İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GEMİ YAPILARININ HİDROELASTİK DAVRANIŞLARININ DÖVÜNME ETKİSİ ALTINDA İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ
İsmail BAŞARAN

Anabilim Dalı : Gemi ve Deniz Teknoloji Mühendisliği

Programı : Gemi ve Deniz Teknoloji Mühendisliği

OCAK 2012

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GEMİ YAPILARININ HİDROELASTİK DAVRANIŞLARININ DÖVÜNME ETKİSİ ALTINDA İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ
İsmail BAŞARAN
(508042102)

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 15 Eylül 2011
Tezin Savunulduğu Tarih : 23 Ocak 2012

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ömer BELİK (PRÜ)
Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Abdi KÜKNER (İTÜ)
Prof. Dr. Ahmet ERGİN (İTÜ)
Prof. Dr. Ercan KÖSE (KTÜ)
Doç. Dr. Gökdeniz NEŞER (DEÜ)

OCAK 2012

Babama,

ÖNSÖZ

Lisansüstü öğrenimim süresince hiçbir zaman emeğini, zamanını, mesleki bilgisini ve tecrübesini benden esirgemeyen değerli hocam Prof.Dr. Ömer BELİK'e en içten teşekkürlerimi sunuyorum. Tüm eğitim hayatım boyunca yaptıkları her türlü fedakârlıklar için değerli annem ve babama, tez dönemi çalışmalarım süresince özellikle karamsarlığa düştüğüm anlarda, verdiği manevi desteklerden ötürü biricik eşime, her ne kadar yeterli olmasa da birer teşekkürü borç bilirim.

Bu doktora tezimi, beni ısrarla doktora eğitimine yönlendiren, lisans ve lisansüstü eğitim hayatım boyunca en büyük motivasyonum, maddi ve manevi en büyük desteğim olan babama ithaf ediyorum.

Ocak 2012

İsmail BAŞARAN

(Gemi ve Deniz Yük. Mühendisi)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ ..... **v**
İÇİNDEKİLER ..... **vii**
KISALTMALAR ..... **ix**
ÇİZELGE LİSTESİ ..... **xi**
ŞEKİL LİSTESİ ..... **xiii**
ÖZET ..... **xvii**
SUMMARY ..... **xix**
1. GİRİŞ **1**
1.1 Gemilerde Dövünme 2
1.1.1 Dövünmenin doğası 3
1.1.2 Dövünme teorilerinin gelişimi 5
1.2 Gemilerin Hidroelastisitesi 10
1.2.1 Hidroelastisite teorilerine bir bakış 10
1.3 Çalışmanın Amacı ve Yeni Yaklaşımlar, İTÜSEM 16
1.3.1 Çalışmanın içeriği 17
2. İKİ – BOYUTLU HİDROELASTİSİTE TEORİSİ **19**
2.1 Simetrik Hareket Denklemleri 19
2.2 Kuru Tekne Özellikleri 21
2.2.1 Kuru teknenin simetrik serbest salınımı 21
2.2.2 Ortagonalite koşulları 22
2.2.3 Asal titreşim şekilleri 24
2.3 Zorlamalı Simetrik Hareket 25
2.3.1 Zorlayıcı akışkan kuvvetleri 27
2.3.2 Hareket denklemi 30
2.3.3 Asal koordinatlar ve R.A.O. 31
3. POTANSİYEL PROBLEMLERİ İÇİN SINIR ELEMANLARI METODU (S.E.M.) **33**
3.1 Laplace Denklemi 33
3.2 Temel Çözüm 34
3.3 Laplace Denklemi İçin Doğrudan SEM 36
3.4 Sınır İntegral Denkleminin Sayısallaştırılması 37
4. İKİ–BOYUTLU BİR KAMANIN DÖVÜNMESİ **41**
4.1 Sınırların Tanımlanması ve Sınır Koşulları 41
4.2 Sınırların Ayrıklaştırılması ve Zamanda Takibi 45
4.3 Cisim Üzerine Gelen Dövünme Basıncının ve Toplam Dövünme Kuvvetinin Hesabı 48
4.3.1 Bernoulli denklemi 49
4.3.2 Cisim etrafındaki teğet ve dik hızların hesabı 49
4.3.3 Toplam dövünme kuvvetinin hesabı 51
4.4 Sabit Hızla Suya Giriş 51

4.4.1 Sonuçlar ve karşılaştırmalar 52
4.5 Değişken Hızla Suya Giriş (Serbest Düşme) 56
4.5.1 Sonuçlar ve karşılaştırmalar 59
5. GEMİ KESİTLERİNİN DÖVÜNMESİ 65
5.1 Model Ölçeğinde Bir Gemi Kesitinin Su Yüzeyine Serbest Düşmesi 65
5.2 Tam Ölçekli Gemi Kesitlerinin Dövünmesi 70
6. GEMİ YAPISININ DÖVÜNME ZORLAMASINA VERDİĞİ CEVAPLAR 81
6.1 Örnek Geminin Kiriş ve Hidroelastik Özellikleri 81
6.2 Darbeye Verilen Cevap 83
6.2.1 Birim darbeye verilen cevap 85
6.3 Sayısal Sonuçlar 86
6.3.1 Dövünmeye verilen geçici cevaplar 86
6.3.2 Toplam cevaplar 89
7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER 93
KAYNAKLAR 97
EKLER 105
ÖZGEÇMİŞ 123

KISALTMALAR

İ.T.Ü. **:** İstanbul Teknik Üniversitesi
S.E.M. **:** Sınır Elemanları Metodu
İ.T.Ü.S.E.M. **:** İ.T.Ü. Sınır Elemanları Metodu
FPSO **:** Yüzer Petrol Üretim, Depolama ve Aktarma açık deniz yapısı
CIP **:** Constrained Interpolation Profile
OBO **:** Dökme yük gemisi
SWATH **:** Küçük su hattı alanına sahip katamaran gemi
R.A.O. **:** Birim cevap fonksiyonu (Response Amplitude Operator)

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 6. 1 : Doğal ve Tınlaşım frekansları 82
Çizelge A. 1: Örnek geminin ana boyutları ve sevk özellikleri.....105

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1 : Darbe (a) ve form açılım (b) dövünmelerine birer örnek. 5
Şekil 1.2 : Wagner'in (1932) dövünme olayını modellemesi. 6
Şekil 1.3 : Ochi ve Motter'ın (1973) gemi kesiti için dövünme olayını modellemesi. 7
Şekil 1.4 : Greenhow ve Lin'in (1983) 30° Açılı Kama İçin Yaptıkları Deneysel Çalışma. 8
Şekil 1.5 : Zhao ve Faltinsen'in (1993) iki boyutlu cisimlerin suya girişi için dövünme olayını modeli. 9
Şekil 1.6 : Silindirik cismin suya girişinin şematik gösterimi 9
Şekil 1.7 : Bir Konteyner gemisinin 1 burulma–1 yan eğilme titreşim şekli 15

Şekil 2.1 : Koordinat takımı ve bir tekne dilimine etki eden kuvvet ve momentler. 20
Şekil 2.2 : Geminin genel ve lokal koordinat sistemleri. 28

Şekil 3.1 : Merkezinde bir *P* kaynağı bulunan *r* yarıçaplı dairesel bölge. 35

Şekil 4.1 : Hesabın gerçekleştirildiği sınırlar ve eksen takımı. 42
Şekil 4.2 : Serbest yüzeye ve jet akımına yakından bir bakış. 47
Şekil 4.3 : Sabit hızla suya giren 25° kama etrafındaki akışkan hızının değişimi. ... 50
Şekil 4.4 : 4º açılı kama için C_p'nin değişimi. 53
Şekil 4.5 : 7.5º açılı kama için Cp'nin değişimi. 54
Şekil 4.6 : 10º açılı kama için Cp'nin değişimi. 54
Şekil 4.7 : 20º açılı kama için Cp'nin değişimi. 55
Şekil 4.8 : 30º açılı kama için Cp'nin değişimi. 55
Şekil 4.9 : 45º açılı kama için Cp'nin değişimi. 56
Şekil 4.10 : 0.5 m yükseklikten su yüzeyine bırakılan 30° açılı ve 10 kg kütleli kamanın ivmesinin zaman ile değişimi 58
Şekil 4.11 : Yettou ve diğ.(2006) deneysel çalışmasında kullandıkları bir kama ve ve basınç–ölçerlerin konumları. 60
Şekil 4.12 : 25° açılı kamanın üzerinden ölçülen ve İTÜSEM ile hesap edilen basınç değerleri 61
Şekil 4.13 : 15° açılı, 143 kg kütleli kama için deneysel, ampirik ve İTÜSEM ile elde edilen düşey hız değerleri, zaman adımı, $\Delta t = 0.001$ sn 63
Şekil 4.14 : 25° açılı, 94 kg kütleli kama için deneysel, ampirik ve İTÜSEM ile elde edilen düşey hız değerleri, zaman adımı, $\Delta t = 0.001$ sn 64

Şekil 5.1 : Ölçekli gemi kesiti ve basınç ölçülen noktalar (Aarsnes, 1996). 66
Şekil 5.2 : P1 noktasındaki basıncın zaman ile değişimi. 67
Şekil 5.3 : P2 noktasındaki basıncın zaman ile değişimi. 67
Şekil 5.4 : P3 noktasındaki basıncın zaman ile değişimi. 69

Şekil 5.5 : P4 noktasındaki basıncın zaman ile değişimi. 69
Şekil 5.6 : Kesitin su yüzeyine çarptığı andan itibaren hızının zamanda değişimi. . 70
Şekil 5.7 : Dövünen kesitlerin gemi boyuna eksenindeki konumları. 71
Şekil 5.8 : Gemi kıçından 0.70L mesafedeki en kesit (Kesit 1). 72
Şekil 5.9 : Gemi kıçından 0.75L mesafedeki en kesit (Kesit 2). 72
Şekil 5.10: Gemi kıçından 0.80L mesafedeki en kesit (Kesit 3). 73
Şekil 5.11: Gemi kıçından 0.85L mesafedeki en kesit (Kesit 4). 73
Şekil 5.12: Gemi kıçından 0.90L mesafedeki en kesit (Kesit 5). 74
Şekil 5.13: Gemi kıçından 0.95L mesafedeki en kesit (Kesit 6). 74
Şekil 5.14: Kesit 1'in dövünmeye başladığı andan itibaren düşey hızının zamanda değişimi. 75
Şekil 5.15: Kesit 1'in maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi. 76
Şekil 5.16: Kesit 2'nin maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi. 77
Şekil 5.17: Kesit 3'ün maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi. 78
Şekil 5.18: Kesit 4'ün maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi. 78
Şekil 5.19: Kesit 5'in maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi. 79
Şekil 5.20: Kesit 6'nın maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi. 79

Şekil 6.1 : Kıçtan 0.5L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Yer değiştirme (m). 87
Şekil 6.2 : Kıçtan 0.5L mesafede dövünmeye verilen cevaplar– Kesme kuvveti (KN). 88
Şekil 6.3 : Kıçtan 0.5L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Eğilme Momenti (KNm). 88
Şekil 6.4 : Kıçtan 0.5L mesafede verilen toplam cevaplar–Yer değiştirme (m)..... 90
Şekil 6.5 : Kıçtan 0.5L mesafede verilen toplam cevaplar–Kesme kuvveti (KN)..... 90
Şekil 6.6 : Kıçtan 0.5L mesafede verilen toplam cevaplar–Eğilme momenti (KNm). 91
Şekil A.1: Gemi kirişinin kütle dağılımı 106
Şekil A.2: Gemi kirişinin atalet momenti değişimi 107
Şekil A.3: Su altında kalan en kesit alanlarının gemi boyunca değişimi 107
Şekil A.4: En kesitlerin en büyük genişlikleri 108
Şekil A.5: En kesitlerin en Su çekimleri 108
Şekil B.1: Gemi kirişinin serbest titreşim şekilleri 109
Şekil B.2: Serbest titreşim şekillerine karşı gelen kesme kuvvetlerinin değişimi ... 109
Şekil B.3: Serbest titreşim şekillerine karşı gelen eğilme momentlerinin değişimi 110
Şekil C.1: Gemi boyunun dalga boyuna eşit olduğu dalga frekansında eksu kütlesinin gemi boyunca değişimi 111
Şekil C.2: Gemi boyunun dalga boyuna eşit olduğu dalga frekansında boyutsuz hidrodinamik sönüm katsayısının gemi boyunca değişimi 111
Şekil D.1: 2 düğümlü titreşim şeklinin asal koordinatları 112
Şekil D.2: 3 düğümlü titreşim şeklinin asal koordinatları 112
Şekil D.3: 4 düğümlü titreşim şeklinin asal koordinatları 113
Şekil D.4: Kıçtan 0.25L mesafede kesme kuvvetinin frekans bölgesinde değişimi 113
Şekil D.5: Kıçtan 0.5L mesafede kesme kuvvetinin frekans bölgesinde değişimi .. 114
Şekil D.6: Kıçtan 0.75L mesafede kesme kuvvetinin frekans bölgesinde değişimi 114
Şekil D.7: Kıçtan 0.25L mesafede eğilme momentinin frekans bölgesinde değişimi 115

Şekil D.8: Kıçtan 0.5L mesafede eğilme momentinin frekans bölgesinde değişimi 115
Şekil D.9: Kıçtan 0.75L mesafede eğilme momentinin frekans bölgesinde değişimi 116
Şekil E.1 : Kıçtan 0.25L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Yer değiştirme (m). 117
Şekil E.2 : Kıçtan 0.75L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Yer değiştirme (m). 117
Şekil E.3 : Kıçtan 0.25L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Kesme kuvveti (KN). 118
Şekil E.4 : Kıçtan 0.75L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Kesme kuvveti (KN). 118
Şekil E.5 : Kıçtan 0.25L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Eğilme Momenti (KNm). 119
Şekil E.6 : Kıçtan 0.75L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Eğilme Momenti (KNm). 119
Şekil F.1 : Kıçtan 0.25L mesafede toplam cevaplar–Yer değiştirme (m). 120
Şekil F.2 : Kıçtan 0.75L mesafede toplam cevaplar–Yer değiştirme (m). 120
Şekil E.3 : Kıçtan 0.25L mesafede toplam cevaplar–Kesme kuvveti (KN). 121
Şekil F.4 : Kıçtan 0.75L mesafede toplam cevaplar–Kesme kuvveti (KN). 121
Şekil F.5 : Kıçtan 0.25L mesafede toplam cevaplar–Eğilme Momenti (KNm). 122
Şekil F.6 : Kıçtan 0.75L mesafede toplam cevaplar–Eğilme Momenti (KNm). 122

GEMİ YAPILARININ HİDROELASTİK DAVRANIŞLARININ DÖVÜNME ETKİSİ ALTINDA İNCELENMESİ

ÖZET

Dalgalar arasında ilerleyen geminin maruz kaldığı en ciddi zorlamaya sebep dövünme olayı, zaman bölgesinde sayısal olarak modellenmiş ve gemi yapısına etkiyen dövünme kuvvetleri elde edilmiştir. Elde edilen bu zorlayıcı kuvvetlerin gemi yapısına (örneğin gemi orta kesiti) etkisini incelemek için düzgün dalgalarda yol alan geminin dövünme etkisi altında iki–boyutlu hidroelastik analizi gerçekleştirilmiştir. Dövünme kuvveti hesap edilirken, serbest su yüzeyine çarpıp akışkan bölgesini deforme eden iki–boyutlu cismin etrafındaki akım Sınır Elemanları Metodu (S.E.M.) kullanılarak çözülmüştür. Akışkan sıkıştırılamaz ve irrotasyonel kabul edilip Potansiyel Akım kabulü yapılmıştır. Cisim ve serbest su yüzeyleri, üzerlerine dağıtılan kaynaklar ile ifade edilmektedirler.

Hem dinamik hem de kinematik lineer olmayan serbest su yüzeyi koşulları sağlanarak her zaman adımında serbest su yüzeyindeki düğüm noktalarında normal hızlar, cisim üzerindeki düğüm noktalarında ise akım potansiyelleri hesap edilmektedir. Böylece serbest su yüzeyinin deformasyonu ve cisim üzerine etkiyen basınçlar (Bernoulli denklemi vasıtası ile) hesap edilmektedir.

Suya giren cisme etkiyen toplam dövünme kuvveti, elde edilen basınçların cismin ıslak yüzeyi boyunca integre edilmesiyle bulunur. Geliştirilen program İTÜSEM, ile sabit hızla suya giriş, su yüzeyine serbest düşme ve tayin edilen değişken hız profili ile suya giriş durumları sayısal olarak modellenebilmektedir. Hem sayısal hem deneysel çalışmalar ile karşılaştırmalar yapılmıştır. İTÜSEM ile hesap edilen dövünme kuvvetlerine geminin verdiği hidroelastik cevaplar, Leibowitz (1963)'in momentum denklemi ile hesap edilen dövünme kuvvetlerine verdiği hidroelastik cevaplar ile karşılaştırılmıştır.

ON HYDROELASTIC ANALYSIS OF SHIP STRUCTURES UNDER THE SLAMMING EFFECT

SUMMARY

The most severe excitation for a ship structure travelling in a seaway is the slamming phenomenon which is numerically modelled in this study. The slamming excitation forces acting on the ship structure are calculated in time domain. Two-dimensional hydroelastic responses of the ship structure travelling against regular waves are calculated in order to analyse the effect of the slamming on hydroelastic responses. The Boundary Element Method (B.E.M.) is used to solve the flow around two-dimensional body penetrating the free surface and deforming the fluid domain to calculate the slamming force acting on the body. The flow is assumed to be incompressible and irrotational so that a flow potential satisfies the Laplace equation in fluid domain. At every time step, the normal velocities on free surface segments and the flow potentials on the body boundary segments are calculated by satisfying both dynamic and kinematic free surface boundary conditions. The profile of the free surface and the pressure distribution (using Bernoulli equation) over the body boundary can then be obtained. Having obtained pressures on the body, the slamming forces at any time step is calculated by integrating pressures over the wetted segments on the body.

The water entry with constant velocity, free fall on the water surface and water entry with a velocity profile can be numerically simulated by developed software, ITUSEM. Comparisons are made with both numerical and experimental studies. Hydroelastic responses along the hull girder the slamming forces predicted by ITUSEM are compared to those calculated against slamming forces predicted by Leibowitz's (1963) momentum equation.

1. GİRİŞ

Dalgalar arasında ilerleyen bir gemi, dinamik akışkan kuvvetlerinin etkisi altında yol alır. Geminin zorlayıcı akışkan kuvvetlerine verdiği cevaplar; katı cisim (Baş-kıç vurma, dalıp-çıkma, vb.) ve elastik hareketlerin toplamından oluşmaktadır. Deniz şiddetine ve geminin hızına bağlı olarak, verilen cevapların büyüklüğü değişkenlik gösterir. Özellikle yüksek genlikli katı cisim hareketleri geminin aşırı hız kaybına uğramasına neden olmaktadır.

Bir geminin yapısal tasarım sürecinde, ömrü boyunca karşılaşabileceği hem bölgesel (local) hem de genel (global) yükler gözönüne alınır. Bu yükler sürekli döngüsel (cyclic) ve geçici darbe (impulse) yükleri olarak ikiye ayrılabilirler. Bu iki tür zorlama da rasgele yüklerdir ve düzensiz dalgaların istatistiksel özellikleriyle ilişkilendirilebilirler. Geminin servis ömrünün hesaplanmasında çevrimli yükler önemli bir yer tutar. Yorulma hasarının oluşmasına en büyük katkı bu yüklerden kaynaklanır (örneğin, dalga yükleri, kargo yükleme ve boşaltma veya güvertede bulunan bir vincin çalışması). Dövünme gibi darbe karakterli ve rastgele oluşan yükler her ne kadar çok daha az sıklıkla oluşsa da şiddetleri itibari ile geminin yorulma ömrünün azalmasında etkin bir rol oynarlar.

Bir geminin, varsa taşıdığı kargo dahil, ağırlığının tekne boyunca nasıl değiştiği ve bu ağırlık dağılımına karşı gelen gemi boyunca kaldırma kuvveti değişimi bellidir. Geminin yapısal özellikleri de bilindiğinden statik ve yarı-statik mukavemet analizleri kolayca yapılabilir (örneğin; geminin bir dalga tepesine veya bir dalga çukuruna oturtulması). Ancak, dalgalar arasında hareket eden gemi gerçekte statik değil, zaman ile değişen (dinamik) yüklere maruz kalmaktadır. Geminin düzensiz dalgalara verdiği cevapları göz önüne alınırsa, gemi üzerine gelen zorlayıcı kuvvetlerin zaman boyutunda sürekli ve çevrimli yükler olduğu görülür. Bu sürekli zorlamalarla beraber, geminin hızına, gelen dalgaların boylarına ve yüksekliklerine bağlı olarak oluşan dövünmelerden kaynaklanan geçici darbe zorlamaları, tekne yapısının dalga karşılaşma frekanslarına göre daha yüksek frekanslarda elastik salınımlar yapmasına sebep olur.

Gemilerin dalgalar arasındaki hareketlerinin hesabını hem iki hem de üç boyutlu matematik modeller kullanarak yapmak mümkündür. Günümüzde bu amaçla potansiyel teorinin kullanılması çok yaygındır. Üç boyutlu hesaplarda gemi yüzeyi panellerden oluşturulmaktadır. İki boyutlu hesaplamalar da ise "dilim" teorileri kullanılmaktadır. Özellikle zaman boyutunda benzetim (simülasyon) yapılmak isteniyorsa, kullanışlı ve hızlı bir yöntemdir. Bu yöntemde gemi dilimlere bölünür. Böylece üç boyutlu hidrodinamik problem iki boyuta indirgenmiş olur. Bu dilimlerin dalıp çıkma genliklerinin gelen dalgaların genliklerine göre küçük olduğu varsayılır. Hidrodinamik kuvvetlerin dilimler ile dalga arasındaki görece hareketlerden kaynaklandığı kabul edilir. Böylece her dilimin eksu kütlesi ve hidrodinamik sönüm katsayıları elde edilir. Bu teoriler, ilk defa bir gemi kesiti için eksu kütlesi hesabı yapan Lewis (1929)'in çalışmasından esinlenmişlerdir. Bu çalışmada da geminin dalgalara karşı simetrik hareketleri hesaplanırken "dilim" teorisi kullanılmıştır.

1.1 Gemilerde Dövünme

Dövünme, bir geminin başının sudan çıkıp darbe ile tekrar suya girmesi olarak tanımlanır. Dövünme şiddeti, teknenin sudan çıkan kısmının uzunluğuna bağlıdır. Özellikle görece olarak küçük gemilerde (yaklaşık olarak L_{BP}<75 m) gemi boyunun %40 oranında sudan çıkarak yüksek düşey hızlarla tekrar suya girdiği, aşırı denizlerde sık raslanan bir durumdur. Dövünme olayının ne zaman oluşacağı son derece rastgeledir. Eğer bir gemi her 100 dalgada 3 kere dövünüyorsa, kaptanın gemi hızını düşürmesi önerilir (Faltinsen, 1990). Ayrıca geminin rotasını bir miktar değiştirmek de dalga karşılaşma frekansını değiştirir ve dövünme sıklığını azaltabilir. Büyük bir Boy/Suçekimi (L/T) oranı geminin daha az baş-kıç vurmasına ve dalıp-çıkmasına neden olurken, dövünme oluşma ihtimalini arttırmaktadır (Tupper, 1996). Dövünen gemi normalden fazla yakıt harcar ve uyması gereken zaman kısıtlarını aşması çok muhtemeldir. Bu yüzden geminin rotası üzerindeki deniz koşulları ve hava durumu sürekli izlenir ve gerektiğinde rota veya zamanlamalar yeniden ayarlanır.

Dövünmeden kaynaklanan darbe basınçları dövünmenin oluştuğu bölgedeki tüm yapısal elemanların (dış kaplama sacı, postalar, omurga, vb.) zorlanmasına ve hatta plastik deformasyonuna sebep olabilmektedir. Özellikle belirli bir zaman süresince anlık darbe yüklemelerinin tekrar etmesi sonucu yorulma kaynaklı yırtılmalar

oluşabilir. Dövünme basıncına bölgesel olarak en çok maruz kalan bölge, baş bodoslamadan kıça doğru gemi boyunun %10 ila 25'lik (gemi tipine göre değişkenlik gösterir) kesiminde kalan dip kaplama saçlarıdır. Genellikle dövünme kaynaklı yorulmalar bu bölgede görülmektedir.

Dövünmenin, gemi kirişinin diğer bölgelerinde bulunan kesitlerdeki (örneğin gemi orta kesiti) gerilmeler üzerinde de önemli bir etkisi olduğu bilinmektedir (Bishop ve Price, 1979). Bu noktada dövünmenin geminin genel (global) cevaplarına etkisi söz konusudur. Geminin dövünmelere verdiği geçici cevaplar ile düzenli veya karışık dalgalara verdiği sürekli cevaplar birbirine eklenirse, toplam elastik hareketler (şekil değiştirmeler, hızlar ve ivmeler) ve bunlara karşı gelen gerilmeler (veya kesme kuvveti, eğilme momenti gibi temel yapısal yükler) zaman boyutunda elde edilir.

Gemilerin, baş dövünmesinin yanı sıra maruz kaldıkları diğer dövünme çeşitleri de söz konusudur. Ayna kıçlı gemilerde, pervanenin bulunduğu düzlem ile gemi kıçı arasındaki mesafe ne kadar büyükse kıç dövünmesi oluşma ihtimali de o kadar yüksektir. Katamaran tipi gemilerin dövünmesi, düşük L/T oranından ve narin formlarından ötürü daha olasıdır. Baştan gelen dalgalara karşı katamaranın iki gövdesi simetrik olarak dövünür. Bu durum katamaran tekne için en kötü durumdur. Çünkü gemi başı suya batarken yükselen serbest su yüzeyi teknenin altına (ıslak güverteye) yüksek bir basınç ile çarpar. Bu olaya ıslak güverte (wet deck) dövünmesi denmektedir. Oluşum biçimi olarak baş dövünmesinden farklılık gösterse de, sonuç itibari ile benzer yapısal sorunlara sebep olmaktadır. Açık deniz yapılarının dövünmesi oluşum olarak gemilerinkinden farklılık gösterir ve daha yüksek bölgesel basınçlara sebep olmaktadır. Açık deniz endüstrisinde, özellikle FPSO yapıları için dövünme ölçüm deneyleri son zamanlarda standart bir prosedür olmuştur.

Bu çalışmada göz önüne alınan dövünme olayı gemilerin baştan gelen dalgalarda dövünmesini kapsamaktadır.

1.1.1 Dövünmenin doğası

Dövünmenin oluşabilmesi için gemi başının serbest su yüzeyini terketmesi gerekmektedir. Suya tekrar geri dönen yapı dalga yüzeyine belli bir hız ve açı ile çarpar. Gemi yapısına etki eden basıncın mertebesi, yükselen gemi başının sahip olduğu en büyük potansiyel enerji ile orantılır. Yapı serbest su yüzeyinden itibaren ne kadar yükselirse, su yüzeyine o kadar büyük bir hızla çarpar. Gemi, en büyük

genlikli baş-kıç vurma hareketini baştan gelen dalgalarda ve dalga boyunun gemi boyuna yaklaşık olarak eşit olduğu durumda yapar. Verilen herhangi bir ileri hız için, bu durumda, gemi baş dip yapısının dalga yüzeyi ile görece deplasmanının en büyük değerleri alması ve tekrar dalga yüzeyine çarpma sonucunda en büyük dövünme basınçlarının oluşması beklenir. Geminin ileri hızının arttırılması da rijid hareketlerin genliğini arttıracağından, maruz kalınacak dövünme basınçları da artacaktır. Basınç değerleri gemi yapısının suya giriş hızının karesi ile artacağından, kaptanın böyle bir deniz koşulunda geminin hızını sürekli kontrol altında tutması gerekmektedir.

Gemi tipine bağlı olarak, tekne kirişinin dövünen bölümünün büyüklüğü ve geminin dövünme karakteri değişkenlik gösterir. Burada geminin denizciliği ve baş kesitlerinin formu belirleyici etkenlerdir. Gemi ne kadar narin bir forma sahip olursa (özellikle baş kesitler), yapı o kadar daha az "darbe" dövünme basıncına maruz kalacaktır. Ancak geminin baş-kıç vurma genliği büyüyeceğinden, sudan çıkan bölgenin uzunluğunun gemi boyuna oranı (L_s/L) artacaktır. Bu durum daha büyük bir bölgenin dövünmeye maruz kalması demektir. Geminin dövünen kısmının uzunluğu, "dövünme boyu" (L_s) olarak nitelendirilmektedir. Narin bir baş formuna sahip bir geminin, baş-kıç vurma hareketi sırasında güvertesinin suya girmemesi için en kesitlerinde yüklü su hattından itibaren bir form açılımı (bow-flare) uygulanır. Böylelikle geminin denizciliğinde de bir iyileşme elde edilir. Ancak bu form açılımı sonucu, gemi yapısı üzerinde fazladan bir yükleme oluşur. Su altı formunda narin en kesitlerine sahip olan gemiler "darbe" dövünmesinden çok "momentum dövünmesi"ne (bow-flare slamming) maruz kalmaktadırlar (Leibowitz, 1963, Bishop ve Price, 1979).

Bir baş kesit için dövünme olayı, kesit suya çarptığı anda başlar ve düşey hız sıfır olana kadar devam eder. Kesitin suya ilk çarptığı anda maruz kaldığı basıncın ulaştığı değer en büyük "darbe dövünme" basıncı olarak tanımlanır. Kesite etkiyen toplam dövünme kuvvetinin zaman ile nasıl değiştiği, kesitin düşey hızının değişimine ve kesit formunun karakterine bağlıdır. Eğer kesit suya girdikçe hareket ettirdiği su miktarındaki artış doğrusal olmayan bir şekilde gerçekleşiyorsa, kesite gelen toplam basınç da doğrusal olmayan şekilde artar. Bu olaya "momentum dövünmesi" denmektedir (Leibowitz, 1963).

Örnek olarak, bir askeri gemi ile bir tankerin dövünmeleri arasında nitelik olarak farklılıklar vardır. Buradaki en büyük farklılık ileri hızların (servis hızı) ve başkesit

formlarının son derece farklı olmasıdır. Genellikle askeri gemilerde yumrubaş bulunmazken, çoğu tankerde yumru baş bulunmaktadır. Kalkıntı açısı yüksek olan bir askeri botun maruz kaldığı darbe dövünme basıncı, yumrubaş kesitli tankerinkine göre daha düşüktür. Ancak, askeri geminin sahip olduğu baş açılımı, geminin düşey hızı sıfır olana kadar yüksek dövünme basıncına maruz kalmasına neden olur.

Ochi (1972) darbe dövünmesinin gemi kesiti su çekiminin en derin %10'luk kesimine etki ettiğini kabul etmiştir. Bunun sebebi geminin düşey hızının, dalga yüzeyine çarptığı andan itibaren ani olarak düşmesidir. Yapı üzerine büyük atalet kuvvetleri etkimektedir. Kesitin hızı azaldıkça, üzerine gelen dövünme basıncı da hızla azalmaktadır. Kesitin suya vurduğu andaki hızı ve serbest su yüzeyi ile yaptığı açı (hücum açısı veya kalkıntı açısı) dövünme olayı açısından son derece önemlidir.

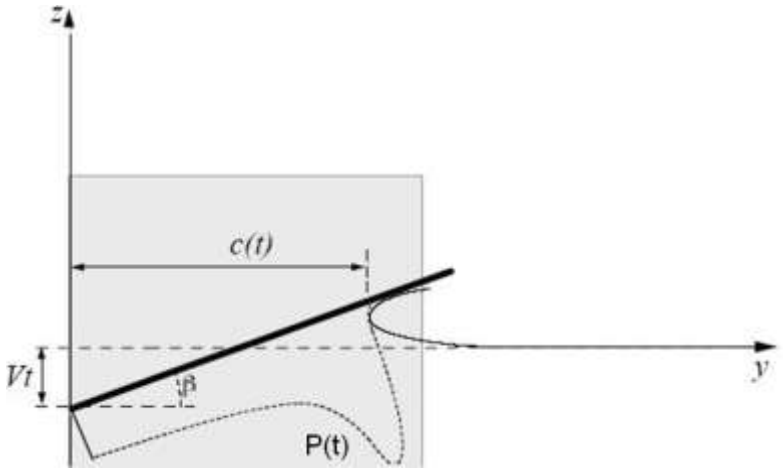


Şekil 1.1 : Darbe (a) ve form açılım (b) dövünmelerine birer örnek.

1.1.2 Dövünme teorilerinin gelişimi

Dövünmenin sahip olduğu karmaşık doğası birçok araştırmacının ilgisini çekmiş ve çekmeye devam etmektedir. Araştırmacı mühendislerin yanısıra birçok matematikçi ve fizikçi de dövünme olayını ayrıntılarına inerek incelemişlerdir. Bugüne kadar yapılmış çok sayıda çalışmanın başlangıç noktası olarak Von Karman (1929) ve Wagner (1932)'in çalışmalarını en ön sırada anmak gerekmektedir. İki araştırmacı da potansiyel akım kabulü yaparak bu karmaşık fiziksel olayı modellemişlerdir. Von Karman suya iniş yapan bir uçağın pontonlarına gelen darbe kuvvetlerini hesaplamıştır. Temel olarak, suya sabit V hızı ile giren iki boyutlu cisim, aynı genişlikteki düz bir plaka ile temsil edilmektedir. Serbest yüzeyin herhangi bir deformasyona uğramadığı düşünülmüştür. Benzer olarak Wagner de bir plaka ile iki boyutlu cismin simetrik dövünmesini modellemiştir. Von Karman'ın çalışmasına katkı olarak, cisim civarında serbest yüzeyin belli bir miktar yükseldiği kabulünü

yaparak dövünme basınçlarını hesaplamıştır. Von Karman plaka genişliğini serbest yüzey ile kesiştiği noktalar arası mesafe olarak almıştır. Wagner'in yönteminde ise serbest yüzey takip edilerek cisim ile kesiştiği noktalar bulunur ve plaka genişliği *c(t)* iki kesişim noktası arası olarak hesaplanır. Şekil 1.2 'de Wagner'in dövünme modeli şematik olarak gösterilmektedir. Burada *Vt; t* anındaki su çekimi, *β*; kama açısını ifade etmektedir. *P(t)* ise kama üzerine gelen basıncın anlık dağılımını göstermektedir.

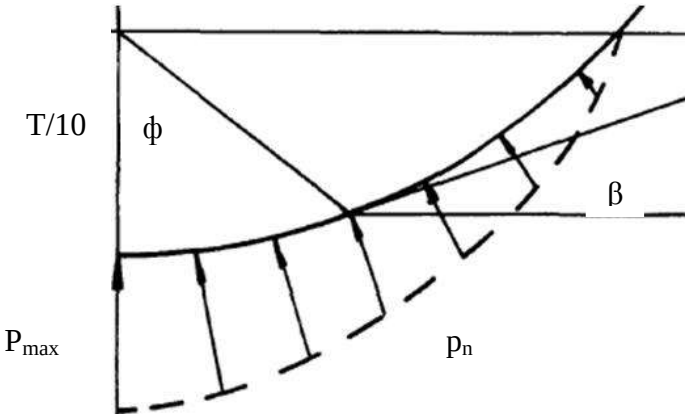


Şekil 1.2 : Wagner'in (1932) dövünme olayını modellemesi.

Dobrovol'skaya (1969) suya giren bir kama için Benzerlik (Similarity) analitik çözümünü ortaya koymuştur. Serbest yüzey ve jet akımının profili ile kama üzerine gelen basınçları hesaplamıştır.

Leibowitz (1962, 1963) gemilerin dövünmesi üzerine deneysel ve teorik çalışmalar gerçekleştirmiştir. Bunların neticesinde sudan çıkan iki boyutlu gemi kesitinin suya girdikten sonra, düşey hızı tükenene kadar dövündüğü sonucuna varmış ve bunun akışkanın momentumunun değişim hızı ile bağlantılı olduğunu söylemiştir.

Ochi ve Motter (1973) suya çarpan cisimler üzerine gelen maksimum basınçları, yaptıkları deneysel çalışmalar sonucunda deneye dayalı (ampirik) ifadeler ile tahmin etmişlerdir. Darbe basıncının, suya çarpan iki boyutlu gemi kesitinin en derin %10'luk (su çekiminin %10'nu) bölgesine etki ettiği kabul edilmiştir. Ochi ve Motter'ın dövünmeyi modellemeleri şematik olarak Şekil 1.3 'de gösterilmiştir. Burada, darbe dövünme basıncının gemi dip yapısına nasıl etkidiği görülmektedir.



Şekil 1.3 : Ochi ve Motter'ın (1973) gemi kesiti için dövünme olayını modellemesi.

Denklem (1.1)'de Ochi ve Motter'ın en büyük darbe basınç ifadesi yer almaktadır. Burada ρ, sıvının yoğunluğu, k form katsayısı ve V kesit hızıdır.

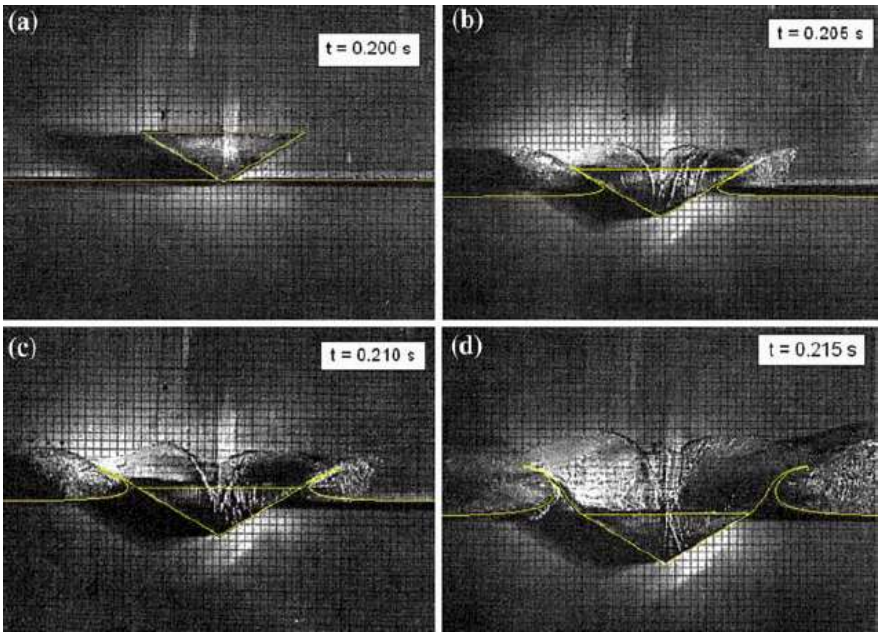
$$P_{\max} = 0.5\rho kV^2 \tag{1.1}$$

Wagner (1932) ve Ochi ve Motter'ın (1973) yaklaşımları arasında şematik olarak bir fark görülmektedir. Ancak, Wagner anlık dövünme basıncının kesit üzerindeki dağılımını gösterirken, Ochi ve Motter dövünme süresince kesite etki eden darbe basıncının zamanla değişiminden söz etmektedir.

Stovovy ve Chuang (1976) suya bilinen bir açı ile giren cisimlerin maruz kaldıkları basınçları deneye dayalı (ampirik) olarak ifade ederken, dalga yüzeyine çarpan cismin sahip olduğu dalga yüzeyine dik ve teğet hız bileşenlerinin darbe basıncına katkısı olduğunu kabul etmişlerdir. Denklem 1.2'de en büyük darbe basıncının nasıl hesap edildiği görülmektedir. Burada V_n ve V_t sırası ile dalga yüzeyine dik ve teğet hız ifadeleridir. ξ ise cisim veya panel ile dalga yüzeyi arasındaki açıdır.

$$p_{\max} = \frac{k}{\cos^4 \xi(x,t)} \rho V_n^2 + 1/2 \rho V_t^2 \tag{1.2}$$

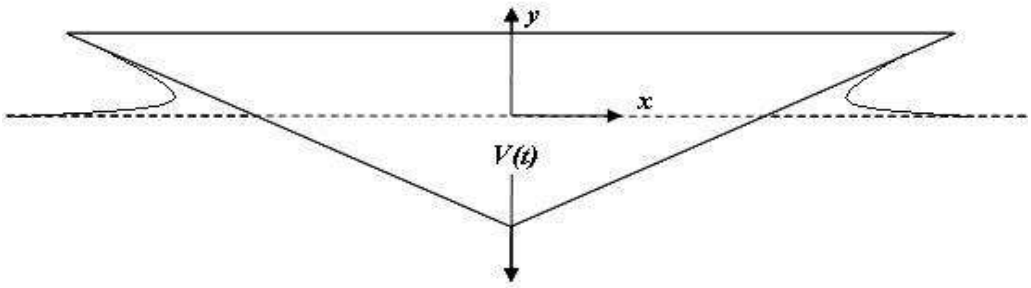
Greenhow ve Lin (1983) farklı açılardaki kamalar ile silindirik yapıların suya girişlerini gözlemlemek için deneysel bir çalışma yapmışlardır. 0bu çalşımadan alınmış, bir kamanın dört farklı anda suya girişini gösteren resimler görülmektedir. Daha sonra Greenhow (1987) kamanın suya girişini, Vinje ve Brevig'in (1980) Cauchy Teoremi yöntemini kullanarak modellemiştir. Bunu yaparken bazı kısıtlar, örneğin, 45º'yi geçmeyen hücum açısı ve sabit hız ile suya giren kama sınırlaması koyarak problemin çözümünü basitleştirmiştir.



Şekil 1.4 : Greenhow ve Lin'in (1983) 30° açılı kama için yaptıkları deneysel çalışma, Sun (2007).

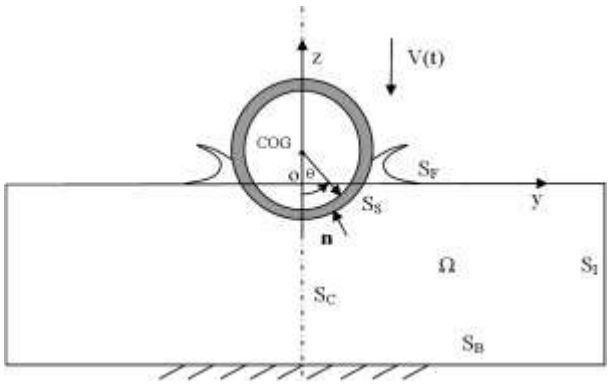
Zhao ve Faltinsen (1993) farklı açılardaki kamaların suya girişini Sınır Elemanları Metodu (S.E.M.) kullanarak sayısal olarak çözmüşler ve kesit üzerine gelen basınçları hesaplamışlardır. Bu çalışma Wagner'in (1932) yöntemine dayanmaktadır. Sadece sabit hız için değil, kesit suya girdikten sonra hızındaki değişim de göz önüne alınabilmektedir. Ayrıca bu yöntem sadece kama formundaki kesitlere değil, monoton genişleyen her kesite uygulanabilmektedir. Lineer olmayan serbest yüzey koşulları (Dinamik ve Kinematik Serbest Yüzey Koşulları) kullanarak, her zaman adımında serbest yüzey takip edilmektedir. Sonuç olarak, cisim üzerinde büyüklükleri hesap edilen potansiyeller kullanılarak, dövünme basıncı Bernoulli Denklemi ile hesap edilir. 0'te seçilen koordinat sistemi ve şematik olarak suya giriş gösterilmiştir. Zhao ve diğ. (1996) aynı problemi, jet akımının cisim yüzeyini terk ettiği durum için de çözmüşlerdir. Sun ve Faltinsen (2007a) yerçekim ivmesini de hesaba katarak yüksek hızlı tekneler için çarpma (planning) olayını incelemişlerdir. Sun ve Faltinsen (2007b) gemi kesitinin dövünmesini incelemeden önce bir silindirik levhanın suya girişi üzerinde çalışmışlardır (Bkz. 0). Daha sonra Sun ve Faltinsen (2009) form açılımı (bow-flare) olan bir gemi baş kesitinin suya simetrik olmayan şekilde girişini modellemişler ve form açılım dövünmesinden kaynaklanan basınçları hesaplamışlardır. Zhao ve diğ. (1993)'nin çalışması diğer bir çok araştırmacıya kaynak olmuştur. Wu ve diğ. (2004) karmaşık (complex) potansiyel ve

S.E.M. kullanarak benzer sonuçlar elde etmişlerdir. Kihara (2008) S.E.M. ile yumrubaşlı bir savaş gemisi baş kesitinin dövünmesini modellemiştir.



Şekil 1.5 : Zhao ve Faltinsen'in (1993) iki boyutlu cisimlerin suya girişi için dövünme olayını modeli.

Analitik modellerin çok önemli kısıtları olmasına rağmen, darbe olayını modellemede çok güçlü bir araçtırlar (Korobkin, 1982). Dobrovol'skaya (1969) serbest yüzeyi olan akımlar için bir benzerlik (similarity) analitik çözümü sunmuştur. Korobkin ve diğ. (1988, 1996, 1997, 1999, 2004) suya giriş olayını analitik olarak çok detaylı incelemiştir. Mei ve diğ. (1999) Lewis formulasyonlarını (Landweber ve Macagno, 1967) kullanarak gemi benzeri kesitlerin suya girişini analitik olarak hesaplamıştır. Bununla beraber, sayısal çözümler özellikle geometrik kısıtları gidermekte çok önemli rol oynarlar. Şimdiye kadar yapılan çalışmalar analitik ve S.E.M. kullanılarak gerçekleştirilen sayısal çözümler olarak ikiye ayrılabilirler. Özellikle jet akımının basınç üzerine etkisinin fark edilmesinden sonra S.E.M. kullanılarak yapılan simülasyonlar dövünme basınçlarının hesap yöntemi olarak önem kazanmışlardır.



Şekil 1.6 : Silindirik cismin suya girişinin şematik gösterimi, (Sun ve Faltinsen, 2007b).

1.2 Gemilerin Hidroelastisitesi

Bu güne kadar, akışkan ile etkileşimde olan yapının hareketlerinin incelenmesinde iki ayrı yaklaşım ön plana çıkmıştır. Bunlar, katı cisim hareket kabulü ve elastik yapı yaklaşımlarıdır (Heller ve Abramson, 1959, Bishop ve Price, 1979). Katı cisim olarak hareket ettiği kabul edilen yapının sadece 6 serbestlik hareket derecesi varken, elastik bir yapının sonsuz derecede hareket serbestliği söz konusudur (Rayleigh, 1894). Katı cisim olarak hareket eden bir yapı akışkandan aldığı dış kuvvetin enerjisi ile hareket ederken, bu enerjinin bir kısmı tekrar akışkana iletilir. Ancak elastik olan bir yapının üzerine gelen yükleme, yapıda deformasyona sebep olacağından katı cisim hareket kabulüne göre akışkana daha az enerji iletilir. Dolayısı ile akışkanın bu iki yaklaşım altında yapı ile olan etkileşimi birbirinden önemli derecede farklıdır. Bundan dolayı akışkan–yapı etkileşimi bu iki yaklaşımın bir toplamı olarak incelenmelidir. Akışkan–elastik yapı etkileşimi son 30 yılda etkili bir şekilde incelenmiş ve incelenmeye devam edilmektedir. Yapı dinamikçileri de, hidrodinamikçilerin yanı sıra akışkandan kaynaklanan zorlamalarla ilgilenmeye ve hidrodinamikçiler ile ortak çalışmaya başlamışlardır. Bu noktada göreceli olarak yeni bir kavram olan hidroelastisite bilimi ortaya çıkmıştır. Tanım olarak hidroelastisite, akışkan içerisindeki yapının ortamsal (dış) zorlamalara verdiği elastik cevapları inceleyen bilim dalıdır. Diğer bir deyişle, akışkan–elastik yapı etkileşimini inceler. Deniz yapılarının hidroelastisitesi, yapının kendi hareketlerinden ve dalgalardan kaynaklanan dış yüklere verdiği elastik cevapları inceler.

1.2.1 Hidroelastisite teorilerine bir bakış

Hidroelastisite, literatürde ilk olarak 1956'da aerodinamikçilerin araştırma alanı olan "Aeroelastisite"nin deniz yapılarına uyarlanmasıyla tanımlanmıştır (Heller ve Abramson, 1959). Ancak 70'lerin ortalarına kadar bu alanda çok ciddi bir ilerleme kaydedilememiştir.

a. İki–boyutlu lineer hidroelastisite

Bishop ve Price (1979) geliştirdikleri 2 boyutlu lineer teori ile dalgalar arasında yol alan bir geminin hidroelastik hareketlerini incelemişlerdir. Gemi yapısının değişken kesitli Timoshenko kirişi olarak modellendiği yapısal model Dilim Teorisi (Strip Theory) ile birleştirilmiştir. Bu teori, dalgalar arasında ilerlemekte olan bir geminin

kuru tekne analizi ve ıslak rezonans frekanslarının bulunması olmak üzere iki ayrı bölümden oluşmaktadır. Teknenin zorlayıcı dalgalara verdiği cevaplar, her bir asal titreşim şeklindeki cevapların toplamı olarak ifade edilmiştir (Rayleigh, 1894). Bu teori daha sonra Belik ve diğ. (1980, 1983) tarafından geçici dış yüklerin (dövünme) gemi yapısına olan etkileri incelenmek üzere frekans "domain" inden zaman "domain" ine dönüştürülmüştür. Belik ve diğ. (1988) ek olarak, gemi dip dövünme ve gemi baş form açılımı dövünme etkilerinin yapının global cevaplarına etkilerini incelemişlerdir. Aksu ve diğ. (1991a) balast konumundaki bir kuru yük gemisinin dalgalara verdiği cevapları, Bishop ve diğ. (1991) bir OBO gemisi olan Derbyshire'ın bütün dünyada yankı uyandıran kaybının nasıl meydana geldiğini incelemişler ve birçok tartışmaya yol açan önemli sonuçlara varmışlardır.

İki–boyutlu lineer teorilerde geminin simetrik hareketlerinin yanı sıra, simetrik olmayan hareketlerinin de hidroelastik analizi üzerine yapılan çalışmalar vardır. İlk olarak Bishop ve Price (1979), teorilerini simetrik olmayan gemi hareketleri için uyarlamışlardır. Geminin elastik ve simetrik tek hareketi düşey deformasyonu iken, elastik ve simetrik olmayan hareketleri birden fazladır ve daha karmaşıktır. Bu teoride, gemi kirişinin simetrik olmayan bileşik hareketleri olan burulma ve yatay eğilmenin kuru doğal frekansları ve asal titreşim şekilleri ile dalgalar arasında ilerlerken ortaya çıkan hidroelastik davranışı incelenmektedir. Diğer tüm iki boyutlu teorilerde olduğu gibi burada da Dilim Teorisi kullanılmış ve tekne yapısı yine Timoshenko kirişi olarak modellenmiştir. Dalgalar arasında ilerleyen tekne kirşinin simetrik olmayan elastik hareketleri, her bir asal titreşim şekli için hareket bileşeninin bulunup toplanmasıyla elde edilirler (Süperpozisyon Prensibi). Price ve Temarel (1982) çarpılma rijitliğini de dikkate alarak bir konteyrner gemisinin burulma ve yatay eğilme deformasyonlarını incelemişlerdir. Bu teori, ambar ağzı açıklıkları çok büyük olan, burulma ve çarpılma rijitlikleri diğerlerine göre göreceli olarak düşük olan gemilerin simetrik olmayan hareketlerinin hidroelastik analizinde başarılı sonuçlar vermektedir. Öte yandan, burulmanın yaşamsal derecede önemli olduğu, en ve boyu aynı mertebede olan (kiriş benzeri olmayan) deniz yapıları için bu teori geçerli değildir. Conceicao ve diğ.(1984) simetrik olmayan ama kiriş benzeri geminin simetrik olmayan hareketlerinin hidroelastik analizini gerçekleştirmişlerdir. Ayrıca Pedersen (1983) geminin simetrik olmayan deformasyonları için bir kiriş modeli geliştirmiştir.

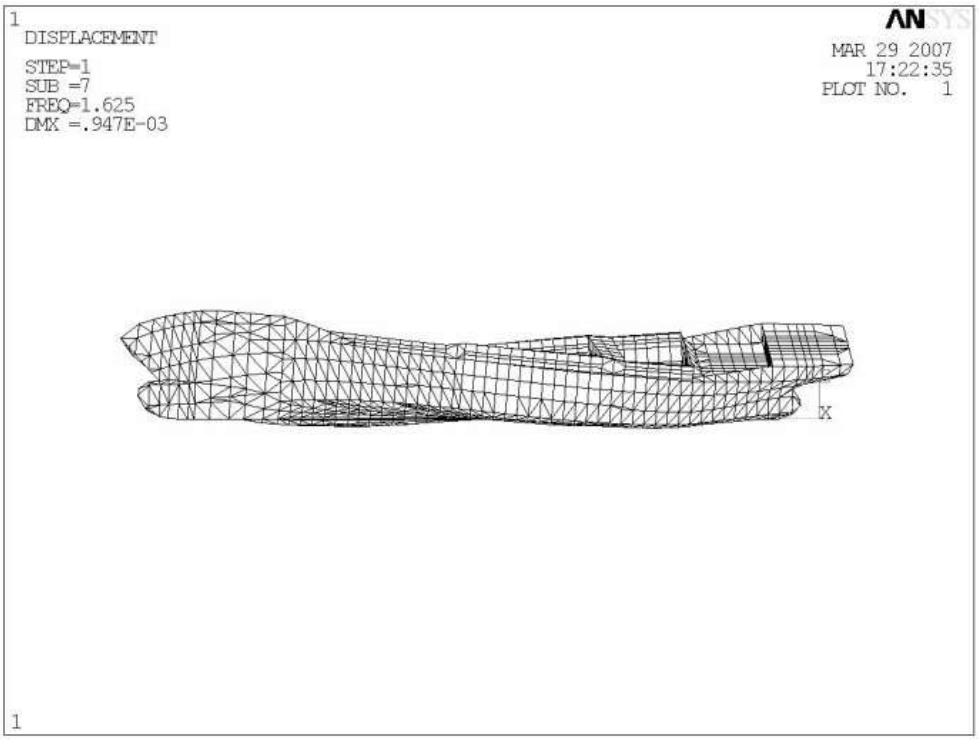
b. İki–Boyutlu lineer olmayan hidroelastisite

Diğer taraftan, birçok araştırmacı da geminin dalgalara verdiği cevaplarda lineer olmayan etkileri araştırmışlardır. Buradaki lineer olmayan tanımı hidrodinamik kuvvet tanımlarından kaynaklanmaktadır. Yapının deformasyonlarının elastik yani lineer (lineer–elastik) bölgede kaldığı kabul edilmektedir. Bu açıdan lineer olmayan hidroelastik analiz tanımı tartışma konusu olmasına rağmen, literatürde genel bir kabul görmektedir. İki boyutlu lineer hidroelastisitenin gelişimine paralel olarak, iki boyutlu lineer olmayan analiz üzerine birçok çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmaların amacı, gemi hızı ile lineer olmayan değişkenlik gösteren akışkan zorlamasının tanımlanarak geminin hidroelastik analizine uygulanmasıdır. Özellikle aşırı deniz şartlarında yol olan gemilere gelen akışkan kuvvetleri lineer olmayan şekilde değişmektedir. İki boyutlu lineer olmayan teoriler için bir genelleme yapılacak olursa, problemin çözümüne iki farklı yaklaşım şekli vardır. Bunlardan birincisinde lineer teorilerde olduğu gibi, katı gemi hareketleri ve elastik cevaplar (deformasyonlar) ayrı ayrı ele alınır. Diğerinde ise, akışkan ve içerisinde bulunan yapı bütün bir model olarak ortaya konulur ve hidroelastik analiz yapılır. Dövünme olayı oluşurken Dilim Teorisinin ön koşulları olan küçük ve salınımsal hareket kabulü söz konusu değildir. Ancak çoğu araştırmada Dilim Teorisi'nden elde edilen lineer terimler lineer olmayan ifadelerin içerisinde yerlerini korumaktadırlar (Chen ve diğerleri, 2006). İlk olarak Jensen ve Pedersen (1979) gemilerin şiddetli denizlerde yol alırken üzerine gelen zorlayıcı dış yüklerin tahmini için frekans bölgesinde lineer olmayan dilim teorisi geliştirmişlerdir. Bu teoride özellikle denizde ilerleyen geminin birbirinden ayrı olarak dalga zorlamalı sarkma ve çökme eğilme momentlerinin tahminine uğraşılmış ve maksimum çökme momentleri değerlerinin sarkma momentlerinden, özellikle şiddetli deniz koşullarında çok daha yüksek çıktığını göstermişlerdir. Çökme ve sarkma arasındaki fark aynı şekilde tam ölçekli deneylerde de elde edilmiştir. Daha sonra Jensen ve Pedersen (1981) bu teoriyi bir hidroelastisite yaklaşımına dönüştürmüşlerdir. Jensen ve Dogliani (1996) tekne kirişinin sürekli dalga zorlamasına verdiği cevapları (springing) daha doğru tahmin edebilmek için yeni bir yaklaşım geliştirmişlerdir. Bu teoride eksu kütlesindeki değişim ve hidrodinamik sönümün lineer olmayan etkileri hesaba katılmıştır. Wu ve Moan (1996) yüksek hızlı deniz araçları için lineer bir dilim teorisi ve lineer olmayan bir hidroelastik teori geliştirmişlerdir. Teknenin toplam cevabını, lineer ve lineer

olmayan cevapların toplamı olarak hesaplamışlardır. Lineer olmayan bölüm darbe–cevap fonksiyonunun konvolusyonundan ve hidrodinamik kuvvetlerin lineer olmayan modifikasyonundan kaynaklanmaktadır. Wu ve diğ.(1997) bu teoriyi yüksek hızlı bir katamarana uygulamışlardır. Xia ve diğ.(1988), kendi geliştirdikleri zaman bölgesindeki Dilim Teorisine dayanan, geminin dalga ve dövünme zorlamalı düşey hareketleri ve yapısal cevaplarının tahmini için lineer olmayan hidroelastik teori geliştirmişlerdir. S175 konteyner gemisi için elde ettikleri sonuçları, Watanabe ve diğ.(1989) ile O'dea ve Diğerleri'nin (1992) ölçtüğü deneysel sonuçlar ile karşılaştırmışlardır. Watanabe ve Soares (1999) daha önce geliştirilmiş olan (Watanabe ve Sawada, 1986) ve güncel (Tao ve İncecik, 1998 ve Ramos ve Soares, 1998) lineer olmayan iki boyutlu hidroelastik yöntemleri kullanarak bir konteyner gemisinin hidroelastik analizini yapmışlar ve sonuçları karşılaştırmışlardır. Sonuç olarak; dalga yüksekliklerinin ufak olduğu bölgelerde farklı teroilerden gelen sonuçlar arasında benzer sonuçlar elde edilirken, dalga yüksekliklerinin büyük olduğu yerlerde elde edilen sonuçlar arasında önemli farklar vardır. Bu noktada şu söylenebilir; şiddetli deniz şartlarında yol alan geminin cevaplarını öngörmek beklenenden zordur ve deneysel araştırmalara gerek duyulmaktadır. Tao ve İncecik (2000) lineer olmayan dalıp–çıkma ve baş–kıç vurma hareketlerinin tekne kirişinin eğilme momentine olan etkisini, küçük genlikli lineer teori ile büyük genlikli lineer olmayan teoriyi birleştirip frekans ve zaman bölgesinde incelemişlerdir. Elde ettikleri sonuçları, örnek seçilen geminin model deneyinden ölçülen sonuçlarla karşılaştırmışlardır. Baarholm ve Moan (2000, 2001) gemilerin uzun dönemli aşırı (extreme) eğilme momentlerinin tahmininde, istatistiksel belirsizliğinin sınırlandırılabilmesi için, zaman bölgesinde lineer olmayan hidroelastik analiz yapmışlardır. Wu ve Hermundstad (2002) gemi hareketleri ve dalga yükleri için lineer olmayan ve zaman bölgesinde bir formülasyon ve lineer olmayan uzun–dönemli istatistik metodu geliştirmişlerdir. Buldukları sonuçları S175 konteyner gemisinin model deney sonuçları ile karşılaştırmışlardır. Baarholm ve Jensen (2004) S175 Konteyner gemisinin 20 yıllık en kritik eğilme momenti değerlerini lineer olmayan dilim teorisini (Baarholm ve Moan, 2000) kullanarak modellemişlerdir. Önceki çalışmalara (Baarholm ve Moan, 2000, 2001) ek olarak geminin dalgalar arasında yol alırken maruz kaldığı geçici titreşimlerin (whipping) etkisi, dalgalara verilen düzenli cevaplardan ayrı olarak incelenmiştir.

c. Üç–Boyutlu lineer hidroelastisite

Bilindiği gibi iki–boyutlu teorilerin geometrik olarak sınırları vardır. İki–boyutlu teoriler, kiriş benzeri yapıların modellemesinde yeterli iken, katamaran, yüzer platform gibi kiriş olarak modellenemeyen yapıların (özellikle açılı gelen dalgalara karşı) hidroelastik analizi için üç–boyutlu teorilere ihtiyaç duyulmuş ve bu geometrik zorluğun üstesinden gelebilmek için günümüze kadar çeşitli üç–boyutlu teoriler üzerinde çalışılmıştır. Wu (1984) ve Bishop ve diğ.(1986) denizde ilerleyen yüzer yapılar için genel bir hidroelastisite teorisi geliştirmişlerdir. Bu teoride, elastik yapı lineer bir sonlu elemanlar yaklaşımı ile modellenir ve vakumda kuru yapı analizi yapılır. Yapının ıslak frekansları ve cevapları, denizde ilerleyen elastik yapının etrafındaki üç–boyutlu potansiyel akış teorisinden elde edilir. İdeal akışkan ve irrotasyonel akış kabulüne dayanarak, genelleştirilmiş hidrodinamik kütle ve geri getirme matrisleri ile zorlayıcı dalga kuvveti, potansiyel akım çözümlerinin ıslak yüzeyin üzerinde entegrasyonu ile elde edilirler. Bu üç–boyutlu lineer hidroelastisite teorisi birçok farklı deniz yapısına uygulanmış ve bu teorinin iki boyutlu teori ile olan uyumu kanıtlanmıştır. Price ve Wu (1985) bu teoriyi bir SWATH teknesine üç–boyutlu hidroelastik analiz için uygulamışlardır. Bishop ve diğ.(1986) bir konteyner gemisi, bir katamaran ve bir jack-up platform için iki– ve üç–boyutlu hidroelastik analiz yapmışlar ve sonuçları karşılaştırmışlardır. Yine aynı teori ile Fu ve diğ.(1987) yedekte çekilmekte olan bir jack–up platformun üç–boyutlu hidroelastik analizini yapmışlardır. Bu teorinin ve benzer teorik modellerin uygulandığı diğer çalışmalardan bahsedilecek olursa; Lundgren ve diğ.(1988), Kean ve diğ.(1991), Ergin ve diğ.(1992), Louarn ve diğ.(1997), Phan ve Temarel (2002), Price ve diğ.(2002) başlıcaları olarak sayılabilir. Hirdaris ve Diğ.(2003) bir dökme yük gemisinin iki– ve üç–boyutlu hidroelastik analizini gerçekleştirmişlerdir. Uğurlu ve Ergin (2005) içi sıvı ile dolu ve/veya sıvı içerisindeki cisimlerin titreşimlerini incelemek için üç boyutlu bir hidroelastisite teorisi geliştirmişlerdir. Uğurlu ve Ergin (2008) içinde veya dışında eksenel sıvı akışı olan dairesel kabukların hidroelastik davranışlarını incelemişlerdir. Elde ettikleri sonuçlar literürde bulunan sanalitik ve sayısal sonuçlar ile uyum içerisindedir. Son olarak Başaran ve diğ.(2008) güverte açıklıkları çok büyük olan bir konteyner gemisinin iki– ve üç–boyutlu hidroelastik analizini gerçekleştirmişlerdir.



Şekil 1.7 : Bir Konteyner gemisinin 1 burulma–1 yan eğilme titreşim şekli (Başaran ve diğerleri, 2008).

Bu son çalışmada görülmüştür ki; iki– ve üç–boyutlu hesaplardan elde edilen simetrik cevaplar birbirleri ile uyum gösterirken, simetrik olmayan cevaplarda farklılıklar vardır. Çarpılma (warping) etkisi iki–boyutlu modellemede göz önüne alınmasına rağmen, prizmatik olmayan tekne kirişinin genel (global) dinamik davranışlarının simülasyonunda yetersizliğin söz konusu olabileceği belirtilmiştir. Aksu (1991b) bu teoriyi, düzenli ve düzensiz dalgalardaki dövünme davranışlarının zaman bölgesinde simülasyonuna geliştirmiştir. Wang ve Wu (1998) bir sınır integrali olarak tanımlanan dalgalar arasında ilerlemekte olan elastik yapının etrafındaki potansiyel akımın zaman bölgesinde bir çözümünü elde edebilmek için Price–Wu koşulunu elastik deniz yapısı ve onu çevreleyen akışkan akışı arasındaki ara yüzeye uygulamışlardır. Zamandan bağımsız olarak lineerleştirilmiş serbest su yüzeyi şartını sağlayan Green fonksiyonunu teorilerinde kullanmışlardır. Sabit ileri hızlı gemilerin zaman bölgesinde üzerine gelen yükleri, hareketlerini ve yapısal cevaplarını tahmin edebilmek için üç–boyutlu hidroelastik formülasyon yapılmıştır. Liu ve Sakai (2002) yüzen elastik yapının dalgalara verdiği hidroelastik cevapların analizi için zaman bölgesinde bir sayısal yöntem geliştirmişlerdir. Bu çalışmada akışkan hareketinin elde edilebilmesi için sınır eleman, yapının elastik

deformasyonlarının analizi için sonlu elemanlar yöntemi kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar deneysel sonuçlarla doğrulanmıştır.

d. Üç–boyutlu lineer olmayan hidroelastisite

Zaman bölgesinde üç–boyutlu lineer hidroelastik analizin yanında lineer olmayan üç–boyutlu hidroelastik teori de geliştirilmiştir. İlk olarak Wu ve Diğ.(1997a) genelleştirilmiş ikinci mertebeden hidrodinamik kuvvet ifadelerini formüle etmiş ve frekans ve zaman bölgesinde lineer olmayan hareket denklemi oluşturmuşlardır.

Gelişmiş ve sürekli gelişen bilgisayar hesaplama kapasiteleri ile birlikte, hidroelastisite teorisinin gelecekte üç–boyutlu lineer olmayan hesaplar üzerine gelişim göstermesi beklenmektedir.

1.3 Çalışmanın Amacı ve Yeni Yaklaşımlar, İTÜSEM

Bu çalışmada, gemilerde meydana gelen darbe dövünmesinin modellenip iki boyutlu hidroelastisite teorisi (Bishop ve Price, 1979) ile birleştirilerek, gemilerin darbe dövünmesine olan etkilerinin incelenmesi amaçlanmaktadır. Bu amaç doğrultusunda, dövünmenin neden olduğu basınçların zaman bölgesinde doğru tahmin edilmesi için bir yöntem geliştirilmesi hedeflenmiştir.

Geliştirilen dövünmenin sınır elemanları modeli, İTÜSEM, yardımıyla geminin rijit haraketlerinden kaynaklanan dövünme basınçları elde edilmekte ve bu basınçların geminin elastik haraketlerine olan etkisi incelenebilmektedir. Bugüne kadar Von Karman (1929) ve Wagner'in (1932) çalışmalarından esinlenerek geliştirilen bir çok deneye dayalı dövünme basıncı tahminleri gerçekleştirilmiştir (Örneğin: Ochi ve Motter (1971, 1973), Stavovy ve Chuang (1976), Rassinot ve Mansour (1995), vb.). Bu yöntemler kullanılarak dövünmenin gemilerin hidroelastisitesine etkileri incelenmiştir (Bkz. Ramos ve Soares (1999), Belik ve diğ.(1983, 1988), Miao ve diğ.(2003), vb.). Bu çalışmada getirilmek istenen yenilik, gerçek dövünme kuvvetinin her bir zaman adımında hesaplanıp gemi kirişine dış yük olarak iletilmesidir. Dalgalar arasında ilerleyen geminin hareketleri Dilim Teorisi ile hesaplanırken sudan çıkan kesitler tespit edildikden sonra bu kesitlerin düşey hız profilleri İTÜSEM programına girilip, bu hızlara karşı gelen basınçlar zaman boyutunda elde edilmektedir.

Çok düşük açıda ve yüksek bir hızda gerçekleşen bir darbe dövünmesinde birçok fiziksel olay aynı anda yaşanır. Böyle bir karmaşık sürecin modellenebilmesi için bazı kabul ve basitleştirmelerin yapılması gereklidir. Dövünmenin modellenmesi sırasında, lineer olmayan serbest yüzey koşulları sağlanmakta, yer çekimi ivmesi ihmal edilmekte ve sınır elemanları metodu (S.E.M.) yardımıyla potansiyel akım çözülmektedir. Gemi kesiti eşit uzunluktaki elemanlara bölünür. Akışkan serbest yüzeyi, gemi kesiti ile kesişim noktasından yeteri kadar uzaklığa kadar eşit uzunluktaki ve bu noktadan sonra da boyu giderek büyüyen elemanlar ile modellenmektedir. Serbest su yüzeyinde bulunan elemanların S.E.M. ile hesaplanan normal ve teğetsel hızları yardımıyla serbest yüzeyin bir sonraki adımdaki pozisyonu bulunur. Aynı zamanda cisim üzerindeki teğet ve dikey hızlar ile cisim üzerine gelen basınçlar Bernoulli Denklemi vasıtasıyla hesaplanır. Her zaman adımda elde edilen bu basınçlar kesit ıslak yüzeyi boyunca integre edilerek dövünme kuvvetine dönüştürülürler. Böylece zamanın fonksiyonu olan bir dövünme kuvveti elde edilmiş olur.

1.3.1 Çalışmanın içeriği

İkinci bölümde, kullanılan iki–boyutlu hidroelastisite teorisinin ayrıntıları sunulmuş, formülasyon adımları sırasıyla açıklanarak matematiksel modelin önemli aşamalarına dikkat çekilmiştir.

Üçüncü bölümde, iki–boyutlu potansiyel problemlerinin çözümü için kullanılan Sınır Elemanları Metodu (S.E.M.) anlatılmış, integral denklemin ve sınır koşullarının nasıl uygulandığı gösterilmiştir.

İki–boyutlu, basit bir geometriye sahip kamaların suya giriş problemi dördüncü bölümde anlatılmış ve İTÜSEM ile elde edilen sonuçlar diğer sayısal ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.

Beşinci bölümde, gemi başkesitlerinin su yüzeyine serbest düşüşü ve verilen hız profili ile dövünmeleri incelenmiştir. Su yüzeyine serbest düşen gemi kesiti deney ölçeğinde incelenirken, verilen hız profili ile dövünen gemi kesitleri tam ölçekte incelenmiştir.

Örnek olarak seçilen askeri geminin düzgün dalgalarda yol alırken, İTÜSEM ile hesap edilen dövünme kuvvetlerinin etkisi altında hidroelastik analizi

gerçekleştirilmiştir. Elde edilen sonuçlar altıncı bölümde karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir.

2. İKİ – BOYUTLU HİDROELASTİSİTE TEORİSİ

Bu bölümde, bir geminin kiriş olarak nasıl modellendiği, serbest ve zorlamalı hareket denklemleri ile zormalara (sürekli ve geçici) verilen cevapların nasıl elde edildiği anlatılmıştır. Bu çalışmada, sadece geminin simetrik hareketleri incelenmektedir. Dalgalar arasında ilerleyen bir geminin mukavemeti açısından karşılaşacağı en kötü durum, baştan gelen dalgalarda oluşur. Baş dalgalarından farklı bir açıdaki seyir halinde kesme kuvveti ve eğilme momenti gibi temel dinamik yükler daima daha küçüktür. Bu gözlem "dövünme" olayı için de geçerlidir. Özet olarak "en kötü durum analizi" yapmak amacıyla simetrik hareketleri incelemek yeterlidir.

2.1 Simetrik Hareket Denklemleri

Geminin simetrik hareketleri, iskele ve sancakta simetrik olarak oluşan elastik ve de katı cisim hareketleri olarak tanımlanır. (Bishop ve Price,1979) Bilindiği gibi geminin simetrik katı cisim hareketleri; baş-kıç vurma (pitch), dalıp-çıkma (heave) ve gemi boyunca öteleme (surge)'dir. İskele sancak simetrisinden dolayı geminin her türlü zorlamaya vereceği cevaplar iki boyutta modellenebilir. Bunun için yapılması gereken tekne kirişinin eşit aralıkla dilimlere bölünmesidir (Belik, 1982). Her dilime etkiyen kuvvetlerin dengesinden simetrik hareketler için bir eşitlik çıkartılabilir. Tekne kirişinin her hangi bir dilimine etkiyen yükler Şekil 2.1 'de gösterilmiştir.

Şekil 2.1 'de bir dilime etkiyen yüklerin dengesinden matematiksel bir eşitlik yazılabilir. Burada OXZ düzlemi iskele sancak simetri düzlemidir. Dilimin düşey hareketi göz önüne alınırsa ve düşey yer değiştirme w (x,t) ile gösterilirse,

$$\mu(x)\ddot{w}(x,t) = V'(x,t) + Z(x,t) \qquad \textbf{(2.1)}$$

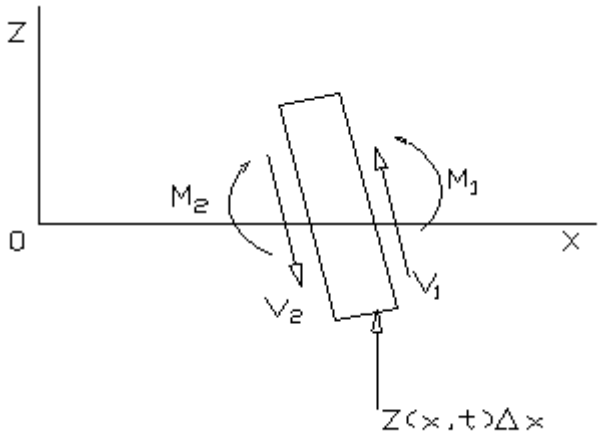
yazılabilir. Burada; μ *(x,t)* birim uzunluğa gelen kütleyi, V *(x,t)* kesme kuvvetini, *Z (x,t)* birim uzunluğa gelen düşey doğrultudaki kuvveti ifade etmektedir. Dilimin dönme hareketi yazılacak olursa

$$I_y(x)\ddot{\theta}(x,t) = M'(x,t) + V(x,t) \qquad \textbf{(2.2)}$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte; $I_y(x)$ birim uzunluğa gelen atalet momentini, $\theta(x,t)$ dönmeyi, $M(x,t)$ eğilme momentini ifade etmektedir. Bu iki denklemden,

$$w'(x,t) = \theta(x,t) + \gamma(x,t) \qquad \textbf{(2.3)}$$

eşitliği yazılabilir. γ (x,t) kayma şekil değiştirmesidir.



Şekil 2.1 : Koordinat takımı ve bir tekne dilimine etki eden kuvvet ve momentler.

Bu denklemler Timoshenko kiriş teorisiyle benzerlik gösterirler. (Belik, 1982) Eğer Kumai (1958) tarafından geliştirilmiş olan sönüm terimleri bu denklemlere eklenirse aşağıdaki ifadeler elde edilir,

$$V(x,t) = kAG(x)\left[\gamma(x,t) + \alpha(x)\dot{\gamma}(x,t)\right] \qquad \textbf{(2.4)}$$

$$M(x,t) = EI(x)\left[\theta'(x,t) + \beta(x,t)\dot{\theta}'(x,t)\right] \qquad \textbf{(2.5)}$$

Burada; $\alpha(x,t)$ dağıtılmış kesme sönümünü, $\beta(x,t)$ eğilme sönümünü ifade etmektedir. $EI(x)$ eğilme ve $kAG(x)$ kayma rijitliğidir, k tekne kirişi en kesit formuna bağlı olan sabit katsayıdır. (Bishop ve Price, 1979)

Bu beş denklem, $V(x,t)$ ve $M(x,t)$'in olmadığı iki kısmi diferansiyel denkleme indirgenirse Denklem (2.6) ve (2.7) elde edilir.

$$\mu\ddot{w} - \left[kAG(\gamma + \alpha\dot{\gamma})\right]' = Z \qquad \textbf{(2.6)}$$

$$I_y\ddot{\theta} - \left[EI(\theta' + \beta\dot{\theta}')\right]' - kAG(\gamma + \alpha\dot{\gamma}) = 0 \qquad \textbf{(2.7)}$$

Görüldüğü gibi bu eşitlikler şekil değiştirme parametreleri $w(x,t)$, $\theta(x,t)$ ve $\gamma(x,t)$ ile bağlantılıdır ve bu üç değer için şu bağıntı gereklidir;

$$w' = \theta + \gamma \qquad \textbf{(2.8)}$$

Bu son üç denklem kullanılarak tekne kirişinin vakumda serbest salınımı incelenebilir.

2.2 Kuru Tekne Özellikleri

Gemi kirişinin vakumda kendisine ait dinamik özellikleri vardır. Bu özellikleri ışığında gemi kirişinin sakin suda veya dalgalı denizdeki cevap fonksiyonları elde edilebilir. Bu yüzden öncelikle hesap edilmesi gereken özelliklerdir.

Gemi yapısı vakumda sadece kendi kütlesi ve yapısal rijitlik özellikleri altında salınım yapar. Eğer gemiyi sakin suda yüzer düşünürsek, üzerine kaldırma kuvveti de eklenir. Topam sönüm ise, yapısal ve hidrodinamik sönüm terimlerinin toplanmasıyla ifade edilir. Yapı üzerinde oluşan statik şekil değiştirmeler kiriş üzerine yayılı olan yük ve kirişe etkiyen suyun kaldırma kuvvetinden dolayı oluşur. Gemi dalgalar arasında ilerlerken üzerine etki eden hidrostatik yüklerle beraber hidrodinamik yükler de söz konusu olur. Dış yüklerden dolayı kiriş boyunca oluşacak şekil değiştirmeler, geminin vakumda elde edilen doğal titreşim şekillerine bağlı olarak değişirler. Bunun yanı sıra gemi üzerindeki yük dağılımı, ısı değişimi, ve suyun tuzluluğu gibi bir çok parametreye de bağlıdır. Bu parametreler tekne üzerinde zamanla değişen kuvvetlere dönüşürler (Bishop ve Price, 1979).

2.2.1 Kuru teknenin simetrik serbest salınımı

Herhangi bir kirişin vakumda sahip olduğu dinamik özellikler kirişin ıslak ortamda başka bir deyişle akışkan içerisinde vereceği cevaplarda belirgin rol oynarlar. Islak tekne kirişinin genelleştirilmiş tepkileri, kuru teknenin asal titreşim şekilleri vasıtası ile ifade edilebilirler. Bu asal titreşim şekillerinin toplamı, herhangi bir dış etken (dış kuvvetler, yapısal ve hidrodinamik sönümler, $Z = \alpha = \beta = 0$) olmaksızın iki ucu serbest bir kirişin titreşimini ifade ederler.

Herhangi bir zamanda ve kirişin herhangi bir noktasında r. asal titreşim şeklinde deplasman, dönme ve kayma şekil değiştirmesi aşağıdaki gibidir.

$$w(x,t) = w_r(x)\sin\omega_r t \quad \textbf{(2.9a)}$$

$$\theta(x,t) = \theta_r(x)\sin\omega_r t \quad \textbf{(2.9b)}$$

$$\gamma(x,t) = \gamma_r(x)\sin\omega_r t \quad \textbf{(2.9c)}$$

Eğer bu deneme fonksiyonları denklem (2.6), (2.7), ve (2.8)'de yerlerine koyulacak olursa,

$$-\omega_r^2 \mu\, w_r - (kAG\ \gamma_r)' = 0 \quad \textbf{(2.10a)}$$

$$-\omega_r^2 I_y \theta_r - (EI\theta_r')' - kAG\gamma_r = 0 \quad \textbf{(2.10b)}$$

$$w_r' = \theta_r + \gamma \quad \textbf{(2.10c)}$$

eşitlikleri elde edilir. Burada w_r, r. asal titreşim şeklindeki doğal frekanstır. Eğer kesme kuvveti ve eğilme momenti de (2.9) numaralı eşitlikler kümesinde yerinde yazılırsa,

$$V(x,t) = V_r(x)\sin\omega_r t \quad \textbf{(2.11a)}$$

$$M(x,t) = M_r(x)\sin\omega_r t \quad \textbf{(2.11b)}$$

denklemleri elde edilir. (2.6) ve (2.7) numaralı eşitlikler de sönüm olmaksızın $(Z = \alpha = \beta = 0)$ yerlerine konulursa aşağıdaki şekli alırlar.

$$V_r(x) = kAG(x)\gamma_r(x) \quad \textbf{(2.12a)}$$

$$M_r(x) = EI(x)\theta_r'(x) \quad \textbf{(2.12b)}$$

2.2.2 Ortagonalite koşulları

Bishop ve Price (1976) göstermişlerdir ki, (2.10) numaralı eşitlikler kümesi kullanılarak, w_r, θ_r, γ_r ifadelerinin aralarında bir "ortagonalite koşulları" bulunabilir. Bir geminin ilk ortagonalite koşulu, geminin l boyu boyunca integrasyonla bulunur ve genelleştirilmiş kütle matrisi,

$$a_{ss} = \int_0^l (\mu w_s^2 + I_y \theta_s^2)dx \quad \textbf{(2.13)}$$

olarak elde edilir. Diğer bir ortagonalite koşulundan sistemin genelleştirilmiş katılığı çıkar (Belik, 1982);

$$c_{ss} = \int_0^l (EI\theta_s'^2 + kAG\gamma_s'^2)dx = \omega_s^2 a_{ss} \qquad \textbf{(2.14)}$$

Eğer rijit hareketler göz önüne alınırsa, diğer bir deyişle (r = 0, 1) doğal frekansın sıfır olduğu durumda denklem **(2.10)'**dan (Belik, 1982);

$$w_0(x) = A, \quad \theta_0(x) = 0 = \gamma_0, \quad r = 0$$

ve

$$w_1(x) = B(C - x), \quad \theta_1(x) = 0 = \gamma_1, \quad r = 1$$

sabitleri elde edilir. Bu iki rijit titreşim şekli arasında ortagonalite sağlanıyorsa, denklem (2.13) ve (2.14)'den (Belik, 1982);

$$a_{00} = \int_0^l \mu AB(c - x)dx = 0$$

ve

$$a_{00} = \int_0^l A^2 \mu dx$$

,

$$a_{11} = \int_0^l \mu B^2 (c - x)^2 dx\,,$$

$$c_{00} = c_{11} = 0$$

olarak elde edilir. A=1, B=1/*x*, C= $\overline{x}$ olarak düşünülürse genelleştirilmiş kütle terimleri,

$$a_{00} = \int_0^l \mu dx \qquad a_{11} = \int_0^l \mu (1 - \frac{x}{\overline{x}})^2 dx$$

,

sırasıyla *r=0* ve *r=1* için elde edilirler. Dolayısıyla,

$$w_0(x) = 1,$$

$$w_1(x) = 1 - \frac{x}{\overline{x}},$$

$$\bar{x} = \frac{\int_0^l \mu x dx}{\int_0^l \mu dx}$$

$\bar{x}$: Kütle merkezinin x - koordinatı

Böylelikle, deplasman gemi kıçında (x=0) bir birime ölçeklenir ve gemi boyunca değişimi bulunur (Belik, 1982).

2.2.3 Asal titreşim şekilleri

Asal titreşim şekillerinin w_r ($r=0,1,2,3,4,...,n$) ve bunlara karşı gelen kesme kuvveti $V_r(x)$ ve eğilme momenti $M_r(x)$ dağılımlarının bulunması için sayısal bir yöntem kullanılması gerekmektedir. Bishop, Price ve Tam (1977) Prohl – Myklestad sonlu farklar yöntemini (Bkz Ek-A) asal titreşim şekillerini, kesme kuvveti ve eğilme momenti dağılımlarını bulmak için adapte etmişlerdir. Bu metotta gemi kirişi dilimlere bölünür ve o kesitin tüm kütlesi kesitin orta noktasında modellenir. Kütleleri bağlayan kirişin kütlesinin olmadığı kabul edilir.

Yukarıda verilen (2.10c) ve (2.12) nolu eşitlikleri göz önüne alınırsa ve (2.9) nolu denklemi (2.1) ve (2.2) nolu eşitliklerde yerine koyarsak, kesme kuvveti ve eğilme momenti için doğal frekansa bağlı ifadeler elde ederiz. Bu ifadeler sonlu farklar denklemlerine uygulanabilir ve (2.15) denklem kümesi elde edilir.

$$dV_r(x) = -\omega_r^2 \mu(x) w_r(x) dx \qquad \textbf{(2.15a)}$$

$$dM_r(x) = -\left\{\omega_r^2 I_y(x)\theta_r(x) + V_r(x)\right\} dx \qquad \textbf{(2.15b)}$$

$$dw_r(x) = \left\{\theta_r(x) + \gamma_r(x)\right\} dx \qquad \textbf{(2.15c)}$$

$$d\theta_r(x) = \frac{M_r(x)}{EI(x)} dx \qquad \textbf{(2.15d)}$$

$$\gamma_r(x) = \frac{V_r(x)}{kAG(x)} \qquad \textbf{(2.15e)}$$

Ayrıca problemin çözülebilmesi için sınır koşullarının da yazılması gerekmektedir. İki ucu serbest kirişin uçların eğilme momenti, kesme kuvveti ve dönme değerleri sıfırdır ve sınır koşulları aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$M_r(x) = 0 = M_r(l)$$

$$V_r(x) = 0 = V_r(l)$$

$$\gamma_r(x) = 0 = \gamma_r(l)$$

Bu sınır koşullarıyla beraber Prohl–Myklestad sonlu farklar yöntemi kullanarak asal şekil değiştirmeler bulunabilir.

2.3 Zorlamalı Simetrik Hareket

Yukarıda belirtildiği gibi, geminin simetrik salınım yaparken vereceği cevaplar, her bir asal titreşim şeklinde vereceği cevapların toplamı olacaktır (Rayleigh, 1894). Sırasıyla, tekne kirişinin simetrik deplasmanı, dönme ve kayma şekil değiştirmesi aşağıda gösterildiği gibi tanımlanırlar (Belik, 1982).

$$w(x,t) = \sum_{r=0}^{\infty} p_r(t) w_r(x) \qquad \textbf{(2.16a)}$$

$$\theta(x,t) = \sum_{r=0}^{\infty} p_r(t) \theta_r(x) \qquad \textbf{(2.16b)}$$

$$\gamma(x,t) = \sum_{r=0}^{\infty} p_r(t) \gamma_r(x) \qquad \textbf{(2.16c)}$$

Burada $p_r(t)$ asal koordinatları ifade etmektedir. Bu eşitlikler denlem (2.6)'da yerine konur ve eşitliğin her iki tarafı w_s ile çarpılıp, gemi bounca (l) integre edilirse

$$\sum_{r=0}^{\infty} \ddot{p}_r \int_0^l \mu w_r w_s dx - \sum_{r=0}^{\infty} w_s \int_0^l \{kAG(\gamma_r p_r + \alpha \gamma_r \dot{p}_r\}' dx = \int_0^l w_s Z dx \qquad \textbf{(2.17)}$$

eşitliği elde edilir. Sınır uçlarında kesme kuvveti sıfıra eşit olduğundan denklem **(2.17)**'deki ikinci integral ifadesi kısmi integrasyon ile elde edilir ve sıfıra eşittir (Belik, 1982). Dolayısı ile denklem (2.17) aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\sum_{r=0}^{\infty} \ddot{p}_r \int_0^l \mu w_r w_s dx + \sum_{r=0}^{\infty} p_r \int_0^l kAG\gamma_r w_s' dx + \sum_{r=0}^{\infty} \dot{p}_r \int_0^l \alpha kAG\gamma_r w_s' dx = \int_0^l w_s Z dx \qquad \textbf{(2.18)}$$

Bu işlem denklem **(2.7)** için de yapılırsa ve uç noktalarında eğilme momentleri de sıfır olduğundan

$$\sum_{r=0}^{\infty} \ddot{p}_r \int_0^l I_r \theta_r \theta_s dx + \sum_{r=0}^{\infty} p_r \int_0^l EI\theta_r' \theta_s' dx + \sum_{r=0}^{\infty} \dot{p}_r \int_0^l \beta EI\theta_r' \theta_s' dx - = \int_0^l w_s Z dx \qquad \textbf{(2.19)}$$

eşitliği elde edilir. Eğer ortagonalite koşulları da göz önüne alınırsa zorlamalı hareket denklemi şöyle olur,

$$a_{ss}\ddot{p}_s + \omega_s^2 a_{ss} p_s + \sum_{r=0}^{\infty} \dot{p}_r(\alpha_{rs} + \beta_{rs}) = \int_0^l Z w_s dx \qquad \textbf{(2.20)}$$

Burada α_{rs} ve β_{rs} söbüm katsayılarıdır ve sırasıyla aşağıda gösterildiği gibidir.

$$\alpha_{rs} = \int_0^l \alpha k A G \gamma_r \gamma_s dx \qquad \textbf{(2.21)}$$

$$\beta_{rs} = \int_0^l \beta E I \theta_r^{'} \theta_s^{'} dx \qquad \textbf{(2.22)}$$

En genel halde hareket denklemi

$$\underset{\sim}{a}\,\underset{\sim}{\ddot{p}} + \underset{\sim}{b}\,\underset{\sim}{\dot{p}} + \underset{\sim}{c}\,\underset{\sim}{p} = \underset{\sim}{Z}(t) \qquad \textbf{(2.23)}$$

şeklindedir. $\underset{\sim}{a}$, $\underset{\sim}{b}$ ve $\underset{\sim}{c}$ sırasıyla genelleştirilmiş atalet, sönüm ve katılık matrisleri olup, $\underset{\sim}{p}$ ve $\underset{\sim}{Z}$ sırasıyla genelleştirilmiş cevabın asal koordinatları ve genelleştirilmiş zorlama kuvvetidir ve aşağıdaki ifade edilirler.

$$\underset{\sim}{a} = \begin{Bmatrix} a_{00} & 0 & 0 & 0 & . & . & 0 \\ 0 & a_{11} & 0 & 0 & . & . & 0 \\ 0 & 0 & a_{22} & 0 & . & . & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{33} & . & . & 0 \\ . & . & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & . \\ 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & a_{nn} \end{Bmatrix}, \quad \underset{\sim}{b} = \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & 0 \\ 0 & 0 & b_{22} & b_{23} & . & . & b_{2n} \\ 0 & 0 & b_{32} & b_{33} & . & . & b_{3n} \\ . & . & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & . \\ 0 & 0 & b_{n2} & b_{n3} & . & . & b_{nn} \end{Bmatrix}$$

$$\underset{\sim}{c} = \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & 0 \\ 0 & 0 & c_{22} & 0 & . & . & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{33} & . & . & 0 \\ . & . & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & . \\ 0 & 0 & 0 & 0 & . & . & b_{nn} \end{Bmatrix}, \quad \underset{\sim}{p} = \begin{Bmatrix} p_0 \\ p_1 \\ p_2 \\ . \\ . \\ p_n \end{Bmatrix}, \quad \underset{\sim}{Z} = \begin{Bmatrix} Z_0 \\ Z_1 \\ Z_2 \\ . \\ . \\ Z_n \end{Bmatrix}$$

$$Z_s(t) = \int_0^l Z(x,t) w_s(x) dx, (s = 0,1,2,3,..,n) \quad \textbf{(2.24)}$$

2.3.1 Zorlayıcı akışkan kuvvetleri

Yukarıda elde edilen denklem (2.23)'ün sol tarafındaki terimler sistemin atalet, sönüm ve katılığını gösterirken, eşitliğin sağ tarafındaki terim ise dışarıdan uygulanan zorlayıcı kuvvettir. Gemi kirişi için bu dış kuvvet birçok etkenin toplamı olabilir. Bu çalışmada ilgilenilen zorlayıcı kuvvetler akışkan kuvvetleridir. Denklem (2.23)'ün tamamlanabilmesi için bu akışkan kuvvetlerinin tanımlanması gerekmektedir (Belik, 1982). Betts, Bishop ve Price (1977) göstermişlerdir ki akışkan hareketleri iki ayrı dilim (strip) teori formulasyonu ile ifade edilebilir. Bunlardan birincisi Gerritsma ve Beukelman'ın (1964, 1967) yarı ampirik formulasyonu, ikincisi ise Salvensen, Tuck ve Faltinsen (1970) ve Vugts (1971) tarafından verilen formulasyonlardır. Bu iki eşitlikte de hidrodinamik hareketler irrotasyonel, sıkıştırılamaz ve sürtünmesiz akışkan kabulüne dayanan potansiyel akış analiziyle elde edilir.

Gerritsma ve Beukelman (1964)'ın teorisi aşağıdaki gibi matematiksel olarak ifade edilir.

$$Z(t) = -\frac{D}{Dt}\left\{ m(x)\frac{D\bar{z}(x,t)}{Dt} - N(x)\frac{D\bar{z}(x,t)}{Dt} \right\} - \rho g B(x)\bar{z}(x,t) \quad \textbf{(2.25)}$$

Diğer teori ise

$$Z(t) = -\frac{D}{Dt}\left\{ \left[m(x) + \frac{1}{\omega_e} N(x) \right] \frac{D\bar{z}(x,t)}{Dt} \right\} - \rho g B(x)\bar{z}(x,t) \quad \textbf{(2.26)}$$

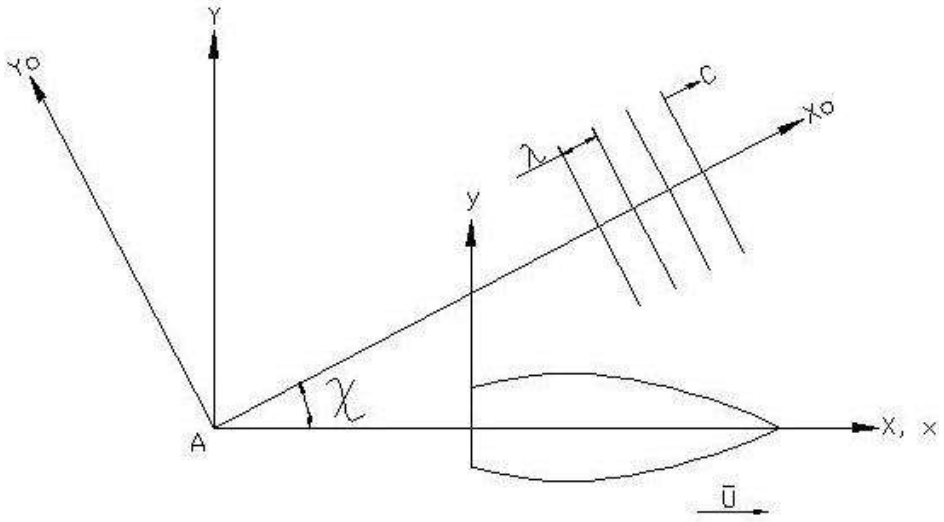
olarak verilmiştir. Burada,

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial t}, \quad x = x_A - \overline{U}t, \quad \frac{dx}{dt} = -\overline{U}$$

eşitlikleri kullanılarak aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} - \overline{U}\frac{\partial}{\partial x}$$

Lokal koordinat sisteminin merkezi kıç kaimede olduğu düşünülürse, bu sistemin geminin ileri hangi $\bar{U}$ hızı ile sabit genel koordinat sistemi OXYZ'ye göre hareketli olduğu anlaşılır (Bkz. Şekil 2.2).



Şekil 2.2 : Geminin genel ve lokal koordinat sistemleri.

Burada,

X_A: Herhangi bir dilimin genel koordinat ekseninin merkezinden olan uzaklığı,

x: Herhangi bir dilimin geminin kıçından olan uzaklığı,

$\bar{U}$: Geminin hızı,

t: Geçen zaman,

(2.25) ve (2.26) numaralı eşitliklerde,

$B(x)$: Dilim genişliği,

$m(x)$: Birim boya gelen lokal eksu kütlesi,

$N(x)$: Lokal sönüm katsayısı,

$\bar{z}(x,t)$: Dalga yüzeyine görece olarak tekne kirişinin deplasmanı,

dalgalarla karşılaşma frekansı,

$$\omega_e = \omega - \bar{U}\frac{\omega^2}{g}\cos\chi \qquad \textbf{(2.27)}$$

ω: Derin su dalgası frekansı,

χ: Geminin dalgaları alış açısıdır

Dalga yüzeyine göre olan deplasman, tekne kirişinin elastik deplasmanından dalga fonksiyonun çıkartılmasıyla bulunur;

$$\bar{z} = w(x,t) - \zeta(x,t) \quad \textbf{(2.28)}$$

$\zeta(x,t)$: Dalga yüzeyi fonksiyonu.

Bishop ve Price (1974) sinüsoidal derin su dalgasını şöyle tanımlamışlardır

$$\zeta(x,t) = ae^{-k\bar{T}} e^{-i(kx\cos x - w_e t)} \quad \textbf{(2.29)}$$

$k = \dfrac{\omega^2}{g}$, Dalga sayısı

a, Dalga genliği

$e^{-k\bar{T}}$, Smith düzeltmesi.

Eğer denklem (2.28) ve (2.29) denklem (2.16-a)'da yerine koyulacak olursa,

$$\bar{z}(x,t) = \left\{ \sum_{r=0}^{\infty} p_r w_r - ae^{-k\bar{T}} e^{i(kx\cos x)} \right\} e^{-i\omega_e t} \quad \textbf{(2.30)}$$

Eşitliği elde edilir.

Görüldüğü gibi düzenli dalgalarda ilerleyen bir geminin görece deplasmanı ve buna bağlı olarak da gemi boyunca herhangi bir noktaya etkiyen akışkan kuvveti, karşılaşma frekansına bağlı olarak değişmektedir. Düzensiz dalgalarda ise bu ifadeyi çıkartmak çok da kolay olmayacaktır. Çünkü *m(x)*, *N(x)* ve $\bar{z}(x,t)$ 'nin frekansla olan ilişkisi kolaylıkla elde edilemez. Bu yüzden düzensiz dalga formu Fourier bileşenlerine ayrılmalıdır (Belik, 1982).

Denklem (2.28), denklem (2.25) veya (2.26)'da yerine koyulacak olursa,

$$Z(t) = -H(x,t) + F(x,t) \quad \textbf{(2.31)}$$

eşitliği elde edilir. Kuvvet fonksiyonu *H(x,t),* tekne kirişinin sudaki hareketinden dolayı oluşan akışkan kuvveti, kuvvet fonksiyonu *F(x,t)* ise tekne kirişinin düzgün sinüs dalgalarına karşı ilerlerken oluşan, birim boya gelen zorlama kuvvetini verirler. Belik (1982) bu kuvvetleri her iki strip teoriye göre de tanımlamıştır. Ayrıca Belik (1982) asal koordinatlara göre zorlamalı simetrik

hareket denklemleri için genelleştirilmiş akışkan kuvvetlerini çıkartmıştır. Bunlar genel olarak yazılacak olursa;

$$H_s(t) = \int_0^l H(x,t) w_s(x) dx \qquad \textbf{(2.32)}$$

$$\Xi_s(t) = \int_0^l F(x,t) w_s(x) dx \qquad \textbf{(2.33)}$$

eşitlikleri elde edilir. Burada;

$H_s(t)$: Tekne kirişinin hareketinden dolayı oluşan genelleştirilmiş akışkan kuvveti,

$\Xi_s(t)$: Genelleştirilmiş dalga kuvvetidir.

2.3.2 Hareket denklemi

Genelleştirilmiş akışkan kuvvetleri bir önceki bölümde iki ayrı gruba ayrılmıştı. Birincisi tekne kirişinin hareketinden kaynaklanan reaktif kuvvettir. Zorlayıcı kuvvet ise dalga zorlamasından gelen kuvvetlerdir. Gerekli yerine koymalar yapılırsa s. asal koordinatta hareket denkleminin son hali şöyle olur;

$$a_{ss}\left[\ddot{p}_s(t) + \omega_s^2 p_s(t)\right] + \sum_{r=0}^{\infty}\left[A_{rs}\ddot{p}_r(t) + \left(\alpha_{rs} + \beta_{rs} + B_{rs}\right)\dot{p}_r(t) + c_{rs}p_r(t)\right] = \Xi_s e^{-i\omega_e t} \qquad \textbf{(2.34)}$$

Bu ifade matris formunda yazılacak olursa;

$$\underset{\sim}{A}(\omega_e)\ddot{\underset{\sim}{p}}(t) + \underset{\sim}{B}(\omega_e)\dot{\underset{\sim}{p}}(t) + \underset{\sim}{C}\,\underset{\sim}{p}(t) = \underset{\sim}{\Xi} e^{-i\omega_e t} \qquad \textbf{(2.35)}$$

$$\underset{\sim}{A} = \underset{\sim}{a} + \underset{\sim}{\mathrm{A}}$$

$$\underset{\sim}{B} = \underset{\sim}{b} + \underset{\sim}{\mathrm{B}}$$

$$\underset{\sim}{C} = \underset{\sim}{c} + \mathrm{C}$$

Burada,

$\underset{\sim}{a}$: Kuru teknenin diyagonal atalet matrisi,

$\underset{\sim}{\mathrm{A}}$: Akışkanın atalet matrisi,

$\underset{\sim}{b}$: Simetrik yapısal sönüm atalet matrisi,

$\underset{\sim}{\mathrm{B}}$: Akışkanın sönüm matrisi,

$\underset{\sim}{c}$: Diyagonal yapısal katılık matrisi,

C: Akışkan katılık matrisi,

$\underset{\sim}{\Xi}$: Zorlayıcı dalga kuvveti vektörü.

$\underset{\sim}{A}$, $\underset{\sim}{B}$ ve $\underset{\sim}{C}$ sırası ile sistemin atalet, sönüm ve katılık (geri getirme) matrisleridir. Yapısal sönüm ifadeleri Belik (1982) tarafından gösterilmiştir.

2.3.3 Asal koordinatlar ve R.A.O.

Düzenli dalgalarla karşılaşan bir gemi için, genelleştirilmiş düzgün durum cevabının r. asal koordinatı aşağıdaki gibidir;

$$p_r(t) = p_r e^{-i\omega_e t}$$

Veya vektör formunda yazılırsa

$$\underset{\sim}{p_r}(t) = \underset{\sim}{p}\, e^{-i\omega_e t},\ \underset{\sim}{p} = \begin{bmatrix} p_0 \\ p_1 \\ p_2 \\ . \\ . \\ p_n \end{bmatrix},$$

elde edilir. Bu çözüm denklem (2.35)'te yerine koyulursa

$$(-\omega_e^2 \underset{\sim}{A} - i\omega_e \underset{\sim}{B} + \underset{\sim}{C})\,\underset{\sim}{p} = \underset{\sim}{D}\,\underset{\sim}{p} = \underset{\sim}{\Xi} \qquad \textbf{(2.36)}$$

ve vektör , $\underset{\sim}{p}$,

$$\underset{\sim}{I}\,\underset{\sim}{p} = \underset{\sim}{D}^{-1}\,\underset{\sim}{\Xi}$$

olarak elde edilir. Buradan p_r değerleri kompleks olarak elde edilirler.

$$p_r = p_r^R + ip_r^I \qquad \textbf{(2.37)}$$

Bu denklemden cevabın hem genliğini hem fazını bulmak mümkündür.Eğer en temel tek serbestlik dereceli hareket denklemi göz önüne alınırsa,

$$\ddot{q} + 2\nu\omega_n\dot{q} + \omega_n q = Q(t)$$

olur. Burada,

Q(t): Dış kuvvet,

ν : Sönüm faktörü,

ω_n : Doğal frekanstır.

Düzgün durum cevabı $q(t) = qe^{i\omega_e t}$, sinüsoidal bir kuvvet tarafından zorlanır.

$$Q(t) = Qe^{i\omega t}$$

Bu cevap aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$q(t) = H_{qQ}(\omega)Q(t)$$

Burada, $H_{qQ}(\omega)$ terimi sistemin transfer fonksiyonu olup mutlak değeri $\left|H_{qQ}(\omega)\right|$, sinüsoidal zorlamanın genliği birim olduğunda R.A.O. olarak adlandırılır. Benzer olarak,

$$\left.\begin{aligned} w(x,t) &= e^{-i\omega_e t}\sum_{r=0}^{n} p_r w_r(x) \\ V(x,t) &= e^{-i\omega_e t}\sum_{r=2}^{n} p_r V_r(x) \\ M(x,t) &= e^{-i\omega_e t}\sum_{r=2}^{n} p_r M_r(x) \end{aligned}\right\} \quad \textbf{(2.38)}$$

ve R.A.O.'lar ise;

$$\left.\begin{aligned} \left|w(x,t)\right| &= \left|\sum_{r=0}^{n} p_r w_r(x)\right| \\ \left|V(x,t)\right| &= \left|\sum_{r=2}^{n} p_r V_r(x)\right| \\ \left|M(x,t)\right| &= \left|\sum_{r=2}^{n} p_r M_r(x)\right| \end{aligned}\right\} \quad \textbf{(2.39)}$$

olarak bulunur. Burada, p_r birim genlikteki düzgün dalgalar için *r*'inci asal koordinattır.

3. POTANSİYEL PROBLEMLERİ İÇİN SINIR ELEMANLARI METODU (S.E.M.)

3.1 Laplace Denklemi

Sınır elemanları yöntemi, potansiyel denklemi ile ifade edilen mühendislik problemlerinin çözümü için üretilmiştir. Bu potansiyel denklemi

$$\nabla^2\Phi = f(x,y) \qquad (\mathbf{3.1})$$

f=0 için Laplace ve $f\neq0$ için Poisson denklemleri olarak bilinirler. Bu denklemin çözümü olan $\Phi = \Phi(x,y)$ Ω bölgesinde dağıtılmış olan bir $f(x,y)$ kaynağından dolayı $P(x,y)$ noktasında üretilen potansiyeli temsil eder. Potansiyel denklemi birçok fiziksel olayı tanımlayabilmektedir (Örneğin; akışkan, ısı, elektrik akımları ve ayrıca bir kirişin burulması, eğilmesi ve benzeri yapısal analiz durumları). Bu denklemin çözümü Ω kapalı bölgesini çevreleyen Γ sınırı kullanılarak elde edilir. Sınır elemanları yöntemi kullanılarak Γ sınırı üzerindeki Φ fonksiyonu ve dik doğrultudaki türevi $\partial\Phi/\partial n$ elde edilir. Potansiyel denklemi için sınır değer problemleri aşağıdaki gibi sınıflandırılabilirler:

a) Dirichlet Problemi

   Bölgede; $\nabla^2\Phi = f$

   Sınırda; $\Phi = \overline{\Phi}$

b) Neumann Problemi

   Bölgede; $\nabla^2\Phi = f$

   Sınırda; $\frac{\partial\Phi}{\partial n} = \overline{\Phi}_n$

c) Karışık Problem

   Bölgede; $\nabla^2\Phi = f$

   1. sınırda; $\Phi = \overline{\Phi}$

   2. sınırda; $\frac{\partial\Phi}{\partial n} = \overline{\Phi}_n$

$\overline{\Phi}$ ve $\overline{\Phi}_n$ ifadeleri bölgeyi çevreleyen sınırlar üzerindeki bilinen değerlerdir. Bilinen değerler kullanılarak elde edilen denklemler sistemi çözülerek bilinmeyen Φ ve Φ_n ifadeleri bulunur.

3.2 Temel Çözüm

Noktasal bir kaynağın yz – düzleminde $P(y,z)$ gibi bir noktaya yerleştirildiği düşünülsün. Bu kaynağın $Q(\xi,\eta)$ noktasına etkisi matematiksel olarak şöyle yazılabilir

$$f(Q) = \delta(Q-P) \qquad (\mathbf{3.2})$$

ve $Q(\xi,\eta)$ noktasında oluşan potansiyel $\Phi = \Phi(x,y)$,

$$\nabla^2\Phi = \delta(Q-P) \qquad (\mathbf{3.3})$$

denklemini sağlamaktadır. (3.3) numaralı denklemin özel çözümü "Temel Çözüm" olarak isimlendirilir. Noktasal *P* kaynağının, dairesel koordinatlarda, koordinat sisteminin merkezinde olduğu düşünülerek denklem (3.3) tekrar yazılırsa

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\Phi}{dr}\right) = \delta(Q-P) \qquad (\mathbf{3.4})$$

Olur. Burada

$$r = |Q-P| = \sqrt{(\xi-y)^2+(\eta-z)^2}\,) \qquad (\mathbf{3.5})$$

'dir.

Denklem (3.3)'ün sağ tarafı $r = 0$ durumu hariç sıfır olacaktır. $r = 0$'da 1/0 belirsizliği mevcuttur. $r \neq 0$ için Denklem (3.4)

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\Phi}{dr}\right) = 0 \qquad (\mathbf{3.6})$$

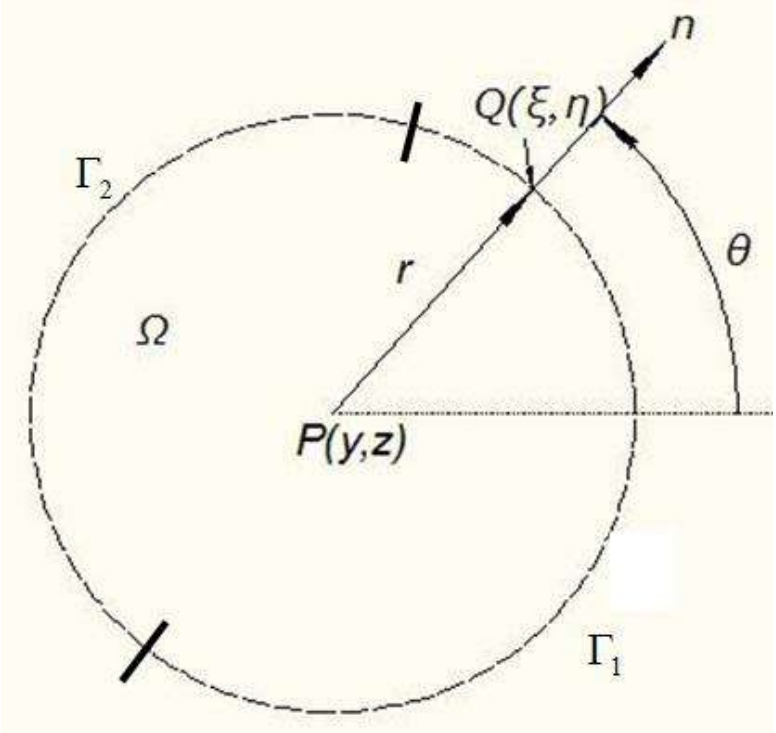
olur. Gerekli integral işlemi yapılırsa

$$\Phi = Alnr + B \qquad (\mathbf{3.7})$$

eşitliği elde edilir. Burada *A* ve *B* sabitlerdir. Sadece özel çözüme bakıldığından *B=0* olarak alınır. Şekil 3.1'de gösterildiği gibi bölge eksensel simetriktir. Böylece

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = \frac{\partial\Phi}{\partial r} = A\frac{1}{r} \qquad \partial s = r\partial\theta \qquad (\mathbf{3.8})$$

ifadeleri yazılabilir.



Şekil 3.1 : Merkezinde bir *P* kaynağı bulunan *r* yarıçaplı dairesel bölge Green denklemi.

$$\int_{\Omega} (v\nabla^2 u - u\nabla^2 v)d\Omega = \int_{\Gamma} \left(v\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial v}{\partial n}\right)d\Gamma \qquad (\mathbf{3.9})$$

$u = 1$ ve $v = \Phi$ için

$$\int_{\Omega} \nabla^2 \Phi d\Omega = \int_{\Gamma} \frac{\partial \Phi}{\partial n} d\Gamma \qquad (\mathbf{3.10})$$

şeklinde elde edilir. Burada $\Phi = Alnr$ yazılır ise

$$\int_{\Omega} \delta(Q - P)d\Omega = \int_{0}^{2\pi} A\frac{1}{r} r d\theta \qquad (\mathbf{3.11})$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin sol tarafı 1'e eşit olduğundan (Katsikadelis, 2002)

$$A = \frac{1}{2\pi} \qquad (\mathbf{3.12})$$

olur ve denklem (3.7)'de yerine yazılırsa, temel çözüm

$$\Phi = \frac{1}{2\pi} lnr \qquad (\mathbf{3.13})$$

olarak elde edilir.

3.3 Laplace Denklemi İçin Doğrudan SEM

Laplace Denklemi, Poisson Denkleminin özel halidir.

$$\nabla^2\Phi = 0 \qquad (\mathbf{3.14})$$

En genel durum olarak bölgenin sınırlarının 2 ayrı durumun bileşkesi olduğu ve sınır koşulları

Γ_1 sınırı üzerinde $\Phi = \overline{\Phi}$,

Γ_2 sınırı üzerinde $\frac{\partial\Phi}{\partial n} = \overline{\Phi}_n$ ve $\Gamma_1 \cup \Gamma_2 = \Gamma$

olarak düşünülsün. Green Denklemi, Laplace Denklemi ve sınır koşullarını sağlayan Φ ve G fonksiyonları için yazılırsa (Gaul ve Diğ., 2003)

$$\Phi(P) = \int_\Gamma \left[G(P,q)\frac{\partial\Phi(q)}{\partial n_q} - \Phi(q)\frac{\partial G(P,q)}{\partial n_q}\right] d\Gamma \qquad (\mathbf{3.15})$$

denklemi elde edilir. *P(y,z)* noktası Ω bölgesinde, *q(ξ,η)* noktası ise Γ sınırındadırlar. Burada

$$G(P,q) = -\frac{1}{2\pi} lnr = -\frac{1}{2\pi} ln|x_i - \xi_i| \qquad (\mathbf{3.16a})$$

$$\frac{\partial G(P,q)}{\partial n_q} = -\frac{1}{2\pi|x_i - \xi_i|^2}(x_i - \xi_i)n_i \qquad (\mathbf{3.16b})$$

$$r = |x_i - \xi_i| = \sqrt{(x_i - \xi_i)^2} \qquad (\mathbf{3.16c})$$

bilinen değerler olup, Bölüm (3.1)'de anlatılan Laplace Denkleminin "Temel Çözüm"ü ve sınıra dik doğrultudaki türevleridir (2–Boyutlu problem için). Denklem (3.15), Laplace Diferansiyel Denkleminin (Denk. (3.14)) Ω bölgesinde herhangi bir P(y,z) noktasındaki çözümüdür. Sınır koşullarından anlaşılacağı gibi sınır üzerindeki herhangi bir *q(ξ,η)* noktasındaki hız potansiyeli $(\Phi(q))$ ve onun türevi $(\partial\Phi(q)/(\partial n))$ ifadelerinden sadece bir tanesi tanımlanır. Son olarak, P(y,z) ve q(ξ,η) noktalarının aynı nokta olması durumunda (hesaplanacak noktanın bölge sınırında olması durumu) matematiksel olarak ortaya çıkan belirsizliğin ($r = 0$ ve $G(P,q) \rightarrow \infty$) ortadan kaldırılması gerekmektedir. Gerekli limit ve integral işlemleri yapılırsa ((Gaul ve diğerleri, 2003), (Katsikadelis, 2002), (Brebbia ve Dominguez, 1992))

$$\epsilon(P)\Phi(P) + \int_{\Gamma} \left[\Phi(q)\frac{\partial G(P,q)}{\partial n_q}\right] d\Gamma = \int_{\Gamma} \left[G(P,q)\frac{\partial \Phi(q)}{\partial n_q}\right] d\Gamma \qquad (\mathbf{3.17})$$

integral denklemi elde edilir. Burada

$$\epsilon(P) = \begin{cases} 1 - \dfrac{\alpha}{2\pi} & P \in \Gamma \\ 1 & P \in \Omega \\ 0 & \Omega\ bölgesi'nin\ dışında \end{cases}$$

'dir. $P(y,z)$ noktası sınırda ve sabit bir eleman üzerinde ise (Bir düğüm noktalı elemanın orta noktasında) $\alpha = \pi$ ve $\epsilon(P) = 1/2$ olur. Eğer elemanın uç noktasında ise, α, $P(y,z)$ noktasının ortak nokta olduğu iki elemanın aralarındaki açıdır (Bölge tarafında).

3.4 Sınır İntegral Denkleminin Sayısallaştırılması

Γ sınırı N sayıda sabit elemanlara (Potansiyel değeri eleman boyunca sabit) bölünürse Denklem (3.17)

$$\frac{1}{2}\Phi(P) + \sum_{j=1}^{N}\left[\int_{\Gamma^j} \Phi^j(q)\frac{\partial G(P,q)}{\partial n_q} d\Gamma\right] = \sum_{j=1}^{N}\left[\int_{\Gamma^j} \Phi_n^j(q) G(P,q) d\Gamma\right] \qquad (\mathbf{3.18})$$

olur. Burada

$$\Phi_n(q) = \frac{\partial \Phi(q)}{\partial n_q} \qquad (\mathbf{3.19})$$

'dir. Sabit bir eleman üzerinde $\Phi^j(q)$ ve $\Phi_n^j(q)$ değişmediğinden integralin dışına çıkartılabilirler. Böylece Denklem (3.18)

$$\frac{1}{2}\Phi(P) + \sum_{j=1}^{N}\left[\int_{\Gamma^j} \frac{\partial G(P,q)}{\partial n_q} d\Gamma\right]\Phi^j(q) = \sum_{j=1}^{N}\left[\int_{\Gamma^j} G(P,q) d\Gamma\right]\Phi_n^j(q) \qquad (\mathbf{3.20})$$

şeklinde yazılabilir. İntegral ifadeleri, sistem matrisleri

$$\widehat{H}_{ij} = \int_{\Gamma^j} \frac{\partial G(p_i,q)}{\partial n_q} d\Gamma \qquad (\mathbf{3.21})$$

$$G_{ij} = \int_{\Gamma^j} G(p_i,q) d\Gamma \qquad (\mathbf{3.22})$$

olarak ifade edilirlerse Denklem (3.20)

$$\frac{1}{2}\Phi^i(p) + \sum_{j=1}^{N} \widehat{H}_{ij}\Phi^j(q) = \sum_{j=1}^{N} G_{ij}\Phi_n^j(q) \qquad (\mathbf{3.23})$$

olur. Referans noktası (p_i) sabit tutulur ve integrasyon noktası (q) j. eleman üzerinde değişeceğinden, referans noktası (p_i) sistem matrisi içerisine dahil edilir ve H_{ij}matrisi

$$H_{ij} = \widehat{H}_{ij} + \frac{1}{2}\delta_{ij} \qquad (\mathbf{3.24})$$

$i \neq j\ için, \delta_{ij} = 0. \qquad i = j\ için, \delta_{ij} = 1.$

olarak yazılabilir. i = j olduğu durum referans noktası ile integrasyon noktasının aynı noktaya geldiği durumdur. Şimdi Denklem (**3.20**) tekrar yazılırsa

$$\sum_{j=1}^{N} H_{ij}\Phi^j(q) = \sum_{j=1}^{N} G_{ij}\Phi_n^j(q) \qquad (\mathbf{3.25})$$

eşitliği elde edilir. Bu ifade matris formunda yazılacak olursa

$$[H]\{\Phi\} = [G]\{\Phi_n\} \qquad (\mathbf{3.26})$$

olur. Burada $[H]$ ve $[G]$, NxN kare matrisler $\{\Phi\}$ ve $\{\Phi_n\}$, N uzunluğunda vektörlerdir. Karışık sınır koşulları olduğu,

$\Gamma_1'de; \qquad \Phi = \overline{\Phi}$

$\Gamma_2'de; \qquad \frac{\partial\Phi}{\partial n} = \overline{\Phi}_n$

yani Γ_1'de potansiyeller ($\overline{\Phi}$) ve Γ_2'de potansiyelin türevleri (hızlar, $\overline{\Phi}_n$)'nin bilindiği durum göz önüne alınsın. Böyle bir durumda bilinmeyen ifadeler eşitliğin aynı tarafında yer almalıdır. Bunu sağlamak için sistem matrislerinde yer değiştirme işlemleri gerçekleştirilmelidir. Eğer Denklem (3.22) sınır koşullarına göre ayrıklaştırılırsa

$$[H_{11} \quad H_{12}]\begin{Bmatrix}\{\overline{\Phi}\}\\ \{\Phi\}\end{Bmatrix} = [G_{11} \quad G_{12}]\begin{Bmatrix}\{\Phi_n\}\\ \{\overline{\Phi}_n\}\end{Bmatrix} \qquad (\mathbf{3.27})$$

eşitliği elde edilir. Burada Γ_1 üzerinde $\{\overline{\Phi}\}$ ve Γ_2 üzerinde $\{\overline{\Phi}_n\}$, bilinen değerlerken $\{\Phi\}$ ve $\{\Phi_n\}$ bilinmeyen ifadelerdir. Bu denklem sistemini çözebilmek için gerekli

yer değiştirmeler yapılıp bilinmeyen tüm ifadeler eşitliğin sol tarafına taşınmalıdır. Bu işlem yapılırsa bilindik lineer denklem sistemi elde edilir.

$$[A]\{X\} = [B] \tag{3.28}$$

$$[A] = [[H_{12}] \quad -[G_{11}]] \tag{3.29a}$$

$$\{X\} = \begin{Bmatrix} \{\Phi\}_2 \\ \{\Phi_n\}_1 \end{Bmatrix} \tag{3.29b}$$

$$\{B\} = -[H_{11}]\{\overline{\Phi}\}_1 + [G_{12}]\{\overline{\Phi}_n\}_2 \tag{3.29c}$$

Burada $[A]$, NxN boyutunda kare bir matris, $\{X\}$ ve $\{B\}$ N uzunluğunda vektörlerdir.

Sayısal çözümün gerçekleşebilmesi için, son olarak $[H]$ ve $[G]$ matrislerinin her bir elemanın bulunması gerekmektedir. $i \neq j$ için $[H]$ ve $[G]$ matrislerinin elemanları gerekli integrasyon işlemerinden sonra

$$G_{ij} = \int_{\Gamma j} G(p_i, q)d\Gamma = -\frac{1}{2\pi} l_j \, ln|x_i - \xi_i| \tag{3.30}$$

$$\widehat{H}_{ij} = \int_{\Gamma j} \frac{\partial G(p_i, q)}{\partial n_q} d\Gamma = -\frac{l_j}{2\pi|x_i - \xi_i|^2}(x_i - \xi_i)n_i \tag{3.31}$$

olarak elde edilirler. $i = j$ için ise $(x_i - \xi_i)$ ve n_i ifadeleri birbirlerine dik olacaklarından $(x_i - \xi_i).n_i = 0$ olur ve $\widehat{H}_{ij}$ matrisinin diogonal elemanları sıfıra eşittir.

$$\widehat{H}_{jj} = 0 \tag{3.32a}$$

Dolayısı ile

$$H_{jj} = \frac{1}{2} \tag{3.32b}$$

olur. G_{ij} matrisi $i = j$ durumunda

$$G_{jj} = -\frac{l_j}{2\pi}\left[\ln\left|\frac{l_j}{2}\right| - 1\right] \tag{3.33}$$

olur. Burada l_j, j.elemanın uzunluğudur.

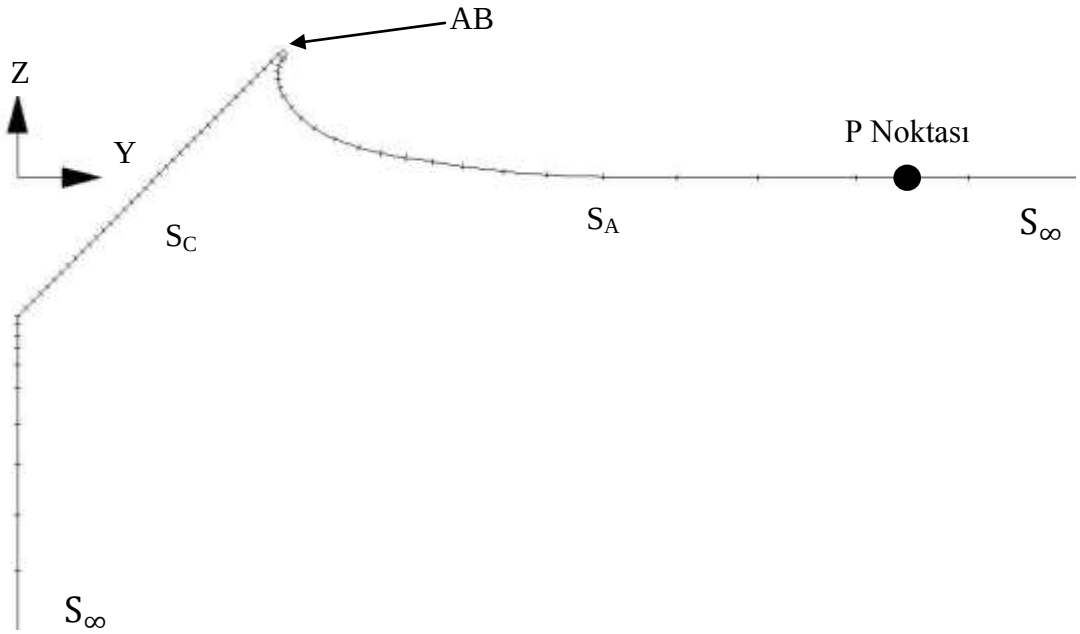
4. İKİ–BOYUTLU BİR KAMANIN DÖVÜNMESİ

Dövünme sırasında gemi yapısı üzerine gelen hidrodinamik basıncın zaman ile değişimi, dövünmenin zamanda benzetimi (simülasyonu) gerçekleştirilerek elde edilmesi düşünülmüştür. Bu fiziksel olayın dilim teorisine benzer şekilde iki boyutlu olarak modellenmesinin uygun olduğu düşünülmektedir. İki boyutlu gemi formunda bir kesitin suya girişinin modellenmesi ile gerçekte gemiye gelecek olan dövünme yüklerinin tahmin edilmesi amaçlanmaktadır.

Dövünme gibi son derece karmaşık bir olayın matematiksel olarak modellenebilmesi için gerekli bazı kabullerin yapılması gerekmektedir. Öncelikle daha basit bir geometriye sahip olan bir kamanın suya girişi modellenerek, gemilerin dövünmesini modellemek için geliştirilen yöntem diğer teorik ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılarak sınanmıştır. Ortaya çıkartılan matematik model, hava sıkışmasının olmadığı yani sintine kalkımı açısının yeteri kadar büyük olduğu ($\beta > 4°$) kesitler için geçerlidir. Akışkan sıkıştırılamaz ve irrotasyoneldir. Kesit cismin düşey simetri eksenine paralel olarak suya çarpmaktadır, diğer bir deyiş ile problem simetriktir. Akışkan ivmelerinin çok yüksek olduğu göz önüne alınarak, yer çekim ivmesi hesaba katılmamıştır. Problem her Δt zaman adımında çözülmektedir. Bu yüzden benzetimin devam edebilmesi için akışkan serbest yüzeyi çok dikkatli bir şekilde takip edilmelidir. Akışkan ve cisim sınırlarının kesişmesi benzetimin devamı için hayati önem taşımaktadır ve bunu sağlamak için cismin suya çarptığı ilk andan itibaren serpintinin olmadığı kabulü yapılmıştır. Böylece serbest yüzeyin eğriselliğinin korunması beklenmektedir.

4.1 Sınırların Tanımlanması ve Sınır Koşulları

Cisim yüzeyi ve akışkan serbest yüzeyi, üzerlerine dağıtılan kaynaklar ile modellenmektedirler. Gemi için kullanılan koordinat sistemine uygun olarak *Z*–Ekseni, serbest yüzeyden yukarı yönde cismin düşey merkezinden geçen eksen; *Y*–Ekseni ise, *Z*–Ekseni ile sakin serbest yüzeyin kesişme noktasından başlayıp sağa doğru yatay giden eksendir (Bkz. Şekil 4.1)



Şekil 4.1 : Hesabın gerçekleştirildiği sınırlar ve eksen takımı.

Yukarıda belirtildiği gibi akışkan sıkıştırılamaz ve irrotasyoneldir ve dolayısı ile akım potansiyeldir. Bir Φ hız potansiyeli akışkan bölgesinde Laplace Denklemi'ni

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \qquad (\mathbf{4.1})$$

sağlamaktadır. Modellemenin ve hesabın yapılacağı akışkan serbest yüzeyi ve cisim sınırları üzerindeki koşulların bilinmesi gerekmektedir. Serbest yüzeydeki basınç açık hava basıncına eşittir. Bernoulli Denklemi en genel durumda

$$p - p_a = -\rho\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\nabla\Phi|^2 + gz\right) \qquad (\mathbf{4.2})$$

'dir. Burada p_a açık hava basıncını, ρ akışkanın yoğunluğunu ifade eder. p basıncı açık hava basıncına eşit ve yer çekimi ivmesi g, ihmal edildiğinden denklem (4.2)

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{1}{2}|\nabla\Phi|^2 \qquad (\mathbf{4.3})$$

halini alır. Bu ifade dinamik serbest yüzey koşuludur. Ancak her zaman adımında (Δt) hesap yapılırken potansiyelin (Φ) gerçek değişimi takip edileceğinden, Φ'nin zamana göre türevi yerine harekete bağlı (materyal) türevi alınması gerekir. Bunun sebebi, bir noktadaki potansiyel ifadesinin değeri sadece zamana değil, ayrıca yer değiştirmelere de bağlıdır. Materyal türev operatörü, her hangi bir F fonksiyonu için aşağıdaki gibidir.

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + V.\nabla F \qquad (\mathbf{4.4})$$

Denklem (4.4), hız potansiyeli için yazılır ve denklem (4.3), (4.4)'de yerine yazılırsa, dinamik serbest yüzey koşulu aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)^2\right] \qquad (\mathbf{4.5})$$

Bununla beraber, serbest yüzeydeki akışkan taneciklerinin serbest yüzeyi terk etmedikleri düşünülürse, kinematik serbest yüzey koşulu

$$\frac{Dy}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \qquad (\mathbf{4.6}\boldsymbol{a})$$

$$\frac{Dz}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \qquad (\mathbf{4.6}\boldsymbol{b})$$

olarak ifade edilir. Ancak serbest yüzeyin hareketini takip edebilmek için, sadece S.E.M. ile hesaplanan ve akışkan bölgesine dik doğrultuda olan hız bileşenini kullanmak yeterli değildir. Ayrıca serbest yüzeye teğet hız bileşeni hesaba katılmalıdır. Bununla ilgili daha detaylı bir açıklama Bölüm 4.2'de yapılmıştır.

Cisim serbest yüzeye bir V hızı ile çarptıktan sonra, akışkan bölgesine doğru ilerlemeye devam eder. Bu süreç içerisinde ıslak yüzey sürekli yer değiştirmektedir ve aynı zamanda uzunluğu da sürekli olarak artmaktadır. Cismin akışkan bölgesine dik olan hız bileşeni, cisim sınır koşulu olarak alınır. Böylece, cisim üzerindeki her hangi bir noktada

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = V.n \qquad (\mathbf{4.7})$$

olur. Burada, n iki boyutlu normal vektör olup, akışkan bölgesinden dışarı yönde pozitif doğrultudadır.

Suya giriş süresince bir kamanın düşey hızı, düşey doğrultudaki toplam dövünme kuvvetine ve cismin kütlesine bağlı olarak sürekli azalır. Tabi ki bu durum dövünen bir gemi kesiti için daha karmaşıktır. Bir gemi kesitinin dövünme hızı, kesitin su yüzeyi ile görece hızıdır ve bu hız geminin genel (global) hareketlerinin sonucudur. Bu çalışmada bir gemi kesiti için dövünme hızı olarak hesaba katılacak V hızı, her zaman adımında geminin hareketlerinden (Katı cisim) elde edilebilecek serbest su

yüzeyi ile görece hızlar kullanılacaktır. Anlaşılacağı gibi sadece sabit değil, her zaman adımında değişen dövünme hızları için de hesap yapılabilir.

Cisim serbest su yüzeyine ilk dokunduğu anda, $t=t_0= \Delta t$, serbest yüzeyde bir deformasyon oluşmaktadır. Ancak, Zhao ve Faltinsen (1993) başlangıç koşulu için, serbest yüzeyi *Y*–Ekseni boyunca bozulmamış ($\zeta(y) = 0$) ve hız potansiyelini serbest yüzey boyunca sıfır ($\Phi = 0$) olarak kabul etmişlerdir. Bu çalışmada ilk serbest yüzey profili ($\zeta(y)$) Wagner (1932)'in analitik çözüm yöntemiyle elde edilmektedir. Sınır elemanları metodu kullanılarak yapılacak olan sayısal çözümde başlangıç koşulu olarak kullanılmaktadır.

Wagner (1932), β açısına sahip bir kamanın V hızı ile suya girdiğinde, her hangi bir t_1 anındaki serbest yüzey profilini

$$\zeta(y) = \frac{Vt_0}{c} arcsin\left(\frac{c}{z}\right) - Vt_0 \qquad (\mathbf{4.8})$$

olarak ifade etmiştir. Burada c ıslak yarı genişlik olup,

$$c = \frac{\pi V t_0}{2tan\beta} \qquad (\mathbf{4.9})$$

'dir. β, sintine kalkımı açısı, Vt_0 ise ilk adımda ki su çekimidir. Sonuç olarak, serbest yüzey başlaçgıç koşulları

$$\Phi = 0 \qquad z = \zeta(y) \qquad (\mathbf{4.10})$$

'dır.

Green'in ikinci eşitliği kullanılarak *P* noktasındaki potansiyel ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$2\pi\Phi(P) = \int_\Gamma \left[G(P,q)\frac{\partial\Phi(q)}{\partial n_q} - \Phi(q)\frac{\partial G(P,q)}{\partial n_q}\right] d\Gamma \qquad (\mathbf{4.11})$$

Burada,

$$G(P,q) = -ln|x_i - \xi_i| = -\ln r \qquad (\mathbf{4.12})$$

'dir. Burada r yükleme noktası ile kaynak noktası arasındaki mesafedir. Bu eşitlik akışkan serbest yüzeyinde, cisim yüzeyinde, AB elemanı üzerinde ve sonsuz uzaklıktaki kontrol yüzeyinde sağlanmaktadır. Zhao ve Faltinsen (1993,1996), iki boyutlu bir kesitin suya girişi esnasında cisim üzerinde oluştuğu deneysel olarak

gösterilen (Greenhow (1987)) "jet akımı"nın, cisim üzerine gelen basınca katkısının ihmal edilebileceğini öngörmüşlerdir. Dolayısı ile jet akımının içerisindeki basıncın açık hava basıncına eşit olduğu kabulü yapılmıştır. Simülasyon süresince, serbest yüzeyin cisim yüzeyi ile yaptığı açı sürekli takip edilmektedir. Bu açı yeteri kadar küçük bir değere (4°~5°) ulaştığı zaman, Şekil 4.2'de gösterildiği gibi jet akımı kesilip, serbest yüzey cisim yüzeyine dik bir elemanla (AB elemanı) birleştirilir. Akışkan bölgesini çevreleyen tüm sınırların, yapılacak hesaplamanın doğruluğu için dikkate alınması zorunludur. Kihara (2008) cisim yüzeyi ve serbest yüzey ile beraber yaz duvar ve deniz dibi yüzeylerini de dikkate almıştır. Zhao ve Faltinsen (1993) yeteri kadar uzaklıktaki bir mesafede kontrol yüzeyi olduğu kabulü yapıp bu kontrol yüzeyinden gelen katkıyı düşey bir dipol

$$\Phi(\xi,\eta)\sim\frac{A(t)z}{zy^2+z^2} \qquad (\mathbf{4.13})$$

ile ifade etmişlerdir. Burada $A(t)$ her zaman adımında değişen dipole şiddetidir. Ancak bu çalışmada kontrol yüzeyi zaman ile değişken değil sabit olarak alınmıştır.

Sonuç olarak; bu çalışmada hesaplamanın yapılacağı sınırlar; cisim yüzeyi (S_C), akışkan serbest yüzeyi (S_A), AB elemanı ile yeteri kadar uzaklıktaki kontrol yüzeyleridir (S_∞). Gerçekleşen olay Z–eksenine göre simetrik olduğundan, Şekil 4.1'de gösterildiği gibi Z-eksenine simetri koşulu (Y-ekseninde hız sıfır) yerleştirilerek hesabın Y–ekseninin pozitif olduğu bölgede yapılması yeterlidir. Böylece bilgisayar çözüm süresi kısaltılmaktadır.

4.2 Sınırların Ayrıklaştırılması ve Zamanda Takibi

İki–boyutlu bir cismin suya giriş problemi, serbest yüzey profili bilinen ve serbest yüzeydeki hız potansiyelinin sıfır olduğu başlangıç değer problemi olarak çözülmektedir. Kinematik ve dinamik serbest yüzey koşulları kullanılarak, serbest yüzeyin ve serbest yüzeydeki hız potansiyelinin nasıl değiştikleri takip edilebilmektedir. Cismin suya giriş simülasyonun ilk evresinde, AB elemanı (Bkz Şekil 4.1) kullanılmamaktadır. Çünkü serbest yüzeyin cisim yüzeyi ile yaptığı açı jet akımının oluşması için yeterli değildir (sayısal olarak). Bu aşamada serbest yüzey profilinin cisim yüzeyi ile kesiştiği noktanın bulunması önemlidir. Kesişim noktasını bulmak için, serbest yüzeyin ve cisim yüzeyinin birbirlerine yakın bölgedeki

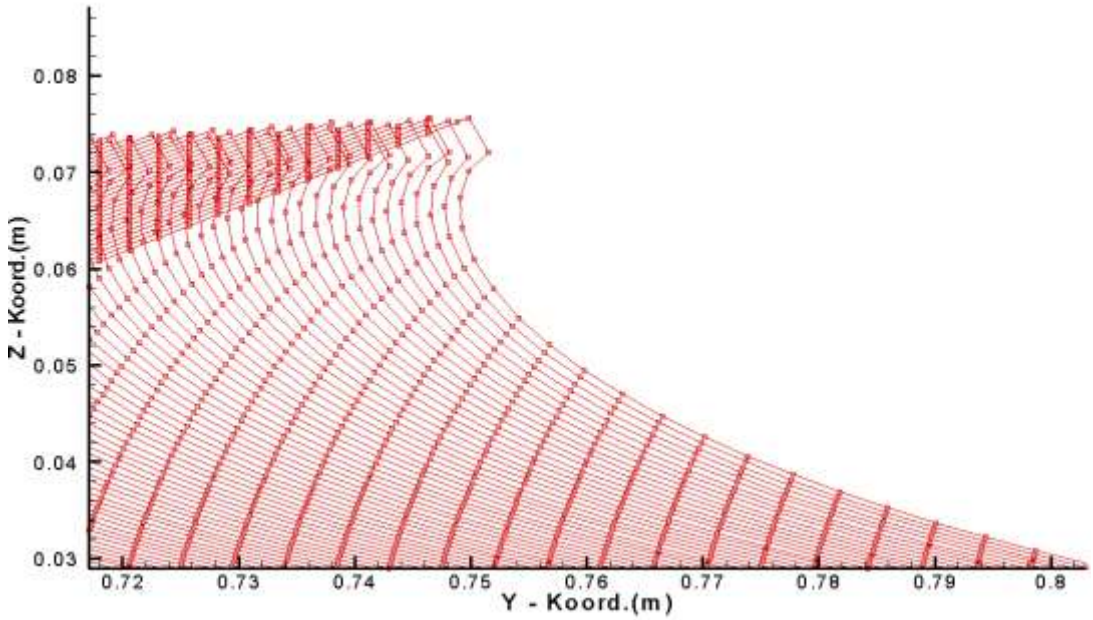
koordinatları en küçük kareler yöntemi kullanılarak 2. derece denklemler ile ifade edilirler. Bu 2. derece eğrilerin kesişim noktası bize cisim ile serbest yüzeyin kesişme noktasını vermektedir. Bu kesişim noktası dışında kalan serbest yüzey koordinatları hesaba katılmazlar. Her bir zaman adımında P noktası, S_C, S_A , S_∞ yüzeyleri ile AB elemanı üzerindeki tüm düğüm noktalarına yerleştirilerek, Denklem (4.11) çözülür. S_A ve AB üzerinde hız potansiyeli (Φ) bilinmekte, normal doğrultudaki hız ($\partial\Phi/\partial$n) bilinmemektedir. S_C üzerinde ise Φ bilinmeyen ve $\partial\Phi/\partial$n bilinendir. Böylelikle bilinmeyen sayısı kadar denklem vardır ve bu lineer denklem sistemi çözülerek cisim yüzeyindeki Φ ve serbest yüzeydeki $\partial\Phi/\partial$n bulunur. Cisim üzerindeki her bir düğüm noktasındaki ve her zaman adımındaki Φ'ler bilindiğinden Bernoulli Denklemi kullanılarak basınçlar hesaplanır. Sonraki bölümde basınç dağılımının nasıl hesap edildiği anlatılmıştır.

Serbest yüzeydeki düğüm noktalarında hesaplanan yüzeye dik hızlar $\partial\Phi/\partial$n, *Y* ve *Z* doğrultularında ayrıştırılırlar. *Y* doğrultusundaki hız $\partial\Phi/\partial$y, *Z* doğrultusundaki hız ise $\partial\Phi/\partial$z'dir. Düğüm noktalarının yer değiştirmeleri (Δy, Δz), *Y* ve *Z* doğrultularındaki hızlar ile Δt çarpılarak elde edilirler (Kinematik serbest yüzey şartı, Denklem (4.6a,b)). Ancak bir önceki bölümde de belirtildiği gibi, serbest yüzeye teğet olan hız bileşeni de hesaba katılmalıdır. Greco (2001) serbest yüzeye teğet hız bileşeni hesaplamak için serbest yüzey üzerindeki hız potansiyelleri kullanmıştır. Serbest yüzey üzerinde merkezi sonlu farklar operatörü kullanarak hızın teğetsel bileşeni hesaplanabilir. Dolayısı ile *Y* ve *Z* doğrultularındaki toplam hızlar serbest yüzeye dik ve teğet olan bileşenlerin toplamları ile elde edilirler. Denklem (4.6)'da kullanılan $\partial\Phi/\partial y$ ve $\partial\Phi/\partial$z ifadeleri aşağıdaki formu alırlar.

$$\frac{\partial\Phi}{\partial y} = \left(\frac{\partial\Phi}{\partial n}\right)_y + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial\Gamma}\right)_y \qquad (\mathbf{4.14}\boldsymbol{a})$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \left(\frac{\partial\Phi}{\partial n}\right)_z + \left(\frac{\partial\Phi}{\partial\Gamma}\right)_z \qquad (\mathbf{4.14}\boldsymbol{b})$$

Bununla beraber serbest yüzey düğüm noktalarındaki potansiyellerin her adımda bulunması gereklidir. Bunun için dinamik serbest yüzey koşulu kullanılır. Bir önceki adımda hesap edilen $\partial\Phi/\partial$y ve $\partial\Phi/\partial$z ifadeleri Denklem (4.5)'de kullanılarak bir sonraki adım için hız potansiyelleri hesaplanır. Teğet hızların nasıl hesap edildiği Bölüm 4.3.2'de daha detaylı olarak anlatılmıştır.



Şekil 4.2 : Serbest yüzeye ve jet akımına yakından bir bakış.

Cisim üzerindeki eleman uzunlukları birbirine eşit seçilmiştir. Serbest yüzey üzerinde ise çözüm zamanını azaltmak için daha karmaşık bir ağ yapısı (mesh) kurulması gerekmektedir. Serbest yüzey üzerinde $t=t_0$ anında kesişim noktasından itibaren yeteri kadar uzak bir noktaya kadar cisim üzerindeki eleman boyutuna yakın ve birbirine eşit uzunlukta elemanlar kullanılır. Yeteri kadar uzak bu mesafeden itibaren kontrol yüzeyine kadar ise, cisme olan uzaklığın küpü ile artan eleman uzunlukları seçilmiştir. Serbest yüzeydeki hassasiyet önem kazanmaktadır. Kesişim noktasında oluşacak jet akımının gerçeğe olabildiğince yakın olarak modellenebilmesi için yeteri kadar hassas bir ağ yapısı kurulmalıdır.

Jet akımının cisim yüzeyinden ayrılmadan önce doğru olarak modellenebilmesi cisim üzerindeki basınç dağılımına ($P(i, t)$) etki etmektedir. Bunun sebebi, her hangi bir t anında cisim üzerindeki basıncın en yüksek değerinin jet akımının oluşmaya başladığı bölgede almasıdır (Bkz, Şekil 1.2). Bu yüzden cisme yakın bölgede serbest yüzeyin takibine özel bir önem verilmelidir. Öncelikle, serbest yüzey üzerindeki bir eleman cisim yüzeyi ile paralele yakın bir form aldığında hesaplamanın dışında bırakılmalıdır. Bu uygulama, benzetimin devam edebilmesi için son derece önemlidir. Oluşan jet akımını cisim yüzeyinden ayrılmadan keserek, serbest yüzeyde oluşabilecek düzensizliklerin önüne geçilmektedir. Ancak iki yüzey arasındaki açının cisim üzerine gelen basınca ne kadar etki ettiği hakkında kesin bir yargı konulamamıştır. Eğer bu açı 4°-5° arasında seçilirse, benzetim serbest yüzey

bozulmadan devam edebilmektedir. Burada, bu açının basınca doğrudan bir etkisinin olduğu söylenememektedir, ama bir sonraki adımda serbest yüzeyin alacağı formu etkilemektedir. Her adımda jet akımını modellemek için kullanılan AB elemanın uzunluğu artmaktadır. Eğer AB'nin uzunluğu olması gerekenden fazla olursa (jet akımı olması gerekenden daha kalın olarak modellenirse) cisim üzerindeki basınç Wagner (1932)'in basınç değişiminden (Bkz. Şekil 1.2) farklılık göstermektedir. Bu çalışmada Wagner'in teorisine genel bir yaklaşım getirilmek istendiğinden, AB elemanının uzunluğu tüm benzetim boyunca takip edilmektedir. Bu uzunluk kesitin bir t anında sahip olduğu su çekiminin (koordinat sisteminin merkezinden kesitin en derin noktası arasındaki mesafe) yüzde 3'ünü geçmemelidir. Eğer bu değer aşılırsa bir sonraki adımda serbest yüzeydeki elemanlar merkeze doğru 1 düğüm noktası kadar kaydırılır. Bu sayede jet akımının kalınlığı kontrol altında tutulmaktadır. Jet akımının doğru modellenmesi ve sonuç olarak cisim üzerindeki basınçların doğru hesaplanabilmesi için, bu matematik model için böyle bir sayısal yaklaşım zorunlu görülmüştür. Sonuç olarak serbest yüzey bozulmadan benzetimin devamı sağlanmaktadır. Bir kama için, serbest yüzeyin ve jet akımının zaman içerisinde nasıl değiştiği Şekil 4.2'de görülmektedir.

4.3 Cisim Üzerine Gelen Dövünme Basıncının ve Toplam Dövünme Kuvvetinin Hesabı

Wagner (1932) geliştirdiği modelde, sabit hızla suya giren iki–boyutlu bir cismin üzerine gelen basıncın en büyük değerini ve basıncın cismin ıslak yüzeyi boyunca nasıl değiştiğini analitik olarak hesap etmiştir. Şekil 4.4'de bacıncın cismin üzerinde nasıl değiştiği gösterilmiştir. Görüldüğü gibi, cisim üzerindeki en büyük basınç, serbest yüzey eğiminin en hızlı değiştiği bölgenin cisme izdüşümünde oluşmaktadır. En büyük basıncın değerini, oluştuğu yeri ve basıncın cisim üzerindeki değişimini doğru olarak hesap edebilmek için, serbest yüzeyin de doğru olarak modellenmesi gereklidir. Bir başka deyişle, serbest yüzey her zaman adımında doğru şekilde takip edilmelidir.

Her zaman adımında integral denklemin çözümü ile cisim üzerindeki potansiyellerin, cismin ıslak yüzeyi boyunca ve zamandaki değişimi elde edilmiş olur. Bu sayede, cisim üzerindeki basınçlar hesap edilebilecektir.

4.3.1 Bernoulli denklemi

Cismin üzerine gelen basınçlar, potansiyellerin zamana ve konuma göre nasıl değiştiği bilindiğinden Bernoulli denklemi kullanılarak elde edilebilirler. Denklem (4.2), en genel durum için Bernoulli denklemidir. Herhangi bir zaman adımından bir sonraki adıma kadar, cisim üzerindeki düğüm noktalarında elde edilen potansiyellerin değişimi ($\Delta\Phi/\Delta t$), yaklaşık olarak materyal türev ($D\Phi/Dt$) ile tanımlanır ve her zaman adımında bilinmektedir. Ancak Bernoulli denklemindeki potansiyelin zamana göreve türevi ($\partial\Phi/\partial t$) belirsizdir. Bu belirsizliği gidermek için yukarıda anlatıldığı ve Denklem (4.4)'te gösterildiği gibi potansiyelin zamana göre türevi,

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \frac{D\Phi}{Dt} - V.\nabla\Phi \qquad (\mathbf{4.15})$$

olarak yazılabilir. Burada "." sakaler çarpımı ifade etmektedir. Bu ifade, yer çekimi ivmesi ihmal edilerek Bernoulli denkleminde yerine yazılırsa,

$$p - p_a = -\rho\left(\frac{D\Phi}{Dt} - V.\nabla\Phi + \frac{1}{2}|\nabla\Phi|^2\right) \qquad (\mathbf{4.16})$$

eşitliği elde edilir. Burada, V cisim üzerindeki elemanın hızıdır (Newman, 1977) ve $\nabla\Phi$ cisim etrafındaki akışkan hızları kullanılarak hesap edilmektedir.

$$\nabla\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial y} + \frac{\partial\Phi}{\partial z} \qquad (\mathbf{4.17})$$

Burada kullanılan akışkan hızlarının ne olduğu ve nasıl elde edildikleri Bölüm 4.2'de genel olarak anlatılmıştır. Toplam akışkan hızları hesap edilirken ihtiyaç duyulan teğet hızların nasıl elde edildiği daha detaylı olarak Bölüm 4.3.2'de anlatılmıştır.

4.3.2 Cisim etrafındaki teğet ve dik hızların hesabı

Cisim akışkan bölgesinde ilerlerken, kendi batan hacmi ve düşey hızı ile orantılı olarak akışkana bir miktar enerji aktarmaktadır. Bunun sonucu olarak akışkan, cisim etrafında değişkenlik gösteren bir hıza sahip olacaktır. Sınır koşulu gereğince bu hızın cisme dik olan bileşeni, cismin akışkan bölgesine dik olan bileşenine eşittir. Bununla beraber, akışkanın cisme teğet olan hız bileşeni hala bilinmemektedir. Cisim üzerindeki basınçların hesap edilebilmesi için cisim etrafındaki tüm akışkan hızları bilinmelidir. Bölüm 4.2'de anlatıldığı gibi, bir düğüm noktasındaki toplam akışkan hızını için bulmak için teğet hızların da hesap edilmesi gereklidir. Greco (2001)

akışkan bölgesine teğet hız bileşenini, sınırda hesap edilmiş olan potansiyellerin konuma göre değişiminden elde etmiştir. Bunun için merkezi sonlu farklar operatörü kullanarak sayısal türev almıştır.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \Gamma_j} = a_{j-1}\Phi_{j-1} + a_j\Phi_j + a_{j+1}\Phi_{j+1} \qquad (\mathbf{4.18})$$

Burada a_{j-1}, a_j ve a_{j+1} katsayıları aşağıdaki gibi verilmiştir.

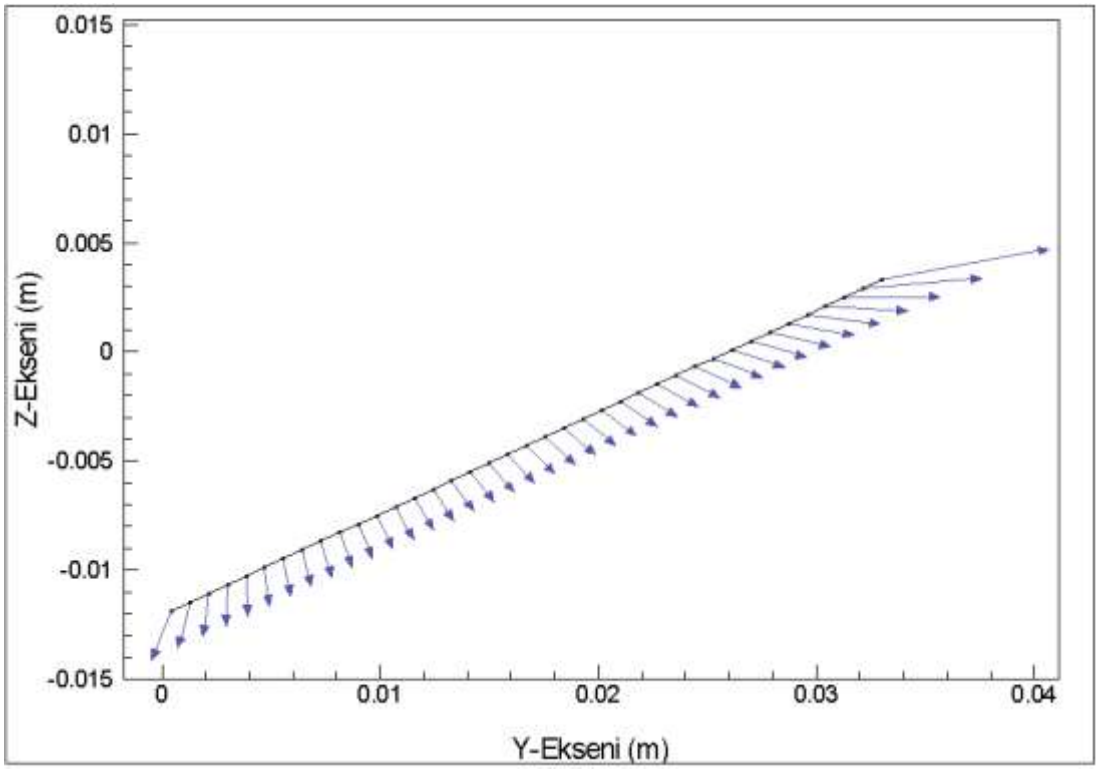
$$a_{j-1} = -\frac{a^2}{den} \qquad a_j = -\frac{a^2 - b^2}{den} \qquad a_{j-1} = \frac{b^2}{den} \qquad (\mathbf{4.19})$$

a, *b* ve *den* değişkenleri ise

$$a = \Gamma_{j+1} - \Gamma_j \qquad b = \Gamma_j - \Gamma_{j-1} \qquad den = a\,b\,(a+b) \qquad (\mathbf{4.20})$$

şeklinde hesaplanırlar. İleri ve geriye doğru türevler Greco (2001)'nun çalışmasında bulunabilir.

Bu sayede cisim yüzeyine teğet hız bileşenleri de bulunmuş olur. Aynı yöntem serbest yüzey üzerindeki potansiyellere uygulanırsa, serbest yüzeye teğet hız bileşenleri elde edilir.



Şekil 4.3 : Sabit hızla suya giren 25° kama etrafındaki akışkan hızının değişimi.

25º açılı bir kamanın suya girişi sırasında (t = 0.0028 s anında) etrafında oluşan toplam akışkan hızlarının yönleri ve büyüklükleri Şekil 4.3'te gösterilmiştir. Görüldüğü gibi kamanın en alt noktasından itibaren göreceli olarak düzgün bir hız dağılımı oluşurken, jet akımının oluştuğu bölgeye yaklaşıldıkça hızların düşey bileşenleri yukarı yönde çok hızlı bir artış göstermekte ve toplam hızlar çok daha büyük değerlere ulaşmaktadır. Bunun fiziksel olarak sebebi, akışkanın cisim ile kesiştiği noktada bir jet akımının oluşmasıdır. Sayısal olarak da, buradaki potansiyellerin konuma göre değişimi çok hızlı olduğu için, teğetsel hızların çok büyük değerler almalarıdır. Şekil 4.3'te gösterilen oklar, cismin yüzeyine dik ve teğet hız bileşenlerinin bileşkeleridir.

4.3.3 Toplam dövünme kuvvetinin hesabı

Bernoulli denklemi vasıtasıyla elde edilen basınçların, bir kuvvete dönüştürülmesi için birim genişlikteki kamanın ıslak yüzeyi boyunca integre edilmesi gereklidir.

$$F_z = \int_0^l \big(P(s,t)\big) ds \,.\, Cos\beta \qquad (\mathbf{4.21})$$

Burada F_z; cisme etki eden düşey dövünme kuvveti, $P(s,t)$; s'inci segmente t anında etki eden basınç ve β; ise segmentin yatay eksen ile yaptığı açıdır. Bu sayede bütün suya giriş simulasyonu boyunca cismin üzerine etki edecek olan düşey doğrultuda ki toplam dövünme kuvveti elde edilmiş olur.

4.4 Sabit Hızla Suya Giriş

Cismin suya giriş hızının her bir zaman adımında sabit kaldığı düşünülürse, cismin üzerine etki edecek olan toplam dövünme kuvveti cismin hızının sabit kalması için cisme aşağı yönde uygulanması gereken kuvvete eşit olmalıdır. Diğer bir değişle, serbest cisim diyagramında tüm düşey kuvvetlerin toplamı sıfırdır ve cisim sabit bir hızla suya giriş yapmaktadır. Böyle bir durum ancak deneysel bir sistem sayesinde gerçekleştirilebilir. Bu çalışmada hedeflenen, gemilerin dövünmesinin iki–boyutlu olarak incelenmesidir. Herhangi bir sabit düşey hız durumu gemi kesitlerinin dövünmesinde oluşmayacaktır. Sabit hızla suya giriş olayı, sadece daha önce yapılan çalışmalarla karşılaştırma yaparak İTÜSEM ile elde edilen boyutsuz basınç katsayılarının (C_p) doğrulanması amacıyla incelenmiştir. Dolayısı ile toplam dövünme kuvveti, sabit hızla suya giriş için hesap edilmemiştir.

İki boyutlu ve farklı kalkıntı (hücum) açılarına sahip kamaların suya sabit hızla girişleri incelenmiştir. Böylece daha önce yapılan çalışmaların sonuçları ile karşılaştırma yapılarak yöntemin geçerliliği kontrol edilmek istenmiştir. Her zaman adımında cismin sabit olan düşey hızı kullanılarak serbest yüzeyin formu ve cisim üzerindeki potansiyellerin değişimi elde edilmiştir. Böylece cismin ıslak yüzeyindeki basınçlar Bernouuli denklemi (Denklem (4.16)) kullanılarak her zaman adımında elde edilmiştir.

4.4.1 Sonuçlar ve karşılaştırmalar

Elde edilen basınç değerleri boyutsuzlaştırılarak, cismin düşey hızından, zamandan ve cismin suya batan derinliğinden bağımsızlaştırılmıştır. Böylece bir boyutsuz basınç katsayı elde edilmiştir. Boyutsuzlaştırılmış basınç ifadesi bugüne kadar yapılan çalışmalarda referans olarak alınmış ve alınmaktadır.

Aşağıda verilen sonuçlarda Y-ekseni C_p boyutsuz basınç katsayısıdır ve

$$C_p = (p - p_a)/(0.5\rho V^2) \qquad (\mathbf{4.22})$$

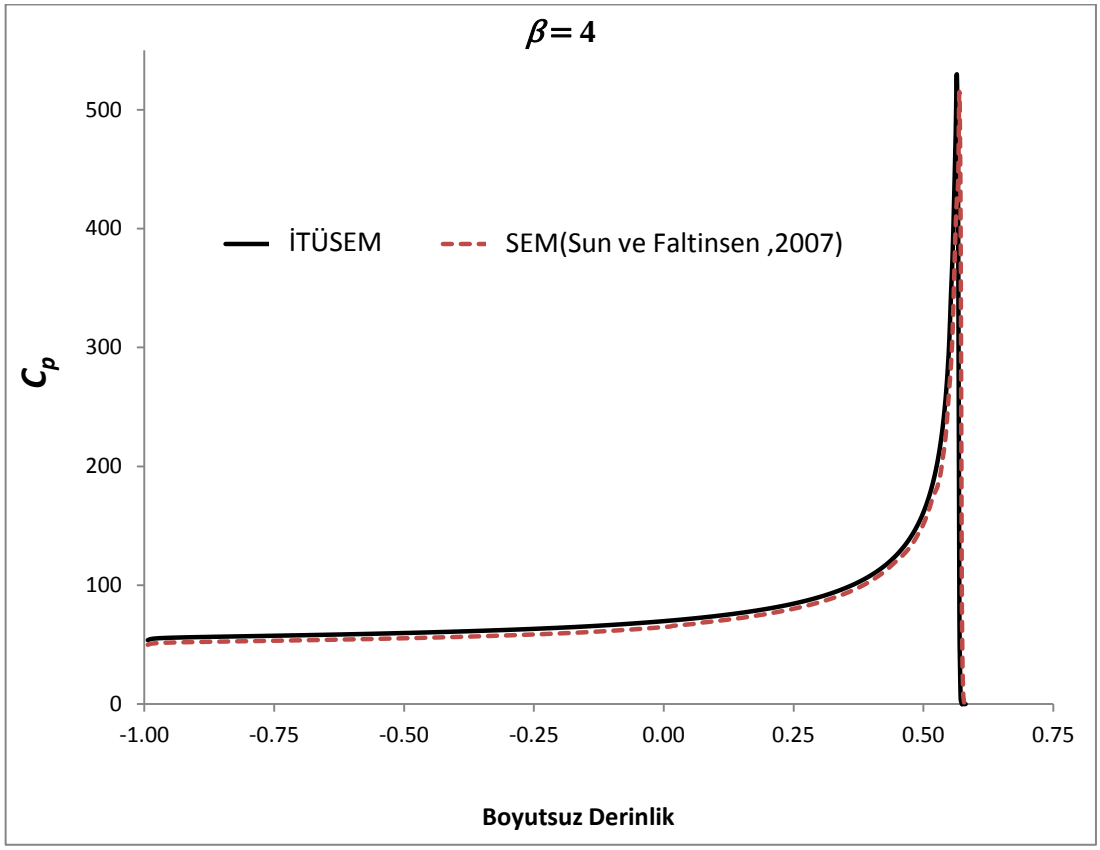
olarak ifade edilir. Burada $(p - p_a)$; ilgili segmentin üzerine gelen toplam basıncı (KPa), V; cismin sabit olan hızını (m/s) ve ρ; akışkanın yoğunluğunu (ton/m^3) ifade etmektedirler. X-ekseni ise boyutsuz derinliği göstermektedir.

$$\text{Boyutsuz Derinlik} = \frac{Z}{V.t} \qquad (\mathbf{4.23})$$

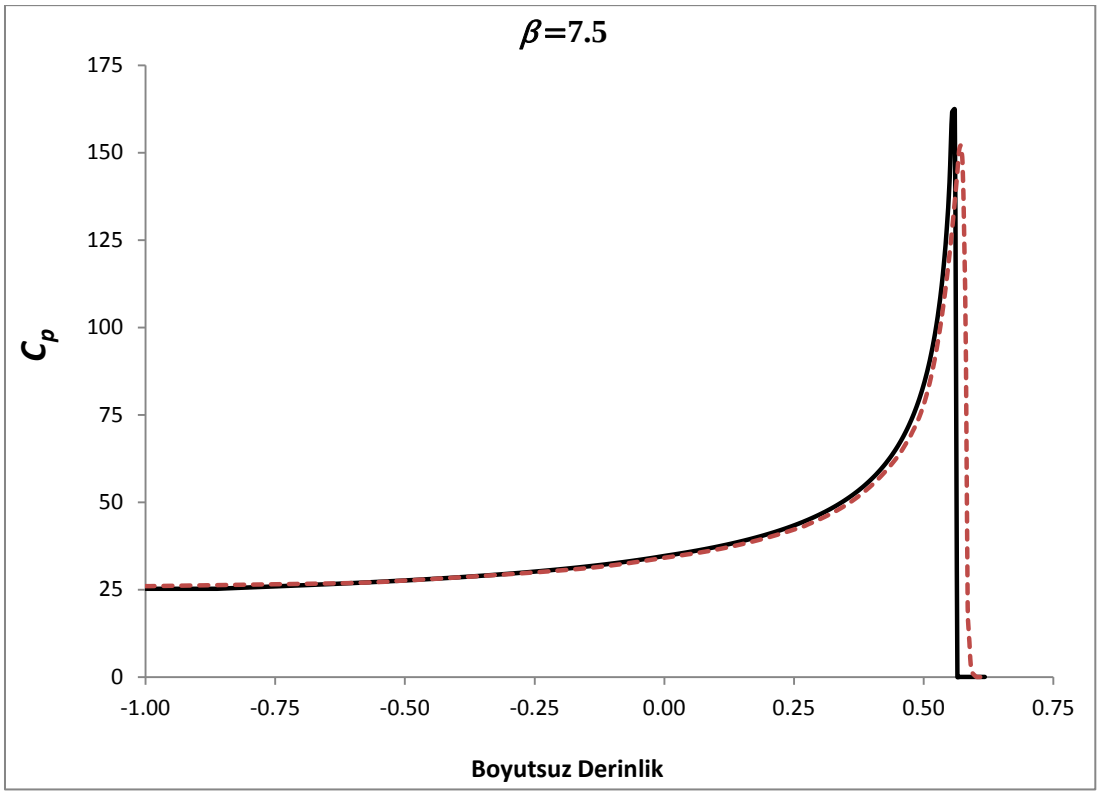
Burada Z; düğüm noktasının düşey koordinatını ve t; hesabın yapıldığı andaki toplam geçen zamanı ifade etmektedir. 4°'den 45° kalkıntı açısına kadar 6 farklı kama için boyutsuz basınç ifadesinin (C_p) boyutsuz derinlik ile nasıl değiştiği Şekil 4.4'den Şekil 4.9'a gösterilmiştir.

Kalkıntı açısı, C_p'nin değişiminde son derece önemli bir rol oynamaktadır. Açı ne kadar düşük olursa cismin üzerine gelen basınç o kadar büyük olacaktır. Cismin suya çarptığı anda maruz kaldığı basıncın büyüklüğü hızın karesi ile doğru orantılıdır. Ancak burada verilen sonuçlar hızdan ve zamandan bağımsızdır ve C_p'nin boyutsuz derinlik boyunca değişimi herhangi bir düşey hızda ve herhangi bir anda aynı veya çok benzerdir.

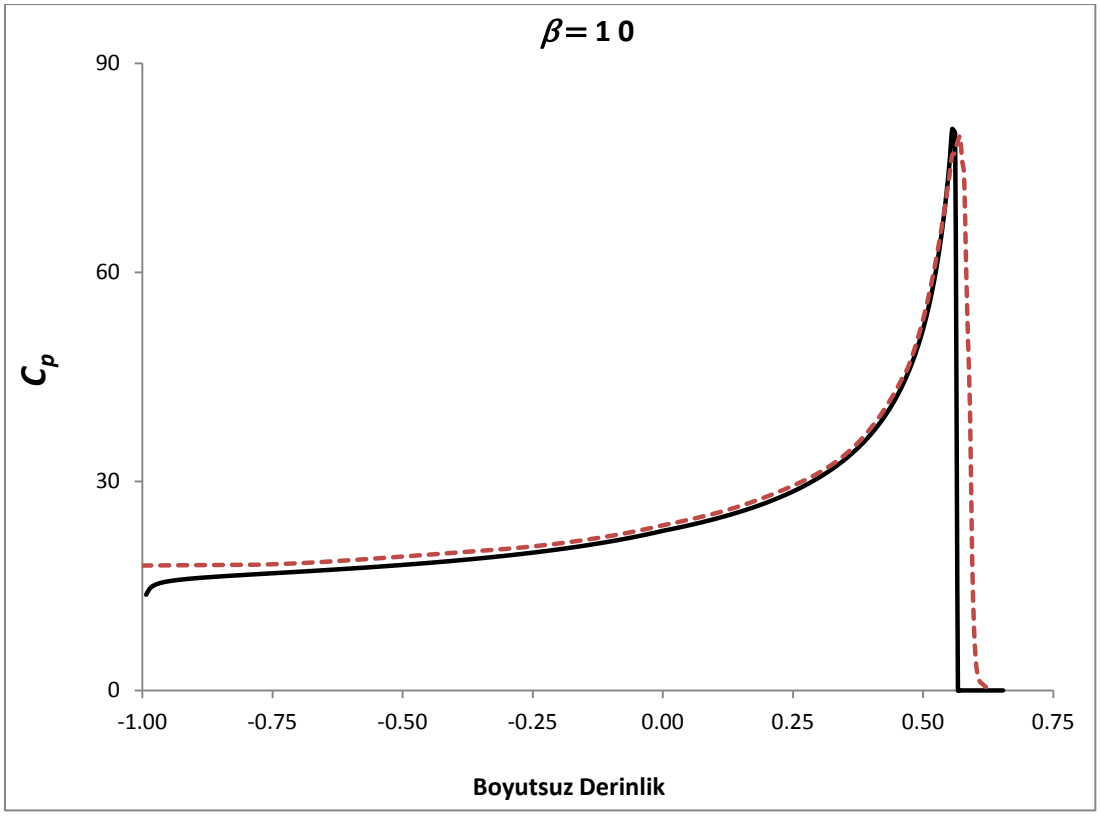
İTÜSEM ile elde edilen sonuçlar Sun ve Faltinsen'in (2007a) sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Genel olarak sonuçlar arasında bir uyum olduğu söylenebilir. Özellikle küçük açılarda Sun ve Faltinsen'in (2007a) sonuçlarına çok yakın değerler elde edilmiştir. Açı büyüdükçe özellikle jet akımının oluştuğu bölge civarındaki basınçlar farklılık göstermektedir. Bunun sebebi olarak da iki yöntem arasındaki jet akımının farklı modellenmesi olarak gösterilebilir.



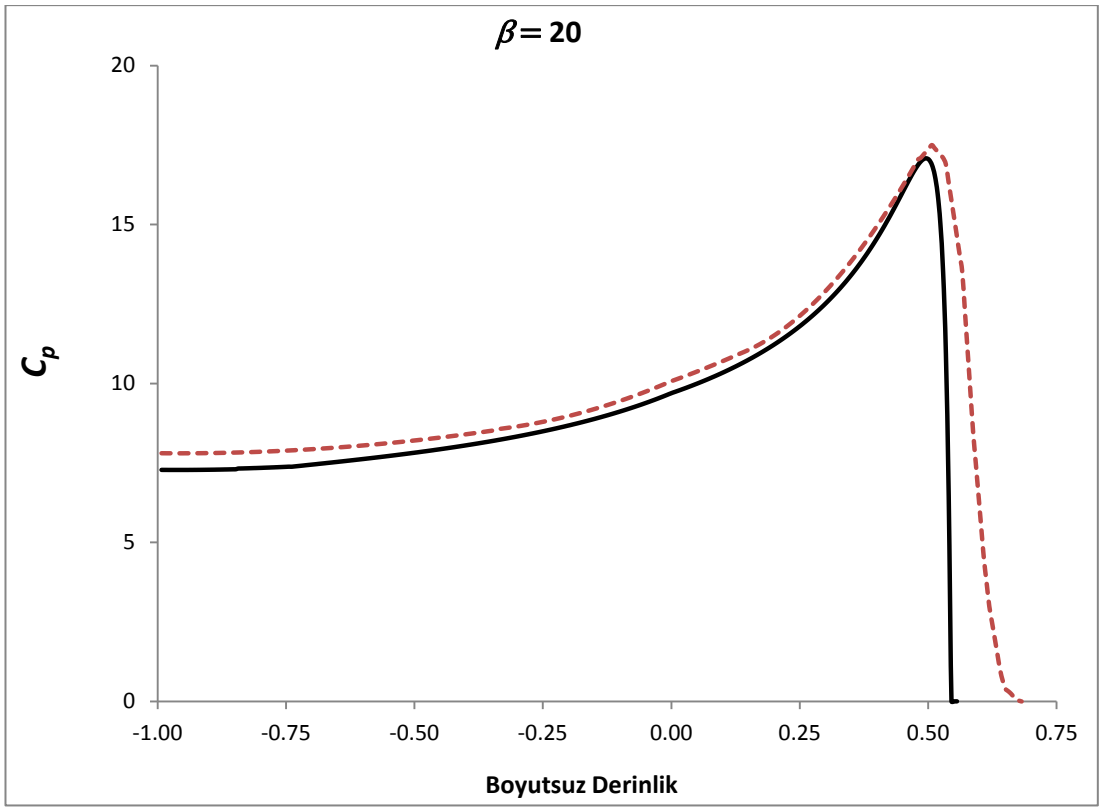
Şekil 4.4 : 4º açılı kama için C_p'nin değişimi.



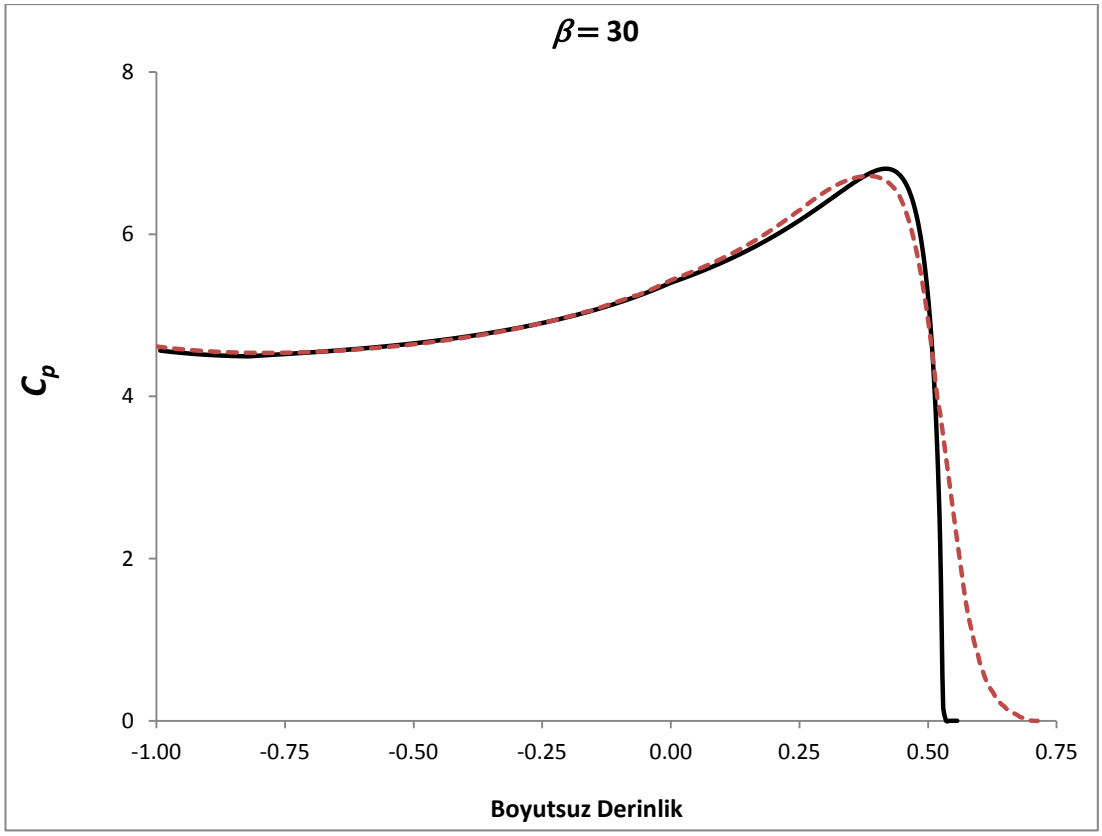
Şekil 4.5 : 7.5º açılı kama için Cp'nin değişimi.



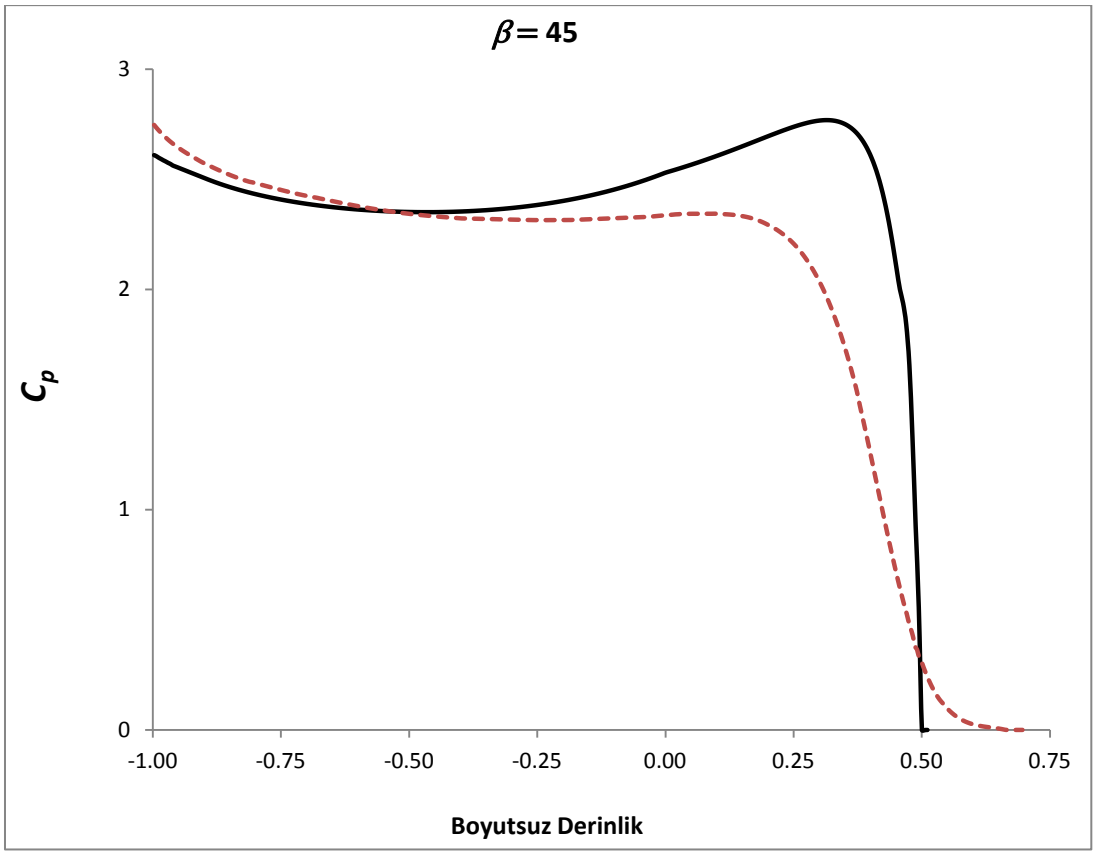
Şekil 4.6 : 10º açılı kama için Cp'nin değişimi.



Şekil 4.7 : 20º açılı kama için Cp'nin değişimi.



Şekil 4.8 : 30º açılı kama için Cp'nin değişimi.



Şekil 4.9 : 45º açılı kama için Cp'nin değişimi.

4.5 Değişken Hızla Suya Giriş (Serbest Düşme)

Belirli bir yükseklikten bırakılan bir cisim, serbest su yüzeyine çarpıp suyun içerisine doğru ilerler. Cismin su yüzeyine çarpma hızı $V_0(t)$, su yüzeyinden serbest bırakılma yüksekliğine bağlıdır, h.

$$V_0(t) = \sqrt{2gh} \qquad (\mathbf{4.22})$$

Cisim su ile temas ettiği andan itibaren bir zorlamaya maruz kalır ve biz gemi mühendisleri bu zorlamaya dövünme diyoruz. Dövünme kuvvetine maruz kalan cismin hızında bir azalma olacaktır. Eğer cismin kütlesi biliniyorsa, ivmesi hesap edilebilir ve dolayısı ile bir sonraki zaman adımında kullanılacak olan düşey hız elde edilir.

Öncelikle serbest düşen bir cisme etki eden dövünme kuvvetinin hesabı göz önüne alınsın. Belirli bir yükseklikten bırakılan cisim yerçekiminin etkisiyle hızlanır. Cisim su ile temas ettiği anda bir akışkan kuvveti karşılaşacaktır. Bu kuvvet hidrodinamik ve hidrostatik olarak iki bileşenden oluşmaktadır. Birincisi, bu çalışma geliştirilen

sayısal yöntem kullanılarak elde edilen basıncın cisim ıslak yüzeyinde integre edilmesi ile elde edilir. İkincisi ise, derinlikle değişen akışkanın statik basıncıdır. Suya giriş olayının ilk anlarında akışkan ivmeleri son derece yüksektir. Bu anlarda her ne kadar hidrostatik basınç ihmal edilebilir seviyelerde olsa da, ilerleyen aşamalarda cismin düşey hareketine katkıda bulunmaktadır. Bunun sebebi; akışkan ivmelerinin yerçekimi ivmesi mertebelerine kadar azalmasıdır. Böylece cismin üzerine etki eden toplam dövünme kuvveti aşağıdaki gibi hesaplanmalıdır.

$$F_z = \int_0^l \big(P(s,t) - \rho g Z(s,t)\big) ds \,.\, Cos\beta \qquad (\mathbf{4.23})$$

Burada ρ; akışkanın yoğunluğunu, g; yerçekimi ivmesini ve $Z(s,t)$; s'inci segmentin t anındaki düşey koordinatıdır. Denklem (4.23)'deki $(-)$ işareti eksen takımında Z yukarı doğru pozitif olduğundan kaynaklanmaktadır. Elde edilen bu kuvvet kullanılarak, cismin rijit hareketinin zamanda takibinin nasıl yapıldığı aşağıda detaylı bir şekilde anlatılmıştır.

Serbest düşen cismin hareketi suya çarptıktan sonra da devam eder. Cisim tüm enerjisini akışkana verene kadar hareketini tamamlamaz. Bu sırada üzerine gelen toplam kuvvet denklem 4.3'te açıklandığı gibi hesap edilir. Ancak her zaman adımında hesabın gerçekleştirilebilmesi için, cismin sahip olduğu hız bilinmelidir. Dolayısı ile her zaman adımında cismin rijit hareket denklemi yazılıp, ivmesi ve sonuç olarak da bir sonraki adımda sahip olacağı hız değeri hesap edilmelidir. Serbest bırakılan cisim yerçekiminin etkisiyle aşağı yönde düşmektedir. Suya çarptıktan sonra ise harekete ters yönde dövünme kuvvetine maruz kalmaktadır. Böylece cismin hareket denklemi yazılacak olursa

$$M\frac{\partial V(t)}{\partial t} = F_z - Mg \qquad (\mathbf{4.24})$$

eşitliği elde edilir. Burada M cismin kütlesidir. Sonuç olarak cismin hızının zamanda değişimi elde edilmiş olur. Böylelikle serbest düşen bir cismin hareketine ait tüm bilgiler İTÜSEM yardımıyla her zaman adımında hesaplanmış olur.

Serbest düşen iki boyutlu bir kamanın hız profilini analitik olarak elde etmek için Zhao ve diğ. (1996) momentum teoreminden faydalanarak analitik bir model kurmuşlardır. Yaptıkları kabule göre; cismin hızının değişimi, suya çarpma ilk hızına, cismin kütlesine ve eksu kütlesinin değişimine bağlıdır.

$$V(t) = \frac{V_0}{1 + M_a/M} \qquad (4.25)$$

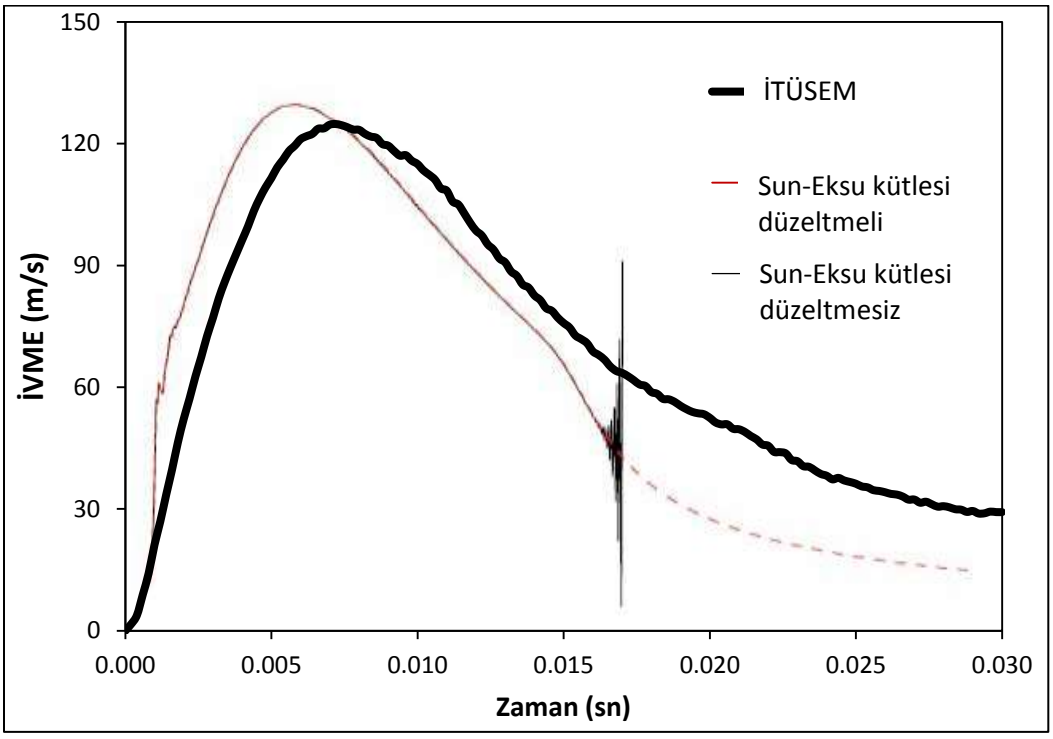
Burada V_0; cismin suya çarptığı andaki hızı ve M_a; cismin t anındaki eksu kütlesidir ve bir kama için şöyle ifade edilmiştir (Meyerhof, 1970):

$$M_a = C_a \rho (Y(t))^2 \qquad (4.25)$$

Burada ρ; akışkanın yoğunluğu ve $Y(t)$; kamanın ıslak yüzeyinin en büyük genişliğidir. C_a ise aşağıdaki gibi formüle edilmiştir:

$$C_a = \frac{\delta\pi}{2}\left(1 - \frac{\beta}{2\pi}\right)^2 \qquad (4.26)$$

Burada δ; düzeltme faktörü ve β; kamanın kalkıntı (Hücum) açısıdır. Görüldüğü gibi İTÜSEM'in aksine Zhao'nun analitik modelinde hızın değişimi eksu kütlesinin değişimine bağlıdır.



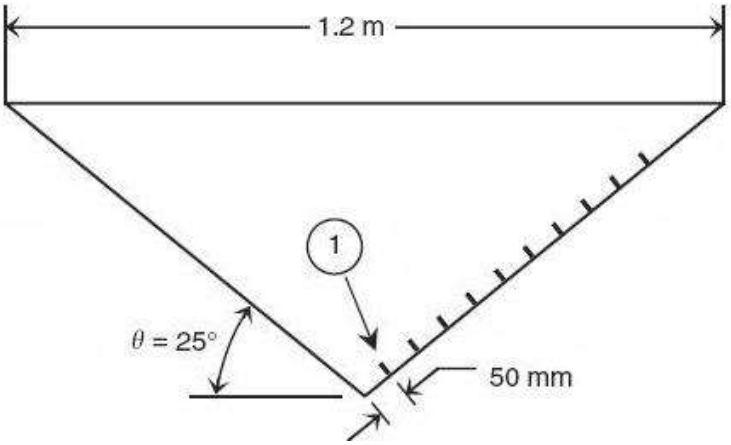
Şekil 4.10 : 0.5 m yükseklikten su yüzeyine bırakılan 30° açılı ve 10 kg kütleli kamanın ivmesinin zaman ile değişimi.

Eksu kütlesinin, dövünmenin oluştuğu ilk anlarda değil ama serbest yüzeyin cismin yüzeyini terk ettiği (ayrılma, seperasyon) andan itibaren etkin olmaktadır (Sun, 2007). Bunun sebebi olarak da ayrılma başladığı anda eksu kütlesinin cismin kütlesine göre daha büyük bir değer alması ve Sun (2007)'ın yaptığı benzetimde sonuçların ıraksamasının bunun kanıtı olduğunu belirtmesidir. Cismin varsayılan

eksu kütlesinde yaptığı sayısal bir düzeltme ile bu problemi çözmüştür. 0'da 30° açılı,10 kg kütleli ve su yüzeyinden 0.5 m yükseklikten bırakılan kamanın su yüzeyine çarptıktan sonra maruz kaldığı ivmenin zaman ile değişimi hem İTÜSEM hem de Sun'ın modeli ile gösterilmiştir. İTÜSEM kullanılarak gerçekleştirilen benzetimde kama, 0.03 sn içerisinde ayrılma olmayacak kadar geniş seçilerek, benzetim boyunca ayrılma olması engellenmiştir. Sonuçlar belli bir miktar zamanlama farkı ile benzer bir değişim göstermektedirler. Burada oluşan fark, Sun'ın (2007) dövünmenin ilk anlarında Wagner'in (1932) analitik modelini kullanmasından kaynaklanmaktadır. Sun'ın (2007) elde ettiği sonuçtan anlaşılacağı gibi, ayrılma olduğu anda (yaklaşık 0.015 sn) cismin hızındaki azalmada ani düşüş görülmektedir. Bu andan bir müddet sonra (yaklaşık 0.017 sn) düzeltme yapılmayan modelde ivmeler ve hızlar yakınsamamaktadır. Sonuç olarak; eğer cisim üzerinde bir ayrılma noktası yoksa eksu kütlesinin etkisinin cismin rijit hareketine etkisinin ihmal edilebilir olduğu söylenebilir. Bu çalışmada ayrışmanın oluşmadığı kabulü yapıldığından eksu kütlesinin etkisi ihmal edilmiştir.

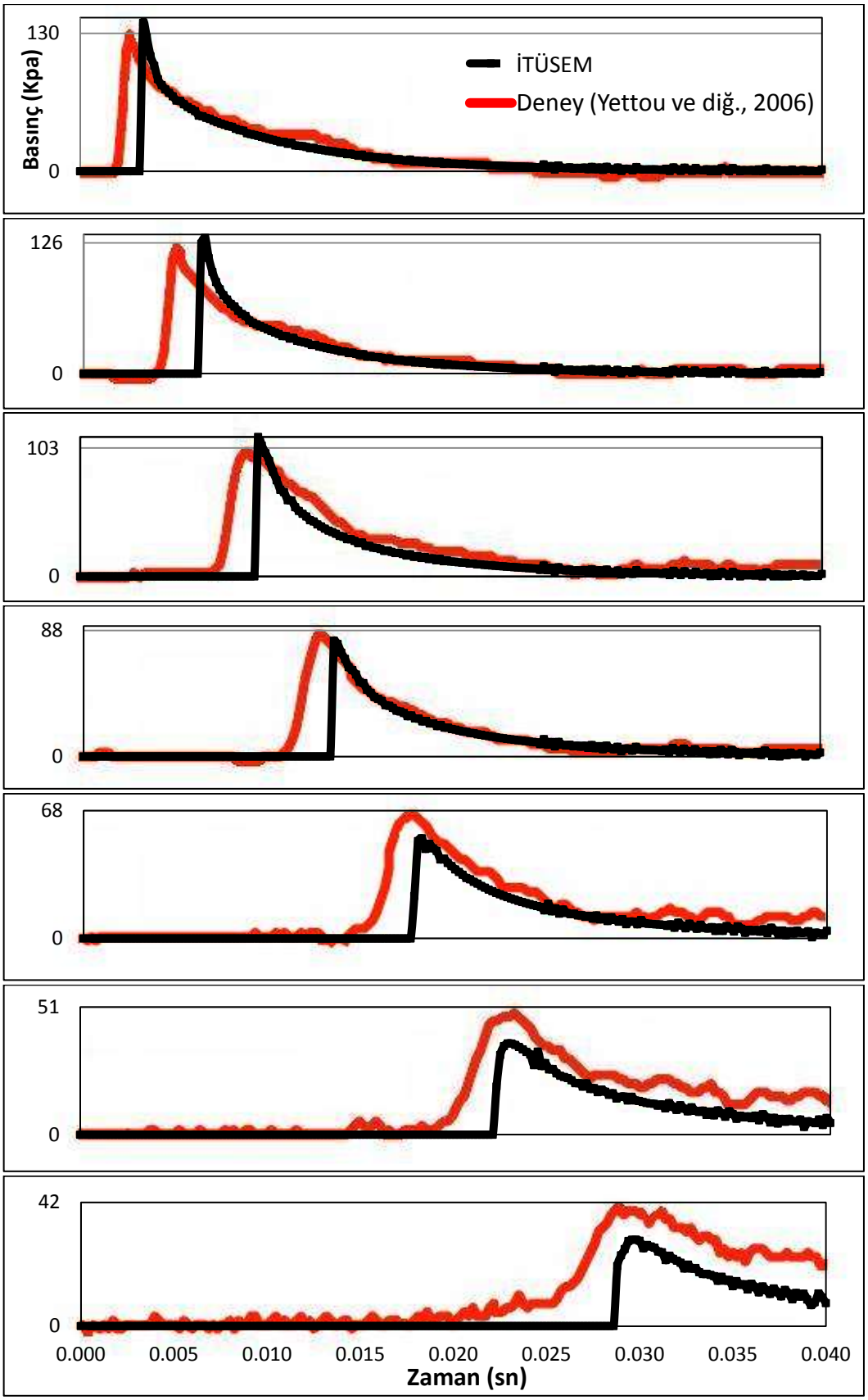
4.5.1 Sonuçlar ve karşılaştırmalar

Serbest su yüzeyine çarpan kamanın çok kısa bir süre sonra düşey hızı tükenir. Kamanın üzerine etkiyen ivmeler son derece yüksektir. Bunun sebebi; cismin üzerine gelen son derece yüksek hidrodinamik basınçlardır. Bu çalışmada bu basınçların kamanın ıslak yüzeyi boyunca integre edilmesiyle (Denklem 4.21) dövünme kuvveti elde edilmektedir. Sonuç olarak da cismin hızı çok ani şekilde düşüş göstermektedir. Bu değişimin hem deney ortamında hem de sayısal hesaplamalarda elde edebilmek için son derece hassas çalışılmalıdır. Yapılacak benzetimlerin zaman adımları olabildiğince ufak seçilmelidir. Ayrıca deneyde kullanılacak ivme– ve basınç–ölçerlerin zaman adımındaki hassasiyetleri, sayısal hesaplamalarda kullanılacak zaman adımıyla yakın mertebelerde olmalıdır. Bu çalışmada simetrik bir cismin suya girişi incelendiğinden, deney ortamında gerçekleştirilen serbest düşme olayının da, başından sonuna kadar simetrik devam etmesi önemlidir. Bu sebeple cismin deney süresince kılavuz raylar arasında hareket etmesi sağlanmalıdır.



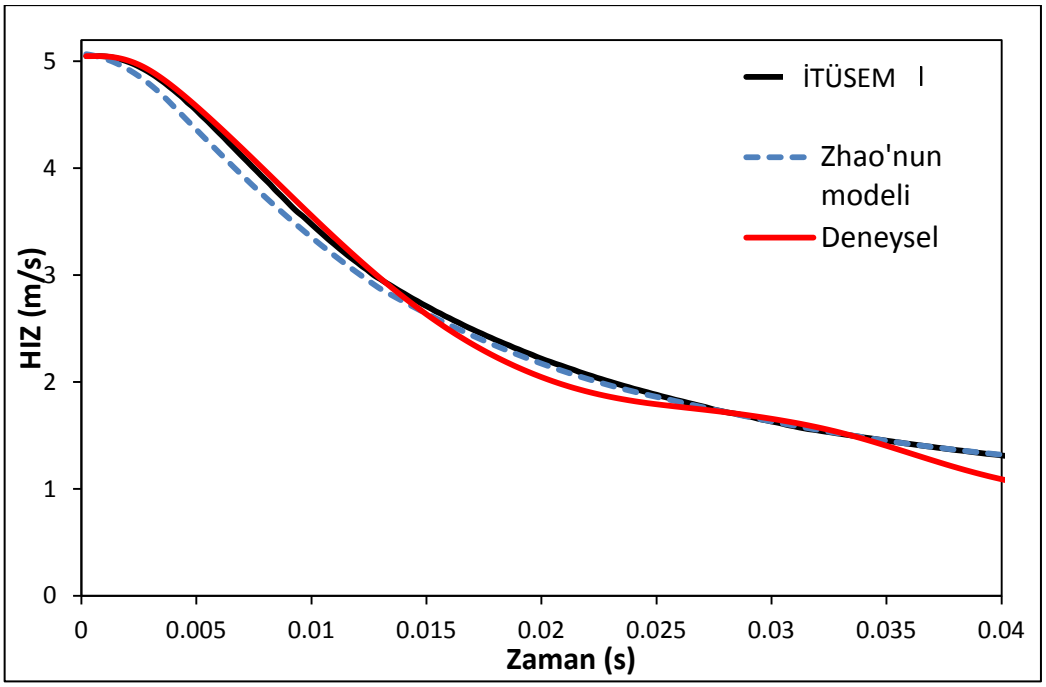
Şekil 4.11 : Yettou ve diğ.(2006) deneysel çalışmasında kullandıkları bir kama ve ve basınç–ölçerlerin konumları.

Bu konuda bugüne kadar yapılmış birçok deneysel çalışma gerçekleştirilmiş ve deneysel sonuçlara kısmen de olsa literatürden ulaşılması mümkündür. İTÜSEM ile elde edilen sonuçların doğrulanmasında kullanılmak üzere, ayrıca bir deneysel çalışmanın gerçekleştirilmesine ihtiyaç duyulmamıştır. Bunun yerine Yettou ve diğ. (2006, 2007)'nin güncel olan makalelerinde yayınladıkları, çeşitli açılara sahip kamalar için deneysel sonuçların kullanılması uygun görülmüştür.



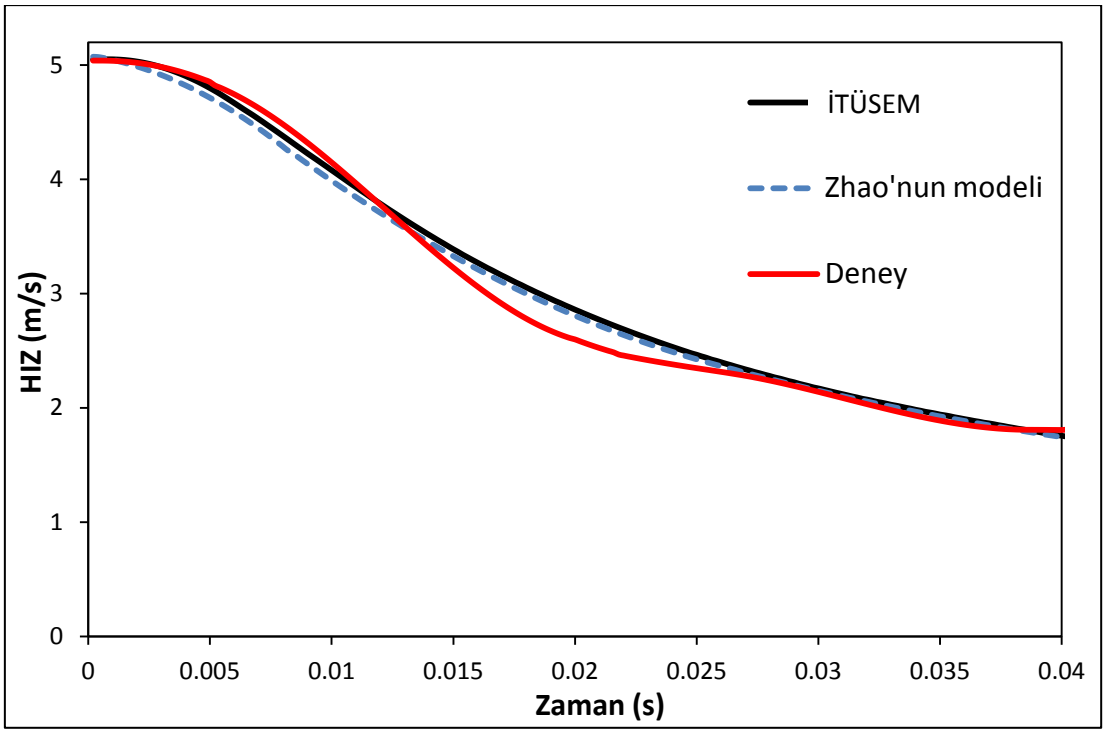
Şekil 4.12 : 25° açılı kamanın üzerinden ölçülen (Yettou ve diğ., 2006) ve İTÜSEM ile hesap edilen basınç değerleri.

Yettou ve diğ. (2006) su yüzeyine simetrik olarak serbest düşen kamaların düzerine gelen basınçları ölçmüşler ve serbest düşme boyunca cismin hareketini gözlemlemişlerdir. Yaptıkları deneyde cismin boyuna orta noktasına, en altında yukarı doğru 50 mm mesafe ile 12 adet basınç ölçer monte edilmiştir. Bu sayede herhangi bir t anında cisim üzerindeki basınç değişimini elde etmeye çalışmışlardır. 0'de deneysel çalışmada kullanılan bir kamanın şematik gösterimi ve basınç–ölçerlerin konumu verilmiştir. Yettou ve diğ. (2006) yaptıkları deneylerde 15º, 20º, 25º, 30º ve 35º açılı kamalar kullanmışlardır. Ancak elde ettikleri sonuçların bir kısmını yayınladıkları için sadece örnek olarak veriler sonuçlar kullanılarak karşılaştırmalar yapılabilmiştir. İlk olarak 0'de gösterilen basınç ölçerlerden ilk yedi tanesinin bulunduğu koordinatlarda hesap yapılmış ve Yettou ve diğ. (2006)'nin deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Bu bölümde öncelikle 25º kalkıntı açılı kamanın serbest düşme deneyi incelenmiştir. Basınç–ölçerler tarafından ölçülen basınç değerleri ile İTÜSEM ile hesap edilen basınç değerleri ile karşılaştırılmıştır. Sonuçlar 0'de sunulmuştur. Basınçların değişimi her iki sonuçta da benzerlik göstermektedir. İlk suya giriş anında, cisim üzerindeki bir noktada çok ani bir basınç değişimi oluşmaktadır. O noktada oluşan maksimum basınç değeri çok dik bir zirve oluşturmaktadır. Ancak cisim suya doğru girdikçe oluşan maksimum basınç değeri bir zirveden daha çok yumuşak eğimli bir tepe şeklini almaktadır. Bu iki olayda hem deneysel hem de sayısal sonuçlarda aynı şekilde gözlemlenmektedir. Bununla beraber bazı farklılıklar da görülmektedir. Özellikle cismin suya çarpış anından sonraki ilk 0.015 saniyede maksimum basınçların oluşumları arasında bir zamanlama farkı oluşmaktadır. Simülasyonun ilk adımlarında oluşan bu zamanlama farkının sebebi, hesaplanan maksimum basınç değerlerinin deneyden elde edilenlerden yüzde 5 ila 10 daha büyük olmasıdır. Diğer taraftan 0.015.'inci saniyeden sonra deney ve sayısal çözüm ile elde edilen maksimum dövünme basınç değerleri aynı anda oluşmaktadır. Ancak deney sonuçlarında görülmektedir ki maksimum basıncın oluştuğu an ile basınç–ölçerin ilk suya değdiği an arasında bir zamanlama farkı vardır ve bu fark İTÜSEM ile gerçekleştirilen simülasyonda görülmemektedir. Bunun tek sebebi; cisim suya girerken üzerinde oluşan son derece ince bir jet–akımının varlığıdır. Bir önceki bölümde anlatıldığı gibi jet–akımı simülasyonun sürekliliği için kesilerek kısaltılmaktadır. Bunu yaparken cismin üzerine yapacağı basınç katkısının ihmal edileceği düşünülmüştür (Zhao ve Faltinsen, 1993).



Şekil 4.13 : 15° açılı, 143 kg kütleli kama için deneysel, ampirik ve İTÜSEM ile elde edilen düşey hız değerleri, zaman adımı, $\Delta t = 0.001$ sn.

Yukarıda cismin serbest su yüzeyine çarptıktan sonraki hareketinin nasıl takip edildiği anlatılmıştır. Su yüzeyine düşen cismin hızının çarpmadan sonra nasıl değiştiği, maruz kaldığı toplam kuvvete ve kütlesine bağlıdır. Burada deneysel çalışmadan (Yettou ve diğ., 2006) örneklendirilen hız profilleri, Zhao ve Faltinsen (1996)'in sonuçları ve İTÜSEM kullanılarak elde edilen hız profilleri karşılaştırılmıştır. 0 ve 0'te su yüzeyinden 1.3 metre yükseklikten atılan kamaların aşağı yöndeki düşey hızlarının nasıl değiştiği gösterilmiştir. Her iki grafikte de İTÜSEM ve Zhao ve Faltinsen (1996)'in sonuçları daha benzer hız profillerine sahiptir. Ancak İTÜSEM suya girişin ilk anların deneysel sonuçlara daha yakın değerler almaktadır.



Şekil 4.14 : 25° açılı, 94 kg kütleli kama için deneysel, ampirik ve İTÜSEM ile elde edilen düşey hız değerleri, zaman adımı, $\Delta t = 0.001$ sn.

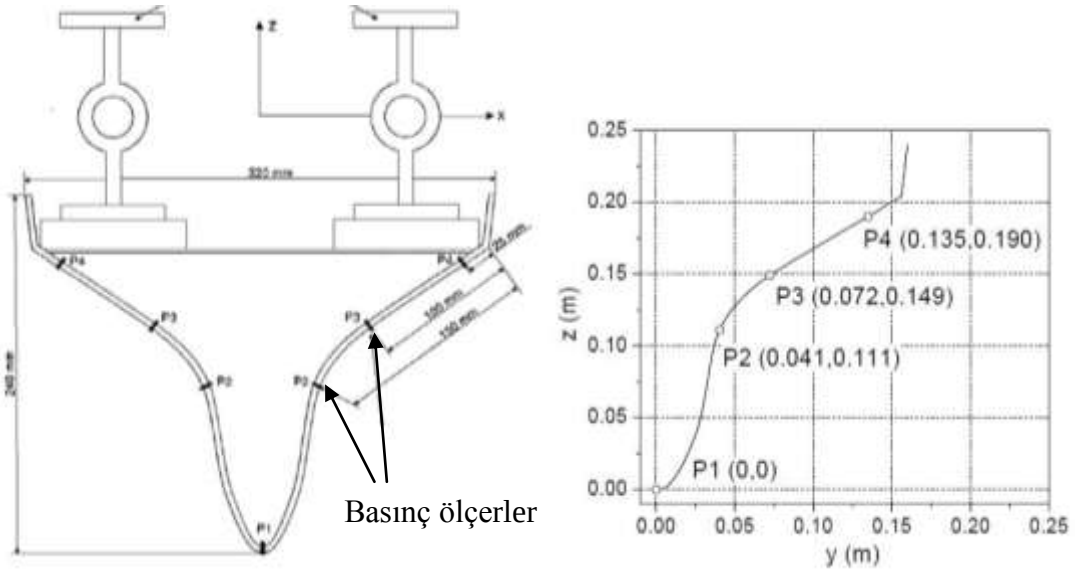
5. GEMİ KESİTLERİNİN DÖVÜNMESİ

Bu bölümde gemi kesitlerinin simetrik dövünmeleri incelenmiştir. İlk olarak Aarsnes (1996)'in gemi başkesiti benzeri iki boyutlu bir cismin dövünmesini incelemek için gerçekleştirdiği deneysel çalışma İTÜSEM ile sayısal olarak hesaplanmıştır. Seçilen kesit hem içbükey hem de dışbükey eğriler içerdiğinden geliştirilen yöntemin denemesinde ideal olduğu düşünülmüştür. Daha sonra başkesitleri "U" ve "V" formlarında olan bir askeri geminin başkesitlerinin dövünmeleri bilgisayar ortamında sayısal olarak benzetimi yapılmıştır.

5.1 Model Ölçeğinde Bir Gemi Kesitinin Su Yüzeyine Serbest Düşmesi

Aarsnes (1996) gemi başkesiti benzeri bir kesitin dövünmesini iki boyutlu olarak (3. boyut etkisinden uzak) incelemek üzere bir seri deneysel çalışmada bulunmuştur. Şekil 5.1'de gösterilen kesit, su yüzeyine kontrollü olarak (simetrik) serbest bırakılıp cismin üzerine gelen basınçları gösterilen noktalarda ölçmüştür. Farklı serbest bırakma yükseklikleri ve meyil açıları kullanarak gemi başkesiti benzeri kesitlerin dövünmesine ışık tutmaya çalışmıştır. Bu çalışmada, 0,318 m serbest bırakma yüksekliği ve sıfır meyil açısı koşullarındaki deney ile aynı şartlarda İTÜSEM yardımı ile dövünmenin sayısal benzetimi yapılmıştır. Ayrıca deney sonuçlarına ek olarak, Sun (2007)'nin Sınır Elemanları Metodu (SEM) ve Zhu (2006)'un CIP (Constrained Interpolation Profile) metodu ile hesap ettikleri sonuçlar da aşağıda gösterilen karşılaştırmalarda kullanılmıştır.

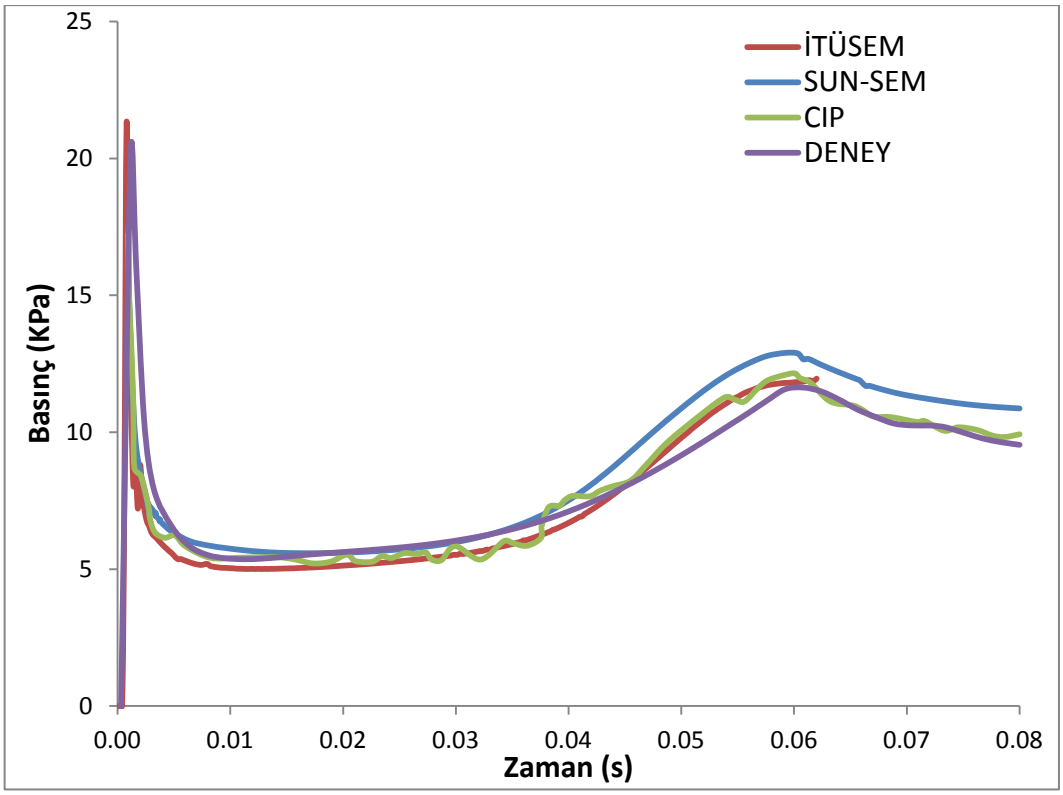
İTÜSEM ile yapılan benzetimlerde zaman adımı 0.0002 saniye seçilmiştir. Serbest su yüzeyini doğru takibi ve de model boyutları son derece küçük olduğundan zaman adımının olabildiğince küçük seçilmesi önemlidir. Şekil 5.1'de görüldüğü gibi "P1" noktası cismin serbest su yüzeyi ile buluştuğu ilk noktadır. Burada oluşması beklenen dövünme çeşidi "darbe" dövünmesi iken, "P3" ve "P4" noktaları "momentum" dövünmesinin etkili olduğu baş form açılımı bölgesinde yer almaktadırlar. "P2" noktası ise geçiş bölgesi olarak kabul edilebilecek bir bölgede seçilmiştir.



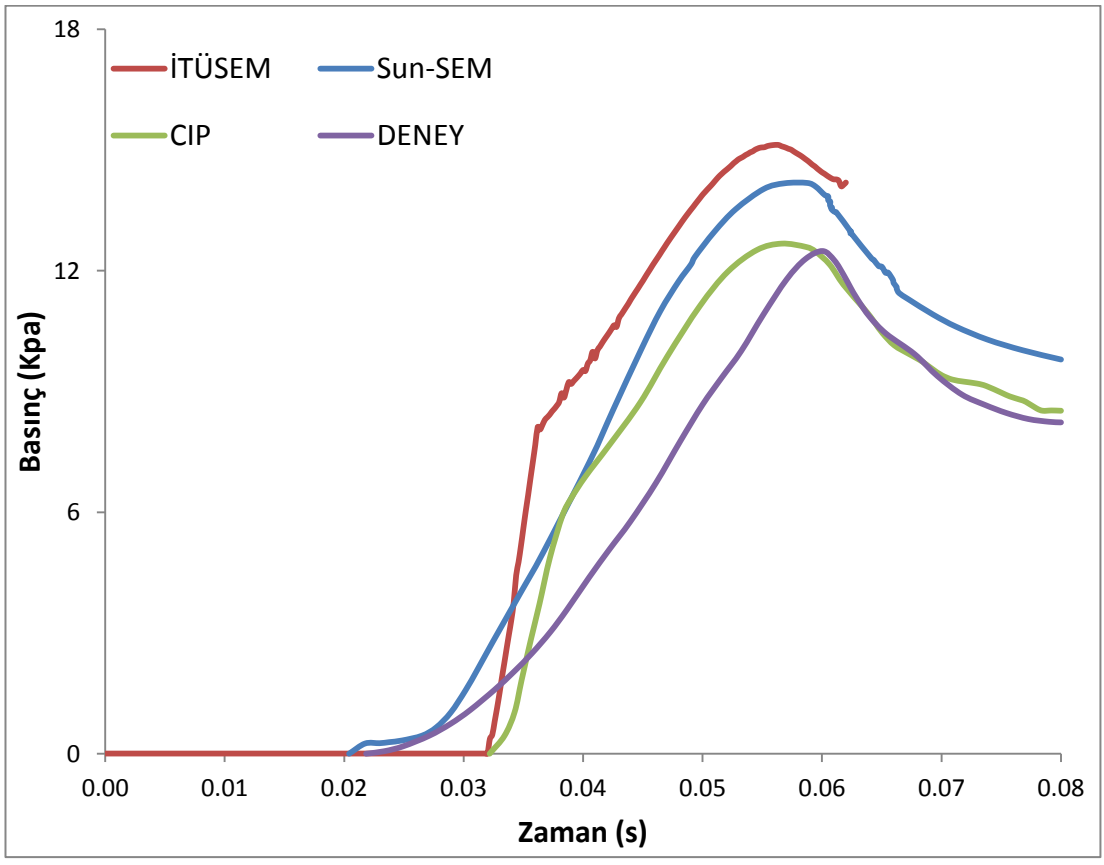
Şekil 5.1 : Ölçekli gemi kesiti ve basınç ölçülen noktalar (Aarsnes, 1996).

Elde edilen sonuçlar ve karşılaştırmalar Şekil 5.2, Şekil 5.3, Şekil 5.4 ve Şekil 5.5'de gösterilmiştir. İTÜSEM ile elde edilen sonuçlar kırmızı çizgi ile gösterilmiştir. Basınç değişimleri yaklaşık 0.06 saniye boyunca P1, P2,P3 ve P4 noktalarında hesap edilirken, diğer çalışmalarda 0.08 saniye boyunca ölçüm ve hesap yapılmıştır. Bu farkın nedeni, İTÜSEM'in akım ayrılmasından sonra hesaba son vermesinden kaynaklanmaktadır. 0.06 saniye civarında oluşam akım ayrılmasından sonra cismin üzerine gelen basınçlarda ciddi azalmalar oluşmaktadır. Dolayısı ile cismin maruz kaldığı toplam dövünme kuvveti düşük mertebelerde oluşmaktadır.

İTÜSEM ile P1 noktasında hesaplanan basınçlar, gerek ilk tepe noktasında gerekse zaman ile değişiminde hem deney hem de diğer sayısal sonuçlar ile oldukça uyumludur. Kesitin suya çarpması ile birlikte yükselen basınç değerleri, kesit formunun karakterisliğine bağlı olarak zaman içerisinde değişim göstermektedir. İkinci oluşan tepe değer ise baş form açılımının etkisi olduğu düşünülmektedir. Deneysel sonuçlarla doğru bir karşılaştırma yapabilmek için tüm sayısal çalışmalarda hidrostatik basınç da hesaplara dahil edilmiştir. İTÜSEM ile hesap edilirken Denklem 4.16'ya hidrostatik ifade de eklenmiştir. Dövünme olayının ilk anlarında herhangi bir ciddi katkı sağlamasa da, derinlik arttıkça ve özellikle ikinci tepe civarında hidrostatik basınç 10% civarı bir katkı yapmaktadır.



Şekil 5.2 : P1 noktasındaki basıncın zaman ile değişimi.



Şekil 5.3 : P2 noktasındaki basıncın zaman ile değişimi.

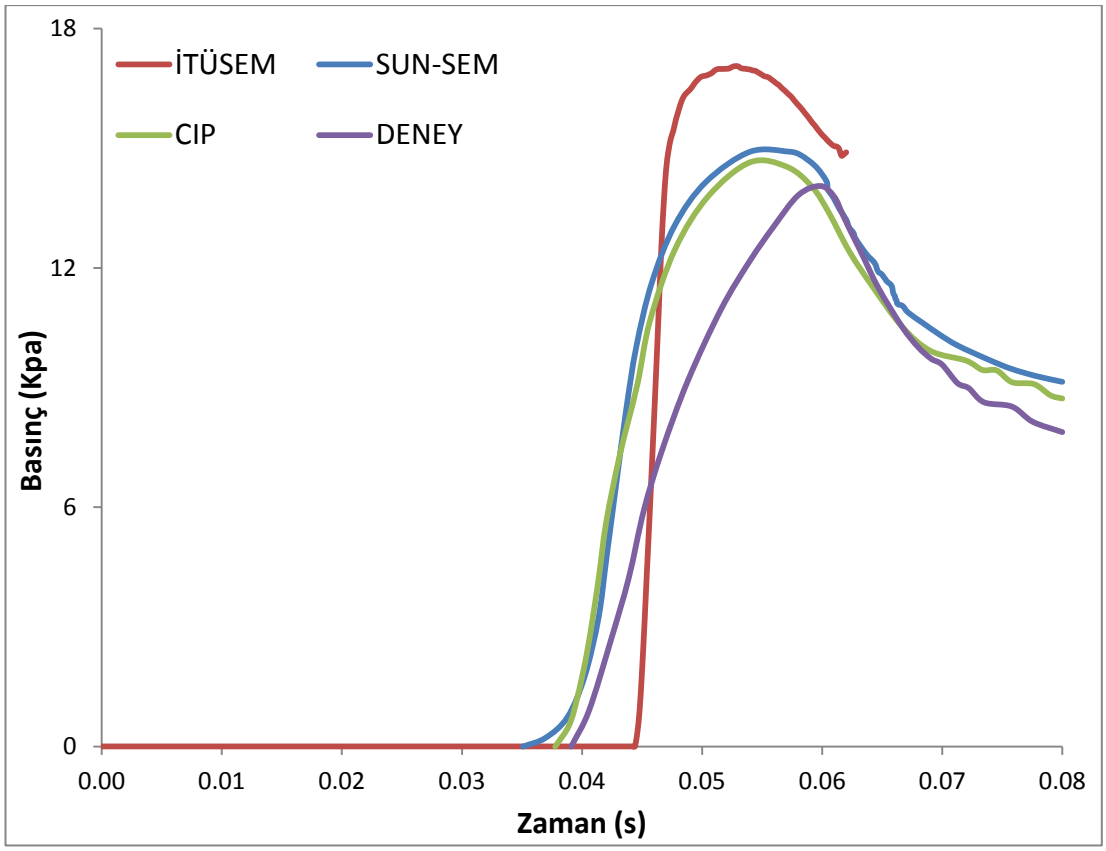
P2 noktasında İTÜSEM ile hesap edilen basıncın zaman ile değişimi ilk başlarda CIP (Zhu, 2006) ile benzerlik gösterirken, daha sonra diğer SEM tabanlı sayısal yöntem ile (Sun, 2007) benzer bir eğilime sahiptir. Tüm sayısal yöntemler deneysel sonuçlardan daha yüksek basınçlar tahmin etmişlerdir. P1 noktasında benzer olarak, 0,06 saniyede oluşan ayrılmadan ötürü diğer sonuçlarda basınçlar belirgin düşüş gösterirken, İTÜSEM'de hesap sonlandırılmaktadır.

Deneysel sonuçlarda baş form açılımının etkisinin kendisini gösterdiği anda ($t = 0.04$ *s*) ıslanan P3 noktasındaki değişim Şekil 5.4'te gösterilmiştir. İTÜSEM ile hesaplanan en büyük basınç değeri diğer sayısal sonuçlar ile hemen hemen aynı anda oluşmaktadır. Ancak İTÜSEM özellikle ıslanma zamanlaması olarak hem deneysel hem de diğer sayısal sonuçlardan bazı farklılıklar göstermektedir. Benzer farklılıklar 25° açılı kamanın deneysel sonuçlarıyla yapılan karşılaştırmalarda da elde edilmişti (Bkz. 0). Buradaki en temel farkın jet akımı civarında yapılan sayısal yaklaşımdan kaynaklandığı düşünülmektedir.

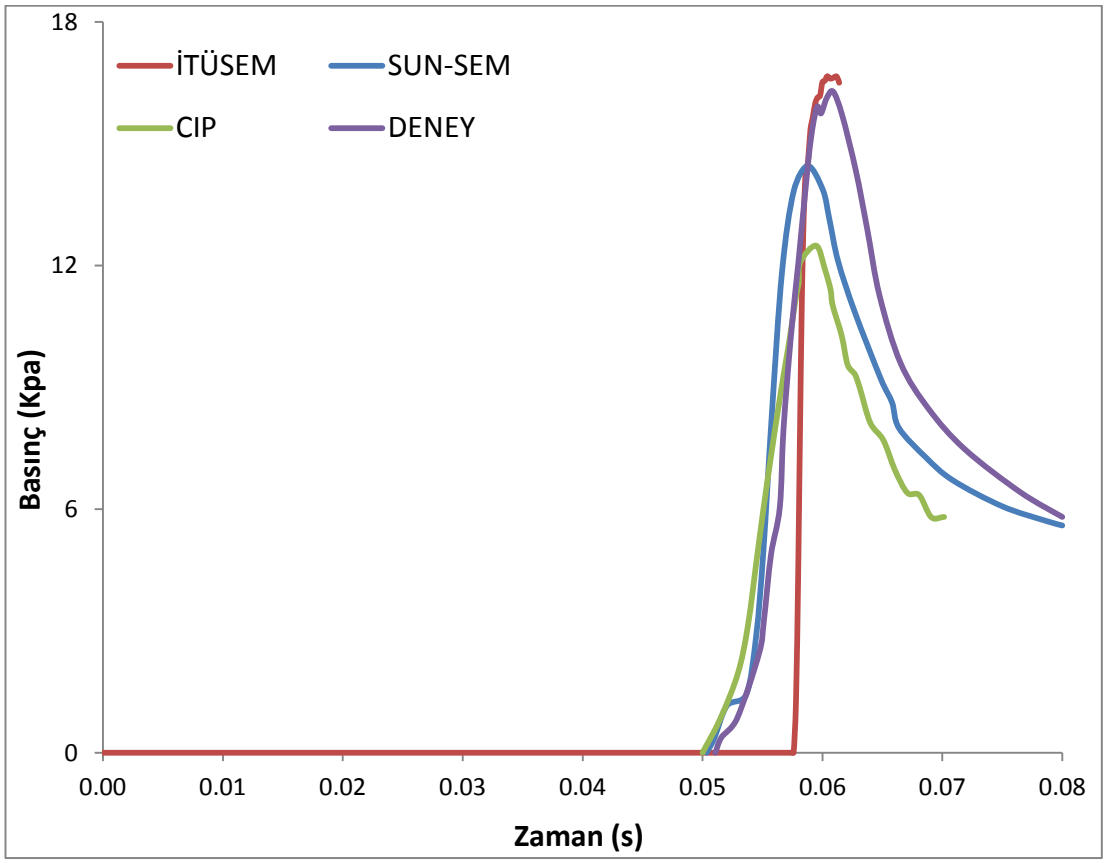
P4 noktası ise serbest yüzey akımının cisim yüzeyinden ayrılma noktasına çok yakın seçilmiştir. Dolayısı ile Şekil 5.5'te gösterilen sonuçlardan da görüldüğü gibi çok ani ve darbe benzeri bir basınç yüklemesi oluşmaktadır. Bu yüzden hem düşük kalkıntı açısına hem de baş form açılımına sahip gemilerde dövünme 2 fazlı oluşmaktadır.

P4 noktasında İTÜSEM ile elde edilen sonuçlar P3 noktasına benzer olarak çok ani bir yükselme göstermektedir. Bunun haricinde basıncın zaman ile değişimi ve büyüklüğü deneysel çalışma ile benzerlik göstermektedir. P4 noktası ayrışam noktasına çok yakın olduğundan P4 noktasında sadece 20 zaman adımı boyunca (0.004 saniye) basınç değeri elde edilmiş ve Şekil 5.5'te gösterilmiştir.

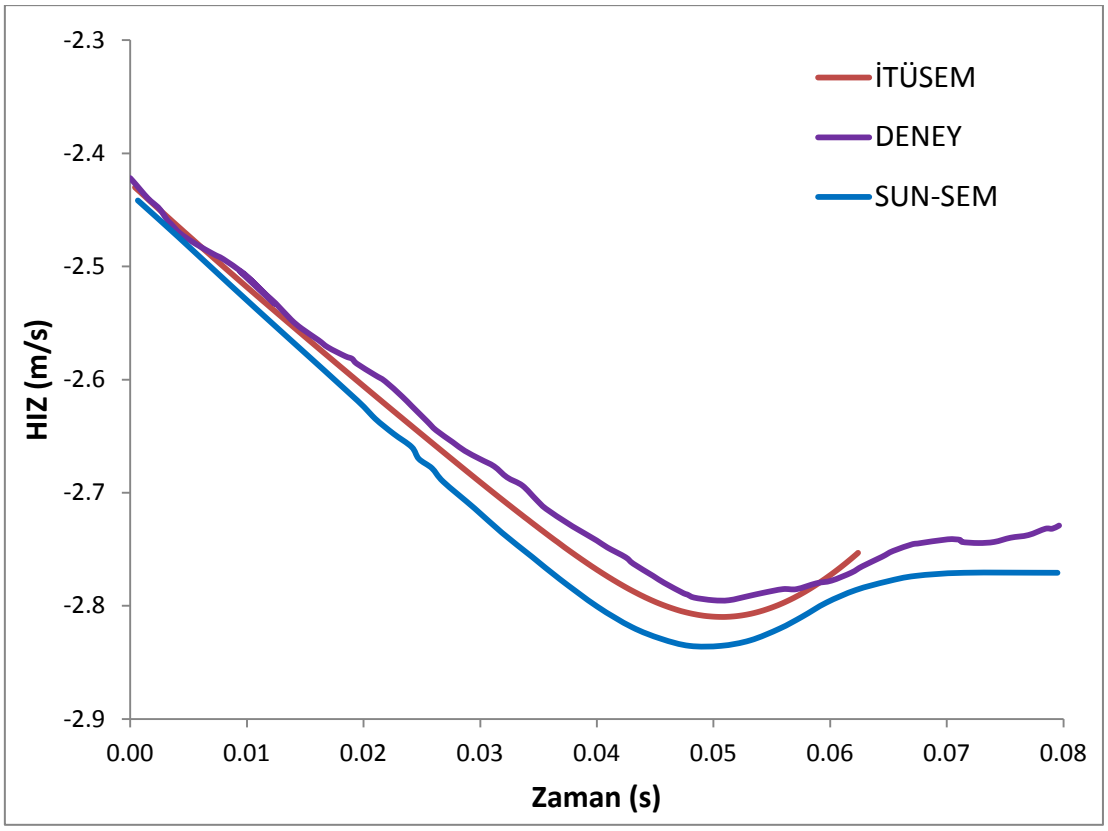
Şekil 5.6'da kesit serbest su yüzeyine çarptıktan sonra hızının nasıl değiştiği gösterilmiştir. 0.318 m yükseklikten bırakılan cisim su yüzeyine ulaştığında hızı 2.43 m/s'ye ulaşır. Jet akımı baş form açılımı bölgesine gelene kadar cismin hızı lineer olarak artmaya devam eder. Baş form açılımı ıslandıktan sonra ise cismin hızı azalmaya başlamaktadır. Kesitin zaman içerisindeki hareketi Sun (2007)'ın sonuçlarına göre İTÜSEM ile deney sonucuna daha yakın elde edilmiştir. Cismin hareketi Denklem 4.23 ve 4.24 kullanılarak zamanda takip edilmektedir. Sun (2007)'ın ve deney sonuçlarında da görüldüğü gibi 0.06 saniyede oluşan akım ayrışmasından ötürü kesit tekrar hız kazanmaktadır.



Şekil 5.4 : P3 noktasındaki basıncın zaman ile değişimi.



Şekil 5.5 : P4 noktasındaki basıncın zaman ile değişimi.



Şekil 5.6 : Kesitin su yüzeyine çarptığı andan itibaren hızının zamanda değişimi.

5.2 Tam Ölçekli Gemi Kesitlerinin Dövünmesi

Dalgalara karşı yol olan bir geminin başı sudan çıkıp tekrar suya girerse dövünme olayı oluşmaktadır. Geliştirilen İTÜSEM ile oluşan bu dövünmenin zamanda modellenebilmesi için, dövünen gemi kesitlerinin her zaman adımında düşey hızının bilinmesi gereklidir. Bölüm 4.5'de anlatıldığı gibi su yüzeyine serbest düşen kesitin suyun içerisindeki hareketinin takibi İTÜSEM ile mümkündür. Ancak gemi dalgalar arasında yol alırken baş ketsilerinin sahip olduğu düşey hızlar geminin genel (global) hareketlerine bağlıdır. Bu hareketler tüm genel yüklere verilen cevapların bileşkesidir. Bu çalışmada incelenen askeri geminin başkesitlerinin düşey hızları, gemi düzgün dalgalar arasında ilerlerken her zaman adımında hesaplanan katı cisim hareketlerinden türetilmektedir (Bkz. Bölüm 2). Ancak düşey hız olarak kullanılacak hızlar dalga yüzeyi ile görece hızlardır. Hesaplanan bu hızlar kullanılarak gemi başkesitlerinin dövünmeleri İTÜSEM ile modellenmiştir.

Leibowitz (1963) akışkanın momentumunun değişim hızı ile "momentum dövünmesi"ni tanımlamıştır. İTÜSEM ile elde edilen sonuçlar, Leibowitz'in momentum yaklaşımı ile elde edilen dövünme kuvvetleri ile karşılaştırılmıştır. Eğer

suya ilk temas eden panelin serbest su yüzeyi ile yaptığı açı yeteri kadar küçük olursa, kesit ilk darbe basıncına da maruz kalmaktadır (Belik, 1982). Örnek olarak seçilen gemi kesitlerinde darbe dövünmesi ihmal edilebilir seviyede oluştuğu için (Ochi ve Motter (1973) yöntemi ile) sadece momentum dövünmelerinin karşılaştırmaları yeterli görülmüştür. Leibowitz (1963)'in tanımladığı momentum dövünme kuvveti

$$F(x,t) = -\frac{D}{Dt}\left\{ m(x,t)\frac{Dw_{rel}(x,t)}{Dt} \right\} + \rho g s(x,t) \qquad \textbf{(5.1)}$$

İfade ile elde edilmektedir. Burada;

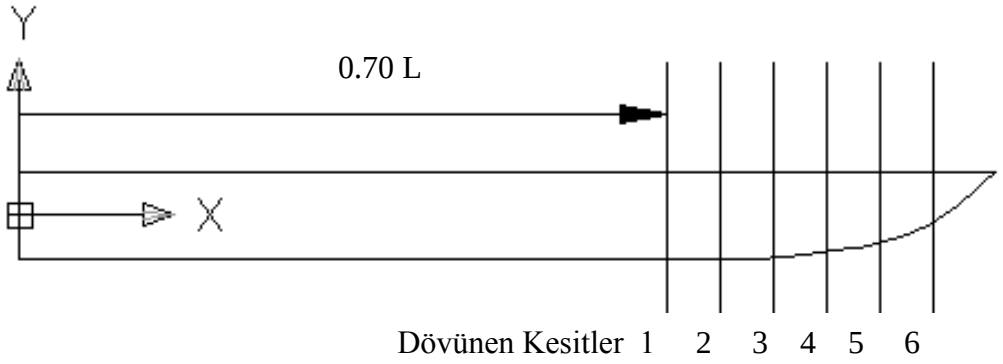
m(x): Birim boya gelen eksu kütlesi.

s(x): Su altında kalan, ıslak alandır.

Bu çalışmanın bu bölümünde yer çekimi ivmesi ihmal edildiğinden Denklem 5.1'in ikinci kısmı hesaba katılmamıştır. Gerekli işlemler yapıldığında,

$$F\ (x,t) = -\left\{ \frac{\partial m(x,t)}{\partial t} - \overline{U}\,\frac{\partial m(x,t)}{\partial x} \right\} \frac{Dw_{rel}(x,t)}{Dt} - m(x,t)\frac{D^2 w_{rel}(x,t)}{Dt^2} \qquad \textbf{(5.2)}$$

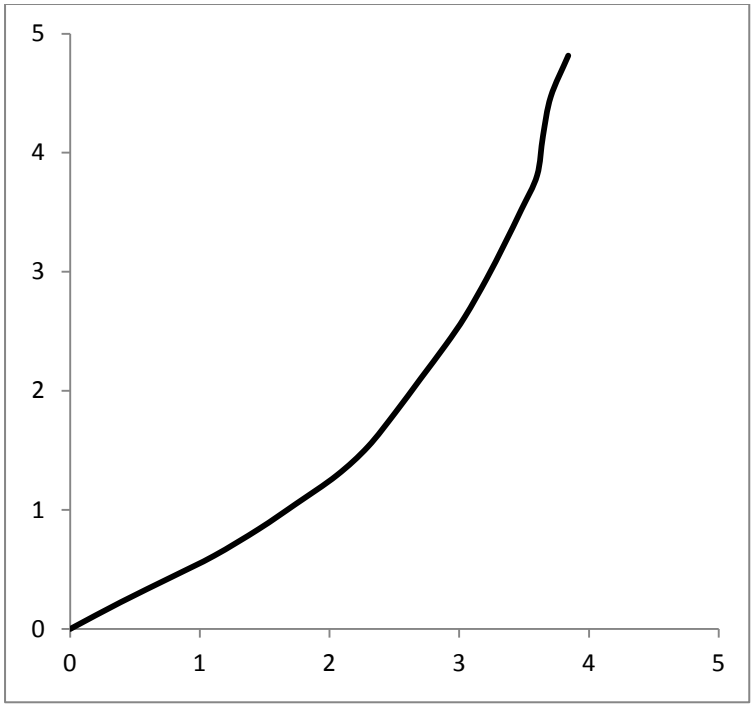
İfadesi ile elde edilir. İTÜSEM ile karşılaştırılan sonuçlar Denklem 5.2 yardımı ile elde edilen dövünme kuvvetleri ile karşılaştırılmıştır.



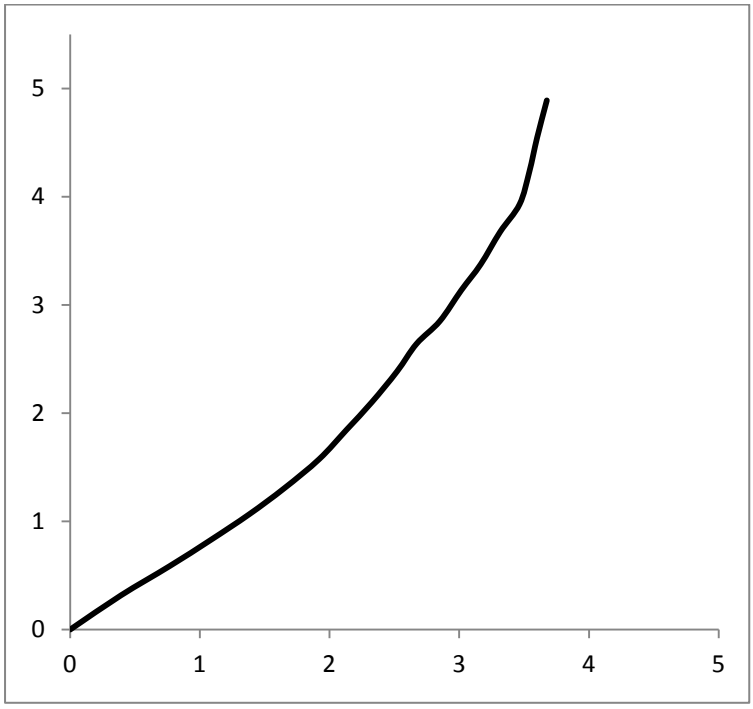
Şekil 5.7 : Dövünen kesitlerin gemi boyuna eksenindeki konumları.

Örnek olarak seçilen geminin, düzgün ve boyu (λ) gemi boyuna (L) eşit dalgalara karşı (L/λ=1), 5 m/s hızla yol aldığı durum incelenmiştir. Dalga genliği, gemi boyunun (L) baştan %30'u sudan çıkacak şekilde ayarlanmıştır. Bu koşullar altında geminin zaman bölgesindeki hareketleri elde edilmiştir. Geminin dövünen boyu (0.30 L) eşit aralıklarla 5 dilime bölünmüş ve 6 kesit için dövünme olayı zaman bölgesinde İTÜSEM ile modellenmiştir (Bkz Şekil 5.7).

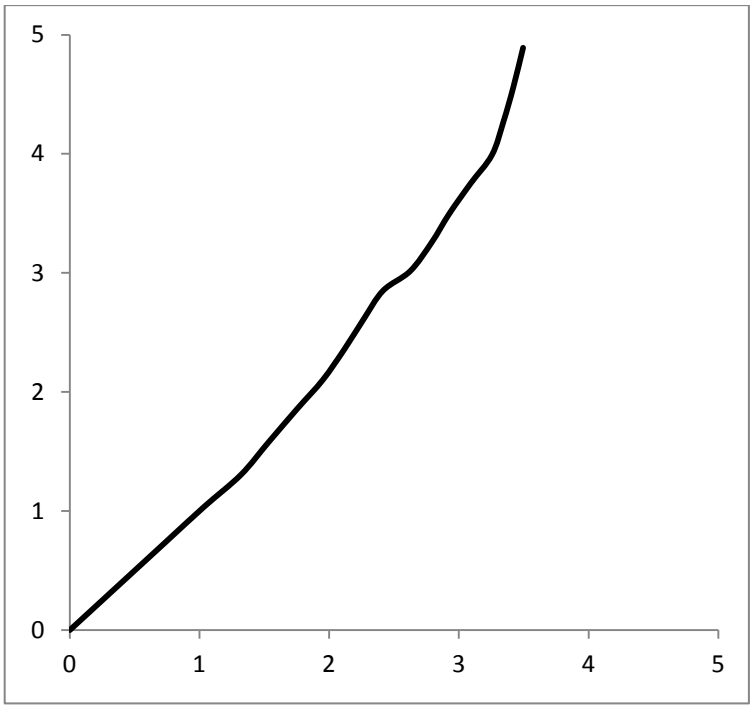
Geminin dövünen en kesitleri Şekil 5.8'den Şekil 5.13'e kadar gösterilmiştir. Görüldüğü gibi kimi kesitler "U" benzeri bir şekildeyken, özellikle son kesitler genişleyen "V" şeklindedir. Ayrıca kesitlerdeki çene (knuckle) formu basitleştirme yapılmadan hesaplar gerçekleştirilmiştir.



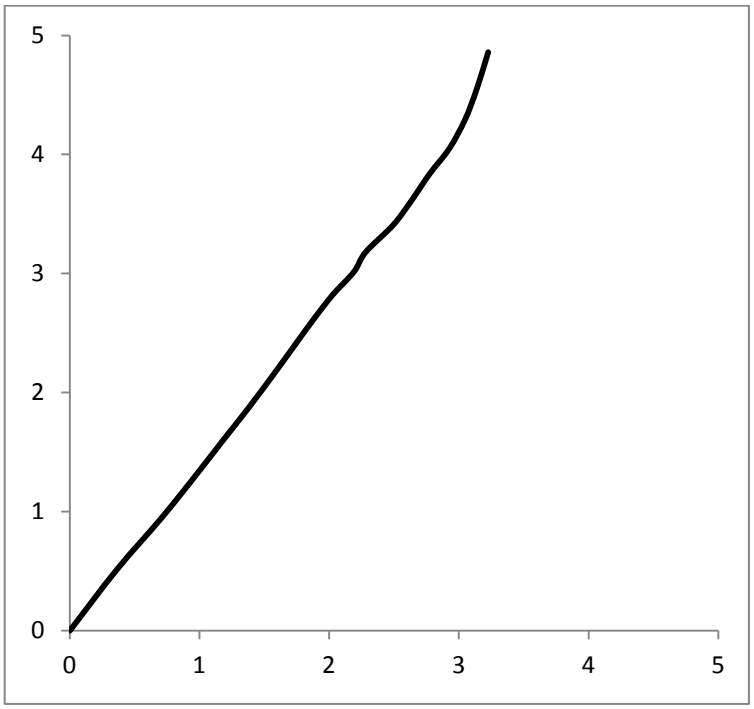
Şekil 5.8 : Gemi kıçından 0.70L mesafedeki en kesit (Kesit 1).



Şekil 5.9 : Gemi kıçından 0.75L mesafedeki en kesit (Kesit 2).



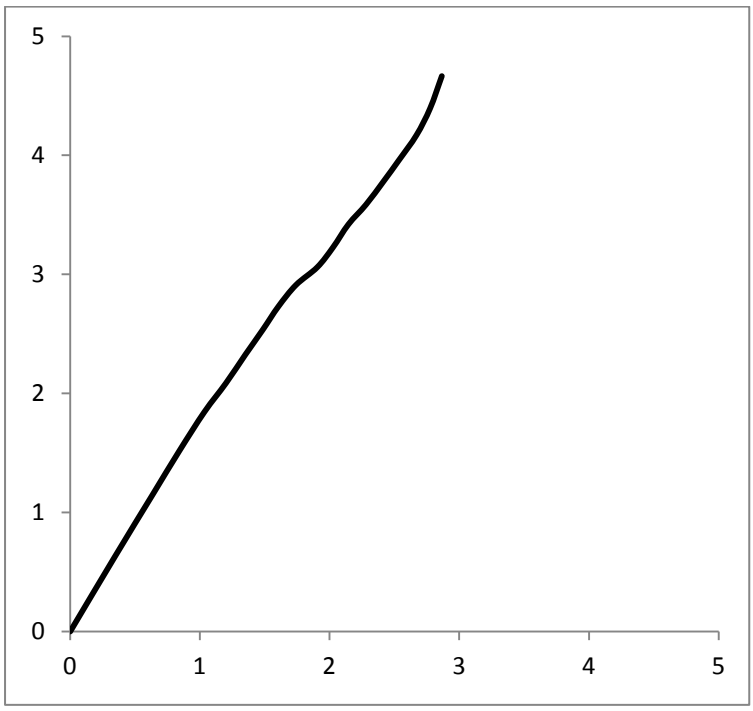
Şekil 5.10 : Gemi kıçından 0.80L mesafedeki en kesit (Kesit 3).



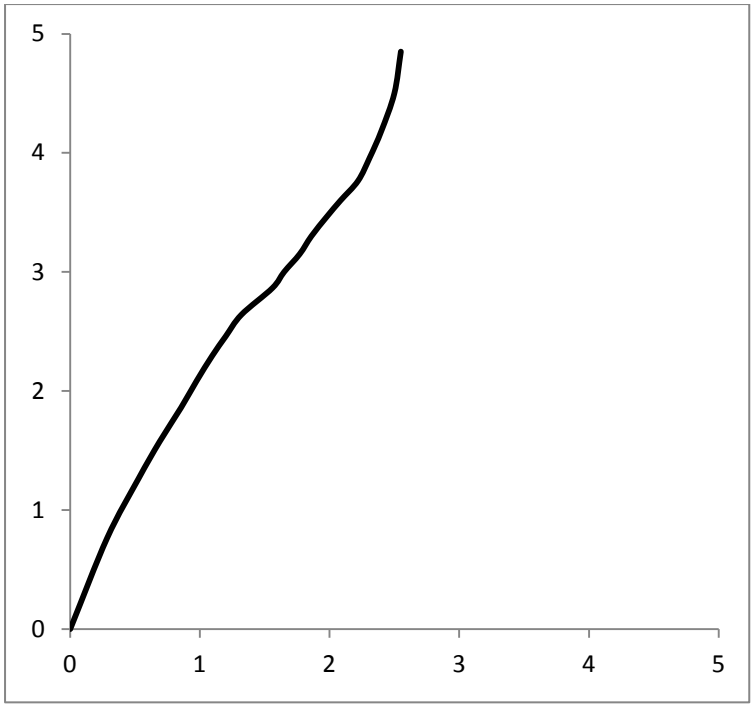
Şekil 5.11 : Gemi kıçından 0.85L mesafedeki en kesit (Kesit 4).

Dövünen kesitlerin düşey hızlarının zaman ile nasıl değiştiği Kesit 1 için Şekil 5.14'de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi hız, karşılaşılan düzgün dalgaların bir fonksiyonu olarak çevrimsel bir değişim göstermektedir. Kesit 1 gemi dalga ile karşılaştıktan yaklaşık 2.2 saniye sonra dövünmeye başlamaktadır. Kesitin düşey hızı 1.4 sn sonra sıfır olmaktadır. Geçen bu süre içerisinde geminin maruz kaldığı

dövünme kuvveti İTÜSEM ile modellenmiştir. Diğer dövünen kesitlerin düşey hızları da zamanda benzer değişimler göstermektedirler.



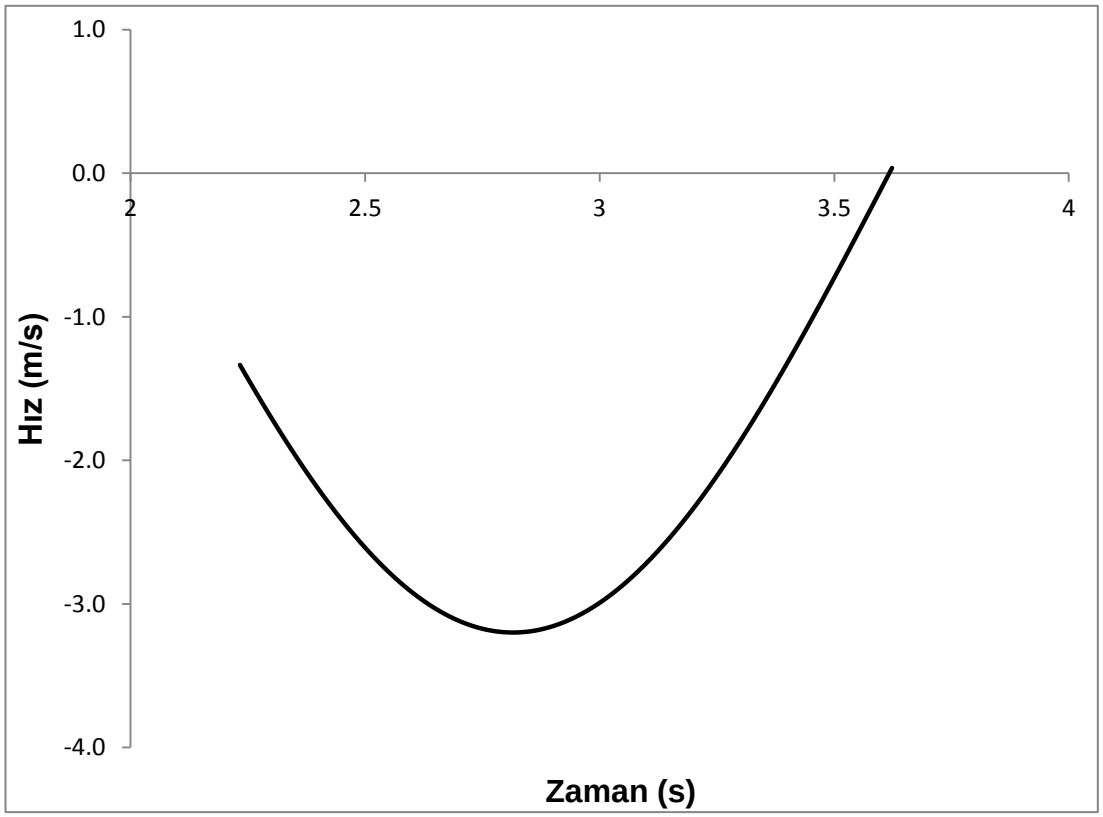
Şekil 5.12 : Gemi kıçından 0.90L mesafedeki en kesit (Kesit 5).



Şekil 5.13 : Gemi kıçından 0.95L mesafedeki en kesit (Kesit 6).

Elde edilen düşey hızlar kullanılarak İTÜSEM ile gerçekleştirilen hesaplamalarda elde edilen dövünme kuvvetlerinin, Leibowitz (1963)'in momentum eşitliği

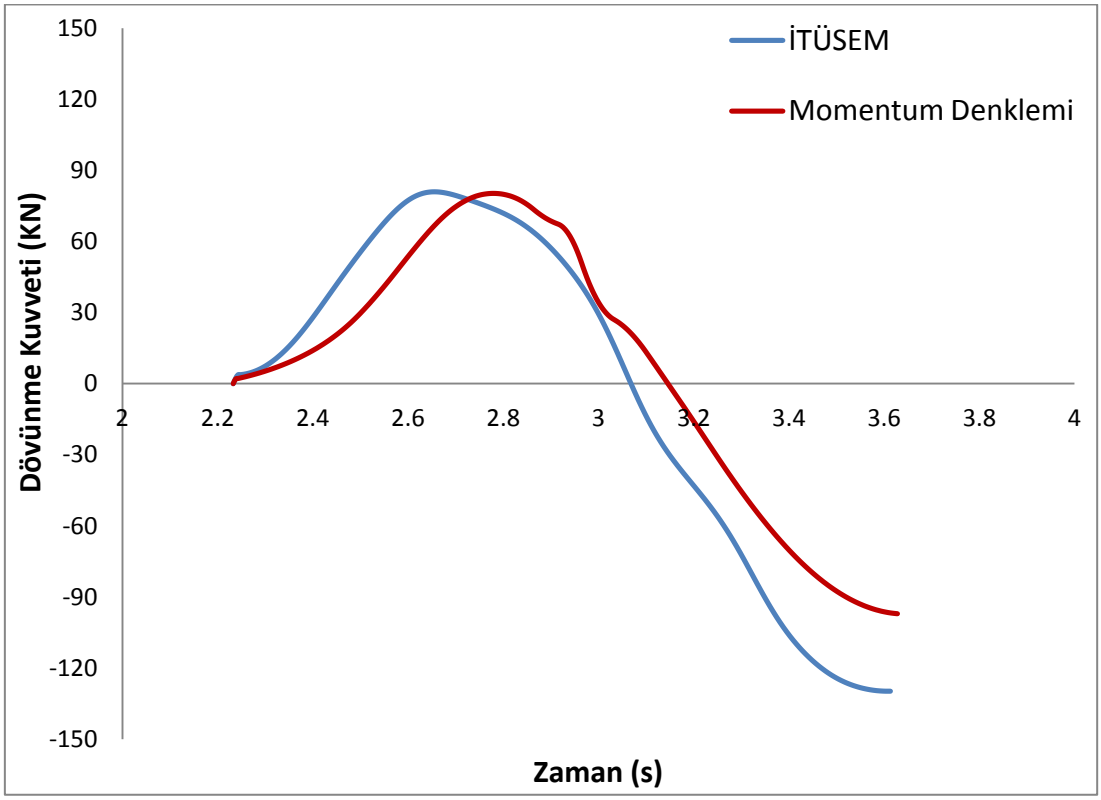
(Denklem 5.2) kullanılarak elde edilen dövünme kuvvetleri ile karşılaştırmaları Şekil 5.15'den Şekil 5.20'ye gösterilmiştir. Hem geminin dalgalar arasındaki hareketleri hem de dövünme olayı 0.005 saniye zaman adımlarıyla modellenmiştir.



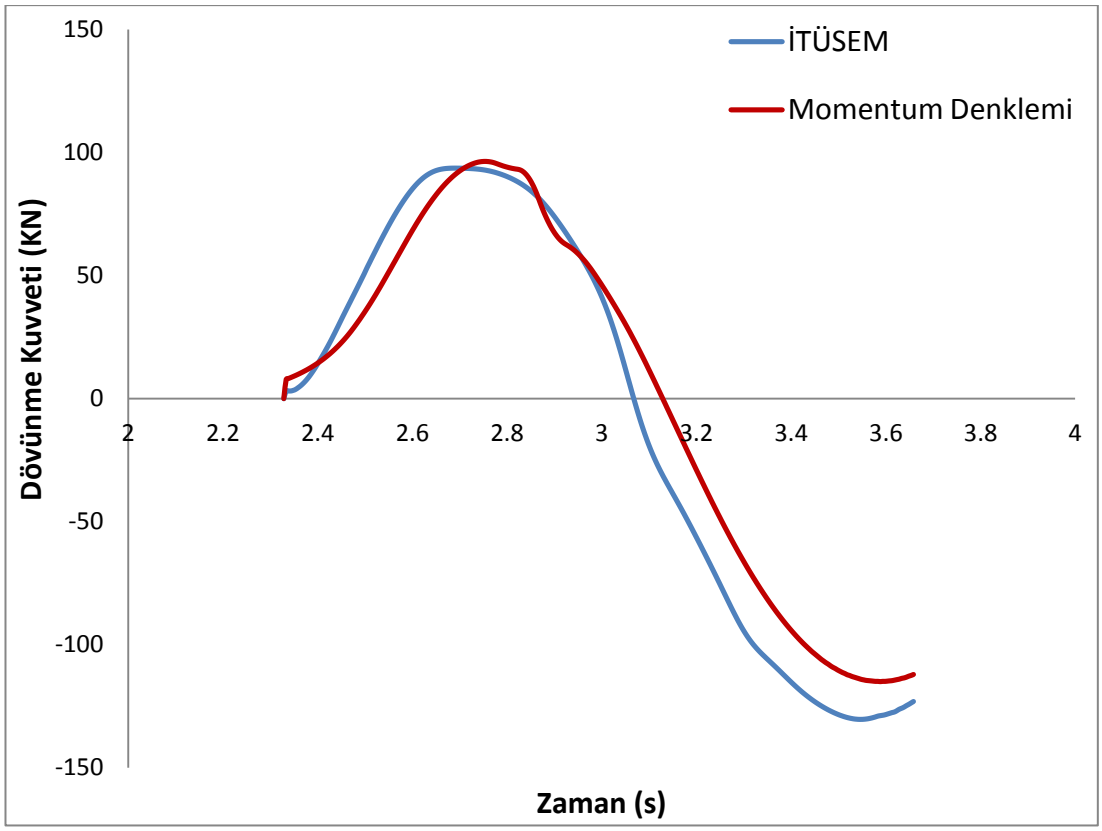
Şekil 5.14: Kesit 1'in dövünmeye başladığı andan itibaren düşey hızının zamanda değişimi.

Şekil 5.15'de İTÜSEM ile elde edilen dövünme kuvvetinin Şekil 5.14'de gösterilen düşey hızının değişimi ile nasıl ilişkili olduğu görülmektedir. Hız en büyük değerini aldığı anda dövünme kuvveti de en büyük değerine ulaşmaktadır. İki ayrı yöntem ile elde edilen sonuçlar arasında zamanlama farklılıkları olsa da büyüklükler ve eğilim son derece uyumludur. İTÜSEM en büyük değerine daha erken ulaşmakta ve de daha erken negatif bölgeye geçmektedir. 3.1 saniyeden sonra her ne kadar kesitin hızı hala pozitif ise de kesit üzerine gelen basınçlar İTÜSEM ile negatif olarak hesap edildiğinden dövünme kuvveti yön değiştirmektedir. Bunun sebebi; gemi kesitinin hızı hızlı bir şekilde düşerken, akışkanın hala kesitten uzaklaşma eğilimidir. Sakin su seviyesinden belirli bir yüksekliğe ulaşmış (potansiyeli artmış) ve de kesitten uzak doğrultuda hızlara sahip olan akışkan serbest yüzeyi, kesit üzerine bir emme uygulamaktadır. İki ayrı yöntemle hesaplanan pozitif en büyük dövünme kuvvetleri genel olarak benzerlik gösterse de, negatif en büyük dövünme kuvveti İTÜSEM ile

daha yüksek tahmin edilmektedir. Bu fark kesit narinleştikçe azalmaktadır. Ayrıca en büyük pozitif dövünme kuvveti oluşma zamanlamaları da görece olarak narin kesitlerde daha uyumludur. İTÜSEM'in her zaman adımında serbest yüzeyi takip ederek zamanda benzetim yaptığı düşünüldüğünde, özellikle Kesit 1'e etki eden dövünme kuvvetinin daha erken yükselmesinin gerçeğe daha yakın olduğu düşünülmektedir.



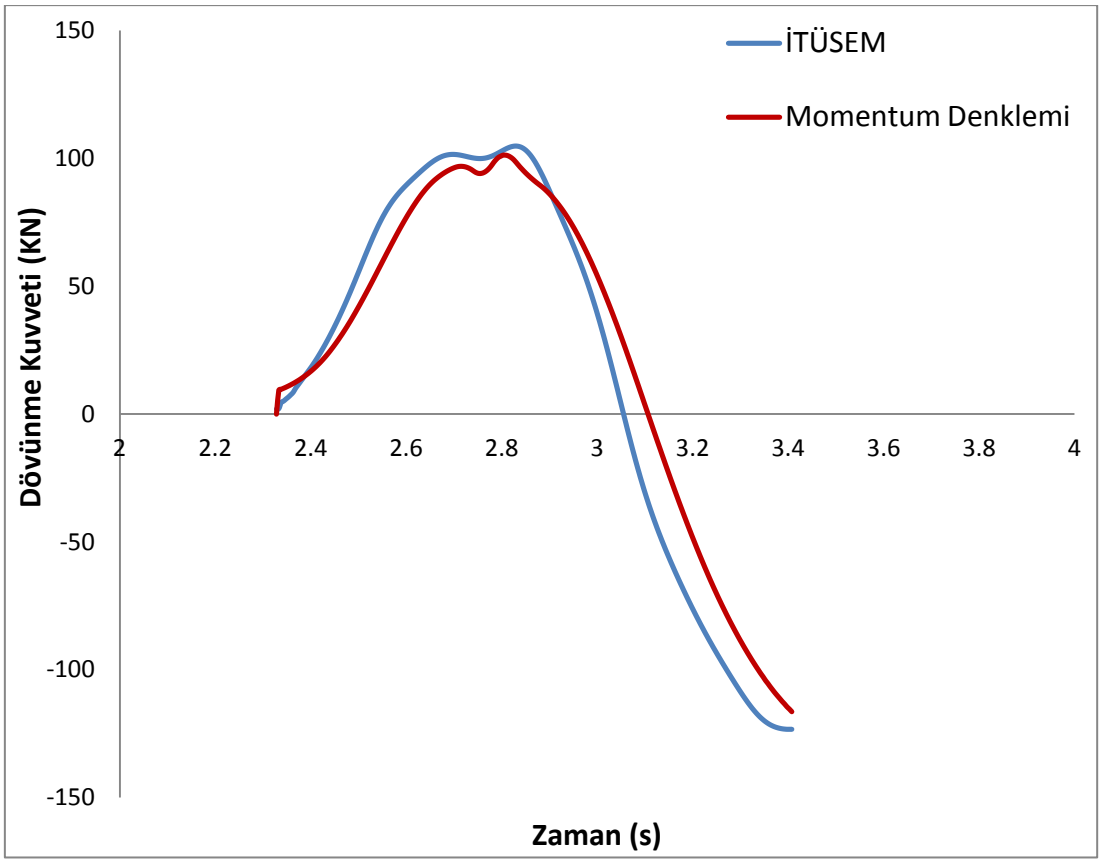
Şekil 5.15: Kesit 1'in maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi.



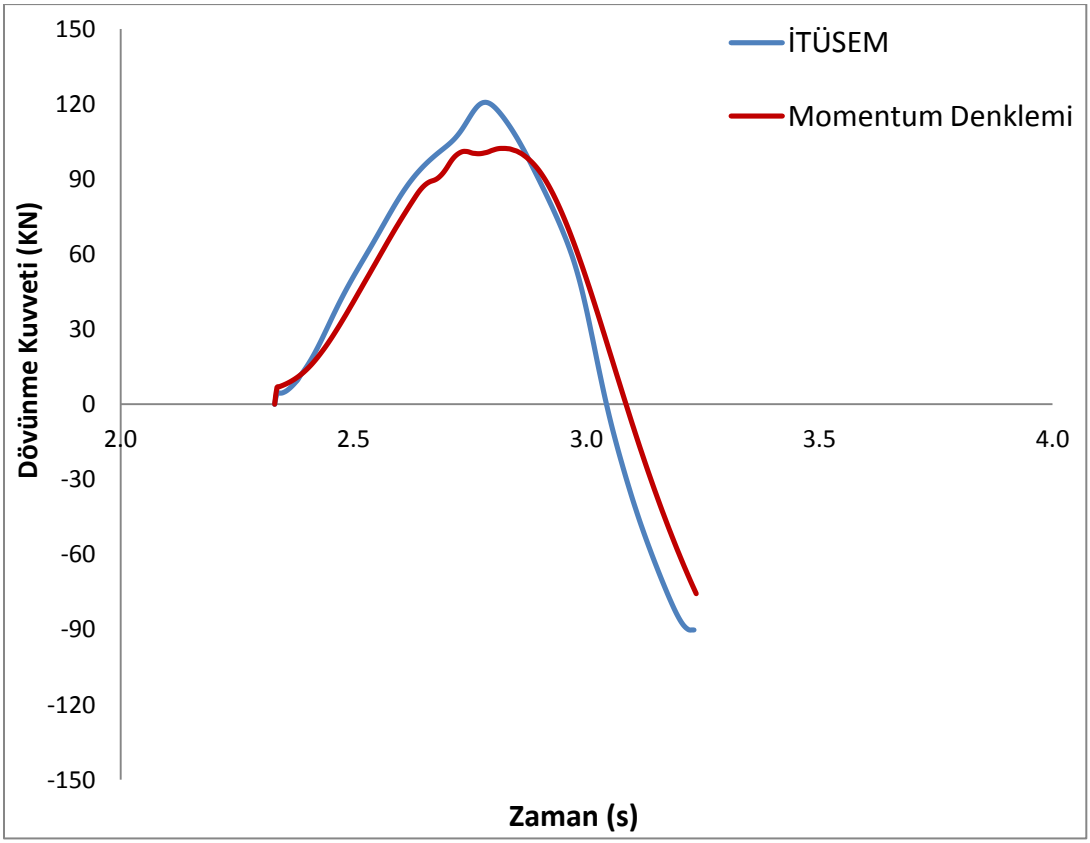
Şekil 5.16: Kesit 2'nin maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi.

Diğer ketsilerdeki uyum Kesit 1'e göre çok daha olumludur. Gerek en büyük değerler gerekse eğilim çok benzerdir. Özellikle çene noktalarının su ile buluştuğu anlarda (İTÜSEM'e göre) sonuçlar arasında bazı farklılıklar vardır. Kesit 3'de (Bkz. Şekil 5.17) çene noktasından kaynaklanan düzensizlik benzerlik gösterirken, diğer kesitlerde bu uyum görülmemektedir (Bkz. Şekil 5.18). Momentum denklemi ile hesap yapılırken Kesit 7 hariç her kesit için 8 parametreli çoklu transformasyon yapılmaktadır (Kesit 7 için 5). Son derece yüksek bir hassasiyet seçilmesine karşın, sonuçta kesitin matematiksel olarak ifade edilmesi söz konusudur. Özellikle süreksizlik içeren noktalarda koordinatların tam olarak modellenmesi mümkün olmayabilmektedir. İTÜSEM'de ise hassas bir ağ yapısı kurularak ve yeteri kadar küçük zaman adımları ile bu noktalar hesaba tam olarak katılabilmektedir. Buradaki tek şart kesitin çok az da olsa sürekli genişleyerek yükselmesidir.

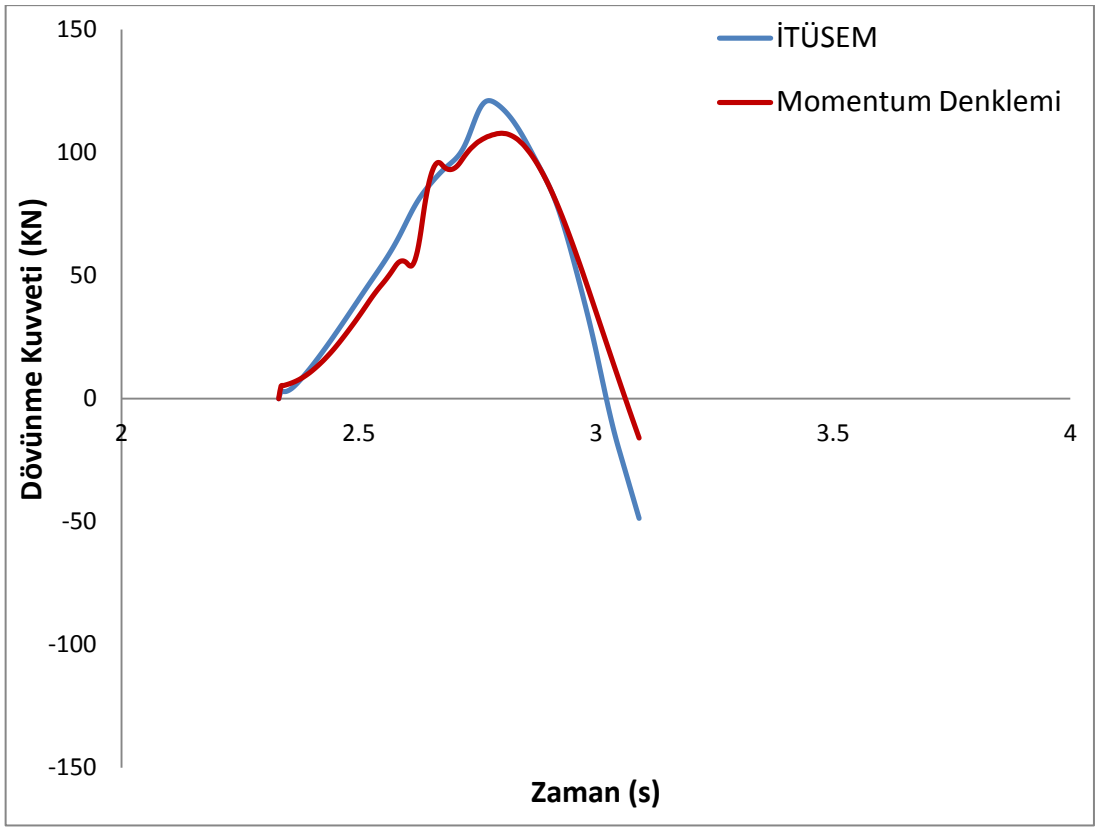
Geminin başına doğru yaklaşıldıkça düşey ivmeler ve hızlar artış göstermektedir. Dolayısı ile Kesit 7'nin suya giriş hızları Kesit 1'inkine göre çok daha yüksektir. Kesit 7 daha narin olmasına karşın, daha kısa sürede daha yüksek dövünme basıncına ve sonuç olarak da daha büyük dövünme kuvvetine maruz kalmaktadır. Bu durum her iki yöntemde de aynı şekilde gözlemlenmektedir.



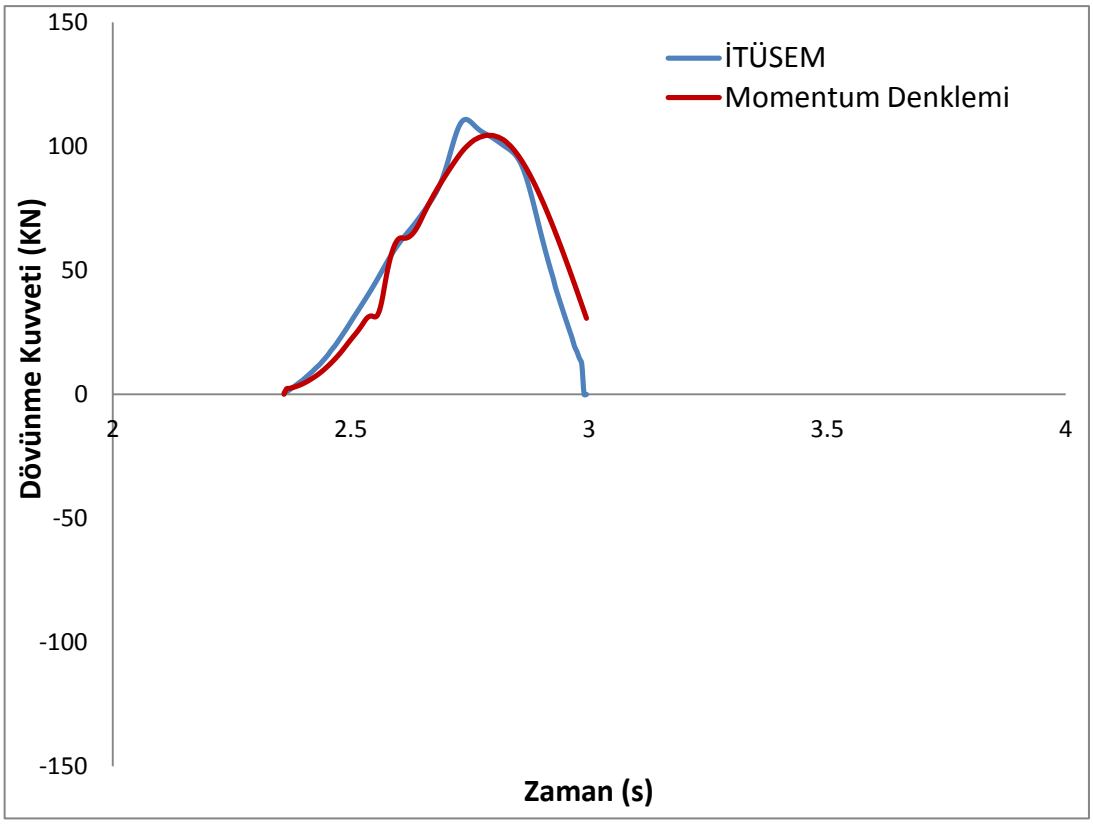
Şekil 5.17: Kesit 3'ün maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi.



Şekil 5.18: Kesit 4'ün maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi.



Şekil 5.19: Kesit 5'in maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi.



Şekil 5.20: Kesit 6'nın maruz kaldığı dövünme kuvvetinin zamanda değişimi.

6. GEMİ YAPISININ DÖVÜNME ZORLAMASINA VERDİĞİ CEVAPLAR

Bu bölümde gemi yapısının geçici dövünme kuvvetlerine nasıl cevap verdiği incelenmiştir. Düzgün dalgalara karşı yol alan bir geminin cevapları, dalgalara ve dövünmelere verdiği cevapların toplamı olarak hesap edilmiştir. Gemi yapısına etki eden dalga kuvvetleri Bölüm 2 anlatıldığı gibi hesap edilirken, dövünme kuvvetleri ise Bölüm 5'te hesap edilen (Bkz 0–0) kuvvetlerdir. Bölüm 2'de ayrıca gemi yapısının dalgalara verdiği cevapların nasıl hesap edildiği anlatılmıştır (Belik, 1982). Gemi yapısının geçici bir zorlama olan dövünme kuvvetine verdiği cevapların nasıl hesap edildiği aşağıda anlatılmıştır.

6.1 Örnek Geminin Kiriş ve Hidroelastik Özellikleri

Hesaplamalarda kullanılan askeri geminin ana boyutları, sevk özellikleri ve kiriş özellikleri (Kütle, atalet momenti, en kesit alanları, en kesit genişlikleri) EK A'da gösterilmiştir.

Bir "Timoshenko" kirişi olarak modellenen gemi kirişinin, öncelikle kuru tekne analizi gerçekleştirilmiştir. Herhangi bir dış kuvvet ve sönüm olmaksızın (vakumda) gemi yapısının doğal frekanslarının ve serbest titreşim şekillerinin elde edilmesine Bölüm 2'de anlatıldığı gibi "kuru tekne analizi" denilmektedir. Dış kuvvet ve sönüm ifadelerinin ihmal edilerek hareket denklemi çözülür. Çizelge 6.1'de, özdeğer – özvektör probleminin çözülmesi ile elde edilen doğal frekansları (ω_d) verilmiştir. Gemi kirişinin titreşim şekilleri 4 düğümlü hareket şekline kadar hesaba katılmıştır. Şekil B.1'de geminin serbest titreşim şekilleri gösterilmektedir. Burada *r=0* ve *1* sırasıyla dalıp çıkma baş – kıç vurma katı cisim hareketleri iken, *r=2, 3* ve *4* elastik titreşim şekilleridir. Bu titreşim şekillerine karşı gelen gemi kesme kuvveti ve eğilme momentinin gemi boyunca değişimi de Ek B'de (Şekil B.2 ve Şekil B.3) gösterilmiştir.

Geminin vakumda elde edilen bu özellikleri ışığında, baştan gelen düzgün dalgalara verdiği cevapları hesap edilmiştir. Bunun öncelikle geminin 350 adet frekansta hidrodinamik özellikleri hesap edilmiştir. Elde edilen hidrodinamik özellikle Ek C'de

gözterilmiştir. Elde edilen bu özellikler yardımıyla Çizelge 6.1'de gösterilen, geminin tınlaşım frekansları (ω_R) hesap edilmiştir. Tınlaşım frekansları ayrıca geminin ıslak doğal frekansları olarak da adlandırılırlar (Bishop ve Price, 1979, Belik, 1982). Şekil D.1, Şekil D.2 ve Şekil D.3'de sırasıyla 2, 3 ve 4 düğümlü titreşimlerin asal koordinatları gösterilmiştir. Görüldüğü gibi tınlaşım frekansları civarında en büyük değerler elde edilmektedir. Her titreşim şeklinin kendi tınlaşım frekansında elde edilen asal koordinatları diğer titreşim şekillerinde elde edilenlerden çok daha büyüktür. Doğal ve tınlaşım frekansları arasındaki orantılar da Çizelge 6.1'de ayrıca gösterilmiştir. 3 ve 4 düğümlü titreşimlerin tınlaşım frekansları birbirine çok yakın elde edilmektedir. Görüldüğü gibi 2 düğümlü titreşimin tınlaşım frekansı, doğal frekansın yaklaşık %35'i kadar daha düşük dalga karşılaşma frekanslarında elde edilirken, 4 düğümlü titreşim içinse bu fark %65 kadar oluşmaktadır. Düğüm sayısı arttıkça titreşimin doğal ve tınlaşım frekansları arasındaki farkın artması beklenmektedir (örnek olarak, Başaran ve diğerleri, 2008). Ancak hidroelastik özellikleri incelenen örnek geminin boy/genişlik oranının görece olarak küçük ve yapısının oldukça rijit olması, hesaplarda bu farkın daha da artmasına sebep olduğu düşünülmektedir. Sonuç olarak; daha düşük frekanslarda elde edilen tınlaşım genlikleri daha büyük yer değiştirmelere sebep olacağından güvenli bir bölgede hesap yapıldığı düşünülmektedir.

Çizelge 6. 1 : Doğal ve Tınlaşım frekansları

Titreşim şekli	2 düğümlü	3 düğümlü	4 düğümlü
Doğal frekans (1/s)	8.04	17.91	26.48
Tınlaşım Frekansı (1/s)	5.15	10.30	11.73
ω_R / ω_d	0.64	0.58	0.44

Baştan gelen düzgün dalgalara karşı 10 m/s hızla yol alan geminin cevapları gemi boyunca 3 ayrı kesitte hesap edilmiştir. Gemi boyunca dominant olan frekansların dalga zorlamasına verilen cevaplara etkisinin net olarak görülebilmesi için yüksek bir ileri hız seçilmiştir. Elde edilen sonuçlar Ek D'de sunulmuştur. Gemi kirişinin

titreşim özelliklerinin gemi boyunca incelenebilmesi için orta (0.5L), kıç (0.25L) ve baş (0.75L) bölgelerindeki 3 kesitte cevapların hesap edilmesi uygun görülmüştür. Gemi kıçından 0.25L, 0.5L ve 0.75L mesafelerdeki kesitlerde kesme kuvveti ve eğilme momentleri frekans bölgesinde hesap edilmiştir. Elde edilen sonuçlar geminin titreşim şekilleri ve asal koordinatları ile uyumludur. Şekil D.4, Şekil D.5 ve Şekil D.6'da kesme kuvvetlerinin, Şekil D.7, Şekil D.8 ve Şekil D.9'da eğilme momentlerinin karşılaşma frekanslarıyla nasıl değiştiği görülmektedir. En büyük değerler geminin tınlaşım frekanslarında elde edilmektedir. Ayrıca gemi boyunun dalga boyuna eşit olduğu (L/l = 1) karşılaşma frekansında da (ω_e ~0.49Hz) bölgesel en büyük cevaplar elde edilmektedir. Düğüm sayısı arttıkça gemi yapısının tınlaşım frekanslarında verdiği cevapların genlikleri düşmektedir. Üç ayrı kesitte gerçekleştirilen hesaplar göstermiştir ki, gemi dalga zorlamalarına serbest titreşim şekillerine uygun olarak cevap vermektedir. Örneğin 2 düğümlü titreşimin tınlaşım frekansında elde edilen değerlere bakılacak olursa (Bkz Şekil D.4, Şekil D.5 ve Şekil D.6), kıçtan 0.5L mesafedeki kesitte daha düşük kesme kuvveti değeri elde edildiği görülecektir. Bu sonuç serbest titreşim şekillerine karşı gelen kesme kuvvetinin gemi boyunca değişimine (Bkz Şekil B.2) uygundur. Benzer şekilde, 0.25L'de 3 düğümlü titreşim şeklinden toplam kesme kuvvetine yapılan katkı nerdeyse sıfırdır (Bkz Şekil D.4). Kesme kuvvetinin gemi boyunca değişimine benzer olarak dominant titreşim şekillerinin eğilme momenti değerlerine etkisi de geminin serbest titreşim şekillerine uygun olarak elde edilmiştir. 2 düğümlü titreşimin 0.5L'deki eğilme momentine katkısı hesaplanan en büyük değerdir. 3 ve 4 düğümlü titreşimlerin toplam eğilme momenti değerlerine katlıları her üç kesit için de neredeyse eşittir. Ancak 0.75L'de 2 düğümlü titreşimin katkısı diğer iki kesite göre daha küçüktür. Genel olarak 2 düğümlü titreşim hem kesme kuvvetinin hem de eğilme momentinin gemi boyunca değişimde dominant titreşim şeklidir.

6.2 Darbeye Verilen Cevap

Bölüm 2'de bahsedilen tek serbestlik dereceli sisteme bir birim darbe etki edecek olursa, sistemin cevabı bu darbeye

$$q(t) = h(t)$$

olur ve $h(t)$; sistemin birim darbe cevap fonksiyonu olarak tanımlanır. Sistemin birim darbe cevap fonksiyonu ile R.A.O. arasında

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{-i\omega t} dt$$

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

ilişkileri vardır. Herhangi bir $Q(t)$ dış kuvvetinden dolayı oluşan *q(t)* cevabı konvolüsyon integrali vasıtasıyla

$$q(t) = \int_{0}^{t} h(\tau) Q(t-\tau) d\tau$$

eşitliği elde edilir (Belik, 1982). Burada $\tau > t$ ise $Q(t-\tau) = 0$. Serbestlik derecesi birden fazla olan bir sistem göz önüne alınırsa; konvolüsyon integrali *s*'inci genelleştirilmiş koordinatta $Q_s(t)$ dış kuvvetinin, *r*'inci genelleştirilmiş koordinatta $q_r(t)$ cevabıyla olan ilişkisi aşağıdaki gibi bulunur.

$$q_r(t) = \int_{0}^{t} h_{rs}(\tau) Q_s(t-\tau) d\tau$$

$h_{rs}(t)$; birim darbe fonksiyonu, *s*'inci genelleştirilmiş koordinatta birim darbeye karşı *r*'inci genelleştirilmiş koordinattaki cevaptır. Bir geminin bir darbeye verdiği genelleştirilmiş cevabın asal koordinatları matris formunda yazılırsa;

$$\underset{\sim}{p}(t) = \int_{0}^{t} \underset{\sim}{h}(\tau) \underset{\sim}{\Xi}(t-\tau) d\tau \qquad \textbf{(6.1)}$$

eşitliği elde edilir. $\underset{\sim}{\Xi}(t)$, genelleştirilmiş zorlamadı $\underset{\sim}{h}(t)$ fonksiyonu sayesinde geminin geçici cevapları bulunur. $\underset{\sim}{h}(t)$ ile $\underset{\sim}{H}(\omega_e)$ matrisleri arasındaki Fourier transformasyon eşitliği;

$$\underset{\sim}{h}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underset{\sim}{H}(\omega_e) e^{i\omega_e t} d\omega_e \qquad \textbf{(6.2)}$$

dir. Burada,

$$\underset{\sim}{H}(\omega_e) = \left(-\omega_e^2 \underset{\sim}{A}(\omega_e) - i\omega_e \underset{\sim}{B}(\omega_e) + \underset{\sim}{C}\right)^{-1} \quad \textbf{(6.3)}$$

dir. Bishop ve diğ. (1977), bir geminin birim darbe cevap fonksiyonunun elde edilmesi için bir yöntem geliştirmişlerdir.

$y_r(t) = \dot{p}_r(t)$, (r=0, 1, 2,...,n)

$y_r(t) = \dot{p}_{r-(n+1)}(t)$, ($r$=$n$+1, n+2,...,2n+1)

$$\underset{\sim}{I}\,\underset{\sim}{\dot{y}}(t) + \underset{\sim}{G}\,\underset{\sim}{y}(t) = \underset{\sim}{H}(t) \quad \textbf{(6.4)}$$

Burada, $\underset{\sim}{I}$, (2n+2)x(2n+2) birim matrisi ve

$$\underset{\sim}{y}(t) = \begin{bmatrix} y_0(t) \\ y_1(t) \\ . \\ . \\ y_{2n+1}(t) \end{bmatrix}$$ 'dir.

6.2.1 Birim darbeye verilen cevap

Birim büyüklükteki bir darbenin t=0 anında itibaren birim zaman süresince bir geminin kıçtan $x = x'$ mesafesindeki bir noktasına etkidiği düşünülürse, darbe;

$$F_{darbe} = \delta(t)\delta(x - x')$$

şeklinde ifade edilir. Eğer genelleştirilmiş olarak s. asal koordinatta ifade edilirse;

$$\Xi_s(t) = \int_0^l \delta(t)\delta(x - x')w_s(x)dx \text{ , } s = 0, 1, 2,...,n.$$

Matris formunda yazılacak olursa;

$$\underset{\sim}{\Xi}(t) = \delta(t)\,\underset{\sim}{w}(x') \quad \textbf{(6.5)}$$

ve bu eşitliği denklem (6.1)'de yerine koyarsak, asal koordinatlar aşağıdaki gibi bulunur.

$$\underset{\sim}{p}(t) = \underset{\sim}{h}(t)\,\underset{\sim}{w}(x') \quad \textbf{(6.6)}$$

Deplasman, kesme kuvveti ve eğilme momenti sırasıyla aşağıdaki gibi olur.

$$w(x,t) = \sum_{r=0}^{n} p_r(t) w_r(x)$$

$$V(x,t) = \sum_{r=2}^{n} p_r(t) V_r(x)$$

$$M(x,t) = \sum_{r=2}^{n} p_r(t) M_r(x) \qquad \textbf{(6.7)}$$

6.3 Sayısal Sonuçlar

Bölüm 5'te anlatıldığı gibi altı gemi başkesitinde hem İTÜSEM hem momentum denklemi (Leibowitz, 1963) kullanılarak elde edilen dövünme kuvvetleri, zorlayıcı düzenli dalga kuvvetlerine ek olarak gemi yapısına geçici dış kuvvet olarak yüklenmiştir. Düzgün dalgalara karşı yol alan geminin verdiği cevaplar dalga (sürekli) ve dövünme (geçici) zorlamalarına verdiği cevapların lineer toplamı olarak hesap edilmiştir. Bu yüklemeler altında geminin verdiği cevaplar gemi boyunca 3 ayrı kesit için zaman bölgesinde hesap edilmiştir.

6.3.1 Dövünmeye verilen geçici cevaplar

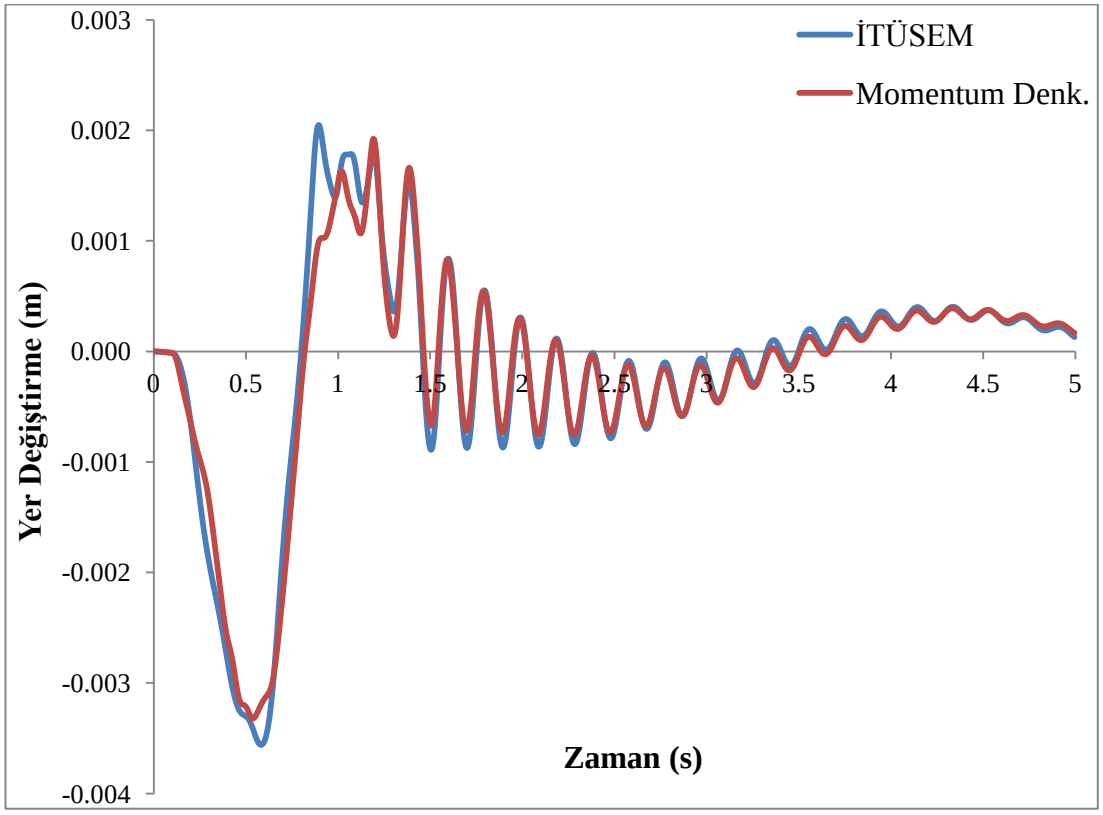
İki ayrı yöntemle elde edilen dövünme kuvvetlerine verilen cevaplar aşağıda karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir. Geminin dövünen ilk kesiti suya çarptığı an *t = 0* olarak alınmış ve verilen cevaplar 5 saniye boyunca hesap edilmiştir. Düzgün dalgalara verilen sürekli cevapların hesabına paralel olarak gemi kıçından 0.25L, 0.5L ve 0.75L mesafelerdeki kesitlerde dövünmelere verilen cevaplar elde edilmiştir.

Orta kesitte hesap edilen yer değiştirme (elastik), kesme kuvveti ve eğilme momenti cevapları sırasıyla Şekil 6.1, Şekil 6.2 ve Şekil 6.3'de gösterilmiştir. Diğer iki kesitte hesap edilen dövünmeye verilen cevaplar Ek E'de görülebilir. 6 farklı kesite etki eden dövünme kuvvetlerinin gemi yapısına etkime zamanlamaları birbirine çok yakındır. Sadece gemi kıçından 0.7L mesafedeki kesitin dövünmesi biraz daha erken oluşmaktadır. Verilen cevaplardan da anlaşılmaktadır ki gemi toplamda yaklaşık 1.25 saniye dövünmektedir. Geminin dövünmeye verdiği en büyük geçici cevaplar da bu süreçte hesap edilmiştir. Görüldüğü üç ve dört düğümlü titreşimlerden gelen katkılar darbeden 1.5 saniye içinde sönümlenir (Bkz Şekil 6.1 ve Şekil 6.2). İki düğümlü titreşimden gelen cevaplar darbeden sonraki 5. saniyeye kadar etkili olabilmektedir. Genel olarak, gemi yapısının dövünmelerden kaynaklanan elastik cevapları *t = 15*

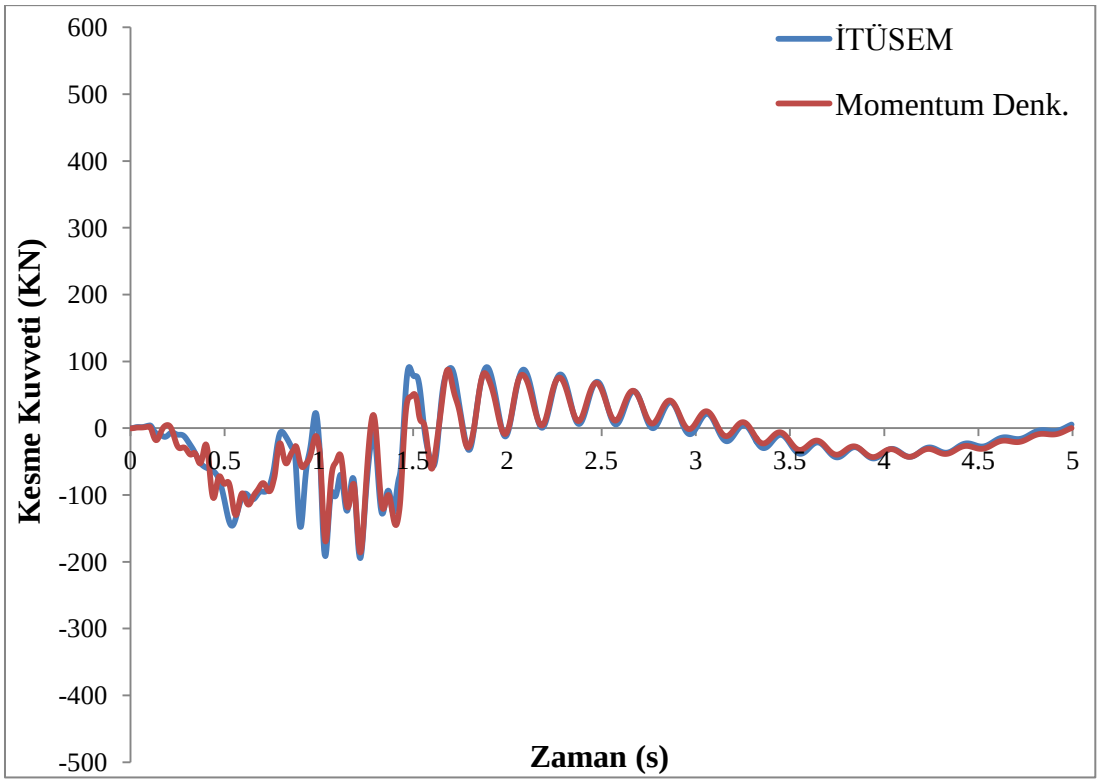
sn'den sonra iki düğümlü titreşim şeklinde ve saniyede yaklaşık 5 salınım (ω_d = 5.15 Hz) yaparak sönümlenmektedir.

İki ayrı yöntem ile elde edilen dövünme kuvvetlerinin aralarındaki farklara paralel olarak, gemi yapısının İTÜSEM ile elde edilen dövünme kuvvetlerine verdiği en büyük cevaplar %5 ila %10 daha yüksek hesap edilmiştir. Cevapların zamanlamaları her iki yöntem için de benzerdir. Bunun sebebi yapının doğal frekansının aynı olması ve İTÜSEM ile elde edilen zorlayıcı dövünme kuvvetinin frekansının genellikle momentum yöntemi ile elde edilene yakın olmasıdır. Aralarındaki en büyük fark, negatif dövünme kuvvetinin etki ettiği $t = 1$ saniye civarında oluşmaktadır. Bunun sebebi İTÜSEM ile elde edilen negatif dövünme kuvvetlerin daha büyük (mutlak değer olarak) hesap edilmesidir. Dövünme kuvvetlerine verilen en büyük cevaplar (elastik yer değiştirme, kesme kuvveti ve eğilme momenti değerleri) sırasıyla kıçtan 0.5 L, 0.75L ve 0.25L mesafelerde elde edilmiştir.

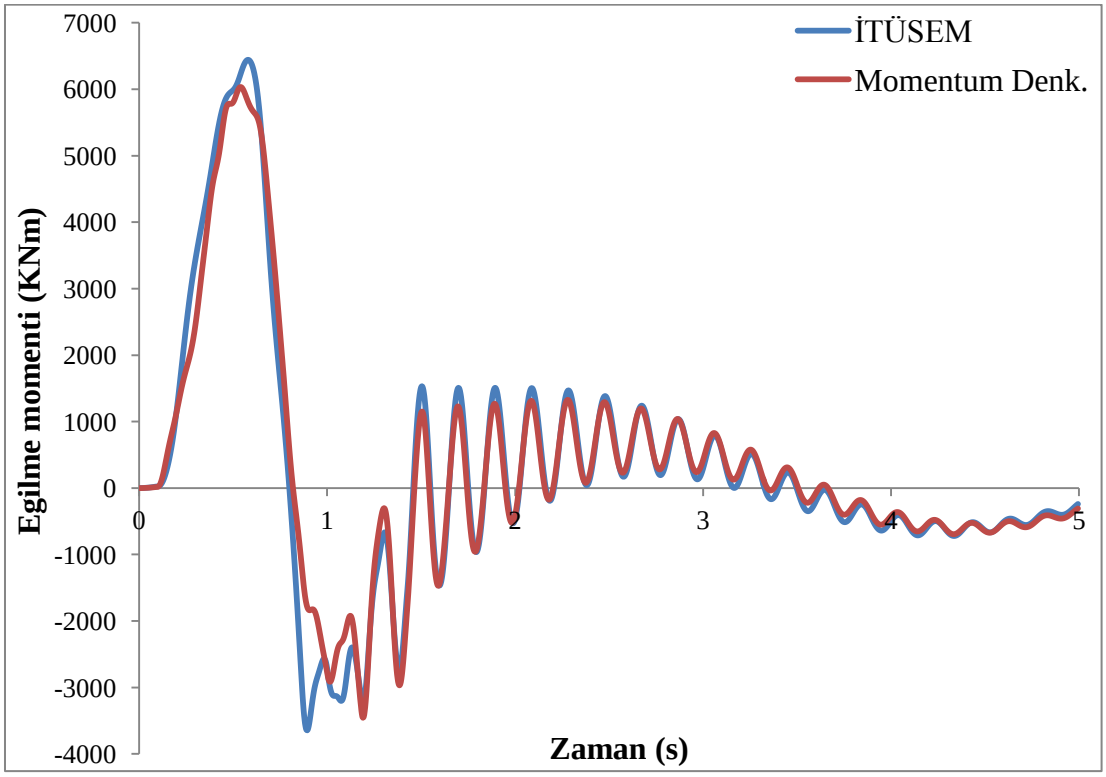
Orta kesitte hesap edilen cevaplar



Şekil 6.1 : Kıçtan 0.5L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Yer değiştirme (m).



Şekil 6.2 : Kıçtan 0.5L mesafede dövünmeye verilen cevaplar– Kesme kuvveti (KN).



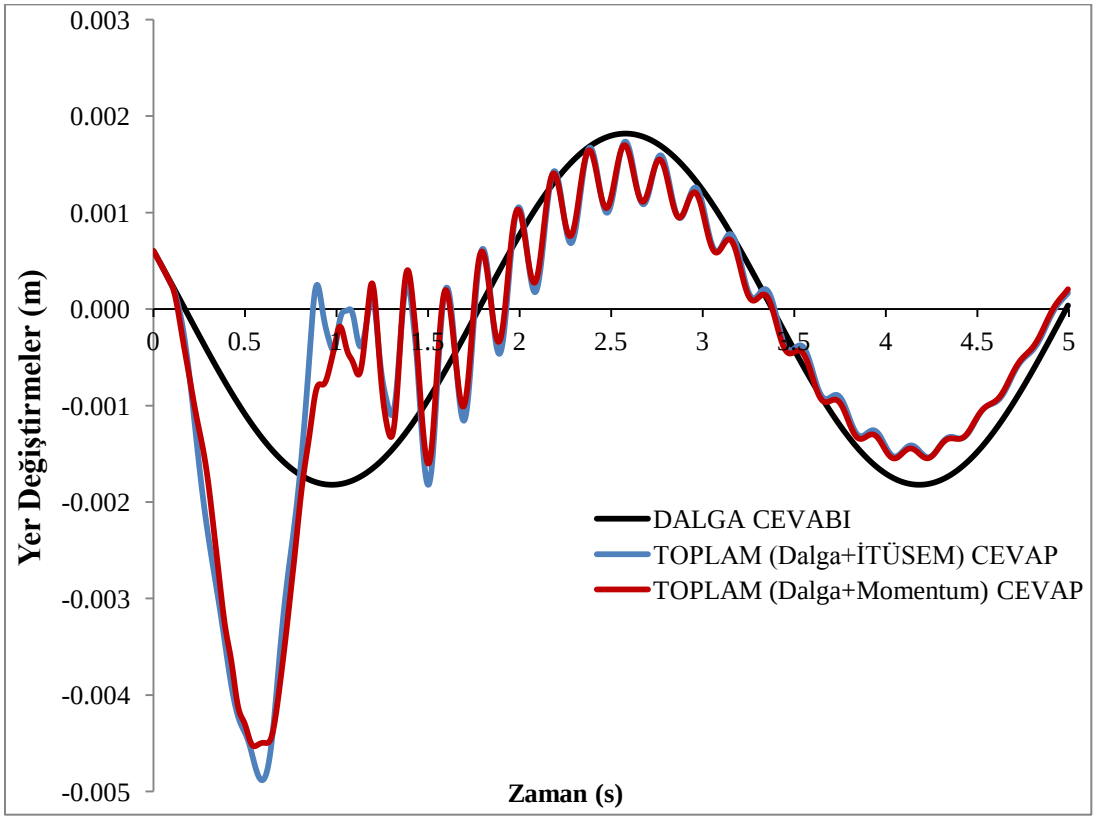
Şekil 6.3: Kıçtan 0.5L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Eğilme momenti (KNm).

6.3.2 Toplam cevaplar

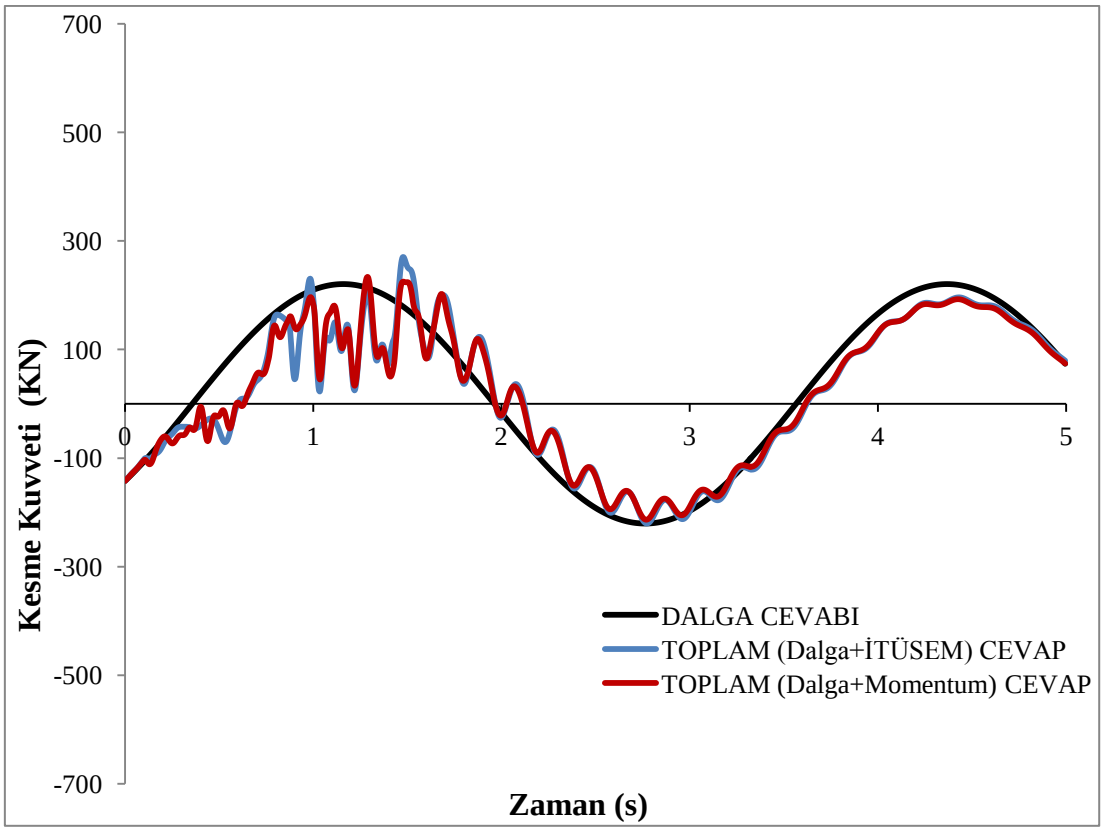
Gemi düzgün dalgalara karşı yol alırken verdiği cevaplar, sürekli dalga cevapları ile dövünme kuvvetlerine verilen cevapların lineer olarak toplanmasıyla elde edilmiştir. Cevaplar; yer değiştirmeler, kesme kuvvetleri ve eğilme momentleri olarak gemi kıçından 0.25L, 0.5L ve 0.75L mesafelerdeki kesitlerde hesap edilmiştir. Sonuçlar orta kesit içinŞekil 6.4, Şekil 6.5 ve Şekil 6.6'da gösterilirken, gemi kıçından 0.25L ve 0.75L mesafelerde elde edilen sonuçlar Ek F'de verilmiştir. Sürekli dalga cevapları ile toplam (geçici+sürekli dalga) cevaplar karşılaştırılarak, dövünmenin gemi yapısı üzerinde olan etkisinin gösterilmesi amaçlanmıştır. Elde edilen en büyük toplam cevap değerleri, düzgün dalgalara verilen sürekli cevapların genliğinin 4 katından bile daha büyük değerler alabilmektedir (Bkz Şekil F.4). Görüldüğü gibi sürekli cevaplar karşılaşılan düzenli dalganın frekansının bir fonksiyonu olarak harmonik bir salınım gösteririken, dövünme zorlamalı toplam cevaplar yüksek frekansta oluşmakta ve yapının rijitliğine bağlı olarak belirli bir süre içinde sönmektedir. En büyük elastik yer (şekil) değiştirme, kesme kuvveti ve eğilme momenti değerleri sırasıyla kıçtan 0.5 L, 0.75L ve 0.25L mesafelerde elde edilmiştir. İki farklı yöntem ile elde edilen dövünme kuvvetlerinin neden olduğu cevaplar beklendiği gibi, yukarıda gösterilen sonuçlara paralellik göstermektedir. Örnek olarak seçilen askeri geminin yapısı son derece rijit olduğu için dövünmeye verilen cevaplar ilk 5 saniye içinde sönümlenmektedir. Gemi boyunca hesap edilen tüm cevaplar gemi kirişinin asal titreşim şekilleri ile uyum göstermektedir.

Toplam ve sürekli cevaplar arasındaki farklar göz önüne alındığında, geminin hem en üst düzey mukavemetinin (ultimate strength) hem de yorulma ömrünün hesabında dövünmenin gemi yapısı için önemi anlaşılmaktadır. Daha doğru bir yapısal analiz için gemi yapılarının dövünmeye verdiği hidroelastik cevapların da göz önüne alınması gereklidir.

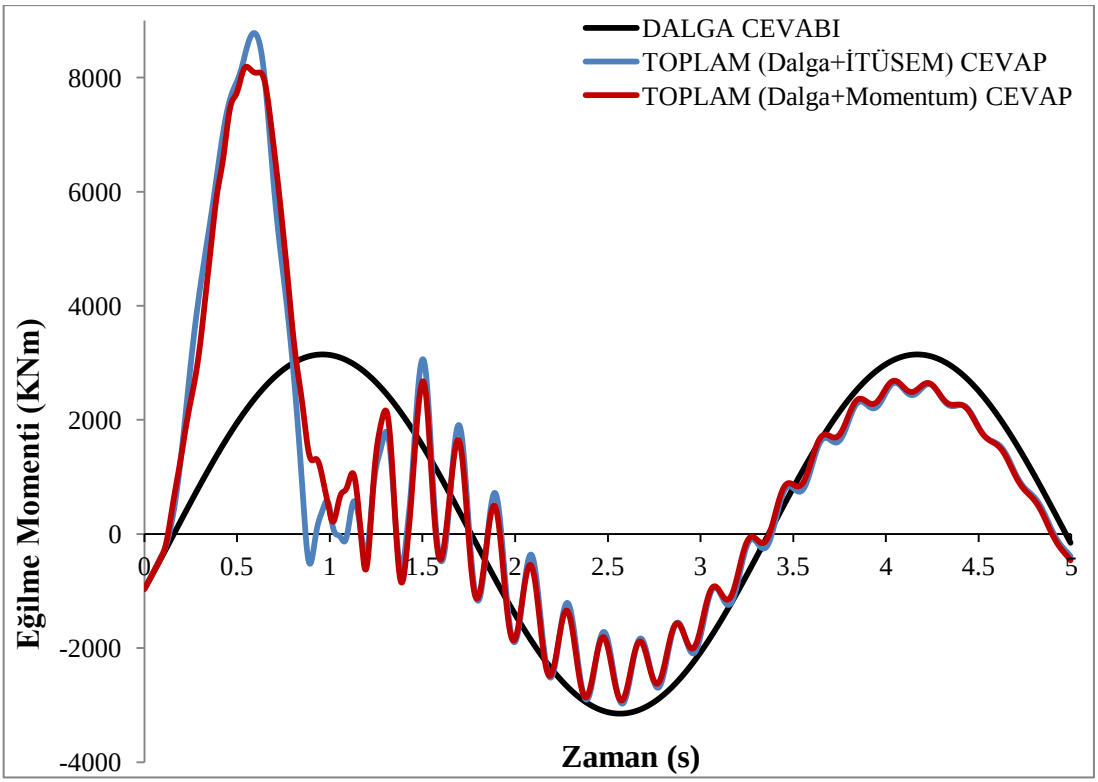
Orta kesitte hesap edilen cevaplar



Şekil 6.4 : Kıçtan 0.5L mesafede verilen toplam cevaplar–Yer değiştirme (m).



Şekil 6.5 : Kıçtan 0.5L mesafede toplam cevaplar–Kesme kuvveti (KN).



Şekil 6.6 : Kıçtan 0.5L mesafede toplam cevaplar–Eğilme Momenti (KNm).

7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Gemilerin dalgalar arasında yol alırken maruz kaldıkları en büyük geçici zorlamanın sebebinin (baş) dövünme olayı olması bu çalışma için başlıca motivasyon kaynağı olmuştur.

İki–boyutlu cisimlerin suya girişlerini (dövünmelerini) sayısal olarak modellemek için bir yöntem geliştirilmiştir, İTÜSEM. Potansiyel akım Sınır Elemanları Metodu (S.E.M.) kullanılarak çözülmektedir. Geliştirilen sayısal yöntem hem kama gibi basit hem de gemi baş en kesiti gibi daha düzensiz kesitlere uygulanabilmektedir. Bir İki–boyutlu cismin suya giriş (dövünme) olayının İTÜSEM ile zamanda modellenebilmesi için, cisim suya girdikçe kesit genişliğinin artması gerekmektedir. Dövünmenin zaman bölgesinde benzetimi (simülasyonu) yapılarak, cisme etki eden dövünme kuvvetinin zaman ile değişimi elde edilmektedir. Cisim serbest su yüzeyi ile temas ettiği andan itibaren serbest su yüzeyinin profili her zaman adımında hesap edilmektedir. Bu gerçekleştirilirken lineer olmayan hem dinamik hem kinematik serbest yüzey koşulları sağlanmaktadır. Cismin üzerinde bulunan potansiyellerin şiddetleri her zaman adımında hesap edilmekte ve Bernoulli Denklemi yardımıyla cismin üzerine gelen basınç değişimi elde edilmektedir. Elde edilen basınç cisim yüzeyi boyunca integre edilir ve böylelikle cisme etki eden İki–boyutlu dövünme kuvveti her zaman adımında hesap edilmiş olur.

Geliştirilen yöntem İTÜSEM, hem sayısal hem deneysel referans çalışmalar ile karşılaştırılmıştır. İTÜSEM ile hem sabit hem de değişken hızlar ile suya giren ve su serbest yüzeyine serbest düşen cisimlerin dövünmesi modellenebilmektedir. Bölüm 4'de farklı kalkıntı açılarına sahip kamaların sabit hızla suya girişleri incelenmiştir. Elde edilen boyutsuz dövünme katsayıları diğer bir sayısal çalışma ile karşılaştırılmıştır. Özellikle küçük kalkıntı açılı kamalar için yapılan karşılaştırmalar son derece tatmin edicidir. Ancak farklı jet akımı yaklaşımından ötürü açı büyüdükçe iki ayrı yöntem ile elde edilen sonuçlar arasındaki fark da artmaktadır. Ayrıca 25° açılı bir kamanın su yüzeyine serbest düşüşü modellenmiş ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Kama üzerinde eşit aralıklarla seçilen 7 ayrı noktada basıncın zaman ile değişimi hesap edilmiştir. Yapılan karşılaştırmalarda görülmüştür ki hesap

edilen basıncın zamanda değişimi deney sonuçları ile benzerlik göstermektedir. Ancak ölçüm yapılan noktanın ıslanma zamanlamasında bazı farklılıklar görülmektedir. Bunun sebebi yine jet akımının kesilerek basitleştirilmesi olduğu düşünülmektedir. Cismin hesap edilen düşey hızının zamanla değişimi diğer bir sayısal yöntemin sonuçları ile son derece uyumludur.

Bölüm 5'de gemi kesitlerinin dövünmeleri incelenmiştir. Öncelikle deney ölçeğinde gemi başkesiti benzeri bir cismin su yüzeyine serbest düşmesi incelenmiştir. Cismin üzerindeki 4 ayrı noktada basıncın zaman ile nasıl değiştiği hesap edilmiştir ve elde edilen sonuçlar hem deney hem de diğer sayısal sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Sonuçlar arasında genel olarak bir uyum olduğu söylenebilir. Ancak form açılımının (Flare) başladığı noktada hem zamanlama hem de büyüklük olarak diğer sonuçlardan farklılık görülmüştür. İTÜSEM formun değiştiği noktalarda daha ani ve şiddetli basınç değişimi tahmininde bulunmaktadır. Bunun sebebi olarak yine jet akımının basitleştirilmesi olduğu düşünülmektedir. Cismin hesaplanan düşey hızının zamanda değişimi deney sonuçlarına son derece yakın olduğu gösterilmiştir. Son olarak, gemi ölçeğinde düzgün dalgalara karşı yol alan bir askeri geminin maruz kaldığı dövünme kuvvetleri hesap edilmiştir. Öncelikle seçilen gemi en ketsilerinin su yüzeyine göre görece düşey hızları, geminin düzgün dalgalar arasında ki genel (global) hareketlerinden türetilmiştir. Bu düşey hızlar kullanılarak, İTÜSEM ile gemi en ketsilerinin dövünmeleri sayısal olarak zamanda modellenmiş ve üzerlerine gelen dövünme kuvvetleri elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar, gemi en kesitinin (diliminin) eksu kütlesinin zamana ve konuma göre değişimleri ile serbest su yüzeyine görece düşey hızına bağlı olarak elde edilen momentum dövünme kuvvetleri ile karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmalarda görülmüştür ki, iki ayrı teoriye dayanan ama aynı olayı modelleyen İTÜSEM ve Momentum yöntemleri ile elde edilen sonuçlar birbirlerine son derece yakındır. Gemi en kesitinin suda ilerledikçe serbest yüzeyde sebep olduğu deformasyonlar direkt olarak hesap edildiğinden eksu kütlesi için İTÜSEM'de herhangi bir ekleme veya düzeltme yapılmasına gerek olmadığı düşünülmüştür. Ayrıca sınır değerleri bilindiğinden tüm akışkan bölgesindeki hızlar ve yer değiştirmeler de istenirse elde edilebilir. Karşılaştırma sonuçları bu yaklaşımın temel olarak doğru olduğunu göstermiştir. İTÜSEM ile hem pozitif hem de negatif bölgelerde daha yüksek en büyük dövünme kuvveti tahminleri elde edilmektedir.

Bölüm 6'da örnek olarak seçilen askeri gemiye etki eden dövünme kuvvetlerinin gemi yapısının hidroelastik davranışlarına etkisi incelenmiştir. Öncelikle Bölüm 2'de anlatılan iki–boyutlu hidroelastisite teorisi kullanılarak gemi kirişinin kuru titreşim analizi gerçekleştirilip doğal frekansları ve doğal titreşim şekilleri elde edilmiştir. Elde edilen bu kuru tekne özellikleri kullanılarak düzenli dalgalara verilen cevaplar hesap edilmiş ve gemi yapısının tınlaşım (ıslak) frekansları bulunmuştur. Tüm bu titreşim özellikleri bulunan geminin, düzgün dalgalarda yol alırken dövünme etkisi altında (boyunun baştan %30'nun sudan çıkacağı kabulü ile) hidroelastik analiz gerçekleştirilmiştir. Bölüm 5'de altı gemi başkesitinde elde edilen dövünme kuvvetleri kesitler sudan çıkıp su yüzeyine çarptıkları andan itibaren gemi yapısına yüklenmiştir. Gemi boyunca gemi kıçında, ortasında ve başında olmak üzere 3 adet kesitte cevaplar hesap edilmiştir. Öncelikle sadece İTÜSEM ve momentum yaklaşımı ile elde edilen dövünmelere verilen cevaplar karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçlar, Bölüm 5'de elde edilen dövünme kuvvetlerine paralel olarak birbirine çok yakındır. En büyük cevap genliği yine dövünme kuvveti karşılaştırmalarına paralel olarak İTÜSEM ile elde edilen dövünme kuvvetlerine verilen cevaplarda elde edilmiştir. Dövünme kaynaklı elde edilen cevapların geminin titreşim şekillerine (2 düğümlü, 3 düğümlü vb.) uygun olduğu gösterilmiştir. Son olarak, yine aynı kesitlerin geminin dalgalara ve dövünmeye verdiği toplam cevaplar hesap edilmiştir. Geminin dövünmeye verdiği geçici cevapların dalgalara verilen cevaplardan çok daha yüksek ve olduğu tespit edilmiştir. İTÜSEM ile hesap edilen dövünme kuvvetlerinin geminin toplam cevabına katkısı gösterilmiştir. Sonuç olarak, bir geminin en üst düzey mukavemet ve yorulma hesaplarında dövünme ihtimali ve neden olduğu aşırı yüklemeler hesaba katılmalıdır.

Bu çalışmada gemi dalgalar arsında ilerlerken maruz kaldığı dövünmelerin geminin genel (global) hareketlerine etkisinin olmadığı kabulü yapılmıştır. Baştan gelen düzenli dalgalara karşı yol olan geminin boyuna eksenine göre simetrik olarak su yüzeyine çarparak dövünen kesitlerini ve geminin cevaplarını inceleyen bu çalışmanın ardından;

- Geliştirilen yöntemin simetrik olmayan cisimlerin dövünmesinin incelenebilmesi için genelleştirilmesi düşünülmektedir. Böylece sadece baştan gelen dalgalarda değil, aynı zamanda açılı gelen dalgalarda da gemilerin dövünmesi modellenebilecektir. Açılı dalgalarda dövünmenin

özellikle güverte üzerinde büyük açıklıklara sahip gemiler için büyük önem arz eden burulma momentine olan katkısı incelenebilecektir.

- Karışık dalgalarda yol olan geminin dövünen kesitlerinin maruz kaldığı dövünme kuvvetleri bulunabilir ve geminin cevapları hesap edilebilir.
- Dövünmenin geminin zamanda hesaplanan genel hareketlerine etkisi hesap edilebilir. Böylelikle düzenli veya karışık dalgalar arasında dövünerek yol alan geminin hareketleri daha gerçekçi olarak modellenebilir.

KAYNAKLAR

Aksu, S., Bishop, R.E.D., Price, W.G., 1991a. On the behavior of product carrier in ballast traveling in a seaway. *Trans R Soc London*, **133**. Sf. 45–59.

Aksu, S., Price, W.G., Temarel, P., 1991b. A comparison of two-dimensional and three-dimensional hydroelasticity theories including the effect of slamming. *Proceedings of the Institute of Mechanical Engineering Part C-Journal of Mechanical Engineering Science*, **205**(1). Sf. 3–15.

Aarsnes, J.V. 1996. Drop test with ship sections – effect of roll angle, Marintek report, 603834.00.01.

Baarholm, G.S., Jensen, J.J., 2004. Influence of whipping on long term vertical bending moments. *Journal of Ship Research*, **28**. Sf. 261–272.

Baarholm, G.S., Moan, T., 2000. Estimation of nonlinear long term extremes of hull girder loads in ships. *Marine Structures*,**13**. Sf. 495–516.

Baarholm, G.S., Moan, T., 2001. Estimation of nonlinear long term extremes of the vertical bending moments in ships. *PRADS*. Sf. 879–885.

Başaran, İ., Belik, Ö. and Temarel, P., 2008. Dynamic behaviour of a container ship using two- and three-dimensional hydroelasticity analyses, *Proc. 27th OMAE*, paper 57401.

Battistin, D. ve Iafrati, A., 2003. Hydrodynamic loads during water entry of two-dimensional and axisymmetricbodies, *Journal of Fluid and Structures*, **17**. Sf. 643-664.

Belik, Ö., 1982. Symmetric response of ships in regular and irregular waves, *PHD Thesis*, University College London.

Belik, Ö. Bishop, R.E.D., Price, W.G., 1980. On the slamming response of ships to regular head waves. *Trans R Soc London*, **122**. Sf 325–337.

Belik, Ö. Bishop, R.E.D., Price, W.G., 1983. A simulation of ship responses due to slamming in irregular head waves. *Trans R Soc London*, **126**. Sf 123–166.

Belik, Ö. Bishop, R.E.D., Price, W.G., 1988. Influence of bottom and flare slamming on structural responses. *Trans R Soc London*, **130**. Sf. 261–275.

Bets, C.V., Bishop, R.E.D ve Price, W.G., 1977. The symmetric generalized fluid forces applied to a ship in a seaway, *Trans R Soc London*, **199**. Sf. 265-278.

Bishop, R.E.D., Price, W.D., 1976. Allowance for shear distortion and rotary inertia of ship hulls. *Journal of Sound and Vibration*, **47**(3). Sf. 303-311.

Bishop, R.E.D., Price, W.D., 1979. Hydroelasticity of Ships, Cambridge University Press.

Bishop, R.E.D., Price, W.G. ve Tam, P.K.Y., 1977. The dynamical characteristics of some dry hulls. *Journal of Sound and Vibration*, **54**. Sf. 29-38.

Bishop, R.E.D., Price, W.G., Temarel, P., 1980. Anti–symmetric vibration of ship hulls. *Philos Trans R Soc London*, **120**. Sf. 197–208.

Bishop, R.E.D., Price, W.G., Temarel, P., 1991. A theory on the loss of the MV Derbyshire. *Philos Trans R Soc London*, **133**. Sf. 389–453.

Bishop, R.E.D., Price, W.G., Wu, Y., 1986. A general linear hydroelasticity theory of floating structures moving in a seaway. *Philos Trans R Soc London*, **316**. Sf. 375–426.

Brebbia, C.A., Dominguez, J., 1992. Boundary Elements: An Introductry Course, McGraw Hill Publ., London.

Chen, X-j., Wu, Y. S., Cui, W. C., Jensen J.J., 2006. Review of hydroelasticity theories for global response of marine structures. *Ocean Engineering*, **33**. Sf. 439–457.

Conceicao, C.A.L., Price, W.G., Temarel, P., 1984. The influence of heel on the hydrodynamic coefficient of ship–like sections and a trawler form. *International Shipbuilding Progress*, **31**. Sf. 56–66.

Constantinescu, A., Fuiorea, I., Neme, A., Bertram, V., Salas, M., 2008. Hydro-elastic numeric analyses of a wedge-shaped shell structure impacting a water surface, *Latin American Applied Research*, **38**. Sf. 35-43.

Dobrovol'skaya, Z.N., 1969. On some problem of similarity flow of flow with a free surface, *journal of Fluid Mechanics*, **36**. Sf. 805-829.

Ergin, A., Price, W.G., Randall, R., Temarel, P., 1992. Dynamic characteristics of a submerged, flexible cylinder vibrating in infinite water depths. *Journal of Ship Research*, **36**. Sf. 154–167.

Faltinsen, O.M., 1990. Sea Loads on Ships and Offshore Structures, Cambridge: Cambridge University Press.

Faltinsen, O.M., 2005. Hydrodynamics of High-Speed Marine Vehicles. Cambridge University Press.

Fu, Y.N., Price, W.G., Temarel, P., 1987. The 'dry and wet' towage of a jack-up in regular and irregular waves. *Trans R Soc London*, **129**. Sf. 149–159.

Gaul L., Kögl M., Wagner M., 2003. Boundary Element Methods for Engineers and Scientists, Springer-Verlag, Berlin.

Gerritsma, J. ve Beukelman W., 1964. The distribution of the hydrodynamic forces in a heaving and pitching ship model in still water. Netherlands Ship SearchCenter TNO Report No.615.

Gerritsma, J. ve Beukelman W., 1967. Analysis of the modified strip theory for the calculation of ship motion and wave bending moments, Netherlands Ship Search Center Report No.96S.

Greco, M., 2001. A two–dimensional study of green water loading, *PhD*, NTNU, Trondheim.

Greenhow, M., 1987. Wedge entry into initially calm water. *App. Ocean Research*, **9**. Sf. 214-223.

Greenhow, M., Lin, W., 1983. Non-linear free surface effects: Experiments and theory, Report No. 83–19, Dept. Ocean Engn., Cambridge, Mass. Inst.Technol.

Heller, S.R., Abramson, H.N., 1959. Hydroelasticity: a new naval science. *Journal of America Society of Naval Engineers,* **71**(2). Sf. 205–209.

Hirdaris, S.E., Price, W.G., Temarel, P., 2003. Two- and three-dimensional hydroelastic modelling of a bulker in regular waves. *Marine Structures,* **16**. Sf. 627–58.

Iafrati, A. ve Korobkin, A.A., 2004. Initial stage of flat plate impact onto liquid surface, *Physics of Fluids, 16*. Sf. 2214-2227.

Jensen, J.J., Dogliani, M., 1996. Wave–induced ship hull vibration in stochastic seaways. *Marine Structures,* **9**(3). Sf. 353–387.

Jensen, J.J., Pedersen, P.T., 1979. Wave–induced bending moments in ships – a quadratic theory. *Trans R Soc London,* **121**. Sf. 151–165.

Jensen, J.J., Pedersen, P.T., 1981. Bending moments and shear forces in ships sailing in irregular waves. *Journal of Ship Research,* **24**(4). Sf. 243–251.

Katsikadelis J.T., 2002. Boundary Elements: Theory and Applications, *Elsevier*, Amsterdam-London.

Katzand J., Plotkin A., 1991. Low-speed aerodynamics. Inc. McGraw-Hill.

Kean, A.J., Temarel, P., Wu, X.J., Wu, Y.S., 1991. Hydroelasticity of non-beamlike ships in waves. *The Dynamics of Ships.* The Royal Soc., London. Sf. 153.

Kihara, H., 2008. A numerical study for bow flare slamming analysys using boundary element model. *Proc.6th Osaka Colloquium on Seakeeping and Stability of Ships*. Sf. 179-186.

Korobkin, AA., 1982. Formulation of penetration problem as inequality. *Din. Sploshnoi Sredy,* **58**. Sf. 73-79.

Korobkin, A.A., 1996. Water impact problem in ship hydrodynamics, *Advance in Marine Hydrodynamics (Ed. M. Ohkusu).* Sf. 323-371.

Korobkin, A.A., 1997. Asymptotic theory of liquid-solid impact. *Trans R Soc London,* **355**. Sf. 507-522.

Korobkin, A.A., 2004. Analytical models of water impact. *Cambridge University Pres,* **15**. Sf. 821-838.

Korobkin, A. A. ve Khabakhpasheva, T. I., 1999. Periodic wave impact onto an elastic pate. *Proc. 7th International Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, Nantes, France.*

Korobkin, AA. ve Pukhnachov, VV., 1988. Initial stage of water impact. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **20**. Sf. 159-85.

Landweber L, Macagno M., 1967. Added masses of two-dimensional forms by conformal mapping. *Journal of Ship Research,* **11**. Sf.109–116.

Leibowitz, R.C., 1962. Comparison of theory and experiment for slamming of a Dutch destroyer, *DTMB Report*, 1511.

Leibowitz, R.C., 1963. A method for predicting slamming pressure forces and the responses of a ship hull. *DTMB report*, 1691.

Lewis , F.M., 1929. The inertia of the water surrounding a vibrating ship. *SNAME Transactions*, **37**. Sf. 1–20.

Liu, X.D., Sakai, S., 2002. Time domain analysis on the dynamic response of a flexible floating structure to waves. *Journal of Engineering Mechanics*, **128**(1). Sf. 48–56.

Louarn, F., Price, W.G., Temarel, P., 1997. Dynamic behavior of a fast sailing monohull in waves. *Proceedings of 7th ISOPE*. Sf. 712–720.

Lundgren, J., Price, W.G., Wu, Y.S., 1988. A Hydroelastic Investigation into the Behavior of a Floating 'dry' Dock in Waves. *Spring Meeting of Royal Institution of Naval Architects*, London.

Meyerhoff, W.K., 1970. Added mass of thin rectangular plates from potential theory. *Journal of Ship Research*, **14**. Sf. 100-111.

Mei, X., 1998. On the impact of arbitrary two-dimensional sections. Master's Thesis, Department of Ocean Engineering, MIT, Cambridge, MA.

Mei, X., Lui, Y., Yue, D.K.P., 1999. On the water impact of general two-dimensional sections. *Applied Ocean Research*, **21**.

Miao, S.H., Temarel, P., Hampshire, J.K., 2003. Dynamic loads on trimaran travelling in irregular seaways, including slamming. *Hydroelasticity in Marine Technology*: Oxford, UK.

Newman J.N., 1977. Marine Hydrodynamics. Cambridge (Mass.): The MIT Press.

Ochi, M.K. ve L.E. Motter, 1971. A method to estimate Slamming Characteristics for Ship Design. *Marine Technology*, **8**.

Ochi, M.K. ve L.E. Motter, 1973. Prediction of Slamming Characteristics and Hull Responses for Ship Design. *SNAME Transactions*.

O'Dea, J., Powers, E., Zselecsky, J., 1992. Experimental determination of non–linearities in vertical plane ship motions. *Proceedings of 19th Symposium on Naval Hydrodaynamics.*

Phan, T.S., Temarel, P., 2002. Hydroelastic responses of pontoon and semi-submersible types of very large floating structure in regular head waves. *Proceedings of OMAE*. Sf .753–763.

Pedersen P.T., 1983. A beam model of torsional–bending response of ship hulls. . *Trans R Soc London*, **125**. Sf. 171–182.

Price, W.G., Inzunza, M.S., Temarel, P., 2002. The dynamic behaviors of a mono-hull in oblique waves using-two- and three-dimensional fluid–structure interaction models. *Trans R Soc London*, **144**. Sf.1–26.

Price, W.G., Temarel, P., 1982. The influence of hull flexibility in anti–symmetric dynamic behavior of ships in waves. *International Shipbuilding Progress*, **29**.

Price, W.G., Wu, Y.S., 1985. Structural Responses of a SWATH of Multi-Hulled Vessel Traveling in Waves. International Conference on SWATH Ships and Advanced Multi-hulled Vessels. *Royal Institution of Naval Architects*, London.

Rassinot, P., **Mansour, A.E.,** 1995. Ship hull bottom slamming. *Transaction of ASME,* **117**. Sf. 252-259.

Ramos, J., Soares, C.G., 1998. Vibratory response of ship hull to wave impact loads. *International Ship Progress*, **45**. Sf. 71–87.

Rayleigh, Lord, 1894. The theory of sound, 2nd Edition, Article 94. Macmillan, London.

Salvesen, N., Tuck, E.O. ve Faltinsen, O., 1970. Ship motions and sea loads. Trans. SNAME, **78**. Sf. 250-287.

Stavovy, B.A., Chuang, S.L., 1976. Analytical determination of slamming pressures for high-speed vehicles in waves, *Journal of Ship Research*, **20**(4). Sf. 190-198.

Sun, H., 2007. A boundary element method applied to strongly nonlinear wave–body interaction problems, *PhD*, NTNU, Trondheim.

Sun, H. ve Faltinsen, O.M., 2007a. The influence of gravity on the performance of planning vessels in calm water. *Journal of Engineering Mathematics*, **58**. Sf. 91-107.

Sun, H. ve Faltinsen, O.M., 2007b. Water Impact of Horizontal Circular Cylinder and Cylindrical Shells. *Applied Ocean Research,* **28**. Sf. 299-311.

Sun, H. ve Faltinsen, O.M., 2009. Water entry of a bow-flare ship section with roll angle. *Journal of Marine Science and Technology,* **14**. Sf. 69-79.

Tao, Z., Incecik, A., 1998. Time–domain simulation of vertical ship motions and loads in regular head seas. *Proceedings of the 17th OMAE*. New York, ASME.

Tao, Z., Incecik, A., 2000. Nonlinear ship motion and global bending moment predictions in regular head seas. *International Ship building Progress*, **47**. Sf. 353–378.

Temarel, P., 2005. MARSTRUCT Report MAR-D1-3-UoS-01(2).

Tupper, E.C., 2004. Introduction to Naval Architecture, 4th edition. Elsevier, Oxford.

Uğurlu, B., Ergin, A., 2005. A hydroelasticity method for vibrating structures containing and/or submerged in flowing fluid. *Journal of Sound and Vibration*, **290**. Sf. 572-596.

Uğurlu, B., Ergin, A., 2008: A hydroelastic investigation of circular cylindrical shells-containing flowing fluid with different end conditions. *Journal of Sound and Vibration,* **318**. Sf. 1291-1312.

Vinje, T., Brevig, P., 1980. Breaking Waves on Finite Water Depth. A Numerical Study, SIS-Report, NTH/NHL, Trondheim, Norway.

von Karman, T., 1929. The impact on seaplane floats during landing, Technical Notes. *National Advisory Committee for Aeronautics*.

Vugts, J.H., 1971. The hydrodynamic forces and ship motions in oblique waves. *Netherlands Ship Search Center TNO Report* 150S.

Wagner, H., 1932. Über stoss und gleitvorgange an der oberfla che von flu ssigkeiten. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik,* **12**. Sf. 192–235.

Wang, D.Y., Wu, Y.S., 1998. Three dimensional hydroelastic analysis in time domain with application to an elastic ship model. *Journal of Hydrodynamics,* **10**(4). Sf. 54–61.

Watanabe, I., Sawada, H., 1986. Effect of elastic responses to the longitudinal bending in two– directional wave. *Naval Architecture and Marine Engineering,* **24**. Sf. 91–102.

Watanabe, I., Soares, C.G., 1999. Comparative study on the time–domain analysis of non–linear ship motions and loads. *Marine Structures,* **12**. Sf. 153-170.

Watanabe, I., Ueno, M., Sawada, H., 1989. Effect of bow flare shape to the wave loads of a containership. *Journal of Society Naval Architects of Japan,* **166**. Sf. 259–266.

Wu, Y.S., 1984. Hydroelasticity of Floating Bodies. *PhD. Thesis*, Brunel University, UK.

Wu, G. X., Sun, H., He, **Y. S.,** 2004. Numerical simulation and experimental study of water entry *of a* wedge in free fall motion. *Journal of Fluids and Structures*, **19**. Sf. 277–289

Wu, M.K., Aarsnes, J., Hermundstad O.A., 1997. A practical prediction of wave–induced structural responses in ships with large amplitude motion. *Symposium on Naval Hydrodynamics,* **21**. Sf. 458–452.

Wu, K., Hermundstad O.A., 2002. Time–domain simulation of wave–induced nonlinear motions and loads and its applications in ship design. *Marine Structures,* **15**. Sf. 561–597.

Wu, Y.S., Maeda, H., Kinoshita, T., 1997a. The second order hydrodynamic actions on a flexible body. *Journal of Institute of Industrial Science, University of Tokyo,* **49**(4). Sf. 8–19.

Wu, M.K., Moan, T., 1996. Linear and nonlinear hydroelastic analysis of high–speed vessels. *Journal of Ship Research,* **40**(2). Sf. 149–163.

Xia, J., Wang, Z., Jensen, J.J., 1998. Nonlinear wave loads and ship responses by a time–domain strip theory. *Marine Structures,* **11**. Sf. 101-123.

Yettou, E.M., Desrochers, A., Champoux, Y., 2006. Experimental study on the water impact of a symmetrical wedge. *Fluid Dynamics Research,* **38**. Sf. 47-66.

Yettou, E.M., Desrochers, D. and Champoux, Y., 2007. A new analytical model for pressure estimation of symmetrical water impact of a rigid wedge at variable velocities. *Journal of Fluid and Structuress,* **23**. Sf. 501-522.

Zhao R., Faltinsen O.M., 1993. Water entry of two-dimensional bodies. *Journal of Fluid Mechanics,* **246**. Sf. 593–612.

Zhao, R. , Faltinsen, O.M. and Aarsnes, J., 1996. Waterentry of arbitrary two-dimensional sections with andwithout flow separation. *Proc. of 21th Symposium on Naval Hydrodynamics*. Sf. 408-423.

Zhu, XY., 2006. Application of the CIP method to strongly nonlinear wave-body interactionproblems. *Ph.D Thesis*, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway.

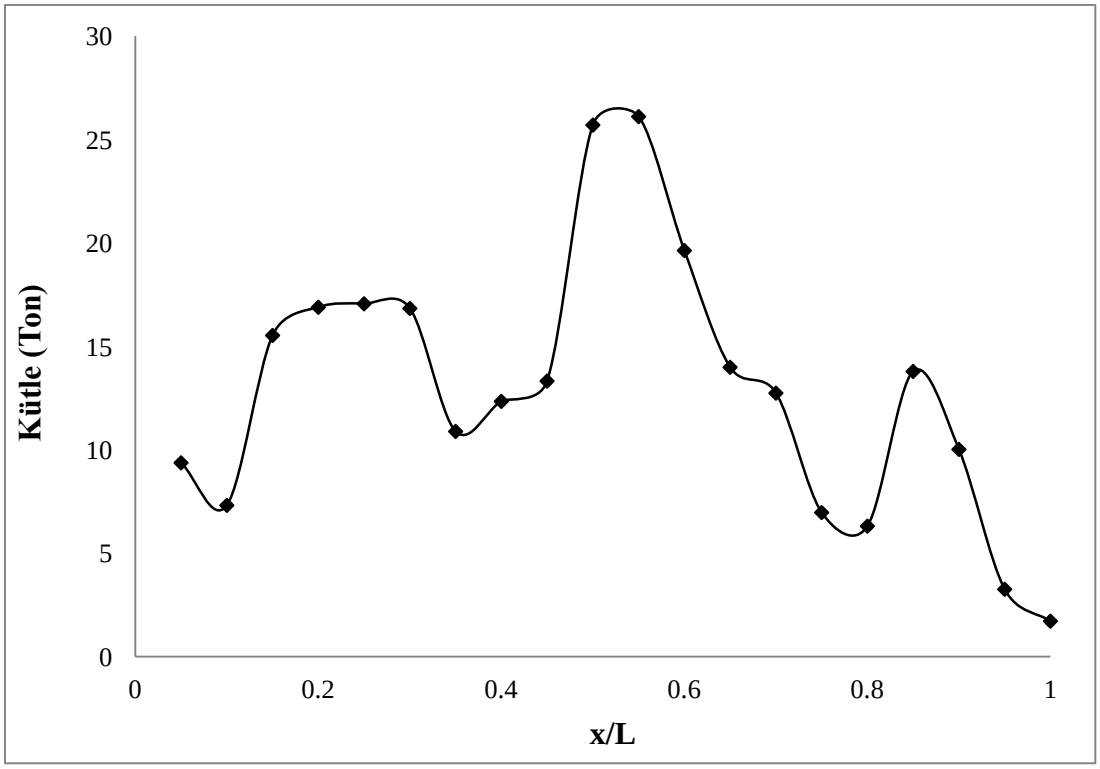
EKLER

EK A: Örnek Geminin Özellikleri
EK B: Kuru Tekne Analiz Sonuçları
EK C: Geminin Hidrodinamik Özellikleri
EK D: Geminin Düzenli Dalgalara Cevapları
EK E: Geminin Dövünmeye Verdiği Cevaplar
EK F: Geminin Verdiği Toplam Cevaplar

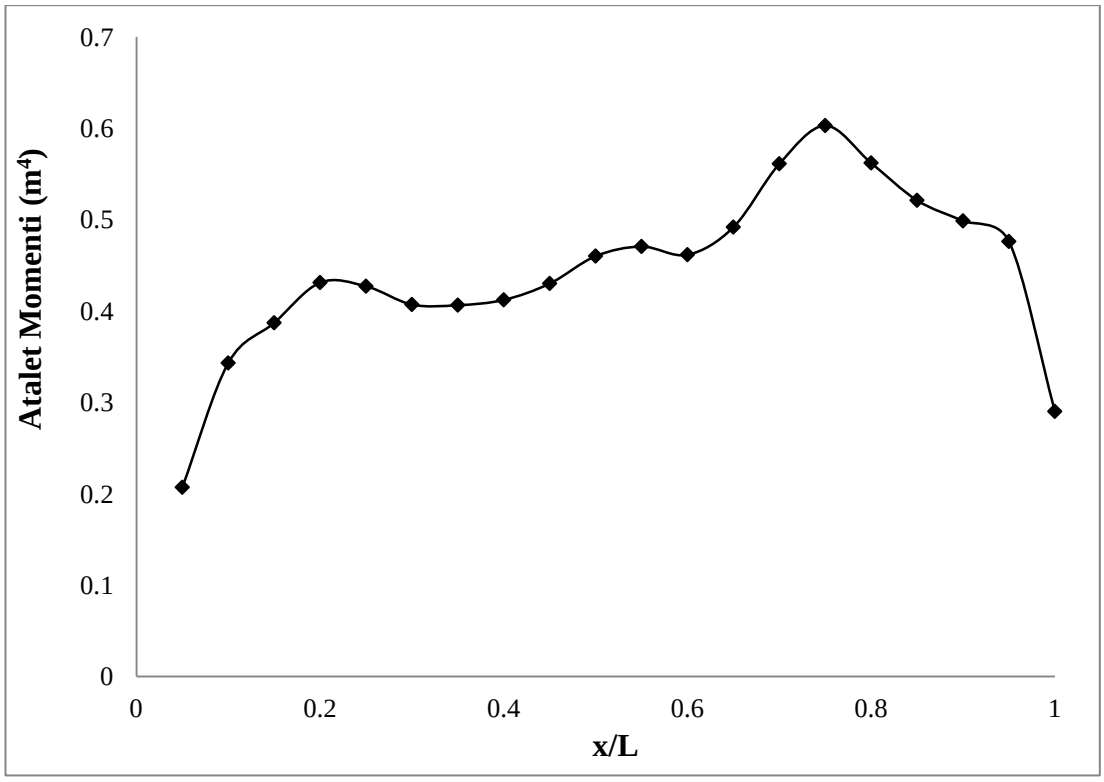
EK A: Örnek Geminin Özellikleri

Çizelge A.1 : Örnek geminin ana boyutları ve sevk özellikleri.

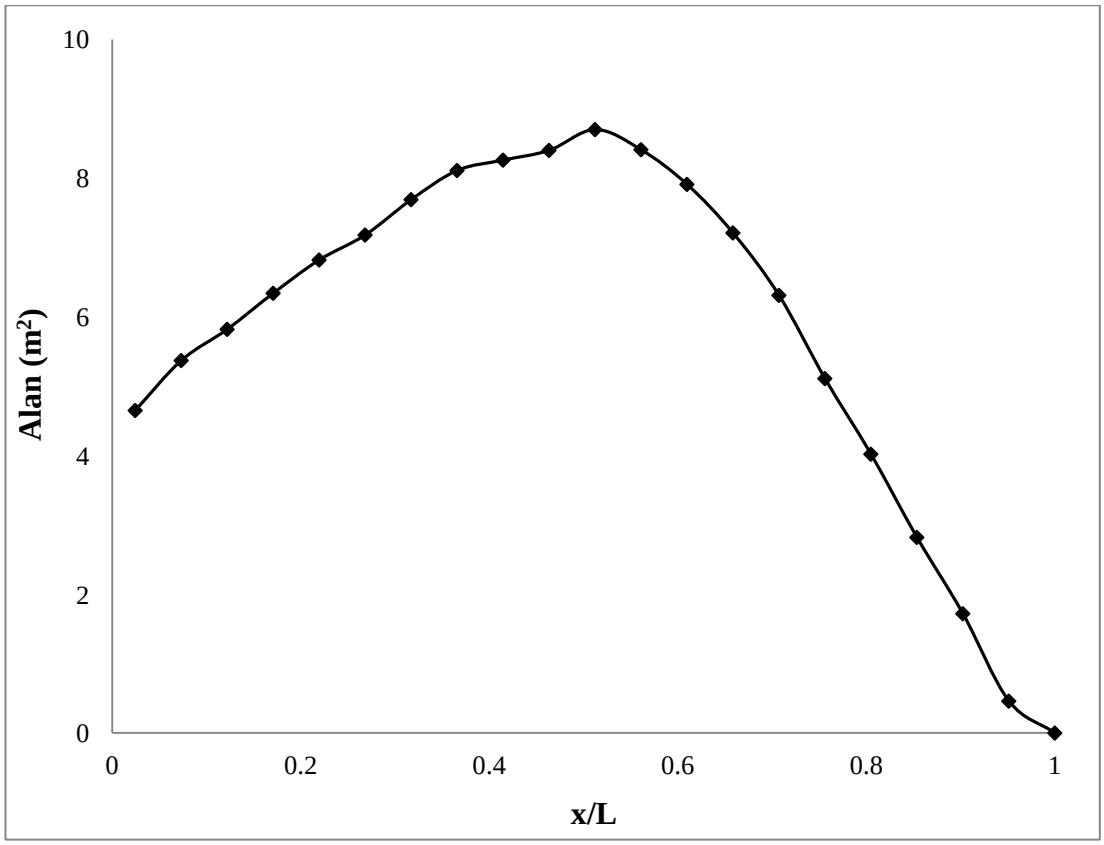
Boyutlar (Boy-En-Su çekimi)	42 m - 6.9 m – 2.5 m
Deplasman Tonaj	150 - 180 Ton
Ana Tahrik	2400 HPx2
Maksimum Sürat	18 Knots
İktisadi Sürat - Seyir menzili	14 Knots - 1300 Mil



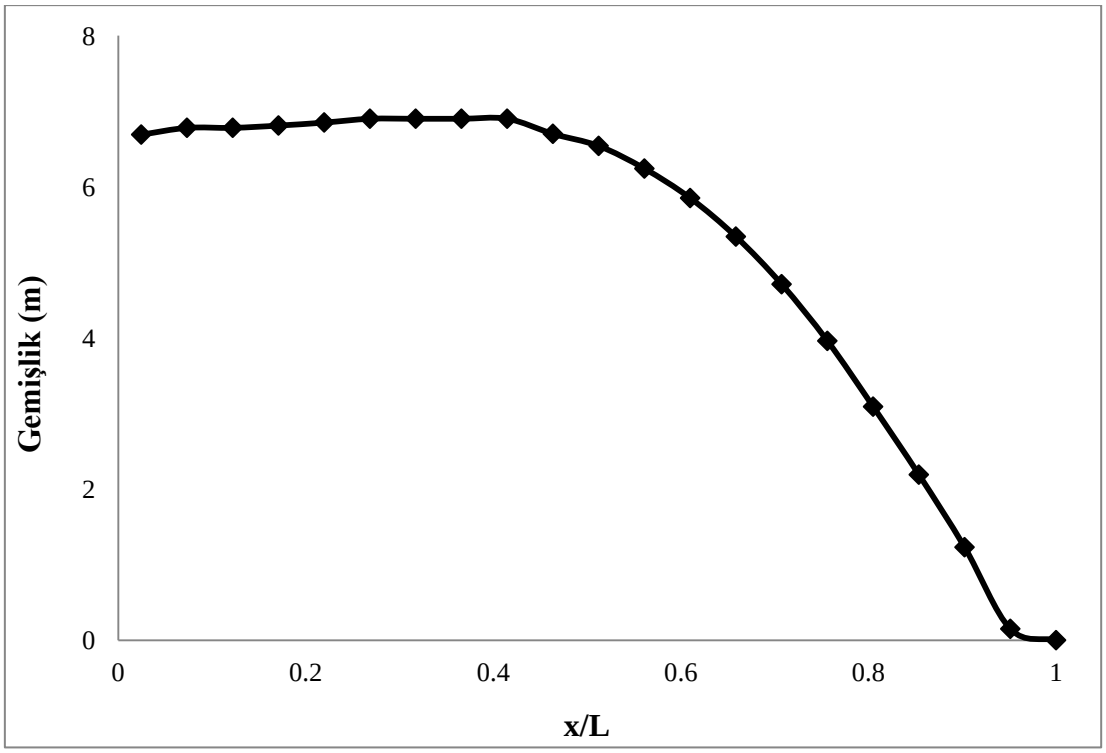
Şekil A.1: Gemi kirişinin kütle dağılımı.



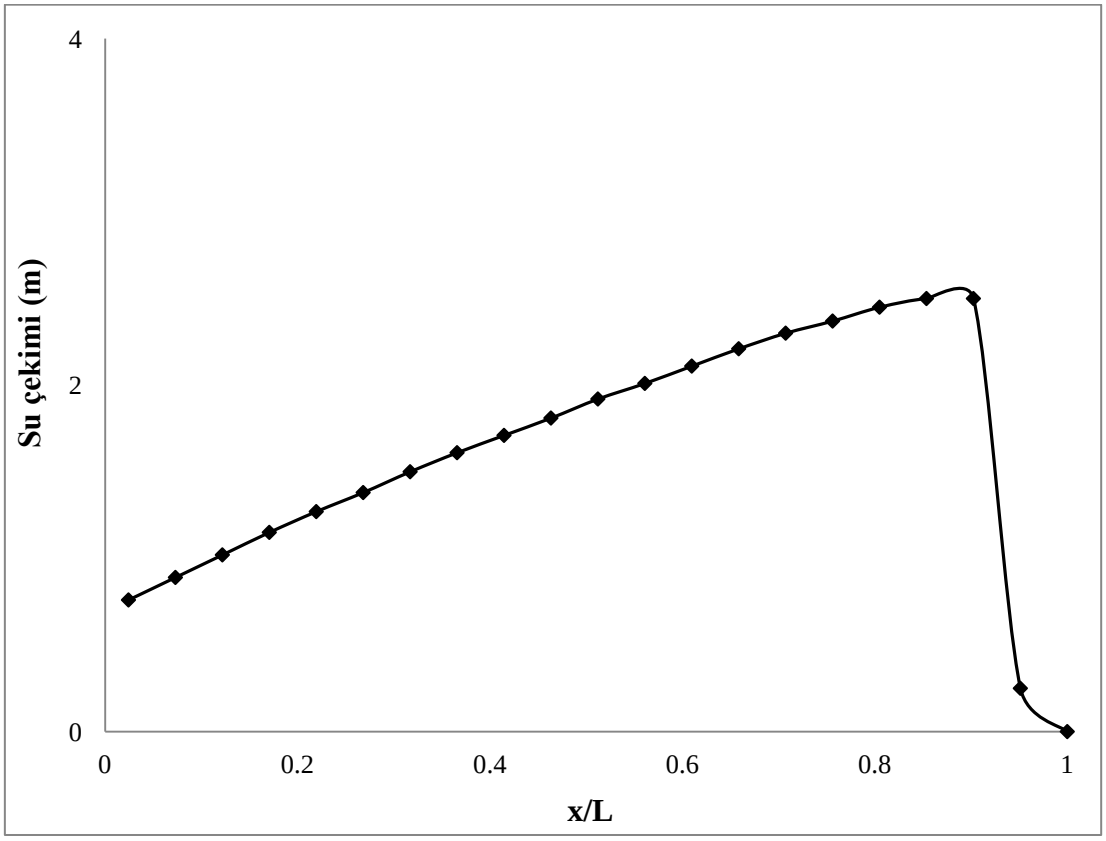
Şekil A.2: Gemi kirişinin atalet momenti değişimi.



Şekil A.3: Su altında kalan en kesit alanlarının gemi boyunca değişimi.

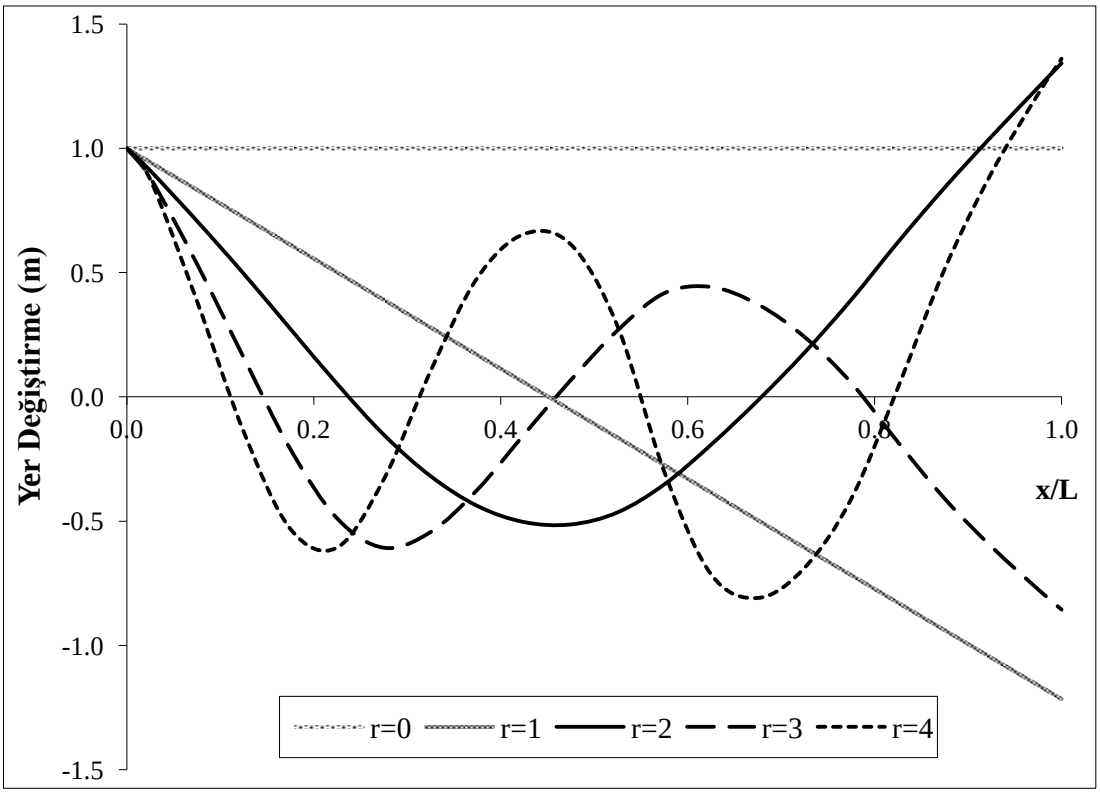


Şekil A.4: En kesitlerin en büyük genişlikleri.

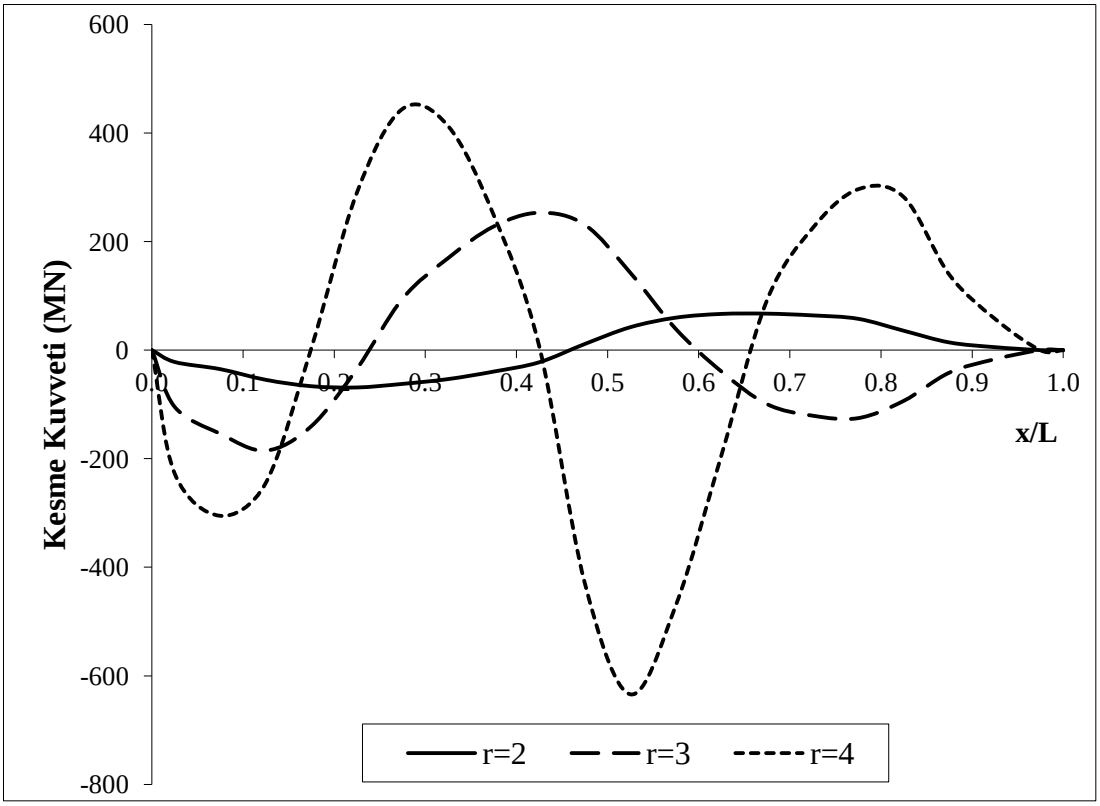


Şekil A.5: En kesitlerin en Su çekimleri.

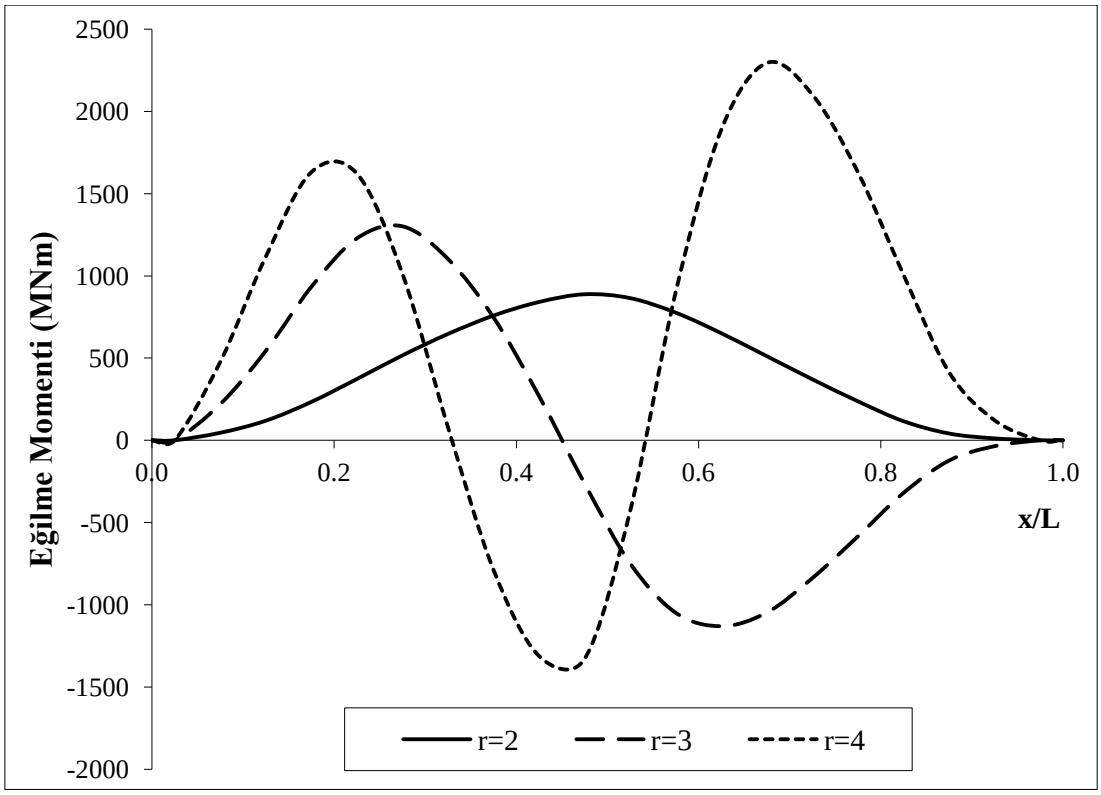
EK B: Kuru Tekne Analiz Sonuçları



Şekil B.1: Gemi kirişinin serbest titreşim şekilleri.

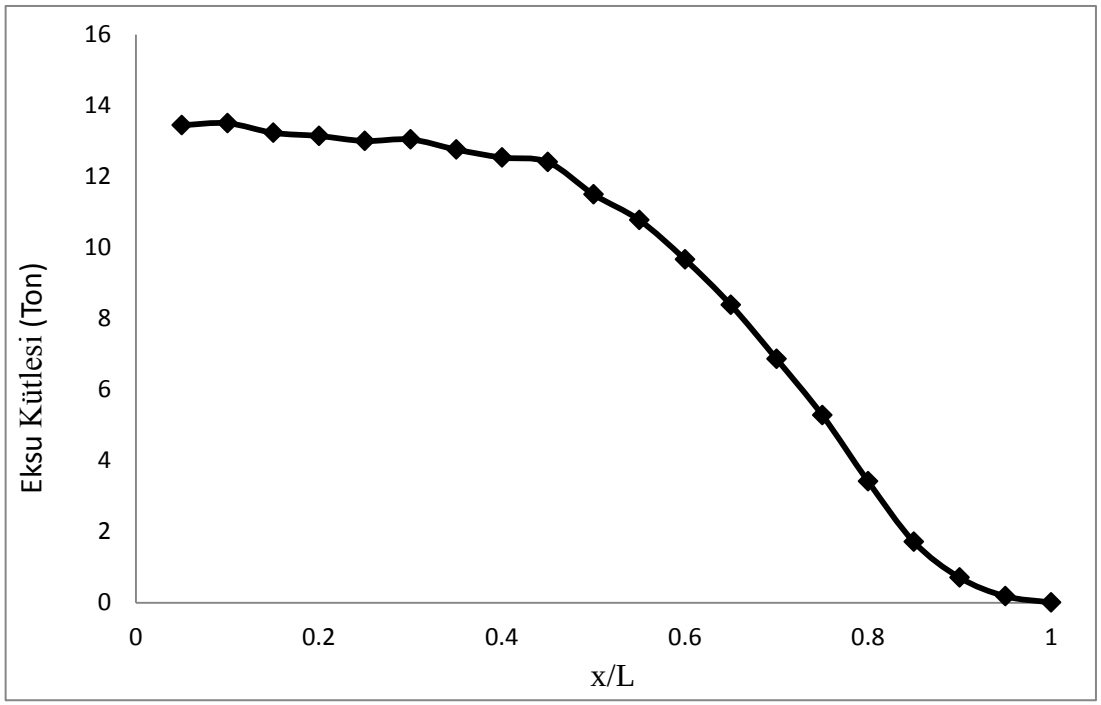


Şekil B.2: Serbest titreşim şekillerine karşı gelen kesme kuvvetlerinin değişimi.

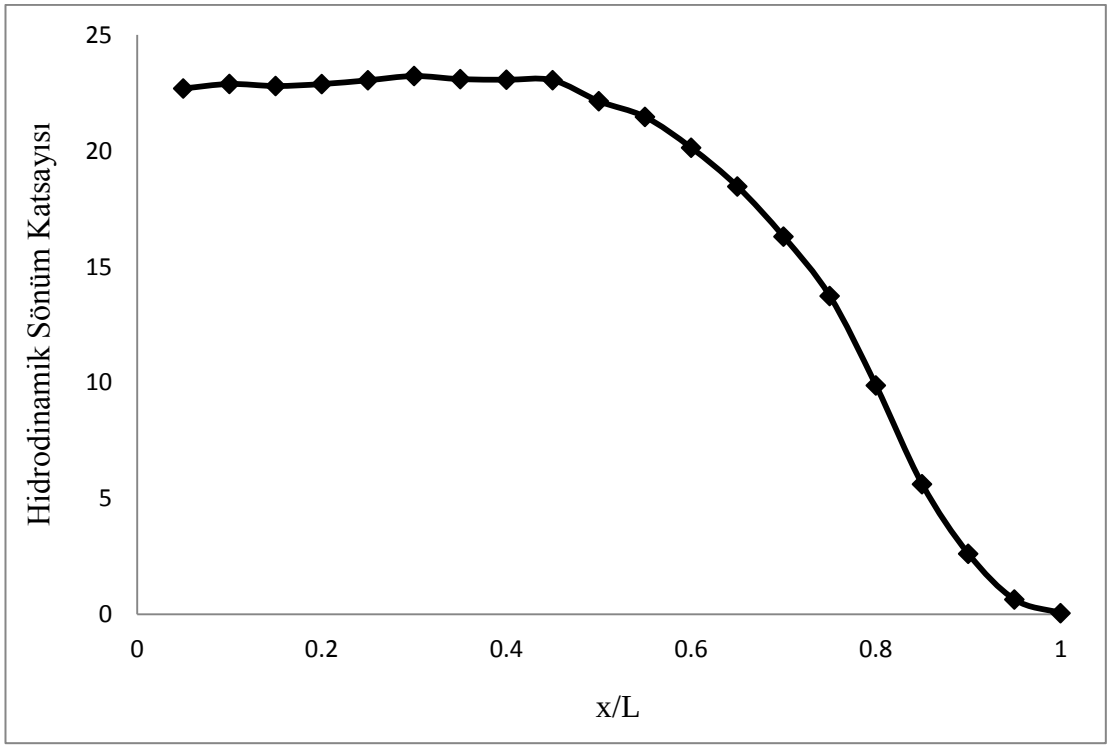


Şekil B.3: Serbest titreşim şekillerine karşı gelen eğilme momentlerinin değişimi.

EK C: Geminin Hidrodinamik Özellikleri

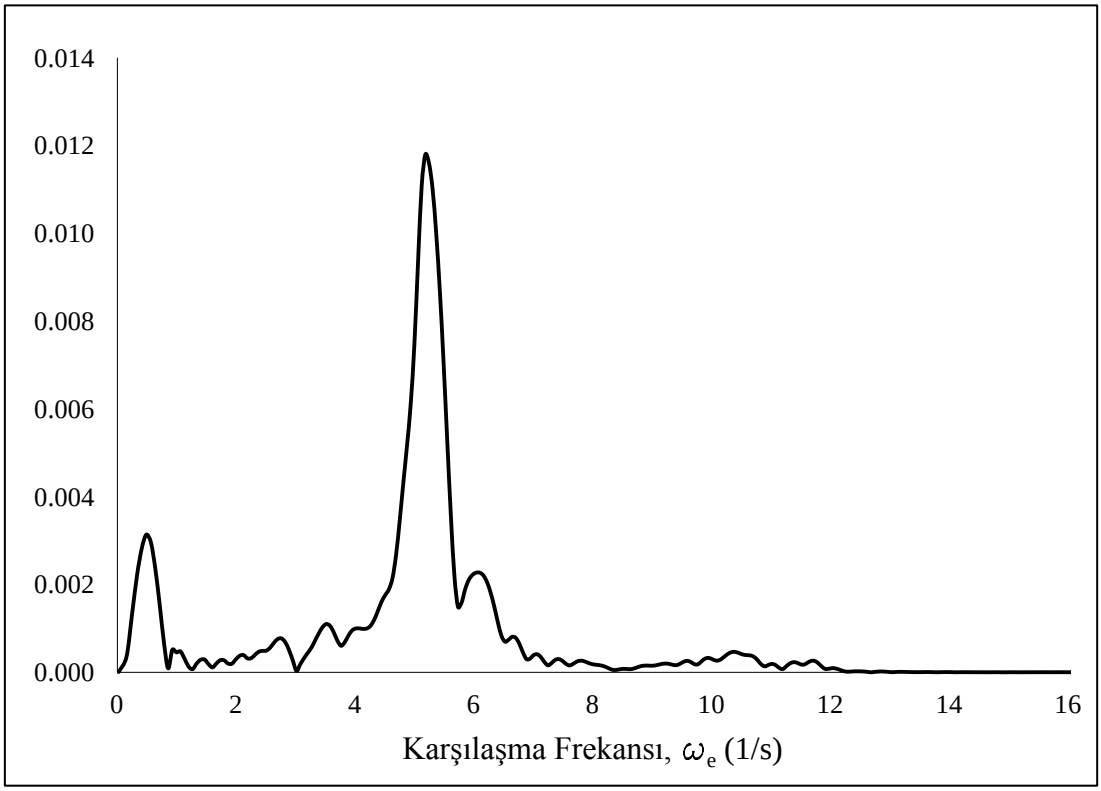


Şekil C.1: Gemi boyunun dalga boyuna eşit olduğu dalga frekansında eksu kütlesinin gemi boyunca değişimi.

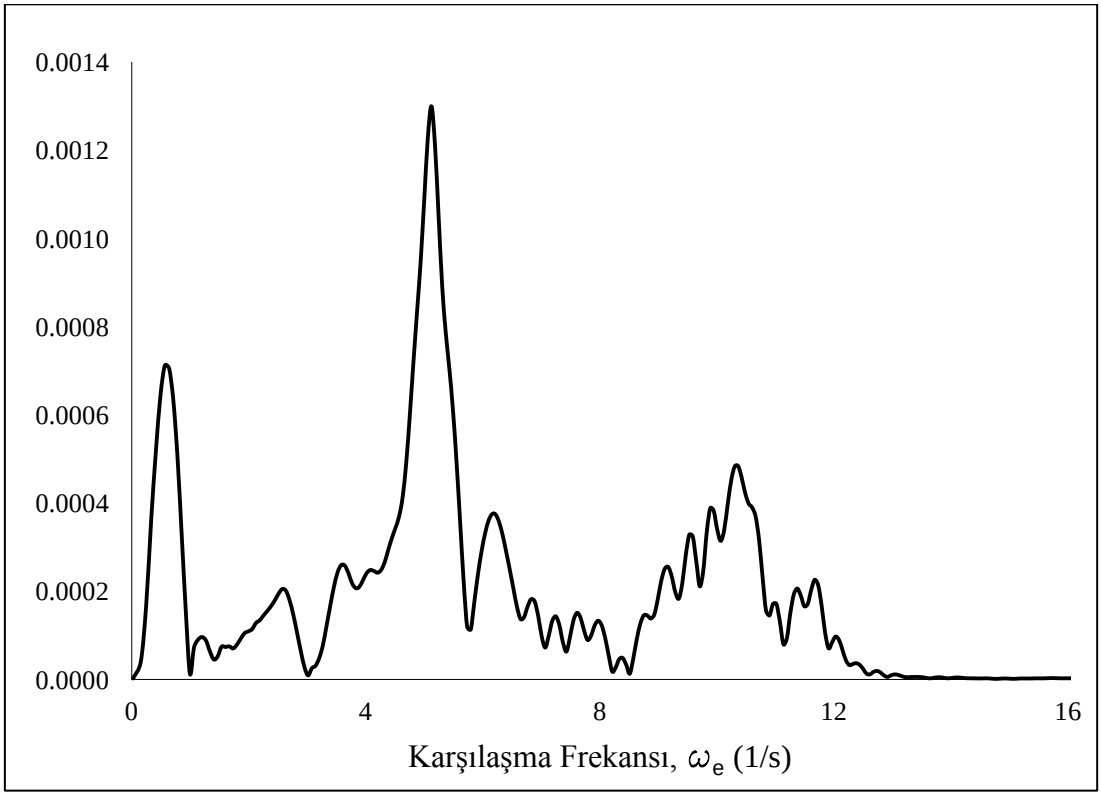


Şekil C.2: Gemi boyunun dalga boyuna eşit olduğu dalga frekansında boyutsuz hidrodinamik sönüm katsayısının gemi boyunca değişimi.

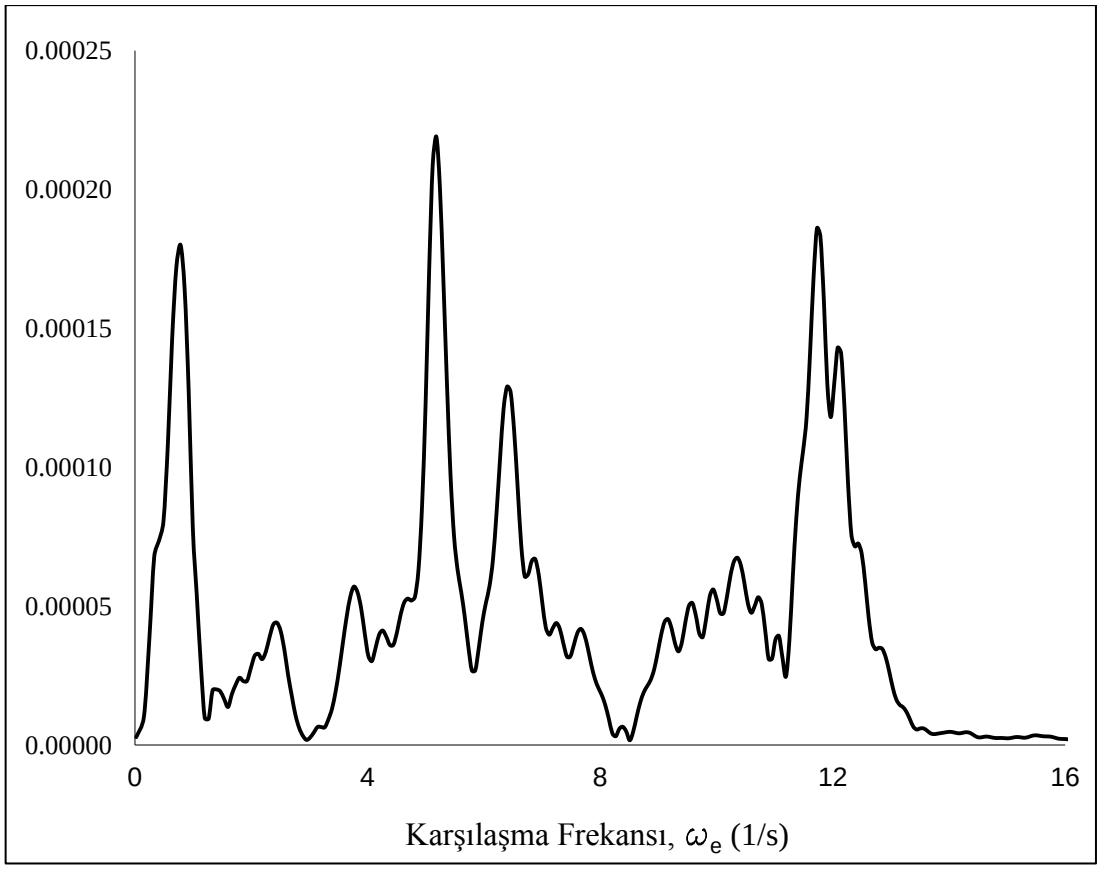
EK D: Geminin Düzenli Dalgalara Cevapları



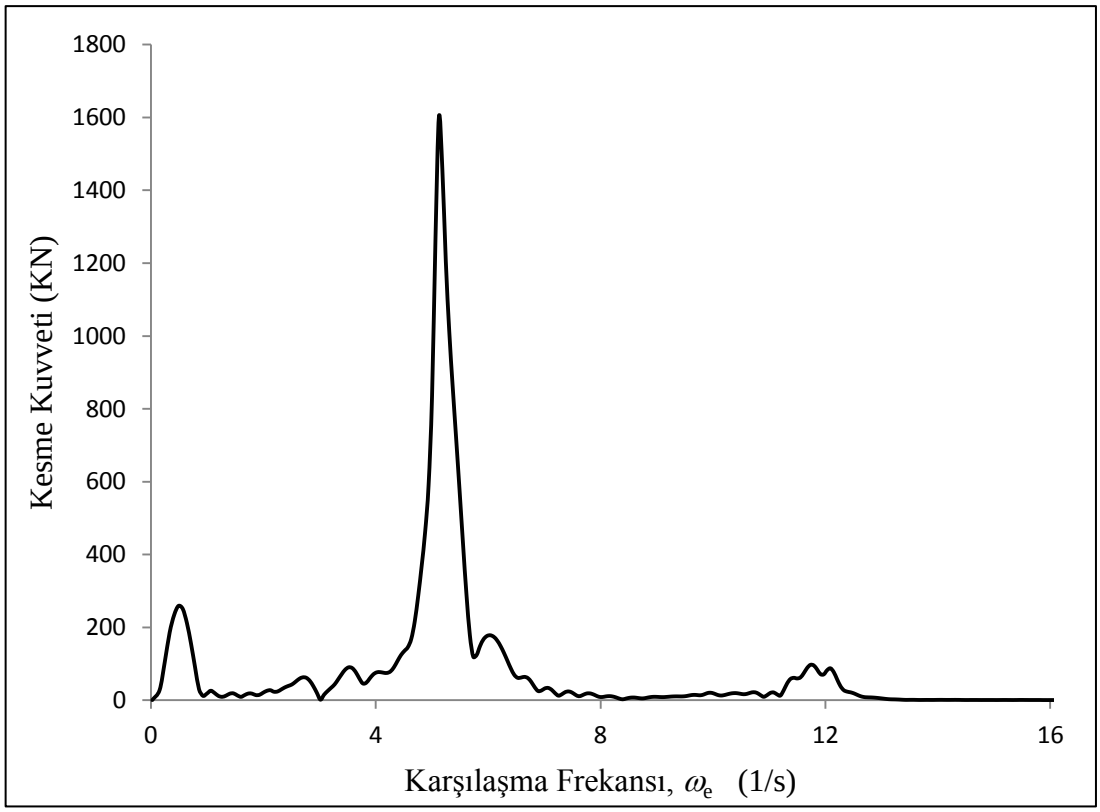
Şekil D.1: 2 düğümlü titreşim şeklinin asal koordinatları.



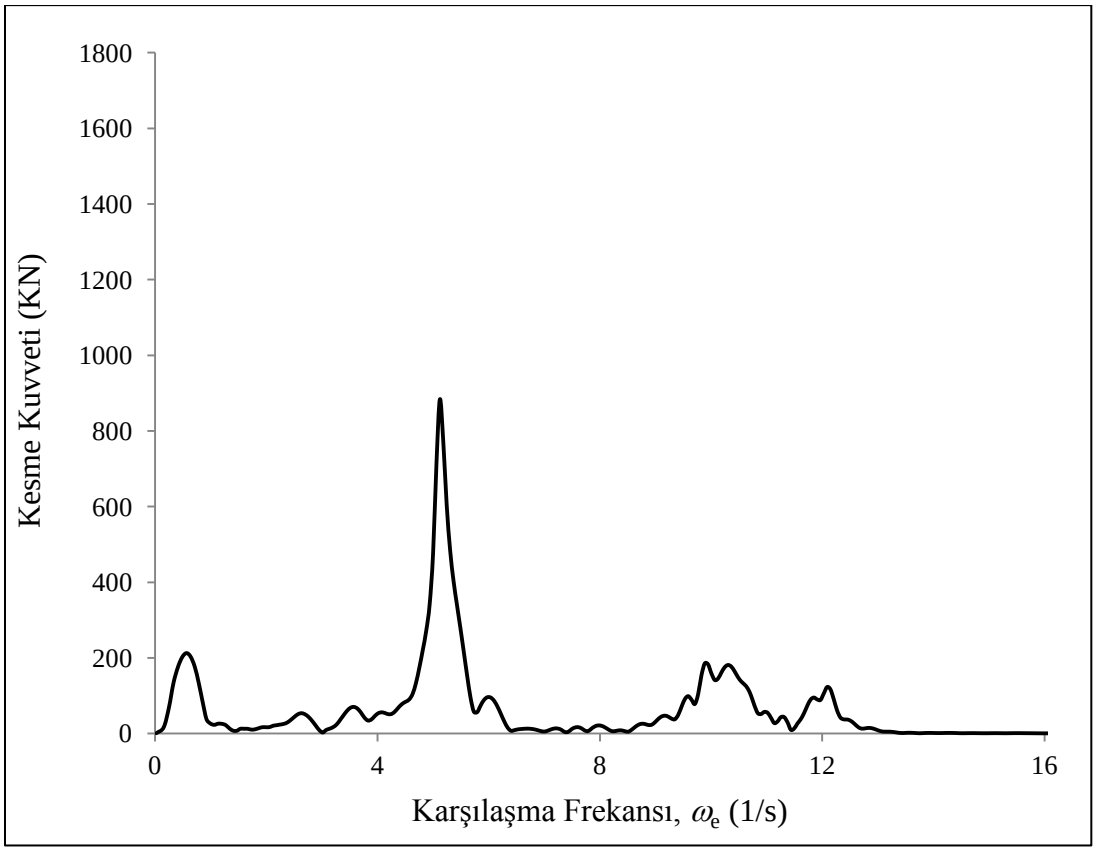
Şekil D.2: 3 düğümlü titreşim şeklinin asal koordinatları.



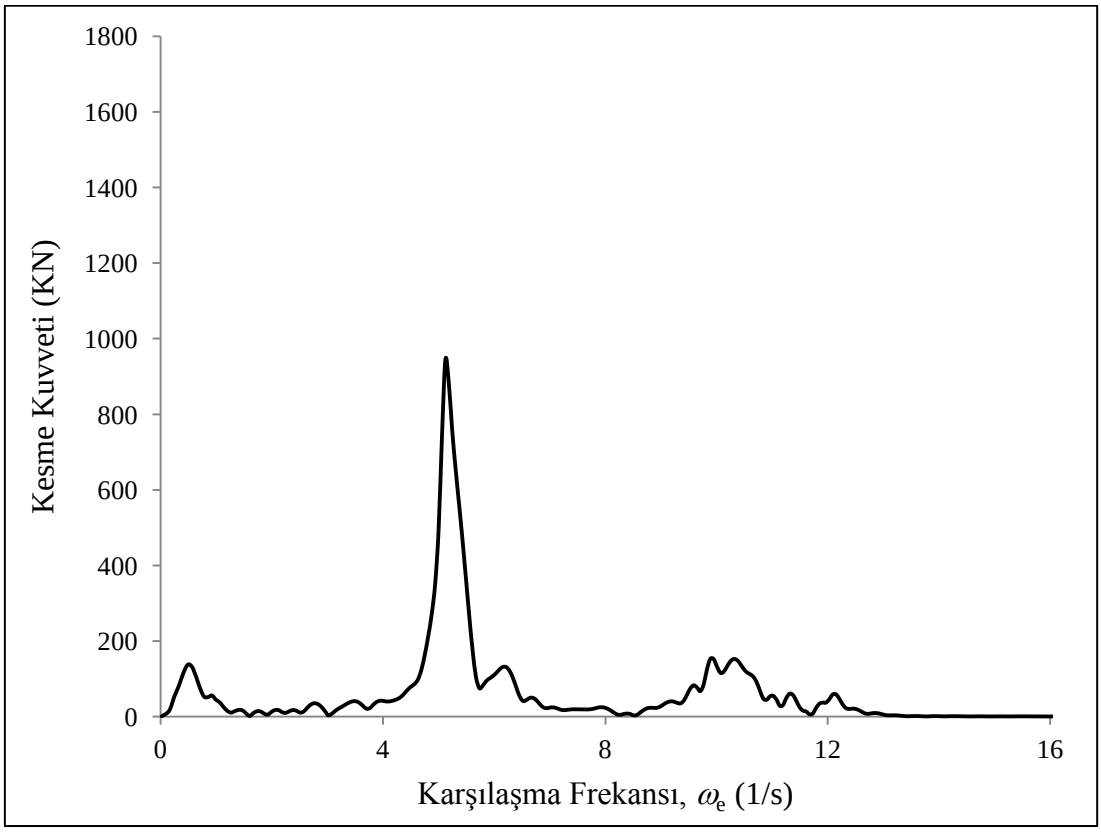
Şekil D.3: 4 düğümlü titreşim şeklinin asal koordinatları.



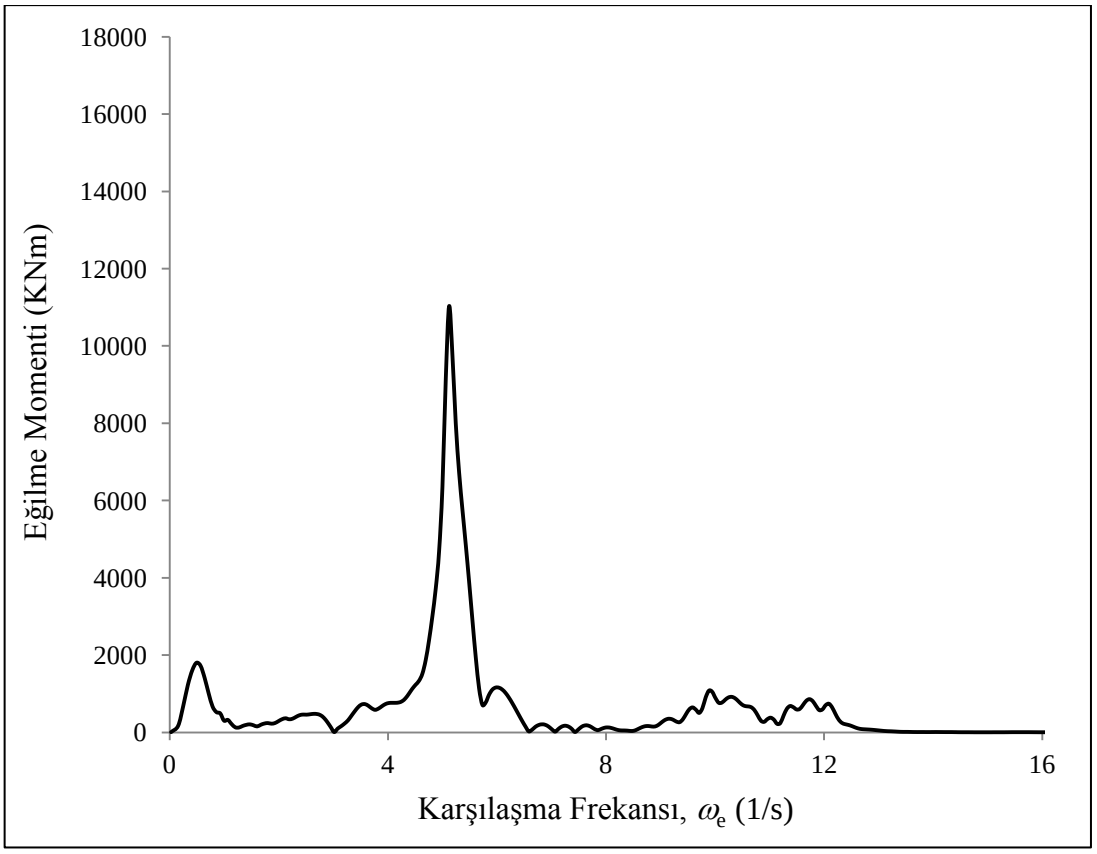
Şekil D.4: Kıçtan 0.25L mesafede kesme kuvvetinin frekans bölgesinde değişimi.



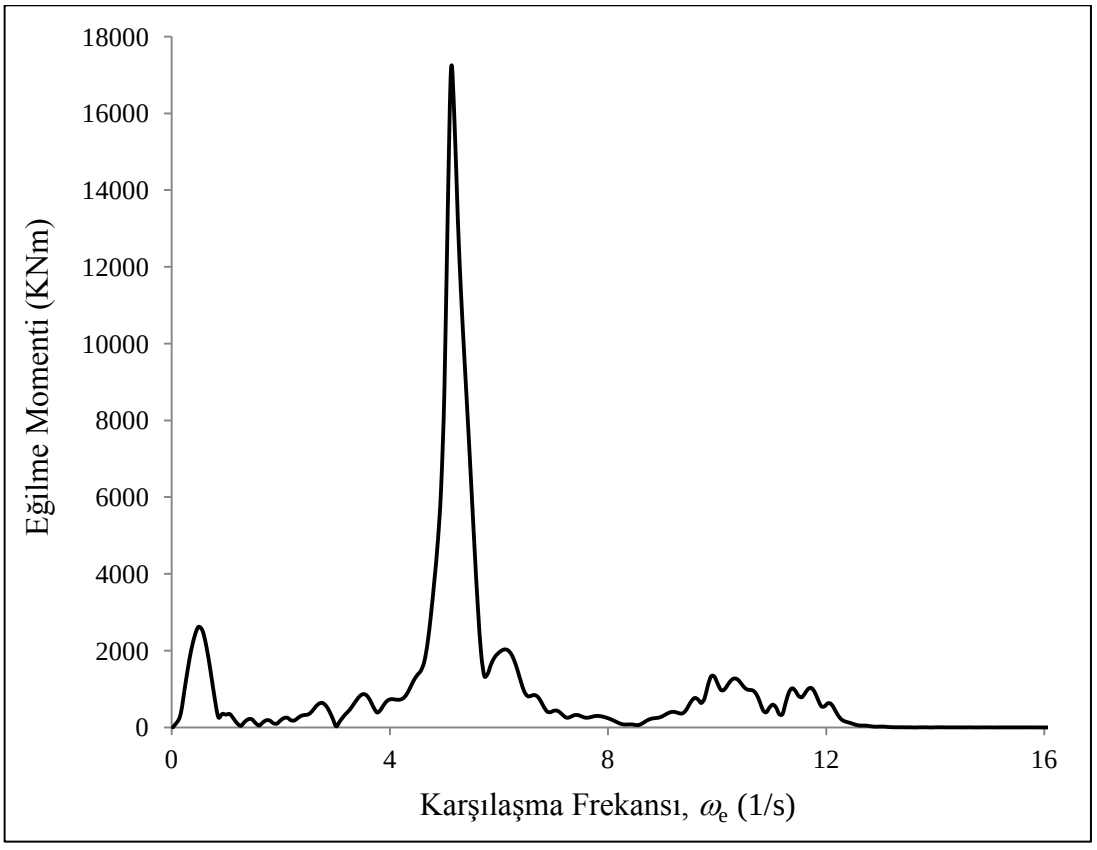
Şekil D.5: Kıçtan 0.5L mesafede kesme kuvvetinin frekans bölgesinde değişimi.



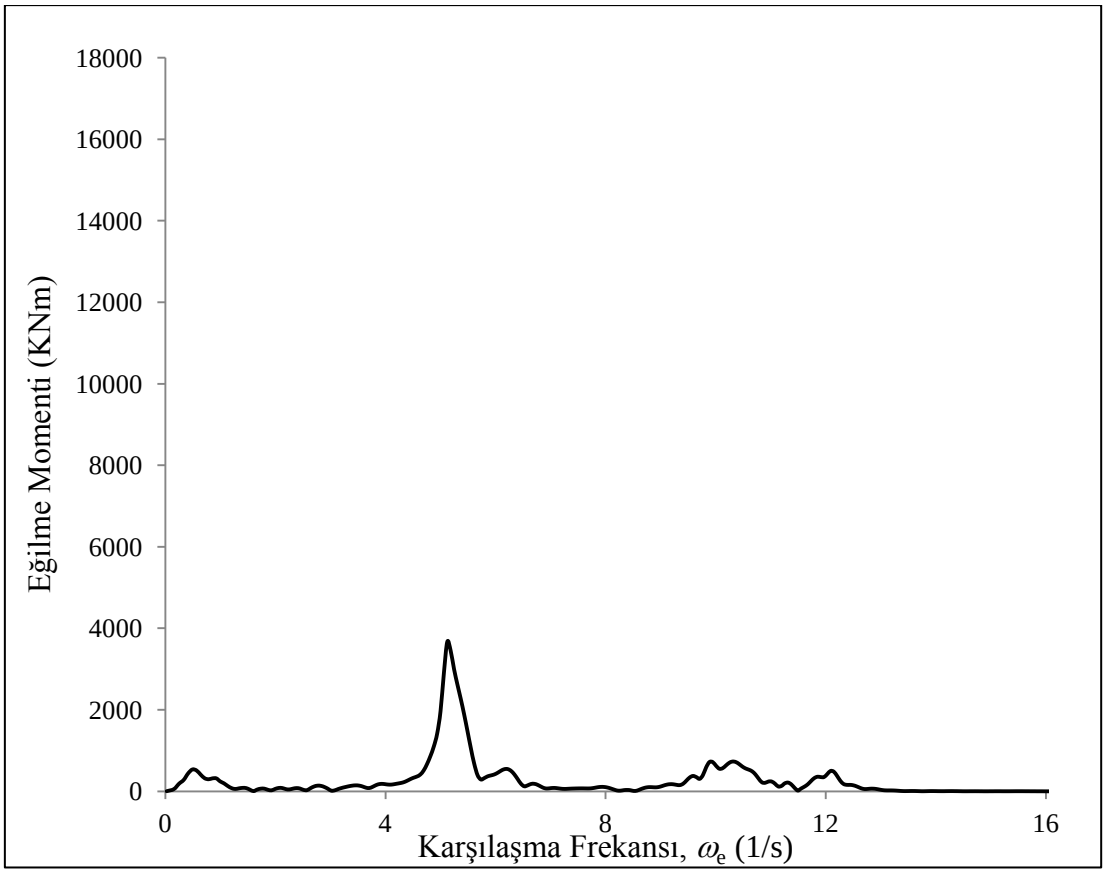
Şekil D.6: Kıçtan 0.75L mesafede kesme kuvvetinin frekans bölgesinde değişimi.



Şekil D.7: Kıçtan 0.25L mesafede eğilme momentinin frekans bölgesinde değişimi.

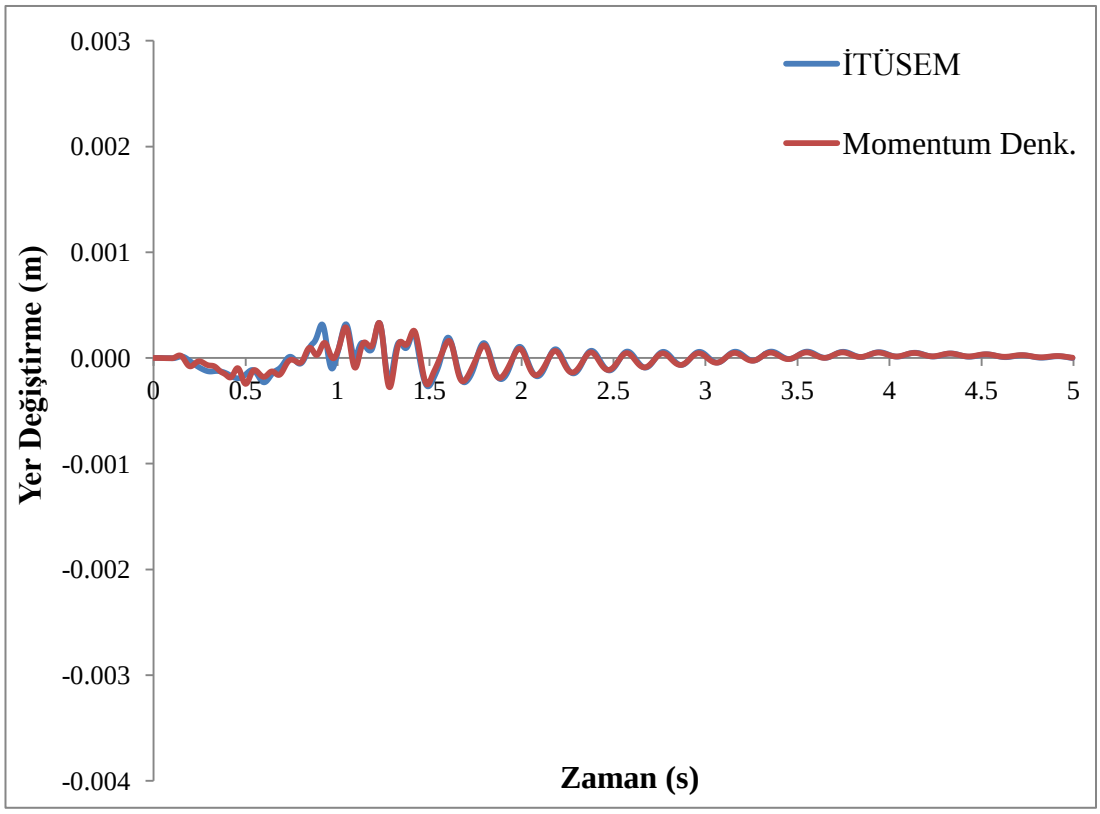


Şekil D.8: Kıçtan 0.5L mesafede eğilme momentinin frekans bölgesinde değişimi.

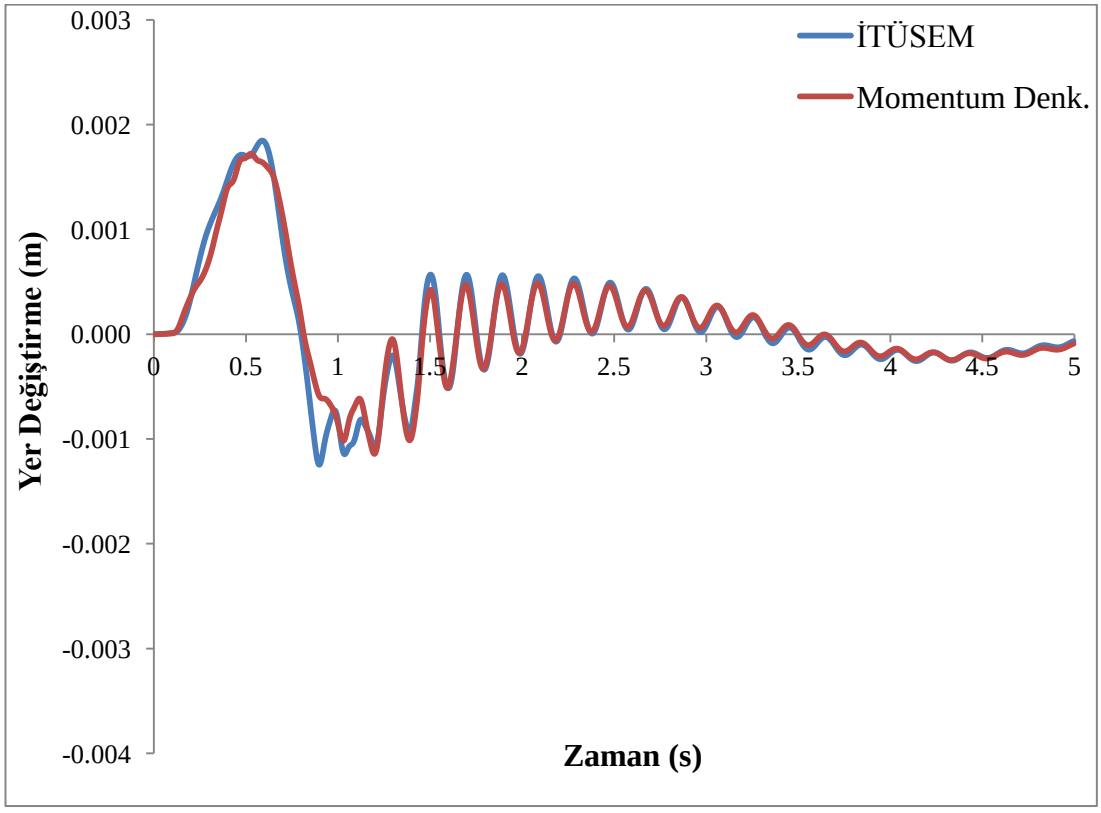


Şekil D.9: Kıçtan 0.75L mesafede eğilme momentinin frekans bölgesinde değişimi.

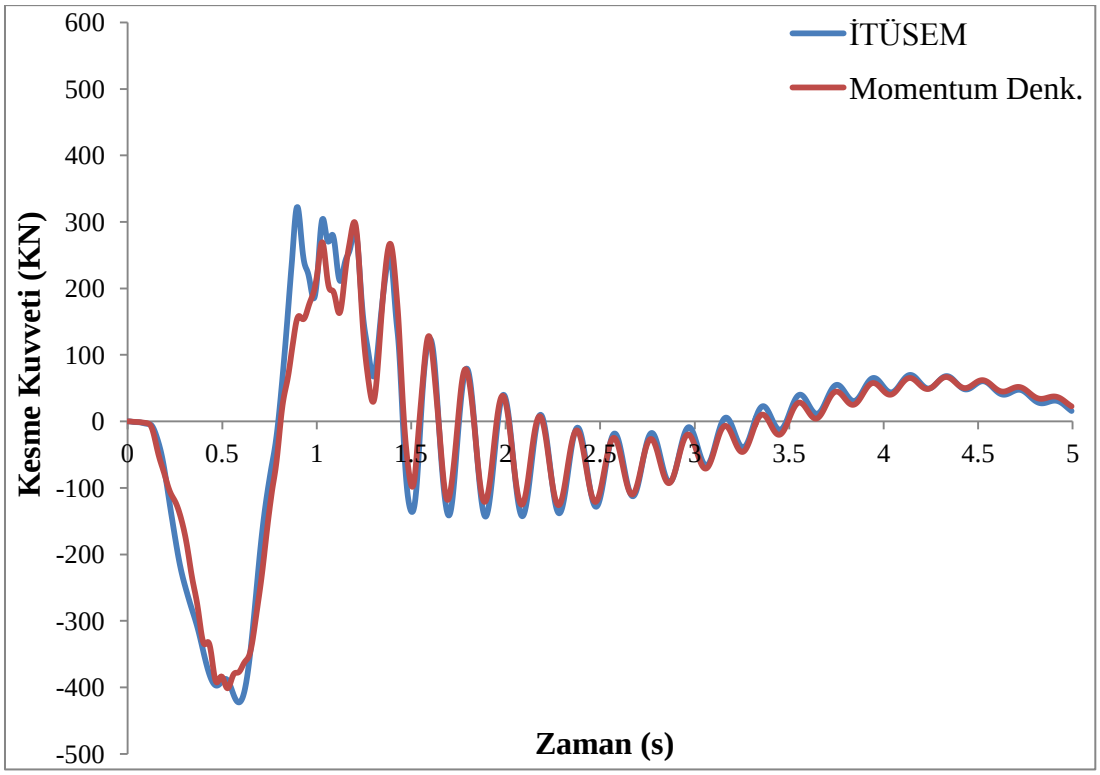
EK E: Geminin Dövünmeye Verdiği Cevaplar



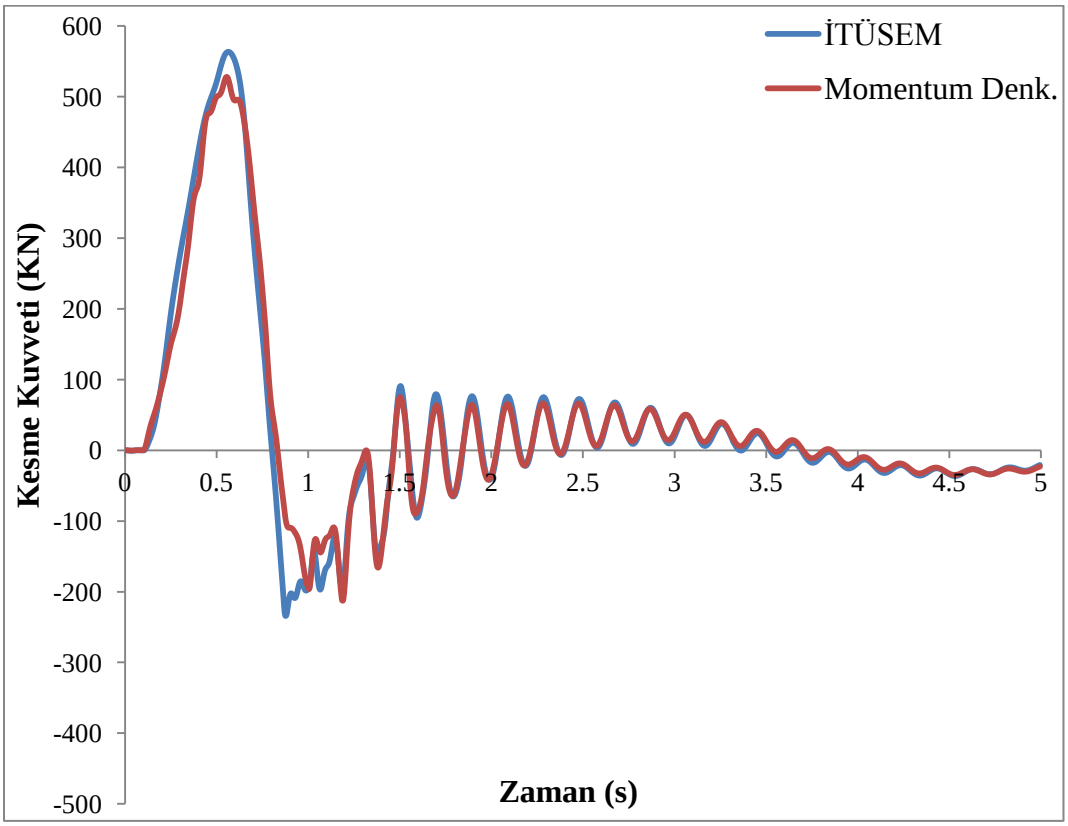
Şekil E.1: Kıçtan 0.25L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Yer değiştirme (m).



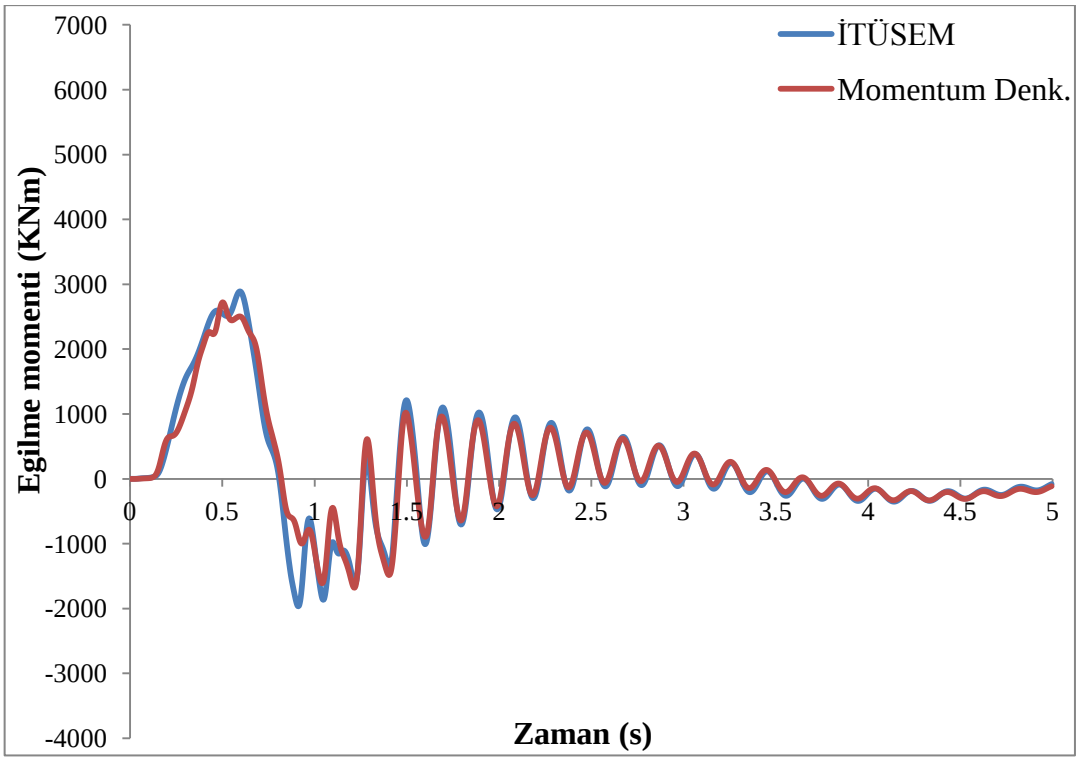
Şekil E.2: Kıçtan 0.25L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Yer değiştirme (m)



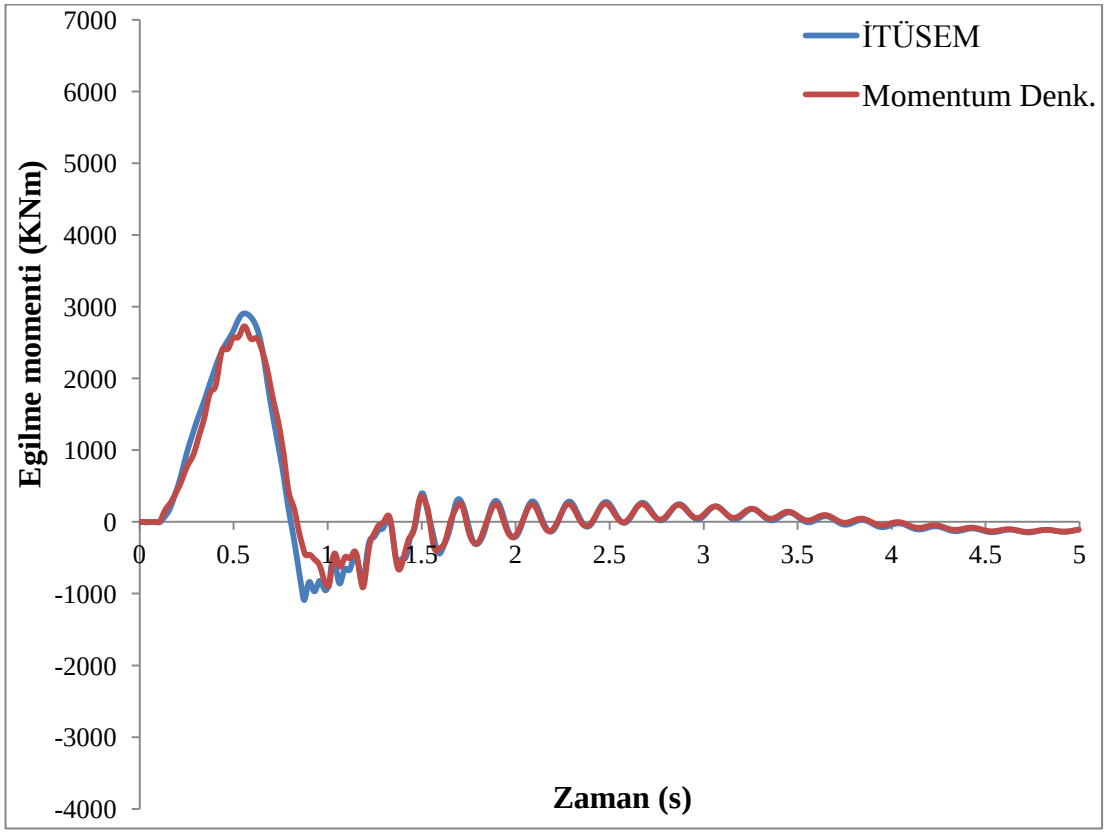
Şekil E.3: Kıçtan 0.25L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Kesme kuvveti (KN).



Şekil E.4: Kıçtan 0.75L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Kesme kuvveti (KN).

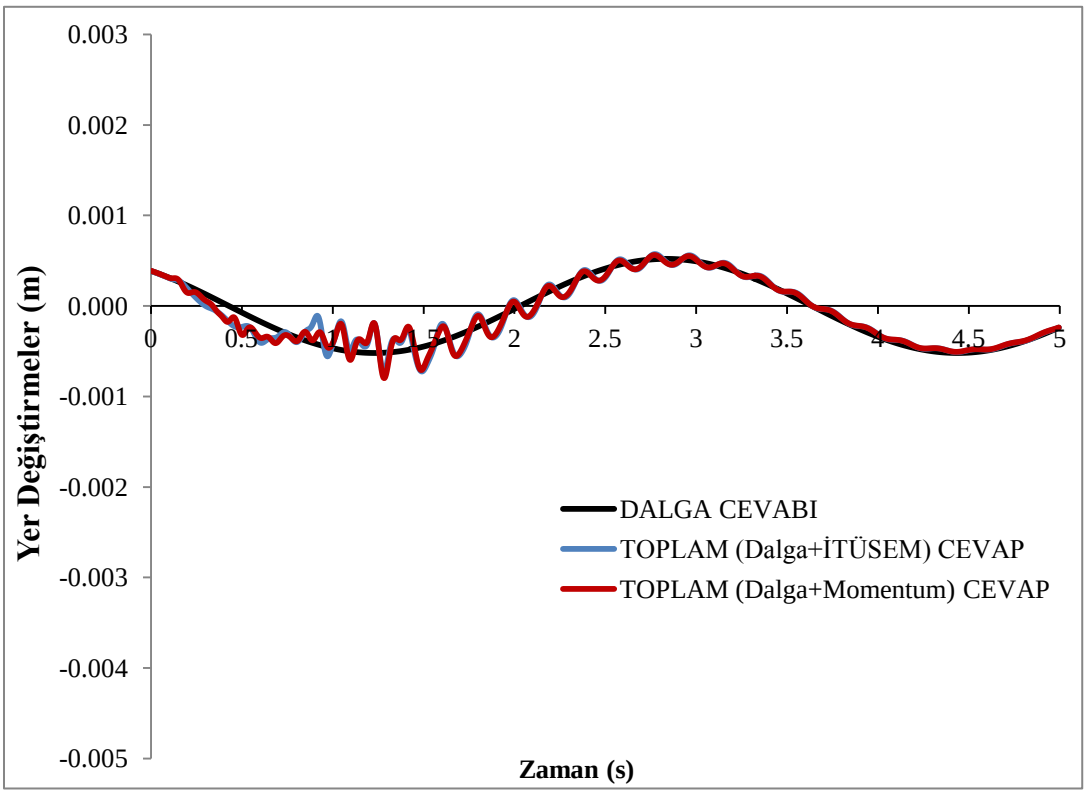


Şekil E.5: Kıçtan 0.25L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Eğilme momenti (KNm).

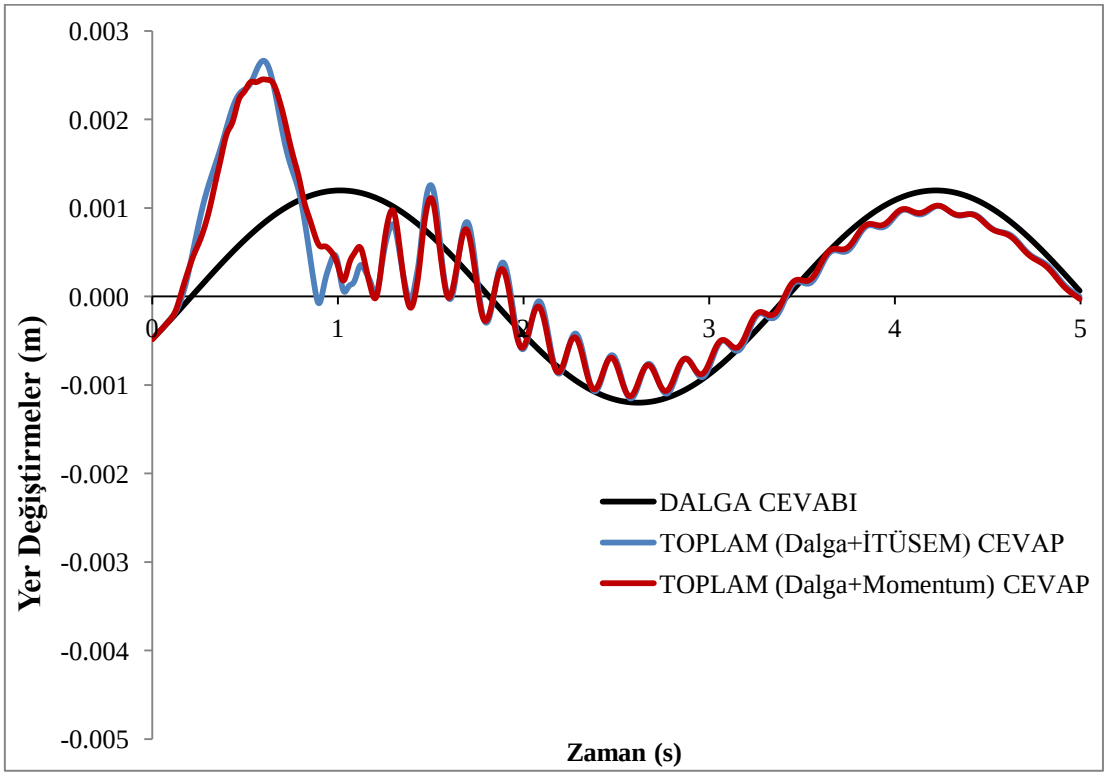


Şekil E.6: Kıçtan 0.75L mesafede dövünmeye verilen cevaplar–Eğilme momenti (KNm).

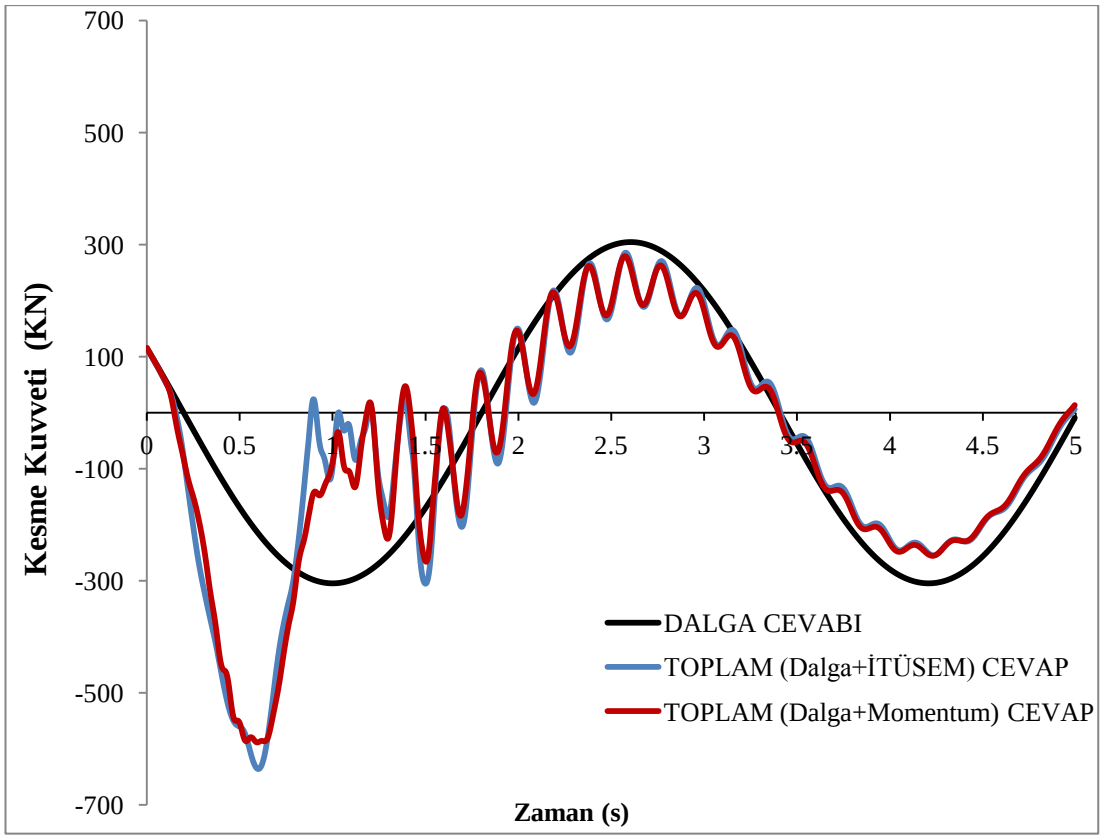
EK F: Geminin Verdiği Toplam Cevaplar



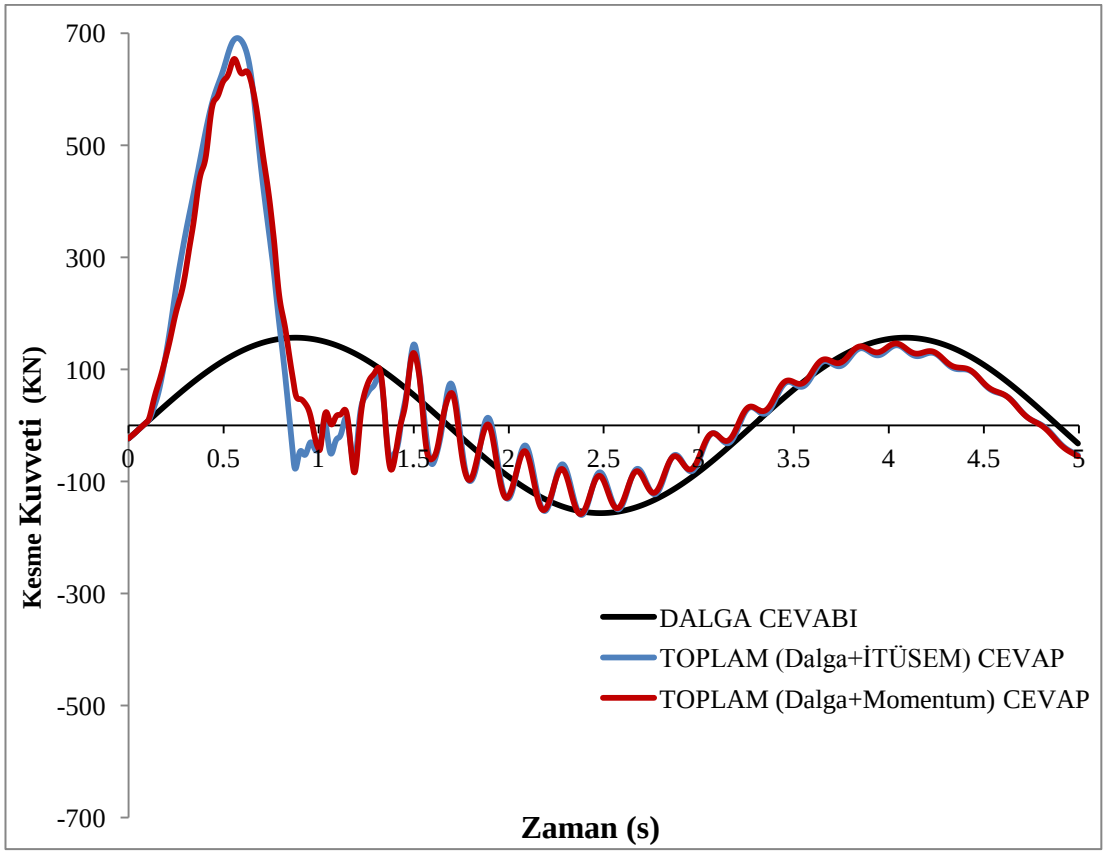
Şekil F.1: Kıçtan 0.25L mesafede toplam cevaplar–Yer değiştirme (m).



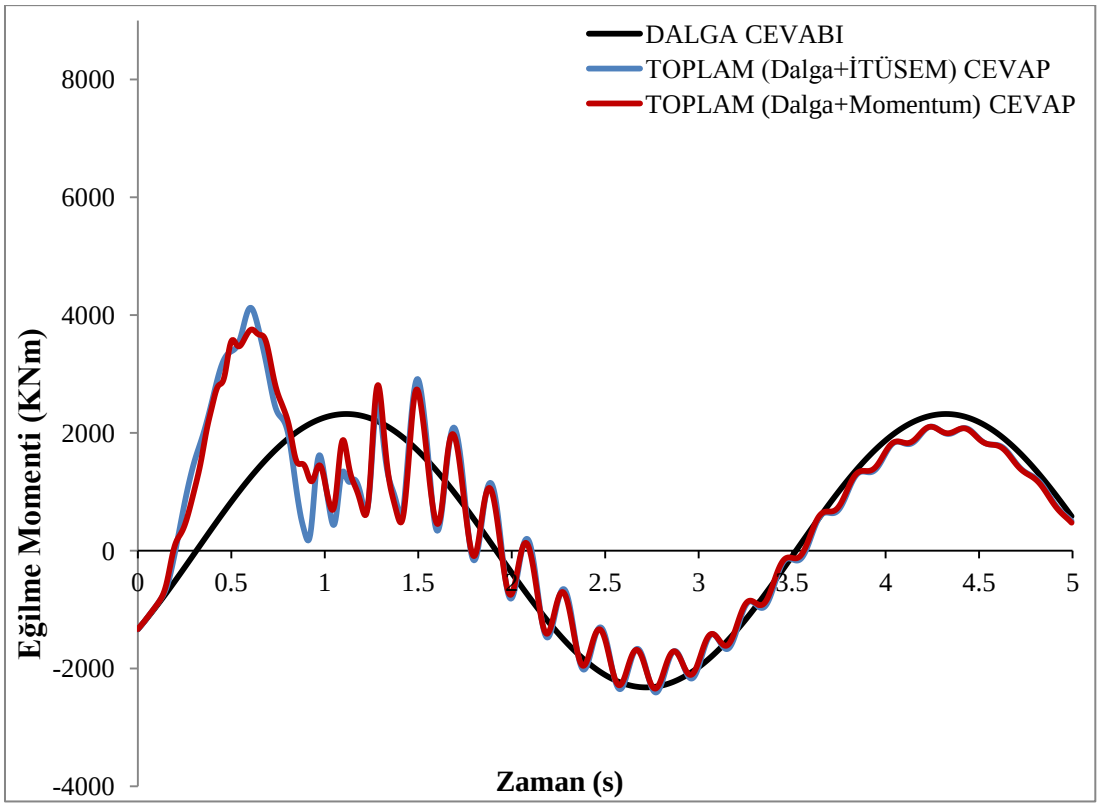
Şekil F.2: Kıçtan 0.75L mesafede verilen toplam cevaplar–Yer değiştirme (m).



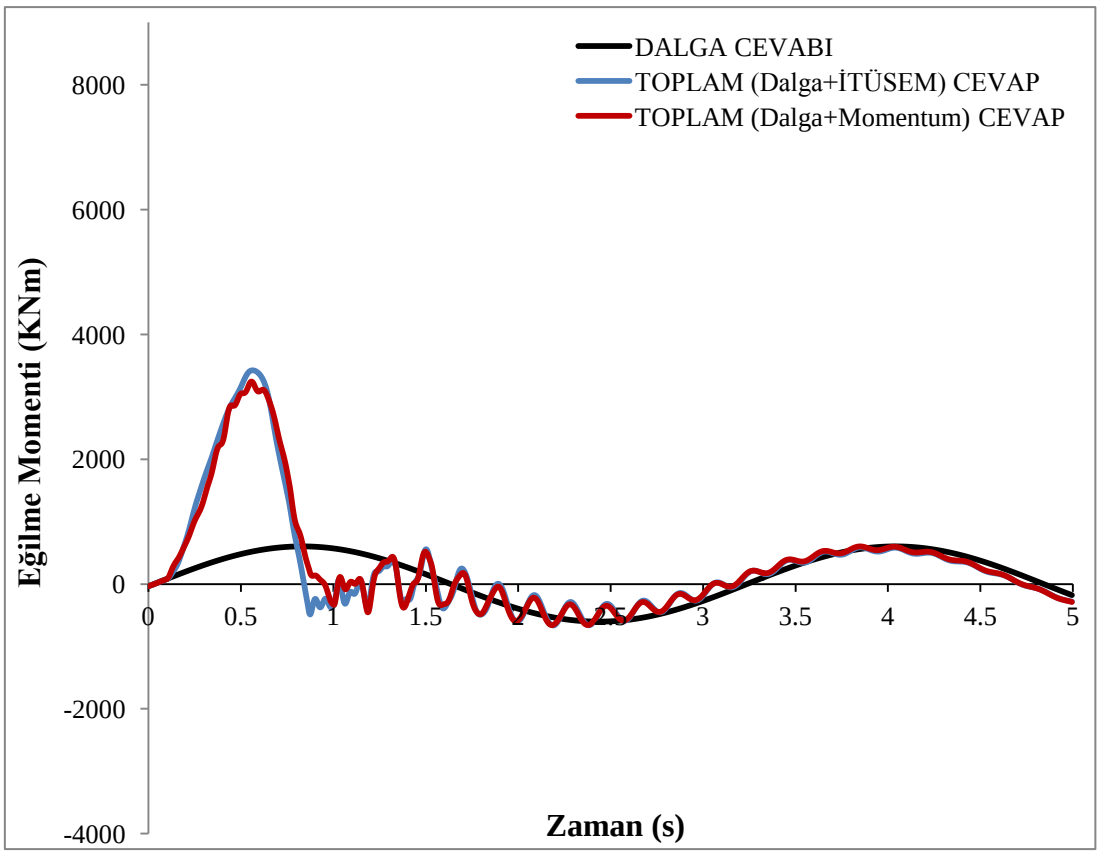
Şekil F.3: Kıçtan 0.25L mesafede toplam cevaplar–Kesme kuvveti (KN).



Şekil F.4: Kıçtan 0.75L mesafede toplam cevaplar–Kesme kuvveti (KN).



Şekil F.5: Kıçtan 0.25L mesafede toplam cevaplar–Eğilme Momenti (KNm).



Şekil F.6: Kıçtan 0.75L mesafede toplam cevaplar–Eğilme Momenti (KNm).

ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyad: İsmail BAŞARAN

Doğum Yeri ve Tarihi: Bursa 30.03.1980

Adres: 1 Elmcroft Edenside Road, Bookham, Leatherhead

SURREY/İNGİLTERE

Lisans Üniversite: İ.T.Ü.

Yayın Listesi:

Başaran, İ., Belik, Ö. and Temarel, P., 2008. Dynamic behaviour of a container ship using two- and three-dimensional hydroelasticity analyses, *Proc. 27th OMAE*, paper 57401.