

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DALGA VE AKINTI ETKİSİ ALTINDA
DENİZ TABAN VE ASKI MALZEMESİ
MİKTARININ NÜMERİK BİR YÖNTEM
İLE HESABI**

İnş.Müh. Yeşim ASAR

**F.B.E. İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı Hidrolik Programında
hazırlanan**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Doç.Dr. Yalçın YÜKSEL

İSTANBUL, 1994

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

TEŞEKKÜR

ÖZET

I. GİRİŞ	1
II. DALGA VE AKINTI DURUMUNDA AKIM ALANI	4
2.1. GİRİŞ	4
2.2. SİRF AKINTI HALİ	4
2.2.1. Sınır Tabakası	4
2.2.2. Hidrolik Rejim	5
2.2.3. Derinlik Boyunca Hız Dağılımı	6
2.2.4. Türbülans Viskozitesi (Eddy Viskozitesi)	8
2.2.5. Taban Kayma Gerilmesi ve Taban Pürüzlülüğünün Etkisi	8
2.3. SİRF DALGA HALİ	10
2.3.1. Taban Yakınlarında Yörünge Hızları	10
2.3.2. Dalga Sınır Tabakası	12
2.3.3. Dalgalı Ortamda Hidrolik Rejim	15
2.3.4. Dalga Sınır Tabakasında hız Dağılımı	15
2.3.5. Taban Kayma Gerilmesi ve Taban Pürüzlülüğünün Etkisi	24
2.3.6. Dalgaların Kırılması Durumu	27
2.3.7. Dalgaların Kırılmasından Önce Kütle Taşınımı	33
2.3.8. Dalgaların Kırılmasıyla Oluşan Kütle Taşınımı	42
2.4. HEM DALGA HEM AKINTININ SÖZ KONUSU OLDUĞU DURUM	44
2.4.1. Giriş	44
2.4.2. Dalga Karakteristikleri	45
2.4.3. Akıntı Hızları ve Taban Kayma Gerilmeleri	45
III. DENİZ TABANINDA HAREKETİN BAŞLANGICI VE TABAN PÜRÜZLÜLÜĞÜ	68
3.1. DENİZ TABANINDA HAREKETİN BAŞLANGICI VE ASKI HAREKETİ	68
3.1.1. Hareketin Başlaması	68
3.1.1.1. Akıntı Etkisinde Tabanda hareketin Başlaması	68
3.1.1.2. Dalga Etkisinde Tabanda Hareketin Başlaması	74

3.1.1.3. Akıntılı ve Dalgalı Ortamda Tabanda Hareketin Başlaması	80
3.1.2. Akıntı Etkisi Altında Askı Hareketinin Başlangıcı	84
3.2. MUTLAK TABAN PÜRÜZLÜLÜĞÜ	86
3.2.1. Giriş	86
3.2.2. Akıntı Etkisi Altında Taban Pürüzlülüğü	87
3.2.2.1. Taban Şekli Parametrelerine Dayanan Metodlar	88
3.2.2.2. İntegral Parametrelerini Esas Alan Metodlar	96
3.2.2.3. Metodların Karşılaştırılması	99
3.2.3. Dalga Etkisinde Taban Pürüzlülüğü	100
3.2.4. Hem Akıntı Hem Dalga Etkisinde Taban Pürüzlülüğü	103
IV. DALGA ETKİSİNDE KATI MADDE MİKTARININ BELİRLENMESİ	106
4.1. GİRİŞ	106
4.2. KATI MADDE DEBİLERİNİN VE ÖLÇÜLMÜŞ OLAN KONSANTRASYON PROFİLLERİNİN ANALİZİ	109
4.2.1. Anlık Konsantrasyon Dağılımı	109
4.2.2. Zamansal Ortalama Konsantrasyon Dağılımı	112
4.2.3. Katı Madde Debisi	125
4.3. ZAMANSAL ORTALAMA KONSANTRASYON PROFİLLERİNİN HESABI	127
4.3.1. Giriş	127
4.3.2. Zamansal Ortalama Konveksiyon-Difüzyon Eşitliği	129
4.3.3. Askı Malzemesinin Tane Çapı ve Çökelme Hızı	132
4.3.4. Dalgaların Kırılmasından Önce Katı Madde Karışım Katsayısı	135
4.3.4.1. Mevcut Bağıntılar	135
4.3.4.2. Van Rijn (1989)	141
4.3.5. Kırılan Dalga Durumunda Katı Madde Karışım Katsayısı	148
4.3.6. Kırılan ve Kırılmayan dalgalar İçin Katı Madde Karışım Katsayısı	154
4.3.7. Taban Yakınında Referans konsantrasyonu	155
4.3.8. Hesaplama Metodları	161

4.3.9. Ölçülmüş ve Hesaplanmış Olan Konsantrasyon Profillerinin Karşılaştırılması	168
4.4. KATI MADDE TAŞINIM DEBİLERİNİN HESABI	175
4.4.1. Giriş	175
4.4.2. Katı Madde Taşınım Formülleri	175
4.4.3. Katı Madde Taşınımıyla İlgili Modeller	182
V. DALGA VE AKINTININ BİRLİKTE OLMASI DURUMUNDA KATI MADDE MİKTARININ BELİRLENMESİ	185
5.1. GİRİŞ	185
5.2. TAŞINIM DEBİLERİNİN VE ÖLÇÜLMÜŞ KONSANTRASYON PROFİLLERİNİN ANALİZİ	186
5.2.1. Zamansal Ortalama Konsantrasyon Profilleri	186
5.2.2. Katı Madde Debisi	195
5.3. ZAMANSAL ORTALAMA KONSANTRASYON PROFİLLERİNİN HESABI	200
5.3.1. Giriş	200
5.3.2. Hesaplama Yöntemleri	201
5.3.3. Ölçülmüş ve Hesaplanmış Konsantrasyon Profille- rinin Karşılaştırılması	203
5.4. KIRILMADAN ÖNCEKİ DALGA ŞARTLARINDA KATI MADDE DEBİSİNİN HESABI	214
5.4.1. Giriş	214
5.4.2. Hesaplama Metodları	214
5.4.3. Ölçülmüş ve Hesaplanmış Katı Madde Debilerinin Karşılaştırılması	225
5.5. KIRILMA BÖLGESİNDE (SURF BÖLGESİ) KATI MADDE DEBİSİNİN HESABI	231
5.5.1. Giriş	231
5.5.2. Hesaplama Metodları	231
5.5.3. Ölçülmüş ve Hesaplanmış Katı Madde Debilerinin Karşılaştırılması	233
VI. VAN RIJN MODELİNİN MANAVGAT ÖRNEĞİNE UYGULANMASI	235
6.1. PROJE YERİ	235
6.2. BÖLGE TOPOĞRAFYASI VE BATİMETRİ	236

Sayfa No

6.3. TABAN MALZEMESİ	236
6.4. RÜZGAR VERİLERİ	236
6.5. MANAVGAT SAHİLİNDEKİ KARAKTERİSTİK VERİLER	238
SONUÇLAR	301
KAYNAKLAR	303
ÖZGEÇMİŞ	



TEŞEKKÜR

Çalışmam sırasında beni yönlendirerek yardımlarını esirgemeyen Sayın Hocam Doç.Dr.Yalçın YÜKSEL'e ve uygulama aşamasında bana elinden gelen yardımı gösteren Sayın Doç.Dr.Sedat KAPDAŞLI'ya teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca bize bugüne kadar göstermiş olduğu destekten dolayı da Sayın Prof.Dr.Sabahattin ÜÇ'e teşekkür ederim.

İstanbul,1994

Yeşim ASAR

ÖZET

Deniz yapılarının projelendirilmesinde dikkate alınması gereken en önemli problemlerden biri deniz taban hareketinin bilinmesidir. Çünkü dalga, gel-git ve akıntı gibi etkilere dolayı deniz tabanında meydana gelecek hareket bu yapıların işlevlerini yerine getirememesine neden olabilir.

Oldukça uzun bir kıyı şeridinde sahip olan ülkemizde gerek inşa edilen deniz yapılarının emniyetle hizmet verebilmesi, gerekse kıyılarımızın erozyondan korunabilmesi açısından bu konu araştırılması ve önemle üzerinde durulması gereken bir çalışma alanını kapsamaktadır.

Son yıllarda dünyada da birçok araştırmacının önemle üzerine eğildiği kıyılardaki hareketli taban hidroliği gelişmekte olan yeni bir bilim dalı olarak ortaya çıkmıştır.

Bu amaçla, yapılan bu çalışmada öncelikle kıyı taban hareketi ile ilgili detaylı bir literatür araştırması yapılarak, taban hareketi nedenleriyle birlikte izah edilmiştir. Bu konuda en son çalışmalardan biri olan Van Rijn metodu esas alınarak bilgisayar destekli taban ve askı malzemesi debisinin hesabının nasıl yapıldığı ortaya konmuştur.

Bu metodun, geliştirilmiş bilgisayar programı yardımıyla pilot bölge olarak seçilen Manavgat yöresinde de bir uygulaması gerçekleştirilmiştir.

Metodun uygulanmasında dalga ve akıntının birlikte olması durumu gözönüne alınmıştır. Sonuç olarak, bu metodun diğer metodlarla karşılaştırılması yapılarak elde edilen veriler yorumlanmış ve gerçek değerlere en uygun sonuçları veren bu metodun Manavgat yöresi için de değerlendirmesi yapılmıştır.

Yapılan bu değerlendirmeler sonucunda bu yörede etkin dalga istikametlerinde taban, askı ve toplam katı madde debilerinin değişimleri elde edilmiş, bulunan sonuçların daha önceki araştırma sonuçları ile uygunluğu tartışılmıştır.

SUMMARY

One of the important problems of marine structures design is mobility of the sea bed. Because the sandy coastal zones are highly mobile and their features change continuously with changing sea conditions due to waves, tidal and current effects and it can cause to failure of marine structures.

This phenomena becomes very important to investigate and work on it for Turkey, because she has a very long coastal line, and many marine structures has been constructed on it, and also it must be protected against the erosion problem.

During the last decade, many resarchers have constrated on coastal sediment transport investigations due to importance of the subject which is getting developed.

This research is concerned mainly with phenomena related to movable beds consisting of non-cohesive sediment material in both currents and waves. And it is on attempt to summarize the most relevant theories and measurements in literature available. One of the new idea is proposed with respect to sediment transport in coastal waters where the effect of waves and currents are dominant is Van-Rijn method (1989, 1993). The current and wave related bed load and suspended load are described with based on Van-Rijn method and a PC-programme were used to compute the transport rates (in Fortran).

And also Manavgat was selected as a pilot zone in order to use this method for coastal sediment transport calculation.

The results have compared with the other methods. The previous measured and computed transport rates show reasonably good agreemeent with Van Rijn method.

BÖLÜM I

1. GİRİŞ

Akıntı ve dalga etkisinin birlikte olması durumunda deniz tabanının hareketi ile ilgili bilgiler sınırlıdır. Detaylı prototip verileri, dalga şartları altında katı madde konsantrasyonlarının ve akışkan zerreciklerinin hızlarının ölçülmesindeki zorluklardan dolayı oldukça azdır. Bu konuda yapılan çalışmaların çoğunluğu, surf bölgesi içinde kıyı boyu akıntı etkisindeki katı madde hareketi ile ilgilidir (Jaffe ve ark.1984, Osborne ve Greenwood 1992). Dalga ve akıntı etkisi altında yapılan dalga kanalı çalışmalarında genellikle taban malzemesi hareketi ölçülmüştür. (Inman ve Bowen 1963, Harms 1969, Quick 1983). Inman ve Bowen (1963) 0.06 m/s'lik çok zayıf bir akıntı etkisini dikkate alarak taban malzemesi hareketini incelemişlerdir. Bu çalışmada, katı madde taşınımının dalga yayılma doğrultusu ve ters doğrultuda olabileceği gözlenmiştir. Askı malzemesi miktarının fazla bir önem taşımadığı da belirlenmiştir. Harms (1969), deniz tabanında oluşabilen kum dalgacıklarının hareketini incelemiş ve bunların asimetric ve yuvarlak tepeli bir yapıya sahip olduğunu bulmuştur. Kum dalgacıklarının karakteristikleri dalga ve akıntı hareketinin şiddetine bağlıdır. Konsantrasyon ve katı madde debisiyle ilgili veriler belirtilmemiştir. Quick (1982) taban malzemesi hareketi üzerine dalgalar ile birlikte rölatif olarak güçlü olan ($\pm 0,5$ m/s) akıntıların etkisini incelemiştir. Dalga yayılma doğrultusuna ters 0,2 m/s'den büyük akıntı durumu haricinde katı madde hareketinin her zaman dalga yayılma doğrultusunda olduğunu bulmuştur.

Bosman (1982) ile Bosman ve Steetzel (1982), 100 μ m boyutundaki kum kaplı eğimli taban boyunca askı malzemesi hareketine, dalga ve akıntı etkisini incelemişlerdir (üniform olmayan şartlarda). Van Rijn ve ark. (1993) akıntı ve dalganın birlikte olması durumunda ince kum malzemenin taşınımı ile ilgili oldukça detaylı bir çalışma gerçekleştirmişlerdir. Bu çalışmada ortalama dane çapı 100 μ m ile 200 μ m olan kum kullanılmıştır. Akıntı hızları 0,1 - 0,5 m/s (dalga yayılma doğrultusunda ve ters) arasında değişmektedir. 2,5 s'lik pik periyoda sahip düzensiz dalgalar üretilmiştir. Hakim dalga yüksekliği 0.075 - 0.18 m arasında

seçilmiştir. Bütün deneylerde su derinliği 0.5 m civarındadır. Zamansal ortalama akıntı hızları elektromanyetik akıntı ölçer ile, zamansal ortalama katı madde konsantrasyonları ise pump sampler cihazıyla ölçülmüştür. Katı madde debisi, hız ve konsantrasyonun derinlik boyunca integre edilmesiyle elde edilmiştir. Bu çalışmada, akıntıyla aynı ve ters yönde dalgaların yayılması durumunda taban yakınında zamansal ortalama hızların azaldığı belirlenmiştir ($z/h < 0.2$). Rölatif olarak büyük dalga yüksekliklerinde daha büyük ve daha üniform bir konsantrasyon dağılımı elde edilmiştir. Konsantrasyon profiline ve katı madde debisine akıntı yönünün etkisi ihmal edilmiştir. Bu araştırmacılar sistematik olarak surf bölgesi dışında dalga-akıntı ortamında askı hareketini esas olarak incelemişlerdir.

Deniz tabanında taşınan toplam katı madde debisi

$$q_t = (q_{s,c} + q_{b,c}) + (q_{s,w} + q_{b,w}) = q_{t,c} + q_{t,w}$$

bağıntısıyla ifade edilmiştir.

- q_t = Toplam katı madde debisi
- $q_{t,c}$ = Akıntı etkisiyle taşınan katı madde debisi
- $q_{t,w}$ = Dalga etkisiyle taşınan katı madde debisi
- $q_{s,c}$ = Akıntı etkisinde askı malzemesi debisi
- $q_{b,c}$ = Akıntı etkisinde taban malzemesi debisi
- $q_{s,w}$ = Dalga etkisinde askı malzemesi debisi
- $q_{b,w}$ = Dalga etkisinde taban malzemesi debisi

Van Rijn (1993) bu çalışmasında dalga yayılma doğrultusuyla aynı ve ters istikamette akıntı durumunda, taban yakınındaki hızların azalmasının; dalga yüksekliğinin artması ve ters akıntı durumunda daha belirgin hale geldiğini, yüzey yakınındaki hızların ise aynı doğrultuda akıntı için azaldığını, ters doğrultuda akıntı için arttığını belirtmiştir.

Dalga yüksekliğinin artması konsantrasyon profilinin daha büyük ve daha üniform olmasına neden olmaktadır. Bu da muhtemelen dalga etkisinde karışım işleminin artmasından kaynaklanmaktadır.

Zayıf akıntının konsantrasyon üzerine belirgin bir etkisi yoktur. Ayrıca kuvvetli akıntının da dalga yayılma doğrultusuyla aynı veya ters istikamette olmasının da konsantrasyon profili üzerinde etkisi ihmal edilebilir olduğu ifade edilmiştir.

Elde edilen sonuçlar Bijker (1971), Nielsen (1985) ve Van Rijn (1985, 1989) vermiş olduğu sonuçlarla karşılaştırılmış, Bijker metodunun zayıf akıntı durumunda hesaplanan katı madde debisinin ölçülenin üzerinde, kuvvetli akıntı durumunda ise altında kaldığı bulunmuş ayrıca Nielsen metodunun da ölçüm değerlerinden 5-10 katı mertebesinde saptamalar meydana geldiği saptanmıştır. Buna karşın Van Rijn metodunun ölçüm değerleri ile oldukça iyi uyum gösterdiği belirlenmiştir.

Bu çalışmada en yeni ve şimdiye kadar ortaya konmuş olan metodların en sağlıklı olduğu belirlenen Van Rijn metodu ele alınmış ve diğer metodlarla karşılaştırmalı olarak dalga ve akıntının birlikte olması durumunda deniz taban hareketi incelenmiştir. Bu metodun Manavgat yöresi örnek alınmak üzere prototip verileri kullanılarak uygulaması yapılmış ve böylece bu bölgede kıyı boyu akıntı (0,1 m/s) etkisi ile birlikte dalgaların hakim yayılma yönlerindeki açık denizden kıyı çizgisine kadar çeşitli derinliklerde askı ve taban malzemesi hareketleri belirlenmiş ve toplam katı madde debileri hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçların mevcut çalışmalar ile birlikte yorumları yapılmaya çalışılmıştır.

BÖLÜM 2

DALGA VE AKINTI DURUMUNDA AKIM ALANI

2.1. GİRİŞ

Akıntı ve/ya da dalgalı ortamda, katı madde hareketi genellikle taban yakınında meydana gelir. Bu nedenle yatay taban veya taban formlarının (kum dalgacıkları, eşikler) mevcut olması durumunda taban yakınındaki hızların ve kayma gerilmelerinin yön ve şiddetinin bilinmesi önemlidir.

Bu bölümde taban yakınındaki hız ve kayma gerilmeleri ile ilgili lolan deneysel sonuçlar ve teorik ifadeler ana başlıkları verilen konular dikkate alınarak gözden geçirilecektir.

- Sırf akıntı hali
- Sırf dalga hali
- Akıntı ve dalgalı ortamın ikisinin de olması hali

2.2. SİRF AKINTI HALİ

2.2.1. Sınır Tabakası

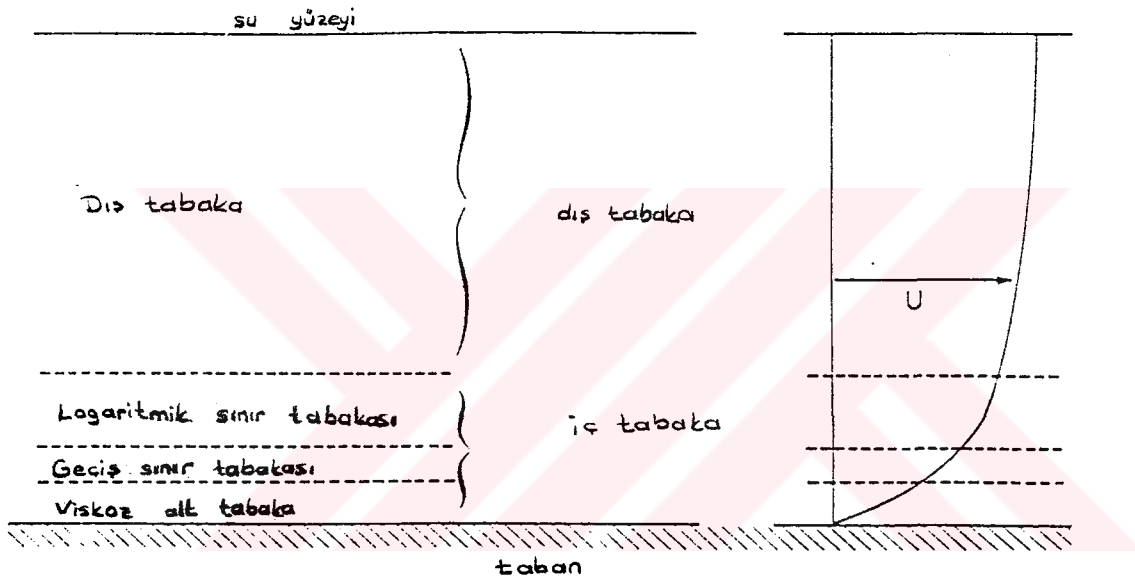
Kararlı üniform akımda tabandan itibaren z yüksekliğindeki kayma gerilmesi aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\tau_z = \rho \nu \frac{du}{dz} - \rho \overline{u'w'} \quad (2.2.1)$$

Zamansal ortalama düşey hız (w) sifıra eşit olmasına rağmen ($w=0$) düşey türbülans çalkantı hızları sifıra eşit değildir ($w' \neq \pm 0$). Bundan dolayı türbülans kayma gerilmesi $\tau_t = -\rho \overline{u'w'} \neq 0$ olmaktadır.

Türbülans kayma gerilmesi τ_t akım derinliğinin büyük bir bölümünde etkindir. Cilalı taban durumunda viskoz kayma gerilmesi τ_v taban yakınlarında etkin olmaktadır. Çünkü türbülans çalkantıları u' ve w'

taban yakınlarında sönmülenererek tabanda sıfıra eşit olurlar. ($u' = w' = z = 0$). Viskoz kayma gerilmesinin etkin olduğu tabaka viskoz alt tabaka olarak isimlendirilir (δ_v). Viskoz alt tabakanın üstünde akım türbülanslıdır. Türbülanslı akıma sahip olan tabaka ise logaritmik sınır tabakası olarak bilinir. Viskoz alt tabaka ile logaritmik sınır tabakası arasında da bir geçiş sınır tabakası bulunmaktadır ve bu ara sınır tabakası olarak da isimlendirilir. Logaritmik sınır tabakasının üstünde diğer bir dış tabaka mevcuttur (Şekil 2.2.1.A).



Şekil 2.2.1.A. Akıntı Sınır tabakası

2.2.2. Hidrolik Rejim

Türbülanslı akımda taban pürüzlülüğünün hız dağılımına etkisi, ilk olarak Nikuradse (1933) tarafından boru akımı için araştırılmıştır. Nikuradse, içinde üniform kum taneleri içeren boruları kullanmıştır ve farklı Reynolds sayılarında, boru çaplarında ve tane boyutlarında hız dağılımlarını ölçmüştür. Nikuradse bu deneyleri esas alarak, eşdeğer kum pürüzlülüğünü veya Nikuradse pürüzlülüğünü (k_s), diğer tüm pürüzlülük tipleri için bir standart değer (k) olarak tariflemiştir.

Esas olarak pürüzlülük elemanları, taban yakınındaki hız dağılımına etki etmektedir, Çünkü pürüzlülük elemanları çevri üretimine neden

olmaktadırlar (pürüzlülük elemanlarının büyüklüğüne göre) ve bu da türbülansın yapısına ve böylece taban yakınındaki hızlara etkimektedir. Akımın içlerine doğru bu çevriler (eddy) mevcut türbülanslı akım yapısı içinde hızla absorbe edilecektirler.

Akım rejiminin tipi, Nikuradse pürüzlülüğü (k_s) ve viskoz alt tabakanın uzunluk ölçeği oranıyla ilgilidir ($\nu/u_{*,c}$). ν kinematik viskozite, $u_{*,c}$ akıntı etkisindeki taban kayma gerilmesidir.

Deneysel sonuçlar esas alınarak aşağıdaki ifadeler elde edilmiştir:

$$1) \text{ Hidrolik cilalı akım, } \frac{k_s}{\nu/u_{*,c}} = \frac{u_{*,c} \cdot k_s}{\nu} \leq 5$$

Pürüzlülük elemanları viskoz alt tabaka kalınlığından oldukça küçüktür ve hız dağılımına etkileri yoktur.

$$2) \text{ Hidrolik pürüzlü akım, } \frac{k_s}{\nu/u_{*,c}} = \frac{u_{*,c} \cdot k_s}{\nu} \geq 70$$

Viskoz alt tabaka mevcut değildir ve hız dağılımı akışkanın viskozitesine bağlı değildir.

$$3) \text{ Hidrolik geçiş akımı, } 5 < \frac{u_{*,c} \cdot k_s}{\nu} < 70$$

Hız dağılımı taban pürüzlülüğü kadar viskozitenin de etkisi altındadır.

2.2.3. Derinlik Boyunca Hız Dağılımı

Cilalı ve pürüzlü akımlarda derinlik boyunca hız dağılımı için genel ifade aşağıdaki gibidir.

$$u = \frac{u_{*,c}}{K} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2.2.2)$$

z_0 = hızın sıfır olduğu seviye ($z = z_0$ iken $u = 0$)

$$\text{Hidrolik cilalı rejim : } \frac{u_{*,c} \cdot k_s}{v} \leq 5 \text{ için } z_0 = 0,11 \frac{v}{u_{*,c}}$$

$$\text{Hidrolik pürüzlü rejim : } \frac{u_{*,c} \cdot k_s}{v} > 70 \text{ için } z_0 = 0,033 k_s$$

$$\text{Hidrolik geçiş rejimi : } 5 < \frac{u_{*,c} \cdot k_s}{v} < 70 \text{ için } z_0 = 0,11 \frac{v}{u_{*,c}} \pm 0,033 k_s$$

Fiziksel bir anlam taşımayan hızın sıfır olduğu seviye bir hesap parametresi olarak tariflenmektedir. Çünkü (2.2.2) eşitliği taban yakınlıklarında geçerli olmamaktadır. Pürüzlü sınır halinde hızın sıfır olduğu seviyenin pozisyonu bilinmemektedir. Genellikle taban düzlemi ($z=0$), pürüzlülük elemanlarının tabanın cilalı duruma gelmesinden sonra aldığı form olarak tanımlanmaktadır. Yuvarlak pürüzlülük elemanları için bu, cidardan itibaren $0,75 k$ olarak verilmektedir (k = yuvarlak elemanın çapı). Hızın sıfır olduğu bu seviyenin gerçek değeri, en uygun değer bulunana kadar elde edilen z 'nin çeşitli değerleri için yarı logaritmik ekseninde $z - z'_0/z'_0$ ne karşılık gelen u/u_* değerlerinin çizilmesiyle bulunmaktadır. Bu metoda göre kum ve çakıl taneleri için $z'_0 \approx 0,25 k$ değeri elde edilmiştir.

(2.2.2) eşitliğinin derinlik boyunca ortalaması alındığında aşağıdaki ifade elde edilmiştir.

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_{z_0}^h \frac{u_{*,c}}{K} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) dz = \frac{u_{*,c}}{K} \left[\frac{z_0}{h} - 1 + \ln \left(\frac{h}{z_0} \right) \right] \quad (2.2.3)$$

(2.2.3) eşitliğinde z_0/h parametresi ihmal edildiğinde $z = \frac{h}{e} \approx 0,37 h$ seviyesinde derinlik boyunca ortalama akım hızı elde edilir. Burada e tabii logaritmik değeri göstermektedir ($e = 2,72$).

(2.2.3) eşitliği, (2.2.2) eşitliğinde yerine konursa hız dağılımının aşağıdaki ifadesi elde edilir.

$$u = \left| \frac{\bar{u}}{z_0/h - 1 + \ln(h/z_0)} \right| \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2.2.4)$$

2.2.4. Türbülans Viskozitesi (Eddy Viskozitesi)

Derinlik boyunca logaritmik hız dağılımı kullanılarak ve lineer kayma gerilmesi kabulü yapılarak parabolik türbülans viskozitesi elde edilmiştir.

$$\varepsilon_{f,c} = K.z (1-z/h) u_{*,c} \quad (2.2.5)$$

Van Rijn (1984), Coleman'ın (1970) deneysel sonuçlarını esas alarak parabolik-sabit türbülans viskozite dağılımını elde etmiştir. Bu ifade, derinliğin yarısına kadar parabolik, yarısından sonra sabit olan bir dağılımı kastetmektedir.

$$z/h < 0,5 \text{ için } \varepsilon_{f,c} = K.z. (1-z/h) u_{*,c} \quad (2.2.6a)$$

$$z/h \geq 0,5 \text{ için } \varepsilon_{f,c} = 0,25 K u_{*,c} \cdot h \quad (2.2.6b)$$

(2.2.6) eşitliğinin uygulanmasındaki esas sebep su yüzeyinde sonlu konsantrasyonda daha gerçekçi bir konsantrasyon profilinin oluşturulmasıdır (Van Rijn, 1984).

2.2.5. Taban Kayma Gerilmesi ve Taban Pürüzlülüğünün Etkisi

Zamansal toplam taban kayma gerilmesi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$\tau_{b,c} = \rho \cdot g \cdot h \cdot i = \rho \cdot g \cdot \frac{\bar{u}^2}{C^2} = \frac{1}{8} \rho \cdot f_c \cdot \bar{u}^2 \quad (2.2.7)$$

h = su derinliği

i = enerji çizgisi gradyanı

$\bar{u}$ = derinliğe göre ortalanan hız

C = Chezy katsayısı ($C^2 = 8g/f_c$)

f_c = Darcy-Weisbach sürtünme faktörü

k_s = Mutlak taban pürüzlülüğü

Laminer Akım

Geniş bir açık kanaldaki laminer akım için sürtünme katsayısı aşağıdaki gibidir :

$$f_c = \frac{64}{Re} \quad (2.2.8)$$

$Re = \bar{u}h/\nu = \text{Reynolds sayısı}$

Hidrolik cilalı türbülanslı akım

Geniş bir açık kanal için sürtünme katsayısı aşağıdaki gibidir:

$$\left(\frac{f_c}{8} \right)^{-0.5} = 3 + 2,5 \ln (u_{*,c} \cdot h / \nu) \quad (2.2.9)$$

$$C = 18 \log \left(\frac{12 h}{3,3 \nu / u_{*,c}} \right) \quad (2.2.10)$$

Hidrolik pürüzlü türbülanslı akım

Geniş bir açık kanal için sürtünme katsayısı aşağıdaki gibidir:

$$\left(\frac{f_c}{8} \right)^{-0,5} = 6 + 2,5 \ln (h/k_s) \quad (2.2.11)$$

(2.2.11) eşitliği aynı zamanda aşağıdaki gibi gösterilebilir :

$$f_c = 0,24 \log^{-2} (12 h/k_s) \quad (2.2.12)$$

Chezy katsayısı ise aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$C = 18 \log (12 h/k_s) \quad (2.2.13)$$

Geçiş rejimi :

Geniş açık kanal için sirtünme katsayısı aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$\left(\frac{f_c}{8} \right)^{-0,5} = 6 + 2,5 \ln \left(\frac{h}{k_s + 3,3 \nu / u_{*,c}} \right) \quad (2.2.14)$$

$$C = 18 \log \left(\frac{12 h}{k_s + 3,3 \nu / u_{*,c}} \right) \quad (2.2.15)$$

2.3. SİRF DALGA HALİ

2.3.1. Taban Yakınlarında Yörünge Hızları

Lineer dalga teorisi uygulanarak yörüngesel yer değiştirmenin ($\hat{A}_\delta$) pik değeri ve dalga sınır tabakasının kenarındaki hız ($\hat{U}_\delta$) aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\hat{A}_\delta = \frac{H}{2 \sinh(kh)} \quad (2.3.1)$$

$$\hat{U}_\delta = w \hat{A}_\delta = \frac{\pi H}{T \sinh(kh)} \quad (2.3.2)$$

$w = 2 \pi / T =$ açısal hız

$k = 2 \pi / L =$ dalga sayısı

$H =$ dalga yüksekliği

$L = (gT^2 / 2 \pi) \tanh(kh) =$ dalga boyu

$T =$ dalga periyodu

$h =$ su derinliği

Surf bölgesinin içinde ($H_s/h = 0,2 \sim 0,45$ olan rölatif dalga yüksekliğiyle) ve dışında ($H_s/h = 0,14 \sim 0,27$), taban yakınındaki bölgede yapılan prototip ölçümleri esas alınarak (2.3.2) denkleminin (Van Heteren ve Stive, 1985) anlık su seviyeleri için surf bölgesinin dı-

şında ölçülen yatay rms hız değerlerinin max değerden % 25 daha fazla ve surf bölgesi içinde % 5 daha az olduğu bulunmuştur.

Dean (1986) ise yeterince fazla rölatif dalga yüksekliği ve dalga dikliklerini dikkate alarak yapmış olduğu çalışmaların sonucunda yakın taban kinematığını, lineer dalga teorisinin oldukça iyi bir şekilde belirlediğini göstermiştir.

Sığ su şartlarındaki asimetric dalgaların çukuru ve tepesi altındaki taban yakınındaki piz hızlar için iyi bir yaklaşım Koyama ve Iwata (1986) tarafından verilen ifadelerin uygulanmasıyla aşağıdaki gibi elde edilebilmektedir.

$$\hat{U}_{\delta,c} = \frac{2 \pi \hat{\eta}_c}{T \sinh |k(h + \hat{\eta}_c)|} \quad (2.3.3)$$

$$\hat{U}_{\delta,t} = \frac{2 \pi \hat{\eta}_t}{T \sinh (kh)} \quad (2.3.4)$$

$\hat{U}_{\delta,c}$ = dalga tepesi altında taban yakınındaki yörüngesel pik değeri

$\hat{U}_{\delta,t}$ = dalga çukuru altında taban yakınındaki yörüngesel pik değeri

$\hat{\eta}_c$ = sakin su seviyesinin üstünde dalga tepesi yüksekliği

$\hat{\eta}_t$ = sakin su seviyesinin altında dalga çukuru yüksekliği

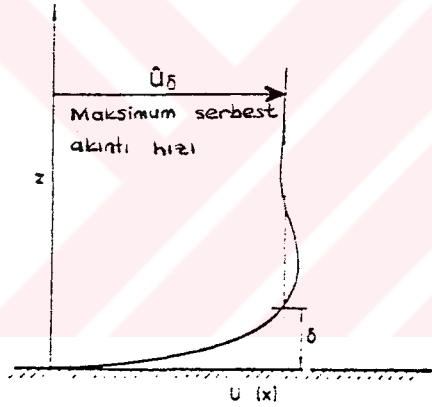
(2.3.3) ve (2.3.4) eşitliklerinde, sığ su şartlarında simetrik ve asimetric dalgalar için Dean'in akım fonksiyonu metodu kullanılarak yapılan kalibrasyon esas alınmıştır. Bu metodda su yüzeyi yükseklikleri olan $\hat{\eta}_c$ ve $\hat{\eta}_t$ nin bilinmesi gerekmektedir.

Sonuç olarak, bazı önemli neticeler genellikle taban yakınındaki hızları saptamak için uygulanan lineer dalga teorisiyle elde edilmiştir. Rölatif olarak derin sudaki simetrik (sinüzoidal) küçük genlikli dalgalar durumunda bu teori doğru sonuçlar vermektedir. Dalgalar daha sığ sulara yaklaştığında taban yakınındaki hızları saptamak için asi-

metrik dalga profilleri nedeniyle daha yüksek mertebeden dalga teorilerine gereksinim olmaktadır. Ancak lineer dalga teorisine göre hesaplanan hızlarla ölçülen hızların karşılaştırılmasının sığ suda iyi sonuçlar göstermesi de ilginçtir. Diğer bir problem de gerçek durumdaki dalga spektrumunun belirlenmesidir. Katı madde hareketinin genellikle daha yüksek dalgalar etkisinde oluşması durumunda pik dalga periyodu (T_p) ve hakim dalga yüksekliği (H_s veya $H_{1/3}$) katı madde hareketi için dalga karakteristikleri olarak dikkate alınmaktadır.

2.3.2. Dalga Sınır Tabakası

Dalga sınır tabakası, çevrintisiz salınımlı akım ile taban arasında geçiş tabakası halinde oluşan oldukça ince bir tabakadır (Şekil 2.2.1B).



Şekil 2.2.1B. Dalga sınır tabakası.

Bu tabakanın kalınlığı kısa periyotlu ($T_s = 10$ s.) dalgalarda oldukça ince kalmaktadır ($0,01 \sim 0,1$ m) çünkü bu tabaka düşey yönde gelişmeye fırsat bulamadan akım ters istikamete dönmektedir. Sınır tabakası kalınlığı δ_w , hızın serbest akıntı hızının ($\hat{U}_\delta$) pik değerine eşit olduğu seviyeyle cidar arasındaki minimum mesafe olarak tanımlanmaktadır.

Laminer akım durumunda aşağıdaki değerler verilmiştir :

$$\text{Jonsson 1980 : } \delta_w = \frac{2\pi}{\beta} \quad (2.3.5)$$

$$\text{Manohar 1955 : } \delta_w = \frac{4,6}{\beta} \quad (2.3.6)$$

$\beta = (\pi / \nu T)^{0,5}$ = Stokes uzunluk parametresi
 ν = kinematik viskozite katsayısı
 T = salınım periyodu

Türbülanslı akım durumunda Jonsson ve Carlsson (1976) aşağıdaki formülü önermişlerdir :

$$10 < \frac{\hat{A}_\delta}{k_s} < 500 \text{ için } \left(\frac{30 \delta_w}{k_s} \right) \log \left(\frac{30 \delta_w}{k_s} \right) = 1,2 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{k_s} \right) \quad (2.3.7)$$

(2.3.7) eşitliği aynı zamanda aşağıdaki gibi gösterilebilir.

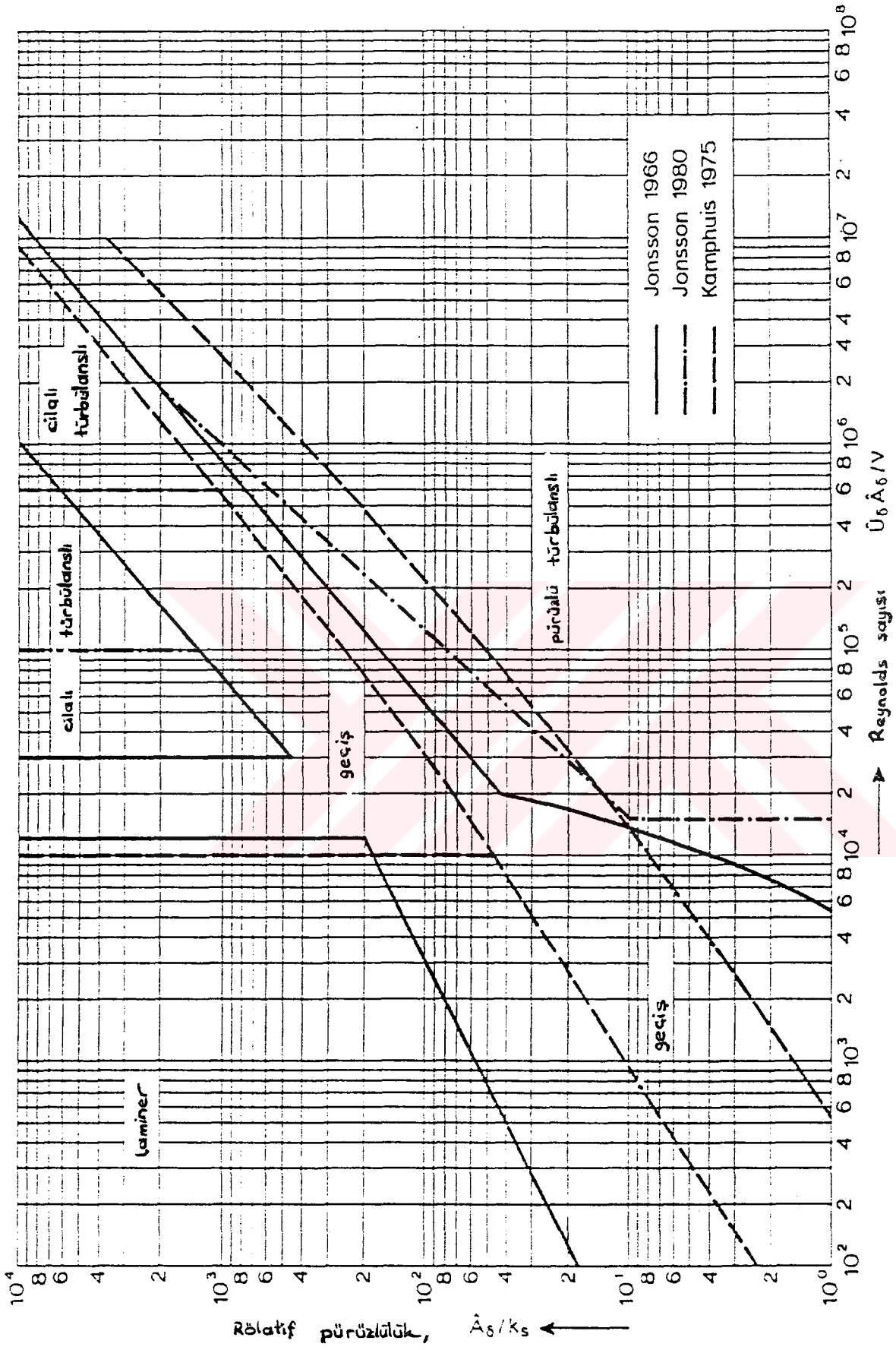
$$\frac{\delta_w}{\hat{A}_\delta} = 0,072 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{k_s} \right)^{-0,25} \quad (2.3.8)$$

(2.3.7) eşitliği teorik ve deneysel araştırmaları esas almıştır. Yapay üçgen şeklindeki pürüzlülük elemanları dalga kanalı deneylerinde kullanılmıştır. Pürüzlülük elemanlarının k_s değeri kararlı üniform bir akımda su yüzü eğimlerinden elde edilmiştir ve bu k_s değeri pürüzlülük elemanlarının max yüksekliğinin 2,5 - 4 katı değerindedir.

Fredsøe'nin (1984) teorik sonuçları aşağıdaki gibi kaba bir yaklaşım vermiştir.

$$\frac{\delta_w}{\hat{A}_\delta} = 0,15 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{k_s} \right)^{-0,25} \quad (2.3.9)$$

Dalga sınır tabakası oldukça küçük olmasına rağmen meydana gelen kayma gerilmeleri ve türbülans şiddetleri oldukça büyük ve katı madde hareketi için önemli olmaktadır.



Şekil 2.2.2. Salınımlı akım için hidrolik rejimler.

2.3.3. Dalgalı Ortamda Hidrolik Rejim

İlk olarak Jonsson (1966), Reynolds sayısı ve rölatif pürüzlülüğü dikkate alarak salınımlı akım için hidrolik rejim grafiksel olarak izah etmeye çalışmıştır.

$$\text{Hidrolik rejim} = \bar{\tau} \left(\frac{\hat{U}_\delta \hat{A}_\delta}{\nu}, \frac{\hat{A}_\delta}{k_s} \right) \quad (2.3.10)$$

Şekil (2.2.2) ise Jonsson'un (1966, 1980) vermiş olduğu grafiği göstermektedir. Aynı zamanda Kamphuis'in (1975) sonuçları da bu şekilde gösterilmiştir.

Dalga sınır tabakasında türbülansın başlangıcı birçok araştırmacılar tarafından incelenmiştir. Sleath'ın (1988) sonuçları hemen hemen en doğru olanlarıdır. Sleath kum ve çakıla sahip düzlem taban boyunca salınımlı akımda türbülans başlangıcını araştırmıştır. Hem düşey hem de yatay hız salınımları Laser Doppler velocity meter kullanılarak ölçülmüştür.

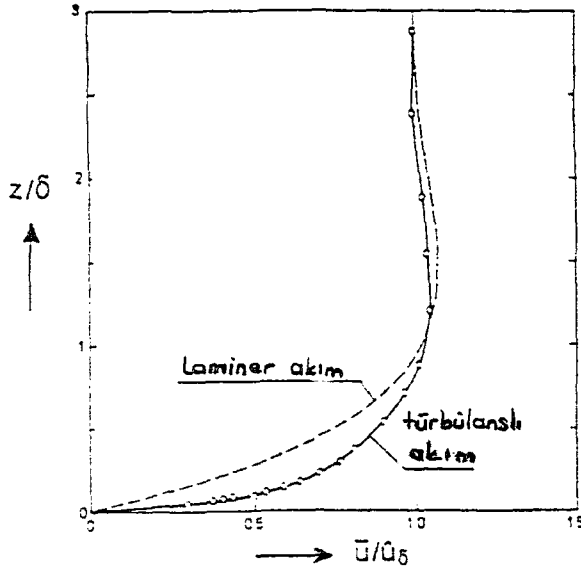
Pratik amaçlar için aşağıdaki ifade düzlem taban durumunda tamamen gelişmiş olan türbülanslı akıma geçişi belirtmekte uygulanabilmektedir.

$$\frac{(\hat{U}_{\delta,cr})^2}{w \nu} = 5770 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{d_{50}} \right)^{0,45} \quad (2,3.11)$$

2.3.4. Dalga Sınır Tabakasında Hız Dağılımı

DeneySEL Sonuçlar

Katı madde hareketinin başlangıcını anlamak için düzlem taban ve kum dalgacıklarına sahip tabanlar üzerindeki akım hızları hakkında detaylı bir bilgiye ihtiyaç duyulmaktadır. Şekil 2.2.1C'de Laminer ve türbülans durumu için max. akımdaki hız dağılımı örnekleri gösterilmiştir. Esas fark türbülanslı akımdaki daha üniform bir profile neden olan düşey karışımın etkisidir. Türbülanslı akım katı madde hareketi için üstünde durulması gereken en ilginç haldir. Çünkü akım düzlem taban (sheet) rejimi ve kum dalgacıklarına sahip hareketli taban rejimi durumunda türbülanslı olmaktadır.



Şekil 2.2.1C. Dalga sınır tabakasında hızlar.

Kum dalgacıklarıyla kaplı tabana sahip bir dalga kanalında yapılmış bazı deneysel çalışmalar mevcuttur. Bu çalışmalardan en ilginç DuToit ve Sleath (1981) ve DuToit (1982) tarafından yapılanıdır. Bu araştırmacılar kum dalgacığının tepesi ve çukuru üstünde anlık yatay hızları ölçmek için LDV kullanmışlardır (türbülanslı akım).

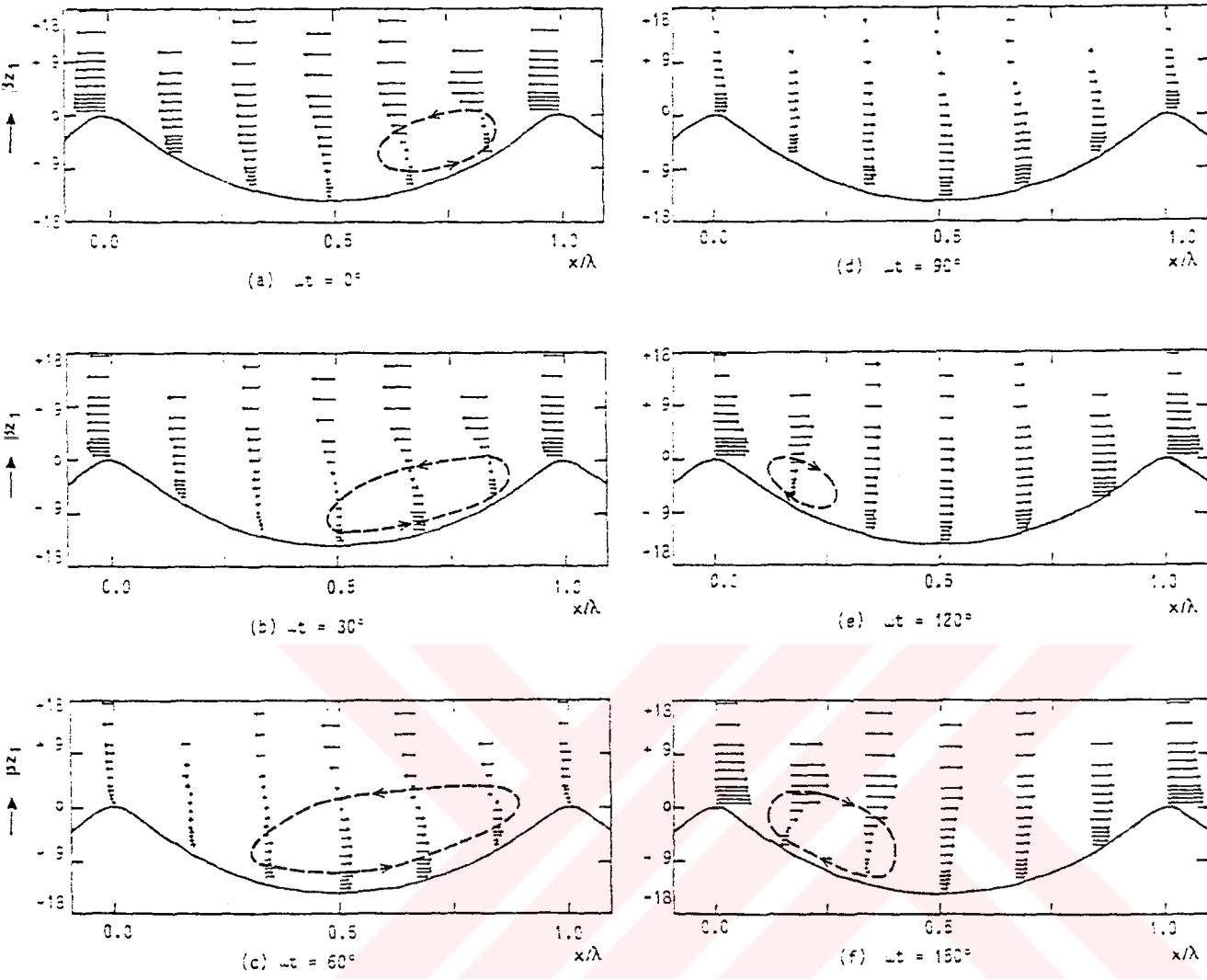
Şekil 2.2.3A yarım peryotluk zamanda kum dalgacığ üstünde yatay hız bileşenlerini göstermektedir. Bu çalışmada elde edilen en önemli sonuçlar aşağıda verilmiştir.

a) Serbest akım maksimum hızla sağdan sola doğru hareket ettiğinde, kum dalgacığının tepesine doğru hareket eder, hemen hemen yarısında tam bir vorteks oluşumu meydana gelir.

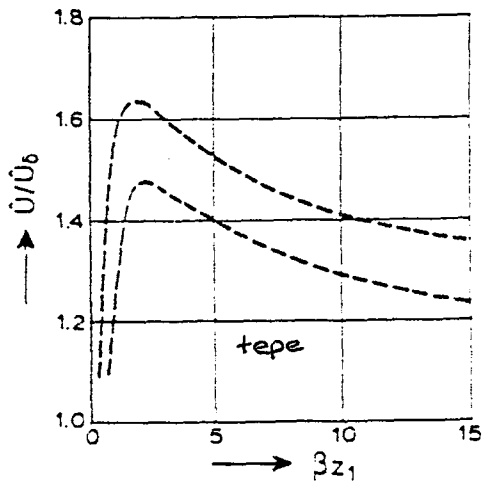
b) Serbest akım hızının azalmasıyla vorteksin boyutu artar.

c) Vorteks hemen hemen bütün çukuru kaplar.

d) Serbest akım ters istikamette hareket ettiğinde vorteks kum dalgacığının tepesine doğru hareket eder ve böylece akım alanında bir kabarmaya da neden olur (çukurdan hareket ederek tepede kırılmaya neden olur).



Şekil 2.2.3A. Kum dalgacığıyla kaplı bir tabanda yatay hız bileşeninin zamanla değişimi.



$\hat{U}_0$ = sınır tabakasının dışında pik hız
 $\hat{U}$ = sınır tabakası içinde z_1 yüksekliğinde pik hız
 z_1 = tepe üstünden yükseklik
 λ = kum dalgacığı yüksekliği,
 $\beta = (w/2v)^{0.5}$

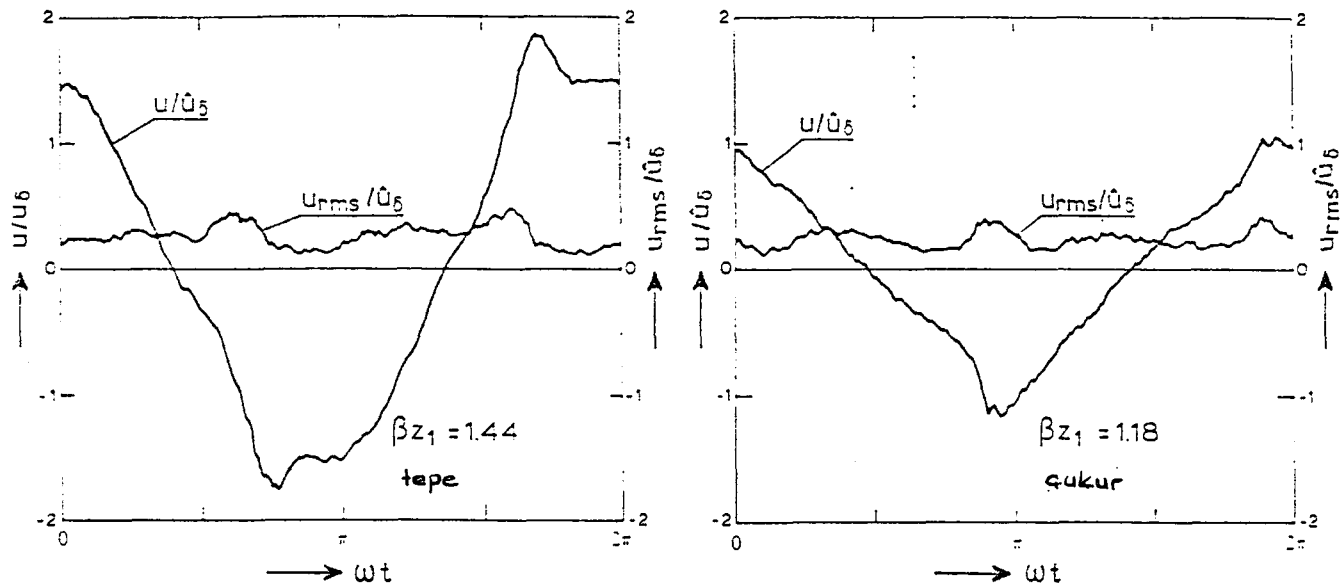
Şekil 2.2.3B. Çeşitli hidrolik ve kum dalgacığı şartları için βz_1 yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak pik hızın varyasyonu.

e) Akım kum dalgacığının tepesinde ayrılmaya başlar ve böylece yeni bir vorteks oluşur.

f) Ayrılan akımla birlikte meydana gelen jet kum dalgacığı çukuru-
nun ilk yarısını aşar ve daha sonra bu çukura doğru meyleder.

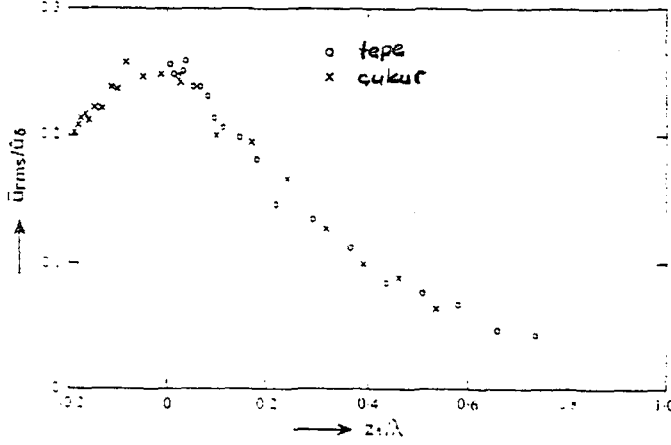
Şekil 2.2.3B çeşitli deney şartlarında ve farklı boyutlardaki kum dalgacıkları için tepe üstündeki yüksekliğin bir fonksiyonu olarak pik hızın değişimini göstermektedir. Ölçümler U tüneline gerçekleştirilmiştir. Bu kum dalgacıkları $\hat{A}_\delta/\lambda = 0,7$ ve $\Delta/\lambda = 0,17$ oranlarına sahip doğal kum dalgacığı formuna uygun olarak dizayn edilmiştir. Görüldüğü gibi tepe üstündeki pik hız, sınır tabakası dışındaki pik hızın 1,5 - 1,6 katı kadardır.

Şekil 2.2.4A kum dalgacığının tepesi ve çukuru üstündeki rms değerlerini ve hızları göstermektedir. Hızlardaki küçük pikler dalga çukurunda 170° ve dalga tepesinde 130° lik fazlarla gösterilmiştir. Bu pikler akım ters istikamete döndüğünde kum dalgacığı tepesinin artiz bölgesindeki vorteksin tepe boyunca geri taşınmasıyla hızdaki dalgalanmayla orantılı olarak değişir. Rms değerleri $0,1 - 0,3 \hat{U}_\delta$ arasındaki peryotlarda hemen hemen sabittir. Buna dayanarak türbülans enerjisinin, yerel şartlardan ziyade daha çok kum dalgacığı geometrisinin tamamında etkin olduğu görülmektedir.



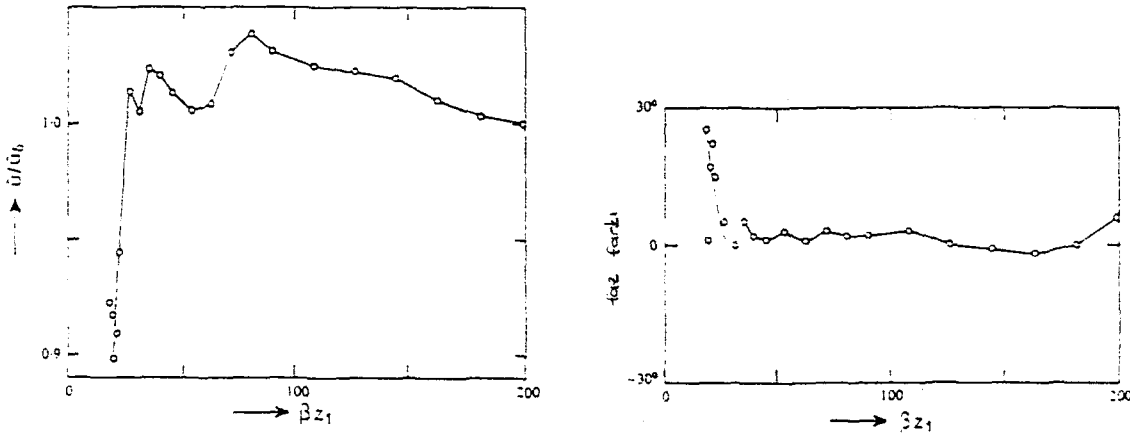
Şekil 2.2.4A. Kum dalgacığı tepesi ve çukuru üstündeki dalga periyodu boyunca rms değerleri ve hızlar ($\hat{A}_\delta/\lambda=0,71$, $\Delta/\lambda= 0,17$, $\beta\lambda/2\pi= 20$).

Şekil 2.2.4B'de tabandan olan yüksekliğin fonksiyonu olarak dalga periyodu boyunca ortalama rms değerlerinin kum dalgacığının tepesinde maksimum değerde olduğu görülmektedir.



Şekil 2.2.4B. Yüksekliğin fonksiyonu olarak bir dalga periyodu boyunca ortalama rms değerlerinin varyasyonu.
($\hat{A}_g/\lambda = 0,74$, $\Delta/\lambda = 0,2$, $\beta\lambda/2\pi = 20$).

Şekil 2.2.4C katı madde hareketinin çok şiddetli olması durumuna ait bazı sonuçları göstermektedir (600 μm boyutunda perspeks malzeme kullanılmıştır). Akımın geriye dönüş anına çok yakın durumlar hariç taban, düzlem taban formundadır. Vortekslerin teşekkül ettiği bu anda,



Şekil 2.2.4C. Quqsi-düzlem taban için katı madde hareketi şiddetiyi-
le pik hız ve faz farkı.

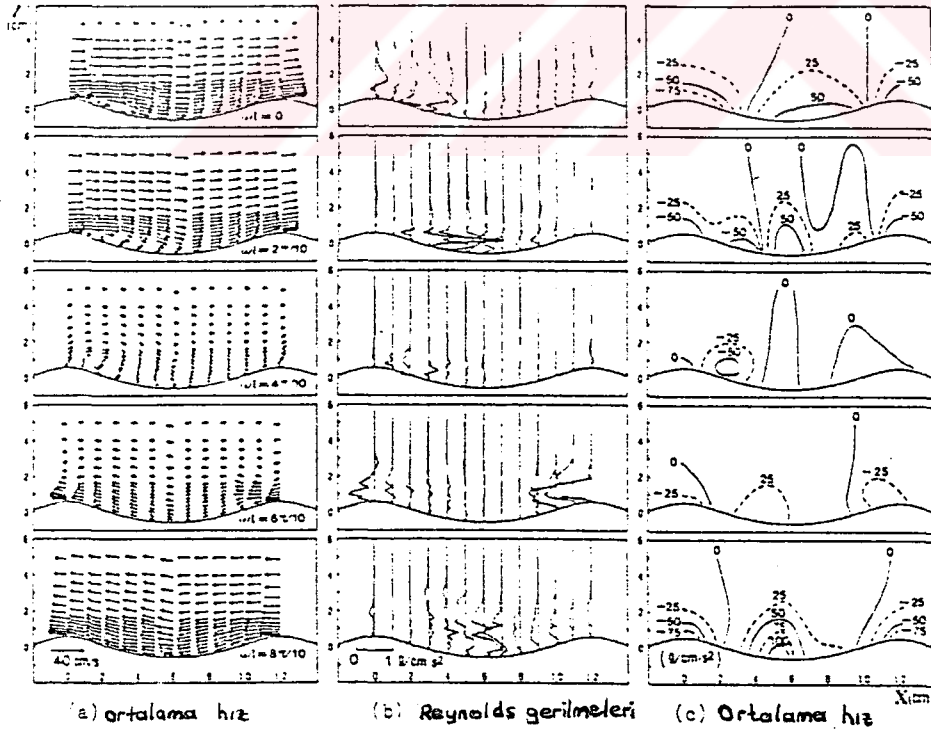
tabandan kalkan bir askı bulutu meydana gelmektedir. Gözlemlerden hareket eden katı maddenin büyük bir kısmında tabaka kalınlığının 20 mm civarında olduğu ve bu hareketli tabakanın hemen üstünde akımın laminar karakterde olduğu belirlenmiştir. Şekil 2.2.4C'de görüldüğü gibi hız dağılımı laminar akımdaki cilalı taban durumundan oldukça farklıdır. $\beta z = 2,3$ için hız maksimumdur ve $\hat{U}_\delta$ dan % 7 daha büyüktür. Perspeks taneli tabaka üstündeki ölçümler $\beta z = 60'$ da % 4 ten daha büyük değildir. Faz farkı yaklaşık olarak 20° dir. Buna karşın laminar akımda cilalı taban için faz farkı % 1'den büyük değildir. Bu farklılıklar hareketli perspeks taneler ve her yarım peryot sonunda şekillenen vorteksler nedeniyle meydana gelen küçük genlikli kum dalgacıklarından dolayı ortaya çıkmaktadır.

DuToit ve Sleath (1981); Kajiura (1968), Bakker (1974) ve Sleath (1974)'ın modellerindeki ölçülmüş ve hesaplanmış olan hızları karşılaştırmışlardır. Sabit viskoziteli 2DV-vortisite eşitliğinin nümerik çözümünü yapan Sleath en uygun sonuçları elde etmiştir. Kajiura'nın modeli ise daha zayıf bir sonuç vermektedir. Bununla birlikte ölçümler kum dalgacıkları ile kaplı tabana aitken, Kajiura ve Bakker'in modelleri yalnızca düzlem taban akımları için geçerlidir.

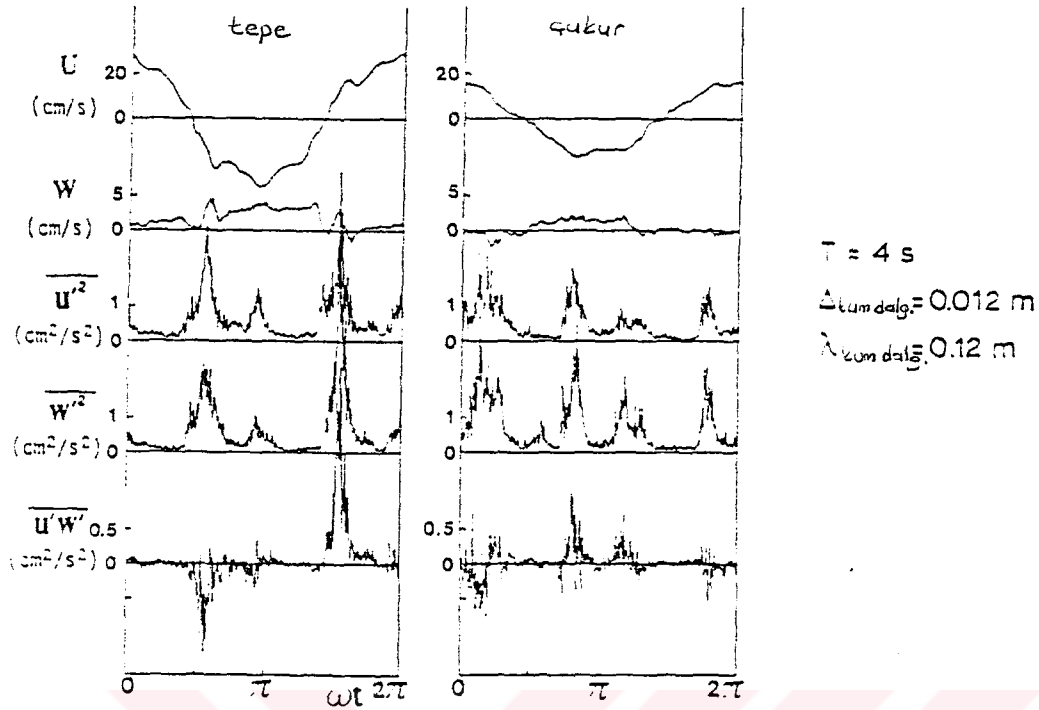
Kum dalgacıklarıyla kaplı taban boyunca salınımlı akımla ilgili diğer bir deneysel çalışma da Sato ve ark. (1984) tarafından yapılmıştır. Deneyler dalga kanalında gerçekleştirilmiştir. Simetrik ve asimetrik kum dalgacıkları üstündeki hızlar hem sinüzoidal hem asimetrik salınımlı akım şartları altında sıcak uç ananometresi ile ölçülmüştür. Bu ölçümlerde kum dalgacıkları oluşturulduktan sonra üzerine çimento serpmek suretiyle sertleştirilerek yapay kum dalgacıkları meydana getirilmiştir.

Şekil 2.2.5A'da dalganın yarım peryodu boyunca ortalama basınç, Reynolds gerilmeleri ve hızların akım yolu boyunca olan dağılımları gösterilmiştir. Akımın kum dalgacı çukuru üstünde yavaşladığı, tepesi üstünde yerel olarak hızlandığı görülmektedir. Reynolds gerilmesi artiz bölgesinde büyüktür. Vorteks akımın içine doğru hareketlenir, yüksek türbülanslı bölgeye taşınır ve burada yayılır. Şekil 2.2.5B kum dalgacı tepesinin ve çukurunun 0,3 m üstündeki bir noktada türbülans

çalkantı değerlerinin $|\overline{(\bar{U}')^2}|$, $|\overline{(\bar{W}')^2}|$ ve $|\overline{(u'w')}|$, ortalama yatay ($\bar{U}$) ve düşey ($\bar{W}$) hız bileşenlerinin zamanla değişimini göstermektedir. ($T=4s$). Çizilen değerler 30 dalga periyodunun ortalaması alınarak belirlenmiştir. Vortisite yumakları ortalama akım hızı maksimuma ulaştığında kum dalgacığının artiz bölgesinde şekillenmeye başlarlar. Bu vortisiteler akımın ters istikamete dönmesinden sonra akım alanının içine doğru çıkana kadar gelişmeye devam ederler. Akım alanının içlerine doğru yayılan vorteksler bir sonraki yarım periyod sırasında kum dalgacığı boyunca taşınırlar. $(\bar{u}')^2$ ve $(\bar{w}')^2$ değerleri komşu kum dalgacıkları ve en yakın artiz bölgesinde oluşturulan her iki vorteksin oluşmasına karşılık gelen her yarım periyotta iki pike sahiptirler. Tepe üstündeki $u'w'$ değerleri ilk vortekse göre daha büyük bir pik değere sahiptir ancak bu değerler ikinci vorteksin geçi sırasında bu büyüklükte bir pike sahip olmamaktadır. Akımın içlerine doğru vorteksin hareketlenmesiyle türbülanslı akım daha düzenli bir yapıya sahip olur ve vorteksler daha da yukarı doğru hareketlendiğinde türbülanslı yapı sönümlenmeye başlar.



Şekil 2.2.5A. Ortalama basınç, Reynolds gerilmeleri ve hızların akım yolu boyunca olan dağılımları.



Şekil 2.2.5B. Türbülans karakteristiklerinin ve ortalama hızların zamanla değişimi.

Sonuç olarak, Kaneko ve Honji (1979) ve Honji (1980) nin bazı akımlar için gerçekleştirdikleri deneylerde saptamış oldukları, akımın yapısıyla ilgili gözlemler özetlenmiştir. $\hat{A}/\lambda \ll 1$ (duran vortisiteler) durumunda kararlı laminar vorteksler kum dalgacıkları üstünde oluşmaya başlarlar. $\hat{A}_\delta/\lambda \approx 1$ durumunda oldukça büyük vortisiteler cirdardan ayrılmaya başlarlar. Benzeri sonuçlar su altı kamerası kullanılarak prototip şartlarında Soulsby ve ark. (1983) tarafından da elde edilmiştir.

Teorik Modeller

Konvektif ivmeler ve düşey akım hızları ihmal edilerek yatay taban için hareket denklemi aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} = 0 \quad (2.3.12)$$

$U = z$ yüksekliğindeki anlık akışkan hızı

$P = z$ yüksekliğindeki anlık akışkan basıncı

$\tau = z$ yüksekliğindeki anlık akışkan kayma gerilmesi

Çeşitli araştırmacılar, U hızını saptamak için (2.3.12) eşitliğini kullanmışlardır. Buradaki problem, bazı temel kavramları da kullanarak hız gradyanı ile kayma gerilmesi arasındaki ilişkiyi belirlemektir

$(\tau \cong \frac{dU}{dz})$. $z = \delta$ w sınır şartı için $U = U_\delta$ dır. Sınır tabakası içindeki basıncın, akımın çevrimsiz olduğu sınır tabakasının hemen dış kenarındaki basınca eşit olduğu kabul edilir, $-\partial P / \partial x = \rho \partial U_\delta / \partial t$.

Bir matematiksel modelle türbülanslı sınır tabakasını tanımlayan ilk çalışmalardan biri Kajiura'nın (1968) ortaya koyduğu çalışmadır. Kajiura üç tabakalı bir modelde eddy viskozitesi (ϵ) kavramını kullanmıştır. Cidara yakın tabakada eddy viskozitesi sabit olarak alınmıştır. Bunun üstündeki tabakada eddy viskozitesinin tabandan belirli bir mesafede lineer olarak değiştiği kabul edilir ve tabandan belirli mesafede (en dıştaki tabaka) sabit kaldığı kabul edilmiştir. Kajiura hareket denklemini kullanarak bir analitik-nümerik çözüm elde etmiştir. Brevik (1981) ϵ 'nin sabit kaldığı cidara yakın alt tabakayı dikkate almayarak Kajiura'nın analizini basitleştirmeye çalışmıştır.

Kajiura ve Brevik yapmış oldukları çalışmayı, Jonsson'un (1966) vermiş olduğu deneysel sonuçlarla test etmişlerdir (Jonsson ve Carlsen 1976'ya bakınız). Ve bu testlerin sonucunda analizlerinin oldukça iyi sonuçlar verdiğini görmüşlerdir. Bununla birlikte Kajiura ve Brevik'in teorisinde eksik olan üç şey vardır :

1) Kajiura ve Brevik cidardan bir mesafede zamanın fonksiyonu olan eddy viskozitesini göze almamışlardır.

2) Dalga sınır tabakası kalınlığının aynı zamanda zamana bağlı olduğunu dikkate almamışlardır.

3) Taban kayma gerilmesindeki değişimin sinüzoidal olduğunu kabul etmişlerdir.

Jonsson ve Carlsen (1976), pürüzlü cidar durumunda dalga sürtünme katsayısını saptamak için logaritmik hız profili kabulünü yapmış ve

sınır tabaka kalınlığı boyunca integre edilmiş momentum eşitliğini kullanmışlardır. Ancak bu çalışmacıların vermiş olduğu modelde kayma gerilmesinin zamanla değişimi tanımlanmamış ve böylece en dış tabakada maksimum kayma gerilmesiyle maksimum hız arasında oluşacak faz farkı gözlenememiştir.

Fredsøe (1984), Jonsson ve Carlsen'in izlemiş olduğu yöntemi daha da geliştirmiştir ve bunun için her yarım peryottan sonra akımın durduğunu varsayarak logaritmik hız dağılımı ve derinlik boyunca integre edilmiş momentum eşitliğini kullanmıştır. Fredsøe (1984) dalga peryodu boyunca kayma gerilmesi ve sınır tabakası kalınlığının değişimini detaylı bir şekilde hesaplamak için ise momentum eşitliğini kullanmıştır.

Dalga sınır tabakası için verilmiş olan matematik modeller hakkındaki en son gelişmelerde, akım alanını daha detaylı tanımlayabilmek için daha önceden tariflenmiş olan modellerin uygulaması yapılmıştır. Bunlardan başlıcaları şunlardır. Bakker (1974) dalga sınır tabakasını tanımlamak için karışım uzunluğu modelini ve dalgalı ortamdaki askı malzemesi konsantrasyonu dağılımını kullanmıştır. Hagatun ve Eidsvik (1986) tarafından da 2 eşitlikli bir model geliştirilmiştir.

2.3.5. Taban Kayma Gerilmesi ve Taban Pürüzlülüğünün Etkisi

Giriş

Dalgalar yayılma sırasında tabanda sürtünme kuvvetleri oluştururlar. Katı madde hareketinin başlaması ve dalgaların sönümlenmesi için önemli olan taban kayma gerilmesi sürtünme katsayısı ile bağıntılıdır.

$$\tau_{b,w} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot f_w \cdot U_\delta^2 \quad (2.3.13)$$

$\tau_{b,w}$ = anlık taban kayma gerilmesi

f_w = sürtünme katsayısı

U_δ = sınır tabakasının hemen dışında anlık akışkan hızı

ρ = akışkanın özgül kütlesi.

Sürtünme katsayısı f_w , dalga periyodu boyunca sabit kabul edilir ve pik değerlerden belirlenir: $f_w = 2 \tau_{b,w} / (\rho \hat{U}_\delta^2)$.

Bir dalga periyodu boyunca zamansal ortalama taban kayma gerilmesi aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$\tau_{b,w} = \frac{1}{4} \rho \cdot f_w \cdot \hat{U}_\delta^2 \quad (2.3.14)$$

Laminer akım

Laminer akımda sürtünme katsayısı, $\tau = \rho \nu dU/dz$ uygulanarak analitik olarak (2.3.12) eşitliğinden elde edilebilir ve aşağıdaki ifade oluşur :

$$f_w = 2 \left(\frac{\hat{U}_\delta \hat{A}_\delta}{\nu} \right)^{-0,5}$$

Cilalı türbülanslı akım

Jonsson (1966, 1980) hidrolik cilalı rejimde kendi modelinden aşağıdaki gibi elde etmiştir.

$$0,25 f_w^{-0,5} + 2 \log (0,25 f_w^{-0,5}) = -1,55 + \log (\hat{U}_\delta \hat{A}_\delta / \nu) \quad (2.3.16)$$

Eşitlik (2.3.16) ya aşağıdaki şekilde yaklaşıldığında

$$f_w = 0,09 \left(\frac{\hat{U}_\delta \hat{A}_\delta}{\nu} \right)^{-0,2} \quad (2.3.17)$$

elde edilmiştir.

Kajiura (1968) kendi modelinden aşağıdaki ifadeyi elde etmiştir:

$$\frac{f_w^{-0,5}}{8,1} + \log (f_w^{-0,5}) = -0,135 + \log (\hat{U}_\delta \hat{A}_\delta / \nu)^{0,5} \quad (2.3.18)$$

(2.3.18) eşitliği $\hat{U}_\delta \hat{A}_\delta / \lambda > 10^6$ için geçerlidir.

Pürüzlü türbülanslı akım

Pürüzlü türbülanslı rejimde Jonsson (1966)'da aşağıdaki ifadeyi önermiştir.

$$0,25 fw^{-0,5} + \log | 0,25 fw^{-0,5} | = - 0,08 + \log (\hat{A}_\delta/k_s) \quad (2.3.19)$$

$\hat{A}_\delta/k_s \leq 1,57$ için $fw, \max = 0,3$ olur.

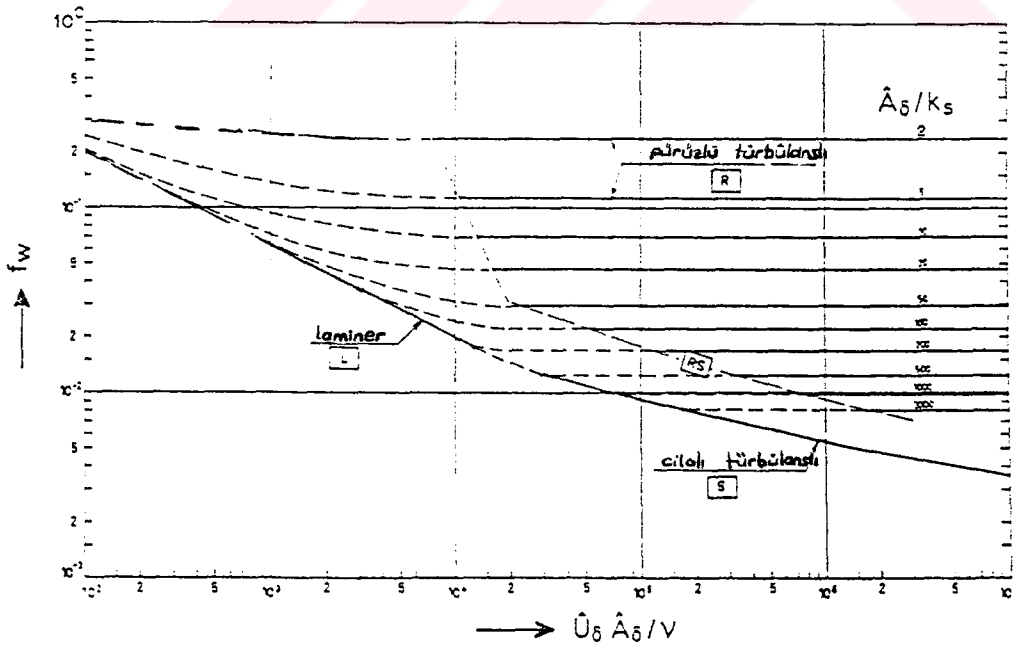
(2.3.19) eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$fw = \exp \left| - 6 + 5,2 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{k_s} \right)^{-0,19} \right| \quad (2.3.20)$$

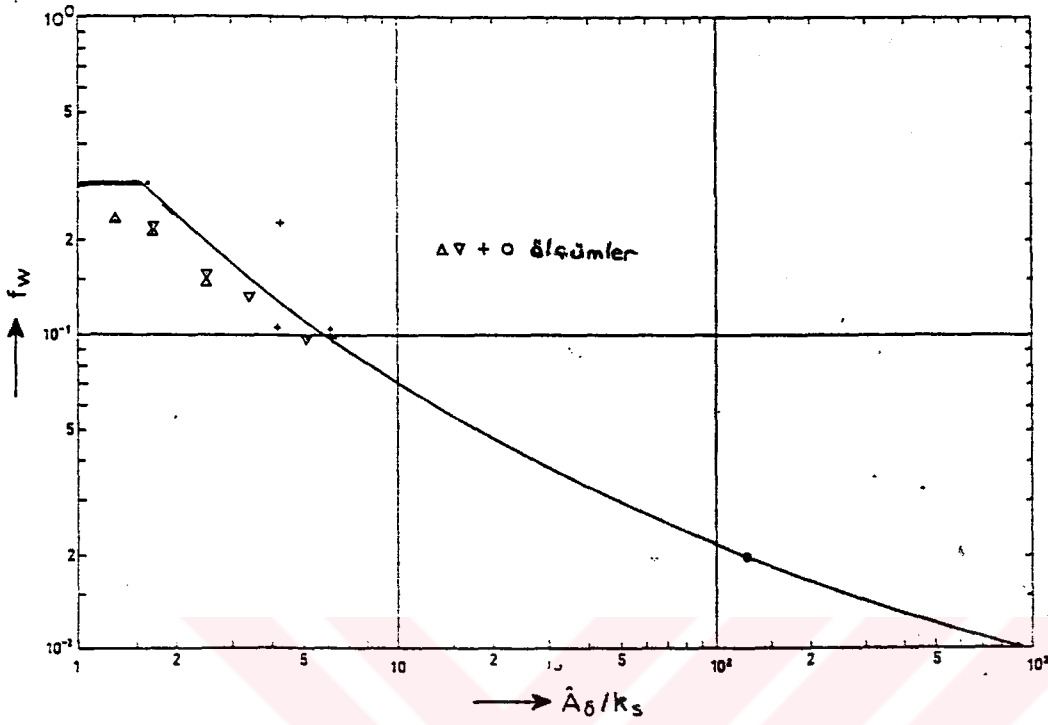
$\hat{A}_\delta/k_s \leq 1,57$ için $fw, \max = 0,3$

(2.3.15), (2.3.16) ve (2.3.19) eşitlikleri Şekil 2.2.6A'da gösterilmektedir. (2.3.20) eşitliği de Şekil 2.2.6B'de gösterilmiştir.

Geçiş rejiminde sürtünme katsayısı hakkında oldukça az bilgi vardır.



Şekil 2.2.6A. Hidrolik pürüzsüz ve pürüzlü şartlar için dalga sürtünme katsayısı.



Şekil 2.2.6B. Hidrolik pürüzlü şartlar için dalga sönümleme katsayısı.

2.3.6. Dalgaların Kırılması Durumu

Limit dalga dikliği :

Dalga dikliği kritik değeri aştığı zaman dalgalar kırılırlar.

Miche (1944) tarafından yatay taban için aşağıdaki kriter verilmiştir.

$$(H/L)_{br} = 0,142 \tanh(kh) \quad (2.3.21)$$

Derin su için maksimum değer 0,14 dür.

Miche (1951), aynı zamanda tam yansıma kabulü yaparak eğimli taban üzerinde limit dalga dikliği (derin su) için aşağıdaki gibi bir ifade vermiştir (β = taban eğim açısı).

$$(H_o/L_o)_{br} = \left(\frac{2\beta}{\pi} \right)^{0,5} \frac{\sin^2 \beta}{\pi} \quad (2.3.22)$$

Yatay bir tabanda limit dalga yüksekliği

Limit dalga yüksekliği, kırılmadan hemen önceki maksimum dalga yüksekliği olarak kabul edilir. Miche (1944), akım hızı dalga yayılma hızına eşit olduğu zaman kırılma oluştuğunu kabul eden Stokes dalga çözümünden yatay taban üzerinde limit dalga yüksekliğini hesaplamış ve sığ su için aşağıdaki denklemi vermiştir ($kh \ll 1$).

$$\gamma = \frac{H_{br}}{h} = 0,88 \quad (2.3.23)$$

Stokes dalgalarının simetrik olmasından dolayı (2.3.23) eşitliği spilling tipi kırılan dalgayı göstermektedir.

Solitary sığ su dalgası için teorik olarak limit değer aşağıdaki gibidir.

$$\gamma = \frac{H_{br}}{h} = 0,78 \quad (2.3.24)$$

Yatay taban boyunca düzenli ve düzensiz dalgalı ortamda yapılan kanal deneylerinin analizine dayanarak aşağıdaki ifade bulunmuştur (Nelson, 1983).

$$\gamma = \frac{H_{br}}{h} \leq 0,55 \quad (2.3.25)$$

Eğimli tabanda limit dalga yüksekliği

Nelson (1983), düzenli dalgalar için taban eğiminin 1/100 değerinden itibaren dalga mekaniğinin etkilendiğini ve H_{br}/h değerinin hızla arttığını belirlemiştir.

Düzgün eğimli taban üzerindeki dalga hareketi esas alınarak taban eğimi ($\tan \beta$), kırılmadan hemen önceki dalga yüksekliği (H), dalga periyodu (T), yerçekimi ivmesi (g) ve verilen iki boyutsuz parametreden ($\tan \beta$ ve H/gT^2) saptanır. Diğer parametre genellikle H_0/L_0 olarak ifade edilir ($L_0 = gT^2/2\pi$).

Taban eğimi oldukça büyük olduğunda (düşey bir duvarda meydana gelen tam yansıma durumu) dalgalar kırılmadan yansır. Taban eğimi β 'nın azalmasıyla β 'nın belli bir kritik değeri için dalgaların stabilitesi bozulur ve kırılırlar.

En çok kullanılan kırılma kriteri aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$\xi = \frac{\tan \beta}{(H/L_0)^{0,5}} < 2,3 \quad (2.3.26)$$

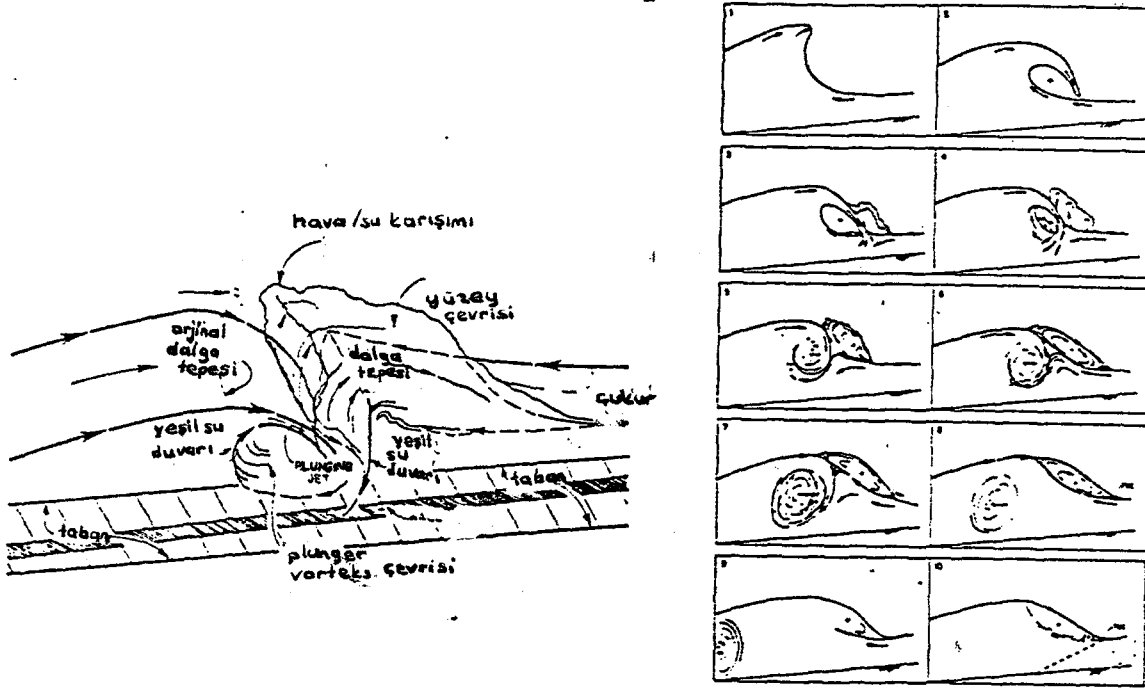
Genel olarak kırılan dalgalar üç şekilde açıklanabilir:

- Surging tipi kırılma, büyük taban eğiminde oluşur. Kırılma miktarı küçüktür ve kıyı çizgisi yakınlarında oluşur. Ancak yansıma büyüktür ($2 < \xi < 2,3$).

- Plunging tipi kırılma, dalga dikliği daha büyük veya taban eğimi daha küçük olduğunda oluşur. İlerleyen dalganın önündeki dalga çukuru doğru kıvrılan bir jet oluşur. Kırılmayı takip eden bölgede bore tipi dalgalar meydana gelir ($0,4 < \xi < 2$) (Şekil 2.3.1A).

- Spilling tipi kırılma, rölatif olarak dik dalgalarda ve/veya rölatif olarak düzlem tabanda oluşur. Su derinliğindeki azalmayla dalga tepesi sivrilir ve dalga tepesinde su yüzeyi köpürür. Dalga çukurunda köpürme görülmezken açığa doğru dalganın ön yüzeyinde köpürme olduğu ve dalga tepesinin hala simetrik olduğu bu tipte kırılma genellikle daha açıkta olur ($\xi < 0,4$).

Plunging tipi kırılmalar güçlü bir karışım özelliğine sahiptir (Şekil 2.3.1A). Kırılma esnasında dalganın ön cephesine doğru kıvrılarak çarpan jet bir seri çevrinin oluşmasına neden olur. Bunlar dalganın ilerlemesiyle hızla sönmürlenirler (Şekil 2.3.1A). Herbir çevri güçlü bir karışım işlemiyle tabana kadar öne ve arkaya doğru hareket ederler. Çevrilerin ileri doğru olan hızları, dalga hızından daha küçüktür ve bu nedenle çevriler dalganın arka tarafına doğru hareketlenirler ve bu bölgede akımın içinde hapsedilmiş hava kabarcıkları su yüzeyine doğru çıkar. En sonunda bu işlem kıyıya kadar taşınan bore dalgalarına dönüşür. Dalgalar taban topoğrafyasına göre kendini yeniden toparlayabilir ve kırılma işlemi tekrar başlar fakat kıyıya daha yakın meydana gelir.



Şekil 2.3.1A. Plunging tipi kırılan dalgalar.

Spilling tipi kırılmalarda daha az etkin bir karışım işlemi meydana gelir. Bunlar rölatif olarak daha küçük ölçekli çvrilerdir. Su yüzeyine daha yakın oluşurlar ve tabana doğru fazla yayılmazlar.

Prototip şartlarında düzenli kırılan dalgaların dalga yüksekliği Kana (1979) tarafından aşağıdaki gibi verilmiştir :

Spilling tipi kırılmalar	: $\gamma = 0,55 - 0,65$
Geçiş bölgesi kırılmaları	: $\gamma = 0,65 - 0,75$
Plunging tipi kırılmalar	: $\gamma = 0,75 - 0,90$

Her biri için γ değerleri yerel taban eğimine bağlı olarak bulunmuştur. Daha büyük taban eğimi daha büyük kırılma yüksekliği vermektedir. Kanallarda aşağıdaki değerler gözlenmiştir :

Spilling tipi kırılmalar	: 1/20 eğim için $\gamma = 0,65$
	1/40 eğim için $\gamma = 0,60$
	1/60 eğim için $\gamma = 0,55$

Plunging tipi kırılmalar : 1/20 eğim için $\gamma = 0,90$

1/40 eğim için $\gamma = 0,80$

1/60 eğim için $\gamma = 0,70$

Battjes (1974), ξ parametresiyle γ parametresinin ilişkisini göstermiştir. Prototip ve kanal analizlerini esas alarak aşağıdaki değerleri vermiştir :

$\xi \leq 0,2$ için $\gamma = 0,8$

$\xi = 0,4$ için $\gamma = 0,9$

$\xi = 0,6$ için $\gamma = 1,0$

$1 \leq \xi \leq 2$ için $\gamma = 1,1$

Weggel (1972), laboratuvar deneylerini esas alarak düzenli dalgalar ve düzgün eğimli tabanlarda aşağıdaki ifadeyi elde etmiştir.

$$\gamma = \frac{1,56}{|1 + e^{-19,5 \tan \beta}|} - \frac{43,8}{2\pi} |1 - e^{-19 \tan \beta}| \frac{H_{br}}{L_0} \quad (2.3.27)$$

$L_0 = gT^2/2\pi =$ derin su dalga boyu

(2.3.27) eşitliği $\tan \beta = 0$ için $\gamma = 0,78$ değerini vermektedir.

Sabit eğimli bir kıyı üzerinde ilerleyen düzenli dalgalar, hemen hemen sabit bir kırılma çizgisi (sabit bölgede) üzerinde kırılırlar.

Düzensiz dalga durumunda düzensiz dalgalar için kırılma noktası tam olarak tanımlanamamıştır. En büyük dalgalar daha açıkta buna karşın daha küçük dalgalar kıyıya daha yakın kırılmaktadırlar. Böylece kırılmış ve kırılmamış dalgaların, kıyıya doğru, dalgaların ilerleme istikameti boyunca olan bir dağılımı söz konusu olur. Ortalama kırılma çizgisi dalga yüksekliğinin (H_s veya H_{rms}) maksimum olduğu yer olarak tanımlanmaktadır.

Thornton ve ark. (1984) arazi ve laboratuvar verilerine dayanarak düzensiz kırılan dalgalar için bir kriter vermeye çalışmıştır. Bunun sonuçlarından aşağıdaki γ değerleri saptanmıştır. Daha dik dalgaların daha kolay kırıldığı gözlenmiştir.

Dalga dikliği	Limit Dalga Yüksekliği		
	$\tan \beta = 1/100$	$\tan \beta = 1/20$	$\tan \beta = 1/10$
$H_{s,o}/L_{s,o} = 0,002$	$\gamma_s \approx 0,6$	$\gamma_s \approx 0,7$	$\gamma_s \approx 0,8$
0,004	$\approx 0,6$	$\approx 0,7$	$\approx 0,8$
0,006	$\approx 0,6$	$\approx 0,7$	$\approx 0,8$
0,01	$\approx 0,6$	$\approx 0,7$	$\approx 0,8$
0,02	$\approx 0,5$	$\approx 0,65$	$\approx 0,8$
0,04	$\approx 0,4$	$\approx 0,55$	$\approx 0,7$
0,06	$\approx 0,35$	$\approx 0,5$	$\approx 0,7$

$\gamma_s = H_{s,br}/h_{br}$ = hakim dalga yüksekliğiyle ilgili kırılma katsayısı

$H_{s,br}$ = hakim dalga yüksekliği

$H_{s,o}$ = derin suda hakim dalga yüksekliği

$L_{s,o}$ = derin suda hakim dalga boyu

h_{br} = kırılma çizgisinde su derinliği

$\tan \beta$ = taban eğimi

Thornton - Guza (1982) ve Sallenger-Howd (1989) surf bölgesinde $\gamma_s(\gamma_{rms})$ in yaklaşık olarak açığıdaki dalga şartlarından bağımsız ve sabit olduğunu ifade etmişlerdir. Çünkü hemen hemen bütün dalgalar surf bölgesinde kırılırlar (dalga enerji doygunluğu).

Thornton-Guza (1982), 1/50 eğimli taban üzerinde birtakım prototip ölçümlerini gerçekleştirmişlerdir. Bu çalışmacılar spilling tipi kırılmalar için $\gamma_{rms} = 0,4$ ($\gamma_s = 0,55$) olan limit kırılma yüksekliğini belirlemişlerdir. Sallenger ve Howd (1989) ise $\tan \beta = 0,6$ için $\gamma_{rms} = 0,41$ ($\gamma_s \approx 0,55$) ve $\tan \beta = 0,03$ olan yerel taban eğimi için $\gamma_{rms} = 0,3$ ($\gamma_s \approx 0,45$) değerini elde etmişlerdir.

Hotta ve Mizuguchi (1980), 1/100-1/50 arasında değişen taban eğimlerinde surf bölgesinde dalga yüksekliği ölçümlerini detaylı bir şekilde incelemişlerdir. Dalga yükseklikleri 2m'lik aralıklarla 100 m. lik bir mesafe boyunca ölçülmüştür. Kırılma çizgisi (maksimum dalga

yüksekliği) 100 m. kadar açıkta bulunmuştur. Bu araştırmacılar su derinliğinin sürekli bir azalma gösterdiği bölgede $\gamma_s = H_{s,br}/h = 0,7$ sabit değerini bulmuşlardır. Bu noktada dalgalar maksimum enerjiye sahiptir ve hakim dalga periyodu (T_s) bu bölgede sabittir.

Thornton-Guza (1982) ve Hotta-Mizuguchi (1980) nin değerleri Thornton ve ark. nın kriteriyle iyi bir uygunluk göstermektedir. (Tabloya bakınız).

2.3.7. Dalgaların Kırılmasından Önce Kütle Taşınımı

Viskoz olmayan salınımlı akım

Stokes (1847), ideal viskoz olmayan salınımlı akımdaki gerçek küçük genlikli yüzey dalgalarının yayılması durumunda akışkan zerreciklerinin tamamen kapalı bir yörünge izlemediklerini ilk defa belirtmiştir. Gerçekte de meydana gelen dalgalar sinüzoidal olmayan dalgardır. Akışkan zerrecikleri dalga yayılma hızı doğrultusunda 2.dereceden ortalama Lagrangian hıza sahiptir (Stokes drift). Bu olaydan elde edilen sonuçlar yatay yörünge hızının, tabandan z yükseklikte arttığını göstermektedir. Sonuç olarak dalga tepesinin altında kalan yörüngenin üst tarafındaki akışkan zerreciğinin dalga yayılma doğrultusunda, dalga çukuru altında kalan yörüngenin alt tarafındaki akışkan zerreciğinin dalga yayılma doğrultusuna ters yöndeki hareketine göre daha hızlı hareket ettiği belirlenmiştir. Lagrangian Stokes drift tarifine göre sabit bir noktada alınan ölçümlerle bu hız belirlenemez.

Ortalama x_1, z_1 pozisyonundaki bir akışkan zerreciğinin anlık yatay Stokes drifti $U_s(x_1 + \alpha, z_1 + \beta)$ dır. Burada α ve β yörünge boyunca akışkan zerreciğinin sahip oldukları noktanın koordinatlarıdır. U_s için yapılan yaklaşım aşağıdaki gibidir:

$$U_s(x_1 + \alpha, z_1 + \beta) = U(x_1, z_1) + \alpha \frac{\partial U}{\partial x} + \beta \frac{\partial U}{\partial z} \quad (2.3.28)$$

Lineer dalga teorisi uygulanarak ve dalga periyodu boyunca ortalama alınarak aşağıdaki ifade oluşturulmuştur.

$$\bar{U}_s(z) = \frac{1}{8} \cdot w \cdot k \cdot H^2 \frac{\cosh \{ 2k(z-h) \}}{\sinh^2(kh)} \quad (2.3.29)$$

$\bar{U}_s$ = Stokes drift hızı (dalga periyodu ve net yatay deplasmanın oranı).

$w = 2\pi/T =$ dalga frekansı

$k = 2\pi/L =$ dalga sayısı

$z =$ düşey koordinat (ortalama su seviyesinden aşağı doğru pozitif)

$$\text{Tabanda } (z=h) : \bar{U}_s = \frac{w k H^2}{8 \sinh^2(kh)} \quad (2.3.30)$$

$$\text{Yüzeyde } (z=0) : \bar{U}_s = \frac{w k H^2 \cosh(2kh)}{8 \sinh^2(kh)} \quad (2.3.31)$$

Yatay olarak sınırsız bir alan üzerinde dalganın yayılması için derinlik boyunca integre edilmiş kütle akısı (m^2/s) aşağıdaki gibi verilmektedir :

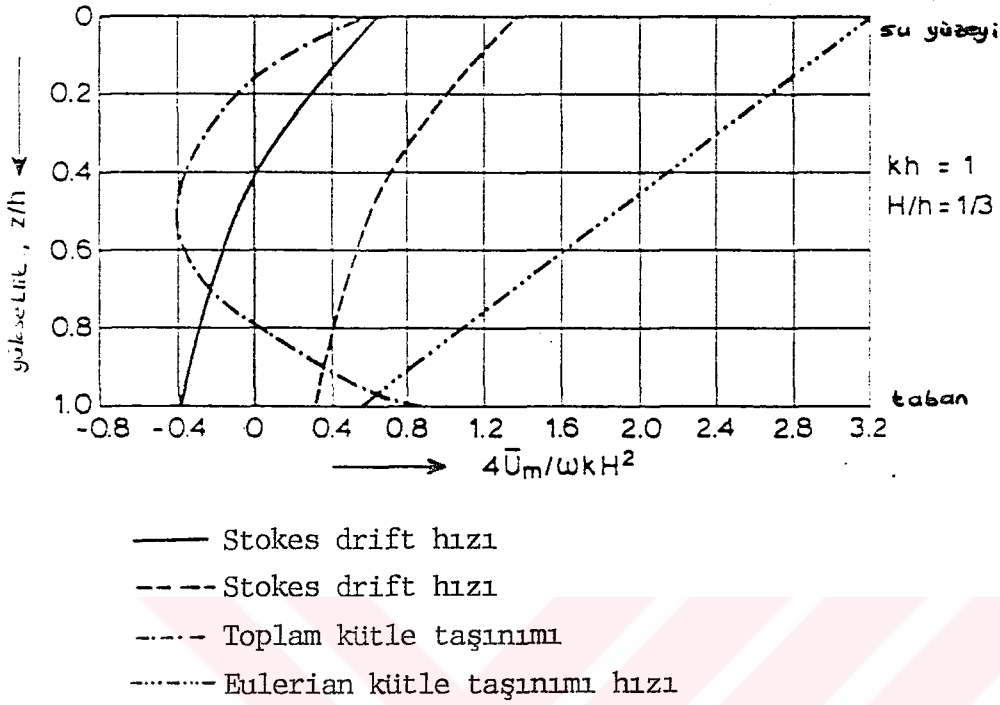
$$M_s = \int_h^0 \bar{U}_s(z) dz = \frac{w H^2 \sinh(2kh)}{16 \sinh^2(kh)} = \frac{w H^2}{8} \coth(kh) = \frac{g \cdot H}{8 C} \quad (2.3.32)$$

$C = (g/T) / (2\pi \coth(kh)) =$ dalga hızı

Derin su için ($kh \gg 1$), (2.3.32) eşitliği $M_s = \frac{w H^2}{8}$ haline indirgenir. Yatay olarak sınırlanmış bir alan içinde dalgaların yayılması için her yerde (X) kütle akısının sıfır olması şartı yaklaşımı aşağıdaki gibi yazılır (Şekil 2.3.2A).

$$\bar{U}_s(z) = \frac{w k H^2}{8 \sinh^2(kh)} \left[\cosh \{ 2k(z-h) \} - \frac{\sinh(2kh)}{2 kh} \right] \quad (2.3.33)$$

(2.3.33) eşitliği üniform geri dönüş akımı ve dalga yayılma doğrultusuna göre Stokes drift'in toplamı olarak görülebilir. Yüzey yakınında pozitif kütle akısı ile taban yakınındaki negatif kütle akısı serbest



Şekil 2.3.2A. Kütle taşınım hızları.

yüzeyin kıyıya doğru kabarması (set up) ile meydana gelen rüzgar nedeniyle oluşan kabarmaya, yatay basınç değişimi neden olur (Kayma gerilmeleri viskoz olmayan akımda yoktur).

Aynı zamanda sınırsız bir alandaki sabit bir yerde (x) kütle akısı aşağıdaki gibi Eulerian yöntemiyle de saptanabilir.

$$M_e = \frac{1}{T} \int_0^T \int_h^{-\eta(t)} U(t, z) dz \quad (2.3.34)$$

U = z yüksekliğinde anlık hız

η = ortalama su seviyesinden itibaren su yüzeyinin yer değiştirmesi.

Dalga çukuru altındaki yatay hızların zamansal ortalama değeri sıfırdır. Bununla birlikte dalga çukuru ve tepesi arasındaki bölgede dalga tepesinin altında dalga yönünde çukur bölgesinden daha fazla akışkan taşınımını gösteren yatay hız asimetrisi vardır.

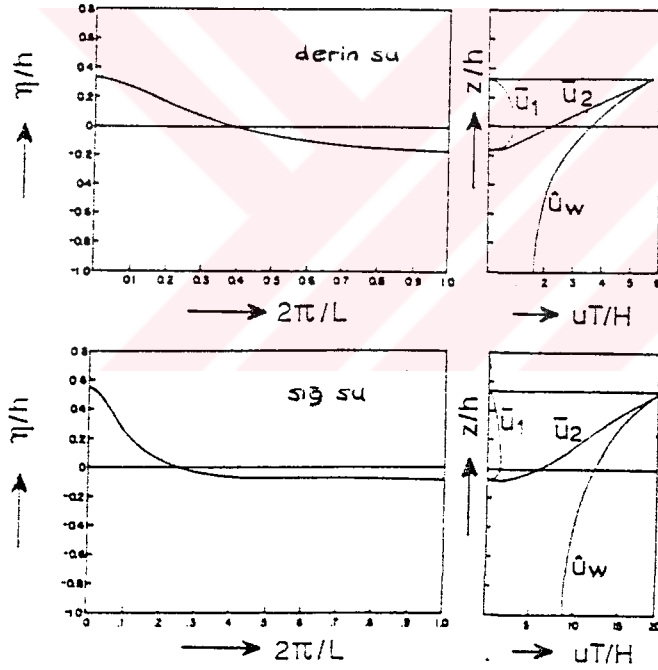
(2.3.34) eşitliği küçük genlikli dalgalar için oluşturulmuştur.

$$M_e = \frac{g H^2}{8 C} \quad (2.3.35)$$

Sınırsız bir alan içinde toplam kütle akısı aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$M = M_s = M_e = \frac{g H^2}{8 C} \quad (2.3.36)$$

Dalrymple (1976), Şekil 2.3.2B'de gösterildiği gibi dalga tepesi ve çukuru arasındaki bölgede Eulerian kütle taşınım hızlarının düşey dağılımı hakkında bilgi vermeye çalışmıştır.



$\hat{u}_w$ = maksimum yatay hız

$\bar{u}_1$ = dalga periyodu boyunca ortalanan eulerian hızı

$\bar{u}_2$ = periyot boyunca ortalanan eulerian hızı

Şekil 2.3.2B. Eulerian kütle taşınım hızları (Dalrymple,1976).

Viskoz ve türbülanslı salınımlı akım

Longuet-Higgins (1953) viskoziteyle birlikte gerçek akışkan için Stokes drift'e ($\bar{U}_s$) ek olarak ortalama Eulerian akımın ($\bar{U}_e$) neden

olduğu viskoz difüzyon ($\nu \partial U / \partial z$) tarafından sınır tabakası içine giren aşağı yönde zamansal ortalama net bir momentum transferinin olduğunu göstermiştir. Ortalama Eulerian akım yörünge merkezindeki ortalama hız gibi görülebilir.

Toplam kütle taşınım hızı ($\bar{U}_m$) aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$\bar{U}_m = \bar{U}_e + \bar{U}_s = \bar{U}_e + \frac{\partial U}{\partial x} \int U dt + \frac{\partial U}{\partial z} \int V dt \quad (2.3.37)$$

Sınır tabakasındaki Laminer akım için Longuet-Higgins (Russel ve Osorio, 1957) aşağıdaki ifadeyi elde etmiştir.

$$\bar{U}_m(z) = \frac{wk H^2}{16 \sinh^2(kh)} \left[5-8 e^{-z/\delta} \cos(z/\delta) + 3e^{-2z/\delta} \right] \quad (2.3.38)$$

$\delta = (2\nu/w)^{0,5}$ = laminer sınır tabakası kalınlığı

(2.3.38) eşitliğinin maksimum değeri aşağıdaki gibidir (Şekil 2.3.3A).

$$\bar{U}_{m,\text{maks}} = 1,376 \frac{w k H^2}{4 \sinh^2(kh)} = 1,376 \cdot \frac{(\hat{U}_\delta)^2}{C} \quad (2.3.39)$$

(2.3.38) eşitliği $z/\delta \rightarrow \infty$ için aşağıdaki gibi yazılır.

$$\bar{U}_m = \frac{5}{16} \frac{w k H^2}{\sinh^2(kh)} = \frac{5}{4} \frac{(\hat{U}_\delta)^2}{C} \quad (2.3.40)$$

^

U_δ = sınır tabakasının hemen dışında yörüngesel hızın pik değeri

C = dalga hızı (w/k)

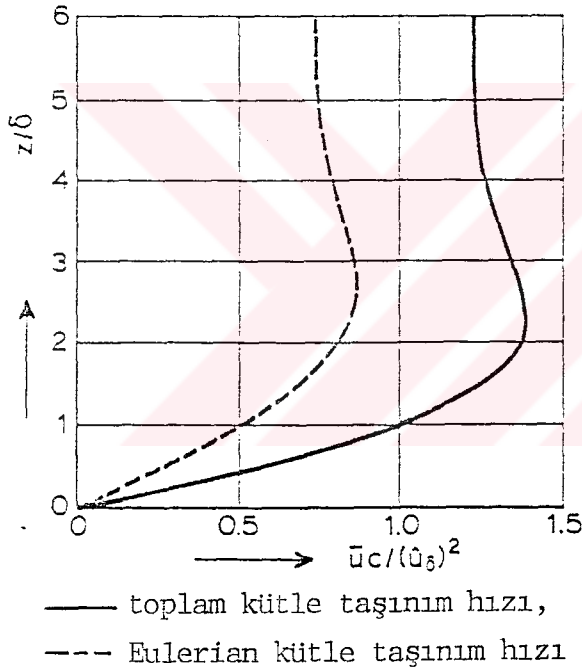
Longuet-Higgins (1953) su derinliğinin tamamı boyunca kütle akısını sıfır kabul ederek aşağıdaki denklemi elde etmiştir.

$$\bar{U}_m(z) = \bar{U}_s(z) + \bar{U}_e(z) = \frac{w k H^2}{8 \sinh^2(kh)} F(z/h) \quad (2.3.41)$$

$$F(z/h) = \cosh \{ 2k(z-h) \} + \frac{3}{2} + \frac{kh}{2} \sinh \left\{ (2kh) \left(3 \frac{z^2}{h^2} - 4 \frac{z}{h} + 1 \right) \right\} +$$

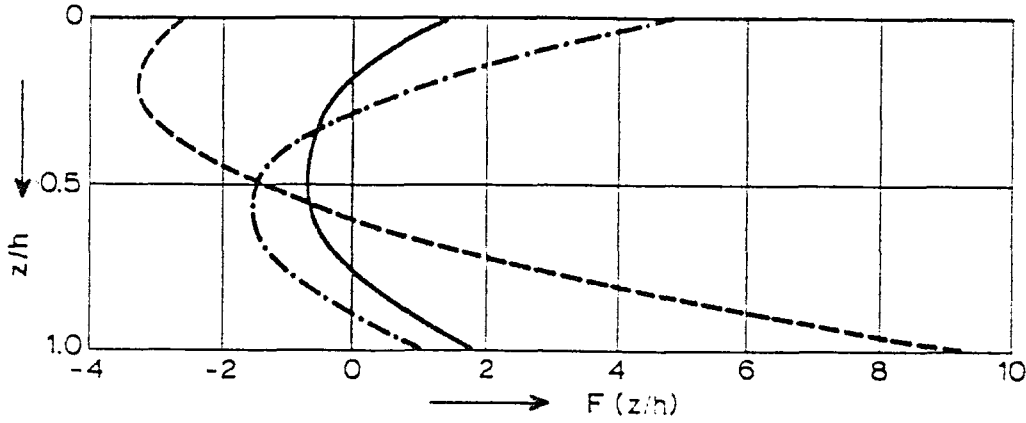
$$+ \frac{3}{2} + \left\{ \frac{\sinh (2kh)}{2 kh} + \frac{3}{2} \right\} \left\{ \frac{z^2}{h} - 1 \right\} \quad (2.3.42)$$

Şekil 2.3.3B'de kh 'ın bazı değerleri için $F(z/h)$ fonksiyonu gösterilmektedir. (2.3.41) eşitliği dalga yayılma doğrultusunda Stokes drift ve parabolik hız dağılımının toplamı olarak görülmektedir. Bundan sonraki dağılım ortalama derinlikte geri dönüş akımını, tabanda dalga yayılma doğrultusundaki akımı vermektedir.



Şekil 2.3.3A. Taban yakınında kütle taşınım hızları (Longuet-Higgins, 1957).

(2.3.41) eşitliği $H < 2\delta$ için geçerlidir. Bu da çok küçük bir dalga yüksekliğinde meydana gelir. Deneysel sonuçların karşılaştırılması da esas alındığında $0,7 < kh < 1,5$ için oldukça zayıf bir yaklaşım elde edilmiştir (Russel ve Osorio, 1957).



- - - - - $kh = 0.5$
 ————— $kh = 1$
 - - $kh = 1.5$

Şekil 2.3.3B. Kütle taşınım hızının düşey dağılımı (Longuet-Higgins, 1953).

Tabanda ($z = h$), (2.3.41) eşitliği uygulanabilir.

$$\bar{U}_s = \frac{1}{8} \cdot \frac{w k H^2}{\sinh^2(kh)} = \frac{1}{2} \frac{(\hat{U}_\delta)^2}{C} \quad (2.3.43)$$

$$\bar{U}_e = \frac{3}{16} \cdot \frac{w k H^2}{\sinh^2(kh)} = \frac{3}{4} \frac{(\hat{U}_\delta)^2}{C} \quad (2.3.44)$$

$$\bar{U}_m = \frac{5}{16} \cdot \frac{w k H^2}{\sinh^2(kh)} = \frac{5}{4} \frac{(\hat{U}_\delta)^2}{C} \quad (2.3.45)$$

Sınırsız bir alan içindeki salınımlı akım için Eulerian kütle taşınım hızı (viskozite etkilerinden dolayı) Craick (1982) tarafından aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$\bar{U}_e(z) = \frac{3}{16} \frac{w k H^2}{\sinh^2(kh)} + \frac{1}{2} w k^2 H^2 (h-z) \coth(kh) \quad (2.3.46)$$

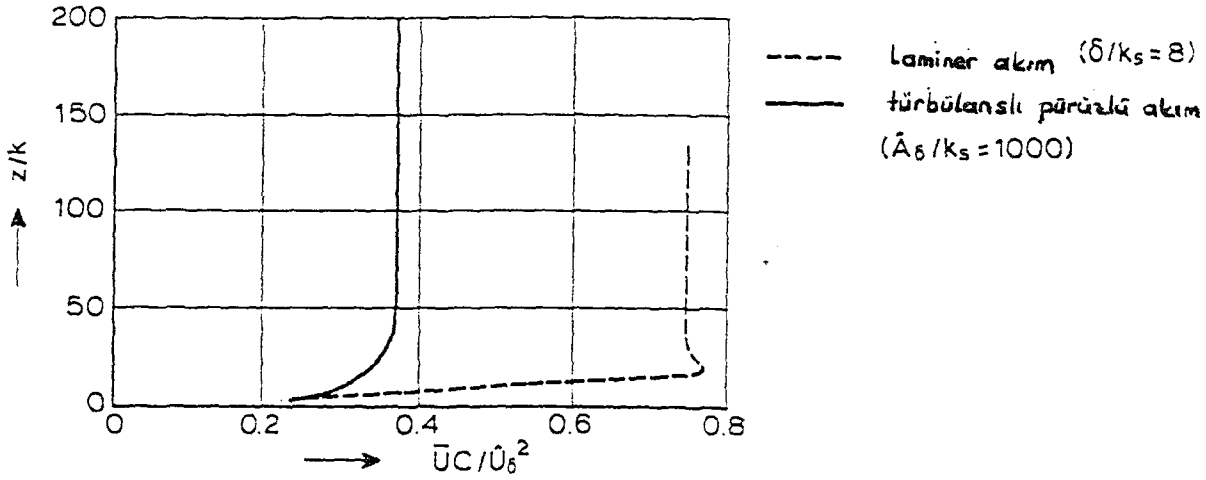
(2.3.46) eşitliği $kh = 1$ için Şekil 2.3.2A'da gösterilmiştir.

Kütle akısı derinlik boyunca integre edildiğinde aşağıdaki ifade elde edilmiştir.

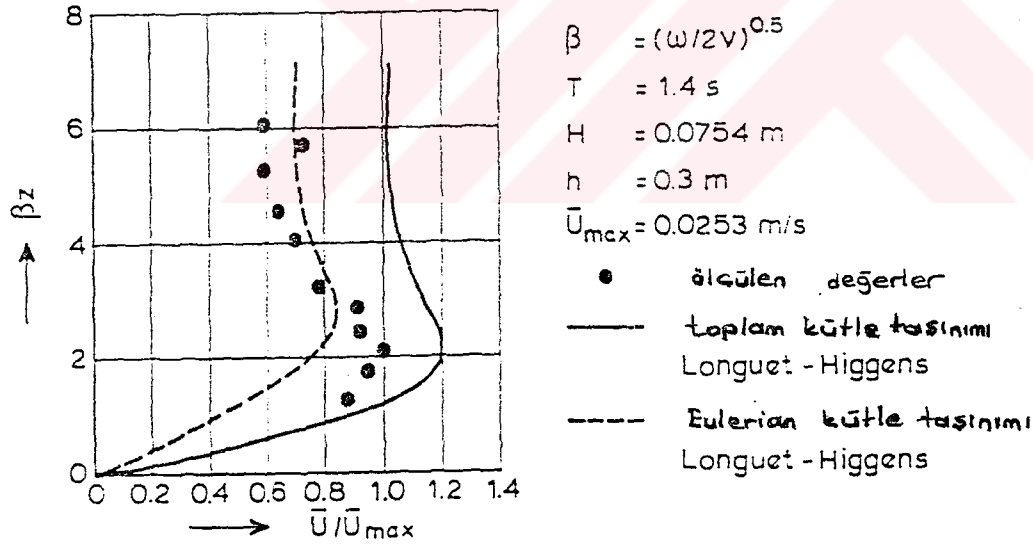
$$\begin{aligned}
 M &= \int_h^0 (\bar{U}_s + \bar{U}_e) dz = \int_h^0 \frac{w k H^2 \cosh \{ 2k (z-h) \}}{8 \sinh^2 (kh)} + \\
 &+ \int_h^0 \frac{3}{16} \frac{w k H^2}{\sinh^2 (kh)} + \int_h^0 \frac{1}{2} w k^2 H^2 (h-z) \coth (kh) \\
 &= \frac{9 H^2}{8 C} + \frac{3}{16} \frac{w kh H^2}{\sinh^2 (kh)} + \frac{1}{4} w k^2 h^2 H^2 \coth (kh) \quad (2.3.47)
 \end{aligned}$$

Aynı zamanda Longuet-Higgins, (2.3.45) eşitliğinin, türbülanslı cilalı salınımlı akım durumunda sınır tabakasının hemen dışında kütle taşınım hızını tanımlamak için kullanılabileceğini göstermiştir. Bu Johns'un (1970) verdiği çalışmalarla da doğrulanmıştır. Türbülanslı akım şartı için sınır tabakası içindeki hız dağılımı eşitlik (2.3.38) den farklıdır. Çünkü türbülans (eddy) viskozitesi moleküler viskozite-den farklıdır. Türbülanslı hidrolik pürüzlü akım şartında kütle taşınım hızları hakkında bilgi oldukça azdır. Brøker Hedegard'ın (1985) hesaplamış olduğu bazı sonuçlar Şekil 2.3.4B'de gösterilmiştir.

Sonuç olarak ölçülmüş bazı sonuçlar literatürde mevcuttur. Şekil 2.3.4A bir laboratuvar kanalında cilalı taban boyunca salınımlı akım için ölçülmüş olan Eulerian kütle taşınım hızlarını göstermektedir (Borghei, 1982).



Şekil 2.3.4B. Eulerian kütle taşınım hızları (Brøker Hedegaard, 1985).

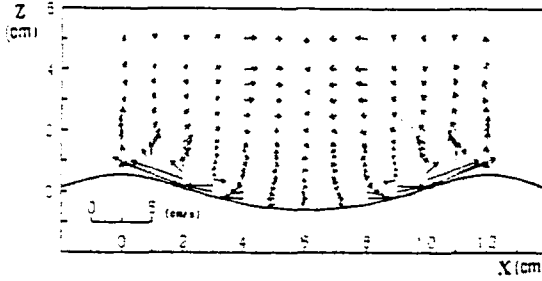


Şekil 2.3.4A. Ölçülmüş olan kütle taşınım hızları (Borghei, 1982).

Ölçümler Laser Doppler Velocity meter kullanılarak sabit noktalarda yapılmıştır. Bu değerler Longuet-Higgins'in kütle taşınım hızlarıyla karşılaştırıldığında oldukça iyi uyum sağlamaktadır.

Şekil 2.2.4C'de bir çift çevri halinde görülen simetrik kum dalgacıkları boyunca sinüzoidal salınımlı akım için ölçülmüş olan rezidu

Eulerian hızları görülmektedir. Bu akım alanı artiz bölgesindeki vortekslerin şekillenmesinden şiddetle etkilenmektedir. Bijker ve ark. (1974), Longuet-Higgins'in önerdiği şekilde drift hızlarının varlığını onaylamıştır. Bununla birlikte ölçülen hızların teorik değerlerden çok



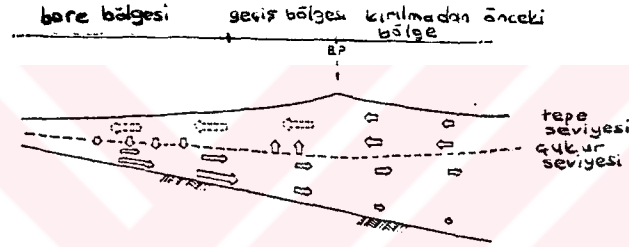
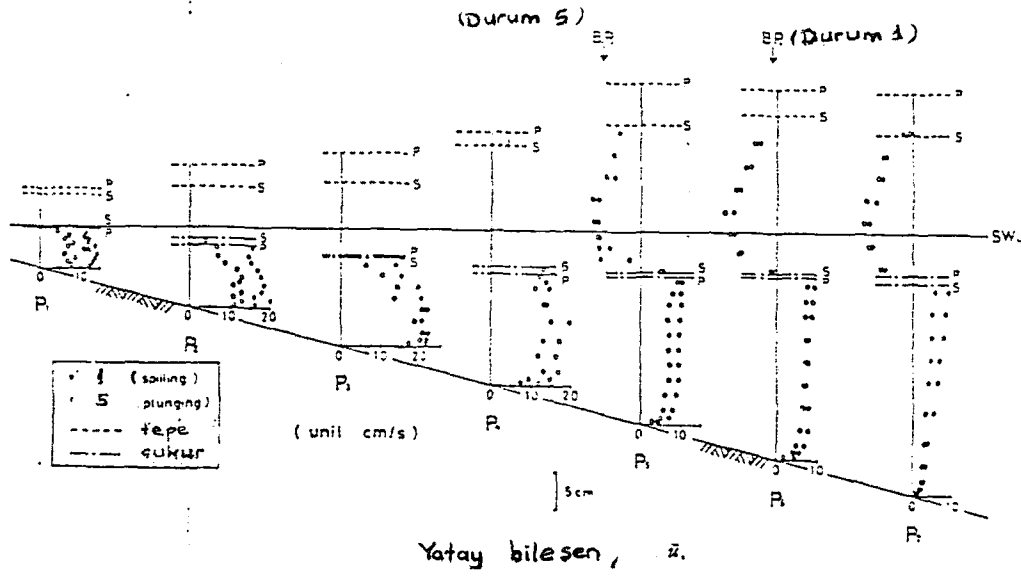
Şekil 2.3 4C. Simetrik kum dalgacıkları boyunca sinüzoidal salınlı akım için ölçülmüş rezidu Eulerian hızları (Sato ve ark., 1984).

daha küçük olduğu bulunmuştur. Bijker ve ark. eğimli taban ($1/10 - 1/40$) üzerinde taban yakınındaki drift hızlarının eğim açısıyla değil de lokal derinlikle saptanabileceği sonucuna varmıştır. Aynı zamanda bu araştırmacıların verdiği sonuçlar tabanda kum dalgacıkları mevcut olduğu zaman taban yakınında drift hızının önemli bir şekilde azaldığını göstermektedir.

2.3.8. Dalgaların Kırılmasıyla Oluşan Kütle Taşınımı

Kırılan dalgalar kıyı boyunca (Longshore current) ve açığa doğru net bir akıntı oluşturmaktadır (undertow).

Burada dikkat edilecek nokta, undertow akımıdır. Bir dalga kanalında Laser Doppler Velocity meter kullanmak suretiyle Nadaoka ve ark. (1982) ve Stive (1980) tarafından yapılan ölçümler neticesinde kırılma bölgesi içinde açığa doğru oluşan hızlar belirlenmiştir (Şekil 2.3.5A). Nadaoka ve ark. tarafından ölçülmüş olan hızlarda 70 dalga periyodunun zamansal ortalama değerleri dikkate alınmıştır. Dalga çukuru üstünde ölçülmüş olan ortalama hızlar su yüzeyi üzerinde alınan ölçüm yerinde bir dalga periyodu süresince hızın sıfır olması kabulüne dayan-



Şekil 2.3.5A. Açığa doğru kütle taşınım hızları (Nadaoka ve ark. 1982).

maktadır. Bu araştırmacılar aynı zamanda kıyıya doğru kısa sürede rölatif olarak büyük hızlar ve açığa doğru uzun sürede rölatif olarak küçük hızlar ile meydana gelen güçlü bir asimetrik harekete neden olan hızların zamanla değişimini incelemişlerdir.

Çukur seviyesi üstünde kıyıya doğru net bir kütle taşınımı vardır. İlk yaklaşıma göre çukur seviyesi üstündeki kütle taşınımı aşağıdaki gibi belirlenebilir.

$$M = \frac{gH^2}{8c} \quad (2.3.48)$$

Sığ suda $c = (gh)^{0,5}$ eşitliği kullanılarak aşağıdaki ifade elde edilmiştir :

$$M = \frac{1}{8} g^{0,5} h^{-0,5} H^2 \quad (2.3.49)$$

2.4.2. Dalga Karakteristikleri

Özellikle dalga yayılma doğrultusuna dik olan akıntılar dalga kırılma noktasında bile dalgaların daha da dikleşmesine neden olan bir etkiye sahiptir (Brevik ve Aas, 1980). Dalga yayılma doğrultusundaki akıntılar, dalga çukurunun daha genişlemesine ve böylece dalga uzunluğunun artmasına ve buna karşılık dalga yüksekliğinin azalmasına neden olur (Brevik ve Aas, 1980).

Dalga yüksekliği ve uzunluğunun değişmesine rağmen, dalga periyodu rölatif olarak sabit koordinat sisteminde değişmeden kalır. Lineer dalga teorisi akıntı hızıyla hareket eden koordinat sistemi dikkate alınmak suretiyle uygulanabilir (Jonsson ve ark., 1970). Bu durumda dalga uzunluğu sabit kalır, dalga periyodu ise değişir, buna göre dalga yayılma doğrultusundaki akıntı için daha büyük ($\bar{u} > 0$), ters istikametteki akıntı için daha küçük ($\bar{u} < 0$) olur.

Rölatif olarak hareket eden koordinat sisteminde dalga periyodu (T_r) için genel ifade şöyle belirtilmiştir.

$$T_r = \left(\frac{1}{1 - \bar{u} \cos \phi / C} \right) T \quad (2.4.1)$$

$\bar{u}$ = zamansal ortalama akıntı hızı

ϕ = Dalga yönü ve akıntı arasındaki açı (aynı doğrultu için $\phi = 0$ ters doğrultu için $\phi = 180^\circ$)

C = Dalga yayılma hızı

T = Dalga periyodu

2.4.3. Akıntı Hızları ve Taban Kayma Gerilmeleri

1. Deneysel Sonuçlar

Laboratuar deneyleri dalgaların, akıntı hız profiline belirgin bir etkisi olduğunu göstermiştir.

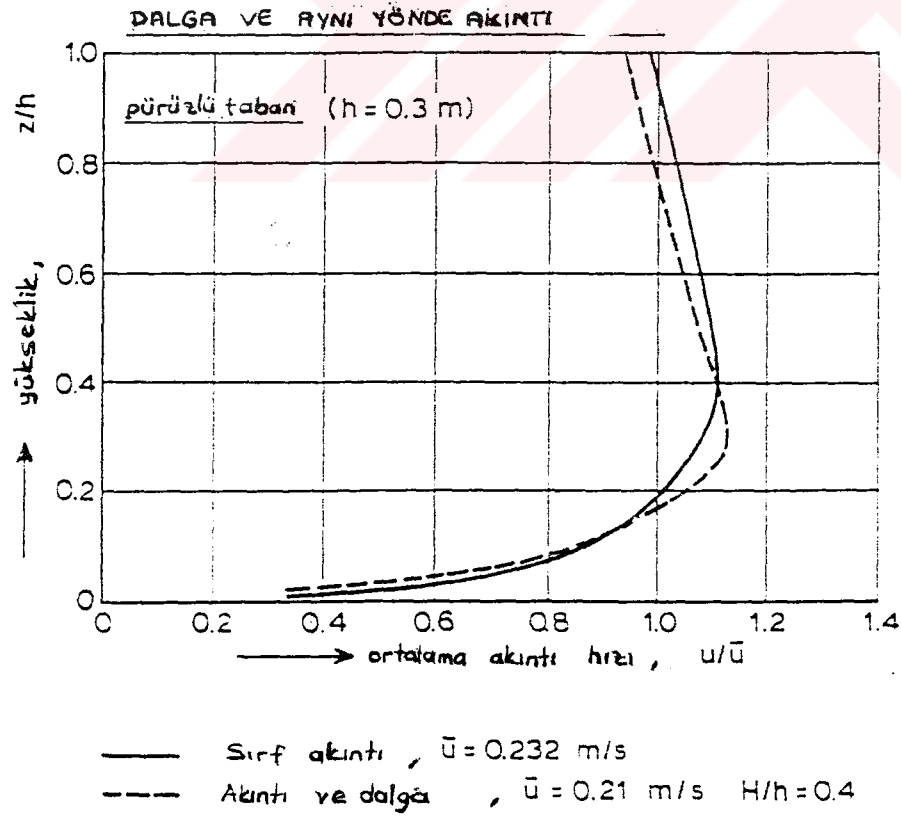
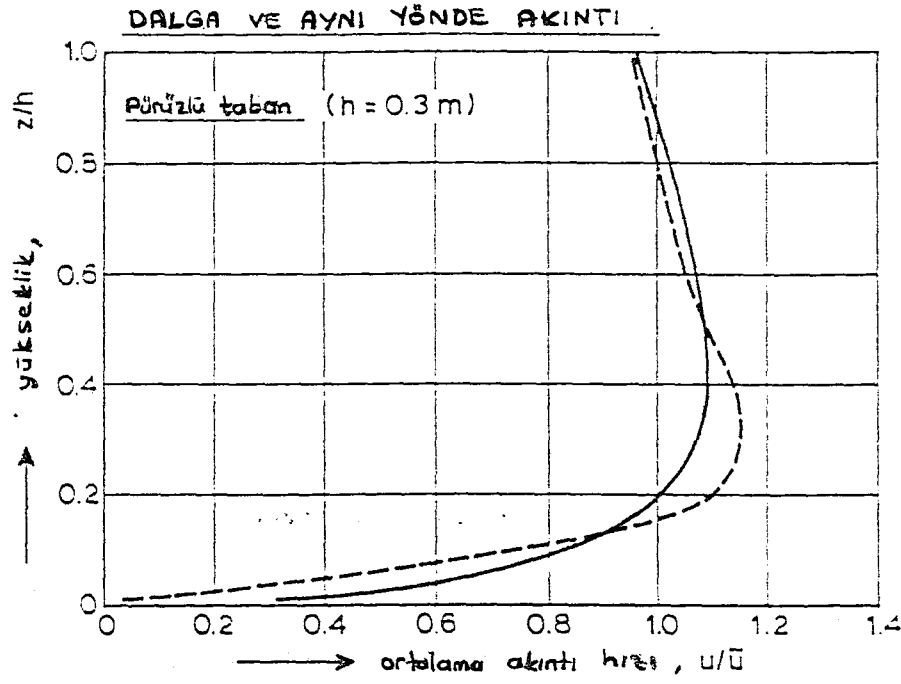
Bakker ve Van Doorn (1978), pirinçten yapılmış T profilleri (yükseklik = 2 mm, başlık uzunluğu = 15 mm) ile hazırlanmış, hidrolik pürüzlü tabana sahip bir dalga kanalında düzenli dalga hali ve dalga

yayılma doğrultusundaki akıntı durumu için ortalama hızları (LDV) kullanılarak belirlemeye çalışmışlardır. Bütün deneylerde sakin su derinliği 0,3 m, dalga periyodu 2 sn ve ölçüm yerindeki dalga yüksekliği 0,12 m olarak alınmıştır. Bu çalışmacılar dalgaların varlığından dolayı taban yakınlarında ve su yüzeyindeki hızların azaldığını, akımın ortalarında ise hızların arttığını bulmuşlardır. Bu sonuçlar Şekil 2.4.1'de gösterilmiştir. Bu etkilerin zayıf akıntılar için güçlü akıntılardan biraz daha fazla olduğu görülmektedir.

Kemp ve Simons (1982, 1983) cilalı ve pürüzlü taban üzerinde dalga yayılma doğrultusunda ve ters istikametteki akıntı durumunda düzenli dalgalı ortamdaki ortalama hızları ölçmüşlerdir (18 mm aralıklarla 5 mm yükseklikte üçgen pürüzlülük elemanları taban üzerine yerleştirilmiştir). Deneyler bir dalga kanalında (uzunluk = 14.5 m, genişlik = 0.46 m yükseklik = 0,70 m) gerçekleştirilmiştir. Deneylerdeki en önemli nokta akıntının optimum giriş ve çıkışının sağlanmasıdır. Deneylerde sakin su derinliği 0,2 m ve dalga periyodu 1 sn. olarak alınmıştır. Rölatif dalga yükseklikleri (H/h), 0,1 - 0,25 arasında değişmektedir. Şekil 2.4.2 Kemp ve Simons'un sonuçlarını göstermektedir. Bu çalışmada aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir :

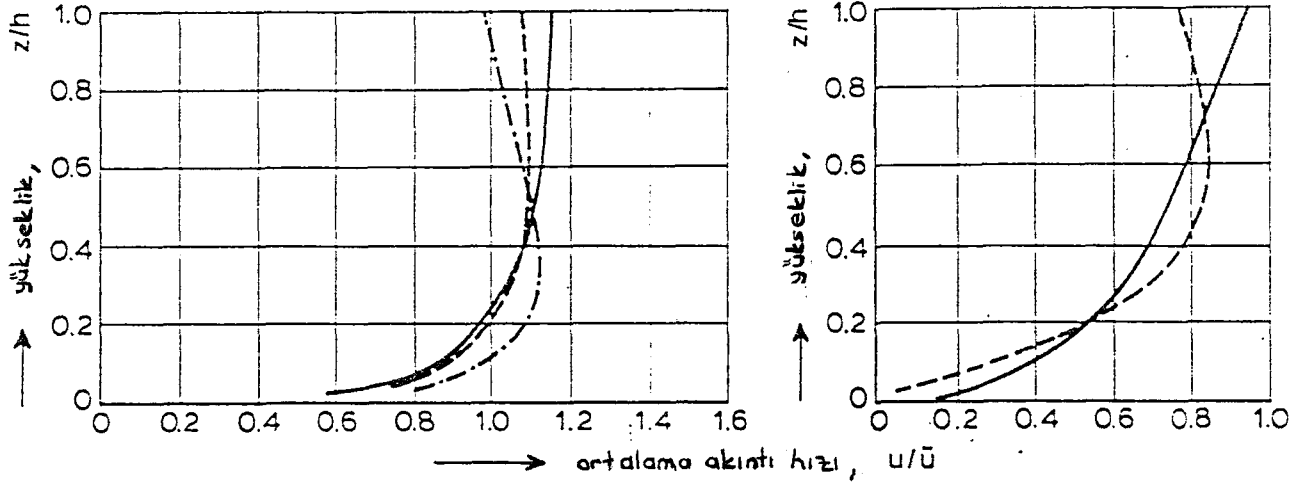
- Dalga yayılma doğrultusundaki akıntı durumu için
- Cilalı taban hali
 - Taban yakınındaki hızlar artmıştır.
 - Su yüzeyindeki hızlar azalmıştır.
 - Daha yüksek dalgalar için daha fazla etki oluşmuştur.
- Pürüzlü taban hali
 - Taban yakınında ve su yüzeyinde hızlar azalmıştır.
 - Akımın ortalarında hızlar artmıştır.
- Dalga yayılma doğrultusuna ters istikametteki akıntı durumu için
- Cilalı ve pürüzlü taban hali
 - Taban yakınında hızlar azalmıştır.
 - Yüzey yakınında hızlar artmıştır.
 - Daha yüksek dalgalar için daha fazla etki oluşmuştur.

Kemp ve Simons aynı zamanda yarı logaritmik ölçek üzerinde tabana çok yakın tabakada ölçülen hızları çizerek k_s mutlak pürüzlülüğünü ve



Şekil 2.4.1. Dalgalarla modifiye edilmiş ortalama akıntı hızı profilleri (Bakker ve Van Doorn, 1978).

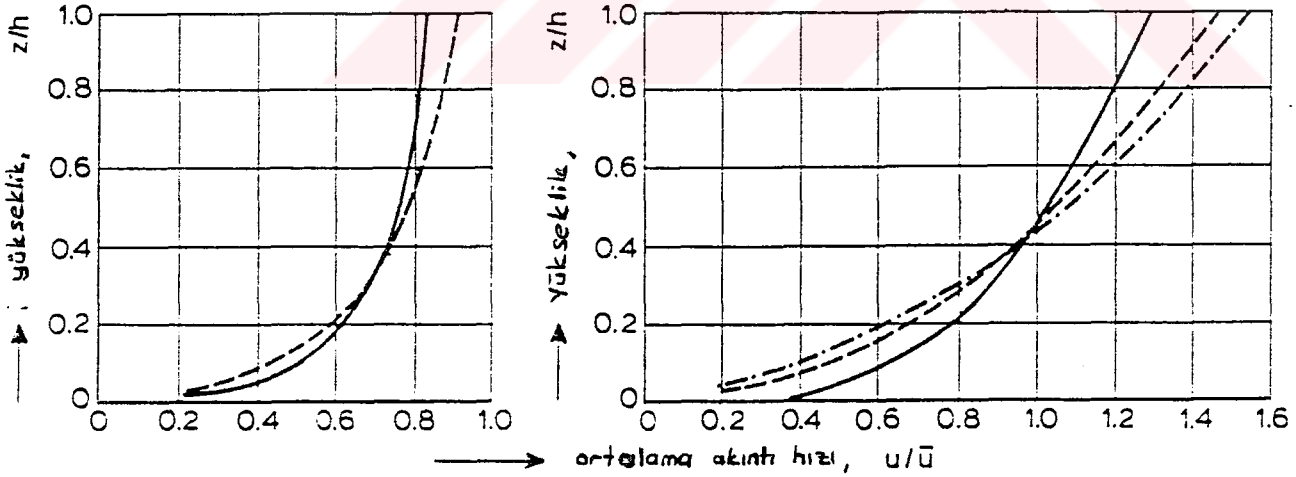
DALGA VE AYNI YÖNDE AKINTI



— Sırf akıntı $\bar{u}=0.18$ m/s,
 --- Akıntı ve dalga $\bar{u}=0.18$ m/s, $H/h=0.10$
 -.- Akıntı ve dalga $\bar{u}=0.17$ m/s, $H/h=0.22$
 A. Çilaklı taban ($h=0.2$ m)

— Sırf akıntı
 --- Akıntı ve dalga
 -.- Akıntı ve dalga
 B. Pürüzlü taban ($h=0.2$ m)

DALGA VE TERS YÖNDE AKINTI



— Sırf akıntı $\bar{u}=0.10$ m/s
 --- Akıntı ve dalga $\bar{u}=0.11$ m/s, $H/h=0.14$
 -.- Akıntı ve dalga $\bar{u}=0.125$ m/s, $H/h=0.30$
 A. Çilaklı taban ($h=0.2$ m)

— Sırf akıntı $\bar{u}=0.10$ m/s
 --- Akıntı ve dalga $\bar{u}=0.11$ m/s, $H/h=0.14$
 -.- Akıntı ve dalga $\bar{u}=0.125$ m/s, $H/h=0.30$
 B. Pürüzlü taban ($h=0.3$ m)

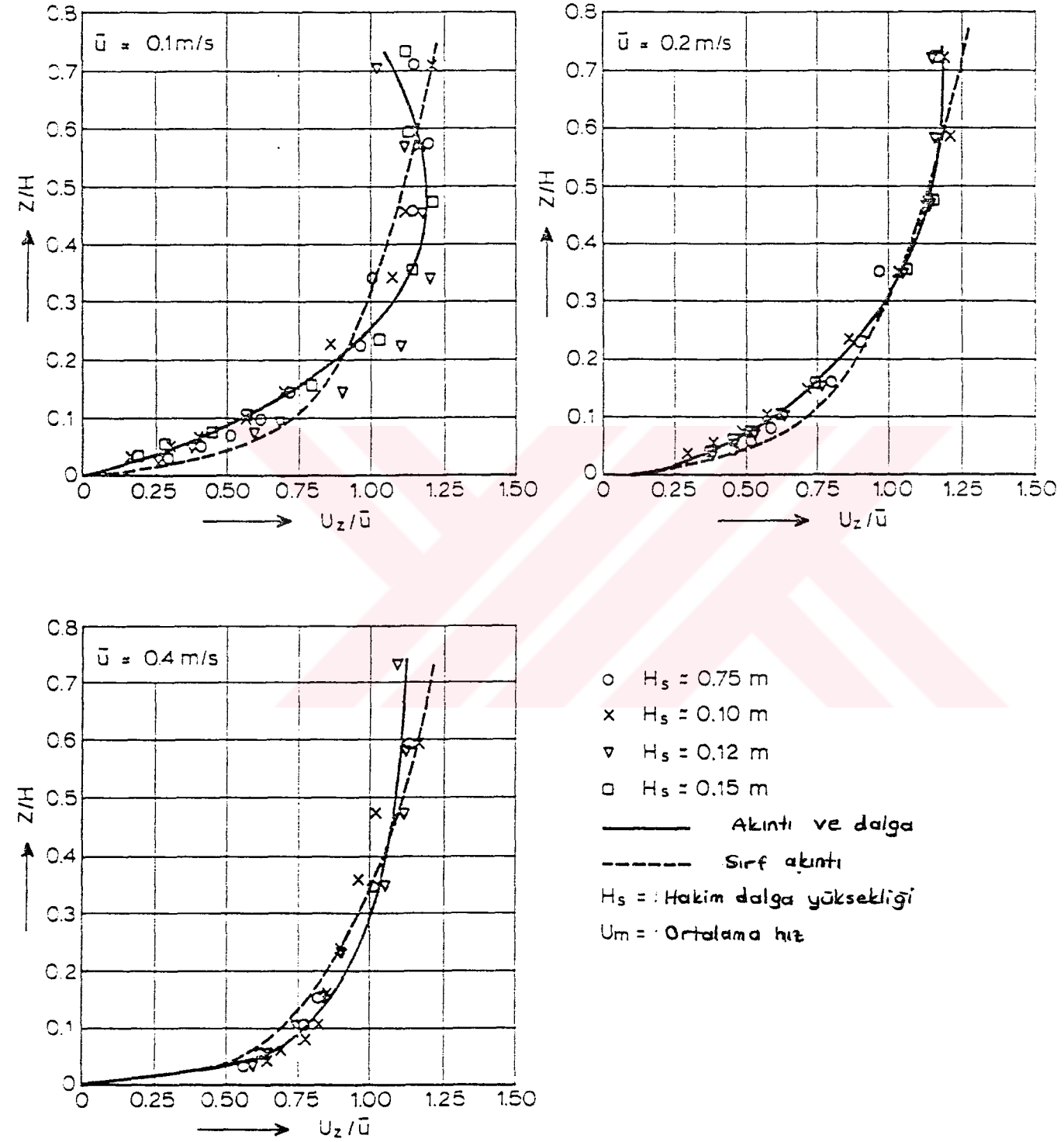
Şekil 2.4.2. Dalgalarla modifiye edilmiş ortalama akıntı hız profilleri (Kemp ve Simons, 1982, 1983).

akıntı etkisindeki taban kayma gerilmesini ($\bar{\tau}_{b,c}$) elde etmişlerdir. Hem dalga hem akıntı halindeki taban kayma gerilmesi sırf akıntı durumundakinden 2-3 kat kadar daha büyüktür. Dalga yayılma doğrultusuna ters istikametteki akıntılarla dalgalar için mutlak pürüzlülük 0,18 m dir (Bu derinliğin yaklaşık su derinliği kadar büyük olabilmesi henüz araştırılması gereken bir sorudur). Sırf dalga hali için $k_s = 0,025$ m dir. Hem dalga hem akıntı hali için taban pürüzlülüğü etkin taban pürüzlülüğü (k_a) olarak açıklanmıştır. Çünkü pürüzlülük elemanları boyunca ileriye ve geriye taşınan güçlü vortisiteler tarafından oluşturulan basınç kuvvetlerinden dolayı akım direnci oldukça büyüktedir. Bu nedenle k_a değeri pürüzlülük elemanlarının geometrik özellikleriyle bağlantılı olmayabilir.

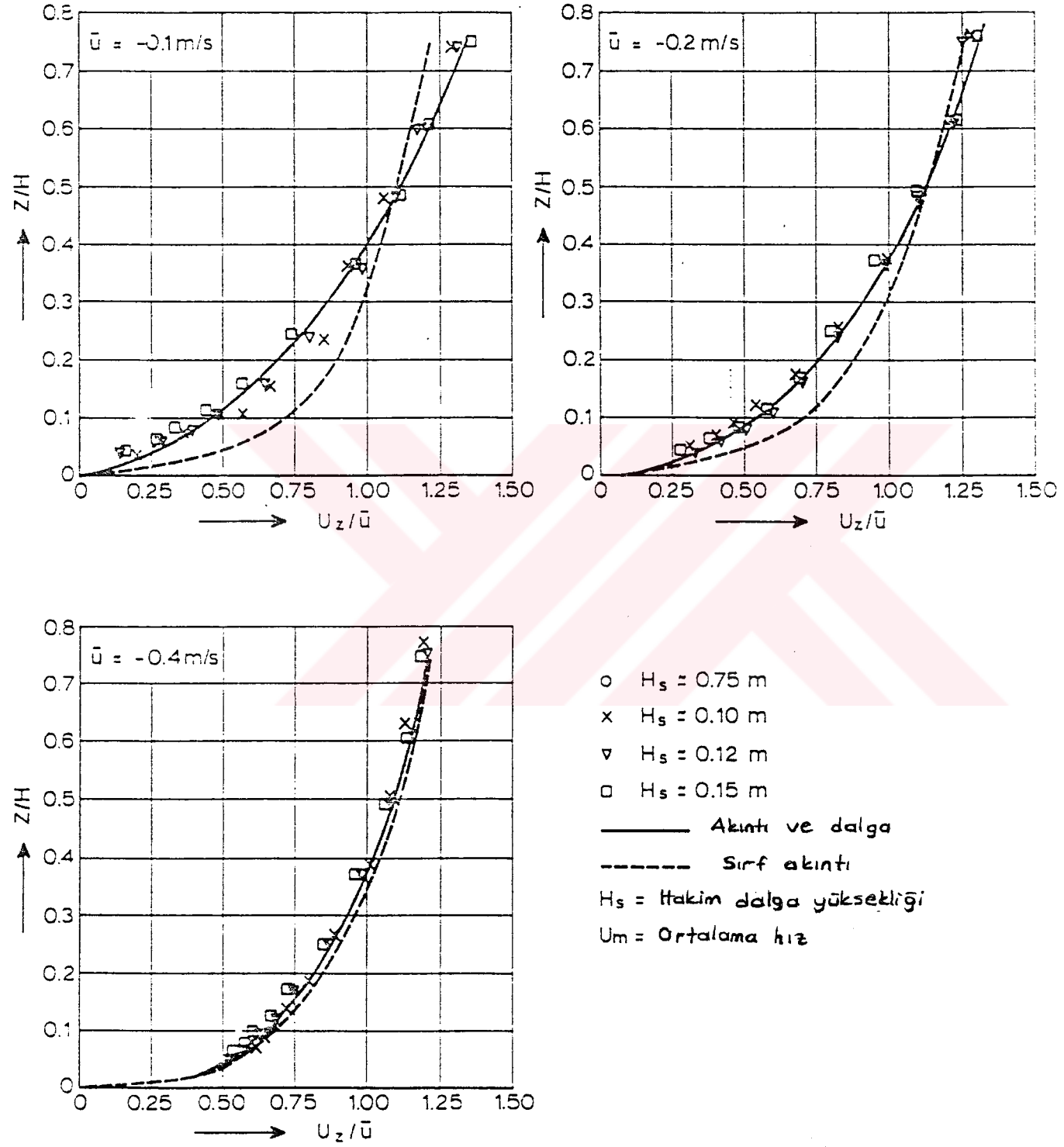
Nieuwjaar-Van der Kaaij (1987) ve Nap-Van Kampen (1988), dalga yayılma doğrultusunda ve ters istikamette akıntılarla doğal kum dalgacıklarına sahip bir taban boyunca düzensiz dalga hali için elektromanyetik hız ölçer ile zamansal ortalama hızları ölçmüşlerdir. Deneyler bir dalga kanalında (uzunluk = 45 m, genişlik = 0,8 m, derinlik = 1 m) gerçekleştirilmiştir. Kum dalgacıklarının yüksekliği ve uzunluğu sırasıyla 0,02 m ve 0,15 m dir. $H_s/h = 0,15 - 0,35$ olan dalga yükseklikleri kullanılmıştır. Dalgaların pik periyodu $T_p = 2.5$ sn. olarak alınmıştır. Her noktada akışkan hızlarının zamana (256 sn) ve mesafeye (0,6 m) göre ortalaması alınmıştır.

Nieuwjaar-Van der Kaaij'in sonuçları Şekil 2.4.3 (dalga yayılma doğrultusunda akıntı) ve Şekil 2.4.4 (dalga yayılma doğrultusuna ters yönde akıntı) ile gösterilmiştir. Aynı zamanda yalnız akıntı durumunda ki akıntı hız profili de gösterilmiştir. Bu deneyler sırasında aşağıdaki olaylar gözlenmiştir.

- Dalga yayılma doğrultusundaki akıntı durumu için
 - Taban yakınında hızlar azalmıştır ($z/h < 0.2$)
 - Su yüzeyi yakınında hızlar azalmıştır ($z/h > 0.6$)
 - Akımın ortalarında hızlar artmıştır
 - Yüksek dalgalar ve zayıf akıntı durumu en etkin haldir.



Şekil 2.4.3. Dalga yüksekliğinin akıntı hız profiline olan etkisi (aynı doğrultuda akıntı).



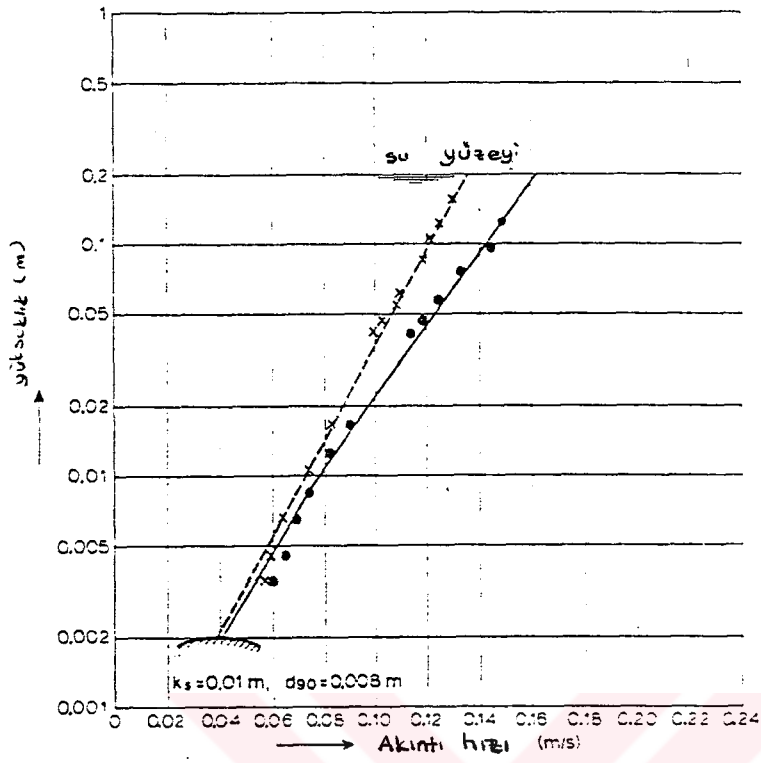
Şekil 2.4.4. Dalgı ylıkseklığının akıntı hız profiline olan etkisi (ters akıntı).

- Dalga yayılma doğrultusuna ters istikametteki akıntı durumu için
Taban yakınında hızlar azalmıştır ($z/h < 0.4$)
Su yüzeyi yakınında hızlar artmıştır ($z/h > 0.5$)
Yüksek dalgalar ve zayıf akıntı durumu en etkin haldir.

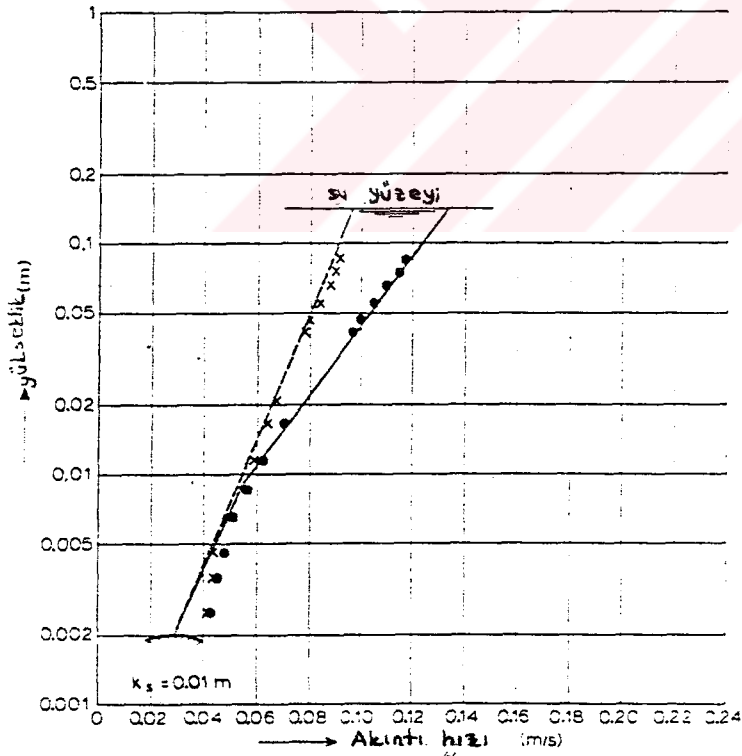
Visser (1986), akıntı doğrultusuyla dalga doğrultusu (düzenli dalgalar) arasında 90° 'lik bir açıyla dalga akıntı tankında zamansal ortalama hız profillerini ölçmüştür. Deneylerde cilalı taban ve çakıl ile pürüzlendirilmiş taban ($d_{50} = 0.005$ m) kullanılmıştır. Akıntı hızları Laser Doppler Velocity meter ile ölçülmüştür. 100 sn'lik peryot dikkate alınarak hızların ortalama değeri verilmiştir. Rölatif dalga yükseklikleri 0,25 - 0,5 arasında alınmıştır. Dalga peryodu 1 sn, ortalama akıntı hızı 0,1 - 0,2 m/s arasında alınmıştır.

Su yüzeyi yakınındaki bölgede artan hızları ve taban yakınındaki bölgede azalan hızları gösteren Şekil 2.4.9'da bazı sonuçlar yer almaktadır.

Bu sonuçlar özetlenirse, taban yakınındaki akıntı hızlarının dalga sınır tabakasında dalga nedeniyle ortaya çıkan vortisiteler tarafından azaltıldığı sonucuna varılmaktadır. Bu etki, rölatif olarak zayıf akıntı ve rölatif olarak yüksek dalgalar durumunda en belirgin şekilde görülmektedir. Dalga yayılma doğrultusuna ters yöndeki akıntı durumunda taban yakınındaki hızların azaltılması, dalga yayılma doğrultusundaki akıntı durumundakinden biraz daha fazladır. Dalga doğrultusu akıntı doğrultusuna dik olduğu zaman taban yakınındaki hızlar yine azalmaktadır. Daha üst tabakalardaki akıntı hızları, dalga yayılma doğrultusuna ters akıntı ve dalgaların akıntıya dik olduğu hallerde artmaktadır. Dalgalar akıntıyla aynı doğrultuda oldukları zaman yüzey yakınındaki hızlar azalmaktadır.



	T 241	T 22'
ölçüm	•	x
hesap	—	---
H_s (m)	0.106	0
T (s)	2	
U_s (m/s)	0.25	
$\bar{u}$ (m/s)	0.27	0.23
ϕ (°)	90	



	T 441	T 401
ölçüm	•	x
hesap	—	---
H_s (m)	0.068	0
T (s)	2	
U_s (m/s)	0.21	
$\bar{u}$ (m/s)	0.105	0.082
ϕ (°)	90	

Şekil 2.4.9. Dalgalı ve dalgasız ortamda ölçülmüş ve hesaplanmış akıntı hızları ($\phi = 90^\circ$).

2. Matematik Modeller

Bazı teorik modeller aşağıda özetlenen belirgin bir takım özelliklere sahiptir.

- İnce dalga sınır tabakası dışında, bütün su derinliği boyunca dalga hareketi potansiyel akımdır.
- Dalga potansiyel akımı ile kararlı akımın türbülanslı yapısı arasında bir girişim söz konusu değildir.
- Dalga sınır tabakası dışındaki kararlı akım, dalga hareketinden bağımsızdır.

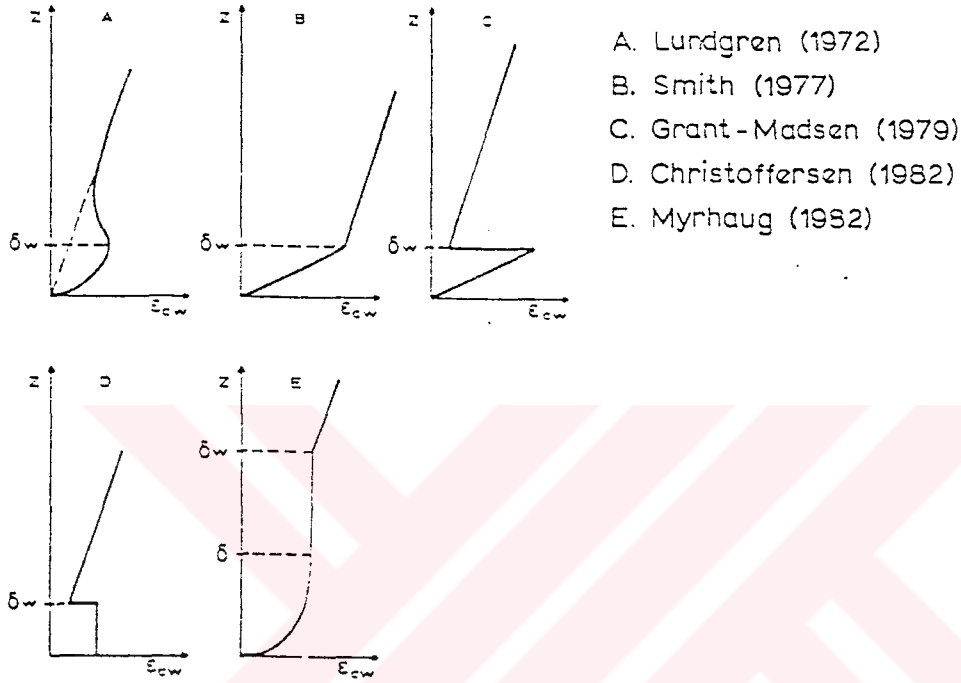
Dalga sınır tabakası içinde dalga ve akıntı hareketi tarafından oluşturulan türbülans, ortalama akıntı hız profilini etkileyecektir. Dalga sınır tabakası ve ortalama akıntının birbirlerine yaptıkları lineer olmayan etkiden dolayı bütün teorik modeller dalga hareketi nedeniyle ortalama akıntı için akım direncinin arttığını belirlemektedir. Bu etki mutlak taban pürüzlülüğünden (k_s) daha büyük olan etkin dalga pürüzlülüğü (k_a) olarak tanımlanabilir. Bu nedenle dalgaların varlığı verilen taban kayma gerilmesi için azalan akım miktarına veya verilen akım miktarı için daha büyük taban kayma gerilmesine neden olacaktır. Dalga ve akıntı sınır tabakalarının her ikisinin de olması durumunda modeller iki ana grupta incelenebilir.

1- Zamana göre sabit olan eddy viskozite profillerini esas alan modeller,

2- Daha yüksek mertebeden türbülans yaklaşımına dayanan modeller.

İlk kurulan modellerden biri Bijker (1966) tarafından gerçekleştirilmiştir ve karışım uzunluğu kavramı kullanılmıştır. Bijker tabandan ($z = 0$) (z') noktasına kadar olan hattın akıntı hız profiline teğet olduğunu kabul etmiştir. Dalga sınır tabakasında dalga nedeniyle meydana gelen yörünge hareketinin logaritmik profile sahip olduğu kabul edilir ve böylece dalga hız profiline aynı zamanda teğet olan tabandan belli bir mesafede doğrusal bir hat oluşur. Bu da z' seviyesindeki hız olarak tanımlanabilir. Bu seviyedeki hız değişimi otomatik olarak bilinir ve kayma gerilmesi de karışım uzunluğu teorisinden saptanabilir.

Lundgren'in (1972) modeli dalga sınır tabakası içindeki şartları da gözönüne almıştır. Sınır tabakası içinde eddy viskozitesi dağılımı, dalga periyodu boyunca ortalaması alınmış ölçülen değerlerden tahmin edilmiştir (Şekil 2.4.5A).



Şekil 2.4.5A. Eddy viskozitesi dağılımları.

Ortalama akıntı hız profilinin, dalga sınır tabakasının üstünde logaritmik forma sahip olduğu kabul edilir. Fakat dalga sınır tabakasında artan eddy viskozitesi sırf doğal taban pürüzlülüğünden daha yüksek bir akım direncine neden olacaktır.

Dalga sınır tabakası karakteristikleri (akıntı dikkate alınmaksızın) sadece dalga parametrelerinden elde edilmektedir. Bu nedenle model sadece rölatif olarak zayıf akıntı durumunda geçerlidir.

Smith (1977) hem dalga hem akıntı hareketinin söz konusu olduğu durum için kurduğu modelde, dalga sınır tabakası içindeki lineer eddy viskozitesi dağılımını esas almıştır (Şekil 2.4.5A). $z = \delta_w$ 'de eddy viskozitesi dağılımı sürekli ancak bu çok gerçekçi olmamaktadır. Çünkü akım derinliği boyunca eddy viskozitesi, dalga tesirindeki eddy

viskozitesinden de etkilidir. Dalga sınır tabakasından belli bir mesafede dalga tesiriyle oluşan türbülansın tedrici olarak azalmasından dolayı bu etkinin meydana gelmesi beklenen bir sonuçtur.

Grant ve Madsen (1979) bazı bakımlardan Smith'in (1977) modeline yarıyarıya benzer bir model kurmuşlardır. Bu araştırmacılar aynı zamanda zamana göre sabit eddy viskozitesi kavramını dikkate almışlardır. Model dalgalar ile akıntı arasındaki keyfi bir açıyı içermesi hali için geliştirilmiştir.

Eddy viskozitesi tabandan olan mesafeyle lineer olarak değişmektedir. Dalga sınır tabakası içinde eğim, dalga ve akıntıdan doğan en büyük kayma gerilmesinden elde edilmektedir (Şekil 2.4.5A). Dalga sınır tabakası dışındaki eddy viskozitesi ise ortalama taban kayma gerilmelerinden belirlenmektedir. Eddy viskozitesi $z = \delta w'$ 'de süreksiz bir yapıya sahip olmaktadır. Ortalama akıntı $z = \delta w'$ 'de kesişen iki logaritmik hız profili ile verilmektedir.

Grant ve Madsen'in (1979) modeli için Christoffersen ve Jonsson (1985) tarafından bazı değişiklikler yapılmıştır. Bu çalışmacılar dalga sınır tabakasındaki sabit eddy viskozite kavramını uygulamışlardır. Eddy viskozitesi dağılımı Şekil 2.4.5A'de gösterilmiştir.

Fredsøe'nun (1984) modelinde problemin tarifi için eddy viskozitesi direkt olarak uygulanmamaktadır. Türbülans kinetik enerjisinin sönümlenmesi ve oluşması için kabul edilen zaman ölçeği, dalga periyodu ile karşılaştırıldığında küçüktür. Bu, her bir yarım dalga periyodu için dalga sınır tabakası oluşumunu bağımsız olarak ve türbülans enerjisiindeki anlık dengeyle uyumlu olarak dalga sınır tabakasındaki hız profilinin logaritmik olarak alınabileceğini ifade etmek için kullanılmıştır.

Her yarım dalga periyodu sırasında dalga sınır tabakasının oluşumu, dalga sınır tabakası boyunca integre edilen momentum eşitliği ile tariflenir. Dalga sınır tabakası dışındaki akıntı hız profili, momentum eşitliğinde sınır şartı olarak kullanılmaktadır. Dış taraftaki bu profil logaritmik hız profili olarak tanımlanmaktadır ve bu diğer modellerle

re (Grant ve Madsen, 1979) benzer olarak etkin dalga pürüzlülüğü kullanılarak belirlenmektedir.

Eddy viskozitesi kavramı bu modelde direkt olarak kullanılmamaktadır. Fakat (zaman varyantı) eddy viskozitesi bu model yardımıyla hesaplanan sınır tabaka kalınlığı ve taban kayma gerilmesinden tahmin edilebilmektedir.

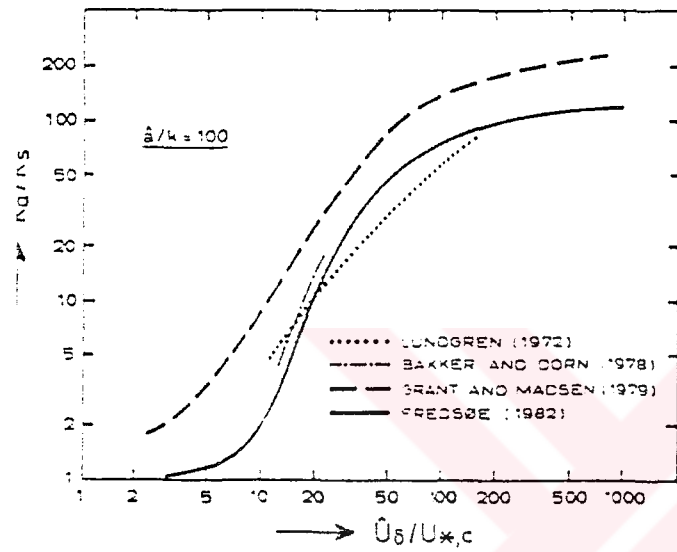
Bakker ve Van Doorn'un (1978) modelinde ise eddy viskozitesinin yerel akım şartlarının fonksiyonu olduğu yerde karışım uzunluğu türbülans modeli uygulanmaktadır. Eddy viskozitesi tabandan belirli bir mesafeyle ve zamanla değişmektedir. Bu nedenle Lundgren, zaman içinde eddy viskozitesinin sabit olduğunu kabul etse de Bakker ve Van Doorn'un teorisiyle Lundgren'in teorisi arasında yapılan karşılaştırmadan aynı mertebede sonuçların ortaya çıkması ilginçtir. Davies ve ark. (1988) bir eşitlikli (k-denklemleri) türbülans modelini esas alan bir model kurmuştur. Hagatun ve Eidsvik (1986) tarafından ise iki eşitlikli bir model kurulmuştur.

Akım direnci, tariflenmiş bazı modeller tarafından hesaplanarak sonuçlar karşılaştırılmıştır. 4 model karşılaştırılmıştır :

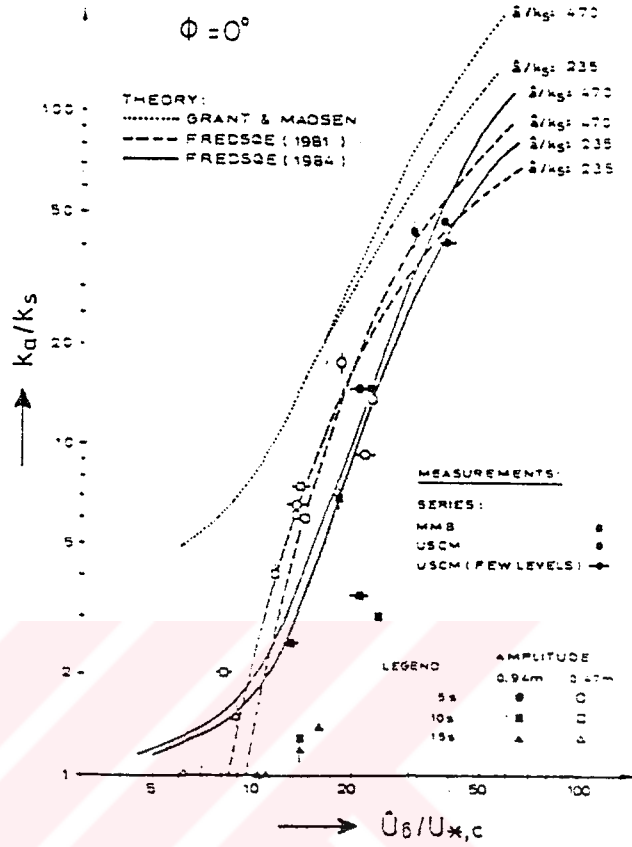
- 1- Lundgren (1972)
- 2- Bakker ve Van Doorn (1978)
- 3- Grant ve Madsen (1979)
- 4- Fredsøe (1984)

Sonuçlar akıntıdan dolayı ortalama taban kayma hızı ($u_{*,c}$) ve maksimum dalga yörünge hızı ($\hat{U}_\delta$) arasındaki orana karşılık, dalga sınırı tabakası dışındaki ortalama akıntı üzerine etkili olan etkin pürüzlülükteki (k_a) artış Şekil 2.4.5B'de görülmektedir.

Şekil 2.4.5C'de bazı deneysel sonuçlarla modellerin karşılaştırılması gösterilmiştir.



Şekil 2.4.5B. Modellerin karşılaştırılması



Şekil 2.4.5C. Modellerin karşılaştırılması

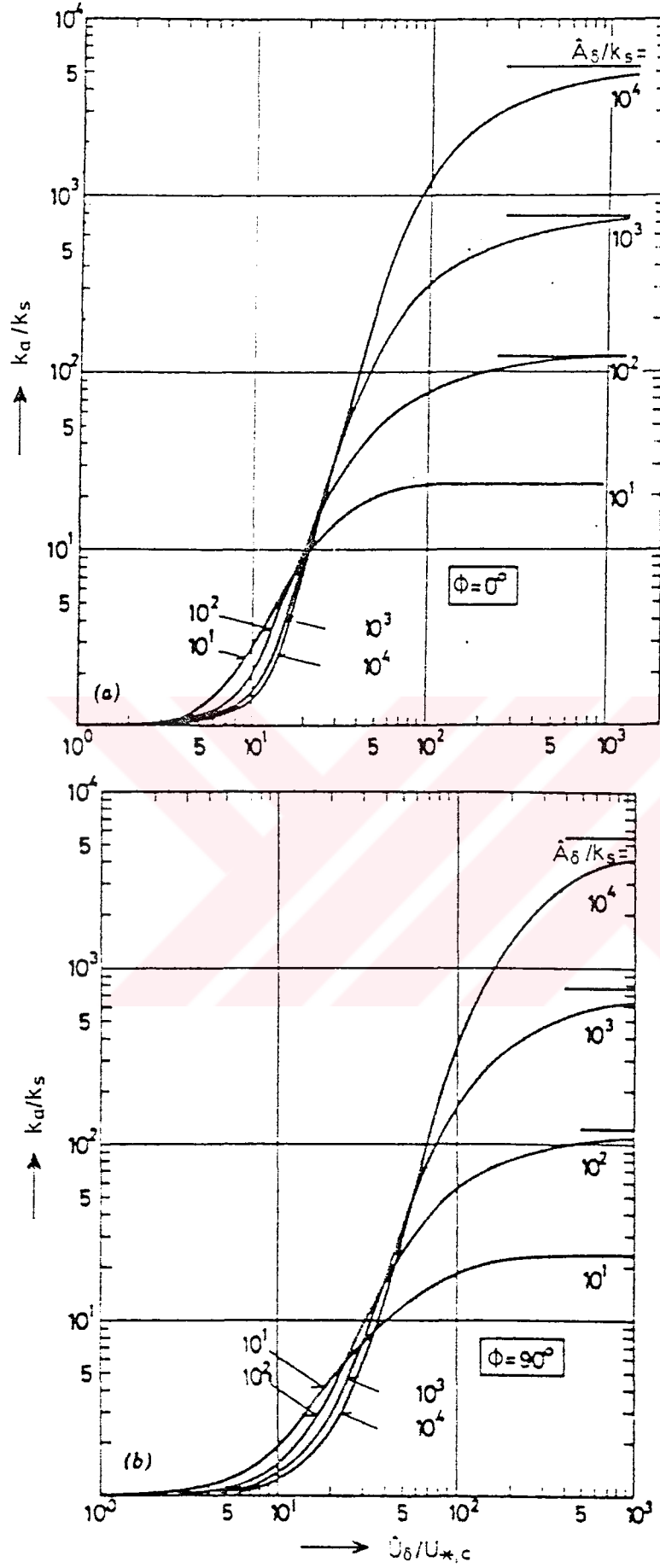
Fredsøe'nin modeli oldukça uygun sonuçlar vermektedir. Bu model aynı zamanda Fredsøe modelinin sonuçlarıyla kendi sonuçlarını (dalga ve akıntının birbirine dik olması hali) karşılaştıran Visser (1986) tarafından da sonuçlandırılmıştır.

Sonuç olarak, $\phi = 0$ (dalga akıntıyla aynı doğrultuda) ve $\phi = 90^\circ$ (dalga ve akıntı birbirine dik) için Fredsøe metodunun esas sonuçları Şekil 2.4.6'da görülmektedir.

3. Mühendislik Metodları

- Coffey - Nielsen (1986) :

Coffey ve Nielsen (1986) logaritmik hız profilini esas alan bir grafik model önermişlerdir. Kararlı bir akım üzerindeki dalga etkisi halinde etkin pürüzlülüğü (z_1 de) veren hız profilinin bir sabit değer



Şekil 2.4.6. $\phi = 0^\circ$ $\phi = 90^\circ$ için etkin pürüzlülük (Fredsoe, 1984)

aldığı belirtilmiştir. z_1/z_0 oranı deneysel sonuçlardan elde edilmiştir ve dalga ve akıntı etkisi altındaki taban kayma hızlarının oranıyla ilişkilidir ($u_{*,w}/u_{*,c}$). Bu modelin dezavantajı, iterative bir hesap yöntemi gerektirmesidir.

- Van Rijn (1988) :

Van Rijn logaritmik hız profilini de esas alan basit bir yöntem önermiştir. Dalgaların olması durumunda akıntı için hız profili iki tabakalı bir sistem olarak tanımlanmıştır.

1. Taban yakınındaki dalga sınır tabakası kalınlığının üç katına eşit olduğu varsayılan karışım tabakasının (δ) içindeki taban şekil pürüzlülüğünden (k_s) etkilenen logaritmik hız profili

2. Taban yakınındaki karışım tabakasının (δ) dışındaki etkin pürüzlülüğünden (k_a) etkilenen logaritmik hız profili

Böylece aşağıdaki ifadeler elde edilmiştir :

$$z \geq \delta : V_{r,z} = \frac{\bar{V}_r \ln(30z/k_a)}{-1 + \ln(30h/k_a)} \quad (2.4.2)$$

$$z < \delta : V_{r,z} = \frac{\bar{V}_r \delta \ln(30z/k_a)}{\ln(30\delta/k_s)} \quad (2.4.3)$$

$$V_{r,\delta} = \frac{\bar{V}_r \ln(30\delta/k_a)}{-1 + \ln(30h/k_a)} \quad (2.4.4)$$

$V_{r,z}$ = tabandan z kadar yükseklikte akıntı hızı

$\bar{V}_r$ = derinliğe göre ortalama hız vektörü $|\bar{u}^2 + \bar{v}^2|^{0,5}$

δ = dalga etkisinde taban yakınındaki karışım tabakasının kalınlığı (= $3\delta_w$)

δ_w = dalga sınır tabakası kalınlığı (eşitlik 2.3.8)

$V_{r,\delta}$ = $z=\delta$ için akıntı hızı

k_s = taban pürüzlülüğü

k_a = etkin taban pürüzlülüğü

Dalga etkisiyle değişen basınç tesiriyle meydana gelen vorteks ve akıntı etkisiyle meydana gelen pürüzlülük dolayısıyla söz konusu olan toplam direnç, (2.4.2) denkleminin uygulanmasıyla aşağıdaki gibi elde edilir.

$$V_{*,c} = \frac{K \bar{V}_r}{-1 + \ln(30h/k_a)} \quad (2.4.5)$$

(2.4.4) denkleminin uygulanmasıyla da aşağıdaki ifadeler elde edilir.

$$V_{*,c} = \frac{K V_{r,\delta}}{\ln(30 \delta/k_a)} \quad (2.4.6)$$

veya

$$\bar{\tau}_{b,c} = \frac{\rho K^2 V_{r,\delta}^2}{\ln^2(30 \delta/k_a)} \quad (2.4.7)$$

$V_{*,c} = (g^{0,5}/C) \bar{V}_r$ olmasından dolayı Chezy katsayısı (C) aşağıdaki gibi ifade edilirse

$$C = K^{-1} g^{0,5} \mid -1 + \ln(30h/k_a) \mid \approx 18 \log(12 h/k_a) \quad (2.4.8)$$

bulunur.

Dalga sınır tabakası içindeki ($z < \delta$) logaritmik hız profili, mutlak taban pürüzlülüğüne ve etkin taban kayma hızına bağlıdır. Bu son parametre (2.4.3) ve (2.4.4) eşitliklerinden aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$V_{*,ca} = \frac{K V_{r,\delta}}{\ln(30 \delta/k_s)} \quad (2.4.9)$$

veya

$$\bar{\tau}_{b,ca} = \frac{\rho K^2 V_{r,\delta}^2}{\ln^2 (30\delta/k_s)} = \alpha \bar{\tau}_{b,c} \quad (2.4.10)$$

$$\alpha = \frac{\ln^2 (30\delta/k_a)}{\ln^2 (30\delta/k_s)}, \quad \bar{\tau}_{b,c} = \rho g \frac{\bar{V}_r^2}{C^2}, \quad C = 18 \log \left(\frac{12h}{k_a} \right) \quad (2.4.11)$$

α katsayısı, rölatif olarak yüksek dalgalar ile akıntı durumunda 1 den küçüktür. Etkin taban kayma gerilmesinin ($\bar{\tau}_{b,ca}$) tabanda katı madde hareketinin başlaması için akıntı etkisindeki mutlak taban kayma gerilmesine eşit olduğu varsayılır. Bu, yüksek dalga durumunda taban yakınındaki konsantrasyonların üzerine zayıf bir akıntının etkidiği anlamına gelmektedir. Örneğin, Nap ve Van Kampen (1988) 0,18 m'lik dalgalarla akıntı hızının 0,1 m/s olduğu 0,5 m'lik su derinliğinde taban yakınında 4 kg/m³ kadar bir konsantrasyon belirlemiştir. Akıntı 0,4 m/s'ye çıktığında taban yakınındaki konsantrasyon hemen hemen aynı kalmaktadır. Böylece bu, akıntının, katı madde hareketinin başlamasına zayıf bir etkisi olduğunu göstermektedir.

Verilen ifadeleri uygulamak için etkin pürüzlülük (k_a) bilinmelidir. Esas olarak k_a/k_s oranı aşağıdaki değerlerin bir fonksiyonu olacaktır.

- Yörünge hızının pik değerinin derinlik boyunca ortalama hıza oranı, $\hat{U}_\delta / \bar{V}_r$
- Yörüngesel yer değiştirmenin pik değerinin taban pürüzlülüğüne oranı, $\hat{A}_\delta / k_s$
- Akıntı ve dalga doğrultusu arasındaki açı

Böylece aşağıdaki ifade elde edilmiştir.

$$\frac{k_a}{k_s} = F \left(\frac{\hat{U}_\delta}{\bar{V}_r}, \frac{\hat{A}_\delta}{k_s}, \emptyset \right) \quad (2.4.12)$$

$\hat{U}_\delta/\bar{V}_r$ oranı, akıntı ve dalga hareketinin rölatif olarak direncini göstermektedir. $\hat{U}_\delta/\bar{V}_r \rightarrow 1$ için $k_a/k_s \rightarrow 1$ olmaktadır. $\hat{A}_\delta/k_s$ oranı ise dalga peryodunun etkisini göstermektedir, çünkü aynı $\hat{U}_\delta/\bar{V}_r$ değerinde A_δ değerinin azalması dalga peryodunun daha küçük olduğu anlamındadır ve etkin pürüzlülüğün artmasına neden olur. Fredsøe'nun (1984) vermiş olduğu modelin sonuçları $\hat{A}_\delta/k_s$ oranının oldukça zayıf bir etkisi olduğunu göstermektedir. Bu nedenden dolayı bu parametre mevcut analizde ihmal edilmektedir.

k_a/k_s oranını saptamak için Van Rijn, Nap-Van Kampen'in (1988) hız verilerini kullanmıştır. Bu çalışmacılar hız profillerini dalga-akıntı (dalga yayılma doğrultusu ve tersi) ve sırf akıntı durumunda ölçmüşlerdir. Ölçülen hız profillerinin, su derinliğinin tabana yakın bölümünde ($z < 0.5 h$) logaritmik bir davranış gösterdiği belirlenmiştir. Buna dayanarak k_a/k_s oranı elde edilmiştir ve Şekil 2.4.7'de gösterildiği gibi $\hat{U}_\delta/\bar{V}_r$ oranına karşılık olarak çizilmiştir.

Sonuçlar aşağıdaki gibi gösterilebilir :

$$\frac{k_a}{k_s} = e^{\gamma \hat{U}_\delta/\bar{V}_r} \quad (2.4.13)$$

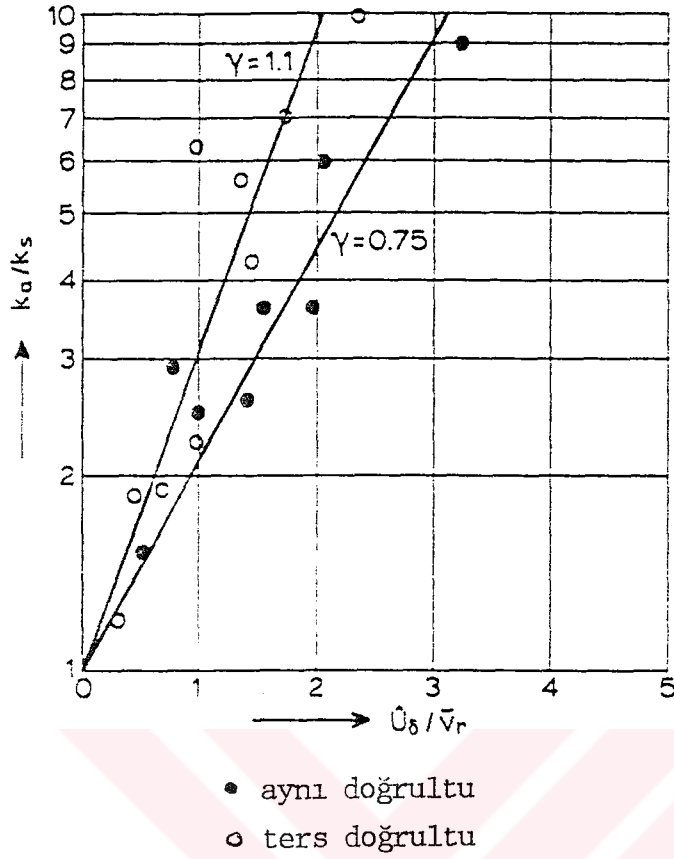
Maksimum değer $\hat{U}_\delta/\bar{V}_r \approx 3$ için yaklaşık 10'dur.

γ katsayısı akıntı ve dalga arasındaki açığa bağlı olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\emptyset = 0^\circ \text{ (dalga yayılma doğrultusuna ters dalga hali) : } \gamma = 0,75 \quad (2.4.14)$$

$$\emptyset = 180^\circ \text{ (dalga yayılma doğrultusuna ters dalga hali) } \gamma = 1,1 \quad (2.4.15)$$

Şekil 2.4.8, ölçülen ve (2.4.2), (2.4.3), (2.4.13) denklemleri uygulanarak hesaplanan hız profillerini göstermektedir. (Nap-Van Kampen 1988). Zayıf akıntı (Şekil 2.4.8A) ve rölatif olarak büyük dalgalar ($H_s = 0,15$ m) durumu dalganın olmadığı ($H_s = 0$) durum ile karşılaştırıldığında hızların önemli bir şekilde azaldığı belirlenmiştir. Taban yakınında azalan hızlar aynı doğrultudaki dalgalar için hesaplanan

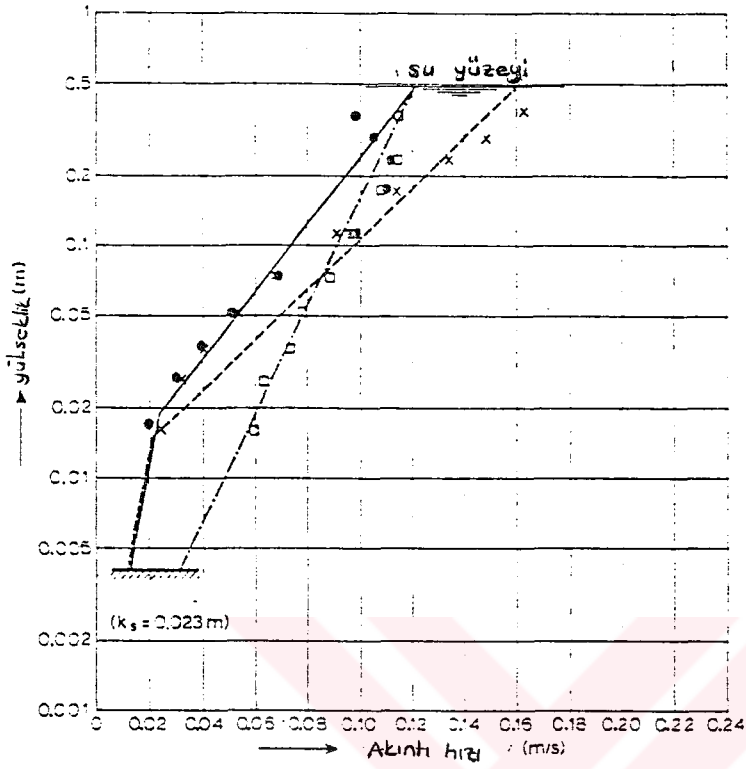


Şekil 2.4.7. Etkin pürüzlülüğün fiziksel taban pürüzlülüğüne oranı.

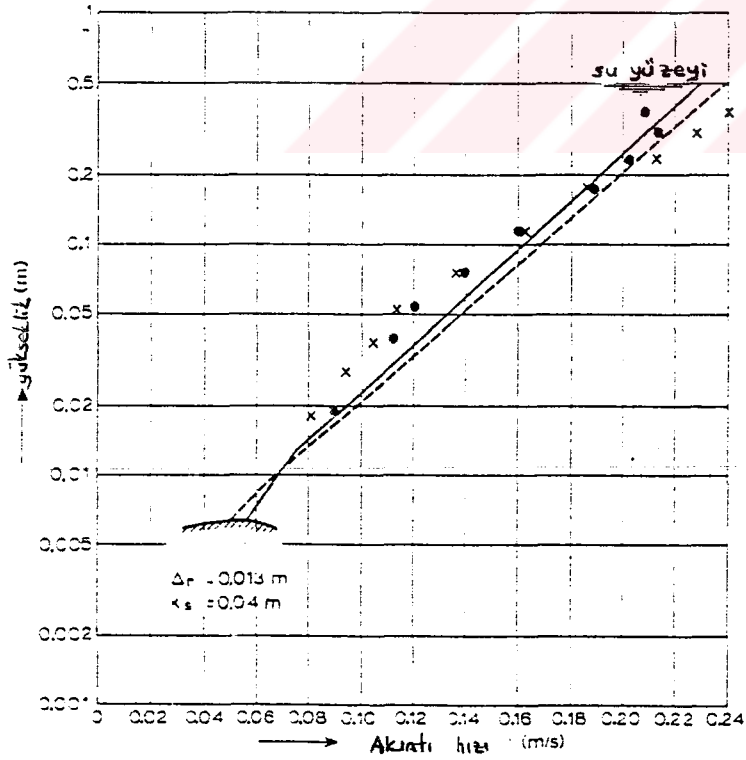
hızlar ile uygun bir şekilde belirlenebilmektedir. Ancak logaritmik olmayan hızların olduğu yüzey yakınındaki bölgede büyük hatalar gözlenmiştir (T15,10). Ters doğrultudaki dalgaların olması durumunda taban yakınındaki tabakada hesaplanmış olan hızlar % 30 kadar daha büyüktür (T15,10).

Güçlü akıntı ($u = 0,4$ m/s) ve rölatif olarak küçük dalgaların ($H_s \approx 0,075$ m) bulunması durumunda taban yakınında hesaplanan hızlar % 10 - % 20 kadar büyüktür (Şekil 2.4.8).

Mevcut metod, Van der Stel'in ve birbiriyle 90° lik açı yapan dalga-akıntı durumunda hız profillerini ölçen Visser'in (1985) verileri için uygulanmıştır. Sonuçlar Şekil 2.4.9'da gösterilmiştir. $\gamma = 0.75$ için oldukça iyi sonuçlar elde edilmiştir. Buna dayanarak uygulama için aşağıdaki α katsayıları önerilmiştir.



	T15, 10	T15, -10	T0 -10
ölçüm hesap.	•	x	□
H_s (m)	0.147	0.149	0
T_0 (s)	2.6	2.3	
U_s (m/s)	0.282	0.269	
$\bar{U}$ (m/s)	0.092	0.121	0.121
ϕ (°)	0	180	180



	T7.5, 40	T7.5, -40
ölçüm hesap.	•	x
H_s (m)	0.077	0.0723
T_0 (s)	2.3	2.4
U_s (m/s)	0.156	0.132
$\bar{U}$ (m/s)	0.364	0.388
ϕ (°)	0	180

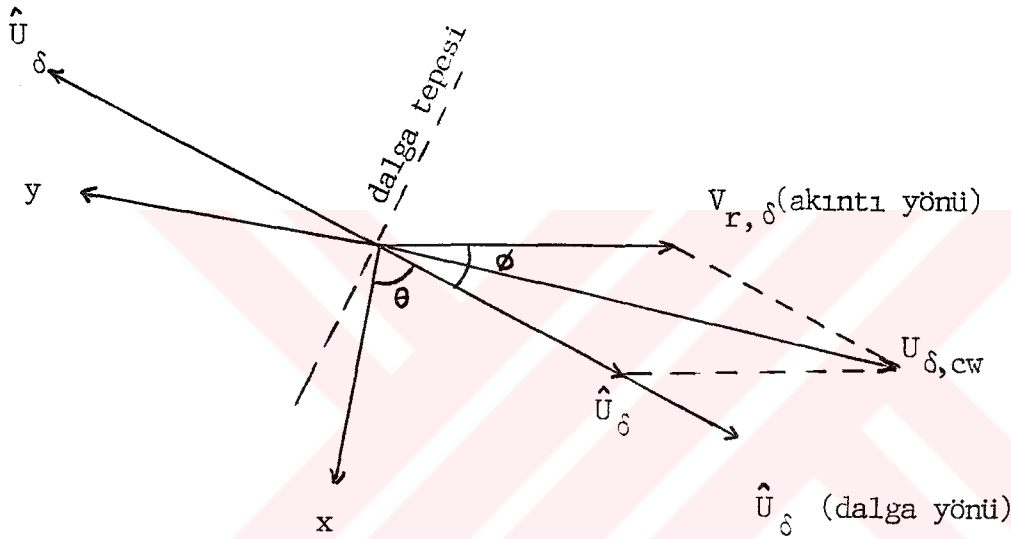
Şekil 2.4.8. Dalgalı ortamda ölçülmüş ve hesaplanmış akıntı hızları
($\phi = 0^\circ, 180^\circ$)

$\emptyset = 0, 360^\circ$ (aynı doğrultudaki dalgalar) için $\gamma = 0,75$

$\emptyset = 90^\circ, 270^\circ$ (birbirine dik dalgalar) için $\gamma = 0,75$ (2.4.16)

$\emptyset = 180^\circ$ (ters doğrultudaki dalgalar) için $\gamma = 1,1$

Dalga ve akıntıdan dolayı ($\emptyset$ açısı altında) taban kayma gerilmesi ($\bar{\tau}_{b,c,w}$) dalga ve akıntı etkisindeki taban kayma gerilmelerinin vektörel olarak toplanmasıyla elde edilmektedir. Taban kayma gerilmelerinin, tabandan δ kadar yükseklikte taban yakınındaki hızlarla bağıntılı olduğu kabul edilmiştir.



$$(U_{\delta, cw})^2 = (V_{r, \delta})^2 + (U_{\delta})^2 + 2U_{\delta} V_{r, \delta} \cos \emptyset$$

$$U_{\delta} = \hat{U}_{\delta} \sin \omega t \text{ alınarak}$$

$$(U_{\delta, cw})^2 = (V_{r, \delta})^2 + (\hat{U}_{\delta} \sin \omega t)^2 + 2\hat{U}_{\delta} V_{r, \delta} \sin \omega t \cos \emptyset \text{ elde}$$

edilir.

Dalga periyodu boyunca ortalama alınarak

$$(\bar{U}_{\delta, cw})^2 = \frac{1}{T} \int_0^T (\quad) dt = (V_{r, \delta})^2 + \frac{1}{2} (\hat{U}_{\delta})^2$$

$$\bar{\tau}_{b, cw} \approx (V_{r, \delta})^2 \text{ ve } \bar{\tau}_{b, w} \approx \frac{1}{2} (\hat{U}_{\delta})^2 \text{ olarak kabul edildiğinde za-}$$

mansal ortalama taban kayma gerilmesi, dalga ve akıntı durumunun her ikisinin birlikte olması hali için aşağıdaki gibi verilmiştir.

$$\bar{\tau}_{b,cw} = \bar{\tau}_{b,c} + \bar{\tau}_{b,w} \quad (2.4.17)$$

$\bar{\tau}_{b,cw}$ = akıntı ve dalga durumu için zamansal ortalama taban kayma gerilmesi

$\bar{\tau}_{b,c}$ = akıntı etkisinde zamansal ortalama taban kayma gerilmesi

$\bar{\tau}_{b,w}$ = dalga etkisinde zamansal ortalama taban kayma gerilmesi

$\bar{\tau}_{b,cw}$ vektörünün yönü $\emptyset$ açısına bağlıdır. Fakat büyüklüğü $\emptyset$ açısına bağlı değildir.

Katı madde hareketinin başlamasına gelince sadece $\bar{\tau}_{b,cw}$ önemlidir. Çünkü taban malzemesinin harekete geçmesini belirlemektedir. Hareket esas olarak hız vektörünün yönündedir.

Son olarak akıntı yönündeki toplam direnç tartışılmıştır. Etkin pürüzlülüğün (k_a) dalga ve akıntı arasındaki $\emptyset$ açısına fazla bağımlı olmamasından dolayı bu durum için basit bir uygulama önerilmiştir.

$$\bar{\tau}_{b,c,x} = \rho g \frac{\bar{u} \bar{v}_r}{C^2} \quad (2.4.18)$$

$$\bar{\tau}_{b,c,y} = \rho g \frac{\bar{v} \bar{v}_r}{C^2} \quad (2.4.19)$$

$\bar{u}$ = x yönündeki derinliğe göre ortalananmış hız

$\bar{v}$ = y yönündeki derinliğe göre ortalananmış hız

$\bar{v}_r = (u^2 + v^2)^{0,5}$ = hız vektörü

$C = 18 \log (12 h/k_a)$ = dalga etkisiyle değiştirilmiş chezy katsayısı.

BÖLÜM 3

DENİZ TABANINDA HAREKETİN BAŞLANGICI VE TABAN PÜRÜZLÜLÜĞÜ

3.1. DENİZ TABANINDA HAREKETİN BAŞLANGICI VE ASKI HAREKETİ

3.1.1. Hareketin Başlaması

3.1.1.1. Akıntı Etkisinde Tabanda Hareketin Başlaması

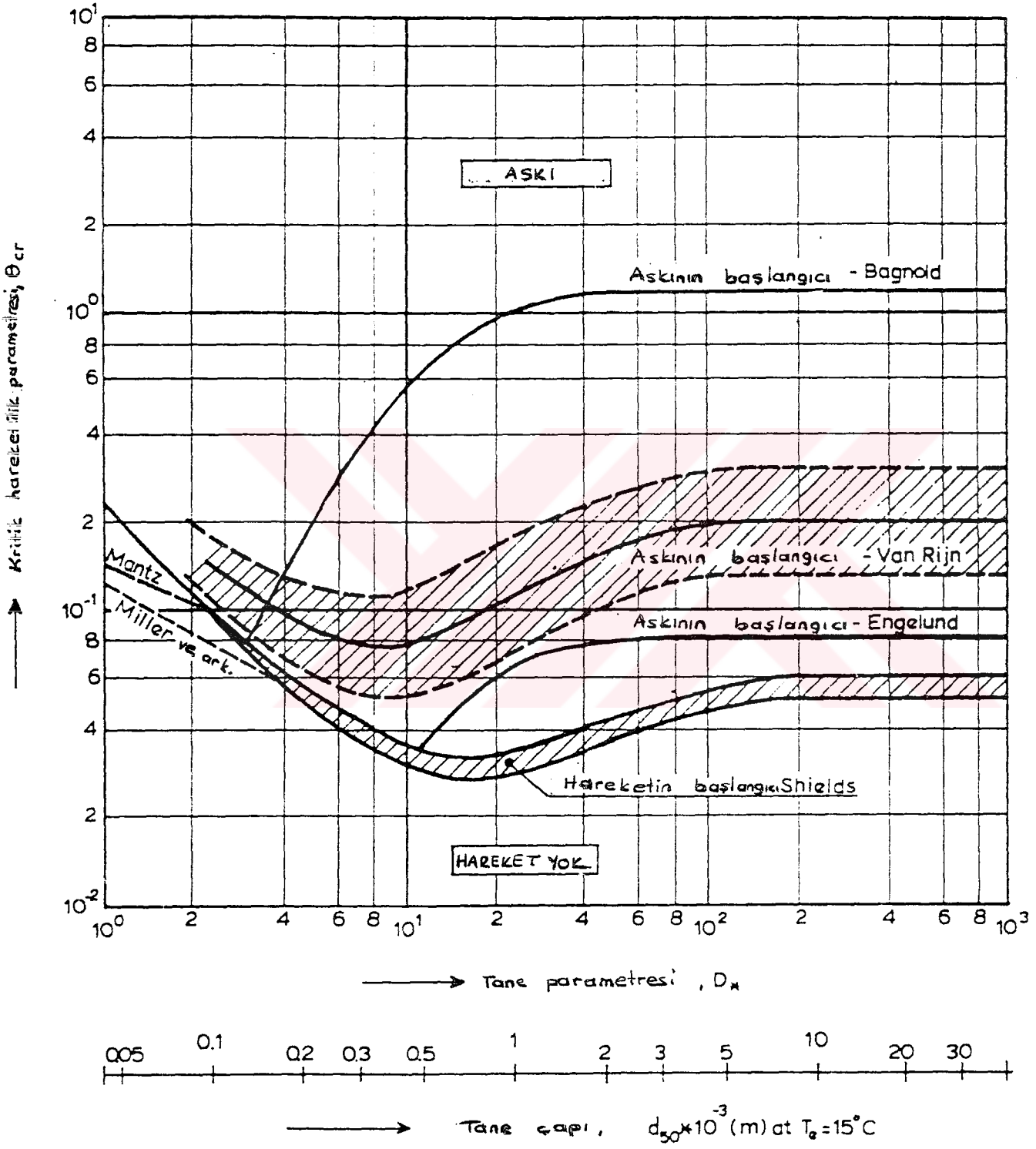
Tane hareketi, tane üzerine etkiyen hidrodinamik kuvvetlerin hareketin başlaması için gerekli olan kritik hidrodinamik kuvvetten büyük olduğu zaman başlamaktadır. Katı taneyi rahatsız edecek F_d kuvveti, tane üzerine etkiyen sürtünme ve basınç kuvvetinden oluşmaktadır. Bu kuvvet, taban kayma gerilmesi $\bar{\tau}_b$ ve tane yüzey alanı ile orantılıdır. ($F_d \approx \bar{\tau}_{bd}^2$). Batmış haldeki tanenin ağırlık kuvveti F_s tanelerin su altındaki ağırlığına eşittir ($F_s \approx (\rho_s - \rho)gd^3$). Bir tanenin hareketi, F_d akışkan kuvvetinin P değme noktasına göre momentinin ağırlık kuvvetinin momentinden daha büyük olduğu zaman başlamaktadır.

$$\alpha_1 \tau_{b,cr} d^2 l_1 \geq \alpha_2 (\rho_s - \rho)gd^3 l_2 \quad \text{veya} \quad \frac{\bar{\tau}_{b,cr}}{(\rho_s - \rho)gd} \geq \theta_{cr} \quad (3.1.1.1)$$

$\bar{\tau}_{b,cr}$ = Kritik taban kayma gerilmesi

l_1 ve l_2 = P noktasına göre moment kolları

θ_{cr} , taban civarındaki hidrolik şartlara, tane biçimine ve diğer tanelerin birbirine göre pozisyonuna bağlıdır. Taban yakınındaki hidrolik şart Reynolds sayısının bir fonksiyonudur ($Re_* = U_* d/\nu$). Böylece $\theta_{cr} = F(Re_*)$ olmaktadır. θ_{cr} 'in saptanması için birçok deneysel çalışma yapılmıştır. Düzlem bir tabanla ilgili olarak en çok kullanılan Shields'in deneyleridir (1936) (Şekil 3.1.1.1). Shields katı madde taşınım oranlarının sıfır olduğu yerdeki taban kayma gerilmesi değerini kritik taban kayma gerilmesi olarak kullanmıştır. Taban malzemesi debisine dayanan bu kriterler yeterince doğru olmayabilir. Çünkü taşınım debisi (qb) kritik durumda taban kayma gerilmesinin tercihen



Şekil 3.1.1.1. Bir boyutlu akım için hareketin başlangıcı ve askı hareketi.

en büyük değeriyle bağıntılıdır. Örneğin, Paintal (1971) raporlarında $q_b \approx \tau_b^{16}$ olarak vermiştir.

Yalin (1972), Shields eğrisinin boyutsuz hareketlilik parametresine (θ_{cr}) ve tane parametresine bağlı olarak ifade edildiğini göstermiştir.

Bu parametreler uygulandığında Shields eğrisi aşağıdaki gibi ifade edilebilir :

$$\begin{aligned}
 1 < D_* \leq 4 & \quad \text{için} \quad \theta_{cr} = 0.24 D_*^{-1} \\
 4 < D_* \leq 10 & \quad \text{için} \quad \theta_{cr} = 0.14 D_*^{-0.64} \\
 10 < D_* \leq 20 & \quad \text{için} \quad \theta_{cr} = 0.04 D_*^{-0.1} \\
 20 < D_* \leq 150 & \quad \text{için} \quad \theta_{cr} = 0.013 D_*^{0.29} \\
 D_* > 150 & \quad \text{için} \quad \theta_{cr} = 0.055
 \end{aligned} \tag{3.1.1.2}$$

$$\theta_{cr} = \bar{\tau}_{b,cr} / ((\rho_s - \rho) g d_{50}) = \text{Kritik Shields parametresi}$$

$$D_* = | (s-1) g / \nu^2 |^{1/3} d_{50} = \text{Tane parametresi}$$

$$\bar{\tau}_{b,cr} = \text{Zamansal ortalama kritik taban kayma gerilmesi.}$$

Kriter Etkisi :

Delft Hydraulics (1972)'de yapılmış olan deneyler, tane hareketinin daha küçük kritik değerlerde de oluşabildiğini göstermektedir. (Şekil 3.1.1.2A). Bu çalışmada tane hareketi için yedi durum söz konusudur. Shields eğrisi kum tabanın her yerinde tane hareketini kararlı olarak tanımlamaktadır.

Lavalle ve Mofjeld (1987) hareketin başlaması için kritik durumları araştırmışlardır. Belirlenen yeterli zamanda herhangi bir yerdeki tanelerin hareketi gözlenmiştir. Çünkü esas olarak türbülanslı akım stokastik bir yapıya sahiptir ve tabanda her zaman tane hareketine sebep olacak taban kayma gerilmesi oluşacaktır. Buna rağmen kritik şart-

lar altında hiçbir tekil tane gerçekte hareket etmeyecektir ve kritik durum pratik dizayn amaçları için tariflenmiştir. Graf ve Pazis (1977), birim alanda hareket eden tanelerin sayılarını eğrilerle göstermişlerdir (Şekil 3.1.1.2B).

Şekil ve Granülometri Etkisi

Farklı biçimlerdeki tanelerle yapılan deneyler, θ_{cr} parametresinin tane biçimine fazla etkisi olmadığını göstermiştir. Granülometri, büyük dağılıma sahip taban malzemesi ($d_{90}/d_{10} > 3$) için etkilidir. Çünkü daha büyük taneler daha açıkta kalacak ve bir zırh gibi küçük taneleri koruyacaktır. Fazla aşınmaya engel olan koruma tabakası biçimindeki kaba tanelere rağmen yine de küçük taneler aşınır. Mantz (1977), 10-100 μm boyutlarındaki tanelerle ince tabakalar halinde çöken ince kohezyonsuz malzeme hareketinin başlamasını incelemiş ve kritik taban kayma gerilmesini belirtmiştir (Şekil 3.1.1.1).

$$0.03 \leq \frac{U_{*,cr} d_{50}}{v} < 1 \text{ için } \frac{\bar{\tau}_{b,cr}}{(\rho_s - \rho) g d_{50}} = 0.1 \left(\frac{U_{*,cr} d_{50}}{v} \right)^{-0.3} \quad (3.1.1.3)$$

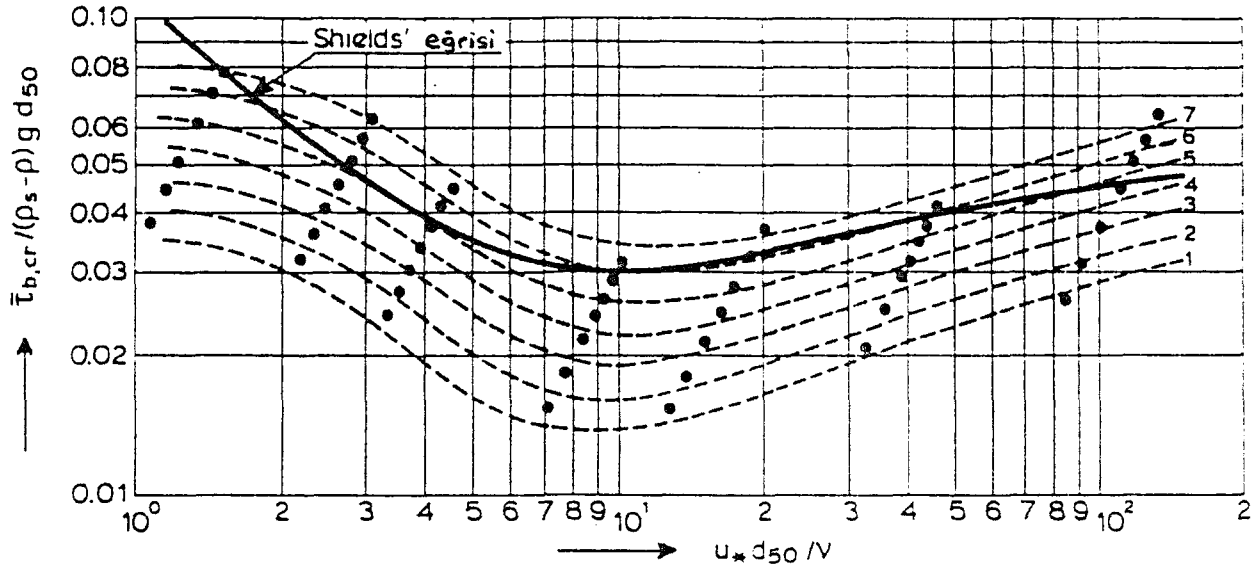
Miller ve ark. (1977) tarafından bulunan veriler aynı zamanda Shields parametresinin (θ_{cr}), ince malzemeler ($D_* < 10$) için çok büyük olduğunu göstermiştir. Miller tarafından bulunan verilerin daha iyi bir ifadesi aşağıda gösterilmiştir (Şekil 3.1.1.4B).

$$D_* < 10 \text{ için } \theta_{cr} = 0.11 D_*^{-0.54} \quad (3.1.1.4)$$

Taban eğiminin etkisi :

Akış doğrultusundaki taban eğimi durumunda θ_{cr} şöyle ifade edilmektedir.

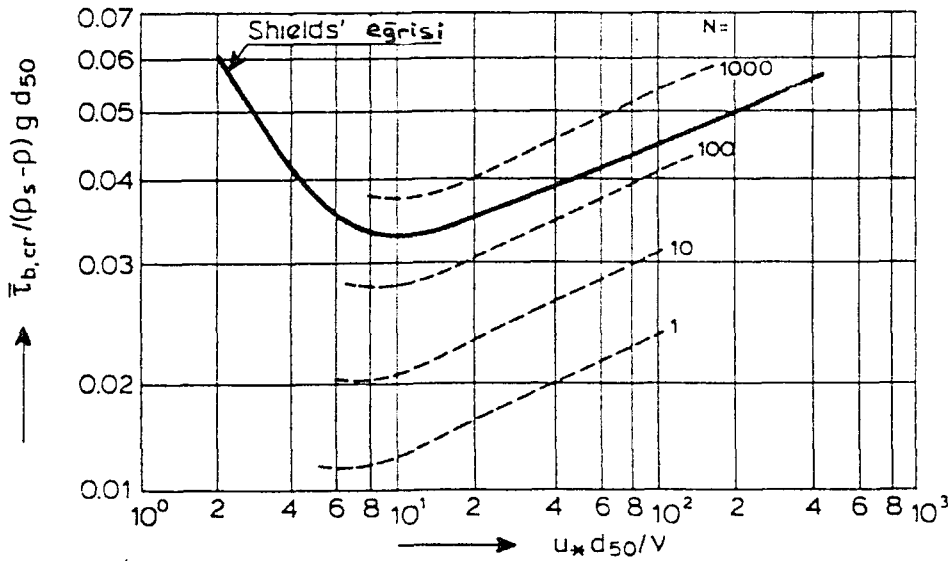
$$\theta_{cr} = k_1 \cdot \theta_{cr,o} \quad (3.1.1.5)$$



. ölçülen değerler

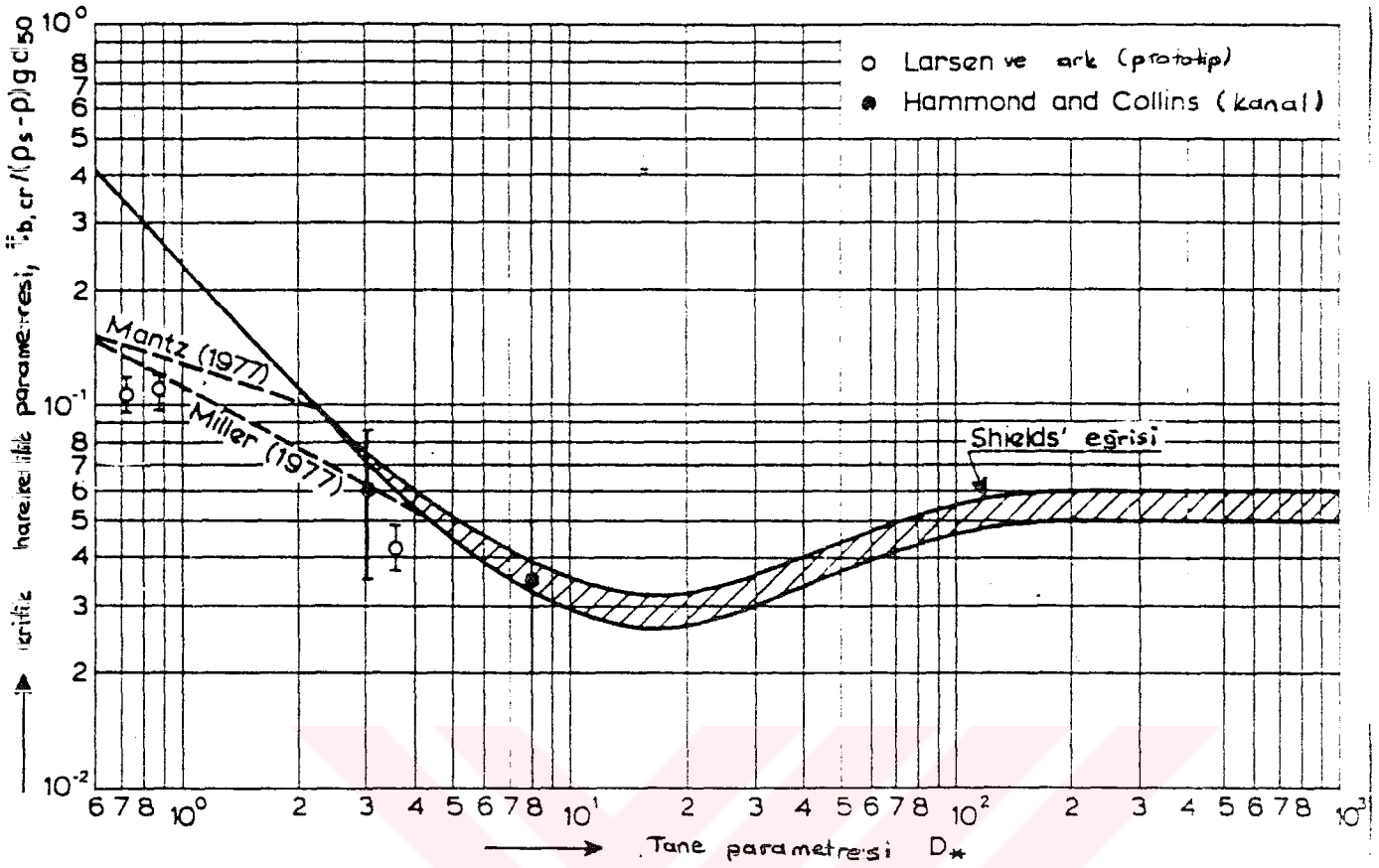
- 1 bazı bölgelerde nadiren tane hareketi
- 2 bazı bölgelerde sürekli tane hareketi
- 3 birçok bölgedeki sürekli tane hareketi
- 4 hemen hemen bütün bölgelerde sürekli tane hareketi
- 5 bütün bölgelerde sürekli tane hareketi
- 6 bütün bölgelerde sürekli tane hareketi
- 7 genel taban hareketinin başlangıcı (kum dalgacığı oluşumunun başlangıcı)

Şekil 3.1.1.2A. Deneysel sonuçlar (Delft Hydraulics, 1972).



N = Birim alanda hareket eden tanelerin sayıları (m²)

Şekil 3.1.1.2B. Deneysel sonuçlar (Graf ve Pazis, 1977).



Şekil 3.1.1.4B. Shields eğrisi.

$\theta_{cr,0}$ = Yatay tabanda kritik hareketlilik parametresi

k_1 = Gittikçe azalan taban eğimi durumunda $\sin(\phi - \beta_1) / \sin \phi$

k_1 = Gittikçe artan taban eğimi durumunda $\sin(\phi + \beta_1) / \sin \phi$
(ters eğim)

ϕ = İçsel sürtürme açısı

β_1 = Taban eğim açısı

Enine eğim durumunda ise θ_{cr} şöyle ifade edilmektedir:

$$\theta_{cr} = k_2 \theta_{cr,0} \quad (3.1.1.6)$$

$$k_2 = (\cos \beta_2) \left| 1 - (\tan^2 \beta_2 / \tan^2 \phi) \right|^{0,5}$$

β_2 = kenar eğim açısı

Akım doğrultusundaki eğim ve enine eğimin her ikisinin de söz konusu olduğu durumda θ_{cr} şu şekilde ifade edilmektedir :

$$\theta_{cr} = k_1 k_2 \theta_{cr,o} \quad (3.1.1.7)$$

Kohezyonlu Malzeme Etkisi :

Taban siltli ve çamurlu malzemelerden oluşuyorsa kohezyon kuvvetleri katı madde taneleri arasında önem taşır. Bu kuvvetler aşınmaya karşı zemin mukavemetinde gözle görülür bir artışa neden olur. Killi minerallere bağlı olan bu etki daha fazla veya daha az ortaya çıkabilir. Deney kanallarında yapılan çalışmalar kumlu tabanda varolan % 25 kadar çamurun, dalga etkisi ile üretilen kum konsantrasyonlarının anormal bir şekilde azalmasına (30 katı kadar) neden olduğunu göstermiştir (Van Rijn, 1985).

Kohezive bir malzemenin aşınabilirliğine etkili olan diğer önemli faktör ise konsolidasyon oranıdır. Çamur yığılmaları düşük yoğunluklu çok gevşek bünyeli çamur yumaklarına sahiptir. % 95 veya daha fazla su içeren yığılmanın ıslak hacim ağırlığı $1050-1100 \text{ kg/m}^3$ olabilir. Bu durumda yığılmadaki kohezyon kuvvetleri hala çok düşüktür ve kolayca erozyon oluşabilir. Eğer tortular tekrar aşınmazlarsa yoğunlukları yavaş yavaş artar. Başlangıçta bu konsolidasyon işlemi hızlı olur fakat yavaşlayarak azalır. Toprağın sıkıştırılmasıyla erozyon mukavemeti hızla artar. Bu bilinen bir olaydır çünkü sıkışan kil topraklar aşınmaya karşı çok dayanıklı olur. Aynı zamanda % 10 silt ve kil içeren kum, aşınmaya karşı dayanımında belirgin bir artış gösterir. Kohezive malzemenin aşınabilirliği hakkında az bir bilgi vardır. Tabandaki biyolojik faaliyetler, özellikle çamurlu ve siltli çevre şartları hareketin başlaması için gereken kritik değerlere etki edebilir.

3.1.1.2. Dalga Etkisinde Tabanda Hareketin Başlaması

Salınımlı bir akım ortamında genel olarak düzlem bir tabanda hareketin başlaması için birçok eşitlikler önerilmiştir. Silvester ve Mogridge (1970), literatürden 13 farklı eşitlik vermiştir. En çok kullanılanlardan biri Komar ve Miller'inkidir (1975).

$$d_{50} < 500 \mu\text{m} \text{ için } \frac{\hat{U}_{\delta,cr}}{(s-1)gd_{50}} = 0.21 \left(\frac{2\hat{A}_{\delta,cr}}{d_{50}} \right)^{0.5} \quad (3.1.1.8)$$

$$d_{50} \geq 500 \mu\text{m} \text{ için } \frac{\hat{U}_{\delta,cr}}{(s-1)gd_{50}} = 1.45 \left(\frac{2\hat{A}_{\delta,cr}}{d_{50}} \right)^{0.5} \quad (3.1.1.9)$$

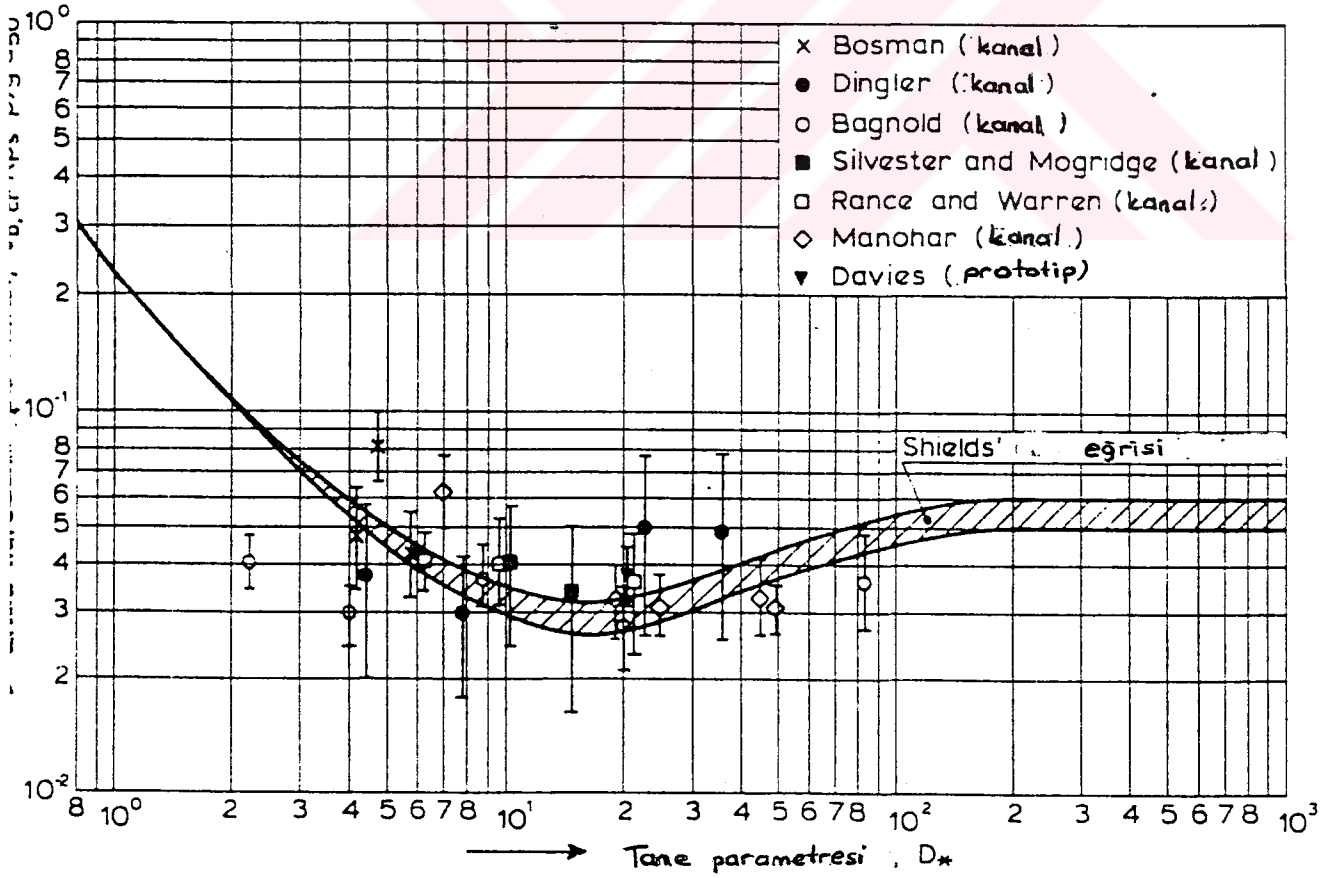
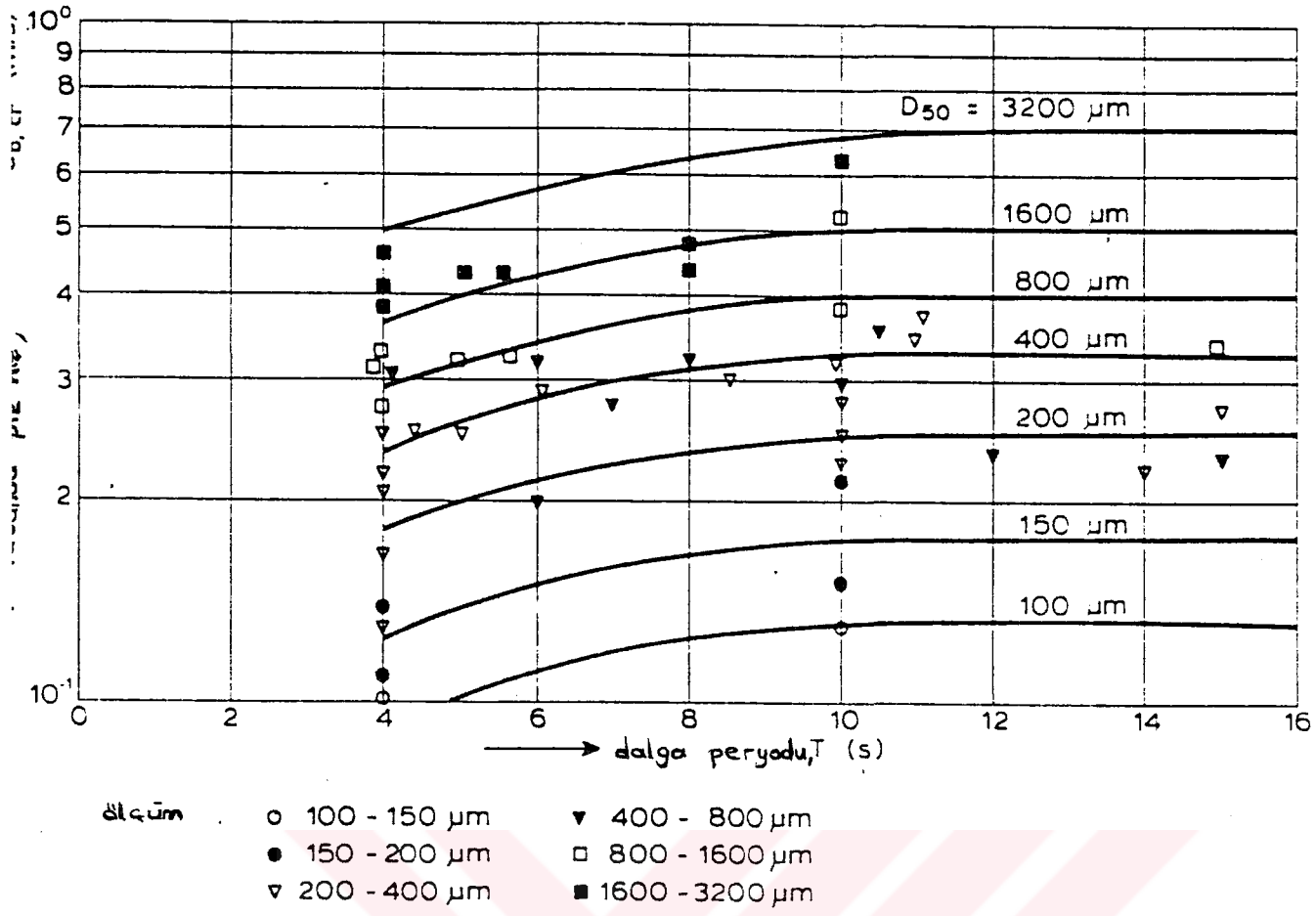
$\hat{U}_{\delta,cr}$ = Taban civarındaki yörünge hızının kritik pik değeri

$\hat{A}_{\delta,cr}$ = Taban civarındaki yörüngesel yer değiştirmenin pik değeri

(3.1.1.8) ve (3.1.1.9) eşitlikleri incelenirse, dalga peryodunun artmasıyla $\hat{U}_{\delta,cr}$ değerinin daha az bir şekilde arttığı görülür. Yapılan bu çalışmada kritik durumdaki $\hat{U}_{\delta,cr}$, d_{50} ve T (Şekil 3.1.1.3A) ve Shields parametresi (Şekil 3.1.1.3B) terimleri Van Rijn tarafından tanımlanmıştır. Bundan önceki çalışmalar Bagnold (1964), Manohar (1955) Rance ve Warren (1968), Silvester ve Mogridge (1970), Dingler (1974), Bosman (1981) ve Davies (1985) tarafından ele alınmıştır. Deneylerde sadece kum taneleri ($\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$) ve 4-15 sn'lik dalga peryotları kullanılmıştır. Veriler $90 \mu\text{m}$ 'dan $3300 \mu\text{m}$ çapına kadar olan taneler için elde edilmiştir. Esas veriler Tablo 3.1.1.1'de gösterilmiştir.

Verilerin detaylı analizi dalga peryodu etkisini açıkça göstermektedir. Kritik durum (3.1.1.8) ve (3.1.1.9) eşitliklerine uygun olan dalga peryodu ile artmaktadır. Bununla birlikte Silvester ve Mogridge'nin deneysel sonuçları buna ters düşmektedir. Şekil 3.1.1.3A, dalga peryodu ve askı tanelerinin boyutunun bir fonksiyonu olarak taban yakınındaki kritik yörünge hızının pik değerini göstermektedir. Eğrilerin ortalama hatası % 25 kadardır. Deneysel sonuçlar, aynı zamanda zamansal ortalama taban kayma gerilmesi kullanılarak Shields parametresini ifade etmiştir.

$$\frac{\bar{\tau}_{b,cr}}{(\rho_s - \rho)gd_{sd}} = F(D_*) \quad (3.1.1.10)$$



Şekil 3.1.1.3. Düzlem taban boyunca salınımlı akım için hareketin başlan-
gıcı.

Araştırmaçı	d ₅₀ (µm)	d ₉₀ (µm)	T (s)	$\hat{U}_{\delta,cr}$ (m/s)
Bagnold 1946 (laboratuvar)	90	-	4	0.10
	90	-	10	0.13
	160	-	4	0.11
	160	-	10	0.15
	360	-	4	0.20
	360	-	10	0.26
	800	-	4	0.22
	800	-	10	0.29
	3300	-	4	0.46
	3300	-	10	0.63
Rance and Warren (laboratuvar) 1968	240	-	6	0.20
	240	-	14	0.22
	390	-	5	0.25
	390	-	15	0.27
	820	-	5	0.32
	820	-	15	0.33
Silvester and Mogridge 1970 (laboratuvar)	420	-	7	0.29
	420	-	12	0.23
	580	-	8	0.32
	580	-	15	0.22
Dingler 1974 (prototip)	177	-	4	0.10
	177	-	10	0.22
	310	-	4	0.13
	310	-	10	0.23
	910	-	4	0.27
	910	-	10	0.51
	1454	-	4	0.33
	1454	-	10	0.65

Tablo 3.1.1.1. Salınımlı akım için hareket başlangıcı verileri.

Araştırmaçı	d_{50} (μm)	d_{90} (μm)	T (s)	$\hat{U}_{\delta,cr}$ (m/s)
Bosman 1981 (Laboratuvar)	210	320	4	0.25
	210	320	10	0.32
	163	180	4	0.14
	163	180	10	0.23
	230	250	4	0.17
	230	250	10	0.25
Manohar 1955 (Laboratuvar)	280	400	4.5	0.25
	280	400	8.5	0.30
	280	400	11	0.35
	790	950	4	0.31
	790	950	6	0.33
	790	950	10.5	0.35
	1010	1150	4	0.32
	1010	1150	6	0.33
	1010	1150	10	0.38
	1830	2150	4	0.38
	1830	2150	5.5	0.43
	1830	2150	8	0.47
	1980	2200	3.5	0.40
	1980	2200	5	0.44
	1980	2200	8	0.44
Davies 1985 (prototip)	750	1350	11	0.36

Tablo 3.1.1.1 (Devamı)

$$\bar{\tau}_{b,cr} = \frac{1}{4} \rho f_w (\hat{U}_{\delta,cr})^2 = \text{dalga etkisinde zamansal ortalama taban kayma gerilmesi (Eşitlik 2.3.14)}$$

f_w = dalga sürtünme faktörü (Eşitlik 2.3.20)

$\hat{U}_{\delta,cr}$ = taban civarındaki kritik yörünge hızının pik değeri

Bu analizde zamansal ortalama taban kayma gerilmesi dikkate alınmıştır. Çünkü bir boyutlu akım için önerilen Shields eğrisi zamansal ortalama parametrelere göre esas alınmıştır. Dalga etkisindeki zamansal ortalama taban kayma gerilmesini saptamak için k_s tane pürüzlülüğü anlamındaki sürtünme faktörü ve kinematik viskozite (ν) bilinmelidir. k_s değerinin αd_{90} 'a eşit olduğu kabul edilmektedir. α değeri 1-3 arasında değişmektedir. (Van Rijn, 1982). Bazı durumlarda d_{90} literatürde bahsedilmemiştir. Bunun için $1,5 d_{50}$ eşitliği kullanılır. Su sıcaklığı söylenmediğinde 20°C alınmalıdır.

Hidrolik cilalı şartlarda dalga sürtünme faktörü (2.3.17) eşitliğinden hesaplanmaktadır. Hidrolik pürüzlü şartlarda ise (2.3.20) eşitliği uygulanmaktadır. Geçiş bölgesi için de dalga sürtünme faktörü hidrolik pürüzlü şartlardaki eşitlikten saptanmaktadır. Dalga etkisi altındaki bu pürüzlülük aşağıdaki gibi ifade edilmektedir :

$$k_s = \alpha d_{90} + \frac{3,3 \nu}{(\bar{\tau}_{b,cr}/\rho)^{0.5}} \quad (3.1.1.11)$$

Geçiş bölgesinde kritik taban kayma gerilmesini saptamak için iterative çözüm metodu gerekmektedir. Çünkü k_s parametresi kritik taban kayma gerilmesinin bir fonksiyonudur. (Eşitlik 3.1.1.11). Şekil 3.1.1.3B. seçilen veriler için boyutsuz kritik taban kayma gerilmesini boyutsuz D_* parametresinin bir fonksiyonu olarak göstermektedir. Shields eğrisi sadece bir boyutlu akım için geçerlidir. Şekildeki düşey çizgi halinde gösterilen semboller, her tane boyutu için α değerinin ve dalga periyodunun etkisini göstermektedir. Farklı araştırmacıların sonuçları arasındaki varyasyon, hareketin başlaması probleminin

tanımlanmasına neden olur. Örneğin, Rance ve Warren kritik durumu küçük bir mesafede hareket eden ve yer değiştiren bir veya iki tanenin olduğu zaman olarak tanımlarken, Bosman yüzey partiküllerinin % 10'unun kritik taban kayma gerilmesine göre harekette oldukları zaman olarak tanımlar (Şekil 3.1.1.3B).

Bu sonuçların esas alınmasıyla Shields eğrisinin düzlem bir tabandaki çalkantılı akışta da hareketin başlaması için bir kriter olarak uygulanabildiği ortaya çıkmıştır. Shields eğrisi, hareketli taban yüzeyinin sadece küçük bir bölümündeki (% 1-10) kritik durumu göstermektedir. Sonuçta rölatif olarak büyük bir dağılma olur. Bu çok önemli değildir. Çünkü düzlem taban şartları için doğru sonuçlar sadece sınırlı bir öneme sahiptir. Düzlem taban yüzeyindeki salınımlı akış, doğal şartlarda nadir rastlanan bir olaydır ve genellikle tabanda kum dalgacıkları mevcuttur. Bu takdirde hareketin başlaması için gereken kritik değerler vorteks oluşumundan dolayı daha küçüktür. Örneğin, Carstens (1969) kum dalgacıklarına sahip bir tabanda pik hızın ($\hat{U}_{\delta,cr}$) % 50 azaldığını rapor etmiştir.

3.1.1.3. Akıntılı ve Dalgalı Ortamda Tabanda Hareketin Başlaması

Akıntı ve dalganın her ikisinin de söz konusu olduğu durumda bir boyutlu ve salınımlı akım için hareketin başlaması hakkında fazla bilgi yoktur. Bazı sonuçlar Amerika ve Avustralya'nın kayalık kıyıları için Larsen (1981) tarafından kanal şartları içinde Hammond ve Collins (1979) tarafından elde edilmiştir. Larsen'in verileri taban malzemesi örneklerini, deniz tabanı fotoğraflarını, ortalama taban basınçlarını, deniz tabanının 1 m üstünde ölçülmüş akıntı hızı ve yönünü içermektedir. İki Amerika kıyısındaki taban malzemesi kumlu silt ($d_{50} = 35 \mu m$ ve $42 \mu m$), Avustralya kıyısındaki taban malzemesi ince kum ($d_{50} = 170 \mu m$) olarak karakterize edilmiştir. Kıyılardaki su derinliği 75-90 m. arasındadır. Taban formu hakkında yerel bilgi (kum dalgacığı veya düzlem taban) Larsen tarafından rapor edilmemiştir.

Veriler Shields metoduna göre hareket başlangıcını saptamak için Van Rijn tarafından kullanılmıştır. Temel veriler Tablo 3.1.1.2'de özetlenmiştir. Sonuç olarak zamansal ortalama toplam taban kayma gerilmesi ($\bar{\tau}_{b,cw}$) dalga ve akıntının birbirine olan etkisi ihmal edilerek eşitlik (2.4.17) den hesaplanmıştır. Dalga etkisindeki zamansal ortalama taban kayma gerilmesi $\bar{\tau}_{b,w} = \frac{1}{2} \hat{\tau}_{b,w}$ eşitliği uygulanarak Larsen (1981) tarafından sunulan taban kayma gerilmesinin pik değerinden ($\hat{\tau}_{b,w}$) saptanmıştır.

Yer	Tarih	Taban malzemesi boyutu d_{50} (µm)	Tabanın 1m üstünde akıntı hızı u_1 (m/s)	Dalga etkisinde taban kayma gerilmesinin pik değeri $\tau_{b,w,max}$ (N/m ²)	Dalga periyodu T (s)
Washington continental shelf, 1978	Dec. 21	35	0.13	0.075	13.5
	Dec. 21	35	0.097	0.086	12.8
	Dec. 22	35	0.15	0.078	13.1
	Dec. 24	35	0.10	0.081	13.6
Australia continental shelf, 1979	Mar. 4	42	0.158	0.075	10.8
	Mar. 5	42	0.13	0.078	13.5
	Mar. 6	42	0.10	0.069	13.5
	Mar. 6	42	0.089	0.076	13.0
Australia continental shelf, 1979	Dec. 1	170	0.078	0.24	14.9
	Dec. 5	170	0.098	0.179	12.2
	Dec. 13	170	0.07	0.186	12.9

Tablo 3.1.1.2. Bir boyutlu ve salınımlı akım için hareket başlangıcı verileri (Larsen ve ark. 1981).

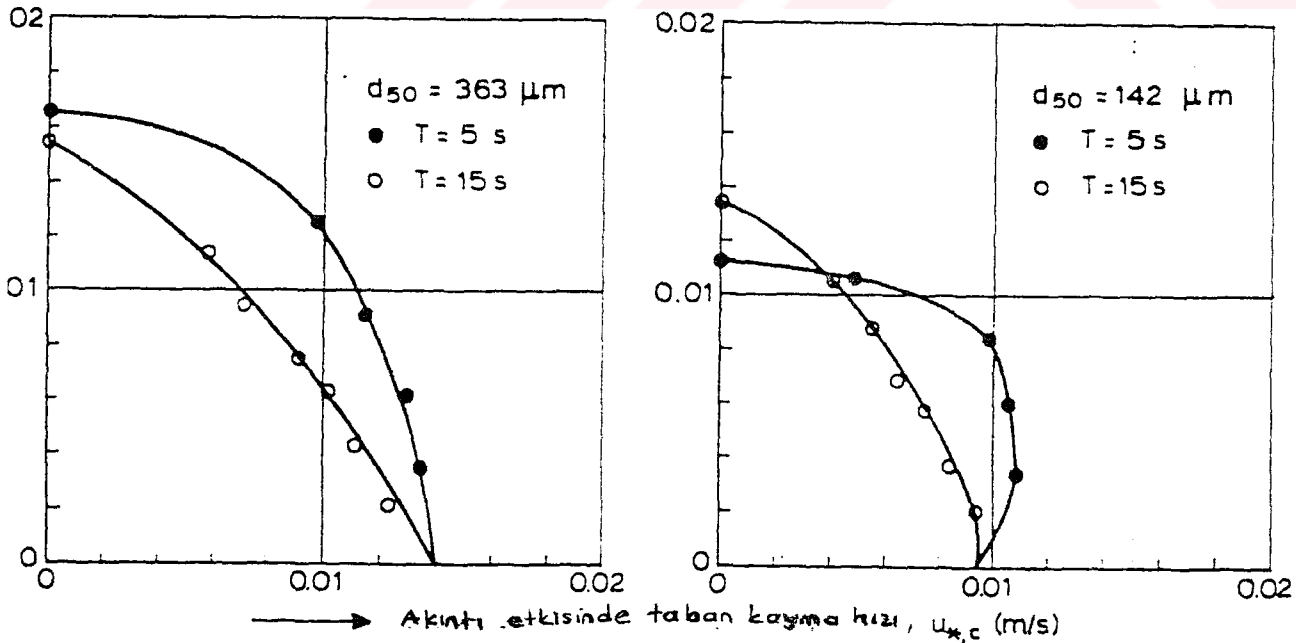
Akıntı etkisindeki taban kayma gerilmesi aşağıdaki gibi taban civarındaki bölgede logaritmik hız dağılımı kabulü yapılarak tabanın 1 m. üstündeki z_1 yüksekliğinde u_1 hızı ölçülerek hesaplanmıştır.

$$\bar{\tau}_{b,c} = \rho \left(\frac{K U_1}{\ln(30z_1/k_s)} \right)^2 \quad (3.1.1.12)$$

k_s = Etkili pürüzlülük yüksekliği

Deniz tabanının yatay, su sıcaklığının ise 15°C olduğu varsayılmıştır. Verilen yaklaşım uygulanarak hesaplanan zamansal ortalama toplam taban kayma gerilmeleri ($\tau_{b,cw}$) Larsen'in verdiğiinden % 15 daha büyük çıkmıştır. Çünkü akıntı ve dalga'nın birbirine olan etkisi bu yaklaşımda ihmal edilmiştir. Hareketin başlaması için gereken boyutsuz parametreler, özellikle kumlu siltli kıyılar için Shields değerlerinden daha küçük olan kritik değerler Şekil 3.1.1.4B'de gösterilmiştir. Sonuçlar Mantz (1977) tarafından önerilen eğriyle oldukça iyi bir uygunluk göstermektedir.

Hammond ve Collins'in (1979) verileri, uzunluğu 3.7 m, genişliği 0.3 m ve derinliği 0.3 m olan bir kanalda yapılan çalışmalardan elde edilmiştir. Kanal salınımlı hareketi karakterize eden hareketli bir perspex tabana sahiptir. Taban malzemesi ($d_{50} = 142, 363, 771$ ve $1134 \mu m$) bu taban üzerine serilmiştir. Zamansal ortalama hızlar mikromuline kullanılarak katı madde tabanının 0.02 m üstünde ölçülmüştür. Bu çalışmada Van Rijn tarafından farklı iki ince malzeme (142-163 μm) kul-



Şekil 3.1.1.4A. Dalga-akıntı etkisinde taban kayma hızları.

Taban malzemesi boyutu d_{50} (μm)	Dalga periyodu T (s)	Yörünge hızının pik değeri $\hat{U}_\delta$ (m/s)	Tabanın 0.02 m üstünde akıntı hızı u_2 (m/s)
142	0	0	0.156
	5.2	0.173	0
	11.8	0.254	0
	5	0.04	0.183
	5	0.08	0.177
	5	0.12	0.164
	5	0.18	0.081
	15	0.0267	0.156
	15	0.06	0.14
	15	0.10	0.125
	15	0.12	0.109
	15	0.16	0.096
	15	0.20	0.069
363	0	0	0.219
	4.8	0.25	0
	11.1	0.27	0
	5	0.04	0.216
	5	0.08	0.204
	5	0.12	0.18
	5	0.18	0.155
	15	0.0267	0.194
	15	0.06	0.174
	15	0.10	0.159
	15	0.12	0.143
	15	0.16	0.112
	15	0.20	0.092

Tablo 3.1.1.3. Bir boyutlu ve salınımlı akım için hareket başlangıcı verileri (Hammond ve Collins, 1979).

lanılmıştır. Ancak katı maddenin yayıldığı yatay tabanın ivmeli hareketinden doğan oldukça büyük atalet kuvvetlerinin, iki farklı kaba malzemeye ait taneler üzerine etkisi söz konusu olmaktadır. Temel veriler Tablo 3.1.1.3'de verilmiştir.

Şekil 3.1.1.4A, (2.3.14), (3.1.1.11) ve (3.1.1.12) eşitliklerinden hesaplanan dalga ve akıntı etkisindeki taban kayma hızlarının kritik kombinasyonlarını göstermektedir. Görüldüğü gibi bir boyutlu ve salınlı akımın her ikisinin de olduğu şartlarda verilen bir $U_{*,w}$ değeri ne göre daha büyük dalga periyotlarında daha büyük kritik akıntı hızları ($U_{*,c}$) oluşmaktadır. Muhtemelen bu, taban civarında dalga etkisinde olan vorteks hareketlerinin şiddetli olduğu kısa periyotlu dalgaların taban yakınlarındaki akıntı hızlarının rölatif olarak azalmasının bir sonucudur. Bundan dolayı tesir eden akıntı hızı, aynı dalga yüksekliğindeki kısa periyotlu bir dalgada hareketin başlaması için daha büyük olmalıdır.

Şekil 3.1.1.4B, Shields parametresinin deneysel sonuçlarını göstermektedir. Sonuç olarak kritik taban kayma gerilmesi, dalga ve akıntı etkisindeki taban kayma gerilmesinin toplamı olarak (2.4.17) eşitliğinden hesaplanmaktadır. Düşey çizgi olarak gösterilen semboller k_s değerinin kabul edilen hatasını ve dalga periyodunun etkisini göstermektedir. Genel olarak uzun periyotlu dalgalar en küçük kritik hareketlilik parametrelerini oluşturur. Görüldüğü gibi ortalama kritik değerler Shields eğrisine yakın değerlerdedir. Ekstrem değerler ortalama değerlerden % 40 daha büyük veya daha küçüktür.

3.1.2. Akıntı Etkisi Altında Askı Hareketinin Başlangıcı

Taban kayma hızının artan değerleri için partiküller düzensiz sıçramalarla taban boyunca taşınacaktır. Taban kayma hızının değeri, partikülün çökelme hızıyla karşılaştırıldığında yeterince büyükse katı maddeler askı hareketine başlayabilir.

Bagnold (1966), partikülün çökelme hızını (w_s) aşan düşey hız bileşenlerine sahip olan türbülans çalkantıları başladığında bir partikü-

lün askıda kaldığını ifade etmiştir. Çalkantıların düşey hız bileşeni-
nin (w'), düşey türbülans şiddeti (w) ile aynı mertebede oldukları ka-
bul edilmiştir. Askı hareketinin başlaması için kritik değer şu şekilde
ifade edilmektedir.

$$\bar{w} = |(\bar{w}')^2|^{0.5} \geq w_s$$

Son zamanlarda türbülanslı sınır tabakası üzerine yapılan çalış-
malarda türbülans şiddetinin düşey dağılımı hakkında detaylı bilgi bu-
lunmaktadır (Hinze, 1975). Düşey türbülans şiddeti (w) hidrolik cilalı
ve pürüzlü akış şartlarının her ikisi için de taban kayma hızıyla aynı
maksimum değere sahiptir. Düşey türbülans şiddetinin ifade edilen de-
ğerleri kullanıldığında askı hareketinin başlama kriteri şöyle yazılır:

$$\frac{U_{*,crs}}{w_s} = 1 \quad (3.1.2.1)$$

$$\theta_{crs} = \frac{(U_{*,crs})^2}{(s-1)gd_{50}} = \frac{(w_s)^2}{(s-1)gd_{50}} \quad (3.1.2.2)$$

$U_{*,crs}$ = Askı hareketinin başlaması için kritik taban kayma hızı

w_s = Berrak suda çökelme hızı

d_{50} = Tape çapı

g = Yerçekimi ivmesi

ρ_s = Katı madde özgül kütlesi

ρ = Akışkan özgül kütlesi

Askı hareketinin başlaması için diğer bir kriter de Engelund
(1965) tarafından verilmiştir. Tam olarak incelenmemiş stabilite ana-
lizini esas alarak şöyle saptamıştır.

$$\frac{U_{*,crs}}{w_s} = 0.25 \quad (3.1.2.3)$$

(3.1.2.2) ve (3.1.2.3) eşitlikleri Şekil (3.1.1.1)'de gösterilmiştir.

Son zamanlarda tanelerin, tane çapının 100 katından daha fazla yükseklikte bir sıçrama yaptığı akım durumunda tanımlanan askı hareketinin başlaması için gerekli kritik akış şartlarını saptayan deneysel bir araştırma Delft Hydraulics (1982)'de verilmiştir. Kritik akış şartlarında yapılan gözlemler esnasında tane çapının 0-100 katı mertebelerinde akımın içlerine doğru tane hareketi gözlenmiştir. Deneysel sonuçlar şematik olarak Şekil 3.1.1.1'de gösterilmiştir.

$$1 < D_* \leq 10 : \frac{U_{*,crs}}{w_s} = \frac{4}{D_*} \quad \text{veya} \quad \theta_{crs} = \frac{16}{D_*^2} \frac{(w_s)^2}{(s-1)gd_{50}} \quad (3.1.2.4)$$

$$D_* > 10 : \frac{U_{*,crs}}{w_s} = 0.4 \quad \text{veya} \quad \theta_{crs} = 0.16 \frac{(w_s)^2}{(s-1)gd_{50}}$$

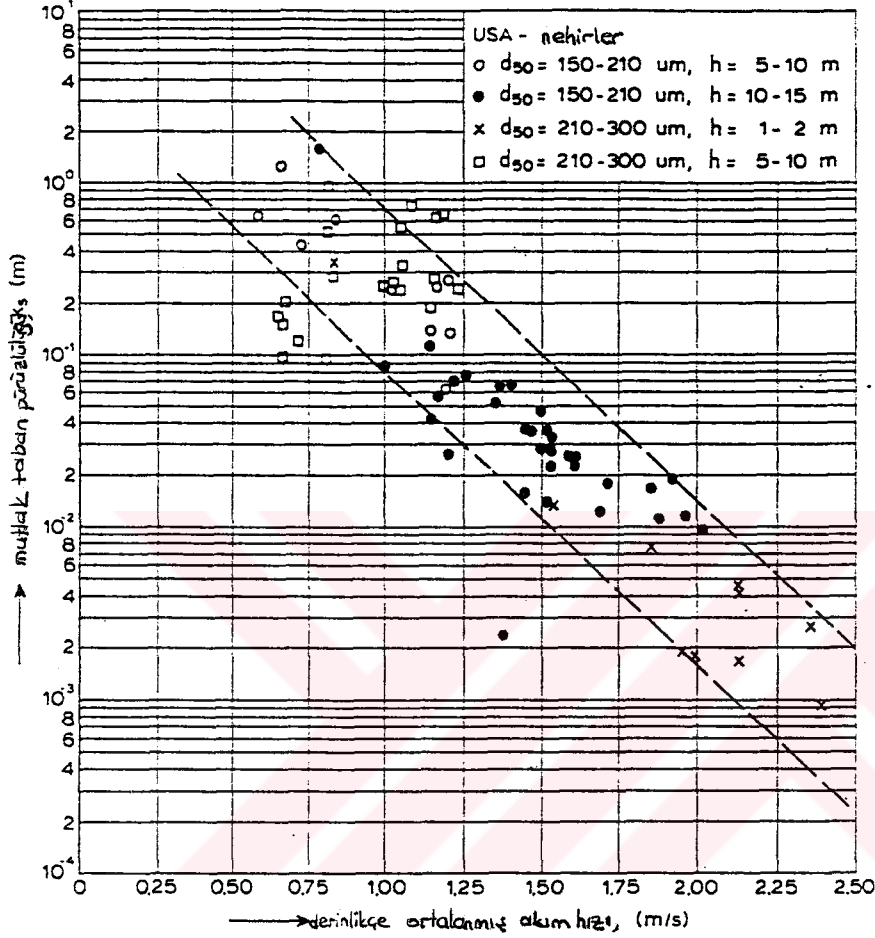
Özetlenirse (3.1.2.4) eşitliği, askı hareketine geçen katı madde taneleriyle türbülansın yarıldığı geçiş yerinde tanımlanırken, Bagnold kriteri konsantrasyon profilinin üst limitinde tanımlanmaktadır.

3.2. MUTLAK TABAN PÜRÜZLÜLÜĞÜ

3.2.1. Giriş

Nikuradse (1932) suni pürüzlülük elemanlarını kullanarak pürüzlülük elemanlarının benzeşimi yardımıyla, eşdeğer veya mutlak kum pürüzlülüğü (k_s) kavramını tariflemiştir. Hareketli taban durumunda mutlak taban pürüzlülüğü (k_s), taban şekillerinden doğan basınç kuvvetleriyle ortaya çıkan k_s'' şekil pürüzlülüğü ve yüzeysel sürtünme kuvvetleriyle ortaya çıkan k_s' tane pürüzlülüğü bileşenlerinden meydana gelmektedir. Verilen bir taban malzemesi boyutu için mutlak taban pürüzlülüğü sabit değildir. Çünkü bu aynı zamanda taban şekli boyutlarına etki eden akım şartlarına da bağlıdır (derinlik, hız, dalga yüksekliği). Örneğin, (2.2.7) ve (2.2.13) eşitlikleri uygulanarak ölçülen yüzey eğimleri, derinlikler ve akıntı hızlarından elde edilen Mississippi Nehrinin k_s değerleri Şekil 3.2.1.1'de verilmiştir. Görüldüğü gibi artan hız değer-

leri için k_s değerleri hızla azalmaktadır. Çünkü taban şekilleri büyük hızlarda ortadan kalkmaktadır. Sonuçta sadece tane pürüzlülüğü söz konusu olmaktadır.



Şekil 3.2.1.1. Mississippi nehrinin k_s değerleri

3.2.2. Akıntı Etkisi Altında Taban Pürüzlülüğü

Sabit bir düzlem taban sürtünme faktörü (Chezy katsayısı) kabulüyle (2.2.7) eşitliği $\bar{\tau}_b$ ve $\bar{u}$ arasında parabolik bir ilişki olduğunu göstermiştir. Taban şekilleri oluştuğu zaman şekil pürüzlülüğünden dolayı sürtünme artmaktadır. Esas olarak taban pürüzlülüğünün belirlenmesi için literatürde iki yaklaşım bulunmaktadır.

- Taban şekli, uzunluğu, yüksekliği, dikliği ve taban malzemesi boyutu gibi taban şekli ve tane etkisindeki parametrelere dayanan metodlar,

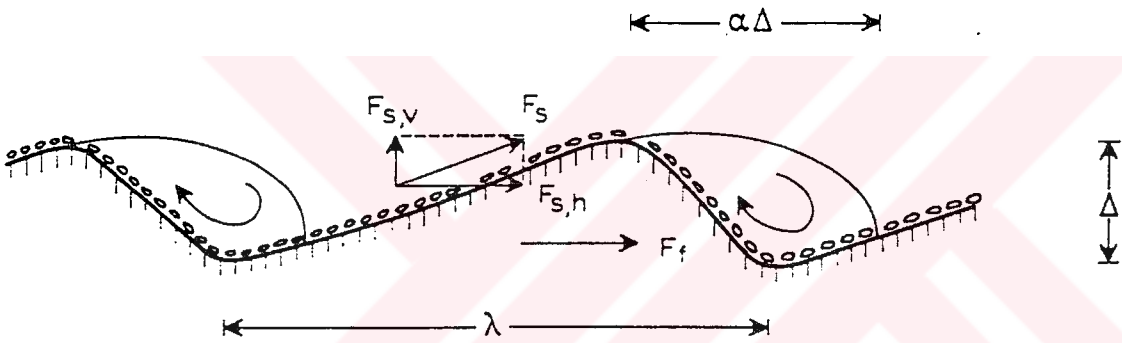
- Ortalama derinlik, ortalama hız ve taban malzemesi boyutu gibi integral parametrelerine dayanan metodlar.

3.2.2.1. Taban Şekli Parametrelerine Dayanan Metodlar

Alüviyal bir kanalda taban kayma gerilmesi (τ_b) ikiye ayrılmaktadır:

- Tane pürüzlülüğü ile ilgili sürtünme (τ_b')
- Şekil pürüzlülüğü ile ilgili sürtünme (τ_b'')

Şekil 3.2.2.1 esas alınarak taban şekli üzerine gelen kuvvetler aşağıdaki gibi gösterilmiştir :



Şekil 3.2.2.1. Taban formlarına gelen kuvvetler.

$$\tau_b = \frac{F_{s,h} + F_f}{\lambda} \approx \frac{F_s}{\lambda} + \frac{F_f}{\lambda} \approx \tau_b' + \tau_b'' \quad (3.2.2.1)$$

$$\text{Tane etkisindeki sürtünme : } \tau_b' = \frac{F_s}{\lambda} = \left(\frac{\lambda - \alpha\Delta}{\lambda} \right) \tau_s = \frac{1}{8} \rho f' \bar{u}^2 \quad (3.2.2.2)$$

$$\text{Şekil etkisindeki sürtünme: } \tau_b'' = \frac{F_f}{\lambda} = \frac{C_D}{\lambda} \cdot \frac{1}{2} \rho \int_0^{\Delta} u^2 dz = \frac{1}{8} \rho f'' \bar{u}^2 \quad (3.2.2.3)$$

F_s = Sürtünme kuvveti
 F_f = Basınç kuvveti
 λ = Taban form uzunluğu
 Δ = Taban form yüksekliği
 τ_s = Tane etkisindeki kayma gerilmesi
 α = Katsayı (5)
 C_D = Sürtünme katsayısı
 u = Yerel akış hızı

(3.2.2.1), (3.2.2.2) ve (3.2.2.3) eşitliklerinden aşağıdaki ifade elde edilmiştir.

$$f = f' + f'' \quad (3.2.2.4)$$

Mevcut analizde kolaylık için aşağıdaki ifade kabul edilmiştir.

$$k_{s,c} = k'_{s,c} + k''_{s,c} \quad (3.2.2.5)$$

$k'_{s,c}$ = Tane pürüzlülüğü
 $k''_{s,c}$ = Şekil pürüzlülüğü

Hidrolik pürüzlü akış kubalı yapıldığında akıntı etkisindeki sürtünme faktörü aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$f_c = 8 g C^{-2} = 0.24 \left| \log \left(\frac{12 h}{k_{s,c}} \right) \right|^{-2} \quad (3.2.2.6)$$

$$C_c = 18 \log \left(\frac{12 h}{k_{s,c}} \right) \quad (3.2.2.7)$$

- Tane pürüzlülüğü

Tane pürüzlülüğü doğal hareketli bir düzlem tabanın veya hareket-siz tabanın en üst tabakasında bulunan her bir katı madde tanesine ait pürüzlülüktür. Deneysel sonuçlar, tabanın (d_{90}) üst tabakasındaki en büyük katı madde taneleri için tane pürüzlülüğünün büyük etkisi

olduğunu göstermektedir. Van Rijn (1982) tane pürüzlülüğünü saptamak için hareketli bir tabanın içinde ve dışında kanal ve prototip verilerini 120 kümeye ayırarak analiz etmiştir. $k'_{s,c}$ değerleri, ölçülen su derinlikleri, derinliğe göre ortalanan hızlar ve enerji değişimlerinden elde edilen chezy katsayılarından hesaplanmıştır. Bu analiz esas alınarak tane pürüzlülüğü, şekil 3.2.2.1B'de görüldüğü gibi taban malzemesi çapının 1-10 katı olarak bulunmuştur. Tane hareketinin açık bir etkisi gözlenmeyebilir. Şiddetli bir harekete sahip tabanda yapılan deneyler hareketsiz tabandakinden daha büyük tane pürüzlülüğü göstermiştir. Van Rijn (1982) pürüzlülük katsayısını aşağıdaki gibi vermiştir:

$$k'_{s,c} = 3 d_{90} \quad (3.2.2.8)$$

Benzer değerler birkaç araştırmacı tarafından aşağıdaki gibi verilmiştir :

$$\text{Kamphuis (1974)} : k'_{s,c} = 2,5 d_{90} \quad (3.2.2.9)$$

$$\text{Gladki (1975)} : k'_{s,c} = 2,3 d_{84} \quad (3.2.2.10)$$

$$\text{Hey (1979)} : k'_{s,c} = 3,5 d_{84} \quad (3.2.2.11)$$

$$\text{Mahmood (1971)} : k'_{s,c} = 5,1 d_{84} \quad (3.2.2.12)$$

- Şekil pürüzlülüğü :

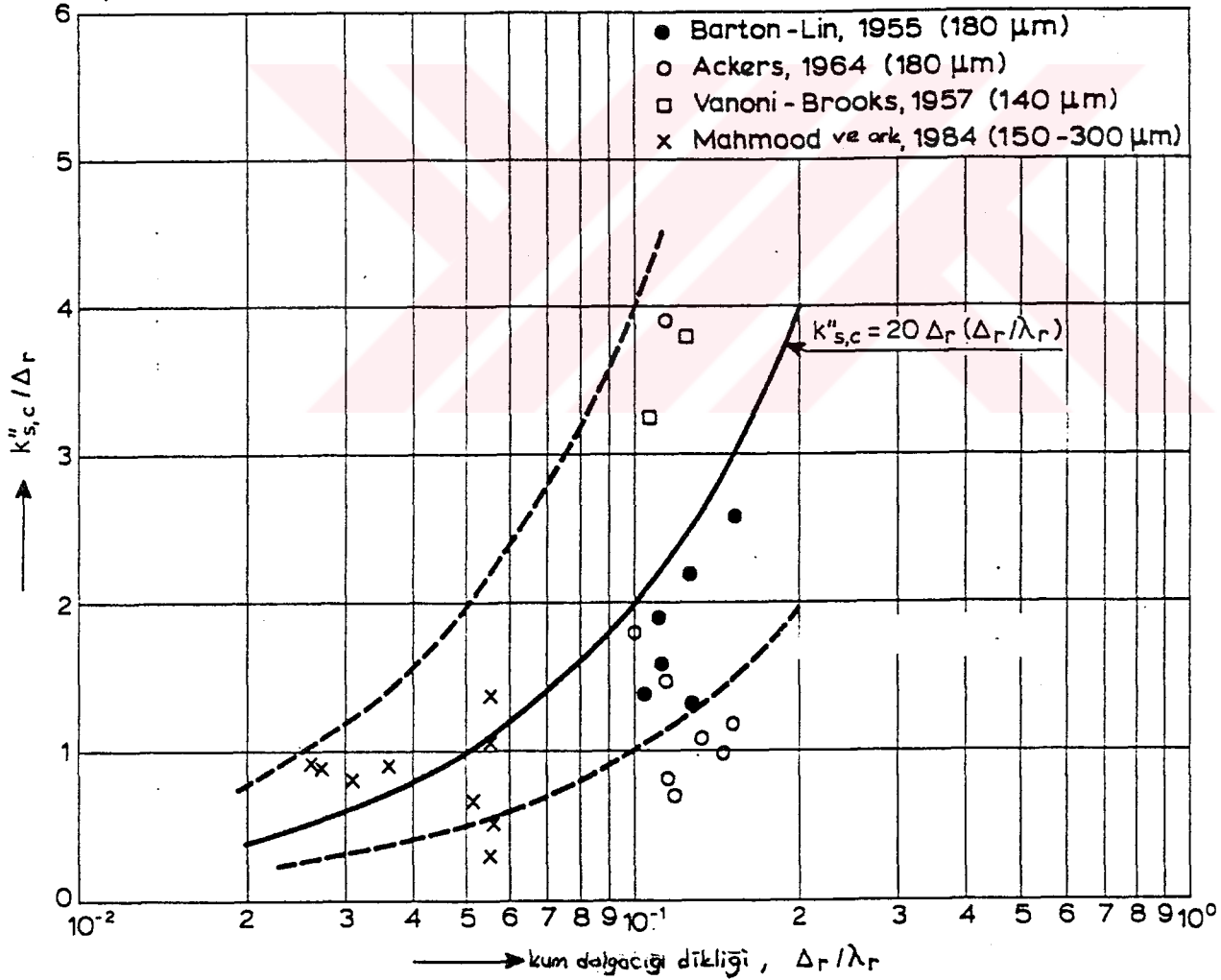
Mutlak şekil pürüzlülüğü; taban şekil yüksekliği (Δ), taban şekil dikliği (Δ/λ) ve taban şekil biçimi (γ) ile bağıntılıdır. Aşağıdaki fonksiyonel bağıntı geçerli olarak kabul edilmiştir.

$$k''_{s,c} = F (\Delta, \Delta/\lambda, \gamma) \quad (3.2.2.13)$$

Kum dalgacıkları ve eşiklerden saptanan veriler (3.2.2.13) eşitliğinin elde edilmesi için analiz edilmiştir.

- Kum dalgacıkları :

Burada kum dalgacıkları, su derinliğinden daha küçük uzunluklu taban şekilleri olarak tanımlanmıştır. Hidrolik pürüzlü akış kabulü yapılarak $k''_{s,c}$ değeri chezy katsayısından ($C = 18 \log (12h/k''_{s,c})$) elde edilmektedir. Bartonlin (1955), Ackers (1964), Vanoni-Brooks (1957) ve Mahmood (1984)'un kum dalgacığ verileri ve daha sonra Pakistan'daki sulama kanalında elde edilen verilerin analizi iki ayrı grupta gösterilmiştir (Şekil 3.2.2.2A). $k''_{s,c}$ değeri, $\Delta r/\lambda_r < 0.1$ için $0.5-1.5 \Delta r$ ve $\Delta r/\lambda_r \geq 0.1$ için $1-4 \Delta r$ arasında değişmektedir. Bu veriler aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.



Şekil 3.2.2.2A. Kum dalgacıklarının şekil pürüzlülüğü

$$k''_{s,c} = 20 \Delta r \left(\frac{\Delta r}{\lambda r} \right) \quad (3.2.2.14)$$

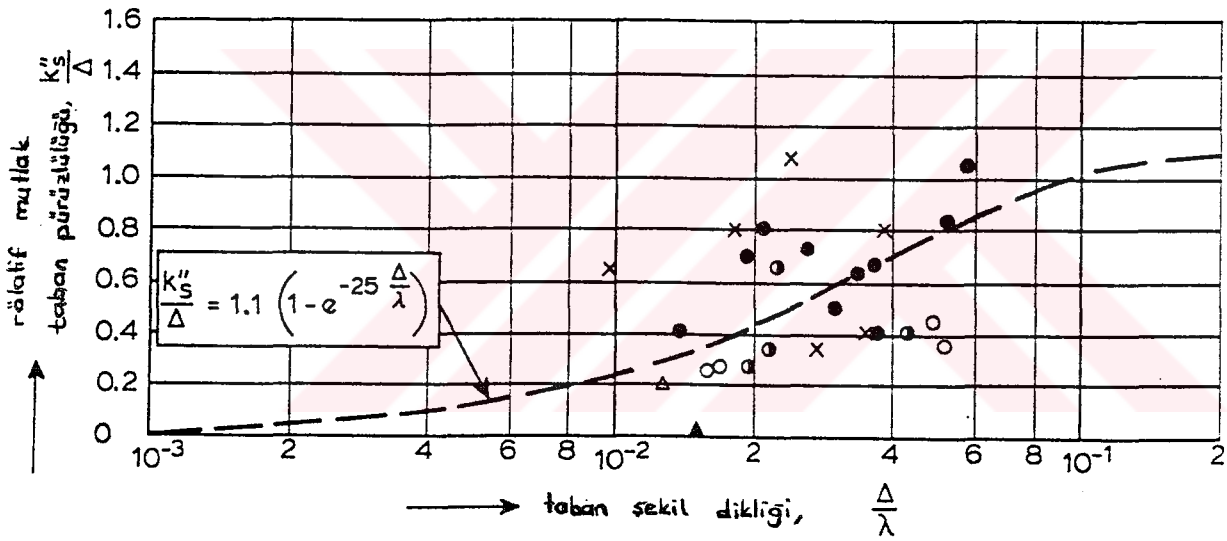
Δr = Kum dalgacığı yüksekliği

λr = Kum dalgacığı uzunluğu

- Eşikler

Eşik verilerinin analizi esas alınarak Van Rijn (1984) tarafından aşağıdaki gibi verilmiştir (Şekil 3.2.2.2B).

$$k''_{s,c} = 1.1 \Delta_d (1 - e^{-25 \Delta_d / \lambda_d}) \quad (3.2.2.15)$$



Şekil 3.2.2.2.B. Eşiklerin şekil pürüzlülüğü

(3.2.2.15) eşitliği tabii zemin açısına eşit olan artiz bölgesi eğimine sahip tipik üçgen şeklindeki eşikler için geçerlidir. Ogink (1988) eşiklerin prototip verilerini analiz etmiş ve nehir eşiklerinin genellikle artiz bölgesindeki eğimlerinin daha yatık olduğunu bulmuştur. Ogink (1988) buna dayanarak, bir laboratuvar kanalında artiz bölgesi eğiminin etkisini araştırmıştır. Ogink daha küçük artiz bölgesi eğimleri için (akımda ayrılma yok) şekil pürüzlülüğünün dikkate değer bir şekilde azaldığını bulmuştur. Bu etki bir şekil faktörü γ_d dikkate alınarak aşağıdaki gibi basit bir şekilde ifade edilebilir:

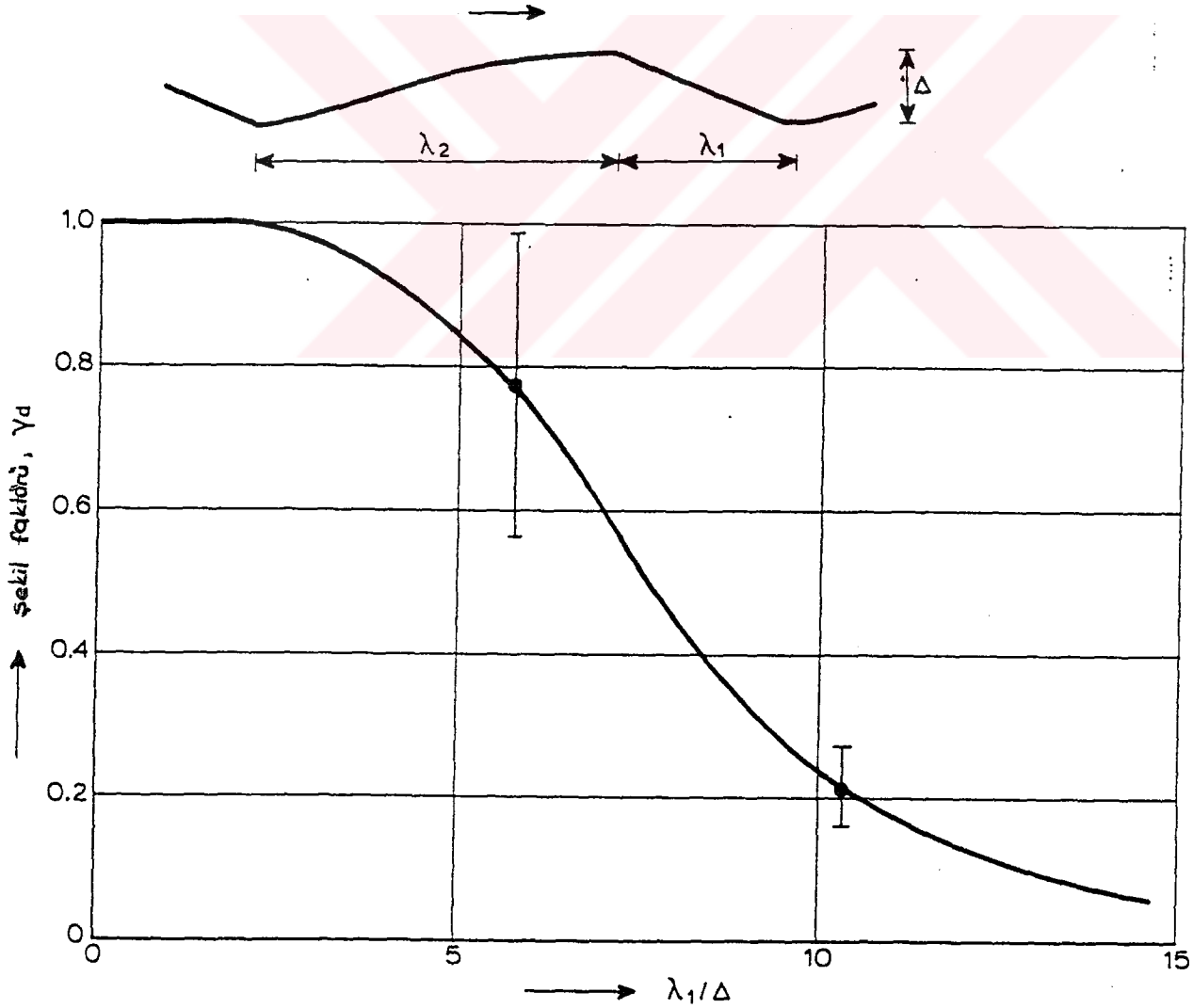
$$k''_{s,c} = 1.1 \gamma_d \cdot \Delta_d (1 - e^{-25 \Delta_d / \lambda_d}) \quad (3.2.2.16)$$

Δ_d = Eşik yüksekliği

λ_d = Eşik uzunluğu

γ_d = Şekil faktörü

Van Rijn Ogink'in verilerini kullanarak artiz bölgesi eğim parametresinin (λ_1/Δ) bir fonksiyonu olarak γ_d parametresini saptamıştır. Şekil 3.2.2.3'de görüldüğü gibi şekil pürüzlülüğünün rölatif olarak fazlaca azalması küçük artiz bölgesi eğimi ($\lambda_1/\Delta \approx 10$) durumunda gözlenmiştir. Bu da akım şartlarında ayrılmanın meydana gelmemesinden dolayıdır.



Şekil 3.2.2.3. Eşiklerin şekil faktörü.

- Kum dalgacıkları ve eşikler

Üzerinde kum Dalgacıkları bulunan eşikler durumunda, (3.2.2.14) ve (3.2.2.15) ifadeleri birarada düşünülerek eşğin sırtında mevcut olan kum dalgacıklarının sayısını da dikkate alan bir kum dalgacığı parametresi tariflenmiştir.

$$k''_{s,c} = k''_{s,\text{kum dalgacığı}} + k''_{s,\text{eşik}} \quad (3.2.2.17)$$

$$k''_{s,c} = 20 \gamma_r \Delta_r \left(\frac{\Delta_r}{\lambda_r} \right) + 1,1 \gamma_d \Delta_d (1 - e^{-25 \Delta_d / \lambda_d}) \quad (3.2.2.18)$$

Δ_r, Δ_d = Kum dalgacığı ve eşik yüksekliğı

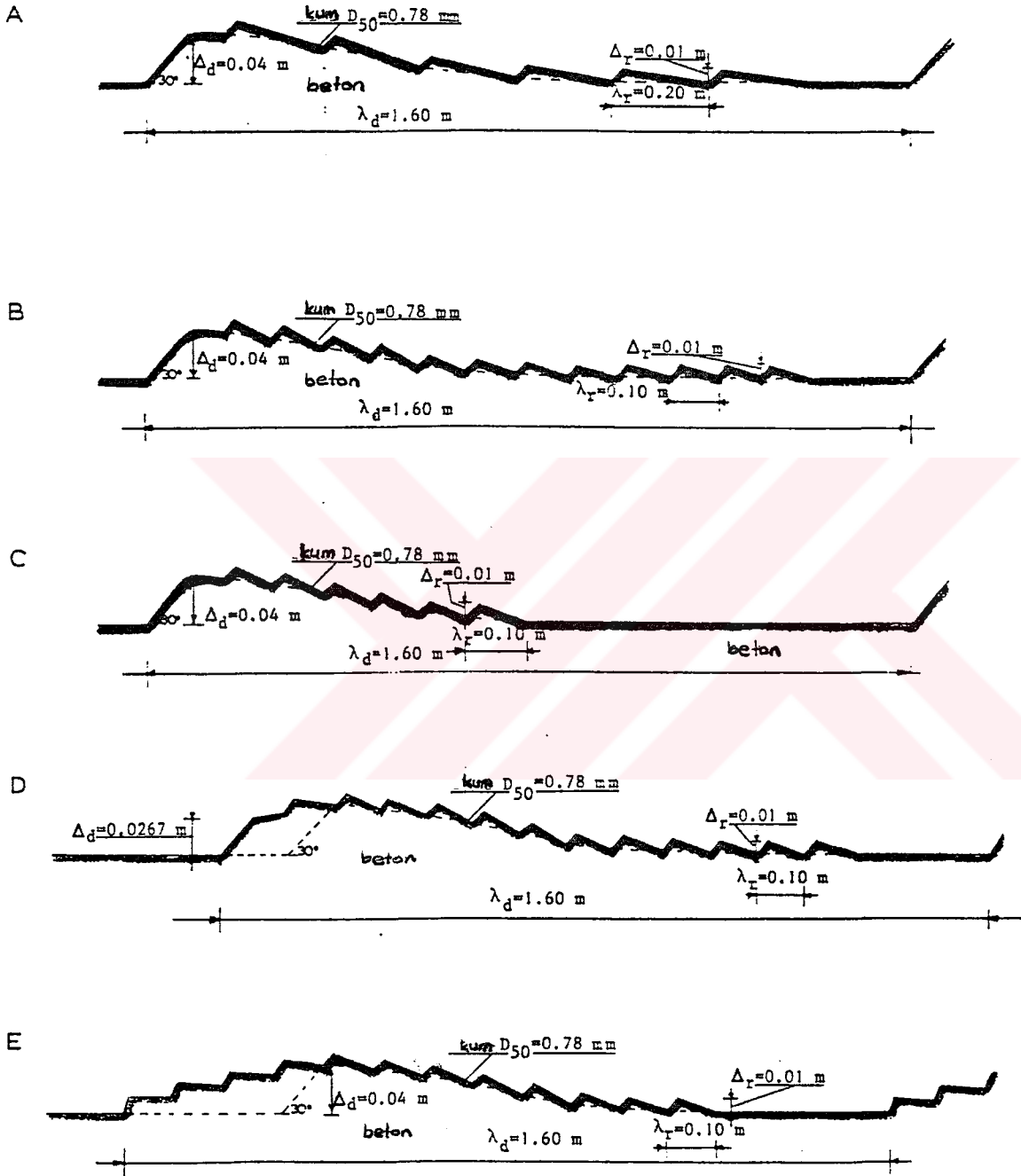
λ_r, λ_d = Kum dalgacığı ve eşik uzunluğı

γ_d = Şekil faktörü

γ_r = $n \lambda_r / \lambda_d$ = kum dalgacığı parametresi (0,6-0,8)

n = Eşik üzerindeki kum dalgacıklarının sayısı.

(3.2.2.18) eşitliğinin uygulanması için γ_r ve γ_d parametreleri bilinmelidir. Verilen bu parametrelerin araştırılması sadece taban şekilleri ile ilgili kayıtlar mevcut olduğunda yapılabilmektedir. Bu yaklaşımın uygulanabilirliğinin gönderilmesiyle Van Rijn, Ogink (1988) in test ettiğı gibi üzerinde kum dalgacıkları bulunan eşiklerin toplam pürüzlülüğünü elde etmek için (3.2.2.18) eşitliğini uygulamıştır. Ortalama 780 m çapındaki kum taneleri, tane pürüzlülüğüne benzer şekilde taban şekilleri üzerine yapıştırılmıştır. Esas taban şekilleri Şekil 3.2.2.4'de gösterilmiştir. Tane pürüzlülüğü $k'_{s,c} = 0.001$ m. olarak kabul edilmiştir. Tahmin edilen ve hesaplanan $k_{s,c}$ değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.



Şekil 3.2.2.4. Üzerinde kum dalgacıkları bulunan eşikler

Test	Tahmin edilen $k_{s,c}$ (m)	Ölçülen $k_{s,c}$ (m)
A	0.018	0.027
B	0.025	0.029
C	0.022	0.025
D	0.024	0.019
E	0.018	0.014

En büyük sapma A testi için % 60 civarındadır. Bununla birlikte tahmin edilen ve ölçülen chezy katsayısı % 10'dan fazla farklılık göstermemektedir.

3.2.2.2. İntegral Parametrelerini Esas Alan Metodlar

Burada, literatürde iki integral metodu verilmiştir. Engelund-Hansen (1967) metodu ve White (1979) metodu. Nehir hidroliğinde bahsedilen bu iki metod en iyi sonuçları vermektedir.

- Engelund-Hansen (1967) metodu :

Sadece kanal verilerini esas alan bu metodun hesap sırası aşağıdaki gibidir.

1- Hidrolik yarıçap hesaplanır (R)

2- Tane hareketlilik parametreleri hesaplanır (θ ve θ')

$$\theta = \frac{R_i}{(s-1)d_{50}} \quad (3.2.2.19)$$

$$\theta' \leq 0.55 \text{ için } \theta' = 0.4 \theta^2 + 0.06$$

$$0.55 < \theta' \leq 1 \text{ için } \theta' = \theta \quad (3.2.2.20)$$

$$\theta' > 1 \text{ için } \theta' = | 0.3 + 0.7 \theta^{-1.8} |^{-0.56}$$

$$s = \rho_s / \rho$$

i = enerji gradyanı

3- Taneyle ilgili hidrolik yarıçap hesaplanır (R')

$$R' = \frac{(s-1) d_{90} \theta'}{i} \quad (3.2.2.21)$$

4- Ortalama akım hızı hesaplanır ($\bar{u}$)

$$\bar{u} = \left| g R' i \right|^{0.5} \left| 6 + 2.5 \ln \left(\frac{R'}{2d_{65}} \right) \right| \quad (3.2.2.22)$$

5- Taban kayma hızı hesaplanır ($U_{*,c}$)

$$U_{*,c} = \left| g R i \right|^{0.5} \quad (3.2.2.23)$$

6- Chezy katsayısı hesaplanır (C_c)

$$C_c = \frac{g^{0.5} \bar{u}}{U_{*,c}} \quad (3.2.2.24)$$

White (1979) metodu

Daha düşük akım rejimindeki prototip verilerini (2.63) ve kanal verilerini (1432) esas alan bu metodun hesap sırası aşağıdaki gibidir.

1- Tane parametresi hesaplanır ($D_{*,n}$, Y_{cr} , P)

$$D_* = d_{35} \left| \frac{(s-1) g}{\nu^2} \right|^{1/3} \quad (3.2.2.25)$$

$$1 \leq D_* < 60 \quad n = 1 - 0.56 \log (D_*)$$

$$Y_{cr} = \frac{0.23}{(D_*)^{0.5}} + 0.14 \quad (3.2.2.26)$$

$$D_* \leq 60 \quad n = 0$$

$$Y_{cr} = 0.17$$

$$P = | \log (D_*) |^{1,7} \quad (3.2.2.27)$$

2- Taban kayma hızı hesaplanır ($U_{*,c}$)

$$U_{*,c} = (g R i)^{0.5} \quad (3.2.2.28)$$

3- Y_{fg} hareketlilik parametresi hesaplanır.

$$Y_{fg} = \frac{U_{*,c}}{|(s-1)gd_{35}|^{0.5}} \quad (3.2.2.29)$$

4- Y_{gr} hareketlilik parametresi hesaplanır

$$\frac{Y_{gr} - Y_{cr}}{Y_{fg} - Y_{cr}} = 1 - 0.76 | 1 - e^{-P} | \quad (3.2.2.30)$$

5- Ortalama akım hızı hesaplanır ($\bar{u}$)

$$Y_{gr} = | \frac{(U_{*,c})^n}{|(s-1)gd_{35}|^{0.5}} | | \frac{\bar{u}}{5.6 \log (\frac{10R}{d_{35}})} |^{1-n} \quad (3.2.2.31)$$

6- Chezy katsayısı hesaplanır (C_c)

$$C_c = \frac{g^{0,5} \bar{u}}{U_{*,c}} \quad (3.2.2.32)$$

Engelund-Hansen metodu uygulanarak White kadar iyi bir şekilde hidrolik yarıçap (R), akım genişliği (b), yüzey eğimi (i) ve karakteristik tane parametreleri elde edilir. Debinin bilinmesine gerek yoktur. Genişlik-derinlik oranının rölatif olarak büyük olduğu durumda ($b \gg h$), $R \cong h$ alınmaktadır.

3.2.2.3. Metodların Karşılaştırılması

Engelund-Hansen, White ve Van Rijn oldukça fazla miktarda kanal ve prototip verileri kullanarak metodlarını karşılaştırmışlardır. Van Rijn metodu eşik yüksekliği ve uzunluğunun belirlenmesini esas almıştır. Mutlak pürüzlülük, şekil pürüzlülüğü azalma parametresi ($\gamma_d = 1$) ihmal edilerek (3.2.2.8) ve (3.2.2.16) eşitliklerinden elde edilmiştir. Aynı zamanda kum dalgacıkları ihmal edilmiştir. ($\Delta_r = 0$). Bu üç metodun doğruluğunu analiz etmek için aşağıdaki hata oranları belirlenmiştir.

$C_{ölçülen} \pm \% 10$, $C_{ölçülen} \pm \% 20$ ve $C_{ölçülen} \pm \% 30$

Sonuçlar aşağıdaki gibi gösterilmiştir.

Kanal verileri (758)	$\pm \% 10$ hata	$\pm \% 20$ hata	$\pm \% 30$ hata
1. Engelund-Hansen	% 37	% 65	% 75
2. Van Rijn	% 34	% 56	% 71
3. White	% 33	% 54	% 66
Prototip verileri (786)			
1. Van Rijn	% 43	% 74	% 89
2. White	% 33	% 58	% 79
3. Engelund-Hansen	% 25	% 47	% 62

Deney şartlarında Engelund-Hansen metodu en iyi sonuçları vermesine karşın Van Rijn metodu prototip şartlarında en iyisidir. Özellikle Engelund-Hansen metodu deneylerde muhtemelen kalibrasyon hatalarından dolayı prototip şartlarında hatalı sonuçlar vermektedir. Prototip verileri için Engelund-Hansen ve White metodu ortalamanın çok üzerinde değerler vermektedir.

3.2.3. Dalga Etkisinde Taban Pürüzlülüğü

Dalga etkisindeki mutlak taban pürüzlülüğü aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$k_{s,w} = k'_{s,w} + k''_{s,w} \quad (3.2.3.1)$$

Dalga etkisindeki sürtünme faktörü ise aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$f_w = \exp \left[-6 + 5.2 \left(\hat{A}_\delta / k_{s,w} \right)^{-0.19} \right] \quad (3.2.3.2)$$

$$f_{w,max} = 0.3$$

- Tane pürüzlülüğü

Tane pürüzlülüğü, taban düzlem haldeyken veya tabandaki pik yörüngeşel yerdeğiştirme kum dalgacığı uzunluğundan daha küçük olduğunda etkindir ($\hat{A}_\delta < \lambda_r$). Kamphuls (1975), hareketsiz düzlem tabanda ($d_{50} = 500, 2200, 12200$ ve $46000 \mu m$) Laboratuvar deneylerini esas alarak aşağıdaki eşitliği önermiştir.

$$k'_{s,w} = 2d_{90} \quad (3.2.3.3)$$

Doğal şartlarda bu değer biraz daha büyük olabilir çünkü istenildiği gibi düz bir taban doğada mevcut değildir.

Grant ve Madsen (1982), Carstens'in (1969) hareketli taban verilerini tekrar incelemiş ve hareketli taban için tane pürüzlülüğünün, taşınan taban malzemesi tabakası kalınlığıyla ilişkili olduğunu göstermişlerdir. Grant ve Madsen verilerin analizini esas alarak aşağıdaki fonksiyonu önermişlerdir.

$$\theta' \approx 2 \theta_{cr} \quad \text{için } k'_{s,w} = 10 d_{50}$$

$$\theta' \approx 20 \theta_{cr} \quad \text{için } k'_{s,w} = 350 d_{50}$$

$\theta' =$ mutlak hareketlilik parametresi ($k'_{s,w} = d_{50}$ esas alınarak)

$\theta_{cr} =$ kritik hareketlilik parametresi

Grant ve Madsen metodu, gerçekçi olmayan $k'_{s,w}$ değerleri için geçerlidir. Buna da Grant ve Madsen'in analiz etmiş olduğu kum dalgacığı rejimi sebep olmaktadır. Bu metod kum dalgacığı şekil pürüzlülüğünün nasıl belirleneceğini göstermektedir. Bu son parametredeki küçük hatalar tane pürüzlülüğünde rölatif olarak büyük hatalara yol açmaktadır. Gerçekçi olmayan büyük tane pürüzlülüğü değerleri Carstens'in (1969) benzer verileri uygulanarak Raudkivi (1988) tarafından da bulunmuştur. Böylece Raudkivi $\hat{U}_\delta = 1$ m/s için $k'_{s,w} = 0.16$ m değerinin geçerli olacağı bir ifade vermiştir.

Van Rijn'a göre düzlem tabanın (sheet flow) mutlak taban pürüzlülüğü, sınır tabaka kalınlığıyla yaklaşık aynı mertebededir. ($k'_{s,w} \approx \delta_w$) Bunun için sınır tabaka kalınlığını ölçen Horikawa (1982)'nin deneysel sonuçları esas alınmıştır ($\hat{U}_\delta = 1,27$ m/s için $\delta_w = 0.02$ m, $T = 3.6$ s. $d_{50} = 200$ μ m, $d_{90} = 300$ μ m). (2.3.8) eşitliğini kullanarak Jonsson-Carlsen (1976)

$$\delta_w / \hat{A}_\delta = 0.072 (\hat{A}_\delta / K_s)^{-0.25} \text{ ifadesini vermiştir.}$$

Burada $k_{s,w} = 0.015$ m. bulunmuştur ve bu da $\delta_w = 0.02$ m olan sınır tabakası kalınlığından daha küçüktür. Çünkü Horikawa'nın deneyleri için $d_{90} = 300$ μ m dir. Dolayısıyla $k_{s,w} = 50 d_{90}$ olarak verilmiştir. Benzer sonuçlar Wilson (1989) tarafından da bulunmuştur. Wilson tek boyutlu akımda boru deneylerini esas alarak $\theta = 0,8 - 8$ için k_s değerlerini $1-40 d_{50}$ olarak bulmuştur ($k_s/d_{50} = 5\theta$).

Van Rijn aşağıdaki değerleri vermiştir :

Kum dalgacığı rejiminde

$$\psi = \frac{(\hat{U}_\delta)^2}{(s-1)gd_{50}} < 250 \quad \text{için} \quad k'_{s,w} = 3d_{90} \quad (3.2.3.4)$$

Düzlem taban rejiminde

$$\psi = \frac{(\hat{U}_\delta)^2}{(s-1) g d_{50}} \geq 250 \quad \text{için } k'_{s,w} = 3(0.04\psi - 9) d_{90} \quad (3.2.3.5)$$

(3.2.3.5) eşitliği $\psi = 250-500$ için $3d_{90}-33 d_{90}$ arasında bir pürüzlülük değeri vermektedir.

- Şekil pürüzlülüğü

Salınımlı akım tarafından taban şekilleri oluşturulduğunda kum dalgacıkları etkin olmaktadır. Kum dalgacıkları ya büyük kum dalgalarının arkasında ya da yatay taban üzerinde mevcut olmaktadır. Kum dalgaları dalga mekaniği üzerinde sürtünme etkisi doğurmaz çünkü dalgalar tedricen değişen taban topoğrafyası gibi kum dalgasından etkilenmektedir. Taban yakınlarındaki yörüngesel yer değiştirme, kum dalgacığı uzunluğundan daha büyük olduğu zaman taban üzerindeki etkili pürüzlülük elemanları kum dalgacıkları olmaktadır. Sayao (1982), Carstens (1969) ve Lofquist (1980)'in deneysel kum dalgacığı verilerini incelemiş ve kum dalgacığı uzunluğunun 2-4 katı kadar $k''_{s,w}$ değerlerini bulmuştur. Kum dalgacığı dikliklerinin ($0.1 < \Delta r / \lambda_r < 0.25$) için etkisi söz konusu değildir. Böylece Sayao (1982) aşağıdaki eşitliği vermiştir.

$$2 < \frac{\hat{A}_\delta}{\lambda_r} < 5 \quad \text{için} \quad k''_{s,w} = 3 \Delta r \quad (3.2.3.6)$$

(3.2.3.6) eşitliği aynı zamanda $\hat{A}_\delta / \lambda_r \geq 5$ için geçerli olarak kabul edilir çünkü bu durumda eddy hareketleri etkindir. $\hat{A}_\delta / \lambda_r < 2$ için (3.2.3.6) eşitliği daha az geçerli olacaktır, çünkü eddy oluşumu mekanizması önemli bir şekilde azalacaktır. $\hat{A}_\delta / \lambda_r < 1$ için taban şekilleri boyunca akım tane pürüzlülüğünden etkilenerek (potansiyel) ayrılmayacaktır. (Honji 1980 ve Davies 1985). Van Rijn aşağıdaki eşitliği önermiştir :

$$k''_{s,w} = 20 \Delta r \left(\frac{\Delta r}{\lambda_r} \right) \quad (3.2.3.7)$$

(3.2.3.7) eşitliği, kum dalgacığı dikliğinin 0,1 - 0,2 olması durumunda Sayao (1982)'nin değerlerine uygun değerler vermektedir. Literatürde geçerli olan diğer ifadeler aşağıda gösterilmiştir.

$$\text{Swart (1976) : } k''_{s,w} = 25 \Delta r \left(\frac{\Delta r}{\lambda_r} \right) \quad (3.2.3.8)$$

$$\text{Grant-Madsen (1984) : } k''_{s,w} = 28 \Delta r \left(\frac{\Delta r}{\lambda_r} \right) \quad (3.2.3.9)$$

$$\text{Raudkivi (1988) : } k''_{s,w} = 16 \Delta r \left(\frac{\Delta r}{\lambda_r} \right) \quad (3.2.3.10)$$

3.2.4. Hem Akıntı Hem Dalga Etkisinde Taban Pürüzlülüğü

En önemli taban şekli rejimleri şunlardır :

- Zayıf akıntılar ve alçak dalgalar durumunda kum dalgacıkları
- Güçlü akıntılar ve alçak dalgalar durumunda kum dalgacıkları ile kum dalgaları
- Güçlü akıntılar ve yüksek dalgalar durumunda (surf bölgesinde) düzlem taban ile yatay taban
- Güçlü akıntılar ve yüksek dalgalar durumunda (surf bölgesi dışında) düzlem taban ile kum dalgaları
- Tane pürüzlülüğü

Tane pürüzlülüğü, taban düzlem olduğunda dalga nedeniyle sürtünme ve akıntı nedeniyle sürtünme olmak üzere her ikisi içinde etkin olmaktadır. Taban şekilleri mevcut olduğunda ve tabandaki pik yörüngesel yer değiştirme taban şekli uzunluğundan daha küçük olduğunda ($\hat{A}_\delta < \lambda_b$) tane pürüzlülüğü dalga etkisindeki sürtünme içinde geçerlidir. Bu durumda dalgalar, taban topografyasındaki değişimler gibi taban şekillerini de hissedeceklerdir. (3.2.3.4) ve (3.2.3.5) eşitlikleri geçerli olarak kabul edilir.

- Şekil pürüzlülüğü
- Kum dalgacıkları

Kum dalgacığı pürüzlülüğü akıntı tesirindeki sürtünme için etkin olmaktadır. Aynı zamanda kum dalgacığı pürüzlülüğü, tabandaki yörünge-sel yer değıştirmenin pik değeri kum dalgacığı uzunluğundan daha büyük olduğunda ($\hat{A}_\delta > \lambda_r$) dalga etkisindeki sürtünme için de etkin olmaktadır. Nap-Van Kampen (1988) 100 μm çapında katı maddeyle kaplı taban boyunca dalga ve akıntı hali için kanal deneyleri gerçekleştirmişlerdir. Deneyler sırasında kum dalgacığı tipinde taban şekilleri oluşmuştur ($0.1 < \Delta r/\lambda_r < 0.2$). Kum dalgacıklarının mutlak pürüzlülüğü (kum dalgacıkları üzerinde dalga olmaksızın) sadece akıntının olması halinde çalışılmış ve hızların düşey dağılımı ile su yüzeyi eğimleri ölçülmüştür. Böylece aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

$$\text{Ölçülen su yüzü eğimlerinden } k''_{s,c} = 3 \Delta r \quad (3.2.4.1)$$

$$\text{Ölçülen hız profillerinden } k''_{s,c} = 7 \Delta r \quad (3.2.4.2)$$

0.1 - 0.2 arasında değışen kum dalgacığı dikliklerinin belirgin bir etkisi görülmemiştir. (3.2.4.1) eşitliği muhtemelen en gerçekçi sonuçları vermektedir çünkü hız profili verileri özel bir kesitteki lokal verileri gösterirken kanal uzunluğu boyunca bir integral parametresi olan su yüzeyi eğiminin ölçülmesini esas almıştır.

Nap-Van Kampen'in sonuçları (3.2.4.1) eşitliği, kum dalgacığı dikliği $0.1 < \Delta r/\lambda_r < 0.2$ arasında olduğunda kum dalgacığı yüksekliğinin 2-4 katı olan $k''_{s,c}$ değerini veren (3.2.2.14) eşitliği ile gösterildiğinde mantıklı olmaktadır. Böylece aşağıdaki eşitlik elde edilmektedir.

$$k''_{s,c} = 20 \Delta r \left(\frac{\Delta r}{\lambda_r} \right) \quad (3.2.4.3)$$

(3.2.4.1) ve (3.2.4.2) eşitlikleri akıntı (dalgalardan buna süperpoze edilmiştir) tarafından oluşturulan kum dalgacıklarının mutlak şekil pürüzlülüğünü ifade etmektedir. Bölüm (2.4.3)'te görüldüğü gibi akıntıdan (ve dalgadan) doğal toplam pürüzlülük mutlak taban pürüzlülüğünden ($k_{s,c}$) çok daha büyük olabilmektedir. Bu artan pürüzlülük akıntı

üzerindeki dalga sınır tabakasının etkisiyle bağıntılı olan etkin pürüzlülük (k_a) olarak ifade edilebilir. Etkin pürüzlülük büyük ölçüde dalga ve akıntı hareketinin şiddetine bağlıdır. Dalga yüksekliğinin azalması ve sabit bir akıntı hızı durumunda etkin pürüzlülük mutlak taban pürüzlülüğüne indirgenir.

$$\hat{U}_\delta \rightarrow 0 \text{ için} \quad k_a \rightarrow k_{s,c}$$

- Kum dalgacığı mevcut olması veya olmaması durumunda kum dalgaları

Kum dalgaları, tabandaki yörüngesel yer değiştirmeden ($\hat{A}_\delta$) daha büyük bir uzunluğa (λ) sahiptir. Böylece dalga etkisindeki sürtünme faktörü büyük kum dalgası boyutlarından saptanamamaktadır. Fakat kum dalgalarının arkasında küçük ölçekli kum dalgacıkları oluşmaktadır. Taban yakınlarındaki yörüngesel hızlar rölatif olarak büyük olduğunda (fırtına peryodunda), kum dalgacıkları kum dalgalarının arkasında yatay eğimli düzlem taban meydana getirecek şekilde ortadan kalkar. Bundan sonra dalga etkisindeki sürtünme faktörü tane pürüzlülüğünden saptanabilir. Akıntı etkisindeki sürtünme faktörü ise tane pürüzlülüğü, kum dalgacığı şekil pürüzlülüğü ve kum dalga şekil pürüzlülüğünün kombinasyonundan elde edilmektedir. Benzer bir yaklaşık (3.2.2.18) eşitliği ile önerilmiştir. Kum dalgacığı veya tane pürüzlülüğü etkin pürüzlülük ile yer değiştirmektedir.

BÖLÜM 4

DALGA ETKİSİNDE KATI MADDE MİKTARININ BELİRLENMESİ

4.1. GİRİŞ

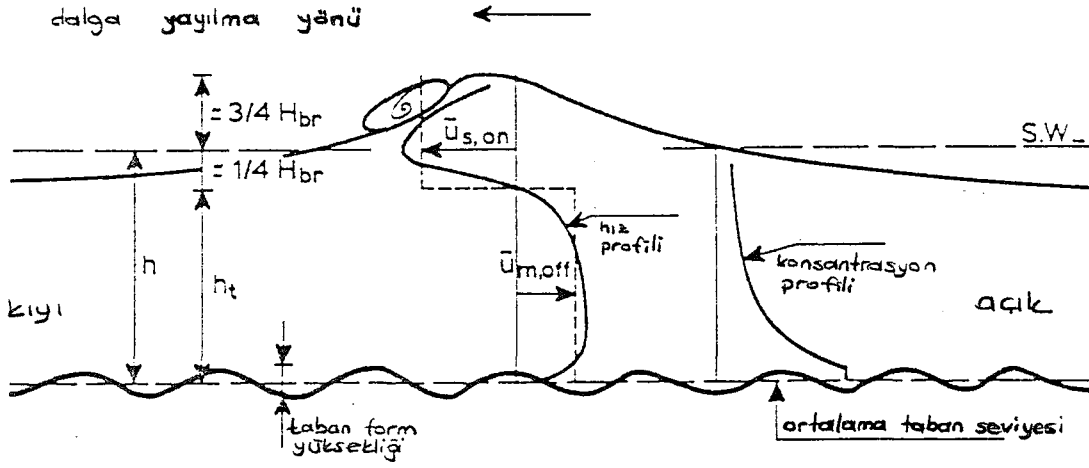
Hareketli ince kum taban (50-500 μm) üzerindeki dalga hareketi, kum dalgacıkları içeren bölgede Nakato (1977) ve Bosman (1982) tarafından, düzlem taban bölgesinde Horikawa (1982) ve Staub (1984) tarafından gözlemlendiği gibi, taban yakınlarındaki bölgede rölatif olarak büyük katı madde konsantrasyonları ile katı madde askı hareketine neden olmaktadır.

Dalgaların kırılmasından önceki durumda kıyıya dik katı madde taşınımıyla, zaman ve mesafeye bağlı olan anlık katı madde konsantrasyonlarının değişimi, özellikle kum dalgacığı içeren tabanda oldukça karışık fiziksel bir olay olarak görülmektedir. Bu işlem, meydana gelen olayın oldukça rastgele karakterlere sahip olmasından dolayı belirlenmesi oldukça güç bir durum arz etmektedir (Bosman, 1982). Dalgaların kırılmasından önceki durumda çeşitli etkiler kıyıya dik katı madde hareketine neden olmaktadır.

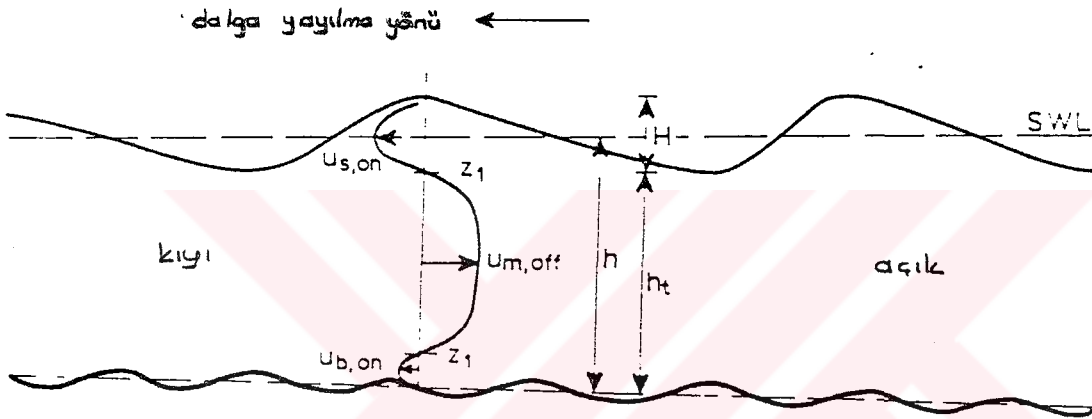
- Dalga hareketinin asimetrisinden dolayı dalga tepeleri altında kıyıya doğru oluşan pik hızların dalga çukurları altında açığa doğru oluşan pik hızlardan daha büyük olması kum dalgacığı içeren taban durumunda açığa doğru net bir taşınımaya veya düzlem taban durumunda kıyıya doğru net bir taşınımaya sebep olur.

- Taban yakınlarındaki bölgede kıyıya doğru net ortalama hızlar (Eulerian) oluşması kıyıya doğru net bir katı madde taşınımına sebep olur (Şekil 4.1.1B).

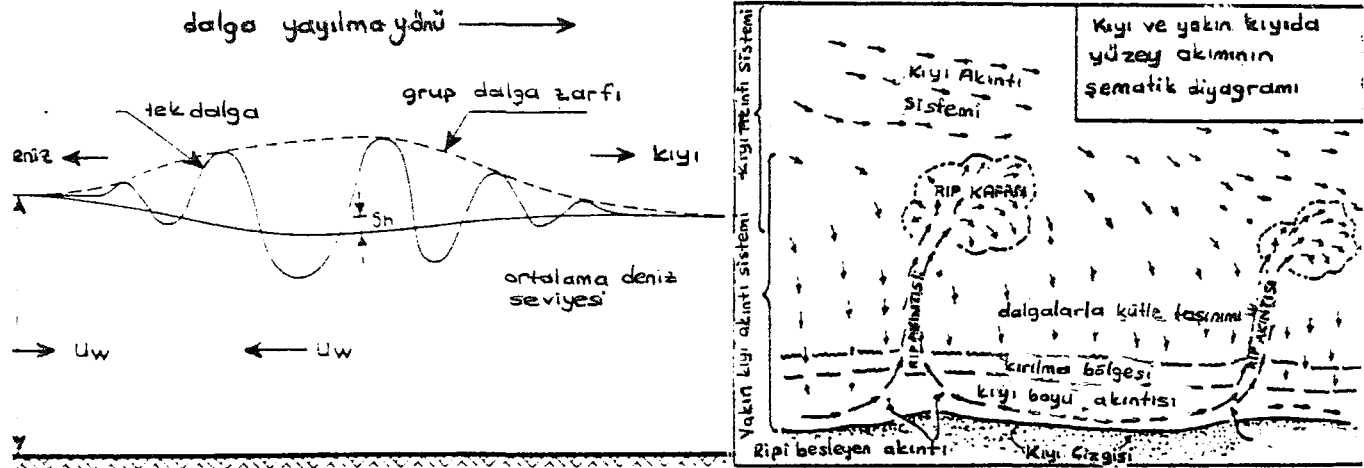
- Büyük genlikli dalga grupları etkisi altında ortalama su seviyesindeki azalmadan dolayı meydana gelen uzun dalgalar (Shi, 1983); dalga çukurunun altında açığa doğru 2. mertebeden yörünge hızlarına ve bu büyük genlikli dalgaların etkisinde katı madde konsantrasyonu dolayısıyla açığa doğru net katı madde taşınımına neden olmaktadır (Şekil 4.1.1C).



A. KIRILAN DALGALARDAN DOLAYI OLUŞAN UNDERTOW AKINTISI



B. LINEER OLMAYAN ETKİLERDEN DOLAYI OLUŞAN DRIFT HIZLARI



UZUN DALGA ETKİLERİNDEN OLUŞAN KUVVETLERDEN DOLAYI YÖRÜNGESEL HIZLAR

D. KIRI BOYU VE RİP AKINTILARI

Şekil 4.1.1. Dalga etkisinde hızlar ve akıntılar.

Kırılan dalgalardan dolayı kıyıya dik ve kıyı boyu katı madde taşınımıyla bağlantılı olan zamansal ortalama katı madde konsantrasyonları daha basit olarak tanımlanmış ve birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Dalga kırılmasından sonra ise aşağıdaki etkiler katı madde taşınımına neden olmaktadır.

- Tabana daha yakın tabakalarda açığa doğru net ortalama hızlar oluşmaktadır (undertow, şekil 4.1.1A).

- Açığa doğru oluşan rip akımları ve kıyı boyu akıntıları büyük ölçekli yatay çevri bölgeleri oluşturmaktadır (Şekil 4.1.1D). Toplam katı madde debisi (q_t) aşağıdaki gibi, katı madde konsantrasyonları ve akışkan hızlarının düşey dağılımlarından hesaplanmaktadır.

$$q_t = \int_0^{h+\eta} UC \, dz \quad (4.1.1)$$

U = Tabandan z yükseklikte anlık lokal akışkan hızı

C = Tabandan z yükseklikte anlık lokal katı madde konsantrasyonu

h = Ortalama yüzey seviyesine göre su derinliği

η = Su yüzeyi seviyesi değişimi

$$U = u + \bar{u} \quad \text{ve} \quad C = c + \bar{c} \quad (4.1.2)$$

u = z yüksekliğinde zamana ve mesafeye göre ortalama akışkan hızı

c = z yüksekliğinde zamana ve mesafeye göre ortalama konsantrasyon

$\bar{u}$ = Salınımlı akışkan hız bileşeni (türbülans bileşeni dahil)

$\bar{c}$ = Salınımlı konsantrasyon bileşeni (türbülans bileşeni dahil)

(4.1.1) eşitliğinde (4.1.2) eşitliği yerine konularak zamana ve mesafeye göre ortalaması alınır aşağıdaki denklem oluşur.

$$\bar{q}_t = \int_0^h u c \, dz + \int_0^h \bar{u} \bar{c} \, dz \quad (4.1.3)$$

$$\bar{q}_c = \int_0^h ucdz = \text{Akıntı etkisinde katı madde debisi}$$

$$\bar{q}_w = \int_0^h \overline{u}cdz = \text{Dalga etkisinde katı madde debisi}$$

Akıntı etkisinde katı madde taşınımı zamansal ortalama akıntı hızlarıyla (kıyı boyu, rip, undertow akımları) katı madde tanelerinin taşınımı olarak tanımlanmaktadır. Akıntı hızları ve katı madde konsantrasyonlarının her ikisi de dalga hareketinden etkilenirler. Dalga hareketinin taban yakınındaki hızları azalttığı fakat karışım etkisinden dolayı taban yakınındaki konsantrasyonları şiddetle arttırdığı bilinmektedir. Dalga etkisindeki katı madde taşınımı, salınımlı akıma ait akış bileşenleriyle katı madde tanelerinin taşınımı olarak tanımlanmıştır (kıyıya dik yöringe hareketi). Salınım bileşenleri ($\tilde{u}$ ve $\tilde{c}$) aynı zamanda akıntı hızlarından etkilenebilmektedirler. Bu bölümde dikkate alınacak konular, dalga etkisindeki katı madde konsantrasyonu ve taşınım işleminin nasıl meydana geldiğidir. Bunun için aşağıdaki kavramlar ortaya konmuştur.

- Ölçülen konsantrasyonların ve taşınım işlemlerinin analizi
- Zamansal ortalama konsantrasyon profillerinin hesabı
- Katı madde debilerinin hesabı

4.2. KATI MADDE DEBİLERİNİN VE ÖLÇÜLMÜŞ OLAN KONSANTRASYON PROFİLLERİNİN ANALİZİ

4.2.1. Anlık Konsantrasyon Dağılımı

Bölüm 4.1'de özellikle dalga etkisindeki katı madde taşınım işlemlerine göre anlık hızların belirlenmesinin önemli olduğu vurgulanmıştı. Kum dalgacıyla kaplı bölgede kırılmayan dalgalarla oluşturulan anlık konsantrasyonlar Nakato (1977) ve Bosman (1982) tarafından ölçülmüştür. Düzlem tabandaki bu konsantrasyonlar Horikawa (1982) ve Staub (1984) tarafından da ölçülmüştür.

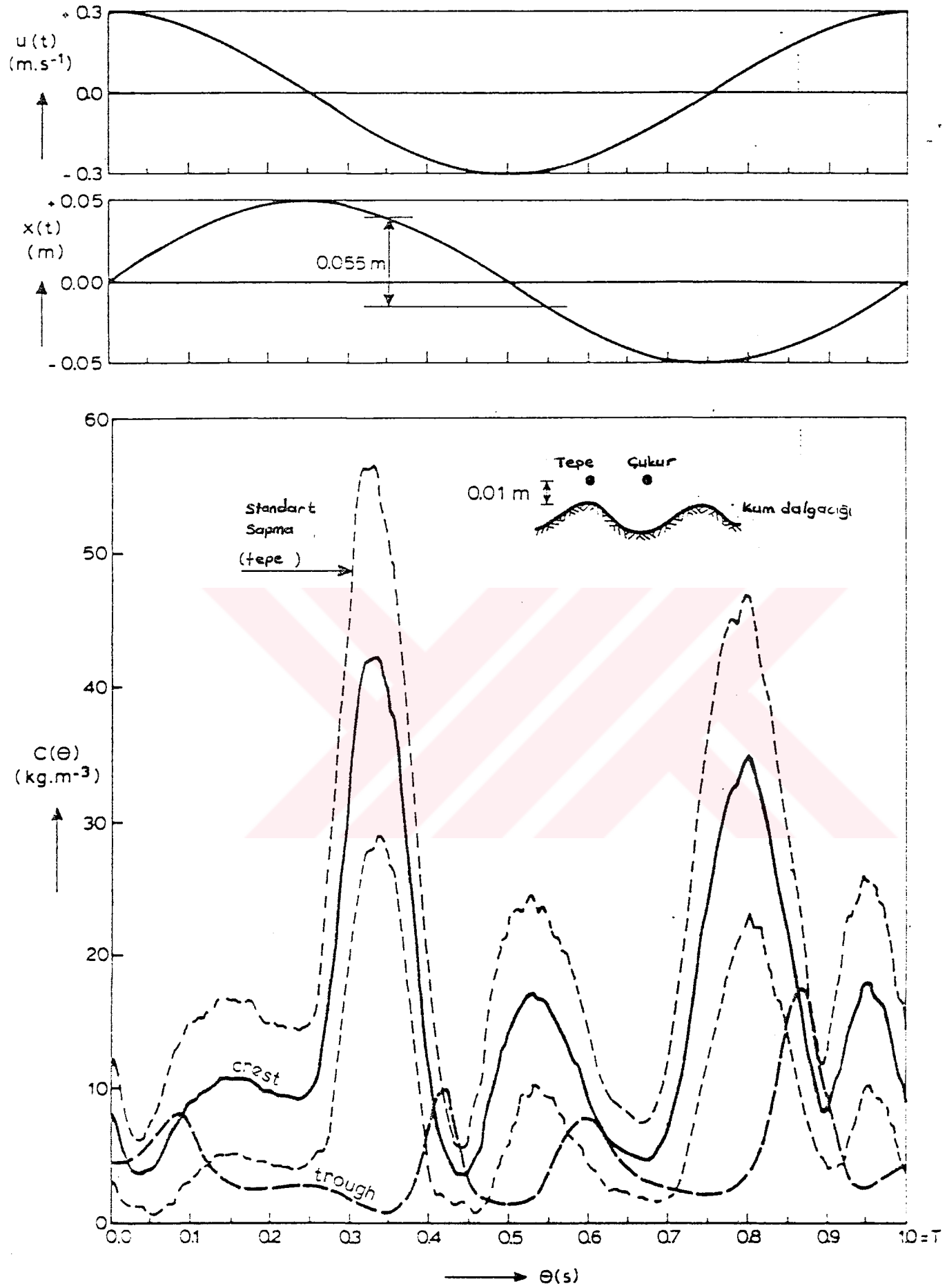
- Kum dalgacığının sözkonusu olduğu rejim

Şekil 4.2.1, bir dalga kanalında Bosman (1982) tarafından bir dalga peryodunda ölçülen ortalama konsantrasyonları göstermektedir. Kum taban ($d_{50} = 200 \mu\text{m}$, $d_{90} = 240 \mu\text{m}$) üzerinde peryodu 1 s ve hız genliği $\hat{U}_\delta = 0.3 \text{ m/s}$ olan sinüzoidal salınımlı hareket üretilmiştir. Taban hemen hemen tamamen iki boyutlu (uzunluk = 0.055 m, yükseklik = 0.01 m) kum dalgacıklarıyla kaplıdır. Kum dalgacığının tepesi ve çukuru üstündeki konsantrasyon değerlerini ölçmek için optik bir alet kullanılmıştır. Tam ölçüm kesitleri Şekil 4.2.1'de gösterilmiştir. Kum dalgacı tepesinde birbiri peşine 100 dalga peryodu esas alınarak yapılan ölçümler sonucunda ortalama konsantrasyonları ve bunlara ait standart sapmalar görülmektedir. Bütün ölçümlerin aşağı yukarı % 70'i standart sapma hatlarının içinde kalmaktadır. Görüldüğü gibi kum dalgacı çukurunda yapılan ölçümlerden sadece ortalama değerler elde edilmiştir. Dalga tepesinin üstünde aşağıdaki olaylar gözlenmektedir.

- Saçılım oldukça fazladır (Kabaca $\pm$ % 50)
- Akım tam ters istikamete döndüğünde ve muhtemelen artiz bölgesindeki eddy hızları nedeniyle iki büyük konsantrasyon piki meydana gelir.
- Maksimum akım anında muhtemelen memba tarafındaki hızlardan dolayı iki küçük konsantrasyon piki meydana gelir.
- Asimetrik konsantrasyon dağılımı (su hareketi simetrik değil).

Çukur üstünde aşağıdaki olaylar gözlenmektedir :

- Saçılım oldukça büyüktür.
- Akım ters istikamete döndüğünde ve muhtemelen artiz bölgesindeki eddy hızlarından dolayı iki büyük konsantrasyon piki oluşur (Faz farkı sırt üzerinde ölçülen konsantrasyonlarla karşılaştırıldığında büyüktür)
- Maksimum akım geçtikten sonra muhtemelen memba tarafındaki hızlardan dolayı iki küçük konsantrasyon piki oluşur.
- Asimetrik konsantrasyon dağılımı
- Katı madde tanelerinin çökmesi ve dispersiyonundan dolayı çukurun üstündeki iki pik, sırtın üstündekinden daha küçüktür.



Şekil 4.2.1. Bir dalga peryodunda ölçülen konsantrasyonlar ve bunlara ait standart sapmalar.

Bosman'a göre meydana gelen saçılımların esas sebebi kum dalgacıklarının yerel hızlarda oluşturduğu küçük farklılıklar sonucundaki değişimlerdir. Böylece konsantrasyonlar da değişmektedir. Bu dikkate alındığında anlık yerel katı madde konsantrasyonunun, anlık yerel akışkan hızlarıyla ilişkisinin belirlenmesinin çok güç olduğu görülmektedir. Nakato ve arkadaşlarının (1977) 1-3 s'lik peryotlar arasında yapmış oldukları ölçümler Bosman'ınkiyle benzer sonuçlar göstermektedir. Kum dalgacığı rejiminde anlık katı madde konsantrasyonunu hesaplamak için henüz gerçekçi bir matematik model mevcut değildir.

- Düzlem taban rejimi

Düzlem taban rejiminde dalgaların kırılmasından önce oluşturulan anlık konsantrasyonlar, Horikawa ve ark. (1982) tarafından elektro direnç konsantrasyon cihazı kullanılarak bir dalga kanalında kum tabanındaki ($d_{50} = 200 \mu m$) salınımlı akım ortamında ölçülmüştür. Sonuçlar Şekil 4.2.2'de gösterilmiştir. Büyük konsantrasyon gradyanları başlangıçtaki taban yüzeyi seviyesinin 0.003 - 0.005 m aşağısındaki ve yukarısındaki bir tabakada gözlenebilir. Deneylerden önceki taban seviyesi referans olarak verilmektedir. Maksimum konsantrasyonlar, maksimum hızlar olduğu anda meydana gelmektedir ($\theta = 90^\circ$). Minimum hızlar olduğu anda konsantrasyon minimum olmaktadır ($\theta = 0^\circ$). Konsantrasyon tabakasının kalınlığı 0.02 m kadardır. Bundan sonraki seviyede zamansal ortalama konsantrasyon 0.5 kg/m^3 kadardır. Hızlar cidar etkisi ihmal edildiğinde fotoğraf tekniği uygulanarak saptanmaktadır. Anlık katı madde debisinin analizi başlangıçtaki taban seviyesinin altında en büyük debinin oluştuğunu göstermektedir ($\theta = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$).

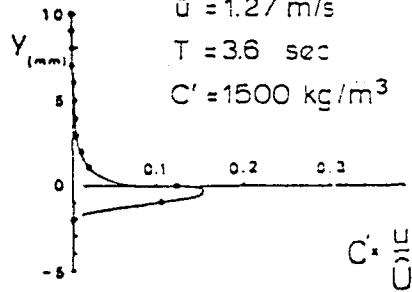
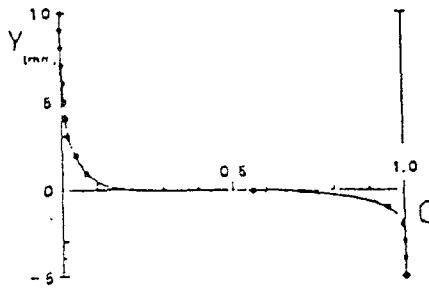
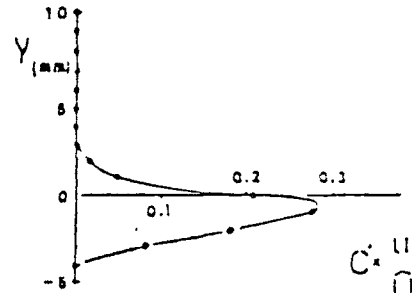
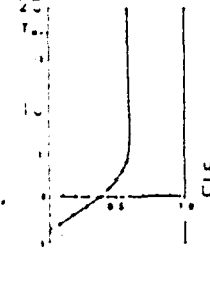
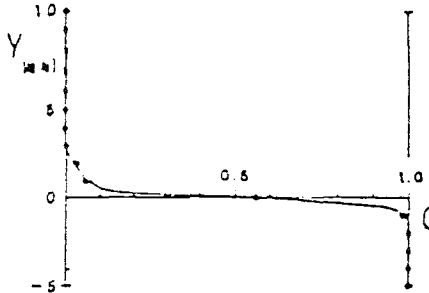
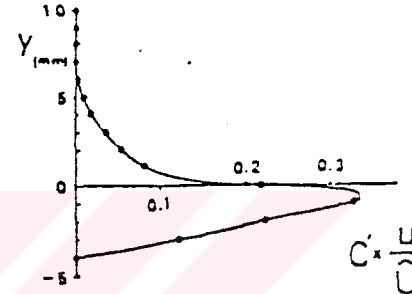
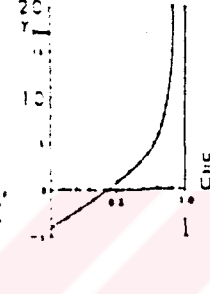
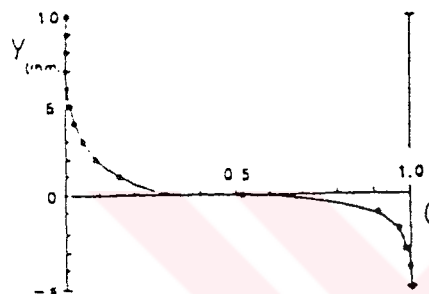
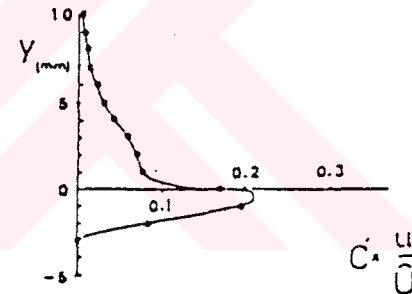
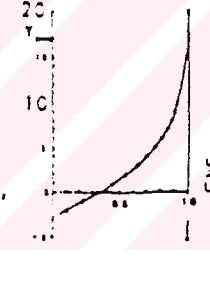
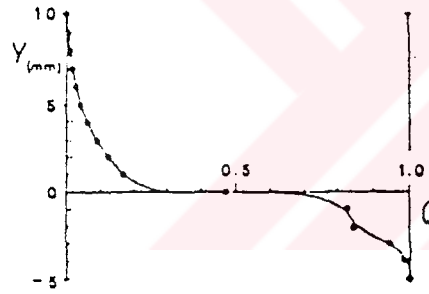
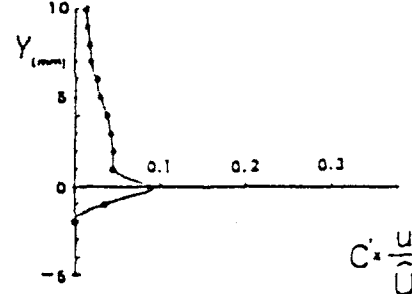
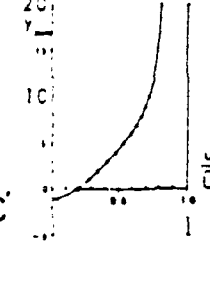
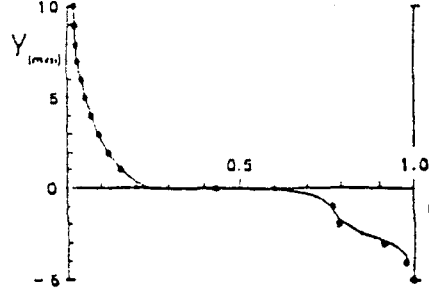
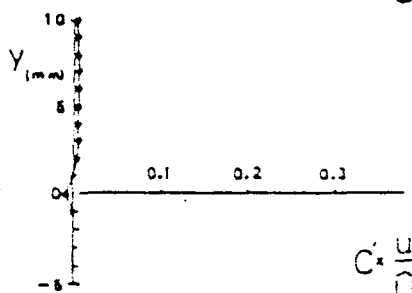
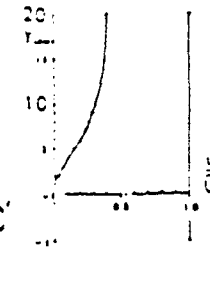
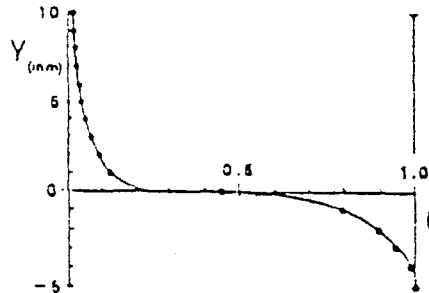
4.2.2. Zamansal Ortalama Konsantrasyon Dağılımı

Zamansal ortalama konsantrasyon dağılımı akıntı etkisindeki katı madde debisi ile ilişkilidir. Anlık konsantrasyon dağılımındaki büyük rastgele dağılımları ihmal etmek için bu dağılımın zamansal ortalamasını almak gereklidir. Zamansal ortalama konsantrasyon dağılımı çeşitli araştırmacılar tarafından ölçülmüştür. Bazı deneysel sonuçlar aşağıdaki esas haller için geçerlidir.

KONSANTRASYON

HIZ

KUM TAŞINIMI

 $\Theta = 0^\circ$

 $\bar{U} = 1.27 \text{ m/s}$
 $T = 3.6 \text{ sec}$
 $C' = 1500 \text{ kg/m}^3$
 $\Theta = 30^\circ$

 $\Theta = 60^\circ$

 $\Theta = 90^\circ$

 $\Theta = 120^\circ$

 $\Theta = 150^\circ$


Şekil 4.2.2. Düzlem taban rejiminde (sheet) anlık konsantrasyonlar, hızlar ve kum taşınımları (Horikawa ve ark. 1982).

1. Kum dalgacıklarıyla kaplı bir tabanda dalgaların kırılmasından önce oluşturulan konsantrasyonlar.

2. Kırılan dalgalarla oluşturulan konsantrasyonlar.

3. Düzlem taban tabakasında oluşturulan konsantrasyonlar.

1. Kum dalgacıklarıyla kaplı bir tabanda dalgaların kırılmasından önce oluşturulan konsantrasyonlar :

Kum dalgacıklarıyla kaplı bir tabandaki salınımlı akım durumunda anlık katı madde konsantrasyon dağılımları Şekil 4.2.1'de gösterildiği gibi zamana ve yere göre değişmektedir. Bu değişimleri ortadan kaldırmak için konsantrasyon dağılımının zamana (çeşitli dalgalar) ve yere (çeşitli taban formları) göre ortalamasının alınması gereklidir. Bu, laboratuvar şartlarında esas alınan peryoda göre belli bir mesafe boyunca ölçüm cihazının ileri ve geriye doğru hareket ettirilmesi suretiyle basitçe gerçekleştirilebilir. Bu metod, dalga kanalında yapılan deneylerde Bosman (1982), Nieuwjaar-Van der Kaaij (1987) ve Nap-Van Kampen (1988) tarafından kullanılmıştır.

Şekil 4.2.3A, $d_{50} = 200 \mu\text{m}$ olan kum tabana ve 0.5 m su derinliğine sahip bir dalga kanalında pump sampler cihazı kullanılarak Nieuwjaar-Van der Kaaij (1987) tarafından ölçülmüş olan zamansal ortalama ve yerel ortalama konsantrasyonlar gösterilmektedir. Bu deneyler düzensiz dalgalı ortamda gerçekleştirilmiştir (H_s = hakim dalga yüksekliği). Taban bütün deneylerde kum dalgacıklarıyla kaplanmıştır (Δr = kum dalgacığı yüksekliği). Bu deneyler sonucunda aşağıdaki olaylar gözlenmiştir.

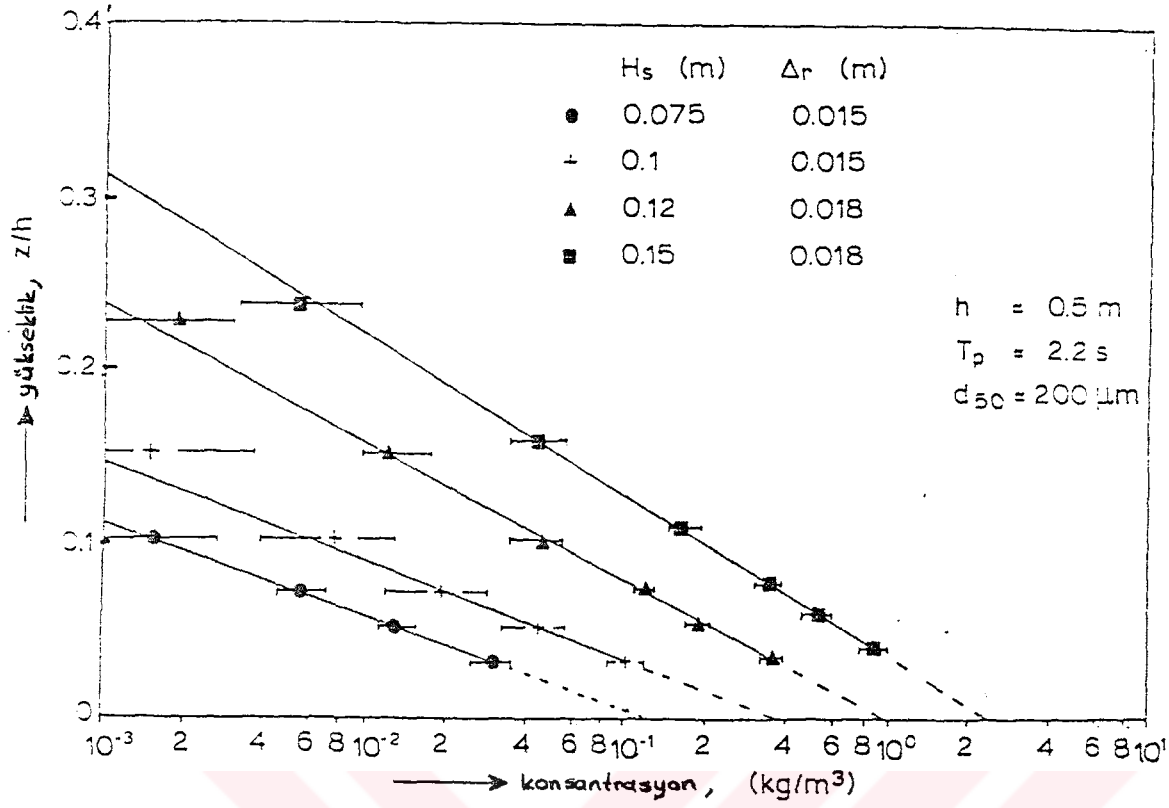
- Artan dalga yüksekliğine (H_s) bağlı olarak konsantrasyonlar artmaktadır.

- $z/h > 0.3$ için küçük konsantrasyonlar ihmal edilmektedir.

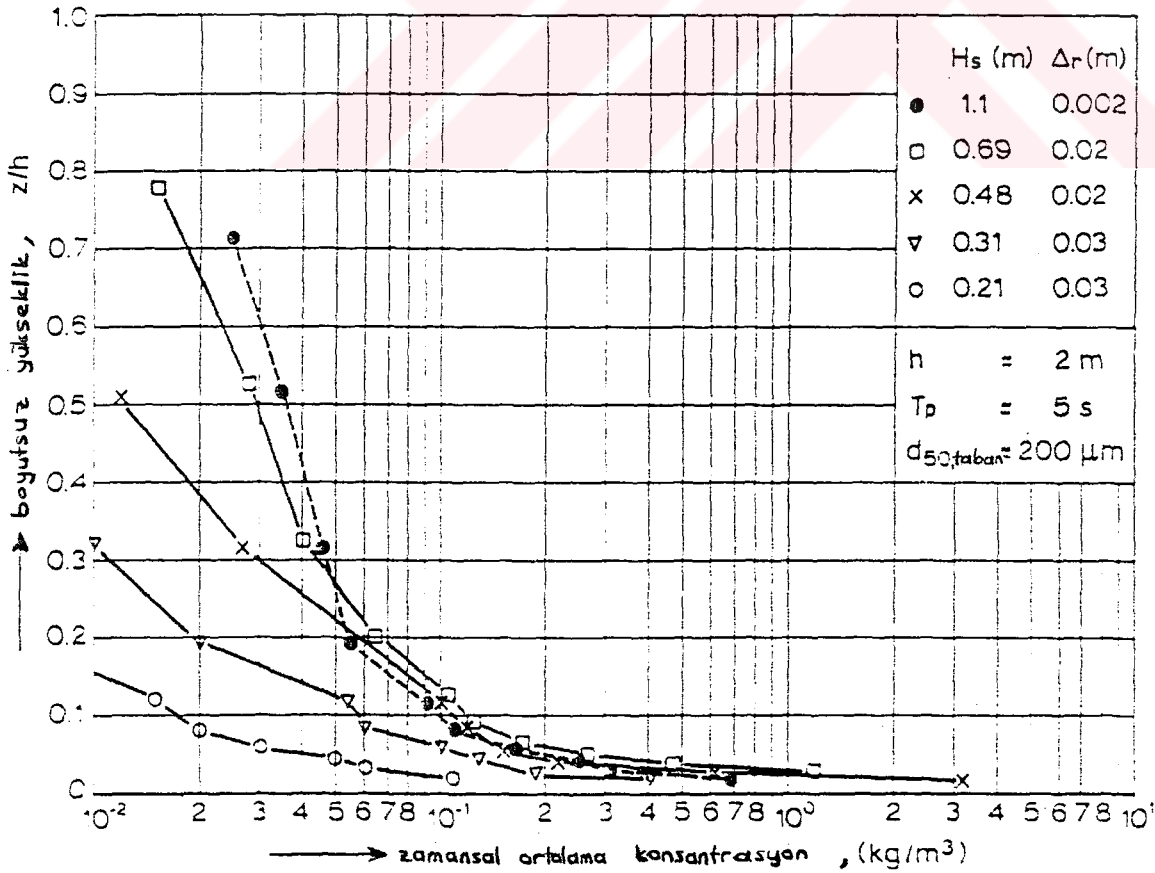
- Herbir H_s dalga yüksekliğinde konsantrasyon gradyanı sabittir.

- Artan dalga yüksekliklerine bağlı olarak konsantrasyon profilleri dikleşmektedir.

- Artan dalga yüksekliğine bağlı olarak kum dalgacığı yüksekliği artmaktadır.



Şekil 4.2.3A. Kum dalgacıyla kaplı tabana sahip bir kanalda kırılmayan dalga durumunda konsantrasyonlar (Nieuwjaar-Van Der Kaay, 1987).



Şekil 4.2.3B. Kum dalgacıyla kaplı tabana ve düzlem tabana sahip büyük ölçekli bir kanalda kırılmayan dalga durumunda konsantrasyonlar (Van Rijn, 1987).

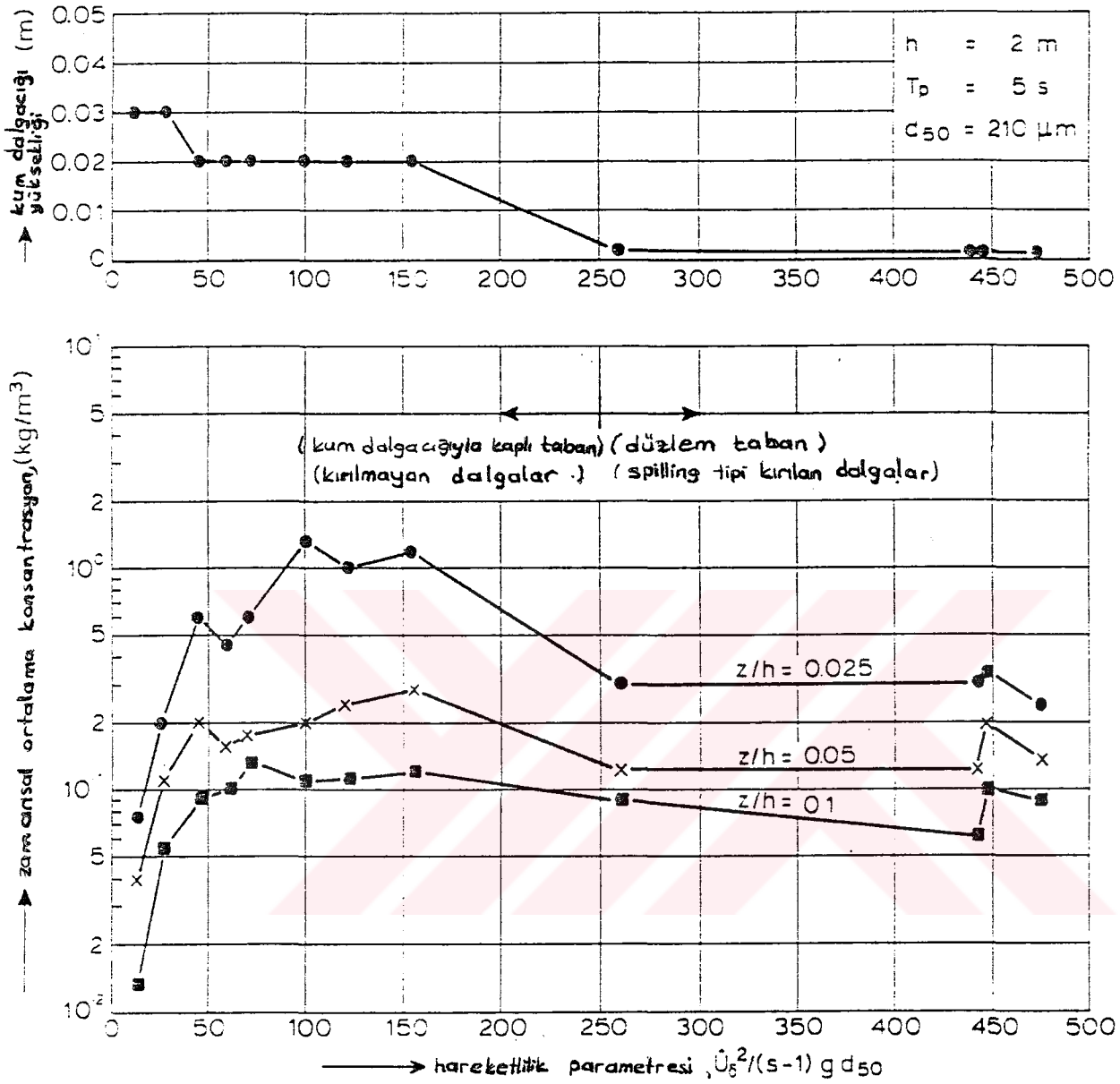
Şekil 4.2.3B, $d_{50} = 210 \mu\text{m}$ olan kum tabana ve 2 m su derinliğine sahip büyük ölçekli bir dalga kanalında pump sampler cihazı kullanılarak Van Rijn (1987) tarafından ölçülmüş olan zamansal ortalama konsantrasyonları göstermektedir. Deneyler düzensiz dalgalı ortamda gerçekleştirilmiştir. Taban, $H_s \leq 0.69$ m için 0.02 m yüksekliğinde belirgin kum dalgacıklarıyla kaplanmıştır. $H_s > 1.1$ m için 0.001 m yüksekliğinde zayıf kum dalgacıkları görülmüştür. Bu durumda ortalama taban konsantrasyonları uygulanamamaktadır. Bu deneyler sonucunda aşağıdaki olaylar gözlenmiştir.

- $H_s = 0.69$ m ye kadar artan dalga yükseklikleri için konsantrasyonlar artmakta, $H_s = 1.1$ m için taban yakınlarında konsantrasyonlar azalmaktadır.

- $z/h < 0.05$ (3 kum dalgacığı yüksekliği) için taban yakınlarında büyük gradyanlı, $z/h > 0.05$ için küçük gradyanlı iki tabaka konsantrasyon profili oluşmaktadır.

- Dalga yüksekliği 0.69 m'den 1.1 m'ye çıktığında Δr kum dalgacığı yüksekliği 0.02 m den 0.001 m'ye düşmektedir.

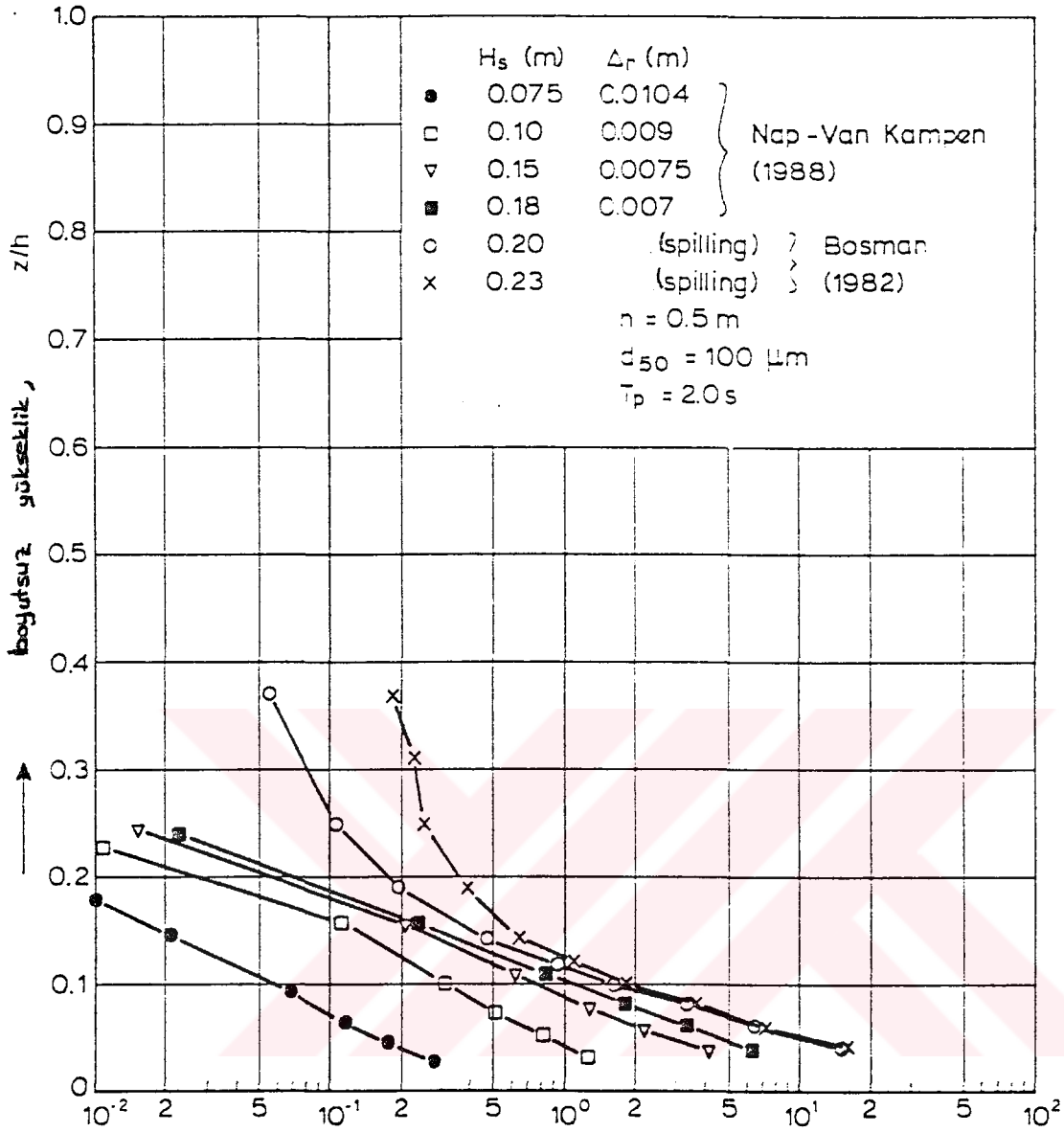
DeneySEL sonuçlar, benzer olarak dalga yüksekliği 0.69 m den 1.1 m'ye çıktığı zaman kum dalgacığı yüksekliğinin ve taban civarındaki konsantrasyonların azaldığını göstermektedir. Şekil 4.2.4'de taban yörünge hızının genliği hareket parametresinin ($\psi = \hat{U}_\delta^2 / \{(s-1)gd_{50}\}$) bir fonksiyonu olmak üzere konsantrasyonlar üç farklı seviyede ($z = 0.025 h, 0.05 h$ ve $0.1 h$) gösterilmiştir. Burada $\hat{U}_\delta =$ taban yakınında yörünge hızının genliğidir. Kum dalgacığı yüksekliği aynı zamanda hareketlilik parametresinin bir fonksiyonu olarak da çizilmiştir. Şekil 4.2.4 konsantrasyonların, yüksekliği 0.02 m olan kum dalgacıklarının bulunması durumunda $\psi = 150$ için en büyük olduğunu göstermektedir. $\psi > 150$ için rölatif olarak büyük konsantrasyonların olduğu kum dalgacığı rejiminden (yükseklik = 0.02 m), rölatif olarak küçük konsantrasyonların olduğu cilalı taban rejimine (0.001 m'lik düzlem kum dalgacıkları) yavaş yavaş bir geçiş olmaktadır. Bu çoğunlukla tabandan harekete geçen katı madde tanelerinin etkisiyle eddyler tarafından oluşturulan kum dalgacıklarının $\psi = 150$ için yavaşça ortadan kalkması



Şekil 4.2.4. Kırılmayan ve kırılan dalga şartlarında zamansal ortalama katı madde konsantrasyonları.

şeklinde ifade edilebilir ve böylece Şekil 4.2.4'de görülen tedrici azalmaya neden olur.

Şekil 4.2.5A, $d_{50} = 100 \mu\text{m}$ olan kum tabana ve 0,5 m su derinliğine sahip olan bir dalga kanalında pump sampler cihazı kullanılarak Bosman (1982) ve Nap-Van Kampen (1988) tarafından ölçülmüş olan zamansal ve yerel ortalama konsantrasyon dağılımlarını göstermektedir. Bu deneyler düzensiz dalga şartlarında yapılmıştır. Spilling tipi kırılan dalgalar



Şekil 4.2.5A. Kum dalgacıklarıyla kaplı tabana sahip bir kanalda kırılmayan dalga şartlarında konsantrasyonlar.

da Bosman'ın deneyleri sırasında dikkate alınmıştır. $H_s \leq 0.18$ m durumunda taban kum dalgacıklarıyla kaplanmıştır. Bosman kum dalgacığı yükseklikleri hakkında bilgi vermemiştir. Deneyler sonucunda aşağıdaki olaylar gözlenmiştir.

- Dalga yüksekliklerinin artmasıyla konsantrasyonlar artmaktadır.
- Dalga yüksekliklerinin artmasıyla dalga basık konsantrasyon profilleri oluşmaktadır.
- Herbir dalga yüksekliğinde ($H_s \leq 0.18$ m için) sabit konsantrasyon gradyanları oluşmaktadır.

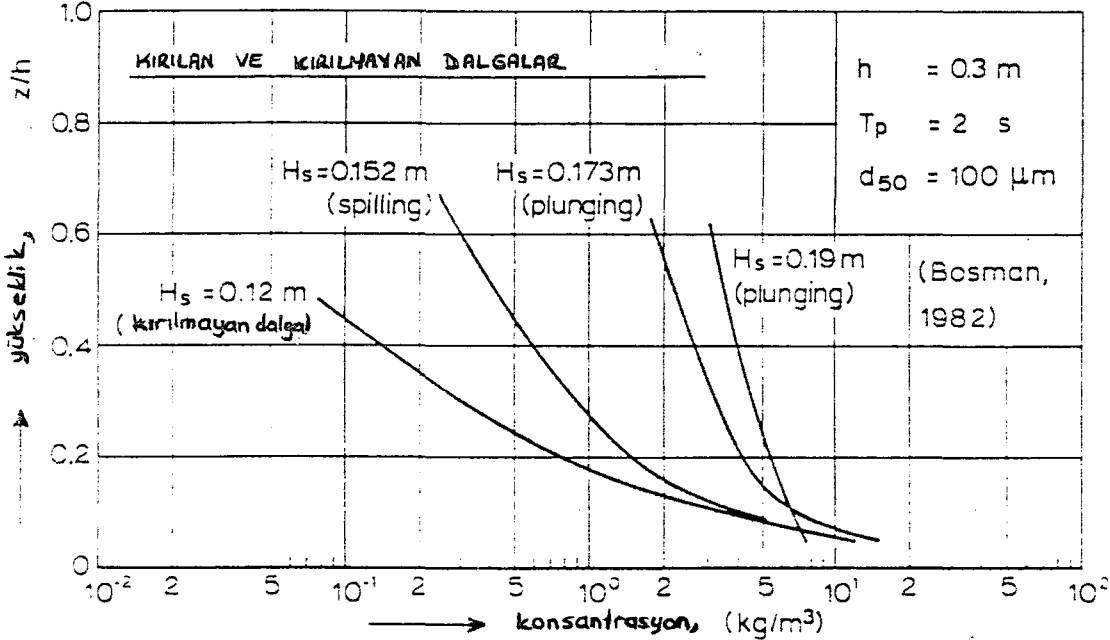
- $z/h > 0.15$ için konsantrasyon gradyanlarının artması ve $z/h < 0.15$ için taban yakınında sabit konsantrasyon gradyanının oluşmasıyla $H_s = 0.2$ m ve $H_s = 0.23$ m olan iki tane konsantrasyon profili tabakası söz konusu olmaktadır.

- Dalga yüksekliğinin artmasıyla ($H_s = 0.18$ m ye kadar) kum dalgacığı yüksekliği azalmaktadır.

Bu sonuçlar kum dalgacığı yüksekliğinin azalmasıyla daha basık konsantrasyon profillerinin meydana geleceğini göstermiştir. Bunun da taban yakınında daha az şiddette oluşan karışım olayıyla ilişkili olduğu belirtilmektedir. Bosman'ın deneylerinde, $z/h > 0.15$ olduğu bölgede konsantrasyonlar $H_s = 0.2$ m ve 0.23 m dalga yükseklikleri için rölatif olarak büyüktür. Buna da spilling tipi kırılan dalgalar neden olmaktadır.

2- Yatay taban üzerinde kırılan dalgalar tarafından oluşturulan konsantrasyonlar

Şekil 4.2.5B'de kırılan dalgaların etkisi açıkça görülmektedir. Bosman'ın (1982) (1986) deneysel sonuçları, $d_{50} = 100 \mu\text{m}$ olan kum tabana ve 0.3 m su derinliğine sahip olan bir dalga kanalında yapılan ölçümlerden (pump samplers) elde edilmiştir. Deneyler düzensiz dalga şartlarında gerçekleştirilmiştir. Bosman'a (1982) göre taban dalganın kırıldığı bölge yakınında düzgündür.



Şekil 4.2.5B. Kum dalgacıklarıyla kaplı tabana sahip bir kanalda kırılan ve kırılmayan dalga şartlarında konsantrasyonlar.

Bu deneyler sonucunda iki olay gözlenmiştir :

- Taban yakınındaki konsantrasyonlar artan dalga yükseklikleri için yaklaşık olarak sabit olmaktadır ($\approx 10 \text{ kg/m}^3$).
- Daha yüksek seviyelerdeki konsantrasyonlar, $H_s = 0.12 \text{ m}$ den (kırılmayan dalgalar) $H_s = 0.19 \text{ m}$ 'ye (plunging tipi kırılan dalgalar) artan dalga yükseklikleri için büyük bir artış göstermektedir.

Şekil 4.2.6A, USA kıyıları civarında surf bölgelerinde Kana (1979) tarafından ölçülmüş olan zamansal ortalama konsantrasyonları göstermektedir. Spilling ve plunging tipi kırılan dalgalar mevcuttur. Taban malzemesi $d_{50} = 200 \mu\text{m}$ olan malzemelerden oluşmuştur. Taban formu hakkında bilgi verilmemiştir. Deneyler sonucunda aşağıdaki olaylar gözlenmiştir :

- Spilling ve plunging tipi kırılan dalgalarda konsantrasyon profilleri benzer şekle sahip olmaktadır.
- Plunging tipi kırılan dalgalar durumunda konsantrasyonlar 5 katı kadar daha büyük olmaktadır.

Şekil 4.2.6B, spilling ve plunging tipi kırılan dalgalarda $d_{50} = 210 \mu\text{m}$ olan kum tabana ve 0.9 m su derinliğine sahip geniş bir kanalda pump sampler cihazı kullanılarak Steetzel (1987) tarafından ölçülmüş olan konsantrasyon profillerini göstermektedir. Deneyler düzensiz dalga şartlarında gerçekleştirilmiştir. Taban yatayıdır. Konsantrasyon profilleri biçim ve büyüklük olarak Kana'nınkilere (1979) benzerdir.

Şekil 4.2.6C ise, Dutch Coast (Groote Keeten) civarındaki surf bölgesinde pump sampler cihazı kullanılarak Kroon ve Van Rijn (1988) tarafından ölçülmüş olan konsantrasyon profillerini göstermektedir. Taban ($d_{50} = 260 \mu\text{m}$) düzgün küçük ölçekli kum dalgacıkları ($= 0,03 \text{ m}$) ile kaplıdır (Spilling tipi dalgalar dikkate alınmıştır). Deneyler sonucunda aşağıdaki olaylar gözlenmiştir :

- Taban civarındaki konsantrasyonlar, Spilling tipi kırılan dalgalar için Kana (1979), Steetzel (1987) ve Van Rijn (1987)'inkilerle aynı büyüklükte olmaktadır.

- Yüzey yakınında ve derinliğin ortasında konsantrasyonlar Kana'ninkilerden (1979) daha küçüktür fakat benzer dalga yüksekliklerinde, geniş bir dalga kanalında Van Rijn (1987) tarafından ölçülmüş değerlerle karşılaştırıldığında bu iki kat artmaktadır.

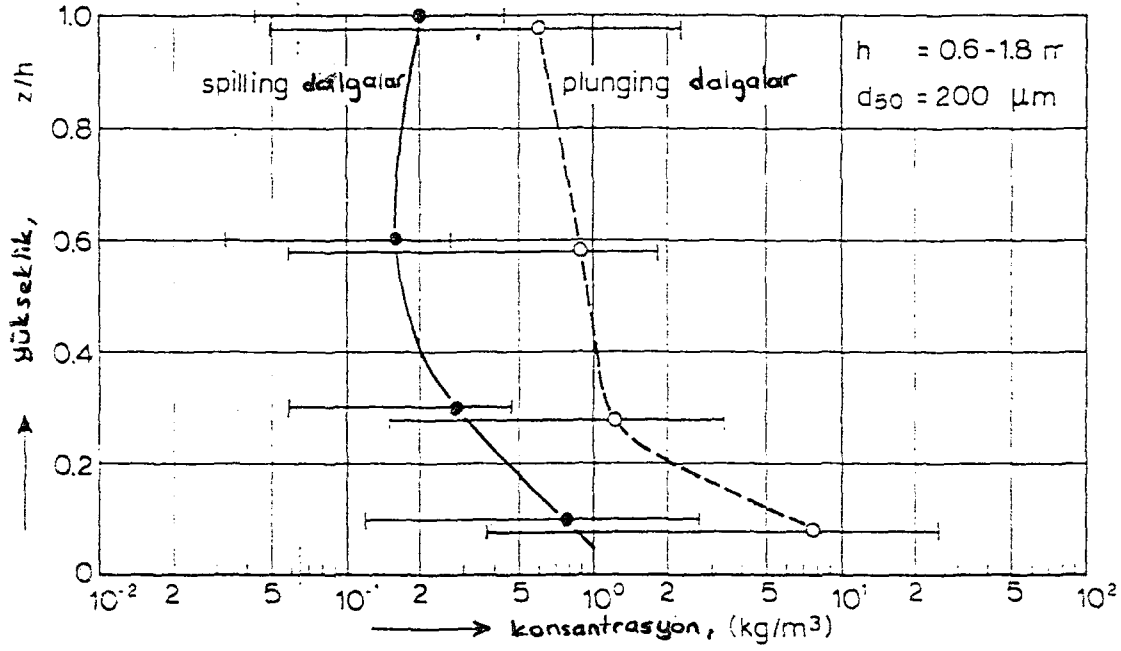
En büyük konsantrasyonlar, fırtına peryotları sırasında Groote Keeten yakınlarındaki surf bölgesinde tabandan 0,03 - 0,05 m yükseklikte $2-3 \text{ kg/m}^3$ ve Spilling tipi kırılan dalgalarda 0,05 - 0,1 m yükseklikte $0,5-1,5 \text{ kg/m}^3$ olarak ölçülmüştür. Elde edilen ölçümler esas alınarak 1-2 m su derinliğine ve 200 - 300 μm boyutunda taban malzemesine sahip olan surf bölgesi için aşağıdaki konsantrasyon oranları verilmiştir.

Katı madde konsantrasyonları	Spilling tipi kırılmalar	Plunging tipi kırılmalar
Taban yakınındaki konsantrasyonlar	$0,5-1,5 \text{ kg/m}^3$	$1-5 \text{ kg/m}^3$
Yüzey yakınındaki konsantrasyonlar	$0,05-0,2 \text{ kg/m}^3$	$0,5-1,5 \text{ kg/m}^3$

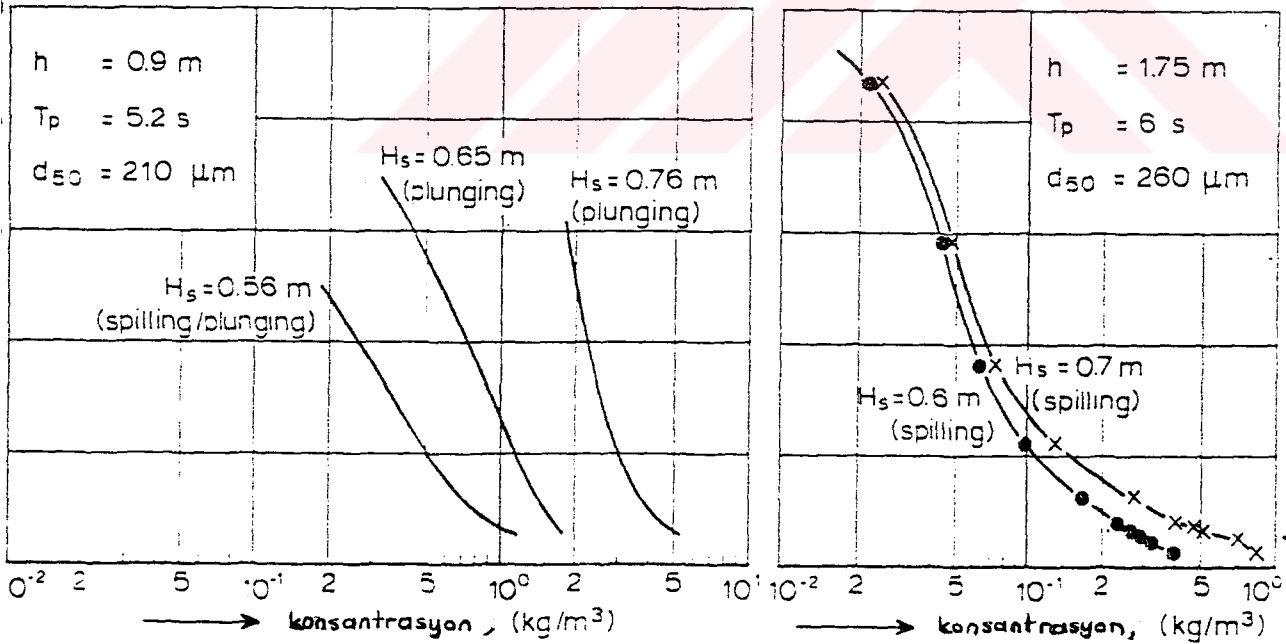
Verilen kırılma tipinin dalga etkisindeki askı hareketinde etkin bir faktör olduğunu göstermektedir. Spilling tipi kırılmalarla oluşturulan rölatif olarak küçük ölçekli çevrilerin neden olduğu plunging tipi kırılmalardan, spilling tipi kırılmalar daha az etkindir. Bundan başka bu küçük çevriler su yüzeyi civarındaki bölge ile sınırlandırılmakta ve dalga çukuru seviyesinin altına kadar uzarmamaktadır (Miller 1976). Plunging tipi kırılmalar büyük katı madde konsantrasyonlarının oluşması sonucunda deniz tabanına kadar etki eden çok güçlü jetlere neden olmaktadır.

3- Düzlem taban rejiminde konsantrasyonlar

ψ hareketlilik parametresi 200-250 den daha büyük olduğunda gözlemler taban formlarının ortadan kalktığını göstermiştir. Bu durumda taban yakınlarında yüksek konsantrasyonlarla taşınan katı madde taneleri ince bir tabaka ($\approx 0,03 \text{ m}$) oluşturur. Bu, düzlem taban tabakası olarak isimlendirilir.



Şekil 4.2.6A. Surf bölgesinde (USA-kıyısı) spilling ve plunging tipi kırılan-dalga şartlarında konsantrasyonlar (Kana, 1979).



Şekil 4.2.6B. Düzlem tabana sahip büyük ölçekli dalga kanalında spilling ve plunging tipi kırılan dalga şartlarında konsantrasyonlar (Steetzel, 1987).

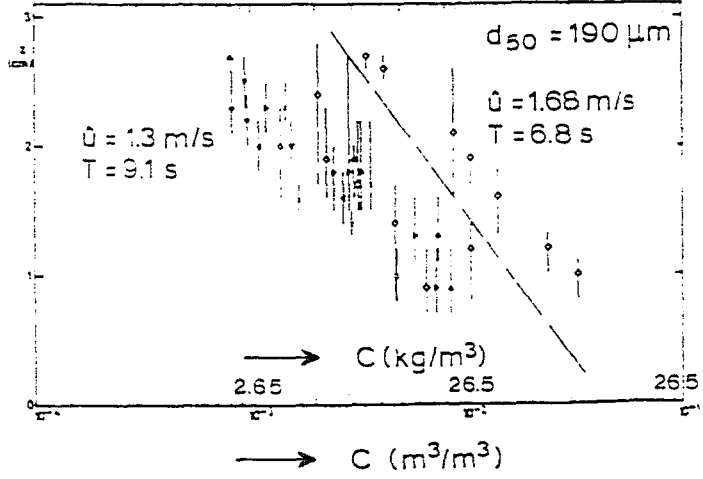
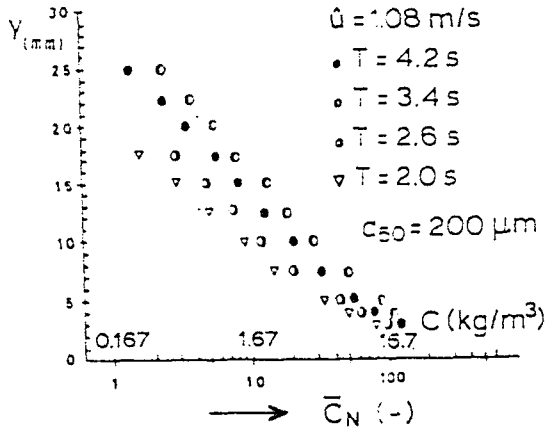
Şekil 4.2.6C. Surf bölgesinde (Dutch kıyısı) spilling tipi kırılan dalga şartlarında konsantrasyonlar (Kroon-Van Rijn, 1988).

Düzlem taban tabakasındaki zamansal ortalama konsantrasyonlar sadece bir dalga kanalında yapılan deneylerden elde edilmiştir (Horikawa, 1982, Staub 1984, Ribberink 1989). Prototip verileri mevcut değildir. Horikawa (1982) 200 μm boyutlu malzemeye kaplı kum taban üzerindeki konsantrasyonları ölçmek için electroresistance probe kullanmıştır (Şekil 4.2.7A). Staub (1984) ve Ribberink (1989) ise pump sampler cihazı kullanarak konsantrasyonları belirlemişlerdir. Ribberink düzensiz salınımlı akım için (Jonswap spektrumu) çalışmalarını yaparken, Horikawa ve Staub düzenli sinüzoidal salınımlı akım için çalışmalarını gerçekleştirmişlerdir. Konsantrasyon profilleri ve hidrolik şartlar Şekil 4.2.7A,B,C'de görülmektedir. Bu şekiller esas alındığında, başlangıç taban seviyesinin (deneyden önce belirlenmiş) 0,01 m ve 0,02 m üstündeki karakteristik konsantrasyon oranları aşağıda verilmiştir.

Taban üstündeki yükseklik (m)	Katı Madde Konsantrasyonları				
	Horikawa 1982	Staub 1984			Ribberink 1989
	200 μm $\hat{u}=1.08$ m/s $T=4$ s	190 μm $\hat{u}=1.3$ m/s $T=9.1$ s	190 μm $\hat{u}=1.68$ m/s $T=6.8$ s	380 μm $\hat{u}=1.9$ m/s $T=6.8$ s	220 μm $\hat{u}_{rms}=1.13$ m/s $T_p=8$ s
0.01	3 kg/m ³	10-25 kg/m ³	50 kg/m ³	10-30 kg/m ³	15-20 kg/m ³
0.02	1 kg/m ³	3-10 kg/m ³	20 kg/m ³	3-15 kg/m ³	4-8 kg/m ³

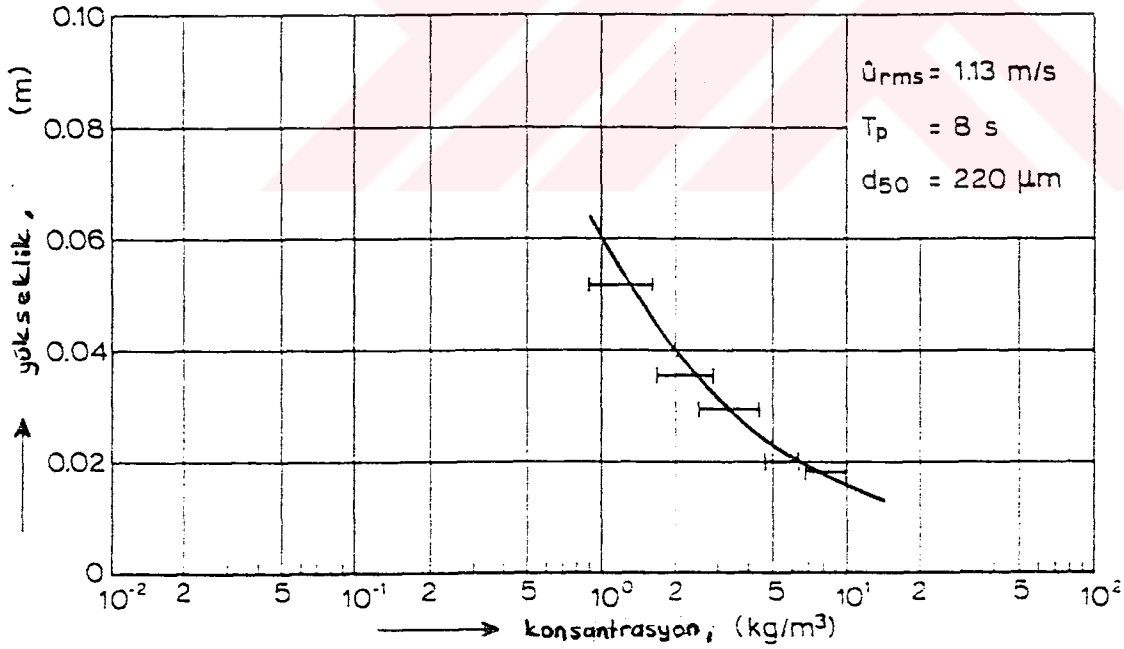
Staub ve Ribberink'in sonuçları 200 μm boyutundaki katı madde ve 1,1 - 1,3 m/s lik pik hızlar için iyi bir uygunluk göstermektedir. Horikawa tarafından ölçülen konsantrasyonlar 1,08 m/s lik pik hızda ölçülenden daha küçüktür.

100 μm dan 300 μm 'a kadar değişen boyutlardaki taban malzemesi ve 0,5 - 2 m su derinliklerinde kırılan ve kırılmayan dalgalar için elde edilen bütün konsantrasyon verileri özetlenirse aşağıdaki karakteristikler gözlenebilir.



Şekil 4.2.7A. Düzlem taban boyunca sinüzoidal salınımlı akıma sahip dalga tüneline konsantrasyonlar (Horikawa ve ark. 1982).

Şekil 4.2.7B. Düzlem taban boyunca sinüzoidal salınımlı akıma sahip dalga tüneline konsantrasyonlar (Staub ve ark. 1984).



- Kum dalgacığı içeren bir taban üzerindeki kırılmadan önceki dalga şartlarında taban yakınındaki tabakada büyük konsantrasyon gradyanına ve daha üst tabakada ise daha küçük konsantrasyon gradyanına sahip olmak üzere iki konsantrasyon profili tabakası oluşmaktadır.

- Kum dalgacıklarının etkisi nedeniyle çevri hareketlerinden dolayı taban yakınındaki tabakada rölatif olarak büyük konsantrasyonlar meydana gelmektedir.

- Spilling tipi kırılan dalga şartlarında konsantrasyonlar daha üst tabakalarda artmaktadır.

- Plunging tipi kırılan dalga şartlarında hem taban yakınındaki tabakada hem de daha üst tabakada konsantrasyonlar büyük olmaktadır (bu yaklaşıklık spilling tipi kırılma durumundakinden 5 kat daha büyüktür).

4.2.3. Katı Madde Debisi Hesabı

Dalga etkisi altında katı madde debisi, Abou-Seida (1965), Kalkanis (1964), Vincent (1957), Manohar (1955), Sleath (1978), Sato-Horikawa (1986) ve Sawamoto-Yamashita (1987) tarafından araştırılmıştır. Abou-Seida, Kalkanis, Vincent ve Sleath'ın deneylerinin çoğu düzlem (salınlı) taban şartlarında gerçekleştirilmiştir. Katı madde debisi genellikle dalgalı ortamda küçüktür.

Manohar ve Sato taşınım rejimlerini açıkça tanımlamışlardır. Manohar bir su tankında salınlı akımı benzeştirmek amacıyla hareketli taban üzerinde deneylerini gerçekleştirmişlerdir. Böylece 280 μm ve 1000 μm boyutunda kum malzeme kullanarak kum dalgacığıyla kaplı taban üzerinde ve düzlem taban üzerinde katı madde debileri ölçülmüştür. Bu deneyler asimetrik salınım oluşturularak gerçekleştirilmiştir. Bazı deneylerde kum dalgacığı mevcut olmasına rağmen taşınım şekli Manohar tarafından tanımlandığı gibi taban malzemesinin yuvarlanan tanelerden meydana geldiği kabul edilmiştir. Manohar'ın tanımına göre "Katı madde tanelerinin sırtı doğru yuvarlandıkları ve hemen önündeki çukurdan tekrar diğer sırtı hareket ettiği" kabul edilir. Askı hareketi sadece kum dalgacıklarının kaybolmasından sonra belirtilmiştir. Manohar bütün du-

rumlarda en büyük pik hızın doğrultusunda net bir katı madde debisini gözlemiştir.

Sato ve Horikawa kum dalgacığı rejiminde 180 μm boyutlu kum malzemeyle bir dalga kanalında deneylerini gerçekleştirmişlerdir. Bu deneyler asimetrik düzenli ve düzensiz salınımlar altında oluşturulmuştur. Bu deneylerde kum tutucular deney sisteminin her iki ucuna yerleştirilmiştir. Net katı madde debileri değişik boyuna kesitlerde taban profillerinin kaydedilmesiyle belirlenmiştir. Ölçümler kararlı kum taban boyunca kum dalgacıklarının meydana gelmesinden sonra yapılmıştır. Sato ve Horikawa, askı malzemesi bulutunun, akış yönü kıyıya doğru olduğu zaman kum dalgacıklarının daha dik tarafında şekillendiğini belirtmişlerdir. Akış doğrultusu değiştiğinde ve kum açığa doğru taşınmaya başladığında askı malzemesi bulutu kum dalgacığı tepesi üzerine çıkar. Hemen hemen bütün deneylerde en büyük pik hızlar kıyıya doğru oluşurken, net katı madde debisi açığa doğru oluşur. Benzer sonuçlar düzensiz dalga şartlarında 100 μm boyutunda katı maddeye sahip bir dalga kanalında Nap-Van Kampen (1988) tarafından elde edilmiştir. Bütün durumlarda dalga etkisindeki net katı madde debisi dalga doğrultusuna ters istikamettedir. Askı malzemesi debisi toplam katı madde debisinin en büyük miktarını oluşturmaktadır.

Sinüzoidal salınımlı akım şartlarında düzlem taban deneyleri 200 μm boyutunda katı maddeye sahip bir dalga kanalında Horikawa (1982) tarafından gerçekleştirilmiştir. Aşağıda bu deneylerde elde edilen zamansal ortalama katı madde debileri verilmiştir.

$\hat{U}_\delta = 1,27 \text{ m/s}$	$T = 3,6 \text{ s}$	$\bar{q}_{w,yarım} = 0,000416 \text{ m}^2/\text{s}$
$\hat{U}_\delta = 1,08 \text{ m/s}$	$T = 2,6 \text{ s}$	$\bar{q}_{w,yarım} = 0,000261 \text{ m}^2/\text{s}$
$\hat{U}_\delta = 1,08 \text{ m/s}$	$T = 3,4 \text{ s}$	$\bar{q}_{w,yarım} = 0,000208 \text{ m}^2/\text{s}$
$\hat{U}_\delta = 0,87 \text{ m/s}$	$T = 5,4 \text{ s}$	$\bar{q}_{w,yarım} = 0,000182 \text{ m}^2/\text{s}$
$\hat{U}_\delta = 0,76 \text{ m/s}$	$T = 6,0 \text{ s}$	$\bar{q}_{w,yarım} = 0,000104 \text{ m}^2/\text{s}$

Bu sonuçlar esas alındığında katı madde debisi, düzlem taban (sheet) rejiminde yaklaşık olarak hızın 3.kuvveti ile verilmektedir, $\bar{q}_w = (\hat{u})^3$.

Sawamoto ve Yamashita (1987) düzlem taban rejiminde bir dalga kanalında benzer deneyleri gerçekleştirmişlerdir. 200, 700 ve 1800 µm boyutlarında tanelere sahip kum malzeme kullanılmıştır. Aynı zamanda kömür ve plastik malzeme de kullanılmıştır. Bu araştırmacılar elde ettikleri sonuçlara dayanarak düzlem taban rejiminde katı madde $(\hat{\tau})^{1,5}$ veya $(\hat{U}_\delta)^3$ ile bağlantılı olduğunu bulmuşlardır.

Özetlenirse dalga etkisi altındaki net katı madde debisinin taşınım şekline ve taban formuna bağlı olduğu sonucuna varılmıştır.

1. Yatay taban üzerinde taban malzemesi ve askı malzemesi durumunda net katı madde debisi her zaman en büyük pik hız doğrultusundadır.

2. Kum dalgacıyla kaplı taban üzerinde taban malzemesi hareketinin etkin olması durumunda net katı madde debisi en büyük pik hız doğrultusundadır.

3. Kum dalgacıyla kaplı taban üzerinde askı malzemesi hareketinin etkin olması durumunda net katı madde debisi en büyük pik hız doğrultusuna ters yöndedir.

4.3. ZAMANSAL ORTALAMA KONSANTRASYON PROFİLLERİNİN HESABI

4.3.1. Giriş

Katı madde konsantrasyon profillerini hesaplamak için literatürde çeşitli modeller önerilmiştir. Modellerin çoğu aşağıdaki gibi zamansal ortalama konveksiyon-difüzyon eşitliğini esas almaktadır (Nielsen 1979, Bosman-Steetzel 1986, Dally 1980, Skafel-Krishnappan 1984).

$$w_{s,m} c + \epsilon_{s,w} \frac{dc}{dz} = 0 \quad (4.3.1)$$

c = Katı madde konsantrasyonu

$w_{s,m}$ = Akışkan-katı madde karışımında tane çökme hızı

$\epsilon_{s,w}$ = Katı madde difüzyonu veya dalga hareketiyle ilgili karışım katsayısı

z = Düşey koordinat

Bazı modeller ise aşağıdaki gibi zamana bağımlı konveksiyon-difüzyon eşitliğini esas almaktadır :

$$\frac{\partial C}{\partial t} - w_{s,m} \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_{s,w} \frac{\partial C}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.3.2)$$

Bundan sonraki modeller sadece düzlem taban şartları için geçerlidir ve taban üstündeki oldukça ince sınır tabakası (0,01 m) içindeki anlık konsantrasyonların değişimini hesaplamak için geliştirilmiştir. Nümerik çözümün geliştirilebilmesi için tabanda ve daha üstteki sınır şartlarının, katı madde karışım (difüzyon) katsayısının ($\epsilon_{s,w}$) ve çökelme hızının ($w_{s,m}$) bilinmesi gereklidir. Genellikle ayrılmış salınımlı akım modeli taban kayma gerilmeleri ve karışım katsayılarının hesaplanması için uygulanmaktadır. Bundan sonra ikinci parametre anlık taban konsantrasyonunu belirlemek için (sınır şartı) uygulanmaktadır. Buna dayanarak konsantrasyon profilleri zamanın ve aynı zamanda bir dalga periyodu boyunca ortalanmış zamansal ortalama değerlerin bir fonksiyonu olarak hesaplanabilir. Bakker (1974) katı madde karışım (difüzyon) katsayısını sapamak için karışım uzunluğu kavramını uygulamıştır. Einstein'in ifadeleri de taban konsantrasyonunun belirtilmesi için kullanılmıştır. Son zamanlarda, yüksek konsantrasyonların meydana gelmesi durumunda, tanelerin birbirine etkileriyle ilişkili olan Bagnold'un (1954) teorileri Bakker'in modelinde pekiştirilmeye çalışılmıştır. Katı madde tanelerinin çökelme hızına ve türbülansa olan etkileri göze alınmamıştır (Bakker ve Van Kesteren 1986). Fredsøe (1985) eddy (türbülans) viskozitesini esas alan nümerik bir model kurmuştur. Eddy viskozite katsayısı anlık taban kayma gerilmeleri ve sınır tabaka kalınlığı ile ilişkilidir. Katı madde için taban sınır şartı bir konsantrasyon fonksiyonudur ve bu anlık taban kayma gerilmesinin bir fonksiyonu olarak taban üzerinden iki tane çapı yükseklikteki taban konsantrasyonu olarak tariflenir. Su yüzeyindeki düşey katı madde akısı sıfır olarak kabul edilir. Katı madde tanelerinin viskozite katsayısına ve çökelme hızına etkisi göze alınmamaktadır.

Hagatun ve Eidsvik (1986) eddy viskozite katsayılarını dikkate alan iki ifadeden oluşan türbülans modelini nümerik model olarak esas

almışlardır. Ancak düzlem taban şartlarında elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldığında elde edilen sonuç henüz tatminkar değildir. Nielsen (1979) tarafından verilen konveksiyon-difüzyon eşitliğinin analitik çözümlerinde eddy viskozite katsayısının zamana ve yere göre sabit olduğu kabul edilmiştir.

Bütün bu karışık olaylar (eddy viskozitesi, engelli çökelme, türbülans sönümlemesi) oldukça yüksek konsantrasyonlara sahip ince bir düzlem taban tabakası (0.01 m) içinde olmaktadır. Zamana bağlı bu modelin uygulanabilirliği hala tam olarak bilinmemektedir. İnce bir tabakada (0.01 m) oldukça büyük düşey konsantrasyon gradyanına sahip olan taban yakınındaki bölgede, ölçme problemlerinden dolayı bu araştırmayı oldukça güçleştirmektedir.

Sırf dalga etkisinde zamansal ortalama konsantrasyonların belirlenmesi için verilen modeller hala yeterince gerçekçi değildir. Van Rijn düzlem taban durumunda dalga sınır tabakasının üstünde veya kum dalgacıklarının tepesinde katı madde konsantrasyonlarının düşey dağılımının tanımlanmasına ve zamansal ortalama konveksiyon-difüzyon eşitliğine dayanan zamansal ortalama konsantrasyonlar için yeni bir model önermiştir. Bu modelin anlaşılabilmesi için aşağıdaki problemlerin tartışılması gerekmektedir.

- Konveksiyon-difüzyon eşitliği
- Tane boyutu ve çökelme hızı
- Katı madde karışım katsayısı
- Referans konsantrasyonu
- Konsantrasyon profilinin hesabı
- Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profillerinin karşılaştırılması.

4.3.2. Zamansal Ortalama Konveksiyon-Difüzyon Eşitliği

Genel olarak bilinen konveksiyon-difüzyon eşitliği kararlı akım halinde konsantrasyon profillerini hesaplamak için kullanılmaktadır. Bu eşitlik aşağıdaki gibi ifade edilmektedir :

$$w_{s,m} c + \epsilon_s \frac{dc}{dz} = 0 \quad (4.3.3)$$

$w_{s,m}$ = Akışkan katı madde karışısında askı malzemesinin tane çökme hızı

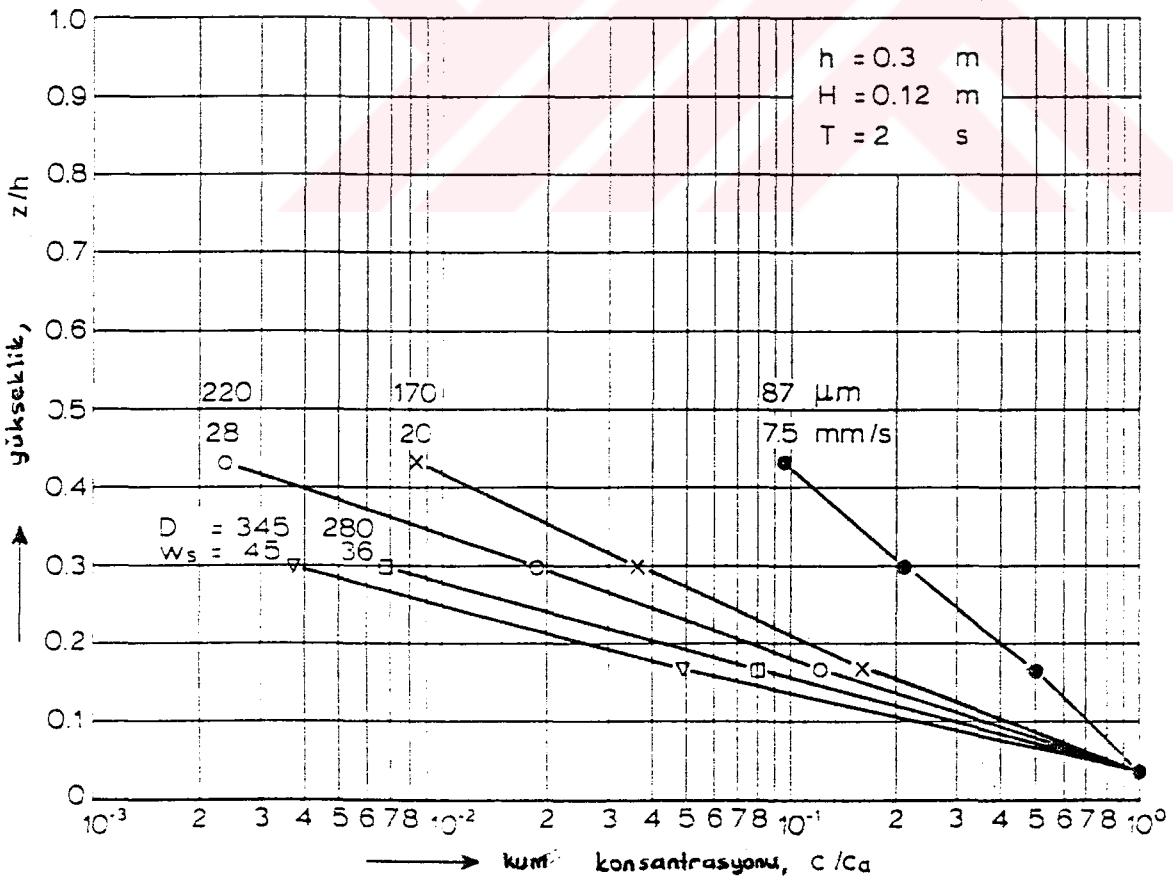
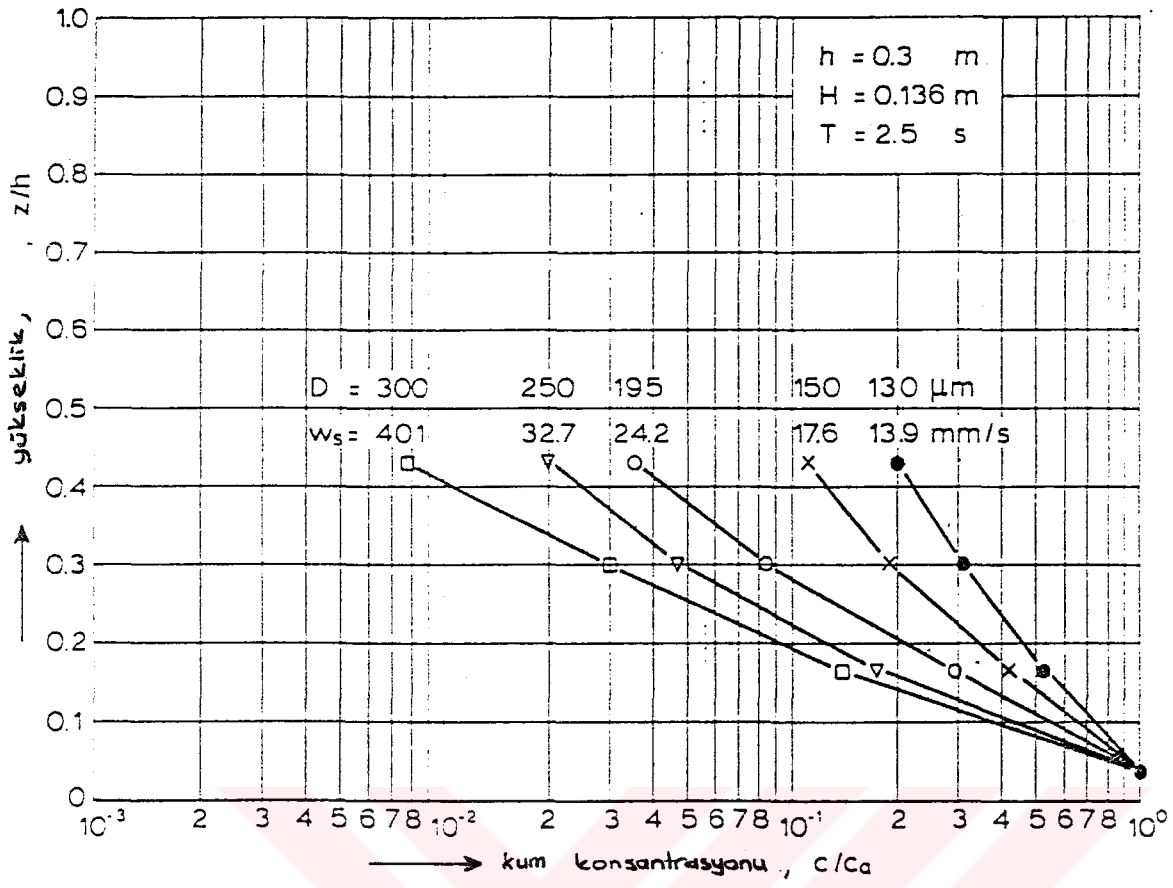
ϵ_s = Katı madde karışım katsayısı

c = Tabandan z yükseklikte zamansal ortalama konsantrasyon

Burada (4.3.3) eşitliğinin, aynı zamanda dalgalı ortamdaki karışım problemi için de geçerli olduğu kabul edilmektedir. Bundan dolayı (4.3.3) eşitliği şu şekilde ifade edilmektedir.

$$\frac{d}{dz} (\ln c) = - \frac{w_{s,m}}{\epsilon_s} \quad (4.3.4)$$

Difüzyon kavramı, sabit dalga şartlarında çökme hızıyla ters orantılı olan z derinliğine karşılık logaritmik c değerinin çizilerek elde edilmiş olan grafiklerde gösterilen ölçülmüş konsantrasyon profillerinin teğeti için verilir. Bu araştırma için Roelvink (1985) tarafından bazı deneysel sonuçlar incelenmiştir. Roelvink yapay kum dalgacıları içeren rijit bir taban üzerinde farklı granülometriye sahip taban malzemesi için konsantrasyon profillerini ölçmüştür. Bu deneyler sırasında salınımlı akım içine belirli miktarda katı madde ile sürekli beslenme yapılmıştır. Şekil 4.3.1 sabit dalga yüksekliğinde farklı granülometriye sahip taban malzemesi için ölçülmüş konsantrasyon profillerini göstermektedir. Dalga yüksekliğinin sabit olmasından dolayı yerel karışım katsayısının da yaklaşık olarak sabit olduğu kabul edilmektedir. Bu parametrenin katı madde tanesi çapıyla çok az veya hemen hemen hiç bağlantısı olmadığı ortaya çıkmıştır. Sonuçlardan gözlemlendiği gibi konsantrasyon profillerinin teğetinin katı madde tanesinin çökme hızıyla ters orantılı olduğu anlaşılmıştır. Bu da dalga etkisi altındaki karışım probleminin difüzyon kavramına uygulanabileceğini göstermektedir. Benzer bir sonuç Van der Graff (1988) tarafından verilmiştir. Nielsen (1984) dalga etkisindeki karışım için difüzyon eşitliğinin uygulanabileceğini araştırmıştır. Nielsen'in bulduğu bazı veriler eddy



Şekil 4.3.1. Konsantrasyon profillerinin düşey dağılımı (Roelvink, 1985).

kapanı mekanizmasının difüzyon işlemine göre daha fazla olarak askı hareketi mekanizmasına etkin- olduğunu göstermektedir.

4.3.3. Askı Malzemesinin Tane Çapı ve Çökelme Hızı

- Askı malzemesinin tane çapı

Araştırmacılar, laboratuvar ve prototip şartlarında askıda kalan tanelerin, üniform olmayan taban malzemesi durumunda derinlik boyunca üniform olarak dağılmadığını göstermektedir. Daha ince taneler daha üst tabakalarda askıda kalırken, daha kaba taneler taban yakınlarında askıda kalmaktadır. Bu konuda bazı bilgiler büyük ölçekli bir dalga kanalında Van Rijn (1987) tarafından yapılan ölçümlerden elde edilmiştir. Katı madde konsantrasyon profilleri, su katı madde karışımından pump sampler cihazı kullanılarak saptanmıştır. Analiz için yeterli büyüklükte numune elde edilmesi için her bir profildeki askı malzemesi numuneleri birarada kullanılmıştır. Bu numunelerin çökelme hızları 2 m uzunluğundaki çökelme tankında ölçülmüştür. Ortalama askı malzemesi boyutu (d_s) ve ortalama taban malzemesi boyutu (d_{50}) oranı taban kayma gerilmesi parametresinin (T) bir fonksiyonu olarak Şekil 4.3.2'de gösterilmiştir. Şekil 4.3.2 Hollanda yakınlarındaki surf bölgesinde saptanan benzer verileri göstermektedir (Groote Keeten, Kroon ve Van Rijn, 1988). Her iki durumda da taban malzemesinin oldukça üniform olmasından dolayı ($\sigma_s = 0.5 (d_{50}/d_{16} + d_{84}/d_{50}) < 2$) ortalama askı malzemesi boyutu (d_s) ortalama taban malzemesi boyutuna ($d_{50, \text{taban}}$) çok yakın değildir. Verilerin aşağıdaki eşitliğe uygun olduğu görülmüştür :

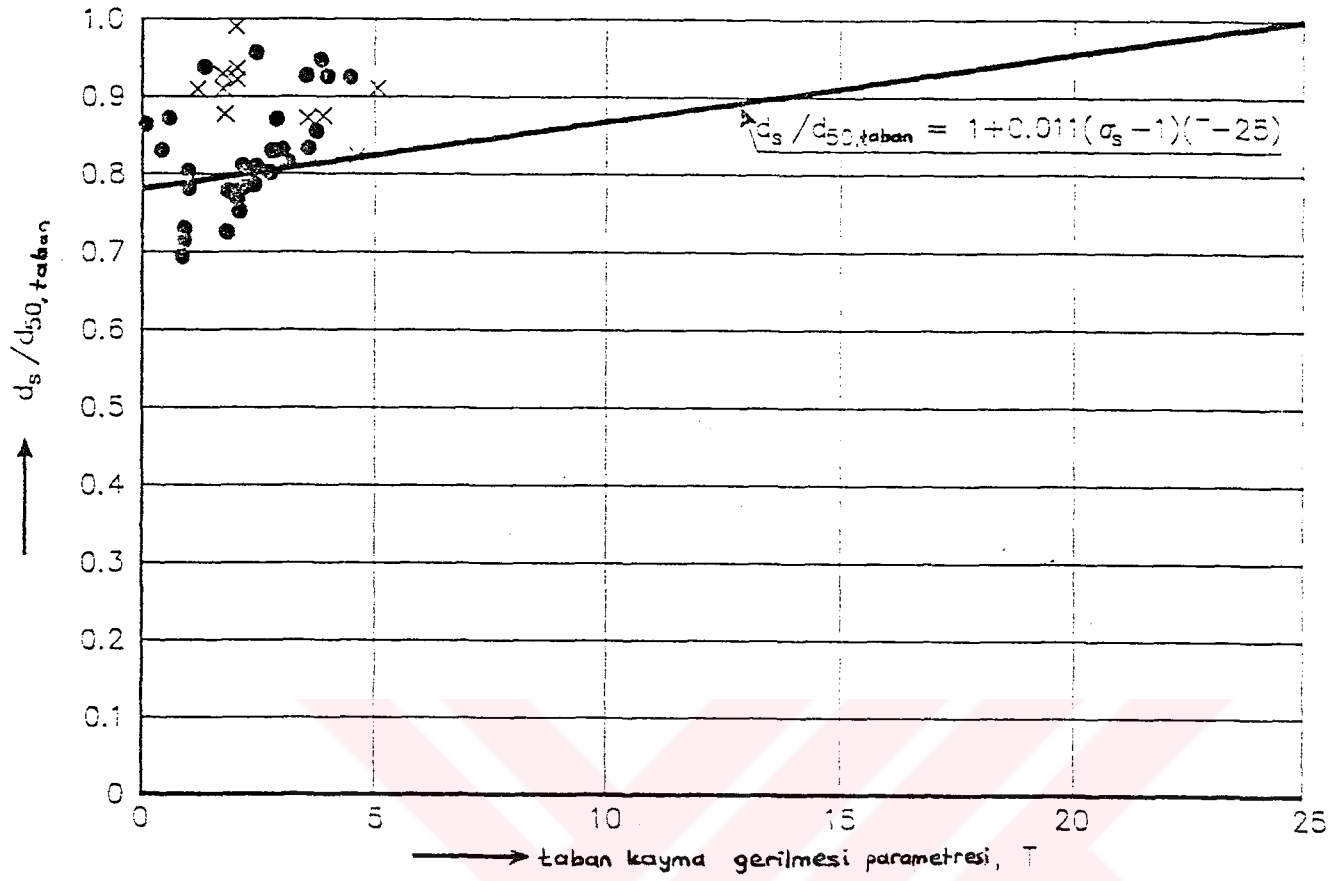
$$\frac{d_s}{d_{50, \text{taban}}} = 1 + 0.011 (\sigma_s - 1) (T - 25) \quad (4.3.5)$$

d_s = Askı malzemesi boyutu

$d_{50, \text{taban}}$ = Ortalama taban malzemesi boyutu

σ_s = Taban malzemesinin geometrik standart sapması

T = Taban kayma gerilmesi parametresi.



hesaplanan $\sigma_s = 1.7$

Ölçülen değerler surf bölgesi Groote Keeten

$d_{50} \approx 250 \mu m$, $\sigma_s \approx 1.8$

Ölçülen değerler Delta kanalı (Van Rijn, 1987)

$d_{50} \approx 210 \mu m$, $\sigma_s \approx 1.8$

Şekil 4.3.2. Askı malzemesinin tane boyutu.

Kararlı üniform akımda askı malzemesi boyutunu göstermek için Van Rijn (1984) tarafından (4.3.5) eşitliği önerilmiştir. Aynı zamanda bu eşitlik elde edilen sonuçlara dayanarak (Şekil 4.3.2) hareketi ince malzemeli taban üzerindeki salınımlı akım için de kullanılabilir.

- Tane çökelme hızı

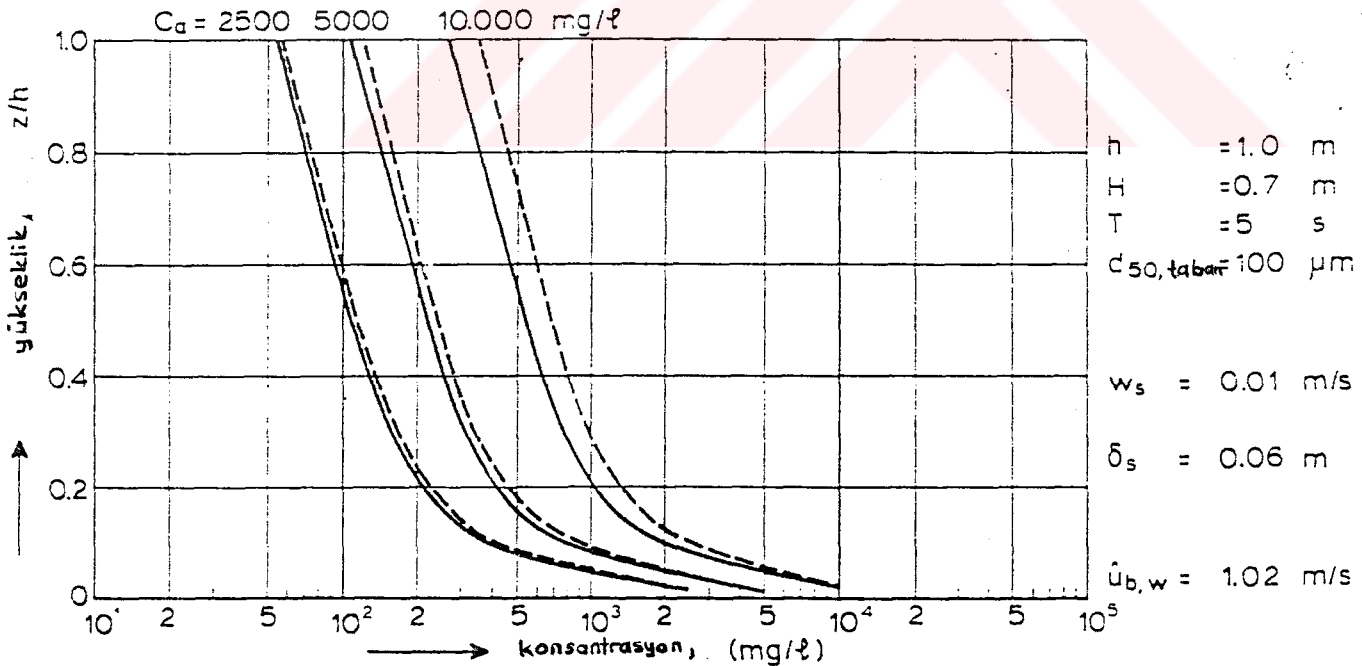
Oldukça büyük katı madde konsantrasyonunun mevcut olduğu durumlarda çökelme hızı önemli bir şekilde azalmaktadır. Bu etki engelli çökelme (hindered settling) olarak bilinmektedir. 50-500 μm boyutundaki tanelere sahip akım şartları için azalan tane çökelme hızı Richardson-Zaki (1954) tarafından aşağıdaki gibi tanımlanmıştır :

$$w_{s,m} = (1-c)^5 w_s \quad (4.3.6)$$

$w_{s,m}$ = Akışkan katı madde karışımında mutlak çökelme hızı

w_s = Temiz akışkanda çökelme hızı.

Dalga etkisiyle meydana gelen katı madde konsantrasyonlarının taban yakınında büyük olmasından dolayı engellenmiş çökelme etkisi bazı detaylı hesaplar yapılarak araştırılmıştır (4.3.3), (4.3.6) ve (4.3.33) eşitlikleri uygulanarak 2500, 5000 ve 10000 mg/l lik referans konsantrasyonu için katı madde konsantrasyon profili nümerik bir yöntemle belirlenmiştir. Sonuçlar Şekil 4.3.3'de gösterilmiştir. Burada engellenmiş çökelme etkisinden dolayı katı madde konsantrasyonlarının artışı yer-



$w_{s,m} = w_s$ kullanılarak hesaplanan değerler

$w_{s,m} = (1-c)^5 w_s$ kullanılarak hesaplanan değerler

Şekil 4.3.3. Konsantrasyon profiline engellenmiş çökelme etkisi.

almaktadır. Bütün belirsizlikler gözönünde tutularak engellenmiş çökeltme etkisinin 10000 mg/l den daha küçük konsantrasyonlar için fazla bir önem taşımadığı görülmektedir.

4.3.4. Dalgaların Kırılmasından Önce Katı Madde Karışım Katsayısı

4.3.4.1. Mevcut Bağıntılar

Dalga kanalında yapılan ölçümler, tabandan itibaren su derinliği boyunca askıda kalan katı madde tanelerinin mevcut olduğunu göstermiştir (Bosman 1984, Van Rijn 1987). Kum dalgacığının neden olduğu çevrilerden dolayı oldukça büyük difüzyon etkisinin meydana geldiği taban yakınında en büyük konsantrasyonlar elde edilmiştir. Tabandan uzakta katı madde konsantrasyonları hızla azalır çünkü çevriler oldukça hızlı bir şekilde yukarı doğru hareket ederek sönmürlenirler. Çeşitli araştırmacılar dalga etkisinde karışım katsayısı etkisini göstererek askı hareketi üzerine model kurmak için çalışmışlardır. İfadelerin çoğu amprik veya yarı amprik olarak elde edilmiştir. Sadece Bijker'in verdiği metod kalibrasyon katsayılarına bağlı değildir.

- Homa ve Horikawa (1962)

$$\epsilon_{s,w} = \alpha \frac{H^3 k}{T} \frac{\sinh^3(kz)}{\sinh^3(kh)} \quad (4.3.7)$$

H = Dalga yüksekliği

T = Dalga peryodu

L = Dalga uzunluğu

h = Su derinliği

z = Tabana dik düşey koordinat

α = Sabit ($= 10^2$)

k = Dalga sıyısı ($2\pi/L$)

- Bijker (1967, 1971)

$$\epsilon_{s,w} = K \bar{U}_{*,w} z \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (4.3.8)$$

K = Von Karman sabiti

$\bar{U}_{*,w} = (\bar{\tau}_{b,w} / \rho)^{0.5} =$ Dalgalara ait zamansal ortalama taban kayma hızı (eşitlik 2.3.13).

Orijinal Bijker metodu hem dalga hem akıntının söz konusu olduğu şartlar için önerilmiştir. Aynı zamanda bu metod sadece dalga söz konusu olduğunda da uygulanabilmektedir.

- Lundgren (1972)

$$\epsilon_{s,w} = \frac{0.4 \cdot \hat{U}_{*,w} z}{1 + 1.34 (0.5 f_w)^{0.25} (z/\delta_w) \exp(z/\delta_w)} \quad (4.3.9)$$

$\hat{U}_{*,w} = (\hat{\tau}_{b,w} / \rho)^{0.5} =$ Dalga etkisindeki taban kayma hızının pik değeri

$f_w =$ Sürtürme katsayısı

$\delta_w =$ Maksimum dalga sınır tabakası kalınlığı

δ_w parametresi aşağıdaki ifadeden belirlenebilir :

$$\left(\frac{2.74 \delta_w}{k_{s,w}} \right) \log \left(\frac{2.74 \delta_w}{k_{s,w}} \right) = 0.0282 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{k_{s,w}} \right) \quad (4.3.10)$$

$k_{s,w} =$ Dalga etkisindeki taban pürüzlülüğü

$\hat{A}_\delta =$ Tabanda akışkan zerreciğinin yörünge boyunca yer değiştirmesinin pik değeri

Taban formu yüksekliğine eşit olan minimum değer (Δ_r) mevcut çalışmalarda kullanılmaktadır ($\delta_{w,min} = \Delta_r$)

- Bhattacharya (1971)

$$\epsilon_{s,w} = \epsilon_a \left(\frac{z}{a} \right) \quad (4.3.11)$$

$$\epsilon_a = F \left(\frac{h_a}{T}, \frac{H}{h} \right)$$

ϵ_a = Tabandan a kadar bir yükseklikte katı madde karışım katsayısı

- Swart (1976)

$$\epsilon_{s,w} = \frac{w_s}{b_1} z$$

$$b_1 = 1.05 z^{0.96} \left(\frac{a}{h} \right)^{0.013z} \quad (4.3.12)$$

$$z = \frac{w_s}{K \bar{U}_{*,w}}$$

w_s = Tane çökme hızı

K = Van Karman sabiti (= 0.384)

- Nielsen (1979)

$$\frac{\hat{A}_{\delta w}}{w_s} > 25 \text{ için } \epsilon_{s,w} = 0.00146 (\Delta_r + 0.4 \delta) g T \left(\frac{\hat{A}_{\delta w}}{w_s} \right)^{-0.32} \quad (4.3.13a)$$

$$\frac{\hat{A}_{\delta w}}{w_s} < 25 \text{ için } \epsilon_{s,w} = 0.00035 (\Delta_r + 0.4 \delta) g T \left(\frac{\hat{A}_{\delta w}}{w_s} \right)^{0.68} \quad (4.3.13b)$$

Δ_r = Kum dalgacığı yüksekliği

δ = Maksimum sınır tabakası kalınlığı

T = Dalga periyodu

$w = 2 \pi / T$

(4.3.13) eşitliği dalgaların kırılmasından önceki durum için geçerlidir.

- Dally (1980)

$$\varepsilon_{s,w} = \frac{1}{15} h \hat{U}_{*,w} \quad (4.3.14)$$

- Skafel-Khrisnappan (1984)

$$\varepsilon_{s,w} = \beta \hat{A}_{\delta} \hat{U}_{*,w} \quad (4.3.15)$$

$$\beta = 8.7 \left(\frac{\hat{U}_{*,w} d_{50}}{v} \right)^{-2,2} \quad (4.3.16)$$

- Kos'yan (1985)

$$\varepsilon_{s,w} = \varepsilon_{s,o} + \varepsilon_{s,t} \quad (4.3.17)$$

$$\varepsilon_{s,o} = \frac{\pi H^2}{2 \sqrt{2} T} \frac{\sinh^2(kz)}{\sinh^2(kh)} \quad (4.3.18)$$

$$\varepsilon_{s,t} = \frac{b (\hat{U}_{\delta} - w_s) (z/\delta_w)}{1 + 0.06(z/\delta_w) \exp(z/\delta_w)} \quad (4.3.19)$$

$$b = 116 \left(\frac{\rho}{\rho_s - \rho} \right) \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}$$

$\varepsilon_{s,o}$ = Yörünge hareketine bağlı karışım katsayısı

$\varepsilon_{s,t}$ = Türbülansdan dolayı karışım katsayısı

δ_w = Maksimum dalga sınır tabakası kalınlığı (eşitlik 2.3.7)

$\hat{U}_{\delta}$ = Taban yakınında yörünge hızının pik değeri.

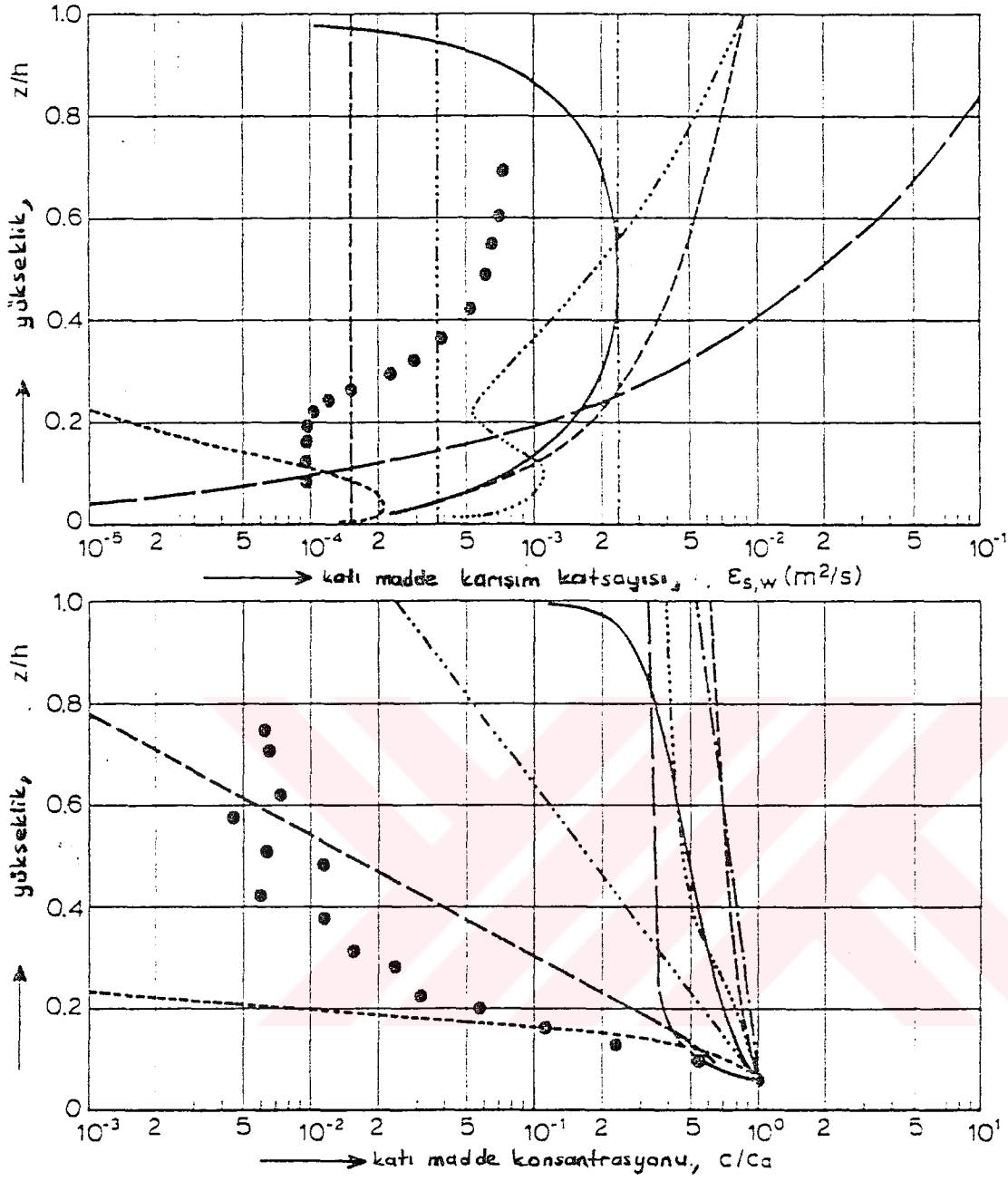
Yukarıda verilen ifadeler Bosman'ın (1984) deneyi için dalga etkisindeki katı madde karışım katsayısı dağılımını hesaplamak için kullanılmıştır. Esas veriler aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned}
H_s &= \text{Hakim dalga yüksekliği} = 0.12 \text{ m} \\
T_p &= \text{Dalga spektrumunun pik periyodu} = 1,9 \text{ s} \\
h &= \text{Su derinliği} = 0.3 \text{ m} \\
L &= \text{Dalga uzunluğu} = 3.08 \text{ m} \\
d_{50} &= \text{Ortalama taban malzemesi tane çapı} = 0.000105 \text{ m} \\
d_{90} &= \% 90 \text{ dan büyük tane çapı} = 0.000130 \text{ m.} \\
d_s &= \text{Askı malzemesi tane çapı} = 0.00008 \text{ m.} \\
w_s &= \text{Askı malzemesi tane çökme hızı} = 0.005 \text{ m/s} \\
\Delta_r &= \text{Kum dalgacığı yüksekliği} = 0.02 \text{ m} \\
k_{s,w} &= \text{Dalga etkisindeki taban pürüzlülüğü} = 0.06 \text{ m} \\
T_e &= \text{Su sıcaklığı} = 20^\circ\text{C}
\end{aligned}$$

Lineer dalga teorisi aşağıdaki dalga parametrelerini hesaplamak için kullanılmıştır.

$$\begin{aligned}
\hat{A}_\delta &= \text{Sınır tabakasının hemen dışında yörüngesel yer değiştirmenin} \\
&\quad \text{pik değeri} = 0.092 \text{ m} \\
\hat{U}_\delta &= \text{Sınır tabakasının hemen dışında yörünge hızının pek değeri} \\
&\quad = 0.305 \text{ m/s} \\
f_w &= \text{Sürtünme katsayısı} \\
\bar{U}_{*,w} &= \text{Zamansal ortalama taban kayma hızı} = 0.078 \text{ m/s} \\
\hat{U}_{*,w} &= \text{Taban kayma hızının pik değeri} = 0.11 \text{ m/s}
\end{aligned}$$

Sonuçlar şekil 4.3.4A'da gösterilmiştir. Ölçülmüş olan değerler şekil 4.3.4B'de gösterilen ölçülmüş katı madde konsantrasyon profilinden saptanan katı madde karışım katsayısını göstermektedir. Ölçülen değerler taban yakınında sabit bir katı madde karışım katsayısını göstermektedir. Bu bölge üstünde katı madde karışım katsayısı derinliğinin ortalarına doğru oldukça güçlü bir şekilde artmaktadır. Su derinliğinin yarısının üstünde ölçülen katı madde karışım katsayısı rölatif olarak zayıf bir artış göstermektedir. Önerilen bağıntıların hiçbiri ölçülmüş değerlerle benzer dağılıma sahip değildir. Bu ifadelerin bir çoğunun ölçülmüş değerlerden çok büyük sapmalar gösterdiği görülmüştür. Nielsen tarafından verilen ifade, taban yakınındaki bölge için karışım



• ölçülen değerler

— Homma and Horikawa, 1962

— Bijker, 1967

----- Lundgren, 1972

----- Swart, 1976

----- Nielsen, 1979

----- Dally, 1980

----- Skafel and Krishnappan, 1984

----- Kos'yan, 1985

$h = 0.3$ m

$H_s = 0.12$ m

$T_p = 1.9$ s

$d_{50} = 105$ μm

$w_s = 0.005$ m/s

$c_a = 9500$ mg/l

Şekil 4.3.4. Katı madde karışım katsayısının ve konsantrasyon dağılımının düşey dağılımı.

katsayısının daha doğru bir değerini vermektedir. Sadece sınır tabakasında türbülans etkisindeki karışım işlemini gösteren Lundgren'in ifadesi, değerlerin taban yakınında daha doğru bir mertebede olduğunu belirtmektedir. Lundgren'in katı madde karışım katsayısı sınır tabakası dışında ($\delta_w \approx 0.015$ m) hızla azalmaktadır. Şekil 4.3.4B aynı deneyler için hesaplanmış ve ölçülmüş konsantrasyon profillerini göstermektedir. Katı madde karışım katsayısı için önerilen ifadeler uygulanarak hesaplanmış olan konsantrasyonlar, difüzyon eşitliğinin nümerik çözümünü esas almıştır. En düşük örnek alma noktasında ölçülen konsantrasyon, konsantrasyon profilinin nümerik olarak hesaplanması için taban sınır konsantrasyonu ($z = 0.02$ m de $c_a = 9500$ mg/l) olarak kullanılmıştır.

Lundgren'in katı madde karışım katsayısını esas alan konsantrasyon profili taban yakınında uygun sonuçlar vermektedir ($z < 0.2$ h). Konsantrasyonlar sınır tabakası dışında çok hızlı bir şekilde azalmaktadır. Diğer metodlarla karşılaştırıldığında Nielsen metodu en uygun sonuçları vermektedir. Homa-Horikawa, Bijker, Swart, Dally, Skafel-Krishnappan ve Kos'yan'ın metodları doğru sonuçlar vermektedir.

4.3.4.2. Van Rijn (1989)

Dalga etkisindeki katı madde karışım katsayısı için varolan bağıntıların uygun sonuçlar vermemesinden dolayı Var Rijn tarafından yeni bir yaklaşım verilmiştir. Bu yaklaşım şöyledir;

- Ölçülen konsantrasyon profillerinden katı madde karışım katsayısının ($\epsilon_{s,w}$) hesaplanması,
- Basit bir bağıntıyla hesaplanan katı madde karışım katsayısının düşey dağılımının gösterilmesi,
- Bundan sonra deneysel verilerle kalibre edilmiş temel dalga parametreleriyle bağıntılı olan amirik katsayıların ilişkisinin belirlenmesi.

(4.3.3.) ve (4.3.6) eşitlikleri uygulandığında katı madde karışım katsayısı aşağıdaki gibi elde edilmektedir.

$$\epsilon_{s,w} = \frac{(1-c)^5 c w_s}{dc/dz} \quad (4.3.20)$$

Nümerik olarak ise aşağıdaki gibi gösterilmektedir.

$$\epsilon_{s,w} = \frac{(1-c_i)^5 c_i w_{s,i}}{\frac{1}{2} \left(\frac{c_i - c_{i+1}}{z_{i+1} - z_i} + \frac{c_{i-1} - c_i}{z_i - z_{i-1}} \right)} \quad (4.3.21)$$

c_i = i noktasındaki katı madde konsantrasyonu

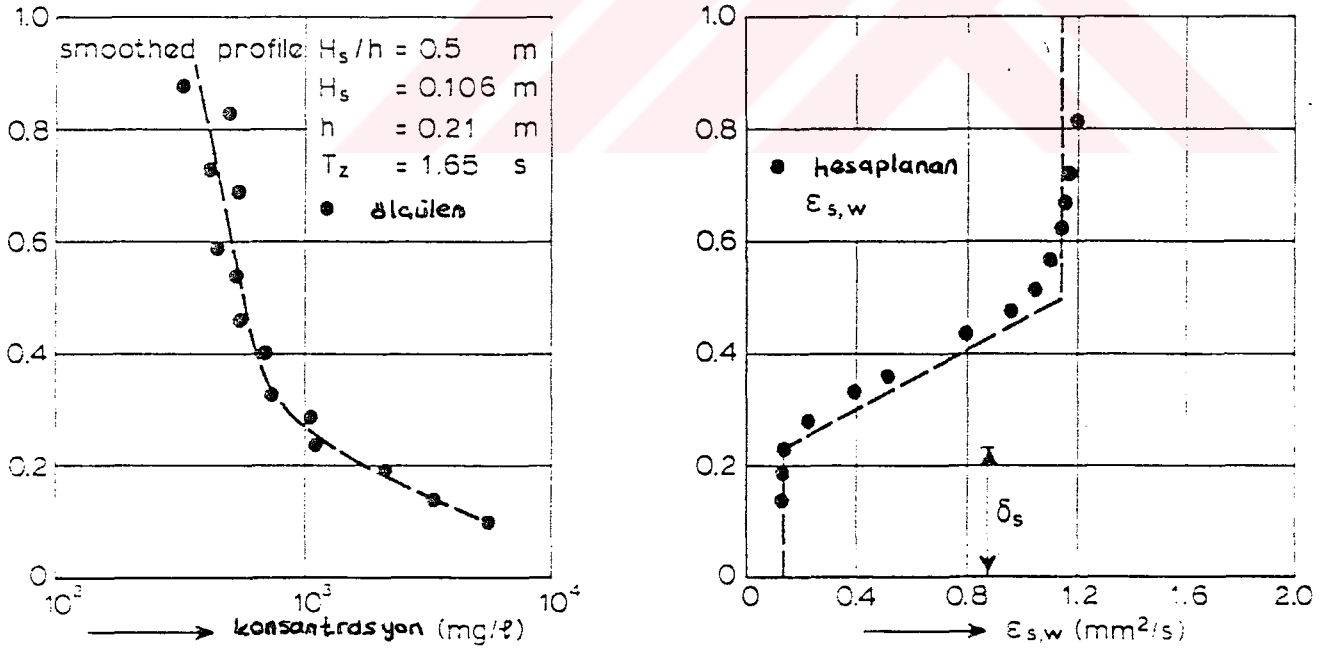
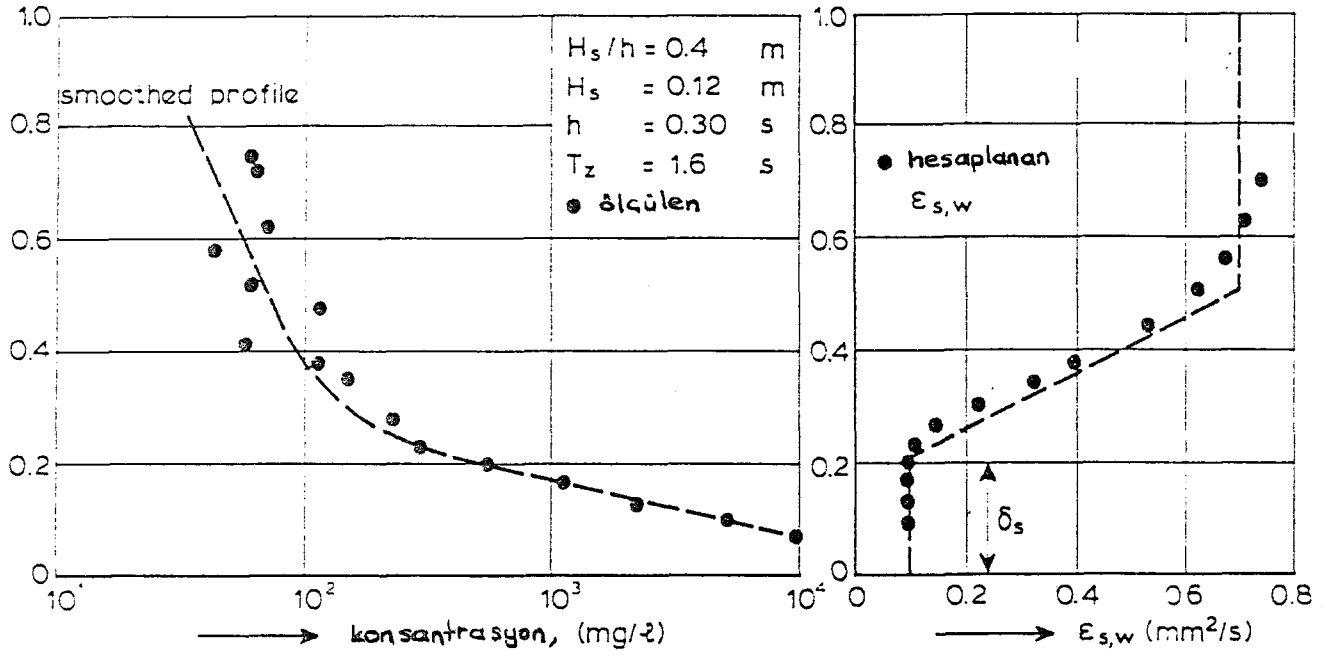
z_i = Tabandan i noktasına olan mesafe

$w_{s,i}$ = i noktasındaki çökelme hızı

Bosman'ın (1982, 1986) deneysel verileri mevcut çalışmalarda uygulanmaktadır. Bosman bir dalga kanalında kum taban ($d_{50} = 100 \mu m$) üzerinde konsantrasyon profillerini ölçmüştür. Zamana ve yere göre kum konsantrasyonlarını elde etmek için özel bir ölçme tekniği kullanılmıştır. Kum dalgacıklarının lokal etkisini kaldırmak için pump sampler cihazının giriş ağzı birkaç kum dalgacığı uzunluğunca yatay olarak ileri ve geri taşınmıştır. En düşük örnek alma noktası kum dalgacıklarının sırtının hemen üstüne yerleştirilmiştir. Toplam örnek alma periyodu 10 dk kadardır (4.3.21). eşitliği uygulanmadan önce ölçülen konsantrasyon profilleri düzgündür. Askı malzemesinin (gradyan etkileri çökelme hızının ($w_{s,i}$) düşey dağılımında askı malzemesi örneklerinin neticeleri uygulanarak dikkate alınmıştır. $z > 0,1$ m için askı malzemesi boyutu $80 \mu m$, oluşan çökelme hızı 0.0055 m/s dir. $z < 0,1$ m için orada $80 \mu m$ çapından ortalama taban malzemesi boyutu olan $150 \mu m$ çapına tedrici bir geçiş olmaktadır (Çökelme hızı = 0.0085 m/s).

Şekil 4.3.5 $H_s/h = 0,4 - 0,5$ olan, kırılmadan önceki dalgalar için hesaplanan karışım katsayılarının düşey dağılımını göstermektedir. Aşağıdaki karakteristikler gözlenmiştir.

- Taban yakınlarındaki bir tabakada yaklaşık olarak sabit karışım katsayısı ($\epsilon_{s,w,taban}$).



Şekil 4.3.5. Kırılmayan dalga şartlarında dalga etkisinde katı madde karışımı.

- Su derinliğinin yarısından sonra ($z > 0,5 h$) yaklaşık olarak sabit karışım katsayısı ($\epsilon_{s,w,maks}$),

- $\delta_s < z < 0,5 h$ için yaklaşık olarak lineer değişim vardır.

Verilen sonuçlar esas alınarak aşağıdaki genel bağıntı önerilmiştir :

$$z \leq \delta_s \quad \epsilon_{s,w} = \epsilon_{s,w,taban} \quad (4.3.22a)$$

$$z \geq 0,5 h \quad \epsilon_{s,w} = \epsilon_{s,w,maks} \quad (4.3.22b)$$

$$\delta_s < z < 0,5 h \quad \epsilon_{s,w} = \epsilon_{s,w,taban} + \left| \frac{z - \delta_s}{0,5h - \delta_s} \right| (\epsilon_{s,w,maks} - \epsilon_{s,w,taban}) \quad (4.3.22c)$$

(4.3.22) eşitliği Şekil 4.3.5'de gösterilmiştir. Aşağıdaki üç parametre bilindiğinde (4.3.22) eşitliği tamamen tanımlanmaktadır.

- 1- Taban yakınında katı madde karışım tabakasının kalınlığı (δ_s)
- 2- Taban yakınında karışım katsayısı ($\epsilon_{s,w,taban}$)
- 3- Derinliğin yarısından yüzeye doğru karışım katsayısı ($\epsilon_{s,w,maks}$)

Bundan sonra çalışmada izlenen adım, temel dalga parametreleriyle bu üç parametrenin ilişkisidir.

- 1- Taban yakınında katı madde karışım tabakasının kalınlığı (δ_s)

Bosman tarafından ölçülen konsantrasyon profilinin incelenmesi sonucunda hemen hemen sabit bir karışım katsayısıyla taban yakınında bir tabakanın varolduğu görülmüştür (Şekil 4.3.5). Bu tabakanın kalınlığı yaklaşık olarak kum dalgacığı yüksekliğinin 3-6 katı kadar olan 0.03 - 0.05 m kadardır. Düzlem taban durumunda efektif katı madde karışım tabakası (δ_s), dalga sınır tabakası (δ_w) ile orantılı olmaktadır. Bu oran şöyle kabul edilmektedir.

$$\delta_s = 3 \Delta_r \quad (\text{kum dalgacığı rejimi}) \quad (4.3.23)$$

$$\delta_s = 3 \delta_w \quad (\text{düzlem taban rejimi})$$

Δ_r = Kum dalgacığı yüksekliği

δ_w = Dalga sınır tabakası kalınlığı (eşitlik 2.3.8)

δ_s = Taban yakınında katı madde karışım tabakası kalınlığı

2- Taban yakınında karışım katsayısı ($\epsilon_{s,w,\text{taban}}$)

Esas olarak karışım katsayısı aşağıdaki gibi bir hız ölçeğinin ve uzunluk ölçeğinin tariflenmesiyle türetilmiştir.

$$\epsilon_{s,w} \approx LU \quad (4.3.24)$$

Taban yakınında salınımlı akım durumunda yapılan kabul mantıklı bir yaklaşım olarak görülmektedir.

$$\epsilon_{s,w,\text{taban}} = \alpha_b \hat{U}_\delta \delta_s \quad (4.3.25)$$

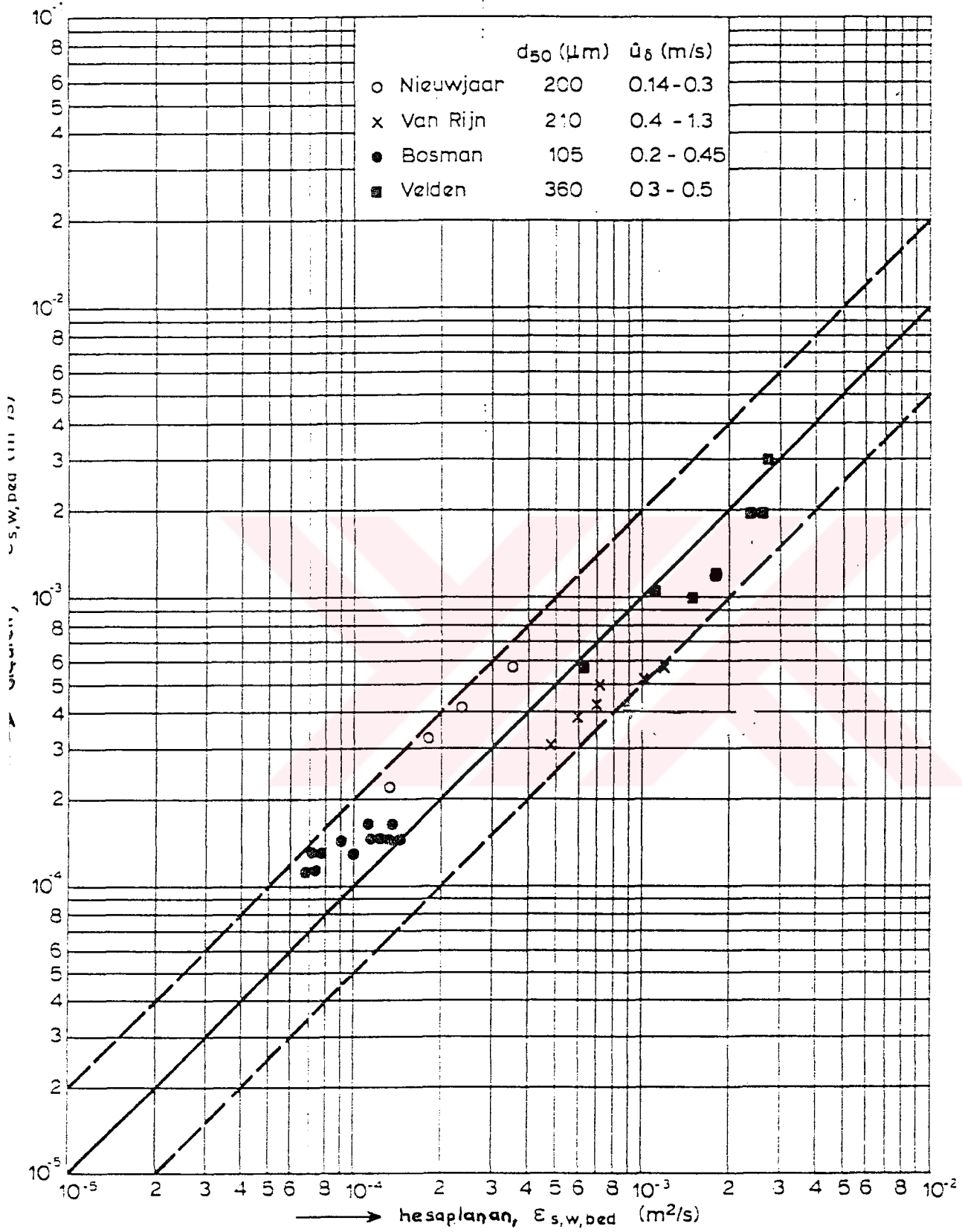
α_b = Amprık katsayı

$\hat{U}_\delta$ = Taban yakınında yörünge hızının pik değeri (eşitlik 2.3.2)

δ_s = Taban yakınında katı madde karışım tabakası kalınlığı (eşitlik 4.3.23).

Nieuwjaar (1987), Van Rijn (1987), Bosman (1982) ve Van der Velden' in (1986) sadece dalga durumunda yapmış oldukları katı madde konsantrasyon ölçümleri α_b katsayısını elde etmek için kullanılmıştır. Nieuwjaar (1987), Bosman (1984) ve Van Rijn'in (1988) veri grupları bölüm 4.2.2'de tanımlanmıştır. Van der Velden'in (1986) ölçümleri $d_{50} = 360 \mu\text{m}$ olan kum tabanlı bir dalga kanalında yapılmıştır. Ölçülen bütün değerler sabit karışım katsayısı içeren üstel bir fonksiyon uygulanarak taban yakınında ölçülen konsantrasyonlardan elde edilmiştir. α_b katsayısının D_* tane parametresine bağlı olduğu belirlenmiştir.

$$\alpha_b = 0.004 D_* \quad (4.3.26)$$



Şekil 4.3.6. Taban yakınındaki karışım tabakasının ölçülmüş ve hesaplanmış karışım katsayıları.

Şekil 4.3.6 kalibrasyon verileri için ölçülmüş ve hesaplanmış olan karışım katsayılarını göstermektedir. Hesaplanan 29 değerin hepsi ölçülen değerlerin 2 katı mertebesinde. α_b katsayısı, daha büyük tane boyutları için taban yakınında artan karışım etkisiyle ifade edilen D_* parametresine bağlıdır. Bu, tanelerin üzerine etkiyen çevri tesiriyle meydana gelen merkezkaç kuvvetlerinin etkisiyle açıklanabilir. Spiral bir hareketle tabandan kalkan kum dalgacıklarının meydana getirdiği eddy hareketleri, taban yakınındaki tabakada karışım işlemine sebep olmaktadır. Böylece karışım etkisinin şiddeti artmaktadır. Bu etki Nielsen (1979) tarafından detaylı bir şekilde incelenmiştir. Nielsen kum tanesi yörüngesinin yarıçapının, çevri hareketinin bir devri sonunda 2 kat arttığını göstermiştir.

3. Üst tabakalarda karışım katsayısı ($\epsilon_{s,w,maks}$)

Üst tabaka için şu kabul yapılmaktadır :

$$\epsilon_{s,w,maks} \approx \hat{W}_{0,5h} \cdot h \quad (4.3.27)$$

$\hat{W}_{0,5h}$ = Derinliğin yarısında düşey yörünge hızının pik değeri

h = Su derinliği

Lineer dalga teorisinden aşağıdaki ifade elde edilmiştir.

$$\hat{W}_{0,5h} \approx \frac{H}{T} \quad (4.3.28)$$

(4.3.27) ve (4,3,28) eşitliklerinin biraraya getirilmesi durumunda ise aşağıdaki ifade elde edilmiştir.

$$z/h \geq 0,5 \text{ için } \epsilon_{s,w,maks} = \alpha_m \frac{hH}{T} \quad (4.3.29)$$

α_m = amprik katsayı.

Bosman (1984) ve Van Rijn (1987) tarafından ölçülen konsantrasyon profilleri α_m katsayısını elde etmek için kullanılmıştır. (4.3.3), (4.3.6), (4.3.22) ve (4.3.25) eşitlikleri taban şartı olarak en düşük

ölçme noktasındaki konsantrasyon profilini nümerik olarak hesaplamak için uygulanmıştır. α_m katsayısı ölçülen ve hesaplanan konsantrasyonlar arasında iyi bir uygunluk sağlanıncaya kadar çeşitli değerler almaktadır. Bazı sonuçlar Şekil 4.3.7'de gösterilmiştir. Kalibrasyon metodu esas alınarak α_m katsayısı aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

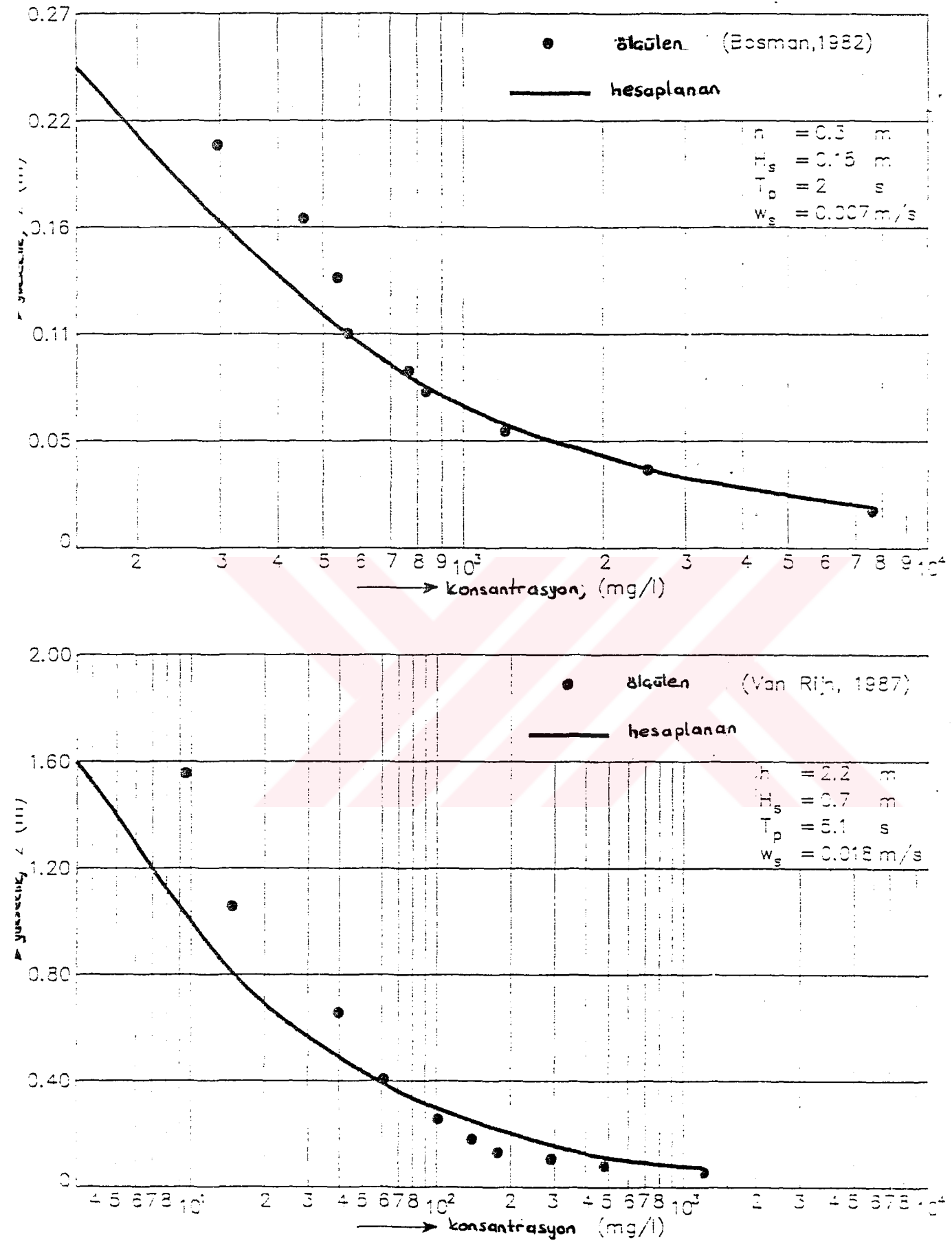
$$\alpha_m = 0.035 \quad (4.3.30)$$

- Hassaslık Analizi

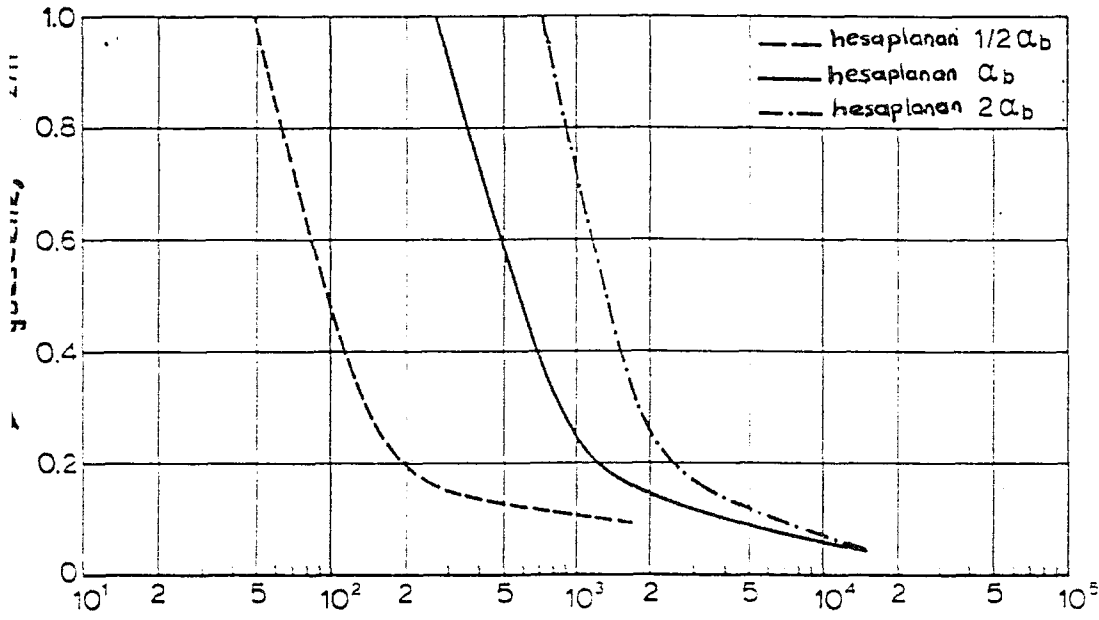
Katı madde karışım katsayısının düşey dağılımının esas parametreleri α_b , α_m ve taban yakınındaki katı madde karışım tabakası kalınlığıdır (δ_s). Bu üç parametrenin hesaplanan katı madde konsantrasyon profiline olan etkisini daha iyi anlayabilmek için hassaslık analizi yapılmaktadır. Herbir parametre diğer parametreler sabit tutularak yaklaşık % 50'lik bir değer etrafında değişmektedir. Sonçular Şekil 4.3.8'de gösterilmektedir. Şekil 4.3.8A da görüldüğü gibi α_b 'nin etkisi oldukça büyüktür. Çünkü α_b katsayısı taban yakınındaki karışım katsayısını direkt olarak etkilemektedir. Özellikle α_b katsayısındaki % 50'lik azalma, geçiş derinliğindeki konsantrasyonları 5 kat kadar azaltmaya neden olacak bir etkiye sahiptir. Karışım katsayısına α_m 'in etkisinin daha üst tabakalarda daha az olduğu söylenmektedir (Şekil 4.3.8c). δ_s değerinin konsantrasyon profiline etkisi rölatif olarak küçüktür (Şekil 4.3.8B). Bu sonuçlar esas alınarak taban yakınındaki tabakada karışım işlemi üzerine daha fazla çalışma yapılması gerekmektedir.

4.3.5. Kırılan Dalga Durumunda Katı Madde Karışım Katsayısı

Şekil 4.3.9, spilling ve plunging tipi kırılan dalgalarda ölçülen konsantrasyon profillerinden elde edilen katı madde karışım katsayısının düşey dağılımı göstermektedir (Bosman, 1982). Şekilden görüldüğü gibi kırılan dalga şartları için karışım katsayıları, kırılmadan önceki dalga şartları için olandan çok daha büyüktür. Bu da çok şaşırtıcı değildir. Bununla beraber kırılan dalga şartları için karışım katsayılarının düşey dağılımının, kırılmadan önceki dalga şartları için olan düşey dağılımla hemen hemen benzer olması oldukça önemli bir özelliktir.

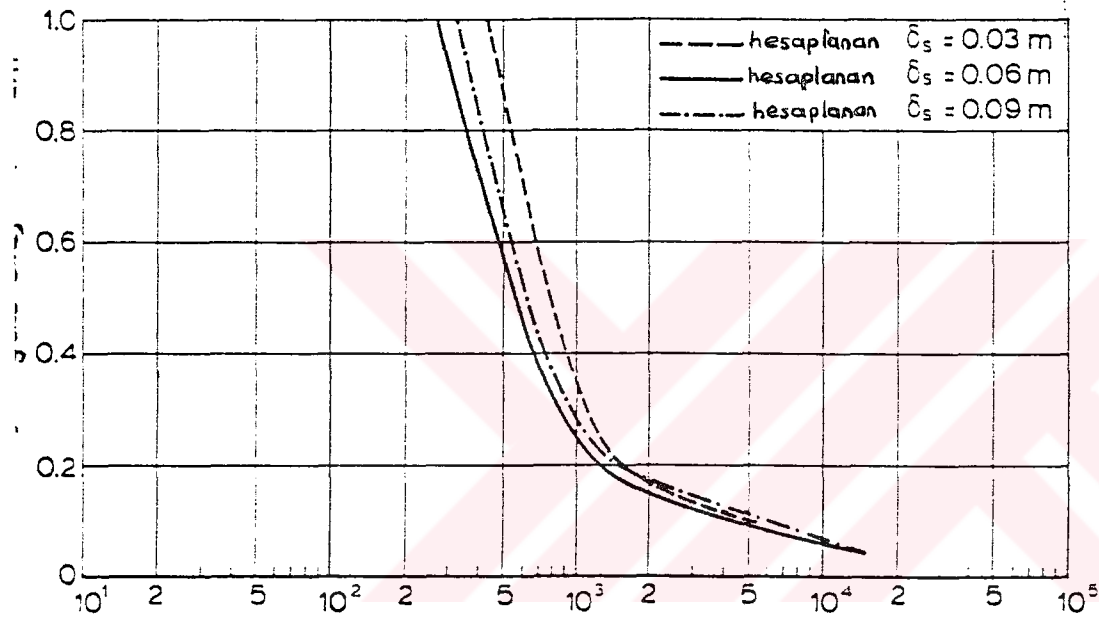


Şekil 4.3.7. Kalibrasyon metoduyla α_m katsayısı ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyonlar.

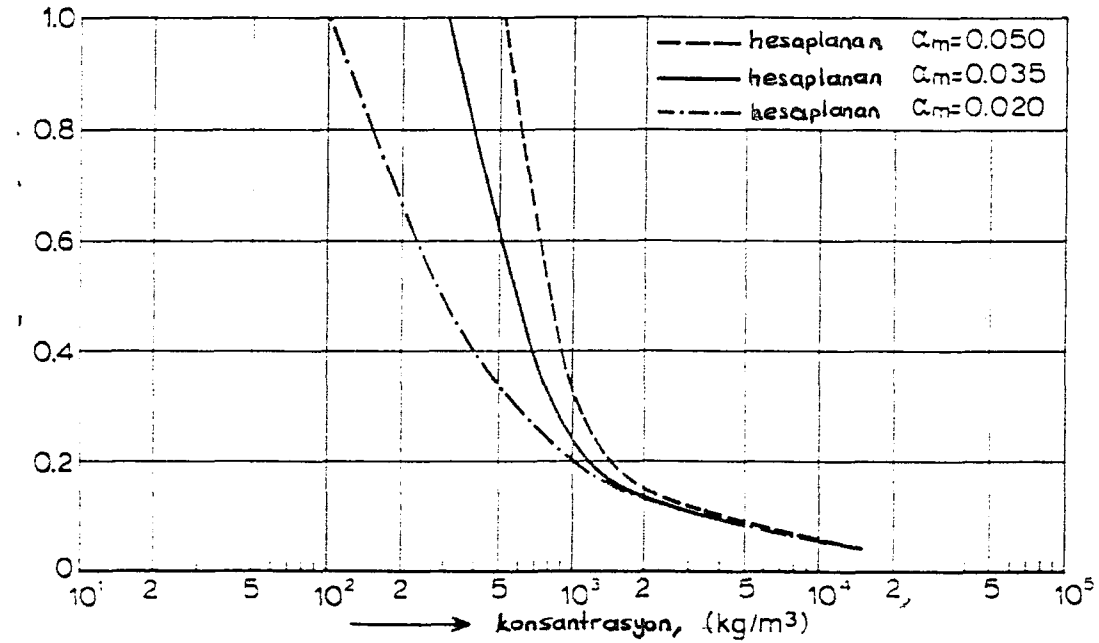


$h = 0.5 \text{ m}$
 $H_s = 0.225 \text{ m}$
 $T_s = 2 \text{ s}$
 $C_a = 15000 \text{ mg/l}$
 $w_s = 0.005 \text{ m/s}$

A. α_b nin
etkisi



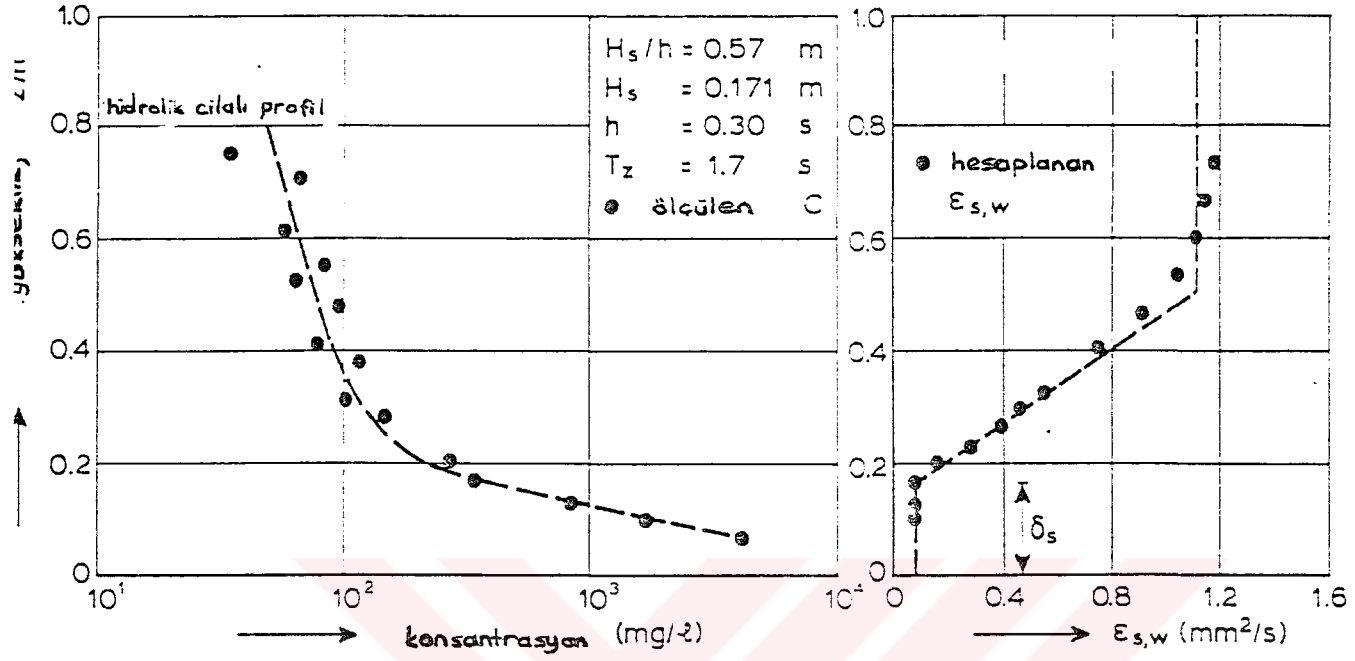
B. δ_s in
etkisi



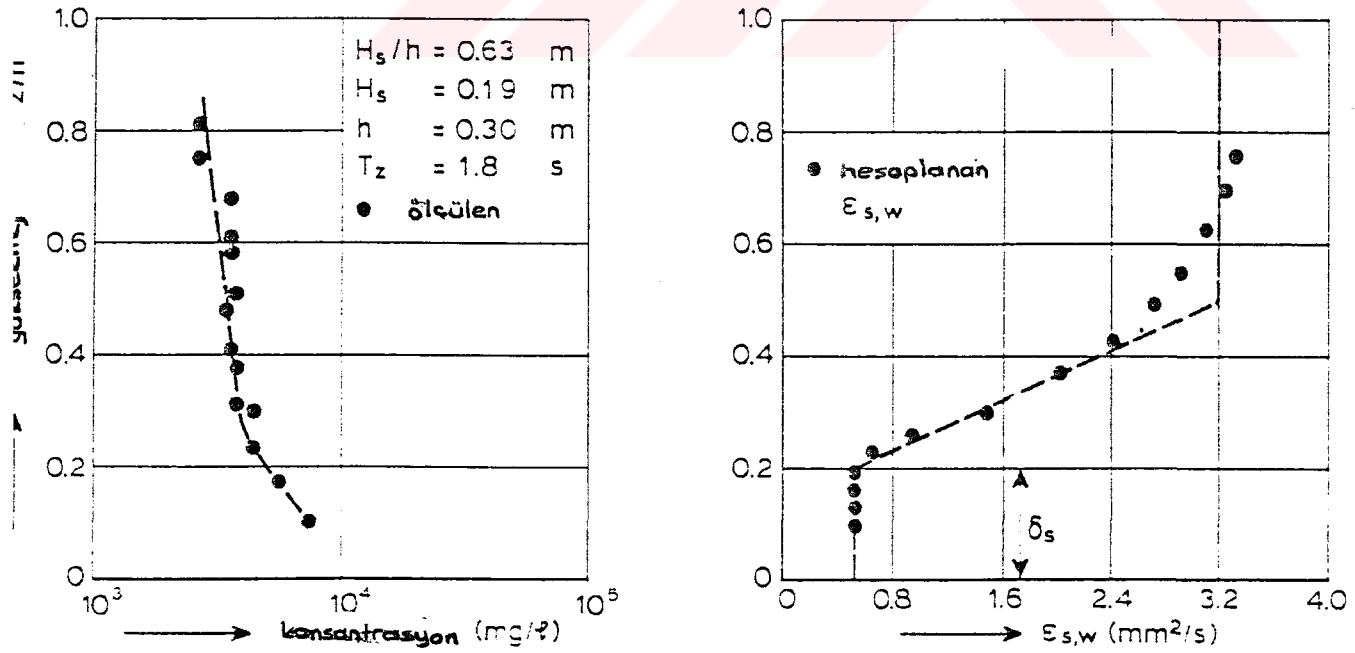
C. α_m in
etkisi

Şekil 4.3.8. Kırılmayan dalga şartlarında katı madde karışımının ve çökelme hızının konsantrasyon profiline etkisi.

KIRILAN DALGALAR



KIRILAN DALGALAR



Şekil 4.3.9. Dalga etkisinde katı madde karışım katsayısı.

Karışım katsayılarının düşey dağılımındaki bu benzerlik esas alındığında kırılan dalga şartlarında bir katsayının (α_{br}) tariflenmesiyle basit bir yaklaşım önerilmiştir ve aşağıdaki ifadede görüldüğü gibi bu katsayı kırılmayan dalga şartlarındaki karışım katsayısının önüne bir çarpan olarak gelmektedir.

$$\epsilon_{s,w,br} = \alpha_{br} \epsilon_{s,w} \quad (4.3.31)$$

$\epsilon_{s,w,br}$ = Kırılan dalga şartlarında katı madde karışım katsayısı

$\epsilon_{s,w}$ = Kırılmayan dalga şartlarında katı madde karışım katsayısı

α_{br} = Kırılma katsayısı

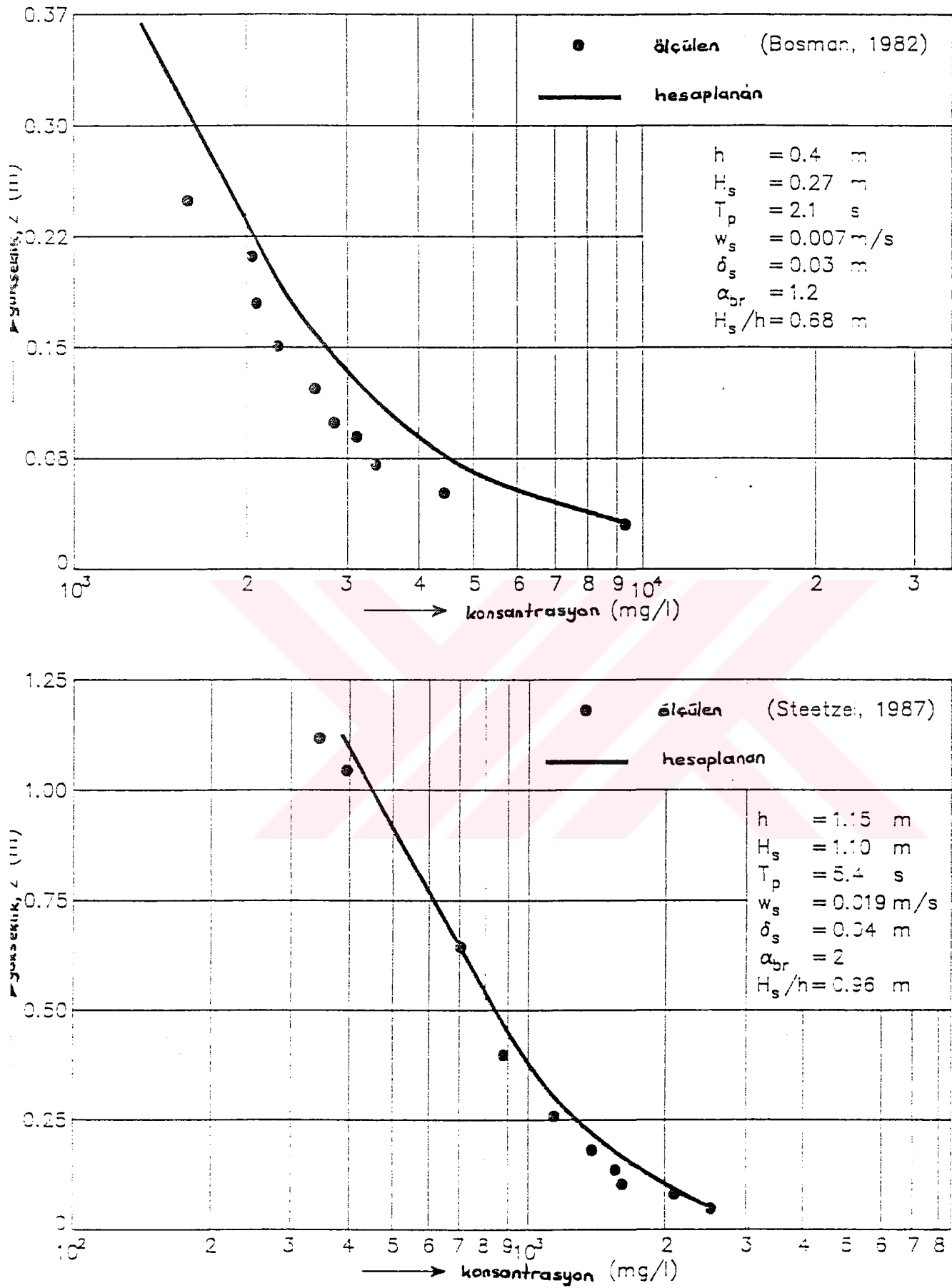
α_{br} katsayısının kırılma tipine bağlı olduğu ve derinlik boyunca sabit kaldığı kabul edilmektedir. Bölüm 2.3.6'da aşağıda görüldüğü gibi kırılma tipinin, dalga yüksekliğinin su derinliğine olan oranına (H_s/h) bağlı olduğu gösterilmiştir.

Spilling tipi kırılmalar : $H_s/h \leq 0.6$

Plunging tipi kırılmalar : $H_s/h > 0.6$

Spilling tipi kırılan dalgaların hareket başlangıcında ve askı hareketine geçişte katı madde tanelerine olan etkisinin plunging tipi kırılan dalgalardan daha az olmasından dolayı spilling tipi kırılan dalga için $\alpha_{br} = 1$ ve plunging tipi kırılan dalga için $\alpha_{br} > 1$ olarak kabul edilmektedir. Şekil 4.3.10 ölçülmüş ve hesaplanmış olan konsantrasyonları göstermektedir. Burada (4.3.3), (4.3.6), (4.3.22), (4.3.25), (4.3.29) ve (4.3.31) eşitlikleri esas alınmaktadır. Tabana en yakın ölçüm noktasında ölçülen konsantrasyon, referans konsantrasyonu olarak kullanılmaktadır. $H_s/h = 0.6$ için $\alpha_{br} = 1$, $H_s/h = 0.7$ için $\alpha_{br} = 1.2$ ve $H_s/h = 0.95$ için $\alpha_{br} = 2$ alındığında ölçülen ve hesaplanan konsantrasyonlar arasında tatmin edici bir uygunluk söz konusu olmaktadır. İlk yaklaşım olarak aşağıdaki bağıntı önerilmiştir :

$$\frac{H_s}{h} > 0.6 \text{ için } \alpha_{br} = 3 \left(\frac{H_s}{h} \right) - 0.8 \quad (4.3.32)$$



Şekil 4.3.10. Kırılan dalga şartlarında ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyonlar, α_{br} kalibrasyon katsayısı.

(4.3.32) eşitliği $H_s/h = 0.6-1$ için $\alpha_{br} = 1-2.2$ değerlerini vermektedir. Kırılan dalgaların katı madde konsantrasyon profillerine olan etkisini incelemek ve önerilen yaklaşımın geçerliliğini araştırmak için bir dalga kanalında detaylı deneysel araştırma gereklidir.

4.3.6. Kırılan ve Kırılmayan Dalgalar İçin Katı Madde Karışım Katsayısı

Özetlenirse, Van Rijn dalga etkisindeki katı madde karışım katsayısı için aşağıdaki ifadelerin uygulanmasını önermiştir.

$$z \leq \delta_s \quad \epsilon_{s,w} = \epsilon_{s,w,taban} \quad (4.3.33a)$$

$$z \geq 0.5 h \quad \epsilon_{s,w,maks} \quad (4.3.33b)$$

$$\delta_s < z < 0.5 h \quad \epsilon_{s,w} = \epsilon_{s,w,taban} + \left| \epsilon_{s,w,maks} - \epsilon_{s,w,taban} \right| \left| \frac{z - \delta_s}{0.5h - \delta_s} \right| \quad (4.3.33c)$$

$$\epsilon_{s,w,taban} = 0.004 D_* \alpha_{br} \delta_s \hat{U}_\delta \quad (4.3.34)$$

$$\epsilon_{s,w,maks} = 0.035 \alpha_{br} \frac{h H_s}{T_p} \quad (4.3.35)$$

$$\frac{H_s}{h} > 0.6 \text{ için } \alpha_{br} = 3 \left(\frac{H_s}{h} \right) - 0.8 \quad (4.3.36)$$

δ_s = Taban yakınında katı madde karışım tabakası kalınlığı
($\approx 3 \Delta r$ veya $3 \delta_w$)

h = Su derinliği

H_s = Hakim dalga yüksekliği

T_p = Pik periyot

$\hat{U}_\delta$ = Taban yakınındaki yörünge hızının pik değeri

D_* = Tane parametresi

α_{br} = Kırılma katsayısı

δ_s değeri aşağıdaki gibi önerilmiştir.

Kum dalgacıklarıyla kaplı taban için $\delta_s = 3 \Delta_r$ (4.3.37a)

Düzlem taban (sheet) için $\delta_s = 3 \delta_w$ (4.3.37b)

Δ_r = Kum dalgacığı yüksekliği

δ_w = Dalga sınır tabakası

4.3.7. Taban Yakınında Referans Konsantrasyonu

- Yaklaşım

Van Rijn (1989), tek boyutlu kararlı akımda referans konsantrasyonunu hesaplamak için basit bir deterministik ifade önermiştir.

$$c_a = 0.015 \cdot \rho_s \frac{d_{50}}{a} \frac{T^{1,5}}{D_*^{0,3}} \quad (4.3.38)$$

$$D_* = \left| (s-1)g / \nu^2 \right|^{1/3} d_{50} = \text{Boyutsuz tane parametresi (-)}$$

$$T = \left| \bar{\tau}'_{b,c} - \bar{\tau}_{b,cr} \right| / \bar{\tau}_{b,cr} = \text{Boyutsuz taban kayma gerilmesi (-)}$$

$$\bar{\tau}'_{b,c} = \mu_c \bar{\tau}_{b,c} = \text{Akıntı etkisindeki efektif taban kayma gerilmesi (N/m}^2\text{)}$$

$$\bar{\tau}_{b,cr} = \text{Shields'e göre kritik taban kayma gerilmesi (N/m}^2\text{)}$$

$$c_a = \text{Referans konsantrasyonu (kg/m}^3\text{)}$$

(4.3.38) eşitliğinin salınımlı akım için geçerli olduğu kabul edilmektedir.

$$\bar{\tau}'_{b,w} = \mu_w \bar{\tau}_{b,w} \quad (4.3.39)$$

$\bar{\tau}'_{b,w}$ = Dalga etkisindeki efektif taban kayma gerilmesi (N/m^2)

μ_w = Dalga etkisini gösteren faktör (-)

$\bar{\tau}_{b,w}$ = Dalga etkisinde taban kayma gerilmesi (N/m^2)

μ_w faktörü bilinmemektedir ancak deneysel sonuçlar kullanılarak kalibrasyonla elde edilebilir.

İlk olarak referans seviyesi tartışılmaktadır. Taban formu rejimi durumunda taban şekillerinin sırtındaki referans seviyesinin uygulanmasıyla önerilmiştir ki bunun anlamı referans seviyesi taban şekli yüksekliğinin yarısına eşittir. Böylece $a = 0.5 \Delta_r$ olur. Düzlem taban şartlarında, düzlem taban tabakası sınırının dış kenarındaki referans seviyesi uygulanarak referans seviyesinin dalga sınır tabakası kalınlığına eşit olması önerilmiştir. Böylece $a = \delta_w$ olur.

Özetlenirse;

Taban formlarında $a = 0.5 \Delta_r$ (4.3.40a)

Düzlem tabanda (sheet) $a = \delta_w$ (4.3.40b)

olmaktadır.

Δ_r = Kum Dalgacığı yüksekliği

$\delta_w = 0.072 \hat{A}_\delta (\hat{A}_\delta / 3d_{90})^{-0.25}$ = Dalga sınır tabakası kalınlığı

Referans seviyesinin altındaki katı madde tanelerinin, taban formu ve düzlem taban (sheet) rejiminde taban malzemesi olarak taşındığı kabul edilmektedir. Taban malzemesi formülleri bölüm 4.6'da görülecektir.

- μ_w faktörü

μ_w faktörü, tabandan akım içerisine doğru hareket eden katı madde tanelerine uygulanan taban kayma gerilmesinin bir bölümünü göstermektedir. Taban formları oluştuğunda μ_w faktörü 1 den küçük olacaktır. Çünkü taban kayma gerilmesinin bir bölümü taban formlarının artiz bölgesinde (şekil direnci) basınç kuvvetleriyle üretilen çevrilerle ortaya çıkmaktadır. Daha sonra bu kuvvetler bir boyutlu akım şartlarında

(eşikler boyunca) katı madde hareketi için daha az önem taşıyacaktır. Bu durumda taban formlarının gittikçe artan eğimli yüzeyi boyunca mevcut olan yüzeysel sürtünme kuvvetleri tabandaki hareket işlemine hakim olmaktadır. Taban formları (kum dalgacıkları) üzerindeki salınımlı akım durumunda hareketin başlaması için Nielsen (1979) ve Grant ve Madsen (1982) tarafından önerildiği gibi sadece yüzeysel sürtünme kuvvetlerinin dikkate alınmasıyla katı madde hareketi ilişkisinin gerçekçi olmadığı görülmüştür. Yapılan araştırma, kum dalgacıkları boyunca ileri ve geri doğru taşınan kum dalgacı etkisindeki çevrilerin aktif bir rolü olduğunu açıkça göstermektedir. Aynı zamanda Kennedy ve Locher (1972) akım ve tabanın birbirine olan etkisi üzerine kum dalgacıklarının güçlü etkisini vurgulamışlardır. Bu araştırmacılara göre katı madde hareketi, kum dalgacı tepesinin artiz bölgesindeki çevrilerin oluşturduğu direnç ve kum dalgacıklarının mesafelerine göre meydana gelmektedir.

Taban yakınındaki zamansal ortalama konsantrasyonlar Nieuwjaar-Van der Kaaij (1987), Nap-Van Kampen (1988), Steetzel (1987), Roelvink (1988), Bosman (1982, 1986), Van der Velden (1986), Van Rijn (1987), Kroon-Van Rijn (1988) tarafından ölçülmüştür. Van der Velden'in ölçümleri sinüzoidal salınımlı akım şartlarında bir dalga kanalında yapılmıştır. Diğer ölçümler düzensiz salınımlı akım şartlarında küçük ve büyük ölçekli dalga kanallarında yapılmıştır. Kroon-Van Rijn'in (1988) verileri Groote Keeten'in Hollanda kıyılarındaki surf bölgesindeki prototip ölçümleri ile oluşturulmuştur. Esas veriler tablo 4.1.1'de verilmiştir. Bu tabloda belirtilen referans konsantrasyonları taban formlarının veya dalga sınır tabakasının en üstündeki konsantrasyonlardır. Bu ölçülen referans konsantrasyonları, yarı logaritmik ölçekle taban yakınında ölçülen konsantrasyonların çizilmesiyle ve istenen referans seviyesiyle ekstrapole edilmiş doğrusal bir hattın geçirilmesiyle elde edilmiştir. Toplam 61 data kullanılmıştır. Yapılan kalibrasyon aşağıdaki gibi tariflenir :

1. Tane parametresi belirlenir (D_*)
2. Kum dalgacı rejimi ve düzlem taban rejimi için mutlak taban pürüzlülüğü belirlenir ($k_{s,w}$)
3. Dalga etkisindeki sürtünme katsayısı belirlenir (f_w)
4. Dalga etkisindeki taban kayma gerilmesi belirlenir ($\tau_{b,w}$)

Source	d ₅₀ (m)	d ₉₀ (m)	c _{a, meas} (kg/m ³)	a (m)	h (m)	H _s (m)	T _p (s)	Δ _r (m)	T _e (°C)
Nieuwjaar (kanal)	.0002	.00028	.08	.0075	.51	.077	2.5	.015	21
	.0002	.00027	.3	.0075	.5	.101	2.5	.015	21
	.00021	.00032	.6	.009	.5	.122	2.4	.018	23
	.000205	.00031	1.6	.009	.5	.153	2.4	.018	24
Van Rijn (kanal)	.00019	.00024	1	.0164	2.15	1.27	5.5	.001	8
	.00019	.00024	.8	.016	1.85	.83	5	.001	8
	.00019	.00024	1.5	.0171	2	1.17	6.3	.001	8
	.00019	.00024	2.5	.0161	2	1.1	5.9	.001	8
	.00022	.00028	3	0.01	2.1	.5	5.1	.02	8
	.00022	.00028	2	0.01	2.1	.4	5.1	.02	8
	.00022	.00028	.8	.015	2.1	.3	5.1	.03	7
	.00022	.00028	.2	.015	2.1	.21	5.1	.03	7
Steetzel (kanal)	.000208	.000265	1.1	.0122	1.41	1.1	5.4	.01	9
	.000208	.000265	3	.0139	1.13	1.1	5.4	.01	9
	.000208	.000265	1.3	.01066	1.4	.86	5.4	.01	9
	.000208	.000265	6	.0113	.78	.65	5.4	.01	9
	.000208	.000265	5.5	.0122	.82	.76	5.4	.01	9
Roelvink (kanal)	.000215	.00027	1.7	.01	2.72	.67	5.1	.02	5
	.00022	.000285	2	.0137	.93	.65	5.1	.01	5
Van Rijn (surf bölgesi)	.00024	.0004	.65	.025	1.89	.7	6	.02	17
	.00024	.0004	.5	.025	1.72	.65	6	.02	17
	.00024	.0004	.3	.025	1.09	.4	6	.02	17
	.00021	.00035	.7	.025	1.98	.75	5	.02	17
	.00021	.00035	1.3	.025	1.7	.75	5	.02	17
	.00021	.00035	2	.025	1.12	.5	5	.02	17
	.00023	.0004	1.4	.025	1.28	.5	4	.02	17
	.00025	.0004	.6	.025	1.55	.6	6	.02	17
	.00023	.0004	2.5	.025	1	.5	5	.02	17
	.00023	.0004	1.5	.025	.9	.35	5	.02	17
	.00023	.0004	.15	.025	1.2	.3	6	.02	17

Tablo 4.1.1. Ölçülmüş referans konsantrasyonları.

Source	d_{50} (m)	d_{90} (m)	$c_{a,maes}$ (kg/m ³)	a (m)	h (m)	H_s (m)	T_p (s)	Δ_r (m)	T_e (°C)
Bosman (kanal)	.000105	.00015	20	.0075	.4	.27	2.2	.015	20
	.000105	.00015	12	.0075	.6	.234	2	.015	20
	.000105	.00015	6	.0075	.6	.154	1.8	.015	20
	.000105	.00015	20	.0075	.5	.241	2	.015	20
	.000105	.00015	8	.0075	.4	.114	1.8	.015	20
	.000105	.00015	10	.0075	.4	.135	2	.015	20
	.000105	.00015	17	.0075	.4	.191	2	.015	20
	.000105	.00015	35	.0075	.5	.223	2	.015	20
	.000105	.00015	8	.0075	.5	.136	1.8	.015	20
	.000105	.00015	22	.0075	.6	.256	2	.015	20
	.000105	.00015	5	.0075	.6	.153	1.9	.015	20
	.000105	.00015	25	.0075	.5	.248	2.1	.015	20
	.000105	.00015	14	.0075	.4	.15	1.9	.015	20

Source	d_{50} (m)	d_{90} (m)	$c_{a,maes}$ (kg/m ³)	a (m)	$\hat{U}_{b,w}$ (m/s)	T_p (s)	Δ_r (m)	T_e (°C)
Van der Velden (dalga tüneli)	.00036	.000725	3	.01	0.3	2	.02	16
	.00036	.000725	7	.014	0.4	2	.028	16
	.00036	.000725	11	.0175	0.5	2	.035	16
	.00036	.000725	1	.025	0.3	4	.05	16
	.00036	.000725	1.5	.03	0.4	4	.06	16
	.00036	.000725	2.6	.03	0.45	4	.06	16
	.00036	.000725	.2	.04	0.3	6	.08	16
	.00022	.00024	6	.0075	0.3	2	.015	16
	.00022	.00024	10	.008	0.4	2	.016	16
	.00022	.00024	15	.0115	0.5	2	.023	16
	.00022	.00024	1.3	.0115	0.2	4	.023	16
	.00022	.00024	1.5	.014	0.3	4	.028	16
	.00022	.00024	4.5	.015	0.4	4	.03	16
	.00022	.00024	1.1	.0175	0.3	6	.035	16

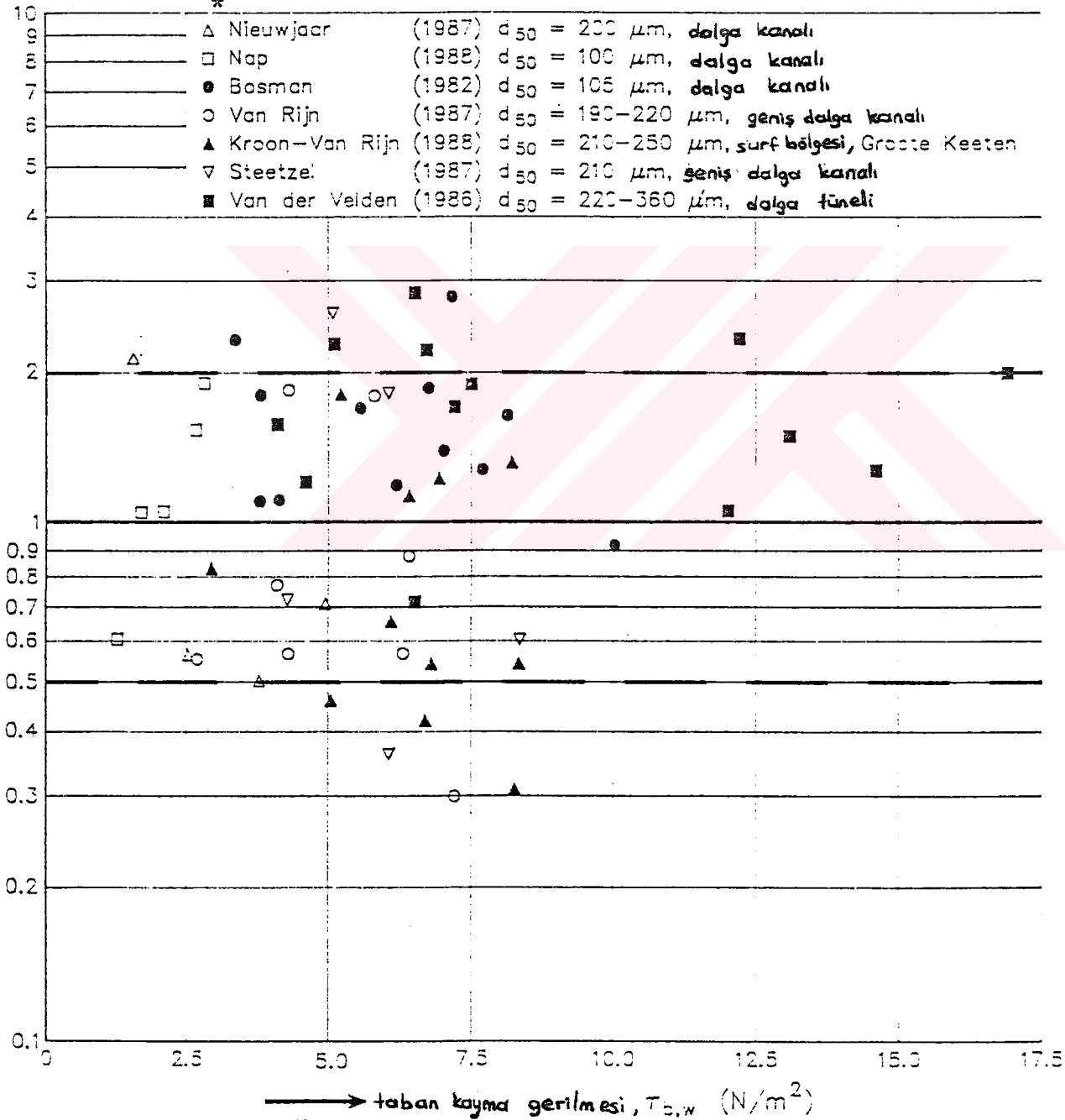
Tablo 4.1.1. Ölçülmüş referans konsantrasyonları

5. Kritik taban kayma gerilmesi belirlenir ($\tau_{b,cr}$)

6. Tablo 4.1.1 den ölçülmüş referans konsantrasyonları alınarak μ_w faktörü belirlenir.

Kalibrasyon sonuçlarının analizi esas alınarak μ_w faktörünün D_* tane parametresine bağlı olduğu belirlenmiştir.

$$\mu_w = \frac{0.6}{D_*} \quad (4.3.41)$$



Şekil 4.3.11. Ölçülmüş ve hesaplanmış referans konsantrasyonları.

Dalga etkisindeki taban kayma gerilmesinin bir fonksiyonu olarak ölçülmüş ve hesaplanmış referans konsantrasyonlarının oranı Şekil 4.3.11 de görülmektedir. Hesaplanmış değerlerin % 75'i ölçülmüş olan konsantrasyonların 2 katı mertebesinde, Bütün hesaplanmış değerler ölçülmüş değerlerin 3 katı mertebesinde, Taban kayma gerilmesiyle ilgili sistematik etkiler gözlenmemektedir.

4.3.8. Hesaplama metodları

Aşağıdaki metodlar tanımlanmıştır :

- 1- Van Rijn (1988)
- 2- Bijker (1967,1971)
- 3- Skafel-Krishnappan (1984)
- 4- Nielsen (1984)
- 5- Fredsøe ve ark. (1985)

- 1- Van Rijn Metodu (1988)

Konsantrasyon profili, (4.3.33) eşitliği uygulanarak ve engellenmiş çökme etkisi ihmal edilerek zamansal ortalama konveksiyon-difüzyon eşitliğinin integre edilmesiyle elde edilmektedir.

$$a \leq z < \delta_s$$

$$\frac{c}{c_a} = \left| e \right|^{w_s(a-z)/\varepsilon_{s,w,taban}} \quad (4.3.42a)$$

$$\delta_s \leq z < 0.5 h$$

$$\frac{c}{c_a} = \left| e \right|^{w_s(a-\delta_s)/\varepsilon_{s,w,taban}} \left| \frac{h}{h+\gamma(z-\delta_s)} \right|^{w_s h/(\gamma \varepsilon_{s,w,taban})} \quad (4.3.42b)$$

$$0.5 h \leq z \leq h$$

$$\frac{c}{c_a} = \left| e \right|^{w_s(a-\delta_s)/\varepsilon_{s,w,taban}} \left| \frac{h}{h+\gamma(0.5h-\delta_s)} \right|^{w_s h/(\gamma \varepsilon_{s,w,taban})} \left| e \right|^{w_s(0.5h-z)/\varepsilon_{s,w,maks}} \quad (4.3.42c)$$

$$\gamma = \left(\frac{h}{0,5h - \delta_s} \right) \left(\frac{\epsilon_{s,w,maks} - \epsilon_{s,w,taban}}{\epsilon_{s,w,taban}} \right) = \text{katsayı}$$

c_a = Referans konsantrasyonu (4.3.38)

a = Referans seviyesi (4.3.40)

h = Sakin su seviyesine kadar olan su derinliği

δ_s = Taban yakınında karışım tabakası kalınlığı (4.3.37)

$\epsilon_{s,w,taban}$ = Taban yakınında katımadde karışım katsayısı (4.3.34)

$\epsilon_{s,w,maks}$ = Üst tabakada katı madde karışım katsayısı (4.3.35)

ω_s = Temiz suda tane çökelme hızı

z = Tabandan yukarı doğru düşey koordinat

Hesap sırası aşağıdaki gibidir :

- 1- Dalga parametreleri hesaplanır ($L, \hat{A}_\delta, \hat{U}_\delta$)
- 2- Tane parametresi hesaplanır (D_*)
- 3- Kum dalgacığı yüksekliği ve uzunluğu hesaplanır (Δ_r, λ_r)
- 4- Dalga etkisindeki taban pürüzlülüğü hesaplanır ($k_{s,w}$)
- 5- Dalga sürtünme faktörü hesaplanır (f_w)
- 6- μ_w faktörü hesaplanır
- 7- Dalga etkisindeki taban kayma gerilmesi hesaplanır ($\bar{\tau}_{b,w}$)
- 8- Dalga etkisindeki efektif taban kayma gerilmesi hesaplanır ($\bar{\tau}'_{b,w}$)
- 9- Kritik taban kayma gerilmesi hesaplanır ($\bar{\tau}_{b,cr}$)
- 10- Taban kayma gerilmesi parametresi hesaplanır (T)
- 11- Referans seviyesi hesaplanır (a)
- 12- Referans konsantrasyonu hesaplanır (c_a)
- 13- Katı madde karışım katsayıları hesaplanır ($\epsilon_{s,w,taban}, \epsilon_{s,w,maks}$)
- 14- Taban yakınında karışım tabakası hesaplanır (δ_s)
- 15- Askı malzemesinin tane boyutu hesaplanır (d_s)
- 16- Tane çökelme hızı hesaplanır (w_s)
- 17- Konsantrasyon profili hesaplanır (c)

Aşağıdaki giriş verileri gerekmektedir;

H_s = Hakim dalga yüksekliği (m)

T_p = Pik dalga periyodu (s)

h = Su derinliği (m)

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama tane boyutu (m)

d_{90} = Taban malzemesi boyutunun % 90'ı (m)

ρ = Akışkan özgül kütlesi (kg/m^3)

ρ_s = Katı madde özgül kütlesi (kg/m^3)

ν = Kinematik viskozite (m^2/s)

2. Bijker (1967, 1971)

Original olarak bu metod hem akıntı hem dalga söz konusu olduğu durumda, konsantrasyon profilini hesaplamak için Bijker tarafından geliştirilmiştir. Metod yalnız dalga söz konusu olduğu durumda daha basite indirgenir.

$$\frac{c}{c_a} = \left| \frac{a}{h-a} \frac{h-z}{z} \right|^z \quad (4.3.43)$$

$$c_a = \frac{b \rho_s d_{50}}{6.34 a} \exp \left| - \frac{0.27 (\rho_s - \rho) g d_{50}}{\mu \bar{\tau}_{b,w}} \right| \quad (4.3.44)$$

c_a = Referans konsantrasyonu (kg/m^3)

$a = k_s$ = Taban malzemesi tabakasının kalınlığı (m)

k_s = Mutlak taban pürüzlülüğü (m)

h = Su derinliği (m)

$\bar{\tau}_{b,w}$ = Zamansal ortalama taban kayma gerilmesi (düzensiz dalgalar durumunda rms dalga yüksekliğine dayanarak) (N/m^2)

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama tane çapı (m)

b = Amirik katsayı (= 5)

$$Z = \frac{w_s}{K \bar{U}_{*,w}} = \text{Askı parametresi}$$

w_s = Askı malzemesinin tane çökelme hızı (m/s)

K = Von Karman sabiti (0.4)

$\bar{U}_{*,w} = (\bar{\tau}_{b,w}/\rho)^{0.5}$ = Zamansal ortalama taban kayma hızı (m/s)

$\mu = (C/C')^{1.5}$ = Faktör

$C = 18 \log (12 h/k_s)$ = Chezy katsayısı ($m^{0.5}/s$)

$C' = 18 \log (12 h/d_{90})$ = Tane etkisinde chezy katsayısı ($m^{0.5}/m$)

3- Skafel-Krishnappan (1984)

Bu metod aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$\frac{c}{c_a} = \exp \left| - \frac{w_s}{\hat{U}_{*,w}} \frac{1}{\beta_1} \frac{z-a}{\hat{A}_\delta} \right| \quad (4.3.45)$$

$$\beta_1 = 8.7 \left| \frac{\hat{U}_{*,w} d_{50}}{\nu} \right|^{-2.2}$$

$$c_a = \frac{q_b}{a \hat{U}_\delta}$$

$$\bar{q}_b = 12.5 \rho_s w_s d_{50} \left| \frac{\tau_{b,w}}{(\rho_s - \rho) g d_{50}} \right|^3$$

$$\hat{\tau}_{b,w} = 0.5 \rho f'_w (\hat{U}_\delta)^2$$

$$\hat{U}_{*,w} = \left| 0.5 f_w (\hat{U}_\delta)^2 \right|^{0.5}$$

$$f'_w = \exp \left| -6 + 5.2 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{d_{90}} \right)^{-0.19} \right|$$

$$f_w = \exp \left| -6 + 5.2 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{\Delta_r} \right)^{-0.19} \right|$$

$\bar{q}_b$ = Yarım dalga periyodu boyunca zamansal ortalama taban malzemesi debisi (kg/sm)

$\bar{\tau}_{b,w}$ = Sürtünme etkisinde taban kayma gerilmesinin maksimum değeri (N/m^2)

f'_w = Tane etkisinde sürtünme faktörü

β_1 = Katsayı

$a = 3d_{50}$ = Hareketli taban tabakası kalınlığı (m)

Δ_r = Kum dalgacığı yüksekliği (m)

d_{50}, d_{90} = Taban malzemesi tane boyutu (m)

4. Nielsen (1984)

$$\frac{c}{c_a} = \exp \left| -z/L_s \right| \quad (4.3.46)$$

$$c_a = 0.005 \rho_s \theta_r^3$$

$$\frac{w \hat{A}_\delta}{w_s} \leq 15 \text{ için } L_s = \frac{0.075 \Delta_r w \hat{A}_\delta}{w_s}$$

$$\frac{w \hat{A}_\delta}{w_s} > 15 \text{ için } L_s = 1.4 \Delta_r$$

$$\theta_r = \frac{\theta'}{(1 - \pi \Delta_r / \lambda_r)^2}$$

$$\theta' = \frac{0.15 f'_w (w \hat{A}_\delta)^2}{(s-1)gd_{50}}$$

$$f'_w = \exp \left| 5.2 (2.5 d_{50} / \hat{A}_\delta)^{0.19} - 6 \right|$$

$c_a = z = 0$ da referans konsantrasyonu (kg/m^3)

θ' = Hareketlilik parametresi

Δ_r = Kum dalgacığı yüksekliği (m)

λ_r = Kum dalgacığı uzunluğu (m)

L_s = Uzunluk ölçeğı (m)

$w = 2\pi/T$ = Açısal frekans

w_s = Tane çökme hızı (m/s)

$\hat{A}_\delta$ = Taban yakınında yörüngesel yer değıştirmenin pik değeri (m)

f'_w = Tane etkisinde sürtünme faktörü

z = Düşey koordinat

5- Fredsøe ve ark. metodu (1985)

Bir dalga peryodu içinde katı madde konsantrasyonları ve hızları-
nın elde edilmesi için yaklaşık bir metod vermişlerdir. Metod düzlem
taban üzerinde kırılan ve kırılmayan dalgalar için geçerlidir.

- Akım alanının tarifi

Dalga sınır tabakasının dış tarafındaki akım bölgesi potansiyel
akım bölgesi olarak kabul edilir.

$$U = \hat{U}_\delta \sin(wt)$$

Pürüzlü bir taban için dalga sınır tabakasının iç tarafındaki
yörünge hızları logaritmik hız dağılımı uygulanarak anlık momentum eşit-
liğinden saptanmıştır.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} = 0 \quad (4.3.47)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\rho \frac{\partial U_\delta}{\partial t}$$

$$U = \frac{u_*}{K} \ln(30z/k_s)$$

Dalga sınır tabakası boyunca düşey olarak integre edilirse

$$u_*^2 = \frac{\tau_b}{\rho} = \int_{z_0}^{\delta+z_0} \frac{\partial}{\partial t} (U_\delta - U) dt \quad (4.3.48)$$

ifadesi elde edilir.

Eddy (türbülans) viskozitesi veya karışım katsayısı aşağıdaki gibi gösterilir :

$$\epsilon_f^2 = \epsilon_b^2 + \epsilon_t^2$$

$\epsilon_b = K |U_*| z (1-z/\delta) =$ Taban etkisinde türbülans viskozitesi
(Karışım katsayısı)

$\epsilon_t = \ell k^{0.5} =$ Kırılan dalga etkisinde türbülans viskozitesi
(karışım katsayısı)

$\ell =$ Karışım uzunluk ölçeği (Deigaard ve ark. 1986)

$k =$ Kinetik enerji için taşınım eşitliğinden saptanan türbülans kinetik enerjisi (k-eşitliği)

$\delta =$ Anlık dalga sınır tabakası kalınlığı

$u_* =$ Anlık taban kayma hızı

$U =$ Anlık hız

$\hat{U}_\delta =$ Sınır tabakasının hemen dışında yörünge hızının pik değeri

$P =$ Anlık akışkan basıncı

$\tau =$ Anlık akışkan kayma gerilmesi

$\rho =$ Akışkan özgül kütlesi

$K =$ Von Karman sabiti (= 0.4)

$k_s =$ Taban pürüzlülüğü (=2.5 d_{50})

$z =$ Düşey koordinat

- Katı Madde Hareketi

Katı madde konsantrasyonları (C), tabandaki konsantrasyon uygulanarak anlık konveksiyon-difüzyon eşitliğinden saptanmaktadır.

$$\frac{\partial C}{\partial t} - w_s \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_s \frac{\partial C}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.3.49)$$

$$\text{Sınır şartları : } z = 2d_{50} \text{ de } C_b = F \left(\frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho) g d_{50}} \right)$$

$$z = h \text{ da } w_s C + \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_s \frac{\partial C}{\partial z} \right) = 0$$

C = Anlık katı madde konsantrasyonu

w_s = Tane çökelme hızı

ϵ_s = Katı madde karışım katsayısı ($\epsilon_s = \epsilon_f$)

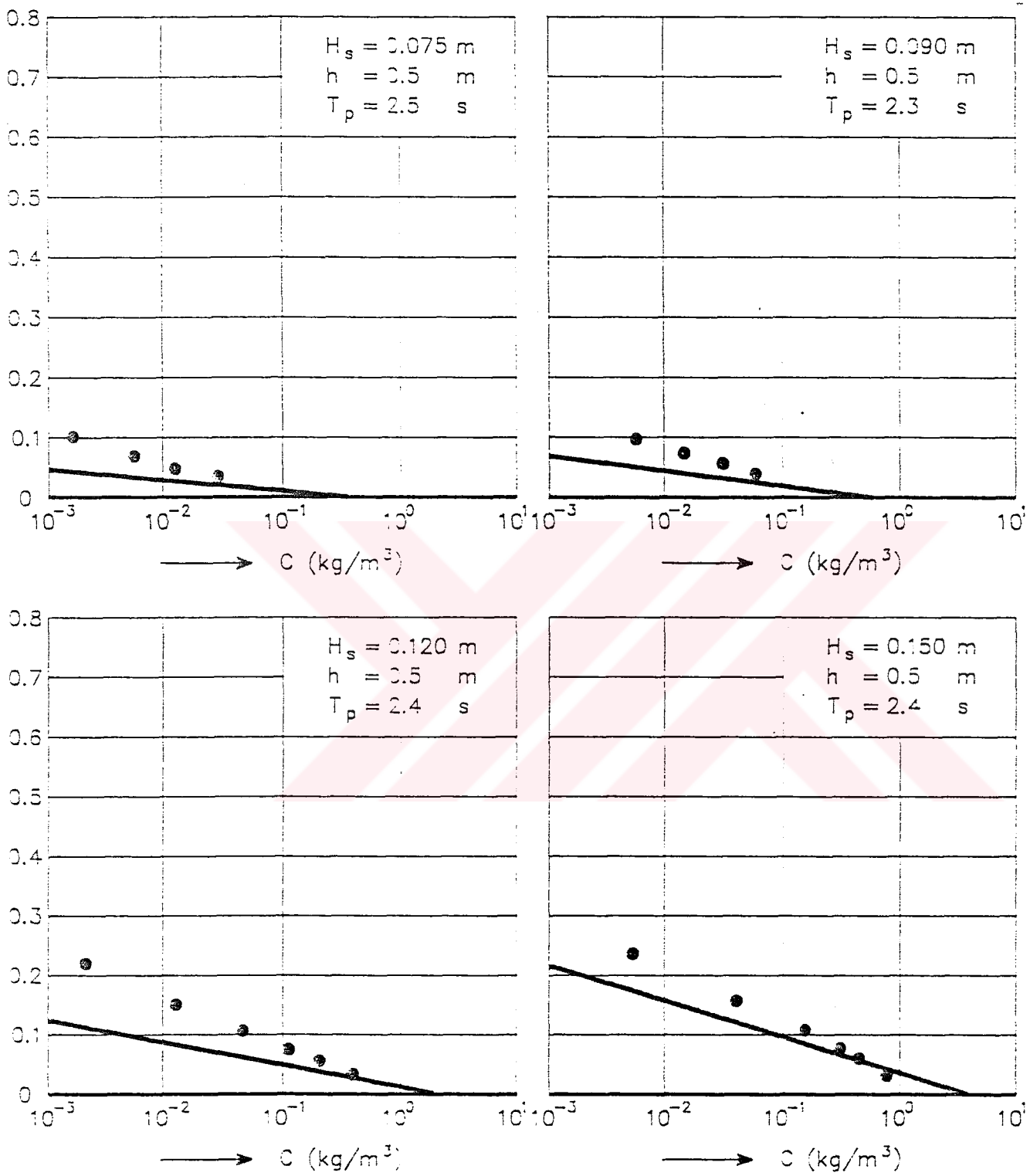
ρ_s = Katı madde özgül kütlesi

Büyük konsantrasyonlar ve tabana yakın değişimlerden dolayı engellenmiş çökelme etkisi ve türbülans sönümlenme etkisi göze alınmaz. Nümerik metodlar konveksiyon-difüzyon eşitliği ve momentum çözümü kullanılarak uygulanmaktadır.

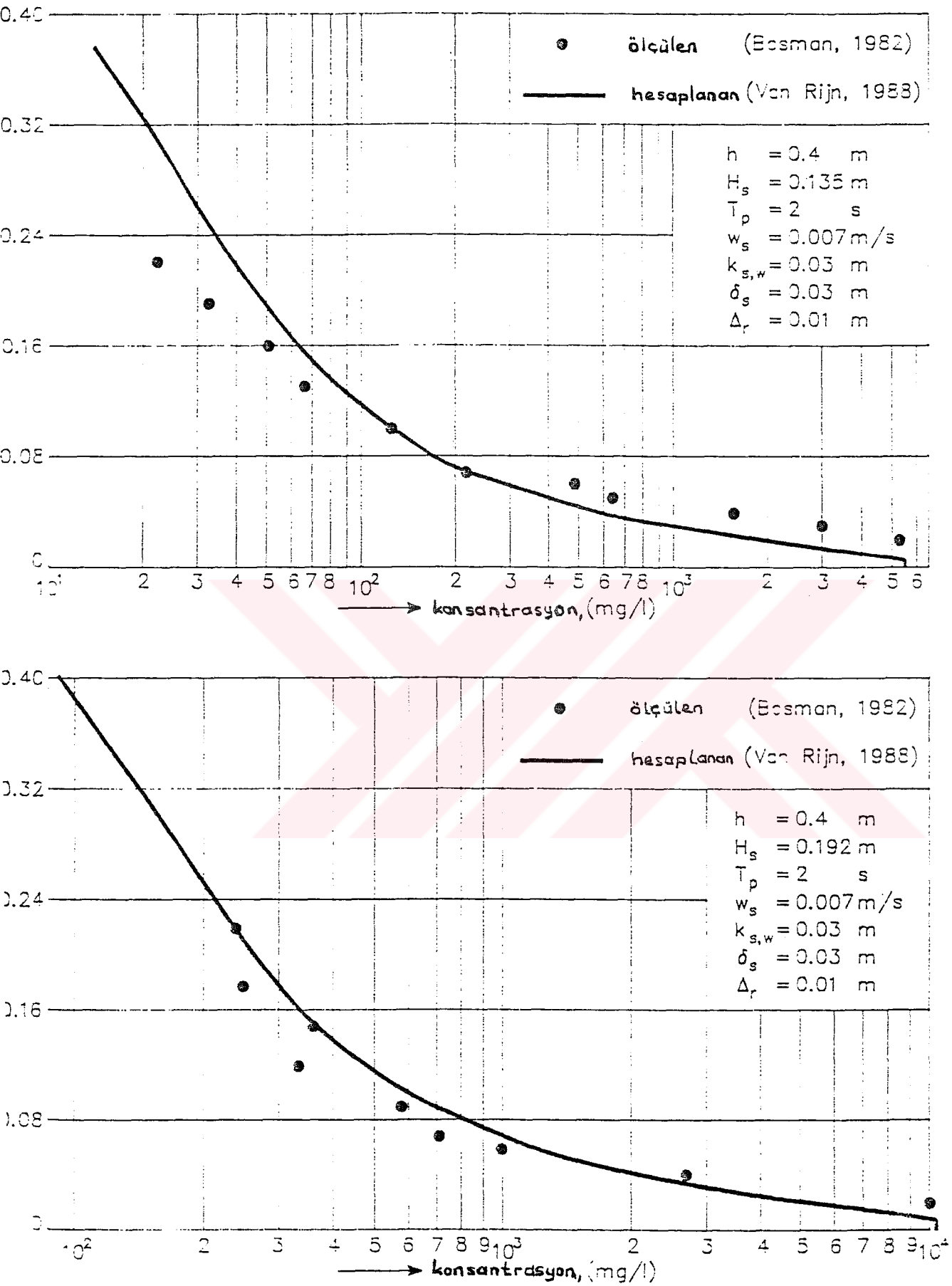
4.3.9. Ölçülmüş ve Hesaplanmış Olan Konsantrasyon Profillerinin Karşılaştırılması

Nieuwjaar ve Van der Kaaij (1987) ölçülmüş olan konsantrasyonlarla Rielsen'in (1984) metoduna göre hesaplanmış konsantrasyon profillerini karşılaştırmışlardır. Ölçümler, 200 μm boyutundaki taban malzemesine sahip bir dalga kanalında yapılmıştır. Sonuçlar Şekil 4.3.12'de gösterilmektedir. Görüldüğü gibi Nielsen'in metodunu esas alan konsantrasyonlar taban yakınında oldukça iyi, tabandan uzaklaştıkça dikkat çekecek miktarda küçülmektedir.

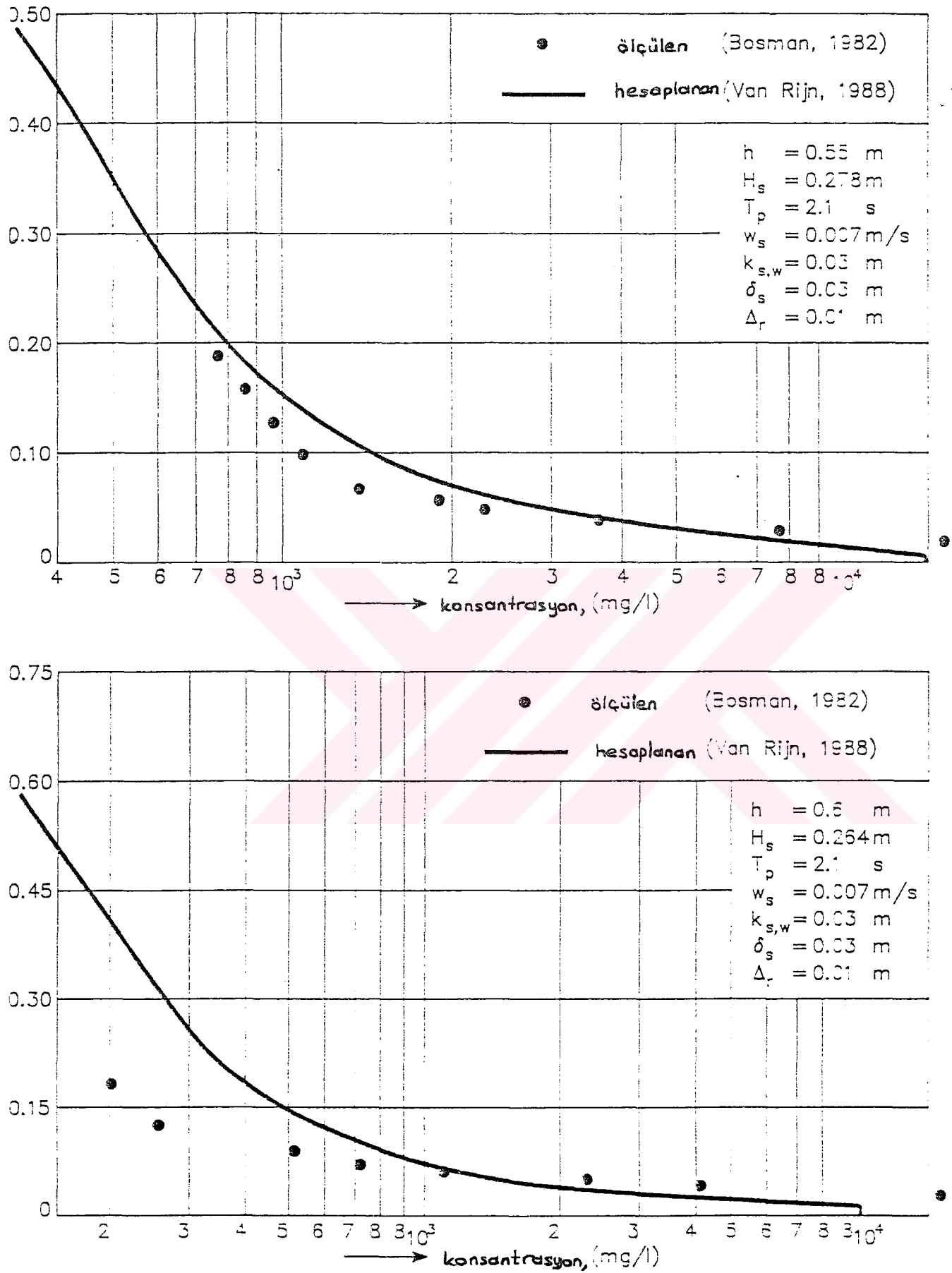
Bosman (1984) ve Van Rijn (1987) tarafından ölçülen katı madde konsantrasyonları, kendi hesap metodunun doğruluğunu ispatlamak için Van Rijn tarafından kullanılmıştır. Bosman deneylerini 0,1 - 0,6 m arasında değişen su derinlikleriyle küçük ölçekli bir dalga kanalında yapmıştır. Taban kum dalgacıklarıyla kaplıdır ($\Delta_r \approx 0,01 \text{ m}$). Van Rijn ise ölçümlerini küçük ölçekli bir dalga kanalında yapmıştır (uzunluk $\approx 150 \text{ m}$, genişlik $\approx 5 \text{ m}$, derinlik $\approx 7 \text{ m}$) su derinliği 2-3 m arasında değişmektedir. Taban malzemesi boyutu 220 μm dur.



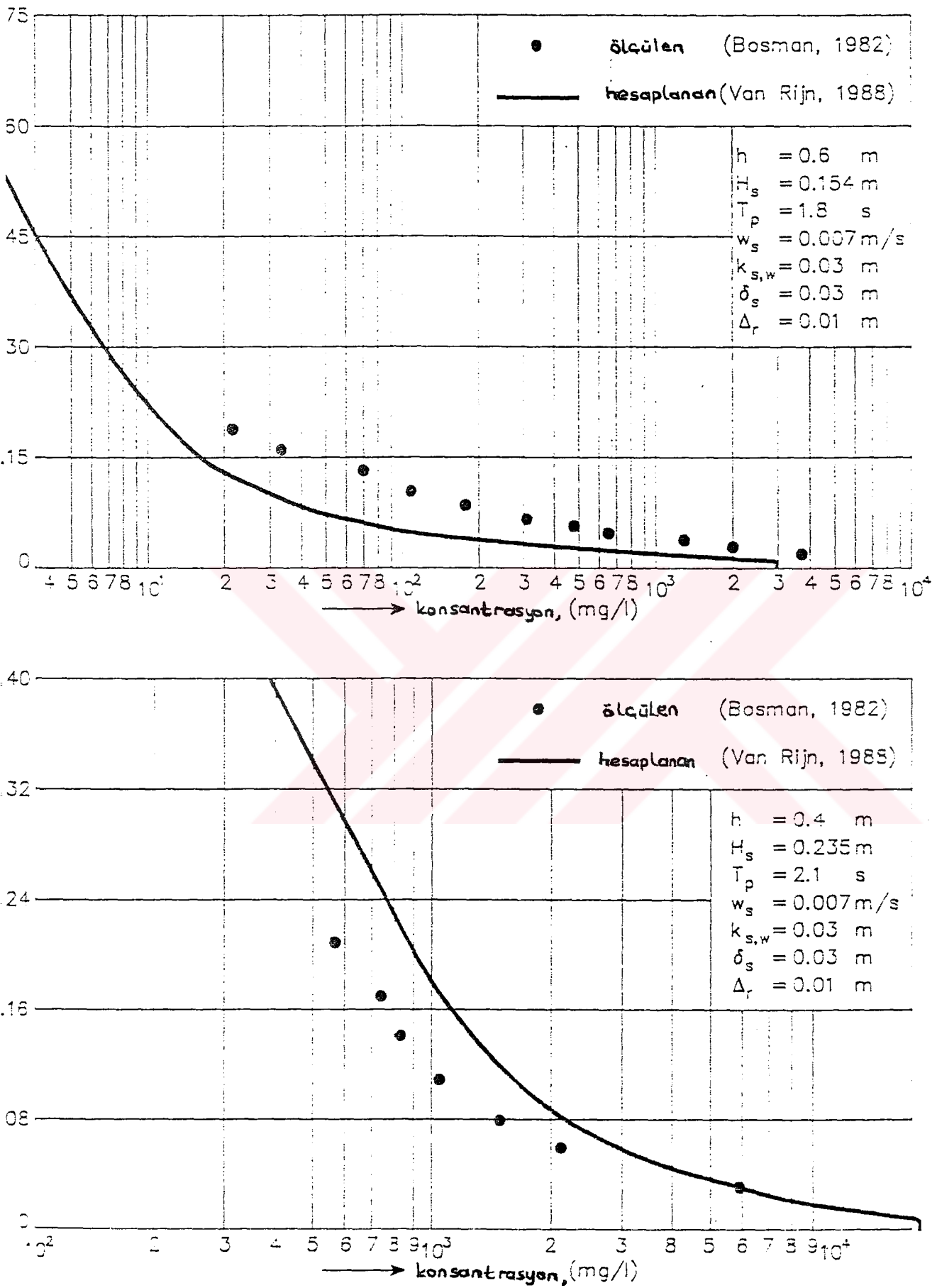
Şekil 4.3.12. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri (Nielsen metodu, 1985)



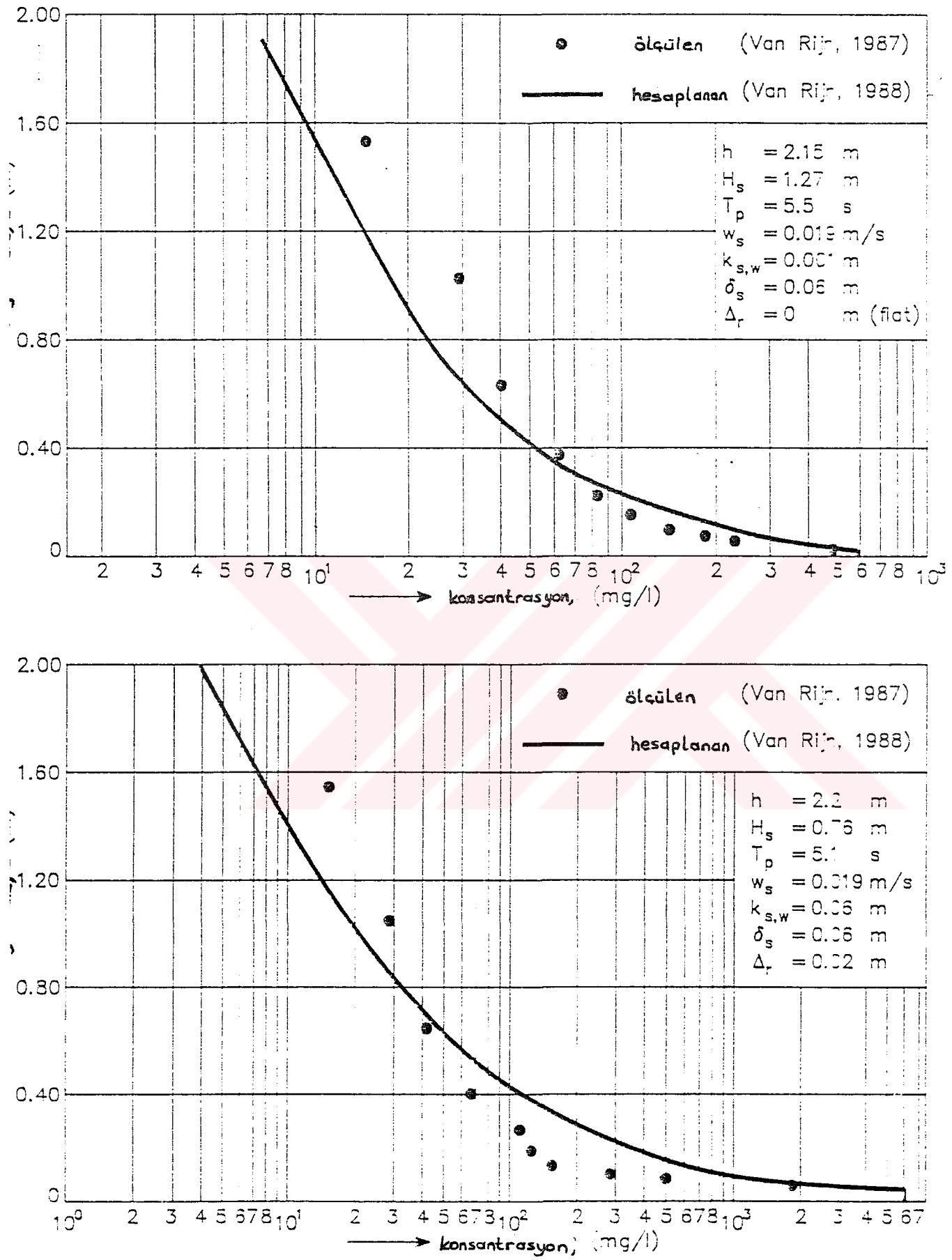
Şekil 4.3.13. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri (Van Rijn metodu, 1988).



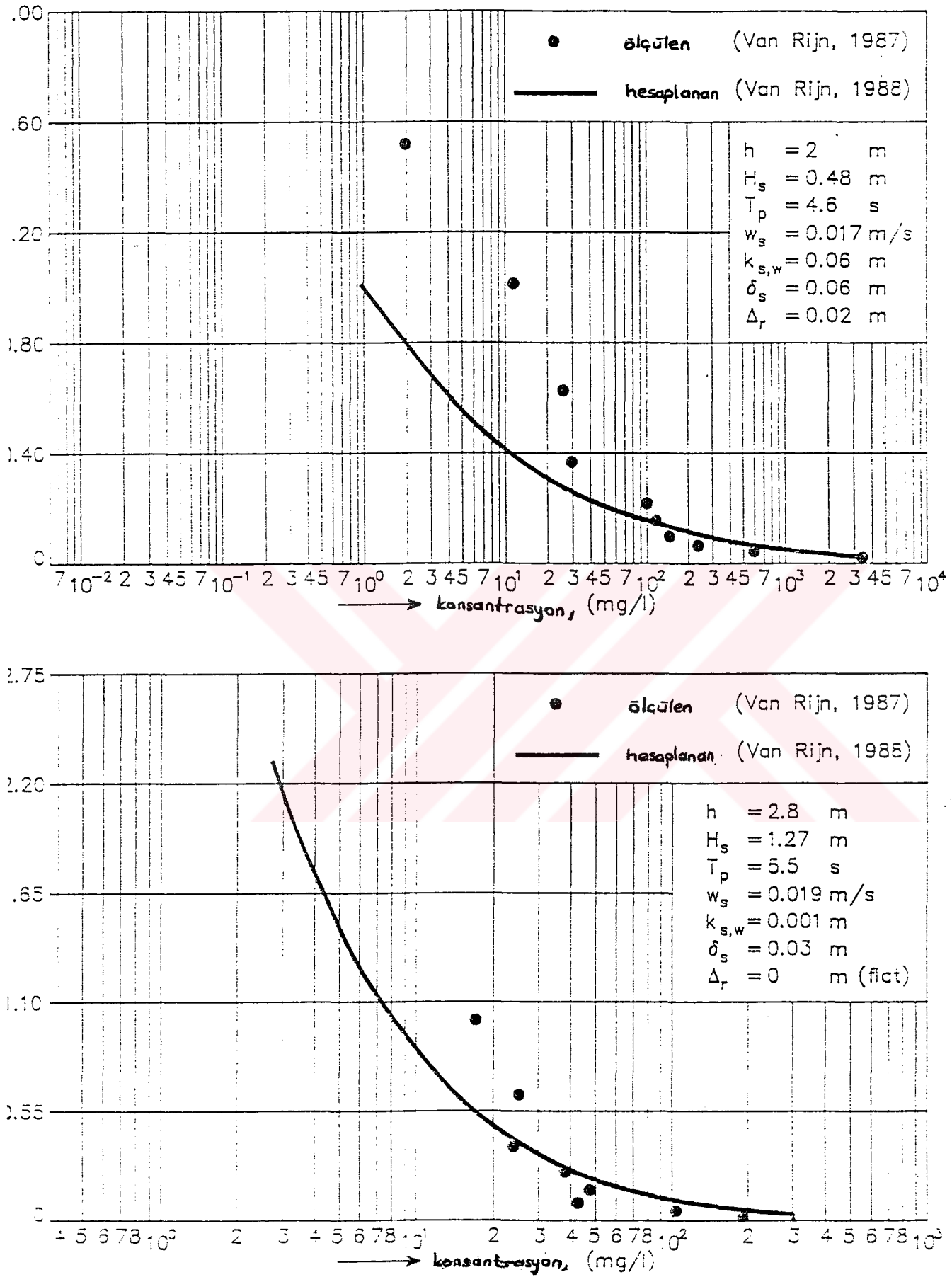
Şekil 4.3.14. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri (Van Rijn Metodu, 1988).



Şekil 4.3.15. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri
(Van Rijn metodu, 1988)



Şekil 4.3.16. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri (Van Rijn metodu, 1988).



Şekil 4.3.17. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri (Van Rijn metodu, 1988).

Küçük dalgaların söz konusu olduğu durumda $\Delta_r = 0.02$ m yükseklikli kum dalgacıkları mevcuttur. Büyük dalgalar söz konusu olduğunda ise taban hemen hemen düzlemdir. Taban pürüzlülüğü bütün deneylerde aşağıdaki gibi kabul edilmiştir.

$$k_{s,w} = 3d_{90} + 3\Delta_r \quad (4.3.50)$$

Ölçülmüş ve hesaplanmış olan konsantrasyon 4.3.13 ten 4.3.17'ye kadar olan şekillerde gösterilmiştir. İyi bir uygunluk elde edilmiştir.

Sonuç olarak, k_s değeri için hesaplanmış konsantrasyonların en hassas olduğu belirtilmiştir. Kum dalgacığı ve düzlem taban rejiminde dalga etkisindeki mutlak taban pürüzlülüğünün daha iyi anlaşılması için daha fazla araştırma gerekmektedir.

4.4. KATI MADDE TAŞINIM DEBİLERİNİN HESABI

4.4.1. Giriş

Ölçülen katı madde taşınım debileri bölüm 4.2.3'te incelenmişti. Burada ise hesaplama metodları tariflenmeye çalışılacaktır. Bu metodlarda esas olarak iki yaklaşım uygulanmaktadır.

1- Katı madde taşınım formülleri akıntı etkisindeki taban malzemesi formülleriyle benzerdir.

2- Katı madde taşınım debisi modelleri anlık akışkan hızı ve konsantrasyon profillerinin her ikisini de dikkate almaktadır.

4.4.2. Katı Madde Taşınım Formülleri

Dalga şartlarında askıdaki katı madde tanelerinin büyük bir bölümünün tabana yakın bölgede bulunmasından dolayı (düzlem taban tabaka kalınlığının veya kum dalgacığı yüksekliğinin 3-5 katı kadar içinde) kararlı akım halinde uygulanan taban malzemesi taşınım formüllerine benzer basit bir formülle dalga etkisindeki katı madde taşınımı hesabının yapılabilmesi mantığı ile sürülmüştür. Taban malzemesi ve askı

malzemesi arasındaki ayrımı yapmak oldukça güçtür.

Bulunan formüller genel olarak salınımlı akım için (dalga tankları, dalga kanalları, salınımlı tabana sahip kanallar) elde edilen deneysel verilerin amprik kavramlarının esasını oluşturmaktadır (kararlı üniform akımda yapıldığı gibi).

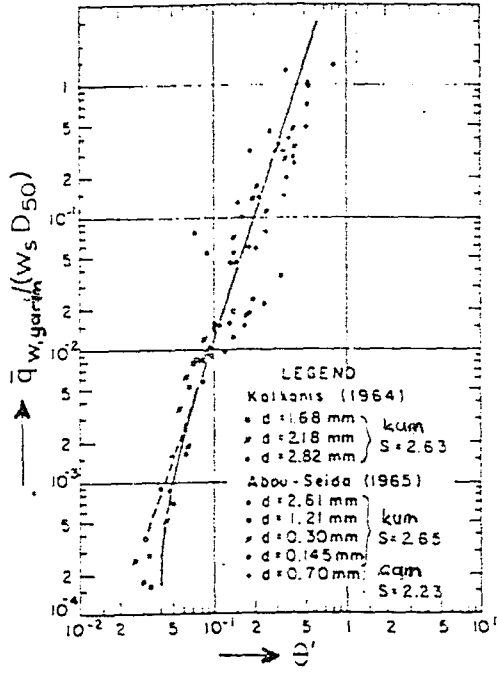
Bir dalga peryodunda net toplam katı madde debisi ($\bar{q}_{net}$) veya salınımlı akımda yarım dalga peryodunda ortalama toplam katı madde debisi ($\bar{q}_{yarım}$), bazı formüllerde sınır tabakasının hemen dışındaki yatay pik hızın, tane pürüzlülüğü dolayısıyla sürtünme faktörünün ve katı madde tanelerinin fonksiyonu olarak ifade edilmektedir. Katı madde debisi diğer formüllerde (Madsen ve Grant 1976, Bailard 1981) anlık akışkan hızıyla bağlantılıdır ve net taşınım debisini saptamak için dalga peryodunun tamamı boyunca integre edilmektedir. Bundan sonraki yaklaşımda aşağıdaki kabuller yapılmıştır.

- Sınır tabakası dışındaki anlık hız ve taban kayma gerilmesi arasında faz farkı yoktur.
- Anlık katı madde debileri ve anlık taban kayma gerilmeleri arasında faz farkı yoktur.

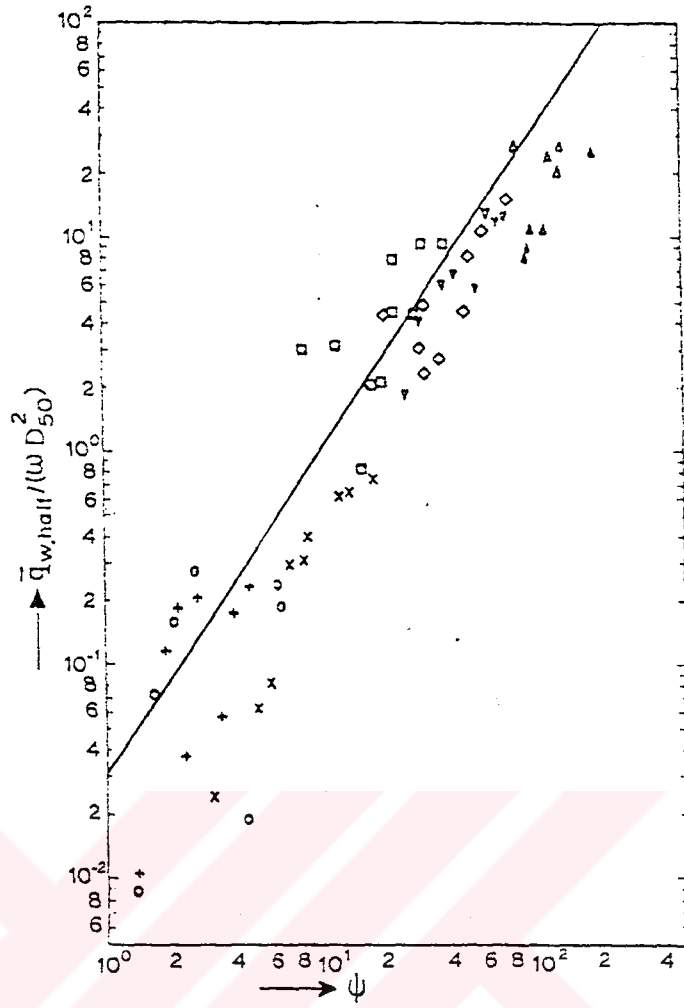
Bu tip formüllerin en büyük pik hız doğrultusunda (kıyıya doğru) net katı madde debisinin mevcut olduğu düzlem taban rejiminde en iyi şekilde uygulanabilir olduğu görülmektedir. Kum dalgacıkları mevcut olması durumunda kum dalgacıklarının artiz bölgesinde eddy hareketlerine neden olan anlık hız ve konsantrasyonlar arasında büyük faz farklılıkları meydana gelmektedir. Bu, dalga doğrultusuna ters istikamette bir net katı madde debisini başlatmaktadır. Net sürüklenme hızının etkisi bütün formüllerde ihmal edilmiştir. Burada aşağıdaki formüller özetlenmiştir: Madsen ve Grand (1976), Bagnold-Bailard (1981), Nielsen (1988) Hallermaier (1982), Sato-Horikawa (1986), Sawamoto-Yamashita (1987) ve Van Rijn (1988).

1. Madsen ve Grant, 1976

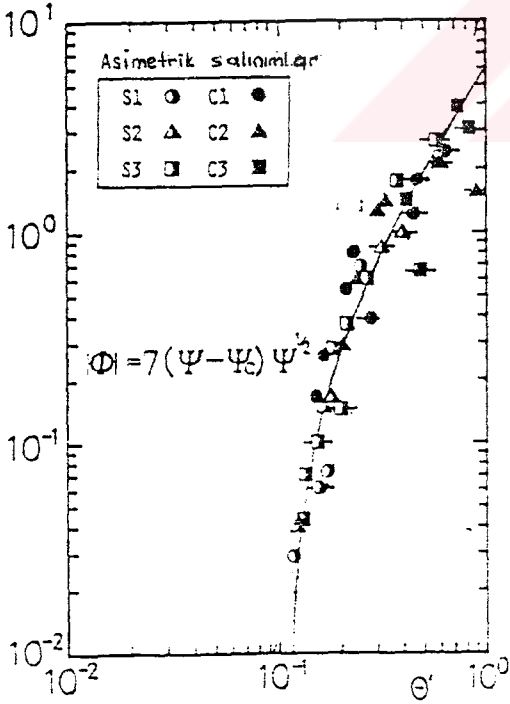
$$\bar{q}_{w,yarım} = 12,5 w_s d_{50} (\theta')^3 \quad (4.4.1)$$



A. MADSEN - GRANT (1976)



B. HALLERMEIER (1982)



C. SATO - HORIKAWA (1986)

Şekil 4.4.1. Sırf dalga durumunda katı madde taşınım formülleri.

$\bar{q}_{w,yarım}$ = Yarım dalga peryodu boyunca dalga etkisindeki katı madde debisi (m^2/s)

w_s = Taban malzemesinin tane çökelme hızı (m/s)

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama tane çapı (m)

$$\theta' = \frac{0,5 f'_w (\hat{U}_\delta)^2}{(s-1) g d_{50}} = \text{Hareketlilik parametresi (-)}$$

$f'_w = \exp \left[-6 + 5.2 (\hat{A}_\delta / d_{50})^{-0,19} \right] = \text{Tane etkisinde sürtünme faktörü}$

$\hat{U}_\delta$ = Taban yakınındaki yörünge hızının pik değeri (m/s)

$\hat{A}_\delta$ = Taban yakınındaki yörüngesel yerdeğiştirmenin pik değeri (m)

ρ = Akışkan özgül kütlesi (kg/m^3)

ρ_s = Katı madde özgül kütlesi (kg/m^3)

g = Yerçekimi ivmesi (m/s^2)

Amprık katsayı, dalga peryodunun 1-6 s, $d_{50} = 300-2800 \mu m$ olduğu 110 kadar deneyin sonucu esas alınarak saptanmıştır. Deneylerin çoğunda taban düzlemdir (Şekil 4.4.1A). (4.4.1) eşitliği en büyük pik hızın doğrultusunda (genelde kıyıya doğru) net katı madde debisini vermektedir. Şekil 4.4.1A, ölçülmüş ve hesaplanmış taşınım debilerini göstermektedir. Horikawa'ya (1982) göre, (4.4.1) eşitliği aynı zamanda düzlem taban rejiminde ölçülen taşınım debileriyle yapılan karşılaştırmayı esas alarak (4.4.1) eşitliğinin düzlem taban (sheet) şartları için de geçerli olduğunu belirtmiştir.

2- Bagnold-Bailard (1981)

Anlık taban malzemesi ve askı malzemesi debileri aşağıdaki gibi ifade edilmiştir :

$$q_{b,w} = \frac{\rho f_w e b}{(\rho_s - \rho) g \tan \gamma} \left| U^3 - \frac{\tan \beta}{\tan \gamma} |U|^3 \right| \quad (4.4.2)$$

$$q_{s,w} = \frac{\rho f_w e_s}{(\rho_s - \rho) g w_s} \left| |U|^3 U - \frac{e_s}{w_s} \tan \beta |U|^5 \right| \quad (4.4.3)$$

$q_{b,w}$ = Dalga etkisinde anlık taban malzemesi debisi (m^2/s)

$q_{s,w}$ = Dalga etkisinde anlık askı malzemesi debisi (m^2/s)

U = Taban yakınındaki anlık yörünge hızı (m/s)

e_b = Katı madde debisi faktörü ($= 0.11 - 0.15$)

e_s = Askı malzemesi debisi faktörü ($= 0.016 - 0.024$)

f_w = Sürtünme faktörü (-)

β = Taban eğimi ($^\circ$)

γ = Dinamik sürtünme açısı ($^\circ$)

w_s = Taban malzemesi çökelme hızı (m/s)

Orijinal Bagnold'un formülleri kararlı, bir boyutlu akım için geliştirilmiştir. Bailord düz eğimli bir taban üzerinde salınımlı akım için bu formülleri uygulamıştır. Ancak geçerliliği için herhangi bir çalışma yapılmamıştır. (4.4.2) ve (4.4.3) eşitlikleri en büyük pik hız doğrultusunda (genelde kıyıya doğru) net katı madde debisi vermektedir.

3- Nielsen (1988)

$$\bar{q}_{w,net} = w_s c_o (a_b - a_f) \hat{A}_\delta \quad (4.4.4)$$

$\bar{q}_{w,net}$ = Bir dalga peryodu boyunca net katı madde debisi (m^2/s)

$c_o = 0.005 \theta_r^3$ = Taban konsantrasyonu (-)

$\theta_r = \frac{\theta'}{(1 - \pi \Delta / \lambda)^2}$ = Kum dalgacığı biçimine göre hareketlilik parametresi (-)

Δ = Kum dalgacığı (m)

λ = Kum dalgacığı uzunluğu (m)

$$\theta' = \frac{0.5 f'_w (\hat{U}_\delta)^2}{(s-1) g d_{50}} = \text{Hareketlilik parametresi (-)}$$

f'_w = Tane etkisinde sürtünme faktörü ($k_s = 2.5 d_{50}$)

$a_f = 0.5 (\hat{U}_{\delta, \text{on}} / \hat{U}_\delta)^6$ = Kıyıya doğru hareketle ilgili katsayı (-)

$a_b = 0.5 (\hat{U}_{\delta, \text{off}} / \hat{U}_\delta)^6$ = Açığa doğru hareketle ilgili katsayı (-)

$\hat{U}_{\delta, \text{on}}$ = Kıyıya doğru ekstrem hız (m/s)

$\hat{U}_{\delta, \text{off}}$ = Denize doğru ekstrem hız (m/s)

$\hat{U}_\delta$ = Lineer teoriye dayanan taban yakınındaki yörünge hızının pik değeri (m/s)

$\hat{A}_\delta$ = Lineer teoriye dayanan taban yakınındaki yörüngesel yer değiştirmenin pik değeri (m)

(4.4.4) eşitliği, en büyük pik hız doğrultusuna ters istikamette tahmini net katı madde debisini verir ve sadece kum dalgacığı rejiminde geçerlidir.

4. Hallermeier, 1982

$$\bar{q}_{w, \text{yarım}} = w d_{50}^2 (0.1\psi)^{1.5} \quad (4.4.5)$$

$$\psi = \frac{(\hat{U}_\delta)^2}{(s-1) g d_{50}} = \text{Hareketlilik parametresi}$$

$w = 2 \pi / T$ = Açısal frekans

(4.4.5) eşitliği, $d_{50} = 150-4200 \mu\text{m}$ ve dalga peryodu 1-9 s olarak yapılan 700 kadar deney sonucuna dayanmaktadır. Formül $30 < \psi < 200$ için ölçülen katı madde debileriyle uyumaktadır. Tahmin edilen debiler $0.05 < \psi < 30$ için çok büyüktür. (4.4.5) eşitliği en büyük pik hız doğrultusunda net katı madde debisi verir.

5- Sato-Horikawa, 1986

$$\bar{q}_{w,net} = 7 w_s d_{50} (\theta' - \theta_c) \theta^{0.5} \quad (4.4.6)$$

$\bar{q}_{w,net}$ = Bir dalga peryodu boyunca net katı madde debisi (m^2/s)

$$\theta' = \frac{0.5 f'_w (\hat{U}_\delta)^2}{(s-1) g d_{50}} = \text{Hareketlilik parametresi} \quad (-)$$

θ_c = Shields'e göre kritik hareketlilik parametresi (-)

f'_w = Tane etkisinde sürtünme faktörü ($k_s = d_{50}$)

w_s = Tane çökme hızı (m/s)

$\hat{U}_\delta$ = Dalga yayılma doğrultusunda taban yakınındaki yörünge hızının pik değeri (m/s)

Yapılan 36 deney sonucunu esas alan (4.4.6) eşitliği en büyük pik hız doğrultusuna ters istikamette tahmini net katı madde debisini verir ve sadece kum dalgacığı rejimi için geçerlidir.

6- Sawamoto-Yamashita, 1987

Düzlem taban rejimi için, kum ($d_{50} = 200, 700$ ve $1800 \mu m$), kömür ve plastik malzemeye sahip bir dalga kanalında yapılan deneyleri esas alarak aşağıdaki amprik formülü önermişlerdir.

$$\bar{q}_{w,yarım} = 2.2 \frac{d_{50}}{w_s^2} (\hat{u}_*)^3 \quad (4.4.7)$$

$\hat{u}_* = (0.5 f'_w)^{0.5} \hat{U}_\delta$ = Pik taban kayma hızı (m/s)

$f'_w = \exp \left[-6 + 5.2 (\hat{A}_\delta / d_{50})^{-0.19} \right]$ = Tane etkisinde sürtünme faktörü

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama tane çapı (m)

w_s = Taban malzemesinin tane çökme hızı (m/s)

$\hat{U}_\delta$ = Taban yakınında yörünge hızının hek değeri (m/s)

$\hat{A}_\delta$ = Taban yakınında yörüngesel yer değiştirmenin pik değeri (m)

7- Van Rijn, 1988

Van Rijn, α_1 kalibrasyon katsayısı olmak üzere $\bar{q}_{w,yarım} = \alpha_1 a c_a \hat{U}_\delta$ denklemini, yarım dalga peryodu boyunca zamansal ortalama katı madde debisini (m^2/s) elde etmek için önermiştir. (4.3.38) eşitliğinin uygulanmasıyla aşağıdaki ifade türetilmiştir.

$$\bar{q}_{w,yarım} = \alpha_1 a c_a \hat{U}_\delta = \alpha_2 d_{50} \hat{U}_\delta T^{1,5} D_*^{-0.3} \quad (4.4.8)$$

T = Boyutsuz taban kayma gerilmesi

D_* = Boyutsuz tane parametresi

$\hat{U}_\delta$ = Taban yakınında yörünge hızının pik değeri

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama tane çapı

$a = \delta_w$ = Referans seviyesi (= Dalga sınır tabakası kalınlığı)

α_2 = Kalibrasyon katsayısı (= 0.3)

Kalibrasyon katsayısı bölüm 4.2.3 de verildiği gibi Horikawa'nın (1982) düzlem taban ölçümlerinden elde edilmiştir.

4.4.3. Katı Madde Taşınımıyla İlgili Modeller

Literatürün önemli bir bölümü dalga etkisindeki katı madde debisi hesabı için ara adım olarak dalga peryodu içinde katı madde konsantrasyonlarının modellenmesinden bahsetmektedir. Bu yaklaşım taban üstünde çeşitli yüksekliklerdeki anlık hız ve katı madde konsantrasyonları arasındaki faz farkının ihmal edilemediği zamanlarda gerçekçi olmaktadır. Zamansal ortalama (u, c) ve zamana bağlı ($\tilde{u}, \tilde{c}$) olarak ikiye ayrılan anlık hız (U) ve konsantrasyon (C) aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$U_z = u_z + \tilde{u}_z \quad (4.4.9)$$

$$C_z = c_z + \tilde{c}_z \quad (4.4.10)$$

Zamansal ortalama net toplam katı madde debisi aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\bar{q}_t = \int_0^h u_z c_z dz + \int_0^h \overline{\tilde{u}_z \tilde{c}_z} dz \quad (4.4.11)$$

Sağ taraftaki ilk terim, katı madde debisinin akıntı etkisindeki bölümünü ($\bar{q}_c$), ikincisi ise dalga etkisindeki bölümünü ($\bar{q}_w$) göstermektedir. Böylece aşağıdaki denklemler elde edilmektedir.

$$\bar{q}_c = \int_0^h u_z c_z dz \quad (4.4.12)$$

$$\bar{q}_w = \int_0^h \overline{\tilde{u}_z \tilde{c}_z} dz \quad (4.4.13)$$

Dalga periyodu içinde katı madde konsantrasyonlarını hesaplamak için diğer bir yaklaşım konveksiyon-difüzyon eşitliğinin çözümlenmesidir. Yatay konveksiyon, yatay difüzyon ve düşey konveksiyonun ihmal edilmesiyle eşitlik aşağıdaki gibi basite indirgenir ve sadece düzlem taban için geçerlidir.

$$\frac{\partial C}{\partial t} - w_{s,m} \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_{s,w} \frac{\partial C}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.4.14)$$

Analitik veya nümerik çözüm tabanda ve su yüzeyindeki çökeltme hızı (w_s), katı madde difüzyon katsayısı (ϵ_s) ve sınır şartlarını dikkate almaktadır. Ayrılmış salınımlı akım modeli her zaman katı madde difüzyon katsayısı ve anlık taban kayma gerilmesini hesaplamak için uygulanmaktadır. Bundan sonraki parametre anlık taban konsantrasyonunu hesaplamak için kullanılmaktadır. Buna dayanarak konsantrasyon profilleri zamanın fonksiyonu olarak hesaplanmaktadır.

(4.4.13) eşitliğinin uygulanmasıyla dalga etkisindeki net katı madde debisi hesaplanabilir. Literatürde çeşitli modeller verilmiştir. Bakker (1974) katı madde difüzyon katsayısını saptamak için karışım uzunluğu kavramını kullanmış ve nümerik bir model uygulamıştır. Einstein'in ifadeleri taban konsantrasyonunu belirlemek için kulla-

nılmıştır. Son zamanlarda yüksek konsantrasyonların söz konusu olduğu durumda tanelerin birbirine olan etkisiyle ilişkili olan Bagnold'un (1954) teorileri Bakker'in modeliyle birleştirilmiştir. Katı madde tanelerinin çökelme hızına ve türbülansa etkisi göze alınmaktadır (Bakker ve Van Kesteren, 1986).

Fredsøe ve ark. (1985) eddy viskozitesi kavramını esas alarak nümerik bir modelde uygulamıştır. Eddy viskozite katsayıları anlık taban kayma gerilmeleri ve sınır tabaka kalınlığıyla bağıntılıdır. Katı madde için taban sınır şartı anlık taban kayma gerilmesinin bir fonksiyonu olarak tabandan iki tane çapı yükseklikteki taban konsantrasyonu şeklinde tanımlanan konsantrasyon fonksiyonudur. Su yüzeyinde düşey katı madde akısı sıfıra ulaşır. Katı madde tanelerinin çökelme hızına ve eddy viskozite katsayısına olan etkisi göze alınmaz. Fredsøe ve ark. metodu (1985), bölüm 4.3.8'de detaylı bir şekilde tanımlanmıştır.

Hagatum ve Eidsvik (1986), eddy (türbülans) viskozite katsayısını belirtmek için iki denklemlili türbülans modelini esas alan nümerik bir model önermişlerdir. Düzlem taban (sheet tabakası şartlarında, ilgili deneysel çalışmaların yapılması bu konudaki soru işaretlerinin ortadan kalkması açısından gereklidir. Konveksiyon-difüzyon eşitliğinin analitik çözümleri eddy (türbülans) viskozite katsayısının zamana ve yere göre sabit olduğu kabul edilerek Nielsen (1979) tarafından verilmiştir.

Sonuç olarak bütün taşınım modellerinin sadece düzlem taban rejiminde geçerli olduğu saptanmıştır. Taban boyunca taban şekilleri söz konusu olduğunda katı madde taşınımı belirlenemez çünkü (4.4.14) eşitliği taban formu rejiminde geçerli değildir.

BÖLÜM 5

DALGA VE AKINTININ BİRLİKTE OLMASI DURUMUNDA KATI MADDE
MİKTARININ BELİRLENMESİ

5.1. GİRİŞ

Bölüm 4, dalga hareketinin taban yakınındaki büyük konsantrasyonlardan askı hareketi oluşturulabildiğini göstermiştir. Gelgit etkisi, rüzgar etkisi veya dalga etkisiyle akıntı söz konusu olduğunda türbülanslan dolaylı düşey karışım, üst tabakalarda daha büyük konsantrasyonlara sebep olacaktır. Temel mekanizma, tanelerin dalga etkisinde harekete geçmesi ve akıntı etkisinde taşınması şeklinde açıklanmaktadır. Ortalama akıntı hızları ile tanelerin taşınımı (dalga'nın da mevcut olduğu durumda), akıntı etkisindeki katı madde debisi olarak tanımlanmaktadır.

Bijker (1967, 1971), kırılan dalga şartlarında Einstein'in yaklaşımına ve akıntıya göre yerel katı madde debisini hesaplamak için detaylı bir yöntem bulan ilk araştırmacılardan biridir. Diğer bir formül Grant ve Madsen (1976) tarafından önerilmiştir. Anlık değişkenler esas alınarak hesaplanan matematiksel modeller, kırılmayan dalgalar için Fredsøe ve ark. (1985); surf bölgesinde kırılan dalgalar için Deigaard ve ark. (1986) tarafından geliştirilmiştir. Kıyı boyunca integre edilmiş katı madde taşınımını hesaplamak için integral yaklaşım yöntemleri önerilmiştir (CERC, Kamphuis ve ark. 1986). Bu integral yöntemleri kırılma çizgisinde dalga enerji akısının kıyı boyu bileşenini esas almaktadır. Bu bölümde aşağıdaki konular incelenmiştir.

- Taşınım debileri ve ölçülmüş konsantrasyonların analizi
- Konsantrasyonların hesaplanması
- Dalgaların kırılmasından önceki durumda taşınım debisinin hesaplanması
- Dalgaların kırılmasından sonraki durumda taşınım debisinin hesaplanması

5.2. TAŞINIM DEBİLERİNİN VE ÖLÇÜLMÜŞ KONSANTRASYON PROFİLLERİNİN ANALİZİ

5.2.1. Zamansal Ortalama Konsantrasyon Profilleri

Zamansal ortalama konsantrasyonlar (bir seri dalganın ortalaması) akıntı etkisindeki taşınma yöntemleri ile uygunluk göstermektedir. Kanallarda yapılan deneysel araştırmalar çeşitli araştırmacılar (Bosman, 1982, Nieuwjaar-Van der Kaaij, 1987 ve Nap-Van Kampen 1988) tarafından gerçekleştirilmiştir. Ortalama gelgit düzlemi üzerindeki akıntıyla dalga kırılmadan önceki prototip verileri Van Vessem tarafından saptanmıştır. Kıyı boyu akıntıları ve kırılan dalgalarla surf bölgesindeki prototip verileri Jaffe ve ark. (1984) ve Van Rijn (1987) tarafından belirlenmiştir.

1- Kum dalgacığı içeren tabandaki akıntıyla kırılmayan dalga ortamında konsantrasyonlar

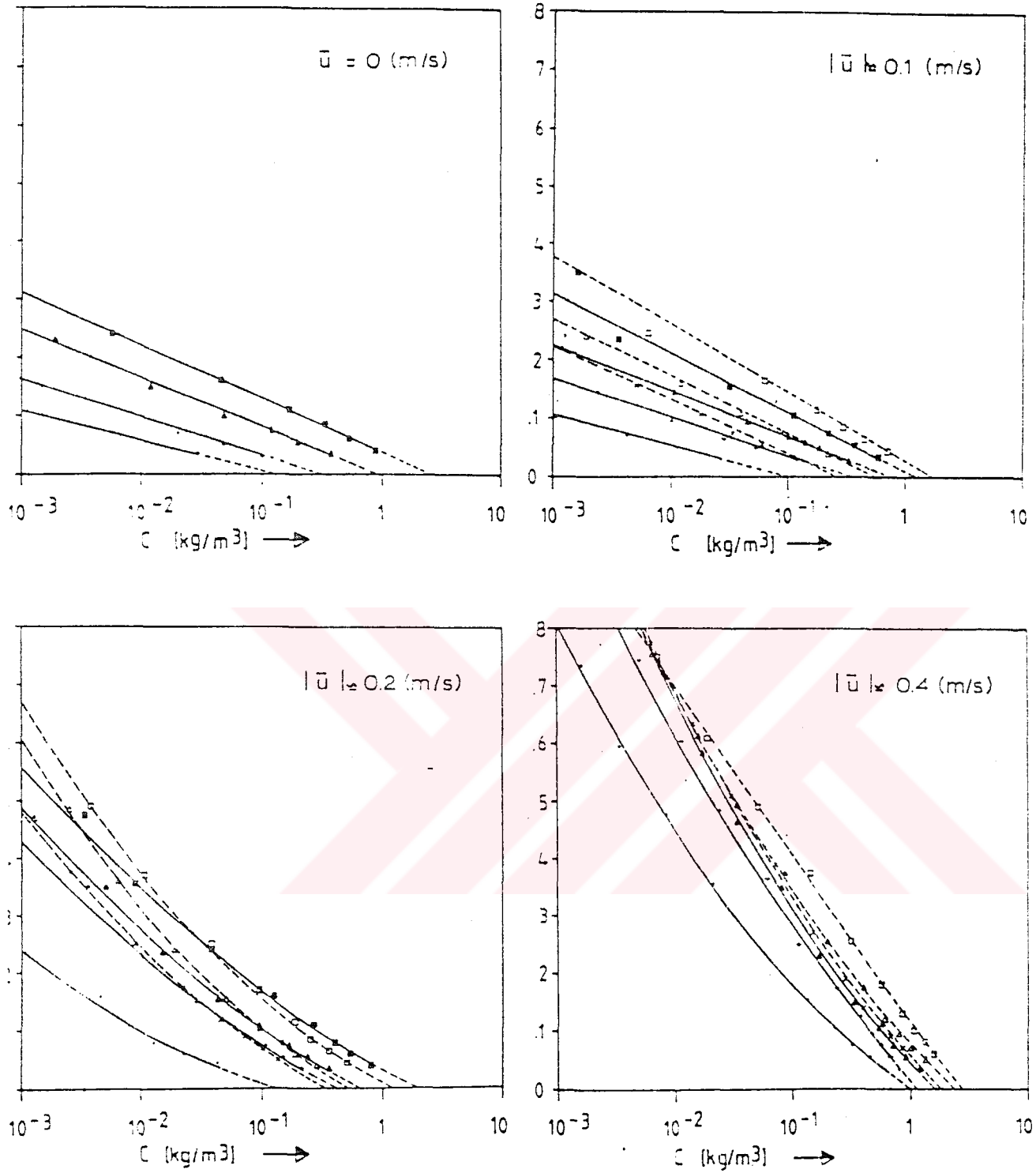
Şekil 5.2.1, 5.2.2., 5.2.3 ve 5.2.4, 1987'de 0,5 m su derinliği ve 200 µm boyutundaki katı maddeler için Nieuwjaar-Van der Kaaij tarafından, 1988'de aynı su derinliği ve 100 µm boyutundaki katı maddeler için Nap-Van Kampen tarafından ölçülmüş olan zamansal ortalama konsantrasyonları göstermektedir. Bunlar düzensiz dalgalı ortamda gerçekleştirilmiştir. Bütün deneylerde taban kum dalgacıklarıyla kaplıdır. Bu çalışmada aşağıdaki olaylar gözlenmiştir.

- Sadece dalgalı ortamda taban yakınındaki tabakalardaki konsantrasyonlarda ani azalma oluşur ($\bar{u} = 0$ m/s)

- Hem dalga hem de akıntının söz konusu olduğu durumda karışım etkileriyle katı madde daha üst tabakalara taşınır.

- Karışım etkileri, zayıf akıntı ($\bar{u} = 0,1$ m/s) durumunda az, güçlü akıntı ($\bar{u} = 0,4$ m/s) durumunda ise fazla olur.

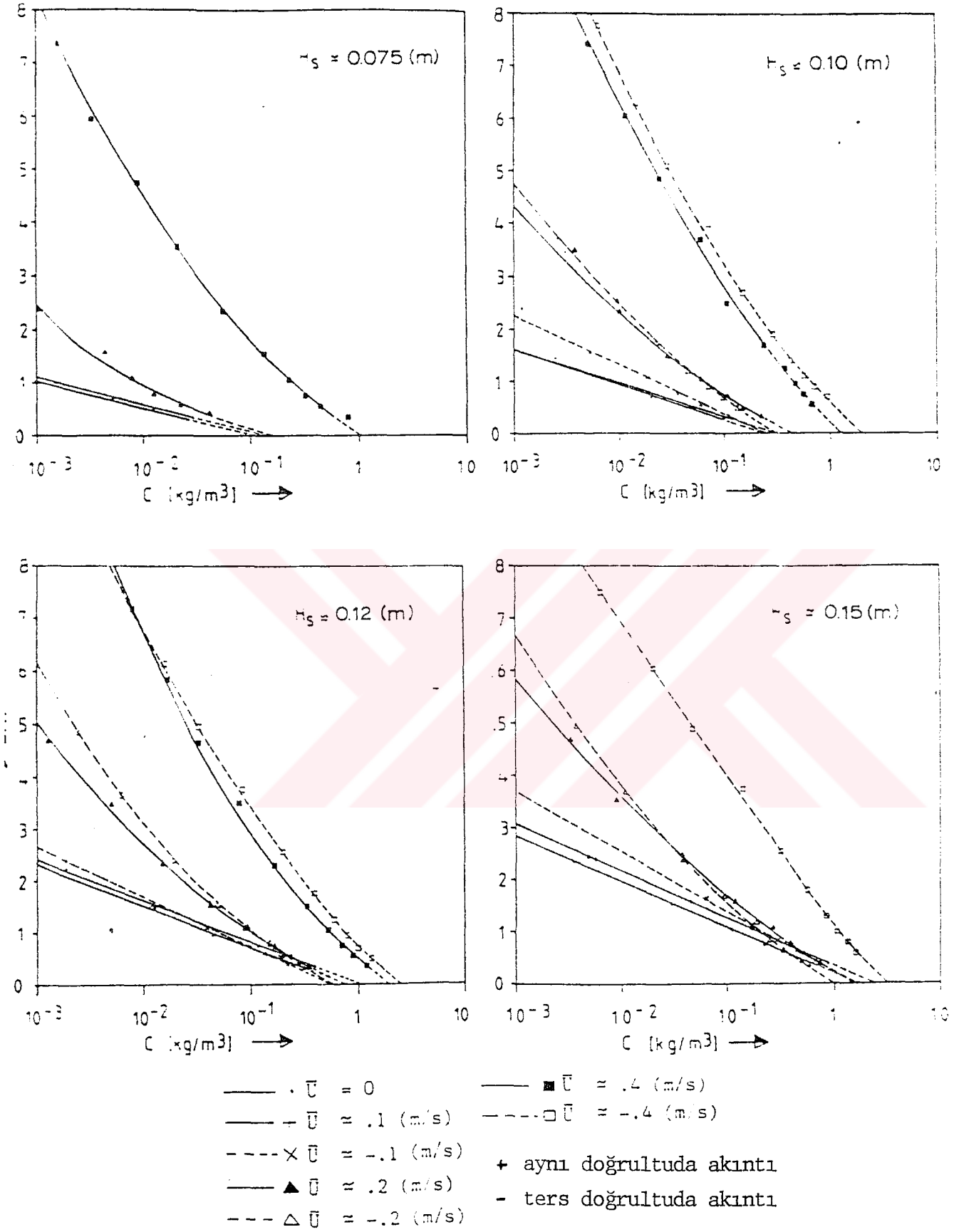
- Akıntı doğrultusunun (aynı veya ters doğrultu) konsantrasyon profiline etkisi rölatif olarak küçüktür.



- $H_s \approx .075$ (m) (aynı doğrultu) — $H_s \approx .150$ (m) (aynı doğrultu)
 — $+ H_s \approx .100$ (m) (aynı doğrultu) — $- H_s \approx .150$ (m) (ters doğrultu)
 - - - $\times H_s \approx .100$ (m) (ters doğrultu)
 — $\blacktriangle H_s \approx .120$ (m) (aynı doğrultu) su derinliği $h = 0,5$ m
 - - - $\triangle H_s \approx .120$ (m) (ters doğrultu) pik peryot $T_p = 2,5$ s

taban malzemesi, $d_{50} = 200 \mu\text{m}$ (Nieuwjaar-Van der Kaaij, 1987).

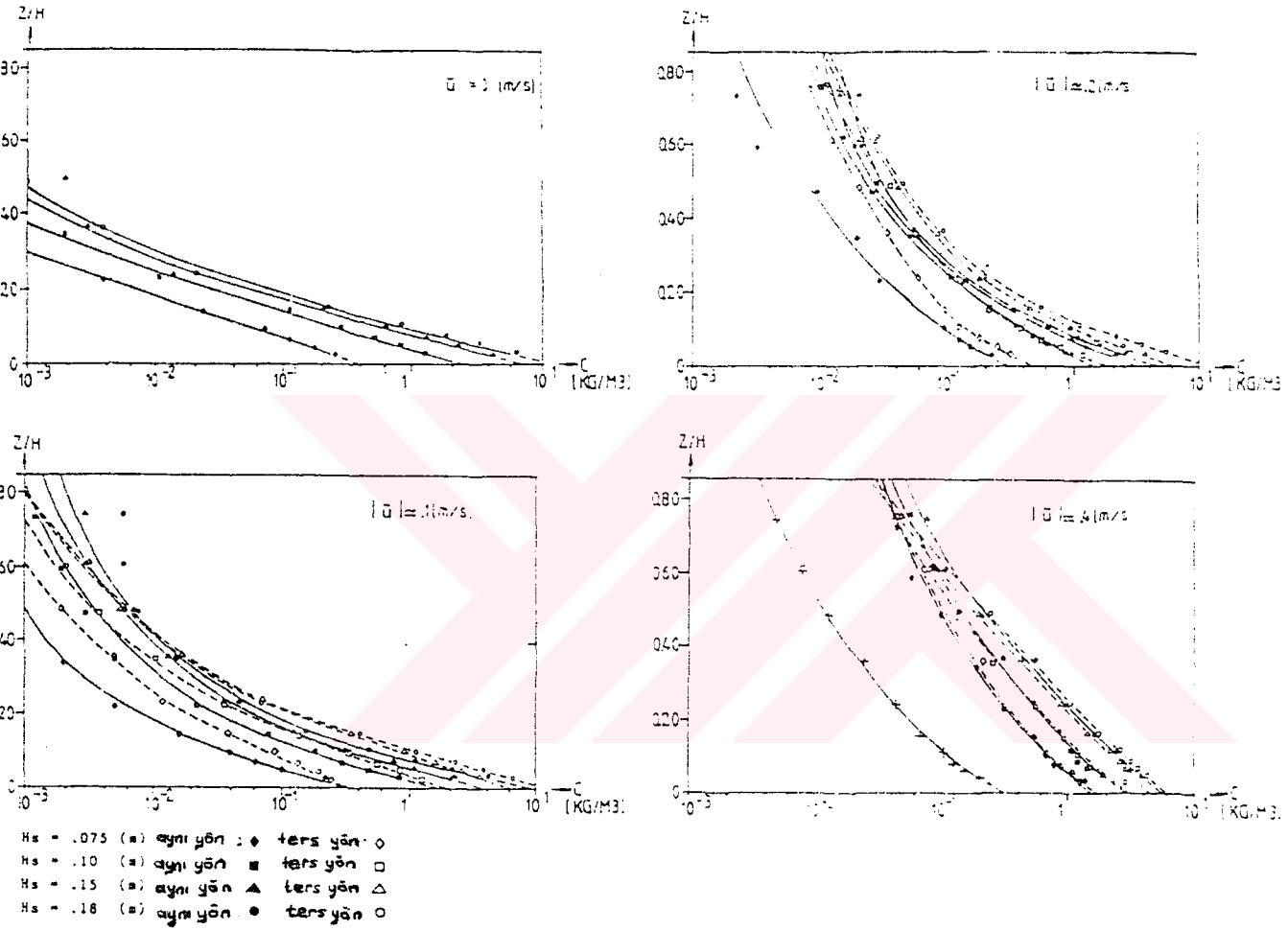
Şekil 5.2.1. Akıntı ve kırılmayan dalga şartlarında zamansal ortalama konsantrasyonlar (kanal)



taban malzemesi $d_{50} = 200 \mu\text{m}$ (Nieuwjaar-Van der Kaaij, 1987)

su derinliği $h = 0,5 \text{ m}$ pik periyot $T_p = 2,5 \text{ s}$

Şekil 5.2.2. Akıntı ve kırılmayan dalga şartlarında zamansal ortalama konsantrasyonlar (kanal).

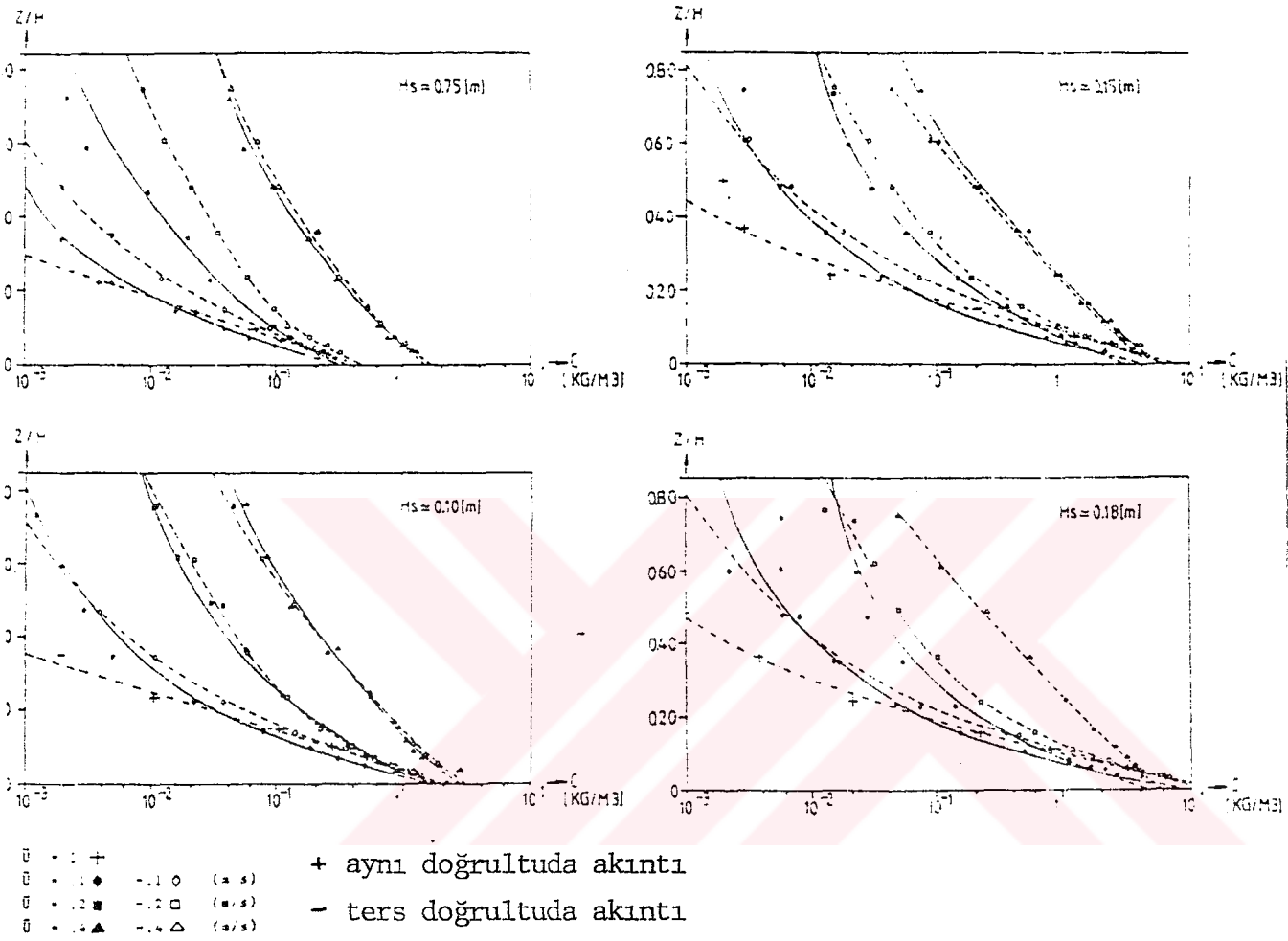


taban malzemesi $d_{50} = 100 \mu\text{m}$ (Nap-Van Kampen, 1988)

su derinliği $h = 0,5 \text{ m}$

pik periyot $T_p = 2,5 \text{ s}$

Şekil 5.2.3. Akıntı ve kırılmayan dalga şartlarında zamansal ortalama konsantrasyonlar (kanal).



taban malzemesi $d_{50} = 200 \mu\text{m}$ (Nap-Van Kampen, 1988)

su derinliği $h = 0,5 \text{ m}$

pik peryot $T_p = 2,5 \text{ s}$

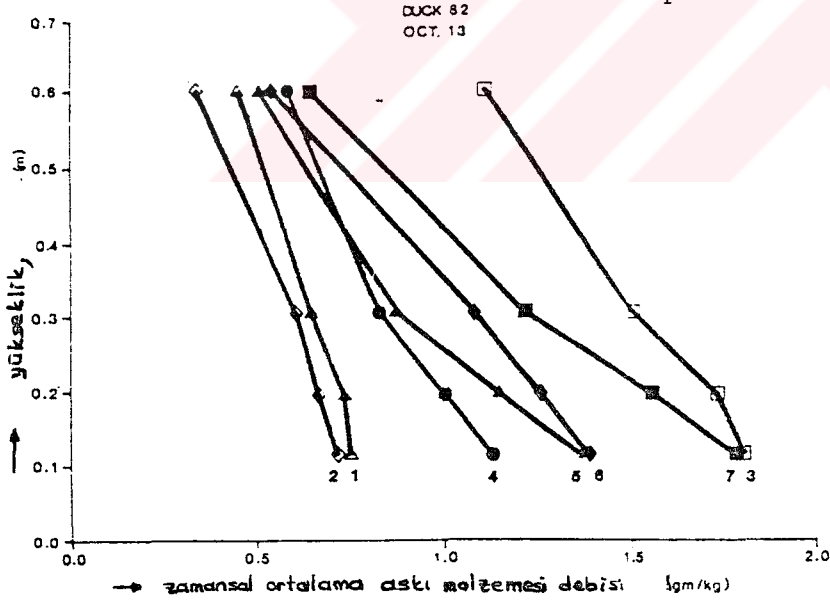
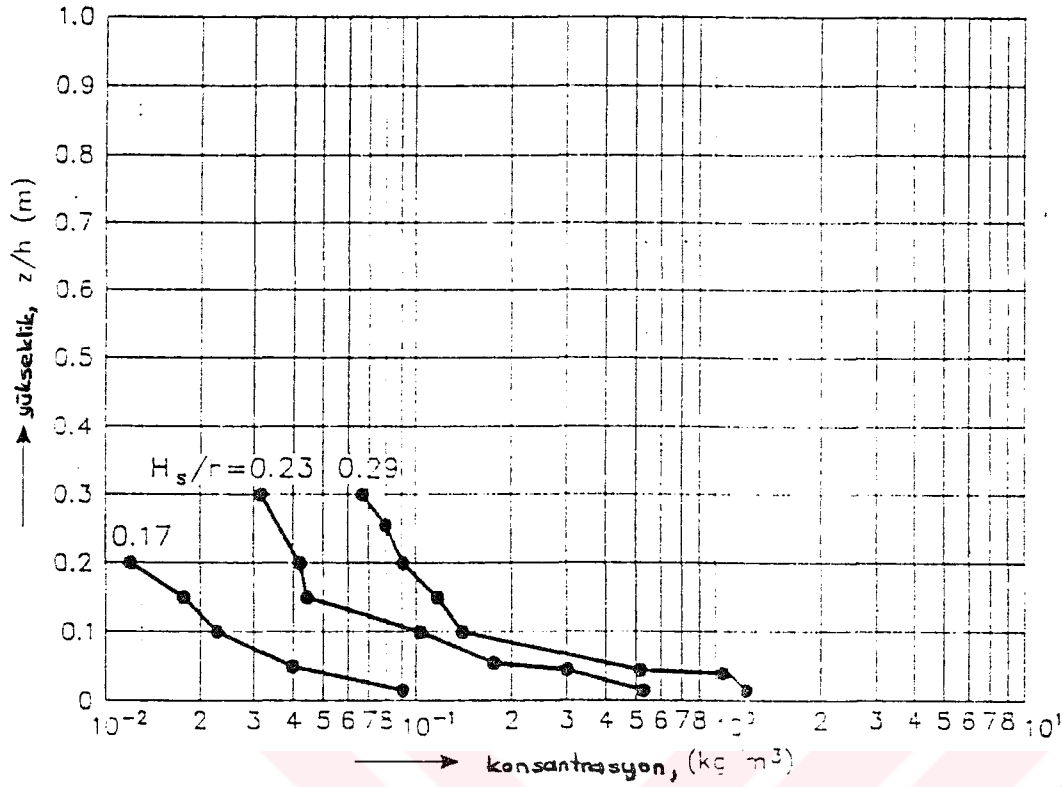
Şekil 5.2.4. Akıntı ve kırılmayan dalga şartlarında zamansal ortalama konsantrasyonlar (kanal).

- Taban civarında $0,1 - 10 \text{ kg/m}^3$ lük konsantrasyonlar üzerindeki akıntı hızı etkisi sadece küçük dalgalar durumunda önemlidir.

Şekil 5.2.5 Hollanda'nın Eastern Scheldt kıyısında ortalama gelgit düzleminde Van Vessem tarafından ölçülmüş olan konsantrasyonları göstermektedir. Taban malzemesi $150 \mu\text{m}$ boyutundaki tanelere sahiptir. Taban küçük ölçekli kum dalgacıklarıyla kaplıdır ($\Delta_r = 0,03 \text{ m}$). $H_s/h \approx 0,17$ olan rölatif dalga yüksekliği için katı madde konsantrasyonları oldukça küçüktür, çünkü taban kayma gerilmeleri askı hareketinin başlamasına neden olan kritik değerlerin hemen üstündedir. Katı madde konsantrasyonlarında dalga yüksekliğinin iki katı mertebesindeki artış söz konusu olduğunda, 10 katı mertebesinde bir artış olmaktadır. Dalga ve akıntı etkisindeki karışım açıkça gözlenmektedir.

2- Kıyı boyu akıntıları ve surf bölgesindeki konsantrasyonlar

Dalga kırıldıktan sonra surf bölgesindeki (USA) zamansal ortalama konsantrasyonlar Van Rijn (1987) tarafından pump sampler cihazı, Jaffe ve ark. (1984) tarafından optik sampler kullanılarak ölçülmüştür. Jaffe ve ark. (1984)'nın sonuçları Şekil 5.2.5'de gösterilmektedir. Tabana en yakın ölçme noktasında ($\approx 0,13 \text{ m}$) konsantrasyon değerleri $0,5-2 \text{ kg/m}^3$ arasındadır. Taban civarındaki en büyük konsantrasyonlar dalga yüksekliğinin en büyük olduğu 3 ve 7 kesitlerinde ölçülmüştür. Dalga yüksekliğinin rölatif olarak küçük olduğu 1 ve 2 kesitlerinde en düşük konsantrasyonlar oluşmuştur. Derinlik boyunca en büyük konsantrasyonlar güçlü dalga kırılmasının olduğu kıyı boyu kum eşiğinin tepesine yakın olan 3 kesitinde gözlenebilir ($H_s/h \approx 0,7$). Düşey konsantrasyon gradyanları dalga kırılmasının daha az şiddetli olduğu kıyı boyu kum eşiğinin açığında kalan 7 kesitinde daha fazladır. Konsantrasyon gradyanları akıntı etkisindeki karışımın önemli olduğu 1 ve 2 kesitlerinde ve güçlü dalga etkisindeki karışımın önemli olduğu 3 kesitinde en küçük değerlere sahiptir. Kum eşiğinin formu hakkında bilgi Jaffe ve ark. (1984) tarafından belirtilmemiştir.



	$h = 2.3\text{ m}$	$H_{rms} = 0.75\text{ m}$	$\bar{u} = 0.4\text{ m/s}$	kesit 1
	$h = 2.3\text{ m}$	$H_{rms} = 0.75\text{ m}$	$\bar{u} = 0.4\text{ m/s}$	kesit 2
	$h = 2.5\text{ m}$	$H_{rms} = 1.40\text{ m}$	$\bar{u} = 0.3\text{ m/s}$	kesit 3
	$h = 2.2\text{ m}$	$H_{rms} = 1.00\text{ m}$	$\bar{u} = 0.2\text{ m/s}$	kesit 4
	$h = 3.5\text{ m}$	$H_{rms} = 1.20\text{ m}$	$\bar{u} = 0.2\text{ m/s}$	kesit 5
	$h = 3.5\text{ m}$	$H_{rms} = 1.10\text{ m}$	$\bar{u} = 0.2\text{ m/s}$	kesit 6
	$h = 4.0\text{ m}$	$H_{rms} = 1.40\text{ m}$	$\bar{u} = 0.1\text{ m/s}$	kesit 7

Şekil 5.2.6, Hollanda'nın Groote Keeten surf bölgesinde Van Rijn (1987) tarafından ölçülmüş zamansal ortalama konsantrasyonları göstermektedir. Ölçümler iki kıyı mahmuzu arasına yerleştirilen "shore-connected aleti" ile saptanmıştır. Bu nedenle kıyı boyu akıntı hızları burada rölatif olarak küçüktür ($\bar{u} = 0,1 - 0,3$ m/s). Taban malzemesi boyutu $250 \mu\text{m}$ kadardır. Taban civarındaki konsantrasyonlar $H_s/h \approx 0,3 - 0,4$ olan rölatif dalga yükseklikleri için $0,1 - 1 \text{ kg/m}^3$ tür. Dalga ve akıntı tesiri altındaki karışım etkisi derinliğin ortasında meydana gelen $0,01 - 0,1 \text{ kg/m}^3$ lük konsantrasyonlar için önemlidir. Laboratuarda çökeltme tüpünde yapılan analizlerden katı madde tane çapının taban yakınında $260 \mu\text{m}$ 'dan yüzeye yakın bölgede $180 \mu\text{m}$ 'a kadar değiştiği belirlenmiştir. Bütün değerlerin ortalaması alınarak ortalama derinlikte askıda kalan katı madde tanelerinin boyutu $d_s = 0,8 d_{50, \text{taban}}$ olarak saptanmıştır.

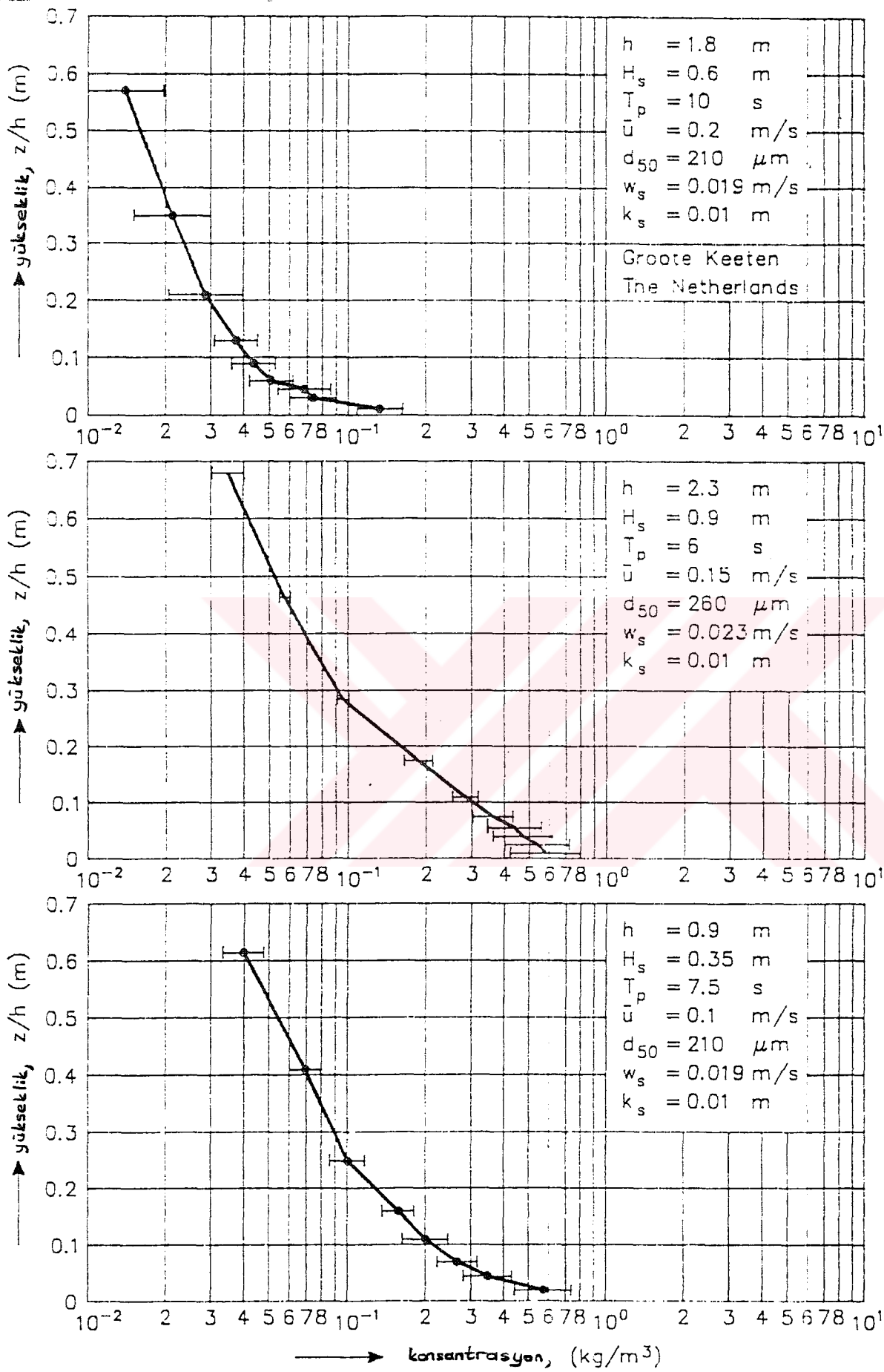
Deniz tabanı topografyası hakkında bilgi mekanik iskandil sistemiyle belirlenmiştir. Bu ölçümlerin analizi, $0,01-0,02$ m yükseklikte kıyıya dik doğrultuda düzgün taban dalgacıklarının mevcut olduğunu göstermiştir. Dalgaların kırılmasından önce tipik kum dalgacıkları gözlenmemiştir. Surf bölgesi içinde yüksek konsantrasyonlu bir sınır tabakasına sahip olan dalgalı tabanın mutlak pürüzlülüğü muhtemelen $0,01$ m mertebesinde. Bu gözlemler sonucunda aşağıdaki olaylar gözlenmiştir.

- Taban civarındaki konsantrasyonlar $H_s/h = 0,3-0,7$ olan rölatif dalga yükseklikleri için $0,1-2 \text{ kg/m}^3$ tür.

- Kıyı boyu kum eşiği bölgesinde dalga ve akıntı etkisindeki karışımından dolayı düşey karışım rölatif olarak büyüktür.

- Spilling tipi kırılan dalgalar durumunda kıyıya dik doğrultuda $0,01-0,02$ m yükseklikte dalgalı bir taban görünümü ortaya çıkar ($H_s/h \approx 0,3-0,4$).

Surf bölgesinde taban yakınındaki konsantrasyonların ($0,1-2 \text{ kg/m}^3$) rölatif olarak küçük olmasının başlıca nedeni dalga etkisinde tipik taban kum dalgacıklarının bulunmayışı ve bunun neticesinde ortaya çıkan eddy'lerdir. Laboratuar deneylerinde yapılan çalışmalardan görüldüğü



Şekil 5.2.6. Akıntı ve dalga şartlarında surf bölgesinde zamánsal ortalama konsantrasyonlar.

gibi (Şekil 5.2.1 - 5.2.4), rölatif olarak küçük dalga yüksekliklerinde bu dalgaların etkisiyle, kum dalgacıklarının kuvvetli karışım mekanizmasına maruz kalması taban yakınında büyük konsantrasyonlara ($1-10 \text{ kg/m}^3$) neden olur.

5.2.2. Katı Madde Debisi

Bölüm 4.1'de gösterilen hem akıntı hem de dalganın söz konusu olduğu durumda toplam katı madde taşınımı iki kısma ayrılabilir.

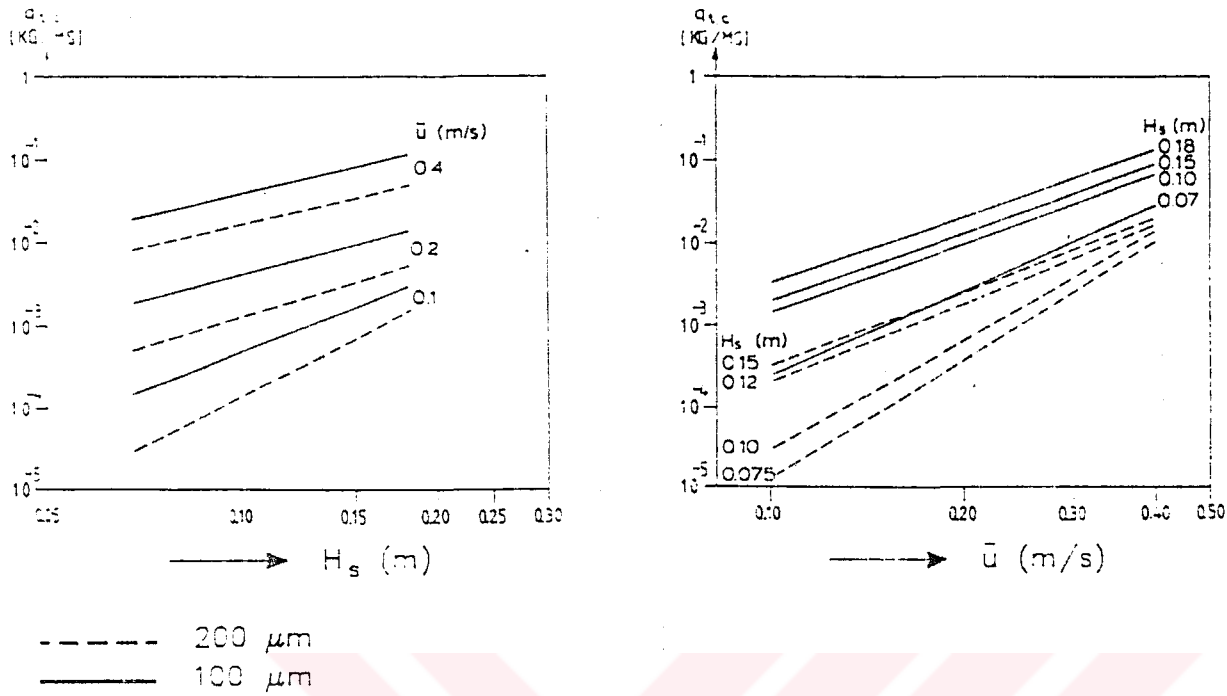
- Akıntı etkisinde katı madde debisi ($q_{t,c}$)
- Dalga etkisinde katı madde debisi ($q_{t,w}$)

Akıntı etkisindeki katı madde taşınımı zamansal ortalama akıntı hızları ile tanelerin taşınımı olarak tanımlanmış daha sonra dalga etkisi ile bu hareketin modifiye olduğu ifade edilmiştir.

Katı madde taşınımı dalga etkisinde salınımlı akışkan hareketi ile tanelerin taşınımı olarak tanımlanmıştır (yörünge hızları). Dalgalar kırılmadan önce hem akıntıya ters hem akıntı doğrultusunda, akıntı ve dalga etkisindeki katı madde debisinin ölçümleri Nieuwjaar-Van der Kaaij (1987) ve Nap Van Kampen (1988) tarafından verilmiştir.

- Akıntı etkisinde katı madde debisi

Şekil 5.2.7A laboratuvar kanalında $100-200 \mu\text{m}$ çapındaki tanelerle yapılan deneyler için akıntı etkisindeki katı madde debisini göstermektedir. Ölçülmüş olan bu değerler katı madde debisi üzerindeki kesitsel ortalama hızı ($\bar{u}$) ve dalga yüksekliğinin (H_g) etkisini belirlemek için analiz edilmiştir. Bu analiz önceden belirlenmiş akıntı hızı ve dalga yüksekliğinin doğruluğu hakkında bilgi vermektedir. Örneğin, katı madde debisi $\bar{u}^5$ e bağlı olduğunda hızın tahmin edilen doğruluğu katı madde debisinin $\bar{u}^2$ ye bağlı olduğu zamankinden daha fazla olmalıdır. Ölçülen katı madde debisinin analizi aşağıdaki olayları göstermektedir.



Şekil 5.2.7A. Dalga yüksekliğinin ve hızının bir fonksiyonu olarak akıntı etkisinde katı madde debisi, $h = 0,5$ m, $T_p = 2,5$ s (Nieuwjaar-Van der Kaaij, 1987, Nap-Van Kampen, 1988).

- Akıntı yönünün (aynı veya ters doğrultu) katı madde debisine etkisi önemli değildir.

- Zayıf akıntılarda ($\bar{u} = 0,1$ m/s) dalga yüksekliğinin artmasıyla katı madde debisi rölatif olarak daha fazla artış gösterir ($q_{t,c} \propto H_s^5$).

- Güçlü akıntılarda ($u = 0,4$ m/s) dalga yüksekliğinin artmasıyla katı madde debisi rölatif olarak daha az artış gösterir ($q_{t,c} \propto H_s^2$).

- Küçük dalga yüksekliklerinde kesitsel ortalama hızların artmasıyla katı madde debisi rölatif olarak fazla artış gösterir ($q_{t,c} \propto \bar{u}^{4,5}$, $H_s/h \approx 0,15$).

- Büyük dalga yüksekliklerinde kesitsel ortalama hızların artmasıyla katı madde debisi rölatif olarak az artış gösterir ($q_{t,c} \propto \bar{u}^3$, $H_s/h \approx 0,35$).

- Katı madde boyutunun iki katı mertebesinde artması katı madde debisinin 3-6 katı mertebesinde azalmasına neden olur.

Sonuçlar, büyük dalga yüksekliklerinde ve/veya güçlü bir akıntıda katı madde debisinin artışının rölatif olarak küçük olduğunu göstermektedir (doygunluk etkisi). Taban civarında yüksek konsantrasyon tabakasının ($c > 5 \text{ kg/m}^3$) bulunması, büyük kayma gerilmelerine sahip yeni tanelerin koruyucu bir etki meydana getirmesine neden olur.

- Dalga etkisinde katı madde debisi

Çeşitli araştırmacılar akıntı doğrultusunda ve akıntıya ters doğrultudaki dalga-akıntı özel durumlarında katı madde taşınımını gözlemlemişlerdir. Nap-Van Kampen'in (1988) sonuçları denge şartlarında özel kum tabanda yapılan deneyleri esas alarak bu olayı miktarsal olarak belirlemiştir. Bu ölçümleri içeren deneyler ölçüm kesiti ve kanal girişi arasındaki dalga-akıntı etkisiyle tabandan hareket eden katı madde kütlesini göstermektedir (Girişten 15 m mansap tarafında). Kanal girişinde katı madde beslemesinin olmayışından dolayı kanaldan geçen toplam zamansal ortalama katı madde debisi (q_t) belirli bir zaman aralığında tabandan harekete geçen kütleye eşittir. Benzer olarak zamansal ortalama akıntı hızı ve kum konsantrasyon profilleri akıntı etkisinde zamansal ortalama taşınım debisinin ($q_{t,c} = \int u c dz$) belirlendiği ölçüm kesitinde ölçülmüştür. Bu deneyler zamana bağımlı olduğundan en az üç deneysel çalışma gerçekleştirilmiştir. İkisi akıntı doğrultusunda (T15,10 ve T15,20), bir deney de akıntıya ters doğrultuda (T15,10) yapılmıştır. Şekil 5.2.7B'de yeralan deneysel sonuçlar $\hat{U}_\delta/\bar{u}$ 'nın fonksiyonu olarak $q_t/q_{t,c}$ oranını göstermektedir. En önemli sonuçlar şunlardır :

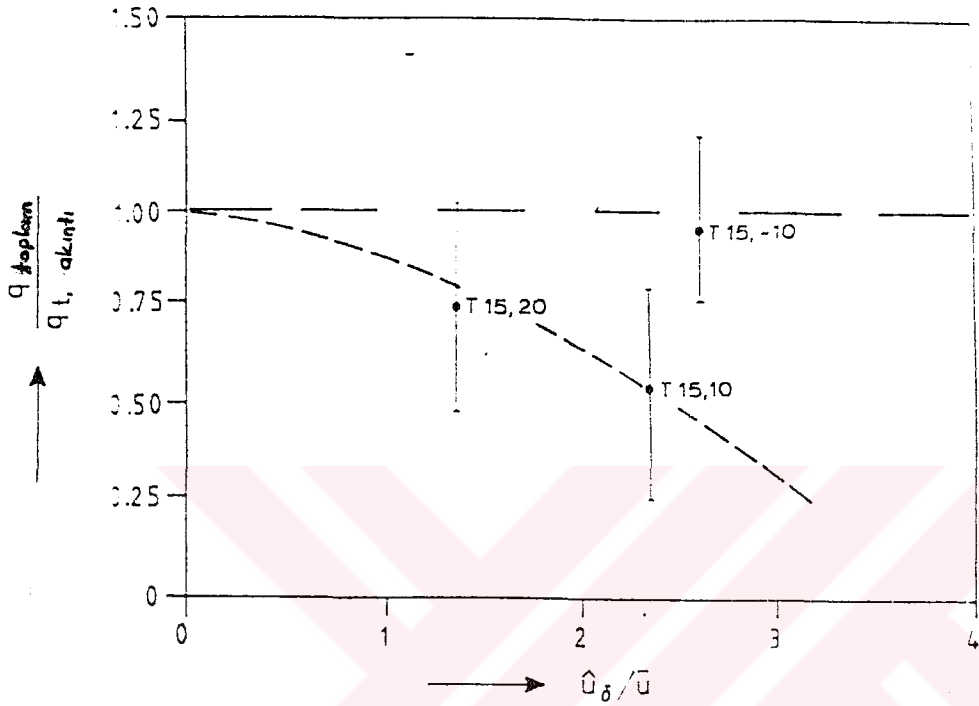
- Toplam katı madde taşınım debisi (q_t) sırf akıntı doğrultusundaki taşınımdan ($q_{t,c}$) daha küçüktür. Bunun anlamı da, dalga etkisindeki katı madde debisi ($q_{t,w}$) akıntı ve dalga doğrultusuna terstir.

- Dalga etkisindeki taşınım debisi (akıntı ve dalga doğrultusuna ters) aynı doğrultuda zayıf akıntı meydana gelmesi halinde en büyüktür.

$$\hat{U}_\delta/\bar{u} = 2.5 \text{ için} \quad q_{t,w}/q_{t,c} = 0.4$$

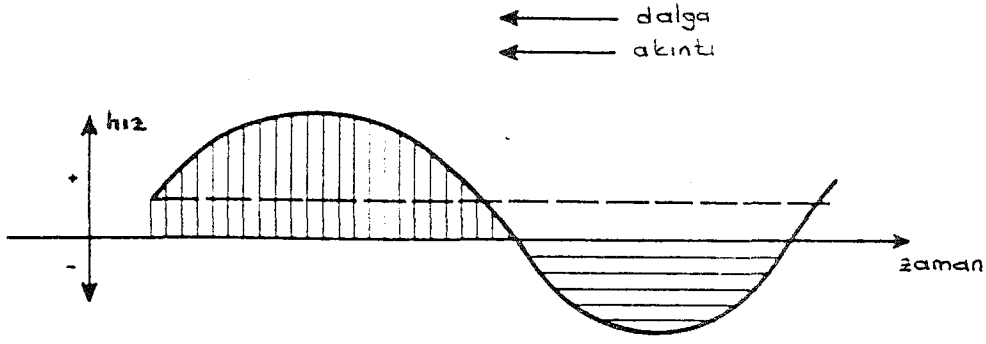
$$\hat{U}_\delta/\bar{u} = 1.5 \text{ için} \quad q_{t,w}/q_{t,c} = 0.25$$

- Dalga etkisindeki taşınım ters yönlü akıntı durumunda ihmal edilecek kadar küçüktür.

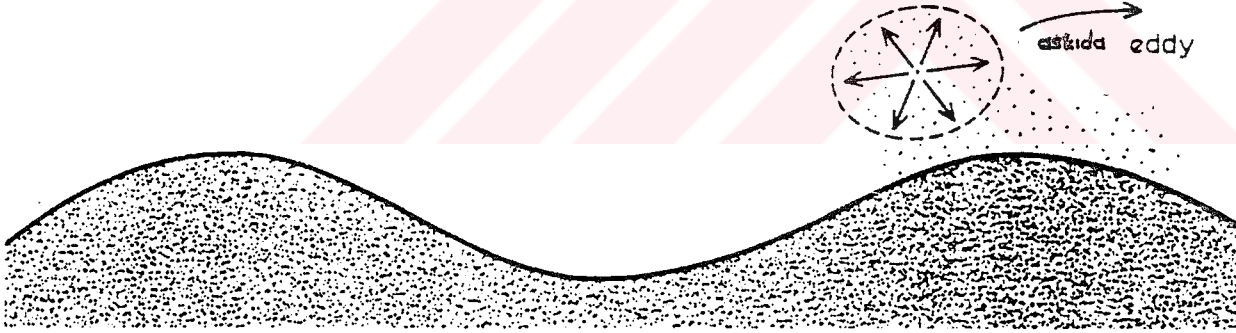
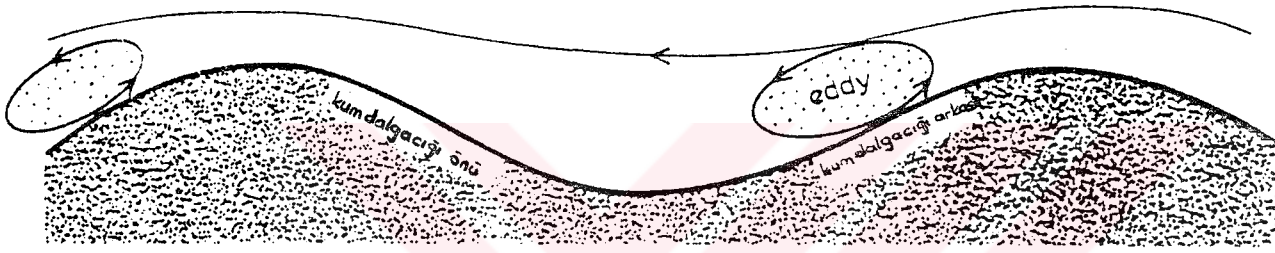


Şekil 5.2.7B. Toplam debinin akıntı etkisindeki katı madde debisine oranı, T15,10 ($H_s=0.15$ m ve $\bar{u} = 0,1$ m/s) (Nap-Van Kampen, 1988).

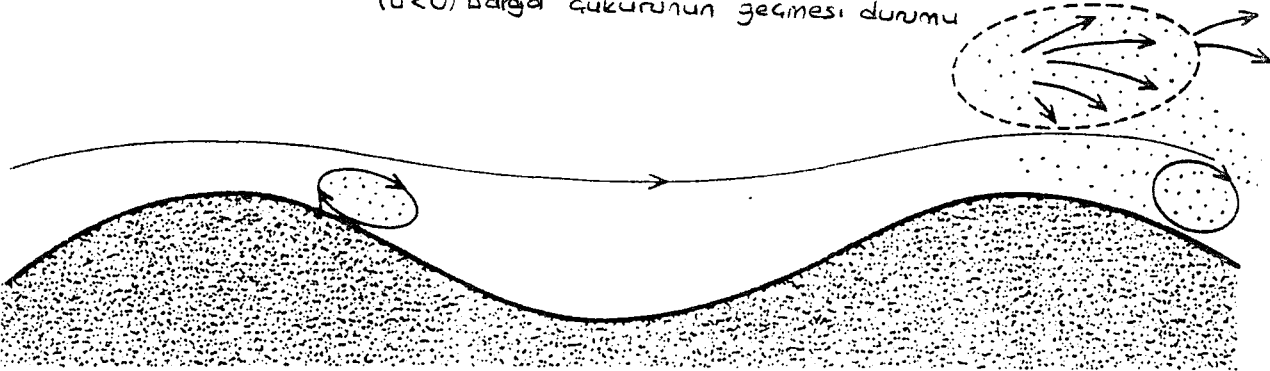
Dalga doğrultusuna ters, dalga etkisindeki taşınımın mekanizmasındaki en önemli olay, taban yakınındaki eddy (çevri) hareketine şiddetle bağlı olmasıdır (Şekil 5.2.8). Akıntı doğrultusundaki dalga sırtının bir kum dalgacığı üzerinden geçmesi durumunda taban civarındaki hızlar rölatif olarak büyük olacaktır ve kum dalgacığının arka tarafında yüksek kum konsantrasyonlarıyla birlikte güçlü bir çevri hareketi oluşacaktır. Dalga çukurunun kum dalgacığı üzerinden geçmesi durumunda çevriler dalga yayılma doğrultusuna ters yönde akımın içlerine doğru taşınır. Ancak çevriler akımın daha yukarılarına kadar taşınamazlar. Katı madde tanelerinin bir bölümü bu işlem sırasında tabana geri çöker. Benzer olarak diğer bir çevri, dalga çukurunun geçmesi durumunda kum dalgacığının ön tarafında oluşur. Herbir dalga peryodunda taban civarında-



($u > 0$) Dalga sırtının geçmesi durumu



($u < 0$) Dalga çukurunun geçmesi durumu



Şekil 5.2.8. Kum dalgacığıyla kaplı bir taban boyunca dalga etkisinde eddy hareketleri.

ki hızlar rölatif olarak küçüktür ve böylece eddy hızları ve buna karşılık gelen kum konsantrasyonu rölatif olarak küçük olur. Böylece taban civarında dalgaya ters doğrultuda rölatif olarak küçük hızlarla taşınan rölatif olarak büyük konsantrasyonlar ve rölatif olarak büyük hızlarla dalga doğrultusunda taşınan rölatif olarak küçük konsantrasyonlar söz konusu olacaktır. Her iki işlemin tahmini miktarı akıntı doğrultusunda dalgaya ters yönde dalga etkisinde net bir katı madde taşınımını göstermektedir (Nap-Van Kampen, 1988).

Katı madde debisinin belirlenmesindeki güçlüklerden dolayı % 30' luk bir sistematik hatanın varlığı kabul edilerek bu konuda aynı doğrultuda veya ters doğrultudaki ($\phi = 0^\circ$, $\phi = 180^\circ$) akıntı durumunda $\hat{U}_\delta/\bar{u} < 2$ hali için dalga etkisindeki taşınım debisi ihmal edilir (ihmal edilmediğinde emniyetli bir formül elde edilemez). $\hat{U}_\delta/\bar{u} > 2$ olması durumunda dalga etkisindeki taşınım artan bir öneme sahip olmaktadır. Dalga yayılma yönü akıntı doğrultusuna aşağı yukarı dik ise dalga etkisinde taşınım işlemi dalga doğrultusunda etkindir ve bu nedenle özellikle asimetrik dalga hareketi şartlarında (surf bölgesi içinde ve yakınında) dikkate alınmalıdır. Açık deniz şartlarında dalga hareketi oldukça sinüzoidal forma uyduğundan oluşan dalga etkisindeki net katı madde debisi ihmal edilebilecek mertebededir.

5.3. ZAMANSAL ORTALAMA KONSANTRASYON PROFİLLERİNİN HESABI

5.3.1. Giriş

Zamansal ortalama konsantrasyon profillerini hesaplamak için literatürde çeşitli modeller verilmiştir. Bijker modeli (1967, 1971) zamansal ortalama konveksiyon-difüzyon eşitliği (eşitlik 4.3.1) üzerine kurulmuştur. Fredsøe ve ark. (1985) ve Deigaard ve ark (1986)'nın modelleri anlık konveksiyon-difüzyon eşitliği (eşitlik 4.3.2) üzerine kurulmuştur. Bunlar sadece düzlem taban şartlarındaki katı madde taşınımı için geçerlidir.

Düzlem tabana sahip veya kum dalgacıyla kaplı taban şartlarında zamansal ortalama konsantrasyon profillerinin güvenilir olarak belirlenmesini sağlayan modellerin yeterince mevcut olmamasından dolayı Van Rijn

zamansal ortalama konveksiyon-difüzyon eşitliğine dayanan yeni bir yöntem önermiştir. Yöntem düzlem veya kum dalgacığıyla kaplı taban üzerinde kırılan ve kırılmayan dalga için geçerlidir.

5.3.2. Hesap Yöntemleri

1- Bijker metodu (1967,1971)

Konsantrasyon profili aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$\frac{c}{c_a} = \left| \frac{a}{h-a} \frac{h-z}{z} \right|^z \quad (5.3.1)$$

$$c_a = \frac{b \rho_s d_{50}}{6.34a} \exp \left| - \frac{0.27 (\rho_s - \rho) g d_{50}}{\mu \bar{\tau}_{b,cw}} \right| \quad (5.3.2)$$

c = Zamansal ortalama konsantrasyon (kg/m^3)

$c_a = z = a$ 'da zamansal ortalama referans konsantrasyonu (kg/m^3)

$a = k_s$ = Referans düzlemi veya taban malzemesi tabaka kalınlığı (m)

k_s = Mutlak taban pürüzlülüğü (m)

h = Su derinliği (m)

$\bar{\tau}_{b,cw} = \bar{\tau}_{b,w} + \bar{\tau}_{b,c}$ = Taban kayma gerilmesi (N/m^2)

$\bar{\tau}_{b,w} = \frac{1}{4} \rho f_w (\hat{U}_\delta)^2$ = Dalga etkisinde taban kayma gerilmesi (N/m^2)

$\bar{\tau}_{b,c} = \frac{1}{8} \rho f_c \bar{V}_r^2$ = Akıntı etkisinde taban kayma gerilmesi (N/m^2)

$\mu = (C/C')^{1.5}$ = Faktör

$C = 18 \log (12 h/k_s)$ = Chezy katsayısı ($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)

$C' = 18 \log (12 h/d_{90})$ = Pürüzlülüğe bağlı chezy katsayısı ($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)

$f_c = 8g/C^2$ = Akıntı etkisinde sürtünme katsayısı

$f_w = \exp \left| -6 + 5.2 (\hat{A}_\delta/k_s)^{-0.19} \right|$ = Dalga etkisinde sürtünme katsayısı

$Z = w_s / (K u_{*,cw}) =$ Askı malzemesi parametresi

$w_s =$ Askı malzemesinin tane çökme hızı (m/s)

$K =$ Von Karman sabiti (= 0.4)

$u_{*,cw} = |\bar{\tau}_{b,w} / \rho|^{0.5} =$ Taban kayma hızı (m/s)

$\rho =$ Akışkanın özgül kütlesi (kg/m³)

$\rho_s =$ Katı madde özgül kütlesi (kg/m³)

$b =$ Amprik katsayı (=5)

$d_{50} =$ Taban malzemesinin ortalama tane çapı (m)

$\hat{A}_\delta =$ Taban civarında pik yörünge yerdeğiştirmesi (H_{rms} esas alınarak) (m)

$\hat{U}_\delta =$ Taban civarında pik yörünge hızı (H_{rms} esas alınarak) (m)

$\vec{V}_r =$ Akıntı hızı vektörünün kesitsel ortalama değeri (m/s)

2- Fredsøe ve ark. (1985) nın metodu

Sırf dalga bulunması durumunda konsantrasyon profilinin hesaplanması bölüm 4.3.8'de verilmiştir. Hem akıntı hem dalga olduğu durumda ($\emptyset$ açısı altında) anlık hız profili iki bölümde ele alınır. 1- Ortalama akıntıdan dolayı sabit bileşen (U_c), 2- Dalga hareketinden dolayı kararsız bileşen (U_w). Kararsız bileşen, dalga sınır tabakasının iç tarafında logaritmik hız profili ile dalga sınır tabakasının dış tarafında potansiyel akış teorisi ile tanımlanmaktadır. Ortalama akıntı hızı üzerinde dalga sınır tabakasının etkisinde etkin pürüzlülük dikkate alınır. Konsantrasyon profili konveksiyon-difüzyon eşitliği uygulanarak nümerik integrasyonla hesaplanır.

3- Van Rijn Metodu

Konsantrasyon profili (4.3.38) eşitliği uygulanarak zamansal ortalama konveksiyon-difüzyon eşitliğinin nümerik integrasyonundan saptanabilir (referans konsantrasyonu dikkate alınarak)

$$\frac{dc}{dz} = - \frac{c w_{s,m}}{\epsilon_{s,cw}} \quad (5.3.3)$$

$$c_a = 0.015 \rho_s \frac{d_{50}}{a} \frac{T^{1.5}}{D_*^{0.3}} \quad (4.3.4)$$

c = Tabandan z yükseklikte zamansal ortalama konsantrasyon (kg.m^3)

$w_{s,m} = (1-c^5) w_s$ = Akışkan katı madde karışımında askı malzemesinin tane çökelme hızı (m/s)

w_s = Temiz suda askı malzemesinin tane çökelme hızı (m/s)

$\epsilon_{s,cw} = \left| \epsilon_{s,c}^2 + \epsilon_{s,w}^2 \right|^{0.5}$ = Hem dalga hem akıntı durumunda katı madde karışım katsayısı (m^2/s)

ρ_s = Katı madde özgül kütlesi (= 2650 kg/m^3)

a = Referans seviyesi (m)

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama çapı (m)

T = Taban kayma gerilmesi parametresi

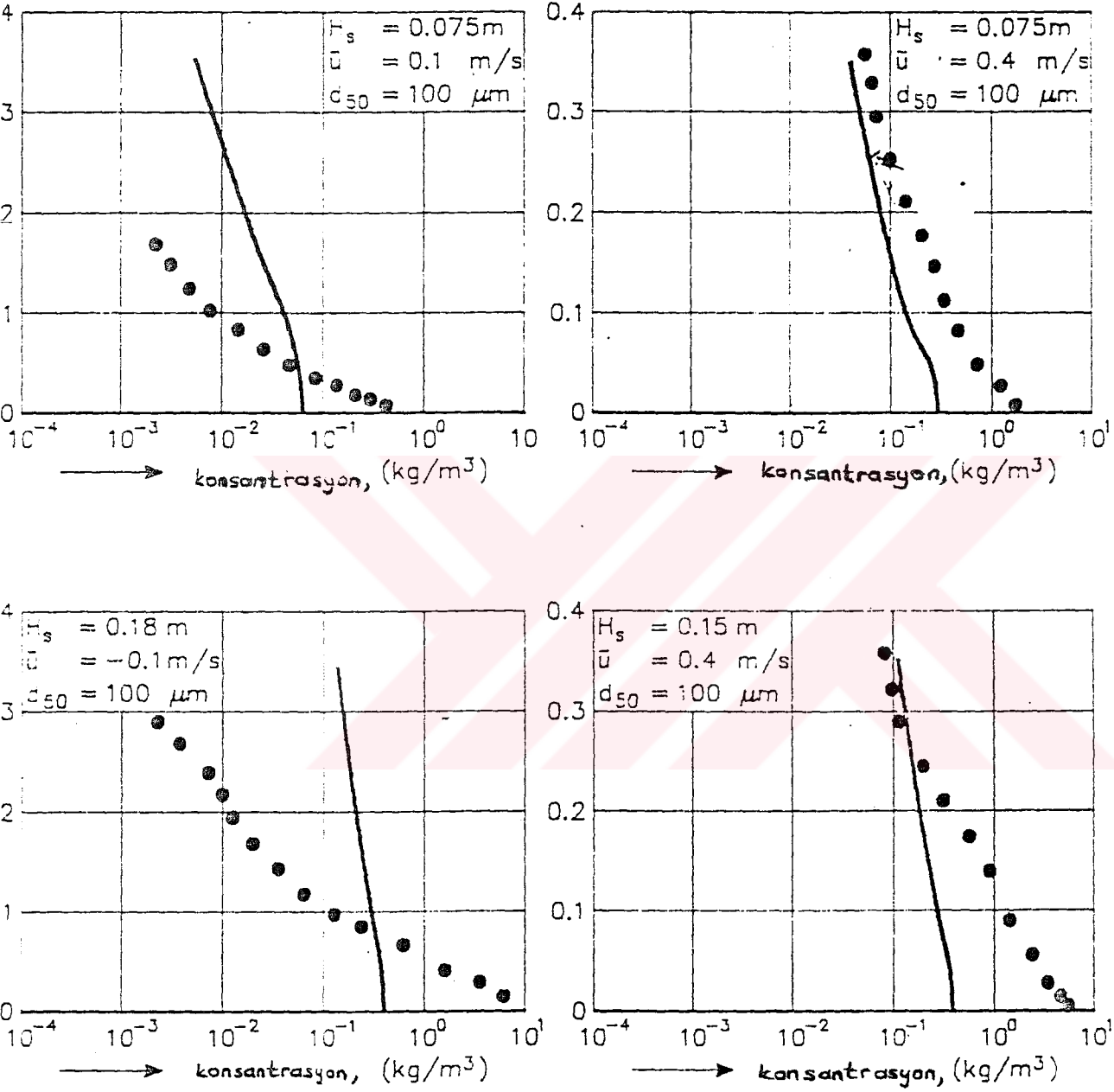
D_* = Tane parametresi

Hem akıntı hem dalga durumunda askı malzemesi karışım katsayısının akıntı ve dalga etkisindeki değerlerin karelerinin toplamı ile verildiği kabul edilmektedir. Böylece $\epsilon_{s,cw}^2 = \epsilon_{s,c}^2 + \epsilon_{s,w}^2$ olur. k kinematik enerji ve ℓ uzunluk ölçeği alınarak $\epsilon \approx \ell k^{0.5}$ olduğundan bu yaklaşım $\epsilon_{s,cw} = \epsilon_{s,c} + \epsilon_{s,w}$ formülünden daha gerçeğe uygun gibi görünen her iki hareket tipinin kinetik enerjisinin toplamıyla uyumlu olmaktadır. Referans düzlem dalgalı taban durumunda $a = 0.5 \Delta_r$ 'ye veya düzlem tabanda $a = \delta_w$ ye eşit alınmaktadır (δ_w = dalga sınır tabakası kalınlığı)

5.3.3. Ölçülmüş ve Hesaplanmış Konsantrasyon Profillerinin Karşılaştırılması

- Dalgaların kırılmasından önceki durum

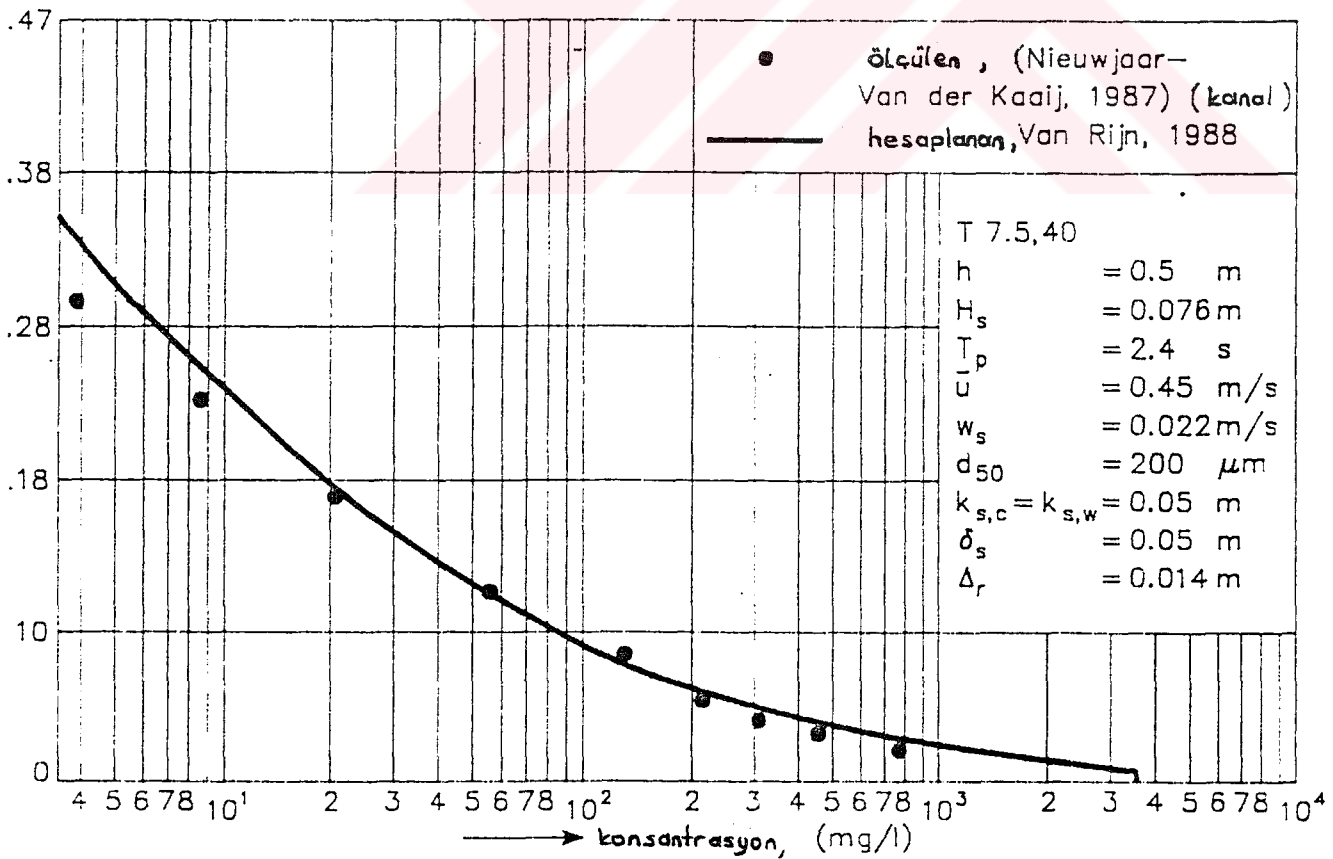
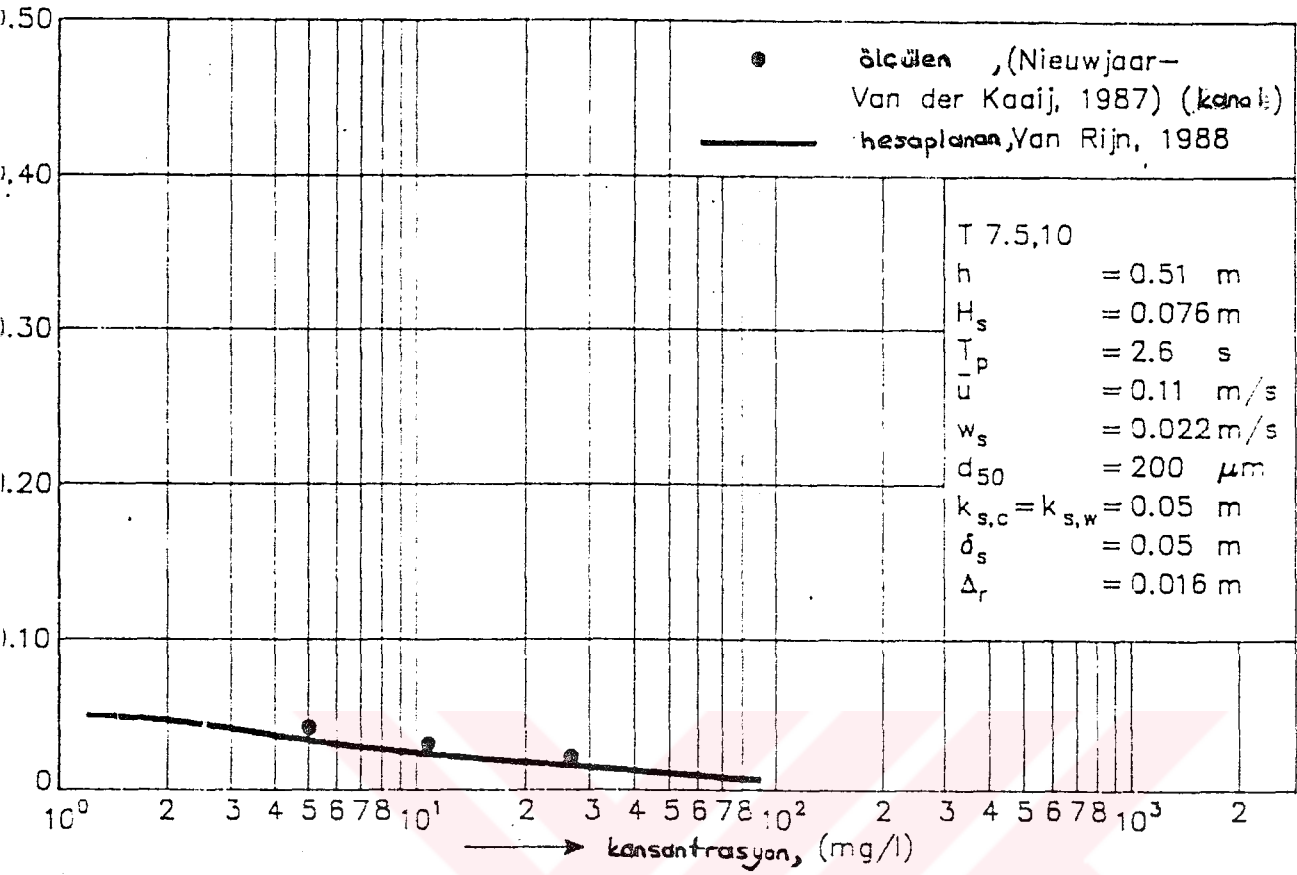
Nieuwjaar-Van der Kaaij (1987) ve Nap Van Kampen (1988) bir laboratuvar kanalında ölçülmüş konsantrasyonla, Bijker modeline göre hesaplanmış konsantrasyon profillerini karşılaştırmışlardır (Dalga kırılmadan önce). Su derinliği 0,5 m, hakim dalga yükseklikleri 0,075-0,2 m, akıntı hızları 0,1-0,4 m/s (aynı ve ters doğrultuda akıntı), taban malzemesi boyutu 100 ve 200 μm çapındadır. Şekil 5.3.1, 100 μm çaplı malzemeye



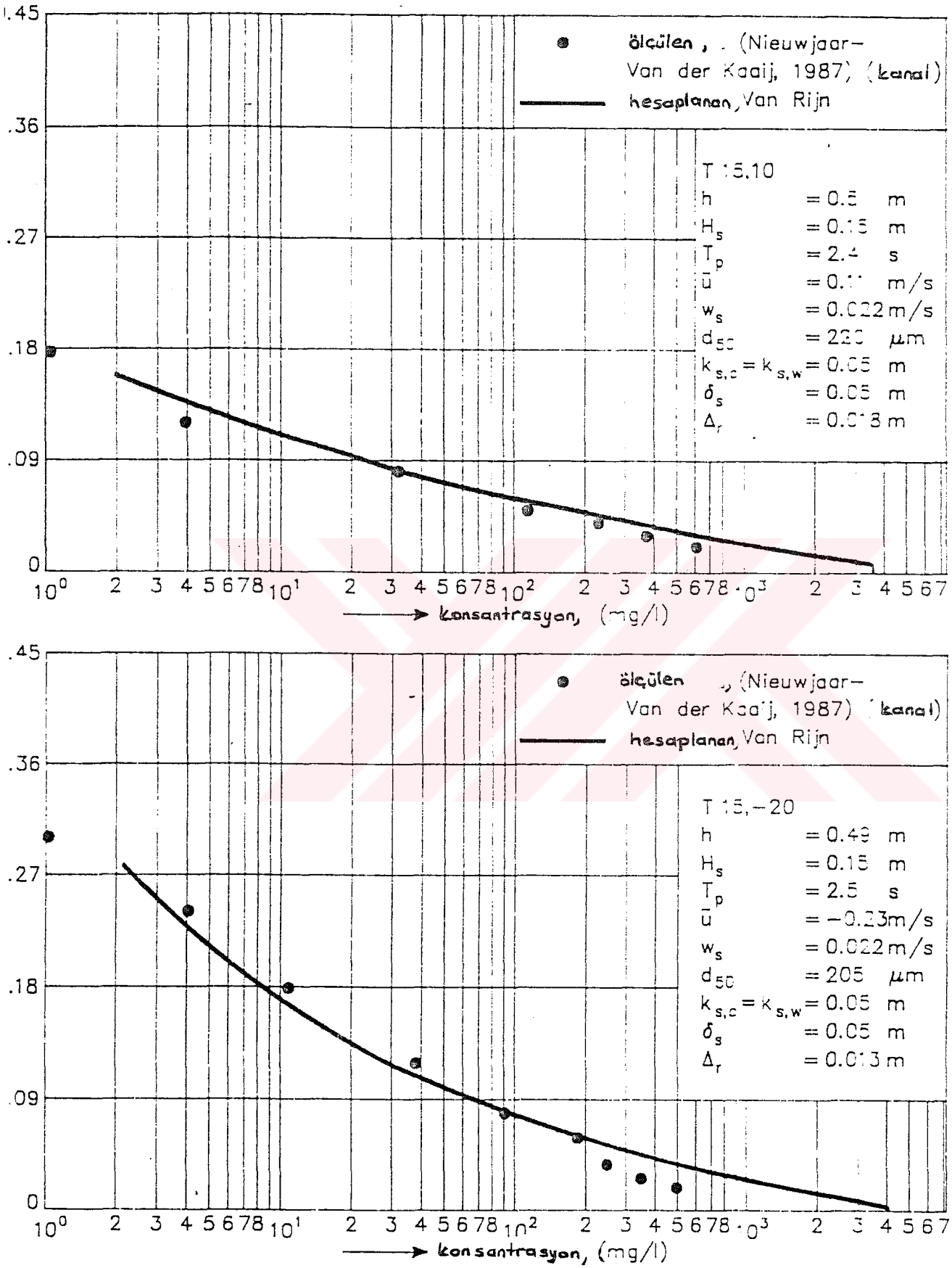
Şekil 5.3.1. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyonlar (Bijker metodu).

yapılan deneylerden hesaplanmış ve ölçülmüş konsantrasyon profillerini göstermektedir. Bijker modeli, güçlü akıntı (0.4 m/s) ve küçük dalgalar (0.075 m) durumunda ölçülmüş değerlerle en iyi uygunluğu göstermektedir. Bu mantıklı görünmektedir çünkü Bijker modeli sırf akıntı durumu için geçerli olan parabolik karışım katsayısı dağılımını esas almaktadır. Zayıf akıntı (0.1 m/s) durumunda Bijker modelinin konsantrasyonları taban civarında çok küçük, daha üst tabakalarda ise çok büyüktür. Benzer sonuçlar 200 µm çaplı malzemelerle yapılan deneylerle de elde edilmiştir. Bijker modelinde meydana gelen sapmalardaki esas sebep hem zayıf akıntı hem rölatif olarak büyük dalga bulunması durumunda geçerli olmayan parabolik karışım katsayısının uygulanmasıdır ($\hat{U}_g/\bar{u} > 1$). Bundan başka, referans konsantrasyonunun tahmini yeterince doğru olmamaktadır.

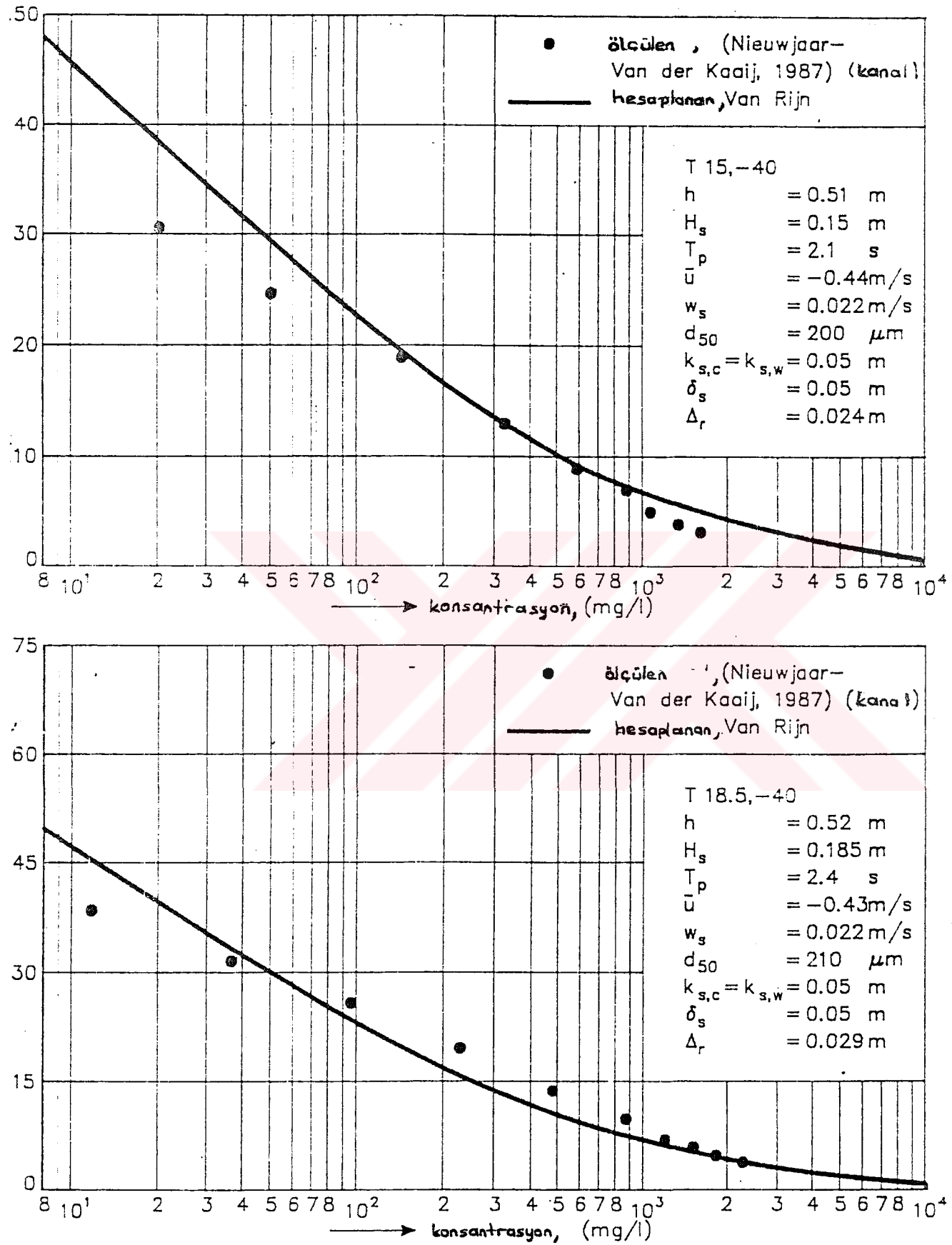
Nieuwjaar-Van der Kaaij (1987) ve Nap-Van Kampen'in (1988) ölçmüş oldukları konsantrasyonlar aynı zamanda Bijker metodunun doğruluğunu ispatlamak için Van Rijn tarafından kullanılmıştır. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri Şekil 5.3.2'den 5.3.7'ye kadar gösterilmektedir. Genel olarak ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri arasındaki uygunluk, ince taneli ($d_{50} = 100 \mu\text{m}$) zemin üzerinde rölatif olarak güçlü aynı doğrultuda akıntı ($\bar{u} = 0.4 \text{ m/s}$) durumu dışında oldukça iyidir (Şekil 5.3.7). Bu durumda hesaplanmış olan konsantrasyonlar daha alt tabakalarda çok büyüktür. Deneysel çalışmalardan ortaya çıkan bu sebep dalga ve akıntının birlikte olması durumunda katı maddenin taşınmasını içermesidir (Katı madde beslemesi yok). Askı hareketinin başladığı taban ve ölçüm kesiti arasındaki mesafe su derinliğinin 20 katı kadardır ancak bu mesafe tamamen denge konsantrasyon profillerini üretmek için yeterince uzun değildir. Böylece daha alt tabakada ölçülen konsantrasyonlar muhtemelen çok küçüktür. Bu olaylar 200 µm çaplı malzemeyle yapılan deneylerde oluşmaz, çünkü uygulama uzunluğu kaba taneler için çok fazla küçüktür. Şekil 5.3.8 ortalama gelgit düzlemi üzerindeki bir bölge için hesaplanmış ve ölçülmüş olan konsantrasyon profillerini göstermektedir. Kum konsantrasyonları sadece taban civarında ($z < 0.3 \text{ m}$) ölçülmüştür. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyonların birbirleriyle çok zayıf bir uygunluk sağladığı görülmüştür.



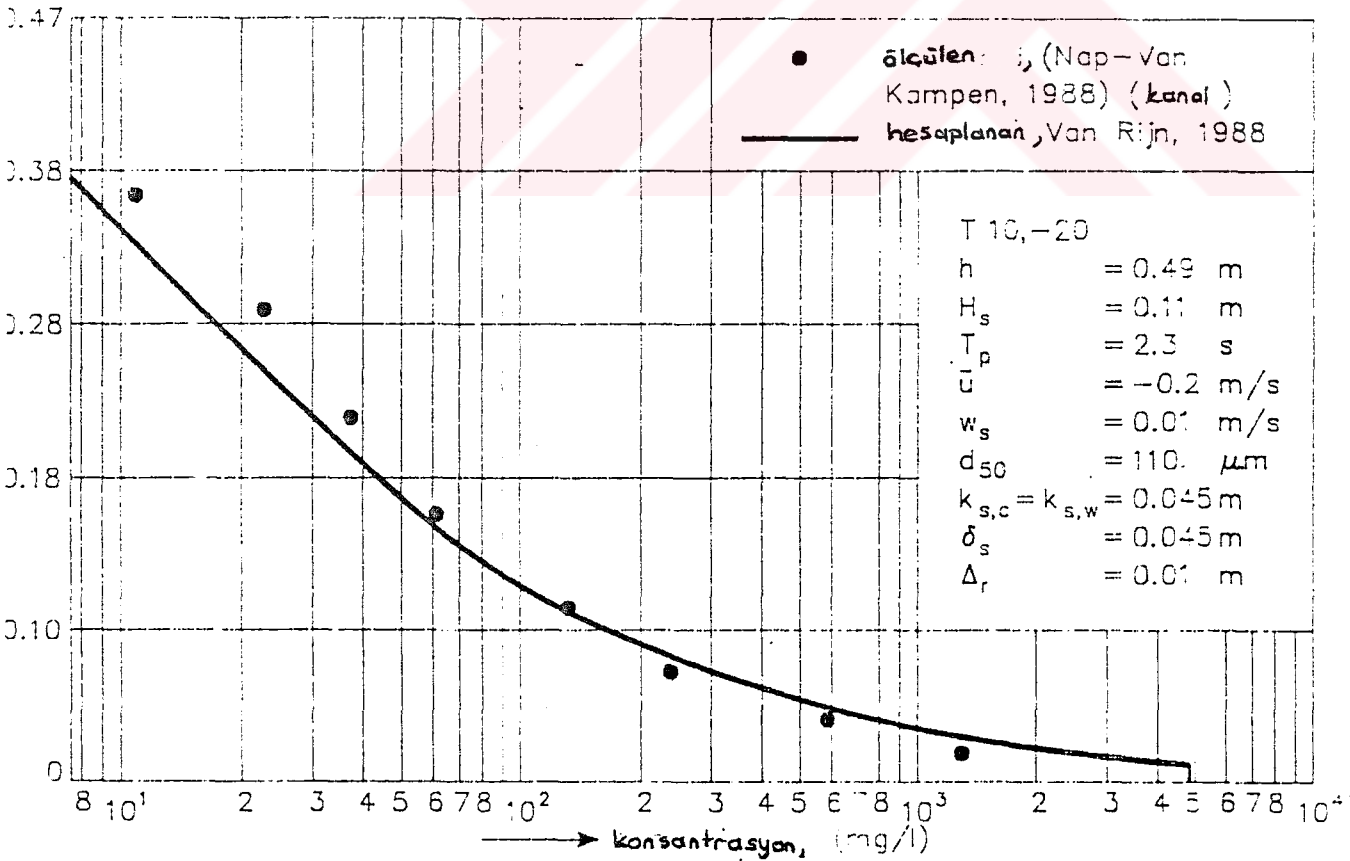
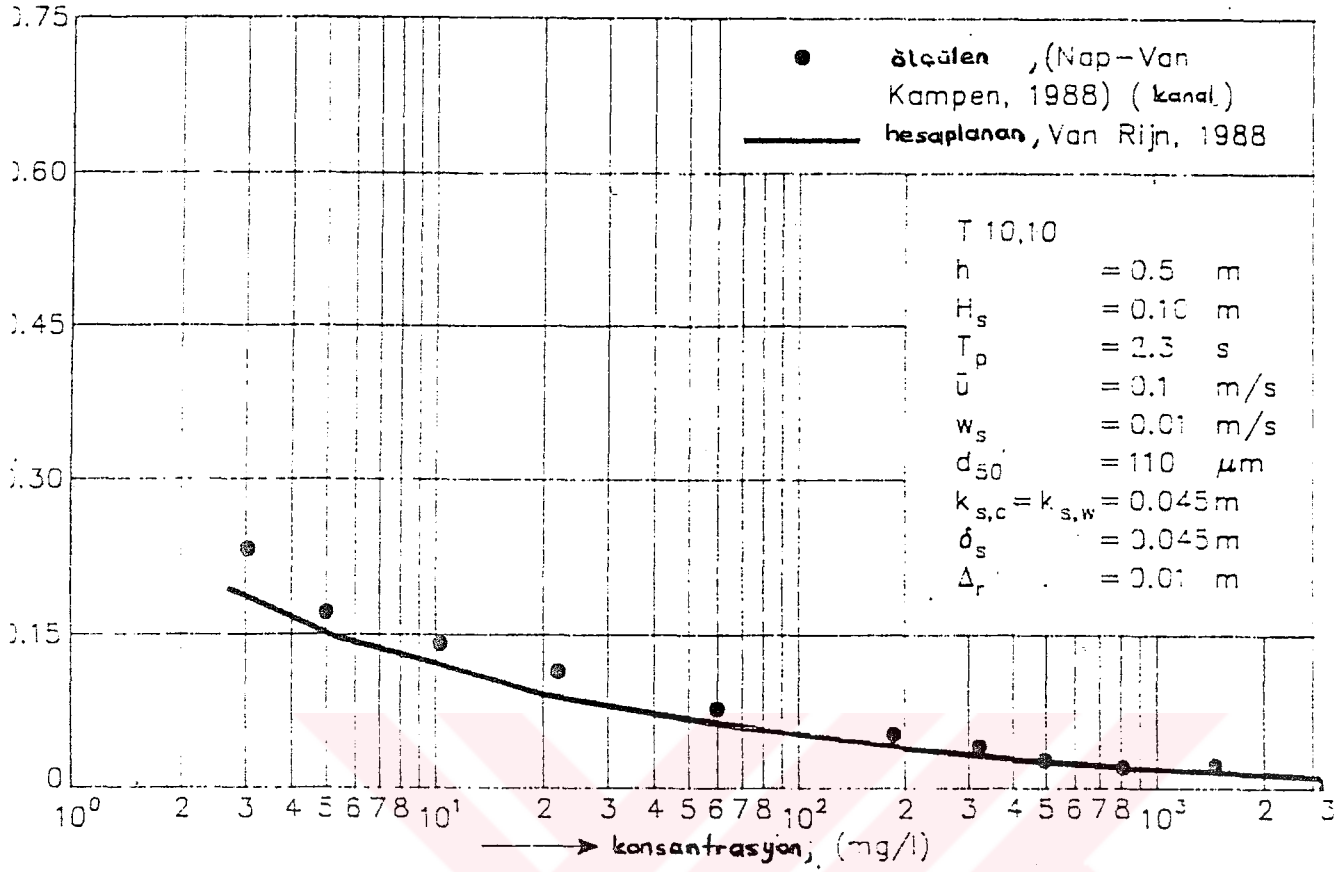
Şekil 5.3.2. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri
(Van Rijn metodu).



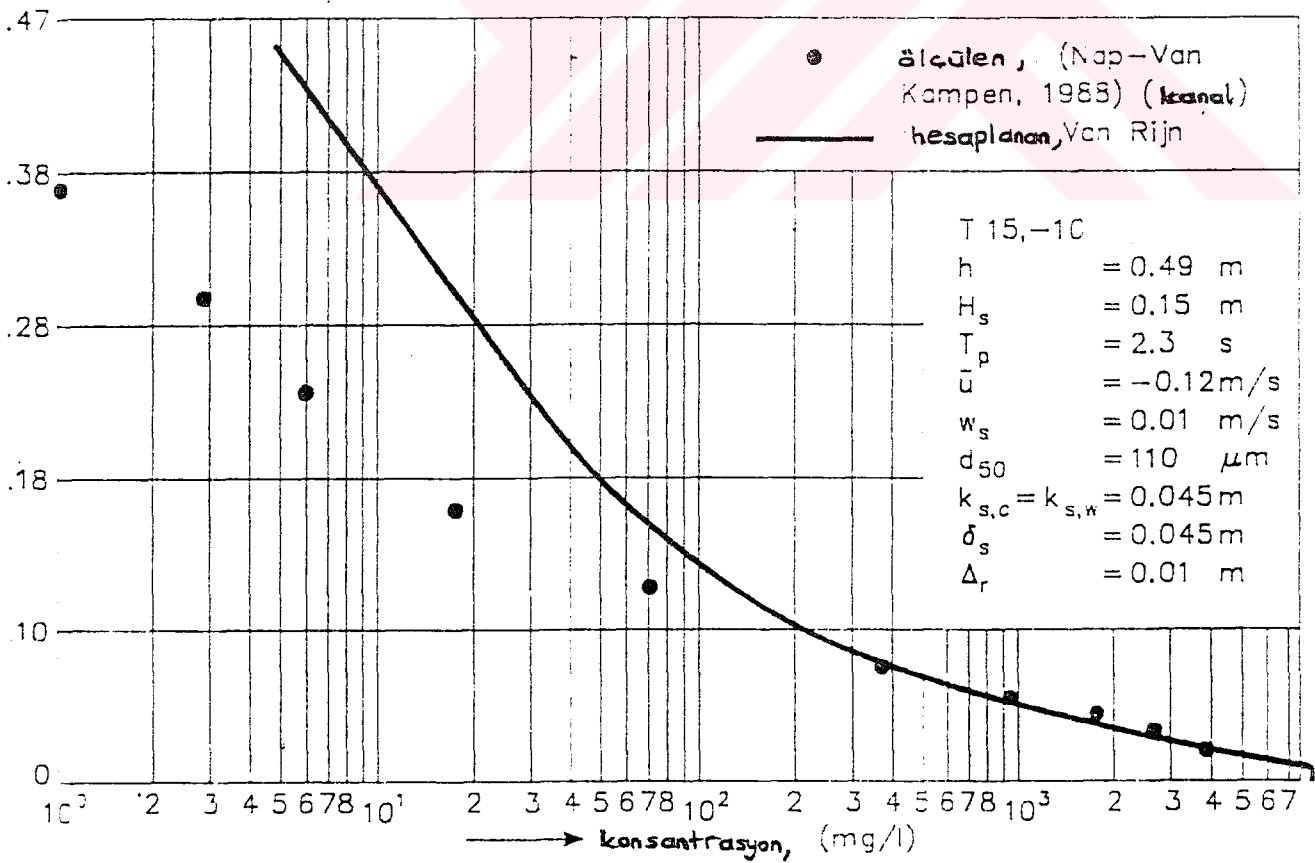
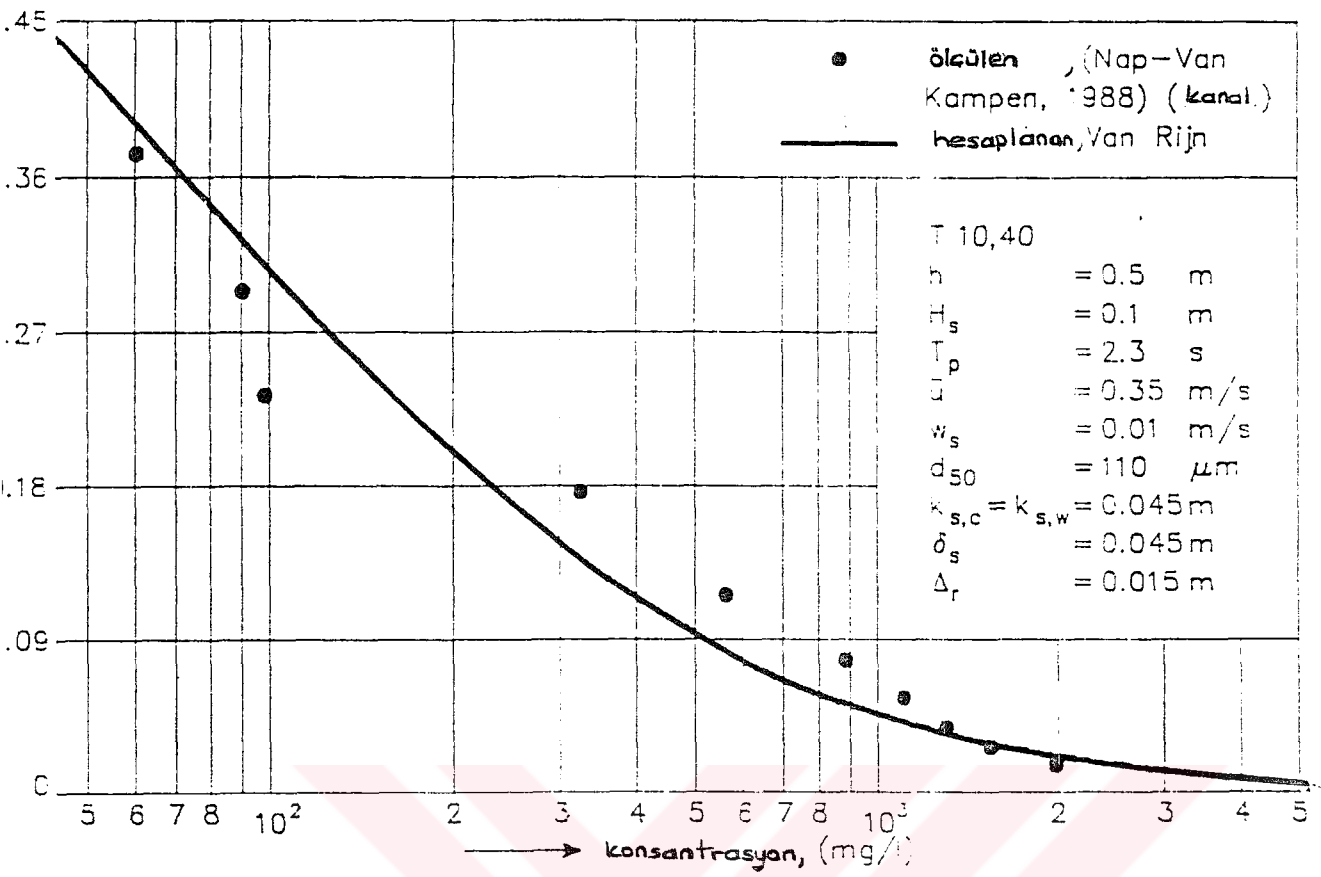
Şekil 5.3.3. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri
(Van Rijn metodu).



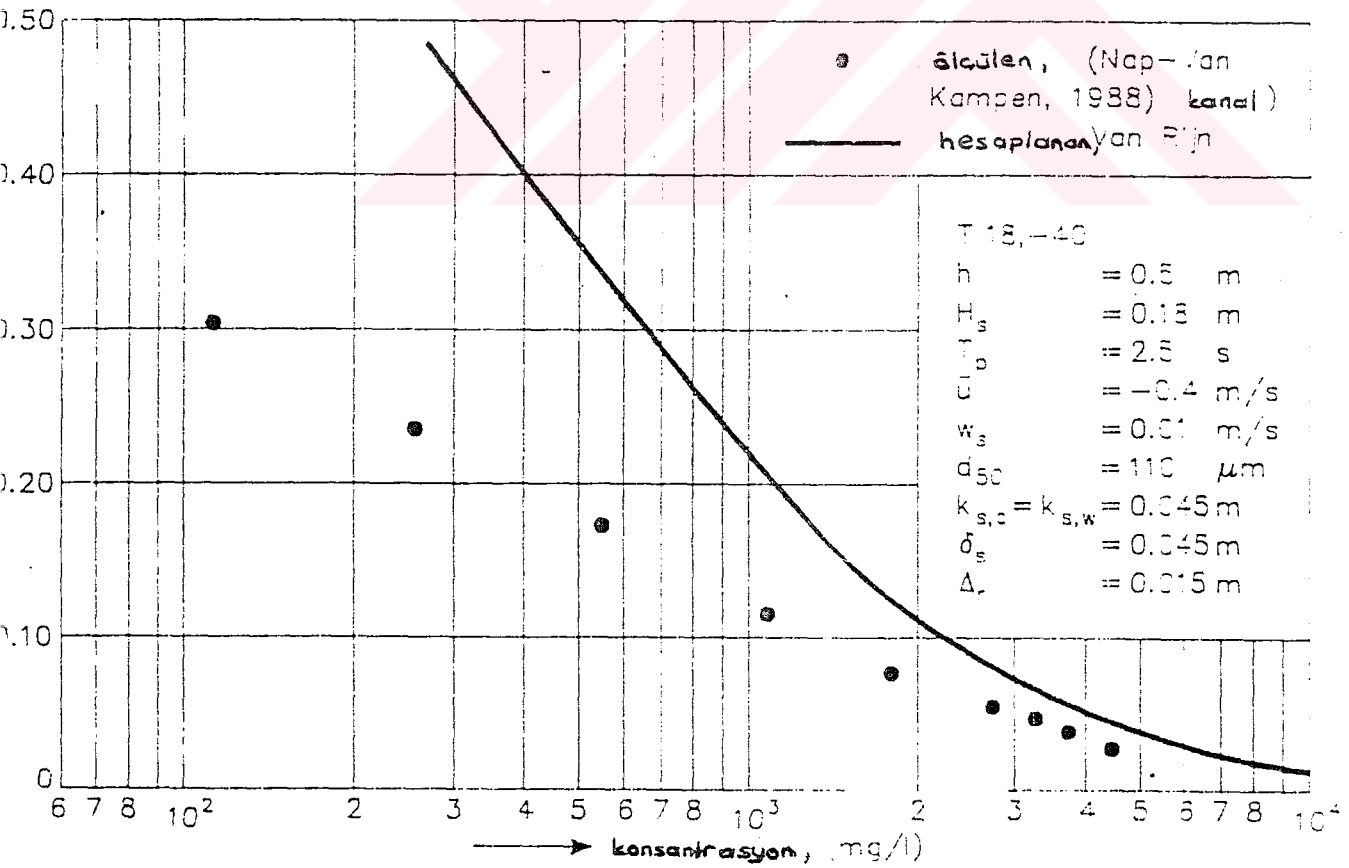
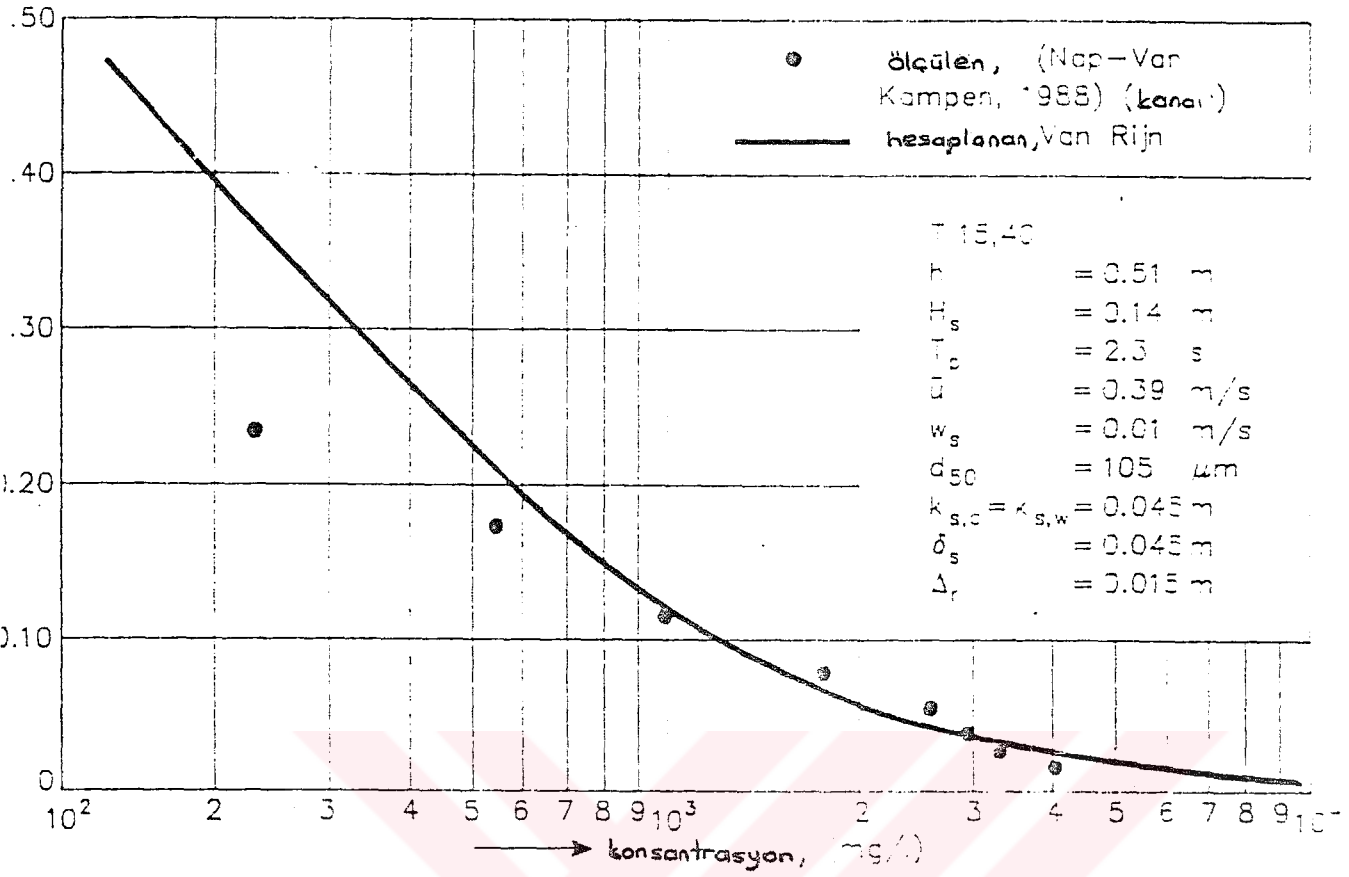
Şekil 5.3.4. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri (Van Rijn metodu).



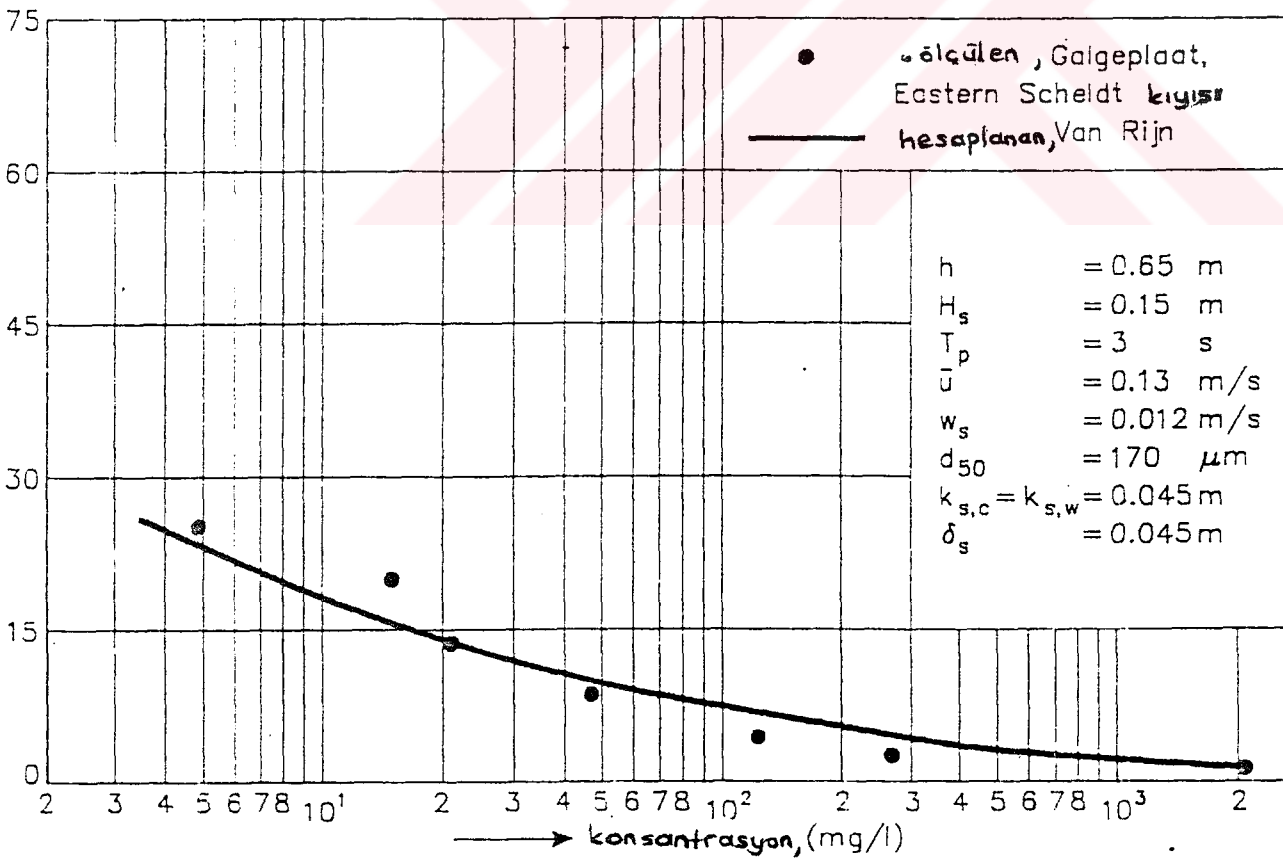
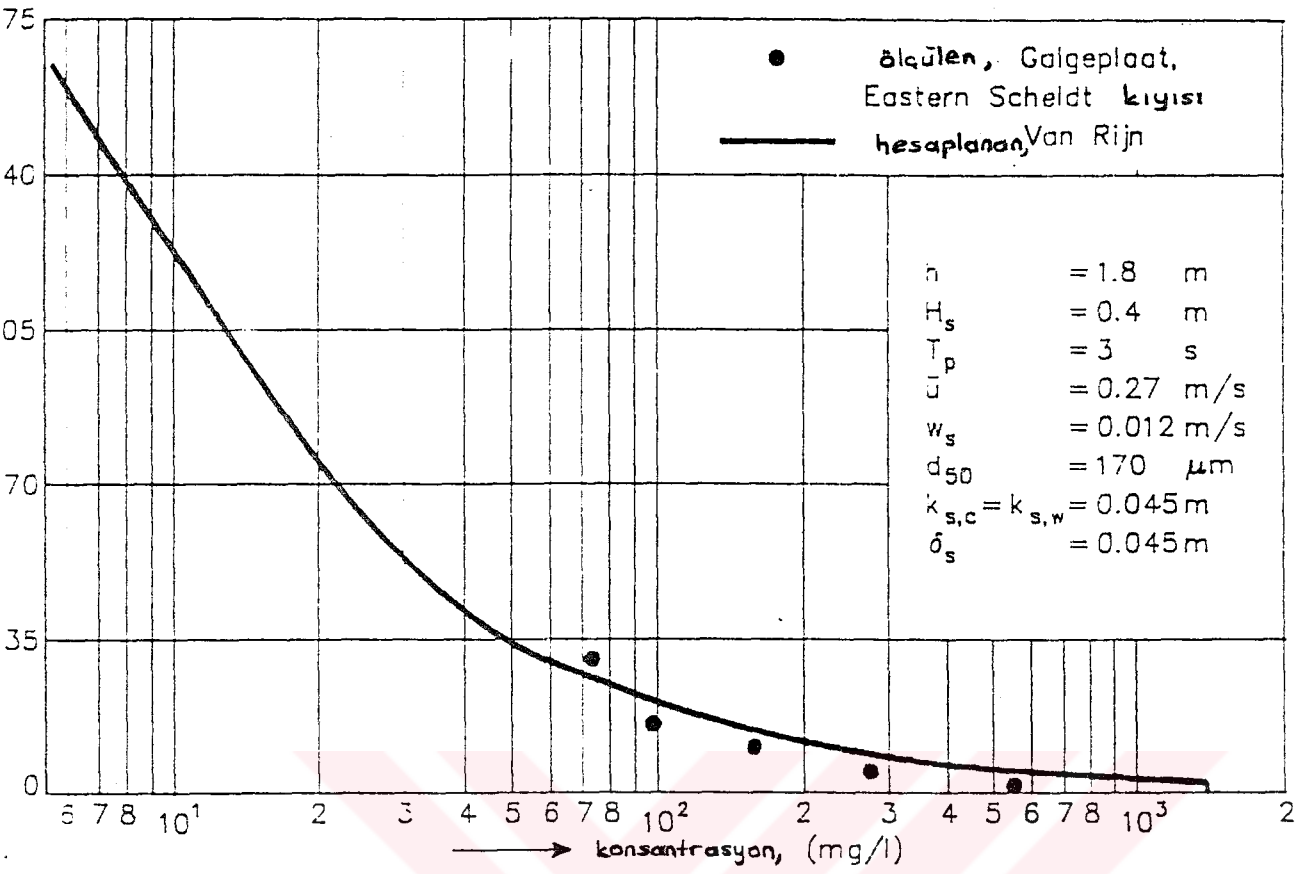
Şekil 5.3.5. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri
(Van Rijn metodu).



Şekil 5.3.6. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri (Van Rijn metodu).



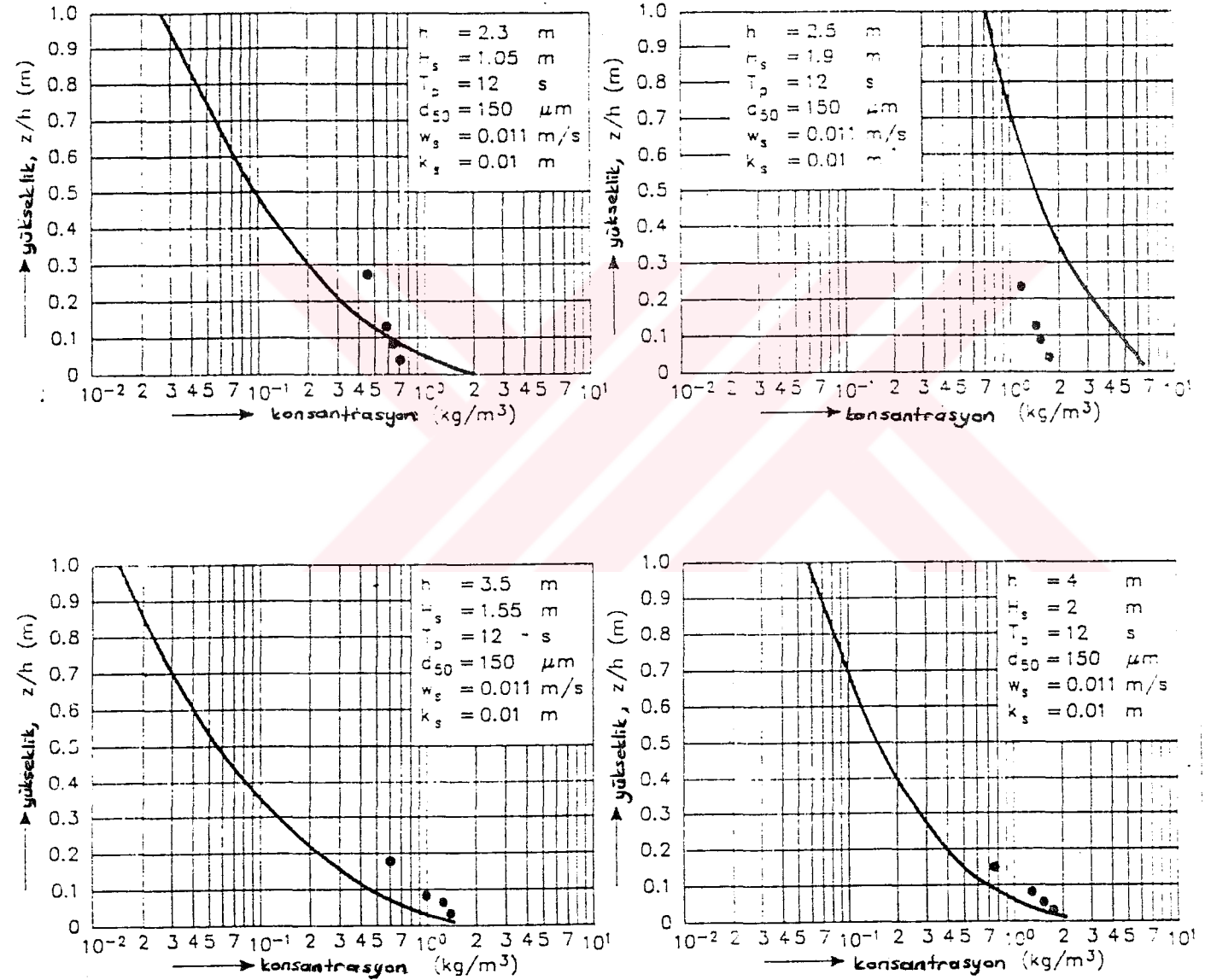
Şekil 5.3.7. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri
 (Van Rijn metodu).



Şekil 5.3.8. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyon profilleri
(Van Rijn metodu).

- Dalgaların kırılmasından sonraki durum

Şekil 5.3.9 ölçülmüş ve hesaplanmış olan konsantrasyonları göstermektedir (Van Rijn metodu). Ölçülen kum konsantrasyonları surf bölgesinde optik bir alet ile belirlenmiştir (Jaffe ve ark. 1984). Çökelme hızının 0.011 m/s ve taban pürüzlülüğünün $k_{s,c} = k_{s,w} = 0.01$ m olması durumunda hesaplanan konsantrasyonların 2-3 kat daha büyük mertebede olduğu görülmüştür.



• Surf bölgesinde ölçülen değerler, Jaffe ve ark. (1984)

— Hesaplanan değerler (Van Rijn)

Şekil 5.3.9. Ölçülmüş ve hesaplanmış konsantrasyonlar (Jan Rijn metodu).

5.4. KIRILMADAN ÖNCEKİ DALGA ŞARTLARINDA KATI MADDE DEBİSİNİN HESABI

5.4.1. Giriş

Hem akıntı hem de kırılmayan dalganın söz konusu olduğu durumda katı madde debisinin hesaplanması için en sık kullanılan metodlar Bijker (1967, 1971), Grant-Madsen (1976) ve Bagnold-Bailard (1981) metodlarıdır. Fredsøe ve ark. (1985) nın metodu ve Van Rijn'ın yeni metodu da bu bölümde açıklanmıştır. Bütün bu formüller akıntı doğrultusundaki net katı madde debisini belirlemektedir ancak kum dalgacıyla kaplı taban üzerinde, rölatif olarak büyük dalgalarla zayıf akıntının ($\hat{U}_\delta > \bar{u}$) bir arada bulunması durumunda akıntı yönünde net katı madde debisini yeterince doğru belirlememektedir. Bu durumda Nap-Van Kampen (1988) dalga tesirindeki katı madde hareketinin etkin olduğunu ve akıntı etkisindeki katı madde hareketine göre akıntı doğrultusuna ters yönde meydana geldiğini gözlemiştir.

5.4.2. Hesaplama Metodları

1- Bijker metodu (1967, 1971)

Bijker metodu, akıntı etkisi altında taban malzemesi ve askı malzemesi debilerinin hesabı için geçerlidir. Dalga etkisi altındaki katı madde debisi göze alınmamıştır. Bu nedenle Bijker metodu sadece dalga yayılma yönünün yaklaşık olarak akıntı yönüne dik olduğu zamanlarda geçerlidir. Bijker Einstein'in (1950) kavramını esas alarak aşağıdaki formülü vermiştir.

$$\bar{q}_{s,c} = 1,83 \bar{q}_{b,c} \left| I_2 + I_1 \ln (33 h / k_s) \right| \quad (5.4.1)$$

$$\bar{q}_{b,c} = b u_{*,c} d_{50} \exp \left| \frac{-0,27 (\rho_s - \rho) g d_{50}}{\mu \bar{\tau}_{b,cw}} \right| \quad (5.4.2)$$

$$\bar{q}_{s,c} = \text{Zamansal ortalama askı malzemesi debisi (m}^2\text{/s)}$$

$$\bar{q}_{b,c} = \text{Zamansal ortalama taban malzemesi debisi (m}^2\text{/s)}$$

I_1 = Einstein integrali

I_2 = Einstein integrali

b = Katsayı (=5)

2- Grant-Madsen metodu (1976)

Grant ve Madsen taban civarında dalga ve akıntı hareketinin birbirinden ayrı olarak davranmadığını gözönünde tutmuşlardır. Anlık toplam katı madde debisi şöyle ifade edilmiştir.

$$q_{s,t} = 40 w_s d_{50}^3 \theta^3 \frac{U}{|U|} \quad (5.4.3)$$

w_s = Tane çökelme hızı

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama tane çapı

$U = |U_w^2 + u_c^2 + 2U_w u_c \cos \emptyset|^{0.5}$ = Taban civarında anlık hız vektörü

$U_w = \hat{U}_\delta \sin(wt)$ = Taban civarında yörünge hızı

u_c = Taban civarında akıntı hızı

$$\theta = \frac{0.5 f_w U^2}{(s-1) g d_{50}} = \text{Tane hareketlilik parametresi}$$

f_w = Sürtünme faktörü

$\emptyset$ = Dalga yayılma yönü ve akıntı yönü arasındaki açı

Ortalama dalga periyodunda, ortalama katı madde debisi ve yönü belirlenmektedir. Katı madde debisi akıntı ve dalga etkisindeki debileri esas almaktadır.

3- Bagnold-Bailard (1981)

Anlık taban malzemesi ve askı malzemesi debileri şöyle ifade edilmiştir.

$$q_b = \frac{\rho f_w e_b}{(\rho_s - \rho) g \tan \gamma} \left| U^3 - \frac{\tan \beta}{\tan \gamma} |U|^3 \right| \quad (5.4.4)$$

$$q_s = \frac{\rho f_w e_s}{(\rho_s - \rho) g w_s} \left| |U|^3 U - \frac{e_s}{w_s} \tan \beta |U|^5 \right| \quad (5.4.5)$$

q_b = Anlık taban malzemesi debisi (m^2/s)

q_s = Anlık askı malzemesi debisi (m^2/s)

f_w = Sürtünme faktörü

e_b = Taban malzemesi debisi katsayısı (0.11 - 0.15)

e_s = Askı malzemesi debisi katsayısı (0.016 - 0.024)

β = Yerel taban eğimi ($^\circ$)

γ = Dinamik sürtünme açısı ($^\circ$)

w_s = Tane çökelme hızı (m/s)

$U = \left| U_w^2 + u_c^2 + 2U_w u_c \cos \phi \right|^{0.5}$ = Taban civarında anlık hız vektörü

$U_w = \hat{U}_\delta \sin(wt)$ = Taban civarında yörünge hızı (m/s)

u_c = Taban civarında akıntı hızı (m/s)

ϕ = Dalga yayılma yönü ve akıntı yönü arasındaki açı ($^\circ$)

Orijinal Bagnold formülü kararlı, bir boyutlu akım için geliştirilmiştir. Bailord yatay bir taban üzerindeki hem kararlı akıntı hem de salınımlı akım olduğunda bu formülleri uygulamıştır. Ortalama dalga periyoduna göre toplam katı madde debisi ve yönü saptanmıştır. (Hem dalga hem akıntı etkisindeki debilerle).

Kachel ve Sternberg (1971) e_b ve e_s katsayılarının sabit olmadığını fakat bu katsayıların taban kayma gerilmesine ve taban malzemesi çapına bağlı olduğunu göstermişlerdir. Bu sonuçlar Bagnold'un fikrinin geçerliliğinin kuşkuyla olduğunu göstermektedir.

4- Fredsøe ve ark. nın metodu (1985)

Akıntı hızları, yörünge hızları, taban kayma gerilmeleri ve katı madde konsantrasyonlarının hesaplanması bölüm 4.3.8 ve 5.3.2'de verilmiştir. Anlık katı madde debisi, anlık taban malzemesi debisi (q_b) ve anlık askı malzemesi debisinin (q_s) toplamı olarak aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

$$q_t = q_b + q_s = q_b + \int_a^h V_R C dz \quad (5.4.6)$$

q_b = Formülle anlık taban malzemesi debisi

q_s = Anlık askı malzemesi debisi

V_R = Tabandan z yükseklikte anlık bileşke hızı

C = Tabandan z yükseklikte konsantrasyon

a = Referans düzlemi ($2d_{50}$)

h = Su derinliği

5- Van Rijn metodu (1989)

Akıntı etkisindeki taban malzemesi debisi ($\bar{q}_{b,c}$) ve yine akıntı etkisindeki askı malzemesi debisi ($\bar{q}_{s,c}$) tanımlanmıştır. Toplam katı madde debisi ise akıntı ve dalga etkisindeki debilerin toplamı olarak ifade edilmiştir. Bunlardan dalga etkisindeki katı madde hareketi bölüm 4.4.2'de açıklanmıştır.

- Akıntı etkisindeki taban malzemesi debisi :

Akıntı etkisindeki taban malzemesi debisinin hesaplanması için aşağıdaki ifade verilmiştir.

$$\bar{q}_{b,c} = 0.25 u_{*,c}' d_{50} T^{1.5} / D_*^{0.3} \quad (5.4.7)$$

$\bar{q}_{b,c}$ = Zamansal ortalama taban malzemesi debisi (m^2/s)

$u_{*,c}' = |\tau_c' / \rho|^{0.5}$ = Akıntı etkisinde tane taban kayma hızı (m/s)

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama tane çapı (m)

T = Dalga ve akıntıdan dolayı boyutsuz taban kayma gerilmesi parametresi

D_* = Boyutsuz tane parametresi

T parametresi taban malzemesinin harekete başlamasını gösteren parametredir, buna karşılık $u_{*,c}'$ parametresi ise taşınım parametresi olarak bilinmektedir. Eşitlik (5.4.7) 100-500 μm çaplı taneler için geçerlidir. Akıntı hızının sıfır olması durumunda katı madde debisinin de sıfır olduğu görülmektedir.

- Akıntı etkisinde askı malzemesi debisi :

Zamansal ortalama askı malzemesi debisinin belirlenmesi hızın ve konsantrasyonun derinlik boyunca integre edilmesiyle hesaplanmıştır.

$$\bar{q}_{s,c} = \int_a^h V_R c \, dz \quad (5.4.8)$$

$\bar{q}_{s,c}$ = Zamansal ortalama askı malzemesi debisi (m^2/s)

V_R = Tabandan z yükseklikte bileşke akıntı hızı (hız vektörü yönünden) (m/s)

c = Tabandan z yükseklikte katı madde konsantrasyonu

a = Referans düzlemi (m)

h = Su derinliği (m)

- Toplam katı madde debisi :

Dalga ve akıntının birarada bulunması durumunda toplam zamansal ortalama katı madde debisi vektörel formda toplanarak ifade edilmiştir.

$$\bar{q}_t = | (\bar{q}_c)^2 + (\bar{q}_w)^2 + 2 |\bar{q}_c| |\bar{q}_w| \cos \phi |^{0.5} \quad (5.4.9)$$

$\bar{q}_c = \bar{q}_{b,c} + \bar{q}_{s,c}$ = Akıntı etkisindeki toplam katı madde debisi

$\bar{q}_{b,c}$ = Akıntı etkisinde taban malzemesi debisi

$\bar{q}_{s,c}$ = Akıntı etkisinde askı malzemesi debisi

$\bar{q}_w = \int_a^h \bar{u} \bar{c} \, dz = q_{w,maks} - q_{w,min}$ = En büyük taban kayma gerilmesi doğrultusunda dalga etkisindeki net katı madde debisi.

$$q_{w,maks} = \alpha \hat{U}_{\delta,maks} \delta_{w,maks} (c_{a,maks} - \bar{c}_a)$$

$$q_{w,min} = \alpha \hat{U}_{\delta,min} \delta_{w,min} (\bar{c}_a - c_{a,min})$$

$$\bar{c}_a = | \bar{\tau}'_{c,w} = \bar{\tau}'_c + \bar{\tau}'_w | \quad \text{formülünün uygulanmasıyla eşitlik}$$

4.3.38'e göre zamansal ortalama taban konsantrasyonu

$$c_{a,maks} = \{ \tau' c_{w,maks} = |(\tau'_c)^2 + (\hat{\tau}'_w)^2 + 2 | \tau'_c | | \hat{\tau}'_w | \cos \emptyset |^{0.5} \}$$

formülünün uygulanmasıyla eşitlik 4.3.38'e göre maksimum taban konsantrasyonu

$$c_{a,min} = \{ \tau' c_{w,min} = |(\tau'_c)^2 + (\hat{\tau}'_w)^2 - 2 | \tau'_c | | \hat{\tau}'_w | \cos \emptyset |^{0.5} \}$$

formülünün uygulanmasıyla eşitlik 4.3.38'e göre minimum taban konsantrasyonu.

$\hat{U}_{\delta,maks}, \hat{U}_{\delta,min}$ = Yüksek mertebeden Stokes teorisine göre taban civarında maksimum ve minimum pik yörünge hızları (dalga asimetrisi göze alınarak)

$\delta_{w,max}, \delta_{w,min}$ = Maksimum ve minimum pik yörüngesel yerdeğiştirmeleri esas alınarak dalga sınır tabakası kalınlığı (Yüksek mertebeden Stokes teorisi).

α = Katsayı (0.3)

$\emptyset$ = Dalga yayılma yönü ve akıntı yönü arasındaki açı.

Dalga ve akıntının birbirine olan etkisinden dolayı dalgaların sinüzoidal (simetrik, $\hat{U}_{\delta,maks} = \hat{U}_{\delta,min} = \hat{U}_{\delta}$) olduğu kabul edilecek olsa bile akıntı ve dalganın her ikisinin de söz konusu olduğu durumda yukarıda verilen metod dalga etkisinde net bir katı madde debisi vermektedir.

Van Rijn metoduna göre hesap adımları aşağıdaki gibidir.

1- Giriş verileri

h = Su derinliği (m)

H_s = Hakim dalga yüksekliği (m)

T_p = Pik dalga periyodu (s)

$\bar{V}_e$ = Hız vektörünün kesitsel ortalama değeri (m/s)

$\emptyset$ = Dalga yönü ve akıntı yönü arasındaki açı ($^{\circ}$)

d_{50} = Taban malzemesinin ortalama çapı (m)

d_{90} = Taban malzemesinin % 90 ının çapı (m)

w_s = Askı malzemesinin çökelme hızı (m/s)

- $k_{s,c}$ = Akıntı etkisinde taban pürüzlülüğü (m)
 $k_{s,w}$ = Dalga etkisinde taban pürüzlülüğü (m)
 a = Taban konsantrasyonu referans düzlemi (m)
 δ_s = Taban yakınında dalga etkisindeki karışım tabakası kalınlığı (m)
 g = Yer çekimi ivmesi (m/s^2)
 ρ = Akışkan özgül kütlesi (kg/m^3)
 ρ_s = Katı madde özgül kütlesi (kg/m^3)
 ν = Kinematik viskozite katsayısı (m^2/s)
 K = Von Karman sabiti (0.4)
 β = Katı madde ve akışkan karışımının oranı (1)

- Çökelme hızı, w_s

Askı malzemesi tane boyutu (4.3.5) eşitliğinden saptanabilir.

$d_s = 0.8 d_{50, \text{taban}}$ ifadesi uygulanarak uygun bir tahmin yapılabilir.

- Taban pürüzlülüğü, $k_{s,c}$, $k_{s,w}$

Taban pürüzlülüğü kum dalgacığı karakteristiklerine göre k_s değeriyle bağıntılı olan (3.2.2.14) ve (3.2.3.7) eşitliklerinden saptanmaktadır. Akıntılar ve kırılmayan dalgalar için 0,03 - 0,1 m arasında $k_{s,c} = k_{s,w} = 3 \Delta_r$ dir. Düzlem taban şartları ve dalgaların kırılması durumunda taban pürüzlülüğü 0,01 - 0,02 m değerleri arasında dalga sınır tabakası kalınlığı mertebesinde ($k_{s,w} = \delta_w$).

- Referans düzlemi, a

Referans düzlemi, kırılmayan dalga durumunda kum dalgacığı yüksekliğinin yarısına ($a = \frac{1}{2} \Delta_r$), düzlem taban şartlarında dalga sınır tabakası kalınlığına eşit olarak önerilmiştir ($a = \delta_w$).

- Taban civarında karışım tabakası kalınlığı, δ_s

Bu parametre (4.3.23) eşitliğinden belirlenmektedir. Kum dalgacığı bölgesinde $\delta_s = 3 \Delta_r$ düzlem taban bölgesinde $\delta_s = 3 \delta_w$ verilmiştir. Her iki ifade 0,03 - 0,1 m değerleri arasında geçerlidir. Kırılan dalga durumunda δ_s değeri kırılma etkisinden dolayı biraz daha büyük olabilir ($\delta_s = 0.2$ m). Kırılan dalga şartlarında δ_s parametresini tanımlamak için surf bölgesinden alınan daha fazla prototip verisi gereklidir.

2- Katı madde karakteristiklerinin hesabı D_*, τ_{cr}

Rölatif özgül kütle : $s = \rho_s / \rho$

Tane parametresi : $D_* = d_{50} | (s-1) g / v^2 |^{1/3}$

Shields parametresi : $1 < D_* \leq 4$ $\theta_{cr} = 0.24 D_*^{-1}$
 $4 < D_* \leq 10$ $\theta_{cr} = 0.14 D_*^{-0.64}$
 $10 < D_* \leq 20$ $\theta_{cr} = 0.04 D_*^{-0.1}$
 $20 < D_* \leq 150$ $\theta_{cr} = 0.013 D_*^{0.29}$
 $D_* > 150$ $\theta_{cr} = 0.055$

Kritik taban kayma gerilmesi : $\tau_{cr} = (\rho_s - \rho) g d_{50} \theta_{cr}$

3- Dalga uzunluğunun hesabı, L'

4- Dalga parametrelerinin hesabı $\hat{A}_\delta, \hat{U}_\delta, \delta_w$

Taban civarında yörüngesel yerdeğiştirme : $\hat{A}_\delta = \frac{H_s}{2 \sinh(2\pi h/L')}$

Taban civarında yörünge hızı : $\hat{U}_\delta = \frac{\pi H_s}{T_p' \sinh(2\pi h/L')}$

Dalga sınır tabakası kalınlığı: $\delta_w = 0.072 \hat{A}_\delta (\hat{A}_\delta / k_{s,w})^{-0.25}$

T'_p = Rölatif dalga peryodu (Maksimum spektruma göre)

5- Efektif taban pürüzlülüğünün hesabı, k_a

$$k_a = k_{s,c} \exp \left| 3 \frac{\hat{U}_\delta}{\bar{V}_R} \right|$$

$$k_{a,maks} = 10 k_{s,c}$$

$$\emptyset = 0^\circ \text{ için } \gamma = 0.75$$

$$\emptyset = 90^\circ \text{ için } \gamma = 0.75 \quad \{ \text{ara değerler için lineer enterpolasyon} \}$$

$$\emptyset = 180^\circ \text{ için } \gamma = 1.1$$

6- Sürtünme faktörlerinin hesabı f_c , f_w , f_a

$$\text{Akıntı : } C' = 18 \log (12 h/3 d_{90})$$

$$C = 18 \log (12 h/k_{s,c})$$

$$f'_c = 0.24 \log^{-2} (12 h/3 d_{90})$$

$$f_c = 0.24 \log^{-2} (12 h/k_{s,c})$$

$$f_a = 0.24 \log^{-2} (12 h/k_a)$$

$$\text{Dalga : } f_w = \exp \left| -6 + 5.2 \left(\frac{\hat{A}_\delta}{k_{s,w}} \right)^{-0.19} \right|$$

$$f_{w,maks} = 0.3$$

7- Zamansal ortalama taban kayma gerilmelerinin hesabı $\bar{\tau}'_c$, $\bar{\tau}'_w$

$$\text{Akıntı katsayısı : } \mu_c = f'_c/f_c$$

$$\text{Dalga katsayısı : } \mu_w = 0.6/D_*$$

$$\text{Dalga ve akıntının etkileşim katsayısı: } \alpha_{cw} = \frac{\ln^2(90\delta_w/k_a)}{\ln^2(90\delta_w/k_{s,c})}$$

$$\delta_w < k_{s,c}/30 \text{ için } \alpha_{cw} = 1$$

$$\text{Akıntı etkisinde taban kayma gerilmesi: } \bar{\tau}'_c = \frac{1}{8} \rho \alpha_{cw} \mu_c f_a (\bar{V}_R)^2$$

Dalga etkisinde taban kayma gerilmesi: $\bar{\tau}'_w = \frac{1}{4} \rho \mu_w f_w (\hat{U}_\delta)^2$

Hem dalga hem akıntı etkisinde taban kayma gerilmesi: $\bar{\tau}'_{cw} = \bar{\tau}'_c + \bar{\tau}'_w$

8- Taban kayma gerilmesi parametresi, T

$$T = \frac{\bar{\tau}'_{cw} - \bar{\tau}'_{cr}}{\bar{\tau}'_{cr}} \quad T < 0 \text{ ise } T = 0$$

9- Derinlik boyunca hız dağılımı hesabı

Dalga sınır tabakası dışında, $z \geq 3\delta_w$: $V_{R,z} = \frac{\bar{V}_R \ln(30z/k_a)}{-1 + \ln(30h/k_a)}$

Dalga sınır tabakası içinde, $z < 3\delta_w$: $V_{R,z} = \frac{V_\delta \ln(30z/k_{s,c})}{\ln(90\delta_w/k_{s,c})}$

$$V_\delta = \frac{\bar{V}_R \ln(90\delta_w/k_a)}{-1 + \ln(30h/k_a)}$$

10- Derinlik boyunca katı madde karışım katsayısı dağılımı hesabı

Akıntı :

$$z < 0.5 h : \epsilon_{s,c} = K \beta u_{*,c} z(1-z/h)$$

$$z \geq 0.5 h : \epsilon_{s,c} = 0.25 K \beta u_{*,c} h$$

$$u_{*,c} = (g^{0.5} \bar{V}_R)/C$$

Dalga :

$$z \leq \delta_s : \epsilon_{s,w} = \epsilon_{s,taban} = 0.004 D_* \alpha_{br} \delta_s \hat{U}_\delta$$

$$z \geq 0.5h : \epsilon_{s,w} = \epsilon_{s,maks} = 0.035 \alpha_{br} h H_s/T'_p$$

$$\delta_s < z < 0.5h : \epsilon_{s,w} = \epsilon_{s,taban} + \left| \epsilon_{s,maks} - \epsilon_{s,taban} \right| \left| \frac{z - \delta_s}{0.5h - \delta_s} \right|$$

$$\alpha_{br} = 3 (H_s/h) - 0.8$$

$$H_s/h \leq 0.6 \quad \text{için} \quad \alpha_{br} = 1$$

$$\text{Akıntı ve dalga} : \epsilon_{s,cw} = | (\epsilon_{s,c})^2 + (\epsilon_{s,w})^2 |^{0.5}$$

11- Derinlik boyunca konsantrasyon dağılımının nümerik integrasyonla hesabı

$$\text{Konsantrasyon değişimi} : (z > a) : \frac{d_c}{dz} = - \frac{(1-c)^5 c w_s}{\epsilon_{s,cw}}$$

$$\text{Taban konsantrasyonu} (z \leq a) : c_a = 0.015 \frac{d_{50}}{a} \frac{T^{1.5}}{D_*^{0.3}}$$

12- Akıntı etkisinde katı madde debisi

$$\text{Askı malzemesi debisi (nümerik integrasyon)} : q_{s,c} = \int_a^h u_c dz$$

$$\text{Taban malzemesi debisi} : q_{b,c} = 0.25 u_{*,c}' d_{50} \frac{T^{1.5}}{D_*^{0.3}}$$

$$: u_{*,c}' = | \bar{\tau}_c' / \rho |^{0.5}$$

$$\text{Toplam debi} : q_{t,c} = q_{b,c} + q_{s,c}$$

Askı malzemesi debisinin uygun bir yaklaşımı, $\int_a^h u_c dz$ derinlik boyunca integrasyonunun yaklaşık bir çözümü olan aşağıdaki formüllerden elde edilebilir.

$$\text{Askı malzemesi debisi} : q_{s,c} = (F_c + F_w) \bar{V}_R h c_a$$

$$\text{Akıntı etkisinde düzeltme faktörü} : F_c = \frac{(a/h)^{ZC} - (a/h)^{1.2}}{(1.2 - ZC) | -(a/h) |^{ZC}}$$

Dalga etkisinde düzeltme faktörü : $F_w = \frac{(a/h)^{ZW} - (a/h)^{1.2}}{(1.2-ZW) | 1-(a/h) |^{ZW}}$

Akıntı etkisinde askı hareketi katsayısı : $ZC = \frac{w_s}{\beta K u_{*,c}}$

Dalga etkisinde askı hareketi katsayısı: $ZW = \alpha \left(\frac{w_s}{\bar{V}_R} \right)^{0.9} \left(\frac{\bar{V}_R T_P'}{H_s} \right)^{1.05}$

$h \geq 100 \delta_s$ için $\alpha = 7$

$h < 100 \delta_s$ için $\alpha = 0,7(h/\delta_s)^{0.5}$

ZW sayısı, $150 < d_{50} < 400 \mu m$, $1 < h < 20 m$, $0,1 < \bar{V}_R < 1,5 m/s$,

$0.1 < H_s/h < 0.5$ ve $a = 0.01 h$ değerleriyle yapılan 500 ayrı hesabın sonucu esas alınarak verilmiştir.

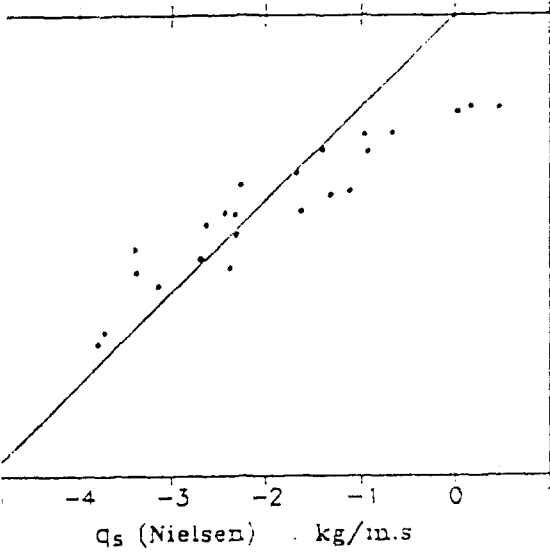
5.4.3. Ölçülmüş ve Hesaplanmış Katı Madde Debilerinin Karşılaştırılması

Nieuwjaar-Van der Kaaij (1987) ve Nap-Van Kampen (1988) ölçülmüş katı madde debileriyle Nielsen (1985), Bijker (1967, 1971) ve Bagnold-Bailard (1981) metodlarına göre hesaplanmış katı madde debilerini karşılaştırmışlardır. Ölçülen katı madde debileri, 100 ve 200 μm çaplı malzemeyle kaplı bir taban üzerinde kırılmadan önce düzensiz dalgalarla akıntının birarada bulunduğu bir kanaldaki hız ve konsantrasyon ölçümlerine dayanmaktadır. Su derinliği bütün deneylerde 0,5 m, akıntı hızları 0,1 - 4 m/s, hakim dalga yüksekliği 0,07-0,18 m, pik dalga periyodu 2,5 s alınmıştır. Taban bütün deneylerde küçük ölçekli kum dalgacıklarıyla kaplanmıştır.

Şekil 5.4.1 ve 5.4.2, üç metoda göre ölçülmüş ve hesaplanmış katı madde debilerini göstermektedir. Hesaplanmış değerler rms dalga yüksekliğine göredir. Taban pürüzlülüğü ölçülen kum dalgacığı yüksekli-

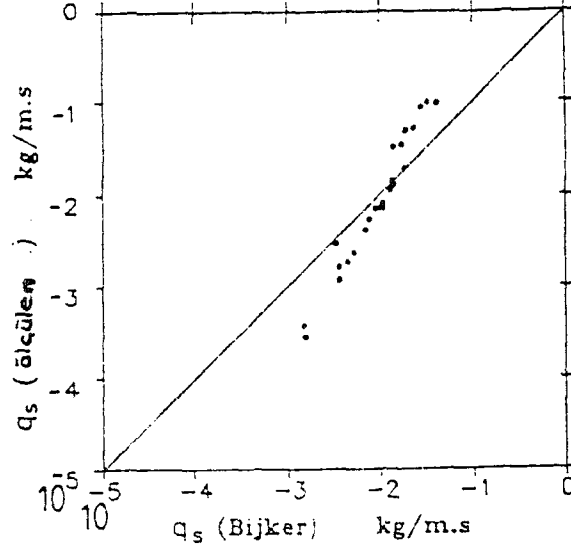
Ölçülmüş ve hesaplanmış sonuçların
Nielsen modeliyle karşılaştırılması

$$H = H_{rms}, K_s = 3 \Delta_r, D_{50} = 100 \mu m$$



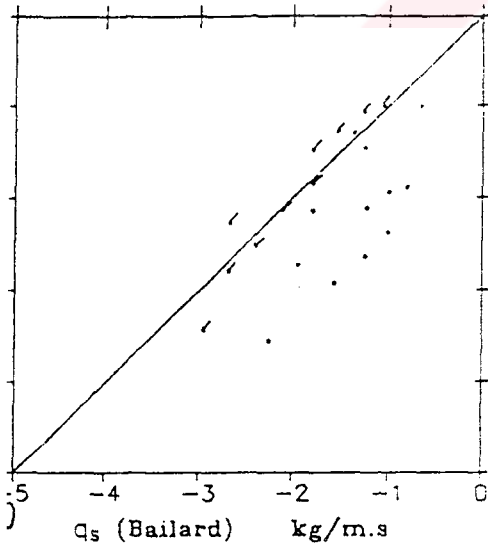
Ölçülmüş ve hesaplanmış sonuçların
Bijker modeliyle karşılaştırılması

$$H = H_{rms}, K_s = 3 \Delta_r, D_{50} = 100 \mu m$$



Ölçülmüş ve hesaplanmış sonuçların
Bailard modeliyle karşılaştırılması

$$H = H_{rms}, K_s = 3 \Delta_r, D_{50} = 100 \mu m$$



- aynı doğrultu
- ◀ ters doğrultu

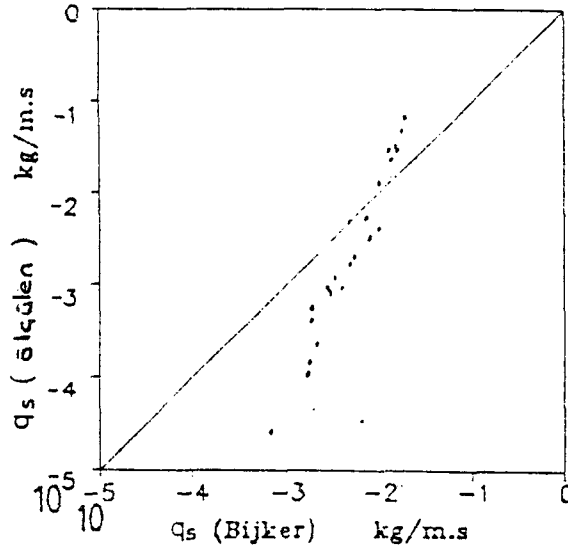
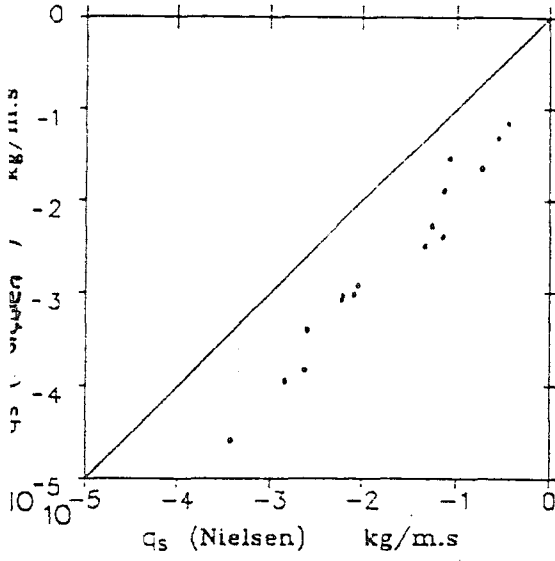
Kanal verileri: 100 μm boyutunda katı madde, akıntılar ve kırılmayan dalgalar
Şekil 5.4.1 ölçülmüş ve hesaplanmış katı madde debileri (Nielsen, Bijker ve Bailard metodları).

Ölçülmüş ve hesaplanmış sonuçların
Nielsen modeliyle karşılaştırılması

$H = H_{\text{prob}}$, K_s (Nielsen), $d_{50} = 200 \mu\text{m}$

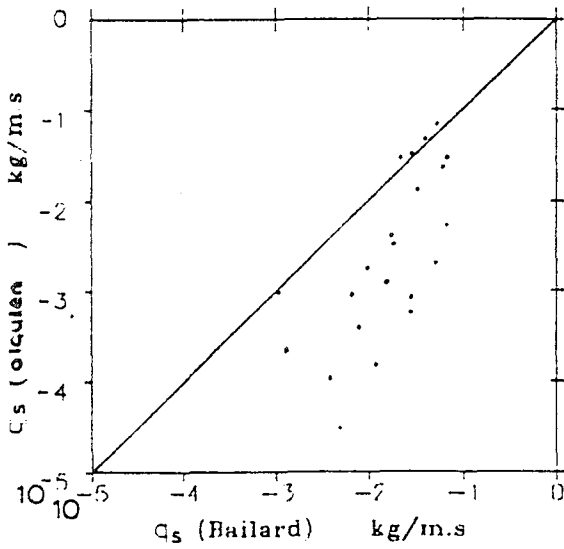
Ölçülmüş ve hesaplanmış sonuçların
Bijker modeliyle karşılaştırılması

$H = H_{\text{rms}}$, $K_s = 3 \Delta_r$, $d_{50} = 200 \mu\text{m}$



Ölçülmüş ve hesaplanmış sonuçların
Bailard modeliyle karşılaştırılması

$H = H_{\text{rms}}$, $K_s = 3 \Delta_r$, $d_{50} = 200 \mu\text{m}$.



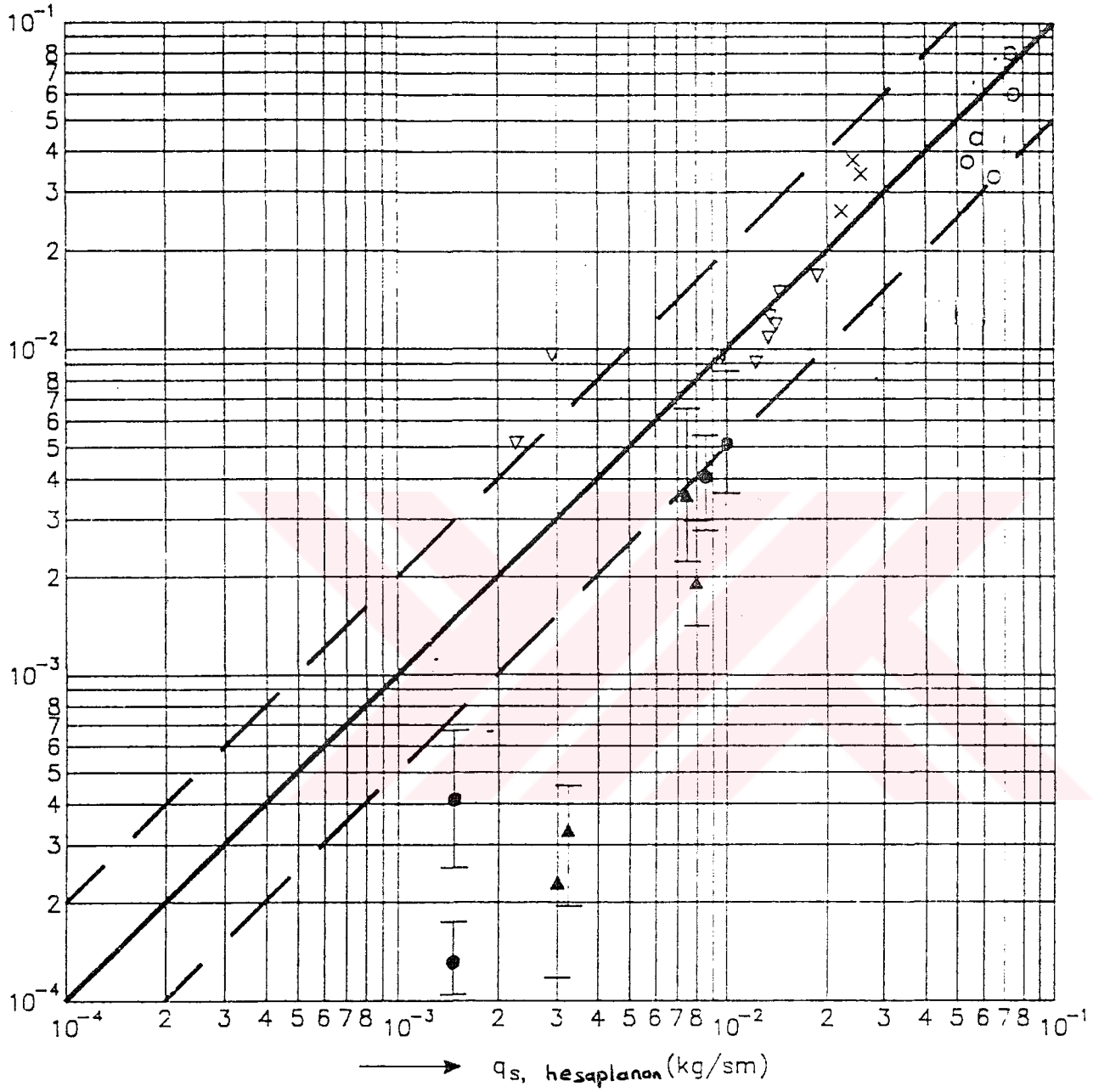
Kanal verileri: $200 \mu\text{m}$ boyutunda katı madde, akıntı ve kırılmayan dalgalar
Şekil 5.4.2. Ölçülmüş ve hesaplanmış katı madde debileri (Nielsen, Bijker
ve Bailard metodları).

ğinin üç katı olarak alınmıştır. Bijker metodu burada en az hataya sahiptir. Hesaplanmış değerler her iki durum (100 ve 200 μm) için büyük katı madde debilerinde çok küçük (3-5 mertebede), küçük katı madde debilerinde çok büyüktür (3-10 mertebede). Sapmaların 200 μm çaplı malzemeyle yapılan deneyler için en büyük olduğu görülmüştür.

Bagnold-Bailard metodu dalga periyodundaki anlık hızları esas almaktadır. Yörünge hızları 2.mertebeden Stokes teorisi uygulanarak hesaplanmıştır. Hesaplanan zamansal ortalama katı madde debileri büyük dağılımlar göstermektedir. Çünkü hesaplanmış sonuçlar akıntı yönünden oldukça etkilenmektedir. Oysa ki ölçülmüş değerler akıntı yönünden fazla etkilenmemektedir.

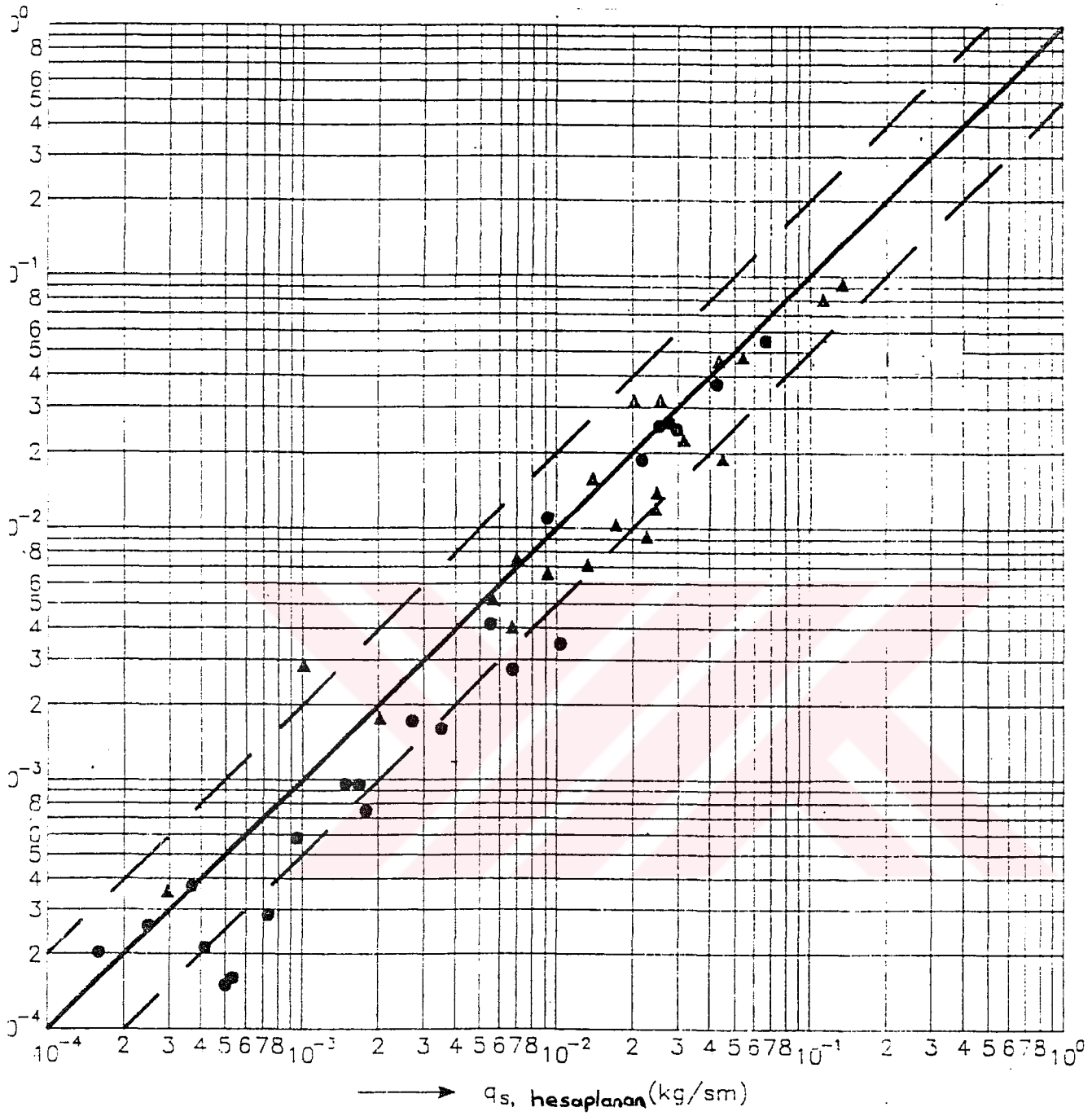
Nielsen metodu, 200 μm çaplı malzemeyle yapılan deneylerde sistematik olarak çok büyük sonuçlar (5 katı mertebesinde) vermektedir. 100 μm çaplı malzemeyle yapılan deneylerde hesaplanmış değerler küçük katı madde debilerinde çok küçük (3 katı mertebesinde), büyük katı madde debilerinde çok büyüktür (5-10 katı mertebesinde).

Şekil 5.4.3, Van Rijn metoduna göre ölçülmüş ve hesaplanmış taban malzemesi debilerini göstermektedir. Ölçüm değerleri, ölçülmüş kum dalgacığı yer değiştirme hızları ve kum dalgacığı yüksekliklerinden türetilmişlerdir (Nieuwjaar-Van der Kaaij, 1987 ve Nap-Van Kampen, 1988). Prototip verileri Hollanda'da bazı akarsulardan elde edilen değerlerdir. Görüldüğü gibi hesaplanan katı madde debileri, büyük katı madde debilerinde ölçülen değerlerle çok iyi uygunluk göstermektedir. Fakat hesaplanan sonuçlar küçük katı madde debilerinde çok büyüktür (5-10 kat mertebesinde). Kanalda ölçülen katı madde debilerinin yeterince doğru olmadığı belirlenmiştir. Çünkü taban malzemesi debisini saptamak için göze alınan kum dalgacıklarının sayısı son derece küçüktür (10 gibi). Bundan başka, taban malzemesi debileri askı malzemesi debilerinden daha küçük olmaktadır. Şekil 5.4.4, Van Rijn metoduna göre ölçülmüş ve hesaplanmış askı malzemesi debilerini göstermektedir. Ölçülmüş değerler, 100 ve 200 μm çaplı katı maddelerin kanalda hız ve konsantrasyon ölçümlerinden elde edilmiştir. Ölçülmüş hız profillerinin analizine dayanan mutlak taban pürüzlülüğü kum dalgacığı yüksekliğinin 3-7 katı olarak bulunmuştur. Şekil 5.4.4'de hesaplanmış sonuçlar kum dalgacığı yüksekliğinin üç katı olarak alınmıştır.



- 200 μm , $k_s=0.05\text{ m}$ } akıntı ve kırılmayan dalgalar (kanal)
- ▲ 100 μm , $k_s=0.04\text{ m}$ }
- 950 μm Waal } sırf akıntı (prototip)
- × 690 μm IJssel }
- ▽ 400 μm Dommel }

Şekil 5.4.3. Ölçülmüş ve hesaplanmış taban malzemesi debileri
(Van Rijn metodu).



- $200 \mu\text{m}, w_s=0.022 \text{ m/s}, k_s=0.05 \text{ m}$ }
 ▲ $100 \mu\text{m}, w_s=0.01 \text{ m/s}, k_s=0.04 \text{ m}$ } akıntı ve kırılmayan dalgalar. (kanal)
- $h \approx 0.5 \text{ m}$
 $H_s \approx 0.075-0.18 \text{ m}$
 $T_p \approx 2.5 \text{ s}$
 $U \approx 0.1-0.4 \text{ m/s}$

Şekil 5.4.4. Ölçülmüş ve hesaplanmış askı malzemesi debileri
(Van Rijn metodu).

Görüldüğü gibi ölçülmüş ve hesaplanmış katı madde debileri iyi bir uygunluk göstermektedir. Hesaplanmış değerlerin % 80'i ölçülmüş değerlerin iki katı mertebesinde. Ortalama hesaplanmış değerler ise çok büyüktür.

5.5. KIRILMA BÖLGESİNDE (SURF BÖLGESİ) KATI MADDE DEBİSİNİN HESABI

5.5.1. Giriş

Surf bölgesinde kıyı boyu katı madde debisi kırılan dalgaların ve oluşan kıyı boyu akıntılarının karışım özelliklerinin bir sonucu olarak esas itibarıyla askı malzemesi debisi içermektedir. Surf bölgesi içindeki katı madde işlemi tipik olarak dalgalı harekete sahiptir. Çünkü dalga yönü, akıntı hızı yönüne hemen hemen dikeydir.

5.5.2. Hesap Metodları

Surf bölgesinde kıyı boyu katı madde debisini hesaplamak için esas olarak iki metod elde edilmiştir. 1- Lokal metod, 2- İntegral metodu. İlk metod katı madde taşınımının fiziğini ve etkili parametreleri dikkate almaktadır. Bunun için de daha universal bir yöntemdir.

1- Lokal Metod :

Lokal metod, surf bölgesi genişliğince lokal taşınım debisinin (q_t) integrasyonu ve lokal parametrelerle ($\bar{u}$, H_s , T_p gibi) ilgili katı madde debisi formülünün uygulanmasına dayanmaktadır.

$$Q_t = \int_0^b q_t dy \quad q_t = F(\bar{u}, H_s, T_p, d_{50}, w_s \dots) \quad (5.5.1)$$

Surf bölgesi boyunca akıntı hızı ve dalga yüksekliği dağılımının belirlenmesi gereklidir. Gelgit akıntıları hesaba alınmaktadır. Bijker (1967, 1971), Fredsøe ve Deigaard ve ark. (1985, 1986) ve Van Rijn metodları kırılan dalga şartlarında da uygulanabilir.

2- İntegral metodu :

İntegral metodu kırılma çizgisindeki dalga enerji akısının kıyı boyu bileşenleriyle toplam kıyı boyu katı madde debisi arasında bir bağıntıdır.

$$Q_t = F (H_{br}, c_{br}, \theta_{br}) \quad (5.5.2)$$

Burada iki integral metodu tanımlanmıştır.

- CERC

Cerc formülü U.S. Corps of Engineers tarafından geliştirilmiştir (Shore Protection Manual, 1984).

$$Q_t = 0.025 H_{br}^2 n_{br} c_{br} \sin (2\theta_{br})$$

$$Q_t = \text{Hacimce kıyı boyu katı madde debisi (m}^3/\text{s, porozite dahil)}$$

$$Q_{t, \text{ağırlık}} = (1-p) \rho_s Q_{t, \text{hacim}} = \text{Ağırlık olarak katı madde debisi}$$

$$H_{br} = \text{Kırılma çizgisinde hakim dalga yüksekliği (m)}$$

$$c_{br} = \text{Kırılma çizgisinde dalgaların faz hızı} = (gh_{br})^{0.5}$$

$$n_{br} = \frac{1}{2} \left| 1 + (2kh) / \sinh (2kh) \right| = \text{Kırılma çizgisi katsayısı (=1)}$$

$$\theta_{br} = \text{Kırılma çizgisinde dalga açısı (}^\circ\text{)}$$

$$h_{br} = \text{Kırılma çizgisinde su yüksekliği (m)}$$

$$p = \text{Porozite katsayısı (=0.4)}$$

$$\rho_s = \text{Katı madde özgül kütlesi (=2650 kg/m}^3\text{)}$$

$$n_{br} = 1, \quad c_{br} = (gh_{br})^{0.5} \quad \text{ve} \quad \gamma_{br} = H_{br}/h_{br} \quad \text{değerleri uygulanarak}$$

(5.5.3) eşitliği yeniden düzenlenerek

$$Q_t = 0.078 \gamma_{br}^{-0.5} H_{br}^{2.5} \sin (2\theta_{br}) \quad (5.5.4)$$

ifadesi elde edilmiştir.

(5.5.4) eşitliği surf bölgesindeki kıyı taban eğimi ve tane çapını dikkate almadığı için oldukça kaba bir formüldür. Cerc formülü sadece kalibrasyon verileri kullanılmak suretiyle dar bir alanda geçerlidir. Kamphuis ve ark. (1986)'na göre Cerc formülü 200-600 µm boyutlu taneler ve $\tan \beta = 0.015 - 0.15$ olan kıyı taban eğimleri için uygun sonuçlar göstermektedir (Şekil 5.5.1). Cerc formülü gelgit akıntı hızları hakim olduğunda uygulanamamaktadır.

- Kamphuis ve ark. (1986)'nın metodu

Laboratuar ve prototip verilerinin analizine dayanan formül aşağıdaki gibi verilmiştir :

$$Q_t = 1.28 \frac{H_{br}^{3.5}}{d_{50}} \tan \beta \sin (2 \theta_{br}) \quad (5.5.5)$$

Q_t = Kıyı boyu net katı madde debisi (kg/s)

H_{br} = Kırılma çizgisinde hakim dalga yüksekliği (m)

θ_{br} = Kırılma çizgisinde dalga ıçısı ($^{\circ}$)

d_{50} = Surf bölgesinde ortalama tane boyutu (m)

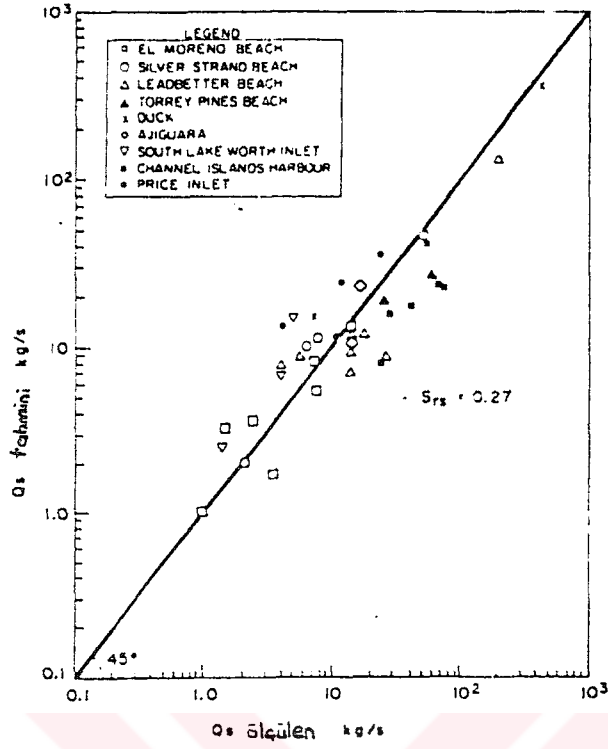
$\tan \beta$ = Su seviyesi çizgisinden kırılma çizgisine olan mesafe ile kırılma çizgisindeki su derinliğinin birbirine oranı olarak tanımlanan kıyı taban eğimi.

$$\tan \beta = 1.8 (H_{br}/d_{50})^{-0.5} \quad (\text{Şekil 5.5.1})$$

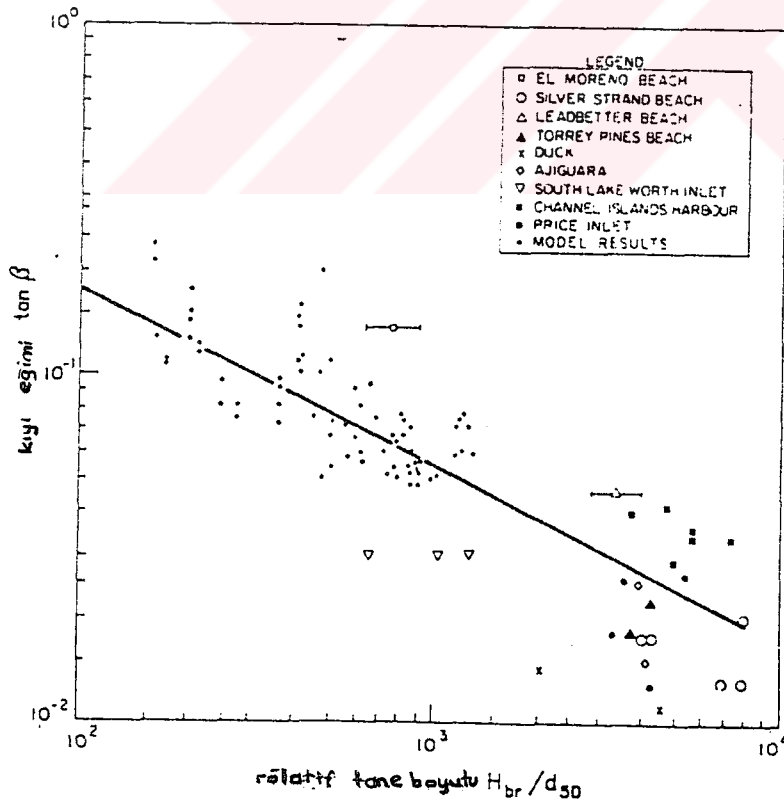
1.28 değeri SI sistemiyle ilgili bir boyut katsayısıdır. Eşitlik (5.5.5), Cerc formülünün düzeltilmesiyle tane boyutu ve kıyı taban eğimini de gözönüne almaktadır. Kalibrasyon verileri 200-600 µm boyutlu taneler ve 0.015 - 0.15 değerlerindeki kıyı taban eğimi verilerini içermektedir.

5.5.3. Ölçülmüş ve hesaplanmış katı madde debilerinin karşılaştırılması

Şekil 5.5.1, ölçülmüş kıyı boyu katı madde debilerini ve Cerc metoduyla hesaplanmış değerleri göstermektedir. Görüldüğü gibi sonuçlar yeterince tatmin edici değildir. Oldukça fazla sapmalar gözükmemektedir.



Şekil 5.5.1A. CERC formülüne göre kıyı boyu katı madde debisi (Kamphuis ve ark. 1986).



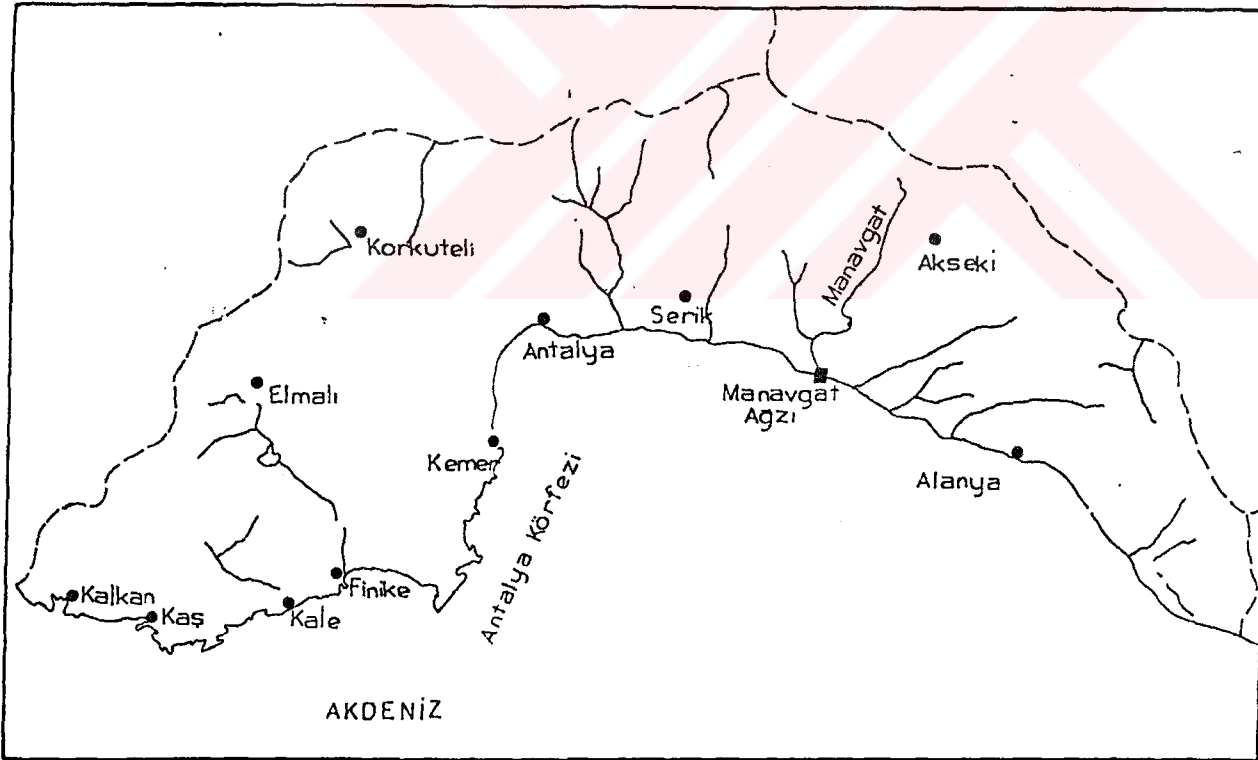
Şekil 5.5.1B. Tane boyutuna karşılık taban eğimi (Kamphuis ve ark, 1986).

BÖLÜM 6

VAN RIJN MODELİNİN MANAVGAT ÖRNEĞİNE UYGULANMASI

6.1. PROJE YERİ

Pilot bölge olarak seçilen Akdeniz Manavgat sahili, coğrafi konumu $31^{\circ}30'$ doğu boylamı ile $36^{\circ}45'$ kuzey enleminin kesiştiği yerde bulunmaktadır. Çayın ağzı Manavgat ilçesinden yaklaşık 7 km güneyde, proje alanının yeri ise Şekil 6.1'den görüldüğü gibi Manavgat çayı ağzının hemen batısında yer almaktadır.



Şekil 6.1. Proje alanının yeri.

6.2. BÖLGE TOPOGRAFYASI VE BATİMETRİ

Proje alanı oldukça düzdür. Bölgede bulunan Manavgat çayı ise denize ulaşmadan önce 100 m kadar denize paralel olarak akmakta ve denizle nehir arasında ince bir dil bulunmaktadır. Nehir deniz ağzı gerisinde göllenme yapmakta ve sazlık bölgeler oluşturmaktadır.

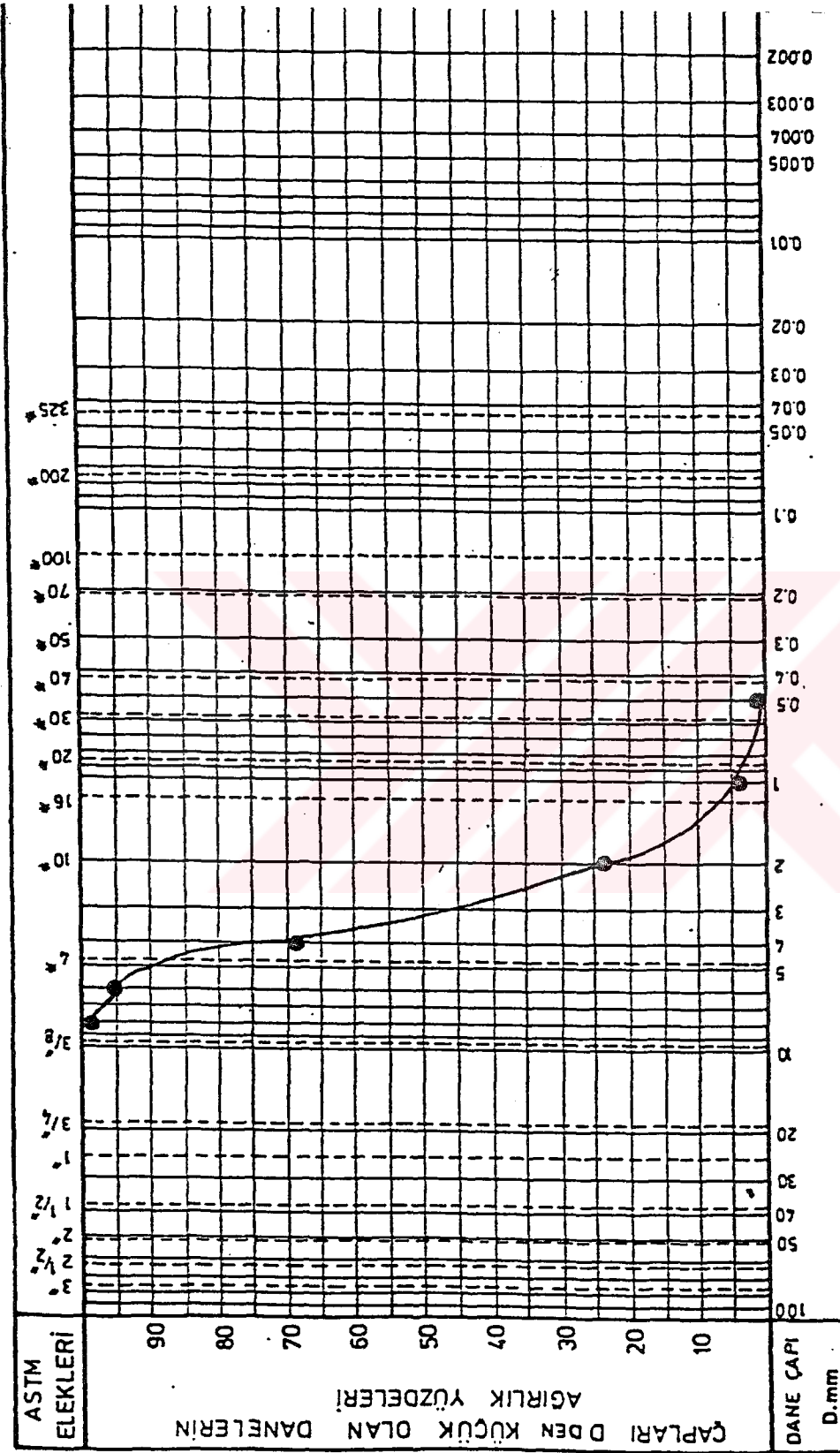
Nehir ağzında ve deniz tarafında 200 m açıklara kadar çok sığ su derinliği bulunmaktadır. Ağızdan açığa doğru taban eğimi 0.015 olup 200 m de -3 m'ye ulaşmakta ve sonra 0.024 eğimle düzgün bir şekilde alçalarak 490 m açıktaki -11 m derinliğe ulaşmaktadır. Irmak ağzının 200 m doğu tarafında 0.10 eğimle 30 m de 3 m derinliğe ulaşan deniz tabanında, burdan sonra 150 m genişliğinde bir düzlük ve sığlık kesim bulunmaktadır. Irmak ağzının batı tarafı ise oldukça düzgün bir batimetriye sahiptir ve yine 0.10 eğimle alçalmaktadır. Irmak ağzının iç tarafında ise su derinliği artarak yer yer -3 m'yi bulmaktadır. Bu oluşum ırmak ağzında bir eşik veya savak etkisinin ortaya çıkmasına yol açmaktadır (Ağırlioğlu, N. ve ark. 1991).

6.3. TABAN MALZEMESİ

Proje bölgesinde deniz tabanından Manavgat ırmak ağzı ile 30 m. batısından malzeme örnekleri alınmıştır. Taban malzemesi, granülometri incelendiğinde kaba kum ve ince çakıldan oluşmaktadır. Her iki malzeme örneğinde de en ince dane orta kum boyutundadır. Irmak ağzının 30 m batısından alınan örnekte % 14 çakıl, % 81 kaba kum, % 5 orta kum; ırmak ağzından alınan örnekte ise % 31 çakıl, % 66 kaba kum ve % 3 orta kum vardır. Proje bölgesinde deniz tabanından Manavgat ırmak ağzının 30 m batısından alınan örneklerin elek analizi ile elde edilen granülometri eğrisi Şekil 6.2'de verilmiştir ($d_{50} = 3,2$ mm).

6.4. RÜZGAR VERİLERİ

Manavgat ırmak ağzı bölgesini genellikle S, SSE, SE yönlerinden gelen rüzgarların etkilediği meteorolojik verilerden belirlenmiştir. Batı yönünden etkili rüzgar yok denecek kadar az esmektedir. Bu nedenle dikkate alınmamıştır.



Şekil 6.2. Manavgat ağzından 30 m batıda granülometri eğrisi.

6.5. MANAVGAT SAHİLİNDEKİ KARAKTERİSTİK VERİLER

Sinoptik yer basıncı haritaları yardımıyla rüzgar hızları ve feç mesafeleri belirlendikten sonra formüllerle belirgin dalga karakteristikleri hesaplanmıştır. Manavgat Devlet Meteoroloji İstasyonunda ölçülmüş değerler esas alınarak belirlenen aylara göre en hızlı rüzgar yönü ve en büyük rüzgar hızı ile fırtınalı gün sayılı ve kuvvetli rüzgarlı gün sayısı belirlenmiştir. Ayrıca yönlere ait feç mesafeleri Tablo 6.1 de gösterilmiştir.

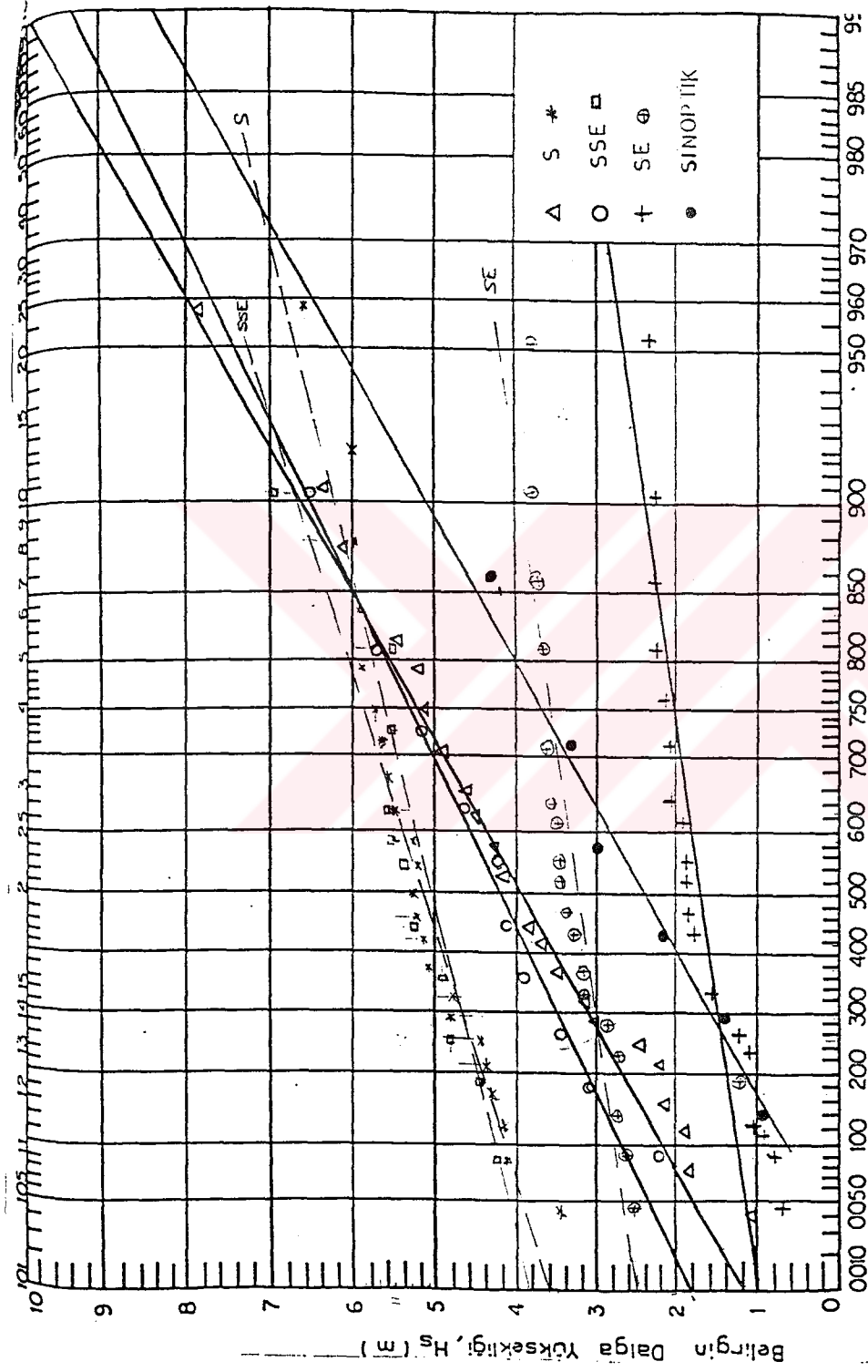
Yönler	SW	SSW	S	SSE	SE	WSW	W
Feç	543	636	538	391	153	282	64

Tablo 6.1. Yönlere göre feç mesafeleri.

Buna göre rüzgar verilerinden yararlanılarak elde edilen hakim dalga yükseklikleri ve peryotları tekerrür aralıklarına göre Gumbel dağılımı yardımıyla elde edilen frekans eğrileri Şekil 6.3 de gösterilmiştir. Esas olarak kıyı profilinin değişimine etkin olan hakim dalga karakteristikleri 1 yıllık tekerrür süresine aittir. Burada 1 yıla karşılık gelen hakim dalgalar esas alınmıştır.

Bu çalışmada en yeni ve en sağlıklı metod olan Van Rijn (1989) metodu esas alınarak dalga ve akıntının birlikte olması durumunda deniz taban hareketi diğer metodlarla karşılaştırma yapılarak incelenmiştir. Manavgat yöresinin prototip verileri kullanılarak bu metodun uygulaması yapılmıştır. Bölgede kıyı boyu akıntı etkisi (0,1 m/s) ile birlikte dalgaların hakim yayılma yönlerindeki açık denizden kıyı çizgisine kadar çeşitli derinliklerde (50, 30, 20, 15, 10, 5, 1 ve 0.5 m) askı ve taban malzemesi hareketleri belirlenmiştir. Daha sonra da toplam katı madde debileri hem nümerik olarak hem formülle bulunmuştur. Elde edilen verilere göre hız ve konsantrasyon profilleri çizilmiştir.

Bu hesaplamaların yapılabilmesi için Van Rijn (1989) tarafından verilen program doğrultusunda öncelikle pilot bölge olarak seçilen Manavgat yöresine ait gerekli hidrolik veriler hesaplanmıştır. Hesaplanan bu parametreler yönlere göre Tablo 6.2'de özetlenmiştir.



Şekil 6.3. Gumbel dağılımı.

Dalga-akıntı etkisinde askı, taban malzemesi ve toplam katı madde debilerinin hesabı için kullanılan bilgisayar programına ait akış diyagramı Şekil 6.4'de verilmiştir.

Van Rijn (1989) metoduna göre bilgisayar programı yardımıyla hesaplanan akım ve katı madde karakteristikleri Tablo 6.3'de katı madde debilerinin derinlikle değişimleri ise Tablo 6.4'de gösterilmiştir.

Şekil 6.5'den S, SSE ve SE yönleri için farklı derin su dalga şartlarında rölatif su derinliği (d/H_0) ile toplam katı madde debisinin değişimi görülmektedir. Bu değişimlerden $d/H_0 < 5$ değerinden itibaren toplam katı madde debisinde bariz artış başlamakta, $d/H_0 < 2$ değerinde ise pik değere ulaşmaktadır. Bu da surf bölgesi içinde taban hareketinin daha fazla olmasından ileri gelmektedir. Yine bu şekillerden dalga yüksekliğinin artmasıyla toplam katı madde debisinin $q_t \sim H_0^5$ mertebesinde arttığı görülmektedir. Bu da zayıf akıntı durumunda daha önce verilen sonuçlarla uyushmaktadır. Yine bu şekillerden görüldüğü gibi aynı dalga yüksekliğinde peryot arttıkça katı madde debisi de artmaktadır. Bu da bölüm 3'de açıklanan dalga peryodunun harekete etkisini göstermesi açısından doğrudur.

Şekil 6.6'da ise askı malzemesi ile toplam katı madde debisi oranının rölatif derinlikle değişimi incelenmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi surf bölgesi içinde taşınan katı madde debisinin tamamına yakını askı halinde taşınırken, açıkta askı hareketi çok daha küçüktür.

Aynı bölgede SSE yönünde iki farklı dalga şartı için surf bölgesi içinde alınan iki ayrı kesitte derinlik boyunca hız, konsantrasyon ve askı malzemesi dağılımları Şekil 6.7, 6.8 ve 6.9'da gösterilmiştir. Sırf dalga durumunda dalga yüksekliğinin artmasıyla taban yakınında yö-rüngesel hızın şiddeti de artacaktır. Ancak taban yakınındaki hızlar dalga-akıntı durumunda azalmaktadır (Van Rijn, 1989 ve Kapdaşlı, 1985). Benzer azalma yüzeyde de meydana gelecektir. Bu etkinin büyük dalga yüksekliği ve zayıf akıntı durumunda daha belirgin olduğu yapılan araştırmalardan bilinmektedir. Benzeri şartlar Şekil 6.7'den de görülmektedir. Bilhassa derinlik azaldıkça bu etki daha da ortaya çıkmaktadır.

Bu şekiller incelendiğinde yüzeydeki yörüngesel hızların, dalga yüksekliğinin artmasıyla azaldığını ancak taban yakınındaki hızların hemen hemen aynı mertebede olduğu belirlenmektedir. Çünkü burada akıntı yönü dalga ortogonaline diktir.

Yine surf bölgesi içinde katı madde hareketinin bu bölgedeki akımın yapısından dolayı tamamen askı hareketi şeklinde olması üniform bir konsantrasyon dağılımına neden olmaktadır. Van Rijn'ın (1989) geliştirdiği nümerik yöntemle belirlenen konsantrasyon dağılımları Şekil 6.8'de gösterilmiştir.

Şekil 6.9'da derinlik boyunca askı malzemesinin değişimi verilmiştir. Bu şekilden askı malzemesinin hız dağılımına uygun olarak değiştiği görülmektedir ve yine dalga yüksekliği arttıkça üniform zayıf akıntı (0,1 m/s) nedeniyle askı malzemesi miktarı azalmaktadır.

Tablo 6.2A. S yönü için hesaplanan parametreler

H_0	d	V_R	w_s	H_0/d	$k_{s,c}$	$k_{s,w}$	T	δ_s	H_s	K_s	K_r	ϕ	a
1,2 m	0,5	0,1	0,25	2,4	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	7,6	0,564	2,78	2,32	0,999	0,35	0,188
	1	0,1	0,25	1,2	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	7,6	0,430	2,3	1,954	0,996	1,87	0,143
	5	0,1	0,25	0,24	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7,6	0,273	1,59	1,339	0,991	7,15	0,01
	10	0,1	0,25	0,12	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7,6	1,216	1,38	1,163	0,989	12,9	0,01
	15	0,1	0,25	0,08	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7,6	0,168	1,3	1,089	0,99	17,6	0,01
	20	0,1	0,25	0,06	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7,6	0,129	1,25	1,049	0,992	21,03	0,01
	30	0,1	0,25	0,04	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7,6	0,081	1,21	1,014	0,997	23,25	0,01
	50	0,1	0,25	0,024	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7,6	0,028	1,2	1	1	23,96	0,01
1,5 m	0,5	0,1	0,25	3	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-2}$	8	0,696	3,58	2,388	1	0,26	0,232
	1	0,1	0,25	1,5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	0,531	3	2,007	0,997	1,49	0,177
	5	0,1	0,25	0,3	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8	0,396	2,05	1,379	0,993	6	0,01
	10	0,1	0,25	0,15	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8	0,273	1,76	1,185	0,990	11,48	0,01
	15	0,1	0,25	0,1	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8	0,213	1,64	1,108	0,989	16,24	0,01
	20	0,1	0,25	0,075	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8	0,168	1,58	1,063	0,991	20,09	0,01
	30	0,1	0,25	0,05	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8	0,111	1,53	1,022	0,996	22,83	0,01
	50	0,1	0,25	0,03	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8	0,042	1,5	1,002	1	23,9	0,01

Tablo 6.2A. Devamı

$H_0 = 2m$	d	V_R	w_s	H_0/d	$k_{s,c}$	$k_{s,w}$	T	δ_s	H_s	K_s	K_r	ϕ	a
	0,5	0,1	0,25	4	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,4	0,879	4,82	2,409	1	0,21	0,293
	1	0,1	0,25	2	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,4	0,669	4,05	2,027	0,998	1,24	0,223
	5	0,1	0,25	0,4	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,4	0,354	2,8	1,408	0,994	5,1	0,01
	10	0,1	0,25	0,2	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,4	0,36	2,4	1,212	0,991	10,16	0,01
	15	0,1	0,25	0,13	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,4	0,285	2,23	1,127	0,989	15,03	0,01
	20	0,1	0,25	0,1	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,4	0,231	2,13	1,077	0,989	19,24	0,01
	30	0,1	0,25	0,067	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,4	0,153	2,05	1,028	0,995	22,48	0,01
	50	0,1	0,25	0,04	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,4	0,07	2	1	0,999	23,82	0,01
$H_0 = 2,5m$	0,5	0,1	0,25	5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,8	1	8,8	3,518	1	0,08	0,333
	1	0,1	0,25	2,5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,8	0,84	5,26	2,105	0,999	1	0,28
	5	0,1	0,25	0,5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,8	0,432	3,56	1,430	0,995	4,46	0,01
	10	0,1	0,25	0,25	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,8	0,441	3,04	1,227	0,992	9,16	0,01
	15	0,1	0,25	0,17	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,8	0,354	2,82	1,140	0,989	13,87	0,01
	20	0,1	0,25	0,125	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,8	0,3	2,7	1,095	0,988	18,14	0,01
	30	0,1	0,25	0,08	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,8	0,204	2,58	1,038	0,993	21,94	0,01
	50	0,1	0,25	0,05	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,8	0,096	2,5	1	0,999	23,72	0,01

Tablo 6.2B. SSE yönü için hesaplanan parametreler

H_0	d	V_R	w_s	H_0/d	$k_{s,c}$	$k_{s,w}$	T	δ_s	H_s	K_s	K_r	ϕ	a
$H_0=1,8\text{ m}$	0,5	0,1	0,25	3,6	18.10^{-3}	18.10^{-3}	7,2	0,730	4,05	2,250	0,999	0,8	0,243
	1	0,1	0,25	1,8	18.10^{-3}	18.10^{-3}	7,2	0,555	3,36	1,895	0,985	4	0,185
	5	0,1	0,25	0,36	18.10^{-3}	0,078	7,2	0,410	2,28	1,311	0,965	14,66	0,01
	10	0,1	0,25	0,18	18.10^{-3}	0,078	7,2	0,282	1,97	1,146	0,955	25,79	0,01
	15	0,1	0,25	0,12	18.10^{-3}	0,078	7,2	0,21	1,85	1,074	0,957	34,84	0,01
	20	0,1	0,25	0,09	18.10^{-3}	0,078	7,2	0,15	1,81	1,039	0,967	41,24	0,01
	30	0,1	0,25	0,06	18.10^{-3}	0,078	7,2	0,093	1,8	1,009	0,990	45,33	0,01
$H_0=2\text{ m}$	50	0,1	0,25	0,04	18.10^{-3}	0,078	7,2	0,028	1,8	1	1	46,45	0,01
	0,5	0,1	0,25	4	18.10^{-3}	18.10^{-3}	7,4	0,78	4,48	2,241	0,999	0,72	0,26
	1	0,1	0,25	2	18.10^{-3}	18.10^{-3}	7,4	0,63	3,84	1,949	0,986	3,6	0,21
	5	0,1	0,25	0,4	18.10^{-3}	18.10^{-3}	7,4	0,312	2,56	1,323	0,968	13,76	0,01
	10	0,1	0,25	0,2	18.10^{-3}	0,078	7,4	0,315	2,2	1,155	0,956	24,59	0,01
	15	0,1	0,25	0,13	18.10^{-3}	0,078	7,4	0,237	2,07	1,081	0,956	33,75	0,01
	20	0,1	0,25	0,1	18.10^{-3}	0,078	7,4	0,183	2	1,043	0,964	40,5	0,01
	30	0,1	0,25	0,067	18.10^{-3}	0,078	7,4	0,111	2	1,012	0,988	45	0,01
	50	0,1	0,25	0,04	18.10^{-3}	0,078	7,4	0,036	2	1	0,999	46,4	0,01

Tablo 6.2B. Devamı

$H_0 = 2,5 \text{ m}$	d	V_R	w_s	H_0/d	$k_{s,c}$	$k_{s,w}$	T	δ_s	H_s	K_s	K_r	ϕ	a
	0,5	0,1	0,25	5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	1,02	5,97	2,388	1	0,5	0,34
	1	0,1	0,25	2,5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	0,780	4,97	2,004	0,992	2,67	0,26
	5	0,1	0,25	0,5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	0,400	3,36	1,379	0,976	10,8	0,01
	10	0,1	0,25	0,25	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	0,400	2,85	1,186	0,963	20,8	0,01
	15	0,1	0,25	0,17	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	0,315	2,64	1,108	0,955	29,9	0,01
	20	0,1	0,25	0,125	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	0,250	2,54	1,063	0,956	37,77	0,01
	30	0,1	0,25	0,08	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	0,162	2,5	1,022	0,978	43,77	0,01
	50	0,1	0,25	0,05	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8	0,063	2,5	1,002	0,988	46,26	0,01

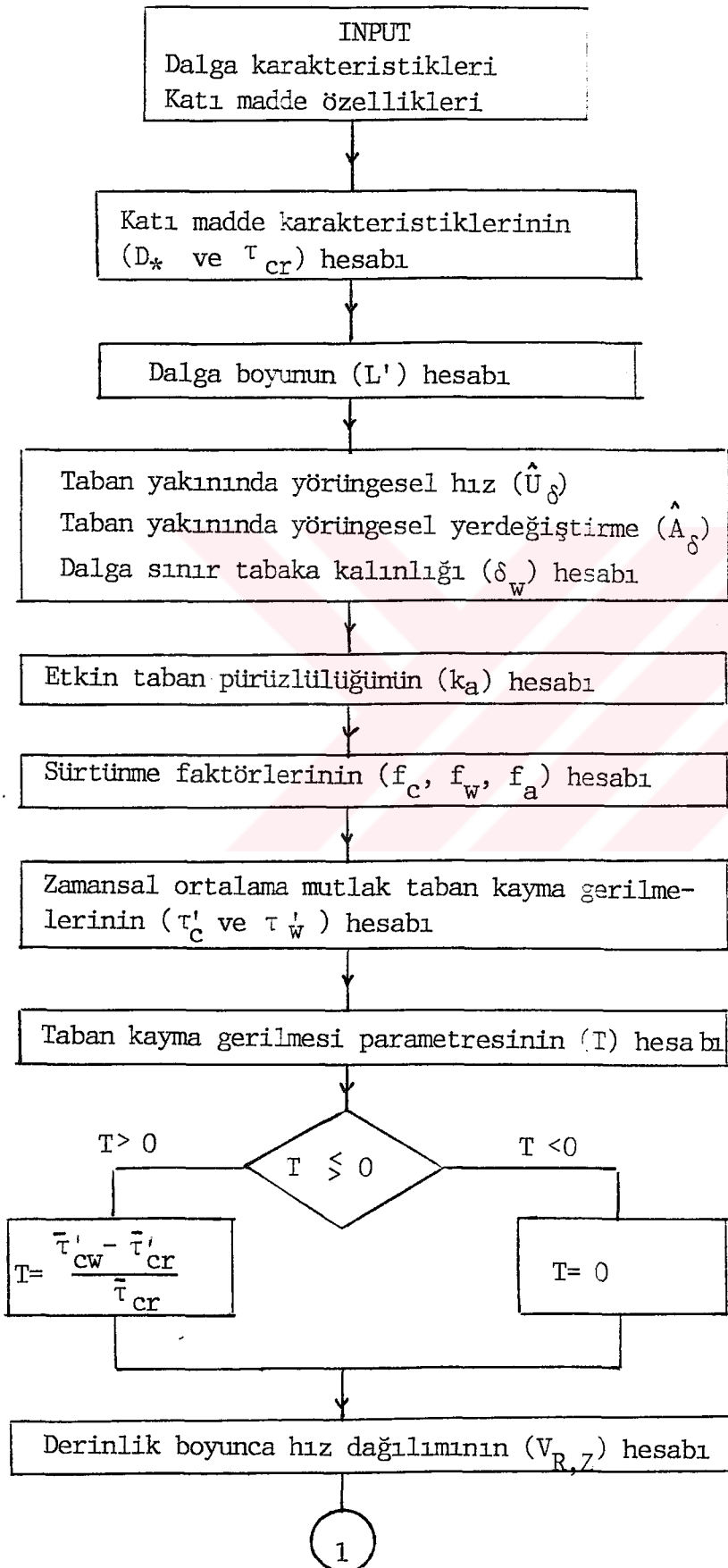
Tablo 6.2C. S yönü için hesaplanan parametreler

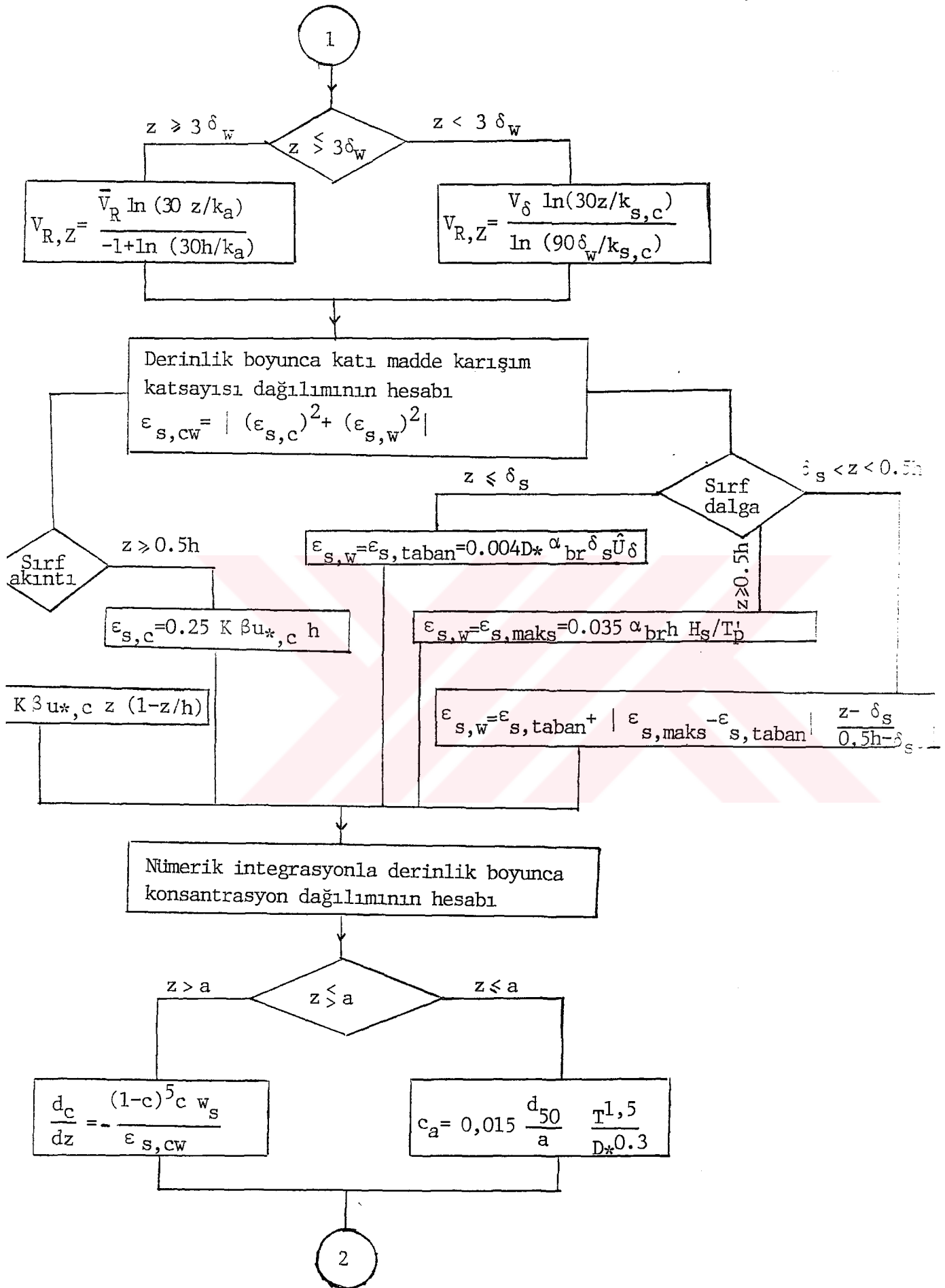
H_0	d	V_R	w_s	H_0/d	$k_{s,c}$	$k_{s,w}$	T	δ_s	H_s	K_s	K_r	ϕ	a
1 m.	0,5	0,1	0,25	2	18.10^{-3}	18.10^{-3}	5	0,357	1,87	1,897	0,984	4	0,119
	1	0,1	0,25	1	18.10^{-3}	18.10^{-3}	5	0,27	1,41	1,605	0,877	15	0,09
	5	0,1	0,25	0,2	18.10^{-3}	0,078	5	0,18	0,93	1,137	0,820	42	0,01
	10	0,1	0,25	0,1	18.10^{-3}	0,078	5	0,099	0,92	1,034	0,895	60	0,01
	15	0,1	0,25	0,067	18.10^{-3}	0,078	5	0,057	0,36	1,008	0,957	66,4	0,01
	20	0,1	0,25	0,05	18.10^{-3}	0,078	5	0,03	0,99	1	0,989	68,5	0,01
	30	0,1	0,25	0,033	18.10^{-3}	0,078	5	0,009	1	1	1	69	0,01
	50	0,1	0,25	0,02	18.10^{-3}	0,078	5	0,00081	1	1	1	69	0,01
1,5 m	0,5	0,1	0,25	3	18.10^{-3}	18.10^{-3}	5,9	0,540	3	2,032	0,993	2,4	0,180
	1	0,1	0,25	1,5	18.10^{-3}	18.10^{-3}	5,9	0,414	2,41	1,724	0,932	10	0,138
	5	0,1	0,25	0,3	18.10^{-3}	0,078	5,9	0,285	1,6	1,203	0,879	31,3	0,01
	10	0,1	0,25	0,15	18.10^{-3}	0,078	5,9	0,183	1,4	1,074	0,870	48,62	0,01
	15	0,1	0,25	0,1	18.10^{-3}	0,078	5,9	0,12	1,39	1,028	0,902	60	0,01
	20	0,1	0,25	0,075	18.10^{-3}	0,078	5,9	0,081	1,43	1,008	0,945	66	0,01
	30	0,1	0,25	0,05	18.10^{-3}	0,078	5,9	0,036	1,49	1,001	0,993	68,68	0,01
	50	0,1	0,25	0,03	18.10^{-3}	0,078	5,9	0,006	1,5	1	1	69	0,01

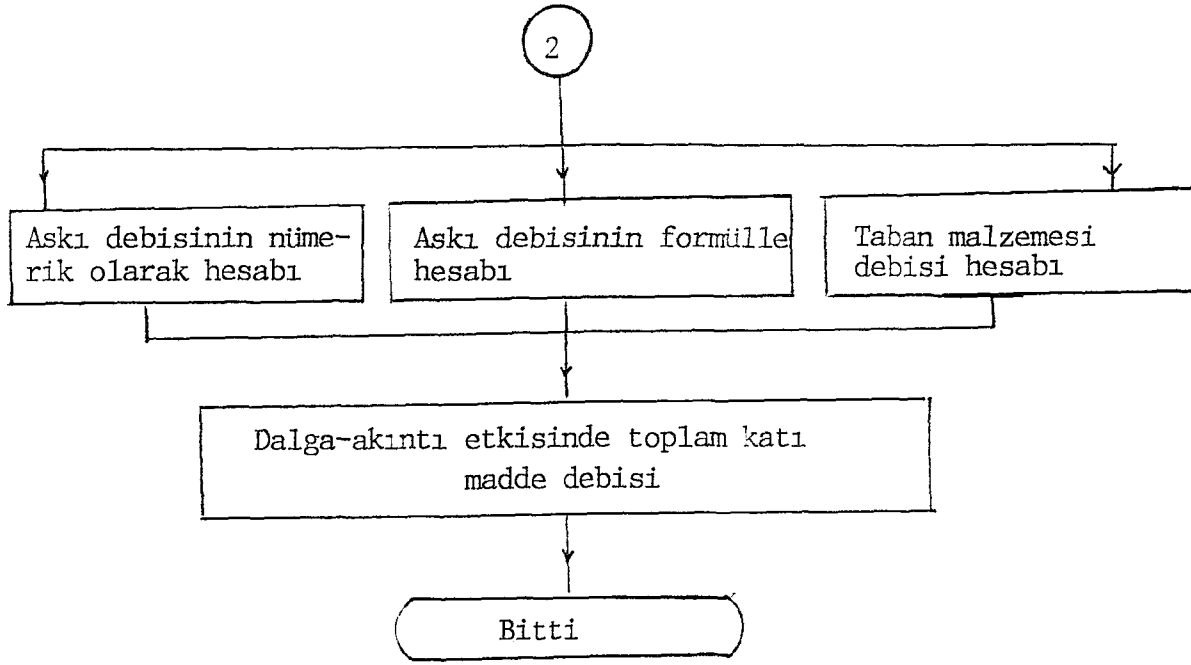
Tablo 6.2C. Devamı

H_0	d	V_R	w_s	H_0/d	$k_{s,c}$	$k_{s,w}$	T	δ_s	H_s	K_s	K_r	ϕ	a
$H_0 = 2 \text{ m}$	0,5	0,1	0,25	4	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	7	0,774	4,4	2,224	0,998	1,2	0,258
	1	0,1	0,25	2	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	7	0,594	3,6	1,884	0,968	5,8	0,198
	5	0,1	0,25	0,4	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	7	0,3	2,4	1,287	0,928	21,1	0,01
	10	0,1	0,25	0,2	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7	0,3	2,03	1,131	0,898	36,6	0,01
	15	0,1	0,25	0,13	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7	0,216	2	1,135	0,879	49,7	0,01
	20	0,1	0,25	0,1	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7	0,162	1,82	1,032	0,884	60	0,01
	30	0,1	0,25	0,067	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7	0,09	1,93	1,007	0,960	67	0,01
	50	0,1	0,25	0,04	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	7	0,029	2	1	0,998	68,9	0,01
$H_0 = 2,5 \text{ m}$	0,5	0,1	0,25	5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,1	1,02	5,97	2,387	1	0,6	0,34
	1	0,1	0,25	2,5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,1	0,780	5	2,020	0,987	3,3	0,26
	5	0,1	0,25	0,5	$18 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$	8,1	0,402	3,3	1,378	0,960	13,5	0,01
	10	0,1	0,25	0,25	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,1	0,408	2,8	1,194	0,930	26,3	0,01
	15	0,1	0,25	0,17	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,1	0,318	2,5	1,111	0,897	39,2	0,01
	20	0,1	0,25	0,125	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,1	0,252	2,3	1,066	0,860	51,4	0,01
	30	0,1	0,25	0,08	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,1	0,168	2,3	1,023	0,895	62,5	0,01
	50	0,1	0,25	0,05	$18 \cdot 10^{-3}$	0,078	8,1	0,069	2,46	1,002	0,984	68,3	0,01

Şekil 6.4. Dalga-Akıntı Etkisinde Katı Madde Debisi için Akış Diyagramı (Van Rijn, 1989)







Tablo 6.3. Akım ve Katı madde karakteristikleri

S YÖNÜ $H_0 = 1,2 \text{ m.}$ $T_0 = 7,6 \text{ s}$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	16.74	2.628	3.179	29.96	0.103	0.02	0.038	45.41	0.117	0.45	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	23.54	1.837	2.221	16.78	0.074	0.02	0.030	50.83	0.117	0.43	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	50.15	0.742	0.898	8.974	0.041	0.07	0.019	63.41	0.117	0.41	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	66.54	0.455	0.550	4.632	0.033	0.09	0.016	68.83	0.117	0.37	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	76.21	0.315	0.381	2.876	0.030	0.12	0.015	72.00	0.117	0.34	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	82.13	0.225	0.273	1.898	0.026	0.15	0.014	74.25	0.098	0.36	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	87.69	0.117	0.142	0.883	0.020	0.26	0.013	77.42	0.043	0.59	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	90	0.030	0.037	0.069	0.015	0.30	0.012	81.41	0.023	0.84	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3. Devamı

S YÖNÜ $H_0 = 1,5 \text{ m}$ $T_0 = 8 \text{ s.}$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	17.63	3.289	4.188	42.48	0.103	0.02	0.038	45.41	0.117	0.47	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	24.81	2.301	2.930	23.67	0.074	0.02	0.030	50.83	0.117	0.45	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	53.11	0.940	1.197	12.10	0.041	0.05	0.019	63.41	0.117	0.42	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	70.94	5.585	0.745	6.279	0.033	0.07	0.016	68.83	0.117	0.39	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	81.83	0.414	0.527	3.950	0.030	0.09	0.015	72.00	0.117	0.37	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	88.82	0.304	0.387	2.655	0.027	0.11	0.014	74.25	0.117	0.34	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	96.01	0.169	0.215	1.286	0.021	0.18	0.013	77.42	0.064	0.48	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	99.52	0.050	0.064	0.189	0.016	0.30	0.012	81.41	0.026	0.78	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3.Devamı

S YÖNÜ $H_o = 2m$ $T_o = 8.4 s$															
d	D_*	L_o	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w.10^{-2}$	$T.10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($m^{0.5}/s$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	18.53	4.390	5.869	67.47	0.103	0.01	0.038	45.41	0.117	0.49	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	26.07	3.074	4.110	37.36	0.074	0.02	0.030	50.83	0.117	0.47	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	56.05	1.267	1.694	8.917	0.041	0.02	0.019	63.41	0.117	0.42	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	75.30	0.800	1.070	9.370	0.033	0.06	0.016	68.83	0.117	0.42	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	87.39	0.575	0.769	5.944	0.030	0.07	0.015	72.00	0.117	0.40	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	95.45	0.432	0.578	4.046	0.027	0.09	0.014	74.25	0.117	0.37	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	104.3	0.252	0.338	2.025	0.025	0.13	0.013	77.42	0.117	0.33	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	109.4	0.085	0.114	0.541	0.017	0.30	0.012	81.41	0.034	0.68	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3.Devamı

S YÖNÜ $H_0 = 2.5 \text{ m}$ $T_0 = 8.8 \text{ s}$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	19.42	5.492	7.692	96.83	0.103	0.01	0.038	45.41	0.117	0.50	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	27.34	3.849	5.391	53.36	0.074	0.01	0.030	50.83	0.117	0.48	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	58.98	1.599	2.240	12.68	0.041	0.02	0.019	63.41	0.117	0.43	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	79.62	1.022	1.431	12.88	0.033	0.05	0.016	68.83	0.117	0.44	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	92.90	0.745	1.044	8.246	0.030	0.06	0.015	72.00	0.117	0.42	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	102	0.569	0.797	5.686	0.027	0.07	0.014	74.25	0.117	0.40	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	112.7	0.347	0.486	2.941	0.025	0.10	0.013	77.42	0.117	0.36	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	119.5	0.130	0.182	0.873	0.018	0.21	0.012	81.41	0.048	0.57	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3.Devamı

SSE YÖNÜ $H_0 = 1.8 \text{ m}$ $T_0 = 7.2 \text{ s}$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	15.85	3.937	4.511	59.31	0.103	0.02	0.038	45.41	0.117	0.47	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	22.27	2.747	3.148	32.85	0.074	0.02	0.030	50.83	0.117	0.45	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	47.17	1.097	1.256	16.00	0.041	0.05	0.019	63.41	0.117	0.43	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	62.10	0.658	0.754	7.873	0.033	0.07	0.016	68.83	0.117	0.39	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	70.52	0.443	0.508	4.651	0.030	0.09	0.015	72.00	0.117	0.37	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	75.37	0.307	0.352	2.907	0.027	0.12	0.014	74.25	0.117	0.34	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	79.47	0.147	0.169	1.204	0.021	0.22	0.013	77.42	0.054	0.51	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	80.88	0.032	0.037	0.078	0.015	0.30	0.012	81.41	0.023	0.83	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3. Devamı

SSE YÖNÜ $H_0 = 2m$ $T_0 = 7.4 \text{ s}$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($m^{0.5}/s$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	16.30	4.377	5.156	70.06	0.103	0.01	0.038	45.41	0.117	0.48	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	22.91	3.057	3.600	38.72	0.074	0.02	0.030	50.83	0.117	0.46	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	48.66	1.228	1.446	8.955	0.041	0.02	0.019	63.41	0.117	0.41	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	64.32	0.745	0.877	9.169	0.033	0.07	0.016	68.83	0.117	0.40	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	73.38	0.509	0.600	5.477	0.030	0.08	0.015	72.00	0.117	0.38	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	78.75	0.359	0.423	3.472	0.027	0.11	0.014	74.25	0.117	0.35	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	85.37	0.180	0.212	1.480	0.022	0.18	0.013	77.42	0.070	0.45	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	85.39	0.042	0.051	0.138	0.016	0.30	0.012	81.41	0.025	0.80	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3. Devamı

SSE YÖNÜ $H_o = 2.5 \text{ m}$ $T_o = 8 \text{ s}$															
d	D_*	L_o	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	17.63	5.482	6.979	99.48	0.103	0.01	0.038	45.41	0.117	0.50	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	24.81	3.835	4.883	54.77	0.074	0.01	0.030	50.83	0.117	0.48	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	53.11	1.567	1.995	12.75	0.041	0.02	0.019	63.41	0.117	0.43	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	70.94	0.976	1.242	12.75	0.033	0.05	0.016	68.83	0.117	0.43	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	81.83	0.690	0.878	7.853	0.030	0.07	0.015	72.00	0.117	0.40	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	88.82	0.507	0.646	5.173	0.027	0.08	0.014	74.25	0.117	0.38	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	96.01	0.281	0.358	2.403	0.025	0.12	0.013	77.42	0.117	0.34	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	99.52	0.084	0.107	0.526	0.017	0.30	0.012	81.41	0.034	0.68	2.408	1	0.741	0.1

SE YÖNÜ $H_0 = 1 \text{ m}$ $T_0 = 5 \text{ s}$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	10.93	2.156	1.716	25.68	0.103	0.02	0.038	45.41	0.117	0.42	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	15.25	1.482	1.180	14.26	0.074	0.03	0.030	50.83	0.117	0.39	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	30.33	0.510	0.406	7.218	0.041	0.11	0.019	63.41	0.117	0.35	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	36.59	0.233	0.186	2.773	0.032	0.20	0.016	68.83	0.103	0.31	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	38.42	0.109	0.087	0.890	0.023	0.30	0.015	72.00	0.041	0.58	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	38.90	0.050	0.040	0.186	0.019	0.30	0.014	74.25	0.026	0.75	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	39.05	0.010	0.008	0.008	0.016	0.30	0.013	77.42	0.019	0.91	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	39.07	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$	0.015	0.30	81.41	0.018	1	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3.Devamı

SE YÖNÜ $H_0 = 1.5 \text{ m}$ $T_0 = 5.9 \text{ s}$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	12.95	3.260	3.061	46.73	0.103	0.02	0.038	45.41	0.117	0.45	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	18.13	2.259	2.122	25.86	0.074	0.02	0.030	50.83	0.117	0.43	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	37.34	0.846	0.794	12.59	0.041	0.07	0.019	63.41	0.117	0.40	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	47.26	0.455	0.427	5.526	0.033	0.11	0.016	68.83	0.117	0.35	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	51.59	0.264	0.248	2.806	0.030	0.16	0.015	72.00	0.117	0.31	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	53.33	0.153	0.144	1.485	0.023	0.25	0.014	74.25	0.057	0.49	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	54.24	0.050	0.046	1.184	0.018	0.30	0.013	77.42	0.026	0.76	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	54.40	0.005	0.005	0.002	0.015	0.30	0.012	81.41	0.019	0.94	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3. Devamı

SE YÖNÜ $H_0 = 2m$ $T_0 = 7 s$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	k_a	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m ²)	(N/m ²)	(-)	(-)	(m ^{0.5} /s)	(m)	(-)	(N/m ²)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	15.41	4.371	4.870	71.22	0.103	0.01	0.038	45.41	0.117	0.48	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	21.64	3.048	3.395	39.32	0.074	0.02	0.030	50.83	0.117	0.46	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	45.68	1.208	1.345	8.933	0.041	0.02	0.019	63.41	0.117	0.40	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	59.86	0.716	0.798	8.995	0.033	0.07	0.016	68.83	0.117	0.40	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	67.65	0.475	0.529	5.191	0.030	0.09	0.015	72.00	0.117	0.37	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	71.97	0.323	0.360	3.159	0.027	0.12	0.014	74.25	0.117	0.34	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	75.41	0.148	0.165	1.239	0.021	0.23	0.013	77.42	0.055	0.51	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	76.49	0.029	0.033	0.065	0.015	0.30	0.012	81.41	0.022	0.84	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.3.Devam1

SE YÖNÜ $H_0 = 2.5 \text{ m}$ $T_0 = 81 \text{ s}$															
d	D_*	L_0	U_δ	A_δ	τ_w	τ_c	f_w	f_c	C	ka	$\alpha_{c,w}$	τ_{cr}	μ_c	$\mu_w \cdot 10^{-2}$	$T \cdot 10^{-3}$
(m)	(-)	(m)	(m/s)	(m)	(N/m^2)	(N/m^2)	(-)	(-)	($\text{m}^{0.5}/\text{s}$)	(m)	(-)	(N/m^2)	(-)	(-)	(-)
0.5	80.95	17.86	5.483	7.069	99.13	0.103	0.01	0.038	45.41	0.117	0.50	2.408	1	0.741	0.1
1	80.95	25.12	3.837	4.946	54.58	0.074	0.01	0.030	50.83	0.117	0.48	2.408	1	0.741	0.1
5	80.95	53.85	1.571	2.026	12.74	0.041	0.02	0.019	63.41	0.117	0.43	2.408	1	0.741	0.1
10	80.95	72.03	0.982	1.266	12.78	0.033	0.05	0.016	68.83	0.117	0.43	2.408	1	0.741	0.1
15	80.95	83.23	0.697	0.899	7.914	0.030	0.07	0.015	72.00	0.117	0.41	2.408	1	0.741	0.1
20	80.95	90.49	0.516	0.665	5.248	0.027	0.08	0.014	74.25	0.117	0.39	2.408	1	0.741	0.1
30	80.95	98.09	0.290	0.374	2.477	0.025	0.12	0.013	77.42	0.117	0.34	2.408	1	0.741	0.1
50	80.95	102	0.089	0.115	0.597	0.017	0.30	0.012	81.41	0.035	0.67	2.408	1	0.741	0.1

Tablo 6.4. Katı madde debilerinin derinlikle değişimleri.

S YÖNÜ $H_0 = 1.2 \text{ m}$ $T_0 = 7,6 \text{ s}$								
d	d/L ₀	d/H ₀	q _{s,n}	q _{s,f}	q _b	q _{tn}	q _{tf}	
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	
0.5	0,03	0,42	$0,65 \cdot 10^{-8}$	$0,16 \cdot 10^{-4}$	$0,39 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	
1	0,04	0,83	$0,21 \cdot 10^{-7}$	$0,89 \cdot 10^{-8}$	$0,32 \cdot 10^{-8}$	$2,42 \cdot 10^{-8}$	$1,21 \cdot 10^{-8}$	
5	0,10	4,17	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,37 \cdot 10^{-9}$	$0,23 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$2,67 \cdot 10^{-9}$	
10	0,15	8,33	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,19 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,19 \cdot 10^{-9}$	
15	0,20	12,5	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,13 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$1,93 \cdot 10^{-9}$	
20	0,24	16,7	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,12 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$1,92 \cdot 10^{-9}$	
30	0,34	25	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,11 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2,01 \cdot 10^{-9}$	
50	0,56	41,7	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^{-10}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$	

Tablo 6.4. Devamı

S		YÖNÜ		$H_0 = 1.5 \text{ m}$		$T_0 = 8 \text{ s}$	
d	d/L ₀	d/H ₀	q _{s,n}	q _{s,f}	q _b	q _{tn}	q _{tf}
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)
0.5	0,03	0,33	$0,46 \cdot 10^{-8}$	$0,72 \cdot 10^{-3}$	$0,39 \cdot 10^{-8}$	$0,85 \cdot 10^{-8}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$
1	0,04	0,67	$0,17 \cdot 10^{-7}$	$0,19 \cdot 10^{-7}$	$0,33 \cdot 10^{-8}$	$2,03 \cdot 10^{-8}$	$2,23 \cdot 10^{-8}$
5	0,09	3,33	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,61 \cdot 10^{-9}$	$0,24 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$3,01 \cdot 10^{-9}$
10	0,14	6,67	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,26 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,26 \cdot 10^{-9}$
15	0,18	10	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,17 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,07 \cdot 10^{-9}$
20	0,23	13,3	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,14 \cdot 10^{-9}$	$0,17 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$1,84 \cdot 10^{-9}$
30	0,31	20	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,13 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,93 \cdot 10^{-9}$
50	0,50	33,3	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,11 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,11 \cdot 10^{-9}$

Tablo 6.4. Devamı

S YÖNÜ $H_0 = 2m$ $T_0 = 8,4 s$									
d	d/L ₀	d/H ₀	q _{s,n}	q _{s,f}	q _b	q _{tn}	q _{tf}		
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)		
0,5	0,03	0,25	$0,29 \cdot 10^{-8}$	0,48	$0,40 \cdot 10^{-8}$	$0,69 \cdot 10^{-8}$	0,48		
1	0,04	0,50	$0,13 \cdot 10^{-7}$	$0,65 \cdot 10^{-7}$	$0,33 \cdot 10^{-8}$	$1,63 \cdot 10^{-8}$	$6,83 \cdot 10^{-8}$		
5	0,09	2,50	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,86 \cdot 10^{-9}$	$0,23 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$3,16 \cdot 10^{-9}$		
10	0,13	5	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,43 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,53 \cdot 10^{-9}$		
15	0,17	7,69	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,26 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,16 \cdot 10^{-9}$		
20	0,21	10	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,19 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$1,99 \cdot 10^{-9}$		
30	0,29	14,9	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,16 \cdot 10^{-9}$	$0,16 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,76 \cdot 10^{-9}$		
50	0,46	25	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,15 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,05 \cdot 10^{-9}$		

Tablo 6.4.

S YÖNÜ $H_0 = 2,5 \text{ m}$ $T_0 = 8,8 \text{ s}$								
d	d/L ₀	d/H ₀	q _{s,n}	q _{s,f}	q _b	q _{tn}	q _{tf}	
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	
0.5	0,03	0,20	$0,21 \cdot 10^{-8}$	106	$0,41 \cdot 10^{-8}$	$0,62 \cdot 10^{-8}$	106	
1	0,04	0,40	$0,97 \cdot 10^{-8}$	$0,41 \cdot 10^{-6}$	$0,34 \cdot 10^{-8}$	$1,31 \cdot 10^{-8}$	$4,13 \cdot 10^{-7}$	
5	0,08	2	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,16 \cdot 10^{-8}$	$0,24 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$0,40 \cdot 10^{-8}$	
10	0,13	4	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,68 \cdot 10^{-9}$	$0,22 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,88 \cdot 10^{-9}$	
15	0,16	5,88	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,38 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,38 \cdot 10^{-9}$	
20	0,20	8	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,27 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$2,17 \cdot 10^{-9}$	
30	0,27	12,5	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,19 \cdot 10^{-9}$	$0,17 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,89 \cdot 10^{-9}$	
50	0,42	20	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,18 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$1,98 \cdot 10^{-9}$	

Tablo 6.4. Devamı

SSE YÖNÜ		$H_0 = 1,8 \text{ m}$	$T_0 = 7,2 \text{ s}$				
d	d/L ₀	d/H ₀	q _{s,n}	q _{s,f}	q _b	q _{tn}	q _{tf}
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)
0,5	0,03	0,28	$0,42 \cdot 10^{-8}$	$0,21 \cdot 10^{-2}$	$0,40 \cdot 10^{-8}$	$0,82 \cdot 10^{-8}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
1	0,04	0,56	$0,16 \cdot 10^{-7}$	$0,24 \cdot 10^{-7}$	$0,33 \cdot 10^{-8}$	$1,93 \cdot 10^{-8}$	$2,73 \cdot 10^{-8}$
5	0,11	2,78	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,11 \cdot 10^{-8}$	$0,24 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$0,35 \cdot 10^{-8}$
10	0,16	5,56	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,39 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,39 \cdot 10^{-9}$
15	0,21	8,33	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,23 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,13 \cdot 10^{-9}$
20	0,27	11,1	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,18 \cdot 10^{-9}$	$0,17 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$1,88 \cdot 10^{-9}$
30	0,38	16,7	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,97 \cdot 10^{-9}$
50	0,62	25	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,15 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,15 \cdot 10^{-9}$

Tablo 6.4. Devamı

SSE YÖNÜ								$H_0 = 2 \text{ m}$	$T_0 = 7,4 \text{ s}$
d	d/L ₀	d/H ₀	$q_{s,n}$	$q_{s,f}$	q_b	q_{tn}	q_{tf}		
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)		
0.5	0,03	0,25	$0,37 \cdot 10^{-8}$	0,012	$0,40 \cdot 10^{-8}$	$0,77 \cdot 10^{-8}$	0,012		
1	0,04	0,50	$0,14 \cdot 10^{-7}$	$0,45 \cdot 10^{-7}$	$0,33 \cdot 10^{-8}$	$1,73 \cdot 10^{-8}$	$4,83 \cdot 10^{-8}$		
5	0,10	2,50	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,98 \cdot 10^{-9}$	$0,23 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$3,28 \cdot 10^{-9}$		
10	0,16	5	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,47 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,57 \cdot 10^{-9}$		
15	0,20	7,69	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,27 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,17 \cdot 10^{-9}$		
20	0,25	10	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,20 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-9}$		
30	0,35	14,9	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,18 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,98 \cdot 10^{-9}$		
50	0,59	25	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,17 \cdot 10^{-9}$		

Tablo 6.4. Devamı

SSE YÖNÜ $H_0 = 2,5 \text{ m}$ $T_0 = 8 \text{ s}$									
d	d/L ₀	d/H ₀	$q_{s,n}$	$q_{s,f}$	q_b	q_{tn}	q_{tf}		
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)		
0,5	0,03	0,20	$0,19 \cdot 10^{-8}$	311	$0,41 \cdot 10^{-8}$	$0,6 \cdot 10^{-8}$	311		
1	0,04	0,40	$0,11 \cdot 10^{-7}$	$0,21 \cdot 10^{-6}$	$0,34 \cdot 10^{-8}$	$1,44 \cdot 10^{-8}$	$2,13 \cdot 10^{-7}$		
5	0,09	2	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$0,24 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$0,43 \cdot 10^{-8}$		
10	0,14	4	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,74 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,84 \cdot 10^{-9}$		
15	0,18	5,88	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,40 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-9}$		
20	0,22	8	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,27 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$2,07 \cdot 10^{-9}$		
30	0,31	12,5	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,22 \cdot 10^{-9}$	$0,16 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,82 \cdot 10^{-9}$		
50	0,50	20	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,20 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$		

Tablo 6.4. Devamı

		SE YÖNÜ		$H_0 = 1 \text{ m}$		$T_0 = 5 \text{ s}$	
d	d/L ₀	d/H ₀	q _{s,n}	q _{s,f}	q _b	q _{tn}	q _{tf}
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)
0.5	0,05	0,50	$0,12 \cdot 10^{-7}$	$0,19 \cdot 10^{-6}$	$0,37 \cdot 10^{-8}$	$1,57 \cdot 10^{-8}$	$1,94 \cdot 10^{-7}$
1	0,07	1	$0,36 \cdot 10^{-7}$	$0,51 \cdot 10^{-8}$	$0,31 \cdot 10^{-8}$	$3,91 \cdot 10^{-8}$	$0,82 \cdot 10^{-8}$
5	0,16	5	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,39 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$2,49 \cdot 10^{-9}$
10	0,27	10	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,17 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$1,97 \cdot 10^{-9}$
15	0,39	14,9	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,16 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,26 \cdot 10^{-9}$
20	0,51	20	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,15 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$2,25 \cdot 10^{-9}$
30	0,77	30,3	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,13 \cdot 10^{-9}$	$0,22 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2,33 \cdot 10^{-9}$
50	1,28	50	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,12 \cdot 10^{-9}$	$0,22 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,32 \cdot 10^{-9}$

Tablo 6.4. Devamı

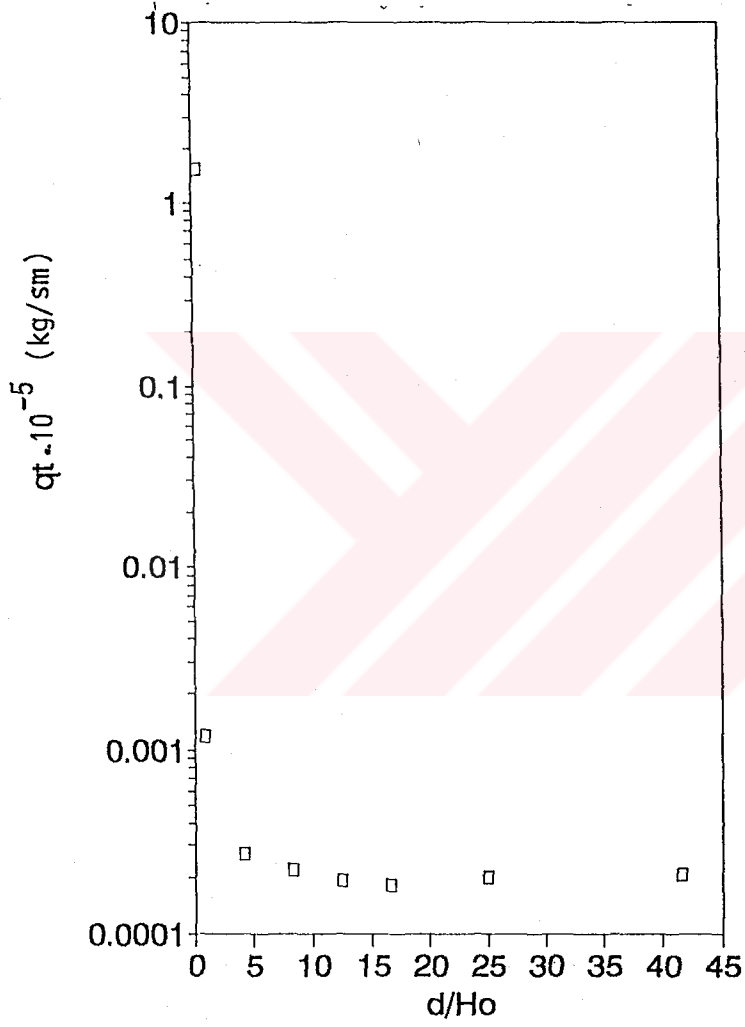
SE YÖNÜ $H_0 = 1,5 \text{ m}$ $T_0 = 5,9 \text{ s}$								
d	d/L ₀	d/H ₀	q _{s,n}	q _{s,f}	q _b	q _{tn}	q _{tf}	
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	
0,5	0,04	0,33	$0,70 \cdot 10^{-8}$	$0,82 \cdot 10^{-5}$	$0,39 \cdot 10^{-8}$	$1,09 \cdot 10^{-8}$	$8,2 \cdot 10^{-6}$	
1	0,06	0,67	$0,23 \cdot 10^{-7}$	$0,11 \cdot 10^{-7}$	$0,32 \cdot 10^{-8}$	$2,62 \cdot 10^{-8}$	$1,42 \cdot 10^{-8}$	
5	0,13	3,33	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,80 \cdot 10^{-9}$	$0,23 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$3,1 \cdot 10^{-9}$	
10	0,21	6,67	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,30 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-9}$	
15	0,29	10	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,20 \cdot 10^{-9}$	$0,17 \cdot 10^{-8}$	$51 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-9}$	
20	0,37	13,3	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,19 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$2,09 \cdot 10^{-9}$	
30	0,55	20	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2,27 \cdot 10^{-9}$	
50	0,92	33,3	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,16 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,26 \cdot 10^{-9}$	

Tablo 6.4. Devamı

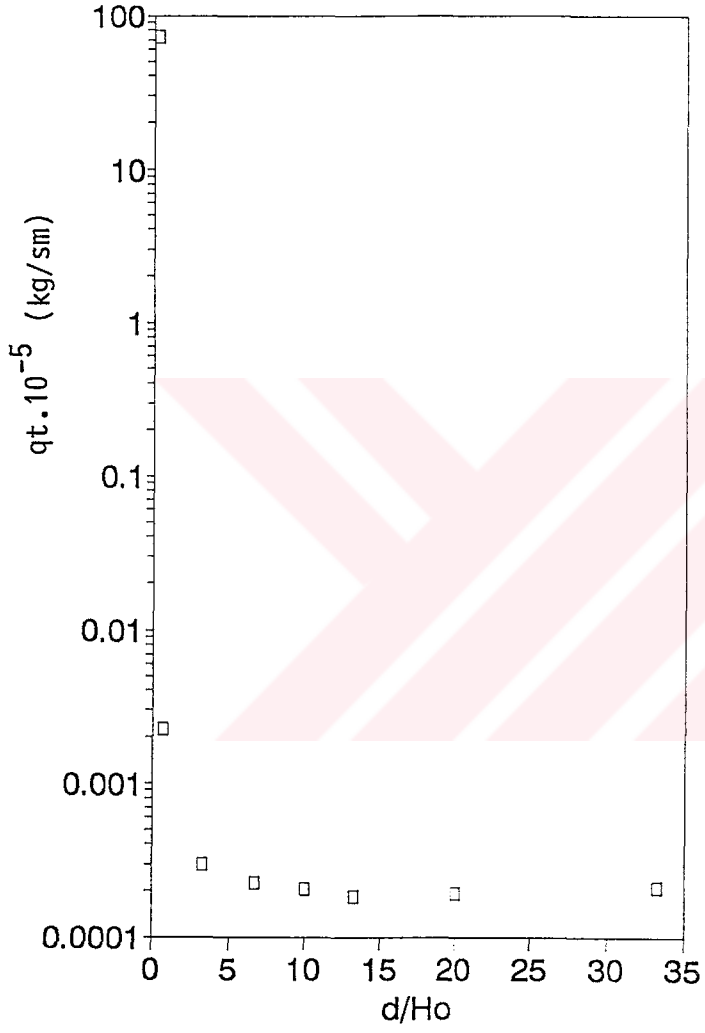
SE YÖNÜ $H_0 = 2 \text{ m}$ $T_0 = 7 \text{ s}$							
d	d/L ₀	d/H ₀	$q_{s,n}$	$q_{s,f}$	q_b	q_{tn}	q_{tf}
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)
0.5	0,03	0,25	$0,38 \cdot 10^{-8}$	$0,95 \cdot 10^{-2}$	$0,40 \cdot 10^{-8}$	$0,78 \cdot 10^{-8}$	$0,95 \cdot 10^{-2}$
1	0,05	0,50	$0,15 \cdot 10^{-7}$	$0,33 \cdot 10^{-7}$	$0,33 \cdot 10^{-8}$	$1,83 \cdot 10^{-8}$	$3,63 \cdot 10^{-8}$
5	0,11	2,50	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,11 \cdot 10^{-8}$	$0,23 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$0,34 \cdot 10^{-8}$
10	0,17	5	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,50 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-9}$
15	0,22	7,69	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,28 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,18 \cdot 10^{-9}$
20	0,28	10	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,21 \cdot 10^{-9}$	$0,17 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$1,91 \cdot 10^{-9}$
30	0,40	14,9	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,20 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-9}$
50	0,65	25	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,18 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,18 \cdot 10^{-9}$

Tablo 6.4. Devamı

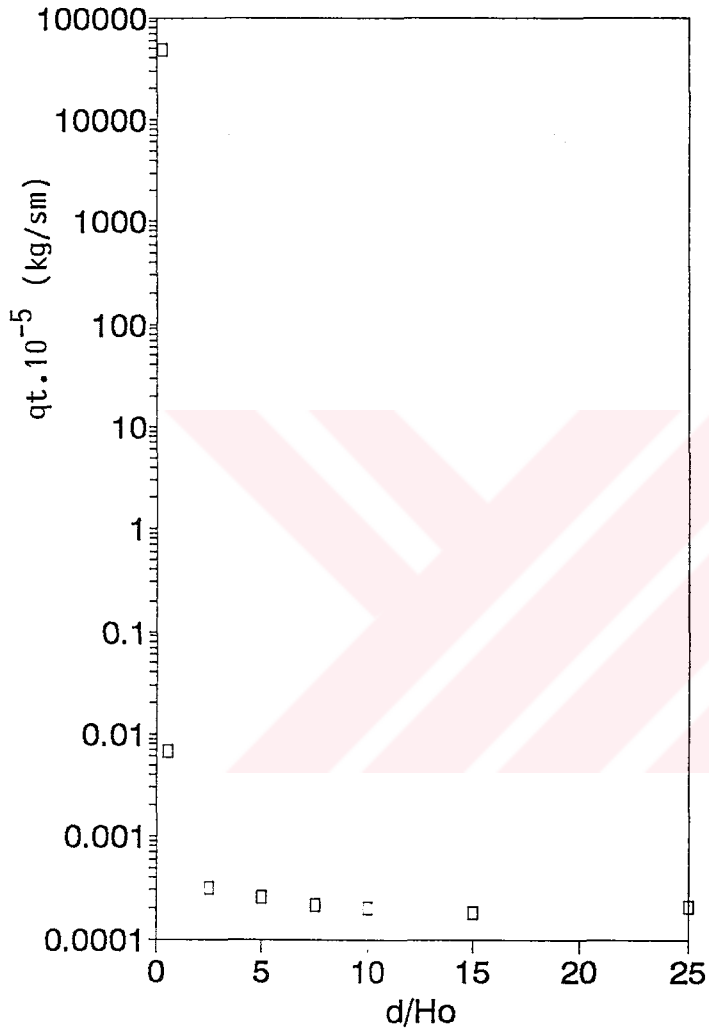
SE YÖNÜ $H_0 = 2,5 \text{ m}$ $T_0 = 8 \text{ s}$								
d	d/L ₀	d/H ₀	q _{s,n}	q _{s,f}	q _b	q _{tn}	q _{tf}	
(m)	(-)	(-)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	(kg/sm)	
0,5	0,03	0,20	$0,19 \cdot 10^{-8}$	311	$0,40 \cdot 10^{-8}$	$0,59 \cdot 10^{-8}$	311	
1	0,04	0,40	$0,11 \cdot 10^{-7}$	$0,21 \cdot 10^{-6}$	$0,34 \cdot 10^{-8}$	$1,44 \cdot 10^{-8}$	$2,13 \cdot 10^{-7}$	
5	0,09	2	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$0,24 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$0,43 \cdot 10^{-8}$	
10	0,14	4	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,74 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,84 \cdot 10^{-9}$	
15	0,18	5,88	$0,51 \cdot 10^{-5}$	$0,40 \cdot 10^{-9}$	$0,20 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	$2,40 \cdot 10^{-9}$	
20	0,22	8	$0,68 \cdot 10^{-5}$	$0,27 \cdot 10^{-9}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$2,07 \cdot 10^{-9}$	
30	0,31	12,5	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,21 \cdot 10^{-9}$	$0,16 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,81 \cdot 10^{-9}$	
50	0,49	20	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$0,19 \cdot 10^{-9}$	$0,19 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,09 \cdot 10^{-9}$	



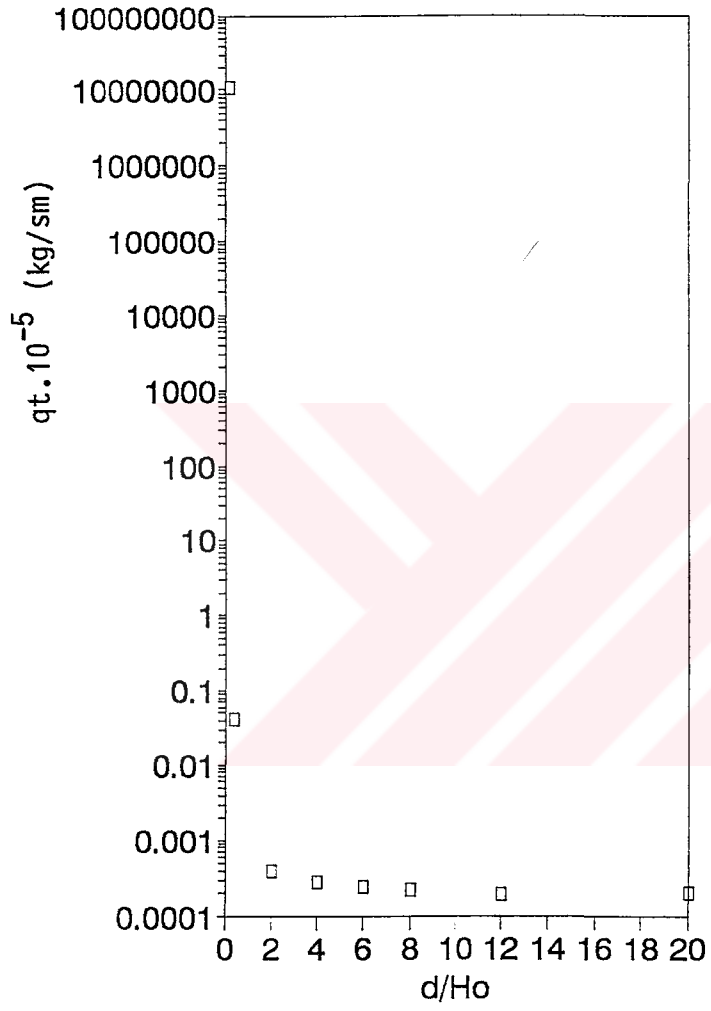
Şekil 6.5A. Rölatif derinlik ile toplam katı madde debisinin değişimi (S yöntü, $H_o = 1,2 \text{ m}$, $T = 7,6 \text{ s}$).



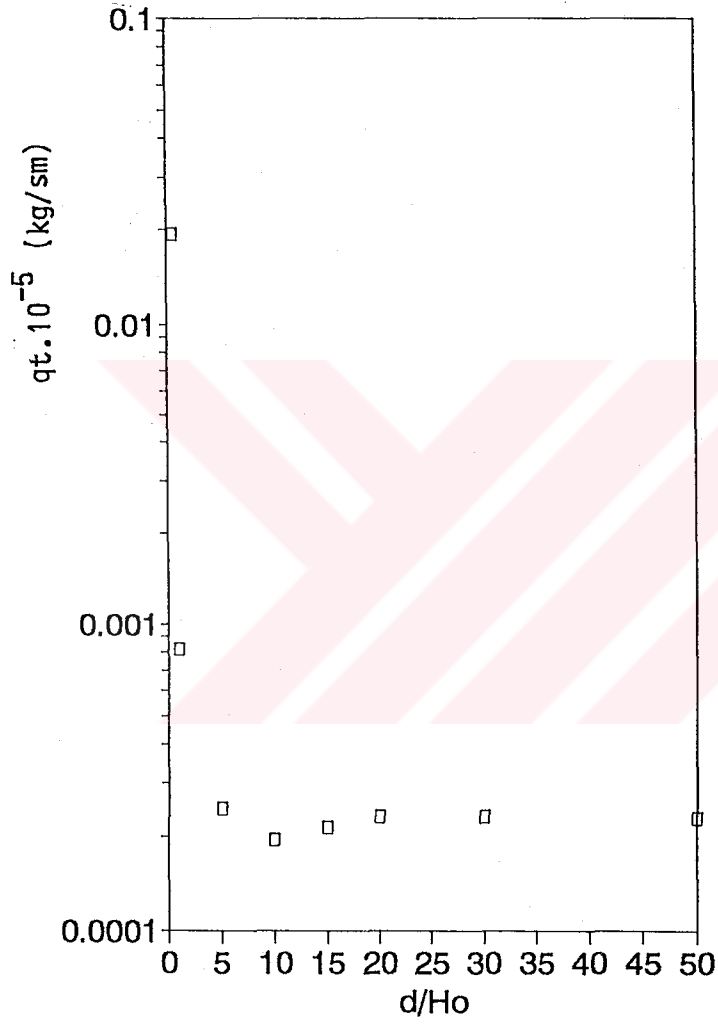
Şekil 6.5B. (S yönü, $H_o = 1,5$ m, $T = 8$ s.)



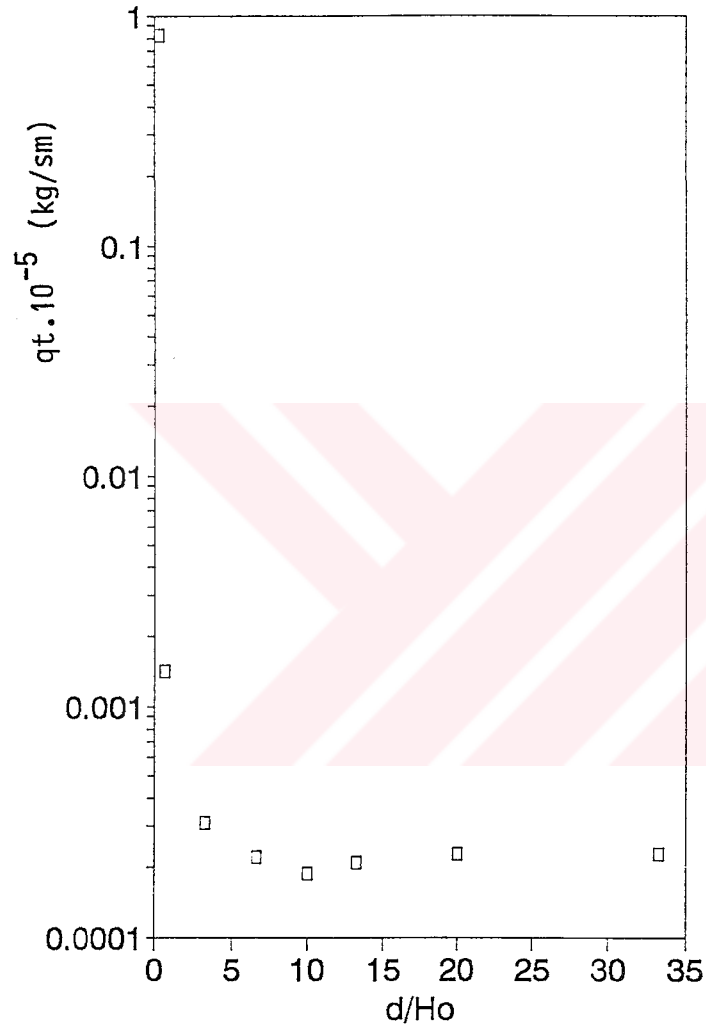
Şekil 6.5C. (S yönü, $H_o = 2 \text{ m}$, $T = 8,4 \text{ s.}$)



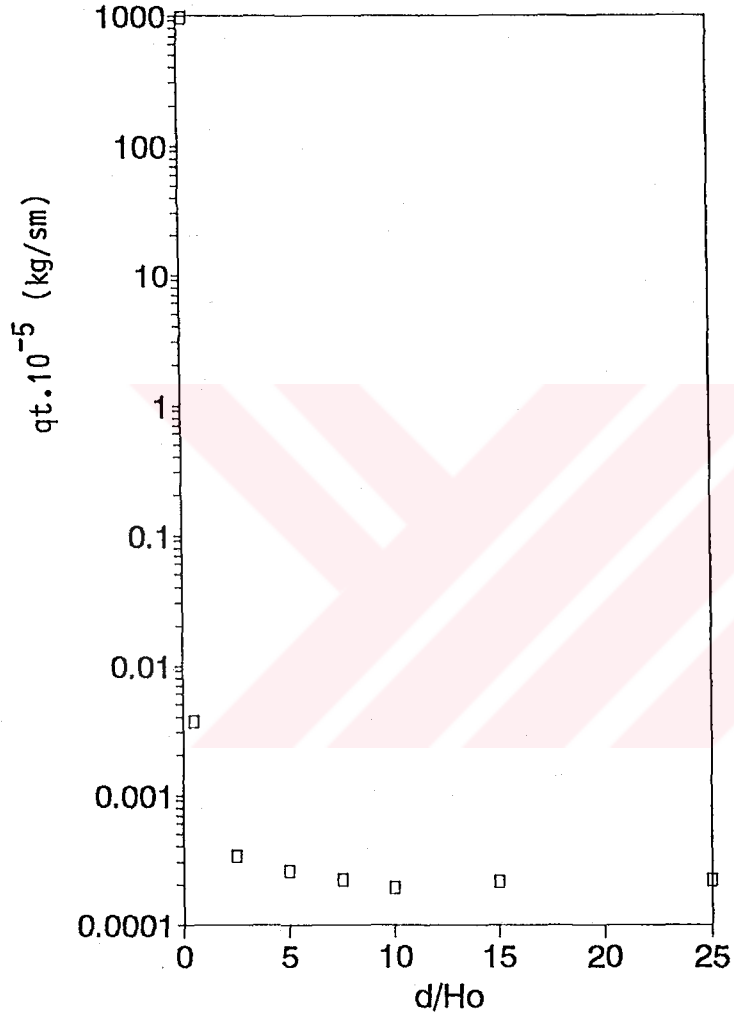
Şekil 6.5D. (S yönü, $H_o = 2,5$ m, $T = 8,8$ s)



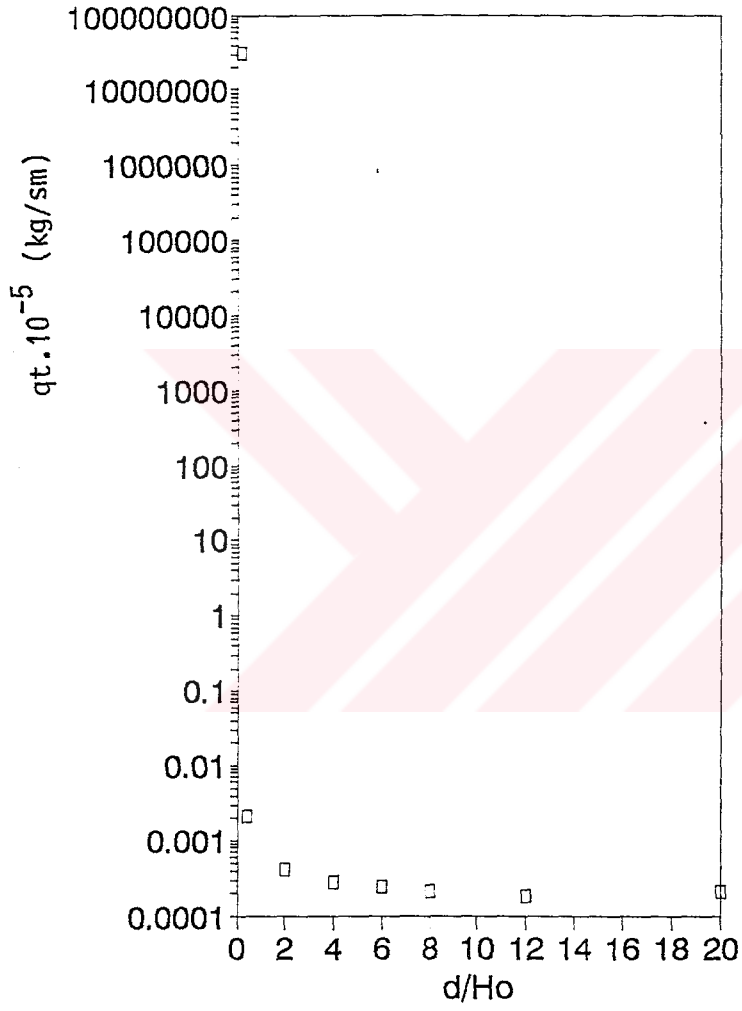
Şekil 6.5.E. (SE yönü, $H_o = 1$ m, $T = 5$ s.)



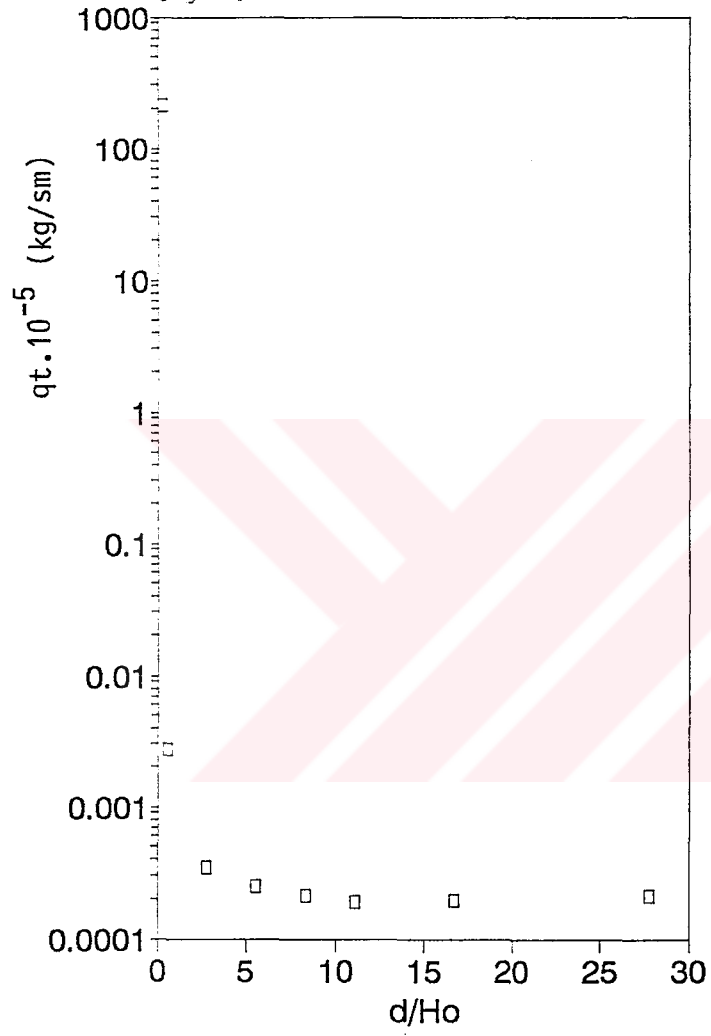
Şekil 6.5F. (SE yönü, $H_o = 1,5 \text{ m}$, $T = 5,9 \text{ s.}$)



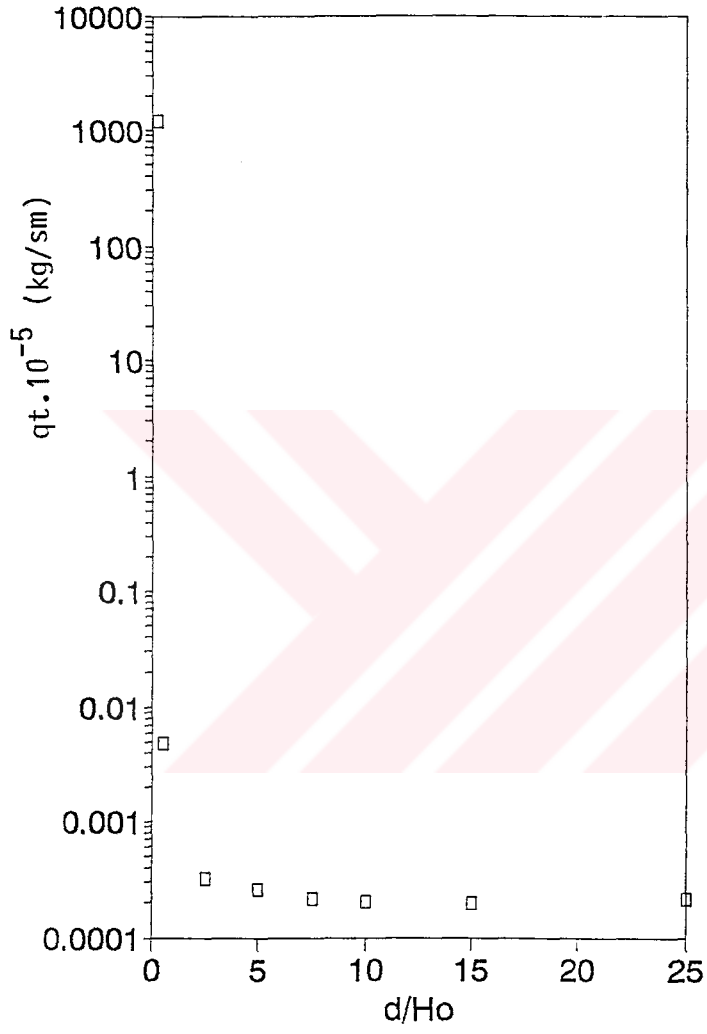
Şekil 6.5.G. (SE yönü, $H_o = 2 \text{ m}$, $T = 7 \text{ s.}$)



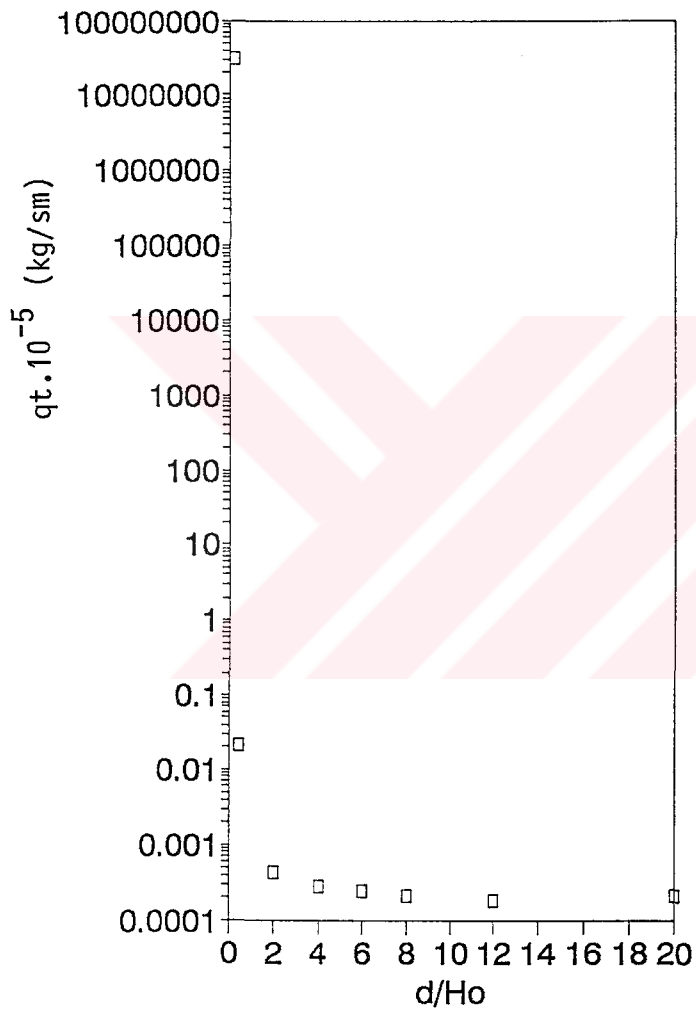
Şekil 6.5H. (SE yönü, $H_o = 2,5$ m, $T = 8$ s.)



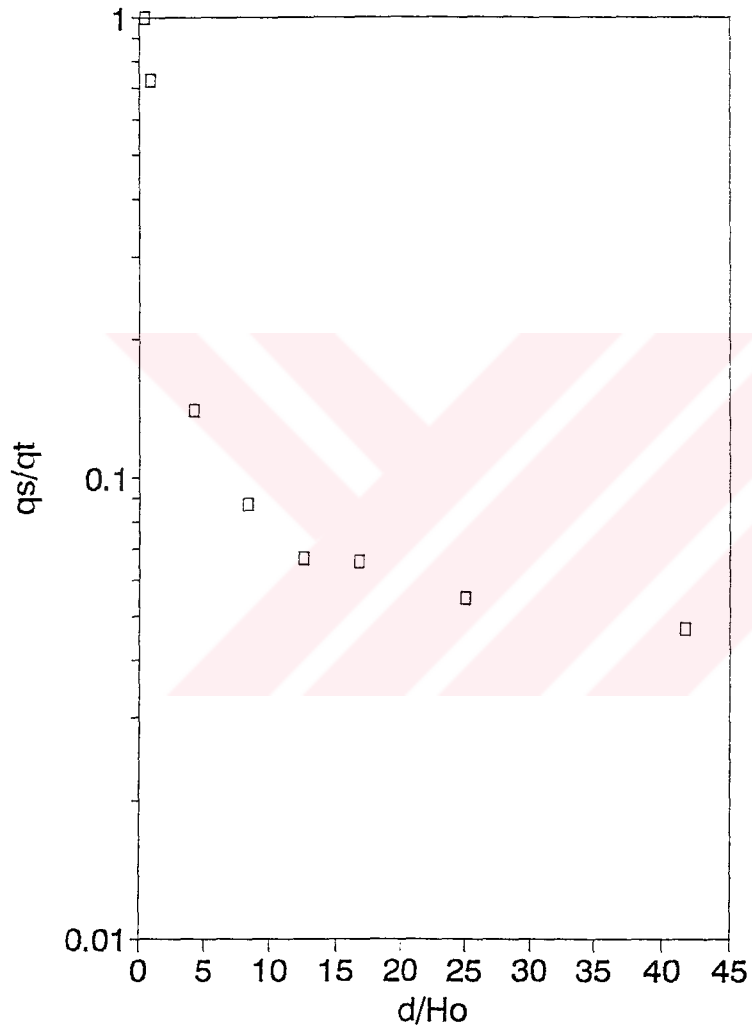
Şekil 6.5I. (SSE yönü, $H_o = 1,8 \text{ m}$, $T = 7.2 \text{ s}$)



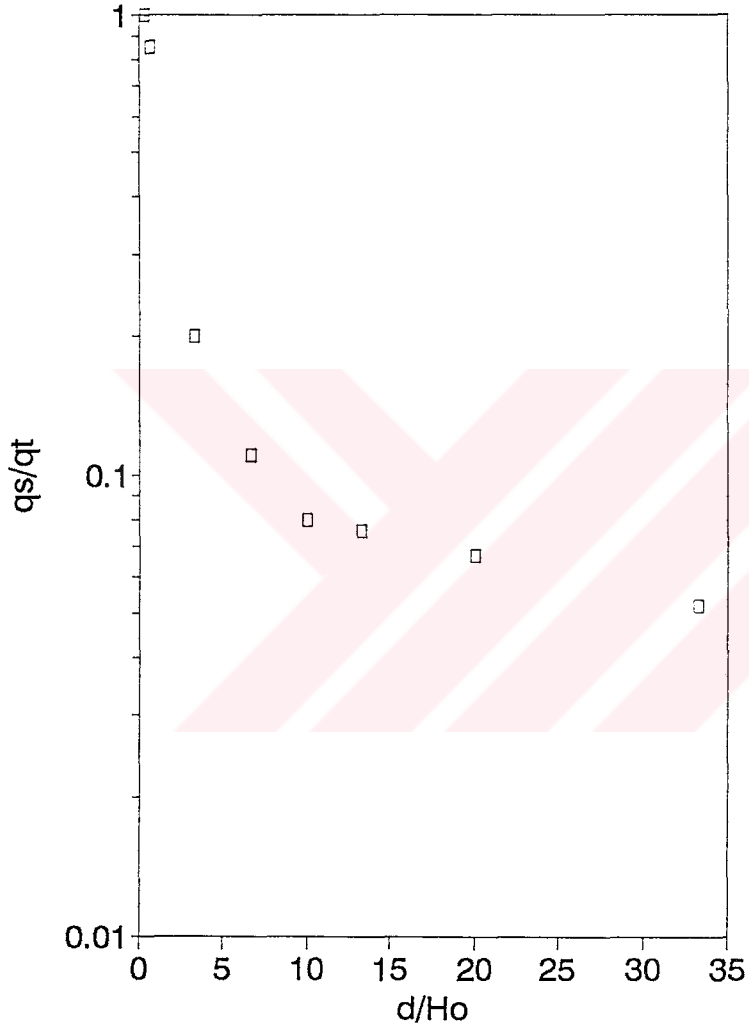
Şekil 6.5J. (SSE yönü, $H_o = 2$ m, $T = 7,4$ s.)



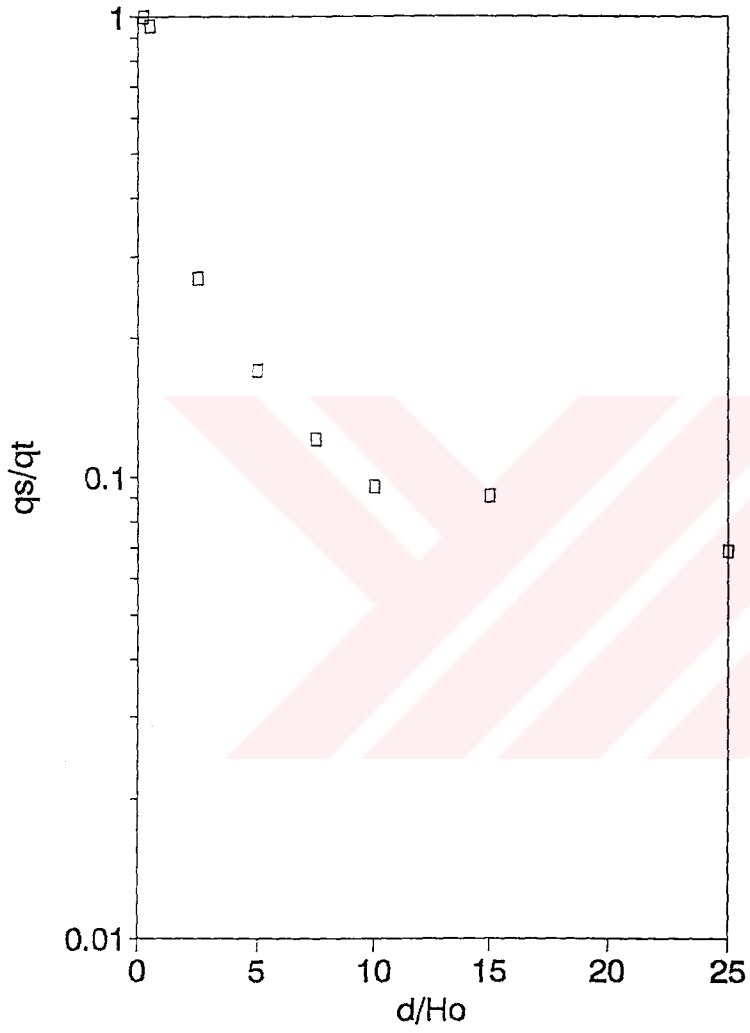
Şekil 6.5K. (SSE yönü, $H_o = 2,5$ m, $T = 8$ s)



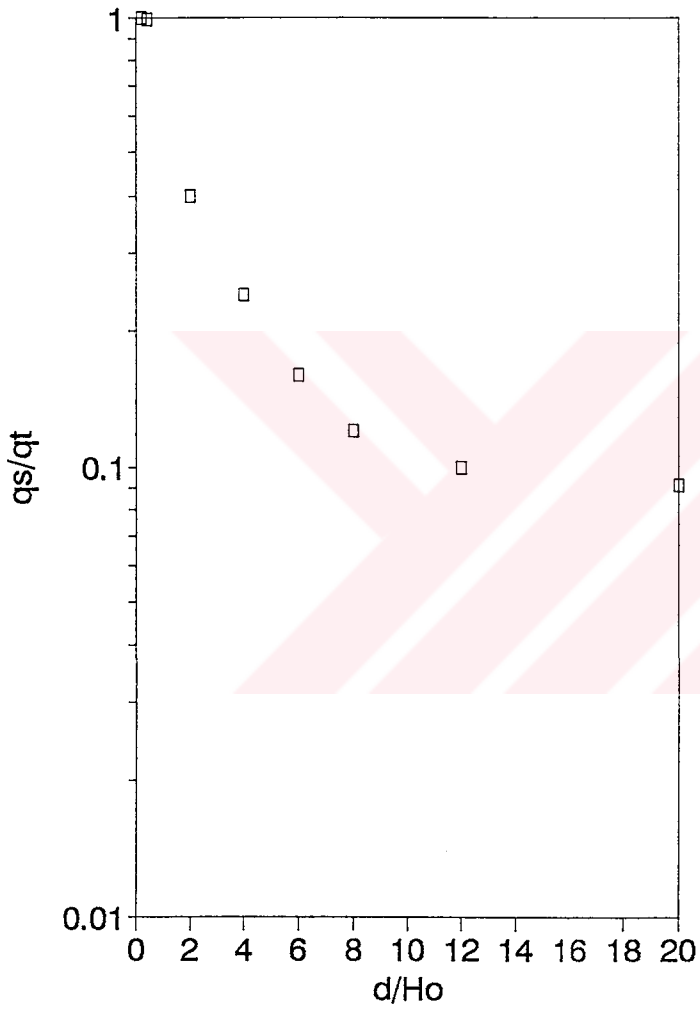
Şekil 6.6A- Askı debisinin toplam katı madde miktarına göre
rölatif derinlikle değişimi (S yönü, $H_o = 1,2$ m, $T = 7,6$ s)



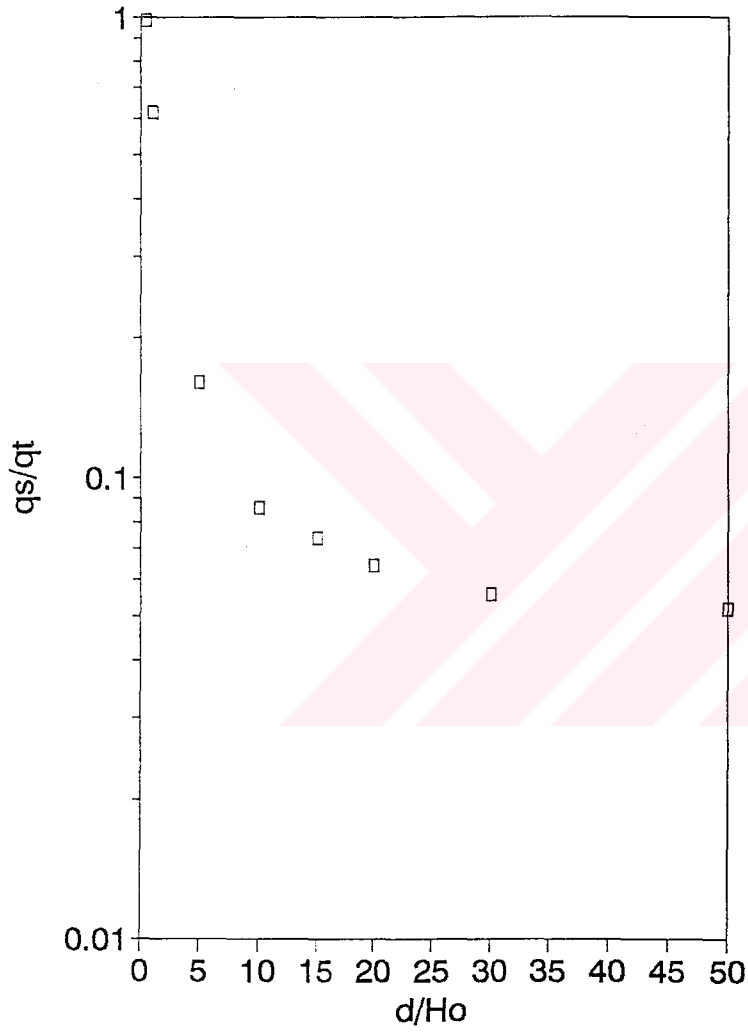
Şekil 6.6B. (S yönü, $H_o = 1,5$ m, $T = 8$ s)



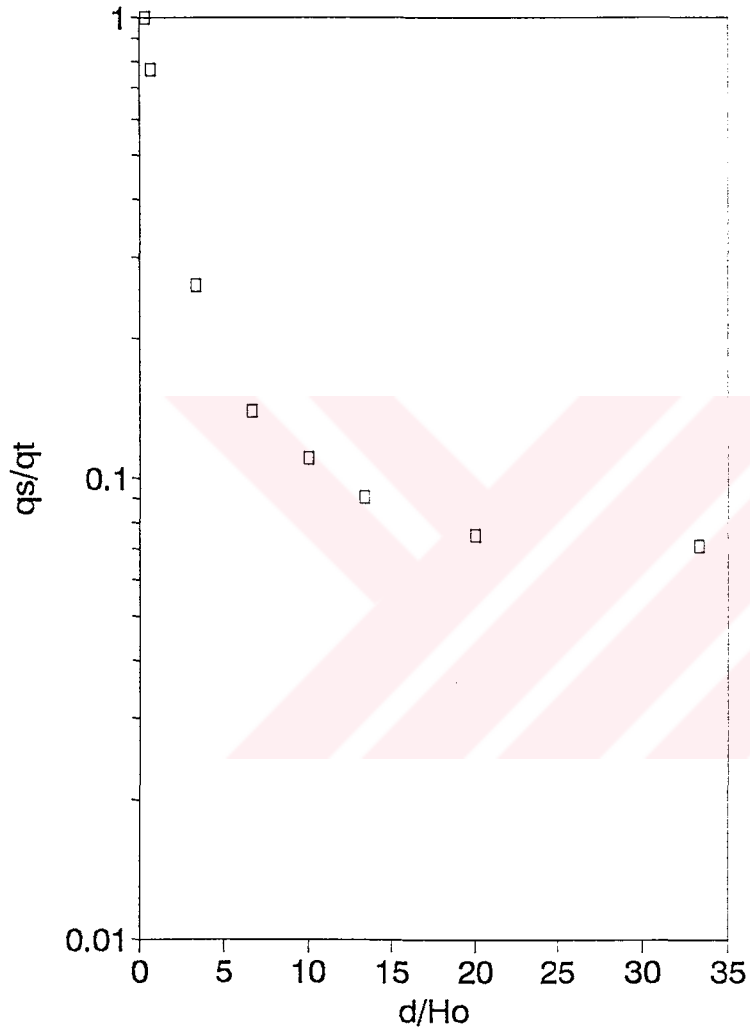
Şekil 6.6C. (S yönü, $H_o = 2$ m, $T = 8,4$ s.)



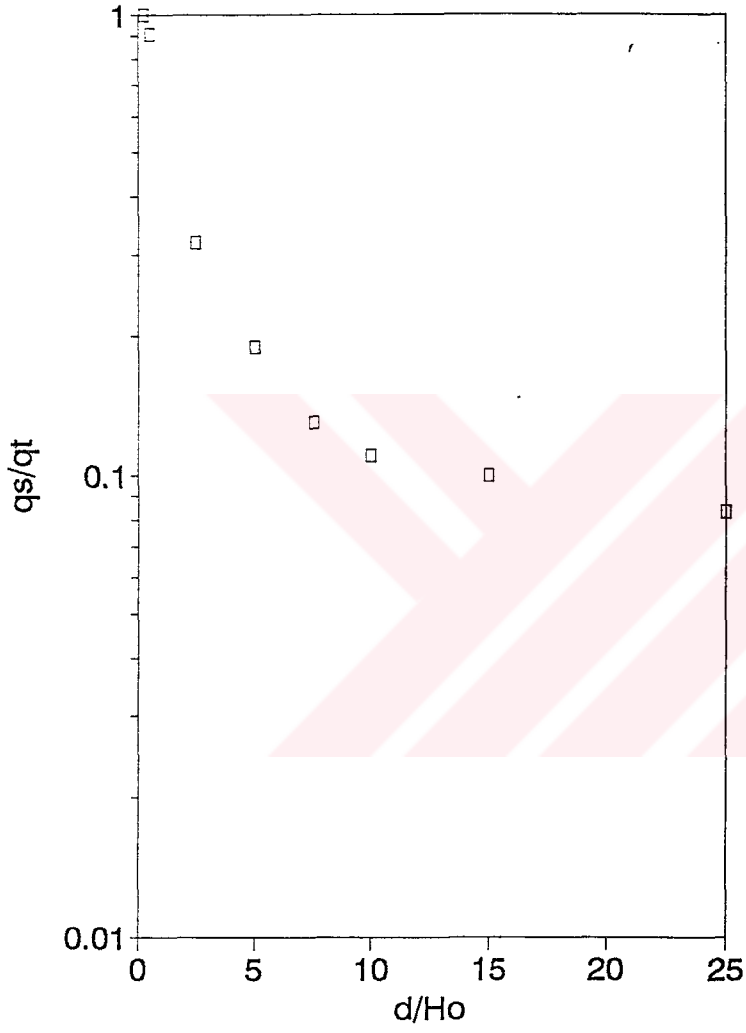
Şekil 6.6D.(S yönü, $H_o = 2,5$ m, $T = 8,8$ s.)



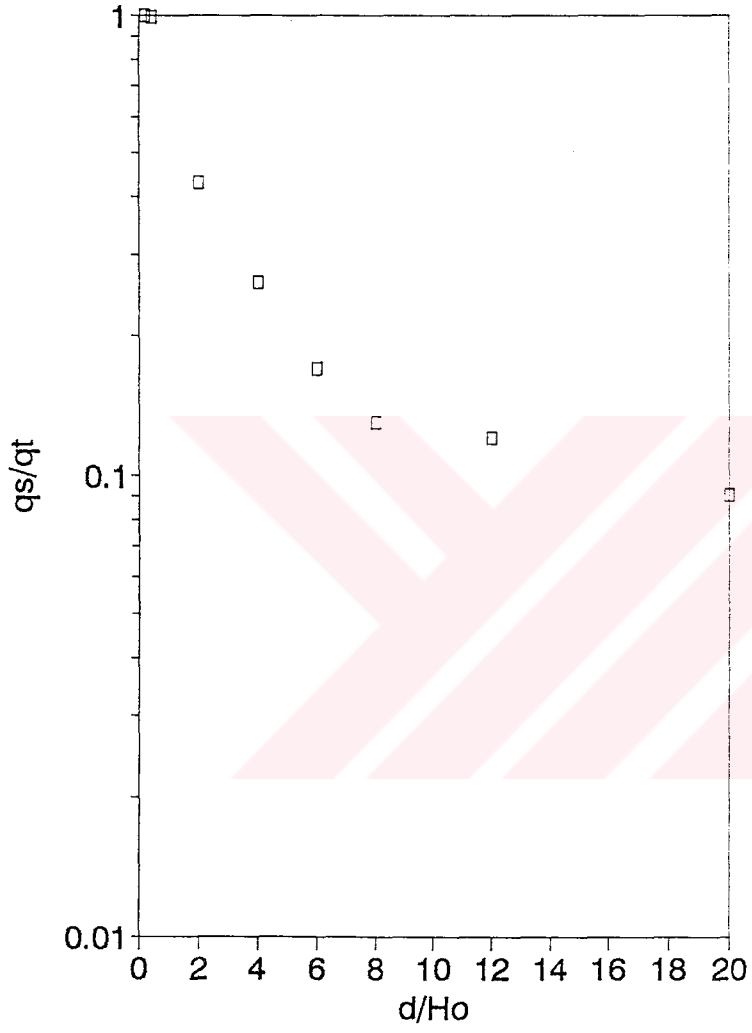
Şekil 6.6E. (SE yönü, $H_o = 1$ m, $T = 5$ s)



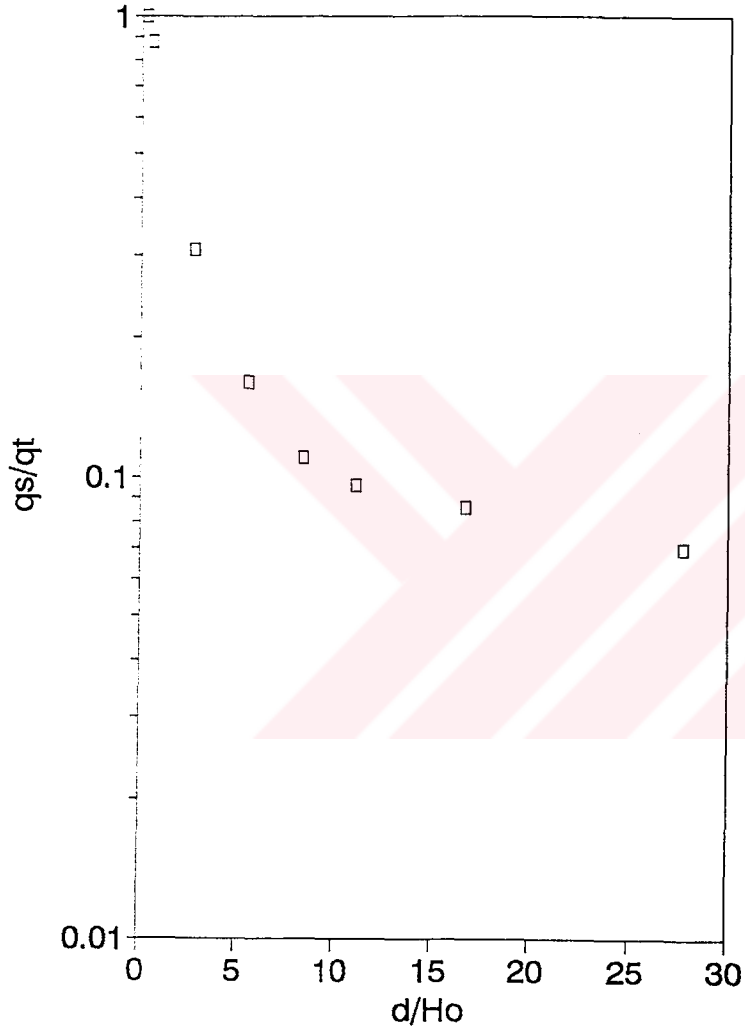
Şekil 6.6F. (SE yönü, $H_o = 1,5$ m, $T = 5,9$ s.)



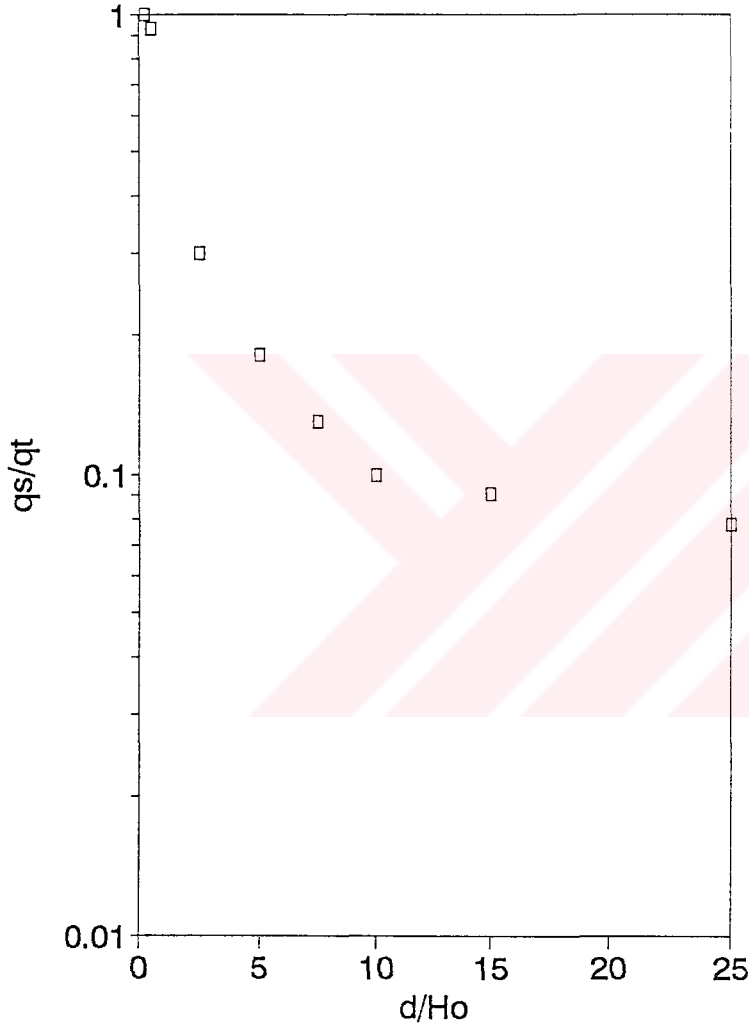
Şekil 6.6G. (SE yönü, $H_o = 2$ m, $T = 7$ s.)



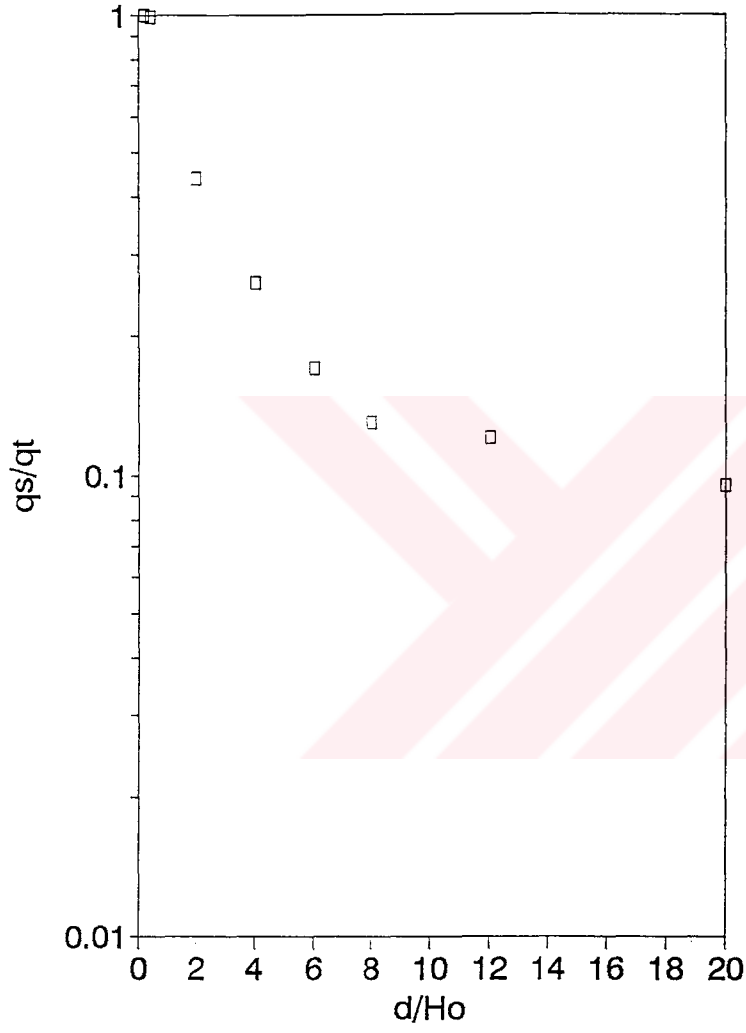
Şekil 6.6H. (SE yönü, $H_o = 2,5$ m, $T = 8,1$ s.)



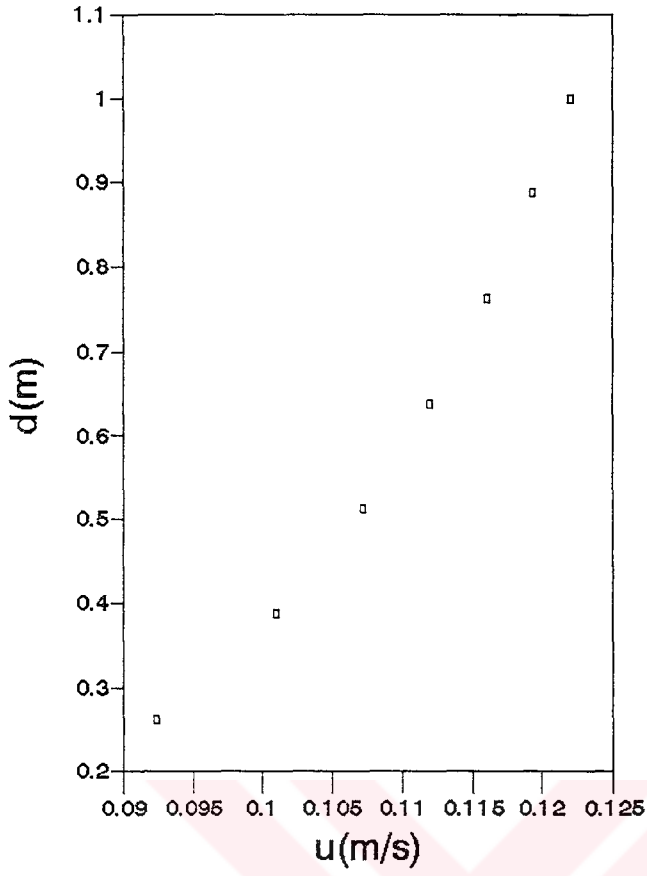
Şekil 6.6I. (SSE yönü, $H_o = 1,8$ m, $T = 7,2$ s.)



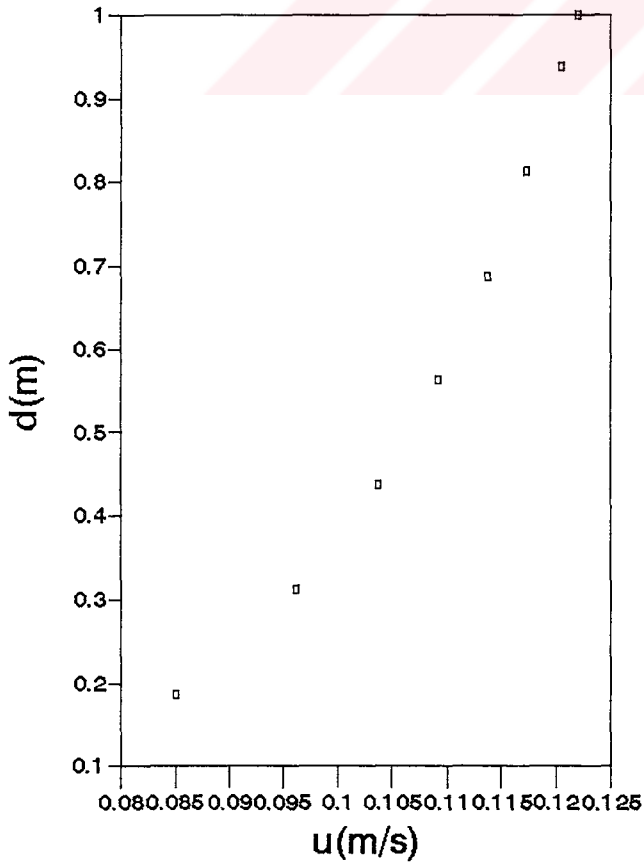
Şekil 6.6J. (SSE yönü, $H_o = 2$ m, $T = 7,4$ s.)



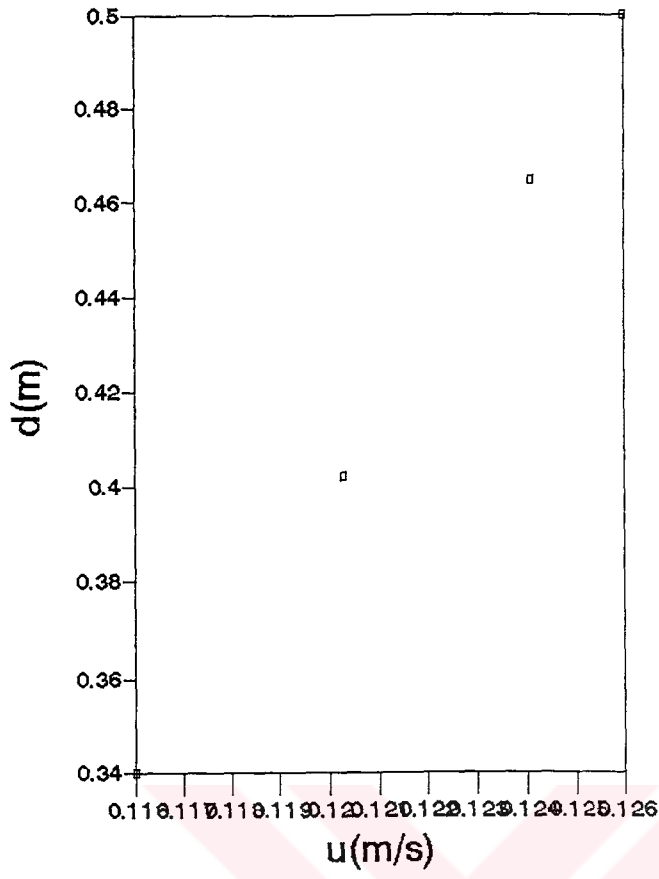
Şekil 6.6K. (SSE yönü, $H_o = 2,5$ m, $T = 8$ s.)



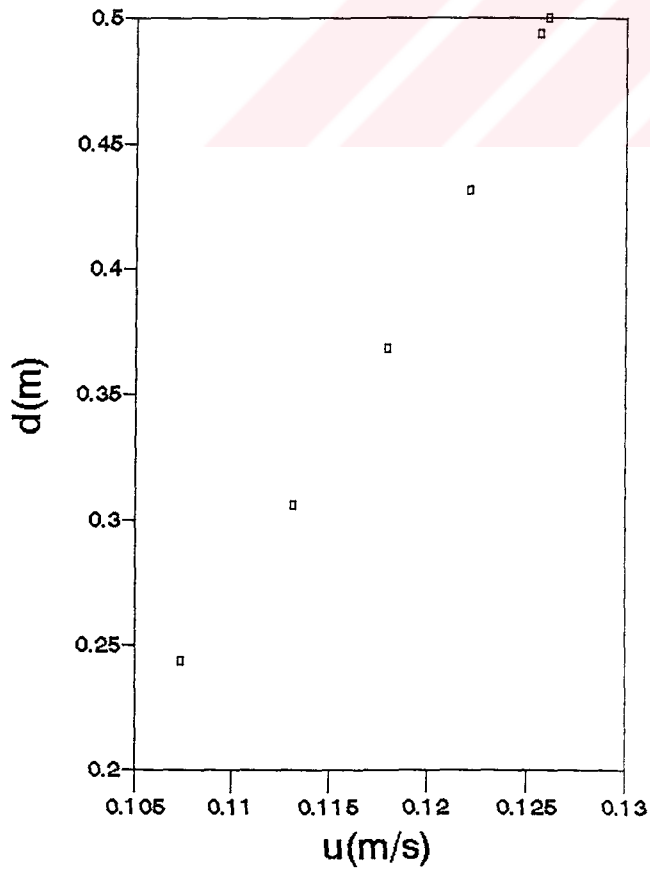
Şekil 6.7A. Derinlik boyunca hız dağılımı
(SSE yönü, $H_0 = 2,5$ m, $d = 1$ m)



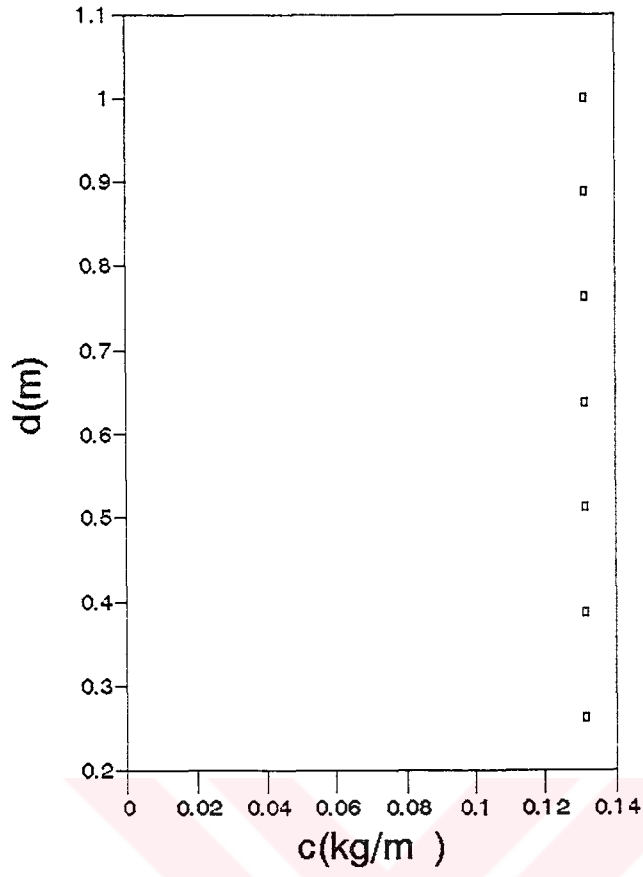
Şekil 6.7B. (SSE yönü, $H_0 = 1,8$ m, $d = 1$ m)



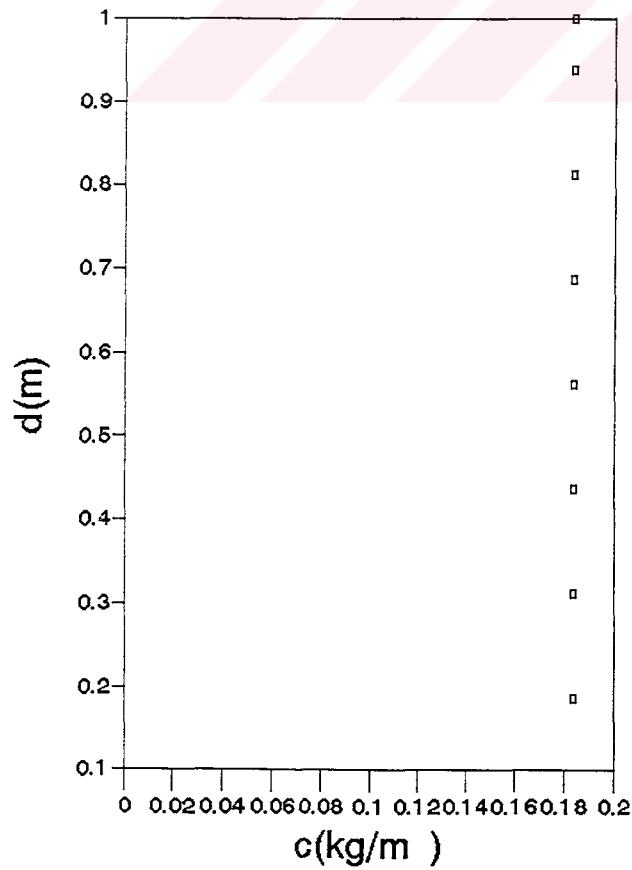
Şekil 6.7C. (SSE yönü, $H_0 = 2,5$ m, $d = 0,5$ m)



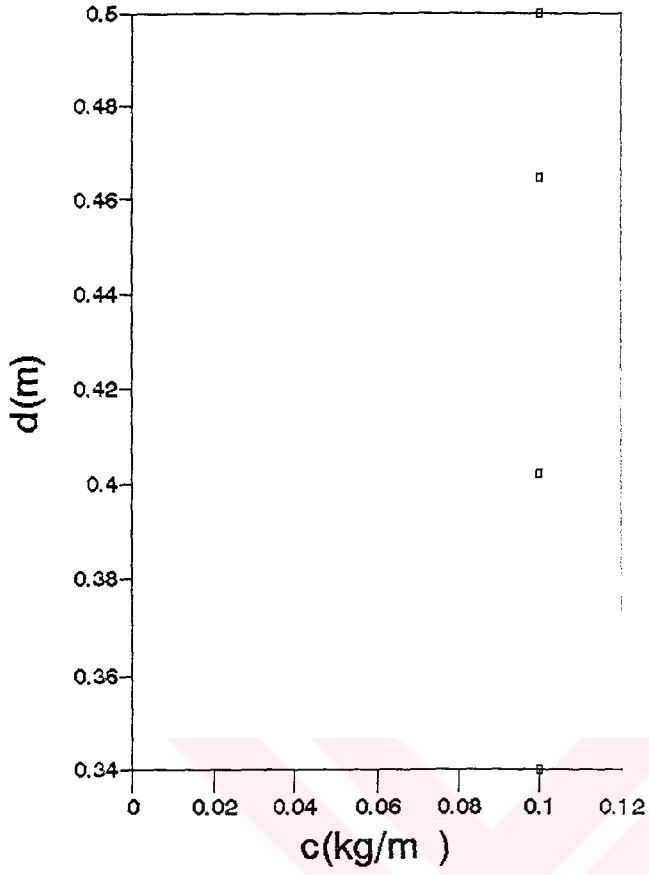
Şekil 6.7D. (SSE yönü, $H_0 = 1,8$ m, $d = 0,5$ m.)



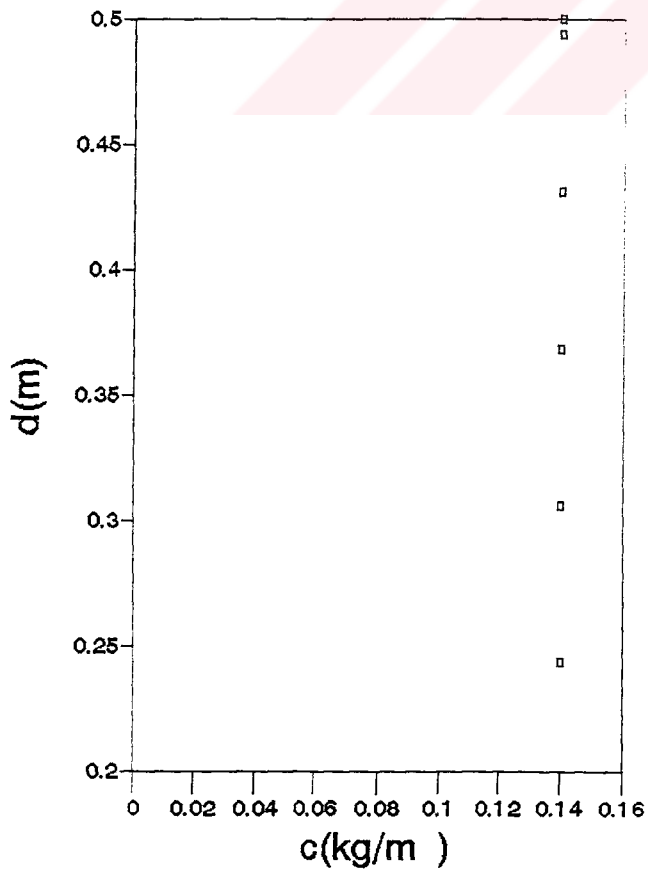
Şekil 6.8A. Derinlik boyunca askı malzemesi konsantrasyonu
(SSE yönü, $H_0 = 2,5$ m, $d = 1$ m)



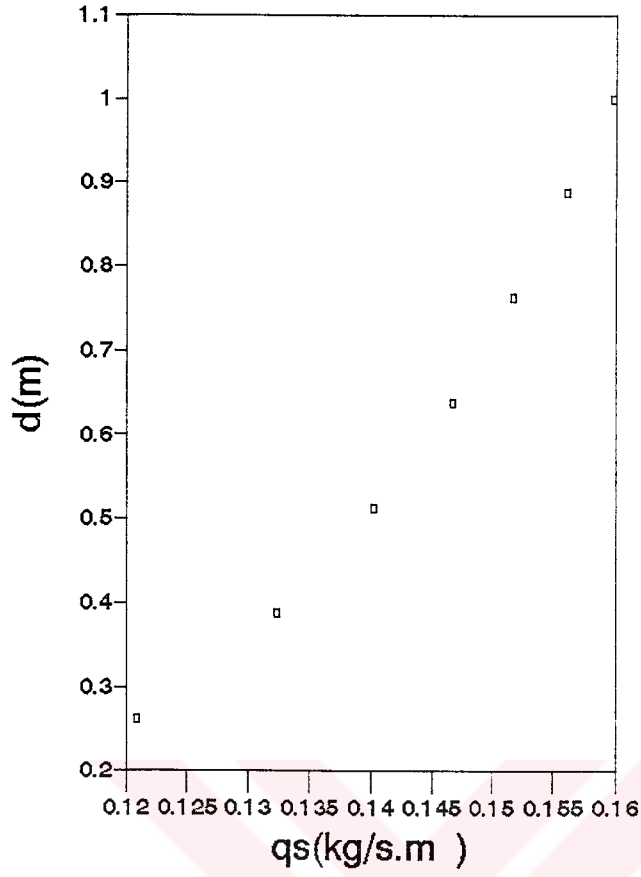
Şekil 6.8B. (SSE yönü, $H_0 = 1,8$ m, $d = 1$ m)



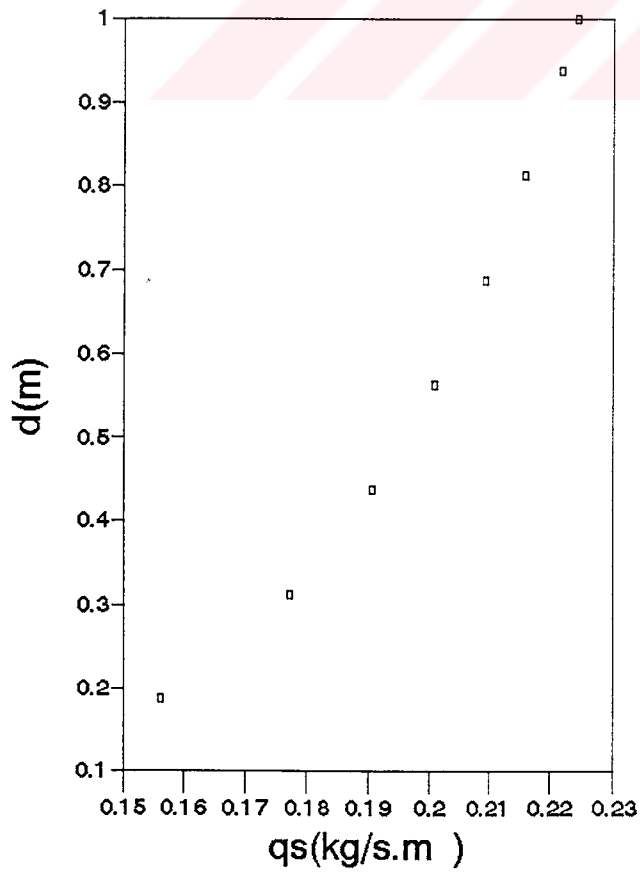
Şekil 6.8C. (SSE yönü, $H_0 = 2,5$ m, $d = 0,5$ m)



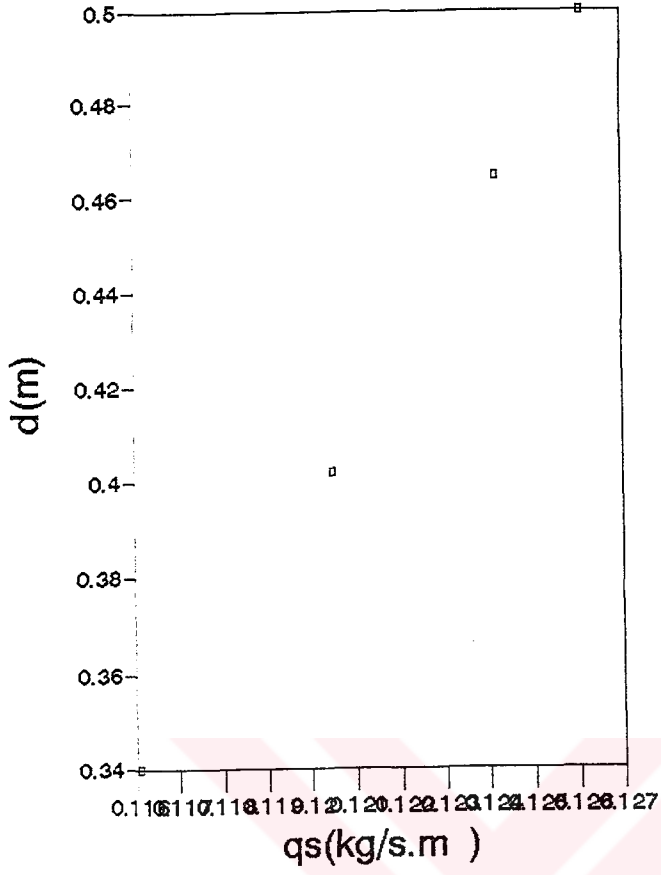
Şekil 6.8D. (SSE yönü, $H_0 = 1,8$ m, $d = 0,5$ m)



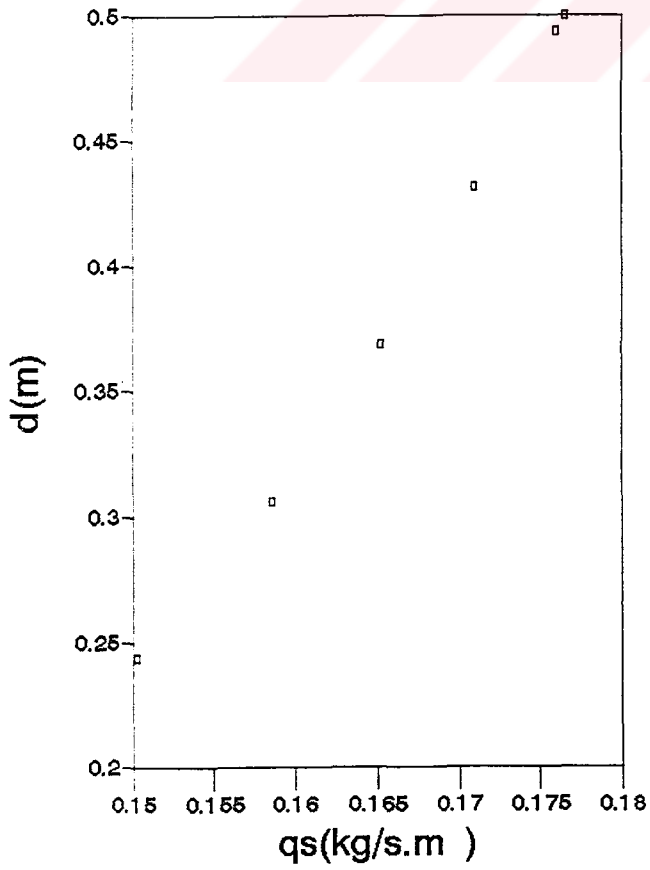
Şekil 6.9A. Derinlik boyunca askı malzemesinin değişimi
(SSE yönü, $H_0 = 2,5$ m, $d = 1$ m)



Şekil 6.9B. (SSE yönü, $H_0 = 1,8$ m, $d = 1$ m)



Şekil 6.9C. (SSE yönü, $H_0 = 2,5$ m, $d = 0,5$ m)



Şekil 6.9D. (SSE yönü, $H_0 = 1,8$ m, $d = 0,5$ m)

SONUÇLAR :

1- Dalga ve akıntı etkisinde deniz tabanı yakınındaki ($Z/h < 0.2$) zamansal ortalama hızlar küçülmektedir. Bu etki büyük dalga yüksekliklerinde daha belirgin olmaktadır.

2- Büyük dalga yükseklikleri daha dik (daha üniform) bir konsantrasyon profiline neden olmaktadır, muhtemelen bunun nedeni dalga etkisindeki karışım etkisinin artmasıdır.

3- Zayıf akıntı ile birlikte dalga etkisinin söz konusu olması durumunda konsantrasyon profili sırf dalga etkisi durumuna göre çok fazla değişmemektedir. Ancak kuvvetli akıntı durumunda taban yakınında ve daha yukarıdaki tabakalarda konsantrasyonlar artmaktadır. Akıntının doğrultusunun konsantrasyon profilleri üzerine etkisi ihmal edilebilir.

4- Akıntı-dalga durumunda katı madde taşınım miktarı zayıf akıntı durumunda H_s^5 , kuvvetli akıntı durumunda H_s^2 ile orantılı olmaktadır. Yine katı madde taşınım miktarı küçük dalga yüksekliklerinde $(\bar{U})^4$, büyük dalga yüksekliklerinde $(\bar{U})^{2.5}$ ile orantılı olarak değişmektedir.

5- Sırf dalga etkisindeki katı madde taşınım miktarı, akıntı etkisindeki katı madde taşınım miktarı $(\hat{U}_s / \bar{U} < 2)$ halinden daha küçük olmaktadır ($q_{t,w} / q_{t,c} < 0.3$).

6- Van Rijn metodu diğer metodlardan Bijker ve Nielsen metodlarıyla karşılaştırıldığında, Bijker metodunun zayıf akıntı durumunda ölçülmüş değerlerin çok üstüne çıktığı kuvvetli akıntı durumunda ise daha altta kaldığı Nielsen metodunun ise kuvvetli akıntı durumunda 5 ila 10 kat farklılıklar gösterdiği, buna karşın Van Rijn metodunun gerçek değerlere bu metodlara göre çok daha iyi yaklaşım gösterdiği belirlenmiştir.

7- Van Rijn metodu pilot bölge olarak seçilen Manavgat yöresine uygulandığında toplam katı madde debisinin rölatif derinlikle (d/H_0) değiştiği ve bu değişimin $d/H_0 < 5$ değerinden itibaren daha etkin olduğu belirlenmiştir. $d/H_0 < 2$ değerinden itibaren ise pik değerine ulaştığı görülmektedir, bunun nedeni ise surf bölgesi içersinde kırılan dalgaların makro türbülans etkisinin hissedilir biçimde artmasıdır.

8- Van Rijn'nın da belirttiği dalga akıntı etkisinde (zayıf akıntı hali) q_t 'nin H_0^5 ile orantılı olduğu Manavgat sonuçlarından da görölmektedir. Ayrıca aynı dalga yüksekliğinde peryot arttıkça katı madde debisi de artmaktadır, bu peryodun da katı madde hareketi için etkili olduğunu göstermektedir.

9- Surf bölgesi içersinde taşınan katı madde debisinin tamamına yakını askı halinde taşınmaktadır.

10- Dalga-akıntı etkisinin birlikte olması durumunda akıntının hız profiline olan etkisinden dolayı taşınan katı madde miktarında azalma belirlenmiştir. Bu dalga yüksekliğinin artmasıyla kendisini daha fazla hissettirmektedir.



KAYNAKLAR

- 1- Abou Seida, M.M., 1965. Bed Load Function due to wave Action, Report HEL-2-11, Inst. Eng. Research, Univ. of California, Berkeley, USA.
- 2- Ackers, P., 1964. Experiments on Small Streams in Alluvium, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol.90, No.HY4.
- 3- Bagnold, R.A., 1946. Motion of Waves in Shallow Water; Interaction between Waves and Sand Bottoms, Proc. Royal Soc. London, Ser.A, 187, p.1-15, England.
- 4- Bagnold, R.A., 1954. Experiments on Gravity-Free Dispersion of Large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear, Proc. Royal Soc., Vol.225A, England.
- 5- Bagnold, R.A., 1966. An Approach to the Sediment Transport Problem form General Physics Geological Survey Prof. Paper 422-I, Washington.
- 6- Bailard, J.A., and Inman, D.L., 1981. An Energetics Bed Load Model for Plane Sloping Beach, Journal of Geophysical Research, Vol.86, No.C3, p.2035-2043.
- 7- Bailard, J.A., 1981. An Energetics Total Load Sediment Transport Model for Plane Sloping Beach, Journal of Geophysical Research, Vol.86, No.C11.
- 8- Bakker, W.T., 1974. Sand Concentration in an Oscillatory Flow, Coastal Engineering Conference, Copenhagen, Denmark, pp.1129-1148.
- 9- Bakker, W.T., and Van Doorn, TH., 1978. Near Bottom Velocities in Waves with a Current, Coastal Eng. Conf., Paper 110, Hamburg, West-Germany.
- 10- Bakker, W.T., and Van Kesteren, W.G.M., 1986. The Dynamics of Oscillating Sheet Flow, Coastal Eng. Conference, Taiwan.
- 11- Barton, J.R., and Lin, P.N., 1985. A Study of the Sediment Transport in Alluvial Streams, Civ.Eng. Dep., Colorado College, Rep.No. 55JRB2, Fort Collins, USA.

- 12- Battjes, J.A., 1974. Surf Similarity Parameter, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., Copenhagen, Denmark.
- 13- Bhattacharya, P.K., 1971. Sediment Suspension in Shoaling Waves, Ph.D. Thesis, Univ. of Iowa, Iowa City, USA.
- 14- Bijker, E.W., 1967. Some Considerations about Scales for Coastal Models with Movable Bed Dissertation, Delft Univ. of Tech. Delft, The Netherlands.
- 15- Bijker, E.W., 1971. Longshore Transport Computations, Journal of Waterways, Harbour and Coastal Eng. Vol.99, WW4.
- 16- Bijker, E.W., 1971. Longshore Transport Computations, J. Wtrwy., Harb., and Coast., Engrg., 97 (4), 687-703.
- 17- Bijker, E.W., Kalkwijk, J.P., and Pieters, T., 1974. Mass Transport in Gravity Waves on Sloping Bottom, Coastal Eng. Conf. pp 447-466, Copenhagen, Denmark.
- 18- Bijker, E.W., 1978. Lectures Notes Coastal Engineering, Vol I and II, Delft Univ. of Technology, Coastal Eng. Dep. Delft, The Netherlands.
- 19- Borghei, S.M., 1982, Oscillatory Boundary Layer over Fixed Rough Beds, Univ. of Nottingham, Dep. of Civ. Eng., England.
- 20- Bosman, J., 1981. Bed Behaviour and Sand Concentration under Oscillatory water Motion, Delft Hydraulics Laboratory, Report M1695-I, Delft, The Netherlands.
- 21- Bosman, J.J. 1982. Concentration distributions under waves and currents, Rep. M1875, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands (in Dutch).
- 22- Bosman, J., 1982a. Concentration Measurements under Oscillatory Motion, Delft Hydraulics, Report M1695-II, Delft, The Netherlands.
- 23- Bosman, J., 1982b. The influence of Bottom Slope, Water Depth, Breaking Waves, Orbital Velocity and Current Velocity on the Concentration Distribution under Waves and Currents (in Dutch), Delft Hydraulics, Report M1875, Delft, The Netherlands.

- 24- Bosman, J.J., and Steetzel, H.J., 1986. Time and bed averaged concentrations under waves, Proc. Coastal Engrg. Conf., Taiwan, 986-1001.
- 25- Bosman, J.J., Van der Velden, E., and Hulsbergen, C.H., 1987. Sediment concentration measurements by transverse suction, Coast. Engrg., 12, 353-371.
- 26- Breusers, H.N.C., and Schukking, W.H.P., 1971. Initiation of Motion of Bed Material (in Dutch), Delft Hydraulics Laboratory, Report S159-I, Delft, The Netherlands.
- 27- Brevik, I., and Aas, B., 1980. Flume Experiments on Waves and Currents, Ripple bed Coastal Engineering, Vol.3, p.149-177.
- 28- Brevik, I., 1981. Oscillatory Rough Turbulent Boundary Layers, Journal of Waterways, Harbours and Coastal Eng., ASCE, Vol.107, W3.
- 29- Brøker, Hedegaard, I., 1985. Wave-generated Ripples and Resulting Sediment Transport in Waves, Inst. of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Technical Univ. of Denmark, Lyngby, Denmark.
- 30- Carstens, M.R., Neilson, F.M., and Altinbilek, H.D., 1969, Bed Forms Generated in the laboratory under an Oscillatory Flow, C.E.R.C., Technical Memo 28, USA.
- 31- Christoffersen, J.B., and Jonsson, I.G., 1985. Bed Friction and Dissipation in Combined Current and Wave Motion, Ocean Engineering, Vol.12, No.5
- 32- Coffey, F.C., and Nielsen, P., 1986. The Influence of Waves on Current Profile, Coastal Eng. Conf., Taipei, Taiwan.
- 33- Coleman, N., 1979. Flume Studies of the Sediment Transfer Coefficient, Water Resources Research, Vol.6, No.3, USA.
- 34- Craik, A.D.D., 1982. The Drift Velocity of Water Waves, Journal of Fluid Mechanics, Vol.116, pp.187-205.

- 35- Dalrymple, R.A., 1976. Wave-induced Mass Transport in Water Waves, Journal of the Waterways, Harbour and Coastal Eng. Div., Vol.102, No.WW2.
- 36- Davies, A.G., 1978. Field Observations of the Threshold of Sediment Motion by Wave Action, Sedimentology, Vol.32.
37. Davies, A.G., 1985. Field Observations of the Threshold of Sediment Motion by Wave Action, Sedimentology, Vol.32, p.685-704.
- 38- Davies, A.G., 1985. Observations of the Stability of Oscillatory flow above the Seabed and of Sand Ripple Formation, Continental Shelf Research, Vol.4, No.5.
- 39- Dean, R.G., 1986. Intercomparison of Near-Bottom Kinematics by Several Theories and Field and Laboratory Data, Coast. Eng. 9, pp.399-437.
- 40- Deigaard, R., Fredsøe, J., and Brøker Hedegaard, I., 1986. Suspended Sediment Transport in the Surf Zone, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol.112, No.1.
- 41- Delft Hydraulics, 1972. Systematic Investigation of Two-Dimensional and Three-Dimensional Scour (in Dutch), Report M648/M863, Delft, The Netherlands.
- 42- Delft Hydraulics, 1982. Initiation of Motion and Suspension, Development of Concentration Profiles in a Steady, Uniform Flow without Initial Sediment Load, Report M1531-III, Delft, The Netherlands.
- 43- Dingler, J.R., 1974. Wave-Formed Ripples in Nearshore Sands, Ph.D. Thesis, Univ. of California, San Diego, USA.
- 44- Dutoit, C.G., 1982. Wave-induced Velocities close to a Ripple Bed, Proc. Conf. Coastal Eng., p.312-327, Cape Town, South Africa.
- 45- Einstein, H.A., 1950. The Bed-Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flow, Technical Bulletin No.1026, U.S. Dep. of Agriculture, Washington, USA.

- 46- Engelund,F., 1965. A Criterion for the Occurence of Suspended Load, La Houille Blanche, No.8, France.
- 47- Engelund,F., and Hansen,E., 1967. A Monograph on Sediment Transport, Technisk Forlag, Copenhagen, Denmark.
- 48- Fredsøe,J., 1984. Turbulent Boundary Layer in Wave-Current Motion, Journal of Hydraulic Engineering, Vol.110, No.8.
- 49- Fredsøe,J., Andersen,O.H., and Silberg,S., 1985. Distribution of Suspended Sediment in Large Waves, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol.III, No.6.
- 50- Gladki,H., 1975. Discussions of Determination of Sand Roughnes for Fixed Beds, Journal of Hydraulic Research Vol.13, No.2.
- 51- Graf,W.H., and Pazis, G.G., 1977. Les Phenomenes de Deposition et D'Erosion dans un Canal Alluvionnaire, Journal of Hydraulic Research, Vol.15, No.2.
- 52- Grant-W.D., and Madsen,O.S. 1976. Quantitative Description of Sediment Transport by Waves, Proc. 15th, Coastal Eng.Conf., page 1093-1112.
- 53- Grant,W.D. and Madsen,O.S., 1979. Combined Wave and Current Interaction with a Rough Bottom, Journal of Geoph. Resarch, Vol.84, No.C4, pp.1797-1808.
- 54- Grant,W.D., and Madsen,O.S., 1982. Movable Bed Roughness in Unsteady Oscillatory Flow, Journal Geophysical Research, Vol.91, No.C11.
- 55- Hagatum,K., and Eidsvik,K.J., 1986. Oscillatory Turbulent Boundary Layer with Suspended Sediment, Journal Geophysical Research, Vol.91, No.C11.
- 56- Hallermeier,R.J., 1982. Oscillatory Bed Load Transport: Data Review and Simple Formulation, Continental Shelf Research, Vol.1, No.3.

- 57- Hammond, T.M., and Collins, M.B., 1979. On the Threshold of Transport of Sand-Sized Sediment under the Combined Influence of Unidirectional and Oscillatory Flow, *Sedimentology*, Vol.26, p.795-812.
- 58- Harms, J.C., 1969. Hydraulic significance of some sand ripples, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 80.
- 59- Hey, R.D., 1979. Flow Resistance in Gravel-bed Rivers, *Journal of Hydraulic Division*, ASCE.
- 60- Hinze, J.O., 1975. *Turbulence*, Mc Graw Hill Book Company.
- 61- Homma, M., and Horikawa, K., 1962. Suspended Sediment due to Wave Action, *Proc. 8th, Coastal Eng. Conf., Mexico*.
- 62- Honji, H., Kaneko, A., and Matsunaga, N., 1980. Flow above Oscillatory Ripples, *Sedimentology*, Vol.27, p.225-229.
- 63- Horikawa, K., Watanabe, A., and Katori, S., 1982. Sediment Transport under Sheet Flow Conditions, *Coastal Eng. Conf. Vol.2*, Cape Town, South Africa.
- 64- Hotta, S. and Mizuguchi, M., 1980. A field study of Waves in the Surf Zone, *Coastal Eng. in Japan*, Vol.23.
- 65- Inman, D.L., and Bowen, A.J., 1963. Flume experiments on sand transport by waves and currents, *Proc. 8th Coastal Eng. Conf. Lisbon*, 137-150.
- 66- Iwata, K., and Savaragi, T., 1982. Wave Deformation in the Surf Zone, *Memoirs of the Faculty of Engineering, Nagoya Univ. Vol.34, No.2*, Nagoya, Japan.
- 67- Jaffe, B.E., Sternberg, R.W., and Sallenger, A.H., 1984. The role of suspended sediment in shore-normal beach profile changes, *Proc. Coast. Engrg., Conf., Houston, Tex., 1983-1997*.
- 68- Johns, B., 1970. On the mass transport induced by oscillatory flow in a turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.43, part 1, pp.177-185.

- 69- Jonsson, I.G., 1966. Wave boundary layer and friction factors, Proc. 10th Conf. Coast. Eng., p.127-148. Tokyo, Japan.
- 70- Jonsson, I.G., Skougaard, C. and Wang, J.D., 1979. Interaction between waves and currents, Proc. 12th Conf. Coast. Eng., p.489-508, Washington, USA.
- 71- Jonsson, I.G., and Carlsen, N.A., 1976. Experimental and Theoretical investigations in an oscillatory rough turbulent boundary layer, Journal Hydr. Research, Vol.14, No.1, p.45-60.
- 72- Jonsson, I.G., 1978. Energy flux and wave action in gravity waves propagating on a current, Journal of Hydr. Research, 16, No.3.
- 73- Kachel, N.B., and Sternberg, R.W., 1971. Transport of bed load as ripples during an Ebb current, Marine Geology, 19, p.229-244.
- 74- Kaijiura, K.A., 1968. A model for the bottom boundary layer in water waves, Bulletin Earthquake Research, Inst., No.45, pp.75-123.
- 75- Kalkanis, G., 1964. Transport of bed material due to wave action, U.S. Army Coast. Eng. Res. Center, Tech. Memo, No.2, USA.
- 76- Kamphuis, J.W., 1974. Determination of sand roughness for fixed beds, Journal of Hydr. Research, Vol.12, No.2.
- 77- Kamphuis, J.W., 1975. Friction factor under oscillatory waves, Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Div. ASCE, Vol.101, No.WW2, p.135-144.
- 78- Kamphuis, J.W., Davies, M.H., Nairn, R.B., and Sayao, O.J., 1986. Calculation of littoral sand transport rate, Coastal Eng., Vol.10, p.1-21.
- 79- Kana, T.W., 1979. Suspended sediment in breaking waves, Techn. Report No.18-CRD, Coast. Res. Div., Dep. of Geology, Univ. of South Carolina Columbia, USA.
- 80- Kaneko, A., and Honji, H., 1979. Double structures of Steady streaming in the oscillatory viscous flow over a wavy wall, Journal of Fluid Mechanics, Vol.93, p.727-736.

- 81- Kapdaşlı, M.S., 1985. Threshold condition of Sand Particles under Co-Directional combined wave and current flow, Report No SR 69 Wallingford HR.
- 82- Kemp, P.H., and Simons, R.R., 1982. The interaction between waves and a turbulent current: Waves propagating with the current, J. Fluid Mech., 116, 227-251.
- 83- Kemp, P.H., and Simons, R.R., 1983. The interaction between waves and a turbulent current: Waves propagating against the current, J. Fluid Mech., 130, 73-91.
- 84- Kennedy, J.F., and Locher, F.A., 1972. Sediment suspension by waves, In: Waves on beaches by R.E. Meyer, Academic Press.
- 85- Komar, P.D., and Miller, M.C., 1975. On the comparison between the threshold of sediment motion under waves and unidirectional currents with a discussion of the practical evaluation of the threshold, Journal Sedimentary Petrol., Vol. 45, p. 362-367.
- 86- Kos'yan, R.D., 1985. Vertical distribution of suspended sediment concentrations seawards of the breaking zone, Coast. Eng. 9, p. 171-187.
- 87- Koyama, H., and Iwata, K., 1986. Estimation of water particle velocities of shallow water waves by a modified transfer function method, Coast. Eng. Conf. Taipei, Taiwan.
- 88- Kroon, A., and Van Rijn, L.C., 1989. Space-averaging aspects of sediment concentrations in the surf zone, Dep. of Phys. Geography, State Univ. of Utrecht, Utrecht, The Netherlands.
- 89- Larsen, L.H., Sternberg, R.W., Shi, N.C., Marsden, M.A.H., and Thomas, L., 1981. Field investigation of the threshold of grain motion by ocean waves and currents, Sedimentary Dynamics of Continental Shelves, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands.
- 90- Lavelle, J.A., and Mofjeld, H.O., 1987. Do critical stresses for incipient motion and erosion really exist, Journal of Hydr. Eng., Vol. 113, No. 3

- 91- Lofquist, K.E.B., 1980. Measurements of oscillatory waves, Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE, Vol.101, No.WW2, p.135-144.
- 92- Longuet-Higgins, M.S., 1953. Mass transport in water waves, Roy. Soc. Phil. Trans., Vol.245A.903, pp.535-581.
- 93- Lundgren, H., 1972. Turbulent currents in the presence of waves, Coastal Eng. Conf., p.623-634, Vancouver, Canada.
- 94- Madsen, O.S., and Grant, W.D., 1976. Sediment transport in the coastal environment, Report No.209, R.M.Parsons Lab., Dep. of Civ. Eng., M.I.T. Cambridge, Massachusetts, USA.
- 95- Mahmood, K., 1971. Flow in sand bed channels, Water Management Techn. Report No.11, Colorado State Univ. Fort Collins, Colorado, USA.
- 96- Mahmood, K., Mehrdad, M.H., and Haque, M.I., 1984. Bed form data in ACOF-canals 1979-1980, George Washington Univ., Civ.Mech. and Environmental Eng. Dep., USA.
- 97- Manohar, M., 1955. Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, Techn. Memo. No.75, Beach Erosion Board, Corps. of Eng., USA.
- 98- Mantz, P.A., 1977. Incipient transport of fine grains and flakes by fluids-extended Shields diagram, Journal of the Hydr. Div. ASCE, Vol.103, HY6.
- 99- Miche, R., 1944. Mouvements ondulatoires des Mers en profondeur constante ou décroissante, Annales des Ponts et Chaussees.
- 100- Miller, R.L., 1976. Role of vortices in surf zone prediction: Sedimentation and wave forces, Symp. Beach and Nearshore Sedimentation, Dallas, USA.
- 101- Miller, M.C., McCave, I.N., and Komar, P.D., 1977. Threshold of sediment motion under unidirectional current, Sedimentology, Vol.24, p.507-527.

- 102- Nadaoka, K., and Kondoh, T., 1982. Laboratory measurements of velocity field structure in the surf zone, Coast. Eng. in Japan, Vol.25.
- 103- Nakato, T., Locher, F.A., Glover, J.R., and Kennedy, J.F., 1977. Wave entrainment of sediment from ripples, Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE, No.WW1.
- 104- Nap, E., and Van Kampen, A., 1988. Sediment transport in irregular non-breaking waves, Coastal Eng. Dep. Delft Univ. of Technology, Delft, The Netherlands.
- 105- Nap, E., and Van Kampen, A., 1988. Sediment concentrations and transport in case of irregular non-breaking waves with a current, part A and B. Dept. of Coast. Eng., Tech. Univ. of Delft, Delft, The Netherlands.
- 106- Nelson, R.C., 1983. Wave heights in depth limited conditions, 6th Australian Conf. on Coastal and Ocean Eng., Gold Coast. Australia.
- 107- Nielsen, P., 1979. Some basic concepts of wave sediment transport, Series Papers 20, Inst. of Hydrodyn. and Hydr. Eng. Techn. Univ. of Denmark, Lyngby, Denmark.
- 108- Nielsen, P., 1984. On the motion of suspended sand particles, Journal of Geophysical Research, Vol.89, No.C1.
- 109- Nielsen, P., 1985. Short manual of coastal bottom boundary layers and sediment transport, Rep. TM85/1, Public Works Dept., Sydney, Australia.
- 110- Nielsen, P., 1988. Three simple models of wave sediment transport. Coast. Eng., Vol.12.
- 111- Nieuwjaar, M. and Van der Kaaij, Th., 1987. Sediment concentrations and transport in irregular non-breaking waves, Coast. Eng. Dep., Delft Univ. of Technology, Delft, The Netherlands.
- 112- Nikuradse, J., 1932. Gesetzmässigkeiten der turbulente strömung in glatten rahren, Ver. Deut. Ing. Forschungsheft 356.

- 113- Nikuradse, J., 1933. Strömungsgesetze in rauhen rahren, Forschung Arb. Ing. Wesen No.361, West Germany.
- 114- Ogink, H., 1988. Hydraulic roughness of bed forms, Delft Hydraulics, Rep. M2017, Delft, The Netherlands.
- 115- Osborne, P.D., and Greenwood, B., 1992. Frequency-dependent cross-shore suspended sediment transport, part 1 and 2, Marine Geol., 106, 1-51.
- 116- Paintal, A.S., 1971. Concept of critical shear stress in loose boundary open channels, Journal of Hydraulics Research Vol.9, No.1
- 117- Quick, M.C., 1983. Sediment transport by waves and currents, Can.J. Civ.Eng., 10 (7), 142-149.
- 118- Ramberg, S.E., 1987. Laboratory study of steep and breaking deep water waves, Journal of Waterway, Port Coastal and Ocean Eng., Vol.113, No.5.
- 119- Rance, P.J., and Warren, N.F., 1968. The threshold of movement of coarse material in oscillatory flow, Proc. 11th Conf. Coast.Eng., Vol.I, p.487-491, London, England.
- 120- Raudkivi, A.J., 1988. The roughness height under waves, Journal of Hydraulic Resarch, Vol.26, No.5.
- 121- Ribberink, J.S., 1989. Sediment concentration and bed regime measurements in large wavetunnel, Rep. H840.22, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- 122- Richardson, Y.F., and Zaki, W.N., 1954. Sedimentation and fluidization, part I, Trans. Inst. Chem. Eng. Vol.32, p.35-53.
- 123- Riedel, H.P., and Byrne, A.P., 1986. Random breaking waves-horizontal sea bed, Coast. Eng. Conf., Taipeh, Taiwan.
- 124- Roelvink, J.A., 1985. Sand concentrations under progressive waves (in Dutch), Delft Univ. of Technology, Coast. Eng. Dep., Delft, The Netherlands.

- 125- Roelvink,D., 1988. Large scale cross-shore transport tests, Rep. H596, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- 126- Russel,R.C.H., and Osorio, J.D.C., 1957. An experimental investigation of drift profiles in a closed channel, Proc. 6th. Coast. Eng. Conf., Florida, USA.
- 127- Sallenger,A.H., and Howd,P.A., 1989. Nearshore bars and break-point hypothesis, Coast. Eng., Vol.12, p.301-313.
- 128- Sato,S., Mimura,N., and Watanabe,A., 1984. Oscillatory boundary layer flow over rippled beds, Proc. 19th Coast. Eng. Congress, Houston, USA.
- 129- Sato,S., and Horikawa,K., 1986. Laboratory studies on sand transport over ripples due to asymmetric oscillatory flows, Coast. Eng. Conf. Taipei, Taiwan.
- 130- Sawamoto,M., and Yamashita,T., 1987. Sediment transport in sheet flow regime, Coastal Sediments, New Orleans, USA.
- 131- Sayao, O.D.S.F.J., 1982. Beach profiles and littoral sand transport, Queen's Univ., Kingston, Ontario, Canada.
- 132- Shi, N.C., 1983. Reverse sediment transport induced by amplitude-modulated waves, Univ. of Washington, Washington, USA.
- 133- Shields,A., 1936. Anwendung der öhnlichkeitsmechanik und der turbulenz forschung auf die geschiebebewegung, Mitt. der Preuss. Versuscsamst. für Wasserbau und Schiffbau, Heft 26, Berlin, Deutschland.
- 134- Shore Protection Manual, 1984. Cerc, Waterways Experiment Station, Vickbury, Mississippi, USA.
- 135- Silvester,R., and Mogridge, G., 1970. Reach of waves to the bed of the continental shelf, Proc. 12 th Conf. Coast. Eng. Vol.II, p.651-667, Washington, USA.
- 136- Skafel,M.G., and Krishnappan,B.G., 1984. Suspended sediment distribution in wave field, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol.110, No.2

- 137- Sleath, J.F.A., 1974. Velocities above a rough bed in oscillatory flow, *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Eng. Div.* 100, WW4, p.287-304.
- 138- Sleath, J.F.A., 1974. Mass transport over a rough bed, *Journal of Marine Research*.
- 139- Sleath, J.F.A., 1978. Measurements of bed load in oscillatory flow, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Div.*, Vol.104, No. WW3.
- 140- Sleath, J.F.A., 1984. *Sea bed mechanics*, Wiley Interscience, New York.
- 141- Sleath, J.F.A., 1988. Transition in oscillatory flow over rough beds, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, Vol.114, No.1
- 142- Smith, J.D., 1977. Modelling of sediment transport on continental shelves, In Goldberg, E.D. et al, *The Sea*, Vol.6, Wiley-Interscience, New York.
- 143- Soulsby, R.L., Davies, A.G., and Wilkinson, R.H., 1983. The detailed processes of sediment transport by tidal currents and by surface waves, *Inst. of Oceanographic Sciences, Report*, No.152, Taunton, England.
- 144- Staub, C., Jonsson, I.G., and Svendsen, I.A., 1984. Variation of sediment suspension in oscillatory flow, *Coast. Eng. Houston, USA*.
- 145- Steetzel, H., 1987. Model investigation dune revetments (in Dutch), *Rep.H298 Part I*, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- 146- Stive, M.J.F., 1980. Velocity and pressure field of spilling breakers, *Proc.17th Conf. on Coast. Eng.*, Sydney, Australia.
- 147- Stive, M.J.F., 1983. A model for offshore sediment transport, *Delft Hydr. Lab. Note M1882*, Delft, The Netherlands.
- 148- Stokes, G.G., 1847, On the theory of oscillatory waves, *Trans. Cambridge Phil. Soc.*, Vol.8, pp.441-455.

- 149- Swart,H., 1976. Predictive equations regarding coastal transports, Proc. 15th Conf. Coast. Eng. Honolulu, Hawaii.
- 150- Swart,H., 1976. Computation of longshore transport, Delft Hydraulics, Rep.R968-I, Delft, The Netherlands.
- 151- Thornton,E.B., and Guza,R.T., 1982. Energy saturation and phase speeds measured on a natural beach, Journal of Geophysical Research, Vol.87, No.C12, p.9499-9508.
- 152- Thornton,E.B., Wu,C.S., and Guza,R.T., 1984. Breaking wave design criteria, Proc. Coast. Eng. Conf., Taiwan.
- 153- Van der Graaff,J., 1988. Sediment concentration due to wave action, Thesis, Delft Univ. of Technology, Delft, The Netherlands.
- 154- Van der Kaaij, T.H., and Nieuwjaar, M.W.C., 1987. Sediment concentrations and transport in case of irregular non-breaking waves with a current, part A and B, Dept. of Coast. Eng., Tech. Univ. of Delft, Delft, The Netherlands.
- 155- Van der Stel,J.A., and Visser,P.J., 1985. Model investigation of the effect of perpendicular waves on the longshore current (in Dutch), Coast. Eng. Dep., Civil Eng., Techn. Univ. of Delft, Delft, The Netherlands.
- 156- Van der Velden,E., 1986. Sediment suspension in an oscillating flow near the bed, Delft Univ. of Technology, Coast. Eng. Dep., Delft, The Netherlands.
- 157- Van Heteren,J., and Stive,M.J.F., 1985. Kinematics and directionality of waves in the surf zone, Note WWKZ-84, 5013, Rijkswaterstaat, Hellevoetsluis, The Netherlands.
- 158- Vanoni,V.A., and Brooks, N.H., 1957. Laboratory studies of the roughness and suspended load of alluvial streams, Sedimentation Laboratory, California Inst. of Techn., Report E-68, USA.
- 159- Van Rijn, L.C., 1982. Equivalent roughness of alluvial bed, Journal of the Hydraulics Div., ASCE, Vol.108, No.HY10.

- 160- Van Rijn, L.C., 1984. Sediment transport, Part II: Suspended load transport, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, No.HY11.
- 161- Van Rijn, L.C., 1984. Sediment transport, Part III: Alluvial roughness, Journal of Hydraulic Engineering, Vol.110, No.12.
- 162- Van Rijn, L.C., 1985. The effect of waves on kaolinite/sand beds, Rep. M2060, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- 163- Van Rijn, L.C., 1985. Two dimensional vertical mathematical model for suspended sediment transport by currents and waves, Rep.5488 Part IV, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- 164- Van Rijn, L.C., 1987. Data base sand concentration profiles for currents and/or waves, Rep.M1695-04-1, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- 165- Van Rijn, L.C., 1989. Handbook of sediment transport in current and waves, Rep. H461, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- 166- Van Rijn, L.C., 1990. Principles of fluid flow and surface waves in rivers, estuaries, seas and oceans, Aqua Publications, Amsterdam, The Netherlands.
- 167- Van Rijn, L.C. et al. 1993. Transport of Fine Sands by Currents and Waves, ASCE Journal of Waterway, port, coastal and Ocean Eng. Vol.119, No.2, pp.123-143.
- 168- White, W., Paris, E., and Bettles, R., 1979. A new general method for predicting the frictional characteristics of alluvial streams, H.R.S.Wallingford, Rep.No.IT 187, England.
- 169- Wilson, K.C., 1989. Friction of wave-induced sheet flow, Coast. Eng., 12.
- 170- Vincent, G.E., 1957. Contribution to the study of sediment transport on a horizontal bed due to wave action, Coast. Eng.Conf., Miami, USA, p.326-355.

- 171- Visser,P.J., 1986. Wave basin experiments on bottom friction due to currents and waves, Coast. Eng. Conf., Taipeh, Taiwan.
- 172- Weggel,J.R., 1972. Maximum breaker height, Journal of Waterways, Harbours and Coastal Eng. Div., ASCE, Vol.98, No.WW4.



ÖZGEÇMİŞ :

Doğum tarihi : 10 Eylül 1971
Doğum Yeri : Elazığ
Lise : Suadiye Lisesi, İstanbul, 1987
Üniversite : Yıldız Teknik Üniversitesi
İnşaat Müh.Böl., 1991
Çalıştığı Kurum : Yıldız Teknik Üniversitesi
Hidrolik Anabilim Dalı
Araştırma Görevlisi, 1992

