

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DİKDÖRTGEN KESİTLİ DALGAKIRANLARIN
DÜZENLİ DALGALARDAKİ HAREKET ANALİZLERİ İÇİN
HİDRODİNAMİK HESAPLAMALAR**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Hayriye PEHLİVAN

Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Anabilim Dalı

Gemi İnşaatı Mühendisliği Programı

HAZİRAN 2013

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DİKDÖRTGEN KESİTLİ DALGAKIRANLARIN
DÜZENLİ DALGALARDAKİ HAREKET ANALİZLERİ İÇİN
HİDRODİNAMİK HESAPLAMALAR**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Hayriye PEHLİVAN
(508111006)**

Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Anabilim Dalı

Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Programı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Ömer Gören

HAZİRAN 2013

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 508111006 numaralı Yüksek Lisans öğrencisi **Hayriye PEHLİVAN**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**DİKDÖRTGEN KESİTLİ DALGAKIRANLARIN DÜZENLİ DALGALARDAKİ HAREKET ANALİZLERİ İÇİN HİDRODİNAMİK HESAPLAMALAR**” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

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

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. Kadir SARIÖZ**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Şakir BAL
İstanbul Teknik Üniversitesi

Teslim Tarihi : **3 Mayıs 2013**
Savunma Tarihi : **5 Haziran 2013**

ÖNSÖZ

Engin bilgi ve tecrübesini benimle paylaşan, yalnızca tez çalışmam sırasında değil, lisans öğrenimimden itibaren verdiği sonsuz destek, gösterdiği sabır ve anlayış için, değerli hocam Prof. Dr. Ömer Gören'e, yürüdüğüm yola ışık tutan, her zaman daha iyiye yönlendiren, yeni hedefler için cesaret ve azim kaynağı olan Prof. Dr. M. Cengiz Dökmeci'ye, tez çalışmama olan katkıları ve paylaşımları için Prof. Dr. Kadir Sarıöz ve Prof. Dr. Şakir Bal'a, bugünlere gelmemde büyük emeği olan sevgili aileme ve özel yardımları için anneme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Haziran 2013

Hayriye Pehlivan
Araştırma Görevlisi

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER	vii
SEMBOLLER	iv
ŞEKİL LİSTESİ.....	xi
ÖZET.....	xiii
SUMMARY	xv
1. GİRİŞ	1
2. ZORLANMIŞ HAREKET (RADYASYON) PROBLEMİ ANALİZİ.....	5
2.1 Dalıp-Çıkma	5
2.1.1 Sınır değer probleminin tanımlanması	5
2.1.2 Lineer denklem sisteminin oluşturulması ve çözüm.....	7
2.1.3 Hidrodinamik katsayıların bulunması	9
2.2 Yan Öteleme.....	12
2.2.1 Sınır değer probleminin tanımlanması	12
2.2.2 Lineer denklem sisteminin oluşturulması ve çözüm.....	13
2.2.3 Hidrodinamik katsayıların bulunması	15
2.3 Yalpa	18
2.3.1 Sınır değer probleminin tanımlanması	18
2.3.2 Lineer denklem sisteminin oluşturulması ve çözüm.....	19
2.3.3 Hidrodinamik katsayıların bulunması	22
3. DALGA KUVVET VE MOMENT (DİFRAKSİYON) PROBLEMİ ANALİZİ.....	25
3.1 Matematiksel Model.....	25
3.1.1 Lineer denklem sisteminin oluşturulması ve çözüm.....	26
3.1.2 Kuvvet ve momentin bulunması	29
4. HAREKET DENKLEMLERİ VE ANALİZİ.....	33
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	37
4.1 Sonuçların Değerlendirilmesi.....	37
4.2 Çalışmanın Uygulama Alanı	37
KAYNAKLAR	39
ÖZGEÇMİŞ.....	41

SEMBOLLER

a_x, a_y, a_z	: Eksu kütlesi
a	: Yarı genişlik
α_m	: Maksimum dalga meyli
b_x, b_y, b_z	: Sönüm kuvveti
A	: Kesit alanı
B	: Genişlik
d	: Su derinliği
$\vec{F}$	: Hidrodinamik kuvvet vektörü
g	: Yer çekimi ivmesi
h	: Dalgakıranın altındaki derinlik
i	: $\sqrt{-1}$
k	: Dalga sayısı
m	: Kütle
$\vec{M}$	: Hidrodinamik moment vektörü
$\vec{n}$	: Birim normal vektör
p	: Hidrodinamik basınç
V_0	: Doğrusal hareketin genliği
Ω_0	: Açısal hareketin genliği
Φ	: Toplam hız potansiyeli
ϕ	: Zamandan bağımsız hız potansiyeli
ζ_i	: Gelen dalganın genliği
ξ_{ja}	: Hareketin genliği
ω	: Dairesel frekans
ρ	: Su yoğunluğu

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 : Dalıp-çıkma hareketi eksen takımı.....	5
Şekil 2.2 : Boyutsuz eksu kütlesi katsayısı karşılaştırmalı grafiği.	11
Şekil 2.3 : Boyutsuz sönüm kuvveti katsayısı karşılaştırmalı grafiği.....	11
Şekil 2.4 : Yan öteleme hareketi eksen takımı.	12
Şekil 2.5 : Boyutsuz eksu kütlesi katsayısı karşılaştırmalı grafiği.	17
Şekil 2.6 : Boyutsuz sönüm kuvveti katsayısı karşılaştırmalı grafiği.....	17
Şekil 2.7 : Yalpa hareketi eksen takımı.	18
Şekil 2.8 : Boyutsuz eksu atalet momenti katsayısı karşılaştırmalı grafiği.	23
Şekil 2.9 : Boyutsuz sönüm momenti katsayısı karşılaştırmalı grafiği.	24
Şekil 3.1 : Dalga kuvvet ve moment (difraksiyon) problemi eksen takımı.	25
Şekil 3.2 : Boyutsuz yatay yöndeki kuvvet karşılaştırmalı grafiği.....	31
Şekil 3.3 : Boyutsuz düşey yöndeki kuvvet karşılaştırmalı grafiği.	31
Şekil 3.4 : Boyutsuz moment karşılaştırmalı grafiği.	32
Şekil 4.1 : Yan öteleme hareketi genlik-karşılık fonksiyonu grafiği.....	35
Şekil 4.2 : Dalıp-çıkma hareketi genlik-karşılık fonksiyonu grafiği.	35

DİKDÖRTGEN KESİTLİ DALGAKIRANLARIN DÜZGÜN DALGALARDAKİ HAREKET ANALİZLERİ İÇİN HİDRODİNAMİK HESAPLAMALAR

ÖZET

Bu çalışmada sonlu derinlikteki sularda dikdörtgen kesitli bir yüzer dalgakıranın düzgün dalgalarındaki hareket analizlerine ait hidrodinamik hesaplamalar sunulmuştur. Dikdörtgen kesitin de bulunduğu akışkan bölgesinde akım potansiyel ve döngüsüz kabul edilip yüzey gerilimi, viskozite ihmal edilmiş ve probleme ait sınır koşulları lineerleştirilmiştir. Bu kabullere dayanarak dalgakırana dik olarak ilerleyen, küçük genlikli düzlemsel dalgalar göz önüne alınmıştır. Dikdörtgen silindir yeteri kadar uzun alındığında ya da akışkan dikdörtgen silindirin eksenine dik duvarlar arasında kaldığında artık silindir eksenine paralel akışkan hızlarından bahsedilemez ve bu halde problem silindir üzerinde birim genişlikte bir kesitin akışkan içinde iki boyutlu hareketine indirgenmiş olur. Lineer teori geçerliliği için dikdörtgen silindirin hareketlerinin küçük genlikli olduğu varsayımı yapılmıştır.

Dalgakıranın etrafındaki akış; dikdörtgen kesitin altındaki iç bölge ve dıştaki akışkan bölgesi olmak üzere ikiye ayrılmıştır. Her iki bölgede de potansiyel uygun serilere açılmış ve bilinmeyen karmaşık (kompleks) terimler izafi sınır yüzeyi üzerinde eşleştirme tekniği kullanılarak bulunmuştur. Problem radyasyon ve difraksiyon problemi şeklinde ve hareketler birbirinden bağımsız olarak ele alınıp çözülmüştür. Radyasyon problemi için dikdörtgen kesit dalıp-çıkma, yan öteleme ve yalpa hareketlerini yapmakta sonuçta her bir harekete ait ek-su ve sönüm kuvveti katsayıları bulunup, deney ve sayısal yöntem sonuçları ile karşılaştırmalı olarak sunulmaktadır.

Problemin çözümü için sınır şartları belirlendikten sonra hem matematiksel hem de fiziksel olarak bölgeler arası sürekliliği sağlayan basınç ve hıza ait eşleştirme koşulları ile elde edilen lineer denklem sistemi, *Fortran* programlama dilinde yazılan bir algoritma kullanılarak oluşturulmuştur. Lineer denklem sistemi *Gauss eliminasyon* metodu ile çözülerek sonuçta iki boyutlu hidrodinamik katsayılar elde edilmektedir. Yine aynı şekilde difraksiyon problemi için ise yüzer yapının gelen dalgalar etkisinde hareket etmediği varsayılp gelen ve yansıyan dalgaların yaratmış olduğu kuvvet ve momentler bulunmuştur. Radyasyon ve difraksiyon problemleri için çalıştırılan program çıktıları hareket denkleminde, dalgakıranın dinamik davranışının elde edilmesi için kullanılmıştır. Böylelikle dinamik sisteme etkiyen kuvvet ve momentin bulunması için radyasyon problemine ait eksu ve sönüm kuvveti katsayıları ile difraksiyon problemine ait kuvvet ve momentler birleştirilmiş olur. Çalışmanın sonucunda bir yüzer yapının dizaynı için gerekli kuvvet ve momentlerin bulunmasında kullanılabilecek ve yüzer yapının dalgalar arasında hareketlerini analiz edebilecek bir yöntem ve bilgisayar programı ortaya konulmaktadır.

HYDRODYNAMIC ANALYSIS OF A RECTANGULAR FLOATING BREAKWATER IN REGULAR WAVES

SUMMARY

Over the past two decades floating breakwaters present an alternative solution to conventional fixed bottom-mounted breakwaters and can be effectively used in coastal areas with mild wave environment conditions. The traditional type of breakwater is the bottom-mounted structure. The construction of this type of breakwater is not always economical, especially for deep water depths; furthermore, breakwaters of this type are potentially associated with environmental problems, such as intense shore erosion, water quality and circulation problems and aesthetic considerations. Therefore, interest in the study of the behavior of floating breakwaters has increased owing to these disadvantages.

The application of such kind of structures is continuously increasing because of the fast and inexpensive construction as well as the possibility of mobility and re-allocation. In addition, the floating breakwaters are ecologically advantageous because they have little interaction with water circulation, biological exchange and sediment transport. Furthermore floating structures can be used in order to meet many different needs such as floating airports, bridges, military facilities and entertainment establishments etc.

Many research papers have been involved in the hydrodynamics of floating structures to investigate their performance based on numerical and analytical methods. In the present study, an analytical technique, which was originally developed by Sabuncu in 1981 for the computation of three dimensional hydrodynamic coefficients of vertical axis circular cylinders. Assuming the length of the floating body is very long as compared to the beam, the problem may be handled in two dimensional way. Following the same technique we developed two dimensional version of the theory and we applied it for the computation of hydrodynamic coefficients and also hydrodynamic forces and moment of rectangular sections. Moreover these values are used for calculation of response of the section in regular waves.

Usual assumptions for linear theory and ideal fluid flow will be presented as; viscosity and surface tension are neglected, fluid motion is irrotational and the cylinder is assumed to be in simple harmonic motion with small amplitudes (heave, sway and roll) motion with frequency ω . In this context, the particle kinematics and the wave pressure are estimated from the velocity potential.

Using the method of *separation of variables*, interior solution is expanded into *Fourier* series, and for exterior solution it is found appropriate to expand the potential in *Eigenfunctions*. Then the solutions of the potential for both regions are matched at the common boundaries of the regions so as the technique enforces continuity of pressure and velocity across regions interface.

Considering a Cartesian coordinate system in which the origin is at the bottom, the z axis is vertical and upwards oriented in the centerline of the rectangular section, x axis is horizontal and orthogonal to each other. The characteristic dimensions of the structure in water depth d are: the width (beam) $2a=B$, the depth under the section is h . The dimensions are such that the wave field due to the diffraction and radiation of waves is not negligible.

For the total hydrodynamic analysis of the system, the solution technique must be applied separately for the diffracted field and the radiated field. The diffraction problem and the radiation problem are solved independently from each other. Then they are connected through the equation of motion of the body by superposition for the calculation of the responses in regular waves.

Linearization is made by assuming that amplitude of body motions are very small with respect to a characteristic length of the body on the one hand and wave steepness remains very small on the other. Accordingly linearized equations of free surface condition and body kinematic boundary condition are employed in this case.

The wave forces are determined by integrating the pressure on the solid boundary of the structure by using linearized *Bernoulli* equation. The exciting forces are estimated from the scattered wave field. The added mass and the damping terms are calculated from the radiation potential. Then the solutions are represented in the frequency domain.

In the solution procedure, a *Fortran* computer program is written which calculates hydrodynamic coefficients and wave forces and moment values. In the program, system of infinite equations are truncated at their tenth terms which gives convergent solutions for this problem. This means a 4×10 complex unknowns for sway, roll motion and diffraction problem also 2×10 complex unknowns for the heave motion. The matrix equation is solved by *Gaussian elimination* method. For the radiation problem added mass and damping coefficients and for the diffraction problem force and moments are calculated for $a/d=0.1$ and $h/d=0.9$ for deep water case. Subsequently outputs of radiation and diffraction solutions are employed in the equation of motion depending on superposition principle.

The result of first compared with those of a two dimensional experimental work and a numerical approach in dimensionless form. The added mass and damping coefficients obtained by the present study are in good agreement with the other studies' results except the added mass case in roll motion. For low frequency values we can say that the present study gives more reasonable results when compared with numerical study results.

For the hydrodynamic analysis of the system response to regular waves; the radiated and the diffracted wave fields are superposed. These solutions are compared with the the numerical approach results in the same graphs as a function of the wave frequency. Transfer function (Response Amplitude Operator) for the heave motion shows very good agreement with those of the current literature, whereas sway motion transfer function has small discrepancies.

The solution presented here, when compared with other works, is obviously simple, gives shorter computing time and this makes the present study more versatile than the others. Series expansions in velocity potentials of the designated regions show very strong convergent character so that the truncation limits for the infinite series need not be very large.

From the comparison with other theories, it appears that the present results are reliable. Also it is the advantage of this study to have the ability of giving realistic values of added mass and amplitude ratio for low and high frequency values as well.

The present method may also makes it is possible to estimate hydrodynamic forces and moments acting on a three-dimensional body through the usage of two-dimensional sections within the frame of the strip theory. In addition the present method can be used in a design study not only for breakwaters but also floating structures which has a rectangular type of cross sections such as floating airports, piers and docks, military landing platforms.

1. GİRİŞ

Günümüzde deniz ticaret hacminin büyümesiyle artan liman ihtiyacını karşılamaya yönelik olarak geliştirilen geleneksel tip dalgakıranlar pek çok açıdan olumlu özellikler taşıyan yüzer yapılara dönüşmeye başlamıştır. Yüzer dalgakıranlar düşük maliyetli, uygulaması ve imalatı kolay, geleneksel tip için uygun olmayan zayıf deniz dibi koşullarına da uyum sağlayabilen, taşınabilme özellikleri yanı sıra biyolojik devinimine engel olmayan çevre dostu yapılar olmaları dolayısıyla daha çok tercih edilirler [1]. Öncelikli amaç kıyı şeridini, marinaları ya da bağlı yapıları korumak olsa da gelişen teknoloji sayesinde bu yüzer yapılar yaşam alanlarına, endüstriyel faaliyetler için sahalara hatta deniz ticaretinde büyük pay sahibi olan konteyner terminallerine kadar çok farklı amaçlara hizmet edebilir niteliktedir [2]. Oldukça geniş uygulama alanına sahip bu yapılar için büyük önemi olan hidrodinamik kuvvetler, dalga yükleri, geçiş ve yansıma katsayıları pek çok araştırmacı tarafından çalışılmış ve günümüze değin farklı yöntemler geliştirilmiştir.

Hidrodinamik tasarıma kaynak olan ilk çalışma 1949 yılında, derin suda kısmi batmış düşey cisimlerin zorlanmış hareketleri için hidrodinamik katsayıların bulunmasıdır [3]. 1959 yılında ise Ursell ve diğerleri birlikte yürüttükleri teorik çalışmada yarı batık, dairesel silindire etkiyen kuvveti, silindire ait yansıma ve geçiş katsayılarını bulup, sonuçların deneyle %15 hata payı sınırı içinde olduğunu göstermişlerdir [4]. Serbest su yüzeyinde salınım yapan dikdörtgen kesitli silindirlerin hidrodinamiği Kim [5] ve Sabuncu [6] tarafından farklı yaklaşımlarla ele alınarak hidrodinamik katsayıları hesaplanmıştır. Yüzer yapıların gereksinim duyduğu dikey silindirlere veya dikdörtgen prizmalara ait hidrodinamik kuvvetler böylece önce iki boyutlu kesitlere ait olarak elde edilmiş ve dilim teorisi uygulaması ile tüm gövde için kullanılmaya başlanmıştır.

Yüzer yapıların hidrodinamik özelliklerinin analizi için sayısal yöntemlerin yanı sıra çeşitli analitik yöntemler de literatürde mevcuttur. Çünkü Söylemez ve Gören'in [7] birlikte yürüttükleri çalışmada da olduğu gibi eksenel simetrik cisimler için analitik

metot tutarlı ve efektif sonuçlar üretmekte sayısal yöntemlere göre daha ekonomik ve kullanışlı olmaktadır.

Analitik metotlar içerisinde en çok kullanılan *eşleştirme tekniği* adı verilen yöntemle düşey silindirler üzerine çok sayıda çalışma mevcuttur. Bu metotla özdeğer fonksiyonlarını kullanarak Black [8] ve diğ. Yeung [9], Sabuncu ve Çalışal [10], Sabuncu ve Gören [11], Çalışal and Sabuncu [12], Williams ve diğ. [13], Bhatta ve Rahman [14] radyasyon ve difraksiyon problemini, tekil silindirik yüzer yapılar için çözüp hidrodinamik katsayıları ve dalga yüklerini teorik olarak hesaplamışlardır. Bergreen, Johansson [15] ve Eidsmoen [16] eksenel simetrik çift gövdeli sistem için zorlanmış dalıp-çıkma hareketine ait radyasyon problemini çözüp eksu kütlesi ve sönüm kuvveti katsayılarını hesaplamışlardır. Wu ve diğerleri [17] sonlu derinlikli sulara dairesel kesitli silindir için hidrodinamik katsayıları ve dalga yüklerini dipte kapalı bir geometri bulunan durum için hesaplamışlardır. Yeung ve Sphaier [18] sonlu derinlikli bir kanalda yüzer düşey silindirin radyasyon ve difraksiyon problemini çözmüşlerdir.

Yüzer dalgakıranların olabildiğince basit, dayanıklı ve uzun süreli kullanımında çok fazla bakım gerektirmeyen yapılar olması gerekliliklerini sağlayacak en doğru geometrinin literatürdeki araştırmalar ve farklı geometrilerin hidrodinamik özelliklerini kıyaslayan çalışmalar göz önüne alındığında dikdörtgen kesit olduğu sonucuna varılmaktadır [19]. Sunulan tez çalışmasında da bu dinamik tasarım problemi için seçilen dikdörtgen kesitli yüzer dalgakıranın etrafındaki akışkan bölgesi iç ve dış bölgelere ayrılmış, ortak sınır üzerinde basınç ve hıza ait eşleştirme şartı kullanılarak hız potansiyelleri seri açılımlar şeklinde analitik bir yaklaşımla elde edilmiştir. Problemin çözümünde potansiyel teori; suyun viskozitesiz, akımın rotasyonel olmadığı kabulü yapılmış ve lineer olmayan terimler hareketin cisme göre bağıl olarak küçük ve oluşan dalga genliklerinin de küçük olduğu varsayımıyla ihmal edilerek matematiksel model lineerleştirilmiştir.

Değişkenlerine ayırma yöntemiyle akışkanın bulunduğu bölgeye ait potansiyel elde edilip *eşleştirme tekniği* kullanılarak elde edilen denklem sisteminin katsayıları bulunup, harekete ait bilinmeyen hız potansiyeli radyasyon ve difraksiyon problemi olarak ayrı çözülmüştür. Radyasyon problemi için ele alınan dikdörtgen kesit daha önce bahsedilen kabuller altında iki boyutlu olarak ele alınıp dalıp-çıkma, yan öteleme ve yalpa hareketleri yapmaktadır. Bu hareketler için eksu kütlesi ve sönüm

katsayıları hesaplanarak, Vugts tarafından yapılan deney sonuçları [20] ve Sarıöz ve diğ. [21] tarafından *Frank Close Fit* metodu ile sayısal olarak çözülmüş eş problem ile kıyaslanmıştır. Böylelikle kullanılan çözüm yönteminin hem deneysel olarak hareketin fiziği ile uyumu hem de sayısal ve analitik diğer yöntemlerle yapılmış olan kabullerin ve yöntemlerin yakınsaklığı birbiri ile kıyaslanmış olacaktır.

Difraksiyon problemi için ise yüzer yapı sabit halde daha önce bahsedilen kabullere ek olarak dalgalarının boyunun cismin genişliğine oranla küçük, en azından karşılaştırılabilir boyutta olması ve gelen dalgaların belirleyici olarak dikdörtgen kesitli cisim tarafından kırınıma uğradığı varsayımı ile gelen dalgaların cisim üzerinde yaratmış olduğu kuvvet ve momentler hesaplanmıştır.

Şimdiye kadar kullanılan birçok yöntemin yanı sıra hidrodinamik katsayılar için burada sunulan çözüm yöntemi daha basit olması itibarıyla öne çıkmaktadır. Çalışmanın sonunda dinamik bir tasarım konusu olan yüzer kıyı yapıları için belirli bir frekans aralığında dizayn grafikleri boyutsuz olarak elde edilmiş olacaktır. Elde edilen sonuçlar yalnız yüzer dalgakıran için değil dikdörtgen kesite sahip üç boyutlu cisimler için de kullanılabilir. Problemin iki boyutlu olarak çalışılmış olması bu tip bir kesite sahip cisimler için dilim teorisi yardımıyla hidrodinamik kuvvetlerin bulunması ve dikdörtgen formda yüzer cisimlerin denizciliği hakkında fikir verecektir.

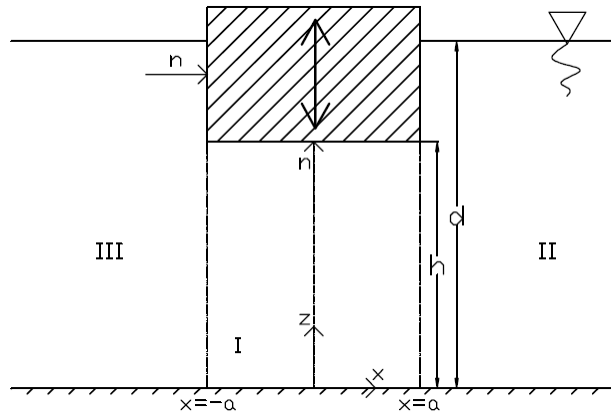
2. ZORLANMIŞ HAREKET (RADYASYON) PROBLEMİ ANALİZİ

Problemin çözümünde akımın viskozitesiz, rotasyonel olmadığı kabulü yapılmış ve lineer olmayan terimler hareketin cisme göre bağıl olarak küçük olduğu varsayımıyla ihmal edilerek matematiksel model lineerleştirilmiştir. Dikdörtgen silindir yeteri kadar uzun alındığında ya da akışkan dikdörtgen silindirin eksenine dik duvarlar arasında kaldığında artık silindir eksenine paralel akışkan hızından bahsedilemez ve problem silindir üzerinde birim genişlikte bir kesitin akışkan içinde iki boyutlu hareketine indirgenmiş olur. Radyasyon problemi için ele alınan dikdörtgen kesit daha önce bahsedilen kabuller altında iki boyutlu olarak ele alınıp dalıp-çıkma, yan öteleme ve yalpa hareketleri yapmaktadır. Bu haliyle cisimden yayılan dalgalar için eksu kütlesi ve sönüm katsayıları hesaplanarak hem deney sonuçları hem de sayısal ve analitik olarak çözülmüş eş problem ile kıyaslanmıştır. Böylelikle kullanılan yöntemin hem deneysel olarak hareketin fiziği ile uyumu hem de sayısal diğer yöntemlerle yapılmış olan kabullerin yakınsaklığı birbiri ile kıyaslanmış olacaktır.

2.1 Dalıp-Çıkma

2.1.1 Sınır değer probleminin tanımlanması

Dik Kartezyen koordinat sistemi deniz tabanında Şekil 2.1’de görüldüğü gibi yatay eksen x ve düşey eksen z olarak alınmıştır.



Şekil 2.1 : Dalıp-çıkma hareketi için eksen takımı.

Cisim $\vec{V} = V_0 e^{-i\omega t} \vec{k}$ şeklinde V_0 genliği ile harmonik, düşey hareket yapmaktadır. Hareketi belirleyen diferansiyel denklem (2.1) Laplace denklemi ve $\Phi(x, z; t)$ hız potansiyelinin sağlayacağı sınır koşulları serbest su yüzeyinde (2.2), su tabanında (2.3), cisim üzerindeki kinematik sınır koşulları (2.4) ve (2.5) ile verilmiştir.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.1)$$

$$\Phi_{tt} + g\Phi_z = 0 \quad (z = d) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = 0) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad (x = a, \quad x = -a, \quad h \leq z \leq d) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = V_0 \quad (-a < x < a \quad \text{ve} \quad z = h) \quad (2.5)$$

Radyasyon koşulu: II. Bölgede +x eksen yönünde sonsuza doğru ilerleyen dalgaları ve III. Bölgede ise -x yönünde sonsuza doğru ilerleyen dalgaları içermektedir.

Hız potansiyeli $\Phi(x, z; t)$ (2.6)'da görüldüğü gibi $V_0 d$ ile boyutsuzlaştırılıp zamandan bağımsız ϕ potansiyeli cinsinden yazılabilir.

$$\Phi(x, z; t) = \text{Re} \{ V_0 d \phi(x, z) e^{-i\omega t} \} \quad (2.6)$$

Zamandan bağımsız kısım $\phi(x, z)$ Laplace diferansiyel denklemi değişkenlerine ayırma yöntemiyle çözülerek bulunmuştur.

Takip edilecek yöntem doğrultusunda dikdörtgen kesitin altı iç bölge (I) ve bunun dışındaki sonsuza kadar olan alanı dış bölge (II) olarak, ikiye bölecek ve $\phi(x, z)$ potansiyeli iç ve dış bölge için ayrı ayrı seriye açılarak sınır üzerinde eşleştirilecektir. Eşleştirme koşulları; denklem (2.7) basınçların eşitliği sağlayarak hız potansiyelini fiziksel olarak sürekli hale getirecek ve (2.8) ise birinci türevlerin eşitliği ile matematiksel olarak hız potansiyelini sürekli hale getirmiş olacaktır.

$$\phi_I(x, z) = \phi_{II}(x, z) \quad (x = a, \quad 0 \leq z \leq d) \quad (2.7)$$

$$\frac{d\phi_I(x, z)}{dx} = \frac{d\phi_{II}(x, z)}{dx} \quad (2.8)$$

2.1.2 Lineer denklem sisteminin oluşturulması ve çözüm

Problemin fiziğine uygun olarak $\phi(x, z)$ hız potansiyeli $x=0$ ve $x=a$ aralığında *Fourier* serisine açılarak (2.9) denklemi elde edilmiştir.

$$\phi(x, z) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\cosh \frac{n\pi x}{h}}{\cosh \frac{n\pi a}{h}} \cos \frac{n\pi z}{h} \quad (2.9)$$

İç (I) bölgeye ait $\phi_I(x, z)$ hız potansiyelinin (2.10)'da görüldüğü gibi homojen ve özel çözümlerin toplamı ile ifade edilmesi gerekmektedir, çünkü homojen kısım sınır koşullarını sağlarken cisim üzerindeki (2.5) kinematik koşulunu aynı anda sağlayamayacaktır. Bu sebeple (2.1), (2.3) ve (2.5) koşullarını aynı anda sağlayan özel çözüm (2.11) $\phi_{I_p}(x, z)$ önerilmiştir.

$$\phi_I(x, z) = \phi_{I_h}(x, z) + \phi_{I_p}(x, z) \quad (2.10)$$

$$\phi_{I_p}(x, z) = \frac{1}{2hd}(z^2 - x^2) \quad (2.11)$$

Birinci bölgenin seri açılımına ait *Fourier* katsayıları (2.12)'de gösterilmiştir.

$$A_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi_I(a, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.12)$$

İkinci (dış) bölge daha önce belirtilen sınır koşulları ile birlikte cismin düşey hareketinden doğan sonsuza doğru ilerleyen dalgaları da karakterize etmelidir. Bu problem için $\phi_{II}(x, z)$ dış bölge (II) potansiyeli *Eigen fonksiyonları* serisine açılarak (2.13) ile gösterilmiştir.

$$\phi_{II}(x, z) = C_0 \cosh(k_0 z) e^{ik_0 x} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \cos(k_m z) e^{-k_m x} \quad (2.13)$$

Bu denklemde k_0 serbest su yüzeyi şartını sağlayacak (2.14) denklemin gerçek kökü k_m 'ler (2.15) ise karmaşık köklerdir.

$$k_0 \tanh(k_0 d) = \frac{\omega^2}{g} \quad (2.14)$$

$$k_m \tanh(k_m d) = -\frac{\omega^2}{g} \quad (2.15)$$

Uygulanan teknik açısından (2.13) dalga fonksiyonunun ortonormal polinom açılımı (2.16) şeklinde yazılması çözümde kolaylık sağlayacaktır.

$$\phi_{II}(x, z) = C_0 \frac{e^{ik_0 x}}{e^{ik_0 a}} Z_0(z) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{e^{-k_m x}}{e^{-k_m a}} Z_m(z) \quad (2.16)$$

Değişkenlerine ayırma yönteminde çözümün özdeğerleri olan k_0 ve k_m 'ler ile birlikte $Z_0(z)$ ve $Z_m(z)$ fonksiyonları çözümün özfonksiyonlarıdır. Denklem (2.17) şartını sağlayan ortogonal $Z_0(z)$ ve $Z_m(z)$ (2.18) fonksiyonları (2.19) normalleştirme faktörleri ile ortonormal polinom ailesine dönüştürülmektedir.

$$\frac{1}{d} \int_0^d Z_\nu(z) Z_\mu(z) dz = \delta_{\nu\mu} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} Z_0 &= N_0^{-1/2} \cosh(k_0 z) \quad (m=0) \\ Z_m &= N_m^{-1/2} \cos(k_m z) \quad (m \geq 1) \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$N_0 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\sinh(2k_0 d)}{2k_0 d} \right\} \quad N_m = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\sin(2k_m d)}{2k_m d} \right\} \quad (2.19)$$

İlk eşleştirme koşulu (2.7) kullanılarak birinci denklem sistemi oluşturulmuştur. Bunun için (2.12) katsayılar denkleminde $\phi_I(a, z)$ yerine $\phi_{II}(a, z)$ konularak elde edilen denklem (2.20) ile verilmiştir.

$$A_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi_{II}(x, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz - \frac{2}{h} \int_0^h \phi_p(x, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.20)$$

Elde edilen (2.20) denkleminin katsayıları kullanılarak katsayılar matrisinin ilk denklemini $n=0$ ve $n \geq 1$ için (2.21) şeklinde oluşturulmuştur.

$$\begin{aligned} A_0 - \sum_{m=0}^{\infty} C_m L_{m0} &= \frac{a^2}{hd} - \frac{h}{3d} \quad n=0 \\ A_n - \sum_{m=0}^{\infty} C_m L_{mn} &= -\frac{2h}{d} \frac{(-1)^n}{(n\pi)^2} \quad n \geq 1 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Hızların sürekliliğini sağlayacak olan ikinci eşleştirme koşulu (2.8) kullanılarak ve $h \leq z \leq d$ aralığı için (2.4) sınır koşulu yerine konularak alınacak integral ile ikinci denklem sistemi olan (2.22)'yi oluşturacaktır.

$$\begin{aligned}
ik_0 dC_0 &= \int_0^h \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_0(z) dz + \int_h^d \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_0(z) dz \quad m=0 \\
-k_m dC_m &= \int_0^h \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_m(z) dz + \int_h^d \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_m(z) dz \quad m \geq 1
\end{aligned} \tag{2.22}$$

İkinci denklem sistemi için integraller alınıp gerekli sadeleştirmeler yapılırsa (2.23) ile daha açık bir biçimde gösterilmiş olur.

$$\begin{aligned}
\sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{0n} - ik_0 dC_0 &= \frac{a}{h} \frac{N_0^{-1/2}}{k_0 d} \sinh k_0 h \quad m=0 \\
\sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + \sum_{m=1}^{\infty} k_m dC_m &= \frac{a}{h} \frac{N_m^{-1/2}}{k_0 d} \sin k_m h \quad m \geq 1
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Burada L_{0n} ve L_{mn} alınan integrasyonların sonucu olup (2.24) ve (2.25)'te gösterildiği gibidir.

$$L_{0n} = \frac{2N_0^{-1/2}(-1)^n k_0 h \sinh(k_0 h)}{(n\pi)^2 + (k_0 h)^2} \quad (m=0 \text{ ve } n=0,1,2,...) \tag{2.24}$$

$$L_{mn} = \frac{2N_m^{-1/2}(-1)^n k_m h \sin(k_m h)}{(k_m h)^2 - (n\pi)^2} \quad (m \geq 1 \text{ ve } n=0,1,2,...) \tag{2.25}$$

Bu şekilde elde edilmiş olan lineer denklemler 2x2'lik bir blok denklem sistemi oluşturur. Sonsuz serilerin m=10 için kesilmesi iyi bir yakınsaklık sağlamakta ve bu suretle 20x20'lik kompleks bir denklem sistemi oluşturulmaktadır.

Katsayılar matrisi oluşturularak her bir bölgeye ait hız potansiyelinin karmaşık bilinmeyenleri bulunup hareketin boyutsuz, zamandan bağımsız toplam $\phi(x, z)$ potansiyeli elde edilmiştir.

2.1.3 Hidrodinamik katsayıların bulunması

Katsayıların belirlenmesiyle bulunmuş olan hız potansiyeli, akışkanın her noktasında hidrodinamik basıncın bulunmasını sağlar. Cismin üzerine etkiyen lineer basıncın cisim cidarı boyunca integrali alınırsa hidrodinamik kuvvet (2.28) bulunmuş olur.

$$\vec{F} = -\rho \frac{\partial}{\partial t} \int_C \Phi(a, z; t) \vec{n} ds \tag{2.28}$$

Cisim dalıp-çıkma hareketi yaptığından hidrodinamik kuvvet vektörü z eksenine doğrultusunda olacaktır. Bu nedenle (2.29) denkleminde ifade edilen lineer basınç dikdörtgen kesitin $-a \leq x \leq a$ sınırında integre edilerek bulunmuştur.

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi(x, z; t)}{\partial t} \quad (2.29)$$

Daha açık bir ifadeyle yazılan kuvvet dengesi (2.30) denkleminde, (2.28), (2.29) ve dalıp-çıkma hareketine ait harmonik hız ifadesi yerine konulduğunda (2.31) denklemi elde edilmektedir.

$$a_z \dot{V} + b_z V + \int_{-a}^a p dx = 0 \quad (2.30)$$

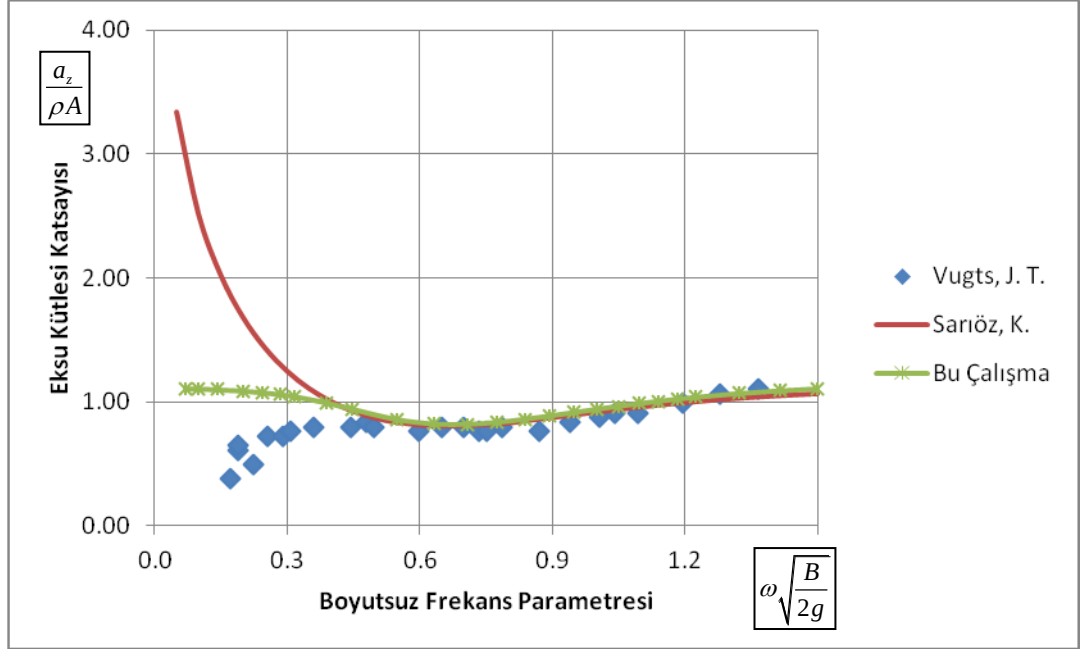
$$a_z \dot{V} + b_z V + F_z = 0 \quad (2.31)$$

Denklem (2.31)'nin $\phi_l(x, z)$ için çözülmesiyle (2.32) denkleminde ulaşılmıştır. Denklemin reel kısımlarının toplamı eksu kütleline karmaşık kısımlarının toplamı da sönüm kuvveti katsayısına karşı gelecektir. Boyutsuzlaştırma ise (2.32)'de görüldüğü üzere eksu kütlesi için ρa^2 , sönüm kuvveti için $\rho \omega a^2$ ile yapılmıştır.

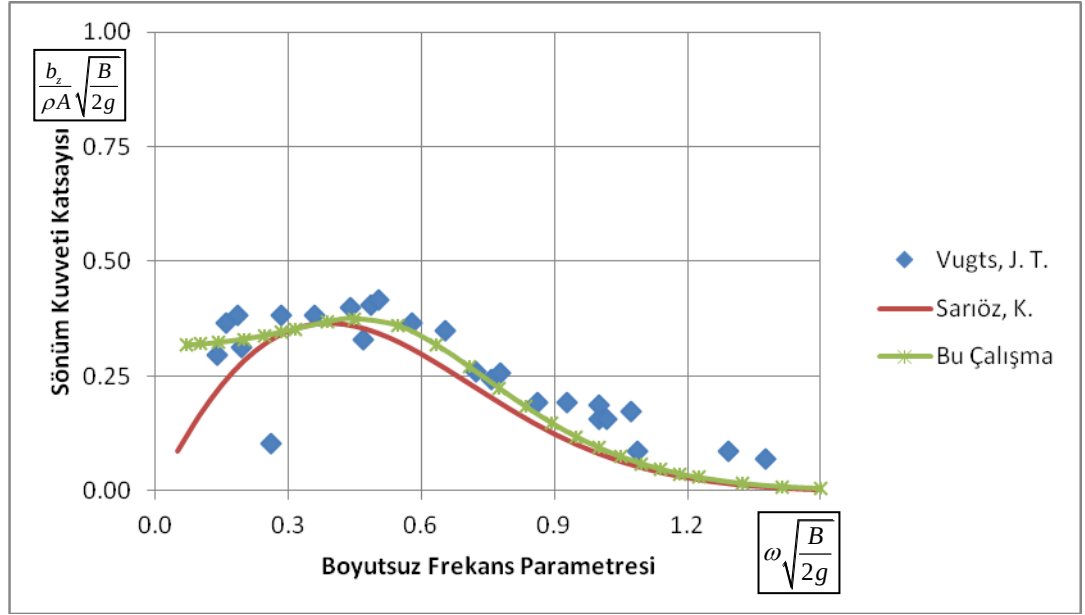
$$\frac{a_z}{\rho a^2} + i \frac{b_z}{\rho a^2 \omega} = \frac{h}{a} - \frac{a}{3h} + \frac{d}{a} A_0 + \frac{2d}{a} \sum_{n=1}^{\infty} A_n (-1)^n \left(\frac{h}{n\pi a} \right) \tanh \left(\frac{h}{n\pi a} \right) \quad (2.32)$$

Kompleks matris 4x4'lük gerçekte matris bloklarından oluşan forma dönüştürülerek *Gauss eliminasyon* yöntemi ile çözülmektedir.

Sunulan analitik çözüme ait algoritma geliştirilerek *Fortran* programı ile $n=10$ için 2x10 elemanlı lineer denklem sistemi çözülmüş, boyutsuz eksu kütlesi ve sönüm kuvveti katsayısı değeri hesaplanmıştır. Çözümün yakınsaklığı için alınan $n=10$ elemanın yeterli olduğu Gören [22] tarafından bu problem için gösterilmiştir. Eksu kütlesi ve sönüm kuvveti katsayıları için elde edilen değerler $a/d=0.1$ ve $h/d=0.9$ seçilip $0.1 \leq (\omega^2 / g)d \leq 1.8$ boyutsuz frekans parametresi aralığı içinde grafiği oluşturularak, sırasıyla Şekil 2.2 ve Şekil 2.3'te sunulmuştur. Çözümün doğrulanması için de aynı grafiğe Vugts [20] tarafından gerçekleştirilen deney sonuçları ile Sarıöz ve diğ. tarafından [21] yapılan sayısal çözüm de eklenmiştir.



Şekil 2.2 : Boyutsuz eksu kütlesi katsayısı karşılaştırmalı grafiği.



Şekil 2.3 : Boyutsuz sönüm kuvveti katsayısı karşılaştırmalı grafiği.

Eksu kütlesi ve sönüm kuvveti katsayıları grafiklerinde de görüldüğü gibi kullanılan yönteme ait sonuçlar deney verisi ile uyum içindedir. Karşılaştırılmak üzere sunulan sayısal yöntem göz önüne alınacak olursa; boyutsuz frekans parametresinin 0.5 ve üzerindeki değerleri için aynı davranışta oldukları ancak düşük frekans değerleri bu çalışmada sunulan yöntemin deneye daha iyi uyum gösterdiği söylenebilir.

$$\Phi(x, z; t) = \text{Re} \left\{ V_0 d \phi(x, z) e^{-i\omega t} \right\} \quad (2.38)$$

Burada da *Laplace* diferansiyel denklemi değişkenlerine ayırma yöntemiyle çözülerek bulunmuştur. Belirli sınırlarla ayrılmış akışkan bölgelerine ait potansiyeller de eşleştirme tekniği ile ilişkilendirilip $\phi(x, z)$ 'nin genel çözümleri elde edilmiştir.

2.2.2 Lineer denklem sisteminin oluşturulması ve çözüm

Birinci bölge için $\phi_I(x, z)$ geçerli olduğu aralıkta $0 \leq x \leq a$, $0 \leq z \leq h$ *Fourier* serisine açılarak (2.39) denklemi elde edilmiştir. Dalıp-çıkma hareketinden farklı olarak orijine göre simetrik olmayan B_n kompleks katsayılı tek fonksiyonlar eklenmiştir.

$$\phi_I(x, z) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\cosh \frac{n\pi x}{h}}{\cosh \frac{n\pi a}{h}} \cos \frac{n\pi z}{h} + \frac{B_0}{2} \frac{x}{a} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{\sinh \frac{n\pi x}{h}}{\sinh \frac{n\pi a}{h}} \cos \frac{n\pi z}{h} \quad (2.3)$$

Bu açılımın katsayıları (2.40) ve (2.41) şeklindedir.

$$A_n + B_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi_I(a, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.40)$$

$$A_n - B_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi_I(-a, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.41)$$

İkinci bölge için, ϕ_{II} 'nin geçerli olduğu aralık $a \leq x$, $0 \leq z \leq d$ şeklinde tanımlıdır. Bu dış bölge için daha önce belirtilen yanal hareket nedeniyle sonsuza doğru yayılan dalgaları karakterize edecek şekilde *Eigen fonksiyonları* serisine açılarak (2.42) ile verilir.

$$\phi_{II}(x, z) = C_0 \frac{e^{ik_0 x}}{e^{ik_0 a}} Z_0(z) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{e^{-k_m x}}{e^{-k_m a}} Z_m(z) \quad (2.42)$$

Yine aynı şekilde ϕ_{III} 'ün geçerli olduğu aralık $x \leq -a$, $0 \leq z \leq d$ şeklinde tanımlıdır ve istenen koşulları sağlayan potansiyel (2.43) ile gösterilmiştir.

$$\phi_{III}(x, z) = D_0 \frac{e^{-ik_0 x}}{e^{ik_0 a}} Z_0(z) + \sum_{m=1}^{\infty} D_m \frac{e^{k_m x}}{e^{-k_m a}} Z_m(z) \quad (2.43)$$

Dalıp-çıkma hareketinde olduğu gibi ilk eşleştirme koşulu basınçların eşitliği (2.7) kullanılarak birinci denklem sistemi oluşturulmuştur. Bunun için (2.40) katsayılar denkleminde $\phi_I(a, z)$ yerine $\phi_{II}(a, z)$ konularak elde edilen denklem (2.44) ile verilmiştir.

$$A_n + B_n = \frac{2}{h} \int_0^h C_0 Z_0(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz + \frac{2}{h} \int_0^h \sum_{m=1}^{\infty} C_m Z_m(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.44)$$

Elde edilen (2.44) denkleminin katsayıları kullanılarak katsayılar matrisinin ilk elemanı olan (2.45) oluşturulmuştur.

$$A_n + B_n - \sum_{m=0}^{\infty} C_m L_{mn} = 0 \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.45)$$

Denklem (2.41) de kullanılarak $\phi_I(-a, z)$ yerine $\phi_{III}(-a, z)$ yazılıp (2.46) elde edilmiştir. Böylelikle ikinci denklem sisteminin katsayıları (2.47) oluşturulmuştur.

$$A_n - B_n = \frac{2}{h} \int_0^h D_0 Z_0(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz + \frac{2}{h} \int_0^h \sum_{m=1}^{\infty} D_m Z_m(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.46)$$

$$A_n - B_n - \sum_{m=0}^{\infty} D_m L_{mn} = 0 \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.47)$$

Hızların sürekliliğini sağlayacak olan sınır koşulu (2.8) ve $h \leq z \leq d$ aralığı için (2.37) sınır koşulu yerine konularak alınacak integrali üçüncü denklem sistemi olan (2.48)'i oluşturacaktır.

$$\begin{aligned} ik_0 dC_0 &= \int_0^h \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_0(z) dz + \int_h^d \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_0(z) dz \quad m=0 \\ -k_m dC_m &= \int_0^h \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_m(z) dz + \int_h^d \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_m(z) dz \quad m \geq 1 \end{aligned} \quad (2.48)$$

Üçüncü denklem sistemi için integraller alınıp gerekli sadeleştirmeler yapılırsa (2.49) denklemi ile daha açık bir biçimde gösterilmiş olur:

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + B_0 \frac{h}{4a} L_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{0n} - C_0 i k_0 d = \\
& - \frac{N_0^{-1/2}}{k_0 d} [\sinh k_0 d - \sinh k_0 h] \\
& \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + B_0 \frac{h}{4a} L_{m0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m k_m d = \\
& - \frac{N_m^{-1/2}}{k_m d} [\sin k_m d - \sin k_m h]
\end{aligned} \tag{2.49}$$

Yine aynı yöntem kullanılarak (2.8) eşleştirme koşulu $\phi_{III}(-a, z)$ sağlanırsa dördüncü denklem sistemi (2.50) elde edilmektedir.

$$\begin{aligned}
-ik_0 d D_0 &= \int_0^h \frac{\partial \phi_{III}(-a, z)}{\partial x} Z_0(z) dz + \int_h^d \frac{\partial \phi_{III}(-a, z)}{\partial x} Z_0(z) dz \quad m=0 \\
k_m d D_m &= \int_0^h \frac{\partial \phi_{III}(-a, z)}{\partial x} Z_m(z) dz + \int_h^d \frac{\partial \phi_{III}(-a, z)}{\partial x} Z_m(z) dz \quad m \geq 1
\end{aligned} \tag{2.50}$$

Dördüncü denklem sistemi için integraller alınıp gerekli sadeleştirmeler yapılsa (2.51) ile daha açık bir biçimde gösterilmiş olur.

$$\begin{aligned}
& - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + B_0 \frac{h}{4a} L_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + D_0 i k_0 d \\
& = - \frac{N_0^{-1/2}}{k_0 d} [\sinh k_0 d - \sinh k_0 h] \\
& - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + B_0 \frac{h}{4a} L_{m0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{mn} - \sum_{m=1}^{\infty} D_m k_m d \\
& = - \frac{N_m^{-1/2}}{k_m d} [\sin k_m d - \sin k_m h]
\end{aligned} \tag{2.51}$$

Bu şekilde elde edilmiş olan lineer denklemler 4x4'lük blok lineer denklem sistemi oluşturmaktadır. Katsayılar matrisinin çözümüyle her bir bölgedeki hız potansiyelinin karmaşık bilinmeyenleri bulunup hareketin boyutsuz, zamandan bağımsız $\phi(x, z)$ potansiyeli elde edilmiştir.

2.2.3 Hidrodinamik katsayıların bulunması

Hidrodinamik katsayılar dalıp-çıkma hareketinde olduğu gibi yine $F=ma$ denklemi kullanılarak elde edilecektir.

Cisim yan öteleme hareketi yaptığından hidrodinamik kuvvet vektörü x eksenine doğrultusunda olmaktadır. Bu nedenle (2.29) denklemiyle ifade edilen basınç terimi

cismin $h \leq z \leq d$ aralığında integre edilmiştir. Daha açık bir ifadeyle yazılan kuvvet dengesi olarak daha önce belirtilen (2.30) denklemi yan öteleme hareketi için düzenlenip harmonik hız ifadesi yerine konulduğunda (2.52) denklemi elde edilmektedir.

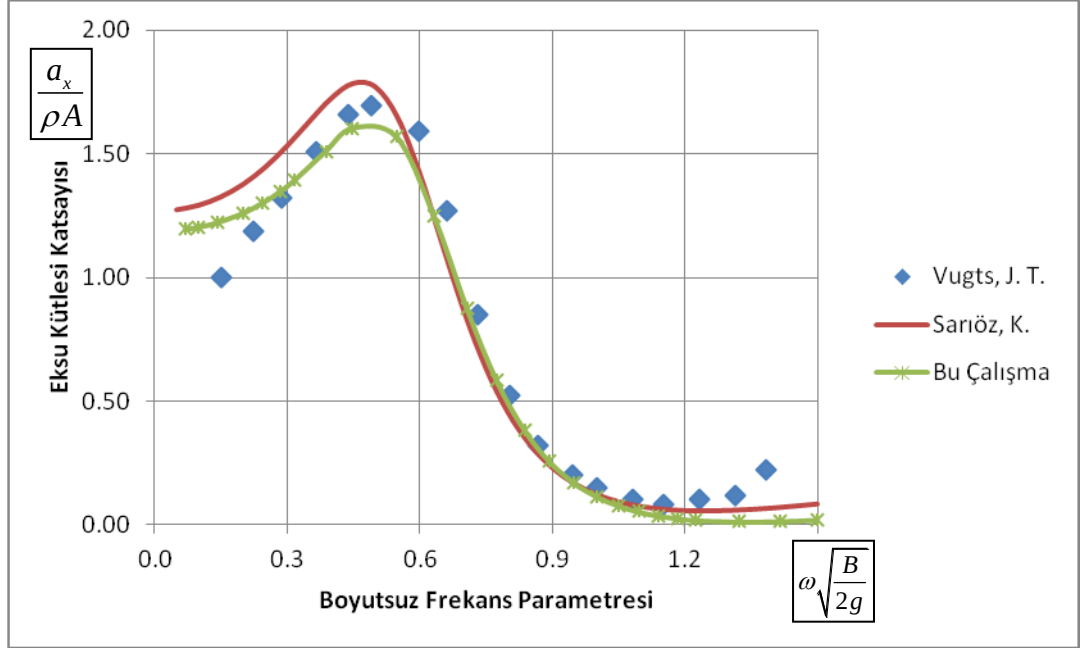
$$a_x \dot{V} + b_x V + \int_h^d p dz = 0 \quad (2.52)$$

Denklem (2.52)'nin $\phi_{II}(x, z)$ ve $\phi_{III}(x, z)$ için çözülmesiyle (2.53) denklemi elde edilir.

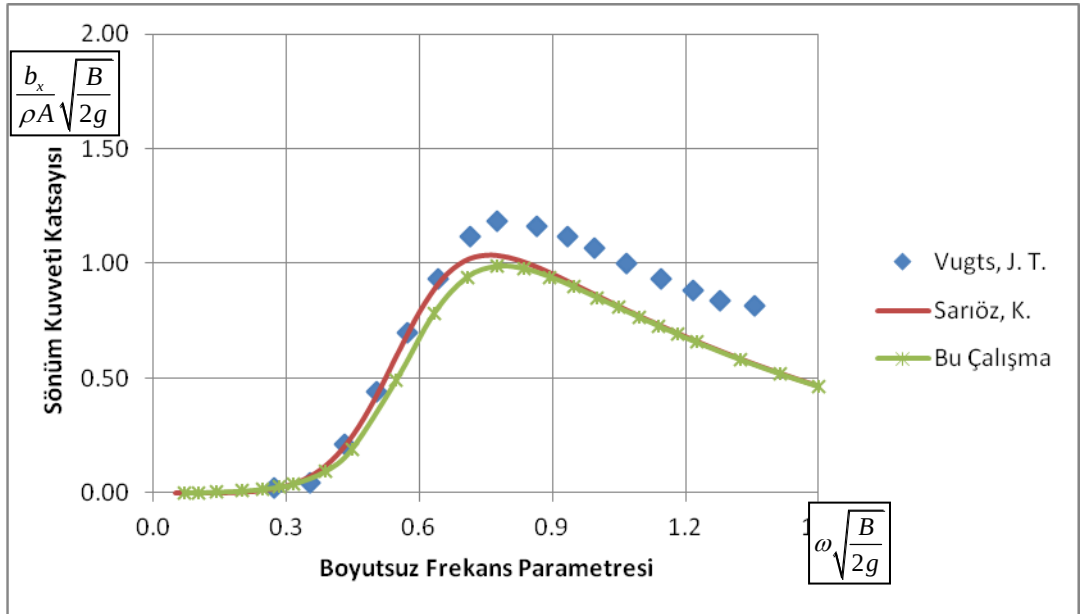
$$\begin{aligned} \frac{a_x}{\rho a^2} + \frac{b_x}{\rho \omega a^2} i = \frac{d}{a} \left[C_0 \frac{N_0^{-1/2}}{k_0 a} (\sinh k_0 d - \sinh k_0 h) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{N_m^{-1/2}}{k_m a} (\sin k_m d - \sin k_m h) \right] \\ + \frac{d}{a} \left[D_0 \frac{N_0^{-1/2}}{k_0 a} (\sinh k_0 d - \sinh k_0 h) + \sum_{m=1}^{\infty} D_m \frac{N_m^{-1/2}}{k_m a} (\sin k_m d - \sin k_m h) \right] \end{aligned} \quad (2.53)$$

Denklemin reel kısımlarının toplamı eksü kütesine karmaşık kısımlarının toplamı da sönüm kuvveti katsayısına eşit olacaktır. Boyutsuzlaştırma ise eksü kütlesi için ρa^2 , sönüm kuvveti için $\rho \omega a^2$ ile yapılmıştır.

Daha önce de değinildiği gibi oluşturulan 4x4'lük blok lineer denklem sistemi için belirli bir $n = N$ sayısı seçilerek katsayılar matrisi oluşturulmuştur. Karmaşık matris 4x4'lük reel matris bloklarından oluşan forma dönüştürülerek *Gauss eliminasyon* yöntemi ile çözülmüştür. Sayısal çözüm dalıp-çıkma hareketinde izlenen yöntem ile *Fortran* programıyla çözülmüştür ve elde edilen katsayılar a ait grafik Vugts [20] deneyleri ve Sarıöz ve diğ. [21] tarafından sayısal yöntem ile çözülmüş sonuçlar aynı boyutsuz derinlik ve frekans parametresi için karşılaştırmalı olarak Şekil 2.5 ve Şekil 2.6' da sunulmuştur.



Şekil 2.5 : Boyutsuz eksu kütlesi katsayısı karşılaştırmalı grafiği.



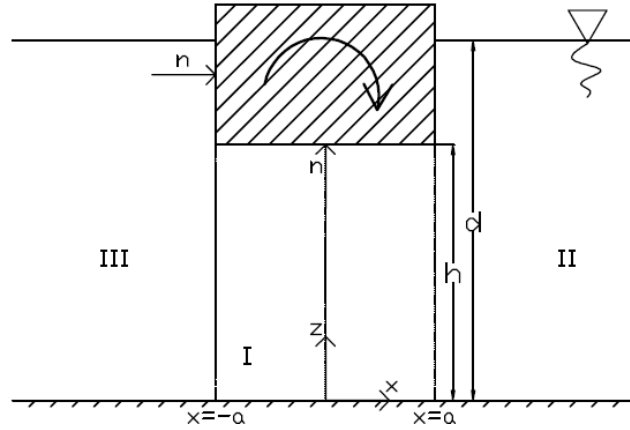
Şekil 2.6 : Boyutsuz sönüm kuvveti katsayısı karşılaştırmalı grafiği.

Dalıp-çıkma hareketine ait grafiklerde olduğu gibi benzer sonuçlar yan öteleme hareketi için de geçerlidir. Bu harekete ait çözümler de hem eksu kütlesi katsayısı hem de sönüm kuvveti katsayısı için deney sonuçları ile uyum içindedir. Sayısal olarak çözülmüş eş probleme kıyasla da yine düşük frekans değerleri için analitik yöntemin problemin fiziği ile daha uyumlu olduğu gözlenmektedir.

2.3 Yalpa

2.3.1 Sınır değer probleminin tanımlanması

Dik Kartezyen koordinat sistemi deniz tabanında Şekil 2.7’de görüldüğü gibi yatay eksen x ve düşey eksen z olarak alınmıştır.



Şekil 2.7 : Yalpa hareketi için eksen takımı.

Cisim $\vec{\Omega} = \Omega_0 e^{-i\omega t} \vec{j}$ şeklinde Ω_0 genliği ile açısal hareket yapmaktadır. Bu durumda hareketi belirleyen diferansiyel denklem (2.55) Laplace denklemi ve $\Phi(x, z; t)$ hız potansiyelinin sağlayacağı sınır koşulları serbest su yüzeyinde (2.56), su tabanında (2.57), ve cisim üzerinde kinematik koşullar (2.58) ve (2.59) ile verilmiştir.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.55)$$

$$\Phi_{tt} + g\Phi_z = 0 \quad (z = d) \quad (2.56)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = 0) \quad (2.57)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\Omega_0 e^{-i\omega t} x \quad (-a < x < a \text{ ve } z = h) \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \Omega_0 e^{-i\omega t} (z - d) \quad (x = a, x = -a, h \leq z \leq d) \quad (2.59)$$

Radyasyon koşulu: II. Bölgede +x eksen yönünde sonsuza doğru ilerleyen dalgaları ve III. Bölgede ise -x yönünde sonsuza doğru ilerleyen dalgaları içermektedir.

$\Phi(x, z; t)$ toplam hız potansiyeli (2.60)'ta görüldüğü gibi $\Omega_0 d^2$ ile boyutsuzlaştırılıp zamandan bağımsız olarak $\phi(x, z)$ potansiyeli cinsinden yazılabilir.

$$\Phi(x, z; t) = \text{Re} \left\{ \Omega_0 d^2 \phi(x, z) e^{-i\omega t} \right\} \quad (2.60)$$

$\phi(x, z)$ Laplace diferansiyel denklemi değişkenlerine ayırma yöntemiyle çözülerek bulunmuştur.

2.3.2 Lineer denklem sisteminin oluşturulması ve çözüm

Birinci bölge için $\phi_I(x, z)$ 'nin geçerli olduğu aralık $0 \leq x \leq a$ ve $0 \leq z \leq h$ 'ta Fourier serisine açılarak (2.61) çözümü elde edilmiştir. Yan öteleme hareketinde de olduğu gibi homojen hız potansiyeline simetriyi bozacak B_n kompleks katsayılı tek fonksiyonlar eklenmiştir.

$$\phi_I(x, z) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\cosh \frac{n\pi x}{h}}{\cosh \frac{n\pi a}{h}} \cos \frac{n\pi z}{h} + \frac{B_0}{2} \frac{x}{a} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{\sinh \frac{n\pi x}{h}}{\sinh \frac{n\pi a}{h}} \cos \frac{n\pi z}{h} \quad (2.61)$$

İç (I) bölgeye ait $\phi_I(x, z)$ hız potansiyelinin (2.62)'de görüldüğü gibi homojen ve özel çözümlerin toplamı ile ifade edilmesi gerekmektedir, çünkü homojen kısım sınır koşullarını sağlarken cisim üzerindeki (2.58) kinematik koşulunu aynı anda sağlayamayacaktır. Bu sebeple (2.55), (2.57) ve (2.58) koşullarını aynı anda sağlayan özel çözümü $\phi_{I_p}(x, z)$ (2.63)'te önerilmiştir.

$$\phi_I(x, z) = \phi_{I_h}(x, z) + \phi_{I_p}(x, z) \quad (2.62)$$

$$\phi_{I_p}(x, z) = \frac{x^3}{6hd^2} - \frac{xz^2}{2hd^2} \quad (2.63)$$

(2.61) açılımının katsayıları (2.64) ve (2.65) ile gösterilmiştir.

$$A_n + B_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi_I(a, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.64)$$

$$A_n - B_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi_I(-a, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.65)$$

İkinci bölge için, ϕ_{II} 'nin geçerli olduğu aralık $a \leq x$, $0 \leq z \leq d$ şeklinde tanımlıdır. Bu dış bölge için daha önce belirtilen serbest su yüzeyi şartı ile birlikte cismin hareketi nedeniyle yayılan dalgalar da sonsuza doğru ilerlemelidir. Böyle bir çözüm $\phi_{II}(x, z)$ *Eigen fonksiyonları* serisine açılarak (2.66) ile verilir.

$$\phi_{II}(x, z) = C_0 \frac{e^{ik_0 x}}{e^{ik_0 a}} Z_0(z) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{e^{-k_m x}}{e^{-k_m a}} Z_m(z) \quad (2.66)$$

İstenen koşulları sağlayacak $\phi_{III}(x, z)$ potansiyeli de yine aynı şekilde (2.67) çözümü ile verilmiştir.

$$\phi_{III}(x, z) = D_0 \frac{e^{-ik_0 x}}{e^{ik_0 a}} Z_0(z) + \sum_{m=1}^{\infty} D_m \frac{e^{k_m x}}{e^{-k_m a}} Z_m(z) \quad (2.67)$$

Denklem sistemi için daha önce dalıp-çıkma ve yan öteleme hareketlerinde olduğu gibi; ilk eşleştirme koşulu (2.7) kullanılarak birinci denklem sistemi oluşturulmuştur. Bunun için (2.64) katsayılar denkleminde $\phi_I(a, z)$ yerine $\phi_{II}(a, z)$ konularak elde edilen denklem (2.68) ile verilmiştir.

$$A_n + B_n = \frac{2}{h} \int_0^h C_0 Z_0(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz + \frac{2}{h} \int_0^h \sum_{m=1}^{\infty} C_m Z_m(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.68)$$

Elde edilen (2.68) denkleminin katsayıları kullanılarak katsayılar matrisinin ilk denklemi olan (2.69) oluşturulmuştur.

$$\begin{aligned} A_0 + B_0 - \sum_{m=0}^{\infty} C_m L_{m0} &= \frac{ah}{3d^2} - \frac{a^3}{3hd^2} & n = 0 \\ A_n + B_n - \sum_{m=0}^{\infty} C_m L_{mn} &= \frac{2ah}{(n\pi d)^2} \cos n\pi & n \geq 1 \end{aligned} \quad (2.69)$$

Yine aynı şekilde (2.7) eşleştirme koşulu ile (2.65) katsayılar denkleminde $\phi_I(-a, z)$ yerine $\phi_{III}(-a, z)$ konularak (2.70) eşitliği elde edilmiştir.

$$A_n - B_n = \frac{2}{h} \int_0^h D_0 Z_0(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz + \frac{2}{h} \int_0^h \sum_{m=1}^{\infty} D_m Z_m(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (2.70)$$

(2.70) denkleminin katsayıları kullanılarak ikinci denklem sistemi (2.71) bulunmuştur.

$$\begin{aligned}
A_0 - B_0 - \sum_{m=0}^{\infty} D_m L_{m0} &= \frac{a^3}{3hd^2} - \frac{ah}{3d^2} \quad n=0 \\
A_n - B_n - \sum_{m=0}^{\infty} D_m L_{mn} &= -\frac{2ah}{(n\pi d)^2} \cos n\pi \quad n \geq 1
\end{aligned} \tag{2.71}$$

Hızların sürekliliğini sağlayacak olan sınır koşulu (2.8) ve $h \leq z \leq d$ aralığı için (2.59) sınır koşulu yerine konularak alınacak integral üçüncü denklem sistemi olan (2.72)'yi oluşturacaktır:

$$\begin{aligned}
&\sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + B_0 \frac{h}{4a} L_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{0n} - C_0 i k_0 d = \\
&-\frac{N_0^{-1/2}}{k_0 d} \left[\sinh k_0 h \left(\frac{a^2}{2hd} - \frac{1}{hdk_0^2} - \frac{h}{2d} + 1 - \frac{h}{d} \right) + \frac{1}{dk_0} (\cosh(k_0 h) - \cosh(k_0 d)) \right] \\
&\sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + B_0 \frac{h}{4a} L_{m0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m k_m d = \\
&-\frac{N_m^{-1/2}}{k_m d} \left[\sinh k_m h \left(\frac{a^2}{2hd} + \frac{1}{hdk_m^2} - \frac{h}{2d} + 1 - \frac{h}{d} \right) - \frac{1}{dk_m} (\cosh(k_m h) - \cosh(k_m d)) \right]
\end{aligned} \tag{2.72}$$

Yine aynı yöntem kullanılarak (2.8) eşleştirme koşulu $\phi_{III}(x, z)$ için sağlanırsa dördüncü denklem sistemi (2.73) elde edilmektedir.

$$\begin{aligned}
&-\sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + B_0 \frac{h}{4a} L_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + D_0 i k_0 d = \\
&-\frac{N_0^{-1/2}}{k_0 d} \left[\sinh k_0 h \left(\frac{a^2}{2hd} - \frac{1}{hdk_0^2} - \frac{h}{2d} + 1 - \frac{h}{d} \right) + \frac{1}{dk_0} (\cosh(k_0 h) - \cosh(k_0 d)) \right] \\
&-\sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + B_0 \frac{h}{4a} L_{m0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{mn} - \sum_{m=1}^{\infty} D_m k_m d = \\
&-\frac{N_m^{-1/2}}{k_m d} \left[\sinh k_m h \left(\frac{a^2}{2hd} + \frac{1}{hdk_m^2} - \frac{h}{2d} + 1 - \frac{h}{d} \right) - \frac{1}{dk_m} (\cosh(k_m h) - \cosh(k_m d)) \right]
\end{aligned} \tag{2.73}$$

Bu şekilde elde edilmiş olan lineer denklemler 4x4'lük blok denklem sistemi oluşturur. Katsayılar matrisi oluşturularak her bir bölgeye ait hız potansiyelinin karmaşık bilinmeyenleri bulunup hareketin boyutsuz, zamandan bağımsız toplam $\phi(x, z)$ potansiyeli elde edilmiştir.

2.3.3 Hidrodinamik katsayıların bulunması

Hidrodinamik katsayılar diğer zorlanmış hareketlerden farklı olarak kuvvet yerine yalpa hareketinden doğan moment denklemiyle elde edilecektir. Dolayısıyla cismin hareketinin tanımlanacağı bir konum vektörüne ihtiyaç duyulur.

Cisim açısal hareket yaptığından moment denklemi tüm cıdarların dahil olduğu orijini serbest su yüzeyi ile cismin merkez hattının kesişim noktası olan $\vec{r}$ vektörü (2.74) kullanılarak (2.75) ifadesiyle gösterilir:

$$\vec{r} = x\vec{i} + (z-d)\vec{k} \quad (2.74)$$

$$\vec{M} = \iint_S p(\vec{r} \times \vec{n}) ds \quad (2.75)$$

Yine (2.29) lineer basınç terimi ile açısal hareketin yaratacağı yalpa momenti (2.76) elde edilir.

$$M_y = -\rho \int_{-a}^a \frac{\partial \Phi_I(x, h)}{\partial t} x dz + \rho \int_h^d \frac{\partial \Phi_{II}(a, z)}{\partial t} (z-d) dz - \rho \int_h^d \frac{\partial \Phi_{III}(-a, z)}{\partial t} (z-d) dz \quad (2.76)$$

Daha açık bir ifadeyle yazılan kuvvet dengesi (2.30) denklemi açısal hareket için düzenlenip açısal hız ifadesi yerine konulduğunda (2.77) eşitliği elde edilmektedir:

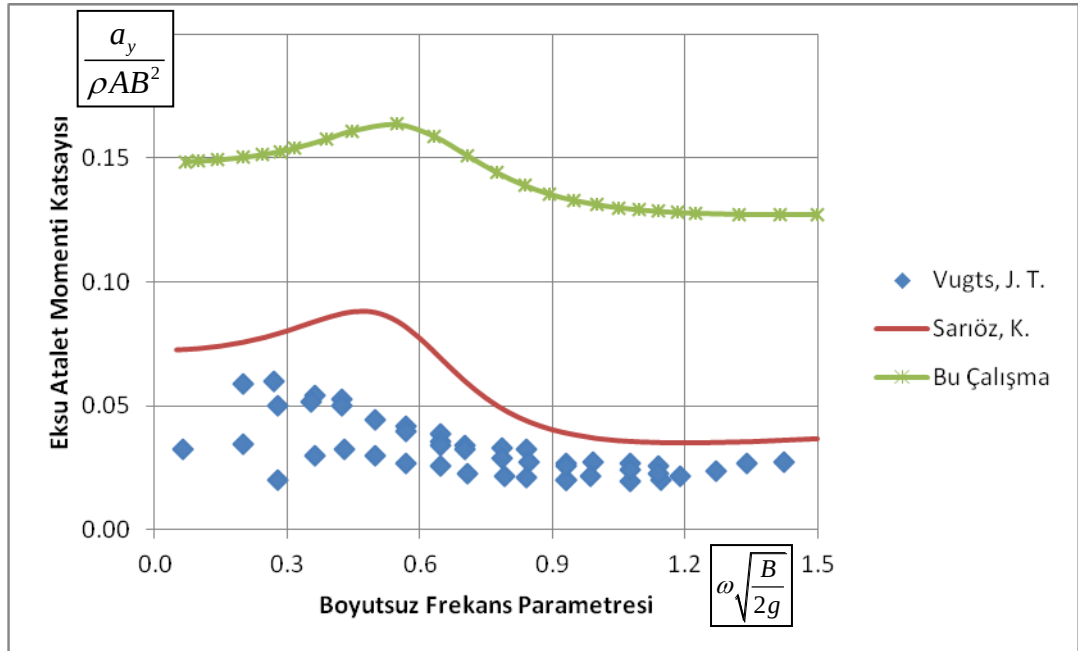
$$a_y \vec{\Omega} + b_y \vec{\Omega} + M_y = 0 \quad (2.77)$$

Bu denklem tüm bölgeler için çözüldüğünde (2.78) denkleminde ulaşılmış olur.

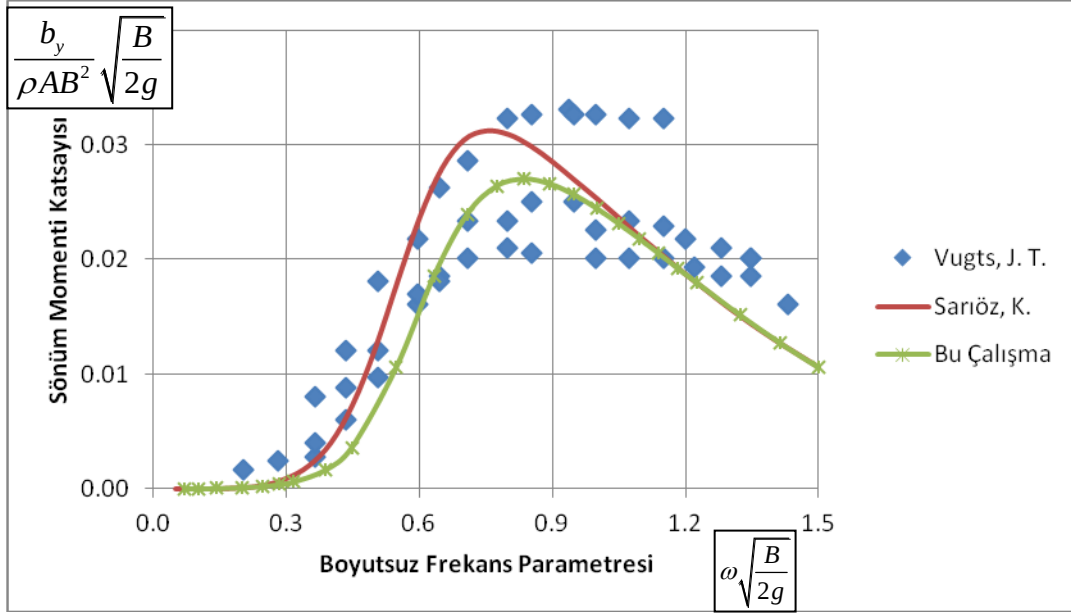
$$\begin{aligned} a + \frac{b}{\omega} i = & -\rho a^2 d^2 \left\{ \frac{B_0}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n (-1)^n 2 \left[\frac{h}{n\pi a} \coth \frac{n\pi a}{h} - \left(\frac{h}{n\pi a} \right)^2 \right] + \frac{a^3}{15hd^2} - \frac{ah}{3d^2} \right\} \\ & + \rho a^2 d^2 \left\{ C_0 N_0^{-1/2} \left(\sinh k_0 h \left(\frac{h-d}{a^2 k_0} \right) + \frac{1}{(k_0 a)^2} (\cos k_0 d - \cos k_0 h) \right) \right. \\ & \left. C_m N_m^{-1/2} \left(\sinh k_m h \left(\frac{h-d}{a^2 k_m} \right) + \frac{1}{(k_m a)^2} (\cos k_m d - \cos k_m h) \right) \right\} \\ & - \rho a^2 d^2 \left\{ D_0 N_0^{-1/2} \left(\sinh k_0 h \left(\frac{h-d}{a^2 k_0} \right) + \frac{1}{(k_0 a)^2} (\cos k_0 d - \cos k_0 h) \right) \right. \\ & \left. D_m N_m^{-1/2} \left(\sinh k_m h \left(\frac{h-d}{a^2 k_m} \right) + \frac{1}{(k_m a)^2} (\cos k_m d - \cos k_m h) \right) \right\} \quad (2.78) \end{aligned}$$

Denklemin reel kısımları toplamı eksu atalet momentine karmaşık kısımları toplamı da sönüm momenti katsayısına karşı gelecektir. Boyutsuzlaştırma ise eksu atalet momenti için $\rho a^2 d^2$, sönüm momenti için $\rho \omega a^2 d^2$ ile yapılmıştır.

Daha önce de değinildiği gibi oluşturulan 4x4'lük karmaşık blok lineer denklem sistemi için belirli bir n=N sayısı seçilerek katsayılar matrisi oluşturulmuştur. Karmaşık matris 8x8'lik reel bloklardan oluşan forma dönüştürülerek *Gauss eliminasyon* yöntemi ile çözülmektedir. Sonuçta elde edilen katsayılarla ait grafik deney ve sayısal yöntem sonuçları ile aynı boyutsuz derinlik ve frekans parametresi için karşılaştırmalı olarak Şekil 2.8 ve Şekil 2.9'da sunulmuştur.



Şekil 2.8 : Boyutsuz eksu atalet momenti katsayısı karşılaştırmalı grafiği.



Şekil 2.9 : Boyutsuz sönüm momenti katsayısı karşılaştırmalı grafiği.

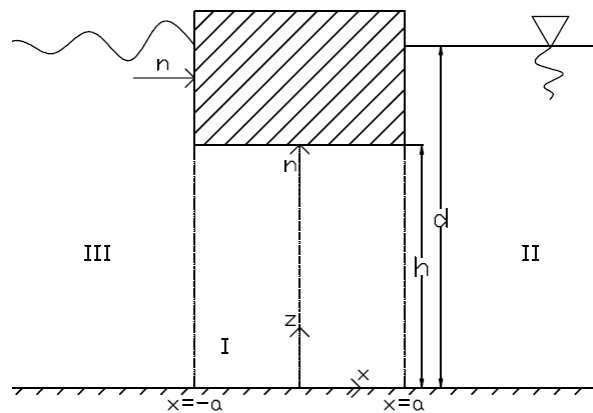
Yalpa grafiğinde diğer hareketlerden farklı olarak analitik yöntemin deney sonuçları ve sayısal yöntem ile elde edilen sonuçlardan farklı olduğu görülmektedir. Özellikle eksu atalet momenti grafiğinde görülen bu aşırı tahminin viskozite etkisinin daha fazla etkin olduğu yalpa hareketine ve cismin sivri köşelerine bağlı olarak gerçekleştiği söylenebilir. Yalpa grafiğine ait deney sonuçları 5, 10 ve 15 radyanda sabit moment için gerçekleştirilmiş üç deney içermektedir.

3. DALGA KUVVET VE MOMENT (DİFRAKSİYON) PROBLEMİ ANALİZİ

Difraksiyon problemi için ise yüzer yapı sabitletmiş olarak düşünülüp daha önce bahsedilen kabullere ek olarak dalgalarının boyunun cismin genişliğine oranla küçük, en azından karşılaştırılabilir boyutta olması, gelen dalgaların belirleyici olarak dikdörtgen kesitli cisim tarafından kırınıma uğradığı varsayımı ile dalga yüklerinin cisim üzerinde yaratmış olduğu kuvvet ve momentler hesaplanmıştır.

3.1 Matematiksel Model

Dik Kartezyen koordinat sistemi deniz tabanında Şekil 3.1’de görüldüğü gibi yatay eksen x ve düşey eksen z olarak alınmıştır.



Şekil 3.1 : Dalga kuvvet ve moment (difraksiyon) problemi eksen takımı.

Hareketi belirleyen diferansiyel denklem **(3.1)** *Laplace* denklemi olup $\Phi(x, z; t)$ hız potansiyelinin sağlayacağı sınır koşulları serbest su yüzeyinde **(3.2)**, su tabanında **(3.3)**, ve cisim üzerinde **(3.4)** ile verilmiştir.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.1)$$

$$\Phi_{tt} + g\Phi_z = 0 \quad (z = d) \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = 0) \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (x = a \text{ } x = -a; h \leq z \leq d \text{ ve } z = h; -a \leq x \leq a) \quad (3.4)$$

Radyasyon koşulu: II. Bölgede +x eksenini yönünde sonsuza doğru ilerleyen dalgaları ve III. Bölgede ise -x yönünde sonsuza doğru ilerleyen dalgaları içermektedir.

$\Phi(x, z; t)$ potansiyeli (3.5)'te görüldüğü gibi boyutsuzlaştırılıp zamandan bağımsız ϕ potansiyeli cinsinden yazılır. Burada dalga genliği ζ_i ile gösterilmektedir.

$$\Phi(x, z; t) = \text{Re} \left\{ \zeta_i \frac{\omega}{k_0} \phi(x, z) e^{-i\omega t} \right\} \quad (3.5)$$

$\phi(x, z)$ Laplace diferansiyel denklemi değişkenlerine ayırma yöntemiyle çözülerek bulunmuştur. Belirli sınırlarla ayrılmış akışkan bölgelerine ait potansiyeller de eşleştirme tekniği ile ilişkilendirilip $\phi(x, z)$ 'nin genel çözümleri elde edilmiştir.

3.1.1 Lineer denklem sisteminin oluşturulması

Birinci bölge için $\phi_I(x, z)$ geçerli olduğu aralıkta $0 \leq x \leq a$, $0 \leq z \leq h$ Fourier serisine açılarak (3.6) denklemi elde edilmiştir.

$$\phi_I(x, z) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\cosh \frac{n\pi x}{h}}{\cosh \frac{n\pi a}{h}} \cos \frac{n\pi z}{h} + \frac{B_0}{2} \frac{x}{a} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{\sinh \frac{n\pi x}{h}}{\sinh \frac{n\pi a}{h}} \cos \frac{n\pi z}{h} \quad (3.6)$$

Bu açılımın katsayıları (3.7) ve (3.8) ile gösterilmektedir.

$$A_n + B_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi_I(a, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (3.7)$$

$$A_n - B_n = \frac{2}{h} \int_0^h \phi_I(-a, z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (3.8)$$

İkinci bölge için, ϕ_{II} 'nin geçerli olduğu aralık $a \leq x$, $0 \leq z \leq d$ şeklinde tanımlıdır.

Bu dış bölge için daha önce belirtilen serbest su yüzeyi şartı ile birlikte $x \rightarrow \infty$ olurken +x eksenini yönünde ilerleyen dalgaları vermelidir. Böyle bir çözüm probleme ait $\phi_{II}(x, z)$ Eigen fonksiyonları serisine açılarak (3.9) ile verilir.

$$\phi_{II}(x, z) = C_0 \frac{e^{ik_0 x}}{e^{ik_0 a}} Z_0(z) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \frac{e^{-k_m x}}{e^{-k_m a}} Z_m(z) \quad (3.9)$$

Üçüncü bölgedeki çözüm $-x$ yönünde ilerleyen ve cisimden yansımış düzgün dalgaları içermelidir [7]. İstenen koşulları sağlayacak $\phi_{III}(x, z)$ potansiyeli (3.10) denklemi ile verilmiştir. Buradaki üçüncü terim gelen dalgaları temsil etmektedir.

$$\phi_{III}(x, z) = D_0 \frac{e^{-ik_0 x}}{e^{ik_0 a}} Z_0(z) + \sum_{m=1}^{\infty} D_m \frac{e^{k_m x}}{e^{-k_m a}} Z_m(z) - \frac{\cosh(k_0 z)}{\sinh(k_0 d)} e^{ik_0 x} \quad (3.10)$$

İlk eşleştirme koşulu (3.11) kullanılarak birinci denklem sistemi oluşturulmuştur. Bunun için (3.7) katsayılar denkleminde $\phi_I(a, z)$ yerine $\phi_{II}(a, z)$ konularak elde edilen denklem (3.12) ile verilmiştir.

$$\phi_I(x, z) = \phi_{II}(x, z) \quad x = a, \quad 0 \leq z \leq h \quad (3.11)$$

$$A_n + B_n = \frac{2}{h} \int_0^h C_0 Z_0(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz + \frac{2}{h} \int_0^h \sum_{m=1}^{\infty} C_m Z_m(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (3.12)$$

Elde edilen (3.12) denkleminin katsayıları kullanılarak katsayılar matrisinin ilk denklemi olan (3.13) oluşturulmuştur.

$$A_n + B_n - \sum_{m=0}^{\infty} C_m L_{mn} = 0 \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.13)$$

Yine aynı şekilde (3.14) eşleştirme koşulu ile (3.8) katsayılar denkleminde $\phi_I(-a, z)$ yerine $\phi_{III}(-a, z)$ konularak (3.15) eşitliği elde edilmiştir.

$$\phi_I(x, z) = \phi_{III}(x, z) \quad x = -a, \quad 0 \leq z \leq h \quad (3.14)$$

$$A_n - B_n = \frac{2}{h} \int_0^h D_0 Z_0(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz + \frac{2}{h} \int_0^h \sum_{m=1}^{\infty} D_m Z_m(z) \cos \frac{n\pi z}{h} dz - \frac{2}{h} \int_0^h \frac{\cosh(k_0 z)}{\sinh(k_0 d)} e^{ik_0 x} \cos \frac{n\pi z}{h} dz \quad (3.15)$$

Denklem (3.15)'in katsayıları kullanılarak ikinci denklem sistemi (3.16) bulunmuştur.

$$A_n - B_n - \sum_{m=0}^{\infty} D_m L_{mn} = -\frac{N_0^{1/2} e^{-ik_0 a}}{\sinh(k_0 d)} L_{0n} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.16)$$

Hızların sürekliliğini sağlayacak olan (3.17) eşleştirme koşulu kullanılarak ve $h \leq z \leq d$ aralığı için (3.4) sınır koşulu yerine konularak alınacak integral üçüncü denklem sistemi (3.18)'i oluşturacaktır.

$$\frac{\partial \phi_I(x, z)}{\partial x} = \frac{\partial \phi_{II}(x, z)}{\partial x} \quad (x = a, 0 \leq z \leq d) \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} ik_0 d C_0 &= \int_0^h \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_0(z) dz + \int_h^d \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_0(z) dz \quad m=0 \\ -k_m d C_m &= \int_0^h \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_m(z) dz + \int_h^d \frac{\partial \phi_{II}(a, z)}{\partial x} Z_m(z) dz \quad m \geq 1 \end{aligned} \quad (3.18)$$

İkinci denklem sistemi için integraller alınıp gerekli sadeleştirmeler yapılırsa (3.19) ile daha açık bir biçimde gösterilmiş olur.

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + B_0 \frac{h}{4a} L_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{0n} - C_0 ik_0 d &= 0 \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + B_0 \frac{h}{4a} L_{m0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m k_m d &= 0 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Yine aynı yöntem kullanılarak (3.20) eşleştirme koşulu sağlanırsa dördüncü denklem sistemi (3.21) olarak elde edilmektedir.

$$\frac{\partial \phi_I(x, z)}{\partial x} = \frac{\partial \phi_{III}(x, z)}{\partial x} \quad (x = -a, 0 \leq z \leq d) \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} & - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + B_0 \frac{h}{4a} L_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{0n} + D_0 ik_0 d \\ &= -ik_0 d \frac{N_0^{1/2} e^{-ik_0 a}}{\sinh(k_0 d)} \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n\pi}{2} \tanh \frac{n\pi a}{h} L_{mn} + B_0 \frac{h}{4a} L_{m0} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{n\pi}{2} \coth \frac{n\pi a}{h} L_{mn} - \sum_{m=1}^{\infty} D_m k_m d = 0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

Burada L_{0n} ve L_{mn} alınan integrasyonların sonucu olup (3.22)'de gösterildiği gibidir.

$$\begin{aligned} L_{0n} &= \frac{2N_0^{-1/2} (-1)^n k_0 h \sinh(k_0 h)}{(n\pi)^2 + (k_0 h)^2} \quad (m = 0 \text{ ve } n = 0, 1, 2, \dots) \\ L_{mn} &= \frac{2N_m^{-1/2} (-1)^n k_m h \sin(k_m h)}{(k_m h)^2 - (n\pi)^2} \quad (m \geq 1 \text{ ve } n = 0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (3.22)$$

Bu şekilde elde edilmiş olan lineer denklemler 4x4' lük blok denklem sistemi oluşturur. Katsayılar matrisi oluşturularak her bir bölgeye ait hız potansiyelinin karmaşık bilinmeyenleri bulunup hareketin boyutsuz, zamandan bağımsız toplam $\phi(x, z)$ potansiyeli elde edilmiştir.

3.1.2 Kuvvet ve momentin bulunması

Gelen dalga yüklerinin cisim üzerinde oluşturduğu kuvvet ve momentler p basıncının cisim yüzeyi üzerinde integrasyonu ile bulunabilir. Kuvvet ve moment ifadeleri (3.23) ve (3.24)'te gösterilen şekildedir.

$$\vec{F} = \iint_S p \vec{n} ds \quad (3.23)$$

$$\vec{M} = \iint_S p(\vec{r} \times \vec{n}) ds \quad (3.24)$$

Lineer teoriye göre basınç ifadesi (3.25) kuvvet denkleminde yerine konursa x yönündeki yatay kuvvet (3.26) elde edilir.

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (3.25)$$

$$X = -\rho \int_h^d \frac{\partial \Phi_{III}(-a, z)}{\partial t} dz + \rho \int_h^d \frac{\partial \Phi_{II}(a, z)}{\partial t} dz \quad (3.26)$$

Yatay kuvvet ifadesi (3.26) için integraller alınıp gerekli sadeleştirmeler yapıldığında (3.27) denklemi boyutsuz olarak elde edilir.

$$\frac{X}{\rho g \zeta_i a} = \text{Re} \left\{ i \tanh k_0 d \left[(D_0 - C_0) \frac{N_0^{-1/2}}{k_0 a} (\sinh k_0 d - \sinh k_0 h) - \frac{e^{-ik_0 a}}{k_0 a} \left[1 - \frac{\sinh k_0 h}{\sinh k_0 d} \right] + \sum_{m=1}^{\infty} (D_m - C_m) \frac{N_m^{-1/2}}{k_m a} (\sin k_m d - \sin k_m h) \right] e^{-i\omega t} \right\} \quad (3.27)$$

Eğer $X = \text{Re} \{ \bar{X} e^{-i\omega t} \}$ şeklinde yazılırsa yatay kuvvetin genliği $X_a = \sqrt{\bar{X}_r^2 + \bar{X}_i^2}$ ile belirlenir.

Dalgakıranı etkileyen düşey kuvvet Z ise yine (3.25) eşitliği kullanılarak (3.28)'de gösterildiği şekilde boyutsuz olarak bulunur.

$$\frac{Z}{\rho g \zeta_i a} = \text{Re} \left\{ i \tanh k_0 d \left(A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n (-1)^n \frac{2h}{n\pi d} \tanh \left(\frac{n\pi a}{h} \right) \right) e^{-i\omega t} \right\} \quad (3.28)$$

Burada da $Z = \text{Re} \{ \bar{Z} e^{-i\omega t} \}$ olarak düşünülürse düşey kuvvetin genliği

$$Z_a = \sqrt{\bar{Z}_r^2 + \bar{Z}_i^2} \text{ olur.}$$

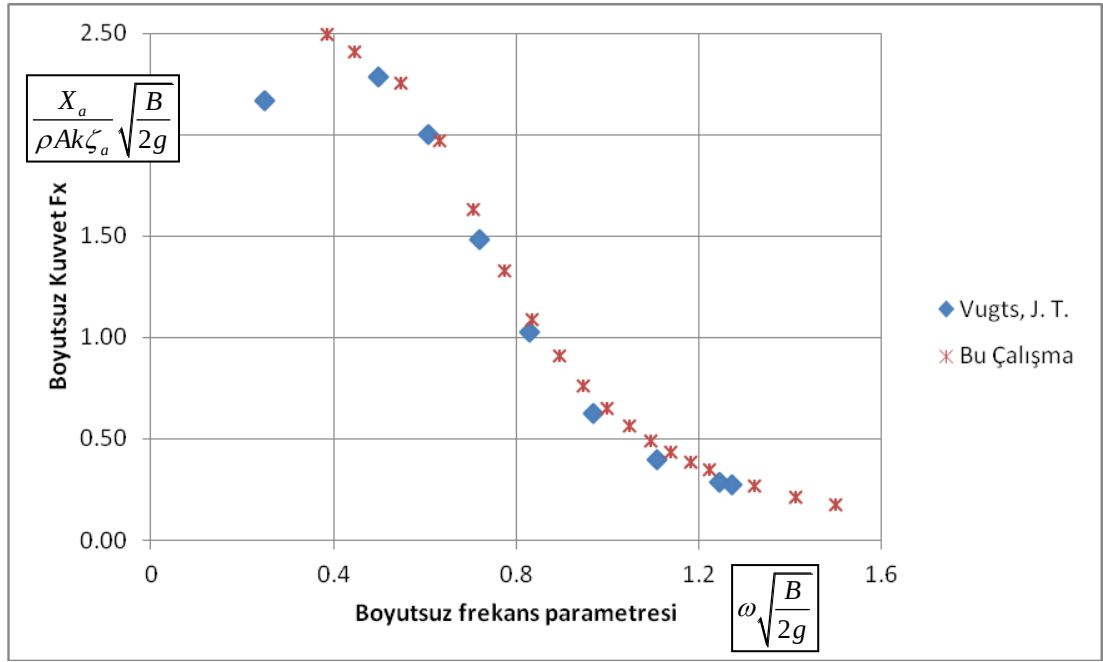
Dalgakırana gelen moment, z eksenini ile sakin su yüzeyinin kesişme noktası etrafında alınarak (3.29) ile gösterilmiştir.

$$M = -\rho \int_h^d \frac{\partial \Phi_{III}(-a, z)}{\partial t} (z-d) dz + \rho \int_{-a}^a \frac{\partial \Phi_I(x, h)}{\partial t} x dz + \rho \int_h^d \frac{\partial \Phi_{II}(a, z)}{\partial t} (z-d) dz \quad (3.29)$$

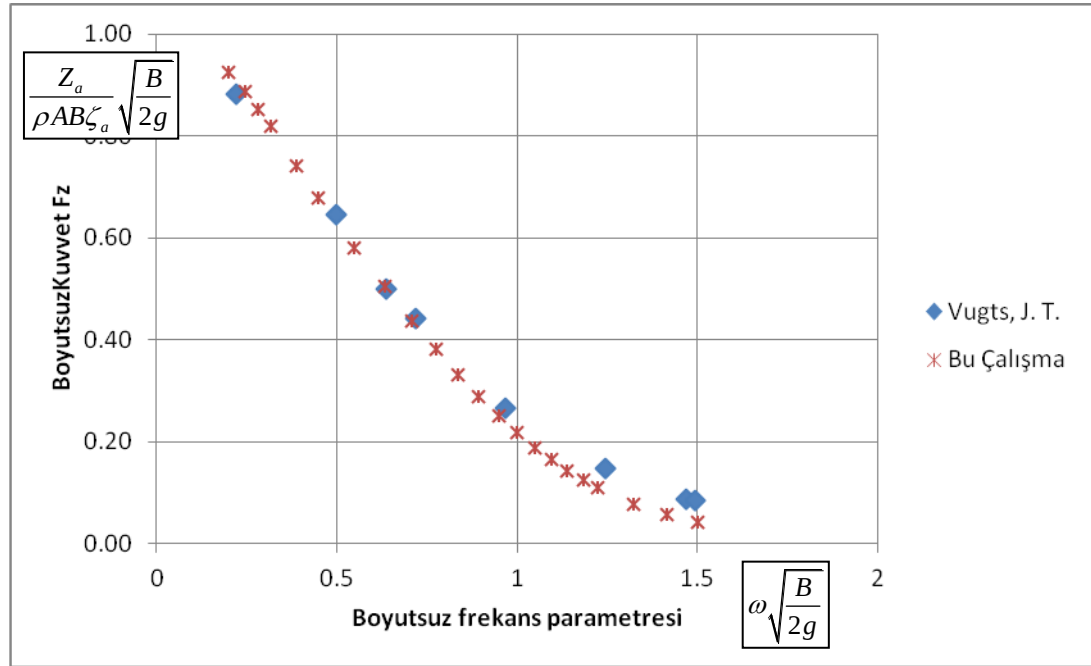
Elde edilen (3.29) denklemi için integraller alınıp gerekli sadeleştirmeler yapıldığında (3.30) denkleminde ulaşılır.

$$\begin{aligned} \frac{M}{\rho g \zeta_i a^2} = \text{Re} \left\{ -B_0 \frac{a^2}{3d^2} \sum_{n=1}^{\infty} B_n (-1)^n 2 \left[\frac{ah}{n\pi d^2} \coth \left(\frac{n\pi a}{h} \right) - \left(\frac{h}{n\pi d} \right)^2 \tanh \left(\frac{n\pi a}{h} \right) \right] \right. \\ \left. - C_0 N_0^{-1/2} \left[\frac{d-h}{k_0 a^2} (\sinh k_0 h) - \frac{1}{k_0^2 a^2} (\cosh k_0 d - \cosh k_0 h) \right] \right. \\ \left. - \sum_{m=1}^{\infty} C_m N_m^{-1/2} \left[\frac{d-h}{k_m a^2} \sin k_m h + \frac{1}{k_m^2 a^2} (\cos k_m d - \cos k_m h) \right] \right. \\ \left. (D_0 N_0^{-1/2} - \frac{e^{-ik_0 a}}{\sinh(k_0 d)}) \left[\frac{d-h}{k_0 a^2} (\sinh k_0 h) - \frac{1}{k_0^2 a^2} (\cosh k_0 d - \cosh k_0 h) \right] \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} D_m N_m^{-1/2} \left[\frac{d-h}{k_m a^2} \sin k_m h + \frac{1}{k_m^2 a^2} (\cos k_m d - \cos k_m h) \right] i \tanh k_0 d \right\} \quad (3.30) \end{aligned}$$

Verilmiş olan tüm hesaplamalar radyasyon probleminde olduğu gibi *Fortran* programı ile geliştirilen algoritma kullanılmak üzere $n=10$ alınarak lineer denklem sistemi çözülmüş, boyutsuz kuvvet ve moment değerleri belirli bir frekans parametresi aralığında hesaplanmıştır. Sunulan sayısal değerler $a/d=0.1$ ve $h/d=0.9$ seçilerek oluşturulmuştur. Çözümün doğrulanması için de aynı grafiğe deney sonuçları da eklenmiştir.

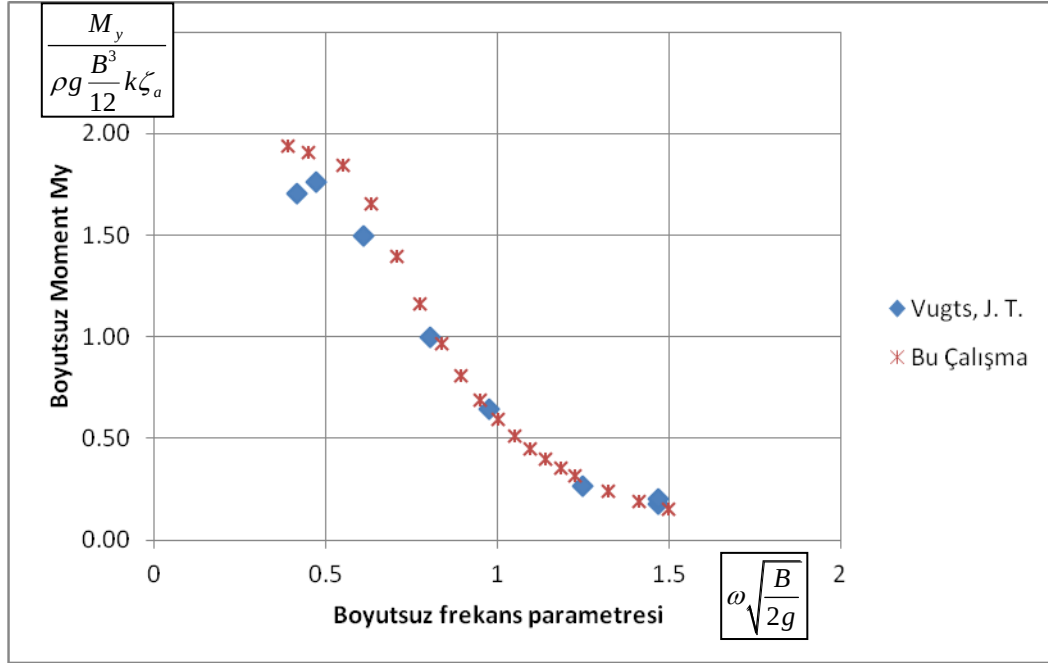


Şekil 3.2 : Boyutsuz yatay yöndeki kuvvet karşılaştırmalı grafiği.



Şekil 3.3 : Boyutsuz düşey yöndeki kuvvet karşılaştırmalı grafiği.

Şekil 3.2 ve Şekil 3.3'te görülen kuvvetlere ait sonuçların geniş bir frekans parametresi aralığında deney ile oldukça uyumlu olduğu görülmekte ve sunulan analitik yöntemin problemin fiziği ile ilişkisini ortaya koymaktadır.



Şekil 3.4 : Boyutsuz moment karşılaştırmalı grafiği.

Şekil 3.4'te görülen boyutsuz moment grafiği ise kuvvetlere ait sonuçlara benzer şekilde yüzer yapının hidrodinamik tasarımı için kuvvetli bir öngörü oluşturacak deneyle uyumlu sonuçlar sunmaktadır.

4. HAREKET DENKLEMLERİ VE ANALİZİ

Düzenli dalgalarda cismin hareketlerinin analizi için, yapının önce zorlanmış (radyasyon) problemi ve difraksiyon problemine ait çözümleri elde edilir. Dalıp-çıkma, yan öteleme ve yalpa hareketleri çözülerek eksu kütlesi ve sönüm kuvveti katsayıları bulunarak kuvvet ve moment denklemleri (4.1) ile yazılabilir. Bu denklemde ξ_j ($j=1,2,3$) kesitin karmaşık hareket genlikleridir.

$$\begin{pmatrix} F_x \\ F_z \\ M_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} a_{11} & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\xi}_1 \\ \ddot{\xi}_2 \\ \ddot{\xi}_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} b_{11} & 0 & 0 \\ 0 & b_{22} & 0 \\ 0 & 0 & b_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\xi}_1 \\ \dot{\xi}_2 \\ \dot{\xi}_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} c_{11} & 0 & 0 \\ 0 & c_{22} & 0 \\ 0 & 0 & c_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Bu şekilde cismin hareketine ait hareket denklemi (4.2) elde edilir. (4.2) denkleminde $\xi_j(t) = \text{Re}\{\xi_{ja}e^{i\omega t}\}$ yerine konulmak suretiyle cismin dalgalar arasındaki ξ_{ja} karmaşık hareket genlikleri elde edilecektir.

$$(m_{ij} + a_{ij})\ddot{\xi}_j(t) + b_{ij}\dot{\xi}_j(t) + c_{ij}\xi_j(t) = \text{Re}\{Ae^{-i\omega t}\} \quad (4.2)$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad (x=1, y=3, z=2)$$

Çalışmada yan ötelemenin yalpa hareketine ya da yalpanın yan ötelemeye karşılıklı etkileri göz önüne alınmayarak kütle matrisi (4.3)'te gösterilen biçimdedir.

$$m_{ij} = \begin{pmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & I \end{pmatrix} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (4.3)$$

Matriste görülen kütle (4.4) ve açısal hareketler sonucu oluşan atalet momentleri ise (4.5) eşitliği sonucu elde edilir.

$$I_{ij} = \iiint_V \rho_B dV \quad (4.4)$$

$$I_{ij} = \iiint_V \rho_B [x \cdot x \delta_{ij} - x_i x_j] dV \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (4.5)$$

(4.5)'te bulunan *Kroneker delta* (δ_{ij}) fonksiyonu $i=j$ ise 1, değil ise 0 verecektir.

Denklem (4.2) kullanılarak daha ayrıntılı bir biçimde yan öteleme hareketi için yazılacak hareket denklemi difraksiyon probleminde belirtilen yatay kuvvetin genliği yerine yazılarak (4.6) denklemi elde edilir. Denklemde $\xi_1 = \text{Re}\{\bar{\xi}_1 e^{-i\omega t}\}$ yatay hareketin karmaşık genliğini temsil etmektedir.

$$(m_{11} + a_{11})\bar{\xi}_1(-\omega^2)e^{-i\omega t} + b_{11}\bar{\xi}_1(-i\omega)e^{-i\omega t} = \bar{F}_x e^{-i\omega t} \quad (4.6)$$

Yan öteleme hareketi için yazılan (4.6) hareket denklemi; radyasyon probleminden elde edilen iki boyutlu hidrodinamik katsayılar ve difraksiyon problemi çözümünden bulunan x doğrultusundaki kuvvet kullanılarak seçilen her frekans değeri için çözülür. Bu sayede cismin yan öteleme hareketine ait genlik-karşılık (transfer) fonksiyonu (4.7)'de olduğu gibi bulunmuş olur.

$$\frac{\bar{\xi}_{1a}}{\bar{\xi}_i} = \frac{\bar{F}_x}{(m_{11} + a_{11})(-\omega^2) + b_{11}(-i\omega)} \quad (4.7)$$

(4.7) denklemi boyutsuzlaştırıldığında (4.8) denklemi elde edilecektir.

$$\frac{\bar{\xi}_{1a}}{\bar{\xi}_i} = \frac{\bar{F}_x / \zeta_i \rho g a}{\left[-\left(\frac{\omega^2}{g} a \right) \left(\frac{m + a_{11}}{\rho a^2} \right) - i \left(\frac{\omega^2}{g} a \right) \left(\frac{b_{11}}{\rho \omega a^2} \right) \right]} \quad (4.8)$$

Yine aynı şekilde dalıp-çıkma hareketi için de (4.2) denklemi düzenlenirse (4.9) hareket denklemi elde edilecektir. Radyasyon problemi ile elde edilen iki boyutlu hidrodinamik katsayılar hareket denklemi (4.9)'da kullanılıp difraksiyon problemi çözümünden bulunan z yönündeki kuvvete eşitlenerek (4.10) denklemi, daha açık bir ifadeyle dalıp-çıkma hareketi karmaşık genlik karşılık fonksiyonuna ulaşılır. Denklemde $\xi_2 = \text{Re}\{\bar{\xi}_{2a} e^{-i\omega t}\}$ dalıp-çıkma hareketinin karmaşık genliğini temsil etmektedir.

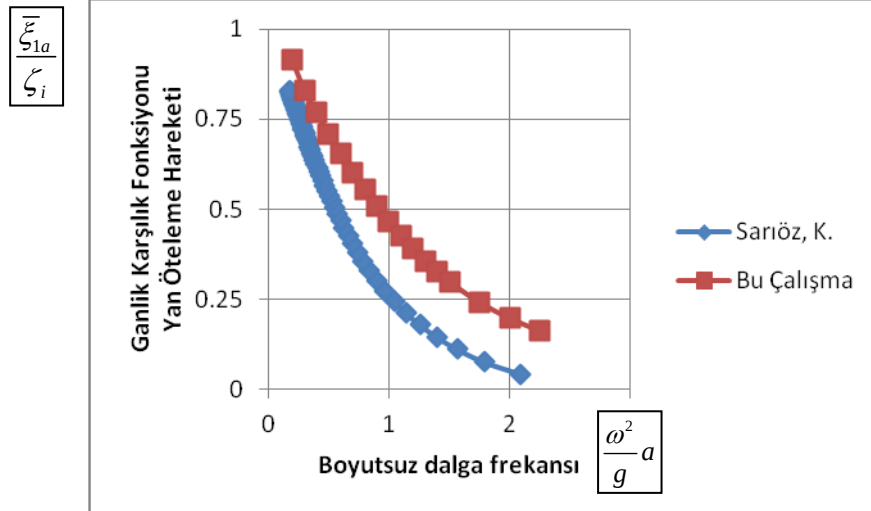
$$(m_{22} + a_{22})\bar{\xi}_2(-\omega^2)e^{-i\omega t} + b_{22}\bar{\xi}_2(-i\omega)e^{-i\omega t} + c_{22}\bar{\xi}_2 e^{-i\omega t} = \bar{F}_z e^{-i\omega t} \quad (4.9)$$

$$\frac{\bar{\xi}_{2a}}{\bar{\xi}_i} = \frac{\bar{F}_z}{(m_{22} + a_{22})(-\omega^2) + b_{22}(-i\omega) + c_{22}} \quad (4.10)$$

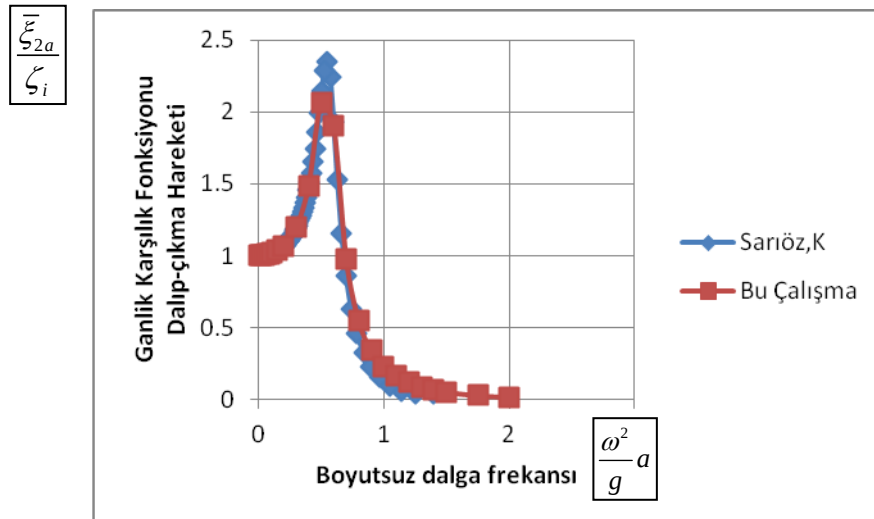
(4.10) denkleminde yer alan geri getirici kuvvet $c_{22} = \rho g 2a$ alınarak boyutsuzlaştırıldığında (4.11) denklemi elde edilmiş olur.

$$\frac{\bar{\xi}_{1a}}{\zeta_i} = \frac{\bar{F}_z / \zeta_i \rho g a}{\left[-\left(\frac{\omega^2}{g} a \right) \left(\frac{m + a_{22}}{\rho a^2} \right) - i \left(\frac{\omega^2}{g} a \right) \left(\frac{b_{22}}{\rho \omega a^2} \right) + 2 \right]} \quad (4.11)$$

Transfer fonksiyonlarının seçilen frekans parametresi aralığındaki çözümleri ile elde edilen grafikler yan öteleme hareketi için Şekil 4.1 ve dalıp-çıkma hareketi için Şekil 4.2’de sunulmuştur. Bu grafikler ile düzgün dalgalarda serbest su yüzeyinde bir dikdörtgen kesitin serbest hareketlerine ait belirli bir boyutsuz frekans parametresi aralığı için genlik karşılıkları bulunmuş olur. Böylece birim dalga boyu başına yüzer kesitin serbest hareketleri için hareket miktarının ne kadar olacağı hesaplanabilir.



Şekil 4.1 : Yan öteleme hareketi genlik karşılık fonksiyonu grafiği.



Şekil 4.2 : Dalıp-çıkma hareketi genlik karşılık fonksiyonu grafiği.

Yan öteleme hareketine ait genlik karşılık fonksiyonu sayısal çözüm ile benzer karakterdedir ancak değerler arasında farklılık olduğu görülmektedir. Dalıp çıkma hareketi genlik karşılık fonksiyonu ise maksimum genlik değeri ve değerleri açısından sayısal yöntem ile uygundur ancak maksimum genlik değerinin bulunduğu bölgede daha küçük genlik değeri üreterek farklılaşmıştır.

5. SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME

5.1 Sonuçların Değerlendirilmesi

İki boyutlu problemin hidrodinamik analizi için elde edilen grafikler sonucunda sunulan analitik yöntemin sonuçlarının deney ile uyum gösterdiği görülmektedir. Sayısal yöntem ile kıyaslandığında ise hem zorlanmış hareketlere ait problemin hem de dalga kuvvet ve momentine ait problemin düşük frekans değerlerinde sonlu değerler üreterek deney sonuçlarını daha iyi temsil ettiği sonucuna varılmaktadır. Şekil 2.8’de görülen yalpa grafiğine ait sonuçlar için moment ile yönetilen bu hareketin viskoz etkilerin önem kazanmasıyla analitik yöntem ile deney sonuçlarının farklılaştığı gözlemlenmektedir.

Bu çalışma ile dikdörtgen kesitli yüzer cismin hem hidrodinamik katsayıları hem de radyasyon ve difraksiyon problemlerinin süperpoze edilmesi ile hareketlere ait genlik karşılık fonksiyonları elde edilmiştir. Sonuç olarak bu çalışma dikdörtgen kesite sahip cismin hidrodinamik analizi problemine daha basit ve kullanışlı çözümler üreterek yaklaşmakta, teorik ve sayısal olarak daha önce de çözülmüş bu problem için çözümü hızlandırıp kolaylaştırmaktadır.

5.2 Çalışmanın Uygulama Alanı

Bu iki boyutlu probleme ait sonuçların sadece yüzer dalgakıranlar için değil, farklı pek çok yüzer yapı için kullanılması mümkündür. Problemin basitleştirilerek iki boyutlu çalışılması dilim teorisinin kullanılması ile üç boyutlu cisimlerin de tasarımına yönelik olarak güçlü bir yaklaşım oluşturarak avantaj sağlamaktadır. Örnek olarak; ince uzun formda dikey silindirlerin, dikdörtgen prizma formunda yüzer cisimlerin denizciliği ve bunların tasarımında gerekli kuvvet ve momentlerin bulunması, sadece deniz teknolojisine ait platform, yüzer yapılarda değil, dik kesitlere sahip çıkarma gemilerinin dalgalar arasındaki davranışı, hareketleri sırasında oluşacak gövdeye etkiyen kuvvet ve momentlerin bulunması, deney havuzu dalga yapıcı cihazların istenen dalga formunun gerektireceği gücün hesaplanması

gibi pek çok farklı alanda kullanılabilecektir. Parametrik çalışılmasının avantajıyla da hem farklı geometrik boyutlar ve farklı derinlik değerleri için hem de geniş bir frekans parametresi aralığında mühendisler için yararlı grafikleri elde edilebilecektir.

Geleceğe yönelik çalışma olarak demirlenmiş yüzer yapıların analizi için lineer teori sınırları içinde bir modelleme yapılarak kod geliştirilmesi planlanmaktadır. Bunun yanı sıra bu çalışma için kesitin farklı konfigürasyonlarının da minimum dalga yüksekliği için optimizasyonu çalışılacaktır.

KAYNAKLAR

- [1] **Hales, R. Z.** (1981). Floating breakwaters: state of the art literature review, Technical Report no 81-1. US Army Engineer Waterways Experiment Station. Wicsburg, Mississippi, USA.
- [2] **Fousert, M. W.** (2006). Floating breakwater theoretical study of a dynamic wave attenuating system (Master thesis). url: <http://www.tudelft.nl/>
- [3] **Ursell, F.** (1949). "On the heaving motion of a circular cylinder on the surface of a fluid", *Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, **2**, 2, 218-231.
- [4] **Ursell, F., Dean, R. G., Yu, Y. S.** (1959). "Forced small-amplitude water waves: a comparison of theory and experiment", *Journal of Fluid Mechanics*, **7**, 33-52.
- [5] **Kim, C. H.** (1969). "Hydrodynamic Forces and Moments for Heaving, Swaying and Rolling Cylinders on Water of Finite Depth", *Journal of Ship Research*, **13**, 137-154.
- [6] **Sabuncu, T.** (1978). "On the Heaving Motion of Rectangular Profiles in Water of Finite Depth", A paper to present IMAEM Congress, Istanbul.
- [7] **Söylemez, M., Gören, Ö.** (2003). "Diffraction of oblique waves by thick rectangular barriers", *Applied Ocean Research*, **25**, 345-353.
- [8] **Black, J. L., Mei, C. C., Bray, M. C. G.** (1971). "Radiation and scattering of water waves by rigid bodies". *Journal of Fluid Mechanic*, **46**, 151-164.
- [9] **Yeung, R. W.** (1981). "Added mass and damping of a vertical cylinder in finite-depth waters". *Applied Ocean Research*, **3**, 119-133.
- [10] **Sabuncu, T., Calisal, S. M.** (1981). "Hydrodynamic coefficients for vertical circular cylinders at finite depth", *Ocean Engineering*, **8**, 25-63.
- [11] **Sabuncu, T., Gören, Ö.** (1981). "An Application of Matching Tecnique to the Heave Motion of Rectangular Cylinders" Gemi Enstitüsü Bülteni, No. 26.
- [12] **Calisal, S. M., Sabuncu, T.** (1984). "Hydrodynamic coefficients for vertical composite cylinders". *Ocean Engineering*, **11**, 529-542.
- [13] **Williams, A. N., Li, W., Wang, K. H.** (2000). "Water wave interaction with a floating porous cylinder". *Ocean Engineering*, **27**, 1-28.
- [14] **Bhatta, D. D., Rahman, M.** (2003). "On scattering and radiation problem for a cylinder in water of finite depth". *International Journal of Engineering Science*, **41**, 931-967.
- [15] **Berggren, L., Johansson, M.** (1992). "Hydrodynamic coefficients of a wave energy device consisting of a buoy and a submerged plate". *Applied Ocean Research*, **14**, 51-58.

- [16] **Eidsmoen, H.** (1995). “Hydrodynamic parameters for a two-body axisymmetric system”. *Applied Ocean Research*, **17**, 103–115.
- [17] **Wu, B.J., Zheng, Y. H., You, Y. G., Sun, X. Y., Chen, Y.** (2004). “On diffraction and radiation problem for a cylinder over a caisson in water of finite depth”. *International Journal of Engineering Science*, **42**, 1193–1213.
- [18] **Yeung, R. W., Sphaier, S. H.** (1989). “Wave-interference effects on a truncated cylinder in a channel”. *Journal of Engineering Mathematics*, **23**, 95–117.
- [19] **Elchahal, G., Younes, R. ve Lafon, P.** (2008). “The Effects of reflection coefficient of the harbour sidewall on the performance of floating breakwaters”. *Ocean of Engineering*. **35**, 1102-1112.
- [20] **Vugts, J. T.** (1968). The Hydrodynamic coefficients for swaying, heaving and rolling cylinders in a free surface, *Laboratorium voor Scheepsbouwkunde*, Technische Hogeschool Delft, Report No 194.
- [21] **Sarıöz, K., Kükner, A., Narlı, E.** (2000). Validation of a strip theory based ship motion prediction program, Istanbul Technical University, Report No TR00/01.
- [22] **Gören, Ö.** (1987). Eşleme yöntemi ile sonlu derinlikli sularda dalıp-çıkma hareketi yapan dikdörtgen kesitlerin hidrodinamik katsayılarının bulunması. MMLS tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi.

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad: Hayriye Pehlivan

Doğum Tarihi: 1988

Doğum Yeri: İstanbul

E-Posta: pehlivanha@itu.edu.tr

Lisans: İTÜ Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği, 2011.

TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR/SUNUMLAR

- Pehlivan, H. Serbest Su Yüzeyinde Yan Öteleme Hareketine Zorlanan Dikdörtgen Kesitli Dalgakıranlar İçin Teorik Bir Analiz. Gemi İnşaatı ve Deniz Bilimleri Teknik Kongresi, 13-14 Aralık, 2012 Piri Reis Üniversitesi, İstanbul.
- Pehlivan, H., Gören, Ö. Hydrodynamic Analysis of a Rectangular Floating Breakwater in Regular Waves, Turkey Offshore Energy Conference, 19-21 June, 2013 Suleyman Demirel Arts and Conference Center, ITU, Istanbul.