İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DİKEY DALAN SU JETİ İÇİN FARKLI JET ÇIKIŞ GEOMETRİLERİNİN HAVALANDIRMA MİKTARINA ETKİSİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Burak Alp KARAN

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Isı Akışkan Programı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Yakup Erhan BÖKE
Eş Danışman: Dr. Zafer GEMİCİ

HAZİRAN 2017

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DİKEY DALAN SU JETİ İÇİN FARKLI JET ÇIKIŞ GEOMETRİLERİNİN HAVALANDIRMA MİKTARINA ETKİSİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Burak Alp KARAN
(503141142)

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Isı Akışkan Programı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Yakup Erhan BÖKE
Eş Danışman: Dr. Zafer GEMİCİ

HAZİRAN 2017

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 503141142 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi **Burak Alp KARAN**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "**DİKEY DALAN SIVI JETİ İÇİN FARKLI JET ÇIKIŞ GEOMETRİLERİNİN HAVALANDIRMA MİKTARINA ETKİSİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ"** başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı :	**Doç.Dr. Yakup Erhan BÖKE** İstanbul Teknik Üniversitesi	.....
Eş Danışman :	**Dr. Zafer GEMİCİ** Mir Araştırma ve Geliştirme A.Ş.	.....
Jüri Üyeleri :	**Prof. Dr. İsmail TEKE** Yıldız Teknik Üniversitesi	.....
	Yrd.Doç.Dr.İsmail Yalçın URALCAN İstanbul Teknik Üniversitesi	.....
	Yrd.Doç.Dr.Sertaç Çadırcı İstanbul Teknik Üniversitesi	.....

Teslim Tarihi : 05 Mayıs 2017
Savunma Tarihi : 05 Haziran 2017

ÖNSÖZ

Dalan sıvı jetlerinin araştırılması gibi çok farklı ve bir o kadar da zorlayıcı bir konuda bana çalışma imkânı sağlayan Mir Araştırma ve Geliştirme A.Ş. firmasına, sağlamış olduğu bütün imkânlarından ve iş arkadaşlarım tarafından çalışma boyunca bana verilen motivasyondan dolayı teşekkür ederim. Bu konuda çalışma hakkında bana ilk fikri sağlayan ve tez çalışmaları boyunca beni yönlendiren ve desteğini hiçbir şekilde esirgemeyen Sn. Dr. Zafer GEMİCİ'ye teşekkürü bir borç bilirim.

Tez çalışması kapsamında fikirlerinden yararlandığım ve hiçbir zaman beni geri çevirmeyen kıymetli hocam Sn. Doç. Dr. Yakup Erhan BÖKE'ye verdiği bütün desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Sayısal çalışmalarda yaptıkları yardımlardan dolayı çok değerli arkadaşlarım Ensar TÜTÜNCÜ'ye ve Mehmet Barış ÇİFTÇİ'ye bütün çabalarından ötürü teşekkür ederim.

Hem maddi hem de manevi bütün konularda bana yardımcı olan ağabeylerim Sn. Şükrü SARITEN'e ve Ali ÖZTÜRK'e zor zamanlarımda yanımda oldukları için teşekkür ederim.

Hayatımın her anında olduğu gibi bu tezin yazımı aşaması boyunca da bana sürekli olarak destek olan ablalarım Emel KARAN'a ve Sevinç KARAN'a teşekkür ederim.

Mayıs 2017

Burak Alp KARAN
(Makine Mühendisi)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ ..... **v**
İÇİNDEKİLER ..... **vii**
KISALTMALAR ..... **ix**
SEMBOLLER ..... **xi**
ÇİZELGE LİSTESİ ..... **xiii**
ŞEKİL LİSTESİ ..... **xv**
ÖZET ..... **xvii**
SUMMARY ..... **xix**
1. GİRİŞ **1**
1.1 Tezin Amacı 5
1.2 Literatür Araştırması 5
2. DALAN SU JETİ İLE HAVA SÜRÜKLENMESİ **17**
2.1 Boyutsal Analiz 17
2.2 Su Jetinin Temel Hidrodinamik Özellikleri 20
2.2.1 Jet çapı ve hızı 20
2.2.2 Sıvı jetlerin ayrılma uzunluğu 22
2.3 Jet Etrafındaki Hava Sınır Tabakası 22
2.4 Hava Sürüklenme Mekanizmaları 24
2.4.1 Yüksek viskoziteli jetler için sürüklenme mekanizmaları 24
2.4.2 Düşük viskoziteli jetler için sürüklenme mekanizmaları 28
2.5 Hacimsel Sürüklenme Debisi 38
2.6 Nüfuziyet Derinliği 43
2.7 Hava Oyuğu Karakteristik Boyutları 44
3. TÜRBÜLANS VE İKİ FAZLI AKIŞ MODELİ **49**
3.1 Büyük Girdap Simulasyonu (LES) Yöntemi 54
3.1.1 Yöneten denklemler 55
3.1.2 Filtreleme 56
3.1.3 Favre filtreli navier stokes denklemleri 58
3.1.4 Filtre altı ölçeği modelleri 61
3.2 Akışkan Hacmi Yöntemi (Volume of Fluid-VOF) 66
3.2.1 Arayüzey oluşum algoritması 69
3.2.2 Yüzey geriliminin modellenmesi 74
3.2.3 Akışkan hacmi adveksiyon algortiması 76
3.3 İki Fazlı Yöneten Denklemler 78
4.DALAN SIVI JETİNİN MODELLENMESİ VE ANALİZLERİN SONUÇLARI **81**
4.1 Geometri ve Çözüm Ağı 82
4.2 Sınır ve Başlangıç Koşulları 91
4.3 Sayısal Yöntemler ve Simulasyon 92
4.3.1 Ayrıklaştırma 93

4.3.2 Yakınsama 101
4.3.3 Courant Friedrichs Lewy şartı 101
4.3.4 Fazların tanımlanması ve fiziksel özelliklerin belirlenmesi 102
4.4 Simulasyon sonuçları 103
4.4.1 İlk çarpma anındaki özellikler 103
4.4.2 Sürekli rejimdeki özellikler 113
4.4.3 Hava Sürüklenme Debileri 124
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 125
KAYNAKLAR 129
ÖZGEÇMİŞ 137

KISALTMALAR

2B : 2 boyutlu
3B : 3 boyutlu
ANN : Artificial Neural Network
CCD : Charge Coupled Device
CFL : Courant Friedrich Lewy
CMFD : Computational Multi Fluid Dynamics
CSF : Continuum Surface Force
CSS : Continuum Surface Stress
DNS : Direct Numerical Simulation
EM : Eulerian Model
HAD : Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
LDV : Laser Doppler Velocimetry
LES : Large Eddy Simulation
MM : Multiphase Mixture
MUSIG : Multiple Size Group
PLIC : Piecewise Linear Interface Capture
RANS : Reynolds Averaged Navier Stokes
rPBE : reduced population balance equations
SGS : Subgrid Scale
SLIC : Simple Line Interface Capture
URANS : Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes Equation
VOF : Volume of Fluid

SEMBOLLER

$\mathbf{CO_2}$	: Karbondioksit
$\mathbf{H_p}$	: Yükseklik
$\mathbf{L_a}$	: Uzunluk
$\mathbf{Q_h}$	: Debi
$\mathbf{V_h}$	: Hız
$\mathbf{u'}$	: Hız
Bo	: Bond sayısı
G	: Gauss filtre fonksiyonu
n	: Normal yönü
Oh	: Ohnesorge sayısı
p	: Basınç
q	: Isı akısı
Re	: Reynolds sayısı
S	: Gerilme oranı
C	: Denklem katsayısı
Ca	: Capillary sayısı
D	: Çap
Fr	: Froude sayısı
M	: Viskozite oranı
We	: Weber sayısı
g	: Yer çekim ivmesi

Yunan Harfleri

$\emptyset$	: Skaler büyüklük
Δ	: Test filtresi uzunluğu
$\boldsymbol{\gamma}$	: Yoğunluk oranı
$\boldsymbol{\theta}$	: Açı
$\boldsymbol{\lambda}$	: Dalga boyu
$\boldsymbol{\lambda}$	: Dalga boyu
$\boldsymbol{\mu}$	: Kinematik viskozite
$\boldsymbol{\nu}$	: Dinamik viskozite
$\boldsymbol{\xi}$	: Eğim parametresi
$\boldsymbol{\rho}$	: Yoğunluk
$\boldsymbol{\sigma}$	: Yüzey gerilme katsayısı-gerilme tensörü
$\boldsymbol{\alpha}$	: Hacimsel oran
$\boldsymbol{\beta}$	: Sınır tabaka kalınlığı katsayısı
$\boldsymbol{\delta}$	: Kronocker delta
$\boldsymbol{\tau}$	: Kayma gerilmesi

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 2.1: Boyutsuz sayılar ve açıklamaları **19**
Çizelge 2.2: Literatürde önerilen çeşitli havalandırma eşik değerleri **28**
Çizelge 4.1: Modelere ait geometrik özellikler **83**
Çizelge 4.2: Alanlara göre çözüm hücrelerinin dağılımı **90**
Çizelge 4.3: Alanlara göre hücre kaliteleri değerleri **90**
Çizelge 4.4: Alanlara göre hücre kaliteleri değerleri **92**
Çizelge 4.5: İlk çarpma anında jetlerin özellikleri **112**

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1 : Jetin karakteristik özellikleri **21**
Şekil 2.2 : Dalma noktası etrafında hava sürüklenmesinin başlangıcı a) Artan jet hızı ile menisküs oluşumu b) Kayma gerilmelerinin etkin olduğu sürüklenme başlangıcı [.....**25**
Şekil 2.3 : Yüksek viskoziteli jetler için kritik sürüklenme şartları. Veriler Lorrencau ve Lin&Donnelly'nin çalışmalarından derlenmiştir. Bağlanım çizgisi ise denklem içermektedir. **27**
Şekil 2.4: Farklı hızlardaki düşük viskoziteli jetler için havalandırma mekanizmaları (a) Çimdiklenme ile hava sürüklenmesi b) kararsız hava oyuğu ile hava sürüklenmesi **30**
Şekil 2.5: Çeşitli yazarlardan elde edilen düşük viskoziteli ve çalkantılı jetler için kritik sürüklenme şartları **31**
Şekil 2.6: (a) Viskoz jetler(b) düşük dalgalanma (c) düşük hız yüksek dalgalanma (d) yüksek hızlı jetler.....**32**
Şekil 2.7: Girdap ve sürüklenme etkileri ile oluşan ters menüsküs **34**
Şekil 2.8: Düşük dalgalanmalı jetlerde hava sürüklenme silsilesi (a) İki adet sap ile bağlı hava kabarcıkları (b) Birçok sapın bir araya gelerek hava kılıfı oluşturması **35**
Şekil 2.9: Tekil dalgalanma veya topuzlanmanın hava sürüklenmesi olmayan laminer jetler ile olan etkileri (Fr = 52, We = 260) **39**
Şekil 2.10: Jet çapı ve hızına göre sürüklenen hacimsel hava debisi **40**
Şekil 2.11: İlk çarpma anından sonra oluşan boşluğun geometrik boyutları **46**
Şekil 2.12: Dalan sıvı jeti akışının (a) topuzun çarpma anındaki (b) çarpma anından hemen sonraki (c) Akım çizgilerinin durma basıncı sebebiyle düğümlenmesi durumu **47**
Şekil 3.1: Arayüzeylerin hesaplanması (a) Gerçek arayüzey (b) Hacimsel oranların dağılımı **67**
Şekil 3.2: (a) SLIC ve (b) PLIC yaklaşımıyla arayüzey hesaplanması **69**
Şekil 3.3: $\nabla\alpha$ hesaplanması adına kullanılan 2B şablon.....**71**
Şekil 3.4: Parker ve Youngs yöntemiyle $y = 13x + h$ ve $y = 23x + h$ doğrularının hesaplanması: (a) $y = 13x + h$ doğrusununa ait arayüzey gösterimi (b) a'da gösterilen doğru için ilgili hacimsel oranlar (c) $y = 23x + h$ doğrusuna ait arayüzey gösterimi (d) c'de gösterine doğru için ilgili hacimsel oranlar **73**
Şekil 3.5: Operatör bölme yöntemi hacimsel oran akılarının hücrelerde geçişi (a) Gerçek arayüzeydeki geçiş (b) Oluşturulan arayüzeydeki geçiş **77**
Şekil 4.1: ANSYS'de yapılan modellemenin aşamaları.....**82**
Şekil 4.2: Dalan sıvı jeti mekanizmasının gerçek boyutları. **84**
Şekil 4.3: Design Modeller ile oluşturulan eksenel simetrik 2B geometri. **85**
Şekil 4.4: Püskürtücü Geometrileri (a) Model 1 (b) Model 2 (c) Model 3.....**86**
Şekil 4.5: Akış alanı için oluşturulan çözüm ağı. **88**
Şekil 4.6: Farklı ağızlara sahip püskürtücüler için oluşturulan çözüm ağları.....**89**
Şekil 4.7: Akış alanındaki sınır şartları.....**94**

Şekil 4.8: Başlangıç anındaki basınç gradyeni. **95**
Şekil 4.9: Başlangıç anındaki hacimsel oran dağılımı. **95**
Şekil 4.10: Ayrıklaştırmanın açıklanması adına kullanılan kontrol hacmi. **96**
Şekil 4.11: Model 1'e ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması. **105**
Şekil 4.12: Model 2'ye ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması. **107**
Şekil 4.13: Model 3'e ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması. **110**
Şekil 4.14: Dalma anındaki jetlerin (a) yüzey üzerindeki radyal hız dağılımı, (b) dalma eksenindeki eksenel hız dağılımı. **114**
Şekil 4.15: Model 1'in sürekli rejimdeki hacimsel oran dağılımları. **115**
Şekil 4.16: Model 1'in sürekli rejimdeki hacimsel oran dağılımları. **117**
Şekil 4.17: Model 3'ün sürekli rejimdeki hacimsel oran dağılımları. **118**
Şekil 4.18: Sürekli rejimde Model 1'e ait hacimsel oran ve hız alanı dağılımları ($t = 0{,}900$). **120**
Şekil 4.19: Sürekli rejimde Model 2'ye ait hacimsel oran ve hız alanı dağılımları ($t = 0{,}900$). **121**
Şekil 4.20: Sürekli rejimde Model 3'e ait hacimsel oran ve hız alanı dağılımları ($t = 0{,}900$). **122**
Şekil 4.21: Serbest yüzeyde ve farklı derinliklerdeki hız dağılımları (a) Model 1 (b) Model 2 (c) Model 3 ..... **123**

DİKEY DALAN SIVI JETİ İÇİN FARKLI JET ÇIKIŞ GEOMETRİLERİNİN HAVALANDIRMA MİKTARINA ETKİSİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

ÖZET

Sıvıların havalandırılması durumu, doğada ve sanayide sıklıkla karşılaşılan bir olaydır. Bazı kontrol hacimlerinin bulunduğu yerlerde havalandırma, sürekliliği sağlanabilmesi için mecburi olarak yapılmak zorundadır. Dalan sıvı jeti ile havalandırma yöntemi şu anda bilinen mevcut havalandırma yöntemleri arasında kurulum olarak en basit ve ucuz olan yöntemdir ve çoğu süreçte sıklıkla kullanılmaktadır. Fakat bu yöntem ile kontrol sağlanması diğer yöntemlere göre biraz daha zordur. Bazı kısıtlayıcı şartlar altında havalandırma miktarlarını arttırmak adına jet püskürtücülerinin tasarımlarını değiştirme yoluna başvurulabilmektedir.

Bu çalışma kapsamında, su-hava ikilisi için farklı püskürtücü ağız formlarının oluşturmuş olduğu jetlerin durgun su havuzu üzerindeki etkileri sayısal yöntemler ile incelenmiştir. Esas amaç olarak, sabit debi ve giriş çapına sahip püskürtücüler için hava sürükleme oranları arttırılmak istenmiştir. Bunun için düz jetlere alternatif olabilecek halkasal ağız yapılarına sahip iki adet püskürtücü incelenmiştir. Öncelikli olarak giriş ve çıkşında sabit çapa sahip olan düz bir püskürtücü modellenerek durgun havuz üzerindeki etkileri incelenmiştir. Ardından çıkış alanları eşit olan farklı halkasal çıkışlara sahip püskürtücülerin oluşturduğu etkiler araştırılmıştır. Bu araştırma sırasında literatürde daha önceden sıklıkla hem deneysel hemde sayısal olarak çalışılmış olan düz jetlerin, havuz üzerinde oluşturdukları etkilerin evreleri incelenmiş ardından bu evrelere göre çalışma kapsamında tasarlanan püskürtücülerin oluşturduğu jetlerin zaman bağlı şekilde oluşan havuz üzerindeki etkileşimleri Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği yöntemleriyle çözülmeye çalışılmıştır.

Çalışma kapsamında 0,1167 kg/s su debisine ve 0,014 m giriş çapına sahip olan jetler, akış alanında türbülans oluşturmaktadırlar. Daha önceki deneysel çalışmalara bakıldığında, elde edilen bilgilere göre havuz içerisinde oluşacak en küçük hava kabarcığı çapının 0,5 mm mertebelerinde olmasından dolayı oluşturulan çözüm ağlarının köşegen uzunlukları, dalma noktası etrafında maksimum 0,5 mm olacak şekilde tasarlanmıştır. Hava sürüklenmesinin gerçekleştiği dalma noktası etrafında yüksek oranda türbülans yoğunluğu yaşanmasından ötürü buradaki akışı çözebilecek olan Large Eddy Simulation yöntemi dinamik Lilly SGS modeli ile birlikte seçilmiştir. İki fazlı akışı modellemek adına ise Volume of Fluid yöntemi, arayüzey oluşum algoritması olarak Geo-Reconstruction yöntemi ile birlikte kullanımıştır.

LES-VOF ikilisinin sonuçlarına göre püskürtücülerin sürüklediği çok farklı çaplardaki hava kabarcıkları yakalanmıştır. Bu sayede daha gerçekci hava sürüklenme debileri elde edilmiştir. Sayısal çözümün sonuçlarına göre, püskürtücü çıkışındaki türbülans yoğunluğu daha fazla olan halkasal çıkışlı püskürtücülerin oluşturduğu jetler düz jete kıyasla iki kattan daha fazla hava sürükleyebilmektedir.

INVESTIGATION OF THE DIFFERENT NOZZLE GEOMETRIES FOR VERTICAL PLUNGING WATER JET AIR ENTRAINMENT WITH NUMERICAL METHODS

SUMMARY

The air entrainment of liquids is a frequent occurrence in nature and in the industry. Where certain control volumes are present, ventilation must be done compulsorily to ensure continuity. Where such needs exist, it may be necessary to control the flow and ventilation pipes. Plunging liquid jet aeration is the simplest and cheapest method of installation among the currently available ventilation methods and is often used in most processes. But, this method is more difficult to provide with some control over the other methods. Under some restrictive conditions such as constant flow rate, limited number of injectors, adaptation to existing geometry, the way to change the designs of jet sprayers can be applied to increase the ventilation amounts.

Within the scope of this study, the effects on the static water pool of the jets in which different sprayer mouth forms were formed for the water-air mixture were investigated by numerical methods. As a main objective, it is desirable to increase the air dragging rates for the nozzles having constant flow rate and inlet diameter. Two nozzles having annular nozzle structures designed to increase turbulence at the nozzle outlet, which may be an alternative to straight nozzles have been investigated for this. Firstly, the effects on the still pool were examined by modeling a flat sprayer with constant diameter at the inlet and outlet. Then the effects of the sprayers with different annular outputs with equal outlet areas were investigated. During this research, the literature has examined the effects of the flat jets, which have been studied both experimentally and numerically in the literature frequently, and tried to solve the time-dependent interaction of the jets formed by the sprayers designed in this study with respect to these phases by means of Computational Fluid Dynamics methods. Indeed, although 3B which and depending on the time of branch can change position in radial direction of the jet and the free surface under air bubble distribution, instant first interaction of the first moment of impact called as jet pool surface and due to the axial symmetry around the plunge from steady-state later in this transient, entrained air estimating the bubble problem behalf 2B was dissolved in an axial symmetrical manner.

In order to evaluate the performance of the sprayers, a geometric adjustment was made for a plunge height of 0.12 m, each with a fixed water flow rate of 0.167 kg / s, with an inlet diameter of 14 mm. For this, the still water pool is an open cylinder with a diameter of 0,3 m and a height of 0,4 m. It is considered that the jets emerging from the water sprayers in this cylinder have plunged from the top of the pool. In order to carry out an analysis as described, a free water surface pressure profile was created to give a constant water height by giving annular water outlets to the bottom edges of the cylinder, allowing the water to flow as much as the water entering the flow area.

Large Eddy Simulation method was chosen together with the dynamic Lilly SGS model in order to solve the flow there due to the high turbulence density around the plunging point of air entrainment. The LES method has the ability to effectively solve the turbulent flow by forming the correct sub-filter scales. Different filtering options are available for the LES method. Numerical solutions were made using the FLUENT module of the package program ANSYS. FLUENT structure as finite volume method LES Because filtering to be formed by a so-called Box-Filtering filtering method using mesh sizes were used. First of all the amount of entrained air will be taken as a priority, the Volume of Fluid method in the Euler method class and working with a single executive equation set is used in the modeling of the two-phase flow. Different interface estimation algorithms are used together with VOF method. Due to submerged bubbles that occur during the problem and tend to dissociate and coalesce, too many interface occurrences occur. İn order to capture interface, comprising using a successful PLIC algorithm as estimation algorithm Geo-reconstruction method is preferred.The surface tensions resulting from the molecular interaction of the two phases in the water-air interface, was incorporated into the solution with Continuum Surface Force method.

Many factors have been taken into account in the creation of the solution network. Due to the propellants the turbulences are concentrated around the plunge point in the flow field. Considering the previous experimental works, the diagonal lengths of the solution nets formed are designed to be 0.5 mm maximum around the plunging point, since the smallest air bubble diameter in the pool is 0.5 mm in diameter. The resolution capability of the LES method varies depending on the solution network directly created due to the box-filtering used. But the use of extremely small dimensions to the method of calculation LES cell converts the DNS method. In this way scale studies that did not fall below 0.5 mm because it will bring a lot of computational load in calculating cells. Same thing in the capture small bubbles of VOF method is also in question. In the calculation cells that the interfacial formation algorithm works, it is necessary for the fluid entering the cell not to skip over the cell dimensions within the determined time step. In order to satisfy this condition expressed by the Courant number, very small time steps must be given in the small size calculation cells, which causes an increase in the calculation time. All of these reasons, approximately 250,000 calculations in solving computational cell in the direction given by the infrastructure facilities were created. The time step varies from 10^{-5} to 5.10^{-5}s, so that the total number of Courant throughout the flow field does not exceed FLUENT, VOF method Courant for accuracy before starting a certain number of tabs defined willingly solution divides the time step in the absence of steps took time meeting this requirement. Thus in regions where there are high speed interface formation is estimated more accurately.

The boundary conditions of the flow field are given so as to realize the conditions under analysis. Flat velocity profiles were created for each model by defining the velocity input to the injector inlet defined at the top of the flow field. At the inlet of the injector there is no air bubbles in front of the flow, so only the water is conditioned at the inlet of the speed. The top of the pool, which will remain open for air inlet and outlet, is defined along the conditioned boundary of the atmospheric pressure, defined as the pressure input. Water is not allowed to pass in the event of any reverse flow at the pressure inlet. The hydrostatic pressure distribution of the water at 28 cm height is given by using the boundary conditions defined by FLUENT for the open channel flow at the outlet of the pool located at the bottom of

the pool. The pressure output is conditioned so that there is no air outflow to avoid any adverse effect. The reference pressure to be used during the analysis is set to the atmospheric pressure conditions defined at the pressure inlet.

Before starting the analysis under the initial conditions, a volume of 28 cm height in the flow area and a volume ratio of water inside the sprayer were set as one. The area with a height of 12 cm between the water pool and the sprayer is given in order to represent the air mass there as a volumetric ratio of air. The open channel initial conditions defined from the pressure outlet are defined along the flow field to form the hydrostatic pressure of the water in the pool.

When the analysis results are analyzed, it is seen that the solution made by the LES-VOF pair provides close results for all the sprayer models. All the occurrences of the first impact mentioned earlier in the literature have been obtained at different times in all models. The flat jet model impacts the surface of the water 0.030 seconds later than the others due to its larger area than the others as outlet section. At the moment of impact, the characteristics of all the jets are compared and the results of the annular model show that the turbulence intensities at the ejector outlets are twice as high as those of the plain jets. The velocity fluctuations resulting from turbulence are more than two quarts in the annular jet because the velocity of the straight jet is slower than the others. Jet outlet velocities are close to 1.22 m / s in annular jet. Plain jet, the output speed remains the same as the input speed. Due to the plunging height, the velocity of the jet from the single annular outlet is 1,75 m / s, the velocity of the jet with double annular outlet is 1,821 m / s, and the jet velocity of the jet is 1,473 m / s at the first impact at the moment of acceleration. When the flat jet collides with the free surface at the moment of impact, it contracts and appears to have a flat surface structure. On the other hand, other jets have relatively wavy surfaces, and it seems that the jet formed by a single hallowed jet had a bulged-tip compared to others. It is seen that the jets formed from the annular discharges also have bubbles entraining in the jet due to their mouth forms before they hit the free surface. Steady state as time dependent distributions of the volumetric ratio in flow area quickly since the features herein have been substituted examined only at certain times. Since the volumetric rate distributions formed in the continuous flow regime change rapidly with time, these properties have only been studied at certain times. These results were found to vary in accordance with the literature of air entrainment mechanisms are examined. Since the flat jet crosses a certain critical Weber number, it has been seen that only a small amount of air bubbles have been dragged from the end point of the slot along the plunging axis. In wave jets, the mechanism of air entrainment, which is defined as pinching in the literature, occurs due to the continuous opening and closing of the free surface. For this reason a larger diameter bubbles entrained towards the bottom of the free surface, and higher flow rates obtained. Furthermore, under the free surface, the interaction between the dissociation and association of large diameter bubbles could be detected. When looking at the air entrainment rates, an apparent increase of entrained air quantity was seen at the annular jets due to the difference between the ventilation mechanisms.

According to the results obtained, the annular jet jets dragged two quarts of air under free surface compared to the straight jet for the same flow rate. The results were compared with the entrainment ratios proposed by some researchers in the literature and it was found that Bin’s and Chanson's suggestions for straight jets had a reasonable error rate.

1. GİRİŞ

Sıvıların havaladırılması olayı, çevresel konularda ve çeşitli endüstriyel faaliyetlerde sıkça rastlanan karmaşık bir olaydır. Doğada, örneğin; denizlerde ve okyanuslarda gelgitlerden ötürü oluşan dalgalar neticesinde bir havalanma olayı oluşmakta, sudaki canlıların yaşamlarını sürdürebilmeleri icin çözünmüş oksijen döngüsü sağlanmaktadır. Bu havalandırma olayı bazen çözünmüş oksijen miktarının yeterli olmadığı sularda sürekliliğin sağlanması için bir ihtiyaç olarak yapılmaktadır. Su kalitesini arttırmaya yönelik olarak, sudaki çözünmüş oksijen miktarı havalandırma yapılarak sağlanabilir. Bazı atıl kalan göllerde, ziraai amaçlı olan sulama havzalarında, balık yetiştiricilği yapılan kontrollü su hacimlerinde veya su artıma tesislerinde, çeşitli yöntemler ile çözülmüş oksijen miktarını arttırmak için havalandırma yapılmaktadır.

Havalandırma genel olarak doğal ve yapay havalandırma olarak iki bölümde incelenebilir. Doğal havalandırma, okyanuslarda, denizlerde, şelale ve benzeri akıntıların olduğu su birikintilerinde, yüksek debili su yatakları ile beslenen göl ve göletlerde gözlenebilir. Bazı kuvvetli rüzgârların su yüzeyinde oluşturduğu bozulmalar neticesinde de oluşmaktadır. Bu tarz etkileşimlerin olduğu sularda hem serbest su yüzeyindeki etkileşimlerden, hem de serbest yüzey altındaki etkileşimlerden dolayı kabarcıklanmalar oluşmaktadır. Yapay havalandırma ise yüksek su kalitesinin istendiği yerlerde çeşitli mekanizmalar veya makineler ile sağlanmaktadır. Bunun en iyi örneklerinden birisi arıtım tesislerinde kullanılan havalandırıcılardır. Bu tesislerde, oksijenli solunum yapan aerobic bakteriler için uygun ortamın sağlanması sebebiyle havalandırma yapılmaktadır. Arıtım tesislerinde, havalandırma tankları olarak belirlenen bölgelerde, nozullar, çarklı mekanızmalar veya arıtılacak olan suya hava basan düzenekler mevcuttur. Ayrıca bu tarz işlemlerde oluşan katmanlaşmanın, serbest yüzeyden olan oksijen geçişini engelmesine izin verilmemektedir.

Havalandırma yöntemi, endüstriyel süreçlerde, genellikle su şartlandırması için kullanılmaktadır. Buradaki şartlandırma sadece oksijen miktarının arttırılması

amacıyla değil, bazı durumda su içerisinde diğer istenmeyen çözünmüş gazların atılması için de kullanılmaktadır. Kimyasal üretimlerin olduğu tesislerde su, belirli konsantrasyonlarda sürece dâhil edilmek zorundadır. Endüstriyel su şartlandırmada en önemli amaçlardan birisi çözünmüş olan karbondioksidin (CO_2) sudan bertarafıdır. Örneğin; CO_2, asit işlenmesi sürecinde oluşabilir. Oluşan bu aşındırıcı gazı, su ortamından atmak için havalandırma kullanılmaktadır. Benzer şekilde hidrojen ve sodyum zeolit ünitelerinin atıkları karıştırıldığı zaman oluşan CO_2 havalandırma yöntemi ile atılmaktadır. CO_2 atımının gerekli olduğu bir başka süreç ise kireç sertliğinin giderilmesidir. CO_2 yönünden zengin içeriğe sahip suyun süreçteki ekipmanlara gitmesi istenmez. Sadece CO_2 in atılması gereken bu gibi durumlarda kimyasal yöntemler ile CO_2'in uzaklaştırılması ekonomik olarak pahalıdır. Bu yüzden havalandırma yöntemi, daha az ilk yatırım ve işletim maaliyetinden ötürü tercih edilmektedir.

Havaladırma için bir başka sınıflandırma, yüzeyden havalandırma ve yüzey altında havalandırma olarak yapılmıştır. Yüzeyden havalandırma, durgun sıvı yüzeyinin rotor, çark, pervane gibi mekanik araçlar vasıtasıyla bozulması esasına dayanır. Yüzeyle temas halinde olan rotor, güç üreten bir motor vasıtasıyla döndürülür. Yüzey altından çekilen sıvı, serbest yüzeye paralel olacak şekilde rotorun oluşturduğu momentum ile savrulur ve serbest sıvı yüzeyi bozulur. Bu bozulma sırasında sıvı, küçük damlacıklara ayrışarak hava ile temasa geçer. Bu damlacıklar kütle transferinin sağlanacağı büyük yüzey alanları oluşturur. Oksijen transferi gerçekleştikten sonra bu damlacıklar geri kalan sıvı ile karışır, böylece havalandırma olayı gerçekleşmiş olur. Yüzeyden yapılan havalandırmada kullanılan yöntemler yüksek mekanik enerji gereksinimi duyduğundan pahalıdır. Ayrıca bu tarz yöntemler, serbest yüzeye paralel yönde oluşturulan momentumdan ötürü kısmi havalandırma sağlar ve tam karışım gerçekleştirilemez. Buna en iyi örnek, süs havuzlarında bulunan fıskiyelerdir. Estetik açıdan güzel görünmesine rağmen havalandırma açısından çok verimli sistemler değillerdir.

Yüzey altı havalandırma ise amaç, hava kabarcıklarını sıvı kütlesinin derinliklerine doğru sürüklemektir. Sıvı kütlesi içerisine itilen hava oluşturulan momentumun büyüklüğüne göre, belirli bir derinlikten sonra, yoğunluk farkı ile oluşan kaldırma kuvveti etkisiyle tekrar serbest yüzeye doğru hareket eğilimindedir. Nispeten büyük hacimli olan hava kabarcıkları, sıvı kütlesinin derinliklerine doğru itilirken, sıvının

uygulamış olduğu statik basınç ve sıvı ile etkileşiminden dolayı oluşan kayma sürtünmeleri sebebiyle daha küçük çaplı kabarcıklara dönüşmektedir. Hava kabarcıklarının çaplarının küçülmesi kütle geçiş yüzeyini arttırmakta böylece daha etkin bir kütle geçişi sağlanmaktadır. Yüzey altı havalandırmada bir başka amaçta, sıvı kütlesinin karıştırılmasıdır. Sıvı kütlesi içerisinde oluşturulan dönümlülükler sayesinde karışım gerçekleşmekte, buda sıvı ile hava arasındaki kütle geçişini arttırmaktadır.

Jet havalandırıcılar, kaba kabarcıklı havalandırıcılar ve ince kabarcıklı havalandırıcılar yüzey altı havalandırma yöntemlerinden başlıca olanlarıdır.

Yüzey altı havalandırmada, jet havalandırıcılar başlıca çalışılmış ilgi alanlarından birisidir. Jet havalandırıcılar hem sıvı hem de hava jeti ile yapılabilmektedir. Jet havalandırıcıların en temel amacı sıvı ya da balçık halindeki ortama oksijen aktarımının sağlanmasıdır. Jet havalandırıcılar bir veya daha fazla jetten, yüksek kinetik enerjideki hava veya sıvının püskürtülmesi prensibi ile çalışırlar. Yüksek türbulanslı akış ile sıvı ve hava jeti, su kütlesi içerisinde birbiri ile etkileşime geçer, yüksek orandaki taşınım ve artan gaz sıvı arayüzeyi ile kütle geçişi sağlanır. Jet püskürtücülerin uzağında, oluşan türbülanslı akım zamanla etkisini kaybeder ve yavaşlamaya başlar. Hava kabarcıkları, oluşan jetin momentumunun azaldığı yerlerde, kaldırma etkisiyle sıvı kütlesinin serbest yüzeyine doğru çıkar. Daimi şekilde çalışan sistem ile birlikte sürekli olarak gaz-sıvı arayüzeyi yenilenir. Tüm bu olaylar jet ile havalandırma yönteminin aşamalarını oluşturmaktadır. Jet havalandırıcıların serbest yüzey altından hem de serbest yüzey üstünden uygulanabilirler. Uygulanan yöne ve serbest yüzeye olan konumuna göre jet havalandırıcılar farklı şekilde isimlendirilmektedirler. Jet ile havalandırma yönteminde jeti çevreleyen hava kütlesi (atmosfer) hariç herhangi bir hava kaynağına ihtiyaç duyulmamaktadır. Jet havalandırıcılar herhangi bir geometrik yapıda olan sıvı birikintisine kolaylıkla entegre edilebilmektedir. Özellikle derin tanklarda, karışımın gerekli görüldüğü süreçlerde en uygun çözüm olarak görülmektedir. Diğer uygulamalarda da oksijen transferi ve karıştırmanın bağımsız kontrolü ve hem süreç kontrolü hem de enerji tasarrufu için değerli bir araçtır.

Jet havalandırıcılardan olan dalan sıvı jeti ile hava sürükleme yöntemi basit kurulumundan ve enerji ihtiyacı düşük bir çözüm olduğundan ötürü oldukça kullanılan bir yöntemdir. Yöntemin kolay kurulumuna karşın, kontrol edilebilirliği

genellikle jete yönlendirilen akışkan debisi ile sağlanmaktadır. Sıvı kütlesi ile karışan hava kabarcıklarının etkilerinin kritik olduğu konularda, kontrol mekanizmasının güçlendirilmesi adına olayın fiziksel olarak nasıl gerçekleştiğini ve hangi parametrelerin ne şekilde etki ettiğinin araştırılması ihtiyacı doğmuştur. Çoğu kritik süreçte örneğin; nükleer reaktörde ani soğutmanın gerektiği durumlarda veya kimyasal tepkimelerde oluşan ürün gazlarının sürekli atımında dalan sıvı jeti ile havalandırmanın iyi derece kontrol edilebilmesi gerekmektedir.

Dalan sıvı jeti ile ilgili araştırmalar 1950'li yıllar ile başlamasına rağmen, 1970'lerden sonra bu konu hakkında iyice yoğunlaşılmıştır. Bu araştırmalarda genel olarak eksenel simetrik jetin sıvı serbest yüzeyinin sıvı altına hava taşıması olayı incelenmiştir. Shirley, Lin ve Donnelly, Burgess ve diğ., Koga, McKeogh ve Ervine, Chanson ve Cummings, Chiricella ve diğ., Ohkawa ve diğ., Ervine ve diğ., McKeogh ve Elsaway, Ervine ve Falvey, Blanchard ve Cipriano, Sene'nin yapmış olduğu çalışmalar bu kapsamda gösterilebilir [1]. Deneysel çalışmaların temel amacı burada sıvı jetinin dalma noktasındaki yerel verileri toplamak üzere olmuştur.

Son yıllarda ise geliştirilen hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemleri ve bu yöntemlerin getirmiş olduğu ağır hesaplama yükü ile baş edebilecek yüksek kapasiteli bilgisayarlar ile dalan sıvı jetleri nümerik olarak incelenebilmektedir. Deneysel çalışmalardan elde edilen veriler doğrultusunda geliştirilmiş olan bir takım hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) yöntemleri ile dalan jet ile hava sürüklenmesine ait hidrodinamik ve topolojik özellikler tahmin edilebilmektedir. Jetin çarpma esnasında oluşturduğu boşluk ve etkileri, serbest sıvı yüzeyi altındaki gaz hacim oranı, oluşan gaz-sıvı arayüzeyinin gelişimi ve nihai boyutları, serbest sıvı yüzeyi altındaki hız ve türbülans karakteristikleri, kabarcıklanmanın dalma derinliği ve dağılma karakteristikleri, sıvı yüzeyinin altına geçen hava miktarı ve gaz geçişinin başladığı eşik değerler, makul hata payları ile simüle edilebilmektedir. Ayrıca, hava alma mekanizmaları hakkında yapılmış olan tahminler, jetin akış karakteristiklerine göre değişmekle birlikte nümerik olarak da incelenebilmektedir. HAD yöntemleri ile yapılan çalışmalar arasında, Ma ve ark, Despande ve diğ., Khezzar ve ark, Lopes ve diğ., Shonlbare ve Wardle, Brouillot ve Lubin, Qu ve diğ., Qu, Khezzar ve Li bulunmaktadır [2,9]. Bu araştırmalarda, farklı türbülans modellemelerinin dalan sıvı jeti ile hava sürükleme olayını tahmin kabiliyetleri, havalandırma mekanizmasından yola çıkarak oluşturulan yeni modellerin denenmesi, 2 ve 3 boyutlu analizler ile

araştırma, farklı iki fazlı akış modellerinin sıvı ve gaz ara yüzeyinin belirlenmesindeki kabiliyetleri hakkında çalışılmıştır.

1.1 Tezin Amacı

Belirli kontrol hacmine sahip sıvı birikintilerinin, ortamdaki gaz fazı ile etkileşim içine sokmak amacıyla birçok farklı gaz sürükleme yöntemi uygulanmaktadır. Bu yöntemlerden en bilineni, en ucuzu ve basit olanı su jeti ile su kütlesi içerisine hava sürüklenmesidir [1]. Yöntem kurulumundan ötürü basit olmasına karşın, hidrodinamik özelliklerinin belirlenerek hava sürüklenme mekanizmasının açıklanması yönünden oldukça değişken ve karmaşık bir yöntemdir. Hava sürükleme mekanizmasının açıklanması yönünden çeşitli araştırmacıların yaptığı çalışmalar sonucunda farklı teorilerin üzerine yoğunlaşılmıştır [1,10,11,12].

Dalan sıvı jetleri ile gaz sürükleme olayının incelenmesi adına birçok deneysel ve sayısal hesaplama çalışmaları yapılmıştır. Yapılan deneysel çalışmaların neticesindeki gözlemlere dayanarak, hava sürükleme mekanizmasını etkileyen en önemli iki etken sıvı yüzeyine gelen jetin çarpma hızı (V_j) ve sıvının viskozite (μ_l) değeri olduğu söylenebilir. Bilindiği üzere, bu iki parametre jetin akış rejiminin türbülanslı veya laminer olarak karakterize edecek olan Reynolds (Re) sayının değişkenleridir. Reynolds sayısı'nın bir diğer değişkeni ise akışı tanımlayacak olan karakteristik bir uzunluktur. Jetler için karakteristik uzunluk, çarpma anındaki jetin çapı olarak karşımıza çıkmaktadır (D_j).

Gaz sürüklenme mekanizmasını etkileyen bir diğer önemli parametre ise jet yüzeyi üzerindeki dalgalanmalardır [1,13,14]. Dalgalanmaların yoğunluğuna ve genliğine göre dalan sıvı jetinin ilk çarpma anındaki etkileri değişmektedir. Sıvı jeti serbest yüzey ile etkileşime geçip sıvının viskozitesine bağlı olarak oluşturduğu menüsküsten sonra, sürekli şekildeki gaz sürüklenmesinde etkin rol oynamaktadır. Yüksek vizkoziteli sıvıların üzerinde oluşturulan jetlerde, gaz sürüklenmesi için eşik değerinin aşılmadığı jet hızlarında, jet yüzeyindeki dalgalanmaların sıklık ve genliği arttırılarak, gaz sürüklenmesi tetiklenebilmektedir. Bu dalgalanmalar serbest sıvı yüzeyinin ve jetin momentumundan dolayı oluşan kararlı oyukların bozulmalarına neden olmaktadır [15]. Bu bozulmalar neticesinde gaz yakalanması oluşabilmektedir. Düşük vizkoziteli jetlerin yüzeyinde ise kararsız bir yapı hâkimdir. Jet ile

havalandırma olayı sürekli rejime geçtiği andan itibaren, jetin çarpma etkisiyle oluşturduğu gaz oyuğu, genellikle sabit bir şekle sahip değildir. Jet yüzeyi üzerindeki kararsızlıklar, bu oyuğa çarptığı andan itibaren, serbest sıvı yüzeyi boyunca oluşan dalgalanmalar, durağan sıvının uyguladığı statik basınca ters bir şekilde ilerleme meyillindedir. Bu dalgalanmalar ve statik basıncın ardışık olarak etkileşimleri neticesinde gaz, oluşan açılıp kapanma hareketleri ile yakalanmaktadır. Jet yüzeyindeki kararsızlıklarla oluşan yatay hareket çok kuvvetli değildir ve tersine olan sıvı hareketleri ile bu açılıp kapanmalar gözlemlenmiştir.

Jet hızı ve jet yüzeyindeki kararsızlıkların değişimi, yukarıda bahsedildiği üzere jetin durgun sıvı üzerindeki etkilerini önemli ölçüde belirlemektedir. Burada bu iki parametreyi de etkileyecek en büyük değişken jetin çıktığı püskürtücünün ağız şeklidir. Sabit sıvı debisinde, püskürtücü ağzının değişmesi ile jet hızı, ağzın hidrolik çapına (D_h) bağlı olarak kütle korunumu yasasına göre doğrudan etkilenmektedir. Püskürtücü ağzının şekli ayrıca, üst akımdan olan türbülans kinetik enerjisi ile birlikte, jet akışı içerisindeki türbülans yoğunluğu etkilemektedir. Jet yüzeyindeki dalgalanma genlikleri rastgele bir konumda ve zamandan bağlı olarak kararsız bir şekilde değişmektedir.

Daha önceki çalışmalarda el yapımı ve farklı mühendislik uygulamalarına yönelik püskürtücüler tasarlanmakla beraber, bu tarz püskürtücülerin oluşturduğu jetlerin, etki alanının kolay değerlendirilmesi adına püskürtücü ağzının geometrisi ve püskürtücünün dalma noktasına olan uzaklığının incelenmesi daha elverişlidir. Geometrik sistemin (püskürtücünün geometrik özellikleri ve konumu) tasarımının kolaylaştırılması adına, etki alanında olayın doğasını öğrenmek için incelenmesi gereken fazladan dinamik katmanların yerine, daha yüzeysel olarak incelenmesi, araştırmacılar tarafından daha uygun olduğu belirtilmiştir [12].

Bu çalışma kapsamında, daha önceden sıklıkla araştırılan eksenel simetrik olan dairesel ağızlı püskürtücüler ve yine eksenel simetrik olan halka ağızlı püskürtücüler hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemleri ile sayısal olarak incelenecektir. Sistemlerin eksenel simetrik olmasından dolayı 2B HAD simulasyonu gerçekleştirilecektir. İlk önce, dairesel ağızlı püskürtücülerin oluşturduğu jetler için yapılan deneylerden elde edilmiş olan veriler ışığında, oluşturulmuş çözüm ağı, kullanılan türbülans modeli ve iki fazlı akış modeli doğrulanacaktır. Bu doğrulama esnasında oluşturulan çözüm ağları birbiri ile kıyaslanacak ve çözüm ağındaki

eleman sayısından bağımsız hale gelindiği noktada uygun eleman sayısı belirlenecektir. Uygulanan modellerin, dairesel ağızlı jetler için daha önceden elde edilmiş deneysel ve diğer sayısal yöntemler tarafından belirli ölçülerde doğrulanmasının ardından, aynı işlemler halka ağızlı çıkışa sahip püskürtücülerin oluşturduğu jetler için yapılacaktır. Elde edilen sonuçlar daha sonrasında yorumlanarak uygulanan yöntemlerin ve tahminlerin doğruluğu tartışılacak ve gelecekte yapılabilecek araştırmalar ve durgun sıvı kütlesine gaz sürüklenmesi amacıyla tasarlanacak olan püskürtücüler için sayısal çalışmaların sonuçlarına göre hangi kriterlerin göz önüne alınması gerektiği belirtilecektir. Daha önceki deneylerde ve sayısal çalışmalarda, gerçekte uygulamalarına sıklıkla rastlanan, su jetinin yine serbest su yüzeyine dalması neticesinde oluşan hava sürüklenmesi olayı incelenmiştir. Bu çalışmada yapılacak olan araştırmalarımız da, belirli bir kontrol hacmi içerisinde durgun halde bulunan suya, yine su jeti ile hava sürüklenmesi üzerine olacaktır.

1.2 Literatür Araştırması

Geçmişte, dalan sıvı jetinin incelenmesi konusunda yapılan birçok çalışma, püskürtücünün bağlı olduğu basınçlandırılmış su sistemi ile oluşturulan jetler ile yapılmıştır. Yapılan bu çalışmalarda püskürtücü çapı 1-40 mm arasında ve oluşan jet hızları 1-37 m/s arasında olmuştur [1]. Bu küçük ve hızlı olan sıvı jetlerden elde edilen veriler, ileriki çalışmaların aydınlatılması açısından oldukça faydalıdır. Fakat çoğunlukla, bu çalışmalar sonucunda elde edilen deneysel bağıntıların, farklı çaplardaki jetler ile yapılan çalışmalara ±%15-30 arasında bir hata payı ile uygulandığı görülmüştür [12]. Dalan sıvı jetine ait deneysel çalışmalar, son yıllarda sayısal çalışmalar ile de zenginleşmiştir. Sayısal çalışmalar özellikle iki fazlı akışa ait kabarcıklanmaların karakteristiklerinin modellenmesi, dalma noktasındaki türbülans karakteristikleri, sıvı ve gaz fazı arasındaki etkileşimlerin modellenmesi gibi konularda yoğunlaşmıştır. Çoğu sayısal çalışmanın doğrulanması, daha önceki deneysel çalışmalardaki eksik verilerden (örneğin; türbülans seviyesi, boşluk oranı ölçümü vb.) dolayı yapılamamıştır. Fakat genellikle elde edilen sonuçlar, deneylerde yapılan görselleştirmeler ile karşılaştırıldığında topolojik olarak örtüşmektedir.

Literatürde oldukça önemli bir yeri olan, dalan sıvı jeti ile hava sürüklenmesi adına yapılan ilk derleme çalışması Bin tarafından gerçekleştirilmiştir [1]. Derlemede,

dalan sıvı jetine ait teorik ve deneysel çalışmalar incelenmiş, hava sürüklenme mekanizması, sürüklenme başlangıcı için gerekli eşik değerler, sürüklenen hava miktarı, kabarcıklanmalara ait karakteristik özellikler (kabarcık çapı, kabarcıkların gaz tutumu, ömürleri, dalma derinliği) ve kütle geçişi konularında önceden yapılan çalışmalar özetlenmiş ve karşılaştırılmıştır. Dalan sıvı jetine ait karakteristikleri tahmin etme adına literatürde farklı şartlar için oluşturulmuş deneysel ve teorik bağıntılar çalışma kapsamında sunulmuş ve ilgili problemlere göre önerilmiştir. Geleneksel havalandırma yöntemlerine göre dalan sıvı jeti ile olan havalandırmanın, atık su artımı, mayalanma ve yüzdürme gibi alanlardaki performansı değerlendirilmiştir. Daha güncel bir derleme, aradan geçen zamandaki deneysel ve teorik çalışmaları da kapsayarak Kiger ve Duncan tarafından yapılmıştır [12].

Bazı araştırmacılar, sıvı jetinin dalma hızının ve jet yüzeyindeki bazı bozulmaların, olayın üzerindeki etkilerini araştırırken dalma açısının etkilerini gözlemlemek üzere birtakım araştırmalar yapılmıştır. Kusabiraki ve diğ., gaz sürüklenme debisinin belirlenmesi için, düşük viskozite değerine sahip olan su kullanarak, farklı dalma açıları (θ_j) ve püskürtücü boy-çap (L_p/D_o) oranlarında deneyler yapmışlardır [16]. Hava sürüklenme debisinin, dalma noktası etrafında daha sonradan ayrışan hava kılıfının sıvı ile oluşturduğu arayüzeydeki hız dağılımının ve sıvı jetinin çarpmadan önceki geliş şeklinin önemli olduğunu bildirmişlerdir [16].

Gaz sürüklenmesinin karakteristiklerinin belirlenmesi adına Evans ve diğ. teorik altyapıyla, yaptıkları deneysel araştırmayı kıyaslamış ve deneylerinin neticesinde gaz sürüklenmesi olayını tahmin etmek üzere bağıntılar oluşturulmuştur [17]. Yapılan deneysel çalışmada, silindirik bir kabuk içerisine hapsedilmiş olan dikey sıvı jeti olayının parametreleri incelenmiştir. Deneylerde, dalma noktası civarında oluşan jet yarıçapı, jet uzunluğunun değişmesi ile arttığı, jetin dış yüzeyinde eksenel simetrik olarak dalgalanmalar oluştuğu ve bu dalgalanmaların serbest sıvı yüzeyi ile olan etkileşimlerde belirleyici olduğu gözlemlenmiştir. Oluşturdukları modelde, dalma noktası civarındaki etkin jet çapı ve yine bu noktada jetin etrafında oluşan gaz filminin etkileri ile jet yüzeyindeki dalgalanmaların etkileri belirtilmiştir. Burada oluşan hava sınır tabakasının dışındaki akım çizgileri sürüklenen hava ile sürüklenemeyen hava arasındaki akım çizgileri olarak kabul edilmiştir. Oluşturulan modeldeki bağıntılar, deneysel ölçümler ile örtüştüğü belirtilmektedir [17].

Chanson ve Cummings (1997), dalan sıvı jetlerinin, sıvı yüzeyinin altındaki gelişen akım bölgesinde hava sürüklenmesini incelemişlerdir. Literatürde, daha önceden yapılan araştırmalarda, dalma noktası etrafındaki hız profilleri ve sıvı altındaki hava miktarının dağılımının yeteri kadar bilinmemesi sebebiyle bu çalışma yapılmıştır. 0,3 ila 9 m/s arasında değişen jet hızlarında, yüksek hızlı kamera ile dalma noktasındaki topolojik özellikler incelenmiş, iletken problar ile de hava akımı, sıcaklık, gibi ölçümleri yapmışlardır. Deneysel çalışmalarda, dalma noktasında, yavaş jet hızları için tekil kabarcıklar ile hava sürüklenmesi gerçekleşirken, yüksek hızlı jetlerde oluşan hava dolu boşluk ve bu boşluğun uç noktasındaki bozulmalar ile hava sürüklenmesi gözlemlenmiştir. Deneysel çalışmaların akabinde, hava alma mekanizmasında etkili olarak gözlemlenen nicelikler vasıtasıyla teorik olarak analitik bir model oluşturulmuştur. Elde edilen sonuçlar dairesel jetler için oluşturdukları analitik bağıntılar ile örtüşmektedir [18].

Bin(1993) ile Chanson ve Cummings(1999) yaptıkları derlemelerde, jetin, sıvı kütlesine temas ettiği noktadaki akış alanı hakkında yeteri kadar bilgi olmadığını vurgulamışlardır [1,11]. Chanson, dalan sıvı jetinin gelişen akım alanı için, "sürüklenen hava kabarcıklarının sıvı kütlesi yönünde yayılmasını türbülans yayınımı tarafından gerçekleşebileceğini" söylemiştir. Türbülans yayınımı hakkında yapılan bu kabul, gerçekte, türbülanslı kayma gerilmelerinin olduğu tabaka ve girdaplı yapı ile bağdaşmamaktadır ve jetin dalma noktası civarında bu kabul gerçekleşemez [18]. Chanson ve Brattberg, dalma noktasının aşağı akım bölgesindeki akışı incelemek adına akış özelliklerinin hava sürüklenmesi ve hava kabarcıklarının yayınımından etkilendiği çok yakın bir bölge üzerinde çalışmışlardır. Bu yakın bölgenin karakteristikleri daha önceden yapılan çalışmalar ile oluşan veriler ile kıyaslanmıştır. Sonuçlar, temel hava sürüklenme mekanizması ve hava yayınımı ve karışım tabakası arasındaki etkileşimlerin hakkında bilgi eksikliği olduğunu yansıtmıştır [19].

Iguchi ve diğ. (1998), sıvı jetinin dalma yüksekliğinin kabarcık oluşum şekillerine etkilerini araştırmak adına deneysel çalışma yapmışlardır. Yapılan deneylerde, püskürtücü çıkışı ve sakin sıvının serbest yüzeyi arasındaki mesafenin ayarlanmasıyla üç farklı kabarcık dağılımı gözlemlenmiştir. Mesafenin kısa olduğu durumlarda, küçük kabarcıkların oluştuğu ve bu kabarcıkların havuzun tamamına dağılma eğilimi gösterdiği, uzun mesafede ise nispeten daha büyük kabarcıkların

oluşarak, jetin dalma noktasının altında yoğunlaştığı belirtilmiştir. Her iki durum içinde, kabarcık dağılımı LDV (Laser Doppler Velocimetry) ile görselleştirilmiştir. Küçük çaplı ve dağınık olan kabacıklanmada, ortalama hız ve türbülans karakteristikleri kabarcıklanmadan etkilenmezken, büyük çaplı ve dalma noktası altında yoğunlaşan kabarcıklanmada, kabarcıkların oluşturduğu kaldırma kuvvetleri ile akış alanının özelliklerinin değiştiği söylenmiştir [20].

Zhu ve diğ (2000), dalan sıvı jetlerinin hava sürüklenmesi mekanizmasını araştırmak adına su jeti ve hava ile deneysel çalışmalar yürütmüşlerdir. Yapmış oldukları deneylerde, püskürtücü tarafından düzgün yüzey yapısına sahip jet, nispeten yüksek Reynolds ve Froude sayısına sahip olsa bile hava sürüklenmesini başlatamamıştır. Su debisinin ani olarak arttırılmasıyla, jet yüzeyinde gözlemlenen bozulmalarla, serbest su yüzeyinde büyük çaplı hava boşlukları oluşmaya başlamıştır. Yerçekimi etkilerinden dolayı hava boşluğunun çökmesi ile hava kabarcıklanmaları su kütlesi içerisinde gözlemlenmiştir. Yapılan deneysel çalışmadaki gözlemler, yüksek hızlı ve CCD (Charge Coupled Device) çipe sahip kamera ile kaydedilmiştir. Çalışmanın ikinci aşamasında, sınır tabaka integral yöntemi ile oluşturulan sayısal model, deneysel çalışmalar ışığında doğrulanmaya çalışılmıştır. Deneyler esnasında hesaplanan enerji dengesi ve oluşturulan simülasyon ile, jetin sadece yüzeyindeki bozulmaları serbest su yüzeyine taşıması değil aynı zamanda ilk çarpma anında enerjisinin bir kısmı ile hava boşluğu oluşturduğu gözlemlenmiştir [14].

Storr ve Behnia (2000), literatürdeki deneysel verilere dayanarak, yerçekimi ivmesi ile oluşturulan jetlerin serbest sıvı yüzeyine çarpmasını ve akabindeki ayrışmasını sayısal olarak incelemiştir. İki fazlı akış modellemesi olarak akışkan hacmi yöntemi (Volume of Fluid-VOF) kullanmışlardır. Yaptıkları çalışmada, genel hatları ile olay simule edilebilmiş fakat küçük boyutlu değişimler ve jetin dinamik etkileri, arayüzeylerin oluşumu tam anlamıyla tahmin edilememiştir [21].

Akış şekillerini görünür hale getirmek amacıyla yapılan akış görselleştirme teknikleri, dalan sıvı jetinin yüzey altında oluşturduğu boşlukların görselleştirilmesinde işe yaramasına rağmen, boşluk oranının belirlenmesinde yetersiz kalmaktadır. Chanson ve Manasseh (2003), boşluk ölçümlerinin yapılması için, kabarcıkların oluşturduğu seslerden yola çıkarak piezoelektrik kristal malzemeden yapılmış akustik sensörlerini kullanmışlardır. Sıvı içerisinde kabarcıklar hem oluşumları hem de bozulmaları sırasında bir takım ses dalgaları

oluşturmaktadır. İletken ve optik özellikli probların, kabarcıkları delerek oluşturdukları negatif etkilerden dolayı, akustik cihazlar, kabarcık boyutlarını, kabarcıklanmanın başlangıcını ve sürüklenme halini incelemek için tercih edilmiştir. Yapılan ölçümler sonucunda, üç farklı hava sürüklenmesi rejiminin olduğu belirtilmiştir. Görsel olarak belirlenebilen bu rejimler için 2.ci ve 3.cü rejim arasındaki geçiş akustik ölçümlerle de başarıyla belirlenmiştir. Elde edilen akustik veriler, ortalama olarak 1mm kabarcık çapının olduğunu ve bu gözlemin problar ile elde edilen verilerle örtüştüğünü bildirmişlerdir [22].

Chanson ve diğ. (2004), dikey jetlerde gelişen akış bölgesinde kabarcık dağılımı ve hava sürüklemesini fiziksel olarak modellenmesi için bir takım çalışmalar yürütmüşlerdir. Hava sürüklenmesinin ve kabarcık dağılımının, püskürtücünün boyutlarına göre değişimini gözlemlemek adına ölçeklendirme yapılmış, 6,8 mm, 12,5 mm ve 25 mm çaplardaki püskürtücüler denenmiştir. Froude benzeşimi yapılarak, hava ve su ile alakalı ölçümler yapılmıştır. Weber < 1000 için ölçeklere bağlı olarak boşluk oranında ve hava kabarcık sayısında değişimin belirgin olduğu söylenmiş, Weber > 1000 durumu için boyutlara bağlı deşiğimin azaldığı belirtilmiştir. Ölçülen kabarcık çapları 0,5 mm ve 9 mm arasında değişmekle beraber tam olarak uygun şekilde ölçülemediği belirtilmiştir [23]

Püskürtücü ağzı ile ilgili olarak Deswal ve diğ. (2006), çoklu jet oluşumu sağlayan püskürtücüler ile diğer tekil püskürtücüleri kıyaslamak adına birtakım deneysel çalışmalar hem dikey hem de açılı olarak yapılmıştır. Yapılan deneylerde, püskürtücü çapları da değişmektedir. Sande ve Smith tarafından sürüklenen gaz miktarının ölçülmesi adına önerilen hacimsel kütle geçiş kat sayısı ($K_L a$), çalışma kapsamında tekli jetler ile kıyaslanarak çok sayıdaki dalan jet oluşturan sistemler için önerilmiştir. Burada $K_L a$ değeri, sürüklenen hacim başına aktarılan kinetik enerjiye bağlı olarak değişmektedir [24]. Yine Deswal (2011) tarafından, halka şeklindeki jetlerin havalandırma kabiliyeti hakkında deneysel çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Değişken kalınlıktaki halkasal jetlerin oluşturduğu hava sürüklenmesi olayı $K_L a$ ve hava geçiş etkinliği kapsamında kıyaslanmıştır. Halka şeklinde oluşturulan jetlerin diğer klasik dairesel jetlerle rekabet edebilecek düzeyde olduğu belirtilmiştir [24,25].

Qu ve diğ. (2015), dalan sıvı jetlerinin akış şekillerinin, simulasyonlar ile tahmin edilebilmesi adına deneysel ve sayısal çalışmalar yapmışlardır. Yapılan deneysel

çalışmalarda 6 mm çaplı bir püskürtücü ile oluşturulan jetin oluşturduğu akış şekilleri, sürüklenen hava kabarcıklarının boyutları, jet hızının ve jetin düşme yüksekliğinin serbest sıvı havuzu üzerindeki etkileri gözlemlenmiştir. Ayrıca jetin hızının ve düşme yüksekliğinin, jet yüzeyinde oluşturduğu kararsızlıklar da incelenmiştir. Sayısal çalışmalarda ise, iki fazlı akışın modellenmesi adına karışımım modeli yaklaşımı (mixture model approach) ve arayüzey takip yaklaşımı (interface-tracking approach with level-set), türbülanslı akışımın modellenmesi adına standart k-ε türbülans denklemleri kullanılmıştır. Sayısal yöntemler ile yapılan simulasyon sonuçları, deneysel sonuçlar ile kıyaslanmış, arayüzey takip yaklaşımı ile yapılan simulasyonun jetin oluşturduğu nüfuziyet derinliğini ve gaz sürüklenme karakteristiklerini daha iyi tahmin ettiği görülmüştür. HAD sonuçlarının, literatürde daha önceden belirtilen, jetin taşıdığı debinin artmasıyla artan momentum yayınımının, kabarcık yoğunluğunu ve çalkantıları arttırdığı bilgisini doğruladığı belirtilmiştir. HAD çalışmalarının sonuçları aynı zamanda literatürdeki deneysel veriler ile kıyaslanmış, karışım modelinin tahminleri ile literatür arasındaki farkın, arayüzey takip yaklaşımı ile yapılan kıyaslanmadan daha fazla olduğu belirtilmiştir. Ayrıca iki yöntemin tahminleri arasında bir fark olduğu ve arayüzey takip yaklaşımının daha doğru sonuç verdiği söylenmiştir [8].

Kendil ver diğ. (2011), dalan sıvı jetinin oluşturduğu kabarcıklanmanın doğru modellenmesinin geliştirilmesi adına, tek yönlü ve çok yönlü faz eşlemesinin gözetildiği MUSIG yaklaşımlarını incelemişlerdir. Bu çalışmada oluşturulan modeller değişik kabarcık çapları için, kabarcık oluşumunda etkili olan iki faz arasındaki sürtünmeden kaynaklı arayüzey momentum geçişi, kaldırma kuvveti ve türbülans yayınımı kuvvetini çözüm denklemleri içerisinde içermektedir. Kabarcıklanmadan kaynaklanan türbülanslar, k-ε denklemleri ile oluşturulan modele dâhil edilmiştir. Hava ve su etkileşimlerindeki çoklu yayınımda farklı gaz hızlarına bağlı olan kabarcık boyutları, kabarcıkların ayrışması ve birleşmesi süreçleri ve kabarcık dağılımları, ayrışık MUSIG modellemesi ile incelenmiştir. Tomiyama [26] tarafından önerilen yanal kaldırma kuvveti bağıntısı çözüme eklenerek, dalan jetin sıvı altındaki oluşturduğu momentumdan kaçan kabarcıkların birleşmesiyle oluşan kaldırma etkileri simulasyona dâhil edilmiştir. Ayrıca büyük ölçekli kabarcıklanmaların dağılımında, ayrışma ve birleşmenin etkilerinin incelenmesi için türbülans kinetik enerjisine ve türbülans girdap dağılımına ait

kaynak terimleri eklenmiştir. Tek yönlü faz eşlemesinde, kaldırma kuvvetlerine ait denklemlerin çözülememesinden ötürü kabarcıkların sadece jetin dalma etkisinin gözlemlendiği yerlerdeki türbülans yayınımı kuvvetlerinden etkilendiği görülmüş ve kabarcıklar sadece yüzey altındaki jet akımı bölgesinde yoğunlaşmıştır. Öte yandan çok yönlü yayınımın çözüldüğü durumda kabarcıkların etkileşimleri bütün yönleriyle ele alınmış ve belirli bir derinlikten sonra kaldırma kuvvetlerinin etkisiyle kabarcıklar serbest yüzeye doğru hareket ettiği ve ayrıştığı belirtilmiştir. Sayısal çözümün doğrulanmasının, yüzey altındaki boşluk oranı ve sıvı fazdaki türbülans seviyesi hakkında yeterli deneysel veri olmadığından dolayı yapılamadığı belirtilmiştir [27].

Deshpande ve diğ. (2012), dairesel kesitli su jetini, açılı olarak durgun su havuzuna dalmasını araştırmışlardır. Bu araştırma kapsamında yapılan deneysel çalışmada, püskürtücü çapı 40 mm olarak seçilmiş, jetin Reynolds sayısı 1,6 x 10^5 ve Weber sayısı 8,8 x 10^3, jetin dalma açısı (θ_j) 12,5^o olarak ayarlanmıştır. Dalan jetin sürekli ve pürüzsüz yüzeye sahip olmasına rağmen dalma noktasında, periyodik olarak jetin çapı ile orantılı boşluklar oluşmuştur. Serbest sıvı yüzeyinden jetin çıkış noktasına olan $14D_j$ mesafesinde hız profilleri ölçülmüş, $30D_j$ noktasında akış yönünü serbest yüzeye doğru çevirmiş ve $40D_j$ noktasında kaldırma kuvvetleri ile kabacıklanmalar serbest yüzeye yönelmiştir. Reynolds Ortalamalı Navier Stokes denklemler(RANS) ile VOF tekniği kullanılarak yapılan sayısal çalışmada, deneysel çalışma ile simulasyon arasında eşleşme olduğu belirtilmiştir [3].

Sayısal çalışmalardaki karşılaşılan en büyük sıkıntı, dalan sıvı jetlerindeki akışı ve gaz sürüklenmesi olayını fiziksel olarak küçük ölçekli boyutlarda tam olarak nitelendirilememesidir. Ma ve diğ. (2010), dalan sıvı jetlerindeki akışı sayısal olarak incelemek adına hesaplamalı çok fazlı akışkan dinamiği(CMFD) temelli bir yaklaşım kullanmışlardır. Kullanılan yaklaşımla, farklı boyutlardaki kabarcıkları, sürekli ortam akışkanı olarak modelleyen ve hava sürüklenme bölgeleri ile debilerini tahmin edebilen, her bir faz için korunum denklemlerini kapsayan, detaylı bir alt çözüm ağı hava sürüklenme modelini geliştirmişlerdir. Simülasyonda, 24 mm çaplı, 3,5 m/s hıza sahip dalan jetinin Reynolds Ortalamalı Navier Stokes denklemleri, çift yönlü eşlemeli olarak, iki fazlı akışı ayrı ayrı çözebilecek şekilde gerçekleştirilmiştir. 1 mm ila 9 mm arasındaki beş farklı kabarcık modellenmesine göre alt çözüm ağında ölçeklendirmeler yapılmıştır. Simulasyon sonuçları serbest yüzeyin altındaki üç

farklı uzaklıkta, boşluk oranları ve kabarcık miktarları olarak, daha önceki deneysel çalışmalar ile kıyaslanmıştır. Çift yönlü faz eşlemesinde türbülans yayınım modelinin gerekmediği belirtilmiştir, tek yönlü faz eşlemesinde ise, oluşan kabarcıklardaki kaldırma kuvvetlerinin akışın türbülansını etkilediğinden bahsedilmiştir. Çift yönlü eşlenmiş olan hesaplamalı çok fazlı akışkanlar dinamiği (CMFD) yöntemlerinin, hava sürüklenmesi olayının benzeştirilmesinde daha doğru sonuçlar verdiği söylenmiştir [2].

Son yıllarda yapılan deneysel çalışmalardan birisi olan Harby ve diğ. (2014), yaptığı çalışmada, gelişen teknolojiden de faydalanılarak, dairesel kesitli, kısa boylu ($L_p/D_p < 5$) püskürtücüler ile oluşturulan jetleri incelemişlerdir. Genel literatürün aksine burada fazladan püskürtücü çapı (D_o) ve püskürtücü çıkış hızının (V_o) etkileri de incelenmiştir. Ayrıca farklı olarak serbest yüzey aldındaki eksenel hız dağılımı da incelenen başka bir değerdir. Akış görselleme tekniği CCD kamera kullanılarak, diğer ölçümleri de etkilemeyecek şekilde yapılmıştır. Bu teknik sayesinde sıvı kütlesi ile gaz kabarcıkları arasındaki ara yüzey oluşumlar izlenmiştir. Elde edilen sonuçlar, boyutsuz kabarcık nüfuziyet derinliğinin (H_p/D_p), yine boyutsuz püskürtücü uzunluğunun 25 değerine kadar artmasıyla, azalmaktadır. Yine nüfuziyet derinliği püskürtücü çapı ve jet çıkış hızının artmasıyla artmaktadır. Gaz sürüklenme debisinin, artan jet hızıyla arttığı gözlemlenmiş ve jet hızı ile olan fonksiyonel bağlantısı üç farklı aşamaya bölünerek oluşturulmuştur. Jet ortasındaki hız değerinin ötelenmesi, yapılan ölçümler ile çarpma hızına bağlı olarak hesaplanabileceği yarı deneysel bir denklem sunulmuştur. Sıvı yüzeyi altındaki eksenel hız dağılımı, hem eksenel hem de jete radyal yönde, yaklaşık olarak Gauss tipi bir dağılım gösterdiği görülmüştür. Çalışmaların sonucunda deneysel bağıntılar, jet parametrelerinin tahmin için sunulmuş ve bu bağıntılar diğer çalışmalarla tutarlılık göstermiştir [28].

Xiang ve diğ. (2014), büyük arayüzeye sahip hava kabarcıklarının oluşumunun, hava sürüklenmesinin ve kabarcık yayınımının sayısal olarak incelenmesi adına akışkan hacmi yöntemi (VOF) ve çoklu boyut gruplandırması yöntemini (MUltiple SIze Group) kullanacak bir sayısal modelleme önermişlerdir. Olayın bütün temel fiziğini gözetmek adına, modelleme çalışması hava, su ve yayılmış hava kabarcıklarından oluşan üç akışkan fazını çözerek, fazların birbirleri ile etkileşimlerini eşleyecek şekilde yapılmıştır. Her bir faza ait yöneten denklemler Euler-Euler çok fazlı akışkan yaklaşımını kullanarak her bir faz için, zaman adımlarında ayrı ayrı çözülmüş ve

eşlenmiştir. Dalma noktası civarındaki hava sürüklenmesinin gerçekleştirilmesi adına, buradaki alt çözüm ağı ölçeği de modele eklenmiştir. Chachereau ve Chanson (2010)'un yapmış olduğu deneysel çalışma ile model karşılaştırılmış ve önerilen yöntemin potansiyellerini belirlemek adına, makul bir tahmin oluşturduğu belirtilmiştir [29].

Khezzar ve diğ. (2015), jet yüzeyindeki kararsızlıkların hava sürüklenmesine olan etkilerini kıyaslamak adına, yüksek dalgalanmalı ve düşük dalgalanmalı jetleri sayısal çözüm yöntemlerini kullanarak karşılaştırmışlardır. Büyük girdap simulasyonu (Large Eddy Simulation-LES) temelli dinamik Smagorinsky alt çözüm ağı ölçeği kullanılan türbülans modeli ve çok fazlı akış için VOF yöntemi kullanılarak her bir jetin simulasyonu gerçekleştirilmiştir. Oluşturulan simulasyonlarda düşük dalgalanmalı jetteki türbülans yoğunluğu azken, yüksek dalgalanmalı jetlerde püskürtücü çıkışındaki Reynolds sayısının 9000 olduğu belirtilmiştir. Geçici çarpma ve devamlı sürüklenme aşamalarındaki simule edilen serbest yüzey ve arayüzey şekillerinin daha önceki deneysel çalışmalardaki şekilleri yakaladığı söylenmiştir. Serbest yüzey altındaki arayüzeylerin, hava hacminin ve hava sürüklenme oranının, jet sıvı yüzeyindeki dalgalanmaların içerdiği yüksek türbülans miktarlarından dolayı oldukça etkilendiği, yapılan simulasyonla tekrardan doğrulanmıştır. Tahmin edilen hava sürüklenme oranı daha önceki yarı deneysel bağıntılar ile örtüşmüş ve her iki jet için hesaplanan ortalama hız alanları birbirleriyle eşit çıkmıştır. LES-VOF kombinasyonunun hava sürüklenme olayının tahmininde oldukça makul bir seviyede uyumluluk gösterdiği söylenmiştir [4].

Shonibare ve Wardle (2015)'ın yapmış olduğu sayısal çalışmada, dikey dalan jetlerin oluşturduğu ilk çarpma anının ve daha sonraki devamlı hava sürüklenmesi olayının daha doğru canlandırılması için rejime bağlı olarak çok fazlı modelleme yöntemiyle ve VOF yönteminin ikisini de barındıran hibrit bir çözücü geliştirmişlerdir. Bu yöntemler farklı boyutlardaki kabarcıkların yakalanması için, nispeten büyük hacimli tamamen ayrık kabarcıklanmalar ile dağınık kabarcıklanmalar arasındaki geçişte arayüzeyleri belirginleştirilmesi adına çözüm yöntemini dinamik olarak değiştirmektedir. Arayüzey belirginleştirme (interface sharpening) yönteminin kapalı olduğu durumda, tahmin edilen kabarcık boyutları yayılı kabarcık durumundan dolayı daha küçük olurken, simulasyon da Euler-Euler yaklaşımı ile hareket etmektedir. Arayüzey belirginleştirmenin etkin olduğu durumda, daha büyük

kabarcıklanmalar gözlenirken, simulasyon VOF yöntemine benzeşerek kabarcıkların çoğunluğuna simule edilmektedir. Büyük kabarcıkların çözüldüğü durumda dahi yüksek arayüzey eğrisine sahip düşük arayüzey çözümünün olduğu yerler için Euler-Euler yaklaşımına uygun denklemler kullanılmıştır. Dinamik değişim bölgelerinin ve kabarcık çapı tahminin belirlenmesi adına dört farklı simulasyon tipi gerçekleştirilmiştir. Bu simulasyonlarda dinamik değişimler için ikisinde indirgenmiş yoğunluk dengesi denklemleri (reduced population balance equations rPBE) kullanılırken diğer ikisinde kabarcık oluşumunu belirleyen kritik Weber sayısına göre değişim gerçekleştirilmiştir. Yapılan çalışmalar birbirleri ile kıyaslandığında rPBE kullanılan simulasyonların sonuçları Weber sayısının kullanıldığı sonuçlara göre daha gerçekçi olduğu belirtilmiştir. Yazarlar ayrıca rPBE model temelli simulasyonlarda, kabarcıkların ayrışma ve birleşme etkileşimlerini açıklayabilecek alt çözüm ağı ölçeklendirmelerinin doğru olarak belirlenmesinin sayısal çözümlerde daha doğru sonuç vereceğini söylemişlerdir [6].

Araştırmacılar, kabarcıklanmanın gözlemlendiği farklı alanlarda da su jetlerinin davranışlarını araştırmak istemişlerdir. Su türbinlerinde, kavitasyonlardan oluşan hasarları minimize etmek adına, su jetlerinden ötürü kabarcıklanma oluşmaması istenilmektedir. Su jetleri ile hava sürüklenmemesi adına Kramer ve diğ. (2016) bir takım deneysel çalışmalar yapmışlardır. Yapay sinir ağı yöntemi (Artifical neural network) yaklaşımıyla, daha önceden nispeten düşük debilerdeki jetlerin aksine yüksek debilerdeki jetler incelenmiş ve dalma derinliğine bağlı parametreler belirlenmiştir. Modellenen dalma derinliği yapılan ölçümler sayesinde elde edilen değerler ile doğrulanmıştır. ANN yönteminde kullanılan hesaplama yöntemleri, ağırlık matrisleri gibi bilgiler ayrıca paylaşılmıştır [30].

Lopes ve diğ. (2015), hava sürüklenmesinin modellenmesi için VOF yönteminin serbest yüzeyin ve su tarafındaki hızın tahmin kapasitesini belirlemek adına araştırma yapmışlardır. OpenFOAM yazılımındaki interFoam modülüne kabarcık oluşumunun belirtilmesi adına açık (explicit) bir terim eklemişlerdir. Oluşturulan yeni sayısal model ile üç boyutlu olarak incelenen sıvı jeti, radyal hızlar ve kabarcık oluşumu yönünden diğer benzer çalışmalar ile kıyaslanmıştır. Sonuçlar incelendiğinde dalma noktası etrafındaki hava kabarcıklarının, bu bölgedeki çözüm ağından oldukça etkilendiği söylenmiştir ve hava sürüklenmesinin modellenmesi adına çözüm ağına bağımlı yöntemlerin geliştirilmesinin önemi belirtilmiştir [5].

2. DALAN SU JETİ İLE HAVA SÜRÜKLENMESİ

Durgun bir havuz veya su kütlesine su jetinin çarpması ve sürekli olarak dalmasıyla hava, su kütlesi içerisine doğru sürüklenir ve serbest sıvı yüzeyinin altına doğru hareket eder. Dalan su jeti ile hava sürüklenmesi olarak tabir edilen bu olay, içerisinde farklı fiziksel mekanizmaları barındırdığı için nitelikli bir öngörünün yapılması adına püskürtücü çapı, jet debisi, dalma yüksekliği ve sıvının fiziksel özellikleri gibi parametreler kullanılmaktadır. Özellikle sıvının fiziksel özellikleri, hava sürüklenme mekanizmalarını oldukça değiştirmekte ve tahmin için kurulan modellemelerin doğruluğunu etkilemektedir. Sıvı vizkozitesine göre jet yüzeyinin kararsızlık durumu hava sürüklenmesini tetikleyici olabilmektedir. Jet üzerindeki kararsızlıkların oluşumunda ise, öncelikli olarak püskürtücüden kaynaklı olan etkileşimler ve yukarı akımın türbülans seviyesi belirleyici olmaktadır. Öte yandan jetin boyutsal olarak değişimleri, su ve hava arayüzeylerindeki etkileşimleri, oluşan gaz oyuğunu, hacimsel sürüklenme debisini ve oluşan kabarcıklanmaların karakteristiklerini etkilemektedir. Dalan jet ile sürüklenmeyi incelemek adına, bütün boyutsal parametreler ve kullanılan terimler bu bölümde ele alınacaktır. İlk olarak dalan sıvı jeti ile alakalı yapılan deneylerden elde edilen verilerin ışığında, süreci etkileyen bütün parametrelerin boyutsal olarak analizi yapılacaktır. Daha sonra, sıvı jetine ait karakteristik özellikler anlatılacaktır. Ardından hava sürüklenme mekanizmalarının sıvı viskozitesine göre oluşumları açıklanacaktır. Hava sürüklenmesi ile ilgili olarak da, sıvı jetine bağlı olan hacimsel sürüklenme debisi, jetin ilk çarpma anındaki gaz oyuğu, serbest yüzey altındaki kabarcıklanmanın karakteristikleri de bu bölümün devamında ele alınacaktır.

2.1 Boyutsal Analiz

Deneysel araştırmaların yürütülmesi sürecinde her zaman gerçek durumun davranışlarını belirlemek adına bir fiziksel model kurulması gerekmektedir. Fiziksel modelin oluşumunun ardından ölçeklendirmeler ile modelin bulundurduğu parametrelerin etkilerinin anlaşılması adına karşılaştırmalar yapılmaktadır. Burada

ele aldığımız dalan su jetleri ile havalandırma olayı, serbest sıvı yüzeyinin normali ile θ_j açısına sahip, çarpma anından hemen önce V_j hızında olan bir su akımının, sakin bir su kütlesine çarparak beraberinde ortamda bulunan havayı, sıvı kütlesinin serbest yüzeyinde oluşturduğu şekil değişimleri ile su kütlesinin içerisine sürüklemesi olarak tabir edilebilir. Burada incelenmesi gereken en önemli nokta ilk çarpma anı ve devamı için jet ile su kütlesinin temas ettiği dalma noktasıdır.

Gaz sürüklenmesi olayında ilgilenilen nitel özellikler, sürüklenme başlangıcı için gerekli olan kritik eşik hızı V_k ve akabinde eşik değerin aşılmasıyla sürüklenen hacimsel hava debisi Q_h'dır. Kritik jet hızı, jet hızına ait belirlenmiş bir değer olduğundan ötürü yapılan boyutsal analizde V_j kullanılacaktır. Sıvı jetinin boyutlarının etkilerini analize dâhil etmek adına, problemin genel geometrisini şimdilik tek bir referans uzunluğa bağlayacak olursak, bu bağımlı değişkenler olan V_k veya Q_h, akışkan özellikleri ile dalma noktasındaki yerel durumlara bağlı olarak [12];

$$Q_h = f\left(L, V_j, g, \rho_s, \rho_g, \mu_s, \mu_g, \sigma, u', \lambda, \theta_j\right) \tag{2.1}$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada, g yerçekim ivmesi, ρ yoğunluk, μ dinamik viskozite, σ arayüzey gerilmesi, u' yerel kararsızlıklara ait çalkantı hızı, λ dalgalanmalara ait dalga boyudur. Kullanılan alt indisler olarak s ve g sırasıyla sıvı ve gaz fazını tarif etmektedir. Literatürde kullanılan birçok boyutsuzlaştırma olmasına rağmen, ortak olarak en çok rastlanan boyutsuzlaştırma şekli;

$$\frac{Q_a}{Q_s} = \hat{f}(Fr, We, Ca, \frac{\rho_g}{\rho_s}, \frac{\mu_g}{\mu_s}, \frac{u'}{V_j}, \frac{\lambda}{L}, \theta_j) \tag{2.2}$$

olarak karşımıza çıkmaktadır. Yukarıdaki boyutsuz parametrelerin açıklamaları Çizelge 2.1'de yapılmıştır. Bu kullanılan boyutsuz parametrelere ek olarak Reynolds sayısı, Ohnesorge sayısı, Bond sayısı da diğer boyutsuz sayıların kombinasyonları olarak kullanılmıştır [12]. Reynolds sayısının kullanımı tipik olarak jet veya serbest yüzey altı akımı laminerden türbülanslı rejime geçişini göstermektedir. Ayrıca püskürtücü tarafından sağlanan gelen akışının sahip olduğu kararsızlık etkilerini ilişkilendirmek adına $\frac{u'}{V_j}$ ve $\frac{\lambda}{L}$ değerlerinde kullanılmaktadır. Ohnesorge sayısı, daha ender görülmekle birlikte viskozitesi yüksek jet akımlarının olduğu durumlarda kullanılmaktayken [1,31], Bond sayısı hava girişinin olduğu bölgeden uzaktaki

durgun menüsküsü tarif etmede kullanılmaktadır [32]. Ayrıca jetin çarpma basıncının etkilerinin incelenmesi durumunda Euler sayısının kullanımı, Froude, Reynolds ve Weber sayılarına bağlı olarak kullanılmaktadır [14,23].

Çizelge 2.1: Boyutsuz sayılar ve açıklamaları.

Birincil Grup	Formül	Açıklama
Froude Sayısı	$Fr = \frac{V_j^2}{gL}$	Akıştaki atalet kuvvetlerinin yığın kuvvetlere (yer çekimi kuv.) oranıdır
Weber Sayısı	$We = \frac{\rho_s V_j^2 L}{\sigma}$	İki fazlı akışlarda, atalet kuvvetlerinin yüzey gerilmesi kuvvetlerine oranıdır
Capillary Sayısı	$Ca = \frac{\mu_s V_j}{\sigma}$	Viskoz kuvvetlerin, yüzey gerilmesi kuvvetlerine oranıdır
Yoğunluk Oranı	$\gamma = \frac{\rho_g}{\rho_s}$	Fazların yoğunluklarının oranıdır
Vizkozite Oranı	$M = \frac{\mu_g}{\mu_s}$	Fazların dinamik viskozitelerinin oranıdır
Çalkantı Yoğunluğu	$V^* = \frac{u'}{V_j}$	Türbülans yoğunluğu, turbulanslı çalkantı hızlarının ortalama jet hızına oranı
Reynolds Sayısı	$Re = \frac{We}{Ca} = \frac{\rho_s V_j L}{\mu_s}$	Akıştaki atalet kuvvetlerinin, viskoz kuvvetlere oranıdır.
Ohnesorge Sayısı	$Oh = \frac{Ca}{\sqrt{We}} = \frac{\mu_s}{\sqrt{\rho_s \sigma L}}$	Viskoz kuvvetlerin, atalet ve yüzey gerilmesi kuvvetlerine oranıdır.
Bond Sayısı	$Bo = \frac{We}{Fr} = \frac{\rho_s g L^2}{\sigma}$	Kabarcıkları karakterize eden yığın kuvvetlerin yüzey gerilmesi kuvvetlerine oranıdır

2.2 Su Jetinin Temel Hidrodinamik Özellikleri

Deneysel araştırmalar sonucunda araştırmacılar tarafından öne sürülen bağıntıların çoğunluğunda boyutsuz parametreler bulunmaktadır. Boyutsuz parametrelerin tamamlayıcı olması için jetin karakteristiklerini betimleyecek olan hidrodinamik özelliklerinin sınıflandırılması gerekmektedir. Bağıntılardaki parametreler, deneyin oluşturulma şekline bağlı olduğundan dolayı bazı anma değerleri problemlere farklılık göstermektedir. Bu sebeble bu bölümde jete ait hidrodinamik özellikler konfigurasyonlara bağlı olarak açıklanacaktır.

2.2.1 Jet çapı ve hızı

Püskürtücüden çıkan sıvı kütlesi, daha önceden belirlenmiş olan dalma yüksekliği boyunca hareket ederken, yerçekimi kuvveti, akışkan özellikleri, jet çıkış hızı gibi etkiler altında boyutsal olarak değişime uğramaktadır. Laminer akışlı dikey jetler için yerçekimi hem jet çapına hem de jet hızına etki etmektedir. Jetin dalma yüksekliği boyunca değişen hız profilleri, çıktığı püskürtücüdeki ağız etkileri, ortamdaki gaz fazı ile olan yüzey etkileşimleri ihmal edilecek olursa, enerji dengesinden aşağıdaki bağıntı elde edilmektedir [1];

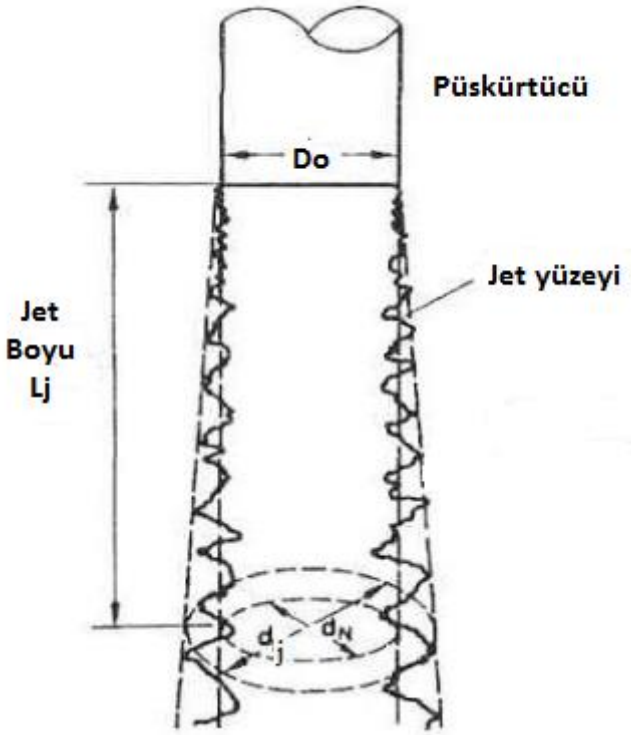
$$\frac{D_j}{D_r} = \left(\frac{\pi^2 g L_j D_r^4}{8Q_L^2} + 1\right)^{-1/4} \tag{2.3}$$

D_r çapı referans alınan bir noktadaki jet çapıdır ve püskürtücünün çıkışındaki etkilerden dolayı püskürtücü çapı olarak alınmamalıdır. Lin tarafından önerilen $L_j = 0.03$ m jet uzunluğundaki çap referans alınarak zamanla uzayan jet boyuna göre D_j yukarıdaki denklemden çekilmektedir [1].

Yüksek hızlı jetlerde, jet etrafındaki gaz ile temastan ötürü yüksek oranda sürtünme kuvvetlerine maruz kalmakta ve yüzey gerilimleri oluşan kararsızlıkları baskılayamamaktadır. Dolayısıyla jet çapı laminer jetlerdeki gibi doğrudan ifade edilememektedir. Görselleştirmelerin uzun süreli olarak takibinden jetlerin Şekil 2.1'de görüldüğü üzere, genel görünüm itibariyle konik fakat dağınık bir yüzey dalgalanmasına sahip olduğu görülmüştür [1]. Van de Sande ve Smith tarafından türbülanslı jetlerde kullanılmak üzere uzun püskürtücülerden çıkan jetler için

aşağıdaki bağıntı önerilmiştir [13].

$$\frac{D_j}{D_o} = C_1(We_h Re_h)^m \tag{2.4}$$



Şekil 2.1 : Jetin karakteristik özellikleri [1].

Bu denklemde, $We_h Re_h > 7 \times 10^5$ durumu için C_1 katsayısı $C_1 = 0{,}0085$ ve m üstel sayısı m= $1/6$ olarak önerilmiştir. Burada C ve m sayıları, püskürtücü tasarımına ve gelişen türbülans seviyesine göre değişmektedir. Denklem 2.4 farklı araştırmacıların yapmış olduğu çalışmalara da uyarlanabilmektedir [1]. Re_h ve We_h sayısıları burada jet etrafındaki hava sınır tabakasını ilgilendirdiğinden dolayı aşağıdaki şekilde hesaplanmalıdır.

$$Re_h = \frac{V_h L_j}{\nu_h} \, , We_h = \frac{V_h D_j \rho_h}{\sigma} \tag{2.5}$$

Türbülanslı jetlerde ve hava sürüklenmesi için gerekli minimum eşik değerlerine yakın hızlarda olan jetlerde, jet çapındaki değişimlerden ziyade, püskürtücü çapının etkileri daha önemlidir [33]. Eğer sadece yerçekiminden kaynaklı ivmelenmeler gözetilecek olursa, jetlerin çarpma anındaki hızlarını, enerji eşitliği sayesinde aşağıdaki ifade ile basitçe hesaplanabilmektedir [1].

$$V_j = \left({V_o}^2 + 2gL_j\right)^{1/2} \quad (2.6)$$

Burada V_o ile tabir edilen hız püskürtücü ağzından jetin çıkış hızıdır. Tabii ki gerçekte, jet içerisinde gelişen türbülanstan ve tersinmezliklerden ötürü enerjinin bir kısmı kaybolacaktır. Bu denklemden bulunan jet hızı sadece ilk başta tahmin niteliği taşımaktadır. Aynı formülü eğimli jetlerde, L_j uzunluğunu püskürtücü çıkışı ile havuzun serbest yüzeyi arasındaki yükseklik farkı olarak alarak kullanabilmek mümkündür.

2.2.2 Sıvı jetlerin ayrılma uzunluğu

Sıvı jetleri belirli bir uzunluktan sonra oluşan yüzey gerilimlerinden ve viskoz etkilerden dolayı atalet kuvvetleri etkisini yitirir ve damlacıklara ayrışma eğilimi gösterebilirler. Bu damlacıkların serbest havuz yüzeyinde oluşturduğu etki dalan jetlerden farklı olduğundan ötürü, jet kararsızlıklarının gaz sürüklenme mekanizmasını değiştirdiği belirtilmiştir [1].

Laminer jetler için, ayrılma uzunluğunun belirlenmesi adına Bin [1] aşağıdaki bağıntıyı önermiştir;

$$\frac{L_a}{D_o} = 19.5\ {We_p}^{0.425}\left(1 + 3\ Oh_p\right)^{0.85} \quad (2.7)$$

Bağıntı ${We_p}^{0.425}\left(1 + 3\ Oh_p\right)^{0.85} = 3 - 100$ değerleri arasında geçerlidir. Yalnız buradaki Weber sayısı ve Ohnesorge sayısının püskürtücü anma çapına göre hesaplanması gerekmektedir.

Türbülanslı jetler için, $L_a/D_o = C_2 We_p^p$ şeklindeki bağıntı genellikle tavsiye edilmektedir. C_2 ve p sayıları probleme değişkenlik arz etmekte olup, C_2'nin alt indis verilmesinin sebebi jet çapı hesaplamasındaki katsayıdan farklı olduğunun belirtilmesidi. $L_p/D_o \geq 5$ için p değeri 0.31-0.32 arasında değişmektedir. C_2 katsayısı ise, püskürtücü çapı, ,püskürtücü uzunluğu ve türbülans seviyesi değerlerine bağlı olarak tayin edilmektedir [34].

2.3 Jet Etrafındaki Hava Sınır Tabakası

Jet etrafında oluşan hava sınır tabakası ile ilgili olarak ilk öneriyi Sakiadis yapmış ardından jet etrafındaki hız profili ilgili olarak Rotte birtakım önemli düzenlemelerde

bulunmuştur [1]. Hava sınır tabakası içerisindeki hız profili aşağıdaki şartları sağlamak mecburiyetindedir.

$$\begin{aligned} y = 0 \qquad & \frac{\partial^2 V_h}{\partial y^2} = \frac{1}{r_o}\frac{\partial V_h}{\partial y} = 0 \\ y = \delta_1 \text{ için;} \qquad & \frac{\partial^2 V_h}{\partial y^2} = \frac{\partial V_h}{\partial y} = 0 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Momentum akısının integral eşitlini sağlamak için, Pohlhausen yöntemine göre aşağıdaki denklem karşımıza çıkmaktadır.

$$\frac{d}{dx}\int_0^{\delta_1} V_h^2 2\pi r dr = \nu_G\, V_o/\beta \tag{2.8}$$

Burada β katsayısı sınır tabaka kalınlığı ile ilişkilidir. Rotte'ye göre aşağıdaki hız profili hem Denklem 2.8'i, hem de Denklem 2.9'u sağlamaktadır [1];

$$\frac{V_h}{V_o} = 1 - \frac{2}{\beta}\ln\left(\frac{2r}{d_j}\right) + \frac{2}{\beta^3}\ln^3\left(\frac{2r}{d_j}\right) - \frac{1}{\beta^4}\ln^4\left(\frac{2r}{d_j}\right) \tag{2.9}$$

Pohlhausen yönteminin yukarıdaki hız profilinin Denklem 2.9'da yerine koyulması ile karşımıza β'ya ait bir eşitlik çıkacaktır. β değeri içinse eğime bağlı olarak aşağıdaki önerilen bağıntılar kullanılabilir [1];

$$\begin{aligned} 0 \le \xi \le 3 \text{ için} \qquad & \beta = 0.027\xi^3 - 0.230\xi^2 + 1.158\xi \\ \xi \ge 3 \text{ için} \qquad & \beta = 0.5517 + 3.3755\log_{10}\xi \end{aligned} \tag{2.10}$$

Daha derinlemesine bir dikkatle, "sürüklenme alanı", sürüklenen havanın hacimsel akış debisine doğrudan bağlı olduğundan dolayı tanımlanabilir;

$$\Delta = \frac{1}{V_o}\int_0^{\infty} (V_o - V_h) 2\pi r dr \tag{2.11}$$

ve sürüklenen hava miktarı aşağıdaki şekilde kolayca bulunabilir;

$$Q_h = \Delta \cdot V_h \tag{2.12}$$

Δ değerinin bulunması için aşağıdaki yaklaşımlar kullanılabilir;

$$0 \leq \xi \leq 1{,}1 \text{ için, } (\%1\ den\ az\ hata\ ile)$$

$$\frac{4\Delta}{\pi {d_j}^2} = 0.028\xi^3 + 0.195\xi^2 + 0.702\xi \tag{2.13}$$

$$0 \leq \log_{10}\xi \leq 1{,}1 \text{ için, } (en\ fazla\ \%5\ hata\ oranı\ ile)$$

$$\log_{10}\left(\frac{4\Delta}{\pi {d_j}^2}\right) = 0{,}092\log^3{}_{10}\,\xi + 0{,}272\log^2{}_{10}\,\xi + 1{,}318\log_{10}\xi - 0{,}034 \tag{2.14}$$

Bu yaklaşım, laminer sınır tabakasının bulunduğu durumlar için geçerlidir ($Re_h < 5\ x\ 10^5$)[1].

2.4 Hava Sürüklenme Mekanizmaları

2.4.1 Yüksek viskoziteli jetler için sürüklenme mekanizmaları

Yüksek viskoziteli akışkanların oluşturduğu jetler ile alakalı olarak ilk nitelikli çalışmayı Lin ve Donnelly, geniş bir viskozite aralığı için gerçekleştirmişlerdir. Bu çalışma kapsamında, jetin viskozitesinin etkisini incelemek adına, jet çapı, jetin hız profili, yüzey etkin maddeleri ve ortamdaki gaz özelliklerini belirterek aşağıdaki şekilde kritik sürüklenme şartını belirtmişlerdir [12];

$$We_k = 10Re_k^{0.74} \tag{2.15}$$

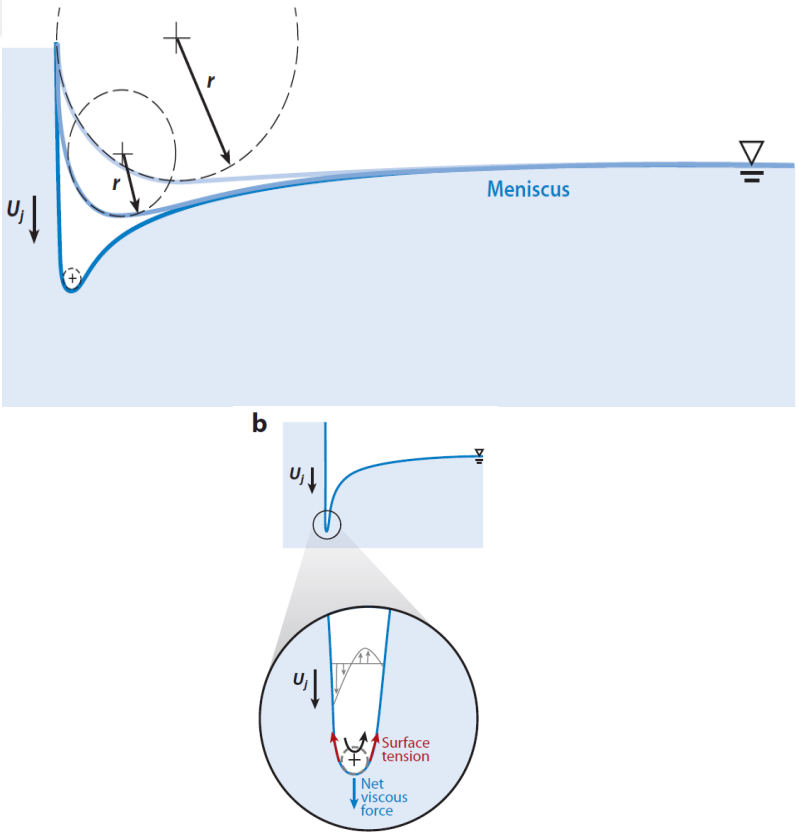
Bu bağıntıdaki kullanılacak olan karakteristik uzunluk, jetin çarpma noktasındaki çapıdır. Bağıntı yaklaşık olarak $\pm 20\%$ civarında bir doğruluğa sahiptir. Yukarıdaki bağıntı Reynolds sayısının 1500 olduğu değere kadar geçerlidir. Bunun üzerindeki Reynolds değerlerinde kararsızlıklar, sürüklenme mekanizmasını bozulmuş laminer akış şartlarına doğru çevirmektedir. Bu bağıntı ile alakalı olarak yeterli seviyede fiziksel kanıt olmamasına karşın, bağıntı viskoz sıvıların fiili ilişkisi olarak öne sürülmüştür.

Son zamanlarda yapılan çalışmalarda, viskoz arayüzeydeki sıvı sürüklenmesi olayı incelenmesine rağmen düşük atalet kuvvetlerinin olduğu durumlar için hava sürüklenme mekanizmasının fiziğini açıklayacak çalışmalar geliştirilmiştir [32,35,36]. Bu mekanizma, sürüklenmenin başlangıç şartlarına yaklaşıldığı tekil oyukların ani oluşumu üzerine kurulmuştur (Şekil 2.2). Hava sürüklenmesinin

başlangıcı, bir anda visko-kılcal mekanizmanın oyuğu daraltarak bozması ile sonuçlanmaktadır. Joseph ve diğ. [37] yapmış olduğu deneysel çalışmalarda, kısmen daldırılmış dört silindirli bir değirmen kullanılarak oyuk oluşumun gözlemlenmesini temel alan bu mekanizma fikri, Jeong ve Moffatt [15]'ın sürüklenen sıvı üzerinde analitik olarak yapmış olduğu Stokes akışı analizi ile desteklenmiştir [12]. Yapılan çalışmada, iki sıvı akımı arasında oyuk oluşumunda gözlenen r yarıçapının, Capiler sayı ile üstel olarak azaldığı ifade edilmiştir;

$$r \approx S\, exp[-Ca] = S\, \exp[\frac{\mu_s V_j}{\sigma}] \tag{2.16}$$

Burada S ifadesi, oyuk etrafındaki dış akış bölgesine ait uzunluk ölçeği olarak belirtilmiştir. Jeong ve Moffatt'in bu ifadeyi analitik olarak elde etmesine rağmen, yeni oluşmuş iki boyutlu oyukda görülen yüzey gerilmeleri ve viskoz sürüklenmeler arasındaki dengeyi fiziksel olarak açıklamak adına boyutlara bağlı ölçek faktörü eklenmiştir [32].



Şekil 2.2 : Dalma noktası etrafında hava sürüklenmesinin başlangıcı a) Artan jet hızı ile menisküs oluşumu b) Kayma gerilmelerinin etkin olduğu sürüklenme başlangıcı [12].

Oyuğun başında etkili olan viskoz sürüklenme, sonsuz uzunluktaki iki boyutlu, r yarıçapına sahip ölçeklendirilmiş bir yarım silindire ait birim uzunluk için $\mu_s V/\ln(S/r)$ şeklindedir. Buradaki viskoz kuvvetler, neredeyse paralel olan iki ve arayüzeyde oluşan 2σ büyüklüğündeki yüzey gerilmeleri tarafından dengelenmektedir.

Sürekli olarak giren akışkanı ihmal edecek olursak, bu tarz oyuk oluşumu sağlayan akımın yaklaşık olarak doğrusal bir kararlığa sahiptir ve sürekli hali bozmak adına sonlu genlikteki bir dalgalanma gereklidir. Bunun yerine oluşturulabilecek bir ani basınç değişikliği ile bu oyuk oluşumunu dengeleyen kuvvetler yine bozulabilir [12]. Bu sonuçlardan yola çıkarak, akışkanların viskozitelerinin logaritmik oranı ile bağlantılı kritik bir Capiler sayının aşılması sürüklenmenin başlamasına neden olacaktır (Şekil 2.3);

$$Ca_k = \frac{V_k \mu_s}{\sigma} \sim \ln\left(\frac{\mu_s}{\mu_g}\right) \tag{2.17}$$

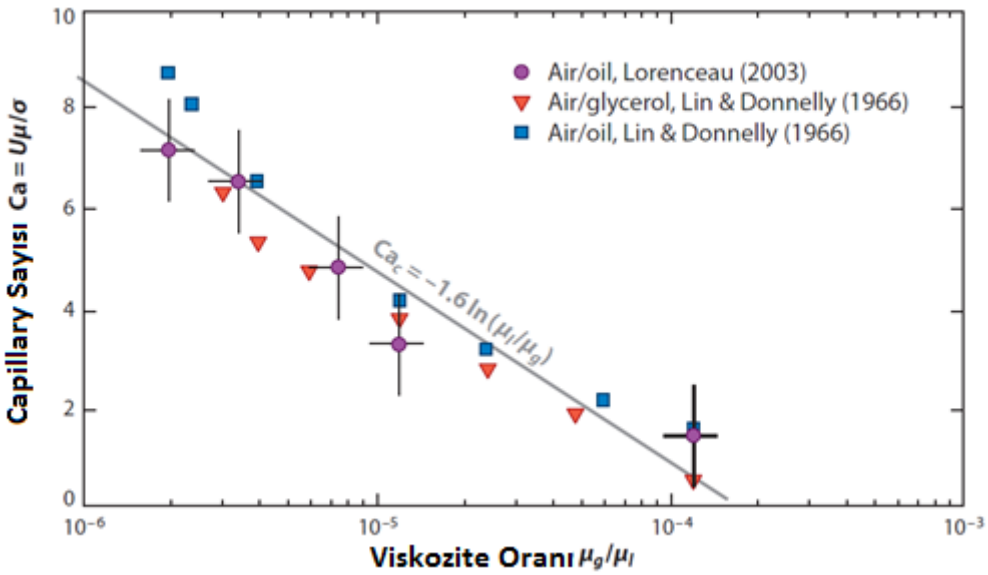
Lorenceau [32] farklı viskozitelere sahip silikon yağlar ve hava ikilisi için yürüttüğü çalışmaları ve Lin ve Donnelly [38]'nin çalışmasındaki verileri ve sunulan bağıntıyı (Denklem 2.17) derleyerek aşağıdaki bağlanımı sunmuştur [12];

$$Ca_k - 1.6 \ln\left(\frac{\mu_s}{\mu_g}\right) - 13.7 \tag{2.18}$$

Capiler sayısının Weber ve Reynolds sayıları ile olan ilişkisini göz önünde bulundurursak denklem ile anlatılan bağıntı daha açık biz şekilde ifade edilebilir;

$$Ca_k = \frac{We_k}{Re_k} = \left(\frac{\rho V_k^2 d}{\sigma}\right)\left(\frac{\mu_s}{\rho V_k d}\right) \sim \ln\left(\frac{\mu_s}{\mu_g}\right) \tag{2.19}$$

$$We_k \sim Re_k \ln\left(\frac{\mu_s}{\mu_g}\right) \tag{2.20}$$



Şekil 2.3 : Yüksek viskoziteli jetler için kritik sürüklenme şartları. Veriler Lorrencau ve Lin&Donnelly'nin çalışmalarından derlenmiştir. Bağlanım çizgisi ise denklem içermektedir. [12].

Reynolds sayısının üstel değerindeki farklılık, Lin ve Donnelly'nin önerdiği bağıntıda viskozite oranın gözetilmediği kısmen göstermektedir. Fakat daha önemlisi, yukarıda Lorenceau'ya ait olan analiz çok belirgin atalet kuvvetlerinin görülmediği viskoz akışlar için geçerlilik kazanmaktadır. Lin ve Donnelly'nin yaptığı çalışmalarda, bazı test şartları yaklaşık olarak Re=1500 değerine yaklaşsa da, bu yüzey bozulmalarının az olmasından dolayı bu etkiler incelenmemiştir [12];

Viskoz şartların yoğun olduğu durumlarda, sürüklenen ince gaz filmi $Q = l_ç \delta_b V_j/2$ debisine ve yaklaşık olarak Couette hız profiline sahiptir. Lorenceau ve diğ. [35], oluşan boşluğun kalınlığını ölçeklendirmek için aşağıdaki orantıyı kurmuşlardır [12];

$$\delta_b \sim r(\mu_g V_j/\sigma)^{2/3} \tag{2.21}$$

Buna göre sürüklenme miktarı aşağıdaki şekilde tarif edilebilmektedir.

$$Q \sim r(\mu_g/\sigma)^{2/3}\, l_ç V_j^{5/3} \tag{2.22}$$

Bu şekilde yapılan öneri, küçük Capillary sayısına sahip olan durumlarda geçerlidir. Yüksek Capillary sayılarının olduğu durumlarda, oluşan yerçekimi ve viskoz denge durumlarından ötürü mekanizma bozulmakta ve farklı ölçeklendirme yapılması gerekmektedir. Maalesef, bu ölçeklendirmeye ait doğrudan hiçbir test olmamasına

rağmen, Lorenceau'nun yaptığı çalışmadaki hava sürüklenme miktarlarının bilinmesinden dolayı bu yaklaşımın dolaylı yoldan doğrulanması yapılmıştır [12];

2.4.2 Düşük viskoziteli jetler için sürüklenme mekanizmaları

Düşük viskoziteli dalan jetler için hangi koşullarda hava sürüklenmesinin başladığını tahmin etmek viskoz jetlerdeki kadar basit değildir. Hava sürüklenmesi bağlamında bu iki sınıfın arasındaki farkı tanımlamada, menüsküs bölgesindeki visko-kapiler sürüklenme eşiğinin aşılması sonucunda oluşan birçok ataletsel karasızlıklarından bir tanesinin sebep olduğu niteliksel olarak söylenebilmektedir. Nitekim Reynolds sayısının yeteri kadar büyük olduğu mertebelerde (örneğin Re > $O(10^2)$), Capillary sayısının hala visko-kapiler eşik değerinin altında (Ca < O (1)) olduğu durumlarda bile düşük viskoziteli sürüklenme rejimi beklenebilir. Yüksek ve düşük viskoziteli sürüklenme mekanizmaları arasındaki kesin geçiş, muhtemelen gelen akımdaki çalkantı derecesi (türbülans) ile alakalıdır fakat literatürde daha önceden belirtilmiş olan minimum eşik değerlerinin belirtilmesi faydalı birkaç değeri sunacaktır. Reynolds ve Capillary sayısının Weber sayısı olan ilişiğini göz önünde bulunduracak olursak hava sürüklenmesi başlangıcı için aşağıdaki şekilde bir ifade yapılabilir. Çizelge 2.2'de daha önceki çalışmalardan derlenen eşik değerleri bu bağlamda Denklem 2.24'ün öngörülmesini doğru kılmaktadır.

$$We = ReCa \sim O(10^2) \tag{2.24}$$

Çizelge 2.2: Literatürde önerilen çeşitli havalandırma eşik değerleri [1]

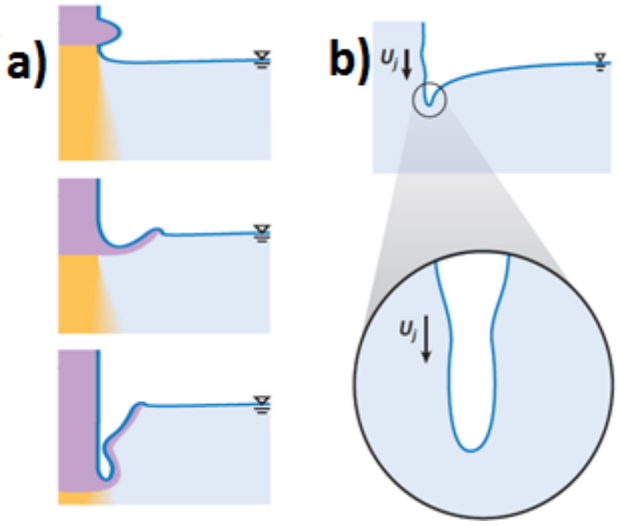
Yazar	Ca_k	Re_k	We_k
El Hammoumi ve ark (2002)	0.67	200	134
McKeogh (1978)	0.4	2000	800
Ciborowski ve Bin (1972)			200

Literatürde bulunan kaynaklara göre daha önceden yapılan deneylerde düşük viskoziteli jetler için dalma noktası etrafı hakkında detaylı bilgi bulunmamaktadır. Dolayısıyla sürüklenme noktasına ait yerel bilgiler detaylı olarak gözetilmemiş, sistem tasarımını kolaylaştırma adına geometrik incelikler daha çok ön plana

çıkmıştır [39]. Sürüklenme mekanizmasını incelemek adına, damlacıkların ayrı fakat birbirleri ile yakın bir mesafede ilerlemesi ve ince bir bağ ile bağlı olduğu durumda ilerlemesi olarak iki şekilde bir sınıflandırma yapılmıştır. Bin, her iki rejim için kapsamlı özet ve bağıntıları sağlamıştır. Bin'in yaptığı çalışma özetle; a) jet çapı ve Weber sayısının boyutsal kuvveti ile bağıntısı yapılmış damlacıklı rejim ve b) sürüklenme başlangıç şartlarının doğru ve güvenilir olarak tespit edilemediği sürekli jet rejimi olarak tarif edilebilir [1];

Damlacıklı çarpma rejimi için Bin, $\pm 10\%$ oranında eldeki verilerin geneli ile örtüşen bir bağıntı önermiş ve yaptığı varsayım ile bu sürüklenmenin sadece ayrık damlacık şekillerinden kaynaklanan sürüklenme olduğunu söylemiştir [1]. Tekil damlacıkların sadece kısıtlı şartlar altında hava sürüklediği bilinirken ardışık olan çok damlacıklar sürekli hava sürüklenmesine sebep olur [12]. Buna rağmen aralarındaki en önemli fark, tekil damlacıkların sakin havuz üzerindeki etkilerinin, jetin ürettiği ardışık damlacık dizeleri ile önemli derecede farklılaşmasıdır. Ayrıca, ayrık damlacıkların hava sürüklemesi ile alakalı olarak, dalma noktası etrafındaki yetersiz enerji yüzünden kabarcık oluşumunun gerçekleşmemesi durumu olabilir. Bildirilen bağıntılar arasında gerekli olan minimum damlacık çapı bilgisi ile alakalı birçok bildirim varken, kabarcık oluşumu için gerekli enerji ile alakalı herhangi bir bildirim yoktur [12];

Devamlı jet akışı durumunda, Bin tarafından birçok çalışma sonucunda elde edilen bilgiler derlenmiştir [1]. Düşük viskoziteli su ve hava ikilisinin kullanıldığı düzlemsel yüksek hızlı jetler, birçok farklı sürüklenme başlangıcı rejimi göstermişlerdir [18,22]. Düşük hızlar için ($V_k \approx 0{,}7\ m/s$), sürüklenme, jet yüzeyindeki gelişen büyük bozulmaların sebep olduğu, ayrık kabarcıkların dalma sınırında etraftaki sıvı kütlesinin kapanarak hava kabarcıklarını "çimdiklenmesi" ile hava sürüklenmesi gerçekleşirken, nispeten yüksek hızlarda ($V_k \approx 1\ m/s$), kararsız bir şekilde jetin dalma noktası etrafında oluşan hava oyuğunun büyümesi esnasında oluşan patlamalar ile ve yüksek hızlı jetler için ise ($V_k \approx 3{,}5 - 5\ m/s$) dalma noktası etrafında belirginleşen hava oyuğundan, havanın ayrılarak içeriye doğru hareket etmesi ile hava sürüklenmesi gerçekleşmektedir (Şekil 2.4).



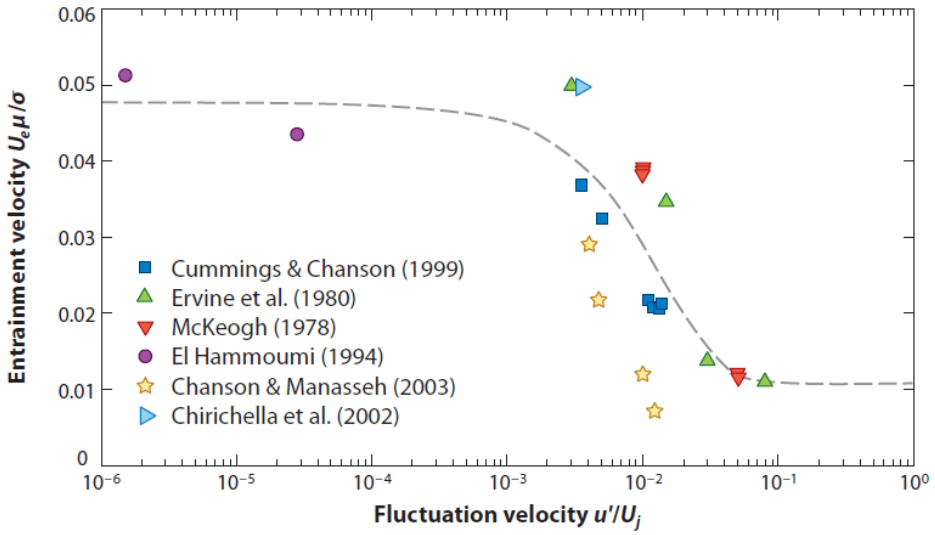
Şekil 2.4: Farklı hızlardaki düşük viskoziteli jetler için havalandırma mekanizmaları (a) Çimdiklenme ile hava sürüklenmesi b) kararsız hava oyuğu ile hava sürüklenmesi [12].

Daha önceki yapılan çalışmalar ile tutarlılık gösteren bu sürüklenme mekanizmaları [34] için başlangıç şartlarının çarpma noktasındaki çalkantı yoğunluğu ile ters orantılı olduğu belirtilmiş ve elde edilen güncel veriler sayesinde [19,31,40], aşağıdaki boyutsuz bağıntıya uygun halde birçok araştırmacı tarafından ifade edilmiştir [19,23];

$$\frac{V_k \mu}{\sigma} = 0.0109 \left[1 + 3.375 \exp\left(-70 \frac{u'}{V_j} \right) \right] \tag{2.23}$$

Daha önceden yapmış olduğumuz boyutsal analizlerde Denklem 2.41'in sol tarafındaki sayının Capillary sayısı olduğu ve sağdaki üstel ifade içerisindeki çalkantı yoğunluğu (V^*) olduğu görülmektedir.

Chirichella ver diğ. aynı zamanda, sürüklenme mekanizmaları arasındaki geçişi incelemek adına pürüzsüz düz jetler ile çalışmışlardır [40]. Chirichella ver diğ. yarafından yapılan araştırmada, geçişin Froude sayısı ile ölçeklendirilebileceği belirtilmiş ve çarpma hızına bağlı



Şekil 2.5: Çeşitli yazarlardan elde edilen düşük viskoziteli ve çalkantılı jetler için kritik sürüklenme şartları [4].

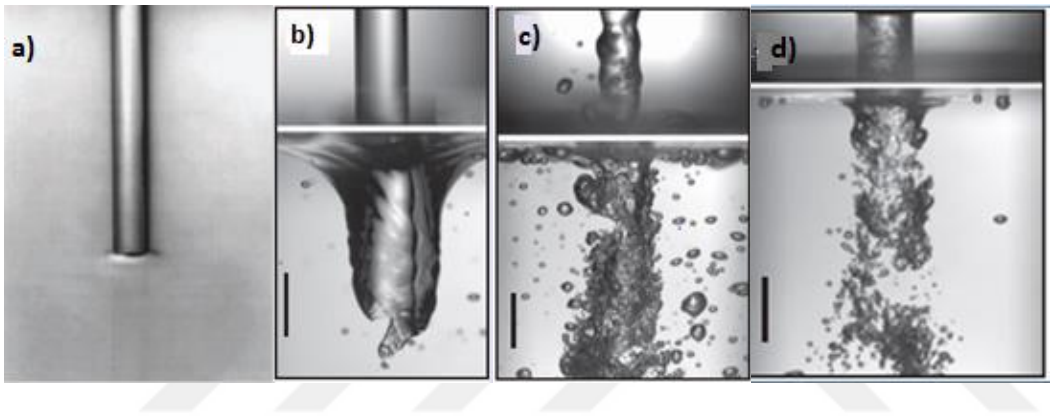
olarak $Fr_g = V_g(gd_j)^{-0.5} > 1{,}1 - 1{,}4$ ifadesini sunmuşlardır. Buradaki V_g geçişin gözleneceği çarpma hızı olarak belirtilmiştir [40]. Jet üzerindeki dalgalanmaların oluşturduğu düşük basınç bölgesine bağlı olarak dalma noktası etrafında oluşan hava oyuğu üzerindeki kararsızlıkların sürüklenme başlangıcına sebep olduğu, yüksek hızlı görselleştirme ile açığa çıkmıştır. Bu kararsızlıklar, serbest yüzey altındaki jetin üst akımında oluşan girdapların sarılmasına bağlı olarak ifade edilmiştir.

Başlangıç şartlarının aşılmasından itibaren hangi mekanizmaların hava sürüklenmesine sebep olduğunun anlaşılması, sürüklenen hava debisinin kontrol edilmesi adına önem kazanmaktadır. Genellikle bu başlangıç şartları, kullanılan akışkanın viskozite değerine, jet hızına ve yüzey bozunmalarına bağlı olarak farklı rejimlere ayrılmaktadır. Viskoz laminer şartların geçerli olduğu jetler (Şekil 2.6a), düşük hızlı, düşük dalgalanmalı jetler (Şekil 2.6b), düşük hızlı yüksek dalgalanmalı jetler (Şekil 2.6c) ve yüksek hızlı jetler (Şekil 2.6d) olarak farklı araştırmacılar tarafından sınıflandırma yapılmıştır[1,18,41]. Bu sınıflandırmaların arasındaki geçiş sınırlarının tarifi araştırmacılar tarafından keyfi olarak yapılmış olup, düşük hızlı jetler için $V_j < 5\,m/s$ [1], yüksek hıza kademeli olarak geçiş içinse $We_g = \frac{\rho_g {V_j}^2 d_j}{\sigma} > 10$ olarak önerilmiştir [13].

2.4.2.1 Düşük dalgalanmalı dalan jetlerde sürüklenme

Düşük vizkosite jetlerin düşük dalgalanma değerlerine sahip olduğu durumlarda genellikle jet yüzeyindeki bozulmalar gözlemlenemeyecek kadar kısa sürelidir.

Burada sürüklenme mekanizması jet etrafındaki gömülü ince gaz filmindeki kararsızlıkların gelişmesiyle oluşmaktadır. Bu mekanizma ilk olarak Lezzi ve Prosperetti tarafından, iki viskoz olmayan sıvı bölgesi ile çevrilen viskoz gaz tabakasının modellenmesi ile, denge problemi oluşturularak incelenmiştir [12]. Hem Kelvin Helmholtz mekanizması hem de ortalamadan küçüğe doğru devam eden dalga boyları için viskozite karşılaştırılması mekanizması tarafından sürdürülen iki tür bulmuşlardır. Karasızlıkların büyüme oranı, su giriş hızının $0{,}7\ m/s$ olduğu ve gaz filmi kalınlığının $30\ \mu m$ kabul edildiği durumda, gaz filmi ayrışmasının büyüklük mertebesini tahmin etmek adına yapılmış ve ayrılma uzunluğu $0{,}4$ cm olarak bulunmuştur.



Şekil 2.6: (a) Viskoz jetler(b) düşük dalgalanma (c) düşük hız yüksek dalgalanma (d) yüksek hızlı jetler [12].

Buna karşın, Bonetto ve diğ., sıvı havuzunda ve oluşan ince boşlukta durgun şartların olduğunu kabul ederek, tamamen viskozite etkilerinin göz ardı edildiği bir çalışma sergilemişlerdir [12]. Yaklaşım 3 cm su uzunluğuna karşılık gelen $\lambda \sim 10\sqrt{\sigma/g\rho}$ mertebelerindeki dalga boylarında kararsız bir biçim olduğunu gözlemlemişlerdir. Hava sürüklenme mekanizmasının film içerisindeki gaz akımı ve neden olduğu ayrışma tarafından yürütüldüğü yukarıdaki iki model ile kapalı bir şekilde ifade edilmektedir. Dolayısıyla film kalınlığının bilinmesi mecburidir [12]. Bonetto ve arkadaşlarının modelinde gaz durgun halde olduğundan ötürü karasızlıkların dalga hızları hava sürüklenmesinin belirlenmesini sağlamaktadır. Mc Keogh ve Ervine [42] tarafından sağlanan sürüklenme verilerinin bağlanımı [34] Lezzi ve Prosperetti tarafından yapılan tahminin mertebe derecesinden büyük olan $300\ \mu m$ değerindeki film kalınlığının bulunmasında kullanılmıştır [12]. Diğer taraftan Cummings ve Chanson [18] yaptıkları çalışmadaki izlenimlerinde hava filmi kalınlığının 500 ile 5000 μm arasında değiştiğini belirtmişlerdir [12].

İçerik olarak oldukça ilginç olmasına rağmen bu modellemeler hava sürüklenmesi mekanizmasının açıklanması yönünden pek kullanılmamıştır. Bunun sebebi bu verilerin küçük çaplı deneysel veriler tarafından yöntemsel olarak doğrulanmalarıdır. Bunun sebebi olarak, oluşan menüsküsün şekli, dalan akım ile havuzun özelliklerine bağlı olarak tamamen değişmesi ve menüsküs üzerindeki ayrık kalmış 3B kararsızlıklardan bazen de 2B ayrılma olan bölgelerden hava sürüklenmesinin gerçekleşmesi gösterilebilir. Bu durum kesikli girdap rejimi sebebiyle yerel iç akım şartlarının değişmesi olarak adlandırılabilir [34]. Bu şartlar altında, giren sıvı akımı tarafından tetiklenen girdap hareketi, alıcı havuz içerisinde eksenel bir girdap oluşumu ile görülür. Karıştırma eğiliminin gücü ve eksenel doğrultusunun konumu zamanla değişkenlik gösterir ve menüsküs ile aynı doğrultuda uzandığı zaman, girdap merkezindeki düşük basınç etkileri ile jet tarafından sağlanan sürüklenme etkilerinin sonucunda uç kısmından hava sürüklenmesinin gerçekleştiği derinliğe doğru olan ters bir menüsküs oluşumu gözlemlenir (Şekil 2.7). Bu esnada oluşan menüsküste kararsız 2B bir uç görünmesine rağmen hemen akabinde 3B bir hava sürüklenmesi sağlanacak uç yapısına geçmektedir [12].

Yüksek hızlara gelindiği takdirde, kesikli girdap rejimi etkisini yitirerek dalma noktası çevresindeki bölgeden aktif olarak hava sürüklenir, böylelikle havalandırılmış boşluğa benzetilen [18] oyukta sürekli olarak hava tabakası kopması gözlemlenmeye başlar [43]. Bu şartlar altında daha yakından bir inceleme yapılırsa, akışın yanal yönleri boyunca doldurulan bir veya daha fazla sap ve parmaktan, bu sap ve parmakların uç kısımlarından aniden genişleyerek kopan geçici bir şekilde hava sürüklenmesi oluştuğu da görülebilmektedir (Şekil 2.8). Bu olay, çoğunlukla oluşan kabarcıkların arada sırada katlanması ve dalmanın civarındaki boşluktan sürüklenen küçük kabarcıkların hareketi ile kanıtlanan, yöney eksenindeki dönme hareketinin eşlik etmesi ile görülmektedir.

Menüsküsteki kararsızlığa, yüzey altındaki jet akımının oluşturduğu büyük ölçekli halkasal girdapların sebep olduğu, Oğuz ve diğ. [44] yaptığı çalışmada belirtilmiştir [44]. Yine benzer olarak Oğuz [45] tarafından yapılan çalışmada, ortalama hız seviyelerindeki jetlerin ($V_j = 3{,}7 - 8{,}1\ m/s$) sınırlandırılmış halkasal boşluk içindeki hava sürüklenmesi incelenmiştir [12]. Sınırlandırılmış hava filminin, jet püskürtücü içerisine sınırlandırılan türbülanslı hava sınır tabakası tarafından üretilen küçük genlikli bozulmalar yüzünden kararsız olduğu bulunmuş ve bozulmalar kritik

Weber sayısı olan $We_k > 4$ değerini geçtiği anda ilgili uzunluk ölçüsü kararsızlık genliği olarak belirtilmiştir.



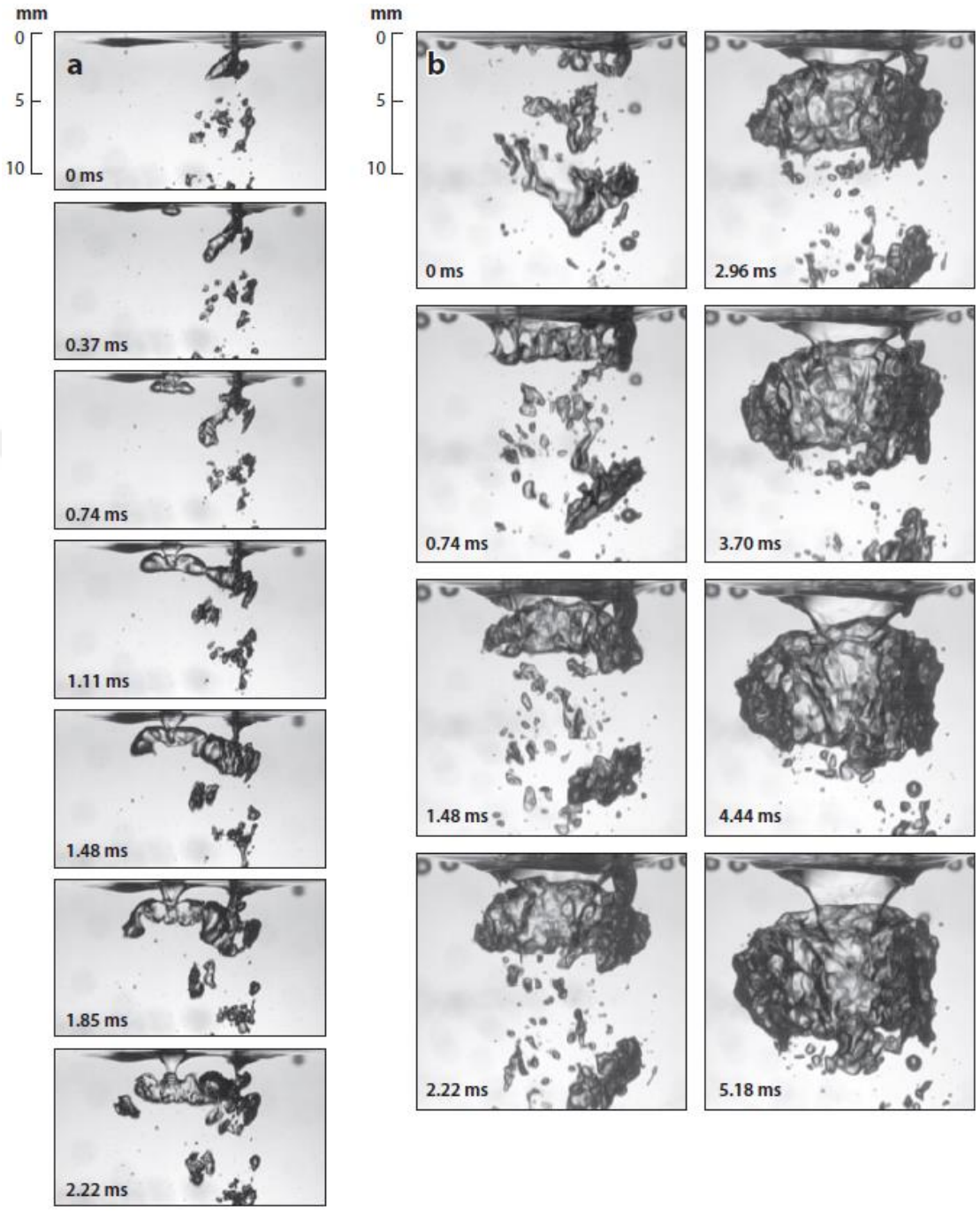
Şekil 2.7: Girdap ve sürüklenme etkileri ile oluşan ters menüsküs [12].

Son olarak, sıvı serbest yüzeyinde daha önceden var olan kabarcık veya köpüklerin, menüsküs içerisine girmesi potansiyel olarak hava sürüklenmesini tetikleyici bir etki olabilmektedir [19]. Ayrıca bazı araştırmacılar, jet etrafındaki hava sınır tabakasını burada etkileyici olarak belirtmektedir. Fakat yüksek hızlara hatta ortalama hızlara ulaşan jetlerde ($V_j = 5\ m/s$) bu etkiler oldukça küçük kalmakta ve durma basıncı sadece su yüzeyinin 1,5 mm altında bir oyuk oluşturabilmektedir. Sınır tabaka etkilerinin ilişkili olduğu yüksek hızlı jetlerde, jet yüzeyindeki bozulmalar tipik olarak gaz akımının oluşturduğu kayma gerilmesi etkisinden kaynaklanır ve gaz akımı etkisini yüksek hızlı ve yüksek bozunumlu jetler olarak sınırlamaktadır [34,46].

2.4.2.2 Yüksek dalgalanmalı dalan jetlerde sürüklenme ve geçiçi çarpmanın etkisi

Yüksek dalgalanmanın olduğu çarpan jetlerde, gelen akım, çarpmadan önceki gelişim uzunluğuna bağlı olarak jetin boyutlarına göre kılcal-kayma dengeleri tarafından şekilleri değişen dalga boylarındaki görünür bir pürüzlülüğe sahiptir [12]. Jet durgun havuz yüzeyine doğru ilerlerken eğer yeterli zaman verilirse, gelen akım, bir süre sonra bir seri ayrık damlacıklar haline dönüşür ve geçici çarpma sürecine neden olur. Geçici çarpma etkisi aynı zamanda sürekli akımın başlangıç sürecinin bir

sonucu olarak da karşımıza çıkmaktadır. Burada, geçici çarpmanın akabinde yüksek dalgalanmalı jetler ile oluşan sürüklenmeyi ve ikisi arasındaki ilişkiyi inceleyeceğiz.



Şekil 2.8: Düşük dalgalanmalı jetlerde hava sürüklenme silsilesi (a) İki adet sap ile bağlı hava kabarcıkları (b) Birçok sapın bir araya gelerek hava kılıfı oluşturması [12].

Sonlu hacimdeki bir sıvı kütlesinin durgun suya çarpmasını inceleyecek olursak, en basit hali ile küresel olarak havuza temas ettiği durum düşünülebilir. Bu düşme etkisi durumu olarak adlandırılırsa, bu durum literatürde Rein [47] tarafından derlenmiş ve

Pumphrey ve Elmore [48] ile Oğuz ve Prosperetti [49] tarafından çalışılmıştır [12]. Sonlu akışkanın geçici çarpma etkisi havuz üzerinde, yarım küre şeklinde ve uçlarından sıvı sıçramasının gözlemlendiği bir krater oluşturmaktadır. Bu kraterin büyümesi, ortamdaki hidrostatik basınç tarafından dengelenerek kraterin cidarlarında genişlemenin tersine bir harekete sebep olup boşluğun çökmesine neden olmaktadır. Hava sürüklenmesinin sınırları, krater duvarlarının içe doğru çökmesine neden olan kraterin altındaki yüzey hareketlerinin tersine çevrilmesi ile kontrol edilmektedir. Elde edilen sonuçlara göre, alt ve üst sürüklenme sınırlanmalarının tanımlanması için sırasıyla $We_k \propto Fr_k^{1/4}$ ve $We_k \propto Fr_k^{1/5}$ ölçeklendirmeleri deneysel olarak Prosperetti ve diğ. [50] tarafından elde edilmiş, ardından Oğuz ve Prosperetti [49] tarafından sayısal olarak hesaplanmıştır [12]. Bu koşullar arasında hava sürüklenmesi tam bir şekilde elde edildiği için düzenli sürüklenme rejimi tanımlanmaktadır. Diğer iki rejim olan düzensiz ve halkasal girdap ayrıca tanımlanmıştır fakat buradaki sürüklenme nadir olarak elde edilmektedir.

Damlacıkların ayrılma seviyesine gelen jet akımlarından elde edildiği durumlarda, birbiri ardına gelen damlacıkların çoklu çarpmaları söz konusudur ve bu durum tamamen ayrıklaşmış damlacıkların çarpmasından farklı bir şekilde hava sürüklemektedir [51]. Özellikle, küçük çaplı su jetlerinde, hava sürüklenmesi tekli damlacık çarpması ile benzer Froude sayısı aralıklarında gerçekleşebilmektedir, fakat ilerleyen damlacığın kılcal zaman ölçeği tarafından zorlanmış bir kritik zaman içerisinde oluşan ikinci çarpma yüzünden daha düşük Weber sayısı mertebesinde gerçekleşmesi gerekmektedir [51]. Daha önceki belirtilen görüşlere göre, çoklu çarpma ile havalandırmanın başlangıcı, büyük boyutlarda mekanizmanın yerçekimi tarafından yönlendirilmiş olmasına rağmen, sürekli damlacık boyutu değişmesi ve hızların kritik kılcal ölçeklerin üzerine çıkmasıyla sonuçlanan jetlerin ayrılma uzunluğunu geçmesine bağlı olarak gözlemlenir.

Kısa süreli jetlerin etkilerini çalışmak adına, çarpan kütlenin geometrisini eksenel simetrik bir sütun ile değiştirecek olursak, en boy oranının bir civarında olduğunda damlacık çarpması yaklaşımı yapılmış olur. Kolaini ve diğ. durgun havuz üzerine kısa süreli jetlerin düşürülmesini deneysel olarak çalışmış olup, sonradan Oğuz ve diğ. tarafından durum modellenerek sayısal olarak canlandırılmıştır [12]. Çarpma anından sonra oluşan boşluğu şekillendirici radyal momentum kaynağı olarak potansiyel Rankine gövdesi akımı ve buna karşın zamana bağlı yerel yerçekimi

çöküntüleri kullanılarak elde edilen verilerin ışığında ölçeklendirme analizi yapılmıştır. Analiz neticesinde, gaz boşluğunun çimdiklenme derinliği, çimdiklenme zamanı ve sürüklenen hava hacmi için aşağıdaki ifadeler belirtilmiştir;

$$H_c = \frac{3}{2} D_j Fr^{1/3} \tag{2.24}$$

$$t_c = 6\left(D_j/2g\right) Fr^{-1/6} \tag{2.25}$$

$$\frac{\Phi}{{D_j}^3} \propto Fr^{1/3} \tag{2.26}$$

Daha küçük çaplı jetlerde yapılan çalışmalar, yüzey gerilmeleri ve Reynolds sayısı etkilerinin sonuçları oldukça etkilediğini, viskoz olmayan analizlerden çıkarılan sonuçlara göre daha yüksek çimdikleme derinliğine neden olduğunu göstermiştir [12]. Daha sonradan Soh ve diğ. [52] tarafından yapılan çalışmada, çarpmanın integral analizi gerçekleştirilmiş ve maksimum boşluk derinliğinin daha önceki çalışmaları doğrulayarak $Fr^{1/3}$ mertebesi ile değiştiğini bildirmiştir [12].

Ohl ve diğ. [53] ile Zhu ver diğ. [14] tarafından yürütülen çalışmalarla, küçük yüzey titreşimler sebebiyle ilk çarpma anında sürükleyici olmayan jetlerin incelenmesiyle yüksek dalgalanmalara sahip jetlerdeki havalandırma mekanizmalarının incelenmesi derinleşmiştir [12]. Bu çalışmalar boyunca, jet üzerinde gelişen dalgalanmaların büyümesi ve jet ucundaki topuzlanmanın boşluk oluşuma olan etkileri hem deneysel hem de sayısal olarak incelenmiştir. Burada, damlacık çarpmasının oluşturduğu kratere benzer oluşum dalgalanma ve topuzlanma tarafından da gözlemlenmiştir (Şekil 2.9). Damlacık çarpmasına kıyasla, topuz üzerindeki üst akımdan gelen jetin etkileriyle, oluşan kraterin altında nispeten daha ince ikincil bir hava kılıfı ya da boşluğu oluşmuştur. Ayrıca Oğuz ve diğ. [49] tarafından yapılan silindirik sıvı kütlesinin çarpmasının incelendiği deneydekine benzer olarak, krater altında oluşan ikincil boşluk sonradan yanak tarafından kapanarak etrafı tamamen sıvı ile çevrili hava kabarcıkları oluşturmuştur [44]. Neticede, sürüklenen hava miktarının tekrardan $Fr^{1/3}$ ile ilişkili olduğu görülmüştür. Dalgalanmaların kuvvetinin incelenmesi ile, jetin oluşturduğu momentum kullanılarak hava sürüklenmesini sahip olduğu potansiyele eşdeğer büyüklükte, damlacıkların sürüklenen havayı arttırdığı gibi

arttırdığı ve dalgalanma büyüklüğü ile ölçeklendirildiği görüşmüştür. Fr=52 değeri için yapılan çalışmadaki şartlara göre sürüklenen hava hacmi için

$$\frac{\Phi}{{D_j}^3}_{Fr=52} = 6.7\left(\frac{D_t}{D_j} - 1.15\right) \tag{2.27}$$

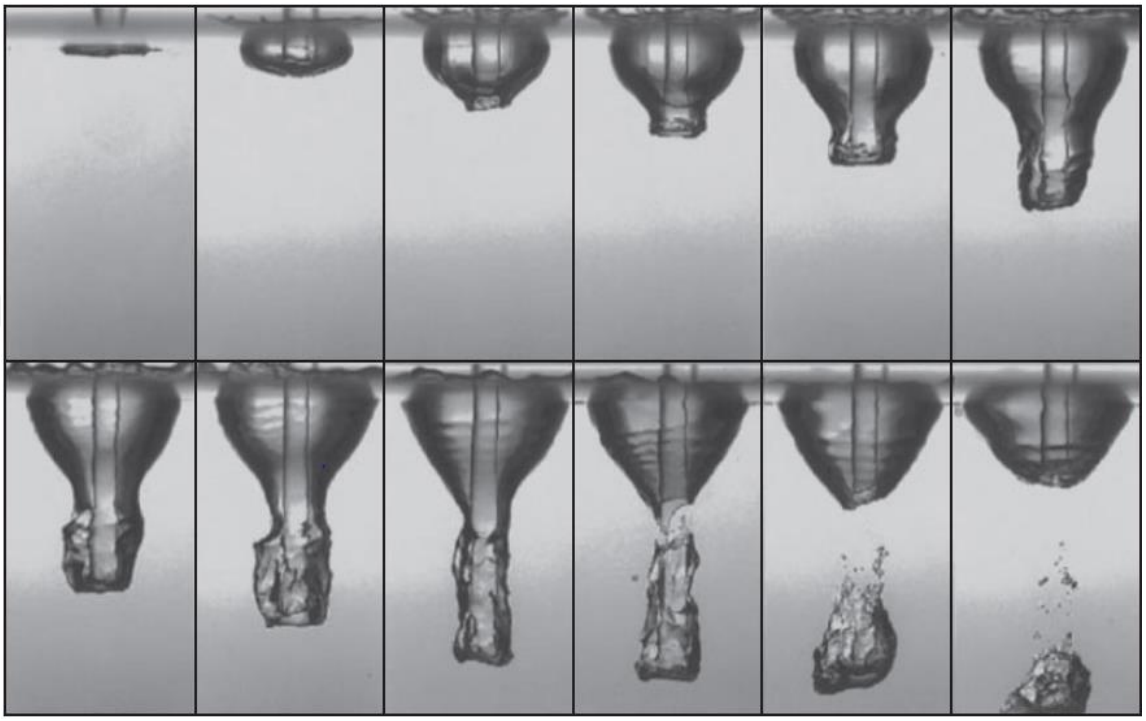
Yüksek dalgalanmalı jetlerdeki havalandırma ile ilgili olarak, jet ucundaki topuzun durgun havuza çarpması ile jet yüzeyinde yüksek genlikli dalgalanmaların oluşabileceği farklı bir bilgi olarak Ohl ver diğ. ile Kersten ve diğ. tarafından söylenmiştir [12]. Dalgalanmış jetlerin görselleri ile suni dalgalanmaya sahip jetlere ait görsellerden anlaşılacağı üzere iki durumun, durgun sıvı kütlesindeki etkileri benzerlik göstermektedir (Şekil 2.6c ve Şekil 2.9). Aralarındaki temel fark suni dalgalanmalı jetler daha derin ve dar boşluk oluşumuna sebep olurken, rastgele genlikteki dalgalanmalara sahip jetlerde boşluk aniden yarı halkasal bir alanda yoğunlaşmaktadır. Bariz asimetrikliklerin mevcut olduğu sürece rasgele dalgalanmış jetlerdeki oluşan yüksek Weber sayısının etkilerinden dolayı bu fark meydana gelecektir. Serbest yüzey altındaki jet akımının sadece bir ucunda boşluk oluşması, dalan jet tarafından oluşturulan girdapsal hareketler tarafından bu boşluğun etkileşime geçmesini sağlamaktadır. Bu tarzda olan hava sürüklenmesi düşük ve orta derecedeki çarpma şiddetlerinde gözlemlenmektedir. Ancak yüksek hızlı jetlerde ($\sim 7\, m/s$), jet üzerindeki yumruların sürekli halde çarpması, nispeten kalıcı bir arayüzey ve daha derin bir boşluk oluşturacaktır.

2.5 Hacimsel Sürüklenme Debisi

Gaz sürüklenme debisinin ölçümündeki zorlanmalar ve literatürde kullanılan farklı tekniklerden dolayı, daha önceden yapılmış olan ölçümlerin birbirleri ile kıyaslanmasında bir takım zorluklar mevcuttur. Hacimsel sürüklenme debisi (Q_a) birim zamanda sıvı içerisine giren hava miktarı olarak özetle tanımlanabilir. Hacimsel sürüklenme debisinin belirlenmesinde püskürtücü geometrisinin etkisi, püskürtücü içerisinde oluşan türbülanstan dolayı önemlidir. Diğer önemli bir parametre olarak da jetin düşme uzunluğu olarak belirtilmiştir [1]. Özellikle düşük hızlı jetlerde, uzun düşme yükseklikleri jetin parçalanarak damlacıklara ayrışmasına neden olmaktadır [1,13]. Hava sürüklenmesi adına van de Sande ve Smith [54] uzun püskürtücüler ile çalışmış ve Ohkawa ve diğ. [55] ile Kusabiraki ve ark [16] jet

uzunluğunun sürüklenme üzerindeki etkilerini incelemişlerdir [1]. Bu yazarlar, sürüklenme debisi eğrisi ile alakalı olarak üç bölge belirtmişlerdir;

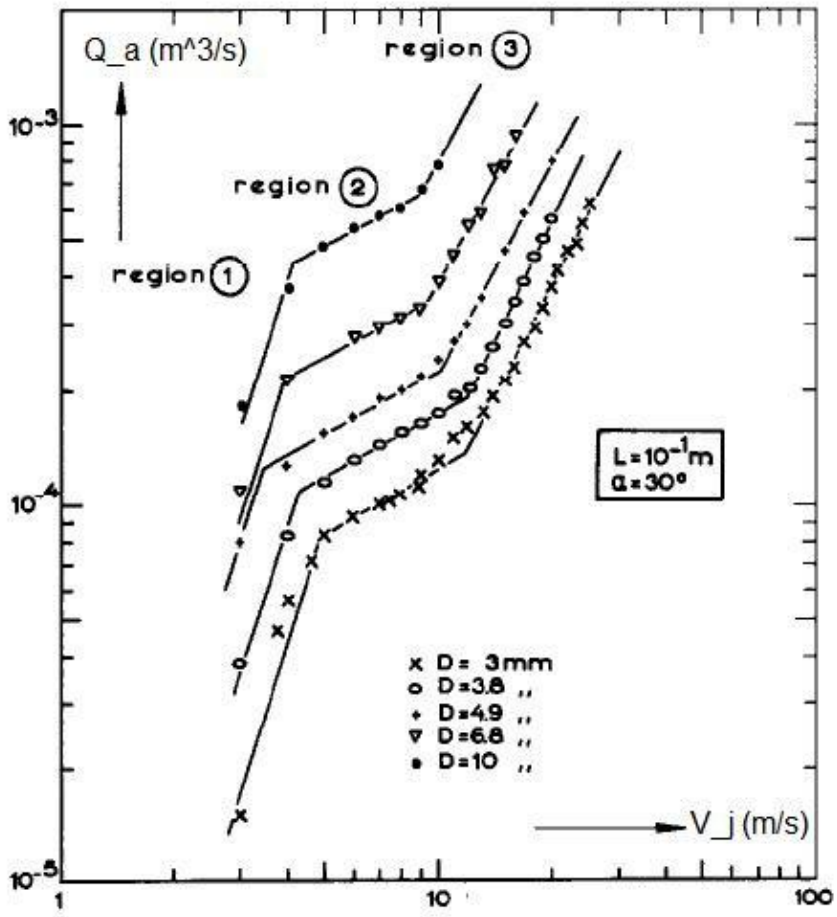
- İlk çarpma veya düşük hızlı jet bölgesi
- Geçiş bölgesi
- Yüksek hızlı jet bölgesi



Şekil 2.9: Tekil dalgalanma veya topuzlanmanın hava sürüklenmesi olmayan laminer jetler ile olan etkileri (Fr = 52, We = 260) [14].

Bu yüzden genellikle S şekline benzeyen eğriler ile hava debisinin değişimi belirtilmektedir. van Sande ve Smith [13]tarafından düşük hızlı bölge $V_j < 5\ m/s$ olarak önerilmiş olup yüksek hızlı bölge için $We > 10$ olduğu durumlar düşünülmüştür. Bin [1] tarafından yapılan derlemenin ardından, sınırlandırılmış yüksek hızlı jetler [17], düşük ve orta hızlı jetler [43] [2], düşük hızlı laminer ve türbülanslı jetler [56] için hava sürüklenme debisi araştırılmıştır.

Sande ve Smith'in (1974, 1976) yaptığı çalışmalarda, $2 < V_j < 5m/s$ jet hızlarında, $D_o = 2.85 - 10\ mm$ çaplarında yüksek boya sahip silindirik püskürtücüler ($L/D_o = 50$) ile $L_j < 0{,}5m$ düşme yüksekliğiyle, $\theta_j = 20 - 60°$ eğim açıları ile deneyler yapmıştır. Elde ettiği sonuçlara göre dalan sıvı jeti ile sürüklenen hava miktarının doğrudan jetin içerdiği kinetik enerji miktarı ile bağlantılı olduğunu söylemiştir. Kısa jetler için;



Şekil 2.10: Jet çapı ve hızına göre sürüklenen hacimsel hava debisi [1].

$$X = D_o{}^2 V_j{}^3 L_j{}^{0.5} \left(\sin\theta_j\right)^{-1/5} \tag{2.30}$$

şeklinde olan hava sürüklenmesi için karakteristik bir çarpan önermişlerdir. $X = 10^{-4} - 10^{-2}$ (SI) değerlerinde geçerli olmak üzere hava sürükleme debisi için aşağıdaki bağıntıyı sunmuşlardır.

$$Q_h = 0{,}015X^{-0{,}75} \tag{2.31}$$

Denklem 2.31, diğer araştırmacılar tarafından kendi deneysel çalışmalarına uyarlanarak X çarpanın 100 mm çapına kadar olan püskürtücüler ve daha uzun jet uzunlukları için (4.7m ye kadar) kullanılabileceğini bildirmişlerdir [1]. Daha uzun boylu ve küçük çaplı püskürtücülerden çıkan jetler Denklem 2.31'e göre daha uygun olduğundan daha düşük miktarda hava sürüklemektedir. Denklemin başındaki katsayının $7{,}6 \times 10^{-3}$ olarak hemen hemen yarıya düşürülmesiyle uzun

püskürütücüler için yapılan deneylerden elde edilen sonuçlar ile örtüştüğü belirtilmiştir [16].

Yüksek hızlı jetlerde ise hava sadece jet etrafında oluşan kılıf tarafından sürüklenmeyip, aynı zamanda jet etrafındaki hava sınır tabakasının etkileri ile de sıvı içerisine girmektedir. Dolayısıyla giren hava miktarı hem yüzey pürüzlülükleri tarafından yakalanan (Q_{h1}) hemde hava sınır tabakası tarafından iteklenen (Q_{h2}) havanın toplamı olarak

$$Q_h = Q_{h1} + Q_{h2} \tag{2.28}$$

şeklinde belirtilebilir. Jet pürüzlülüğü tarafından yakalanan hava ise

$$Q_{h1} = \frac{\mu V_o}{4}(D_j^2 - D_o^2) \tag{2.32}$$

olarak verilirken, laminer hava sınır tabakası ile jet etrafında sürüklenen hava ise

$$Q_{h2} = \int_{D_j/2}^{\infty} V_h 2\pi r dr \tag{2.33}$$

şeklinde ifade edilebilir. V_h burada sınır tabasındaki havanın yerel hızı olup jet ekseninden ölçülen r yarıçapına bağlı olarak değişmektedir. Q_{h2} halihazırda, Denklem 2.13 ile sürüklenme alanı (Δ) için uygun yaklaşım seçilerek hesaplanabilir. Q_{h1} ise jet çapının pürüzlü jetler için tahmin edilebilmesi ile hesaplanabilmektedir [1].

Sürüklenme oranı (Q_h/Q_j) dalan sıvı jetlerinin havalandırma performansını ölçmek üzere, hacimsel hava debisinin, jet debisine oranı olarak tanımlanmıştır. Daha önceden araştırmacılar tarafından da belirtildiği gibi sürüklenme oranı temel sistem parametreleri olan jet hızı, püskürtücü çapı ve tasarımı, jetin geliş açısı ve sıvı fazın fiziksel özelliklerine bağlıdır. Niteliksel olarak sürüklenme oranını basit bir şekilde ifade etmek adına Froude sayısı ve L_j/D_o'na bağlı olarak ifade etmek düşünülebilir [1]. Dikey jetlerde kullanılmak üzere aşağıdaki deneysel ifade önerilmiştir [1,13];

$$\frac{Q_h}{Q_j} = 0{,}04 {Fr_j}^{0{,}28} \left(\frac{L_j}{D_o}\right)^{0{,}4} \tag{2.34}$$

Bu ifade farklı sürüklenme rejimlerinde kullanılabilmektedir. Diğer yazarlar tarafından yapılan deney sonuçları ile karşılaştırıldığında $L_j/D_o \leq 100$ ve $l/D_o \geq 10$ ile $Fr_j{}^{0,28}\left(\frac{L_j}{D_o}\right)^{0,4} \geq 10$ koşullarının sağlandığı durumlarda tutarlılık göstermiştir [1].

Brattberg ve Chanson ile Ma ve diğ. ve El Hammoumi ve diğ. tarafından sunulan bağıntıların benzer şekillere getirildiği zaman birbirleri ile örtüştükleri ve kararlı oldukları görülmüştür [2,43,56]. Karşılaştırma adına, bağıntılar jetin çarpma hızının belirgin olduğu Q_h/Q_j şekline getirilmiş ve yapılmıştır. El Hammoumi ve diğ. yaptığı çalışmada orijinal boyutsuz gruplar [56];

$$Q_h/Q_j = \begin{cases} 6{,}0 \times 10^{-5} \dfrac{\rho_s^{0,418}\sigma^{0,818}}{\rho_h^{0,5}\mu_l^{0,735}g^{0,16}} L_j^{0,695} D_o^{-0,89} V_o^{-0,58} & Re_o < 2300 \\ 9{,}2 \times 10^{-2} \dfrac{\rho_s^{0.022}\mu_l^{1.3}}{\rho_h^{0,5}\sigma^{0.817}g^{0.45}} L_j^{0,885} D_o^{-1,81} V_o^{1,23} & Re_o > 3200 \end{cases} \quad (2.35)$$

şeklinde belirtilmiştir. Brattberg ve Chansona ait bağıntılar ise [43];

$$Q_h/Q_j = \begin{cases} 7{,}7 \times 10^{-4}\left(\dfrac{L_j}{D_j} - 1{,}04\right)\left(\dfrac{V_j - V_k}{\sqrt{gD_j}}\right)^{1,8} & V_k < V_j < 4\, ms^{-1} \\ 2{,}0 \times 10^{-3}\left(\dfrac{L_j}{D_j} - 1{,}04\right)\left(\dfrac{V_j - V_k}{\sqrt{gD_j}} + 9{,}3\right) & 4 < V_j < 8\, ms^{-1} \end{cases} \quad (2.36)$$

olarak ve Ma ve diğ. ait çalışmada [2];

$$Q_h/Q_j = \begin{cases} \left(\dfrac{V_j{}^2}{gD_j}\right) & V_k < V_j < V_g \\ \left(\dfrac{V_t{}^2}{gD_j}\right)^{3/4}\left(\dfrac{V_j{}^2}{gD_j}\right)^{1/4} & V_g < V_j \end{cases} \quad (2.37)$$

Burada $V_g = 4{,}5\, m/s$ iki rejim arasındaki geçiş hızı olarak bildirilmiştir. Denklem 2.36 ile Denklem 2.37 karşılaştırılacak olursa ikisinde de benzer jet hızı bağımlılığı bulunmaktadır ve düşük jet hızlarında sırasıyla hava sürüklenme miktarıyla $Q_h \propto V_j{}^{1,8}\ ve\ V_j{}^2$ olacak şekilde bir ilişki vardır. Yüksek jet hızlarında ise jet hızının üstel büyüklüğü düşmekle beraber sırasıyla $Q_h \propto V_j{}^{1,2}\ ve\ V_j{}^1$ mertebelerindedir. El

Hammoumi ver diğ. belirttiği türbülanslı durum için geçerli olan denklemlerde Denklem 2.36 ve Denklem 2.37'deki yüksek hıza geçiş şartıyla kıyaslanabilecek şekide havalandırma $Q_h \propto V_j^{1,23}$ mertebelerindedir [56]. Ancak laminer durum ise diğer bağıntılardan biraz farklıdır. Püskürtücü çıkışından jet laminer şartlar altında ayrılsa bile daha sonrasında çarpma anında hangi mekanizma ile havalandırmanın gerçekleştiği tam olarak belirli değildir [12]. Brattberg ve Chanson [43] ile El Hammoumi ver diğ. [56] bağıntılarında jeti düşme yüksekliğini aşikar olarak sırasıyla $4{,}2 < L_j/D_o < 13{,}2$ ile $14{,}5 < L_j/D_o < 82$ sınırlarında verirken Ma ver diğ. [2]'nın deneylerden elde ettiği verilerin yarısından çoğu uzun düşme yüksekliğine sahip jetler tarafından elde edilmiştir $(50 < L_j/D_o)$.

2.6 Nüfuziyet Derinliği

Dalan sıvı jetinin dikey olarak sıvı havuzuna girmesiyle oluşan kabarcıklar belirli bir maksimum derinliğe kadar ilerleyebilir. Kabarcık kümesinin sürekli olarak hareketinden dolayı alt seviyenin tayini kesin bir şekilde tahmin edilememektedir. Fakat bu derinlik yapılan görselleştirmeler sayesinde ortalama kabarcık derinliği olarak ölçülebilir. Kabarcıkların ortalama olarak ulaşabildiği en derin nokta kabarcık nüfuziyet derinliği veya nüfuziyet derinliği olarak adlandırılmaktadır. Dikey dalan sıvı jetleri için birçok araştırmacı nüfuziyet derinliğini incelemişlerdir[8,16,34].

Cumming tarafından teorik olarak, jet hızının karesi ve sürüklenme oranı ile orantılı olan bir nüfuziyet derinliği bağıntısı vermişlerdir [19]. Öte yandan diğer yazarlar [1,13,34] tarafından nüfuziyet derinliği için daha özgün bir biçimde olan;

$$H_n = C_3 V_o^n D_o^p \tag{2.38}$$

bağıntısı sunulmuştur. Denklem 2.38 ile yapılan tahminler hem küçük çaplı hem de büyük çaplı jetler için geçerlidir. Literatürdeki deneysel verilere göre $V_o D_o \geq 0{,}01\ m^2 s^{-1}$ için $n = p = 0{,}66$ ve $C_3 = 24$ iken $V_o D_o \leq 0{,}01\ m^2 s^{-1}$ için $n = p = 1{,}36$ ve $C_3 = 61$ olduğu belirtilmiştir [1]. Dalan sıvı jetin daldığı havuzun derinliğine göre denklem ile yapılan tahminler geçerliliğini yitirebilmektedir. Van de Sande ve Smith tarafından [54] sürüklenen gaz debisini de içeren aşağıdaki bağıntı önerilmiştir [1];

$$H_n = 0.42 V_j^{4/3} D_j Q_h^{-1/4} \tag{2.299}$$

Denklem 2.39'de ifade edilen bağıntı, püskürtücü çapının $3{,}9 - 12\ mm$ aralığında değiştiği ve dalma yüksekliğinin $L_j < 0{,}5\ m$ olduğu deneylerden sağlanan veriler ile önerilmiştir. Denklem 2.39 aynı zamanda diğer araştırmacılar tarafından elde edilen hava sürüklenmesi verileri ile test edilebilir ve bu ölçülen nüfuziyet derinliğinden basit bir şekilde sürüklenen hava miktarının belirlenmesinde yardımcı olabilir [1]. H_n'nin $\pm 10\%$ civarındaki doğruluğuyla Q_h için $-32\% \sim +54\%$ doğruluğunda Q_h elde edilebilmektedir [1];

Eğer Denklem 2.39, düşük hızdaki jetler için geçerli olursa, Q_h yerine bu denklemin konulması ile nüfüziyet derinliği;

$$H_n = 0{,}018 V_j^{3{,}02} {D_j}^{2{,}12} {L_j}^{0{,}281} Q_h^{-1} \text{ ya da}$$
$$H_n = 1{,}2 V_j^{0{,}77} {D_j}^{0{,}625} {L_j}^{-0{,}094} \tag{2.40}$$

olarak karşımıza çıkmaktadır. Burada Denklem 2.40'den anlaşılacağı üzere en azından düşük hızlı jetler için nüfüziyet derinliği doğrudan jet gücü ile sürüklenen hava miktarının birbirine bölünmesi ile orantılıdır. Pratik şartlar altında, dikey jetlerden elde edilen bilgilere göre H_n 1 m'den yukarıya geçememektedir [1]. Dalma derinliğinin H_n üzerindeki etkisi ancak kısa boylu jetler tarafından belirgin olmaktadır. $L_j/D_o > 20$ için dalma derinliğinin nüfuziyete etkisi pek belirgin değildir.

2.7 Hava Oyuğu Karakteristik Boyutları

İlk çarpma anında oluşan hava oyuğunun ve jetin devamlı akmasıyla oluşan ikincil hava kılıfın boyutlarının bilinmesi, literatürde bu konuyla ilgili olarak yapılmış deneylerden elde edilen bağıntıların incelenmesinde faydalı olacaktır. İlk çarpma anında oluşan kraterin çapı D_c, çimdiklenmenin olduğu derinlik h_c, çimdiklenme ile oluşan halkasal hava kabarcığının çapı D_h, halkasal kılıfın yüksekliği L_h, gibi parametrelerin tanımlanması, jetin ilk çarpma anındaki etkilerini inceleyen Zhu ve diğ. tarafından yapılmıştır [14]. İlk olarak oyuğun derinliğinin tahmin edilmesi adına, çarpan sıvı kütlesinin sahip olduğu kinetik enerjiyi, oyuğun sahip olduğu potansiyel enerjiye eşitleyecek olursak;

$$\frac{1}{2}\vartheta {V_T}^2 \cong \frac{1}{12}\pi D_c^3 g\left(\frac{3}{16}D_c\right) \tag{2.30}$$

Burada V_T çarpma anından hemen önce jet ucunda görülen topuzlanmanın hızı ve parantez içerisindeki ifade yarım küre şeklindeki oyuğun ağırlık merkezinin derinliğidir. Bu ifadenin biraz daha düzenlenmiş hali Froude sayısı ile ifade edilirse

$$\frac{D_c}{D_j} = 2\left(\frac{2\vartheta}{\pi D_j^3}\frac{V_T^2}{V_o^2}Fr\right)^{1/4} \tag{2.31}$$

Burada püskürtücü çıkış hızı yaklaşım için eşit alınabilir. Eğer topuzlanma, D_T çapına ve h_T yüksekliğine sahip ve jet ile aynı eksende olan bir silindir gibi düşünülürse, topuzun hacmi

$$\frac{2\vartheta}{\pi D_j^3} = \frac{1}{2}\left(\frac{{D_T}^2}{{D_j}^2} - 1\right)\frac{h_T}{D_j} \tag{2.32}$$

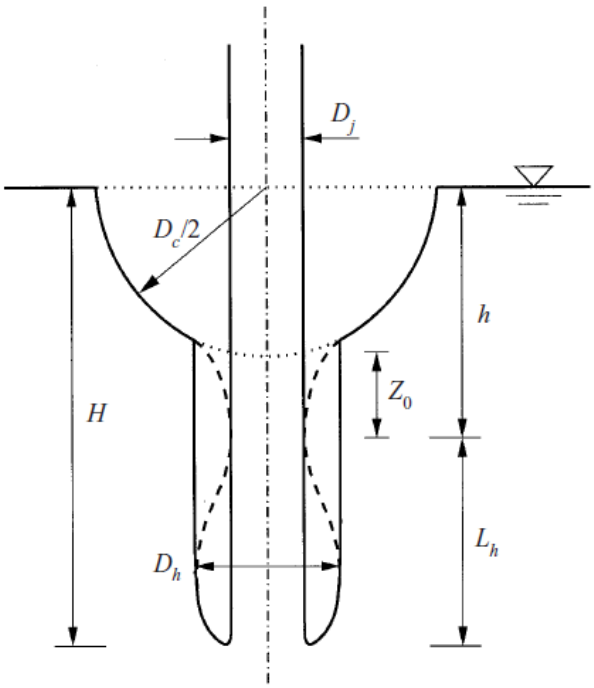
Eğer bir küre olarak düşünülürse;

$$\frac{2\vartheta}{\pi D_j^3} = \frac{1}{2}\left(\frac{{D_T}^2}{{D_j}^2} - 1\right)^{1/2} + \frac{1}{6}\left[\frac{D_T}{D_j} - \left(\frac{{D_T}^2}{{D_j}^2} - 1\right)^{1/2}\right]^2\left[2\frac{D_T}{D_j} - \left(\frac{{D_T}^2}{{D_j}^2} - 1\right)^{1/2}\right] \tag{2.33}$$

Her iki durum için de pek fark eden bir şey olmayıp daha özet bir ifadeyle

$$\frac{D_c}{D_j} = 2c(Fr)^{1/4} \tag{2.34}$$

Burada c yaklaşık olarak 1'e eşit olan bir katsayıdır. $D_T/D_j = 1{,}5$, $2\vartheta/\pi {D_j}^3 = 0{,}6$ ve $c = 0{,}6$ durumu için bu denklem ile hesaplanan oyuk yarıçapı yaklaşık olarak 18% oranında hata vermektedir [14].



Şekil 2.11: İlk çarpma anından sonra oluşan boşluğun geometrik boyutları [14].

İlk çarpma anından sonra oluşan oyuğun, sıvı jeti tarafından ilerlemesine müteakip, jet ucundaki topuzun oluşturduğu durma basıncının etkisiyle, jetin akım çizgileri tekrar serbest yüzeyi kapatacak şekilde etki yapmaktadır. Havanın bu şekilde jet ve çevresindeki su cidarı tarafından çimdiklenmesiyle, halkasal bir hava kabarcığını teşekkül etmektedir. Oğuz ve diğ. [44] tarafından yapılan çalışmada jetin su yüzeyine çarpması ve serbest yüzeydeki etkiler incelenmiş, yapılan basitleştirilmiş model ile jet çapına bağlı olarak, jet tarafından oluşturulan halkasal kabarcığın çapı D_h için;

$$\frac{D_h}{D_j} = \sqrt{\frac{2+\sqrt{2}}{2-\sqrt{2}}} \cong 2{,}41 \tag{2.35}$$

şeklinde jet hızından bağımsız bir yaklaşımda bulunmuşlardır [14]. Oğuz ve diğ. oluşan halkasal kabarcığın kapandığı ve ayrıldığı Z_o ve halkanın yüksekliği L_h ile alakalı olarak;

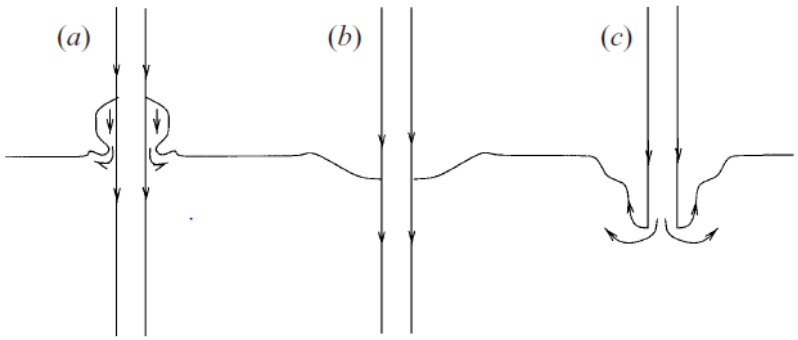
$$\frac{Z_o}{D_j} = \frac{1}{4}\left(\frac{D_h}{D_j}\right)^{2/3} (Fr)^{1/3} \tag{2.36}$$

$$\frac{L_h}{D_j} = \frac{1}{2}\left(2\frac{D_h}{D_j}\right)^{2/3}(Fr)^{1/3} \tag{2.37}$$

Froude sayısı ile değişen bağıntılar önermiştir. Burada $Z_o{}'$ın oluşan ilk oyuğun dip noktasından ölçülmesi gerekmektedir. Çimdiklenme noktasının, serbest havuz yüzeyine olan uzaklığı için yapılan tahmin ise yine Oğuz tarafından aşağıdaki şekilde tahmin edilmiştir [14]

$$\frac{h}{D_j} \cong \frac{1}{4}\left(\frac{D_c}{D_j}\right)^{\frac{2}{3}}(Fr)^{\frac{1}{3}} + 2c(Fr)^{1/4} \tag{2.38}$$

C katsayısı Denklem 2.45'deki ile aynı olup, eldeki deneysel verilere göre çalışılan durum için değişkenlik göstermektedir. Zhu ve diğ. kendi deneysel verileri için $c = 0{,}9$ ile doğrulama yapmışlardır [14]



Şekil 2.12: Dalan sıvı jeti akışının (a) topuzun çarpma anındaki (b) çarpma anından hemen sonraki (c) Akım çizgilerinin durma basıncı sebebiyle düğümlenmesi durumu [14].

3. TÜRBÜLANS VE İKİ FAZLI AKIŞ MODELİ

Dalan su jeti ile hava sürüklenmesi olayının Hesaplamalı Akışkanlar Dinamği (HAD) yöntemleri ile doğru tahmin edilmesi oldukça zorlayıcı bir problemdir. Doğal olarak olay çok fazlı akıştır ve karmaşık bir şekilde hem konuma hem de zamana bağlı arayüzey değişimleri sergilemektedir. Jetin püskürtücüden çıktığı andan, sıvı kabarcıklarının kaldırma kuvvetleri ile serbest yüzeye ulaştığı ana kadar, türbülans, sürüklenme, kayma gerilmeleri, dönümlülük, arayüzey oluşumu etkilerinin her birisi farklı evrelerde baskın rol oynamaktadır. Olayın genelinde oluşan su-hava arayüzleri oldukça kararsızdır. Her iki fazdaki türbülans ölçeği boyları kabarcıklanmalardan ve mikron boyutundaki yüzey gerilmeleri ortalama akım tarafından etkilenmektedir. Bu sebeple, kullanılacak model mümkün olduğu kadar kaba çözüm ağı ile ortalama akım davranışlarını ve serbest yüzeyi çözebilmeli, buna karşın akım içerisindeki hava kabarcıklarının geçişini yeterli doğrulukta tahmin edecek kadar kurgulanmalıdır. Aynı zamanda ilk çarpma anında ve serbest sıvı yüzeyinin altındaki kabarcık oluşması, kabarcıkların ayrılması ve birleşmesi ve çökmesi gibi oluşumları canlandırmalıdır.

Su jeti serbest yüzeye çarpma anına kadar su fazının korunumu hâkimdir. Bu evrede hareketli olan su fazı momentumun büyük bir miktarını taşımaktadır ve oluşturulan modelleme bu evre için birincil faz olan su fazına yönelik olması gerekmektedir. Fakat ilk çarpma anında ve sonrasında gelen akımın ve oluşan serbest yüzey altı jetinin türbülanslı rejimi olayı karmaşıklaştırmaktadır. İlk çarpma anında oluşan oyukta, su jeti ile durgun sıvı kütlesi arasında, su jetinin sahip olduğu kinetik enerji, potansiyel enerjiye dönüşmektedir ve sahip olduğu enerjiyi oyuğun oluşması için harcamaktadır. Laminer jetler için bu noktada potensiyel akım teorisi kullanılarak sayısal çözümleme yapmak mümkündür. Gerçekte, jet etrafında oluşan hava sınır tabakası, jet yüzeyini bozarak dalgalanma oluşturabilmektedir ve yer çekimi etkilerinden dolayı çarpma anından önce, jet laminerden türbülanslı rejime geçmesi mümkündür. Ayrıca jet yüzeyine yakın yerlerde ve oyuk etrafında akış dönümlü olsa da küçük hata payları ile oyuk oluşumu modellenebilmektedir [14].

İlk çarpma anından sonra oluşan oyuğun, ikincil bir hava kılıfı ile belirli bir zamana kadar derinleşmesinden sonra kılıfın etrafındaki su duvarının kapanarak çimdiklenme ile hava yakalanmasının ardından serbest yüzey altında devam eden jet akımının etkileriyle arayüzey bozulmaları devam etmektedir. Bu süreçte, viskoz etkiler oldukça yoğunlaşmıştır ve muhtemelen oluşan girdapsal akımlar tarafından desteklenmektedir. Ayrıca yüzey altı jetinin momentum ile içeriye doğru sürüklenmektedir. Burada hem türbülans etkileri hem de çift fazın arayüzeyden birbiri ile olan etkileri önem kazanmaktadır. Belirli bir süre sonrasında sürüklenen hava kabarcıklarının birleşerek kaldırma kuvveti oluşturması ve su fazının momentumunu kaybetmesiyle kabarcıklar jet akımından uzaklaşarak jetin ilerleme yönünün tersine bir harekete başlayacaktır. Jetin dalma eksenin civarında gerçekleşen bütün bu olayların oluşturulacak çözüm yöntemleri tarafından doğru tahmin edilmesi için iki fazın etkileşimlerinin momentum denklemine uygun bir şekilde dâhil olması gerekmektedir. Jetin dalma ekseni boyunca uzanan bölgesinde oluşturulacak çözüm ağının kabarcıklanma ve türbülans ölçek boyutlarına uygun olarak kurulması yöntemin doğruluğunu etkileyecek bir diğer konudur. Deneysel verilerden elde edilen minumum kabarcık çapının burada gözetilmesi gerekmektedir. Tahmin edilen ölçeklendirme boyutlarına göre belirlenecek türbülans modeli bünyesinde iki fazın etkileşimlerini gerekli olduğu kadar bünyesinde barındırmalıdır.

Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD) yöntemlerinde, çok fazlı akışların modellenmesinde Euler-Lagrange yaklaşımı ve Euler-Euler yaklaşımı olmak üzere iki temel yaklaşım vardır. Euler-Lagrange yönteminde akışkan faz Navier-Stokes denklemleriyle sürekli ortam olarak düşünülürken (Euler yaklaşımı), yayılı olan faz ise parçacık veya kabarcıkların takip edilmesi yöntemi (Lagrange yaklaşımı) ile akış alanında çözülmektedir. Bu yöntemde yayılı olan faz ile sürekli faz arasında momentum, kütle ve enerji geçişi sağlanabilirken, yayılı olan fazdaki parçacıklar arasında birbiri ile etkileşim bulunmamaktadır. Bu yüzden Euler-Lagrange yöntemi, yayılı fazın hacim oranının düşük olduğu problemlerde daha doğru sonuç vermektedir. Öte yandan Euler-Euler yaklaşımında iki faz birbiri ile iç içe geçebilecek bir sürekliliktedir. Euler-Euler yaklaşımında bir fazın kapladığı akış alanı diğer bir faz tarafından hacimsel olarak işgal edilemez ve fazların hacim oranlarının toplamı bire eşit olmak zorundadır. Bu yöntemde, her bir faz için korunum denklemleri türetilerek, fazlar arasında benzer matematiksel yapılar

kurulmuştur. Ayrıca, fazların birbirlerine etkilerini betimlemek adına, deneysel bilgilerden faydalanılarak oluşturulmuş ifadeler ile korunum denklemleri eşlenmiştir. Sıvı ve gaz fazları için, sürekli sıvı ve gaz kabarcıkları arasındaki sürüklenme, kaldırma, türbülans yayınımı ve kabarcık cidarındaki kuvvetler gibi etkileşimleri modellemek adına farklı yaklaşımlar belirtilmiştir [57]. Euler yaklaşımlarında faz etkileşimleri tek taraflı ve çift taraflı etkileşim olarak iki sınıfa ayrılmaktadır. Tek taraflı etkileşimlerde, etkin olan sürekli faz, diğer sürekli olan fazı tek taraflı olarak etkilemektedir ve diğer fazın korunum denklemleri gerekli olan yerel bilgileri birincil faza göre almaktadır. Çift taraflı faz etkileşiminde ise, her iki faz da birbirinden etkilenerek her iki faz için yerel değerler farklılık göstermektedir.

Çok fazlı akışlar için tarif edilen Euler-Euler yaklaşımlarından başlıcaları, akışkan hacmi yöntemi (Volume of Fluid-VOF), çok fazlı karışım modeli (Multiphase Mixture Model-MM) ve Euler modelidir (Eulerian Model-EM). Euler modelinde, çift yönlü faz eşlemesine sahip, her bir fazın basınç ve fazlar arası değişim katsayıları ile eşlendiği ayrı korunum denklemleri vardır. Türbülans yayınımı, sürüklenme, kaldırma gibi etkileşimleri tanımlayacak olan deneysel değişim katsayıları ile çift taraflı eşlenme tamamlanmaktadır. Nispeten daha karmaşık birçok fazlı akış modeli olduğundan dolayı hesaplama yükü fazladır. Diğer taraftan VOF ve MM yöntemlerinde, her iki faz aynı korunum denklemleri tarafından yönetilmektedir. VOF yönteminde bütün akış alanı boyunca her bir fazın hacimsel oranı hesaplanmaktadır ve böylece fazlar arasındaki arayüzeyler takip edilmektedir. MM yönteminde ise VOF'dan farklı olarak yayılı fazın (ikincil fazın) bağıl hız değerleri oluşturularak küçük konumsal uzunluk ölçekleri için yerel dengeler kurulmaktadır. Böylece fazlar farklı hızlara sahip olarak hareket edebilmektedir.

Türbülanslı akışların HAD yöntemleri ile modellenmesi için farklı teknikler mevcuttur. HAD hesaplamaları için en yaygın olan yöntem Reynolds ortalaması yönteminde ani momentum denklemi ya da Navier Stokes denklemindeki değişkenlerin ortalama ve değişken bileşenler olarak ikiye ayrılması vardır. Burada örneğin hız değişkeni için hem ortalama bir değer hem de değişken Navier Stokes denklemine uygulanarak Reynolds ortalamalı Navier Stokes (Reynolds Averaged Navier Stokes-RANS) denklemleri elde edilir. Bu denklemlerde, değişken bileşenler tarafından oluşturulan Reynolds gerilmelerinin modellenmesi gerekmektedir. Diğer önemli bir yöntem olan filtrelenme yönteminde, zamana bağlı olan Navier Stokes

denklemlerinin hem Fourier uzayında hem de fiziksel uzayda filtrelenerek yönetici denklemler oluşturulmaktadır. Bu filtreleme işlemiyle türbülanslı akışlarda çözülmesi istenen girdapların ölçekleri belirlenmektedir. Nispeten büyük ölçekteki girdaplar çözüldüğü için yöntem büyük girdap simulasyonu (Large Eddy Simulation-LES) olarak da adlandırılmaktadır. Filtreleme ile elenen ölçekler, filtre altı veya çözüm ağı altı ölçeği olarak nitelendirilip, momentum denklemi içerisinde bulunun filtre altı gerinimlerin çözülmesi için filtre altı modellemeleriyle denklemlerin kapanması ihtiyacı vardır. Bu yöntemde oluşturulan ölçekler eğer Kolmogorov ölçeklerinde daha büyük seçilirlerse akışın bütün türbülansları çözülmediğinden dolayı, doğrudan sayısal çözüm (Direct Numerical Simulations) yöntemine göre daha az zamanda çözümler elde edilebilir. Türbülansların modellenmesinde bazen bu iki ana metodun kullanıldığı hibrit türbülans çözüm yöntemleri mevcuttur. Hibrit yöntemlerde, türbülans viskozitelerinin ve türbülans yitiminin yoğun olduğu bölgeler LES ile modellenirken, nispeten daha düşük türbülans ölçeklerinin olduğu yerlerde, RANS temelli modellemeler yapılabilmektedir.

Geçmişte bazı araştırmacılar tarafından sürekli olmayan Reynolds Ortalamalı Navier Stokes Denklemi (unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes –URANS) yaklaşımı ve farklı çok fazlı akış modelleri problemin çözümü için kullanılmıştır [4]. Qu ve diğ. dalan sıvı jetinin sürekli hale geldiği durum için, 2B URANS yaklaşımıyla zamana bağlı, hem MM modeli hem de seviye tespit yöntemi (Level-Set Method) kullanmışlar ve arayüzey takip tekniği (interface tracking technique) temelli MM yönteminin arayüzeyleri belirlemede ve takip etmede daha başarılı olduğunu söylemişlerdir [8]. Yine daha sonradan Qu ve diğ. ilk çarpma anına yönelik olarak 3B URANS yaklaşımını kullanmış ve URANS ile VOF ikilisinin ilk çarpma anında oluşan oyuk ve daha sonrasındaki nüfuziyet derinliğini tahmin etmekte yeteri kadar başarılı olduğunu bildirmişlerdir [9]. Fakat jet yüzeyindeki dalgalanmalar yeterli miktarda gözlemlenememiştir. Kendil ve diğ. sürekli halde, serbest yüzey altındaki alan için hem 2B hem de 3B URANS temelli ve çok fazlı akış için Euler-Euler yaklaşımı kullanmışlardır. [27].

Genellikle RANS temelli yaklaşımlar, yapılarındaki gömülü ortalama stratejisinden dolayı, yapısal olarak akış alanında gerçekleşen olayları tam olarak çözmezler. Eğer daha detaylı bir çözüme gidilmek isteniyorsa yüksek çözüm kapasitesine sahip türbülans modellemelerin kullanılması gerekmektedir. Galimov ve diğ. ile Lahey

dalan sıvı jetlerindeki hava çekimini modellemek için sıvı ve gaz fazın açık olarak çözüldüğü doğrudan sayısal çözüm yöntemini (Direct Numerical Simulations-DNS) kullanmışlardır [4]. Fakat bu simulasyonlar sadece hava boşluğunun oluşumu ve kabarcıkların ayrılmasına kadar yapılabilmiştir. Dalan sıvı jetleri ile ilgili olarak son yıllarda yapılan iki önemli araştırma Qu ve diğ. ve Shonibare ve Wardle tarafından gerçekleştirilmiştir [4,6]. Qu ve diğ. yaptıkları nümerik çalışmada büyük girdap simulasyonu (LES) ve VOF yöntemini bir arada kullanmışlardır. LES yöntemi, akışta daha yaygın ve eş yönlü olan daha uyumlu büyük ölçekli girdapları modellerken, Reynolds gerilmelerinin büyük çoğunluğunu taşıyan büyük ölçekli bu girdapları çözme kabiliyetine sahiptir. Ayrıca VOF yöntemi de tek momentum ve korunum denklemi kullanarak, keskin arayüzeylere sahip büyük ölçekli kabarcıkları tahmin edebilmektedir. Shonibare ve Wardle ise yine LES kullanarak türbülans modellemesi yapmışlardır. Fakat VOF yönteminin etkili olmadığı küçük kabarcıklar canlandırılamamıştır. İki çalışma arasındaki temel fark, Shonibare ve Wardle'ın kullandığı dinamik değişken yöntemiyle kabarcıkların yerel arayüzey eğrisine ve çözüm ağı elemanı uzunluğuna göre VOF ve Euler-Euler çok fazlı yaklaşımının ikisinin kullanıldığı bir hibrit çözücü geliştirmişlerdir. Bu sayede VOF'un dağınık kabarcık dağılımında yetersiz kaldığı noktalarda Euler-Euler çok fazlı yaklaşımı ile daha küçük çaplı kabarcıkların canlandırmasını yapmışlardır.

LES yöntemi, türbülanlardan kaynaklanan gerilmelerin çoğunluğunu taşıyan büyük ölçekleri hesaplama kabiliyetine sahipken aynı zamanda yapılarından dolayı eş yönlü olan ve bu yüzden modellenmesi daha önemli olan filtre altı ölçeklerdeki girdapları da modellemektedir. Dalan sıvı jetleri için, sürekli hava sürüklenmesinin olduğu daimi süreçte, oluşan yüzey gerilmelerinin filtre altı bileşenlerinin doğru olarak modellenmesi gerekmektedir. İlk çarpma anında gelen sıvı jetinin enerjisinin suya aktararak oluşturduğu oyuğun canlandırılmasında LES yöntemi doğrudan Navier Stokes denklemlerini çözeceğinden burada doğru tahminler yapılabilir. Ayrıca iyi bir çözüm ağı ile deneysel çalışmalar sonucu gözlemlenebilen ortalama kabarcık çaplarını yakalayabilecektir. Dalma noktası etrafındaki yüksek kayma gerilmeleriyle oluşan büyük hava kabarcıkları, ayrılma ve yayılma oluşana kadar büyük türbülans ölçeklerine sahip olduğundan dolayı LES yönteminin burada da işe yarayabileceği düşünülmektedir. Kabarcıkların daha küçük ve yayılı hale geldiği sürekli hava sürüklenmesi rejiminde ise LES yönteminin performansının düşmesi

beklenmektedir. LES yöntemi için filtre altı ölçeklerin modellenmesinde en yaygın olarak kullanılan Smagorinsky-Lilly modelinde kullanılan katsayılar, dalan sıvı jetinin zamana ve konuma göre değişkenlik göstermesinden dolayı, simulasyonun bazı aşamalarında, büyük ölçekli çalkantıların sönümlenmesine neden olabilir. Dolayısıyla bir üst model olan dinamik Smagorinsky-Lilly modelinde, modele ait katsayıların akışkan hareketlerinin çözümlenmiş olan ölçeklerine göre dinamik olarak hesaplanmasıyla farklı bölgeler ve zamanlarda daha uygun olarak modellemenin yapılabilmesi mümkündür.

Doğal olarak simulasyonun sonuçlarının doğruluğu kullanılacak olan çok fazlı akım modelinin yaklaşımı ile doğrudan alakalıdır. Literatürdeki farklı araştırmalarda, araştırmacılar tarafından belirtildiğine göre VOF yönteminin arayüzey yakalama algoritmaları ile tutarlı sonuçlar elde edilmiştir [4,6]. Dalan sıvı jetlerinde, oyuk oluşumunun sonunda havanın ilk sürüklenmesi anında nispeten daha büyük çaplı kabarcıklar sürüklenmektedir. VOF arayüzey yakalama algoritmaları sayesinde, bölgede oluşan büyük eğrilik çaplı kabarcıklar belirlenebilir. VOF yöntemi yapısı gereği birincil fazın hız bilgilerine göre akış alanında topolojik olarak ara yüzeyleri ve hacimsel oranları belirleyebilmektedir. Hacimsel oranın süreklilik denklemlerinin çözülmesiyle fazlar arasındaki arayüzeyler takip edilebilmektedir. Fazlar arasındaki arayüzlerin belirlenmesinden sonra iki fazın arasındaki arayüzey gerilmeleri sürekli ortam yüzey kuvveti (Continuum Surface Force-CSF) ya da sürekli ortam yüzey gerinimi (Continuum Surface Stress-CSS) modellemelerinden herhangi birisiyle tespit edilerek kabarcıkların ayrışması ve birleşmesi modellenebilir. Dalan sıvı jetlerindeki sürüklenmede, kabarcıkların yükselerek ayrıştığı ana kadar VOF yönteminin yapmış olduğu arayüzey tahminlerinin doğru sonuç vermesi beklenmektedir.

3.1 Büyük Girdap Simulasyonu (LES) Yöntemi

Türbülanslı akışlar, geniş zaman ve uzunluk ölçekleri çeşitliliği içeren girdaplar tarafından tanımlanmaktadır. En büyük ölçeğe sahip olan girdaplar genel olarak ortalama akışın karakteristik uzunluğu ile kıyaslanabilmektedir. Türbülanslı akışlardaki en küçük ölçeklendirmeler ise türbülans kinetik enerjisinin yitiminden sorumlu olan ölçeklerdir.

Türbülanslı akışlardaki bütün türbülans ölçeklerinin teorik olarak doğrudan sayısal çözüm yöntemi(Direct Numerical Simulation-DNS) ile çözmek mümkündür. Fakat özellikle yüksek türbülans Reynolds sayılarında DNS yöntemi ile sayısal çözüm yapmak oldukça zaman alıcı bir yöntemdir. Bu yüzden, türbülanslı akışın bütün ölçeklerini çözmek yerine büyük olan ölçeklerin doğrudan çözülüp, nispeten daha küçük olan türbülans ölçeklerinin modellenmesi, simulasyonun doğruluğunu makbul oranda tutarken zaman olarak tasarruf sağlamaktadır. Büyük girdap simulasyonu (Large Eddy Simulations-LES) olarak adlandırılan bu yöntemle türbülanslı akışın önemli ölçüde dinamiklerini taşıyan girdaplar çözülerek makul sonuçlar elde edilebilmektedir.

LES yönteminde, büyük girdaplar doğrudan çözülürken küçük girdaplar modellenerek tahmin edilmektedir. Bu sebeple LES yöntemi DNS ve RANS (Reynolds Ortalamalı Navier Stokes) yöntemlerinin arasında kalmaktadır. Momentum, kütle ve enerji gibi korunumlu niceliklerin önemli bir bölümü büyük girdaplar tarafından aktarılmaktadır. Bu sebeple büyük ölçekli girdapların çözülmesi, akışın genelini betimlemek açısından daha önemlidir. Ayrıca büyük ölçekli girdaplar akış alanın geometrisine ve sınır şartları ile alakalı oluşmaktadır. Kolmogorov teorisine göre, küçük ölçekli girdaplar geometriye daha az bağımlı olmakla birlikte, daha eş yönlü ve yaygın olarak gerçekleşmektedir. Dolayısıyla küçük ölçekli girdaplar için türbülansın modellenmesi daha kolay ve muhtemeldir. Bu özelliklerden dolayı, büyük ölçekli türbülansları açık yöntemler ile çözebilirken, küçük ölçekli girdaplar, filtre altı ölçeklerin modellenmesi (Subgrid Scale Modelling-SGS) ile mümkün olmaktadır.

3.1.1 Yöneten denklemler

Akışkanlar dinamiğinin temel denklemleri, bilindiği üzere kütle, momentum ve enerjinin korunumu üzerine geliştirilmiştir. Kartezyen koordinatlarda bu üç denklem, gövde kuvvetleri, ısıl yitimleri, ve ısı üretiminin olmadığı genel haliyle aşağıdaki şekilde ifade edilebilmektedir;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho E u_j)}{\partial x_j}=-\frac{\partial(pu_j)}{\partial x_i}-\frac{\partial q_j}{\partial x_j}+\frac{\partial(\sigma_{ij}u_j)}{\partial x_j} \tag{3.3}$$

Denklem 3.3'deki σ_{ij}, moleküler viskoziteden kaynaklanan gerilme tensörü aşağıdaki şekilde ifade edilebilir;

$$\sigma_{ij}=\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)+\lambda\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij} \tag{3.4}$$

burada δ_{ij}, Kronocker delta fonksiyonu olup i=j koşulu için $\delta_{i=j}=1$ diğer durumlarda ise sıfırdır. μ dinamik viskozite, λ ise hacimsel viskozitedir. Stoke hipotezine göre $\lambda+\frac{2}{3\mu}=0$ olduğundan dolayı $\lambda=-2/3\mu$ olarak yazılabilir. Denklem 3.4'deki E değeri toplam özgül enerjidir ve $E=e+1/2u_ju_j$ olarak ifade edilebilir. q_j ise ısı akısı vektörü olup Fourier ısı iletim kanuna göre;

$$q_j=-k\frac{\partial T}{\partial x_j} \tag{3.5}$$

olarak ifade edilebilir. Burada k ısıl iletim katsayısıdır.

Yöneten denklemler, üç ana denklemden oluşmasına rağmen problem sabit sıcaklık durumu için çözüleceğinden dolayı, enerji denklemleri gözetilmeyecektir. Ayrıca maddelerin fiziksel özelliklerinin sıcaklıklara göre değişimleri ihmal edilmiştir.

3.1.2 Filtreleme

LES yöntemine ait yöneten denklemlerin elde edilişi zamana bağlı Navier-Stokes denklemlerinin filtrelenmesiyle gerçekleşmektedir. Filtreleme işlemi hem Fourier uzayında hem de fiziksel uzayda yapılmaktadır. Filtreleme işlemiyle, filtre genişliği veya çözüm ağı uzunluğundan küçük ölçekli olan girdapları etkin bir şekilde ayırmaktadır. Bu sayede, elde edilen yöneten denklemler büyük ölçekli girdapların dinamikleri tarafından yürütülmektedir.

Öncelikli olarak, akışa ait özellikler, çözülebilir büyük ölçekli ve küçük filtre altı ölçekli bileşenler olarak iki kısma ayrılmaktadır. Burada çözülebilir kısım "büyük" girdapları temsil ederken, filtre altı kısım, SGS modellenmesi içe çözüm alanına dâhil edilecektir. Filtrelenecek olan özellik ($\emptyset$), aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır;

$$\emptyset=\overline{\emptyset}+\emptyset' \tag{3.6}$$

Denklem 3.6'nın sağ tarafındaki ilk kısım, değişkenin filtrelenmiş yani büyük ölçekli kısmını göstermektedir. İkinci kısım ise, daha sonradan ortalaması alınacak olan filtre altı kısımdır. $\overline{\emptyset}$ aşağıdaki şekilde elde edilmektedir;

$$\overline{\emptyset}(\vec{x},t) = \int_D \emptyset(\vec{\xi},t) G(\vec{x},\vec{\xi}) d\vec{\xi} \tag{3.7}$$

burada D akış alanını temsil ederken, G çözülecek girdabın ölçeklerinin boyut ve yapısını tanımlayan filtreleme çekirdeğidir (fonksiyonudur).

Filtreleme işleminin, Fourier uzayında anlaşılabilirliği daha kolaydır. Herhangi bir sinyal Fourier dönüşümü ile frekans bileşenlerine ayrılabilmektedir. Buradaki filtreleme işlemi esasında, belirli bir kesme ölçeğinin altındaki ölçeklerin Fourier katsayılarını sıfırlamaktır. LES yönteminde uygulanan en önemli filtreleme fonksiyonları; ani Fourier kesme filtresi (sharp Fourier cut-off filter), Gauss filtresi ve kutu filtresi (box filter) olarak bilinmektedir.

3.1.2.1 Ani fourier kesme filtresi (Sharp fourier cut-off filter);

Ani Fourier kesme filtresi, dalga uzayında;

$$G(\vec{k}) = \begin{cases} 0 & |k_i| > k_c \\ 1 & |k_i| \leq k_c \end{cases} \tag{3.8}$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada $\vec{k}$ dalga vektörü, k_c ise kesme dalga sayısıdır. Bu filtre, belirli bir kesme dalga sayısı üzerindeki bütün dalga sayılarının katsayılarını elemektedir. Genellikle spektral yöntemlerle kullanılmasına rağmen, eş dağılı olmayan akışlar için uygulanabilirliği zordur. Ayrıca fiziksel uzayda kolayca doğru bir şekilde tanımlanamamaktadır ve sonlu elemanlar ve sonlu hacimler yöntemlerine uygulanması zordur.

3.1.2.2 Gauss filtresi

Gauss filtresi veya Gauss filtreleme fonksiyonu aşağıdaki gibi tanımlanmıştır

$$G(\vec{x},\vec{\xi}) = \left[\frac{\sqrt{c/\pi}}{\Delta}\right]^n \exp\left(-\left[\frac{\sqrt{c}}{\Delta}\right]^n (\vec{x}-\vec{\xi})^2\right) \tag{3.9}$$

Burada, Δ filtre genişliği, c sabit ve n ise filtrelenecek olan boyutların sayısıdır. Gauss filtresi, sürekli olduğundan dolayı ve hem fiziksel hem de Fourier uzayında sonsuz olarak türevlenebilir olmasından dolayı daha avantajlıdır.

3.1.2.3 Kutu filtresi

Kutu filtresi fiziksel uzayda tanımlanmış olup aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir;

$$G(\vec{x},\vec{\xi}) = \begin{cases} 1/\Delta^3 & |x_i - \xi_i| \le \Delta/2 \\ 0 & |x_i - \xi_i| > \Delta/2 \end{cases} \quad (i = 1,2,3) \tag{3.10}$$

Δ, burada filtre genişliğini temsil etmektedir. Filtre herhangi bir hacim üzerindeki ortalama değeri temsil etmektedir. Dolayısıyla sonlu elemanlar ve sonlu hacimler yöntemlerinde tercih edilmektedir.

Ani Fourier Kesme Filtresi, sadece kesme dalga sayısı altındaki ölçekleri etkileyebilirken, Gauss ve Kutu filtreleri, küçük ölçekler tercih edildiği takdirde, büyük ölçekli çalkantıları her ikisi de düzeltebilme kabiliyetine sahiptir. Bu sebeple her iki filtreleme yöntemi benzer sonuçlar vermektedir. Bu çalışma kapsamında kullanılacak olan paket program sayısal çözüm yönteminde, sonlu hacimler yöntemini kullanacağından ötürü, kutu filtreleme yöntemiyle filtreleme işlemi yapılacaktır.

3.1.3 Favre filtreli navier stokes denklemleri

Büyük girdap simulasyonuna ait yöneten denklemler, sıkıştırılabilir Navier Stokes denklemlerinin filtrelenmesiyle, büyük ölçekli ve küçük ölçekli hareketlerin etkilerini inceleyecek şekilde ayrılmaktadır. Denklem 3.7'de görüldüğü üzere eğer G, sadece $x - \xi$ 'nin bir fonksiyonu ise filtreleme genişliği sabit kalmaktadır ve bu sayede filtreme ve türetme işlemi aşağıdaki gibi dönüştürülebilmektedir [58];

$$\overline{\frac{\partial \emptyset}{\partial t}} = \frac{\partial \overline{\emptyset}}{\partial t} \; ; \; \overline{\frac{\partial \emptyset}{\partial x}} = \frac{\partial \overline{\emptyset}}{\partial x} \tag{3.11}$$

Gerçekte LES yöntemi için, eş dağılı olmayan türbülanslı akışın değişken filtreleri sebebiyle filtreleme işlemi, türetme işlemine dönüşememektedir. Eğer böyle bir dönüşüm söz konusu ise, oluşabilecek olan hatalar filtre genişliğinin ikinci derecesi boyutunda oluşacak hatalardır [59]. Bu çalışma kapsamında, oluşturulan çözüm ağının aralıkları, filtre aralıkları ile aynı derecede olacağından ve ikinci derece

çözüm şeması kullanılacağından ötürü, dönüşüm hataları da aynı derecede olacaktır. Dolayısıyla, sayısal yaklaşımın doğruluğu boyutlarında bir dönüşüm hatası ile bu kabul yapılacaktır.

Filtreleme işlemi süreklilik ve momentum denklemlerine uygulanacak olursa (sırasıyla Denklem 3.1 ve Denklem 3.2);

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{(\rho u_j)}}{\partial x_j} = 0 \tag{3.12}$$

$$\frac{\partial \overline{(\rho u_\iota)}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{(\rho u_\iota u_j)}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} \tag{3.13}$$

şeklinde ve $\bar{\sigma}_{ij}$ise;

$$\bar{\sigma}_{ij} = \overline{\mu\left(\frac{\partial u_\iota}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_\iota}\right) - \frac{2}{3}\mu\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{\iota j}} \tag{3.14}$$

olacaktır. Denklem 3.12'deki haliyle tarif edilen sıkıştırılabilir Navier-Stokes denkleminin, sıkıştırılamayan haline karşın bir tane daha fazla bilinmeyen olan yoğunluk, ρ, vardır. Sonuç olarak, filtrelenmiş taşınım terimi üç adet bilinmeyenin çarpımından oluşmaktadır. Örneğin filtre altı ölçekteki Reynolds gerilmeleri $\overline{\rho u_\iota u_j}$ haline gelmiştir. Bu konu ilerleyen bölümlerde filtre altı ölçeği modellenmesi ile anlatılacaktır. Eğer sıkıştırılabilir akış için filtrelenmiş denklemleri daha basite indirgemek adına Favre filtrelemesi yapılırsa;

$$\widetilde{\emptyset} = \frac{\overline{\rho\emptyset}}{\bar{\rho}} \tag{3.15}$$

olup, bu sebeple, $\overline{\rho\emptyset} = \bar{\rho}\widetilde{\emptyset}$ olarak ifade edilebilir. $\emptyset$ ile ifade edilen nicelik, hız, sıcaklık gibi genel akışın bir değişkeni olmakla birlikte basınç ve yoğunluk olamaz. Favre filtrelemesi ile değişkenler aşağıdaki şekilde iki türlü ayrışabilmektedir;

$$\emptyset = \overline{\emptyset} + \emptyset' \tag{3.16}$$

$$\emptyset = \widetilde{\emptyset} + \emptyset'' \tag{3.17}$$

$\overline{\emptyset}$ ve $\widetilde{\emptyset}$ çözümlenmiş bileşenleri temsil ederken, $\emptyset'$ ve $\emptyset''$ ise çözülmeyen bileşenleri göstermektedir. Favre filtrelemesinin sonucu olarak çok bilinmeyenli çarpımlar;

$$\overline{\rho u}_i = \bar{\rho}\tilde{u}_i \quad ; \quad \overline{\rho u_i u_j} = \bar{\rho}\widetilde{u_i u_j} \tag{3.18}$$

şekline dönüşmüştür. Favre filtrelemesinin ardından yöneten denklemeler;

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho}\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \tag{3.19}$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{3.20}$$

olarak karşımıza çıkmaktadır. Burada τ_{ij} terimi küçük ölçekli hareketlerden dolayı oluşan filtre altı ölçekli gerilme (Subgrid Scale Stress-SGS) tensörü olup;

$$\tau_{ij} = \bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i\tilde{u}_j) \tag{3.21}$$

olarak Denklem 3.21 açık halinde bulunmaktadır. Moleküler viskozitelerden kaynaklanan gerilme tensörü ise $\tilde{S}_{ij}$ gerinim oranı olmak üzere, hızın türevleri ile dinamik viskozite arasındaki bağın zayıf olmasından dolayı aşağıdaki gibi bir yaklaşım ile ifade edilebilir [60];

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) \tag{3.22}$$

$$\bar{\sigma}_{ij} \approx \tilde{\sigma}_{ij} = 2\bar{\mu}\left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ij}\right) \tag{3.23}$$

Yöntemin en başından beri anlatıldığı üzere; çözülmemiş SGS gerilme tensörü τ_{ij} denklem takımının kapatılması için modellenmek mecburiyetindedir. τ_{ij} İfadesi, büyük ölçekli hareketlerin gelişiminde yer alan filtre altı ölçeklerdeki hızları temsil etmektedir. Bu ifade, alışıldığı üzere, Leonard gerilmesi, L_{ij} [58] çapraz SGS gerilmesi C_{ij} ve Reynolds SGS gerilmeleri R_{ij};

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \tag{3.24}$$

şeklinde üç bileşene ayrılmaktadır. Burada $L_{ij},\ C_{ij}, R_{ij}$ gerilmeleri;

$$L_{ij} = -\bar{\rho}(\widetilde{\tilde{u}_i\tilde{u}_j} - \tilde{u}_i\tilde{u}_j) \tag{3.25}$$

$$C_{ij} = -\bar{\rho}(\widetilde{\tilde{u}_i u'_j} - \widetilde{u'_i\tilde{u}_j}) \tag{3.26}$$

$$R_{ij} = -\bar{\rho}(\widetilde{u'_i u'_j}) \tag{3.27}$$

olarak tanımlanmaktadır.

Leonard gerilmeleri, çözümlenmiş hız alanından, $\tilde{u}$, açık olarak hesaplanabilir ve bu sayede iki çözümlenmiş ölçekli girdap arasındaki etkileşimlerden oluşan küçük ölçekli türbülanslar belirlenebilir. Çapraz SGS gerilmeleri büyük ve küçük ölçekli girdaplar arasındaki etkileşimleri temsil ederken; her iki ölçekteki girdaplar arasında birbirleriyle olan enerji geçişlerini temsil etmektedir. Fakat toplam olarak büyük ölçekli girdaplardan, küçük ölçekli girdaplara enerji geçişi söz konusudur. Reynolds gerilmeleri ise, iki küçük ölçekli girdabın birbirleriyle etkileşiminden oluşan büyük ölçekli girdapları yani; enerjinin küçük ölçeklerden büyük ölçeklere geçmesini temsil etmektedir. Speziale [61], geçmişteki modellemelerin aksine üç bileşenin de birlikte modellenmesinin, bütün fiziksel yasaların atalet koordinat dönüşümüne göre değişmez olduğunu bildiren Galilean değişimsizliği özelliğini sağlayacağını belirtmiştir [61]. Dolayısıyla üç bileşenin aynı anda modellenmesi daha yaygın hale gelmiştir.

3.1.4 Filtre altı ölçeği modelleri

LES yönteminde, filtre altı ölçeklerinin modellenmesi yöneten denklemlerin kapanması için gereklidir. Bu RANS denklemlerinde türbülans modellemesi yapılarak denklemlerin kapanmasına benzemektedir. Fakat akışın çözüleceği fiziksel alanın ikinci kez filtrelenmesi orijinal filtrelenmiş alanı tekrardan aynı şekilde tanımlamamaktadır. SGS modelleri, küçük ölçeklerin daha eş dağılı ve çok yönlü olmasından dolayı, RANS modellerine kıyasla büyük ölçeklerden daha farklı akışlar için basit ve çok yönlü olmalıdır.

Türbülanslı akışın çözülmesinde SGS modeli en önemli rolü, büyük ve küçük ölçekler arasındaki enerji değişimini doğru oranda sağlayabilmesidir [62]. Çok anlık sürelerde, enerji büyük girdaplardan küçük girdaplara ya da tam tersi şekilde geçebilmektedir. Fakat klasik olarak ortalamada enerjinin büyük ölçeklerden küçük ölçeklere doğru dağıtıldığı kabul edilmektedir. Buna göre, filtre altı ölçeklerin

temelde enerji kaynağı olarak davrandığı söylenebilir. Dolayısıyla dağıtıcı girdap viskozitesi modeli (Dissipative Eddy Viscosity Model) ile modellenebilmektedir. Fakat Piomelli ve diğ. tam gelişmiş akışların olmadığı durumlarda bu model yanlış sonuçlar doğurabilmektedir [63]. Bu çalışma kapsamında girdap viskozitesi modelleri kapsamında bulunan Smagorinsky SGS modeli öncelikli olarak incelenecektir. Ardından, Smagorinsky-Lilly SGS modelinin yöne bağlı kısmını tanımlayan C_d kısmının dinamik olarak modellendiği ve farklı türbülans ölçeklerinin bulunduğu akışlarda birçok araştırmacı tarafından önerilen [4,6] dinamik Smagorinsky modeli kullanılacaktır.

3.1.4.1 Girdap viskozitesi modeli (eddy viscosity model)

Girdap viskozitesi ya da gradyen-yayınım yöntemi, RANS modellerinde kullanılan Boussinesq yaklaşımına benzer bir şekilde SGS modellemesi için yaygın olarak kullanılmaktadır. SGS gerilim tensörünün eş yönsüz olan kısmının gerinim tensörü ile orantılı olduğu kabul edilerek, SGS gerinim hızı tensörü aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır;

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = 2\bar{\mu}_t\left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ij}\right) \tag{3.28}$$

Burada τ_{kk}, SGS gerilim tensörünün eşdağılı kısmıdır. Türbülans ya da girdap viskozitesi değeri ise;

$$\mu_t = C_d\bar{\rho}\Delta^2\left|\tilde{S}\right| \tag{3.29}$$

olup burada gerinim hızı tensörünün büyüklüğü aşağıdaki şekilde belirtilmiştir.

$$\left|\tilde{S}\right| = \left(2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}\right)^{1/2} \tag{3.30}$$

Filtre uzunluğu, Δ, genellikle $\Delta = \left(\Delta_x\Delta_y\Delta_z\right)^{1/3}$ olup burada Δ_x, Δ_y, Δ_z kontrol hacminin kartezyen koordinatlara göre boyutlarını temsil etmektedir. C_d katsayısı ise yöne bağlı kısmı tanımlayacak olan katsayıdır.

3.1.4.2 Smagorinsky-Lilly SGS modeli

Girdap viskozite modeli, yöne bağlı C_d katsayısının tanımlanmasına göre farklı şekillerde sınıflandırılmaktadır. Smagorinsky SGS modelinde, küçük ölçeklerin bir

denge halinde, büyük ölçeklerden almış olduğu bütün enerjiyi yitirmesine dayalı denge varsayımına dayanmaktadır. Burada C_d katsayısının eş dağılı türbülans parçalanmasından elde edilen bir sabit olduğu kabul edilmiştir [64].

C_d katsayısı farklı akış rejimleri, çözüm ağı ölçekleri ve diğer etkenler için çeşitlilik göstermektedir. Önerğin; Deardorff düzlemsel kanal akışları için C_d katsayısını 0,1 olarak bulurken, Lilly eş dağılı türbülans akışları için 0,23 bulmuştur [65]. Smagorinsky-Lilly modelinde, model boyunca cidarlara yakın yerlerde düzeltme yapılmamıştır. Ayrıca, laminer akışın olduğu yerlerde, model geçerliliğini koruduğundan ötürü bu türbülans-laminer geçiş bölgelerinde akışın özelliklerini yitirdiği görülmüştür. Bunun sebebi, laminer akışın türbülanslı akışa geçeceği noktalarda, C_d katsayısı türbülans yitimini aşırı miktarda tahmin ettiğinden ötürü geçişi engellemektedir [66]. Yine geçiş bölgelerinde küçük ölçeklerde, büyük ölçeklere olan enerji geçişi sağlanamadığından ötürü geçiş tam olarak sağlanamamaktadır. Tüm bu negatif yanlarından dolayı Smagorinsky-Lilly SGS modelinin bazı sınırlayıcı özellikleri vardır.

Cidara yakın bölgelerdeki akışta, özellikle cidarla çevrelenmiş akışlar için deneysel cidar sönümlemesi fonksiyonları önerilmiştir. Ciofalo ve Collins, Denklem 3.31 ve Denklem 3.32'de belirtildiği gibi bir öneride bulunmuşlardır [65];

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = 2\bar{\mu_t}\left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ij}\right) \tag{3.31}$$

$$\mu_t = C_d\bar{\rho}D^2\Delta^2\left|\tilde{S}\right| \tag{3.32}$$

Burada D katsayısıs Van Driest sönümleme fonksiyonu olup;

$$D = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \tag{3.33}$$

Şeklinde ifade edilmiştir. A^+ sabiti 25 olarak alınıp; y^+ değeri ise cidarın en yakınındaki mesafeyi ifade etmektedir. Bu şekilde geliştirilmiş olan Smagorinsky-Lilly SGS modeli kanal akışları içinde başarıyla ifade edilebilir.

3.1.4.3 Dinamik Smagorinsky-Lilly SGS modeli

Smagorinsky-Lilly SGS modelinin dinamik hali, yine bir girdap viskozitesi modeli olup ölçek-benzeşimi fikrine dayanmaktadır [65]. Smagorinsky SGS modelinin bütün eksiklerini tamamlayıcı niteliğe sahiptir. Bu modelde, C_d katsayısı, çözümlenmiş alandaki iki farklı ölçek arasında saklanan yerel bilgilerden faydalanarak dinamik olarak hesaplanmaktadır. Dolayısıyla C_d, bu yöntem için zamana ve konuma göre değişkenlik göstermektedir. Katsayı bazı bölgelerde eksi değerlerde olabilir ve böylece küçük ölçeklerden büyük ölçeklere enerji geçişi hesaplanabilmektedir. Ayrıyetten, SGS gerilimleri, katı cidar yakınında ve laminer bölgelerde herhangi bir sönümleme katsayısına ihtiyaç duymadan sıfıra doğru yakınlaşmaktadır. Dinamik modeli Moin ve diğ. tarafından sıkıştırılabilir türbülans için önerilmiş ve Lilly [64] tarafından tavsiye edilmiştir [64]. Çalışma kapsamında dinamik değişimler ve cidarlarda olan türbülans önemli olduğundan dolayı dinamik Smagorinsky-Lilly SGS modeli tercih edilmiştir.

Dinamik model için, çözümlenmiş alandan dağınık bilgilerin işlenmesi adına, birincil çözüm ağı filtresinden daha geniş olan ikincil bir test filtresi tanımı yapılmıştır. Test filtresinin uzunluğu , $\hat{\Delta}$, çözüm ağı filtersi ile aynı şekilde tanımlanmış olup daha geniştir.

Yine tekrardan Boussinesq yaklaşımıyla, SGS gerilim tensörü, çözüm ağı filtresine göre aşağıdaki gibi modellenebilir;

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2C_d\bar{\rho}\Delta^2\left|\tilde{S}\right|\left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ij}\right) \tag{3.34}$$

burada, Favre filtresine maruz kalmış SGS gerilim ifadesi;

$$\begin{aligned}\tau_{ij} &= \bar{\rho}\left(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i\tilde{u}_j\right)\\ &= \overline{\rho u_i u_j} - \frac{\overline{\rho u_i}\,\overline{\rho u_j}}{\bar{\rho}}\end{aligned} \tag{3.35}$$

şeklinde ifade edilebilir. Test filtresine tutulmuş gerilme T_{ij} ise, SGS gerilmesi τ_{ij} ye benzer olarak;

$$T_{ij} = \widehat{\overline{\rho u_i u_j}} - \frac{\widehat{\overline{\rho u_i}}\,\widehat{\overline{\rho u_j}}}{\hat{\bar{\rho}}} \tag{3.36}$$

şeklinde modellenip;

$$T_{ij} - \frac{1}{3}T_{kk}\delta_{ij} = -2C_d\hat{\bar{\rho}}\hat{\Delta}^2\left|\hat{\tilde{S}}\right|\left(\hat{\tilde{S}}_{ij} - \frac{1}{3}\hat{\tilde{S}}_{kk}\delta_{ij}\right) \tag{3.37}$$

olarak ifade edilebilir.

Sıkıştırılamaz akışlar için, SGS gerilim tensörlerinin eş yönlü olan kısımları, τ_{kk} ve T_{kk} basınç ile birleştirilebilir ve burası için modellenme ihtiyacı ortadan kalmış olur. Sıkıştırılabilir akışlar için, bu kısımlar da mecburen modellenmek zorundadır. Yoshizawa (1986)'nın öneresine göre [63];

$$\tau_{kk} = 2C_I\bar{\rho}\Delta^2\left|\tilde{S}\right|^2 \tag{3.38}$$

$$T_{kk} = 2C_I\hat{\bar{\rho}}\hat{\Delta}^2\left|\hat{\tilde{S}}\right|^2 \tag{3.39}$$

şeklinde modellenebilmektedir. Germano eşitliğini kullanarak τ_{ij} ve T_{ij}, Leonard gerilmeleri cinsinden ilişkilendirilebilir

$$\begin{aligned} L_{ij} &= T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} \\ &= \widehat{\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j} - \frac{\widehat{\bar{\rho}\tilde{u}_i}\,\widehat{\bar{\rho}\tilde{u}_j}}{\hat{\bar{\rho}}} \end{aligned} \tag{3.40}$$

C_I katsayısının hesaplanması adına Denklem 3.38 ve Denklem 3.39, Denklem 3.40'da yerine yazılırsa,

$$L_{kk} = \widehat{\bar{\rho}\tilde{u}_k\tilde{u}_k} - \frac{\widehat{\bar{\rho}\tilde{u}_k}\,\widehat{\bar{\rho}\tilde{u}_k}}{\hat{\bar{\rho}}} = 2C_I\left(\hat{\bar{\rho}}\hat{\Delta}^2\left|\hat{\tilde{S}}\right|^2 - \Delta^2\left(\widehat{\bar{\rho}\left|\tilde{S}\right|^2}\right)\right) \tag{3.41}$$

olup C_I katsayısı buradan

$$C_I = \frac{L_{kk}}{2\left(\hat{\bar{\rho}}\hat{\Delta}^2\left|\hat{\tilde{S}}\right|^2 - \Delta^2\left(\widehat{\bar{\rho}\left|\tilde{S}\right|^2}\right)\right)} \tag{3.42}$$

şeklinde ifade edilir.

Araştırmacıların çoğunluğu tarafından SGS gerilme tensörünün eş dağılı kısmı, termodinamik basınca göre küçük kaldığından ötürü ihmal edilmektedir [65]. Ayrıca,

Vreman ve diğ. göre eğer SGS gerilim tensörünün eş dağılı kısmı ihmal edilmemişse, yapılan hesaplamalar kararsız olmaktadır. Sonuç olarak, şu anki çalışma kapsamında da τ_{kk} ihmal edilerek C_I katsayısı sıfır alınmıştır [63].

τ_{kk} ve T_{kk} bileşenlerinin ihmal edilmesi C_d katsayısının hesaplamasını kolaylaştırmaktadır. Denklem 3.34'ün ve Denklem 3.37'nin, Denklem 3.40'da yerine yazılmasıyla C_d katsayısının hesaplanması için

$$L_{ij} = C_d\left[-2\hat{\bar{\rho}}\hat{\Delta}^2\left|\hat{\tilde{S}}\right|\left(\hat{\tilde{S}}_{ij}-\frac{1}{3}\hat{\tilde{S}}_{kk}\delta_{ij}\right)+2\bar{\rho}\Delta^2\left|\tilde{S}\right|\left(\widehat{\tilde{S}_{ıȷ}}-\frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ıȷ}\right)\right] = C_d M_{ij} \tag{3.43}$$

eşitliği elde edilir. Sonlu kareler yöntemini kullanarak [64] uygun uzaysal ortalamayla C_d katsayısı aşağıdaki şekilde tarif edilebilir.

$$C_d = \frac{\langle L_{ij}M_{ij}\rangle}{\langle M_{kl}M_{kl}\rangle} \tag{3.44}$$

Burada $\langle\ \ \rangle$ parantezi, SGS katsayısını şartlandırmak için bir zorunluluk olarak, akışın homojen doğrultu boyuncaki konumsal ortalamasını temsil etmektedir.

3.2 Akışkan Hacmi Yöntemi (Volume of Fluid-VOF)

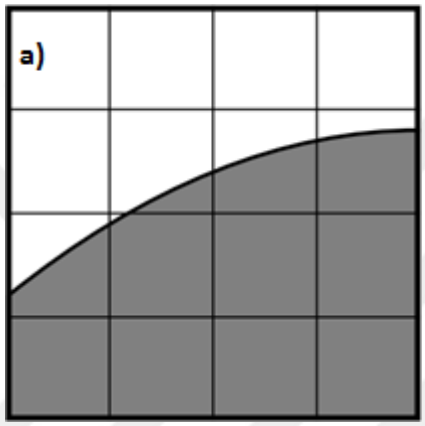
Önceki bölümlerde anlatıldığı üzere, çok fazlı akışları simule etmek adına birçok sayısal yöntem bulunmaktadır. Bu bölümde, sabit bir çözüm ağında hareketli olan arayüzeyleri yakalama becerisine sahip Akışkan Hacmi Yöntemi (VOF) açıklanacaktır.

VOF yöntemi ilk olarak Hirt ve Nicholds tarafından önerilip devam eden yıllar içerisinde gelişmiştir [67]. VOF yönteminin temelinde, sabit bir kontrol hacminin içerisinde kısmı olarak bulunan i bileşeninin hacimsel oranı α_i'nin hesaplanması ve bu oranın hız alanı ile değişimi vardır. Bütün fazların hacimsel oranının toplamı bire eşit olup, N kadar farklı fazın tarif edilebilmesi için $N-1$ adet fazın hacimsel oranının bilinmesi gerekmektedir. Bizim çalışmamızda su ve hava fazları olacağından dolayı $N=2$ olup, sadece bir faza ait bilgilerin bilinmesi fazların dağılımının tanımlanması için yeterlidir. Belirli bir hücre hacmi içindeki, su fazının

hacimsel oranı α olarak tanımlanmış olup; herhangi bir hücredeki suyun kısmı hacmi [67];

$$\alpha = \frac{V_{su}}{V_{hücre}} \tag{3.45}$$

olarak ifade edilmektedir. Sonuç olarak eğer α değeri sıfır ise hava fazını, bir ise su fazını tarif etmektedir. α değerinin sıfır ve bir değerleri arasında olduğu hücrelerde, hava su arayüzeyleri oluşmuş demektedir. Hacimsel oranların dağılımının arayüzey ile olan ilişkisi Şekil 3.1'de gösterilmektedir.



b)			
0	0	0	0
0	0.18	0.57	0.77
0.57	0.99	1	1
1	1	1	1

Şekil 3.1: Arayüzeylerin hesaplanması (a) Gerçek arayüzey (b) Hacimsel oranların dağılımı [68].

Ara yüzeylerin oluştuğu hesaplama hücrelerinde, korunum denklemlerinde kullanılacak olan maddesel özellikler; sıvı ve gaz faza ait olan maddesel özelliklerinin hacimsel oranlarıyla ağırlıklandırılmasıyla aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır [69];

$$\mu = \alpha\mu_s + (\alpha - 1)\mu_h \tag{3.46}$$

$$\rho = \alpha\rho_s + (\alpha - 1)\rho_h \tag{3.47}$$

Burada sadece dinamik viskozite (μ) ve yoğunluğun (ρ) hesaplanması gösterilmiş olsada, bu özelliklerin yerine özgül ısı (c), ısıl iletkenlik (k) gibi değerler de getirilebilir. Alışılmış olarak ağırlıklandırma, maddesel özelliklerin hesaplamasında kütle oranları üzerinde yapılmaktadır. Fakat arayüzeylerin oluştuğu hesaplama hücreleri genel olarak hesaplama yapılan akış alanının çok küçük bir kısmını kapladığı için bu değişimin etkisi oldukça küçüktür. Eğer çözüm ağı daha da

sıklaştırılarak hücrelerin hacimleri küçültülürse, aradaki farklar daha da kapanacaktır.

VOF yönteminde, hacimsel oran alanı yalnızca hız alanıyla değişmektedir. Bu sebeple, α için geçiş denklemi (Denklem 3.48) sadece zamana bağlı ve taşınımsal terimi barındırırken, herhangi bir yayınım terimi içermemektedir. Fazlar arasında kütle geçişinin olmadığı ve herhangi bir kütle üretiminin bulunmadığı durum için, hacimsel oran denklemi aşağıdaki gibi yazılmaktadır [69];

$$\frac{\partial(\rho\alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(u_j \rho\alpha)}{\partial x_j} = 0 \tag{3.48}$$

VOF yöntemi iki aşamadan oluşmaktadır; arayüzeylerin yeniden oluşturulması ve hacimsel oranın konuma göre değişimi. Herhangi bir çözüm hücresinde ve ona komşu olan hücrelerde hacimsel oranların ve hız alanının bilinmesiyle iki aşama ilerlemektedir. Bu yönleriyle VOF yöntemi yerel ve oldukça paralellenebilir yapıdadır.

VOF yöntemini avantajlı kılan en önemli özellik yapısı gereği kütle korunumlu olmasıdır. Eğer akış sıkıştırılamaz olarak kabul edilecek özellikte ise, uygun sayısal çözüm ifadeleri ile herbir faza ait kütle korunumlu halde kalacaktır. Matematiksel olarak, eğer 2B kartezyen kordinatlarada düşünecek olursa, i ve j hesaplama yapılacak hücrenin çözüm ağındaki konumu belirten indisler olmak üzere ve t ise zamanı ifade edecek şekilde kütle korunumu aynı zamanda;

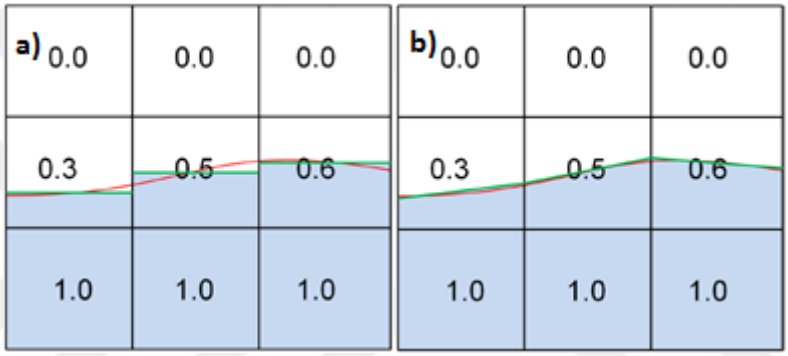
$$\sum_{i,j} C_{i,j}^{t} = \sum_{i,j} C_{i,j}^{t+1} \tag{3.49}$$

şeklinde ifade edilebilir.

VOF yönteminin temel iki eksiği ise arayüzey hesaplamalarında oluşan belirsizlik ve arayüzeyin yayınımı olarak bahsedilebilir. Arayüzey eğrisinin yarıçapı çözüm ağı boyutlarına yaklaştıkça, kılcal kuvvetlerin hesaplanmasında belirsizlikler baş gösterir ve yanlış hacimsel oran dağılımı sıklıkla görülmeye başlar. Yinede, çözüm ağının büyüklüğü düşünülecek olursa, arayüzeylerin kapladığı alan sınırlı olduğu için VOF yöntemi çoğunlukla işe yaramaktadır.

3.2.1 Arayüzey oluşum algoritması

Arayüzey eğrilerinin belirlenmesi için, akış alanında oluşan arayüzeylerin şekillerinin bilinmesi gerekmektedir. Bu sebeple, arayüzey oluşumu algoritması VOF yönteminin bir parçası olarak dâhil olmaktadır. Literatürde arayüzey oluşumu ile alakalı olarak temelde iki algoritma benimsenmiştir. 1) Oluşturulan arayüzeyinin, çözüm ağının mantıksal koordinatları boyunca uzandığı basit çizgi arayüzey hesaplaması (Simple Line Interface Calculation-SLIC); 2) gerçekteki yerel arayüzeye uyumlu şekilde normal vektöre sahip şekilde arayüzey oluşturulan parçalı doğrusal arayüzey hesaplaması (Piecewise Linear Interface Calculation-PLIC) [70]. Her iki yönteme ait arayüzey oluşumu örnekleri Şekil 3.2'de verilmiştir.



Şekil 3.2: (a) SLIC ve (b) PLIC yaklaşımıyla arayüzey hesaplanması [70].

PLIC oluşum yöntemi, ikinci dereceden doğruluğa sahip bir yöntem olmasına karşın SLIC yöntemi birinci dereceden doğruluğa sahiptir. Bu sebeple PLIC yöntemi iki fazlı akışlardaki arayüzey oluşumlarını hesaplamada daha çok kullanılmaktadır. Genel olarak parçalı doğrusal yaklaşımlar sürekli değillerdir. SLIC haricindeki bütün yaklaşımlar, arayüzey tahmini için 3x3 blok çözüm hücrelerindeki bilgileri kullanmaktadır. SLIC ise sadece 3x1 blok çözüm hücrelerinde faydalanmaktadır.

Parçalı doğrusal yaklaşımlarda, oluşturulan algoritmalar, bir eğim ifade edecek şekilde, arayüzeyin normali olan bir $\vec{n}$ vektörü kullanmaktadırlar. İfade kolaylığı açısından bu $\vec{n}$ vektörü her zaman yoğun olan fazdan dışarı tarafı gösterecek şekilde doğrultulmaktadır. i ve j, hesaplama yapılacak hücrenin indisleri olmak üzere, $\vec{n}_{i,j}$ normal vektörü ve $\alpha_{i,j}$ hacimsel oranı, hesaplama hücresindeki doğrusal arayüzeyi tam olarak tarif edebilmektedir. Dolayısıyla hesaplama yapılan hücredeki $\alpha_{i,j}$ hacimsel oranı bilindiği takdirde, parçalı doğrusal olan arayüzey tahmin algoritmaları, i,j'inci hesaplama hücresine komşu olan hücrelerdeki hacimsel

oranlardan yola çıkarak, arayüzeyin birim normal vektörünü hesaplamak üzere kurulmuştur. Arayüzey oluşum algoritmaları genellikle yüzey normali vektörünü girdi olarak kullanırlar. Arayüzey normali vektörü genellikle hacimsel oran alanının gradyeni cinsinden aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır [68];

$$\vec{n} = \nabla \alpha \tag{3.50}$$

Parçalı doğrusal arayüzey hesaplamalarında, tahmini arayüzeye ait birim normal vektörü, $\vec{n}$ hesaplanmasında, araştırmacılar matematiksel ifade olarak daha kolay olması açısından basitleştirmek adına, vektöre ait eğim olan m in hesaplanmasına göre algoritmalar geliştirmişlerdir [68]. Fakat arayüzey tahmininin dikey olduğu durumlarda, eğim ile ifade zorlaşmaktadır. Çok fazın bulunduğu hesaplama hücrelerinde, dik olan veya dikey doğrultuya yakın olan arayüzey tahminleri için, arayüzeyleri göstermek adına, orijine d mesafesinde bulunan ve arayüzeye dik olan birim normal vektörü $\vec{n} = (n_x, n_y)$ ile doğrusal arayüzey tahminlerini göstermek daha kolaydır. Bu durumda tahmini doğrular aşağıdaki eşitliği sağlamaktadırlar.

$$n_x x + n_y y = d \tag{3.51}$$

Philiod ve Buckett, normal vektörün hesaplanması adına her birisi, parçalı doğrusal arayüzey tahmin yöntemi olan, daha önceden bilinen kütle merkezi algoritması, merkez farklar algortiması, Parker ve Youngs yöntemi ile kendilenin önerdiği iki yeni yöntem olan en küçük kareler ile akışkan hacmi arayüzey oluşum algoritması (least squares VOF interface reconstruction algoritm-LVIRA) ve etkin en küçük kareler ile akışkan hacmi arayüzey oluşum algoritması (efficient least squaeres VOF interface reconstruction algoritm-ELVIRA) yöntemlerini değerlendirmişlerdir. LVIRA ve ELVIRA, yöntemleri ikinci dereceden doğruluğa sahip olmalarına karşın, diğer üç yöntemden daha karışıktır ve daha fazla hesaplama yükü getirmektedir [68]. Parker ve Youngs yöntemi, kütle merkezi yöntemi ile beraber birinci dereceden doğruluğa sahipken, diğer ikinci dereceden olan üç yönteme kıyasla daha az hesaplama yüküne sahip olup doğruluğu kütle merkezi yöntemine göre daha iyidir. Parker ve Youngs yönteminin bir diğer avantajı ise yapısal olmayan çözüm ağlarında etkinliğini korumasıdır. Dolayısıyla hem hesaplama zamanındaki avantajından dolayı hem de oluşturulacak çözüm ağı, problem gereği kısmi olarak yapısal

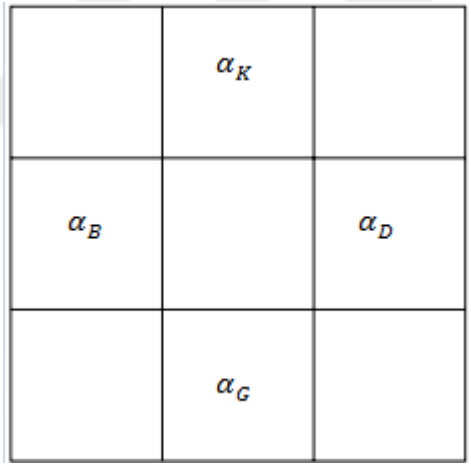
olmadığından ötürü, bu bölüm içerisinde sadece Parker ve Youngs yöntemi anlatılacaktır.

Parker ve Youngs yönteminde, [71] iki fazı içerisinde bulunduran hesaplama hücreleri için tahmini arayüzeyin normali doğrultusundaki noktasındaki hacimsel oran değişimi, $\nabla\alpha$, tahmin etmek adına hesaplama yapılmaktadır.

Parker ve Youngs yöntemindeki hesaplamanın anlatılması için hazırlanan 2B şablon Şekil 3.3'de gösterilmektedir. Bu şablona göre $\nabla\alpha$ hesaplanması için aşağıdaki gibi bir fark sistemi öngörülmektedir;

$$\frac{\partial\alpha}{\partial x} = \frac{\alpha_B - \alpha_D}{2} \tag{3.52}$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial y} = \frac{\alpha_K - \alpha_G}{2} \tag{3.53}$$



Şekil 3.3: $\nabla\alpha$ hesaplanması adına kullanılan 2B şablon [68].

Buradaki $\alpha_K, \alpha_G, \alpha_D, \alpha_B$ hacimsel oranları, hesaplanacak hücrenin komşu hücrelerindeki hacimsel oranlar olup, her bir hücrenin merkezindeki değerleri temsil etmektedir. $\alpha_K, \alpha_G, \alpha_D, \alpha_B$ değişkenlerinin hesaplanması ise;

$$\alpha_K = \frac{1}{2+\beta}\left(\alpha_{i-1,j+1} + \beta\alpha_{i,j+1} + \alpha_{i+1,j+1}\right)$$

$$\alpha_G = \frac{1}{2+\beta}\left(\alpha_{i+1,j-1} + \beta\alpha_{i+1,j} + \alpha_{i+1,j+1}\right) \tag{3.54}$$

$$\alpha_D = \frac{1}{2+\beta}\left(\alpha_{i+1,j-1} + \beta\alpha_{i+1,j} + \alpha_{i+1,j+1}\right)$$

$$\alpha_B = \frac{1}{2+\beta}\left(\alpha_{i-1,j-1} + \beta\alpha_{i-1,j} + \alpha_{i-1,j+1}\right)$$

şeklinde yapılmaktadır. Buradaki β parametresi, serbest bir paremetreyi temsil etmekte olup Parker ve Youngs'ın bildirimine göre $\beta = 2$ olduğu durum için en iyi sonuç görülmektedir.

Parker ve Youngs yönteminin düz çizgileri tahmin etmedeki performansını test etmek adına, h yapısal çözüm ağındaki karelerin kenar uzunluğu olmak üzere, Şekil 3.4a'daki $y = \frac{1}{3}x + h$ doğrusu incelenebilir. Komşu hücrelerin merkezlerindeki hacimsel oranlar, Şekil 3.4b'de verilen hacimsel oran değerlerine göre;

$$\alpha_K = 0$$

$$\alpha_G = \frac{1}{2+\beta}(1+\beta+1) = 1$$

$$\alpha_D = \frac{1}{2+\beta}\left(\frac{5\beta}{6} + 1\right) \tag{3.55}$$

$$\alpha_B = \frac{1}{2+\beta}\left(\frac{1\beta}{6} + 1\right)$$

şeklinde olacaktır. Dolayısıyla hacimsel oran farkları;

$$\frac{\partial\alpha}{\partial x} = \frac{\alpha_B - \alpha_D}{2} = \frac{\beta}{3(\beta+2)} \tag{3.56}$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial y} = \frac{\alpha_K - \alpha_G}{2} = -\frac{1}{2} \tag{3.57}$$

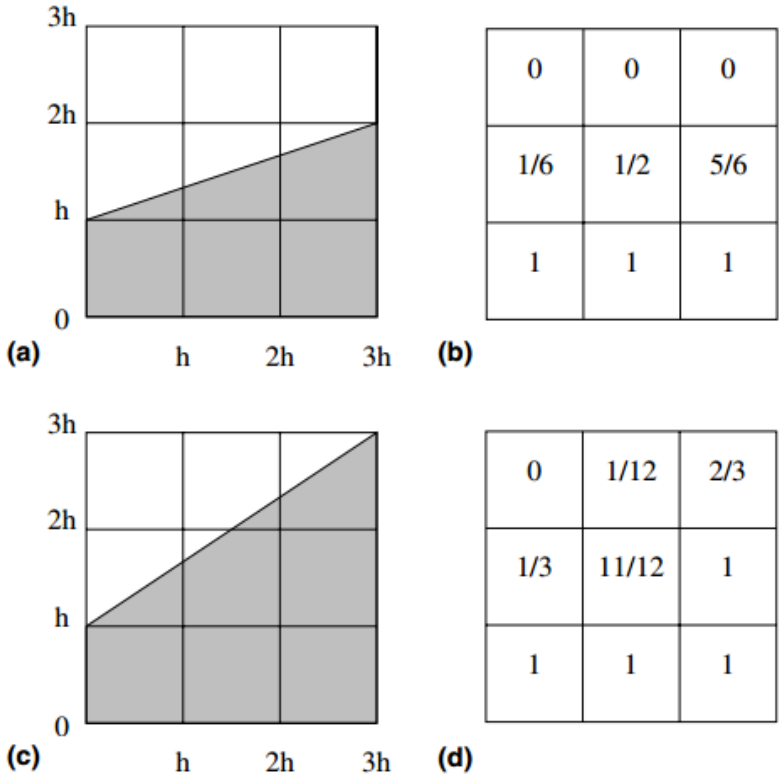
olacaktır. Bu durumda, tahmin edilen arayüzeyin eğimi ise;

$$m = \frac{-\partial\alpha/\partial x}{\partial\alpha/\partial y} = \frac{2\beta}{3(\beta+2)} \tag{3.58}$$

Doğrunun asıl eğimi $m = 1/3$ olduğuna göre β'nın gerçek değerini hesaplamak için bir eşitlik kurulursa;

$$\frac{2\beta}{3(\beta+2)} = \frac{1}{3} \tag{3.59}$$

Buradan $\beta = 2$ olduğu görülmektedir. Bu sonuca göre sadece $\beta = 2$ değeri için $y = \frac{1}{3}x + h$ doğrusunun eğimi doğru hesaplanmaktadır.



Şekil 3.4: Parker ve Youngs yöntemiyle $y = \frac{1}{3}x + h$ ve $y = \frac{2}{3}x + h$ doğrularının hesaplanması: (a) $y = \frac{1}{3}x + h$ doğrusununa ait arayüzey gösterimi (b) a'da gösterilen doğru için ilgili hacimsel oranlar (c) $y = \frac{2}{3}x + h$ doğrusuna ait arayüzey gösterimi (d) c'de gösterine doğru için ilgili hacimsel oranlar [71].

Kıyaslama açısından birde $\beta = 2$ değerinin her zaman en iyi sonucu vermedeği durumu gösterelim. Şekil 3.4c'de gösterilen $y = \frac{2}{3}x + h$ doğrusunu ele alınırsa, bu doğrunun kestiği hücrelerdeki hacimsel oranlara göre ve $\beta = 2$ değeri için $\alpha_K, \alpha_G, \alpha_D, \alpha_B$ değerleri;

$$\alpha_K = \frac{1}{4}\left(0 + \frac{2}{12} + \frac{2}{3}\right) = \frac{5}{24}$$
$$\alpha_G = \frac{1}{4}(1 + 2 + 1) = 1$$
$$\alpha_D = \frac{1}{4}\left(1 + 2 + \frac{2}{3}\right) = \frac{11}{12} \quad (3.60)$$
$$\alpha_B = \frac{1}{4}\left(1 + \frac{2}{3} + 0\right) = \frac{5}{12}$$

olup, dolayısıyla

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} = \frac{1}{2}\left(\frac{11}{12} - \frac{5}{12}\right) = \frac{1}{4} \quad (3.61)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial y} = \frac{1}{2}\left(\frac{5}{24} - 1\right) = -\frac{19}{48} \quad (3.62)$$

olmaktadır. Bu değerlere karşılık gelen eğim değeri ise;

$$m = \frac{-\partial \alpha / \partial x}{\partial \alpha / \partial y} = \frac{1}{4}\frac{48}{19} = \frac{12}{19} \quad (3.63)$$

olacaktır. Gerçek eğim $m = 2/3$ olduğundan ötürü Parker ve Youngs yönteminde bütün doğrusal arayüzeyler doğru oluşturulamamaktadır.

Her iki doğru için hesaplanan eğim değerlerinin çözüm ağındaki karelerin boyutlarından bağımsız olduğu görülmektedir. Bu mantıksal olarak daha sık çözüm ağı oluşturulsa dahi bu yöntem ile yapılan hesaplamaların değişmeyeceğini göstermektedir. Dolayısıyla, yöntemdeki eğim hesaplamaları hep birinci dereceden hata payını bulunduracaktır.

3.2.2 Yüzey geriliminin modellenmesi

İki fazın arasında oluşan arayüzeylerin eğriliği ve buradaki yüzey gerilmeleri, Brackbill ve diğ. geliştirmiş olduğu sürekli ortam yüzey kuvveti (Continuum Surface Force-CSF) yaklaşımına göre hesaplanacaktır [72]. Sonlu hacimler yönteminin kullanıldığı HAD uygulamalarında kuvvetler sadece hacimsel olarak hesaplanmasına karşın $\left(\frac{N}{m^3}\right)$, yüzey gerilmesi sadece belirli bir yüzeye göre tanımlanmaktadır (N/m^2). Aradaki farklılığın giderilmesi adına, yüzey gerilmelerinden kaynaklanan basınç farkının hacimsel oran gradyeni ile çarpılması gerekmektedir. Yüzey gerilmelerinden kaynaklanan basınç farkı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir;

$$p_2 - p_1 = \sigma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \qquad (N/m^2) \tag{3.64}$$

burada, p_1 ve p_2, arayüzeyin iki tarafındaki basınçları, σ yüzey gerilmesini (N/m), R_1 ve R_2 yüzeyin eğriliğini gösteren dikey yarı çaplardır. Daha başka bir ifade ile basınç farkı;

$$p_2 - p_1 = \sigma\kappa \tag{3.65}$$

κ burada yüzey eğriliği olarak adlandırılmaktadır. κ eğrisinin hesaplanması ise, Bölüm 3.2.1'de anlatılan arayüzeye normal doğrultudaki birim vektöre göre hesaplanmaktadır. Bu durumda, κ eğriliği birim normal vektörün diverjansı olarak;

$$\kappa = \nabla.\vec{\hat{n}} = \nabla.\left(\frac{\nabla\alpha}{|\nabla\alpha|}\right) \tag{3.66}$$

şeklinde hesaplanmaktadır.

Yüzey gerilmesi, arayüzeylerdeki basınç sıçramaları cinsinden de ifade edilebilmektedir. Arayüzeylerde oluşan yüzey gerilmelerinden kaynaklı kuvvetler, hacimsel kuvvet olarak diverjans teorimi vasıtasıyla ifade edilebilmektedir. Bu hacimsel kuvvet, momentum denkleminde sağ tarafa eklenmek üzere aşağıdaki şekilde hesaplanabilir;

$$F_{yüzey} = \sum_{i,j} \sigma_{ij} \frac{\alpha_i\rho_i\kappa_j\nabla\alpha_j + \alpha_j\rho_j\kappa_i\nabla\alpha_i}{\frac{1}{2}\left(\rho_i + \rho_j\right)} \,, i < j \tag{3.67}$$

Buradaki i ve j indisleri akış alanındaki fazları göstermektedir. Bizim durumumuzda su ve hava fazları bulunduğundan ve yüzey gerilme katsayısı sabit olduğundan ötürü, arayüzeylerde oluşan hacimsel yüzey gerilme kuvveti,

$$F_{yüzey} = \sigma\rho \frac{\kappa\nabla\alpha_{su}}{\left(\frac{\rho_s + \rho_h}{2}\right)} \tag{3.68}$$

olarak ifade edilebilir. Buradaki ρ yoğunluğu, hacimsel ortalaması alınmış yoğunluk olup Denklem 3.47'ye göre hacimsel oranlara bağlı olarak hesaplanmaktadır. Buda hacimsel yüzey gerilme kuvvetinin ortalama yoğunluğa bağlı olarak değiştiğini göstermektedir.

3.2.3 Akışkan hacmi adveksiyon algortiması

Hacimsel oran denkleminin adveksiyonunun yaklaşık olarak hesaplanması adına değişen hacimsel oranlara göre bir algoritma geliştirilmesi gerekmektedir [68]. Bu konudaki adveksiyon algoritmaları en genel haliyle; operatör bölmesi ve bölünmeme yöntemi olarak ikiye ayrılmaktadır. Bölünmeme algoritmalarına kıyasla, operatör bölmesi yöntemi uygulanma açısından daha kolaydır. Operatör bölme yöntemi, barındırdığı hatalardan dolayı geometrik olarak çarpıklaşabilmektedir [70]. Fakat bölünmeme yöntemleri genel olarak uygulamada daha zordur [68]. Bütün bu kıyaslamalara rağmen operatör bölme yöntemi, bölünmeme yöntemine yakın sonuçlar verebilmektedir. Matematiksel olarak algoritmayı tanımlamak adına, kartezyen koordinatlarda u_x ve u_y sırasıyla hızın x ve y yönündeki bileşenleri olmak üzere, i ve j indisleri de hesaplama hücresinin merkezini temsil etmek üzere olsun. Bu durumda Δt zaman adımı olmak üzere, $t = k\Delta t$ anında, hesaplama hücresinin sınırlarındaki hızlar aşağıdaki ayrıklaştırılmış formu sağlamaktadır;

$$\frac{{u_x}^k{}_{i+\frac{1}{2},j} - {u_x}^k{}_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta x} + \frac{{u_y}^k{}_{i,j+\frac{1}{2}} - {u_y}^k{}_{i,j-\frac{1}{2}}}{\Delta y} \approx 0 \tag{3.69}$$

Bütün hesaplama hücrelerinde, $0 < \alpha_{i,j}^t < 1$ durumu için yapılmış olan arayüzey oluşumu tahminiyle, hacimsel oranın yeni bir $t = (k+1)\Delta t$ anı için tanımlanması gerekmektedir. Bunun için geliştirilen algoritmaya akışkan hacmi adveksiyon algoritması denilmektedir [68]. Hacimsel oran denklemi (Denklem 3.48) yaklaşık çözmek adına kullanılan en basit yöntem operatör bölünmesi yöntemidir. Standart, sonlu çözüm yöntemlerine göre Denklem 3.69 açık olarak ayrıklaştırılırsa;

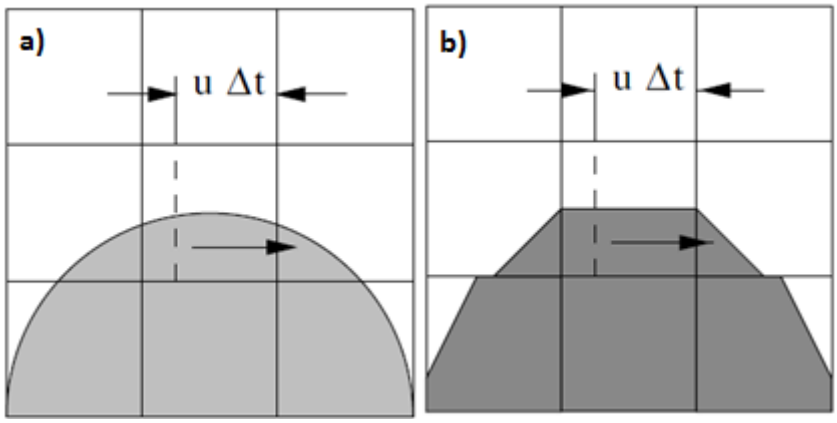
$$\alpha_{i,j}^{k+1} = \alpha_{i,j}^k + \frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F^k_{i-\frac{1}{2},j} - F^k_{i+\frac{1}{2},j}\right] + \frac{\Delta t}{\Delta y}\left[G^k_{i,j-\frac{1}{2}} - G^k_{i,j+\frac{1}{2}}\right] \tag{3.70}$$

burada $F^k_{i-\frac{1}{2},j} = (\alpha u_x)^k_{i-\frac{1}{2},j}$, hesaplama hücresinin sol tarfından dolan hacimsel oran akısını, $G^k_{i,j-\frac{1}{2}} = (\alpha u_y)^k_{i,j-\frac{1}{2}}$ ise hesaplama hücresinin altından olan hacimsel oran akısını temsil etmektedir. Gösterimi daha basitleştirmek adına aşağıdaki gibi bir ifade kullanılırsa;

$$\alpha_{i,j}^{*} = \alpha_{i,j}^k + \frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F^k_{i-\frac{1}{2},j} - F^k_{i+\frac{1}{2},j}\right] \tag{3.71}$$

$$\alpha_{i,j}^{k+1} = \alpha_{i,j}^{*} + \frac{\Delta t}{\Delta y}\left[G^{*}_{i,j-\frac{1}{2}} - G^{*}_{i,j+\frac{1}{2}}\right] \tag{3.72}$$

$*$ işareti burada hacimsel oran ve akılar için ara değerleri temsil etmekdir. ${u_x}^{k}{}_{i+\frac{1}{2},j}$ değerinin pozitif olduğunu düşünelim ve i,j hücresini sağ taraftakinin alanı ${u_x}^{k}{}_{i+\frac{1}{2},j}\Delta t\Delta y$ ve sol taraftakinin alanı $(\Delta x - {u_x}^{k}{}_{i+\frac{1}{2},j}\Delta t)\Delta y$ olacak şekilde iki ayrı dikdörtgene bölelim (Şekil 3.7-a). Kesikli çizginin sağındaki bütün yoğun faz, zaman adımı içerisinde hücrenin sağ sınırından geçecektir. Bu durumda, sağ sınırdan geçecek olan yoğun faz akısı, kesikli çizginin sağında kalan yoğun faz hacmine eşit olacaktır. VOF yönteminde bu geçen akı oluşturulan arayüzeye bağlı olarak belirlenmektedir (Şekil 3.5);



Şekil 3.5: Operatör bölme yöntemi hacimsel oran akılarının hücrelerde geçişi (a) Gerçek arayüzeydeki geçiş (b) Oluşturulan arayüzeydeki geçiş [68].

Dolayısıyla $V_{i+\frac{1}{2},j}$, Şekil3.5b'de merkezdeki hücrede, kesikli çizginin sağ tarafındaki yoğun fazın hacmini temsil edecek olursa, merkez hücrenin sağ sınırından olan hacimsel oran akısı için yaklaşık bir ifade;

$$F^{k}_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{{u_x}^{k}{}_{i+\frac{1}{2},j}V_{i+\frac{1}{2},j}}{\left({u_x}^{k}{}_{i+\frac{1}{2},j}\Delta t\Delta y\right)} = \frac{V_{i+\frac{1}{2},j}}{(\Delta t\Delta y)} \tag{3.73}$$

olarak verilebilir. Denklem3.73'deki ifadeyi denklem3.71'e yerleştirerek hesaplanan ara hacimsel oran değerleri $\alpha^{*}_{i,j}$, arayüzey oluşumu yapılacak olan bütün hücrelerde kullanılabilir. Dikey olan hacimsel oran akıları $G^{*}_{i,j+\frac{1}{2}}$ daha sonra, yatay akılar için oluşturulan yapıya benzer şekilde hesaplanarak yeni zaman için olan hacimsel oranlar $\alpha_{i,j}^{k+1}$, Denklem3.72'de bulunan akıların yerleştirilmesiyle hesaplanır [68].

3.3 İki Fazlı Yöneten Denklemler

Tez kapsamında kullanılacak olan iki fazlı akış yönteminde, hem su hem de hava fazı sıkıştırılamaz ve birbirine karışmaz olarak kabul edilmiştir. Ayrıca hesaplama yükü daha az olacağından dolayı her iki faz için sadece bir adet yöneten denklem takımı kullanılmıştır. Buradaki iki fazlı akış için süreklilik denklemi de aynı Denklem 3.1'deki gibi tek faz formunda olup fakat sıkıştırılamaz akış kabulünden dolayı aşağıdaki şekli alacaktır;

$$\frac{\partial(u_j)}{\partial x_j} = 0 \tag{3.74}$$

Momentum denkleminde ise, akışkan özellikleri iki fazın hacimsel oranlarına göre ağırlıklı olarak hesaplanarak (Denklem 3.46 ve Denklem 3.47), arayüzeylerdeki yüzey gerilmelerini ve gövde kuvvetlerini de hesaba katacak şekilde;

$$\frac{\partial(u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + g_i + \frac{1}{\rho}F_i^{YG} \tag{3.75}$$

olarak ifade edilebilir.

LES yöntemi gereği uygulanacak olan uzaysal filtreleme, arayüzeylere uygun şekilde verilen sınır şartlarıyla birlikte tek fazın olduğu akış bölgelerine uygulanacaktır. Uzaysal filtreleme olarak Favre filtrelemesinin sonunda süreklilik denklemi,

$$\frac{\partial(\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \tag{3.76}$$

haline gelecektir. Burada üst çizgi uzaysal filtrelemeyi temsil etmektedir. İkincil filtrelemenin ardından (Favre filtrelemesi), yüzey gerilmesi teriminin içerisinde filtre altı ölçeklerde terimler meydana gelecektir. Fakat burada oluşturdukları küçük hata boyutlarından dolayı ihmal edilecektir. Favre filtrelemesinin ve dinamik Smagorinsky-Lilly SGS modelinin ardından momentum denklemi;

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i + \frac{1}{\rho}\bar{F}_i^{YG} \tag{3.77}$$

$$\bar{\sigma}_{ij} \approx \tilde{\sigma}_{ij} = 2\bar{\mu}\left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ij}\right) \tag{3.78}$$

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) \tag{3.79}$$

$$\tau_{ij} = C_d\left[-2\hat{\bar{\rho}}\hat{\Delta}^2\left|\hat{\tilde{S}}\right|\left(\hat{\tilde{S}}_{ij} - \frac{1}{3}\hat{\tilde{S}}_{kk}\delta_{ij}\right) + 2\bar{\rho}\Delta^2|\tilde{S}|\left(\widehat{\tilde{S}_{ıȷ}} - \frac{1}{3}\tilde{S}_{kk}\delta_{ıȷ}\right)\right] \tag{3.80}$$

$$\mu = \bar{\alpha}\mu_s + (\bar{\alpha} - 1)\mu_h \tag{3.81}$$

$$\rho = \bar{\alpha}\rho_s + (\bar{\alpha} - 1)\rho_h \tag{3.82}$$

şeklini almaktadır. Arayüzey tahmininin ani olması nedeniyle, burada kullanılacak olan akışkan yoğunluğu ve viskozitesinin değerleri uzaysal olarak filtrelenmemiştir. Fakat bu değerler, çözümlenmiş hacimsel oran dağılımına ($\bar{\alpha}$), su ve hava değerlerine göre ayarlanmaktadır.

VOF fonksiyonu, arayüzey boyunca, tahminlerden dolayı düzensizdir. Uzaysal filtreleme, arayüzeyi önemsemeksizin α değerlerini düzenlemektedir fakat bazı ayrıklaştırma yöntemlerinde birtakım elemanlar kayıtsız kalabilmektedir. Anlık VOF adveksiyon denklemini çözümlenmiş ölçekli ve SGS hız bileşenleri cinsinden yazacak olursak;

$$\frac{\partial(\alpha)}{\partial t} + u_j\frac{\partial(\alpha)}{\partial x_j} = \frac{\partial(\alpha)}{\partial t} + \left(\tilde{u}_j + u''_j\right)\frac{\partial(\alpha)}{\partial x_j} = 0 \tag{3.83}$$

SGS hız bileşenleri cinsinden henüz hâlihazırda uygulanabilecek bir yöntem VOF için mevcut olmadığından ve α adveksiyonunda çözümlenmiş ölçekler baskın olduğundan dolayı, SGS terimleri ihmal edilebilir boyutlarda katkı sağlamaktadır. Bu ihmal ile birlikte çözümlenmiş hacimsel oranları ($\bar{\alpha}$) da denkleme dâhil edersek VOF adveksiyon denklemi;

$$\frac{\partial(\bar{\alpha})}{\partial t} + \left(\tilde{u}_j\right)\frac{\partial(\bar{\alpha})}{\partial x_j} = 0 \tag{3.84}$$

halini almaktadır. Bu şekilde bir yaklaşımın sonucu olarak, çözümlenmiş arayüzey geometrisi küçük girdaplar tarafından oluşturulan bozulmalardan etkilenmemektedir. Dolayısıyla, momentum denklemindeki yüzey gerilmesi terimi için SGS terimleri bulunmamaktadır. Sonuç olarak $\bar{F}_i^{YG}$ terimi Denklem 3.77'de belirtilen filtrelenmiş hali olarak karşımıza çıkacaktır;

$$\bar{F}_i^{YG} = \sigma\rho\frac{\bar{\kappa}\nabla\bar{\alpha}_{su}}{\left(\frac{\rho_{su} + \rho_{hava}}{2}\right)} \tag{3.85}$$

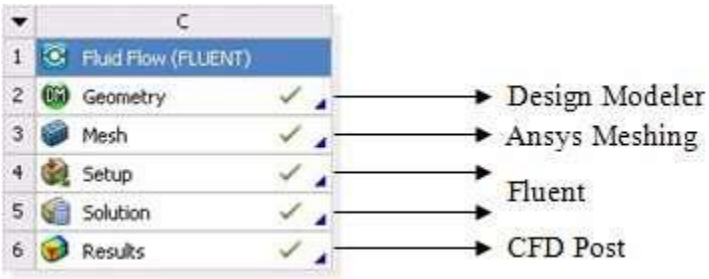
Burada, $\bar{\kappa}$ filrelenmiş yüzey eğriliği olup aşağıdaki gibi karşımıza çıkmaktadır.

$$\bar{\kappa} = \nabla.\left(\frac{\nabla\bar{\alpha}}{|\nabla\bar{\alpha}|}\right) \tag{3.86}$$

4. DALAN SIVI JETİNİN MODELLENMESİ VE ANALİZLERİN SONUÇLARI

Bu bölümde çalışmanın kapsamında denenecek olan farklı ağız şekillerine sahip püskürtücüler için oluşturulan akış alanları tanımlanarak yapılan analizler anlatılacaktır. Dalan sıvı jeti problemi gerçekte 3B olan bir problem olmasına karşın, eksenel simetrik yapısından dolayı, 2B eksenel simetrik olarak modellenebilir [9]. Daha önceki yapılan deneysel çalışmalarda, jetin ilk çarpma anındaki oluşturduğu oyuğun eksenel simetrik bir yapıya sahip olduğu gözlemlenmiştir [1,8,44]. Oyuk oluşumunun ardından jetin sürüklemiş olduğu hava kabarcıkları yine serbest yüzey altındaki yine eksenel simetrik olan jet etrafında, jetin momentumundan dolayı toplanmaktadır. Her ne kadar kabarcıkların birleşmesi ve ayrılması simetrik olmasa bile, hava kabarcıklarının oluştuğu asıl kaynak olan, ikincil oyuktan(hava kılıfı) içeriye doğru sürüklendiği bölge eksenel olarak simetriktir [44]. Analizlerin birincil amacı, farklı püskürtücülerin, sabit dalma yüksekliğindeki hava sürükleme performansları olacağından dolayı püskürtücüler ve jetin daldığı havuz 2B eksenel simetrik olarak modellenmiştir.

Sayısal analiz çalışmalarının tamamı sayısal modelleme üzerine oluşturulmuş ticari bir paket program olan ve içerisinde modelleme işleminin farklı aşamaları için özel yapılar bulunduran ANSYS 15 kullanılarak yapılmıştır. İlk olarak sadece püskürtücü kısımlarının farklı olduğu akış alanlarının geometrileri, Design Modeller programı ile birlikte 2B olarak oluşturulmuştur. Ardından her bir akış alanı için mantıksal yaklaşımları birbirine benzeyecek şekilde, Meshing programı ile birlikte akış alanları için çözüm ağları oluşturulmuştur. ANSYS 15'in HAD çalışmaları için geliştirdiği FLUENT programı kullanılarak problemi tanımlayacak olan başlangıç ve sınır şartları ile zamana bağlı analizler yapılmıştır. Son olaraktan sonuçları yorumlama ve akış alanını görselleştirme açısından daha basit bir yaklaşıma sahip olan CFD –Post programı ile sonuçlar irdelenmiştir.



Şekil 4.1: ANSYS'de yapılan modellemenin aşamaları.

Bu bölüm boyunca, ilk olarak püskürtücülerin ve jetin daldığı havuzun geometrisi ve bu akış alanı için oluşturulan çözüm ağı ile ilgili açıklamalar yapılmıştır. Ardından problemi tanımlayacak olan sınır şartları ve akış alanında oluşturulan başlangıç şartları anlatılmıştır. Sonrasında kullanılan sayısal yöntemler ve yapılan simülasyonlar anlatılmıştır. En son olarak sonuçlardan bahsedilmiştir.

4.1 Geometri ve Çözüm Ağı

Modellenecek olan dalan sıvı jeti probleminin geometrik boyutları Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Model 2B eksenel simetrik olacağından dolayı gerçekteki problemin eksenel kesitinin yarısı geometrik olarak oluşturulmuştur (Şekil 4.3). Çalışma kapsamında toplamda modellenecek olan üç farklı püskürtücü geometrisi de Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Püskürtücüler, 7 cm uzunluğa ve eksenel döndürüldüğünde püskürtücü giriş kısmında 14 mm'lik çapa sahip olacak şekilde tasarlanmıştır. Düz püskürtücü olan Model 1'in giriş ve çıkış alanı aynı kalırken, Model 2 ve Model 3'de çıkış alanı daralmaktadır. Model 2 tek halkasal çıkışa sahipken Model 3 iki adet halkasal çıkışa sahiptir. Püskürtücülere ait geometrik özellikler Çizelge 4.1'de verilmiştir. Püskürtücüler sabit dalma yüksekliğine sahip olduğundan ötürü, serbest su yüzeyi ile püskürtücü çıkışı arasında 12 cm'lik bir mesafe bulunmaktadır. Jetin dalacağı havuz, dalma ekseninde döndürüldüğü takdirde, 15 cm'lik bir çapa ve tabandan 28 cm serbest su yüksekliği olan bir havuz haline gelecek şekilde modellenmiştir. Yine eksenel döndürüldüğü takdirde halkasal bir çıkış sağlayacak şekilde 2,5 cm yüksekliği olan bir çıkış havuzun dibine bitişik olarak akış alanının alt köşesinde bulunmaktadır. Fluent programında, su çıkışına serbest su yüksekliği 28 cm olarak sabit tutacak şekilde basınç gradyeni verileceğinden ötürü buradaki çıkış, akış alanında kabarcıkları etkilemeyecek şekilde ayarlanmıştır. Havuzun üst kısmı hava akışını bozmayacak şekilde tamamen açık olarak bırakılmıştır. Havuzun

tabanı ve çıkış haricindeki yan duvarları, herhangi bir akışkan girişi veya çıkışı olmayacak şekilde cidar olarak tasarlanmıştır.

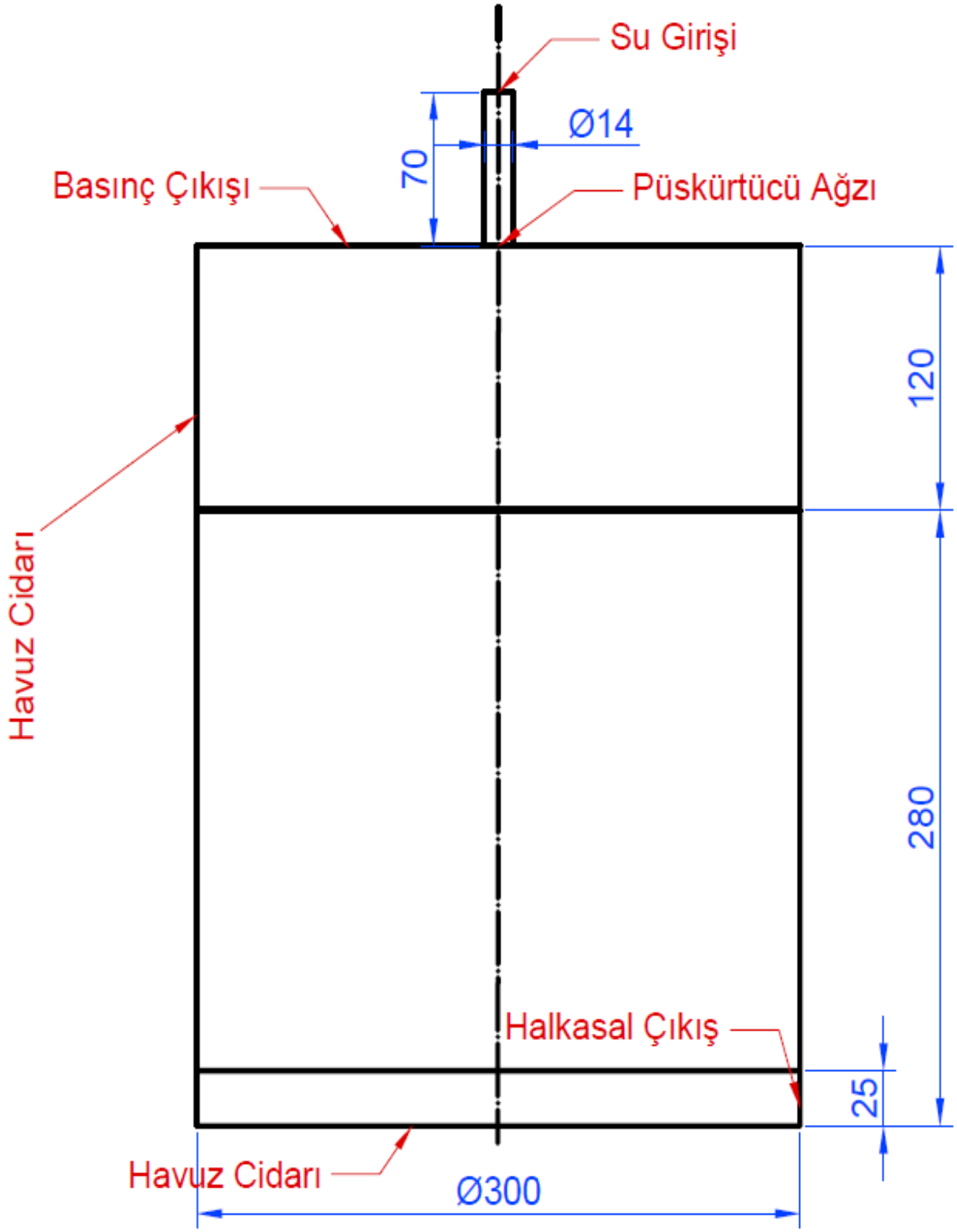
Fluent programı, LES türbülans modellemesinde kapalı (implicit) olarak Favre filtrelemesi uyguladığından oluşturulan çözüm ağı doğrudan analiz sonuçlarını etkileyecektir. Fakat RANS için yapılan klasik çözüm ağı bağımlılığı testi burada LES yöntemini DNS'e çevirmekte, dolayısıyla çok fazla hesaplama yükü gelerek, LES'in DNS'e göre avantajı kaybolmaktadır [73,74]. Literatürde LES çalışmalarını doğrulamak adına iki adet yöntem geliştirilmiştir. Birincisinde, DNS veya deneysel çalışmalardan alınan verilere göre çözümlenecek alanların belirlenmesi, ikincisinde ise LES çalışmalarının mevcut olan çalışmalara göre kıyaslanması söz konusudur [63]. Her iki yöntem de oldukça zaman alıcı olduğundan ve yeterli veri elde olmadığından, hesaplama imkânlarının müsaade ettiği derecede çözüm hücresi oluşturulacaktır. LES yöntemini temelde DNS'den farklı kılan, DNS yönteminde kullanılan Kolmogorov uzunluk ölçeklerinden daha büyük filtrelemelerin kullanılarak büyük ölçekli girdapların incelenmesi ve böylece hesaplama yükünden kurtulmakdır. Etkili bir LES çalışmasında oluşturulacak çözüm ağı için bir başka öneri de Taylor uzunluk ölçeklerine yakın çözüm hücreleri oluşturmaktır [66]. Dalan sıvı jeti problemi için yapılan RANS türbülans modellemeli yaklaşımlarda, Taylor uzunluk ölçeğinin yaklaşık olarak 0,2 mm olduğu gözlemlenmiştir [9].

Çizelge 4.1: Modellere ait geometrik özellikler

	$D_g(mm)$	$D_o{}^*(mm)$	$A_g(mm^2)$	$A_o(mm^2)$	$L_p(mm)$	L_p/D_o
Model 1	14	14	153,938	153,938	70	5
Model 2	14	5,25	153,938	93,73	70	13,3
Model 3	14	3,58	153,938	93,73	70	19,53

Dalan sıvı jeti olayı için bir başka konu ise, serbest yüzey altında oluşan kabarcıkların boyutlarıdır. LES için yapılan filtrelemenin ardından oluşan kabarcıkların da çözümlenmesi gerekmektedir. Daha önceki deneysel çalışmalara göre gözlemlenen ortalama kabarcık çaplarının 3-4 mm arasında olduğu belirtilmiştir [1]. Yapılan son deneysel çalışmalara göre ise oluşan en küçük kabarcık çapının 0,5 mm civarında olduğu bilinmektedir [6]. Yakalanabilecek en küçük kabarcık çapına

göre de, oluşturulan çözüm hücrelerinin köşegenlerinin bu kabarcık çapından küçük olması gerekmektedir [4]. Fakat yüzey altı akışta

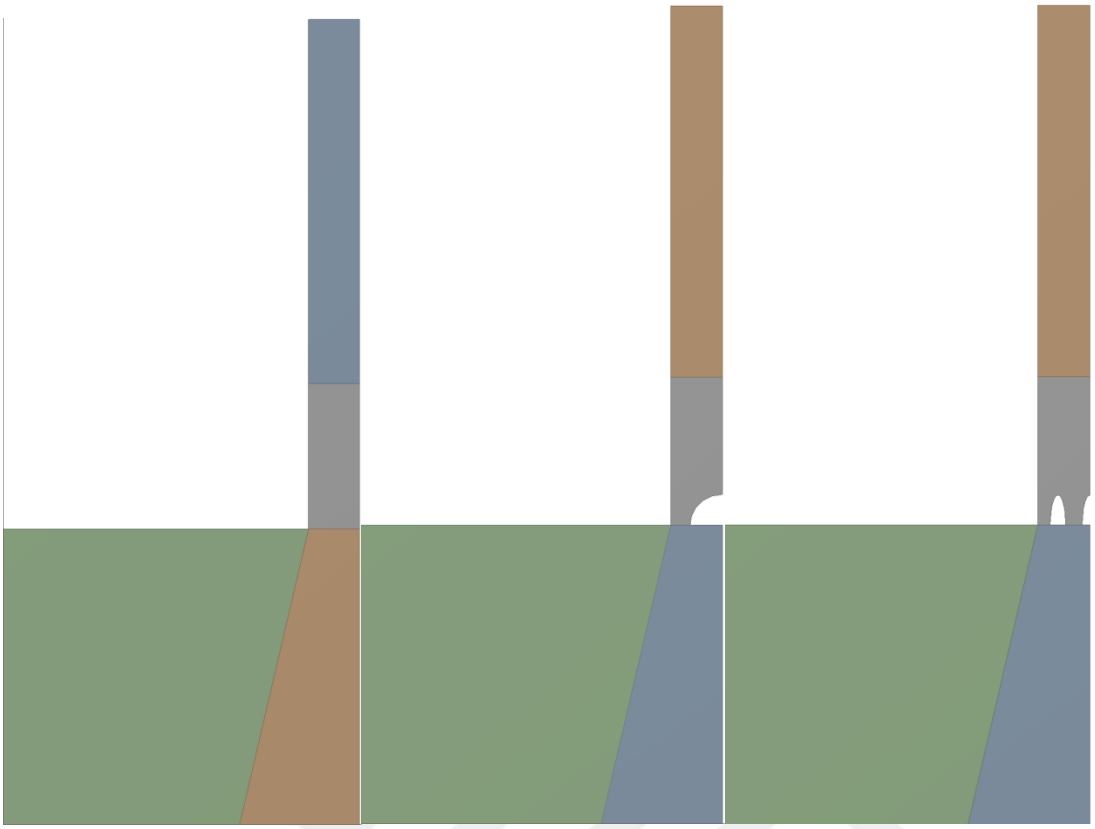


Şekil 4.2: Dalan sıvı jeti mekanizmasının gerçek boyutları.

oluşan kabarcıkların çaplara göre ve bu konuda yeterli derecede bilgi sağlayabilen bir çalışma bulunmamaktadır.



Şekil 4.3: Design Modeller ile oluşturulan eksenel simetrik 2B geometri.



a) **b)** **c)**

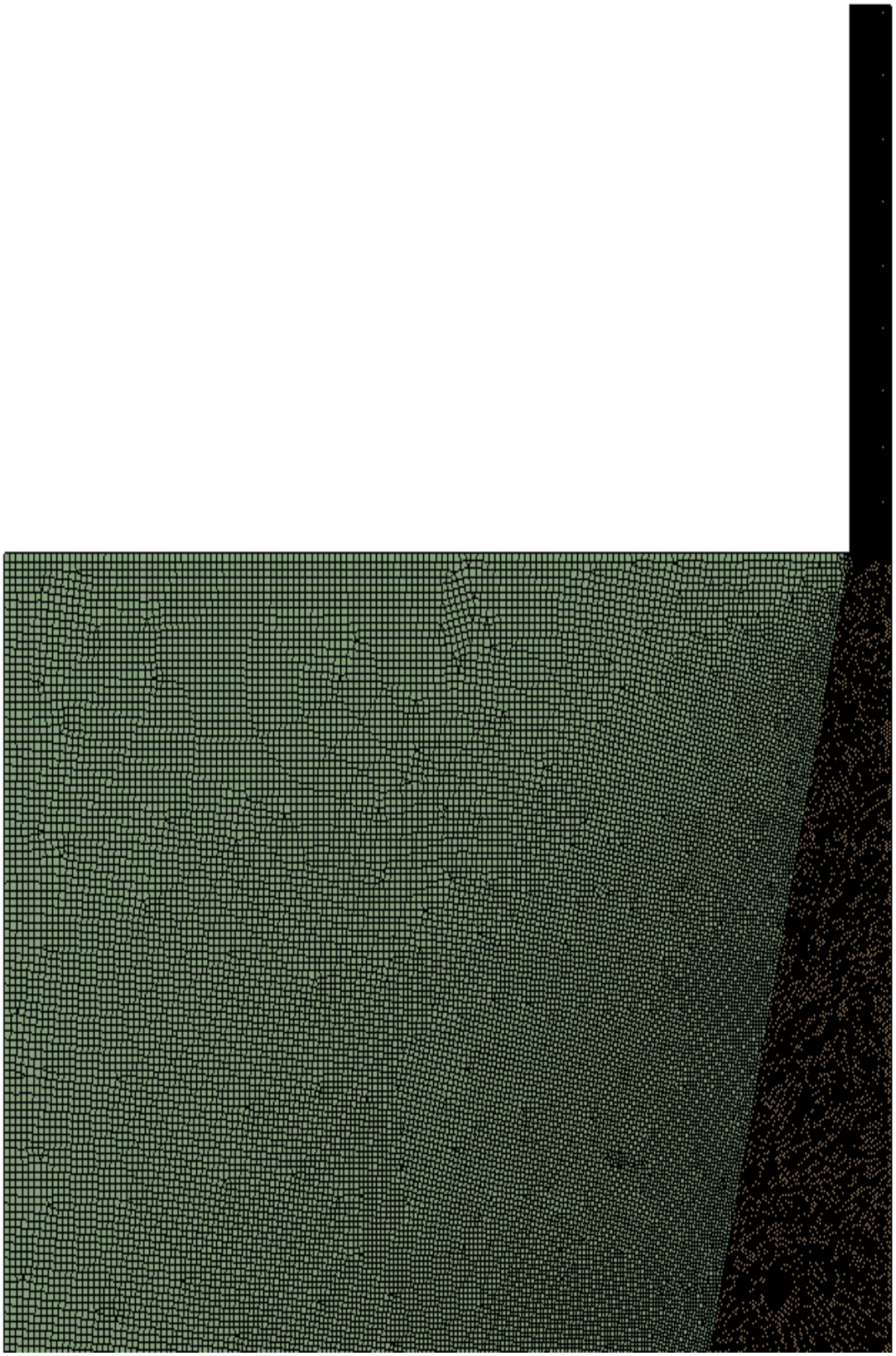
Şekil 4.4: Püskürtücü Geometrileri (a) Model 1 (b) Model 2 (c) Model 3.

Çözüm ağı oluşumunda bir diğer önemli konu ise, kabarcıkların yoğunluk farkından oluşan kaldırma kuvvetleri neticesindeki yükselme hızlarıdır. Çözüm ağının kalitesi, doğrudan kaldırma hızlarının tahmin edilmesinde etkin rol oynamaktadır. Bu konuyla ilgili daha önceden, sınırlı sayıdaki kabarcık ile çalışmalar yapılmıştır [4]. Esmaeeli ve Tryggvason'un yürüttüğü çalışmada, kabarcık başına 20 hesaplama hücresiyle yapılan HAD çalışmalarında, Reynolds sayısına bağlı olarak gelişen hataların minimum olduğunu belirtmişlerdir [4]. Ancak buna göre oluşturulacak olan çözüm ağıyla yapılacak olan sayısal hesaplamalar, Reynolds sayısının artmasıyla birlikte oldukça uzun hesaplama yükü oluşturacaktır. Bu çalışma boyunca, kıyaslanacak olan geometriler, sadece sürüklediği hava miktarına göre değerlendirileceğinden ve oluşacak olan kabarcıkların çapları ilgi alanı dışında olacağından dolayı, eldeki sayısal hesaplama altyapısının verdiği imkânlar nispetince çalışmalar yapılacaktır. Ayrıca, VOF yöntemi doğası gereği tek setli korunum denklemleri kullandığından, kabarcık yükselme hızı zaten, tam olarak hesaplanamayacaktır. Gerçekte, serbest yüzey altında oluşan jetin sahip olduğu

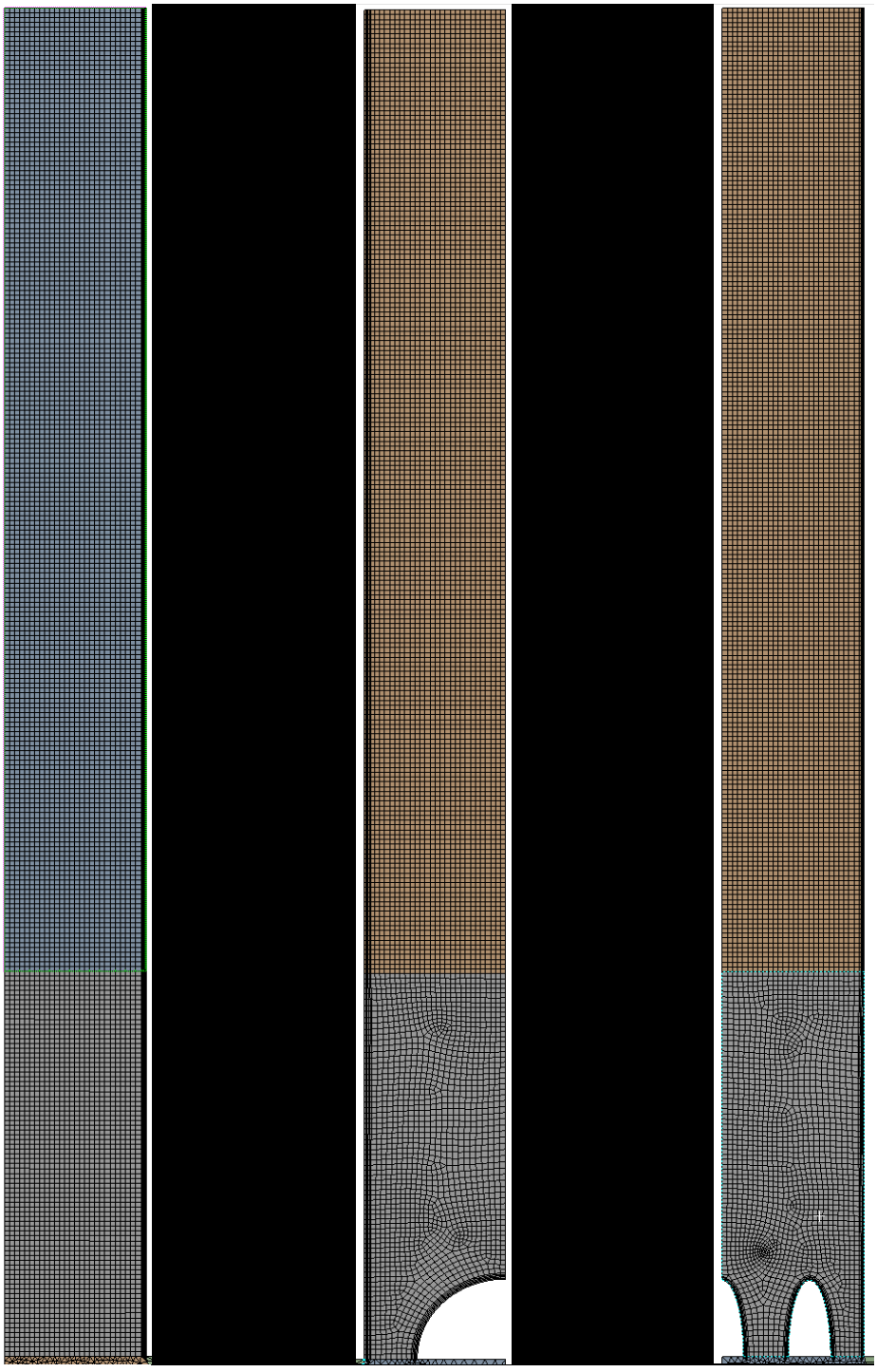
momentum, kabarcıkların kaldırma kuvveti ile sahip olduğu momentumdan çok daha yüksek değerlerde olduğundan bu şekilde oluşan iki fazın etkileşimleri sadece kabarcıkların ayrılmasında ve birleşmesinde etkili olup, ana jet akımının momentumunu çok düşük derecede etkileyeceği de belirtilmiştir [57].

Yukarıda belirtilen kriterlerin hepsi göz önünde bulundurulduğunda, hesaplama altyapısının müsaade ettiği şekilde mümkün olan en yüksek çözüm hücresi ile çalışmanın doğru olduğu kanaatine varılmıştır. Dalma noktası ile kabarcıkların yoğun olarak gözlemlendiği dalma ekseni etrafındaki oluşumları gözlemlemek ve püskürtücü ağzına yakın yerdeki düzensiz yapıya daha kolay çözüm ağı oluşturmak adına, model geometrisi oluşturulurken 4 farklı alana bölünen akış alanı üzerine, birbirleri ile bağlantılı olacak şekilde farklı yöntemler ile çözüm ağları oluşturulmuştur (Şekil 4.3). Püskürtücü içerisindeki Alan 1 ve Alan 2'de, hem kaymama koşulundan olan etkiler, hem de püskürtücü ağzına yakın olan bölgeleri de oluşacak olan türbülans dalgalanmalarından dolayı cidarlara yakın olan bölgelerde, yoğunlaştırma yapılarak, 0,25 mm boyutlarında yapı hücreleri seçilmiştir. Alan 1 şekil itibariyle düzgün olduğundan burada yapısal çözüm ağı oluşturulurken, Alan 2 için sadece Model 1 haricinde, yapısal olmayan dörtgenler kullanılmıştır (Şekil4.6).

Alan 4 içerisinde, dalan sıvı jetine ait izlenecek bütün olaylar oluşacaktır. Model 2 ve Model 3'ün halkasal olmayan ağız çıkışlarından dolayı jetin çıkışından itibaren yapısal bir çözüm ağı oluşturulamamıştır. Dolayısıyla Alan 4, üst kısa kenarı jet ağzından başlayan ve alt uzun kenarı havuzun dibine kadar uzanan bir yamuk şekline sahip bir alan olarak, üçgen çözüm hücreleri tarafından ağ oluşturulacak şekilde belirlenmiştir. Bu bölge içerisinde dalan sıvı jetine ait hemen hemen bütün olayların (püskürtücü ağzı çıkışındaki türbülans dalgalanmaları, jet dalgalanmaları, ilk çarpma anı, hava sürüklenmesi, kabarcık oluşumu, kabarcıkların yükselmesi vb.) gerçekleşmesinden ötürü burada Alan 4'e kıyasla daha yoğun bir çözüm ağı oluşturulmuştur. Ortalama 3-4 mm çaplı kabarcıkların gözetlenmek istediği bu bölgede 0,5 mm kenar uzunluğuna sahip üçgen hücreler bulunmaktadır. Alan 4'de ise, neredeyse tamamen su fazı olacağı tahmin edilmektedir. Dolayısıyla burada, Alan 3'e komşu bölgelerde üçgen ve cidarlara yakın bölgelerde dörtgen çözüm hücrelerinin yoğunlaştığı, 1 mm boyutlara sahip karışık bir çözüm ağı oluşturulmuştur.



Şekil 4.5: Akış alanı için oluşturulan çözüm ağı.



a) **b)** **c)**

Şekil 4.6: Farklı ağızlara sahip püskürtücüler için oluşturulan çözüm ağları.

Püskürtücülerin girişinden başlayan Alan 1'den itibaren havuz cidarı ve çıkışın bulunduğu Alan 4'e doğru çözüm hücrelerinin boyutları büyümektedir. Bu şekilde oluşturulan çözüm ağlarında, RANS temelli yaklaşımlara kıyasla eksenel simetrik bir analiz için oldukça fazla sayıda çözüm hücresi oluşturulmuştur. Toplam çözüm hücresi sayısı, Model 1 için 258178, Model 2 için 247760, Model 3 için 250974'dür.

Çözüm hücrelerinin her bir model için alanlara göre dağılımı Çizelge 4.2'de, maksimum minimum ve ortalama hücre kalitesi ise Çizelge 4.3'de verilmiştir. Çizgelerden, her bir model için toplam hücre sayısı, alanlara göre hücre dağılımları ve ortalama kaliteleri hemen hemen aynıdır. Dolayısıyla özellikle Alan 1, Alan 2 ve Alan 3'de yoğunlaşacak olan incelemelerde, modeller arasında çözüm ağına bağlı olarak oluşacak farkların oldukça küçük olacağı öngörülmektedir.

Çizelge 4.2: Alanlara göre çözüm hücrelerinin dağılımı

		Alan 1	Alan 2	Alan 3	Alan 4	Toplam
Model 1	Düğümler	6666	2673	90822	69636	169797
	Hücreler	6432	2560	179873	69313	258178
Model 2	Düğümler	6666	2265	90626	59837	159394
	Hücreler	6432	2159	179652	59517	247760
Model 3	Düğümler	6666	2594	90467	63207	162934
	Hücreler	6432	2468	179181	62893	250974

Çizelge 4.3: Alanlara göre hücre kaliteleri değerleri

		Alan 1	Alan 2	Alan 3	Alan 4	Genel Ort.
Model 1	Min. Kalite	0,2599	0,257131	0,1999	0,4718	0,96710
	Maks. Kalite	0,9994	0,9994721	1	0,9997	
	Ortalama	0,9018	0,9014216	0,9658	0,9788	
Model 2	Min. Kalite	0,4290	0,4139468	0,2405	0,4496	0,9655
	Maks. Kalite	0,9994	0,9977632	1	0,9999	
	Ortalama	0,9156	0,8316663	0,9650	0,9773	
Model 3	Min. Kalite	0,2583	-0,000145	0,1733	0,3672	0,9658
	Maks. Kalite	0,9994	0,998161	1	0,9998	
	Ortalama	0,9017	0,7864138	0,9662	0,9783	

4.2 Sınır ve Başlangıç Koşulları

Geometrik oluşum, sınır koşullarının nereden verileceğine göre yapılmıştır (Şekil 4.2). Burada, püskürtücünün girişi olan Alan 1'in en üst noktası, hız girişi olarak tanımlanmıştır. Gerçekte 0,1167 kg/s değerinde su debisine göre ayarlandığından burada ortalama değeri 0,76 m/s olan düz bir hız profili tanımlanmıştır. Buradaki türbülansa ait hız çalkantıları, püskürtücü geometrilerinin oluşturduğu etkileri gözlemlemek adına sıfır olarak verilmiştir. Dolayısıyla hız girişindeki üst akım eş dağılı ve düz bir şekilde hız profiline sahiptir. Püskürtücüden sadece su girişi olacağından buradaki hava oranı sıfır olarak ayarlanmıştır.

Hava girişi ve çıkışı için, Alan 3'ün üst kenarı basınç çıkışı olarak tanımlanmıştır (Şekil 4.2, Şekil 4.7). Burada, sınır şartı olarak atmosferik basınç tanımlanmış olup, aynı zamanda analiz boyunca atmosferik basınca ait referans buradan alınmıştır. Buradaki basınç çıkışı boyuncaki ters akışlar için, sınır şartları sadece hava fazının girip çıkacağı şekilde ayarlanmıştır.

Akış alanının sol alt köşesindeki noktada, akışı etkilemeyecek şekilde tanımlanan su çıkışı, yine basınç çıkışı olarak tanımlanmıştır (Şekil 4.7). Buradaki basınç, Fluent programında VOF yöntemiyle beraber kullanılabilen açık kanal akışı yöntemi sayesinde, havuz içerisindeki suyun serbest yüzeyinden itibaren doğrusal olarak artan hidrostatik basınca göre ayarlanmıştır. Hem hava fazı hem de su fazının fiziksel özellikleri sabit olarak alındığından, havuzdaki 28 cm olan su yüksekliğinden dolayı hidrostatik basınç havuzun serbest yüzeyinde sıfır olup, havuzun dibinde ise 2741,85 Pa'dır (Şekil 4.8). Buradaki basınç çıkışından sadece su fazının geçmesi için çıkıştaki geri ters akışlar için hava fazına ait hacimsel oran sıfırlanmıştır.

Akış alanının sağ kenarı, eksenel simetrik çözüm yapılacağından eksen olarak tanımlanmıştır (Şekil 4.7). Geri kalan bütün alanlar duvar olarak tanımlanarak burada kaymama koşulu uygulanmıştır. Sınır şartlarına ait bütün değerler Çizelge 4.4'de verilmiştir.

Başlangıç koşulları verilirken, su için oluşturulan basınç çıkışından itibaren, akış alanına dağılım yapılmıştır. Buradaki açık kanal akışında serbest sıvı yüzeyi belirtilerek tanımlanan basınç dağılımı sayesinde hidrostatik basınç akış alanına tanımlanmıştır (Şekil 4.8a). Akış alanında başlangıçta bu değerler sıfırdır.

Sonrasında, havuz içerisinde 28 cm yükseklikte su bulunacak şekilde, akış alanının alt sınırından 28 cm yüksekliğe kadar olan bölgede ve püskürtücü içerisindeki su bulunduğu tanımlanmıştır (Şekil 4.8b). Böylece başlangıç şartlarındaki su-hava arayüzeyleri oluşturulmuştur.

Çizelge 4.4: Sınır koşullarındaki değer ve özellikler.

Sınır Koşulları	Özellikler
Basınç Girişi (Su	$u = 0{,}76\ m/s,\ \alpha = 1,\ \dot{m}_{su} = 0{,}1167\ kg/s$
Basınç Çıkışı(Su)	$p = \rho_{su} g h + p_{atm}$ $= 2497{,}04 \sim 2741{,}75\ Pa + p_{atm}$
Basınç Çıkışı(Hava)	$p = p_{atm} = 101{,}325\ kPa,\ \alpha =$ 0
Duvar	Kaymama Koşulu

4.3 Sayısal Yöntemler ve Simulasyon

FLUENT, kütle, momentum, türbülans kinetik enerjisi, türbülans yitimi gibi taşınım denklemlerini, sonlu hacimler yöntemi kullanarak ayrıklaştırılmış kontrol hacimlerinde çözmektedir [75]. Akışın sayısal yöntemler ile çözümünde, FLUENT'in kullandığı iki adet yaklaşım vardır; yoğunluk-temelli çözücü ve basınç-temelli çözücü (density-based solver & pressure-based solver). Her iki yöntemde de hız alanı momentum denklemleri kullanılarak çözülmektedir. Yoğunluk temelli yaklaşımda, süreklilik denklemi (Denklem 3.1) yoğunluk alanının elde edilmesinde kullanılırken, basınç alanı hal denklemleri sayesinde hesaplanmaktadır. Basınç temelli yaklaşımda ise, basınç alanı, basıncın doğrudan çözümünde veya süreklilik ve momentum denklemi tarafından çıkarılan doğrulama denkleminden elde edilmektedir. Her iki yaklaşımda da kullanılan sonlu hacimler yöntemi aşağıdaki aşamalardan oluşmaktadır [75];

- Akış alanının çözüm ağı oluşturularak ayrık kontrol hacimlerine bölünmesi
- Yöneten denklemlerin her bir kontrol hacmine uygulanmasıyla, hız, basınç, sıcaklık ve korunumlu büyüklükler (skalerlerin) gibi ayrık bağımlı değişkenler için cebirsel denklem takımlarının oluşturulması

- Ayrıklaştırılmış denklemlerin doğrusal hale getirilmesi ve oluşan doğrusal denklem takımlarının çözülmesiyle, bağımlı değişkenlerin güncel değerlerinin hesaplanması

Her iki yaklaşımda da aynı sonlu hacim ayrıklaştırılması kullanılsa da, ayrıklaştırılmış denklemlerin doğrusallaştırılmasında ve çözümünde farklı yollar izlemektedirler.

Genel olarak, basınç temelli yaklaşım, düşük hızlarda ve sıkıştırılamaz akış kabulünün olduğu yerlerde kullanıldığından, dalan sıvı jeti için bu yaklaşım seçilmiştir. Yaklaşım içerisindeki basınç doğrulama denklemi, hız alanının kütle korunum denklemi için olan kısıtlamayı gidermek adına kullanılmaktadır. Bu doğrulama denklemi, hız alanının basınç tarafından düzeltilmesi ve süreklilik denklemini tamamlaması için süreklilik ve momentum denkleminden türetilmektedir.

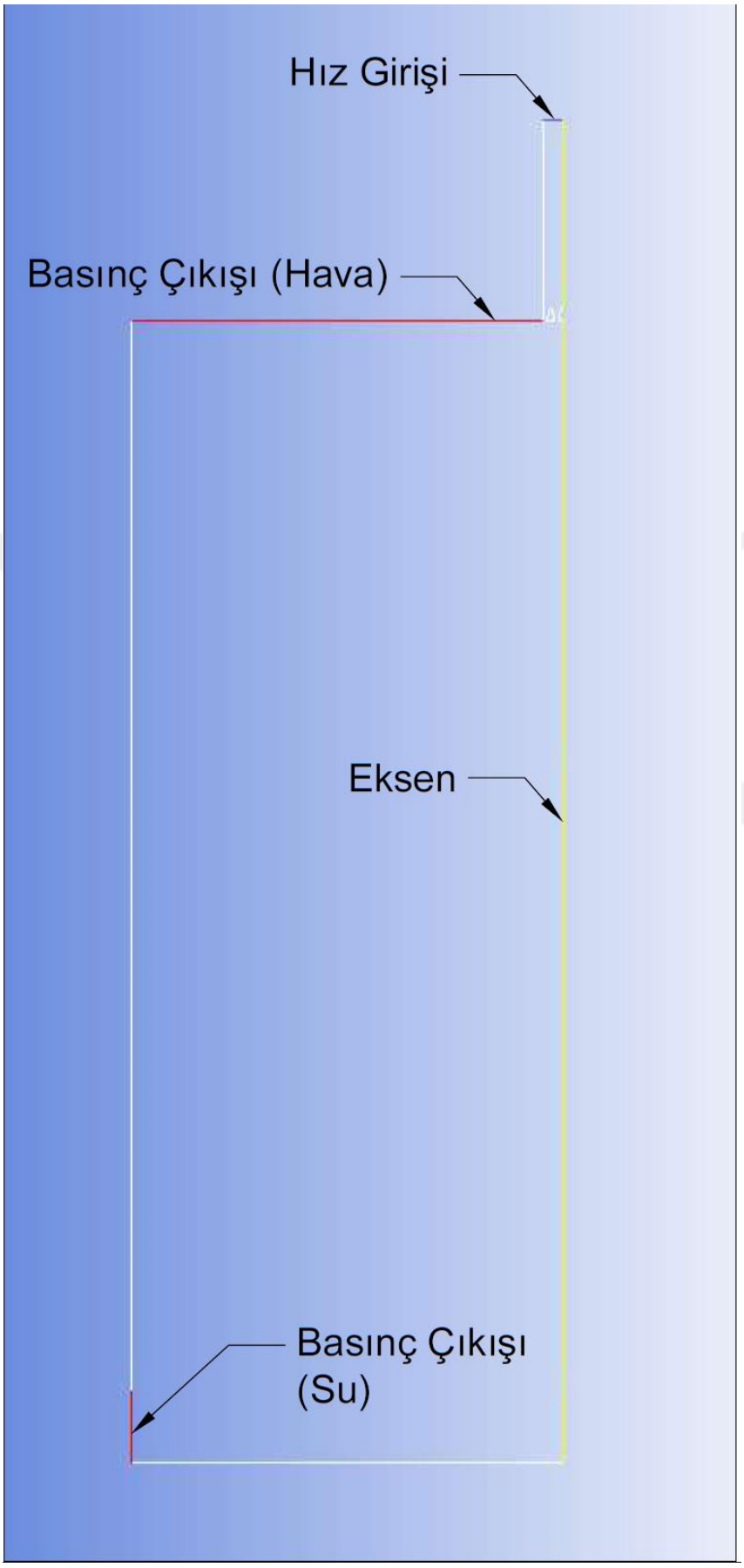
4.3.1 Ayrıklaştırma

Ayrıklaştırma işlemi, genel geçiş denklemlerinin cebirsel denklemler şeklinde ifade edilerek sayısal bir şekilde çözülmesi için uygulanmaktadır. Sonlu hacimler yönteminde ayrıklaştırma, geçiş denklemlerinin her bir hesaplama hücresine uygulanması ve böylece kontrol hacmine yönelik cebirsel denklemlerin oluşturulması için yapılmaktadır.

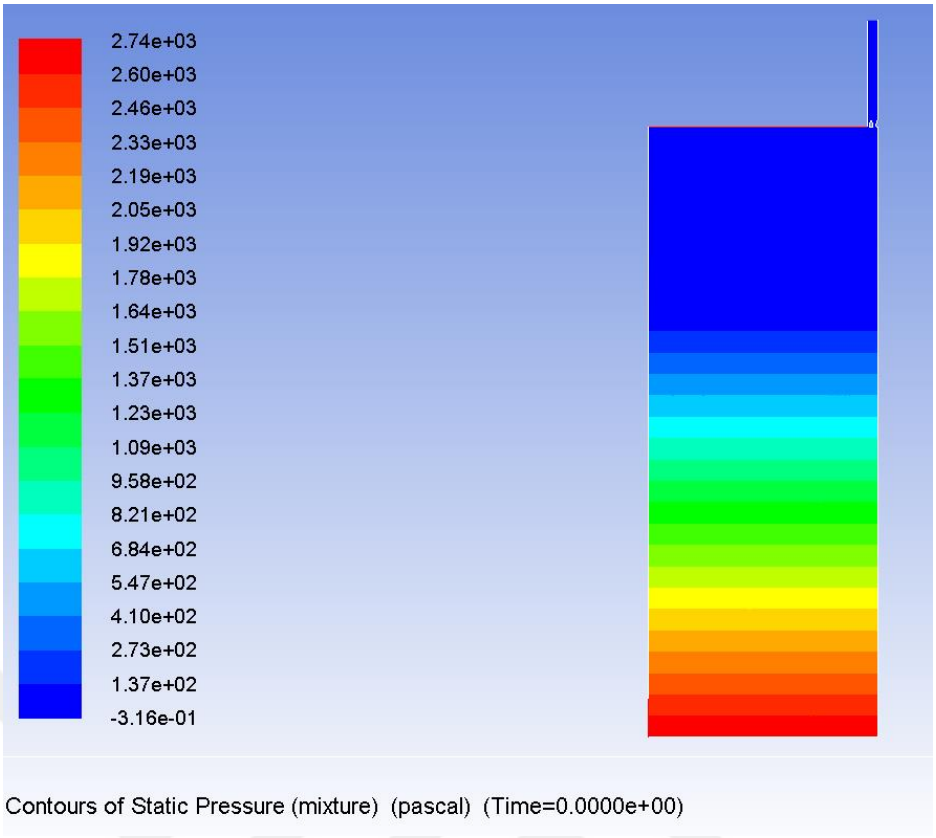
Ayrıklaştırmayı basitçe açıklamak adına herhangi bir skaler büyüklüğün, $\emptyset$, geçişi için olan süreksiz haldeki korunum denklemini düşünecek olursak [75];

$$\int_V \frac{\partial \rho \emptyset}{\partial t} dV + \oint \rho \emptyset \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\emptyset \nabla_\emptyset \cdot d\vec{A} + \int_V S_\emptyset dV \tag{4.1}$$

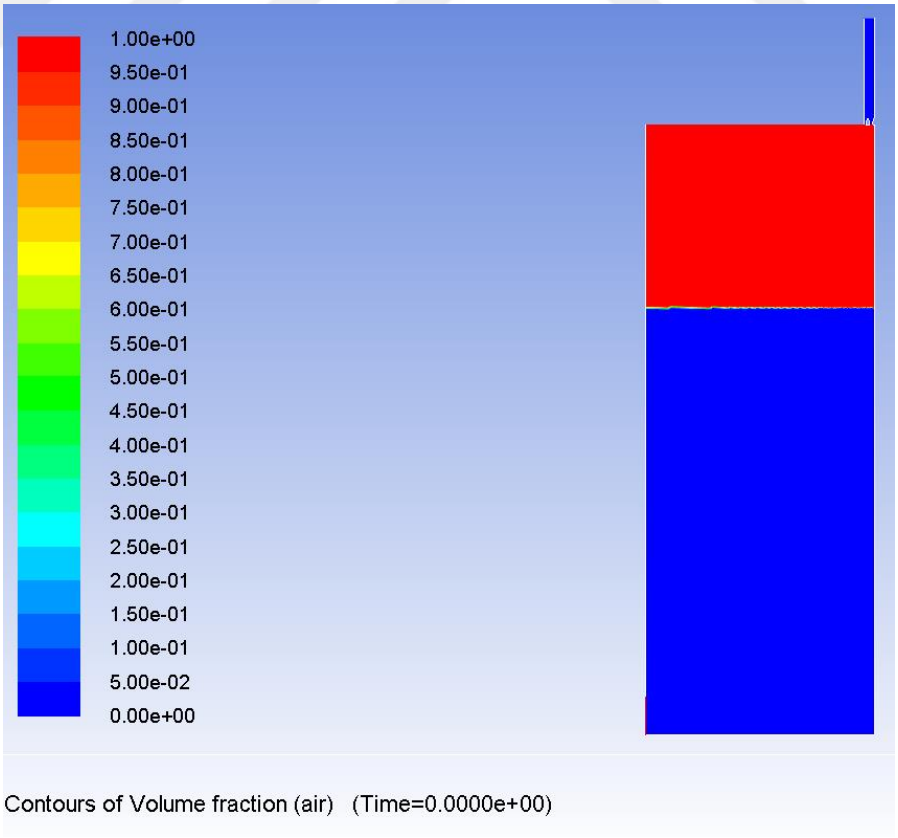
burada, V kontrol hacmini, ρ yoğunluğu, $\vec{v}$ hız vektörünü, $\vec{A}$ yüzey alan vekötürünü, $\Gamma_\emptyset$, skaler büyüklüğün yayınım katsayısını, $\nabla_\emptyset$ skaler büyüğün gradyenini, $S_\emptyset$ skaler büyüklüğün birim hacim için kaynak terimini göstermektedir. Denklem 4.1, hesaplama alanı boyunca olan her bir kontrol hacmine veya hesaplama hücresine



Şekil 4.7: Akış alanındaki sınır şartları.



Şekil 4.8: Başlangıç anındaki basınç gradyeni.

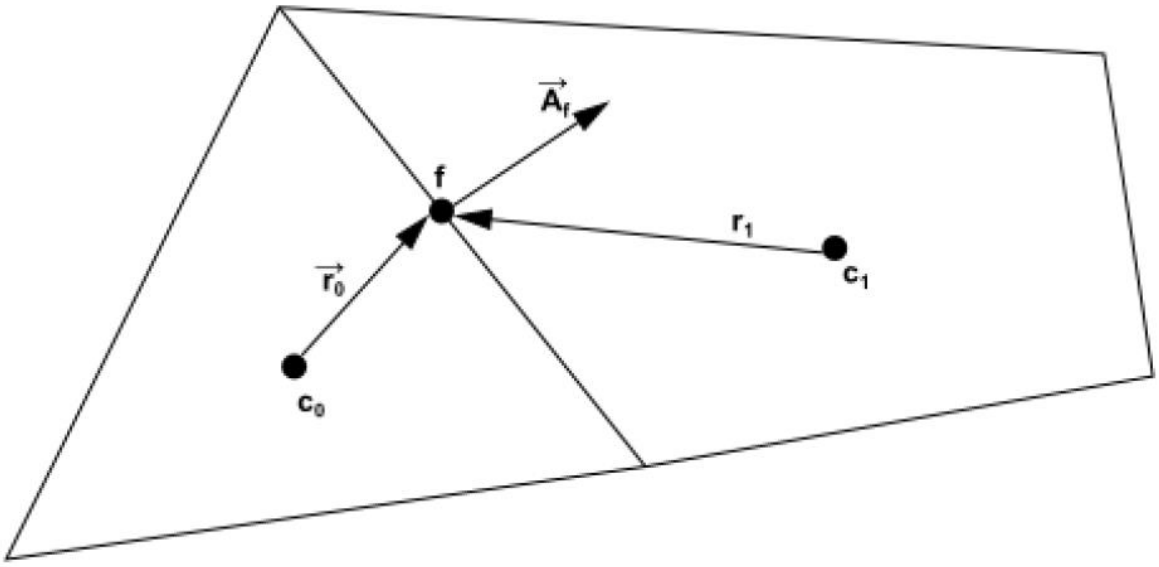


Şekil 4.9: Başlangıç anındaki hacimsel oran dağılımı.

uygulamaktadır (Şekil 4.9) Hesaplama hücrelerine uygulanacak olan Denklem 4.1'in ayrıklaştırılmış hali [75];

$$\frac{\partial \rho \emptyset}{\partial t} V + \sum_{f}^{N_f} \emptyset_f \rho_f \vec{v}_f \cdot \overrightarrow{A_f} = \sum_{f}^{N_f} \Gamma_\emptyset \nabla_{\emptyset_f} \cdot \overrightarrow{A_f} + S_\emptyset V \qquad (4.2)$$

şeklinde gösterilmektedir. Burada N_f hacmi çevreleyen yüzey sayısı olmak üzere, $\emptyset_f$ yüzeyden geçen skaler değerini, $\rho_f \vec{v}_f \cdot \overrightarrow{A_f}$, f yüzeyinden olan kütle akısını, $\overrightarrow{A_f}$ yüzey vektörünü, $\nabla_{\emptyset_f}$ ise f yüzeyindeki skaler gradyenini göstermektedir. Denklem 4.2 ile anlatılan denklem takımlarının çözülebilmesi adına, akış alanı boyunca olan, hücre merkezi gradyenleri ve yüzey gradyenlerinin hesaplanmış olması gerekmektedir. Ayrıca zaman ilerlemesi yönteminin de kurulmuş olması gerekmektedir [75].



Şekil 4.10: Ayrıklaştırmanın açıklanması adına kullanılan kontrol hacmi [75].

4.3.1.1 Uzaysal ayrıklaştırma

HAD çözümlerinde, akış ile akalı olan değişkenler sadece düğüm noktalarında çözülmektedir. Düğüm noktaları haricindeki diğer bütün yerlerdeki değişken değerleri, düğüm noktalarındaki değerlerin kestirilmesi ile sağlanmaktadır. Sınır koşulları ve yöneten kısmi diferansiyel denklemler, hız, basınç gibi sürekli olan değeler ile tanımlanmışlardır. Bu değerler akışkanlar mekaniğine göre zaman ve konuma bağlı olarak değişkenlik göstermektedir. Doğrusal olmayan kısmi diferansiyel denklemlerin yapılarından dolayı çözülmesi sadece ayrıklaştırmanın

yapılmasıyla mümkün olabilmektedir. Ayrıklaştırma ile düğüm noktalarında bulunan ayrık hız ve basınç değerleri, esasında sürekli olan bu değişkenlerin ara noktalardaki değerlerinin yaklaşık olarak çözümünde kullanılmaktadır. FLUENT programındaki yaklaşımda, ayrıklaştırılmış değerler hesaplama hücrelerinin merkezlerinde bulunmaktadır (Şekil 4.9'daki c_o ve c_1) [75]. Fakat Denklem 4.2'deki $\emptyset_f$ değeri hesaplama hücresinin yüzeyinde tanımlanmıştır ve denkemin çözümü için bilinmek zorundadır. Bunun için yukarı akım şemaları (upwind scheme) uygulanmaktadır. Yukarı akım şemaları sayesinde, yüzeylerdeki büyüklükler türetilmektedir. FLUENT skaler geçiş denklemleri için çözülecek özelliklere göre ayrıklaştırma şemaları önermektedir [75].

Hesaplama hücrelerinin yüzeylerindeki basınç değerlerini tanımlamak için, gövde kuvvetleri ağırlıklı şema (Body Force Weighted Scheme) kullanılmıştır. Bu yöntemde, yüzeylerdeki basınç değerleri, basınç gradyeni tarafından oluşan yüzeye normal yöndeki basınç ivmelenmeleri ve gövde kuvvetleri bütün yüzeyler boyunca sürekli kabul edilerek hesaplanır. Momentum denkleminde bulunan yerçekimi kuvveti ve arayüzey gerilme kuvveti açık olarak belirtildiğinden bu yaklaşım kullanılmıştır. α_p, burada momentum denkleminden gelen katsayılar olmak üzere, gövde kuvvetlerine göre ağırlıklandırma yapılmış arayüzey basınç tahmini [75];

$$p_f = \frac{\frac{p_{c_o}}{\alpha_{p,c_o}} + \frac{p_{c_1}}{\alpha_{p,c_o}}}{\frac{1}{\alpha_{p,c_o}} + \frac{1}{\alpha_{p,c_o}}} \tag{4.3}$$

şeklinde yapılmaktadır. Burada p_{c_o} ve p_{c_1} bitişik hücrelerin merkezlerindeki basınç değerleridir. Çok ani basınç değişimleri olmayacağı için bu şekilde yapılacak olan ara tahminlerin mantıklı olması beklenmektedir.

Basınç değerlerinin belirlenmesinden sonra bilinen kütle akısı da kullanılarak momentum denklemi ikinci dereceden yukarı akım şemasıyla çözülerek hız alanının elde edilmesi sağlanacaktır. İkinci dereceden yukarı akım şemasında, Taylor serilerinin hücre merkezine yönelik açılımlarıyla yüksek dereceden doğruluk elde edilmektedir. İkinci dereceden yukarı akım şeması kullanıldığı takdirde, $\emptyset_f$ skalerinin hesaplanması [75];

$$\emptyset_f = \emptyset + \nabla\emptyset \cdot \vec{r} \tag{4.4}$$

ifadesine göre yapılmaktadır. Burada, $\emptyset$ değeri hücre merkezinde ve $\nabla\emptyset$ gradyeni iterasyonun yukarı akımındaki hesaplama hücresindeki gradyen değeri olup, $\vec{r}$ vektörü iki hücre arasındaki yerdeğiştirme vektörüdür.

Kütle akısının bilinmesi için süreklilik denkleminin çözülmesi gerekmektedir. Süreklilik denklemi eğer herhangi bir kontrol hacmi için integral formunda uygulanarak, ayrıklaştırma yapılırsa, ayrıklaştırılmış süreklilik denklemi, zamana bağlı kısmı olmadan aşağıdaki gibi yazılabilmektedir [75];

$$\sum_{f}^{N_f} \rho_f \vec{v}_f A_f = \sum_{f}^{N_f} J_f A_f = 0 \tag{4.5}$$

J_f burada yüzeyden olan kütle akısını temsil etmektedir. Yüzeylerdeki hız vektörlerinin , $\vec{v}_f$, kontrol hacmi merkezlerindeki hızlarla ilişkilendirilmesi için FLUENT, doğrusal yöntemle tahmin yerine momentum ağırlıklı ortalama kullanarak hesaplama yapmaktadır. Bu durumda yüzeylerdeki kütle akıları [75];

$$J_f = \frac{\alpha_{p,c_o} v_{n,c_o} + \alpha_{p,c_1} v_{n,c_1}}{\alpha_{p,c_o} + \alpha_{p,c_1}} + df\left(\left(p_{c_o} + (\nabla p)_{c_o}\overrightarrow{r_o}\right) - \left(p_{c_1} + (\nabla p)_{c_1}\overrightarrow{r_1}\right)\right) \tag{4.6}$$

denklemine göre hesaplanmaktadır. Buradaki, p_{c_o}, p_{c_1} ve v_{n,c_o}, v_{n,c_1} basınç ve normal hız değerleri, yüzeyin her iki tarafındaki hücrelerin merkez değerlerini göstermektedir. df ise, α_p katsayılarının ortalamalarına bağlı olan bir fonksiyondur.

İlk tahminler ile edilen kütle akısı ifadesi ve yüzeylerde belirlenen basınç değerleriyle birlikte çözülen momentum denklemi neticesinde oluşturulan hız alanındaki değerler, süreklilik denkleminde yerlerine yazılır. Eğer, momentum denkleminde kullanılan kütle akısı ile hesaplanan hız alanı arasında süreklilikten dolayı herhangi bir tutarsızlık söz konusu ise, basınç-hız arasında eşleme yapılır. Bu eşlemenin ardından doğrulanan basınç değeri ile tekrardan momentum denklemi çözülerek hız alanları hesaplanır ve bulunan değerler tekrardan süreklilik denklemine yazılır. Bu şekilde yapılan tahmin ve doğrulama döngüsüne basınç-hız doğrulaması denilmektedir [75]. Bu çalışma kapsamında basınç hız eşleşme algoritmalarından PISO algoritması kullanılmıştır. p^* tahmini basınç alanı ile Denklem 4.6'dan

hesaplanan kütle akısı J^* olmak üzere, süreklilik denklemini sağlayacak olan kütle akısı [75];

$$J_f = J_f^* + J_f' \tag{4.7}$$

şeklindedir. Buradaki basınç bağlantılı denklemler için yarı kapalı yöntem (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations-SIMPLE) algoritması tarafından önerilen J_f' düzeltme bileşeni [75];

$$J_f' = df({p_{c_o}}' - {p_{c_1}}') \tag{4.8}$$

şeklindedir. SIMPLE algoritması tarafından Denklem 4.7 ve Denklem 4.8, ayrık haldeki süreklilik denklemine (Denklem 4.5) uygulanarak, basınç doğrulaması için [75];

$$\alpha_p p' = \sum_{nb} a_{nb} p'_{nb} + \sum_{f}^{N_f} J_f^* A_f \tag{4.9}$$

ayrık denklemi elde edilir.

SIMPLE algoritması kullanılırken, hesaplanan doğrulanmış basınç ve buna bağlı olarak gelişen yeni kütle akısı momentum dengesini tam olarak kuramamaktadır. Dolayısıyla denge kurulana kadar hesaplamanın tekrarlanması gerekmektedir. Bu hesaplamanın geliştirilmesi adına bölme operatörü ile kapalı basınç çözümü (Pressure Implicit Solution by Split Operator Method-PISO) algoritması kullanılmaktadır. PISO algoritması SIMPLE algoritmasına ek olarak fazladan iki adet düzeltme işlemi yapmaktadır. Bu sayede daha doğru sonuçlar elde edilmesine karşın her bir iterasyon için gereken zaman uzamaktadır. Fakat yakınsamanın elde edilmesi adına SIMPLE algoritmasında iterasyon sayısı fazlalaşırken, PISO ile daha az iterasyonda yakınsama elde edildiğinden PISO algoritması basınç-hız eşlemesinde kullanılacaktır.

4.3.1.2 Zamansal ayrıklaştırma

Dalan sıvı jeti zamana bağımlı bir problem olduğundan, bu problemin çözümünde kullanılacak olan yöneten denklemler zamana bağlı olarak çözülmek zorundadır. Zamansal ayrıklaştırmada, belirli bir zaman adımı olan, Δt boyunca diferansiyel

denklemlerdeki bütün terimlerin ifade edilmesi gerekmektedir. Herhangi bir $\emptyset$ değişkeni için zamansal değerlendirme [75];

$$\frac{\partial \emptyset}{\partial t} = F(\emptyset) \tag{4.10}$$

Şeklinde gösterilmiş olsun. F fonksiyonu burada, herhangi bir uzaysal ayrıklaştırma ile birlikte çalışmaktadır. Zamana bağlı türevin ayrıklaştırılması için, geriye yönelik farklar kullanılırsa, birinci dereceden doğruluktaki zamansal ayrıklaştırma [75];

$$\frac{\emptyset^{n+1} - \emptyset^{n}}{\Delta t} = F(\emptyset) \tag{4.11}$$

şeklinde olacaktır. Bundan sonra F fonksiyonu için $\emptyset$'nın hangi zaman değerinde kullanılacağının belirlenmesi gerekmektedir. VOF yöntemindeki adveksiyon, arayüzey oluşum algoritması ve arayüzey gerilme kuvvetleri açık yaklaşımlarla çözüldüğünden dolayı FLUENT sadece birinci dereceden kapalı zaman tamamlaması ile çalışabilmektedir. F fonksiyonunu gelecek zaman için değerlendirecek olursak aşağıdaki şekilde bir geriye yönelik fark kullanımı söz konusu olacaktır [75];

$$\frac{\emptyset^{n+1} - \emptyset^{n}}{\Delta t} = F(\emptyset^{n+1}) \tag{4.12}$$

Bu yaklaşım, belirli bir hücrede $n+1$ zamanındaki $\emptyset$ değerinin, komşu hücreler ile alakalı olduğundan ve diğer değerlerin de bilinmemesinden ötürü hesaplanamamaktadır. Denklem 4.12'den $\emptyset$ değerinin $n+1$ zamanındaki değeri çekilecek olursa [75];

$$\emptyset^{n+1} = \emptyset^{n} + \Delta t F(\emptyset^{n+1}) \tag{4.13}$$

olacaktır. Bu kapalı hal, ayrıklaştırılan zamandaki her bir an için diğer zaman anına geçmeden önce yinelemeli olarak çözülebilmektedir. Zaman ayrıklaştırmasından sonra hesaplanacak olan değerlerin tamamen kapalı bir biçimde çözümü, zaman adımına bağlı olmaksızın kararlı bir çözüm elde edilmesini kolaylaştıracaktır.

4.3.2 Yakınsama

Sayısal çözümün yakınsamasını izlemek adına, her bir iterasyon arasındaki ortalama karekök (root mean square-RMS) değeri değişimleri incelenmektedir. ∅ değişkeni için RMS değeri aşağıdaki şekilde hesaplanabilmektedir [75];

$$\emptyset_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N}\left(\sum_{i=1}^{N} \emptyset_i^2\right)} \tag{4.14}$$

N burada, toplam iterasyon sayısını göstermektedir. FLUENT, akış alanına ait özellikleri değerlendirmek adına her birisine ait geçiş denklemlerini gözlemlemektedir. Akış alanı 2B olduğundan ve iki fazlı akış için hacimsel oranlar gerekli olduğundan, çalışma kapsamında, süreklilik, momentumun x ve y bileşenlerinin yakınsamaları incelenecektir. Değerlendirme kapsamında ilk iterasyondaki $\emptyset_{RMS}$ değerine göre belirlenen artık değerler, istenilen yakınlık değeri elde edilene kadar iterasyonlar her bir zaman adımı için devam ettirilmektedir. Her bir iterasyon sonundaki artık değerlerin hesaplanması ise;

$$\in_i = \left|\frac{\emptyset_{i,RMS} - \emptyset_{1,RMS}}{\emptyset_{1,RMS}}\right| \tag{4.15}$$

ile yapılmaktadır. Eğer belirlenen maksimum iterasyon sayısına gelinmeden artık değerler için istenilen yakınsama sağlanırsa diğer zamana geçiş sağlanmaktadır. Yakınsama koşulu $\in_t$ istenilen artık değer olmak üzere aşağıdaki gibi gösterilebilmektedir.

$$\in_i \leq \in_t \tag{4.16}$$

Çalışma için seçilen artık değeri, süreklilik ve x, y momentumu için 10^{-5} olarak ayarlanmıştır.

4.3.3 Courant Friedrichs Lewy şartı

Zamana bağlı olan akışları tanımlayan kısmi diferansiyel denklemlerin sayısal olarak çözülmesi boyunca, kararlılık için Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) şartının sağlanması gerekmektedir. Tek boyutlu düşündüğümüzde CFL şartı ya da daha bilinen adıyla Courant sayısı aşağıdaki gibi ifade edilebilmektedir [76];

$$Cr = \frac{u_x \Delta t}{\Delta x} \leq Cr_{maks} \tag{4.17}$$

Burada Cr, Courant sayısını, u_x, x yönündeki doğrusal hızı, Δt zaman adımını, Δx ise hesaplama hücresinin x yönündeki boyutunu temsil etmektedir. Courant sayısı, fiziksel olarak bir akışkan parçacığının zaman adımı boyunca katettiği mesafenin, yerel hesaplama hücresi boyutlarına oranı olarak açıklanabilir. Açık ve kapalı çözümlerde kararlılık için belirlenen maksimum Courant sayısı, Cr_{maks},

$$Cr_{maks} = \begin{cases} \leq 1 \; açık \; çözümler \; için \\ > 1 \; kapalı \; çözümler \; için \end{cases} \tag{4.18}$$

şeklindedir. Açık çözümler için $Cr_{maks} \leq 1$ koşulu burada kararlılığı sağlamasına rağmen, hızlı akışkan hareketlerinin zamansal olarak ayrıklaştırılmasında doğruluk için Δt'nin mümkün olduğu kadar küçük olması önemlidir. Eğer, Δt yeteri kadar küçük seçilmezse, LES için tanımlanmış olan uzunluk ölçekleri çözülemeyecektir. Kapalı çözümler, açık çözümlere göre daha kararlı yapıda olduklarında, açık çözümler için gereken Cr_{maks} sayısının daha yukarısında bir seçim yapılabilmektedir. Fakat yine zamansal olarak bakıldığında, yine Courant sayısının 0,5 ile 1 arasındaki değerler, LES çözümü için gerekmektedir. Çalışma kapsamında VOF yöntemi açık olarak formüle edildiğinden Cr sayısı yine 1'in altında tutulmak zorundadır. FLUENT, açık yöntemin kullanıldığı VOF için, simulasyon başlamadan önce bir Cr_{maks} sayısının tanımlanmasını istemektedir. Burada FLUENT, eğer bizim seçtiğimiz zaman adımı yerel olarak arayüzeylerin olduğu hücrelerde $Cr > Cr_{maks}$ durumunu sağlıyorsa, zaman adımını alt zaman adımlarına bölerek, hücredeki Cr sayısını ayarlanan değere getirmeye çalışmaktadır. Çalışmada, arayüzey oluşumları önem teşkil ettiğinden ötürü Cr_{maks} sayısı 0,25 olarak ayarlanmıştır. Diğer akış hücrelerinde de yerel olarak $Cr_{maks} < 1$ durumu sağlanması adına zaman adımı incelenecek olan püskürtücü ağzına göre değişmekle birlikte $\Delta t = 1 \sim 5 \cdot 10^{-5} s$ arasında değiştirilmiştir.

4.3.4 Fazların tanımlanması ve fiziksel özelliklerin belirlenmesi

Hesaplama boyunca, sabit sıcaklık ve sıkıştırılamaz akış kabulü olduğundan, malzemelerin fiziksel özellikleri sabit olarak alınmıştır. Hava birincil faz olarak tanımlanarak, $T = 15$ ℃ referans sıcaklık değerindeki malzeme özelikleri; yoğunluk

için $1{,}225\ kg/m^3$ ve dinamik viskozite için $1{,}789 \cdot 10^{-5} kg/m.s$ olarak alınmıştır. Yine aynı sıcaklıktaki ikincil faz olan su için, yoğunluk değeri $998{,}2\ kg/m^3$, dinamik viskozite değeri $1{,}003 \cdot 10^{-3}\ kg/m.s$ olarak alınmıştır. İkinci faz olarak suyun seçilmesinin sebebi, FLUENT'in kaldırma kuvvetlerini hesaplarken referans olarak birincil fazı ele almasından dolayıdır. İki fazın arasındaki etkileşimlerde, sadece arayüzeylerde oluşan gerilme kuvvetleri alınacağından buradaki kuvvet hesaplamasında, yüzey gerilme katsayısı sabit olarak $\sigma = 72\ dyn/cm$ değerinde alınmıştır.

4.4 Simulasyon sonuçları

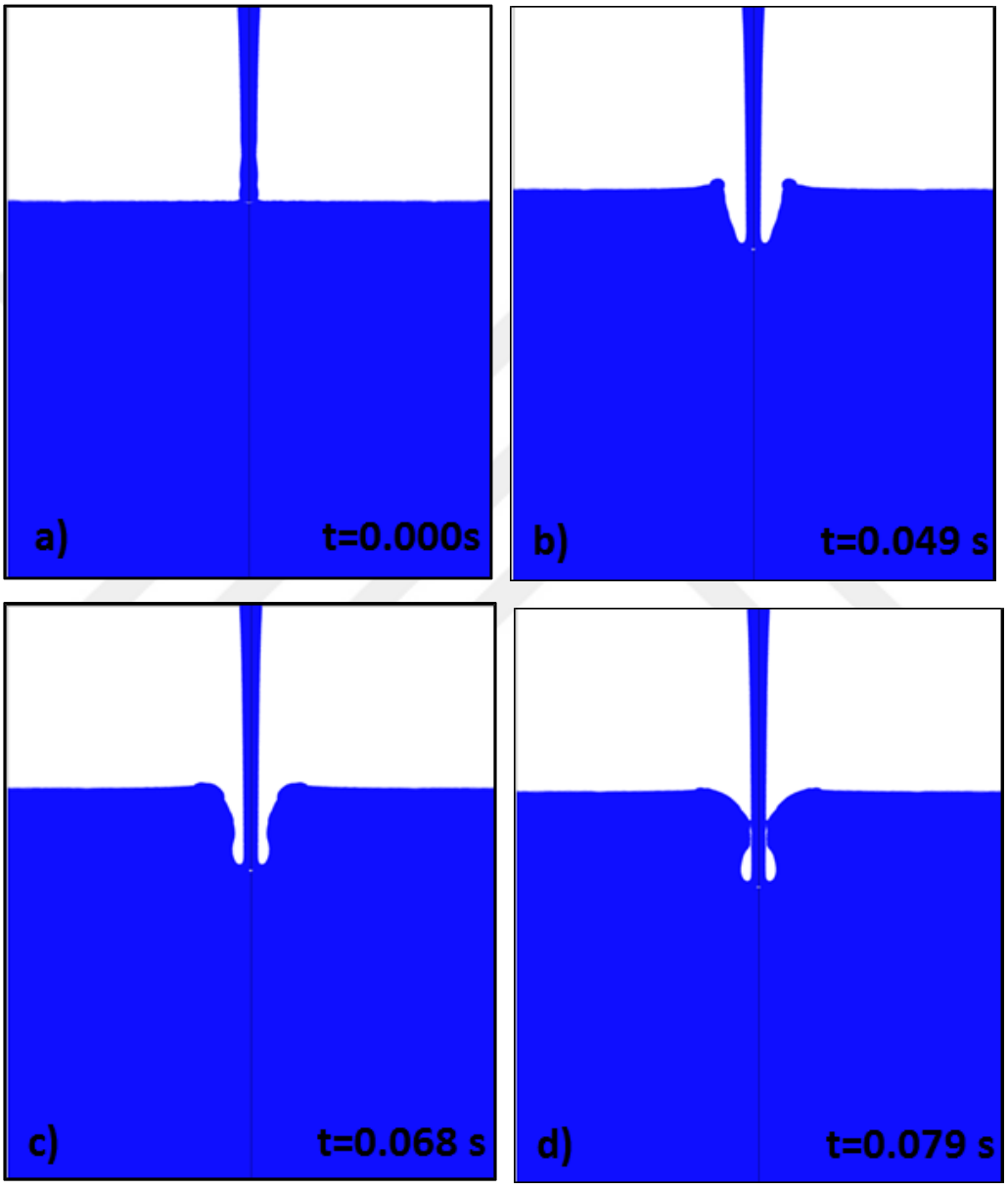
Bu bölümde farklı püskürtücüler için oluşturulan akış analizleri kıyaslanacaktır. Püskürtücü isimleri yine Model 1, Model 2 ve Model 3 olarak belirtilecektir. Püskürtücü ağızlarından olan çıkış hızları her bir model için farklı olduğundan sonuçlara ait zamanlar belirtilirken, $t = 0$ anı jetin serbest su yüzeyine ilk temas ettiği an olarak alınmıştır. Bütün modellere ait simulasyonlar öncelikle ilk çarpma anının değerlendirilmesi ile başlayacaktır. Burada öncelikli olarak ilk çarpma anındaki jet özellikleri, karakteristik akış şekilleri ve hacimsel oran dağılımları incelenecektir. Sonrasında sürekli rejime geçildiği durumda için hava sürüklenme mekanizmaları, serbest yüzey hareketleri, serbest yüzey altındaki jetin hızı, hacimsel oran dağılımı, arayüzey oluşumları ve hava sürüklenme debileri irdelenecektir.

4.4.1 İlk çarpma anındaki özellikler

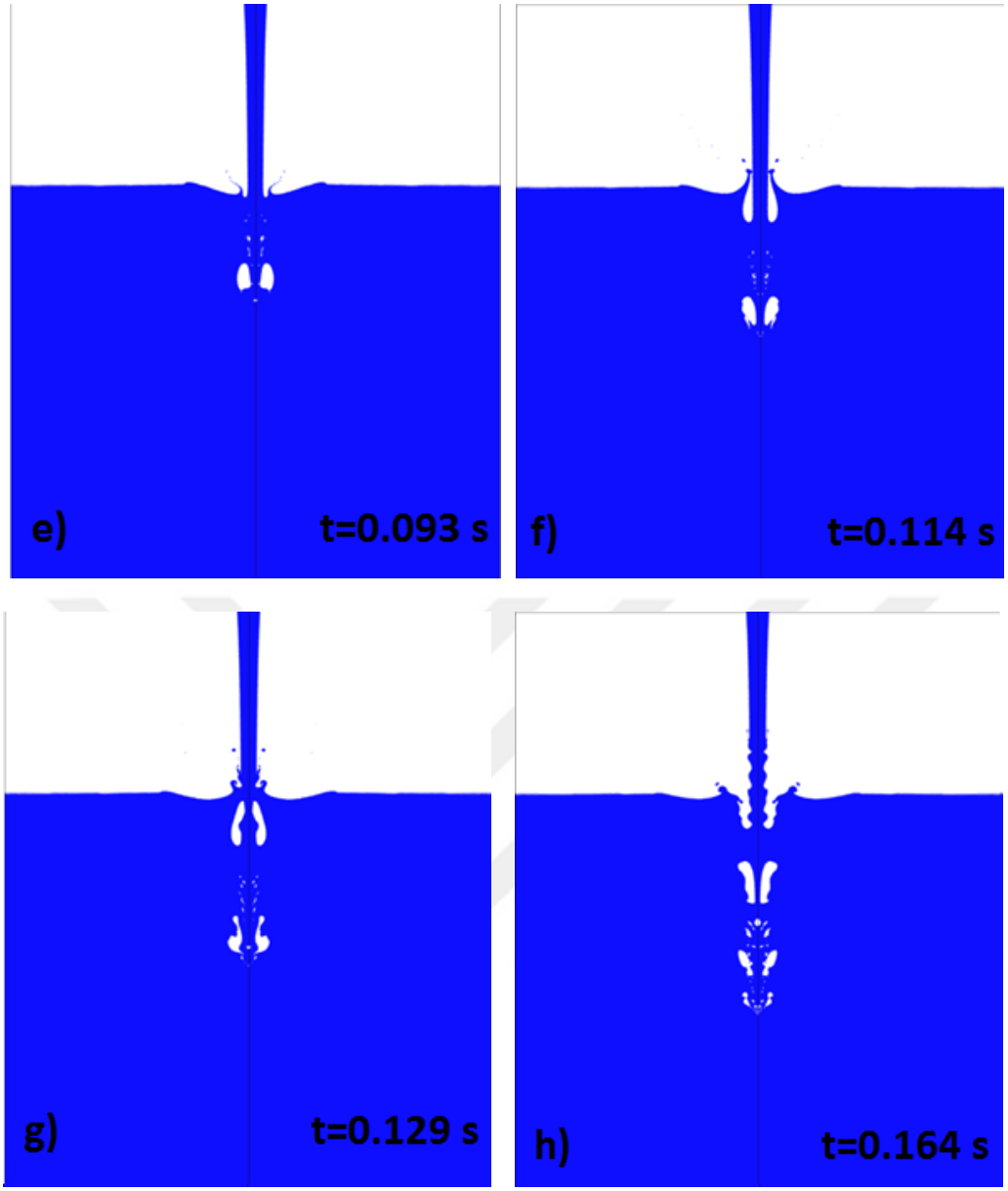
Analizlerini yaptığımız püskürtücülere ait herhangi bir deneysel çalışma olmadığından ötürü doğrulama tam olarak yapılamamakla birlikte, Model 1'in analizinde oluşan topolojik özelliklerin daha önceki düz jetlerin dalmasında görülen özelliklere benzerliği açısından bir değerlendirme yapılacaktır. Düz jet modeli olan Model 1'in sonuçları incelendiğinde ilk çarpma anı için, daha önceki deneysel ve sayısal çalışmalarda gözlemlenen boşluk oluşumu, çimdiklenme, ikincil hava kılıf oluşumu ve halka şeklindeki hava kabarcığı gibi topografik özellikler yakalanmıştır (Şekil 4.10a-h). Buradaki hacimsel oran konturları, eksenel simetrik çözümlerin aynalanmasıyla, gerçekte 3B olan problemin kesitini temsil etmek adına yapılmıştır. Jetin ilk çarpma anı simulasyon zamanına göre $0{,}106\ s$'de görülmüştür (Şekil 4.10a). İlk çarpma anının hemen ardından konik yapıya sahip olan bir oyuk oluşumu

gözlemlenmiştir. İlk çarpma anından yaklaşık olarak $0{,}049\ s$ sonrasında daha önceden literatürde anlatılan ikincil hava kılıfı oluşumu çimdiklenme esnasına kadar devam etmiştir. $t = 0{,}079\ s$ anında ise çimdiklenme gerçekleşmektedir. İlk oyuk oluşumu, ikincil hava kılıfı oluşumu ve çimdiklenme esnasındaki eksenel simetrik yapı, daha öncedeki deneysel gözlemlerde ve literatürdeki sayısal çalışmalarda da belirtilmiştir. Zhu ve diğ. öne sürdüğü jetin kinetik enerjisinin, oyuk oluşumundaki potansiyel enerjiye dönüştüğü kabulünün doğru olduğu buradaki eksenel simetrik oluşumdan görülmüştür. Çimdiklenmenin ardından, oluşan halkasal hava kabarcığı ayrışana kadar havuzun dibine doğru hareket etmektedir. $t = 0.114\ s$ anında ise jetin dalma noktasından itibaren oluşan ikincil bir halksal hava kabarcığı tıpkı Bin ve Kiger ile Duncan'ın tarif ettiği düşük viskoziteli jetlerdeki havalandırma mekanizmalarına benzer şekilde dalma noktasında çimdiklenme ile hava sürüklenmesinin olduğunu göstermektedir. İkinci halkasal kabarcığın yakalanarak havuza doğru sürüklenmesi esnasında, jetin yüzeyinin bozulduğu da gözlemlenmektedir. Bu bozulmalar neticesinde diğer oluşan çimdiklenmelerin de şeklinin bozulduğu $t = 0.164s$ anından itibaren görülebilmektedir. Model 2'nin oluşturmuş olduğu jetin serbest su yüzeyine ilk çarpma anı Model 1'den daha erken olarak simulasyon süresine göre $0{,}079\ s$'de gerçekleşmiştir. Burada püskürtücü ağzının daralmasıyla jetin çıkış hızının nispeten daha hızlı olması etkilidir. Model 2'deki püskürtücünün oluşturmuş olduğu jetin zamana bağlı olarak topolojik etkileri Şekil 4.11'de paylaşılmıştır. İlk çarpma anında, halkasal çıkışa sahip olan Model 2'nin, oluşturduğu jetin ucunda Model 1'e kıyasla daha belirgin bir topuzlanma olduğu görülmektedir. Püskürtücü ağzındaki halkasal form ile ayrılan akışın Model 1'e oranla daha hızlı çıkmasının ve yüksek dalma yüksekliğiyle oluşan ivmelenmelerin etkisi bu topuzlanma ile görülebilmektedir. İlk oyuk oluşumu yine çarpma anıyla başlamış olup bu sefer $t = 0{,}036\ s$ anına kadar ilerlemiştir. Model 2'nin oluşturmuş olduğu ilk oyuk hacmi hemen hemen Model 1'in oluşturduğu ile aynıdır. Fakat buradaki ilk oyuk nispeten daha yuvarlak yapıdadır ve oyuk ağızları daha yüksek seviyelere ulaşmıştır. İkincil hava kılıfı ise, Model 1'e kıyasla daha kısa sürede nüfuziyet derinliğine ulaşmıştır (Şekil 4.12c). İkincil kılıfın boyutları da yine Model 1 ile benzerlik göstermektedir. Çimdiklenme ise $t = 0{,}078\ s$ anında yaklaşık olarak Model 1 ile aynı zamanda gerçekleşmektedir. Çimdiklenmenin ardından Model 2'de oluşan hava kabarcığı beraberinde nispeten küçük ve çapları yaklaşık

olarak 1 mm civarındaki kabarcıkları da sürüklemektedir. Halkasal hava kabarcığı ilerlerken, jetin dalma noktası etrafında çimdiklenmeden sonra kapanan su kütlesi yükselerek jete karşı bir kuvvet gösterdiğinden dolayı su jetinin yüzeyinde dalgalanmaya başlamaktadır. Ardından jetin yüksek momentumu ile tekrardan dalma noktası etrafında zorlanmaya başlayan su yüzeyiyle, kuvvetlerin bir anlık yön değiştirmesiyle beraber, jet yüzeyindeki pürüzlülüğün arttığı görülmektedir.



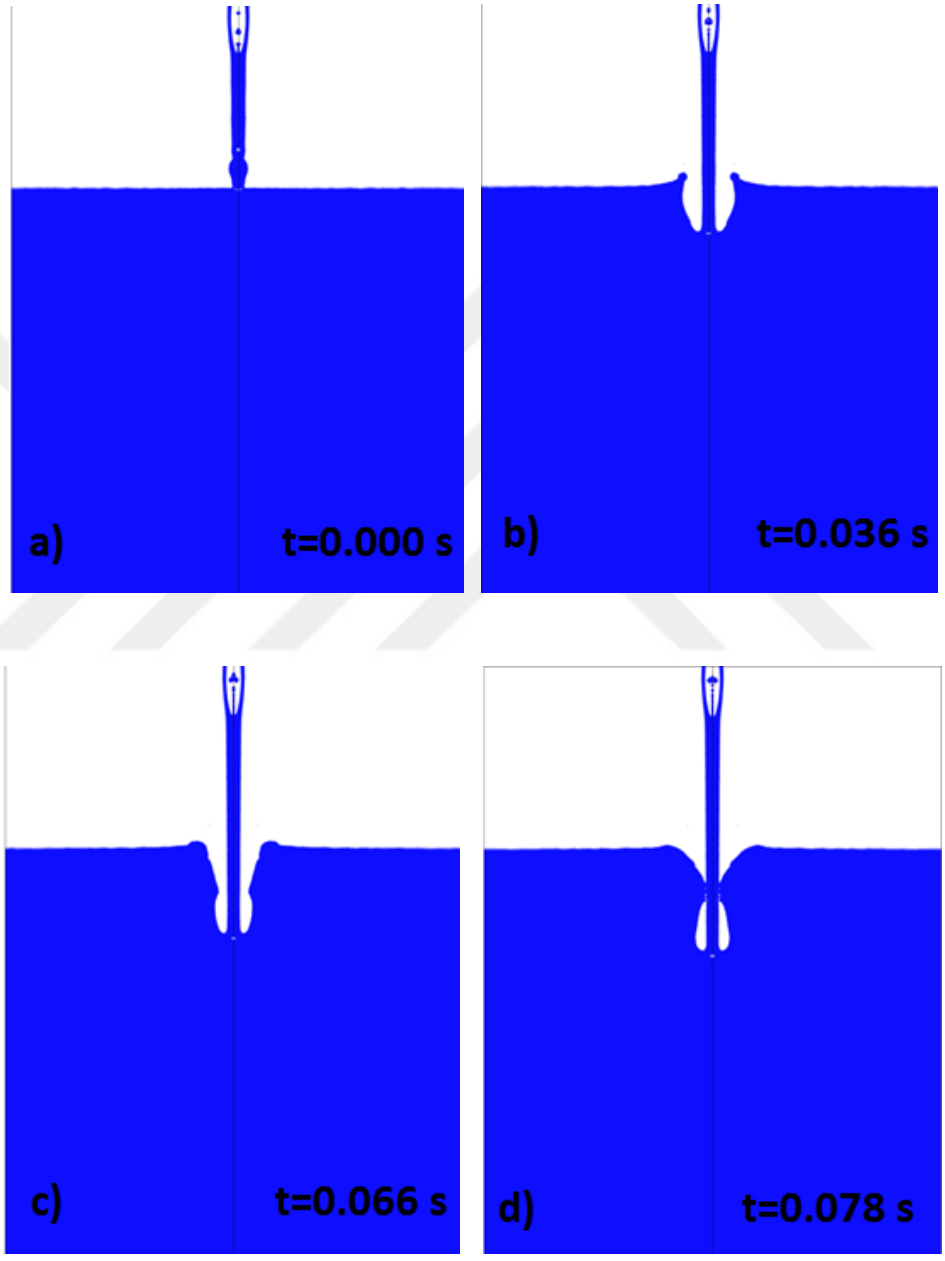
Şekil 4.11: Model 1'e ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması.



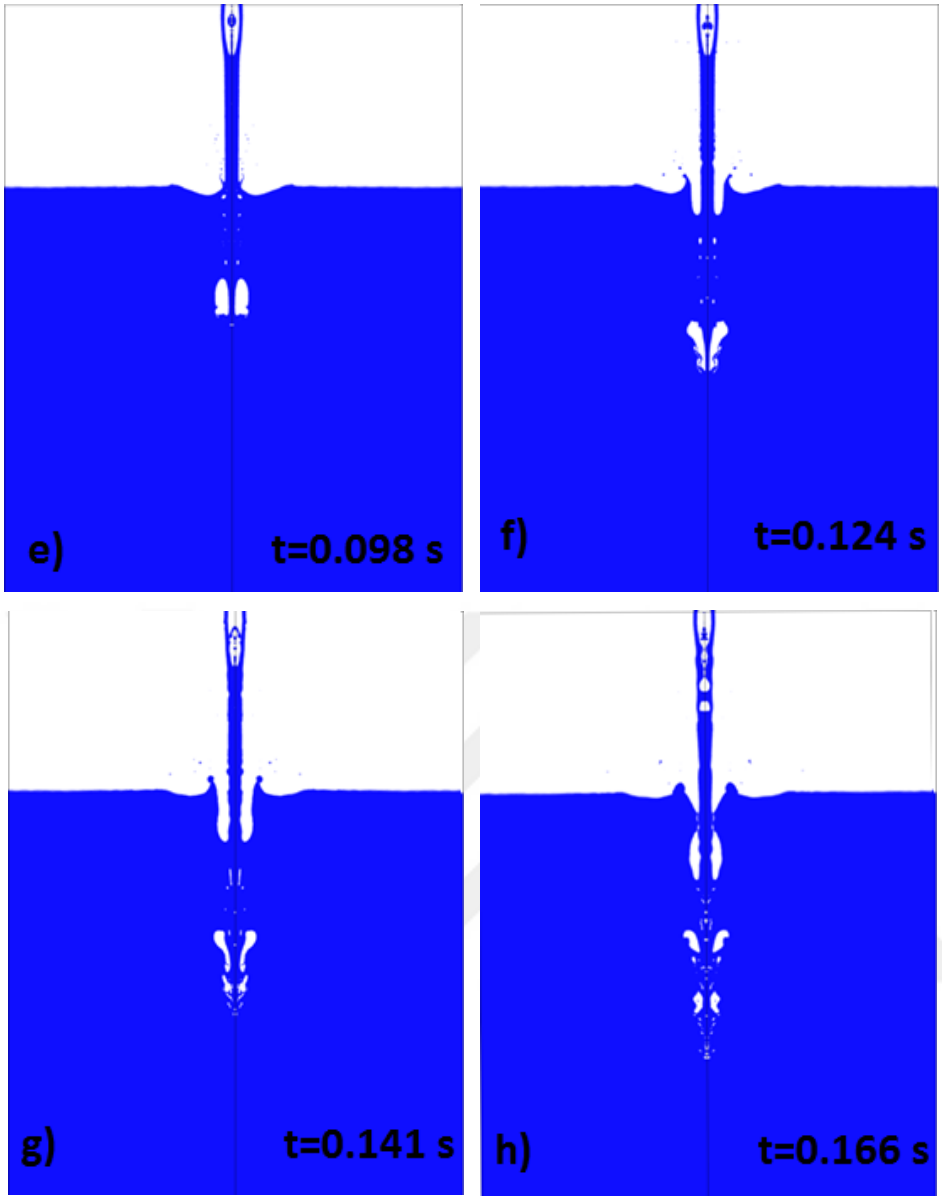
Şekil 4.11 (devam): Model 1'e ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması.

$t = 0{,}124\ s$ anından itibaren ikincil halkasal hava kabarcığının oluşumu için tekrardan bir oyuk oluşumu gözlemlenmektedir. İlk hava kabarcığı $t = 0{,}141\ s$ anında çimdiklenerek ayrılmasına rağmen, ikinci oyuk, Model 1'den farklı olarak hala ilerlemeye devam etmektedir. Tam bu esnada, püskürtücü çıkışından sonra, halkasal jetin birleşerek dairesel jet haline geldiği noktadan hava sürüklenmesi olduğu gözlemlenmiştir. $t = 0{,}150\ s$ anından itibaren daha da belirginleşmeye

başlayan bu kabarcıklar, jet ile beraber doğrudan havuz içerisine doğru sürüklenmektedir. Sürüklenme esnasında suyun ataletinden dolayı oluşan karşı kuvvetler ve yüksek kayma gerilmeleri neticesinde bu kabarcıklarında parçalandığı gözlemlenmiştir. $t = 0{,}166\ s$ anından itibaren ikincil oyuk da kapanarak havanın tekrardan halkasal olarak çimdilendiği görülmektedir. Bu esnada, ilk hava kabarcığı ayrılarak iki ayrı halkasal hava kabarcığı haline gelmiştir.



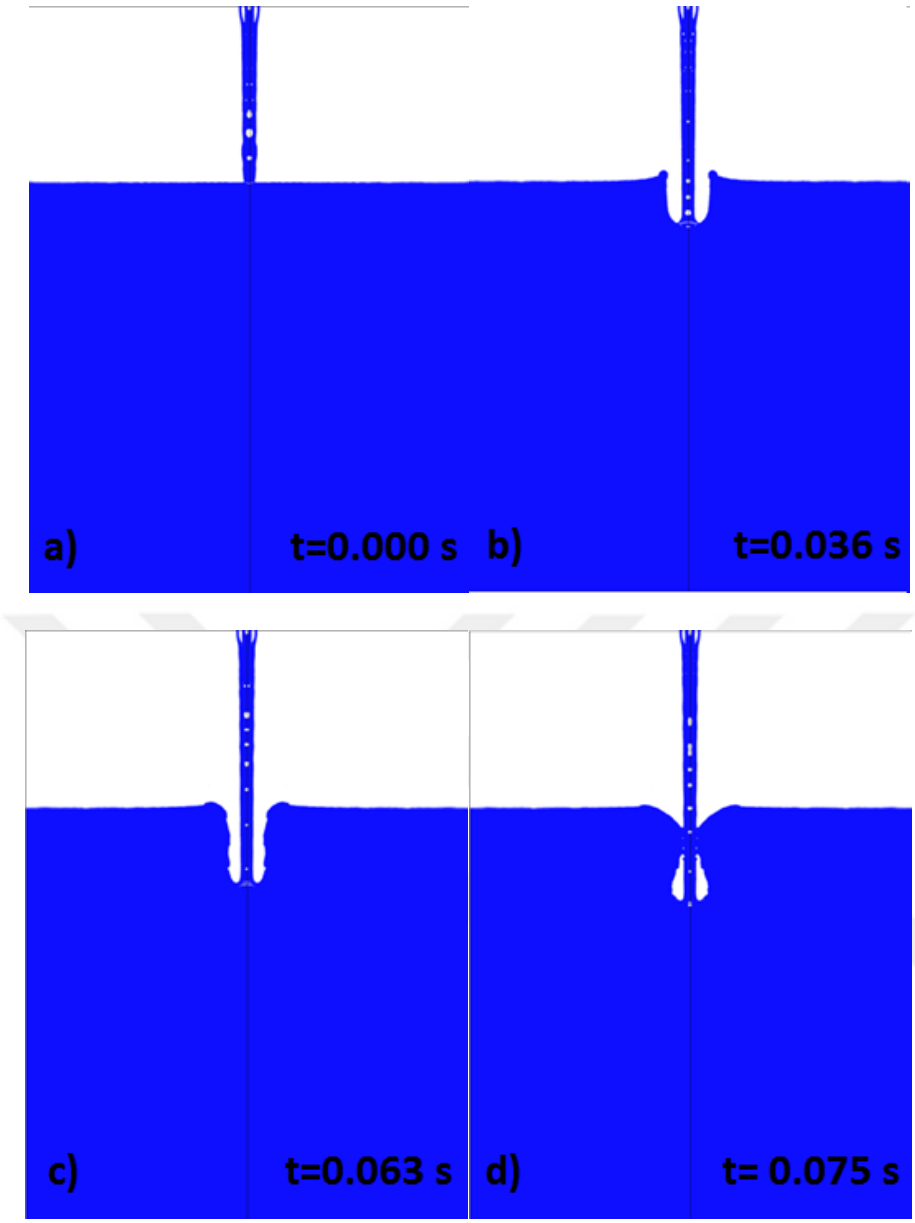
Şekil 4.12: Model 2'ye ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması.



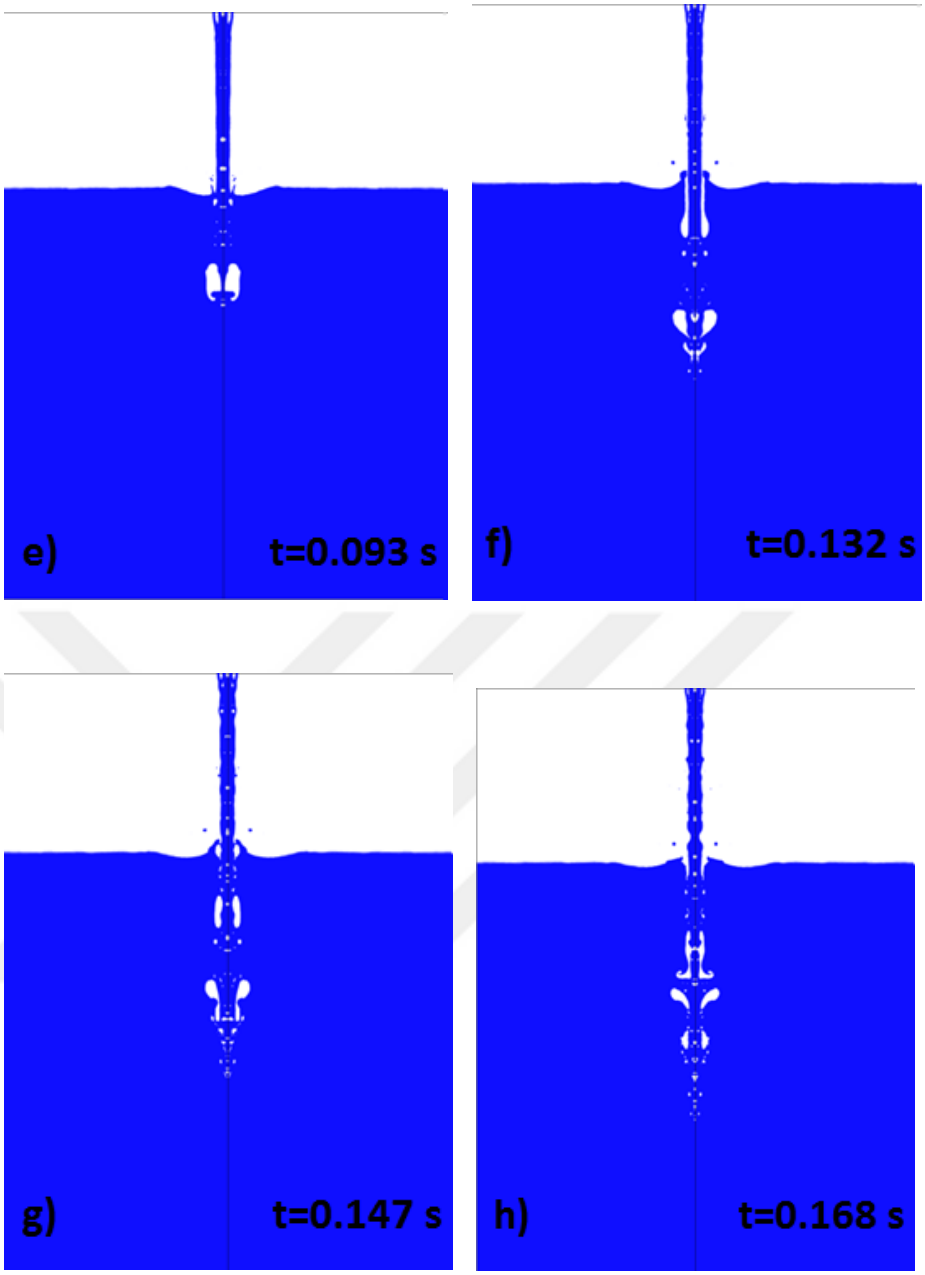
Şekil 4.12 (devam): Model 2'ye ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması.

Model 3'e ait zamana bağlı hacimsel oran dağılımları Şekil 4.13'de verilmiştir. Model 3'ün ilk çarpma anıda Model 2'yle aynı zamanda olup simulasyon zamanına göre 0,079 s'de gerçekleşmektedir. Yine ağız formundan ve düşme yüksekliğinden kaynaklı ivmelenmelerden ötürü Model 2'nin oluşturuduğu jetin üzerindeki topuzlanma uç kısımdan biraz daha yukarıda gerçekleşmektedir. Model 3'ün sahip olduğu çift halkasal çıkış sayesinde, Model 2'ye göre daha jet su yüzeyine çarpmadan önce jet içerisinde hava kabarcıklarınn sürüklendiği ilk çarpma anından

önce görülmektedir (Şekil 4.13a). Çift halkasal çıkışın oluşturduğu jetin ilk çarpma anından sonra oluşan hava oyuğunun, Model 1 ve Model 2'ye kıyasla daha küçük olduğu görülmektedir. Model 3'ün burada oluşturmuş olduğu oyuk şekilsel olarak Model 2'ye daha çok benzemektedir. Oyuğun oluşumu $t = 0{,}036\ s$ anına kadar devam etmektedir. Sonrasında ikincil oyuğun başlaması Model 1 ve Model 2'ye kıyasla daha az belirgin bir şekilde olup, ilk oyuğun yüzeyleri de genişlemeye devam etmektedir. Oyuğun yan yüzeyleri kademeli olarak dalgalanmış bir şekilde $t = 0{,}066\ s$ anına kadar genişleme eğilimindedir. Bu andan itibaren oyuk kapanmaya başlayarak $t = 0{,}075s$ anında çimdiklenme gerçekleşmektedir. Bu esnada jet içerisinde püskürtücü çıkışından sürüklenen hava kabarcıkları da birleşme ve ayrışma sürecine girmektedirler. Çimdiklenmenin ardından dalma noktası etrafında yükselen su hava yakalanmasını gerçekleştirmekte ve ikincil oyuğun oluşumu süreci $t = 0{,}093s$ anında başlatmaktadır (Şekil 4.13e). Yine burada yükselmeden dolayı jet yüzeyindeki dalgalanmalar da tekrardan başlamaktadır. $t = 0{,}132s$ 'anında ikincil oyuğun kapanması gözlemlenmekte ve ilk halkasal kabarcık çimdiklenerek asimetrik bir şekilde ayrışmış ve havuz dibine doğru sürüklenmeye devam etmektedir. $t = 0{,}147s$ anından itibaren ikincil oyuk tarafından oluşturulan ikincil halkasal hava kabarcığı sürüklenmekte, bu andan itibaren jetin dalma noktası etrafında ayrık küçük hava kabarcıkları sürüklenmeye başlamaktadır. İlk halkasal hava kabarcığından ayrılan büyük kabarcık tekrardan çimdiklenerek ayrışma sürecine girmeye başlamıştır. Artık bu safhadan sonra oluşan büyük hava kabarcıkları da parçalanmaya devam etmekte, jetin dalma noktasında sadece küçük çaplı kabarcıkların girdiği Şekil 4.13h'da görülmektedir. Jet yüzeyi ise sürekli olarak havuzun serbest yüzeyinin oluşan ilk iki oyuğa kıyasla daha küçük şekilde dalma noktasında menüsküs oluşturup tekrardan yükselme eğiliminden ötürü dalgalanmaktadır. $t = 0{,}168s$'anından itibaren birincil ve ikincil halkasal hava kabarcığından ayrılan büyük çaplı hava kabarcıkları, jetin momentumunun yoğun olduğu dalma noktası ekseni haricinde oluşan kaldırma kuvvetlerinden dolayı yükselme eğilimi göstermektedir. Küçük çaplı hava kabarcıkları ise sürüklenmeye devam etmektedirler (Şekil 4.13h).



Şekil 4.13: Model 3'e ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması.



Şekil 4.13 (devam): Model 3'e ait hacimsel oran dağılımının zamana göre değişimi; (a) İlk çarpma anı, (b) Konik oyuk oluşumu, (c) İkincil hava kılıfı oluşumu, (d) Çimdiklenme, (e) Halkasal hava kabarcığı, (f) Dalma noktasındaki çimdiklenme, (g) İkinci halkasal hava kabarcığı, (h) Jet yüzeyinde ve havalandırma menüsküsünde bozulmaların başlaması.

Bütün jetler farklı ağız formlarına sahip olduğundan ortalama jet çıkış hızları her birisinde farklıdır. Ağız formları ayrıca çıkış türbülans yoğunluklarında da farklılık yaratmıştır. Püskürtücü çıkış hızlarındaki farklardan dolayı, çarpma hızları da farklılık göstermektedir. Püskürtücü giriş ve çıkışlarındaki özellikler ile çarpma hızları Çizelge 4.4'de belirtilmiştir. Çizelge 4.5'de belirtilen giriş türbülans yoğunlukları (I_g), girişlerde herhangi bir hız çalkantısı verilmemesine rağmen, bu

türbülans yoğunlukları akış alanında hemen su girişinin dibini temsil etmektedir ve duvarlardaki kaymama koşulundan dolayı sıfırdan farklı çıkmıştır. Model 1'in çıkış hızı ve türbülans yoğunluğu, düz püskürtücü olduğundan hemen hemen hiç değişmemiştir. Model 2'nin çıkış hızı Model 1'e göre daralan kesitten dolayı artmaktadır. Fakat giriş türbülans yoğunluğu ise daha düşüktür. Çıkış türbülans yoğunluğunun ise Model 1'e kıyasla belirgin bir şekilde arttığı görülmektedir. Model 3'ün çift halkasal çıkış formundan dolayı hem giriş-çıkış türbülans yoğunlukları hem de çıkış hızları her iki modelden de fazladır. Bu türbülans yoğunluğundaki üstünlük Model 3'ün diğer jetlere göre daha dalgalı bir jet yüzey yapısına sahip olmasıyla görülmüştür. Çarpma hızlarına gelindiğinde bütün jetlerin Denklem 2.6'daki formüle göre hesaplanan çıkış hızlarından daha düşük hızlarda çarptığı görülmektedir. Fakat genel olarak jet çıkış hızı fazla olan modelin daha hızlı olarak jet yüzeyine çarptığı görülmüştür. Burada, Model 3 ve Model 2'nin çarpma hızı Model 1'e göre yüksek olmasına rağmen Model 2 ve Model 3 arasında çok fazla bir farklılık görünmemektedir. Hacimsel oran dağılımları da izlendiğinde Model 2 ve Model 3'ün çarpma zamanları milisaniye'den daha kısa süreler ile farklıdır. Model 3'ün çıkış hızındaki fazlalığı türbülans yoğunluğu ile alakalı olduğu düşünülmektedir.

Çizelge 4.5: İlk çarpma anında jetlerin özellikleri

	$Model\ 1$	$Model\ 2$	$Model\ 3$
$V_g(m/s)$	0,76	0,76	0,76
$V_o(m/s)$	0,7605	1,2285	1,279
$V_j\ (m/s)$	1,473	1,755	1,821
$V_j\ (m/s)$(Denklem2.6)	1,71253	1,965607	1,997559
$I_g\ (m/s)$	0,0163	0,012	0,018
$I_o\ (m/s)$	0,0164	0,0336	0,1665
$Re\ (D_h\ e\ göre)$	10647	6443,48	4584,44

Şekil 4.14'de ise jetlerin çarpma anlarında, jet yüzeyi boyunca olan radyal hızlar ve dalma ekseni boyunca olan eksenel hızlar gösterilmektedir. Radyal hızlar için jetin çıkış noktasından serbest yüzeye kadar uzanan çizgi boyuncaki jet yüzeyindeki hız değerleri grafikte belirtilmiştir. Eksenel hızda ise, dalma noktasıyla serbest yüzey arasındaki eksen üzerindeki hızlar alınmıştır. Radyal hız dağılımında, Model 2'nin çarpma anındayken oluşturduğu topuzlanmanın diğerlerine göre büyüklüğü burada radyal hızların dağılımında da belirli olmaktadır. Çarpma noktasının yukarısında jetlerin radyal hız genlikleri düşük olsa da, Model 2'in radyal hız genliğinin daha

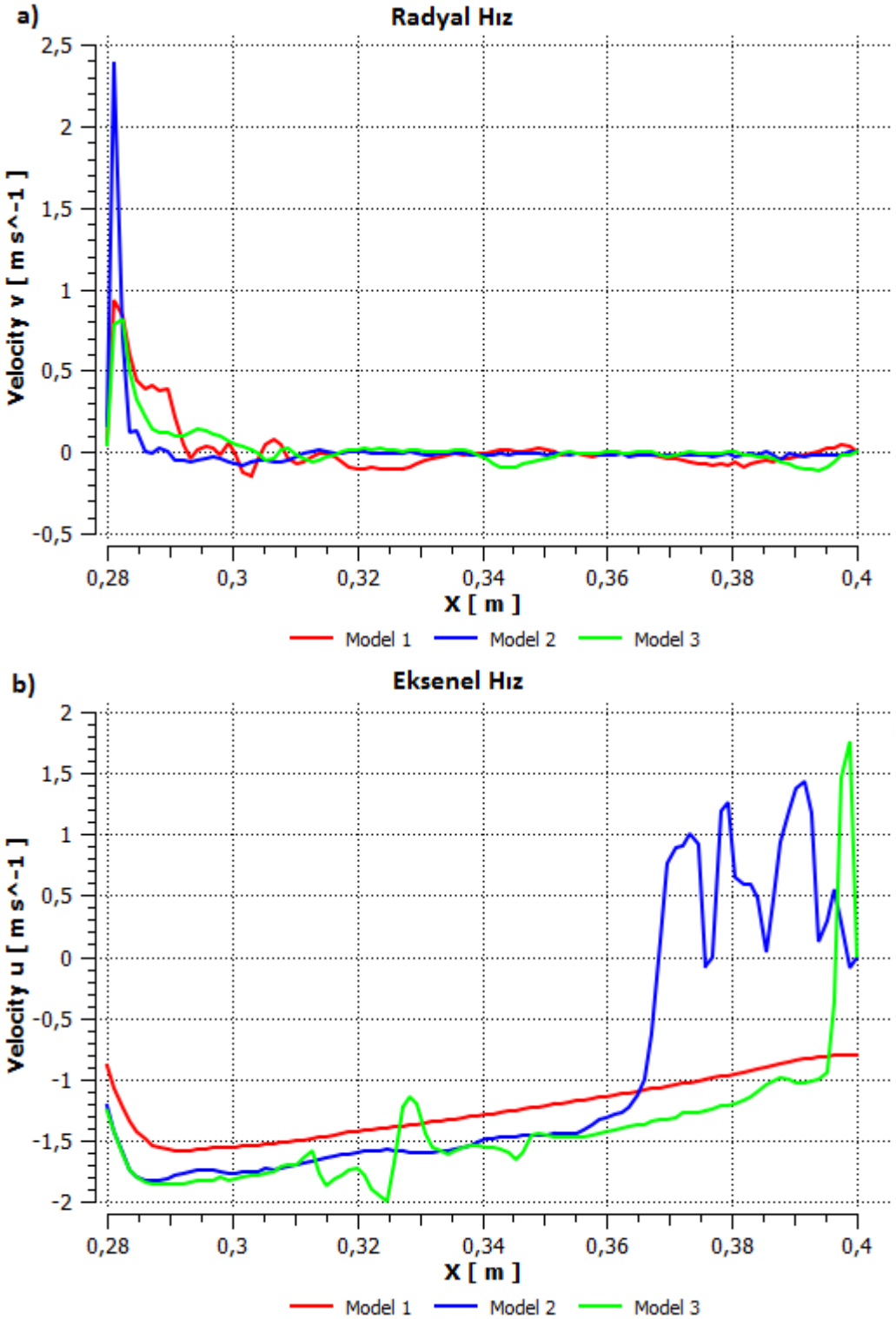
büyük olduğu görülmektedir. Eksenel hız dağılımında ise Model 2'nin ve Model 3'ün Model 1'e göre jet çıkışında sıfır olmasının sebebi dalma ekseni boyunca jet çıkışı olmamasıdır. $h = 0.,37\,m$'den itibarek halkasal jetler birleşerek yaklaşık olarak düz jet formunu aldığı görülmektedir. Model 3'ün $h = 0{,}34'$den itibaten eksenel hızında bir yavaşlama ve hızlanma olduğu görülmektedir. Burada, Model 3'de henüz dalma ekseninden hava sürüklenmesi olmadan jet içerisinde oluşan kabarcıklanmaların etkili olduğu söylenebilir.

4.4.2 Sürekli rejimdeki özellikler

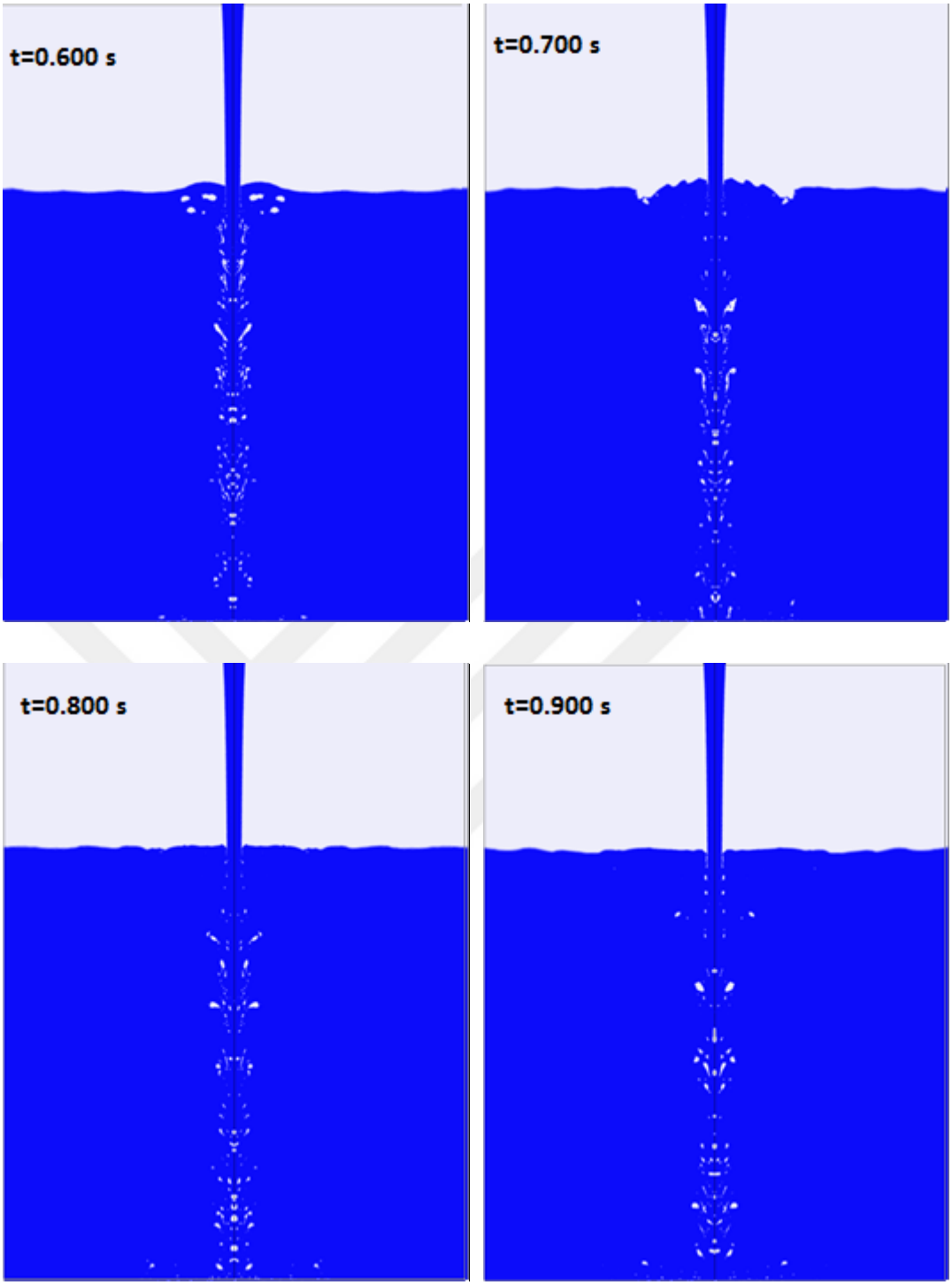
İlk çarpma anının ardından, oyuk oluşumlarının boyutlarının azalması ve hava kabarcıklarının yükselerek serbest yüzeyin üzerine çıkmasıyla birlikte, artık dalan su jetleri sürekli rejime girmektedirler. Sürekli rejim fazına girdikten sonra akış hem konumsal hem de zamansal olarak oldukça karmaşıklaşmaya başlamaktadır. Dalma noktası etrafındaki oyuk sürekli olarak boyutları değişmekle birlikte kapanıp açılma süreleri de oldukça değişkenlik göstermektedir. Dolayısıyla bu kısmın hacimsel oran dağılımları, hareketleri yakalamaya yönelik değil sadece sürekli rejime geçildiğinin bilindiği bir süre zarfından itibaren alınmıştır. Model 1'de oluşan düz jet diğer jetlere oranla yaklaşık olarak 0,030 s gibi bir farkla sürekli rejime girmektedir. Model 2 ve Model 3, simulasyon zamanıyla yaklaşık olarak $t = 0{,}548\,s$ anından itibaren aralarında çok küçük bir fark ile sürekli rejime girmektedirler.

Model 1'deki düz jet, sürekli rejimdeyken de neredeyse pürüzsüz bir jet yüzeyi yapısına sahip bir şekilde dalmaktadır (Şekil 4.15). Dalma noktası etrafında sürekli olarak değişken ve derinliği diğer jetlere kıyasla daha düşük oyuk oluşumu ile hava sürüklemeye devam etmektedir. Model 1'in sürüklemiş olduğu hava kabarcıkları dalma noktasının kenarlarından sürüklenme ve oyuk boyutlarından dolayı nispeten küçük hacimli kabarcıkları birlikte götürmektedir. Oyuğun çimdiklenmesinden sonra, oyuk ağızları serbest yüzeyi bozarak yatay yönlere doğru dalgalanmalar yaratmakta, fakat jet yüzeyine belirgin bir etki bırakmamaktadır. İlk çarpma anından sonra oluşan halkasal kabarcıkların ayrışmasıyla oluşan kabarcık kümeleri, dalma noktası etrafından sürüklenenlere nispeten hala büyüklüklerini korumaktadırlar. Bu ardıl kabarcıklar, jetin momentumunu yitirdiği bölgeden uzaklaşmakla yükselmekte ve yukarıdan gelen kabarcıkların bazılarıyla çarpışarak, onlarında ayrılma sürecini tetiklemektedirler. Öte yandan havuz dibine ulaşan kabarcıklarda, kaldırma kuvvetinin etkisiyle tekrardan yüzeye doğru hareket etme eğilimindedirler. Fakat

dönme noktları ardıl kabarcıklara göre eksenin daha da dışarısından gerçekleşmektedir.



Şekil 4.14: Dalma anındaki jetlerin (a) yüzey üzerindeki radyal hız dağılımı, (b) dalma eksenindeki eksenel hız dağılımı.

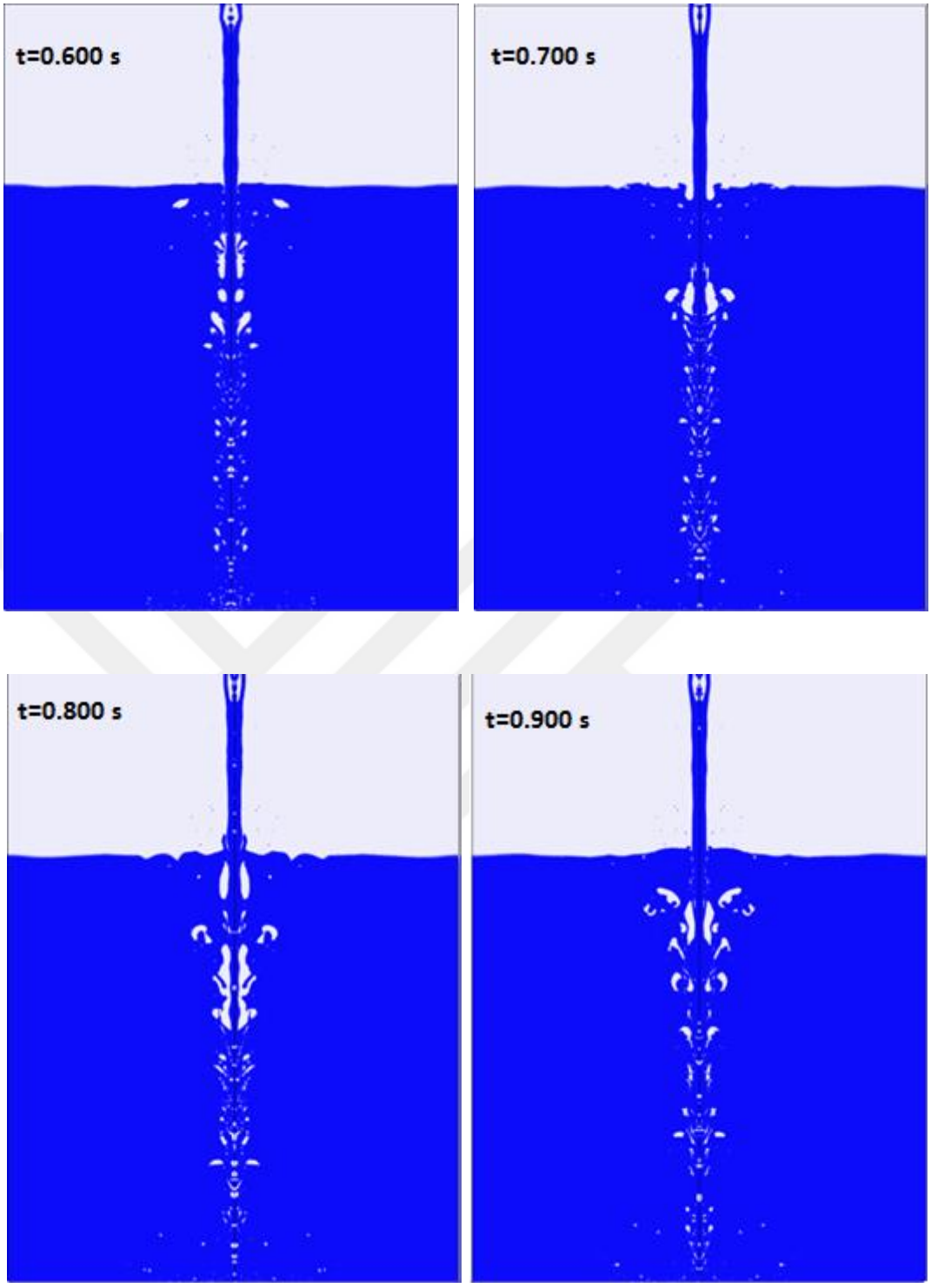


Şekil 4.15: Model 1'in sürekli rejimdeki hacimsel oran dağılımları.

Model 2'nin oluşturmuş olduğu jet ise, Model 1'e kıyasla daha dalgalı bir jet yüzeyine sahiptir (Şekil 4.16). Halkasal jetin birleşme noktasından ilk çarpma anındaki gibi büyük kabarcıklar sürüklenmese de yine de tek tük küçük çaplı kabarcıklar sürüklenmeye devam etmektedir. Dalma noktasının etrafında, serbest yüzey üzerinde, sürekli oyuk açılıp kapanmasına bağlı olarak burada küçük damlacıkların oluştuğu gözlemlenmiştir. Dalma noktasında açılan hava yine sürekli

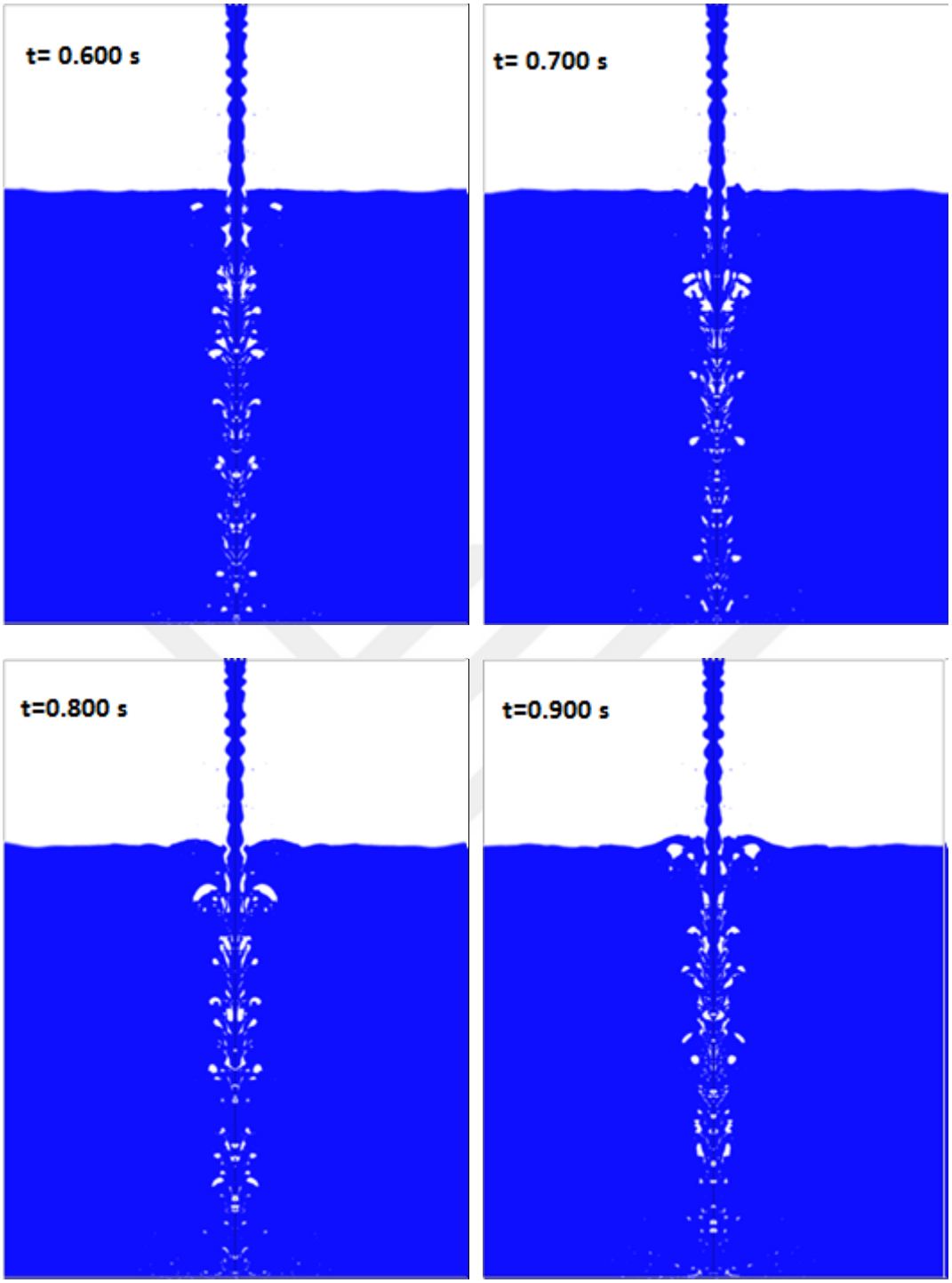
olarak yer değiştirmekle birlikle burada Model 1'e kıyasla daha derin bir oyuk açılmaktadır. Oyuk oluşum periyodu da Model 1'e göre daha kısa bir sürede oluşmaktadır. Oyuğun açılıp kapanmasıyla serbest su yüzeyi sürekli olarak dalgalanmaktadır. Jet yüzeyindeki dalgalanmalar, halkasal jetin birleşmesiyle sürekli olarak üretilmektedir. Jet yüzeyi ayrıca oyuğun kapanmasıyla da ters yönde etkilenmektedir. Dalma noktası etrafında sürüklenen hava kabarcığı boyutları burada gözle görülür şekilde büyüktür. Oyuk boyutlarının büyük olması sebebiyle Model 1'e göre daha büyük hacimle sürüklenen hava kabarcıkları, burada daha kısa zamanda ayrışarak, havuz dibine doğru çok fazla inmeden ayrışma eğilimi göstermektedir. Ayrışan hava kabarcıklarının bir kısmı, jetin momentumuyla birlikte sürüklenmekte iken bir kısmı da yukarıya doğru hareket ederek gelen diğer hava kabarcıklarıyla etkileşime geçmektedir. Bu etkileşim neticesinde tekrardan bir ayrışma ve birleşme hareketi sürekli olarak devam etmektedir. Model 2'in, su yüzeyi altında oluşturduğu toplam hava kabarcığı kütlesi Model 1'e oranla oldukça fazla olduğu hacimsel oran dağılımından söylenebilmektedir.

Model 3'ün sürekli rejimde oluşturduğu hacimsel oran dağılımı da Şekil 4.17'da gösterilmiştir. Diğer modellere kıyasla buradaki en bariz fark jet yüzeyinin oldukça dalgalı olmasıdır. Model 3'ün oluşturduğu jet, Model 2'ye kıyasla, yüzeyinde daha büyük genlikte dalgalanmalar bulundurmakta ve bu dalgalanmaların periyotları ise oldukça kısa sürmektedir. Genliklerin artmasıyla püskürtücü çıkışına yakın noktalarda neredeyse, damla sırası şeklinde oluşumlar da gözlemlenmektedir. Fakat jetin dalma noktasına yaklaşıldıkça, yerçekimi etkileriyle, dalgalanmaların adımlarının büyüdüğü ve jet yüzeyindeki dalgalanmaların seyrekleştiği görülmüştür. Model 2'nin serbest su yüzeyinde oluşturduğu oyuk boyutları, Model 2'den küçük olup, Model 1'den büyüktür. Yine burada, sürüklenen büyük hava kabarcıkları kısa sürede kaldırma kuvvetinin etkisiyle yukarı doğru yönelmekte ve gelen diğer kabarcıklar ile etkileşime geçmektedir. Nispeten küçük hava kabarcıkları ise jet momentumu boyunca sürüklenmeye devam etmektedir. Oyuk oluşumu Model 2'ye göre nispeten daha küçük boyutlarda olduğundan, serbest yüzeydeki dalgalanmalarda daha küçük genliklerde gerçekleşmektedir. Model 3'ün sürüklemiş olduğu hava kabarcığı sayısı Model 2'ye göre daha fazla sayıdadır. Hacimsel oran dağılımından anlaşıldığı kadarıyla,



Şekil 4.16: Model 1'in sürekli rejimdeki hacimsel oran dağılımları.

Model 3'ün serbest yüzey altında sürüklediği hava kabarcığı miktarının da Model 2'den daha fazla olduğu söylenebilmektedir. Ayrıca, serbest yüzeyin altında, ayrışan hava kabarcıkları Model 2'ye göre daha büyük çaplarda olup kabarcıkların birleşmesi daha sıklıkla gözlemlenmiştir.

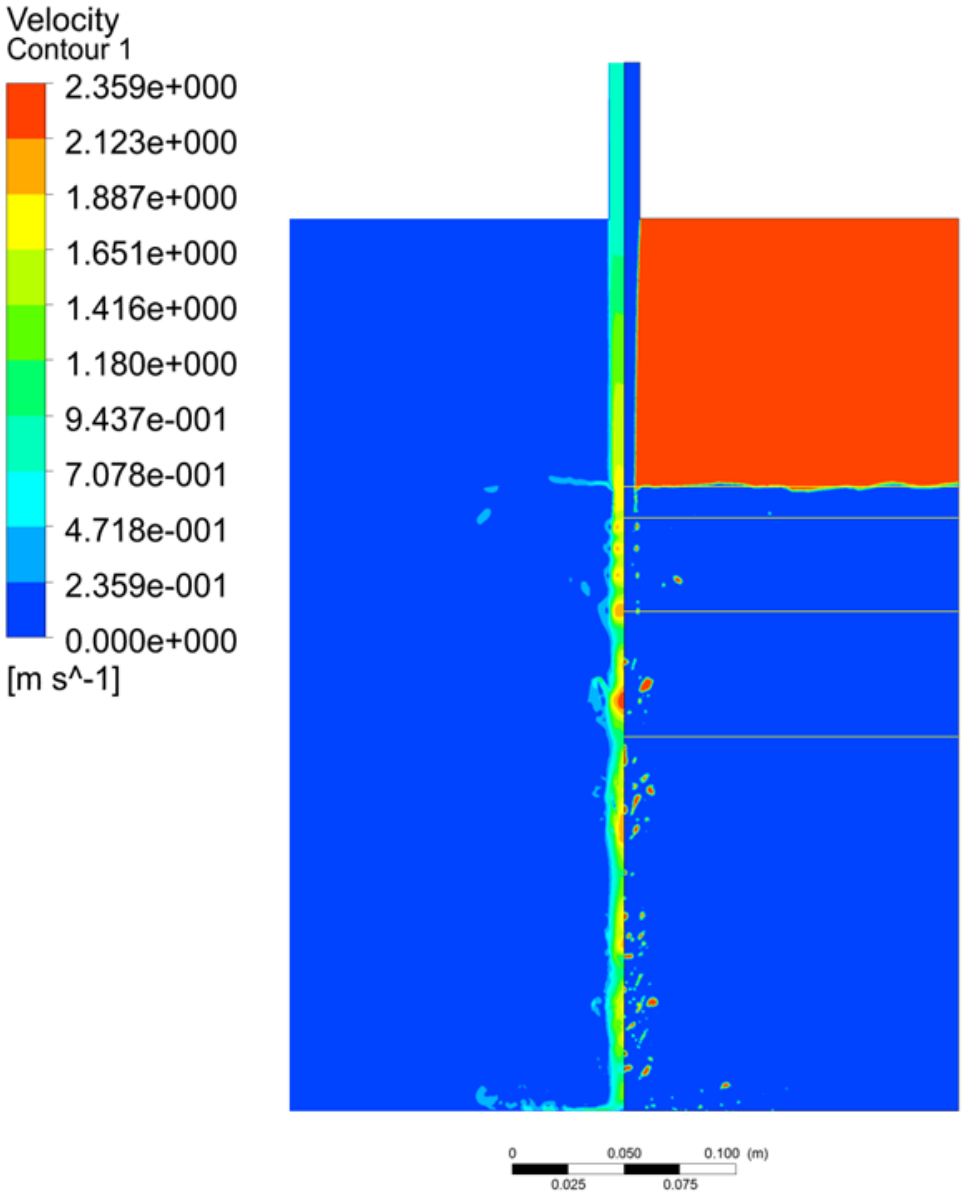


Şekil 4.17: Model 3'ün sürekli rejimdeki hacimsel oran dağılımları.

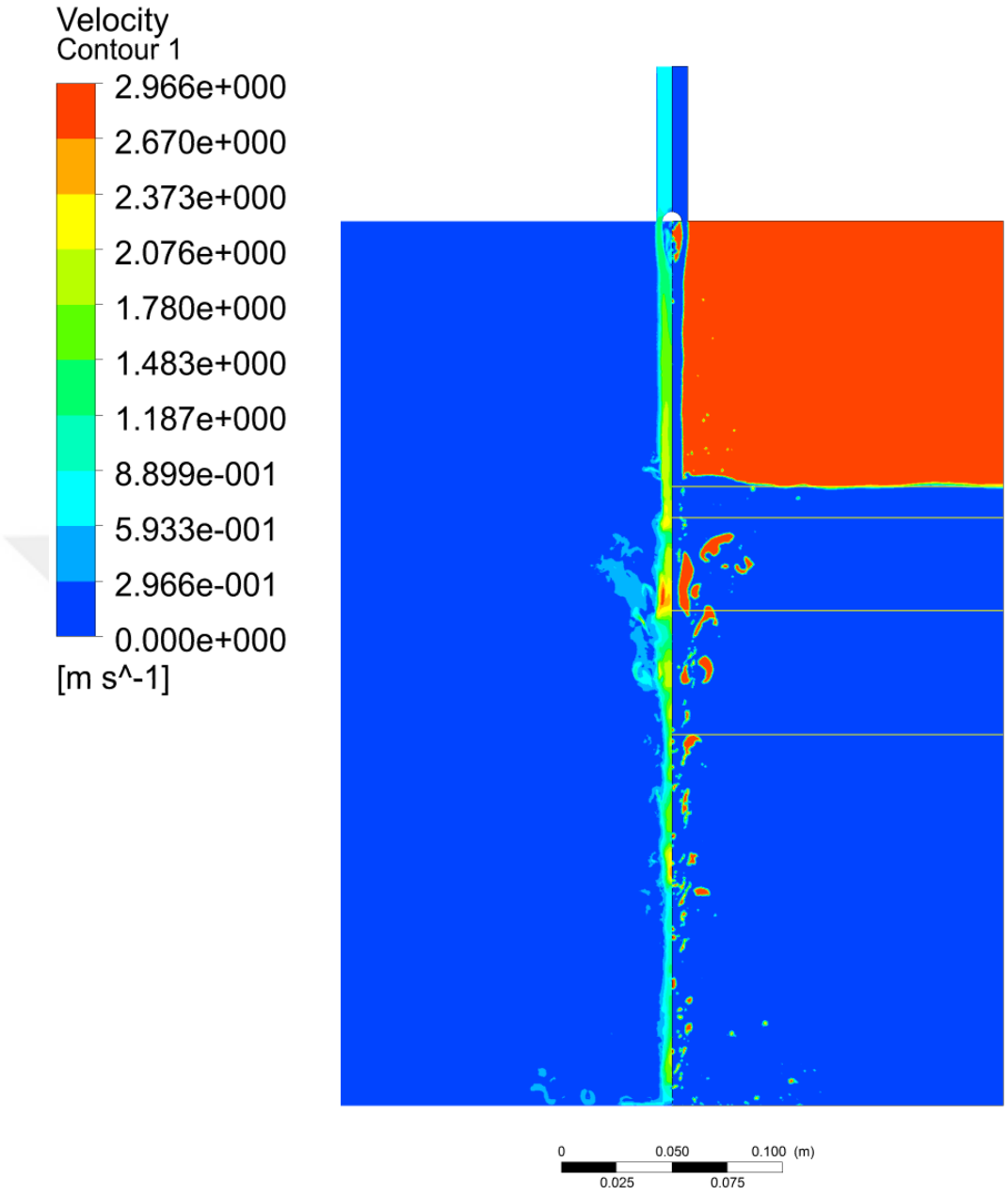
Sürekli rejim halindeyken, jetin serbest yüzeyinde oluşan hız alanı, bütün modellerde dalma ekseni etrafında yoğunlaşmıştır (Şekil 4.18, Şekil 4.19, Şekil 4.20). Jetlerin oluşturmuş oldukları hız alanı, havuz dibine kadar inmekte ve buraya çarpan akış daha sonradan yukarıya doğru yükselmektedir. Jetlerin serbest yüzeylere çarpıncaya kadar yerçekimi ivmesiyle hızlandıkları görülmektedir. Burada bazı noktalarda, yükselen hava kabarcıklarının oluşturduğu daralmadan dolayı, dalma ekseni

etrafında hızların arttığı gözlemlenmektedir. Jet etrafında yükselen büyük çaplı hava kabarcıkları da, su jetinin momentumundan hariç hız alanı oluşturduğu görülmektedir. Büyük çaplı kabarcıkların yükselme hızları, çizilen konturlardan anlaşıldığı kadarıyla $0{,}2 - 0{,}7\ m/s$ hızları arasında değiştiği görülmüştür. Ayrıca serbest yüzeyde, hem jetin dalmasından hem de yükselen hava kabarcıklarının patlamasından dolayı hız alanları oluştuğu da görülmektedir. Modellerin alt köşelerinde tanımlanan basınç çıkışları, hız alanlarından anlaşıldığı üzere akış alanını etkilememektedir. Model 1'e ait düz jetin yerçekimine karşı ivmelenmesi, diğer jetlere kıyasla daha düzgün bir şekilde gerçekleşmektedir. Düz jetin dalma noktası civarında sürüklediği küçük çaplı hava kabarcıklarının yakınlarında akışın hızlandığı görülmüştür. Bu hızlanmalar, diğer jetlere kıyasla serbest yüzeye daha yakın bölgelerde oluşmaktadır. Jetin momentumu ile çarpışan hava kabarcıkları, hız alanının genişlemesine de sebep olmaktadır. Nispeten Model 1'de serbest yüzeydeki dalgalanmalar düşük olduğundan buradaki hız alanı da daha küçük boyuttadır. Model 2'ye baktığımızda, dalma noktası etrafının daha hareketli olduğu görülmektedir. Halkasal çıkışlı jetin sürüklediği büyük çaplı hava kabarcıkları serbest yüzey altındaki hız alanını oldukça etkilediği söylenebilir. Büyük çaplı kabarcıkların olduğu bölgelerde, hız alanı dalma ekseninden dışarılara doğru genişlemiş, hava kabarcıklarının ortasında akmaya devam eden jetin hızının arttığı da görülmüştür. Model 2'nin oluşturduğu kabarcıkların yükselme hızları hız konturlarından görüldüğü üzere $0{,}3 - 0{,}6\ m/s$ arasında değimektedir. Büyük kabarcıkların ardından devam eden yüzey altı jetinin hız alanının da daraldığı ve büyük çaplı kabarcıkların jeti yavaşlattığı görülmektedir. Serbest yüzeyin yaklaşık $20\ cm$ aşağısından itibaren jetin momentumunun büyük bir kısmını yitirdiği gözlemlenmektedir. Serbest yüzeydeki dalgalanmalar Model 1'e göre daha yüksek olduğundan dolayı, dalma noktasında jetin hızı da etkilenmektedir. Püskürtücü çıkışında ise halkasal çıkışın birleştiği noktada türbülanstan dolayı çok küçükte olsa hız alanı dalgalanmaktadır. Model 3'ün analizlerinde, Model 2'ye göre daha küçük çaplı kabarcıklar gözlemlendiğinden, jetin momentumu Model 2'den daha geniş bir şekilde yayılmaktadır. Yüzey altı jeti burada havuzun dibine kadar momentumunu korumaktadır. Yine burada da kabarcıkların daralttığı yerlerde yüzey altı jeti hızlanmıştır. Bu hızlanmalar, aralıklı olarak gerçekleşip, Model 1'e göre daha alt noktalarda görülmüştür. Kabarcıkların yükselme hızları ise Model 2'ye kıyasla daha

düşük hızlardadır. Dalma noktası etrafındaki bozulmaların oluşturduğu hız alanları Model 3'de diğer modellere göre daha belirgindir. Jet yüzeyindeki dalgalanmalar ise serbest yüzey yukarısında, hız alanının dalgalanmasına sebep olmaktadır. Püskürtücü çıkışında oluşan birleşmeden dolayı da jet içerisinde hız dalgalanmaları görülmektedir.

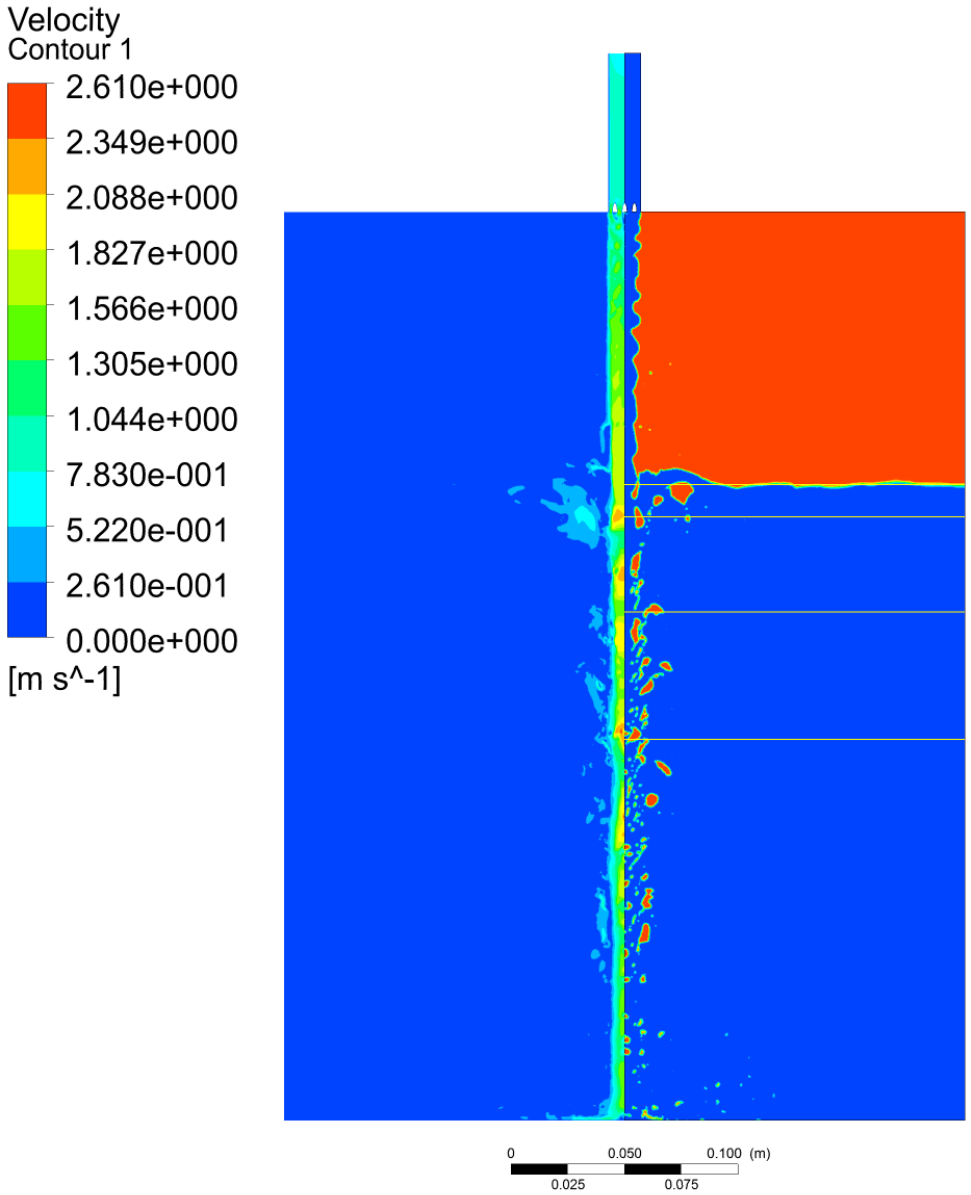


Şekil 4.18: Sürekli rejimde Model 1'e ait hacimsel oran ve hız alanı dağılımları ($t = 0{,}900$).



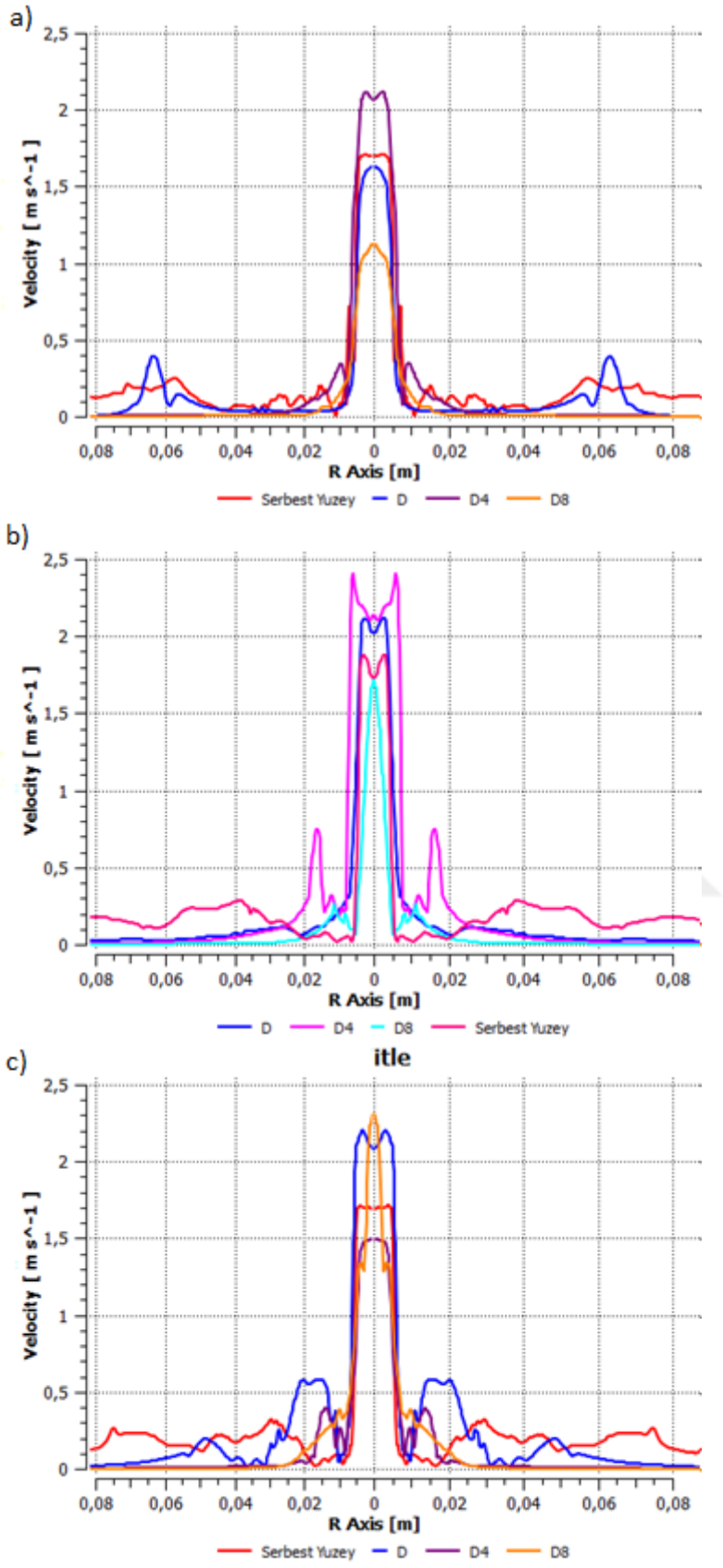
Şekil 4.19: Sürekli rejimde Model 2'ye ait hacimsel oran ve hız alanı dağılımları $(t = 0{,}900)$.

Hacimsel oran ve hız alanı dağılımlarının gösterildiği konturlarda belirtilen farklı derinliklerdeki hız profilleri, Şekil 4.21'de bütün modeller için verilmiştir. Burada bazı modellerde, kabarcıkların jeti daraltmasıyla birlikte oluşan hızlanmalardan dolayı derinlik arttıkça hız artıp azalmaktadır. Sürekli haldeyken, serbest yüzeye çarpma anında, Model 1 ve



Şekil 4.20: Sürekli rejimde Model 3'e ait hacimsel oran ve hız alanı dağılımları ($t = 0{,}900$).

Model 3 daha düz hız profiline sahipken Model 2'de jet uçlarına doğru tepe noktaları oluştuğu görülmektedir. Ortalama çarpma hızları ise her modelde hemen hemen eşit olup yaklaşık olarak $V_j = 1{,}7\ m/s$ civarındadır. Model 1'de ve Model 2'de $h = 4D_g$ olduğu derinlikte ve Model 3'de $h = 8D_g$ derinlikte hava kabarcıkları göründüğünden dolayı hızların tepe noktasına ulaştıkları görülmektedir. Sürekli rejimdeyken, hız dağılımları ve kabarcık oluşumları zaman bağlı olduğundan dolayı sürekli olarak değişim göstermektedir.



Şekil 4.21: Serbest yüzeyde ve farklı derinliklerdeki hız dağılımları (a) Model 1 (b) Model 2 (c) Model 3

Dolayısıyla niteliksel olarak hız dağılımlarını farklı jetler için kıyaslamak mümkün olmadığından, buradaki grafiklerin verilmesinin asıl amacı sadece maksimum hızların kıyaslanmasıdır.

4.4.3 Hava Sürüklenme Debileri

Dalan sıvı jeti için en önemli parametrelerden birisi de hava sürüklenme debileridir. Çalışma boyunca, jetlerin oluşturduğu sürüklenme debileri, problemin sürekli hale gelmesi durumunda hesaplamıştır. Çizelge 4.7'de, analiz sonuçları ile hesaplanan sürüklenme debileri, hacimsel su debisine oranlanarak sürüklenme oranları şeklinde paylaşılmıştır. Sayısal çalışmaların sonuçları, Bölüm 2.5'de belirtilen literatürden alınmış bazı ampirik ifadelerle de kıyaslanmıştır. Sayısal çalışamadan elde edilen sonuçlara göre Model 3'ün oluşturmuş olduğu jetin hava sürüklenme debisi diğer jetlerden daha yüksektir. Model 3'ün sürüklenme debisi, Model 1'deki düz jetin oluşturduğu sürüklenme debisinin iki katından fazla çıkarken, Model 2'ye göre %1,2'lik bir farkla fazladır. Literatürden alınmış olan deneysel ifadeler dikey düz jetler için türetildiklerinden dolayı Model 2'nin ve Model 3'ün oluşturmuş olduğu sürüklenme debileriyle herhangi bir bağlanımları bulunmamaktadır. Bin'in ve van De Sande ile Smith'in önermiş olduğu ifadeler Model 1'in oluşturduğu düz jet için daha anlamlıdır. El Hammoumi ve diğ. önerdiği ifade ise bütün sonuçlardan çok uzakta tahminlerde bulunmaktadır. Sayısal sonuçlara göre halkasal çıkışa sahip olan jetlerin, aynı debi için düz jete kıyasla iki katından fazla hava sürüklediğini göstermektedir.

Çizelge 4.7: Sürekli rejimde hesaplanan hava sürüklenme debileri

Q_h/Q_j	$Model\ 1$	$Model\ 2$	$Model\ 3$
Bin (1993) (Denklem 2.34-a)	0,230	0,35	0,38
van De Sande ve Smith (1976) (Denklem 2.34-b)	0,203	0,220	0,195
El Hammoumi ve diğ. (2002) (Denklem 2.35)	0,025	0,160	0,303
Sayısal Çözüm (LES-VOF)	0,33	0,771	0,783

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışma kapsamında farklı ağız geometrilerine sahip püskürtücülerin oluşturduğu jetlerin belirli bir hacme sahip durgun su havuzu üzerindeki etkileri Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği yöntemleri ile çözülmüştür. Her ne kadar problem 3B olsa da, özellikle ilk çarpma anındaki oluşumları eksenel simetrik olmasından ve sürekli rejimde dalma noktası etrafından sürüklenen havayı hesaplayabilmek adına basit bir yaklaşımla akış alanı 2B eksenel simetrik olarak düşünülmüştür. Problem sırasında oluşan türbülansları modellemek adına oldukça küçük ölçekteki türbülansları çözümleyebilme kabiliyetine sahip LES yöntemi, olayın fiziğini yakalamak adına LES yönteminde filtrelemede kullanılacak olan makul çözüm ağları oluşturularak kullanılmıştır. Çözüm ağları oluşturulurken eldeki hesaplama imkânlarının yettiğince fazla çözüm ağı kullanılmıştır. İki fazlı akışın modellenmesinde de hesaplama zamanları düşünülerek, çalışmanın birincil amacının olan dalma noktası etrafındaki hava sürüklenme debilerini tahmin etmeye yönelik olarak VOF yöntemi kullanılmıştır.

Oluşturulan modeller arasında öncelikle farklı ağız formlarını kıyaslamak adına sabit çapa sahip düz püskürtücü ile oluşturulan jetin etkileri incelenmiştir. Ardından aynı çıkış alanına sahip, fakat çıkış şekilleri farklı olan iki adet daha püskürtücü, düz jet ile aynı debi ve dalma yüksekliğine sahip olacak şekilde modellenerek, püskürtücülerin oluşturdukları jetlerin etkileri incelenmiştir. Elde edilen bilgilere göre her ne kadar tamamen niteliksel bir değerlendirme yapılamasa da oluşan hacimsel oran dağılımları, jet çıkış hızları, jet çıkışındaki türbülans yoğunlukları, çarpma hızları, serbest yüzey altındaki hız alanları ve hava sürüklenme debileri kıyaslanabilmektedir. Burada, hacimsel oran ve hız alanı dağılımları sadece niceliksel olarak kıyaslanmış olup, yüzey altındaki akışın belirli noktalarındaki hız dağılımları da incelenmiştir. VOF yönteminin yapısı gereği akış alanı boyunca tek momentum denklemi çözülmesinden ve fazlar arasındaki etkileşimlerin yeteri kadar modellenememesinden ötürü, yüzey altındaki akışta hava kabarcıkları genellikle yayılı kabarcık formuna geçecek kadar parçalanamamıştır. Ayrışan küçük

kabarcıklar genellikle yüzey altı jeti tarafından sürüklenip, havuz dibine çarptıktan sonra yukarı çıkma eğilimi göstermektedirler. Yeterince büyük çaplı kabarcıklar ise yukarıya doğru hareket edebilmelerine rağmen çoğu zaman üst noktadan gelen diğer kabarcıklar ile çarpışarak ayrışma-birleşme hareketi göstermişlerdir. Tüm bu sebeplerden ötürü nüfuziyet derinliği, radyal kabarcık dağılımı, yaygın kabarcık dağılımı gibi literatürde yapılmış diğer incelemeler gerçekleştirilememiştir.

Öte yandan, simulasyonların, hava sürüklenme mekanizmalarını iyi derecede gerçekleştirdikleri görülmektedir. Model 1'in oluşturduğu düz jet için, literatürdeki bilgilere de bakıldığında belirli bir kritik Weber sayısının geçilmesi ile dalma etrafındaki oyuktan sürüklenmenin başladığı görülmektedir. Model 2 ve Model 3'de ise çimdiklenmeyle hava sürüklenmesi mekanizması görülmektedir. Bu modellerde oluşan jetlerin arasındaki temel fark, çıkış ağızlarının oluşturduğu türbülans yoğunluğundan ötürü, jet yüzeylerinde kararsızlıkların ve sürekli olarak dalgalanmaların gözlemlenmesidir. Bu dalgalanmalar neticesinde de daha önceden literatürde bahsedildiği gibi jet yüzeyindeki dalgalanma veya topuzlanmaların hava sürüklenme mekanizmasını değiştirmesi analiz sonuçlarında görülmüştür [1,12,14].

Yapılan çalışmalarda, hava sürüklenme debileri de her bir model için hesaplanarak, literatürde önerilen sürüklenme oranı ifadeleri ile kıyaslanmıştır. Önerilen ifadelerin hepsi, düz jetler için olduğundan, farklı ağız formlarına sahip olan Model 2'nin ve Model 3'ün oluşturduğu jetlerle herhangi bir bağlanım kurulamamıştır. Fakat Model 1 için Denklem 2.34a ve Denklem 2.34b ile hesaplanan sürüklenme oranları %30 civarında bir fark ile sayısal çözüm sonuçlarına benzerlik göstermektedir. Yapılan kabuller ile gerçekleştirilen sayısal çözümlerin sonucunda, Model 3'deki çift halkasal çıkışlı püskürtücünün hava sürükleme performansının diğer modellerden üstün olduğu görülmüştür.

Dalan sıvı jetlerinin HAD yöntemleri ile hesaplanmasında, oluşturmuş olduğumuz strateji öncelikli olarak hava sürüklenme performanslarının izlenmesi üzerine oluşturulmuştur. Bu sebeple işe yarayabilecek ve makul seviyede hesaplama yükü getiren tek akışkan modeli seçilerek, küçük kabarcıkların da sürüklenmesini çözebilmek adına yüksek çözünürlükteki LES türbülans modeli seçilmiştir. İleriye dönük çalışmalarda, analizi yapılmak istenen duruma göre daha doğru çözümler verebilecek HAD yöntemleri kullanılabilir. Literatüre bakıldığı zaman farklı araştırmacıların çeşitli algoritmalar ile mevcut olan hesaplama yöntemlerini, dalan

sıvı jetinin durgun havuz üzerinde oluşturduğu etkileri incelemek adına zenginleştirdikleri görülmektedir [5,6,30,57]. Her ne kadar daha doğru sonuçlar elde edecek yöntemler geliştirilse de öncelikli olarak farklı püskürtücü şekillerine sahip düzeneklerde doğrulamanın yapılması gerekmektedir. Yeni yöntemlerin gelişimi doğrudan olarak deneysel çalışmalardan elde edilen bilgilere bağlıdır. Dolayısıyla öncelikli olarak niteliksel kapsamda daha çok veri elde edilebilecek deneysel çalışmalar farklı püskürtücü türleri içinde yapılabilir. Bu sayede yapılan sayısal çalışmaların, özelliklede LES'kullanılacak çalışmaların doğrulanabilirliğinin önü açılabilir.

KAYNAKLAR

[1] **Bin, A.** (1993). Gas entrainment by plunging liquid jets. *Chem. Eng. Sci*., **48**, 3585-3630.

[2] **Ma, J. Oberai, A.A., Drew, D.A., Lahey R.T., Moraga, F.J.** (2010).A quantitative sub-grid air entrainment model for bubbly flows – plunging jets. *Computers&Fluids* , **39**, 77-86.

[3] **Deshpande, S. S., Trujillo, M.F., Wu, X., Chahine, G.** (2012). Computational and experimental characterization of a liquid jet plunging into a quiescent pool at shallow inclination. *Int. J. Heat. Fluid Flow*, **34**, 1-14.

[4] **Khezzar, L., Kharoua, N., Kiger, K.T.** (2015). Large eddy simulation of rough and smooth liquid plunging jet proceses. *Progress in Nuclear Energy* , **85**, 140-155.

[5] **Lopes, P., Tabor, G., de Carvalho, R.F., Leandro, J.** (2015 Mart). Modelling air-entrainment in circular, 3D plunging jet using tje OpenFOAM CFD toolbox. *Workshop on Advances in Numerical Modelling of Hydrodynamics.* Sheffield University.

[6] **Shonibare, O.Y., Wardle, K.E.** (2015). Numericcal ınvestigation of vertical plunging jet using a hybrid multifluid-VOF multiphase CFD solver. *Journal of Chemical Engineering, 2015*(925639).

[7] **Brouilliot, D., Lubin, P.** (2013). Numerical simulations of air entrainment in a plunging jet of liquid. *Journal of Fluids and Structures*, **43**, 428-440.

[8] **Qu, X., Khezzar, L., Danciu, D., Lakehal, d., Labois, M.** (2011). Characterization of plunging liquid jets: a combined experimental and numerical investigation. *Int. J. Multiphs. Flow.* ,**37**, 722-731.

[9] **Qu, X., Khezzar, L., Li, Z**.(2012). The impact and air entrainment process of liquid plunging jets. *Proc. Inst. Mech. Eng. J. Pro. Mech. Eng.* ,**228**, 238-249.

[10] **Sene, K.** (1988). Air entrainment by plunging jets. *Chem. Eng. Sci.* (43), 2615-2623.

[11] **Chanson, H.** (2009). Turbulent air-water flows in hydraulic structures: dynamic similarity and scale effects. *Environ. Fluid Mech,* **9**, 125–142.

[12] **Kiger, K. T., Duncan, J.H.** (2012). Air-entrainment mechanisms in plunging jets and breaking waves2. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **44**, 563-596.

[13] **van de Sande, E., Smith, J.M.** (1973). Surface entrainment of air by high-velocity water jets. *Chem. Eng. Sci.* , **28**, 1161–68.

[14] **Zhu, Y., Oğuz, H.N., Prosperetti, A.** (2000). On the mechanism of air entrainment by liquid jets at a free surface. *J. Fluid Mech*, **404**, 151-177.

[15] **Jeong, J. T., Moffatt H.K.,** (1992). Free-surface cusps associated with flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech*, **241**, 1–22.

[16] **Kusabiraki, D., Niki, H., Yamagiwa, K., Ohkawa, A.** (1990). A Gas entrainment rate and flow pattern of vertical plunging liquid jets. *The Canadian J. Chem. Eng*, **68**, 893-903.

[17] **Evans, G. M., Jameson, G.J., Rielly, C.D.** (1996). Free jet expansion and gas entrainment characteristics of a plunging liquid jet. *Exp. Therm. Fluid Sci.* , **12**, 142–49.

[18] **Cummings, P. Chanson, H.** (1997). Air entrainment in the developing flow region of plunging jets. Part 1: theoretical developments. *J. Fluids Eng*, **119**, 597–602.

[19] **Cummings, P. Chanson, H.** (1999). An experimental study of individual air bubble entrainment at a planar plunging jet. *Chem. Eng. Res. Des.*, **77**, 159–164.

[20] **Igushi, M., Okita, K., Yamamoto, F.** (1998). Mean velocity and turbulence characteristics of water flow in the bubble dispersion region induced by plunging water jet. *Int. J. Multiph. Flow*, **24**, 523-537.

[21] **Storr, G.J., Behnia, M.** (2000). Comparisons between experiment and numerical simulation using a free surface technique of free-falling liquid jets. *Experimental Thermal and Fluid Science* , **22**, 79-91.

[22] **Chanson, H., Manasseh, R.** (2003). Air entrainment processes in a circular plunging jet: void-fraction and acoustic measurements. *J. Fluids Eng*, **125**, 910–921.

[23] **Chanson, H., Aoki, S., Hoque, A.** (2004). Physical modelling and similitude of

air bubble entrainment at vertical circular plunging jets. *Chemical Engineering Science*, **59**, 747 – 758.

[24] **Deswal, S., Verma, D.V.S., Pal, M.** (2006). Multiple plunging jet aeration system and parameter modelling by neural network and support vector machines. *Water Pollution VIII: Modelling, Monitoring and Management.* Bologna,Italy.

[25] **Deswal, S.** (2011). Computational techniques and their potential in predicting oxygen transfer by multiple oblique jets. International Journal of Enviromental Sciences. *International Journal of Enviromental Sciences, 1*, **5**, 986-999.

[26] **Tomiyama, A.** (June 8–12, 1998). Struggle with computational bubble dynamics. *Third International Conference on Multiphase Flow.* Lyon, France.

[27] **Kendil, F.Z., Krepper, E., Salah, A.B., Lucas, D., Mataoui, A.** (2011). Numerical study of a bubble plume generated by bubble entrainment from an impinging jet. *Nuclear Engineering and Design*, **241**, 4111-4121.

[28] **Harby, K., Chiva, S., Munoz-Cubo, J.L.** (2014). An experimental study on bubble entrainment and flow characterictics of vertical plunging water jets. *Exp. Thermal and Fluid Science* , **57**, 207-220.

[29] **Xiang, M., Cheung, S.C.P., Tu, J.Y., Zhang, W.H.** (2014). A multi-fluid modelling approach for the air entrainment and internal bubbly flow region in hydraulic jumps. *Ocean Engineering*, **91**, 51-63.

[30] **Kramer, M., Wieprecht, S., Terheiden, K.** (2016). Penetration depth of plunging liquid jets- a data driven modelling approach. *Experimental Thermal and Fluid Science* , **75**, 109-117

[31] **El Hammoumi, M.** (1994). *Entrainement d'air par jet plongeant vertical: application aux becs de remplissage pour le dosage ponderal*. (Doktora tezi). INPG. Grenoble, France.

[32] **Lorenceau, E.** (2003). I*nterfaces en grande deformation: oscillations, impacts, singularites.* (Doktora Tezi). Univ. Paris VI.

[33] **Ciborowski, J., Bin, A.** (1972). Minimum entrainment velocity for free liquid jets. *Inz. Chem.*, **2**, 557–77.

[34] **McKeogh E.J., Erwine, D.A.** (1981). Air entrainment rate and diffusion pattern of plunging liquid jets. *Chem. Eng.*, **36**, 1161–72.

[35] **Lorenceau E., Quere, D., Eggers, J.** (2004). Air entrainment by a viscous jet plunging into a bath. *Phys. Rev. Lett*, **93**, 25-45.

[36] **Eggers, J.** (2001). Air entrainment through free-surface cusps. *Phys. Rev. Lett.* , **86**, 4290–93.

[37] **Joseph D.D., Nelson, J., Renardy, M., Renardy, J.** (1991). Two-dimensional cusped interfaces. *Fluid Mech.*, **223**, 383-409.

[38] **Lin J.T., Donnely, H. G.** (1966). Gas bubble entrainment by plunging laminar liquid jets. *AIChE* , **12**, 563-571.

[39] **Lin, S. P., Reitz, R.D.** (1998). Drop and spray formation from a liquid jet. *Annual Reviews of Fluid Mech*, **30**, 85-105.

[40] **Chirichella D., Ledesma, R., Kiger, K., Duncan, J.** (2002). Incipient air entrainment in a translating axisymmetric plunging laminar jet. *Phys. Fluids*, **14**, 781–790.

[41] **Ervine, D. A., McKeogh E., Elsawy, E.M.** (1980). Effect of turbulence intensity on the rate of air entrainment by plunging water jets. *Proc. Inst. Civ. Eng.*, **69**, 425–45.

[42] **Ervine, D. A., McKeogh E., Elsawy, E.M.** (1981). Air entrainment rate and diffusion pattern of plunging liquid jets. *Chem. Eng.*, **36**, 161–72.

[43] **Chanson, H., Brattberg, T.** (1998, Haziran 21-25). Air entrainment by two-dimensional plunging jets : the impingement region and the very-near flow field. *ASME Fluid Engineerng Division Summer Meeting.* Washington D.C.

[44] **Oguz, H.N., Prosperetti, A., Lezzi, A.M.** (1992). Examples of air-entraining flows. *Phys. Fluids*, **4**, 649–51.

[45] **Oguz, H.N.** (1998). The role of surface disturbances in the entrianment of bubbles by a liquid jet. *Fluid Mech.*, **372**, 189-212.

[46] **McKeough, E.** (1978). *A study of air entrainment using plunging water jets*. (Doktora tezi). Queen's University. Belfast.

[47] **Rein, M.** (1993). Phenomena of liquid-drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dyn. Res.*, **12**, 61–93.

[48] **Pumphrey, H.C., Elmore, P.A.** (1990). The entrainment of bubbles by drop impacts. *Fluid Mech.*, **220**, 539-67.

[49] **Oguz, H.N., Prosperetti, A.** (1990). Bubble entrainment by the impact of drops on liquid surfaces. *Fluid Mech.*, **219**, 143-79.

[50] **Prosperetti, A., Crum, L.A., Pumphrey, H.C.** (1989). The underwater noise of rain. *Geophys. Res.*, **94**, 3255-59.

[51] **Bick, A. R.** (2010). Bubble formation via multidrop impacts. *Phys. Fluids*, **22**, 42-105.

[52] **Soh, W.J., Khoo, B.C., Yuen, W.Y.D.** (2005). The entrainment of air by water jet impinging on a free surface. *Exp.*(39), 496-504.

[53] **Ohl C.D., Oğuz, H.N., Prosperetti, A.** (2000). Mechanism of air entrainment by a disturbed liquid jet. *Phys. Fluids*, **12**, 1710-1714.

[54] **van de Sande, E., Smith, J.M.** (1976). Jet break-up and air entrainment by low velocity turbulent water jets. *Chem. Eng. Sci.* , **31**, 219-24.

[55] **Ohkawa, A. ,Shiokawa, Y., Sakai, N.,Imai, H.** (1985). Flow characteristics of downflow bubble colums with gas entrainment by a liquid jet. *J. Chem. Engineering Japan.*, **18**, 466-69.

[56] **El Hammoumi, M., Achard, J.L, Davoust, L.** (2002). Measurements of air entrainment by vertical plunging liquid jets. *Exp. Fluids* , **32**, 624-638.

[57] **Ma, J. Oberai, A.A., Drew, D.A., Lahey R.T.,** (2012). A two-way coupled polydispersed two-fluid model for the simulation of air entrainment beneath a plunging liquid jet. *Journal of Fluids Engineering ASME, 134*, **101304-1**, 1-13.

[58] **Leonard, A.** (1974). Energy Cascade in Large Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flow. *Advances in Geophysics* , **18**, 237-248.

[59] **Ghosal, S. M.** (1995). The basic equations fort he large-eddy-simulation of turbulent flows in complex geometry. *Journal of Computational Physics*, **118**, 24-37.

[60] **Cebeci, T. S.** (1974). Analysis of turbulent boundary layers. *Applied Mathematics and Mechanics, **15,*** 385-399.

[61] **Speziale, C.** (1985). Subgrid sclae stress models for the large-eddy simulation of rotating turbulent flows. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 1-4*, **33**, 199-222.

[62] **Rogallo, R. M.** (1984). Numerical Simulation of Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics, **16,*** 99-137.

[63] **Sagaut, P.** (2006). *Large-eddy Simulation for Incompressible Flows e an*

Introduction, third ed.. Berlin: Scientific Computation Series Springer.

[64] **Lilly, D.** (1992). A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model. *Phys. Fluids* , **4**, 633-635.

[65] **Germano, M. P.** (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids* , **3**,1760-65.

[66] **Addad, Y. G.** (2008). Optimal unstructured meshing for large eddy simulations. In, Salvetti, M.V., Geurts, B., Meyers, J., Sagaut, P.(Eds.), *Quality and Reliability of Large-eddy Simulations*, *ERCOFTAC* (Series 12(I), pp. 93-103.). içinde Netherlands: Springer.

[67] **Hirt, C.** (1981). Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries. *J. Comput. Phys*, **39**, 201–225.

[68] **Pilliod, J.E., Puckett. E.G.** (2004). Second-order accurate volume-of-fluid algorithms for tracking material interfaces. *Journal of Computational Physics* , **199**, 465-502.

[69] **Ferziger, J. P.** (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics.* Berlin: Springer.

[70] **Rider, W. K.** (1998). Reconstructing volume tracking. *Journal of Computational Physics*, **141**, 112-152.

[71] **Youngs, D., Parker, B.** (1992). *Two and three dimensional Eulerian simulation of fluid flow with material interfaces.* (Technical Report). UK Atomic Weapons Establishment. Aldermaston.

[72] **Brackbill, J. K.** (1992). A continuum method for modeling surface tension. *J. Comp. Phys.*, **100**, 335-354.

[73] **Gullbrand, J.** (2003). *Grid-independent large-eddy simulation in turbulent channel flow using three-dimensional explicit filtering*. (Annual Research Briefs 2003, pp..331-342). içinde Stanford University: Center for Turbulence Research.

[74] **Celik, I.B., Cehreli, Z.N.** (2005). Index of resolution quality for large eddy simulations. *J. Fluids Eng*, **127**, 949-958.

[75] **ANSYS FLUENT 15.0.** (2011). *User's and Theory Guides.* ANSYS FLUENT Inc.

[76] **Bakhvalov, N.** (2001). *Courant–Friedrichs–Lewy Condition. Encyclopedia of Mathematics.*

[77] **Burgess, J. M.** (1973). Gas absorption in the plunging liquid jet reactor. *Chem. Eng. Sci.*, **28**, 183–190.

[78] **Youngs, D.** (1982). Time-dependent multimaterial flow with large fluid distortion. In: Morton, K.W., Baines, M.J. (Eds.). *Morton, K.W., Baines, M.J. (Eds.), Num. Meth. Fluid Dyn* (s. 273-285). içinde New York: Academic Press.

[79] **Ervine, D. A.** (1987). Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. *Proc. Instn. Civil Engineers* ,**83**, 295-314.

[80] **Koga, M.** (1982). Bubble entrainment in breaking wind waves. *Tellus*, **34**, 381-489.

[81] **Moukalled, F. L.** (2015). *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics.* Switzerland : Springer International Publishing.

[82] **Qu, X., Goharzadeh, A., Khezzar, L., Molki, A.** (2013). Experimental characterization of air-entrainment in a plunging jet. *Exp. Therm. Fluid Sci.*,**44**, 51-61.

[83] **Oğuz, H.N.** (1998). The role of surface disturbances in the entrianment of bubbles by a liquid jet. *Fluid Mech.*(372), 189-212.

[84] **Kusabiraki, D., Yamagiwa, K., Yasuda, M., Ohkawa, A.** (1992). Gas Entrainment behavior of vertical plunging liquid jets in terms of changes in jet surface length. *Can. j. Chem. Engineering*, **70**, 181-184.

ÖZGEÇMİŞ

Ad-Soyad **:** Burak Alp KARAN
Doğum Tarihi ve Yeri **:** 1992, Bolu
E-posta **:** burakalpkaran@gmail.com

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** **:** 2010, Yıldız Teknik Üniversitesi, Makine Fakültesi, Makine Mühendisliği bölümü