

**NÜKLEER REAKTÖR SOĞUTUCU KANALLARINDA
AKIŞIN LATTICE-BOLTZMANN YÖNTEMİ İLE
BENZEŞİMİ**

**LATTICE-BOLTZMANN SIMULATION OF FLOW IN
NUCLEAR REACTOR SUBCHANNELS**

ALİ TİFTİKÇİ

DOÇ. DR. CEMİL KOCAR

Tez Danışmanı

Hacettepe Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim - Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin

Nükleer Enerji Mühendisliği Anabilim Dalı İçin Öngördüğü

DOKTORA TEZİ

olarak hazırlanmıştır.

2016

ALİ TİFTİKÇİ'nin hazırladığı "**Nükleer Reaktör Soğutucu Kanallarında Akışın Lattice-Boltzmann Yöntemi ile Benzeşimi**" adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **NÜKLEER ENERJİ MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Cemal Niyazi Sökmen

Başkan

.....

Doç. Dr. Cemil Kocar

Danışman

.....

Prof. Dr. Ayhan Yılmaz

Üye

.....

Doç. Dr. İlker Tarı

Üye

.....

Yrd. Doç. Dr. Cüneyt Sert

Üye

.....

Bu tez Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **DOKTORA TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof.Dr. Salih Bülent ALTEN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK

Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

12/02/2016

Ali TİFTİKÇİ

ÖZET

NÜKLEER REAKTÖR SOĞUTUCU KANALLARINDA AKIŞIN LATTICE-BOLTZMANN YÖNTEMİ İLE BENZEŞİMİ

Ali TİFTİKÇİ

Doktora, Nükleer Enerji Mühendisliği Bölümü

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Cemil KOCAR

Şubat 2016, 114 sayfa

Nükleer reaktör ısıtıcı akış sistemleri karmaşık bir yapıya sahiptir. Navier-Stokes denklemleri çözen hesaplamalı akışkanlar dinamiği kodları için bu tip geometrileri örgülemek zor ve zaman alan bir işlemdir. Mühendisler ve bilim adamları geleneksel hesaplamalı akışkanlar dinamiği kodlarının verimsiz kaldığı durumlarda alternatif olabilecek farklı yöntemler arayışına girmişlerdir. Lattice-Boltzmann yöntemi de bu alternatiflerden biridir.

Lattice-Boltzmann yöntemi örgüleme kolaylığı ve paralel işleme yatkınlığı sebebiyle son zamanlarda bilgisayar teknolojisinin gelişimiyle yaygınlaşmaya başlamıştır. Bu tezde, lattice-Boltzmann yönteminin gelişimine paralel olarak tipik nükleer reaktör soğutucu kanalı akışlarında bu yöntemin kullanılabilirliği araştırılmıştır. Palabos açık kaynak kodu sınanmak ve geliştirilmek üzere seçilmiştir.

Araştırma aşamasının ilk kısmında, Palabos laminar akış koşullarında kullanılarak yakıt ayrıcalı ve karıştırıcı kanatlı PWR soğutucu kanalı akışı modellenmiştir. Bu çalışma, karmaşık geometriye sahip bir sistem için lattice-Boltzmann yönteminin sınanması açısından ve ileride güvenli bir şekilde Palabos kodunun kullanabilmesi için önemlidir.

Laminar akış koşullarında lattice-Boltzmann yönteminin başarılı olduğu görülmüştür. İkinci aşama olarak, Palabos kodunda tanımlı olmayan türbülans modelleri (Van-Driest, WALE, VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$)) eklenmiştir. Ayrıca, bu modeller için standart duvar fonksiyonları da eklenmiştir. Adiyabatik koşullarda birçok test çalışmasıyla lattice-Boltzmann yöntemi ve eklenen türbülans modelleri sınanmış ve çeşitli örgü boyutları kullanılarak kıyaslanmıştır. Üçüncü aşama olarak, Palabos koduna ısı akışları için duvar fonksiyonları eklenerek türbülans modelleriyle birleştirilmiştir. Türbülanslı ve ısı akış, LMFBR hızlı üretken reaktör soğutucu kanalı akışı için sınanmıştır, eklenen türbülans ve ısı modellerinin doğru çalıştığı ve lattice-Boltzmann yöntemiyle soğutucu kanallarındaki akışın modellenilebileceği gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: lattice-Boltzmann, reaktör soğutucu kanalı, türbülans, termal hidrolik, akışkanlar dinamiği

ABSTRACT

LATTICE-BOLTZMANN SIMULATION OF FLOW IN NUCLEAR REACTOR SUBCHANNELS

Ali TİFTİKÇİ

Doctor of Philosophy, Department of Nuclear Engineering

Advisor: Assoc. Prof. Dr. Cemil KOCAR

February 2016, 114 pages

Nuclear reactor thermal-hydraulic systems have complex structures. The meshing operation for this type of geometries is a difficult and time-consuming process for computational fluid dynamics codes which solve Navier-Stokes equations. Engineers and scientists embarked on a quest to find an alternative method to the traditional computational fluid dynamics codes. Lattice-Boltzmann method is one of these alternatives.

Recently, lattice-Boltzmann method with its simplicity of meshing and versatility of parallel processing became popular due to the development of computer technology. In this thesis, in parallel with the development of lattice-Boltzmann method, the usability of this method for typical nuclear reactor subchannel flow is investigated. Open source Palabos code is selected for validation and code development purposes. In the first part of the study, spacer grid and mixing vane PWR rod bundle flow is modeled by using Palabos in laminar flow regime. This study is important for validating the lattice-Boltzmann method for the complex geometrical structure and for reliably using Palabos in the next simulations.

It is seen that the lattice-Boltzmann method is successful for simulating laminar flows. In the second part of the study, the turbulence models (Van-Driest, WALE, VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$)), which are not defined in Palabos, are implemented.

Furthermore, standart wall functions are also implemented for these turbulence models. Lattice-Boltzmann method and the implemented turbulence models are validated with various test studies and compared with different lattice sizes. As a third step, wall functions are implemented to the Palabos for thermal flow problems and coupled with the implemented turbulence models. Turbulent and thermal flow is validated for LMFBR subchannel flow and it is demonstrated that the implemented turbulence and heat transfer modules is working correctly and the lattice-Boltzmann method is capable of simulating thermal flow in reactor subchannels.

Keywords: lattice-Boltzmann, reactor coolant channel, turbulence, thermal-hydraulics, fluid dynamics

TEŞEKKÜR

Tez çalışmamın her aşamasında değerli katkı ve eleştirileriyle yol gösteren, sonsuz sabırla beni her zaman çalışmaya teşvik eden ve güven veren danışmanım Sayın Doç. Dr. Cemil KOCAR'a, önemli yorum ve değerlendirmeleriyle katkıda bulunan jüri üyelerim Sayın Prof. Dr. Cemal Niyazi SÖKMEN'e, Sayın Prof. Dr. Ayhan YILMAZER'e, Sayın Doç. Dr. İlker TARI'ya ve Sayın Yrd. Doç. Dr. Cüneyt SERT'e ve her zaman yanımda olan eşim İlknur TİFTİKÇİ ve canım kızım Fatma İpek TİFTİKÇİ'ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	v
SİMGELER VE KISALTMALAR	xiii
1 GİRİŞ	1
1.1 Motivasyon	2
1.2 Amaç ve Kapsam	3
1.3 Yöntem	4
1.4 Genel Bakış	4
2 LATTICE-BOLTZMANN YÖNTEMİ	6
2.1 Lattice-Boltzmann Denklemlerine Genel Bakış	7
2.1.1 Sürekli Boltzmann Taşınım Denklemi (CBE)	8
2.1.2 Boltzmann çarpışma integraline basitleştirme	9
2.1.3 Denge dağılım fonksiyonunun seri açılımı	9
2.1.4 Lattice-Boltzmann Hidrodinamiği	10
2.1.5 Hız uzayında ayırıklaştırma	10
2.1.6 Ayırık Denge Dağılım Fonksiyonu : f_{aeq}	11
2.1.7 D2Q9 Lattice Yapısında f_{aeq} Hesaplanması	13
2.1.8 Ayırık Lattice-Boltzmann Denklemlerinden (DBE) LBE'nin türetilmesi	14
2.2 Lattice-Boltzmann D3Q19 ve D3Q27 Modelleri	15
2.3 Lattice-Boltzmann Yaklaşımında Sıkıştırılamaz Akış	18
2.3.1 Ana Denklemler	18
2.3.2 Boyutsuz Formülasyon	19
2.3.3 Boyutsuz Sistemin Ayırıklaştırılması	20
3 TÜRBÜLANS	21
3.1 Türbülans Kapatma Yöntemleri	21
3.1.1 Reynolds Ortalama	22
3.2 Türbülans modelleri	24
3.2.1 Cebirsel Türbülans modeli	24
3.2.2 Tek Denklem Türbülans Modeli	24
3.2.3 İki-Denklem türbülans modeli	25
3.2.4 Büyük Çalkantı Benzeşimleri	28
3.2.5 Çok Büyük Çalkantı Benzeşimleri	31
3.3 LBM'de Türbülans	33
3.3.1 LBM Duvar Modelleri	33

3.3.2	LBM’de Türbülans Modelleri.....	34
4	LBM’DE ISI TRANSFERİ.....	36
4.1	Isıl Lattice Boltzmann Modeli için Çoklu Hız Yaklaşımı.....	36
4.2	Isı Transferi Duvar Modeli.....	37
5	LBM’E MODÜLLERİN EKLENMESİ	39
5.1	Türbülans Modüllerinin Eklenmesi.....	39
5.1.1	Van-Driest (LES) Modelinin Eklenmesi	39
5.1.2	WALE (LES) Modelinin Eklenmesi.....	40
5.1.3	VLES ($k - \varepsilon$) Modelinin Eklenmesi.....	40
5.1.4	VLES ($k - \omega$) Modelinin Eklenmesi.....	41
5.2	Isı Transferi Modelinin Eklenmesi.....	41
6	TEST ÇALIŞMALARI	45
6.1	Yakıt Ayırıcılı ve Karıştırıcı Kanatlı PWR Soğutucu Kanalı Benzeşimi.....	45
6.1.1	Sınır ve Akış Koşulları	45
6.1.2	Örgü	46
6.1.3	Hız Dağılımı	47
6.1.4	Ayırıcı bölgesinde basınç kaybı.....	51
6.2	VVER-440 Soğutucu Kanalında Akış.....	52
6.2.1	Nümerik model tanıtımı ve Sınama İşlemi (FVM and LBM)	52
6.2.2	Ayırıcı Izgara Etkisi.....	57
6.2.3	Ayırıcı ızgara içerisinde hız profili ve basınç kaybı	59
6.3	LWR Peryodik Birim Hücre Hesaplamaları.....	61
6.3.1	Hesaplama alanı	62
6.3.2	Türbülans Benzeşimleri	63
6.3.3	Türbülans Model Sonuçlarının Karşılaştırılması	66
6.3.4	Frekans Yanıtları.....	77
6.4	Çapraz Dizilimli (Staggered) Boru Demetinde Akış.....	78
6.4.1	Hesaplama Alanı.....	79
6.4.2	Smagorinsky Sabiti (C_s) Değerinin Seçilmesi	82
6.4.3	Lattice Model Karşılaştırması.....	83
6.4.4	Duyarlılık Analizi	86
6.4.5	Türbülans model kıyaslaması	92
6.4.6	Frekans yanıtı.....	98
6.5	Yakıt demeti benzeşimleri (7x7)	99
6.5.1	Hesaplamalı Alan.....	100
6.5.2	Türbülanslı ve Isıl Akış Hesaplamaları.....	101

7 SONUÇ VE TARTIŞMA	105
KAYNAKLAR.....	108
ÖZGEÇMİŞ.....	113

ÇİZELGELER

Sayfa

Çizelge 3.1. Spalart-Allmaras model sabitleri.....	25
Çizelge 6.1. Ayırıcı için basınç kaybı değerleri	51
Çizelge 6.2. Kare yakıt demeti akışı için uzunluk ölçeği parametreleri.....	63
Çizelge 6.3. $Dh/50$ ve $Dh/70$ lattice boyutlarında farklı türbülans modellerinde LWR soğutucu kanalı LBM benzeşimleri için harcanan süre (gün)	77
Çizelge 6.4. Çapraz diziliimli boru demeti akışında tam peryodik birim hücre için farklı Cs LES benzeşimlerinden hesaplanan standart sapma değerleri	82
Çizelge 6.5. Türbülans modelleri için hesaplama süreleri.....	98
Çizelge 6.6. Sürtünme faktörü değerleri.....	103
Çizelge 6.7. Nusselt Sayısı Değerleri	105

ŞEKİLLER

Sayfa

Şekil 2.1. a) D2Q9 lattice b) Dağılım fonksiyonları.....	12
Şekil 2.2. D3Q27 x, y ve z hız bileşenleri	16
Şekil 5.1. Adiyabatik türbülanslı akış LBM benzeşimleri için akış diyagramı.....	43
Şekil 5.2. Isıl türbülanslı akış LBM benzeşimleri için akış diyagramı	44
Şekil 6.1. Yakıt ayırıcı bölgenin kesit görünümü.....	45
Şekil 6.2. Yakıt çubukları ve karıştırıcı tipi ayırıcı geometrisi	46
Şekil 6.3. Yüzey örgüsü görünümü	47
Şekil 6.4. Giriş hız dağılımı.....	48
Şekil 6.5. Ayırıcı bölgesinde hız dağılımı	48
Şekil 6.6. Çıkış hız dağılımı	49
Şekil 6.7. Kanal ortasında dikey hız dağılımı.....	49
Şekil 6.8. Hız dağılımları karşılaştırması. (a): Giriş bölgesi, (b): Birincil ayırıcı kıvrımları bölgesi (c): Ayırıcı bölgesi ortası, (d): İkincil ayırıcı kıvrım bölgesi, (e): Karıştırıcı bölgesi, (f): Çıkış bölgesi	50
Şekil 6.9. Akış yönünde hız dağılımı	50
Şekil 6.10. Geometrik model ve sınır koşulları	52
Şekil 6.11. Tipik VVER-440 ayırıcısız üçgensel yakıt çubuğu konfigürasyonunda akışın zaman evrimi	53
Şekil 6.12. VVER-440 kanalının kesit görünümü	54
Şekil 6.13. LBM ve FVM benzeşimlerinden alınan art işlem nicelikleri, (a) eksenel hız, U (b) eksenel Reynolds stres, u^2 (c) kayma stresi, uv (d) radyal stres, v^2 (e) çevresel normal stres, w^2	57
Şekil 6.14. Seçilen beş düzlem ($z = 0, 0,005, 0,01, 0,015$ ve $0,02$ m) için ANSYS Fluent LES eksenel hız profili sonuçları	58
Şekil 6.15. Ayırıcı ızgaralı tipik VVER-440 üçgensel yakıt çubuğu konfigürasyonundaki akışın zaman evrimi.....	59
Şekil 6.16. Yalın ve ayırıcı ızgaralı geometrilerde eksenel hız profili.....	60
Şekil 6.17. VVER-440 soğutucu kanalında sonlu hacim ve lattice-Boltzmann yöntemleriyle elde edilen alan ortamalı mutlak basınç değerleri	61
Şekil 6.18. LWR periyodik birim hücre geometrisi	62
Şekil 6.19. Enine kesitte LWR birim hücresinin sonlu hacim LES benzeşimleri için örgü modeli	64
Şekil 6.20. LWR birim hücresinin sonlu hacim LES benzeşimleri için örgü modeli	65
Şekil 6.21. LWR soğutucu kanalında ANSYS Fluent benzeşim sonularından $t=1$ s’de anlık hız dağılımı	66
Şekil 6.22. LBM benzeşimlerinden $t = 0,5s$ ’de alınan anlık hız konturları (a) WALE model, (b) VLES ($k - \varepsilon$), (c) VLES ($k - \omega$)	67
Şekil 6.23. $Dh/50$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için u^2 eksenel Reynolds stres ard-işleme sonuçları	69

Şekil 6.24. $Dh/50$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için uv kayma stresi ard-işleme sonuçları	70
Şekil 6.25. $Dh/50$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için v^2 Reynolds stres ard-işleme sonuçları	71
Şekil 6.26. $Dh/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için $U/U_{yığıın}$ hız profili ard-işleme sonuçları	72
Şekil 6.27. $Dh/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için u^2 eksenel Reynolds stres ard-işleme sonuçları	73
Şekil 6.28. $Dh/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için uv kayma stresi ard-işleme sonuçları	74
Şekil 6.29. $Dh/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için v^2 Reynolds stres ard-işleme sonuçları	75
Şekil 6.30. $Dh/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için w^2 Reynolds stres ard-işleme sonuçları	76
Şekil 6.31. Soğutucu kanalının orta noktasından alınan U hızı verileriyle üç türbülans modeli için frekans yanıtı	77
Şekil 6.32. Sistemin şematik gösterimi	79
Şekil 6.33. ANSYS Fluent LES benzeşimleri için hesaplama ağı örgüsü	80
Şekil 6.34. $x = x_i$ çizgisinde 3D tam periyodik lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	83
Şekil 6.35. Lattice model kıyaslaması için $x = x_i$ çizgisinde 3D tam periyodik lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	84
Şekil 6.36. Lattice model kıyaslaması için $y = y_{wake}$ çizgisinde 3D tam periyodik lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	85
Şekil 6.37. Lattice model kıyaslaması için $y = y_{impact}$ çizgisinde 3D tam periyodik lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	86
Şekil 6.38. Filtre büyüklüğü kıyaslaması için $x = x_i$ çizgisinde 3D tam periyodik VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	87
Şekil 6.39. Filtre büyüklüğü kıyaslaması için $y = y_{wake}$ çizgisinde 3D tam periyodik VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	88
Şekil 6.40. Filtre büyüklüğü kıyaslaması için $y = y_{impact}$ çizgisinde 3D tam periyodik VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	88
Şekil 6.41. Lattice boyutu kıyaslaması için $x = x_i$ çizgisinde 3D tam periyodik LES ve VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	90
Şekil 6.42. Lattice boyutu kıyaslaması için $y = y_{wake}$ çizgisinde 3D tam periyodik LES ve VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	91
Şekil 6.43. Lattice boyutu kıyaslaması için $y = y_{impact}$ çizgisinde 3D tam periyodik LES ve VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları	92
Şekil 6.44. LBM VLES benzeşimlerinden $t = 1 s$ 'de alınan hız konturları	93
Şekil 6.45. LBM LES (Van-Driest) benzeşimlerinden $t = 1 s$ 'de alınan hız konturları	93
Şekil 6.46. LBM LES (Smagorinsky-Lilly) benzeşimlerinden $t = 1 s$ 'de alınan hız konturları	94
Şekil 6.47. ANSYS Fluent Sonlu Hacim LES (Smagorinsky-Lilly) benzeşimlerinden $t = 1 s$ 'de alınan hız konturları	94

Şekil 6.48. $x = x_i$ çizgisinden alınan sonuçlar.....	95
Şekil 6.49. $y = y_{wake}$ çizgisinden alınan sonuçlar	96
Şekil 6.50. $y = y_{impact}$ çizgisinden alınan sonuçlar.....	97
Şekil 6.51. Art izi bölgesinde hızın x-bileşeni için frekans yanıtları	98
Şekil 6.52. Yakıt demetinin şematik gösterimi a) enine kesit, b) boyuna kesit.....	100
Şekil 6.53. Enine doğrultuda eksenel hız dağılımları, kanal girişinden hemen önce (sol üst), 260 mm kanal içi (sağ üst), 340 mm kanal içi (sol alt), kanal çıkışından hemen sonra (sağ alt) ve yakıt çubuğu ekseninde akış (alt)	101
Şekil 6.54. Akışa dik doğrultuda eksenel hız ve Reynolds stres u^2 dağılımları kanal girişi (üst), 300 mm kanal içi(orta) ve kanal çıkışı (alt)	102
Şekil 6.55. VLES (üst) ve WALE (alt) modelleri için LBM benzeşimlerinden elde edilen sırasıyla giriş, 300 mm kanal içi, 356 mm kanal içi ve çıkış konumundaki sıcaklık konturları	104
Şekil 6.56. VLES ve WALE modelleri için LBM benzeşimlerinden elde edilen kanal içi 300 mm’de sıcaklık dağılımı	104
Şekil 6.57. VLES ve WALE modelleri için LBM benzeşimlerinden elde edilen çıkış noktasında sıcaklık dağılımı	105

SİMGELER VE KISALTMALAR

Kısaltmalar

HAD	Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
FEM	Sonlu Elemanlar Yöntemi
FVM	Sonlu Hacim Yöntemi
FDM	Sonlu Farklar Yöntemi
LBM	Lattice-Boltzmann Yöntemi
PWR	Basıncılı Su Reaktörü
LBE	Lattice-Boltzmann Denklemi
LGCA	Lattice Gaz Hücresel Otomasyon
MD	Moleküler Dinamik
CBE	Sürekli Boltzmann Denklemi
DBE	Ayrık Boltzmann Denklemi
BGK	Bhatnagar-Gross-Krook
DNS	Direkt Nümerik Benzeşim
RANS	Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes
LES	Büyük Çalkantı Benzeşimleri

1 GİRİŞ

Nükleer reaktörlerde soğutucu kanallarındaki akış, güvenlik değerlendirmesi ve tasarım optimizasyonu göz önüne alındığında büyük öneme sahiptir. Kararlı durumda, reaktör yakıtında üretilen ısıнын aynı hızla sistemden dışarı atılması gerekmektedir. Bu nedenle soğutucu kanalları içerisindeki akışın ayrıntılı olarak incelenmesi gerekir. Son yıllarda bilgisayar teknolojisi ve mühendislik bilimindeki gelişmeler, soğutucu kanalı akışının nümerik yöntemlerle modellenmesini cazip hale getirmiştir. Özellikle, deneysel uygulamaların zor ya da çok pahalı olduğu durumlarda nümerik yöntemlerin kullanılması daha uygun görülmektedir.

Nükleer reaktörlerde normal işletme koşullarında soğutucu sistemindeki akış türbülanslı akıştır. Dolayısıyla, nükleer güç santrallerinde güvenlik limitlerinin doğru tahmini için soğutucu kanalı içerisindeki türbülanslı akış hakkında ayrıntılı bilgi sahibi olmak gerekir. Bu nedenle, kanal içi türbülanslı akış üzerine deneysel ve hesaplamalı çalışmalar yapılmıştır. Trupp ve Azad [1], Trippe ve Weinberg [2], Seale [3], Hooper [4] ve Rehme [5,6] yakıt demeti için elde ettikleri deneysel bulguları ortaya koymuşlardır. Deneysel çalışmaların yanı sıra nümerik yöntemler kullanılarak da soğutucu kanalı akışı modellenmiştir [7-10]. Hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) alanındaki çalışmaların ışığında, türbülanslı akış için uygun örgü büyüklüğünün ve türbülans modeli seçiminin çok önemli olduğu saptanmıştır.

Nümerik benzeşim kodları ya da yeni geliştirilen bir metodun güvenilir bir şekilde kullanılabilmesi için bir doğrulama (validation) ve geçerleme (verification) sürecinden geçmesi gerekir. Doğrulama işlemi ilgili problemin ölçü aralığında uygun deneysel verilerle kod verilerinin karşılaştırılmasıyla yapılabilir. Geçerleme işlemi ise güvenilirliği kabul edilmiş kodlarla geliştirilen kodun aynı amaçla oluşturulan modüllerinin karşılaştırılmasıyla yapılabilir. Kod doğrulama ve geçerleme işlemi başarılı ise genellemeye gidilir.

Nükleer reaktör ısı akış sistemleri karmaşık bir yapıya sahiptir ve birebir modellemek zordur. Günümüze kadar yapılan hesaplamalarda bu sistemlerde karmaşıklığa neden olacak elemanları birebir modellemek zor olduğundan çözüm sonucuna etkisine bağlı olarak ihmal edilirler ya da uygun ampirik korelasyonlar kullanmak gibi görece basit yöntemlerle bu elemanların etkileri de çözüme dâhil edilmiş olur. Ancak hergün gelişmekte olan

bilgisayar teknolojisi göz önüne alındığında ve ayrıca reaktör güvenliği düşünüldüğünde, bu sistemlerin birebir geometriler kullanarak modellenmesi daha uygundur.

1.1 Motivasyon

HAD çözümleri için bilinen en yaygın yöntem, ayrıklaştırma tekniğiyle Navier-Stokes denklemlerini çözmektir. Ancak son dönemlerde karmaşık ve gerçekçi geometriler için bu yöntem verimsiz hale gelmeye başlamıştır. Bu nedenle, HAD alanında gerçekçi geometrilerde daha verimli hesap yapılabilecek alternatif yöntemler aranmaya başlanmıştır.

1960'lı yılların sonlarına doğru Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM) akışkanlar ve ısı transferi problemlerinin çözümünde yaygın olarak kullanılmıştır. Ayrıca, bu dönemde Sonlu Farklar Yöntemi (FDM) de akışkanlar dinamiği problem çözümlerinde kullanılmaktaydı. 1980'li yıllarda Sonlu Hacim Yöntemi (FVM) akışkanlar dinamiği problemleri için geliştirilmiştir. Bu dönemden sonra FVM, yaygın olarak kullanılmaya başlamıştır. FEM, FDM ve FVM yöntemlerinde ayrık düğüm, eleman ya da hacimler için kütle, momentum ve enerji korunumu üzerinden Navier-Stokes denklemleri çözülür. Dolayısıyla, bu üç yöntem aynı kategoride görülüp geleneksel HAD yöntemlerini oluştururlar.

Mikroskopik seviyede (atom veya molekül) akışı modellemek istediğimizde, parçacıkların birbirleri arasındaki etkileşimlerini dikkate almak gerekir. Bu işlem moleküler dinamik olarak adlandırılır. Uygulama kolaylığı ve karmaşık sistemleri ilave çaba gerektirmeden çözebilme yeteneğine rağmen, günümüz bilgisayar teknolojisi bu yöntemi akışkanlar mekaniği alanında kullanmak için yetersiz kalmaktadır.

Lattice-Boltzmann yöntemi (LBM), mikro (moleküler dinamik) ve makro (Navier-Stokes denklemleri) ölçek arasında köprü durumundadır. LBM parçacık davranışlarını birebir modellemek yerine belli bir parçacık topluluğunun davranışını dağılım fonksiyonu yardımıyla birim davranış olarak ele alır. Mezozkopik ölçek denilen bu düzeyde LBM, makroskopik ve mikroskopik ölçeklerin avantajlarını kendi içerisinde toplayıp ve yeterli seviyedeki bilgisayar teknolojisini kullanarak akışkanlar mekaniği problemleri çözümü yapabilir. Bu nedenle LBM üstüne kurulu yazılımlar geleneksel HAD kodlarına alternatif olarak geliştirilmiştir.

LBM, karmaşık geometrilerde ve çift fazlı akışlarda kolayca uygulanabilir. Ayrıca, Navier-Stokes denklemlerinde herbir zaman adımında sıkıştırılamaz zamana bağımlı akışlar için

süreklilik denklemini sağlamak amacıyla çözülen Laplace denkleminin LBM’de çözülmesine gerek yoktur. Reaktör soğutucu kanallarında ise, yakıt çubukları etrafında bu çubukları tutan aralayıcı ızgaralar (spacer grids) bulunmaktadır. Bunların kalınlıkları çok ince ve geometrik olarak karmaşıktır. Navier-Stokes denklemlerinin nümerik benzeşimleri için bu geometrileri hacimsel olarak küçük parçalara ayırıp hesap yapmak verimli bir yöntem değildir. Lattice-Boltzmann yaklaşımında ise, sadece katı yüzeyleri örgülemek yeterlidir. Bu da gerçek reaktör ısı akış mekanizmalarını modellemek için cesaretlendirici bir özelliktir. Lattice-Boltzmann yöntemi, açık (explicit) yöntem olarak düşünülebilir. Çarpışma ve ilerleme işlemleri yereldir. Bu nedenle, paralel programlamaya elverişlidir. Navier-Stokes denklemleri çözen HAD kodları belli paralel işleme düzeyinden sonra doyuma ulaşırlar. Sürekli gelişen bilgisayar teknolojisi düşünüldüğünde LBM’in yakın gelecekte gelişeceği ve daha fazla tercih edileceği öngörülmektedir.

1.2 Amaç ve Kapsam

Bu tezde; akışkanlar mekaniği alanında hâlihazırda kullanılmakta olan yöntemlere alternatif olan lattice-Boltzmann yönteminin gelişimine paralel olarak, tipik nükleer reaktör sistemlerinde ısı akış modellemelerinin yapılabilirliğini göstermek ve yöntemin gelişimine katkıda bulunmak amaçlanmıştır.

Bu amaç kapsamında, lattice-Boltzmann yönteminin tipik nükleer reaktör kanal analizleri için doğru sonuçlar verip vermediği araştırılmıştır. Bu nedenle ilk olarak tipik basınçlı su reaktörü (PWR) soğutucu kanalı (ayırıcı ızgara ve karıştırıcı kanatçıklarla beraber) lattice-Boltzmann yöntemiyle laminar ve adiyabatik akış koşullarında test edilmiştir. Bu çalışma, karmaşık yapıdaki akış geometrisinin lattice-Boltzmann ile kolayca modellenebileceğini göstermek açısından önemlidir. Daha sonra, soğutucu kanalı içerisindeki akış türbülanslı olduğundan yeni türbülans modelleri eklenerek çeşitli deneysel çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Eklenen türbülans modelleri sırasıyla Van-Driest, WALE, VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$) modelleridir. Ayrıca bu modeller için lattice-Boltzmann kodunda tanımlı Smagorinsky-Lilly modeli dahil olmak üzere duvar fonksiyonları da eklenmiştir. Ardından, soğutucu kanal içi akış için ısı transferi mekanizması eklenmiştir. Isı transferi için de duvar fonksiyonu koda tanımlanmıştır.

1.3 Yöntem

Tez çalışması kapsamında, yeni bir lattice-Boltzmann kodu yazmak yerine hâlihazırda açık-kaynak kodları kullanılarak geliştirme işlemi hedef alınmıştır. Palabos ve OpenLB, LBM temel alınarak C++ programlama dili ile yazılmış en yaygın kullanımlı açık kaynak kodlarıdır. Bu kodlar özellikle laminar akış problemleri için güvenilir sonuçlar vermesine rağmen, nükleer reaktör soğutucu kanalı benzeşimleri için sınanması ve yeni türbülans ve ısı modellerinin eklenerek geliştirilmesi gerekmektedir. Dolayısıyla, bu tez çalışması kapsamında Palabos açık kaynak kodu seçilerek, bu koda türbülans ve ısı modelleri eklenmiştir. Eklenen modeller literatürden belli deneysel çalışmalar seçilerek sınanmıştır.

1.4 Genel Bakış

Bu tez çalışması yedi ana bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde, tezin amaç ve kapsamı ve kullanılan yöntemlerden bahsedilmektedir. İkinci bölümde, lattice-Boltzmann yöntemi hakkında bilgi verilmektedir. Bu yöntemin kısa tarihçesi, Boltzmann taşıyım denklemleri ve buradan lattice-Boltzmann denklemlerine geçişte kullanılan yaklaşımlar, lattice modelleri, makroskobik ölçekte hız ve yoğunluk hesabı ve lattice-Boltzmann birimlerinin nasıl hesaplandığı anlatılmıştır. Üçüncü bölümde, türbülans ve türbülans modelleri hakkında bilgi verilmiştir. Bu kısımda, Navier-Stokes denklemleri çözümü için kullanılan ortalama ve filtreleme işlemlerinden ve bu denklemleri basitleştirmek için yapılan yaklaşımlardan bahsedilmektedir. Ayrıca, türbülans viskozitesi hesabı için bilinen türbülans modelleri ve tez kapsamında Palabos koduna eklenen türbülans ve standart duvar modellerinden bahsedilmiştir. Dördüncü bölümde, lattice-Boltzmann yöntemi içerisinde ısı transferinin nasıl gerçekleştirildiği hakkında bilgi verilmiştir. Makroskobik ölçekte sıcaklığın nasıl hesaplandığı anlatılmıştır. Beşinci bölümde, önceki bölümlerde bahsedilen türbülans ve ısı modellerinin Palabos koduna nasıl eklendiği ve eklenen modüllerle beraber oluşan kod akış şemaları verilmiştir.

Tezin altıncı kısmı doğrulama ve geçerleme çalışmalarına ayrılmıştır. Bu amaçla Palabos kodu kullanılarak beş adet benzeşim çalışması yapılmıştır. İlk olarak, yakıt ayırıcılı ve karıştırıcı kanatlı PWR soğutucu kanalı akışı modellenmiştir. Bu çalışmanın amacı, lattice-Boltzmann yönteminde örgü kolaylığını test etme ve karmaşık bir akış geometrisi için bu yöntemin yeterliliğini görmektir. Dolayısıyla, kanal içerisindeki akışın laminar olduğu kabul edilmiştir. İkinci çalışmada, VVER-440 reaktörü soğutucu kanal akışı

modellenmiştir. Bu çalışma iki adımdan oluşmaktadır. Birinci adımda yalın VVER-440 kanalı için tamamen periyodik sınır koşulları kullanılarak benzeşimler yapılmıştır. Bu adımın amacı, üçgensel yakıt çubuğu dizilimi için deneysel verileri kullanarak Palabos kodunda tanımlı Smagorinsky-Lilly türbülans modelini doğrulamak ve varsa eksikliklerini görmektir. İkinci adımda, soğutucu kanalı akış geometrisine yakıt ayırıcı eklenerek benzeşim sonuçlarına etkisi incelenip basınç düşümü değerleri hesaplanmıştır. Üçüncü çalışma, periyodik LWR soğutucu kanal akışı benzeşimleridir. Burada, koda eklenen türbülans modelleri (WALE, VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$)) ve Smagorinsky-Lilly modeli kullanarak ayrı ayrı benzeşimler yapılmış ve sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Bir sonraki çalışma, çapraz diziliimli boru demeti içerisindeki akışın modellenmesidir. Burada, ilk olarak periyodik birim hücre içerisindeki akış modellenerek LES ve VLES için Smagorinsky sabiti, filtre uzunluğu, lattice boyutu gibi parametrelerin etkileri incelenmiştir. Ardından, boru demeti benzeşimlerine geçilmiştir ve farklı türbülans modelleri için (Van-Driest, VLES ($k - \varepsilon$), Smagorinsky-Lilly) sonuçlar alınıp deneysel verilerle ve aynı zamanda ANSYS Fluent 15.0 sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Son olarak, sodyum soğutmalı 7×7 hızlı üretken reaktör (LMFBR) soğutucu kanalı akışı modellenmiştir. Bu çalışmada, Palabos koduna eklenen türbülans ve ısı modelleri duvar modelleriyle birlikte kullanılarak kanal içerisindeki akışın benzeşimi yapılmıştır. WALE ve VLES ($k - \varepsilon$) modelleri türbülans modelleri olarak kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar deneysel korelasyonlarla hesaplanabilen sürtünme faktörü ve Nusselt sayısı değerleriyle karşılaştırılmıştır.

2 LATTICE-BOLTZMANN YÖNTEMİ

LBM'in temeli 1940'larda ortaya atılan hücresel otomat fikrine dayanır [11-12]. Von Neumann'ın [13] insan beyninin davranışlarını taklit etmeye dayalı bir mantıkla, karmaşık problemleri çözebilmek için kendi kendini yenileyen makine kavramı hücresel otomat kavramının temellerini oluşturur. Von Neumann tarafından önerilen temel yapı, hücrelerden oluşan tamamen ayrık bir evren yapısıdır. Bu hücrelerin herbiri başlangıçta kendi iç durumlarına sahiptir ve bu iç durumlar her bir zaman adımında güncellenir.

1970'li yıllarda Conway [14], “yaşam oyunu” adlı yeni bir model önermiştir. Bu model hücresel otomatın en iyi örneklerinden birini teşkil etmektedir. Conway'ın yaşam oyununda hücreler iki farklı durumda bulunabilir, “ölü” ya da “diri”. Daha sonra her hücre kendi komşu hücrelerinden etkilenecek her zaman adımında güncellenir.

1980'li yıllarda hücresel otomat fikrinin gelişimi adına birçok çalışma yapılmıştır. Bunlardan McNamara ve Zanetti'nin [15] ve Higuera ve arkadaşlarının [16] ortaya koydukları fikir, parçacıkların olasılık dağılım fonksiyonlarının zaman içerisinde evrimlerini hesaplayarak Boolean dinamiklerini değiştirmektir. Bu model, zamanla “lattice-Boltzmann” modeli olarak isimlendirilmiş ve gerçek akış benzeşimleri için daha uygun olduğu görülmüştür.

Günümüzde, LBM, akışkanlar mekaniği alanında gelişen, ilgi gören ve geleneksel HAD yöntemlerine alternatif olabilecek bir yaklaşım haline gelmiştir. İlk zamanlar, LBM, laminar akışları modellemek için kullanılmaktaydı [17-19]. Ancak, bilgisayar teknolojisinin gelişimi ve LBM için kullanılan nümerik yöntemlerin iyileştirilmesiyle birlikte türbülanslı ve iki fazlı akışların da modellenebileceği gösterilmiştir [20-22]. LBM paralelleştirmeye uygun olduğundan ilerleyen zamanlarda da bu yöntemin gelişimini sürdüreceği öngörülmektedir.

Klasik lattice-Boltzmann denklemleri (LBE), kendisinin Boolean karşılığı olan lattice-gaz hücresel otomasyondan (LGCA) türetilmiştir. LGCA'da, fiziksel uzay herbiri ayrık parçacıklarla doldurulmuş lattice noktalarına sahip düzenli lattice yapılarına ayrılmıştır. Parçacıklar bir lattice noktasından diğerine ayrık parçacık hızlarıyla beraber atlarlar ve diğer parçacıklarla o noktalarda karşılaştıklarında “çarpışma” olayı gerçekleşir. Boolean çarpışma kuralları her bir lattice noktası için açık olarak tanımlanmıştır. LGCA, lattice-Boltzmann denklemlerinin evrimine katkısı olmasına rağmen eksiklikleri fazladır ve bunlar

- Boolean değişkenlerinin etkisiyle gürültü büyüklüğü

- Fermi-Dirac dağılımının etkisiyle Galilean değişmezliğinden sapma,
- düzenli lattice yapısı nedeniyle yapay sabitlerin oluşması
- viskozite değişimine izin vermeyen yapısı

şeklinde sıralanabilir.

Lattice-Boltzmann modelleri yukarıda belirtilen dezavantajları gidermek amacıyla LGCA'dan geliştirilmiştir. LBM'de, LGCA için kullanılan yapay parçacıklar yerine parçacık hız dağılım fonksiyonları seti kullanılır. Ayrıca, ilerleme ve çarpışma dinamikleri akış benzeşimi için hız dağılım fonksiyonları üzerinden uygulanır.

2.1 Lattice-Boltzmann Denklemlerine Genel Bakış

Bilindiği gibi doğadaki malzemeler atom ve moleküllerden oluşmaktadır. Bu moleküller serbest uzayda rastgele hareket eden katı kürelere benzetilebilir. Bu hareket kütle, momentum ve enerji korunumuna uyum göstermektedir. Dolayısıyla, Newton'un ikinci yasası (momentum korunumu) uygulanabilir. Momentum korunumu, linear momentumun değişim hızının uygulanan net kuvvete eşit olduğunu söylemektedir;

$$\mathbf{F} = \frac{d(m\mathbf{c})}{dt}$$

burada F moleküller arası ya da harici kuvveti, m parçacığın kütlesini, c parçacığın hız vektörünü ve t 'de zamanı temsil etmektedir. Parçacığın konumu hızın tanımından çıkarılabilir,

$$\mathbf{c} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$$

burada $\mathbf{r}$ konum vektörüdür.

Moleküler Dinamikte (MD), yukarıdaki denklemler bilinen $\mathbf{F}$ değeri ile çözülebilir. Eğer bir $\mathbf{F}$ harici kuvveti m kütleli bir parçacığa etkiyorsa, parçacığın hızı $\mathbf{c}$ 'den $\mathbf{c} + \mathbf{F}dt/m$ 'e, konumu da $\mathbf{r}$ 'den $\mathbf{r} + \mathbf{c}dt$ 'ye değişir. Herhangi bir kuvvet yoksa parçacık yön ve hız değiştirmeden serbestçe hareket eder.

Moleküllerin bu hareketlerinin modellenmesi temel olarak kolaydır ancak bir akış içinde bütün moleküllerin modellenmesi gerektiği düşünülürse bu çok büyük sayıda işlem gerektiren ve günümüz bilgisayar teknolojisiyle mümkün olmayan bir durumdur.

Maxwell bir molekülün herbir zaman adımında hız ve konum bilgisinin bilinmesine gerek olmadığını ve moleküllerin etkisini karakterize edecek bir dağılım fonksiyonunun yeterli olacağını savunmuştur. Bu dağılım fonksiyonu;

$$f(c) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} c^2 e^{-\frac{mc^2}{2kT}}$$

olarak tanımlanmış ve Maxwell ya da Maxwell-Boltzmann dağılımı olarak bilinmektedir. Daha sonra bu dağılım Boltzmann tarafından büyük sistemler için genelleştirilmiştir.

2.1.1 Sürekli Boltzmann Taşınım Denklemi (CBE)

Lattice-Boltzmann denklemi gazların kinetik teorisinden türetilen Boltzmann taşınım denkleminin özel bir formudur. Boltzmann taşınım denkleminde birincil değişken tek-parçacık olasılık dağılım fonksiyonu $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ 'dir ve $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ terimi $d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ kontrol elemanı içerisindeki parçacık sayısı olarak tanımlanmaktadır. Burada, $\mathbf{r}$ fiziksel uzaydaki konumu, $\mathbf{v}$ mikroskopik hızı temsil etmektedir. Ayrıca, parçacıklar arası uzaklığın çok fazla olduğu kabul edilerek ikiden fazla parçacığın etkileşimi ihmal edilmektedir. Bütün bu yaklaşımlar ışığında, Boltzmann taşınım denklemi şu şekilde yazılabilir;

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} + \mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \Omega_{Boltz} \quad (2.1)$$

Burada, $\mathbf{a}$ uygulanan harici kuvvetin etkisiyle oluşan ivmelenmedir. Çarpışma terimi Ω_{Boltz} çarpışmalardan dolayı $d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ kontrol elemanına birim zamanda kazandırılan Γ^+ ve kontrol elemanından birim zamanda kaybedilen Γ^- parçacıkların farkı olarak tanımlanır ve aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$\Omega_{Boltz} = \Gamma^+ - \Gamma^- = \int d\mu_1 [f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t)f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1', t) - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, t)] \quad (2.2)$$

burada $\mathbf{v}'$ ve $\mathbf{v}_1'$ çarpışma öncesi $\mathbf{v}$ ve $\mathbf{v}_1$ hızlarıyla hareket eden iki parçacığın çarpışma sonrası hızlarıdır. Ayrıca, $d\mu_1$;

$$d\mu_1 = d\mathbf{v}_1 |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}| \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right) d\omega \quad (2.3)$$

olarak yazılır. Burada $\left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)$ diferansiyel tesir kesiti ve ω katı açıdır [23-26].

2.1.2 Boltzmann çarpışma integraline basitleştirme

Çarpışma integralinde (Ω_{Boltz}) ikili etkileşimlerin ayrıntıları makroskopik hidrodinamik değişkenlerin değerini önemli bir şekilde etkilememektedir. Dolayısıyla, herhangi bir t zamanında parçacıkların termal dengeye yakın olduğu farzedilerek Ω_{Boltz} terimi basitleştirilebilir ve termal dengeye belirlenmiş tek bir zaman ölçeği (τ) sonunda dönerler. Bu yaklaşım ilk olarak Bhatnagar, Gross ve Krook (1954) tarafından uygulanmıştır. Böylece Ω_{Boltz} , BGK çarpışma terimi (Ω_{BGK}) olarak bilinen formda ifade edilebilir [27];

$$\Omega_{Boltz} = \Omega_{BGK} = -\frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - f^{eq}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\tau} \quad (2.4)$$

burada τ gevşeme süresi ve $f^{eq}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ Maxwellian denge dağılım fonksiyonudur;

$$f^{eq}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f^{eq}\{\mathbf{v}, \rho(\mathbf{r}, t), \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)\} = \frac{\rho}{(2\pi RT)^{d/2}} \exp\left(-\frac{(\mathbf{v}-\mathbf{u}) \cdot (\mathbf{v}-\mathbf{u})}{2RT}\right) \quad (2.5)$$

burada d, R, T, ρ ve $\mathbf{u}$ sırasıyla boyut, gaz sabiti, sıcaklık, yoğunluk ve hızdır.

O halde, basitleştirilmiş Boltzmann taşınım denklemini BGK çarpışma yaklaşımını da kullanarak aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \mathbf{F} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = -\frac{f - f^{eq}}{\tau} \quad (2.6)$$

2.1.3 Denge dağılım fonksiyonunun seri açılımı

Denge dağılım fonksiyonu f^{eq} , sabit sıcaklık ve düşük hız koşullarında $O(u^2)$ mertebesinde seri formunda yazılabilir. Böylece,

$$f^{eq} = w_B(v) \left[1 + \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{u}}{RT} + \frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{u}}{RT} \right)^2 - \frac{u^2}{2RT} \right] \quad (2.7)$$

burada

$$w_B(v) = \frac{\rho}{(2\pi RT)^{d/2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2RT}\right)$$

ve $w_B(v)$ hareketsiz akışkan için (yani $\mathbf{u}=0$) Maxwellian denge dağılım fonksiyonudur.

2.1.4 Lattice-Boltzmann Hidrodinamiği

Boltzmann taşınım denkleminde çarpışma integrali Ω_{Boltz} şu özelliklere sahiptir;

$$\int \Omega_{Boltz} d\mathbf{v} = 0 \quad (2.8)$$

$$\int \Omega_{Boltz} \mathbf{v} d\mathbf{v} = 0 \quad (2.9)$$

Yukarıdaki eşitlikler herhangi $\mathbf{r}$ ve t için çarpışma değişmezlerinin (1 ve $\mathbf{v}$) korunumunu göstermektedir.

Ω_{Boltz} 'a benzer şekilde BGK çarpışma terimi Ω_{BGK} 'da herhangi $\mathbf{r}$ ve t için çarpışma değişmezlerinin korunumuna uyum göstermektedir.

$$\int \Omega_{BGK} d\mathbf{v} = \int [f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - f^{eq}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] d\mathbf{v} = 0 \quad (2.10)$$

$$\int \Omega_{BGK} \mathbf{v} d\mathbf{v} = \int [f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - f^{eq}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] \mathbf{v} d\mathbf{v} = 0 \quad (2.11)$$

Makroskopik yoğunluk ve hız aşağıdaki gibi hesaplanır,

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} = \int f^{eq}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.12)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\rho(\mathbf{r}, t)} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \mathbf{v} d\mathbf{v} = \frac{1}{\rho(\mathbf{r}, t)} \int f^{eq}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \mathbf{v} d\mathbf{v} \quad (2.13)$$

2.1.5 Hız uzayında ayrıklaştırma

Basitleştirilmiş Boltzmann taşınım denkleminde, dağılım fonksiyonu f konum, hız ve zamana bağlıdır. Ayrık Boltzmann denklemi (DBE) sonlu hız seti $\mathbf{v}_a$ ve buna bağlı dağılım fonksiyonu $f_a(\mathbf{r}, t)$ tanımlandıktan sonra hız uzayındaki ayrıklaştırma işlemi ile elde edilir. DBE aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v}_a \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_a = -\frac{f_a - f_a^{eq}}{\tau} + \frac{\mathbf{F} \cdot (\mathbf{v}_a - \mathbf{u})}{RT} f_a^{eq} \quad (2.14)$$

Burada ayrık BGK çarpışma terimi $\Omega_{a,BGK}$,

$$\Omega_{a,BGK} = -\frac{f_a - f_a^{eq}}{\tau} \quad (2.15)$$

olarak hesaplanır. $\Omega_{a,BGK}$ herhangi $\mathbf{r}$ ve t için çarpışma değişmezlerinin korunumunu sağlamak zorundadır. Bu yüzden,

$$\sum_a f_a(\mathbf{r}, t) = \sum_a f_a^{eq}(\mathbf{r}, t) = \rho \quad (2.16)$$

$$\sum_a \mathbf{v}_a f_a(\mathbf{r}, t) = \sum_a \mathbf{v}_a f_a^{eq}(\mathbf{r}, t) = \rho \mathbf{u} \quad (2.17)$$

Hidrodinamiğe yukarıdaki denklemler aracılığıyla bir bağlantı kurulabilir. Böylece, makro ölçekli yoğunluk ve hız aşağıdaki gibi hesaplanır;

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_a f_a(\mathbf{r}, t) = \sum_a f_a^{eq}(\mathbf{r}, t) \quad (2.18)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\rho(\mathbf{r}, t)} \sum_a \mathbf{v}_a f_a(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\rho(\mathbf{r}, t)} \sum_a \mathbf{v}_a f_a^{eq}(\mathbf{r}, t) \quad (2.19)$$

Burada, çok ölçekli Chapman-Enskog [23] açılım işleminde makro ölçekteki momentum akı tensörünün dönme değişmezliğini (rotational invariance) iyileştirmek için lattice yönlerinden yapılmış dördüncü derece tensörlerin izotropik olması gerekmektedir. İzotropi gereksinimi kullanılacak lattice yapılarını sınırlamaktadır. Bu, örneğin iki boyutta, neden beş değil de dokuz hız vektörü seçildiğinin göstergesidir. Bu dokuz hız yönünün dördü eksenel, diğer dördü diyagonal ve bir tanesi de tam orta noktada ve sıfır hıza sahiptir. Bu lattice yapısı D2Q9 olarak adlandırılmaktadır ya da genelleştirmek gerekirse DnQm'dir (n boyut ve m hız vektörü sayısı) [28-29]. Aslında iki boyutta altıgen lattice için yedi adet hız vektörü gerekmektedir. Ancak, altıgen lattice ile çalışmak bilgisayara bir veri dizisi olarak tanımlanabilen düzenli kare lattice yapısından daha zordur.

2.1.6 Ayırık Denge Dağılım Fonksiyonu : f_a^{eq}

Ayrık denge dağılım fonksiyonu şu şekilde yazılabilir;

$$f_a^{eq} = w_a \left[1 + \frac{\mathbf{v}_a \cdot \mathbf{u}}{RT} + \frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{v}_a \cdot \mathbf{u}}{RT} \right)^2 - \frac{u^2}{2RT} \right] \quad (2.20)$$

burada w_a seçilen lattice yapısına (2D veya 3D, kare veya altıgen) ve hız vektörlerinin sayısına bağlı lattice sabitidir. w_a değerleri şu şekilde hesaplanır: w_a üzerinden dördüncü dereceye kadar hesaplanan hız momentleri Maxwellian dağılımından ($w_B(v)$) hesaplanan hız momentleriyle aynıdır. Dolayısıyla,

$$\sum_a w_a = \int_{-\infty}^{\infty} w_B(v) d\mathbf{v} = \rho$$

$$\sum_a v_{a\alpha} w_a = \int_{-\infty}^{\infty} v_{\alpha} w_B(v) d\mathbf{v} = 0$$

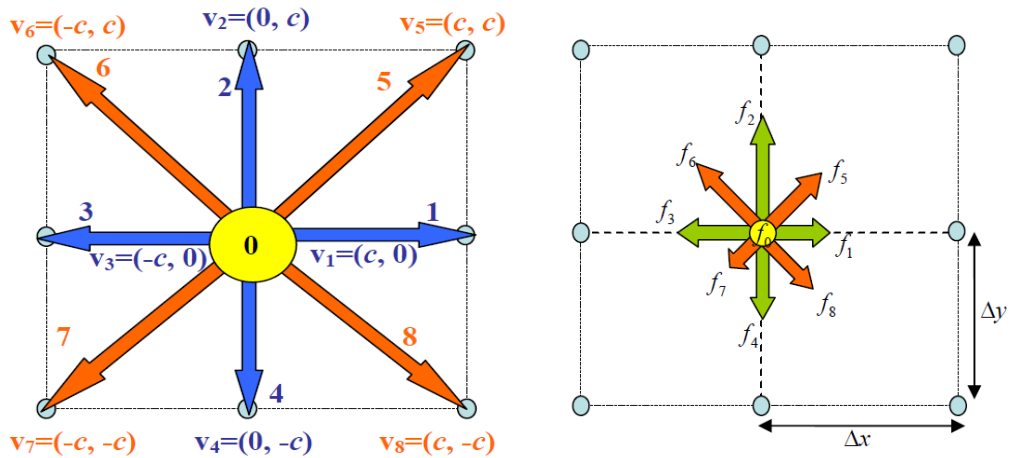
$$\sum_a v_{a\alpha} v_{a\beta} w_a = \int_{-\infty}^{\infty} v_{\alpha} v_{\beta} w_B(v) d\mathbf{v} = \rho RT \delta_{\alpha\beta}$$

$$\sum_a v_{a\alpha} v_{a\beta} v_{a\gamma} w_a = \int_{-\infty}^{\infty} v_{\alpha} v_{\beta} v_{\gamma} w_B(v) d\mathbf{v} = 0$$

$$\sum_a v_{a\alpha} v_{a\beta} v_{a\gamma} v_{a\zeta} w_a = \int_{-\infty}^{\infty} v_{\alpha} v_{\beta} v_{\gamma} v_{\zeta} w_B(v) d\mathbf{v} = \rho (RT)^2 (\delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\zeta} + \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\zeta} + \delta_{\alpha\zeta} \delta_{\beta\gamma})$$

Burada, v_{ai} hızı $\mathbf{v}_a$ hızının i^{inci} konumsal boyutta bileşenidir. Yukarıdaki denklemlerde Kronecker-delta fonksiyonu aşağıdaki gibidir;

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{if } i = j \\ 0 & \text{if } i \neq j \end{cases}$$



Şekil 2.1. a) D2Q9 lattice b) Dağılım fonksiyonları

Şekil (2.1)'de eksenel yönde hız vektörleri 1 ile 4, diyagonal yönde 5 ile 8 ve tam ortada hareketsiz durumda 0 ile belirtilmiştir. Burada, lattice içerisinde üç farklı hız değeri vardır $(0, c, \sqrt{2}c)$. Bunlar sırasıyla hareketsiz, eksenel ve diyagonal yönlerdeki hız değerleridir ve ayrık denge dağılım fonksiyonu için üç farklı ağırlık fonksiyonu w_0, w_{eks} ve w_{diy} 'dir. Burada, kare bir lattice için $c = \Delta x/\Delta t = \Delta y/\Delta t$ olarak alınabilir.

2.1.7 D2Q9 Lattice Yapısında f_a^{eq} Hesaplanması

D2Q9 lattice yapısında hız vektörleri aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$\mathbf{v}_0 = (v_{0x}, v_{0y}) = (0, 0)$$

$$\mathbf{v}_1 = (v_{1x}, v_{1y}) = (c, 0)$$

$$\mathbf{v}_2 = (v_{2x}, v_{2y}) = (0, c)$$

$$\mathbf{v}_3 = (v_{3x}, v_{3y}) = (-c, 0)$$

$$\mathbf{v}_4 = (v_{4x}, v_{4y}) = (0, -c)$$

$$\mathbf{v}_5 = (v_{5x}, v_{5y}) = (c, c)$$

$$\mathbf{v}_6 = (v_{6x}, v_{6y}) = (-c, c)$$

$$\mathbf{v}_7 = (v_{7x}, v_{7y}) = (-c, -c)$$

$$\mathbf{v}_8 = (v_{8x}, v_{8y}) = (c, -c)$$

Hız değerleri kullanılarak ağırlık fonksiyonları hesaplanabilir;

$$\sum_a w_a = w_0 + 4w_{eks} + w_{diy} = \rho$$

$$\sum_a v_{ax}^2 w_a = \sum_a v_{ay}^2 w_a = 2c^2 w_{eks} + 4c^2 w_{diy} = \rho w_0 = 4/9 \rho$$

$$\sum_a v_{ax}^4 w_a = \sum_a v_{ay}^4 w_a = 2c^4 w_{eks} + 4c^4 w_{diy} = 3\rho(RT)^2$$

$$\sum_a v_{ax}^2 v_{ay}^2 w_a = 4c^2 w_{diy} = \rho(RT)^2$$

Yukarıdaki denklemler w_0 , w_{eks} , w_{diy} ve RT bilinmeyenleri için çözülürse,

$$w_0 = 4/9\rho$$

$$w_{eks} = 1/9\rho$$

$$w_{diy} = 1/36\rho$$

$$RT = c^2/3$$

olarak hesaplanır.

Aynı yöntem uygulanarak üç boyutlu lattice modelleri (D3Q15,D3Q19 ve D3Q27) için de denge dağılım fonksiyonu elde edilebilir [30].

2.1.8 Ayrık Lattice-Boltzmann Denkleminin (DBE) LBE'nin türetilmesi

Ayrık lattice-Boltzmann denklemi $\mathbf{r} = (x, y, z)$ uzayında aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_a}{\partial t} + v_{ax} \frac{\partial f_a}{\partial x} + v_{ay} \frac{\partial f_a}{\partial y} + v_{az} \frac{\partial f_a}{\partial z} \\ = -\frac{f_a - f_a^{eq}}{\tau} \\ + \frac{f_a^{eq}}{RT} [F_x(v_{ax} - u_x) + F_y(v_{ay} - u_y) + F_z(v_{az} - u_z)] \end{aligned} \quad (2.21)$$

Burada, denklemin sol kısmı Euler zaman türevi ($\partial/\partial t$) ve advectif konum türevlerinden ($v_{ax}\partial/\partial x + v_{ay}\partial/\partial y + v_{az}\partial/\partial z$) oluşmaktadır. İkisi birlikte Lagrange türevini oluşturmakta ve a -yönünde $\mathbf{v}_a = (v_{ax}, v_{ay}, v_{az})$ hızıyla hareket eden parçacığın dağılım fonksiyonunun $f_a(x, y, z, t)$ zamana bağlı değişimini vermektedir. Bütün hız vektörleri bir araya getirildiğinde, yukarıdaki denklem standart lattice-Boltzmann denkleminin karşılığıdır [31-33].

$$\begin{aligned} f_a(x + v_{ax}\Delta t, y + v_{ay}\Delta t, z + v_{az}\Delta t, t + \Delta t) \\ = f_a(x, y, z, t) - \frac{\Delta t}{\tau} [f_a(x, y, z, t) - f_a^{eq}(x, y, z, t)] \\ + \frac{f_a^{eq}(x, y, z, t)}{RT} [F_x(v_{ax} - u_x) + F_y(v_{ay} - u_y) + F_z(v_{az} - u_z)]\Delta t \end{aligned} \quad (2.22)$$

Burada, zaman üzerinden açık (explicit) ileri farklama yöntemi kullanılmıştır. Ayrıca, LBE iki ayrı denklem şeklinde de yazılabilir,

- Çarpışma adımı

$$f_a^*(x, y, z, t) = f_a(x, y, z, t) - \frac{\Delta t}{\tau} [f_a(x, y, z, t) - f_a^{eq}(x, y, z, t)] + \frac{f_a^{eq}(x, y, z, t)}{RT} [F_x(v_{ax} - u_x) + F_y(v_{ay} - u_y) + F_z(v_{az} - u_z)] \Delta t \quad (2.23)$$

- İlerleme adımı

$$f_a(x + v_{ax}\Delta t, y + v_{ay}\Delta t, z + v_{az}\Delta t, t + \Delta t) = f_a^*(x, y, z, t) \quad (2.24)$$

Çarpışma adımında, dağılım fonksiyonu düzenli aralarla ayrılmış lattice noktalarında güncellenir. İlerleme adımında, güncellenen dağılım fonksiyonu ilgili ayırık hızlar doğrultusunda komşu lattice noktalarına geçerek ilerleme işlemi gerçekleştirilir.

En sade haliyle LBE yazılırsa,

$$f_a(\mathbf{r} + \mathbf{v}_a\Delta t, t + \Delta t) = f_a(\mathbf{r}, t) - \frac{\Delta t}{\tau} [f_a(\mathbf{r}, t) - f_a^{eq}(\mathbf{r}, t)] + C_a\Delta t \quad (2.25)$$

burada C_a kuvvet terimidir ve aşağıda verildiği gibi hesaplanır;

$$C_a = \frac{\mathbf{F} \cdot (\mathbf{v}_a - \mathbf{u})}{RT} f_a^{eq}$$

2.2 Lattice-Boltzmann D3Q19 ve D3Q27 Modelleri

LBM, akış benzeşimleri için yeni ve gelişmekte olan alternatif bir yaklaşımdır. Bu yöntemde, akışkan kurgusal parçacıklardan oluşur ve bu parçacıklar ayırık bir lattice üzerinde birbirini izleyen çarpışma ve ilerleme süreci gerçekleştirirler. Dolayısıyla, LBM’de geleneksel HAD kodları gibi makroskopik niceliklerin (kütle, momentum ve enerji) korunum denklemlerini çözmek yerine ayırık lattice-Boltzmann denklemi çözülür. Bir lattice modeli, lattice boyutu ve içerdiği ayırık doğrultulardaki hız vektörlerinin sayısı ile adlandırılır. Örneğin, D2Q9 modeli, iki boyutlu kare bir lattice olup dokuz adet hız vektörü içermektedir. D3Q19 modeli, akış benzeşimleri için en yaygın kullanılan lattice modelidir. Özellikle, laminar akışlarda D3Q19 modeli sınanmış ve doğru sonuçlar verdiği gözlenmiştir [34]. Ancak, türbülanslı akışlarda akışın karmaşıklığına bağlı olarak D3Q19 modelinin yetersiz kaldığını gösteren çalışmalar vardır. Bunlardan biri, Kang ve Hassan [35]’in dairesel boru akış benzeşimleridir. Bu çalışmada, D3Q27 lattice modelinin uzun süreli türbülans istatistikleri ortalamasıyla dönme değişmezliğine ulaşabildiği ve sonuçların

direkt nümerik benzeşim (DNS) sonuçlarına yakın olduğu gözlenmiştir. Ancak, D3Q19 modelinin dönme değişmezliğine ulaşamadığı ve DNS verilerine uyumlu sonuçlar vermediği vurgulanmıştır. Bu çalışmada, D3Q19 ve D3Q27 modelleri kullanılmıştır.

D3Q27 modeli için lattice-Boltzmann denklemlerini hatırlarsak,

$$f_i(x + e_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(x, t) = \Omega(f_i) \quad (2.26)$$

Burada $f_i(x, t)$, t zamanında x konumunda hızı e_i olan parçacık dağılım fonksiyonudur. Δt zaman aralığı ve $\Omega(f_i)$ çarpışma operatörüdür. $\Omega(f_i)$ aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$\Omega(f_i) = -\frac{1}{\tau} \left(f_i(x, t) - f_i^{eq}(x, t) \right) \quad (2.27)$$

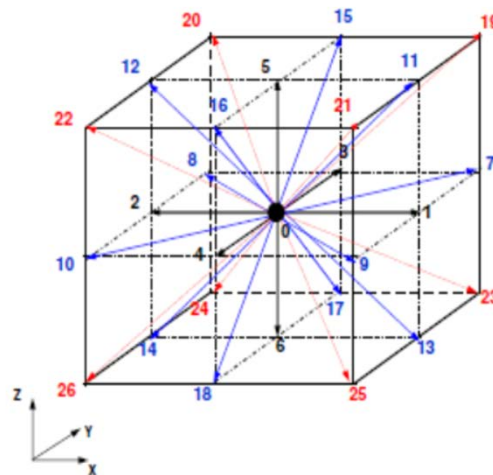
Denge dağılım fonksiyonu $f_i^{eq}(x, t)$ şu şekilde ifade edilir,

$$f_i^{eq}(x, t) = w_i \rho(x) \left(1 + \frac{3}{c^2} e_i \cdot u + \frac{9}{2c^2} (e_i \cdot u)^2 - \frac{3}{2c^2} u^2 \right) \quad (2.28)$$

burada ağırlık sınıfı w_i ,

$$w_i = \begin{cases} 8/27 & i = 0 \\ 2/27 & i = 1, \dots, 6 \\ 1/216 & i = 7, \dots, 14 \\ 1/54 & i = 15, \dots, 26 \end{cases}$$

$\rho(x)$ konuma bağlı akışkan yoğunluğu ve lattice hızı $c = \Delta x / \Delta t$ (burada Δx lattice büyüklüğü ve Δt zaman adımı büyüklüğüdür.).



Şekil 2.2. D3Q27 x, y ve z hız bileşenleri

D3Q27 modelinde, lattice vektörleri sınıfı aşağıdaki gibi belirtilir;

$$e_i = \begin{cases} (0, 0, 0) & i = 0 \\ (\pm 1, 0, 0), & (0, \pm 1, 0), & (0, 0, \pm 1) & i = 1, \dots, 6 \\ (\pm 1, \pm 1, 0), & (\pm 1, 0, \pm 1), & (0, \pm 1, \pm 1) & i = 7, \dots, 18 \\ (\pm 1, \pm 1, \pm 1) & i = 9, \dots, 26 \end{cases}$$

Gevşeme süresi, kinematik viskozite ile doğrudan ilişkilidir ve şu şekilde formüle edilir;

$$\nu = \left(\tau - \frac{1}{2} \right) c_s^2 \quad (2.29)$$

burada $c_s = 1/\sqrt{3}$ 'tür. Parçacık yoğunluk dağılımı hesaplandıktan sonra, akışkan yoğunluğu ve hızı hesaplanabilir;

$$\rho = \sum_{i=0}^{26} (f_i) \quad (2.30)$$

$$\tilde{u} = \frac{1}{\rho} \sum_{i=0}^{26} (f_i e_i) \quad (2.31)$$

Daha sonra birbirini takip eden çarpışma ve ilerleme süreçleri ele alınabilir.

Latt ve Chopard [36] lattice-Boltzmann akış benzeşimleri için genişletilmiş bir nümerik düzen geliştirdiler. İyileştirme operasyonu klasik BGK çarpışma sürecine ek bir düzenleme adımı eklenerek sağlanır. Düzenlenmiş lattice-Boltzmann dinamiğinde (RLB), dağılım fonksiyonunun dengedışı kısmı şu şekilde tanımlanır;

$$f_i^{neq} = f_i - f_i^{eq} \quad (2.32)$$

Bu dengedışı kısım Chapman-Enskog açılımı ile ilişkilendirilebilir;

$$f_i^{neq} \approx f_i^{(1)} = -\frac{w_i}{c_s^2} \tau Q_{i\alpha\beta} \delta_\alpha \rho u_\beta \quad (2.33)$$

burada $Q_{i\alpha\beta} = e_{i\alpha} e_{i\beta} - c_s^2 \delta_{\alpha\beta}$ simetrik tensördür. Momentum akısının dengedışı kısmı $\Pi_{\alpha\beta}^{neq}$,

$$\Pi_{\alpha\beta}^{neq} = \sum_i f_i^{(1)} e_{i\alpha} e_{i\beta} = -c_s^2 \tau (\delta_\alpha \rho u_\beta + \delta_\beta \rho u_\alpha) \quad (2.34)$$

Denklem (2.33) ve (2.34) birleştirilerek;

$$f_i^{(1)} = \frac{w_i}{2c_s^4} Q_{i\alpha\beta} \Pi_{\alpha\beta}^{neq} \quad (2.35)$$

elde edilir. Ardından dağılım fonksiyonu f_i , düzenlenmiş karşılığı f_i^{reg} ile değiştirilir. f_i^{reg} şu şekilde yazılır;

$$f_i^{reg} = f_i^{eq} + f_i^{(1)} \quad (2.36)$$

Ve son olarak standart BGK çarpışma ve ilerleme süreci gerçekleştirilir.

2.3 Lattice-Boltzmann Yaklaşımında Sıkıştırılamaz Akış

Lattice-Boltzmann benzeşimlerinin uygulanması sırasındaki kaçınılmaz soru benzeşimi yapılan niceliklerin birimlerinin nasıl seçileceğidir. İki koşul birimlerin seçimini belirler. Bunlardan birincisi, benzeşimler iyi tanımlanmış olmalı ve fiziksel sisteme denk gelmelidir. İkincisi, parametreler hassas ayarlanmış olmalı (yani örgü yeterli şekilde çözünüklük olmalı), ayrık zaman adımı yeterli şekilde küçük olmalıdır [37].

2.3.1 Ana Denklemler

Sıkıştırılamaz sıvılarda yoğunluk zaman ve konuma bağlı olarak değişmez ve $\rho = \rho_0$ gibi sabit bir değer alır. Navier-Stokes denklemleri kütle ve momentum korunumu yasaları kullanılarak türetilmiştir. Kütle korunumu yasasından hız diverjansı;

$$\nabla_p \cdot u_p = 0 \quad (2.37)$$

şeklinde yazılır. Burada indeks p değişkenlerin ve türevlerin fiziksel birimlerde hesaplandığını belirtmektedir. Momentum korunumu yasası,

$$\partial_{t_p} u_p + (u_p \cdot \nabla_p) u_p = -\frac{1}{\rho_{0_p}} \nabla_p p_p + \nu_p \nabla_p^2 u_p \quad (2.38)$$

şeklinde yazılır. Burada p_p ve ν_p fiziksel birimlerde basınç ve kinematik viskoziteyi temsil etmektedir.

2.3.2 Boyutsuz Formülasyon

Denklem (2.37) ve (2.38) boyutsuz formuyla değiştirilebilir. Bunun için akış konfigürasyonunu temsil edebilecek bir uzunluk ölçeği $l_{0,p}$ ve bir zaman ölçeği $t_{0,p}$ belirlenir. Örneğin, $l_{0,p}$ uzunluğu akış içerisindeki katı bir engelin büyüklüğü ve $t_{0,p}$ de sıvı içerisindeki bir pasif skalerin $l_{0,p}$ mesafesini katetmek için gereken süre olarak tanımlanabilir. Zaman t_p ve konum r_p gibi fiziksel değişkenler aşağıdaki gösterildiği gibi boyutsuz hale getirilir;

$$t_d = \frac{t_p}{t_{0,p}}, \quad r_d = \frac{r_p}{l_{0,p}} \quad (2.39)$$

Aynı mantıkla, birim dönüşümü işlemi diğer değişkenler için de gerçekleştirilir;

$$u_p = \frac{l_{0,p}}{t_{0,p}} u_d, \quad \partial_{t_p} = \frac{1}{t_{0,p}} \partial_{t_d} \quad (2.40)$$

$$\nabla_p = \frac{1}{l_{0,p}} \nabla_d, \quad p_p = \frac{l_{0,p}^2}{t_{0,p}^2} p_d \quad (2.41)$$

Bu değişken değişiklikleri ışığında Denklem (2.37) ve (2.38) tekrar düzenlenirse Navier-Stokes denklemlerinin boyutsuz haline ulaşılır;

$$\nabla_d \cdot u_d = 0 \quad (2.42)$$

$$\partial_{t_d} u_d + (u_d \cdot \nabla_d) u_d = -\nabla_d p_d + \frac{1}{Re} \nabla_d^2 u_d \quad (2.43)$$

Burada Reynolds sayısı herhangi birim sisteminde aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$Re = \frac{l_{0,p}^2}{t_{0,p} \nu_p} \quad (2.44)$$

Eğer aynı geometri için (ölçeklendirme faktörü hariç) çalışılıyorsa, boyutsuz ve fiziksel akışların Navier-Stokes denklemleri denktir ve aynı Reynolds sayısına sahiptirler. Boyutsuz sistemde referans değişkenleri tanımlarken $l_{0,d} = 1$ ve $t_{0,d} = 1$ olarak seçilebilir. Sezgide kolaylık açısından boyutsuz bir sistemi $l_{0,p}$ ve $t_{0,p}$ değerleri bir olan bir fiziksel sistem gibi düşünebiliriz. Ayrıca boyutsuz sistemde viskozite $\nu_d = 1/Re$ şeklinde hesaplanır.

2.3.3 Boyutsuz Sistemin Ayrıklaştırılması

Ayrık konum aralığı ∂_x , referans uzunluğun bu uzunluğu ayırıklaştırmak için kullanılan hücre sayısına (N) bölünmesiyle elde edilir. Benzer bir şekilde, ∂_t referans sürenin bu süreye ulaşmak için gerekli iterasyon sayısına (N_{iter}) oranıdır. İki referans değişkeninin boyutsuz sistemde bire eşit olduğunu hatırlayalım. Dolayısıyla, ayırıklaştırma parametreleri,

$$\partial_x = 1/N, \quad \partial_t = 1/N_{iter} \quad (2.45)$$

şeklinde yazılır.

Hız ve viskozite gibi diğer değişkenler boyutsuz bir analiz ile kolayca boyutsuz (D) birimden (LB) birimine geçirilebilir,

$$u_d = \frac{\partial_x}{\partial_t} u_{lb}, \quad v_d = 1/Re = \frac{\partial_x^2}{\partial_t} v_{lb} \quad (2.46)$$

Böylece,

$$u_{lb} = \frac{\partial_t}{\partial_x} u_d, \quad v_{lb} = \frac{\partial_t}{\partial_x^2} \frac{1}{Re} \quad (2.47)$$

Son olarak, referans hız $u_0 = l_0/t_0$ olarak tanımlandığında boyutsuz ve lattice hızları,

$$u_{0,d} = 1, \quad u_{0,lb} = \frac{\partial_t}{\partial_x} \quad (2.48)$$

şeklinde yazılır.

3 TÜRBÜLANS

Türbülans, basınca ve hız gibi akış özelliklerinin konum ve zamana bağılı ani değışiklikleri ve özellikle üç boyutta rastlantısal evrimleşen burgaçlanmaların (vorticities) oluşturduğu kaotik akış hareketi olarak tanımlanabilir.

Türbülans farklı büyüklüklerde çalkantı (eddy) oluşumuna sebep olur. Türbülans başladığında, büyük burgaçlar burgaçlanma yönüne dik olarak daralır ve daha sonra burgaçlanma yönüne doğru açılma momenti korumak için uzarlar. Bu olay burgaç uzama mekanizması olarak bilinir. Burgaç uzama mekanizması lokal burgaçlanma yoğunluğunda artışa sebep olur ve böylece akışta daha küçük ölçekli yapılar oluşur. Bu da büyük ölçekli türbülans yapılarından küçük ölçekli yapılara enerji transferi anlamına gelmektedir. Enerji transferi ve daha küçük yapıların oluşumu moleküler difüzyonun önemli olduğı ölçeğe kadar devam eder ve son olarak viskoz yutulma gerçekleşir. Bu olayın gerçekleştiğı uzunluk ölçeğı Kolmogorov uzunluk ölçeğı olarak tanımlanır.

Türbülans olayının anlaşılmasında, nicelleştirilmesinde, tahmin edilmesinde, benzeşiminin yapılmasında ve kontrol edilmesindeki karmaşıklık onu bilim ve mühendislik alanında en önemli problemlerden biri haline getirmiştir. Birçok mühendislik probleminde türbülanslı akış vardır ve türbülans genellikle akış davranışına hükmeder. Eğer bir akış türbülanslı ise, o akışta enerji kaybı, karışım, ısı transferi ve sürüklenmede (drag) artış meydana gelir.

Türbülans enerji taşınımı genellikle türbülans viskozite katsayısı μ_t ile tanımlanır. Türbülans viskozite kıyasen moleküler viskoziteye benzetilerek tanımlanabilir ancak tam olarak fiziksel bir tanımı yoktur. Türbülans viskozite katsayısının değeri akışkana değil akış koşullarına bağıdır. Türbülans viskozite için moleküler taşınımında var olan akı-gradyan ilişkisi gibi türbülans akı ve ortalama değışken gradyanı ile bir bağıntı olduğı farzedilmiştir. Pek tabii ki bu kabul sadece bir yaklaşımdır.

Bununla beraber, türbülans viskozitesi türbülanslı akışların nicelikli analizi için en pratik yaklaşımdır ve hesaplamak amacıyla birçok model geliştirilmiştir.

3.1 Türbülans Kapatma Yöntemleri

Türbülanslı akışlarda Navier-Stokes denklemlerinin çözümü DNS yapılabilir. Fakat, şu anki hesaplama gücü düşünüldüğünde Navier-Stokes denklemlerinin DNS, düşük Reynolds sayılı akışlar ya da birim geometrilerle sınırlıdır. Bunun sebebi de, DNS için bir

örgü boyutunun Kolmogorov ölçeğine kadar inmesi gereksinimindedir. Kolmogorov ölçeği, $(\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ formülüyle tanımlanır. Burada, ν kinematik viskozite ve ε türbülans kinetik enerji kayıp hızıdır. Türbülanslı bir akışın direkt nümerik benzeşimi için gereken örgü noktası sayısı $Re^{9/4}$ ile orantılıdır ve yüksek Reynolds sayılı akışlar için günümüz bilgisayar teknolojisi yetersiz kalmaktadır. Açıkça görülüyor ki, Navier-Stokes denklemlerine yüksek Reynolds sayısına sahip akışlarda pratik mühendislik çözümlerine olanak sağlayacak bazı yaklaşımlar getirmek gerekmektedir. Navier-Stokes denklemlerini basitleştirmek için kullanılan iki ortalama tekniği Reynolds ve Favre ortalamalarıdır. Bu iki yaklaşımda denklem setini kapatabilmek için zaman-ortalamalı korelasyon terimlerinin modellenmesi gerekir. Biz burada Reynolds ortalama tekniğinden bahsedeceğiz.

Diğer iki kapama yöntemi ise LES and hibrid RANS/LES modelleridir. Bu iki yöntem de modellenecek ve benzeşimi yapılacak ölçekleri belirlemek için konumsal filtreleme kullanırlar.

3.1.1 Reynolds Ortalama

Osborn Reynolds [38], istatistiksel olarak durgun akış için Navier-Stokes denklemlerindeki değişkenlerin zaman-ortalamalı ve türbülans salınımlı terimler olarak ikiye ayrılabilirlerini ortaya koymuştur. Buna göre hız,

$$U(x, t) = \bar{U}(x) + u'(x, t)$$

burada ortalama hız $\bar{U}$;

$$\bar{U} = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U dt$$

olarak tanımlanır.

Reynolds ortalama işleminde kararsız türbülanslı akış davranışı, türbülans ölçümleriyle kalibre edilmesi gereken kararlı-hal korelasyon terimleriyle yer değiştirmiştir. Bu, hesaplama süresini kısaltması açısından önemli bir avantajdır ancak geniş aralıkta türbülans benzeşimleri için geçerli olacak ampirik korelasyonları elde etmek zor bir işlemdir. Bu yüzden RANS (Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes) türbülans modellerine belli sınıf akışlar için ayarlama işlemi yapılır.

Yoğunluk, viskozite ve iletkenlik üzerindeki salınımlar ihmal edilirse, Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemleri aşağıdaki gibi yazılır,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{U}_i) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{u'_i u'_j}) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_i} \quad (3.2)$$

$$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (3.4)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.5)$$

Reynolds ortalama işlemi sonunda hız korelasyon terimi $\overline{u'_i u'_j}$ ortaya çıkmıştır. Hız korelasyon terimi yoğunluk (ρ) ile çarpıldığında $\rho \overline{u'_i u'_j}$, türbülanslı akış hareketinin momentum taşınımı olarak tanımlanır. Bu terim akışkan üzerine stres olarak etki eder, dolayısıyla türbülans ya da Reynolds stres olarak adlandırılır.

Bousinessq [39] Reynolds streslerin laminar akıştaki viskoz stres formunda ele alınabileceğini ortaya koymuştur. Buna göre Reynolds stres,

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.6)$$

olarak yazılır. Bousinessq yaklaşımı Reynolds streslerin lokal ortalama gerinim hızı tensörü (strain rate tensor) ile doğru orantılı olduğunu belirtmektedir. Çalkantı ya da türbülans viskozitesi μ_t , Bousinessq yaklaşımında orantı faktörüdür. Bu yaklaşım kullanılarak altı adet türbülans stres bileşeni hesaplamak yerine çalkantı viskozitesi için uygun bir değer bulmak yeterli hale gelmektedir.

Çalkantı viskozitesi akışkanın değil akışın bir özelliğidir ve akış içerisinde noktadan noktaya ve ayrıca akıştan akışa değişen bir özelliktir. Çalkantı viskozitesi kavramı moleküler hareket ile türbülans hareketi arasında bir ilişki ya da benzerlik olduğu varsayılarak geliştirilmiştir. Teorik zayıflığına rağmen bu kavram birçok akış problemi için kabul edilebilir sonuçlar vermiştir.

Bousinessq yaklaşımı kullanıldığında Navier-Stokes denklemlerinin son hali aşağıdaki gibidir,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{U}_i) = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_i} \quad (3.8)$$

$$\bar{\tau}_{ij} = 2(\mu + \mu_t) \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (3.9)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.10)$$

3.2 Türbülans modelleri

3.2.1 Cebirsel Türbülans modeli

Cebirsel türbülans modeli isminden de anlaşılacağı gibi türbülans viskozite (μ_t) hesabı için ekstra denklem çözümüne gerek duymaz. Bu modelde Prandtl'in karışım uzunluğu kavramı temel alınarak viskozite

$$\mu_t = \rho L_m^2 \frac{\partial U}{\partial y}$$

şeklinde ifade edilir. Burada L_m karışım uzunluğudur. Türbülans akışın bir fonksiyonu olduğundan, türbülans değiştiğinde karışım uzunluğunun da değişmesi gerekir. Bazı akış koşullarına göre L_m değeri basit cebirsel formüllerle tanımlanmıştır [40-41].

3.2.2 Tek Denklem Türbülans Modeli

Spalart-Allmaras Model

Spalart-Allmaras modelinde kinematik viskozite parametresi $\check{\nu}$ için bir taşınım denklemi çözülür. Çalkantı viskozitesi μ_t aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\mu_t = \rho \check{\nu} f_\nu$$

Spalart-Allmaras modeli için türbülans denklemi [42],

$$\frac{\partial \check{\nu}}{\partial t} + \bar{U}_i \frac{\partial \check{\nu}}{\partial x_i} = \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot ((\nu + \check{\nu}) \nabla \check{\nu}) + C_{b2} (\nabla \check{\nu})^2 \right] + P(\check{\nu}) - D(\check{\nu})$$

Burada üretim terimi,

$$P(\check{\nu}) = C_{b1}\check{\nu} \left(\Omega + \frac{\check{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \right)$$

ve kayıp terimi,

$$D(\check{\nu}) = C_{w1} f_w \left(\frac{\check{\nu}}{d} \right)^2$$

olarak ifade edilir.

Burada Ω burgaçlanma büyüklüğü, d en yakın duvara olan uzaklık ve f_{v2} ve f_w

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w2}^6}{g^6 + C_{w2}^6} \right]^{1/6}$$

ve

$$f_{v2} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}$$

$$\chi = \check{\nu}/\nu$$

$$g = r + C_{w2}(r^6 - r)$$

$$r = \frac{\check{\nu}}{(\Omega \kappa^2 d^2 + \check{\nu} f_{v2})}$$

Model sabitleri Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Spalart-Allmaras model sabitleri

C_{b1}	C_{b2}	σ	κ	C_{w1}	C_{w2}	C_{v1}
0,1355	0,622	2/3	0,41	$C_{b1}/\kappa^2 + (1 + C_{b2})/\sigma$	0,3	7,1

3.2.3 İki denklem türbülans modeli

İki denklem türbülans modelleri yaklaşık elli yıldır kullanılmaktadır. Literatürde çok farklı türleri bulunmaktadır [43-45]. Bunların çoğunluğu türbülans kinetik enerji (k) için taşınım denklemi ve türbülans uzunluk ölçeği tanımlamaya izin verecek ikincil taşınım denklemini çözmektedir.

İkincil taşınım denklemi için en yaygın kullanılan form türbülans kaybı (ε) ya da spesifik türbülans kaybı (ω) olarak bilinir. Bu iki-denklemler modellerinin bir kısmı duvar kenarlarına kadar geçerlidir (düşük Reynolds sayılı modeller), bir kısmı da sadece sınır tabakanın dış kısmında geçerlidir (yüksek Reynolds sayılı modeller). Bu modellerin hepsinin avantajları ve dezavantajları mevcuttur.

Türbülans kinetik enerji (k) için Navier-Stokes denklemlerinden taşınım denklemi türetilir,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{U}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u'_i \left(\frac{u'_j u'_j}{2} + \frac{p'}{\rho} \right)} \right] - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} \quad (3.11)$$

Denklemin sol tarafı türbülans kinetik enerji için zamana bağlı değişiklikler ve konvektif terimleri içermektedir. Denklemin sağ tarafındaki ilk terim türbülans streslerinin difüzyon taşınımı (D_k), ikinci terim türbülans kinetik enerjinin üretimi (P_k)'dir. Son terim ise türbülans kinetik enerjinin kaybı (ε)'dir. Denklemin sağ tarafındaki bütün terimlerin modellenmesi gerekmektedir. Boussinesq yaklaşımı kullanılırsa üretim terimi P_k ,

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} k \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = \nu_t S^2 - \frac{2}{3} k \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} \quad (3.12)$$

şeklinde ifade edilir. Denklemdaki son terim sıkıştırılamaz akışlarda sıfırdır ve ayrıca birçok sıkıştırılabilir akış probleminde de nümerik zorluklar oluşturduğundan ihmal edilir. Burada $S = \sqrt{2S_{ij} \cdot S_{ij}}$ 'dir.

Difüzyon terimi gradyan difüzyon yaklaşımı kullanılarak yazılabilir,

$$D_k = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right]$$

Kapatma işlemi için türbülans viskozite (ν_t) ile türbülans kaybı (ε) arasında bir ilişki tanımlamak gerekir. Türbülans kinetik enerjinin karekökü büyük ölçekli türbülans hareketinde hız ölçeğini tanımlamak için kullanılabilir. Buna göre türbülans viskozitesi,

$$\nu_t \approx \sqrt{k} L$$

şeklinde yazılabilir. Burada L türbülans uzunluk ölçeğidir. Türbülans uzunluk ölçeğinin tanımı kullanılarak $L = k^{3/2}/\varepsilon$ türbülans viskozite tekrar yazılırsa,

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.13)$$

elde edilir. Burada C_μ sabit sayıdır.

İki-denklemlerini birbirinden ayıran iki özellik, duvar davranışı ve türbülans kayıp denkleminin formudur. Navier-Stokes denklemlerinden türbülans kayıp denklemi türetilir ancak denklem modellenmesi zor salınım korelasyon terimleri içermektedir. Türbülans kaybı doğrudan deneysel olarak ölçülemez, fakat diğer korelasyon ölçüm sonuçlarından çıkarılabilir. Türbülans kayıp denkleminin türetimi kolay olmadığı için genel olarak denklemdeki üretim ve kayıp terimleri için ampirik korelasyonlar kullanılır. Türbülans modelini kapamak için kullanılan en popüler iki denklem kayıp ε ve Wilcox tarafından tanımlanan ω türbülans değişkenine dayalıdır. ω değişkeni ve çalkantı viskozitesi Wilcox [46] tarafından aşağıdaki gibi tanımlanmıştır,

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k}$$

ve çalkantı viskozitesi $\nu_t = k/\omega$ 'dir.

3.2.3.1 $k - \varepsilon$ Modeli

Türbülans kinetik enerji (k) taşınım denkleminin standart formu,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \varepsilon \quad (3.14)$$

şeklinde yazılır ve türbülans enerji kaybı (ε) taşınım denkleminin standart formu,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.15)$$

şeklinde ifade edilir. Kayıp denklemindeki üretim ve kayıp terimleri, türbülans kinetik enerji denklemindeki üretim ve kayıp terimlerinin ε/k ile ölçeklendirilip ve ampirik sabitlerle çarpılmasıyla elde edilmiştir. Duvar yakınlığında k ve ε terimlerinin düzgün davranış gösterebilmesi için çalkantı viskozitesi için ek bir sönümlenme terimi tanımlanmalıdır. Burada standart $k - \varepsilon$ denklemleri için ampirik sabitler $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$ ve $C_\mu = 0.09$ 'dur.

3.2.3.2 $k - \omega$ Modeli

Türbülans kinetik enerji (k) taşınım denkleminin standart formu,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \beta_1 k \omega \quad (3.16)$$

şeklindedir. Wilcox formülasyonu kullanılarak ω için bir taşınım denklemi yazılabilir,

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \left[\beta - \frac{\kappa^2}{\sigma_\omega \sqrt{C_\mu}} \right] \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 \quad (3.17)$$

burada $\beta_1 = 0,09$, $\beta = 0,075$, $\kappa = 0,41$, $C_\mu = 0,09$ and $\sigma_\omega = 2$ 'dir.

$k - \omega$ modeli duvar sınırlı akışlar için geliştirilmiştir ve ek bir sönümlenme terimine ihtiyacı yoktur.

3.2.4 Büyük Çalkantı Benzeşimleri

Teorik olarak türbülans akış benzeşimleri için Navier-Stokes denklemleri kullanılabilir. Hesaplama örgüsünün en küçük türbülans uzunluk ölçeğini kapsayacak derecede ince olması ve hesaplama zaman adımının türbülans spektrumundaki en yüksek frekansı hesaplayabilecek kadar küçük olması gerekir. Bu gereksinimler özellikle yüksek Reynolds sayılı akışlar için çok yüksek maliyetli hatta problemin geometrisi ve Reynolds sayısına bağlı olarak imkansız hale gelebilmektedir. Büyük çalkantı benzeşimleri (LES), büyük ölçekli türbülans için daha kaba örgü kullanılarak DNS'e eşdeğer çözümler elde edebilmek amacıyla geliştirilmiştir. Bir LES benzeşimi için,

1. Örgü büyüklüğünün eşyönlü türbülans ölçeklerini ayırıştırabilecek kadar ince olması,
2. düşük kayıplı nümerik yöntem kullanılması,
3. örgünün algılayabildiği türbülans spektrumu ile örgü altı bölgeleri ayırabilecek filtreleme fonksiyonu,
4. örgü altı türbülans modeli

gereklidir.

3.2.4.1 Filtreleme İşlemi

Filtreleme işlemi LES için önemlidir. Leonard [47] tarafından tanımlanan filtreleme işlemi (üniform genişliği Δ için),

$$\overline{\varphi}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x - \xi) \varphi(\xi) d\xi \quad (3.18)$$

Orijinal fonksiyon φ filtrelenmiş ve örgü altı terimleri olarak ikiye ayrıştırılır ve

$$\varphi = \overline{\varphi} + \varphi'$$

olarak yazılır.

Sonsuz uzayda tanımlanan filtreleme fonksiyonu G aşağıdaki özelliklere sahip olmalıdır,

1. $G(-\xi) = G(\xi)$
2. $\int_{-\infty}^{\infty} G(\xi) d\xi = 1$
3. $|\xi| \rightarrow 0$ için $G(\xi) \rightarrow 0$ olmalıdır,
4. $\left[\frac{\Delta}{2}, -\frac{\Delta}{2}\right]$ aralığı dışında $G(\xi) \rightarrow 0$
5. $\frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$

Yaygın kullanılan üç filtreleme fonksiyonu vardır:

$$\text{Spektral kesme filtresi } G(\xi) = \frac{\sin\left(\frac{\pi\xi}{\Delta}\right)}{\frac{\pi\xi}{\Delta}}$$

$$\text{Gauss filtresi: } G(\xi) = \frac{1}{\Delta} \sqrt{\frac{C}{\pi}} \exp\left(-\frac{C\xi^2}{\Delta^2}\right)$$

$$\text{Kutu filtre : } G(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & \text{eğer } |\xi| < \frac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{diğer durumlarda} \end{cases}$$

burada Δ örgü boyutudur.

Filtrelenmiş Navier-Stokes denklemleri

Filtrelenmiş Navier-Stokes denklemleri şu şekilde yazılır ;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{U}_i) = 0 \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.20)$$

burada örgü altı ölçekli stres $\bar{\tau}_{ij}$,

$$\bar{\tau}_{ij} = \rho \overline{U_i U_j} - \rho \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (3.21)$$

şeklinde yazılır.

3.2.4.2 Smagorinsky-Lilly Türbülans Modeli

Navier-Stokes denklemlerinde doğrusal olmayan terim direkt olarak hesaplanamaz ve modellenmesi gerekir. Örgü altı stresin modellenmesi için Boussinesq yaklaşımı ($\bar{\tau}_{ij} = -2\mu_t \bar{S}$) kullanılır. Burada μ_t örgü altı viskozitedir. Smagorinsky-Lilly türbülans modelinde örgü altı viskozite;

$$\mu_t = \rho (C_s \Delta)^2 \|\bar{S}\| \quad (3.22)$$

formülüyle hesaplanır.

Burada, $\|\bar{S}\| = \sqrt{2\bar{S}_{ij} \cdot \bar{S}_{ij}}$, $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right)$ büyük ölçekli gerilme hızı tensörü, Δ filtre uzunluğu ve C_s Smagorinsky sabitidir. Lilly [48], C_s için ilk olarak 0,23 değerini türetti. Daha sonra, Lilly tarafından önerilen C_s değerinin ortalama kayma ve geçiş akışlarının varlığında aşırı sönümlemeye sebep olduğu görülmüştür. C_s değeri için 0,1 değeri geniş bir akış aralığı için en iyi sonuçları verdiği kabul görmüştür.

3.2.4.3 Van-Driest Türbülans Modeli

Bu modelde, Denklem (3.22)'de görülen Smagorinsky sabiti bir duvar fonksiyonu kullanılarak ayarlanır;

$$(C_s\Delta)^2 \rightarrow (C_s\Delta)^2 \left(1 - \exp\left(\frac{y^+}{A}\right)\right)^2 \quad (3.23)$$

Burada, $y^+ = u_\tau y / \nu$ ve y en yakın duvara olan uzaklık, $A = 25$, ν ise kinematik viskozitedir. Ayrıca, u_τ sürtünme hızıdır ve $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ olarak ifade edilir.

3.2.4.4 WALE Türbülans modeli

WALE türbülans modelinde [49] çalkantı viskozitesi μ_t ,

$$\mu_t = \rho (C_x \Delta)^2 \frac{(g_{i,j}^d g_{i,j}^d)^{\frac{3}{2}}}{(S_{i,j} S_{i,j})^{\frac{5}{2}} + (g_{i,j}^d g_{i,j}^d)^{\frac{5}{4}}} \quad (3.24)$$

şeklinde hesaplanır. Burada, $g_{i,j}^d = S_{i,k} S_{k,j} + \Omega_{i,k} S_{k,j} - \frac{1}{3} \delta_{i,j} (S^2 - \Omega^2)$ ve Ω_{ij} is dönme tensörü,

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.25)$$

ve C_x değeri 0,325 seçilmiştir.

3.2.5 Çok Büyük Çalkantı Benzeşimleri

Çok Büyük Çalkantı Benzeşimleri (VLES), LES'e göre daha büyük türbülans salınımların filtrelenebilmesi kavramına dayalıdır. İlk kez Speziale [50] VLES kavramını ortaya koymuş, daha sonra Ruprecht ve arkadaşları [51] ve Johansen ve arkadaşları [52] yeniden formülize etmişlerdir. Buna göre, daha kapsamlı bir örgü altı türbülans modeli stratejisi gereklidir. Çalışmamız kapsamında $k - \varepsilon$ ve $k - \omega$ türbülans modelleri alt filtreleme modelleri olarak VLES benzeşimlerinde kullanılmıştır. VLES benzeşimleri için filtre genişliğinin LES benzeşimlerinde olduğu gibi örgü büyüklüğüne eşit olması gerekmemektedir. Bu genişlik örgüden büyük herhangi bir uzunluk ölçeği olabilir ancak akışın karakteristik uzunluk ölçeğinden (örneğin hidrolik çap) küçük olmalıdır. Filtre genişliğinin büyüklüğü arttıkça standart RANS model çözümlerine, küçüldükçe LES çözümlerine gidilmektedir. Dolayısıyla VLES, U-RANS ve LES arasında bir bağlantı olarak yorumlanabilir. Böylece, hesaplama maliyeti ve doğruluk dereceleri düşünülerek akış modellemesi için en uygun yol seçilebilir.

VLES teorisi için Johansen ve arkadaşları [52] tarafından türetilen türbülans viskozite formülasyonu kullanılmıştır. Buna göre filtre genişliği Δ için,

$$u'_\Delta = \sqrt{3/2} \kappa_\Delta^{3/2} = \int_{\kappa_\Delta}^{\infty} \Phi(\kappa) d\kappa = C_k^{1/2} \kappa_\Delta^{-1/3} \varepsilon^{1/2} \quad (3.26)$$

yazılır. Burada κ dalga sayısı olarak verilmiştir ve $C_k = 1.62$ 'dir [42]. Kesme (cut-off) dalga uzunluğu $\kappa_\Delta = 2\pi/2\Delta$ olduğundan izotropik türbülans viskozitesi ν_t ,

$$\nu_t = \langle u'_\Delta \cdot l \rangle = \int_{\kappa_\Delta}^{\infty} \Phi(\kappa) \frac{\pi}{\kappa} d\kappa = \frac{\pi}{3} C_k^{1/2} \varepsilon^{1/3} \int_{\kappa_\Delta}^{\infty} \kappa^{-7/3} d\kappa = u'_\Delta \frac{\Delta}{4} \quad (3.27)$$

şeklindedir. Burada, ν_t 'ye anizotropi faktörü $\beta < 1$ eklendiğinde,

$$\nu_t = u'_\Delta \frac{\Delta}{4} \beta$$

yazılabilir.

Çok büyük filtre genişliği sınırı göz önüne alınırsa,

$$l_{eff} = \frac{\nu_t}{u'_\Delta} = C_\mu \sqrt{\frac{3}{2}} k^{3/2} \varepsilon^{-1}$$

viskozite ν_t ,

$$\nu_t = \nu_{RANS} f \left(C_3 \frac{\Delta \varepsilon}{k^{3/2}} \right) \quad (3.28)$$

olarak yazılabilir. Burada, uzunluk ölçeği fonksiyonu f ,

$$f = \begin{cases} 1 & C_3 \frac{\Delta \varepsilon}{k^{3/2}} > 1 \\ C_3 \frac{\Delta \varepsilon}{k^{3/2}} & C_3 \frac{\Delta \varepsilon}{k^{3/2}} < 1 \end{cases}$$

olarak ifade edilir ve $0,61 < C_3 < 2,3$ olarak tanımlanır. Özet olarak VLES modelinde türbülans viskozitesi ν_t ,

$$\nu_t = C_\mu \text{Min} \left[1, C_3 \frac{\Delta \varepsilon}{k^{3/2}} \right] \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.29)$$

formülüyle hesaplanır.

Yaptığımız çalışmada VLES bezeşimleri için $k - \varepsilon$ ve $k - \omega$ modelleri örgü altı modeller olarak çözülüp yukarıda verilen türbülans viskozite her iki model için de kullanılmaktadır ancak $k - \omega$ modelinde Denklem (3.17)' de ε yerine $0,09k\omega$ yazılmaktadır.

3.3 LBM'de Türbülans

Bu tez çalışmasında farklı türbülans modellerinin açık-kaynak lattice-Boltzmann kodu Palabos'a eklendiğinden bahsedilmiştir. Bu bölümde türbülans modellerinin nasıl koda eklendiği hakkında bilgi verilecektir.

Smagorinsky-Lilly (LES) türbülans modeli daha önce Palabos kod geliştiricileri tarafından türbülanslı akışlar için Palabos koduna eklenmiştir. Ancak duvar yakını modellemesi eklenmemiştir. Tez çalışması kapsamında, LES tabanlı WALE, Van-Driest, VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$) türbülans modelleri Palabos'a eklendi ve Smagorinsky-Lilly modeli dahil olmak üzere duvar modelleri de koda eklenmiştir. Burada, duvar fonksiyonları ve türbülans modellerinin nasıl koda dahil edildiği hakkında bilgi verilecektir.

3.3.1 LBM Duvar Modelleri

Kapalı akış problemlerinde duvar sınırı en yaygın sınır koşullarından biridir. Duvar sınır koşullarının türbülanslı akışlara eklenme işlemi y^+ değerinin hesaplanması ile başlar;

$$y^+ = \frac{\Delta y_p}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.30)$$

burada Δy_p duvar yüzeyinden yakın düğüm noktası P 'ye olan dik uzaklıktır. Eğer $y^+ \leq 11,225$ ise duvar yakınında akış laminar olarak tanımlanır. Kayma gerilimi (τ_w) tamamen viskoz kabul edilir. Eğer $y^+ \geq 11,225$ ise akış türbülanslıdır ve duvar fonksiyonu yaklaşımı kullanılır. $y^+ = 11,225$ değeri lineer profil ile log-yasası kesişim noktasından elde edilmiştir. Dolayısıyla y^+ ,

$$y^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (3.31)$$

denkleminin çözümüdür. Burada κ , Von Karman sabiti (0,4187) ve E yüzey pürüzlülüğü için elde edilen ampirik bir sabittir ve düzgün duvar yüzeyleri için $E = 9,793$ 'tür.

3.3.1.1 Lineer Alt-tabaka (Laminar Akış)

Duvar sınır koşulları laminar ve türbülanslı akış denklemleri için kullanılabilir. Her iki durumda da duvar yakınlığında akış laminardır ($y^+ \leq 11,225$). Duvar kayma stresi τ_w ,

$$\tau_w = \mu \frac{u_p}{\Delta y_p} \quad (3.32)$$

formülünden hesaplanır. Burada u_p , P düğüm noktasındaki hızdır. Bu formül, laminar bölgede hızın uzaklıkla lineer değiştiği varsayımıyla elde edilmiştir.

3.3.1.2 Log-Yasası (Türbülanslı Akış)

Türbülans bölgesinde ($y^+ \geq 11,225$) için hız profili logaritmik olarak kabul edilmiştir,

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (3.33)$$

Burada kayma stresi τ_w ,

$$\sqrt{\tau_w/\rho} = \frac{\kappa u_p}{\ln\left(\frac{E\Delta y_p \sqrt{\tau_w/\rho}}{\nu}\right)}$$

denklemden iteratif olarak hesaplanır. Aynı zamanda sürtünme hızı $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ 'dir.

Bilindiği gibi türbülans viskozite kayma stresi ile bağlantılıdır ve aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\nu_t = \frac{\tau_w/\rho}{|\partial U/\partial y|} = \frac{u_\tau^2}{u_p/\Delta y_p} = \frac{u_\tau^2 \Delta y_p}{|u_p|} \quad (3.34)$$

VLES modeli için duvar yakınlığında türbülans kinetik enerji (k_p) ve enerji kaybı (ε_p) aşağıdaki gibi hesaplanır,

$$k_p = \frac{u_\tau^2}{C_\mu^{1/2}} \quad \text{ve} \quad \varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa \Delta y_p} \quad (3.35)$$

3.3.2 LBM'de Türbülans Modelleri

LBM'e yeni türbülans modelleri eklemek aslında çalkantı viskozitesinin değerini uygun bir biçimde değiştirmek anlamına gelmektedir. Bölüm 2'de bahsedildiği gibi, LBM denklemleri çarpışma ve ilerleme adımlarından oluşmaktadır. Çarpışma adımı için

viskozitenin bir fonksiyonu olan çarpışma frekansı ya da $1/\omega$ olarak gösterilen gevşeme süresi belirlenmelidir. Dolayısıyla, çalkantı viskozitesi hesaplandığında toplam viskozite de bulunabilir ve buradan çarpışma frekansına geçilerek çarpışma ve ilerleme adımları gerçekleştirilir. Bu, LES modellerinden Smagorinsky-Lilly modeli için uzama tensörü ile çalkantı viskozitesinin lineer bağımlı olduğu farzedilerek hesaplanır. WALE modeli için viskozite tensör ilişkisi Denklem (3.24)'de verilmiştir. Van Driest modelinde bir sönümlleme fonksiyonu tanımlanarak duvar yakınları için LES (Smagorinsky-Lilly) modelinin iyileşmesi amaçlanmıştır. VLES modellerinde örgü altı ölçekte ($k - \varepsilon$) ve ($k - \omega$) denklemleri çözülür ve çalkantı viskozitesi herbir zaman adımında bu denklemlerden gelen sonuçlara göre herbir lattice için modifiye edilir.

4 LBM’de ISI TRANSFERİ

Son yirmi yılda akış problemlerinin çözümünde lattice-Boltzmann yönteminin kullanımının artmasına rağmen ısı transferi benzeşimleri için kararlı ısı lattice-Boltzmann denklemlerinin geliştirilmesi yakın zamanlarda olmuştur. İlk olarak McNamera ve Alder [53] çok-hızlı ısı lattice-Boltzmann modeli ortaya koyarak ısı transferi benzeşimleri yapmışlardır. Genel olarak, ısı lattice-Boltzmann modelleri iki kategoriye ayrılabilir: çok-hızlı ya da çift popülasyon modeli [54] ve pasif-skaler yaklaşımı [55].

4.1 Isıl Lattice Boltzmann Modeli için Çoklu Hız Yaklaşımı

Çoklu hız ya da iç enerji yoğunluk dağılım fonksiyonu (IEDDF) modeli çift popülasyon modeli olarak da adlandırılmaktadır. Bu yaklaşımda, bağımsız bir iç enerji yoğunluk dağılım fonksiyonu sıcaklık hesaplamaları için tanımlanmaktadır. Dolayısıyla, iki bağımsız yoğunluk dağılım fonksiyonu (kütle yoğunluk dağılım fonksiyonu ve iç enerji yoğunluk dağılım fonksiyonu) akışı ve ısı transferi mekanizmalarını ifade edebilmek amacıyla ayrı ayrı kullanılmaktadır. Pasif skaler metodla karşılaştırıldığında bu yaklaşım makroskopik ölçekte sıkıştırılabilir akış problemleri için enerji korunumunu sağlamaktadır.

Akış ve ısı transferi için farklı dağılım fonksiyonları kullanıldığından bu iki dağılım fonksiyonu aynı lattice modelini (ya da lattice hızını) ve denge dağılım fonksiyonlarını paylaşamazlar. Örneğin üç boyutlu bir akış probleminde akış D3Q27 lattice modeli kullanırken, iç enerji D3Q19 lattice modeli kullanabilir.

Sıkıştırılamaz akış için He ve arkadaşları [56] kütle dağılım fonksiyonu ve iç enerji dağılım fonksiyonu olmak üzere iki dağılım fonksiyonu önerdiler. Bunlardan kütle dağılım fonksiyonu daha önce Bölüm 2’de bahsedilen $f_a(x, t)$ ’dir. İç enerji dağılım fonksiyonu ise $g_a(x, t)$ olarak tanımlanmıştır ve denklemleri aşağıdaki gibi yazılır;

$$g_a(r + v_a \Delta t, t + \Delta t) = g_a(r, t) - \frac{\Delta t}{\tau_T} [g_a(r, t) - g_a^{eq}(r, t)] \quad (4.1)$$

burada τ_T ısı denklemler için gevşeme süresidir ve,

$$\tau_T = d_{lb}/c_s^2 + 1/2 \quad (4.2)$$

formülüyle hesaplanır. d_{lb} ısıl difüzyon katsayısıdır.

Akış mekaniğinde olduğu gibi ısı denklemleri için de Boltzmann denklemleri türetilebilir. Dolayısıyla, ısı denklemleri için denge dağılım fonksiyonu g_a^{eq} , D3Q9 lattice modeli için aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$g_a^{eq}(r, t) = \begin{cases} -\frac{2\rho}{3} \frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2}, & a = 0 \\ \frac{\rho e}{9} \left[\frac{3}{2} + \frac{3}{2} \cdot \frac{v_a \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9}{2} \frac{(v_a \mathbf{u})^2}{c^4} - \frac{3}{2} \frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right], & a = 1, 2, 3, 4 \\ \frac{\rho e}{36} \left[3 + 6 \cdot \frac{v_a \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9}{2} \frac{(v_a \mathbf{u})^2}{c^4} - \frac{3}{2} \frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \right], & a = 5, 6, 7, 8 \end{cases}$$

İç enerji sıcaklıkla doğrudan orantılıdır ve $e = DRT/2$ olarak yazılır. Burada D boyut, R gaz sabiti ve T sıcaklıktır. Makroskopik ölçekte sıcaklık,

$$\rho \left(\frac{DRT}{2} \right) = \sum_{a=0}^8 g_a \quad (4.3)$$

şeklinde ifade edilir.

4.2 Isı Transferi Duvar Modeli

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho c_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} = \begin{cases} Pr y^* & (y^* < y_T^*) \\ Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P \right] & (y^* > y_T^*) \end{cases}$$

Burada,

$$P = 9,24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] [1 + 0.28 e^{-0.007 Pr / Pr_t}]$$

T_w = Duvar sıcaklığı

T_p = P noktasındaki akışkan sıcaklığı

ρ = Sıvı yoğunluğu

c_p = Özgül ısı

κ = Von Karman sabiti

$C_\mu = 0,09$

Pr = Prandtl sayısı

Pr_t = Türbölans Prandtl sayısı

k_p = P noktasındaki türbölans kinetik enerji

E = Yüzey pürüzlülüğü (9,793)

U_p = P noktasındaki hız

5 LBM'e MODÜLLERİN EKLENMESİ

Bu bölümde önceki bölümlerde bahsedilen türbülans ve ısı transfer modellerinin Palabos koduna nasıl eklendiği anlatılacaktır.

5.1 Türbülans Modüllerinin Eklenmesi

Tez çalışması kapsamında lattice-Boltzmann açık kaynak kodu olan Palabos'a türbülans modelleri eklenmiştir. Bunlar, Van-Driest (LES), WALE (LES), VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$) türbülans modelleridir. Bu modeller için Palabos koduna yazılan modüller sırasıyla anlatılacaktır.

5.1.1 Van-Driest (LES) Modelinin Eklenmesi

Van-Driest modelinde Denklem (3.23)'de görüldüğü gibi Smagorinsky-Lilly modelindeki çalkantı viskozitesi duvar kenarlarında bir sönümlenme fonksiyonu kullanılarak modifiye edilmektedir. Palabos kodu buna benzer modifikasyonlara izin vermektedir. Dolayısıyla, Palabos kodu içerisinde tanımlı Smagorinsky-Lilly modeli başlangıç koşulu olarak alınıp Denklem (3.23)'de belirtilen fonksiyon kullanılarak her bir lattice için viskozite modifiye edilmiştir. Bunun için her bir lattice yapısı için y^+ , y , u_τ ve τ_w gibi niceliklerin hesaplanması gerekmektedir. Aslında duvar kayma stresi τ_w ve duvara olan uzaklık y değerleri hesaplandığında diğer terimleri de hesaplayabiliriz.

y değerini her bir lattice için Palabos kodundan çekebilmek için katı-sıvı ara yüzeyi kullanılabilir. Palabos kodunda katı geometrileri temsil eden lattice yapılarında adiyabatik akış için yoğunluk ve viskozite sıfırdır. Dolayısıyla, yoğunluğun ve viskozitenin sıfırdan büyük bir değere geçiş yaptığı lattice konumları ilk iterasyonda hesaplanır. Daha sonra, akış içerisinde viskozite modifikasyonu yapılacak lattice konumunun bu lattice konumlarına olan uzaklıklarının minimum değeri bulunur. Bu değer y değeri olarak kabul edilir ve ardından y^+ , u_τ ve τ_w değerleri hesaplanarak viskozite Denklem (3.23)'deki gibi modifiye edilir. Hesaplanan türbülans viskozitesi kullanılarak toplam viskozite hesaplanır ve Denklem (2.29) kullanılarak çarpışma frekansı bulunur. Bu değer Palabos'a input olarak verilir. Ardından çarpışma ve ilerleme işlemi gerçekleştirilir. Bu işlem her bir lattice için her bir zaman adımında tekrarlanır.

5.1.2 WALE (LES) Modelinin Eklenmesi

LBM'e WALE model eklenebilmesi için Denklem (3.24)'de görülen stres tensörlerinin hesaplanması gerekmektedir. Başlangıç koşulu olarak $C_s = 0$ olacak şekilde Smagorinsky-Lilly modülü seçilir. İlk iterasyondan sonra, lattice-Boltzmann benzeşiminden elde edilen hız değerleri kullanılarak merkezi farklar yöntemiyle $g_{i,j}^d$ ve S_{ij} tensörleri Denklem (3.24) ve (3.10)'da gösterildiği gibi hesaplanır. Ardından, $g_{i,j}^d g_{i,j}^d$ ve $S_{ij} S_{ij}$ tensör çarpımları hesaplanarak her bir lattice için çalkantı viskozitesi değeri hesaplanır. Denklem (2.29) kullanılarak çarpışma frekansları güncellenir. Ardından çarpışma ve ilerleme işlemi gerçekleştirilir. Bu işlem her zaman adımında tekrarlanır.

5.1.3 VLES ($k - \varepsilon$) Modelinin Eklenmesi

VLES ($k - \varepsilon$) modeli için LES modellerinde olduğu gibi tensör hesabı yeterli değildir. Örgü altı ölçekte ($k - \varepsilon$) modeli uygulandığından her bir lattice için ($k - \varepsilon$) denklemlerinin çözülmesi gerekmektedir. İlk olarak, k ve ε için başlangıç değerleri aşağıdaki gibi belirlenir,

$$I = 0,16Re^{-1/8},$$

$$k_0 = \frac{3}{2}(U_{yığın} I)^2,$$

$$\varepsilon_0 = 0,1643 \frac{k_0^{1.5}}{l}$$

Burada, I türbülans yoğunluğu ve $U_{yığın}$ lattice-Boltzmann benzeşimleri için başlangıçta tanımlanan lattice hızı olarak alınabilir. Daha sonra, çalkantı viskozitesi için bir başlangıç tahmini yapılır. Bunun için, Denklem (3.29) kullanılabilir ve

$$v_{t,0} = C_\mu \text{Min} \left[1, C_3 \frac{\Delta \varepsilon_0}{k_0^{3/2}} \right] \frac{k_0^2}{\varepsilon_0}$$

şeklinde yazılır.

Ayrıca üretim terimi P_k 'ninde hesaplanması gerekir. P_k , Denklem (3.12)'de verilmiştir. LES modellerinde yapıldığı gibi ilk iterasyon sonunda alınan hız değerleri kullanılarak merkezi farklar yöntemi yardımıyla S_{ij} ve S^2 hesaplanarak P_k elde edilir. Daha sonra merkez farklar yöntemi ile ayrıklaştırılan ($k - \varepsilon$) denklemleri her bir lattice için çözülür. Elde edilen k ve ε değerleri kullanılarak çalkantı viskozitesi her bir lattice için hesaplanır.

Hesaplanan viskoziteler yardımıyla çarpışma frekansı her bir lattice için güncellenir ve daha sonra BGK çarpışma ve ilerleme adımı gerçekleştirilir. Her bir zaman adımında bir önceki adımdan alınan nicelikler kullanılarak işlemler tekrarlanır.

5.1.4 VLES ($k - \omega$) Modelinin Eklenmesi

VLES ($k - \omega$) modeli için de VLES ($k - \varepsilon$) modeline benzer adımlar izlenir. İlk olarak, k ve ω için başlangıç değerleri aşağıdaki gibi belirlenir,

$$I = 0,16Re^{-1/8},$$

$$k_0 = \frac{3}{2}(U_{yığın}I)^2,$$

$$\varepsilon_0 = 0,1643 \frac{k_0^{1.5}}{l}$$

$$\omega_0 = \frac{\varepsilon_0}{C_\mu k_0}$$

P_k terimini hesabı ($k - \varepsilon$) modeliyle aynıdır. Merkezi farklar yöntemiyle ayrıklaştırılan $k - \omega$ denklemleri çözülür ve çalkantı viskozitesi Denklem (3.29)'dan hesaplanır. Hesaplanan viskoziteler yardımıyla çarpışma frekansı her bir lattice için güncellenir ve daha sonra BGK çarpışma ve ilerleme adımı gerçekleştirilir. Her bir zaman adımında bir önceki adımdan alınan nicelikler kullanılarak işlemler tekrarlanır.

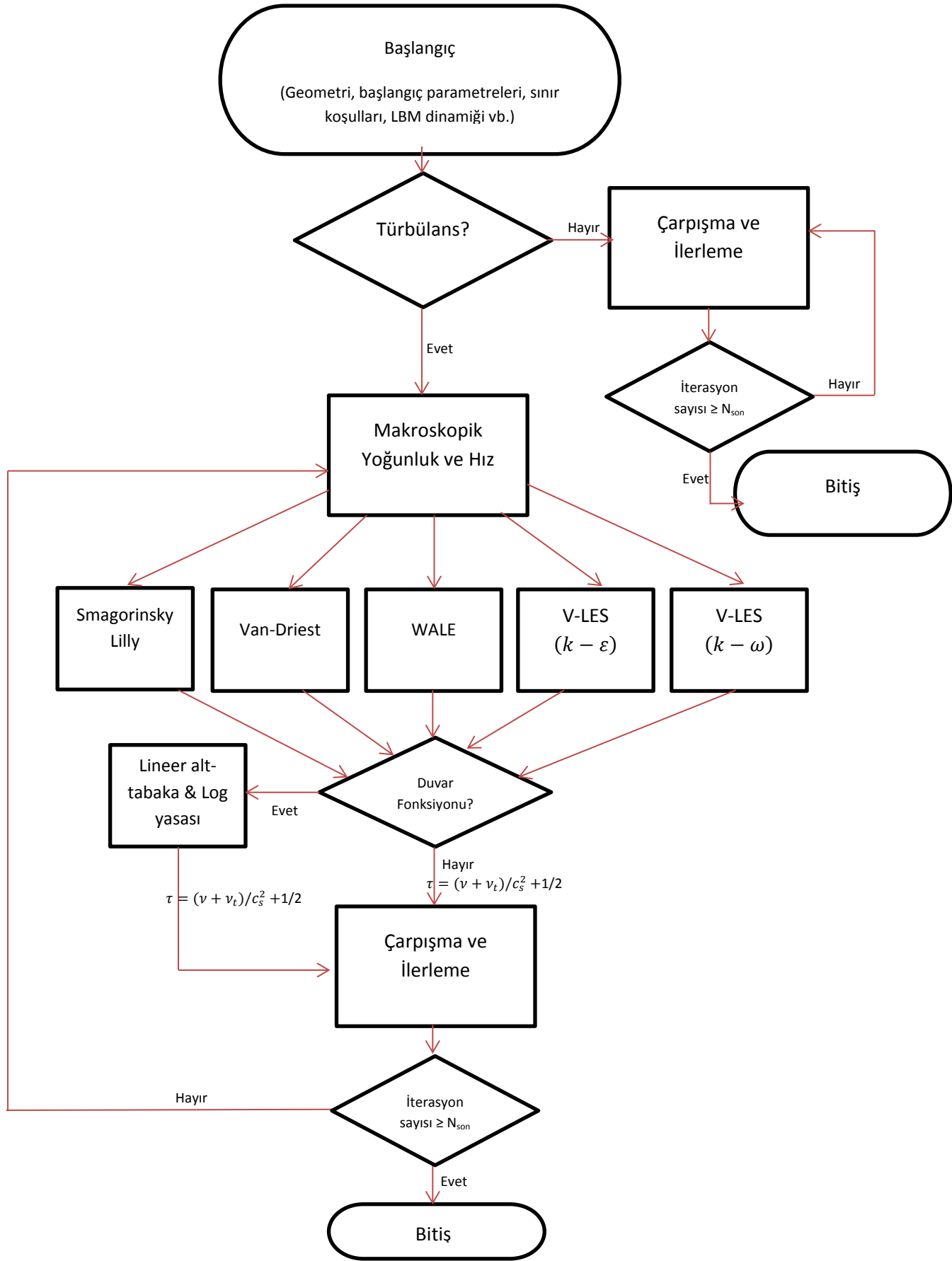
5.2 Isı Transferi Modelinin Eklenmesi

Isı transferli akışlar için çift popülasyon modeli kullanılmıştır. Bu modele göre ısı transferi ve akış için ayrı lattice yapıları seçilir. Palabos kodunda D2Q5 ya da D3Q9 lattice modelleri ısı transferi için kullanılan iki ve üç boyutlu lattice modelleridir. Burada, akış ve ısı lattice yapılarının eşleme işlemi $g_a^{eq}(r, t)$ hesabında kullanılan makroskopik hızların eşlenmesiyle gerçekleştirilir. Ayrıca, türbülanslı akışlarda Prandtl sayısı da viskozite ve difüvizitenin bir fonksiyonudur ($Pr_t = \nu_t / \kappa_t$). Dolayısıyla, Palabos kodunda ısı transferi hesapları yapılırken akış lattice yapılarında türbülans modelleri yardımıyla hesaplanan çalkantı viskozitesinin (ν_t), ısı transferi lattice yapıları için difüvizite hesabında kullanılması gerekmektedir. Türbülans Prandtl sayısının sabit olduğu farzedilerek difüvizite hesaplanabilir.

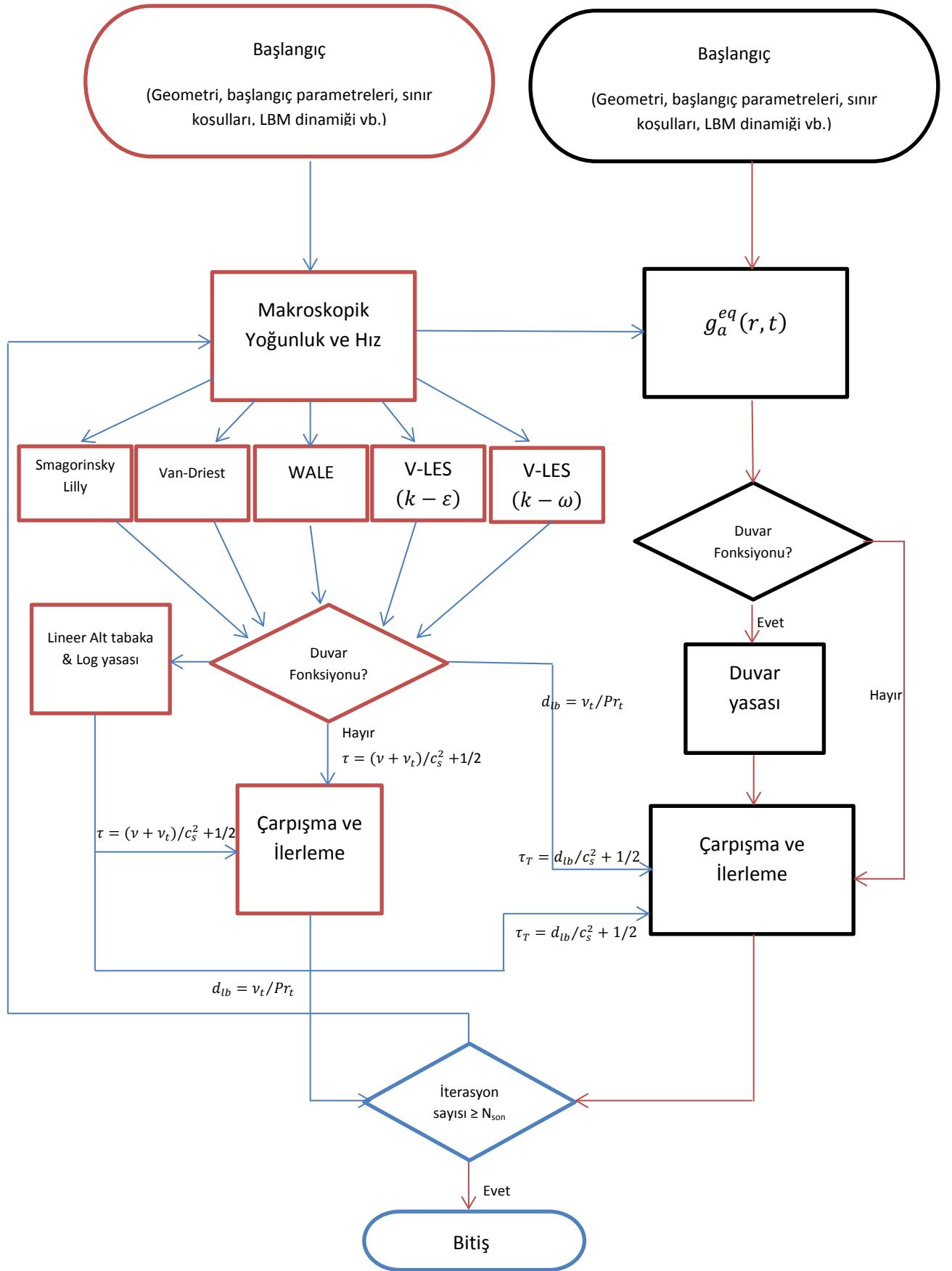
Isıl akış problemleri için, problem geometrisi aynı sayıda advectif ve difüzif lattice yapılarına ayrılır. Akışı temsil eden lattice yapıları için gerekli parametreler (çarpışma frekansı, lattice hızı, lattice sayısı, Reynolds sayısı, Prandtl sayısı vb.) tanımlanır.

Duvar modelleri için kullanılan modüller kullanıcıya bırakılmıştır. Duvar modüllerinde y^+ hesabı bir işlem maliyeti getirmektedir. Dolayısıyla, duvar yakınlarında iyi örgülenmiş ($y^+ < 1$) bir akış geometrisi için duvar fonksiyonu kullanımı verimli değildir.

Adiyabatik ve ısı akışlar için LBM akış şeması Şekil (5.1) ve (5.2)'de verilmiştir.



Şekil 5.1. Adiyabatik türbülanslı akış LBM benzeşimleri için akış diyagramı

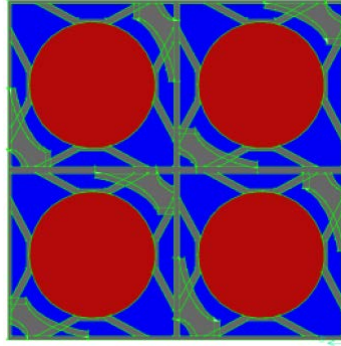


Şekil 5.2. Isıl türbülanslı akış LBM benzeşimleri için akış diyagramı

6 TEST ÇALIŞMALARI

6.1 Yakıt Ayırıcılı ve Karıştırıcı Kanatlı PWR Soğutucu Kanalı Benzeşimi

Bu çalışmada, 2x2 PWR nükleer reaktör soğutucu kanalı lattice-Boltzmann yaklaşımı kullanılarak modelleneyecektir. Ayırıcı ızgara ve karıştırıcı kanatlar çok ince yüzeyler olarak ele alınmıştır. Yay gibi diğer yakıt ayırıcı elemanları akış karışımına olan etkileri az olduğundan kolaylık açısından ihmal edilmiştir. Üç boyutlu soğutucu kanal geometrisi kübik lattice yapıları kullanılarak oluşturulmuştur. Karıştırıcı kanatların büyüklüğü tipik PWR reaktörü ayırıcıları referans alınarak ayarlanmıştır. Ayırıcı bölgesinin kesitsel görünümü Şekil 6.1’de verilmiştir.



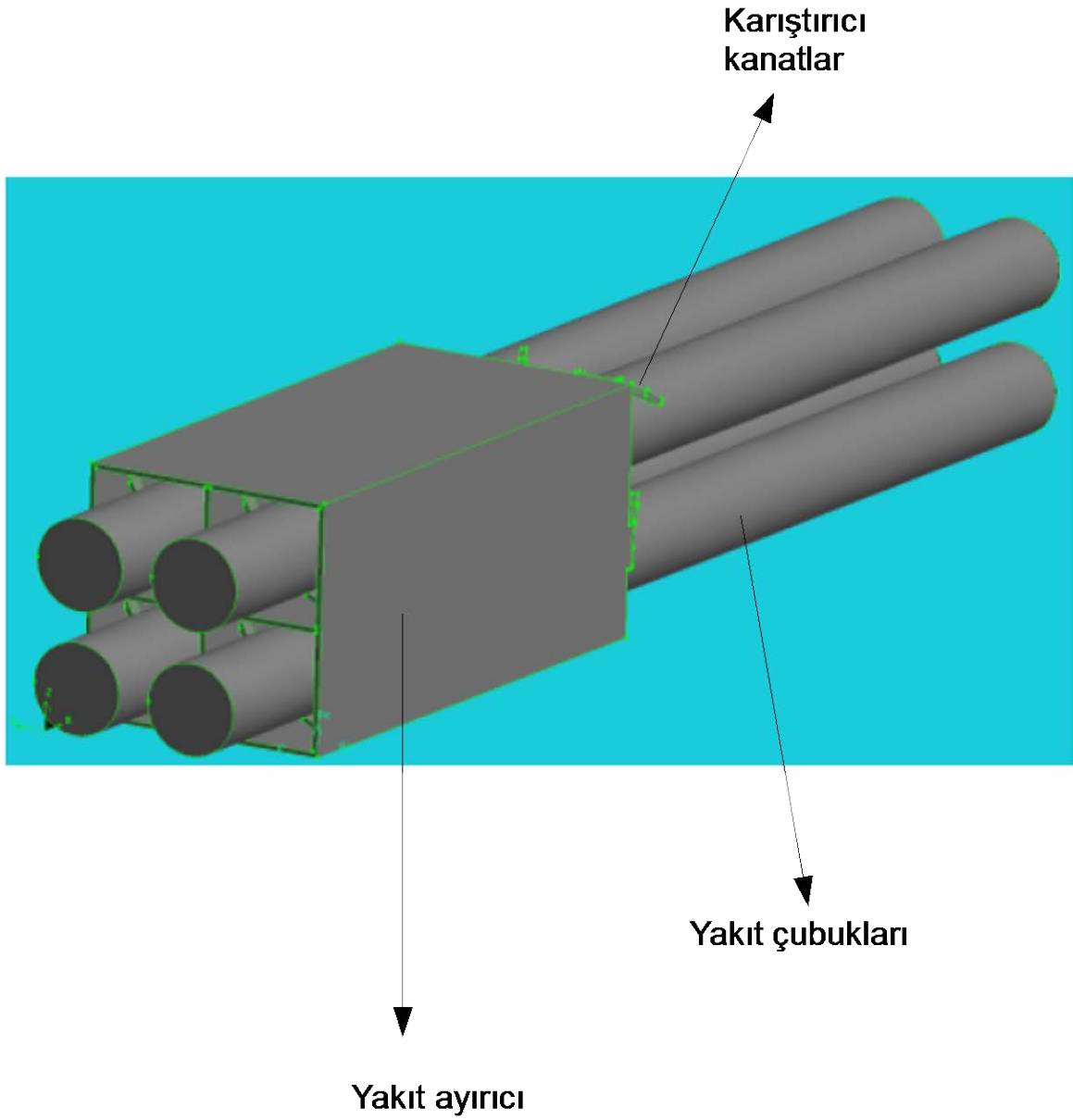
Şekil 6.1. Yakıt ayırıcı bölgenin kesit görünümü

Şekil 6.1’de kırmızı renkte gösterilen bölge yakıt çubuklarını, gri renkte gösterilen bölge karıştırıcı kanatlarla beraber ayırıcı bölgesini temsil etmektedir. Mavi bölgeler is akış alanını temsil etmektedir.

6.1.1 Sınır ve Akış Koşulları

Akış rejimi gerçek PWR soğutucu kanalında türbülanslı akış olmasına rağmen bu çalışmada kanal içi akış tipi laminar olarak kabul seçilmiştir. Çünkü burada asıl amaç ayırıcı ve karıştırıcı kanatları eklenerek oluşturulmuş kompleks PWR soğutucu kanalı akış geometrisinde lattice-Boltzmann yönteminin doğru bir şekilde kullanılmasıdır. Türbülans modelleri sonraki çalışmalar için LBM’ye eklenip sınama işlemleri gerçekleştirilecektir. Kanal giriş hızı 1 m/s ve Reynolds sayısı bu çalışma için 500 olarak seçilmiştir. Sınır koşulları giriş hızı ve çıkış basıncı olarak belirlenmiştir. Sıvı, giriş bölgesinden sistem içerisindeki hareketine başlar ve ilk olarak yakıt çubuklarına ulaşır ve daha sonra ayırıcı kabına ulaşır. Burada, ayırıcı ve yakıt çubukları etrafından akış olur. Sıvı tam ayırıcı

kabından çıktığında karıştırıcı kanatlarla buluşur ve bu kanallar akışın yönünü komşu kanallara doğru değiştirebilir. Soğutucu kanalı konfigürasyonu Şekil 6.2’de verilmiştir.

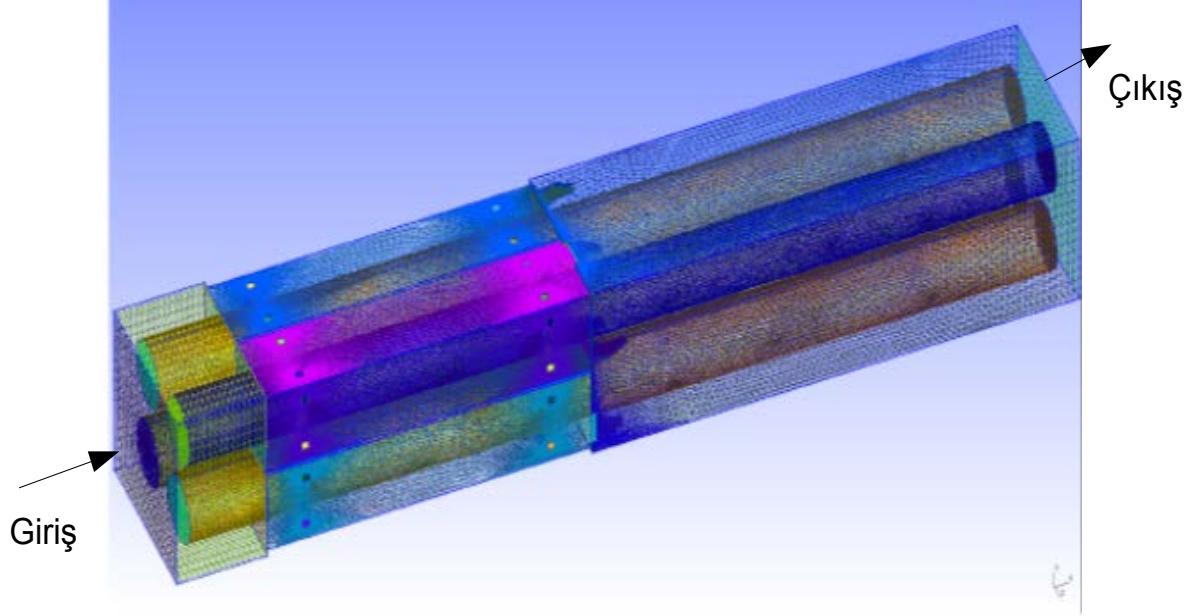


Şekil 6.2. Yakıt çubukları ve karıştırıcı tipi ayırıcı geometrisi

6.1.2 Örgü

Lattice Boltzmann yönteminde katı bölgeler için yüzey örgüsü yeterlidir. Bu yüzden, yakıt demeti STereoLithography (STL) formatında örgülenmiştir. Katı yüzeyler için konum bilgisi STL uzantılı bir dosyada tutulur ve Palabos kodu tarafından bu katı yüzeyler

algılanır ve geri-tepme sınır bölgeleri olarak ifade edilir. Düğümleme için oluşturulan STL akış kanalı geometrisi Şekil 6.3’de gösterilmiştir.



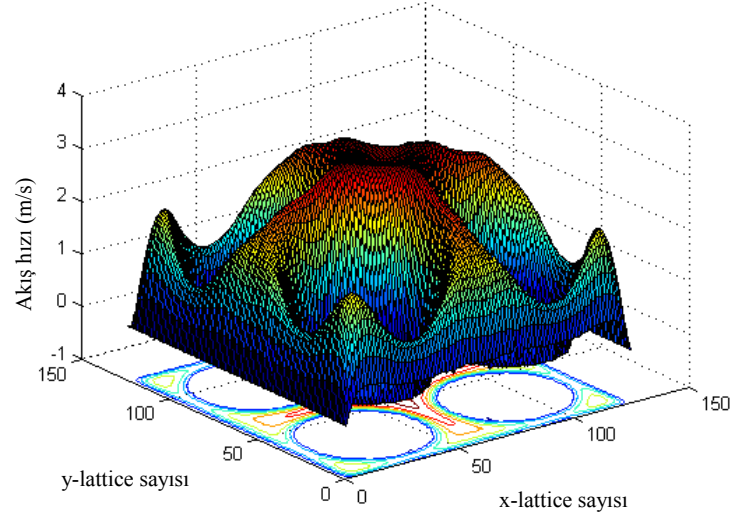
Şekil 6.3. Yüzey örgüsü görünümü

Hesaplama kısmında, kod kübik latticeler kullanır. Bu çalışmada, lattice çözünürlüğü akış yönünde 750 olarak seçilmiştir. Böylece, 750x126x126 lattice yakıt demeti geometrisini çözümlemek için kullanıldı. Burada, lattice sayısı katı geometriyi (özellikle en ince yapıdaki karıştırıcı kanatları) çözümleyebilecek şekilde seçilmiştir.

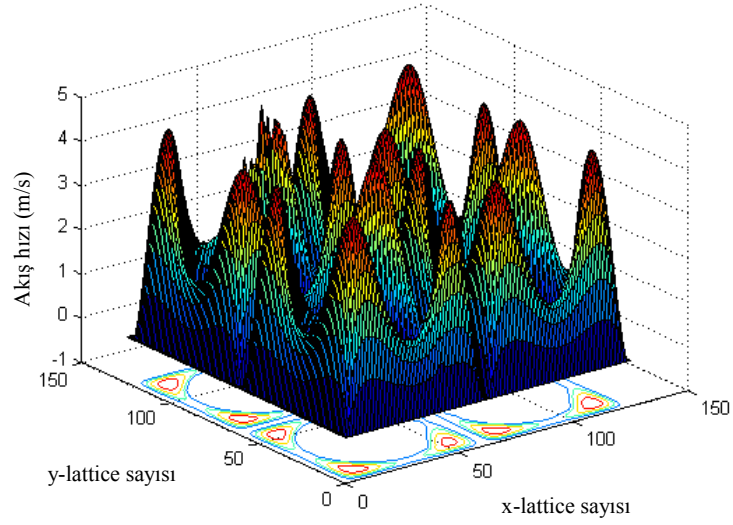
6.1.3 Hız Dağılımı

2x2 PWR yakıt demeti hesaplamaları benzeşim sonuçları sunulmuştur. Akış süresi olarak 0,267 s , $\Delta t = 2,67 \times 10^{-5} s$ zaman adımı ile kararlı hale ulaşabilmek için yeterli görülmüştür. Burada zaman adımı seçilirken lattice-Boltzmann benzeşimleri için verilen $\Delta t < \Delta x / \sqrt{3}$ koşulu dikkate alınmıştır [37]. Kanal girişi, ayırıcı çıkışı ve kanal çıkışı bölgeleri için hız profil sonuçları Şekil (6.4), (6.5) ve (6.6)’da verilmiştir. Literatürde hız profilleri için karşılaştırma amaçlı deneysel veri bulunamamıştır. Bu yüzden basınç düşümü için LBM’den elde edilen değerler bir sonraki bölümde verilecek deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Sıvı kanal içerisinde akarken ayırıcı kabına geldiğinde dağılıyor. Bu yüzden yığın hızı ani alan daralması sonucu artıyor. Şekil (6.7)’de akışın

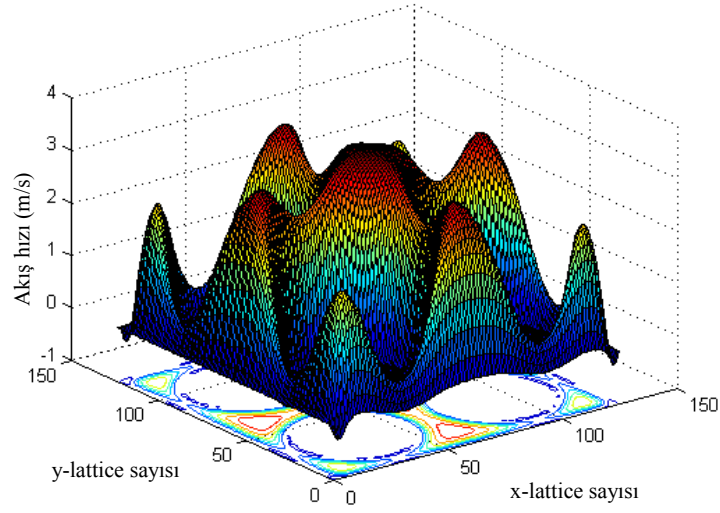
dikey hız bileşenlerinin giriş, ayırıcı ve çıkış bölgeleri için kıyaslaması yapılmıştır. Hız profili ayırıcıdan ayrıldıktan sonra giriş hız profiline yakınsamaktadır.



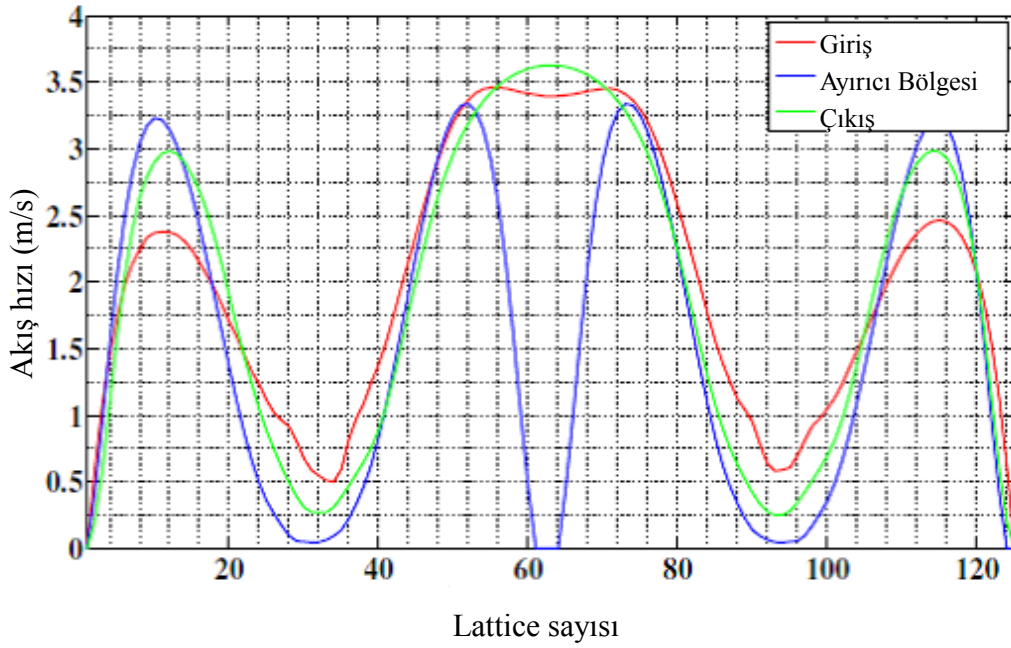
Şekil 6.4. Giriş hız dağılımı



Şekil 6.5. Ayırıcı bölgesinde hız dağılımı

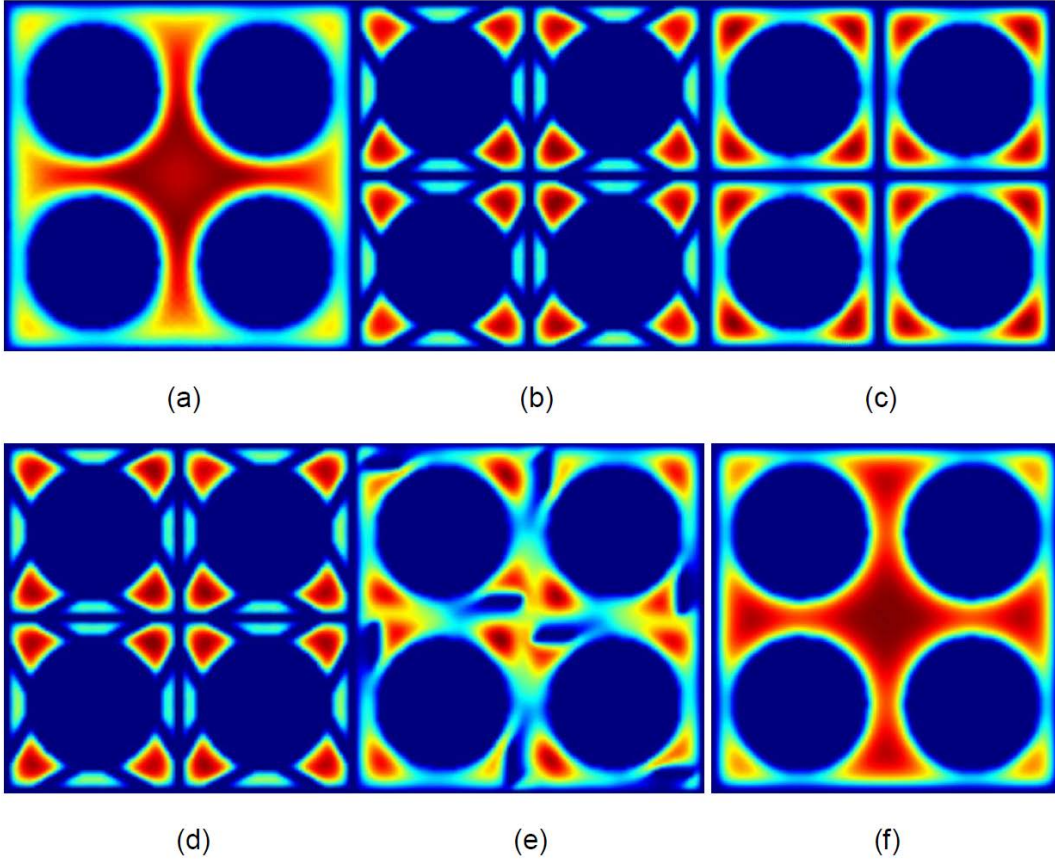


Şekil 6.6. Çıkış hız dağılımı

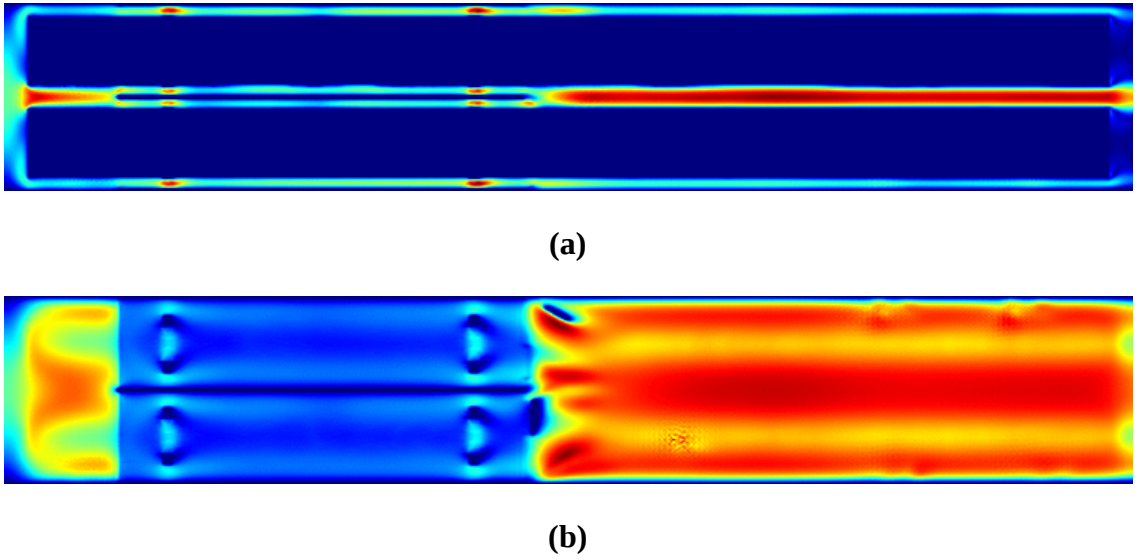


Şekil 6.7. Kanal ortasında dikey hız dağılımı

Şekil (6.8) ve (6.9)'da enine ve boyuna akış kesitlerinde hız konturlarının karşılaştırması gösterilmiştir. Şekillere bakıldığında, lattice çözünürlüğünün bu akış problemi için yeterli olduğu anlaşılmaktadır. LBM kodu ile çok ince yapıdaki (ayırıcı kavisleri gibi) çözümlenebilmektedir. Ayrıca, karıştırıcı kanatların etkisi Şekil (6.8(e))'de görülmektedir. Akış örüntüsü karıştırıcı bölgesinde değişmektedir.



Şekil 6.8. Hız dağılımları karşılaştırması. (a): Giriş bölgesi, (b): Birincil ayırıcı kıvrımları bölgesi (c): Ayırıcı bölgesi ortası, (d): İkincil ayırıcı kıvrım bölgesi, (e): Karıştırıcı bölgesi, (f): Çıkış bölgesi



Şekil 6.9. Akış yönünde hız dağılımı

6.1.4 Ayırıcı bölgesinde basınç kaybı

Ayırıcı bölgesindeki basınç kaybı ΔP_s hesaplandı ve Rehme [57] ve deStordeur model [58] deneysel çalışma sonuçlarıyla karşılaştırıldı. Lattice-Boltzmann yaklaşımında ayırıcı bölgedeki basınç kaybı şu şekilde hesaplanır,

$$\Delta P_s = \frac{1}{3}(\rho_{s,in} - \rho_{s,out}) \left(\frac{\Delta x}{\Delta t}\right)^2 \rho_0$$

Burada $\rho_{s,in}$ ve $\rho_{s,out}$ ayırıcı girişi ve çıkışındaki LB biriminde ortalama yoğunluk değerleridir. Ayrıca, ρ_0 sıvının fiziksel yoğunludur ve birimi kg/m^3 'tür.

Ayrıca, ayırıcı bölgedeki basınç kaybı Rehme ve de Stordeur modelleri kullanılarak $Re = 500$ değeri için dışdeğer bulma yöntemiyle (extrapolation method) hesaplanmış ve Çizelge 6.1.'de gösterilmiştir. Nispeten, LB sonuçları Rehme modeliyle uyushmaktadır.

Çizelge 6.1. Ayırıcı için basınç kaybı değerleri

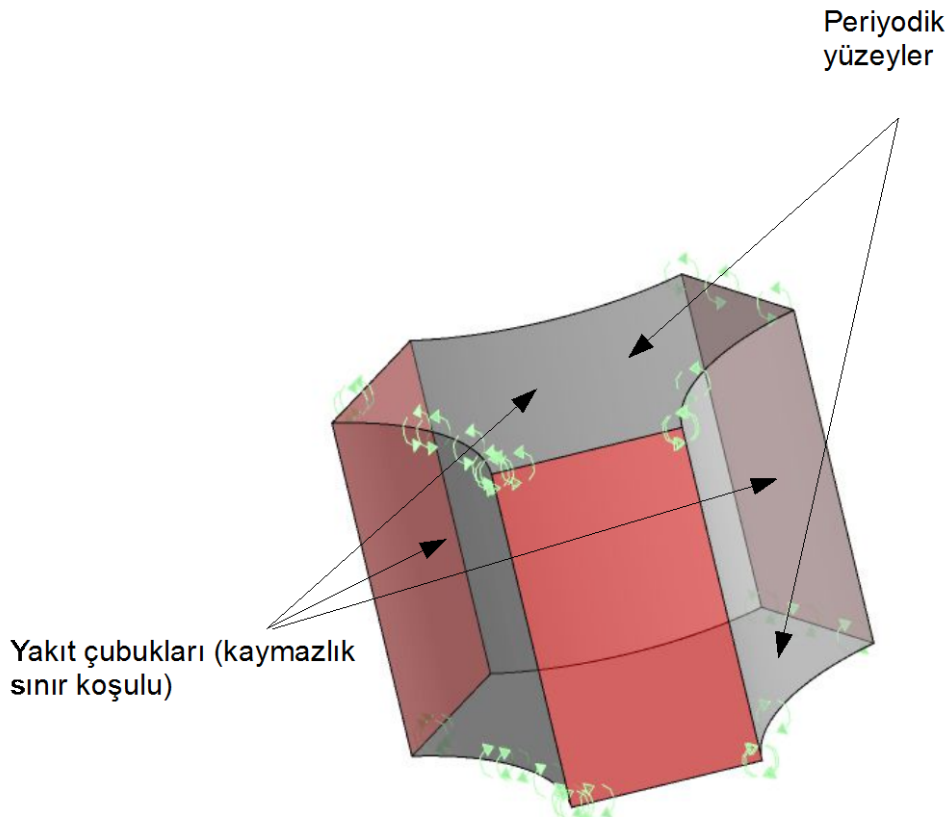
Model	Rehme	de Stordeur	LB
ΔP_s (Pa)	432,145	491,173	423,875

Bu çalışmada, ayırıcı ve karıştırıcı geometrisi içeren tipik PWR nükleer reaktör yakıt demeti içindeki karmaşık akışın lattice-Boltzmann yöntemiyle çözülebileceği gösterilmiştir. 2x2 PWR yakıt demeti için lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları sunulmuştur. Basınç kaybı değerleri kabul edilebilir düzeydedir. İnce ve küçük örgü yapıları 750x126x126 lattice noktası kullanılarak çözümlenebilmiştir.

Bu çalışma için en önemli çıkarım karmaşık yakıt demeti geometrisinin LBM yapısında çözümlenebilmesidir. Bu karmaşık yapı etrafında akış başarıyla modellenenmiştir. Akış rejimi gerçek PWR sistemlerinde türbülanslı akıştır ancak burada düşük Reynolds kullanılarak çalışma tamamlanmıştır. Bunun sebebi, tez çalışması kapsamında asıl hedef karmaşık nükleer reaktör soğutucu kanalındaki türbülanslı ve ısı akışı modellemektir. Bu hedefe adım adım ulaşmak için ilk çalışma kolaylık açısından laminar akış için modellenmiştir. Kullanılan kod açık kaynak kodu olduğundan türbülans modelleri ekleme imkanı mevcuttur. Sonraki bölümlerde türbülanslı ve ısı akış koda eklenip test senaryoları için sınama işlemleri gerçekleştirilecektir.

6.2 VVER-440 Soğutucu Kanalında Akış

Bu çalışmada, P/D oranı 1,35 olan VVER-440 tipi soğutucu kanalındaki akış incelenecektir. Burada P yakıt çubuklarının merkezleri arasındaki uzaklık ve D yakıt çubuklarının çapıdır. Trupp ve Azad [1] tarafından yapılan rüzgar tüneli deneyi sınama işlemi için seçilmiştir. Bu deneyde, üçgensel akış kanalında tam gelişmiş hava akışı çalışılmıştır ve detaylı deneysel veri Reynolds sayısı 60000 ve $P/D=1.35$ için verilmiştir. Normal çalışma şartlarında VVER-440 soğutucu kanalında Reynolds sayısı yaklaşık 220000'dir. VVER-440 periyodik soğutucu kanalı geometrisi Şekil 6.10'da verilmiştir.



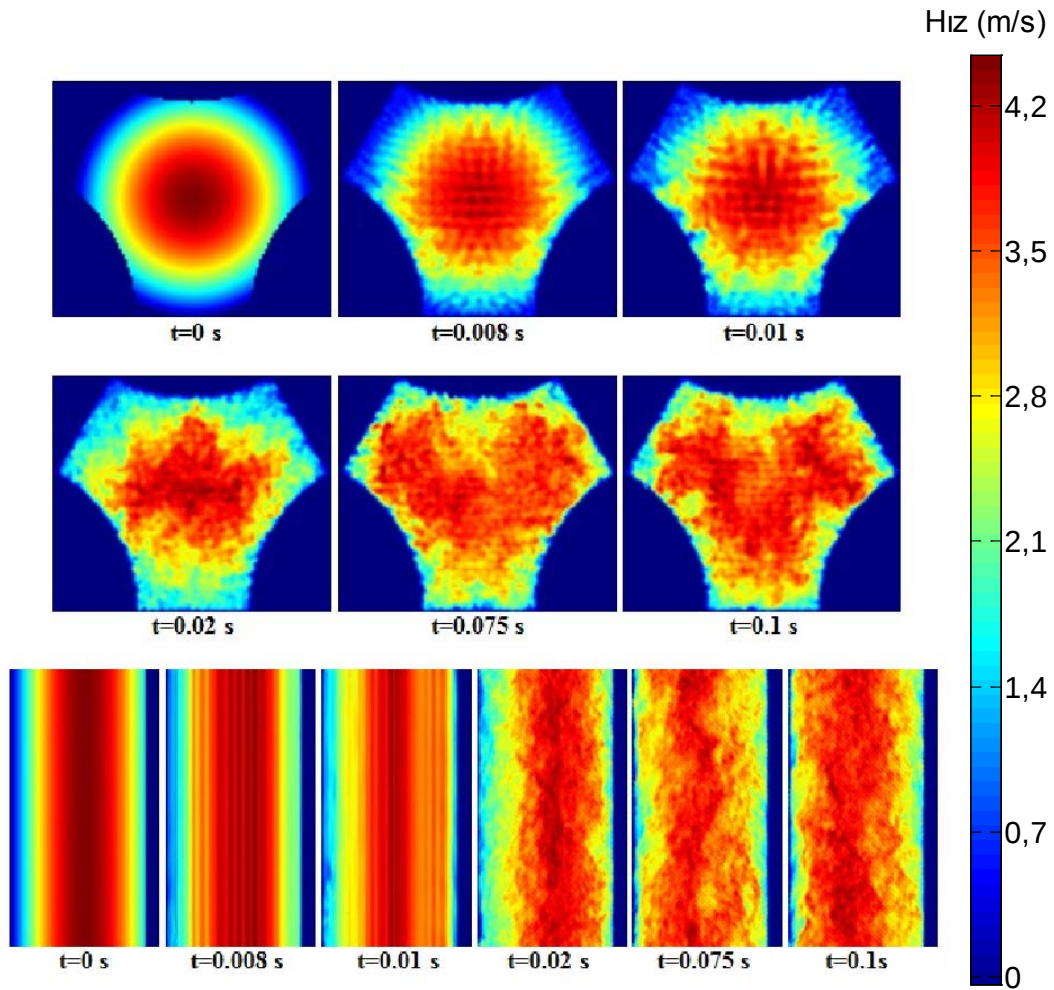
Şekil 6.10. Geometrik model ve sınır koşulları

6.2.1 Numerik model tanıtımı ve Sınama İşlemi (FVM and LBM)

VVER-440 yakıt demetinden seçilen üçgensel yapıdaki birim hücrede yakıt çubuklarının çapı 9,1 mm ve aralık uzunluğu 12,3 mm'dir (Toth ve Aszodi[59]). Sınama sürecinde, yalın VVER-440 üçgensel yakıt çubuğu konfigürasyonu çalışılmıştır. Lattice-Boltzmann benzeşimleri için $100 \times 100 \times 265 = 2650000$ kübik lattice kullanılmıştır. Yakıt çubukları yüzeyinde geri-tepme mekanizması uygulanmıştır [60]. Kanalın yanal ve eksenel uçlarında periyodik ve simetri sınır koşulları kullanılmıştır. Ayrıca, ortalama akış hızını $\bar{U} =$

3,18 m/s yapabilecek aksenal harici bir basınç kuvveti uygulanmıştır. Smagorinsky sabiti C_s değeri 0,1 olarak seçilmiştir [61-63].

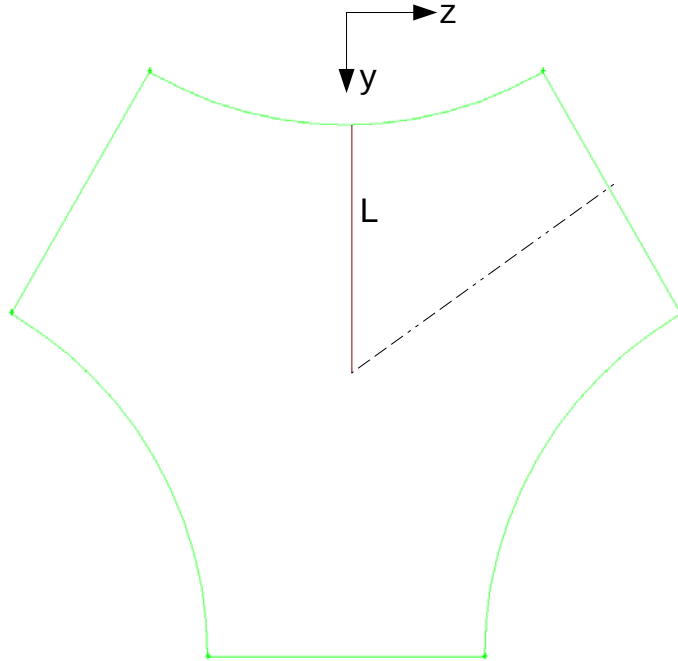
Benzeşimler Latt ve Chopard [36]'ın düzenlenmiş Smagorinsky modeli kullanılarak yapılmıştır. Yüksek dereceli hidrodinamik olmayan terimlerin parçacık popülasyonundan eliminasyonu ile, bu modelde hesaplamaların doğruluğu ve kararlılığı iyileştirilmektedir. Yoğunluk, hız ve stres tensörü herbir lattice noktası için hesaplanır ve bu değerler her zaman adımında güncellenir. Yoğunluk, hız ve stres tensörü gibi üç moment hesaplandıktan sonra parçacık popülasyonu için düzenlenmiş yeni değerler atanır. Daha sonra bilinen BGK çarpışma işlemi uygulanır. Bu model, modellerinin MRT (Multiple-Relaxation-Time) bir çeşidi olarak görülebilir. Gevşeme parametreleri Chapman-Enskog açılımı [23] kullanılarak hesaplanır. Şekil (6.11)'da görüldüğü gibi, türbülans VVER-440 soğutucu kanalında türbülans yaklaşık $t = 0,01$ s sonra başlamakta ve $t = 0,02$ s sonunda baskın olmaktadır.



Şekil 6.11. Tipik VVER-440 ayırıcısız üçgensel yakıt çubuğu konfigürasyonunda akışın zaman evrimi

Aynı geometri ve sınır koşulları Sonlu Hacim Benzeşimleri için de kullanılmıştır. ANSYS Fluent 13.0 [64] hesaplamalar için seçilmiştir. Smagorinsky-Lilly(LES) türbülans modeli, LB benzeşimleriyle aynı Smagorinsky sabiti seçilerek kullanılmıştır.

Ayrışım işlemi için Gambit yazılımı kullanılarak 1,888,653 dörtyüzlü hücre oluşturulmuştur. Kontrol hacimleri (meshes) yakıt çubukları etrafında inceltirilmiştir. Eksenel hız U ve türbülans Reynolds stresleri (u^2 eksenel, v^2 radyal, w^2 çevresel normal stresler ve uv kayma stresi) değerleri LBM ve FVM benzeşimlerinden alınıp deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Şekil (6.13)'de ard-işleme nicelikleri deneysel verilerle karşılaştırılmaktadır. LBM ve FVM sonuçlarının deneysel verilerle uyumlu oldukları gözlenmektedir.

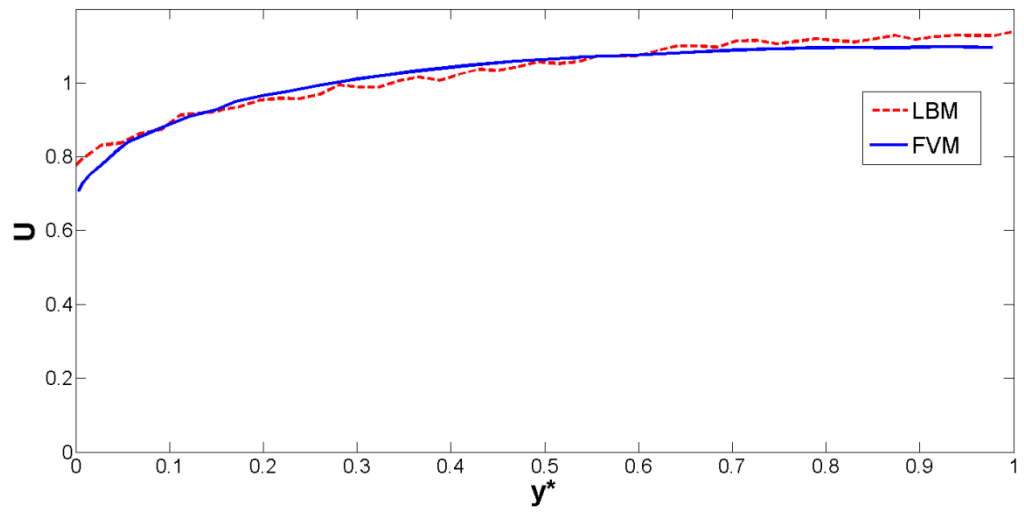


Şekil 6.12. VVER-440 kanalının kesit görünümü

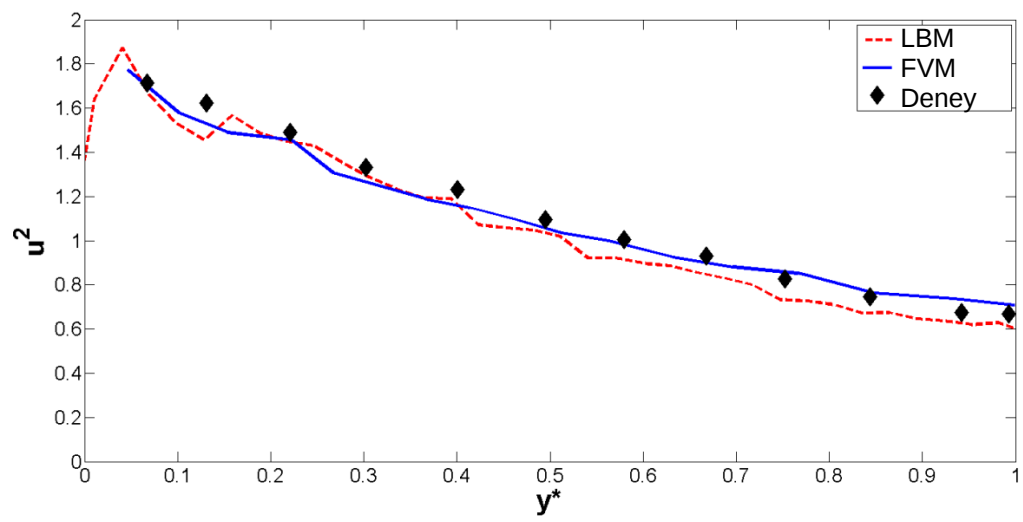
Hız ve Reynolds stres verileri birim hücrenin eksenel olarak orta noktasından Şekil 6.12'de gösterilen L uzunluğundaki çizgi üzerinden alınmıştır. Boyutsuz nicelikler aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$y^* = y/L, \quad u_i^2 = \frac{\sqrt{u_i^2}}{u_\tau}, \quad uv = \frac{\overline{uv}}{u_\tau^2}, \quad U = \frac{\overline{U}}{u_\tau}$$

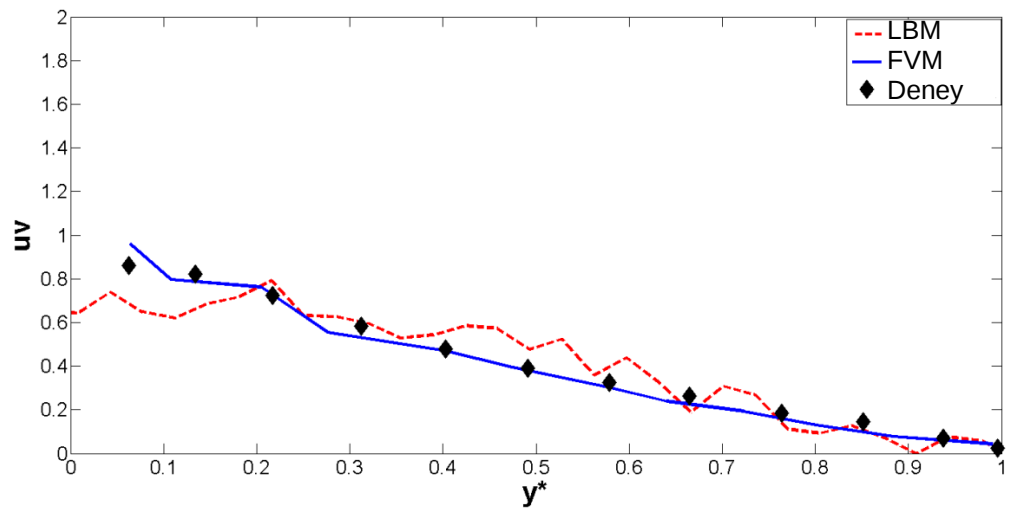
burada u_τ sürtünme hızıdır.



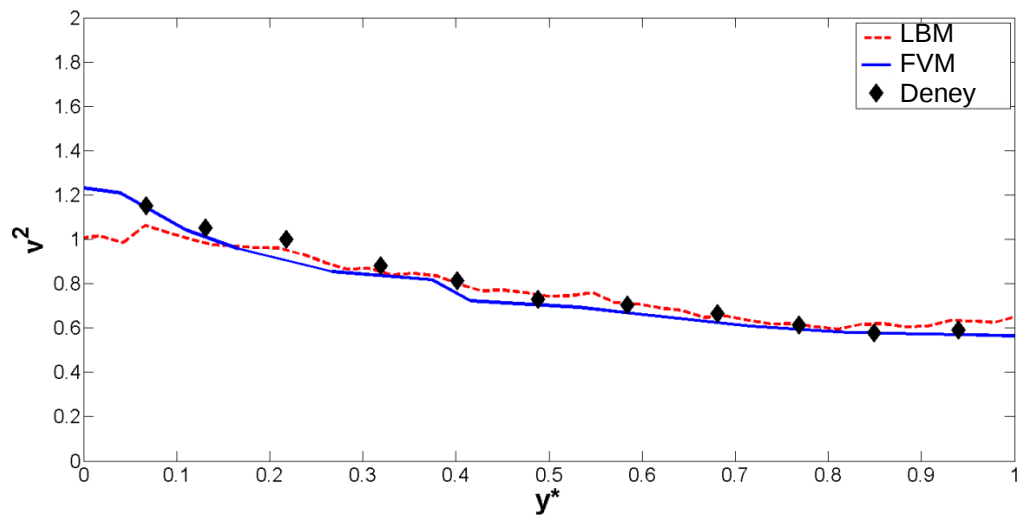
(a)



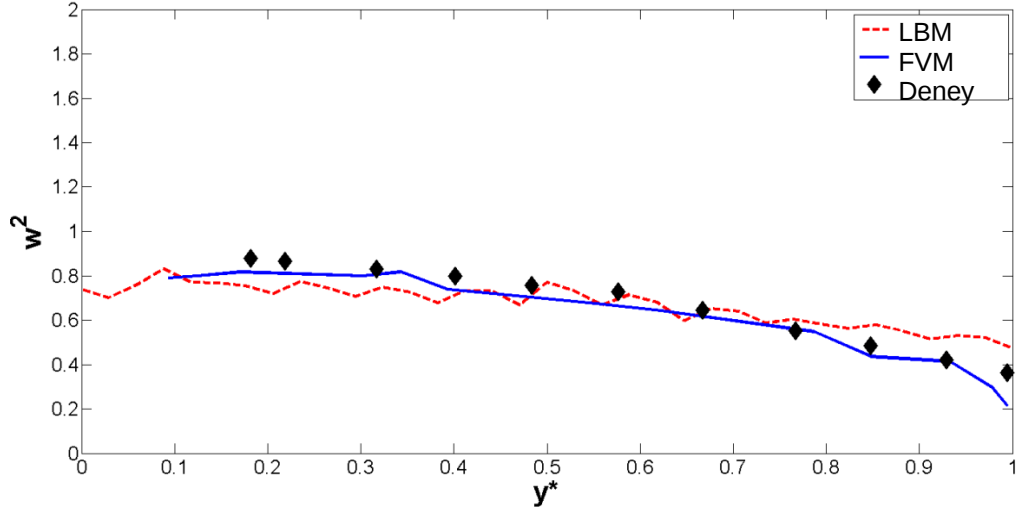
(b)



(c)



(d)



(e)

Şekil 6.13. LBM ve FVM benzeşimlerinden alınan art işlem nicelikleri, (a) eksenel hız, U (b) eksenel Reynolds stres, u^2 (c) kayma stres, uv (d) radyal stres, v^2 (e) çevresel normal stres, w^2

LBM sonuçları deneysel verilerle ve sonlu hacim hesaplamalarıyla karşılaştırıldığında hız ve stres profilleri için kabul edilebilir bir uyum göstermektedir. Ne yazık ki, duvar kenarlarına yakın bölgelerde deneysel verilerden ve sonlu hacim sonuçlarından küçük sapmalar görülmektedir. Bölüm 2’de anlatıldığı gibi, lattice boyutları ana akış bölgesi ve duvara yakın bölgelerde aynıdır. Dolayısıyla, yakıt çubuğuna yakın bölgelerde lattice boyutu inceltildiğinde bu sapmalar azalabilir.

Hesaplanan niceliklerin zaman ortalama işlemi $1s - 2,5s$ akış süresi aralığında gerçekleştirilmiştir. Buna göre ortalama nicelikler aşağıdaki gibi tanımlanabilir,

$$\bar{u}_i = \frac{\sum_{j=1}^N u(j)_i}{N}$$

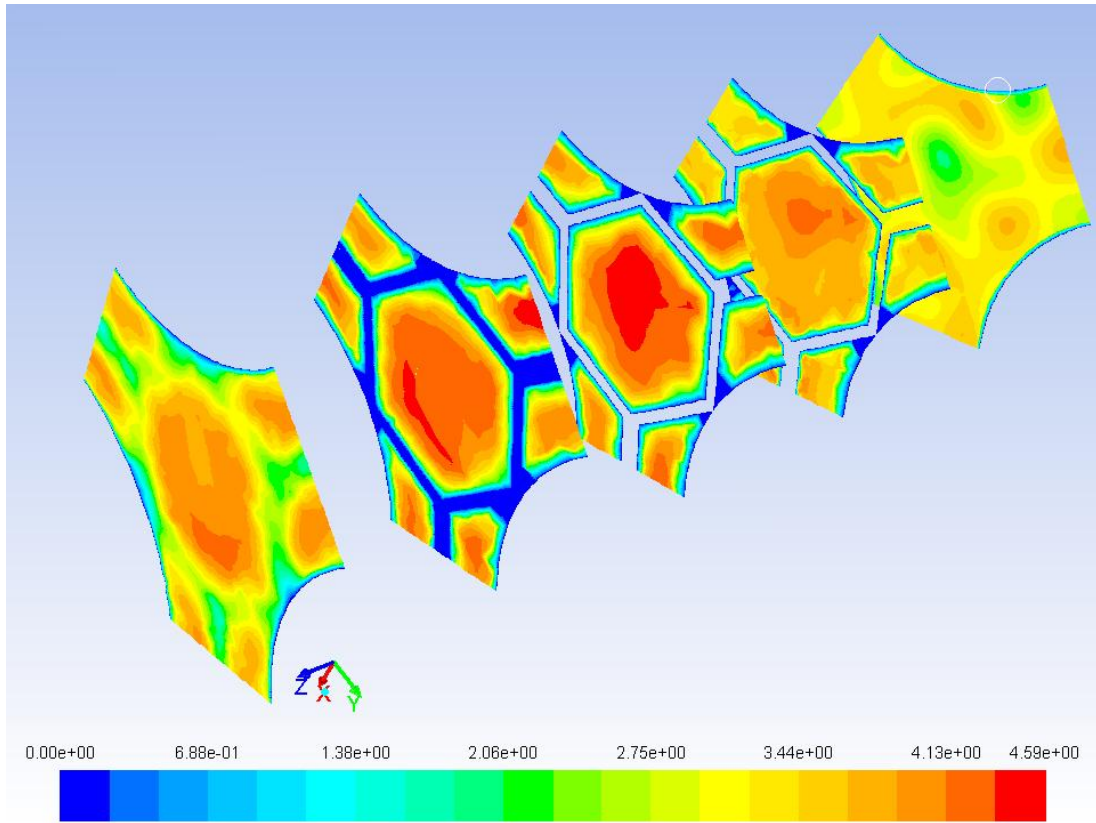
$$\overline{u_i u_k} = \frac{\sum_{j=1}^N u(j)_i u(j)_k}{N} - \bar{u}_i \bar{u}_k$$

burada N ortalama işlemi sürecinde örneklenen veri büyüklüğüdür.

6.2.2 Ayırıcı Izgara Etkisi

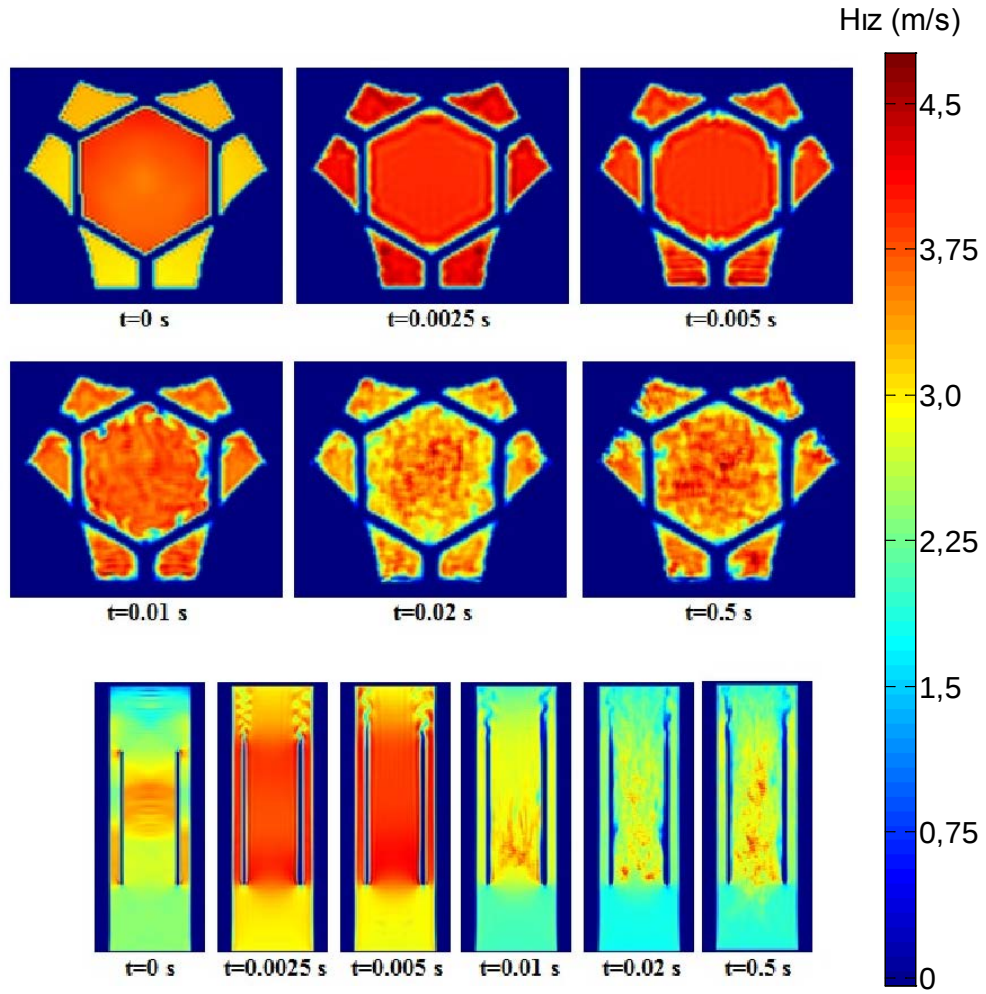
VVER soğutucu kanalında ayırıcı ızgara etkisi incelenmiştir. Hız profilleri ve basınç kaybı sonuçları karşılaştırılmıştır. Önceki bölümde yapılan sınamaların ardından VVER

kanalına ayırıcı ızgara geometrisi eklenmiştir. Eklenen ayırıcının eksenel uzunluğu 10 mm ve genişliği 0,5 mm olarak belirlenmiştir [65]. Yalın VVER-440 benzeşimleri için kullanılan lattice çözünürlüğü ile aynı çözünürlük değeri ile benzeşimler yapılmıştır. Eksenel yönde giriş hızı ve çıkış basıncı sınır koşulları uygulanmıştır. Yakıt çubukları ve ayırıcı ızgara duvar yüzeylerinde geri-tepme mekanizması gerçekleştirilmiştir. Ayrıca, aynı geometri için ANSYS Fluent kodu kullanılarak sonuçlar LBM sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. ANSYS Fluent kodundan elde edilen eksenel hız konturları Şekil (6.14)'de gösterilmiştir.



Şekil 6.14. Seçilen beş düzlem ($z = 0, 0,005, 0,01, 0,015$ ve $0,02$ m) için ANSYS Fluent LES eksenel hız profili sonuçları

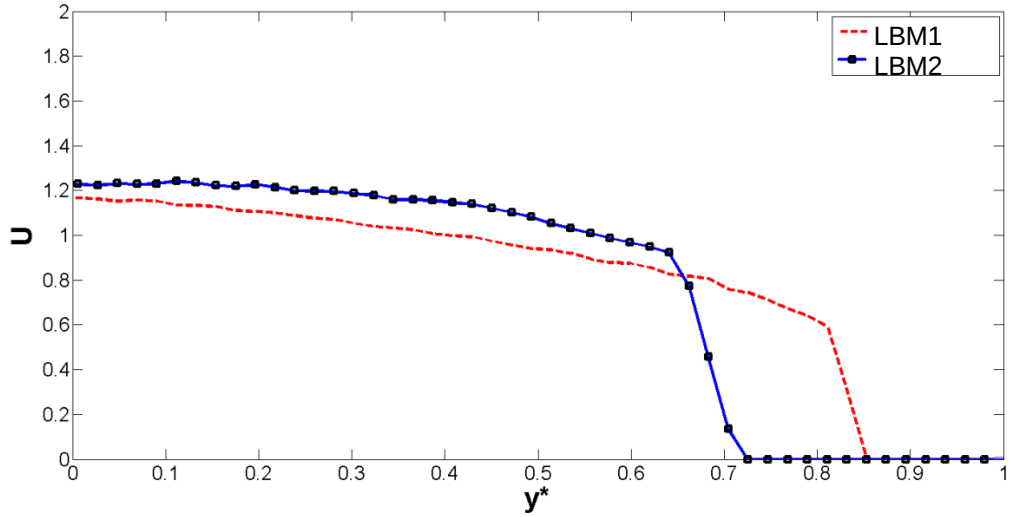
Şekil (6.15) ayırıcı ızgaralı VVER soğutucu kanalındaki akışın zaman evrimini göstermektedir. Bu durumda, türbülans yaklaşık $t = 0.01$ s sonra baskın hale gelmektedir. Bu değer yalın VVER kanalı ile yapılan değerden daha küçüktür çünkü akış alanı daralmış ve akışkan hızı artmıştır.



Şekil 6.15. Ayırıcı ızgaralı tipik VVER-440 üçgensel yakıt çubuğu konfigürasyonundaki akışın zaman evrimi

6.2.3 Ayırıcı ızgara içerisinde hız profili ve basınç kaybı

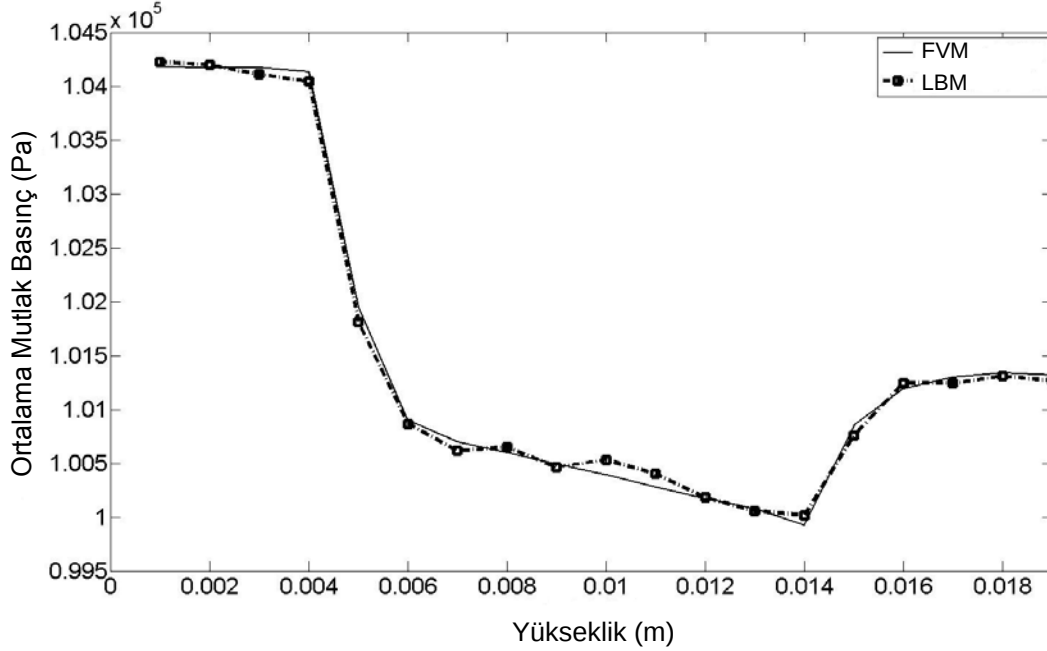
Yalın VVER-440 soğutucu kanalı ile ayırıcı ızgara eklenmiş soğutucu kanal akış eksenel hız profilleri benzeşim sonuçları karşılaştırılmıştır. Şekil (6.16)'de görüldüğü gibi (LBM1-Yalın geometri, LBM2-Ayırıcı ızgaralı geometri) ayırıcı ızgara kullanılan geometride su hızı daha fazladır bu da bilindiği gibi akış geometrisindeki daralmanın bir sonucudur.



Şekil 6.16. Yalın ve ayırıcı ızgaralı geometrilerde eksenel hız profili

Ayırıcı bölge sebebiyle oluşan basınç kaybı lattice-Boltzmann yöntemi ve ayrıca ANSYS 13.0 Fluent benzeşimleriyle hesaplanmıştır ve sonuçlar karşılaştırılmıştır. LBM ile basınç kaybının nasıl hesaplandığı daha önceki bölümlerde anlatılmıştır.

Alan ortalamalı mutlak basınç değerleri ANSYS Fluent ve LBM benzeşimlerinden alınıp zaman üzerinden ortalanmıştır. Sonuçlar seçilen noktalar üzerinden grafik olarak verilmiştir. Şekil (6.17) ayırıcı ızgaralı VVER-440 soğutucu kanalı için basınç değerlerini göstermektedir. Sonlu hacim ve lattice-Boltzmann yöntemleriyle elde edilen basınç değerlerinin uyum içinde olduğu görülmektedir.



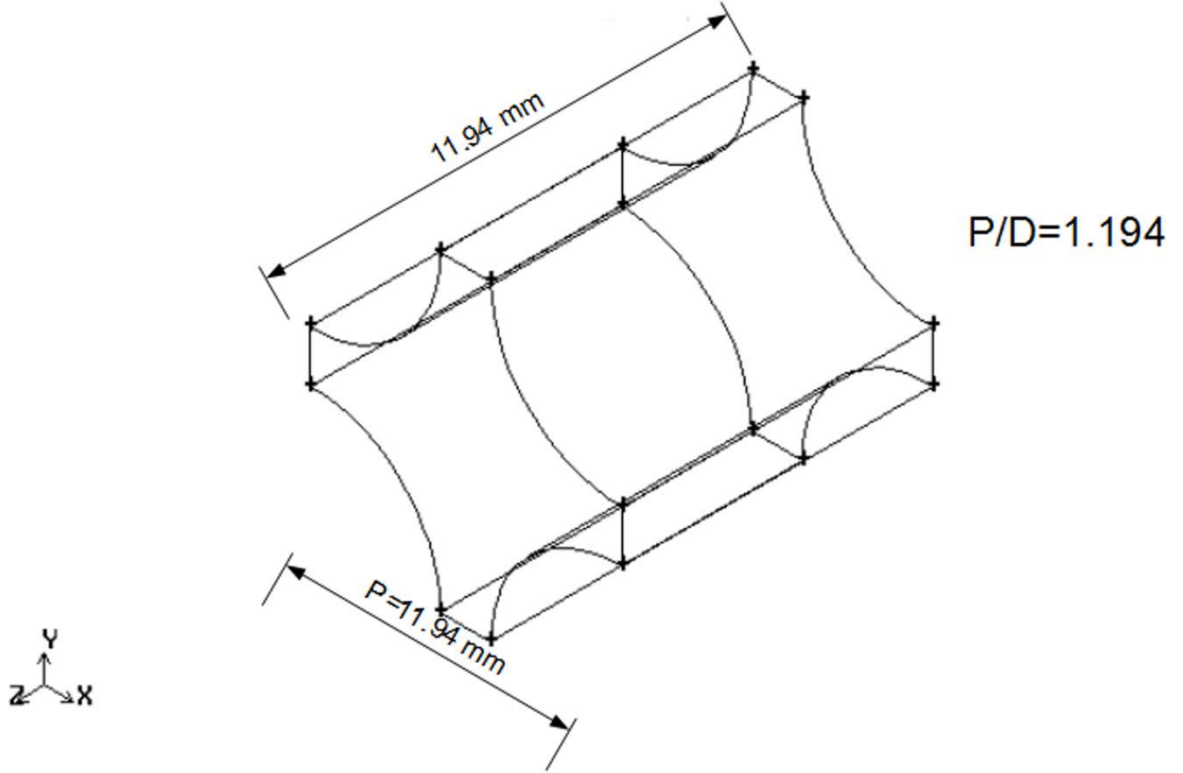
Şekil 6.17. VVER-440 soğutucu kanalında sonlu hacim ve lattice-Boltzmann yöntemleriyle elde edilen alan ortamalı mutlak basınç değerleri

Bu çalışmada üçgensel VVER-440 soğutucu kanalındaki türbülanslı akışın lattice-Boltzmann yöntemiyle modellenebileceği gösterilmiştir. Lattice-Boltzmann kodunun sınaama işlemi başarıyla gerçekleştirilmiştir. Yalın VVER geometrisi için hız ve stres profilleri deneysel verilerle uyuşmaktadır. Reynolds stresleri için daha iyi sonuç alabilmek adına duvar kenarlarında ekstra bir inceltme işlemi ya da duvar fonksiyonu ekleme gerekmektedir.

6.3 LWR Periyodik Birim Hücre Hesaplamaları

Bu kısımda, Hooper [4] 'ın deneysel çalışması lattice-Boltzmann ve sonlu hacim yöntemleriyle nümerik olarak çalışılacak ve lattice-Boltzmann koduna eklenen türbülans modelleri sınanacaktır. Deney, $P/D=1,107$ ve $1,194$ olan altı çubuklu hava ekipmanından geçen tam gelişmiş türbülanslı hava akışında Reynolds streslerinin ölçülmesine dayalıdır. Akışın Reynolds sayısı, 14 cm'lik çubuk çapına bağlı olarak 48000 ve 48400'dür. Bu

çalışmada, $P/D=1,194$ olan birim hücrede akış yönünde orta noktadan yanal yüzeylere 45° açı yapacak bir çizgi seçilmiş ve sonuçlar karşılaştırılmıştır. Akışın Reynolds sayısı 48000'dir. Seçilen birim hücre Şekil (6.18)'de gösterilmiştir.



Şekil 6.18. LWR periyodik birim hücre geometrisi

Hooper'ın deneysel verileri takip edilerek, bir LWR (Light Water Reactor) soğutucu kanalı modellenmiştir. Uzun hesaplama süresinden kaçınmak amacıyla, tamamen periyodik sınır koşulları uygulanmıştır. Belirlenmiş bir basınç gradyanı gerekli akışı sağlamak için uygulanmıştır. Aralık mesafesi $P=11,94 \text{ mm}$ ve yakıt çubuklarının çapları $D=10 \text{ mm}$ olarak alınmıştır. Birim hücrenin eksenel uzunluğu bir aralık mesafesi olarak seçilmiştir. Hidrolik çap D_h 8,1517 mm olarak hesaplanmış ve buna bağlı suyun ortalama yığın hızı da $U_{yığın} = 3,8745 \text{ m/s}$ 'dir.

6.3.1 Hesaplama alanı

Peryodik kare yakıt demeti akışı için uzunluk ölçekleri Çizelge (6.2)'de verilmiştir. LES benzeşimleri için tercih edilen örgü boyutu, Taylor mikro ölçeğinin (λ) üçte biri kadardır.

Dolayısıyla, $\lambda/3 \sim 0,48 \times 10^{-4}$ m örgü boyutu LES benzeşimleri için gereklidir. Bu boyut lattice-Boltzmann yönteminde yaklaşık $D_h/170$ çözünürlüğe karşılık gelmektedir.

Çizelge 6.2. Kare yakıt demeti akışı için uzunluk ölçeği parametreleri

Uzunluk Ölçeği	Değer (m)
Kolmogorov (L_K)	$\sim 2,51 \times 10^{-6}$ ($D_h/3240$)
Taylor microscale (λ)	$\sim 1,44 \times 10^{-4}$ ($D_h/57$)
(Tercih edilen) LES ($\lambda/3$)	$\sim 0,48 \times 10^{-4}$ ($D_h/170$)

Sonlu hacim LES benzeşimleri de lattice-Boltzmann türbülans benzeşimlerine ek bir referans veri olmak üzere gerçekleştirilmiştir. Ansys Fluent 15.0 CFD kodu bu amaç için yaklaşık $\Delta = D_h/150$ örgü büyüklüğü ile kullanılmıştır. WALE türbülans modeli $C_x = 0,1$ sabiti ile sonlu hacim yöntemi çözümlerine dahil edilmiştir. Benzer şekilde, LBM benzeşimleri $D_h/50$ ve $D_h/70$ kafes uzunlukları için yapılmıştır. Bu uzunluk değerleri LES benzeşimleri için yetersizdir ($> D_h/170$). Ancak, burada amacımız kafes boyutlarının LES benzeşimleri için büyük olduğu durumlarda türbülans modellerinin etkilerini araştırmaktır. LBM benzeşimleri için, $D_h/50$ kafes uzunluğu yaklaşık olarak $73 \times 73 \times 73 = 389017$ kafes ve $D_h/70$ kafes uzunluğu ile yaklaşık $103 \times 103 \times 103 = 1092727$ kafes bulunmaktadır.

6.3.2 Türbülans Benzeşimleri

Türbülans modelleri lattice-Boltzmann yöntemi kullanılarak karşılaştırılmıştır. Smagorinsky-Lilly türbülans modeli daha önceden koda eklenmiştir. WALE, VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$) türbülans modelleri bu kısımda LBM koduna eklenmiş olup bu dört türbülans modeli sınanacak ve deneysel verilerle karşılaştırılacaktır. VLES için benzeşimler $\Delta = 2\Delta_{les}$ filtre genişliği için yapılmıştır. Başlangıç koşulu olarak, kanal içerisinde akan suyun hızı üç boyutlu Pouiseille hız dağılımı olarak verilmiştir. Ek olarak, VLES modeli kullanıldığında k, ε ve ω için başlangıç değerlerinin verilmesi gerekmektedir. Bu parametrelerin başlangıç değerleri aşağıdaki gibi belirlenebilir,

$$I = 0,16Re^{-1/8},$$

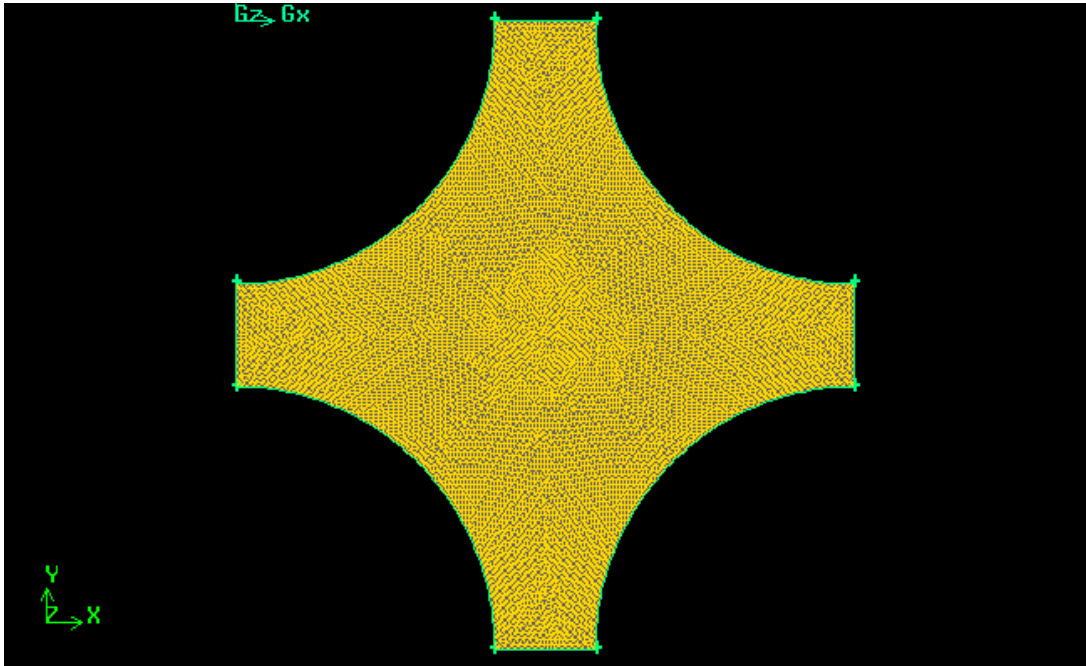
$$k = \frac{3}{2}(U_{yığın}I)^2,$$

$$\varepsilon = 0,1643 \frac{k^{1.5}}{l}$$

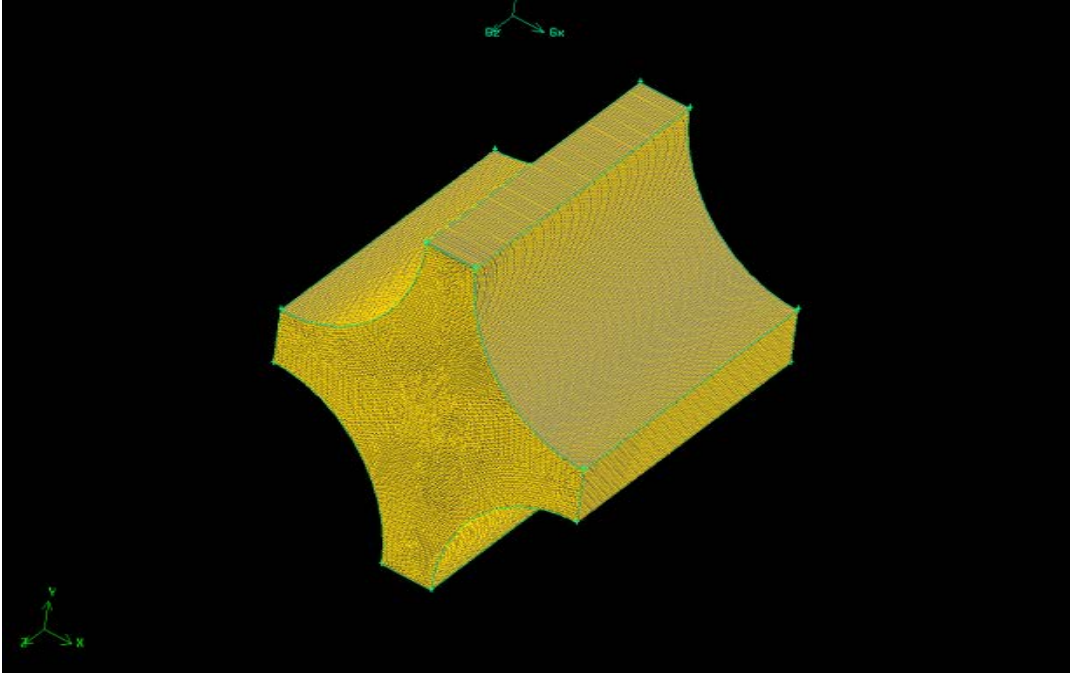
$$\omega = \frac{\varepsilon}{k}$$

burada $l = 0,07L$, L karakteristik uzunluk (bu çalışmada hidrolik çap D_h).

Aşağıda sunulan sonuçlar doğrudan dört örgü altı türbülans modelinin (Smagorinsky-Lilly (LES), WALE (LES) and VLES ($k - \varepsilon$ and $k - \omega$) karşılaştırılmalarıyla ilgilidir. Burada, ilk olarak ANSYS Fluent benzeşimleriyle başlandı. Üçüncü kısımda belirtildiği gibi ince örgülü LES (WALE) benzeşimleri sonlu hacim yöntemiyle gerçekleştirilmiştir. Dolayısıyla, bu sonuçlar da deneysel verilere ek olarak referans olarak düşünülebilir. Şekil (6.19) ve (6.20) GAMBIT yazılımıyla elde edilen örgü modelini göstermektedir.

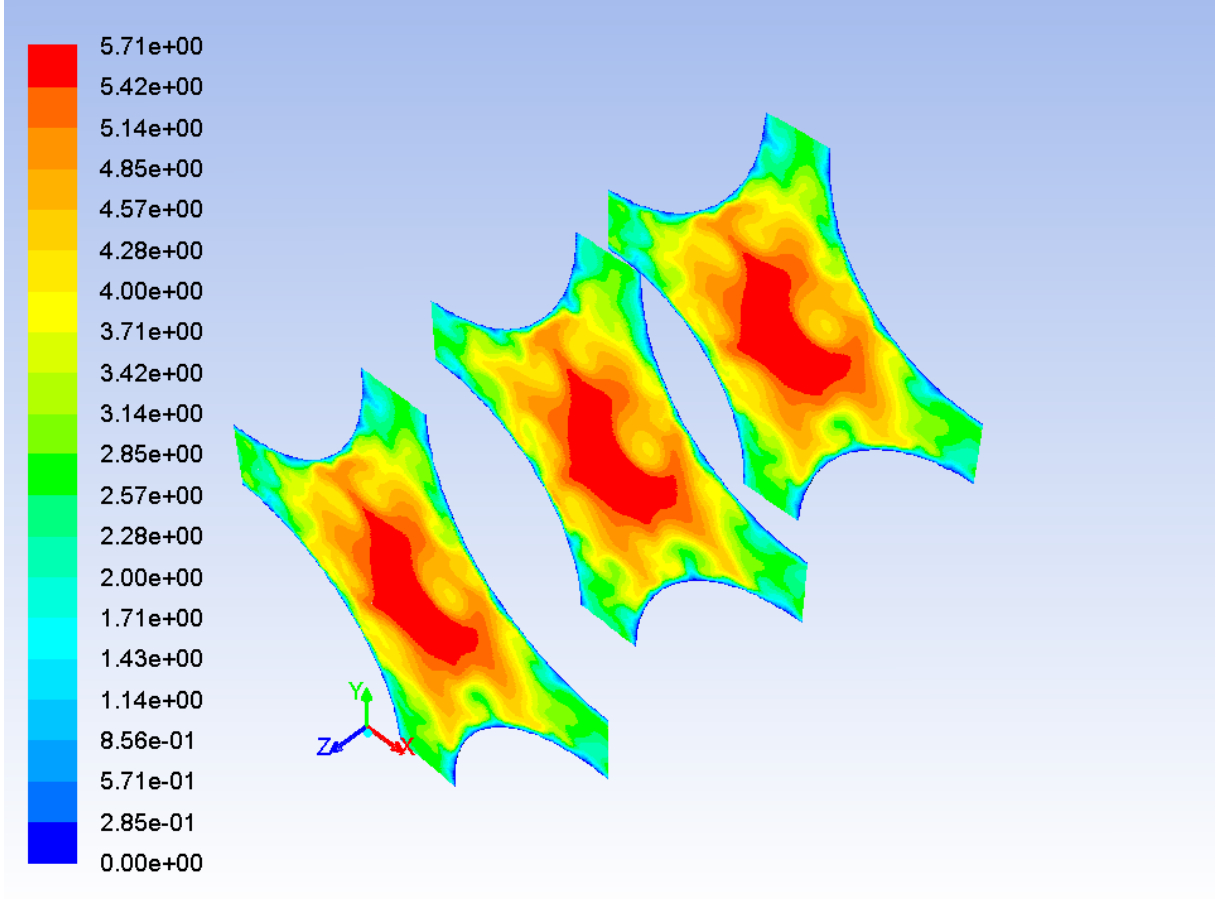


Şekil 6.19. Enine kesitte LWR birim hücresinin sonlu hacim LES benzeşimleri için örgü modeli



Şekil 6.20. LWR birim hücresinin sonlu hacim LES benzeşimleri için örgü modeli

ANSYS Fluent 15.0 benzeşimleri WALE türbülans modeli ve $C_x = 0,1$ model sabiti kullanılarak yapılmıştır. CFL sayısı yaklaşık 0,7 ve ortalama art işlem nicelikleri 0,5-1,5 s arasında hesaplanmıştır. $t=1$ s için anlık hız profili Şekil (6.21)'de gösterilmiştir.

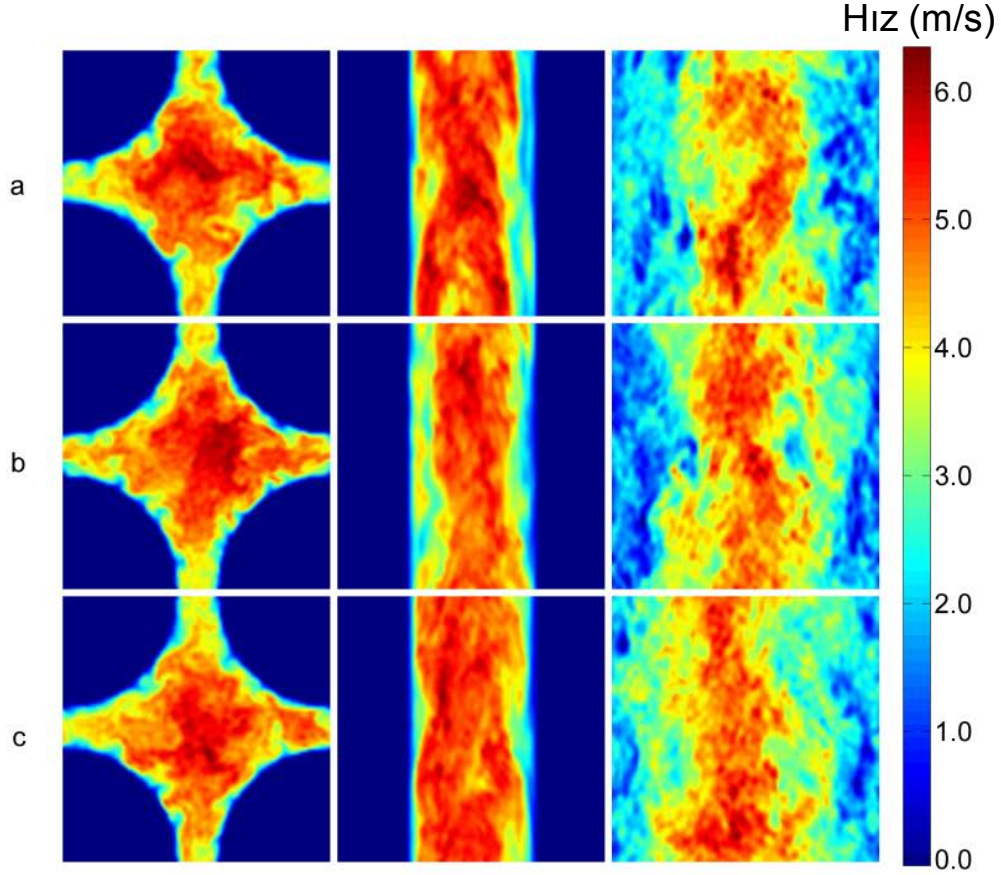


Şekil 6.21. LWR soğutucu kanalında ANSYS Fluent benzeşim sonularından $t=1$ s’de anlık hız dağılımı

6.3.3 Türbülans Model Sonuçlarının Karşılaştırılması

Üç boyutlu tam periyodik LWR soğutucu kanalı benzeşimleri dört farklı türbülans modeli için denendi ve sonuçlar sunuldu. Türbülans model karşılaştırmaları düşük ($D_h/50$) ve orta seviyedeki ($D_h/70$) çözünürlük değerleri için yapılmıştır. Bu çalışmada asıl amaç, türbülans modellerinin sonuçlar üzerine etkisini incelemek ve ileride yapılacak çalışmalar için (özellikle büyük geometriler için) daha düşük çözünürlüklerde çalışılabilme olasılığını araştırmaktır. Çizelge 6.2’de görüldüğü gibi, $D_h/50$ örgü boyu Taylor mikro ölçeğinden daha büyüktür. Dolayısıyla, LES tabanlı (WALE ve Smagorinsky-Lilly) modellerin deneysel sonuçları yakalamada başarısız olacağı tahmin edilmektedir. Fakat, VLES sonuçlarının örgüden bağımsız yapısı nedeniyle daha iyi olacağı öngörülmektedir. Türbülans model karşılaştırmalarında ikincil denemede lattice boyutu, $D_h/70$ ’e çekilmiştir. Burada lattice boyutu orta seviyededir ve Taylor mikro ölçeğinden küçüktür ancak hala LES için istenilen seviyede değildir.

Şekil (6.22) $D_h/70$ lattice boyutu için akış başlangıcından $t = 0,5s$ sonraki hız konturlarını göstermektedir. Akış ilk başta laminar akış rejimiyle başlayıp $+z$ yönünde uygulanan harici kuvvetin etkisiyle türbülans rejime geçmektedir(yaklaşık $t = 0,05 s$). Türbülans niceliklerinin (hız ve Reynolds stres) zaman üzerinde ortalama işlemi $0,5 - 1,5s$ zaman aralığında yapılmıştır.



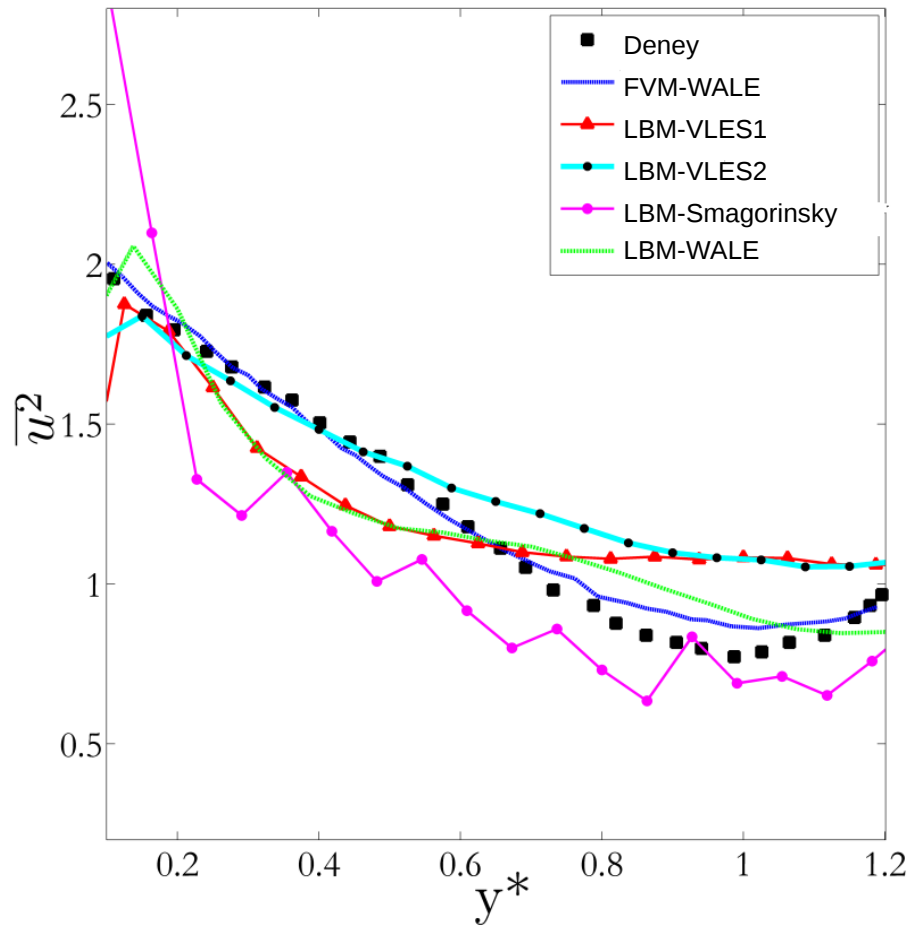
Şekil 6.22. LBM benzeşimlerinden $t = 0,5s$ 'de alınan anlık hız konturları (a) WALE model, (b) VLES ($k - \epsilon$), (c) VLES ($k - \omega$)

Hız ve Reynolds stres verileri birim hücrenin akış yönünden orta noktasından ve bu noktada yatayla 45° lik açı yapacak şekilde bir çizgi üzerinden alınmıştır. Bu çizginin uzunluğu L ise boyutsuz nicelikler aşağıdaki gibi ifade edilebilir,

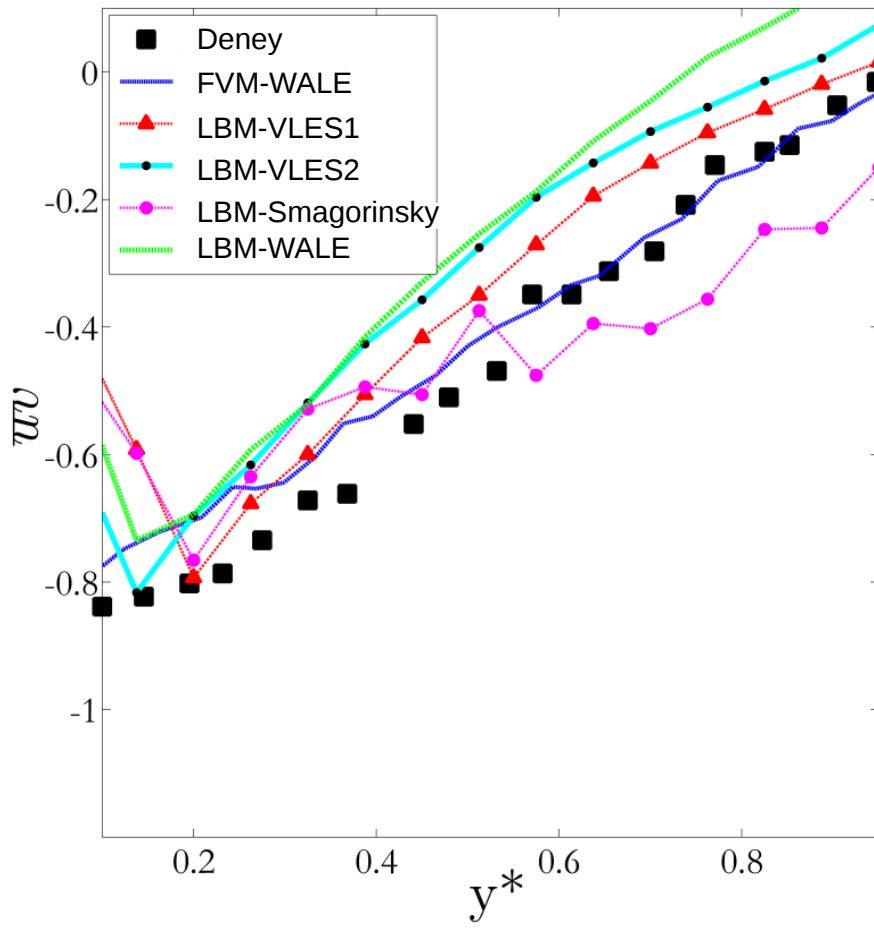
$$y^* = y/L, \quad u_i^2 = \frac{\sqrt{u_i^2}}{u_\tau}, \quad uv = \frac{\overline{uv}}{u_\tau^2}, \quad U = \frac{\overline{U}}{u_\tau}$$

burada u_τ sürtünme hızı, u akış yönündeki stres elemanı, v ve w diğer yönlerdeki Reynolds stres elemanlarını temsil eder.

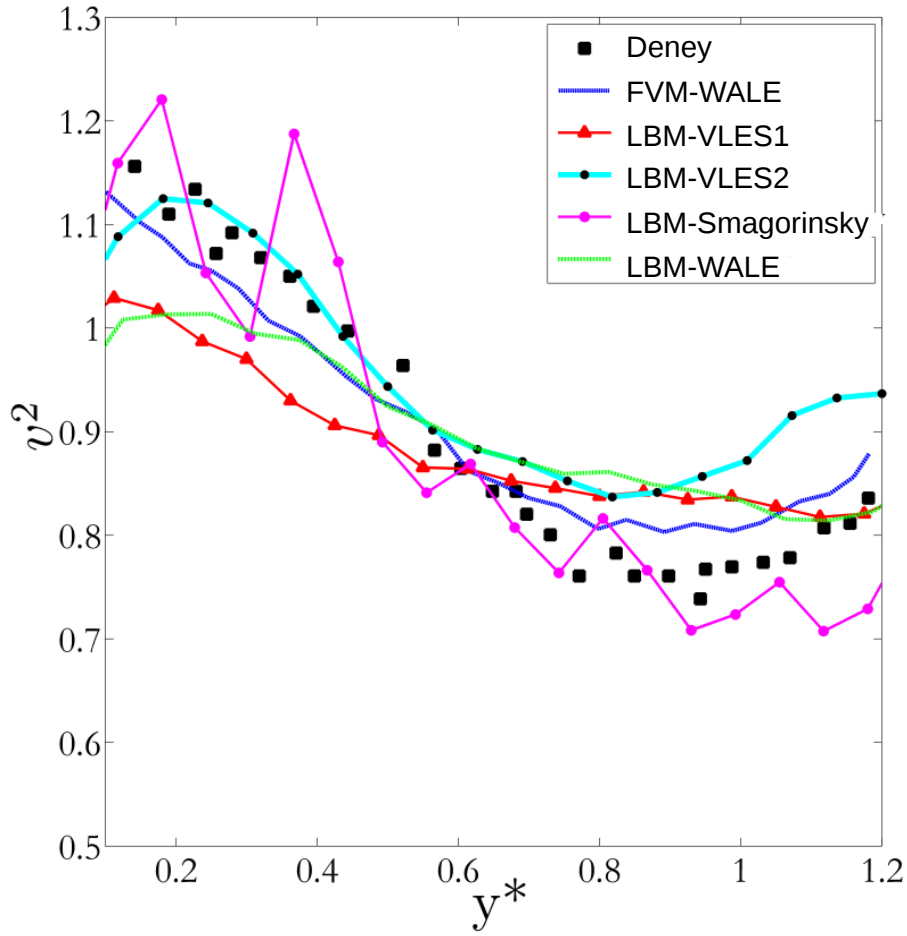
$D_h/50$ lattice boyutlu benzeşim sonuçları Şekil (6.23-6.25)'de gösterilmiştir. Aynı zamanda bu grafikler üzerinde Hooper'ın dnyzel verileri ve ince örgülü ANSYS Fluent WALE model sonuçları da eklenmiştir. Karşılaştırma için üç stres elemanı $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ ve $\overline{uv}$ seçilmiştir. Şekil (6.23-6.25)'de, Smagorinsky-Lilly model sonuçları özellikle duvar kenarlarında doğru sonuçlar vermemiştir. Bu muhtemelen lattice boyutunun Taylor mikro ölçeğinden büyük olmasıyla ve burada herhangi bir duvar fonksiyonunun tanımlanmamasından kaynaklanabilir. WALE modelinde, bu model duvar uyumlu olduğundan ve hız gradyan tensörünün karesiyle orantılı olduğundan, sonuçlar göreceli olarak duvar kenarlarında daha iyi ve Reynolds stresler için daha düzgün profiller elde edilmiştir. Şekillerde görülen VLES1 ve VLES2 adlandırması sırasıyla VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$) modellerini temsil etmektedir. VLES tabanlı benzeşimler WALE model benzeşimleriyle yarışmaktadır ancak $D_h/50$ benzeşimleri için en iyi modele karar vermek zordur. Bu benzeşimlerden çıkarılabilecek tek şey, Lilly modelin bu düşük çözünürlükte duvar kenarlarında stres profillerini yakalamada başarısız olduğudur. Diğer üç yöntem nispeten daha başarılıdır ancak çözünürlükteki artış hız ve Reynolds stres profillerini yakalamada yardımcı olabilir.



Şekil 6.23. $D_h/50$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için u^2 eksenel Reynolds stres ard-ışleme sonuçları



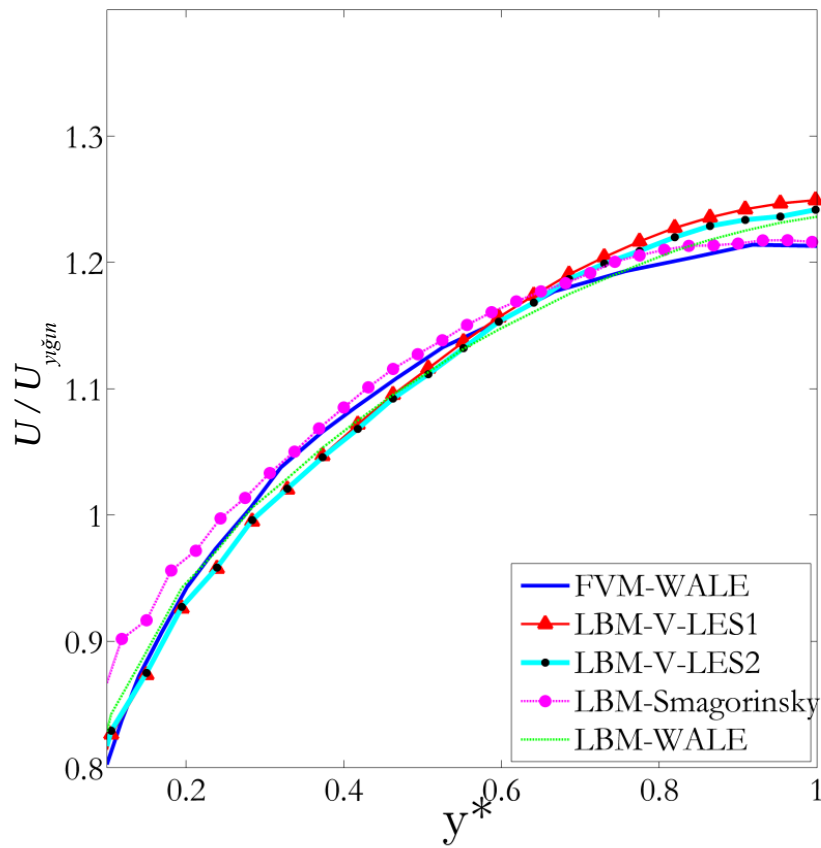
Şekil 6.24. $D_h/50$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için uv kayma stresi ard-işleme sonuçları



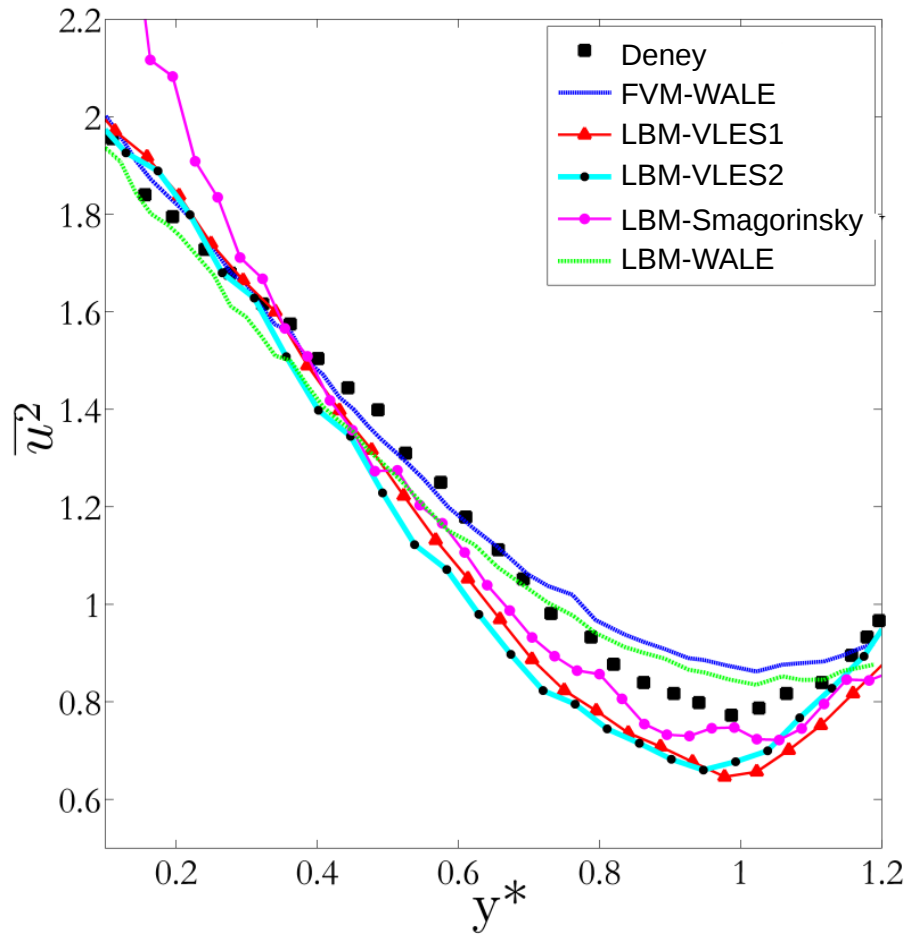
Şekil 6.25. $D_h/50$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için v^2 Reynolds stres ard-işleme sonuçları

Lattice boyutu düşürülerek ($D_h/70$) lattice-Boltzmann benzeşimleri tekrarlanmıştır. Reynolds stres sonuçları Şekil (6.27-6.30)'da gösterilmiştir. Lattice boyutu $D_h/70$ için orta seviyede denilebilir çünkü LES benzeşimleri için Taylor mikroölçeğinden 1,25 kat daha küçük ancak tercih edilen lattice boyutundan $\lambda/3$ (Çizelge (6.2)'de gösterilmiştir) daha büyüktür. Şekil (6.26)'deki hız profilleri ince örgülü ANSYS Fluent LES benzeşimleri referans alınarak karşılaştırma yapılacaktır. Hız profilleri ince örgülü sonlu hacim yöntemi sonuçlarıyla uyumludur. $D_h/70$ lattice boyutu için en iyi modeli saptamak zordur. Ancak Smagorinsky-Lilly modeli yakıt çubuğu duvar yakınlarında en kötü sonucu vermektedir. Ayrıca, VLES ($k - \varepsilon$) sonuçları da duvar yakınlarında uyumsuzluk göstermektedir bunun sebebi duvar kenarlarında iyileştirme işleminin yapılmaması olarak açıklanabilir. Duvardan uzaklaştıkça, VLES ($k - \varepsilon$) ve Smagorinsky-Lilly türbülans

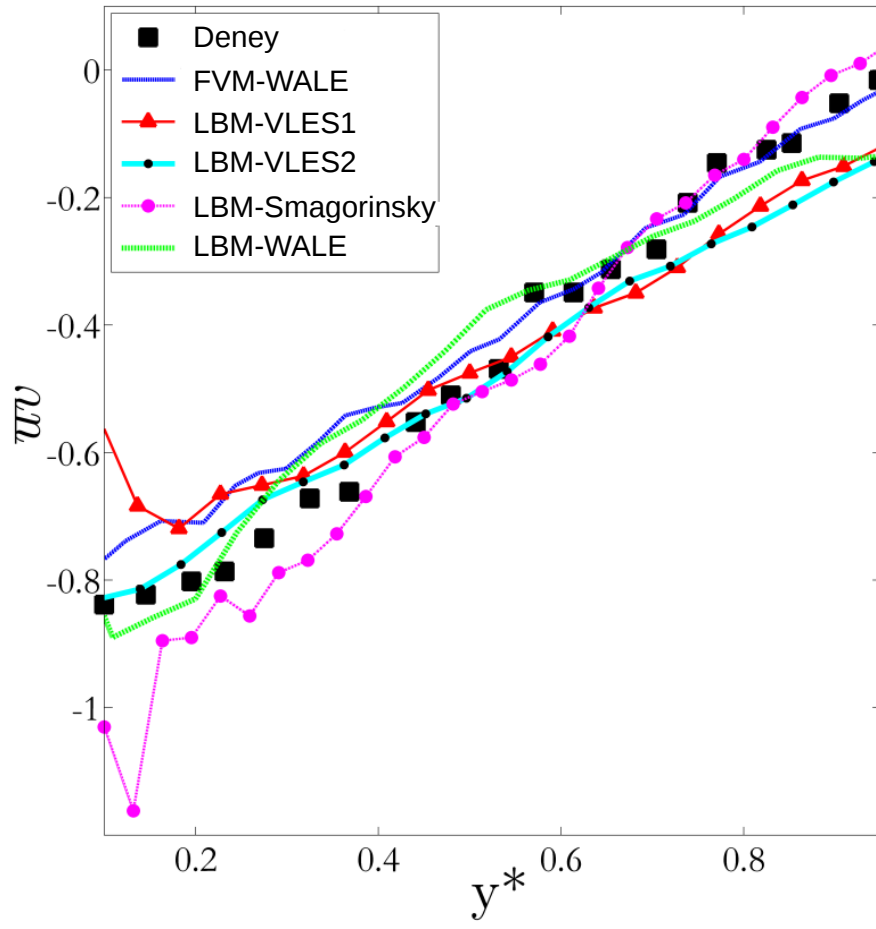
modelleri deneysel verilere yaklaşılmaktadır. WALE ve VLES ($k - \omega$) benzeşim sonuçları duvar yakınları dahil deneysel verilerle uyum içerisindedirler. Sonuç olarak, LWR soğutucu kanalı akışı için sınanan türbülans modelleri arasında WALE ve VLES ($k - \omega$) modellerinin kıyaslamalı olarak en iyi sonuçları verdiği söylenebilir. LBM benzeşimleri için çözünürlük daha fazla artırılabilir ancak bu hem zaman alan hem de ekstra işlemci gerektiren bir işlem olabilir. WALE ya da VLES ($k - \omega$) türbülans modelleri yaklaşık $\sim D_h/100$ örgü boyutu ile kullanılırsa Hooper'ın deney sonuçlarına daha uyumlu sonuçlar elde edilebilir.



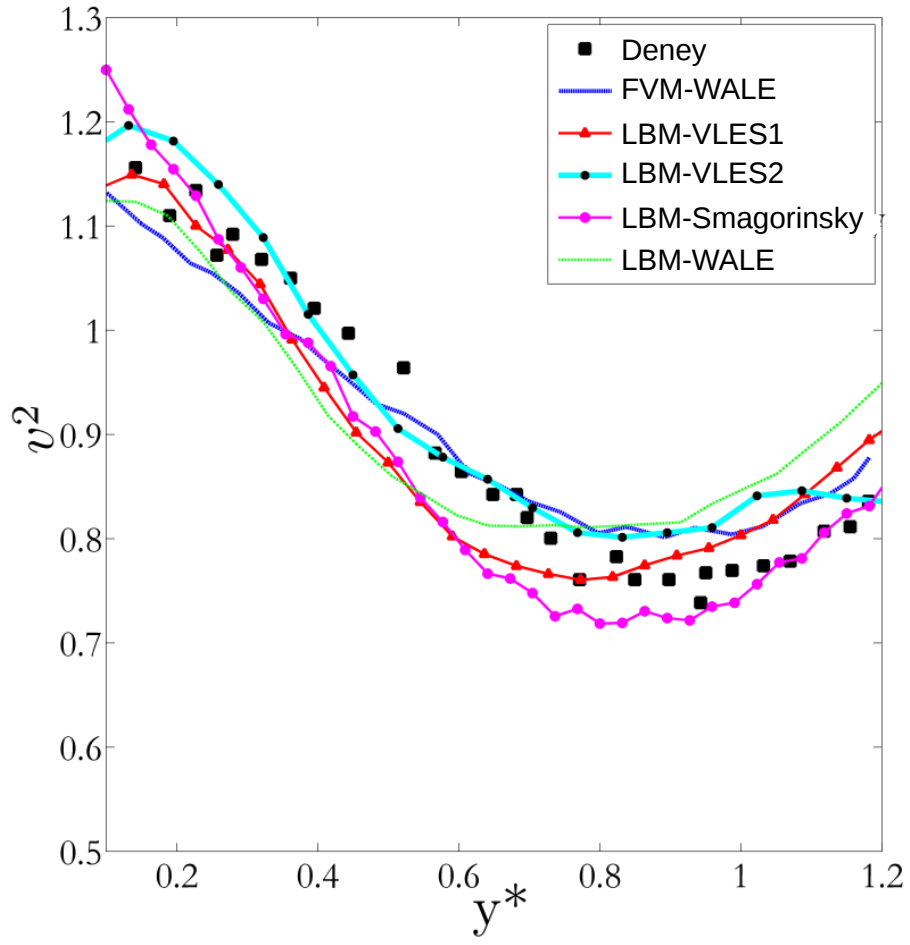
Şekil 6.26. $D_h/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için $U/U_{y_{gim}}$ hız profili ard-ışleme sonuçları



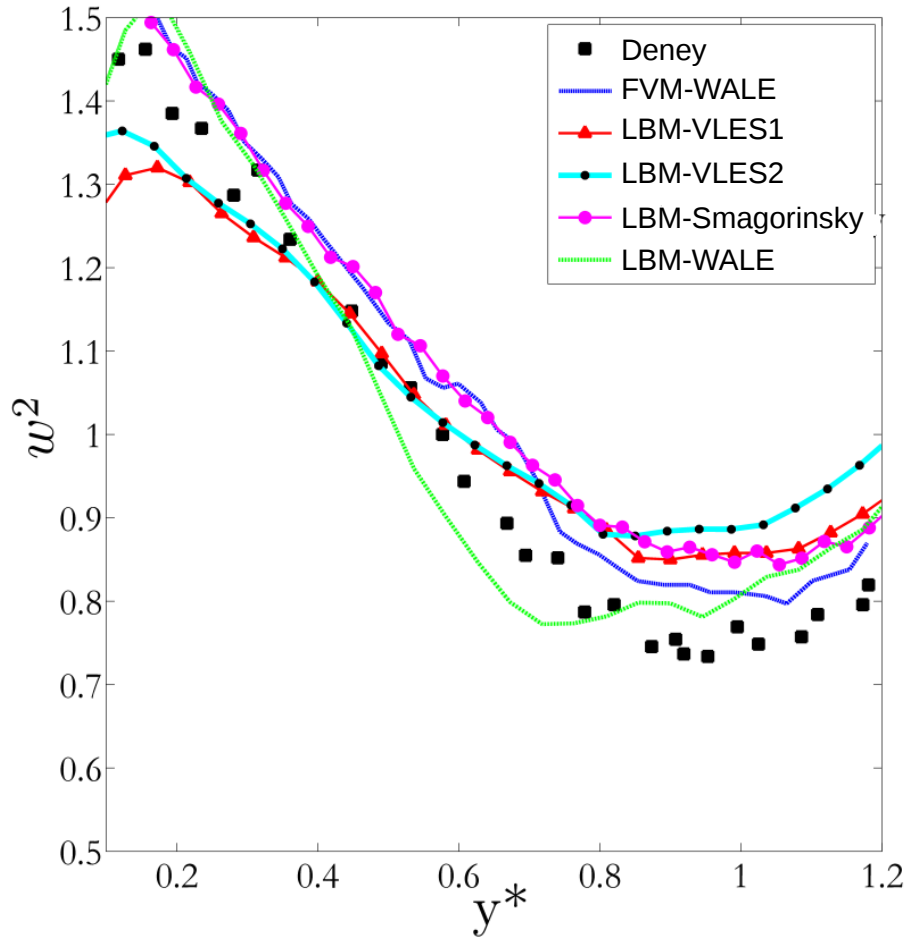
Şekil 6.27. $D_h/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için $\overline{u^2}$ eksenel Reynolds stres ard-ışleme sonuçları



Şekil 6.28. $D_h/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için uv kayma stresi ard-işleme sonuçları



Şekil 6.29. $D_h/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için v^2 Reynolds stres ard-işleme sonuçları



Şekil 6.30. $D_h/70$ lattice boyutuyla yapılan LBM ve sonlu hacim yöntemi benzeşimleri için w^2 Reynolds stres ard-işleme sonuçları

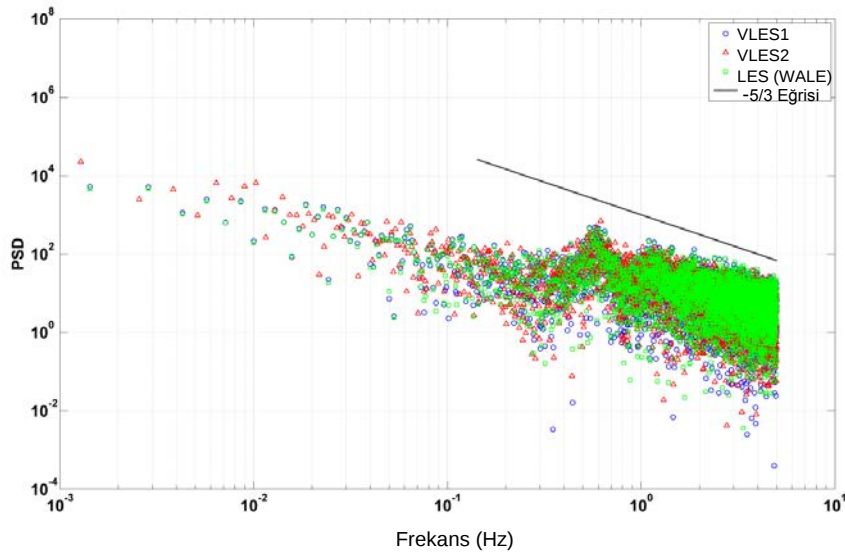
Çizelge (6.3) LBM türbülans modeli benzeşimleri için hesaplama sürelerini göstermektedir. The Intel Xeon Processor X5690 (12 M Cache, 3.46 GHz, 6.40 GT/s) 24 paralel işlemciler herbir benzeşim için kullanılmıştır.

Çizelge 6.3. $D_h/50$ ve $D_h/70$ lattice boyutlarında farklı türbülans modellerinde LWR soğutucu kanalı LBM benzeşimleri için harcanan süre (gün)

Türbülans Modeli	Koşma süresi (gün)	
	Lattice Boyutu ($D_h/50$)	Lattice Boyutu ($D_h/70$)
Smagorinsky-Lilly (LES)	4	11
WALE (LES)	8	17
VLES ($k - \varepsilon$)	10	19
VLES ($k - \omega$)	10	19

6.3.4 Frekans Yanıtları

Hız sonuçlarının herbir türbülans modeli benzeşimi için güç yoğunluk dağılımları (PSD) sunulmuştur. Herbir model için PSD değerleri $-5/3$ eğrisine uyum göstermektedir. Burada yanıt analizi için seçilen nokta soğutucu kanalının tam ortasından alınmıştır.



Şekil 6.31. Soğutucu kanalının orta noktasından alınan U hızı verileriyle üç türbülans modeli için frekans yanıtı

LWR soğutucu kanalındaki türbülanslı akışın nümerik sonuçları sunulmuştur. Lattice-Boltzmann tabanlı Smagorinsky-Lilly, WALE, VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$) örgü altı ölçekli türbülans modelleri hız ve Reynolds stres profilleri elde etmek amacıyla

kullanılmıştır. Ayrıca, ANSYS Fluent LES (WALE) benzeşimleri de karşılaştırma amaçlı kullanılmıştır. İlk olarak $D_h/50$ lattice boyutlu türbülans model benzeşimleri yapılmış ve Smagorinsky-Lilly modelin deneysel stres verilerini özellikle yakıt çubuğu duvarlarında yakalayamadığı görülmüştür. VLES ve WALE model benzeşimlerinin nispeten daha iyi sonuç verdikleri saptanmıştır. Ancak, lattice boyutunda küçültme gerektiği anlaşılmıştır. Bu nedenle, $D_h/70$ lattice boyutuyla benzeşimler tekrarlanmıştır. Sonuçlara göre en iyi modeli söylemek kolay değildir. Ancak, WALE ve VLES ($k - \omega$) modellerinin az bir farkla LWR soğutucu kanalı benzeşimlerinde daha iyi sonuç verdikleri söylenebilir. İki modelin de duvar uyumlu olması buna sebep olarak söylenebilir. Yine de benzeşim sonuçlarını iyileştirmek için duvar kenarlarında inceltmek ya da duvar fonksiyonu eklemek gereklidir.

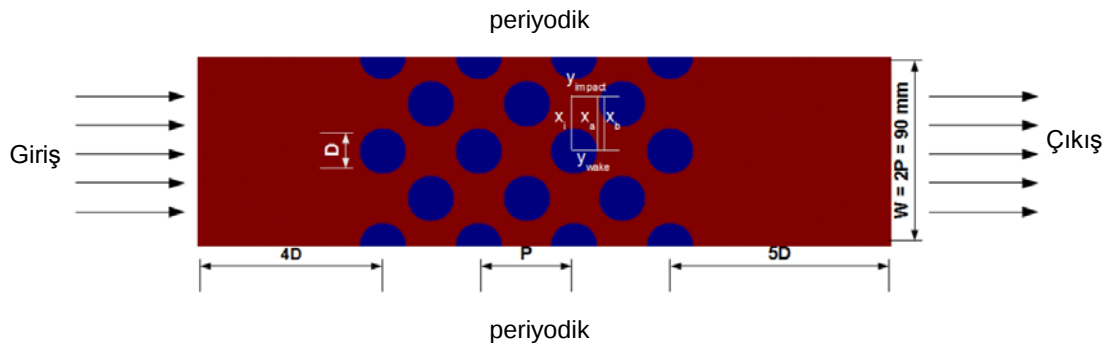
Sonuç olarak, Smagorinsky-Lilly modelinin en hızlı ve kolay uygulanabilirliğinin yanında avantaj olarak görülebilir. Ancak, duvar kenarlarında örgü inceltmesi ya da duvar fonksiyonu kullanmadan iyi sonuçlar vermediği gözlenmiştir. Fakat, bu işlemlerde Lilly modeliyle yapılan benzeşimleri bir miktar yavaşlatacaktır. Bu çalışmanın gelecekte lattice-Boltzmann tabanlı duvarlarla sınırlandırılmış akış problemleri için temel oluşturacağı düşünülmüştür. Bir sonraki aşamada ısı transfer modülleri koda eklenecektir. Dolayısıyla, duvar yakınlarda akışın çok iyi çözülmesi gerekmektedir. Lattice-Boltzmann yöntemi paralelleştirilmeye müsait bir yöntem olduğundan benzeşim süresinin uzunluğu işlemci sayısı artırılarak aşılabilir. Bundan dolayı, WALE ve VLES ($k - \omega$) türbülans modelleri ya da duvar fonksiyonu eklenmiş VLES ($k - \varepsilon$) modeli ilerideki çalışmalarda optimum seçim olarak görülebilir.

6.4 Çapraz Diziliimli (Staggered) Boru Demetinde Akış

Bu kısımda, Simonin ve Barcouda'nın [66-67] çapraz diziliimli boru demeti deneyi lattice-Boltzmann yöntemi kullanılarak analiz edilecektir. Boru demeti yedi yatay çapraz diziliimli çubuk dizisinden oluşur. Akışkan olarak su kullanılmış ve suyun boru demeti içerisindeki ortalama hızı $V_0 = 1,06 \text{ m/s}$ 'dir. Boru çapları $21,7 \text{ mm}$ 'dir. Boru çaplarına dayalı Reynolds sayısı 18000'dir. Ancak, Watterson ve arkadaşları [68] çalışmalarında su yerine başka bir akışkan kullandılar ve Reynolds sayısı olarak $Re = 21000$ kabul ettiler. Rollet-Miet ve arkadaşları [69] ve Benhamadouche ve Laurence [70] Reynolds sayısı olarak sırasıyla 7000 ve 9000 'I kullandılar. Hassan ve Barsamian [71], Re olarak 21700'ü

kullandı. Bu çalışmada, Reynolds sayısı 18000 alındı. Eksenel (x) yönde giriş hızı ve çıkış basıncı sınır koşulları, y ve z yönlerinde periyodik sınır koşulları uygulandı. Akışkan suyun özellikleri atmosferik basınç koşullarında hesaplanmıştır.

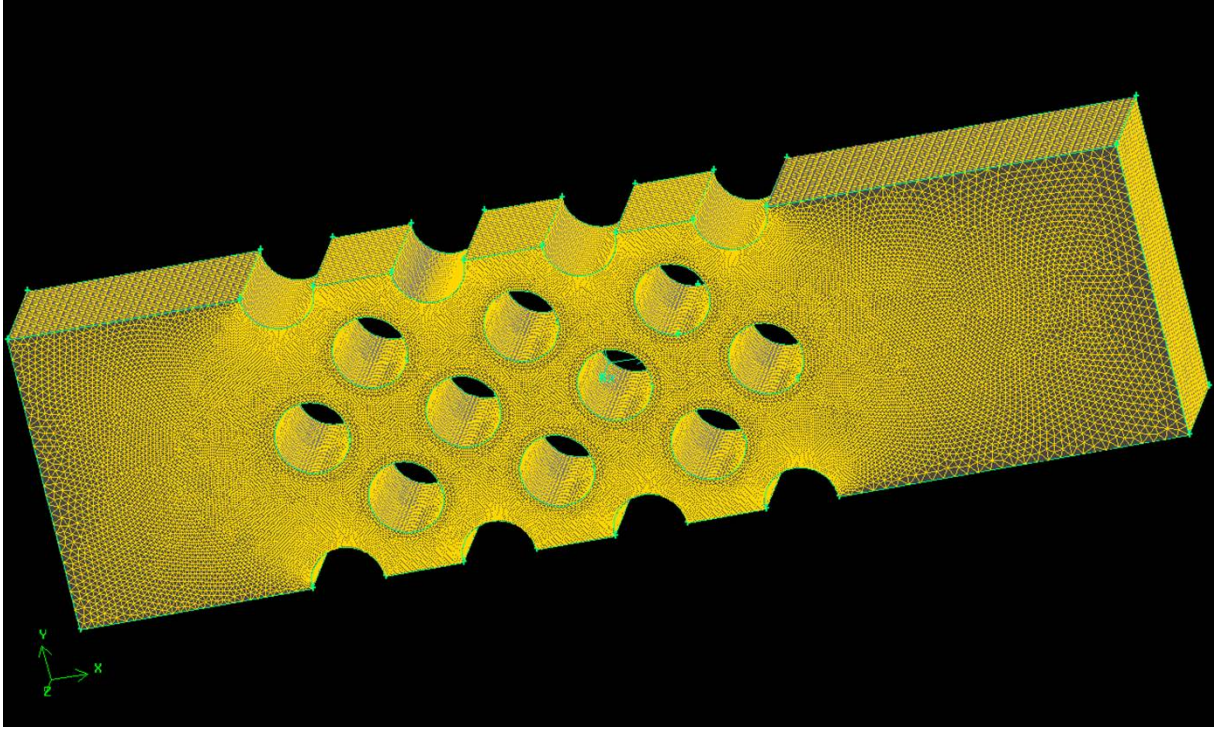
Bu çalışma, tüm çapraz dizilimli boru demeti geometrisinin modellendiği ikinci çalışmadır. Daha önce Hassan ve Barsamian [71] tüm geometriyi modelleyerek sonuçları analiz etmişlerdi. Hassan ve Barsamian [71], akış yönünde giriş hızı ve çıkış basıncı sınır koşulları ve kenarlarda duvar sınır koşulları kullanmışlardı. Bu çalışmada, yanal yüzeyler periyodik sınır koşullarıyla tanımlanmıştır.



Şekil 6.32. Sistemin şematik gösterimi

6.4.1 Hesaplama Alanı

Şekil (6.32) geri-tepme (katı) ve sıvı düğümlerle oluşturulan lattice-Boltzmann tabanlı geometriyi göstermektedir. Kırmızı bölge sıvıyı, mavi ile gösterilen bölgeler de katı boru demetini simgelemektedir. Barsamian ve Hassan'ın [72] çalışmalarında en az iki-aralık-mesafesinin yan yüzeylerdeki periyodik akışı yakalamak için gerekli olduğu gösterilmiştir. Dolayısıyla, bu çalışmada çapraz dizilimli boru demeti kanalı için genişlik $W=90 \text{ mm}$ (iki-aralık-mesafesine $2P$ denk) alınmıştır.



Şekil 6.33. ANSYS Fluent LES benzeşimleri için hesaplama ağı örgüsü

İlk olarak, çapraz dizilişli boru demeti içerisindeki akış lattice-Boltzmann ve ayrıca sonlu hacim yöntemleri kullanılarak modellendi. Her iki benzeşim için de Smagorinsky-Lilly LES türbülans modeli uygulandı. Sonlu hacim yönteminde en ince örgü olarak duvar kenarlarında ve lattice-Boltzmann benzeşimlerinde örgü boyutu $D/100$ olarak seçilmiştir. Deneysel akış koşullarında Taylor mikro ölçeği $\lambda \sim 6 \times 10^{-4} m$ [71] mertebesinde. Dolayısıyla, seçilen örgü boyutu $\lambda/3 \sim D/100 \sim 2 \times 10^{-4} m$ LES benzeşimleri için kabul edilebilir büyüklüktedir. Daha sonra, lattice boyutu $D/50$ 'ye artırıldı ve bütün benzeşimler için sadece lattice-Boltzmann yöntemi kullanıldı. Lattice boyutu değeri LES benzeşimleri için bir miktar büyük fakat bu boyutlarda türbülans modellerinin davranışını görmek adına bu seçim yapılmıştır. $D/50$ lattice boyutu ile yaklaşık $760 \times 207 \times 75 = 11799000$ lattice çapraz dizilişli boru demeti akışı için üretilmiştir. VLES için, filtre boyutu $\Delta = 2 \Delta_{kafes}$ olarak alınmıştır bu da $0,04D$ değerine karşılık gelmektedir.

Hesaplama alanının boyutları boru çapı D birim uzunluğu referans alınarak oluşturulmuştur. Buna göre, geometri akış yönünde ($+x$) $4D$ uzunluğunda giriş bölgesi, yedi boru dizisi ve $5D$ uzunluğunda bir çıkış bölgesinden oluşmaktadır. Hesaplama alanının toplam uzunluğu (L) $330,3 mm$ 'dir. Doddipatla ve arkadaşlarının [73] deneysel

ve numeric araştırmalarına göre $Re=18000$ 'lık bir akış  in enine uzunluğun en az $2D$ olması gerekmektedir. Ayrıca, Labois ve Lakehal'in [74] çalışmalarında z yönündeki derinliğin de en az $1,5D$ alınması uygun görülmüştür. Bu nedenle, daha önceki çalışmaların ışığında ve benzeşimin maliyeti (zaman) düşünüldüğünde z yönündeki derinlik $1,5D$ ve enine genişlik de $2P \cong 4,15D$ olarak alınmıştır.

Lattice-Boltzmann yöntemi kullanılarak üç örgü altı türbülans modeliyle çalışılmıştır. Bunlardan Smagorinsky-Lilly modeli halihazırda Palabos kodunda mevcuttur, Van-Driest ve VLES türbülans modelleri koda eklenmiştir. Duvar yakınlarda LES ve VLES benzeşimleri  in standart duvar fonksiyonları kullanılmıştır [64]. Ayrıca, VLES benzeşimleri  in filtre büyüklüğünün (Δ) sonuçlara etkisi de araştırılmalıdır. Bu yüzden, $0,04D - 0,3D$ aralığındaki filtre büyüklükleri kullanılarak bu parametrenin benzeşim sonuçlarına etkisi gösterilmiştir.   inc  derece Runge-Kutta açık zamanlı entegrasyon şeması Denklem (3.14) ve (3.15)'in çözümünde herbir lattice yapısı  in kullanılmıştır. VLES  in başlangıç koşulları aşağıdaki gibi belirlenmiştir,

$$I = 0,16Re^{-1/8},$$

$$k = \frac{3}{2}(\bar{u}I)^2,$$

$$\varepsilon = 0,1643 \frac{k^{1.5}}{l}$$

burada $l=0,07L$, L karakteristik uzunluk and $\bar{u}$ ortalama giriş hızıdır.

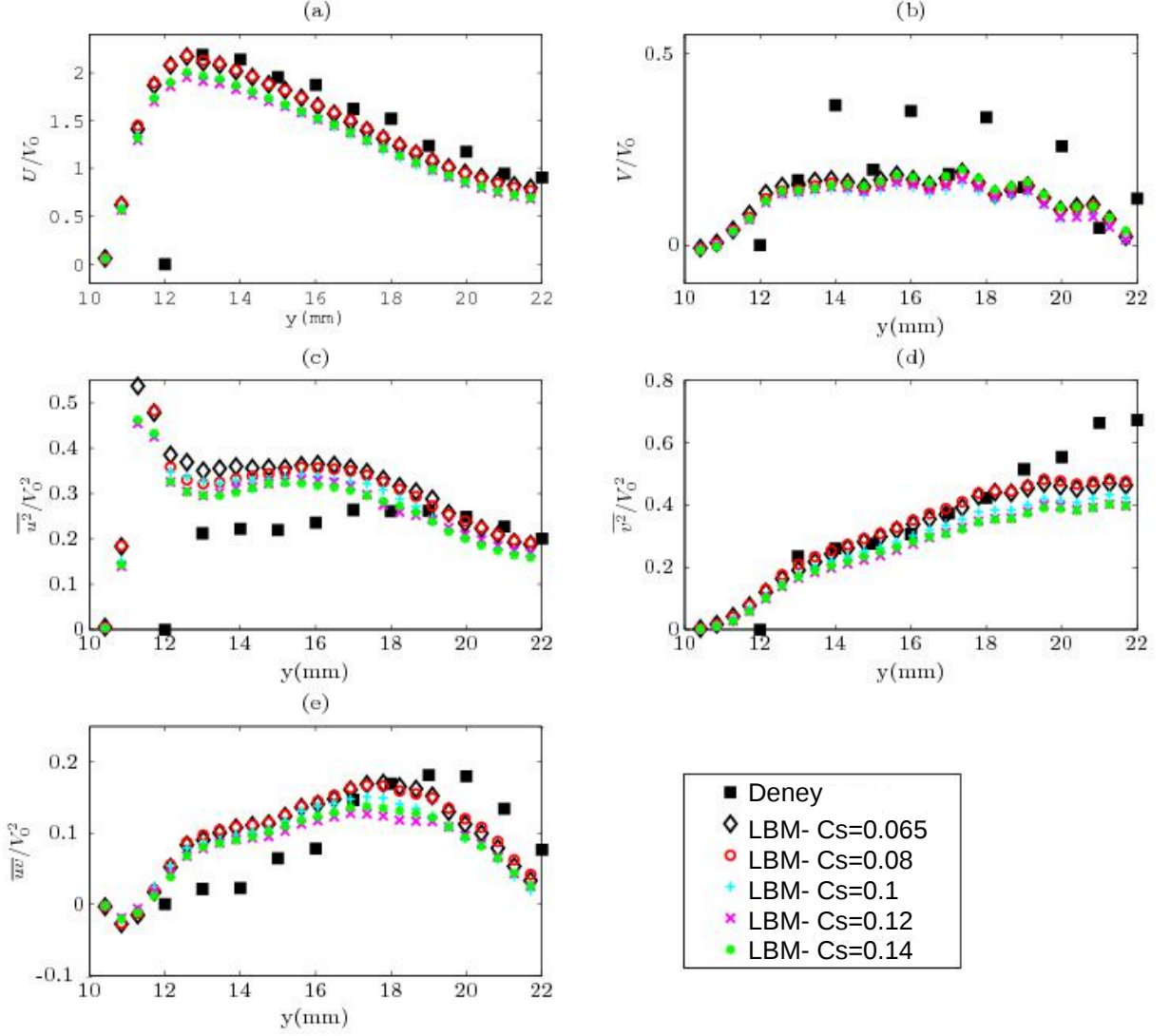
Hesaplama alanı olarak tüm çapraz diziliimli boru demeti geometrisini kullanmadan önce ön hesaplamalar yapmak gerekir. Bu hesaplamalara ilk olarak Denklem 3.22'de görülen Smagorinsky sabitinin LES benzeşimleri  in ve filtre büyüklüğünün VLES benzeşimleri  in sonuçlara etkisi araştırılarak başlanmıştır. Ayrıca, lattice çözünürlüğünün etkisi de LES ve VLES benzeşimleri  in araştırılmıştır. Ek olarak, daha önce bahsettiğimiz lattice modelleri (D3Q15, D3Q19 and D3Q27)  in de peryodik birim hücre hesaplamaları yapılmıştır. Üç boyutlu tam peryodik birim hücre  n hesaplamalar  in seçilmiştir. Tam peryodik hesaplama alanında ortalama akış hızını $V_0=1.06 \text{ m/s}$ yapacak basınç kuvveti akış yönünde harici olarak uygulanmıştır.

6.4.2 Smagorinsky Sabiti (C_s) Değerinin Seçilmesi

Hesaplamaların ilk kısmı Smagorinsky sabiti için en uygun değeri belirleme üzerinedir. Daha sonraki büyük geometri hesaplamaları için, Smagorinsky sabitini güvenilir bir değer ya da aralıkta belirlemek gerekir. Bu çalışma, tam peryodik birim hücre için lattice-Boltzmann yöntemi ve Smagorinsky-Lilly türbülans modeli kullanılarak farklı C_s değerleri (0,04, 0,05, 0,065, 0,08, 0,1, 0,12 ve 0,14) için yapılmıştır. Lattice boyutu $D/150$ olarak belirlenmiştir. Herbir C_s değeri için benzeşimler tekrarlanmış ve hız ve Reynolds stress profilleri $1 s - 2,5 s$ zaman aralığında ortalananmıştır. $C_s = 0,04$ ve $C_s = 0,05$ benzeşimleri ıraksamıştır ve bu değerler için sonuçlar sunulamamıştır. Şekil (6.34)'de seçilen $x = x_i$ çizgisi için lattice-Boltzmann sonuçları sunulmuştur. Beş farklı Smagorinsky sabiti için deneysel verilerle yapılan karşılaştırma sonucu elde edilen standart sapma (σ) değerleri Çizelge (6.4)'de gösterilmiştir. Çizelge (6.4)'den anlaşıldığı gibi $C_s = 0,14$ değeri hariç hatalar birbirine yakındır. Dolayısıyla, yapılan bu çalışma sonunda Smagorinsky sabitinin $0,065 \leq C_s \leq 0,12$ aralığında seçilebileceği ve $C_s = 0,065$ değerinin çok az bir farkla en iyi seçim olabileceği söylenebilir.

Çizelge 6.4. Çapraz diziliimli boru demeti akışında tam peryodik birim hücre için farklı C_s LES benzeşimlerinden hesaplanan standart sapma değerleri

C_s	σ_U	σ_V	σ_{uu}	σ_{vv}	σ_{uv}
0,065	0,09	0,11	0,12	0,08	0,05
0,08	0,13	0,12	0,08	0,09	0,05
0,10	0,26	0,13	0,08	0,13	0,06
0,12	0,26	0,13	0,07	0,15	0,06
0,14	0,24	0,12	0,07	0,15	0,06



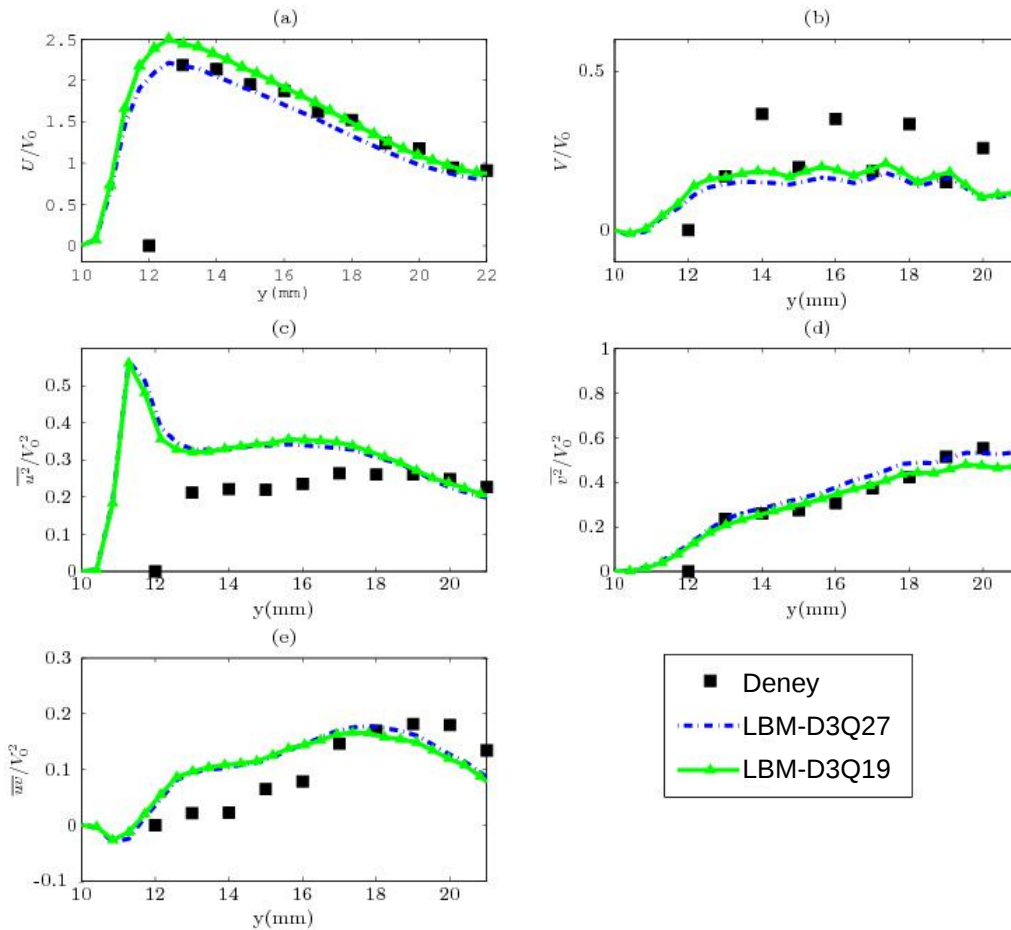
Şekil 6.34. $x = x_i$ çizgisinde 3D tam periyodik lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları

6.4.3 Lattice Model Karşılaştırması

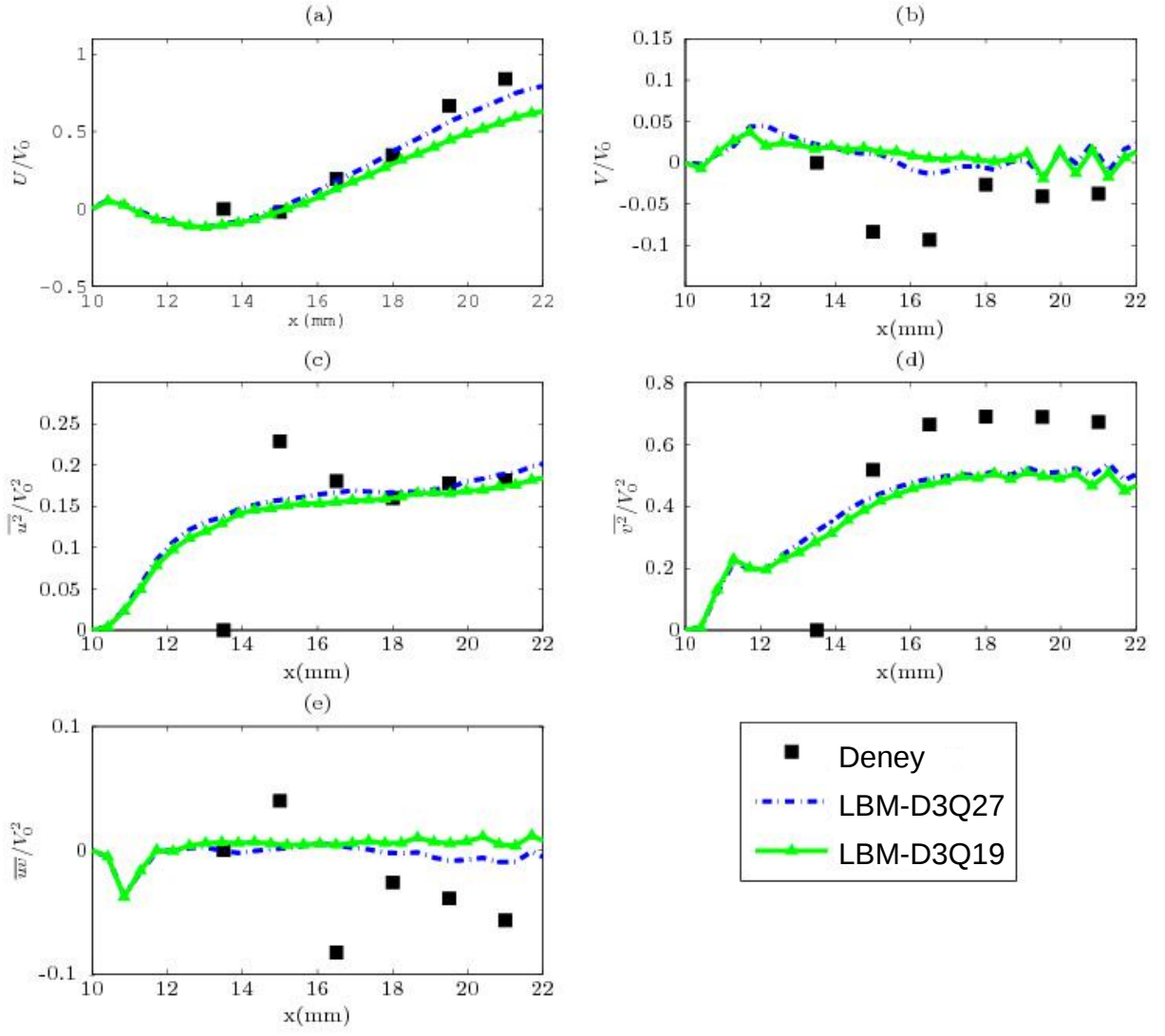
Boru demeti benzeşimlerine geçmeden önce hangi lattice modelinin kullanılacağını belirlemek de önemlidir. Daha önce bahsedildiği gibi, lattice modelleri birim lattice boyutu ve ayrık hız vektörlerinin sayısına göre isimlendirilirler. Beklenildiği gibi, hesaplama maliyeti birim lattice yapısında bulunan ayrık hız vektörlerinin sayısı ile orantılıdır. Bu yüzden, D3Q27 modeli diğer lattice modelleriyle (D3Q15 ve D3Q19) karşılaştırıldığında hesaplama maliyeti en yüksek olanıdır. Aynı zamanda, D3Q27 modelinin diğer iki modele göre daha fazla hız vektörü içerdiğinden daha güvenilir olması beklenir. Eggels ve arkadaşlarının [75] ve Hassan ve Barsamian'ın [35] yaptıkları çalışmalarda türbülanslı dairesel boru benzeşimlerinde D3Q19 lattice modelinin doğru sonuçlar vermediği

gösterilmiştir. Dolayısıyla, çalışmanın bu kısmında, lattice modellerinin benzeşim sonuçları üzerine etkisi araştırılıp en uygun boru demeti benzeşimlerinde kullanılacak en uygun lattice modeli belirlenecektir.

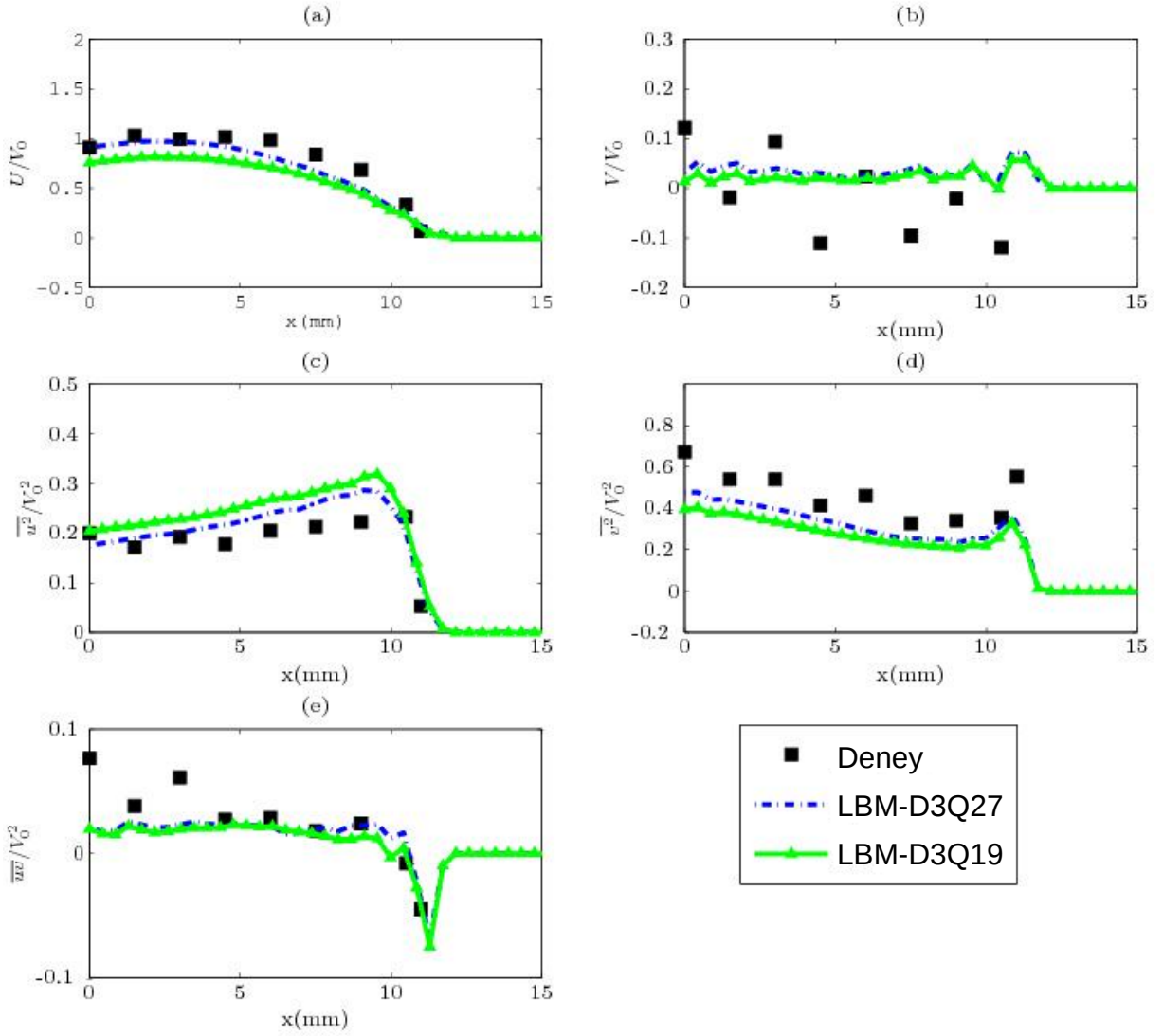
Periyodik 3D birim hücre akışı için D3Q19 ve D3Q27 lattice modelleriyle yapılan LBM benzeşim sonuçları Şekil (6.35-6.37)'de sunulmuştur. D3Q15 lattice modeli için yapılan benzeşimler başarısız olmuştur. Bu model daha çok laminar ya da zayıf türbülanslı akışlarda kullanılmaktadır ve bu problem için uygun değildir. Dolayısıyla, D3Q15 modelinden herhangi bir veri alınamamıştır. Şekil (6.35), (6.36) ve (6.37) incelendiğinde, D3Q27 lattice modelinin deneysel verilerle nispeten daha uyumlu olduğu görülmektedir. D3Q27 modelinin hesaplama maliyeti D3Q19 modelinden daha fazla olmasına rağmen, doğruluk oranı daha yüksek olduğundan büyük ölçekli boru demeti benzeşimleri için D3Q27 modelinin kullanılmasına karar verilmiştir.



Şekil 6.35. Lattice model kıyaslaması için $x = x_i$ çizgisinde 3D tam periyodik lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları



Şekil 6.36. Lattice model kıyaslaması için $y = y_{wake}$ çizgisinde 3D tam periyodik lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları



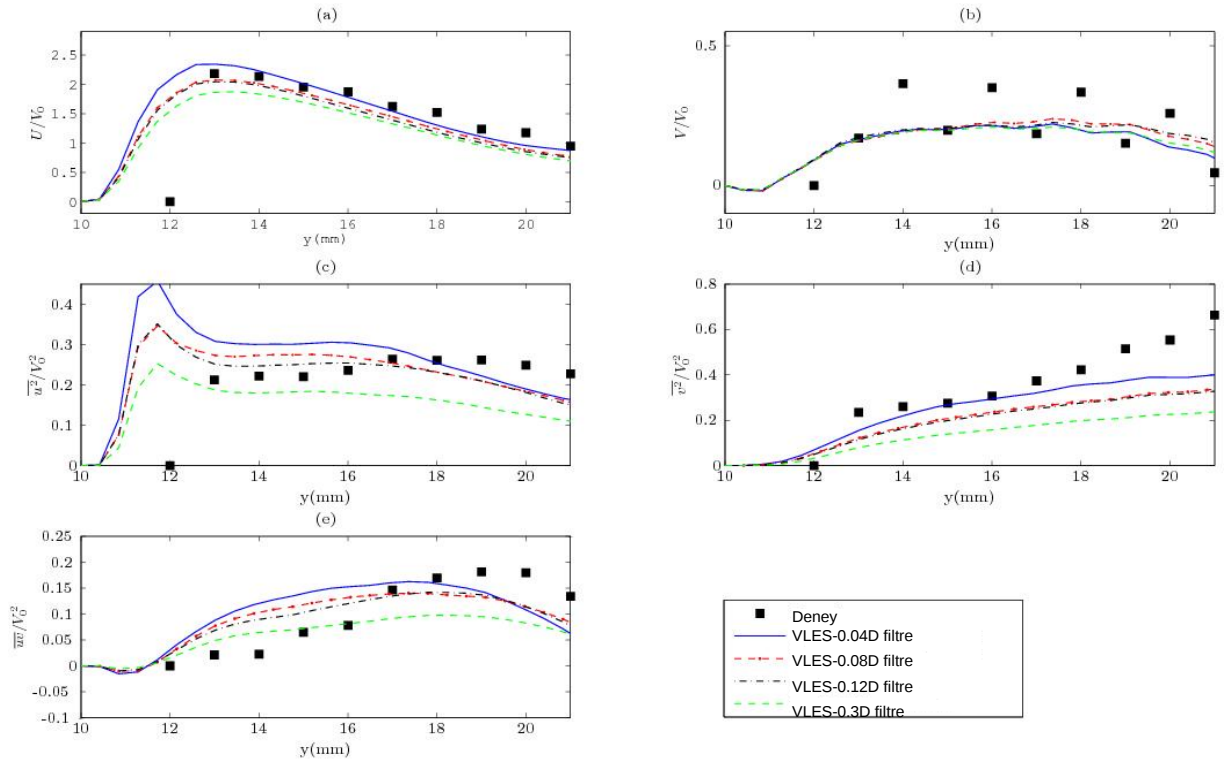
Şekil 6.37. Lattice model kıyaslaması için $y = y_{impact}$ çizgisinde 3D tam periyodik lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları

6.4.4 Duyarlılık Analizi

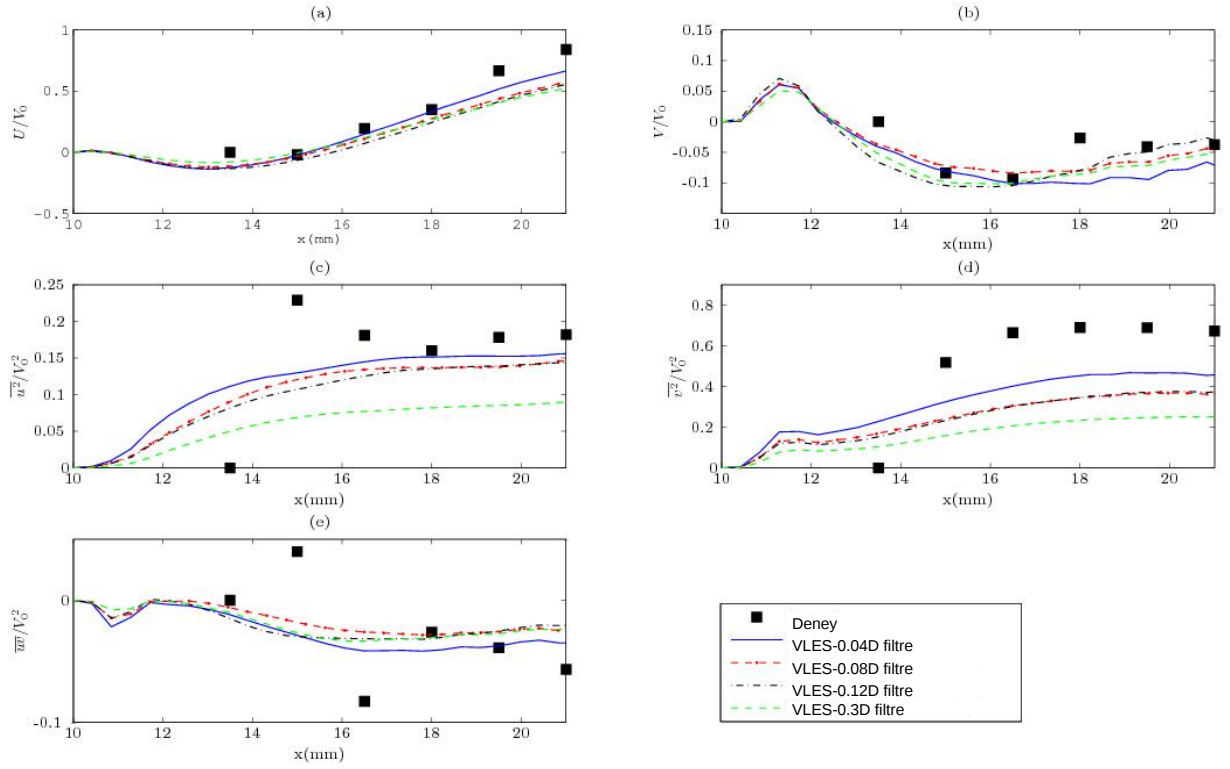
Bu kısımda, LES ve VLES türbülans model benzeşimleri için periyodik birim hücrede duyarlılık analizleri yapılacaktır. İlk olarak, filtre büyüklüğünün VLES benzeşimleri üzerine etkisi araştırılacaktır. Bu sebeple, lattice boyutu sabitlenmiş ve $D/50$ ($100 \times 100 \times 75$ lattice) olarak belirlenmiştir. Burada, derinlik $1,5D$ olarak alınmıştır. $0,04D$, $0,08D$, $0,12D$ ve $0,3D$ filtre büyüklükleri için ayrı ayrı benzeşimler yapılmıştır.

Farklı filtre büyüklükleri için VLES benzeşim sonuçları Şekil (6.38-6.40)'de verilmiştir. Eksenel ve enine doğrultularda hız profilleri deneysel verilerle uyum göstermektedir. Dolayısıyla, filtre büyüklüğünün ortalama hızlar U ve V üzerine etkisinin çok az olduğu

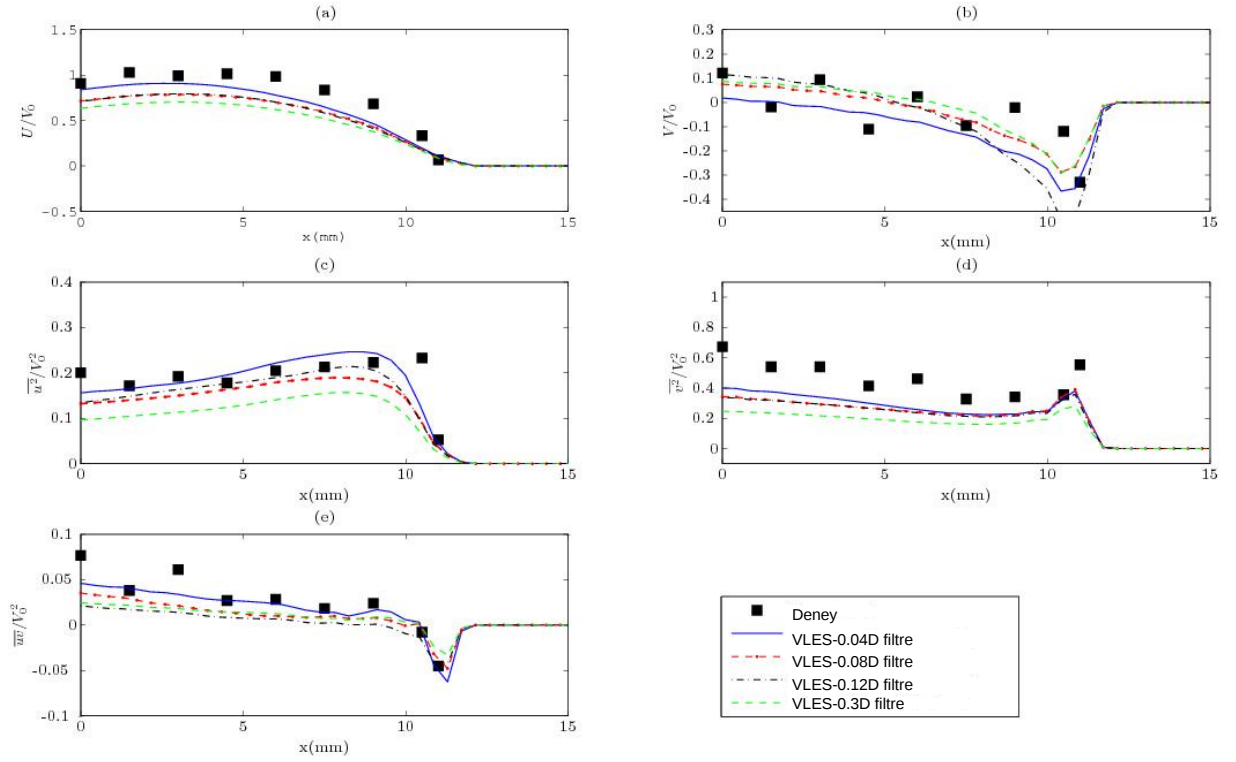
söylenbilir. Fakat, Reynolds stresler incelendiğinde 0,3D filtre büyüklüğünde bu streslerin deneysel verilerden daha düşük hesaplandığı gözlenmiştir. Bu, 0,3D benzeşimleri için derinliğin yetersiz kalması ile açıklanabilir. Çünkü, Labois ve Lakehal'in [74] çalışmasında hesaplama alanının derinliğinin filtre büyüklüğünün en az 10 katı olması gerektiği vurgulanmıştı. Diğer üç filtre büyüklüğü için bu koşul sağlanmaktadır ve sonuçlar birbirine yakındır. 0,04D filtre büyüklüğünün deneysel verilerle en iyi uyumu sağladığı söylenbilir çünkü bu filtre büyüklüğü daha küçük türbülans yapılarının gelişmesine olanak sağlamaktadır.



Şekil 6.38. Filtre büyüklüğü kıyaslaması için $x = x_i$ çizgisinde 3D tam periyodik VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları



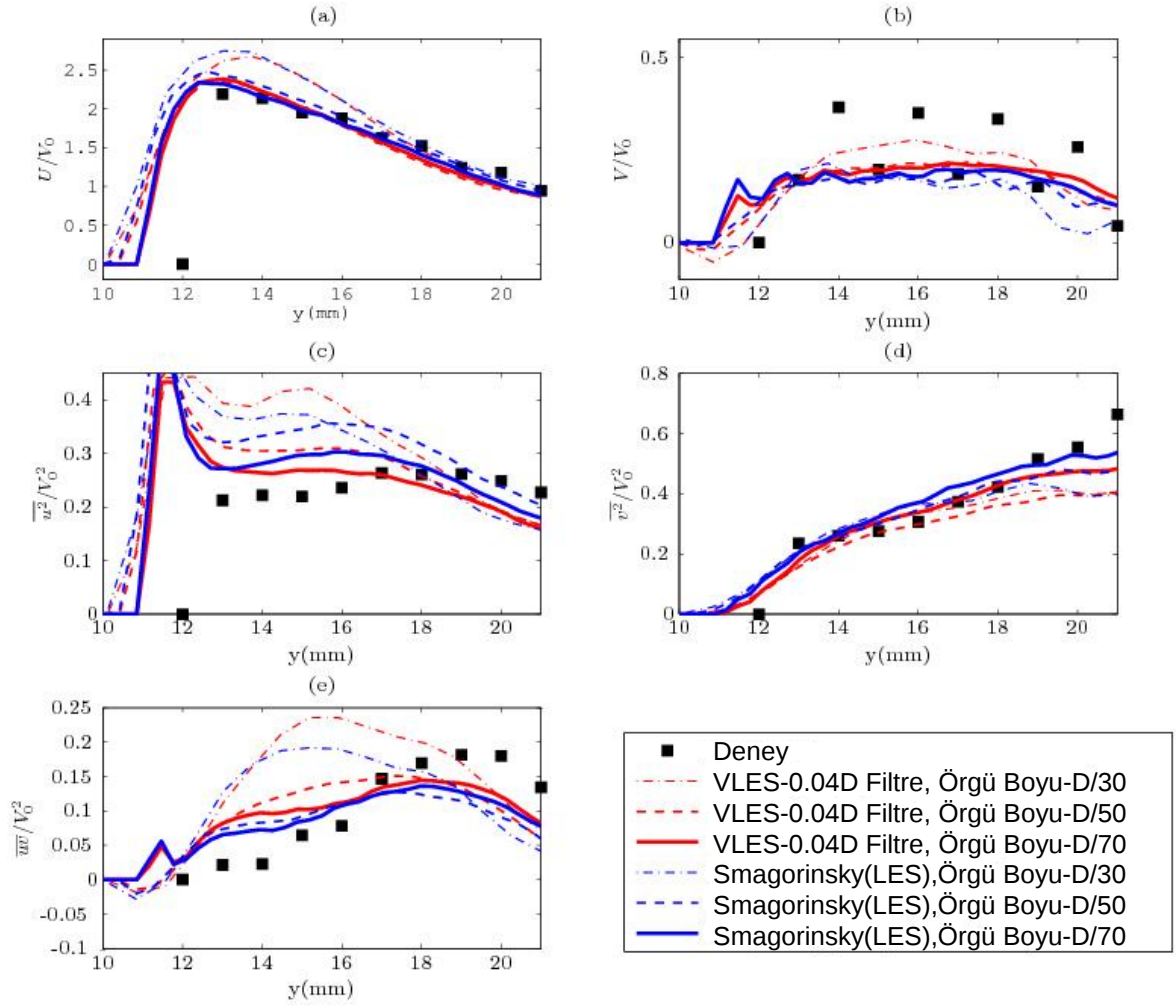
Şekil 6.39. Filtre büyüklüğü kıyaslaması için $y = y_{wake}$ çizgisinde 3D tam periyodik VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları



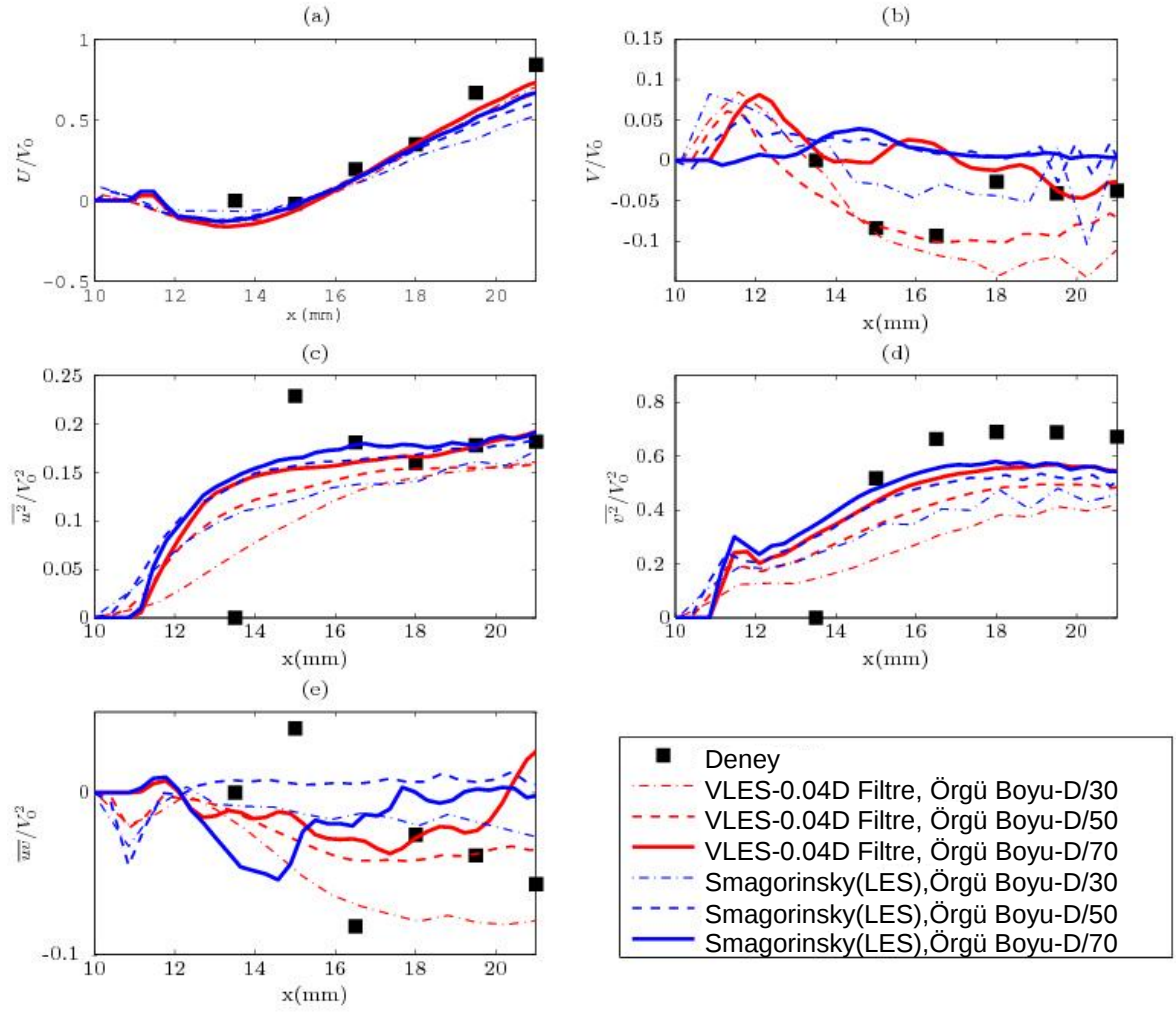
Şekil 6.40. Filtre büyüklüğü kıyaslaması için $y = y_{impact}$ çizgisinde 3D tam periyodik VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları

Lattice boyutunun benzeşim sonuçlarına etkisi test edilmektedir. Test işlemi için üç farklı lattice boyutu ile çalışılmıştır. $D/30$ ($62 \times 62 \times 45$ lattice), $D/50$ ($103 \times 103 \times 75$ lattice) ve $D/70$ ($145 \times 145 \times 75$ lattice) LES ve VLES peryodik hücre hesaplamaları için kullanılmıştır. Bu lattice boyutları LES için tercih edilenden büyüktür ancak yüksek hesaplama süresini kısaltmak amacıyla bu şekilde seçilmiştir.

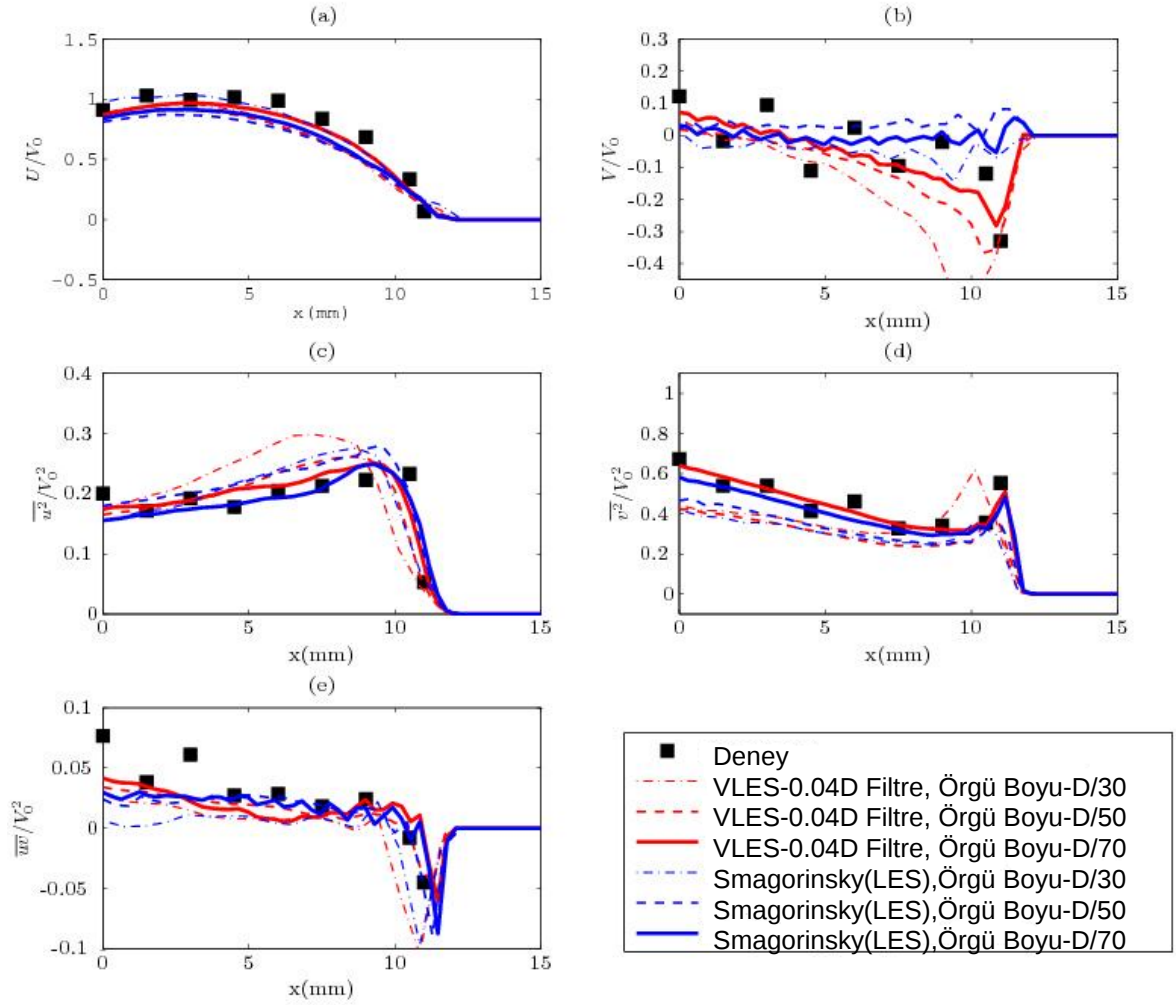
Şekil (6.41-6.43) lattice çözünürlüğünün etkisini LES ve VLES benzeşimleri için göstermektedir. Çözünürlüğün ortalama hızlara (U ve V) etkisi azdır. Şekil (6.41-6.43)'e bakıldığında lattice boyutu bağımlılığı Reynolds stresler için oldukça güçlü çünkü farklı lattice çözünürlükleri için farklı sonuçlar elde edilmiştir. $D/30$ lattice boyutu için, LES ve VLES türbülans model benzeşimleri deneysel stres verilerini yakalayamamıştır çünkü bu lattice boyutu ($\sim 7 \times 10^{-4}m$) LES benzeşimleri için büyük bir boyuttur. Ek olarak, katı bölgeler(bu çalışmada silindirler) kübik lattice yapıları kullanılarak oluşturulduğundan bu çözünürlükte yüzey pürüzlülüğü fazla olmaktadır. VLES için $D/50$ ve $D/70$ boyutlu LBM benzeşimleri birbirine yakın sonuçlar vermiştir. Bu, büyük geometri benzeşimlerini VLES modeli ve $D/50$ lattice boyutuyla yapabileceğimiz anlamına gelmektedir.



Şekil 6.41. Lattice boyutu kıyaslaması için $x = x_i$ çizgisinde 3D tam periyodik LES ve VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları



Şekil 6.42. Lattice boyutu kıyaslaması için $y = y_{wake}$ çizgisinde 3D tam periyodik LES ve VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları



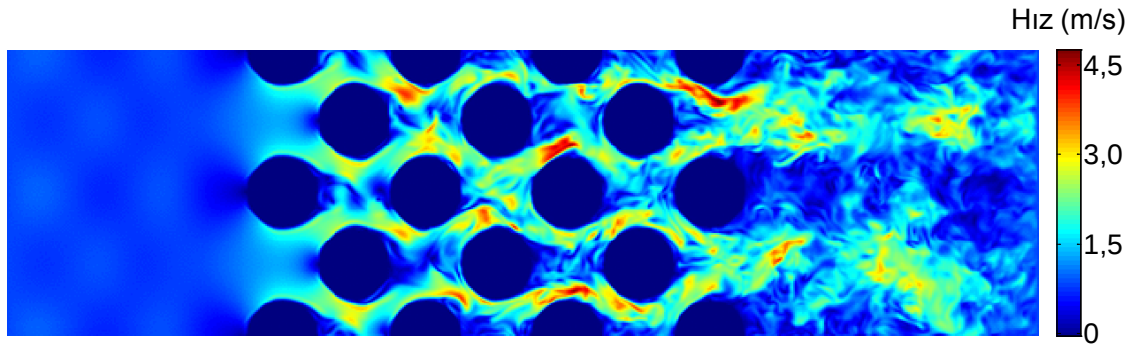
Şekil 6.43. Lattice boyutu kıyaslaması için $y = y_{impact}$ çizgisinde 3D tam periyodik LES ve VLES lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları

6.4.5 Türbülans model kıyaslaması

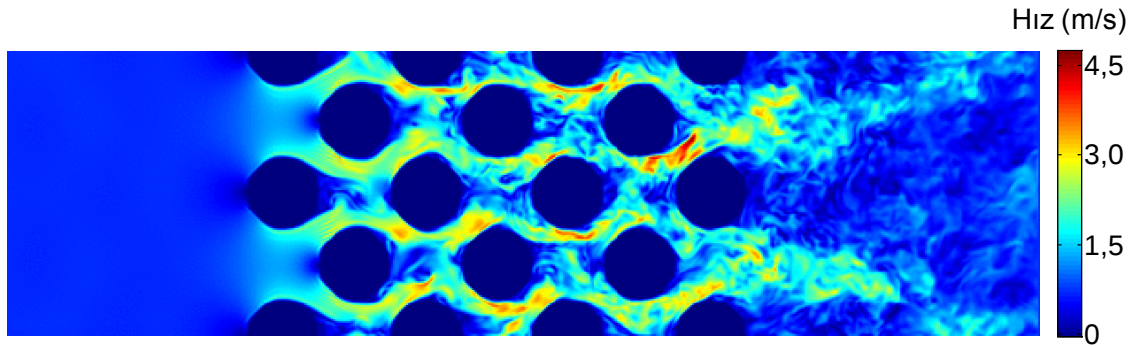
Bu kısımda, üç boyutlu çapraz dizilişli boru demetindeki akış benzeşim sonuçları sunulmuştur. LBM ve ANSYS Fluent LES (Smagorinsky-Lilly) benzeşimleri $D/100$ ve $D/50$ lattice ve örgü boyutları için yapılmıştır. $D/100$ lattice boyutu için yapılan benzeşimlerde hız ve Reynolds stres profilleri başarıyla yakalanmıştır. Ancak, geometri boyutu LBM için büyük olduğundan bu benzeşim çok fazla zaman almaktadır. Bu çalışmanın asıl amacı daha büyük lattice boyutları için farklı türbülans modelleriyle deneysel verilere yakın sonuçlar alınıp alınamayacağıdır. Dolayısıyla, ince lattice boyutlu ($D/100$) benzeşim sonuçları da referans veri olarak düşünülüp, türbülans model kıyaslaması $D/50$ lattice boyutu için yapılacaktır. Böylece, üç türbülans modeli için

benzeşimler tekrarlanmıştır. Herbir benzeşim için zaman aralığı büyüklüğü $\Delta t = 2 \times 10^{-6} s$ ve Mach sayısı $Ma = 8,7 \times 10^{-3}$ olarak hesaplanmıştır.

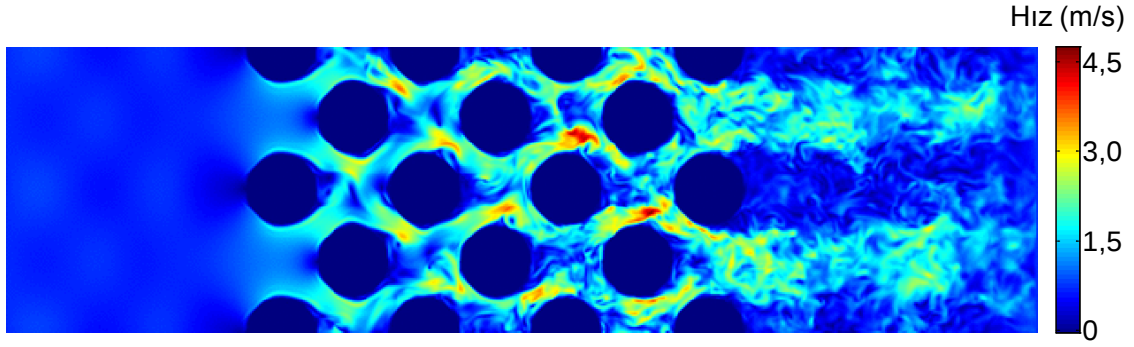
şekil (6.44-6.47) benzeşim başlangıcından 1s sonra alınmış hız konturlarını göstermektedir. Akış ilk başta laminar rejimdedir. Art izi (wake) yaklaşık $t = 0,2 s$ başlamış ve türbülans akış rejimi $t = 0,3 s$ sonunda baskın hale gelmiştir. Hız ve Reynolds streslerin zaman üzerinden ortalama işlemi $1s - 2,5s$ zaman aralığında gerçekleştirilmiştir.



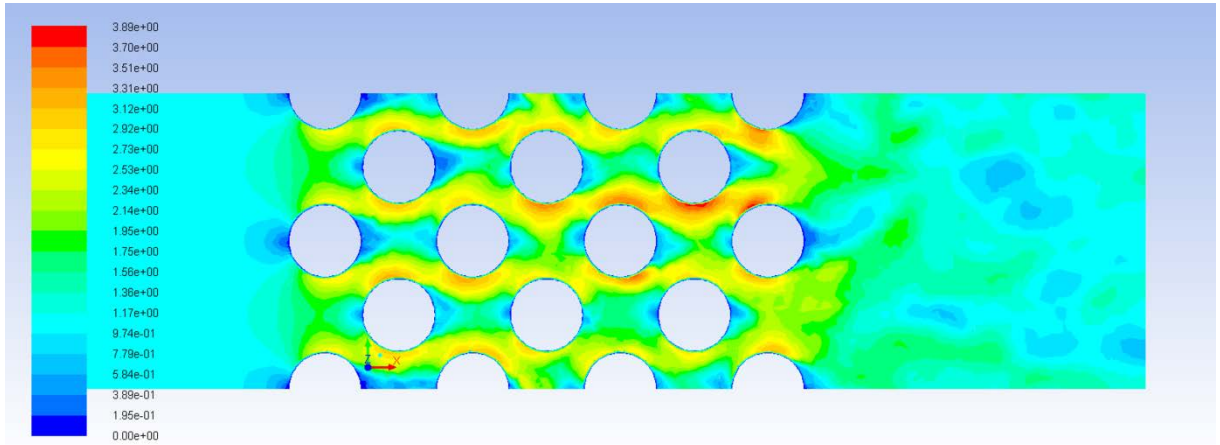
şekil 6.44. LBM VLES benzeşimlerinden $t = 1s$ 'de alınan hız konturları



şekil 6.45. LBM LES (Van-Driest) benzeşimlerinden $t = 1s$ 'de alınan hız konturları



Şekil 6.46. LBM LES (Smagorinsky-Lilly) benzeşimlerinden $t = 1s$ 'de alınan hız konturları



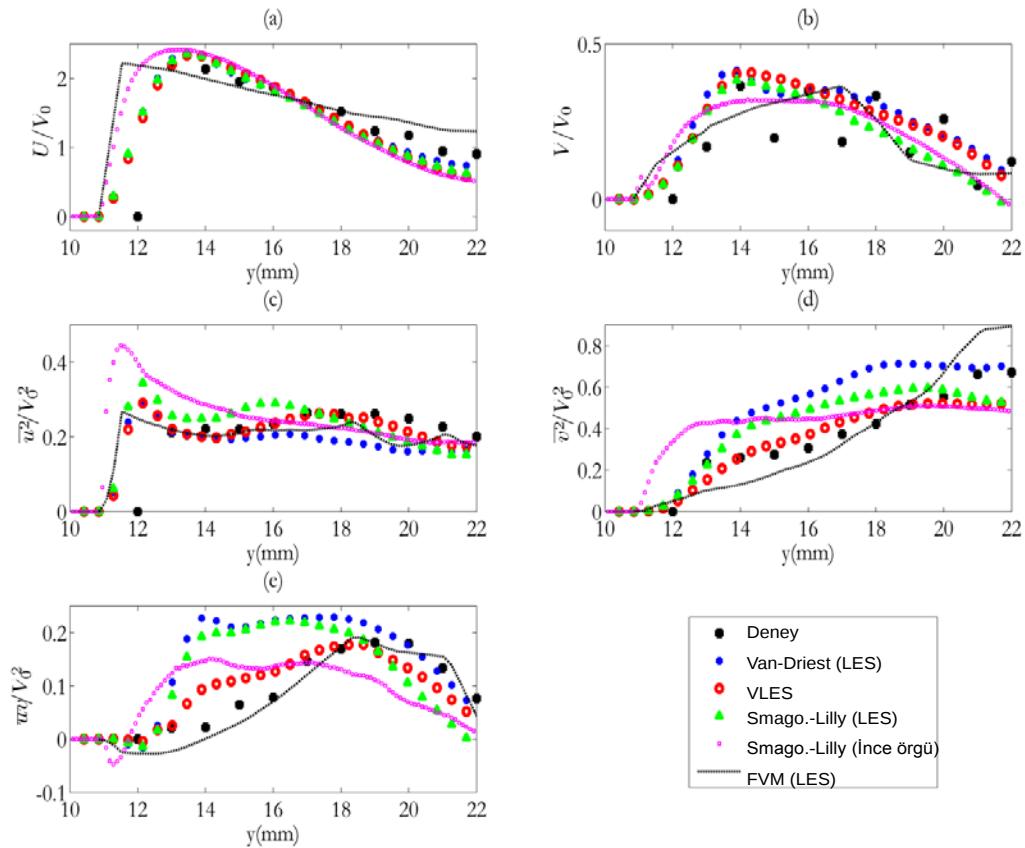
Şekil 6.47. ANSYS Fluent Sonlu Hacim LES (Smagorinsky-Lilly) benzeşimlerinden $t = 1s$ 'de alınan hız konturları

Hız ve stress profilleri Şekil (6.48-6.50)'de verilmiştir. Eksenel ve enine hız (U ve V) profilleri deneysel sonuçlarla herbir türbülans modeli için uyum göstermektedir. Üç türbülans modeli için, $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ and $\overline{uv}$ türbülans nicelikleri eğilim ve büyüklük olarak yakalanmıştır ancak hala deneysel verilerle benzeşim sonuçları arasında farklılıklar vardır. Beklenildiği gibi, ince örgülü LES ($D/100$) benzeşimleri özellikle duvar yakınlarında deneysel verilere daha uyumludur.

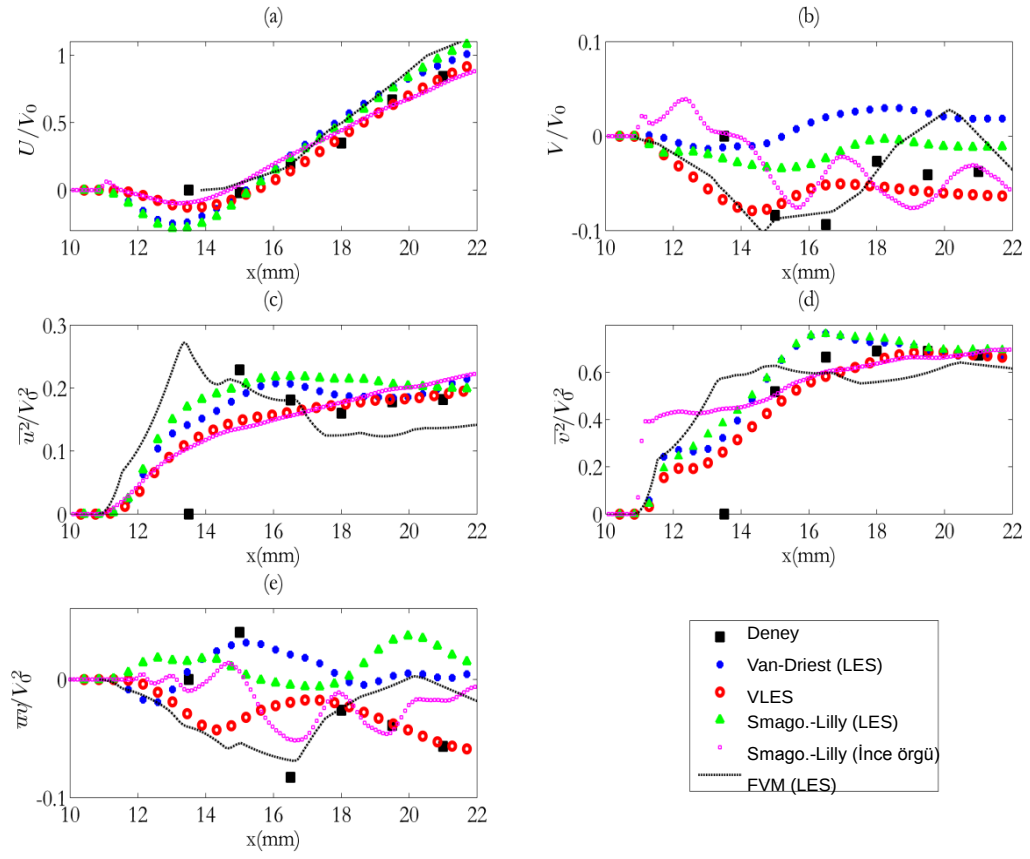
Şekil (6.48)'ye bakıldığında LBM benzeşim sonuçlarının hız ve Reynolds stress profilleri için kayma stresi $\overline{uv}$ hariç uyumlu olduğu görülüyor. Sonlu hacim yöntemiyle yapılan benzeşimlerde geometri için oluşturulan örgülerin duvar uyumlu olmasından dolayı kayma stresi $\overline{uv}$ için daha iyi sonuçlar alınmıştır. LB hesaplama alanında, çözünürlüğün LES sonuçlarını direct olarak etkilediği görülmektedir. Çünkü, özellikle duvar bölgesinde çözünürlük artışı ($D/50$ 'den $D/100$) deneysel verilerle olan farkı azaltmıştır. VLES

türbülans modeli kendi içerisinde daha iyi viskozite tanımına (duvar bölgesi dahil) sahiptir. Dolayısıyla, $\overline{uv}$ stresi için hata oranı LES tabanlı modellerle karşılaştırıldığında daha azdır. Şekil (6.49)'de hız ve Reynolds stress profillerinin beş farklı benzeşim için de düzgün sonuçlar verdiği gözlenmektedir. Fakat, düşük çözünürlükteki LES benzeşimlerinde uv için küçük farklar görülmektedir. Şekil (6.50)'ye bakıldığında, $D/50$ lattice boyutlu Smagorinsky-Lilly model sonuçlarında enine hız ve kayma stresi verilerini yakalayamadığı anlaşılmaktadır. Farklılıklar VLES ve Van-Driest türbülans modelleri için ve ayrıca ince örgülü LBM ve sonlu hacim benzeşimleri için azdır.

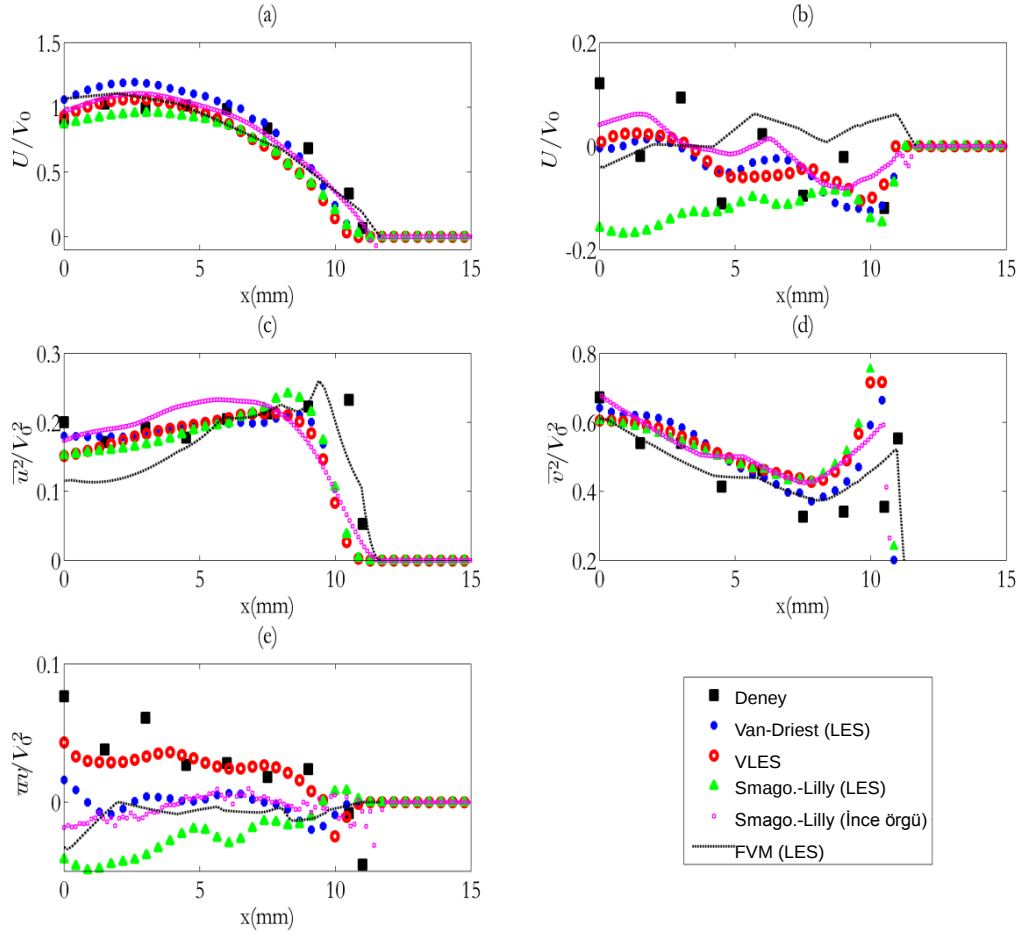
VLES türbülans modeli, çapraz dizimli boru demetindeki akışın benzeşimi için çalışılan diğer modellere kıyasla en başarılı model olduğu söylenebilir. Van-Dries ve Smagorinsky-Lilly modelleri daha sonra gelmektedir. Bunun sebebi, bu çalışmada kullanılan çözünürlükle ilgilidir. Çözünürlük arttıkça LES sonuçları iyileşecektir. VLES modelinin en büyük avantajı türbülans benzeşimleri için çözünürlükten bağımsız olmasıdır. Dolayısıyla, $D/50$ lattice boyutlu çapraz dizimli boru demeti benzeşimleri için VLES modelinin en iyi sonuçları verdiği söylenebilir.



Şekil 6.48. $x = x_i$ çizgisinden alınan sonuçlar



Şekil 6.49. $y = y_{wake}$ çizgisinden alınan sonuçlar



Şekil 6.50. $y = y_{impact}$ çizgisinden alınan sonuçlar

Çizelge (6.5) lattice-Boltzmann yöntemiyle her bir türbülans model benzeşimi için harcanan süreyi göstermektedir. Her bir benzeşim için Intel Xeon Processor X5690 (12 M Cache, 3.46 GHz, 6.40 GT/s) 24 paralel işlemci kullanılmıştır. Smagorinsky-Lilly modeli $D/100$ lattice boyutu için uyumlu sonuçlar verirken bu uyum $D/50$ lattice boyutlu benzeşimlerde bozulmuştur. $D/100$ benzeşimleri için harcanan süre göz önüne alındığında Smagorinsky-Lilly modelinin bu problem için verimli olmadığı ifade edilebilir. LES türbülans modeline Van-Driest stili duvar sönümlü fonksiyon eklendiğinde $D/50$ lattice boyutu için sonuçlar iyileşmiştir. Fakat, eklenen duvar fonksiyonu duvara olan minimum uzaklığın hesaplanması gibi ekstra işlemler gerektirmektedir. Bu yüzden benzeşim süresi uzar. Bu yöntem için hesaplama süresi ve ortaya çıkan sonuçların doğruluğu karşılaştırıldığında da çok verimli olmadığı görülmektedir. $D/50$ lattice boyutlu VLES model benzeşimleri, $D/100$ benzeşimlerine göre hesaplama süresini yaklaşık dört kat

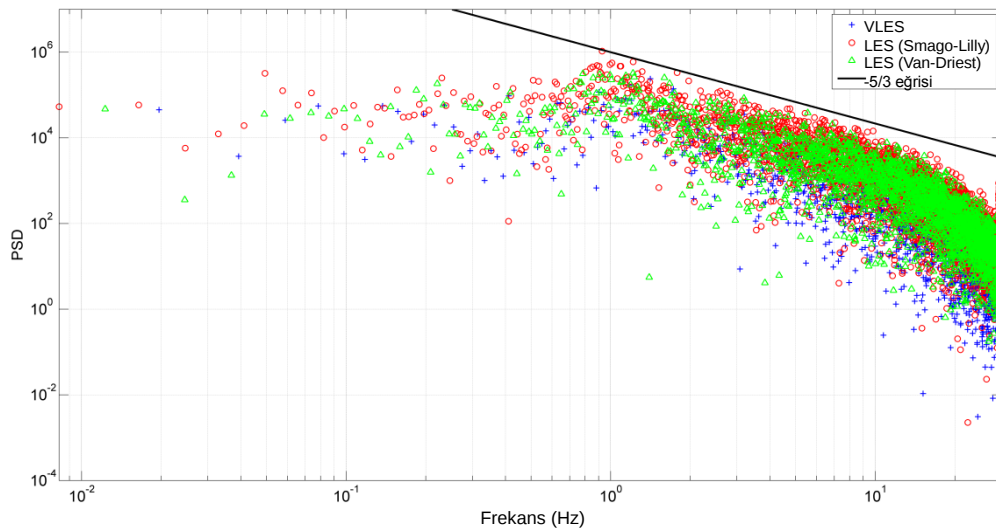
azaltırken benzeşim sonuçları da deneysel verilerle uyumludur. Aslında, VLES için benzeşim süresi $D/50$ lattice boyutlu Smagorinsky-Lilly model benzeşimlerinden yaklaşık 1.5 kat daha fazladır. Ancak, sonuçların doğruluğu bunu bertaraf etmektedir. Sonuç olarak, boru demeti akışı benzeşimleri için VLES modeli optimum seçim olabilir.

Çizelge 6.5. Türbülans modelleri için hesaplama süreleri

Türbülans Model	Koşma süresi (gün)	Lattice boyutu
Smagorinsky-Lilly	37	D/100
Smagorinsky-Lilly	5	D/50
Van-Driest	7	D/50
VLES	8	D/50

6.4.6 Frekans yanıtı

Geçit (gap) hızı sonuçlarının her bir türbülans modeli benzeşimi için güç yoğunluk dağılımları (PSD) Şekil (6.51)'de sunulmuştur. Her bir model için PSD değerleri $-5/3$ eğrisine uyum göstermektedir. Art izi bölgesinden alınan nokta için yanıt analizleri yapılmıştır. Barsamian'ın [71] tek boru benzeşimlerinde gösterildiği gibi burada da belirgin bir Strouhal piki görülmemiştir.



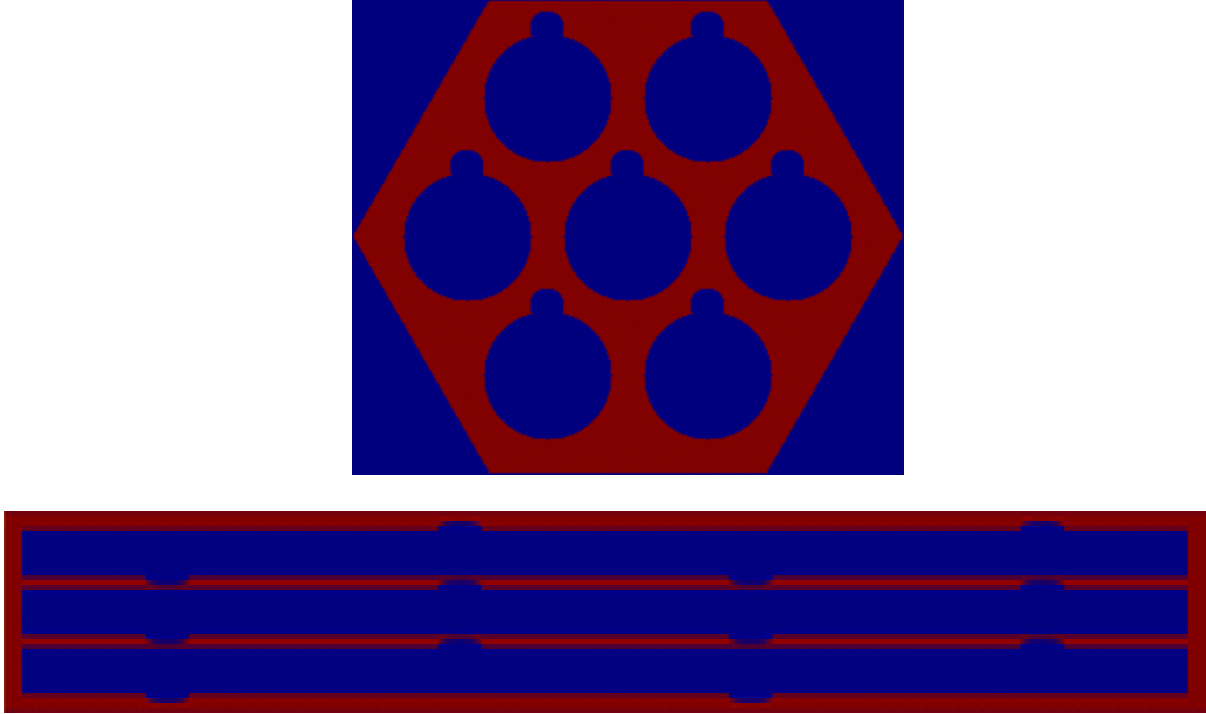
Şekil 6.51. Art izi bölgesinde hızın x-bileşeni için frekans yanıtları

Çapraz diziliimli boru demeti için türbülanslı akış sonuçları sunulmuştur. Lattice-Boltzmann tabanlı Smagorinsky-Lilly, Van-Driest ve VLES türbülans modelleri hız ve Reynolds stres profillerini elde etmek amacıyla kullanılmıştır. İlk olarak, Smagorinsky sabitinin belirlenmesi için LES benzeşimleri yapılmıştır. 3D periyodik lattice-Boltzmann benzeşimleri ortalama akış ve türbülans niceliklerini elde etmek amacıyla beş farklı Smagorinsky sabiti için yapılmış ve $C_s=0,065$ değerinin bu problem için en uygun seçim olduğu görülmüştür. Aslında, $0,065 \leq C_s \leq 0,12$ aralığında da Smagorinsky-Lilly modeli birbirine yakın sonuçlar vermektedir. Daha sonra, 3D periyodik birim hücre kullanılarak LES ve VLES için duyarlılık analizleri yapılmıştır. Bu analizlerde lattice boyutu ve VLES için filtre büyüklüğünün benzeşim sonuçlarına etkileri araştırılmıştır. Filtre büyüklüğü araştırması sonucunda, daha küçük filtre büyüklüğünün ($\Delta > 1,5\Delta_{grid}$ sınırıyla) daha iyi sonuçlar verdiği görülmüş ve $\Delta = 0,04D$ filtre büyüklüğü boru demeti benzeşimlerinde kullanılmıştır. Ayrıca, lattice modeli etkisi de araştırılmış ve D3Q27 ve D3Q19 modelleri için benzeşim sonuçları arasında çok büyük farklar olmadığı anlaşılmıştır. Tam ölçekli geometri benzeşimlerinde, 3D lattice-Boltzmann ve sonlu hacim yöntemleri kullanılmış ve ilk olarak $D/100$ lattice ve örgü boyutları için Smagorinsky-Lilly türbülans modeli kullanılarak sonuçlar alınmıştır. Bu sonuçların aynı zamanda düşük çözünürlükteki benzeşimlere referans olacağı düşünülmüştür. Ardından, lattice boyutu $D/50$ 'ye çıkarılmış ve LBM ortamında üç farklı türbülans modeli (Smagorinsky-Lilly, Van-Driest ve VLES) için benzeşimler gerçekleştirilmiştir. Sonuç olarak, VLES modeli sonuçların doğruluğu ve hesaplama süresi dikkate alındığında en iyi seçim olduğu kararına varılmıştır. LES model benzeşimleri LBM ortamında özellikle duvar yakınlarda kayma stresi hesaplamalarında başarısız olmuştur. Duvar yakınında viskozite düşük çözünürlükte Smagorinsky-Lilly modeliyle düzgün bir şekilde ifade edilememektedir. Dolayısıyla, duvar yakınlarda çözünürlüğü artırmak ya da uygun bir duvar fonksiyonu kullanmak LES sonuçlarını iyileştirmek için gereklidir. Daha iyi sonuçlar için, duvar uyumlu WALE türbülans modeli bu problem için kullanılabilir.

6.5 Yakıt demeti benzeşimleri (7x7)

Bu kısımda, hızlı reaktör altıgen yakıt demetinin lattice-Boltzmann yöntemi ve iki farklı türbülans modeli kullanılarak benzeşimi yapılmıştır. Smagorinsky-Lilly (LES) ve VLES modelleri türbülans modelleri olarak seçilmiştir. Şekil (6.52)'de yakıt demetinin şematik gösterimi verilmiştir. Reynolds sayısı (Re) 84200 olarak alınmıştır. Yakıt çubuklarının çapı $D = 6,6 \text{ mm}$ ve üçgensel aralık mesafesi $P = 8,28 \text{ mm}$ 'dir. Tel çapı $d_w = 1.65 \text{ mm}$

olarak seçilmiştir. Giriş hızı ve çıkış basıncı sınır koşulları hesaplama alanının giriş ve çıkışında uygulanmıştır [76].



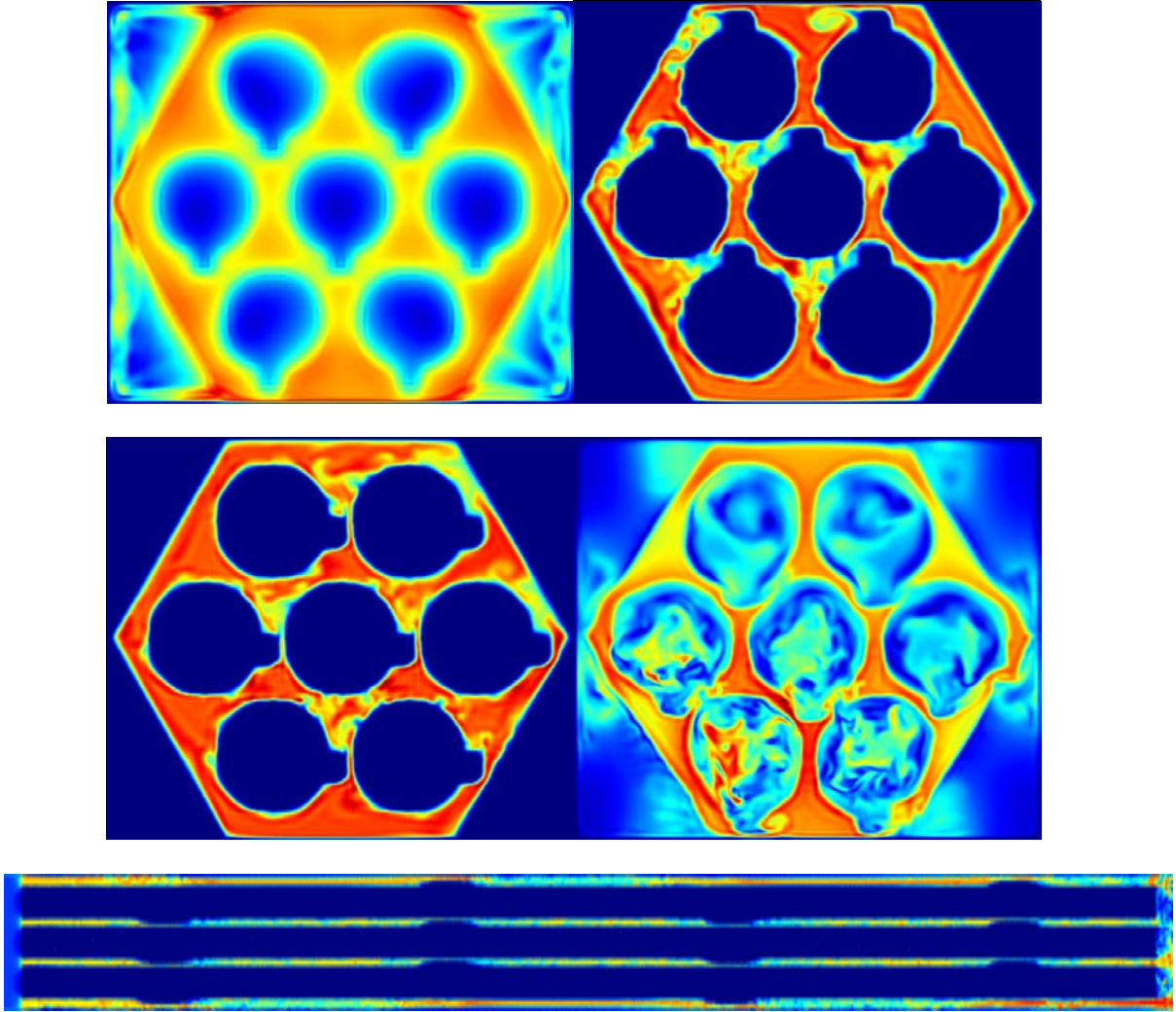
Şekil 6.52. Yakıt demetinin şematik gösterimi a) enine kesit, b) boyuna kesit

6.5.1 Hesaplamalı Alan

LES benzeşimleri için tercih edilen örgü boyutu Taylor mikro ölçeğinin (λ) üçte biri kadardır ($\lambda/3$). Bu yüzden, yaklaşık olarak $\lambda/3 \sim D_h/224$ lattice boyutu LES benzeşimlerini doğru yapabilmek için gereklidir. Ancak, bu gereksinim tel sargılı yakıt demeti geometrisi için oldukça maliyet gerektiren ve zaman alan bir işlemdir. Yaklaşık 5.2×10^{10} lattice LBM benzeşimleri için kullanılmalıdır. Bundan dolayı, tel sargılı yakıt demeti benzeşimleri için genelde RANS modelleri kullanılır. Bu çalışmada, $D_h/50$ lattice boyutu kullanılarak LES ve VLES türbülans modelleriyle LBM benzeşimleri yapılmıştır. Burada temel fikir, LES ve VLES modellerinin düşük çözünürlükte tel sargılı yakıt demeti içerisindeki akışı LBM yöntemiyle nasıl sağladığını incelemek ve daha sonra ısı modülleri eklenerek çözümleme yapılacak kısım için temel oluşturmasını sağlamaktır.

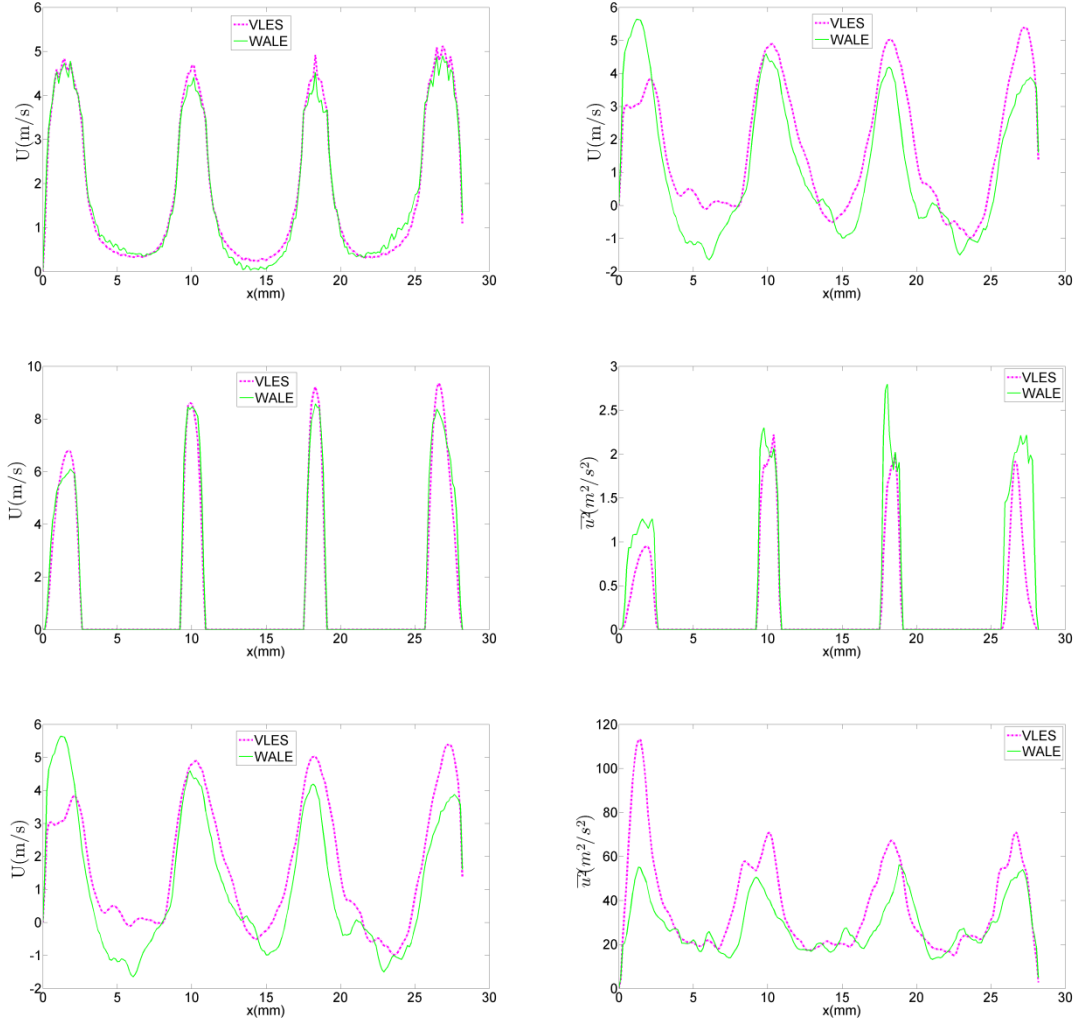
6.5.2 Türbülanslı ve Isıl Akış Hesaplamaları

7X7 tel sargılı yakıt demeti benzeşim sonuçları sunulmuştur. Anlık hız ve Reynolds stres dağılımları giriş, kanal içi ve kanal çıkışı için Şekil (6.53)'de verilmiştir.



Şekil 6.53. Enine doğrultuda eksenel hız dağılımları, kanal girişinden hemen önce (sol üst), 260 mm kanal içi (sağ üst), 340 mm kanal içi (sol alt), kanal çıkışından hemen sonra (sağ alt) ve yakıt çubuğu ekseninde akış (alt)

Şekil (6.54)'de hız ve Reynolds stres profilleri kanal girişinden hemen önce, 300 mm kanal içi ve kanal çıkışından alınan benzeşim verileri gösterilmiştir. Sonuçlardan, VLES ve LES benzeşim sonuçlarının $D_h/50$ lattice boyutu seviyesi için uyumlu olduğunu görüyoruz.



Şekil 6.54. Akışa dik doğrultuda aksel hız ve Reynolds stres u^2 dağılımları kanal girişi (üst), 300 mm kanal içi(orta) ve kanal çıkışı (alt)

Basınç kaybı aşağıdaki gibi hesaplanıp,

$$\Delta P_s = \frac{1}{3} (\rho_{s,in} - \rho_{s,out}) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \rho_0$$

Daha sonra, sürtünme faktörü f ,

$$f = \frac{\left(-\frac{dP}{dz} \right) D_h}{\rho w_{in}^2 / 2}$$

şeklinde hesaplanır.

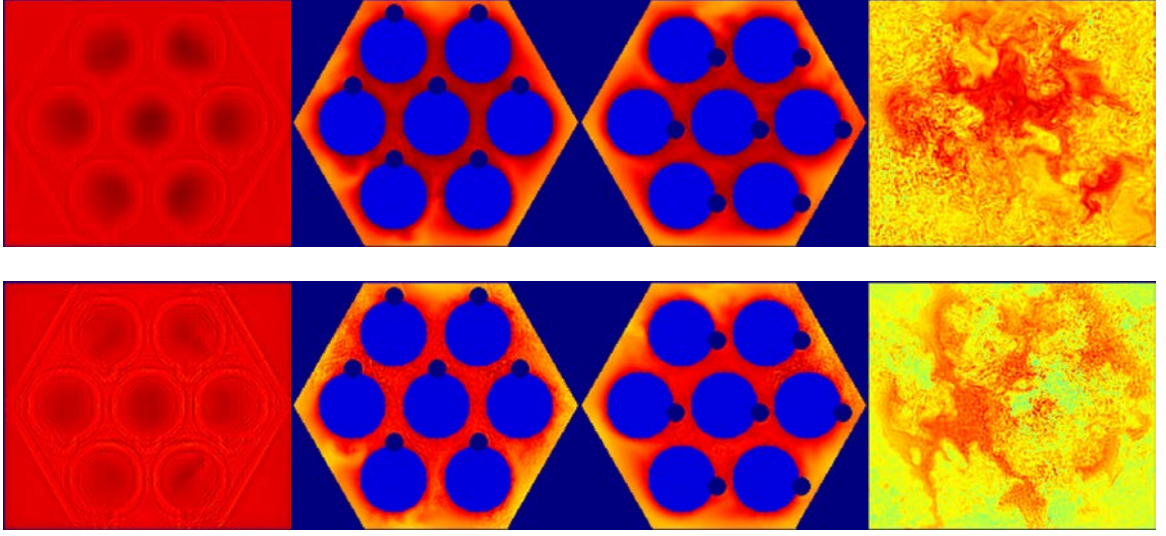
LES ve VLES benzeşimlerinden ve ayrıca Novendstern [77] deneysel korelasyonundan hesaplanan sürtünme faktörü değerleri Çizelge 6.6'da sunulmuştur.

Çizelge 6.6. Sürtünme faktörü değerleri

LBM-WALE	LBM-VLES	Deney
0,00641	0,00615	0,00572

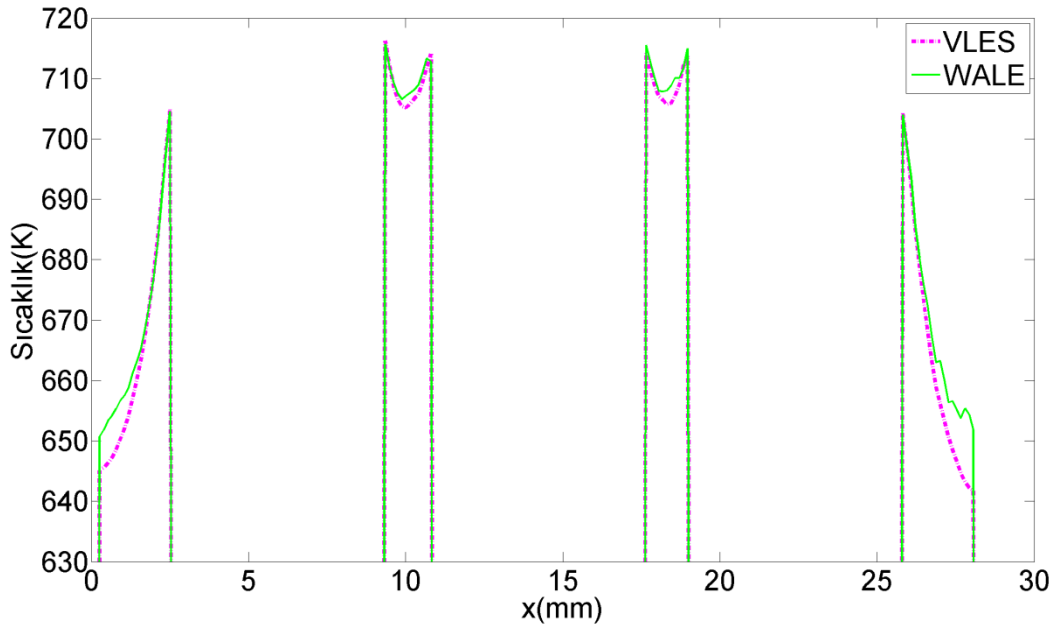
7x7 tel sargılı hızlı üretken reaktör yakıt demeti için lattice-Boltzmann benzeşim sonuçları sunulmuştur. Smagorinsky-LES ve VLES türbülans modelleri hız, Reynolds stres profilleri ve sürtünme faktörü nicelikleri üzerinden karşılaştırılmıştır. Lattice boyutu olarak $D_h/50$ seçilmiştir. VLES türbülans modelinin helezonik tel sargılı yakıt demeti benzeşimleri için nispeten daha iyi sonuçlar verdiği görülmüştür. Kod, örgü inceltme ve farklı türbülans modelleri eklemeye müsaittir. Daha sonraki kısımda ısı transferi mekanizmaları da eklenerek yakıt demetindeki termal akış modellenecektir.

Bu bölümde, helezonik tel sargılı yakıt demeti benzeşimleri ısı transferi dahil edilerek yapılmıştır. $q'' = 1850 \text{ kW/m}^2$ 'lik ısı akısı herbir yakıt çubuğu yüzeyinde uygulanmıştır. Giriş sıcaklığı 397 °C olarak alınmış ve ısı nicelikler bu sıcaklık değeri referans alınarak hesaplanmıştır. Türbülans modeli olarak VLES ve WALE modeli seçilmiştir. Lattice boyutu $D_h/50$ 'ye yükseltilmiştir. VLES ve WALE modelleri için sıcaklık konturları Şekil (6.55)'de gösterilmiştir.

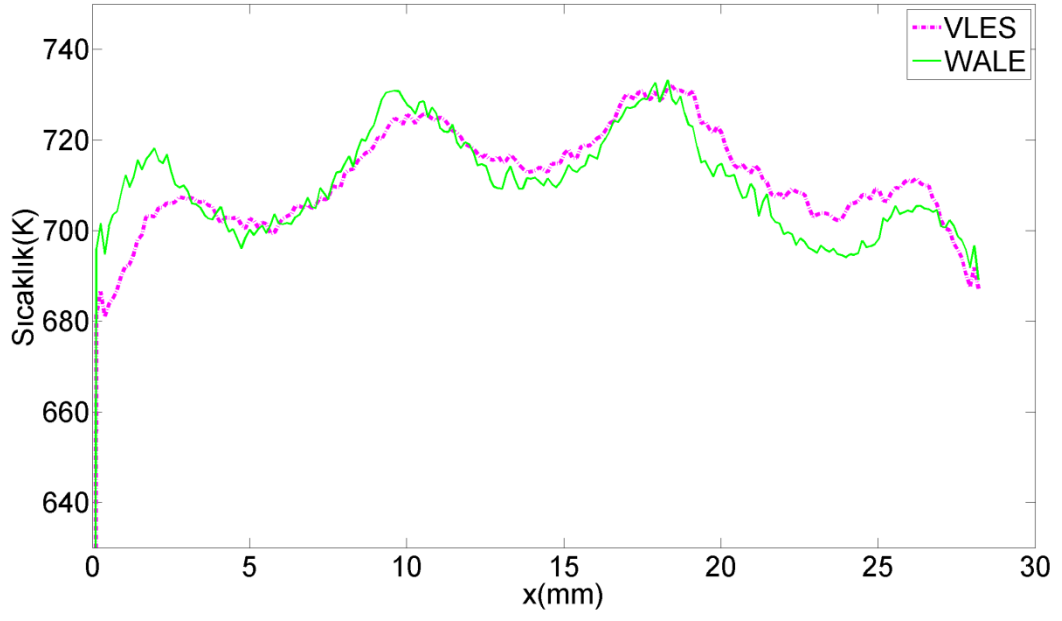


Şekil 6.55. VLES (üst) ve WALE (alt) modelleri için LBM benzeşimlerinden elde edilen sırasıyla giriş, 300 mm kanal içi, 356 mm kanal içi ve çıkış konumundaki sıcaklık konturları

Ard-işleme sonucu elde edilen sıcaklık dağılımları Şekil (6.56-6.57)'de sunulmuştur. Ayrıca Nusselt sayısı da deneysel korelasyon [78] ve iki türbülans model sonuçları kullanılarak hesaplanmıştır ve Çizelge (6.7)'de verilmiştir.



Şekil 6.56. VLES ve WALE modelleri için LBM benzeşimlerinden elde edilen kanal içi 300 mm'de sıcaklık dağılımı



Şekil 6.57. VLES ve WALE modelleri için LBM benzeşimlerinden elde edilen çıkış noktasında sıcaklık dağılımı

Çizelge 6.7. Nusselt Sayısı Değerleri

LBM-WALE	LBM-VLES	Deney (Kazimi ve Carelli)
7,149	8,567	8,869

7 SONUÇ ve TARTIŞMA

Yapılan çalışma sonucunda nükleer reaktör soğutucu kanal akışı modellemek üzere Palabos açık-kaynak lattice-Boltzmann kodu türbülans modelleri, duvar modelleri ve ısı transfer modülleri eklenerek geliştirilmiştir. Geliştirilen kod kullanılarak laminar akış problemlerinden başlanarak adım adım sınanmış ve son olarak nükleer reaktör soğutucu kanallarında olduğu gibi türbülanslı ve ısı akış içeren LMFBR soğutucu kanalı akışının benzeşimi yapılmıştır.

İlk olarak yakıt ayırıcı ve karıştırıcı kanatlı PWR yakıt demeti içerisinde akış modellenmiştir. Burada amaç, karmaşık bir geometri için LBM'in sağladığı kolaylığı ve doğruluk derecesini ölçmektir. Bu nedenle, laminar akış rejimi kabulü yapılmıştır. PWR geometrisi ek bir ayırıştırma işlemi gerektirmeden yapıldı ve elde edilen sonuçlara göre laminar akış için LBM kodunun güvenilir sonuçlar verdiği gözlemlendi.

Laminar akış hesaplamalarından sonra Palabos kodu içerisinde halihazırda bulunan Smagorinsky-Lilly türbülans modeli kullanılarak türbülans benzeşimlerine geçildi. Literatürde deneysel verileri bulunan test çalışmaları kullanılarak model sınıandı. Sınama işlemi sonucunda, LES tabanlı türbülans modeli olmasından dolayı ve model için duvar fonksiyonu bulunmadığı için, Smagorinsky-Lilly modelinin özellikle duvar yakınlığında doğru sonuçlar vermediği gözlemlendi. Bu nedenle, bu modele duvar fonksiyonları eklenmesine ve farklı türbülans modellerinin koda modül olarak eklenmesine karar verildi. Bu amaçla, standard duvar fonksiyonları da eklenerek Smagorinsky-Lilly, WALE (LES), Van-Driest (LES), VLES ($k - \varepsilon$) ve VLES ($k - \omega$) türbülans modelleriyle kodun çeşitliliği artırıldı. Her modelin avantaj ve dezavantajları olduğundan probleme ve çözümden istenen değerlerin doğruluk derecesine bağlı olarak türbülans model seçimi değişebilir. Ancak kanal boyutu arttıkça LES modellerinin VLES modellerine oranla daha az verimli olduğu görülmüştür. Dolayısıyla, VLES modellerinin örgü boyutundan bağımsız yapısı büyük boyutlu kanal akışı benzeşimlerinde avantaj sağlamaktadır. Son olarak yapılan düşük çözünürlüklü LMFBR soğutucu kanal benzeşim sonuçlarında da bu görülmektedir. LMFBR soğutucu kanal akışı benzeşim sonuçlarına göre, sürtünme faktörü ve Nusselt sayısı hesaplamaları deneysel verilerle elde edilen korelasyonlarla karşılaştırıldığında VLES modeli WALE modeline göre daha iyi sonuçlar vermiştir. Bu fark, WALE benzeşimleri için çözünürlüğün yetersiz kalmasına bağlanabilir.

Sonuç olarak bu tezde LBM'in nükleer reaktör soğutucu kanal akış benzeşimlerinde kullanılabilecek alternatif bir yöntem olduğu gösterilmiştir. Geliştirilen kod yeni modeller eklenmesine izin vermektedir ve gelecekte bilgisayar teknolojisinin gelişmeye devam edeceği düşünüldüğünde iki-fazlı ısı akış modülleri de eklenerek LBM yöntemi nükleer reaktör soğutucu kanalı benzeşimleri için güvenle kullanılabilir.

KAYNAKLAR

- [1] Trupp, A. Azad, R.S. The Structure of Turbulent Flow in Triangular Array Rod Bundles, *Nuclear Engineering and Design*, 32, 47-84, **1975**.
- [2] Trippe, G., Weinberg, D., Investigations of turbulent velocity and mass flow distribution in rod bundles with grid-type spacers, *ANS/ASME topical meeting on reactor thermal-hydraulics: (NUREG/CP--0014(Vol3))*, 9 Eylül– 12 Eylül, Saratoga, NY, ABD, **1980**.
- [3] Seale, W.J., Turbulent diffusion of heat between connected flow passages Part 1: Outline of problem and experimental investigation, *Nuclear Engineering and Design*, 54, 183-195, **1979**.
- [4] Hooper, J.D., Developed single phase turbulent flow through a square-pitch rod cluster, *Nuclear Engineering and Design*, 60, 365-379, **1980**.
- [5] Rehme, K., Pressure Drop Correlations for Fuel Element Spacers, *Nuclear Technology*, 17, 15-23, **1973**.
- [6] Rehme, K., The structure of turbulence in rod bundles and the implications on natural mixing between the subchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 35, 567–581, **1992**.
- [7] Ikeno, T., Kajishima, T., Analysis of dynamical flow structure in a square arrayed rod bundle, *Nuclear Engineering and Design*, 240, 305-312, **2010**.
- [8] Mayer, G., Pales, J., Hazi, G., Large eddy simulation of subchannels using the lattice Boltzmann method, *Annals of Nuclear Energy*, 34, 140–149, **2007**.
- [9] Horvath, A., Dressel, B., Numerical simulations of square arrayed rod bundles, *Nuclear Engineering and Design*, 247, 168-182, **2012**.
- [10] Ganjiani, H., Firoozabadi, B., Three-Dimensional Simulation of Turbulent Flow in 3-Sub Channels of a VVER-1000 Reactor, *Transaction B: Mechanical Engineering*, 17, 83-92, **2010**.
- [11] Soot, P.M.A., Kaandorp, J.A., Hoekstra, A.G., Overeinder, B.J., *Distributed Cellular Automata: Large Scale Simulation of Natural Phenomena*, chapter 1: Solutions to Parallel and Distributed Computing Problems : Lessons from Biological Sciences, 1-46, John Wiley & Sons, **2001**.
- [12] Soot, P.M.A., Hoekstra, A.G., *Handbook of Dynamic System Modelling*, chapter Modeling Dynamic Systems with Cellular Automata. CRC Computer & Information Science Series, Chapman & Hall, **2007**
- [13] Von Neumann, J., Burks, A.W., *Theory of self-reproducing automata.*, Urbana, University of Illinois Press. , **1966**.
- [14] Gardner, M., The fantastic combinations of John Conway's new solitaire game life., *Scientific American*, 220(4):120, **1970**.

- [15] McNamara, G.R., Zanetti, G., Use of the Boltzmann equation to simulate lattice gas automata, *Phys. Rev. Lett.*, 61, 2332-2335, **1988**
- [16] Higuera, F.J., Jimenez, J., Boltzmann approach to lattice gas simulations, *Euro. Phys. Lett.*, 9(7), 663-668, **1989**.
- [17] Geller, S., Krafczyk, M., Tölke, J., Turek, S., Hron, J., Benchmark computations based on lattice-Boltzmann, finite element and finite volume methods for laminar flows, *Comput. Fluids*, 35(8/9), 888-897, **2006**.
- [18] Yu, D., Mei, R., Luo, L.S., Shyy, W., Viscous flow computations with the method of lattice-Boltzmann equation, *Prog. Aerospace Sci.*, 39, 329-367, **2003**.
- [19] Mussaa, A., Asinaria, P., Luob, L.S., Lattice-Boltzmann simulations of 2D laminar flows past two tandem cylinders, *Journal of Computational Physics*, 228(4), 983-999, **2009**.
- [20] Li, Q., Luo, K.H, Kang, Q. J., He, Y.L., Chen, Q., Liu, Q., Lattice Boltzmann methods for multiphase flow and phase-change heat transfer, *Progress in Energy and Combustion Science*, 52, 62-105, **2016**.
- [21] Kim, S.H., Pitsch, H., On the lattice Boltzmann method for multiphase flows with large density ratios, *Journal of Computational Physics*, 303, 19-27, **2015**.
- [22] Kuwata, Y., Suga, K., Large eddy simulations of pore-scale turbulent flows in porous media by the lattice Boltzmann method, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 55, 143-157, **2015**.
- [23] Chapman, S., Cowling, T.G., *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*. Cambridge University Press., **1970**.
- [24] Huang, H., Thorne, D.T., Schaap, M.G., Sukop, M.C., Proposed approximation for contact angles in Shan-and-Chen type multicomponent multiphase lattice Boltzmann models. *Phys. Rev. E.*, 76, **2007**.
- [25] Koga, T., *Introduction to Kinetic Theory Stochastic Processes in Gaseous Systems*, Pergamon Press., **1970**.
- [26] Liboff, R.L., *Introduction to the Theory of Kinetic Equations*, John Wiley & Sons, Inc., **1969**.
- [27] Bhatnagar, P.L., Gross, E.P., Krook, M., A model for collisional processes in gases. I. small amplitude processes in charged and in neutral one-component systems, *Physical Review*, 94, 511-525, **1969**.
- [28] Qian, Y.H., D'Humières, D., Lallemand, P., Lattice BGK models for Navier–Stokes equation, *Europhys. Lett.*, 17, 479–484, **1992**.
- [29] Qian, Y.H., Orszag, S.A., Lattice BGK models for the Navier–Stokes equation: nonlinear deviation in compressible regimes, *Europhys. Lett.*, 21, 255–259, **1993**.
- [30] Wolf-Gladrow, D.A., *Lattice-Gas Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models. Lecture Notes in Mathematics*. Springer, 2000.
- [31] Chen, S., Doolen, G.D., Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30, 329–364, **1998**.

- [32] He, X., Luo, L.S., A priori derivation of the lattice Boltzmann equation. *Phys. Rev. E* 55, 6811–6817, **1997b**.
- [33] He, X., Luo, L.S., Theory of the lattice Boltzmann: from the Boltzmann equation to the lattice Boltzmann equation. *Phys. Rev. E*, 56, 6811–6817, **1997c**.
- [34] Tiftikçi, A., Ayhan, H., Kocar, C., Sökmen, C.N., Simulation of Spacer Grid With Mixing Vane on a Typical PWR Fuel Rod Bundle System Using Lattice-Boltzmann Method, *The 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal - Hydraulics, NURETH-15*, 12 Mayıs-17 Mayıs, Pisa, İtalya, **2013**.
- [35] Kang, S.K., Hassan, Y.A., The effect of lattice models within the lattice Boltzmann method in the simulation of wall-bounded turbulent flows, *J. Comput. Phys.*, 232, 100-117, **2013**.
- [36] Latt, J., Chopard, B., Lattice Boltzmann method with regularized pre-collision distribution functions, *Mathematics and Computers in Simulation*, 72, 165-168, **2006**.
- [37] http://wiki.palabos.org/_media/howtos:lbunits.pdf
- [38] Reynolds, O., On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Series A, 186, 123-164, **1895**.
- [39] Boussinesq, J., Theorie de l'écoulement Turbillonnant et Tumultueux des Liquides Dans les lits Rectilignes a Grande Section, Gauthier-Villars, **1897**.
- [40] Cebeci, T, Smith, A. M. O., *Analysis of Turbulent Boundary Layers*, Academic Press, New York, **1974**.
- [41] Baldwin, B. S. and Lomax, H., *Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows*, AIAA-78-0257, **1978**.
- [42] Spalart, P. R., Allmaras, S. R., *A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows*, AIAA-92-0439, **1992**.
- [43] Jones, W. P., and Launder, B. E., “The Calculation of Low-Reynolds Number Phenomena with a Two-Equation Model of Turbulence,” *Int. J. Of Heat and Mass Transfer*, 16, 1119-1130, 1973.
- [44] Speziale, C., Abid, R., and Anderson, E., *A Critical Evaluation of Two-Equation Models for Near Wall Turbulence*, ICASE Report No. 90-46, **1990**.
- [45] Menter, F. R., Rumsey, C. L., *Assessment of Two-Equation Turbulence Models for Transonic Flows*, AIAA-94-2343, **1994**.
- [46] Wilcox, D. C., Reassessment of the Scale-Determining Equation for advanced Turbulence Models, *AIAA Journal*, 26 (11), 1299-1310, **1988**.
- [47] Leonard, A., Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows, *Advances in Geophysics*, 18A, 237-348, **1974**.
- [48] Lilly, D.K., On the Application of the Eddy Viscosity Concept in the Inertial Subrange of Turbulence, *NCAR Manuscript 123*, **1966**.

- [49] Weickert, M., Teike, G., Schmidt, O., Sommerfeld, M., Investigation of the LES WALE turbulence model within the lattice Boltzmann framework, *Computers & Mathematics with Applications*, 59 (7), 2200-2214, **2010**.
- [50] Speziale, C.G., Turbulence modelling for time-dependent RANS and VLES: a review, *AIAA Journal*, 36 (2), 173–184, **1998**.
- [51] Ruprecht, A., Helnrich, T., Buntic, I., Very Large Eddy Simulation for the prediction of unsteady cortex motion, *In: Symposium of the 12th International Conference on FluidFlowTechnology*, Budapest, Hungary, **2003**.
- [52] Johansen, S.T., Ju, W., Shyy, W., Filter-Based unsteady RANS computations, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25, 10-21, **2004**.
- [53] Peng, Y., Laura, S., A Thermal Lattice Boltzmann Two-Phase Flow Model and its Application to Heat Transfer Problems—Part 1. Theoretical Foundation, *Journal of Fluids Engineering*, 128-142, 2006.
- [54] Alexander F. J., Chen S. and Sterling, J. D., Lattice Boltzmann Thermohydrodynamics, *Physics Review E*, 47, 2249-2252, **1993**.
- [55] Shan, X., Simulation of Rayleigh—Benard Convection Using Lattice Boltzmann Model, *Physics Review E*, 55, 2780-2788, **1997**.
- [56] He, X., Chen, S., Doolen, G.D., A novel thermal model for the lattice Boltzmann method in incompressible limit, *Journal of Computational Physics*, 146, 282-300, **1998**.
- [57] Rehme, K., Pressure Drop Correlations for Fuel Element Spacers, *Nuclear Technology*, 17, 15-23, **1973**.
- [58] de Stordeur, A. N., Drag Coefficients for Fuel Element Spacer, *Nucleonics*, 19 (6), 746-789, **1961**.
- [59] Tóth, S., Aszódi A., Calculations of Coolant Flow in a VVER-440 Fuel Bundle with the Code ANSYS CFX 10.0, *Workshop on Modeling and Measurements of Two-Phase Flows and Heat Transfer in Nuclear Fuel Assemblies*, Sweden, **2006**.
- [60] Guo, Z., Zheng, C., Shi, B., An extrapolation method for boundary conditions in lattice Boltzmann method, *Phys. Fluids*, 14, 2007-2010, **2002**.
- [61] Bogey, C., Bailly, C., Large eddy simulations of round free jets using explicit filtering with/without dynamic Smagorinsky model, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 27, 603-610, 2006.
- [62] Moin, P., Squires K., Cabot, W., Lee, S., A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport, *Phys. Fluids*, 3(11), 2746-2757, **1991**.
- [63] Domaradski, J.A., Yee, P.P., The subgrid-scale estimation model for high Reynolds number turbulence. *Phys. Fluids*, 12 (1), 193-196, **2000**.
- [64] ANSYS Inc, ANSYS 13.0 Fluent User Manual, **2012**.
- [65] Mayer, G., Páles, J., Házi, G., Large Eddy Simulation of Subchannels Using the Lattice Boltzmann Method, *Annals of Nuclear Energy*, 34, 140-149, **2007**.

- [66] Simonin, O., Barcouda, M., Measurements of fully developed turbulent flow across tube bundle, *Third International Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics*, 21.5, Lisbon Portugal, **1986**.
- [67] Simonin, O., Barcouda, M., Measurements and prediction of turbulent flow entering a staggered tube bundle. *Fourth International Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics*, 5.23, Lisbon Portugal, **1988**.
- [68] Watterson, J.K., Dawes, W.N., Sawill, A.M., White, A.J., Predicting turbulent flow in a staggered tube bundle, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 20, 581-591, **1999**.
- [69] Rollet-Miet, P., Laurence, D., Ferziger, J., LES and RANS of turbulent flow in tube bundles, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 20, 241-254, **1999**.
- [70] Benhamadouche, S., Laurence, D., LES, coarse LES, and transient RANS comparisons on the flow across a tube bundle, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 24, 470-479, **2003**.
- [71] Hassan, Y.A., Barsamian, H.R., Tube bundle flows with the large Eddy simulation technique in curvilinear coordinates, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47, 3057-3071, **2004**.
- [72] Barsamian, H.R., Hassan, Y.A., Large eddy simulation of turbulent crossflow in tube bundles, *Nucl. Eng. Des.*, 172, 103-122, **1997**.
- [73] Doddipatla, L.S., Lahouti, A.N., Hangan, H., Reynolds Number Dependency of the Near Wake Structure of a Blunt Trailing Edge Profiled Body, *11th Americas Conference on Wind Engineering*, San Juan, Puerto Rico, **2009**.
- [74] Labois, M., Lakehal, D., Very-Large Eddy Simulation (VLES) of the flow across a tube bundle, *Nucl. Eng. Des.*, 241, 2075-2085, **2011**.
- [75] Eggels, J.G.M., Unger, F., Weiss, M.H., Westerweel, J., Adrian, R.J., Friedrich, R., Nieuwstadt, F.T.M., Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment, *J. Fluid Mech.*, 268, 175-209, **1994**.
- [76] Gajapathy, R. ve arkadaşları, CFD investigation of helical wire-wrapped 7-pin fuel bundle and the challenges in modeling full scale 217 pin bundle, *J. Nucl. Eng. Des.*, 239, 2279-2292, 2007.
- [77] Novendstern, E.H., Turbulent Flow pressure drop model for fuel rod assemblies utilizing a helical wire-wrap spacer system, *J. Nucl. Eng. Des.*, 22, 19-27, **1972**.
- [78] Kazimi, M.S., Carelli, M.D., Heat transfer correlation for analysis of CRBRP assemblies, Report CRBRP-ARD-0034, Westinghouse, **1976**.

ÖZGEÇMİŞ

Kimlik Bilgileri

Adı-Soyadı :Ali TİFTİKÇİ
Doğum Yeri :ANKARA
Medeni Hali :Evli
E-posta :alitiftikci@hacettepe.edu.tr
Adresi :H. Ü. Nükleer Enerji. Müh. Böl. Beytepe/ANKARA

Eğitim

Lise :Eryaman Lisesi
Lisans :H.Ü. Nükleer Enerji. Müh. Böl.
Yüksek Lisans :H.Ü. Nükleer Enerji. Müh. Böl.
Doktora :H.Ü. Nükleer Enerji. Müh. Böl.

Yabancı Dil Düzeyi : İngilizce-İyi

İş Deneyimi : H. Ü. Nükleer Enerji. Müh. Böl. – Araş. Görevlisi (2009-)

Deneyim Alanları : HAD uygulamaları, Lattice-Boltzmann Yöntemi ve Uygulamaları, Radyasyon taşınımı, Monte Carlo Yöntemi, Radyasyon Algılama ve Ölçme Teknikleri

Tezden Üretilmiş Projeler ve Bütçesi : -

Tezden Üretilmiş Yayınlar :

Tiftikci, A., Kocar, C., Lattice Boltzmann Simulation of Flow across a Staggered Tube Bundle Array, *Nuclear Engineering and Design*, 300, 135-148, **2016**

Tezden Üretilmiş Tebliğ ve/veya Poster Sunumu ile Katıldığı Toplantılar :

Tiftikci, A., Ayhan , H., Kocar, C., Sökmen, C.N., Simulation of Spacer Grid with Mixing Vane on a Typical PWR Fuel Rod Bundle System using Lattice-Boltzmann Method, *Nureth-15*, Pisa, İtalya, **2013**.

Tiftikci, A., Kocar, C., Lattice-Boltzmann Simulation of Triangular Rod Bundle, BgNS International Conference “NUCLEAR POWER FOR THE PEOPLE”, Sunny Beach Base of the Council of Ministers, Bulgaristan, **2013**.

Tiftikci, A., Kocar, C., Investigation of heat transfer and turbulence characteristics of a triangular rod array in lattice-Boltzmann framework, *BgNS International Conference* “NUCLEAR POWER FOR THE PEOPLE”, Sozopol, Bulgaristan, **2015**.

Tiftikci, A., Kocar, C., Turbulent Flow Simulations of Wire-wrapped Fuel Pin Bundle of Sodium Cooled Fast Reactor in Lattice-Boltzmann Framework, *NENE 2015*, Portoroz, Slovenya, **2015**.

