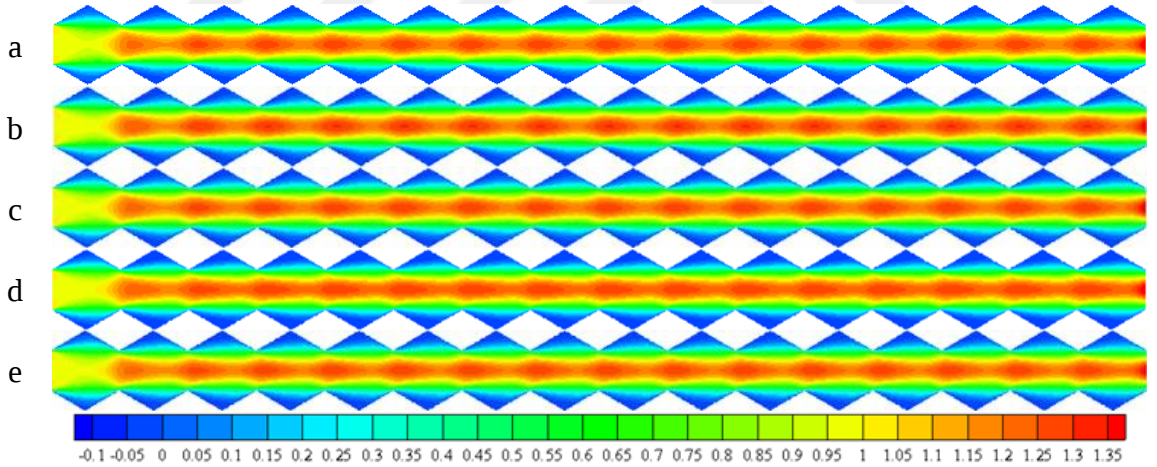
Şekil 4.74: $Re=200$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.75'te 200 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=10$ dalgalı kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bütün akış çeşitlerinde simetri ekseninde kanal boyunca her hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir.



Şekil 4.75: $Re=200$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

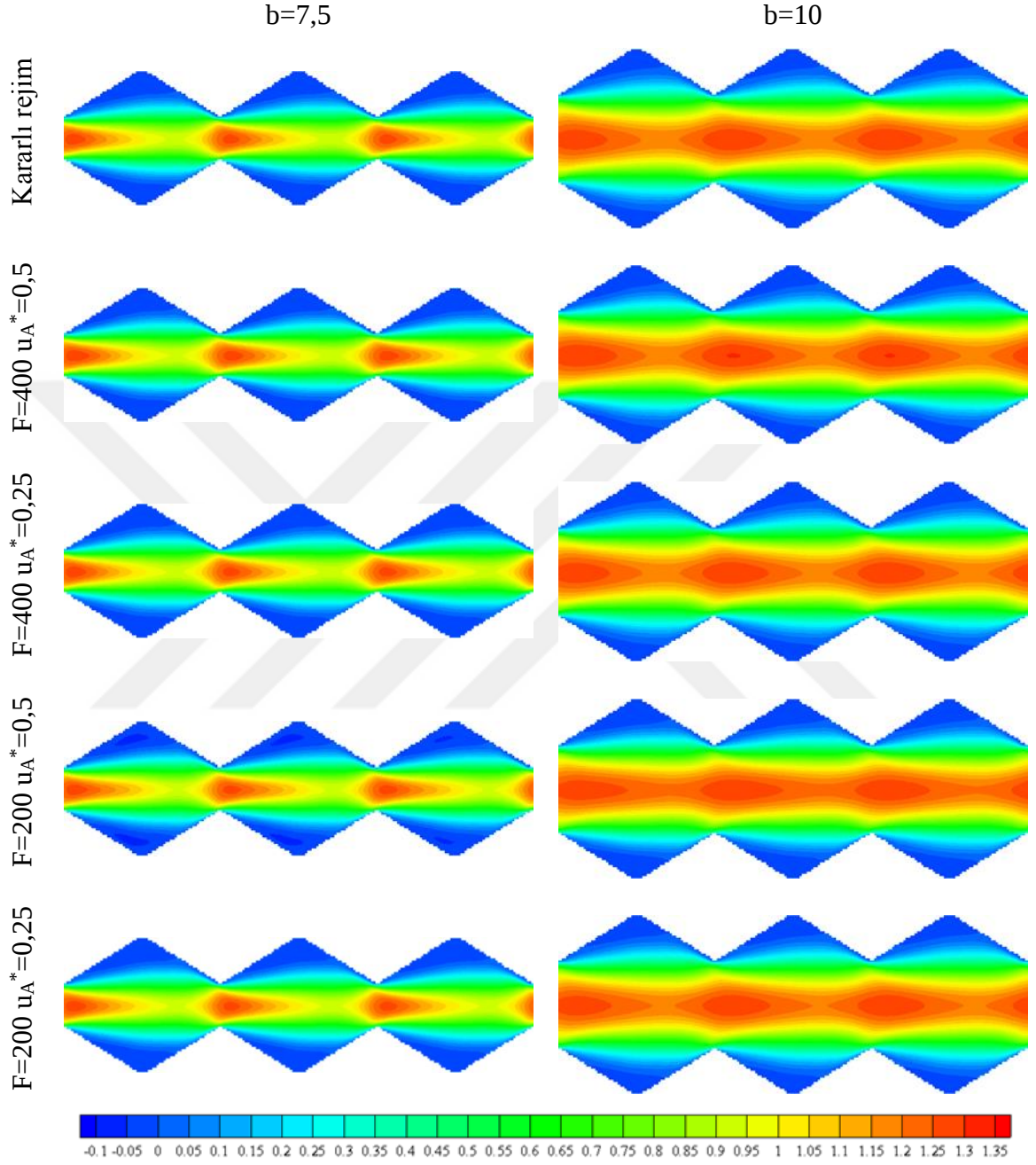
Şekil 4.76'de 200 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş geniş kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.75'teki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de genel hız dağılımı birbirine çok benzer gözükmemektedir.



Şekil 4.76: $Re=200$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

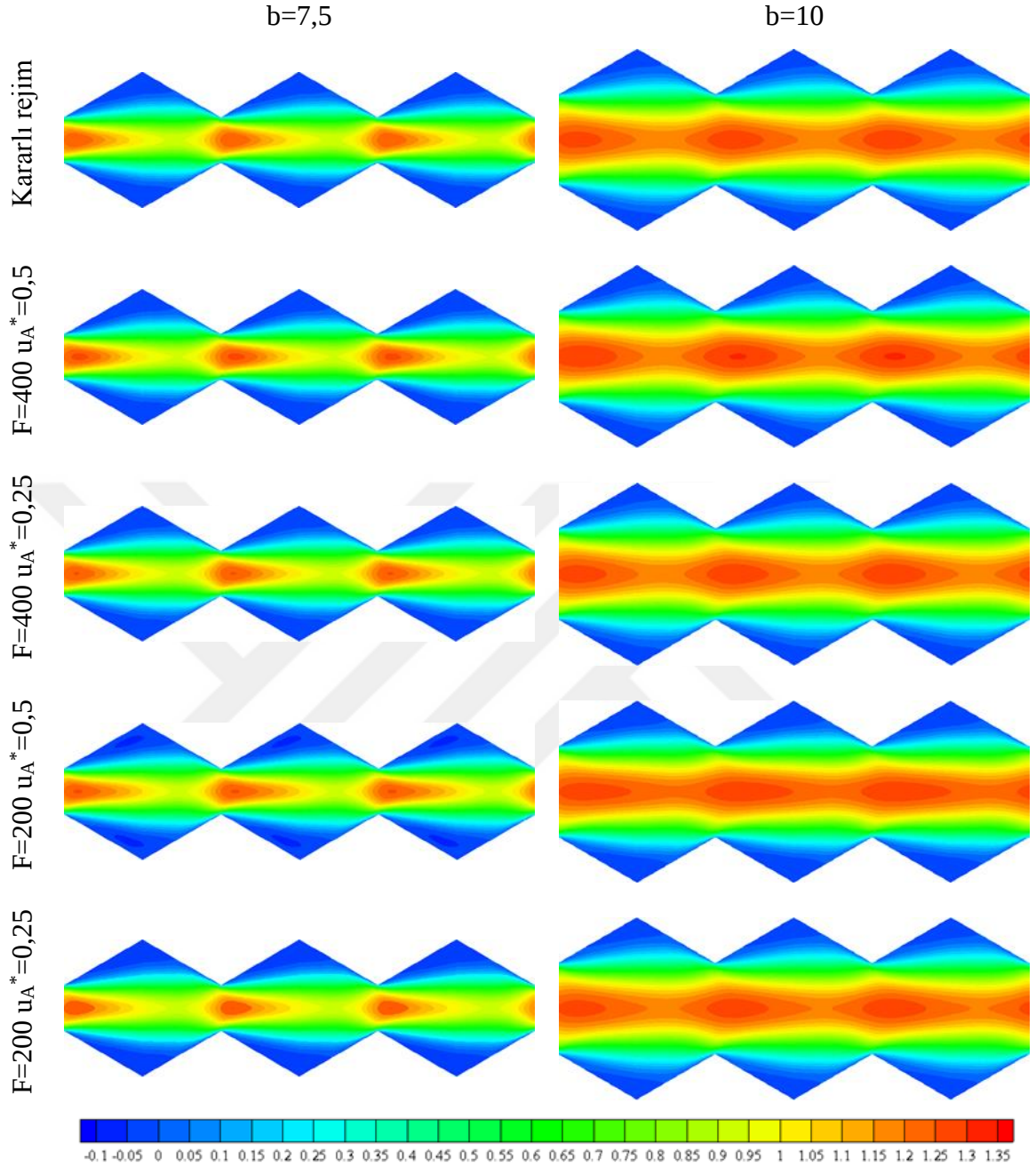
Şekil 4.77'de 200 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Her iki kanalda ve her akışta simetri ekseninde hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir. Hatvenin ortasında geniş kanalda simetri eksenindeki hız dar kanala göre daha az azalmıştır. Dar ve geniş

kanalda hız $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında daha yüksek olmaktadır. Dar kanalda en düşük hız kararlı rejimde geniş kanalda ise $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışında gözlemlenmiştir.



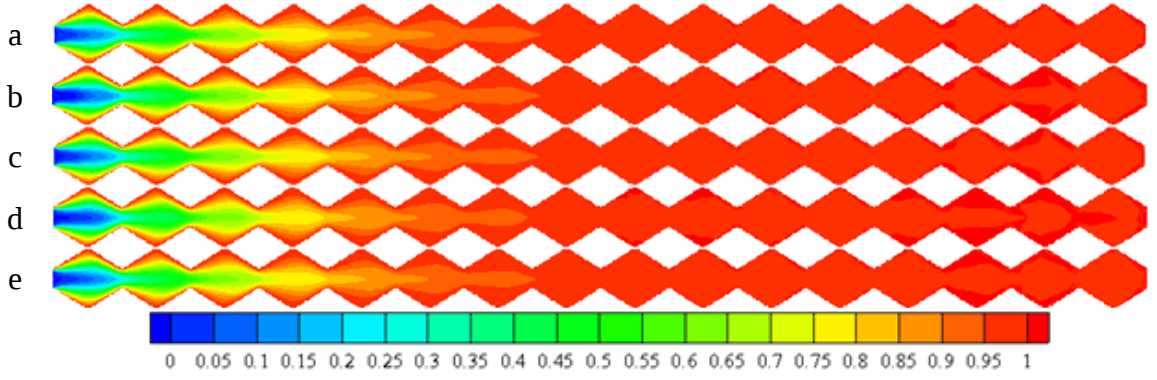
Şekil 4.77: $Re=200$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.

Şekil 4.78'de 200 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş dar ve geniş kanallara ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.77'deki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de simetri eksenindeki hızlar aynı gözükmemektedir.



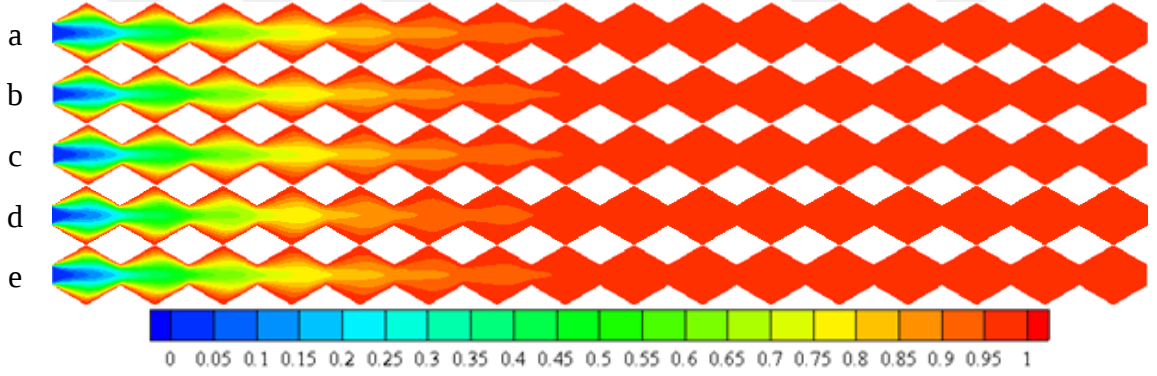
Şekil 4.78: $Re=200$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.

Şekil 4.79'da 200 Reynolds sayısı için $b=7,5$ kanalına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profilinin hemen hemen birbirine çok yakın olduğu ancak $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının diğerlerine biraz daha önce geliştiği görülmektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir.



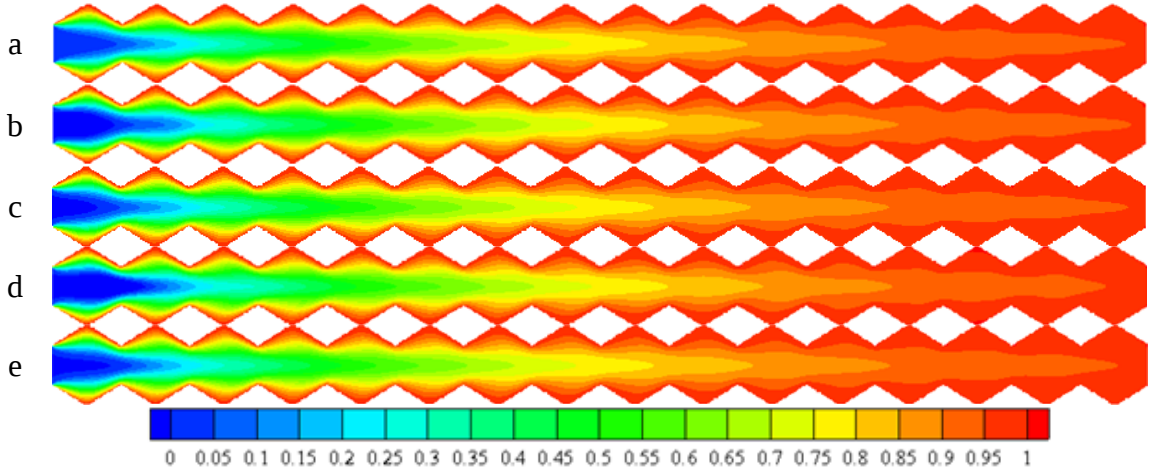
Şekil 4.79: $Re=200$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.80'de 200 Reynolds sayısı için $b=7,5$ kanalına ait Fluent yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda bütün akışlarda gelişen sıcaklık profillerinin birbirine yakın olduğu ancak Şekil 4.79'da LBM çözümünde olduğu gibi $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının diğerlerinden daha önce geliştiği görülmektedir. Şekil 4.79'da gösterilen LBM yöntemiyle elde edilen çözüme oldukça yakın olduğu gözükmemektedir. Fluent yöntemi kullanılarak yapılan çözümde sıcaklık profili gelişimi LBM'ye göre daha sonra gerçekleştiği anlaşılmaktadır.



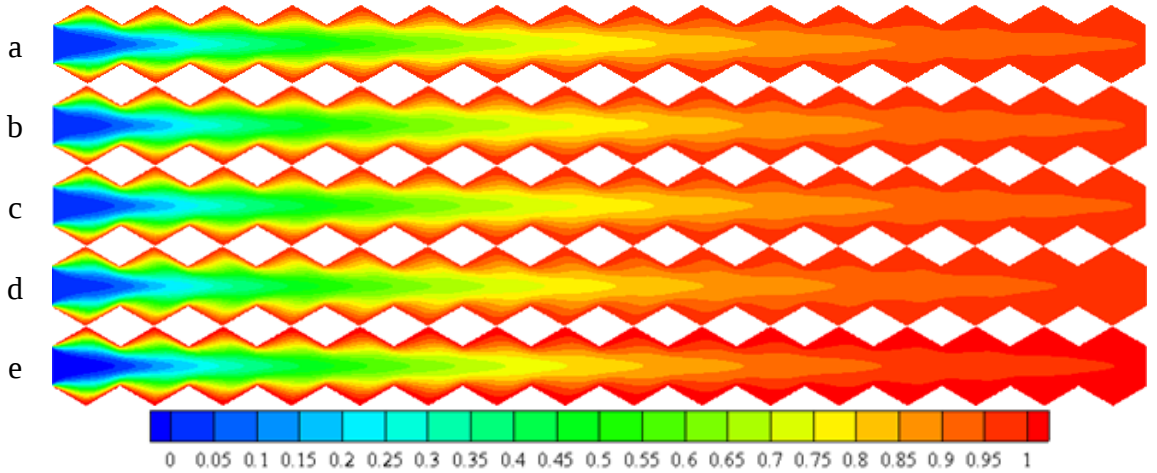
Şekil 4.80: $Re=200$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.81'de 200 Reynolds sayısı için $b=10$ kanalına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Geniş kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının sıcaklık profili diğer akışlara göre daha önce gelişmiş olup diğerleri birbirine benzemektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir.



Şekil 4.81: $Re=200$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

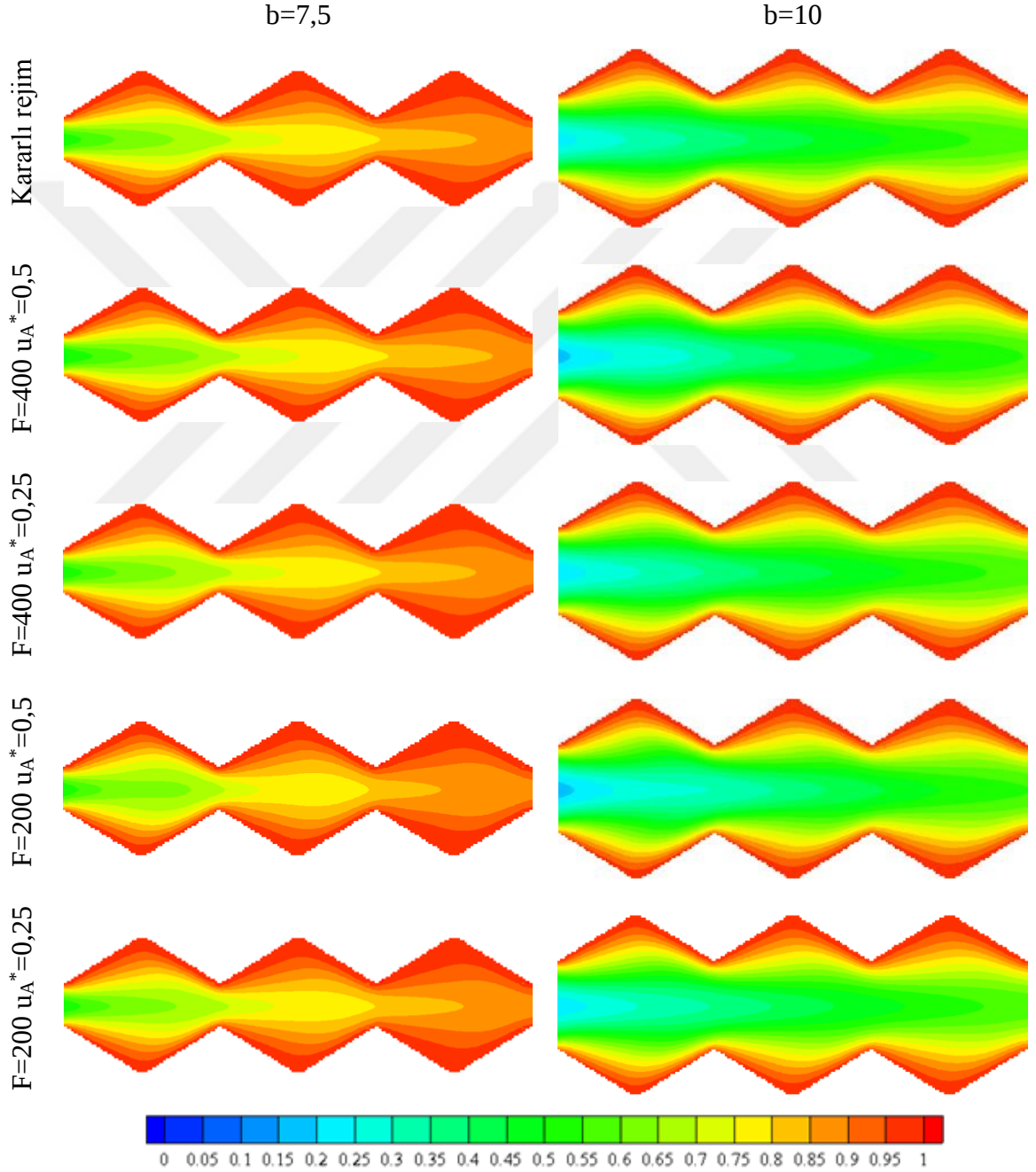
Şekil 4.82'de 200 Reynolds sayısı için $b=10$ kanalına ait Fluent yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Geniş kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının sıcaklık profili diğer akışlara göre daha önce gelişmiş olup diğerleri birbirine benzemektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir. Şekil 4.81'de gösterilen LBM yöntemiyle elde edilen çözüme oldukça yakın olduğu gözükmemektedir. Fluent çözümünün LBM ile birbirine benzer olduğu görülmüştür.



Şekil 4.82: $Re=200$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

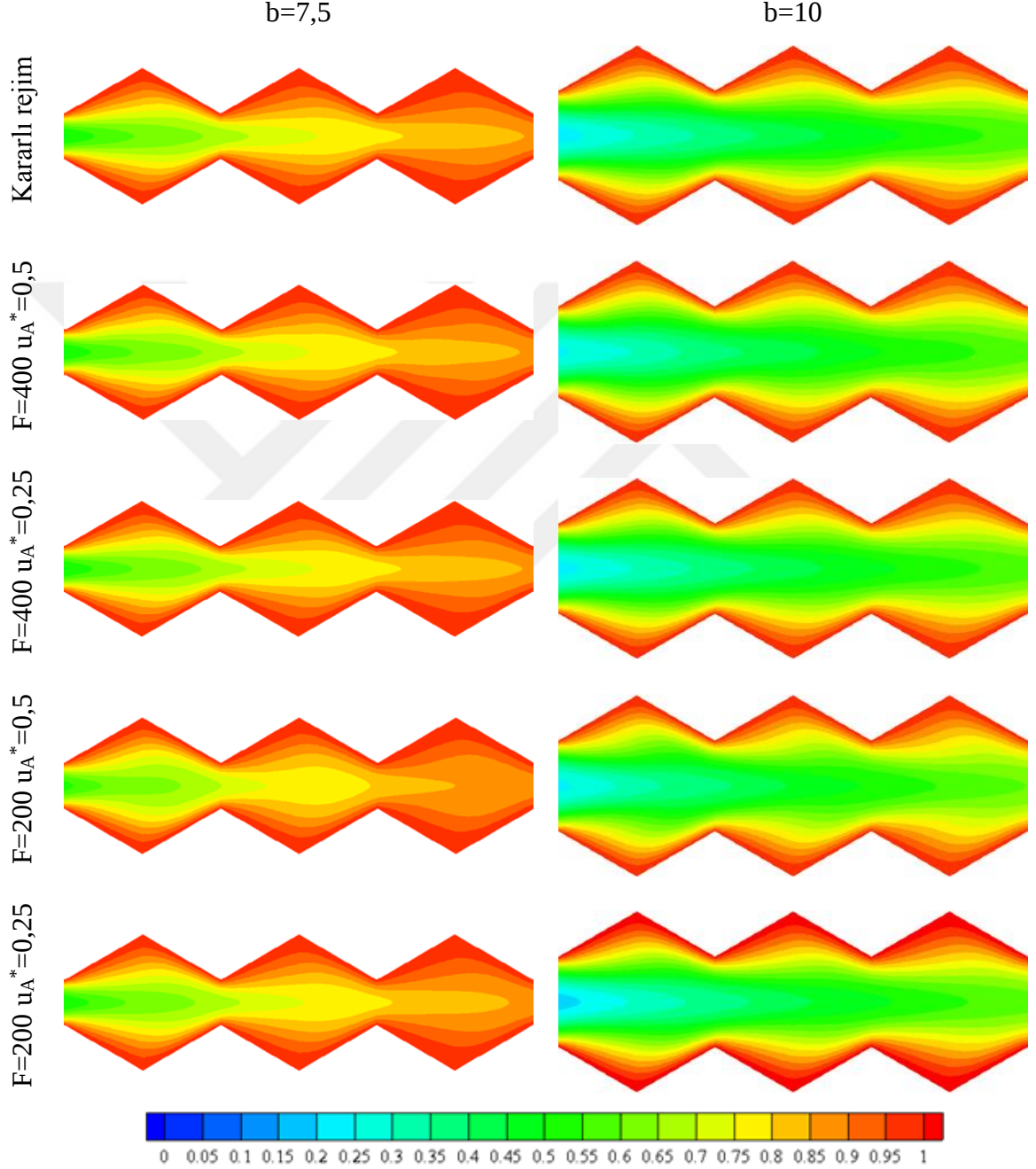
Şekil 4.83'te 200 Reynolds sayısı için $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda en önce gelişen

sıcaklık profili $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında oluşmuş olup geniş kanalda kararlı rejimde olmuştur. En son sıcaklık profili gelişen akış tipi geniş dalgalı kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışı olup dar kanalda $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışı olmuştur. Sıcaklık profilinin gelişme hızının sıralaması dar kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$, $F=200$ $u_A^*=0,25$, kararlı rejim, $F=400$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, olmuş olup, geniş kanalda ise bu sıralama $F=200$ $u_A^*=0,5$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, $F=200$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,25$, kararlı rejim akışları olmuştur.



Şekil 4.83: $Re=200$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.

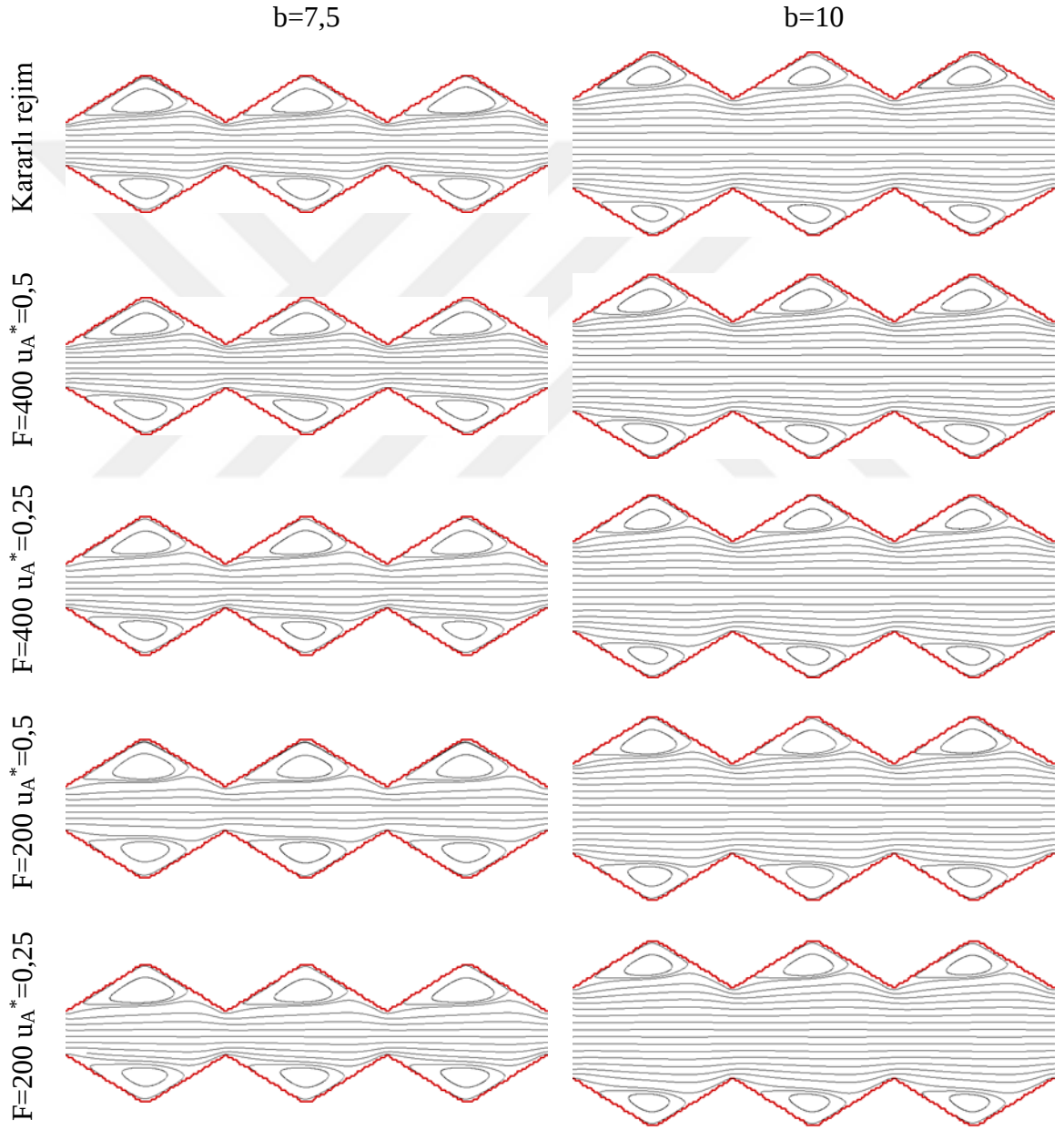
Şekil 4.84'te 200 Reynolds sayısı için $b=10$ ve $b=7,5$ kanallarına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Şekil 4.83'te LBM yönteminde olduğu gibi burada da genel olarak sıcaklık profilinin dar kanalda daha önce olduğu görülmektedir.



Şekil 4.84: $Re=200$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.

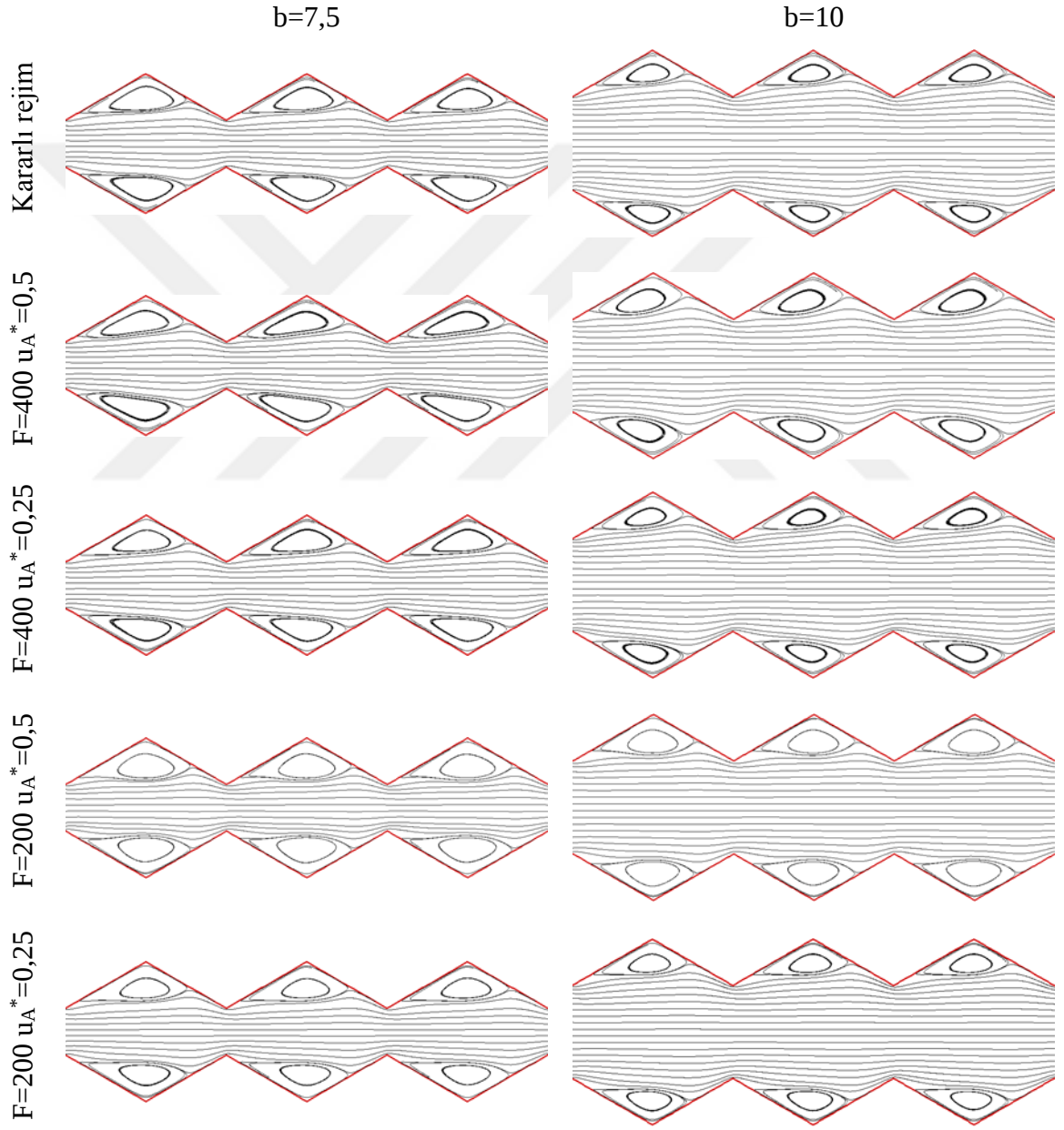
Şekil 4.84'te dar kanalda en önce gelişen sıcaklık profili LBM'deki gibi $F=200 u_A^*=0,5$ akışında oluşmuş olup geniş kanalda LBM'den farklı olarak $F=200 u_A^*=0,5$ akışında olmuştur. En son

sıcaklık profili gelişen akış tipi geniş ve dar dalgalı kanalda LBM'den farklı olarak kararlı rejimde olmuştur. Şekil 4.84'te sıcaklık profilinin gelişme hızının sıralaması dar kanalda kararlı rejim, $F=400$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, $F=200$ $u_A^*=0,25$, $F=200$ $u_A^*=0,5$ olmuş olup, geniş kanalda ise bu sıralama kararlı rejim, $F=400$ $u_A^*=0,25$, $F=200$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, $F=200$ $u_A^*=0,5$, akışları olmuştur. Burada LBM'den farklı olarak dar ve geniş kanalda sıralama değişmiştir. Her iki kanalda kanalın alt ve üst kenarları sıcaklığın en yüksek olduğu bölge, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu bölge olduğu görülmektedir.



Şekil 4.85: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.

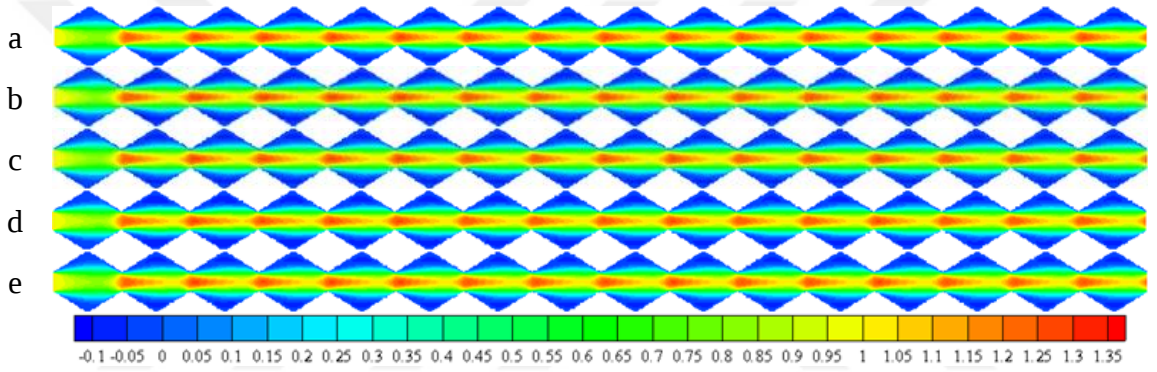
Şekil 4.85'te $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait 300 Reynolds sayısında LBM-MLS akışına ait ortalama akış çizgileri görülmektedir. Aynı kanal yapısında farklı genlik ve hızlardaki akışların akış çizgilerinin birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. $b=10$ kanalının alt üst uçlardaki döngüleri $b=7,5$ kanalına göre daha küçük olduğu görülmektedir. 100 ve 200 Reynolds sayılarındaki döngülerin büyüklüğüne göre 300 Reynolds sayısındaki döngülerin daha büyük olduğu görülmüştür. Her iki kanaldaki döngülerin oldukça büyüdüğü ve birbirine daha yakın olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 4.86: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan ortalama akış çizgileri.

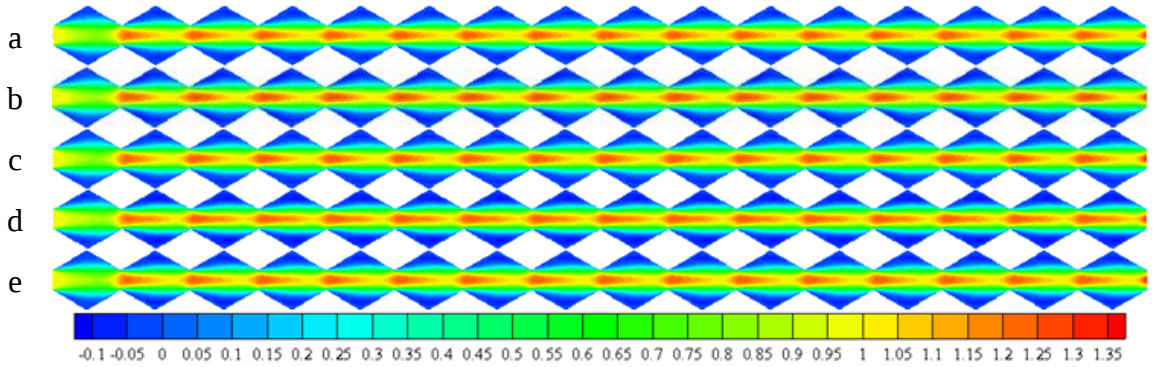
Şekil 4.86’da $b=7,5$ ve $b=10$ kanallarına ait 300 Reynolds sayısında Fluent akışına ait ortalama akış çizgileri görülmektedir. Şekil 4.85’te LBM çözümünde olduğu gibi Fluent çözümünde de döngülerin dar kanalda geniş kanala göre daha büyük olduğu ve gözlemlenmiştir. LBM’de olduğu gibi Fluent’te de dar ve geniş kanalda kendi içinde döngü büyüklerinin birbirine yakın seviyede olduğu belirlenmiştir.

Şekil 4.87’de 300 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=7,5$ dalgalı kanalına ait ortalama boyutsuz hız dağılımı gösterilmiştir. Bütün akış çeşitlerinde simetri ekseninde kanal boyunca her hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir.



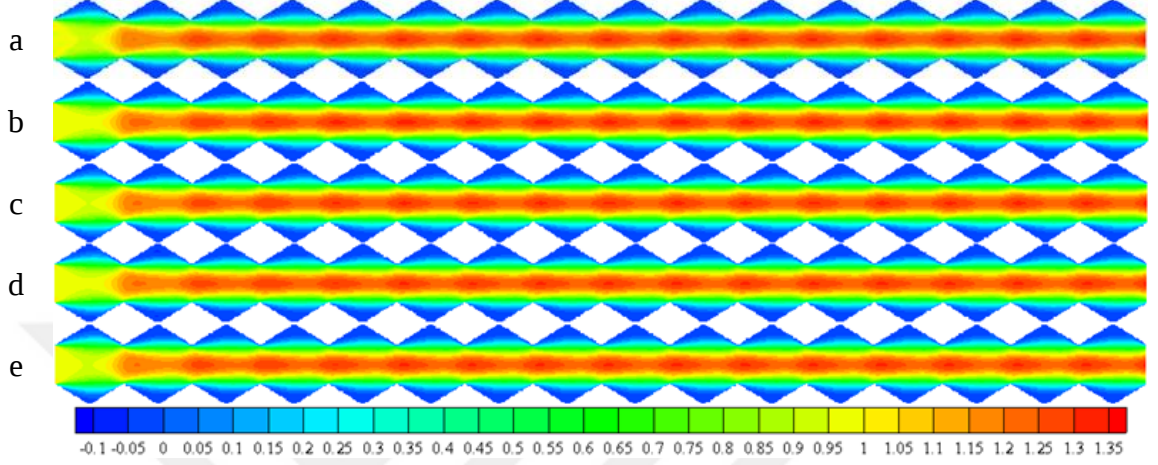
Şekil 4.87: $Re=300$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400 u_A^*=0,5$, (c) $F=400 u_A^*=0,25$, (d) $F=200 u_A^*=0,5$, (e) $F=200 u_A^*=0,25$.

Şekil 4.88’de 300 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş dar kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.87’deki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de genel hız dağılımı birbirine çok benzer gözükmemektedir.



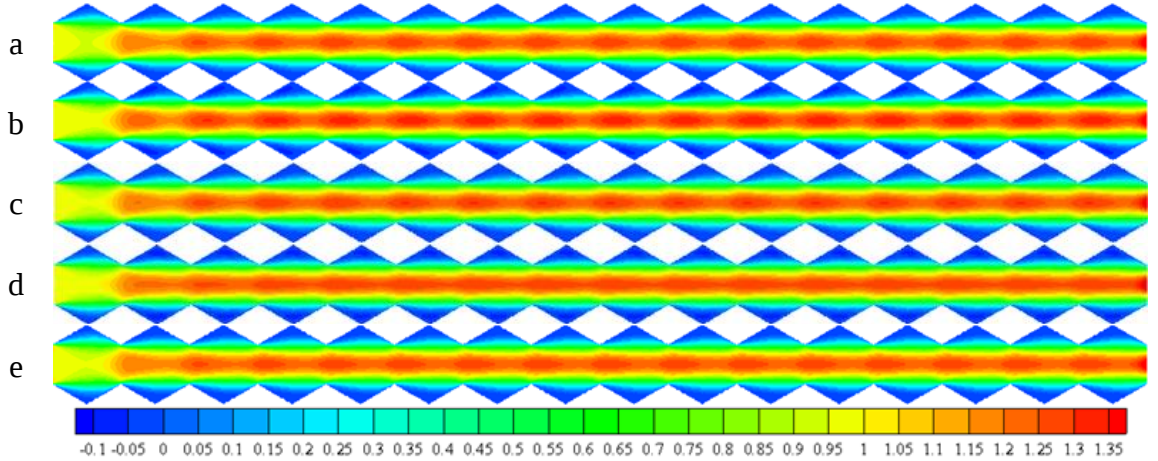
Şekil 4.88: $Re=300$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400 u_A^*=0,5$, (c) $F=400 u_A^*=0,25$, (d) $F=200 u_A^*=0,5$, (e) $F=200 u_A^*=0,25$.

Şekil 4.89’da 300 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş $b=10$ dalgalı kanalına ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bütün akış çeşitlerinde simetri ekseninde kanal boyunca her hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir.



Şekil 4.89: $Re=300$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400 u_A^*=0,5$, (c) $F=400 u_A^*=0,25$, (d) $F=200 u_A^*=0,5$, (e) $F=200 u_A^*=0,25$.

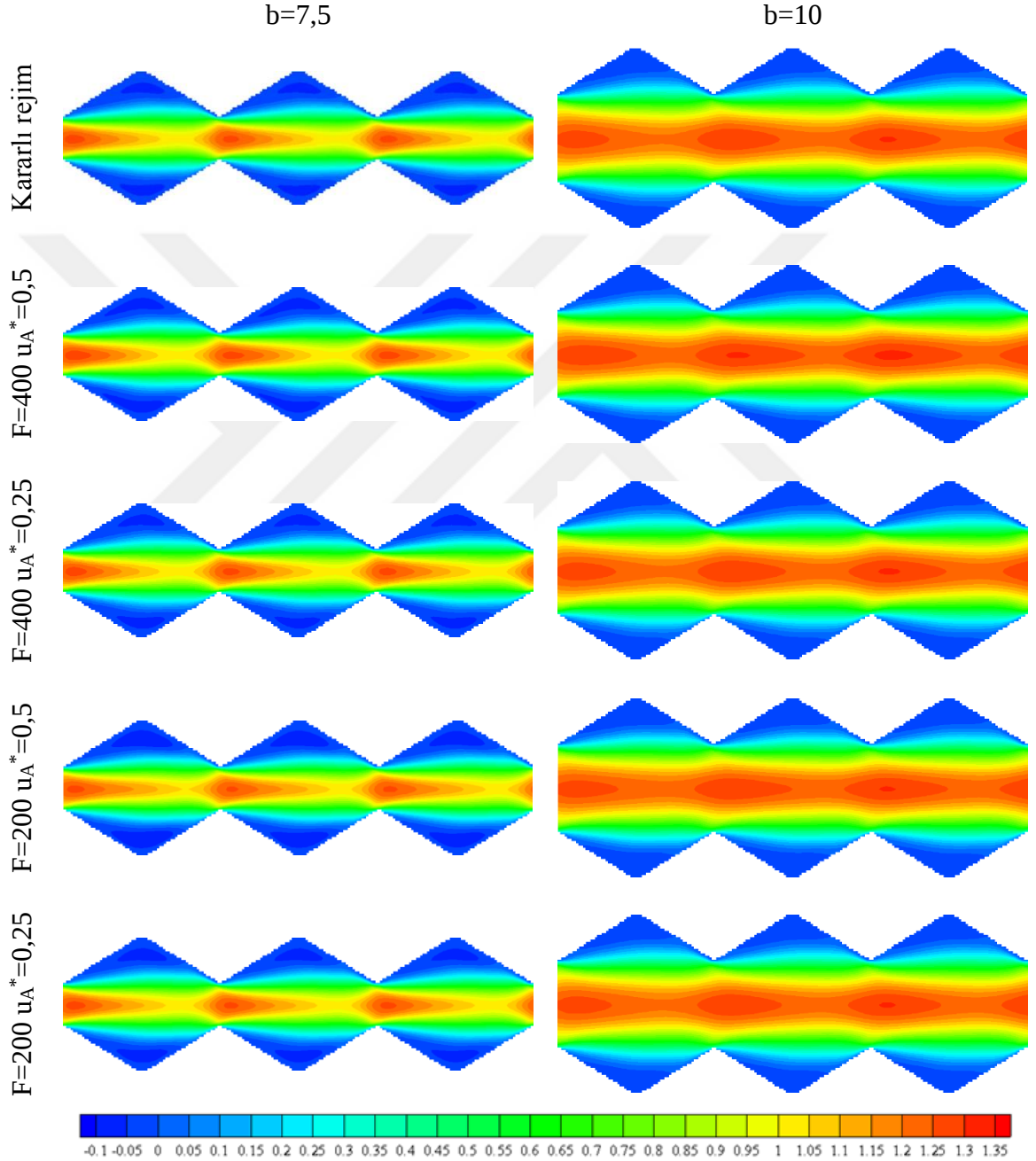
Şekil 4.90’da 300 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş geniş kanala ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.89’daki LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de genel hız dağılımı birbirine çok benzer gözükmemektedir.



Şekil 4.90: $Re=300$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400 u_A^*=0,5$, (c) $F=400 u_A^*=0,25$, (d) $F=200 u_A^*=0,5$, (e) $F=200 u_A^*=0,25$.

Şekil 4.91’de 300 Reynolds sayısında LBM-MLS yöntemi ile çözülmüş dar ve geniş kanallara ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Her iki kanalda ve her akışta simetri ekseninde

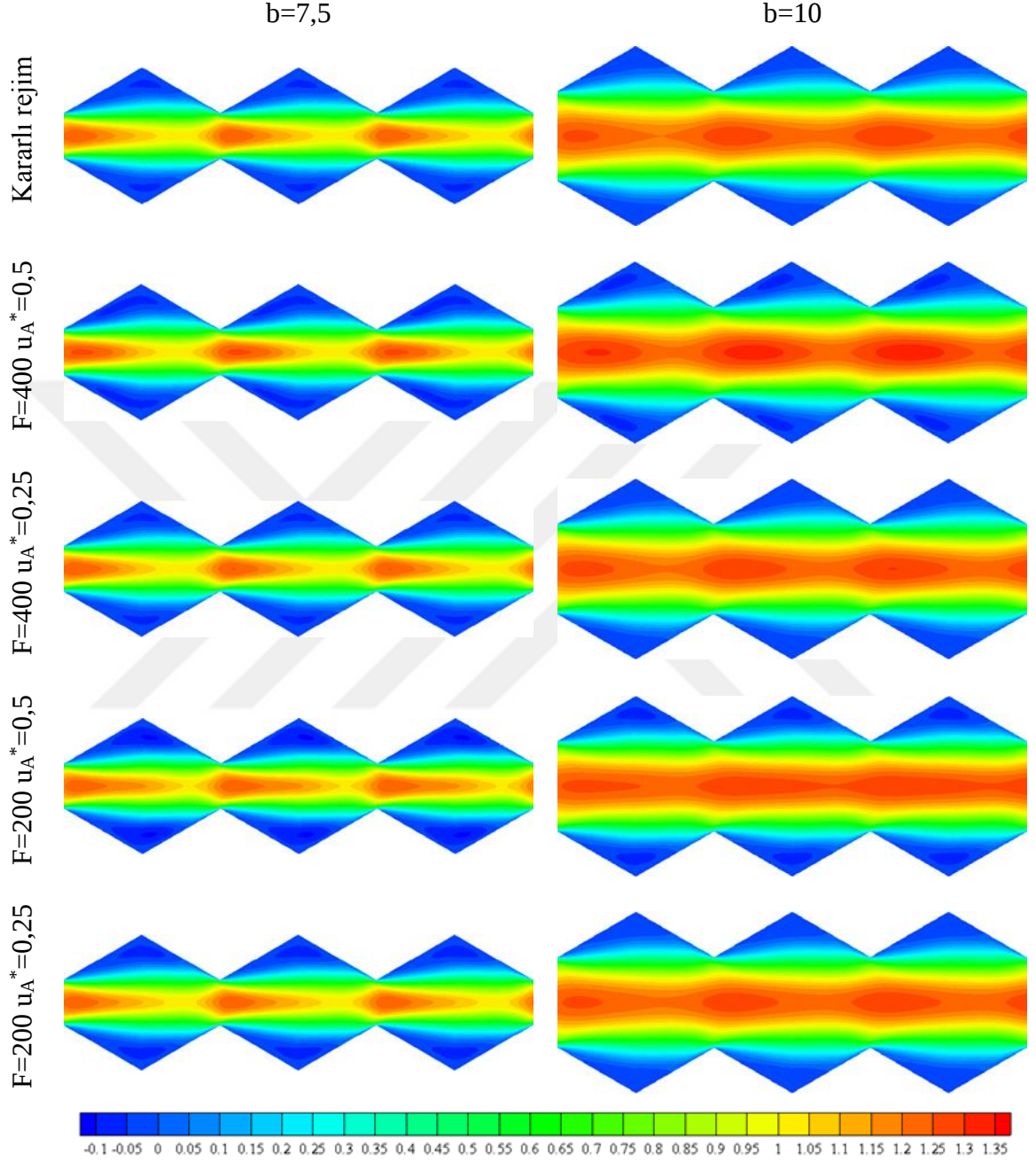
hatvenin başında en yüksek hız oluşup hatvenin ortasından sonra bu hızın azaldığı ve sonuna geldiğinde hızın tekrardan artmaya başladığı görülmektedir. Geniş kanalda simetri ekseninde hız dar kanala göre daha fazla olmuştur. Dar kanalda hatvenin alt ve üst kenar uçlarının hızları geniş kanaldan daha az çıkmıştır. Dar ve geniş kanalda simetri eksenindeki hız $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışında daha yüksek olmaktadır.



Şekil 4.91: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.

Şekil 4.92'de 300 Reynolds sayısında Fluent yöntemi ile çözülmüş dar ve geniş kanallara ait boyutsuz ortalama hız dağılımı gösterilmiştir. Bu şekildeki Fluent çözümleri Şekil 4.91'deki

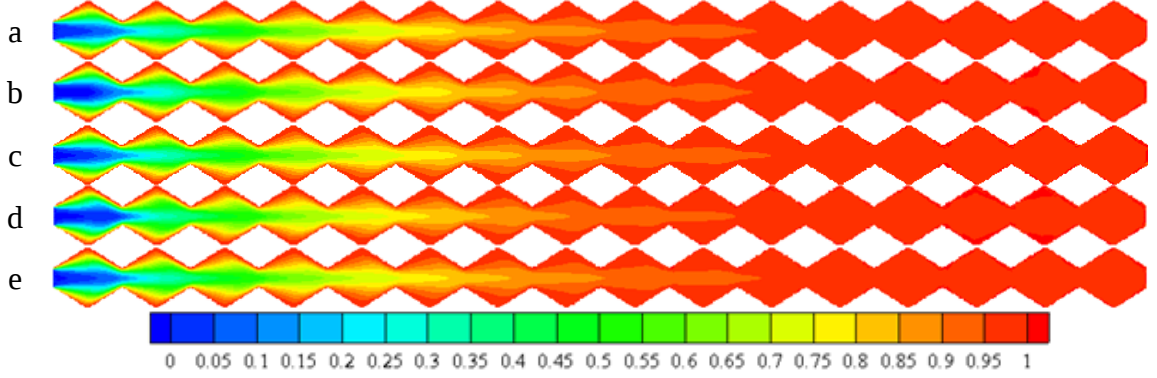
LBM çözümleriyle benzer görüntüler çıkmıştır. İki çözüm yönteminde de simetri eksenindeki hızlar aynı gözükmemektedir.



Şekil 4.92: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama hız dağılımı.

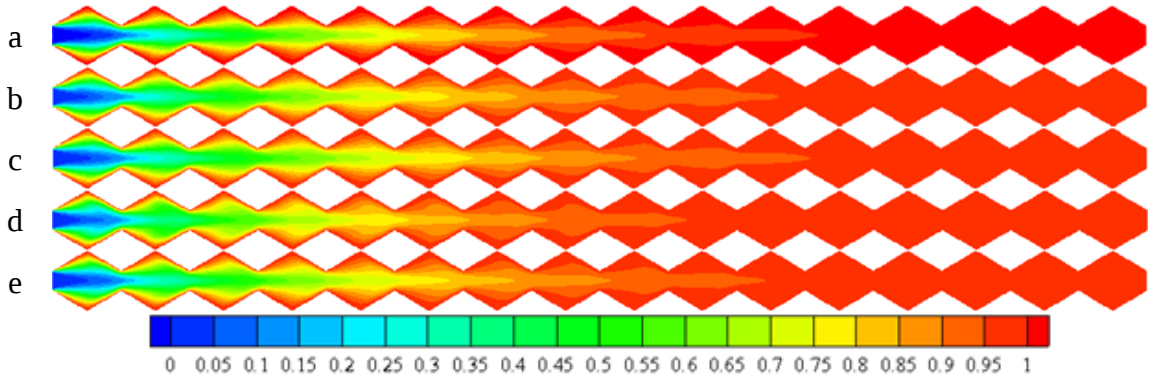
Şekil 4.93'te 300 Reynolds sayısı için $b=7,5$ kanalına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının önce $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışının sonra sıcaklık profilinin geliştiği görülmektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en

düşük olduğu görülmektedir. Kanalın ortalarına doğru sıcaklık geliştiğinden dolayı kenar ve iç bölgeler arası sıcaklık farkı görülmemektedir.



Şekil 4.93: $Re=300$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

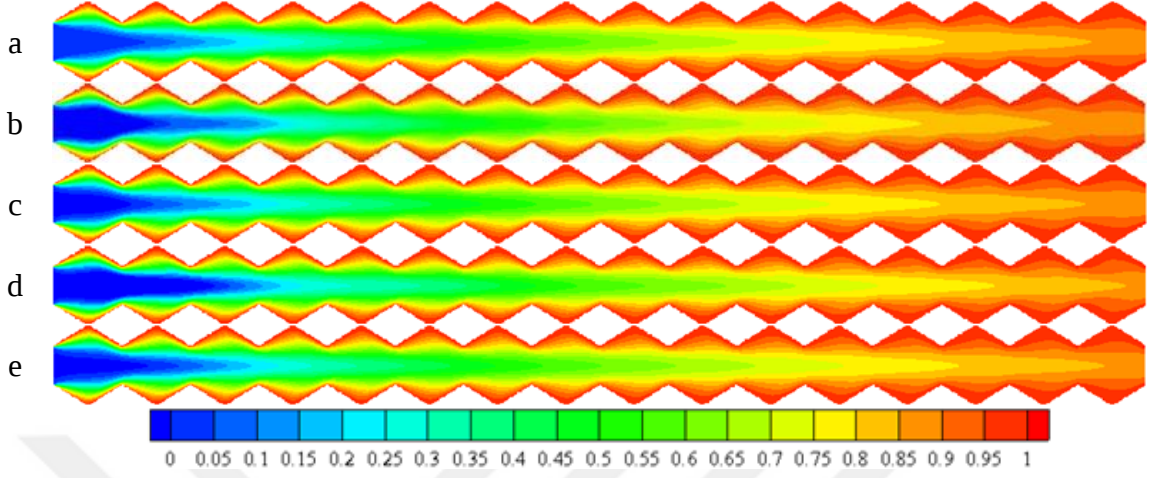
Şekil 4.94'te 300 Reynolds sayısı için $b=7,5$ kanalına ait Fluent yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Dar kanalda Şekil 4.93'te LBM çözümünde olduğu gibi $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının diğerlerinden daha önce geliştiği yine LBM'deki gibi en son olarak $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışının geliştiği görülmektedir. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Şekil 4.93'te gösterilen LBM yöntemiyle elde edilen çözüme oldukça yakın olduğu gözükmemektedir. Fluent yöntemi kullanılarak yapılan çözümde sıcaklık profili gelişimi LBM'ye göre daha sonra gerçekleştiği görülmektedir.



Şekil 4.94: $Re=300$ 'de $b=7,5$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400$ $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$ $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$ $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$ $u_A^*=0,25$.

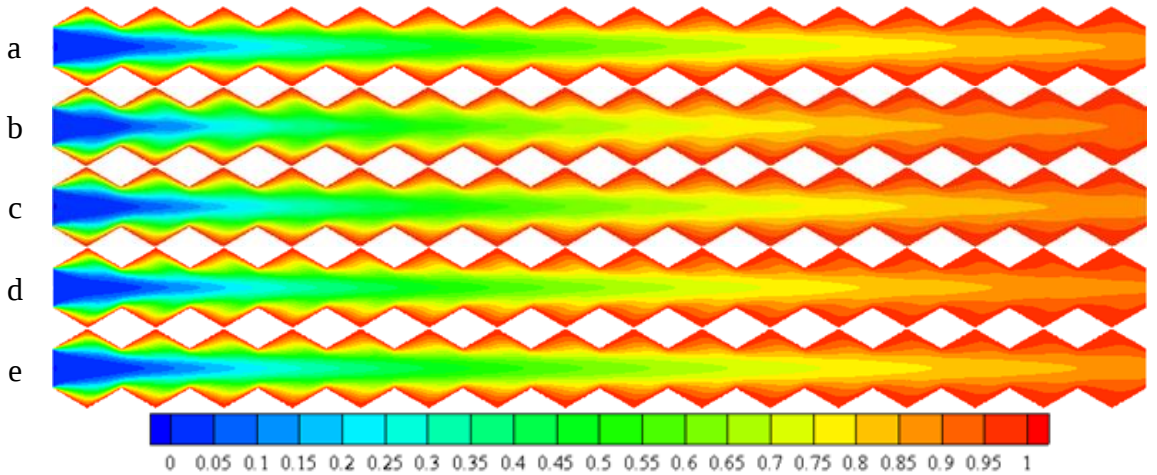
Şekil 4.95'te 300 Reynolds sayısı için $b=10$ kanalına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Geniş kanalda $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışının sıcaklık profilinin en önce $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının ise en son geliştiği görülmüştür. Artan

Reynolds sayısıyla beraber sıcaklık profilinin giderek kanalın sonuna kadar ilerlediği görülmüştür.



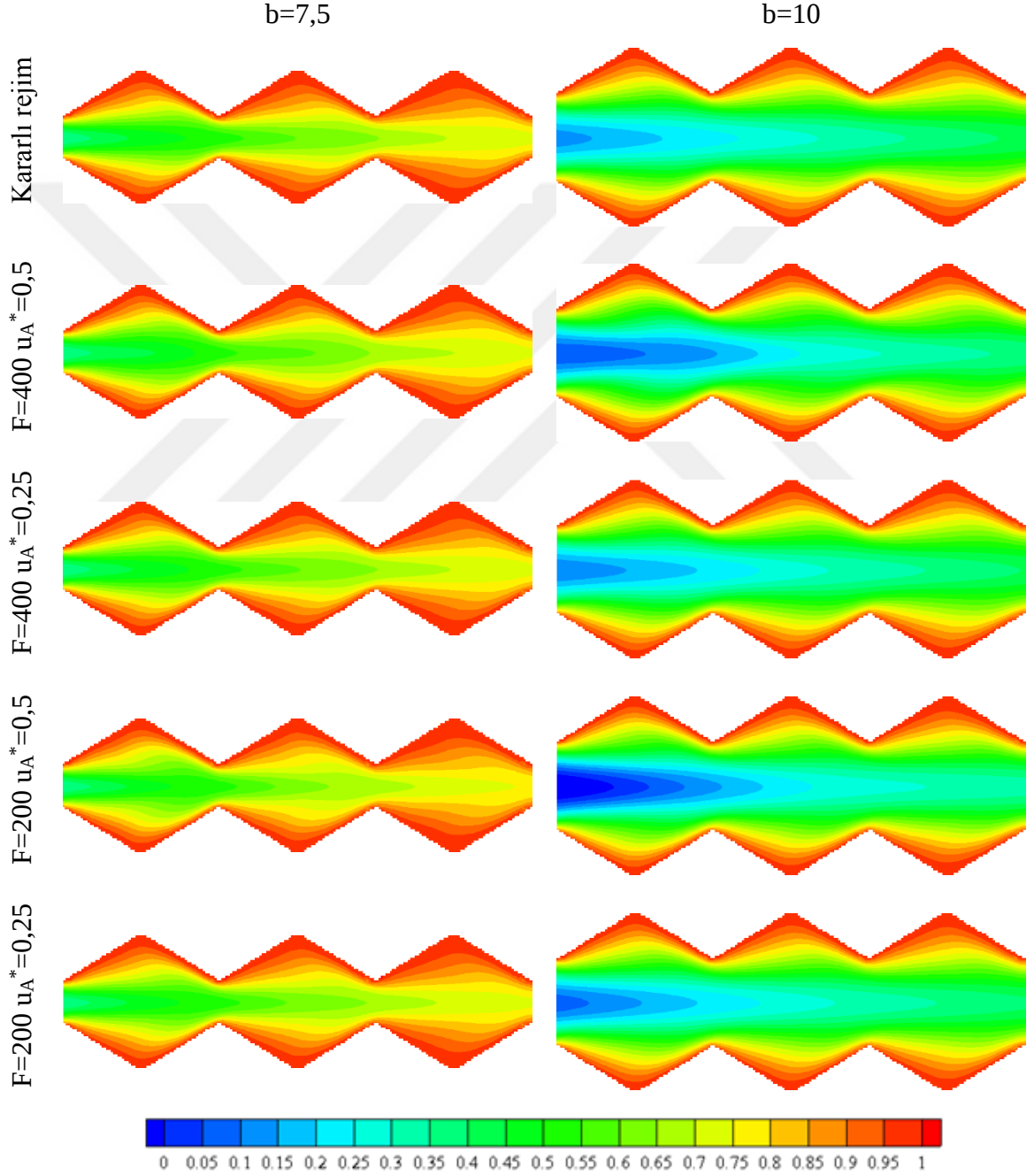
Şekil 4.95: $Re=300$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400 u_A^*=0,5$, (c) $F=400 u_A^*=0,25$, (d) $F=200 u_A^*=0,5$, (e) $F=200 u_A^*=0,25$.

Şekil 4.96'da 300 Reynolds sayısı için $b=10$ kanalına ait Fluent yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Geniş kanalda $F=400 u_A^*=0,5$ akışının sıcaklık profili diğer akışlara göre daha önce geliştiği ve kararlı rejimin sıcaklık profilinin en son geliştiği görülmüştür. Kanalların ilk hatvelerinde alt ve üst kenarların sıcaklığının en yüksek olduğu, iç bölgeler ise sıcaklığın en düşük olduğu görülmektedir. Şekil 4.95'te gösterilen LBM yöntemiyle elde edilen çözüme oldukça yakın olduğu gözükmemektedir. Fluent çözümünün LBM'deki sıcaklık profilinden daha önce geliştiği görülmektedir.



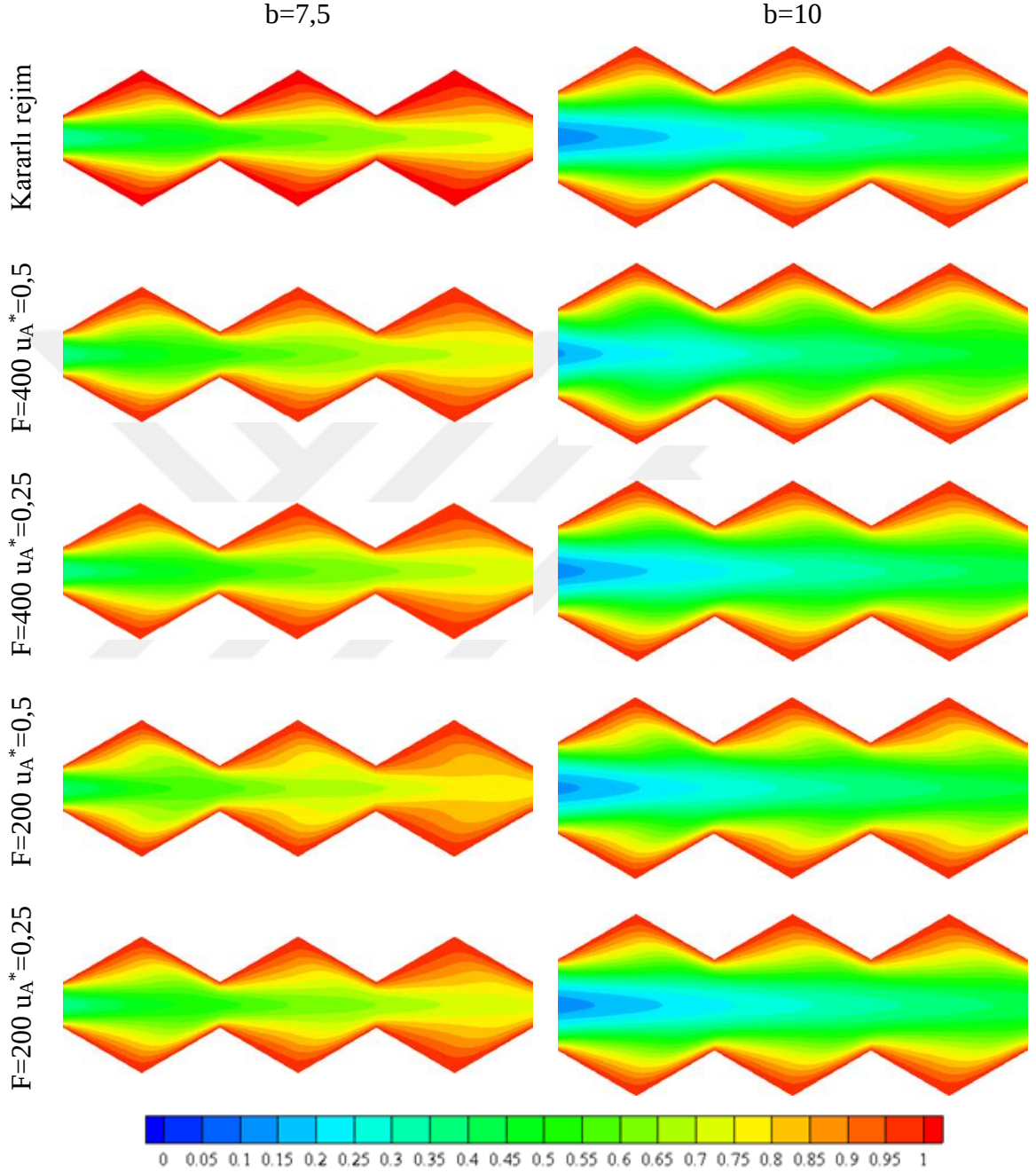
Şekil 4.96: $Re=300$ 'de $b=10$ dalgalı kanalının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı (a) Kararlı rejim, (b) $F=400 u_A^*=0,5$, (c) $F=400 u_A^*=0,25$, (d) $F=200 u_A^*=0,5$, (e) $F=200 u_A^*=0,25$.

Şekil 4.97’de 300 Reynolds sayısı için $b=10$ ve $b=7,5$ kanallarına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Burada genel olarak sıcaklık profilinin dar kanalda daha önce olduğu görülmektedir. Dar kanalda en önce gelişen sıcaklık profili $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında oluşmuş olup geniş kanalda kararlı rejimde olmuştur. En son sıcaklık profili gelişen akış tipi geniş dalgalı kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışı olup dar kanalda $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışı olmuştur.



Şekil 4.97: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.

Şekil 4.97’de sıcaklık profilinin gelişme hızının sıralaması dar kanalda $F=400$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, kararlı rejim, $F=200$ $u_A^*=0,25$, $F=200$ $u_A^*=0,5$ olmuş olup, geniş kanalda ise bu sıralama $F=200$ $u_A^*=0,5$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, $F=200$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,25$, kararlı rejim akışları olmuştur.



Şekil 4.98: $Re=300$ 'de $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının Fluent yöntemi ile oluşturulan boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı.

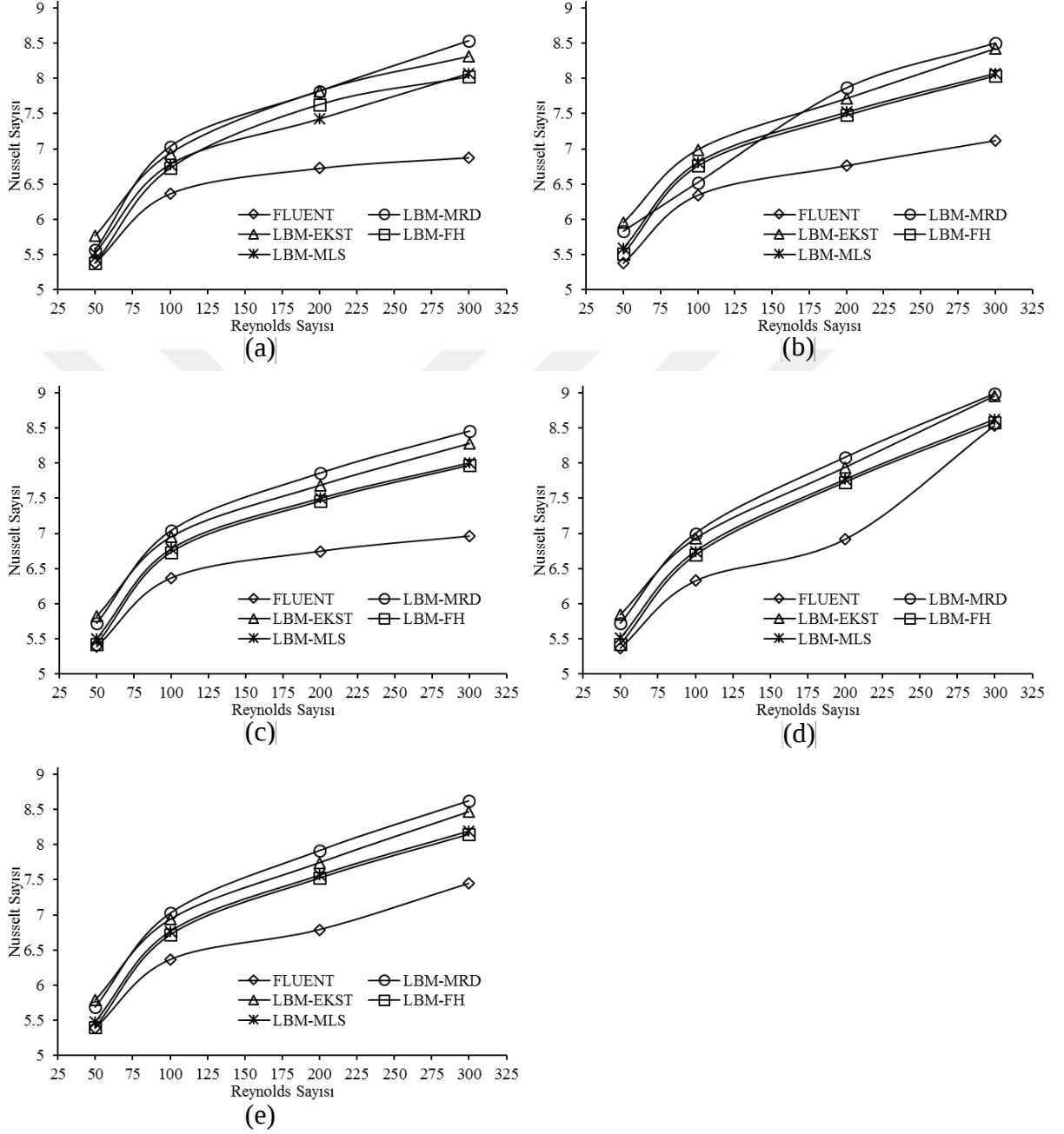
Şekil 4.98’de 300 Reynolds sayısı için $b=10$ ve $b=7,5$ kanallarına ait LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş boyutsuz ortalama sıcaklık dağılımı görülmektedir. Şekil 4.97’de LBM yönteminde olduğu gibi burada da genel olarak sıcaklık profilinin dar kanalda daha önce olduğu

görülmektedir. Dar kanalda en önce gelişen sıcaklık profili LBM'deki gibi $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında oluşmuş olup geniş kanalda LBM'den farklı olarak $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışında olmuştur. En son sıcaklık profili gelişen akış tipi geniş dalgalı kanalda LBM'den farklı olarak kararlı rejimde olup dar kanalda LBM ile aynı olarak $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışı olmuştur. Şekil 4.98'de sıcaklık profilinin gelişme hızının sıralaması dar kanalda $F=400$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,5$, $F=200$ $u_A^*=0,25$, kararlı rejim, $F=200$ $u_A^*=0,5$ olmuş olup, geniş kanalda ise bu sıralama kararlı rejim, $F=200$ $u_A^*=0,25$, $F=400$ $u_A^*=0,25$, $F=200$ $u_A^*=0,5$, $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışları olmuştur. Burada LBM'den farklı olarak dar kanalda kararlı rejim $F=200$ $u_A^*=0,25$ akışından önce gelmiş olup geniş kanalda sıralama değişmiştir.

Şekil 4.99'da $b=7,5$ dalgalı kanalına ait bütün LBM yöntemiyle ve Fluent'le çözülen durumlarda farklı akış tiplerine göre Reynolds sayısına göre Nusselt sayısının değişimleri verilmiştir. Nusselt sayısı $b=7,5$ kanalında kararlı rejim akışında 50 Reynolds sayısında düşükten yükseğe sırasıyla Fluent 5.379, LBM-FH 5.381, LBM-MLS 5.520, LBM-MRD 5.561, LBM-EKST 5.762 değerlerini almaktadır. 300 Reynolds sayısında ise Fluent 6.875, LBM-FH 8.024, LBM-MLS 8.071, LBM-EKST 8.309, LBM-MRD 8.531 olmaktadır. $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışında Nusselt sayısı $Re=50$ 'de 5.380- 5.948 aralığında olup $Re=300$ 'de 7.114- 8.501 aralığındadır. $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışında Nusselt sayısı $Re=50$ 'de 5.387-5.817 aralığında olup $Re=300$ 'de 6.956-8.461 aralığındadır. $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında Nusselt sayısı $Re=50$ 'de 5.370-5.844 aralığında olup $Re=300$ 'de 8.533-8.985 aralığındadır. $F=200$ $u_A^*=0,25$ akışında Nusselt sayısı $Re=50$ 'de 5.383-5.791 aralığında olup $Re=300$ 'de 7.445391817-8.627768418 aralığındadır.

Şekil 4.100'de $b=7,5$ dalgalı kanalına ait bütün LBM yöntemleriyle ve Fluent'le çözülen durumlarda farklı akış tiplerine göre Reynolds sayısına göre sürtünme faktörünün değişimleri verilmiştir. Şekil 4.100'de $b=7,5$ dalgalı kanalında en yüksek sürtünme faktörünün merdiven ve ekstrapolasyon yönteminde olduğu en düşük değer ise Fluent'te olduğu görülmüştür. FH ve özellikle MLS yöntemlerinin Fluent değerlerine daha yakın çıktığı görülmüştür. Sürtünme faktörü 50 Reynolds sayısı için $b=7,5$ kanalında kararlı rejimde sırasıyla Fluent 2.618, LBM-MLS 2.755, LBM-FH 2.820, LBM-EKST 2.972, LBM-MRD 3.010 olup 300 Reynolds sayısı için LBM-MLS 0.574, LBM-FH 0.593, Fluent 0.622, LBM-EKST 0.630, LBM-MRD 0.639 olmaktadır. $F=400$ $u_A^*=0,5$ ve $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışlarında ise kararlı rejimden farklı olarak 300

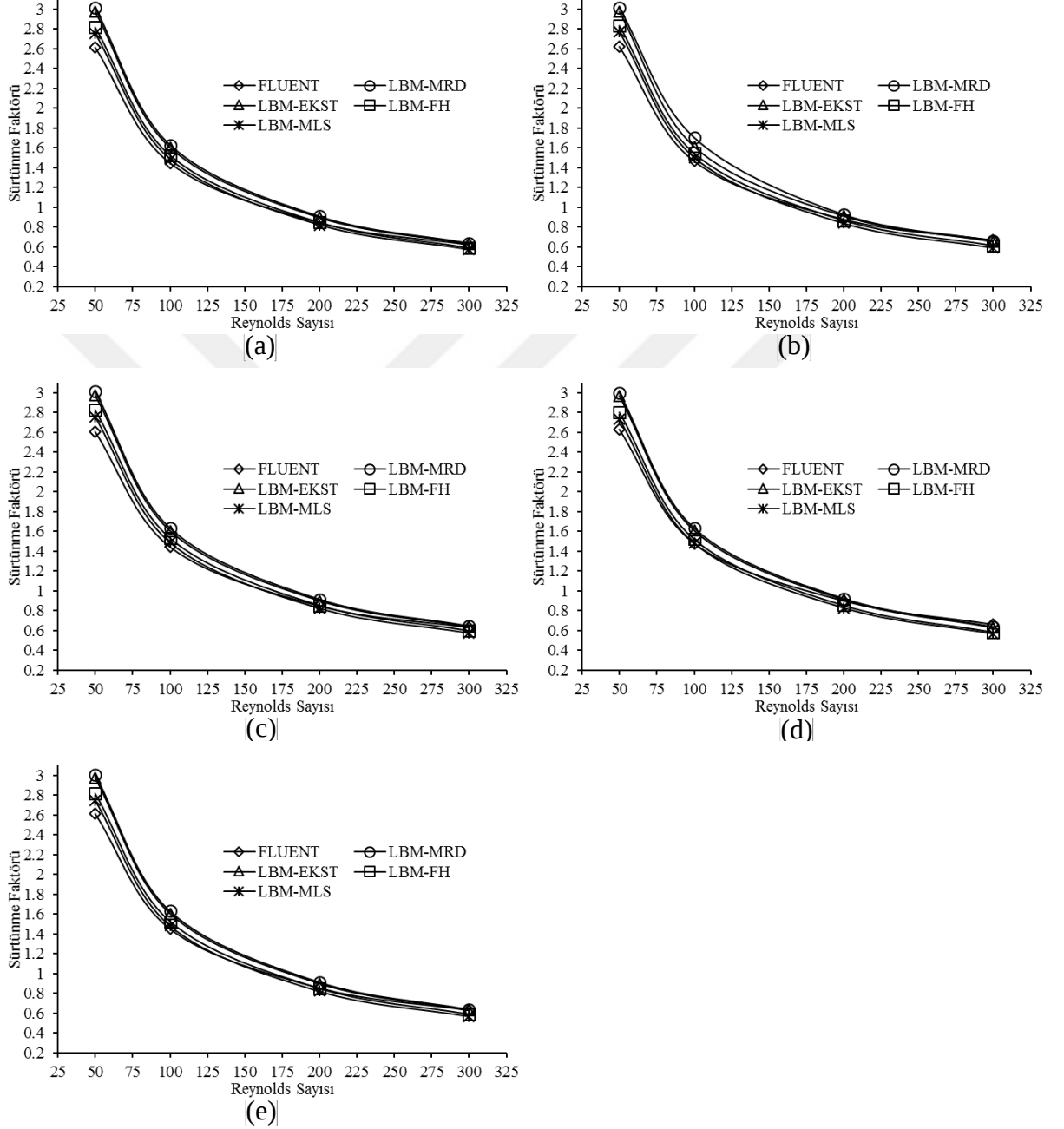
Reynolds sayısında sürtünme faktöründe en yüksek değer Fluent'te olup diğer akışlar da dahil olmak üzere diğer bütün sıralamalar aynıdır.



Şekil 4.99: $b=7,5$ dalgalı kanal için farklı çözüm yöntemlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.100'de $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışında sürtünme faktörü $Re=50$ 'de 2.622-3.017, $Re=300$ 'de 0.592-0.672 aralığında değerler almaktadır. $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışında sürtünme faktörü ise $Re=50$ 'de 2.610- 3.012, $Re=300$ 'de 0.578- 0.644 aralığında değerler almaktadır. $F=200$ $u_A^*=0,5$

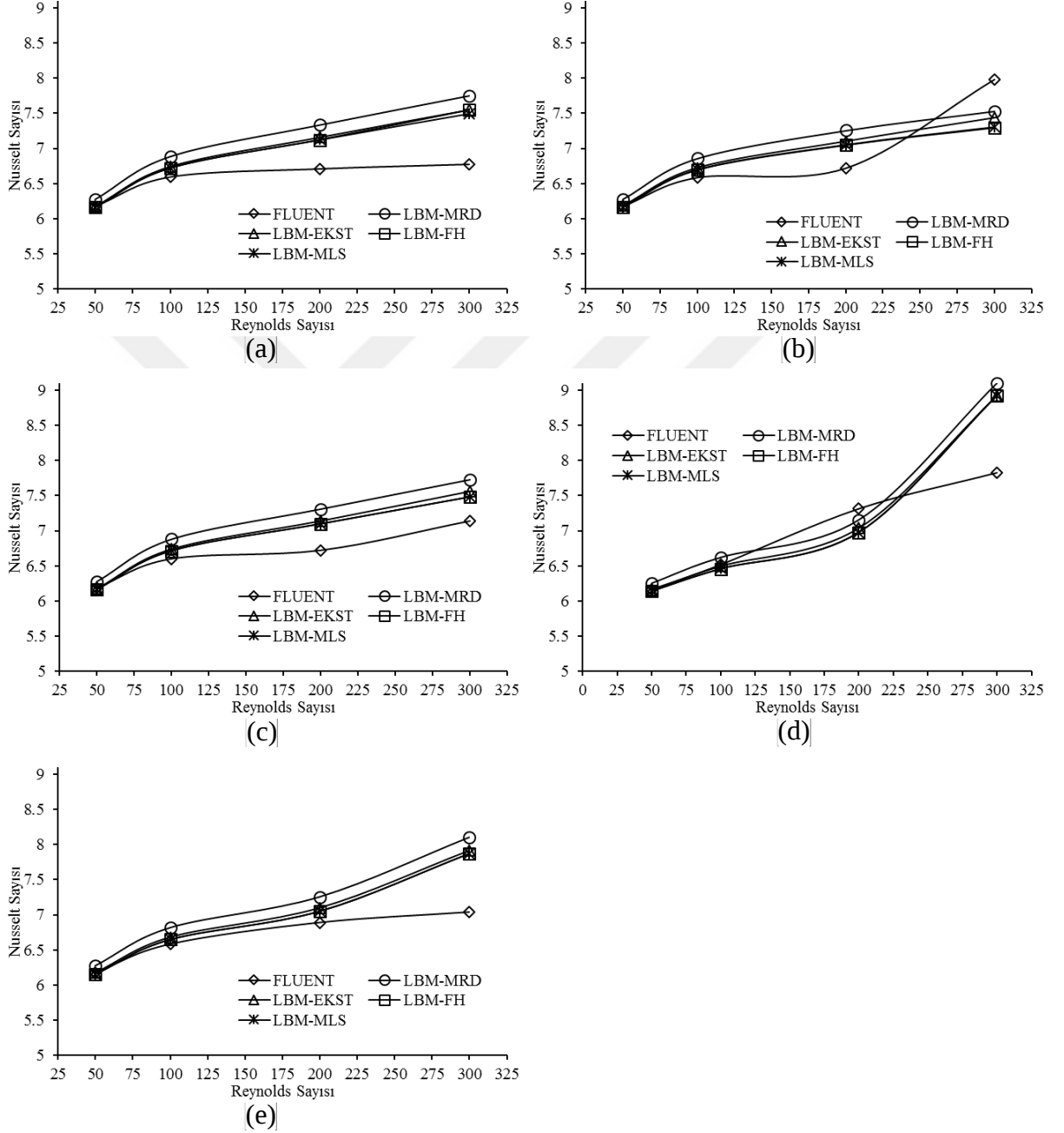
akışında sürtünme faktörü $Re=50$ 'de 2.630-3.001, $Re=300$ 'de 0.568-0.662 aralığında değerler almaktadır. $F=200$ $u_A^*=0,25$ akışında sürtünme faktörü $Re=50$ 'de 2.612-3.007, $Re=300$ 'de 0.572-0.638 aralığında değerler almaktadır.



Şekil 4.100: $b=7,5$ dalgalı kanal için farklı çözüm yöntemlerinin Reynolds sayısına göre Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.

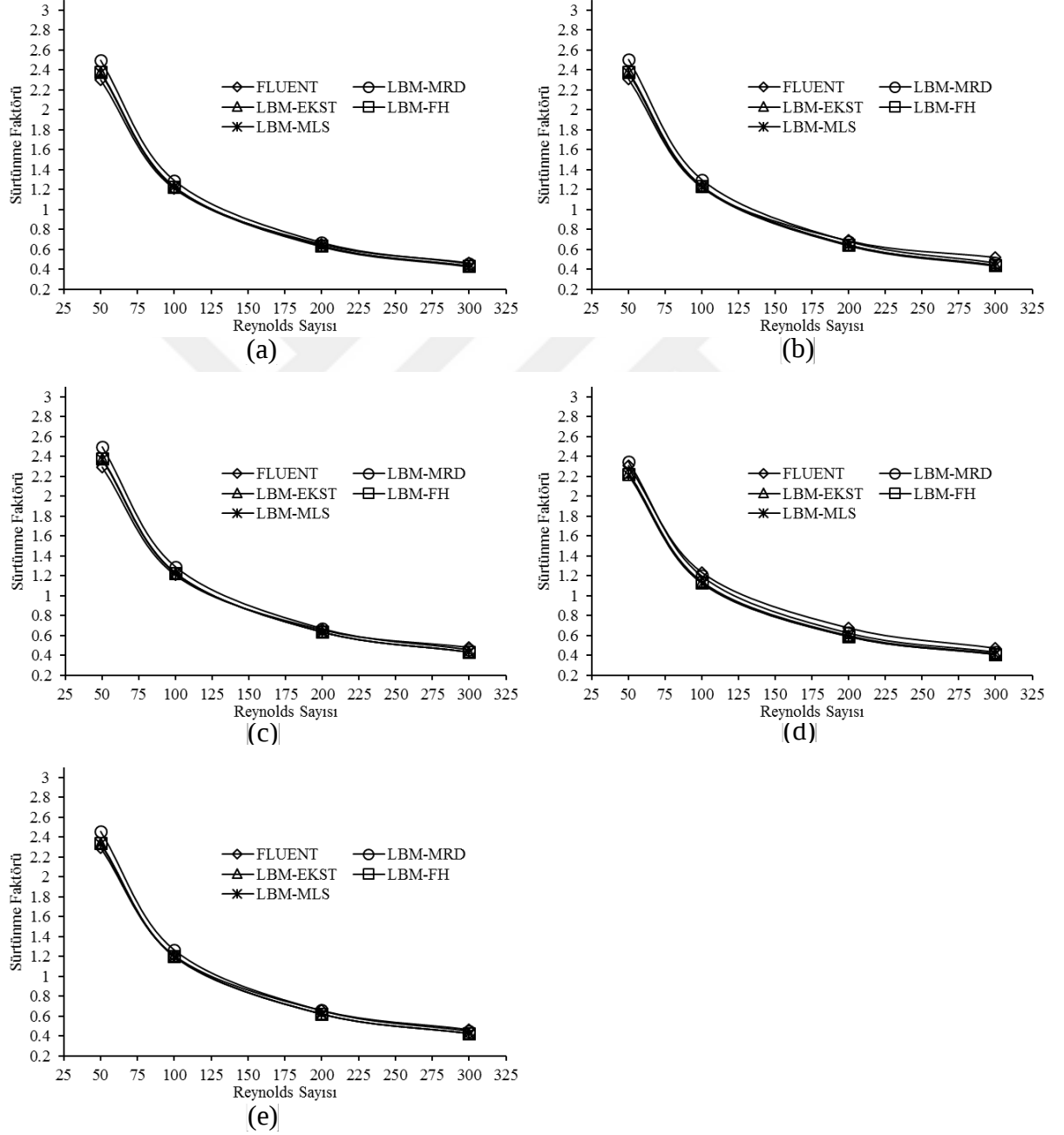
Şekil 4.101’de Nusselt sayısı $b=10$ kanalında kararlı rejim akışında sıralama düşükten yükseğe $Re=50$ ’de, LBM-FH, LBM-MLS, Fluent, LBM-EKST, LBM-MRD, $Re=300$ ’de Fluent, LBM-

MLS, LBM-FH, LBM-EKST, LBM-MRD olmaktadır. $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışında Nusselt sayısı sıralaması kararlı rejim durumundan farklı olarak $Re=50$ 'de Fluent en düşük değere sahip olup sıralamanın devamı değişmemektedir. Bu akışta $Re=300$ 'deki sıralama $Re=50$ ile aynı olmaktadır.



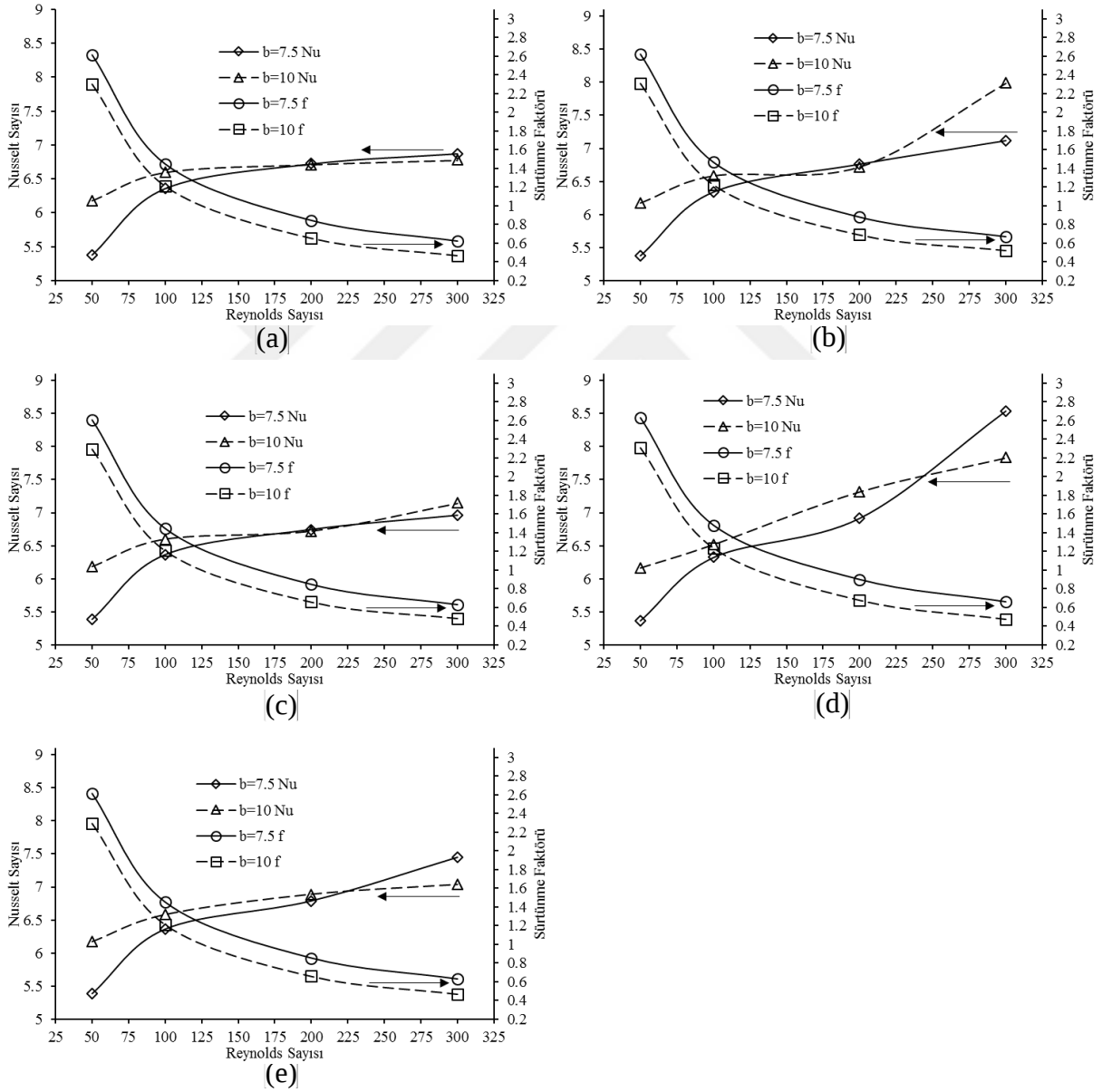
Şekil 4.101: $b=10$ dalgalı kanal için farklı çözüm yöntemlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.101'de $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışının $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışındaki sıralamadan tek farkı $Re=50$ 'de Fluent en yüksek değere sahiptir. $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışından farkı $Re=50$ 'de Fluent'in LBM-MRD'den önce olmasıdır. $Re=300$ 'de ise LBM-EKST'nun LBM-MRD'den önce olmasıdır. $F=200$ $u_A^*=0,25$ akışındaki $Re=50$ 'deki sıralama $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışı ile aynı olmakta olup $Re=300$ 'deki sıralama $F=400$ $u_A^*=0,5$ ile aynı olmaktadır.



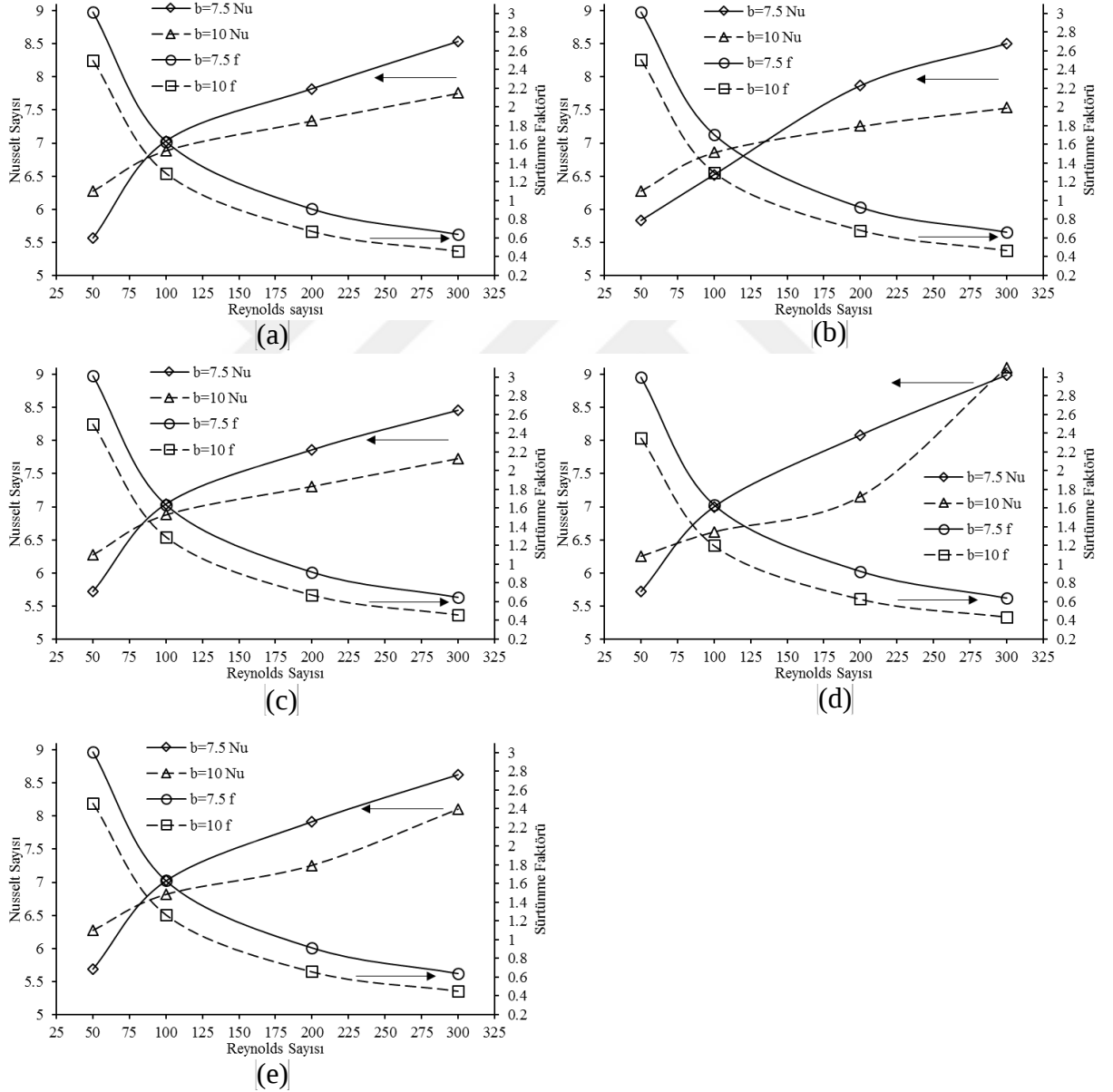
Şekil 4.102: $b=10$ dalgalı kanal için farklı çözüm yöntemlerinin Reynolds sayısına göre Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.102’de Sürtünme faktörü $b=10$ kanalında kararlı rejim akışında $Re=50$ için düşükten yükseğe sıralama Fluent, LBM-MLS, LBM-EKST, LBM-FH, LBM-MRD, $Re=300$ ’de LBM-MLS, LBM-EKST, LBM-FH, LBM-MRD ve Fluent şeklindedir. $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışında kararlı rejim akışından farklı olarak $Re=50$ ve $Re=300$ ’de LBM-FH’nin LBM-EKST’den küçük olduğu görülmüştür. $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışındaki sıralama kararlı rejim akışı ile aynıdır. $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışı $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışından farklı olarak $Re=50$ ’de Fluent LBM-MRD’den önce olmaktadır.



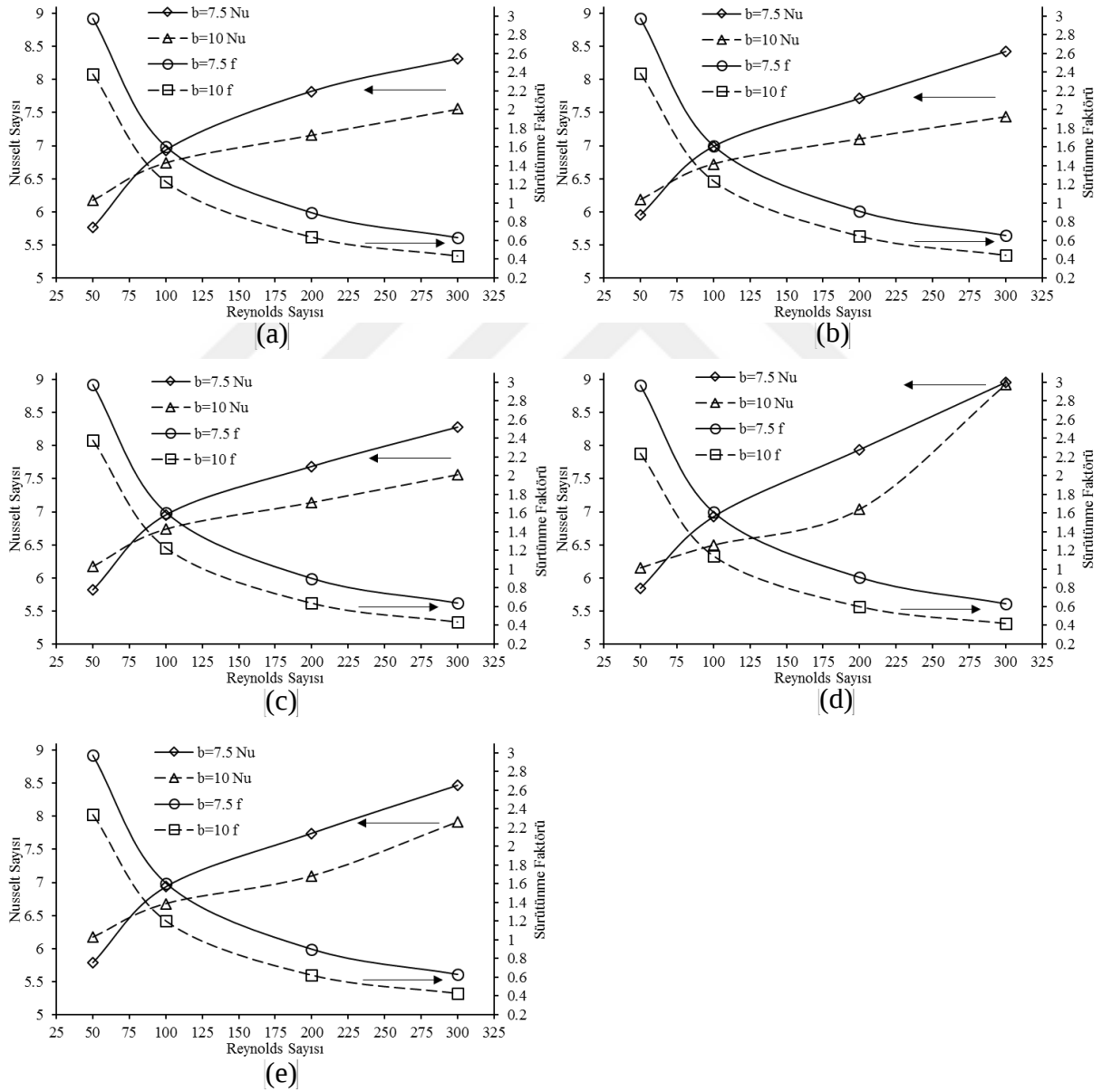
Şekil 4.103: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için Fluent çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.103, Fluent’le çözülen $b=7,5$ ve $b=10$ dalgali kanallarının farklı akış tiplerinde Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü değerlerinin birbirleriyle karşılaştırıldığı grafikleri vermektedir. Burada dar kanalın sürtünme faktörünün geniş kanala göre yüksek olduğu Nusselt sayısının ise genel olarak 200 Reynolds sayısına kadar dar kanalda daha düşük, 200 Reynolds sayısında $F=400$, $u_A^*=0,5$ akışı hariç hemen hemen aynı değerlerde, 300 Reynolds sayısında ise $F=400$, $u_A^*=0,5$ ve $F=400$, $u_A^*=0,25$, akışları hariç daha yüksek olduğu görülmektedir.



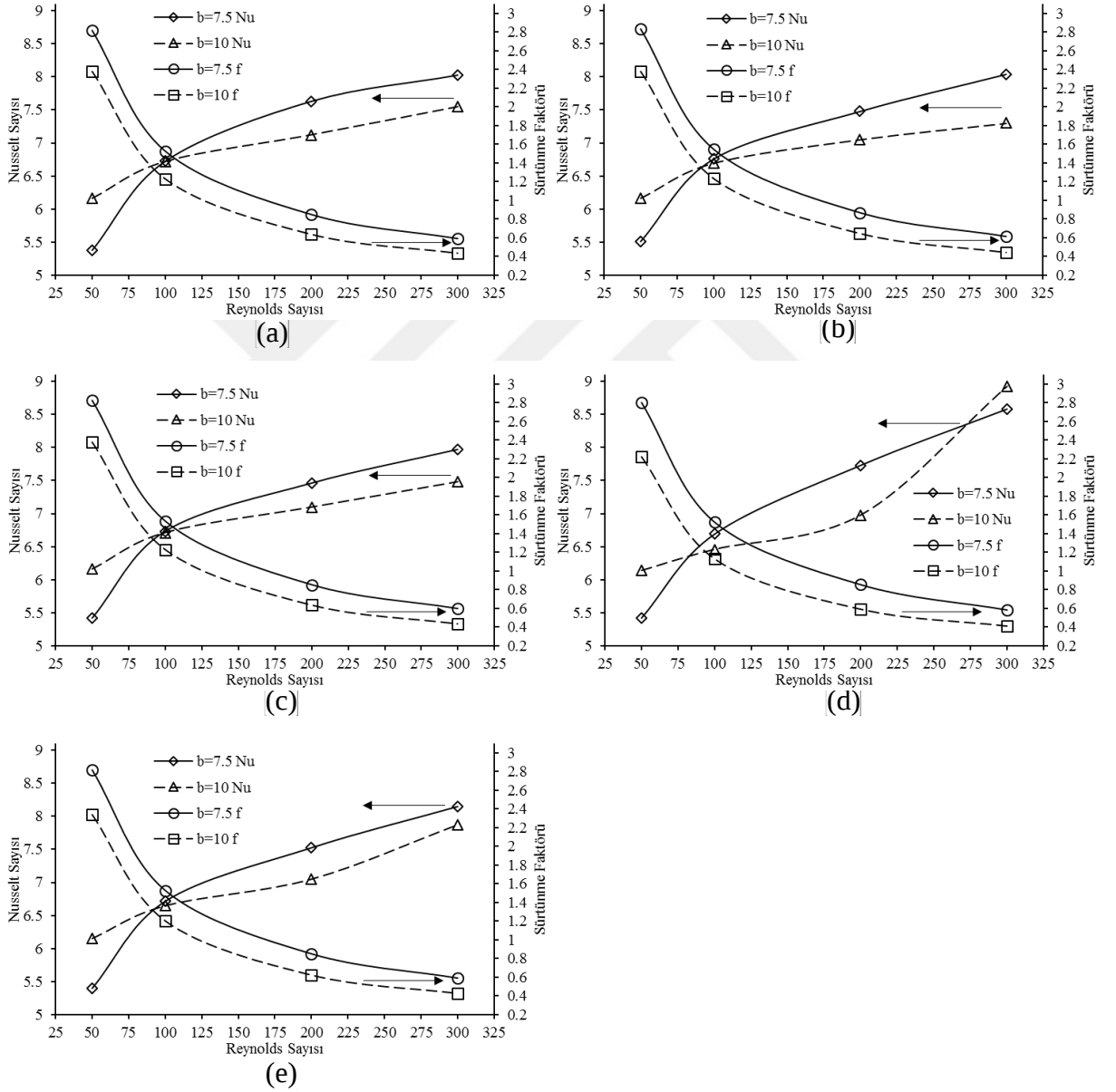
Şekil 4.104: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgali kanal için LBM-MRD çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.104, LBM-MRD (merdiven metodu) ile çözülen $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının farklı akış tiplerinde Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü değerlerinin birbirleriyle karşılaştırıldığı grafikleri vermektedir. Burada 50 Reynolds sayısında Nusselt sayısının dar kanalda geniş kanala göre daha yüksek olduğu, $F=400$, $u_A^*=0,5$ akışı hariç Nusselt sayısının 50 Reynolds sayısından sonra artışa geçerek dar kanalın Nusselt sayısının daha yüksek olduğu belirlenmiştir. 300 Reynolds sayısında $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışında dar ve geniş kanalın Nusselt sayıları birbirine yakın çıkmıştır.



Şekil 4.105: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için LBM-EKST çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.105'te LBM-EKST (ekstrapolasyon metodu) ile çözölen $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının farklı akış tiplerinde Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürünme faktörü değeriinin birbirleriyle karşılaştırıldığı grafikler gösterilmektedir. Burada geniş kanalın Sürünme faktörü değeri dar kanala göre düşük olmaktadır. Şekil 104'teki LBM-MRD çözöümüne tek farklılığın $F=400$, $u_A^*=0,5$ akışında 100 Reynolds sayısında dar kanalın geniş kanala göre Nusselt sayısının daha fazla olmasıdır.



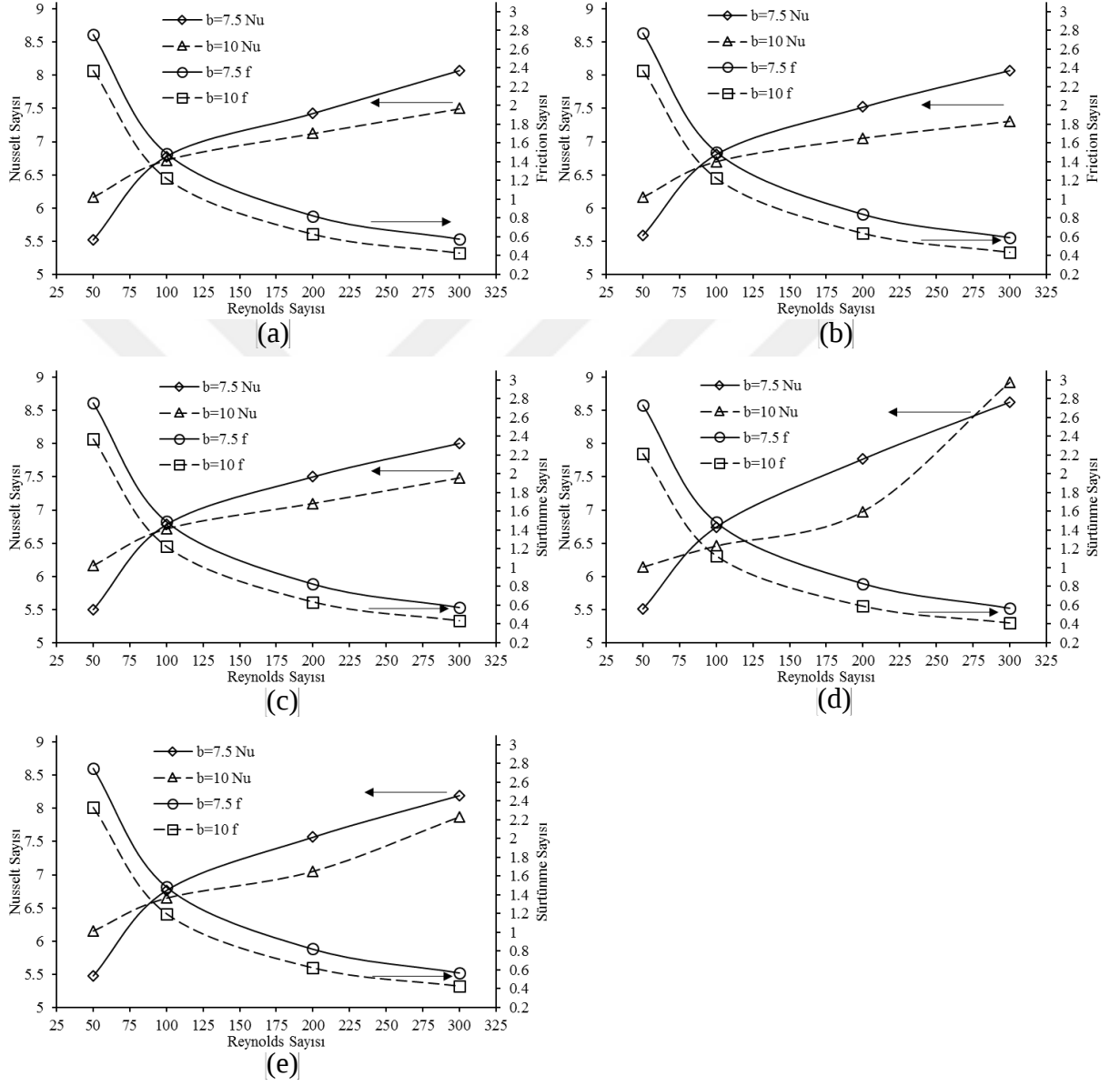
Şekil 4.106: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için LBM-FH çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.

Şekil 4.106'da LBM-FH (Filippova-Hänel) ile çözülen $b=7,5$ ve $b=10$ dalgali kanallarının farklı akış tiplerinde Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü değerlerinin birbirleriyle karşılaştırıldığı grafikler gösterilmektedir. Burada geniş kanalın Sürtünme faktörü değerleri dar kanala göre düşük olmaktadır. 50 Reynolds sayısında dar kanalın Nusselt sayısı daha düşük olmaktadır. $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışı dar kanalda daha yüksek olmak üzere 100 Reynolds sayısında Nusselt sayısı dar ve geniş kanallarda birbiriyle oldukça yakın çıkmaktadır. 300 Reynolds sayısında $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışında dar kanalın Nusselt sayısı geniş kanaldan daha düşük olmak üzere geri kalan durumlarda 200 ve 300 Reynolds sayılarında dar kanalın Nusselt sayısı bütün akışlarda daha fazla çıkmaktadır.

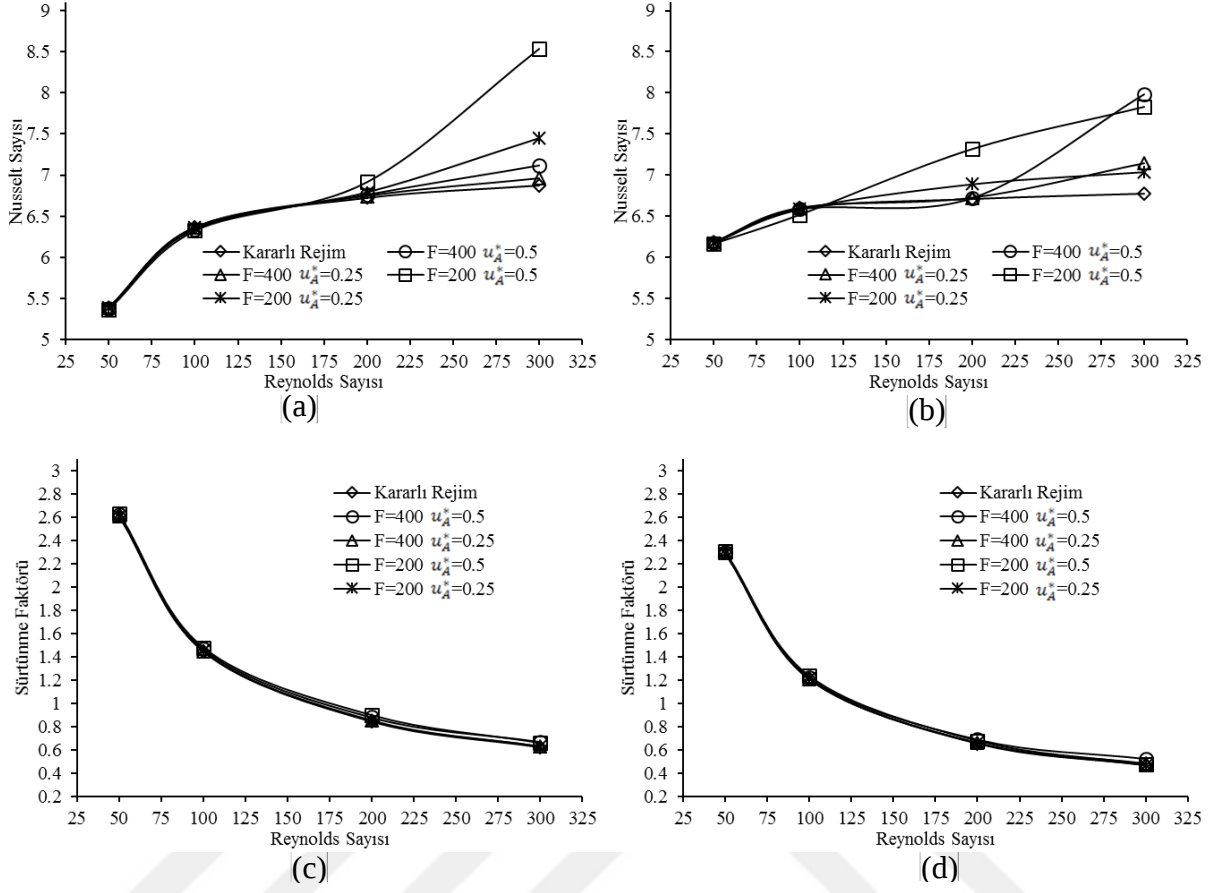
Şekil 4.107'de LBM-MLS (Mei-Luo-Shyy) metoduyla çözülmüş farklı akış durumlarında iki farklı geometriye sahip dalgali kanalın Reynolds sayısına bağlı olarak Nusselt sayısı ve sürtünme faktörü değişimlerini göstermektedir. Bu grafiklerde Reynolds Sayısı arttıkça Nusselt sayısının arttığı buna karşılık sürtünme faktörünün azaldığı görülmüştür. Genel olarak $b=7,5$ dalgali kanalında Nusselt sayısının daha yüksek çıktığı bununla birlikte aynı dalgali kanalda sürtünme faktörünün de daha yüksek olduğu görülmüştür. $Re=50$ 'de $b=10$ dalgali kanalın Nu değeri diğer kanaldan yüksek çıkmakla beraber $Re=100$ 'de hemen hemen birbirine yakın çıkmaktadır. $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışında $Re=300$ 'de $b=10$ dalgali kanalının Nusselt sayısı diğer kanaldan fazladır. Bunun haricinde $Re=200$ ve 300 'de $b=7,5$ kanalının Nusselt sayısı fazla çıkmaktadır.

Şekil 4.108'de Fluent'le çözülen farklı akış tiplerine göre dar ve geniş dalgali kanalların Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafiği verilmiştir. Dar kanalda Nusselt sayısı bütün akış tiplerinde 50 ve 100 Reynolds sayılarında birbiriyle hemen hemen aynı iken 200 Reynolds sayısında aralarında fark oluşmaya başlamakta olup 300 Reynolds sayısında aralarındaki fark ortaya çıkmaktadır. Dar kanalda 300 Reynolds sayısında Nusselt sayısı en düşükten en büyük değere sırasıyla kararlı rejim, $F=400$, $u_A^*=0,25$, $F=400$, $u_A^*=0,5$, $F=200$, $u_A^*=0,25$ ve büyük farkla $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışları şeklinde sıralanmaktadır. Geniş kanalda 50 ve 100 Reynolds sayılarında Nusselt sayısı bütün akış tiplerinde birbirine yakınken 200 Reynolds sayısında $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışında diğerlerine göre daha yüksek Nusselt sayısı görülmektedir. 300 Reynolds sayısında bütün akış tiplerini en düşükten en yükseğe Nusselt sayısı değerlerini sırasıyla kararlı rejim, $F=200$, $u_A^*=0,25$, $F=400$, $u_A^*=0,25$ ve biraz farkla

$F=200$, $u_A^*=0,5$, $F=400$, $u_A^*=0,5$ akışları takip etmektedir. 50 Reynolds sayısında geniş kanalda Nusselt sayısı daha yüksek değer alırken 300 Reynolds sayısında dar kanalda $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışı en yüksek değeri almıştır. Sürtünme faktörü genel olarak geniş kanalda dar kanala göre düşük değerler almıştır.

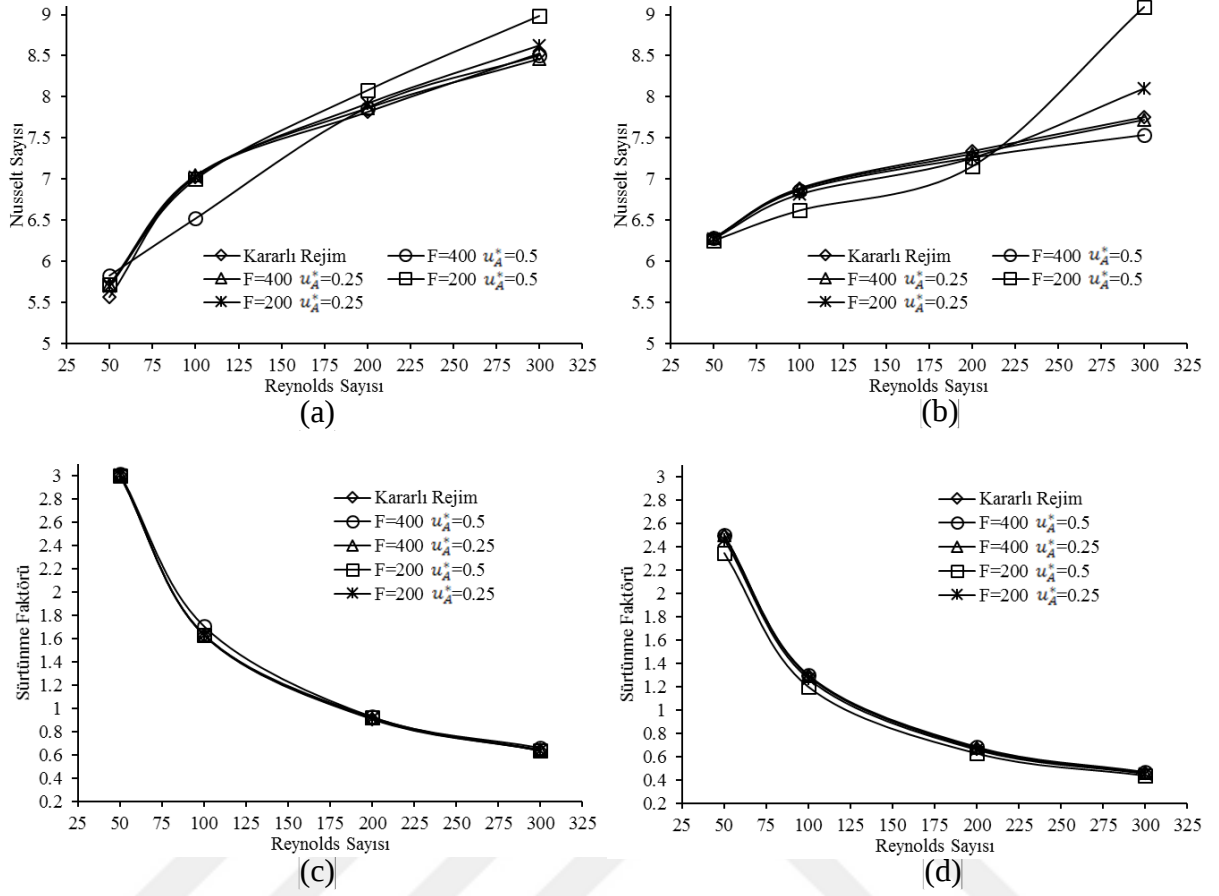


Şekil 4.107: $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanal için LBM-MLS çözümlerinin Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) kararlı rejim, (b) $F=400$, $u_A^*=0,5$, (c) $F=400$, $u_A^*=0,25$, (d) $F=200$, $u_A^*=0,5$, (e) $F=200$, $u_A^*=0,25$.



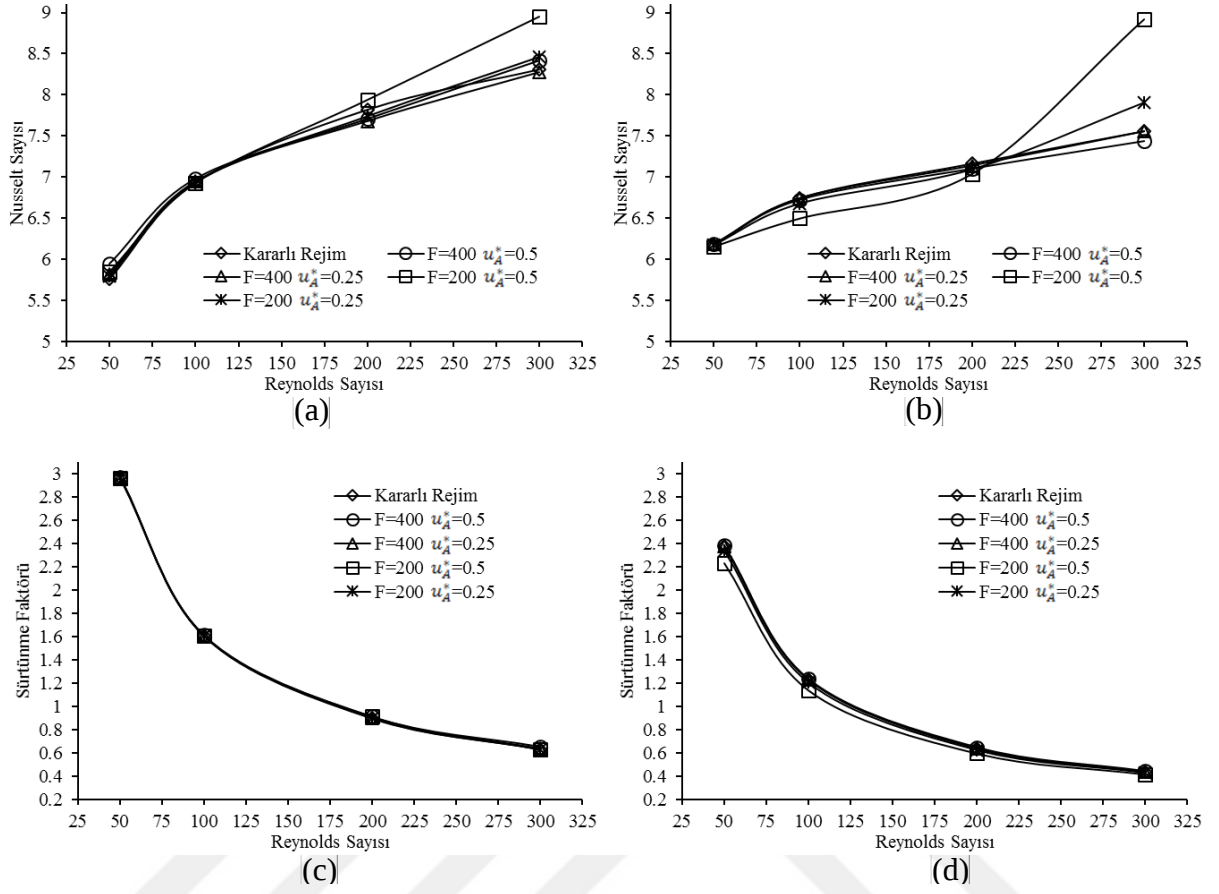
Şekil 4.108: İki dalgalı kanal için Fluent çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.

Şekil 4.109’da LBM-MRD ile çözülen farklı akış tiplerine göre dar ve geniş dalgalı kanalların Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafiği verilmiştir. Dar kanalda çözümün yapıldığı bütün Reynolds sayılarında farklı akış tiplerinin Nusselt sayıları birbirine yakın çıkmakla beraber $Re=100$ ’de $F=400$, $u_A^*=0,5$ akışı diğerlerine göre düşük 200 ve 300 Reynolds sayılarında $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışında ise diğerlerine göre yüksek çıkmıştır. Geniş kanalda 50,100 ve 200 Reynolds sayılarında Nusselt sayısı $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışında düşük olup diğerleri ise birbirine yakın çıkmıştır. Farklı akış tiplerinin 300 Reynolds sayısında Nusselt sayısının düşükten yükseğe sıralaması $F=400$, $u_A^*=0,5$, $F=400$, $u_A^*=0,25$, kararlı rejim, $F=200$, $u_A^*=0,25$, $F=200$, $u_A^*=0,5$ şeklinde olmuştur. Sürtünme sayıları her iki kanalda Reynolds sayısı arttıkça azaldığı görülmektedir. Dar kanalda 100 Reynolds sayısında $F=400$, $u_A^*=0,5$ akışının sürtünme faktörü değeri diğerlerine göre bir miktar artmıştır. Geniş kanalda 300 Reynolds sayısı hariç $F=200$, $u_A^*=0,5$ akışının sürtünme faktörü değeri diğerlerine göre düşük çıkmıştır.



Şekil 4.109: İki dalgalı kanal için LBM-MRD çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.

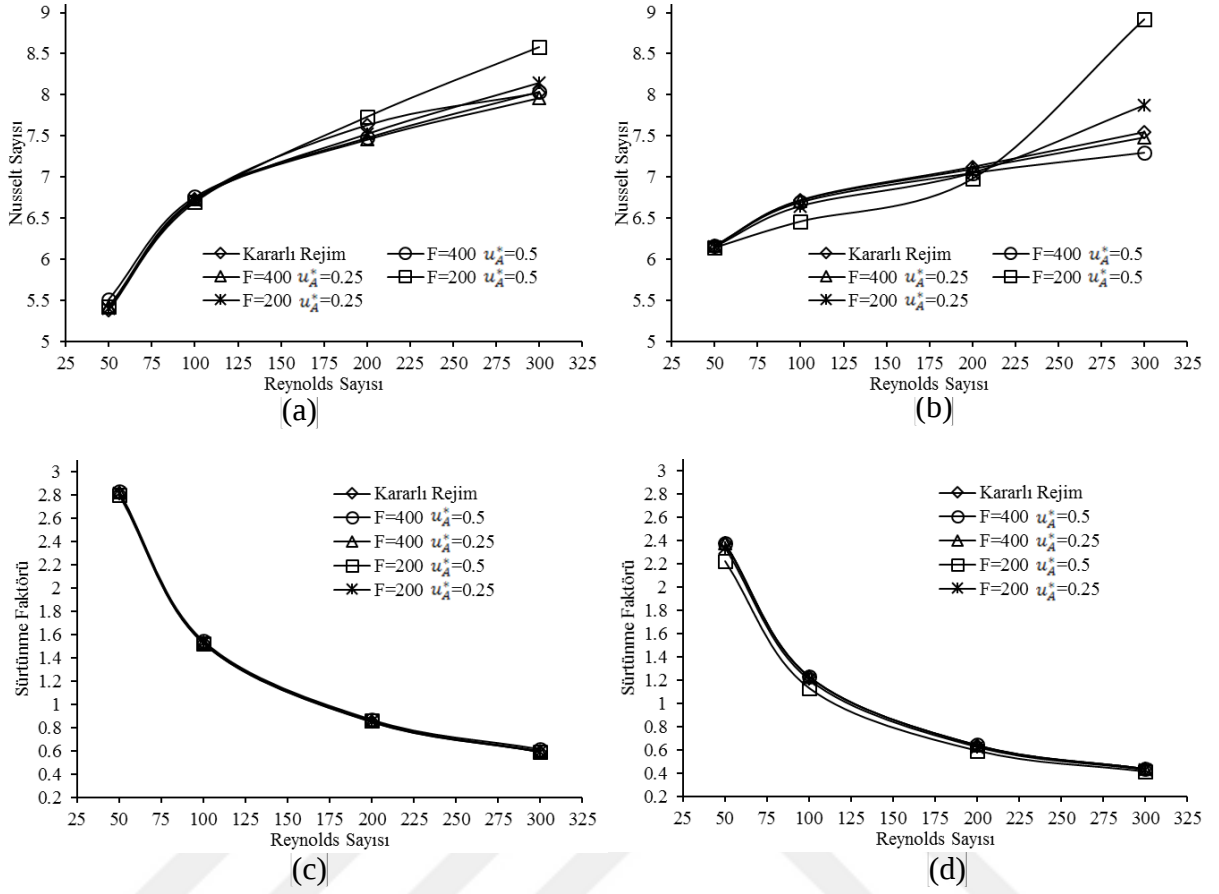
Şekil 4.110’da LBM-EKST ile çözülen farklı akış tiplerine göre dar ve geniş dalgalı kanalların Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafiği verilmiştir. Her iki kanaldaki Nusselt sayısı grafikleri Şekil 4.109’daki LBM-MRD grafiklerine oldukça benzemektedir. Sadece Şekil 4.109’daki dar kanalda $Re=100$ ’de $F=400$, $u_A^*=0,5$ akışının Nusselt sayısı diğerlerinden farklıyken Şekil 4.110’da bu değer diğer akış tipleriyle hemen hemen aynıdır. Şekil 4.110’daki sürtünme faktörü değerleri Şekil 4.109’daki LBM-MRD değerlerine çok yakın olup sadece dar kanaldaki $Re=100$ ’de $F=400$, $u_A^*=0,5$ akışının sürtünme faktörü değeri diğer akışlarla yakın çıkmıştır.



Şekil 4.110: İki dalgalı kanal için LBM-EKST çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.

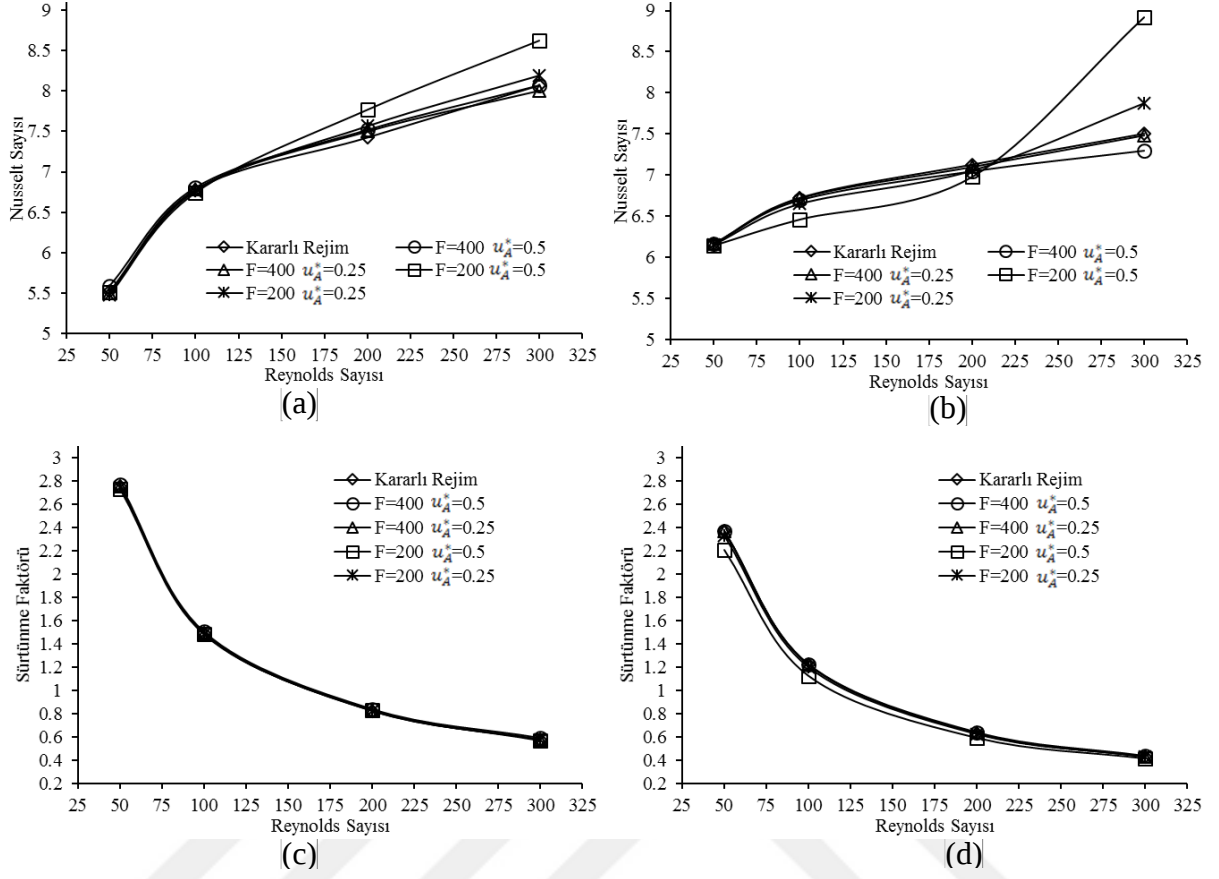
Şekil 4.111’de LBM-FH ile çözülen farklı akış tiplerine göre dar ve geniş dalgalı kanalların Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafiği verilmiştir. Dar ve geniş kanallardaki Nusselt sayısı grafikleri Şekil 4.110’daki LBM-EKST grafiklerine oldukça benzemektedir. Şekil 4.111’deki sürtünme faktörü değerleri Şekil 4.110’daki LBM-EKST değerlerine çok yakın olduğu görülmektedir.

Şekil 4.112’de LBM-MLS yöntemiyle çözülmüş her iki dalgalı kanal geometrisine ait kararlı rejim ve değişken hızlı akışlara ait Nusselt sayısı grafiği ve sürtünme faktörü grafikleri verilmiştir. Burada dar kanalda 50 ve 100 Reynolds sayılarında bütün akışların Nu değerinin birbirine çok yakın olduğu $Re=200$ ’den sonra aradaki farkın biraz arttığı gözlemlenmektedir. Her iki dalgalı kanalda $Re=300$ ’de Nu değerinin en yüksek olduğu akış tipinin $F=200$ $u_A^*=0,5$ olduğu görülmüştür. Geniş kanalda $Re=50$ ’de tüm akışların hemen hemen aynı olduğu $Re=100$ ’den sonra Nu değerlerinin farklılaşmaya başlamıştır.



Şekil 4.111: İki dalgalı kanal için LBM-FH çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.

Şekil 4.112’de $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının $Re=100$ ’de en düşük Nu değerine sahip olmasına rağmen $Re=200$ diğer akışlara yakın ve $Re=300$ ’de diğer akışlardan çok daha yüksek değere sahip olmuştur. Dar dalgalı kanalda tüm akışların $Re=50$ ’de Nu değerleri birbirine yakın olup 5.474-5.592 aralığındadır. $Re=300$ ’de ise Nusselt sayısı sırasıyla $F=400$ $u_A^*=0,25$ 8.007, kararlı rejim 8.071, $F=400$ $u_A^*=0,5$ 8.074, $F=200$ $u_A^*=0,25$ 8.197, $F=200$ $u_A^*=0,5$ 8.628 değerlerini almıştır. Geniş dalgalı kanalda ise $Re=50$ ’de tüm akışlar için Nusselt sayısı 6.141- 6.166 aralığında bulunmuştur. Nusselt sayısı $Re=300$ için sırasıyla $F=400$ $u_A^*=0,5$ 7.301, $F=400$ $u_A^*=0,25$ 7.481, kararlı rejim 7.499, $F=200$ $u_A^*=0,25$ 7.870, $F=200$ $u_A^*=0,5$ 8.922 olarak bulunmuştur. Sürtünme faktörü her iki kanalda tüm akışlar için birbirine çok yakın olup sadece geniş dalgalı kanalda $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında $Re=50$ ve 100 için diğerlerinden biraz düşük çıkmıştır. Dar dalgalı kanalda $Re=50$ için sürtünme faktörü 2.735-2.769, $Re=300$ için 0.568-0.592 aralığında çıkmıştır. Tüm akışlar için Reynolds sayısı arttıkça Nusselt sayısı artmış olup sürtünme faktörü azalma göstermiştir.



Şekil 4.112: İki dalgalı kanal için LBM-MLS çözümlerinin kararlı rejim ve değişken hızlı akışlarının Reynolds sayısına göre Nusselt sayısı ve Sürtünme faktörü grafikleri (a) $b=7,5$ Nusselt sayısı, (b) $b=10$ Nusselt sayısı, (c) $b=7,5$ Sürtünme faktörü, (d) $b=10$ Sürtünme faktörü.

Tablo 4.5'te LBM-MLS metoduyla çözülen her iki kanalın Reynolds sayısına bağlı olarak Nusselt sayısı denklemleri ve en yüksek hata oranı verilmiştir. Burada $b=10$ dalgalı kanalı $F=200$ $u_A^*=0,5$ ve $F=200$ $u_A^*=0,25$ akışlarında eğri polinomal olmakla beraber diğer $b=7,5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarındaki akışların eğrisi logaritmik olmaktadır. En düşük hata oranına sahip denklem %0,81 ile $b=10$ kararlı rejim akışı olup, en yüksek hataya %3.11 ile $b=7,5$ $F=400$ $u_A^*=0,25$ akışı olmuştur.

Tablo 4.5: $b=7.5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS metoduna göre çeşitli akış tiplerinde Reynolds sayına bağlı Nusselt sayısı formülleri.

	$b=7.5$		$b=10$	
	model	hata	model	hata
Kararlı rejim	$Nu=1,37\ln(Re)+0,27$	%2,93	$Nu=0,72\ln(Re)+3,35$	%0,81
$F=400$ $u_A^*=0,5$	$Nu=1,35\ln(Re)+0,41$	%2,69	$Nu=0,62\ln(Re)+3,77$	%1,07
$F=400$ $u_A^*=0,25$	$Nu=1,37\ln(Re)+0,26$	%3,11	$Nu=0,71\ln(Re)+3,39$	%0,82
$F=200$ $u_A^*=0,5$	$Nu=1,7\ln(Re)-1,15$	%0,96	$Nu=5 \times 10^{-05} Re^2 - 0,0064 Re + 6,44$	%2,45
$F=200$ $u_A^*=0,25$	$Nu=1,48\ln(Re)-0,23$	%2,64	$Nu=4 \times 10^{-06} Re^2 + 0,0052 Re + 5,96$	%1,95

Tablo 4.6’da LBM-MLS ile çözümü yapılan dalgalı kanalların Reynolds sayısına bağlı olarak sürtünme faktörü denklemleri ve en yüksek hata oranları gösterilmiştir. İki dalgalı kanal geometrisinde de bütün akışların denklem eğrileri üstel fonksiyon olduğu görülmektedir. En düşük hata oranına sahip akışın denklemi %0.14 ile $b=10$ kararlı rejim olup, en yüksek hataya %1.56 ile $b=7,5$ $F=200$ $u_A^*=0,25$ akışının denklemi sahip olmuştur.

Tablo 4.6: $b=7.5$ ve $b=10$ dalgalı kanallarının LBM-MLS metoduna göre çeşitli akış tiplerinde Reynolds sayına bağlı sürtünme faktörü formülleri.

	b=7.5		b=10	
	model	hata	model	hata
Kararlı rejim	$f=83.53Re^{-0.873}$	%0.71	$f=98.21Re^{-0.952}$	%0.14
$F=400$ $u_A^*=0.5$	$f=79.24Re^{-0.859}$	%0.85	$f=95.33Re^{-0.945}$	%0.30
$F=400$ $u_A^*=0.25$	$f=82.46Re^{-0.869}$	%1.03	$f=97.43Re^{-0.95}$	%0.18
$F=200$ $u_A^*=0.5$	$f=82.53Re^{-0.871}$	%1.56	$f=86.52Re^{-0.94}$	%1.4
$F=200$ $u_A^*=0.25$	$f=83.27Re^{-0.873}$	%1.11	$f=95.30Re^{-0.949}$	%0.52

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

LBM ve Fluent ile çözülen farklı Reynolds sayılarındaki kapak tahrikli akış, kanal akışı ve engelli kanal akışları birbiriyle karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırmada sonuçlar birbiriyle oldukça uyumlu çıkmıştır. Ayrıca LBM sonuçları analitik çözümle de uyumlu çıkmıştır. Yapılan çözümlerde değerlerin oldukça birbirine yakın çıktığının görülmesiyle yazılan LBM kodu doğrulanmıştır. Bununla beraber ileride yazılan LBM kodu ile çözülen problemlerin doğru olabileceği anlaşılmıştır. Bu değerlendirmeye birlikte tezin ana konusu olan farklı iki geometrideki dalgalı kanalların farklı akış koşullarında hız ve sıcaklık alanları, sürtünme faktörü ve Nusselt sayısı incelenmiş ve Fluent'le karşılaştırılmıştır. Bu çözümler sırasında akışın sıkıştırılmaz olduğu ve malzeme özelliklerinin aynı olduğu kabulü yapılmıştır. LBM ve Fluent ile $b=7,5$ ve $b=10$ (maksimum kanal genişliğinin yarısı) dalgalı kanal akışlarında sürtünme faktörü ile Nusselt sayıları incelenmiş olup yapılan çözümlerde değerlerin oldukça birbirine yakın çıktığı görülmüştür.

Kararlı rejim, farklı frekans ve genliklerdeki akışlar iki boyutlu farklı iki dalgalı kanalda çözümler yapılmıştır. Bu çözümler Lattice Boltzman metodunun farklı yöntemleri ile yapılmıştır. Bu yöntemler merdiven, MLS, FH, ekstrapolasyon olmuştur. Bu yöntemlerle elde edilen sonuçlar hem birbiriyle hem de Fluent'le çözdürülerek karşılaştırılmıştır. Bu kapsamda akışların sürtünme faktörü ile Nusselt sayıları incelenmiş olup yapılan çözümlerde değerlerin oldukça birbirine yakın çıktığı görülmüştür. Çoğunlukla en yüksek değerler ekstrapolasyon ve merdiven yöntemleriyle elde edilen çözümlerle çıkmış olup en düşük değerler Fluent ile yapılan çözümlerden elde edilmiştir. FH ve MLS yöntemlerinin Fluent'e en yakın çıkan değerler olduğu görülmüştür. $b=7,5$ dalgalı kanalın $b=10$ dalgalı kanala göre Nusselt sayısının ve sürtünme faktörünün daha yüksek çıktığı görülmüştür. Dar kanalda ısı transfer miktarının daha fazla olduğu belirlenmiştir. Her durumda Reynolds sayısı arttıkça Nusselt sayının arttığı buna mukabil sürtünme faktörünün azaldığı belirlenmiştir.

$Re=300$ 'de MLS yöntemiyle dar kanalda 8.628, geniş kanalda 8.922 değeri ile $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışıyla en yüksek Nusselt sayısı elde edilmiştir. Burada en yüksek değere sahip çözüm merdiven metodu olup dar kanalda 8.985, geniş kanalda 9.097 değerine sahip olup en düşük değere sahip çözüm yöntemi Fluent olup dar kanalda 8.533, geniş kanalda 7.831 değeri çıkmıştır. $Re=300$ 'de kararlı rejim akışında Nu dar kanalda 8.071, geniş kanalda 7,499

çıkmiştir. $Re=300$ 'de en yüksek Nu değerine sahip $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının kararlı rejim akışına göre dar kanalda %6,9 geniş kanala göre %18,9 performans artışı görülmüştür. $Re=50$ 'de bu performans artışı en yüksek $F=400$ $u_A^*=0,5$ akışında olmasına karşın dar kanalda %0,065 geniş kanalda %1,3 olabilmıştır. Buradan görüldüğü üzere salınımlı akış düşük Reynolds sayılarında çok fazla performans artışı sergilemezken Reynolds sayısı arttıkça hissedilebilir artış görülmektedir.

$Re=300$ 'de MLS yöntemiyle dar kanalda 0.568, geniş kanalda 0.411 değeri ile $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışıyla en düşük sürtünme faktörü elde edilmiştir. Burada en düşük değere sahip çözüm MLS yöntemi olmakla beraber en yüksek değere sahip çözüm yöntemi Fluent olup dar kanalda 0.662, geniş kanalda 0.476 değerleri bulunmuştur.

$Re=300$ 'de kararlı rejim akışında sürtünme faktörü dar kanalda 0,574, geniş kanalda 0,568 çıkmıştır. $Re=300$ 'de en düşük f_r değerine sahip $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışının kararlı rejim akışına göre dar kanalda %1 geniş kanala göre %4,6 sürtünme faktörünün daha da azaldığı saptanmıştır. $Re=50$ 'de bu azalma yine en yüksek $F=200$ $u_A^*=0,5$ akışında olmasına karşın dar kanalda %0,7 geniş kanalda %6,8 olmuştur. Görüldüğü üzere pulsatif akışın etkisiyle düşük Reynolds sayılarında dar kanalda düşük geniş kanalda yüksek oranda azalma yaşanırken yüksek Reynolds sayılarında dar kanalda düşük geniş kanalda ise yüksek oranda sürtünme katsayısında azalma görülmüştür.

Yapılan çalışmalarla gerek engelli ve engelsiz kanalda gerek farklı dalgalı kanal geometrilerinde akış ve ısı transferi problemlerinde olumlu sonuçlar elde edilmiştir. Bu sonuçlarla beraber yazılan programın aynı zamanda ticari programlardan daha hızlı çözüm üretebileceği belirlenmiştir. Yazılan program kendini ispat etmiş olduğundan ileride farklı geometri ve farklı akış koşullarındaki problemlere referans bir kod olmuştur. Bundan dolayı ihtiyaca göre daha da geliştirilerek yapılacak olan bilimsel çalışmalarda ve endüstride geniş yer bulabilecektir. |

KAYNAKLAR

- Afrouzi, H.H., Sedighi, K., Farhadi, M. and Moshfegh, A., 2015, Lattice Boltzmann analysis of micro-particles transport in pulsating obstructed channel flow, *Computers and mathematics with applications*, 70, 1136-1151.
- Ajeel, R.K., Salim, W.S.-I.W., Hasnan, K., 2019, Design characteristics of symmetrical semicircle-corrugated channel on heat transfer enhancement with nanofluid, *International journal of mechanical sciences*, 151, 236-250.
- Akbarzadeh, M., Rashidi, S., Bovand, M. and Ellahi, R., 2016, A sensitivity analysis on thermal and pumping power for the flow of nanofluid inside a wavy channel, *Journal of molecular liquids*, 220, 1–13.
- Alam, T. and Kim, M.H., 2018, A comprehensive review on single phase heat transfer enhancement techniques in heat exchanger applications, *Renewable and sustainable energy reviews*, 81, 813-839.
- Ashorynejad, H.R. and Javaherdeh, K., 2016a, Investigation of a waveform cathode channel on the performance of a PEM fuel cell by means of a pore-scale multi-component lattice Boltzmann method, *Journal of the Taiwan institute of chemical engineers*, 66, 126-136.
- Ashorynejad, H.R., Javaherdeh, K. and Van den Akker, H.E.A, 2016b, The effect of pulsating pressure on the performance of a PEM fuel cell with a wavy cathode surface, *International journal of hydrogen energy*, 41(32), 14239-14251.
- Ashorynejad, H.R. and Zarghami, A., 2018a, Magnetohydrodynamics flow and heat transfer of Cu-water nanofluid through a partially porous wavy channel, *International journal of heat and mass transfer*, 119, 247-258.
- Ashorynejad, H.R., Zarghami, A. and Sadeghi, K., 2018b, Analyzing thermo-hydrodynamics of nanofluid flowing through a wavy U-turn channel, *International journal of mechanical sciences*, 144, 628-638.
- Aslan, E., Taymaz, I. and Islamoglu, Y., 2016, Finite volume simulation for convective heat transfer in wavy channels, *Heat and mass transfer*, 52(3), 483–497.
- Aslan, E., Taymaz, I., Islamoglu, Y., Engin, M., Colpan, I., Karabas, G. and Ozcelik, G., 2018, Computational investigation of the velocity and temperature fields in corrugated heat exchanger channels using RANS based turbulence models with experimental validation, *Progress in computational fluid dynamics*, 18(1), 33-45.
- Aslan, E., Ozsaban, M., Ozcelik, G. and Guven, H.R., 2019, A Numerical analysis of convection heat transfer and friction factor for oscillating corrugated channel flows, *Heat transfer engineering*, DOI: 10.1080/01457632.2019.1699287.
- Bhatnagar, P., Gross, E. and Krook, M., 1954, A model for collisional processes in gases I: small amplitude processes in charged and neutral one-component system, *Physical*

review, 94, 511-525.

Bejan, A., 1993, Heat Transfer, John Wiley & Sons, New York, ISBN 978-0-47150-290-6.

Benzi, R., Succi, S. and Vergassola, M., 1992, The Lattice Boltzmann equation: theory and applications, *Physics reports*, 222 (3), 145-197.

Camas, B.S., 2008, *Lattice Boltzmann modeling for mass transport equations in porous media*, Thesis (PhD), Louisiana State University.

Chen, S., Martinez, D. and Mei, R., 1996, On boundary conditions in lattice Boltzmann methods, *Physics of fluids*, 8, 2527-2536.

Chen, S. and Doolen, G.D., 1998, Lattice Boltzmann method for fluid flows, *Annual review of fluid mechanics*, 30, 329-364.

Cherba, D.M., 2002, *Performance analysis of a parallel implementation of the Lattice Boltzmann method for computational fluid dynamics*, Thesis (MSc), Grand Valley State University.

Filippova, O., Hänel, D., 1998, Grid refinement for lattice-BGK models, *Journal of computational physics*, 147, 219-228.

Fluent, 2009, ANSYS-Fluent 12.0 User's Guide, https://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/ug/main_pre.htm, [Ziyaret tarihi: 12 Ekim 2017].

Fu, W.S., Huang, K.R., Lo, C.X. and Wang, W.H., 2015, An investigation of natural convection in a three dimensional square wavy channel, *International communications in heat and mass transfer*, 66, 122–132.

Guo, Z. and Zheng, C., 2002, An extrapolation method for boundary conditions in lattice Boltzmann method, *Physics of fluids*, 14 (16), 2007-2010.

He, X. and Luo, L.S., 1997, Lattice Boltzmann model for the incompressible Navier-Stokes equation, *Journal of statistical physics*, 88, 927-944.

Huang, H., Lee, T.S., and C. Shu C., 2006, Thermal curved boundary treatment for the thermal lattice Boltzmann equation, *International journal of modern physics C*, 17 (5), 631-643.

Ijaz, N., Zeeshan, A., Bhatti, M.M. and Ellahi R., 2018, Analytical study on liquid-solid particles interaction in the presence of heat and mass transfer through a wavy channel, *Journal of molecular liquids*, 250, 80–87.

Incropera, F.P., DeWitt, D.P., Bergman, T.L. and Lavine, A.S., 2007, *Fundamentals of heat and mass transfer*, 6th ed., John Wiley & Sons, Hoboken, ISBN:047-1457-280.

Ishak, M.H.H., Abdullah, M.Z. and Aizat Abas, A., 2016, Lattice Boltzmann method study of effect three dimensional stacking-chip package layout on micro-void formation during

- encapsulation process, *Microelectronics reliability*, 65, 205-216.
- Issa, R.I., 1996, Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator splitting, *Journal of computational physics*, 62, 40-65.
- Jafari, M., Farhadi, M. and Sedighi, K., 2013, Pulsating flow effects on convection heat transfer in a corrugated channel: A LBM approach, *International communications in heat and mass transfer* 45, 146-154.
- Jafari, M., Farhadi, M. and Sedighi, K., 2015, Convection heat transfer of SWCNT-nanofluid in a corrugated channel under pulsating velocity profile, *International communications in heat and mass transfer*, 67, 137-146.
- Kareem, Z.S., Jaafar, M.N.M., Lazim, T.M., Abdullah, S. and Abdulwahid, A.F., 2015, Passive heat transfer enhancement review in corrugation, *Experimental thermal and fluid science*, 68, 22-38.
- Khoshvaght-Aliabadi, M., Rad, S.E.H. and Hormozi, F., 2016, Al₂O₃–water nanofluid inside wavy mini-channel with different cross-sections, *Journal of the Taiwan institute of chemical engineers*, 58, 8–18.
- Kurtulmuş, N. and Sahin, B., 2019, A review of hydrodynamics and heat transfer through corrugated channels, *International communications in heat and mass transfer*, 108, 104307.
- Lallemand, P. and Luo L-S., 2003, Theory of the Lattice Boltzmann method: acoustic and thermal properties in two and three dimensions. *Physical review E* 68, 036706, 1-25.
- Latt, J., 2007, *Hydrodynamic limit of Lattice Boltzmann equations*, Thesis (PhD), University of Geneve.
- Li, L., Mei, R. and Klausner J.F., 2013, Boundary conditions for thermal lattice Boltzmann equation method, *Journal of computational physics*, 237, 366-395.
- Li, L., Mei, R. and Klausner J.F., 2014, Heat transfer evaluation on curved boundaries in thermal lattice Boltzmann equation method, *Journal of heat transfer*, 136 (1), 012403.
- Mansouri, Z, 2019, Combustion in wavy micro-channels for thermo-photovoltaic applications – Part I: Effects of wavy wall geometry, wall temperature profile and reaction mechanism, *Energy conversion and management*, 198, 111155.
- McNamara, G.R. and Zanetti, G., 1988, Use of the Boltzmann equation to simulate lattice-gas automata, *Physical review letters*, 61 (20), 2332-2335.
- Mei, R., Luo, L.S. and Shyy, W., 1999, An accurate curved boundary treatment in the Lattice Boltzmann Method, *Journal of Computational Physics*, 155, 307-330.
- Mills, Z.G., Warey, A. and Alexeev, A., 2016, Heat transfer enhancement and thermal–

- hydraulic performance in laminar flows through asymmetric wavy walled channels, *International journal of heat and mass transfer*, 97, 450-460.
- Miroshnichenko, I.V., Sheremet, M.A., Pop, I. and Ishak, A., 2017, Convective heat transfer of micropolar fluid in a horizontal wavy channel under the local heating, *International journal of mechanical sciences*, 128-129, 541–549.
- Mohammad, A.A., 2007, *Applied Lattice Boltzmann method for transport phenomena, momentum, heat and mass transfer*, Sure Print, Dalbrent, ISBN: 097-8325-303
- Mohammad, A.A., 2011, *Lattice Boltzmann method: fundamentals and engineering applications with computer codes*, Springer, London, ISBN: 978-0-85729-455-5.
- Mohebbi, R., Rashidi, M.M., Izad, M., Sidik, N.A.C. and Xian, H.W., 2018, Forced convection of nanofluids in an extended surfaces channel using lattice Boltzmann method, *International journal of heat and mass transfer*, 117, 1291-1303.
- Mosayebidorcheh, S. and Hatami M., 2018, Analytical investigation of peristaltic nanofluid flow and heat transfer in an asymmetric wavy wall channel (Part II: Divergent channel), *International journal of heat and mass transfer*, 126, 800–808.
- Qian, Y.H., D'Humieres, D. and Lalleman, P., 1992, Lattice BGK models for Navier-Stokes equation, *Europhysics letters*, 17 (6), 479-484.
- Rasoulzadeh, M. and Panfilov, M., 2018, Asymptotic solution to the viscous/inertial flow in wavy channels with permeable walls, *Physics of fluids*, 30, 106604.
- Rheinländer, M., 2008, Stability and multiscale analysis of an advective lattice Boltzmann scheme, *Progress in computational fluid dynamics*, 8, 56-68.
- Shehzad, N., Zeeshana, A., Ellahi, R. and Vafai K., 2016, Convective heat transfer of nanofluid in a wavy channel: Buongiorno's mathematical model, *Journal of molecular liquids*, 222, 446–455.
- Sheikholeslami, M., Gorji-Bandpy, M. and Ganji, D.D., 2015, Review of heat transfer enhancement methods: Focus on passive methods using swirl flow devices, *Renewable and sustainable energy reviews*, 49, 444-469.
- Succi, S., 2001, *The lattice Boltzmann equation for fluid dynamics and beyond*, Oxford University Press, Oxford, ISBN: 019-8503-989.
- Sukop, M., Daniel T.T., 2006, *Lattice Boltzmann modelling - an introduction for geoscientists and engineers*, Springer, Berlin, ISBN: 978-3-540-27981-5
- Tiwari, A. and Vanka, S.P., 2011, A ghost fluid Lattice Boltzmann method for complex geometry, *International journal for numerical methods in fluids*, 69, 481-498.

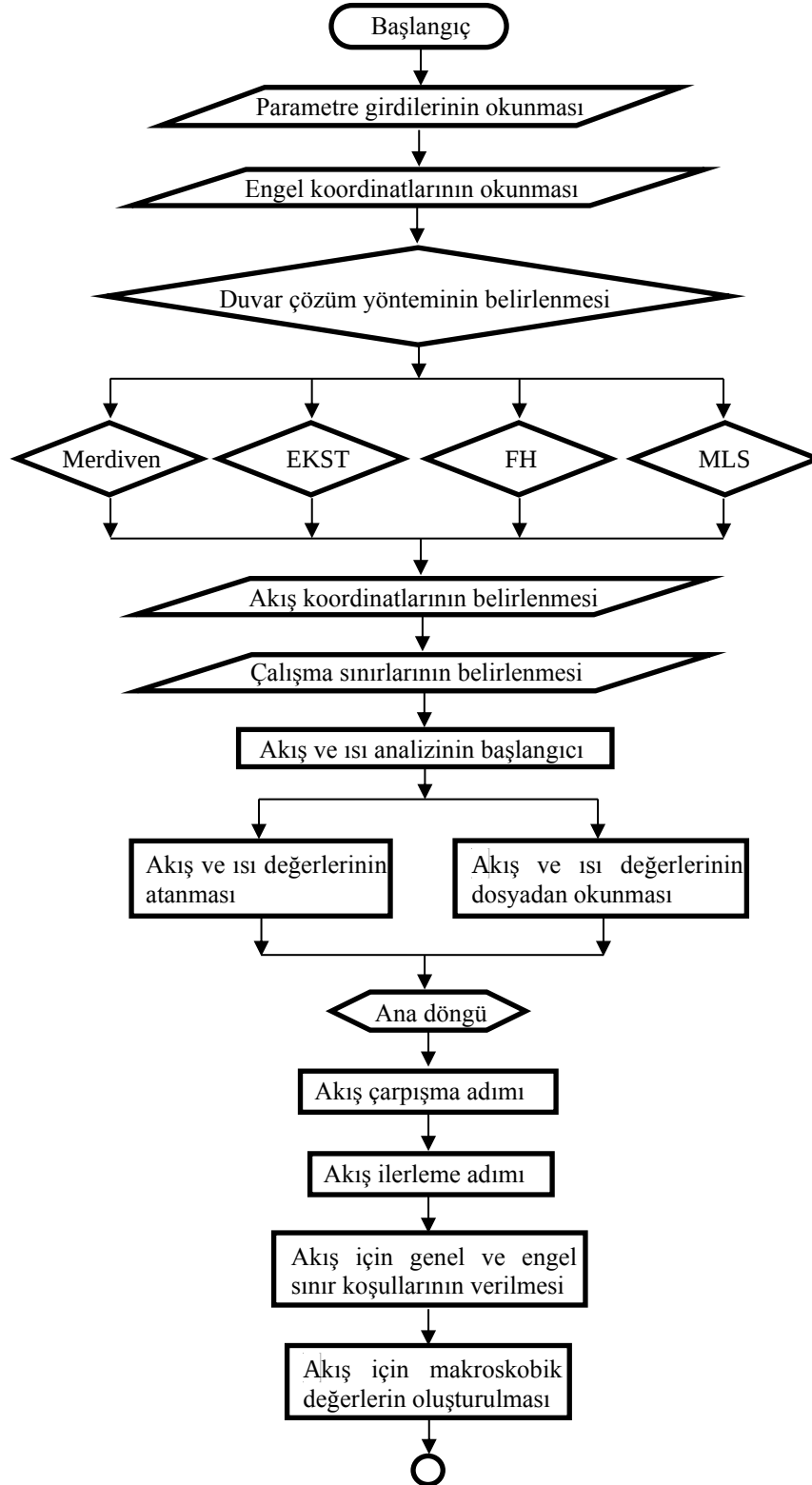
- Zhou, J., Hatami, M., Song, D. and Jing, D., 2016, Design of microchannel heat sink with wavy channel and its time-efficient optimization with combined RSM and FVM methods, *International journal of heat and mass transfer*, 103, 715–724.
- Ziegler, D.P., 1998, Boundary conditions for the lattice Boltzmann simulations, *Journal of statistical physics*, 71 (5-6), 1171-1177.
- Zou, Q., He, X., 1997, On pressure and velocity boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model, *Physics of fluids*, 9 (6), 1591-1598.

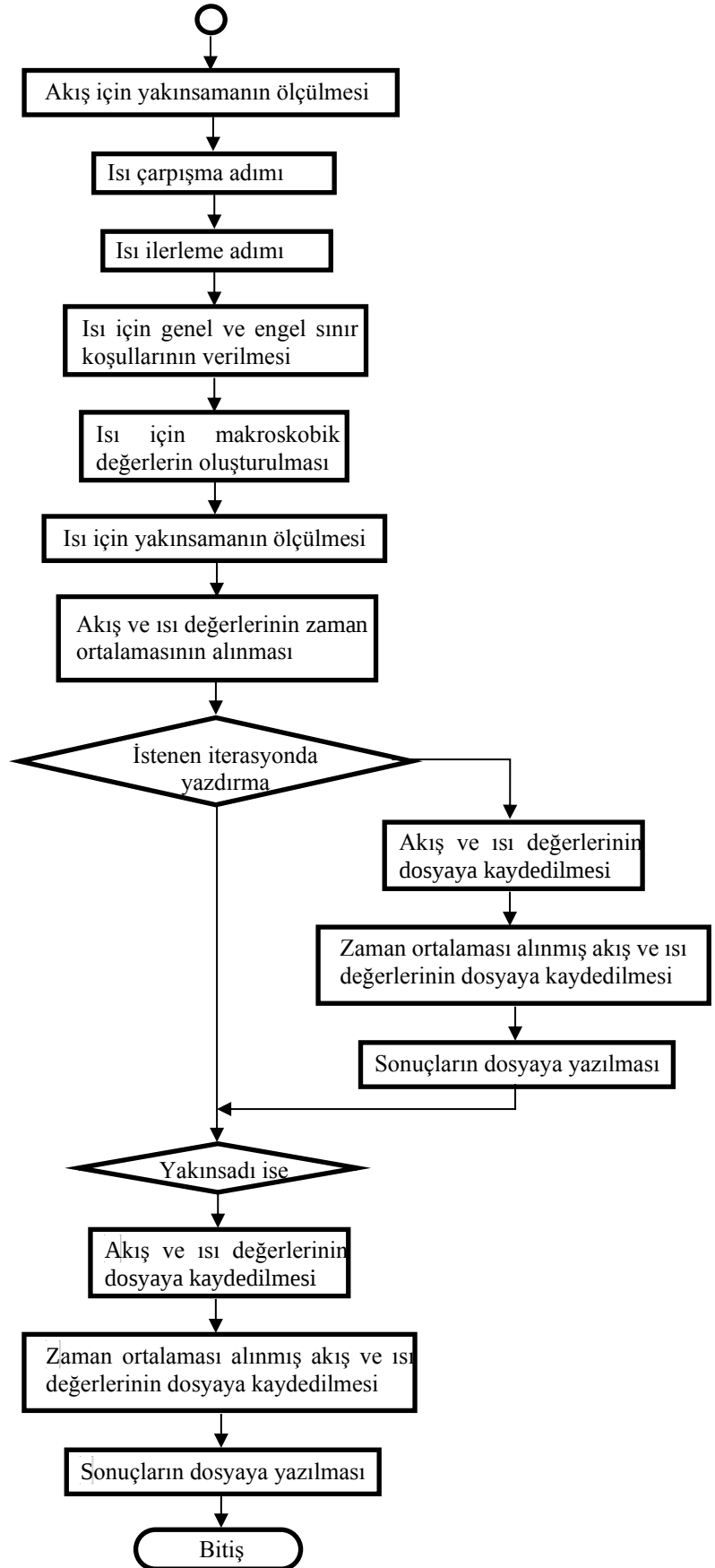
|



EKLER

EK 1. Dalgalı kanal için LBM kodu akış şeması.





ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Mert ÖZSABAN
Doğum Yeri	Çorlu
Doğum Tarihi	10.11.1984
Uyruğu	☒ T.C. ☐ Diğer:
Telefon	
E-Posta Adresi	mozsaban@gmail.com
Web Adresi	



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	Niğde Üniversitesi
Fakülte	Mühendislik-Mimarlık Fakültesi
Bölümü	Makine Mühendisliği
Mezuniyet Yılı	2007

Yüksek Lisans	
Üniversite	Niğde Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Makine Mühendisliği Anabilim Dalı
Programı	Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Doktora	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi-Cerrahpaşa
Enstitü Adı	Lisansüstü Eğitim Enstitüsü
Anabilim Dalı	Makine Mühendisliği Anabilim Dalı
Programı	Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Makale ve Bildiriler	
Aslan, E., Ozsaban, M., Ozcelik, G. and Guven, H.R., 2018, Numerical investigation for convective heat transfer and friction factor under pulsating flow conditions, XI International Conference on Computational Heat, Mass and Momentum Transfer, 21-24 May 2018, Cracow, Poland, MATEC Web of Conferences 240, 01003.	
Aslan, E., Ozsaban, M., Ozcelik, G. and Guven, H.R., 2019, A Numerical analysis of convection heat transfer and friction factor for oscillating corrugated channel flows, Heat transfer engineering, DOI: 10.1080/01457632.2019.1699287.	
Özsaban, M., Aslan, E., Güven, H.R., 2020, Numerical investigation of incompressible forced convection in a channel with a rectangular prism, <i>Sakarya University Journal of Science</i> , 24(1), 10-18.	