

**İTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ YÖNTEMİ
İLE SERBEST SU YÜZEYLİ ŞİDDETLİ AKIŞ
PROBLEMLERİNİN İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Murat ÖZBULUT

Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Anabilim Dalı

Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Programı

AĞUSTOS 2013

**İTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ YÖNTEMİ
İLE SERBEST SU YÜZEYLİ ŞİDDETLİ AKIŞ
PROBLEMLERİNİN İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

**Murat ÖZBULUT
(508082003)**

Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliğı Anabilim Dalı

Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliğı Programı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Ömer GÖREN

AĞUSTOS 2013

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 508082003 numaralı Doktora Öğrencisi **Murat ÖZBULUT**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**İTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ YÖN-TEMİ İLE SERBEST SU YÜZEYLİ ŞİDDETLİ AKIŞ PROBLEMLERİNİN İNCELENMESİ**” başlıklı tezini aşağıdaki imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Ömer GÖREN**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. Aydın Mısırhoğlu**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Mehmet Yıldız
Sabancı Üniversitesi

Prof. Dr. Sander Çalışal
Piri Reis Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Veysel Şadan Özgür Kırcı
İstanbul Teknik Üniversitesi

Teslim Tarihi : **18 Temmuz 2013**

Savunma Tarihi : **26 Ağustos 2013**

Tüm bilim emekçilerine,

ÖNSÖZ

Bu tezin hazırlanmasında danışman hocam olarak değerli öngörülerini, cesaret ve güven veren desteğiyle bu çalışmaya en önemli katkıyı veren Dr. Ömer GÖREN' e teşekkürlerimi sunarım. Kendisi için de yeni bir araştırma konusu olan ve Türkçe'ye İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (İPH) olarak çevirdiğimiz yöntem üzerine yaptığımız araştırmaları, yüksek lisans tezinden başlayan uzun soluklu bir çalışma dönemi sonunda bu doktora tezi ile sonuçlandırmamızın mutluluğunu yaşıyorum. Bu süreçte her karamsarlığa düştüğümde beni cesaretlendiren ve karşılaştığımız binbir türlü sorunla başatmamızı sağlayan öğütlerini her zaman derin bir saygıyla hatırlayacağım.

Doktora tezi izleme komitesinde bulunan ve doktora tezimin araştırma konusu olan İPH yönteminin tüm detayları hakkındaki engin bilgi birikimi ile verdiği çok değerli katkılarla adeta eş danışmanım olarak tezimin ortaya çıkmasında büyük emek harcayan Dr. Mehmet Yıldız'a teşekkürlerimi sunuyorum.

2009 yılı Eylül ayında başlayan ve bir öğretim dönemi boyunca doktora tezi araştırma çalışmaları kapsamında bünyesinde bulunduğum Southampton Üniversitesi çalışanlarına ve araştırmalarım danışmanlık yapan Dr. Mingy Tan'a tezimin gelişim sürecinde vermiş olduğu katkılar dolayısıyla teşekkür ederim.

İlk öğretim yıllarımdan başlayarak eğitim hayatımın tamamında bana vermiş oldukları tarifi mümkün olmayan destekler için aileme teşekkür ederim.

Fakültemizde birlikte çalıştığımız ve burada bulunduğum süre boyunca karşılaştığım tüm sorunlarda yanımda olan başta Deniz Bayraktar, Bilge Baş, Sevil Deniz Yakan Dünder, Emre Peşman ve Serdar Köroğlu olmak üzere tüm araştırma görevlisi arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Son olarak, üniversitemizde büyük bir özveriyle çalışırken güvencesiz çalışma şartları dayatılarak işten çıkarılan araştırma görevlilerinin uğradığı haksız uygulamalara karşı, İTÜ Asistan Dayanışması adı altında biraraya gelen ve mücadeleyi yükselten meslektaşlarıma teşekkür ederim. Bu süreçte yaptığımız onlarca toplantıyı, yaşadığımız acı-tatlı birçok anıyı ve haksızlığa karşı yükselttiğimiz onurlu mücadelemizi, gelecekteki akademik hayatımın önemli bir parçası olarak hatırlayacağım.

Ağustos 2013

Murat ÖZBULUT

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ	vii
İÇİNDEKİLER	ix
KISALTMALAR.....	xi
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xiii
ŞEKİL LİSTESİ.....	xv
ÖZET	xvii
SUMMARY	xxi
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Motivasyon	1
1.2 Serbest Su Yüzeyle Şiddetli Akış Problemleri.....	4
1.3 Tez Çalışmasının Amacı	6
1.4 Tez Çalışmasının Literatüre Getirdiği Yenilik ve Katkıları	7
1.5 İzlenen Yöntem	7
2. AĞ ESASLI VE PARÇACIK YÖNTEMLERİN KARŞILAŞTIRILMASI..	9
2.1 Ağ Esaslı Yöntemlere Genel Bir Bakış	9
2.2 Parçacık Metotlarına Genel Bir Bakış	11
2.3 Artı ve Eksileriyle İPH Yöntemi	14
3. İNTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ (İPH) YÖNTEMİ	17
3.1 İPH Yönteminin Gelişim Süreci ve Bazı Uygulama Alanları.....	17
3.2 İPH Yönteminde Herhangi Bir Fonksiyonun İntegral Tanımı	19
3.3 Parçacık Yaklaşımı	21
3.4 Parçacık Yaklaşımı ile Bazı Akışkanlar Dinamiği Denklemlerinin İfade Edilişi	21
3.5 İPH Yönteminde Ağırlık Fonksiyonları	25
3.5.1 Sağlamaları gereken kriterler ve bazı örnekler.....	25
3.5.2 Ağırlık fonksiyonlarının oluşturulma koşulları	28
3.5.3 Ağırlık fonksiyonlarının oluşturulması	31
3.5.4 İnterpolasyon uzunluğu parametresi.....	32
3.6 Komşu Parçacık Arama Yöntemleri	34
3.6.1 Doğrudan arama yöntemi	34
3.6.2 Bağlı liste yöntemi.....	35
3.7 İPH Yönteminde Basınç Hesabında Kullanılan Yaklaşımlar	36
3.7.1 Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı.....	36
3.7.2 Tam sıkıştırılamaz İPH yaklaşımı.....	37
3.8 Yapay Viskozite Algoritması.....	39
3.9 Sınır Koşulları.....	40
3.9.1 Katı sınır koşulları	40

3.9.2 Kanal içinde akış problemlerinde periyodik sınır koşulları	44
3.9.3 Serbest su yüzeyi sınır koşulu	45
3.10 Zaman İntegrasyonu	46
3.11 Geliştirilen Bilgisayar Programının Bir Çevriminin Özeti	47
4. SAYISAL DÜZELTME ALGORİTMALARININ BARAJ YIKILMASI PROBLEMİ ÜZERİNDE KARŞILAŞTIRILMASI.....	51
4.1 Yoğunluk Düzeltmesi Algoritması	52
4.2 XSPH Hız Varyantı Düzeltmesi	52
4.3 Suni Parçacık Ötelemesi (SPÖ) Düzeltmesi.....	53
4.4 Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Parçacık Ötelemesi Düzeltmesi	54
4.5 Baraj Yıkılması Problemi ve Sayısal Düzeltme Algoritmalarının Karşılaştırılması.....	55
5. YATAY YÖNDE ÇALKANTI PROBLEMİNİN İPH YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ.....	63
5.1 Giriş	63
5.2 Sayısal Sonuçların Karşılaştırmalı Olarak İrdelenmesi.....	64
6. AÇIK BİR KANALDA SERBEST SU YÜZEYİNE YAKIN BİR CİSİM ETRAFINDAKİ AKIŞ PROBLEMİNİN İPH YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ	71
6.1 Giriş	71
6.2 Sayısal Sonuçların Karşılaştırmalı Olarak İrdelenmesi.....	73
7. SONUÇLAR.....	81
7.1 Bu Çalışmanın Genel Bir Değerlendirmesi	81
7.2 Gelecek Çalışmalar.....	85
KAYNAKLAR.....	87
ÖZGEÇMİŞ	94

KISALTMALAR

İPH	: İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği
HAD	: Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
DEM	: Diffuse Element Method
EFG	: Element Free Galerkin
RKPM	: Reproducive Kernel Particle Method
FPM	: Finite Point Method
MLPG	: Meshless Local Petrov - Galerkin
MLS	: Moving Least Square
SPÖ	: Suni Parçacık Ötelemesi
XSPH	: Hız Değişkeni Düzeltmesi
VXSPH	: Bu Çalışmada Önerilen Serbest Su Yüzeyi Düzeltmesi

ÇİZELGE LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Çizelge 2.1 : Bazı parçacık yöntemleri ve genel özellikleri	14
Çizelge 4.1 : Baraj yıkılması problemi simulasyonlarında kullanılan parametreler.	57
Çizelge 5.1 : Baraj yıkılması problemi simulasyonlarında kullanılan parametreler	65
Çizelge 6.1 : Baraj yıkılması problemi simulasyonlarında kullanılan parametreler	75
Çizelge 6.2 : Üç akım hızı değeri için belirli anlarda hesaplanan sirkülasyon değerleri	80

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1 : Faltinsen [1] tarafından verilen akışkanlar dinamiği problemlerinin sayısal çözümü için mümkün olan tüm çözüm stratejileri.	3
Şekil 1.2 : Gemi baş tarafında oluşan dalga kırılması hadisesi.	5
Şekil 2.1 : Ağ Esaslı Sistemlerde problem bölgesinin lineer ağ elemanları ile temsil edilmesi.	10
Şekil 2.2 : Parçacık yöntemlerinde problem bölgesinin parçacıklar tarafından temsil edilmesi.	11
Şekil 3.1 : Gauss Ağırlık fonksiyonu ve türevi.	26
Şekil 3.2 : Kübik eğri ağırlık fonksiyonu ve türevi.	27
Şekil 3.3 : 5. dereceden (quintic) ağırlık fonksiyonu ve türevi.	27
Şekil 3.4 : 2h yarıçapında etki alanına sahip olan bir ağırlık fonksiyonu için bir parçacığın etkileşime girebileceği komşu parçacıklarının belirlenmesi.	33
Şekil 3.5 : 3h yarıçapında etki alanına sahip olan bir ağırlık fonksiyonu için bağlı liste yöntemi ile komşu parçacıkların aranması.	35
Şekil 3.6 : Hayalet Parçacık Tekniği.	42
Şekil 3.7 : Periyodik sınır koşulları.	45
Şekil 3.8 : Programın bir çevriminin akış diyagramı.	49
Şekil 4.1 : Birleşik VXSPH ve Suni Parçacık Ötelemesi düzeltme algoritmasının uygulanışı.	55
Şekil 4.2 : Baraj yıkılması probleminin başlangıç koşulları ve geometrisi.	56
Şekil 4.3 : Basınç alanlarının $t=1.21(H_w/g)^{0.5}$ anındaki karşılaştırılması.	58
Şekil 4.4 : Su kütlelerinin sağ duvara çarpmasından sonra duvar üzerinde ($z = 0.115$ [m]) hesaplanan basınç değerlerinin karşılaştırılması.	59
Şekil 4.5 : $t=2.23(H_w/g)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri.	59
Şekil 4.6 : $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri.	59
Şekil 4.7 : $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$ anında parçacıkların konumları ve basınç alanlarının karşılaştırılması.	60
Şekil 4.8 : Tankın sağ duvarında $z = 0.115$ [m] noktasında hesaplanan basınç değerleri zaman serileri üzerinde duyarlılık analizi.	61
Şekil 4.9 : Tüm düzeltme algoritmalarının toplam mekanik enerji harcamalarının zamana göre değişimlerinin karşılaştırılması.	61
Şekil 5.1 : Yatay yönde çalkantı probleminin başlangıç koşulları ve geometrisi.	66
Şekil 5.2 : Sol duvara yakın bir noktada ($x = 0.05$ [m]) serbest su yüzeyi seviyeleri zaman serilerinin karşılaştırılması. $\xi(t)$ su seviyesinin zamana göre değişimini işaret etmektedir.	67
Şekil 5.3 : $x = 0.865$ [m] noktasındaki serbest su yüzeyi seviyeleri zaman serilerinin karşılaştırılması.	68

Şekil 5.4	: Belirli anlardaki serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanları.....	69
Şekil 6.1	: Profil geometrisi	73
Şekil 6.2	: Problem boyutlarının gösterimi.....	75
Şekil 6.3	: Üç farklı akım hızı değerinde profil arkasında oluşan dalga profillerinin karşılaştırılması.....	76
Şekil 6.4	: Profilin ön ve arka taraflarındaki düşey kesitlerde oluşan hız profilleri.....	77
Şekil 6.5	: Üç farklı akım hızı değerinde profil üzerinde oluşan basınç dağılımları.....	79
Şekil 6.6	: Yerel sirkülasyon değerlerinin hesaplanması için profil etrafında oluşturulan kapalı eğri.....	80

İTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ YÖNTEMİ İLE SERBEST SU YÜZEYLİ ŞİDDETLİ AKIŞ PROBLEMLERİNİN İNCELENMESİ

ÖZET

Bu tez çalışması kapsamında, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği literatüründe görece yeni sayılabilecek ve halen oldukça yaygın bir araştırma konusu olarak gelişimini sürdürmekte olan İterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (Smoothed Particle Hydrodynamics) yöntemi ile serbest su yüzeyli şiddetli akış problemleri 2-boyutlu olarak incelenmiştir. Bu problemler, sırasıyla, baraj yıkılması (dam-break), kısmi olarak sıvı ile doldurulmuş dikdörtgen kesitli bir tankın yatay yönde çalkantı hareketi (sway-sloshing) ve serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafında oluşan akımın incelenmesi problemleridir. Tüm problem çözümlerinde hareketi temsil eden denklemler olarak Euler ve süreklilik denklemleri kullanılmıştır. Bu denklemlere sistemin sayısal stabilitesini arttırmak amacıyla yapay viskozite terimi de eklenmiştir. Lagrange temelli bir yöntem olarak İterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (İPH) yöntemi, akışkanın fiziksel davranışını, problem bölgesi içine dağıtılmış olan parçacıkların konumuyla bağlantılı olarak değişen bir ağırlık fonksiyonu kullanarak yapılan bir interpolasyon üzerinden tanımlamaktadır. Yöntemin ağsız olması sayesinde çözüm öncesinde problemin tanımlı olduğu bölge içerisinde herhangi bir ağ sistemine gereksinim duyulmaması İPH yönteminin en önemli artılarından birisidir. Bununla birlikte her bir parçacığın fiziksel özellikleri (yoğunluk, basınç, hız, vb), her zaman adımında güncellenmekte ve böylece her bir parçacığın fiziksel özelliklerinin zamana göre değişimi anlık olarak takip edilebilmektedir. Bu özellikleri sayesinde İPH yöntemi günümüzde hızlı bir şekilde gelişimini sürdürmekte ve özellikle deformasyonların büyük olduğu ve anlık olarak değiştiği çok çeşitli mühendislik problemlerinin çözümünde önemli bir araç olarak karşımıza çıkmaktadır. Bununla birlikte İPH yöntemi halen birtakım sayısal düzeltme algoritmalarının geliştirilmesine ihtiyaç duymaktadır. Bu çalışmanın odaklandığı başlıklardan birisi de sayısal çözümlerin kararlılığını ve yakınsaklığını iyileştirebilmek için İPH literatüründe yaygın bir şekilde kullanılan sayısal düzeltme algoritmalarının, bu çalışmada yeni olarak ortaya konulan serbest su yüzeyi düzeltme algoritması ile birlikte sonuçlara olan etkilerinin incelenmesidir.

Bu çalışmada ilk olarak ele alınan baraj yıkılması problemi, Euler hareket denklemlerinin Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı ile ifade edilmesiyle çözümlenmiştir. Bu yaklaşımda basınç değerlerinin yoğunluk değişimine bağlı bir hal denklemi ile elde edilmesiyle basınç değerlerinde büyük ve rastlantısal salınımlar oluşmaktadır. Bu yaklaşımın sorunlarını gözlemleyebilmek ve yapılması gereken düzeltmelerin bir listesini çıkarabilmek için ilk olarak herhangi bir düzeltme terimi eklenmeden konvansiyonel İPH denklemleri ile çalışmalara başlanmış olup daha sonra her bir sayısal düzeltme algoritmasının sonuçlara olan etkisi belirli bir sıra ile incelenmiştir. Herhangi bir düzeltme teriminin uygulanmadığı konvansiyonel İPH denklemleri ile elde edilen sonuçlar, basınç değerlerinde oluşan büyük salınımların

akımın ön kısmında sınır parçacıkları ile akışkan parçacıkları arasında bir boşluk oluşumuna sebebiyet verdiği gözlemlenmiştir. Bu sorunu aşabilmek için süreklilik denklemi ile elde edilen yoğunluk değerlerinin bir düzeltme işlemine tabi tutulmasını zorunlu kılmaktadır. Böylece yoğunluk düzeltmesi algoritması temel bir düzeltme terimi olarak kabul edilmiş, diğer tüm düzeltme algoritmaları yoğunluk düzeltmesi ile aynı anda uygulanmıştır. Yoğunluk düzeltmesinin eklenmesiyle basınç değerlerindeki yüksek salınımlar engellenmiş ve böylece oluşan basınç alanları daha düzenli bir hal almıştır. Basınç değerlerini daha iyi bir yaklaşıklıkla hesaplayabilmek ve özellikle su kütlesinin sağ tarafta bulunan duvara çarpmasından sonra parçacıkların bir bütün olarak birarada kalamaması sorunlarını aşabilmek için birtakım düzeltmelere daha ihtiyaç olduğu görülmüştür. Bu sorunları aşabilmek için ise sırasıyla Monaghan [2] tarafından önerilen XSPH, Shadloo ve arkadaşları [3] tarafından önerilen Suni Parçacık Ötelemesi (Artificial Particle Displacement) ve bu çalışmanın önerdiği Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Suni Parçacık Ötelemesi algoritmaları aynı problem üzerinde uygulanmıştır. Tüm düzeltme algoritmaları, literatürde deneysel olarak verilen [4] sonuçlarla karşılaştırılmış ve bu algoritmaların sonuçlara olan etkileri grafik olarak verilmiştir. Bu karşılaştırma sonucunda Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Suni Parçacık Ötelemesi (VXSPH+SPÖ) algoritması ile elde edilen sonuçların hem duvarda oluşan basınç değerlerinin doğruluğu hem de çarpma anından sonra oluşan serbest su yüzeyinde profillerinin bütünlüğü açısından en iyi sonuçları verdiği gözlemlenmiştir. Baraj yıkılması probleminde en iyi sonuçların elde edildiği VXSPH+SPÖ algoritmasıyla yatay yönde çalkantı problemi ele alınmış ve geliştirilmiş olan bilgisayar programının, serbest su yüzeyinin sürekli olarak yüksek deformasyonlara maruz kaldığı ve hidrodinamik açıdan oldukça zorlayıcı bir problem üzerinde doğruluğunun test edilmesi amaçlanmıştır. Bu problemde dikdörtgen kesitli tankın iki farklı noktasında (sol duvara çok yakın bir nokta olan $x = 0.05$ [m] ve tankın ortası $x = 0.865$ [m] noktalarından) serbest su yüzeyi değişimlerinin zaman serileri, Pakozdi [4] tarafından verilen deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma sonucunda tank içerisindeki akışkanın harmonik hareketinin genlik ve periyot değerleri deneysel sonuçlarla iyi bir uyumluluk gösterdiği gözlemlenmiştir. Daha sonra parçacıkların belirli anlardaki pozisyonları ve basınç dağılımları incelenmiş ve bu çalışmanın literatüre olan özgün katkısı olan VXSPH+SPÖ algoritmasının hem parçacıkların homojen bir şekilde dağılmasını hem de serbest su yüzeyindeki parçacıkların aşırı saçılmalarını önlediği görülmüştür.

Bu çalışmanın ele aldığı son problem özellikle gemi hidrodinamiğinde gemi baş dalgasının yarattığı dalga direncinin modellenmesinde kullanılabilecek bir problem olan serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafında oluşan akım problemidir. Dalga direncinin ve özellikle dalga kırılma direncinin doğrudan hesaplanması veya deneysel olarak ölçülmesi günümüzde halen zorlayıcı bir problemdir. Bu çalışma sonucunda serbest su yüzeyine yakın bir cisim üzerine gelen akımın serbest su yüzeyinde oluşturduğu dalga sistemi ve dalga kırılması hadisesi incelenebilecek; böylece dalga oluşumu ve serbest su yüzeyi deformasyonlarının etkisiyle suya aktarılan enerji belirlenebilecektir.

Serbest su yüzeyine yakın olarak yerleştirilen cismin geometrisi Salvesen [5] tarafından 1966 yılında yapılan deneysel çalışma ile aynı olacak şekilde oluşturulmuş ve üç farklı akım hızı için oluşan dalga profilleri deneysel ve teorik olarak verilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçlar karşılaştırma verileri ile özellikle yüksek Froude sayılarına gidildikçe büyük bir uyum göstermektedir. Bu gözlem sonucu da ortaya konulan VXSPH+SPÖ düzeltme teriminin serbest su yüzeyindeki

parçacıkların bir arada tutulmasını sağlayarak oldukça düzgün serbest su yüzeyi profillerinin oluşmasına olanak sağladığını ve serbest yüzeyli şiddetli akışları yüksek bir doğrulukla modelleyebildiğini göstermektedir.

INVESTIGATION OF THE VIOLENT FREE SURFACE FLOWS BY USING SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS

SUMMARY

This study aims to simulate non-linear violent free surface flows by using Smoothed Particle Hydrodynamics method. Due to its Lagrangian and meshless nature, the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method is an exceptionally suitable tool for modeling highly nonlinear violent flows with a free surface. It was first introduced simultaneously by Gingold and Monaghan [6] and Lucy [7] to simulate compressible flow problems in astrophysics and later extended by Monaghan [2] to model incompressible free surface flows through using a Weakly Compressible SPH approach (WCSPH) which assumes that a fluid is incompressible if its density variation is less than %1. In the SPH method, the continuum in the problem domain is represented by a set of particles which symbolize a finite volume of fluid, and carry fluid properties such as density, velocity and pressure, among others. SPH particles interact with their neighbors through a weight function having a compact support domain. The basic formulation of the SPH method, the conditions that the weight functions should satisfy, the application of boundary conditions and the time marching algorithm is explained in detail in the present work.

In this work, three different 2-D violent free surface flow problems, namely, dam-break, sway sloshing and flow over an obstacle in an open channel are investigated by means of SPH method. The first problems are studied for validation and verification purposes. Euler's equation of motion and continuity equation are used as governing equations during the simulations. Weakly Compressible SPH (WCSPH) approximation is employed for the discretization of the governing equations. As shown in our earlier work [8] as well as in another work [9], the kinematics of violent flows with free surface can be easily captured by using the conventional WCSPH algorithm and formulations. Nevertheless, the existence of large and random oscillations in the pressure field is the main difficulty associated with the standard WCSPH formulation that needs to be eliminated. The capability of the WCSPH method on modeling the complex nature of highly nonlinear violent flows with a free surface incites SPH practitioners to improve the method by addressing the pressure related issues. So that one of the main objectives of this work is to compare the effects of numerical treatments that are commonly used in SPH literature together with a new treatment which is applied for the free surface.

Two dimensional dam-break problem, which is quite well-accepted as a benchmark test case among SPH researchers, is chosen in order to compare the effects of four different numerical treatment algorithm on the results. Present work compares numerical remedies namely, density correction, XSPH velocity variant algorithm commonly used in SPH literature among each other and with a relatively recent one referred to as Artificial Particle Displacement (APD) [3]. The present thesis also introduces a new treatment for free surface problems, which uses a hybrid combination of velocity updated XSPH, which is hereafter referred to as VXSPH,

algorithm for the free surface particles and APD for the rest of the fluid particles. The investigation initially considers the numerical modeling of the dam-break problem through employing the conventional basic formulations of the WCSPH method together with the artificial viscosity term. It is understood that the standard WCSPH formulations without any numerical remedies leads to significant oscillations in density field and in turn in pressure distributions, thereby resulting in a particle deficient region (a gap) in the vicinity of the solid wall at the front edge of the flow. In order to eliminate the noise in the pressure field, the density correction treatment is appended to the conventional SPH equations because the pressure value of a particle in question is calculated by an artificial equation of state equation [10] which directly uses the density value of the particle of interest. Then, the density correction is considered as a baseline treatment while other three numerical treatments are used together with this density correction algorithm individually or in combined manner. The effects of each of these treatments on the pressure and on the free surface profiles are analyzed by comparing our numerical findings with experimental and numerical results in literature. Additionally, the total mechanical energy dissipation rates of all numerical treatment algorithms are compared. In SPH modeling of free surface problems, particles may escape from free surface, which is a numerical artifact and becomes much more noticeable as the velocity and the non-linearity of the flow increases. The VXSPH algorithm provides an artificial surface tension force for free surface particles thereby impeding the escape of individual particles from the free surface and keeping these particles being attached to the free surface. The results of simulations for the dam-break problem show that the combined usage of VXSPH and APD treatments gives the most reliable and admissible results from both kinematical and dynamical point of view.

As it is known, the sloshing problem may be a critical problem for naval architects during the calculations of dynamic stability of a ship. For example, the free surface deformations inside the huge tanks of a LNG or LPG tanker may dramatically change the metacentric height of the ship and may cause a stability problem. The structural problems may also occur on the side walls of the wall according to the natural frequency of liquid motion and the frequency of excitation force. When these frequencies are getting closer to each other resonance phenomenon occur. In the resonance frequency region, the characteristic of fluid motion become chaotic and the energy of fluid motion which is transmitted to the walls of the tank increases suddenly. The free surface deformations become highly non-linear and the complex nature of highly nonlinear free surface flows is a challenging problem for people working on hydrodynamics.

To further test the capability of the VXSPH+APD hybrid treatment, sway-sloshing motion of a partially filled rectangular tank is modeled, and numerical results are compared with those of Pakozdi [4]. For the sake of the comparison, the geometry of the computational domain as well as the relevant modeling parameters (i.e., amplitude and the angular frequency of the sway motion) are chosen to be the same as one of the experimental results of the given reference. The results of the current work as compared to experimental and numerical results in terms of digital time series of free surface elevations for two different positions of the tank, namely close to the left wall where $x = 0.05$ [m] and at the mid section of the tank where $x = 0.865$ [m]. It is observed from the comparison that the periods and the amplitudes of the harmonic motion of the fluid are in very good agreement with the numerical results and experimental data of the literature. Furthermore, the free surface profiles and

the pressure distributions at given instants are plotted and VXSPH+APD treatment provides satisfactory particle distribution and free surface profiles wherein particle clustering and particle splashing or separation from the free surface are eliminated.

As a final problem which is quite different from the other test cases, flow over a 2-D obstacle close to free surface in an open channel problem is simulated by the developed code. The numerical solution of this problem is important in that it may enable to disclose the flow pattern and flow characteristics when the wave-breaking occurs. Wave resistance at relatively higher speeds and particularly wave-breaking resistance is too difficult to be determined by either numerically or experimentally. Thus SPH solution presented in this thesis is said to be promising in simulating highly non-linear wave deformations and wave-breaking phenomenon.

This problem has some differences from the previous problems handled in this work because of the necessity of periodic boundary conditions. Periodic boundary conditions are implemented on inlet and outlet of the channel as an additional boundary condition. Periodic boundary conditions requires that the particles exit from the problem domain, should send back to inlet of the channel with the inlet velocity, so that the mass flow rate should be conserved. Another difficulty for the inlet and outlet regions is the collapse of particles after the simulation starts. In order to prevent the collapse of the particles near inlet and outlet of the channel, a threshold region is defined near the entrance and exit of the channel and the pressure values of the particles inside these regions are assigned to have additional hydrostatic pressure.

The wave profiles behind the obstacle for three different flow rates are compared with the experimental and theoretical results given by Salvesen [5]. According to the simulations of this problem, the VXSPH+APD free surface treatment given in this study has a positive effect on keeping particles together even in high Froude number simulations. Moreover, it can be said from the wave profile comparison plots that as the flow rate increases, the compatibility of the SPH wave profiles with the given experimental and theoretical results becomes better and shows the capability of SPH solution presented in this thesis.

1. GİRİŞ

1.1 Motivasyon

Günümüzde, mühendislik problemlerinin çözümünde birbirlerinden çok farklı yaklaşımları temel alan birçok sayısal yöntem yoğun olarak kullanılmaktadır. Sürekli gelişen bilgisayar teknolojisinin etkisiyle; sayısal yöntemlere dayanan çözümlerde hesaplama sürelerinin artması nedeniyle genellikle etkileri ihmal edilen yüksek mertebeden terimler de çözümlere katılmış ve böylece hem mevcut matematik dünyasının sınırları zorlanmaya başlanmış hem de analitik yöntemlerle çözülmesi mümkün olmayan problemlerin çözümüne önemli ölçüde katkı sağlanmıştır. Sayısal çözümler, deneysel çalışmaların öncesinde bir öngörü oluştururken, deneysel çalışmaların mümkün olmadığı durumlarda alternatif bir çözüm üretmesi açısından günümüzde mühendislik problemlerin çözülmesinde oldukça önemli bir işlevi yerine getirmektedir. Akışkan hareketinin ele alındığı problemlerde *Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (Computational Fluid Dynamics)* yöntemler gün geçtikçe daha da yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Bu yöntemlerin geliştirilmesinde üç temel unsur dikkate alınmaktadır [1]:

- Problemi matematiksel olarak temsil eden denklemlerin ve sınır koşullarının oluşturulması.
- Bu denklemleri verili sınır koşulları ile birlikte sayısal olarak çözecek bir formülasyonun geliştirilmesi.
- Akışkan hareketinin başlamasıyla birlikte uzaysal koordinatlarda bu denklemlerin herhangi bir zaman integrasyonu şeması ile çözülmesi.

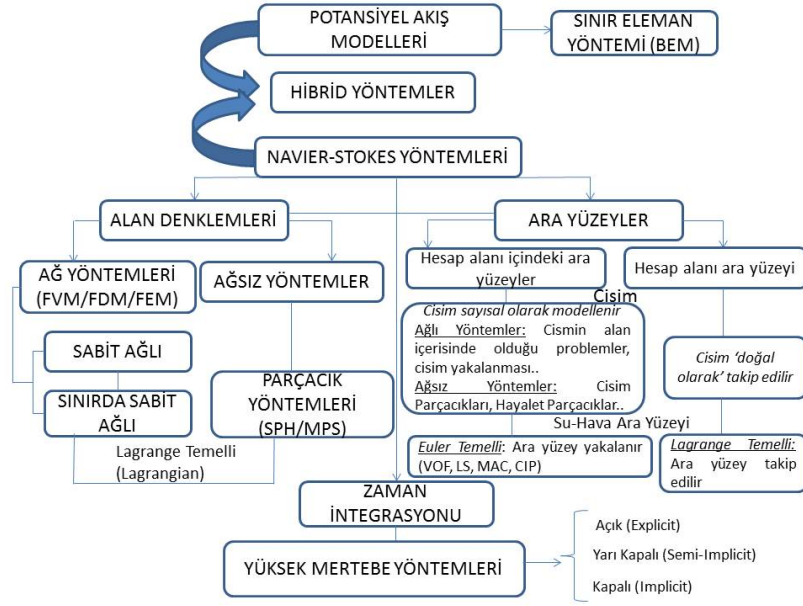
Hareketi temsil eden denklemler, yapılan kabullere ve sadeleştirmelere bağlı olarak değişkenlik göstermektedir. Akışkanın sıkıştırılabilir ve viskoz olup olmadığı, akışın laminar veya türbülanslı viskoz akış olup olmadığı ve yine akışın rotasyonel olup olmadığı gibi kabullere göre incelenen problemi temsil eden denklem sistemleri

oluşturulur. Navier-Stokes denklemlerini veya bu denklemlerdeki viskoz etkilerin ihmal edildiği özel bir hali olan Euler denklemlerini temel alan *Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD)* metodları çoğunlukla oldukça kararlı denklemlerdir. Bununla birlikte fiziksel olarak doğru sonuçları elde edebilmek için problem tipine göre bir takım fiziksel ve matematiksel tanımlamaları dikkate almak gerekir. Bu durumda doğrulama (validation) ve sağlama (verification) çalışmalarını yapmak çözümlerdeki belirsizlikleri ortadan kaldırabilmek için bir zorunluluk olmaktadır. Doğrulamadan kasıt başlangıç/sınır koşulları ile birlikte hareketi temsil eden denklemlerin, elde edilen sonuçlarla tutarlı olmasıdır. Sağlama ise hesaplama sonuçlarının model deneyleri veya tam ölçekli ölçümlerle karşılaştırılmasıdır [1]. Roache [11] iki soru ile bu durumu özetlemiştir:

- Denklemleri doğru mu çözüyoruz? (sağlama)
- Doğru denklemleri mi çözüyoruz? (doğrulama)

Sağlama araştırmasında kontrol edilmesi gereken hususlar sonuçların yakınsaklığı, genel kütle, momentum ve enerji korunum denklemlerinin sağlanması kontrol edilmelidir. Doğrulama araştırmasında ise model deneyleri ve tam ölçekli ölçümlerde de bir takım hatalar olabileceği için bu sonuçların bir hata analizi ile birlikte incelenmesi gerekmektedir.

Fiziksel bir problemin sayısal olarak çözümü ve simulasyonu için problemin geometrisi ve diğer fiziksel özellikleri, matematiksel olarak sonlu parçalara ayrıştırılarak, denklem sistemi cebirsel ifadelerle dönüştürülür ve literatürde bulunan herhangi bir zaman integrasyonu şeması [12] ile bilgisayar ortamında çözüm yapıldıktan sonra sonuçlar analiz yapan kişinin ihtiyaçlarına göre düzenlenir. Şekil 1'de Faltinsen [1] tarafından verilen akışkanlar dinamiği problemlerinin sayısal çözümü için mümkün olan tüm çözüm stratejileri şematik olarak gösterilmektedir. Günümüzde yaygın olarak kullanılmakta olan sonlu farklar, sonlu elemanlar, sonlu hacimler ve sınır elemanları gibi yöntemlerde problem bölgesinin ayrıştırılması için incelenen bölge üzerinde sabit olarak konumlandırılan ağ sistemleri (grid based systems) kullanılmaktadır. Sabit ağ sistemleri ile ayrıştırılan problem bölgesinden elde edilen sayısal çözümler, birçok mühendislik problemi için bilimsel açıdan kabul edilebilir derecelerde bir yakınsaklıkla doğru sonuç vermekle birlikte bir takım



Şekil 1.1: Faltinsen [1] tarafından verilen akışkanlar dinamiği problemlerinin sayısal çözümü için mümkün olan tüm çözüm stratejileri.

dezavantajları ve sınırlandırmalarında beraberinde getirmektedir. İkinci bölümde bu yöntemlerden yaygın olarak kullanılan bazılarının çok genel olarak yaklaşım metotları, özellikle serbest su yüzeyli şiddetli akım problemlerinin çözümü için açıklanacak ve sözü edilen avantaj ve dezavantajları belirtilecektir.

Bu tez çalışmasının en temel inceleme konusu olan serbest su yüzeyi, hava ve su akışkanlarının kesiştiği ara yüzey olarak tanımlanmakta olup analitik olarak ele alınabilmesi, bu ara yüzeydeki deformasyonların küçük olması durumu ile sınırlıdır. Şiddetli akım altındaki serbest su yüzeyi problemlerinde ise serbest su yüzeyi deformasyonları oldukça yüksektir, lineer değildir ve analitik olarak bu tip problemlerin çözümü çoğu zaman mümkün olamamaktadır. İşte bu noktada *İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (Smoothed Particle Hydrodynamics)* yönteminin herhangi bir ağ sistemine gereksinim duymayan ve Lagrange denklemlerini temel alan doğası, bu tip lineer olmayan serbest su yüzeyli problemlerin çözümünde oldukça kullanışlı bir araç olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu tez çalışmasında hidrodinamiğin temel ve birçok açıdan zorlayıcı bir problemi olan serbest su yüzeyli şiddetli akım problemleri görece yeni ve tüm dünyada birçok araştırmacı tarafından halen geliştirme çalışmalarının yapıldığı bir sayısal çözüm metodu olan *İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (İPH)* ile çözümlenmiştir. Ele alınan problemler, hesaplama bölgesinin yoğunluk, basınç, hız, kütle ve enerji gibi tüm özelliklerini taşıyan parçacıkların birer integrasyon noktası olarak alındığı İPH yöntemi ile çözümlenmiş ve sonuçlar deneysel

ve bazı sayısal çözümlerle karşılaştırılmıştır. Bu çalışmada incelenen serbest su yüzeyli şiddetli akım problemleri, sırasıyla, baraj yıkılması (dam-break), kısmi olarak sıvı ile doldurulmuş dikdörtgen kesitli bir tankın yatay çalkantı hareketi ve serbest su yüzeyine yakın bir profil etrafındaki akım problemleridir. Şimdi kısaca serbest su yüzeyli şiddetli akım problemlerinin fiziksel özelliklerini ve buradan hareketle matematiksel olarak modellenmelerindeki gelişmeleri inceleyelim.

1.2 Serbest Su Yüzeyli Şiddetli Akış Problemleri

Mühendislikte, birbirine karışmayan en az iki akışkanın akışları sırasında hareketli ara yüzeylerinin incelenmesi problemleri ile sıklıkla karşılaşmaktadır. Genel olarak en az iki fazdan oluşan bir akışın gelişimi, fazların birbirleriyle olan etkileşimi sonucunda gerçekleşmektedir. Bununla birlikte eğer iki faz arasındaki yoğunluk farkı çok yüksek ise yoğunluğu fazla olan faz diğer fazın yaratmış olduğu etkilerden çok fazla etkilenmez ve iki faz arasındaki *serbest yüzey*, yoğunluğu fazla olan faz tarafından temsil edilir. Kısmi olarak sıvı ile yüklü bir gemi tankındaki çalkantı hareketi, gemi baş kısmındaki dalga kırılması ve deniz yapıları üzerine gelen dalga yüklerinin incelenmesi problemleri bu tip problemlere örnek olarak verilebilir ve *serbest su yüzeyli şiddetli akım problemleri* olarak adlandırılırlar. Şekil 1.2’de gemi başında oluşan dalga kırılması hadisesi gösterilmektedir [13]. İki fazlı akışlar için serbest su yüzeyli şiddetli akım problemlerinin, sıkıştırılmaz Navier-Stokes denklemleri ile çözümü, ara yüzeyde basınç ve hızların türevlerinin süreksiz olabileceği için zorlayıcı bir problemdir. Buna ek olarak, serbest su yüzeyi hareketinin tanımlanması da başlı başına karmaşık bir problemdir. Mevcut yöntemlerden Lagrange temelli (Lagrangian) yöntemler *yüzey takibi (surface tracking)* yaklaşımı, Euler temelli (Eulerian) yöntemler ise *yüzey yakalama (surface capturing)* yaklaşımı ile bu sorunun üstesinden gelinmeye çalışılmaktadır [14]. Bu tip serbest yüzeyli problemlerin sayısal olarak çözümlenmelerindeki zorluk, ara yüzeydeki deformasyonların artması ile birlikte başlar. Çünkü birçok durumda analitik yaklaşım, serbest yüzey deformasyonlarının çok küçük olduğu durumlarla sınırlıdır. Örneğin viskoz olmayan ve çevirisiz (irrotational) akışkan kabullerinin yapıldığı *potansiyel teoriye* dayanan ve sadece problem bölgesi sınırlarının ayrıklaştırıldığı Sınır İntegral Denklemlerini (Boundary Integral Equations) kullanarak serbest su yüzeyinde kırılma, ayrılma ve faz girişi



Şekil 1.2: Gemi baş tarafında oluşan dalga kırılması hadisesi.

gibi olayları sayısal olarak ele almak, başa çıkılması oldukça zor bir problemdir [15, 16]. Bu algoritmalar akışkan dinamiği denklemlerini problem bölgesine sabitlenmiş ağ sistemleri ile *Seviye Ayarlama (Level Set)* veya *Akışkanın Hacmi (Volume of Fluid)* gibi uygun görülen teknikleri birlikte kullanarak serbest su yüzeyini tanımlamaya çalışmakta ve bu yöntemler çeşitli akışkanlar mekaniği problemlerine çözüm üretebilmektedirler. Ancak çözümlerin daha iyi bir yaklaşıklıkla oluşturulabilmesi için ağ temelli yöntemler halen geliştirilmeye muhtaçtır ve kendi içlerinde barındırdıkları limitler bu gelişme önünde ciddi bir engel teşkil etmektedir. Bununla birlikte ağ gereksinimi duymayan parçacık temelli yöntemlerde de problem tipine göre birçok düzeltme algoritmasına gereksinim duyulmaktadır ve bu düzeltme algoritmalarının geliştirilmesi literatürde yoğun bir araştırma konusudur. Fakat parçacık yöntemlerinin Lagrange temelli (Lagrangian) doğası, her bir parçacığın fiziksel özelliklerinin (yoğunluk, basınç, hız ..vb), zamana göre değişiminin anlık olarak takip edilebilmesini sağlamakta ve bu özelliği sayesinde de özellikle deformasyonların yüksek olduğu problemlerin sayısal çözümünde ciddi bir potansiyel arz etmektedir. Bu tez çalışması da serbest su yüzeyli şiddetli akım problemlerinin sayısal çözümünde umut vaadeden ve yoğun bir şekilde araştırma-geliştirme faaliyetlerinin yapıldığı bir parçacık metodu olan İPH yöntemine katkı sunmayı hedeflemektedir. Bu bağlamda, yöntemin geniş bir

literatür araştırmasıyla birlikte dayandığı esaslar bu tezde belirtilmiş olup, kullanılan denklemler ve yaklaşımlar açık olarak ifade edilmiştir.

1.3 Tez Çalışmasının Amacı

Bu tez çalışmasının temel amacı, şekil değiştirme hızlarının ani ve yüksek olması dolayısıyla lineer olmayan etkilerin ciddi bir şekilde ortaya çıkması sebebiyle çözümü oldukça karmaşık bir hal alan ve gemi hidrodinamiği literatüründe serbest su yüzeyli şiddetli akım problemleri olarak adlandırılan problemleri, halen ciddi katkılara gereksinim duyan bir parçacık yöntemi olan İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği yöntemi ile ele alabilecek bir bilgisayar programının geliştirilmesidir. Hareket eden akışkanların özelliklerinin değişiminin ölçülebilmesi için iki yol vardır: Birinci yol sabit bir nokta boyunca geçiş yapan tüm hareketli parçacıkların istenilen özelliklerinin ölçülmesine, ikincisi ise ölçümün akışkan ile beraber hareket ederken yapılmasına dayanır. Bir alanın boşluktaki sabit bir pozisyona göre türevi uzaysal (spatial) veya Euler türevi (Eulerian derivative) olarak adlandırılır. Hareketli bir parçacığın izlenmesi türevi gerçek (substantive), Lagrange türevi veya materyal türevi olarak adlandırılır. Problem bölgesini temsil edebilmek için herhangi bir ağ sistemine gereksinim duymayan Lagrange temelli doğası, İPH yönteminin bu tip problemlerin çözümündeki en büyük avantajıdır çünkü uzaysal türev ifadelerinde akışkan hareketi sebebiyle oluşan lineer olmayan türev ifadeleri (advection terms) İPH yöntemi denklemlerinde bulunmamaktadır.

Lagrange temelli doğasıyla İPH yöntemi, çözülmesi hedeflenen serbest su yüzeyli şiddetli akım problemlerinin ele alınmasında ciddi bir potansiyel arz etmektedir. Dolayısıyla yöntemin tüm ayrıntıları ile birlikte özümzenmesi bu çalışmanın temelini oluşturmaktadır. Bu noktadan hareketle, İPH yönteminin sayısal yaklaşım biçiminden başlayarak, ağırlık fonksiyonlarının özellikleri, hareketi temsil eden denklemlerin ortaya konulması, başlangıç ve sınır koşullarının oluşturulması ve bir zaman integrasyonu şeması ile akışkan hareketinin zamana göre değişimi incelenmiştir. Daha sonra literatürde sıklıkla kullanılan düzeltme algoritmaları ve bu algoritmaların sonuçlara olan etkileri karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir.

Çalışmanın en büyük çıktısı ise iki boyutlu serbest su yüzeyli şiddetli akım problemlerinin çözümü için ortaya konulan Fortran 90 bilgisayar dilinde yazılmış

programdır. Yöntemin ayrıntılı bir şekilde araştırılması ile elde edilen tecrübe birikimi ve geliştirilen bilgisayar programı ile gelecekte serbest su yüzeyli farklı mühendislik problemleri ele alınabilecektir.

1.4 Tez Çalışmasının Literatüre Getirdiği Yenilik ve Katkılar

Bu çalışmanın özgün olarak ortaya koyduğu en büyük yenilik, serbest su yüzeyi parçacıklarının yüzeyden ayrılmalarını büyük oranda önleyen ve böylece serbest su yüzeyinin sürekli olarak takip edilebilmesini sağlayan düzeltme algoritmasıdır. Bu düzeltme algoritmasının, baraj yıkılması probleminde literatürde verilen deneysel sonuçlarla olan tutarlılığı gösterilmiş, daha sonra yatay çalkantı ve serbest su yüzeyine yakın bir profil etrafındaki akım problemi üzerinde uygulanmıştır. Elde edilen sonuçlar, akışkan hareketinin hem kinematik hem de dinamik özellikleri açısından karşılaştırma verileriyle büyük bir uyum içerisinde olduğu gözlemlenmiştir.

Ayrıca bu çalışma, tüm dünyada halen yoğun bir şekilde geliştirilmeye çalışılan İPH yöntemine dair Türkçe literatürün de oluşmasına bir katkı sunmayı kendine hedef olarak koymuştur. Yöntemin ülkemizde de bir araştırma konusu olarak çok çeşitli mühendislik problemlerinin çözümünde kullanımı ve bu kullanımın yaygınlaştırılması ile bir sinerji yaratmak bu çalışmanın önemli kaygılarından biridir.

1.5 İzlenen Yöntem

Bu çalışmada Euler ve süreklilik denklemleri akışkan hareketini yöneten denklemler olarak belirlenmiş ve İPH literatüründe *Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH* yaklaşımı ile bu denklemler ayrıştırılmıştır. Literatürde çok büyük oranda kabul gören *Suni Viskozite (Artificial Viscosity)* terimi de sistemin sayısal stabilitesini arttırmak amacıyla hareket denklemlerine eklenmiştir. İlk adım olarak İPH yönteminin genel özellikleri özümsemiş ve daha sonra yöntemin sayısal prosedürlerini iyileştirmek için hem yaygın olarak kullanılan hem de görece yeni sayılabilecek bir dizi düzeltme teriminin sonuçlara olan etkileri incelenmiştir. İPH literatüründe bir mihenk taşı (benchmark) problemi olan baraj yıkılması problemi, tüm düzeltme terimlerinin denendiği ve sonuçların deneysel verilerle karşılaştırıldığı problem olarak seçilmiştir. Herhangi bir düzeltme terimi uygulanmadan konvansiyonel İPH denklemlerinin kullanılmasıyla başlayan araştırma çalışmaları, sonuçlarda gözlemlenen eksikliklere

göre düzeltme terimlerinin belirli bir sıraya göre eklenmesiyle devam etmiştir. Bu çalışmada uygulanan düzeltme algoritmaları sırasıyla, yoğunluk düzeltmesi, Monaghan tarafından [17] verilen *XSPH Hız Varyantı (Velocity Variant)* düzeltmesi, Shadloo ve arkadaşları tarafından [3] verilen *Suni Parçacık Ötelemesi (Artificial Particle Displacement)* ve bu çalışmanın özgün katkısı olarak son iki düzeltmenin hibrit kullanımı ile oluşturulan serbest su yüzeyi düzeltmesidir. Yoğunluk düzeltmesi algoritması, programın doğru olarak çalışabilmesi için temel bir düzeltme olup, diğer düzeltme algoritmaları yoğunluk düzeltmesiyle birlikte kullanılmıştır. Baraj yıkılması probleminde, su kütlelerinin sağ duvara çarpmasından önce ve sonraki belirli bir andaki serbest su yüzeyi profilleri grafik olarak çizilmiştir. Ayrıca çarpma anından sonra sağ duvardaki bir nokta üzerindeki basınç değerlerinin zaman serileri çıkarılmış ve literatürde bulunan deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Her iki karşılaştırma sonucunda bu çalışmanın ortaya koyduğu hibrit düzeltme algoritmasının basınç değerlerinde en iyi yakınsaklığı sağladığı ve çarpma anından sonra parçacıkların fazlaca saçılmalarını önlediği gözlemlenmiştir.

Baraj yıkılması probleminde geliştirilen programının doğruluğu tespit edildikten sonra, dikdörtgen kesitli bir tank içerisindeki yatay çalkantı hareketi problemi, baraj yıkılması probleminde en iyi sonuçların alındığı düzeltme algoritması kullanılarak incelenmiştir. Kısmi olarak doldurulmuş bir tank içerisindeki yatay yönde çalkantı problemi, hareketli sınır şartlarının yöntemine adapte edilmesi ve serbest su yüzeyinin sürekli olarak zorlayıcı etkilere maruz kalması açısından geliştirilen bilgisayar programının test edilebilmesi için ikinci bir problem olarak seçilmiştir. Tankın tam ortası ve sol duvarına yakın bir noktadaki serbest su yüzeyi seviyeleri literatürde verilen deneysel ve sayısal sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Tez çalışmasının nihai hedefi olan serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafındaki akımın incelenmesi problemi de aynı düzeltme algoritması kullanılarak çözümlenmiştir. Bu problem aynı zamanda 2-boyutlu dalga direncinin incelenebileceği bir problem olması açısından, gemi hidrodinamiği literatüründe önemli bir yer teşkil etmektedir. Bu problemde de akışın sürekliliğini sağlayabilmek adına geliştirilen bilgisayar programına periyodik sınır şartları eklenmiştir. Üç farklı akım hızı değerinde cisim arkasında oluşan dalgaların, literatürde verilen deneysel ve analitik sonuçlarla karşılaştırılması sonucunda geliştirilen programın sonuçlarının literatür verileriyle uyumlu olduğu görülmüştür.

2. AĞ ESASLI VE PARÇACIK YÖNTEMLERİN KARŞILAŞTIRILMASI

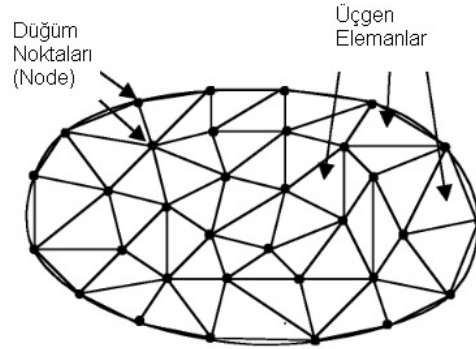
2.1 Ağ Esaslı Yöntemlere Genel Bir Bakış

Son yıllarda serbest su yüzeyinin yüksek deformasyonlara uğradığı, sıvı-yapı etkileşimli ve tam olarak veya kısmi olarak batmış cisimler etrafındaki akım problemlerinde, sayısal olarak daha kararlı ve hesaplama maliyetleri açısından daha verimli çözümlerin elde edilmesi amacıyla yapılan araştırmaların sayısında ciddi bir artış bulunmaktadır. Günümüzde bu gibi akışkanlar dinamiği mühendislik problemlerinin çözümünde uygulanan sayısal yöntemler ise genellikle problem bölgesi içinde bir ağ sistemi (grid) oluşturmakta ve bu ağ sistemlerindeki düğüm noktalarının (node) her bir adımda belli kurallara bağlı olarak güncellenmesi ile çözüme ulaşmaktadırlar. Bu tip yöntemlere genel olarak “Ağ Esaslı Yöntemler (Grid Based Methods)” adı verilmekte olup birçok problem için oldukça güvenilir ve yaygın olarak kabul görmüş çözümler üretebilmektedirler.

Ağ Esaslı Yöntemlerde oluşturulan ağ sistemi, kullanılan sayısal yöntemin özelliğine göre Euler veya Lagrange koordinat sistemlerine bağlı olarak yazılabilir. Bilindiği gibi Lagrange yaklaşımında direkt olarak parçacığın takip edildiği, Euler yaklaşımında ise parçacığın sabit bir referans noktasına göre değişimlerinin incelenmesi ve maddesel türev olarak adlandırılan türevlerin alınması gerekmektedir. Euler yaklaşımı uzaysal koordinatlarda tanımlı olup bu yaklaşıma örnek olarak “Sonlu Farklar Yöntemi” verilebilir. Lagrange yaklaşımı ise maddesel koordinatlarda tanımlıdır ve bu yaklaşıma günümüzde en popüler yöntemlerden biri olarak bilinen “Sonlu Elemanlar Yöntemi” örnek olarak verilebilir. Sonlu Elemanlar Yöntemi ilk ortaya konulduğunda Euler yaklaşımı ile tanımlı iken günümüzde Lagrange yaklaşımı da geliştirilmiş ve bu haliyle kullanımı da yaygınlaşmıştır [18]. Literatürde bu iki yaklaşımın birarada kullanıldığı yaklaşımlar da bulunmaktadır ve "Rastgele Seçilmiş Euler-Lagrange Yöntemleri (Arbitrary Lagrangian-Eulerian Methods)" [19] yöntemleri olarak anılmaktadır. Bu yöntemlerde akışkan parçacıklarının hareketi, bağlı olduğu düğüm noktalarından ayrı

olarak hesaplanır ve parçacıkların o düğüm noktasına göre bağıl hızları bir bağlayıcı (connective) hız değeri olarak momentum denklemlerinde kullanılır [20]. Şekil 2.1’de Ağ Esaslı Yöntemlerde, problem bölgesinin sayısal olarak modellenmesinin kolaylığı ve çözüm süresinin kısa sürmesi açısından sıklıkla kullanılan lineer ağ elemanları ile temsil edilmesi gösterilmektedir.

Ağ Esaslı Yöntemlerin en büyük dezavantajı ise özellikle yer değiştirmelerin çok yüksek ve ani olduğu problemlerde uygulanabilirliklerinin zorlaşmasıdır. Çünkü tüm sistem sayısal olarak “ağ” elemanları üzerine kuruludur ve yüksek deformasyonların olduğu yüksek hızda çarpışma, serbest su yüzeyli şiddetli akım problemleri gibi problemlerde bu elemanların birbirleriyle olan etkileşimlerinde kullanılan formülasyon geçerliliğini yitirebilmekte veya serbest su yüzeyi deformasyonlarının güncellenmesi sırasında sorunlar yaşanabilmektedir. Bu gibi durumların önüne geçebilmek için hareketli ağ (moving-mesh) [21] ve ağ yenileme (re-meshing) [22] gibi çeşitli algoritmalar literatürde sıklıkla kullanılmaktadır. Ancak bu gibi algoritmalar hem hesaplama maliyetlerine çok ciddi bir yük getirmekte hem de yeterli sayısal yakınsaklığı sağlayabilmek için çok karmaşık ve matematiksel açıdan oldukça zorlayıcı denklemlere ihtiyaç duymaktadır [23]. Bununla birlikte problemin çözümünden önce tüm problem bölgesinde çok detaylı bir şekilde bir ağ sistemi oluşturma zorunluluğu özellikle kompleks geometriler için oldukça zaman alıcı bir işlemdir. İşte tüm bu dezavantaj ve sınırlamalar, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği üzerine çalışan araştırmacıların herhangi bir ağ sistemine gerek duymayan parçacık metotlarına yönelmesine sebebiyet vermiş ve bu metotlar özellikle 90’lı yılların ortalarından itibaren büyük gelişimler göstermiştir.

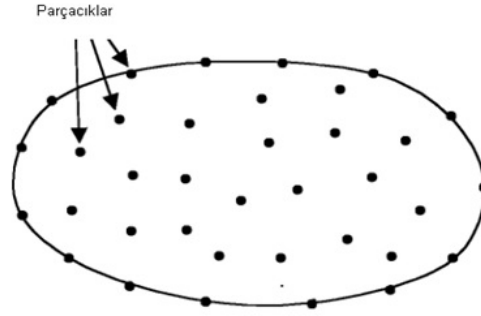


Şekil 2.1: Ağ Esaslı Sistemlerde problem bölgesinin lineer ağ elemanları ile temsil edilmesi.

2.2 Parçacık Metotlarına Genel Bir Bakış

Parçacık metotları, veya diğer adıyla ağsız metotlar (mesh-free methods, meshless methods), basit Lagrange temelli (Lagrangian) sayısal çözüm şemalarının getirdiği kolaylıklar nedeniyle yüksek deformasyonların bulunduğu katı veya akışkan mekaniği problemlerinin incelenebilmesi için geliştirilmiştir [24]. Bu yöntemlerin belki de en popüler olanı İPH yönteminin detaylarına geçmeden önce, parçacık metotlarına genel bir bakış, bu yöntemlerin genel karakteristiklerini anlayabilmek açısından yararlı olacaktır.

Parçacık yöntemlerinin en temel amacı, herhangi bir sınır koşulu ile verilmiş integral veya kısmi diferansiyel denklemleri rastgele dağıtılmış parçacıklar aracılığıyla sayısal olarak kararlı ve iyi bir duyarlılıkla çözümünü sağlamaktır [25]. Şekil 2.2’de problem bölgesindeki tüm alan değişkenlerinin değerlerini üzerinde taşıyan parçacıkların, alan içerisindeki dağılımı gösterilmektedir. Bu çalışmanın detaylı olarak üzerinde duracağı



Şekil 2.2: Parçacık yöntemlerinde problem bölgesinin parçacıklar tarafından temsil edilmesi.

İPH yöntemi dışında sözü edilen parçacık yöntemlerinden yaygın olarak kullanılan bazılarına örnek olarak Yayılı Eleman Yöntemi (Diffuse Element Method, DEM), Serbest Elemanlı Galerkin Yöntemi (Element Free Galerkin Method, EFG), Türetilmiş Çekirdek Parçacığı Yöntemi (Reproducing Kernel Particle Method, RKPM), Sonlu Nokta Yöntemi (Finite Point Method, FPM) ve Yerel Petrov-Galerkin Yöntemi (Meshless Local Petrov-Galerkin, MLPG) verilebilir [26].

Parçacık yöntemleri çok kabaca iki ana sınıf altında incelenebilir: (i) Güçlü formda (strong form) verilen parçacık metotları (ii) Zayıf formda verilen parçacık metotları. Güçlü formda verilen parçacık metotlarına tüm kollokasyon (collocation) yöntemleri, zayıf form parçacık metotlarına ise EFG yöntemi örnek olarak verilebilir. Her iki sınıfta yer alan yöntemlerin de çözülecek olan problemlere ve bu problemlerin sınır

şartlarına göre birtakım handikapları ve avantajları bulunmaktadır. Güçlü formda verilen parçacık yöntemlerinin avantajlarını sıralayacak olursak [27]:

- i Kolay bir şekilde uygulanabilir olmaları.
- ii Hesaplama maliyetlerinin daha düşük olması.
- iii İntegrasyon veya alan değişkeni hesabında herhangi bir şekilde ağ sistemi kullanmamaları dolayısıyla gerçek anlamda ağsız parçacık yöntemler olmaları.

İPH yöntemi de güçlü formda bir parçacık metodudur ve bu avantajları da literatürde yoğun bir ilgi görmesine neden olmaktadır. Güçlü formda verilen parçacık yöntemlerinin en büyük handikapı ise özellikle Neumann sınır koşullarına sahip olan problemlerde bu sınır koşulunun uygulanmasında yaşanmaktadır ve bu sorun özellikle katı cisimler mekaniği problemlerinde sınırlarda uygulanması gereken gerilme şartlarının uygulanmasında birtakım sıkıntılar yaratabilmektedir [27].

Zayıf formda ifade edilen parçacık metotları ise aşağıda verilen avantajları sayesinde daha çok katı cisimler mekaniğinde karşılığını bulmaktadır:

- i İntegral alma işlemlerinde oluşan hatayı tüm integral alanına yayabilmeleri ve böylece hata terimini kontrol edebilmeleri sayesinde oldukça kararlı ve iyi bir duyarlılıkla sonuçlar elde edilebilmektedir.
- ii Neumann sınır koşullarını yöntemlerin içinde barındırdıkları özellikleri gereği doğal olarak sağlarlar.

Zayıf formda verilen parçacık metotları Sonlu Elemanlar yönteminden farklı olarak sadece alan değişkenlerinin interpolasyonları açısından ağsız olarak kabul edilebilir. Bu yöntemlerin büyük çoğunluğu arka planda global veya yerel ağ sistemleri barındırmakta ve böylece tamamen ağsız yöntemler olarak kabul edilmemektedirler [27]. Ayrıca arka planda bulunan bu ağ sistemleri, hesaplama maliyetlerini ciddi bir şekilde arttırmaktadır.

Parçacık yöntemlerinin gelişimindeki dönüm noktası olarak belirtilen, matematikçilerin veri-uyarlama (data-fitting) veya yüzey oluşturmak için geliştirdikleri Hareketli En Küçük Kareler (Moving Least Square, MLS) yaklaşımı ile alternatif ağırlık fonksiyonları üretilmesinin yolunu açılmıştır [28]. MLS yaklaşımı ilk olarak Nayroles

ve arkadaşları [29] tarafından mekanik problemleri için geliştirilen DEM yöntemindeki ağırlık fonksiyonlarının oluşturulmasında kullanılmıştır. Daha sonra Belytschko ve arkadaşları [30] yine MLS yaklaşımını kullanarak DEM yöntemini biraz daha geliştirerek EFG adını verdiği yöntemi ortaya koymuştur. DEM ve EFG yöntemlerinin ortaya konulması, çok çeşitli parçacık temelli yaklaşımların geliştirilmesine öncülük etmiştir. EFG yöntemi özet olarak arka planda global bir ağ sisteminde oluşturduğu düğüm noktalarının değerlerini, alan içerisine dağıtılmış parçacıkların interpolate edilmesiyle hesaplar. Bu interpolasyon ise ilk olarak DEM yönteminde kullanılan MLS yaklaşımının çok daha iyi bir yakınsaklıkla ifade edilmesini sağlayan (lineer baz fonksiyonları kullanımıyla 3. mertebeden 5. mertebeye kadar) bir ağırlık fonksiyonunun kullanılmasıyla hesaplanmaktadır [31].

EFG yönteminden esinlenerek ortaya çıkan Yerel Petrov-Galerkin (MLPG) yöntemi ise arka planda global ağ sistemi oluşturmak yerine parçacık konumlarına göre yerel ağ sistemleri kurarak interpolasyon işlemini yapmaktadır [28]. MLPG yönteminde problem bölgesi yine rastgele olarak dağıtılmış parçacıklar tarafından temsil edilirken, denklem sisteminin ayrıklaştırılması için integral formunda Ağırlıklı Artıklar (Weighted Residuals) yaklaşımı kullanılmaktadır. Bu yöntemdeki en ilgi çekici fikir, integral formundaki ağırlıklı artıklar yaklaşımının tüm problem bölgesi üzerinde değil her bir düğüm noktası için ayrı ayrı ele alınmasıdır. Ancak bu yöntem de halen bir ağ sistemi üzerinden interpolasyon işlemlerini yapmakta ve dolayısıyla bir parçacık yöntemi olsa da tam anlamıyla ağsız bir yöntem olarak kabul edilememektedir.

Eğer MLPG formülasyonunda ağırlık (test) fonksiyonunun sınırları, problemin tüm bölgesini kapsayamıyorsa, zayıf formdaki yerel Galerkin formülasyonu global Galerkin formülasyonundan ciddi anlamda farklılaşır [32]. Bu uç durumda Dirac Delta fonksiyonu ağırlık fonksiyonu olarak seçilir ve bu yöntem Sonlu Parçacık metodu (FPM) olarak adlandırılır.

Bir fonksiyonu tanımlarken tıpkı İPH yönteminde olduğu gibi bir ağırlık fonksiyonu kullanarak integral yaklaşımını kullanan Türetilmiş Çekirdek Parçacığı Yöntemi (RKPM), arka planda herhangi bir ağ sistemi barındırmadığı için gerçek anlamda ağsız bir parçacık metodudur. Bu yöntemde İPH yönteminden farklı olarak ağırlık fonksiyonuna bir düzeltme işlemi yapılmakta ve böylece özellikle sınırlara yakın parçacıkların alan değerlerinin daha iyi bir yakınsaklıkla elde edilmesi

Çizelge 2.1: Bazı parçacık yöntemleri ve genel özellikleri

Yöntem	Referans	Denklemler Sistemi	Fonksiyon Yaklaşımı
DEM	Nayroles [29]	Zayıf form	MLS yaklaşımı, Galerkin yöntemi
EFG	Belytschko [30]	Zayıf form	MLS yaklaşımı, Galerkin yöntemi
MLPG	Atluri ve Zhu [33]	Yerel zayıf form	MLS yaklaşımı, Petrov-Galerkin yöntemi
FPM	Onate [34]	Güçlü form	MLS yaklaşımı, Sonlu farklar yaklaşımı
İPH	Lucy [7], Monaghan [6]	Güçlü form	İntegral tanımı
RKPM	Liu W.K. [35]	Güçlü veya zayıf form	İntegral tanımı

hedeflenmektedir [24]. Yöntemin hem güçlü hem de zayıf formda kullanımı mevcut olup daha detaylı bilgi için birçok farklı mühendislik problemlerine uygulamalarının anlatıldığı [32] ve [28] kaynaklarına bakılabilir. Yukarıda kısaca anlatılan parçacık yöntemlerinin genel özellikleri Çizelge 2.1’de gösterilmektedir.

2.3 Artı ve Eksileriyle İPH Yöntemi

Parçacık temelli bir yöntem olarak İPH yöntemi birçok ilgi çekici özelliği olmasıyla beraber kendine özgü birtakım dezavantajları veya geliştirilmesi gereken kısımları da bünyesinde barındırmaktadır. Yöntemin Lagrange temelli doğası, bize parçacığın her bir zaman adımındaki değişimini kolaylıkla izlememize olanak vermektedir. Bu özelliğinin bir çıktısı olarak parçacıklar, alan değişkenlerinin özelliklerini üzerlerinde taşıması ve böylece İPH yönteminin formülasyonunda parçacıkların zaman içerisindeki dağılımlarına göre değişiklik gerektirmemesi (öreneğin sonlu elamanlar veya hacimler yöntemlerindeki gibi ağ sistemini güncellenmesi (re-meshing) işlemlerine ihtiyaç duyulmamaktadır), yöntemin önemli artılarından biridir [25]. Büyük yer değiştirmelerin veya deformasyonların meydana geldiği çok çeşitli mühendislik problemlerine kolaylıkla adapte edilebilen doğası, yöntemin önemli avantajları arasında sayılabilir. Bir başka önemli avantaj da çoklu malzeme (multi-material) içeren problemlerde ara yüzeylerin temsil edilmesi, İPH yöntemi için oldukça önemsiz bir sorundur çünkü her bir malzeme farklı bir parçacıkla tanımlanabilmektedir [10].

Tam anlamıyla ağırsız bir parçacık yöntemi olan İPH yönteminde kompleks sınır geometrilerine sahip problemlerin oluşturulması süreci de İPH yöntemi için oldukça kolay bir hal almaktadır çünkü sınırlar da aynı şekilde parçacıklarla temsil edilmektedir. Bu parçacıkların sadece konumlarının tanımlanması sınır bölgesinin oluşturulması için yeterlidir. Böylece akışın gelişimi sırasında oluşabilecek bir ağ deformasyonu (mesh deformation) sorunu yaşanmasının da önüne geçilmektedir.

İPH yönteminin birçok avantajının olmasıyla birlikte parçacık metotları üzerine çalışmalar yürüten araştırmacılar tarafından halen geliştirilmeye çalışılan zayıf yönleri de bulunmaktadır. Gerilme kararsızlığı (tensile instability) ve sınırlara yakın bölgelerde parçacık sayısının az olmasından kaynaklanan sınır koşullarının ifade edilememesi gibi sorunlar, yöntemin uygulanması sırasında en sık karşılaşılan problemlerdir. Gerilme kararsızlığı problemi, Swegle [36, 37] tarafından tarif edilmiş olup, gerilme etkisi altındaki bir, iki ve üç boyutlu malzemelerin kübik ağırlık fonksiyonu kullanılması halinde özellikle ikinci dereceden türev ifadelerinde yaşanan kararsızlık durumudur. Bu durumu düzeltmek için parçacıkların dağılımını yayabilecek terimlerin (dissipative terms) eklenmesi, ek bir yapay kuvvet teriminin eklenmesi gibi birçok yöntem geliştirilmiştir ve halen geliştirilmektedir. Bu sorun ve giderilmesinde kullanılan yöntemlerin daha detaylı incelenmesi için [38], [39] ve [23] kaynaklarına bakılabilir. Sınır koşullarının uygulanmasında ise problem tipine bağlı olarak farklı sorunlar ortaya çıkabilmektedir. Sınır elemanlarından gelecek tepki kuvvetinin uygulanmasında sıklıkla kullanılan "*hayalet parçacığı (ghost particle)*" tekniği özellikle eğrisel yüzeyli geometrilerde zorluk çıkarabilmektedir. Hayalet parçacık tekniği ve bazı farklı sınır elemanı kuvveti uygulamaları bir sonraki bölümde *Sınır Koşullarının Uygulanması* alt başlığında (3.9) ayrıntılı olarak açıklanacaktır. Ayrıca kanal akışlarında toplam kütle korunabilmesi için uygulanması gereken periyodik sınır koşulları, özellikle yer çekimi etkisinin olduğu serbest su yüzeyi problemlerinde zorluk çıkarabilmektedir. Bu çalışmanın incelediği problemlerden olan açık bir kanalda serbest su yüzeyine yakın bir cisim probleminde, periyodik sınır koşullarının uygulanmasında yaşanan sorunlar ve getirilen çözüm önerileri detayları ile birlikte verilecektir.

Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımının kullanılmasından kaynaklanan bir başka dezavantaj ise oldukça küçük zaman adımlarının kullanılması zorunluluğudur. Çünkü bu yaklaşımda akışkan parçacıklarının yoğunluk değerlerinin başlangıçtaki durumlarından %1'den daha az değişiklik gösterebilmesine izin verilir ve böylece akışkanın çok az da olsa sıkıştırılabilir olduğu kabul edilir. Bu kabul de çok düşük Mach sayılarının kullanılmasına ve dolayısıyla Courant Stabilite koşulunu sağlayabilmek adına zaman adımının çok küçük seçilmesine yol açar [40], [41]. Bu sebeple problemin çözümü için daha fazla zaman adımına ihtiyaç duyulur.

Ancak bu noktada göz önünde bulundurulması gereken bir husus da bu kabul sayesinde zaman integrasyonunun bir önceki zaman adımındaki alan değerlerine ihtiyaç duyulmaması, yani zaman integrasyonunun "*açık (explicit)*" integrasyon şemaları kullanılarak yapılabilmesidir. Bu sayede bir zaman adımının hesaplama maliyeti büyük oranda düşmektedir. Bununla birlikte, bu kabule alternatif olarak "*kapalı (implicit)*" bir integrasyon şemasına sahip olan Tam Sıkıştırılmaz İPH (Fully Incompressible SPH) yöntemi ortaya konulmuş ve bu alanda da araştırma faaliyetleri devam etmektedir [3,42]. Bu tez çalışmasındaki simülasyonlarda kullanılmayan Tam Sıkıştırılmaz İPH yaklaşımının genel özelliklerinden bir sonraki bölümde kısaca bahsedilecektir.

3. İNTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ (İPH) YÖNTEMİ

Bu bölümde, İPH yönteminin farklı alanlardaki uygulamaları ile birlikte tarihsel gelişim süreci anlatıldıktan sonra yöntemin dayandığı sayısal yaklaşımlar tüm detayları ile birlikte açıklanacaktır. 1977 yılında sıkıştırılabilir akışkanlar için astrofizik problemlerinin çözümünde kullanılmaya başlanan yöntemin daha sonra birçok akışkan ve katı cisimler mekaniği problemleri üzerine uygulamaları ve yöntemin geliştirilmesi sürecinde bugün gelinen nokta belirtilecektir. Ayrıca yöntemin birçok açıdan artıları ve avantajları ile birlikte eksileri ve dezavantajları ve uygulamadaki birtakım zorlukları da bulunmaktadır ve bu hususlar da bu bölüm içinde aktarılacaktır. Gelişim sürecinin genel olarak belirtilmesinden sonra İPH yönteminin herhangi bir fonksiyona ve türevlerine integral yaklaşımı gösterilecektir. Bu yaklaşım biçiminin bu çalışmada kullanılan akışkanlar dinamiği korunum denklemlerindeki karşılıkları gösterilecektir. Daha sonra bu yaklaşım esnasında kritik bir öneme sahip olan ağırlık (kernel) fonksiyonlarının oluşturulma biçimleri, sağlamaları gereken özellikler ve literatürde yaygın olarak kullanılan bazı örnekleri ayrıntılı bir şekilde verilecektir. Literatürde yaygın olarak kullanılan suni viskozite ve suni sıkıştırılabilirlik ifadeleri açıklanacak, parçacıkların basınç değerlerinin hesabında kullanılan *Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir* ve *Tam Sıkıştırılmaz İPH* yaklaşımları açıklanacaktır. Sınır koşullarının uygulanmasında İPH literatüründeki çeşitli yaklaşımlar, yöntemin kendine has kolaylıkları ve problem tipine göre karşılaşılan zorluklar ile bu çalışmada kullanılan sınır koşulları belirtilecektir. Son olarak da bu çalışmada kullanılan zaman integrasyonu algoritması ve geliştirilen programın akış şeması verilecektir.

3.1 İPH Yönteminin Gelişim Süreci ve Bazı Uygulama Alanları

İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği yöntemi, akışkanlar mekaniği denklemlerini problemin çözüleceği bölgeyi parçacıklar yardımıyla tanımlayarak çözmeye çalışan bir sayısal yaklaşım yöntemidir. Monaghan'a göre bu parçacıklar, matematikçiler için sadece akışkanın özelliklerinin hesaplanabileceği birer interpolasyon noktasını ifade

ederken, fizikçiler için ise diğer bütün parçacık yöntemlerinde olduğu gibi malzemenin tüm özelliklerini taşıyan ve malzemedeki değişime göre kendini güncelleyen noktaları belirtmektedir [10].

Buradan anlaşılabilceği üzere İPH yöntemi, parçacığın zaman içindeki değişimini inceleyen ya da başka bir ifadeyle parçacığı takip eden ve Lagrange denklemlerini çözümde kullanan bir yöntemdir. Von Neumann [43], parçacık yöntemlerinin şok problemlerinde kullanılması üzerine yazdığı makalesinde; parçacık yöntemlerinin, sadece sürekli akışkan denklemlerinin yaklaşık çözümünde değil; alt yapısında moleküler dinamik sistemlerini de barındıran, zorlu parçacık sistemi denklemlerini ortaya koyan ve bu haliyle süreklilik denklemlerinden daha temel bir yaklaşım olduğunu belirtmektedir.

Bu özellikleri bünyesinde barındıran parçacık yöntemlerinden bir olan İPH yöntemi, ilk olarak üç boyutlu astrofizik problemlerinin çözümü için 1977 yılında eş zamanlı olarak Gingold ve Monaghan [6] ve Lucy [7] tarafından ortaya konuldu. Gingold ve Monaghan, eşit kütleli akışkan parçacıklarının birim hacimdeki sayılarının yoğunlukla doğru orantılı olması gerekeceğini belirtmişlerdir. Ayrıca parçacıkların sadece başlangıçtaki pozisyonları simetrik olarak yerleştirildiğinde bir simetri durumunun oluşabileceği, hareket başladıktan sonra herhangi bir simetri durumunun olamayacağını belirtmişlerdir. Gingold ve Monaghan bu mevcut durumdan hareketle, parçacıkların herhangi bir andaki pozisyonlarının yoğunluğa bağlı olarak rastgele dağıtılması gerektiğini varsaymışlardır. Bu durumun doğal sonucu olarak da parçacıkların bölge içerisinde bilinen dağılımından yoğunlukların hesaplanması, bir numune kümesi içerisindeki değerleri kullanarak olasılık dağılımının hesaplamasıyla eşdeğer bir problem olmaktadır. Bu problemin çözümü için de istatistikçiler, bir integral yaklaşımı olan Monte Carlo prosedüründen hareketle, düzgünleştirilmiş çekirdek yöntemi (smoothing kernel method), [44], [45] ve delta eğrisi yöntemi (delta spline method) [46] olmak üzere iki farklı çözüm geliştirmişlerdir. Belirli bir bölge içerisinde tanımlı olan verilerin ağırlıklı ortalamalarını alarak veya başka bir deyişle interpolasyon tekniklerini kullanarak istenilen noktaların yeni değerlerini hesaplayan bu yöntemlerden hareketle İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (Smoothed Particle Hydrodynamics) adını verdikleri yöntemi geliştirilmiştir.

Yöntem daha sonra şok [47], [48], [49], çarpışma [50], su altı patlaması problemleri [37] gibi büyük deformasyonların olduğu durumlarda olduğu gibi akışkanlar mekaniği problemlerinde, kırılma ve elastisite [51] problemlerinde de kullanılmıştır. Ayrıca bio-mekanik alanında kan akış simülasyonu [52], metal şekillendirme [53] gibi farklı mühendislik problemlerinin çözümünde yine İPH yöntemi kullanılmıştır.

3.2 İPH Yönteminde Herhangi Bir Fonksiyonun İntegral Tanımı

Temel olarak bir interpolasyon işlemine dayanan İPH yönteminde herhangi bir alan fonksiyonu, tanımlı bölge içerisine düzensiz olarak dağıtılmış parçacıklara (veya noktalara) ait fonksiyon değerlerinin bir ağırlık fonksiyonu aracılığıyla ortalamasının alınmasıyla ifade edilir. İPH yaklaşımına göre ağırlık fonksiyonu $W(\mathbf{r}_{ij}, h)$, h interpolasyon uzunluğu (smoothing length) değeri sıfıra giderken Dirac Delta fonksiyonuna eşdeğer olan bir fonksiyondur. Burada $\vec{\mathbf{r}}_{ij} = \vec{\mathbf{r}}_i - \vec{\mathbf{r}}_j$ parçacıklar arasındaki uzaklık vektörü, i ve j indisleri parçacık indislerini göstermektedir. i indisi ilgilenilen parçacığı j indisi ise bu parçacığın etkileşime girdiği parçacıkları temsil etmektedir. Herhangi sürekli bir $A(\vec{\mathbf{r}}_i)$ fonksiyonu (skaler, vektörel veya tansörel olabilir) için aşağıdaki eşitlik yazılabilir:

$$A(\vec{\mathbf{r}}_i) = \int_{\Omega} A(\vec{\mathbf{r}}_j) \delta(\vec{\mathbf{r}}_j - \vec{\mathbf{r}}_i) d^3\vec{\mathbf{r}}_{ij}, \quad (3.1)$$

$$\int_{\Omega} \delta(\vec{\mathbf{r}}_j - \vec{\mathbf{r}}_i) d^3\vec{\mathbf{r}}_{ij} = \begin{cases} 1, & \vec{\mathbf{r}}_j = \vec{\mathbf{r}}_i \\ 0, & \vec{\mathbf{r}}_j \neq \vec{\mathbf{r}}_i \end{cases}, \quad (3.2)$$

Dirac Delta fonksiyonu eşitliğinden hareketle herhangi bir sürekli $A(\vec{\mathbf{r}}_i)$ fonksiyonu İPH yönteminde aşağıdaki denklemle ifade edilir:

$$A_i \cong \langle A(\vec{\mathbf{r}}_i) \rangle \equiv \int_{\Omega} A(\vec{\mathbf{r}}_j) W(\mathbf{r}_{ij}, h) d^3\vec{\mathbf{r}}_{ij}, \quad (3.3)$$

burada braket “ $\langle \rangle$ ” işareti çekirdek/ağırlık yaklaşımını (kernel approximation), $d^3\vec{\mathbf{r}}_{ij}$ ağırlık fonksiyonunun etki alanı içindeki sonsuz küçük hacim elemanını, Ω ise bu etki alanının tamamının hacmini belirtmektedir. A_i fonksiyonu ise hız, yoğunluk, basınç veya viskozite gibi herhangi bir hidrodinamik büyüklüğü temsil edebilmektedir. Bu

integral yaklaşımında hata terimi $O(h^2)$ mertebesinde ve bu da bize 2. dereceden bir yakınsaklık sağlanmaktadır [54]. Bu hata terimini (3.3) denkleminde $A(\vec{r})$ ifadesinin r civarındaki Taylor açılımını yaparak elde edebiliriz:

$$\langle A(\vec{r}_i) \rangle \equiv \int_{\Omega} W(\mathbf{r}_{ij}, h) \left\{ A(\vec{r}_i) - \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{h} A'(\vec{r}_i) + \frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2}{h^2 2!} A''(\vec{r}_i) + \dots \right\} d^3 \vec{r}_{ij} \quad (3.4)$$

$W(\mathbf{r}_{ij}, h)$ ağırlık fonksiyonunun pozitif ve çift fonksiyon olabilmesi için (3.4) denklemindeki tek terimler sıfıra eşit olacaktır. Baskın olan hata terimi ikinci mertebeden olan ifadedir. Bu mertebeden daha yüksek mertebede bir hata terimi elde edebilmek için ağırlık fonksiyonu oluşturulurken (3.5) denkleminde verilen ikinci moment değerinin de sıfıra eşit olmasına çalışılmalıdır:

$$\int_{\Omega} r_{ij}^2 W(\mathbf{r}_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \quad (3.5)$$

İPH yönteminde bir fonksiyonun türevini hesaplamak için ise (3.3) denkleminde tanımlanan yaklaşım kullanılarak, $A(\vec{r}_i)$ fonksiyonu yerine bu fonksiyonun türevi yazılırsa:

$$\frac{\partial A(\vec{r}_i)}{\partial x_i^k} \cong \left\langle \frac{\partial A(\vec{r}_i)}{\partial x_i^k} \right\rangle \equiv \int_{\Omega} \frac{\partial A(\vec{r}_j)}{\partial x_i^k} W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} \quad (3.6)$$

Bu denklemde k üst indisi konum vektörünün bileşenlerini işaret etmektedir. Ağırlık fonksiyonunun yüzey integrasyonu sıfıra eşit olması ve $\partial W(r_{ij}, h) / \partial x_i^k = -\partial W(r_{ij}, h) / \partial x_j^k$ özelliğinden yararlanarak interpolasyon uzunluğunun (h) sabit olarak alınması koşulu altında (3.6) denkleminde, kısmi integrasyon uygulanırsa denklem aşağıdaki hale dönüşür:

$$\frac{\partial A(\vec{r}_i)}{\partial x_i^k} \cong \left\langle \frac{\partial A(\vec{r}_i)}{\partial x_i^k} \right\rangle \equiv \int_{\Omega} A(\vec{r}_j) \frac{\partial W(r_{ij}, h)}{\partial x_i^k} d^3 \vec{r}_{ij} \quad (3.7)$$

Daha yüksek mertebeden türevlerin alınmasında da aynı yaklaşım kullanılır ve sadece ağırlık fonksiyonunun istenen mertebeden türevi alınarak işlem tamamlanır.

3.3 Parçacık Yaklaşımı

İPH yönteminin önemli noktalarından birisi de parçacık yaklaşımıdır. Bir önceki bölümde açıklanan sürekli fonksiyonların integral denklemleri bu yaklaşım ile ayrıklaştırılmaktadır. 3.3 denklemindeki ağırlık fonksiyonunun tanımlı olduğu bölge içindeki sonsuz küçük hacmi temsil eden $d^3\vec{r}_{ij}$ yerine ΔV_j yazılır ve bu parçacığın kütlesi aşağıdaki şekilde gösterilir:

$$m_j = \Delta V_j \cdot \rho_j \quad (3.8)$$

Bu denklemde ρ_j parçacığın yoğunluğudur ($j=1,2,\dots,N$). N ise “j” parçacığının etki bölgesi içinde kalan parçacık sayısını ifade etmektedir. Buradan hareketle parçacık yaklaşımı aşağıdaki şekilde gösterilir:

$$A(\vec{r}_i) \cong \int_{\Omega} A(\vec{r}_j) W(r_{ij}, h) d^3\vec{r}_{ij} \cong \sum_{j=1}^N A(\vec{r}_j) W(r_{ij}, h) \Delta V_j \quad (3.9)$$

Bu denklemde ΔV_j yerine (3.8) denklemindeki ifade konulursa, İPH terminolojisinde herhangi bir “i” parçacığının taşıdığı fonksiyon değeri yaklaşık olarak şu şekilde yazılmış olur:

$$\langle A(\vec{r}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N A(\vec{r}_j) \frac{m_j}{\rho_j} W(r_{ij}, h) \quad (3.10)$$

Aynı yaklaşımla bir fonksiyonunun türevini de aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\frac{\partial A(\vec{r}_i)}{\partial x_i^k} \equiv \left\langle \frac{\partial A(\vec{r}_i)}{\partial x_i^k} \right\rangle \cong \sum_{j=1}^N A(\vec{r}_j) \frac{m_j}{\rho_j} \frac{\partial W(r_{ij}, h)}{\partial x_i^k} \quad (3.11)$$

3.4 Parçacık Yaklaşımı ile Bazı Akışkanlar Dinamiği Denklemlerinin İfade Edilişi

Bu bölümde akışkanlar dinamiği problemlerinde sıklıkla kullanılan süreklilik ve momentum korunum denklemlerinin İPH yönteminde bir önceki bölümde açıklanan parçacık yaklaşımı ile nasıl ele alındığı incelenecektir. Her zaman adımı parçacık yoğunluklarının hesaplanması İPH yönteminin en temel başlangıç noktasını

oluşturduğu için öncelikle süreklilik denkleminin genel ifadesi ve İPH literatüründe kullanılan iki farklı yoğunluk hesabının gösterimi ile başlamak yerinde olacaktır. Bilindiği gibi en genel haliyle süreklilik denklemi aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.12)$$

Burada $\vec{u}$ parçacıkların hız vektörünü, d/dt ise parçacığın hareketi takiben türevini (material derivative) göstermektedir.

Yoğunluk fonksiyonunun değişimi ise İPH yönteminde iki farklı yaklaşımla yapılmaktadır [2]. Birinci yaklaşıma “*toplama yoğunluğu (summation density)*” adı verilmekte olup, (3.10) denklemindeki $A(\vec{r}_i)$ fonksiyonu yerine yoğunluğun yazılmasıyla elde edilmektedir:

$$\langle \rho_i \rangle = \sum_{j=1}^N m_j W(r_{ij}, h) \quad (3.13)$$

Bu denkleme göre, “*i*” noktasındaki bir parçacığın yoğunluğu, kendisine komşu olan tüm parçacıkların ağırlıklı ortalaması alınarak hesaplanmaktadır.

İkinci bir yaklaşım ise yoğunluğun değişimini hesaplamak için (3.12) denkleminin kullanıldığı ve “*süreklilik yoğunluğu (continuity density)*” adı verilen yaklaşımdır. Yoğunluğun hareketi takiben alınmış türevinin alınabilmesi için İPH operatörü özelliği ve $\nabla(\rho \mathbf{u}) = \rho \cdot \nabla \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho$ eşitliği kullanılarak yazılan ifadesi aşağıda verilmiştir:

$$\left\langle \frac{d\rho_i}{dt} \right\rangle = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\vec{u}_i - \vec{u}_j) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (3.14)$$

Her iki yaklaşımın da bazı avantajları ve dezavantajları bulunmaktadır. Toplam yoğunluk yaklaşımında yoğunluk tanımlı bölge içerisindeki tüm parçacıkların kütlelerinin integrasyonu ile hesaplandığı için kütle tam olarak korunurken, sürekli yoğunluk yaklaşımında kütle korunumu tam olarak gerçekleşemeyebilmektedir [25]. Buna karşı, toplam yoğunluk yaklaşımında, akışkanın sınıra yakın bölgelerinde “kenar etkisi (edge effect)” adı verilen ve yoğunluğun tamamen yok olmasına ve dolayısıyla çok büyük yer değiştirme ve hız değerlerine sebep olan bir etkisi olabilmektedir. Kenar

etkisi, sınırlara yakın bölgelerde parçacıkların etkileşime girebileceği komşuluklarının azalmasından dolayı bu bölgelerdeki parçacıkların yoğunluklarının doğru olarak hesaplanamamasına yol açmaktadır. Ancak kenar etkisi olayı, sanal sınır elemanları veya bazı farklı yöntemlerle engellenebilmektedir. Ayrıca toplam yoğunluk yaklaşımı, her bir zaman adımında, diğer alan değişkenlerini hesaplayabilmek için öncelikle tüm parçacıkların yoğunluğunu ve ağırlık fonksiyonu değerlerini hesapladığı için bilgisayar çözüm süresi, sürekli yoğunluk yaklaşımına göre daha uzun sürmektedir [25]. Bu çalışmanın ele aldığı problemlerin çözümünde hem sınır etkisi olayından kaçınmak hem de hesaplama maliyetlerini azaltmak için sürekli yoğunluk yaklaşımı kullanılmıştır. Bununla birlikte bu yaklaşım sonucu elde edilen yoğunluk değerleri 4. bölümde detayları ile birlikte açıklanacak olan bir düzeltme algoritması ile düzeltilmiştir.

Hareketi temsil eden bir diğer önemli denklem takımı ise momentum korunum denklemleridir. Bu denklemler viskoz etkiler dahil edilerek (Navier-Stokes) veya dahil edilmeden (Euler) yazılabilir. Viskoz etkilerin de dahil olduğu en genel haliyle momentum korunum denklemleri şu şekilde ifade edilir:

$$\frac{d\vec{u}_i}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{T}_{ij}}{\partial x_j^k} + \vec{F}_i \quad (3.15)$$

burada $\mathbf{T}_{ij}$ gerilme tansörü ve $\mathbf{F}_i$ birim kütleyle uygulanan dış kuvvet (body force) olarak verilmektedir. Gerilme tansörü ise aşağıdaki gibidir:

$$\mathbf{T}_{ij} = -p\delta_{ij} + \sigma_{ij} \quad (3.16)$$

Burada p basınç, δ_{ij} birim tansör ve σ_{ij} ise μ viskozite katsayısı olmak üzere aşağıdaki gibi verilmiş olan viskoz gerilme tansörüdür.

$$\sigma_{ij} = \mu \left\{ \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - (\nabla \cdot \mathbf{u}) \delta_{ij} \right\} \quad (3.17)$$

Korunum denkleminin sağ tarafındaki ifadenin, standart simetrik İPH yönteminde çıkarılması aşağıda vektörel gösterim ile verilen özellik kullanılarak yapılabilmektedir

[55]:

$$\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{T} = \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{T}}{\rho} \right) + \left(\frac{\mathbf{T}}{\rho^2} \right) \cdot \nabla \rho \quad (3.18)$$

Bu ifadenin sağ tarafındaki iki terim İPH parçacık yaklaşımına göre şu şekilde yazılabilir:

$$\nabla_i \cdot \left(\frac{\mathbf{T}_i}{\rho_i} \right) = \sum_{j=1}^N m_j \frac{\mathbf{T}_i}{\rho_i^2} \cdot \nabla_i W_{ij}, \quad (3.19)$$

$$\left(\frac{\mathbf{T}_i}{\rho_i^2} \right) \cdot \nabla \rho_i = \frac{\mathbf{T}_i}{\rho_i^2} \cdot \sum_{j=1}^N m_j \nabla_i W_{ij}, \quad (3.20)$$

Son olarak, bu terimler (3.15) korunum denkleminin sağ tarafında yerine konulduğunda Navier-Stokes denklemlerinin İPH yönteminde karşılık gelen ifadesi elde edilir:

$$\frac{D\vec{\mathbf{u}}_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\mathbf{T}_i}{\rho_i^2} + \frac{\mathbf{T}_j}{\rho_j^2} \right) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (3.21)$$

Bu çalışmada viskoz etkiler ihmal edilmiş ve hareketi temsil eden korunum denklemleri olarak Euler denklemleri kullanılmıştır. Böylece (3.15) denklemi aşağıdaki hale indirgenmiş olur:

$$\frac{D\vec{\mathbf{u}}_i}{Dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (3.22)$$

Euler denklemlerinin literatürde verilen bir diğer ifadesi ise aşağıdaki gibi verilmektedir [25]:

$$\frac{D\vec{\mathbf{u}}_i}{Dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i + p_j}{\rho_i \rho_j} \right) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (3.23)$$

Görüldüğü gibi her iki momentum denkleminin de en önemli özelliği, denklemin “i” ve “j” parçacıkları için simetrik olmasıdır. Yani sistemde “i” ve “j” parçacıklarının birbirlerine uyguladıkları kuvvetler büyüklük olarak eşit, yön olarak zıt yönlüdür. Bu özellik sayesinde momentum korunumu tam olarak sağlanabilmektedir.

3.5 İPH Yönteminde Ağırlık Fonksiyonları

3.5.1 Sağlamaları gereken kriterler ve bazı örnekler

İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği yönteminin en önemli noktalarından biri de ağırlık fonksiyonlarının seçilmesidir. Çünkü ağırlık fonksiyonları sadece parçacıklar arasındaki interpolasyonun nasıl yapılacağını belirlemekle kalmamakta aynı zamanda bir parçacığın etki alanının sınırlarını da çizmektedir. Ağırlık fonksiyonlarının sağlaması gereken koşullar aşağıdaki gibi özetlenebilir [56]:

- Ağırlık fonksiyonları normalize edilmiş olmalıdır. Bu koşula "*Birim Özelliği (unity property)*" denilmekte olup, aşağıdaki denklem ile ifade edilmektedir:

$$\lim_{h \rightarrow 0} \int_{\Omega} W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} \cong 1 \quad (3.24)$$

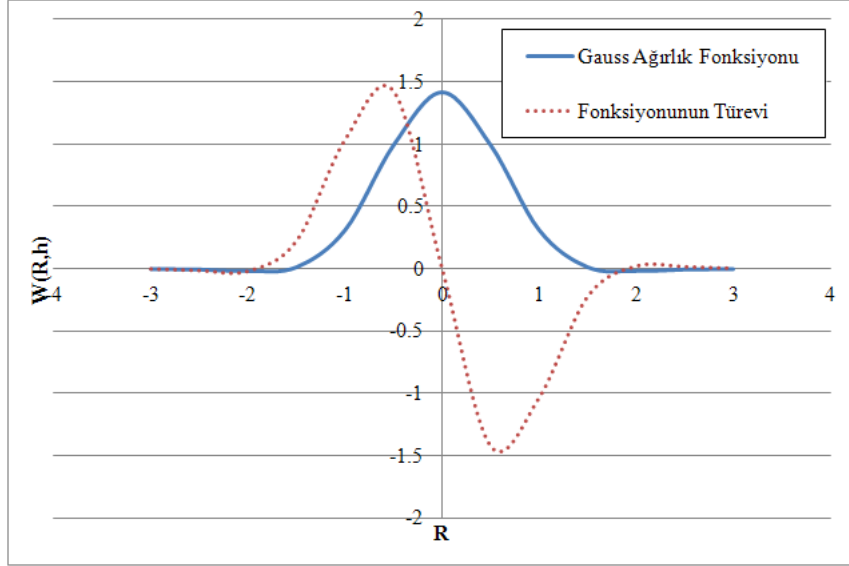
- Ω bölgesi içinde $W(r_{ij}, h) > 0$ olmalıdır (Pozitif olma özelliği).
- Ω bölgesi dışında ise $W(r_{ij}, h) = 0$ olmalıdır (Tam desteklenme (compact support) özelliği).
- W fonksiyonu konuma göre monoton olarak azalan bir fonksiyon olmalıdır.
- Ağırlık fonksiyonu $h \rightarrow 0$ koşulu altında Dirac Delta fonksiyonuna yakınsamalıdır (Dirac Delta fonksiyonu özelliği).

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(r_{ij}, h) = \delta(r_i - r_j) \quad (3.25)$$

Bu koşulları sağlayan herhangi bir fonksiyon İPH yönteminde ağırlık fonksiyonu olarak kullanılabilir. Ancak Monaghan [17], Gauss tipi ağırlık fonksiyonunun sayısal stabilite ve yakınsaklık açısından her zaman en iyi sonucu vereceğini belirtmiştir. Aşağıda Monaghan'ın üç boyutlu problemler için önerdiği Gauss ağırlık fonksiyonu verilmektedir:

$$W(R, h) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} h} \left(\frac{5}{2h^2} - R^2 \right) \exp(-R^2) \quad (3.26)$$

Burada $R = r_{ij}/h$ olarak verilmektedir. Gauss tipi ağırlık fonksiyonu, teorik olarak R değeri sonsuza gittiğinde sıfır olduğu için geçerli olduğu bölge, tam olarak belirlenememektedir. Bununla birlikte fonksiyon sıfıra çok hızlı bir şekilde yakınsadığı için pratik olarak bu bölge kolaylıkla tanımlanabilmektedir. Bu fonksiyonun tek dezavantajı, fonksiyonun yüksek mertebeden türevlerini hesaplama süresinin uzun sürmesidir [25]. Şekil 3.1’de Gauss fonksiyonu ve türevi gösterilmektedir: Bir diğer

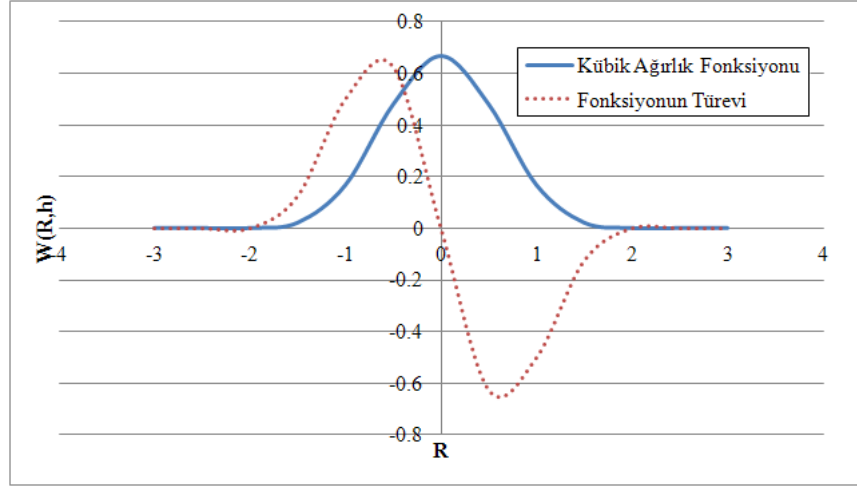


Şekil 3.1: Gauss Ağırlık fonksiyonu ve türevi.

ağırlık fonksiyonu örneği olarak da Monaghan ve Lottanzio [57] tarafından, tiriz eğrilerinden yararlanarak oluşturulan kübik-eğri (cubic-spline) ağırlık fonksiyonlarını örnek olarak gösterilecektir. Aşağıda kübik eğri ağırlık fonksiyonu denklemi ve Şekil 3.2’de bu fonksiyon ve türevinin grafiği verilmiştir.

$$W(R,h) = \alpha_d \begin{cases} \frac{3}{2} - R^2 + \frac{1}{2}R^3, & 0 \leq R < 1 \\ \frac{1}{6}(2-R)^3, & 1 \leq R < 2 \\ 0, & R \geq 2 \end{cases} \quad (3.27)$$

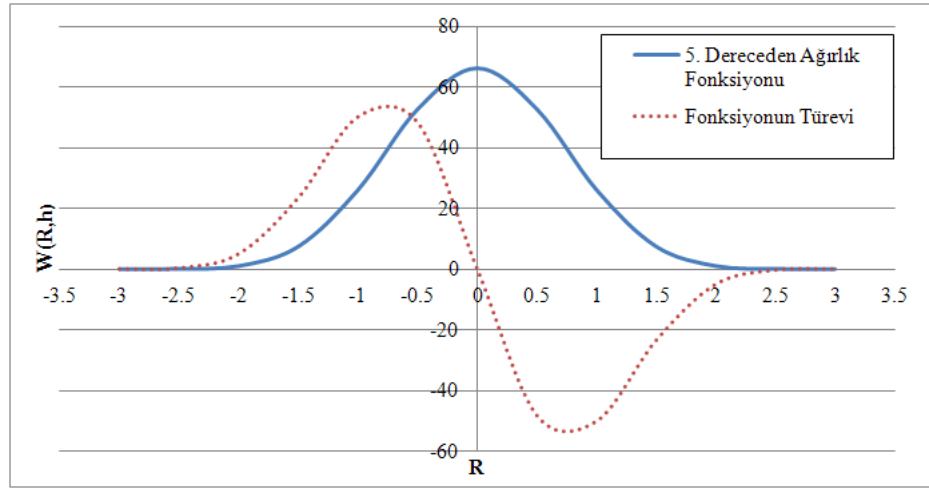
Görüldüğü gibi bu fonksiyon 3. dereceden bir fonksiyon olup, parçalı olarak (piecewise) tasarlanmıştır. Son olarak da literatürde yapılmış olan uygulamalarda da sıklıkla kullanılan [4] ve bu çalışmanın da çözümlerde kullandığı 5. dereceden (quintic) ağırlık fonksiyonu (3.28) denkleminde, fonksiyonun ve türevinin grafiği de



Şekil 3.2: Kübik eğri ağırlık fonksiyonu ve türevi.

Şekil 3.3'te verilmiştir.

$$W(R, h) = \alpha_d \begin{cases} (3-R)^5 - 6(2-R)^5 + 15(1-R)^5, & 0 \leq R < 1 \\ (3-R)^5 - 6(2-R)^5, & 1 \leq R < 2 \\ (3-R)^5, & 2 \leq R < 3 \\ 0, & R \geq 3 \end{cases} \quad (3.28)$$



Şekil 3.3: 5. dereceden (quintic) ağırlık fonksiyonu ve türevi.

(3.27) ve (3.28) denklemlerinde α_d problemin boyutuna bağlı olarak değişen sabit bir katsayıdır ve 5. dereceden ağırlık fonksiyonu için bu değer bir, iki ve üç boyutlu problemler için, sırasıyla, $120/h$, $7/(478\pi h^2)$ ve $3/(359\pi h^3)$ olarak verilmektedir. Ağırlık fonksiyonunun türevi ise aşağıdaki gösterildiği gibi kolaylıkla hesaplanabilmektedir:

$$\frac{\partial W(r_{ij}, h)}{\partial x_i^k} = \frac{x_{ij}^k}{r_{ij}} \frac{\partial W(r_{ij}, h)}{\partial x_i^k} \quad (3.29)$$

3.5.2 Ağırlık fonksiyonlarının oluşturulma koşulları

İPH yönteminde, herhangi bir fonksiyonun (3.3) denkleminde verilen ifade ile temsil edildiği önceki bölümde belirtilmişti. Bu noktadan hareketle, $A(\mathbf{r}_i)$ fonksiyonunun yeteri kadar düzgün (smooth) bir şekilde hesaplanabildiği kabulü ile $A(\mathbf{r}_j)$ fonksiyonunu $\mathbf{r}_i$ civarında $R_{n+1}\left(\frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{h}\right)$ artık terim olmak üzere Taylor serisine açabiliriz:

$$\begin{aligned} A(r_j) &= A(r_i) + A'(r_i)(r_j - r_i) + \frac{1}{2}A''(r_i)(r_j - r_i)^2 + \dots \\ &= \sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s h^s A^{(s)}(\mathbf{r}_i)}{s!} \left(\frac{r_i - r_j}{h}\right)^s + R_{n+1}\left(\frac{r_i - r_j}{h}\right) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Bu denklemi (3.3) ifadesinde artık terim olmaksızın yerine yazacak olursak;

$$\begin{aligned} A(r_i) &= \int_{\Omega} \left[\sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s h^s A^{(s)}(\mathbf{r}_i)}{s!} \left(\frac{r_i - r_j}{h}\right)^s \right] W(r_{ij}, h) d^3 \vec{\mathbf{r}}_{ij} \\ &= \sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s h^s A^{(s)}(\mathbf{r}_i)}{s!} \int_{\Omega} \left(\frac{r_i - r_j}{h}\right)^s W(r_{ij}, h) d^3 \vec{\mathbf{r}}_{ij} \\ &= \sum_{s=0}^n C_s A^{(s)}(\mathbf{r}_i) \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$C_s = \sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s h^s}{s!} \int_{\Omega} \left(\frac{r_i - r_j}{h}\right)^s W(r_{ij}, h) d^3 \vec{\mathbf{r}}_{ij} \quad (3.32)$$

(3.32) denkleminin sağ ve sol taraflarına bakıldığında, $A(r_i)$ fonksiyonuna n . dereceden yakınsayabilmek için C_s ve $A^{(s)}(\mathbf{r}_i)$ ifadelerinin karşılıklı terimlerinin derecelerinin eşit olması gerekliliği görülmektedir. Bu gereklilik, ağırlık fonksiyonlarının aşağıdaki koşulları sağlanması ile yerine getirilmektedir:

$$\begin{aligned}
C_0 &= \int_{\Omega} W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 1 \\
C_1 &= -h \int_{\Omega} \left(\frac{r_i - r_j}{h} \right) W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \\
C_2 &= \frac{h^2}{2} \int_{\Omega} \left(\frac{r_i - r_j}{h} \right)^2 W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \\
&\vdots \\
C_n &= \frac{(-1)^n h^n}{n!} \int_{\Omega} \left(\frac{r_i - r_j}{h} \right)^n W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0
\end{aligned} \tag{3.33}$$

Bu koşullar ise ağırlık fonksiyonunun n . derece momentleri şeklinde daha basit ifadeler olarak yazılabilir:

$$\begin{aligned}
M_0 &= \int_{\Omega} W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 1 \\
M_1 &= \int_{\Omega} (r_i - r_j) W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \\
M_2 &= \int_{\Omega} (r_i - r_j)^2 W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \\
&\vdots \\
M_n &= \int_{\Omega} (r_i - r_j)^n W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0
\end{aligned} \tag{3.34}$$

Moment ifadelerine bakıldığında, birinci ifade İPH yönteminin temelini oluşturduğu için seçilecek olan ağırlık fonksiyonunun sağlaması gereken ana koşuldur. Eğer seçilmiş olan ağırlık fonksiyonu yukarıda verilen " n " denklemi sağlıyorsa, fonksiyon " $(n-1)$." dereceden bir fonksiyondur.

Aynı yolu izleyerek herhangi bir fonksiyonun türevinin yakınsaklığı da incelenebilir. Bir fonksiyonun türevi ifadesi aşağıdaki şekilde yazılırsa:

$$\frac{\partial A(r_i)}{\partial x_i^k} = \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial x_i^k} [A(r_j) W(r_{ij}, h)] d^3 \vec{r}_{ij} - \int_{\Omega} \frac{\partial A(r_j)}{\partial x_i^k} W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} \tag{3.35}$$

Bu denklemdeki ilk integral ifadesi, Ω hacminin yüzeyi S bu yüzeyin birim normal vektörü ise $\vec{n}$ vektörünü olmak üzere bir yüzey integrali olarak ifade edilirse:

$$\frac{\partial A(r_i)}{\partial x_i^k} = \int_S A(r_j) W(r_{ij}, h) \vec{n} dS - \int_{\Omega} \frac{\partial A(r_j)}{\partial x_i^k} W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} \quad (3.36)$$

$A(r_j)$ fonksiyonunun Taylor serisi açılımında bu ifade yerine yazıldığında,

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(r_i)}{\partial x_i^k} &= \int_S A(r_j) W(r_{ij}, h) \vec{n} dS - \\ &\int_{\Omega} \left[\sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s h^s A^{(s)}(r_i)}{s!} \left(\frac{r_i - r_j}{h} \right)^s \right] W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} \\ &= \int_S A(r_j) W(r_{ij}, h) \vec{n} dS + \sum_{s=0}^n C'_s A^{(s)}(r_i) W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$C'_s = \frac{(-1)^{s+1} h^s}{s!} \int_{\Omega} \left(\frac{r_i - r_j}{h} \right)^s W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} \quad (3.38)$$

denklemleri elde edilir. Böylece bir fonksiyonunun türevinin yaklaşımı için ağırlık fonksiyonunun moment koşulları aşağıdaki gibi olacaktır:

$$\begin{aligned} M'_0 &= \int_{\Omega} W'(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \\ M'_1 &= \int_{\Omega} (r_i - r_j) W'(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 1 \\ M'_2 &= \int_{\Omega} (r_i - r_j)^2 W'(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \\ &\vdots \\ &\vdots \\ M'_n &= \int_{\Omega} (r_i - r_j)^n W'(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \end{aligned} \quad (3.39)$$

Akışkanlar dinamiği denklemlerinde ikinci mertebe türevlerinin de olduğu göz önünde bulundurulduğunda, bir fonksiyonun ikinci mertebe türevleri için de ağırlık fonksiyonunun sağlaması gereken moment koşulları nın gösterilmesi yararlı olacaktır. Yukarıda ayrıntıları verildiği üzere bir fonksiyonun ikinci mertebe türevi için de bu

koşullar yazılırsa,

$$\begin{aligned}
M_0'' &= \int_{\Omega} W''(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \\
M_1'' &= \int_{\Omega} (r_i - r_j) W''(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0 \\
M_2'' &= \int_{\Omega} (r_i - r_j)^2 W''(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 2 \\
&\vdots \\
&\vdots \\
M_n'' &= \int_{\Omega} (r_i - r_j)^n W''(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0
\end{aligned} \tag{3.40}$$

ifadeleri elde edilir. Ağırlık fonksiyonlarının ele alınacak denklem sisteminde istenilen mertebede bir yakınsaklık sağlaması, yukarıda verilen moment koşullarının sağlanması ile doğrudan ilintilidir.

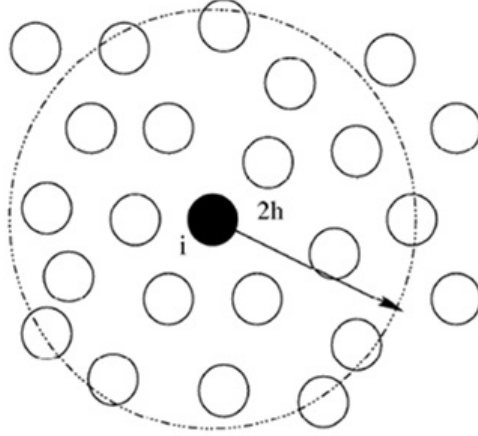
3.5.3 Ağırlık fonksiyonlarının oluşturulması

Ağırlık fonksiyonları oluşturulurken yukarıda verilen koşullar göz önüne alınmaktadır. Bu koşullar moment denklemleri ve ağırlık fonksiyonlarının türevi için sağlanması gereken yüzey integrali koşulu olarak iki grupta sınıflandırılabilir. Bu noktada, ağırlık fonksiyonlarının sadece parçacıkların birbirlerine göre bağıl konumlarına bağlı olduklarını, aynı zamanda pozitif ve çift fonksiyon olmaları gerektiği tekrar hatırlanmalıdır. Bu iki özelliğe ek olarak ağırlık fonksiyonları oluşturulurken merkez çan eğrisinin maksimum değeri de önemli bir etkiye sahiptir. Çünkü bu değer sayısal yaklaşım sırasında, parçacıkların birbirine etkiyebileceği maksimum katkırı belirlemektedir [56]. Moment denklemleri koşullarına bakıldığında negatif olmayan bir ağırlık fonksiyonu birim $\int_{\Omega} W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 1$ fonksiyon ve birinci moment $\int_{\Omega} (r_i - r_j) W(r_{ij}, h) d^3 \vec{r}_{ij} = 0$ koşullarını sağlamakla birlikte ikinci mertebeden yakınsaklığın olduğu durumda ikinci moment koşulunu (3.34) sağlayamayacaktır. İkinci moment denkleminin sonucu ne kadar küçük olursa yakınsaklık da o kadar iyi olacaktır. Ayrıca merkez çan eğrisinin maksimum değeri de ikinci moment ifadesine bağlıdır. Bu değeri

yükseltmek için de ağırlık fonksiyonu oluşturulurken ikinci moment denkleminin sonucunun olabildiğince küçük olmasına dikkat edilmelidir.

3.5.4 İnterpolasyon uzunluğu parametresi

İnterpolasyon uzunluğu (smoothing length), ağırlık fonksiyonunun geçerli olduğu bölgeyi veya başka bir ifadeyle, herhangi bir parçacığın, civarındaki diğer parçacıklar ile etkileşime girebileceği maksimum uzaklığı belirleyen bir parametredir. Bu çalışmada h harfi ile gösterilmektedir. Bir parçacık için, herhangi bir alan fonksiyonunun hesaplanabilmesi için öncelikle o parçacığın, hangi parçacıklarla etkileşime girebileceğinin, yani *komşuluklarının* belirlenmesi gerekmektedir. Daha sonra bu komşuluklarındaki alan değişkenlerinin ağırlıklı ortalaması alınarak (ağırlık fonksiyonu ile çarpılarak), o parçacığın fonksiyon değeri hesaplanır. Dolayısıyla interpolasyon uzunluğu parametresi, İPH yönteminde kritik bir öneme sahiptir. Bir parçacığın etkileşime girebileceği komşu parçacığı sayısı hakkında literatürde çok çeşitli görüşler bulunmaktadır. Schlatter [54], iki boyutlu problemlerin İPH yöntemi ile en iyi çözümü için her bir parçacığın komşuluk sayısının 20 ile 35 arasında olması gerektiğini önermektedir. Liu ve Liu [25] tarafından yapılan öneriye göre ise bir parçacığın komşuluk sayısının bir, iki ve üç boyutlu problemler için sırasıyla 5, 21 ve 57 olması gerekmektedir. Aslında interpolasyon uzunluğu parametresi, çözümün gerek duyduğu yakınsaklığını sağlayacak ve yeterli sayıda parçacığın etkileşime girebilmesine izin verebilecek büyüklükte olmalıdır. Çünkü bu değer çok küçük alınırsa, yeterince parçacık etkileşime giremez ve sistemin sayısal stabilitesi ciddi oranda etkilenecek çözüme devam edilemez veya sayısal çözümde istenilen yakınsaklık sağlanamaz. Öte yandan bu değer çok büyük alınırsa, parçacığa ait alan değeri gereğinden fazla pürüzsüzleştirilir (smoothed out) ve yine sistemin duyarlılığı kötüleşebilir. Bununla birlikte interpolasyon uzunluğunu belirlerken, göz önünde tutulması gereken faktörlerden birisi de hesap süresi ve bilgisayar yükü olacağı için bu değer gereğinden büyük seçilmesi hesaplama maliyetini arttıracaktır. Şekil 3.4'te i parçacığının interpolasyon uzunluğu sınırı içinde kalan bölgedeki *komşu parçacıkları* gösterilmektedir. İnterpolasyon uzunluğu parametresi tüm simulasyon boyunca sabit olarak seçilebileceği gibi zamana göre değişen bir fonksiyon olarak da alınabilir. Bu çalışmada interpolasyon uzunluğu sabit olarak alınmıştır. Genellikle



Şekil 3.4: $2h$ yarıçapında etki alanına sahip olan bir ağırlık fonksiyonu için bir parçacığın etkileşime girebileceği komşu parçacıklarının belirlenmesi.

Değişken İnterpolasyon Uzunluğu (Variable Smoothing Length) olarak tanımlanan interpolasyon uzunluğunun zamana göre değişim gösterdiği fonksiyonlarda ise göz önünde bulundurulması gereken en kritik nokta, her parçacığın komşu parçacıklarının interpolasyon uzunluğunun eşit olması gerekliliğidir. Çünkü etkileşime giren iki parçacığın interpolasyon uzunluğu parametresi farklı olursa birbirlerine karşılıklı olarak etkiyecek kuvvetler eşit olmayacak ve böylece momentum korunumu ihlal edilecektir [58]. Bu durumu önleyebilmek için aşağıda verilen ortalama interpolasyon uzunluğu literatürde sıklıkla kullanılmaktadır:

$$h_{ij} = \frac{h_i + h_j}{2} \quad (3.41)$$

Literatürde interpolasyon uzunluğunun hem zamana hem de parçacık konumuna göre değişim gösterdiği çok çeşitli örnekler bulunmaktadır. Gingold ve Monaghan [59] interpolasyon uzunluğu parametresini, parçacıkların konumunun bir fonksiyonu olan yoğunluğun değişimi ile d problemin boyutu ve σ parametresi yaklaşık 1.3 olarak alınan bir katsayı olmak üzere aşağıdaki gibi ilişkilendirmiştir:

$$h_i = \sigma \left(\frac{m_i}{\rho_i} \right)^{1/d} \quad (3.42)$$

Aynı makalede, interpolasyon uzunluğu parametresinin ayrıca zamana göre değişimi için de yoğunluğun zamana göre değişim hızı kullanılmış ve aşağıdaki ifade elde

edilmiştir:

$$\frac{\partial(\ln h)}{\partial t} = -\frac{1}{d} \frac{\partial(\ln \rho)}{\partial t} \quad (3.43)$$

Bir diğer yaklaşım ise Liu ve Liu [25] tarafından yine parçacıkların yoğunluklarının değişimine bağlı olarak verilmiştir:

$$h_i = h_0 \left(\frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^{1/d} \quad (3.44)$$

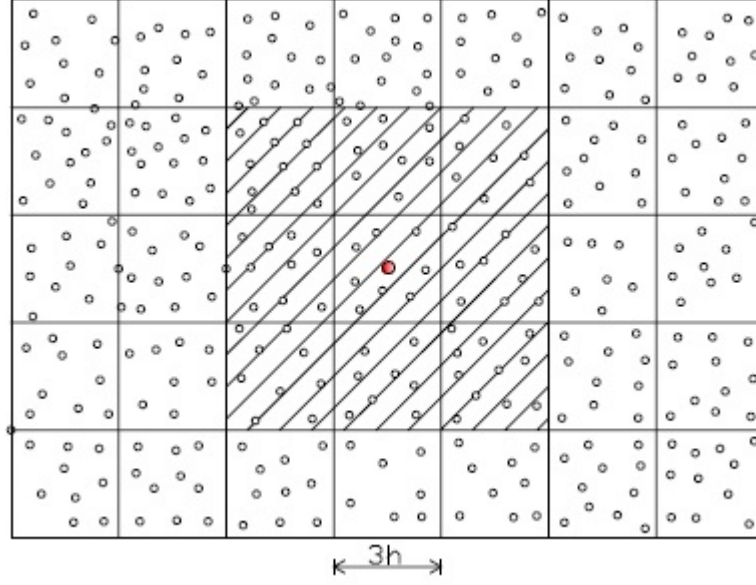
Burada h_0 ve ρ_0 sırasıyla, başlangıç (referans) interpolasyon uzunluğu ve yoğunluk değerleridir.

3.6 Komşu Parçacık Arama Yöntemleri

İPH yöntemi ile ele alınan bir problemin çözümü için bir bilgisayar programı geliştirirken en büyük darboğaz, parçacıkların komşuluklarının oluşturulması sırasında yaşanmaktadır. Ağırlık fonksiyonlarının belirli bir etki alanı (κ sabit bir sayı olmak üzere, κh) olmasından dolayı, tüm parçacıkların bu etki alanı içerisindeki sonlu sayıdaki komşu parçacığının, her zaman adımında belirlenmesi gerekmektedir. Bu çalışmada çözümü aranan problemlerde kullanılan 5. dereceden parçalı ağırlık fonksiyonunda $\kappa = 3$ olarak verilmektedir. Parçacık sayısı artırıldığında daha verimli ve hızlı komşu parçacık arama yöntemlerinin kullanılması, hesaplama maliyetlerini büyük oranda düşürebilmektedir. Bu alt başlıkta literatürde sıklıkla kullanılan [15, 25] doğrudan arama (direct search, all-pair search) ve bağlı liste (linked-list) komşu parçacık arama yöntemlerinden kısaca bahsedilecektir.

3.6.1 Doğrudan arama yöntemi

Doğrudan arama yönteminde bir parçacığın komşu parçacıklarını belirleyebilmek için problem bölgesinde bulunan tüm parçacıklarla olan uzaklıkları hesaplanır ve uzaklığı κh değerinden daha küçük olan parçacıklar ilgilenilen parçacığın komşu parçacığı olarak kaydedilir. Programlama açısından oldukça kolay bir yöntem olmasının yanında, her parçacık için kendisi dışındaki tüm parçacıklarla olan uzaklıkların hesaplanmasını gerektirdiği için parçacık sayısı arttıkça hesaplama maliyetleri de ciddi bir şekilde artmaktadır. Bu çalışmada ele alınan problemlerde,



Şekil 3.5: $3h$ yarıçapında etki alanına sahip olan bir ağırlık fonksiyonu için bağlı liste yöntemi ile komşu parçacıkların aranması.

programlamadaki kolaylığı ve kullanılan toplam parçacık sayılarının hesaplama maliyetlerinin makul ölçülerde tutulabilmesine olanak sağlamasından dolayı, tüm simülasyonlarda doğrudan arama yöntemi kullanılmıştır.

3.6.2 Bağlı liste yöntemi

Bu arama yönteminde ilk olarak, problem bölgesi karelerden oluşan hücelere bölünür ve her bir zaman adımında parçacıkların hangi hücre içerisinde olduğu belirlenir. Oluşturulan kare hücrelerin kenar uzunlukları, ağırlık fonksiyonun tanımlı olduğu κh değerinden daha az olmamalıdır. Her parçacığın etkileşime girebileceği en büyük alan $\kappa = 3$ değeri için Şekil 3.5'te gösterilmektedir. Böylece ilgilenilen parçacığın tüm parçacıklarla olan uzaklıkları yerine sadece bu taralı alan içerisindeki parçacıklarla olan uzaklıklarının belirlenmesi yeterli olmaktadır. Son işlem olarak da bu ölçülen uzaklıklara göre ağırlık fonksiyonunun etki alanında kalan parçacıklar komşu parçacık olarak kaydedilmekte ve arama işlemi sonlandırılmaktadır. Bu arama yöntemi özellikle interpolasyon uzunluğunun sabit olarak seçilmesiyle, her parçacık için aramanın kısıtlanmış bir bölgede gerçekleşmesini ve böylece komşu parçacığı arama sürelerinin azalmasını sağlamaktadır.

3.7 İPH Yönteminde Basınç Hesabında Kullanılan Yaklaşımlar

İPH yönteminde sıkıştırılabilirlik koşulunu sağlayabilmek için Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir ve Tam Sıkıştırılmaz İPH olmak üzere iki farklı yaklaşım bulunmaktadır [60]. Bu iki yaklaşım birbirlerinden parçacıkların basınç değerlerinin hareketi temsil eden denklemlerde hesaplanmış biçimlerine göre ayrılmaktadır. Bu alt başlıkta akışkanlar mekaniği problemlerinde hareketi tayin eden en büyük faktör olan basınç gradyanının, her iki yaklaşımda da nasıl hesaplandığı açıklanacaktır.

3.7.1 Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı

Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında, çoğunlukla ses hızı olarak adlandırılan sabit bir katsayı aracılığıyla yoğunluk ve basınç değerlerini birbirine bağlayan açık (explicit) bir hal denklemi (equation of state) kullanılmaktadır. Bu yaklaşım, köklerini İPH yönteminin başlangıcında sıkıştırılabilir akışkanlar için geliştirilmiş olmasından almaktadır. Daha sonra da her akışkanın, en azından teorik açıdan, bir miktar sıkıştırılabileceği gerçeğinden hareketle belirli kabuller altında sıkıştırılmaz akışkanlar için geliştirilmiştir. Sözü edilen hal denkleminin etkisi ile yoğunluk değerlerindeki çok küçük bir değişiklik, basınç değerlerini ciddi ölçüde etkilemekte ve böylece parçacıkların yoğunluklarının iyi bir yakınsaklıkla hesaplanması koşuluyla akışkanın hacim değişimi (dilatation) %1'den daha az olmaktadır. İhmal edilebilir mertebede olan bu sıkıştırılabilirlik koşulu sağlayabilmek için akış hızının ses hızına oranına eşit olan Mach (M) sayısının 0.1'den daha büyük olmaması gerekmektedir [17].

Literatürde hal denklemleri için yaygın olarak kullanılmakta olan iki denklem bulunmaktadır [61, 62]:

$$p_i = \frac{\rho_0 c_0^2}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (3.45)$$

$$p_i - p_0 = c_0^2 (\rho_i - \rho_0) \quad (3.46)$$

Hal denklemlerinde p_0 açık hava basıncı, γ değeri 7 olarak alınan bir sabit, c_0 ile verilen referans ses hızı ise, parçacıkların yoğunluklarının referans yoğunluk ρ_0 değerine göre değişimlerinin (δ) %1'den az olması koşuluna bağlı olarak bulunur. Bu

koşula göre referans sesi hızı, U problem bölgesinde oluşması beklenen maksimum hız değeri olmak üzere, Mach sayısı (M) cinsinden aşağıdaki gibi bulunabilir [25]:

$$\delta = \frac{\Delta p}{\rho_0} = \frac{|\rho - \rho_0|}{\rho_0} = \frac{U^2}{c_0^2} = M^2 \quad (3.47)$$

Görüldüğü gibi yoğunluk değişimlerinin %1'den daha az olabilmesi için ($\delta \leq 0.01$) için Mach sayısı en fazla 0.1 olmalıdır ve bu da belirlenecek olan ses hızının, akışkan hızından yaklaşık olarak 10 kat daha büyük olması sonucunu doğurmaktadır. Lakin seçilecek olan ses hızı, zaman integrasyonunda Δt zaman adımı değerini doğrudan etkilemektedir. Çünkü ses hızının, yapay olarak çok az bir miktar sıkıştırılabilirliği sağlamaya yetecek kadar büyük olması gerekirken, öte yandan zaman adımının da hesaplama süresi maliyetleri açısından kabul edilebilir bir değerde olmasını sağlayacak kadar küçük bir değerde olmalıdır. Yani ses hızı saptanırken, problemin çözümü için gerekli olan sıkıştırılabilirlik oranını sağlayacak ve aynı anda zaman adımının çok küçük olmasına yol açmayacak optimum bir hız değeri bulunmalıdır [25]. Δt zaman adımının olması gereken minimum değerini belirleyen koşullar bu bölümde bulunan zaman integrasyonu alt başlığı altında açıklanacaktır.

3.7.2 Tam sıkıştırılmaz İPH yaklaşımı

Momentum korunum (hareket) denkleminin sağ tarafında bulunan basınç gradyanı teriminin hesabında literatürde sıklıkla kullanılan ikinci yaklaşım ise ilk olarak Cummins ve Rudman [42] 1999 yılında önerilen Tam Sıkıştırılmaz İPH (Fully Incompressible SPH) yaklaşımıdır. Böyle bir yaklaşımın geliştirilmesinin en büyük sebebi Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımının zaman adımı için oldukça küçük değerlere ihtiyaç duymasıdır [40, 41]. Ayrıca çok yüksek Reynolds sayılarına sahip akışlar için Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında sınır bölgeleri civarında ses dalgası yansımaları (sound wave reflections) probleminin yaşanması [42] ve ses hızı parametresini çözümlerde elimine etme isteği, İPH yöntemi üzerine araştırma yapan insanları sıkıştırılabilirlik koşulu için farklı arayışlara itmiştir.

Tam Sıkıştırılmaz İPH yaklaşımı temel olarak bir projeksiyon metoduna dayanmaktadır. Bu yaklaşıma göre hareket denkleminde bulunan basınç değerleri, kaynak olarak bir ara hız (intermediate velocity) teriminin diverjansı alınarak Poisson basınç

denkleminin (pressure Poisson equation) çözülmesiyle hesaplanmaktadır. Hodge ayrıştırması (Hodge decomposition) özelliği kullanılarak herhangi bir vektör alanı, serbest diverjans kısım (divergence-free part) ve uygun bir skaler potansiyelin gradyanını toplamı olarak ifade edilebilir [63]. Hız alanı için Hodge ayrıştırması aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\vec{v}^* = \vec{v} + (\Delta t / \rho) \nabla p \quad (3.48)$$

Burada $\vec{v}^*$ ara zaman adımındaki hız, $\vec{v}$ ise hız alanının serbest diverjans kısmıdır. Projeksiyon yöntemi momentum korunum denklemindeki basınç gradyeni teriminin ihmal edilmesiyle başlar. Basınç gradyeni terimi olmaksızın Navier-Stokes denklemi (3.15) çözülür ve ara hız değeri elde edilir ancak bu durumda kütle korunumu tam olarak sağlanmamış olur. Bununla birlikte bu hız alanı Poisson basınç denklemi çözüldükten sonra serbest diverjans uzayına izdüşürülebilir. Bu çözümden de elde edilmek istenen serbest diverjans hızı çekilebilir. Poisson basınç denklemi (3.48) denkleminin diverjansının alınmasıyla aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\nabla \cdot \vec{v}^* / \Delta t = \nabla \cdot (\nabla p / \rho) \quad (3.49)$$

Bu denkleme, diverjans teoremi uygulanırsa, $\vec{n}$ birim normal vektör olmak üzere Neuman sınır koşulları ifadesi elde edilecektir:

$$(\rho / \Delta t) \vec{v}^* \cdot \vec{n} = \nabla p \cdot \vec{n} \quad (3.50)$$

Basınç Poisson denkleminde önce basınç değerleri daha sonra da basınç gradyanları hesaplanır ve Hodge ayrıştırması denkleminde yerine yazılırsa, gerçek, sıkıştırılmaz hız alanı $\vec{v}$ hesaplanmış olur [63].

Yukarıda da bahsedildiği gibi her iki yaklaşımın da birbirlerine göre birtakım artı ve eksileri bulunmaktadır. Bu konuda literatürde farklı problem tipleri üzerinde birçok karşılaştırma yapılmıştır [3, 64–66]. Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı, alan değişkenlerinin hesabı için bir önceki zaman adımındaki değerlere ihtiyaç duymadığından dolayı çok daha kolay programlanabilmektedir. Bu sayede zaman integrasyonu açık (explicit) olarak yapılabilen ve Tam Sıkıştırılmaz İPH

yaklaşımında olduğu gibi basınç değerlerinin Poisson denklemi ile çözümü için gerekli olan kapalı (implicit) bir integrasyon şeması kullanılmamaktadır. Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımının bir diğer önemli artısı da özellikle kanal akışı problemlerinde akış geliştikçe parçacıkların daha düzgün ve homojen bir şekilde problem bölgesine dağılmasıdır [63]. Her ne kadar zaman integrasyonunda zaman adımı (Δt) değerinin Tam Sıkıştırılmaz İPH yaklaşımına göre daha küçük seçilmesi zorunluluğu bulunsa da, bir zaman adımının hesaplama maliyeti Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında oldukça azdır. Böylece bu çalışmanın ele aldığı problemlerdeki akış hızları göz önüne alındığında seçilecek olan ses hızı parametresinin çok yüksek olmayacağı öngörülmüştür. Bu sebeplerle çalışmada çözümü aranan problemlerde Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı kullanılmıştır.

3.8 Yapay Viskozite Algoritması

Yapay viskozite (artificial viscosity) terimi, sayısal kodun stabilitesini arttırmak amacıyla momentum korunum denklemlerinde bulunan basınç terimlerine eklenmektedir. Bu çalışmada kullanılan Euler denklemleri (3.23), Π_{ij} yapay viskozite teriminin eklenmesi ile aşağıdaki hali alır:

$$\frac{D\vec{u}_i}{Dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (3.51)$$

Π_{ij} terimi ise bu çalışmada Monaghan [61] tarafından önerilen haliyle aşağıdaki gibi kullanılmıştır:

$$\Pi_{ij} = \left\{ \begin{array}{ll} -\alpha \mu_{ij} \frac{c_i + c_j}{\rho_i + \rho_j}, & \vec{u}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij} < 0 \\ 0, & \vec{u}_{ij} \cdot \vec{r}_{ij} \geq 0 \end{array} \right\}, \quad (3.52)$$

Bu ifadede c_i parçacıkların lokal ses hızları olup $c_i = c_0(\rho_i/\rho_0)^{(\gamma-1)/2}$ ilişkisi ile hesaplanmaktadır. ν kinematik viskozite katsayısı olmak üzere α katsayısı ise yaklaşık olarak aşağıda gösterilen ifade ile hesaplanmaktadır [61]:

$$\alpha = \frac{8\nu}{hc} \quad (3.53)$$

Burada bir noktayı hatırlatmak yararlı olacaktır: Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında su, oldukça düşük ses hızlarına sahip kurgusal bir akışkan olarak ele alınmakta olduğu için kinematik viskozite değeri gerçek değerinden biraz daha büyük alınmaktadır [4]. (3.52) denklemindeki μ_{ij} ise aşağıdaki formülasyon ile verilmektedir:

$$\mu_{ij} = h \frac{(\vec{u}_i - \vec{u}_j) \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{\|\vec{r}_i - \vec{r}_j\|^2 + \theta h^2}. \quad (3.54)$$

(3.54) ifadesinde, θ genellikle 0.01 gibi küçük bir değer olarak alınıp, paydadaki ifadenin sıfıra eşit olmasını engellemek amacıyla kullanılmaktadır [67].

3.9 Sınır Koşulları

Sınır elemanlarının tanımlanması, problemin geometrisine göre yerleştirilmesi ve alan içinde bulunan diğer parçacıklarla etkileşim biçiminin belirlenmesi, kısaca sınır koşullarının oluşturulması problemi, İPH yöntemi için genellikle zorlayıcı bir problem değildir. Sınır elemanları, tek bir hat üzerinde, geometrinin sadece çevre elemanları ile temsil edilebildiği gibi bütün alanı dolduracak şekilde konumlandırılmış parçacıklarla da belirlenebilir. Bu bölümde literatürde sıklıkla kullanılan bazı sınır parçacığı modellerinden bahsedilecek ve bu çalışmada kullanılan sınır koşulları açıklanacaktır.

3.9.1 Katı sınır koşulları

Katı sınır koşullarına ilk örnek olarak Monaghan [2] tarafından önerilen yaklaşım verilecektir. Bu yaklaşıma göre sınır parçacıkları tarafından akışkan parçacıklarına etkiyen bir kuvvet ile akışkan parçacıklarının duvar sınırlarını aşmamaları sağlanmaktadır. Bu kuvvet fonksiyonu aşağıda verilmektedir:

$$f(\vec{r}_i) = \left\{ \begin{array}{ll} D \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}^2} \left[\left(\frac{r_c}{r_{ij}} \right)^{p_1} - \left(\frac{r_c}{r_{ij}} \right)^{p_2} \right], & r_{ij} < r_c \\ 0, & r_{ij} \geq r_c \end{array} \right\} \quad (3.55)$$

Yukarıdaki ifadede r_{ij} , sınır parçacığı ile akışkan parçacığı arasındaki mesafeyi, r_c ise bu iki parçacık arasındaki kesme uzunluğunu (cut-off distance) göstermektedir. Buna göre “ r_{ij} ” değeri, “ r_c ” değerinden büyük olursa herhangi bir etkileşim olmamaktadır.

Denklemdaki " D " sabiti, sistemdeki maksimum hızın karesi mertebesinde olup, Monaghan'a göre sistemin geometrik dizilişine göre belirlenmektedir. Bu değer " H " başlangıçtaki su derinliğini, " g " yer çekimi ivmesi olmak üzere, $D = 5gH$ veya $D = 10gH$ olarak alınabilmektedir. Son olarak denklemdaki " p_1 " ve " p_2 " sabitleri sırasıyla 12 ve 6 olarak alınmaktadır [54].

Sınır parçacıkları ile akışkan parçacıkları arasındaki etkileşim kuvvetini belirleyen alternatif bir form yine Monaghan [10] tarafından kübik eğri ağırlık fonksiyonunun gradyanından esinlenerek oluşturulmuştur. Toplam etkileşim kuvveti, normal ve teğetsel bileşenlerin çarpımı olarak aşağıdaki gibi tasarlanmıştır:

$$B(x, z) = \Gamma(z)\chi(x) \quad (3.56)$$

$$\chi(x) = \begin{cases} 1 - \frac{x}{\Delta s}, & 0 < x < \Delta s \\ 0, & x \leq 0 \cup x \geq \Delta s \end{cases} \quad (3.57)$$

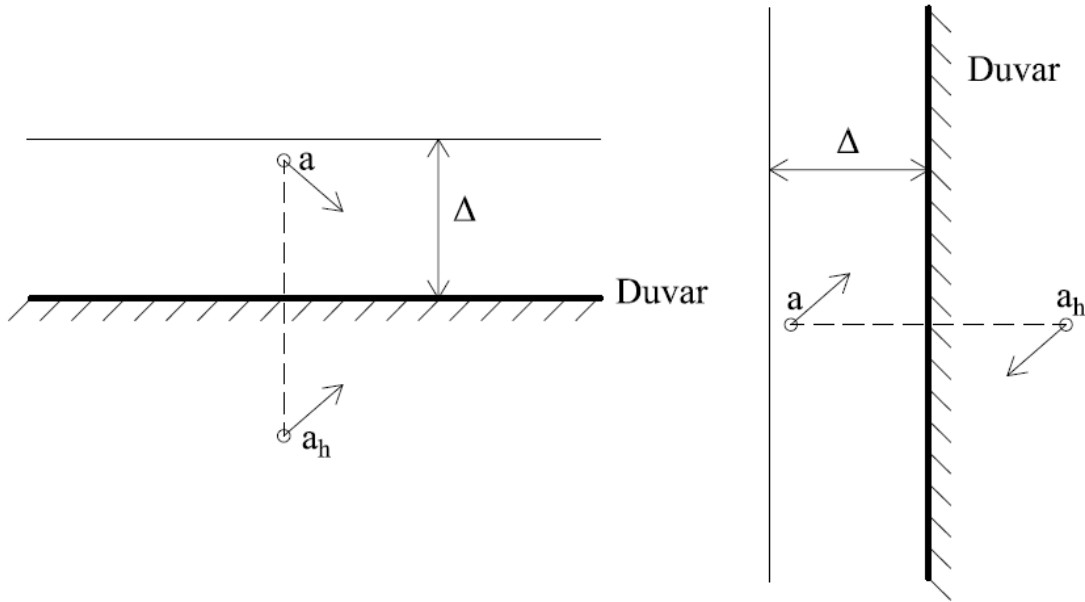
$$\Gamma(z) = \beta \begin{cases} \frac{3}{2}, & 0 < q \leq 2/3 \\ (2q - \frac{3}{2}q^2), & 2/3 < q < 1 \\ \frac{1}{2}(2 - q)^2, & 1 \leq q < 2 \end{cases} \quad (3.58)$$

Yukarıdaki denklemlerde " x " ve " z " sırasıyla sınır parçacıkları ile alan parçacıkları arasındaki teğetsel ve normal uzaklıklardır. Δs sınır elemanları arasındaki uzaklık, $\beta = 0.02c^2/z$, (c ses hızı) ve " q " normal uzaklığın interpolasyon uzaklığına oranıdır ($q = z/h$). Görüldüğü gibi teğetsel yöndeki kuvvet bileşeni $\chi(x)$, herhangi iki sınır elemanı arasında paralel olarak ilerleyen bir alan parçacığına, sürekli olarak aynı kuvvetin etkimesini sağlamaktadır. Öte yandan, normal yöndeki kuvvet bileşeni, parçacığın beklenen maksimum hız değerini sağlamak için maksimum bir ivme değeri tahmin etmektedir. Sınır elemanları ile alan elemanlarının etkileşimi için Monaghan'ın önermiş olduğu bu iki yöntem, eğrisel ve kompleks geometrilere sahip sınır koşulları için birden fazla sayıda normal vektörü oluşabileceği için ciddi sınırlamalar içermektedir. Bu sınırlamaların aşılması için önerilen [41] yöntemlerden biri olan "*Çoklu Teğetsel Sınır (Multiple Boundary Tangent) Yöntemi*", akışkan parçacıklarının etkileşime girdiği her bir sınır elemanı için bir teğet doğrusu hesaplamakta ve her bir teğete karşılık bir "*hayalet parçacık (ghost particle)*" yerleştirirerek sınır

bölgesindeki parçacık sayısını arttırmaktadır. Burada oluşturulan hayalet parçacıklara, ilgili alan parçacığıyla aynı yoğunluk ve basınç değerleri verilirken, kütleleri ise akışkan parçacığının kütlesinin bu parçacıktan oluşturulan hayalet parçacık sayısına bölünmesiyle hesaplanmaktadır.

Bu çalışmada ise, sınır parçacıklarının konumları problemin geometrisine göre yerleştirildikten sonra akışkan parçacıkları üzerine mümkün olduğunca homojen bir kuvvet etkitebilmek için Colagrossi ve Landrini [68] tarafından önerilen hayalet parçacık yönteminin bir benzeri uygulanmıştır. Bu çalışmada sınıra $\Delta = 1.55h$ değerinden daha az bir uzaklıkta olan bir akışkan parçacığının sınır parçacıklarına göre ayna simetriği alınmış ve problem sınırının hemen dışına yerleştirilmiştir. Fark edilebileceği gibi seçilen uzaklık ağırlık fonksiyonunun tanımlı olduğu uzaklığın ($3h$) yaklaşık olarak yarısını işaret etmektedir. Böylece sınıra yakın olan her akışkan parçacığı, kendi hayalet parçacığı ile etkileşime geçebilmesi sağlanmaktadır. Şekil 3.6'da duvar sınırlarında hayalet parçacığı tekniğinin uygulanışı gösterilmektedir.

Hayalet parçacıklarının yoğunluk, basınç ve hız değerleri uygulanacak olan sınır



Şekil 3.6: Hayalet Parçacık Tekniği.

koşullarına göre hesaplanmaktadır. Dirichlet sınır koşulları için lineer interpolasyon ile $\Lambda_h = 2\Lambda_s - \Lambda_a$ hayalet parçacıklarının değerleri hesaplanırken, Neumann sınır koşullarının herhangi bir alan değişkeni Λ için sağlanması $\Lambda_h = \Lambda_a$ eşitliği ile hesaplanmıştır. Burada h , s ve a indisleri sırasıyla hayalet, sınır ve akışkan parçacıklarını temsil etmektedir.

Baraj yıkılması için duvar sınır koşulu olarak serbest kayma (free slip) koşulu uygulanmıştır. Sınır parçacıklarının konumlarının sabit olduğu baraj yıkılması probleminde, hayalet parçacıklarının hız değerleri, yatay duvar için $\partial u_x / \partial z = 0$ ve $u_z = 0$, düşey duvarlar için ise $\partial u_z / \partial x = 0$ ve $u_x = 0$ eşitlikleri ile elde edilmiştir. Bu denklemler fiziksel olarak hayalet parçacıkların normal yöndeki hızlarının, akışkan parçacığıyla ters, teğetsel yöndeki hızlarının ise akışkan parçacığıyla aynı yönde olması anlamına gelmektedir. Böylece yatay duvara göre oluşturulan hayalet parçacıklarının hızları $u_{x,h} = u_{x,a}$ ve $u_{z,h} = -u_{z,a}$, düşey duvarlara göre oluşturulan hayalet parçacıklarının hızları ise $u_{z,h} = u_{z,a}$ ve $u_{x,h} = -u_{x,a}$ olarak hesaplanmıştır [3]. Yatay ve düşey duvarların kesiştiği bölgelerde ise akışkan parçacıklarının hem yatay ve düşey duvarlara göre hem de duvarların kesişim noktalarına göre ayna simetrikleri alınarak hayalet parçacıklar oluşturulmuştur. Kesişim noktasına göre ayna simetriği alınarak oluşturulmuş olan hayalet parçacıklarının düşey ve yatay hızları, akışkan parçacığının hızlarının büyüklük olarak aynı, yön olarak ise tersinin alınmasıyla hesaplanmıştır.

Sınır parçacıklarının harmonik olarak hareket ettiği kısmi olarak doldurulmuş dikdörtgen kesitli bir tank içerisindeki akışkanın hareketinin incelenmesi probleminde ise kaymama (no slip) duvar koşulu uygulanmıştır. Bu koşula göre tankın yatay duvarlarında hayalet parçacıklar $u_{x,h} = 2u_{x,s} - u_{x,a}$ ve $u_{z,h} = -u_{z,a}$, düşey duvarlarında ise $u_{x,h} = -u_{x,a}$ ve $u_{z,h} = 2u_{z,s} - u_{z,a}$, eşitliklerine göre oluşturulmuştur.

Duvar sınırlarındaki basınç koşulu ise bu bölgedeki parçacıklar üzerinde $\nabla p = 0$ denkleminin çözülmesi ile sağlanmaktadır. Bu denklemin çözülmesi de $\rho_h = \rho_a$ ve $p_h = p_a$ eşitliklerini yani oluşturulan hayalet parçacığının yoğunluk ve basınç değerlerinin akışkan parçacığının değeri ile aynı olması sonucunu beraberinde getirir. Daha sonra bu hayalet parçacıkları tıpkı akışkan parçacıkları gibi kabul edilir ve süreklilik denklemi (3.14) ile yeni yoğunluk değeri hesaplanır. Bu değer bir sonraki bölümün konusu olan yoğunluk düzeltme algoritması ile "pürüzsüzleştirilir (smoothed)" ve son olarak da hal denklemi (3.45) ile hayalet parçacıklarının basınçları hesaplanır.

Bu iki problemten farklı olarak açık bir kanalda serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafındaki akım probleminde, katı cismin iç bölgesi de sabit sınır parçacıkları ile doldurulmuş ve hayalet parçacık tekniği bu katı cisim modellemesi için kullanılmamıştır. Bu parçacıkların simulasyon süresince hızları sıfır olarak sabitlenmiş, basınç

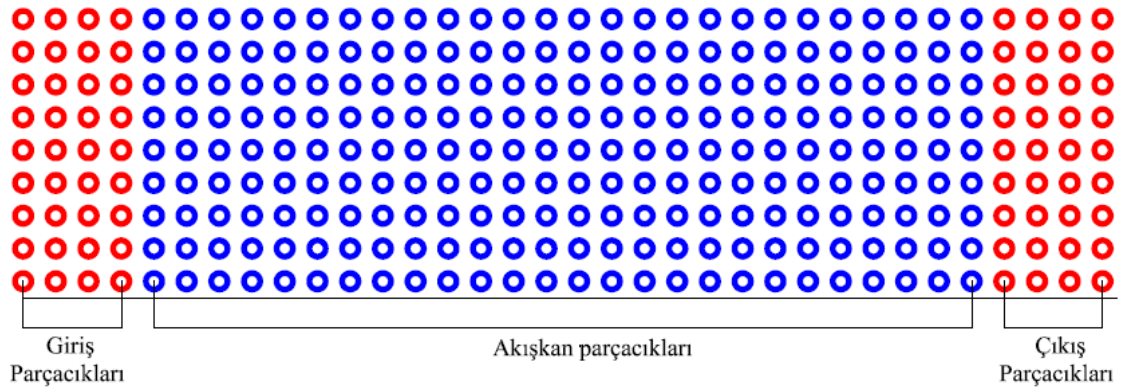
ve yoğunluk değerleri ise etkileşime girdikleri akışkan parçacıklarının İPH yöntemine göre interpolate edilmesi ile hesaplanmıştır. Kanalin taban kısmındaki duvar sınır koşulu ise yukarıda anlatıldığı gibi serbest kayma koşulu ile aynı şekilde uygulanmıştır.

Bu tez çalışmasında ele alınan problemlerin dinamik doğası gereği bazı sınır parçacıkları belirli zaman aralıklarında yeterince akışkan parçacığı ile etkileşime girememektedir. Örneğin baraj yıkılması probleminde su kütlesi karşı duvara çarpmadan önce akışın henüz etkilemediği sınır parçacıkları bulunmaktadır veya yatay çalkantı probleminde hareketin yönüne göre tankın düşey duvarlarındaki sıvı seviyesi azalmakta ve sınır parçacıkları az sayıda akışkan parçacığıyla temas edebilmektedir. Bu durumda sınır parçacıklarının yoğunluk değerleri doğru olarak hesaplanamamakta ve fiziksel olmayan yoğunluk değerleri (ve dolayısıyla basınç değerleri) elde edilmektedir. Daha sonra da sınır parçacıkları üzerindeki bu basınç değerleri diğer sınır parçacıklarını etkilemekte ve çözümde hatalar oluşmaktadır. Bu hataların önüne geçebilmek için yeterli sayıda (bu çalışma için 10 olarak belirlenmiştir) akışkan parçacığıyla etkileşime girmeyen sınır parçacıklarının yoğunluk değerleri referans yoğunluk değerine eşitlenmiş ve böylece bu durumdaki sınır parçacıklarının herhangi bir basınç görmemesi sağlanmıştır.

3.9.2 Kanal içinde akış problemlerinde periyodik sınır koşulları

Problem tipine göre sistemde duvar sınır koşullarına ek olarak, sürekli olarak giriş-çıkışın olduğu (örneğin bir kanal içindeki akım problemi) periyodik sınır koşulları kullanılabilir. Bu koşulların sağlanabilmesi için giriş ve çıkış noktalarına yine hayalet parçacıklarından oluşan ve ağırlık fonksiyonunun etki alanını kapsayacak şekilde tampon (threshold) bölgeler oluşturulur. Sistemden çıkış yapan bir parçacık tekrar giriş noktasına yönlendirilerek sisteme geri döndürülmektedir. Bu sınır şartlarının parçacık yöntemlerinde uygulanması halen süregelen bir araştırma konusudur, [63,69–71]. Şekil 3.7’de periyodik sınır koşullarının uygulanması sırasında giriş ve çıkış bölgelerinde oluşturulan tampon bölgeler gösterilmektedir.

Bu çalışmada ele alınan açık bir kanalda serbest su yüzeyine yakın bir profil etrafındaki akım incelenirken periyodik sınır şartlarını sağlayabilmek için giriş ve çıkış bölgeleri beş sıra hayalet parçacığı ile temsil edilmiştir. Giriş bölgesindeki parçacıklar sabit U akım hızı ile İPH denklemleri içerisinde değerlendirilmeden ilerlerken, çıkış



Şekil 3.7: Periyodik sınır koşulları.

bölgesinde bulunan parçacıkların profilden çok uzakta olduğu kabulü ile düşey yöndeki hızları sıfıra eşitlenmiştir. Ayrıca kanal giriş ve çıkış bölgesi civarındaki parçacıkların çökmesini önlemek ve akışı düzgün bir şekilde ilerletebilmek adına giriş ve çıkış bölgesindeki parçacıklara, hal denkleminde gelen basınca ek olarak hidrostatik basınç uygulanmıştır. Bu hidrostatik basınç, giriş bölgesindeki tüm parçacıklara eşit olarak uygulanırken, çıkış bölgesindeki akımın karmaşık yapısı sebebiyle bu bölgedeki parçacıklara, parçacıkların kanalın bitiş noktasına olan uzaklıklarıyla lineer olarak artacak şekilde uygulanmıştır. Buna göre kanal çıkışında belirlenen tampon bölge içerisinde, kanal bitiş noktasına en yakın olan parçacıklar en yüksek hidrostatik basınç değerini almışlardır. Böylece kanalın çıkışında tanımlanan tampon bölgedeki parçacıklar ile bu bölgenin hemen önünde kalan parçacıklar arasında daha uyumlu bir basınç alanı yaratılmıştır. Kütle korunumunu sağlayabilmek için de çıkış bölgesini terk eden parçacıklar yine U akım hızı ile sisteme geri döndürülmüştür. Bu tampon bölgeler içerisindeki parçacıklar, diğer akışkan parçacıklarının tüm alan değişkenlerini (konum, hız, yoğunluk, ve basınç) etkilerken, kendilerinin sadece yoğunluk ve basınç değerlerinin etkilenmesine izin verilmektedir. Böylece akışın normal olarak devam ettiği bölge ile tampon bölgeleri arasındaki geçişler sırasında herhangi bir kesinti veya bozulmanın olması engellenmiştir.

3.9.3 Serbest su yüzeyi sınır koşulu

Bu çalışmada serbest su yüzeyi sınır koşulu için dinamik sınır koşulu uygulanmıştır. Bu koşulu sağlamak için ise serbest su yüzeyi parçacıklarının yoğunluk değerleri referans yoğunluk değerine eşitlenmiş ve böylece bu parçacıkların basınçlarının atmosferik basınç değerini almaları sağlanmıştır. Herhangi bir akışkan parçacığının

serbest su yüzeyi parçacığı olup olmadığına ise komşu parçacık sayısına göre karar verilmektedir. Ele alınan problemlerde tüm sistem içerisindeki akışkan parçacıklarının ortalama komşu parçacık sayısı genellikle 40-45 arasında değiştiği göz önünde bulundurularak, komşu parçacık sayısı 25'ten az olan akışkan parçacıkları serbest su yüzeyi parçacığı olarak kabul edilmiştir.

Bu sınır koşuluna ek olarak serbest su yüzeyinin bir bütün olarak bir arada tutulması ve parçacıkların yüzeyde dağılmasını önlemek için bu çalışmada bir düzeltme algoritması ortaya konulmuştur. Bu algoritmanın detayları, baraj yıkılması probleminde bu çalışmada kullanılan tüm düzeltme terimlerinin ayrıntılı olarak açıklandığı 4. bölümde anlatılacaktır.

3.10 Zaman İntegrasyonu

Akışın zaman içerisinde ilerlemesinin matematiksel ifadesi olan zaman integrasyonu için bu çalışmada tahmin-düzeltilme (predictor-corrector) şeması kullanılmıştır. Bu şemaya göre parçacıkların konum, yoğunluk ve hızları her zaman adımında aşağıdaki gibi güncellenmektedir:

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{u}_i, \quad \frac{d\rho_i}{dt} = k_i, \quad \frac{d\vec{u}_i}{dt} = \vec{a}_i \quad (3.59)$$

Zaman integrasyonu parçacıkların ara zaman adımındaki konum ve yoğunluklarının tahmin edilmesi ile aşağıdaki ifadeler ile başlar:

$$\vec{r}_i^{(n+1/2)} = \vec{r}_i^{(n)} + 0.5\vec{u}_i^{(n)} \Delta t \quad (3.60)$$

$$\rho_i^{(n+1/2)} = \rho_i^{(n)} + 0.5k_i^{(n)} \Delta t \quad (3.61)$$

Basınç değerleri yukarıda verilen herhangi bir hal denklemi ile (3.45, 3.46) ara zaman adımında hesaplanan yoğunluk değerleri kullanılarak elde edilir. Bu basınç değerleri Euler hareket denklemlerinde (3.51) yerine konulduktan sonra yeni zaman adımındaki

hız değerleri şu şekilde bulunur:

$$\vec{u}_i^{(n+1)} = \vec{u}_i^{(n)} + \vec{a}_i^{(n+1/2)} \Delta t \quad (3.62)$$

Düzeltilme adımında ise parçacıkların yeni konum ve yoğunlukları aşağıdaki gibi yarı zaman adımı daha güncellenerek integrasyon bir zaman adımı için tamamlanmış olur:

$$\vec{r}_i^{(n+1)} = \vec{r}_i^{(n+1/2)} + 0.5\vec{u}_i^{(n+1)} \Delta t \quad (3.63)$$

$$\rho_i^{(n+1)} = \rho_i^{(n+1/2)} + 0.5k_i^{(n+1)} \Delta t \quad (3.64)$$

Bu denklemlerde n üst indisi zaman adımını işaret etmektedir.

Hesaplama sürelerini belirleyen önemli bir parametre de Δt zaman adımının belirlenmesidir. Zaman adımı parametresi, Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) koşulu olarak aşağıdaki gibi verilmektedir [10] ve bu çalışmadaki tüm simülasyonlarda bu koşulu sağlayacak şekilde alınmıştır:

$$\Delta t \leq C_{CFL} h_{ij,\min} / (c_i + v_{\max}) \quad (3.65)$$

Bu ifadede $h_{ij,\min}$ i ve j parçacıkları arasındaki minimum ortalama interpolasyon uzunluğu parametresi olup, bu çalışmada tüm parçacıkların interpolasyon uzunlukları sabit olarak alındığı için her parçacık için aynı değeri almaktadır. C_{CFL} katsayısı ise $0 \leq C_{CFL} \leq 1$ aralığında olmalıdır. Bu çalışmada, baraj yıkılması probleminde 0.4, yatay çalkantı ve serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafındaki akım problemlerinde ise 0.5 olarak alınmıştır.

3.11 Geliştirilen Bilgisayar Programının Bir Çevriminin Özeti

Bu bölümde Fortran 90 bilgisayar dilinde geliştirilen programın bir zaman adımı döngüsü maddeler halinde açıklanacaktır.

- Herhangi bir zaman adımı tamamlandıktan sonra yeni zaman adımı parçacıkların mevcut konumuna göre problem sınırlarına yakın olan parçacıkların hayalet parçacıkları oluşturulur. Eğer yatay çalkantı probleminde olduğu gibi sınır parçacıkları hareketli ise öncelikle sınır parçacıkları hareket ettirilir ve daha sonra hayalet parçacıkları bu yeni duruma göre oluşturulur.
- Periyodik sınır koşulu olan problemler için tampon bölgede olan parçacıkların konumları, akım hızı ile tam zaman adımı kadar ilerletilir.
- Daha sonra zaman integrasyonu bölümünde açıklandığı gibi akışkan parçacıklarının konumları bir önceki adımdaki hız değerleri kullanılarak yarım adım zamanı kadar ilerletilir.
- Oluşan yeni parçacık dağılımına göre tüm parçacıkların komşu parçacıkları bulunur.
- Bu yeni komşuluklara göre etkileşime giren parçacıkların ağırlık fonksiyonu değerleri ve bu fonksiyonun türevinin değerleri hesaplanır.
- Ağırlık fonksiyonu ve türev değerleri elde edilmesiyle birlikte parçacıkların ara zaman adımındaki yoğunluk değerleri hesaplanır.
- Bir sonraki bölümde ayrıntılı bir şekilde açıklanacak olan yoğunluk düzeltmesi algoritması ile elde edilen bu yoğunluk değerlerine bir düzeltme işlemi yapılır.
- Parçacıkların yoğunluklarının da hesaplanmasıyla birlikte hal denklemi (3.46) kullanılarak basınç değerleri ve hemen akabinde Euler denklemleri (3.51) aracılığıyla parçacıkların ara zaman adımındaki ivmeleri bulunur.
- Bu ivme değerlerine yapay viskozite algoritması ve sistemde bulunan dış kuvvetlerden (örneğin yer çekimi veya kullanılıyorsa sınır parçacıklarının akışkan parçacıklarına etkidiği kuvvet) kaynaklanan ivmeler eklenir ve her parçacığa etkiyecek olan toplam ivme değeri bulunur.
- Yine 4. bölümde detaylı bir şekilde açıklanacak olan düzeltme terimlerinden gelen katkılar her parçacık için hesaplanır.
- Elde edilen ivme değerleri ile parçacıkların hızları ve bu yeni adımdaki hızlar ile de parçacıkların yeni konumları belirlenir.



Şekil 3.8: Programın bir çevriminin akış diyagramı.

- Bu konum ve hız değerlerine, her akışkan parçacığının konumuna göre düzeltme algoritmalarından elde edilen düzeltme katkıları eklenir.
- Kanal akışı problemi için çıkış tampon bölgesini geçen parçacıklar tekrar giriş bölgesine gönderilir ve diğer zaman adımına geçilir.

Şekil 3.8’de zaman integrasyonu şemasına göre geliştirilen programın bir zaman adımı süresince yapılan işlemler sırasıyla gösterilmektedir. Bu akış şemasından da anlaşılacağı üzere İPH yönteminde geliştirilen bir kodun stabilitesi, yakınsaklığı ve duyarlılığını iyileştirebilmek için sayısal düzeltme terimlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu iyileştirme algoritmaları, literatürde de halen büyük bir araştırma konusu olup, bir sonraki bölümde bu algoritmaların sonuçlara olan nicelik ve niteliksel etkileri karşılaştırmalı olarak verilmektedir.

4. SAYISAL DÜZELTME ALGORİTMALARININ BARAJ YIKILMASI PROBLEMİ ÜZERİNDE KARŞILAŞTIRILMASI

Bu bölümde, hem İPH literatüründe yaygın kabul gören hem de görece daha yeni sayılabilecek sayısal düzeltme algoritmalarının sonuçlara olan niceliksel etkilerinin yanısıra, bu çalışmada yeni ortaya konulan serbest su yüzeyi düzeltmesi ve sonuçları gösterilecektir. Bu çerçevede, bir serbest su yüzeyli şiddetli akım problemi olan baraj yıkılması (dam-break) problemi, Euler hareket denklemlerinin Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı ile ifade edilerek incelenmiştir. Problem geometrisi, başlangıç koşulları ve her bir düzeltme algoritması ile elde edilen sonuçlar bu bölümde ayrıntılı olarak açıklanmaktadır.

İlk olarak herhangi bir düzeltme terimi eklenmeden konvansiyonel İPH denklemleri ile çalışmalara başlanmış olup daha sonra her bir sayısal düzeltme algoritmasının sonuçlara olan etkisi belirli bir sıra ile incelenmiştir. Konvansiyonel İPH denklemlerinin kullanılmasıyla, sistemin sayısal olarak kararsız olmasından dolayı basınç değerlerinde ciddi bir sayısal gürültü (noise) oluşmakta ve özellikle akım hızının yüksek olduğu uç tarafta serbest su yüzeyi profillerinde ciddi bozulmalar meydana gelmektedir. Bu problemlerin Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında, parçacık yoğunluklarının iyi bir yaklaşıklıkla hesaplanmasının kritik bir öneme sahip olmasından kaynaklandığı gözlemlenmiş ve yoğunluk düzeltmesi algoritması, konvansiyonel İPH denklemlerine eklenmiştir. Bu algoritma temel bir düzeltme terimi olarak kabul edilmiş ve diğer tüm düzeltme algoritmaları yoğunluk düzeltmesi algoritması ile birlikte kullanılmıştır. Yoğunluk düzeltmesinin eklenmesiyle basınç değerlerindeki yüksek salınımlar engellenmiş ve böylece oluşan basınç alanları daha düzenli bir hal almıştır. Basınç değerlerinin daha iyi bir yakınsaklıkla hesaplayabilmek ve özellikle su kütlesinin sağ tarafta bulunan duvara çarpmasından sonra parçacıkların bir bütün olarak kalmasını sağlayabilmek için birtakım düzeltmelere daha ihtiyaç olduğu görülmüştür. Bu sorunları aşabilmek için ise sırasıyla Monaghan [2] tarafından önerilen XSPH, Shadloo ve arkadaşları [3] tarafından önerilen Suni Parçacık Ötelemesi

(Artificial Particle Displacement) ve bu çalışmanın önerdiği Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Suni Parçacık Ötelemesi algoritmaları aynı problem üzerinde uygulanmıştır.

4.1 Yoğunluk Düzeltmesi Algoritması

3. bölümde basınç değerlerinin, parçacıkların yoğunluk değişimlerine bağlı olarak verilen bir hal denklemi ile hesaplandığı anlatılmıştı. Ancak herhangi bir düzeltme işlemi yapılmaksızın süreklilik denklemlerinden (3.14) elde edilen yoğunluk değerlerinin kullanılması, problem bölgesindeki basınç alanlarında oldukça yüksek düzeylerde salınımların oluşmasına neden olmaktadır. Bu durumda sayısal olarak bir gürültü (numerical noise) oluşmakta ve sistemin stabilitesi bozulmaktadır. Yoğunluk düzeltmesi algoritmasının sayısal çözüm denklemlerinin içine katılması ise özellikle duvar sınırlarına yakın bölgelerdeki basınç dağılımlarında gözle görülür ölçüde iyileşmeler sağlamaktadır. Bu sebepten ötürü yoğunluk düzeltmesi algoritması temel bir düzeltme işlemi olarak tüm simülasyonlarda kullanılmıştır. Bu algoritma aşağıda verilen denklem ile konvansiyonel İPH denklemlerinden elde edilen yoğunluk değerlerini düzgünleştirmektedir:

$$\hat{\rho}_i = \rho_i - \sigma \frac{\sum_{j=1}^N (\rho_i - \rho_j) W_{ij}}{\sum_{j=1}^N W_{ij}} \quad (4.1)$$

Bu denklemde $\hat{\rho}$ parçacıkların düzeltilmiş yoğunluğunu, σ ise bu çalışmada 1.0 olarak alınan bir sabiti belirtmektedir. Literatürde oldukça yaygın bir kullanımı olan bu düzeltmeye Shephard düzeltmesi adı verilmektedir [68].

4.2 XSPH Hız Varyantı Düzeltmesi

İPH yönteminde, parçacıkların hareketlerinin düzenliliği, alan içerisindeki gradyan ve Laplace operatörü ile ilgili hesaplar için gerekli interpolasyon sonuçlarını doğrudan etkilemektedir. Dolayısıyla hesaplamaların stabilite ve yakınsaklığının artırılması için parçacıkların mümkün olduğunca birarada ve düzenli bir şekilde hareket etmesi istenir. Bunu sağlamak için Monaghan [2] serbest su yüzeyli akış problemleri için XSPH Hız Varyantı (XSPH Velocity Variant) algoritmasını önermiş ve bu algoritma zaman içerisinde bu alanda çalışan araştırmacılar arasında oldukça yaygın bir kabul

görmüştür. XSPH algoritmasında, hareket denklemlerinden elde edilen hız değerine, komşu parçacıklarının hızlarının interpolate edilmesiyle elde edilen katkı eklenmektedir. $\vec{u}_i^{xsp} = \vec{u}_i - \Delta\vec{u}_i$ denklemiyle elde edilen bu yeni hız değeri ile parçacıkların konumları $d\vec{r}_i/dt = \vec{u}_i^{xsp}$ denklemine göre güncellenir. Böylelikle birbirine komşu olan parçacıkların yaklaşık olarak aynı hızlara sahip olmaları ve birbirlerinden kopmamaları sağlanmaya çalışılır. Hareket denklemlerinden elde edilen hız değerine eklenen ve hız değişkeni olarak adlandırılan $\Delta\vec{u}_i$ terimi aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır:

$$\Delta\vec{u}_i = \varepsilon \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\bar{\rho}_{ij}} (\vec{u}_i - \vec{u}_j) W_{ij} \quad (4.2)$$

Burada $\bar{\rho}_{ij} = (\rho_i + \rho_j)/2$ olarak verilmekte olup, ε ise genellikle 0.5 olarak alınan bir katsayıdır [4]. Bu çalışmada ise parçacıkların yoğunluk salınımlarının doğurabileceği hatalardan arınmak için hız varyantı teriminin aşağıdaki gibi geliştirilmesi uygun görülmüştür [2]:

$$\Delta\vec{u}_i = \varepsilon \frac{\sum_{j=1}^N (\vec{u}_i - \vec{u}_j) W_{ij}}{\sum_{j=1}^N W_{ij}} \quad (4.3)$$

4.3 Suni Parçacık Ötelemesi (SPÖ) Düzeltmesi

İnterpolasyon teorisine dayanan sayısal bir çözüm aracı olan İPH yöntemi, sayısal stabilite ve yakınsaklığının artması için parçacıkların her zaman adımında olabildiğince homojen bir şekilde dağılmasına ihtiyaç duymaktadır. Eğer çözüm bölgesindeki parçacıklar uniform olmayan ve belirli bölgelerde kümelenmiş bir dağılıma sahip olursa sayısal çözümün stabilitesi devamlılık gösteremez hatta bazı zorlayıcı problemlerde herhangi bir sayısal çözüm elde edilemez. Shadloo ve arkadaşları [3] kapalı bölgeler içerisindeki akış problemlerinde, her bir parçacığın konum vektörlerine ufak bir suni öteleme vererek parçacıkların bir hattı takip ederek kümeleşmelerini önlemeyi önermişlerdir. Bu algoritmayı kullanarak elde ettikleri sonuçlar ışığında, SPÖ algoritması parçacıkların homojen bir şekilde dağılmalarını sağladığını ve böylelikle İPH hesaplamalarının kararlılığı ve yakınsaklığı arttığını belirtmişlerdir. Bu çalışmada ise SPÖ algoritması ilk defa serbest su yüzeyli problemlere uygulanmış ve bu iyileştirmenin sonuçlara olan etkisi karşılaştırmalı

olarak gösterilmiştir. Parçacıkların direkt olarak konum vektörlerine eklenen SPÖ terimi $\delta \vec{r}_i$ aşağıdaki gibi verilmektedir:

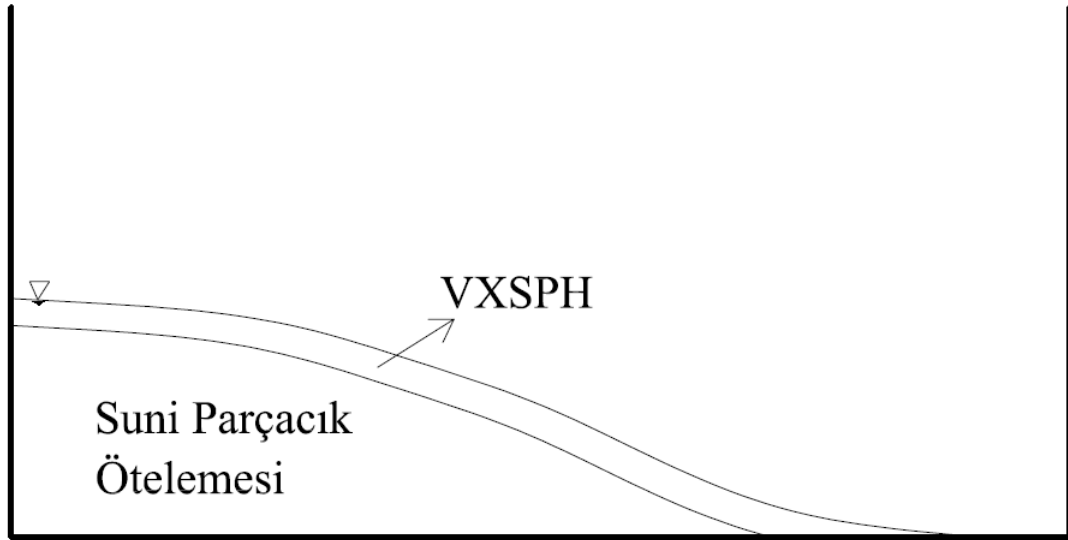
$$\delta \vec{r}_i = \beta \sum_{j=1}^N \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}^3} r_o^2 v_{\max} \Delta t \quad (4.4)$$

Bu denklemde β terimi problem tipine göre belirlenmesi gereken bir sabittir. β parametresinin değeri belirlenirken işin fiziğini değiştirmeyecek kadar küçük ve parçacıkların homojen bir dağılım göstermelerine izin verecek kadar büyük olmasına dikkat edilmelidir. Bu çalışmada β terimi, eklenen $\delta \vec{r}_i$ ötelemesinin fiziksel yer değiştirmenin %0.1'nden daha küçük olmasına izin verecek şekilde 0.05 olarak alınmıştır. $v_{\max}$ problem bölgesindeki maksimum parçacık hızı, r_o ise kesme uzaklığı (cut-off distance) olarak adlandırılmakta olup $r_o = \sum_j r_{ij}/N$ ifadesiyle hesaplanmaktadır. Bu düzeltme terimi parçacıkların yoğun olarak bulunduğu bölgelerde yani serbest su yüzeyi dışında kalan parçacıklara uygulanmıştır.

4.4 Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Parçacık Ötelemesi Düzeltmesi

Serbest su yüzeyi, hidrodinamik problemlerinin modellenmesinde her zaman zorlayıcı bir bölge olmuş ve daha hassas yüzey profilleri elde edebilmek için genellikle özel birtakım işlemlere gereksinim duyulmuştur. Bu çalışmanın son sayısal düzeltme algoritması da serbest su yüzeyi profillerinin daha iyi ve hassas bir şekilde modellenmesi için geliştirilmiştir. Bu algorithmada, standart XSPH algoritmasını değiştirerek kullanan serbest su yüzeyi düzeltmesi ile SPÖ düzeltmesi bir arada uygulanmaktadır. Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Parçacık Ötelemesi düzeltmesi olarak adlandırılan algorithmada, SPÖ düzeltmesi yine parçacıkların yoğun olduğu bölgelerde uygulanırken, serbest su yüzeyi algoritması ise sadece serbest su yüzeyi parçacıklarına uygulanmıştır. Hatırlanacağı üzere, 4.2 alt başlığında açıklanan standart XSPH algoritmasında, hız varyantı teriminin eklenmesiyle oluşturulan yeni hız değeri sadece parçacıkların konumlarını güncellemek amacıyla kullanılmakta ve diğer tüm hesaplarda hareket denklemlerinden elde edilen hız değeri ile işlem yapılmaktaydı. Öte yandan burada sunulan birleşik (hibrid) düzeltme algoritmasında ise $\vec{u}_i^{xsp h}$ hız değeri hem parçacıkların ötelenmesinde hem de akışkan parçacığının yeni hız değeri $\vec{u}_i = \vec{u}_i^{xsp h}$ olarak hareket denklemlerinde kullanılmaktadır. Bu yeni serbest su

yüzeyi algoritması buradan sonra hızı güncellenmiş XSPH adıyla anılacak ve VXSPH (Velocity-updated XSPH) kısaltması ile gösterilecektir. VXSPH düzeltmesinin çok ince bir katmana (yaklaşık 1-2 sıra parçacığa) uygulandığı için akışın fiziksel davranışı değişmemektedir. Bu birleşik düzeltme algoritmasının uygulanış biçimi Şekil 4.1’de gösterilmektedir. VXSPH algoritması ile bir anlamda suni bir yüzey gerilimi yaratılmakta ve bu gerilim serbest su yüzeyindeki parçacıkları birarada tutmaktadır. Standart XSPH algoritmasındaki ε parametresi ise burada görece daha küçük olması gerekmektedir. Bu değer baraj-yıkılması problemi için 0.0025, yatay yönde çalkantı ve serbest su yüzeyine yakın bir profil etrafındaki akım problemlerinde ise 0.005 olarak alınmıştır. SPÖ algoritması ise bir önceki başlıkta belirtildiği gibi parçacıkların yoğun olduğu bölgelerdeki parçacıkların takip ettiği akım hatlarını pertürbe etmekte ve parçacıkların kümelenmesini önlemektedir.

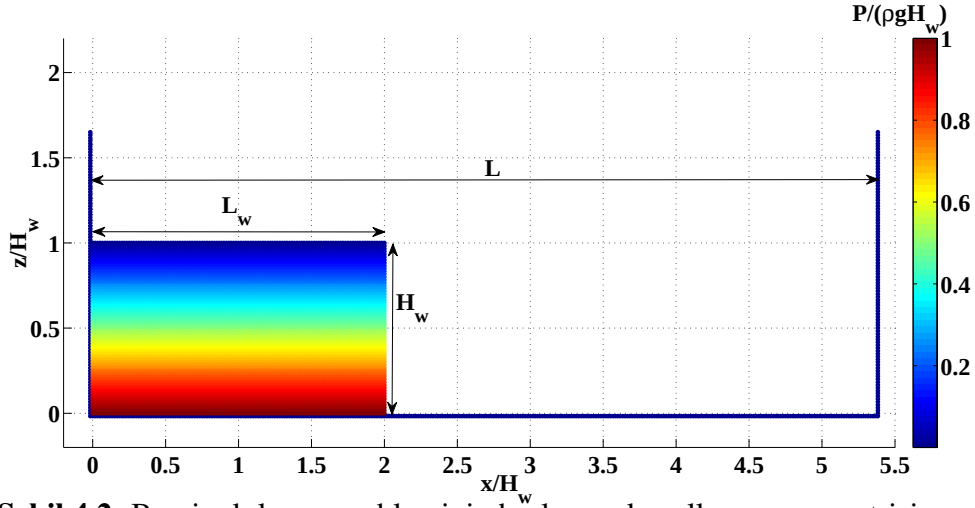


Şekil 4.1: Birleşik VXSPH ve Suni Parçacık Ötelemesi düzeltme algoritmasının uygulanışı.

4.5 Baraj Yıkılması Problemi ve Sayısal Düzeltme Algoritmalarının Karşılaştırılması

Bu çalışmada ele alınan baraj yıkılması probleminde, başlangıçta durgun olan bir su kütlelerinin aniden diğer duvara doğru harekete başlaması ve duvara çarpmasıyla birlikte duvar üzerinde oluşan serbest su yüzeyi profilleri ve basınç değerleri incelenmiştir. İPH literatüründe bir mihenk taşı problemi olarak sıklıkla kullanılmaktadır [72–74] ve bu çalışmada da geliştirilen bilgisayar programının sonuçları bu problemin çözümü

için literatürde verilen deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Problemin geometrisi



Şekil 4.2: Baraj yıkılması probleminin başlangıç koşulları ve geometrisi.

Şekil 4.2’de gösterilmiş olup uzunluk parametreleri H_w , L_w ve L sırasıyla 0.6 [m], 1.2 [m] ve 3.23 [m] olarak verilmektedir. Su kütlesi hareket başlamadan önce hidrostatik basınca sahiptir. Bütün parçacıkların başlangıçta aralarındaki uzaklık $dx = 0.01$ [m]’dir ve interpolasyon uzunluğu $1.33dx$ olarak alınmıştır. Simulasyonda toplam 7381 akışkan ve 525 sınır parçacığı kullanılmıştır. Sınır parçacıklarına ek olarak her bir zaman adımında üretilen hayalet parçacıklarla birlikte toplamda 9000’e yakın parçacık kullanılmıştır. Problemin çözümü sırasında kullanılan tüm parametreler Çizelge 4.1’de gösterilmektedir. Bu çalışmada geliştirilen bilgisayar programı ile gerçek zamanda 3 saniyelik bir simulasyon oluşturulmuş ve çözüm yaklaşık 8 saatlik bir hesaplama süresinde gerçekleştirilmiştir.

İlk olarak konvansiyonel İPH denklemlerinin sorunlarını gözlemleyebilmek ve gerekli iyileştirmelerin listesini çıkarabilmek için program herhangi bir düzeltme terimi olmaksızın çalıştırılmıştır. Bu simulasyonların ışığında standart İPH denklemleri çözüm sırasında fiziksel olmayan basınç alanları üretmekte ve bu basınç alanları özellikle akım ucunda sınır ile akışkan parçacıkları arasında bir boşluğun oluşmasına sebebiyet vermektedir. Bu durum Şekil 4.3(a)’da gösterilmektedir. Basınç değerlerindeki sorun ve bunun sonucu akım ucunda oluşan boşluğun sebebinin, yoğunluk değerlerinin hiçbir düzeltmeye tabi tutulmadan direkt olarak (3.14) denklemi ile hesaplanmış olmasından kaynaklandığı gözlemlenmiştir. Bu doğrultuda yapılması gereken ilk düzeltmenin (4.1) denklemi ile verilen algoritmanın geliştirilen programa eklenmesi olmuştur. Bu düzeltme teriminin eklenmesi ile aynı anda elde edilen basınç konturları Şekil 4.3(b)’de gösterilmiştir. Bu şekilden de görülebileceği üzere, sınır ve

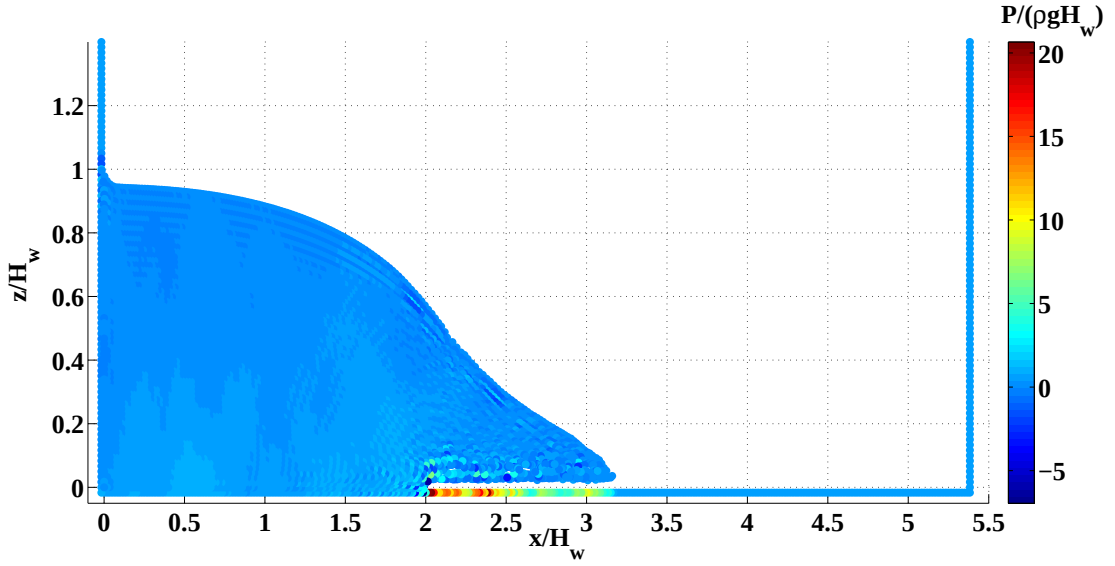
Çizelge 4.1: Baraj yıkılması problemi simülasyonlarında kullanılan parametreler.

Başlangıçta Parçacıklar Arası Mesafe (dx)	0.01 [m]
İnterpolasyon uzunluğu (h)	1.33dx
Akışkan Parçacığı Sayısı	7381
Sınır Parçacığı Sayısı	525
Başlangıç Su Derinliği (H_w)	0.60 [m]
Başlangıç Su Genişliği (L_w)	1.20 [m]
Tank Genişliği (L)	3.23 [m]
Zaman Adımı (Δt)	1.2×10^{-4} [s]
Referans Ses Hızı c_0	50 [m/s]
Suni Viskozite Katsayısı (α)	0.06
XSPH Parametresi (ϵ)	0.5
VXSPH Parametresi (ϵ^*)	0.0025
Suni Parçacık Ötelemesi Parametresi (β)	0.05

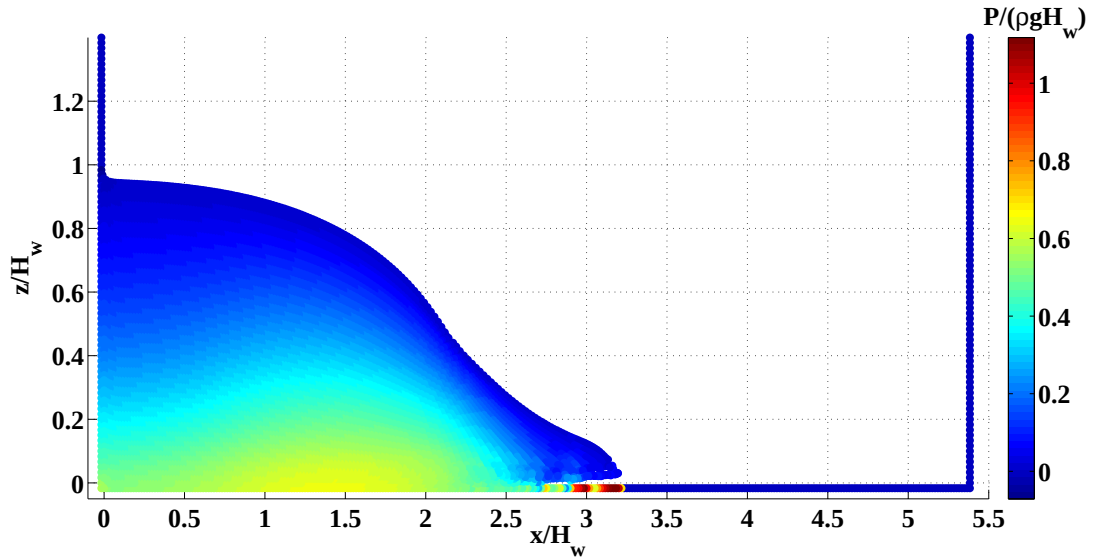
akışkan parçacıkları arasındaki boşluk kaybolmuş ve oluşan basınç alanı da oldukça düzgün bir şekilde elde edilmiştir.

Yoğunluk düzeltmesi algoritmasının geliştirilen bilgisayar programına eklenmesinden sonra basınç alanının yakınsaklığını iyileştirmek için sırasıyla XSPH, SPÖ ve Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve SPÖ düzeltmeleri İPH denklemlerine uygulanmıştır. Şekil 4.4'te su kütesinin sağ duvara çarpmasından sonra tüm düzeltme algoritmaları için elde edilen basınç değerleri zaman serileri Pakozdi [4] tarafından verilen deneysel verilerle karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Basınç değerleri, sağ duvar üzerinde $z = 0.115$ [m] yüksekliğinde 5. derece ağırlık fonksiyonu ile interpolasyon yapılarak elde edilmiştir. Bu şekilden görülebileceği üzere bu çalışmanın özgün katkısı olan Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve SPÖ algoritması deney sonuçları ile en uyumlu sonucu vermektedir. Su kütesinin sağ duvara çarpma anı doğru bir şekilde belirlenmekte ve çarpmadan hemen sonra elde edilen basınç değerleri, deney sonuçları ile çok iyi bir uyumluluk göstermektedir. Bununla birlikte sadece yoğunluk düzeltmesi algoritmasının kullanıldığı çözüm çarpma anını hafif bir gecikme ile elde ederken basınç değerleri de deney sonuçlarının altında kalmaktadır. Aynı şekilde XSPH algoritması da çarpma anını bir miktar gecikme ile yakalarken çarpmadan hemen sonra basınç değerlerinde ciddi bir düşüş gözlemlenmektedir.

Sağ duvardaki basınç değerleri karşılaştırmasından sonra her bir algoritma için çarpma anından hemen sonra elde edilen serbest su yüzeyi profillerinin de karşılaştırılması yapılmıştır. Şekil 4.5 ve 4.6'te sırasıyla $t=2.23(H_w/g)^{0.5}$ ve $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$



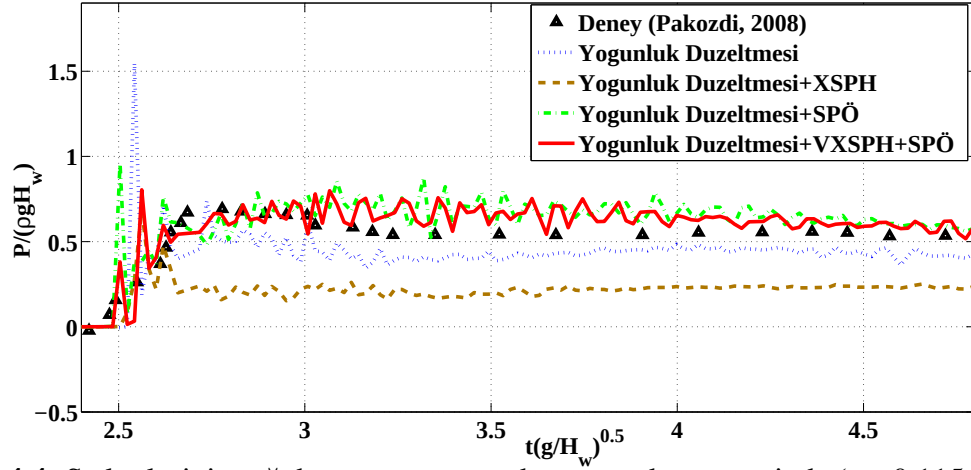
(a) Konvansiyonel İPH denklemleri ile elde edilen basınç alanları



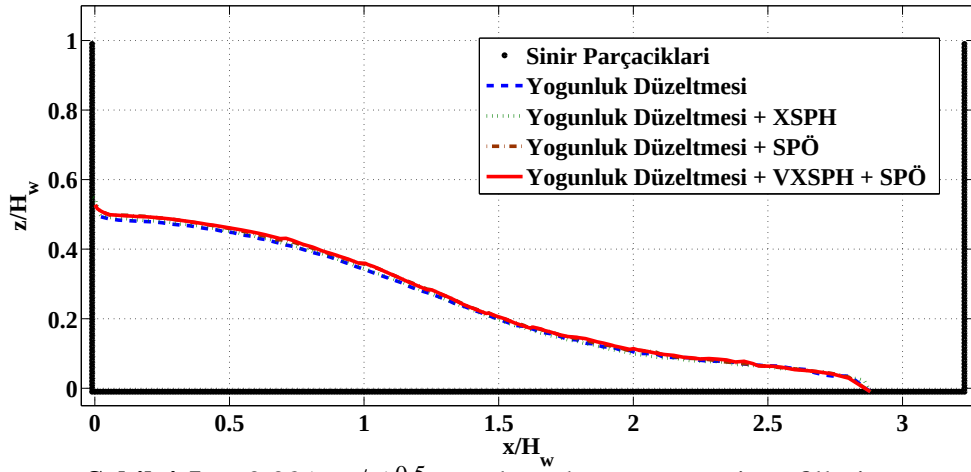
(b) Yoğunluk düzeltmesi ile elde edilen basınç alanları

Şekil 4.3: Basınç alanlarının $t=1.21(H_w/g)^{0.5}$ anındaki karşılaştırılması.

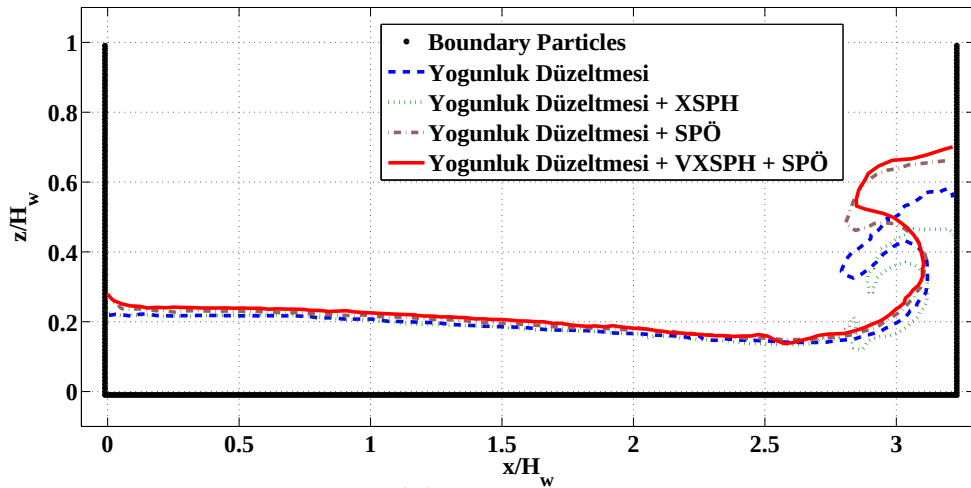
anlarında tüm düzeltme algoritmalarından elde edilen serbest su yüzeyi profilleri karşılaştırılmıştır. Bu profiller çizilirken su kütesinden ayrılıp fazlaca saçılan az sayıdaki parçacık göz önüne alınmamıştır. Şekil 4.5 açık bir şekilde göstermektedir ki çarpma anından önce tüm algoritmaların serbest su yüzeyi profilleri hemen hemen aynıdır. Ancak çarpma anından sonra Şekil 4.4'te gözlemlenen basınç farklarından dolayı elde edilen serbest su yüzeyi profilleri büyük farklılıklar göstermektedir. Şekil 4.7'da gösterilen bir başka karşılaştırmada ise belirli bir anda problem bölgesi içindeki basınç dağılımları ve parçacık dağılımları grafik olarak gösterilmiştir. SPÖ ve Birleşik VXSPH+SPÖ algoritmalarından elde edilen basınç değerlerinin birbirine çok yakın



Şekil 4.4: Su kütlesinin sağ duvara çarpmasından sonra duvar üzerinde ($z = 0.115$ [m]) hesaplanan basınç değerlerinin karşılaştırılması.



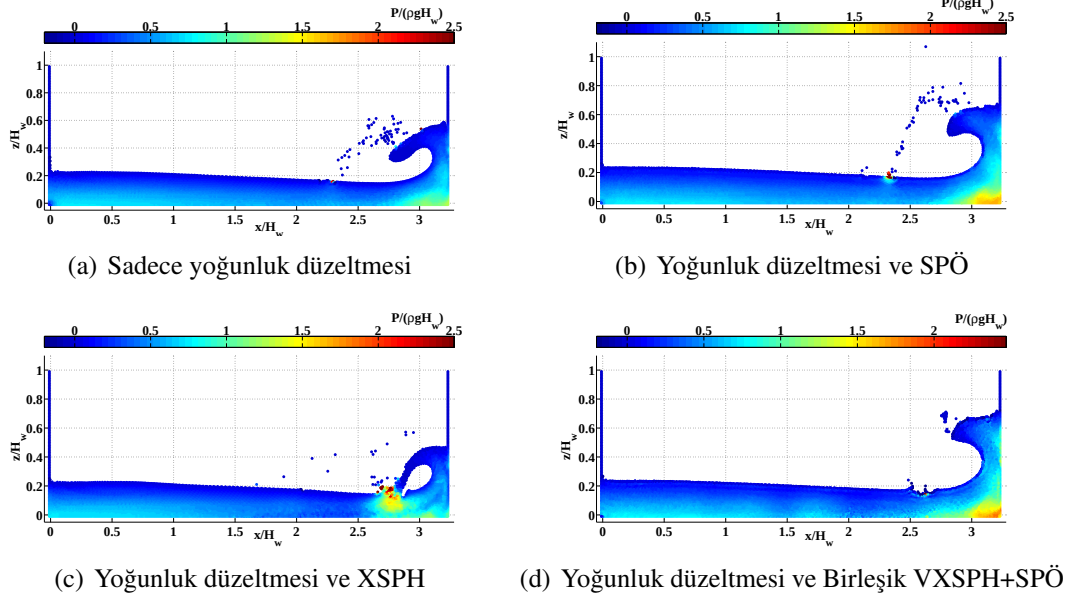
Şekil 4.5: $t=2.23(H_w/g)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri.



Şekil 4.6: $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri

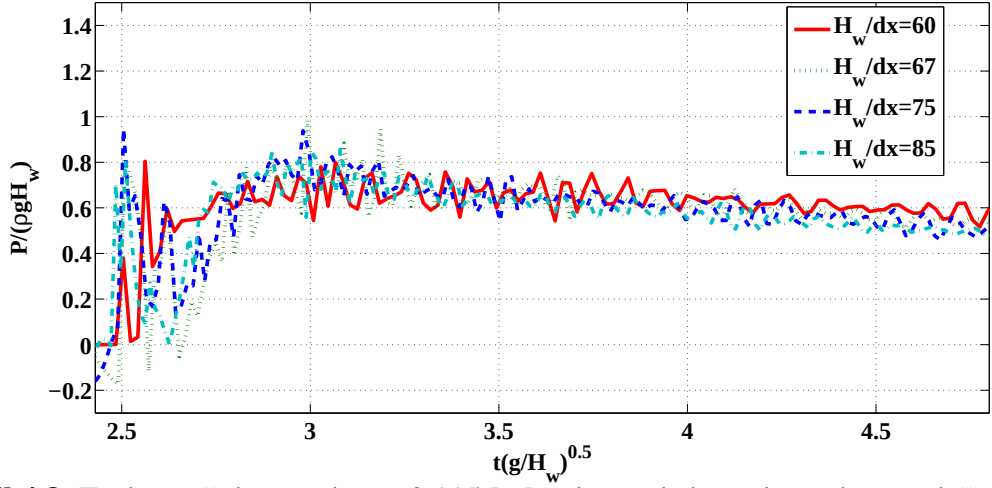
olduğu hem Şekil 4.7(b) ve Şekil 4.7(d)'de hem de Şekil 4.4'te görülmektedir. Şekil 4.7 çarpıcı olan durum ise VXSPH algoritmasının serbest su yüzeyinin çok

ince bir katmanı için bir yüzey gerilmesi kuvveti gibi davranması ve parçacık saçılmalarının özellikle akım ucunda geniş bir alana saçılmasının önlenmiş olmasıdır. Sayısal çözümlemenin yakınsaklığını test etmek için sistemdeki parçacık sayısı H/dx



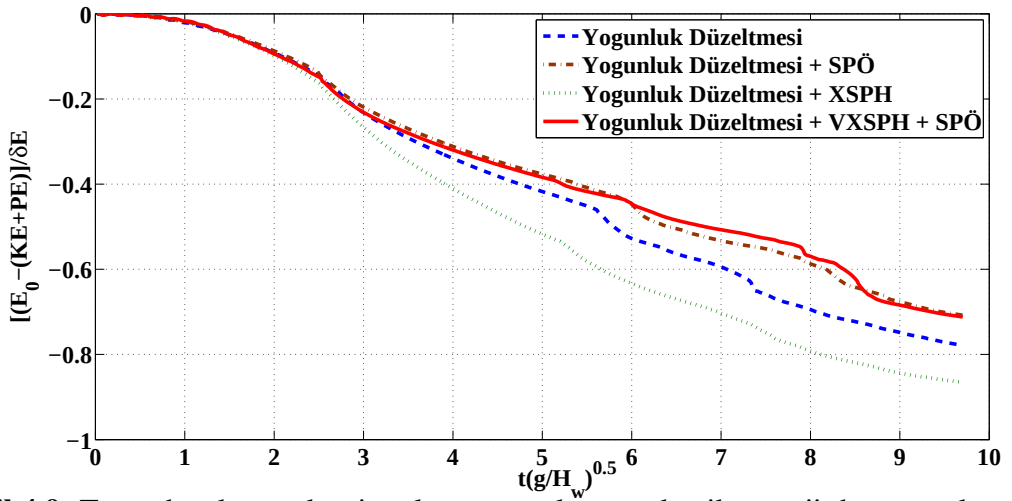
Şekil 4.7: $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$ anında parçacıkların konumları ve basınç alanlarının karşılaştırılması

oranları sırasıyla 60, 67, 75 ve 85 olmak üzere dört aşamalı olarak atırılmıştır. Bu oranlar ise sırasıyla 7381, 8978, 11250 ve 14792 akışkan parçacığına tekabül etmektedir. Şekil 4.8’de sağ duvarda oluşan boyutsuz basınç değerleri, bu dört farklı parçacık sayısı için karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Bu karşılaştırmadan görülmektedir ki, çarpmanın ilk anında parçacık sayısı önemli olabilmekte ancak takip eden süreçte belli bir yoğunluğun üzerindeki parçacık sayısı artırımların sonuç üzerinde belirgin bir etkisi hissedilmemekte, geliştirilen kod ile bağlı olarak düşük (aşırı yüksek olmayan) parçacık sayıları ile duyarlı sonuçlar elde edilebilmektedir. Baraj yıkımı probleminde tüm düzeltme algoritmaları için son bir test durumu olarak sayısal çözüme dayanan toplam mekanik enerjideki harcanım hızları (dissipation rate) karşılaştırılmıştır. Toplam mekanik enerji, parçacıkların toplam kinetik (KE) ve potansiyel enerjilerinin (PE) toplanmasıyla elde edilmiştir. Şekil 4.9 boyutsuz toplam mekanik enerjinin, $(E_o - (KE + PE))/\delta E$ zamana göre değişimini gösterirken, $\delta E = E_f - E_o$, E_o ve E_f ise sırasıyla $t = 0$ ve $t = \infty$ anlarındaki potansiyel enerjiyi belirtmektedir. Şekil 4.9’de ordinat eksenini boyutsuz olarak verilen ve simulasyon süresince toplam mekanik enerjinin değişimini belirtmektedir. Enerji korunumu gereği bu değişimin, $t = \infty$ anında -1 değerini alacağı açıktır. Sayısal çözüm sırasında



Şekil 4.8: Tankın sağ duvarında $z = 0.115$ [m] noktasında hesaplanan basınç değerleri zaman serileri üzerinde duyarlılık analizi

oluşacak olan enerji harcanım hızının düşük olması, kullanılan sayısal algoritmanın kendi içinde oluşturabileceği fiziksel olmayan enerji kayıplarının düşük olduğunun bir göstergesi olacaktır. Mekanik enerjideki toplam harcanım hızları karşılaştırması göstermektedir ki, Birleşik VXSPH+SPÖ algoritması toplam mekanik enerjiyi diğer üç düzeltme algoritmasından daha iyi bir şekilde korumakta yani toplam mekanik enerjinin değişimi sırasında sayısal harcanımın diğer algoritmalara göre daha az olduğunu göstermektedir.



Şekil 4.9: Tüm düzeltme algoritmalarının toplam mekanik enerji harcanımlarının zamana göre değişimlerinin karşılaştırılması

5. YATAY YÖNDE ÇALKANTI PROBLEMİNİN İPH YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

5.1 Giriş

Çalkantı problemi, yüksek hızlı trenler ve tırlar vasıtasıyla karada veya gemiler vasıtasıyla denizlerde sıvı yük taşımacılığı için oldukça önemli bir problemdir. Bu probleme gemi inşaatı sanayisi açısından bakacak olursak, günümüzde özellikle LNG ve LPG taşımacılığının oldukça büyük kapasitelere ulaşmış olmasından dolayı, çalkantı olayının sayısal olarak modellenmesi özellikle gemi inşaatı mühendisliği alanında ciddi bir problem olarak karşımızda durmaktadır. Gemi hidrodinamiği literatüründe şiddetli akım problemlerine örnek olarak gösterilen bir gemi tankındaki çalkantı hareketinin matematiksel olarak modellenmesinde, şekil değiştirmelerin ani ve çok fazla olması ve dolayısıyla lineer olmayan etkilerin ciddi bir şekilde ortaya çıkması sebebiyle çözüm oldukça karışık bir hal almaktadır. Büyük miktarlardaki sıvı hareketlerinin tank duvarlarında lokal olarak yüksek basınçlar oluşturmaları, tank duvarlarında ciddi yapısal sorunlar meydana gelmesine neden olmakta, hatta zaman zaman bütün sistemin stabilitesini etkileyecek mertebelere ulaşabilmektedir.

İçerisinde serbest su yüzeyli bir sıvı barındıran her hareketli araç veya yapıda, çalkantı problemi göz önüne alınması gereken bir etkidir. Akışkan hareketinin doğal frekanslarına yakın frekanslardaki zorlayıcı kuvvetler, pratik açıdan öncelikli bir öneme sahiptir. Tankın yükleme durumuna göre kaotik bir hal alabilen çalkantı hareketi uzun süreli olarak incelenmeli ve kritik durumlarında akışkan hareketinin farklı frekans modlarının da belirlenmesi gerekebilmektedir. Akışkan hareketinin doğal periyodu civarında oluşan zorlayıcı kuvvetler rezonansa yol açarak yapının dinamik stabilitesini ciddi oranda etkileyebilmektedir. Kısmi olarak sıvı ile doldurulmuş bir gemi tankı içerisinde de, gemi hareketlerinin doğal periyotlarının, tank içerisinde hareket eden akışkanın doğal periyotlarına yakın olduğu durumlarda çok şiddetli akışkan hareketleri oluşabilir [1]. Tank içerisinde oluşan bu hareketler özellikle LNG ve LPG gemilerinde stabilite hesapları üzerinde büyük değişikliklere

yol açabilmektedir. Bu etkilerin de gemi ön dizaynı aşamasında titizlikle araştırılması ve stabilite hesaplarına katılması büyük önem arz etmektedir. Bu hareketin simulasyonunun iyi bir hassasiyetle yapılması, çalkantı etkilerini azaltabilecek mühendislik önlemlerinin alınmasına yardımcı olacaktır.

Bu bölümde iki boyutlu yatay yönde çalkantı problemi (sway-sloshing), baraj yıkılması probleminde hem basınç değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılmasında en iyi yakınsaklığın sağlandığı hem de serbest su yüzeyi profillerindeki parçacık saçılmalarının en az olduğu Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Suni Parçacık Ötelemesi (VXSPH+SPÖ) düzeltme algoritması kullanılarak ele alınmıştır. Böylece geliştirilmiş olan bilgisayar programının, serbest su yüzeyinin sürekli olarak yüksek deformasyonlara maruz kaldığı ve hidrodinamik açıdan oldukça zorlayıcı bir problem üzerinde doğruluğunun test edilmesi amaçlanmıştır.

5.2 Sayısal Sonuçların Karşılaştırmalı Olarak İrdelenmesi

Bu çalışmada elde edilen sonuçların doğru bir şekilde karşılaştırılabilmesi için, tüm problem geometrisi ve ilgili parametreler (çalkantı hareketinin genliği ve frekansı), Pakozdi [4] tarafından gerçekleştirilen deney düzeneği ile aynı olacak şekilde ayarlanmıştır. Tank genişliği, L , yüksekliği, H , ve başlangıçtaki su derinliği, H_w , sırasıyla, $1.73[m]$, $1.05[m]$ ve $0.5[m]$ olarak alınmıştır. Çözüm sırasında kullanılan sabit parametreler: referans yoğunluk $\rho_0 = 1000[kg/m^3]$, yer çekimi ivmesi $g = 9.81[m/s^2]$, başlangıçta parçacıklar arası mesafe $dx = 0.01[m]$, interpolasyon uzunluğu $h = 1.33dx$ [m], yapay viskozite katsayısı $\alpha = 0.06$, referans ses hızı $c_0 = 40[m/s]$, yapay parçacık ötelemesi parametresi $\beta = 0.05$. Problem bölgesi hayalet parçacıklarla birlikte toplam 9500 civarında parçacık ile temsil edilmiştir. Parçacıkların başlangıç konumları, hızları ve basınçları baraj yıkılması problemiyle aynı şekilde belirlenmiş ve zaman adımı 0.00015 [s] olarak alınmıştır. Problemin çözümünde kullanılan tüm parametreler Çizelge 5.1’de gösterilmektedir. Bu çalışmada geliştirilen bilgisayar programı ile gerçek zamanda 15 saniyelik bir simulasyon oluşturulmuş ve çözüm yaklaşık 65 saatlik bir hesaplama süresinde gerçekleştirilmiştir. Sayısal açıdan kolaylık sağlaması açısından, yatay çalkantı hareketinin bir kosinüs fonksiyonuyla belirlendiği deneysel ve sayısal modellemenin karşılaştırıldığı referanstan [4] farklı olarak, bu çalışmada çalkantı hareketi için bir sinüs fonksiyonu kullanılmıştır. Tankın hareketini tanımlayan

Çizelge 5.1: Baraj yıkılması problemi simülasyonlarında kullanılan parametreler

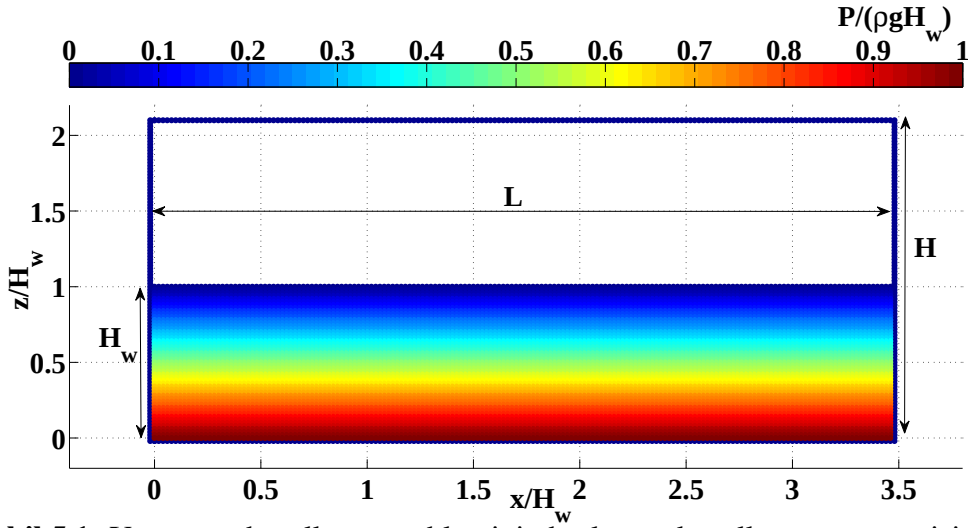
Başlangıçta Parçacıklar Arası Mesafe (dx)	0.01 [m]
İnterpolasyon uzunluğu (h)	1.33dx
Akışkan Parçacığı Sayısı	8874
Sınır Parçacığı Sayısı	564
Başlangıç Su Derinliği (H_w)	0.50 [m]
Tank Genişliği (L)	1.73 [m]
Zaman Adımı (Δt)	1.5×10^{-4} [s]
Referans Ses Hızı c_0	40[m/s]
Suni Viskozite Katsayısı (α)	0.06
VXSPH Parametresi (ϵ^*)	0.005
Suni Parçacık Ötelemesi Parametresi (β)	0.05

bu denklem aşağıda verilmektedir:

$$x(t) = A \sin(\omega t) \quad (5.1)$$

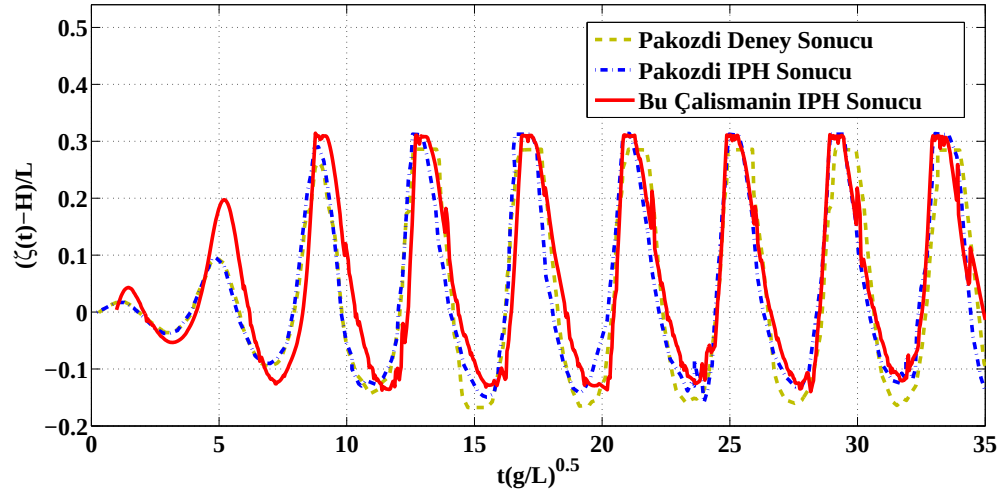
Bu denklemde A hareketin genliğini, ω ise frekansı belirtmekte olup, sırasıyla 0.08 [m] ve 3.696 [rad/s] olarak alınmıştır ve bu frekans değeri de tankın harmonik hareketinin periyodunun yaklaşık olarak 1.7 [s] civarında olmasına karşılık gelmektedir. Tankın harmonik hareketinin belirlenmesinde karşılaştırma verileriyle böyle bir farklılığa gidilmesinin tek nedeni parçacıkların başlangıçta çok yüksek bir ivmeyle değil, tedrici olarak artan hızlarda harekete başlamalarını sağlamaktır. Hareketin başlangıcında yaratılan bu fark da sadece matematiksel olarak bir faz farkına yol açacak ve akışkan hareketinin fiziksel karakterinde herhangi bir değişikliğe neden olmayacaktır. Karşılaştırma grafiklerinde ise bu çalışmada hesaplanan serbest su yüzeyi zaman serileri, karşılaştırma verilerinde serbest su yüzeyi hareketlerinin başladığı ana denk gelecek şekilde kaydırılmıştır. Böylece karşılaştırma verileriyle bu çalışmanın sonuçları arasında tankın hareket denklemlerindeki farklılıktan dolayı oluşan faz farkı ortadan kaldırılmıştır.

Şekil 5.1’de problemin başlangıç koşulları ve geometrik özellikleri verilmektedir. Akışkan parçacıkları tıpkı baraj yıkılması probleminde olduğu gibi başlangıçta durağan halde ve sadece hidrostatik basınç etkisi altındadır. Serbest su yüzeyi koşulu bir önceki bölümde anlatıldığı gibi uygulanırken, duvar sınırlarında ise serbest kayma sınır koşulu uygulanmıştır. Şekil 5.2 ve 5.3’te ise dikdörtgen kesitli tankın iki farklı noktasında (sol duvara çok yakın bir nokta olan $x = 0.05$ [m] ve tankın ortası $x =$



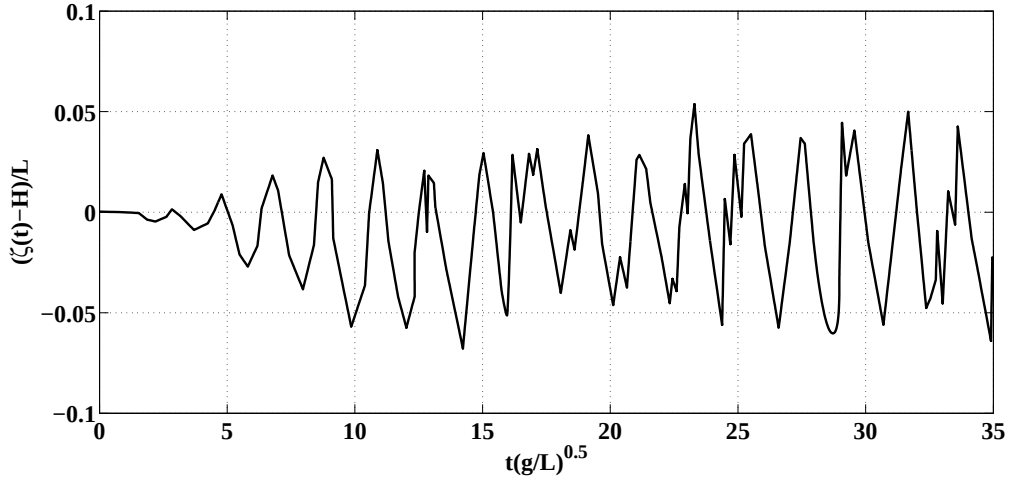
Şekil 5.1: Yatay yönde çalkantı probleminin başlangıç koşulları ve geometrisi

0.865 [m] noktalarından) serbest su yüzeyi değişimlerinin zaman serilerinin, deneysel sonuçlarla karşılaştırma grafikleri gösterilmektedir. Şekil 5.2’de görülebileceği üzere akışkanın harmonik hareketinin genlik ve periyot değerleri deneysel sonuçlarla iyi bir uyumluluk göstermektedir. Tankın orta noktasında hesaplanan ve ölçülen serbest su yüzeyi değişimleri ise Şekil 5.3’te ayrı grafikler olarak gösterilmiştir. Bu noktada alınan verilerin frekansı, duvara yakın noktadan alınan veri frekansının 2 katı olduğundan, karşılaştırmaların daha anlaşılabilir olabilmesi ve verilerin birbirlerine karışmasını önlemek amacıyla böyle bir yol izlenmiştir. Şekil 5.3’ten de görüldüğü üzere bu çalışmada elde edilen akışkan hareketi periyodu, deneysel ve sayısal çözüm sonuçları [4] ile büyük bir uyumluluk göstermektedir. Pakozdi, kendi doktora tezi çalışmasında ağırlık fonksiyonları üzerinde düzeltme işlemleri, XSPH algoritması ve parçacık sayısının belirli bölgelerde toplam kütleyi sabit tutacak şekilde artırılması gibi birtakım sayısal iyileştirmeler yapılmıştır. Serbest su yüzeyi hareketinin genlik değerleri ise her iki sayısal çözümde de deneysel verilerden biraz daha yüksek olduğu görülmektedir. Bunun sebebi ise su kütlesinin tankın sağ veya sol tarafına çarptıktan sonra tankın ortasına doğru saçılması ve bu noktada oluşan serbest su yüzeyinin belirlenmesini zorlaştırmasıdır. Ayrıca grafiklerdeki bu ekstremum değerlerinin deneysel olarak belirlenebilmesi de, oldukça hassas bir ölçüm sistemi gerektirdiği göz önünde bulundurulmalıdır. Yatay yönde çalkantı problemi için son bir grafik olarak, belirli anlarda oluşan serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanları Şekil 5.4’te gösterilmiştir. Bu şekilden de anlaşılacağı gibi bu çalışmanın literatüre özgün katkısı olan VXSPH+SPÖ düzeltme algoritması hem parçacıkların zaman içerisinde

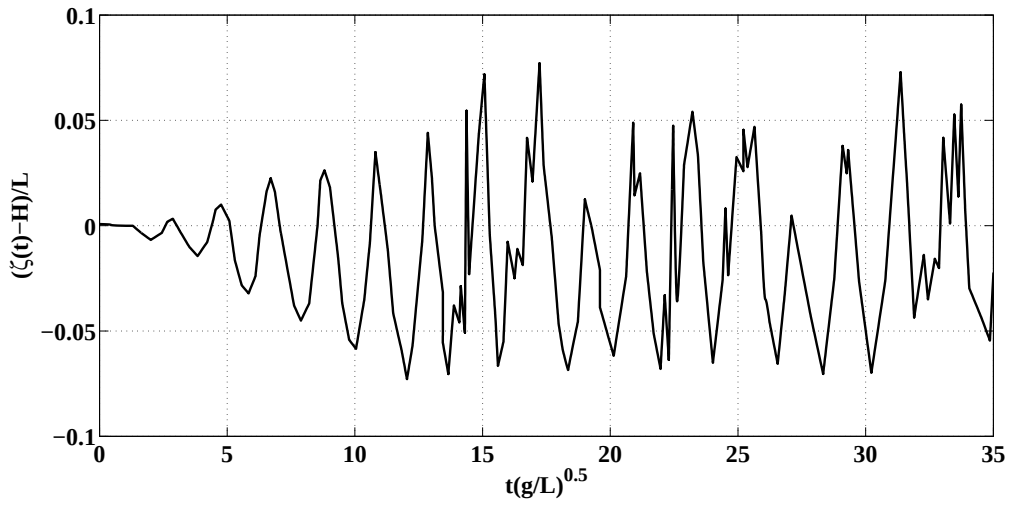


Şekil 5.2: Sol duvara yakın bir noktada ($x = 0.05$ [m]) serbest su yüzeyi seviyeleri zaman serilerinin karşılaştırılması. $\xi(t)$ su seviyesinin zamana göre değişimini işaret etmektedir.

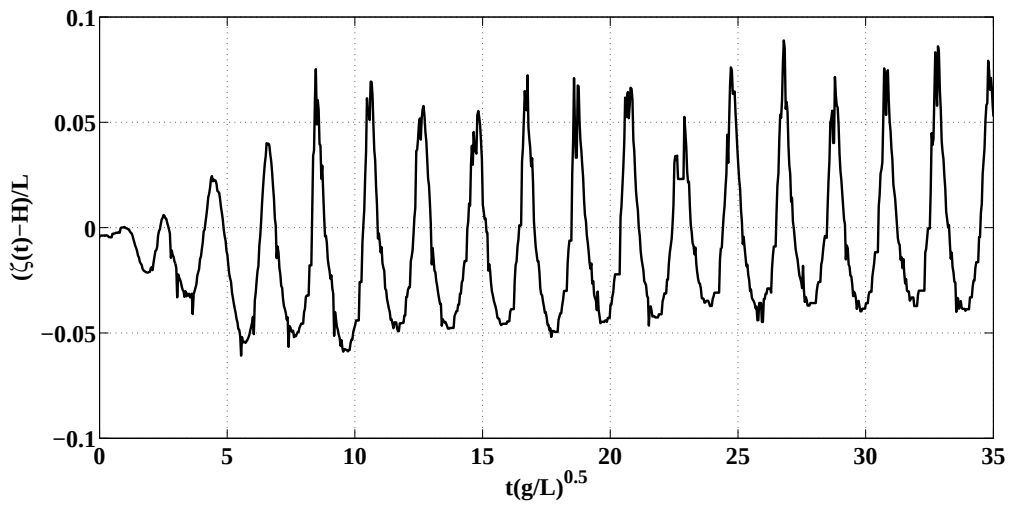
problem bölgesi içerisinde homojen bir şekilde dağılmasını hem de serbest su yüzeyi profillerinin bir bütün olarak kalabilmesini sağlayarak saçılmalarını önlemektedir.



(a) Pakozdi [4] tarafından verilen deney sonuçları.

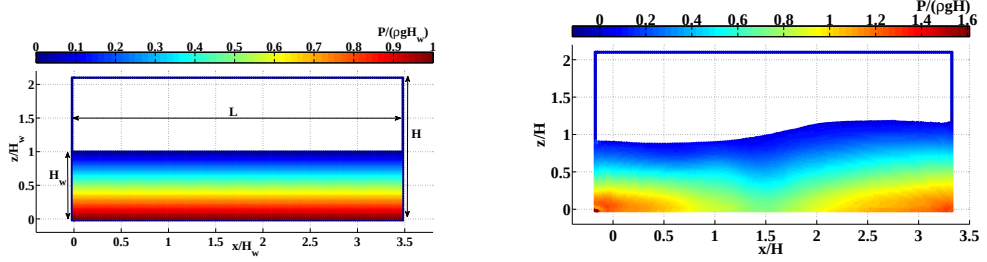


(b) Pakozdi [4] tarafından verilen İPH sonuçları.

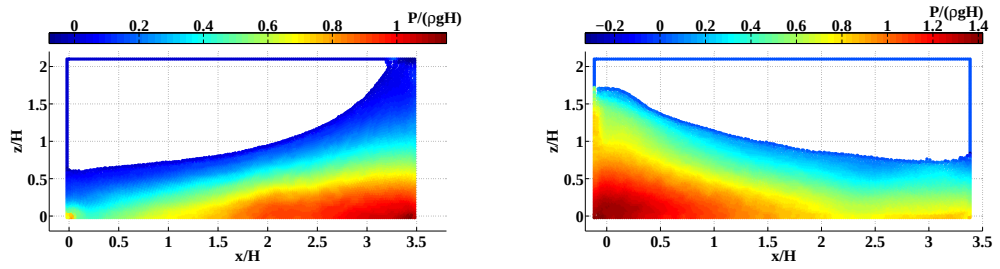


(c) Bu çalışmanın İPH sonuçları.

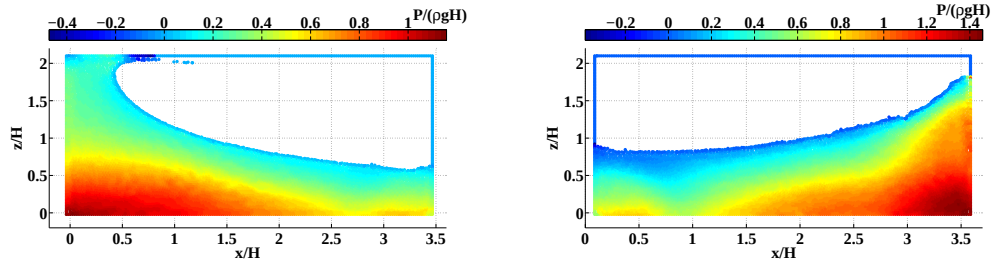
Şekil 5.3: $x = 0.865$ [m] noktasındaki serbest su yüzeyi seviyeleri zaman serilerinin karşılaştırılması.



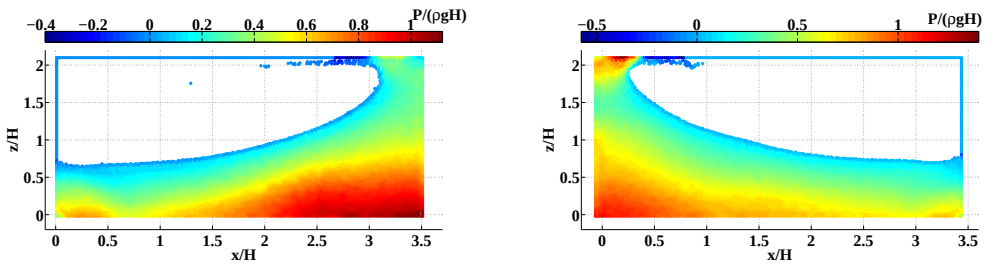
(a) $t=0$ anında serbest su yüzeyi profilleri ve (b) $t=0.38(g/L)^{0.5}$ serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanı



(c) $t=2.14(g/L)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanı (d) $t=2.71(g/L)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanı



(e) $t=2.83(g/L)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanı (f) $t=3.40(g/L)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanı



(g) $t=3.53(g/L)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanı (h) $t=4.05(g/L)^{0.5}$ anında serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanı

Şekil 5.4: Belirli anlardaki serbest su yüzeyi profilleri ve basınç alanları.

6. AÇIK BİR KANALDA SERBEST SU YÜZEYİNE YAKIN BİR CİSİM ETRAFINDAKİ AKIŞ PROBLEMİNİN İPH YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

6.1 Giriş

Bu bölümde gemi hidrodinamiği için önemli ve bir o kadar da karmaşık problemlerden olan dalga direnci ve dalga kırılması problemi, bu tez çalışmasının sayısal çözümlemelerde kullandığı İPH yöntemi ile incelenmiştir. Gemi toplam direncinin bir bileşeni olan dalga yapma direnci içerisinde özellikle baş dalgası kırılması nedeniyle oluşan dalga kırılması direnci önem kazanmaktadır. Dalga kırılması sırasında suya aktarılan enerji, geminin dalga kırılması direncine eşit olacağı için ortaya çıkan bu enerjinin direkt olarak hesaplanabilmesi, geminin toplam direncinin belirlenmesinde geliştirici bir rol oynayacaktır. Çünkü gerek model deneyleri olsun, gerekse bazı sayısal çözümler olsun, toplam dalga direncini, toplam direnç ile viskoz direnç arasındaki fark alınarak belirlenmektedir. Dalga direncinin doğrudan ölçülebildiği ve hesaplanabildiği bir yöntem olarak deneysel ve sayısal dalga kesimi (wave-cut) yöntemi literatürde kullanılagelen bir yöntemdir. Bu yöntem, hem deneysel verilerin hassas bir şekilde toplanması hem de bu deneysel dataların sayısal çözüm içerisinde girdi olarak kullanılmasından kaynaklı hatalardan dolayı uygulamada birtakım sorunlar barındırabilmektedir.

Bu çalışma sonucunda serbest su yüzeyine yakın bir cisim üzerine gelen akımın serbest su yüzeyinde oluşturduğu dalga sistemi incelenebilecek ve böylece suya aktarılan enerji belirlenebilecektir. Bu problem diğer iki problemde olduğu gibi yine iki boyutlu ve viskozitenin ihmal edildiği Euler denklemleri yardımıyla çözümlenmiştir.

Gemilerin dalga dirençlerinin hesabı, viskozitesi ve rotasyoneli olmayan akış kabulleri altında bile büyük bir çabayı gerektirmektedir. Bu problemdeki en büyük zorluk serbest su yüzeyinde lineer olmayan koşulların uygulanması sırasında yaşanmaktadır [75]. Dalga direncinin sayısal olarak hesaplanmasına yönelik çalışmalar, geçtiğimiz yüzyılda Mitchell [76] tarafından önerilen ve ince gemi teorisine (thin-ship theory) dayanan Mitchell integrasyon şemasının ortaya konmasıyla birlikte sürekli artan bir

araştırma alanı olmaya başlamıştır. 1966 yılına gelindiğinde Salvesen [5] dalga direncini belirlemek için o güne kadar kullanılan yöntemleri üç başlık altında sınıflandırmıştır:

- Model deneyleri aracılığıyla cisim üzerinde ölçülen toplam dirençten, viskoz direncin çıkarılması.
- Model arkasında oluşan dalgaların küçük genlikli dalga kabulü ve lineer teori kullanılarak deneysel incelenmesi.
- Lineer teori sınırları içinde, cismin kaynak-kuyu dağılımları ile modellenmesi suretiyle analitik olarak hesaplanması.

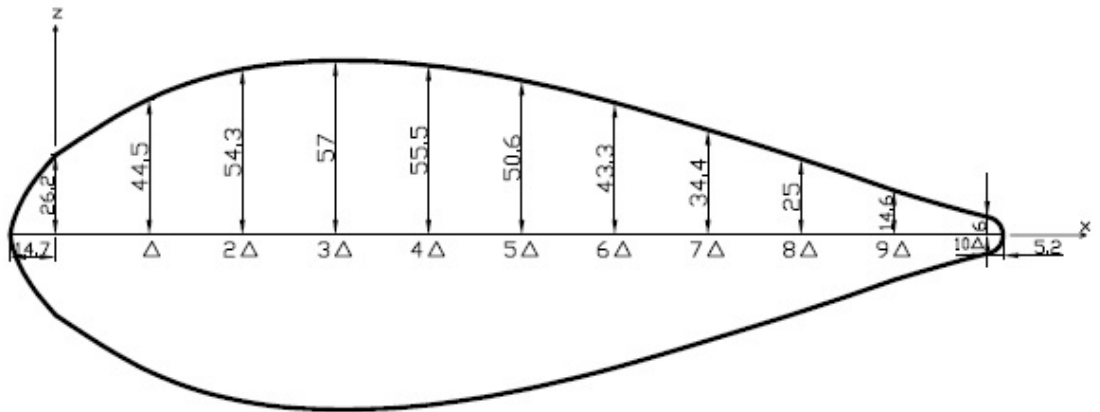
Ancak Salvesen bu yöntemlerin kendi aralarında yeterli bir korelasyonunun sağlanmadığını, hatta birçok durumda %40-50'lere varan farkların olduğunu ve bu farkların lineer olmayan terimlerin etkilerinin hesaplara katılmamasından kaynaklandığını belirterek kendisinden önce bu alanda yapılan çalışmaların [77], [78] eksikliklerini gidererek ikinci mertebe dalga teorisini ortaya koymuştur [5]. Sonraları geliştirilen ve kaynak-panel yöntemine dayanan hesaplamalı yöntemlerden Dawson [79] yönteminde radyasyon koşulu için özel bir türev şeması önerdiği yönteminde serbest su yüzeyi koşulu pertürbasyon potansiyeli cinsinden lineer olarak sağlanmakta, Gadd'ın [80] yönteminden ise iteratif bir algoritma ile serbest su yüzeyi koşulu sağlanırken 1. mertebenin üzerine çıkılamamaktadır. Çalışal ve diğerleri [75] de, Salvesen'in [5] çalışmasını temel alarak iteratif çözümlerin bir irdelemesini yapmışlardır. Tüm bu teorik çalışmalar gemilerin su hatlarının ve kesitlerinin belirlenmesi ve yumrubaş dizaynı gibi ikincil derece gemi dizayn aşamalarında sıklıkla kullanılan değerli çalışmalardır. Dalga direncini teorik olarak hesaplayan yöntemler, halen deneysel çalışma sonuçları ile yeterli yaklaşıklıkla tam olarak gösteremeseler bile, bu deneylere yol gösteren ve sonuçları yorumlayan çok önemli araçlardır [81].

Teorik analizlere paralel olarak özellikle son çeyrek asırlık dönemde bilgisayar teknolojisinin çok hızlı bir şekilde ilerlemesinin de etkisiyle sayısal çözümler de gemi etrafındaki akımın incelenmesi ve dalga direncinin belirlenmesinde ön plana çıkmaya başlamışlardır. Günümüzde bu tip akımları inceleyen sayısal yöntemlerden en sık kullanılan sonlu hacimler yönteminin, serbest su yüzeyinin belirlenmesinde kullanılan seviye ayarlama (level set) yaklaşımı ile birlikte uygulandığı çözümlerdir

[82]. Bununla birlikte parçacık metotları da özellikle son birkaç senede dalga kırılması ve gemi etrafındaki akış problemlerinin çözümünde oldukça büyük bir yol katetmişlerdir. Marrone ve arkadaşları tarafından [74] 2D + t SPH algoritması ortaya konulmuş ve daha sonra bu algoritma ile gemi baş dalgasının yarattığı dalga sistemi ve gemi başında oluşan dalga kırılması olayı İPH yöntemi ile ele alınmaya başlanmıştır. İşte bu çalışmanın da temel hedeflerinden biri, İPH literatüründe oldukça güncel olarak incelenen bu özel problemin çözümü için kendi elde ettiği sonuçları ortaya koyarak literatürdeki verilerle olan uyumunu karşılaştırmaktır.

6.2 Sayısal Sonuçların Karşılaştırmalı Olarak İrdelenmesi

Bu çalışmada elde edilen sonuçların doğru bir şekilde karşılaştırılabilmesi için, tüm problem geometrisi ve ilgili parametreler (akım hızı, profilin boyutları ve serbest su yüzeyine olan uzaklığı), Salvesen [5] tarafından gerçekleştirilen deney düzeneği ile aynı olacak şekilde ayarlanmıştır. Salvasen tarafından verilen ve giriş (chord) uzunluğu 0.332 [m] (1.09 [ft]) olan profilin geometrisi Şekil 6.1’de gösterilmektedir. Bu şekilde Δ ile verilen uzunluk birimi 0.03048 [m] (0.1 [in]) değerindedir ve belirli yatay eksen noktalarındaki profil genişlikleri değerlerinin daha sade bir şekilde gösterilebilmesi amacıyla kullanılmıştır. Profil, serbest su yüzeyinden 0.381 [m] (1.25 [ft]) aşağıda ($z = 0$ [m]) konumlanmış olup akım hızları, sırasıyla, 1.067 [m/s], 1.372 [m/s] ve 1.676 [m/s] olarak belirlenmiştir. Bu hızların boyuna Froude sayısı olarak karşılıkları ise sırasıyla, 0.591, 0.760 ve 0.929 değerlerine tekabül etmektedir. Kanal boyu ise her akım hızı için deneysel verilerde oluşan dalga profillerindeki

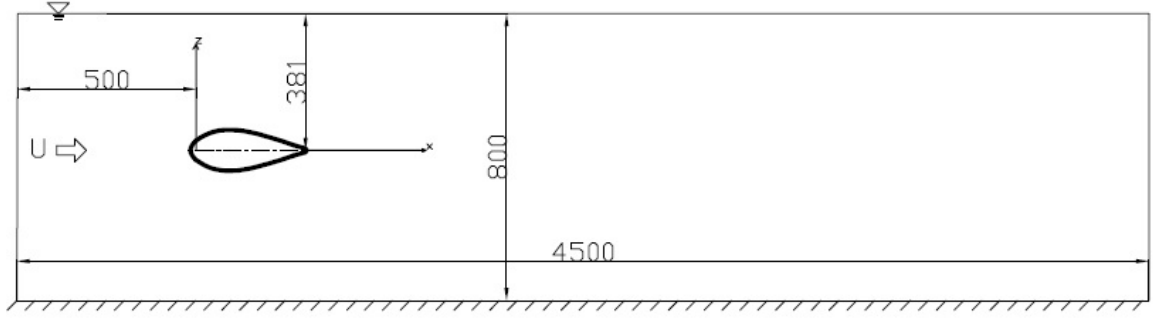


Şekil 6.1: Profil geometrisi

dalga boylarını sağlayabilecek ve kanal sonundaki çıkış sınır şartlarını etkilemeyecek

kadar uzun seçilmiştir. Deneysel ölçümlerde en uzun dalga boyunun olduğu ve yaklaşık 3 [m] dalga profili kaydının bulunduğu 1.676 [m/s] akım hızında sağlıklı bir karşılaştırma yapabilmek için İPH hesaplamalarında kanal uzunluğu 4.5 [m] olarak belirlenmiş ve tüm simülasyonlar bu kanal uzunluğu için çalıştırılmıştır. Profilin kanal içerisindeki konumu ve problem geometrisi Şekil 6.2’de gösterilmektedir. Belirtilen boyutlar [mm] olarak verilmektedir. Kanalin su derinliği 0.8 [m] olarak görünmekle birlikte, derinliğe bağlı olarak oluşabilecek sıg su etkilerinden kaçınmak ve cisim üzerine düzenli (uniform) bir akım gönderebilmek amacıyla, tabanı temsil eden sınır parçacıklarının hız değerleri akım hızına eşit olarak alınmış ancak bu parçacıkların konumları simülasyon boyunca sabit kalmıştır. Böylece kanal tabanına yakın olan akışkan parçacıklarının, akım hızıyla aynı hız değerindeki sınır parçacıklarla etkileşime girmesi sağlanmış ve tabanda oluşabilecek akım bozuklukları önlenmiştir. Bu uygulamanın bir başka avantajı ise kanal derinliğinin daha fazla artırılması zorunluluğunu ortadan kaldırması ve dolayısıyla daha az parçacık kullanılarak problem bölgesinin temsil edilebilmesidir. Akışın sürekliliği ve kanalın giriş/çıkış bölgelerindeki sınır koşulları, 3. bölümde detaylı bir şekilde anlatılan periyodik sınır koşullarının uygulanması ile sağlanmıştır.

Bu problemin çözümü sırasında kullanılan sabit parametreler; referans yoğunluk $\rho_0 = 1000[kg/m^3]$, yer çekimi ivmesi $g = 9.81[m/s^2]$, başlangıçta parçacıklar arası mesafe $dx = 0.01[m]$, interpolasyon uzunluğu $h = 1.33dx$ [m], yapay viskozite katsayısı $\alpha = 0.00005$, referans ses hızı $c_0 = 30[m/s]$, yapay parçacık ötelemesi parametresi $\beta = 0.01$ olarak alınmıştır. Problem bölgesi hayalet parçacıklarla birlikte toplam 9500 civarında parçacık ile temsil edilmiştir. Parçacıkların başlangıç konumları ve basınçları baraj yıkılması problemiyle aynı şekilde belirlenmiş ve zaman adımı 0.00035 [s] olarak alınmıştır. Tüm parçacıkların başlangıç anındaki hızları, akım hızı değerine eşit olacak şekilde alınmıştır. Problemin çözümünde kullanılan tüm parametreler Çizelge 6.1’de toplu olarak gösterilmektedir. Bu çalışmada geliştirilen bilgisayar programı ile gerçek zamanda 12 saniyelik bir simülasyon oluşturulmuş ve çözüm yaklaşık 19 saatlik bir hesaplama süresinde gerçekleştirilmiştir. Şekil 6.3’te üç farklı hız değeri için elde edilen dalga profilleri, Salvesen [5] tarafından verilen deneysel, lineer teori ve ikinci mertebe teorisi sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Bu grafiklerde yatay eksenin başlangıç noktası ($x = 0[m]$) serbest su yüzeyinin altında bulunan profilin önder kenarının (leading edge) başlangıç

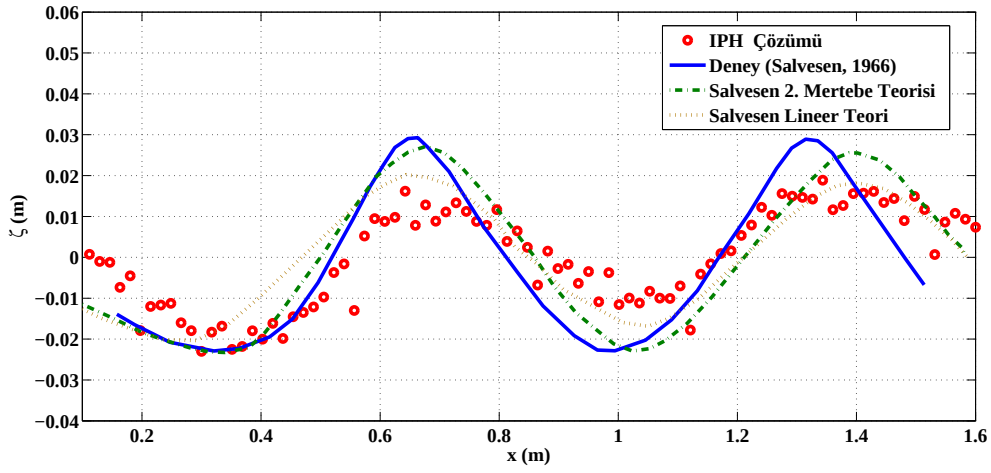


Şekil 6.2: Problem boyutlarının gösterimi

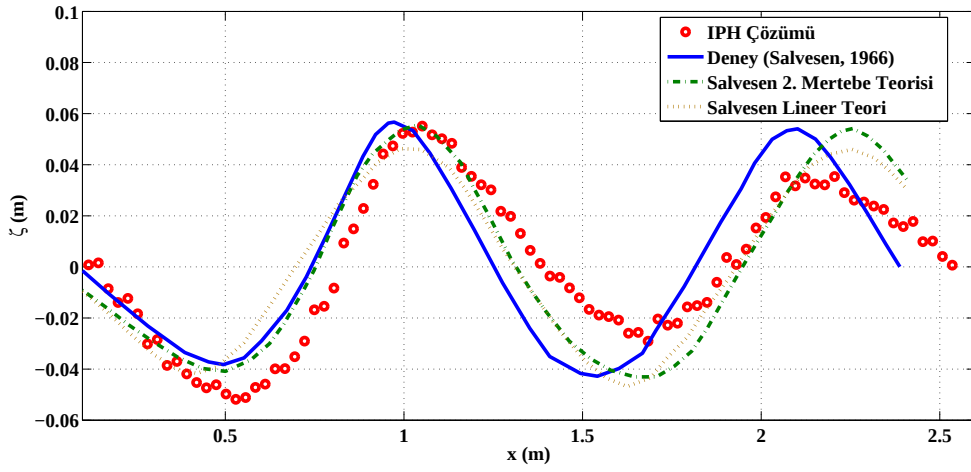
Çizelge 6.1: Baraj yıkılması problemi simülasyonlarında kullanılan parametreler

Başlangıçta Parçacıklar Arası Mesafe (dx)	0.020 [m]
İnterpolasyon uzunluğu (h)	1.33dx
Akışkan Parçacığı Sayısı	9040
Sınır Parçacığı Sayısı	393
Su Derinliği	0.800 [m]
Profilin Kanal Girişinden Yatay Uzaklığı	0.500 [m]
Profilin Serbest Su Yüzeyinden Düşey Uzaklığı	0.381 [m]
Kanal Uzunluğu	4.500 [m]
Zaman Adımı (Δt)	3.5×10^{-4} [s]
Referans Ses Hızı c_0	30 [m/s]
Suni Viskozite Katsayısı (α)	3.5×10^{-4}
VXSPH Parametresi (ϵ^*)	0.005
Suni Parçacık Ötelemesi Parametresi (β)	0.05

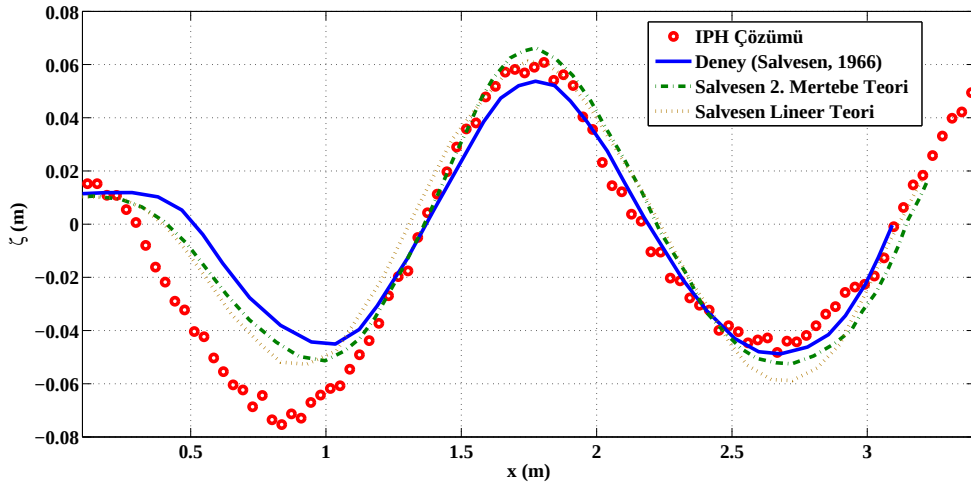
noktasıdır. Bu karşılaştırma sonuçları göstermektedir ki, özellikle akım hızının artırılması ile birlikte deneysel ve teorik olarak verilen sonuçlarla olan uyumluluğun da gözle görülür ölçüde artmaktadır. Bu durum, İPH yönteminin bir parçacık yöntemi olarak Lagrange temelli doğasının vermiş olduğu avantajlar ile serbest su yüzeyi deformasyonları arttıkça daha iyi sonuçlar verebildiğinin bir göstergesi olarak değerlendirilebilir. Nitekim, Monaghan 2005 yılında yayımlamış olduğu raporunda [10], *küçük pertürbasyonların olduğu problemlerde İPH yönteminin başka yöntemlere göre görece daha düşük mertebede hassasiyet sağlamasından dolayı tercih edilemeyebileceğini ancak pertürbasyonların yüksek olduğu akışkan problemlerinde İPH yönteminin çok ciddi avantajlar sağladığını belirtmiştir*. Bu çalışmanın, akım hızının 1.676 [m/s] olduğu durumda profilin hemen arkasında oluşan dalga profili farklılığının, profil içerisindeki hayalet parçacık tekniği yerine konumları sabit sınır parçacıkları ile doldurulması sebebiyle oluşmaktadır. Matematiksel denklemi bilinen herhangi bir eğrisel yüzey için hayalet parçacığı tekniğinin oluşturulması, gelecekte



(a) 1.067 m/s akım hızında profil arkasında oluşan dalga profillerinin karşılaştırılması.



(b) 1.372 m/s akım hızında profil arkasında oluşan dalga profillerinin karşılaştırılması.



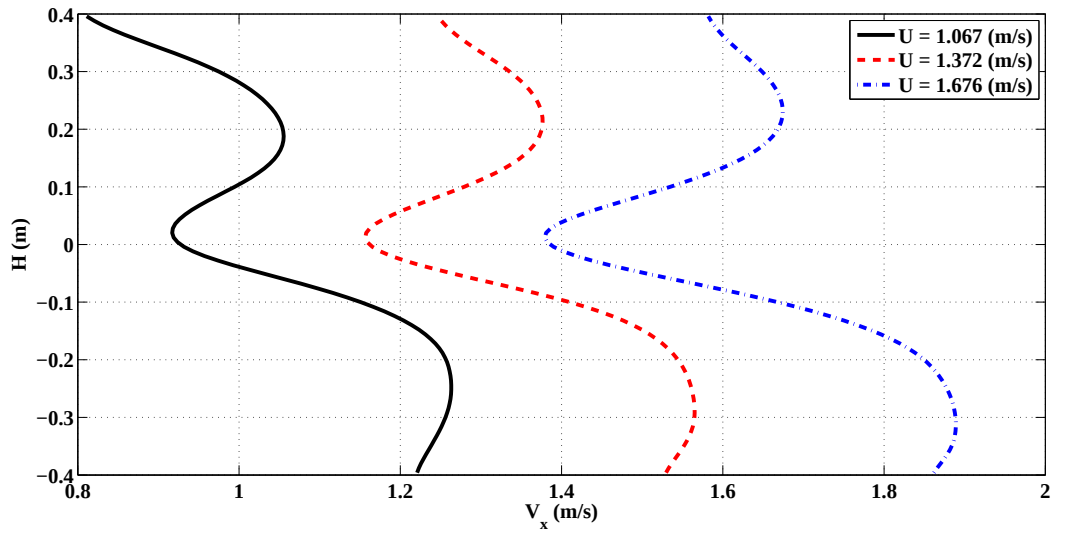
(c) 1.676 m/s akım hızında profil arkasında oluşan dalga profillerinin karşılaştırılması.

Şekil 6.3: Üç farklı akım hızı değerinde profil arkasında oluşan dalga profillerinin karşılaştırılması.

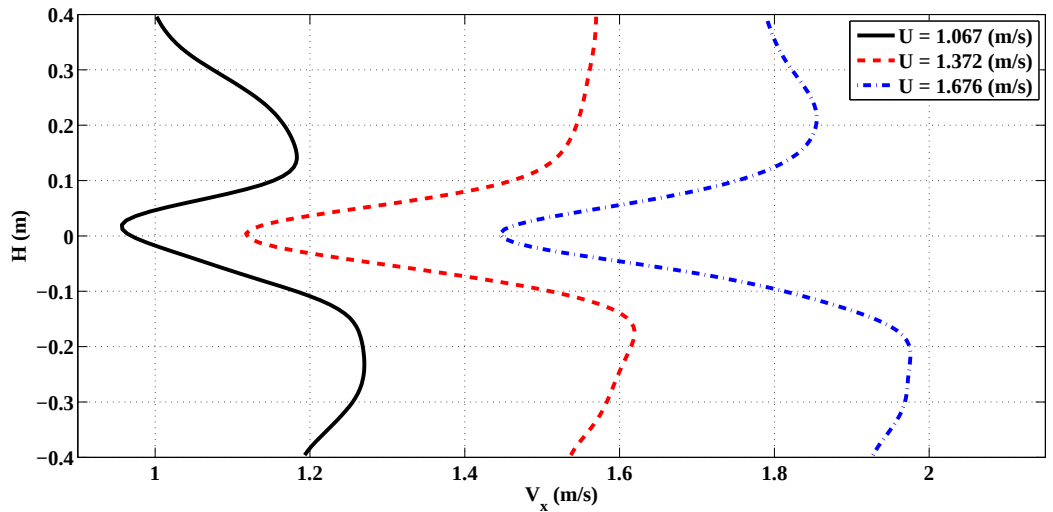
yapılması planlanan çalışmalar içerisinde.

Bu çalışma sonucunda elde edilen dalga profilleri grafiğinden dalga yüksekliklerinin ölçülmesiyle, oluşan dalganın dalga boyuna düşen enerji miktarı rahatlıkla belirlenebilir. Böylece serbest su yüzeyine yakın bir profilin yarattığı dalga direnci doğrudan hesaplanabilecektir.

Gelecekte bu problem üzerinde yapılabilecek araştırmalara bir karşılaştırma verisi sağlayabilmek adına Şekil 6.4’de, cismin hemen önünde ($x = -0.1$ [m]) ve hemen arkasında ($x = 0.5$ [m]) düşey kesitlerdeki hız profilleri üç akım hızı için verilmiştir. Grafik, belirtilen düşey kesitlerde eşit aralıklı olarak alınan 100 noktada, problemde kullanılan ağırlık fonksiyonu ile interpolasyon işlemi yapılarak hesaplanmıştır. Bu



(a) $x = -0.1$ (m) düşey kesitindeki hız profilleri.



(b) $x = 0.5$ (m) düşey kesitindeki hız profilleri.

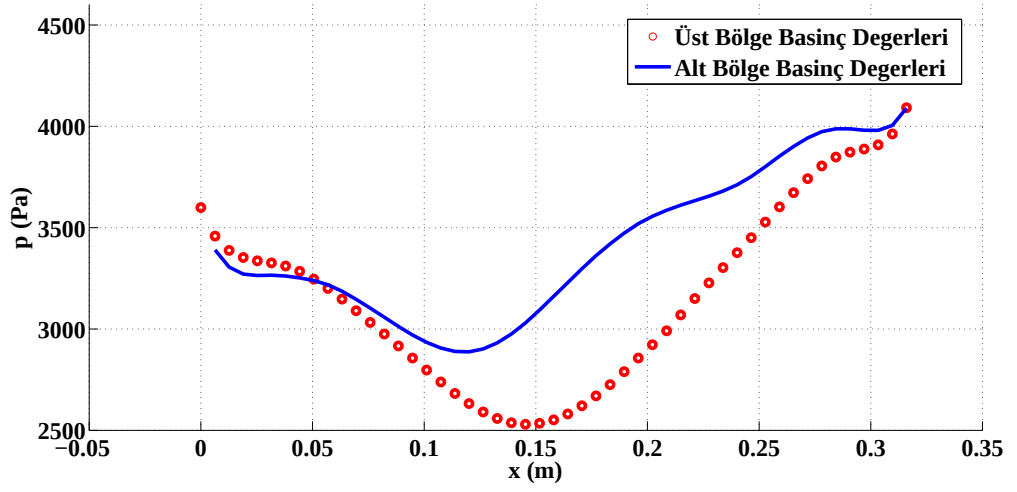
Şekil 6.4: Profilin ön ve arka taraflarındaki düşey kesitlerde oluşan hız profilleri.

problem üzerinde inceleme yapılan bir başka konu da cisim üzerindeki basınç dağılımlarıdır. Şekil 6.5'te üç akım hızı değeri için sınır parçacıkları üzerinde oluşan basınçlar, yine 5. dereceden ağırlık fonksiyonu kullanılarak hesaplanmıştır. Şekilden görüldüğü üzere her üç akım hızı değeri için de profilin alt bölgesinde daha yüksek basınç değerleri oluşmakta ve bu basınç farkı da serbest su yüzeyine doğru bir kaldırma kuvveti oluşturmaktadır. (6.1) denkleminde gösterilen Kelvin teorisinden bilindiği üzere, viskoz olmayan bir akışta, kapalı bir eğri üzerinde sirkülasyon değerinin hareketi takiben alınan türevi sifıra eşit olmalıdır.

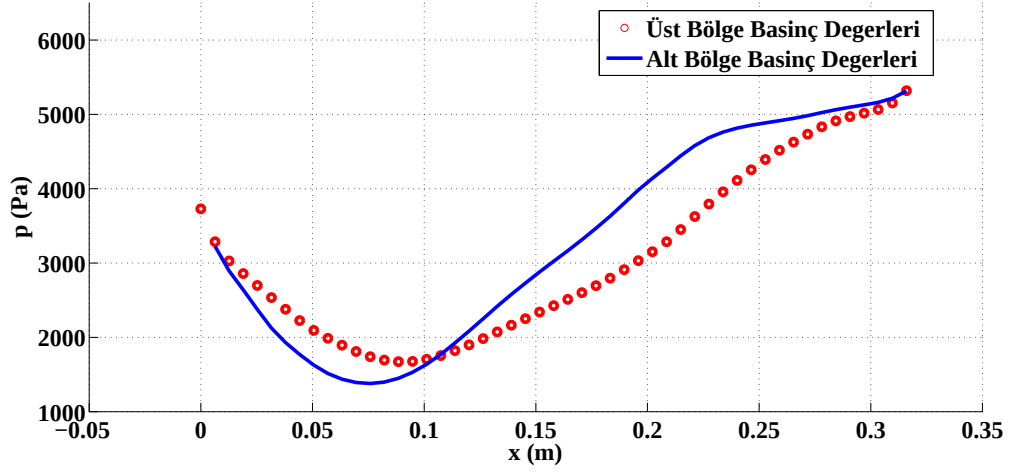
$$\frac{D\Gamma}{Dt} = \frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Gamma = 0 \quad (6.1)$$

$$\Gamma = \oint \mathbf{u} \cdot d\mathbf{s} \quad (6.2)$$

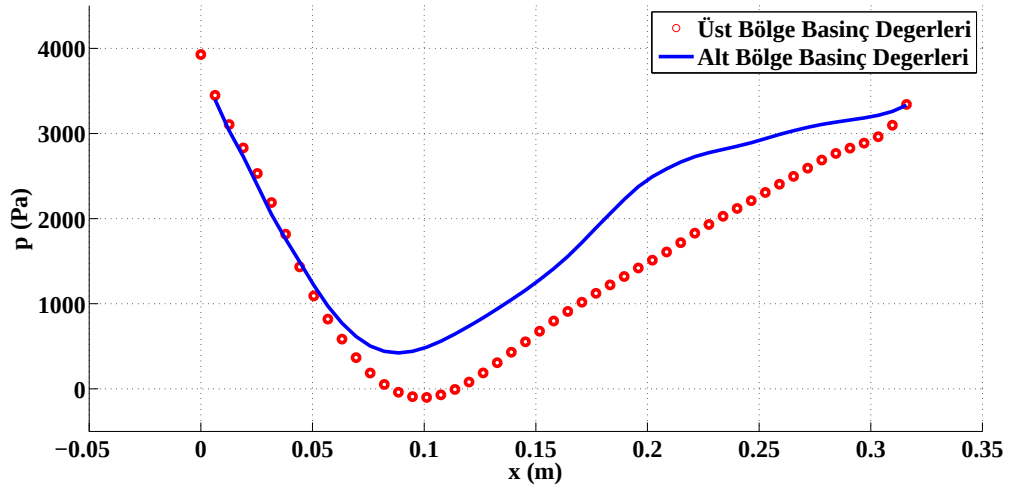
Sayısal sonuçların yakınsaklığını kontrol etmek için cisim etrafında, merkezi simetri ekseninde $x = 0.15$ [m] noktasında, yarı çapı 0.25 [m] olan bir çember üzerinde *sabit* olarak dağıtılan 100 nokta ile sirkülasyon değerleri beş farklı anda hesaplanmıştır. Sözü edilen bu hesaplamanın geometrisi Şekil 6.6'da gösterilmektedir. Çizelge 6.2'de ise üç farklı akım hızı için beş farklı anda hesaplanan sirkülasyon değerleri gösterilmektedir. Bu çizelgeye göre yaklaşık olarak mutlak ve bağıl hataların, sırasıyla, 10^{-1} ve 5×10^{-3} mertebelerinde olduğu görülmektedir. Hesaplama sonucunda *yerel* sirkülasyon değerlerinin küçük salınımlarla birlikte sabit kaldığı ve *yerel* sirkülasyon akısının korunduğu söylenebilmektedir.



(a) 1.067 m/s akım hızında profil üzerinde oluşan basınç dağılımı.

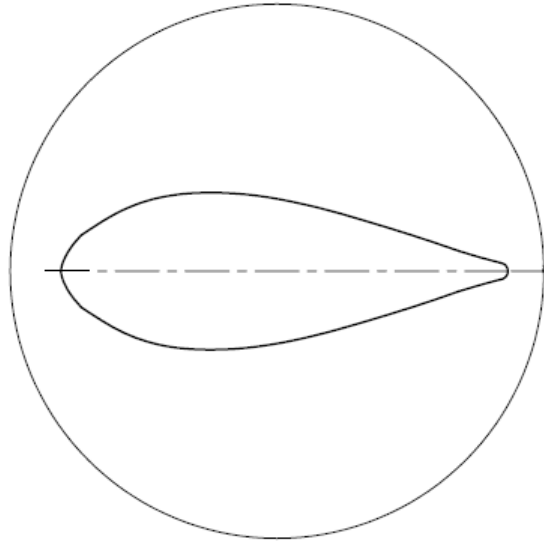


(b) 1.372 m/s akım hızında profil üzerinde oluşan basınç dağılımı.



(c) 1.676 m/s akım hızında profil üzerinde oluşan basınç dağılımı.

Şekil 6.5: Üç farklı akım hızı değerinde profil üzerinde oluşan basınç dağılımları.



Şekil 6.6: Yerel sirkülasyon değerlerinin hesaplanması için profil etrafında oluşturulan kapalı eğri

Çizelge 6.2: Üç akım hızı değeri için belirli anlarda hesaplanan sirkülasyon değerleri

U = 1.676 (m/s)		U = 1.372 (m/s)		U = 1.067 (m/s)	
Zaman (s)	Γ (m^2/s)	Zaman (s)	Γ (m^2/s)	Zaman (s)	Γ (m^2/s)
1.750	43.3656	1.750	36.5144	1.750	29.7592
2.625	44.0003	2.625	36.7122	2.625	29.5009
3.500	43.5988	3.500	36.7046	3.500	29.2384
4.375	43.6088	4.375	36.3746	4.375	29.0536
5.250	43.9196	5.250	36.4887	5.250	28.9560

7. SONUÇLAR

7.1 Bu Çalışmanın Genel Bir Değerlendirmesi

Bu tez çalışması kapsamında, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği literatüründe görece yeni sayılabilecek ve halen oldukça yaygın bir araştırma konusu olarak gelişimini sürdürmekte olan İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (Smoothed Particle Hydrodynamics) yöntemi ile üç farklı serbest su yüzeyli şiddetli akım problemi, iki boyutlu olarak incelenmiştir. Bu problemler sırasıyla baraj yıkılması (dam-break), kısmi olarak sıvı ile doldurulmuş dikdörtgen kesitli bir tankın yatay yönde çalkantı (sway-sloshing) hareketi ve serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafındaki akımın incelenmesi problemleridir. Bu problemlerin ortak özelliği serbest su yüzeyi deformasyonlarının lineer karakterde olmaması ve özellikle baraj yıkılması ve yatay yönde çalkantı problemlerinde serbest su yüzeyi profillerinin ani olarak değişmesidir.

Lagrange temelli bir yöntem olan İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (İPH) yöntemi, akışkanın fiziksel davranışını, problem alanı içine dağıtılmış olan parçacıkların konumuyla bağlantılı olarak değişen bir ağırlık fonksiyonu kullanarak yapılan bir interpolasyon üzerinden tanımlamaktadır. Yöntemin ağsız (meshless) olması sayesinde çözüm öncesinde problemin tanımlı olduğu bölge içerisinde herhangi bir ağ sistemine gereksinim duyulmaması, İPH yönteminin en önemli artılarından birisidir. Bununla birlikte her bir parçacığın fiziksel özellikleri (yoğunluk, basınç, hız ..vb), her zaman adımında güncellenmekte ve böylece her bir parçacığın fiziksel özelliklerinin zamana göre değişimi anlık olarak takip edilebilmektedir. İşte bu özellikleri sayesinde İPH yöntemi günümüzde serbest su yüzeyli şiddetli akım problemlerinin çözümünde oldukça kullanışlı bir araç olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu çalışmayla birlikte İPH yönteminin tüm detayları hakkında büyük bir bilgi birikimine erişilmiş ve literatüre küçük de olsa katkılar sunulmuştur.

Çalışma, geliştirilen kodun eksikliklerinin gözlemlenebilmesi ve bu eksiklikleri

iyileştirebilecek sayısal algoritmaların tespit edilebilmesi için İPH literatüründe yaygın olarak çözümü aranan bir mihenk taşı (benchmark) problemi olan baraj yıkılması probleminin modellenmesi ile başlamıştır. Bu problemde sistematik bir araştırma planı çıkarılmış ve geliştirilen bilgisayar programına eklenen her bir düzeltme teriminin etkisi incelenmiştir. Bu araştırma planına göre baraj yıkılması problemi öncelikle Euler, Süreklilik ve sistemin sayısal stabilitesini arttırmak amacıyla hareket denklemlerine eklenen *Yapay Viskozite (Artificial Viscosity)* terimini birlikte kullanarak çözüm aranmıştır. *Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH* yaklaşımı kullanılarak çözülen bu denklem sistemi konvansiyonel İPH denklemleri olarak adlandırılmış olup, başlangıçta fazladan herhangi bir düzeltme algoritması kullanılmamıştır. Konvansiyonel İPH denklemleri ile elde edilen sonuçlarda akım bölgesinde fiziksel olmayan basınç alanlarının üretildiği ve bu basınç alanlarının özellikle akım ucunda sınır ile akışkan parçacıkları arasında bir boşluğun oluşmasına sebebiyet verdiği gözlemlenmiştir. Zayıf Olarak Sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında parçacıkların basınç değerleri, yoğunluğa bağlı bir hal denklemi ile hesaplanmakta ve bu nedenle yoğunluk değerlerinin oldukça hassas bir şekilde hesaplanması gerektiği için yoğunluk değerlerinin hiçbir düzeltmeye tabi tutulmadan direkt olarak (3.14) denklemi ile hesaplanması basınç değerlerinde büyük bir sayısal gürültüye (numerical noise) neden olmaktadır. Bu sorunu aşabilmek için ilk ve temel bir düzeltme algoritması olarak yoğunluk düzeltmesi algoritmasının geliştirilen koda eklenmesine karar verilmiştir. Yoğunluk düzeltmesi algoritmasının eklenmesiyle daha düzgün ve fiziksel olarak anlamlı basınç alanları oluşmaya başlamıştır. Yoğunluk düzeltmesi algoritması temel bir düzeltme terimi olarak kabul edilmiş ve çalışmada kullanılan diğer tüm düzeltme algoritmaları yoğunluk düzeltmesi ile birlikte kullanılmıştır.

Daha sonra hem basınç değerlerinin yakınsaklığını arttırmak hem de serbest su yüzeyindeki parçacıkların birarada kalarak saçılmalarını önleyebilmek için üç farklı düzeltme algoritması peşi sıra koda eklenmiştir. Her bir algoritmanın sonuçlara olan etkisi nicelik ve niteliksel olarak incelenmiştir. Bu algoritmalar, sırasıyla, Monaghan tarafından [2] önerilen ve literatürde büyük ölçüde kabul gören XSPH Hız Değişkeni (XSPH Velocity Variant), Shadloo ve arkadaşları [3] tarafından önerilen Suni Parçacık Ötelemesi (Artificial Particle Displacement) ve bu çalışmanın literatüre özgün bir katkısı olan Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Suni Parçacık Ötelemesi (VXSPH+SPÖ)

algoritmalarıdır.

Baraj yıkılması problemi üzerinde yapılan sistematik karşılaştırmalar sonucunda Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Suni Parçacık Ötelemesi düzeltme terimi literatürde verilen deneysel verilerle en uyumlu sonuçları vermektedir. Ayrıca serbest su yüzeyi profilleri ve toplam mekanik enerji harcanım hızlarının (total mechanical energy dissipation rate) karşılaştırılmasında da ortaya konulan yeni düzeltme algoritması en iyi sonuçları vermektedir. Son bir araştırma olarak geliştirilen bilgisayar programının parçacık sayısına duyarlı olup olmadığı incelenmiş ve belli bir yoğunluğun üzerindeki parçacık sayısı arttırmaların sonuç üzerinde belirgin bir etkisi hissedilmediği, geliştirilen kod ile bağlı olarak düşük (aşırı yüksek olmayan) parçacık sayıları ile duyarlı sonuçlar elde edilebildiği gözlemlenmiştir.

Baraj yıkılması probleminde elde edilen sonuçlar ışığında, geliştirilen kodun farklı problemlere olan uygulanabilirliğini kontrol edebilmek amacıyla ilk olarak kısmi olarak sıvı ile doldurulmuş dikdörtgen kesitli bir tank içerisinde yatay yönde çalkantı problemi incelenmiştir. Bilindiği gibi gemi tanklarında gemi hareketleri sebebiyle ortaya çıkan çalkantı problemi, gemilerin detaylı dizaynı aşamasında göz önünde bulundurulması gereken önemli bir problemidir. Bu problemin çözümünden elde edilecek olan tank yüzeyine etkiyecek dinamik yüklere göre gemi tankları için optimum bir dizayn yapabilme imkanı oluşmaktadır. Bunun yanı sıra LNG, LPG gibi gemilerde çalkantıdan kaynaklanan ısı ve dolayısı ile basınç artımı da bu yöntemle incelenebilecektir.

Yatay yönde çalkantı problemi, baraj yıkılması probleminde en iyi sonuçları veren VXSPH+SPÖ algoritması ile ele alınmış ve tank içerisinde iki noktadaki (tankın sol duvarı ve ortasında) serbest su yüzeyi seviyelerinin zamana göre değişim serileri literatürde verilen deneysel sonuçlarla [4] karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırmalar sonucunda akışkanın harmonik hareketinin genlik ve periyot değerlerinin deneysel sonuçlarla iyi bir uyumluluk gösterdiği gözlemlenmiştir. Ek olarak belirli anlardaki parçacıkların konumları ve oluşan basınç alanları, grafik olarak gösterilmiş, su kütlelerinin duvara çarpma anlarında oluşan yüksek basınçlara rağmen, oluşan serbest su yüzeyi profillerinin bütünselliğinin korunduğu görülmüştür. Bu problemin incelenmesi ile birlikte, İPH yönteminin yatay yönde çalkantı probleminin çözümü için de kullanılabilecek önemli bir araç olduğu sonucuna varılmıştır.

Bu tez çalışmasının ele aldığı son serbest su yüzeyli şiddetli akım problemi,

serbest yüzeye yakın bir cisim etrafındaki akımın incelenmesi problemidir. Gemi hidrodinamiği için önemli ve bir o kadar da karmaşık problemlerden olan bu problem, dalga direncinin ve özellikle dalga kırılması hadisesinin iki boyutlu olarak incelenebileceği bir problemidir. Serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafında çeşitli akım hızlarında oluşan dalga profillerinin sayısal olarak incelenmesiyle, gemi toplam direncinin önemli bir bileşeni olan dalga yapma direnci hakkında daha detaylı bir analiz yapılabilecek ve dalga kırılması hadisesinin arkasındaki mekanizmalar ve etkileri anlaşılacaktır.

Bu problemde, diğer iki problem için uygulanan sınır şartlarına ek olarak, periyodik sınır şartlarının uygulanma zorunluluğu doğmaktadır. Çünkü baraj yıkılması ve yatay yönde çalkantı problemlerinde tüm parçacıklar simulasyon süresince problem bölgesi sınırları içerisinde kalıyorken, bu problemde çıkış bölgesini geçen parçacıkların toplam kütle debisini koruyabilmek ve akımın sürekliliğini sağlayabilmek için girişteki akımın karakteristiğini bozmayacak şekilde tekrar kanalın girişine gönderilmesi gerekmektedir.

Bu tez çalışmasının ortaya koyduğu ve İPH yöntemini kullanan bilgisayar koduna periyodik sınır koşullarının eklenmesiyle serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafındaki akım probleminin incelenmesi sonucunda cisim arkasında oluşan dalga profilleri, Salvesen [5] tarafından verilen deneysel ve teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçlara göre özellikle akım hızının artırılması ile birlikte uyumluluğun da gözle görülür ölçüde arttığı gözlemlenmiştir. Bu durum da, İPH yönteminin bir parçacık yöntemi olarak Lagrange temelli doğasının vermiş olduğu avantajlar ile serbest su yüzeyi deformasyonları arttıkça daha iyi sonuçlar verebildiğinin bir göstergesi olarak değerlendirilebilir.

Sonuç olarak, bu çalışma ile öncelikle İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği yönteminin tüm detaylarına dair geniş bir bilgi ve tecrübe birikimi elde edilmiştir. Bu birikimin, serbest su yüzeyli şiddetli akım problemlerinin çözümü üzerine aktarılması hedeflenmiş, bu hedefin gerçekleştirilmesi sırasında karşılaşılan birçok sorun, yöntemin temel felsefesi sınırları içerisinde aşılmış ve çalışmanın en büyük çıktısı olarak da Fortran 90 dilinde geliştirilmiş bir bilgisayar programı ortaya konulmuştur. Bu çalışmanın bir diğer önemli çıktısı ise serbest su yüzeyindeki parçacık saçılmalarını önlemek için geliştirilen Birleşik Serbest Su Yüzeyi ve Suni Parçacık Ötelemesi düzeltme algoritmasıdır. Bu algoritma kullanılarak incelenen üç problemin

çözümünün, literatürde verilen hem deneysel hem de bazı sayısal ve teorik çözümlerle yapılan karşılaştırmalarda oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Bu haliyle geliştirilen kodun ve tezde önerilen VXSPH+SPÖ algoritmasının geniş bir serbest su yüzeyli şiddetli akış problemleri ailesine çözümler sağlayabilme potansiyelinin olduğu belirtilebilir.

7.2 Gelecek Çalışmalar

Bu tez çalışmasında geliştirilen bilgisayar kodunun hesaplama sürelerini düşürmek, daha fazla parçacık sayısına ihtiyaç duyulan problemlerin çözülebilmesi açısından büyük bir önem arz etmektedir. Program özellikle parçacıkların komşuluklarının aranması sürecinde programlama açısından basit ama maliyeti oldukça arttıran bir doğrudan arama yöntemi kullandığı için, parçacık sayısı 20000'in üzerine çıktığında çözüm için katlanılamaz sürelerle ihtiyaç duyulmaktadır. 3. Bölümde literatürde verilen komşuluk arama algoritmalarından uygun görülen herhangi birinin geliştirilen koda eklenmesi gelecek çalışmalar içinde yapılması planlanan ilk iş olarak düşünülmektedir. Bu komşuluk arama algoritmasının iki boyutlu problemlerin çözüm sürelerinin ciddi bir oranda (mevcut durumdan 10 kat daha hızlı bir kod) düşmesi beklenirken, yüzbinlerce parçacığa ihtiyaç duyulabilecek üç boyutlu problemlerin çözümü için daha farklı çözümlere ihtiyaç duyulmaktadır. Bu çözümlerden ilki, seri olarak geliştirilen kodun OpenMP veya MPI gibi yüksek performanslı hesaplama (high performance computing) yöntemlerinden biri ile paralel hale getirilmesidir. Günümüz teknolojisinde üretilen bilgisayarların hemen hemen hepsi çok çekirdekli ve geliştirilen kodun paralel hale getirilmesiyle birlikte, çözüm tek bir bilgisayar çekirdeği yerine çok sayıda çekirdeğe paylaştırılarak çözüm sürelerinde çok büyük oranlarda azalma sağlanabilmektedir. İkinci bir çözüm olarak da son 10 yılda büyük bir ilgi alanı olan ve çözüm için bilgisayar işlemcilerini (CPU) değil, grafik kart işlemcilerini (GPU) kullanan programlama dilleri ile kodun paralel hale getirilmesidir. Günümüzde özellikle yüksek performanslı hesaplamalar için üretilen grafik kartlarının işlemci sayıları, bilgisayar işlemci sayılarından yüzlerce kat daha fazla olabilmektedir ve böylece hesaplamaların çok daha hızlı bir şekilde yapılabilmesinin önü açılmaktadır. Bu çözüm yönteminde dikkat edilmesi gereken en önemli nokta, işlemci sayısının artması nedeniyle işlemcilere dağıtılan hesaplama yüklerinin doğru bir şekilde

yapılması ve hesaplama işlemleri sırasında bu dağıtımlardan kaynaklı hatalara yol açılmamasıdır. Gelecekte yapılması planlanan çalışmalardan biri de, geliştirilen kodun bu iki yöntemden birini kullanarak paralel hale getirilmesidir.

Bu çalışmada, yatay çalkantı ve serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafındaki akımın incelenmesi problemleri, İPH yöntemini temel alarak geliştirilen bilgisayar programının farklı tipte problemler üzerinde test edebilmek amacıyla ele alınmıştır. Sonraki çalışmalarda, yatay yönde çalkantı problemi, farklı tank yükleme durumları ile farklı frekans ve genlik değerlerindeki hareketler için simülasyonlar yapılacak ve sonuçlar literatürde bulunan deneysel ve sayısal sonuçlarla karşılaştırılacaktır. Serbest su yüzeyine yakın bir cisim etrafındaki akımın incelenmesi problemi içinde öncelikle sabit hayalet parçacığı tekniği yerine hareketli hayalet parçacığı tekniği algoritması programa eklenecek ve daha sonra da cismin düşey eksenindeki farklı konumları için simülasyonlar yapılacaktır.

Bu çalışma sonucunda İPH yönteminin temel özelliklerine ve uygulama biçimlerine dair büyük bir bilgi birikimi edinilmesiyle birlikte gelecekte hidrodinamik açıdan daha zorlayıcı ve farklı disiplinleri bir araya getirecek problemlerin çözülmesi hedeflenmektedir. Bu problemlere ilk olarak sıvı-yapı etkileşimi denklemlerinin çözümünü içeren, bir sıvı içerisinde belirli bir yükseklikten serbest düşen cismin akışkan bölgesi ve kendi üzerinde yarattığı fiziksel değişimlerin incelenmesi probleminin incelenmesi planlanmaktadır. Bir başka problem olarak da bir cismin Newtonian olmayan akışkanlar içerisindeki hareketlerinin incelenmesi problemi İPH yöntemi ile ele alınacaktır.

KAYNAKLAR

- [1] **Faltinsen, O. ve Timokha, A.N.** (2009). *Sloshing*, Cambridge University Press.
- [2] **Monaghan, J.** (1994). Simulating Free Surface Flows with SPH, *Journal of Computational Physics*, 110, 399–406.
- [3] **Shadloo, M., Zainali, A., Yıldız, M. ve Suleman, A.** (2011). A Robust Weakly Compressible SPH Method and Its Comparison with an Incompressible SPH, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 89(8), 939–956.
- [4] **Pakozdi, C.** (2008). A Smoothed Particle Hydrodynamics Study of Two-dimensional Nonlinear Sloshing in Rectangular Tanks, *Doktora Tezi*, Norwegian University of Science and Technology.
- [5] **Salvasen, N.** (1966). On Second Order Wave Theory for Submerged Two-Dimensional Bodies, *Doktora Tezi*, University of Michigan, Department of Naval Architecture and Marine Engineering.
- [6] **Monaghan, J. ve Gingold, R.** (1977). Smoothed Particle Hydrodynamics: Theory and Application to Non-Spherical Stars, *Monthly Notices of The Royal Astronomical Society*, 181, 375–389.
- [7] **Lucy, L.** (1977). Numerical Approach to Testing The Fission Hypothesis, *Astronomical Journal*, 82, 1013–1024.
- [8] **Ozbulut, M. ve Goren, O.** (2011). Investigation of 2D Nonlinear Free Surface Flows by SPH Method, *International Maritime Association of the Mediterranean Conference*, Genoa, Italy.
- [9] **Molteni, D. ve Colagrossi, A.** (2009). A Simple Procedure to Improve the Pressure Evaluation in Hydrodynamic Context Using the SPH, *Computer Physics Communications*, 180, 861–872.
- [10] **Monaghan, J.** (2005). Smoothed Particle Hydrodynamics, *Reports on Progress in Physics*, 68, 1703–1759.
- [11] **Roache, P.J.** (1997). Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 29, 123–160.
- [12] **Petrila, T. ve Trif, D.** (2005). *Computational Fluid Dynamics*, cilt 1, Singapore: World Scientific.
- [13] MS Windows NT Ship Bow Wave, <http://www.flickr.com/photos/oneeighteen/5148316006/in/photostream/>, accessed: 2013-07-14.

- [14] **Ginzburg, I. ve Steiner, K.** (2003). Lattice Boltzman for free-surface flow and its application to filling process in casting, *Journal of Computational Physics*, 185, 61–99.
- [15] **Colagrossi, A.** (2005). A meshless Lagrangian method for free-surface and interphase flows with fragmentation, *Doktora Tezi*, Universita Di Roma La Spienza.
- [16] **Khayyer, A.** (2008). Improved particle methods by refined diferential operator models for free surface fluid flows, *Doktora Tezi*, Kyoto University.
- [17] **Monaghan, J.** (1992). Smoothed Particle Hydrodynamics, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 30, 543–574.
- [18] **Gadd, G.** (2008). A Lagrangian Finite Element Method for Simulation of a Suspension Under Planor extensional Flow, *Journal of Computational Physics*, 28(227), 7543–7560.
- [19] **Zienkiewicz, O.C. ve Taylor, R.** (2000). *The Finite Element Method 5th Edition*, Butterworth-Heinemann.
- [20] **Farhat, C., Geuzaine, P. ve Brown, G.** (2004). The Discrete Geometric Conservation Law and the Nonlinear Stability of ALE Schemes for the Solution of Flow Problems on moving grids, *International Journal of Computational Methods*, 2, 267–307.
- [21] **Owen, H., Houzeaux, G., Samaniego, C., Vasquez, A. ve Calmet, H.** (2012). General Purpose Two Fluid Level Set Simulations with the Parallel Finite Element Code Alya, **D.L.T. ve Nicolas Greiner ve Daniel A. Barcarolo**, (düzenleyen), *Proceedings of the 2nd International Conference on Violent Flows*, Publibook, Nantes, France.
- [22] **Onate, E. ve Garcia, J.** (2000). A Finite Element Method for Fluid Structure Interaction with Surface Waves Using Finite Increment Calculus Formulation, **Teknik Rapor**, International Center for Numerical Methods in Engineering.
- [23] **Liu, M. ve Liu, G.** (2010). Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH): An Overview and Recent Developments, *Archives of Computational Methods in Engineering*, 17, 25–76.
- [24] **Sukky, J., Wing, K. ve Ted, B.** (1998). Explicit Reproducing Kernel Particle Methods for Large Deformation Problems, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 41, 137–166.
- [25] **Liu, G.R. ve Liu, M.** (2003). *Smoothed Particle Hydrodynamics Method: A Meshfree particle Method*, World Scientific.
- [26] **Chinchapatnam, P., Djidjeli, K., Nair, P. ve Tan, M.** (2009). A Compact RBF-FD Based Meshless Method for the Incompressible Navier-Stokes Equations, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part M: Journal of Engineering for the Maritime Environment*, 223, 275–290.

- [27] **Liu, G. ve Gu, Y.** (2003). A Meshfree Method: Meshfree Weak-Strong (MWS) Form Method for 2-D Solids, *Computational Mechancis*, 33, 2–14.
- [28] **Liu, G.** (2003). *Mesh-free Methods: Moving Beyond The Finite Element Method*, CRC Press, New York.
- [29] **Nayroles, B., Touzot, G. ve Villon, P.** (1992). Generalizing the Finite Element Methods: Diffuse Approximation and Diffuse Elements, *Computational Mechanics*, 10, 307–318.
- [30] **Belytschko, T., Lu, Y. ve Gu, L.** (1994). Element Free Galerkin Methods, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 37, 229–256.
- [31] **Belytschko, T., Lu, Y. ve Gu, L.** (1995). Crack Propagation by Element-Free Galerkin Methods, *Engineering Fracture Mechanics*, 51(2), 295–315.
- [32] **Shaofan, L. ve Wing, K.** (2007). *Mesh-free Particle Methods*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [33] **Atluri, S. ve Zhu, T.** (1998). A New Meshless Local Petrov-Galerkin (MLPG) Approach in Computational Mechanics, *Computational Mechanics*, 22, 117–127.
- [34] **Onate, E., Idelson, S., Del Pin, F. ve Aubry, R.** (2004). The Particle Finite Element Method. An Overview, *International Journal of Computational Methods*, 2, 267–307.
- [35] **Liu, W., Jun, S. ve Zhang, Y.** (1995). Reproducing Kernel Particle Methods, *Internetonial Journal of Numerical Methods in Fluids*, 20, 1081–1106.
- [36] **Swegle, J., Hicks, D. ve Attaway, S.** (1995). Smoothed Particle Hydrodynamics Stability Analaysis, *Journal of Computational Physics*, 116, 123–134.
- [37] **Swegle, J. ve Attaway, S.** (1995). On the Feasibility of Using SPH, for underwater explosion calculations, *Computational Mechanics*, 17, 151–168.
- [38] **Vignjevic, R. ve Campbell, J.** (2011). Brief Review of Development of the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) Method, **S. Maksimovic ve T. Igic**, (düzenleyenler), *The 3rd International Congress of Serbian Society of Mechanics*, Vlasina Lake, Serbia.
- [39] **Morris, J.** (1996). Analysis of Smoothed Particle Hydrodynamics with Applications, *Doktora Tezi*, Monash University.
- [40] **Ellero, M., Serrano, P. ve Espanol, P.** (2007). Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics, *Journal of Computational Physics*, 226, 1731–1752.
- [41] **Yıldız, M., Rook, R.A. ve Suleman, A.** (2009). Sph with the Multiple Boundary Tangent Method, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 77, 1416–1438.
- [42] **Cummins, S. ve Rudman, M.** (1999). An SPH Projection Method, *Journal of Computational Physics*, 152, 584–607.

- [43] **Neumann, V.** (1944). Proposal and Analysis of a New Numerical Method For Treatment Hydrodynamical Shock Problems, **Teknik Rapor**, Oxford: Pergamon.
- [44] **Barlett, M.** (1963). Statistical Estimation of Density Functions, *Shankaya:The Indian Journal of Statistics*, 25, 245–254.
- [45] **Parzen, E.** (1962). On Estimation of a Probability Density Function and Mode, *The Annals of Mathematical Statistics*, 33, 1065–1076.
- [46] **Boneva, L., Kendall, D. ve Stepanov, I.** (1971). Spline transformations: three new diagnostic aids for the statistical data analyst, *Journal of Royal Statistical Society*, 33, 1–71.
- [47] **Monaghan, J.J. ve Gingold, R.A.** (1983). Shock simulation by the particle method SPH, *Journal of Computational Physics*, 52(2), 374–389.
- [48] **Monaghan, J.J.** (1997). SPH and Riemann Solvers, *Journal of Computational Physics*, 136(2), 298–307.
- [49] **Price, D. ve Monaghan, J.** (2004). Smoothed Particle Magnetohydrodynamics: I. Algorithms and Tests in One Dimension, *Monthly Notices of Royal Astronomy Society*, 348, 123–138.
- [50] **Johnson, G. ve Beissel, S.** (1998). Normalised Smoothing Functions for SPH Impact Computations, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 39, 2725–2741.
- [51] **Libersky, L. ve Petschek, A.** (1991). Smoothed Particle Hydrodynamics with Strength of Materials, **J.F.v.W.C. in H. Trease**, (düzenleyen), *Proceedings of The Next Free Language Conference*, Springer-Verlag, NY.
- [52] **Muller, M., Schirm, S. ve Teschner, M.** (2004). Interactive Blood Simulation for Virtual Surgery Based On Smoothed Particle Hydrodynamics, *Technology and Health Care*, 12, 25–31.
- [53] **Bonet, J. ve Kulasegaram, S.** (2000). Correction and stabilization of smoothed particle hydrodynamics method with applications in metal forming simulations, *International Journal for Numerical Methods In Engineering*, 47, 1189–1214.
- [54] **Schlatter, B.** (1999). A Pedagogical Tool Using a Smoothed Particle Hydrodynamics to Model Fluid Flow Past a System of Cylinders, **Dual ms project**, Oregon State University.
- [55] **Sigalotti, L., Klapp, J., Sira, E., Melean, Y. ve Hasmy, A.** (2003). SPH Simulation of Time-Dependent Poiseuille Flow at Low Reynolds Number, *Journal of Computational Physics*, 191, 622–638.
- [56] **Liu, M., Liu, G. ve Lam, Y.** (2003). Constructing Smoothing Functions in SPH with Applications, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 155, 263–284.

- [57] **Monaghan, J.J. ve Lottanzio, J.C.** (1985). A refined Particle Method for Astrophysical problems, *Astronomy and Astrophysics*, 149(2), 135–143.
- [58] **Nelson, R. ve Papaloizou, J.** (1994). Variable Smoothing Length and Energy Conservation in Smoothed Particle Hydrodynamics, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 270, 1.
- [59] **Gingold, R. ve Monaghan, J.** (1982). Kernel estimates as a basis for general particle methods in hydrodynamics, *Journal of Computational Physics*, 46(3), 429–453.
- [60] **Lind, S., Xu, R., Stansby, P. ve Rogers, B.** (2011). A Stabilising Diffusion-Based Shifting Algorithm for Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics, *T.R. ve Christian Ulrich, (düzenleyen), The 6th International SPHERIC Workshop*, Hamburg University of Technology, Germany.
- [61] **Monaghan, J. ve Kos, A.** (1999). Solitary Waves on a Cretan Beach, *Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering-Asce*, 125(3), 145–154.
- [62] **Shadloo, M., Zainali, A., Yıldız, M. ve Suleman, A.** (2011). Numerical Modeling of kelvin-Helmholtz Instability Using Smoothed Particle Hydrodynamics, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 87(10), 988–1006.
- [63] **Shadloo, M., Zainali, A., Sadek, S. ve Yildiz, M.** (2011). Improved Incompressible Smoothed particle Hydrodynamics Method for Simulating Flow around Bluff Bodies, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 200, 1008–1020.
- [64] **Lee, E., Moulinec, C., Xu, R., Violeau, D., Laurence, D. ve Stansby, P.** (2008). Comparison of Weakly Compressible and Truly Incompressible Algorithms for the SPH Meshfree Particle Method, *Journal of Computational Physics*, 227, 8417–8436.
- [65] **Khayyer, A. ve Gotoh, H.** (2010). On Particle Based Simulation of a Dam-Break over a Wet Bed, *Journal of Hydraulics Research*, 48(2), 238–249.
- [66] **Hughes, J. ve Graham, D.** (2010). Comparison of Incompressible and Weakly-Compressible SPH Models for Free-Surface Water Flows, *Journal of Hydraulics Research*, 48(Extra Issue), 105–117.
- [67] **Lobovsky, L. ve Vimmer, J.** (2007). Smoothed Particle Hydrodynamics and Finite Volume Modelling of Incompressible Fluid Flow, *Mathematics and Computers in Simulations*, 76, 124–131.
- [68] **Colagrossi, A. ve Landrini, M.** (2003). Numerical Simulation of Interfacial Flows by Smoothed Particle Hydrodynamics, *Journal of Computational Physics*, 191, 448–475.
- [69] **Fu, L. ve Jin, Y.** (2013). A Mesh-free Method Boundary Condition Technique in Open Channel Flow Simulation, *Journal of Hydraulic Research*, 51(2), 174–185.

- [70] **Marrone, S., Colagrossi, A., Antuono, M., Colicchio, G. ve Graziani, G.** (2013). An Accurate SPH Modeling of Viscous Flows Around Bodies at Low and Moderate Reynolds Number, *Journal of Computational Physics*, accepted Manuscript.
- [71] **Vacondio, R., Rogers, B., Stansby, B., Mignosa, P. ve Feldman, J.** (2013). Variable Resolution for SPH: A Dynamic Particle Coalescing and Splitting Scheme, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 256, 132–148.
- [72] **Dalrymple, R. ve Rogers, B.** (2006). Numerical Modeling of Water Waves with the SPH Method, *Coastal Engineering*, 53, 141–147.
- [73] **Zheng, X. ve Duan, W.** (2010). Numerical Simulation of dam-breaking using Smoothed Particle Hydrodynamics and viscosity behavior, *Journal of Marine Science and Application*, 9, 34–41.
- [74] **Marrone, S., Antuono, M., Colagrossi, A., Colicchio, G., Le Touze, D. ve Graziani, G.** (2011). δ -SPH Model for Simulating Violent Impact Flows, *Computational Methods Applications of Mechanical Engineering*, 200, 1526–1542.
- [75] **Calisal, S., Ö., G. ve Okan, B.** (1991). On an Iterative Solution for Nonlinear Wave Calculations, *Journal of Ship Research*, 35(1), 9–14.
- [76] **Michell, J.** (1898). The Wave Resistance of a Ship, *Philosophical Magazine*, 45.
- [77] **Bessho, M.** (1957). On the Wave Resistance Theory of a Submerged Body, *The Society of Naval Architects of Japan*, 2, 135–172.
- [78] **Tuck, E.** (1965). The Effect of Non-Linearity at the Free Surface of Flow Past a Submerged Cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, 20, 401–414.
- [79] **Dawson, C.** (1977). A Practical Computer Method for Solving Ship Wave Problems, *2nd International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, University of California, Berkeley.
- [80] **Gadd, G.** (1981). A Convenient Method for Estimating Wave Resistance and Its Variation with Small Changes of Hull Shape for a Wide Range of Ship Types, *International Shipbuilding Progress*, 28, 262.
- [81] **Zhang, D. ve Chwang, A.** (1999). On Nonlinear Ship Waves and Wave Resistance Calculations, *Journal of Marine Science and Technology*, 4, 7–15.
- [82] **Marrone S., Bouscasse B. ve Colagrossi, A.** (2012). Numerical Modeling of Ship Wave Patterns Through a Hybrid OpenMP/MPI SPH Solver, *International Conference on Volent Flows*, Ecole Central de Nantes, Nantes, Fransa.

ÖZGEÇMİŞ

Adı-Soyadı: Murat Özbulut

Doğum Yeri: İstanbul, 08.04.1983

Adres: İstanbul Teknik Üniversitesi, Gemi İnsaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesi 34469 Maslak/İstanbul

E-Posta: ozbulutm@itu.edu.tr

Lisans: İstanbul Teknik Üniversitesi, Gemi İnsaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesi (2006)

Yüksek Lisans: İstanbul Teknik Üniversitesi, Gemi İnsaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesi (2008)

TEZ ÇALIŞMASI İLE İLGİLİ YAYINLAR

- **Özbulut M.** ve Gören Ö. 2011: Investigation of 2D Nonlinear Free Surface Flows by SPH Method. *IMAM 2011 XIV Congress of the International Maritime Association of the Mediterranean*, September 12-16, 2011 Genoa, Italy.
- **Özbulut M.**, Yıldız M. ve Gören Ö. 2012: A Numerical Refinement Study on the SPH Modeling of the Violent Free Surface Flows. *International Conference on Violent Flows*, Nantes, France, September, 25-27 2012.
- **Özbulut M.**, Yıldız M. ve Gören Ö. 2013: İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği Yönteminde Sayısal Düzeltme Algoritmalarının Baraj Yıkılması Problemi Üzerinde İncelenmesi. *Gemi ve Deniz Teknolojisi Dergisi*, (196).
- **Özbulut M.**, Yıldız M. ve Gören Ö. 2013: SPH Modeling of Sway-Sloshing Motion in a Partially Filled Rectangular Tank. *International Conference of Numerical Analysis and Applied Mathematics (ICNAAM) 2013*, Rhodes, Greece, September 2013.
- **Özbulut M.**, Yıldız M. ve Gören Ö. 2013: A numerical investigation into the correction algorithms for SPH method in modeling violent free surface flows. *International Journal of Mechanical Sciences*, (In Press).

