

127139

SAYISAL DALGA TANKINDA
ÇOK YÖNLÜ DALGA MODELLEMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Müh. Mehmet BELGİN

(508991034)

TC YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 10 Mayıs 2002
Tezin Savunulduğu Tarih : 31 Mayıs 2002

Tez Danışmanı : Doç. Dr. M. Serdar ÇELEBİ

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Ömer GÖREN

Prof. Dr. Metin DEMİRALP

MAYIS 2002

M. Serdar Çelebi

Ömer Gören

Metin Demiralp

127139

ÖNSÖZ

Çalışmam süresince ilgi ve desteğini benden en yoğun zamanlarında bile esirgemeyen, doğru yönlendirmeleri ve bana güveniyle bu çalışmayı benim için bir zevk haline getiren sayın Doç. Dr. M. Serdar Çelebi'ye, beni bu günlere en küçük yaşlarımdan beri hazırlayan hem anneannem hem ebedi öğretmenim sayın Müzeyyen Ergün'e, sınırsız sevgi ve desteklerinin yanısıra bana yaşamım boyunca ihtiyaç duyduğum herşeyi fedakarca sunan aileme sonsuz teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Mayıs 2002

Mehmet Belgin



İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ŞEKİL LİSTESİ	iv
ÖZET	v
ABSTRACT	vi
1. GİRİŞ	1
2. LİTERATÜRE GENEL BAKIŞ VE TARİHSEL GELİŞİM	2
3. TEMEL KABULLER VE SINIR ŞARTLARI	5
3.1 Temel Kabuller	5
3.2 Sınır Şartları	6
4. KULLANILAN YÖNTEMLER	9
4.1 Karışık Eulerian-Lagrangian Metodu	9
4.2 Sınır İntegral Denklemi Metodu (Boundary Integral Equation Method, BIEM)	11
4.2.1 Tekilleştirilmiş Doğrudan Olmayan Sınır-İntegral Denklemi Metodu	12
4.2.2 Sınır İntegral Denklemi Metodunda Ayırıklaştırma ve Kaynakların Dağılımı	13
4.2.3 Green Fonksiyonunun İfadesi	17
4.2.4 Serbest Yüzey Sınır Şartlarının Zaman İntegrasyonu	18
5. GENEL DALGA YAPICI TEORİSİ VE DALGA ÜRETME YÖNTEMLERİ	20
5.1 Sığ Su ve Düzlemsel Dalga Yapıcılar İçin Basitleştirilmiş Teori	20
5.2 Bir Pedal Tarafından Oluşturulan Düzlemsel Dalgalar İçin Teori	21
5.3 Üç Boyutlu Dalga Yapıcılar ve 'Snake' Tipi Dalga Yapıcı	26
6. SNAKE TİPİ DALGA YAPICININ DALGA TANKINA EKLENMESİ	29
6.1 Hız İfadelerinin Bulunması	29
6.2 Dalga Tankında Yapılan Değişiklikler	30
6.3 Matris İçin Uyarlamalı İterasyon Çözümü	32
7. DALGA TANKI SİMULASYONU	35
7.1 Piston Tipi Dalga Yapıcı ile Elde Edilmiş Sonuçlar	35
7.2 Snake Tipi Dalga Yapıcı ile Elde Edilmiş Sonuçlar	35
8. SONUÇ VE YORUMLAR	46
KAYNAKLAR	48
ÖZGEÇMİŞ	51

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 3.1 : Tasarlanan dalga tankı.....	6
Şekil 4.1 : Sayısal dalga tankının ayırıklaştırma yüzeyleri.....	13
Şekil 4.2 : Çökme ve kaynak noktaları.....	14
Şekil 5.1 : Galvin'in sıg su için basitleştirilmiş piston tipi dalga yapıcı teorisi.....	21
Şekil 5.2 : Dalga ilerleme açısı ve dalga sayıları.....	28
Şekil 6.1 : Simetrik Dalga Tankı.....	31
Şekil 6.2 : Tasarlanan Dalga Tankı.....	31
Şekil 7.1 : Dalga tankında ölçüm probe'larının yerleşimi.....	36
Şekil 7.2 : Piston tipi dalga yapıcı, Probe1 @ $x = -L/8$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	37
Şekil 7.3 : Piston tipi dalga yapıcı, Probe2 @ $x = L/2$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	37
Şekil 7.4 : Piston tipi dalga yapıcı, Probe3 @ $x = L/8$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	38
Şekil 7.5 : Piston tipi dalga yapıcı, Probe4 @ $x = L/4$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	38
Şekil 7.6 : Piston tipi dalga yapıcı, Probe5 @ $x = L$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	39
Şekil 7.7 : Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar ($\theta=0^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn).....	39
Şekil 7.8 : Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar, x-y düzlemindeki görüntüsü ($\theta=0^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn).....	40
Şekil 7.9 : Snake tipi dalga yapıcı, Probe1 @ $x = -L/8$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	40
Şekil 7.10 : Snake tipi dalga yapıcı, Probe2 @ $x = L/2$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	41
Şekil 7.11 : Snake tipi dalga yapıcı, Probe3 @ $x = L/8$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	41
Şekil 7.12 : Snake tipi dalga yapıcı, Probe4 @ $x = L/4$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	42
Şekil 7.13 : Snake tipi dalga yapıcı, Probe5 @ $x = L$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn.....	42
Şekil 7.14 : Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar ($\theta=5^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn).....	43
Şekil 7.15 : Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar, x-y düzlemindeki görüntüsü ($\theta=5^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn).....	44
Şekil 7.16 : Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar ($\theta=30^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn).....	45
Şekil 7.17 : Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar, x-y düzlemindeki görüntüsü ($\theta=30^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn).....	45

ÖZET

SAYISAL DALGA TANKINDA ÇOK YÖNLÜ DALGA MODELLEMESİ

Açık deniz şartlarının incelenmesi, günümüzde belli kabuller altında ve deney laboratuvarlarında oluşturulan yapay ortamlarda gerçekleştirilmektedir. Bu tür deney düzenekleri oldukça maliyetli olmakla beraber, ölçek faktörü, tank duvarlarından yansıyan dalgalar gibi nedenlerden dolayı elde edilen sonuçların kötü yönde etkilendiği bilinmektedir. Bir sayısal dalga tankının tasarımı bu sorunların giderilmesi açısından önemli bir rol oynayacaktır. Günümüzdeki sayısal hesaplama tekniklerindeki gelişmeler ve gelişmiş yüksek başarılı hesaplama platformları bu tür bir dalga tankının tasarımını mümkün hale getirmiştir.

Karışık deniz koşullarını sağlayabilmek için farklı yönlerde ilerleyen, değişik karakterdeki dalgaların, aynı dalga tankı içinde üretilebilmesi gerekir. Bu tür dalgaları üreten 'snake tipi' dalga yapıcının tasarlanmış olan dalga tankına eklenmesi bu çalışmanın temel amacı olarak belirlenmiştir. Her zaman aralığında serbest yüzey konumlarını ve hız potansiyellerini güncellemek için Karışık Eulerian-Lagrangian Metodu (Mixed Eulerian-Lagrangian Method, MEL) kullanılmıştır. İhtiyaç duyulan zaman integrasyonları 4(5) Mertebe Runge Kutta-Fehlberg metodu ile gerçekleştirilmiştir. Fiziksel büyüklüklerin elde edileceği kaynak yoğunluklarının hesaplanmasında ise Tekilleştirilmiş Doğrudan Olamayan Sınır Integral Metodu (Desingularized Boundary Integral Method, DBIEM) kullanılmıştır.

Çalışmanın sonunda değişik açılar için üretilen dalgalar incelenmiş, $\theta=0^\circ$ için snake tipi dalga yapıcı ile elde edilen sonuçlar daha önceki çalışmalarda 'piston tipi' dalga yapıcılar kullanılarak elde edilmiş olan sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Bu çalışmanın çok sayıda deniz koşulu için daha geniş deneme ve gerçekleştirme adımlarına ihtiyacı vardır.

Anahtar Kelimeler : Sayısal dalga tankı, Sınır integral metodu, Snake tipi dalga Yapıcı, Çok yönlü dalgalar, Karışık deniz modellemesi

ABSTRACT

MULTIDIRECTIONAL WAVE MODELLING IN A NUMERICAL WAVE TANK

The open sea conditions are mostly observed in experimental laboratories under many assumptions, where actual conditions are simulated. Laboratory establishments are quite expensive, and it is known that the results may be unsatisfactory due to reasons like scale factor, or wave reflections from tank walls. The design of a numerical wave tank will play an important role to undertake the problems mentioned above. The recent developments in both numerical computation methods and high performance computing platforms make the designing of a numerical wave tank possible.

To properly simulate open sea conditions, different multidirectional waves must be created in the same wave tank. The main goal of this study is to build a 'snake type' wave maker, which is capable of creating multidirectional waves, into a predesigned numerical wave tank. The Mixed Eulerian-Lagrangian Method (MEL) is used to update the velocity potentials and free surface elevations for each time step. The time integrations required are computed using 4(5)th order Runge Kutta-Fehlberg Method. The unknown physical variables had been derived from the source densities, which are determined by Indirect Desingularized Boundary Integral Method (DBIEM).

As a result of this study, multidirectional waves for different propagating angles are investigated. The results form the previously conducted 'piston type' wave maker studies are compared with the results obtained by 'snake type' wave maker, producing waves propagating with an angle $\theta = 0^\circ$. This study requires further extensive verification and validation steps for a wider range of sea conditions.

Keywords : Numerical Wave Tank, Boundary Integral Method, Snake Type Wave Maker, Multidirectional Waves, Open Sea Modelling

1. GİRİŞ

Bu yüksek lisans çalışmasının amacı, sayısal bir dalga tankında çok yönlü dalgalar üreterek karışık deniz koşullarını oluşturmaktır. 2. bölümde sayısal dalga tankının tasarlanması, dalga yapıcılar, ve çok yönü dalgaları oluşturan 'snake tipi' dalga yapıcının tarihsel gelişimi hakkında bilgi verilmiş ve bu çalışmanın diğer çalışmalar arasındaki konumu vurgulanmıştır. 3. bölümde, yapılmış olan temel kabuller ve sınır şartları ile bunların çalışmaya uygulanmaları hakkında bilgi verilmiştir. Kullanılan yöntemler, bunların sayısal hesaplamaya uyarlanması ve hesaplama alanlarının ayrıklaştırılması 4. bölümde ayrıntılı olarak incelenmiştir. 5. Bölümde genel dalga yapıcı teorisi ve dalga üretme yöntemleri üzerinde durulmuş, teorisinin en basit halinden çalışmada kullanılan üç boyutlu snake tipi dalga yapıcıya kadar olan gelişimi bütün adımlarıyla verilmiştir. 6. bölümde ise çalışmada örnek alınan dalga tankında (Çelebi, M.S. [1]) yapılmış olan değişiklikler, snake tipi dalga yapıcının modifiye edilmiş dalga tankına uygulanması, bu dalga yapıcıya ait hız ifadeleri ve eklenen yeni yüzeylerin ayrıklaştırılması geniş bir şekilde açıklanmış, elde edilen problemin sayısal olarak çözülmesi hakkında genel bir bilgi verilmiştir. 7. bölüm ise değişik şartlarda üretilmiş dalgalardan elde edilmiş sonuçları kapsamaktadır. Bu sonuçlar ve gözlenen hatalar 8. bölümde yorumlanmıştır.

Bu çalışma sonunda sayısal dalga tankında karışık deniz şartlarının yeterli bir şekilde oluşturulması için temel teşkil eden çözümlere ulaşılmış, paralel olarak yürütülen diğer çalışmalara uygulanması için gerekli tüm bilgiler verilmiştir. Sayısal dalga tankında oluşturulacak karışık deniz ortamında, sabit veya yüzer cisimlerin akışkan ile etkileşimlerinin incelenmesi bir sonraki adım olarak düşünülebilir. Ancak böyle bir çalışmaya başlanmadan önce, gerçekleştirilmesi gereken çok yoğun hesaplamaların paralel hesaplama ortamına aktarılması ve yüksek performanslı bir hesaplama için gerekli işlemlerin yapılması öncelikli bir ihtiyaçtır.

2. LİTERATÜRE GENEL BAKIŞ VE TARİHSEL GELİŞİM

Bu çalışmada, Çelebi M.S. [1] tarafından 1997 yılında tasarlanmış simetrik lineer olmayan sayısal dalga tankı temel alınmıştır. Yine aynı yıl içinde Kim, M.H., Çelebi, M.S. ve Park J.C. [2] tarafından bu tankında dalga simülasyonlarının karşılaştırılması incelenmiştir. Çelebi, M.S., Kim, M.H., ve Beck R.F. [3] 1998 yılında teoriyi deney sonuçları ile karşılaştırmış ve yeterli doğruluğu sağladığını göstermiştir. 2001 yılında ise Çelebi, M.S. [4] tasarlanmış olan bu dalga tankında dalga-cisim etkileşimlerini incelemiştir. Bu çalışmaların ortak noktası, hepsinin piston tipi dalga yapıcı kullanıyor olmalarıdır. Piston ve flap tipi dalga yapıcılar için lineer dalga teorisine dayanan ilk analitik çözümler 1929 yılında Havelock [5] tarafından verilmiştir. Bu lineer dalga yapıcı teorisinin doğruluğuna dair farklı dalga eğimleri için 1960'da Ursell [6] tarafından yapılmış sistematik ölçümler bulunmaktadır ve küçük eğimdeki dalgalar için deneysel sonuçlar ile teorik sonuçlar çok iyi uyumuştur. Büyük eğimlerde ise ölçülen deneysel dalga yüksekliklerinin, lineer teori ile bulunan dalga yüksekliklerinin ortalama %10 altında kaldığı gözlemlenmiştir. Bu noktadan sonra dalga yapıcı teorilerinde hızlı bir gelişme olmuştur. 1964 yılında Galvin [7], dalga yapıcı tarafından hareket ettirilen akışkanın, üretilmiş olan dalga tepesinin hacmine eşit olması gerektiğinden yola çıkarak, dalga yüksekliği (H) - dalga yapıcı hareket genliği (S) oranının hem piston tipli hem de flap tipli dalga yapıcılar için ifadesini (H/S) vermiştir. Madsen [8] 1971'de klasik lineer dalga teorisini ikinci mertebeden doğruluk için ilerletmiştir. Silindirik dalga yapıcılar için 1972'de Dalrymple ve Dean [9], kama kesitli tulumba (plunger) tipi dalga yapıcılar için ise 1974'te Wang [10] tarafından çözümler verilmiştir. 1983 yılında Chwang [11] gözenekli dalga yapıcı teorisini geliştirmiştir. 1973'te Multer [12] tarafından dalga üretimi için lineer olmayan bir model sunulmuştur. 1983'te Nakayama [13] sınır integral metodunu lineer olmayan dalga yapıcı problemlerini çözmek için kullanmıştır. 1989'da ise Lee, Kuo ve Lee [14] tarafından flap tipi dalga yapıcı kullanarak dalga üretme üzerine analitik çözümler geliştirilmiştir.

Gerçek deniz dalgaları, ilerleme yönü, genlik ve frekans açısından oldukça rastlantısal bir karaktere sahiptir. Model testlerinde ve sayısal dalga tankı çalışmalarında ise bu yapıyı oluşturmak için kullanılan dalga yapıcılar ise çok parçalı

bir yapıda olan 'snake tipi' dalga yapıcılarıdır. Farklı yönlerde dalgalar oluşturabilen bu tür dalga yapıcı ile çalışmalar Huntington (1981) [15], Burcharth (1986) [16], Takayama ve Hiraishi (1987) [17], Miles, Laurich ve Funke (1986) [18], Darlymple ve Greenberg (1985) [19], Briggs, Bergman ve Outlaw (1987) [20] olarak verilebilir. Kim, Niedzwecki, Rosset , Park, Hong ve Tavassoli (2001) [21] ise çalışmalarında Dean ve Darlymple (1991) [22]'in vermiş olduğu lineer dalga yapıcı teorisini temel alan snake tipi dalga yapıcıya ait üç boyutlu hız ifadelerini kullanmışlardır.

İki boyutlu yüzey dalgaları için tamamen lineer olmayan zamana bağlı serbest yüzey sınır şartları, ilk olarak Longuet-Higgins ve Cokelet (1976) [23] tarafından kullanılmıştır. Bu çalışmada 'Karışık Eulerian-Lagrangian (Mixed Eulerian-Lagrangian, MEL)' zaman adımı metodu benimsenmiştir. Serbest yüzey üzerinde cisim salınımına ait lineer olmayan süreksiz problem üzerinde incelemeler yapan Faltinsen [24] tarafından ise 1977'de yukarıdakine benzer bir yol izlenmiştir. Faltinsen, ıslak cisim yüzeyi ve serbest yüzey üzerinde dipol veya kaynak dağılımını kullanarak her zaman adımında hız potansiyelini hesaplamıştır. İki boyutlu MEL metodu ise sonradan simetrik cisimlerin üç boyutlu hareketi tarafından oluşturulan lineer olmayan dalgaların incelenmesi sırasında Dommermuth ve Yue (1987) [25] tarafından geliştirilmiştir. Sonraları, Cao, Schultz ve Beck (1990, 1991, 1991) [26-28] ile Cao, Lee ve Beck (1992) [29] benzer zaman adımı yöntemlerini ve 'Tekilleştirilmiş Sınır İntegral Metodunu (Desingularized Boundary Integral Method, DBIEM)' batmış bir cisim veya bir serbest yüzey basıncı ile oluşturulmuş lineer olmayan dalgaların yaratılmasını da kapsayan, değişik lineer olmayan serbest yüzey problemlerinin çözümünde kullanmışlardır. DBIEM, Sınır İntegral Denklemi Metodunun doğrudan olmayan halidir. Bu iki metodun teorik olarak denkliği ise Brebbia ve Butterfield (1978) [30] tarafından ispatlanmıştır.

Sayısal dalga tankı tasarımında en önemli kriterlerden biri de sayısal hesaplama tekniklerinin güvenilirliği, hızı ve istikrarlılığıdır. Hem hesaplama platformlarında hem de sayısal yöntemlerde son zamanlarda kaydedilen gelişmeler, sayısal dalga tankının tasarımını mümkün hale getirmiştir.

Bu çalışmada hesaplama alanının tümü çok sayıdaki çökelme noktalarına ayrıştırılmış ve bunlara ait matris denklemleri her zaman adımı için çözülmüştür. Bu tür bir hesaplama oldukça yüklü bir CPU zamanına ihtiyaç duyar . Bu yüzden, problemin boyutunu bir azaltarak CPU zamanını düşürmek için doğrudan çözüm yöntemleri yerine iteratif matris çözücüler kullanılmıştır. Bu çalışmada Line-Jacobi tekniğine ek olarak eşit derecede iyi sonuç veren 'İteratif Alan Ayrıştırması Tekniği (Domain Decomposition Iterative Technique, DDIT)' kullanılmıştır. Bu tekniğin

performansı, özellikle alt matrislerden oluşan köşegen baskın, büyük boyutta ve asimetrik karakterde matrisler için oldukça yüksektir.



3. TEMEL KABULLER VE SINIR ŞARTLARI

3.1 Temel Kabuller

Sayısal dalga tankı tasarımında, temel kabullerin iyi tayin edilmesi çok önemli bir noktadır. Bu kabuller, sonuçların hassaslığını ve hesaplama süresini doğrudan etkiler. Bu çalışmada, akışkanın viskoz olmayan ve sıkıştırılmaz olduğu kabul edilmiştir. Toplam hız potansiyeli Φ , akıntı olmadığı için hız potansiyeline eşittir:

$$\Phi = \phi(x, y, z, t) \quad (3.1)$$

Hız potansiyelinin fiziksel olarak bir anlamı yoktur, ancak irrotasyonel akış hareketinin matematiksel analizinde kullanıldığı için ifade edilmesi gereklidir. Çözülecek olan sınır-değer probleminde ϕ Laplace eşitliğini sağlamalıdır :

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.2)$$

Hız potansiyeli ϕ , akışkan hız vektörünü ifade etmek için kullanılır. t anında ve $\mathbf{x}=(x,y,z)$ konumunda $\mathbf{V}(x,y,z,t)=(u,v,w)$ hız vektörü şu şekilde ifade edilir:

$$\mathbf{V} = \nabla \phi \equiv i \frac{\partial \phi}{\partial x} + j \frac{\partial \phi}{\partial y} + k \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (3.3)$$

Burada i, j, k sırasıyla x, y, z yönlerindeki birim vektörlerdir. Akışkan içinde her yerde vortisite vektörü sıfırsa, akış irrotasyoneldir. Bunun ifadesi ise şu şekilde verilebilir :

$$\vec{\omega} = \nabla \times \mathbf{V} = 0 \quad (3.4)$$

Bunun yanında akışkan sıkıştırılmaz olduğundan,

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (3.5)$$

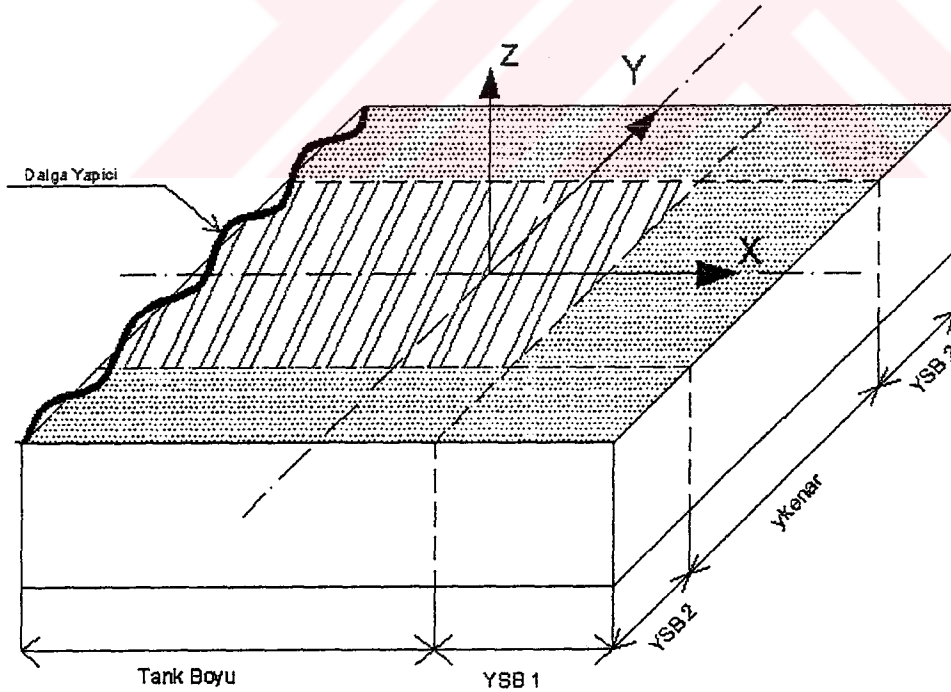
olduğunu söyleyebiliriz.

3.2 Sınır Şartları

Modellenen dalga tankında hem sabit olan dip yapısı, bitiş duvarı ve yan kenar duvarlarının, hem de zamana bağlı hareket eden dalga yapıcı ve serbest yüzeyin üzerinde bazı fiziksel şartlar sağlanmalıdır. Bu şartlardan akışkan hızı tarafından sağlananlar 'kinematik sınır şartı' olarak ifade edilir. Kinematik sınır şartı, esas olarak yukarıda belirtilen sınır yüzeylerindeki akışkan hızlarının bir ifadesidir.

Serbest yüzey ve dalga yapıcı yüzeyinde sağlanması gereken bir diğer şart ise 'dinamik sınır şartı' dır. Bu şart belirtilen yüzeylerdeki akışkan parçacıklarının normal gerilmelerinin (basınçlarının) bir ifadesidir. Hem kinematik hem de dinamik sınır şartlarına ait ifadelere ileride daha ayrıntılı değinilecektir.

Tasarlanan sayısal dalga tankında bu aşamada cisim bulunmadığı için cisim-akışkan etkileşimlerine değinilmeyecektir. Ancak tasarım böyle bir cismin herhangi bir konuma yerleştirilmesine imkan verecek şekilde yapılmıştır. Aşağıdaki şekil, tasarlanan dalga tankını göstermektedir:



Şekil 3.1 Tasarlanan dalga tankı

Şekil 3.1'de görüldüğü gibi, koordinat eksenleri, tankın tam ortasına yerleştirilmiş ve tankın uzunluğu x eksenleriyle, genişliği y eksenleriyle ve derinliği z eksenleriyle ifade edilmiştir. Tankın her iki yanında ve bitişinde Yapay Sönüm Bölgeleri (YSB, yanlarda YSB 2, bitişte YSB 1) vardır. Sönümsüz hesaplama alanının genişliği ise 'ykenar' büyüklüğü ile ifade edilmiştir. Tank başlangıcına da (L tankın tam boyunu ifade etmek üzere -L/2 konumu) 'snake tipi' dalga yapıcı yerleştirilmiştir. Dip yapısının yüzeyi de S_D ile ifade edilirse, bu yüzey üzerindeki kinematik sınır şartı şu şekilde verilir:

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \vec{V}_D \cdot \vec{n} \quad (S_D \text{ üzerinde}) \quad (3.6)$$

Burada $\vec{V}_D$ taban yüzeyinin hızını temsil eder. Sonsuz derinlik için ise bu şart sıfıra gider:

$$\nabla \phi \rightarrow 0 \quad (z \rightarrow -\infty) \quad (3.7)$$

Sınırlı derinlik durumlarında, eklenecek bilinmeyen sayısı ile orantılı olarak hesaplama süresinin artacağı açıktır. Bu çalışmada böyle bir durum söz konusudur.

Serbest yüzeyde ise hem kinematik hem de dinamik sınır şartları sağlanmalıdır. Kinematik serbest yüzey şartı, akışkanın normal hızı ile serbest yüzeyin normal hızının eşit olduğunu göstermelidir:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\nabla \phi \cdot \nabla \eta + \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (S_{SY} \text{ üzerinde}) \quad (3.8)$$

Burada $z=\eta(x, y, t)$ serbest yüzey profili olarak alınmıştır ve sayısal hesaplamalarda alınacak dalga genliklerinin zamanla değişen ifadesi olarak hesaplama katılacaktır.

Serbest yüzey üzerindeki dinamik şart ise, bu yüzey üzerindeki basıncın çevre basıncına (incelenen durumda atmosfer basıncı, P_a) eşit olduğunu gösterir:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2}|\nabla \phi|^2 - \frac{P_a}{\rho} \quad (S_{SY} \text{ üzerinde}) \quad (3.9)$$

Burada ρ , akışkan yoğunluğunu ve g ise yerçekimi ivmesini ifade eder.

Açık sınırlara uygulanmış sınır şartı ise, etkinin sonsuzda sıfırlanmasını gerektirir :

$$\nabla \phi \rightarrow 0 \quad (S_{\infty} \text{ üzerinde}) \quad (3.10)$$

Üç boyutlu başlangıç sınır-değer probleminde, ortama bir ilk hareket verilmemiş olduğu yani $t=0$ anında hareketin sıfır olduğu kabulü yapılır. Bu da, serbest yüzeyin konumunun ve bu yüzeydeki hız potansiyelinin başlangıçta sıfır olması demektir.

$$\phi = 0 \quad (\text{akışkan alanında, } @ t=0)$$

$$\text{ve} \quad (3.11)$$

$$\eta = 0 \quad (S_{SY} \text{ serbest yüzeyde, } @ t=0)$$



4. KULLANILAN YÖNTEMLER

Bu bölümde, çalışmada kullanılan hesaplama metodları ve sayısal dalga tankının ayrıklaştırılması ile ilgili bilgiler verilecektir. Bu metodlar hem analitik anlamda hem de sayısal uygulamalar açısından incelenecektir.

4.1 Karışık Eulerian-Lagrangian Metodu

Serbest yüzey üzerinde hız potansiyeli (Dirichlet sınır şartı) ile dip üzerindeki potansiyelin normale göre türevinin (Neumann Sınır Şartı) bilindiği söylenmiş ve bunlara ait ifadeler verilmişti. Bu koşullar altında her adımda karışık sınır şartlarını çözmek için kullanılan yöntem, 'Karışık Euler-Lagrange metodu (Mixed Eulerian Lagrangian - MEL)' olarak seçilmiştir. Zaman adımlarında çözüm yapan bu yöntem, serbest yüzey ve normal türevlerini her zaman adımında günceller. Serbest yüzey potansiyeli ve konumu ise kinematik ve dinamik serbest yüzey şartlarının zamana göre türetilmesiyle elde edilir.

Serbest Yüzey şartlarını zaman artımına sokmak için en genel yaklaşım, düğümlerin veya başka bir deyişle çökelme noktalarının akışkan parçacıklarını izlediği material-node yaklaşımıdır. Bununla beraber, problemin yapısına göre farklı alternatif yöntemlerin daha avantajlı olduğu durumlar mevcut olabilir.

Çözüme uygulanması açısından, kinematik ve dinamik serbest yüzey sınır şartlarını Oxyz koordinat sistemine göre $\vec{v}$ hızıyla hareket eden bir noktanın zamana göre türevi cinsinden yeniden tanımlamak uygun olacaktır:

$$\frac{\delta\eta}{\delta t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - (\nabla\phi - \vec{v})\nabla\eta \quad (\text{SY üzerinde}) \quad (4.1)$$

ve

$$\frac{\delta\eta}{\delta t} = -g\eta - 1/2\nabla\phi.\nabla\phi + \vec{v}.\nabla\phi - \frac{P_a}{\rho} \quad (\text{SY üzerinde}) \quad (4.2)$$

Burada,

$$\frac{\delta}{\delta t} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla \quad (4.3)$$

Hareketli düğüm noktasını izleyen zamana göre türevdir.

Eğer $\bar{v}$ hızı $[U(\bar{x}, t), V(\bar{x}, t), \frac{\delta \eta(\bar{x}, t)}{\delta t}]$ 'ye eşitse, düğüm noktası x-y düzlemi üzerinde

$[U(\bar{x}, t), V(\bar{x}, t)]$ hızıyla tanımlanmış bir yol üzerinde hareket ediyordur. $\bar{v}$ hızını

$\bar{v} = (0, 0, \frac{\delta \eta(\bar{x}, t)}{\delta t})$ olarak almak, düğüm noktalarının Oxyz koordinat ekseninde x ve

y konumlarını sabit tutmak demektir. Bu durumda yukarıdaki sınır şartları aşağıdaki duruma indirgenir:

$$\frac{\delta \eta}{\delta t} = \frac{\partial \phi}{\partial z} - \nabla \phi \cdot \nabla \eta \quad (\text{SY üzerinde}) \quad (4.3)$$

ve

$$\frac{\delta \eta}{\delta t} = -g\eta - 1/2 \nabla \phi \cdot \nabla \phi + \frac{\delta \eta}{\delta t} \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{P_a}{\rho} \quad (\text{SY üzerinde}) \quad (4.4)$$

bu yaklaşım sonunda,

$$\bar{v} = \nabla \phi \quad (4.5)$$

ve,

$$\frac{D\bar{X}_F(t)}{Dt} = \nabla \phi \quad (4.6)$$

$$\frac{D\phi}{Dt} = -g\eta + \frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi - \frac{P_a}{\rho} \quad (4.7)$$

ifadelerine erişilir. Burada,

$$\bar{X}_F(t) = (x_F(t), y_F(t), z_F(t)) \quad (4.8)$$

serbest yüzey üzerindeki bir akışkan parçacığının pozisyon vektörüdür, ve

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \nabla \Phi \cdot \nabla \quad (4.9)$$

bu yaklaşımın genel yapısıdır.

Dinamik ve kinematik sınır şartlarının bu son hali, serbest yüzey konumunun ve potansiyelin zamana bağlı adımlanabilmesini sağlar. (4.1-4.8) eşitliklerindeki tüm sol taraf değerleri, düğüm noktası ile hareket eden potansiyelin ve dalga profilinin zamana göre türevini ifade eder. Bunun yanında sağ taraf değerlerinin tümü bilinendir ve ϕ için sınır-değer problemini çözdükten sonra $\nabla \phi$ analitik olarak bulunabilir. Burada tek sorun, (4.1-4.4) eşitliklerinde kullanılan serbest yüzey konumunun gradyeninin ($\nabla \eta$) hesaplanmasıdır. Bu değer sayısal olarak hesaplanabilir, ancak bu işlemin hesaplama süresini oldukça arttırmasının yanı sıra hatalara yol açacağını unutmamak gerekir.

4.2 Sınır İntegral Denklemi Metodu (Boundary Integral Equation Method, BIEM)

Sınır Eleman Metodu olarak da anılan bu yöntem, yeni bir yöntem olmasına karşılık oldukça yaygın kullanılmaktadır. Bunun nedenleri olarak problemin boyutunu 1 azaltması (3 boyutlu bir problem 2 boyutluya indirgeniyor) ve bunun yanında yarı sonsuz ve sonsuz hesaplama alanlarını modelleyebilmesi verilebilir. Birçok alanda uygulaması vardır, hızı ve doğruluğu ile kendini kanıtlamıştır. Bu yöntemin iki farklı yaklaşımı vardır:

1. Doğrudan Metod
2. Doğrudan Olmayan Metod

Doğrudan metod, yer değiştirmeler, potansiyeller ve akışlar gibi fiziksel değişkenleri bilinmeyen kabul eder ve bunları ayrı ayrı bulur. Doğrudan olmayan metod ise sadece bu tür fiziksel özelliklerin bulunmasına yardımcı olacak bir "kaynak yoğunluğu" nun bulunmasını sağlar. Bu kaynak yoğunluğu kullanılarak değişik fiziksel büyüklüklere ulaşılabilir. Bu çalışmada doğrudan olmayan metod kullanılmıştır.

Önceki çalışmalardan bazıları (Cao, Schultz, ve Beck 1991 [27]) hesaplama zamanı ve doğruluk açısından lineer olmayan serbest yüzey simülasyonlarında doğrudan olmayan metodun kullanılmasını önermişlerdir. Buna ek olarak bu metod düzensiz mesh'lerin söz konusu olduğu durumlarda bir zorluk yaratmaz ve hem düzenli hem de düzensiz mesh'lerin hesaplama alanında kullanılmasına izin verir. Bu durum,

hesaplama alanı dışında daha az kaynak kullanımı esnekliğini beraberinde getirir. Bu çalışmada doğrudan olmayan metodun kullanılmasının başlıca nedenleri bunlardır. Kaldı ki, doğrudan metod ile doğrudan olmayan metodun teorik olarak eşit olduğu kanıtlanmıştır [30].

4.2.1 Tekilleştirilmiş Doğrudan Olmayan Sınır-İntegral Denklemi Metodu

Sınır-değer problemi, bilinmeyen hız potansiyeli ϕ için her zaman adımında çözülmelidir. Verilen serbest yüzey üzerindeki potansiyel ve duvarlar, dip gibi yüzeyler üzerinde bilinen normaller kullanılarak akışkan alanının herhangi bir noktasındaki potansiyel, 'Rankine Kaynakları' dağılımıyla bulunabilir:

$$\phi(\bar{x}) = \iint_{\partial\Omega} \sigma(\bar{x}_s) \left(\frac{1}{|\bar{x} - \bar{x}_s|} \right) d\Omega \quad (4.10)$$

Burada $\partial\Omega$ akışkan alanı dışındaki integrasyon yüzeyini, σ ise bulunacak kaynak şiddetini temsil eder. İlgili sınır şartları uygulanarak, doğrudan olmayan tekilleştirilmiş sınır-integral eşitliği aşağıda gösterilen bilinmeyen kaynak şiddetlerini bulmak için çözülmelidir:

$$\iint_{\partial\Omega} \sigma(\bar{x}_s) \left(\frac{1}{|\bar{x}_c - \bar{x}_s|} \right) d\Omega = \phi_0(\bar{x}_c) \quad (\bar{x}_c \in \Gamma_d) \quad (4.11)$$

ve,

$$\iint_{\partial\Omega} \sigma(\bar{x}_s) \frac{\partial}{\partial \bar{n}} \left(\frac{1}{|\bar{x}_c - \bar{x}_s|} \right) d\Omega = \chi(\bar{x}_c) \quad (\bar{x}_c \in \Gamma_n) \quad (4.12)$$

Burada,

$\bar{x}_s = \Omega$ integrasyon yüzeyi üzerinde bir nokta

$\bar{x}_c =$ Gerçek sınır üzerinde bir nokta (field point)

$\phi_0 = \bar{x}_c$ üzerinde verilmiş potansiyel

$\Gamma_d = \phi_0$ 'ın verildiği yüzey

$\chi = \bar{x}_c$ noktasında verilmiş normal hız

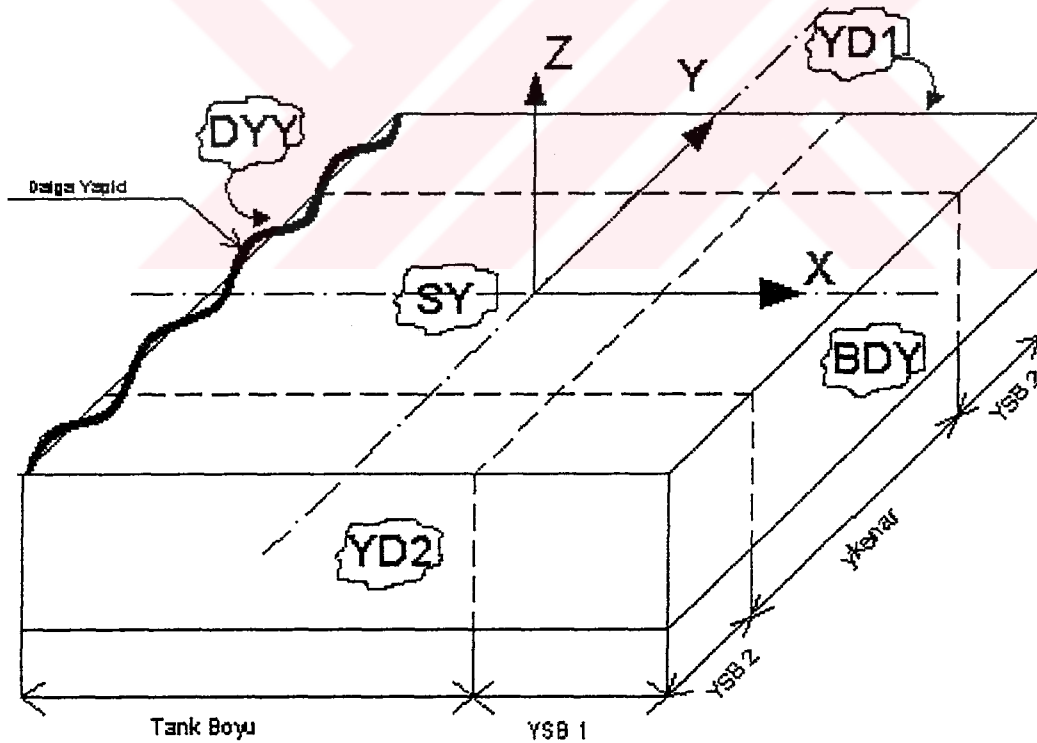
$\Gamma_n = \chi$ 'nın tanımladığı yüzey

olarak verilir. İntegrasyon alanı, serbest yüzey, dip yüzeyi, dalga yapıcı, kenar duvarları ve kesilmiş yüzeyleri kapsar. Yukarıdaki integral eşitliğinin ayrıştınlmış versiyonu, σ için lineer eşzamanlı eşitliklerin çözümü için verilmiş bir iterasyon çözücü ile çözölür.

4.2.2 Sınır İntegral Denklemi Metodunda Ayrıklaştırma ve Kaynakların Dağılımı

Doğrudan metod ile doğrudan olmayan metodun farklarından biri, doğrudan metod söz konusuysa ϕ ve $\partial\phi/\partial n$ 'nin tanımlandığı sınırlarda Green'in ikinci özelliğinin kullanımının gerekliliğidir. Doğrudan olmayan metod'da ise, sadece kaynaklar kullanılır ve sınırların tanımladığı çökeltme noktalarında sınır şartları sağlanır. Bilinmeyen $\sigma(\vec{r}_s)$ değerleri için integral eşitliklerini çözmek için ise, 'Ağırlıklı Artıklar Metodu (Weighted Residuals Method)' kullanılır.

Bu çalışmada, çökeltme noktaları gerçek sınır üzerinde seçilmiş ve kaynaklar bu noktalara belirli bir L_D uzaklığında hesaplama alanının dışına yerleştirilmiştir. L_D uzaklığı, ampirik olarak elde edilmektedir [1].



Şekil 4.1 Sayısal dalga tankının ayrıklaştırma yüzeyleri

dağıtılmıştır. Her bir zaman adımında (4.11) ve (4.12) eşitlikleri ile tanımlanmış karışık sınır-değer problemi çözülmelidir.

Serbest yüzey, dalga yapıcı yüzeyi, her iki kenar duvar ve bitiş duvarının üzerlerinde alınmış olan çökeltme ve kaynak noktaları dizi toplamları şeklinde yazılırsa, (4.11) eşitliğinde verilmiş olan potansiyel aşağıdaki gibi ifade edebilir:

$$\phi(\vec{x}) = \sum_{j=1}^{N_{SY}} \frac{\sigma_j^{SY}}{|\vec{x} - \vec{x}_{Sj}^{SY}|} + \sum_{j=1}^{N_{DYY}} \frac{\sigma_j^{DYY}}{|\vec{x} - \vec{x}_{Sj}^{DYY}|} + \sum_{j=1}^{N_{YD1}} \frac{\sigma_j^{YD1}}{|\vec{x} - \vec{x}_{Sj}^{YD1}|} + \sum_{j=1}^{N_{YD2}} \frac{\sigma_j^{YD2}}{|\vec{x} - \vec{x}_{Sj}^{YD2}|} + \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j^{BDY}}{|\vec{x} - \vec{x}_{Sj}^{BDY}|} \quad (4.13)$$

Burada,

N_{SY} : Serbest yüzey üzerinde tanımlanmış kaynak sayısını,

$\vec{x}_{Sj}^{SY}$: Serbest yüzey üzerinde j ninci kaynağın konumunu,

σ_j^{SY} : $\vec{x}_{Sj}^{SY}$ konumundaki kaynağın şiddetini ifade eder.

ve benzer olarak,

$N_{DYY}, \vec{x}_{Sj}^{DYY}, \sigma_j^{DYY}$: Dalga yapıcı yüzeyine ait kaynakların sayısı, konumu ve şiddetini,

$N_{YD1}, \vec{x}_{Sj}^{YD1}, \sigma_j^{YD1}$: Birinci yan duvar yüzeyine ait kaynakların sayısı, konumu ve şiddetini,

$N_{YD2}, \vec{x}_{Sj}^{YD2}, \sigma_j^{YD2}$: İkinci yan duvar yüzeyine ait kaynakların sayısı, konumu ve şiddetini,

$N_{BDY}, \vec{x}_{Sj}^{BDY}, \sigma_j^{BDY}$: Bitiş duvarı yüzeyine ait kaynakların sayısı, konumu ve şiddetini, ifade eder.

(4.11) ve (4.12) eşitlikleri serbest yüzey, dalga yapıcı yüzeyi, birinci ve ikinci yan duvarlar için sağlanmalıdır.

Serbest Yüzey için :

$$\sum_{j=1}^{N_{SY}} \frac{\sigma_j^{SY}}{|\bar{x}_{Ci}^{SY} - \bar{x}_{Sj}^{SY}|} + \sum_{j=1}^{N_{DYY}} \frac{\sigma_j^{DYY}}{|\bar{x}_{Ci}^{SY} - \bar{x}_{Sj}^{DYY}|} + \sum_{j=1}^{N_{YD1}} \frac{\sigma_j^{YD1}}{|\bar{x}_{Ci}^{SY} - \bar{x}_{Sj}^{YD1}|} \quad (4.14)$$

$$+ \sum_{j=1}^{N_{YD2}} \frac{\sigma_j^{YD2}}{|\bar{x}_{Ci}^{SY} - \bar{x}_{Sj}^{YD2}|} + \sum_{j=1}^{N_{BDY}} \frac{\sigma_j^{BDY}}{|\bar{x}_{Ci}^{SY} - \bar{x}_{Sj}^{BDY}|} = \phi_0(\bar{x}_{Ci}^{SY}) \quad (i=1, \dots, N_{SY})$$

Dalga yapıcı için :

$$\sum_{j=1}^{N_{SY}} \sigma_j^{SY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{DYY} - \bar{x}_{Sj}^{SY}|} \right) + \sum_{j=1}^{N_{DYY}} \sigma_j^{DYY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{DYY} - \bar{x}_{Sj}^{DYY}|} \right) + \quad (4.15)$$

$$\sum_{j=1}^{N_{YD1}} \sigma_j^{YD1} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{DYY} - \bar{x}_{Sj}^{YD1}|} \right) + \sum_{j=1}^{N_{YD2}} \sigma_j^{YD2} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{DYY} - \bar{x}_{Sj}^{YD2}|} \right) +$$

$$\sum_{j=1}^{N_{BDY}} \sigma_j^{BDY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{DYY} - \bar{x}_{Sj}^{BDY}|} \right) = \chi(\bar{x}_{Ci}^{DYY}) \quad (i=1, \dots, N_{DYY})$$

Birinci yan duvar için:

$$\sum_{j=1}^{N_{SY}} \sigma_j^{SY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD1} - \bar{x}_{Sj}^{SY}|} \right) + \sum_{j=1}^{N_{DYY}} \sigma_j^{DYY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD1} - \bar{x}_{Sj}^{DYY}|} \right) + \quad (4.16)$$

$$\sum_{j=1}^{N_{YD1}} \sigma_j^{YD1} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD1} - \bar{x}_{Sj}^{YD1}|} \right) + \sum_{j=1}^{N_{YD2}} \sigma_j^{YD2} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD1} - \bar{x}_{Sj}^{YD2}|} \right) +$$

$$\sum_{j=1}^{N_{BDY}} \sigma_j^{BDY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD1} - \bar{x}_{Sj}^{BDY}|} \right) = \chi(\bar{x}_{Ci}^{YD1}) \quad (i=1, \dots, N_{YD1})$$

İkinci yan duvar için:

$$\sum_{j=1}^{N_{SY}} \sigma_j^{SY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD2} - \bar{x}_{Sj}^{SY}|} \right) + \sum_{j=1}^{N_{DYY}} \sigma_j^{DYY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD2} - \bar{x}_{Sj}^{DYY}|} \right) + \quad (4.17)$$

$$\sum_{j=1}^{N_{YD1}} \sigma_j^{YD1} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD2} - \bar{x}_{Sj}^{YD1}|} \right) + \sum_{j=1}^{N_{YD2}} \sigma_j^{YD2} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD2} - \bar{x}_{Sj}^{YD2}|} \right) +$$

$$\sum_{j=1}^{N_{BDY}} \sigma_j^{BDY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{YD2} - \bar{x}_{Sj}^{BDY}|} \right) = \chi(\bar{x}_{Ci}^{YD2}) \quad (i=1, \dots, N_{YD2})$$

Ve bitiş duvarı için:

$$\sum_{j=1}^{N_{SY}} \sigma_j^{SY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{BDY} - \bar{x}_{Sj}^{SY}|} \right) + \sum_{j=1}^{N_{DYY}} \sigma_j^{DYY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{BDY} - \bar{x}_{Sj}^{DYY}|} \right) + \quad (4.18)$$

$$\sum_{j=1}^{N_{YD1}} \sigma_j^{YD1} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{BDY} - \bar{x}_{Sj}^{YD1}|} \right) + \sum_{j=1}^{N_{YD2}} \sigma_j^{YD2} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{BDY} - \bar{x}_{Sj}^{YD2}|} \right) +$$

$$\sum_{j=1}^{N_{BDY}} \sigma_j^{BDY} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{|\bar{x}_{Ci}^{BDY} - \bar{x}_{Sj}^{BDY}|} \right) = \chi(\bar{x}_{Ci}^{BDY}) \quad (i=1, \dots, N_{BDY})$$

Burada,

$N=N_{SY}+N_{DYY}+N_{YD1}+N_{YD2}+N_{BDY}$ toplam bilinmeyenleri ifade eder. (4.13) ifadesini aynı zamanda matris şeklinde de ifade edebiliriz. Bununla ilgili ifadeler, 6.3 bölümünde açık olarak incelenecektir.

4.2.3 Green Fonksiyonunun İfadesi

Yapılan hesaplamalarda, Green fonksiyonu olarak üç boyutta basit Rankine kaynakları kullanılmaktadır :

$$G = (x, y, z; \bar{x}_i, \bar{y}_i, \bar{z}_i) = \frac{1}{R} \quad (4.18)$$

ve

$$R = \sqrt{(x - \bar{x}_i)^2 + (y - \bar{y}_i)^2 + (z - \bar{z}_i)^2} \quad (4.19)$$

olarak verilir. Burada, (x, y, z) çökme noktalarını ve $(\bar{x}_i, \bar{y}_i, \bar{z}_i)$ kaynak noktalarını temsil eder. Yukarıdaki ifadeden farklı Green fonksiyonları da seçilebilir, ancak basitliği ve yeterliliği açısından bu ifade yapılan çalışma için uygundur. Rankine kaynakları bir sınır yüzeyinin tamamına dağıtılabilir, bu da Green fonksiyonu metodunun her türlü dip topoğrafyasına ve yanal sınırlara uygulanabilmesini sağlar. tasarlanan dalga tankı yapısı için Green fonksiyonları şu şekilde ifade edilir:

$$G = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (4.20)$$

Burada,

$$R_1 = \sqrt{(x - \bar{x}_i)^2 + (y - \bar{y}_i)^2 + (z - \bar{z}_i)^2}$$

ve

$$R_2 = \sqrt{(x - \bar{x}_i)^2 + (y - \bar{y}_i)^2 + (z + \bar{z}_i + 2h)^2} \quad (4.21)$$

olarak verilir. Bu ifadede su derinliği h ile gösterilmiştir. R_2 ifadesi ise dip sınır şartını karışık sınır-değer probleminden çıkarmak, dolayısıyla problemin boyutunu azaltmak amacıyla bir dip etkisi yaratmak için kullanılmıştır.

4.2.4 Serbest Yüzey Sınır şartlarının Zaman İntegrasyonu

Serbest yüzey hesaplamalarında her zaman adımında yüzey üzerinde bir integrasyon işlemi yapılmaktadır. Bu işlem için kullanılacak yöntem hız ve doğruluk açısından yeterliliği kanıtlanmış Runge-Kutta-Fehlberg 4(5) metodudur.

Yüksek mertebeden Runge-Kutta metodları, hem kararlılık hem de hız açısından avantajlarını yitirirler. Ancak, bu yöntemdeki sayısal hata faktörlerinin bir katsayının fonksiyonları olarak yazılabileceğini gösteren Fehlberg [31] bu konuda bir ilerleme sağlamıştır.

Düşük mertebeden formüller çok küçük adım aralıklarına ve dolayısıyla çok fazla CPU zamanına ihtiyaç duyarlar. Bunun yanında, yüksek mertebeden metodların avantajlarını kullanabilmek için, 4'üncü mertebeden Runge-Kutta-Fehlberg metodu

5'inci mertebeden çözüm ile birleştirilmiştir. Böylece güvenilir bir adım aralığı kontrolü ve minimum kesme hatası amaçlanmıştır. Bu şekilde elde edilen metoda Runge-Kutta-Fehlberg 4(5) ismi verilir. Aşağıda, bu yönteme ait formüller verilmiştir:

$$k_1 = f(x_j, y_j)$$

$$k_2 = f\left(x_j + \frac{1}{4}h, y_j + \frac{1}{4}hk_1\right)$$

$$k_3 = f\left(x_j + \frac{3}{8}h, y_j + h\left(\frac{3}{32}k_1 + \frac{9}{32}k_2\right)\right) \quad (4.22)$$

$$k_4 = f\left(x_j + \frac{12}{13}h, y_j + h\left(\frac{1932}{2197}k_1 - \frac{7200}{2197}k_2 + \frac{7296}{2197}k_3\right)\right)$$

$$k_5 = f\left(x_j + h, y_j + h\left(\frac{439}{216}k_1 - 8k_2 + \frac{3680}{513}k_3 - \frac{845}{4104}k_4\right)\right)$$

$$k_6 = f\left(x_j + \frac{1}{2}h, y_j + h\left(-\frac{8}{27}k_1 + 2k_2 - \frac{3544}{2565}k_3 + \frac{1859}{4104}k_4 - \frac{11}{40}k_5\right)\right)$$

$$y_{j+1} = y_j + h\left(\frac{25}{216}k_1 + \frac{1408}{2565}k_3 + \frac{2197}{4104}k_4 - \frac{1}{5}k_5\right)$$

$$z_{j+1} = y_j + h\left(\frac{16}{135}k_1 + \frac{6656}{12825}k_3 + \frac{28561}{56430}k_4 - \frac{9}{50}k_5 + \frac{2}{55}k_6\right)$$

Yukarıdaki formüller, 4'üncü mertebeden y_{j+1} için, 5'inci mertebeden z_{j+1} tahminlerin kullanılarak minimum sayıda fonksiyon çağrılmasını sağlamaktadır.

5. GENEL DALGA YAPICI TEORİSİ VE DALGA ÜRETME YÖNTEMLERİ

Sayısal dalga tankı tasarımının en önemli noktası sayılabilecek kısmı dalga yapıcılarıdır. Değınilecek dalga üretme yöntemlerinin hepsinin amacı, istenilen karakteristik özelliklerde, kontrollü ve mümkün olduğu kadar gerçeğe uygun dalgalar üretmektir.

Yapılan sayısal dalga tankı çalışmalarının büyük çoğunluğunda bir yönde ilerleyen düzenli dalgalar üretilmekte ve bunların yarattığı etkileşimler incelenmektedir. Ancak bu şekilde yaratılmış dalgalar ile yapılacak çalışmaların sınırlı olacağı ortadadır. Bu çalışmanın amacı olan ‘açık deniz şartlarının modellenmesi’ probleminde, istenen karışık denizi yaratmak için çok yönlü (multi directional) dalgaların oluşturulması için günümüzdeki en iyi yöntem, ‘Snake Tipi’ dalga yapıcılarıdır. Temel olarak bu dalga yapıcılar birbirleriyle uyumlu çalışan ayrı piston veya flap’lardan oluşur. Bunların farklı frekans, genlik ve sıralamalarda çalışmasıyla istenilen karışık deniz şartları oluşturulur.

5.1 Sığ Su ve Düzlemsel Dalga Yapıcılar İçin Basitleştirilmiş Teori

1964 yılında Galvin [7] tarafından, bir dalga yapıcı tarafından oluşturulmuş dalganın hacminin, dalga yapıcının su içinde hareket ettirmiş olduğu hacme eşit olduğu mantığıyla bir teori geliştirilmiştir.

Bu çalışmada kullanılacak Snake tipi dalga yapıcı için hız ve hareket ifadeleri için ise, bu teoriye dayanan lineer dalga yapıcı teorisi kullanılacaktır [22]. Galvin’e göre, dalga yapıcının hareket genliğini S ve su derinliğini h ile gösterirsek bir tam genlikli harekette yer değiştirecek su hacmi şu şekilde ifade edilir :

$$V_{DY} = S \cdot h \quad (5.1)$$

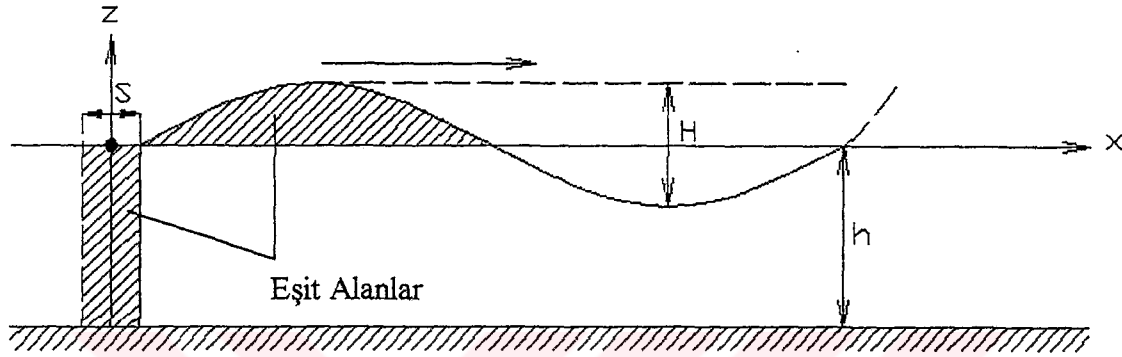
DY indisi, dalga yapıcıyı temsil etmektedir. Bir dalga tepesindeki hacim ise şöyle gösterilir:

$$V_{DT} = \int_0^{\lambda/2} (H/2) \sin(kx) dx = \frac{H}{k} \quad (5.2)$$

Burada x doğrultusunda H dalga yüksekliğini, λ dalga boyunu, k ise dalga sayısını gösterir. Galvin'e göre bu iki hacmin eşit olması gerekir. Bu düşünceyle,

$$S.h = \frac{H}{k} = \frac{H}{2} \left(\frac{\lambda}{2} \right) \frac{2}{\pi} \quad (5.3)$$

elde edilir. Burada $2/\pi$ alan faktörüdür. Yani, dalga tepesinin taralı alanının bunu çevreleyecek boyutlardaki bir dikdörtgenin alanına oranıdır.



Şekil 5.1 Galvin'in sıg su için basitleştirilmiş piston tipi dalga yapıcı teorisi

Bu eşitlik şu şekilde de ifade edilebilir:

$$\left(\frac{H}{S} \right)_{piston} = k.h \quad (5.4)$$

Eğer piston yerine flap kullanılsaydı, bu değerin yarısının söz konusu olacağı açıktır:

$$\left(\frac{H}{S} \right)_{flap} = \frac{k.h}{2} \quad (5.5)$$

5.2 Bir Pedal Tarafından Oluşturulan Düzlemsel Dalgalar İçin Teori

Bir dalga tankındaki dalga yapıcı problemi, sıkıştırılmaz irrotasyonel akışkan içinde ilerleyen iki boyutlu dalgalar için sınır-değer problemini temel alır. Daha önce verilmiş olduğu gibi, hız potansiyelinin sağladığı bünye denklemi Laplace'tır. Ancak bu denklemi bu sefer iki boyutlu inceliyoruz :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (5.6)$$

Burada, dinamik ve kinematik serbest yüzey sınır şartlarının da sağlanması gerektiğini hatırlamalıyız. Dalga yapıcı $x=x_0=-L/2$ noktasında kinematik sınır şartını sağlamalıdır. x konumu, dalga yapıcının hareketine göre değişir ve eğer x ileriye doğru artıyorsa ilerleyen dalgalar yaratılıyor demektir.

Eğer $S(z)$ 'ye dalga yapıcının hareket genliği dersek, yatay dalga yapıcı hareketini şu şekilde tanımlayabiliriz:

$$x = \frac{S(z)}{2} \sin(\omega t) \quad (5.7)$$

Burada ω , dalga yapıcının frekansıdır. S 'nin z eksenine bağımlı olması, hareketin bir flap tarafından veriliyor olması anlamına gelir. Eğer piston kullanılıyor olsaydı, z 'ye bağımlılık söz konusu olmayacaktı.

Dalga yapıcının yüzeyini tanımlayan fonksiyon ise şu şekildedir:

$$F(x, z, t) = x - \frac{S(z)}{2} \sin(\omega t) = 0 \quad (5.8)$$

Kinematik sınır şartının matematiksel ifadesi, bu yüzey fonksiyonu kullanılarak da çıkarılabilir. Bu yüzeyin zamana göre toplam türevi şu şekildedir:

$$\frac{D F(x, z, t)}{D t} = \frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + w \frac{\partial F}{\partial z} \bigg|_{F(x, y, t)=0} = 0 \quad (5.9)$$

veya,

$$-\frac{\partial F}{\partial t} = -\mathbf{u} \cdot \nabla F = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} |\nabla F| \quad (5.10)$$

burada yüzeye normal birim vektör,

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla F}{|\nabla F|} \quad (5.11)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Buradan,

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = -\frac{\partial F(x, z, t) / \partial t}{|\nabla F|} \quad (F(x, z, t)=0 \text{ üzerinde}) \quad (5.12)$$

olduğunu bulabiliriz. Yukarıda verilen u ve n 'nin açık ifadelerini tanımlayıp yerlerine koyarsak,

$$\mathbf{u} = u \mathbf{i} + w \mathbf{k} \quad \text{ve} \quad \mathbf{n} = \partial F / |\nabla F| \quad (5.13)$$

$$u - \frac{w}{2} \frac{dS(z)}{dz} \sin(\omega t) = \frac{S(z)}{2} \omega \cos(\omega t) \quad (F(x,z,t)=0 \text{ üzerinde}) \quad (5.14)$$

bulunur.

Küçük $S(z)$ hareketlerinde ve hızlarda, bu ifadeyi eşitliğin sol tarafındaki ikinci terimi göz önüne almayıp lineerleştirebiliriz.

Serbest yüzey üzerinde ise sınır şartını hareketli yüzeye tam orta noktadaki konum ($x=0$) cinsinden ifade etmek uygun olur. Bunu yapmak için bu şartı bir noktada kesilmiş Taylor serisine açalım:

$$\left[u - \frac{S(z)}{2} \omega \cos(\omega t) \right]_{x=[S(z)/2] \sin \omega t} = \left[u - \frac{S(z)}{2} \omega \cos(\omega t) \right]_{x=0} \quad (5.15)$$

$$+ \frac{S(z)}{2} \sin \omega t \frac{\partial}{\partial x} \left[u - \frac{S(z)}{2} \omega \cos(\omega t) \right]_{x=0} + \dots$$

Açıktır görüldüğü ki, sadece ilk terim lineerdir ve diğerleri yeterince küçük oldukları kabulüyle atılabilirler. Sonuçta dalga yapıcının hareketli yanal yüzeyi için sınır şartı aşağıdaki şekli alır:

$$u(0, z, t) = \frac{S(z)}{2} \omega \cos(\omega t) \quad (5.16)$$

Bir sınır-değer problemi tanımlandığına göre, sınır şartlarını sağlayacak tüm Laplace eşitliği çözümleri incelenmeli ve bu çözümün sınır şartlarını sağladığı gösterilmelidir. Aşağıdaki genel hız potansiyeli ifadesi, dip sınır şartı dahil bu şartları sağlamaktadır

$$\phi(x, z, t) = A_p \cosh k_p (h + z) \sin(k_p x - \omega t) + (Ax + B) \quad (5.17)$$

$$+ C e^{-k_p x} \cos k_s (h + z) \cos \omega t$$

Dalga sayısını ifade eden k 'nın indisleri, ϕ ifadesinin ilgili bölümünün ilerleyen dalgalarla mı, duran dalgalarla mı ilişkili olduğunun belirtir. İlerleyen dalgalar (progressive waves) için 'p' indisi, duran dalgalar (standing waves) için ise 's' indisi kullanılmıştır. Dalga yapıcı problemi için, yüzeyden geçen bir akış söz konusu olmadığına göre A katsayısı sıfır olmalıdır. Hız alanını etkilemeden B katsayısını da sıfır alabiliriz. Kalan terimler ise hem kinematik hem de dinamik sınır şartlarını sağlamalıdır. Bunun yerine ikisinin birleşimi olan 'kombine sınır şartı' nı kullanmak daha iyi olabilir. Bu şart, şu şekilde ifade edilir:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2 \phi}{g} = 0, \quad z=0 \quad (5.18)$$

Çözüm için yaptığımız kabulü bu şarta uygularsak aşağıdaki ifadeleri buluruz:

$$\omega^2 = g k_p \tanh k_p h \quad (\text{ilerleyen dalgalar için}) \quad (5.19)$$

ve

$$\omega^2 = g k_s \tan k_s h \quad (\text{duran dalgalar için}) \quad (5.20)$$

Bu ifadeler, genel dalga mekaniğinde kullanılan dispersiyon bağıntılarıdır. Bu noktaya ulaşılmış olunması çok önemlidir, çünkü yaratılan dalgalarla dalga yapıcı hareketinin ilişkisi ve uyumu bu ifadelerle gösterilebilir. Ancak bu şekilde bir uyuşma mevcutsa kontrollü dalga yaratmaktan bahsedebiliriz. Duran dalgalar için, aşağıdaki potansiyel ifadesi şeklinde önerilen sınır değer problem için iteratif veya grafiksel çözümlere başvurulabilir ve sonsuz sayıda çözüme ulaşılabilir. Bu çözümlerden n 'incisi $k_s(n)$ olarak ifade edilecektir.

$$\phi = A_p \cosh k_p (h + z) \sin(k_p x - \omega t) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-k_s(n)x} \cos[k_s(n)(h + z)] \cos \omega t \quad (5.21)$$

Tam bir çözüme ulaşabilmek için, A_p ve C_n değerleri bulunmalıdır. Bu değerler, dalga yapıcının yanal yüzeyindeki sınır şartlarından yola çıkılarak ifade edilebilirler.

$$\begin{aligned} u(0, z, t) &= \frac{S(z)}{2} \omega \cos(\omega t) = -\frac{\partial \phi}{\partial x}(0, z, t) \\ &= -A_p k_p \cosh k_p (h + z) \cos \omega t \end{aligned} \quad (5.22)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} C_n k_s(n) \cos[k_s(n)(h+z)] \cos \omega t$$

veya,

$$\frac{S(z)}{2} \omega = -A_p k_p \cosh k_p(h+z) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n k_s(n) \cos[k_s(n)(h+z)] \quad (5.23)$$

Elde edilen sonuç dikkatle incelenirse, Fourier serilerine benzer z'ye bağlı bir trigonometrik fonksiyonlar serisini ulaşıldığı görülür. Başka bir deyişle,

$$\cosh k_p(h+z) \text{ ile } \cos[k_s(n)(h+z)] \quad (n=1, \infty)$$

fonksiyon kümeleri tam bir ortogonal fonksiyonlar dizisi oluşturur ve herhangi sürekli bir fonksiyon bunların cinsinden yazılabilir. Eşitlik (5.23) her iki taraftan da $\cosh k_p(h+z)$ ile çarpılır ve $-h$ ile 0 arasında integrali alınırsa, A_p değerine ulaşılır :

$$A_p = \frac{- \int_{-h}^0 \frac{S(z)}{2} \omega \cosh k_p(h+z) dz}{k_p \int_{-h}^0 \cosh^2 k_p(h+z) dz} \quad (5.24)$$

Eşitlik (5.23)'ün seri toplamı içeren bölümünün yukarıdaki eşitlikte yer almadığı görülür. Bunun nedeni, bu fonksiyonun ortogonalite özelliğidir. Sturm-Liouville teorisine göre, ortogonaliteyi aşağıdaki integrallerin sıfır olduğunu göstererek ispatlayabiliriz:

$$\int_{-h}^0 \cosh k_p(h+z) \cos[k_s(n)(h+z)] dz = 0 \quad (5.25)$$

$$\int_{-h}^0 \cos[k_s(m)(h+z)] \cos[k_s(n)(h+z)] dz = 0 \quad (5.26)$$

Eşitlik (5.23)'ü bu sefer $\cos[k_s(m)(h+z)]$ ile iki taraftan çarpıp yine derinlik üzerinde integralini alırsak, C_m 'yi buluruz:

$$C_m = \frac{\int_{-h}^0 \frac{S(z)}{2} \omega \cos[k_s(m)(h+z)] dz}{k_s(m) \int_{-h}^0 \cos^2[k_s(m)(h+z)] dz} \quad (5.27)$$

$S(z)$ için ise piston ve flap durumları için ifadeleri basitçe şu şekilde verebiliriz:

$$S(z) = \begin{cases} S & \text{piston için} \\ S\left(1 + \frac{z}{h}\right) & \text{flap için} \end{cases} \quad (5.28)$$

İlerleyen dalgalar için dalga yüksekliği ise şu şekilde bulunur:

$$\eta = \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \bigg|_{z=0} = -\frac{A_p}{g} \omega \cosh k_p h \cos(k_p x - \omega t) \quad (5.29)$$

$$= \frac{H}{2} \cos(k_p x - \omega t) \quad (x \gg h)$$

A_p 'yi yerine koyarsak, dalga yüksekliğinin dalga yapıcı hareket genliğine oranını aşağıdaki gibi gösterebiliriz:

$$\frac{H}{S} = 4 \left(\frac{\sinh k_p h}{k_p h} \right) \frac{k_p h \sinh k_p h - \cosh k_p h + 1}{\sinh 2k_p h + 2k_p h} \quad (\text{flap için}) \quad (5.30)$$

$$\frac{H}{S} = \frac{2(\cosh 2k_p h - 1)}{\sinh 2k_p h + 2k_p h} \quad (\text{piston için}) \quad (5.31)$$

Dalga yapıcı teorisi küçük genlik hareketleri ve küçük dalga yükseklikleri için geliştirildiğinden, bu şartlara uymayan durumlarda lineer olmayan etkilerin oluşması kaçınılmaz olacaktır.

5.3 Üç Boyutlu Dalga Yapıcılar ve 'Snake' Tipi Dalga Yapıcı

Bu tip dalga yapıcılar temel olarak birbirlerine kenetlenmiş çok sayıda dalga yapıcılar bütünü olarak tanımlanabilir. Bu bileşenleri birbirleri ile uyumlu hareket ettirerek x-y düzleminde farklı yönlerde ilerleyen dalgalar oluşturabiliriz. Şimdilik basitleştirme amacıyla dalga yapıcının uzunluğu sonsuz kabul edilsin. Dalga

yapıcının $x=0$ 'daki hareketi x yönünde hızlar ($u(y, z; t)$) yaratır ve bu en basit durum şu şekilde ifade edilir:

$$u(y, z; t) = U(z) \cos(\lambda y - \omega t) \quad (x=0 \text{ üzerinde}) \quad (5.32)$$

Bu eşitlik, dalga yapıcı üzerinde $+y$ yönüne doğru periyodik bir hareket gösteren yatay hızların bir ifadesidir. Sınır-değer probleminin burada da çözülmesi gerekir:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad \begin{cases} 0 \leq x < \infty \\ -\infty < y < \infty \\ -h \leq z \leq 0 \end{cases} \quad \text{aralığında} \quad (5.33)$$

Daha önce de bahsedildiği gibi burada da dip sınır şartları ile serbest yüzeyde kinematik ve dinamik sınır şartları sağlanmalıdır.

Değişken dağılımı kullanılarak dip sınır şartını sağlayan aşağıdaki gibi bir çözüm olduğunu farz edelim:

$$\begin{aligned} \phi = & A_p \cosh k_p (h + z) \sin \left(\sqrt{k_p^2 - \lambda^2} x + \lambda y - \omega t \right) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos [k_s(n)(h + z)] \exp \left[-\sqrt{k_s^2(n) + \lambda^2} x \right] \cos(\lambda y - \omega t) \end{aligned} \quad (5.34)$$

Burada, ω 'nın (5.19) ve (5.20) eşitliklerinde verilen dispersyon bağıntılarından bulunduğunu hatırlatmakta yarar vardır.

Tüm muhtemel çözümler incelendiğinde, sadece aşağıdaki çözümün $\cosh(k_p(h+z))$ bileşeniyle derinliğe bağlı olarak x yönünde ilerleyen dalgaları ifade ettiğini görürüz. Ancak, bu durum $k_p \geq \lambda$ olma sınırlamasını getirmektedir :

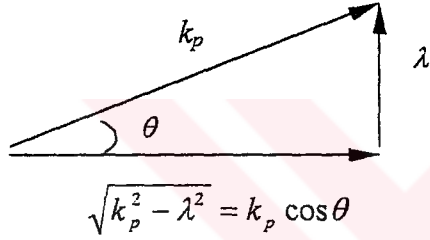
$$U(z) \cos(\lambda y - \omega t) = - \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (5.35)$$

$$\begin{aligned} = & A_p \sqrt{k_p^2 - \lambda^2} \cosh k_p (h + z) \cos(\lambda y - \omega t) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sqrt{k_s^2(n) + \lambda^2} \cos \{k_s(n)(h + z)\} \cos(\lambda y - \omega t) \end{aligned}$$

Sadece x yönündeki ilerleme ifadesi incelenir ve $\{\cosh k_p(h+z); \cos[k_s(n)(h+z], n=1, 2, \dots, \infty\}$ ifadelerinin ortogonal özelliklerinden yararlanılırsa, daha önceki çıkarımla hemen hemen aynı olan aşağıdaki ifadeye ulaşılır:

$$A_p = -\frac{4k_p \int_{-h}^0 U(z) \cosh k_p(h+z) dz}{\sqrt{k_p^2 - \lambda^2} (\sinh 2k_p h + 2k_p h)} \quad (5.36)$$

Dalga ortogonalı ile x eksenı arasında bir θ açısı tanımlarsak, k_p 'nin hareket yönündeki dalga sayısını ifade ettiğini görürüz. λ , y yönündeki dalga sayısı olmak üzere, $\sqrt{k_p^2 - \lambda^2}$ x yönündeki dalga sayısı olur.



Şekil 5.2 Dalga ilerleme açısı ve dalga sayıları

Burada,

$$\sqrt{k_p^2 - \lambda^2} = k_p \cos \theta \quad \text{ve} \quad \lambda = k_p \sin \theta \quad (5.37)$$

olduğu açıktır. Dalga yapıcının hareketine ait λ dalga boyunun istenen dalga açısı ile ilişkili olması gerekmektedir. Bunları bir araya getirerek ilerleyen dalgalara ait hız potansiyelini aşağıdaki gibi verebiliriz:

$$\phi_p(x, y, z; t) = A_p \cosh k_p(h+z) \cos((k_p \cos \theta)x + (k_p \sin \theta)y - \omega t) \quad (5.38)$$

İncelenen problem lineer olduğundan, gerçek bir karışık deniz yaratmak amacıyla istenildiği kadar dalga yapıcı hareketi süperpoze edilebilir. Snake tipi dışında silindirik ve tulumba (plunger) tipi dalga yapıcılar da üç boyutlu dalga yapıcılara örnek verilebilir. Ancak bu çalışmada bunlar hakkında bilgi verilmeyecektir.

6. SNAKE TİPİ DALGA YAPICININ DALGA TANKINA EKLENMESİ

Bu çalışma için örnek alınan dalga tankı [1], piston tipi bir dalga yapıcıya sahip, simetrik ve üç boyutlu tasarlanmış bir dalga tankıdır. Piston tipi yerine 'snake' tipi dalga yapıcıyı uygulamak bu çalışmanın öncelikli amacıdır. Bu amaca ulaşmak için dalga yapıcının özelliklerini tanımlamak tek başına yeterli değildir. Bunun yanında dalga tankının sahip olduğu özellikleri de yeni tür dalga yapıcıya uygun hale getirmek gerekir. Dalga yapıcının yaratacağı hızların bulunması, dalga tankının geometrisinin uygun hale getirilmesi ve dalga yapıcı ile akışkan arasındaki etkileşimlerinin incelenmesi, yapılması gereken işlemin aşamaları olarak sayılabilir.

6.1 Hız İfadelerinin Bulunması

Snake tipi dalga yapıcının akışkana uyguladığı hızlar, 3.1 bölümünde incelenen hız potansiyeli kullanılarak bulunabilir. Piston tipi bir dalga yapıcı için bu hızlar sadece piston hareketinin zamana göre türevi şeklinde kolayca tanımlanabiliyordu. Oluşturulan dalga ise tek yönlü, simetrik, y ekseninde farklılık göstermeyen yani her y noktasında aynı profile (η) sahip olan bir dalgaydı. Genliği (5.4) eşitliğinde verilen H/S oranı kullanılarak çok kolay kontrol edilebiliyordu.

Ancak snake tipi dalga yapıcının oluşturduğu dalganın, yani farklı yönlerde ilerlemesi mümkün olan, hatta farklı frekanslar için bile üretilebilecek bileşenlerden oluşan bir dalganın kontrolünü sağlamak daha zordur. Eğer tank boyunca istediğimiz genlikte ve θ açısında ilerleyen dalgalar oluşturmak istiyorsak, bu dalga yapıcı bileşenlerini birbirleriyle uyumlu çalıştırmak ve böylece her noktasında istediğimiz yönde bileşenleri mevcut olan farklı değerlerde hızlara ulaşabilmek gerekir. Lineer dalga teorisi kullanılarak bulunan ve eşitlik (5.38) olarak verilmiş olan potansiyel ifadesinden yararlanarak istenilen A_n genliğinde, ω_n frekansında ve θ açısında dalgayı üretmek için dalga yapıcının yüzeyinde oluşturulacak hızların ifadesi aşağıdaki gibi verilir [21].

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \omega_n \frac{\cosh[k_n(z+h)]}{\sinh(k_n h)} \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \cos(k_{nx}x + k_{ny}y - \omega_n t - \varepsilon_n) \quad (6.1)$$

$$w = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \omega_n \frac{\sinh[k_n(z+h)]}{\sinh(k_n h)} \sin(k_{nx}x + k_{ny}y - \omega_n t - \varepsilon_n)$$

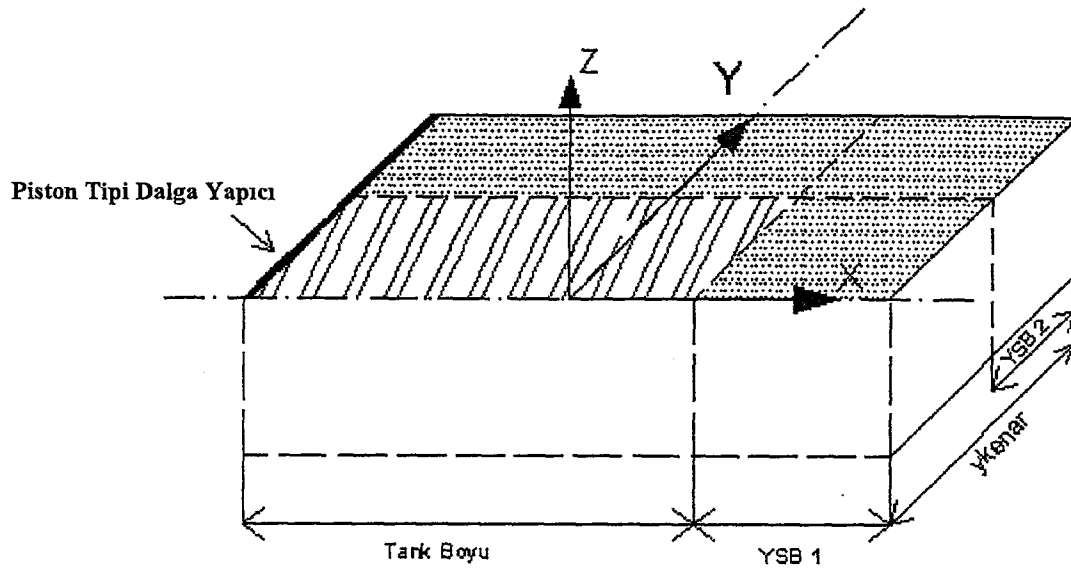
Burada dalga yapıcını uzunluğu sonsuz olarak kabul edilmiştir. x ve y yönlerindeki dalga sayıları $k_x = k \cos(\theta)$ ve $k_y = k \sin(\theta)$ olarak verilir. Genliğin (A_n) ve frekansın (ω_n) dalga yapıcının her 'n' noktasında ayrı ifade edilebileceğine dikkat edilmelidir. Bu çalışmada incelenecek durumlarda belli bir θ açısında ilerleyen düzgün dalgalar oluşturmak amaçlandığından, dalga yapıcının her noktasında A ve ω değerleri sabit alınacaktır. Dalga yapıcı bileşenlerinin flap tipi olmadığı kabul edilecek, bunun sonucunda sadece x ve y eksenlerinde akışkan hız bileşenleri (u, v) üretilcektir. Dalga yapıcının ise sadece x ekseninde lineer olarak yapacağı hareket, x ve y eksenlerinde hız bileşenleri bulunan lineer olmayan dalgalar üretilmesini sağlayacaktır.

Bu ifadeler kullanılarak dalga yapıcının hareketine ulaşmak için ise belirlenen hız ifadelerinin zamana göre integrasyonuna ihtiyaç vardır. Bu işlem için Runge-Kutta-Fehlberg 4(5) metodunun kullanıldığı 4. bölümde detaylı olarak anlatılmıştı. Dalga yapıcının x eksenindeki konumu, hızların integrasyonundan gelen değerler kullanılarak belirlenmiştir. y yönünde ise dalga yapıcı hareketi söz konusu olmadığı için y eksenindeki konumlar sabittir.

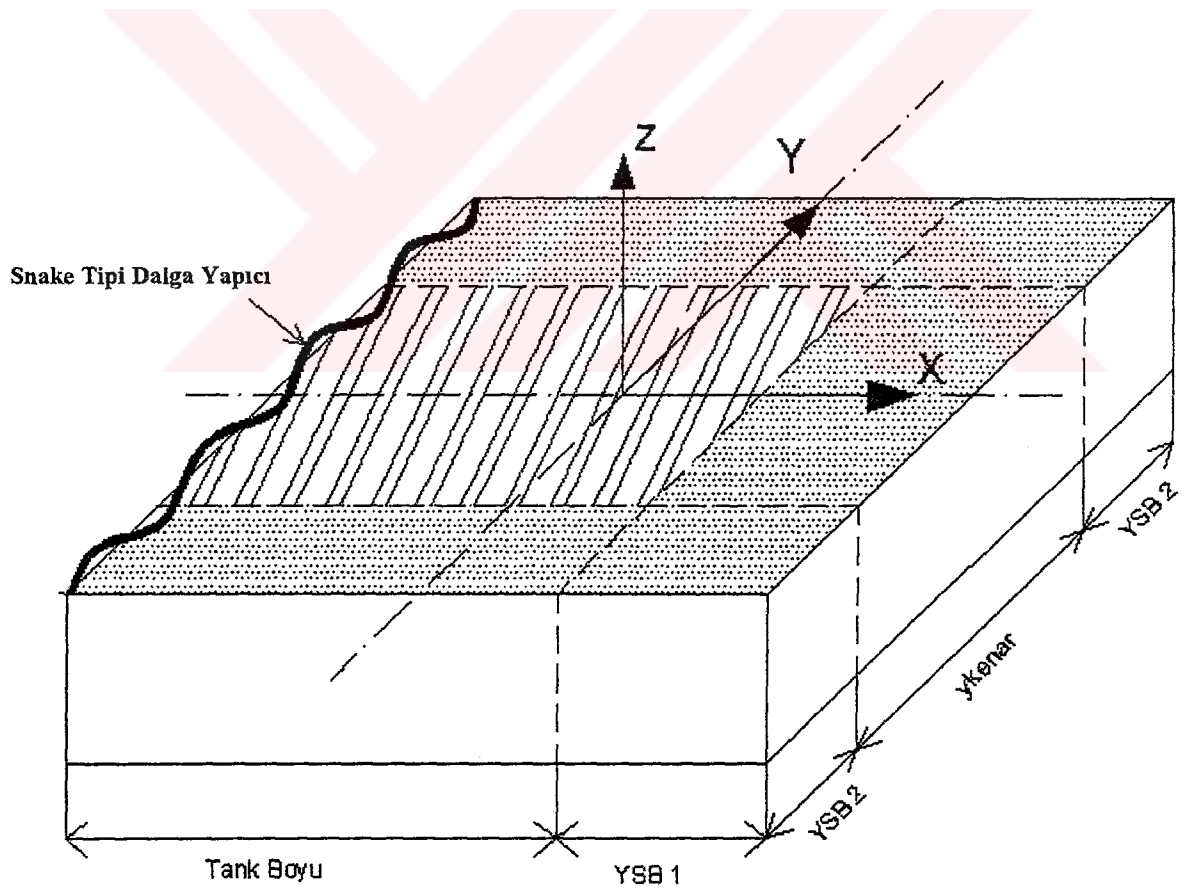
6.2 Dalga Tankında Yapılan Değişiklikler

Daha önce dalga tankının snake tipi dalga yapıcı için uygun hale getirilmesi gerektiğinin üzerinde durulmuştu. Bu bölümde ise bu değişiklikler hakkında daha ayrıntılı bilgiler verilecektir.

Örnek alınan dalga tankında yapılmış olan en önemli değişiklik, simetrik olan dalga tankının asimetrik akışkan özelliklerinin ifade edilebileceği hale getirilmesidir. Snake tipi dalga yapıcının amacı çok yönlü dalgalar yaratarak bir karışık deniz ortamı sağlamaktır. Böyle bir karışık deniz ortamının da simetrik bir dalga tankında ifade edilemeyeceği açıktır. Aşağıdaki şekiller (6.1 ve 6.2), dalga tankında bu açıdan yapılması gerekli olan geometrik değişiklikleri göstermektedir.



Şekil 6.1 Simetrik Dalga Tankı



Şekil 6.2 Tasarlanan Dalga Tankı

Açıkça görülmektedir ki, simetrik dalga tankında (şekil 6.1) sadece bir tane yan duvar sönüm bölgesi tanımlıdır ve 'ykenar' olarak gösterilmiş olan büyüklük, tankın sönümsüz hesaplama alanı içinde kalan alanının eninin yarısını ifade etmektedir. Bu büyüklük aynı zamanda kenarlardaki yapay sönüm bölgesini (YSB 2) içine katar. Tasarlanan dalga tankında (şekil 6.2) ise, akışkana ait simetrik özellikler söz konusu olmadığından, her iki tarafta da yan duvar sönüm bölgesi tanımlanmıştır ve ykenar büyüklüğü sönümsüz alanın eninin tümünü ifade etmektedir, dolayısıyla hem negatif hem de pozitif değerler alabilir. YSB 2 büyüklüğü ise hesaplama alanını büyük tutabilmek için ykenar'ın dışına taşınmıştır. Yapılan en önemli geometrik değişiklikler, yeni bir yan duvarın eklenmesi ile dalga yapıcı, bitiş duvarı ve dip yapısının tam genişliğe kadar uzatılması olarak özetlenebilir.

Bu geometrik değişikliklerden sonra, mevcut yüzeylerdeki sınır şartları yeniden düzenlenmeli ve yeni eklenen yan duvara ait ifadeler hesaplanmaya katılmalıdır. Daha önce dalga yapıcı olarak tek bir piston kullanıldığı için, dalga yapıcı yüzeyinde her noktada hız potansiyelinin normal türevi (Neumann Sınır Şartı) aynı değeri almaktaydı. Ancak snake tipi dalga yapıcının her noktasında ayrı hız değerleri oluşabileceğinden sabit bir sınır şartı değerinden bahsedemeyiz. Ayrıca bu değer her noktada sadece x eksen için ifade edilirken yeni durumda her üç eksen için de değerler göz önüne alınmalıdır :

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = u\vec{n}_x + v\vec{n}_y + w\vec{n}_z \quad (6.2)$$

Burada, n_x , n_y ve n_z dalga yapıcıya ait yüzey normallerinin bileşenleri, u , v , ve w ise bu bileşenlere Aynı şekilde serbest yüzey için de sınır şartları düzenlenmelidir. Serbest yüzeyde akışkan hızları sadece x yönünde oluşturulurken yeni durumda her üç eksen de oluşturulacak hızlar hesaplamalara katılmalıdır. Serbest yüzey konumları, her zaman adımında bu hızların yine Runge-Kutta-Fehlberg 4(5) metodu yardımıyla zamana göre integrasyonu alınarak ifade edilebilecektir.

Sınır şartları düzenlendikten sonra yeni geometri için yüzey ayrıklaştırılması uygulanmalı, çökme ve bunlara karşılık gelen kaynak noktaları bölüm 4.2.2'de ayrıntılı olarak anlatıldığı şekilde dağıtılmalıdır.

6.3 Matris İçin Uyarlamalı İterasyon Çözümü

Ω yüzeyi, x_i ($i=1,...,n$) düğüm noktalarına ayrıklaştırılmıştır. İntegral eşitliğini ve karşılık gelen lineer eşzamanlı eşitliği kurabilmek için bir çökme metodu

kullanılmıştır. Bölüm 4.2.2 'de verilmiş olan ifadelerin (4.14.-4.18) matris formunda ifade edilebileceğinden bahsetmiştik. Bu katsayılar matrisi n tane eşitlik ve 2n tane değişkenden oluşacaktır. $(\phi(x_i), \dots, \phi(x_n))$ ve $(\frac{\partial \phi(x_i)}{\partial n}, \dots, \frac{\partial \phi(x_n)}{\partial n})$

Sayısal dalga tankı için matris sistemi, serbest yüzey (1), dalga yapıcı yüzeyi (2), birinci yan duvar yüzeyi (3), ikinci yan duvar yüzeyi (4) ve bitiş duvarı (5) için, bölüm 4.2.2.'de anlatılan ayrıklaştırma göz önüne alınarak şu şekilde kurulur:

$$\begin{bmatrix} A^{(1,1)} & A^{(1,2)} & A^{(1,3)} & A^{(1,4)} & A^{(1,5)} \\ A^{(2,1)} & A^{(2,2)} & A^{(2,3)} & A^{(2,4)} & A^{(2,5)} \\ A^{(3,1)} & A^{(3,2)} & A^{(3,3)} & A^{(3,4)} & A^{(3,5)} \\ A^{(4,1)} & A^{(4,2)} & A^{(4,3)} & A^{(4,4)} & A^{(4,5)} \\ A^{(5,1)} & A^{(5,2)} & A^{(5,3)} & A^{(5,4)} & A^{(5,5)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X^{(1)} \\ X^{(2)} \\ X^{(3)} \\ X^{(4)} \\ X^{(5)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B^{(1)} \\ B^{(2)} \\ B^{(3)} \\ B^{(4)} \\ B^{(5)} \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

Burada,

$A^{(i,j)}$ ($i, j = 1, \dots, 5$) Katsayı Alt Matrisleri

$X^{(i)}$ ($i = 1, \dots, 5$) Kaynak Şiddetleri

$B^{(i)}$ ($i = 1, \dots, 5$) Sınır şartları

olarak verilir. Buradan elde edilen matris, büyük boyutlu, yoğun ve asimetriktir. Bu tip matrisler için genelde iteratif yöntemler ($O(N^2)$) doğrudan yöntemlere ($O(N^3)$) göre daha iyi sonuç verirler. Bu yüzden, verilmiş olan matris sisteminin çözümü için aşağıda verilen iteratif metod kullanılmıştır:

$$X^{(1)} = [B^{(1)} - A^{(1,2)} X^{(2)} - A^{(1,3)} X^{(3)} - A^{(1,4)} X^{(4)} - A^{(1,5)} X^{(5)}] \cdot [A^{(1,1)}]^{-1} \quad (6.4)$$

$$X^{(2)} = [B^{(2)} - A^{(2,1)} X^{(1)} - A^{(2,3)} X^{(3)} - A^{(2,4)} X^{(4)} - A^{(2,5)} X^{(5)}] \cdot [A^{(2,2)}]^{-1} \quad (6.5)$$

$$X^{(3)} = [B^{(3)} - A^{(3,1)} X^{(1)} - A^{(3,2)} X^{(2)} - A^{(3,4)} X^{(4)} - A^{(3,5)} X^{(5)}] \cdot [A^{(3,3)}]^{-1} \quad (6.6)$$

$$X^{(4)} = [B^{(4)} - A^{(4,1)} X^{(1)} - A^{(4,2)} X^{(2)} - A^{(4,3)} X^{(3)} - A^{(4,5)} X^{(5)}] \cdot [A^{(4,4)}]^{-1} \quad (6.7)$$

$$X^{(5)} = [B^{(5)} - A^{(5,1)} X^{(1)} - A^{(5,2)} X^{(2)} - A^{(5,3)} X^{(3)} - A^{(5,4)} X^{(4)}] \cdot [A^{(5,5)}]^{-1} \quad (6.8)$$

Line-Jacobi metodu olarak bilinen bu çözümde, iterasyon çözümü, çözüm vektörüne bir ilk tahmin verilerek başlatılır. Yani, $X^{(2)}$, $X^{(3)}$, $X^{(4)}$ ve $X^{(5)}$ için tahmin yapılarak $X^{(1)}$ için bir değer hesaplanır. Daha sonra, bulunan $X^{(1)}$, (6.5) eşitliğinde yerine konarak $X^{(2)}$ bulunur. Bulunan $X^{(2)}$ ve önceden bulunmuş olan $X^{(1)}$ değeri (6.6) eşitliğinde yerine konur ve $X^{(3)}$ değerine ulaşılır. Bu değerler de eşitlik (6.7)'de yerlerine

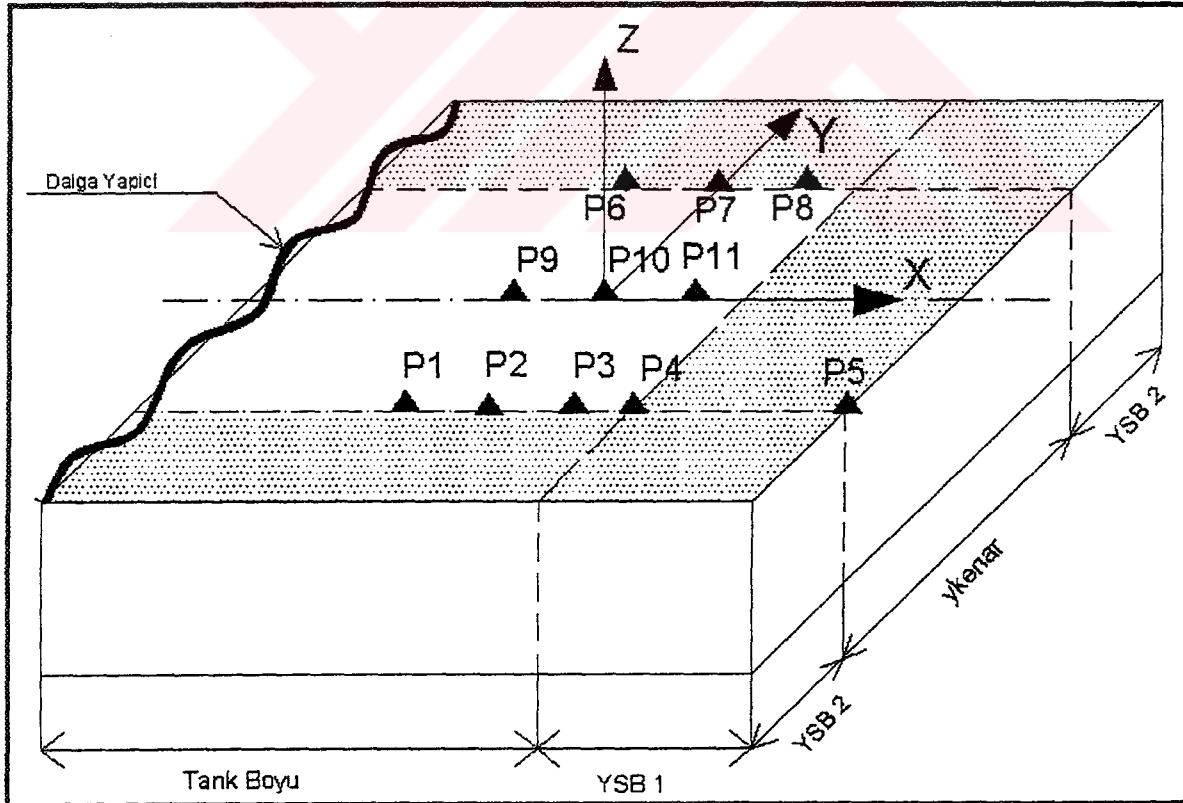
konarak $X^{(4)}$ bulunur ve benzer şekilde $X^{(5)}$ değeriine de ulaşılır. Bu ilk çevrimde bulunan $X^{(2)}$, $X^{(3)}$, $X^{(4)}$ ve $X^{(5)}$ değeri, ikinci çevrimde $X^{(1)}$ 'i bulmak için ilk değeri olarak kullanılır. Bu iterasyon çevrimleri her beş eşitlikte verilen hata toleransını sağlayana kadar devam eder.



7. DALGA TANKI SİMULASYONU

7.1 Piston Tipi Dalga Yapıcı ile Elde Edilmiş Sonuçlar

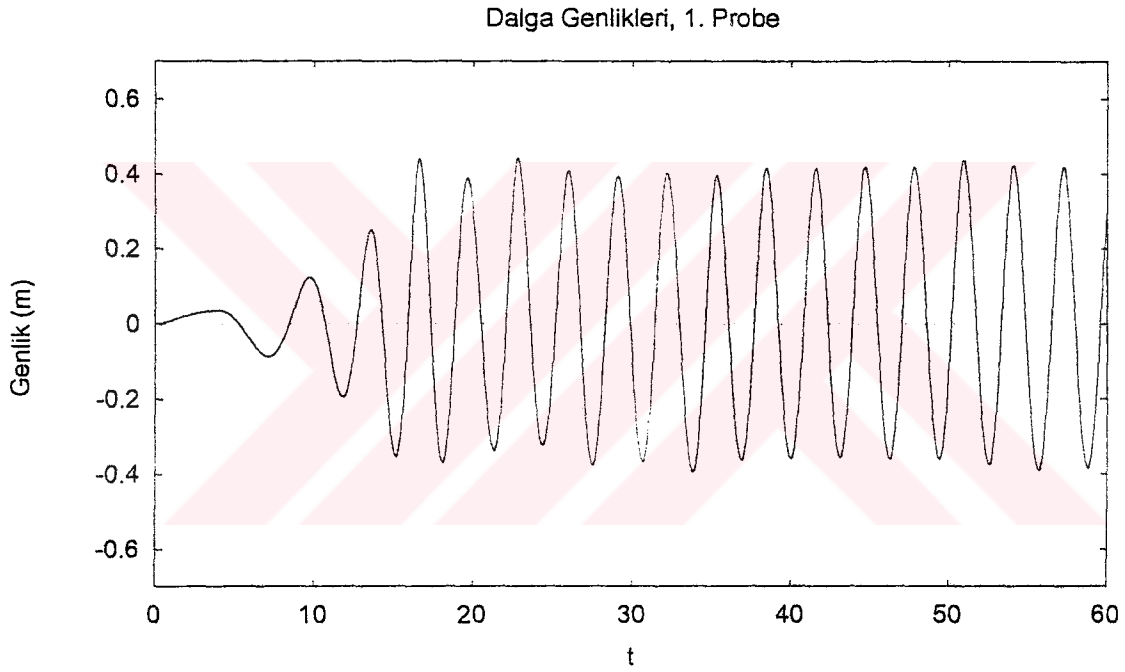
Örnek olarak alınan çalışmada [1] piston tipi dalga yapıcı kullanılarak $A=0.5$ m genlik, $\lambda=15.325$ m dalga boyu ve $\omega = 2.0$ radyan/sn. frekansına sahip olan $\theta = 0^\circ$ ile $+x$ yönünde ilerleyen dalgalar için sonuçlar verilmiştir. Snake tipi dalga yapıcının yeterli doğrulukta çalıştığını gösterebilmek için, aynı özelliklerdeki bir dalgayı bu dalga yapıcı ile oluşturmak ve sonuçları karşılaştırmak gerekir. Şekil 7.1’de, dalga tankı üzerinde yerleştirilmiş, her zaman adımında üzerilerinden geçen dalga genliklerini kaydeden ölçüm probe’ları ve bunların konumları gösterilmiştir. Bu probe’ların amaca göre sayısını arttırmak ve konumlarını değiştirmek mümkündür. Ayırıklaştırma noktalarını dışında yerleştirilmiş herhangi bir probe için ise istenen değerler spline eğrisi kullanılarak tespit edilmektedir.



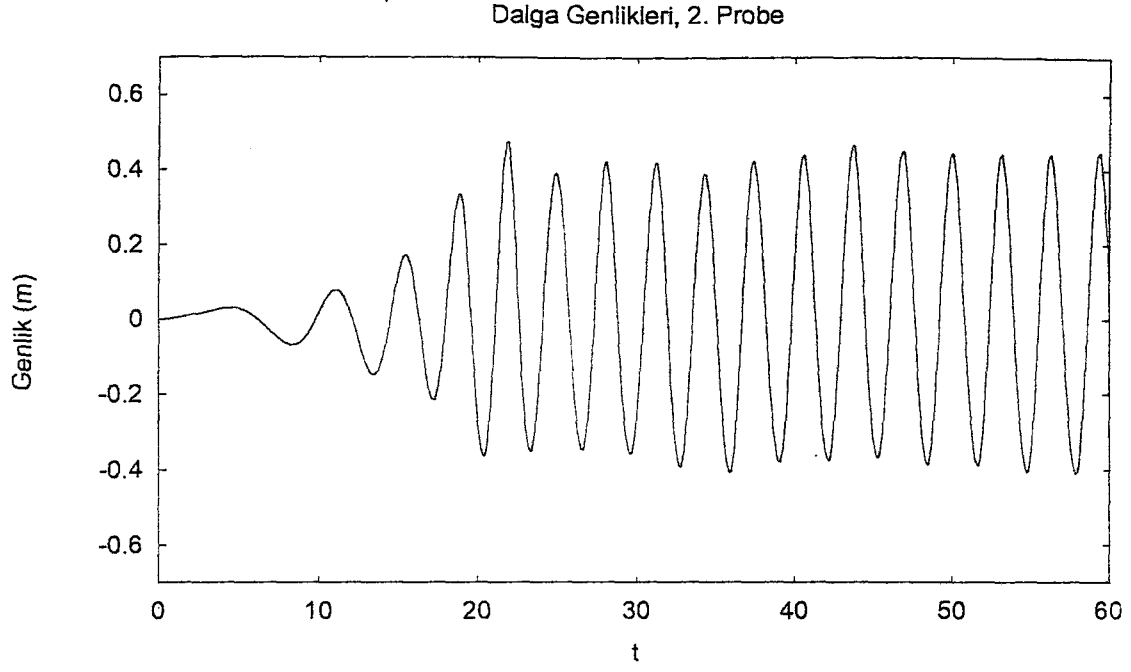
Şekil 7.1 Dalga tankında ölçüm probe'larının yerleşimi

Yukarıdaki şekilde P1, P2, P3, P4, P5 ile gösterilen 5 adet probe için hem referans alınan dalga tankında piston tipi dalga yapıcı kullanılarak, hem de bu çalışmada kullanılan dalga tankında snake tipi dalga yapıcı kullanılarak elde edilmiş genlik değerleri aşağıdaki şekillerde (şekil 7.2-7.7 ve şekil 7.9-7.14) verilmiştir. Bu sonuçlar $\theta=0^\circ$ için oldukça tutarlılık göstermektedir. Bunun yanında genlik ve frekans değerleri açısından da tatmin edici sonuçlara ulaşılmıştır.

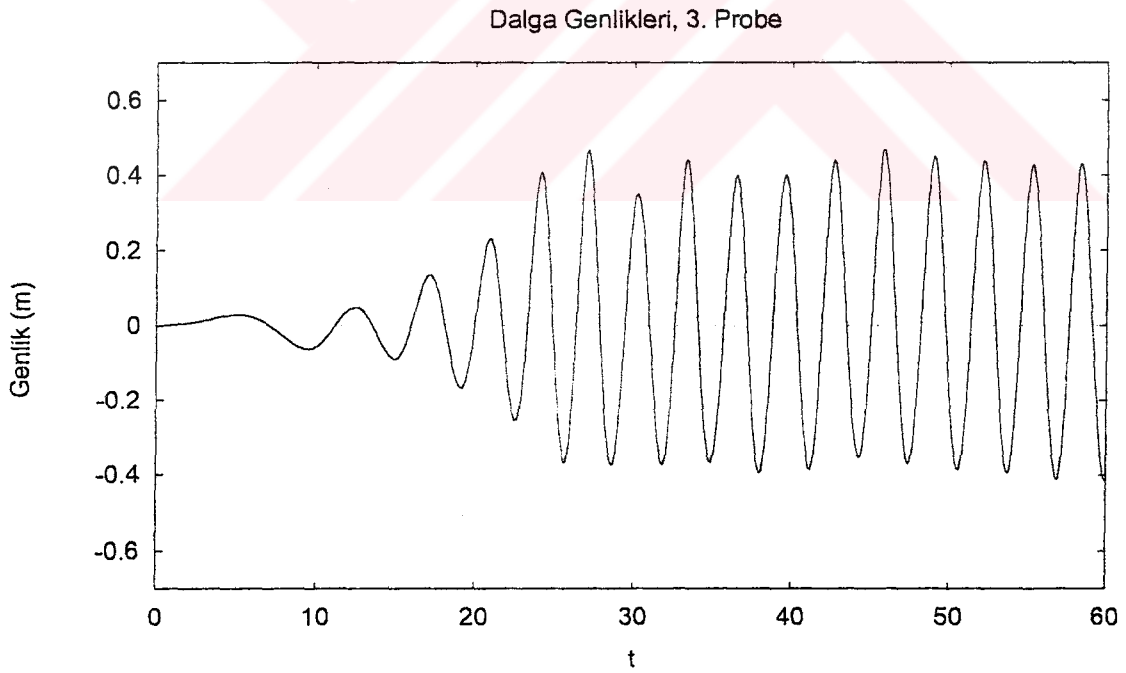
Piston tipi dalga yapıcıya sahip simetrik dalga tankında P1, P2, P3, P4, P5 konumlarındaki genlik değerleri, oluşturulan $A=0.5$ m, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn ve $\theta = 0^\circ$ özelliklerindeki dalgalar için probe'lardan şu şekilde okunmuştur:



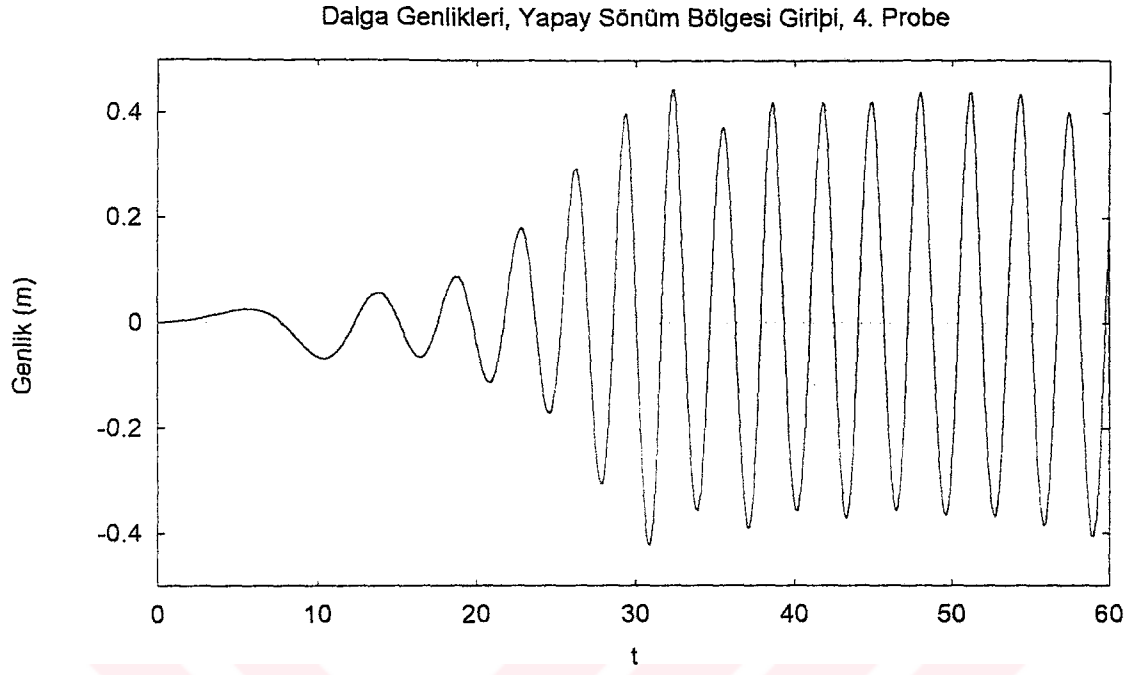
Şekil 7.2 Piston tipi dalga yapıcı, Probe1 @ $x = -L/8$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn



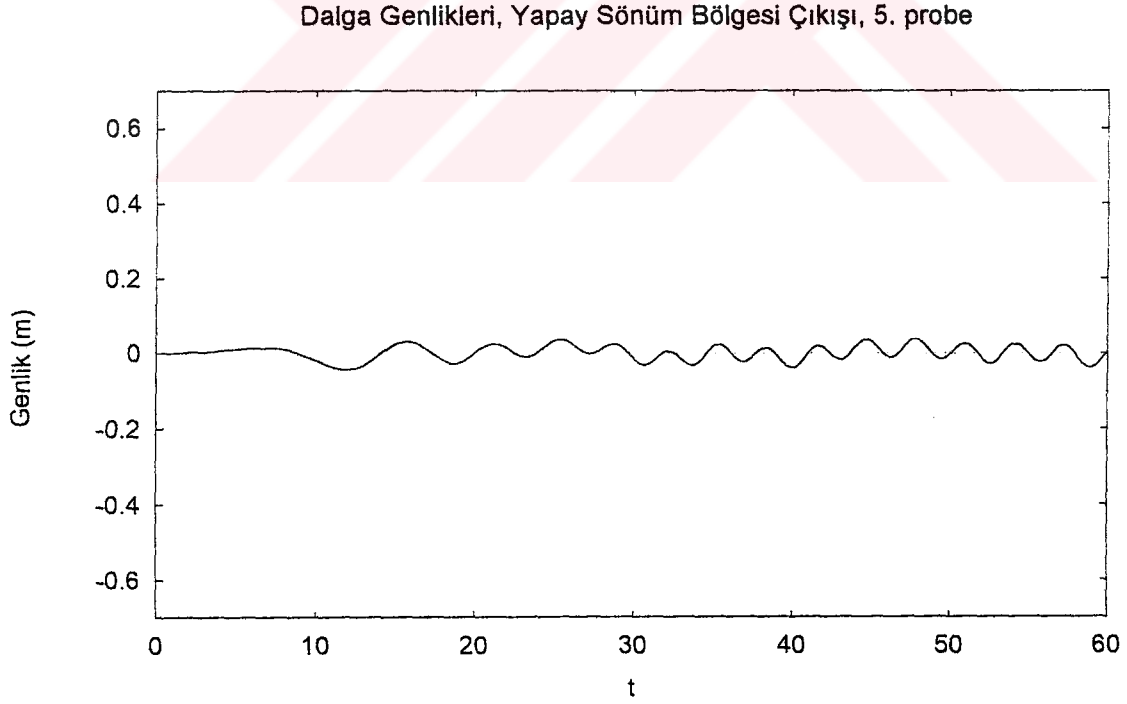
Şekil 7.3 Piston tipi dalga yapıcı, Probe2 @ $x = L/2$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn



Şekil 7.4 Piston tipi dalga yapıcı, Probe3 @ $x = L/8$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn



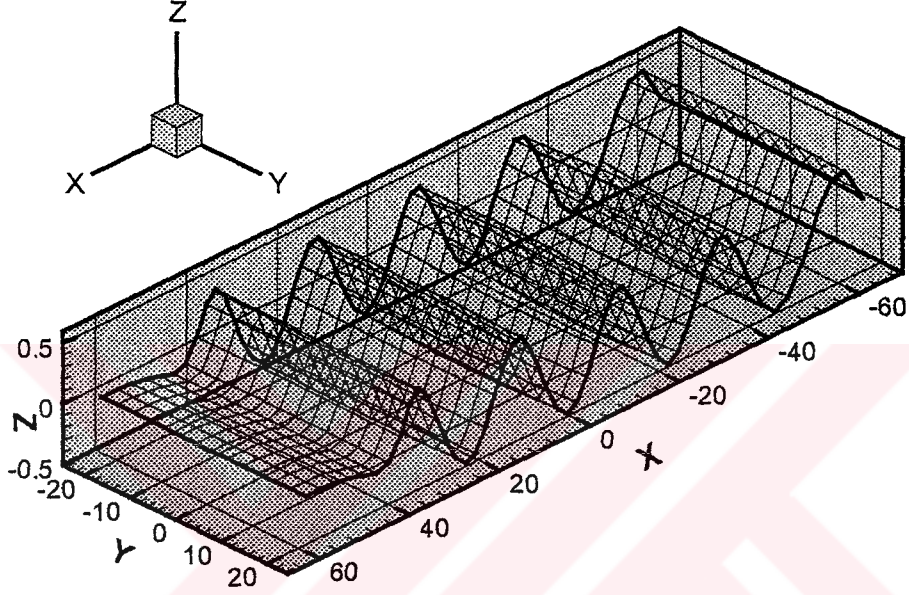
Şekil 7.5 Piston tipi dalga yapıcı, Probe4 @ $x = L/4$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn



Şekil 7.6 Piston tipi dalga yapıcı, Probe5 @ $x = L$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn

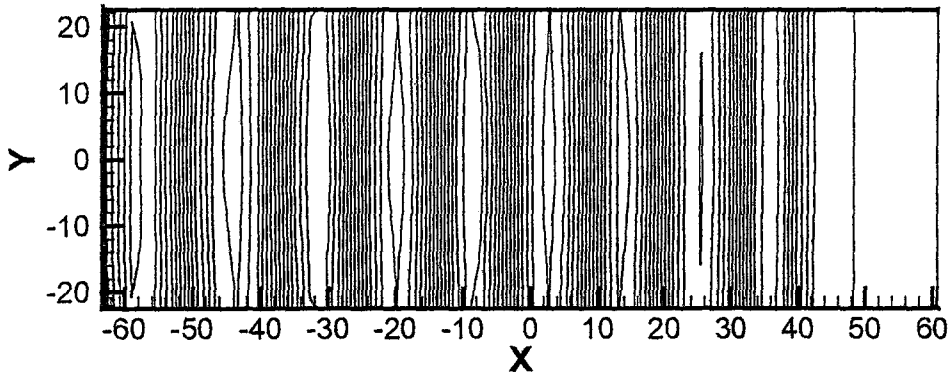
7.2 Snake Tipi Dalga Yapıcı ile Elde Edilmiş Sonuçlar

Bu aşamada ise, aynı dalga karakteristikleri kullanılarak sayısal dalga tankında snake tipi dalga yapıcı kullanılarak dalgalar oluşturulmuştur. Sonuçlar piston tipi dalga yapıcıdan elde edilenler ile uyuşmaktadır, ancak açılı oluşturulan dalgalarda serbest yüzeyde bozulmalar gözlenmektedir. $\theta=0^\circ$ için snake tipi dalga yapıcı ile elde edilen serbest yüzey, şekil 7.7 ve şekil 7.8’de gösterilmiştir.



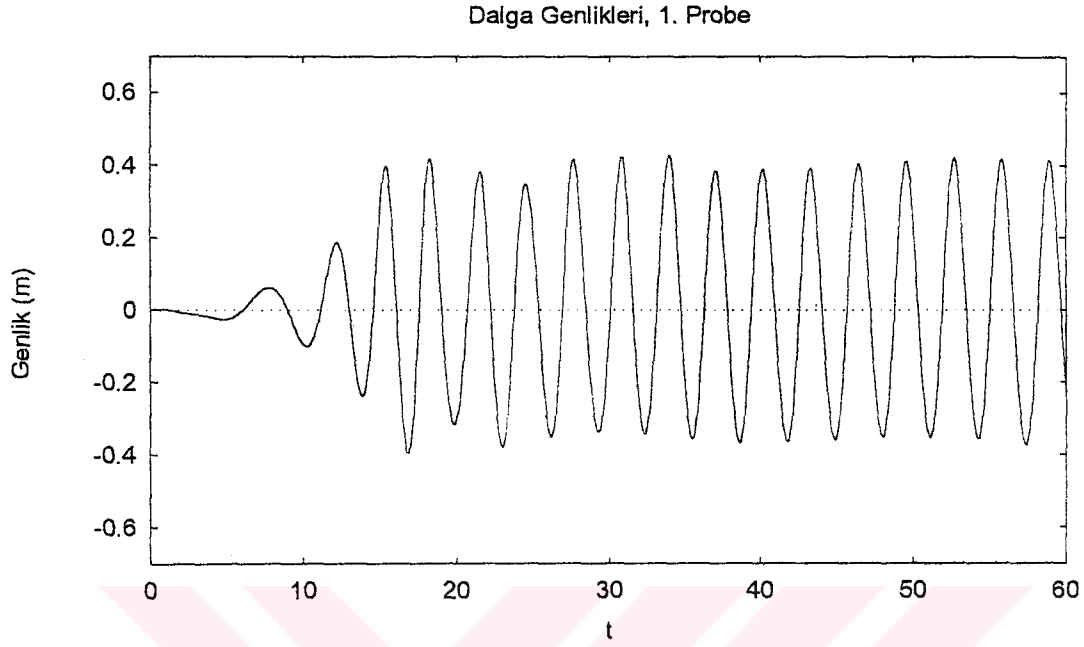
Şekil 7.7 Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar ($\theta=0^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn)

Şekil 7.7’de verilmiş olan dalgaların x-y düzlemindeki iki boyutlu görüntüsü ise şekil 7.8’de verilmiştir. Bu şekil dalgaların ilerleme açısını iyi bir şekilde göstermektedir.

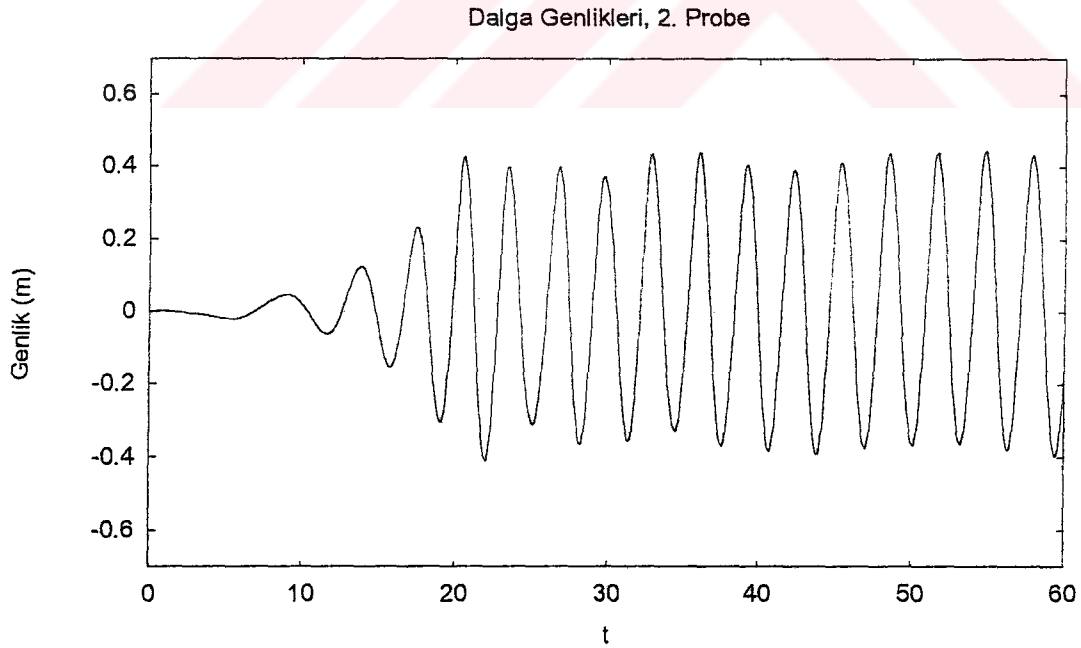


Şekil 7.8 Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar, x-y düzlemindeki görüntüsü
($\theta=0^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn)

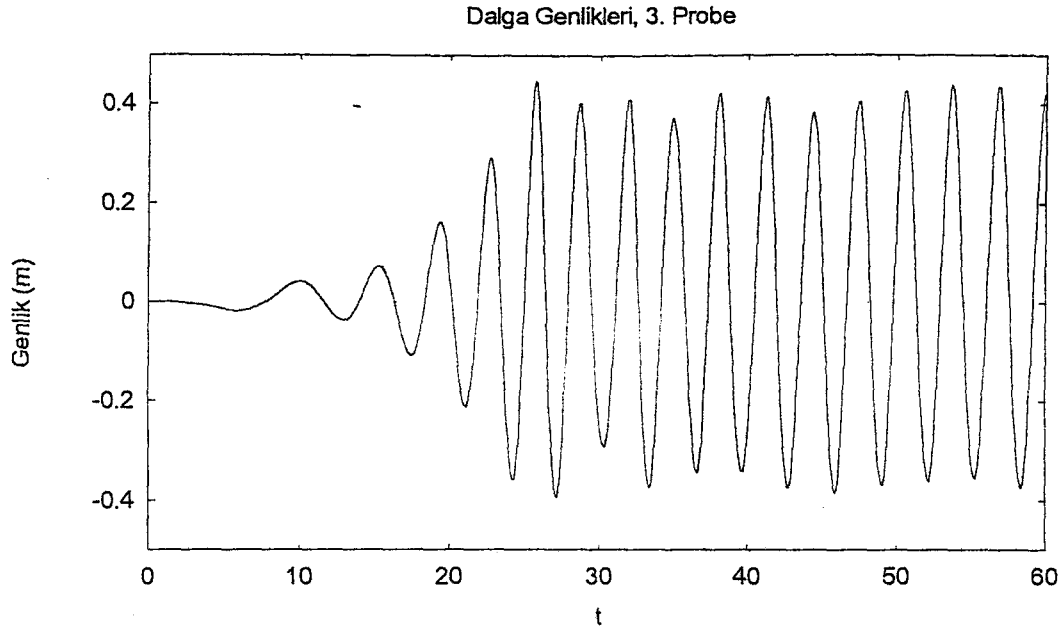
Bu dalga tankında probe'lar, referans alınan simetrik dalga tankında kullanılan probe'lar ile aynı konumlara yerleştirilmiştir. Bu probe'lardan geçen dalgalara ait genlik değerleri ise aşağıdaki gibi okunmuştur:



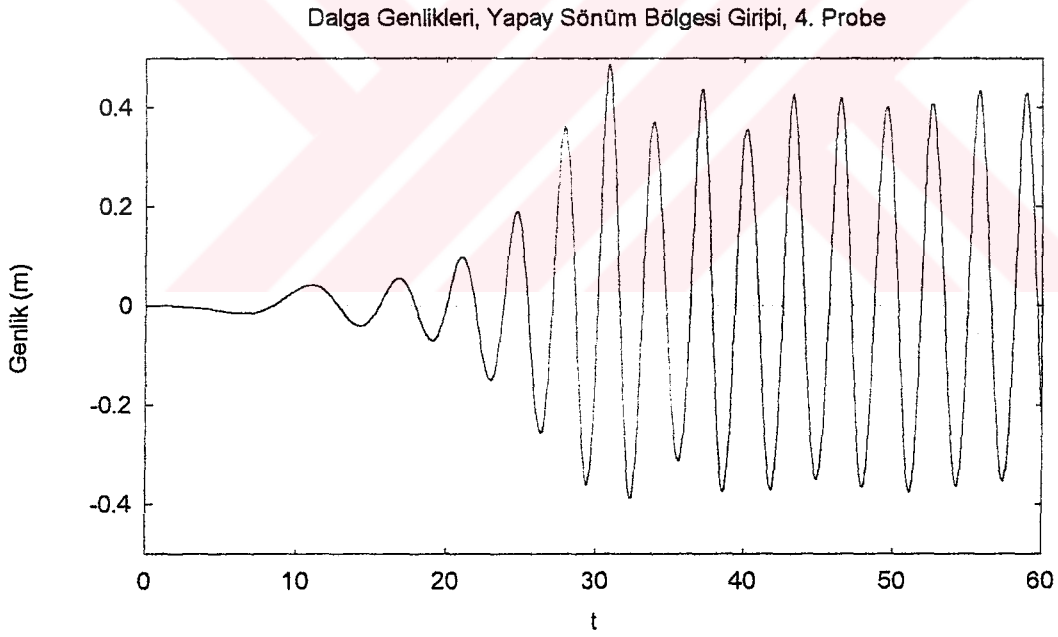
Şekil 7.9 Snake tipi dalga yapıcı, Probe1 @ $x = -L/8$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn



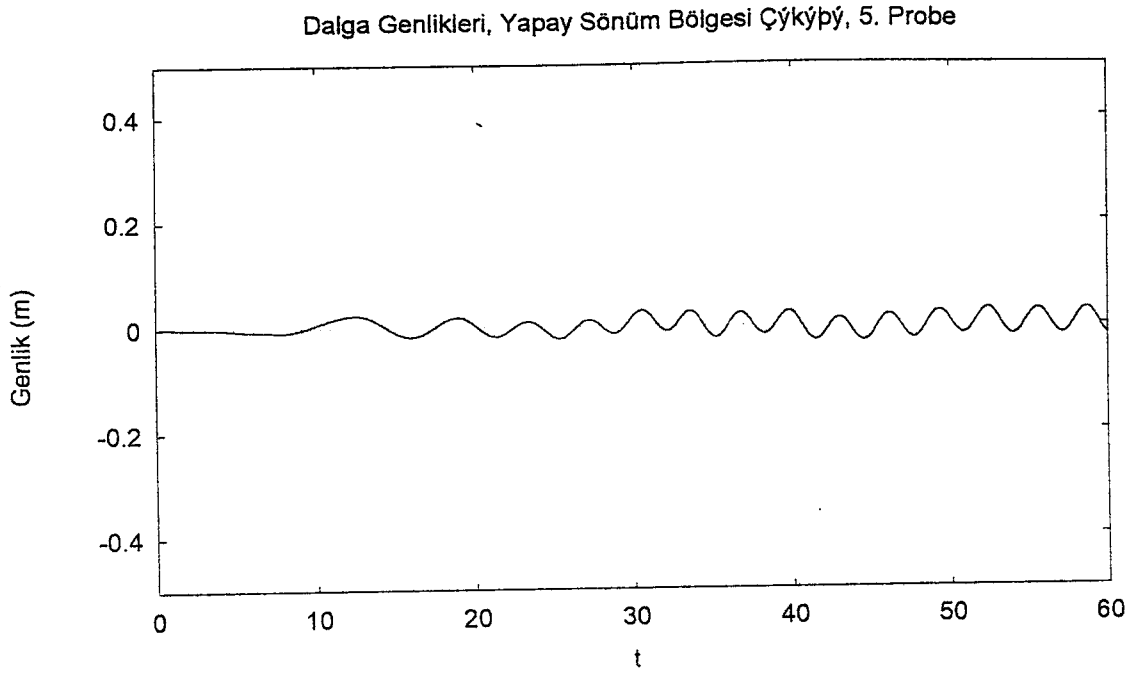
Şekil 7.10 Snake tipi dalga yapıcı, Probe2 @ $x = L/2$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn



Şekil 7.11 Snake tipi dalga yapıcı, Probe3 @ $x = L/8$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn

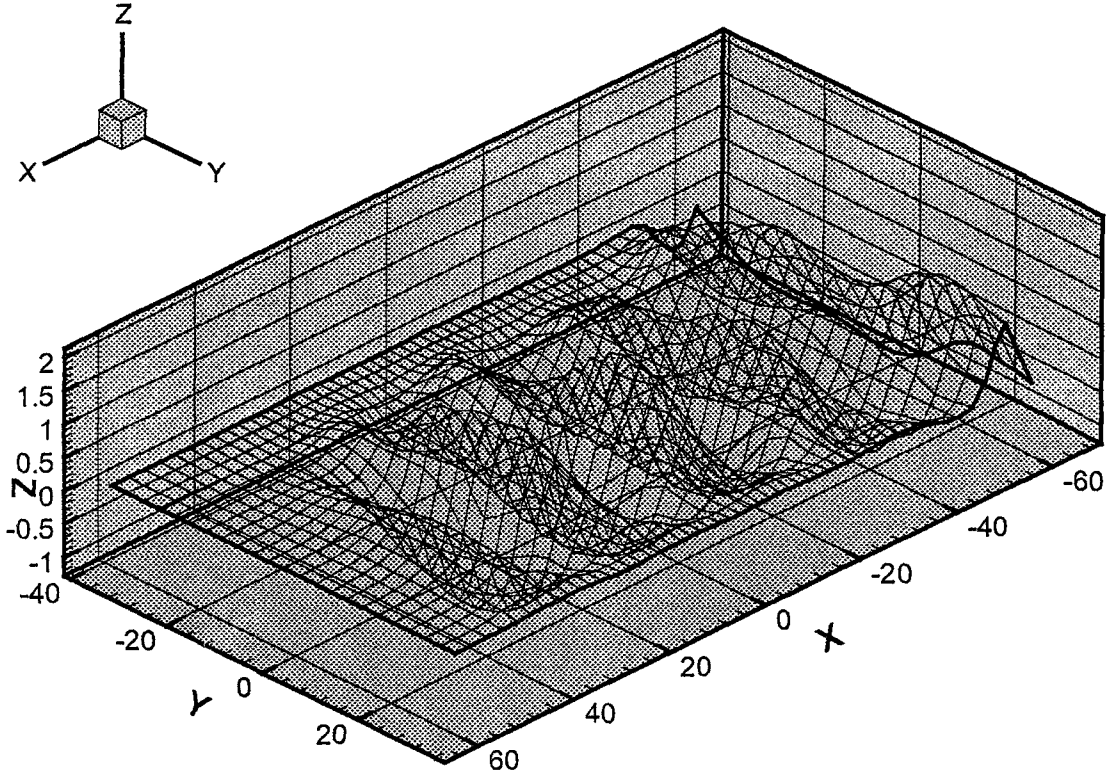


Şekil 7.12 Snake tipi dalga yapıcı, Probe4 @ $x = L/4$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn

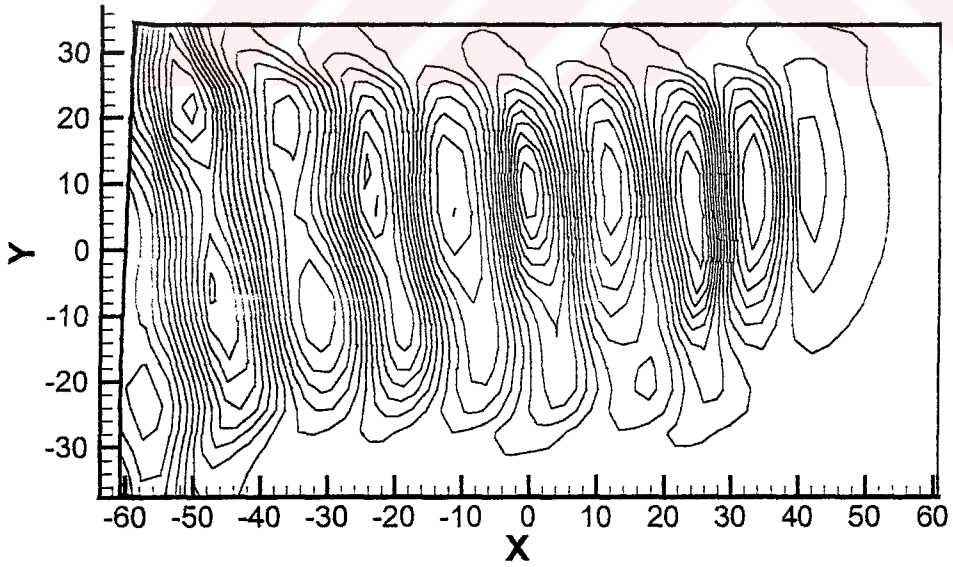


Şekil 7.13 Snake tipi dalga yapıcı, Probe5 @ $x = L$, $\lambda = 15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn

Snake tipi dalga yapıcı, aynı dalga karakteristiklerinde açılı dalga üretmek için çalıştırıldığında, serbest yüzeyde bozulmaların ortaya çıktığı gözlenmiştir. Dalga özellikleri aynı tutularak ($A=0.5$ m, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn) $\theta = 5^\circ$ yönünde ilerleyen dalgalar üreten snake tipi dalga yapıcı ile elde edilen serbest yüzeyin 3 boyutlu görüntüsü şekil 7.14’de, x-y düzlemindeki görüntüsü ise şekil 7.15’de verilmiştir:

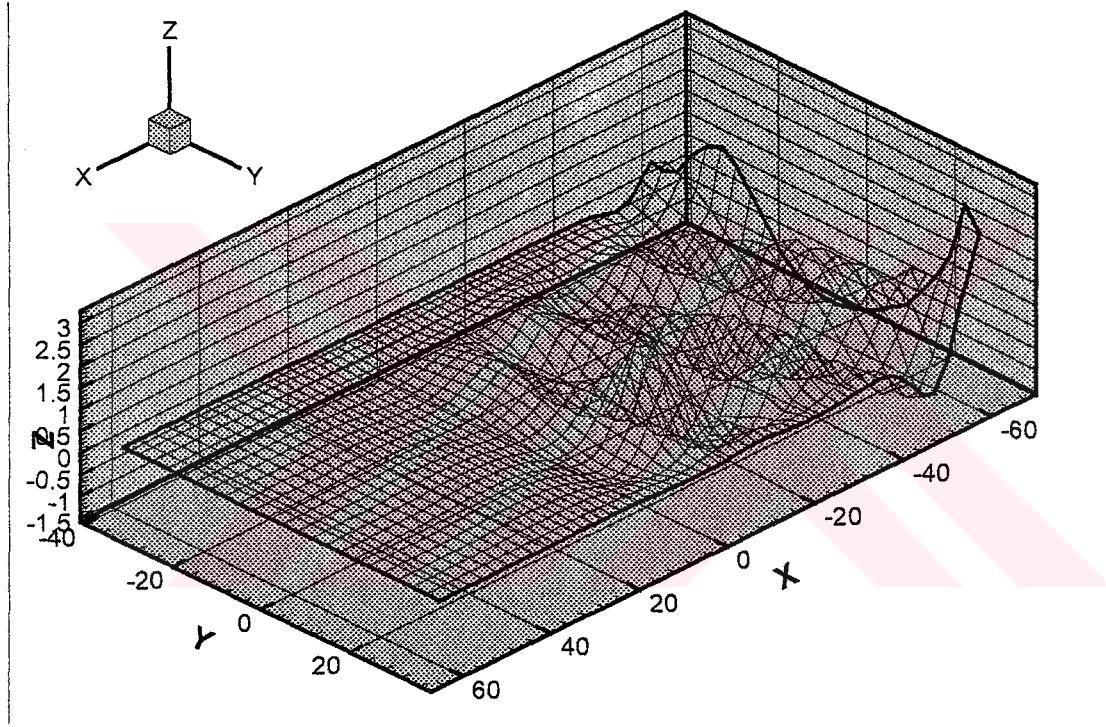


Şekil 7.14 Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar ($\theta=5^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn)

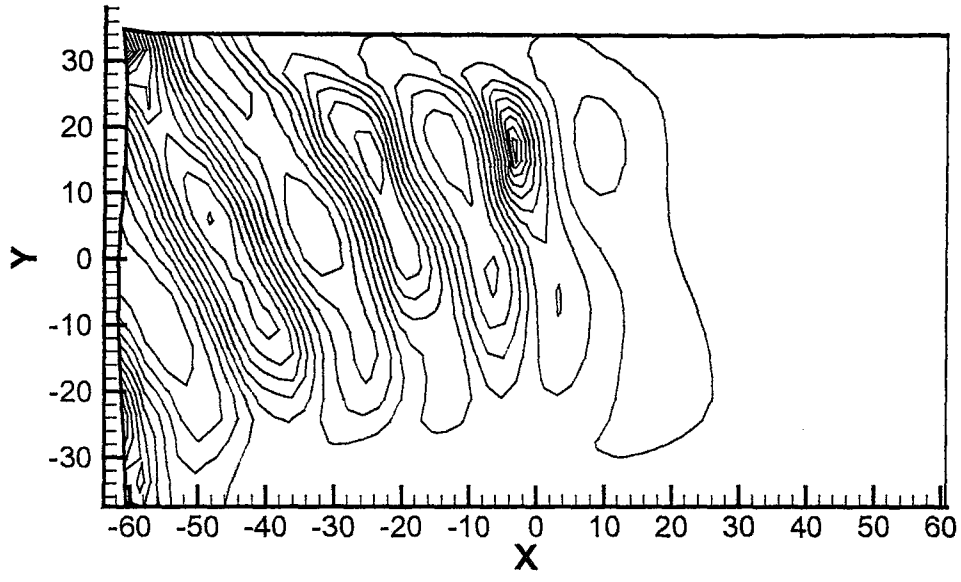


Şekil 7.15 Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar, x-y düzlemindeki görüntüsü
($\theta=5^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn)

Dalga üretme açısı büyüdükçe serbest yüzeydeki bozulmalar artmaktadır. Bunun yanında, büyük açılarda yöntemin çalışmasında da sorunlar çıkmaktadır. $\theta = 30^\circ$ için dalga üretilmek istendiğinde $t=22$. sn'de oluşan stabilite bozukluğu, programın sonlanmasına neden olmaktadır. Aşağıdaki şekillerde (şekil 7.16 ve şekil 7.17) önceki durumlarda incelenen dalga karakteristiklerdeki aynı alınarak ($A=0.5$ m, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn) $\theta=30^\circ$ için snake tipi dalga yapıcı ile üretilen serbest yüzeyin sırasıyla 3 boyutlu ve x-y düzlemindeki 2 boyutlu görüntüleri verilmiştir:



Şekil 7.16 Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar ($\theta=30^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn)



Şekil 7.17 Snake tipi dalga yapıcı ile elde edilmiş dalgalar, x-y düzlemindeki görüntüsü
($\theta=30^\circ$, $\lambda=15.325$ m, $\omega = 2.0$ rad/sn)

8. SONUÇ VE YORUMLAR

Sayısal olarak tasarlanmış dalga tankında çok yönlü dalgalar 'snake tipi' dalga yapıcı kullanılarak oluşturulmuş ve istenilen ilerleme yönlerinde, frekanslarda ve genliklerde farklı dalgaların aynı tank içinde üretilmesine yarayacak bir yapı kurulmuştur. Hesaplamalar doğrudan olmayan tekilleştirilmiş sınır integral metodu (DBIEM) ve Eulerian-Lagrangian zaman adımı metodu (MEL) metodu kullanarak gerçekleştirilmiştir. Gerekli zaman integrasyonları Runge Kutta-Fehlberg 4(5) metodu ile hesaplanmış ve elde edilen matrislerin çözümü için iteratif Line-Jacobi yönteminden yararlanılmıştır.

Elde edilen sonuçlar incelendiğinde, tamamıyla lineer olmayan 3 boyutlu bir dalga tankında snake tipi dalga yapıcı kullanılarak karışık deniz ortamının yaratılmasının mümkün olabileceği görülmektedir. Dalga yapıcı parçaları birbirinden bağımsız olduğu için, her noktadan farklı karakteristiklerde dalgalar oluşturulabilir.

Bu çalışmada, $\theta=0^\circ$ için snake tipi dalga yapıcı ile elde edilen sonuçların piston tipi ile elde edilen sonuçlar ile benzeştiği gösterilmiştir. Ancak açılı dalgalar için serbest yüzeyde bazı deformasyonlar gözlenmiştir. Bunun nedeni, program algoritmasında serbest yüzeyin zaman integrasyonlarında oluşan düzensizlikler olabilir. Buna rağmen ulaşılan sonuçlar, kullanılan teorinin ve sayısal yöntemlerin iyi sonuç verdiğini gösterir niteliktedir. Bu hatalar düzeltildikten sonra sayısal dalga tankına yerleştirilecek sabit veya yüzer bir cisim ile üretilen dalgaların etkileşiminin incelenmesi de mümkün olabilir.

Sayısal dalga tankındaki akışkan ortamı belli kabullere dayanılarak yaratıldığı için, gerçek dalga tankları ile birebir uyumdan şu aşamada bahsetmek doğru değildir. Akışkanın viskoz olmadığı kabulü, dalga çatlamasının hesaplama katılmaması ve oluşabilecek dalgaların eğimlerinin çok fazla olması halinde yöntemin çalışmaması gibi durumlar göz ardı edilmiştir. Bu yüzden yapılan hesaplamalarda gerçek akışkana ait değerlerin ancak belli bir hata ile elde edilebilmektedir. Bunlar, çalışmanın tamamlanması gereken başlıca eksik noktalarını oluşturmaktadır. Ayrıca

Hesaplama açısından zaten oldukça yoğun olan bu problem, dalga tankının simetrik özelliklerinin kaldırılmasıyla beraber daha da büyük bir hesaplama zamanı

almaktadır. Herhangi bir cismin dalga tankına eklenmesi durumunda bu süre çok daha artacaktır. Bu yüzden hesaplamaların paralel hesaplama platformlarına taşınmasının önemi büyüktür.



KAYNAKLAR

- [1] Çelebi, M.S., 1997. Computation of Transient Fully Nonlinear Free Surface waves and Wave-Body Interactions, *Ph.D. Dissertation*, Texas A&M University, USA.
- [2] Kim, M.H., Çelebi, M.S. and Park J.C., 1997. A Numerical Wave Tank for Nonlinear Wave Simulations, *Proc. ASCE Waves'97 Conf.*
- [3] Çelebi, M.S., Kim, M.H., Beck, R.F., 1998. Fully nonlinear 3-D Numerical Wave Tank Simulation, *J Ship Research*, **42-1**, 33-45.
- [4] Çelebi, M.S., 2001. Nonlinear Transient Wave-Body Interactions in Steady Uniform Currents, *Comp. Meth. Of Mech. Eng.*, **190**, 5149-5172.
- [5] Havelock, T.H., 1929. Forced Surface-Wave on Water, *Phil. Mag*, **8**.
- [6] Ursell, F., Dean, R.G. and Yu, Y.S., 1960. Forced Small-Amplitude Water Waves: A Comparison of Theory and Experiment, *J Fluid Mech*, **8**, 1.
- [7] Galvin, C.J., Jr., 1964. Wave-Height Prediction for Wave Generators in Shallow Water, *Tech. Memo 4*, U.S. Army, Coastal Engineering Research Center.
- [8] Madsen, O.S., 1971. On the Generation of Long Waves, *J of Geophys Res*, **36**.
- [9] Dalrymple, R.A., Dean, R.G, 1972. The Spiral Wavemaker for Littoral Drift Studies, *Proc 13th Conf Coastal eng, ASCE*.
- [10] Wang, S., 1974. Plunger-Type Wavemakers: Theory and Experiment, *J Hydraulics Res*, **12-3**.
- [11] Chwang, A.T, 1983. A Porous Wavemaker Theory, *J Fluid Mech*, **132**.
- [12] Multer, R.H, 1973. Exact Nonlinear Model of Wave Generator, *J Hydraulics Division, Proc of ASCE*.
- [13] Nakayama, T., 1983. Boundary Element Analysis of Nonlinear Water Wave Problems, *Int J Num Meth in Engng* **19**.
- [14] Lee, L.F., Kuo, J.R and Lee, C.P., 1989. Transient Wavemaker Theory, *J Hydraulics Research*, **27-5**.
- [15] Huntington, S.W., 1981. Wave Loading in Short Crested Seas, *Proc. Inter. Conf. Wave and Wind Directionality*, 726-730.

- [16] Burcharth, H.F., Nielsen S.P.K. and Schaarup, K., Jensen, 1986. A Three dimensional Sea Facility for Deep and Shallow Water Waves, *Proc. Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 1, 72-79.
- [17] Takayama, T. and Hiraishi T., 1987. Fundamental Characteristics of Oblique Regular Waves and Directional Random Waves Generated by a Serpent-Type Wave Generator, *Rept. Of Port and Harbour Res. Inst.*, 26-5, 3-24
- [18] Miles, M.D., Laurich P.H., Funke E.R., 1986. A MultiMode Segmented Wave Generator for the NRC Hydraulic Laboratory, *Proc. 21st American Towing Tank Conf.*, Washington, D.C.
- [19] Dalrymple, R.A. and Greenberg, M., '1985. Directional Wavemaker, *Physical Modeling in Coastal Engineering*, 67-69.
- [20] Briggs, M.J., Borgman, L.E. and Outlaw D.G, 1987. Generation and Analysis of Directional Spectral Waves in a Laboratory Basin, *Proc. 19th Offshore Technology Conf.*, 495-502.
- [21] Kim, M.H., Niedzwecki, J.M., Roesset, J.M., Park, J.M., Hong S.Y., Tavassoli, A., 2001. Fully Nonlinear Multidirectional Waves by a 3-D Viscous Numerical Wave Tank, *J of Offshore Mech. And Artic Eng.*, 123, 124-133.
- [22] Dalrymple, R.A., Dean, R.G., 1994. Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists. World Scientific Publishing Co, Pte. Ltd., Singapore.
- [23] Longuet-Higgins, M.S. and Cokelet, E.D., 1976. The Deformation of Steep Surface Waves on Water. Part 1. A Numerical Method of Computation. *Proc. Roy. Soc.*, A350, 1-26.
- [24] Faltinsen, O.M., 1977. Numerical Solution of Transient Non-Linear Free Surface Motion Outside or Inside Moving Bodies, *Proc. 2nd Intl. Conf. On Numerical Ship Hydrodynamics*, Univ. of California, Berkeley, USA, 347-357.
- [25] Dommermuth, D.G. ve Yue D.K.P., 1987. Numerical Simulation of Nonlinear Axisymmetric Flows With a Free Surface. *J of Fluid Mech*, 178, 195-219.
- [26] Cao, Y., Schultz, W.W. and Beck, R.F., 1990. Three Dimensional Unsteady Computations of Nonlinear Waves Caused by Underwater Disturbance. *Proc. 18th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Ann Arbor, Michigan, USA, 417-427.
- [27] Cao, Y., Schultz, W.W. and Beck, R.F., 1991. Three Dimensional Desingularized Boundary Integral Methods for Potantial Problems. *Intl. Journal of Num. Meth. In Fluids*, 12, 785-803.
- [28] Cao, Y., Schultz, W.W. and Beck, R.F., 1991. Two Dimensional Solitary Waves Generated by a Moving Disturbances. *6th Intl. Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, Woods Hole, Massachusetts, USA.
- [29] Cao, Y., Lee, T., and Beck, R.F., 1992. Computation of Non Linear Waves Generated by Floating Bodies. *7th Intl. Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, Val de Reuil, France, 47-52.

[30] Brebbia, C.A. and Butterfield, R., 1978. Formal Equivalence of Direkt and Undirect Boundary Element Methods. *Applied Math. Modelling*, 2, 132-134.

[31] Fehlberg, E., 1969. Low-Order Classical Runge-Kutta Formulas with Step Size Control and Their Application to Some Heat Transfer Problems. *NASA TR R-315*.



Dr. Youssef Chertin Kouda
Normanston Mergel

ÖZGEÇMİŞ

Mehmet Belgin, 29 Aralık 1976 İstanbul'da doğdu. Orta ve lise öğrenimini İstanbul Kadıköy Anadolu lisesinde bitirdikten sonra, yüksek öğrenimini İstanbul Teknik Üniversitesi Deniz Teknolojisi Mühendisliği bölümünde, 1994 – 1999 yılları arasında tamamladı. 'İki Boyutlu Hidrodinamik Katsayıların Strip Metodu ile Bulunması' konulu Lisans düzeyinde bir çalışması mevcuttur. 1999 yılında aynı bölümde Yüksek Lisans çalışmasına başladı. 2000 yılında ise eşzamanlı olarak İstanbul Teknik Üniversitesi Bilişim Enstitüsünde, Hesaplamalı Bilim ve Mühendislik Yüksek lisans Programına dahil oldu. Bu programdaki Yüksek Lisans çalışması halen sürmektedir.

Temmuz 2000'den itibaren Deniz Teknolojisi Mühendisliği Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaktadır. İyi derecede ingilizce bilmektedir. Gemi Mühendisleri Odası ve KALİD derneğine üyelikleri vardır.

