



ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

Mustafa MAMAK

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMAN TAYIN MERKEZİ**

**EĞRİ YÜZEYLİ DENİZ DUVARLARINDA
DALGA YÜKLERİ**

119875

İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ADANA, 2002

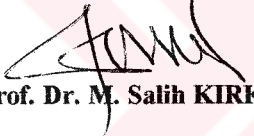
119875

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**EĞRİ YÜZEYLİ DENİZ DUVARLARINDA
DALGA YÜKLERİ**

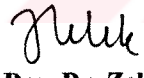
**Mustafa MAMAK
DOKTORA TEZİ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**Bu tez 08 / 02 /2002 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği
İle Kabul Edilmiştir.**


Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ
DANIŞMAN


Prof. Dr. Beşir ŞAHİN
ÜYE

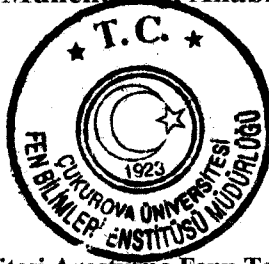

**Yrd. Doç. Dr. Mehmet
ARDIÇLIOĞLU**
ÜYE


Yrd. Doç. Dr. Zeliha SELEK
ÜYE


Yrd. Doç. Dr. Hatice ÖZMEN
ÜYE

Bu tez Enstitümüz İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No: 649




Prof. Dr. Melih BORAL
Enstitü Müdürü

**Bu Çalışma Çukurova Üniversitesi Araştırma Fonu Tarafından Desteklenmiştir.
Proje No: FBE.99.D.10**

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZ

DOKTORA TEZİ

**EĞRİ YÜZEYLİ DENİZ DUVARLARINDA
DALGA YÜKLERİ**

Mustafa MAMAK

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

Danışman: Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ

Yıl: 2002, Sayfa: 137

Jüri : Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ

: Prof. Dr. Beşir ŞAHİN

: Yrd. Doç. Dr. Mehmet ARDIÇLIOĞLU

: Yrd. Doç. Dr. Zeliha SELEK

: Yrd. Doç. Dr. Hatice ÖZMEN

Kırılan dalgalar kıyı yapıları üzerinde kısa süreli ve şiddetli “çarpma basınçları” na sebep olurlar. Bu basınçlar yapının stabilitesi açısından önem arz etmektedir. Bu nedenle dalga ile yapının çarpma yüzeyi boyunca oluşan basınç dağılımının tesbitine ihtiyaç vardır. Çarpma basıncının ve bunun duvar üzerindeki dağılımının analizinde “su darbesi” ve “hava yastığı” gibi teorik modeller ile “impuls-momentum” analizi gibi yarı deneysel veya deneysel yöntemler kullanılmıştır.

Bu çalışmada, düzlem ve eğri yüzeyli deniz duvarları üzerinde dalga kırılmasından doğan basınçların analizi için basınç impulsu modelini esas alan bir teorik yöntem kullanılmıştır. Olayı idare eden denklem çeşitli sayısal yöntemler ile çözülmüştür: (a) Sonlu farklar yöntemi, (b) Sonlu elemanlar yöntemi, ve (c) Sınır eleman yöntemi. Sayısal çözüm yöntemlerinin birbiri ile ve teorik olarak hesaplanan çarpma basınçlarının deneysel bulgular ile karşılaştırılması yapılmıştır.

Anahtar kelimeler : Kırılan dalga, Çarpma basıncı, Deniz duvarı, Eğrisel duvar, Sınır eleman yöntemi.

ABSTRACT

Ph.D. THESIS

WAVE FORCES ON CURVED SEAWALLS

Mustafa MAMAK

DEPARTMENT OF CIVIL ENGINEERING
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF ÇUKUROVA

Supervisor: Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ

Year: 2002, **Pages:** 137

Jury : Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ

: Prof. Dr. Beşir ŞAHİN

: Assist. Prof. Dr. Mehmet ARDIÇLIOĞLU

: Assist. Prof. Dr. Zeliha SELEK

: Assist. Prof. Dr. Hatice ÖZMEN

Breaking waves cause impact pressures that can be very high in magnitude and short in duration on coastal structures. These pressures are important for the stability of the structure. Therefore pressure distribution between the wave and structure has to be determined. In order to predict the magnitude of impact pressures and their distributions on the wall some theoretical models such as water-hammer analysis and air-cushion analysis, semi-empirical models such as impulse-momentum analysis and experimental methods have been used.

In this study, a theoretical method based on the determination of pressure impulse is used to analyze the impact pressures induced by waves breaking on the plane and curved seawalls. The numerical methods used for the solution of the governing equation are: (a) Finite difference method, (b) Finite elements method, and (c) Boundary element method. The comparison of the results of numerical methods with each other, and the comparison of impact pressures evaluated by theoretical analysis and from experimental data are carried out.

Key Words : Breaking wave, Impact pressure, Seawall, Curved wall, Boundary element method.

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanması aşamasında çalışmalarımı yönlendirip değerli bilgi ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam sayın Prof. Dr. M. Salih KIRKGÖZ'e ve çalışmalarım boyunca her türlü desteğini gördüğüm aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.



İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZ.....	I
ABSTRACT	II
TEŞEKKÜR.....	III
SİMGELER VE KISALTMALAR	VI
ÇİZELGELER DİZİNİ	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
1. GİRİŞ	1
2. KIYI DUVARLARI.....	6
2.1. Kıyı Duvarları Hakkında Genel Bilgi.....	6
3. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	9
4. MATERYAL VE METOD	36
4.1. Formülasyon.....	36
4.2. Laplace Denkleminin Analitik Çözümü	37
4.3. Laplace Denkleminin Sayısal Çözümü.....	39
4.3.1. Sonlu Farklar Yöntemi.....	40
4.3.2. Sonlu Elemanlar Yöntemi	41
4.3.2.1. Model Denklemini	41
4.3.2.2. Eleman Matrislerinin Elde Edilmesi	47
4.3.2.3. Lineer Dikdörtgen Eleman İçin Eleman Matrisi.....	47
4.3.3. Sınır Eleman Yöntemi.....	49

4.3.3.1. Sınır Eleman Yönteminin Uygulanması	53
4.4. Hava Yastığı Modeli	60
4.5. Eğrisel Duvar Modeli	63
5. BULGULAR VE TARTIŞMA	65
5.1. Yatay Taban Üzerinde Düşey Düzlem Duvar	65
5.2. Eğimli Taban Üzerinde Düşey Düzlem Duvar	68
5.3. Eğimli Düzlem Duvar Üzerinde Basınç İmpulsu	88
5.4. Taban Eğiminin Etkisi	89
5.5. Eğrisel Duvar Üzerinde Basınç İmpulsu	89
5.6. Hesap Yönteminin Pratiğe Uygulanması	102
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	106
KAYNAKLAR	109
ÖZGEÇMİŞ	114
EKLER	115
EK 1. Sonlu farklar yöntemi için bilgisayar programı	116
EK 2. Sonlu elemanlar yöntemi için bilgisayar programı	123
EK 3. Sınır eleman yöntemi için bilgisayar programı	130

SİMGELER VE KISALTMALAR

A	: Alan
B	: Çözüm bölgesi uzunluğu
c	: Sesin akışkan içindeki hızı
C_b	: Kırılma anında dalga tepesinin hızı
c_s	: Sesin katı içindeki hızı
D	: Hava yastığı kalınlığı
d	: Durgun-su yüksekliği
d_b	: Kırılma anındaki durgun-su yüksekliği
DSS	: Durgun-su seviyesi
g	: Yerçekimi ivmesi
H	: Derin-su yüksekliği
H_b	: Kırılan dalga yüksekliği
h	: Yapı yüksekliği
I	: Basınç-zaman eğrisinin altındaki alan
I_m	: Tek dalga teorisi için dalga momentumu
L	: Dalgaboyu
L_0	: Derin-su dalgaboyu
L_b	: Kırılma anındaki dalgaboyu
λ_v	: Çarpma anındaki su kütesinin karakteristik uzunluğu
m	: Kütle
p	: Basınç
P	: Basınç-impulsu
r	: Eğrilik yarıçapı
T	: Dalga periyodu
t	: zaman
t_1	: Çarpmanın başladığı an
t_2	: Çarpmanın sona erdiği an
Δt	: Çarpma zaman aralığı

u	: Su partikülünün yatay hızı
u_b	: Kırılma anında su partikülünün yatay hızı
x	: Akım yönündeki mesafe
y	: Durgun-su seviyesine göre yükseklik
z	: Tabana göre yükseklik
γ	: Akışkanın özgül ağırlığı
ρ	: Akışkanın yoğunluğu
ρ_s	: Katı maddenin yoğunluğu
ϕ	: Hız potansiyeli
w	: Adiyatik sabit
μ	: Kırılan dalga yüksekliğinin yapı yüksekliğine oranı



ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 5.1. Farklı yöntemlerle elde edilen impuls değerleri	66
Çizelge 5.2. Sayısal yöntemlerde kullanılan eleman sayıları	68
Çizelge 5.3. Farklı çözüm bölgesi uzunluklarında basınç impulsu değerleri	69
Çizelge 5.4. Düşey duvar üzerinde çarpma basınçları	72
Çizelge 5.5. Düşey duvar üzerinde çarpma basınçları	73
Çizelge 5.6. Düşey duvar üzerinde çarpma basınçları	74
Çizelge 5.7. Düşey duvar üzerinde çarpma basınçları	75
Çizelge 5.8. Düşey duvar üzerinde çarpma basınçları	76
Çizelge 5.9. Düşey duvar üzerinde çarpma basınçları	77
Çizelge 5.10. Düşey duvar üzerinde çarpma basınçları.....	78
Çizelge 5.11. Düşey duvarda teorik ve deneysel maksimum çarpma basınçları	79
Çizelge 5.12. Farklı μ değerleri için maksimum basınç impulsu.....	81
Çizelge 5.13. Farklı μ değerleri için maksimum basınç impulsu ($r=2h$).....	95

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Çarpma basıncının zamana göre değişimi.....	2
Şekil 1.2. Erken kırılma	3
Şekil 1.3. Geç kırılma	3
Şekil 1.4. Tam kırılma	4
Şekil 2.1. Düzlem yüzeyli kıyı duvarı	7
Şekil 2.2. Eğri yüzeyli kıyı duvarı.....	7
Şekil 3.1. Bagnold'un matematiksel modeli	9
Şekil 3.2. Kompozit-tip dalgakıran	16
Şekil 3.3. Dalga basınçlarının düşey dağılımı (Nagai, 1963)	18
Şekil 3.4. Kuvvet-zaman grafiği	20
Şekil 3.5. Mitsuyasu'nun matematiksel modeli	24
Şekil 3.6. Tipik bir sıçrama jeti.....	35
Şekil 4.1. Çarpma basıncının zamana göre değişimi.....	36
Şekil 4.2. İdealize edilmiş dalga kırılması ve düşey duvarla etkileşim modeli	38
Şekil 4.3. Sonlu farklar ağı	40
Şekil 4.4. Dikdörtgen eleman.....	45
Şekil 4.5. İki boyutlu bir çözüm bölgesi.....	50
Şekil 4.6. İzoparametrik quadratik eleman	55
Şekil 4.7. Hava yastığı modeli	60
Şekil 4.8. Önerilen hava yastığı modeli.....	62
Şekil 4.9. Eğrisel duvar modeli	63
Şekil 4.10. Farklı yarıçaplardaki eğrisel duvar modeli.....	64
Şekil 5.1. Yatay tabandaki düşey duvar ile dalganın temas yüzeyi boyunca P nin dağılımı.....	67
Şekil 5.2. Çözüm bölgesi uzunluğunun P üzerindeki etkisi	70
Şekil 5.3. Düşey bir duvar üzerinde eşzamanlı çarpma basınçları dağılımı	72
Şekil 5.4. Düşey bir duvar üzerinde eşzamanlı çarpma basınçları dağılımı	73
Şekil 5.5. Düşey bir duvar üzerinde eşzamanlı çarpma basınçları dağılımı	74
Şekil 5.6. Düşey bir duvar üzerinde eşzamanlı çarpma basınçları dağılımı	75

Şekil 5.7. Düşey bir duvar üzerinde eşzamanlı çarpma basınçları dağılımı	76
Şekil 5.8. Düşey bir duvar üzerinde eşzamanlı çarpma basınçları dağılımı	77
Şekil 5.9. Düşey bir duvar üzerinde eşzamanlı çarpma basınçları dağılımı	78
Şekil 5.10. Düşey duvarda teorik ve deneysel maksimum çarpma basınçları	80
Şekil 5.11. Farklı μ değerleri için düşey, düzlem duvar üzerinde P nin dağılımı	81
Şekil 5.12. Farklı μ değerleri için P nin dağılımı	82
Şekil 5.13. Hava yastığının düşey, düzlem duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=0.25$).....	83
Şekil 5.14. Hava yastığının düşey, düzlem duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=0.50$).....	84
Şekil 5.15. Hava yastığının düşey, düzlem duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=0.69$).....	85
Şekil 5.16. Hava yastığının düşey, düzlem duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=0.75$).....	86
Şekil 5.17. Hava yastığının düşey, düzlem duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=1.0$)	87
Şekil 5.18. Eğimli taban üzerinde eğimli düzlem duvar.....	88
Şekil 5.19. Duvar eğiminin basınç impulsuna etkisi	88
Şekil 5.20. Taban eğiminin düşey düzlem duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi	89
Şekil 5.21. Eğrilik yarıçapının eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=0.25$).....	90
Şekil 5.22. Eğrilik yarıçapının eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=0.50$).....	91
Şekil 5.23. Eğrilik yarıçapının eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=0.75$).....	92
Şekil 5.24. Eğrilik yarıçapının eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($\mu=1.0$).....	93
Şekil 5.25. Farklı μ değerleri için eğrisel duvar üzerindeki P nin dağılımı ($r=h$).....	94
Şekil 5.26. Farklı μ değerleri için eğrisel duvar üzerindeki P nin dağılımı ($r=2h$)	94

Şekil 5.27. Farklı μ değerleri için eğrisel duvar üzerindeki P nin dağılımı ($r=3h$)	95
Şekil 5.28. Farklı μ değerleri için eğrisel duvar üzerindeki P nin dağılımı ($r=4h$)	95
Şekil 5.29. Farklı μ değerleri için eğrisel duvar üzerindeki P nin dağılımı ($r=5h$)	96
Şekil 5.30. Farklı μ değerleri için P nin dağılımı ($r=2h$)	97
Şekil 5.31. Hava yastığının eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($r=2h, \mu=0.25$)	98
Şekil 5.32. Hava yastığının eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($r=2h, \mu=0.50$)	99
Şekil 5.33. Hava yastığının eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($r=2h, \mu=0.75$)	100
Şekil 5.34. Hava yastığının eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisi ($r=2h, \mu=1.0$)	101
Şekil 5.35. Düzlem Duvar için Örnek Uygulama.....	103
Şekil 5.36. Eğrisel Duvar için Örnek Uygulama	104

1. GİRİŞ

Derin sudan sığ suya doğru ilerleyen dalgaların boylarında kısalma, yüksekliklerinde ise artma görülür; bu nedenle dalga dikliği (H/L) artar. Sonunda dalga belirli bir su derinliğine eriştiğinde kırılmaya maruz kalır. Bu kırılma tam yapı üzerinde gerçekleştiğinde yani tam kırılma durumunda kısa süreli ve çok şiddetli çarpma basınçları oluşur. Bu basınçlardan doğan dinamik kuvvetler yapının stabilitesi açısından önem arz etmektedir. Bu nedenle dalga ile yapının çarpma yüzeyi boyunca oluşan basınç dağılımının tesbitine ihtiyaç vardır.

Kıyılara doğru yayılan dalgalar yükseklik, periyot ve kıyı eğimine bağlı olarak çökme, sıçrama ya da taşma tipi bir kırılmaya maruz kalırlar. Düşey ve eğimli kıyı yapıları üzerinde kırılan dalgalar, kırılmayan dalgalara kıyasla daha şiddetli ve kısa süreli çarpma basınçlarına sebep olur. Bu, ancak dalganın duvar üzerinde sıçrama tipi olarak kırıldığı durumlarda oluşur. Maksimum çarpma basınçları dalga ön yüzünün çarpma anında duvara paralel olması durumunda gerçekleşir.

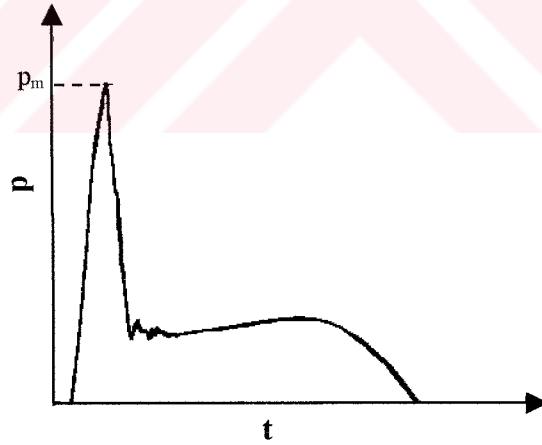
Kırılan dalgaların oluşturduğu şiddetli yükler ile ilgili bilgiler ilk kıyı yapıları kadar eskidir. Fakat Stevenson (1874) tarafından 316 kPa a kadar ölçülen basınçlar kaydedilene kadar ayrıntılı bir bilgi mevcut değildi. 20. yüzyılın başlarından itibaren kıyı ve liman yapılarına olan talebin artması ile birlikte, kırılan dalgaların oluşturduğu kuvvetlere güvenle karşı koyacak dalgakıran ve kıyı duvarlarının tasarımı büyük önem kazanmıştır.

Gerekli laboratuvar aletlerinin olmaması nedeniyle ilk araştırmacılar (Gaillard, 1905; Hiroi, 1920) kısa süreli çarpmalara karşı hassas olmayan yaylı dinamometreler kullanarak dalga kuvvetlerini prototip deneylerde ölçmek zorunda kalmışlardır. Bununla birlikte, bu ilk çalışmalar daha sonraki araştırmacılara çarpma basınçlarının büyüklüğü hakkında bir fikir vermiştir. Larras (1937) ve Rouville ve ark. (1938) hassas ölçüm cihazları ile yapmış oldukları laboratuvar ve arazi çalışmaları ile, basıncın büyüklüğü ve süresi açısından dalga çarpması olayına yeni bir boyut getirdiler. Bu çalışmaları takiben, birçok araştırmacı, dalga çarpma basınçlarının yersel ve zamansal değişimlerini ve bunları etkileyen parametreleri belirlemek üzere laboratuvar ve saha çalışmalarında veri topladılar. Yakın zamanda

yüksek hassasiyete sahip küçük basınç ölçerlerin gelişmesi ile beraber, ilgilenilen parametrelerin kontrollü bir şekilde değiştirilmesine olanak veren model çalışmaları önem kazanmıştır.

Kırılan dalgaların yapı üzerinde oluşturduğu çarpma basınçları ile ilgili olarak geçmişte teorik, yarı deneysel ve deneysel yöntemlere dayalı çok sayıda çalışma yapılmıştır. Rouville ve ark. (1938) ve Bagnold (1939) elektrikle çalışan kayıt cihazları ile güvenilir basınç ölçümleri yapmışlardır. Denny (1951), Nagai (1960), Richert (1968) ve Kırkgöz (1982) yapmış oldukları çalışmalarda duvarda oluşan maksimum basıncın aynı dalga şartları altında geniş bir dağılım gösterdiğini bildirmişlerdir.

Laboratuvar ve prototip deneylerden elde edilen bilgilere göre bir noktadaki çarpma basıncının zamana göre değişimini gösteren tipik bir örnek Şekil 1.1 de görülmektedir. Bu şekilde görüldüğü gibi çarpma basıncı kısa sürede bir maksimum değere (p_m) ulaşır. Ani bir inişten sonra maksimum değere nisbeten düşük, fakat uzun süreli ikinci bir maksimum değere çıkar.

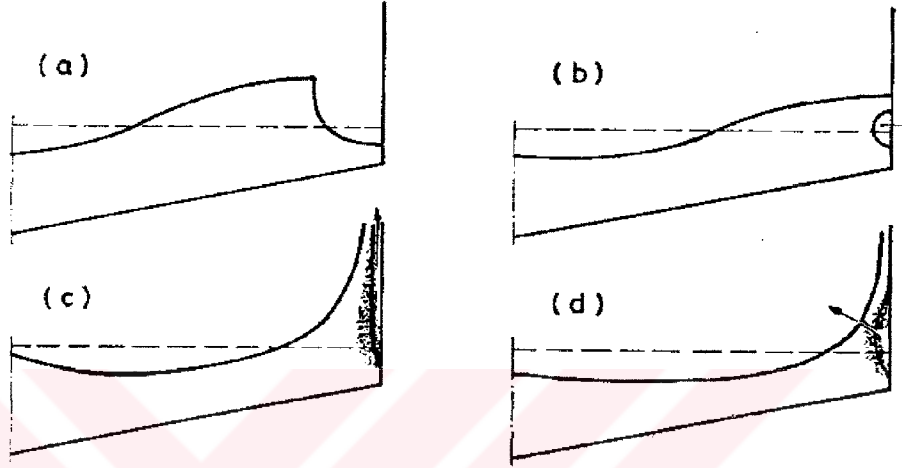


Şekil 1.1. Çarpma Basıncının Zamana Göre Değişimi

Düşey bir düzlem duvar üzerindeki dalga kırılmasını üç şekilde tanımlamak mümkündür: erken kırılma, geç kırılma ve tam kırılma (Kırkgöz, 1978).

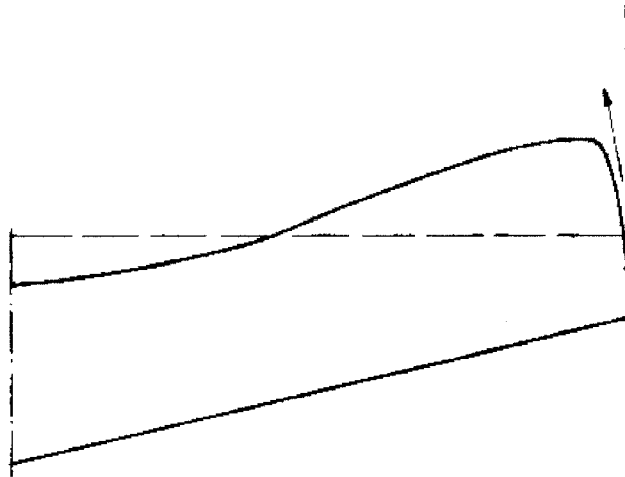
- Erken kırılma: Kırılma noktası denize doğru hareket ederse, sıçrama tipi kırılan dalganın ön yüzü duvara ulaşmadan önce düşey konuma gelir. Bu

durumda tepe noktası kıvrılmaya başlar ve düşmeden önce bir su jeti gibi duvara çarpar. Bu olay sırasında önemli miktarda hava duvar ile dalga arasında sıkışır. Sıkışan havanın bir kısmı su ile karışarak köpüklenmeler oluşturur, kalan kısmı ise sıkıştığı bölgede yastık etkisi yaparak çarpma basıncını düşürür (Şekil 1.2).



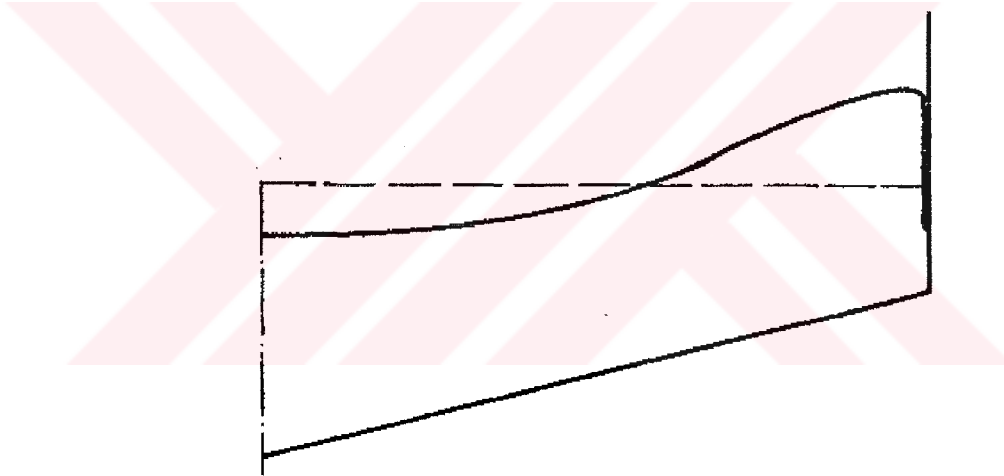
Şekil 1.2. Erken Kırılma

- Geç kırılma: Kırılma profilinin gelişimi gecikirse, dalga duvara çarptığı anda tam düşey konuma gelmemiştir ve eş zamanlı olarak bütün seviyelerde çarpma basınçları oluşmaz. Geç kırılma durumunda dalga ile yapı arasında hava sıkışmaya maruz kalmadan kolayca kaçır (Şekil 1.3).



Şekil 1.3. Geç Kırılma

- Tam kırılma: Dalga ön yüzünün tam düşey durumda duvara çarpması sonucu maksimum çarpma basınçları oluşur. Dalga ön yüzü ve katı duvarın iki paralel yüzey olarak çarpışması sonucu bütün çarpma yüzeyi boyunca eş zamanlı olarak basınçların oluşması söz konusudur. Çarpma sırasında dalganın momentumu çok kısa bir sürede yok olur. Dalga ön yüzünün düşey konuma gelirken izlediği dalga profili havanın kolayca kaçmasını sağlar ve çarpma basıncının oluşumunda havanın bir etkisi görülmez (Şekil 1.4). Dalgaların yapı üzerinde tam kırılması durumunda yapı yüzeyinde çok şiddetli ve kısa süreli çarpma basınçları oluşur. Bazı araştırmacılar bu tür kısa süreli basınçların yapının kayma ve dönmeye karşı stabilitesi üzerinde fazla etkili olamayacağını öne sürmüşlerse de (Ross, 1953; Carr, 1954) bunun aksi düşünceler de savunulmuştur (Richert, 1968; Kırkgöz, 1990).



Şekil 1.4. Tam Kırılma

Duvar üzerinde kırılan dalgaların oluşturduğu çarpma basınçlarının büyüklüğünü belirlemek üzere çeşitli yaklaşımlar mevcuttur. En çok kullanılan analiz yöntemleri şunlardır :

- | | |
|-----------------------------|-----------------------------------|
| (a) Su darbesi analizi | (Karman, 1929; Kamel, 1970) |
| (b) Hava yastığı analizi | (Bagnold, 1939; Mitsuyasu, 1966) |
| (c) İmpuls-momentum analizi | (Denny, 1951; Nagai, 1960) |
| (d) İstatistiksel analiz | (Führböter, 1986; Witte, 1988). |

Elastik su darbesi modelleri yapılan ölçümlere kıyasla 8-10 kat büyük sonuçlar verir. Hava yastığı modellerinin sonuçları büyük oranda başlangıçta kabul edilen hava yastığı boyutlarına bağlıdır. Ayrıca deneysel sonuçların incelenmesinden çarpma basınçları oluşumunda dalga ön yüzü ile duvar arasında hava sıkışmasının gerekmediği görülmüştür (Kırkgöz, 1982, 1991). Hava yastığının oluşumu genellikle çarpma basıncının şiddetini azaltmaktadır. İmpuls-momentum prensibinden çıkarılan çeşitli yarı-ampirik formüller kırılan dalganın çarpma analizinde sık kullanılmaya başlanmıştır. İmpuls-momentum ilişkisini kullanan bazı araştırmacıların yaptığı kabullere dayanan literatürde farklı çarpma basıncı formülleri mevcuttur.

Bu çalışmada, deniz dalgalarının kıyı yapıları üzerinde doğrudan kırılmasından kaynaklanan basınçların analizi için impuls modellemesini esas alan bir teorik yöntem uygulanmış ve olayı idare eden denklemin çözümünde çeşitli sayısal yöntemler kullanılmıştır: (a) Sonlu farklar yöntemi, (b) Sonlu elemanlar yöntemi, ve (c) Sınır eleman yöntemi.

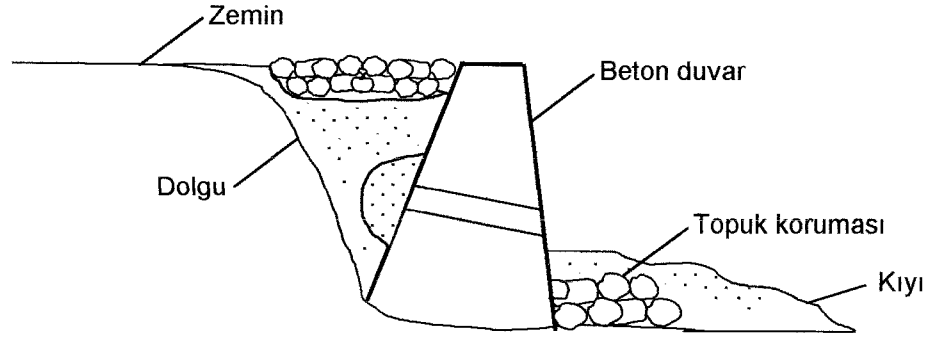
Farklı taban eğimlerine sahip düşey bir düzlem yapı üzerinde tam kırılma sonucu oluşan çarpma basınçları sayısal çözüm yöntemleri ile hesaplanmış ve deneysel bulgular ile karşılaştırılmıştır. Daha sonra tam çarpmadan dolayı eğri yüzeyli kıyı duvarlarına etkiyen impuls değerleri sınır eleman yöntemi ile hesaplanmıştır.

2. KIYI DUVARLARI

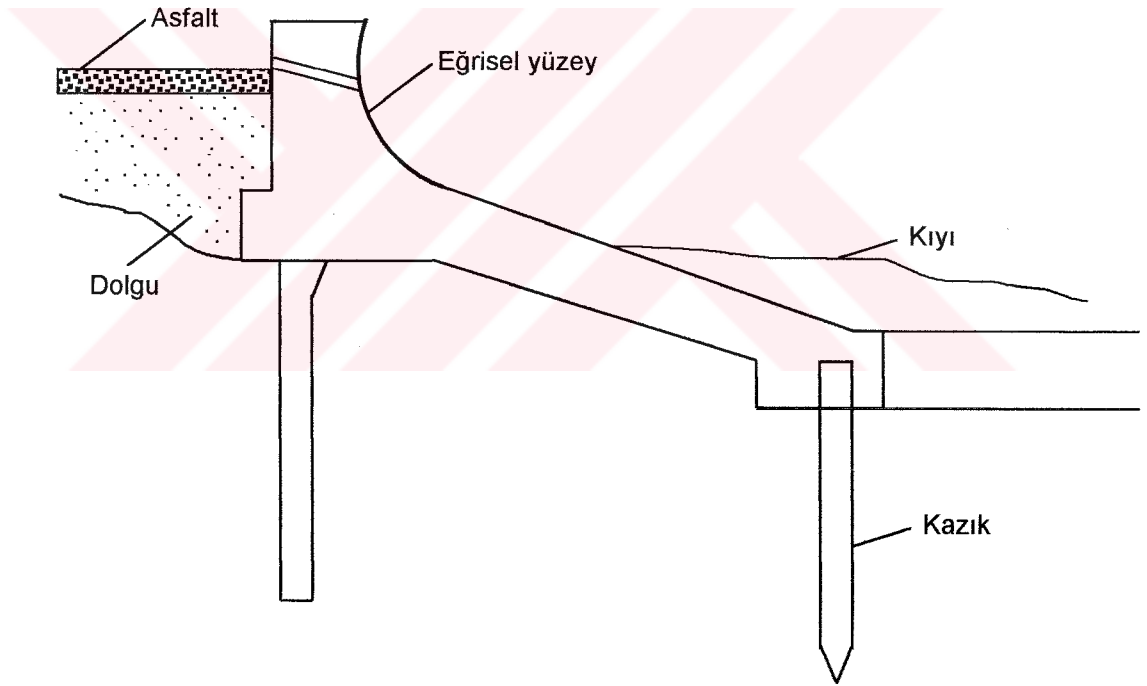
Kıyı duvarları, kıyının arka bölgesini dalga hareketine karşı korumak, dalga enerjisine karşı koymak ve yansıtmak veya sönümlemek amaçları doğrultusunda tasarlanırlar. Kıyı duvarı, bir toprak setin deniz tarafına yerleştirilen ve dış kaplama görevi de üstlenen bir yapıdır. Alçak dalgalara maruz kalan bölgelerde kazıklı yapılar kıyı duvarı olarak kullanılabilir; bununla birlikte kıyı duvarlarının orta-çok şiddetli dalgalara açık olduğu yerlerde topuk bölgesinin koruması yapılmalıdır. Orta-çok şiddetli dalga iklimleri, beton duvar gibi daha fazla koruma sağlayan yapıların inşasını gerektirebilir. Moloztaş dolgu tipi kıyı duvarları en şiddetli dalga şartlarında etkili olabilir.

Kıyı duvarları sadece hemen arkasındaki bölgeyi korur, önündeki kıyı bölgesine hiçbir koruma sağlamaz. Aksine bir kıyı duvarının varlığı önündeki kıyının daha fazla aşınmasına sebep olabilir. Düşey ve düzlem bir ön yüze sahip geçirgen olmayan bir kazıklı yapı veya beton duvar fazla yansımaya sebep olur ve dolayısıyla önündeki kıyıya zarar verir. Taş dolgu yapılar daha fazla geçirgen olup, daha az yansıtıcı özelliğe sahip olduğu için dalga absorbe edici olarak kullanılabilir. Bir kıyı duvarı, önünde bulunan kıyıdaaki aşınmanın kabul edilebilir boyutta olduğu veya duvarın kıyıya göre nisbeten yukarıda olup sadece fırtına veya çok şiddetli dalgalara maruz kaldığı durumlarda düşünülmelidir.

Bir kıyı duvarı Şekil 2.1 de görüldüğü gibi düzlem yüzeyli olabileceği gibi, Şekil 2.2 deki gibi eğri yüzeyli olarak ta inşa edilebilir. Düzlem yüzeyli yapılar düşey, ya da arkaya (kıyı tarafına) doğru eğimli olabilir. Dalga çarpması sonucu yapı ile dalga arasında oluşan hava yastığı, çarpma basınçlarının şiddeti açısından önem arz etmektedir. Dolayısıyla hava yastığının büyüklüğü ve gelen dalganın geriye doğru yansımaları gibi özellikleri ile eğri yüzeyli yapılar çarpma basınçlarının şiddetini azaltmada düzlem yüzeyli yapılara nisbeten daha etkilidirler. Bir kıyı duvarı için gerçekleştirilen genel tasarım adımları aşağıda verilmiştir.



Şekil 2.1. Düzlem Yüzeyli Kıyı Duvarı



Şekil 2.2. Eğri Yüzeyli Kıyı Duvarı

Bütün kıyı duvarları, arka kısmına dolgu yapılarak kıyı tarafındaki zemin hareketine karşı daha dayanımlı hale getirilir. Bir kıyı duvarının tasarımında bazı dikkate değer hususlar aşağıda verilmiştir.

Temel

Genellikle kıyı duvarları moloztaş veya betondan yapılan ağırlık yapılarıdır. Dönmeye karşı koymak ve kaymaya karşı yeterli sürtünmeyi sağlamak üzere kıyı duvarlarının ağırlıkları önem arz etmektedir. Şekil 2.1 de bir beton ağırlık yapısı görülmektedir. Dönmeye karşı yapının direncini arttırmak üzere geniş bir taban yapılır ve dolgu malzemesinin ağırlığından faydalanmak için yapının arka yüzü eğimli şekilde tasarlanır. Beton kıyı duvarları Şekil 2.2 de görüldüğü gibi zayıf zeminlerde yatay harekete karşı koymak üzere kazıklı temellere ihtiyaç duyabilir.

Topuk Koruması

Duvarın topuk kısmındaki aşınma yapının temeline zarar verebilir ve sonuç olarak yapının deniz tarafına doğru eğilmesine sebep olur. Bu durumun tersi de söz konusudur. Dolgu malzemesinin eksilmesi yapının arkasında bir boşluk oluşturacak ve dolayısıyla yapının geriye doğru yatmasına sebep olabilecektir. Topuk koruması genellikle dalga kuvvetlerine karşı koyabilecek büyüklükte taşlar ile yapılır ve taşlar arasındaki boşluklardan zeminin ıslanmasını önlemek üzere bu tabakanın altına granüler malzeme veya filtre malzemesi döşenir. Kıyı duvarı yumuşak veya kumlu zemine inşa edilmişse, topuk kısmındaki aşınmayı önlemek için gerekli derinliğe kadar çakılmış kazıklı bir duvara ihtiyaç duyulur. Duvar arkasındaki yeraltı suyu hareketinin yapıya vereceği zararı önlemek üzere Şekil 2.1 de görüldüğü gibi duvar içinde suyun akışını sağlamak için delikler bırakılır.

Dolgu Malzemesi Koruması

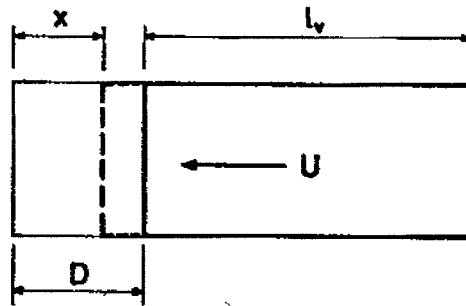
Yapıyı aşan dalgalar ve yeraltı suyunun hareketi kıyı duvarının arkasındaki zemine zarar verebilir. Dalgalardan dolayı oluşabilecek dolgu kaybı, Şekil 2.2 de görüldüğü gibi yapının arkasındaki kısmın asfaltlanması veya topuk bölgesinde yapıldığı gibi bir taş tabaka ile önlenabilir. Benzer şekilde yeraltı suyunun hareketi filtre malzemesi veya granüler malzeme kullanılarak kontrol altına alınabilir.

3. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Kırılan dalgaların kıyı yapıları üzerinde tam kırılması sonucu oluşan çarpma basınçları ile ilgili olarak teorik ve deneysel çok sayıda çalışma yapılmıştır. Bu çalışmaların bir kısmı aşağıda sunulmuştur.

Bagnold (1939) yaptığı model deneyleri ile Rouville ve ark. (1938) tarafından yapılan arazi ölçümlerine bir ölçüde yeni bilgiler eklemiştir. Deneylerinde 0.25 m yüksekliğinde tek dalga kullanmış, ve böylece model tankında gözlemcinin kontrolunda dalga üretilmesi sonucu, dalga özellikleri ile maksimum çarpma basınçları arasında bir ilişki kurulması düşünülmüş, fakat herhangi bir ilişki bulunamamıştır. Elektrikle çalışan bir ölçüm cihazı kullanılarak 56 t/m^2 (549.4 kN/m^2) ye kadar basınçlar gözlemlenmiştir. Çarpma basınçlarının çoğunluğu 7 t/m^2 (68.7 kN/m^2) yi aşmamış, bununla birlikte az da olsa 25 t/m^2 (245.3 kN/m^2) civarında basınçlar ölçülmüştür.

Bagnold, kırılan dalgalar sonucu oluşan çarpma basınçlarının, hava yastığının etkisi sonucu belirli bir su kütlesinin ani bir şekilde yavaşlatılmasına bağlı olduğu kabulü ile bir model önermiştir (Şekil 3.1). Matematiksel modelinde hapsedilen havanın başlangıç kalınlığı D ve basıncı p_0 (atmosfer basıncı) dır. Bu hava yastığı, l_v uzunluğuna ve U ilk hızına sahip bir su sütunu ile sıkıştırılmaktadır.



Şekil 3.1. Bagnold'un Matematiksel Modeli

Bagnold yapmış olduğu çalışmalar sonucu 2-10 atm. basıncı aralığında aşağıdaki formülü vermiştir.

$$p_{\text{mak}} - p_0 = 2.7 \frac{\rho U^2 \lambda_v}{D} \quad (3.1)$$

$\lambda_v = 0.2 H_b$ için

$$p_{\text{mak}} - p_0 = 0.54 \rho U^2 \frac{H_b}{D} \quad (3.2)$$

Bagnold aşağıdaki sonuçları elde etmiştir.

- (1) Çarpma basınçları sadece ilerleyen bir dalga, dalga ön yüzü ile yapı arasında bir hava yastığı oluşturacak şekilde ise oluşur. Hava yastığının kalınlığı, kendi yüksekliğinin yarısını aşıyorsa basınçlar ihmal edilebilir boyuttadır, ancak hava yastığı kalınlığı azalıyorsa basınçlarda bir artış görülür.
- (2) Aynı dalga şartlarında çarpma basınçlarının büyük farklılıklar göstermesi, dalga ön yüzünün içbükey bir şekilde çarpması sonucu, hava yastığının ortalama kalınlığındaki değişimine bağlıdır.
- (3) Sıkışma sırasındaki hava yastığı oluşumunun mekanizması henüz net olarak anlaşılmış değildir. Çarpmadan hemen sonra, hava küçük, izole edilmiş köpükcükler şeklinde görülür. Dalga ön yüzü, hızın azalması sırasında stabilitesini kaybetmeye başlar ve küçük su jetlerine dönüşerek kırılır.
- (4) Çarpmadan çarpmaya maksimum basıncın şiddeti farklılıklar göstermesine rağmen, $I = \int p dt$ yani basınç-impulsu ifadesi belirli bir değere yaklaşmaktadır. Herhangi bir sıkışma durumunda $\int p dt$ integrali, dalganın ilk (başlangıç) momentumuna, $\rho U \lambda_v$, eşit olmalıdır. Bu bağıntıdan $\lambda_v (= \int p dt / \rho U)$ yaklaşık olarak $0.2 H_b$ ye eşit bulunur.

- (5) Maksimum basınçlar sadece hava yastığının bulunduğu bölgede gerçekleşir. Bu bölge dalga tepesinden, $0.4 H_b$ derinliğe kadar olan mesafeye uzanır. Dalga tepesi üzerinde ve basıncın aniden düştüğü hava yastığının alt ucundan itibaren yapıya etkiyen çarpma basınçları görülmemiştir. Yapının alt kısmında basınçlar sadece hidrostatiktir.
- (6) Eğer tam bir su darbesi etkisi görülürse, maksimum çarpma basınçları Karman formülü ($p_m = \rho g U c$) ile elde edilen teorik basınçların altıda birini aşamaz. Bütün yapılan gözlemlerde kırılan dalgaların çarpmadan önceki enerjisinin, suyun değil, hava yastığının sıkışmasında kullanıldığını göstermektedir.
- (7) Basınç-zaman eğrisinin başlangıç noktası ile maksimum basınca karşılık gelen zaman aralığında su kütlesinin toplam momentumunun harcandığı düşünülmektedir.
- (8) Basınç-zaman eğrisinin genel şekli, ilk sıkışmadan sonra havanın genişlediğini ve bu sıkışma-genişleme döngüsünün bir salınım şeklinde tekrarlandığını göstermektedir.
- (9) Sıkışmanın toplam süresi, yüksek çarpma basınçları için dalga ön yüzünün D mesafesini, U dalga ilk hızı ile aldığı süreye yaklaşık olarak eşittir.
- (10) Dalga çarpmasının gerçek şartlar altında, sıkışma indeksi, w , nin sıkışma olayı sırasında değiştiği ve daha sonra tekrar çarpma sonunda izotermal sıkışma durumuna ($w=1$) dönmesinin mümkün olduğu görülmüştür. Bu durum basınç grafiğinin şeklini etkileyecek fakat $\int p dt$ değerini değiştirmeyecektir.

Minikin (1950), Bagnold (1939) ve Rouville (1938) in sonuçlarına dayanarak Bagnold'un formülünü geliştirmiştir. Bilinmeyen D parametresinden kaynaklanan formüldeki eksikliği düzeltmek üzere aşağıdaki ifadeyi önermiştir:

$$p_{\text{mak}} = 102.4 \frac{H_b}{L} \frac{d}{d_0} (d + d_0) \quad (3.3)$$

burada p_{mak} = maksimum dinamik basınç (t/m^2)

H_b = yapıdaki kırılma yüksekliği (m)

d = yapı önündeki su derinliği (m)

d_0 = taban eğiminin ucundaki derinlik (derin-su derinliği) (m),

L = d_0 su derinliğindeki dalga boyu (m)

Bu formül esas olarak kompozit-tip dalgakıranlar için çıkarılmıştır. Bununla birlikte, önünde herhangi bir altyapı bulunmayan diğer düşey yapılar için aşağıdaki değerler kullanılarak formül adapte edilmiştir.

d_0 =deniz tarafında bir dalgaboyu, L_d , mesafedeki su derinliği, ($d_0=d+L_d.S$)

L_d = d su derinliğindeki dalgaboyu

Dinamik basıncın DSS (durgun su seviyesi) civarında etkidiği ve $H_b/2$ yüksekliğinin üzerinde ve altında sıfıra doğru parabolik olarak değiştiği kabul edilmiştir.

$$p_y = p_{\text{mak}} \left(1 - \left| \frac{2y}{H_b} \right| \right)^2 \quad (3.4)$$

Yukarıdaki formül çok açık olmamasına rağmen, oldukça geniş bir kullanım alanı bulmuş ve U.S. Army of Coastal Engineering Research Center (CERC, 1984) tarafından tavsiye edilmiştir.

Denny (1951), çarpma basınçlarının oluşumunda dalga ile yapı arasındaki hava yastığının önemli bir rol oynadığını ileri süren Bagnold'un çalışmalarının ışığında çeşitli deneyler yapmıştır. Bu deneylerdeki amacı :

- (a) basınçların dalga büyüklüğüne bağlı olup olmadığını test etmek, ve
- (b) Bagnold'un basınç tahminini doğrulamak idi.

Denny'nin ulaştığı sonuçlar aşağıda verilmiştir:

- (1) Dalga ön yüzü, yapı ile yaklaşık olarak paralel hale geldiğinde düzenli olarak çarpma basınçları oluşur.
- (2) Basınçlar istatistiksel olarak incelendiğinde, dalga yüksekliği ile doğru orantılı olduğu bulunmuştur.
- (3) Herhangi bir dalgaya ait maksimum basınç değeri , dalga ve yapı yüzeylerinin şekli ile belirlenir.
- (4) Çarpma basınçları, dalga başlangıç momentumunun belirli bir oranını (0.07) aşmamak üzere birbirlerine yaklaşım gösterirler.
- (5) Basıncın hava yastığının bulunduğu bölgede sabit olduğu fakat bu bölgenin hemen altında çok küçük bir değere düştüğü görülmüştür.
- (6) Kırılmadan kısa bir süre önce oluşan gerçek dalganın momentumunun, muhtemel bir tek dalganınkine eşit olduğu kabulü ile basınç-impulsunun maksimum değeri deneylerden tahmin edilebilir. Dalga ön yüzünün birim uzunluğu için:

$$\rho Q C_b = 3.35 \rho H_b^2 C_b \quad (3.5)$$

burada Q, tek dalganın DSS üzerindeki hacmini göstermektedir. Limit durumundaki tek dalganın hızı, C_b :

$$C_b = \sqrt{g H_b (1 + 1/0.78)} \quad (3.6)$$

(3.6) ifadesi, (3.5) denkleminde yerine yazılırsa:

$$\rho Q C_b = 5.06 \rho g^{1/2} H_b^{5/2} \quad (3.7)$$

Bu durumda, dalga momentumunun 0.07 oranına ait basınç-impulsunun, dalga ön yüzü birim uzunluğu için ifadesi aşağıdaki gibidir:

$$0.07 \rho Q C_b = 0.35 \rho g^{1/2} H_b^{5/2} \quad (3.8)$$

Hayashi ve Hattori (1958) dalga kırılması basınçlarını hem teorik , hem de deneysel olarak incelemişler ve maksimum dinamik basınçlar için aşağıdaki ifadeyi önermişlerdir:

$$\frac{p_{\text{mak}}}{\gamma} = k \frac{U^2}{2g} \quad (3.9)$$

burada p_{mak}/γ dinamik basınç yüksekliği, $U^2/2g$ çarpma anındaki suyun hız yüksekliği ve k bir katsayıdır. k için teorik olarak bir değer bulmak üzere, kırılma anındaki dinamik basıncın, su jetinin dinamik basıncına benzer olduğu kabul edilmiştir. Dalga ön yüzü ile yapı arasında hapsedilen havanın adiabatik sıkışmasını Bagnold'un analiz ettiği şekilde incelemiş, fakat sıkışmanın başlangıcı anındaki su hızını, U , sıfır kabul etmişlerdir. Bu tür bir yaklaşım, hava sıkışmasının olduğu durumlarda pek gerçekçi değildir. Sonuç olarak, k , için buldukları teorik değeri ($k=4$), (3.9) ifadesinde yerine yazarak ölçülen çarpma basınçları ile farklı sonuçlar elde etmişlerdir. Deneysel verilere göre maksimum çarpma basınçları 1/11.5 taban eğiminde gerçekleşmektedir. Taban eğiminin azalması ile basınçlar da azalmaktadır.

Rundgren (1958), çarpma basınçlarını belirlemek üzere deneysel çalışmalar yapmıştır. Hava yastığı oluşumunun çarpma basınçlarına sebep olduğunu doğrulamış ve aşağıdaki sonuçları çıkarmıştır:

- (1) Boyutsuz çarpma basıncı, $p_{\text{mak}}/\gamma H_0$, derin-su dalga dikliğinin artması ile azalır.

- (2) Maksimum çarpma basıncı, p_{mak} , DSS nin altında oluşur ve DSS ne göre tabana daha yakındır.
- (3) Çarpma basıncının şiddeti, yapı önündeki su derinliğinin bir fonksiyonudur.

Nagai (1960, 1963) kompozit-tip dalgakıranlarda kırılan dalgalar sonucu oluşan çarpma basınçları üzerine önemli çalışmalar yapmıştır. Bazı deneylerinde tek dalga kullanmış olmasına rağmen genelde esas olarak periyodik (salınımlı) dalgalar kullanmış, 1/2, 1/3 ve 1/5 taban eğimlerine uygulamıştır. Nagai'nin vurguladığı önemli noktalar aşağıda verilmiştir.

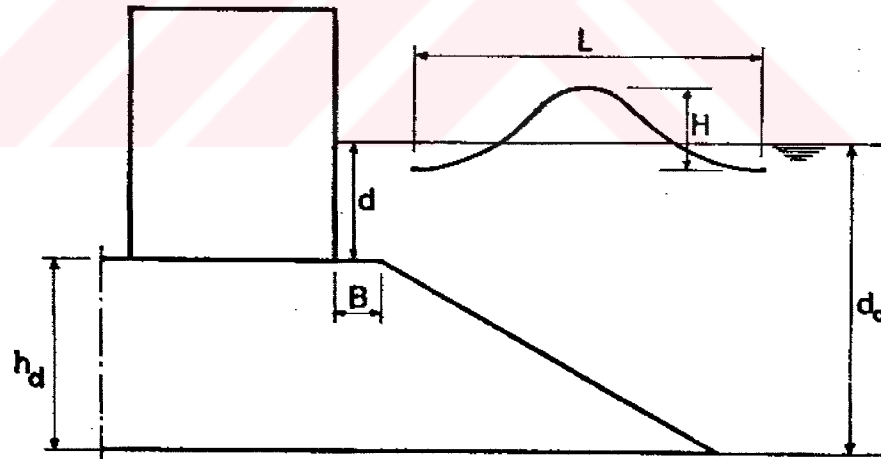
- (1) Dalgakırana çarpan bir kırılan tek dalganın davranışı, sığ-sudaki periyodik bir dalganın kırılmasından önemli oranda farklıdır; tek dalga, DSS nin üzerinde görülebilecek maksimum çarpma basınçlarının oluşumuna sebep olabilir.
- (2) Parçacık hızları, kırılan dalgalar yapıya çarpmadan önce maksimum değerine ulaşmaktadır.
- (3) Kırılmadan önce, kırılma anında ve sonrasında bir çok hava kabarcığı gözlenmiştir, fakat Bagnold'un kabul ettiği, kırılan dalga ile yapı arasında önemli miktarda havanın hapsedildiği mekanizma görülememiştir.
- (4) Basınç-zaman grafiğindeki ilk maksimum değer, kırılan dalganın yapıya çarpması sonucu oluşan basınç değeridir, ve ikinci değer, su yükselmesinin ardından yüksekliğin azalmasından kaynaklanan basınç değeri daha düşüktür. Çarpma anında basınç-impulsuna dönüşen kırılan dalganın net momentum değişimi, basınç-zaman grafiğindeki ilk maksimum değer altındaki alana eşittir.

$$\rho Q u_b = \int_0^{h_b} \int_0^{t_m} p \, dt \, dz \quad (3.10)$$

burada Q , tek dalganın hacmine yaklaşık olarak eşit kabul edilir, h_b yapının alt ucundan, dalga tepesine kadar olan yüksekliği ve t_m çarpma basıncının süresini

temsil eder. u_b , kırılan dalga'nın yatay partikül hızıdır ve u_b için aşağıdaki kabuller yapılmıştır:

- (a) dalga boyunca sabittir, ve
 - (b) kırılma anında, dalga yayılma hızı, C_b , na eşittir.
- (5) Eğer çarpma basıncı, maksimum basıncı $p_{mak} = \rho u_b c$ olarak veren su darbesi etkisi ile oluşmuşsa, maksimum teorik değer, deneylerden elde edilen değerden 10 veya 100 kat daha büyük olacaktır. Benzer şekilde, teorik çarpma aralığı süresi, gözlenen değer 1/100 mertebesinde. Bu nedenle, dalgakıranlarda çarpma olayı sırasında su darbesinin oluşmadığını kabul etmek gerçekçi olacaktır.
- (6) Maksimum basıncın, p_{mak} , değerini etkileyen en önemli faktörler:
- (a) Yapı önündeki su derinliğinin, d , derin-su yüksekliğine, d_0 , (d/d_0) ve dalga yüksekliğine oranı, H , (d/H), (Şekil 3.2).
 - (b) Yapı önündeki B genişliğine ve yüksekliğine, h_d .
 - (c) Dalga dikliğine H/L .



Şekil 3.2 Kompozit-tip Dalgakıran

- (7) Eğim azaldıkça, hem çarpma basıncının şiddeti, hem de bu tür bir basıncın oluşma ihtimali artar.
- (8) Deneysel sonuçlar, Froude benzerlik kanunu kullanılarak protiplere yeterli hassasiyetle uygulanabilir.

(9) Eş zamanlı dalga basınçlarının düşey dağılımı üç kategoride incelenebilir (Şekil 3.3).

- (a) A tip dağılım – maksimum basınç, p_{mak} , DSS civarında gerçekleşir (Şekil 3.3a). Bu durum, büyük dalga dikliğine sahip ($H/L \geq 0.045$) dalgaların hareketine maruz kalan yüksek taban yapılarına sahip dalgakıranlar için geçerlidir. Basınç dağılımı aşağıdaki gibidir:

$$p_y = p_{mak} (1 - |2y_* / H|)^2 \quad (3.11)$$

Maksimum dalga basıncının etkisiyle oluşan, yapının birim uzunluğuna gelen bileşke kuvvet, F:

$$F = p_{mak} H/3 \quad (3.12)$$

- (b) B tip dağılım – maksimum basınç düşey yapının tabanında oluşur (Şekil 3.3b). Bu durum, A tipinden C tip dağılımına bir geçiştir:

$$P_y = p_{mak} (1 - y_* / H)^2 \quad (3.13)$$

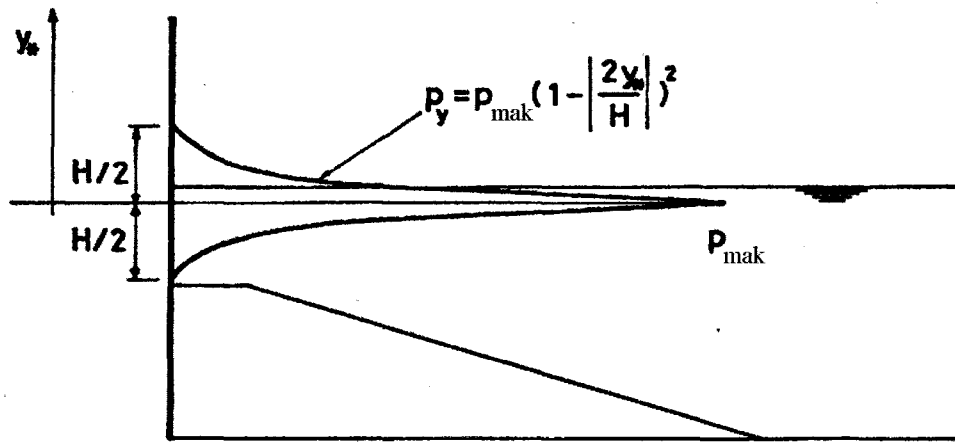
$$F = p_{mak} H/3 \quad (3.14)$$

- (c) C tip dağılım – maksimum basınç yapının tabanında oluşur (Şekil 3.3c). Bu durum, küçük dalga dikliğine ve alçak taban yapılarına sahip kompozit dalgakıranlara uygulanabilir.

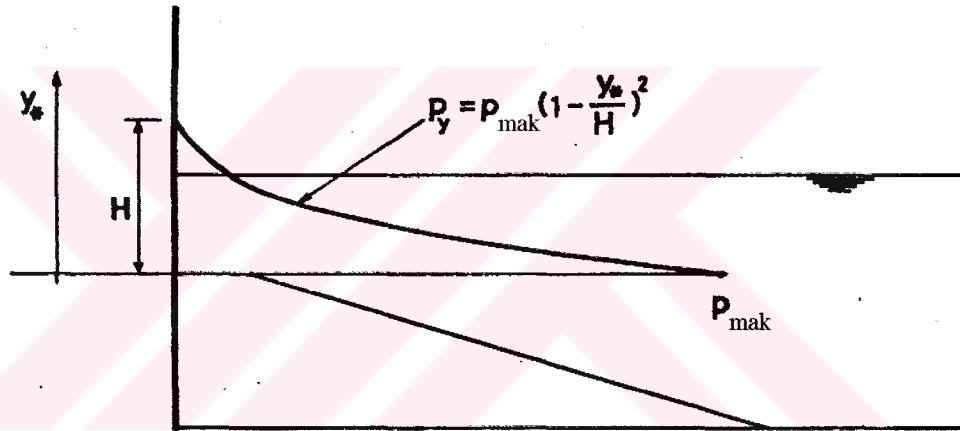
$$P_y = p_{mak} (1 - y_* / 1.5H)^2$$

$$F = p_{mak} H/2 \quad (3.15)$$

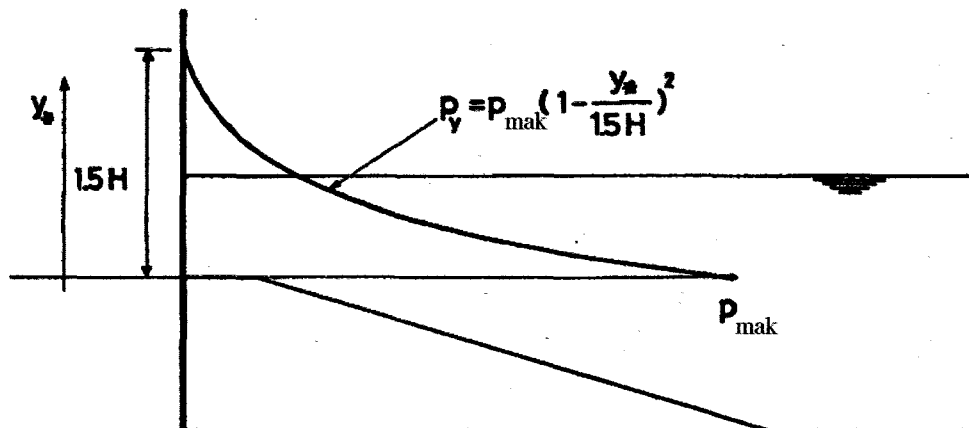
Her bir durum için, P_y , p_{mak} un gerçekleştiği noktadan y_* mesafedeki basınç şiddetidir.



(a) A tipi



(b) B tipi



(c) C tipi

Şekil 3.3. Dalga Basınçlarının Düşey Dağılımları (Nagai, 1963)

- (10) Dalgakıranlar üzerinde çarparak kırılan dalgalar iki türe ayrılabilir: “sıradan” ve “sıradışı” kırılan dalgalar. Nagai’nin makalesinde bu ifadelerin karşılığı net olarak verilmemesine rağmen, sıradan kırılan dalgaların sebep olduğu clapotis veya en azından bazı hava etkisini kapsayan çarpmalar görülmektedir. Sıradan kırılan dalgaların oluşturduğu basınçlar, yapı ile dalga arasında hava etkisi olmadan tam çarpma sonucu sıradışı kırılan dalgaların oluşturduğu basınçlar kadar büyük değildir. Prototipte maksimum çarpma basıncı, p_{mak} , aşağıdaki denklemlerle ifade edilir:

i) sıradan kırılan dalgalar:

$$d \frac{d}{d_0} \frac{H}{L} \leq 0.044 \text{ m olduğunda, } p_{mak} = 4 + 500 \gamma d \frac{d}{d_0} \frac{H}{L} \text{ (t/m}^2\text{)} \quad (3.16)$$

$$d \frac{d}{d_0} \frac{H}{L} > 0.044 \text{ m olduğunda, } p_{mak} = 20 - 26 \text{ (t/m}^2\text{)} \quad (3.17)$$

ii) sıradışı kırılan dalgalar:

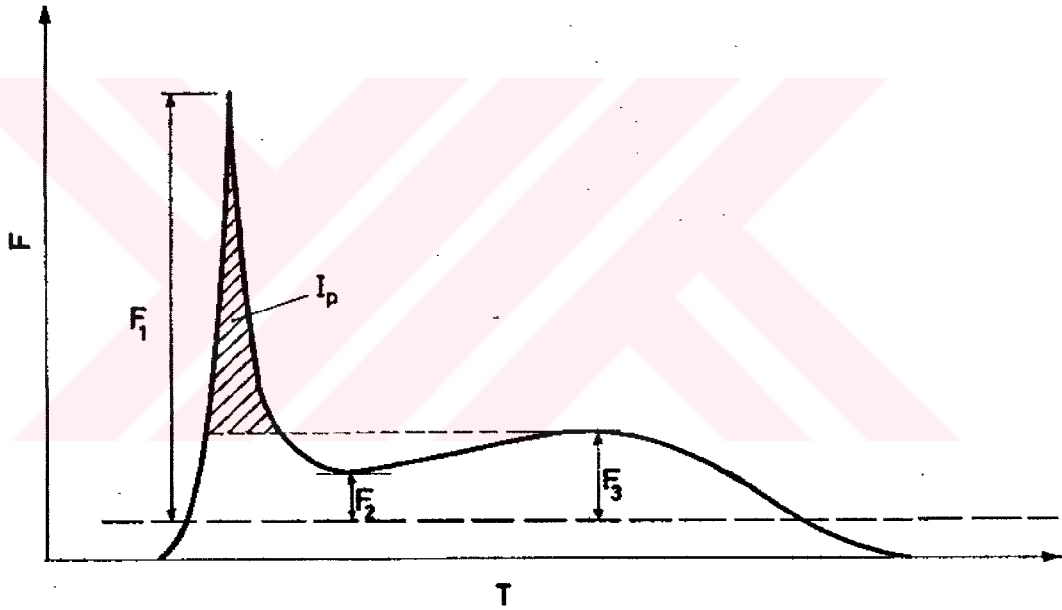
$$\text{(ortalama) } p_{mak} = 96 \left(0.008 + d \frac{d}{d_0} \frac{H}{L} \right)^{1/3} \text{ (t/m}^2\text{)} \quad (3.18)$$

$$\text{(üst sınır) } p_{mak} = 103 \left(0.01 + d \frac{d}{d_0} \frac{H}{L} \right)^{1/3} \text{ (t/m}^2\text{)} \quad (3.19)$$

Sığ suda bulunan ve şiddetli fırtınalara maruz kalan bir kompozit dalgakıranın, sıradan kırılan dalgalar için önerilen denklemlere göre tasarımı yapılmalıdır. Taban yapısının ön yüz eğimi ve üzerindeki su derinliği, sıradışı kırılan dalga basınçlarının oluşmasını önleyecek şekilde seçilmelidir.

Mitsuyasu (1962) düşük doğal frekansa (su içinde 200 Hz) sahip bir kuvvet transduserini yapıya monte ederek dalga kuvvetlerini ölçmek üzere model deneyleri yapmıştır. 1/15, 1/30 ve 1/50 eğimli tabanlarda dört tip düzenli ve periyodik dalga kullanmıştır. Ayrıca yapının tabanına etkiyen basınçları da ölçmüş ve aşağıdaki sonuçları elde etmiştir:

- (1) Dalga yapıya çarptığında, toplam dalga kuvveti aniden artar ve kısa zamanda bir maksimum değere, F_1 , ulaşır (Şekil 3.4). Dalga maksimum yükselme seviyesine geldiğinde kuvvet minimum değerine, F_2 , iner. Daha sonra dalga kuvveti yavaşça artar ve ikinci maksimum değerine, F_3 , çıkar.



Şekil 3.4. Kuvvet-Zaman Grafiği

- (2) Yapı, kıyıda nisbeten derin bir bölgeye yerleştirildiğinde ($d/H_0 > 1.8$), dalga yapıya kırılmadan ulaşır; dolayısıyla bir duran dalga oluşur ve oluşan dalga kuvveti, kırılma durumundakine kıyasla daha küçüktür.
- (3) Dalga yapıya düşey bir önyüz ile yani paralel şekilde çarparsa, çok şiddetli çarpma kuvvetleri oluşur.

- (4) $c_1 = F_1 / \rho g H_0 b d$ yapıdaki su derinliği ile önemli oranda değişir, fakat $c_2 = F_2 / \rho g H_0 b d$ ve $c_3 = F_3 / \rho g H_0 b d$ değerlerini etkilemez. Burada H_0 derin su dalga yüksekliği, b yapının genişliği ve d yapıdaki su derinliğidir.
- (5) Dalga kuvveti katsayıları (c_1 , c_2 , c_3) relatif derinlik, d/H_0 , taban eğimi, S , ve derin su dalga dikliğine, H_0/L_0 , aşağıdaki şekilde bağlıdır.
- (a) c_1 katsayısı d/H_0 ın azalması ile aniden artar ve kritik su derinliğinde, d_m , maksimum değerine ulaşır; daha sonra d_m den daha küçük su derinliklerinde tekrar azalır. Kritik su derinliği, d_m , dalganın kırılma anındaki derinlikten, d_b , çok az küçüktür.
- (b) H_0/L_0 ın sabit olduğu durumda c_1 katsayısı taban eğimiyle birlikte artar.
- (c) Taban eğimi, S , sabit tutulduğunda, H_0/L_0 daki bir artış, c_1 katsayısının azalmasına sebep olur.
- (6) Yapıdaki toplam impuls, I , tırmanan dalganın momentumundaki teorik değişime, I_c , eşittir. DSS üzerinde bir su kütleinin U hızı ile yapıya çarpıp, aynı hızla yansıdıktan sonraki momentum değişimine bağlıdır.

$$I_c = 2mU = 2U\rho \frac{H_0}{2} \int_0^{L/2} \sin \frac{2\pi}{L} x dx = \rho U H_0 L / \pi \quad (3.20)$$

- (7) Dalga kuvvetinin ilk maksimum değerine ilişkin çarpma impulsu, I_p , daima toplam impulstan, I , 20% küçüktür.
- (8) Hemen hemen her durumda tabandaki basıncın zamana göre değişimi yapıdaki toplam dalga kuvvetine oldukça benzerdir.

Mitsuyasu (1966) kırılan dalgalara bağlı çarpma basınçlarını hem deneysel (1996a), hem de analitik (1966b) olarak incelemiştir. Deneyler 1/15 taban eğiminde yapılmış ve düzenli periyodik dalgalar kullanılmıştır. Çarpma basınçlarının gözlenen

özelliklerini açıklamak üzere bu basınçların oluşum mekanizmalarını gösteren matematiksel modeller araştırılmıştır. Yapılan gözlemlere daha bir uyumlu hale getirmek üzere, çarpma basınçlarının oluşumundaki hava yastığı teorisini geliştirmiştir. Bagnold tarafından önerilen ilk hava yastığı modeli için yapılan analitik çözüm, hava yastığının küçük sıkışma durumu kabulü ile elde edilmişti. Daha sonra maksimum çarpma basıncı için sonlu sıkışma halinde sayısal olarak analitik çözüm yapılmıştır. En sonunda, hava kaçışına izin veren yeni bir hava yastığı modeli geliştirilmiştir.

(a) Hava yastığının küçük sıkışma durumu

Çarpma basıncı aşağıdaki şekildedir:

$$p - p_0 = \rho U \lambda_v \sigma \sin \sigma t + \rho U \lambda_v \sigma \left(\frac{w + 1}{2} \frac{a_1}{D} \right) \sin^2 \sigma t \quad (3.21)$$

$$a_1 = \left(\frac{\rho \lambda_v U^2 D}{p_0 w} \right)^{1/2}, \quad \sigma = \left(\frac{p_0 w}{\rho \lambda_v D} \right)^{1/2}$$

burada U çarpma anındaki hız, λ_v su kütlesinin uzunluğu, D hava yastığının kalınlığı ve w adiabatik sabittir. (3.21) denkleminde sağ taraftaki ilk terim, çarpma basıncının, su kütlesinin momentumu ile orantılı olduğunu ve bu basınçların şiddetinin artması ile süresinin kısaldığını göstermektedir.

(b) Hava yastığının sonlu sıkışması

Maksimum çarpma basıncının, hava yastığının maksimum sıkışması anında ve minimum çarpma basıncının da, maksimum genleşmesi anında gerçekleştiğini kabul ederek, Mitsuyasu (3.6) denklemini aşağıdaki şekilde yeniden düzenlemiştir:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = U^2 = U_0^2 - \frac{2p_0}{\rho\lambda_v} \left\{ \frac{D}{w-1} \left[\left(\frac{x}{D}\right)^{1-w} - 1 \right] - (D - x_1) \right\}$$

$x=x_1$ olduğunda $dx/dt=0$ dir.

$$U_0^2 - \frac{2p_0}{\rho\lambda_v} \left\{ \frac{D}{w-1} \left[\left(\frac{x_1}{D}\right)^{1-w} - 1 \right] - (D - x_1) \right\} = 0$$

$$\frac{\rho\lambda_v U_0^2}{p_0 D} = 5 \left(\frac{D}{x_1}\right)^{0.4} + 2 \left(\frac{D}{x_1}\right)^{-1} - 7 \quad (3.22)$$

Havanın adiabatik sıkışmasından dolayı:

$$p_m = p_0 \left(\frac{D}{x_1}\right)^w$$

$$\frac{p_m}{p_0} = \left(\frac{D}{x_1}\right)^w$$

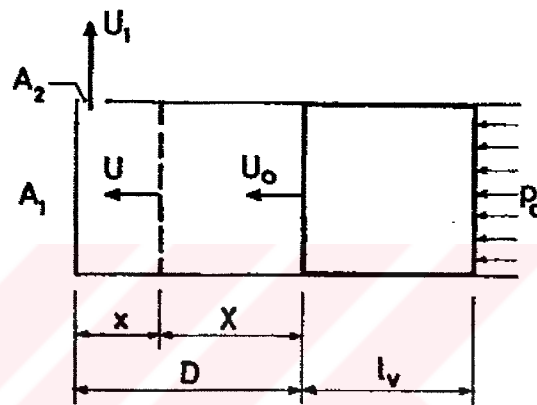
Yukarıdaki ifadeyi (3.22) denkleminde yerine koyarsak, $\rho\lambda_v U_0^2 / p_0 D$ ve p_m/p_0 arasındaki ilişki elde edilir:

$$\frac{\rho\lambda_v U_0^2}{p_0 D} = 5 \left(\frac{p_m}{p_0}\right)^{2/7} + 2 \left(\frac{p_m}{p_0}\right)^{-5/7} - 7 \quad (3.23)$$

$p_m/p_0 = 2-10$ aralığında, Mitsuyasu (3.23) denklemini Bagnold'un sonuçları ile oldukça uyumlu bulmuştur.

(c) Hava kaçıışının olduğu yastık modeli

Mitsuyasu, basınç-zaman grafiğindeki salınımlara sebep olan mekanizmayı dikkate alan aşağıdaki ifadeyi çıkarmıştır. Bu ifadede A_2 aralığı boyunca yukarı doğru kaçan havanın hızının, U_1 , hava yastığının içindeki basınç ve atmosfer basıncı arasındaki farkla orantılı olduğu kabul edilmiştir (Şekil 3.5).



Şekil 3.5. Mitsuyasu'nun Matematiksel Modeli

$$U_1 = K_0 (p - p_0) \quad (3.24)$$

$$p_0 D^w = p \left[(D - X) + \frac{A_2}{A_1} \int_0^t U_1(t) dt \right]^w$$

$$p = p_0 \left\{ 1 - \frac{1}{D} \left[X - \frac{A_2}{A_1} \int_0^t U_1(t) dt \right] \right\}^w \quad (3.27)$$

(3.27) denkleminin sağ tarafını genişletip, sadece birinci dereceden ifadeleri bırakırsak,

$$p - p_0 = \frac{p_0 w}{D} \left[X - \frac{A_2}{A_1} \int_0^t U_1(t) dt \right]^w \quad (3.28)$$

(3.25) ve (3.28) ifadelerinden:

$$\rho \lambda_v \frac{dU}{dt} = \frac{p_0 w}{D} \left[X - \frac{A_2}{A_1} \int_0^t U_1(t) dt \right] \quad (3.29)$$

(3.29) eşitliğinin t ye göre türevini alırsak,

$$\rho \lambda_v \frac{d^2 U}{dt^2} = \frac{p_0 w}{D} \left[-U - \frac{A_2}{A_1} U_1 \right] \quad (3.30)$$

(3.26) ifadesi (3.30) denkleminde yerine konulduğunda,

$$\rho \lambda_v \frac{d^2 U}{dt^2} + \frac{p_0 w}{D} \frac{A_2}{A_1} \rho \lambda_v K_0 \frac{dU}{dt} + \frac{p_0 w}{D} U = 0 \quad (3.31)$$

(3.31) ifadesi tipik bir serbest salınım denklemdir. (3.25) ifadesini kullanarak (3.31) denklemini basınca dönüştürdükten sonra, sıradan bir salınım için aşağıdaki ifade elde edilebilir:

$$p - p_0 = K_1 e^{-\beta_1 t} \sin \sigma_1 t \quad (3.32)$$

$$\text{burada } K_1 = \rho \lambda_v U_0 \sigma_1 [1 - \alpha^2]^{1/2},$$

$$\alpha^2 = \left(\frac{w p_0 A_2 K_0}{2 D A_1} \right) / \left(\frac{w p_0}{\rho \lambda_v D} \right),$$

$$\beta_1 = \left(\frac{w p_0}{\rho \lambda_v D} \right)^{1/2} \alpha,$$

$$\sigma_1 = \left(\frac{w p_0}{\rho \lambda_v D} \right)^{1/2} (1 - \alpha^2)^{1/2}.$$

α , kaçan havanın etkisini göstermektedir ve $\alpha=0$ durumunda (3.32) ifadesi (3.21) denkleminde dönüşmektedir. Maksimum çarpma basıncı, p_m , ve süresi, t_m , aşağıdaki şekildedir:

$$p_m - p_0 = K_1 e^{-\beta_1 t_m} \sin \sigma_1 t_m \quad (3.33)$$

$$t_m = \frac{1}{\sigma_1} \tan^{-1}(\sigma_1 / \beta_1) \quad (3.34)$$

Mitsuyasu tarafından elde edilen bulgular aşağıda verilmiştir.

- (1) Ölçümler aynı şartlar altında gerçekleştirilmiş olmasına rağmen, ölçülen dalga basınçları dalgadan dalgaya farklılıklar göstermiştir.
- (2) Bu sonuçlara dayanarak, kırılan dalgalardan dolayı oluşan çarpma basınçları, basınç-zaman grafiğindeki ilk maksimum değeri takiben meydana gelen salınımlar ile karakterize edilebilir. Özellikle basıncın şiddetinin büyük olduğu durumlarda, basınç-zaman grafiğindeki salınımlar gözlenmekte ve ilk maksimum basıncın süresi, t_m , ve basınç salınımlarının periyodu daha kısa olmaktadır.

- (3) Salınlı basınçlar, hava yastığını hapsederek duvar üzerine tırmanan dalgalarından dolayı oluşmaktadır. Salımsız basınçlar ise dalga ön yüzünün havayı hapsetmeden, düzensiz bir şekilde tırmanması veya hapsedilen havanın dalganın tırmanmasından hemen sonra serbest kalması sonucu oluşmaktadır.
- (4) Su kütesinin uzunluğu, λ_v , Bagnold tarafından bulunan $0.2 H_b$ değerine yaklaşık olarak eşit bulunmuştur.
- (5) Kırılan dalga yapıya tam paralel şekilde çarparsa, su darbesi basıncı, $p_m = \rho U_0 c$, oluşması beklenebilir.

Richert (1968), kırılan dalgalarla birlikte kırılmayan dalgalarından dolayı oluşan çarpma basınçlarını da deneysel olarak incelemiştir. Deneyler boyunca, yapı ile dalga arasında hava yastığının olduğu durumlardaki çarpma basınçları dikkate alınmıştır. Dalga boyutları ile çarpma basınçları arasında bir ilişkinin olmadığı sonucuna varmıştır. Elde ettiği bulgular aşağıda verilmiştir.

- (1) Hava yastığı basınç değişikliklerinde önemli bir rol oynamaktadır. Basınç değişiklikleri salınlıdır ve hapsedilen havanın adiabatik sıkışması ve genişmesi ile açıklanabilir.
- (2) Hava yastığının olduğu durumlarda maksimum basınçlar ölçülmüştür.
- (3) Maksimum çarpma basınçları yapı önündeki taban eğiminin $1/10$ olduğu durumda oluşur.
- (4) Yapının tabanındaki çarpma basınçları sıfırdan farklı bulunmuş ve bu durum, diğer araştırmacıların ortaya koydukları sonuçlar ile uyumsuzdur. Bu sonuç deney yöntemlerindeki farklılıklardan kaynaklanabilir.

Weggel ve Maxwell (1970a, 1970b) kırılan dalgalarından dolayı oluşan çarpma basınçları için model çalışmaları yapmışlardır. Kanal genişliğinin 1/4 ini kaplayan düşey bir yapı üzerine yerleştirilen altı adet piezoelektrik transdüserler ile model oluşturulmuştur. Bir önceki kırılan dalga yapının altına geçmesini sağlamak üzere, 1/20 taban eğimine göre yapının tabanı bir miktar yükseltilmiştir. Bu şekilde, kırılan dalgaların herhangi bir yapı olmaması durumundaki kırılan dalgalara nisbeten geometrik olarak benzemesi sağlanmıştır. Yapılan gözlemler aşağıda sunulmuştur.

- (1) Dalga ve yapı arasında önemli miktarda hapsedilmiş hava gözlenmiştir.
- (2) Yapının büyük bir kısmı üzerine etkiyen çarpma basınçları, önemli çarpma basınçları olarak adlandırılır; bunun yanısıra yersel olarak etkiyenler sıradan çarpma basınçları olarak ifade edilmektedir.
- (3) Hem ortalama maksimum basınç, $\bar{p}_{\text{mak}} / \gamma h_b$, hem de uzunluk parametresi, λ_v / h_b , dalga dikliğinin artması ile birlikte azalmaktadır; burada h_b çarpma anında yapı tabanından dalga tepesine kadar olan yükseklik, $\lambda_v = 2\rho U / p_{\text{mak}} t_{\text{mak}}$ ve U tepe noktasının hızıdır.
- (4) $p_{\text{mak}} - t_{\text{mak}}$ grafiği belirli bir gelen dalga durumu için hiperboliktir. Bu, $p_{\text{mak}} t_{\text{mak}} = 2\rho \lambda_v U$ ifadesini teorik olarak ortaya koyan araştırmacılar tarafından beklenen bir durumdur.
- (5) Maksimum basınç, h_{mak}/h_b nin yaklaşık olarak 0.8 e eşit olduğu durumda oluşmuştur. h_{mak} , tabandan maksimum basıncın etki ettiği noktaya olan yüksekliktir.
- (6) Gözlenen eş-zamanlı basınç dağılımları, sıkça kullanılan Minikin dağılımlarından şekil olarak farklılık göstermektedir.

Weggel ve Maxwell (1970b) deney sonuçlarına dayanarak, dalga basıncının yersel ve zamansal dağılımını tesbit etmek üzere sayısal bir model önermişlerdir. Bu modelde, içinde basınç dalgasının ilerlediği, köpüklü bir akışkan oluşturmak üzere hava ve suyun üniform bir şekilde karıştığı kabul edilmiştir. Olayın tanımını ortaya koyabilmek için basite indirgenmiş başlangıç ve sınır şartları kullanılmıştır. Bununla birlikte bu yöntemin başarısı, tamamen başlangıç ve sınır şartlarının tam olarak belirlenebilmesine bağlıdır. Bu şartlar, hava ile suyun hapsedildiği bölgelerin geometrik özellikleriyle ilgilidir. Bu bölgenin kalınlığının artması ile basıncın ters orantılı olarak değiştiği görülmüştür.

Kamel (1970), bir katı yüzey ile akışkanın çarpışması sonucu oluşan basınçların, katı yüzeyin elastisitesi ve akışkanın sıkışabilirliğinin dikkate alındığı bir elastik dalga gibi tanımlanabileceği kabulü ile bir matematiksel model sunmuştur. Teorik çarpma basıncı için aşağıdaki formül verilmiştir:

$$p_m = \rho_s c_s \frac{\rho c U}{\rho c + \rho_s c_s} \quad (3.35)$$

burada ρ ve ρ_s sıvı ve katı yüzeyin yoğunluğu, c ve c_s akustik hız, ve U çarpma anındaki hızdır. Çarpma basıncının süresi, bir akustik dalganın çarpma merkezinden en yakın serbest yüzeye (katı ya da sıvı) ve tekrar çarpma merkezine doğru hareketi sırasında geçen zaman olarak alınmıştır.

Bu teorik yaklaşımı doğrulamak üzere deneyler yapmış, fakat ölçülen basınçlar (3.35) ifadesi ile hesaplanan teorik basınçlardan, p_m , sekiz kat küçük bulunmuştur.

Chu (1989), düşey bir yapı üzerinde kırılan dalgaların oluşturduğu dinamik kuvvetleri belirlemek üzere kullanılan Minikin ve Goda metodlarını karşılaştırmıştır. Her iki yöntemle hesaplanan dalga kuvvetlerini, su derinliği/derin-su dalgaboyu ve taban eğiminin bir fonksiyonu olarak çizmiştir. Bu iki yöntemle elde edilen sonuçlar oldukça farklılıklar göstermektedir. Derinlik/dalga boyu oranının büyük değerleri için Minikin yöntemi, Goda metoduna göre daha emniyetlidir. Uzun dalga veya sığ-su derinliği için ise Goda yöntemi daha etkilidir. Bu nedenle Goda yönteminin sadece yarı-rijit yapılara uygulanması tavsiye edilmiştir. Minikin yöntemi ise rijit yapıların tasarımında kullanılmalıdır.

Kırkgöz (1990), 1/10 taban eğimine sahip bir düşey duvar üzerinde dalga kırılması sonucu oluşan çarpma basınçları ve buna bağlı deplasmanları (sapma) ölçmek üzere laboratuvarında deneyler yapmıştır. Yapıya etkiyen maksimum çarpma basınçları istatistiksel olarak analiz edilmiş ve çarpma basınçları, kuvvetleri ve bunların süreleri arasındaki ilişki incelenmiştir. 90 dalga çarpması arasında maksimum çarpma basıncının 1.37×10^4 ve 28.3×10^4 Pa arasında değiştiği gözlenmiştir. Maksimum çarpma basıncının log-normal olasılık dağılımına uyduğu ve durgun su seviyesinin çok az altında gerçekleştiği görülmüştür. Ölçüm noktasındaki maksimum duvar deplasmanı log-normal dağılımında 50% olasılığa karşılık gelen 3.6×10^4 Pa maksimum çarpma basıncında gerçekleşmiştir. Uzun süreli, düşük şiddetli çarpma kuvvetlerinin büyük duvar deplasmanlarının oluşumunda daha etkili olduğu bulunmuştur. 2.5×10^4 ve 5×10^4 Pa arasında maksimum çarpma basınçlarının deplasman oluşumu açısından en etkili basınçlar olduğu görülmüş ve bu aralığın üst sınırı düşey duvarlar için bir tasarım değeri olarak önerilmiştir.

Kırkgöz (1991), düşey, 5° öne doğru ve 5° , 10° , 20° , 30° ve 45° arkaya doğru eğimli düzlem yüzeyli yapılar üzerinde kırılan dalgaların sebep olduğu çarpma basınçlarını ölçmek üzere deneysel çalışmalar yapmıştır. Yapı önündeki taban eğimi 1/10 dur, ve bütün yapı durumları için deneyler boyunca düzenli dalgalar kullanılmıştır. Eğimli yüzeylerdeki çarpma basınçları ve buna bağlı kuvvetlerin düşey yapılara kıyasla daha büyük olduğu bulunmuştur. Farklı yapı durumları için, maksimum çarpma basıncının durgun su seviyesinin çok az altında gerçekleştiği

görülmüştür. Çarpma basıncının zamana göre değişimi yapının eğiminden etkilenmektedir.

Sen (1992), düşey bir yapıya dik olarak çarpan dalgaların etkisini inceleyen bir sayısal algoritma sunmuştur. Herhangi bir analitik yaklaşım yapılmadan, nonlinear serbest yüzey şartlarını dikkate alan bir zaman-adımı yöntemi ile bağlantılı olarak sınır integral yöntemini kullanmıştır. Hesap bölgesinin büyüklüğüne bağlı olarak çeşitli dalga periyotlarında yapı üzerinde oluşan basınçlar ve kuvvetler elde edilmiştir. Lineer, 3.derece pertüsbasyon yöntemi ve Nagai (1969) nin deneysel sonuçları ile kıyaslanması sonucu, bu yöntemin deneysel sonuçlarla daha uyumlu olduğu görülmüştür.

Kırkgöz (1992), 1/10 taban eğiminde düzlem yüzeyli düşey, 10° ve 30° arkaya doğru eğimli yapılar üzerinde sıçrama tipi dalgaların kırılması sonucu oluşan çarpma basınçları ve kuvvetlerinin elde edildiği deneysel veriler sunmuştur. Su derinliğinin maksimum çarpma basıncı ve kuvveti üzerindeki etkisi incelenmiş ve farklı su derinlikleri için bu ifadelerin log-normal olasılık dağılımına uyduğu görülmüştür. Yapı önündeki su derinliği azalır veya dalga kırılması sırasında dalga ön yüzünün yapıya paralel hale geldiği durumdaki derinlikten daha büyük olursa, maksimum çarpma basıncı ve kuvvetinin şiddeti hızlı bir şekilde azalmıştır. Maksimum çarpma basıncının her üç durumda (düşey, 10° ve 30° eğimli) da çoğunlukla durgun su seviyesi civarında gerçekleştiği görülmüştür.

Hattori (1994), dalgaların yapı üzerinde kırılması ile oluşan çarpma basınçlarının elastik düşey bir duvar üzerine dinamik etkisini incelemek üzere bir dizi deney yapmıştır. Oluşan duvar deplasmanları ile birlikte eş zamanlı olarak çarpma basınçlarının ölçümleri de gerçekleştirilmiştir. Duvarın dinamik davranışını, kırılan dalgaların çeşitli durumlarda çarpmasına bağlı dalga kuvveti ve çarpma basınçlarının karakteristikleri açısından incelenmiştir.

Birim alana gelen basınç impulsu, yapı üzerinde kırılan dalgaların çarpma durumuna bağlıdır ve yapının dinamik davranışında önemli bir rol oynamaktadır. Uzun süreli ve küçük çarpma basınçlarının, şiddetli ve kısa süreli basınçlara nisbeten büyük deplasmanların oluşumunda daha etkili olduğu deneyler sonucunda görülmüştür. Çarpma basıncı yükselme zamanının, yapı salınımının doğal

periyoduna eşit olduğu durumda en büyük duvar deplasmanının olduğu bulunmuştur.

Oumeraci (1994) düzlem yüzeyli düşey dalgakıranlar üzerine bir dizi çalışma gerçekleştirdi. Bu çalışmaların büyük bir kısmı çarpma basıncı, küçük ve büyük ölçekli modeller ile dalgakıranların dinamik tepkisi üzerine yoğunlaşmıştır.

Kıyı yapıları üzerinde kırılan dalganın şekli ve hapsedilen hava arasında büyük bir korelasyon vardır ve bu havanın çarpma basıncının büyüklüğü, dağılımı, süresi ve diğer özelliklerini önemli oranda etkilediği bilindiği için yapılan çalışmalar esas olarak bu ilişkinin daha iyi anlaşılmasına yöneliktir. Bu amaçla, video kayıtları ve duvara yakın yerleştirilen cihazlarla elde edilen dalga profilleri kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar aşağıda özetlenmiştir.

- (1) Herhangi bir yapı bulunmayan bir kıyıda düzenli dalgalar için literatürde verilen kırılma kriteri, düşey bir yapı önündeki rastgele dalgalar için geçerli değildir. Gelen ve yansıyan dalgaların etkileşimine bağlı olarak daha düşük dalga dikliği değerleri görülmüştür.
- (2) Çarpma basıncının şiddeti ve tipi esas olarak düşey yapı üzerinde kırılan dalganın şekline bağlıdır.
- (3) Yapı önyüzünün geometrisi oluşan çarpma kuvvetlerinin özelliklerini büyük oranda etkilemektedir.

Kırkgöz (1995), düşey ve eğimli kıyı yapıları üzerinde dalganın tam olarak kırılması sonucu oluşan maksimum ve taban çarpma basınçlarının elde edildiği deney sonuçlarını sunmuştur. Bu çalışmada tam kırılmadan dolayı oluşan çarpma tipi ile ilgilenildiği halde, erken ya da geç kırılma durumlarının oluşması kaçınılmazdır. Aynı dalga şartları altında çarpma basınçlarının rastgele bir yapısı olması nedeniyle maksimum ve maksimum altı değerler elde edilebilmektedir. Duvardaki maksimum ve taban çarpma basınçları istatistiksel olarak ele alınmıştır. Duvar açısı ve taban eğiminin bu parametrelere etkisi incelenmiştir. Pratik uygulamalar açısından

maksimum çarpma basıncının etki ettiği yer olarak durgun su seviyesi alınabilir. Çarpma basıncının durgun su seviyesi altında parabolik, üstünde ise lineer bir dağılım gösterdiği yaklaşımları yapılabilir. Duvar deplasman kriteri kullanılarak, duvar önünde kırılan dalga kuvvetlerinin kritik bir seviyeye ulaştığı bir su derinliği bölgesi tanımlanmıştır.

Cooker ve Peregrine (1995) sıkışmayan bir akışkan ve katı bir yüzey arasındaki bölgede görülen çarpma olayı sırasında ortaya çıkan şiddetli basınçlar ve ani hız değişimleri için bir matematiksel model sunmuşlardır. Bu model çok iyi bilinen basınç-impulsu esasına dayanır. Hareketli bir akışkanın sabit bir hedefe çarpması, yani bir deniz dalgasının kıyı duvarına çarpması sonucu oluşan çarpma basıncı değerleri dikkate alınmıştır. Belirli bir akım bölgesi ve verilen hız değerleri için (çarpmadan önceki), model çarpma basıncı dağılımı ve çarpmadan sonraki hızlar hakkında bilgi vermektedir. Basit geometrik şekle sahip bölgeler için çözümler yapılmış ve bunlardan faydalanarak bir kıyı duvarı üzerinde dalga kırılması sonucu oluşan maksimum basınçlar hakkında bir fikir elde edilmiştir.

Müller (1996), dalga çarpma basınçlarını hesaplamak için kullanılan iki formül (CERC formülü ve BS 6349) ile elde edilen yük büyüklükleri, parametre etkisi ve sonuçların güvenilirliği açısından karşılaştırmış ve ikisi arasında önemli oranda fark bulmuştur. BS 6349 ile hesaplanan basınçlar dalga periyodu ile birlikte artmakta, buna karşılık CERC formülü ile azalmaktadır. Her iki formülde de taban eğiminin etkisi dikkate alınmamıştır. Arazi ölçümleri ile de uyum göstermemektedir.

CERC Formülü

CERC formülü (CERC, 1984) esas olarak Minikin (1963) tarafından ortaya konmuş ve daha sonra Dieppe arazi ölçümleri (Rouville, 1938) sonuçlarının kalibre edilmesi ile modifiye edilmiştir.

Bagnold, dalganın kırılma anında havayı hapsedtiğini ve çarpma anında sıkıştırarak kıyı duvarı üzerinde yüksek basınçlara sebep olduğunu kabul etmiştir. Bu analitik modeli ve Dieppe test sonuçlarını kullanarak Minikin (1950), daha sonra CERC tarafından modifiye edilen bir denklem çıkarmış, böylece düşey duvarlar ve

kompozit dalgakıranlar için Minikin formülü geliştirilmiştir. Yığma yapının topuk kısmındaki su derinliği için tasarım dalgaboyu belirlenmiştir. Kesonlar ve diğer altyapısı olmayan düşey yapılar için formülü daha kullanışlı hale getirmek üzere yapının deniz tarafında bir dalgaboyu mesafedeki su derinliği D , kullanılarak CERC tarafından formül yeniden düzenlenmiştir. Minikin formülünün CERC versiyonu aşağıdaki gibidir:

$$P_{\text{mak}} = 101 \gamma_w \frac{H_b d_s}{L_D D} (D + d_s) \quad (3.45)$$

burada D , tasarım dalgaboyu için su derinliği; H_b kırılma yüksekliği; L_D tasarım dalgaboyu; d_s yapıdaki su derinliği ve γ_w ise suyun özgül ağırlığıdır.

BS 6349 Formülü

BS 6349 formülü, Blackmore ve Hewson (1984) tarafından geliştirilmiştir. Yazarlar çarpma sırasında ortaya çıkan basıncı hesaplamak üzere impuls-momentum ilişkisini kullanmış ve toplam dalga momentumunun herhangi bir kayıp olmadan çarpma kuvvetine dönüştüğünü kabul etmişlerdir. Arazi ölçümlerinden elde edilen basıncın yükselme zamanı ve dalga periyodunu T , kullanarak aşağıdaki ifadeyi elde etmişlerdir.

$$p_{\text{mak}} = \lambda \rho_w C^2 T \quad (3.46)$$

$$C = \sqrt{g d_s}$$

burada T dalga periyodu; g yerçekimi ivmesi; C sığ-sudaki dalga hızı; λ hava etkisi ve ρ_w suyun yoğunluğudur.

Chanson ve Fang (1997), iki boyutlu bir dalga kanalında yaptıkları deneylerde yüksek hızlı bir video kamera ile kırılma sürecini incelemişlerdir. Sonuçlar kırılma noktası özellikleri, çarpma şartları ve enerji kaybı oluşumu

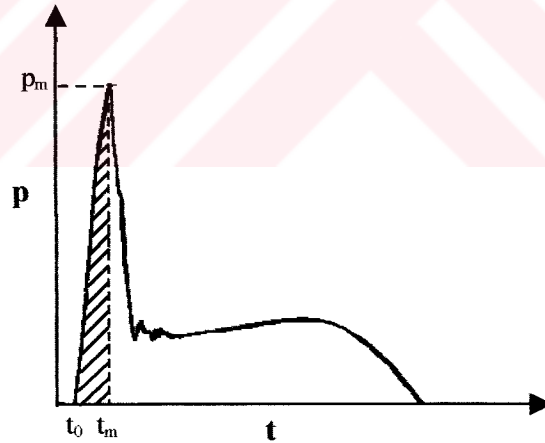
4. MATERYAL VE METOD

4.1. Formülasyon

Bagnold (1939) düzenli dalga şartlarında her ne kadar çarpma basıncının maksimum değerinde farklılıklar görülse de duvar üzerinde bir noktada oluşan basınç impulsunun yaklaşık olarak sabit kaldığını ifade etmiştir. Çarpma anında bir noktadaki basınç impulsu P aşağıdaki gibi tanımlanabilir (Şekil 4.1).

$$P = \int_{t_0}^{t_m} p dt \quad (4.1)$$

burada p basıncı, t_0 ve t_m ise çarpma sırasındaki başlangıç ve maksimum basıncın olduğu zamanı göstermektedir.



Şekil 4.1. Çarpma Basıncının Zamana Göre Değişimi

Çarpma olayı sırasında hızlardaki değişim çok kısa bir zaman aralığında gerçekleştiğinden, hareket denklemindeki nonlinear ifadeler zamansal türeveler nisbeten ihmal edilebilir boyuttadır. Bu durumda Euler hareket denkleminin yatay bileşeni aşağıdaki gibi yazılır:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (4.2)$$

burada u yatay partikül hızını temsil etmektedir. (4.2) denklemi t_0 , t_m zaman aralığında integre edilirse:

$$u_2 - u_1 = -\frac{1}{\rho} \nabla \int_{t_0}^{t_m} p \, dt \quad (4.3)$$

$p \, dt$ nin integrali (4.1) ifadesindeki P ile gösterilirse:

$$u_2 - u_1 = -\frac{1}{\rho} \nabla P \quad (4.4)$$

ve bu denklemin diverjansı alındığında:

$$\nabla^2 P = 0 \quad (4.5)$$

olur ki bu ifade Laplace diferansiyel denklemdir. (4.5) ifadesine göre basıncın impulsu P , Laplace denkleminin belirli sınır şartları altında çözülmesinden elde edilebilmektedir.

4.2. Laplace Denkleminin Analitik Çözümü

(4.5) diferansiyel denklemi değişkenlerin ayrılması yöntemi ile analitik olarak çözülebilir. Basıncın impulsu P , $X(x)$ ve $Y(y)$ gibi değişkenler ile ifade edilirse:

$$P(x,y) = \rho X(x) Y(y) \quad (4.6)$$

(4.6) ifadesi x 'e ve y 'ye göre iki defa türevi alınıp Laplace denkleminde yerine yazılırsa:

$$X'' \cdot Y + X \cdot Y'' = 0 \quad (4.7)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümünden, $X=A_1 e^{-\lambda x}+A_2 e^{\lambda x}$ ve $Y=B_1 \cos \lambda y+B_2 \sin \lambda y$ elde edilir. X ve Y ifadeleri (4.6) denkleminde yerine konursa:

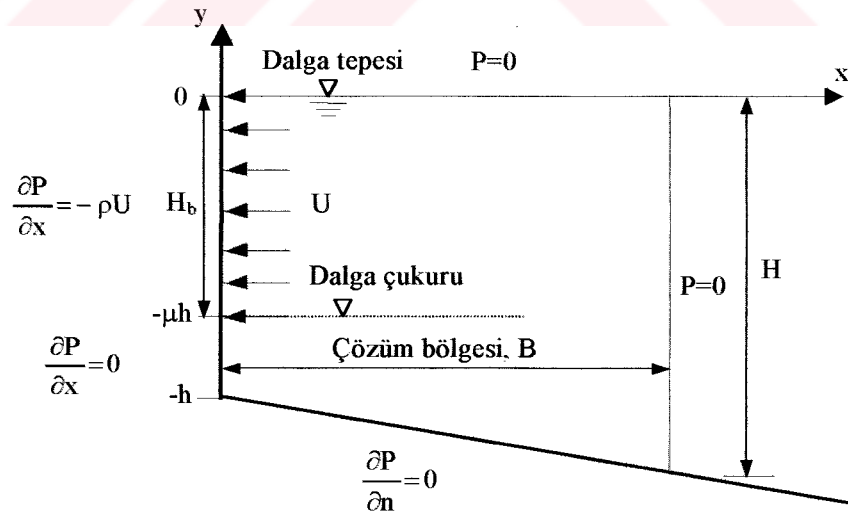
$$P(x,y)=\rho(A_1 e^{-\lambda x} + A_2 e^{\lambda x}) (B_1 \cos \lambda y + B_2 \sin \lambda y) \quad (4.8)$$

elde edilir.

(4.8) ifadesine Şekil 4.2 de gösterilen ve aşağıda verilen sınır şartları uygulanacak olursa (4.5) denkleminin çözümü:

$$P(x,y)=\rho h \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(\lambda_n y / h) \frac{\sinh [\lambda_n (B-x)h]}{\cosh (\lambda_n B / h)} \quad (4.9)$$

şeklinde bulunur. Burada B çözüm bölgesinin yatay uzunluğu, $\lambda_n = (n-1/2) \pi$ ve $a_n = 2U (\cos \mu \lambda_n - 1) / \lambda_n^2$ dir (Cooker ve Peregrine, 1995).



Şekil 4.2. İdealize Edilmiş Dalga Kırılması ve Düşey Duvarla Etkileşim Modeli

Sınır Şartları

Şekil 4.2 de, dalganın düşey bir duvar üzerindeki tam çarpma hali ile ilgili idealize edilmiş model görülmektedir. Bu modelde dalga tepesinin tabandan yüksekliği h olup bu yüksekliğin μ oranındaki kısmında yani kırılma anındaki dalga yüksekliği H_b boyunca dalga çarpma basınçları etkili olmaktadır. B çözüm bölgesi mesafesindeki deniz tabanı ile dalga tepesi arasındaki su yüksekliği H ile gösterilmektedir. Bu model için (4.5) denkleminin sınır şartları aşağıda verilmiştir.

(a) Serbest yüzeyde basınç sıfır olduğundan $P=0$ alınabilir.

(b) Çarpmanın olmadığı katı yüzeylerde çarpmadan önce ve sonra hızın normal bileşeni değişmediğinden:

$$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$$

(c) Çarpma sırasında akışkan katı bir yüzeye temas ettiğinde, hızın normal bileşenindeki değişim basınç impulsunun normal türevini verir.

$$u_n = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n}$$

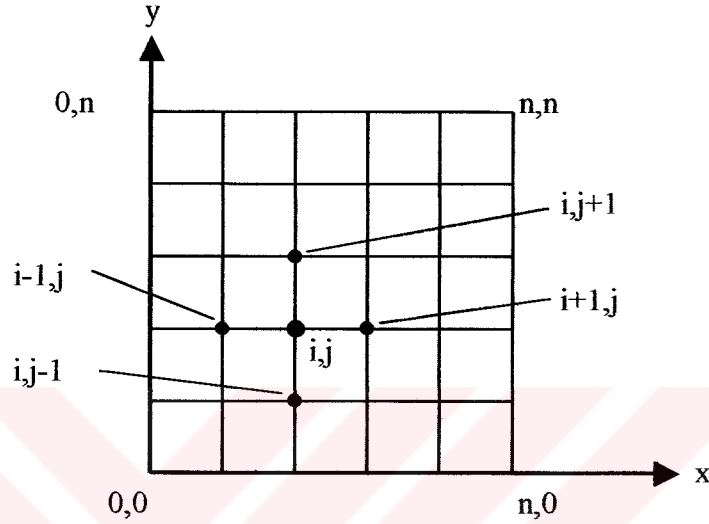
burada u_n akışkanın yaklaşım hızının normal bileşeni olup U dalga yayılma hızına eşit alınmaktadır.

4.3. Laplace Denkleminin Sayısal Çözümü

(4.5) ifadesi ile verilen Laplace denkleminin sayısal çözümünde çeşitli yöntemler kullanılmıştır, bunlar: (a) Sonlu farklar yöntemi, (b) Sonlu elemanlar yöntemi, ve (c) Sınır eleman yöntemi.

4.3.1. Sonlu Farklar Yöntemi

Çözüm bölgesi, yatay ve düşey uzunlukları eşit ($\Delta x = \Delta y$) olmak üzere $n \times n$ adet alt bölgeye ayrılabilir (Şekil 4.3).



Şekil 4.3. Sonlu Farklar Ağı

Bölge içinde bütün düğüm noktaları (i,j) Laplace denklemini sağlamaktadır.

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = 0 \quad (4.10)$$

İkinci mertebe türevler merkezi farklar cinsinden yazılırsa:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = \frac{P_{i+1,j} - 2P_{i,j} + P_{i-1,j}}{\Delta x^2} \quad \text{ve} \quad \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = \frac{P_{i,j+1} - 2P_{i,j} + P_{i,j-1}}{\Delta y^2}$$

Türevler (4.10) denkleminde yerine konursa:

$$4 P_{i,j} - (P_{i,j+1} + P_{i,j-1} + P_{i+1,j} + P_{i-1,j}) = 0 \quad (4.11)$$

Dalga yüksekliği boyunca $\delta P/\delta x = -\rho U$ dur ve P nin birinci mertebeden türevi ilerden farka göre yazılacak olursa:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{P_{i+1,j} - P_{i,j}}{\Delta x} = -\rho U \Rightarrow P_{i,j} = P_{i+1,j} + \rho U \Delta x \quad (x=0) \quad (4.12)$$

Benzer şekilde tabanda $\delta P/\delta y = 0$ için

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{P_{i,j+1} - P_{i,j}}{\Delta y} = 0 \Rightarrow P_{i,j} = P_{i,j+1} \quad (y=0) \quad (4.13)$$

(4.12) ve (4.13) ifadeleri (4.11) denkleminde yerine yazılırsa aşağıdaki denklem takımı elde edilir:

$$[K]_{n \times n, n \times n} [P]_{n \times n, 1} = [\Delta x]_{n \times n, 1} \quad (4.14)$$

burada K katsayılar matrisidir. (4.14) ifadesinin çözümünden düğüm noktalarındaki P değerleri bulunur.

4.3.2. Sonlu Elemanlar Yöntemi

Sonlu elemanlar analizinde çözüm bölgesini (Ω) tamamen temsil edecek elemanların seçimi önemli bir adımdır. Eleman tipi, sayısı ve yoğunluğunun belirlenmesi bölgenin geometrisine, analiz edilen probleme ve istenilen hassasiyet derecesine bağlıdır.

4.3.2.1. Model Denklemleri

Aşağıdaki gibi ikinci derece kısmi diferansiyel denklemin çözümünü bulmaya çalışan bir problemi düşünecek olursak:

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(a_{11} \frac{\partial u}{\partial x} + a_{12} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(a_{21} \frac{\partial u}{\partial x} + a_{22} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + a_{00} u - f = 0 \quad (4.15)$$

Özel bir durum olarak $a_{11}=a_{22}=1$ ve $a_{12}=a_{21}=a_{00}=f=0$ yazıldığında Laplace denklemi elde edilir.

$$-\nabla \cdot (\nabla \cdot u) = 0 \quad \Omega \text{ içinde} \quad (4.16)$$

burada ∇ gradyan operatörüdür ve aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y}$$

Tipik bir eleman Ω_e için (4.15) ifadesinin zayıf integral formu oluşturulur. Bunun için (4.15) ifadesi x ve y ye göre bir defa türevi alınabilir olan ağırlık fonksiyonu w ile çarpılır. Daha sonra oluşan denklemi Ω_e üzerinde integre edecek olursak:

$$0 = \int_{\Omega_e} w \left[-\frac{\partial}{\partial x} F_1 - \frac{\partial}{\partial y} F_2 \right] dx dy \quad (4.17)$$

burada $F_1 = \frac{\partial u}{\partial x}$ ve $F_2 = \frac{\partial u}{\partial y}$ dir.

İkinci adımda, u ve w arasında türevi eşit olarak dağıtmak için (4.17) ifadesine kısmi integrasyon uygulanır.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (w F_1) &= \frac{\partial w}{\partial x} F_1 + w \frac{\partial F_1}{\partial x} \\ -w \frac{\partial F_1}{\partial x} &= \frac{\partial w}{\partial x} F_1 - \frac{\partial}{\partial x} (w F_1) \end{aligned} \quad (4.18a)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial y}(w F_2) &= \frac{\partial w}{\partial y} F_2 + w \frac{\partial F_2}{\partial y} \\ -w \frac{\partial F_2}{\partial y} &= \frac{\partial w}{\partial y} F_2 - \frac{\partial}{\partial y}(w F_2)\end{aligned}\quad (4.18b)$$

Gradyan teoremini hatırlayacak olursak:

$$\int_{\Omega^e} \frac{\partial}{\partial x}(w F_1) dx dy = \oint_{\Gamma^e} w F_1 n_x ds \quad (4.19a)$$

$$\int_{\Omega^e} \frac{\partial}{\partial y}(w F_2) dx dy = \oint_{\Gamma^e} w F_2 n_y ds \quad (4.19b)$$

burada n_x ve n_y birim normal vektörün bileşenleridir ve aşağıdaki gibidir:

$$\mathbf{n} = n_x \mathbf{i} + n_y \mathbf{j} \quad (4.20)$$

Γ_e bölgenin sınırını, ds ise sınır üzerinde bulunan sonlu bir elemanın uzunluğunu temsil etmek üzere (4.18) ve (4.19) ifadelerini (4.17) denkleminde yerine yazarsak:

$$0 = \int_{\Omega^e} \left[\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \right] dx dy - \oint_{\Gamma^e} w \left[n_x \frac{\partial u}{\partial x} + n_y \frac{\partial u}{\partial y} \right] ds \quad (4.21)$$

elde edilir. (4.21) ifadesinin ikinci kısmındaki ağırlık fonksiyonunun katsayısını tekrar tanımlayacak olursak:

$$q_n \equiv n_x \frac{\partial u}{\partial x} + n_y \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4.22)$$

(4.22) ifadesini (4.21) denklemi içinde yerine koyduğumuzda (4.17) ifadesinin zayıf integral formu elde edilir.

$$0 = \int_{\Omega^e} \left[\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \right] dx dy - \oint_{\Gamma^e} w q_n ds \quad (4.23)$$

(4.23) denklemindeki zayıf integral formu sonlu elemanlar modelinin temelini oluşturur.

Tipik bir Ω_e sonlu elemanı üzerinde u için aşağıdaki şekilde bir yaklaşım yapılır:

$$u(x,y) \cong U^e(x,y) = \sum_{j=1}^n u_j^e \psi_j^e(x,y) \quad (4.24)$$

burada u_j^e , elemanın j noktasındaki (x_j, y_j) U^e nin değeri ve ψ_j^e , Lagrange interpolasyon fonksiyonudur.

u için yapılan sonlu eleman yaklaşımı (4.24), zayıf integral formunda (4.23) yerine yazılırsa:

$$0 = \int_{\Omega^e} \left[\frac{\partial w}{\partial x} \sum_{j=1}^n u_j^e \frac{\partial \psi_j^e}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} \sum_{j=1}^n u_j^e \frac{\partial \psi_j^e}{\partial y} \right] dx dy - \oint_{\Gamma^e} w q_n ds \quad (4.25)$$

Bu denklem her bir ağırlık fonksiyonu w için geçerli olmalıdır. n adet bilinmeyen $u_1, u_2, \dots, u_n$ değerlerini bulmak için n adet bağımsız denklem takımına ihtiyaç duyulur ve bunun için n adet bağımsız w değeri ($w: w = \psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$) seçilir. i . cebrik denklem (4.25) ifadesinde $w = \psi_i$ yazılarak aşağıdaki gibi elde edilir.

$$0 = \sum_{j=1}^n \left\{ \int_{\Omega^e} \left[\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \frac{\partial \psi_j}{\partial x} + \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \frac{\partial \psi_j}{\partial y} \right] dx dy \right\} u_j - \oint_{\Gamma^e} \psi_i q_n ds \quad (i=1,2,\dots,n) \text{ ya da,}$$

$$\sum_{j=1}^n K_{ij}^e u_j^e = Q_i^e \quad (4.26a)$$

burada,

$$K_{ij}^e = \int_{\Omega^e} \left[\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \frac{\partial \psi_j}{\partial x} + \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \frac{\partial \psi_j}{\partial y} \right] dx dy$$

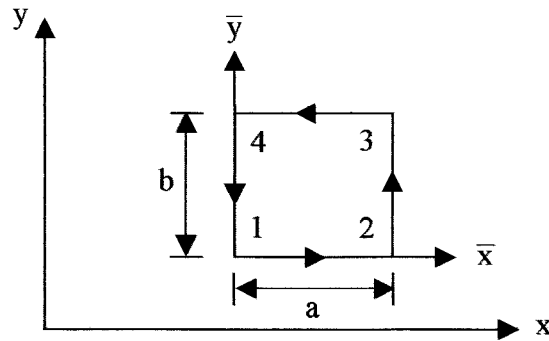
$$Q_i^e = \oint_{\Gamma^e} q_n \psi_i^e ds \quad (4.26b)$$

Matris formunda yazılırsa:

$$[K^e] \cdot \{u^e\} = \{Q^e\} \quad (4.26c)$$

(4.26c) denklemi (4.15) ifadesinin sonlu elemanlar modelini temsil eder.

Şekil 4.4 de görüldüğü gibi a ve b kenar uzunluklarına sahip bir dikdörtgen eleman seçilir.



Şekil 4.4. Dikdörtgen Eleman

İnterpolasyon fonksiyonlarını elde etmek üzere lokal bir koordinat sistemi $(\bar{x}, \bar{y})$ seçilip, aşağıdaki kabul yapılırsa:

$$U(\bar{x}, \bar{y}) = c_1 + c_2 \bar{x} + c_3 \bar{y} + c_4 \bar{x} \bar{y} \quad (4.27)$$

Elemanın köşe noktaları için

$$\begin{aligned} u_1 &= U(0,0) = c_1 \\ u_2 &= U(a,0) = c_1 + c_2 a \\ u_3 &= U(a,b) = c_1 + c_2 a + c_3 b + c_4 ab \\ u_4 &= U(0,b) = c_1 + c_3 b \end{aligned} \quad (4.28)$$

c_i ($i=1,\dots,4$) için çözüm yapacak olursak aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\begin{aligned} c_1 &= u_1, & c_2 &= \frac{u_2 - u_1}{a} \\ c_3 &= \frac{u_4 - u_1}{b}, & c_4 &= \frac{u_3 - u_4 + u_1 - u_2}{ab} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Elde edilen c_i değerleri (4.27) ifadesinde yerine yazılırsa:

$$\begin{aligned} U(\bar{x}, \bar{y}) &= u_1 \left(1 - \frac{\bar{x}}{a} - \frac{\bar{y}}{b} + \frac{\bar{x} \bar{y}}{ab} \right) + u_2 \left(\frac{\bar{x}}{a} - \frac{\bar{x} \bar{y}}{ab} \right) + u_3 \frac{\bar{x} \bar{y}}{ab} + u_4 \left(\frac{\bar{y}}{b} - \frac{\bar{x} \bar{y}}{ab} \right) \\ &= u_1 \psi_1 + u_2 \psi_2 + u_3 \psi_3 + u_4 \psi_4 = \sum_{i=1}^n u_i^e \psi_i^e \end{aligned} \quad (4.30)$$

burada

$$\begin{aligned} \psi_1^e &= \left(1 - \frac{\bar{x}}{a} \right) \left(1 - \frac{\bar{y}}{b} \right), & \psi_2^e &= \frac{\bar{x}}{a} \left(1 - \frac{\bar{y}}{b} \right) \\ \psi_3^e &= \frac{\bar{x} \bar{y}}{ab}, & \psi_4^e &= \left(1 - \frac{\bar{x}}{a} \right) \frac{\bar{y}}{b} \end{aligned} \quad (4.31)$$

4.3.2.2. Eleman Matrislerinin Elde Edilmesi

(4.26) ifadesindeki $[K^e]$ eleman matrisi, temel matris $[S^{\alpha\beta}]$ ($\alpha, \beta=0,1,2$) cinsinden yazılabilir.

$$[K^e] = a_{00}[S^{00}] + a_{11}[S^{11}] + a_{12}[S^{12}] + a_{21}[S^{12}]^T + a_{22}[S^{22}] \quad (4.32a)$$

burada $[]^T$ matrisin transpozunu temsil etmektedir, $a_{11}=a_{22}=1$ ve $a_{00}=a_{12}=a_{21}=0$ olduğundan:

$$[K^e] = [S^{11}] + [S^{22}] \quad (4.32b)$$

şeklinde yazılır. Temel matris $[S^{\alpha\beta}]$,

$$S_{ij}^{\alpha\beta} = \int_{\Omega^e} \psi_{i,\alpha} \psi_{j,\beta} dx dy \quad (4.33)$$

şeklinde ve burada $\psi_{i,\alpha} \equiv \partial \psi_i / \partial x_\alpha$, $x_1=x$ ve $x_2=y$; $\psi_{i,0} = \psi_i$ dir. (4.32) denklemindeki bütün matrisler ve (4.33) ifadesindeki interpolasyon fonksiyonları, eleman üzerinde tanımlı olmalıdır.

4.3.2.3. Lineer Dikdörtgen Eleman İçin Eleman Matrisi

(4.31) ifadesindeki $\bar{x}$ ve $\bar{y}$, elemanın yerel koordinatları, global koordinatlara taşınabilir.

$$x = \bar{x} + x_1^e, \quad y = \bar{y} + y_1^e, \quad dx = d\bar{x}, \quad dy = d\bar{y} \quad (4.34)$$

burada (x_1^e, y_1^e) , Ω^e elemanın 1 numaralı düğüm noktasının (x, y) koordinat sistemine göre global koordinatlarıdır. Bu durumda,

$$S_{ij}^{00} = \int_{x_1^e}^{x_1^e+a} \int_{y_1^e}^{y_1^e+b} \psi_i \psi_j dx dy = \int_0^a \int_0^b \psi_i \psi_j d\bar{x} d\bar{y}$$

olur, burada a ve b elemanın $\bar{x}$ ve $\bar{y}$ eksenleri üzerindeki uzunluklarıdır. Örnek olarak:

$$\begin{aligned} S_{11}^{00} &= \int_0^a \int_0^b \psi_1 \psi_1 dx dy = \int_0^a \int_0^b \left(1 - \frac{\bar{x}}{a}\right) \left(1 - \frac{\bar{y}}{b}\right) \left(1 - \frac{\bar{x}}{a}\right) \left(1 - \frac{\bar{y}}{b}\right) d\bar{x} d\bar{y} \\ &= \int_0^a \left(1 - \frac{\bar{x}}{a}\right)^2 d\bar{x} \int_0^b \left(1 - \frac{\bar{y}}{b}\right)^2 d\bar{y} = \frac{a}{3} \frac{b}{3} = \frac{ab}{3} \end{aligned}$$

bulunur. Benzer şekilde bütün $[S^{\alpha\beta}]$ matrisleri hesaplanabilir.

$$[S^{11}] = \frac{b}{6a} \begin{bmatrix} 2 & -2 & -1 & 1 \\ -2 & 2 & 1 & -1 \\ -1 & 1 & 2 & -2 \\ 1 & -1 & -2 & 2 \end{bmatrix}, \quad [S^{22}] = \frac{a}{6b} \begin{bmatrix} 2 & 1 & -1 & -2 \\ 1 & 2 & -2 & -1 \\ -1 & -2 & 2 & 1 \\ -2 & -1 & 1 & 2 \end{bmatrix} \quad (4.35)$$

elde edilir. Elemanı kare olarak seçtiğimizde yani $a=b$ durumunda (4.32b) ifadesi aşağıdaki şekle dönüşür:

$$[K^e] = \frac{1}{6} \begin{bmatrix} 4 & -1 & -2 & -1 \\ -1 & 4 & -1 & -2 \\ -2 & -1 & 4 & -1 \\ -1 & -2 & -1 & 4 \end{bmatrix} \quad (4.36)$$

Sınır integrallerinin hesaplanması için aşağıdaki ifade kullanılmaktadır.

$$Q_i^e = \oint_{\Gamma^e} q_n^e \psi_i^e(s) ds \quad (4.37)$$

burada q_n^e , Γ^e sınırı boyunca s mesafedeki bilinen bir fonksiyonudur. (4.36) ve (4.37) ifadeleri (4.26c) denkleminde yerine konursa bütün u değerleri elde edilebilir.

4.3.3. Sınır Eleman Yöntemi

İki boyutlu Laplace diferansiyel denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (4.38)$$

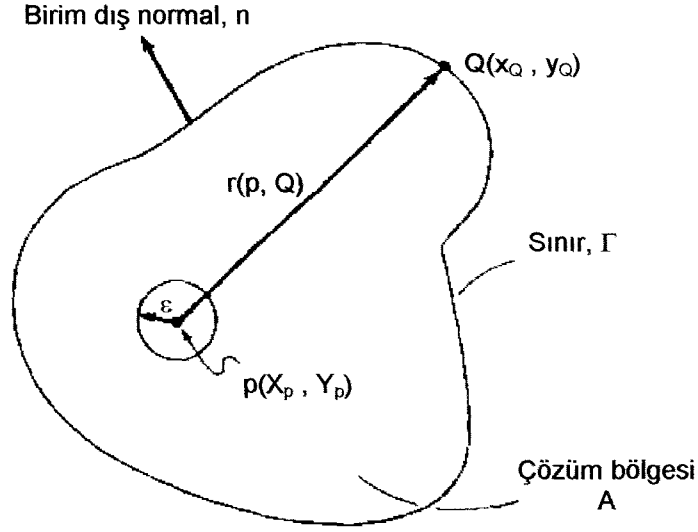
burada ∇^2 Laplace operatörü, ϕ potansiyel fonksiyon, x ve y ise koordinat eksenleridir.

Herhangi bir diferansiyel denklemin çözülebilmesi için tamamlayıcı fonksiyon ve özel çözümünün bulunması gerekir. Sınır eleman yönteminde “temel çözüm” adı verilen ifade, (4.38) diferansiyel denklemini sağlayan bir çeşit tamamlayıcı fonksiyon formunda düşünülebilir.

Şekil 4.5 de (4.38) ifadesinin çözümünün arandığı bir bölge görülmektedir. Çözüm bölgesinde, koordinatları X_p ve Y_p olan bir p noktası ile x_Q ve y_Q olan bir Q noktası olsun. Koordinatlar için büyük harflerin kullanılması o noktanın sabit olduğunu, küçük harfler ise değişken bir nokta olduğunu belirtmektedir.

Laplace denkleminin p noktasındaki birim yüke bağlı temel çözümü aşağıdaki şekildedir:

$$\lambda(p, Q) = \frac{1}{2\pi} \ln \left[\frac{1}{r(p, Q)} \right] \quad (4.39)$$



Şekil 4.5. İki Boyutlu Bir Çözüm Bölgesi

(4.39) ifadesinde $r(p, Q)$, p ve Q noktaları arasındaki mesafedir ve,

$$r(p, Q) = \sqrt{(X_p - x_Q)^2 + (Y_p - y_Q)^2} \quad (4.40)$$

şeklindedir.

Sınır eleman yönteminin en önemli özelliği problemin boyutunu bir derece indirgemiş olmasıdır; örneğin iki boyutlu bir problem, tek boyuta yani sınır değerlerine dönüştürülmüş olur. Bunun için Green'in 2. özelliği kullanılır. Bu teoremden, birinci ve ikinci türevleri sürekli olan ϕ ve λ gibi matematiksel fonksiyonların varlığı kabul edilir. Bu matematiksel fonksiyonlar rasgele seçilmemekte; ϕ , herhangi bir noktadaki bilinmeyen potansiyeli, λ ise Laplace denkleminin temel çözümünü temsil etmektedir. Bu iki fonksiyona Green'in 2. özelliğinin uygulanması ile dA alan integralinden, $d\Gamma$ doğrusal integrasyona bir dönüşüm yapılır:

$$\int_A (\phi \nabla^2 \lambda - \lambda \nabla^2 \phi) dA = \int_{\Gamma} \left(\phi \frac{\partial \lambda}{\partial n} - \lambda \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma \quad (4.41)$$

burada n birim dış normal ve $\partial/\partial n$ dış normal doğrultusundaki türevidir. ϕ potansiyel fonksiyonu, Laplace denklemini çözüm bölgesinin her noktasında sağlar. λ , temel çözümü ise p noktasının dışındaki bütün noktalarda (4.38) ifadesini sağlamakta, p noktasında ise tekil olmaktadır. p noktasının etrafına ε yarıçapına sahip küçük bir çember çizilir (Şekil 4.5) ve $\varepsilon \rightarrow 0$ limit durumunda çözüm aranır. Bu küçük çember çözüm bölgesinin dışında tutulursa, yeni alan $(A-A_\varepsilon)$ ve sınır $(\Gamma+\Gamma_\varepsilon)$ olur. (4.41) denklemi aşağıdaki şekle dönüşür.

$$\int_{A-A_\varepsilon} (\phi \nabla^2 \lambda - \lambda \nabla^2 \phi) dA = \int_{\Gamma+\Gamma_\varepsilon} \left(\phi \frac{\partial \lambda}{\partial n} - \lambda \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma \quad (4.42)$$

$(A-A_\varepsilon)$ alanı içinde her noktada $\nabla^2 \phi = 0$ ve $\nabla^2 \lambda = 0$ olduğundan eşitliğin sol tarafı sıfıra eşit olur. Sağdaki integral iki kısımda yazılırsa:

$$0 = \int_{\Gamma} \left(\phi \frac{\partial \lambda}{\partial n} - \lambda \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma + \int_{\Gamma_\varepsilon} \left(\phi \frac{\partial \lambda}{\partial n} - \lambda \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma \quad (4.43)$$

(4.43) denkleminde Γ_ε integralini hesaplamak üzere, p noktasında x eksenine göre saat yönünün tersinde α açısını kullanmak uygun olacaktır ($d\Gamma = \varepsilon \cdot d\alpha$). Ayrıca aşağıdaki değişiklik yapılabilir.

$$\frac{\partial \lambda}{\partial n} = \frac{\partial \lambda}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial n} = \frac{1}{2\pi} \frac{(-1)}{r} (-1) = \frac{1}{2\pi r} \quad (4.44)$$

$\varepsilon \rightarrow 0$ limit durumunda, Γ_ε integralini $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ aralığında hesaplanacak olursa, (4.43) ifadesindeki ikinci integral:

$$\int_{\Gamma_\varepsilon} \left(\phi \frac{\partial \lambda}{\partial n} - \lambda \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) d\Gamma = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\phi \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) - \ln \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \phi}{\partial n} \right] \varepsilon \cdot d\alpha$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\phi + (\varepsilon \cdot \ln \varepsilon) \frac{\partial \phi}{\partial n} \right] d\alpha \\
&= \frac{1}{2\pi} (2\pi \phi) = \phi
\end{aligned} \tag{4.45}$$

şeklinde elde edilir. Bu sonuç (4.43) denkleminde yerine yazılırsa:

$$\phi(p) + \int_{\Gamma} K_1(p, Q) \phi(Q) d\Gamma(Q) = \int_{\Gamma} K_2(p, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n} d\Gamma(Q) \tag{4.46}$$

bulunur. (4.46) ifadesi “sınır integral denklemi” olarak adlandırılır ve çeşitli sayısal formülasyonların başlangıç noktasıdır. ϕ ve $\partial\phi/\partial n$ fonksiyonlarının çarpanları “kernel” olarak adlandırılır ve aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır:

$$K_1(p, Q) = \frac{\partial \lambda(p, Q)}{\partial n} \tag{4.47}$$

$$K_2(p, Q) = \lambda(p, Q) = \frac{1}{2\pi} \ln \left[\frac{1}{r(p, Q)} \right] \tag{4.48}$$

Bölge içindeki p noktası sınıra kaydırılırsa sınır integral denklemi:

$$C(P) \cdot \phi(P) + \int_{\Gamma} K_1(P, Q) \phi(Q) d\Gamma(Q) + \int_{\Gamma} K_2(P, Q) \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n} d\Gamma(Q) \tag{4.49}$$

şeklindedir. $C(P)$ fonksiyonu, P sınır noktası ε yarıçapında bir çember ile çevrelenerek, (4.49) ifadesindeki bütün terimlerin $\varepsilon \rightarrow 0$ limiti alındığında hesaplanabilir.

$K_1(P, Q)$ değerini hesaplamak için, $\lambda(p, Q)$ fonksiyonunun Q noktasındaki birim normal vektöre göre türevi alınır:

$$\frac{\partial \lambda(p, Q)}{\partial n} = \frac{\partial \lambda}{\partial r} \left(\frac{\partial r}{\partial n} \right) = \frac{\partial \lambda}{\partial r} \left[\frac{\partial r}{\partial x} \left(\frac{\partial x}{\partial n} \right) + \frac{\partial r}{\partial y} \left(\frac{\partial y}{\partial n} \right) \right] \quad (4.50)$$

burada birim dış normal vektöre göre x ve y koordinatlarının türevleri n_x ve n_y aşağıdaki gibidir:

$$n_x = \frac{\partial x}{\partial n} \quad ; \quad n_y = \frac{\partial y}{\partial n} \quad (4.51)$$

ve,

$$\frac{\partial r(p, Q)}{\partial x} = \frac{x_Q - X_p}{r(p, Q)} \quad ; \quad \frac{\partial r(p, Q)}{\partial y} = \frac{y_Q - Y_p}{r(p, Q)} \quad (4.52)$$

Dolayısıyla $K_1(p, Q)$ ifadesi

$$K_1(p, Q) = \frac{-1}{2\pi r^2(p, Q)} \left[(x_Q - X_p) n_x + (y_Q - Y_p) n_y \right] \quad (4.53)$$

şeklinde bulunur.

4.3.3.1. Sınır Eleman Yönteminin Uygulanması

Herhangi bir sayısal integrasyon formu, integral formunda küçük parçalara bölünür; sınır eleman yönteminde bu parçalara “sınır elemanları” adı verilir. Bu elemanlar lineer, quadratik ve kübik olabilir.

Sınır, elemanlara ayrılır ve her bir eleman bazı düğüm noktaları ile tanımlanır. Sınır üzerinde N adet düğüm noktası olduğu kabulü yapılır; her düğümde ϕ ve $\partial\phi/\partial n$ gibi iki adet değişken olup, toplam değişken sayısı $2N$ dir. Her düğüm noktasında bu iki değişkenden en az birinin bilinmesi gerekmektedir. Bu nedenle N

adet bilinmeyen olmakta ve problemin çözümü için N adet denkleme ihtiyaç duyulmaktadır.

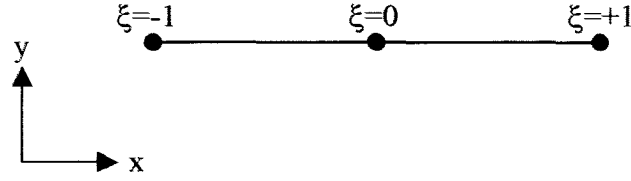
Çözüm bölgesinin sınırı birbirine bağlı bir dizi elemana ayrılır. Her bir eleman üzerinde, geometrik parametreler ve değişkenler tanımlı olmalıdır. Bu geometrik parametreler sabit, lineer, quadratik, kübik veya daha yüksek dereceden olabilir. Elemanın geometrik parametreleri, değişkenlerin parametrelerinden farklı seçilebilir. Eleman parametrelerinin derecelerini arttırmak daha hassas sonuçlar oluşturacaktır, fakat daha ağır hesap yükü gerektirmektedir. İzoparametrik quadratik elemanlar hem sonuçların hassasiyeti, hem de hesap yükü açısından en iyi durumu sağlamaktadır. Bu eleman tipinde, geometri ve değişken parametreleri için aynı dereceden parametreler kullanılır.

Şekil fonksiyonları herhangi bir elemanın davranışını tanımlamak için en uygun yoldur, çünkü her bir eleman üzerinde değişken değerlerinin verildiği “düğüm noktaları” adı verilen bir dizi nokta bulunmaktadır. Bu nedenle, quadratik bir eleman için her eleman üzerinde üç noktaya ihtiyaç duyulur: bir tane elemanın orta noktasında, ve her iki ucunda. Merkezi, elemanın orta noktasında ve uçlarındaki değeri -1 ve +1 olan yeni bir lokal koordinat sistemi, ξ , tanımlanabilir (Şekil 4.6). Bu durumda, elemanın geometrisi, şekil fonksiyonu ve üç düğüm noktasının koordinatları cinsinden yazılabilir:

$$\begin{aligned} x(\xi) &= \sum_{c=1}^3 N_c(\xi) x_c = N_1(\xi) x_1 + N_2(\xi) x_2 + N_3(\xi) x_3 \\ y(\xi) &= \sum_{c=1}^3 N_c(\xi) y_c = N_1(\xi) y_1 + N_2(\xi) y_2 + N_3(\xi) y_3 \end{aligned} \quad (4.54)$$

burada şekil fonksiyonları $N_c(\xi)$, quadratik fonksiyonlardır ve aşağıdaki iki şartı sağlamalıdır.

1. $N_c(\xi)=1$ c düğüm noktasında,
2. $N_c(\xi)=0$ diğer iki düğüm noktasında.



Şekil 4.6. İzoparametrik Quadratik Eleman

Şekil fonksiyonlarını tam olarak elde edebilmek için, aşağıdaki gibi bilinmeyen katsayılara sahip olduğu kabul edilir:

$$\begin{aligned} N_1(\xi) &= a_1 \xi^2 + a_2 \xi + a_3 \\ N_2(\xi) &= a_4 \xi^2 + a_5 \xi + a_6 \\ N_3(\xi) &= a_7 \xi^2 + a_8 \xi + a_9 \end{aligned} \quad (4.55)$$

Burada $a_1, a_2, \dots, a_9$ gibi katsayılar birer sabit değerdir ve yukarıdaki iki şartın uygulanması ile bulunabilir.

$$\begin{aligned} N_1(-1) &= -1 ; & N_1(0) &= 0 ; & N_1(1) &= 0 \\ N_2(-1) &= 0 ; & N_2(0) &= 1 ; & N_2(1) &= 0 \\ N_3(-1) &= 0 ; & N_3(0) &= 0 ; & N_3(1) &= 1 \end{aligned} \quad (4.56)$$

(4.56) ifadesindeki dokuz eşitlik kullanılarak şekil fonksiyonları

$$\begin{aligned} N_1(\xi) &= \frac{-\xi}{2}(1-\xi) \\ N_2(\xi) &= (1+\xi)(1-\xi) \\ N_3(\xi) &= \frac{\xi}{2}(1+\xi) \end{aligned} \quad (4.57)$$

şeklinde elde edilir.

Aynı şekil fonksiyonları kullanılarak ϕ ve $\partial\phi/\partial n$ için aşağıdaki ifadeler yazılabilir:

$$\begin{aligned}\phi(\xi) &= \sum_{c=1}^3 N_c(\xi) \phi_c = N_1(\xi) \phi_1 + N_2(\xi) \phi_2 + N_3(\xi) \phi_3 \\ \frac{\partial\phi(\xi)}{\partial n} &= \sum_{c=1}^3 N_c(\xi) \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \right)_c \\ &= N_1(\xi) \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \right)_1 + N_2(\xi) \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \right)_2 + N_3(\xi) \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \right)_3\end{aligned}\quad (4.58)$$

Seçilen lokal koordinat sisteminin -1 ve $+1$ aralığında olması, Gauss quadratik yönteminde de aynı sınırların kullanılması açısından önemlidir. Sınır, elemanlara bölünür ve sayısal integrasyon her bir eleman üzerinde lokal koordinat sistemi ξ ye göre yapılır.

Sınır eğrisi Γ den lokal koordinat sistemi ξ ye bir transformasyon söz konusu olduğu için bu dönüşümün Jakobiyeninin, $J(\xi)$, hesaplanması gerekmektedir.

$$J(\xi) = \frac{d\Gamma}{d\xi} = \sqrt{\left(\frac{dx(\xi)}{d\xi} \right)^2 + \left(\frac{dy(\xi)}{d\xi} \right)^2} \quad (4.59)$$

Birim dış normal vektörün bileşenlerini belirlemek üzere birim teğet vektör $\vec{m}$, aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\text{Birim vektör } \vec{m} = \frac{m_x}{|\vec{m}|} \vec{e}_x + \frac{m_y}{|\vec{m}|} \vec{e}_y \quad (4.60)$$

burada $\vec{m}$ vektörünün büyüklüğü

$$|\vec{m}| = \sqrt{(m_x)^2 + (m_y)^2} = \sqrt{\left(\frac{dx(\xi)}{d\xi} \right)^2 + \left(\frac{dy(\xi)}{d\xi} \right)^2} \quad (4.61)$$

şeklindedir ve Jakobiye, $J(\xi)$, eşittir. Bu nedenle, birim teğet vektörün bileşenleri:

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{1}{J(\xi)} \left[\frac{dx(\xi)}{d\xi} \right] \\ m_y &= \frac{1}{J(\xi)} \left[\frac{dy(\xi)}{d\xi} \right] \end{aligned} \quad (4.62)$$

z yönündeki birim vektör, $\mathbf{e}_z$, olmak üzere, normal vektör $\mathbf{h}$, $\mathbf{m}$ ve $\mathbf{e}_z$ vektörlerinin kartezyen çarpımına eşittir.

$$\begin{aligned} \mathbf{h} &= \mathbf{m} \times \mathbf{e}_z \\ &= \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ \frac{1}{J(\xi)} \left[\frac{dx(\xi)}{d\xi} \right] & \frac{1}{J(\xi)} \left[\frac{dy(\xi)}{d\xi} \right] & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \\ &= \frac{1}{J(\xi)} \left[\frac{dy(\xi)}{d\xi} \right] \mathbf{e}_x - \frac{1}{J(\xi)} \left[\frac{dx(\xi)}{d\xi} \right] \mathbf{e}_y \end{aligned} \quad (4.63)$$

şeklindedir. $x(\xi)$ ve $y(\xi)$ koordinatlarının ξ ye göre türevleri

$$\begin{aligned} \frac{dx(\xi)}{d\xi} &= \frac{dN_1(\xi)}{d\xi} x_1 + \frac{dN_2(\xi)}{d\xi} x_2 + \frac{dN_3(\xi)}{d\xi} x_3 \\ \frac{dy(\xi)}{d\xi} &= \frac{dN_1(\xi)}{d\xi} y_1 + \frac{dN_2(\xi)}{d\xi} y_2 + \frac{dN_3(\xi)}{d\xi} y_3 \end{aligned} \quad (4.64)$$

şeklinde yazılabilir. Şekil fonksiyonlarının türevleri aşağıdaki gibidir:

$$\frac{dN_1(\xi)}{d\xi} = \xi - \frac{1}{2}$$

$$\begin{aligned}\frac{dN_2(\xi)}{d\xi} &= -2\xi \\ \frac{dN_3(\xi)}{d\xi} &= \xi + \frac{1}{2}\end{aligned}\quad (4.65)$$

(4.49) ifadesindeki sınır integral denklemi lokal koordinat sistemi ξ ye göre yazılırsa:

$$\begin{aligned}C(P) \cdot \phi(P) + \sum_{m=1}^M \sum_{c=1}^3 \phi(Q) \int_{-1}^{+1} K_1(P, Q) N_c(\xi) J(\xi) d\xi \\ = \sum_{m=1}^M \sum_{c=1}^3 \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n} \int_{-1}^{+1} K_2(P, Q) N_c(\xi) J(\xi) d\xi\end{aligned}\quad (4.66)$$

burada M toplam eleman sayısıdır. Yukarıdaki integral ifadelerini $A_{m,c}$ ve $B_{m,c}$ fonksiyonları şeklinde tanımlayacak olursak:

$$C(P) \cdot \phi(P) + \sum_{m=1}^M \sum_{c=1}^3 \phi(Q) A_{m,c}(P, Q) = \sum_{m=1}^M \sum_{c=1}^3 \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n} B_{m,c}(P, Q) \quad (4.67)$$

Lineer cebrik denklem takımlarını elde etmek üzere her bir düğüm noktası P noktası olarak ele alınıp, (4.66) denklemindeki integral gerçekleştirilir.

$$[A][\phi] = [B] \left[\frac{\partial \phi}{\partial n} \right] \quad (4.68)$$

burada $[A]$ ve $[B]$ matrisleri sırasıyla K_1 ve K_2 ifadelerinin integralini içerir.

Sınır şartları, düğüm noktalarında daha önceden belli olan ϕ ve $\partial \phi / \partial n$ değerlerinden oluşur. Her bir noktada ya ϕ , ya da $\partial \phi / \partial n$ verilmiş olmalıdır.

(4.68) ifadesinin çözümü için $[A]$ ve $[B]$ matrislerinin yeniden düzenlenmesi gerekmektedir:

$$[A^*] [x] = [B^*] [y] \quad (4.69)$$

burada $[x]$ bütün bilinmeyen değişkenleri (ϕ ya da $\partial\phi/\partial n$), $[y]$ ise sınır şartı olarak verilen bütün bilinen değerleri içerir. $[A^*]$ ve $[B^*]$ matrisleri sırasıyla $[A]$ ve $[B]$ matrislerinin modifiye edilmiş halidir.

$$[A^*] [x] = [c] \quad (4.70)$$

burada $[c]$ bütün bilinen katsayıları temsil etmektedir.



4.4. Hava Yastığı Modeli

Dalga çarpması sonucu yapı üzerinde oluşan çarpma basınçlarını belirlemek üzere çeşitli yaklaşımlar mevcuttur. Yapının tasarımı açısından çarpma basınçlarının bilinmesi önemlidir. Adiabatik sıkışma kanununa göre yapı ile dalga arasında kalan bölgedeki basınç aşağıdaki şekilde yazılabilir.

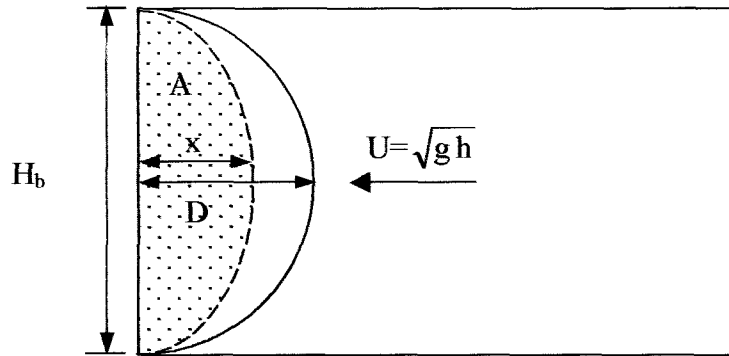
$$p V^w = \text{sabit} \quad (4.71)$$

burada p mutlak basınç, V hapsedilen havanın hacmi ve w adiabatik sabitidir.

Şekil 4.7 de görüldüğü gibi dalga ön yüzünün yapıya olan mesafesini x ile gösterirsek, adiabatik sıkışma kanunu aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$p x^w = p_0 D^w \quad (4.72)$$

Burada D hava yastığının maksimum kalınlığını, p_0 ise atmosfer basıncını temsil etmektedir.



Şekil 4.7. Hava Yastığı Modeli

İzotermal sıkışma durumunda $w=1$ olup (4.72) ifadesi

$$p = p_0 D x^{-1} \quad (4.73)$$

şeklinde yazılır. (4.1) ifadesi ile verilen basınç impulsunun tanımından duvar üzerinde bir noktadaki çarpma basıncı, Şekil 4.1 de görüldüğü gibi $t=0$, t_m arasında yaklaşık doğrusal olduğu kabul edilerek aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$p = \frac{P \rho U_x H_b}{t_m / 2} \quad (4.74)$$

burada $U_x = \sqrt{gh}$ dalga'nın yayılma hızı, $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ suyun yoğunluğu, $H_b = \mu h$ dalga'nın duvar üzerinde kırılma anındaki yüksekliği ve t_m çarpma anında maksimum basıncın oluştuğu süredir. (4.73) ve (4.74) ifadeleri eşitlenirse:

$$p_0 D x^{-1} t_m = 2 P \rho U_x H_b \quad (4.75)$$

Lundgren (1969), çarpma sırasında maksimum basıncın oluştuğu t_m ifadesi için aşağıdaki eşitliği bulmuştur.

$$t_m = \frac{A}{H_b U_x} \quad (4.76)$$

Burada A yapı ile dalga arasında sıkışan havanın birim uzunluk için hacmi olup aşağıdaki şekildedir.

$$A \cong \frac{x}{5.4 H_b} \left[3(D-x)^2 + 4 H_b^2 \right] \quad (4.77)$$

t_m ve A ifadeleri (4.75) denkleminde yerine konulur ve $x=0$ için $U_x=U=1$ şartı uygulanırsa:

$$U_x^2 = 0.842 \left[\frac{3}{4} \left(\frac{D-x}{H_b} \right)^2 + 1 \right] \quad (4.78)$$

elde edilir. Eğrisel duvar için A ifadesi aşağıdaki gibi değişmektedir.

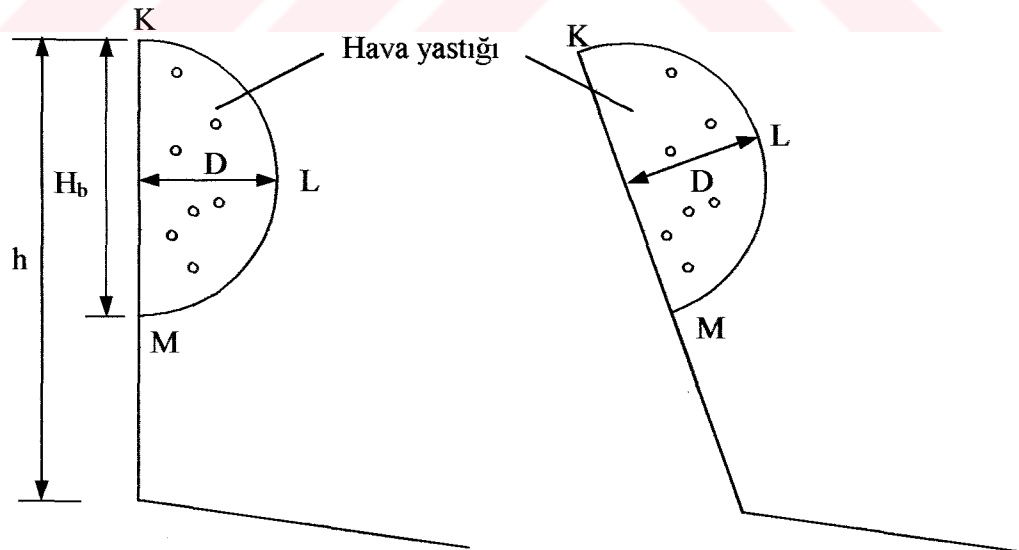
$$A \cong \frac{x}{5.25 H_b} \left[3(D-x)^2 + 4H_b^2 \right] \quad (4.79)$$

Benzer şekilde (4.79) denklemindeki A ifadesi (4.75) denkleminde yerine yazıldığında:

$$U_x^2 = 0.842 \left[\frac{3}{4} \left(\frac{D-x}{H_b} \right)^2 + 1 \right] \quad (4.80)$$

şeklinde elde edilir. Buradaki H_b ifadesi eğrisel duvarın dalga ile etkileşim içinde bulunduğu bölgenin L, P noktaları arasındaki mesafedir (Şekil 4.9). Düzlem duvar durumunda H_b ifadesi duvarın boyuna eşit olmaktadır.

Bu çalışmada hava yastığı etkisini incelemek üzere düşey ve eğimli düzlem duvar için Şekil 4.8 de görülen model önerilmiştir.



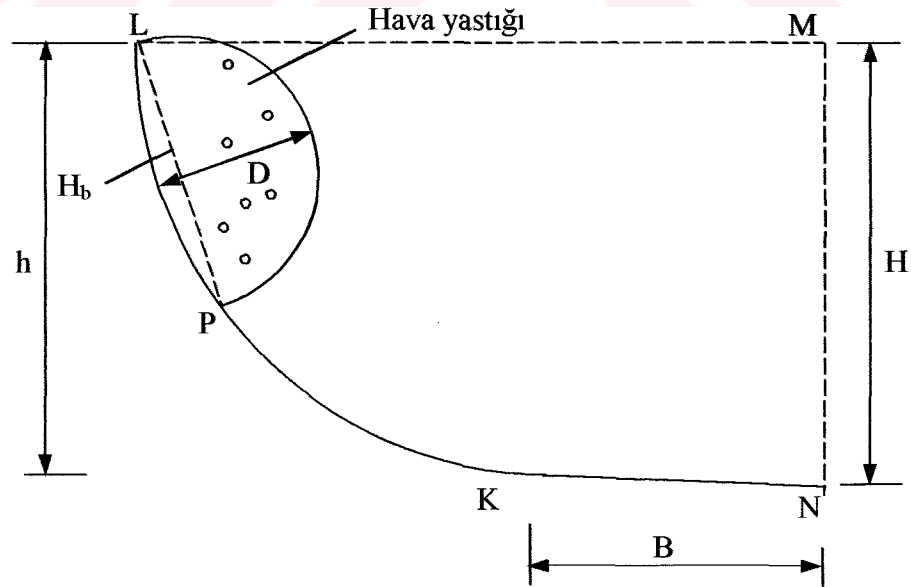
Şekil 4.8. Önerilen Hava Yastığı Modeli

Şekilden de görüldüğü gibi h yapının, H_b kırılan dalganın yüksekliğini temsil etmekte, D ise hava yastığı kalınlığını göstermektedir. Hava yastığının geometrisini tanımlamak üzere K , L ve M noktalarından geçen bir çember düşünülmüş ve D nin maksimum değeri kırılan dalga yüksekliğinin yarısı ($H_b/2$) olarak alınmıştır.

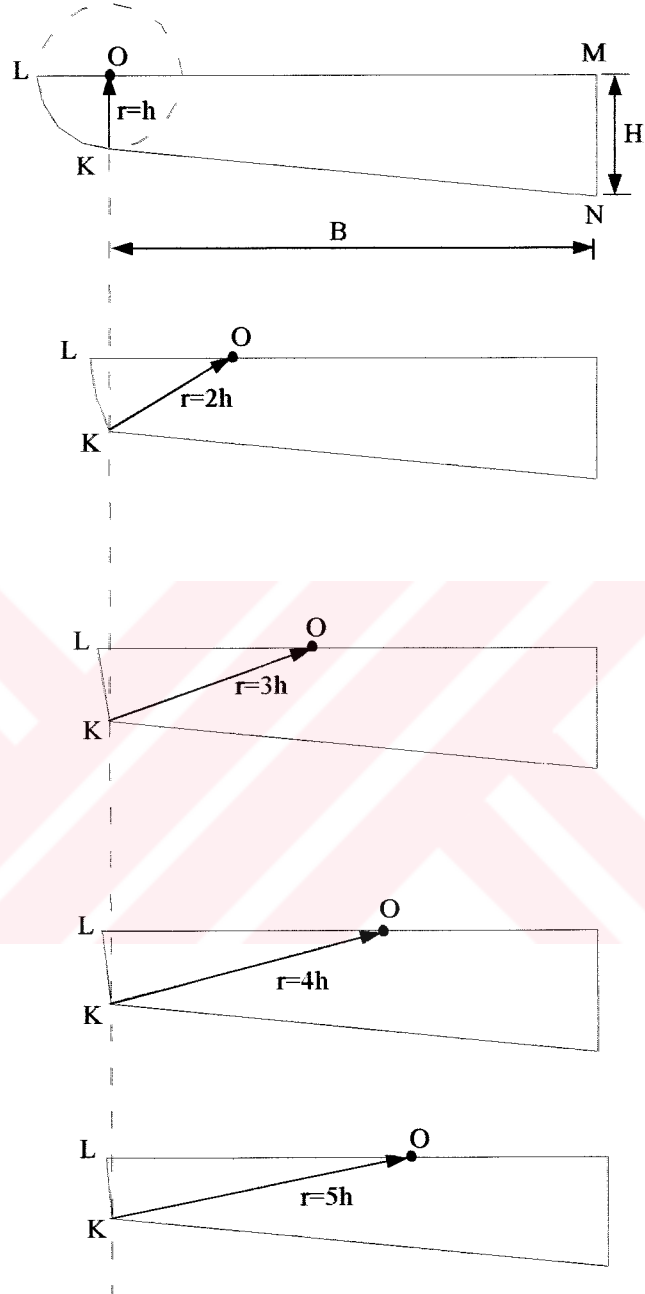
4.5. Eğrisel Duvar Modeli

Eğrisel duvar üzerinde dalga kırılması sonucu oluşan basınçları elde etmek üzere Şekil 4.9 daki model kullanılmıştır. Bu modelde KL arası yarıçapı r ve merkezi LM doğrultusu üzerinde olan bir çemberin parçası olup h yüksekliğinde bir eğrisel duvarı temsil etmektedir. L noktası r nin her durumu için çemberin 180° ye karşılık gelen noktasıdır. KN kısmı, B uzunluğunda olup taban eğimini ve MN arası ise H su yüksekliğini göstermektedir.

Şekil 4.10 da görüldüğü gibi $r = h$ durumunda KL arası çemberin dörtte biri olmakta ve r arttıkça bu yay parçasının uzunluğu azalmaktadır. $r \rightarrow \infty$ limit durumunda eğrisel duvar, düşey düzlem bir duvara dönüşmektedir. Düşey düzlem duvar için kullanılan sınır şartları eğrisel duvar için de geçerlidir.



Şekil 4.9. Eğrisel Duvar Modeli



Şekil 4.10. Farklı Yarıçaplardaki Eğrisel Duvar Modeli

5. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada önce deniz tabanının yatay olduğu durum için sayısal yöntemler ile basınç-impulsu değerleri hesaplanmış ve analitik hesap bulguları ile karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmalarda sınır eleman yönteminin diğer sayısal yöntemlere göre daha iyi sonuçlar verdiği görülmüş ve bu nedenle çalışmanın daha sonraki kısımlarında bu yöntem uygulanmıştır. Duvarın oturduğu deniz tabanının ve düzlem duvarın çeşitli eğimleri için basınç-impulsu değerleri hesaplanmış ve bu değerler yardımı ile 1/10 taban eğimli düşey düzlem duvar için elde edilen teorik çarpma basınçları ve bunların dağılımının, Kırkgöz (1995) tarafından yapılan deneylerdeki bulgular ile karşılaştırılması yapılmıştır. 1/10 taban eğimli düşey düzlem duvar için hava yastığının basınç-impulsu üzerindeki etkisi incelenmiş ve bulgular grafik olarak sunulmuştur. Daha sonra eğrisel duvar modeli için basınç-impulsu değerleri elde edilmiş ve bunlara ait bulgular hava yastığının etkisi de göz önüne alınarak grafik olarak verilmiştir.

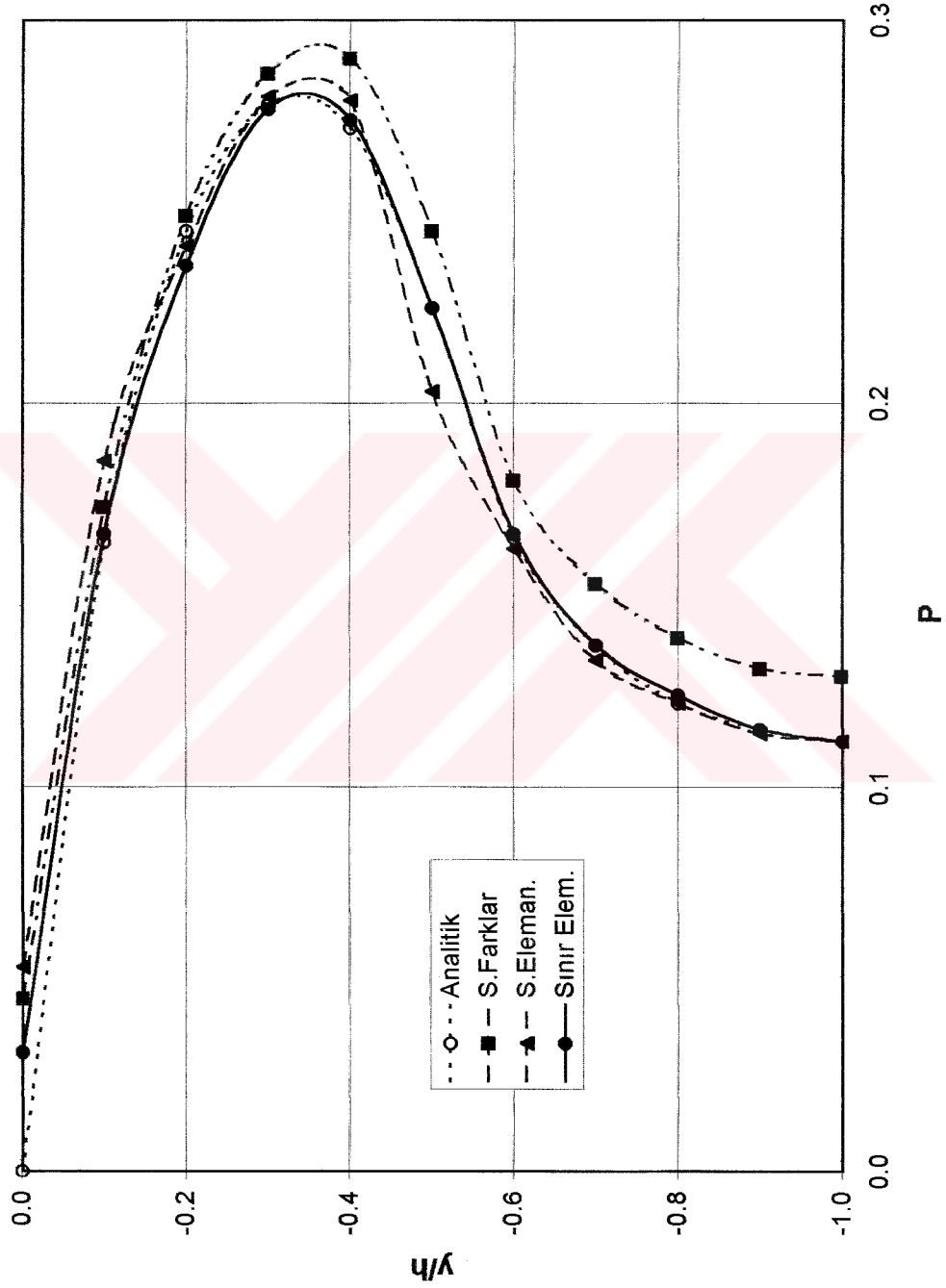
5.1. Yatay Taban Üzerinde Düşey Düzlem Duvar

Sayısal yöntemlerle elde edilen bulguları analitik çözümle karşılaştırmak amacıyla ile -her ne kadar gerçekçi olmasa da- deniz tabanının yatay olduğu durum için hesaplamalar yapılmıştır. Üçüncü bölümde açıklanan sayısal yöntemler ile idealize edilmiş yatay taban üzerindeki düşey düzlem duvarın çeşitli seviyelerinde elde edilen dalga kırılmasından kaynaklanan impuls değerleri analitik çözümler ile birlikte Çizelge 5.1 de boyutsuz olarak verilmiştir. Burada dalga kırılmasının h yüksekliğinin yarısında etkili olduğu ($\mu=0.5$) kabul edilmiş ve çözüm bölgesi uzunluğu $B=h=1$ olarak alınmıştır.

Çizelge 5.1. Farklı Yöntemlerle Elde Edilen İmpuls Değerleri

y/h	Basınç İmpulsu, P			
	Analitik	Sonlu Farklar	Sonlu Elemanlar	Sınır Eleman
0.0	0.000	0.045	0.053	0.031
-0.1	0.164	0.173	0.185	0.166
-0.2	0.245	0.249	0.241	0.236
-0.3	0.278	0.286	0.280	0.277
-0.35	0.282	-----	0.282	0.282
-0.36	-----	0.293	-----	-----
-0.4	0.272	0.290	0.279	0.274
-0.5	0.225	0.245	0.203	0.225
-0.6	0.165	0.180	0.162	0.166
-0.7	0.137	0.153	0.133	0.137
-0.8	0.122	0.139	0.122	0.124
-0.9	0.115	0.131	0.114	0.115
-1.0	0.112	0.129	0.112	0.112

Çizelge 5.1 de hesaplanan impuls değerlerinin duvar üzerindeki dağılımı Şekil 5.1 de görülmektedir. Şekilde görüldüğü gibi yatay taban üzerinde düşey düzlem duvar için sayısal çözüm yöntemleri ile hesaplanan basınç impulsu P nin dağılımı, analitik çözümle elde edilen dağılım ile uyum göstermektedir.



Şekil 5.1. Yatay Tabandaki Düşey Duvar ile Dalganın Temas Yüzeyi Boyunca P nin Dağılımı

Çizelge 5.1 deki sayısal yöntemlerde kullanılan eleman sayıları Çizelge 5.2 de verilmiştir. Sonlu farklar yönteminde çözüm bölgesi düşey ve yatayda $n=80$ eşit parçaya bölünmüş, dolayısıyla 6400 adet eleman oluşmuştur. Sonlu elemanlar yönteminde $n=20$ alınmış ve 400 eleman üzerinde çözüm yapılmıştır. Sınır eleman yönteminde ise sadece sınır üzerinde elemanlar seçildiği için $n=40$ olarak alınmıştır. Bu yöntemde n değerinin 40 dan büyük olduğu durumlar da incelenmiş, fakat sonuçlar nisbeten sabit kalmıştır. Aynı bilgisayar şartlarında çözüm süresi sonlu farklar için 4 gün, sonlu elemanlar için 1 saat ve sınır eleman yöntemi için ise birkaç saniye sürmüştür. Bu çizelgeden görüldüğü gibi en az eleman sayısı sınır eleman yönteminde kullanılmış ve ayrıca Çizelge 5.1 deki değerlerin ve Şekil 5.1 deki dağılımın incelenmesinden, bu yöntemle elde edilen bulguların analitik yöneme daha yakın olduğu görülmüştür. Bu nedenle çalışmanın bundan sonraki uygulamalarında sınır eleman yöntemi kullanılacaktır. Sayısal yöntemlerde kullanılan bilgisayar programlarının listesi ekte verilmiştir.

Çizelge 5.2. Sayısal Yöntemlerde Kullanılan Eleman Sayıları

	Sonlu Farklar	Sonlu Elemanlar	Sınır Eleman
n	80	20	40
eleman sayısı	6400	400	40

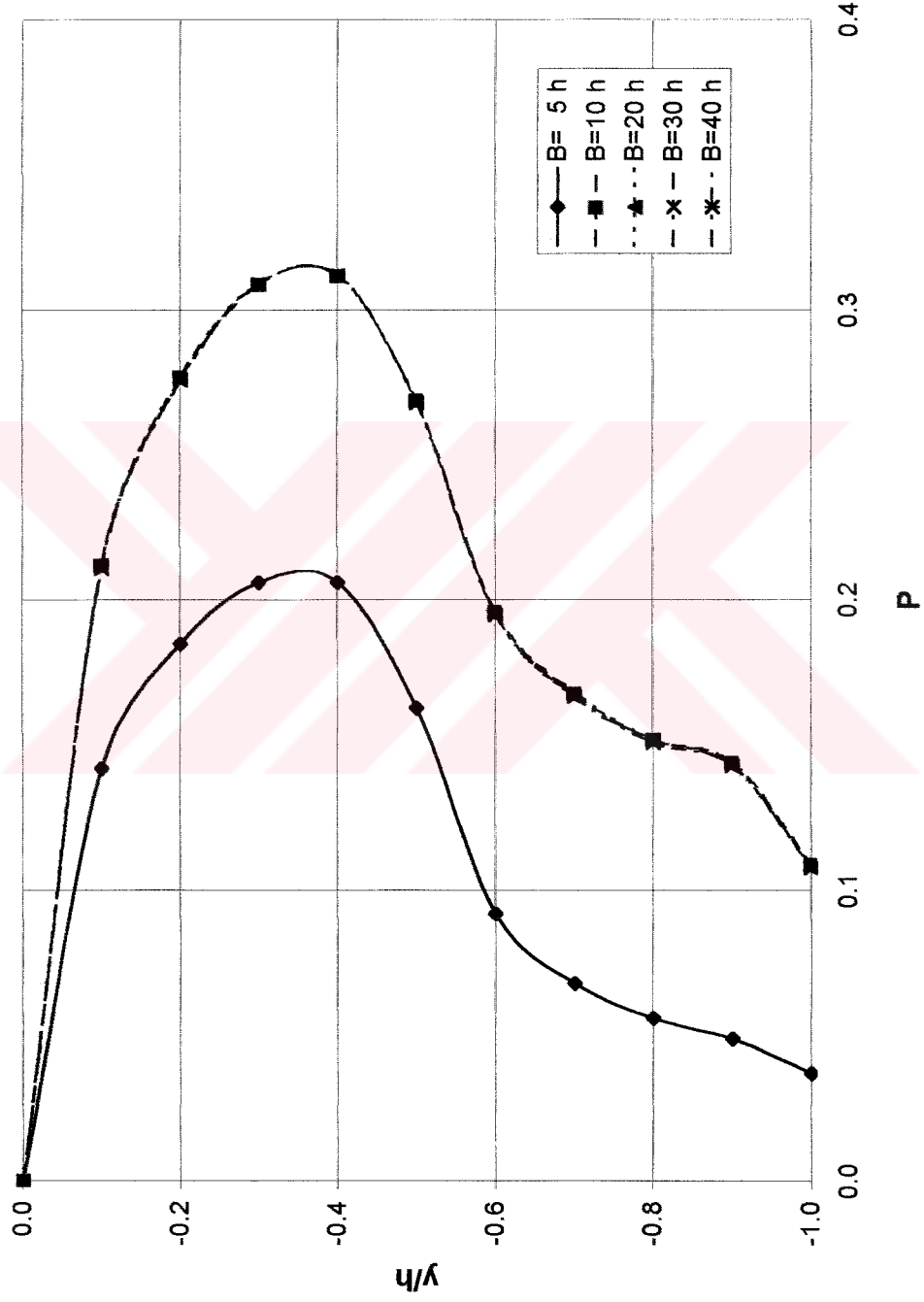
5.2. Eğimli Taban Üzerinde Düşey Düzlem Duvar

Kırkgöz (1982) yaptığı deneylerde en şiddetli çarpma basınçlarının 1/10 taban eğimi üzerindeki duvarda gerçekleştiğini gözlemlemiştir. Bu nedenle 1/10 eğimli deniz tabanı için düşey duvar üzerindeki impuls dağılımını bulmak üzere sınır eleman yöntemi kullanılmış ve elde edilen sayısal bulgular Çizelge 5.3 de boyutsuz olarak verilmiştir. Burada $\mu=0.5$ ve $h=1$ olarak alınmıştır. Çizelgedeki değerlerden sayısal çözümlerin, çözüm bölgesinin uzunluğuna bağlı olarak nasıl değiştiği görülmektedir.

Çizelge 5.3. Farklı Çözüm Bölgesi Uzunluklarında Basınç İmpulsu Değerleri

y/h	Basınç İmpulsu, P				
	B=5 h	B=10 h	B=20 h	B=30 h	B=40 h
0.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
-0.1	0.142	0.212	0.212	0.211	0.211
-0.2	0.185	0.277	0.276	0.276	0.276
-0.3	0.206	0.309	0.309	0.309	0.309
-0.34	0.209	-----	-----	-----	-----
-0.35	-----	0.315	0.315	0.315	0.314
-0.4	0.206	0.312	0.312	0.312	0.312
-0.5	0.163	0.269	0.268	0.268	0.268
-0.6	0.092	0.196	0.195	0.195	0.195
-0.7	0.068	0.168	0.167	0.167	0.167
-0.8	0.056	0.152	0.152	0.152	0.151
-0.9	0.049	0.144	0.143	0.143	0.143
-1.0	0.037	0.109	0.108	0.108	0.108

Çizelge 5.3 te verilen değerler Şekil 5.2 te grafik olarak görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi maksimum basınç impulsunun oluştuğu yer, çözüm bölgesi uzunluğu B nin değişiminden etkilenmemektedir.

Şekil 5.2. Çözüm Bölgesi Uzunluğunun P Üzerindeki Etkisi

Çizelge 5.3 ve Şekil 5.2 den görüldüğü gibi B mesafesi arttıkça basınç impulsunda bir artış görülmekte, fakat B=10 h dan itibaren P nin değerleri nisbeten sabit kalmaktadır. Bu nedenle bundan sonraki hesaplamalarda B=10 h olarak alınmıştır.

Duvar üzerindeki bir noktada maksimum çarpma basıncı p_{mak} , (3.74) ifadesinin kullanılması ile aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$p_{mak} = P_{mak} \rho U_x H_b / (t_m/2) \quad (5.1)$$

burada P_{mak} maksimum basınç impulsu, $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$ suyun yoğunluğu, $U_x=\sqrt{gh}$ dalganın yayılma hızı, $H_b=\mu h$ dalganın duvar üzerinde kırılma anındaki yüksekliği ve t_m çarpma anında maksimum basıncın oluştuğu süredir.

(5.1) ifadesi yardımıyla duvar üzerindeki çarpma basınçlarının düşey dağılımı elde edilebilir. Ancak bu ifadedeki t_m zaman aralığının yersel dağılımının bilinmesi gerekmektedir. Bu değer deneysel verilerden elde edilmesi mümkündür.

(5.1) ifadesine dayanarak düşey bir duvardaki tam çarpma haline ait basınç dağılımı ile ilgili örnekler vermek üzere Kırkgöz (1995) ün deneylerinden yararlanılmıştır. Deneydeki yapı ve dalga özellikleri aşağıda verilmiştir.

$h=0.29 \text{ m}$ (dalga tepesinin tabandan olan yüksekliği)

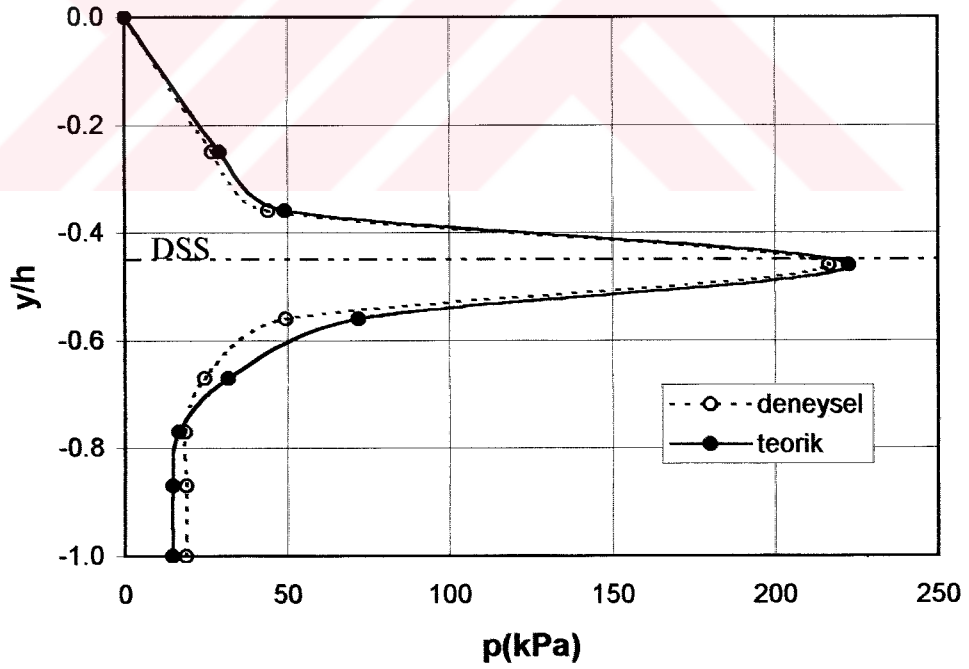
$H_b=0.20 \text{ m}$ (kırılma yüksekliği)

$\mu = H_b/h = 0.69$

Düşey duvarın yüksekliği boyunca çeşitli seviyelerdeki basınç ölçerler yardımıyla tesbit edilen deneysel t_m değerleri ve çarpma basınçları Çizelge 5.4-5.10 da verilmiştir. Sağlıklı ölçümler olmaması nedeni ile, dalga tepesinde çarpma basıncı sıfır ve yapı tabanında en alttaki ölçülen değere eşit olarak alınmıştır. Aynı çizelgelerde hesaplanan impuls değerleri ve (5.1) denklemi ile elde edilen çarpma basınçları da görülmektedir. Deneysel ve teorik olarak hesaplanan çarpma basınçlarının düşey dağılımı Şekil 5.3-5.9 da verilmiştir.

Çizelge 5.4. Düşey Duvar Üzerinde Çarpma Basınçları

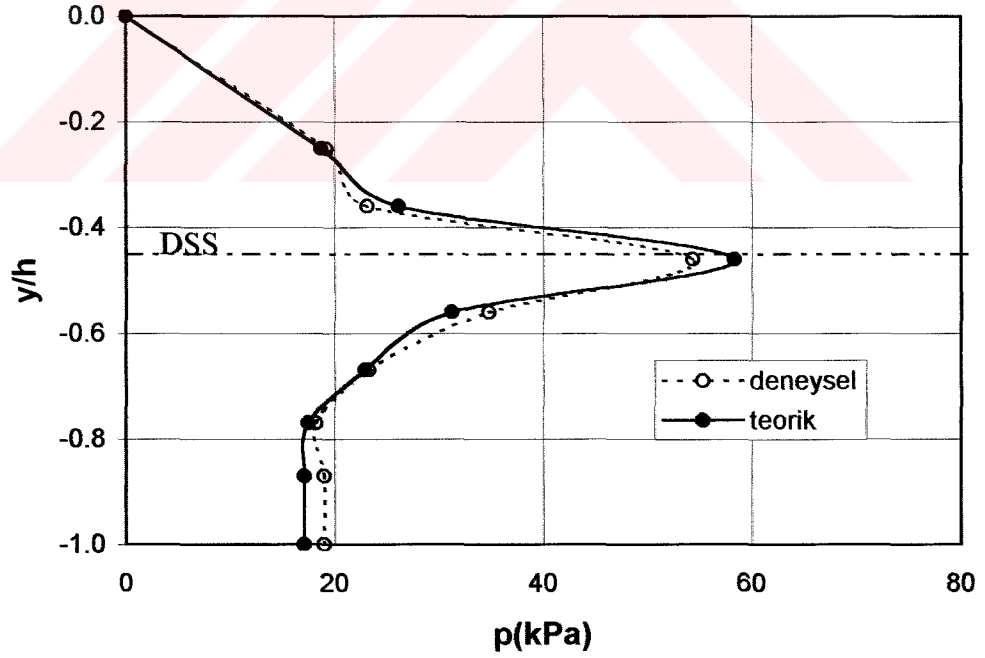
Deneysel			Hesaplanan	
y/h	t _m (ms)	p (kPa)	P	p (kPa)
0.00	---	0.00	---	0.00
-0.25	8.00	26.98	0.34791	29.35
-0.36	5.66	44.24	0.41458	49.38
-0.46	1.33	216.70	0.44068	222.75
-0.56	4.16	49.64	0.44426	71.98
-0.67	8.66	24.72	0.41133	32.03
-0.77	13.33	18.54	0.32665	16.53
-0.87	13.33	18.93	0.29199	14.78
-1.00	---	18.93	---	14.78



Şekil 5.3. Düşey Bir Duvar Üzerinde Eşzamanlı Çarpma Basınçları Dağılımı

Çizelge 5.5. Düşey Duvar Üzerinde Çarpma Basınçları

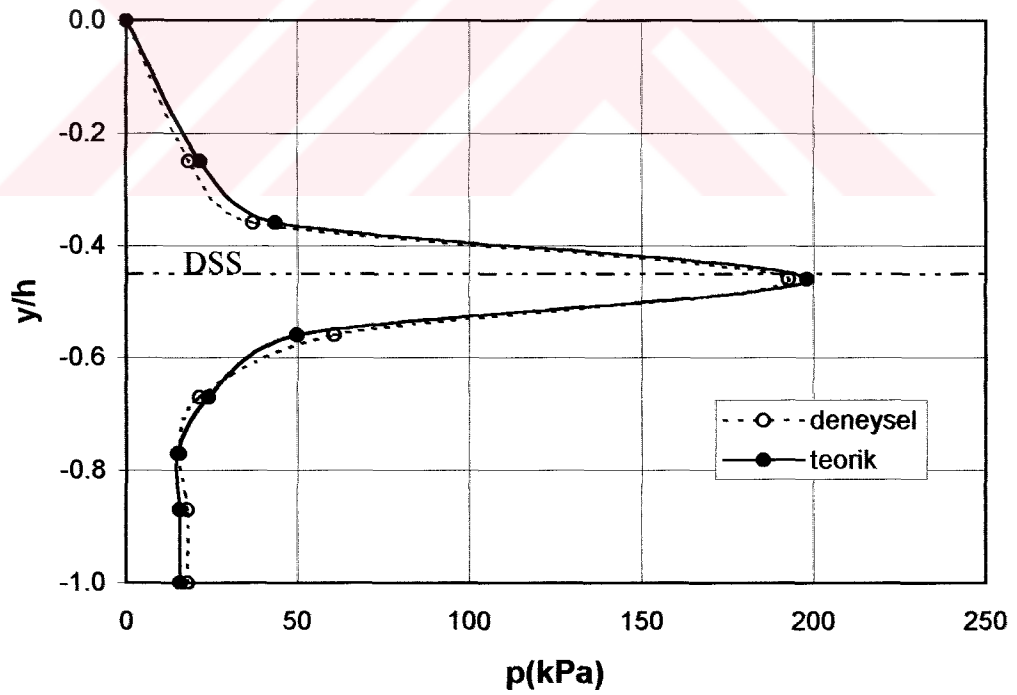
Deneysel			Hesaplanan	
y/h	t _m (ms)	p (kPa)	P	p (kPa)
0.00	---	0.00	---	0.00
-0.25	13.00	19.23	0.34791	18.06
-0.36	12.58	23.15	0.41458	22.23
-0.46	5.10	54.35	0.44068	58.30
-0.56	9.60	34.83	0.44426	31.22
-0.67	12.10	23.35	0.41133	22.93
-0.77	12.60	18.25	0.32665	17.49
-0.87	11.50	19.03	0.29199	17.13
-1.00	---	19.03	---	17.13



Şekil 5.4. Düşey Bir Duvar Üzerinde Eşzamanlı Çarpma Basınçları Dağılımı

Çizelge 5.6. Düşey Duvar Üzerinde Çarpma Basınçları

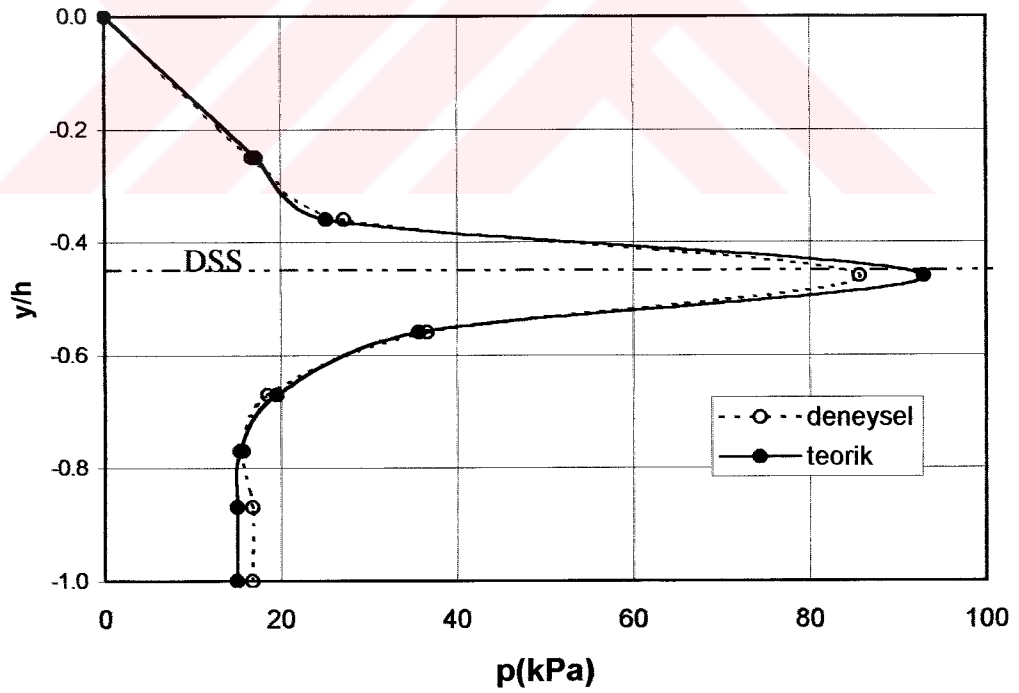
Deneysel			Hesaplanan	
y/h	t _m (ms)	p (kPa)	P	p (kPa)
0.00	---	0.00	---	0.00
-0.25	---	18.45	0.34791	21.85
-0.36	6.40	36.89	0.41458	43.70
-0.46	1.50	192.77	0.44068	198.21
-0.56	6.00	60.72	0.44426	49.96
-0.67	11.50	21.39	0.41133	24.13
-0.77	14.70	15.50	0.32665	14.99
-0.87	12.53	17.85	0.29199	15.72
-1.00	---	17.85	---	15.72



Şekil 5.5. Düşey Bir Duvar Üzerinde Eşzamanlı Çarpma Basınçları Dağılımı

Çizelge 5.7. Düşey Duvar Üzerinde Çarpma Basınçları

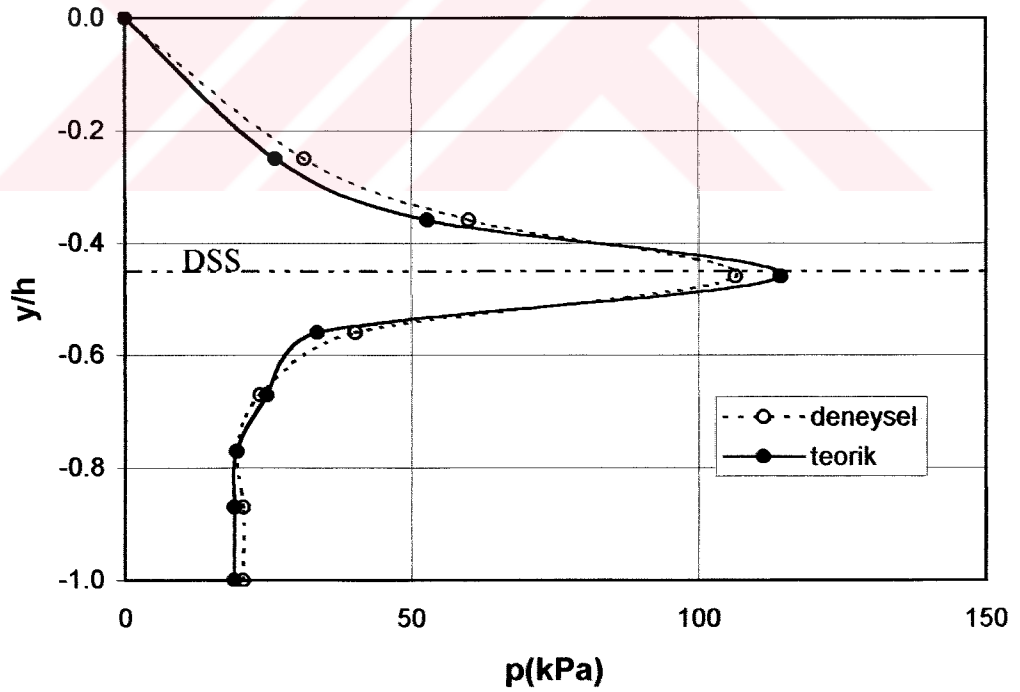
Deneysel			Hesaplanan	
y/h	t _m (ms)	p (kPa)	P	p (kPa)
0.00	---	0.00	---	0.00
-0.25	14.10	16.78	0.34791	16.65
-0.36	11.10	27.17	0.41458	25.20
-0.46	3.20	85.64	0.44068	92.91
-0.56	8.40	36.69	0.44426	35.68
-0.67	14.20	18.54	0.41133	19.54
-0.77	14.35	15.70	0.32665	15.36
-0.87	13.10	16.78	0.29199	15.04
-1.00	---	16.78	---	15.04



Şekil 5.6. Düşey Bir Duvar Üzerinde Eşzamanlı Çarpma Basınçları Dağılımı

Çizelge 5.8. Düşey Duvar Üzerinde Çarpma Basınçları

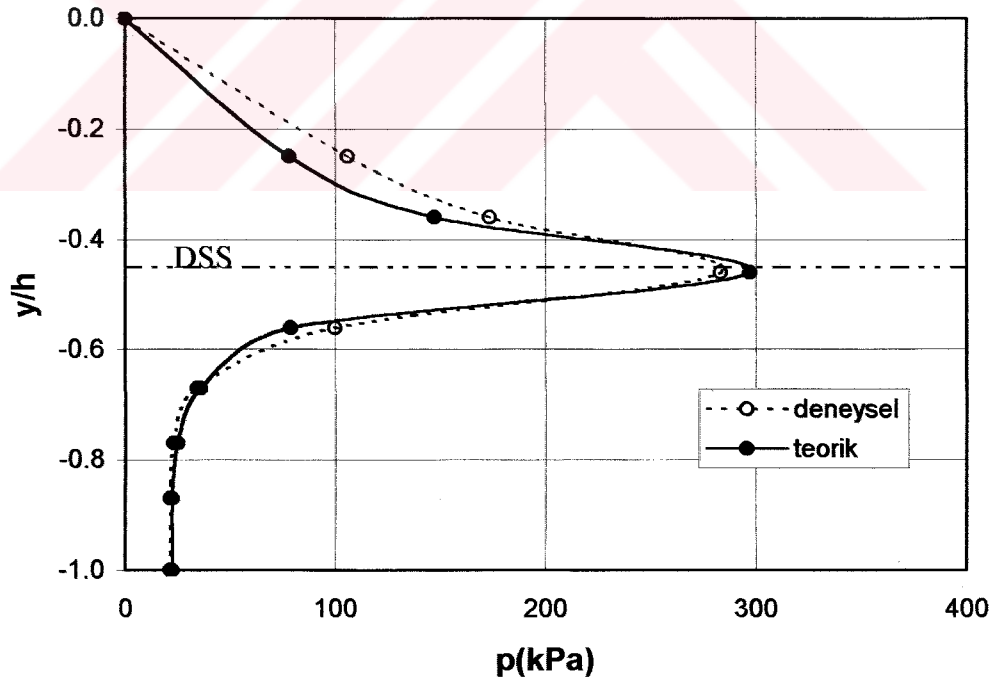
Deneysel			Hesaplanan	
y/h	t _m (ms)	p (kPa)	P	p (kPa)
0.00	---	0.00	---	0.00
-0.25	9.20	31.39	0.34791	25.51
-0.36	5.30	60.04	0.41458	52.77
-0.46	2.60	106.44	0.44068	114.35
-0.56	8.90	40.22	0.44426	33.68
-0.67	11.20	23.64	0.41133	24.78
-0.77	11.30	19.62	0.32665	19.50
-0.87	10.30	20.70	0.29199	19.13
-1.00	---	20.70	---	19.13



Şekil 5.7. Düşey Bir Duvar Üzerinde Eşzamanlı Çarpma Basınçları Dağılımı

Çizelge 5.9. Düşey Duvar Üzerinde Çarpma Basınçları

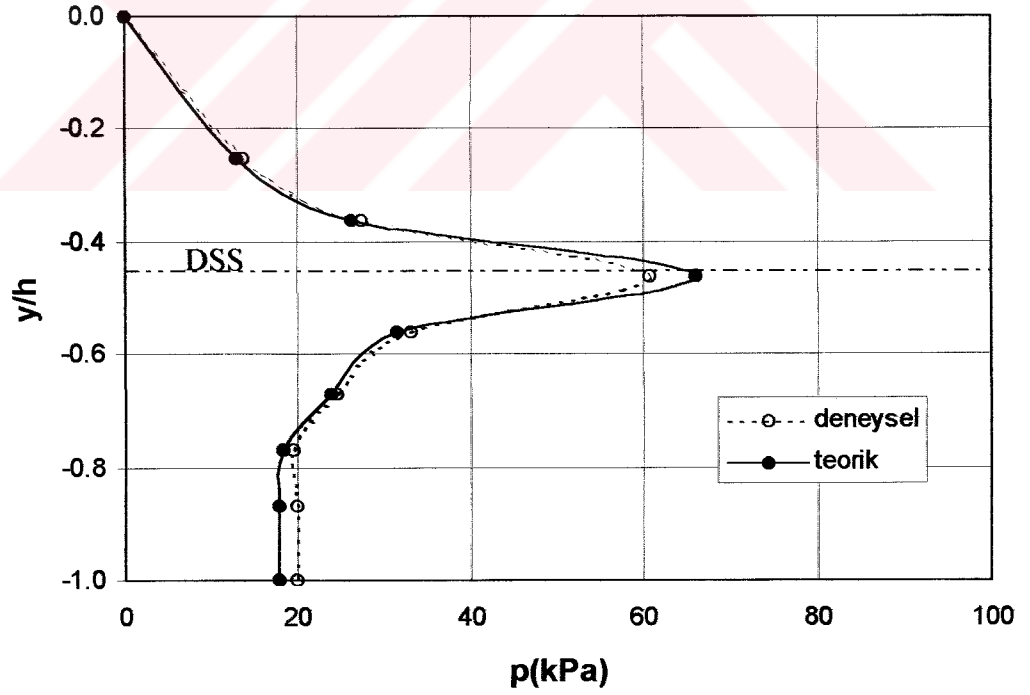
Deneysel			Hesaplanan	
y/h	t _m (ms)	p (kPa)	P	p (kPa)
0.00	---	0.00	---	0.00
-0.25	3.10	105.95	0.34791	75.72
-0.36	1.90	173.34	0.41458	147.21
-0.46	1.00	283.31	0.44068	297.32
-0.56	3.80	100.06	0.44426	78.88
-0.67	7.70	34.34	0.41133	36.04
-0.77	8.80	23.05	0.32665	25.04
-0.87	8.70	21.68	0.29199	22.64
-1.00	---	21.68	---	22.64



Şekil 5.8. Düşey Bir Duvar Üzerinde Eşzamanlı Çarpma Basınçları Dağılımı

Çizelge 5.10. Düşey Duvar Üzerinde Çarpma Basınçları

Deneyssel			Hesaplanan	
y/h	t _m (ms)	p (kPa)	P	p (kPa)
0.00	---	0.00	---	0.00
-0.25	---	13.69	0.34791	13.07
-0.36	10.70	27.37	0.41458	26.14
-0.46	4.50	60.72	0.44068	66.07
-0.56	9.50	33.16	0.44426	31.55
-0.67	11.60	24.43	0.41133	23.92
-0.77	12.00	19.42	0.32665	18.37
-0.87	11.10	19.82	0.29199	17.75
-1.00	---	19.82	---	17.75



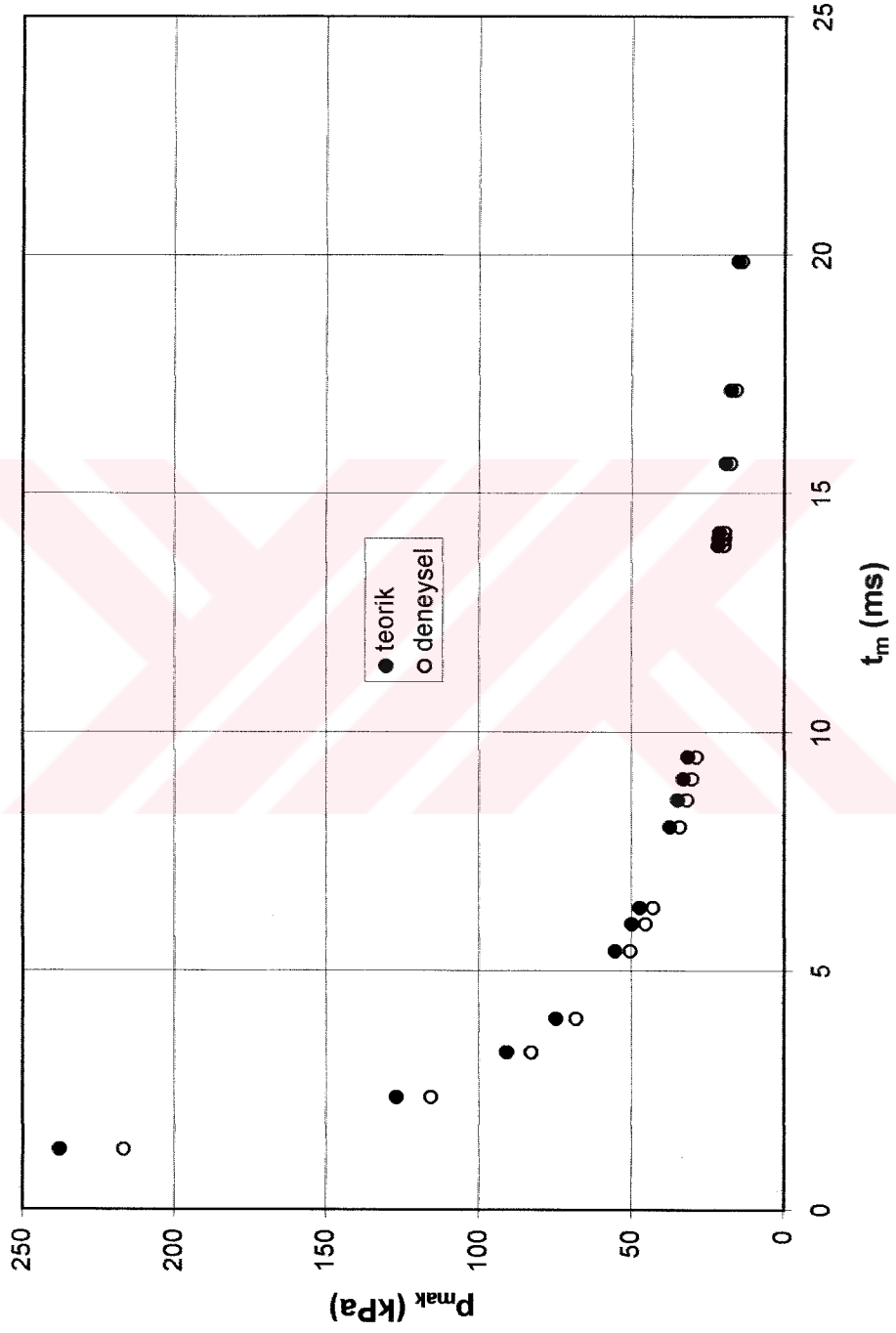
Şekil 5.9. Düşey Bir Duvar Üzerinde Eşzamanlı Çarpma Basınçları Dağılımı

Şekil 5.3-5.9 daki örnek uygulamalarda görüldüğü gibi maksimum çarpma basıncının şiddeti ve yeri deney ile büyük ölçüde uyum sağlamaktadır. Ayrıca maksimum çarpma basıncının yeri, deneysel çalışmalarda elde edildiği gibi durgun su seviyesi (DSS) civarında olduğu görülmektedir. Diğer taraftan teorik ve deneysel basınçların düşey dağılımlarında da makul ölçüde bir uyum gözlenmektedir.

(5.1) ifadesi ile hesaplanan teorik çarpma basınçları ile Kırkgöz (1995) tarafından elde edilen deneysel maksimum çarpma basınçları Çizelge 5.11 de görülmektedir. Şekil 5.10 da bu çizelgeye ait değerler grafik olarak verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi teorik ve deneysel sonuçlar oldukça uyumludur.

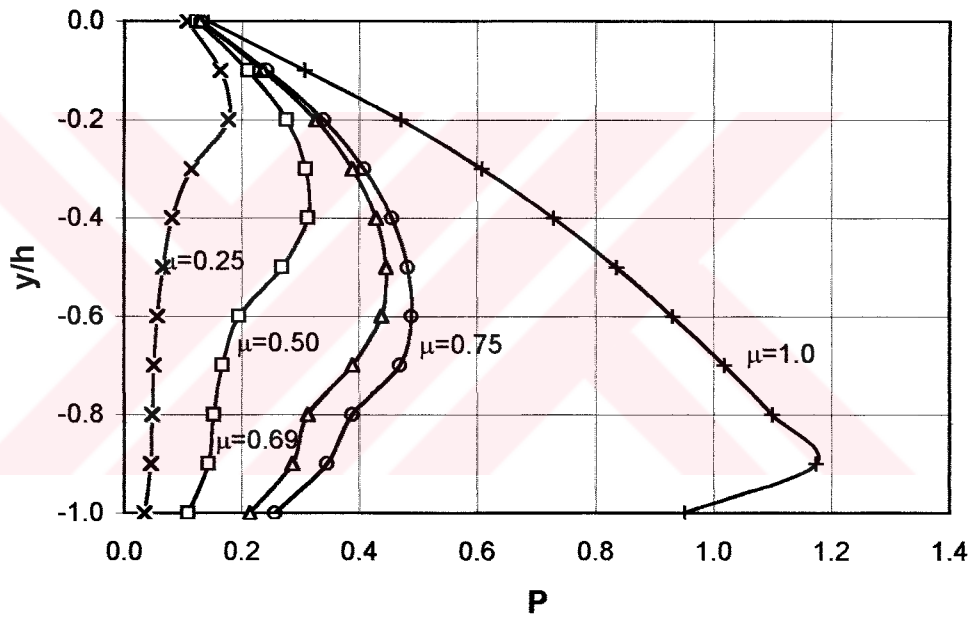
Çizelge 5.11. Düşey Duvarı Teorik ve Deneysel Maksimum Çarpma Basınçları

t_m (ms)	p_{mak} (kPa)	
	Teorik	Deneysel
2.36	126.98	115.76
6.34	47.27	43.07
17.18	17.45	15.89
8.02	37.37	34.04
6.00	49.99	45.52
14.20	21.11	19.23
4.01	74.73	68.08
5.43	55.24	50.33
8.59	34.89	31.78
13.92	21.54	19.62
15.64	19.17	17.46
14.06	21.32	19.42
9.04	33.17	30.21
6.34	47.27	43.07
3.30	90.95	82.80
1.26	237.84	216.70
9.50	31.56	28.74
19.88	15.08	13.73



Şekil 5.10. Düşey Duvarda Teorik ve Deneysel Maksimum Çarpma Basınçları

Aynı derin su özelliklerindeki dalgaların kırılma anındaki yükseklikleri kırılma koşullarına bağlı olarak değişebilmektedir yani kırılma anında dalgaın duvar üzerinde etkili olduğu bölge değişebilmektedir. Bu nedenle deneysel çalışmalar sonucu farklı μ değerlerinin elde edilebildiği görülmüştür (Weggel ve Maxwell, 1970; Partenscky ve Tounsi, 1989). Düzlem yüzeyli düşey yapı durumu için farklı μ değerlerinden oluşan basınç-impulsu grafikleri Şekil 5.11 de sunulmuştur. Şekilden görüldüğü gibi kırılan dalgaın tepesi ile maksimum basınç impulsunun oluştuğu nokta arasında impuls dağılımı yaklaşık doğrusal olmaktadır.

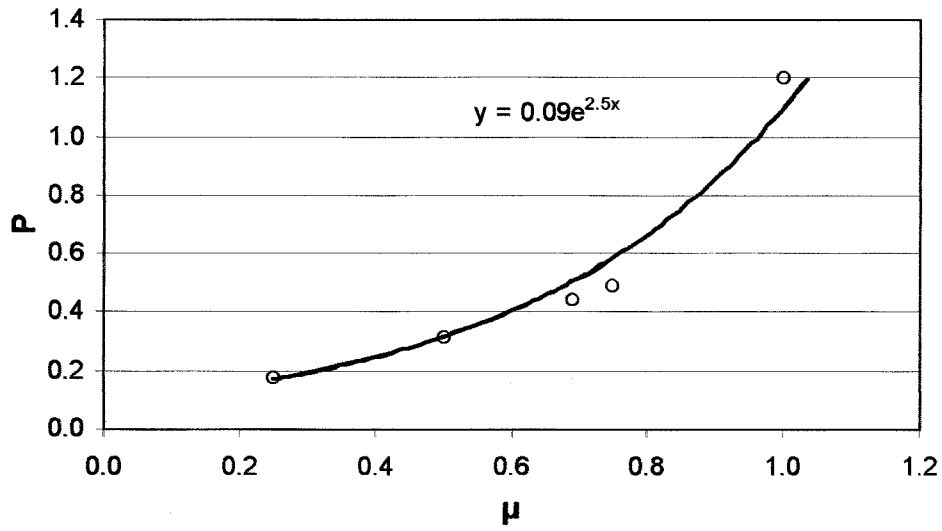


Şekil 5.11. Farklı μ Değerleri için Düşey, Düzlem Duvar Üzerinde P nin Dağılımı

Farklı μ değerleri için elde edilen maksimum basınç impulsarı Çizelge 5.12 de verilmiştir. Çizelgedeki değerler Şekil 5.12 de görülmektedir.

Çizelge 5.12. Farklı μ Değerleri için Maksimum Basınç İmpulsu

μ	0.25	0.50	0.69	0.75	1.00
P_{mak}	0.17915	0.31502	0.44581	0.48965	1.20190

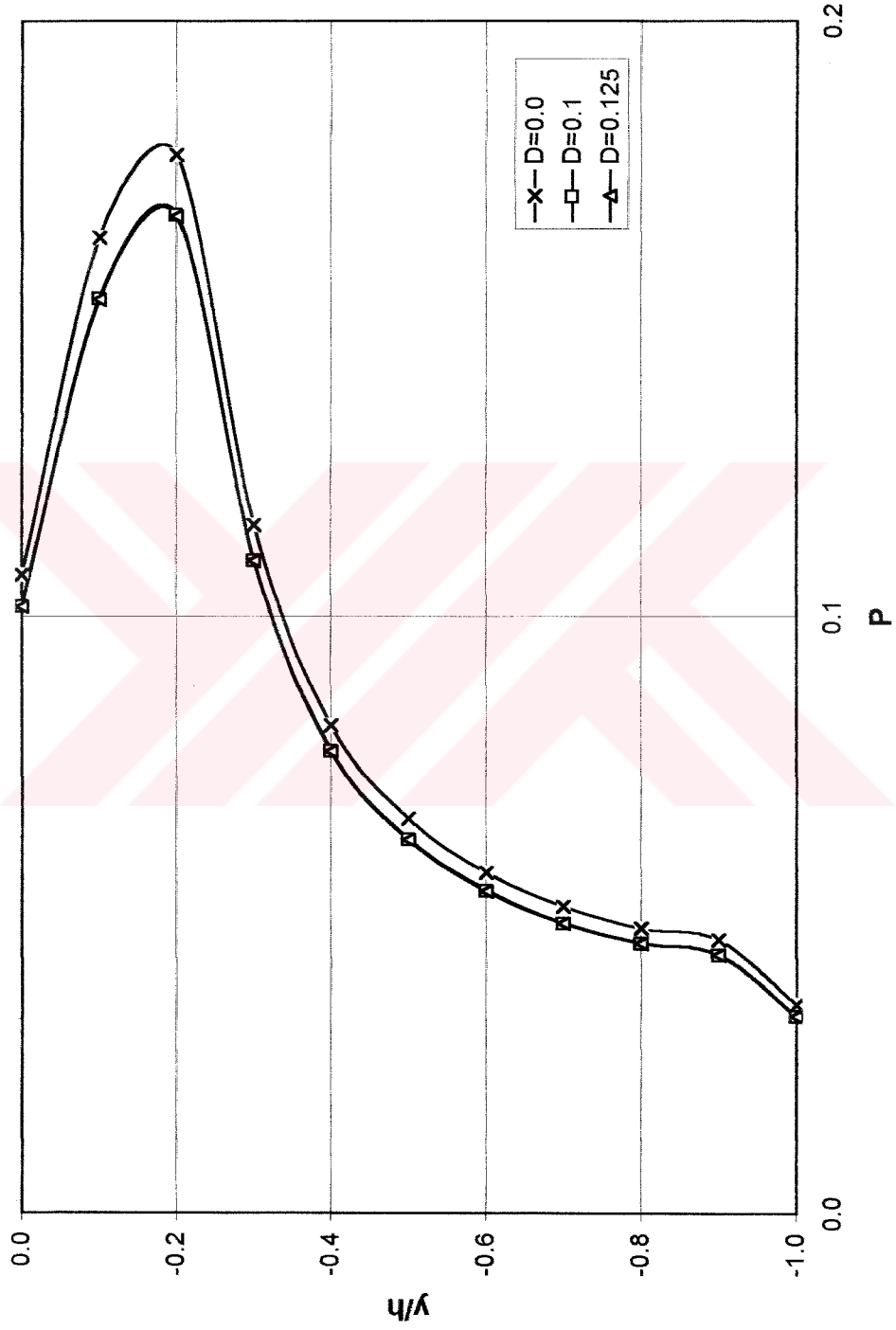
Şekil 5.12. Farklı μ Değerleri için P nin Dağılımı

Şekilden de görüldüğü gibi maksimum basınç impulsu P_{mak} , μ ifadesinin bir fonksiyonu olarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

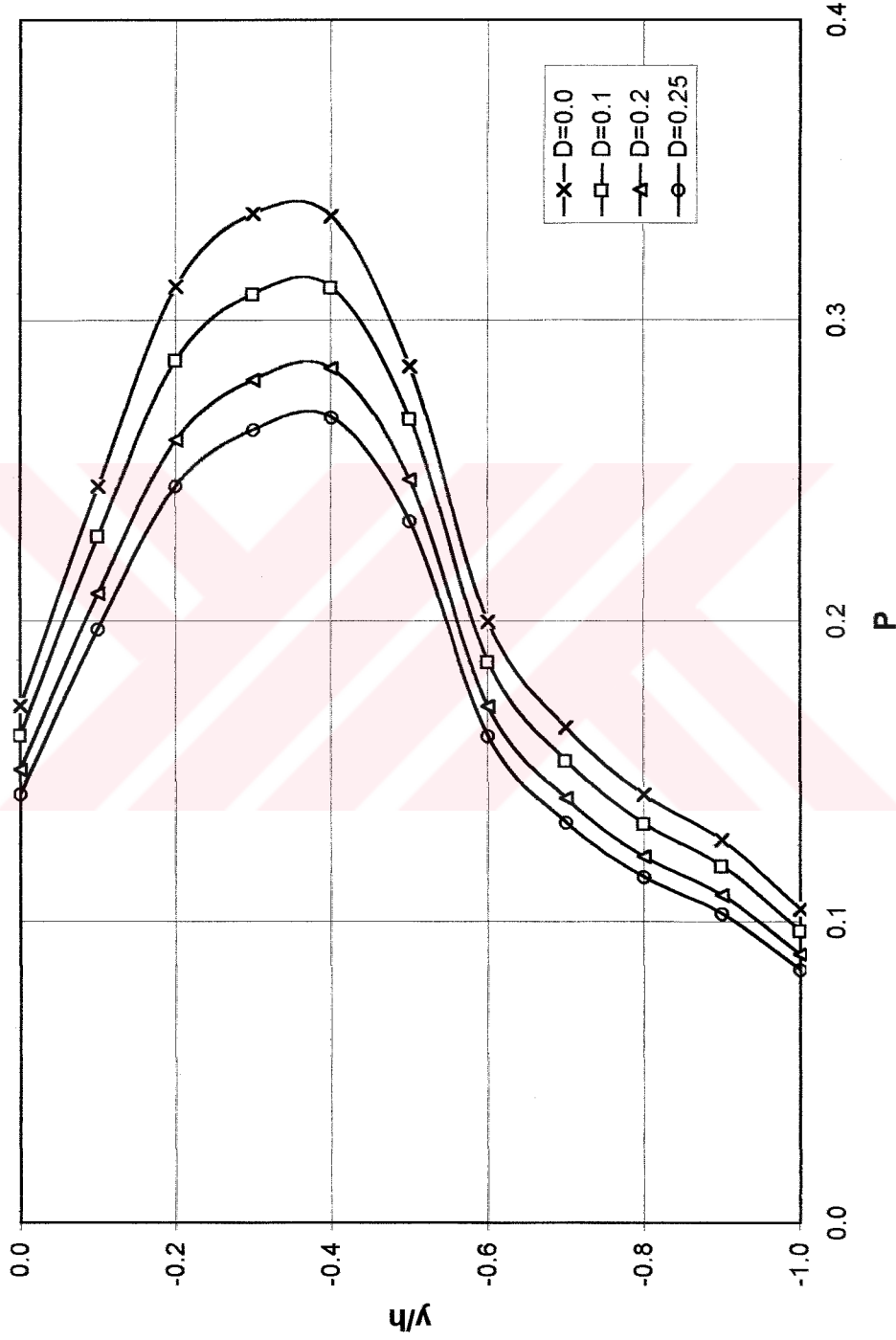
$$P_{\text{mak}} = 0.09 e^{2.5 \mu} \quad (5.2)$$

Hava Yastığı Etkisi

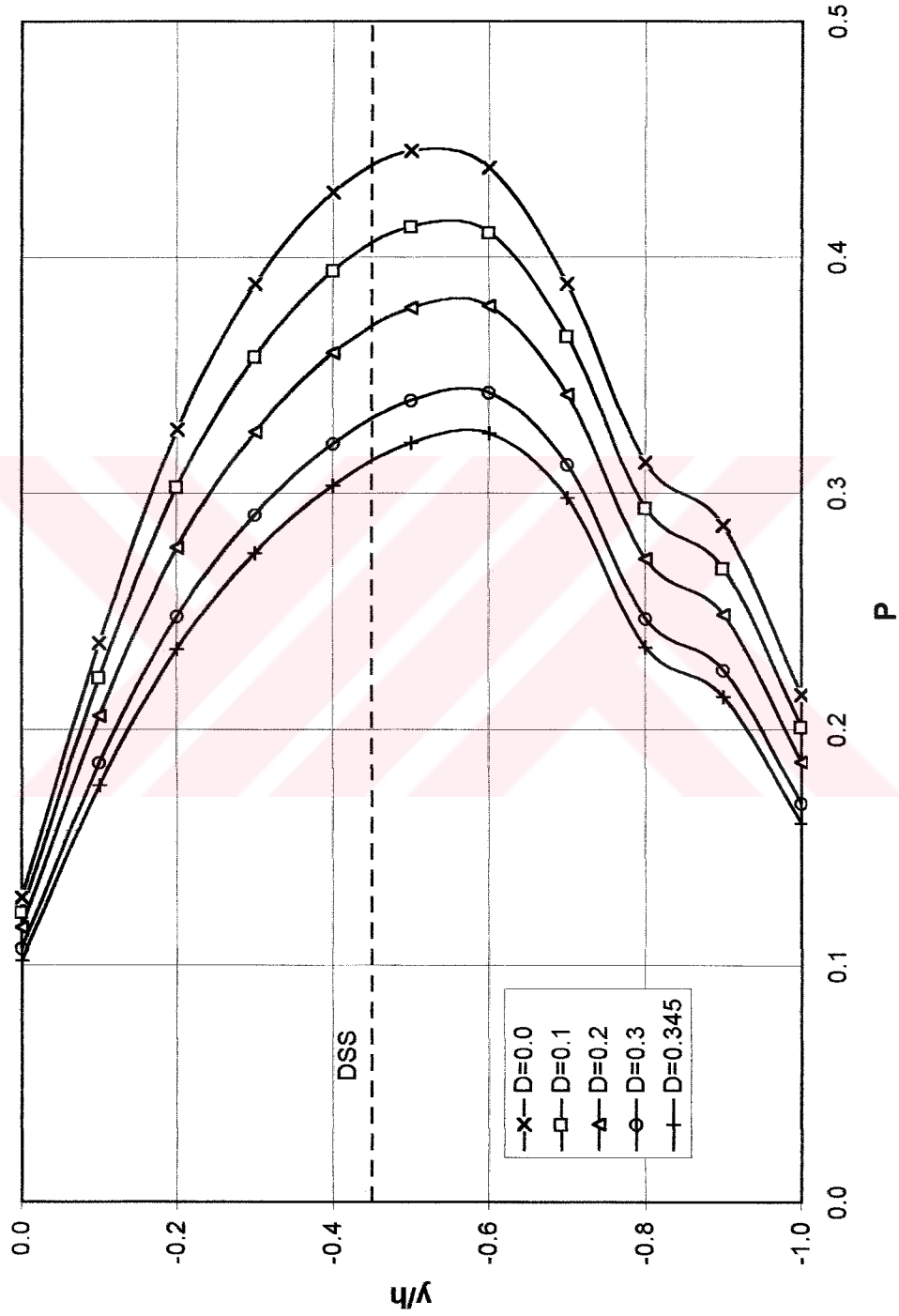
Dalga kırılması sonucu duvar üzerinde oluşan çarpma basınçlarının büyüklüğü önemli oranda D hava yastığı kalınlığından etkilenmektedir. Farklı μ değerleri için D hava yastığı kalınlığının, P basınç impulsu üzerindeki etkisini gösteren grafikler Şekil 5.13-5.17 de verilmiştir. Grafiklerin incelenmesinden görüleceği gibi D arttıkça, P değeri azalmaktadır. Kabul edilen hava yastığı modeline göre de Şekil 5.15 de elde edilen bulgulara görüldüğü gibi maksimum basınç impulsunun durgun su seviyesi (DSS) civarında oluştuğu görülmektedir.

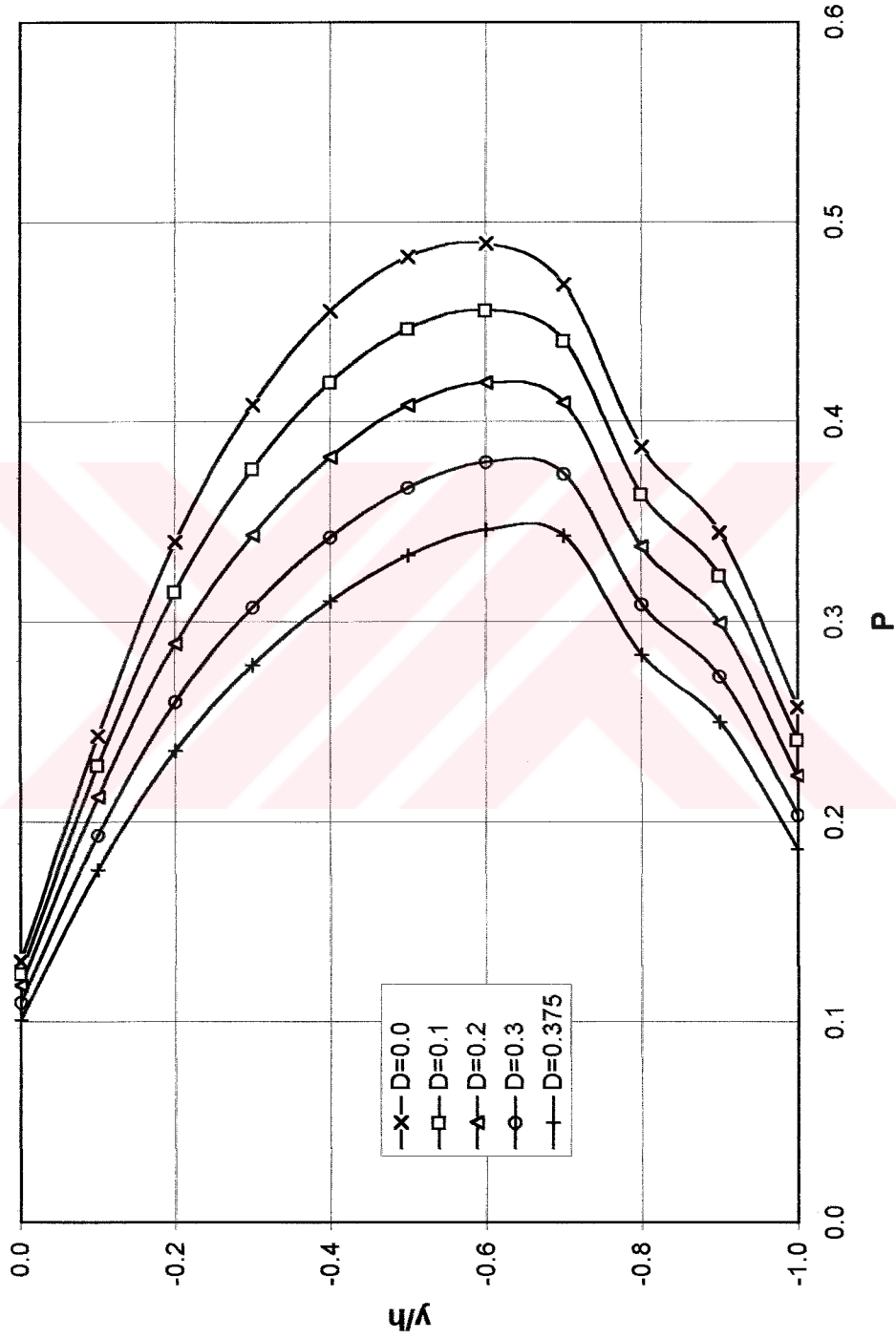


Şekil 5.13. Hava Yastığının Düşey, Düzlem Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=0.25$)

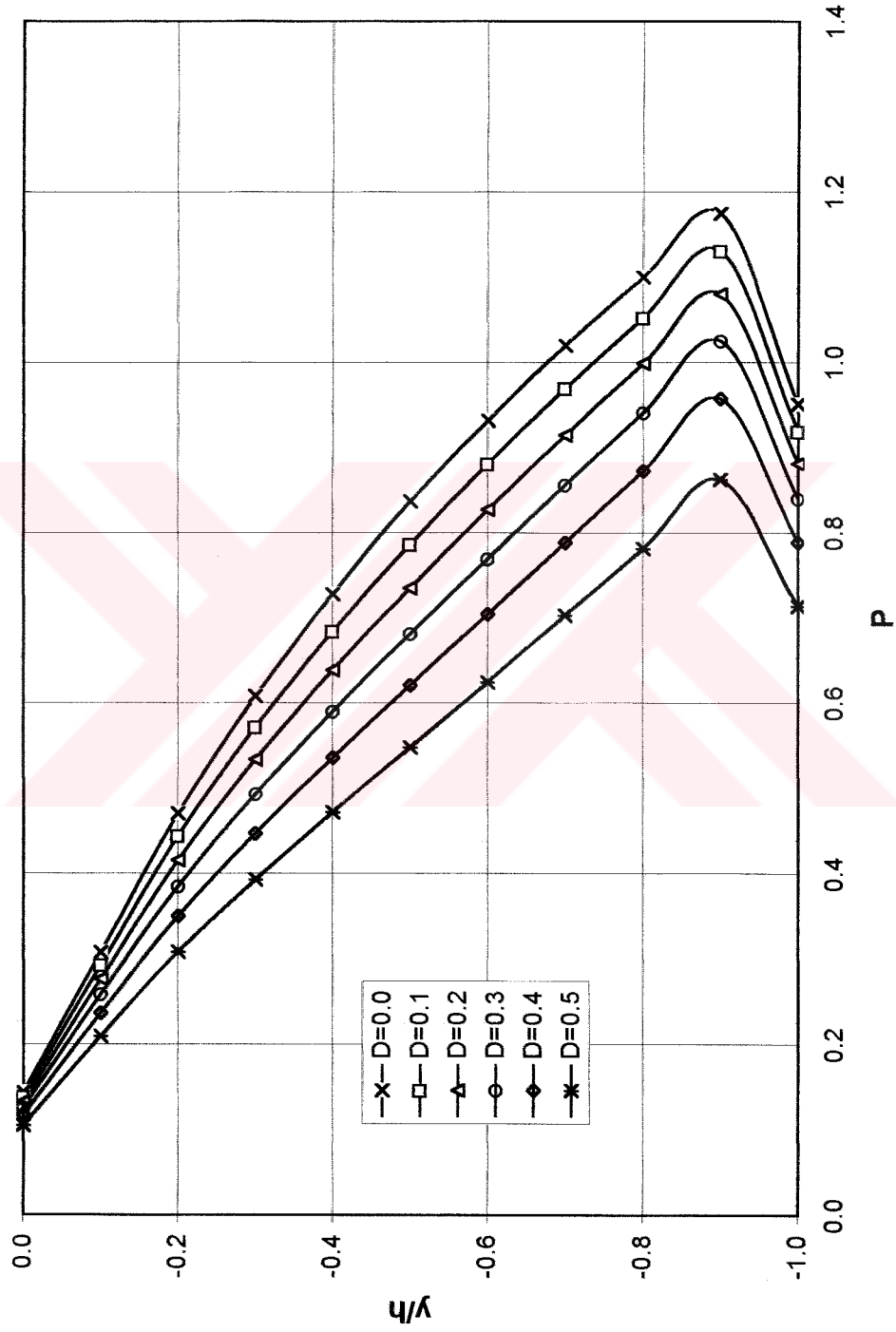


Şekil 5.14. Hava Yastığının Düşey, Düzlem Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=0.50$)

Şekil 5.15. Hava Yastığının Düşey, Düzlem Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=0.69$)



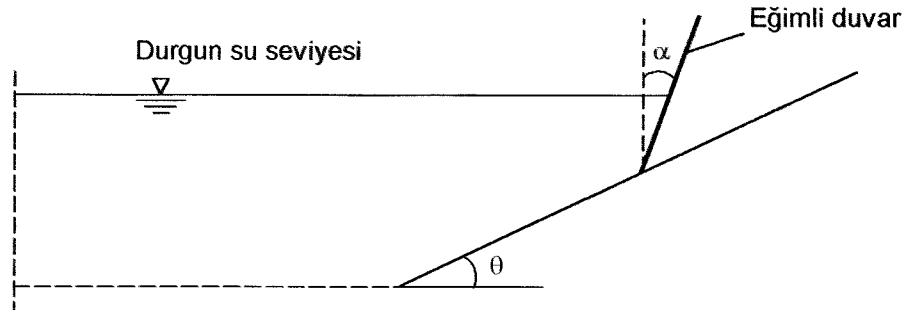
Şekil 5.16. Hava Yastığının Düşey, Düzlem Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=0.75$)



Şekil 5.17. Hava Yastığının Düşey, Düzlem Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=1.0$)

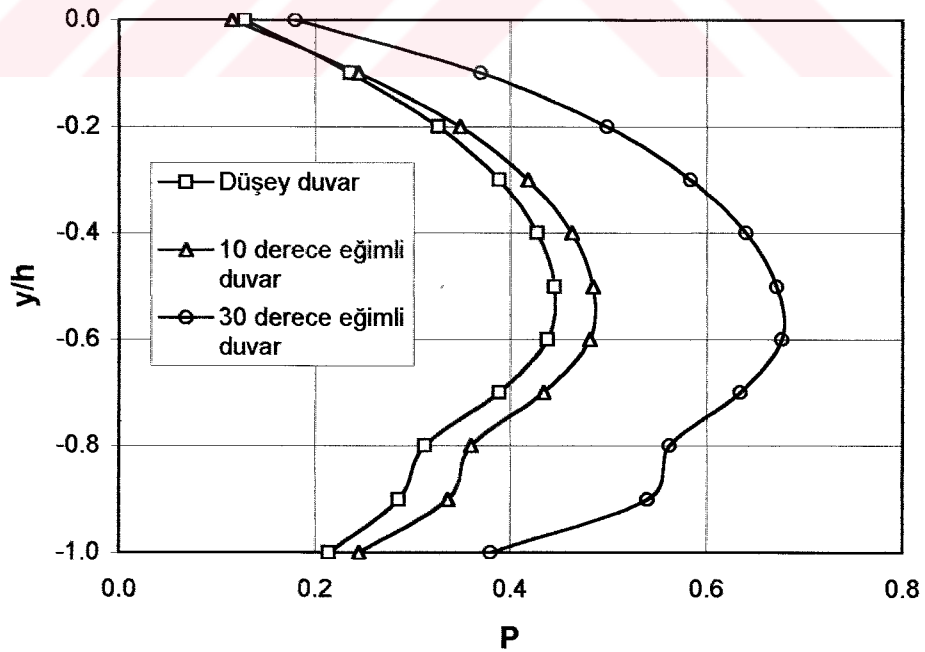
5.3. Eğimli Düzlem Duvar Üzerinde Basınç İmpulsu

Şekil 5.18 de yatayla θ açısı yapan taban üzerinde arkaya doğru α açısı ile eğimli bir düzlem duvar görülmektedir.



Şekil 5.18. Eğimli Taban Üzerinde Eğimli Düzlem Duvar

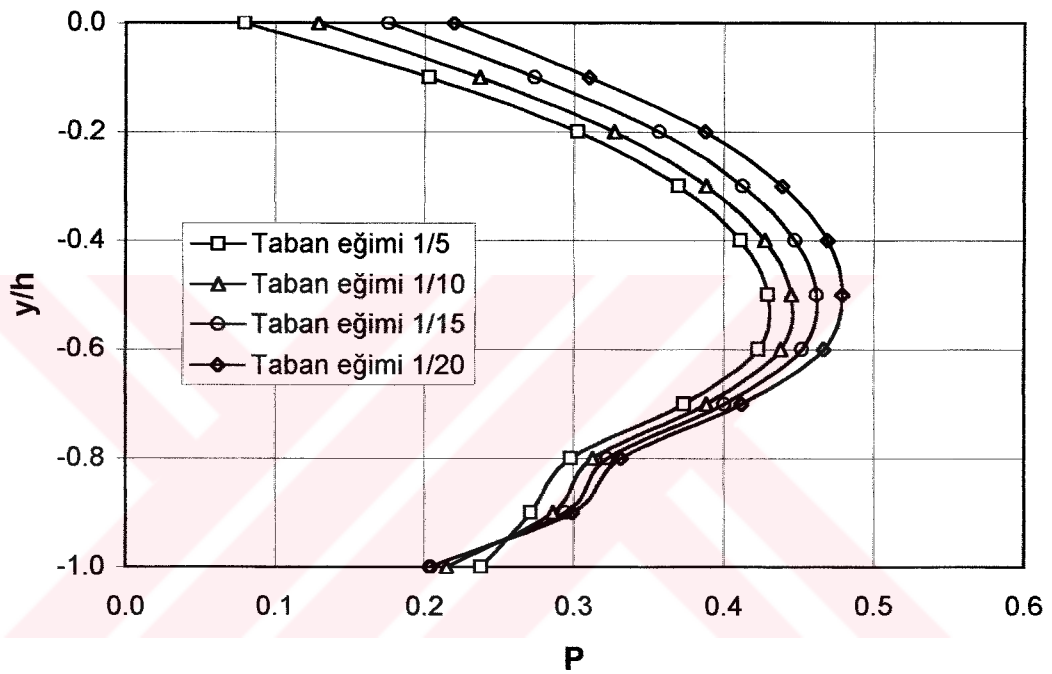
Duvarın düşey ve $\alpha=10^\circ$ ve 30° ile arkaya eğimli olması durumlarında basınç impulsunun düşey dağılımları Şekil 5.19 da görülmektedir. Şekilden görüldüğü gibi maksimum basınç impulsu 30° eğimli duvar üzerinde gerçekleşmektedir. Her üç halde de taban eğimi $1/10$ ve $\mu=0.69$ olarak alınmıştır.



Şekil 5.19. Duvar Eğiminin Basınç İmpulsuna Etkisi

5.4. Taban Eğiminin Etkisi

Yapı önündeki taban eğiminin (θ) düzlem duvar üzerindeki basınç impulsuna etkisini gösteren grafikler Şekil 5.20 de verilmiştir. Taban eğimleri 1/5, 1/10, 1/15 ve 1/20 ve $\mu=0.69$ olarak alınmıştır. Şekilde görüldüğü gibi basınç impulsu taban eğiminin azalması ile küçük oranda artış göstermektedir.

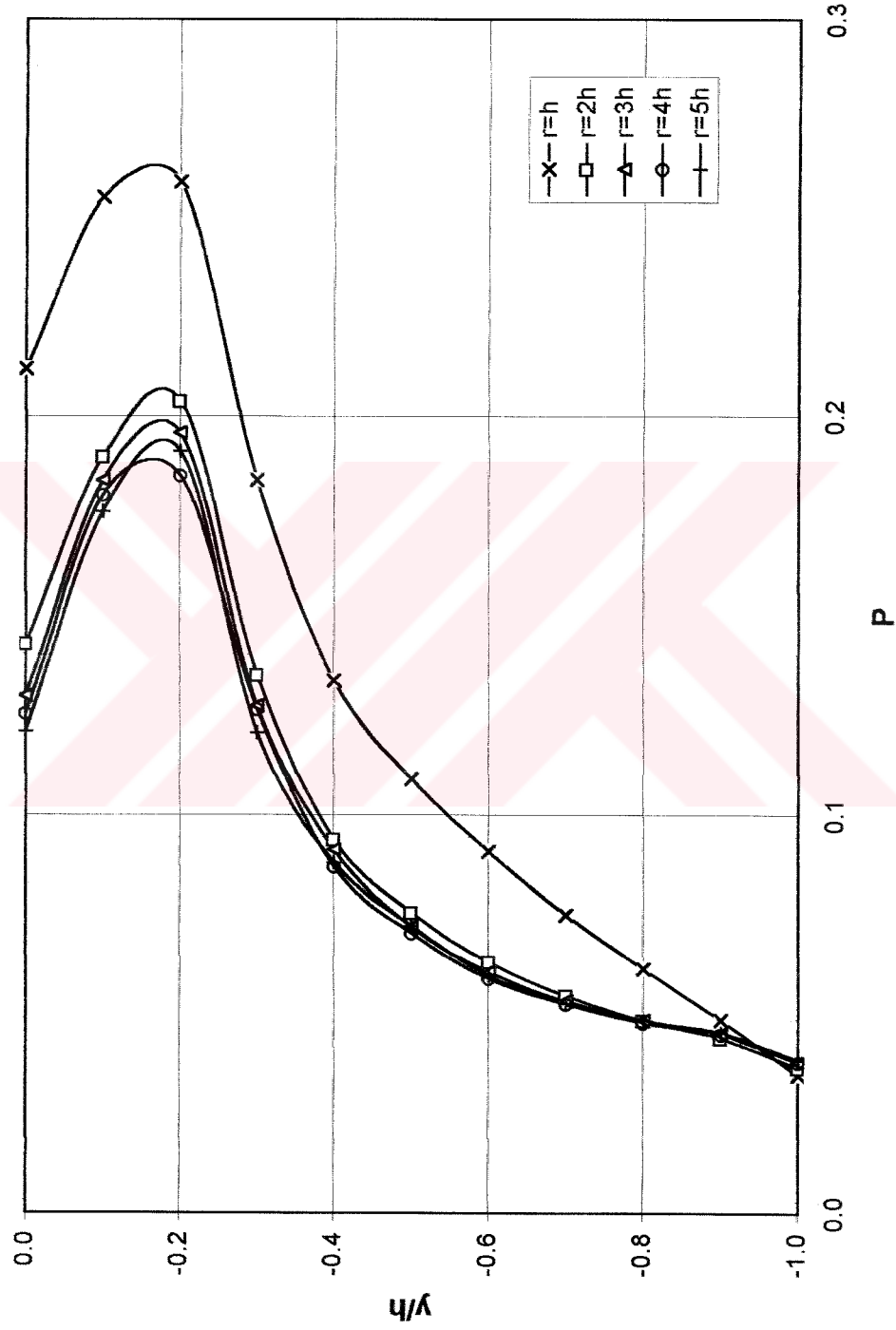


Şekil 5.20. Taban Eğiminin Düşey Düzlem Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi

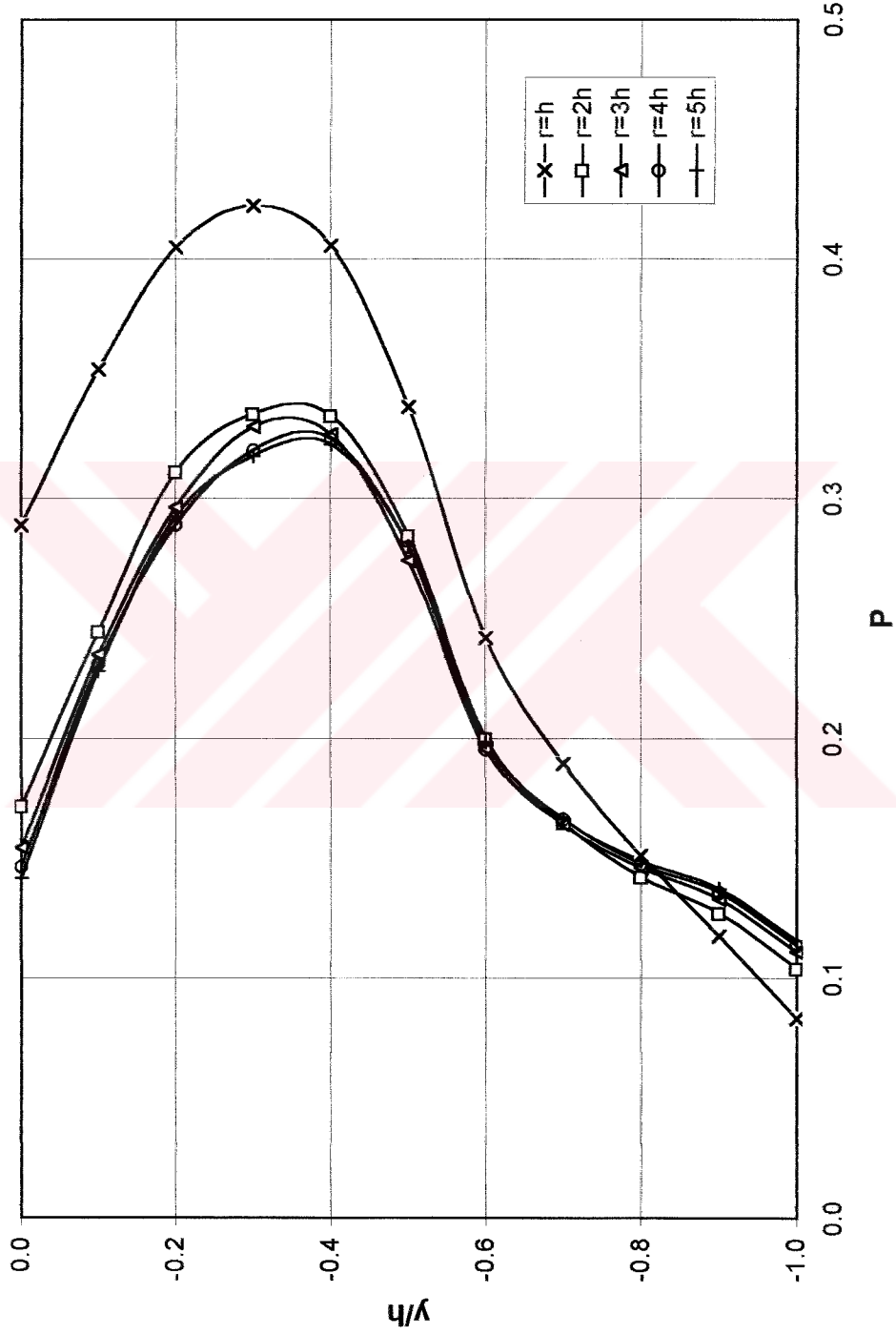
5.5. Eğrisel Duvar Üzerinde Basınç İmpulsu

Eğri yüzeyli yapılar için kullanılacak model Şekil 4.9 da görülmektedir. Burada farklı eğrilik yarıçaplarına sahip eğrisel duvarlar üzerine etkiyen basınç impulsu hesaplanmış ve bulgular aşağıda verilmiştir.

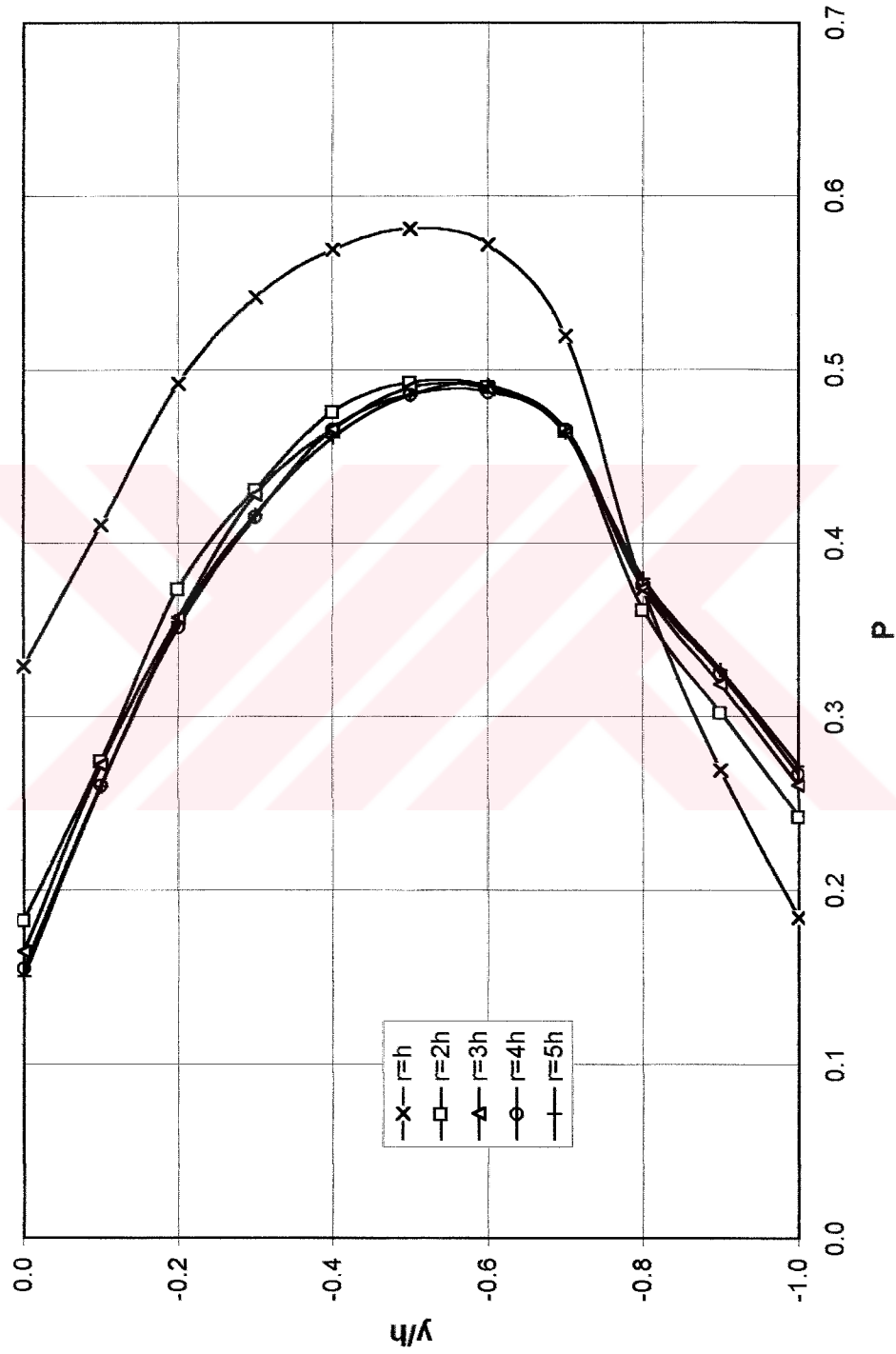
Farklı μ değerleri için r eğrilik yarıçapının, P basınç impulsu üzerindeki etkisini gösteren grafikler Şekil 5.21-5.24 de verilmiştir. $r=h$ için P maksimum değerine ulaşmakta, $r=2h$ den itibaren ise P değerleri birbirine yaklaşmaktadır.

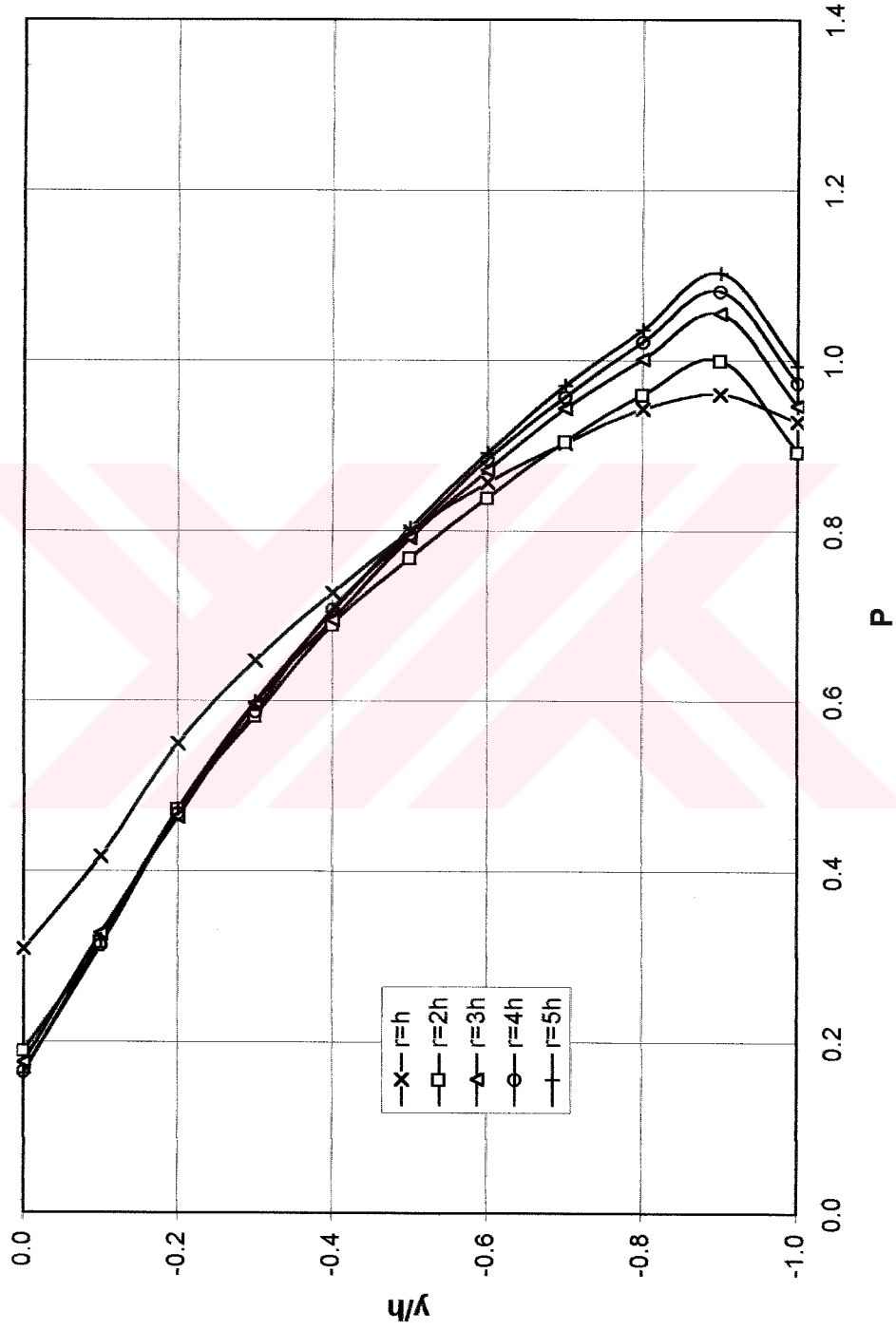


Şekil 5.21. Eğrilik Yarıçapının Eğrisel Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=0.25$)

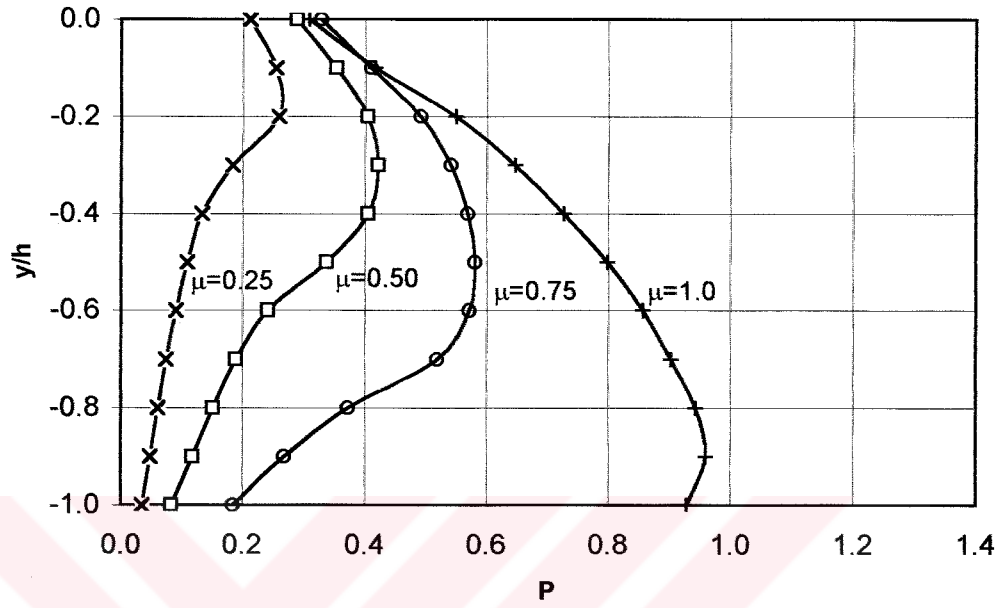


Şekil 5.22. Eğrilik Yarıçapının Eğrisel Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=0.50$)

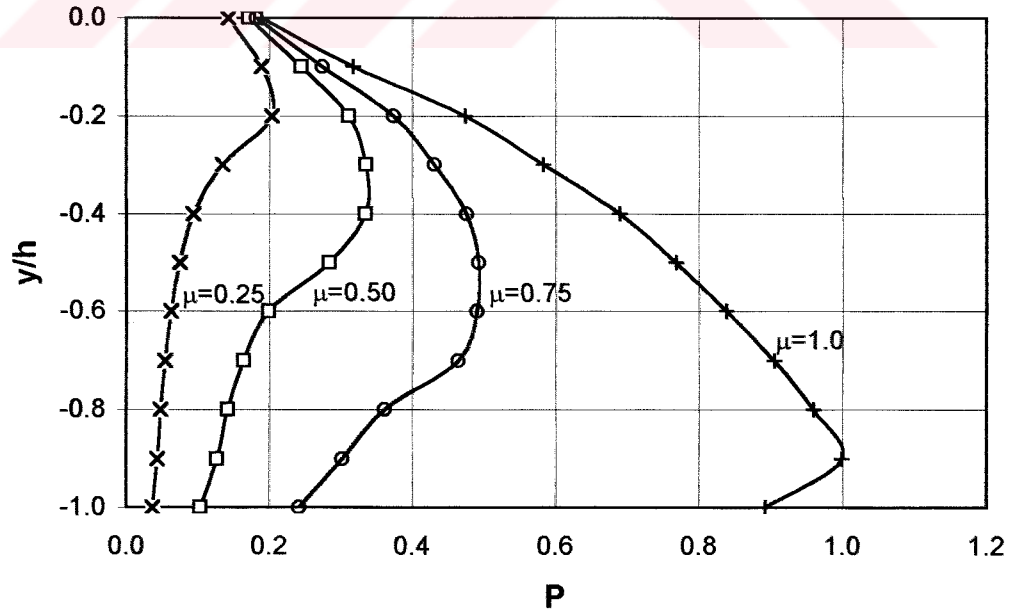
Şekil 5.23. Eğrilik Yarçapının Eğrisel Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=0.75$)

Şekil 5.24. Eğrilik Yarıçapının Eğrisel Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($\mu=1.0$)

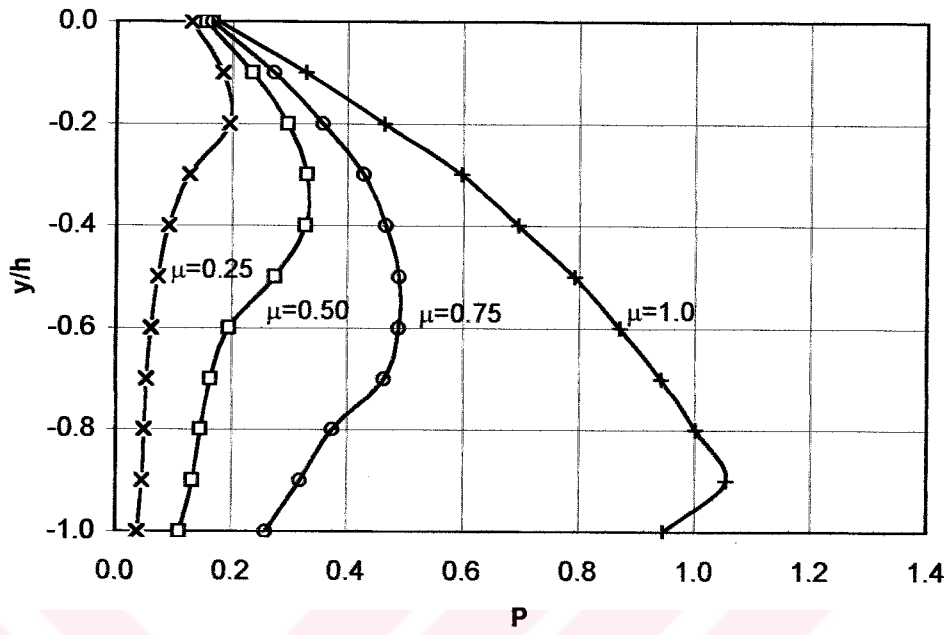
Farklı eğrilik yarıçaplarına sahip eğrisel duvar üzerindeki basınç impulsunun μ ile değişimi toplu olarak Şekil 5.25-5.29 da verilmiştir.



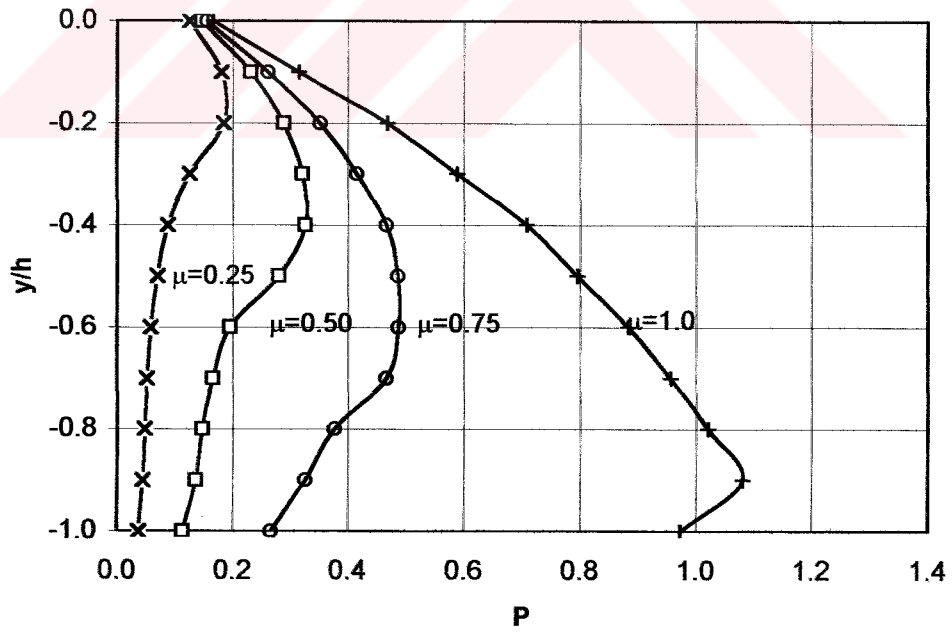
Şekil 5.25. Farklı μ Değerleri için Eğrisel Duvar Üzerindeki P nin Dağılımı ($r=h$)



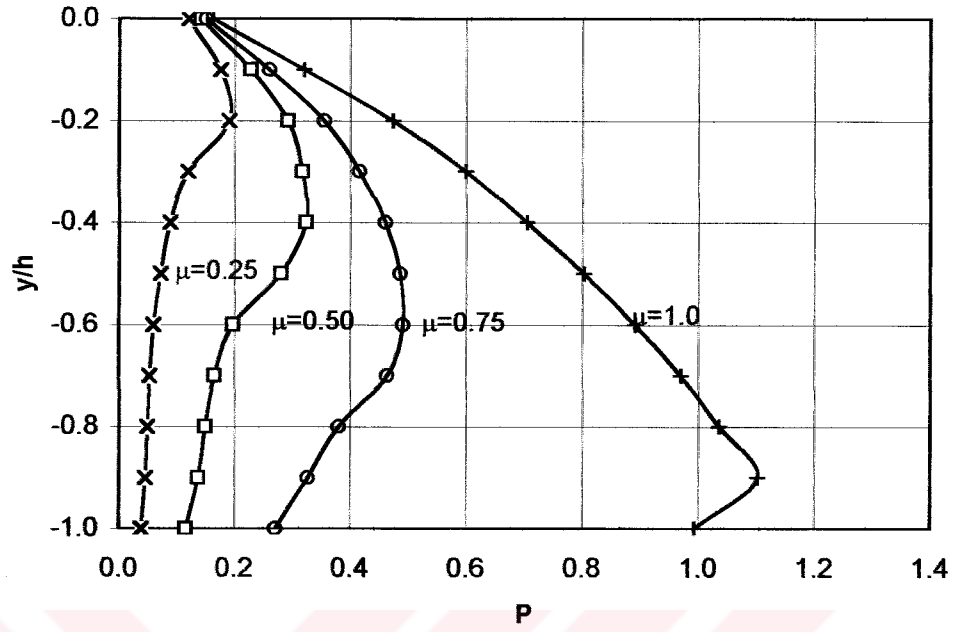
Şekil 5.26. Farklı μ Değerleri için Eğrisel Duvar Üzerindeki P nin Dağılımı ($r=2h$)



Şekil 5.27. Farklı μ Değerleri için Eğrisel Duvar Üzerindeki P nin Dağılımı ($r=3h$)



Şekil 5.28. Farklı μ Değerleri için Eğrisel Duvar Üzerindeki P nin Dağılımı ($r=4h$)

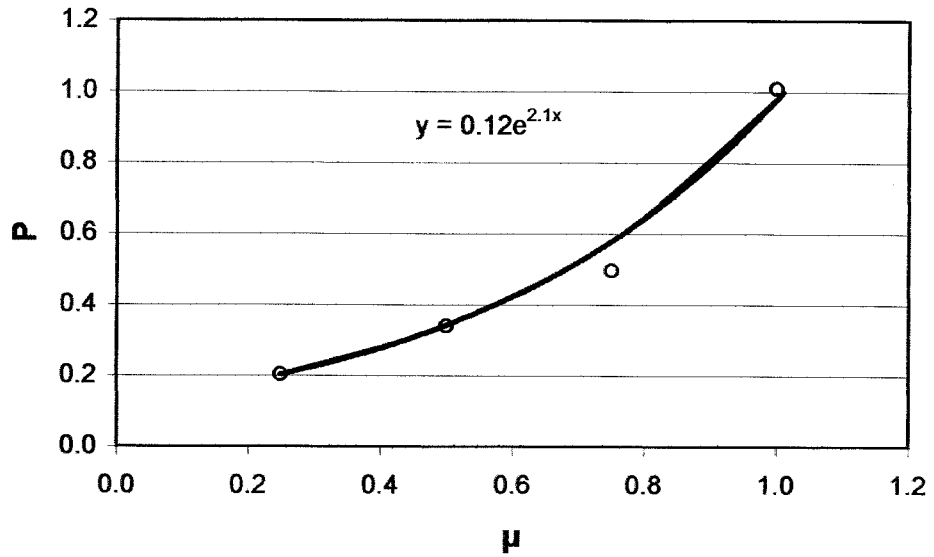


Şekil 5.29. Farklı μ Değerleri için Eğrisel Duvar Üzerindeki P nin Dağılımı ($r=5h$)

$r=2h$ yarıçapında eğrisel duvar için farklı μ değerleri ile elde edilen maksimum basınç impulsları Çizelge 5.13 de verilmiştir. Çizelgedeki değerler Şekil 5.30 da görülmektedir.

Çizelge 5.13. Farklı μ Değerleri için Maksimum Basınç İmpulsu ($r=2h$)

μ	0.25	0.50	0.75	1.00
P_{mak}	0.20417	0.33964	0.49655	1.00910



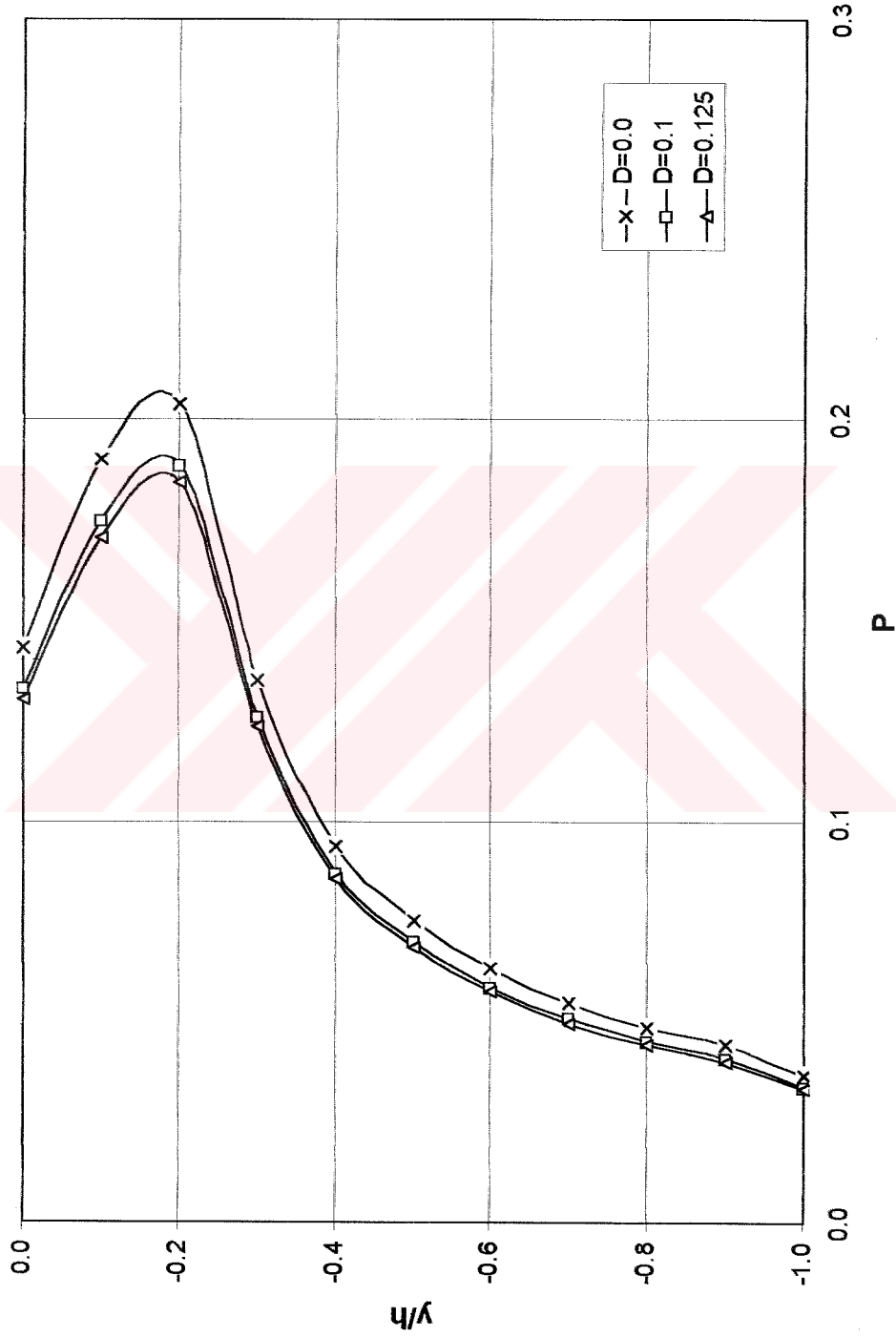
Şekil 5.30. Farklı μ değerleri için P nin dağılımı ($r=2h$)

Şekilden de görüldüğü gibi $r=2h$ yarıçapında bir eğrisel duvar için maksimum basınç impulsu P_{mak} , μ ifadesinin bir fonksiyonu olarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

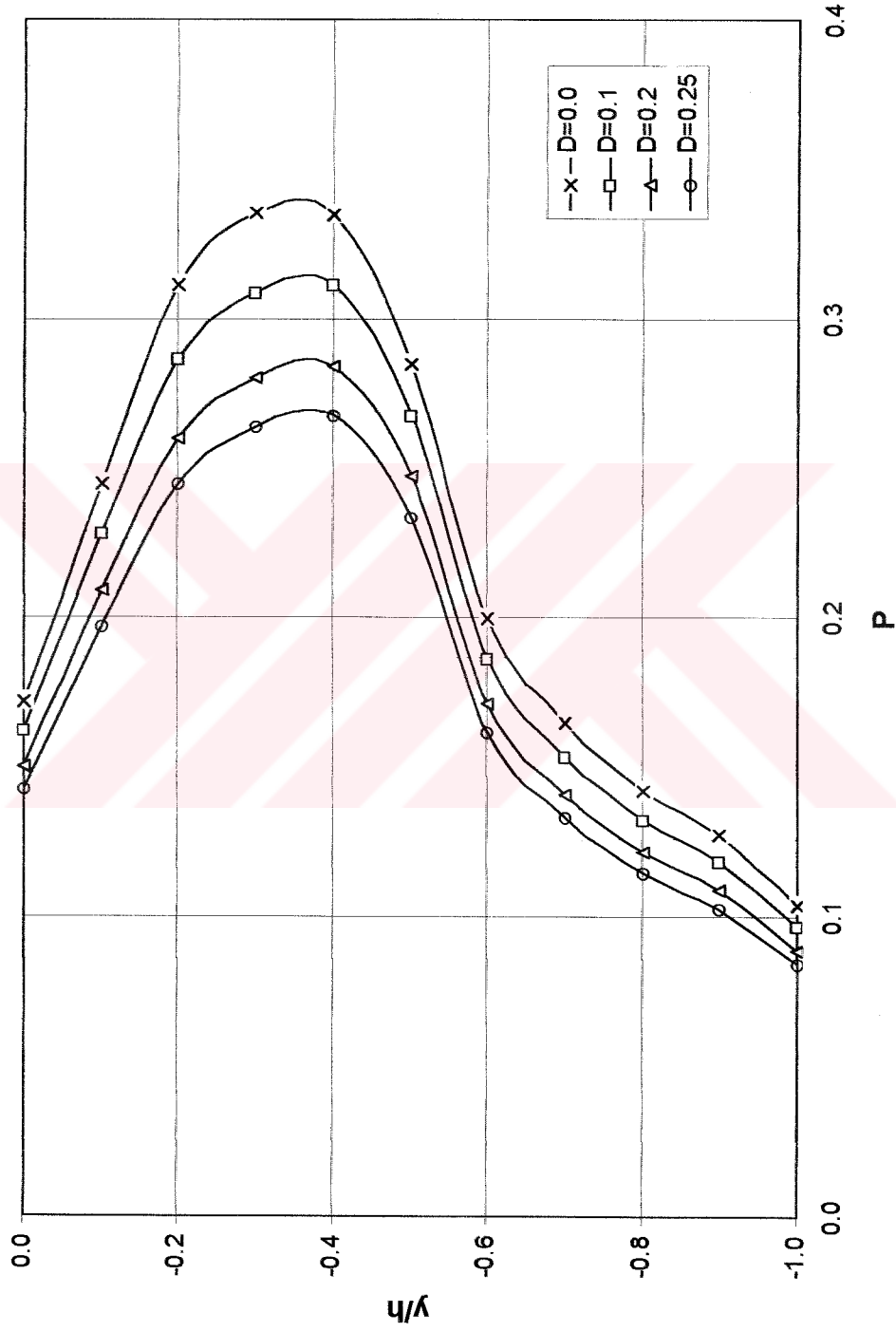
$$P_{\text{mak}} = 0.12 e^{2.1 \mu} \quad (5.3)$$

Hava Yastığının Etkisi

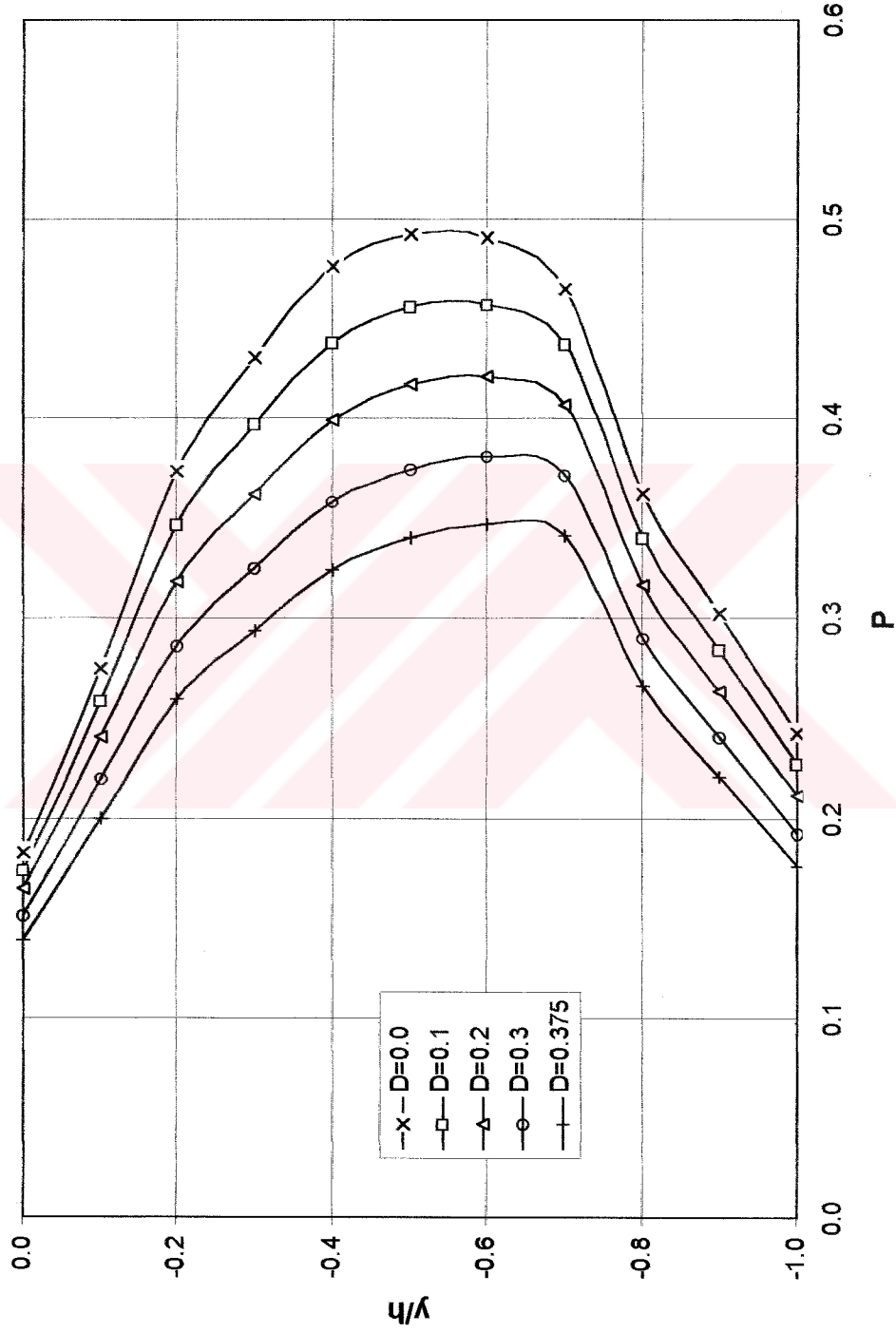
Şekil 5.31-5.34 de $r=2h$ yarıçapına sahip eğrisel duvar için hava yastığının basınç impulsu üzerindeki etkisi görülmektedir. Hava yastığının olmadığı $D=0.0$ durumu için P değeri maksimuma ulaşmakta, D hava yastığı kalınlığının artması ile azalmaktadır.



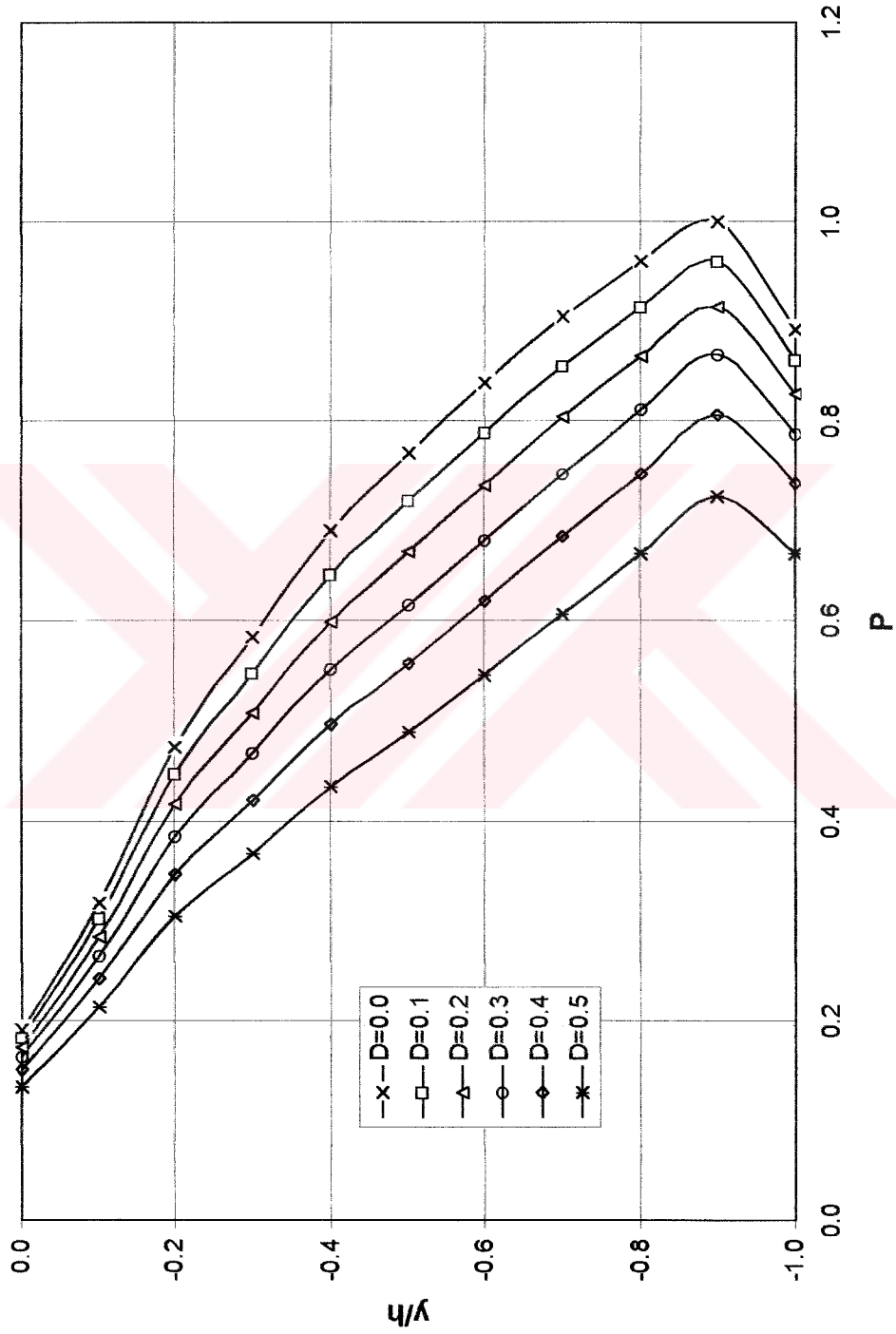
Şekil 5.31. Hava Yastığının Eğrisel Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($r=2h$, $\mu=0.25$)



Şekil 5.32. Hava Yastığının Eğrisel Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($r=2h$, $\mu=0.50$)



Şekil 5.33. Hava Yastığının Eğrisel Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($r=2h$, $\mu=0.75$)



Şekil 5.34. Hava Yastığının Eğrisel Duvar Üzerindeki Basınç İmpulsuna Etkisi ($r=2h$, $\mu=1.0$)

5.6. Hesap Yönteminin Pratiğe Uygulanması

Basınç impulsunu dolayısıyla da çarpma basınçlarını etkileyen en önemli parametrelerden biri $\mu=H_b/h$ dir. Çalışmalar sonucunda düşey, düzlem duvar için maksimum basınç impulsunun (P_{mak}) μ ile değişimini gösteren (5.2) ifadesi çıkarılmıştır.

Yapı önünde kırılan dalga yüksekliğinin (H_b) belirlenmesi durumunda μ değeri H_b/h ifadesinden hesaplanarak (5.2) denkleminde yerine yazıldığında P_{mak} maksimum basınç impulsu elde edilebilir. P_{mak} değeri ve deneysel verilerden elde edilen t_m değerleri (5.1) denkleminde yerine konursa maksimum çarpma basınçları p_{mak} bulunur.

Örnek olarak Kırkgöz (1995) tarafından yapılan deneylerde $h=0.29$ m ve $H_b=0.20$ m için $\mu=0.69$ olmaktadır. (5.2) denkleminde $\mu=0.69$ için $P_{mak}=0.50513$ olarak elde edilir. Deneylerde t_m değerinin 1.26-19.88 ms aralığında değiştiği bulunmuştur. (5.1) basınç impulsu denkleminde göre bu aralığa karşı gelen maksimum çarpma basınçları 17.14-270.47 kPa olarak hesaplanmıştır.

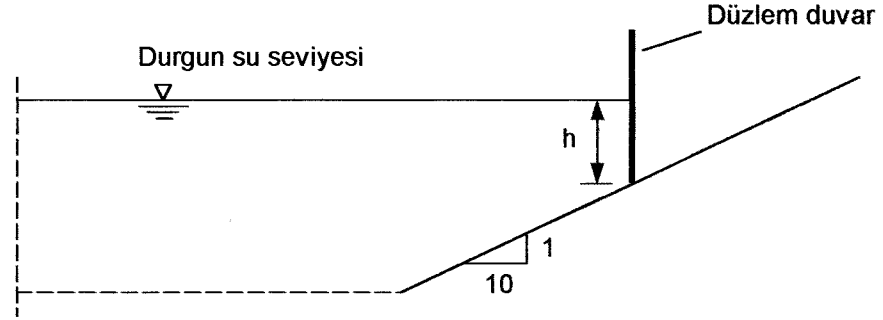
Deneylerdeki dalga periyodu $T=2$ s dir. t_m aralığı deneylerdeki dalga periyodu T ile $t_m=k T$ olacak şekilde ifade edilirse:

$$[1.26, 19.88] = [k_1, k_2] 2000 \quad (5.4)$$

buradan $k_1=0.00063$ ve $k_2=0.00994$ olarak bulunur. (5.1) denklemindeki t_m ifadesi dalga periyodu T cinsinden yazılırsa duvar üzerindeki maksimum çarpma basıncı:

$$p_{mak} = P_{mak} \rho U_x H_b / (k T/2) \quad (5.5)$$

şeklinde elde edilir. (5.5) denklemindeki k ifadesi $[0.00063, 0.00994]$ aralığında değişmektedir. Aşağıda düzlem ve eğrisel duvar üzerinde dalga kırılması sonucu oluşan maksimum çarpma basıncının bulunmasına yönelik iki örnek uygulama verilmiştir.

Düzlem Duvar için Örnek Uygulama:

Şekil 5.35. Düzlem Duvar için Örnek Uygulama

Şekil 5.35 de görülen düzlem yüzeyli yapının dalga tepesi ile yapı tabanı arasındaki yüksekliği $h=9$ m ve yapı önündeki taban eğimi $1/10$ dur. Yapı ile etkileşim içinde bulunan dalga özellikleri aşağıdaki gibidir:

$H_b=6$ m (kırılan dalga yüksekliği)

$T=8$ s (dalga periyodu)

Dalga çarpması sonucu düzlem yüzeyli yapı üzerinde durgun su seviyesi civarında oluşan maksimum çarpma basıncını belirlemek üzere izlenen adımlar aşağıda verilmiştir. Buna göre 1. adımda H_b/h oranından μ değeri elde edilir. 2. adımda μ değeri, düzlem duvar için elde edilen (5.2) ifadesinde yerine yazılarak maksimum basınç impulsu P_{mak} hesaplanır. Son adımda (5.5) denklemi ile maksimum çarpma basıncı p_{mak} bulunur.

1.adım: $\mu = H_b/h = 6/9 \cong 0.67$

2.adım:
$$P_{mak} = 0.09 e^{2.5 \mu}$$

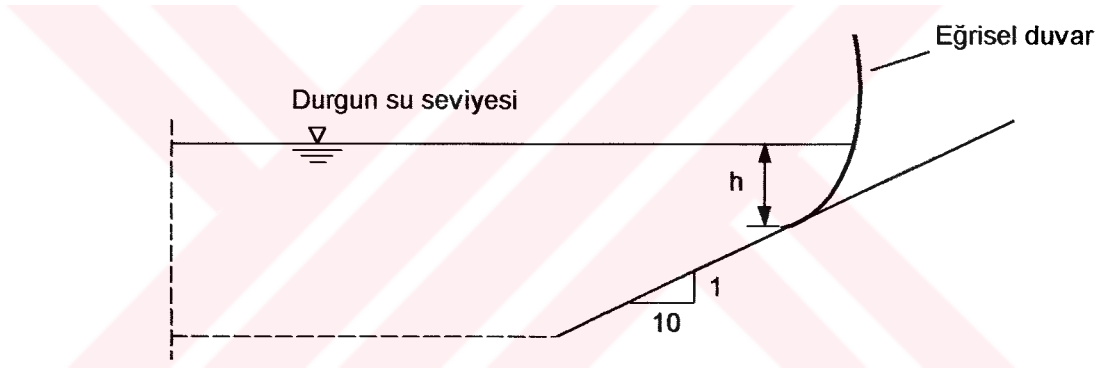
$$= 0.09 e^{2.5 \times 0.67}$$

$$= 0.47650$$

3.adım: $p_{mak} = P_{mak} \rho U_x H_b / (k T/2)$
 $= 0.47650 \times 1000 \times 9.396 \times 6 / (0.001 \times 8000/2)$
 $= 6715.8 \text{ kPa}$

Maksimum çarpma basıncının değeri bulunduktan sonra, basıncın dalga tepesinde sıfıra ve yapı tabanında hidrostatik değere eşit olduğu öngörülerek, çarpma basıncının duvar üzerindeki düşey dağılımı elde edilebilir. Dolayısıyla dalga çarpması sonucu yapı üzerine etkiyen dalga yükleri hesaplanabilir.

Eğrisel Duvar için Örnek Uygulama:



Şekil 5.36. Eğrisel Duvar için Örnek Uygulama

Şekil 5.36 da görülen $r=2h$ yarıçapındaki eğri yüzeyli yapının dalga tepesi ile yapı tabanı arasındaki yüksekliği $h=9 \text{ m}$ ve yapı önündeki taban eğimi $1/10$ dur. Yapı ile etkileşim içinde bulunan dalga özellikleri aşağıdaki gibidir:

$H_b=6 \text{ m}$ (kırılan dalga yüksekliği)

$T=8 \text{ s}$ (dalga periyodu)

Dalga çarpması sonucu eğri yüzeyli yapı üzerinde oluşan maksimum çarpma basıncını belirlemek üzere izlenen adımlar aşağıda verilmiştir. Burada 2. adımda, $r=2h$ yarıçapındaki eğrisel duvar için elde edilen (5.3) ifadesi kullanılmıştır.

1.adım: $\mu = H_b/h = 6/9 \cong 0.67$

2.adım: $P_{\text{mak}} = 0.12 e^{2.1 \mu}$
 $= 0.12 e^{2.1 \times 0.67}$
 $= 0.48662$

3.adım: $p_{\text{mak}} = P_{\text{mak}} \rho U_x H_b / (k T/2)$
 $= 0.48662 \times 1000 \times 9.396 \times 6 / (0.0015 \times 8000/2)$
 $= 4572.3 \text{ kPa}$

Dalganın yapı üzerinde tam kırılması sonucu oluşan maksimum çarpma basınçlarını belirlemek üzere yukarıda yapılan hesaplamalarda görüldüğü gibi aynı dalga özelliklerine sahip düzlem ve eğrisel duvar için $p_{\text{mak}}(\text{eğrisel}) < p_{\text{mak}}(\text{düzlem})$ dir. Buradan eğri yüzeyli yapıların düzlem yüzeyli yapılara nisbeten yapı stabilitesi ve yapı üzerinde oluşan dalga yükleri açısından daha emniyetli olduğu söylenebilir.

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada düzlem ve eğri yüzeyli deniz duvarları için dalga kırılmasının tam yapı üzerinde gerçekleştiği durumda oluşan çarpma basınçlarını belirlemek üzere impuls modellemesini esas alan bir teorik yöntem kullanılmıştır. Düzlem duvarın $\alpha=0^\circ$ ve geriye doğru $\alpha=10^\circ$ ve $\alpha=30^\circ$ eğimli olması ve yapı önündeki taban eğiminin 1/5-1/20 aralığındaki durumları için basınç impulsu değerleri sınır eleman yöntemi ile sayısal olarak hesaplanmıştır. Farklı eğrilik yarıçaplarına sahip eğrisel duvarlar üzerinde dalga çarpması sonucu oluşan basınç impulsu değerleri elde edilmiş ve her iki duvar tipi (düzlem ve eğrisel) için hava yastığının basınç impulsu üzerindeki etkisi incelenmiştir. Düzlem ve eğri yüzeyli deniz duvarlarına etkiyen dalga yüklerini belirlemek üzere yapılan bu çalışmada aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

1. Yatay taban durumunda düzlem duvar üzerinde oluşan çarpma basıncı impulsu, Laplace diferansiyel denkleminin belirli sınır şartları altında analitik ve sayısal yöntemler ile çözümünden elde edilebilmektedir. Yapılan sayısal çözümler içerisinde sınır eleman yöntemi analitik sonuçlara daha yakın değerler vermektedir. Ayrıca sınır eleman yöntemi diğer sayısal yöntemlere göre daha az hesap yükü gerektirmektedir. Aynı bilgisayar özellikleri altında çözüm süresi sonlu farklar yönteminde 6400 eleman için birkaç gün, sonlu elemanlar yönteminde 400 eleman için birkaç saat ve sınır eleman yönteminde 40 eleman için saniyelerle ifade edilmektedir.
2. Eğimli taban üzerinde düzlem yüzeyli yapı için çözüm bölgesinin uzunluğu $B=10$ h dan itibaren basınç-impulsu değerleri nisbeten sabit kalmaktadır. Maksimum basınç impulsunun olduğu yer, çözüm bölgesi uzunluğu B nin değişiminden etkilenmemektedir.
3. Teorik olarak bulunan maksimum çarpma basıncının düşey duvar üzerindeki yeri yaklaşık olarak durgun su seviyesi (DSS) civarında olduğu

bulunmuştur. Bu sonuç deneysel çalışmalardan elde edilen sonuçlar ile uyum içerisinde.

4. Düşey duvardaki teorik olarak hesaplanan çarpma basınçlarının düşey dağılımı maksimum basınç ve dalga tepesi arasında lineer olarak değişmektedir.
5. Maksimum basınç impulsu, $\mu=H_b/h$ değerinin bir üstel fonksiyonu olarak düzlem duvar için $P_{\text{mak}}=0.09 e^{2.5\mu}$ ve eğrisel duvar için $P_{\text{mak}}=0.12 e^{2.1\mu}$ şeklinde ifade edilebilir.
6. Düzlem yüzeyli yapı durumu için hava yastığı kalınlığı D nin artması ile basınç impulsunda azalma görülmüştür. Bununla birlikte maksimum basınç impulsunun düşey duvar üzerindeki yeri hava yastığı kalınlığı D den etkilenmemektedir.
7. Düzlem duvarın α açısı ile geriye doğru eğimli olduğu durumlarda basınç impulsu, uygulanan değerler içerisinde α ile orantılı olarak artmaktadır.
8. Yapı önündeki taban eğiminin $1/5-1/20$ aralığında azalması ile birlikte basınç impulsunda küçük oranda bir artış görülmektedir.
9. Eğri yüzeyli yapı durumu için basınç-impulsu değerleri, eğrilik yarıçapı ile ters orantılı olarak değişmektedir. Şekil 4.9 daki modele göre $r=h$ için P maksimum değerine ulaşmakta ve $r=2h$ dan itibaren P değerleri nisbeten sabit kalmaktadır.
10. Eğrisel yapı durumu için hava yastığı kalınlığının $D=0.0$ olması halinde, P basınç-impulsu maksimum değerine ulaşmaktadır. D hava yastığı kalınlığının artması ile birlikte P değerlerinde bir azalma görülmektedir.

Sonraki çalışmalar için önerilen noktalar aşağıda verilmiştir:

1. Eğrisel yapı durumu için t_m ifadesinin deneysel olarak belirlenmesi ve maksimum basıncın elde edilerek sayısal yöntemlerle hesaplanan basınç değerleri ile karşılaştırılması yapılabilir.
2. Yapının dışbükey olması halinde maksimum basınç değerleri incelenmeli, yapının düzlem ve içbükey olması durumları ile kıyaslanmalıdır. Düzlem yüzeyli yapı durumu için yapı önündeki palye genişliği etkisi, kompozit-tip dalgakıranlarda yapı önündeki taban eğiminin farklı durumlarının (eğimli, eğrisel vs.) çarpma basıncı ve basınç impulsu üzerindeki etkisi incelenebilir.

KAYNAKLAR

- BAGNOLD, R. A. , 1939. Interim report on wave pressure research. J. Inst. Civ. Engrs. , 12, 202-226.
- BLACKMORE, P. A. ve HEWSON, P. J. , 1984. Experiments on full scale wave impact pressures. Coastal Engng. , 8, 331-346.
- BULLOCK, G. N. , CRAWFORD, A. R. , HEWSON, P. J. , BIRD, P. A. D. , 1999. Characteristics of wave impacts on a steep fronted breakwater. Proc. Coastal Structures'99, Rotterdam:Balkema, 455-463.
- CARR, J. H., 1954. Breaking wave forces on plane barriers. Calif. Inst. Of Tech., Hydro Lab., Contract Noy-12561, Report No. E-11.3, November.
- CERC, 1984. Shore protection manual. 4th Ed. , U. S. Army Waterways Experiment Station, Coastal Engrg. Res. Center, Vicksburg, Miss.
- CHANSON, H. ve FANG, L. J. , 1997. Plunging jet characteristics of plunging breakers. J. of Coastal Engng. , 31, 125-141.
- CHU, Y., 1989. Breaking wave forces on vertical walls. J.Wtrwy. Port, Coast. , Ocean Engng. , ASCE, 115(1), 58-65.
- COOKER, M. J. ve PEREGRINE, D. H. , 1995. Pressure-impulse theory for liquid impact problems. J. Fluid Mech. , Vol. 227, 193-214.
- DENNY, D. F. , 1951. Further experiments on wave pressures. J. Inst. Civil Engrs. , 35, 330-345.

- FÜHRBÖTER, A. , 1968. Model and prototype tests for wave impact and run-up on a uniform 1:4 slope. Coastal Engng. , 10, 49-84.
- GAILLARD, D. D. , 1905. Wave action in relation to engineering structures. Engineering News LIII (8), 189-194.
- HATTORI, M. , 1994. Wave impact pressures on vertical walls and the resulting deflections. Wave Barriers in Deepwaters, Port and Harb. Res. Inst. , 332-345.
- HAYASHI, T. ve HATTORI, M. , 1958. Pressure of the breaker against a vertical wall. Coastal Engng. in Japan, Vol. 1, 25-37.
- HIROI, I. , 1920. The force and power of waves. The Engineer, August, 184-187.
- KAMEL, A. M. , 1970. Shock pressure on coastal structures. J. Wtrwy, Harb. Coastal Engng. Div. , ASCE, 96, 689-699.
- KARMAN, von T. , 1929. The impact on seaplane floats during landing. Technical Note No. 321, NACA, Washington.
- KIRKGÖZ, M. S. , 1978. Breaking waves: their action on slopes and impact on vertical seawalls. Ph. D. Thesis, University of Liverpool, Liverpool, U. K.
- KIRKGÖZ, M. S. , 1982. Shock pressures of breaking waves on vertical walls. J. Wtrwy. , Port, Coast. Harb. Engng. , 108, 81-95.
- KIRKGÖZ, M. S. , 1990. An experimental investigation of a vertical wall response to breaking wave impact. Ocean Engng. , Vol. 17, No. 4, 379-391.

- KIRKGÖZ, M. S. , 1991. Impact pressure of breaking waves on vertical and sloping walls. *Ocean Engng.* , 18, 45-59.
- KIRKGÖZ, M. S. , 1992. Influence of water depth on the breaking wave impact on vertical and sloping walls. *Coastal Engng.* , 18, 297-314.
- KIRKGÖZ, M. S. , 1995. Breaking wave impact on vertical and sloping coastal structures. *Ocean Engng.* , Vol. 22, No. 1, 35-48.
- LARRAS, J. , 1937. Le deferlement des lames sur les jetees verticales. *Annales des Ponts et Chaussees*, 107, 643-680.
- LUNDGREN, H. , 1969. Wave shock forces and analysis of deformation and forces in the wave and in the foundation. *Proc. of the Technical University of Delft Conf. on Waves* (8).
- MINIKIN, R. R. , 1950. *Winds, waves and maritime structures*. Griffin, London.
- MITSUYASU, H. , 1962. Experimental study on wave force against a wall. *Coastal Engng. in Japan*, Vol. 5, 23-47.
- MITSUYASU, H. , 1966a. Shock pressure of breaking waves (I). *Coastal Engng. in Japan*, Vol. 9, 83-121.
- MITSUYASU, H. , 1966b. Shock pressure of breaking wave. *Proc. of 10th Conf. on Coastal Engng.* , ASCE, Vol. 1, 268-283.
- MÜLLER, G. ve WHITTAKER, T. J. , 1996. Evaluation of design wave impact pressures. *J. Wtrwy. Port, Coast. and Ocean Engng.* , 122 (1), 55-58.

- NAGAI, S. , 1960. Shock pressures exerted by breaking waves on breakwaters. J. Wtrwy. , Harb. Div. , ASCE, 86, 1-38.
- NAGAI, S. , 1963. Sliding of composite-type breakwaters by breaking waves, Proc. ASCE, Jour. Wtrwy and Harb. Div. , No. WW1, 1-21.
- OUMERACI, H. , KLAMMER, P. , KORTENHAUS, A. , 1994. Impact loading and dynamic response of vertical breakwaters. Wave Barriers in Deepwaters, Port and Harb. Res. Inst. , 347-359.
- PARTENSCKY, H. W. ve TOUNSI, K. , 1989. Theoretical analysis of shock pressures caused by waves breaking at vertical structures. Proc. XXIII Congr. IAHR, Ottawa (ed. J. Ploeg), Vol. C, 113-118.
- RICHERT, G. , 1968. Experimental investigation of shock pressures against breakwaters. Proc. 11th Conf. Coastal Engng. , ASCE, 954-973.
- ROSS, C. W., 1953. Shock pressure of breaking waves. Proc. 4th Conf. on Coastal Engng., ASCE, Ch. 23.
- ROUVILLE, M. A. ve ark., 1938. Etudes internationales sur les efforts dus aux lames. Annales des Ponts et Chaussees, 108, 5-113.
- RUNDGREN, L. , 1958. Water wave forces. Trans. of the Royal Ins. of Tech. , Bulletin No. 54, Stockholm.
- SEN, D. , 1992. Interaction of steep waves with vertical walls. J. Wtrwy. Port, Coast. and Ocean Engng. , 118 (5), 453-473.
- STEVENSON, T., 1874. The design and construction of harbors. Second edition, Edinburg.

WEGGEL, J. R. ve MAXWELL, W. H. C. , 1970a. Experimental study of breaking waves. Offshore Tech. Conf. Paper No. OTC 1244, Texas.

WEGGEL, J. R. ve MAXWELL, W. H. C. , 1970b. Numerical model for wave pressure distributions. J. Wtrwy. Harb. And Coastal Engng. Div. , ASCE, WW3, 623-642.

WITTE, H. , 1988. Druckschlagbelastung durch Wellen in deterministischer under stochastischer Betrachtung. Mitteilungen, Leichtweiss Inst. für Wasserbau, Tech. University Braunschweig, Vol. 102, 1-227.



ÖZGEÇMİŞ

1970 yılında Adana'da doğdu. İlkokulu Adana Ahmet Karabucak İlkokulu'nda, ortaokulu Adana Anadolu Lisesi'nde ve liseyi Kayseri Fen Lisesi'nde bitirdi. 1988 yılında ODTÜ Mühendislik Fakültesi, İnşaat Mühendisliği Bölümünü kazandı. 1993 yılında buradan mezun oldu. Özel sektörde bir yıl kadar çalıştıktan sonra askerlik görevini yerine getirdi. 1995 yılında Ç.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Mühendisliği Bölümü Hidrolik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimine ve Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başladı. 1997 yılında yüksek lisans öğrenimini tamamlayıp, aynı anabilim dalında doktora girdi. Şu anda halen Çukurova Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır.

EKLER

EK 1. Sonlu Farklar Yöntemi İçin Bilgisayar Programı

```
PARAMETER (NR=6500,NL=80)
REAL*8 A(NR,NR),X(NR),AB(NR,NL)
INTEGER SAT1,SUT1
CHARACTER*12 CIKTI
WRITE (*,*) ' CIKTI DOSYASI = '
READ (*,121) CIKTI
121 FORMAT (A12)
OPEN (6,FILE=CIKTI,FORM='FORMATTED',STATUS='NEW')
SAT1=80
SUT1=80
IMAK=(SAT1-1)*(SUT1-1)
CALL SISTEM(A,X,SAT1,SUT1)
CALL BAND(A,AB,SAT1,SUT1)
CALL BANSOL(AB,X,IMAK,SUT1)
STOP
END
```

```
C*****
SUBROUTINE SISTEM(A,X,ISAT,ISUT)
PARAMETER (NR=6500)
REAL*8 A(NR,NR),X(NR)
INTEGER S1
COMMON DELX
IBND=ISAT
DUS=1.
YAT=1.
N=ISAT-1
L=ISUT-1
```

```

DX=(YAT/ISUT)**2
DY=(DUS/ISAT)**2
DELX=YAT/ISUT
S1=ISAT/2

DO 20 I=1,N*L
DO 20 J=1,N*L
20 A(I,J)=0.

DO 30 M=1,L
IF (M.EQ.1) THEN
DO 40 I=1,N
IF (I.EQ.1) THEN
A(I,1)=DX+DY
A(I,2)=-DX
A(I,N+1)=-DY
ENDIF

IF (I.GT.1.AND.I.LT.N) THEN
DO 50 J=1,N*L
IF (J.EQ.I) THEN
A(I,J)=2*DX+DY
A(I,J-1)=-DX
A(I,J+1)=-DX
A(I,J+N)=-DY
ENDIF
50 CONTINUE
ENDIF

IF (I.EQ.N) THEN
A(I,N)=2*DX+DY

```

```

        A(I,N-1)=-DX
        A(I,N+N)=-DY
    ENDIF
40    CONTINUE
    ENDIF

    IF (M.GT.1.AND.M.LT.L) THEN
        DO 60 I=N*M-(N-1),N*M
            IF (I.EQ.N*M-(N-1)) THEN
                A(I,I)=DX+2*DY
                A(I,I-N)=-DY
                A(I,I+1)=-DX
                A(I,I+N)=-DY
            ENDIF

            IF (I.GT.N*M-(N-1).AND.I.LT.N*M) THEN
                DO 70 J=1,N*L
                    IF (J.EQ.I) THEN
                        A(I,J)=2*(DX+DY)
                        A(I,J-1)=-DX
                        A(I,J+1)=-DY
                        A(I,J+N)=-DY
                        A(I,J-N)=-DY
                    ENDIF
                70
            CONTINUE
        ENDIF

        IF (I.EQ.N*M) THEN
            A(I,I)=2*(DX+DY)
            A(I,I-1)=-DX
            A(I,I+N)=-DY

```

```

        A(I, I-N)=-DY
        ENDIF
60    CONTINUE
        ENDIF

        IF (M.EQ.L) THEN
            DO 80 I=N*M-(N-1), N*M
                IF (I.EQ.N*M-(N-1)) THEN
                    A(I, I)=DX+2*DY
                    A(I, I-N)=-DY
                    A(I, I+1)=-DX
                ENDIF

                IF (I.GT.N*M-(N-1).AND.I.LT.N*M) THEN
                    DO 90 J=1, N*L
                        IF (J.EQ.I) THEN
                            A(I, J)=2*(DX+DY)
                            A(I, J-1)=-DX
                            A(I, J+1)=-DX
                            A(I, J-N)=-DY
                        ENDIF
                    90    CONTINUE
                ENDIF

                IF (I.EQ.N*M) THEN
                    A(I, I)=2*(DX+DY)
                    A(I, I-1)=-DX
                    A(I, I-N)=-DY
                ENDIF
            80    CONTINUE
        ENDIF

```

30 CONTINUE

```
      DO 110 I=1, (S1-1)
C      C(I,1)=0
110    X(I)=0.
      DO 120 I=S1,N
C      C(I,1)=- (DY*DELX)
120    X(I)=(DY*DELX)
      DO 130 I=N+1,N*L
C      C(I,1)=0
130    X(I)=0.
      RETURN
      END
```

C*****

```
      SUBROUTINE BAND(A,AB, ISAT, ISUT)
      PARAMETER (NR=900,NC=30)
      REAL*8 A(NR,NR), AB(NR,NC)
      IBND=ISAT
      N=ISAT-1
      L=ISUT-1

      DO 320 I=1,N*L
      DO 320 J=1, IBND
320    AB(I,J)=0.

      DO 300 I=1,N*L
      DO 300 J=1,N*L
      IF (I.EQ.J) THEN
      M=J
```

```

      DO 400 K=1,IBND
      IF (K.GT.1) M=M+1
      IF (M.LE.N*L) AB(I,K)=A(I,M)
400  CONTINUE
      ENDIF
300  CONTINUE
      RETURN
      END

```

C*****

```

      SUBROUTINE BANSOL(D,B,NEQ,NBW)
      PARAMETER (NQRS=900,NQCS=30)
      REAL*8 D(NQRS,NQCS),B(NQRS),C1
      COMMON DELX

      YAT=1.
      DELX=YAT/NBW
      NT=NEQ+1
      N1=NEQ-1
      DO 2002 K=1,N1
      NK=MIN(NBW,NT-K)
      DO 2001 I=2,NK
      C1=D(K,I)/D(K,1)
      I1=K+I-1
      DO 2000 J=I,NK
      J1=J-I+1
2000  D(I1,J1)=D(I1,J1)-C1*D(K,J)
      D(K,I)=C1
2001  CONTINUE
2002  CONTINUE

```

```

      DO 2010 K=1,N1
      NK=MIN(NBW,NT-K)
      DO 2005 I=2,NK
      I1=K+I-1
      B(I1)=B(I1)-D(K,I)*B(K)
2005  CONTINUE
2010  B(K)=B(K)/D(K,1)
      B(NEQ)=B(NEQ)/D(NEQ,1)
      DO 2020 N=N1,1,-1
      NK=MIN(NBW,NT-N)
      DO 2020 K=2,NK
      B(N)=B(N)-D(N,K)*B(N+K-1)
2020  CONTINUE
      DO 230 I=1,NEQ-1
      B(I)=B(I)+DELX
      WRITE(6,25) B(I)
25    FORMAT (F10.3)
230   CONTINUE
      RETURN
      END

```

C*****

EK 2. Sonlu Elemanlar Yöntemi İçin Bilgisayar Programı

```
PARAMETER (NR=500,NL=40)
REAL*8 A(NR,NR),X(NR),AB(NR,NL)
INTEGER SAT1,SUT1
CHARACTER*12 CIKTI
WRITE (*,*) ' CIKTI DOSYASI = '
READ (*,121) CIKTI
121 FORMAT (A12)
OPEN (6,FILE=CIKTI,FORM='FORMATTED')

SAT1=20
SUT1=20
IMAK=(SAT1)*(SUT1)
CALL SISTEM(A,AB,X,SAT1,SUT1,IMAK)
STOP
END

C*****

SUBROUTINE SISTEM(A,AB,X,ISAT,ISUT,IMAK)
REAL*8 A(IMAK,IMAK),X(IMAK),AB(IMAK,IMAK),C1

N=ISAT
L=ISUT
RK1=4.
RK2=-1.
RK3=-2.
RK4=-1.
```



```

DO 20 I=1,N*L
DO 20 J=1,N*L
20  A(I,J)=0.

DO 30 M=1,L
IF (M.EQ.1) THEN
DO 40 I=1,N
IF (I.EQ.1) THEN
A(I,1)=RK1
A(I,2)=RK2
A(I,N+1)=RK2
A(I,N+2)=RK3
ENDIF

IF (I.GT.1.AND.I.LT.ISUT) THEN
DO 50 J=1,N*L
IF (J.EQ.I) THEN
A(I,J)=2*RK1
A(I,J+1)=RK2
A(I,J+N-1)=RK3
A(I,J+N)=2*RK2
A(I,J+N+1)=RK3
ENDIF
50  CONTINUE
ENDIF

IF (I.EQ.N) THEN
A(I,N)=2*RK1
A(I,I+N-1)=RK3
A(I,I+N)=2*RK2
ENDIF

```

40 CONTINUE

ENDIF

IF (M.GT.1.AND.M.LT.L) THEN

DO 60 I=N*M-(N-1),N*M

IF (I.EQ.N*M-(N-1)) THEN

A(I,I)=2*RK1

A(I,I+1)=2*RK2

A(I,I+N)=RK2

A(I,I+N+1)=RK3

ENDIF

IF (I.GT.N*M-(N-1).AND.I.LT.N*M) THEN

DO 70 J=1,N*L

IF (J.EQ.I) THEN

A(I,J)=4*RK1

A(I,J+1)=2*RK2

A(I,J+N-1)=RK3

A(I,J+N)=2*RK2

A(I,J+N+1)=RK3

ENDIF

70 CONTINUE

ENDIF

IF (I.EQ.N*M) THEN

A(I,I)=4*RK1

A(I,I+N-1)=RK3

A(I,I+N)=2*RK2

ENDIF

```

60  CONTINUE
    ENDIF

    IF (M.EQ.L) THEN
        DO 80 I=N*M-(N-1),N*M
            IF (I.EQ.N*M-(N-1)) THEN
                A(I,I)=2*RK1
                A(I,I+1)=2*RK2
            ENDIF

            IF (I.GT.N*M-(N-1).AND.I.LT.N*M) THEN
                DO 90 J=1,N*L
                    IF (J.EQ.I) THEN
                        A(I,J)=4*RK1
                        A(I,J+1)=2*RK2
                    ENDIF
                90  CONTINUE
            ENDIF

            IF (I.EQ.N*M) THEN
                A(I,I)=4*RK1
            ENDIF
        80  CONTINUE
    ENDIF

    30  CONTINUE

    DO 32 I=1,N*L
        DO 32 J=1,N*L
            32 A(J,I)=A(I,J)

```

```
DO 34 I=1,N*L
DO 34 J=1,N*L
34 A(I,J)=A(I,J)/6.
```

```
DO 110 I=1,N*L
110 X(I)=0.
```

```
N2=1
N3=N*(L/2)+1
```

```
DO 120 I=N3,N*L,N
IF(N2.EQ.1) THEN
X(I)=(1./N)/2.
C    X(I)=0.015625
N2=N2+1
ELSE
X(I)=(1./N)
C    X(I)=0.03125
ENDIF
120 CONTINUE
```

```
IBND=N+2
DO 320 I=1,N*L
DO 320 J=1,IBND
320 AB(I,J)=0.
```

```
DO 300 I=1,N*L
DO 300 J=1,N*L
IF (I.EQ.J) THEN
M=J
DO 400 K=1,IBND
```

```

      IF (K.GT.1) M=M+1
      IF (M.LE.N*L) AB(I,K)=A(I,M)
400  CONTINUE
      ENDIF

300  CONTINUE

      NEQ=IMAK
      NBW=IBND
      NT=NEQ+1
      N1=NEQ-1

      DO 2002 K=1,N1
      NK=MIN(NBW,NT-K)
      DO 2001 I=2,NK
      C1=AB(K,I)/AB(K,1)
      I1=K+I-1
      DO 2000 J=I,NK
      J1=J-I+1
2000 AB(I1,J1)=AB(I1,J1)-C1*AB(K,J)
      AB(K,I)=C1
2001 CONTINUE
2002 CONTINUE

      DO 2010 K=1,N1
      NK=MIN(NBW,NT-K)
      DO 2005 I=2,NK
      I1=K+I-1
      X(I1)=X(I1)-AB(K,I)*X(K)
2005 CONTINUE
2010 X(K)=X(K)/AB(K,1)

```

```

      X (NEQ) =X (NEQ) /AB (NEQ,1)
      DO 2020 ND=N1,1,-1
      NK=MIN (NBW,NT-ND)
      DO 2020 K=2,NK
      X (ND) =X (ND) -AB (ND,K) *X (ND+K-1)
2020 CONTINUE

```

```

      DIST=0.
      DO 230 I=1,NEQ,N
      DIST=DIST+ (1./N)
      WRITE (6,25) I,DIST,X (I)
25  FORMAT (I4,3X,F6.3,2X,F10.5)
230 CONTINUE
      RETURN
      END

```

```

C*****

```

EK 3. Sınır Eleman Yöntemi için Bilgisayar Programı

```
PARAMETER (LX=400)
COMMON N,L,LEC,IMP
DIMENSION X(LX),Y(LX),XM(LX),YM(LX),G(LX,LX),FI(LX),DFI(LX)
DIMENSION KODE(LX),CX(LX),CY(LX),SOL(LX),H(LX,LX)
CHARACTER*12 DAT,CIK
WRITE(*,*) 'DATA DOSYASININ ADINI VERİNİZ ?'
READ(*,550) DAT
WRITE(*,*) 'CIKTI DOSYASININ ADINI VERİNİZ ?'
READ(*,550) CIK
550 FORMAT(A12)
OPEN(5,FILE=DAT)
OPEN(6,FILE=CIK)

C  NX=DENKLEM TAKIMININ MAKSİMUM BOYUTU.

NX=400
LEC=5
IMP=6
CALL INPUT(CX,CY,X,Y,KODE,FI,NX)
CALL FMAT(X,Y,XM,YM,G,H,FI,DFI,KODE,NX)
CALL SLNPD(G,DFI,D,N,NX)
CALL INTER(FI,DFI,KODE,CX,CY,X,Y,SOL,NX)
CALL OUTPT(XM,YM,FI,DFI,CX,CY,SOL,NX)
STOP
END
```

```

C*****
      SUBROUTINE INPUT(CX,CY,X,Y,KODE,FI,NX)
      COMMON N,L,LEC,IMP
      DIMENSION CX(NX),CY(NX),X(NX),Y(NX),KODE(NX),FI(NX)
      CHARACTER*80 TITLE
      WRITE(IMP,100)
100  FORMAT(' ',79('*'))
      READ(LEC,'(A)') TITLE
C 150 FORMAT(18A4)
      WRITE(IMP,'(A)') TITLE
C 250 FORMAT(25X,18A4)
      READ(LEC,*) N,L
C 200 FORMAT(2I5)
      WRITE(IMP,300) N,L
300  FORMAT(///'DATA'//2X,'NUMBER OF BOUNDARY ELEMENTS=',
      *I3/2X,'NUMBER OF INTERNAL POINTS WHERE THE FUNCTION
      *IS          CALCULATED=
      *',I3)
C      DO 1 I=1,L
C 1  READ(LEC,*) CX(I),CY(I)
C 400 FORMAT(2F10.4)
      WRITE(IMP,500)
500  FORMAT(//2X,'COORDINATES OF THE EXTREME POINTS OF
      *THE BOUNDARY ELEMENTS',//4X,'POINT',10X,'X',
      *18X,'Y')
      READ(LEC,*) (X(I),Y(I),I=1,N)
      DO 10 I=1,N
C 600 FORMAT(2F10.4)
      10 WRITE(IMP,700) I,X(I),Y(I)
700  FORMAT(5X,I3,2(5X,E14.7))
      WRITE(IMP,800)

```



```

800 FORMAT (//2X, 'BOUNDARY
      *CONDITIONS'//5X, 'NODE', 6X, 'CODE',
      *5X, 'PRESCRIBED VALUE')
      DO 20 I=1,N
      READ(LEC,*) KODE(I),FI(I)
C 900 FORMAT(I5,F10.4)
      20 WRITE(IMP,950) I,KODE(I),FI(I)
950 FORMAT(5X,I3,8X,I1,8X,E14.7)
      IF (L.EQ.0) GOTO 30
      READ(LEC,*) (CX(I),CY(I),I=1,L)
30 RETURN
      END

C*****
      SUBROUTINE FMAT(X,Y,XM,YM,G,H,FI,DFI,KODE,NX)
      COMMON N,L,LEC,IMP
      DIMENSION X(NX),Y(NX),XM(NX),YM(NX),G(NX,NX),H(NX,NX),FI(NX)
      DIMENSION KODE(NX),DFI(NX)
      X(N+1)=X(1)
      Y(N+1)=Y(1)
      DO 10 I=1,N
      XM(I)=(X(I)+X(I+1))/2
10  YM(I)=(Y(I)+Y(I+1))/2
      DO 30 I=1,N
      DO 30 J=1,N
      IF(I-J) 20,25,20
20  CALL INTE(XM(I),YM(I),X(J),Y(J),X(J+1),Y(J+1),H(I,J),G(I,J))
      GOTO 30
25  CALL INLO(X(J),Y(J),X(J+1),Y(J+1),G(I,J))
      H(I,J)=3.1415926

```

```

30 CONTINUE
    DO 55 J=1,N
        IF(KODE(J)) 55,55,40
40 DO 50 I=1,N
        CH=G(I,J)
        G(I,J)=-H(I,J)
        H(I,J)=-CH
50 CONTINUE
55 CONTINUE
    DO 60 I=1,N
        DFI(I)=0.
        DO 60 J=1,N
            DFI(I)=DFI(I)+H(I,J)*FI(J)
60 CONTINUE
    RETURN
    END

```

C*****

```

    SUBROUTINE INTE(XP,YP,X1,Y1,X2,Y2,H,G)
    DIMENSION XCO(4),YCO(4),GI(4),OME(4)
    DATA GI/0.86113631,-0.86113631,0.33998104,-0.33998104/
    DATA OME/0.34785485,0.34785485,0.65214515,0.65214515/
    AX=(X2-X1)/2.
    BX=(X2+X1)/2.
    AY=(Y2-Y1)/2.
    BY=(Y2+Y1)/2.
    IF(AX) 10,20,10
10 TA=AY/AX
    DIST=ABS((TA*XP-YP+Y1-TA*X1)/SQRT(TA**2+1.))
    GOTO 30

```

```

20 DIST=ABS(XP-X1)
30 SIG=(X1-XP)*(Y2-YP)-(X2-XP)*(Y1-YP)
   IF(SIG) 31,32,32
31 DIST=-DIST
32 G=0.
   H=0.
   DO 40 I=1,4
   XCO(I)=AX*GI(I)+BX
   YCO(I)=AY*GI(I)+BY
   RA=SQRT((XP-XCO(I))**2+(YP-YCO(I))**2)
   G=G+ALOG(1/RA)*OME(I)*SQRT(AX**2+AY**2)
40 H=H-(DIST*OME(I)*SQRT(AX**2+AY**2)/RA**2)
   RETURN
   END

```

C*****

```

SUBROUTINE INLO(X1,Y1,X2,Y2,G)
AX=(X2-X1)/2.
AY=(Y2-Y1)/2.
SR=SQRT(AX**2+AY**2)
G=2*SR*(1.-ALOG(SR))
RETURN
END

```

C*****

```

SUBROUTINE SLNPD(A,B,D,N,NX)
DIMENSION A(NX,NX),B(NX)
TOL=1.E-6
N1=N-1

```

```

      DO 100 K=1,N1
      K1=K+1
      C=A(K,K)
      IF (ABS(C)-TOL) 1,1,3
1     DO 7 J=K1,N
      IF (ABS(A(J,K))-TOL) 7,7,5
5     DO 6 L=K,N
      C=A(K,L)
      A(K,L)=A(J,L)
6     A(J,L)=C
      C=B(K)
      B(K)=B(J)
      B(J)=C
      C=A(K,K)
      GOTO 3
7     CONTINUE
      GOTO 8
C      8 WRITE(6,2) K
C      2 FORMAT('****SINGULARITY IN ROW',I5)
C      D=0.
C      GOTO 300
3     C=A(K,K)
      DO 4 J=K1,N
4     A(K,J)=A(K,J)/C
      B(K)=B(K)/C
      DO 10 I=K1,N
      C=A(I,K)
      DO 9 J=K1,N
9     A(I,J)=A(I,J)-C*A(K,J)
10    B(I)=B(I)-C*B(K)
100  CONTINUE

```

```

        IF (ABS (A (N,N) ) -TOL) 8,8,101
101 B (N) =B (N) /A (N,N)
        DO 200 L=1,N1
        K=N-L
        K1=K+1
        DO 200 J=K1,N
200 B (K) =B (K) -A (K,J) *B (J)
        D=1.
        DO 250 I=1,N
250 D=D*A (I,I)
        GOTO 300
        8 WRITE (6,2) K
        2 FORMAT ('*****SINGULARITY IN ROW',I5)
        D=0.
300 RETURN
        END

C*****
        SUBROUTINE INTER (FI,DFI,KODE,CX,CY,X,Y,SOL,NX)
        COMMON N,L,LEC,IMP
        DIMENSION FI (NX),DFI (NX),KODE (NX),CX (NX),CY (NX),X (NX),Y (NX)
        *,SOL (NX)
        DO 20 I=1,N
        IF (KODE (I)) 20,20,10
10 CH=FI (I)
        FI (I) =DFI (I)
        DFI (I) =CH
20 CONTINUE
        IF (L.EQ.0) GOTO 50
        DO 40 K=1,L

```

```

      SOL(K)=0.
      DO 30 J=1,N
        CALL INTE(CX(K),CY(K),X(J),Y(J),X(J+1),Y(J+1),A,B)
30    SOL(K)=SOL(K)+DFI(J)*B-FI(J)*A
40    SOL(K)=SOL(K)/(2*3.1415926)
50    RETURN
      END

```

C*****

```

      SUBROUTINE OUTPT(XM,YM,FI,DFI,CX,CY,SOL,NX)
      COMMON N,L,LEC,IMP
      DIMENSION XM(NX),YM(NX),FI(NX),DFI(NX),CX(NX),CY(NX),SOL(NX)
      WRITE(IMP,100)
100  FORMAT(' ',79('*'))//1X,'RESULTS'//2X,'BOUNDARY
      *NODES'//11X,'X',18X,'Y',14X,'POTENTIAL',5X,'POTENTI
      *AL DERIVATIVE'//)
      DO 10 I=1,N
10   WRITE(IMP,200) XM(I),YM(I),FI(I),DFI(I)
200  FORMAT(4(5X,E14.5))
      IF(L.EQ.0) GOTO 30
      WRITE(IMP,300)
300  FORMAT(//,2X,'INTERNAL POINTS',//11X,'X',18X,'Y',
      *14X,'POTENTIAL',/)
      DO 20 K=1,L
20   WRITE(IMP,400) CX(K),CY(K),SOL(K)
400  FORMAT(3(5X,E14.5))
30   WRITE(IMP,500)
500  FORMAT(' ',79('*'))
      RETURN
      END

```