

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SIVI YAKITLI ROKET MOTORLARINDA ÇARPIŞMALI
ENJEKTÖRLERİN ATOMİZASYON KARAKTERİSTİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ
Burak CENİK

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Dr. Öğr. Üyesi Sıtkı USLU

KASIM 2019

Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı

.....
Prof.Dr. Osman EROĞUL
Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığımı onaylarım.

.....
Doç.Dr. Murat Kadri AKTAŞ
Anabilimdalı Başkanı

TOBB ETÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 161511088 numaralı Yüksek Lisans öğrencisi **Burak CENİK**'in ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "**SIVI YAKITLI ROKET MOTORLARINDA ÇARPIŞMALI ENJEKTÖRLERİN ATOMİZASYON KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ**" başlıklı tezi **08.11.2019** tarihinde aşağıda imzaları olan jüri tarafından kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı: **Dr. Öğr. Üyesi Sıtkı USLU**
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Jüri Üyeleri: **Prof. Dr. Selin ARADAĞ ÇELEBİOĞLU**
(Başkan)
TED Üniversitesi

Prof. Dr. Yusuf ÖZYÖRÜK
Orta Doğu Teknik Üniversitesi

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, alıntı yapılan kaynaklara eksiksiz atf yapıldığını, referansların tam olarak belirtildiğini ve ayrıca bu tezin TOBB ETÜ Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Burak Cenik

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

SIVI YAKITLI ROKET MOTORLARINDA ÇARPIŞMALI ENJEKTÖRLERİN ATOMİZASYON KARAKTERİSTİKLERİNİN İNCELENMESİ

Burak Cenic

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Dr.Öğr. Üyesi Sıtkı Uslu

Tarih: KASIM 2019

Çarpışmalı jet enjektörler genellikle sıvı yakıtlı roket motorlarında kullanılan, uygulanabilirliği ve üretimi kolay yüksek verimli enjektör tipleridir. Özdeş veya farklı sıvı jetlerin belirli bir açıda belirli bir noktada çarpışmasını, çarpa sonucu sıvı bir tabaka oluşmasını ve oluşan tabakada meydana gelen kararsızlıklardan dolayı tabakanın koparak damlacıklara ayrılmasını sağlar. Jetlerin hızı, aralarındaki açı, sayısı ve içinden geçen sıvının özellikleri gibi parametreler birincil ve ikincil parçalanmayı belirler ve dolayısıyla yanma kararlılığı ve performansını doğrudan etkiler.

Bu tez kapsamında ikili özdeş, ikili özdeş olmayan ve üçlü özdeş çarpışmalı enjektörlerin, hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) kullanılarak analizleri gerçekleştirilmiştir. İlk olarak ikili özdeş çarpışmalı enjektör için analizler yapılmış ve literatürde bulunan deneysel bir çalışma ile doğrulanmıştır. İkinci olarak da ikili eş olmayan ve üçlü eş çarpışmalı enjektör analizleri tamamlanmıştır.

İlk kısımda, türbülansı modelleyebilmek için Büyük Burgaç Benzetimi ve zamana bağlı Reynolds-Ortalama Navier Stokes yaklaşımları kullanılmıştır.

İki farklı yaklaşımın da literatürdeki deney sonuçlarına göre karşılaştırılması yapılmış olup 18.5 m/s giriş hızındaki özdeş jetlerin, sıvı tabaka oluşumu ve damlacık-boyut dağılımı incelenmiştir. Analizler için en küçük hücre boyutunu kontrol ederek dinamik çözüm ağı uygulanmış ve farklı sayıdaki çözüm ağlarının deneye olan yaklaşımı incelenerek, çözüm ağından bağımsızlaştırma işlemi gerçekleştirilmiş ve çözüm ağı II seçilerek sonraki çalışmalar bu çözüm ağı üzerinden devam etmiştir.

İkinci kısımda ise, öncelikle özdeş olmayan ikili jetin çarpışma analizleri gerçekleştirilmiştir. Özdeş olmayan jetler için sıvı metan ve sıvı oksijen kullanılmış ve sıvı tabaka oluşumu ile damlacık çap dağılımı incelenmiştir. Özdeş olmayan ikili jet analizlerinden sonra üçlü çarpışmalı eş enjektör analizleri yapılmıştır. Üç enjektörden de ikili enjektör için kullanılan koşullarda su gönderilerek, sıvı tabakanın kopma uzunluğu ve damlacık-boyut dağılımının farklılıkları incelenmiştir. Bu kısımdaki analizler için çözüm ağı II kullanılmış ve yeni bir çözüm ağı çalışması yapılmamıştır. İkili çarpışmalı özdeş enjektör analizleri Faz Doppler Parçacık Analizörü (Phase Doppler Particle Analyzer-PDPA) sonuçları ile uyum içerisinde olup ikili özdeş olmayan ve üçlü çarpışmalı enjektörler için bir deney sonucu bulunmamaktadır.

Genel olarak jet hızı arttıkça damlacık boyutları küçülmektedir. Bunun nedeninin hızların artmasıyla türbülansın güçlenmesidir. Türbülans ne kadar güçlenirse kararsızlık o kadar artacak ve parçalanma daha güçlü olacaktır.

Anahtar Kelimeler: Çarpışmalı jet enjektörler, Birincil parçalanma, Sıvı yakıtlı roket motoru, Atomizasyon ve sprey, Hesaplamalı akışkanlar dinamiği.

ABSTRACT

Master of Science

ATOMIZATION CHARACTERISTICS OF IMPINGING-JET INJECTORS IN LIQUID ROCKET ENGINES

Burak Cenik

TOBB University of Economics and Technology
Institute of Natural and Applied Sciences
Department of Mechanical Engineering

Supervisor: Asst. Prof. Sıtkı Uslu

Date: NOVEMBER 2019

Impinging liquid jet injectors are high efficiency injector types, which are typically used in liquid fuel rocket engines, with applicability, low cost and easy to manufacture. It allows the identical or different liquid jets to collide at a certain point at an angle, to form a liquid sheet as a result of the impact, and to break the layer into droplets due to instability in the formed sheet. Parameters such as the speed of jets, angle between jets, number of jets, and properties of the fluid passing through the jets directly affect the primary break-up process and thus the combustion stability and performance.

In this work, like-on-like doublet, unlike doublet and triplet injectors were analyzed using computational fluid dynamics (CFD). Firstly, the analyzes were performed for a like-on-like doublet impinging injector and validated by an experimental study in the literature. Secondly, CFD analyzes of unlike doublet and triplet impinging injectors were carried out.

In the first part, Large Eddy Simulation (LES) and Reynolds-averaged Navier Stokes (RANS) approaches were used for modelling the turbulence. Two different approaches

were compared according to the experimental results in the literature and liquid sheet formation and droplet-size distribution at different jet velocities were examined. For this study, adaptive mesh refinement (AMR) method was applied by controlling the smallest grid size. The mesh independence was performed by examining the agreement of the different number of grids with the experiment, and therewith medium mesh was selected and subsequent studies continued over that computational mesh.

In the second part, CFD analyzes of an unlike doublet injector are performed with liquid oxygen and liquid methane to investigate the atomization characteristics of a real oxidizer and fuel couple. After that, triplet impinging-jet injector analyzes were performed under the conditions used for the like-on-like doublet injector. Water was used for all three injectors and the differences in the sheet break-up length and droplet-size distribution were investigated. these two different studies were compared with the results of like-on-like injector studies accomplished in the first part. The medium computational grid was used for the analyzes in the second and third part. The analysis of like-on-like doublet impinging injector have a good agreement with Phase Doppler Particle Analyzer (PDPA) results for the droplet-size distributions.

In general, droplet sizes decreased with increasing jet velocity. The reason for this is that turbulence is strengthened by increasing velocity. The stronger turbulence makes the greater instability and the stronger atomization.

Keywords: Impinging jet injectors, Like-on-like doublet injector, Unlike doublet injector, Unlike triplet injector, Primary break-up, Liquid fuel rocket engines, Atomization and sprays, Computational fluid dynamics.

TEŞEKKÜR

Lisans ve yüksek lisans dönemi boyunca desteğini hiç bir zaman hiç bir şekilde esirgemeyen, her zaman bize öğreten ve katkıda bulunan, tecrübe ve yönlendirmeleriyle bize ışık tutan çok değerli saygıdeğer danışman hocam Dr. Sıtkı USLU'ya sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Değerli Tez jüri üyeleri Prof. Dr. Selin ARADAĞ ÇELEBİOĞLU ve Prof. Dr. Yusuf ÖZYÖRÜK'e tezimi değerlendirdikleri ve tez savunmamda yer aldıkları için teşekkürlerimi sunarım.

Öğrendiklerimizi ve dostluklarımızı paylaştığımız, birbirimize her zaman destek olduğumuz, beraber başarılarla koştuğumuz, hatalarımızdan ders aldığımız bu laboratuvar bir aile oldu hepimiz için ve giderek büyüyen Combustion System Laboratory (CSL) aile üyeleri, Tacettin Utku SÜER, Baran İPER, Çağdaş Cem ERGİN, Tekin AKSU, Ozan Can KOCAMAN, Yücel SAYGIN ve Bertan ÖZKAN'a,

Lisans ve Yüksek Lisans'ta her zaman sınavlarda, projelerde beraber çalıştığımız, Her zaman yanımda olan ve her zaman yanımda olduğum benim için erkek kardeşten bir farkı olmayan çok değerli dostum Tacettin Utku SÜER'e,

Yüksek lisans eğitimim boyunca bana burs veren TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesine ve projelerde destek veren ROKETSAN A.Ş. ve proje amirlerimiz ve arkadaşlarımızdan Atılğan TOKER, Murat BAYRAMOĞLU, Sevda AÇIK, Levent ÜNLÜSOY, Mahmut Murat GÖÇMEN, Musa Onur ÖZTÜRKMEN, Gizem DEMİREL ve Gökçe ÖZKAZANÇ'a,

Çok değerli bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Makine Mühendisliği Öğretim Üyelerine,

Bu yolda bana lisanstan beri destek olan beni her zaman bilgi ve arkadaşlıkları ilde motive eden çok değerli arkadaşlarım Alper YETİŞ ve Kübra Asena GELİŞLİ'ye,

Bu yaşa gelene kadar maddi manevi desteğini benden asla esirgemeyen her zaman yanımda olan çok değerli annem Nazmiye CENİK'e, çok değerli babam Salih CENİK'e ve canımdan çok sevdiğim kardeşim Büşra CENİK'e,

çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

| | <u>Sayfa</u> |
|--|--------------|
| ÖZET | iv |
| ABSTRACT | vi |
| TEŞEKKÜR | viii |
| İÇİNDEKİLER | ix |
| ŞEKİL LİSTESİ | x |
| ÇİZELGE LİSTESİ | xii |
| KISALTMALAR | xiii |
| SEMBOL LİSTESİ | xiv |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 1.1 Genel Bilgiler | 1 |
| 1.2 Literatür Özeti | 2 |
| 1.3 Tezin Kapsamı ve Amacı | 7 |
| 2. HESAPLAMALI AKIŞKANLAR DİNAMİĞİ | 9 |
| 2.1 Temel Denklemler | 9 |
| 2.2 Türbülansın Modellenmesi | 10 |
| 2.2.1 Reynolds-Ortalama Navier-Stokes yaklaşımı | 11 |
| 2.2.1.1 Standart $k - \epsilon$ türbülans modeli | 13 |
| 2.2.1.2 Realizable $k - \epsilon$ türbülans modeli | 14 |
| 2.2.1.3 Standart $k - \omega$ türbülans modeli | 15 |
| 2.2.1.4 SST $k - \omega$ türbülans modeli | 16 |
| 2.2.1.5 Reynolds Gerilme Modeli | 18 |
| 2.2.2 Büyük Burgaç Benzetimi (Large Eddy Simulation, LES) yaklaşımı | 19 |
| 2.3 İki Fazlı Akışın Modellenmesi | 21 |
| 2.3.1 Akışkan Hacimleri Tekniği (VOF) | 21 |
| 3. İKİLİ ÇARPIŞMALI ÖZDEŞ ENJEKTÖR İÇİN ATOMİZASYON ÇALIŞMALARI | 25 |
| 3.1 Çözüm Ağı Çalışmaları | 27 |
| 3.1.1 Adaptif Çözüm ağı metodu | 30 |
| 3.1.2 Sabit Çözüm Ağı ve Çözüm Ağı II Karşılaştırması | 42 |
| 3.2 Türbülans Modeli Çalışması | 44 |
| 4. İKİLİ ÖZDEŞ OLMAYAN ENJEKTÖR İÇİN ATOMİZASYON ÇALIŞMALARI | 49 |
| 5. ÜÇLÜ ÇARPIŞMALI ÖZDEŞ ENJEKTÖR İÇİN ATOMİZASYON ÇALIŞMALARI | 57 |
| 5.1 İkili ve Üçlü Enjektörlerin Karşılaştırılması | 60 |
| 5.2 Farklı Giriş Hızlarında BBB Analizleri | 62 |
| 6. SONUÇLAR VE GELECEKTE YAPILACAK ÇALIŞMALAR | 65 |
| 6.1 Sonuçlar | 65 |
| 6.2 Gelecekte Yapılması Planlanan Çalışmalar | 66 |
| KAYNAKLAR | 68 |
| ÖZGEÇMİŞ | 73 |

ŞEKİL LİSTESİ

| | <u>Sayfa</u> |
|---|--------------|
| Şekil 1.1: İkili çarpışmalı jet enjektör | 1 |
| Şekil 3.1: İkili çarpışmalı enjektör analizi için kullanılan geometri | 26 |
| Şekil 3.2: Sıvı faz için hacimsel oran değerlerinin toplandığı düzlem | 27 |
| Şekil 3.3: İkili enjektör için sabit çözüm ağı | 28 |
| Şekil 3.4: Sıvı faz hacimsel oran konturu (yan görünüm) | 29 |
| Şekil 3.5: Sprey oluşumu (üst görünüm) | 29 |
| Şekil 3.6: Damlacık büyüklük dağılımı | 30 |
| Şekil 3.7: Çözüm ağının zamana bağlı değişimi | 32 |
| Şekil 3.8: Adaptif çözüm ağları (8 ms) | 33 |
| Şekil 3.9: Çözüm ağı ayrıntılı görünüm | 34 |
| Şekil 3.10: 8. ms'deki orta düzlemde hacimsel oran konturları (yan görünüm) . . | 35 |
| Şekil 3.11: 8. ms'deki orta düzlemde hacimsel oran konturları (üst görünüm) . . | 36 |
| Şekil 3.12: Sıvı tabaka kenarlarından kopan damlacıklar | 37 |
| Şekil 3.13: ASA kullanılarak hücre boyutunun belirlenmesi, hücre boyutuna göre yandan görünüm (a), suyun hacimsel oranına göre damlacık (b) ve hücre boyutuna göre damlacık (c) | 37 |
| Şekil 3.14: 8. ms'deki sprej görünümü (üst görünüm) | 39 |
| Şekil 3.15: Sıvı tabaka oluşumu ve kopma uzunluğunun deney ile karşılaştırılması; (a) Çözüm ağı I, (b) Çözüm ağı II ve (c) Çözüm ağı III (deney sağda, HAD analizleri solda verilmiştir.) | 40 |
| Şekil 3.16: Çözüm ağlarının deneyle karşılaştırılması (Histogram) | 41 |
| Şekil 3.17: Çözüm ağlarının deneyle karşılaştırılması (Weibull dağılımı) | 42 |
| Şekil 3.18: Sabit çözüm ağı ile adaptif çözüm ağı için damlacık çap dağılımları | 43 |
| Şekil 3.19: Sabit çözüm ağı ile adaptif çözüm ağı için damlacık çap dağılımları (Weibull dağılımı) | 43 |
| Şekil 3.20: Sabit çözüm ağı ile adaptif çözüm ağı için damlacık çap dağılımları | 44 |
| Şekil 3.21: Türbülans modelleri için hacimsel oran konturları (yan görünüm) . . | 46 |
| Şekil 3.22: Türbülans modelleri için hacimsel oran konturları (üst görünüm) . . | 47 |
| Şekil 3.23: Farklı türbülans modelleri için 8. ms'deki sprej görünümü | 48 |
| Şekil 4.1: İkili özdeş olmayan enjektör için kullanılan adaptif çözüm ağı (6ms) . | 49 |
| Şekil 4.2: İkili çarpışmalı özdeş olmayan enjektör için 6. ms'deki hacimsel oran konturu (yan görünüm) | 51 |
| Şekil 4.3: İkili çarpışmalı özdeş olmayan enjektör için 6. ms'deki hacimsel oran konturu (üst görünüm) | 51 |
| Şekil 4.4: İkili özdeş olmayan çarpışmalı enjektör için 6. ms'deki sprej görünümü | 52 |
| Şekil 4.5: İkili özdeş olmayan çarpışmalı enjektör için damlacık çap dağılımı (Histogram) | 53 |

| | |
|--|----|
| Şekil 4.6: İkili özdeş olmayan ve özdeş çarpışmalı enjektör için damlacık çap dağılımı karşılaştırılması (Weibull) | 53 |
| Şekil 4.7: 6. ms'deki sprej görünümü üstten | 54 |
| Şekil 4.8: ASA yandan görünüm | 54 |
| Şekil 4.9: ASA üstten görünüm | 55 |
| Şekil 5.1: Üçlü çarpışmalı enjektör için kullanılan adaptif çözüm ağı (8ms) . . . | 57 |
| Şekil 5.2: Üçlü çarpışmalı enjektör için 8. ms'deki suyun hacimsel oran konturu (yan görünüm) | 58 |
| Şekil 5.3: Üçlü çarpışmalı enjektör için 8. ms'deki suyun hacimsel oran konturu (üst görünüm) | 58 |
| Şekil 5.4: Üçlü çarpışmalı enjektör için 8. ms'deki sprej görünümü | 59 |
| Şekil 5.5: Üçlü çarpışmalı enjektör için damlacık çap dağılımı (Weibull dağılımı) | 60 |
| Şekil 5.6: İkili ve üçlü enjektörler için 8. ms'deki su hacim oranı konturları; (a) İkili enjektör yan görünüm, (b) üçlü enjektör yan görünüm, (c) ikili enjektör üst görünüm, (d) üçlü enjektör üst görünüm | 61 |
| Şekil 5.7: İkili (solda) ve üçlü enjektör (sağda) için 8. ms'deki sprej görünümü | 61 |
| Şekil 5.8: İkili ve üçlü enjektör damlacık çap dağılımları | 62 |
| Şekil 5.9: Hız değişiminin damlacık boyut dağılımı üzerindeki etkisi | 63 |
| Şekil 5.10: Farklı hızlarda üçlü enjektör için Rosin-rammler dağılımı | 64 |

ÇİZELGE LİSTESİ

| | <u>Sayfa</u> |
|---|--------------|
| Çizelge 2.1: Standart $k - \varepsilon$ modeli için kullanılan deneysel sabitlerin değerleri. . | 13 |
| Çizelge 2.2: Realizable $k - \varepsilon$ modeline ait deneysel sabit değerleri. | 14 |
| Çizelge 2.3: Standart $k - \omega$ modeline ait deneysel sabit değerleri. | 16 |
| Çizelge 2.4: Standart $k - \omega$ modeli için kullanılan katsayılar. | 18 |
| Çizelge 2.5: $k - \varepsilon$ modeli için kullanılan katsayılar. | 18 |
| Çizelge 2.6: WALE modelinde kullanılan sabitler. | 21 |
| Çizelge 3.1: Sınır koşulları. | 25 |
| Çizelge 3.2: Sıvı fazın (su) fiziksel özellikleri. | 26 |
| Çizelge 3.3: Kullanılan çözüm ağları. | 31 |

KISALTMALAR

- HAD** : Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (Computational Fluid Dynamics (CFD))
BBB : Büyük Burgaç Benzetimi (Large Eddy Simulation)
RANS : Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes (Reynolds Averaged Navier-Stokes)
DNS : Doğrudan Sayısal Benzeşim (Direct Numerical Simulation)
RSM : Reynolds Gerilme Modeli (Reynolds Stress Model)
SST : Kayma Gerilmesi Taşınımı (Shear Stress Transport)
WALE : Wall Adapting Local Eddy Viscosity
OYF : Olasılık Yoğunluk Fonksiyonu (Probability Density Function)

SEMBOL LİSTESİ

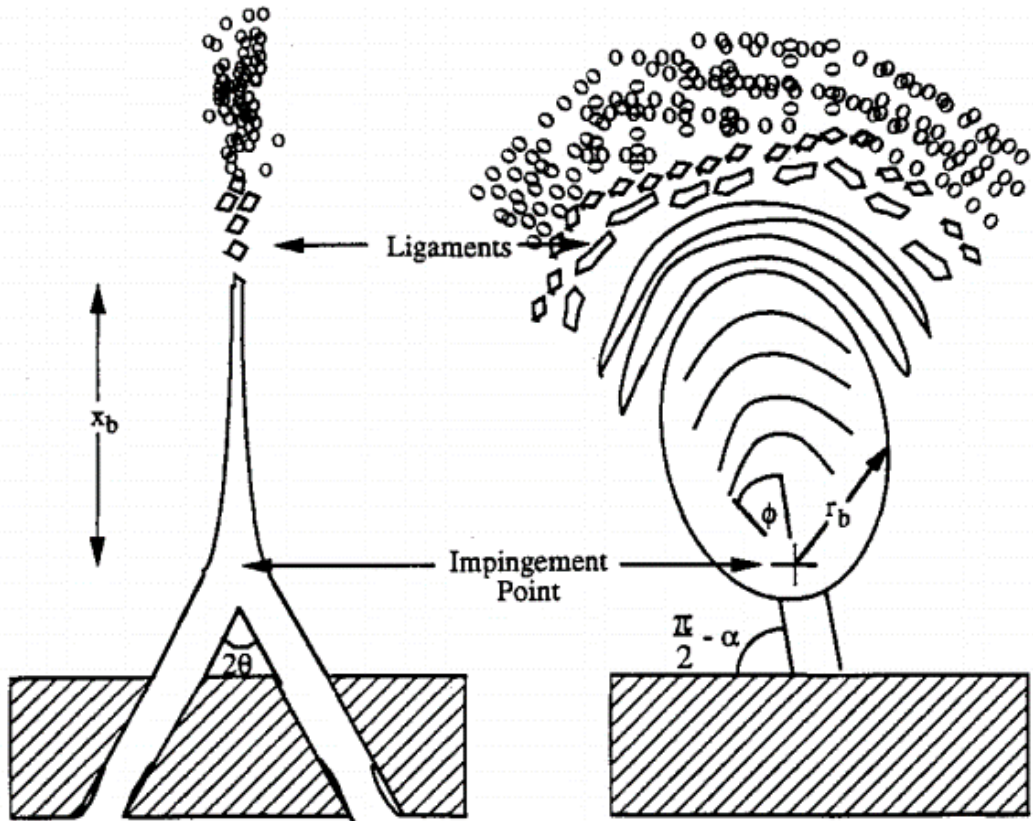
Bu tezde kullanılan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda yer almaktadır.

| Simge | Açıklama |
|---------------|---------------------------|
| u_i | Hız vektörü |
| t | Zaman |
| x_i | Koordinat eksen |
| ρ | Yoğunluk |
| T | Sıcaklık |
| P | Basınç |
| R | İdeal gaz sabiti |
| C_p | Özgül ısı |
| μ | Dinamik viskozite |
| ν | Kinematik viskozite |
| Re | Reynolds sayısı |
| τ_{ij} | Gerilme tensörü |
| τ_k | Kolmogorov zaman ölçeği |
| τ_l | Kolmogorov uzunluk ölçeği |
| ε | Türbülans yitim hızı |
| ω | Özgül türbülans yitimi |
| κ | von Karman sabiti |
| W_{ij} | Girdap tensörü |
| S_{ij} | Gerinim hız tensörü |
| We | Weber sayısı |
| D | Çap |
| σ | Yüzey gerilimi |

1. GİRİŞ

1.1 Genel Bilgiler

Çarpışmalı jet enjektörler, genellikle sıvı yakıtlı roket motorlarında kullanılan, iki veya daha fazla jetin belirli bir noktada çarpıştırılması sonucu reaksiyon öncesi hızlı bir atomizasyon ve güçlü bir karışım oluşturarak yanma verimini artırması hedeflenerek tasarlanan enjektörlerdir. Şekil 1.1'de ikili çarpışmalı bir jet enjektörünün şematik çizimi verilmiştir.



Şekil 1.1: İkili çarpışmalı jet enjektör [1]

Sıvı yakıtlı roket motorlarında enjektörler yanma kararsızlıklarını doğrudan etkileyen bileşenlerdir. Bunun tarihteki en belirgin örneği Satürn V roketinin F-1 motorunda görülmüştür. F-1 motoru için 100'den fazla enjektör denenmiştir ve yanma karakteristiğini direkt etkileyen önemli bir etken olduğu gözlemlenmiştir [2]. Enjektörler direkt olarak parçalanmayı (atomizasyon), dolayısı ile buharlaşma ve yanma karakteristiğini etkiler. Ayrıca tutuşmanın başladığı konumu da belirler.

Enjektörlerin sayısı, dizilimi, aralarındaki açı, jet hızları, boyutsuz sayılarla ilişkileri (We ve Re sayıları) ve basınç değişiminin etkisi vb. gibi faktörler, birincil parçalanmayı ve buna bağlı olarak ikinci parçalanma ve yanma sürecini etkilemektedir. Bu enjektörlerin atomizasyon işlemleri karmaşık ve zorlu olduğu için bunların hepsini kapsayan genel bir yasa bulunmamakta olup, her probleme özel teorik ve deneysel çalışmalar yapılmaktadır. Günümüzde bilgisayar teknolojisinin gelişmesi ile, birincil parçalanmayı modellemek için farklı simülasyon teknikleri geliştirilmiştir [3, 4].

Li vd. [5], adaptif bir sayısal ağda CLSVOF (Combined Level Set Volume of Fluid) tekniği ile Lagrangian metodu birleşiminin sprey üzerindeki etkisini göstermişlerdir. Qiang Honh-fu ve diğ. [6], çarpışmalı jetlerdeki atomizasyon sürecini simüle etmek için SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) yöntemini kullanmışlardır. Xiaodong Chen ve diğ. [7], çarpışmalı enjektörlerde, yüzey gerilimi tarafından oluşan ara-yüzey akışları ile çarpma dalgalarının (impact wave) oluşum ve karışma sürecini incelemek için doğruluğu yüksek bir adaptif çözücü kullanmıştır. Ayrıca, karışabilen ve karışmayan sıvılar için de darbe dalgasının etkisini ele almışlardır.

CLSVOF tekniği için literatürde bazı başarılı doğrulama çalışmaları mevcuttur [8–10]. Ayrıca Zheng ve diğ. [11], jetler arasındaki açının 50 ve 80 derece olduğu durumlar için ikili çarpışmalı enjektörlerin 3-Boyutlu HAD analizlerini CLSVOF yöntemi ile gerçekleştirmiştir.

1.2 Literatür Özeti

Çarpışmalı enjektör için yapılan çalışmalarda, farklı enjektör tipleri, enjektörler arasındaki açı, akışkan hızı, enjektör çapı ve farklı Weber ve Reynolds sayısı gibi

parametrelere bakılarak HAD analizleri ve deneyleri gerçekleştirilmiştir.

Dombrowski ve Hooper [12], yaptıkları çalışmada, ikili çarpışmalı enjektörlerde, çarpışma sonrası oluşan sıvı tabakanın bozulmaya başlamasının, hidrodinamik veya aerodinamik nedenlerden dolayı oluşan kararsız dalgalardan kaynaklandığını belirtirler. Aerodinamik dalgalar, sıvının etrafındaki ortamla etkileşmesinden kaynaklanır ve yüzey gerilmesi ve viskozite gibi değişkenlerle ilgilidir. Diğer dalga ise, jet çıkış hızı ve çarpma açısı gibi sıvı jetlerin etkisiyle oluşur. Sonuç olarak her iki dalganın da tabakayı bozduğu belirtilir. Ayrıca, her jetin Weber sayısı kritik bir değerin üzerinde olduğunda hidrodinamik (veya darbe) dalgaların ortaya çıktığını ve bu oluşumların Reynolds sayısından bağımsız olduğunu bulmuşlardır. Damlacık boyutlarını ölçmüşler ve kritik bir şekilde tabakanın kırılma mekanizmasına bağlı olduğunu göstermişlerdir. Düşük çarpma açılarında, sıvının çoğu eksende yoğunlaşırken; daha yüksek açılarda sıvı daha homojen bir dağılım gösterdiğini belirtmişlerdir.

Yuan ve Huang [13] iki dikey jetin karşılıklı çarpışması sonucu radyal olarak genişleyen bir tabaka olduğunu gözlemlemiş ve iki sıvı tabaka rejimi tanımlamışlar. Birinci rejimde, neredeyse mükemmel bir dairesel kenar boyunca tabaka kopması gözlemlenirken, diğerinde bunun tersine geniş genlikli dalgalı bir kopma ve düzensiz kenar gözlemlenmişlerdir. Taylor [14] ise ilk kez iki rejim arasında, kardioit dalgaların ortaya çıktığı bir geçiş rejiminden bahsetmiştir. Ayrıca, düşük hız koşulları altında jetlerin çarpışması sonucu oluşan sıvı tabaka şeklinin iyi bir şekilde tahmin edilmesini sağlayan bir teori formüle etmiştir.

İkili çarpışmalı jet için yapılan atomizasyon çalışmalarının ilklerinden olan deneyler Heidmann ve arkadaşları [15] tarafından gerçekleştirilmiştir. Farklı sıvıları, farklı açılarda, farklı hızlarda ve farklı enjektör çaplarında çarpıştırarak atomizasyonu incelemişlerdir. İki jet çarpıştıktan sonra oluşan sıvı tabakayı sınıflara ayırmışlardır. Bu sınıfları kapalı-kenar (closed-rim), periyodik-damla (periodic-drop), açık-kenar (open-rim) ve tam-gelişmiş (fully-developed) olarak isimlendirmişlerdir. Düşük hızlarda, sprey pürüzsüz bir tabaka oluşturmaktadır. Jet hızı arttıkça, akış yönünde tabakanın kenarlardan kopmaya başladığını keşfetmişlerdir. Yüksek hızlarda ise, tam-gelişmiş sprey oluşturulmuş ve dalgalara göre karakterize edilmiştir. Sıvı

tabakasında oluşan dalgaların, akış koşullarına bağlı olarak frekanslarını incelemişler ve jet hızı arttıkça bu dalgaların arttığını, çarpışma açısı arttıkça azaldığını gözlemlemişlerdir. Jet çaplarında ve çarpışmadan önceki jet uzunluğundaki değişimlerin dalga frekansında küçük bir etkisi olduğunu belirtmişlerdir. Farklı jet hızlarında oluşan püskürtme desenleri deney yapılan bütün sıvılar için benzer olduğunu ancak viskozitesi yüksek olan sıvılarda bu desenlerin daha belirgin olduğunu belirtmişlerdir.

Li ve Ashgriz [16], sıvı tabakanın kopma rejimleri ve bu rejimlerle kopma uzunluğu ve genişliği arasındaki ilişkiyi incelemiştir. Sıvı tabakanın ayrılma mekanizmasını deneysel gözlemlere dayanarak iki ana ve beş alt rejime ayırmışlardır. Birinci ana rejimi, Heidmann ve diğerlerinin tanımladığı gibi kapalı-kenar (closed-rim) tipi tabakadır. Bunu ön-tabaka oluşumu (pre-sheet formation), pürüzsüz tabaka (smooth sheet) ve fırfırlı veya dalgalı tabaka (ruffled sheet) olmak üzere 3 alt rejime ayırır. İkinci ana rejim ise yine Heidmann ve diğerlerinin tanımladığı tam-gelişmiş rejimi (fully-developed) anlatan Kelvin-Helmholtz kararsızlığıdır (Kelvin-Helmholtz instability). İkinci rejimi de açık-kenar (open-rim) ve türbülanslı tabaka (turbulent sheet) olmak üzere ikiye ayırır. Tabaka kopma rejimlerini Reynolds sayısı ile ilişkilendirebilmek ve bir harita çıkarabilmek amacıyla, jet ve sıvı tabaka için iki ayrı Reynolds sayısı tanımlamışlardır. Kapalı kenar tabaka tipi için, analitik ve deneysel sonuçlardan tabaka kopma uzunluğu ve genişliğinin Weber sayısı ile doğrusal olarak ilişkili olduğunu göstermişlerdir. Bu doğrusal ilişkinin eğiminin de çarpışma açısıyla alakalı olduğunu belirtirler. Düzgün olmayan hız dağılımından dolayı tabaka kalınlığının analitik tahmininin önceki deneylerle uyuşmadığını ifade etmişlerdir.

Lai ve Wang [17, 18] püskürtme yapılarını incelerken sıvı yoğunluğu, hızı, viskozitesi ve yüzey gerilmesi gibi değişkenlerin etkilerini incelemişlerdir. Viskozite 2.1 cp değerinin altındayken akış örgüleri su ile benzer özellikler göstermiş ancak 6.6 cp değerine kadar çıkıldıkça daha karmaşık periyodik damlalar gözlemlemişler. Su ve su-sakarov çözeltisi kullanarak viskozite değerlerini değiştirmişlerdir. Ayrıca birinci jetten su ikinci jetten belli bir oranda su-sakarov çözeltisi gönderildiğinde (eş olmayan ikili çarpışmalı jet-unlike doublet impinging jet), düşük hızlarda bu yoğunluk farkının SMD (Sauter Mean Diameter, Sauter Ortalama Çapı) üzerinde çok

küçük etkileri olduğunu belirtmişler. Yüksek hızlarda yoğunluğa bakılmaksızın SMD 100 μm değerlerine kadar ulaşmıştır. Eş olmayan ikili enjektör ile eş ikili enjektör sprey karakteristiklerinin oldukça farklı olduğunu bunun da nedeninin iki sıvının birbirinden farklı fiziksel özelliklere sahip olduğundan dolayı olabileceğini düşünmüşlerdir. İkili eş çarpışmalı ve eş olmayan çarpışmalı jetlerin ikisi için de jet hızları arttıkça damla boyutlarının azaldığını ve tabaka düzlemi boyunca dağılımının arttığını belirtmişlerdir.

Bailardi ve arkadaşları [19]. daha önceki rejimlere benzer şekilde 7 tane kopma davranışı belirlemişlerdir. Bu rejimleri, kapalı kenar (closed rim), açık kenar (open rim), kenarsız ayrılma (rimless separation), pürüzsüz tabaka bağları (smooth sheet ligaments), dalgalı tabaka bağları (ruffled sheet ligaments), tam gelişmiş kopma (fully developed breakup) olarak isimlendirmişlerdir. 18 tane farklı sıvı deneyerek, Reynolds, Weber ve Ohnesorge sayılarına göre bunları sınıflandırarak en sonunda bu 18 farklı akışkanı içeren ve rejimlere göre ayıran bir harita çıkarmışlardır.

Ryan ve diğ. [1] türbülanslı ve laminer çarpışmalı jetleri incelemişlerdir. Türbülanslı jet çalışmalarında Heidmann ve arkadaşlarının enjektör geometrisi kullanmışlardır. Sıvı tabaka kopma uzunluğu ve damlacık-boyut dağılımını, Weber sayısının 350-6600 ve Reynolds sayısının $2.8 \times 10^3 - 2.6 \times 10^4$ olduğu aralıkta ölçmüşlerdir. Doğrusal kararlılık tabanlı bir model jetler çarpıştıktan sonra oluşan tabakanın kopmaya başladığı uzaklığı ve sonrasındaki damlacık çap dağılımını hesaplamışlardır. Kopma uzunluğu büyüklük ve eğilim olarak deney ile aynı eğilimdedir. Damlacık boyut dağılımının eğilimi deney ile aynı eğilimdedir. Damlacık boyut dağılımının büyüklüğü için de iyi bir tahmin yapılamamıştır. Ryan ve diğ. türbülanslı jetler için, kopmanın (break-up) hız arttıkça arttığını, enjektörler arasındaki açı arttıkça azaldığını gözlemlemişlerdir.

Jun ve diğ. [20] Keskin ve yuvarlak girişli jet borularının parçalanma üzerindeki etkilerini incelemişlerdir. Keskin kenarlı ve küçük uzunluk-çap oranına sahip borular, yuvarlak kenarlı jet borularına göre daha fazla kavitasyona neden olur ki bu kavite türbülansın gücünü artırır. Sıvı tabakanın kopma karakteristiğini etkileyen en önemli parametrenin jetlerin çarpışmasından önceki türbülansın gücü olduğunu belirtmişlerdir. Türbülans güçlendikçe tabakanın kopma uzunluğu ve bağ yapılarının

dalga uzunluğunun azaldığı sonucuna varmışlardır. Bu nedenle, keskin kenarlı jet boruları kullanıldığında, yuvarlak kenarlıya göre daha önce tabaka ayrılmaya başlar. Ayrıca, aynı Weber sayısı için, su ve gaz yağı karşılaştırıldığında kopma uzunluğu ve frekansı arasında büyük farklar saptamışlardır. Bu nedenle Weber sayısının sıvı tabakanın kopma karakteristiğini belirlemek için tek başına yeterli bir parametre olmadığını bildirmişlerdir.

Li ve diğ. [16] uyarlanabilir çözüm-ağı iyileştirme (Adaptive Mesh Refinement) ve CLSVOF metodu kullanarak çapraz akışta sıvı jet ve ikili çarpışmalı jet problemlerini sayısal olarak çözmüşlerdir. Çarpışmalı enjektör geometrisi Heidmann ve diğ. kullandığı geometrilerden olan 0.635 mm çapında ve 60 derecelik çarpma açısındaki geometridir. Arienti ve diğ. üç farklı çözüm ağı kullanmışlardır. Çözüm ağlarını en küçük eleman boyutuna göre belirlemiş olup bunlar büyükten küçüğe 62.5 um, 31.25 um ve 15.625 um şeklindedir. Jet hızlarının 6.4 m/s ve 18.5m/s olduğu hızlarda HAD analizleri yaparak, Anderson ve diğ. tarafından PDPA ile ölçülen damlacık-boyut dağılımları ile karşılaştırdıklarında deneyle örtüşen bir eğilim ve büyüklük elde etmişlerdir. Ancak, sıvı tabaka kopma uzunluğunu deneyde ölçülen değerden daha az bulmuşlardır.

Inoue ve diğ. [21, 22] karşılıklı iki jetin çarpışması sonucu oluşan asimetric sıvı tabakayı incelemişler ve farklı hız profillerinin bunu üzerindeki etkilerini incelemişler. Kelvin-Helmholtz tipi kararsızlık nedeniyle oluşan kopma sürecinin numerik sonuçları ile teorik hesaplamalarla niteliksel olarak benzediğini göstermişlerdir. Değişen hız profilinin atomizasyonu geliştirdiğini belirtmişler. İkili çarpışmalı jet için yaptıkları analizlerde ise değişmeyen ve parabolik değişen hız profili uygulamışlar ve iki hız profilinin kopmaya olan etkisini incelemişlerdir. Parabolik hız profilinde sıvı tabaka dalgalı bir hareket sergiler ve kırılma bu dalgalanma hareketi ile gerçekleşir ancak, değişmeyen hız profilinde sıvı tabaka düz ve herhangi bir dalgalanma hareketine sahip değildir. Parabolik hız profilinin etkisini göstermişlerdir. Rupe [23, 24], tamamen gelişmiş hız profilleri elde etmek için sıvının çok uzun tüplerden geçirilmesinin gerekli olduğunu göstermiştir (uzunluk/çap= $L/D= 400$).

1.3 Tezin Kapsamı ve Amacı

Bu tez çalışmasının amacı, çarpışmalı enjektörlerde birincil parçalanma sürecinin anlaşılması, enjektör tipinin ve farklı giriş hızlarının parçalanma üzerindeki etkilerinin, dinamik çözüm ağı, farklı türbülans modelleri ve Büyük Burgaç Benzetimi kullanarak incelenmesidir.

Anderson ve diğ. [4] Heidmann ve diğ. [15] tarafından kullanılan, açının 60 derece ve çapların 0.635 mm olduğu ikili çarpışmalı özdeş jet enjektörlerinin damlacık-çap dağılımlarını farklı giriş hızlarına göre belirlemişlerdir. İkili çarpışmalı jet için çözüm ağı çalışması yapılarak bu deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Çözüm ağı belirleme sürecinde Arienti ve diğ. [9] izledikleri yola benzer bir yaklaşım izlenmiştir. Dinamik ve sabit çözüm ağının sonuçları deney ile karşılaştırılarak, deneye sağladığı uyuma göre en iyi çözüm ağı seçilmiş ve diğer analizler seçilen çözüm ağı ile gerçekleştirilmiştir. Farklı türbülans modelleri ve BBB yaklaşımı incelenmiş ve bu problem için en uygun model olarak BBB seçilmiştir ve bundan sonraki analizler BBB yaklaşımı ile gerçekleştirilmiştir.

İkinci kısımda ikili özdeş olmayan jet enjektör analizleri için sıvı metan ve sıvı oksijen kullanılmıştır. Özdeş olmayan jet enjektör analizlerinde izlenen metot uygulanarak gerçek bir yakıt oksitleyici çifti için sıvı tabaka karakteristiği ve damlacık çap dağılımlarının incelenerek birincil parçalanma sürecinin incelenmesi amaçlanmıştır.

Son kısımda üçlü çarpışmalı enjektör için analizler seçilen çözüm ağı ile devam edilmiştir. Üçlü çarpışmalı enjektör için, sıvı tabaka kopma uzunluğu, damlacık-çap dağılımı ve atomizasyon süreci incelenip ikili çarpışmalı enjektör ile karşılaştırılmıştır. İkili özdeş çarpışmalı durum için sonuçlar deney ile karşılaştırılırken, üçlü enjektör için herhangi bir deney sonucu ile karşılaştırılma yapılmamıştır. Bütün Hesaplama Akışkanlar Dinamiği (HAD) analizleri üç boyutlu ve zaman bağılı olarak, ticari bir çözücü olan STAR-CCM+ ile gerçekleştirilmiştir. Son bölümde ise bu tez için yapılan çalışmaların sonuçları değerlendirilerek gelecekte yapılması planlanan çalışmalara yer verilmiştir.

2. HESAPLAMALI AKIŞKANLAR DİNAMIĞI

Bu tez kapsamında sıvı yakıtlı roket motorlarında kullanılan ikili ve üçlü çarpışan jet enjektörlerin 3B HAD analizleri STAR-CCM+ ticari yazılımı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu bölümde, türbülanslı akışı ve ikili fazı hesaplayabilmek için kullanılan modellere ait denklemlere yer verilmiştir.

2.1 Temel Denklemler

Bu bölümde yer alan bütün denklemler kartezyen koordinatlara göre ifade edilmiştir. Navier-Stokes denklemlerinde, genellikle ilk olarak ifade edilen denklem olan Süreklilik denklemi Eşitlik 2.1’de ifade edilmiştir.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

Burada ifade edilen ρ ve t sırasıyla yoğunluk ve zamanı temsil ederken; x_i ve u_i sırasıyla i yönündeki konum ile i yönündeki hızı belirtmektedir.

Süreklilik eşitliğinden sonra Newton’ın ikinci yasası ile açıklanan momentum denklemi Eşitlik 2.2’de verilmiştir. Bir kontrol hacminde, toplam momentum her zaman korunur. Sadece kuvvet etkisi ile değişir. Basınç, eşitliğin sağ tarafında bulunan p ile ifade edilirken, τ_{ij} viskoz gerilme tensörünü ifade etmektedir.

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

Eşitlik 2.3’te viskoz gerilme tensörüne ait ifade verilmiştir. μ sembolü ile ifade edilen birincil viskozite veya dinamik viskozite olup doğrusal deformasyonlarla ilişkili gerilmeleri temsil ederken, λ hacimsel deformasyonlarla ilişkili gerilmeleri gösterir.

Hacimsel viskozite "*volume viscosity*" veya "*bulk viscosity*" olarak da isimlendirilebilir. İkincil viskozite pratikte küçük etkilere sahiptir. Bu değere karar vermek oldukça zordur. Hatta işaretinin pozitif mi negatif mi olduğu kesin değildir [25].

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2.3)$$

Gazlar için genellikle $\lambda = -\frac{2}{3}\mu$ olarak alınır [26]. Sıvılar sıkıştırılmazdır bu nedenle $\nabla \cdot u = 0$ olacağı için, viskoz gerilme tensörü Eşitlik 2.4'teki şekilde ifade edilebilir.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4)$$

Bu tez kapsamında herhangi bir ısı transferi veya kimyasal reaksiyon çözülmemiştir. Problemler izotermal olarak sabit basınç ve sabit yoğunlukta çözülmüştür. Bu nedenle bu tez çalışması kapsamında enerji denklemi ve ideal gaz denklemi çözülmemiştir.

2.2 Türbülansın Modellenmesi

Tez kapsamında sıvı jetler için akış türbülanslı olduğu için türbülansın modellenmesi problemin doğru bir çözümü için önemli bir etkidir. Günümüzde çok sayıda farklı türbülans modelleri kullanılmaktadır. Ancak, kullanılan türbülans modelleri probleminden probleme iyi veya kötü sonuç verebilmektedir. Bu nedenle her problemin doğasına uygun bir türbülans modelinin belirlenmesi ve ona göre bir yaklaşım uygulanması gerekmektedir. Bu başlıkta genel olarak türbülanslı akıştan ve kullanılan türbülans modellerinden bahsedilmiştir.

Türbülanslı ya da diğer bir deyişle çalkantılı akış çok temel bir düzeyde, akışa rastgele bir görünüm veren, sonsuza kadar değişen, farklı boyut ve güçteki dönel akış yapılarından meydana gelen birçok burgaç ("*eddy*") popülasyonu olarak yorumlanabilir. Burgaçlar düzensiz bir davranış gösterir ve boyutları akış alanı boyutlarından gözle görülemeyecek çok küçük boyutlara kadar farklılık göstermektedir [27]. Büyük burgaçların karakteristiklerini belirleyen en önemli

kriterler başlangıç ve sınır koşulları gibi parametreler iken küçük burgaçlar bu parametrelerden etkilenmezler ve büyük burgaçların aksine genel ve izotropik bir davranış sergilerler [28].

Eşitlik 2.5 ile gösterilen bu uzunluk, Kolmogorov Uzunluk Ölçeği olarak ifade edilir. Akış içinde enerji içeren en küçük ölçeği ifade etmektedir.

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.5)$$

Denklem 2.5'te v kinematik viskoziteyi, ϵ türbülans kinetik enerjisinin yitim oranını temsil etmektedir. Kolmogorov Uzunluk Ölçeği'ne ek olarak Kolmogorov Zaman ve Hız Ölçekleri de vardır ve, Denklem 2.6 ve Denklem 2.7 de gösterilmektedir.

$$\tau_k = \left(\frac{v}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

$$v = (v\epsilon)^{1/4} \quad (2.7)$$

Kolmogorov ölçekleri üzerinden hesaplanan Reynolds sayısı 1'e eşittir. Bu durum viskoz etkilerin baskın olduğu anlamına gelir.

2.2.1 Reynolds-Ortalama Navier-Stokes yaklaşımı

Akış alanı içerisinde bulunan burgaçlar RANS yaklaşımı ile modellenir. Bu yaklaşımla burgaçlar direk olarak çözülemez. Skaler değeri olan herhangi bir büyüklük bu değerlerin ortalaması ve ortalamanın değişim miktarının toplamı ile bulunur. Toplam skaler büyüklük Eşitlik 2.8'de matematiksel olarak ifade edilmiştir.

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.8)$$

Eşitlik 2.8'de ϕ toplam skaler büyüklük, $\bar{\phi}$ skaler büyüklüğün ortalaması ve ϕ' ise skaler büyüklüğün ortalama göre değişimidir (sapma).

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi dt \quad (2.9)$$

Skaler büyüklüğün ortalaması Eşitlik 2.9 ile tanımlanmıştır. Navier-Stokes denklemlerinin ortalaması alındığında Reynolds-Ortalama Navier-Stokes denklemlerine ulaşılır. Temel Eşitlikler bölümünde bahsedilen süreklilik (Eşitlik 2.1) ve momentum denklemlerinin (Eşitlik 2.2) ortalaması alındığında Eşitlik 2.10 ve 2.11 elde edilir. Aynı şekilde viskoz gerilmenin de ortalaması alındığında Eşitlik 2.12 ve Reynolds Gerilme Tensörüne ulaşılır. Reynolds Gerilme Tensörü Eşitlik 2.13'te gösterilmiştir.

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_j} \quad (2.11)$$

Eşitlik 2.12'te $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ kabulünü yapmadan genel olarak ortalama viskoz gerilme terimi ($\bar{\tau}_{ij}$) verilmiştir. Reynolds gerilme tensörü olan τ_{ij}^R terimi ise Eşitlik 2.13'de ifade edilmiştir.

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.12)$$

$$\tau_{ij}^R = -\overline{\rho u'_j u'_i} \quad (2.13)$$

Reynolds gerilme tensörü akışkan parçacığı üzerine etki eden yüzey kuvvetlerini ifade eder. Simetrik bir tensör olup 6 tanesi bağımsız olan toplamda 9 gerilme değerini içeren bir matristir. Navier - Stokes denklemini kesin olarak çözülememesinin nedeni bu terimdir. Denklemler lineer değil ve ancak bazı çok basit sınır şartları için analitik çözümü mevcuttur. Reynolds Stress Model yani Reynolds Gerilme Modeli bu matristeki her bir bileşeni sayısal olarak hesaplar ancak bu bir maliyet yaratır. Bu nedenle genel olarak her bileşen birbirine eşit kabul varsayımı yapılan yaklaşımlar geliştirilmiştir. Bu tez kapsamında Boussinesq yaklaşımı kullanılmıştır ve bu yaklaşıma göre tensör Eşitlik 2.14'te gösterildiği gibi ifade edilir.

$$\overline{\rho u'_j u'_i} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (2.14)$$

1877'de Boussinesq [29] türbülanslı burgaçlardan kaynaklanan momentum transferinin burgaç viskozitesi ile modellenebileceğini ifade etmiştir. Bu, bir gazdaki moleküler hareketin neden olduğu momentum transferinin bir moleküler viskozite ile nasıl tarif edilebileceği ile benzerlik göstermektedir [30]. Eşitlik 2.14'te μ_t türbülanslı

viskozite terimidir.

2.2.1.1 Standart $k - \varepsilon$ türbülans modeli

Standart $k - \varepsilon$ modeli adını hesapladığı iki taşınım denkleminde alır. Literatürde 2 denklemlilik türbülans modelleri olarak da geçen aileye ait olup sık kullanılan bir modeldir. Türbülanslı kinetik enerjiyi ve bu enerjinin yitimini yani sırası ile k ve ε hesaplar. Jones ve Launder tarafından 1972 yılında geliştirilmiş olup [31]. Hesaplanan iki denklem Eşitlik 2.15 ve 2.16'da verilmiştir.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \rho \varepsilon \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.16)$$

k ve ε terimleri sırasıyla Eşitlik 2.15 ve Eşitlik 2.16'da gösterilmiştir. Ayrıca türbülanslı viskozite Eşitlik 2.17'de ifade edilmiştir. Bu üç eşitlikte de bulunan C_μ , σ_k , σ_ε , $C_{\varepsilon 1}$ ve $C_{\varepsilon 2}$ deneysel sabitlerdir ve değerleri Çizelge 2.1'de yer almaktadır.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.17)$$

Çizelge 2.1: Standart $k - \varepsilon$ modeli için kullanılan deneysel sabitlerin değerleri.

| Deneysel Sabit | C_μ | σ_k | σ_ε | $C_{\varepsilon 1}$ | $C_{\varepsilon 2}$ |
|----------------|---------|------------|----------------------|---------------------|---------------------|
| Değer | 0.09 | 1.00 | 1.30 | 1.44 | 1.92 |

$$P = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.18)$$

P türbülans kinetik enerjisinin üretim hızıdır. Eşitlik 2.18'de P 'nin nasıl hesaplandığı gösterilmektedir.

2.2.1.2 Realizable $k - \varepsilon$ türbülans modeli

Shih ve diğ. [32] geliştirdiği türbülans modeli Standart $k - \varepsilon$ üzerine kurulmuştur ancak bu türbülans modeli türbülanslı kinetik enerjinin yitim oranı için yeni bir taşınım denklemi içerir. Ayrıca bu modelde standart modele göre kritik bir katsayı (C_μ) sabit değil ortalama akış ve türbülans özelliklerinin bir işlevi olarak kabul edilir [33]. Ayrıca C_{ε_1} değeri de bu modelde sabit kabul edilmez. Realizable $k - \varepsilon$ modeli bir çok problemde Standart modele göre iyi sonuçlar vermiştir ve deneyle olan uyumu da iyidir. Realizable $k - \varepsilon$ modelinde kullanılan C_μ ve C_{ε_1} katsayılarının hesaplanması Eşitlik 2.19 ve 2.24'te gösterilmiştir.

$$C_\mu = \left(A_0 + A_s V^* \frac{k}{\varepsilon} \right)^{-1} \quad (2.19)$$

$$A_s = \sqrt{6} \left(\frac{1}{3} \cos^{-1} \left(\frac{\sqrt{6} S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{|S_{ij}|^3} \right) \right) \quad (2.20)$$

$$V^* = (S_{ij} S_{ij} + W_{ij} W_{ij})^{0.5} \quad (2.21)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.22)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.23)$$

$$C_{\varepsilon_1} = \max \left(0.43, \frac{\eta_\varepsilon}{5 + \eta_\varepsilon} \right) \quad (2.24)$$

$$\eta_\varepsilon = \frac{|S_{ij}| k}{\varepsilon} \quad (2.25)$$

Eşitlik 2.19'da kullanılan A_0 deneysel bir sabittir. A_s ve V^* ise değişken olup Eşitlik 2.20 ve Eşitlik 2.21'de ifade edilmiştir. Gerinim hız tensörü S_{ij} ve burgaç tensörü W_{ij} sırasıyla Eşitlik 2.22 ve 2.23'te verilmiştir. η_ε değişkeni Eşitlik 2.25'te ifade edilmiştir ve C_{ε_1} hesaplanırken kullanılır. A_0 ve diğer kullanılan sabitler (σ_k , σ_ε ve C_{ε_2}) Çizelge 2.2'de verilmiştir.

Çizelge 2.2: Realizable $k - \varepsilon$ modeline ait deneysel sabit değerleri.

| Deneysel Sabit | A_0 | σ_k | σ_ε | C_{ε_2} |
|----------------|-------|------------|----------------------|---------------------|
| Değer | 4.00 | 1.00 | 1.20 | 1.90 |

2.2.1.3 Standart $k - \omega$ türbülans modeli

$k - \omega$ türbülans modeli türbülanslı girdap viskozitesini belirlemek için türbülanslı kinetik enerjiyi (k) ve spesifik yitim oranını (ω) çözen iki denklemlidir. Spesifik yitim oranı ($\omega \propto \varepsilon/k$) türbülanslı kinetik enerji başına yitim hızı ile orantılıdır [33]. Genel olarak $k - \omega$ türbülans modeli $k - \varepsilon$ türbülans modeli üzerine kurulmuştur ancak ters basınç dağılımı altındaki sınır tabakaları için performansı geliştirilmiştir. Bununla birlikte belki de en önemli avantaj viskoz dominant bölge de dahil olmak üzere sınır tabaka boyunca başka bir modifikasyon yapılmadan uygulanabilir. Ayrıca standart model duvar mesafesi hesaplaması gerektirmeden kullanılabilir. En büyük dezavantaj sınır tabakası hesaplamalarının serbest akıştaki değerlere duyarlı olmasıdır. Bu $k - \varepsilon$ türbülans modelleri için mevcut olmayan bir problem olan iç akışlar için sınır koşullarına aşırı hassasiyet anlamına gelir. Kolmogorov [34] tarafından ilk kez bahsedilen bu modelin, çeşitli farklı ve geliştirilmiş versiyonları önerilmiştir, bunlar: Saiy [35], Spalding [36], Wilcox [37–39], Speziale ve diğ. [40] ve Menter [41]. $k - \omega$ türbülans modelinde türbülanslı kinetik enerjinin hesaplanması Eşitlik 2.26’da, spesifik yani özgül türbülans yitimi de Eşitlik 2.27’de verilmiştir.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma_k \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \rho \beta^* \omega k \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = & \frac{\alpha \omega}{k} P + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_w) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ & + \frac{\sigma_d \rho}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} - \rho \beta \omega^2 \end{aligned} \quad (2.27)$$

τ_{ij} , S_{ij} ve üretim terimi P sırası ile Eşitlik 2.28, 2.29 ve 2.30’da ifade edilmiştir.

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.28)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.29)$$

$$P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.30)$$

Türbülanslı viskozitenin sayısal olarak nasıl hesaplandığı Eşitlik 2.31’de gösterilmiştir.

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\hat{\omega}} \quad (2.31)$$

$$\hat{\omega} = \max \left[\omega, C_{lim} \sqrt{\frac{2S_{ij}S_{ij}}{\beta^*}} \right] \quad (2.32)$$

$$\overline{S_{ij}} = S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.33)$$

Modelde kullanılan sabit katsayıların değerleri Çizelge 2.3’te verilmiştir.

Çizelge 2.3: Standart $k - \omega$ modeline ait deneysel sabit değerleri.

| Deneysel Sabit | α | β | β^* | σ_k | σ_d | σ_w |
|----------------|----------|---------|-----------|------------|------------|------------|
| Değer | 0.520 | 0.070 | 0.090 | 0.600 | 0.125 | 0.500 |

2.2.1.4 SST $k - \omega$ türbülans modeli

SST $k - \omega$ türbülans modeli Menter [42, 43] tarafından geliştirildi. Standart $k - \omega$ ve $k - \varepsilon$ modellerinin birleşiminden oluşan hibrit bir modeldir. $k - \omega$ ’nın duvardaki iyi yaklaşımı ile $k - \varepsilon$ ’un duvardan uzak serbest akımdaki yaklaşımını kullanarak hem yüksek ve hem de düşük Reynolds sayılarında olumlu sonuçlar veren bir model olmuştur. Türbülanslı kinetik enerji (k) ve özgül türbülans yitimi (ω) Denklem 2.34 ve Denklem 2.35’te ifade edilmiştir.

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j k)}{\partial x_j} = P - \rho \beta^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j \omega)}{\partial x_j} &= \frac{\gamma}{\nu_t} P + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &+ 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} - \rho \beta \omega^2 \end{aligned} \quad (2.35)$$

τ_{ij} ve μ_t terimleri Eşitlik 2.36 ve 2.38’de ifade edilmiştir.

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.36)$$

Eşitlik 2.36’da kullanılan S_{ij} terimi Eşitlik 2.37’de gösterilmiştir.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.37)$$

Türbülanslı viskozitenin bu modelde hesaplanması Eşitlik 2.38’de gösterildiği gibi olup Ω ve W_{ij} terimleri Eşitlik 2.39 ve 2.40’da verilmiştir..

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (2.38)$$

$$\Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}} \quad (2.39)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.40)$$

$$F_2 = \tanh \left(\left(\max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500v}{d^2 \omega} \right) \right)^2 \right) \quad (2.41)$$

$SSTk - \omega$ modeli için kullanılan katsayılar Çizelge 2.4 ve 2.5’te verilmiştir.

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (2.42)$$

Eşitlik 2.42’de model için ağırlıklı ortalama işlemi gösterilmektedir. F_1 fonksiyonu duvarda ve duvara yakın yerlerde tanımlanan bir fonksiyon olup SST modelinde $k - \omega$ ve $k - \varepsilon$ arasındaki geçişin belirlenmesi için kullanılır. ϕ_1 , Standart $k - \omega$ modelinde kullanılan katsayılar, ϕ_2 ise $k - \varepsilon$ modelinde kullanılan deneysel sabitlerdir.

$$F_1 = \tanh \left(\left(\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500v}{d^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right] \right)^4 \right) \quad (2.43)$$

F_1 için yapılan hesaplama Eşitlik 2.43'te ifade edilmiştir. Burada d duvara en yakın uzaklık, $CD_{k\omega}$ ise çapraz yayılım yani "cross diffusion" terimidir. $CD_{k\omega}$ için yapılan hesaplama Eşitlik 2.44'te gösterilmiştir.

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\bar{\rho}\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (2.44)$$

Çizelge 2.4: Standart $k - \omega$ modeli için kullanılan katsayılar.

| Deneysel Sabit | σ_{k1} | $\sigma_{\omega 1}$ | β_1 | a_1 | β^* | γ_1 |
|----------------|---------------|---------------------|-----------|-------|-----------|------------|
| Değer | 0.850 | 0.500 | 0.075 | 0.310 | 0.090 | 0.533 |

Çizelge 2.5: $k - \varepsilon$ modeli için kullanılan katsayılar.

| Deneysel Sabit | σ_{k2} | $\sigma_{\omega 2}$ | β_2 | a_1 | β^* | γ_2 |
|----------------|---------------|---------------------|-----------|-------|-----------|------------|
| Değer | 1.000 | 0.856 | 0.828 | 0.310 | 0.090 | 0.440 |

2.2.1.5 Reynolds Gerilme Modeli

Reynolds Gerilme Modeli stres (gerilme) bileşenlerinin hepsini ayrı ayrı sayısal olarak hesaplayan en eksiksiz klasik bir türbülans modelidir. Bu model yüksek derecede kapalılık problemine sahiptir ve kullanılan kapalılık problemi yaklaşımı genel olarak ikinci mertebeden bir kapalılık problemi (Second Order Closure) olup Chou [44] ve Rotta [45] tarafından yapılan çalışmalara dayanmaktadır. Reynolds gerilmelerinin yön etkilerinin ve türbülanslı akışlardaki karmaşık etkileşimlerinin incelenmesinde etkilidir. Burgaç viskozitesine dayalı türbülans modellerinden daha doğru çözümler önerir ve Büyük Burgaç Benzetimi ve Direk Sayısal Çözümüne göre maliyeti daha azdır. Boussinesq yaklaşımı bu türbülans modelinde kullanılmaz yani 3 gerilme bileşeni birbirine eşit olarak modellenmez. Reynolds gerilmelerin taşınımı için kullanılan Reynolds Gerilme Taşınım Eşitliği aşağıda Eşitlik 2.45'te verilmiştir.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u'_j u'_i}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho \overline{u'_k u'_i u'_j}) = d_{ij} + P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} - \rho \varepsilon_{ij} \quad (2.45)$$

Bu eşitlikte d_{ij} difüzyon terimi olup Eşitlik 2.46'da verilmiştir.

$$d_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) - \overline{p u'_j} \delta_{ik} - \overline{p u'_i} \delta_{jk} + \rho \overline{u'_i u'_k u'_j} \right] \quad (2.46)$$

P_{ij} terimi kayma gerilmesi üretim terimidir ve Eşitlik 2.47'de ifade edilmiştir.

$$P_{ij} = -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u}_i + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u}_j \right) \quad (2.47)$$

G_{ij} , Φ_{ij} ve ε terimleri sırası ile gövde kuvveti üretimi, basınç-gerinme tensörü ve yitimidir. Bunlar yine aynı sıra ile Eşitlik 2.48, 2.49 ve 2.50'de ifade edilmiştir.

$$G_{ij} = \overline{u'_j F_i} + \overline{u'_i F_j} \quad (2.48)$$

$$\Phi_{ij} = p \left(\frac{\partial}{\partial x_i} u'_j + \frac{\partial}{\partial x_j} u'_i \right) \quad (2.49)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2\mu}{\rho} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \quad (2.50)$$

Reynolds Stress Modelde toplam 9 gerilim tensörü vardır ancak bunların 6 tanesi bağımsız olup her biri sayısal olarak hesaplanır. Ayrıca ε için de bir denklem çözülür ve toplamda 7 denklem çözülmüş olunur.

2.2.2 Büyük Burgaç Benzetimi (Large Eddy Simulation, LES) yaklaşımı

Akış alanında enerji büyük hareket ölçeklerinden küçük ölçeklere kademeli olarak aktarılır. Büyük Burgaç Benzetimi (BBB) yöntemi hesaplamalı akışkanlar dinamiğinde türbülansı modellemek için kullanılan bir yaklaşım olup ilk olarak 1963 yılında Joseph Smagorinsky tarafından atmosferik hava akımlarını modellemek için kullanılmıştır [46]. Büyük Burgaç Benzetimi türbülansın büyük burgaçlarının çözüldüğü ve küçük ölçekli burgaçların modellendiği doğal olarak zamana bağlı olan bir tekniktir. Küçük ölçekli burgaçlar literatürde "*Subgrid Scale SGS*" olarak isimlendirilen Ağ-Altı Ölçek Modelleri ile benzeşimi yapılır. Küçük burgaçlar için

farklı ağ-altı modeller bulunmaktadır. Tez kapsamında WALE (Wall-Adapting Local-Eddy Viscosity) ağ-altı modeli kullanılmıştır [47]. Türbülanslı burgaç viskozitesi Eşitlik 2.51’de ifade edilmiştir.

$$\mu_t = \bar{\rho} \Delta^2 S_\omega \quad (2.51)$$

Eşitlik 2.51’de kullanılan uzunluk ölçeği, Δ , Eşitlik 2.52’de verilmiştir.

$$\Delta = \min \left(\kappa d, C_\omega V^{1/3} \right) \quad (2.52)$$

Eşitlik 2.52’de bulunan κ , d , C_ω ve V sırası ile von Karman sabiti, duvara en yakın hücre mesafesi, deneysel bir katsayı ve sayısal ağdaki hücre hacmidir.

$$S_\omega = \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4} + (S_{ij} S_{ij})^{5/2}} \quad (2.53)$$

Gerilim tensörü S_{ij} Eşitlik 2.54’te yer almaktadır. S_{ij}^d ise deformasyon tensörü olup Eşitlik 2.55’te ifade edilen şekilde hesaplanır.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.54)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_j}{\partial x_i^2} \right) - \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_k}{\partial x_k^2} \right) \quad (2.55)$$

Bu tez kapsamında kullanılan WALE modelindeki uzunluk ve zaman ölçekleri sırasıyla Eşitlik 2.56 ve 2.57’de yer almaktadır.

$$l = \frac{C_t^{3/2} \mu_t^{1/2}}{S^{1/2} \rho^{1/2}} \quad (2.56)$$

$$t = \frac{C_t}{S} \quad (2.57)$$

C_t sabit bir sayı olup deneysel yollarla bulunmuştur ve değeri Çizelge 2.6’da verilmiştir. Türbülanslı kinetik enerjisi ve yitim hızının hesaplanması sırasıyla Eşitlik

2.58 ve 2.59'da gösterilmiştir.

$$k_{sgs} = \frac{C_t \mu_t S}{\rho} \quad (2.58)$$

$$\varepsilon_{sgs} = \frac{\mu_t S^2}{\rho} \quad (2.59)$$

WALE modelinde kullanılan bütün deneysel sabitler Çizelge 2.6'da verilmiştir.

Çizelge 2.6: WALE modelinde kullanılan sabitler.

| Sabit | κ | C_ω | C_t |
|-------|----------|------------|-------|
| Değer | 0.41 | 0.325 | 3.5 |

2.3 İki Fazlı Akışın Modellenmesi

Tez kapsamında iki fazlı akışı modelleyebilmek için VOF ("*Volume Of Fluid*") metodu kullanılmıştır. Bu teknik çok fazlı akışlarda karışımı oluşturan fazlar arasındaki ara yüzeyi çözümlenerek HAD analizlerinde serbest yüzeyler, karışmayan akışkanlar ve faz temas süresi gibi problemleri çözümlenmekte kullanılır. Euler çok fazlı akış yaklaşımına dayanmaktadır. Çözücü, fazlar arasında keskin arayüzler elde etmek için Yüksek Çözünürlüklü Arayüz Yakalama (HRIC) olarak adlandırılan 2. dereceden bir ayrıklaştırma şeması kullanır.

2.3.1 Akışkan Hacimleri Tekniği (VOF)

Fazların dağılımı ve ara yüzün pozisyonu, α_i faz hacmi oranı ile tanımlanır. Faz i 'nin hacim oranı, Eşitlik 2.60'daki gibi tanımlanır:

$$\alpha_i = \frac{V_i}{V} \quad (2.60)$$

V_i , hücredeki i fazının hacmini, V ise hücrenin hacmini temsil eder. Bir hücredeki bütün fazların hacim oranları toplamı 1'e eşit olmalıdır.

$$\sum_{i=1}^N \alpha_i = 1 \quad (2.61)$$

Eşitlik 2.61’de N toplam faz sayısıdır. Hacim oran değerine bağlı olarak, bir hücrede farklı fazların veya akışkanların varlığı ayırt edilebilir:

- $\alpha_i < 0$ ise hücrede i fazı bulunmamaktadır
- $\alpha_i=1$ ise hücre tamamen i fazı ile doludur
- $0 < \alpha_i < 1$ ise fazlar arasındaki bir ara yüzey varlığından bahsedilir

Ara yüzeyin olduğu hücrelerdeki karışımın akışkan özellikleri o hücredeki akışkanların özelliklerinin hacim oranları ile ilişkili bir şekilde hesaplanması ile bulunur. Eşitlik 2.62, 2.63 ve 2.64’te sırası ile yoğunluk, viskozite ve özgül ısı değerinin nasıl hesaplandığı gösterilmiştir.

$$\rho = \sum_i \rho_i \alpha_i \quad (2.62)$$

$$\mu = \sum_i \mu_i \alpha_i \quad (2.63)$$

$$c_p = \sum_i \frac{(c_p)_i \rho_i \alpha_i}{\rho} \quad (2.64)$$

Faz i dağılımı, faz kütle korunum denklemiyle gerçekleştirilir. Eşitlik 2.65’te taşınım denklemi verilmiştir.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \alpha_i dV + \oint_A \alpha_i \mathbf{v} \cdot d\mathbf{a} = \int_V \left[\left(S_{\alpha_i} - \frac{\alpha_i D\rho_i}{\rho_i D_t} \right) dV - \int_V \frac{1}{\rho_i} \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_{d,i}) dV \right] \quad (2.65)$$

\mathbf{a} yüzey alanı vektörünü, \mathbf{v} karışımın kütleli ortalamaya göre hızını, $\mathbf{v}_{d,i}$ difüzyon hızını, S_{α_i} kullanıcı tarafından tanımlanabilen bir kaynak terimi ve $\frac{D\rho_i}{D_t}$ ise ρ_i faz yoğunluklarının maddesel ya da Lagrangian türevini temsil eder. STAR-CCM + fazların hacim oranlarını şu şekilde hesaplar:

- İki VOF fazı mevcut olduğunda, hacim oran taşınım denklemi sadece birinci faz için çözülür. Her hücrede, ikinci fazın hacim oranı, iki fazın hacim oranları toplamının 1’e eşit olacağı şekilde ayarlanır.
- Üç veya daha fazla VOF fazı olduğunda, hacim oranı taşınması tüm fazlar için çözülür. Her fazın hacim oranı daha sonra her bir hücrede bütün fazların hacim oranlarının toplamına dayanarak normalize edilir.

Sıfır olmayan bir keskinleştirme faktörü belirtilirse, VOF taşınım denkleminde ilave bir terim eklenir:

$$\nabla \cdot (\mathbf{v}_{c_i} \alpha_i (1 - \alpha_i)) \quad (2.66)$$

Eşitlik 2.66'da gösterilen şekilde \mathbf{v}_{c_i} hesaplanır. Burada C_α keskinleştirme faktörünü ifade ederken, \mathbf{v} akışkan hızıdır.

$$\mathbf{v}_{c_i} = C_\alpha \times |\mathbf{v}| \frac{\nabla \alpha_i}{|\nabla \alpha_i|} \quad (2.67)$$



3. İKİLİ ÇARPIŞMALI ÖZDEŞ ENJEKTÖR İÇİN ATOMİZASYON ÇALIŞMALARI

Bu bölümde benzer ikili çarpışmalı jet enjektörlerin Anderson vd. [48] ve Ryan vd. [1] tarafından su ile yapılan deneyleri yer almaktadır. Notasyon kolaylığı için literatürde genellikle bu deneyler yazarların baş harflerinin birleşimi ile oluşan "AR Experiments" şeklinde gösterilmektedir. Tez kapsamında sadece bu deney verileri kullanılmış olup çizilen grafiklerde direk olarak deney ismi ile kullanılmıştır. Farklı giriş hızlarını deneyerek, Weber sayısının 350'den 6600'e kadar değiştiği aralığı incelemiştir. Bu esnada Reynolds sayısı da 2.8×10^3 ile 2.6×10^4 aralığında değişmektedir. Test sonuçları (PDPA) bu tezdeki analiz yöntemini doğrulama amaçlı kullanılmıştır.

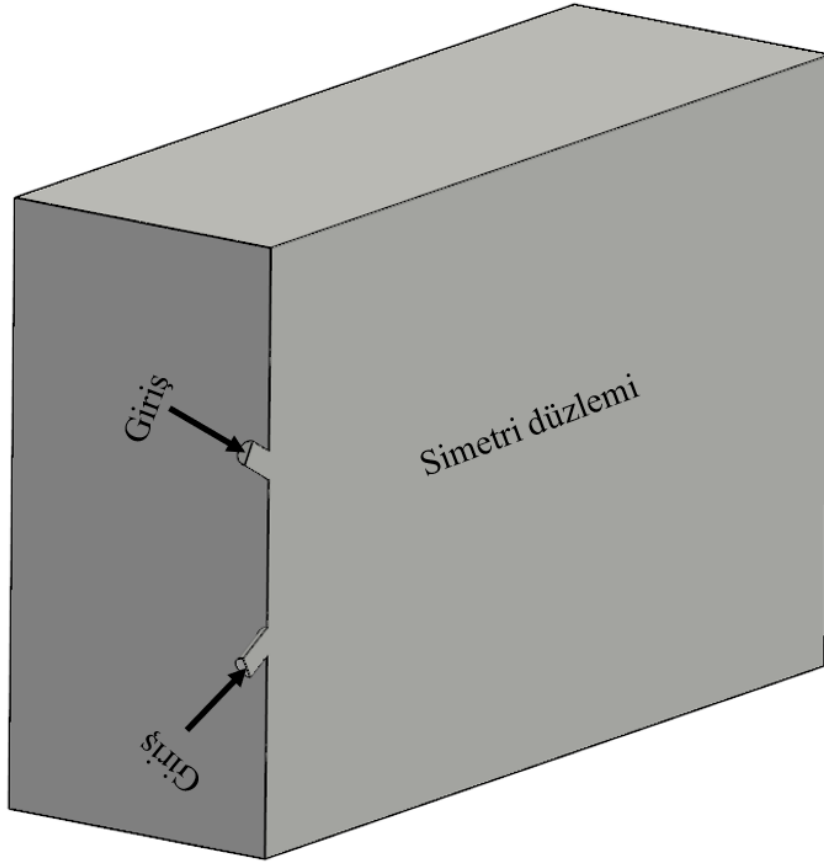
Şekil 3.1'de ikili çarpışmalı jet enjektör analizleri için kullanılan üç boyutlu geometri verilmiştir. Şekil 3.1'de simetri düzlem sınır koşulu çarpışma sonrası oluşan sıvı tabaka için tam olarak doğru değildir. Ancak, bu tezde oluşan sıvı tabakanın simetrik olduğu kabul edilerek işlemci maliyetini azaltmak hedeflenmiştir. İki girişe de hız giriş sınır koşulu tanımlanmış olup sıvı fazı olarak deneyle aynı fiziksel özelliklerde su kullanılmıştır.

Giriş ve simetri düzlemi dışındaki diğer bölgeler basınç çıkışı olarak tanımlanmıştır ve atmosfere (1 bar) açılır. Sınır koşulları genel olarak Çizelge 3.1'de yer almaktadır.

Çizelge 3.1: Sınır koşulları.

| | |
|-----------------|--------------------|
| Hız girişi | 18.5 m/s |
| Basınç çıkışı | 1 bar |
| Simetri düzlemi | Sıfır hız gradyanı |

Doğrulama analizlerinde sıvı faz için kullanılan suyun fiziksel özellikleri Çizelge 3.2'de verilmiştir.



Şekil 3.1: İkili çarpışmalı enjektör analizi için kullanılan geometri

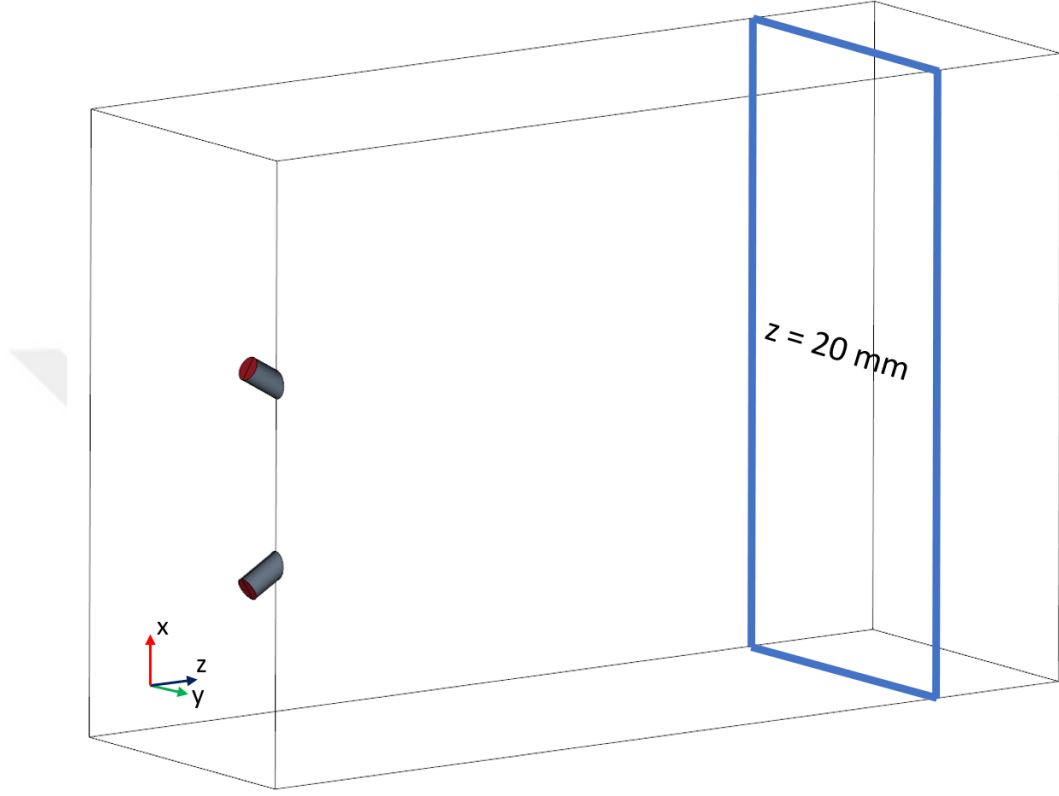
Analizlerde herhangi bir ısı transferi hesaplaması yapılmamış olup kullanılan akışkan çifti (hava-su) ve ortam sıcaklığı 293.16K olarak belirlenmiştir.

Çizelge 3.2: Sıvı fazın (su) fiziksel özellikleri.

| | |
|-------------------|-----------------------|
| Yoğunluk | 998 kg/m ³ |
| Yüzey gerilmesi | 0.076 N/m |
| Dinamik viskozite | 0.0010 Pa.s |

Farklı açı ve hızlarda yapılan deneylerden, enjektörlerin 0.635 mm çapında olup aralarındaki açının 60° olduğu konfigürasyon doğrulama için kullanılmıştır. Testlerde sürtünmeyi mümkün olduğunca azaltmak ve tüp içindeki akışı incelemek için deneyde cam tüpler kullanılmıştır. Böylelikle yüzey pürüzlülüğünden bağımsız bir sonuç elde etmek amaçlanmıştır. PDPA damlacık çapı optik ölçüm kapasitesi 40 μ m ile 1400 μ m arasındadır.

Çözüm alanı 16x16x24 mm büyüklüğünde olup, çarpışma noktasından 16 mm uzaklıkta yani $z = 20$ mm'de bulunan düzlemlerle 0.025 ms aralıklarla hacim kesir oran bilgileri kaydedilmiştir. Veri toplanan ölçüm düzlemi Şekil 3.2'de gösterilmiştir. Bu veriler ImageJ programında işlenerek damlacık çap dağılımları hesaplanmıştır.



Şekil 3.2: Sıvı faz için hacimsel oran değerlerinin toplandığı düzlem

3.1 Çözüm Ağı Çalışmaları

İkili çarpışmalı jet enjektörü için ilk sabit çözüm ağı oluşturulmuştur. Tez kapsamında bütün analizler için altı yüzlü hücreler kullanılmıştır. Bu tez kapsamında, tüm analizler 3 boyutlu ve zamana bağlı olarak gerçekleştirilmiştir. Sabit çözüm ağı için en küçük hücre boyutu $31.25 \mu\text{m}$ olarak belirlenmiştir. Çözüm ağındaki hücreler, jetleri ve sıvı tabakayı kapsayacak ve çözümleyecek şekilde yoğunlaştırılmıştır. Şekil 3.3'te sabit çözüm ağı gösterilmiştir. Toplam hücre sayısı 36 milyondur.

Sabit çözüm ağından sonra, üç seviye Adaptif Sayısal Ağ (ASA) çalışması yapılmıştır. Bu seviyeler en küçük hücre boyutuna göre belirlenmiştir. Çözüm ağı I, çözüm ağı II ve çözüm ağı III olarak isimlendirilen bu üç seviye çözüm ağı sırası ile en küçük hücre

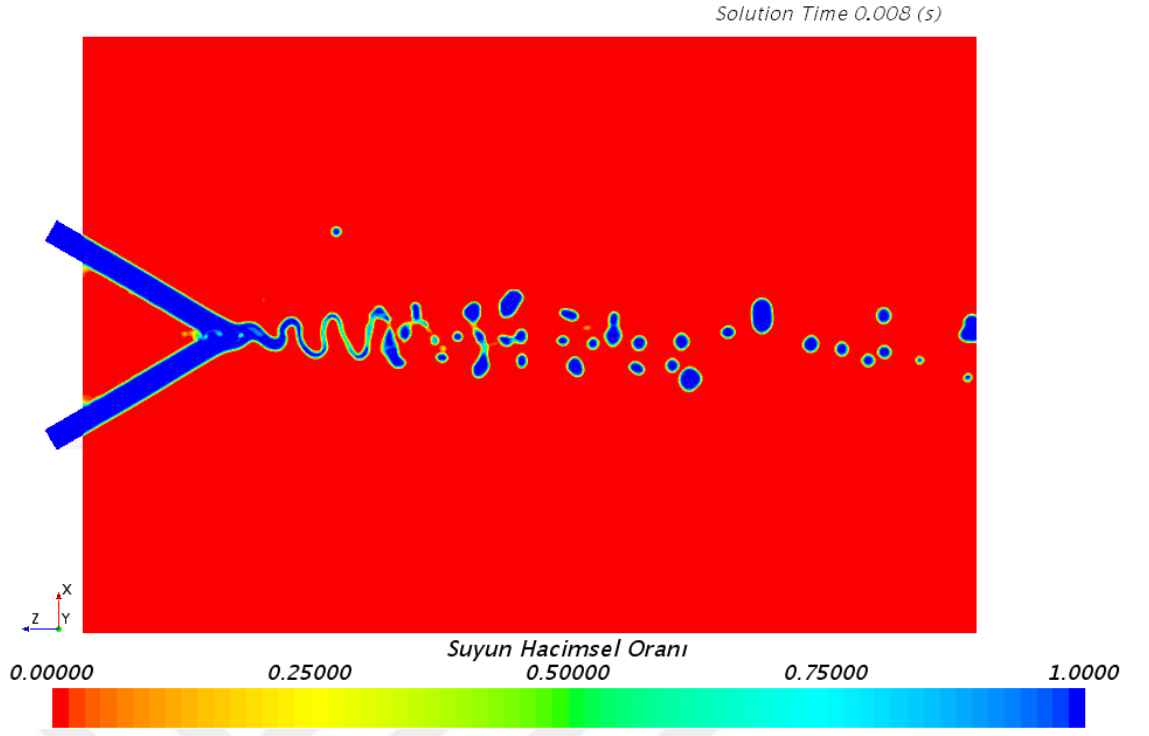
boyutu 62.50, 31.25 ve 15.625 μm olacak şekilde oluşturulmuştur. Adaptif çözüm ağı çalışmaları 3.1.1 Adaptif çözüm ağı metodu başlığında detaylı olarak incelenmiştir.



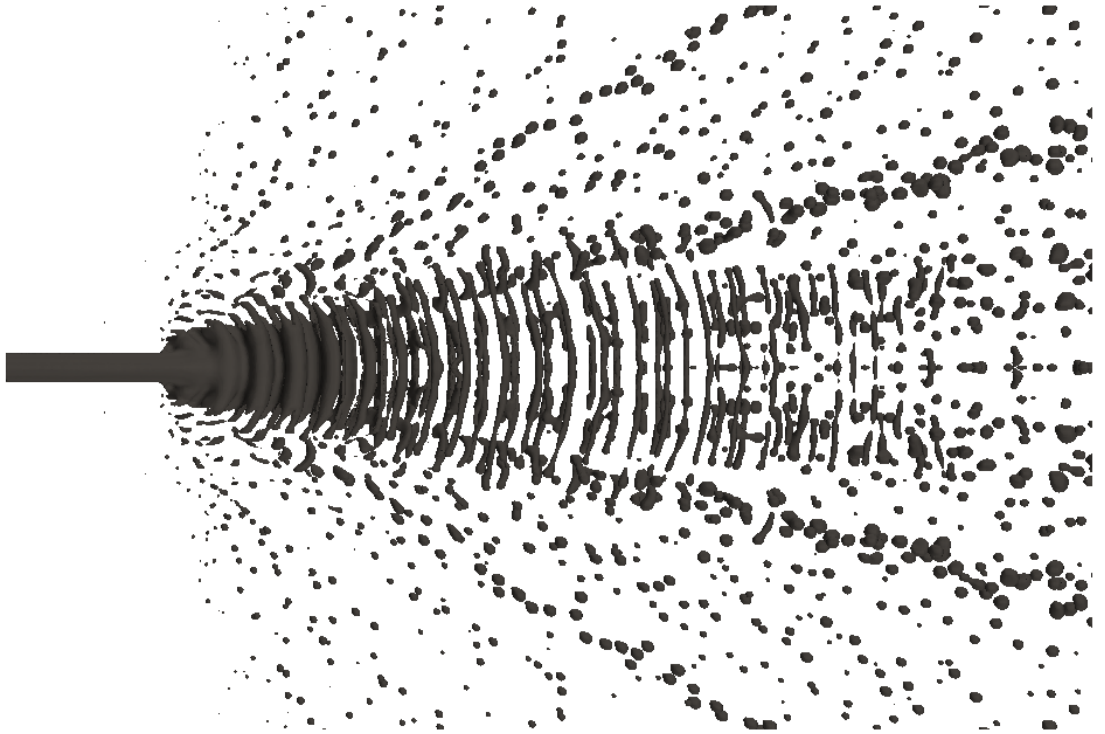
Şekil 3.3: İkili enjektör için sabit çözüm ağı

Şekil 3.4'te iki su jetinin çarpışması ve daha sonrasında oluşan sıvı tabaka dalgalanması ile gerçekleşen parçalanma süreci görülmektedir. Sıvının hacimsel oranına göre verilen kontur jetlerin yandan görünümüdür. Şekil 3.5'te ise üstten görünüm yer almaktadır. Simetri sınır koşulu kabulünden dolayı sıvı tabaka sonrası oluşan ligament ve damlacıklar merkez çizgisine göre simetrik bir yapı sergilemektedir.

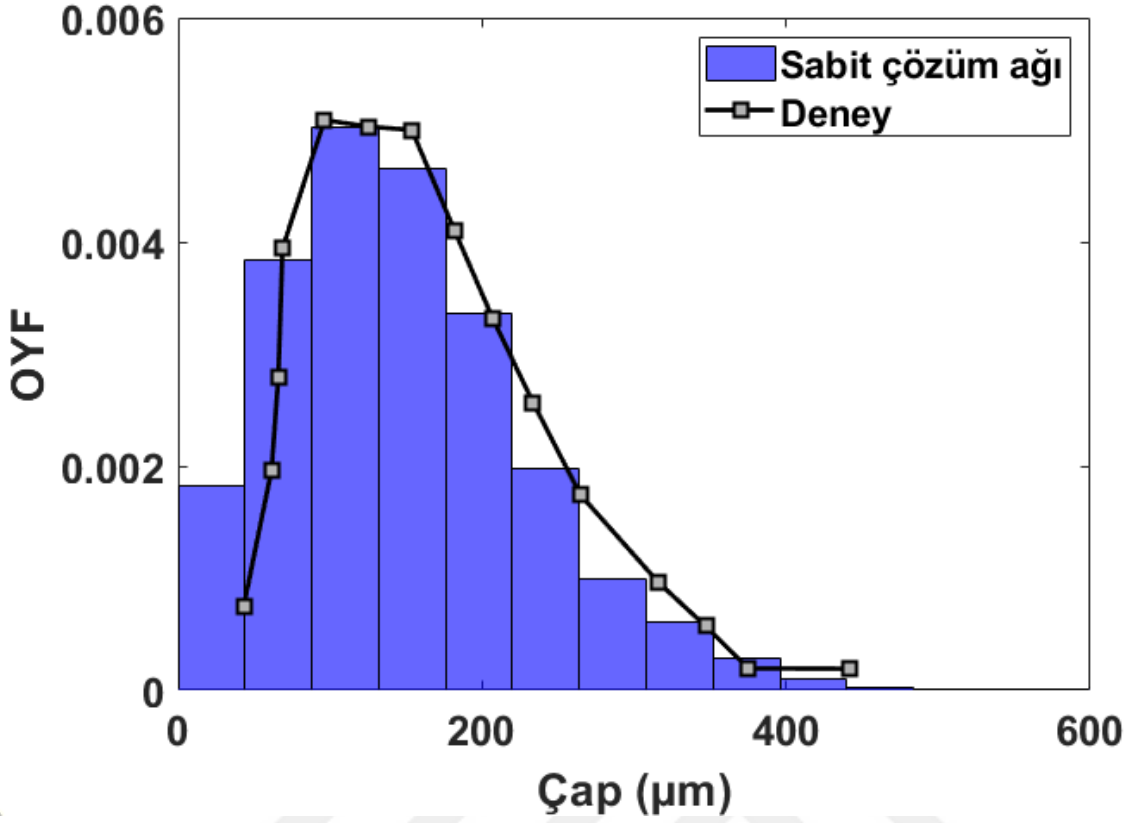
Bu iki şekil incelendiğinde çarpışma sonucu sinüs dalgasına benzeyen bir dalga oluşmakta ve bu dalgalanma ile sıvı tabaka koparak damlacıklara kadar bölünmektedir.



Şekil 3.4: Sıvı faz hacimsel oran konturu (yan görünüm)



Şekil 3.5: Sprey oluşumu (üst görünüm)



Şekil 3.6: Damlacık büyüklük dağılımı

Şekil 3.6'da damlacık çap dağılımına göre deney sonuçları ile HAD analizi karşılaştırılmıştır. Çarpışma noktasından 16 mm uzaklıkta alınan veriler ile deney sonuçları tutarlıdır. Çap dağılımı 120 μm civarında en üst noktadadır.

3.1.1 Adaptif Çözüm ağı metodu

Adaptif Sayısal Ağ (ASA) tekniği Star CCM+ içerisinde hazır olarak bulunan bir teknik değildir. Bu tez kapsamında yeni fonksiyonlar ve değişkenler oluşturularak bu metodoloji programa eklenmiştir. Her 10 zaman adımında bir en küçük ve en büyük hücre boyutu sabit kalacak şekilde çözüm ağı yenilenmiştir. Bu teknik kullanılırken en küçük eleman boyutu yarıya indirilerek, 62.50, 31.25 ve 15.625 μm olan 3 çözüm ağı üretilmiştir. Bu çözüm ağları için kullanılan toplam hücre sayıları Çizelge 3.3'te verilmiştir.

Çizelge 3.3: Kullanılan çözüm ağları.

| | En küçük eleman boyutu (μm) | Toplam eleman sayısı |
|---------------|--|----------------------|
| Çözüm ağı I | 62.5 | 200 Bin |
| Çözüm ağı II | 31.25 | 1.4 Milyon |
| Çözüm ağı III | 15.625 | 8.1 Milyon |

Sıvı faz hacimsel oran gradyanının büyüklüğüne bağlı adaptif bir çözüm ağı üretmek için Eşitlik 3.1'de ifade edilen Sigmoid işlevi kullanılmıştır [49].

$$S(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}} \quad (3.1)$$

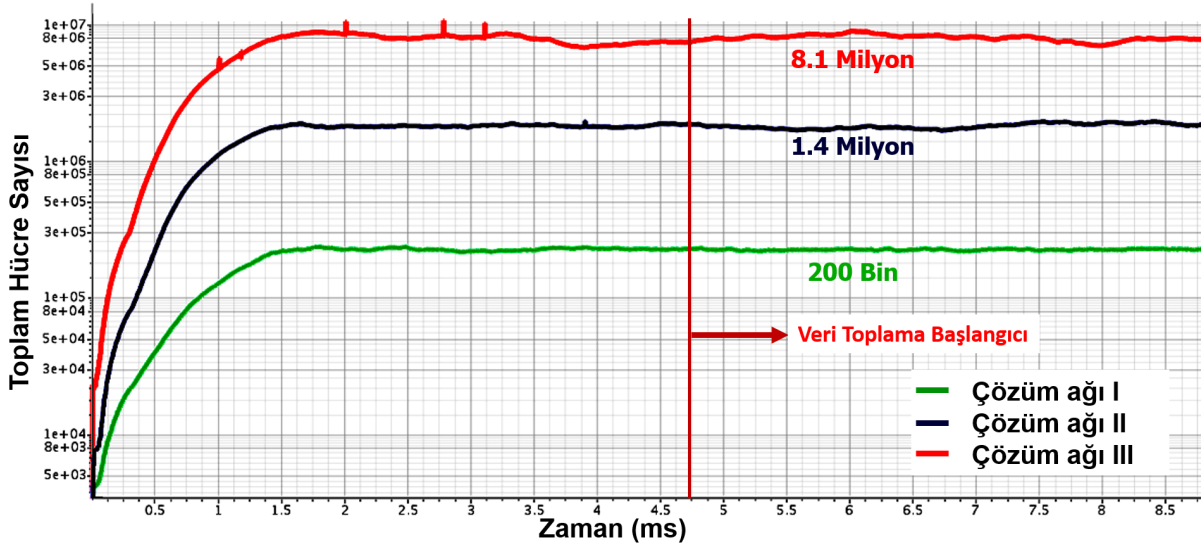
$$R = (2 * S(x)) - 1 \quad (3.2)$$

Hacimsel oran dağılımının büyüklüğü bu fonksiyon kullanılarak 0 ile 0.5 arasına sıkıştırılır. Daha sonra Eşitlik 3.2 uygulanarak 0 - 1 arasında bir R değeri bulunur. En büyük hücre boyutu bütün çözüm ağları için 1 mm olarak belirlenmiştir. R değerinin 0.5'e eşit ve daha büyük olduğu noktalarda hücreler belirlenen en küçük hücre boyutuna (HB) atanarak çözüm ağı iyileştirmesi yapılır. 0 - 0.5 arasında ise hücreler kademeli olarak küçültülürken, 0 değerinde en büyük hücre boyutu olan 1 mm değerini alır. Çözüm ağı II için R değerine göre belirlenen hücre boyutlarına (HB) uygulanan parçalı fonksiyon Eşitlik 3.3'te ifade edilmiştir.

$$HB(\mu\text{m}) = \begin{cases} 31.25 & 0.5 \leq R \leq 1 \\ 62.50 & 0.4 \leq R < 0.5 \\ 125.00 & 0.3 \leq R < 0.4 \\ 250.00 & 0.2 \leq R < 0.3 \\ 500.00 & 0.1 \leq R < 0.2 \\ 1000.00 & 0.0 \leq R < 0.1 \end{cases} \quad (3.3)$$

Bu aralıklar deneme yanılma yöntemi ile deneye en iyi ve en hızlı şekilde yaklaşan çözümlere göre belirlenmiştir ve problemden probleme farklılık gösterebilir. Ayrıca bu yöntem hız veya yoğunluk gradyanına bakılarak geliştirilebilir ya da aynı sonucu verebilir. Bu çalışmada sadece hacimsel oranın gradyanına göre adaptif çözüm ağları

oluşturulmuştur.

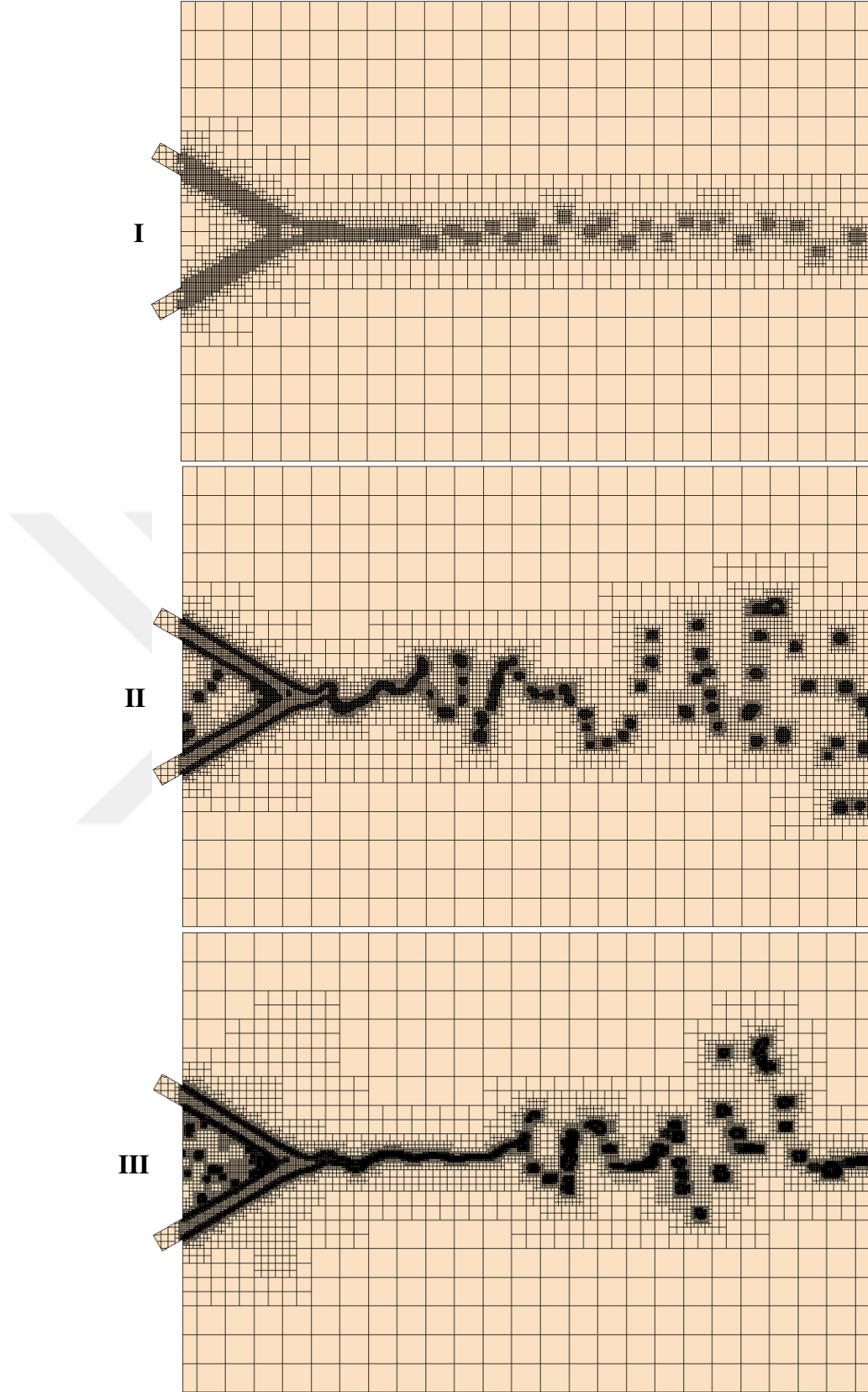


Şekil 3.7: Çözüm ağı'nın zamana bağlı değişimi

Toplam eleman sayısı giderek artar ve bir noktadan sonra artış miktarı yok denecek kadar azalır. Çizelge 3.3'te verilen toplam eleman sayıları, hücre sayısı artışın yok denilebilecek kadar az olduğu zamanki ortalama değerdir. Şekil 3.7 incelendiğinde toplam eleman sayılarının zamanla değişimi görülmektedir.

Bu tez kapsamında veri toplama düzleminde bilgiler, başlangıçtan 4.7 ms sonra her 5 zaman adımında bir alınmıştır. Başlangıç etkilerinin geçmesi ve çözüm alanından sıvı fazın çıkışının tamamlanmasına dikkat edilerek başlangıç etkilerinden kurtulup daha kararlı bir veri alabilmek amacıyla bu işlem uygulanmıştır.

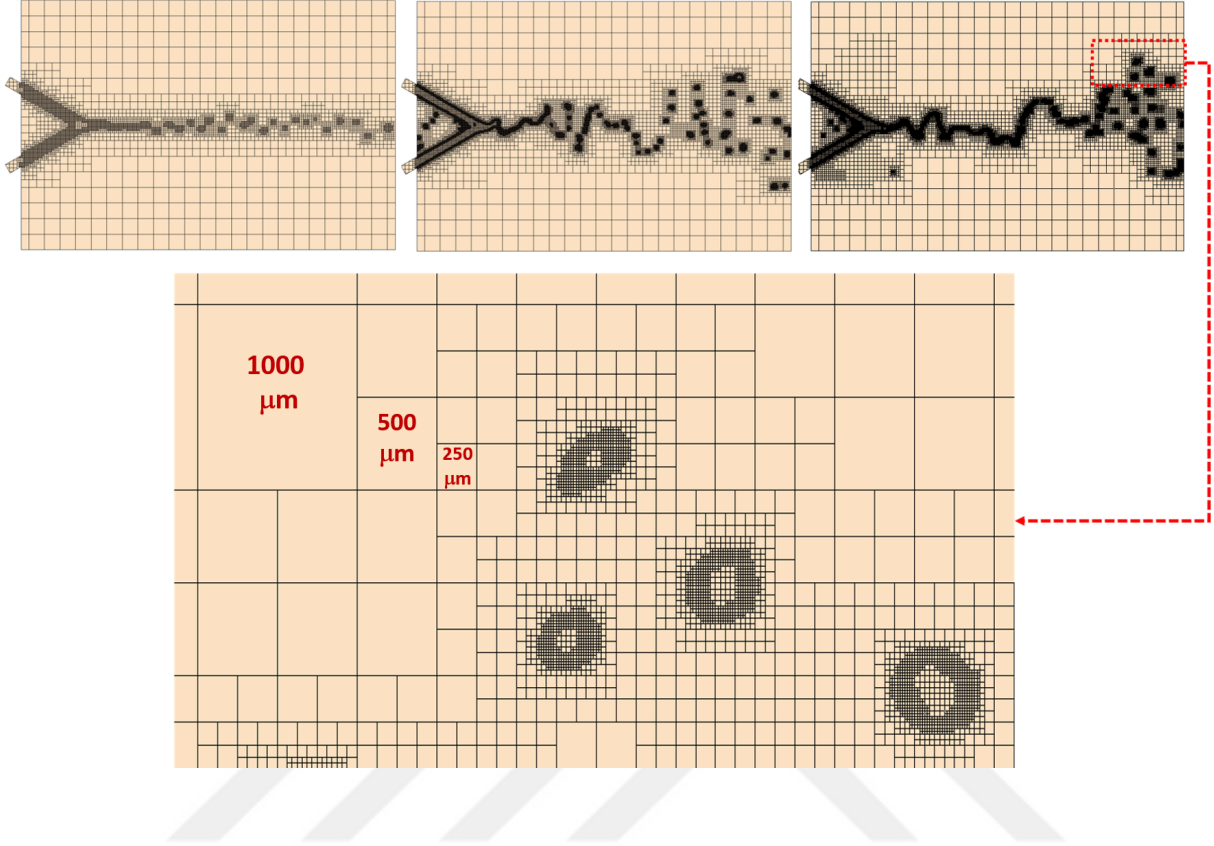
Şekil 3.8'de çözüm ağından bağımsız bir sonuç elde etmek için kullanılan adaptif çözüm ağları verilmiştir. Kullanılan teknik ile hücreler akışı takip etmekte ve gereken yerlerde küçülerek yoğunlaşmakta, gerekli olmadığı zaman ise büyümektedir. Böylelikle aynı çözünürlükte çok daha az eleman sayısı ile daha hızlı bir sonuç elde edilebilir. Çözüm ağı I'de çarpışma sonrası oluşan salınım ve çarpışma noktasının gerisinde oluşan damlacıkların olduğu bölgelerde yeteri kadar hücre bulunmamaktadır. Çünkü bu noktaların çözülebileceği kadar küçük boyutlara inilmemiştir. Çözüm ağı I'in bu çalışma için yeterli olmadığı bu şekilde belli olmaktadır ancak detaylı sonuçlarla incelenerek karar verilecektir.



Şekil 3.8: Adaptif çözüm ağları (8 ms)

Şekil 3.9'da çözüm ağı içindeki hücre boyutu kademeleri büyütülerek gösterilmiştir.

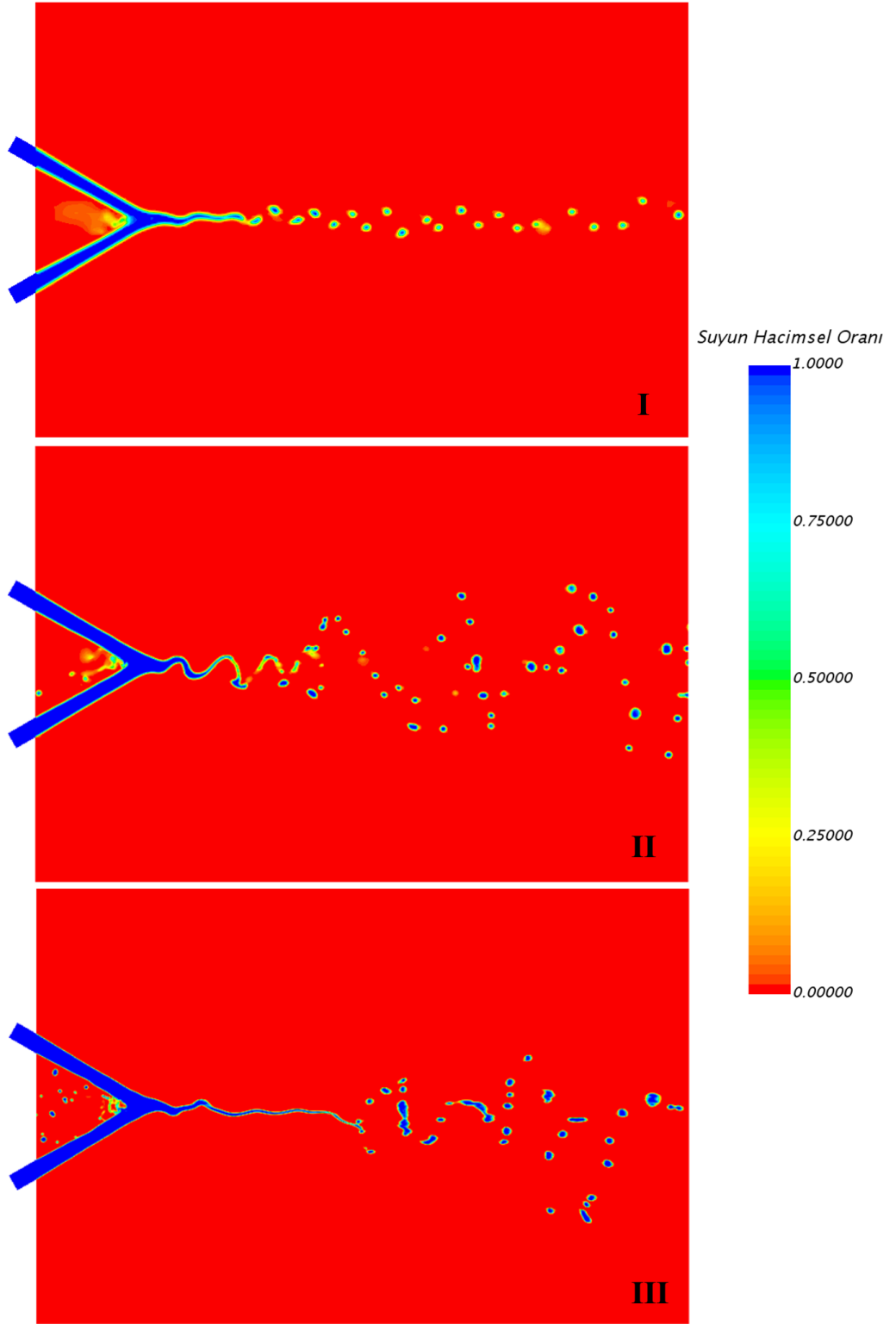
Çözüm ağı III için en büyük hücre boyutundan ($1000 \mu\text{m}$), en küçük hücre boyutuna ($15.625 \mu\text{m}$) ikiye bölünerek yapılan geçiş görülmektedir.



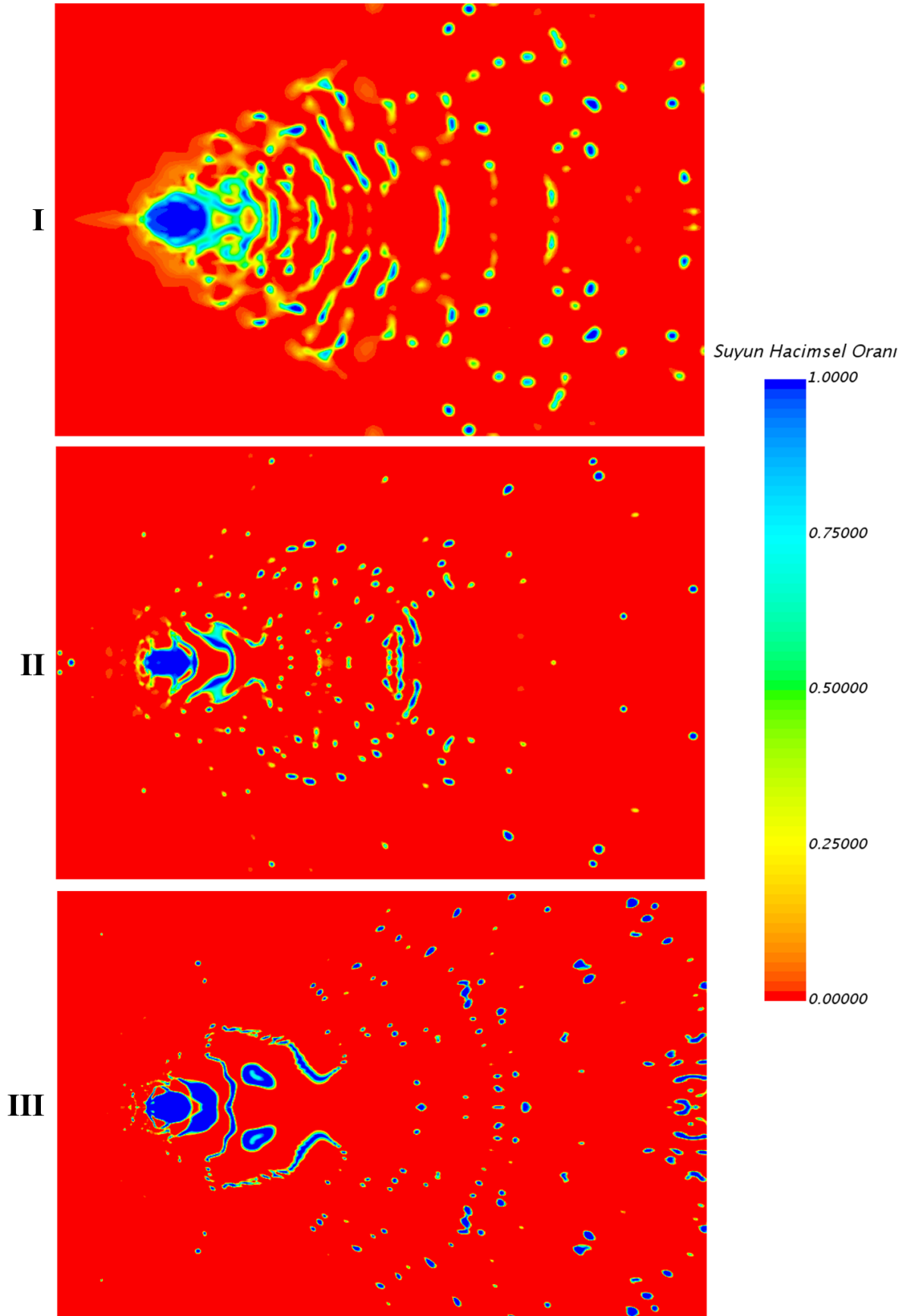
Şekil 3.9: Çözüm ağı ayrıntılı görünüm

Adaptif çözüm ağlarına ait sıvı faz hacimsel oran konturları Şekil 3.10 ve Şekil 3.11'de yer almaktadır. Hücre boyutu küçüldükçe yani çözüm ağı I'den çözüm ağı III'e doğru çarpışma sonrası oluşan sıvı film çarpışma noktasına göre daha uzak bir konumda kopmaya ve parçalanmaya başlamaktadır. Ayrıca iki faz arasındaki arayüzeyin daha hassas çözülebilmesinde dolayı yakalanan damlacık çözünürlükleri artmaktadır.

Daha önce bahsedildiği gibi çarpışma noktasının gerisinde oluşan damlacıklar çözüm ağı I'de gözlemlenmemiştir. Ayrıca çarpışma ile oluşan dalgalar da Çözüm ağı I'de yakalanamamış olup daha düz bir spray oluşmaktadır.

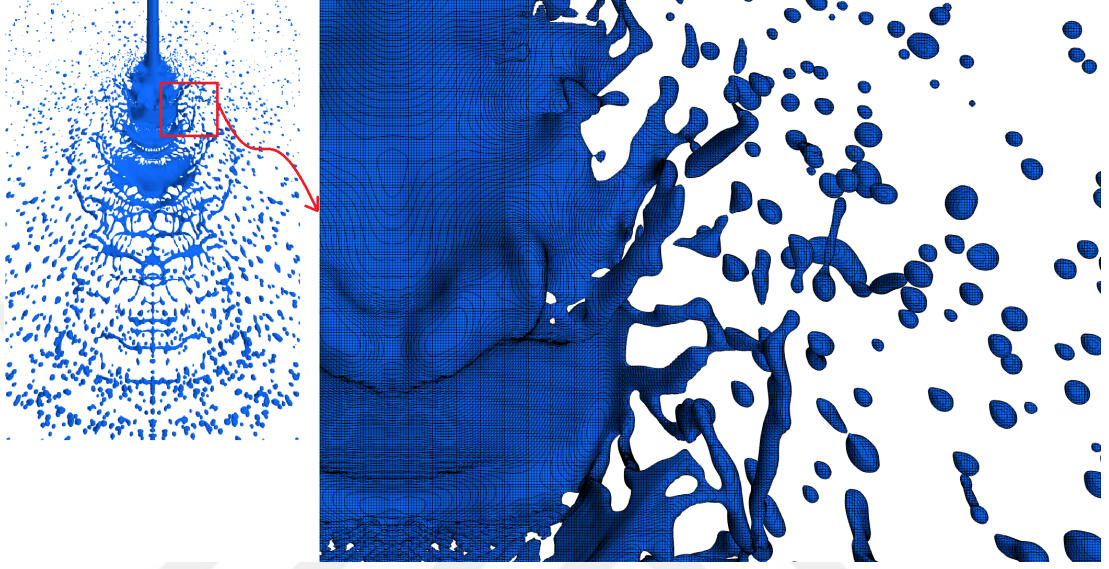


Şekil 3.10: 8. ms'deki orta düzlemde hacimsel oran konturları (yan görünüm)



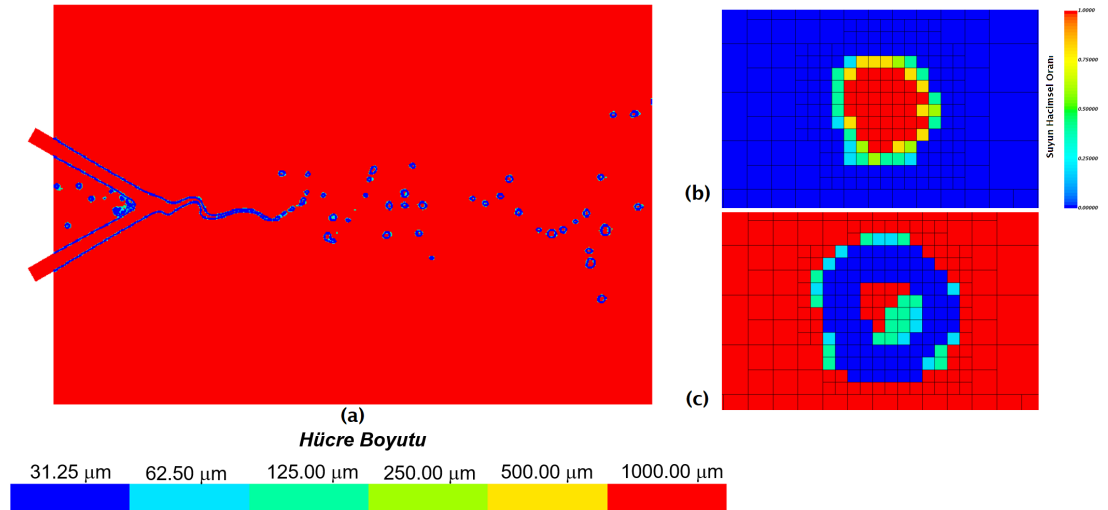
Şekil 3.11: 8. ms'deki orta düzlemde hacimsel oran konturları (üst görünüm)

Şekil 3.12’te sprej üzerindeki yüzey hücrelerinin büyütülmüş görüntüsü verilmiştir. Çarpışma sonrası oluşan tabaka salınımı ve tabaka kenarlarından oluşan kopma görülmektedir. Çap dağılımı oluşturulurken bu damlacıklar hesaplamalara girememiştir. Bu kopmalar aksenal yönde olmayıp çözüm alanının yan tarafından çıkmakta dolayısıyla tarama düzleminde geçmemektedir.



Şekil 3.12: Sıvı tabaka kenarlarından kopan damlacıklar

Şekil 3.13’de ASA’nın hacimsel oran ile olan ilişkisi gösterilmiştir.



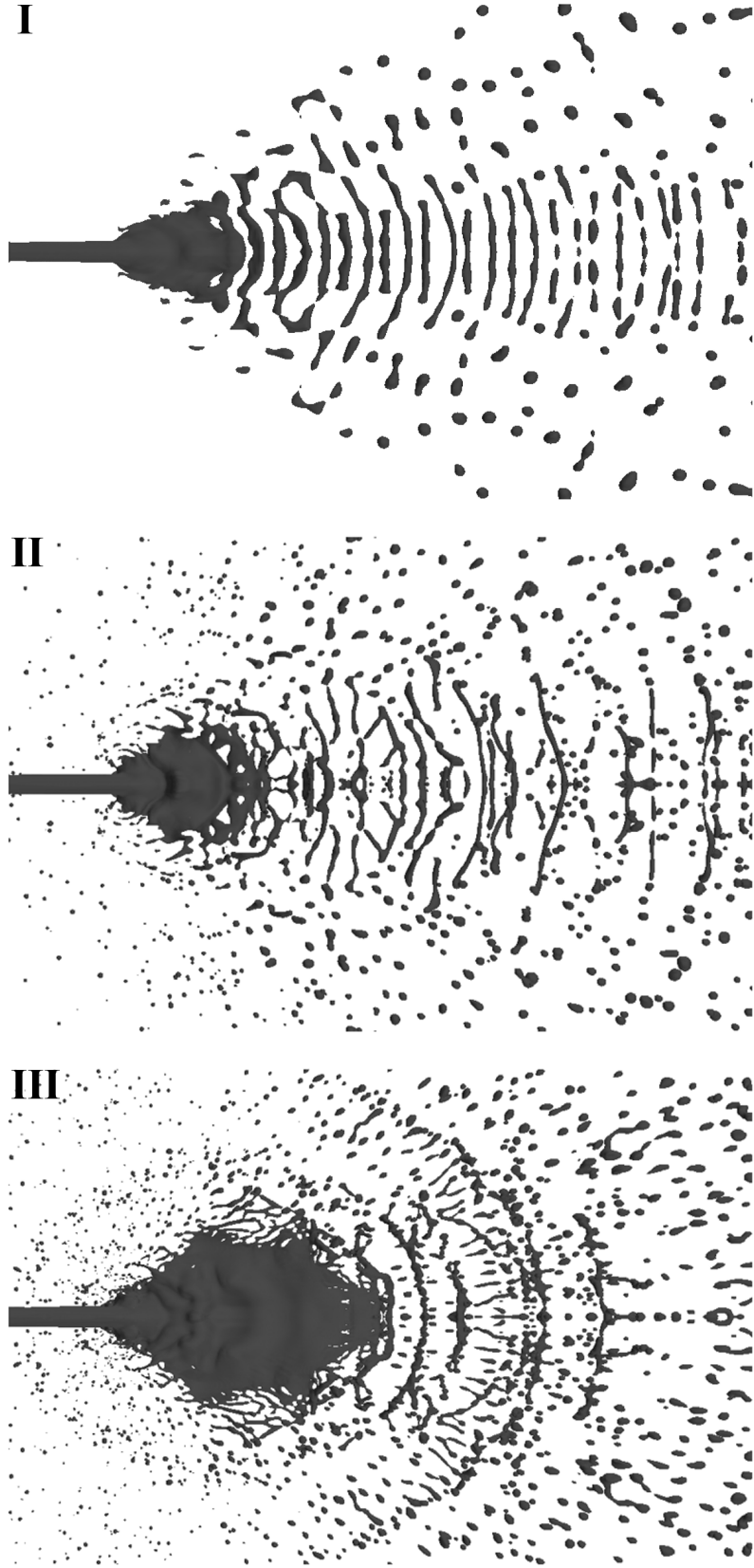
Şekil 3.13: ASA kullanılarak hücre boyutunun belirlenmesi, hücre boyutuna göre yandan görünüm (a), suyun hacimsel oranına göre damlacık (b) ve hücre boyutuna göre damlacık (c)

Sağ üstte (b) yer alan şekil bir damlacık olup içi su ile doludur ve su hacimsel oranı 1'dir. Burada damlacığın içini çözümlenektense hava ile olan sınırını yani kenarlarını çözümlenmek ASA için daha az maliyetlidir. Çünkü sınırlara daha küçük hücre ile belirlemek tüm damlacığı belirlemekten daha az hücre gerektirecektir. Şekil3.13 (a) ve (c)'de hücre boyutu skalasına göre hücre iyileştirmesi gösterilmiştir. Mavi olan yerlerde en küçük boyut olan $31.25 \mu\text{m}$ değerine inilmektedir. Böylelikle sadece akışın ve parçalanmanın olduğu yerler çözümlenerek maliyet düşürülmüş, çözüm süreci hızlandırılmıştır.

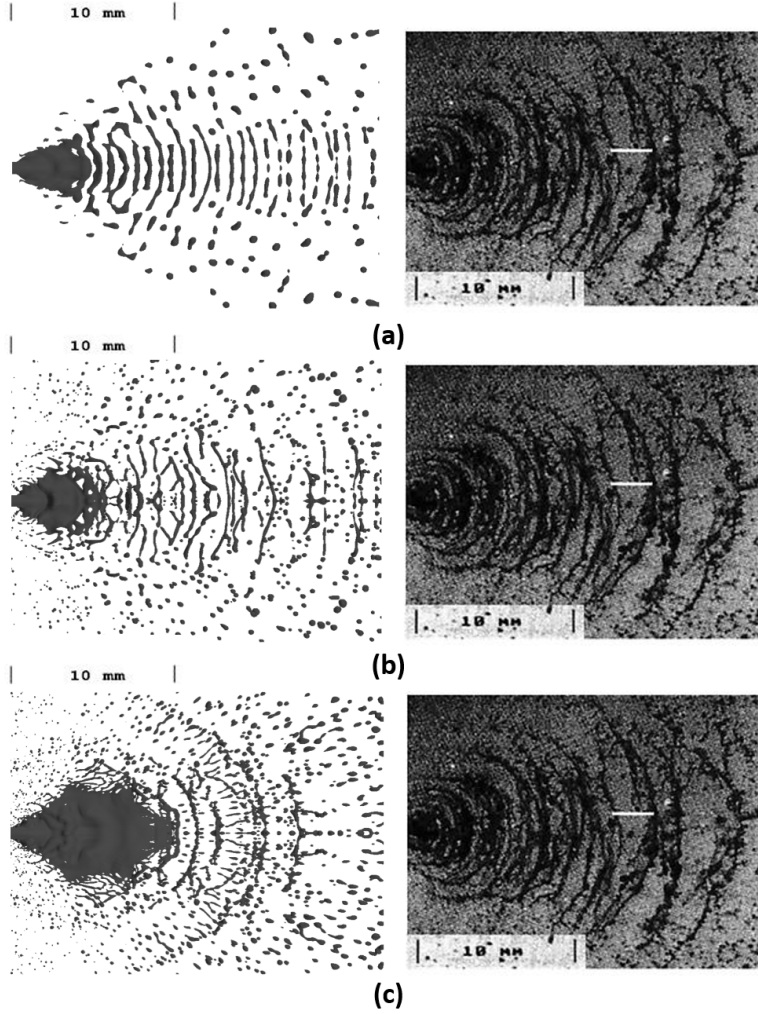
3.14'te is üç çözüm ağı için de spreynin üstten görünümü verilmiştir ve 3.15'te AR deneyi ile karşılaştırılmıştır. İki şekil de incelendiğinde, en küçük hücre boyutu azaldıkça daha detaylı ve daha fazla damlacık içeren bir spreynin elde edilmiştir. Çözüm ağı I'de çarpışma noktasının gerisinde oluşan damlacıklar çözümlenememiş ve ligament yapılar parçalanmadan çözüm alanının terk etmektedir.

3.15 incelenirse, oluşan sıvı tabaka çözüm ağı III'te en geç koparken çözüm ağı I'de en erken kopar. Deneyde bu kopma uzunluğu çarpışma noktasından sonra yaklaşık 17.5 mm olarak ölçülmüştür. Çözüm ağı II' de yaklaşık olarak 10 mm ölçülmüş olup deneye göre kötü bir sonuç vermektedir. Ancak daha iyi bir çözüm ağında yani çözüm ağı III'te bu değer minimum 14 mm, maksimum da 17 mm ölçülmüş olup deney ile diğer çözüm ağlarına göre daha uyumlu bir yaklaşım göstermiştir.

Daha öncede belirtildiği üzere sıvı tabakanın çözüm ağlarına göre kopma yerinin değişimi Şekil 3.10 ve 3.11'den de takip edilebilir. Sıvı tabakanın kopma yeri HAD analizlerinde belli zaman aralıklarında alınan spreynin ait anlık görüntülerden hesaplanan değerlerin ortalaması ile bulunmuştur.

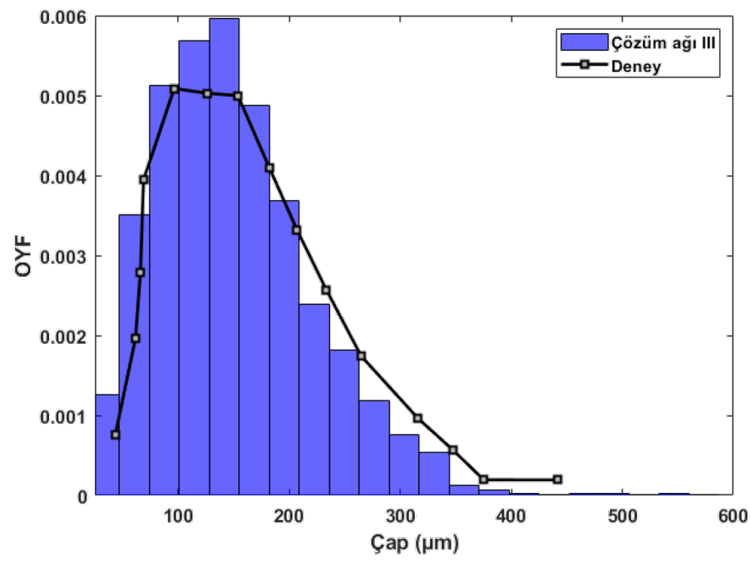
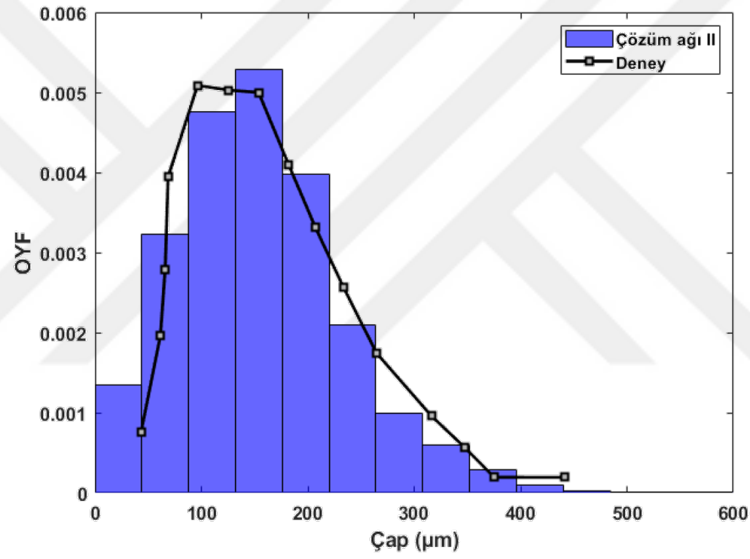
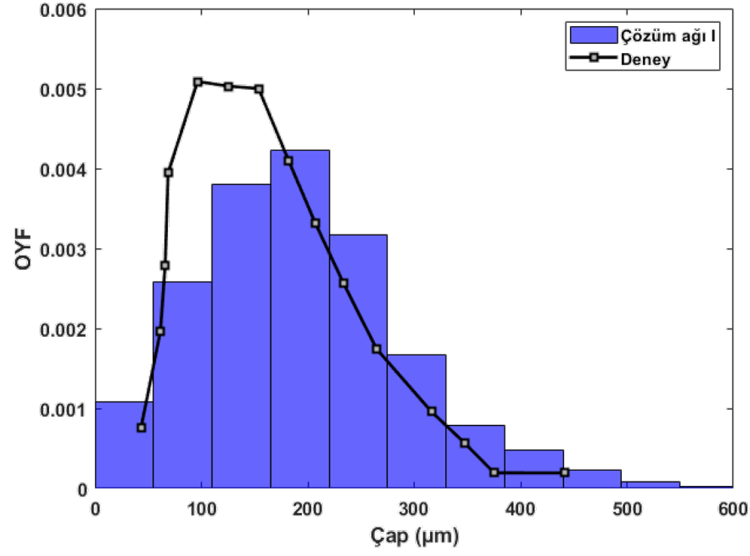


Şekil 3.14: 8. ms'deki sprej görünümü (üst görünüm)

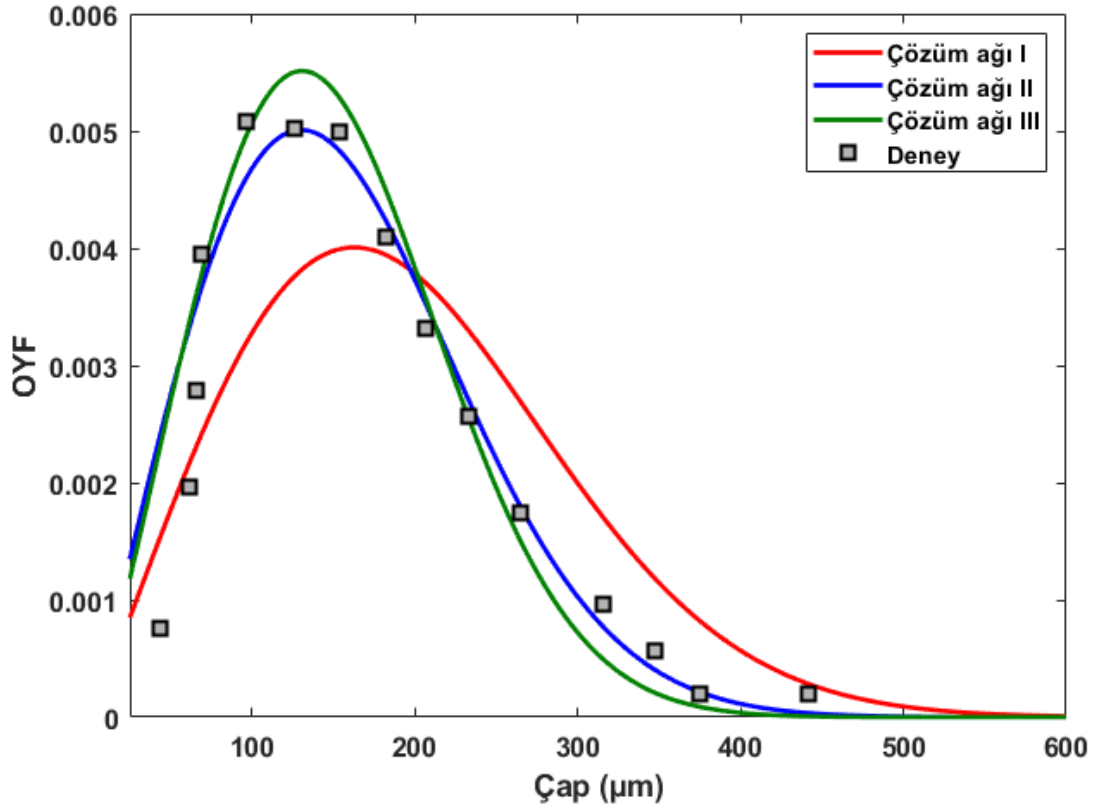


Şekil 3.15: Sıvı tabaka oluşumu ve kopma uzunluğunun deney ile karşılaştırılması; (a) Çözüm ağı I, (b) Çözüm ağı II ve (c) Çözüm ağı III (deney sağda, HAD analizleri solda verilmiştir.)

Deneyde ölçülen bir diğer parametre ise damlacık çap dağılımıdır. Şekil 3.16'da üç farklı çözüm ağı için damlacık çap dağılımının Olasılık Yoğunluk Fonksiyonuna (OYF) göre histogramının deneyle karşılaştırılması yer almaktadır. Çözüm ağı II ve III deney ile iyi bir uyum sergilemektedir. Çözüm ağı III'de uç değerler $130 \mu\text{m}$ civarında iken çözüm ağı II'de $140 \mu\text{m}$ civarındadır. Bu dağılıma Weibull dağılım fonksiyonu uydurulduğunda çıkan sonuç Şekil 3.17'de verilmiştir. İşlemci maliyeti düşünüldüğünde çözüm ağı II'yi seçmek en kısa sürede en yakın sonucu verebilen seçenektir. Bu nedenle bundan sonraki çalışmalar çözüm ağı II üzerinden devam etmiştir.



Şekil 3.16: Çözüm ağlarının deneyle karşılaştırılması (Histogram)

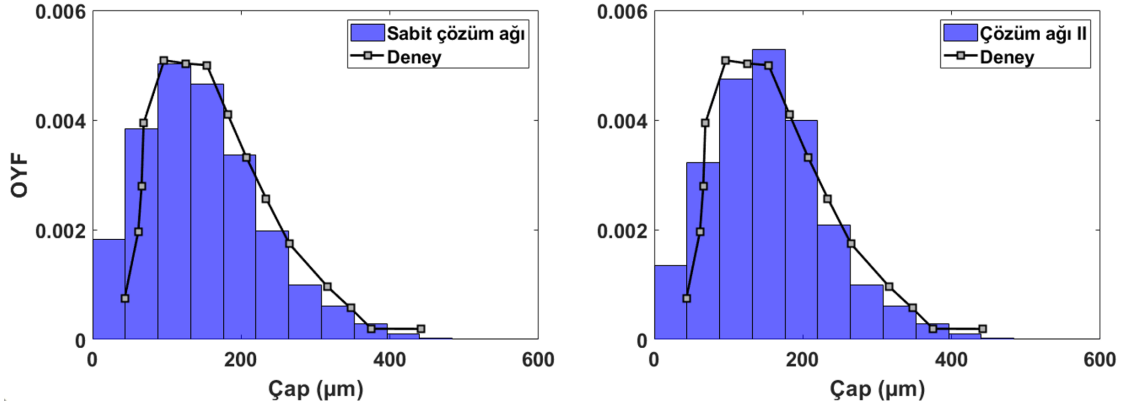


Şekil 3.17: Çözüm ağlarının deneyle karşılaştırılması (Weibull dağılımı)

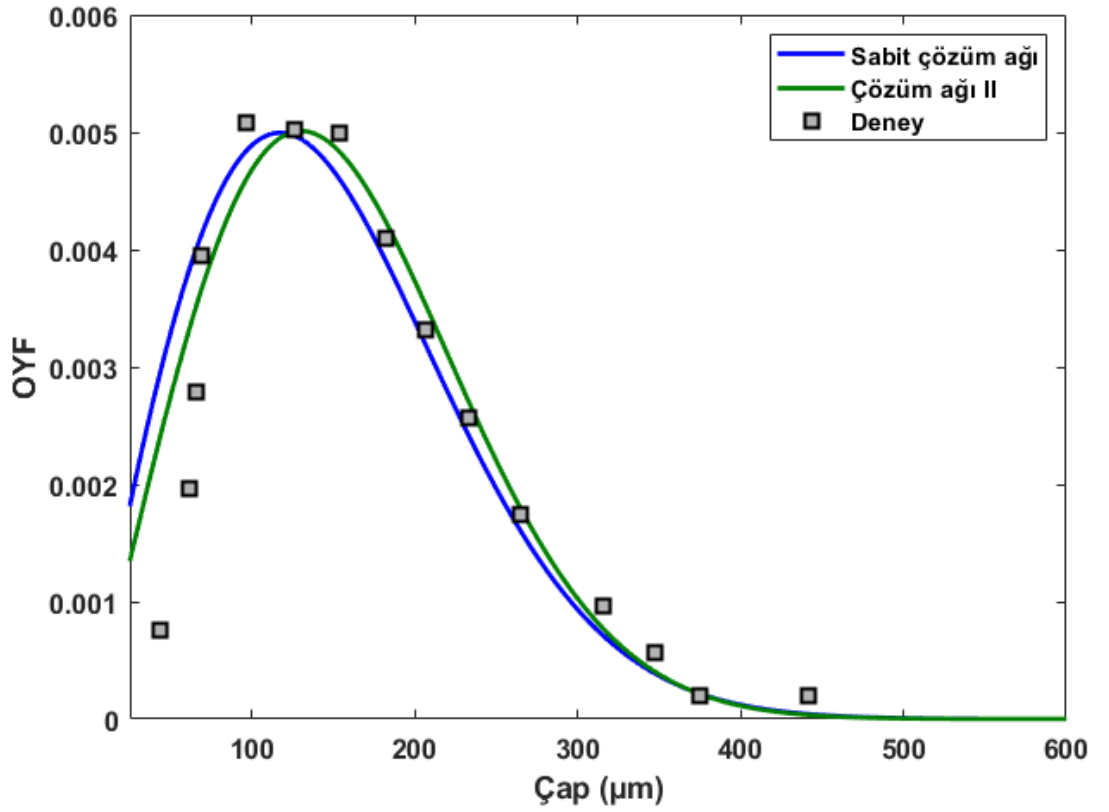
3.1.2 Sabit Çözüm Ağı ve Çözüm Ağı II Karşılaştırması

Sabit çözüm ağı ile adaptif sayısal ağ yani çözüm ağı II karşılaştırıldığında ise sonuçlar oldukça umut vericidir. Şekil 3.18'de histogram grafikleri ve deneyle olan ilişkileri verilmiştir. Buna göre iki çözüm ağı da dağılımı yakın bir şekilde tahmin etmiştir denilebilir. Ayrıca Şekil 3.19'da iki ağa da Weibull dağılımı uydurulduğunda sonuçlar benzerdir.

Sabit çözüm ağı toplam 36 milyon hücre içermektedir ve 140 çekirdek ile gerçekleştirilen HAD analizi ile bu sonucu elde etmek 14 gün sürmüştür. Diğer tarafta, adaptif sayısal ağ 1.4 milyon hücreden oluşur ve sadece 4 günde aynı sonuçlar elde edilmiştir.

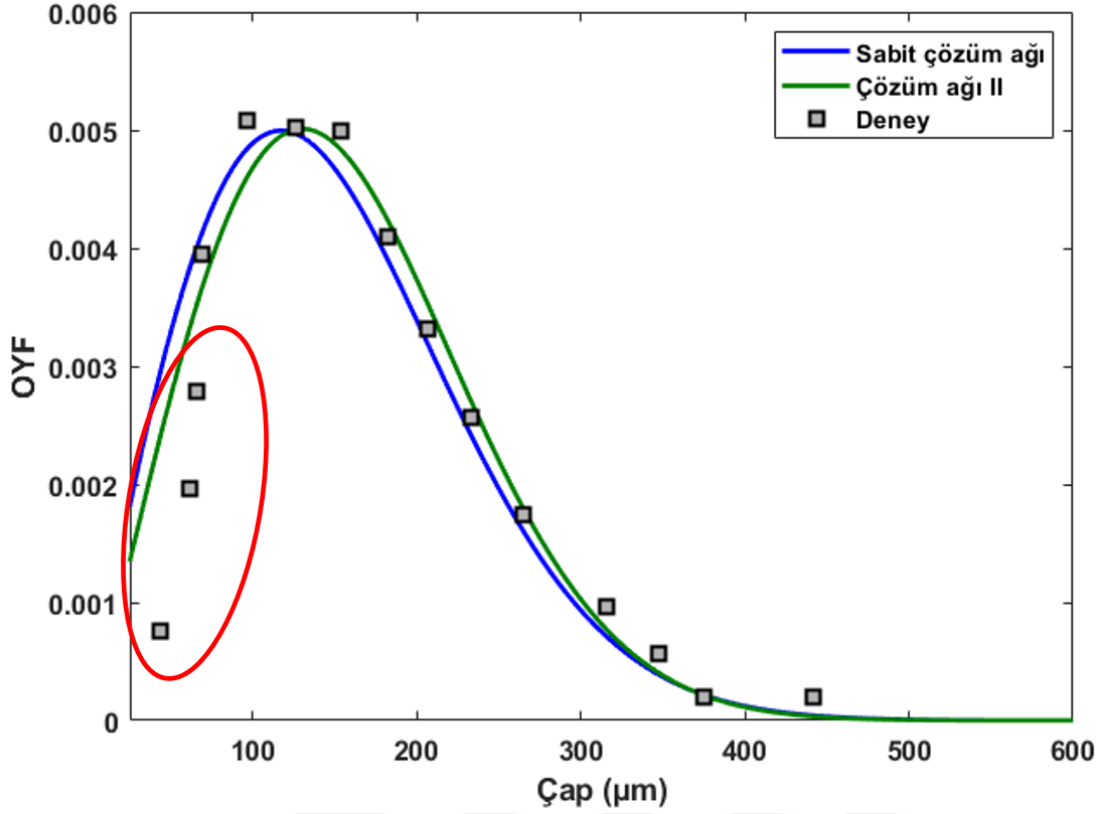


Şekil 3.18: Sabit çözüm ağı ile adaptif çözüm ağı için damlacık çap dağılımları



Şekil 3.19: Sabit çözüm ağı ile adaptif çözüm ağı için damlacık çap dağılımları (Weibull dağılımı)

Şekil 3.20 incelendiğinde kırmızı halka içinde bulunan damlacıkları çözümlenmek için daha küçük boyutlu çözüm ağları kullanılmalıdır. Şekil 3.17'de üç çözüm ağı da zirvenin solundaki küçük damlacıkları yakalayamamıştır.



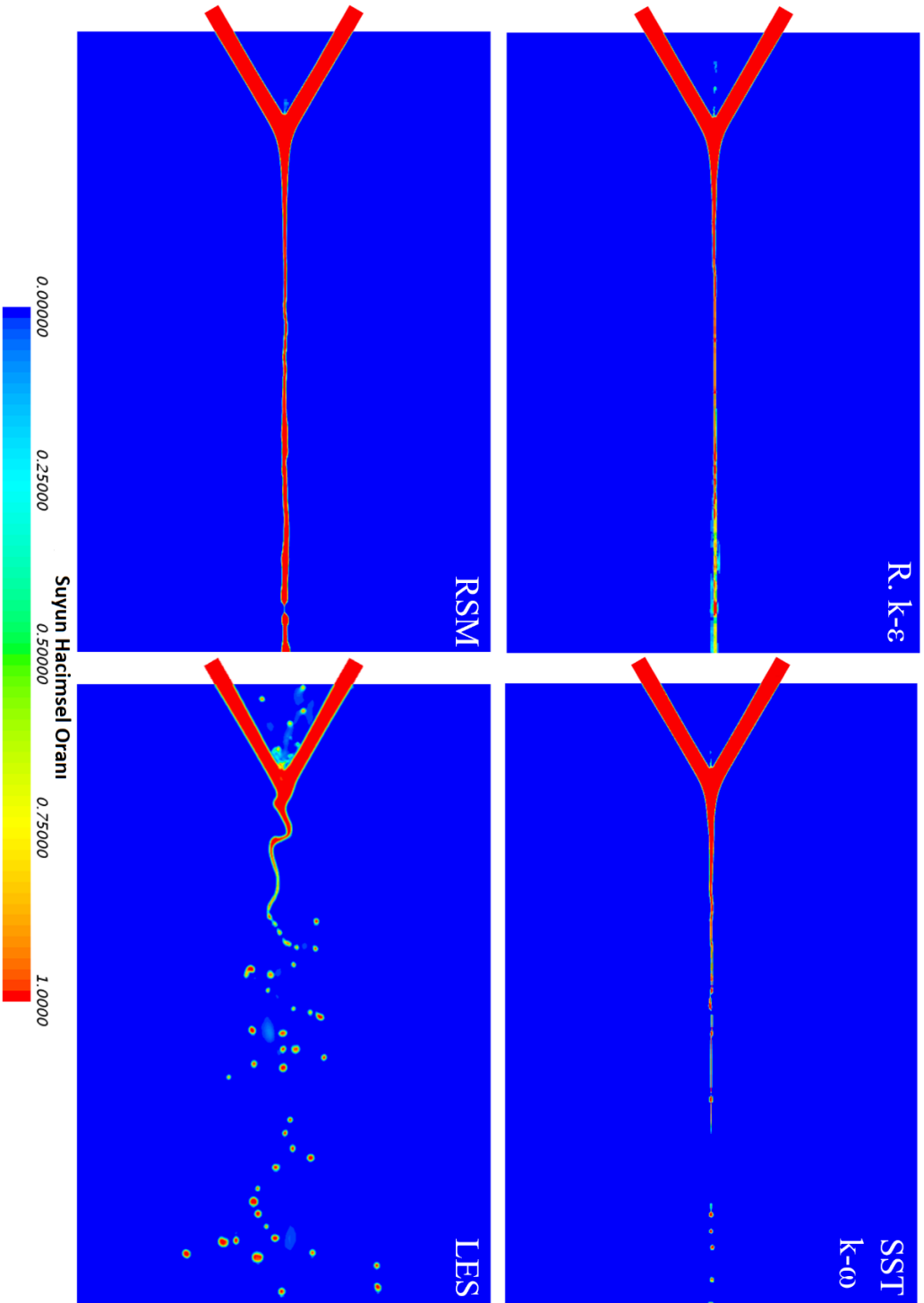
Şekil 3.20: Sabit çözüm ağı ile adaptif çözüm ağı için damlacık çap dağılımları

3.2 Türbülans Modeli Çalışması

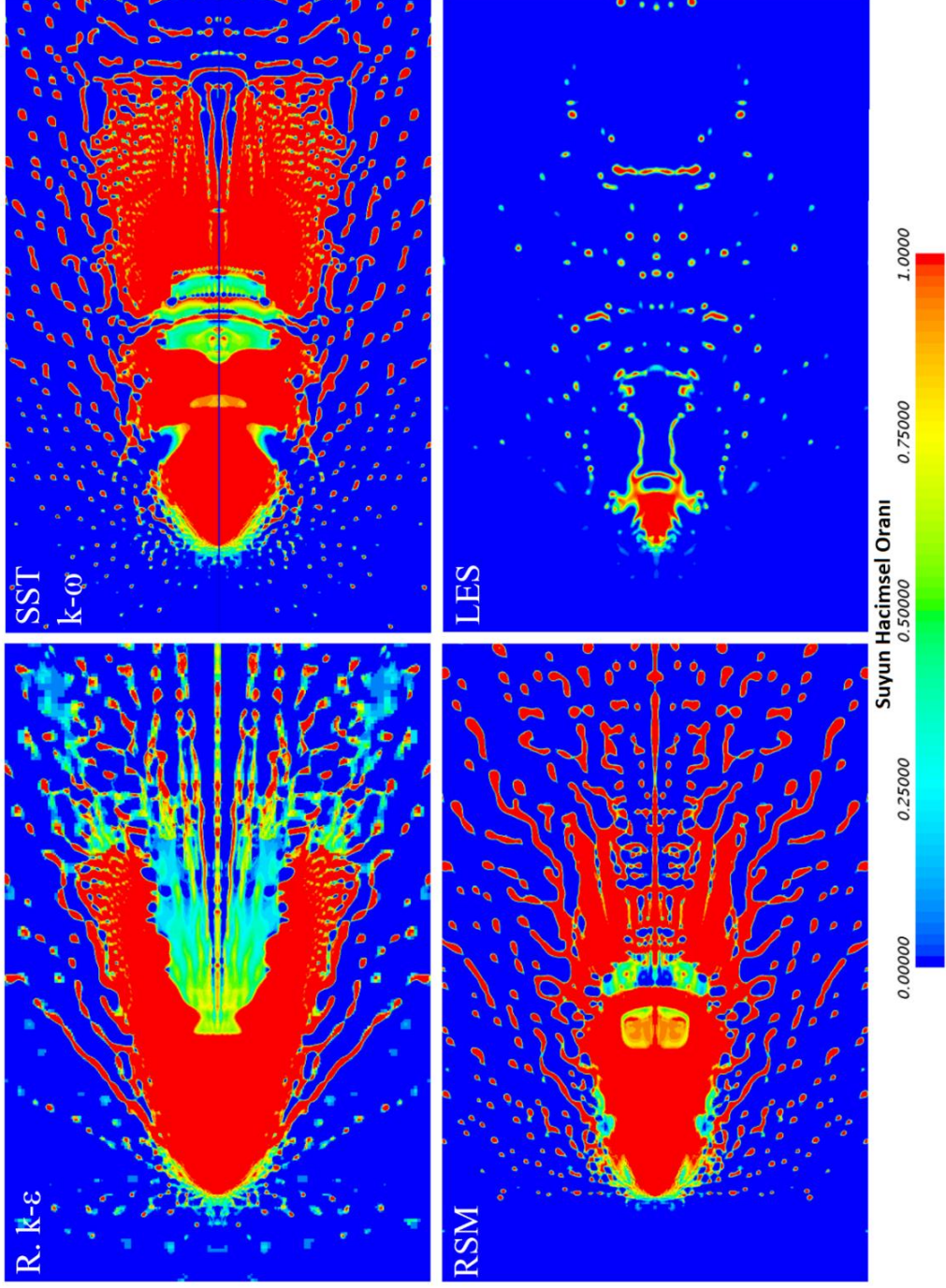
Bu bölümde AR deneyleri üzerinde türbülans modeli çalışması yapılmıştır. Daha önceki bölümde BBB ile yapılan sonuçlara göre seçilen çözüm ağı II üzerinden sırası ile Realizable $k-\epsilon$, SST $k-\omega$ ve Reynolds Stress Model denenmiştir. Daha önceki bölümde BBB ile alınan çözümler deneyle başarılı sonuçlar vermiştir ancak diğer modellerin yaklaşımı da incelenerek türbülans modelinden bağımsız ve en hızlı sonucu veren model araştırılmak istenilmiştir. Şekil 3.21 ve 3.22'de suyun hacimsel oran konturları yan ve üst görünümüne göre verilmiştir. Buna göre BBB dışındaki türbülans modellerinde sıvı tabakada bir dalgalanma dolayısı ile bir kararsızlık oluşmamakta ve parçalanma sadece tabaka sınırlarından gerçekleşmektedir. Bu parçalanmalar da genel olarak uzun bağlar (ligament) şeklinde olup damlacık seviyesindeki oluşumlar deney ve BBB sonuçlarına göre yetersiz kalmıştır. RSM ve SST $k-\omega$ modelleri sıvı tabaka yapısından birbirine daha yakın sonuçlar vermiştir. Genel olarak BBB dışındaki türbülans modellerinde su merkezde birikmiş ve büyük birleşik bir hacim şeklinde ilerlemektedir.

Orta düzlem üzerinde BBB'de görülen sıvı hacminin diğer modellere göre daha az görünmesinin nedeni dalgalanmadan dolayı üst ve alt düzlemler yayılıp orta düzlemde bir birikme olmadığındandır. Şekil 3.23 incelendiğinde bu durumun açık bir şekilde görülmektedir. 4 türbülans modeli içinde verilen konturlar 8. ms'deki anlık durum için olup aynı çözüm ağı metodu, aynı zaman adımı ve aynı özelliklere sahip sınır koşulları içindir. Bu sonuçlar ışığında bu problem için deneye ve olayın doğal durumuna en yakın sonuç veren model BBB olarak belirlenmiştir.

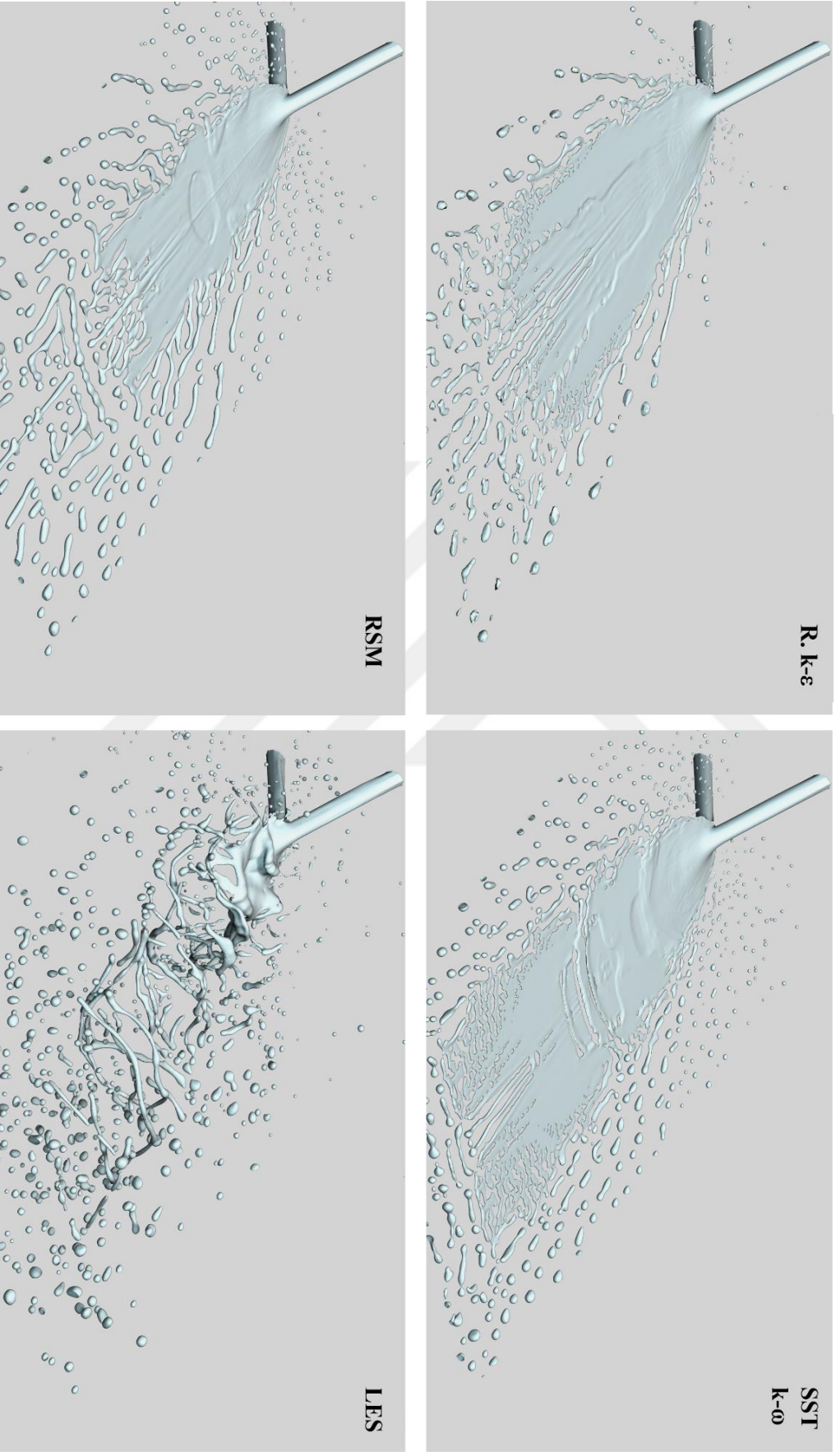




Şekil 3.21: Türbülans modelleri için hacimsel oran konturları (Yan görünüm)



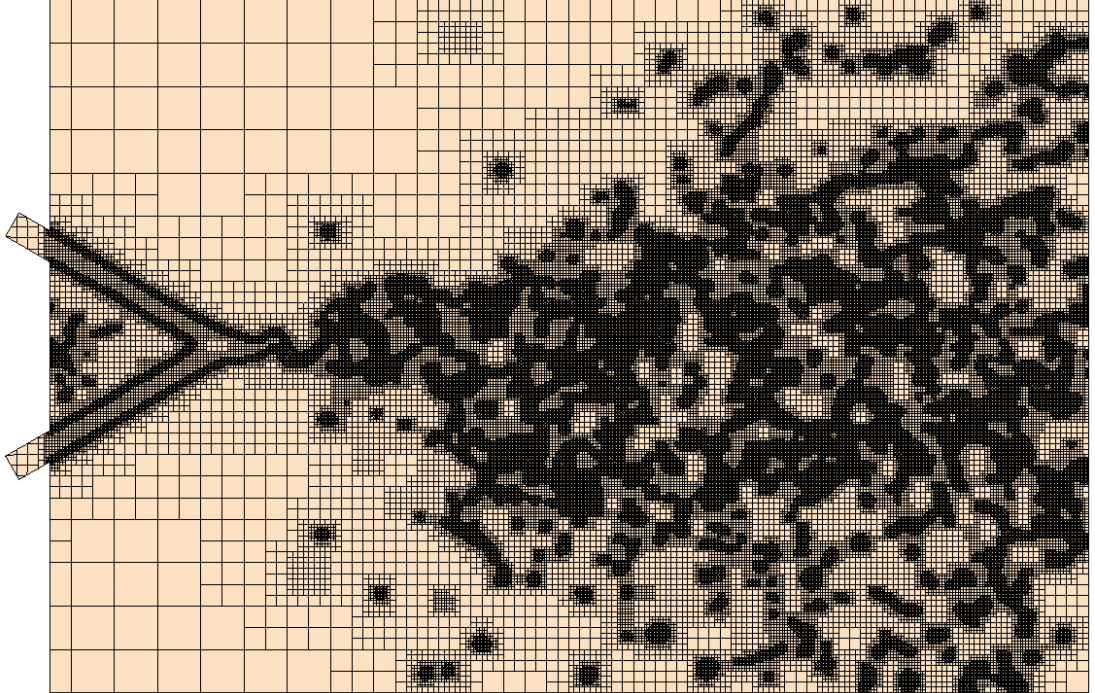
Şekil 3.22: Türbülans modelleri için hacimsel oran konturları (üst görünüm)



Şekil 3.23: Farklı türbülans modelleri için 8. ms'deki sprey görünümünü

4. İKİLİ ÖZDEŞ OLMAYAN ENJEKTÖR İÇİN ATOMİZASYON ÇALIŞMALARI

Bu bölümde ikili özdeş olmayan çarpışmalı jet enjektör için sıvı metan ve sıvı oksijen kullanılarak gerçek bir yakıt-oksitleyici çifti için HAD analizleri gerçekleştirilmiştir. İkili çarpışmalı özdeş jet enjektör analizlerinden sonra, iki enjektörden farklı sıvı fazlar gönderilerek atomizasyon süreci ve damlacık çap dağılımı araştırılmıştır. Bu problem için aynı şekilde adaptif sayısal ağ metodu kullanılmıştır. En küçük hücre boyutu $31.25 \mu\text{m}$ olacak şekilde çözüm ağı II'deki tekniğin aynısı bu durum için de kullanılmıştır. Şekil 4.1'de 6. ms'deki çözüm ağı görüntüsü yan düzlemde gösterilmiştir. Toplam eleman sayısı 6.2 milyondur.



Şekil 4.1: İkili özdeş olmayan enjektör için kullanılan adaptif çözüm ağı (6ms)

İkili özdeş olmayan jet enjektörde jet hızları özdeş olan enjektörden farklıdır. Weber sayısını sabit tutacak şekilde belirlenen bu hızlar, sıvı metan için 11.4 m/s, sıvı oksijen için 6.65 m/s'dir. Ayrıca iki sıvının aynı basınç ve sıcaklıkta sıvı fazda olduğu durum

seçilmiştir. Basınç 10 bar sıcaklık ise 100 K'dir. Weber sayısı bütün analizler için 2850 olup aşağıda Eşitlik 4.1'de ifade edilmiştir. Weber sayısı sıvının ataletinin yüzey gerilimi ile karşılaştırıldığında göreceli öneminin bir ölçüsü olarak düşünülebilir.

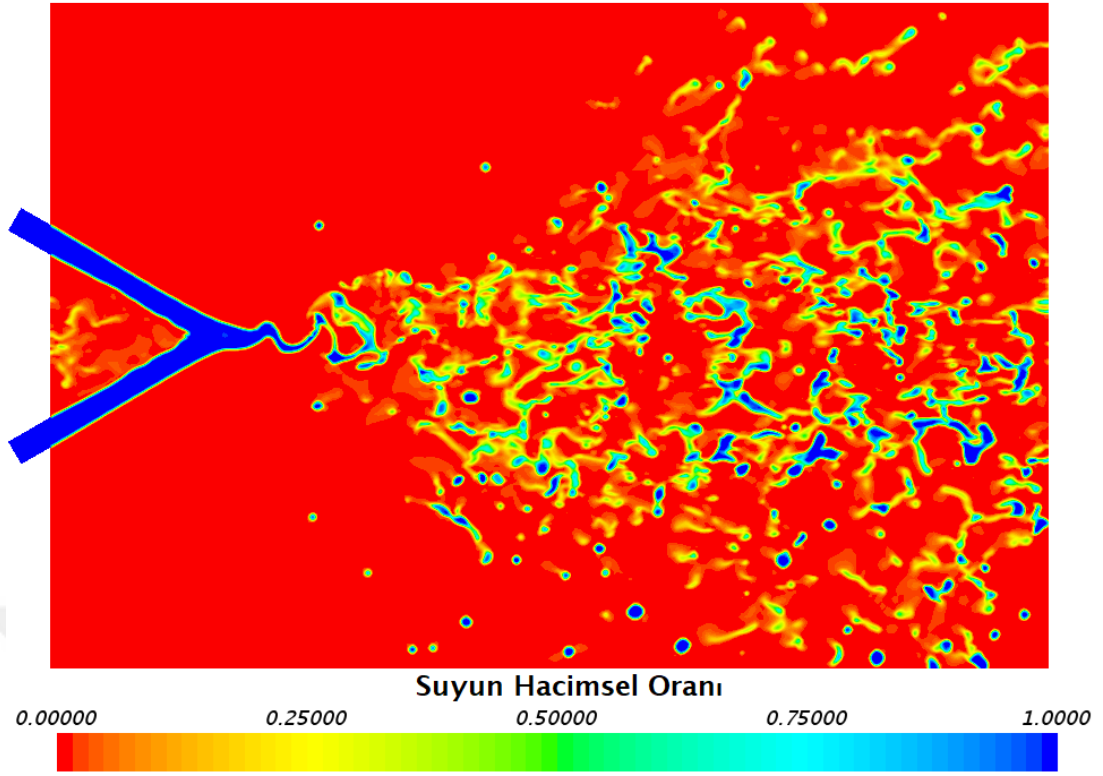
$$We = \frac{\rho u^2 D}{\sigma} \quad (4.1)$$

İkili özdeş ve üçlü özdeş çarpışmalı enjektörde jet hızları ve boru enjektör çapları aynı olup ikisinde de su kullanıldığı için Reynolds sayısı (Eşitlik 4.2) aynıdır ve yaklaşık 11750'dir. Bu durumda ise, yani ikili özdeş olmayan çarpışmalı jet enjektörde ise Weber sayısı sabit tutulduğunda Reynolds sayısı sıvı oksijen için yaklaşık olarak 30000, sıvı metan için ise 20000'dir.

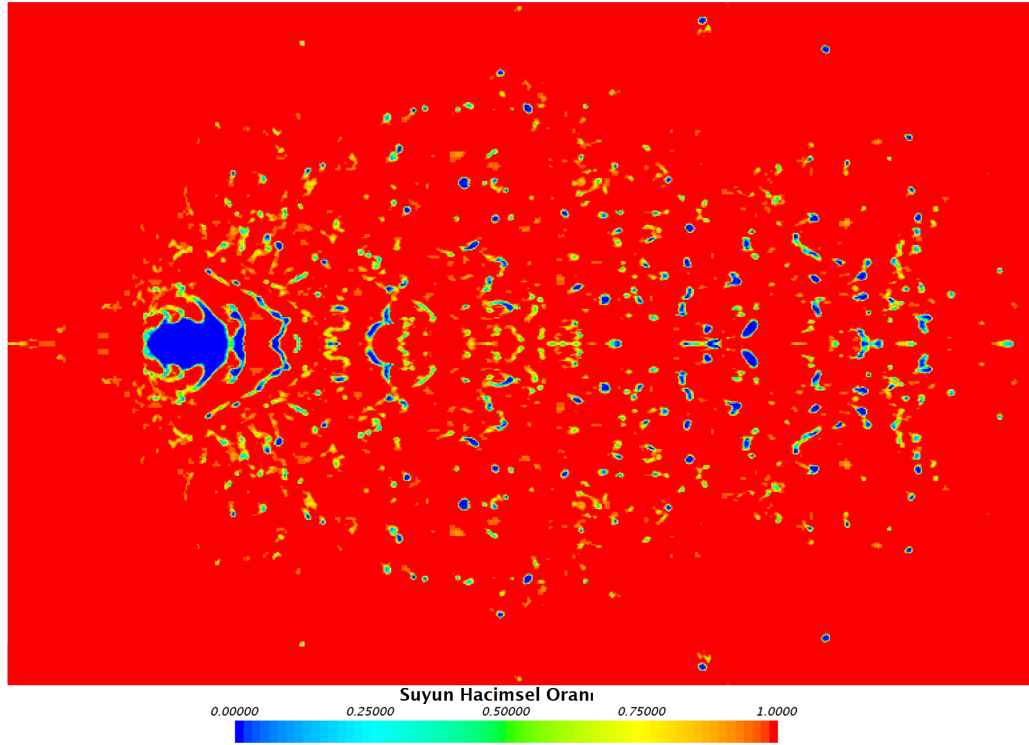
$$Re = \frac{\rho u D}{\mu} \quad (4.2)$$

Şekil 4.2'de havaya göre hacimsel oranın yan görünüm konturu verilmiştir. İki jet çarpıştıktan sonra parçalanmaya hızlı bir şekilde başlamaktadır. Su ile olan analizlere göre sınır tabaka kopma uzunluğunun yarısına kadar indiği gözlemlenmektedir. Ayrıca ara yüzeyler keskin bir şekilde görünmemekte olup daha çok dağılım şeklindedir. Bunun nedeni su analizlerine göre, sıvı metan ve sıvı oksijen çarpıştıktan sonra daha kısa sürede parçalanmaya başlayıp daha küçük boyutlarda damlacıklar oluşmaktadır. Çözüm ağı II bu damlacıkları yakalayabilecek çözünürlükte değildir. Şekil 4.3'de havaya göre hacimsel oranın üst görünümü verilmiştir. Aynı durum burada da görülmektedir.

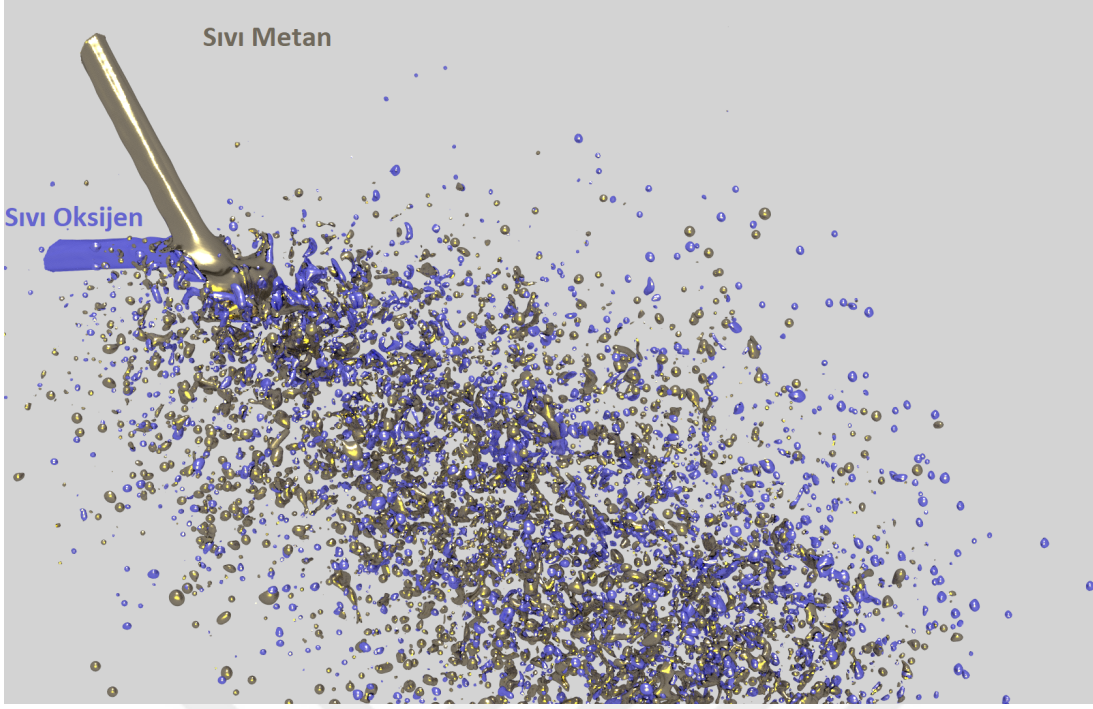
Şekil 4.4'te ikili özdeş olmayan enjektör için 6. ms'deki sprej görünümü verilmiştir. Parçalanma iki jet çarpıştıktan hemen sonra başlamaktadır ve çözüm alanını genel olarak küçük boyutlu damlacıklardan oluşmaktadır. Şekil 4.5 ve 4.6'da enjektör için damlacık-çap histogram dağılımı ve Weibull dağılımı yer almaktadır. En yüksek (peak) değerler 60 μ m değerlerine kadar düşmektedir.



Şekil 4.2: İkili çarpışmalı özdeş olmayan enjektör için 6. ms'deki hacimsel oran konturu (yan görünüm)



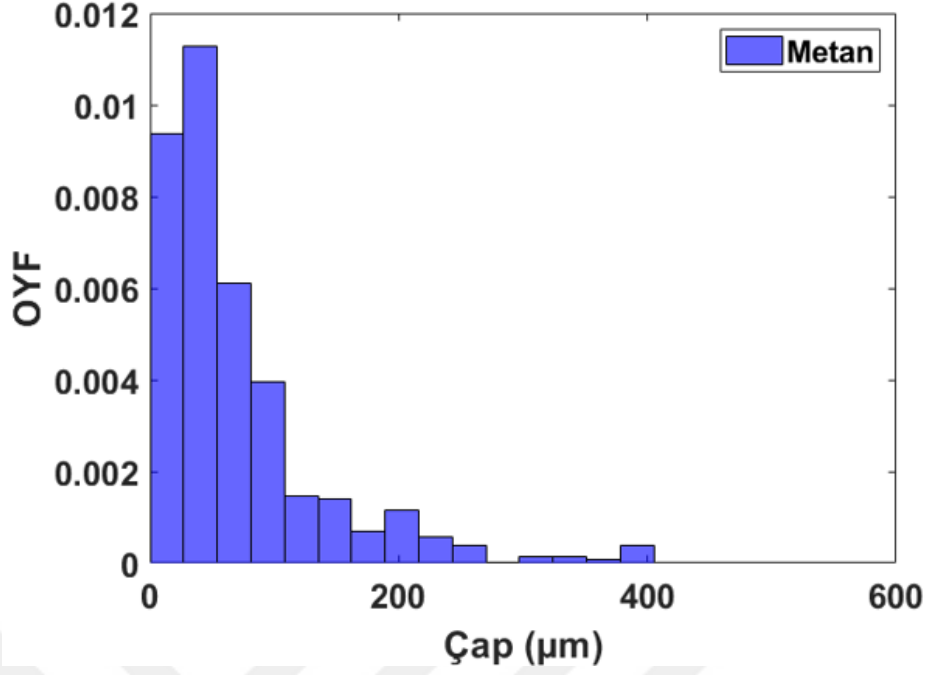
Şekil 4.3: İkili çarpışmalı özdeş olmayan enjektör için 6. ms'deki hacimsel oran konturu (üst görünüm)



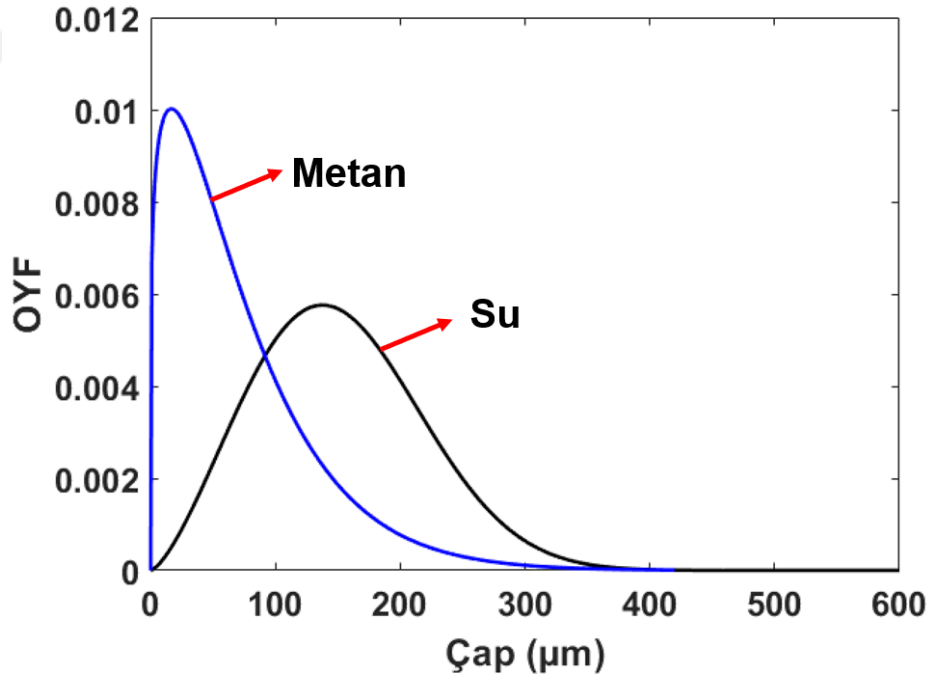
Şekil 4.4: İkili özdeş olmayan çarpışmalı enjektör için 6. ms'deki spray görünümü

Şekil 4.6 incelendiğinde, su ile metan arasında çap dağılımı olarak yüksek bir fark vardır. Yoğunluğu en yüksek olan çap değeri su için $140 \mu\text{m}$ civarında iken metan için $60 \mu\text{m}$ değerlerine düşmektedir. Su giriş hızı metana göre yüksek olsa da viskozitesi ve yüzey gerilim değeri metanın yaklaşık 6 katı kadardır. Sıvı metan yoğunluğu düşük olsa da viskozitedeki bu büyük fark Reynolds sayısını suya göre artırmaktadır. Daha türbülanslı bir akışa sahip olan sıvı metan daha küçük damlacıklara parçalanmaktadır.

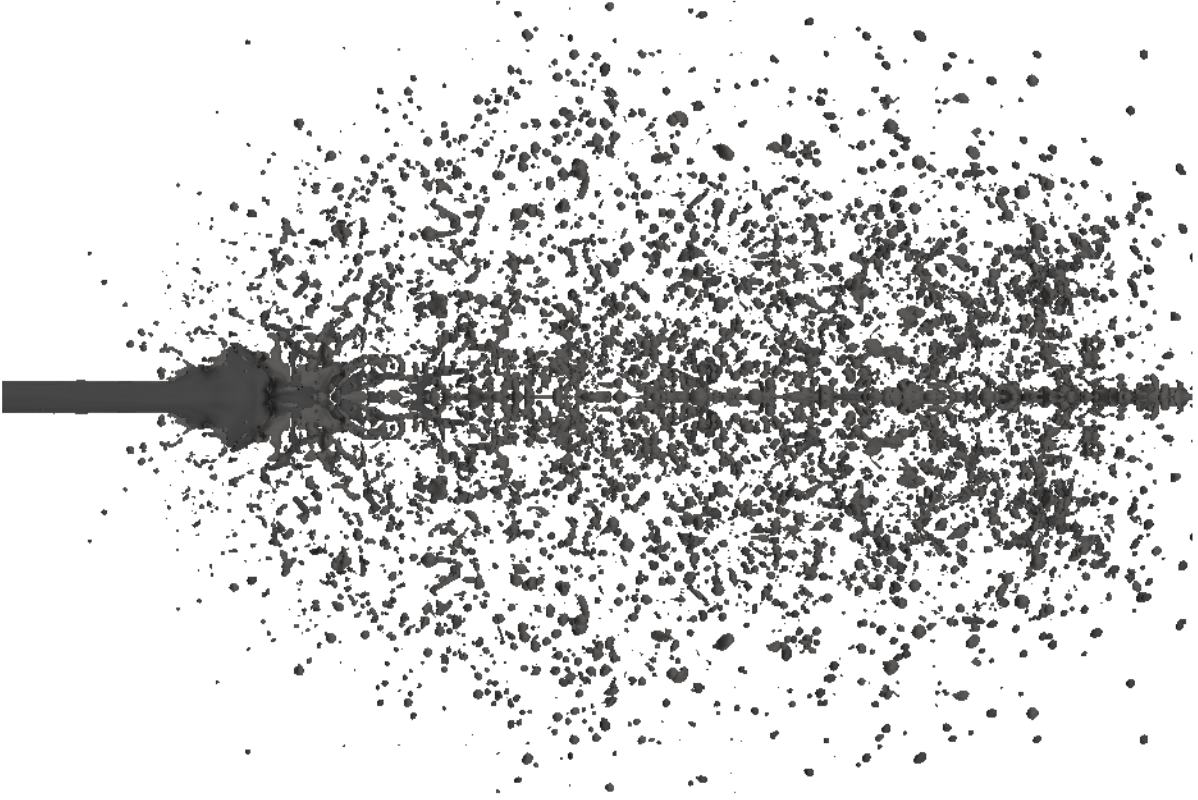
Spreyin 6. ms'deki görünümü Şekil 4.7'de verilmiştir. Ayrıca adaptif sayısal ağıncılık hacimsel oran konturuna göre değişimi Şekil 4.8 ve 4.9'da gösterilmiştir. Burada adaptif sayısal ağıncılık havanın hacimsel oranına bakarak sıkılaşır ya da büyür. Havanın olmadığı yerde sıvı fazlardan biri olacağı için bu bölgelerde çözüm ağıncılığını sıkılaştırır. Şekil 4.8'de çözüm ağıncılığının 6. ms'deki yandan görünümü ve Şekil 4.9'da üstten görünümü verilmiştir.



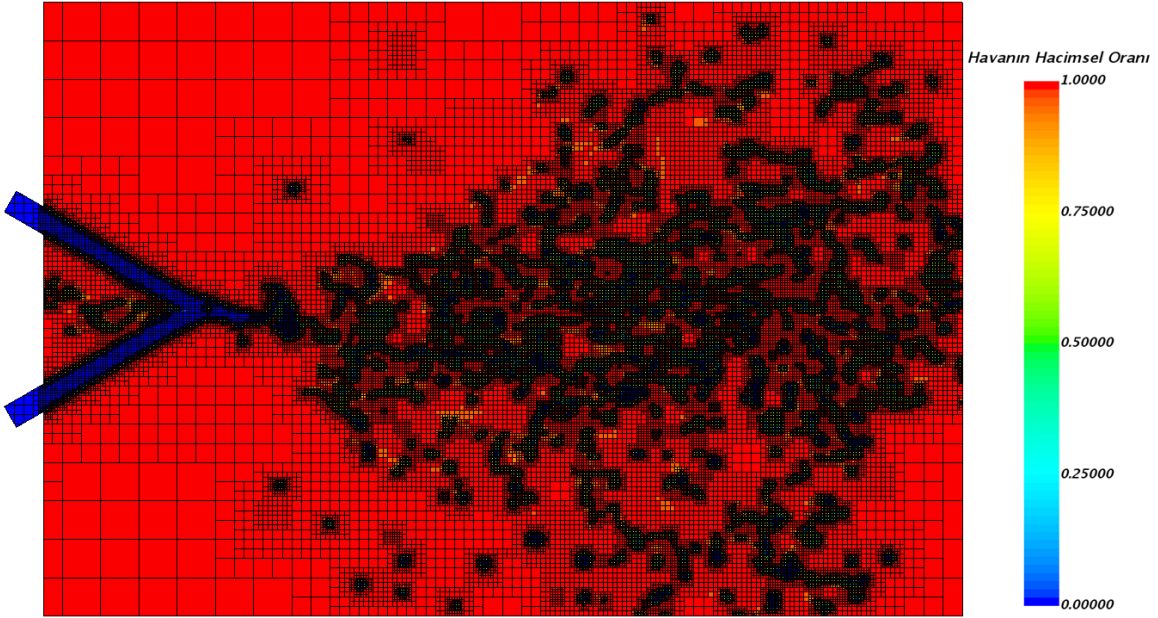
Şekil 4.5: İkili özdeş olmayan çarpışmalı enjektör için damlacık çap dağılımı (Histogram)



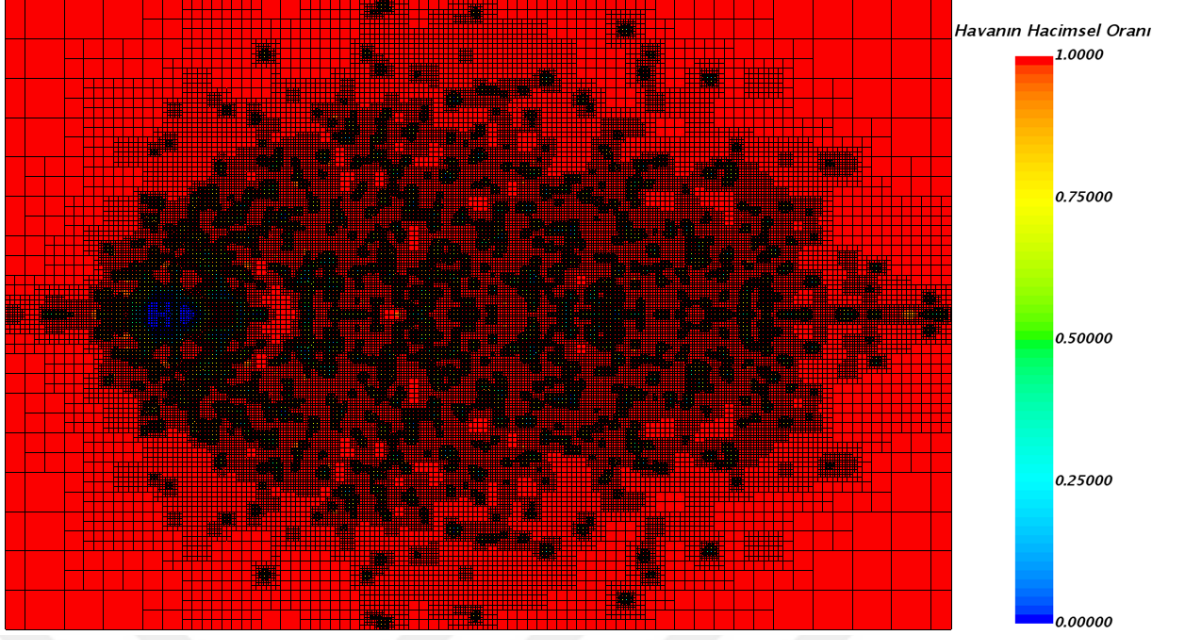
Şekil 4.6: İkili özdeş olmayan ve özdeş çarpışmalı enjektör için damlacık çap dağılımı karşılaştırılması (Weibull)



Şekil 4.7: 6. ms'deki sprej görünümü üstten



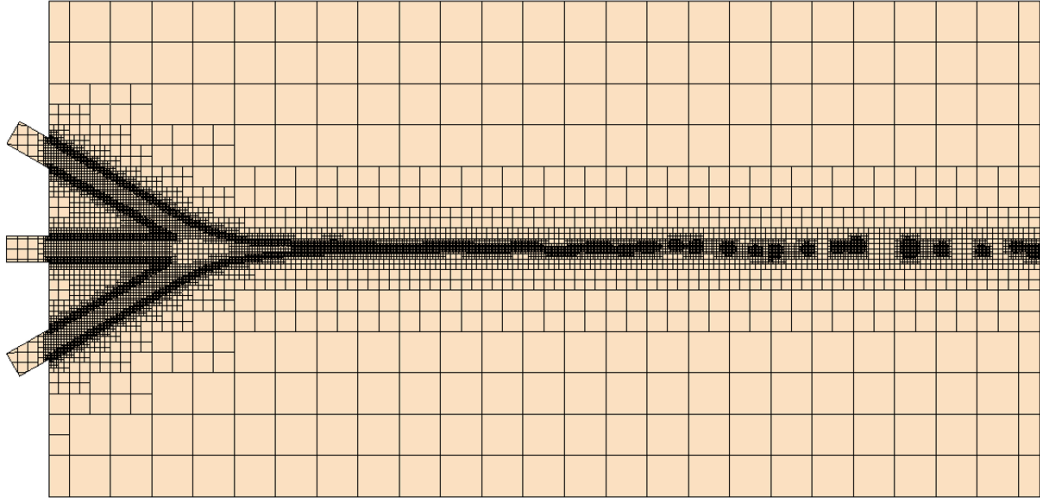
Şekil 4.8: ASA yandan görünüm



Şekil 4.9: ASA üstten görünüm

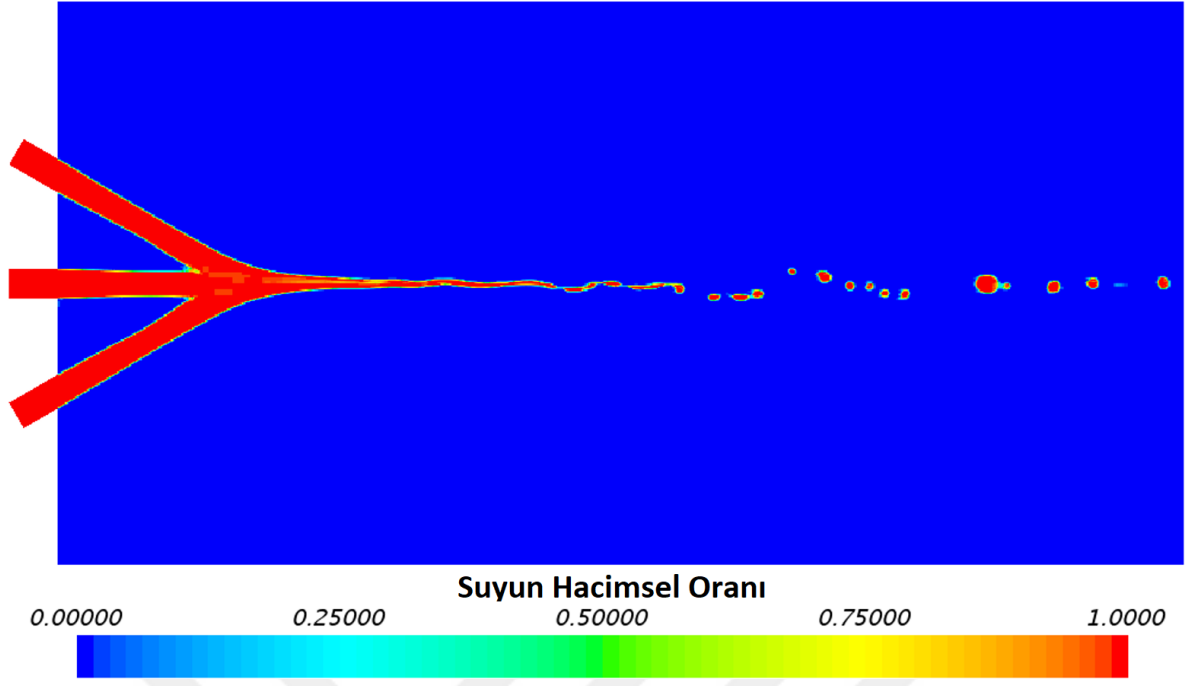
5. ÜÇLÜ ÇARPIŞMALI ÖZDEŞ ENJEKTÖR İÇİN ATOMİZASYON ÇALIŞMALARI

İkili çarpışmalı özdeş jet enjektör analizlerinden sonra, iki enjektör arasına aynı çapta üçüncü bir enjektör eklenerek aralarındaki açının 30 derece olduğu üçlü çarpışmalı özdeş jet enjektör konfigürasyonu oluşturulmuştur. Bu problem için aynı şekilde adaptif sayısal ağ metodu kullanılmıştır. En küçük hücre boyutu $31.25 \mu\text{m}$ olacak şekilde çözüm ağı II'deki tekniğin aynısı bu durum için de kullanılmıştır. Şekil 5.1'de 8. ms'deki çözüm ağı görüntüsü yan düzlemde gösterilmiştir.

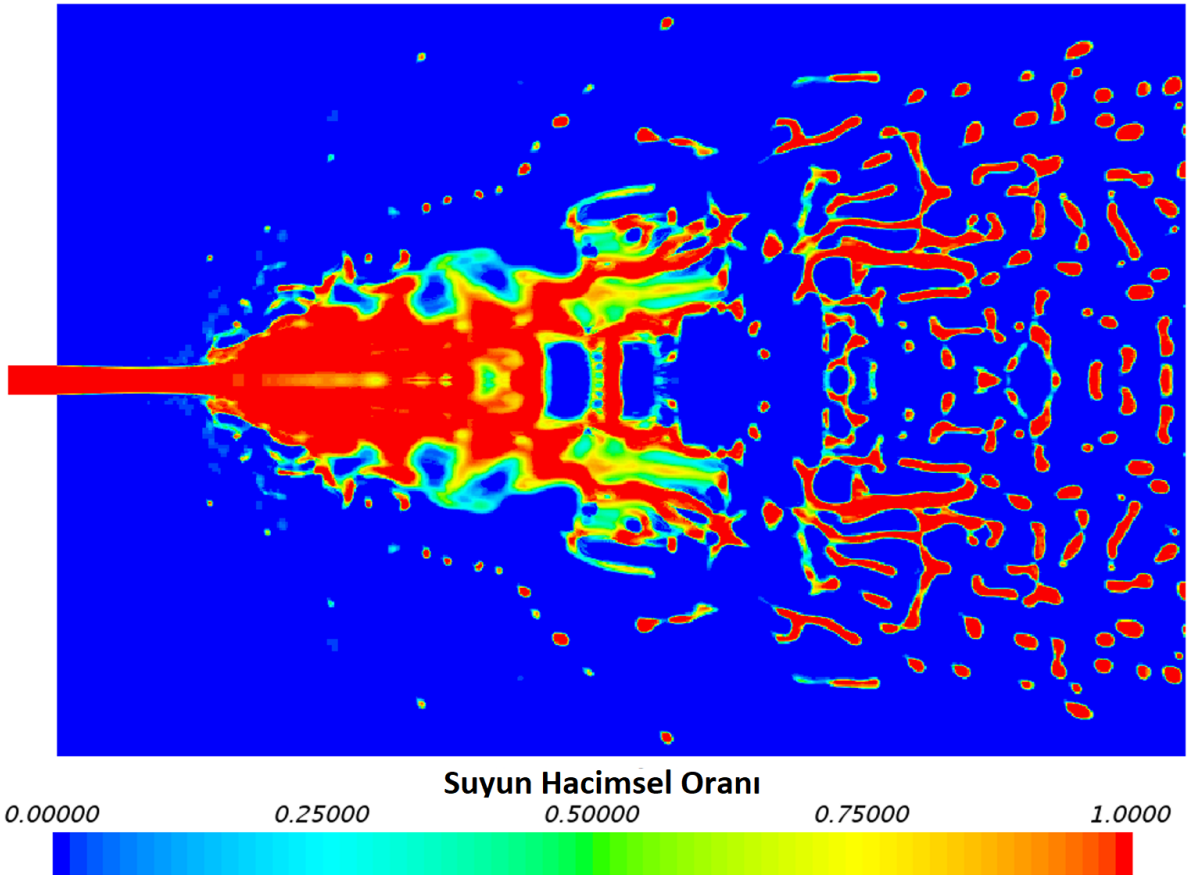


Şekil 5.1: Üçlü çarpışmalı enjektör için kullanılan adaptif çözüm ağı (8ms)

Şekil 5.2'de suyun hacimsel oranının yan görünüm konturu verilmiştir. üç jet çarpıştıktan sonra birleşerek ilerlemekte ve ikili jetteki gibi büyük genlikli darbe dalgaları oluşmamıştır. Dalga genliği yok denecek kadar az ve monoton bir yapı görülmektedir. Buradaki parçalanma daha çok yüzey gerilmesine bağlı oluşmaktadır. Ancak, üçlü enjektör için daha küçük boyutlu hücre içeren bir çözüm ağı kullanılarak çözüm ağından bağımsızlığı kontrol edilmelidir. Bunun düşünülmesindeki sebeplerden biri de Şekil 5.3 incelendiğinde sıvı tabakadaki kopmanın hemen öncesinde su ve hava faz arasındaki ara yüzeylerin yeterince keskin çözümlenmediğinin gözlemlenmesidir.

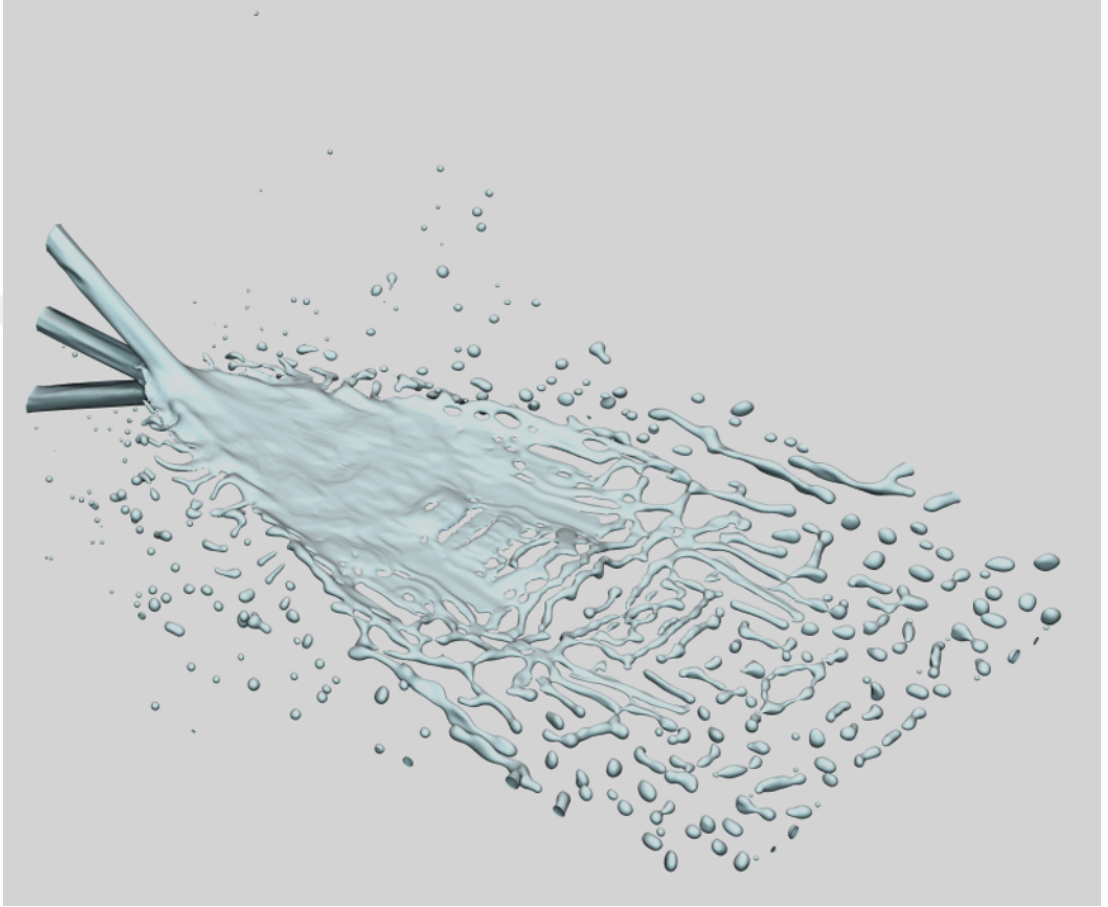


Şekil 5.2: Üçlü çarpışmalı enjektör için 8. ms'deki suyun hacimsel oran konturu (yan görünüm)

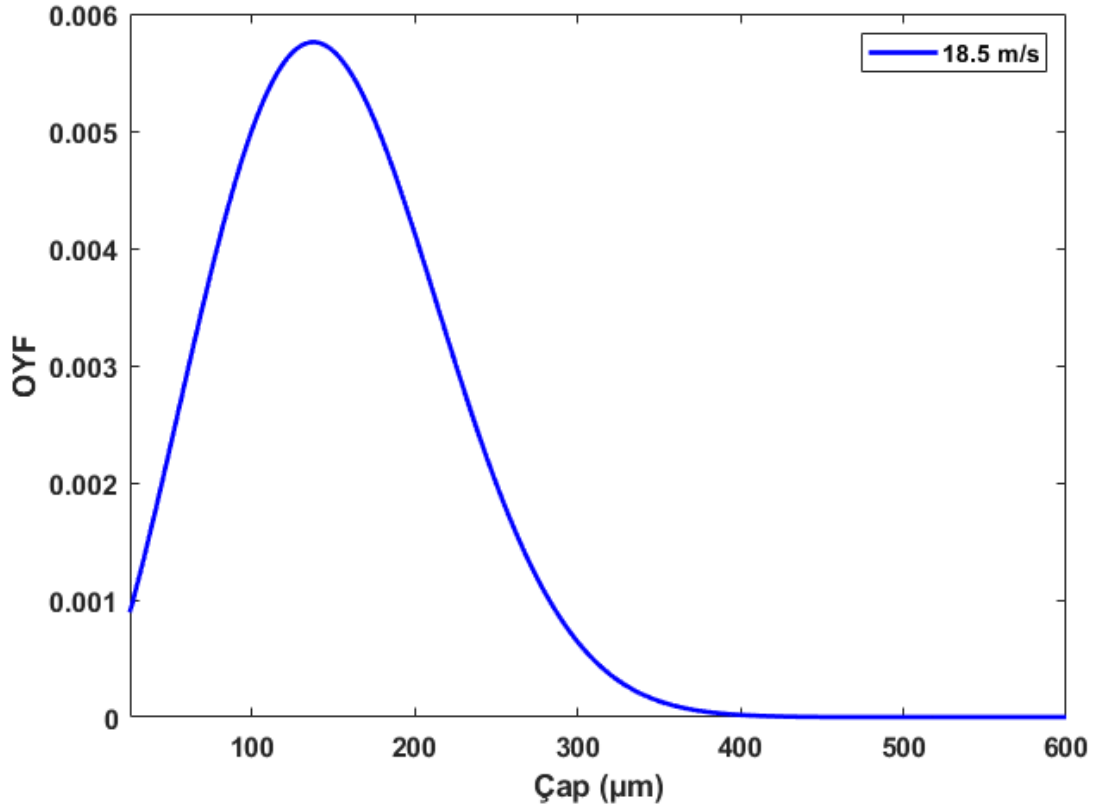


Şekil 5.3: Üçlü çarpışmalı enjektör için 8. ms'deki suyun hacimsel oran konturu (üst görünüm)

Şekil 5.4'te üçlü enjektör için 8. ms'deki sprej görünümü verilmiştir. Damlacıklar çözüm alanı çıkışına yakın yerlerde oluşmaktadır. Şekil 5.5'te üçlü enjektör için Weibull dağılımı uygulanmış damlacık-çap dağılımı yer almaktadır. En yüksek (peak) değerler 140 μm civarındadır. Sonraki bölümde ikili ve üçlü enjektörler karşılaştırılacaktır.



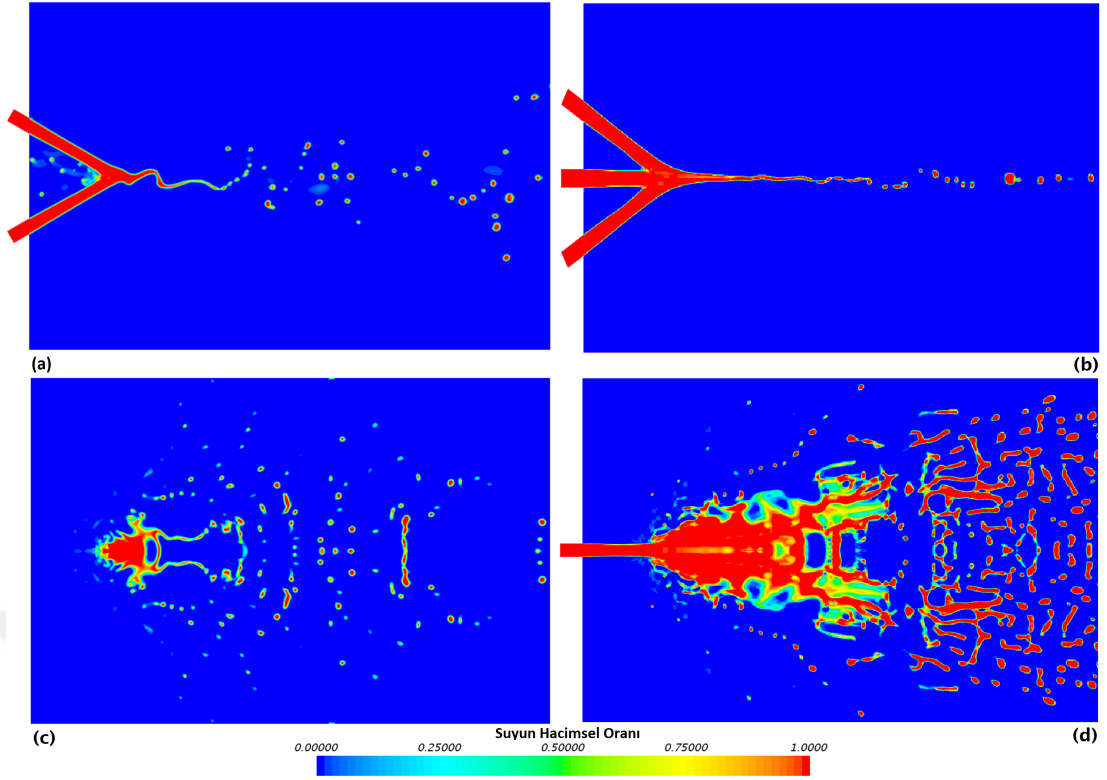
Şekil 5.4: Üçlü çarpışmalı enjektör için 8. ms'deki sprej görünümü



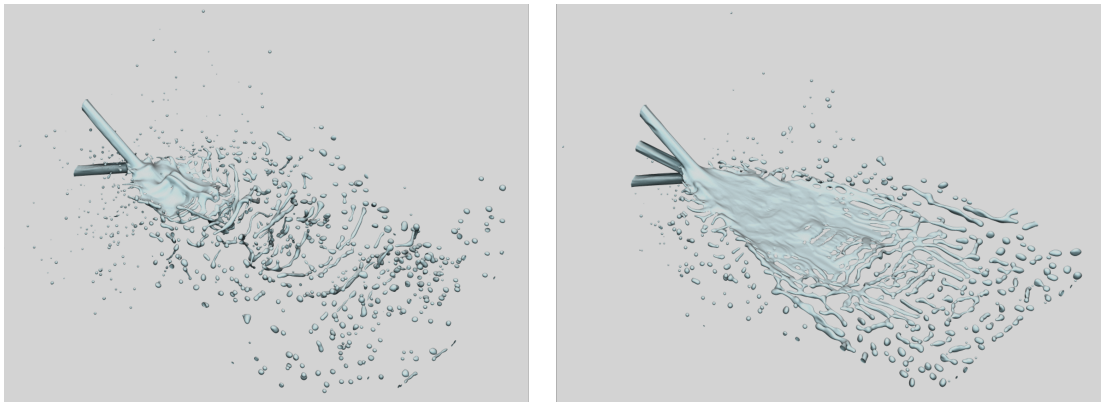
Şekil 5.5: Üçlü çarpışmalı enjektör için damlacık çap dağılımı (Weibull dağılımı)

5.1 İkili ve Üçlü Enjektörlerin Karşılaştırılması

Bu bölümde ikili ve üçlü çarpışmalı özdeş jet enjektörler karşılaştırılmıştır. İlk olarak sprey yapısını incelemek adına hacimsel oran konturları Şekil 5.6'da verilmiştir. Yan görünüm incelendiğinde darbe dalgası oluşumu ikili enjektörde daha etkili olup belirgin bir şekilde görülmektedir. Bu nedenle ikili enjektörde sıvı tabakanın kopmaya başlaması daha erken gözlemlenmiştir. Üst görünüm incelendiğinde de aynı durum gözlenmekte olup üçlü enjektörde kopma çarpışma noktasına göre daha uzakta gerçekleşmekte olup dağılım genelde orta düzlemin merkezi etrafındadır. Şekil 5.7'de 8. ms'deki spreye oluşumu görülmektedir. Buna göre ikili enjektörde çarpışmanın merkez çizgisinin üzerinde ve altında da damlacıklar oluşmuş olup y yönünde de bir dağılım mevcuttur.

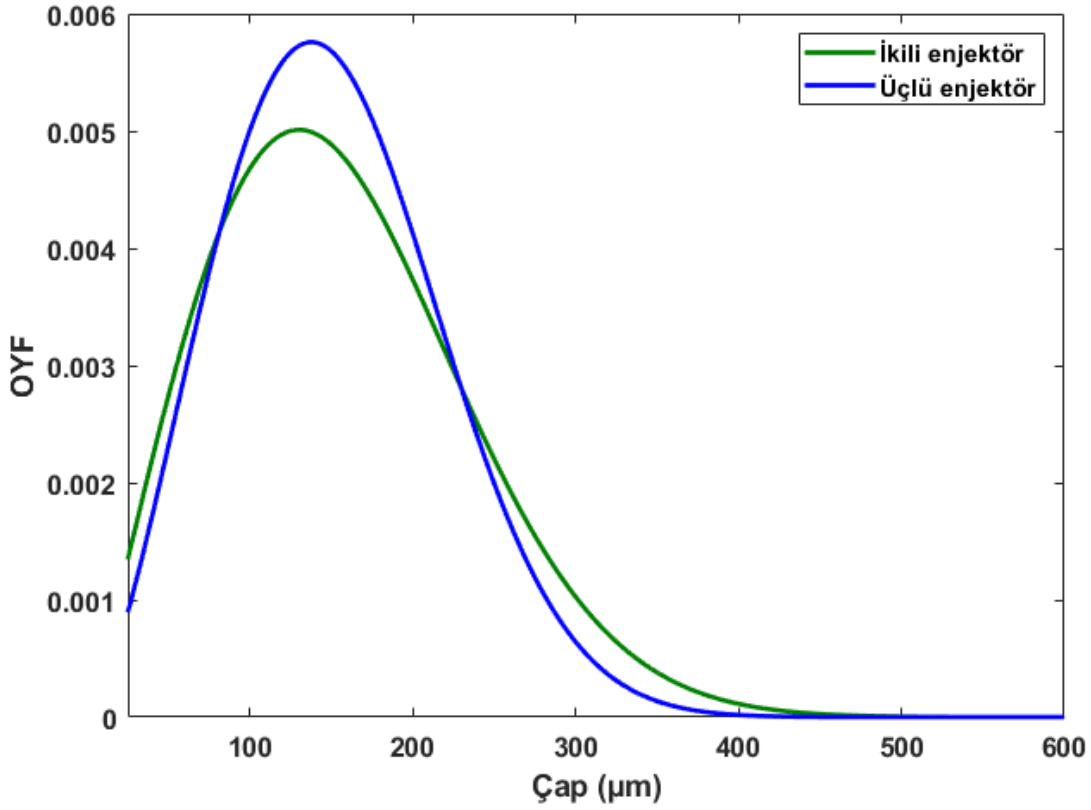


Şekil 5.6: İkili ve üçlü enjektörler için 8. ms'deki su hacim oranı konturları; (a) İkili enjektör yan görünüm, (b) üçlü enjektör yan görünüm, (c) ikili enjektör üst görünüm, (d) üçlü enjektör üst görünüm



Şekil 5.7: İkili (solda) ve üçlü enjektör (sağda) için 8. ms'deki spray görünümü

İkili enjektör ile karşılaştırıldığında çarpışma noktasından daha uzak bir noktada (18 mm) kopma gerçekleşmesine rağmen benzer bir çap dağılımı elde edilmiştir. Bu durumun nedeni jetlerin hızının aynı olmasına rağmen üçüncü jetin etkisi ile sıvı tabakanın havaya göre olan bağıl hızının artmasından dolayı olduğu düşünülmektedir. Çap dağılım karşılaştırılması 5.8'de gösterilmiştir.

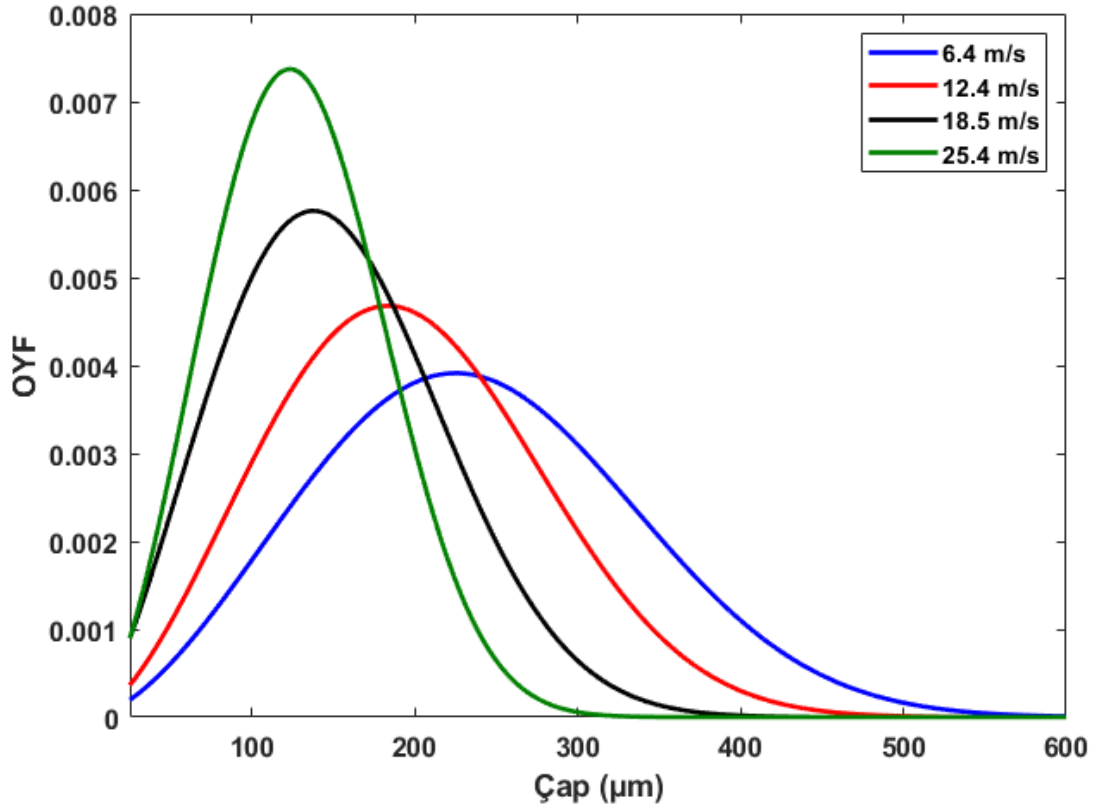


Şekil 5.8: İkili ve üçlü enjektör damlacık çap dağılımları

5.2 Farklı Giriş Hızlarında BBB Analizleri

Bu kısımda üçlü çarpışmalı jet enjektörlerde giriş hızının damlacık-çap dağılımına etkisi incelenmiştir. Şekil 5.9'da damlacık çap dağılımının giriş jet hızları ile ilişkisi verilmiştir. 6.4, 12.4, 18.5 ve 25.4 m/s hızlarda yapılan HAD analizleri için damlacık-çap dağılımları bulunmuştur. 25.4 m/s ile 18.5 m/s hızlar arasında en yüksek yoğunluğa sahip damlacık çapları arasındaki fark azdır ancak daha hızlı olan enjektör daha dar bir dağılıma sahip olup yoğunluk olarak fark çoktur. Giriş hızı arttıkça damlacık çaplarının küçüldüğü gözlemlenmiştir.

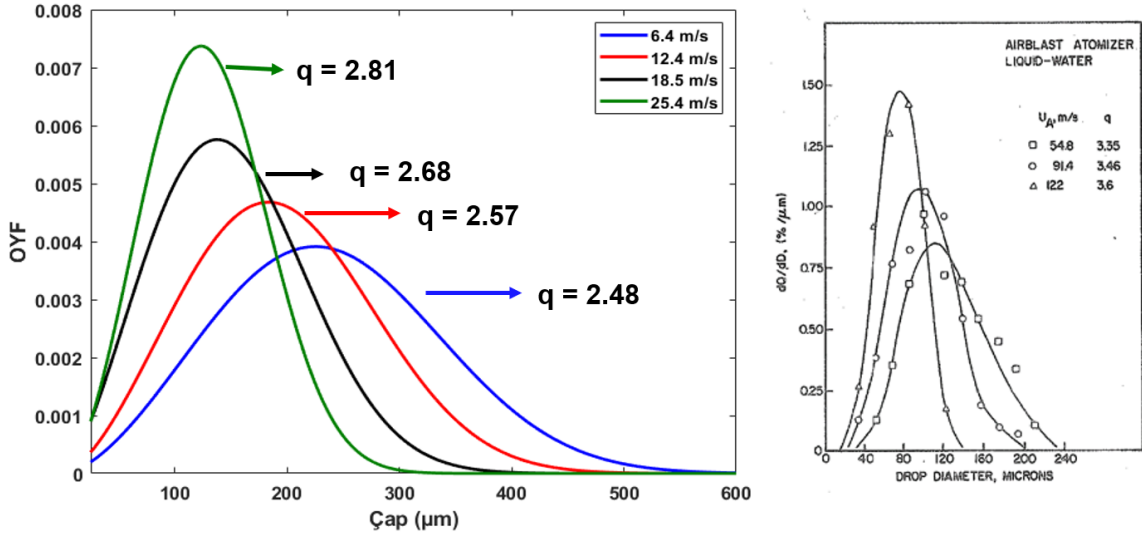
Hız arttıkça faz arasındaki hız farkı artacak ve parçalanma daha etkili olacaktır. Bu beklenen bir durumdur. Bu çalışma için de en küçük hücre boyutu 31.25 µm olarak belirlenmiştir. Ancak, daha hızlı bir durum için hücre boyutunu küçültüp damlacık çap dağılımı incelenmemiştir. Bu nedenle aynı çalışmanın daha küçük bir hücre boyutuna sahip çözüm ağı ile tekrarlanması gerekebilir. Bu işlemten sonra en yüksek çap değerleri azalabilir ya da yine aynı da kalabilir.



Şekil 5.9: Hız değişiminin damlacık boyut dağılımı üzerindeki etkisi

Şu anki durum için bir görüş belirtmek gerekirse, jet hızları arttıkça Reynolds sayısı yani türbülans artmaktadır. Aynı şekilde Weber sayısı da üstel olarak artmaktadır. Bu da akışın kaotikleşmesinin sıvı tabakanın daha küçük damlacıklara ayrılmasına neden olur. Böylelikle daha hızlı bir buharlaşma ve yanma sağlanacaktır. Tabii ki her zaman en küçük damlacık çapı en iyidir sonucu çıkarılamaz. Probleme göre sıvı tabakanın kopma yeri, dağılımı, duvarlar olan uzaklığı ve ya salınım frekansı gibi etkiler de düşünülmeli ve bunların hepsinin yanma verimine olan etkisi incelenerek bir seçim yapılmalıdır.

Şekil 5.10'da farklı hızlar için Rosin-Rammler dağılımı uygulandığında hesaplanan q değerleri verilmiştir. Bu değer arttıkça daha tekil bir dağılım ortaya çıkar. Şekilde sağdaki grafik Lefebvre'nin Atomization ve Sprays kitabındandır [50]. Şekil 5.10 incelendiğinde aynı eğilim analiz sonuçlarında da gözlenmiştir.



Şekil 5.10: Farklı hızlarda üçlü enjektör için Rosin-rammler dağılımı

6. SONUÇLAR VE GELECEKTE YAPILACAK ÇALIŞMALAR

6.1 Sonuçlar

Bu tez çalışması kapsamında AR ikili çarpışmalı özdeş jet enjektör için yapılan sprey ve atomizasyon deneylerinin hesaplamalı akışkanlar dinamiği analizleri gerçekleştirilmiştir.

Farklı çözüm ağı ve türbülans modelleri analizlerde kullanılmış olup bu problem için deneye göre en iyi çözümü veren modeller belirlenmiştir. Damlacık çap dağılımı sonuçları deney ile karşılaştırılmıştır. Çalışmalar neticesinde çözüm ağından bağımsız sonuçlar elde edilmiştir ve devamındaki çalışmalar için bu çözüm ağı kullanılmıştır. Toplamda 4 farklı çözüm ağı kullanılmıştır. Bu 4 farklı ağ sabit ve adaptif sayısal ağ olmak üzere 2 kategoriye ayrılmıştır. Sabit çözüm ağında 36 milyon hücre bulunmakta iken çözüm ağı I, II ve III'te sırası ile 800 bin, 1.4 milyon ve 8.1 hücre bulunmaktadır. En küçük hücre boyutu çözüm ağı III'te olup $15.625 \mu\text{m}$ 'dur. Çözüm ağı çalışmaları bölümünde adaptif bir çözüm ağı metodu geliştirilmiştir. Adaptif çözüm ağları kendi aralarında karşılaştığında çözüm ağı II ve III birbirlerine yakın ve başarılı sonuçlar vermiştir. Sabit çözüm ağı sonuçları da deney ile karşılaştırıldığında başarılı sonuçlar vermiştir. Bunun sonucunda adaptif sayısal ağın (ASA) deneye olan yaklaşımı sabit çözüm ağı ile aynı şekilde olmuştur ve bu metodun en büyük avantajı çok hızlı bir şekilde çok düşük bir maliyetle sonuç vermesi olmuştur. Tüm çözüm ağlarında BBB türbülans modeli kullanılmıştır ve daha sonra diğer türbülans modellerinden Realizable $k-\varepsilon$, SST $k-\omega$ ve Reynolds Stress Model denenmiştir. BBB dışındaki modellerde çarpışma ile oluşan ve kararsızlık yaratan darbe dalgaları görülmemiştir. Merkez de düz bir sıvı tabaka oluşmuş olup parçalanmalar doğru bir şekilde çözülememiş ve sıvı film neredeyse hiç kopmamaktadır. Bu nedenle bu çalışma için en uygun ve deneye yakın sonuç veren model BBB'dir.

İkili özdeş çarpışmalı jet analizlerinden sonra gerçek bir yakıt-oksitleyici çifti ile özdeş

olmayan jet enjektör analizleri gerçekleştirilmiştir. Çap boyutları su ile yapılan enjektöre göre yarı yarıya azalmıştır. Aynı koşullarda gerçekleştirilmediği için direk bir karşılaştırma yapmak zordur. Metan ve oksijen su ile aynı koşullarda sıvı fazında olmadığı için analizler farklı basınç ve sıcaklık altında yapılmıştır. Ancak çözüm ağı II bu problemi çözmekte yetersiz görülmektedir. Çünkü çap boyutları 2 hücre boyutuna kadar azalmıştır. Her ne kadar Weber sayısı sabit tutularak analizler yapılsa da Reynolds sayısı özdeş olmayan enjektör için artmıştır. Yüzey gerilmesi ve viskozitenin suya göre düşük olması parçalanmayı hızlandıran en büyük özelliklerdir.

İkili çarpışmalı jet enjektör analizlerinden sonra üçlü çarpışmalı özdeş jet enjektör analizi aynı koşullarda tekrarlanmıştır. Bu iki enjektör tipi birbiri ile karşılaştırıldığında, damlacık çap dağılımı olarak çok yakın sonuçlar alınmasına rağmen sıvı film karakteristiklerinin farklı olduğu gözlemlenmiştir. Üçlü enjektörde sıvı film daha ileride kopmakta, düz ve neredeyse dalgalı olmayan bir tabaka oluşturmaktadır. Bunun nedeni ortadaki jetin sıvı tabaka hızını eksenel yönde artırarak dalganın genliğini düşürmesi olarak düşünülmektedir. Kopma noktasının ileri gitmesi de buna bağlıdır. Bir neden de sıvı üçlü enjektör için kullanılan çözüm ağı II yeterli bir çözünürlük sağlayamamış olabilir. Bunun için daha yüksek çözünürlükte bir çalışma yapılarak bu konudaki kararsızlık giderilmelidir. Ayrıca, kopma noktası daha ileriye taşındığı için daha uzun bir geometride ve daha ilerideki bir düzlemde damlacık-çap dağılımı incelenebilir.

Üçlü jet enjektörler için farklı giriş hızlarında HAD analizleri gerçekleştirilmiştir. Sırası ile 6.4, 12.4, 18.5 ve 25.4 m/s hızlarında tamamlanan analiz sonuçlarına göre giriş hızı arttıkça yani Reynolds ve Weber sayıları arttıkça, çap dağılım eğrisi y eksenine yaklaşarak daha çok sayıda daha küçük çaplar elde edildiği gözlemlenmiştir. Bu çalışma için enjektör sayısından çok hızın çap dağılımında daha dominant olduğu gözlemlenmiştir.

6.2 Gelecekte Yapılması Planlanan Çalışmalar

Bu tez çalışmasında gerçekleştirilmiş olan analizlerin sonuçlarının iyileştirilmesi ve problemin daha detaylı incelenebilmesi için çalışmaların ilerletilmesi

planlanmaktadır. Bunun için öncelikli olarak özdeş olmayan enjektörler incelenerek Reynolds ve Weber sayılarının etkilerinin detaylı araştırılması planlanmaktadır. Ayrıca ikili özdeş olmayan ve üçlü enjektör için daha küçük boyutlardan oluşan bir çözüm ağında analizler gerçekleştirilerek çözüm ağından bağımsızlaştırmak hedeflenmektedir. Üçlü enjektör için aksenal hız yüksek olduğundan daha uzun bir geometri kullanarak parçalanmanın çarpışma noktasından daha ilerideki durumu araştırılabilir. Sadece Euler yaklaşımı uygulanan analizler için Lagrangian yaklaşımı da eklenerek ikincil parçalanma incelenebilir. Böylelikle daha az maliyetli birleştirilmiş "*coupled*" bir çözüm elde edilerek çıkarılan dağılımlar sonucu gerçek yakıt-oksitleyici çiftleri için reaksiyon içeren analizlerle bu enjektörlerin yanma verimine olan etkisi incelenebilir.

KAYNAKLAR

- [1] **Ryan, H.M., Anderson, W.E., Pal, S. and Santoro, R.J.** (1995), "Atomization Characteristics of Impinging Liquid Jets". *J. of Propulsion and Power*, Vol. 11(1), pp. 135-145.
- [2] **Yang, V. and Culick, F. E.** (1995), "Overview of Combustion Instabilities in Liquid-Propellant Rocket Engines". *Progress in Astronautics & Aeronautics*, Vol. 169, pp. 3-37.
- [3] **Donald J. Hautman,** (1991), "Spray Characterization of Like-on-Like Doublet Impinging Rocket Injectors". AIAA 91-0687.
- [4] **Anderson, W.E., Ryan, H.M. and Santoro, R.J.** (2006), "Impact Wave-Based Model of Impinging Jet Atomization". *Atomization and Sprays*, Vol. 16, pp. 791-805.
- [5] **Li, X., Arienti, M., Soteriou and M., Sussman, M.** (2010), "Towards an Efficient, High-Fidelity Methodology for Liquid Jet Atomization Computation". AIAA 2010-0210.
- [6] **Qiang, H., Liu, H., Chen, F. and Han, Y.** (2012), "Simulation on Jet Impingement Based on SPH Method". *Journal of Propulsion Technology*, Vol. 33, pp. 424-429.
- [7] **Chen, X., Ma, M. and Yong, V.** (2012), "Mechanism Study of Impact Wave in Impinging Jets Atomization". AIAA 2012-1089.
- [8] **Sussman, M. and Puckett, E., G.** (2000), "A Coupled Level Set and Volume-of-Fluid Method for Computing 3D and Axisymmetric incompressible Two-Phase Flows". *Journal of Computational Physics*, Vol. 162, pp. 301-337.
- [9] **Arienti, M., Li, X., Soteriou, M.C. and Eckett, C.A.** (2010), "Coupled Level-Set/Volume-of-Fluid Method for The Simulation of Liquid Atomization in Propulsion Device Injectors". *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, AIAA 2010-7136.
- [10] **Arienti, M., Li, X., Soteriou, M.C., Eckett, C.A., Sussman, M. and Jensen, R.J.** (2013), "Coupled Level-Set/Volume-of-Fluid Method for Simulation of Injector Atomization". *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 29, pp. 147-156.
- [11] **Zheng, G., Nie, W., Feng, S. and Wu, G.** (2014), "Numerical Simulation of the Atomization Process of a Like-doublet Impinging Rocket Injector". *2014 Asia-Pacific International Symposium on Aerospace Technology, APISAT2014*, Vol. 99, pp. 930-938.
- [12] **Dombrowski, N. and Hooper, P. C.** (1964), "A Study of The Sprays Formed by Impinging Jets in Laminar and Turbulent Flow". *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 18, No. 3, pp. 392-400.

- [13] **Yuan, T. and Huang, B.** (2011), "Effects of Momentum Rate on the Mixing on the Spray of Doublet Impinging Jets". *23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Ventura, CA.
- [14] **Taylor, G. I.** (1960), "Formation of Thin Sheets of Water". *Proc. R. Soc. Lond.*, 259, pp. 1-17.
- [15] **Heidmann, M.F., Priem, R. J. and Humphrey, J. C.** (1957), "A study of sprays Formed by Two Impinging Jets". NACA TN 3835.
- [16] **Li, R. and Ashgriz, N.** (2006), "Characteristics of Liquid Sheets Formed by Two Impinging Jets". *Physics of Fluids*, Vol. 18, No. 8, pp. 1-13.
- [17] **Lai, W. H. and Wang, H. C.** (2002), "Flow Patterns Generated by Like- and Unlike-Doublet Impinging Jets". *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, AIAA 2002-3700, Indianapolis, IN.
- [18] **Lai, W. H., Huang, W., and Chu, C. J.** (2004), "Atomization and Mixing Characteristics of an Unlike-Doublet Impinging-Jet Spray". *International Journal of Turbo & Jet Engines*, Vol. 21, No. 2, pp. 127-134.
- [19] **Bailardi, G., Negri, M. and Ciezki, H. K.** (2010), "Several Aspects of the Atomization Behavior of Various Newtonian Fluids with a like-on-like Impinging Jet Injector". *23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Brno, Czech Republic.
- [20] **Jung, K., Khil, T., Yoon, Y., and Roh, T. S.** (2002), "The breakup characteristics of liquid sheets formed by like-doublet injectors". *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, AIAA 2002-4177, Indianapolis, IN.
- [21] **Inoue, C., Watanabe, T. & Himeno, T.** (2008), "Study on Atomization Process of Liquid Sheet Formed by Impinging Jets". *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Hartford, CT.
- [22] **Inoue, C., Watanabe, T. & Himeno, T.** (2009), "Liquid Sheet Dynamics and Primary Breakup Characteristics at Impingement Type Injector". *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Denver, Colorado.
- [23] **Rupe, J.H.** (1953), "The Liquid-Phase Mixing of a Pair of Impinging Streams". *Jet Propulsion Laboratory, Progress Report 20-195*, California Institute of Technology, Pasadena, CA.
- [24] **Rupe, J.H.** (1956), "A Correlation Between the Dynamic Properties of a Pair of Impinging Streams and the Uniformity of the Mixture-ratio Distribution in the Resulting Spray". *Jet Propulsion Laboratory, Progress Report 20-209*, California Institute of Technology, Pasadena, CA.
- [25] **Versteeg, H.K. & Malalasekera, W.** An Introduction to Computational Fluid Dynamics. *Pearson Education*, "Second Edition, pp. 21-25", (2007).
- [26] **Sclichting, H.** "Boundary-Layer Theory". *McGRAW HILL*, Seventh Edition, (1979).

- [27] **Cushman-Roisin, B.** "Environmental Fluid Mechanics, Chapter 8 ,Turbulence". *John Wiley & Sons, Inc*, pp. 135-145, (2019).
- [28] **Tennekes, H. & Lumley, J.L.** "A First Course in Turbulence". *The MIT Press*, Boston, (1972).
- [29] **Boussinesq, J.** (1877), "Essai sur la theorie des eaux courantes". *Memoires presentes par divers savants a l'Academie des Sciences de l'Institut National de France, Tome XXIII*, No 1, Imprimerie Nationale, Paris.
- [30] **Schmitt, F.G.** (2007), "About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity". *Comptes Rendus Mecanique*, 335 ((9-10)): 617-627.
- [31] **Jones, W.P. and Launder, B.E.** (1972), "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 301-314.
- [32] **Shih, T.H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z., Zhu, J.** (1995), "New $k - \epsilon$ Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows". *Computers Fluids*, Vol. 24, No. 3, pp. 227-238.
- [33] **SIEMENS.** (2019), "Simcenter STAR CCM+ Theory Guide". *Siemens PLM Software*.
- [34] **Komogorov, A.G.** (1942), "Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Fluid". *Izv Akad Nauk Ser Phys* 6, Vol. 1, 56.
- [35] **Saiy, M.** (1974), "Turbulent Mixing of Gas Streams". *PhD Thesis, Imperial College, University of London*.
- [36] **Spalding, D.B.** (1979), "Mathematical Models of Turbulent Transport Processes". *HTS/79/2, Imperial College, Mech.Eng.Dept*.
- [37] **Wilcox, D.C.** (1988), "Reassessment of the Scale Determining Equation for Advanced Turbulence Models". *AIAA J.*, Vol.26, No.11, p1299.
- [38] **Wilcox, D.C.** (1993), "Turbulence Modelling for CFD". *DCW Industries, La Canada, California, USA*.
- [39] **Wilcox, D.C.** (2008), "Formulation of the $k - \omega$ Turbulence Model Revisted". *AIAA J.*, Vol.46, No.11, p2823.
- [40] **Speziale, C.G., Abid, R. and Anderson, E.C.** (1990), "A Critical Evaluation of Two-Equation Turbulence Models for Near-Wall Turbulence". *AIAA Paper 90-1481*.
- [41] **Menter, F.R.** (1992), "Improved Two-Equation $k - \omega$ Turbulence Model for Aerodynamic Flows". *NASA TM-103975*.
- [42] **Menter, F.R.** (1993), "Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows". *24th Fluid Dynamics Conference, Orlando*.
- [43] **Menter, F.R.** (1994), "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications". *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605.
- [44] **Chou, P.** (1945), "On Velocity Correlations and the Solutions of the Equations of Turbulent Fluctuation". *Quarterly of Applied Mathematics*, 3(1), pp. 38-54.

- [45] **Rotta, J.** (1951), "Statistische Theorie Nichthomogener Turbulenz". *Zeitschrift für Physik A*, 129(6), pp. 547-572.
- [46] **Smagorinsky, J.** (1963), "General Circulation Experiments with the Primitive Equations". *Monthly Weather Review*, Vol. 91(3), pp. 99-164.
- [47] **Nicaud, F. & Ducros, F.** (1999), "Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor Flow". *Turbulence and Combustion*, Vol. 62, No. 3, pp. 183-200.
- [48] **Anderson, W.E., Ryan, H.M., Santoro, R.J. and Hewitt, R.E.** (1995), "Combustion Instability Mechanism in Liquid Rocket Engines Using Impinging Jet Injectors". *31st AIAA/SAE/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference*, AIAA 95-2357.
- [49] **Han, J. & Morag, C.** (1995), "The Influence of the Sigmoid Function Parameters on the Speed of Backpropagation Learning". In: *Mira J., Sandoval F. (eds) From Natural to Artificial Neural Computation. IWANN 1995. Lecture Notes in Computer Science*, Vol. 930, pp. 195-201.
- [50] **Lefebvre, A.H.** "Atomization and Sprays". *CRC Press Taylor & Francis Group, LLC*, pp. 82-91, Boca Raton, NW, (1989).

ÖZGEÇMİŞ

Ad-Soyad : Burak Cenik
Uyruđu : Türkiye Cumhuriyeti
Dođum Tarihi ve Yeri : 14.01.1994 ve Ankara
E-posta : burakcenik3@gmail.com

ÖĐRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2016, TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Makine Bölümü

MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

| Yıl | Yer | Görev |
|-----------|--|--|
| 2016-2019 | TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü | Proje Burslu Burslu Yüksek Lisans Öğrencisi |

YABANCI DİL: İngilizce, Almanca

TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- **Cenik B.**, Suer T.S., (2019). Atomization and Combustion Characteristics of Impinging Injectors in Liquid Rocket Engines, 10th. Ankara International Aerospace Conference, Sep 18-20, Ankara, Türkiye.

DİĞER TÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- Suer T.S., **Cenik B.**, (2019). Regenerative Cooling of a Liquid Rocket Engine Walls Using CFD-CHT Modelling, 10th. Ankara International Aerospace Conference, Sep 18-20, Ankara, Türkiye.

