

KIYI YAPILARINDAKİ DALGA ÇARPMA BASINÇLARI İÇİN İMPULS MODELLEMESİ

Mustafa MAMAK
M.Salih KIRKGÖZ
M.Sami AKÖZ

Ç.Ü. İnşaat Mühendisliği Bölümü, Adana

ÖZET

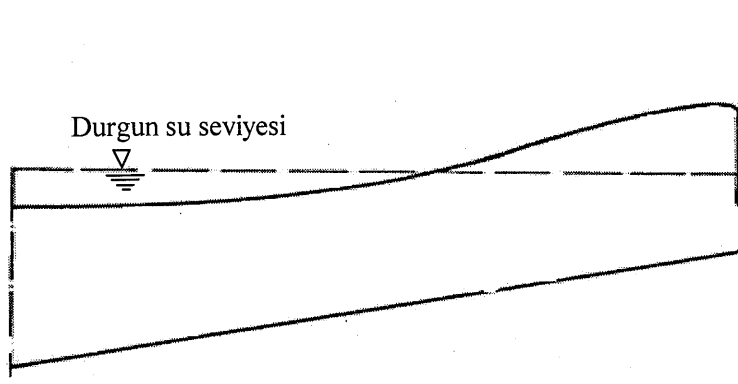
Kırılan dalgalar kıyı yapıları üzerinde kısa süreli ve şiddetli “çarpma basınçları” na sebep olurlar. Bu basınçlar yapının stabilitesi açısından önem arz etmektedir. Bu nedenle dalga ile yapının çarpma yüzeyi boyunca oluşan basınç dağılımının tesbitine ihtiyaç vardır. Çarpma basıncının ve bunun duvar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

Bu çalışmada, dalga kırılmasından doğan basınçların analizi için impuls modelini esas alan bir teorik yöntem kullanılmıştır. Olayı idare eden denklemin çözümünde çeşitli sayısal yöntemler uygulanmıştır: (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.

1. GİRİŞ

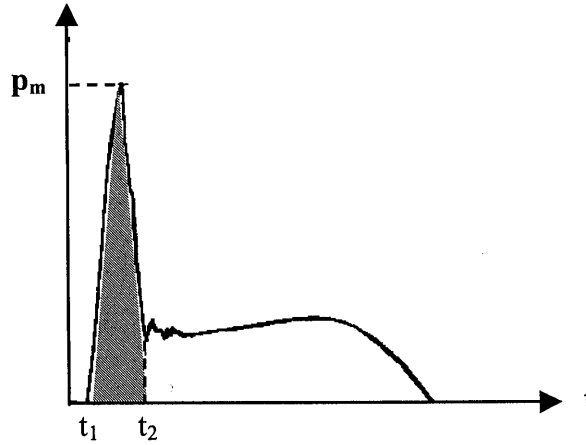
Dalgalar çok çeşitli etkiler sonucu kırılmaya maruz kalabilirler. Kıyı mühendisliğinde genellikle dalgaların kıyıya doğru hareketleri sırasında sığlaşmadan dolayı oluşan kırılma ile daha çok ilgilenilir.

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 (Şekil 1).



Şekil 1 Düşey Duvarda Dalganın Tam Kırılma Hali

Kırılan dalgaların yapı üzerinde oluşturduğu çarpma basınçları ile ilgili olarak geçmişte teorik, yarı deneysel ve deneysel yöntemlere dayalı çok sayıda çalışma yapılmıştır. İlk olarak Rouville, Besson ve Petry (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. Şekil 2 de duvar üzerinde bir noktada oluşan çarpma basıncının zamana göre değişimini gösteren tipik bir grafik görülmektedir.



Şekil 2 Çarpma Basıncının Zamana Göre Değişimi

Bagnold (1939) düzenli dalga şartlarında her ne kadar maksimum çarpma basıncının değerinde farklılıklar görülse de duvar üzerinde bir noktada oluşan basınç impulsunun yaklaşık olarak sabit olduğunu ifade etmiştir. Şekil 2 deki basınç değişimine göre çarpma anında bir noktadaki basınç impulsu P aşağıdaki gibi tanımlanabilir:

$$P = \int_{t_1}^{t_2} p \, dt \quad (1)$$

burada p basıncı, t_1 ve t_2 ise çarpma anındaki momentum değişiminin oluştuğu zaman aralığının başlangıcı ve sonudur.

2. FORMÜLASYON

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

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (2)$$

burada \mathbf{u} yatay partikül hızını temsil etmektedir. (2) denklemini t_1 , t_2 zaman aralığında integre edilirse:

$$\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1 = -\frac{1}{\rho} \nabla \int_{t_1}^{t_2} p dt \quad (3)$$

$p dt$ nin integrali (1) ifadesindeki P ile gösterilirse:

$$\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1 = -\frac{1}{\rho} \nabla P \quad (4)$$

bu denklemin diverjansı alındığında:

$$\nabla^2 P = 0 \quad (5)$$

olur ki bu ifade Laplace diferansiyel denklemdir. (5) ifadesine göre basıncın impulsu P , Laplace denkleminin belirli sınır şartları altında çözümlenmesinden elde edilebilmektedir.

3. LAPLACE DENKLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

3.1. Analitik Çözüm

(5) diferansiyel denklemini değişkenlerin ayrılması yöntemi ile analitik olarak çözülebilir. Basıncın impulsu P yi $X(x)$ ve $Y(y)$ gibi değişkenler ile ifade edelim:

$$P(x,y) = \rho X(x) Y(y) \quad (6)$$

Yukarıdaki ifadenin x 'e ve y 'ye göre iki defa türevini alıp Laplace denkleminde yerine yazalım:

$$X'' \cdot Y + X \cdot Y'' = 0 \quad (7)$$

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 (6) denkleminde yerine konursa:

$$P(x,y) = \rho (A_1 e^{-\lambda x} + A_2 e^{\lambda x}) (B_1 \cos \lambda y + B_2 \sin \lambda y) \quad (8)$$

elde edilir.

(8) ifadesine Şekil 3 de gösterilen ve aşağıda verilen sınır şartları uygulanacak olursa (5) denkleminin çözümü:

$$P(x,y)=\rho h \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(\lambda_n y/h) \frac{\sinh[\lambda_n(B-x)h]}{\cosh(\lambda_n B/h)} \quad (9)$$

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).

3.1.1. Sınır şartları

Şekil 3 de, dalganın düşey bir duvar üzerindeki tam çarpma hali ile ilgili idealize edilmiş model ve (5) denkleminin sınır şartları görülmektedir. Buna göre:

- (a) Serbest yüzeyde basınç sıfır olduğundan $P=0$ alınabilir.
- (b) Çarpmanın olmadığı katı yüzeylerde çarpmadan önce ve sonra hızın normal bileşeni değişmediğinden:

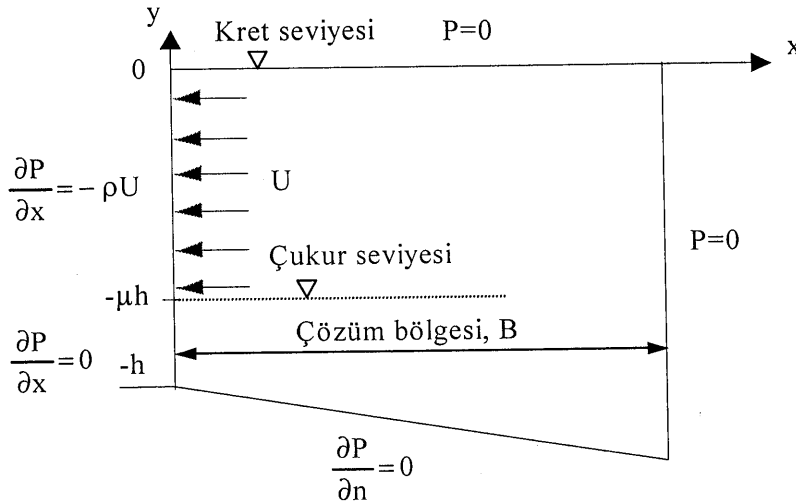
$$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$$

- (c) Çarpma sırasında akışkan katı bir yüzeyle 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.

(d) Dalga tepesinin tabandan yüksekliği h olup bu yüksekliğin μ oranındaki kısmında yani kırılma anındaki dalga yüksekliği boyunca dalga çarpma basınçları etkili olmaktadır. Bu modelde $U=\rho=h=B=1$, $\mu=0.5$ ve $H_b=\mu h=0.5$ olarak alınmıştır.



Şekil 3 İdealize Edilmiş Bir Dalganın Düşey Duvarla Etkileşim Modeli

3.2. Sayısal Çözüm

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

3.2.1. Sonlu farklar yöntemi

Bu yöntemde çözüm bölgesi, yatay ve düşey uzunlukları eşit ($\Delta x = \Delta y$) olmak üzere $n \times n$ adet alt bölgeye ayrılmıştır. Her bir bölgenin düğüm noktaları için Laplace denklemi:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = 0 \quad (10)$$

şeklinde olup ikinci mertebe türevler merkezi farklar cinsinden yazılırsa:

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

Bu ifadeler (10) denkleminde yerine konursa:

$$4(\Delta x)^2 P_{i,j} - (\Delta x)^2 (P_{i,j+1} + P_{i,j-1} + P_{i+1,j} + P_{i-1,j}) = 0 \quad (11)$$

elde edilir.

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

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{P_{i+1,j} - P_{i,j}}{\Delta x} = -\rho U \Rightarrow P_{i,j} = P_{i+1,j} + \rho U \Delta x \quad (x=0) \quad (12)$$

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

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{P_{i,j+1} - P_{i,j}}{\Delta y} = 0 \Rightarrow P_{i,j} = P_{i,j+1} \quad (y=0) \quad (13)$$

(12) ve (13) ifadeleri (11) denkleminde yerine yazılırsa aşağıdaki denklem takımı elde edilir:

$$[K]_{n \times n, n \times n} [P]_{n \times n, 1} = [\Delta x]_{n \times n, 1} \quad (14)$$

burada K katsayılar matrisidir. (14) ifadesinin çözümünden düğüm noktalarındaki P değerleri bulunur.

3.2.2. Sonlu elemanlar yöntemi

Sonlu elemanlar yönteminde çözüm bölgesi kare elemanlara ayrılmış ve her bir eleman (Ω_e) için katsayılar matrisi hesaplanmıştır:

$$K_{ij}^e = \int_{\Omega_e} \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \frac{\partial \psi_j}{\partial x} + \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \frac{\partial \psi_j}{\partial y} \right) dx dy$$

burada ψ ifadesi şekil fonksiyonlarını temsil etmektedir ve aşağıdaki gibidir:

$$\psi_1=(1-2x)(1-2y) \quad \psi_2=2x(1-2y) \quad \psi_3=4xy \quad \psi_4=(1-2x)2y$$

Sınır şartlarının uygulanması sonucu her bir elemana gelen yük ise aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$Q_i^e = \int_{x_1}^{x_2} [q_n^{(e)} \psi_i(x, y)]_{y=0} dx + \int_{y_2}^{y_3} [q_n^{(e)} \psi_i(x, y)]_{x=a} dy \\ + \int_{x_3}^{x_4} [q_n^{(e)} \psi_i(x, y)]_{y=b} dx + \int_{y_4}^{y_1} [q_n^{(e)} \psi_i(x, y)]_{x=0} dy$$

(x,y) elemanın köşe noktalarının yerel koordinatlarını göstermektedir ve $a=x_2-x_1=x_3-x_4$ ve $b=y_4-y_1=y_3-y_2$ dir. q_n ifadesi ise aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$q_n = n_x \frac{\partial u}{\partial x} + n_y \frac{\partial u}{\partial y}$$

Sonuç olarak aşağıdaki denklem takımı bütün elemanlara uygulanarak P değerleri elde edilir (Reddy, 1987).

$$\sum_{j=1}^n K_{ij}^e P_j^e = Q_i^e \quad (i=1,2,\dots,n)$$

3.2.3. Sınır eleman yöntemi

Yukarıda açıklanan yöntemlerde bölge içerisinde işlemler yapıldığı halde, sınır eleman yönteminde sadece bölgeyi çevreleyen sınırlar (Γ) üzerinde çalışılmaktadır. (5) denklemi ile verilen basınç impulsu ifadesine sınır integral denklemini uygulayalım:

$$c P + \int_{\Gamma} P \frac{\partial w}{\partial n} d\Gamma = \int_{\Gamma} \frac{\partial P}{\partial n} w d\Gamma \quad (15)$$

burada c sınırın şekline bağlı bir katsayı, w ise Laplace denkleminin temel çözümüdür (Brebbia,1989). Sınır boyunca elemanlar üzerinde (15) ifadesi yazılırsa:

$$c P + \sum_{j=1}^n \int_{\Gamma_j} P \frac{\partial w}{\partial n} d\Gamma = \sum_{j=1}^n \int_{\Gamma_j} \frac{\partial P}{\partial n} w d\Gamma \quad (16)$$

Her bir eleman (Γ_j) boyunca P ve $\partial P / \partial n$ ifadeleri temel fonksiyonlar cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$P_j = \sum_{\alpha} \psi_{\alpha} P_{j\alpha} \quad \text{ve} \quad q_j = \frac{\partial P_j}{\partial n} = \sum_{\alpha} \psi_{\alpha} q_{j\alpha} \quad (\alpha=1,2) \quad (17)$$

burada P_j , q_j değerleri Γ_j elemanı üzerindeki P ve q değerleri, $u_{j\alpha}$, $q_{j\alpha}$ değerleri ise Γ_j elemanının α noktasındaki P ve q değerleri olup bu değerler sabit eleman için birbirine eşittir.

(17) ifadesi (16) denkleminde yerine konup düzenlenirse:

$$c_i P_i + \sum_{j=1}^n \sum_{\alpha} P_{j\alpha} a_{ij}^{\alpha} = \sum_{j=1}^n \sum_{\alpha} q_{j\alpha} b_{ij}^{\alpha} \quad (18)$$

elde edilir. Burada

$$a_{ij}^{\alpha} = \int_{\Gamma_j} \psi_{\alpha} \frac{\partial w_i}{\partial n} d\Gamma \quad \text{ve} \quad b_{ij}^{\alpha} = \int_{\Gamma_j} \psi_{\alpha} w_i d\Gamma$$

şeklindedir.

(18) ifadesi sınır üzerinde bulunan bütün noktalar için geçerlidir. Eğer n adet eleman varsa n adet nokta ve dolayısıyla n adet bir denklem takımı elde edilir:

$$A P = B q \quad (19)$$

Her bir eleman üzerinde sınır şartlarından dolayı ya P değeri ya da q değeri bilinmektedir. Bilinenler denklemin sağ tarafına, bilinmeyenler sol tarafına alındığında aşağıdaki gibi bir denklem takımı elde edilir.

$$C x = f \quad (20)$$

burada x, bilinmeyen P ve q değerlerinden oluşmaktadır. (20) denkleminin çözümünden P değerleri hesaplanabilir.

4. BULGULAR

Yukarıda açıklanan sayısal yöntemler ile idealize edilmiş yatay taban üzerindeki düşey duvarın çeşitli seviyelerinde elde edilen dalga kırılmasından kaynaklanan impuls değerleri analitik çözümler ile birlikte Tablo 1 de verilmiştir. Tablo 1 in son satırında

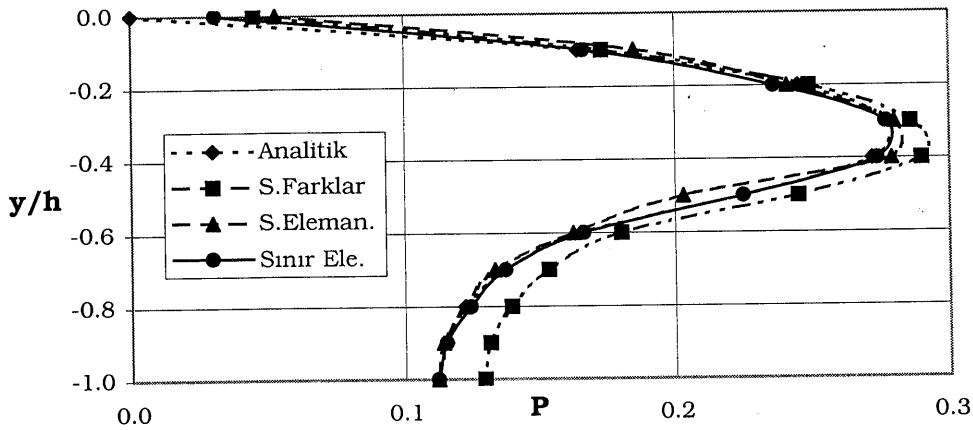
düşey duvar üzerindeki maksimum impulsun değeri (P_{mak}) ve yeri (parantez içinde) verilmiştir.

Tablo 1 Farklı Yöntemlerle Elde Edilen İmpuls Değerleri

y/h	Analitik	Sonlu Farklar	Sonlu Elemanlar	Sınır Eleman
	P	P	P	P
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
-0.4	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
P_{mak}	0.282 (-0.35)	0.293 (-0.36)	0.282 (-0.35)	0.282 (-0.35)

Tablodaki değerlerin incelenmesinden, Kırkgöz (1995) tarafından yapılan deneysel çalışmalardan elde edildiği gibi maksimum impulsun dolayısıyla da maksimum çarpma basıncının yaklaşık olarak durgun su seviyesi civarında oluştuğu anlaşılmaktadır.

Tablo 1 de hesaplanan impuls değerlerinin duvar üzerindeki dağılımı Şekil 4 de görülmektedir.



Şekil 4 Duvar İle Dalganın Temas Yüzeyi Boyunca P nin Dağılımı

Tablo 1 deki sayısal yöntemlerde kullanılan eleman sayıları Tablo 2 de verilmiştir. Bu tablodan görüldüğü gibi en az eleman sayısı sınır eleman yönteminde kullanılmış ve ayrıca bu yöntemle elde edilen bulguların analitik yöntemle daha yakın olduğu görülmüştür.

Tablo 2 Sayısal Yöntemlerde Kullanılan Eleman Sayıları

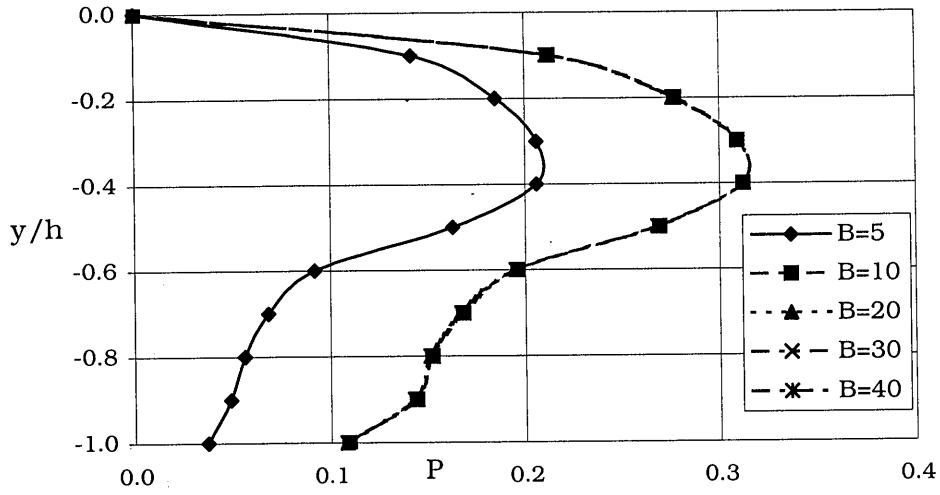
	Sonlu Farklar	Sonlu Elemanlar	Sınır Eleman
n	80	20	40
eleman sayısı	6400	400	40

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 Tablo 3 de verilmiştir. Tablodaki değerlerden sayısal çözümlerin, çözüm bölgesinin uzunluğuna bağlı olarak nasıl değiştiği görülmektedir.

Tablo 3 Basınç İmpulsu Değerleri (1/10 taban eğimi için)

y/h	B=5	B=10	B=20	B=30	B=40
	P	P	P	P	P
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
-0.4	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
P_{\max}	0.209 (-0.34)	0.315 (-0.36)	0.315 (-0.36)	0.315 (-0.36)	0.314 (-0.36)

Çözüm bölgesi uzunluğunun sınır eleman yönteminin sayısal bulguları üzerindeki etkisini göstermek üzere Tablo 3 te verilen değerler Şekil 5 te grafik olarak görülmektedir.



Şekil 5 Çözüm Bölgesi Uzunluğunun P Üzerindeki Etkisi

Tablo 3 ve Şekil 5 den görüldüğü gibi B mesafesi arttıkça basınç impulsunda bir artış görülmekte, fakat B=10 dan itibaren P nin değerleri nisbeten sabit kalmaktadır.

(1) ifadesi ile verilen basınç impulsunun tanımından duvar üzerindeki bir noktada çarpma basıncı yaklaşık olarak aşağıdaki gibi bulunabilir (Cooker ve Peregrine, 1995):

$$p_m = P_m \rho U H_b / (\Delta t/2) \quad (21)$$

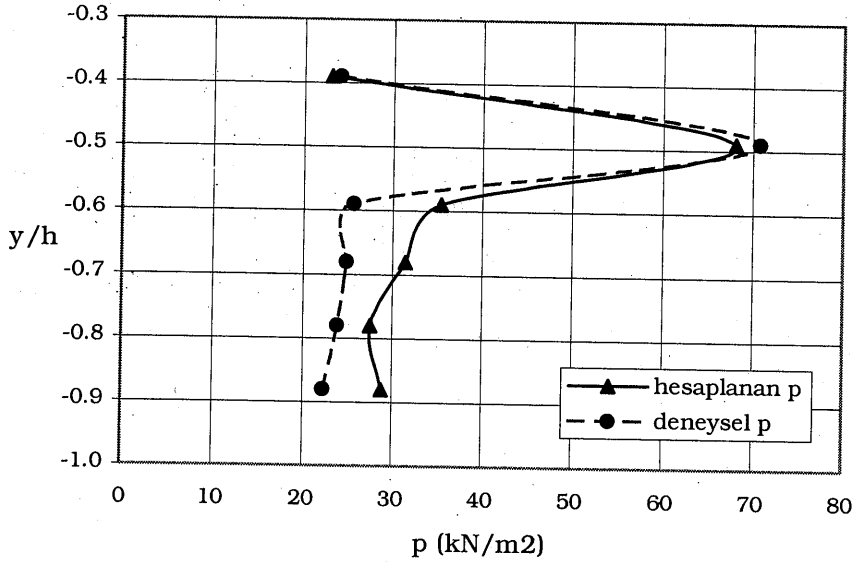
burada $U = \sqrt{gh}$ dalganın yayılma hızı, $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ suyun yoğunluğu, $H_b = 0.5h$ dalganın duvar üzerinde kırılma anındaki yüksekliği ve $\Delta t = t_2 - t_1$ çarpma anında momentum değişiminin büyük ölçüde değişim gösterdiği zaman aralığıdır.

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

(21) ifadesine dayanarak düşey bir duvardaki tam çarpma haline ait basınç dağılımına bir örnek olmak üzere Kırkgöz (1995) ün deneylerinden yararlanılmıştır. Buna göre $H_b = 0.307 \text{ m}$ ve $h = 0.16 \text{ m}$ olan bir çarpma hali için düşey duvarın yüksekliği boyunca çeşitli seviyelerdeki basınç ölçerler yardımıyla tesbit edilen deneyel Δt değerleri ve çarpma basınçları Tablo 4 de verilmiştir. Aynı tabloda sınır eleman yöntemine göre B=10 için hesaplanan impuls değerleri ve (21) denklemi ile elde edilen çarpma basınçları da görülmektedir. Deneyel ve teorik olarak hesaplanan çarpma basınçlarının düşey dağılımı Şekil 6 verilmiştir.

Tablo 4 Çarpma Basıncı Değerleri (1/10 taban eğimi için)

y/h	Deneysel		Hesaplanan	
	Δt (ms)	p (kN/m ²)	P	p (kN/m ²)
-0.39	10.00	23.054	0.313	24.077
-0.49	3.00	68.081	0.276	70.770
-0.59	6.00	35.365	0.200	25.641
-0.68	5.33	31.431	0.172	24.824
-0.78	5.00	27.507	0.155	23.845
-0.88	5.00	28.812	0.145	22.308



Şekil 6 Düşey Bir Duvar Üzerindeki Basınç Dağılımı

Şekil 6 da görüldüğü gibi bu örnek uygulama için maksimum çarpma basıncının şiddeti ve yeri deney ile büyük ölçüde uyum sağlamaktadır. Diğer taraftan teorik ve deneysel basınçların düşey dağılımlarında da makul ölçüde bir uyum gözlenmektedir.

5. SONUÇ

Deniz tabanının yatay ve eğimli olduğu durumda ilerleyen bir dalganın düşey duvarla etkileşimini impuls modellemesine dayanarak analiz etmek için analitik ve sayısal yöntemler kullanılmıştır.

Yatay taban için sayısal yöntemlerden elde edilen bulguların analitik çözümler ile uyum içinde olduğu görülmüştür. Sınır eleman yöntemi, analitik çözümle daha uyumlu olması ve daha az hesap yükü gerektirmesi bakımından diğer sayısal yöntemlere göre daha üstün bulunmuştur.

1/10 eğimli taban üzerindeki düşey bir duvardaki dalga çarpmasından doğan basınç dağılımı için sınır eleman yöntemi kullanılarak bulunan teorik değerlerin aynı şartlardaki deneysel bulgularla oldukça uyumlu olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

- BAGNOLD, R.A., (1939), Interim Report on Wave-Pressure Research, *Journal I.C.E.*, 12, June, 202-226.
- BREBBIA, C.A., DOMINGUEZ, J., (1989), Boundary Elements-An Introductory Course, *Computational Mechanics Publications*, Southampton.
- COOKER, M.J., PEREGRINE, D.H., (1995), Pressure-Impulse Theory for Liquid Impact Problems, *J. Fluid Mech.*, 297, 193-214.
- DENNY, D.F., (1951), Further Experiments on Wave Pressures, *J. Inst. Civil Engrs*, 35, 330-345.
- KIRKGÖZ, M.S., (1982), Shock Pressure of Breaking Waves on Vertical Walls, *J. Water. Port, Coastal Ocean Div. ASCE*, 108, 81-95.
- KIRKGÖZ, M.S., (1995), Breaking Wave Impact on Vertical and Sloping Coastal Structures, *Ocean Engng*, 22, (1) 35-48.
- NAGAI, S., (1960), Shock Pressures by Breaking Waves on Breakwaters, *J. Waterways, Harbors Div. ASCE*, 86, 1-38.
- REDDY, J.N., (1987), Introduction to Finite Element Method, *Mc-Graw Hill*, New York.
- RICHERT, G., (1968), Experimental Investigation of Shock Pressures against Breakwaters, *Proc. 11th Conf. Coastal Engng ASCE*, 954-973.
- ROUVILLE, A.DE., BESSON, P., PETRY, P., (1938), Etat Actuel Des Etudes Internationales Sur Les Efforts Dus Aux Lames, *Ann. Ponts Chaussees*, 108, 5-113.

ABSTRACT

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 impulse-momentum analysis is used to analyze the impact pressures induced by wave breaking. 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.