

VILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Vorteks Yay. Fre. Oynat. Der. Etkisi

DOKTORA TEZİ

Sabahattin Üç

1988

R 150
151

125-
350070

T.C.
YILDIZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

VORTEKS YAYILMA FREKANSININ
OYULMA DERİNLİĞİNE
ETKİSİ

DOKTORA TEZİ
Y.MÜH, SABAHATTİN ÜÇ

İSTANBUL 1988

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
KÜTÜPHANE DOKÜMANTASYON
DAİRE BAŞKANLIĞI

Kot : R 150
: 151
Alındığı Yer : FEN. BİL. ENS.
:
Tarih : 15.10.1991
Fatura :
Fiyatı : 3500. TL
Ayniyat No : 1/15
Kayıt No : 4743
UDC : 624. 378.242
Ek :





T.C.
YILDIZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

VORTEKS YAYILMA FREKANSININ
OYULMA DERİNLİĞİNE
ETKİSİ



DOKTORA TEZİ
Y.MÜH, SABAHATTİN ÜÇ

İSTANBUL 1988



İÇİNDEKİLER

ÖZET

SUMMARY

SEMBOLLER

1. BÖLÜM

KÖPRÜ AYAKLARININ AKIM ALANINA ETKİSİ	1
1.1. Giriş	
1.2. Köprü Ayakların Akım Alanına Etkisi	2
1.2.1. Hız Alanındaki Değişmeler	3
1.2.2. Basınç Alanındaki Değişmeler	4
1.3. Sınır Tabakasının Oluşumu ve Ayrılması	7
1.3.1. Genel Bilgiler	7
1.3.2. Engel Etrafında Sınır Tabakasının Oluşumu ve Vorteks Kaynağı Olarak Engel	8
1.3.3. Sınır Tabakasından Ayrılma Olayı	11
1.4. Köprü Ayakları Etrafında Oluşan Vorteks Sistemler ve Sekonder Akım	10
1.4.1. Vorteks Sistemler	19
1.4.1.1. Sürüklenen Vorteks Sistemi	20
1.4.1.2. Atnalı Vorteks Sistem	21
1.4.1.3. Art - İz (izli) Vorteks Sistemi	23

2. BÖLÜM

KATI MADDE HAREKETİ VE KÖPRÜ AYAKLARININ KATI MADDE HAREKETİNE ETKİSİ	25
2.1. Genel Bilgiler	25
2.1.1. Tarif ve Sınıflandırma	25
2.1.2. Tanelerin Sürüklenme Başlangıcı	26
2.1.3. Taban Şekillerinin Oluşması ve Taban Direnci	30
2.1.4. Katı Madde Taşınımında Denge ve Dengenin Bozulması	34
2.1.5. Oyulmanın Başlaması ve Oluşması	36



ÖZET

Hareketli tabanlı bir akarsuya yerleştirilen köprü ayağının etrafında meydana gelen yerel oyulma derinliklerinin belirlenmesi için bir çok çalışma yapılmıştır. Ancak, pratikte geçerli olabilecek uygun bir sonuç henüz elde edilememiştir. Bunun nedeni oyulma olayına etkili parametre sayısının çok oluşudur.

Bu çalışmaların hemen hemen hepsi laboratuvar şartlarında gerçekleştirilmiştir. Buna rağmen oyulma derinliklerinin belirlenmesinde bu çalışmaların sonuçlarının kullanılması halinde çok farklı sonuçlar elde edilebilmektedir.

Bu çalışmada, yerel oyulmanın esas sebebi olan vortekslerin yayılma frekansları göz önüne alınarak, oyulma derinliği üzerine etkisi araştırılmıştır. Çünkü, ayak yakınında meydana gelen en önemli proses, vorteks yayılmasıdır. Dairesel silindir ayaklar için, vorteks yayılması, ayağın menbaındaki sınır tabakasının durumuna bağlı olduğu bilinmektedir. Bu amaçla, bir seri deney yapılmıştır. Bu çalışmanın sonucunda, vorteks yayılma frekansının, rölatif oyulma derinliğinin bir fonksiyonu olduğunu gösteren bağıntılar elde edildi. Bu bağıntılar Reynolds sayısının bütün değerleri için geçerlidir. Bu bağıntıların formu aynı olmakla birlikte, Re sayısının üç ayrı bölgesi için elde edilen bağıntılarda yalnızca katsayılar değişmektedir.

Bu çalışmada elde edilen en önemli sonuçlar aşağıdadır ;

- Re sayısının tüm değerleri için oyulma derinliğini çok iyi bir yaklaşımla veren bir diyagram elde edilmiştir.

- Bu diyagram ve bağıntılar prototip ve laboratuvar şartlarında uygulanabilir.

- Rölatif oyulma derinlikleri Reynolds sayısıyla azalmaktadır. Bununla beraber, $Re \approx 2,5 \cdot 10^5$ için ikinci ve $Re \approx 10^6$ için üçüncü pik noktası vardır.

SUMMARY

A lot of researche have been done for determination of local scour depth occurring around bridge piers placed in the river with live bed. However a result which will used in practice couldn't have been obtained. Because there are many parameters which effect the problem.

All of these studies have been realized on the laboratory conditions. Althrough, very different results could have been obtained when they have been used for determination of scour depths.

In this study, the shedding frequencies of vortex which are main reasons of local scouring, have been considered and researched for their affects on the local scours. Because, the most important process is the vortex shedding which occurs around bridge piers for circular cylinders the vortex shedding has been known to depend on state of the boundary layer on the upstream side of pier.

For this reason, a series of experiments have been done. At the end of this studies, the relations which are relative to scour depth were obtained, and it was shown that the scour depth was the fonction of vortex shedding frequency. These relations are valid for all Reynols Numbers Althrough the form of this relations are same, only the coefficients of them have been changing for three regions of Reynolds number.

The most important results for this study are as following :

- A practical diagramme have been obtained by which local scour depth can be found easly with a good approximation for all the Reynolds Numbers.

- These diagrammes and relations can be used on the prototipical conditions and in the laboratory.

- Relative scour depths decrease with Reynolds numbers. However they have got a second peak for $R_e \approx 2,5 \cdot 10^5$ and a thirth peak for $R_e \approx 10^6$.

SEMBOLLER

a	: Silindirin yarıçapı
b	: Dikdörtgen ayağın genişliği
b_t	: Ayağın akıma dik etkili genişliği
B	: Kanal genişliği
c_p	: Basınç katsayısı
C, c'	: Bir katsayı
C_o	: Vorteksin şiddeti
C_D	: Sürüklenme katsayısı
d	: Taban malzemesinin dane çapı
d_m	: Karakteristik dane çapı
d_{50}	: %50'si verilen çaptaki elekten geçen dane çapı
d_{90}	: %90'nı verilen çaptaki elekten geçen dane çapı
d	: Sedimentolojik çap
D	: Silindirik ayağın çapı
f	: Silt faktörü
Fr	: FROUDE sayısı
Fr	: Dane Froude sayısı
g	: Yer çekim ivmesi
k	: KARMAN sabitesi
k	: Kanal pürüzlülük katsayısı
K	: Ayak şekline bağlı bir katsayı
K_a	: Atak açısına bağlı bir katsayı
H	: Oyulma derinliği
H_d	: Denge oyulma derinliği
$H_{d_{max}}$	: Maksimum denge oyulma derinliği
h	: Kanaldaki su derinliği
h_d	: Dalgacığın yüksekliği
Δ^h	: Kabarma yüksekliği
l	: Dikdörtgen ayağın uzunluğu
L	: Uzunluk boyutu
n	: Vorteks yayılma frekansı, narinlik oranı
m	: Bir katsayı
p	: Basınç

$\Delta P_1, \Delta P_2, \Delta P_3$	: Basınç gradyenleri
r_o	: Vorteksin yarıçapı
r	: Eğrilik yarıçapı, regresyon katsayısı
Re	: REYNOLDS sayısı
Re	: Dane Reynolds sayısı
Re_a	: Ayak Reynolds sayısı
Q	: Debi
q	: Birim debi
$q_T^{(B)}$	: Taşıma kapasitesi
$q_T^{(S)}$	: Menbadan gelen katı madde miktarı
s	: Yay elemanı
Sh	: Strouhal sayısı
t	: Zaman
V	: Oyulma çukurunun hacmi
v	: Hız vektörü
u	: Ayak etrafındaki toplam hız
u	: Taban sürüklenme hızı
u, v, w	: (x, y, z) yönündeki hız bileşenleri
u', v', w'	: (x, y, z) yönündeki türbülans çalkantı bileşenleri
U_o	: Yaklaşım hızı
U_{kr}	: Kritik hız
U_z	: Ayak önündeki düşey hız
U_r, U_θ, U_z	: (r, θ, z) yönündeki hız bileşenleri
x	: Yatay koordinat eksen
z	: Düşey koordinat eksen
γ, γ_w	: Suyun özgül ağırlığı
γ_s	: Danenin özgül ağırlığı
Δ	: Danenin su altındaki birim hacim ağırlığı
ν	: Suyun kinematik viskozitesi
ν_T	: Türbülanslı kinematik viskozitesi
ϕ	: Malzemenin su altındaki şev açısı
α	: Atak açısı
ρ, ρ_w	: Suyun yoğunluğu
ρ_s	: Danenin yoğunluğu
η	: Boyutsuz bir katsayı



III

τ	: Taban kayma gerilmesi
τ_{kr}	: Kritik taban kayma gerilmesi
$\Delta\tau$	: Türbülans dolay kayma gerilmesindeki çalkantı
δ	: Sınır tabakası kalınlığı
ω	: Savaşın tepesinin tabana olan uzaklığı
σ	: Malzemenin standard sapması



BÖLÜM I

1. KÖPRÜ AYAKLARININ AKIM ALANINA ETKİSİ

1.1. GİRİŞ

Hareketli tabanlı, üniform akışlı bir çok kanala yerleştirilen bir köprü ayağı, gerek kanaldaki akımda ve gerekse hareketli taban malzemesinin taşınımında önemli bazı değişikliklere neden olur. Bu değişimin neticesinde, kanal tabanında önemli geometrik değişiklikler görülür.

Kanaldaki genel akım içersine bir köprü ayağı yerleştirildiği zaman birbirinden çok farklı, buna karşılık birbirinin tamamlayıcısı olan olaylar gözlenir. Bu olayları şu biçimde sınıflandırmak mümkündür.

- Ayakdan dolayı akım çizgilerinde meydana gelen sapmalar ve bunun neticesi olarakta, ayak etrafındaki hız ve basınç alanında önemli değişiklikler,
- Ayak etrafında sınır tabakasının oluşması, hız ve basınç alanındaki değişikliklerin neticesi olarak, sınır tabakasından ayrılmalara,
- Sınır tabakasından ayrılmanın neticesinde ayak etrafında çeşitli biçim ve büyüklükte vorteks sistemlerinin oluşması ve sökonder hareketler,
- Ayak etrafında oluşan vorteks sistemler ve sökonder akımın etkisi ile, tabanda dengede bulunan malzemelerin yerinden sökülmesi ve taşınması,
- Ayak etrafında oyulmanın başlaması ve oyulma çukurunun oluşması.

Görüldüğü gibi, açık kanala yerleştirilen köprü ayakları, gerek akım karakteristiklerinde meydana getirdiği değişiklikler ve gerekse hareketli tabana sahip kanaldaki katı maddelerin taşınımı üzerine yaptığı etkiler dolayısıyla kanal geometrisinde oyulma ve birikmelerin oluşmasına neden olur.

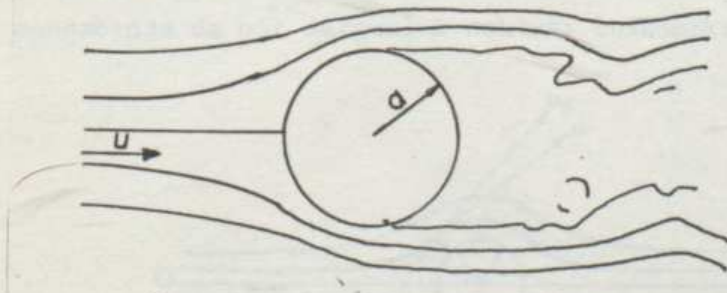
Bir açık kanalda katı madde taşınımı, akım karakteristiklerinin

bir fonksiyonu olduğu bilindiğine göre, taban şeklinin ayakların yakınındaki değişimini inceleyebilmek, ancak, bir yandan köprü ayağının akım alanına yaptığı etkilerin ve diğer yandan da akım şartlarının değişmesiyle katı madde taşınımının ne biçimde değiştiğinin bilinmesi ile mümkün olacaktır. Ancak o zaman, bu olaylar arasında kurulacak bağıntılarla, oyulma olayının mekanizması açıklığa kavuşturulabilir.

Bu çalışmada, önce köprü ayaklarının akım alanına yaptığı etkiler ve meydana getirdiği değişiklikler ile bu değişikliklerin neticesinde oluşan vorteks sistemler ve sökonder hareketler, köprü ayağının mevcut durumuna ve akımın özelliklerine bağlı olarak incelenecektir. Sonra, bir açık kanaldaki katı madde taşınımının mekanizmasına yakından bakılarak, taşınan madde miktarının akımın hangi özelliklerine bağlı olduğu ve bu özelliklerin değişmesiyle nasıl değiştiği incelenecektir. Nihayet, oyulma olayına etki eden parametreler ele alınarak, bu güne kadar yapılmış çalışmaların ışığı altında açıklığa kavuşturulmaya çalışılacaktır. Daha sonra da deneysel çalışmalara geçilecektir.

1.2. KÖPRÜ AYAKLARININ AKIM ALANINA ETKİSİ

Bir engel akım içerisinde yerleştirildiği zaman, akım alanında çok önemli değişmeler meydana geldiği bilinmektedir. Bunun nedeni, engelden dolayı akım çizgilerinde sapmaların meydana gelmesidir (Şekil 1.1). Bunun neticesinde, akım karakteristiklerinde çok önemli değişmeler meydana gelmektedir. Akım karakteristiklerindeki bu değişmelere kısaca bir göz atalım.



Şekil (1.1.): Akım Çizgilerindeki Sapmalar.

1.2.1. HIZ ALANINDAKİ DEĞİŞMELER

Engelin simetri ekseninde olan sıvı ipçığının, engele yaklaştıkça hızının azaldığı ve nihayet, engelin cidarında sıfır olduğu, yapılan gerek teorik ve gerekse deneysel çalışmalarla gösterilmiştir. Engel üzerine hızın sıfır olduğu bu noktaya "Durgunluk noktası" denir. Durgunluk noktasının konumu ; akım yüksekliği, akım hızı ve engel önünde oluşan kabarma yüksekliğinin bir fonksiyonudur /1/.

Akımın üç boyutlu olarak göz önüne alınması halinde, durgunluk noktası yerine durgunluk düzleminden söz etmek gerekir.

Kanaldaki akımın sıkışmaz ve viskozitesiz bir potansiyel akım olduğunu kabul edersek, Şekil 1.2 de görüldüğü gibi silindirik koordinat sisteminde, engel etrafındaki hız dağılımının;

$$u_r = -U_0 \left(1 - \left(\frac{a}{r}\right)^2\right) \cos \theta \quad (1.1)$$

$$u_\theta = U_0 \left(1 + \left(\frac{a}{r}\right)^2\right) \sin \theta \quad (1.2)$$

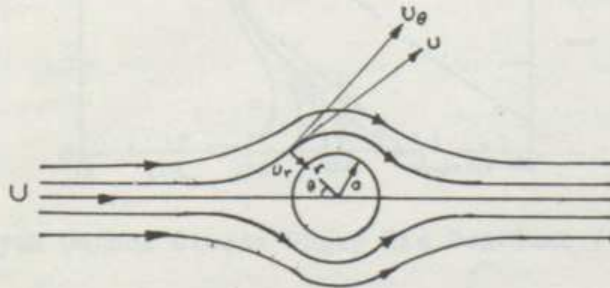
şeklinde ifade edileceği açıktır.

Herhangi bir (r, θ) noktasındaki toplam hız ise,

$$u = U_0 \left[1 - 2 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \cos 2\theta + \left(\frac{a}{r}\right)^4\right]^{1/2} \quad (1.3)$$

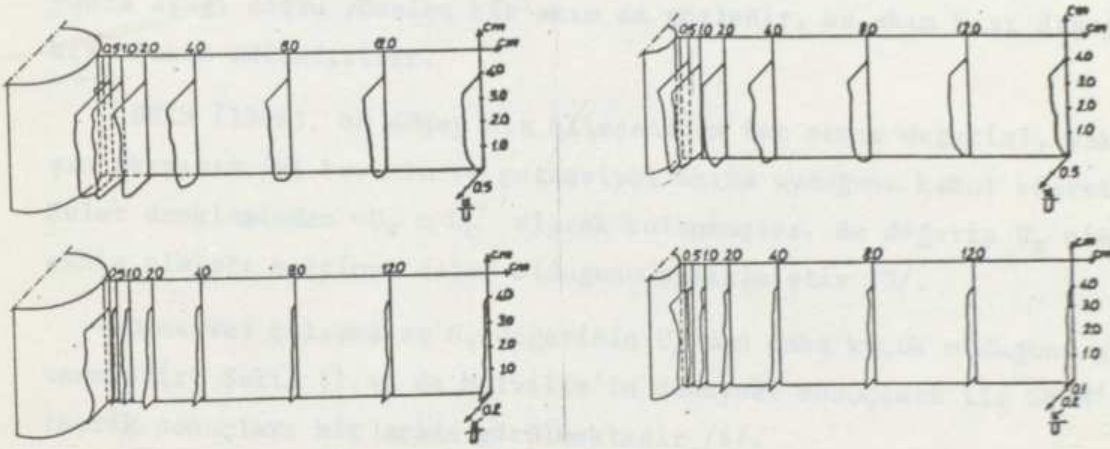
olarak elde edilir.

(1.3) denkleminde görüleceği gibi, engelin menbaında olduğu gibi mansabında da bir durgunluk noktası bulunmaktadır.

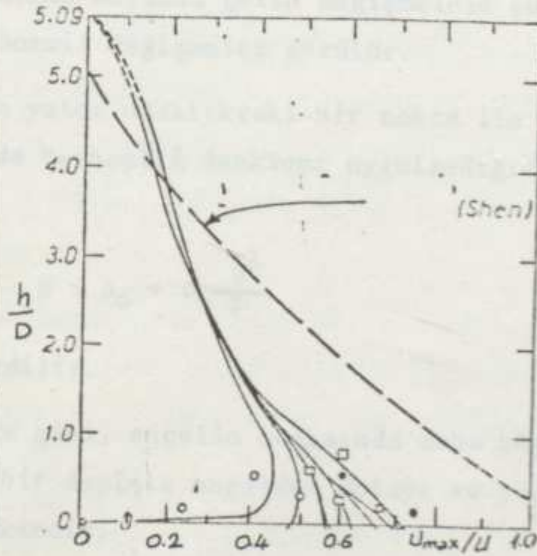


Şekil (1.2) : Silindirik Koordinat Sistemi.

Gerçekte ise, engelin oluşturduğu türbülansın dolaylı oluşan akım modeli, potansiyel akım teorisine uymaz. HJORTH (1971,1975), gerek engelin menbaında ve gerekse mansabında düşey hız dağılımını etüd etmiş, engelden dolayı oluşan türbülansın bu hız dağılımına ne şekilde etkili olduğunu deneysel olarak ele almıştır. Elde ettiği neticeler, Şekil 1.3 de görülmektedir /2/.



Şekil(1.3): Ayaktan Dolayı Yaklaşan Akımdaki Değişmeler ve Türbülans Etkileri /2/.



Şekil(1.4): Ayak Önünde Oluşan Düşey Hız Dağılımı /3//4/.

Burada, türbülans çalkantı hızlarının çok büyük boyutlara vardığı, bunun de engel etrafındaki hız dağılımını önemli bir biçimde etkilediği açıkça görülmektedir. Diğer önemli bir netice de; engelin boyutu arttıkça, buna paralel olarak, türbülans çalkantı hızlarında artmakta olduğudur.

Engel etrafında bu değişmelerin yanı sıra durgunluk düzlemi boyunca aşağı doğru yönelen bir akım da gözlenir, bu akım hızı düşey hız olarak adlandırılır.

SHEN (1966), bu düşey hız bileşeninin üst sınır değerini, yaklaşım akımının iki boyutlu ve potansiyel akıma uyduğunu kabul ederek, Euler denkleminde $-U_z = U_0$ olarak bulunmuştur. Bu değer U_z nin sahip olacağı maksimum değer olduğunu belirtmiştir /3/.

Deneysel çalışmalar U_z değerinin U_0 dan daha küçük olduğunu göstermiştir. Şekil (1.4) de Melville'in deneysel sonuçları ile SHEN'in teorik sonuçları bir arada görülmektedir /4/.

1.2.2. BASINÇ ALANINDAKİ DEĞİŞMELER

Hız alanında meydana gelen değişmelere paralel olarak, basınç alanında da önemli değişmeler görülür.

Engelden yeter uzaklıktaki bir nokta ile engel üzerindeki bir nokta arasında Bernoulli denklemi uygulandığında, engel önünde oluşan basınç,

$$p = p_0 + \rho \frac{U^2}{2} \quad (1.4)$$

olarak elde edilir.

Görüldüğü gibi, engelin menbaında daha büyük bir basınç oluşmaktadır. Diğer bir deyişle engelden dolayı su yüzeyinde bir kabarma meydana gelmektedir.

Engel etrafındaki basınç dağılımı ise, akımın sıkışmaz ve viskozitesiz bir potansiyel akım olduğu kabulü ile,

$$p = \frac{1}{2} \rho U^2 (1 - 4 \sin^2 \theta) \quad (1.5)$$

şeklinde ifade edildiği bilinmektedir.

Gerçekte ise, engel etrafındaki basınç dağılımı potansiyel akım teorisinden oldukça farklıdır. HJORTH (1975), engel etrafında oluşan basıncın değişimini incelemek amacı ile yaptığı deneysel çalışma sonucunda, engel etrafındaki basıncın değişimini c_p cinsinden ölçmüştür. Burada c_p Basınç katsayısı olup,

$$c_p = \frac{P_a - P_o}{1/2 \rho U^2} \quad (1.6)$$

şeklinde boyutsuz olarak ifade edilmektedir.

Şekil (1.5) de, gerek (1.5) denklemi ve gerekse deneysel çalışmadan elde edilen sonuçlar bir arada verilmiştir.

Basıncın, $\theta = 90^\circ$ 'ye kadar azaldığı, sonrada yükseldiği görülmektedir. Fakat, engelin mansap tarafından belirli bir değerden itibaren sabit kaldığı bununla birlikte, hiç bir zaman menbadaki basınca ulaşamadığı görülmektedir.

Engelden dolayı meydana gelen türbülansın, basınç alanına etkisini de unutmamak gerekir.

Türbülansın engel etrafındaki akıma etkileri şöylece özetlenebilir.

1) Serbest akımda türbülans şiddetinin değişimi, engel etrafındaki akış biçimini ve Reynolds gerilmelerini değiştirir.

2) Akımın tekrar irtibatının bir faktör olmadığı şekillere sahip gövdeler, artan türbülansla birlikte, artan sürüklenme katsayısına (C_D) sahip olurlar.

3) Artan türbülansla birlikte, tekrar irtibatlı veya yaklaşık irtibatlı gövdeler, türbülans şiddeti ile artan ve eksilen (C_D) katsayısına sahip olabilirler. Bu gövdenin şekline bağlıdır.

4) (3) de söz edilen etkiye en çok uyarlı gövdeler, uzunluğunun genişliğine oranı bire yakın gövdelerdir.

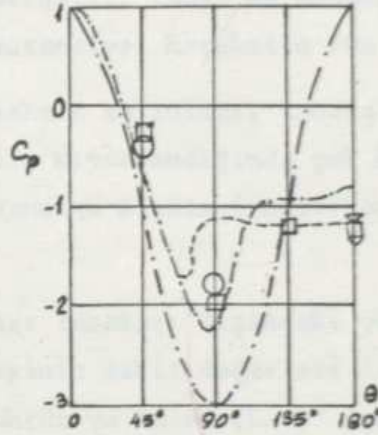
5) (3) ve (4) de belirtilen gövdelerin kenarındaki basınç dağılımı, türbülans şiddetinin yaklaşık %10 değişmesiyle %100'e kadar değişebilir.

ROSHKO (1961), $Re = 10^6 \sim 10^7$ değerlerine kadar yaptığı yeni ölçmelerde, silindirik engelin arkasındaki basınçta bir düşme, buna karşılık, C_D katsayısında %70 değerine bir artma olduğunu gözlemiştir /6/.

C_D sürüklenme katsayısı;

$$C_D = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} c_p \cos \theta d\theta \quad (1.7)$$

şeklinde, c_p , basınç katsayısından elde edilmiştir.



Şekil (1.5) : Teorik olarak C_p basınç katsayısının dağılımı.

1.3. SINIR TABAKASININ OLUŞUMU VE AYRILMASI

1.3.1. GENEL BİLGİLER

Az viskoziteli bir akışkan içinde hareket eden katı bir cisim veya katı bir cisim etrafında hareketli bir akışkanda, viskoz tesirler katı cismin yüzeyine yapışık çok ince bir tabaka içinde kalırlar. Bu ince tabakada viskozite ile aynı mertebeden olan atalet kuvvetleri akışkan partiküllerinin, bu tabaka dışındakilere göre gecikmesine sebep olurlar. Dış akımın, teşekkül ettiğini varsaydığımız bölge kalınlığına oranla çok ince kalınlıkta olan sınırdaki bu tabakaya, sınır tabakası adı verilir /1/.

Sınır tabakası, içinde akışkan hızının sınırdaki istenen sıfır değerden, viskozitesiz bir akışkana uygun gelen sonlu bir değere geçiş yaptığı tabakadır. Diğer bir değişle, cidarın yavaşlatıcı

etkisinin görülmediği dış akımın U hızına %1 kadar yaklaştığı bölgeye verilen addır /7/.

Bir başka tanım olarak da sınır tabakası, içinde vorteksin viskoz difüzyonunun önemli olduğu tabaka olarak özetlenebilir /8/.

Sınır tabakasındaki akım için ileri sürülen ve "Genelleştirilmiş sınır tabakası hipotezleri" olarak adlandırılan hipotezler şunlardır;

1) Cidara yapışık δ kalınlığındaki bir tabakanın dışında akışkan ideal olarak düşünülebilir. Yani, bu bölgede viskozitenin etkisi ihmal edilebilir ve potansiyel hareketin tüm varsayımları uygulanabilir.

2) δ sınır tabakası kalınlığı, tabaka içindeki diğer çizgisel uzunluk ölçekleri ile kıyaslandığında çok küçüktür. Yani, L , sınır tabakası içindeki uzunluk ölçüleri mertebesinde ise, $L > \delta$ bağıntısı vardır.

3) Eğer, U sınır tabakası dışındaki yüzey koordinatları yönündeki hızların mertebesinin sabit değerleri ise, Re sayısı ($Re = UL/\nu$), yeter derecede büyüktür ve en az $(L/\delta)^2$ mertebesinde dir.

4) Sınır tabakasına teğet hız bileşenleri, U mertebesinde dir. Buradan, süreklilik denklemi, sınıra dik normal hız bileşenlerinin büyüklük mertebesinin $U\delta/L$ olduğunu ifade eder.

5) Sınır tabakası içindeki akım türbülanslı ise, Reynolds kayma gerilmeleri, $\rho U^2 \delta/L$ mertebesinde dir. Reynolds normal gerilmeleri ise, ρU^2 ile $\rho U^2 \delta/L$ mertebesi arasındadır /9/.

Sınır tabakalarının akım içindeki oluşum özelliklerine göre, iki bölümde incelenmektedir ;

- a) Laminer sınır tabakası,
- b) Türbülanslı sınır tabakası.

Laminer sınır tabakasından, türbülanslı sınır tabakasına geçiş, geçiş bölgesi olarak adlandırılan bir bölgeden sonra olmaktadır.

1.3.2. ENGEL ETRAFINDA SINIR TABAKASININ OLUŞUMU ve VORTEKS KAYNAĞI OLARAK ENGEL

Vorteks veya sirkülasyon akışkanın içinde yaratılamaz, fakat

bir defa orada varsa viskozite etkisiyle yayılır /8/.

Bu özellik, düzgün yoğunluklu bir akışkanda sükunetten doğan hareketlerde, esas vorteks kaynağı ile ilgili sorunu ortaya çıkarır. Başlangıçta, vorteks her yerde sıfırdır ve hareket, vorteks akışkandan difüze olmadıkça tamamen irrotasyonel kalmalıdır.

Akışkan tamamen veya kısmen bir katı ile sınırlandığı zaman, böyle bir mekanizma kaymama şartı ile temin edilir. Şu halde, akışkanın sınırından geçen vorteksin difüzyonunun olmaması halinde, sükunetten doğacak olan hareket, sınırda sıfırdan farklı teğetsel bir izafi hızla birlikte bulunur. Kaymama şartı bağıl hızın teğetsel bileşeninin katı sınırın her bir noktasında sıfır olmasını gerektirdiğinden, viskozite ne kadar küçük olursa olsun bu akımdaki vorteks, sınırda sonsuz olur. Sınırdaki bu sonsuz vorteksli tabaka, bir defa viskozitenin hareket etmesine izin verdikten sonra vorteksin oradan akışkan içine yayıldığı bir kaynaktır.

Türbülanslı sınır tabakasında türbülansın doğuşu, gelişmesi ve bu esnada meydana gelen olaylar ancak son zamanlarda geliştirilen sistemlerle incelemek mümkün olmuştur.

Önceki bilgiler, türbülanslı bir akımda yer ve zamana göre rastgele karakterde bir çok olayın ortaya çıktığı şeklinde idi. Halbu ki, son çalışmalar, bu olayların belirli bir sıra dahilinde meydana geldiğini göstermektedir. Diğer bir ifade ile türbülansı özellikle taban civarındaki bölgelerde yer ve zamana göre rastgele karakterinde olan deterministik olaylar dizisi doğurmakta, beslemekte ve kesit içine yayılmasını sağlamaktadır /10/.

Akışkan içine yerleştirilen bir katı cisim göz önüne alınarak, akışkan içindeki vorteksli tabakanın gelişmesi üç kademe gözlenebilir.

Birinci kademe, cismin yüzeyinin her bir elemanını geçen sıfır kütle akısını sağlayan akışkanda bir hareketin ani olarak doğmasıdır. $t = 0$ anında akışkanın iç noktalarında vorteks yoktur. Çünkü, vorteks $t < 0$ anında sıfırdır. $t = 0$ anında, cismin yüzeyindeki bir vorteks tabakasına eşdeğer olan sınırdaki teğetsel hızda bir süreksizlik vardır.



Celişmenin ikinci kademesinde, $t = 0$ anında konsantre olan vorteks, akışkanın içine viskozitenin etkisi ile yayılır. Sabit bir noktada vorteksdeki değişmeler, yalnızca viskoz difüzyondan ileri gelmekte ise, vorteksin cisimden t kadar zamanda yayıldığı uzaklık, $(\nu t)^{1/2}$ mertebesinde olacaktır. Gerçekte, vorteks konveksiyona da uğrar ve akışkanın yerel distorsiyonu ile değişir. t 'nin küçük değerlerinde, $(\nu t)^{1/2}$ difüzyon uzaklığı küçük olduğu zaman, konveksiyonun esas etkisi vorteksi cisimden uzaklaştırmaktan çok, yüzeye paralel olarak taşımak yönündedir. Şu halde, t 'nin küçük değerlerinde akışkanın vorteksi, cismi saran ve kalınlığı $(\nu t)^{1/2}$ olan bir tabaka içinde sıfırdan farklıdır.

Üçüncü kademede, $(\nu t)^{1/2}$ artık küçük bir uzaklık değildir. Konveksiyon vorteksi sınırdan uzağa veya sınıra iletebilmektedir. $t = \infty$ anında, esas olarak konveksiyon ve difüzyon, vorteksin sürekli olarak akımın içine yayılıp yayılmadığını kontrol eder.

Hareketli bir akışkan içine konan bir cisim, cismin önündeki hızın cisme doğru olduğu ve difüzyonla iletim, artan uzaklıkla zayıfladığına göre, vorteksin cismin önünde yalnızca sonlu bir uzaklığa kadar yayıldığı açıktır. Konveksiyonun kuvvetli olduğu veya difüzyonun zayıf olduğu hallerde, cismin yanında ve önünde asimtotik olarak uzandığı vorteksin olmadığı geniş bir bölge vardır /8/.

Katı bir sınırın bir vorteks kaynağı olduğu ve vorteksin tedricen sınırdan, başlangıçta vortekssiz akıma, $(\nu t)^{1/2}$ veya $(\nu L/U)^{1/2}$ uzaklığına kadar difüze olduğu açık olarak görülmektedir /5/.

Bir katı cisim vorteksi bir noktada toplayan ve büyüterek yayan bir aygıt görevini görmektedir /11/.

Reynolds sayısının daimi bir akımda, vorteks dağılımını etkileyebildiği bilinmektedir. Akıma yerleştirilen katı cismin bir silindir olması halinde, R_e sayısı arttıkça vorteks dağılımının daha asimmetrik bir şekil aldığı ve odağında cisim olmak üzere akım yönünde genişleyen bir parabol içinde kalmaya eğilimli olduğu görülür.

Hem difüzyonun ve hem de konveksiyonun etkili olduğu hallerde ($R_e \ll 1$), katı sınırdan difüze olan vorteksin çok az ileride nisbeten küçük kalınlıklı bir tabaka içinde kaldığı görülür.



Bu tabakanın, R_e sayısının artması ile kalınlığı azalırken, vorteksin şiddeti daha da artar.

1.3.3. SINIR TABAKASINDAN AYRILMA OLAYI

Sınır tabakası dışında ideal kabul edilen akışkanın hareketi yönünde basınç gradyeninin artması, sınır tabakası içindeki akışkan partiküllerinin bu ters basınç gradyenine karşı hareket ederken, kinetik enerjisinin büyük bir bölümünü kaybetmesine neden olur. Bu ters basınç gradyeninin tesirleri artık sınır tabakası içindeki partiküller tarafından belirli bir yerden itibaren yenilemez; İşte bu noktada bir yavaşlama ve ardından da bir ayrılma gözlenir. Bu olaya sınır tabakasının ayrılması adı verilir /1/.

Permanan akıma yerleştirilmiş ve şekil düzlemine dik bir silindirik engel dikkate alırsak Şekil (1.6), serbest akışkan için ;

$$p + \rho \frac{U^2}{2} = sb. \quad (1.8)$$

olduğunu biliyoruz. (1.8) denkleminin, hız yönünde bir akım çizgisi boyunca türevini alırsak,

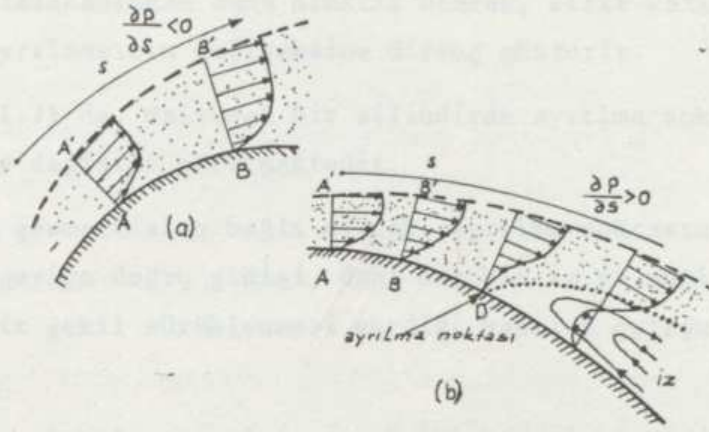
$$\frac{\partial p}{\partial s} + \rho U \frac{\partial U}{\partial s} = 0 \quad (1.9)$$

ifadesini elde ederiz.

Bu ifade, hız dağılımının engel boyunca değiştiğini gösterir. O halde, (1.9) ifadesinden şu neticeleri çıkarmak mümkündür.

1) U hızı akım yönünde artıyorsa, bu takdirde $\partial U / \partial s > 0$, $\partial p / \partial s < 0$ olur. Sınır tabakası içinde de bu netice elde edilir. Bu olay cidar yakınında, kabaran hız profilin deformasyonu ile açıklanabilir.

2) U hızı akım yönünde yavaşlıyorsa, bu takdirde; $\partial U / \partial s < 0$, $\partial p / \partial s > 0$ olur. Yani, hem sınır tabakasında ve hem de dış akımda basınç artmaktadır. Bunun neticesi olarak, sınır tabakasında akış yavaşlıyor ve cidar yakınındaki tabaka inceliyor. Şayet $\partial p / \partial s$ değişimi çok kuvvetli ise, sınır tabakasından ayrılma meydana gelir /7/.



Şekil (1.6): Engel Boyunca Hız Dağılımı

Sınır tabakasından ayrılma olayı, yüksek basınç artımı oluşturan, küt burunlu engellerde veya sivri burunlu olmasına karşın akım doğrultusuna paralel yerleştirilmemiş engellerde meydana gelir. Çünkü, engelin bütün yüzeyi üzerinde, sınır tabakasının bağlanması mümkün olmadığı gibi, engelin arka kısmında dış akım önemli derecede gecikmeye uğrar. Bu ise, sınır tabakasının sürekliliği ile uyuşmayan bir özelliktir. Bu nedenle sınır tabakası yüzeyden ayrılır. Sınır tabakasından ayrılmanın yeri için elde edilmiş kesin kurallar mevcut değildir. Bir kısım araştırmacıya göre, katı sınırdaki sürtünme gerilmesinin sıfır olduğu nokta olarak tanımlanmakta, diğer bir kısım araştırmacıya göre de, yaklaşık olarak hızın maksimum veya engelin en büyük boyutunun bulunduğu yer veya biraz mansabında meydana geldiği belirtilmektedir /12/.

Buna rağmen, ayrılma noktasının yeri sınır tabakasının laminer ve türbülanslı oluşuna göre oldukça değişir. Çünkü, türbülanslı sınır tabakası, laminer sınır tabakasına göre ayrılmaya karşı daha fazla direnç gösterir. Türbülansa ait çapraz akımlar hareket miktarını dış tabakalardan, engele yakın, yavaş hareket eden akışkan tabakalarına transfer etmektedir.

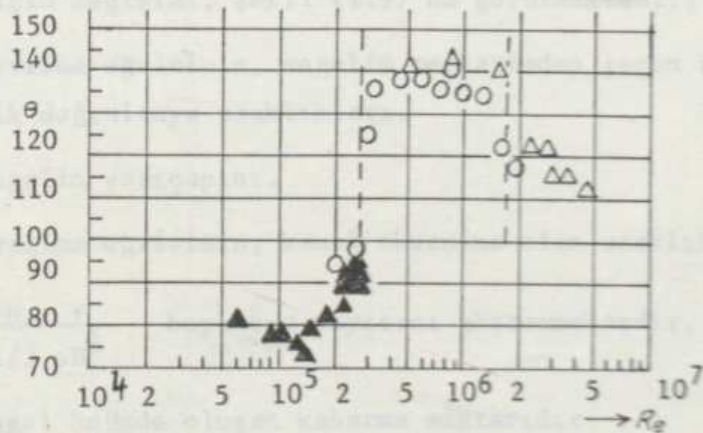
R_e sayısı belirli bir değeri aştığı zaman, sınır tabakasındaki daimi akım veya laminer akım kararsızdır. Bu takdirde türbülanslı

akımla yer değiştirir /12/. Türbülanslı sınır tabakasında akışkanın farklı tabakaları arasındaki hareket miktarının alış verişi oranı, akışkan elemanların rastgele enine hareketinden dolayı çok büyük olur. Böylece türbülanslı sınır tabakası, dış akım hızı azaldığı zaman, laminar sınır tabakasından daha efektif olarak, sıfır katı sınır gerilmesinin ve ayrılmasının gelişmesine direnç gösterir.

Şekil (1.7) de, dairesel bir silindirde ayrılma noktasının, R_e sayısına göre değişimi görülmektedir.

Engelin geometrisine bağlı olarak, ayrılma noktasının her hangi bir şekilde geriye doğru gidişi, daha dar bir iz ve netice olarak daha küçük bir şekil sürüklenmesi verdiği yapılan çalışmalardan elde edilmiştir.

Yukarda anlaşılan olaylar, ancak iki boyutlu sınır tabakasından ayrılmayı açıklamaktadır. Bu neticeler, üç boyutlu sınır tabakası için geçerli değildir. Üç boyutlu sınır tabakasından ayrılma olayı daha komplike olup çözümü de henüz verilmemiştir. Sınır tabakasının üç boyutlu olması halinde, ayrılma noktası yerine bir ayrılma eğrinden söz etmek gerekir.



Şekil (1.7) : Dairesel Silindirlerde, Ayrılma Noktasının R_e Sayısı İle Değişimi.

DURGUN (1964), üç boyutlu sınır tabakasından ayrılma ile ilgili çalışması, bu konuya ışık tutması bakımından ilginç olup, şöylece özetleyebiliriz /1/.

Sınır tabakası dışındaki ideal kabul edilen akışkanın, hareket yönünde artan basınç gradyeni, sınır tabakası içindeki partiküller üzerine durdurucu bir etki yapar, belirli bir yerden itibaren akışkan partiküllerinin sınır tabakasından ayrılmasına neden olur. Bu basınç gradyeninin değişmesi, eksende maksimum, kenarlara doğru gidildikçe küçük bir değerde olacaktır. Bu nedenle, eksendeki ayrılma yeri, kenarlara doğru gidildikçe meydana gelecek ayrılma yerinden ayağa daha uzakta olmalıdır. Şekil (1.8) de görüldüğü gibi, sınır tabakası içindeki akım çizgilerinin eğrilik yarıçapları, engelin önündeki artan basınç gradyenlerinin yönünde küçülür. Bileşke basınç gradyeninin $(\Delta p_1 - \Delta p_2)$ değişim şiddeti ne kadar büyük olursa, ayrılma eğrileri engele o kadar uzakta meydana gelir. Ters olarak, bu şiddet ne kadar küçük olursa, ayrılma eğrileri de o oranda engele yaklaşır.

Ayrılma eğrilerinin tepe noktaları, Δp_1 ters basınç gradyenleriyle, ayrılma eğrilerinin engele uzaklıkları ise, $\Delta p_1 - \Delta p_2$ bileşke basınç gradyenleriyle yakın bir ilişki içinde oldukları gözlenmiştir.

Ayrılma eğrisinin konumu, Euler sayısına benzer η boyutsuz sayısı ile karakterize edilerek, Y/D boyutsuz değişkenine göre, X' 'in sabit değerleri için değişimi, Şekil (1.9) da görülmektedir. Burada,

Y : Ayrılma eğrisinin, engelin merkezinden geçen kanal eksenine dik doğrultuya uzaklıkları.

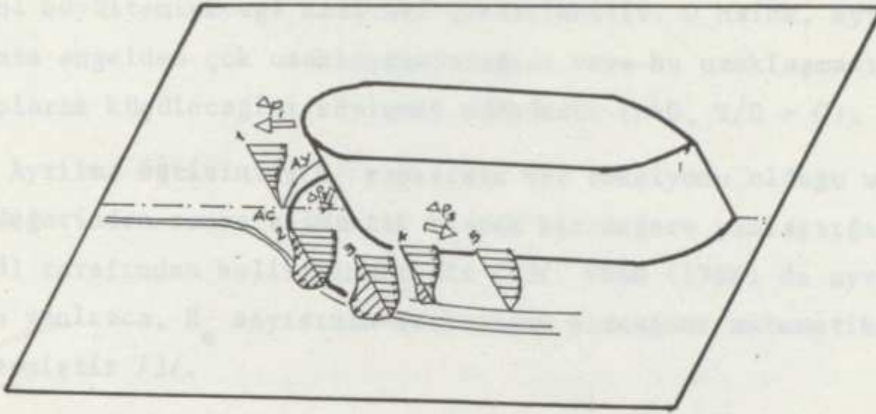
D : Engelin yarıçapını,

X : Ayrılma eğrisinin, kanal eksenine olan uzaklıkları,

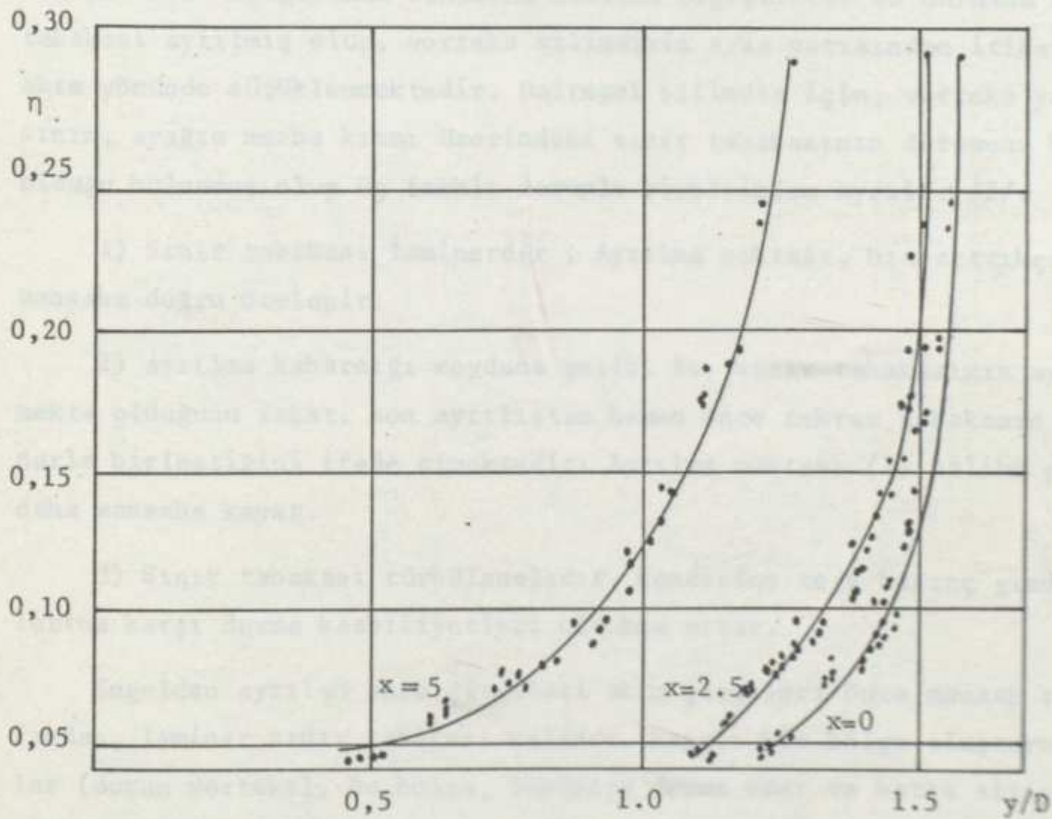
$$\eta = \frac{\Delta h \cdot \gamma}{1/2 \rho U^2} \quad \text{boyutsuz sayısını göstermektedir.}$$

Δh : Engel önünde oluşan kabarma miktarıdır.

Şekilden görüldüğü gibi, η 'nin artışına karşılık, Y/D değerleri, belirli bir değerden sonra çok az artmakta veya diğer bir değişle asimtotik olarak belirli bir değere yaklaşmaktadır.



Şekil (1.8) : Akımın Engel Önündeki Değişimi.



Şekil (1.9) : Ayrılma Eğrisinin Asimtotik Bir Değere Yaklaştığını Gösteren Eğri.

Bunun sonucu olarak, basınç gradyenleri ne kadar artarsa artsın, belirli bir değerden itibaren bu basınç gradyenlerinin etkisinin,

sınır tabakası içindeki partiküllerin enerjilerinin yok edilme mesafesini büyültmeyeceği neticesi çıkarılabilir. O halde, ayrılma eğrisinin engelden çok uzaklaşamayacağını veya bu uzaklaşmanın asimtotik olarak küçüleceğini söylemek mümkündür ($\eta > 0$, $Y/D > 0$).

Ayrılma eğrisinin, R_e sayısının bir fonsiyonu olduğu ve belli bir değerinden sonra asimtotik olarak bir değere yaklaştığı, GRADOWSKI (1968) tarafından belirtilmektedir /13/. SHEN (1966) de ayrılma eğrisinin yalnızca, R_e sayısının fonsiyonu olacağını matematiksel yoldan göstermiştir /3/.

Engelin dairesel bir silindir olması halinde, yavaşlayan akımın etkisi ile, vorteks tabakasının büyümesi ve yayılması vortekse sahip olmayan akım bölgesinin sınırını esastan değiştirir. Bu durumda sınır tabakası ayrılmış olup, vorteks silindirin arka yarısından itibaren akım yönünde sürüklenmektedir. Dairesel silindir için, vorteks yayılmasının, ayağın menba kısmı üzerindeki sınır tabakasının durumuna bağlı olduğu bulunmuş olup üç farklı durumla birbirinden ayrılır /2/.

1) Sınır tabakası laminardır ; Ayrılma noktası, hız arttıkça mansaba doğru ötelenir.

2) Ayrılma kabarcığı meydana gelir. Bu, sınır tabakasının ayrılmakta olduğunu fakat, son ayrılıştan hemen önce tekrar tabakanın cıdarla birleştiğini ifade etmektedir. Ayrılma noktası (1) haline göre daha mansaba kayar.

3) Sınır tabakası türbülanslıdır. Kendisine ters basınç gradyenlerine karşı durma kabiliyetleri oldukça artar.

Engelden ayrılan akım çizgileri akım çizgileri önce mansap tarafından, laminar sınır tabakası halinde, kapalı bir bölge oluştururlar (duran vorteks). Bu bölge, büyümeye devam eder ve hatta silindirin boyutundan daha büyük olur. Nihayet, duran vorteks asimmetrik olan titreşimler oluşturur ve bir kısmı koparak mansap akımına doğru hareket ederler.

Silindirik engel etrafında bu kadar çok vorteksin ayrılması, engel yakınındaki akımı da önemli bir biçimde etkiler. Böylece, ters yönde dönen vorteks daha da büyüyerek dönen bir akışkan meydana

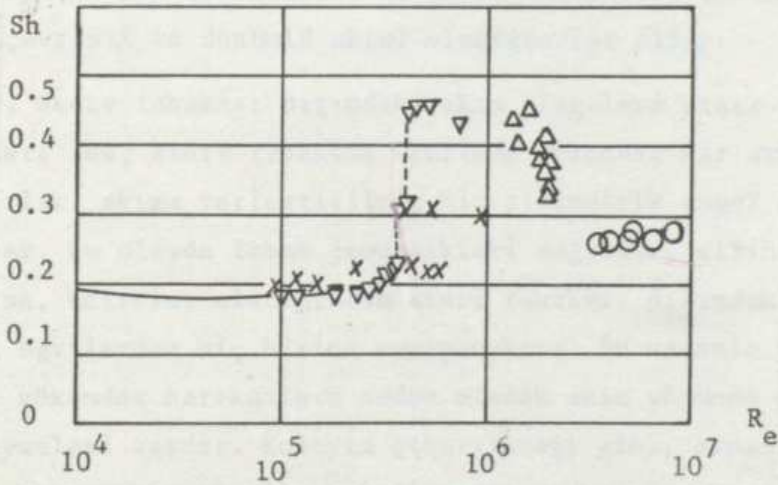
U : Tedirgin edilmemiş yaklaşım hızıdır.

b) Kritik Bölge : Bu bölgede Sh sayısı, R_e sayısı ile birlikte artmaktadır. R_e sayısı $1,5 \cdot 10^5$ değerinde olduğunda, $Sh = 0,2$ iken, yaklaşık olarak $R_e = 2,5 \cdot 10^5$ olduğu zaman, $Sh = 0,4$ değerine yükselmektedir.

c) Kritik Üstü Bölge : Vorteks yayılması artık periodik değildir. Bu bölge $2,5 \cdot 10^5 < R_e < 10^6$ ile karakterize edilir.

d) Kritik Geçiş Bölgesi : Vorteks yayılması tekrar periodik hale gelir ve Sh yine yaklaşık olarak 0,2 değeri ile karakterize edilir.

Bu değişim, Şekil (1.11) de görülmektedir.



Şekil (1.11) : Silindir İçin, İki Boyutlu Bir Akım Halinde, Sh - R_e Arasındaki Bağlantı.

Yukarıda belirtilen sonuçların, üç boyutlu bir akım ne derecede uygulanabileceği kesin olarak bilinmemektedir. Bu durumda yaklaşım hızı değişmediğinden, sabit Sh değeri, farklı seviyelerde farklı yayılma frekansı anlamına gelecektir /5/.

Görüldüğü gibi, üç boyutlu sınır tabakasından ayrılma olayı, gözleme dayanan neticeler dışında henüz çözümü yapılamamış bir durumdur. Buna rağmen ayrılma olayının neticesinde oluşan engel

etrafındaki vorteks hareketleri ve sökonder akımlar için geniş bir çalışma günümüzde yapılmaktadır ve yaklaşık da olsa bazı çözümler elde edilmiştir.

1.4. KÖPRÜ AYAKLARI ETRAFINDA OLUŞAN VORTEKS SİSTEMLER ve SÖKONDER AKIM

1.4.1. VORTEKS SİSTEMLER

Bir engel etrafında yer alan akımın en belirgin özelliği, büyük ölçekli evrinti yapısı veya başka bir deyişle, vorteks sistemlerdir/14/.

evrinti sistemleri akım yapısının bütünleyici bir parçasıdır. Engelin yakınındaki hızın düşey bileşenine etki ederler. Tedirgin edilmiş iki boyutlu bir hız alanındaki akımı enlemesine kesen vorteks katmanları (evrinti ve dönümlü akım) oluştururlar /15/.

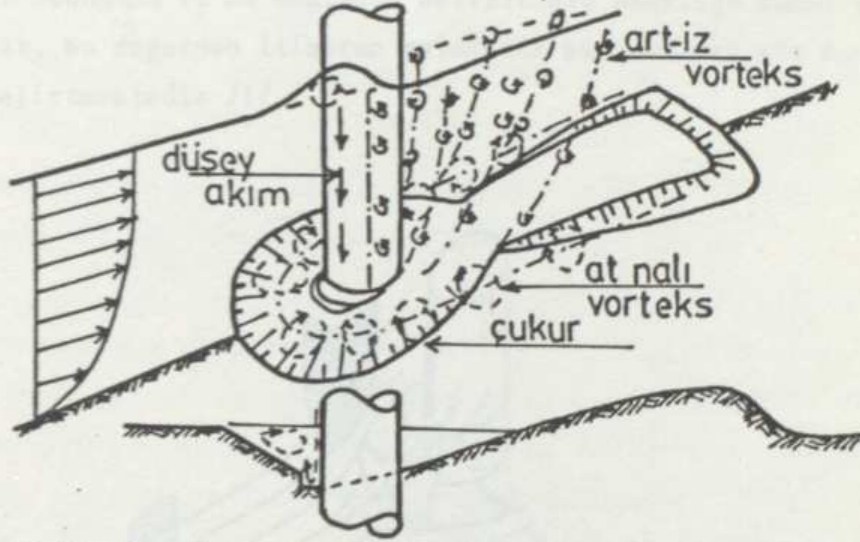
Eğer, sınır tabakası dışındaki akım çizgileri sınır yüzeyinin jeodezikleri ise, sınır tabakası üzerinde sökonder bir etki yoktur. Buna karşılık, akıma yerleştirilmiş bir silindirik engel dikkate alacak olursak, bu olayda taban jeodezikleri doğrular, silindirin jeodezikleri ise, helisler olacağından sınır tabakası dışındaki akım çizgileri bu eğrilerden hiç birine uymayacaktır. Bu nedenle sınır tabakası içinde sökonder hareketlere neden olacak akım yönünde olmayan basıncı gradyenleri vardır. Kolayca çıkarılacağı gibi, sınır tabakası dışındaki akımın bir engelle karılaması nedeniyle, engelin menba tarafından, harekete ters bir basınç artması meydana gelir /1/.

Bu basınç gradyenlerindeki artım, engelin menbaında üç boyutlu sınır tabakasından ayrılma olayına götürür. Bu ayrılma ve engelin menba durgunluk düzleminde oluşan hızın düşey bileşenlerinin, taban zemini üzerinde yansımaları ve sapmaları neticesinde, engel yakınında vorteks sistemler meydana gelir /16/.

Engel etrafında oluşan bu vorteks sistemler, esas itibariyle üç ayrı biimdedirler. Şekil (1.12) de görüldüğü gibi,

- 1) Sürüklenen vorteks sistem,
- 2) Atnalı vorteks sistem,

3) Art - iz (izli) vorteks sistem,
oluşmaktadır.



Şekil (1.12): Engel Etrafında Oluşan Vorteks Sistemler.

1.4.1.1. SÜRÜKLENEN VORTEKS SİSTEM

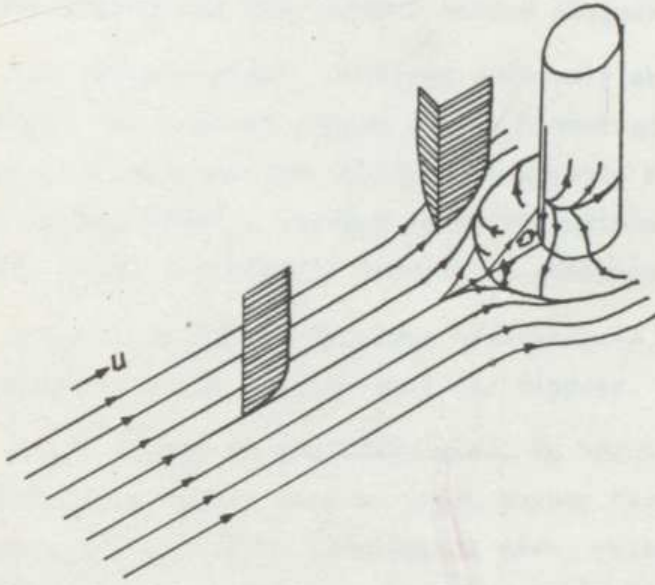
Bu vorteks sistemler, aynı köşede birleşen yüzeyler arasında sonlu basınç farkları olan durumlarda meydana gelmektedir. Engelin durgunluk düzlemi ile kanal tabanının birleştiği yerde, kabarmadan dolayı oluşan yüksek basınç gradyenleri bu vortekslerin oluşmasına neden olur. Genellikle, tamamen batık engellerde meydana gelir.

Akıma yerleştirilen bir engelin menba yüzünde oluşan sınır tabakası içinde kaymama şartının uygulanması, du/dz , düşey hız gradyenini yaratır ki bu da aşağı yönlü hareket eden akımı idare eder. Diğer bir deyişle, durgunluk düzlemindeki basıncında, düşey basınç gradyenini doğurur. Bu akım tabanda saparak menba simetri düzleminde, belirli bir uzaklıkta ayrılma noktası oluşturur /11/.

SHEN (1966), gerek durgunluk düzleminde aşağı doğru inen akımın sınır tabakasından ayrılması ve gerekse, taban akımın sınır tabakasından ayrılması neticesinde oluşan çevri hareketlerinin, bu vorteks sistemi meydana getirdiğini belirtmekte ve Şekil (1.13)'ü vermektedir /3/.

Bu çevrileri oluşturan esas etkinin, yukarıda belirtildiği gibi,

menba tarafındaki yüksek basınç alanıdır. DURGUN (1964) engel önündeki bu ayrılma noktasının engele olan uzaklığına Δp_1 ters basınç gradyeninin etkili olduğunu ve bu noktanın belirli bir uzaklığa kadar artacağını, fakat, bu değerden itibaren asimtotik bir artımın söz konusu olacağını belirtmektedir /1/.



Şekil (1.15) : Sürüklenen Vorteks Sistem.

1.4.1.2. ATNALI VORTEKS SİSTEM

Engelin menbaında oluşan aşağı yönlü düşey hız bileşeninin tabana vardığında yansıdığını veya saptığını biliyoruz. Yön değiştiren bu hız bileşenlerinin bir bölümü sürüklenen vorteks sistemini oluştururken, diğer bir bölümü de tekrar yükselerek hareketlerine devam ederler. Bu olayların sonucu olarak engelin tabanı yakınında bir çevrinti hareketi oluşur. İşte bu yeni çevri hareketine atnalı vorteks sistem adı verilir. Gerçekte, bu hareketin hızları, genel hareketin hızları ile birleşerek bir helikoidal hareket oluştururlar /7/.

Görüldüğü gibi, atnalı vorteks sistemin oluşması için, yeter büyüklükte bir basınç değişiminin olması gerekir. Bu ise, ancak küt burunlu engeller için söz konusudur. Bu takdirde, sınır tabakasından



ayrılma meydana gelir. Bu olayda, atnalı vorteks sistemi oluşturmak üzere engel önünde yuvarlanır.

O halde, küt burunlu engel, yukarıdaki olayı başlatacak yeter büyüklükteki yüksek basınç değişimini ortaya çıkaran engellere verilen addır. Diğer bütün engeller, sivri burunlu engel adını alırlar.

Sivri burunlu engeller etrafında, vorteks sistem olmasına rağmen burun kısmında hiç bir vorteks sistem oluşmaz.

Küt burunlu engel, tedirgin edilmemiş akımda aslında varolan vorteksleri, bir noktaya yığıcı olarak hizmet görür. Diğer bir deyişle, vorteksleri bir noktada toplayan ve büyüten bir aygıt görevini görür /11/. TANAKA (1967), yatağın yerel yüklerinin, vortekler tarafından engelin önüne taşındığını deneylerle gözlemiştir /18/.

Bununla birlikte, dağılmış vortekslerin bir temel vorteks içinde yoğunlaşması henüz açıklanmamış bir olaydır.

Şekil (1.12) de görüldüğü gibi, üç boyutlu bir engel için vorteks katmanlarının uçları sonsuza doğru mansap tarafından uzanan ve vorteks davranışının kinematik kanunlarına göre, vorteks çekirdeğindeki dönüşlü akım hızlarını arttıran, işte bu atnalı vorteks sistemidir.

Engelin geometrisi atnalı vorteksin şiddetinin belirtilmesinde önemli bir faktördür /5/, /14/.

Ancak, bu vorteks sistem, bütün akım şartlarında kararlı değildir. SCHWIND (1962), bazı Reynolds sayılarında atnalı vorteks sistem periyodik olarak yayılmakta olduğunu belirtmektedir /19/. Bu olay deneysel olarak, SHEN (1966) ve MELVILLE tarafından da gözlenmiştir /3/, /4/.

Kama veya mercek biçimindeki bazı engel şekilleri, kamanın açısına ve tedirgin edilmemiş akımın geliş açısına göre ya küt burunlu veya sivri burunlu engel olarak tanımlanabilir. SHEN (1966) ve SCHNEIDER (1970), engelin burun açısı 30° den daha büyük olduğu zaman küt burunlu engel olarak kabul edilebileceğini deneysel olarak göstermişlerdir /3/, /20/. Buna rağmen, akım, ayaklarla belli bir açı yaparsa, sivri ayak, küt burunlu ayak gibi davranır.

Atnalı vorteks sistem dairesel engellerde, ana akımla 70° açı yapan nokta yakınında, dikdörtgen engellerde ise, engelin köşelerinde

maksimum dönümlü akım hızına sahip olduğu belirtilmektedir /14/.

CARSTENS (1975) ise, dairesel engeller için, atnalı vorteksin maksimum şiddetinin 45° civarında olacağını belirtmektedir /11/.

1.4.1.3. ART - İZ (İZLİ) VORTEKS SİSTEM

Engel yüzeyindeki kararsız sürtünme tabakasının yukarıdoğru dönerek çıkmasından meydana gelir. Bu sistem içinde konsantre olan çevriler engelin kendisi tarafından meydana getirilir. Sürtünme tabakaları, ayrılma hattının her iki tarafından koparak ayrılırlar. Art-iz vorteks sistemde çevrilerin şiddeti, engelin şekline ve akım hızına bağlı olarak çok değişir. Ayağın arka tarafında, tabandan yukarıya doğru kalkan bir akım gözlenir.

Düşük Reynolds sayılarında ($3 < R_e < 50$), bu vorteksler stabildir ve ayağın mansabına yakın kalırlar. Ancak, R_e 'nin daha büyük değerlerinde stabil değildir ve ayaktan mansaba doğru yayılırlar. Bu vortekslerin şiddeti, ayak şekline ve akım hızına bağlıdır.

Viskoz akımlarda, genellikle, bir silindirin art-iz bölgesindeki sökonder akımın, artan hız yükü doğrultusunda olduğu söylenebilir. Bu olay, genellikle, yaklaşım hızının silindire doğru artması, silindirin arkasındaki basıncın düşmesi gerçeğinden çıkarılmıştır /15/.

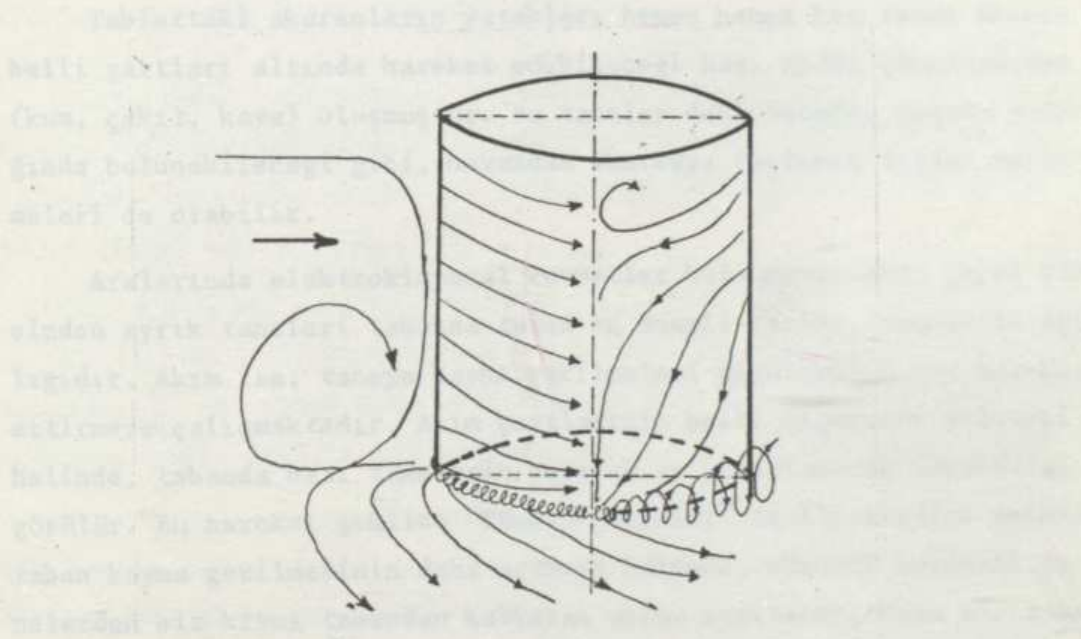
Yüksek hızlar oluştuğu zaman basınç gradyeni düşer ve sökonder akım aşağı yönelir. Hız düşünce, vorteks yayılmasının şekli değişeceğinden akım tekrar yukarı yönelir. Böylece, yüzeyde oluşan vorteksler mansaba doğru yayılırken, yerine tabandan yeni bir vorteks oluşur ve yayılır /14/.

TISON (1940), bu çevrilerin oluşumunu ve gelişmesini şu şekilde açıklamaktadır ;

Hızların daha büyük ve akım çizgilerinin eğrilik yarı çaplarının küçük olduğu hallerde, sökonder hareketin artan hız yönünde yükselerek gittiği açık olarak görülür. Yüzeyden kaçmak için dönerek yükselmekte olan bu iki çevri, genel hareket tarafından sürekli olarak beslenir. Bunun sonucu olarak, bu hareketin de helikoidal yörüngeli olduğu açıktır /17/.

Gerçekte, olay çok basit değildir. Engelin mansabındaki bu iki çevrinin, genel hareketle tamamlanmasının neticesi olarak hızın normal değerlerinde instabl bir hale dönüşür. Çevrilerden biri, ötekin- den daha önce oluşur. Fakat, bu çevri, kendi partikülleri ile genel hareketin sürtüşmesi neticesinde frenlenir. Bu olay, derhal küçük olan diğer çevrinin biraz daha küçük ölçekte oluşmasına neden olur. Bu olaylar ard arad sürekli olarak meydana gelir. Şekil (1.14) de art - iz vorteks görülmektedir.

2.1.3. ART - İZ VORTEKSLERİ



Şekil (1.4) : Art - İz Vorteks Sistem



BÖLÜM II

KATI MADDE HAREKETİ VE KÖPRÜ AYAKLARININ KATI MADDE
HAREKETİNE ETKİSİ

2.1. GENEL BİLGİLER

2.1.1. TARİF VE SINIFLANDIRMA

Tabiattaki akarsuların yatakları hemen hemen her zaman akımın belli şartları altında hareket edebileceği katı madde tanelerinden (kum, çakıl, kaya) oluşmuştur. Bu taneler daha önceden akarsu yatağında bulunabileceği gibi, havzadan akarsuya taşınmış aşınma malzemeleri de olabilir.

Aralarında elektrokimyasal kuvvetler bulunmayan kum, çakıl cinsinden ayrı taneleri tabanda tutan en önemli faktör, tanelerin ağırlığıdır. Akım ise, taneye kayma gerilmeleri uygulayarak onu hareket ettirmeye çalışmaktadır. Akım şartlarının belli değerlere erişmesi halinde, tabanda bazı tanelerin kayarak ve yuvarlanarak ilerlediği görülür. Bu hareket şekline "Sünütü hareketi" denilmektedir. Akımın taban kayma gerilmesinin daha artması halinde, sürüntü hareketi tanelerden bir kısmı tabandan kalkarak akıma karışacak, kısa bir zaman tabanın biraz üstünde ve akım içinde hareket ettikten sonra tekrar tabana dönecektir. Böylece "Sıçrama" hareketi başlamış olmaktadır. Sıçramanın başlamasının nedeni tane yakınındaki basıncın değişmesi ya da bir tanenin çarpması olabilir. Akım hızının daha büyümesi halinde, artan taban kayma gerilmesinin etkisi ile, tabandan ayrılan taneler türbülans çevrileri aracılığı ile tabandan uzak noktalara taşınırlar. Yeni hareket şekli "Askı hareket" adını alır. Bu hareket, tanelerin çökme hızlarının, akımın türbülans hızının düşey bileşeni tarafından yenilmesiyle oluşur. Bu etkiler altında, tanelerin bir kısmı uzun zaman akarsu içinde askı maddesi halinde taşınırlar. Askı halindeki tane tekrar tabana dönebilir. Ancak, bu noktada da askı hareketine neden olan akım şartları varsa, tane yine tabandan ayrılıp askı halinde hareketine devam eder /17/.



Görüldüğü gibi, tanenin gerek tabandan ayrılmasında, gerekse askı halinin devam etmesinde, türbülansın önemli ölçüde etkisi vardır. Son zamanlarda yapılan araştırmalar tane üzerinde doğrudan etki yerine türbülans çevrilerin meydana getirdiği pozitif basınç gradyeni ile tanenin tabandan ayrıldığını göstermiştir /10/.

Tanelerin hareketi türbülans yapısının başlıca rol oynadığı hidrolik alanlardan birisidir. Türbülanslı hareketin, tanelerin sürüklenme gerilmesine, askı hareketine, yığılmasına ve difüzyonuna çok önemli etkileri olduğu bilinmektedir /22/.

2.1.2. TANELERİN SÜRÜKLENME BAŞLANGICI

Katı madde hareketinin, taban kayma gerilmesinin belli bir değerinden itibaren başladığı bilinmektedir. Taban kayma gerilmesinin, tabandaki tanelerin hareketine neden olan bu değere kritik taban kayma gerilmesi adı verilir.

Kritik kayma gerilmesi kavramı, ilk defa SHIELDS (1936), tarafından kullanılmıştır. SHIELDS, kayma gerilmesine yalnızca, düzen bozucu kuvvetlerin rol oynadığını varsaymış ve 1936 dan önce yapılmış çalışmalarla, kendi deneylerinden şöyle bir fiziki yoruma varmıştır;

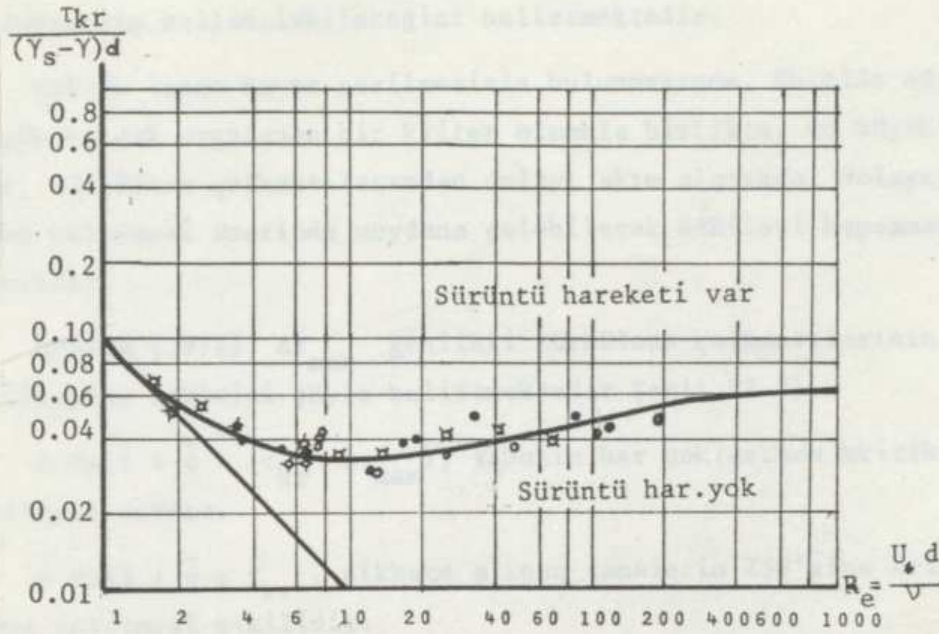
1) Taban kayma gerilmesi, yalnızca, verilmiş bir sıvıdaki, verilmiş bir malzeme tipi için, sürüklenme başlangıcı, tane Reynolds sayısına bağlıdır ($R_{e*} = U_* d / \nu$).

2) Malzemenin sürüklenme başlangıcındaki kritik kayma gerilmesi tane çapıyla, üniform granülometrik malzeme için, $(\gamma_s - \gamma)$ su altındaki birim hacim ağırlığı ile orantılıdır $(\tau_{kr} / (\gamma_s - \gamma) \cdot d)$ /23/.

Bu yorumdan hareketle, kritik kayma gerilmesini hesaplamaya yarayan Şekil (2.1) deki eğriği elde etmiştir.

Su altındaki yoğunlukları 0,03 ~ 3,3 olan malzemeler için geçerlidir.

Eğrinin altındaki bölgede taban hareketsiz, buna karşılık üstündeki bölgede ise hareketlidir. Eğri üzerinde üç ayrı bölge vardır. Bunlar sırasıyla, laminar bölge, geçiş bölgesi ve türbülanslı bölgedir.



Şekil (2.1.) : Shields Diyagramı.

Daha sonraları, Shields eğrisini daha basit ve uygulanabilir bir biçime sokmak amacıyla çalışmalar yapılmıştır. Bu konuda, sürüklenme hızlarının tarifinden hareketle ;

$$d_* = \left(\frac{\gamma_s - \gamma}{\rho \nu^2} \right)^{1/3} \cdot d \quad (2.1)$$

parametresinin, $\tau_{kr} / (\gamma_s - \gamma) d$ ve $U_* d / \nu$ 'nin her değeri için var olduğu tesbit edilmiştir /24/. BONNEFİLLE (1964), bu neticeyi kullanarak, kritik kayma gerilmesinin hesabında kullanılmak üzere ;

$$d < \delta \text{ için, } d_* = 2,5 \left(\frac{U_* d}{\nu} \right)^{4/5} \quad (2.2)$$

$$d > \delta \text{ için, } d_* = 3,8 \left(\frac{U_* d}{\nu} \right)^{5/8} \quad (2.3)$$

bağıntıları elde edilmiştir. Bonnefille, (2.4) bağıntısını "Sedimentolojik çap" olarak tanımlamıştır. Önemli bir hata olmaksızın

$$d_* = 2,7 \left(\frac{U_* d}{\nu} \right)^{2/3} \quad (2.4)$$

bağıntısının kullanılabileceğini belirtmektedir.

Kritik taban kayma gerilmesinin bulunmasında, Shields eğrisi bu gün en çok uygulanan bir kriter olmakla birlikte, en büyük eksikliği, türbülans çalkantılarından dolayı akım alanında, dolayısıyla taban malzemesi üzerinde meydana gelebilecek etkileri kapsamamış olmasıdır.

GUNTER (1971), $\Delta\tau_{\max}$ genlikli türbülans çalkantılarının kayma gerilmesine etkisini şöyle belirtmektedir Şekil (2.2).

A Hali : $\bar{\tau} > (\tau_{kr} - \Delta\tau_{\max})$, tabanın her noktasında kritik kayma gerilmesi vardır.

B Hali : $\bar{\tau} = \tau_{kr}$, dikkate alınan tanelerin %50'sine kritik kayma gerilmesi etkilidir.

C Hali : $\bar{\tau} = (\tau_{kr} - \Delta\tau_{\max})$, kritik hal henüz tam oluşmamıştır. O halde, bu durum, katı madde taşınımının başlangıcı olarak adlandırılabilir. Bu durumdaki kayma gerilmesi τ_{kr} kayma gerilmesi mertebesinde /25/.

Görüldüğü gibi, partiküllerin yığılma ve oyulma frekansları, taneler üzerinde var olan kayma gerilmesi ve kaldırma kuvvetine bağlıdır. Diğer bir deyişle, türbülanslı akım içinde, bu kuvvetler sabit bir değere sahip değildir. Aksine hız çalkantıları ile aynı büyüklükte olan bir periyodik seyirle zaman içinde değişirler. Öyleki, taban yakınındaki hız çalkantılarının, taban sürüklenme hızına oranı, 2,6 ~ 3 değerine erişebilmektedir /22/.

MEYER - PETER (1948), türbülansın etkisini göz önüne alarak yatak yüzeyinde ilk tanenin hareket ettiği durumdaki akım karakteristiklerini ölçmüştür. Böylece, $\bar{\tau}_{kr} / (\gamma_s - \gamma)$ d'nin karşılığı olan τ_{kr} 'i elde etmek mümkün olmuştur.

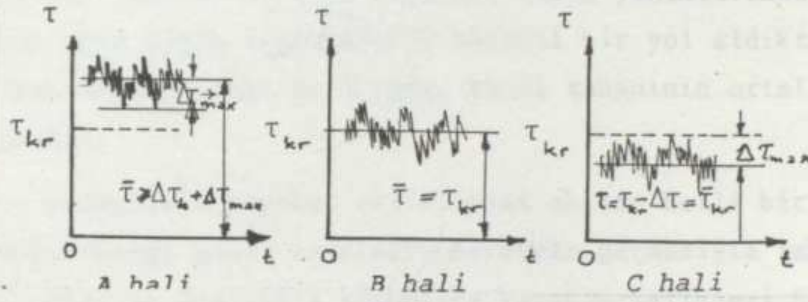
İncelemelerinde, katı madde taşınımının başlangıcındaki kayma gerilmesine türbülansın etkisini belirten $\eta = \tau_{kr} / \bar{\tau}_{kr}$ faktörünü ele almıştır.

η faktörünü her deney için hesaplamıştır, η 'nın, R_e sayısının bir fonsiyonu olduğunu tespit etmiş ve bunu,



$$\eta = 1.03 - 3,44 \cdot 10^{-6} R_e \quad (2.5)$$

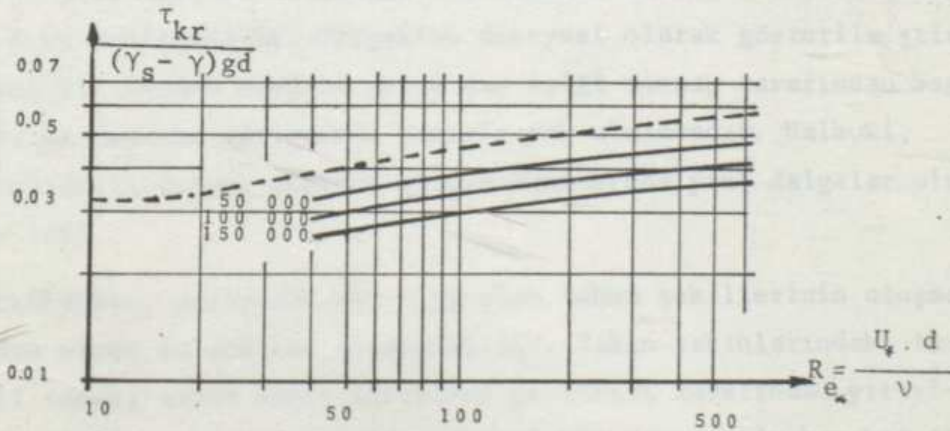
denklemleri ifade etmiştir /26/.



Şekil (2.2) : Zamanın Fonksiyonu Olarak Taban Kayma Gerilmesi.

GUNTER (1971), bu bağıntıdan hareket ederek, Şekil (2.3) deki diyagramı elde etmiştir. Böylece, Shields diyagramı türbülansın etkisini de içine alacak şekilde yeniden çizilmiştir. Yalnız, (2.5) denkleminin $R_e = 150000$ için geçerli olabileceğini, R_e sayısının daha büyük değerleri için (2.5) denkleminin lineer olmayacağı bilinmektedir /25/.

Bütün bu çalışmalara rağmen, katı tanelerin sürüklenme başlangıcını karakterize eden net bir kriter yoktur /26/.



Şekil (2.3) : GUNTER'e Göre, Çeşitli R_e Sayılarından Hareketle Sürüklenme Başlangıcının Elde Edilmesi.

2.1.3. TABAN ŞEKİLLERİNİN OLUŞMASI VE TABAN DİRENCİ

Hareketli tabanlı bir açık kanaldaki tanelerin belirli bir taban kayma gerilmesinden veya belirli bir hızdan itibaren harekete geçtiğini biliyoruz. Tbandan sökülen taneler, taban yakınlarında, sürüklenme, yuvarlanma veya küçük sıçramalarla belirli bir yol aldıktan sonra yeniden sükunete geçerler. Bu sırada, kanal tabanının ortalama şekli bir düzlemdir.

Katı maddelerin hareket ettirilmesi akımın belli bir enerji kaybını gerektireceği gibi, tanelerin harekete geçmesiyle taban yakınındaki akım hızı ve özellikle türbülans karakteristikleri önemli miktarda değişime uğrar. Bunun sonucu olarak da, taban kayma gerilmelerinin dağılımı da değişir. Bu değişme oranı, hareket eden tanelerin yüzdesi arttıkça, daha büyük önem kazanır.

Akım hızının biraz daha arttırılmasıyla artık tabanın düzlem kalmadığı, buna karşılık, tabanda geometrik şekillerin oluştuğu görülür. Tabanda oluşan bu şekillere "Taban şekilleri" adı verilir.

Kohezyonsuz malzemeden oluşmuş bir akarsuda akım etkisiyle meydana gelen bu taban şekillerinin oluşumunun nedeni, yapılmış olan bir çok araştırmalara rağmen, gerek teorik ve gerekse rasyonel bir şekilde açıklanması mümkün olmamıştır.

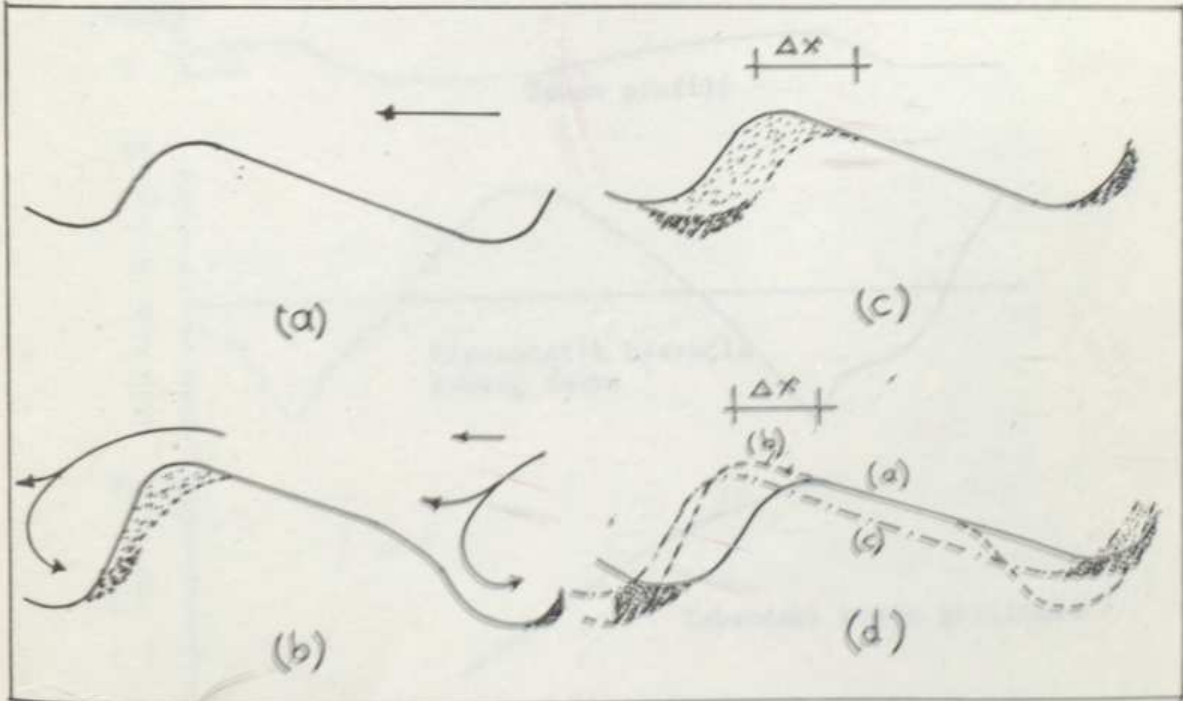
Taban şekillerinin oluşumuna türbülansın önemli bir yeri olduğunu daha önce belirtmiştik. Gerçekten deneysel olarak gösterilmiştir ki laminar bir akında meydana gelen kum eşizi mansap tarafından başka bir dalga meydana getirmeden zamanla yok olmaktadır. Halbuki, akım türbülanslı duruma geçince eşizin mansabında yeni dalgalar oluşmaktadır /28/.

Türbülansın, periyodik bir olay olan taban şekillerinin oluşmasına neden olduğu şu şekilde açıklanabilir. Taban yakınlarındaki laminar alt tabaka zaman zaman türbülans çövrileri tarafından yırtılmakta, çövriler tabandaki taneleri geçici bir zaman için hareket ettirerek küçük yığıntılar oluşturmaktadır. Bu yığıntının etkisi mansaba doğru ancak yığıntı yüksekliğinin bir kaç katı kadar bir uzaklık için devam ettiğinden, taneler tekrar tabana oturur. Böylece,

yeni bir yığıntı meydana gelir. Bu olayların sürekliliği neticesi olarak, taban, uzunlukları yaklaşık olarak eşit dalgacıklarla kaplanır.

Tabanda oluşan dalgacıkların oluşumu ve gelişmesi, Şekil (2.4) de görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi, olayın oluşum mekanizmasını şöylece özetleye biliriz ;

- 1) Daha hızlı hareket eden tanelerin yavaş hareket eden taneleri engelleyip yavaşlatması,
- 2) Türbülans çevrilerinin tabandan söktüğü tanelerin bir kısmının ortalama akım hızı ile taşınmadıkları için yeniden yığılmaları,
- 3) Tanelerin üniform olmayışı halinde, iri tanelerin harekete geçmeyişi, taban şekillerinin oluşumunun nedenidirler.

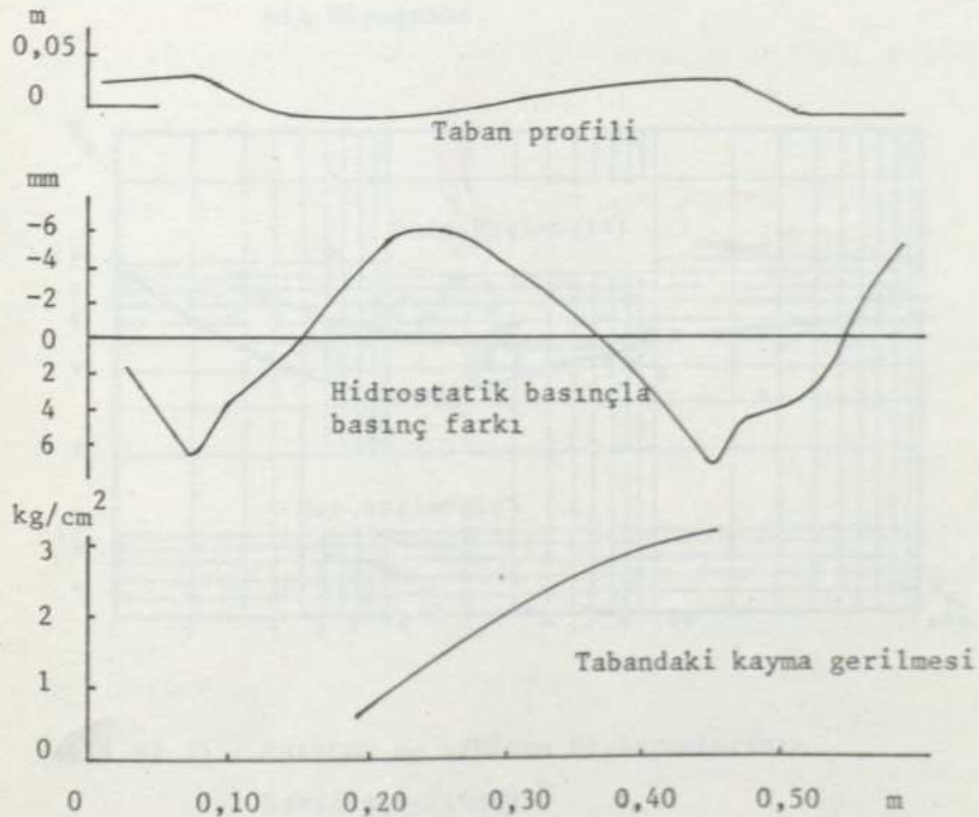


Şekil (2.4) : Dalgacıkların Oluşum Mekanizması

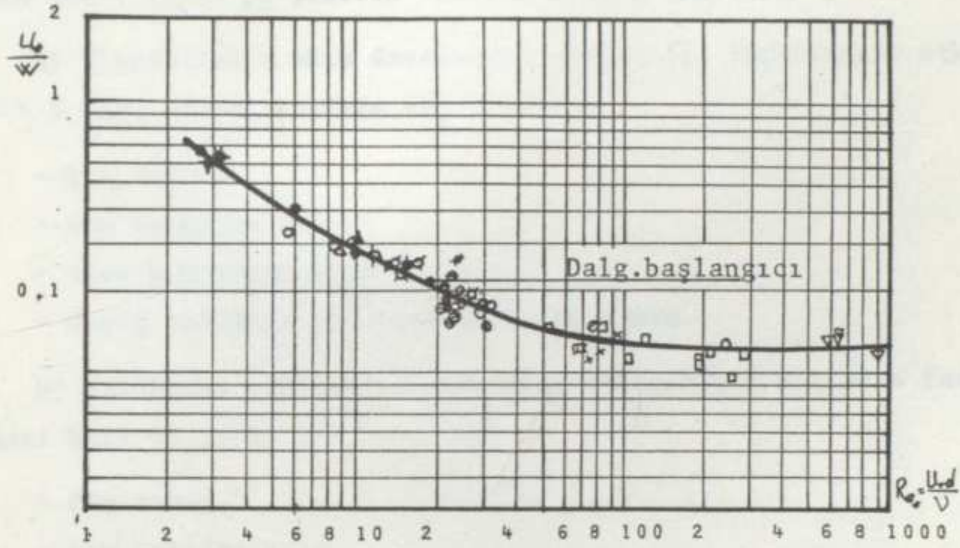
Taban hareketi, akımın değişimine paralel olarak, sürekli bir biçimde değişim içindedir. Çünkü, Şekil (2.5) de görüldüğü gibi, tabanda oluşan dalgalar, taban yakınındaki hidrostatik basınç dağılımında ve taban kayma gerilmesinde önemli değişmelere neden olur /29/.

Taban şekillerinin başlangıcını belirlemek amacıyla, LIU (1957), akışkanla taban arasındaki ayırım yüzeyinin stabilitesinin neticesinde oluştuğunu kabul ederek, Shields'in hareket başlangıcına ait verdiği eğriye benzer bir eğri vermiştir Şekil (2.6) /30/.

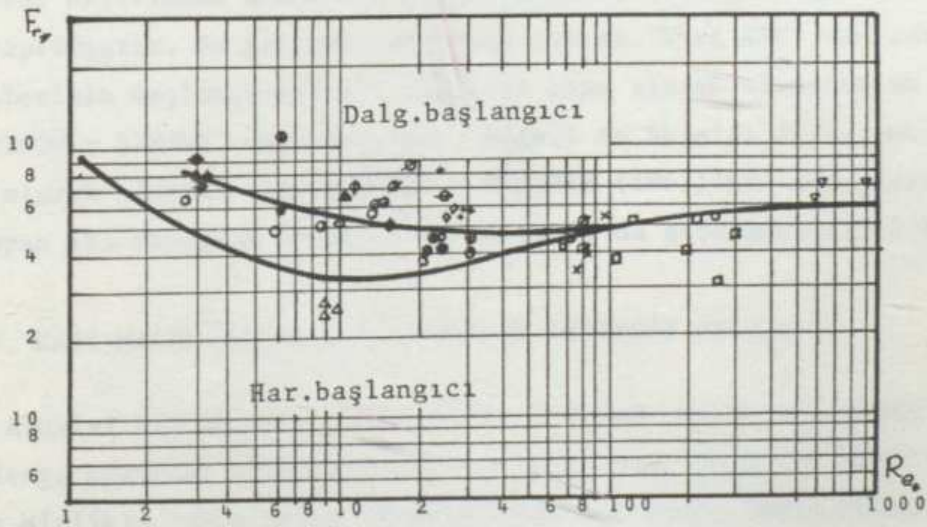
Shields, parametreleri cinsinden eğri çizilirse, Şekil (2.7) elde edilir. Görüldüğü gibi, laminar bölgede, hareket başlangıcı taban şekillerinin başlangıcından daha önce meydana gelmekte, buna karşılık, türbülanslı bölgede hareket başlangıcı ile taban şekilleri aynı anda oluşmaktadır.



Şekil (2.5) : Taban Dalgalarının Basınç ve Kayma Gerilmesine Etkisi.



Şekil (2.6) : LIU'nun Taban Şekillerinin Başlangıcına Ait Diyagramı.



Şekil (2.7) : SHIELDS ve LIU'nun Diyagramlarının Karşılaştırılması.

Tabanda oluşan şekiller, çok çeşitli şekillerde sınıflandırılmışlardır. Bazı araştırmacılar, akım özelliklerine göre, bazılarıda

taban şekillerinin boyutlarına göre sınıflandırılmışlardır. Bu konuda taban şekillerini şu şekilde sınıflandırmak mümkündür ;

a) Viskozitenin akım üzerindeki etkisinin, türbülansın etkisinin $1/5 \sim 5$ katı olması halinde ($F_r < 1$) ;

- Düz taban,
- Kum dalgacıkları,
- Ters kum dalgacıkları,
- Geçiş rejimine ait karakteristik taban.

b) Türbülans etkisinin, viskozite etkisinin 5 katından fazla olması hali ($F_r > 1$) ;

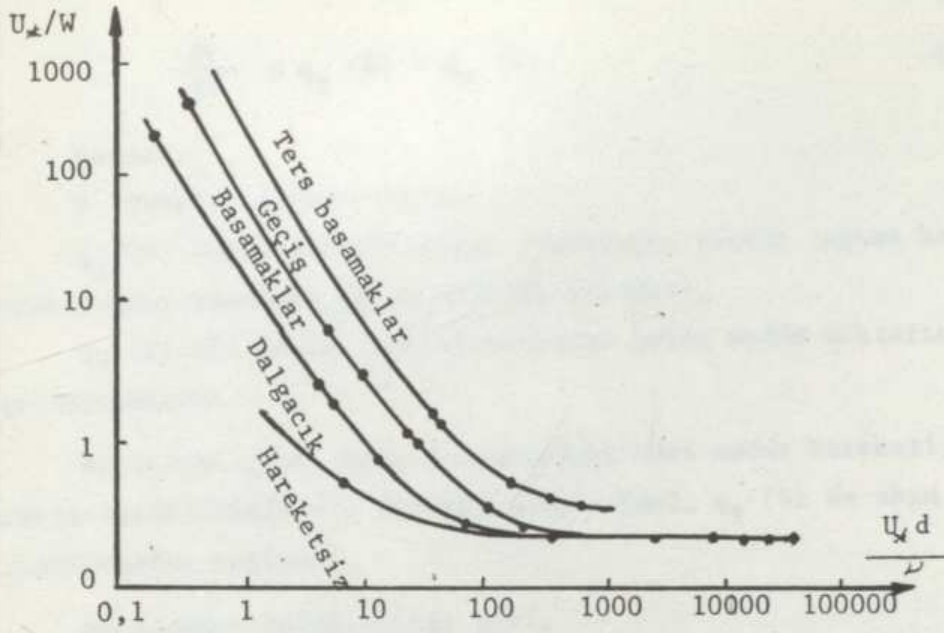
- Düz taban,
- Kum bankları,
- Ters basamaklar,
- Çok kuvvetli ters basamaklar /31/.

Taban şekillerinin yukarıdaki sınıflandırmaya göre, oluşum bölgelerini belirlemek amacı ile son zamanlarda oldukça yoğun çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalara örnek olarak, biri LIU' nun taban şekillerinin başlangıcına ait eğrisini esas alarak oluşturulan ALBERTSON - SIMONS' nun sonuçları, diğeri de Shields diyagramını esas alarak oluşturulan, CHABERT - CHAUVIN (1963)'nin sonuçlarını kapsayan iki diyagram Şekil (2.8) ve (2.9) da görülmektedir /24/.

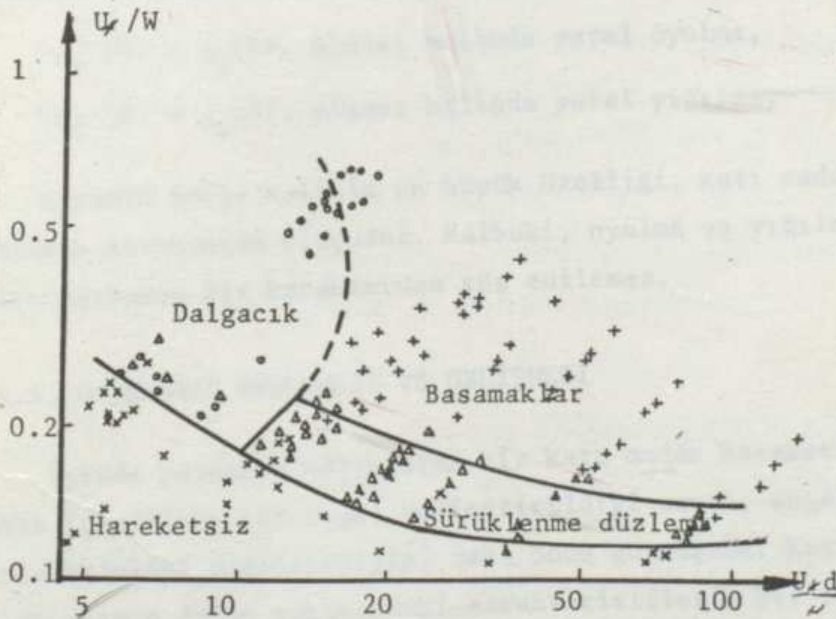
2.1.4. KATI MADDE TAŞINIMINDA DENGİ VE DENGİNİN BOZULMASI

Aluvial bir akarsu, taşıdığı debi ve katı madde miktarına uygun bir denge konumuna ulaşır. Böyle bir akarsuyun tabanı hareketli olmakla birlikte taban seviyesinde bir değişme olmaz. Yani, gelen malzeme miktarındaki değişmeler, akarsuyun tabanında kısa süreli değişmelere neden olmakla birlikte, neticede gelen malzeme miktarı ile, taşıma kapasitesinin eşit olacağı bir denge durumu oluşur. Bu şekilde oluşan dengeye "Dinamik denge" adı verilir.

Aluvial bir akarsuda taşınan katı madde miktarında yerel bir değişiklik olursa, tabanda da bir değişim meydana gelir. Bu değişim,



Şekil (2.8) : Taban Şekillerinin Oluşum Bölgeleri



Şekil (2.9) : CHABERT ve CHAUVIN' e Göre Taban Şekillerinin Oluşum Bölgeleri.

oyulma veya yığılma şeklinde kendini gösterir. Bu olay matematiksel olarak şu şekilde ifade edilir ;

$$\frac{dV}{dt} = q_T (B) - q_T (S) \quad (2.6)$$

Burada,

V Tabanın geometrisini,

$q_T (B)$ Taban geometrisinin fonksiyonu olarak taşıma kapasitesini (söz konusu kesitten çıkan malzeme miktarı),

$q_T (S)$ Söz konusu kesite menbadan gelen madde miktarını, göstermektedir.

Bilindiği gibi, akım içerisindeki katı madde hareketi, akım karakteristiklerinin bir fonksiyonudur. Yani, $q_T (B)$ de akım karakteristiklerine bağlıdır.

Denklemden anlaşılabacağı gibi,

$$q_T (B) = q_T (S)$$

olursa, bu taktirde, $dV/dt = 0$ olmaktadır. Yani, hareketli yatakta dinamik bir denge vardır. Aksi halde, iki durumla karşılaşılır ;

$-q_T (B) > q_T (S)$, olması halinde yerel oyulma,

$-q_T (B) < q_T (S)$, olması halinde yerel yığılma,

Dinamik denge halinin en büyük özelliği, katı madde hareketinin permanan karakterde oluşudur. Halbuki, oyulma ve yığılma olayı için artık permanan bir karakterden söz edilemez.

2.1.5. OYULMANIN BAŞLAMASI VE GELİŞMESİ

İçinde permanan karakterde bir katı madde hareketi bulunan açık kanal içerisinde bir engel yerleştirildiği zaman, engelin akım karakteristiklerini değiştirdiğini daha önce görmüştük. Katı madde hareketi de akımın taban yakınındaki karakteristiklerin bir fonksiyonu olduğuna göre, engel nedeniyle artan akım hızı, akımın taşıma kapasitesini de artıracaktır. Çoğalan yerel oyma ve katı madde taşıma kapasitesi yatakta bir oyulmanın meydana gelmesine neden olur /32/.

Engelin, sürüntü hareketi üzerine etkisi sadece akım karakteristiklerini değiştirmekle kalmaz, aynı zamanda engelden dolayı oluşan

türbülans ve vorteks sistemlerin de etkisi önemlidir. Daha önceki bölümde, engel etrafında oluşan üç tip vorteksten söz edilmişti. İşte bu vortekslerin oluşturduğu dönümlü akımın hızlarından doğan oyulma potansiyeli harekete karşı tanelerin direncini yenecek şiddette ise, engel yakınında oyulma başlar. Yani, oyulma, vorteksin yatakdaki malzemeleri koparmak ve askıda tutmak için yeterli bir kayma gerilmesini oluşturduğu andan itibaren başlar. Helikoidal hareket, yataktaki maddeleri mansaba doğru sürükler ve vorteksler onu antogonist basınç gradyeni ve vortekslerin etkisi ile her yöne yayar. Bu harekete, atnalı vorteks sistemle, bir emme fonksiyonunu gören art-iz vorteks sistemin rolü çok büyüktür /13/.

Çukur derinleştikçe, sınırdaki malzemeler tabana doğru kayar. Çünkü, vorteks dengede değildir. Fakat, vortekse çift yönlü periyodik değişimler etkindir. Böylece oyulma çukuru genişler. Oyulma, vorteksin taban malzemelerini taşıyacak veya askıda tutacak yeter kuvvete sahip olmadığı zaman oyulma durur. Bu yeni denge durumuna "Statik denge" adı verilir /21/

Oyulma olayının durmasının sebepleri net olarak açıklanamamakla birlikte, muhtemelen, oyulma olayının esas fonksiyonu olan vorteks sistemlerinin hız ve şiddeti ile yayılma frekanslarının oyulma çukurunun büyümesiyle ters orantılı olarak azalmasıdır.

LAURSEN (1963), oyulma olayının kanitatif değerlendirilmesini (2.5) eşitliğini esas alarak şu şekilde yapmaktadır ;

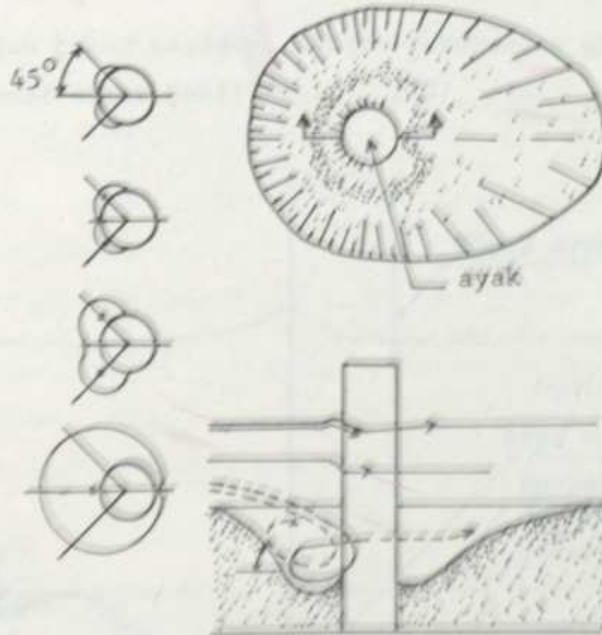
- $q_T (B) = q_T (S)$ ise, oyulma olayı yoktur.
- $q_T (B) \gg q_T (S)$ ise, yatakta sürüntü hareketi yokken oyulma vardır. Bu durumdaki oyulmaya "Temiz su halindeki oyulma" adı verilir.
- $q_T (B) > q_T (S) > 0$ ise, yatakta hem sürüntü hareketi ve hem de oyulma olayı vardır. Bu durumdaki oyulma da "Daimi sürüntü maddesi taşınımı halindeki oyulma" adı verilir /33/.

Görüldüğü gibi, tabanda sürüntü hareketi olmadığı halde bile engel etrafında oyulma meydana gelmektedir. Bunun nedeni, engelden dolayı oluşan türbülans ve vortekslerdir. Çünkü, engel etrafındaki taban kayma gerilmesini etkileyen bu olaylar, tabanda oyulmaya neden olurlar.

Engelin menba tarafındaki taban kayma gerilmesi, engel olmadığı zamanki taban kayma gerilmesinin 12 katı kadar bir büyüklükte olduğu yapılan ölçümler neticesinde elde edilmiştir. Aynı zamanda türbülanslı bölgelerde ise bu değer 2,5 katı mertebesindedir /2/.

SHEN (1966, 1969), taban kayma gerilmesinin engelin menbaında $0^\circ \sim 45^\circ$ arasındaki bölgede oluştuğunu belirtmekte ve bu gerilmenin akımın yaklaşım hızın ve engel boyutunun bir fonksiyonu olduğunu teorik olarak göstermektedir /3/, /15/.

NICOLLET (1971 a), BONASOUDAS (1973) ise, maksimum taban kayma gerilmesinin engelin menbaında eksenle 45° lik açının bulunduğu yerde oluştuğunu deneysel olarak gözlemişlerdir. Dolayısıyla, engel etrafındaki oyulma bu nokta civarında başlamaktadır. Oyulma çukuru büyüdükçe oyulmanın maksimum değeri engelin doğurganı üzerinde sabitleşmektedir. Şekil (2.10) da oyulma olayının başlaması ve gelişmesi görülmektedir /34/, /35/.



Şekil (2.10) : Oyulma Olayının Başlaması ve Gelişmesi.

Engel etrafında bu şekilde oluşan oyulma çukurunun şekli, yaklaşık olarak, en küçük boyutu engelin çapı kadar olan ters yatırılmış bir kesik konidir. Koninin yan şevinin eğimi, taban malzemesinin su altındaki şev açısına eşittir. Bu tip oyulma çukurlarının hacimlerini hesap etmek için,

$$V = \frac{\pi H_{\max}^2}{6} \cot \phi (3D - 2H_{\max} \cot \phi) \quad (2.7)$$

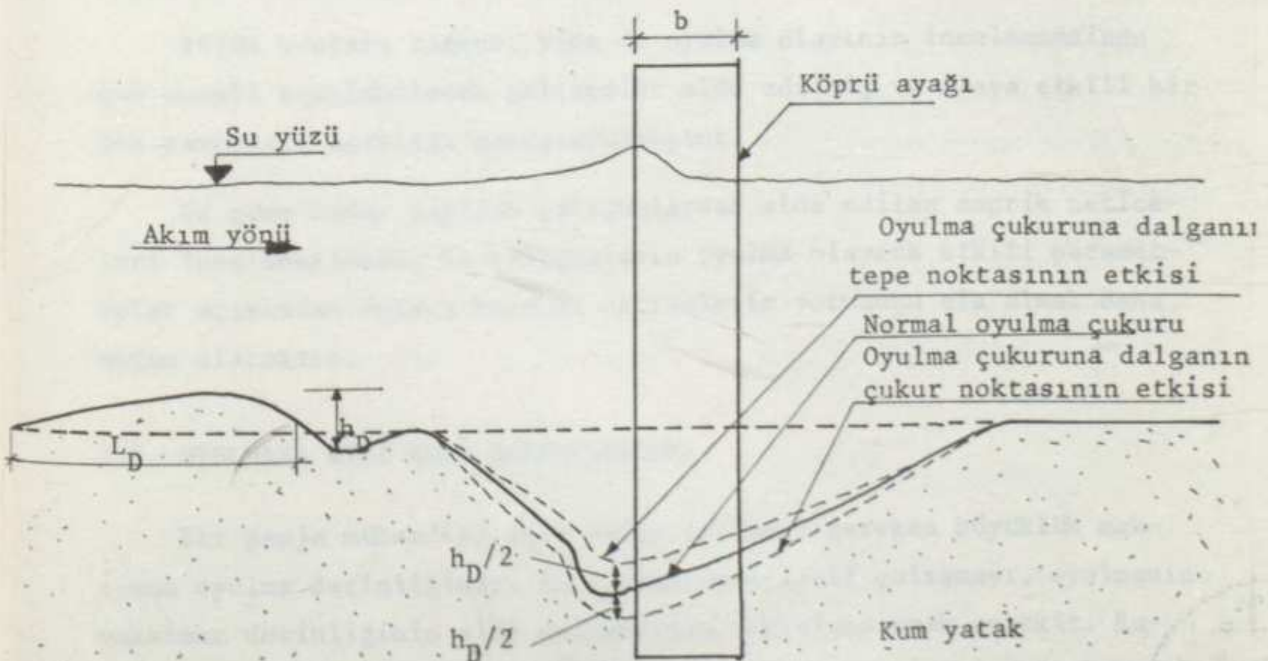
formülü teklif edilmiştir /36/.

Diğer bir grup araştırmacıya göre ise, oyulma çukurunun şekli, menba tarafta yarım koni, mansab tarafta ise yaklaşık olarak bir elipsoittir /33/, /37/.

Oyulma çukurunun oluşumuna ve büyüklüğüne etkili olan diğer önemli bir parametrede kanal tabanında oluşan dalgacıkların, oyulma çukuruna etkileridir. Bu etkileri kısaca ;

a) Şayet, dalgacığın tepe noktası tam oyulma çukurundan geçiyorsa, oyulma çukuru $h_d/2$ kadar azalır.

b) Dalgacığın çukur noktası, oyulma çukurundan geçiyorsa, oyulma çukuru $h_d/2$ kadar artar Şekil (2.11), /15/, /38/.



Şekil (2.11) : Dalgaların Oyulmaya Etkisi.

BÖLÜM III

ÇEŞİTLİ KAYNAKLARA GÖRE KÖPRÜ AYAKLARI ETRAFINDAKİ
OYULMAYA ETKİ EDEN PARAMETRELERİN İNCELENMESİ

3.1 GİRİŞ

Hareketli tabanlı bir akıma yerleştirilen ayaklar etrafındaki yerel oyulmaların incelenmesi, kısa bir geçmişe dayanmaktadır. Deneysel olarak ilk defa TISON (1940) tarafından ele alınan bu konu, daha sonraları oldukça hızlı bir gelişim göstererek güncel bir konu olmuştur. Buna rağmen, bu güne kadar matematiksel bir çözümü elde edilememiştir. Bunun nedeni, oyulma olayına etkili olan parametrelerin çok olmasıdır. Bundan dolayı, bu güne kadar yapılmış çalışmalardan hemen hemen tümü deneysel çalışmalardan elde edilen neticelere dayanmaktadır. Buna rağmen, elde edilen amprik bağıntılar arasında bile tam bir uygunluk henüz sağlanamamıştır. Çünkü, olayı ele alan her bir araştırmacı, parametrelerin çokluğundan dolayı, kendilerince önemsiz olan parametreleri ihmal etmişlerdir. Hatta, aynı parametreleri göz önüne alan araştırmacıların neticeleri arasında bile tam bir uyumun olmadığı bilinmektedir.

Bütün bunlara rağmen, yine de oyulma olayının incelenmesinde çok önemli sayılabilecek gelişmeler elde edilmiş ve olaya etkili bir çok parametre açıklığa kavuşturulmuştur.

Bu güne kadar yapılan çalışmalardan elde edilen amprik neticeleri incelemektense, bu çalışmaların oyulma olayına etkili parametreler açısından ortaya koyduğu neticelerin yorumunu ele almak daha uygun olacaktır.

3.2. OYULMAYA ETKİ EDEN PARAMETRELER

Bir proje mühendisi için tayin edilmesi gereken büyüklük maksimum oyulma derinliğidir. Bu açıdan kantitatif çalışmayı, oyulmanın maksimum derinliğinin elde edilmesiyle sınırlandırmak gerekir. Kararlı ve uniform olarak kabul edilen bir akarsudaki, bir köprü ayağının etrafındaki oyulma olayı üzerine etki eden bir çok parametreler

vardır. Bunlar ;

1) Akışkanı karakterize eden değişkenler.

- a) g , Yer çekimi ivmesi
- b) ρ , Akışkanın özgül kütlesi
- c) ν , Akışkanın dinamik vizkozitesi

2) Akımı karakterize eden değişkenler.

- a) h , Akımın su derinliği
- b) U , Yaklaşım akımın hızı
- c) τ , Tabandaki akımın teğetsel gerilmesi

3) Taban malzemesini karakterize eden değişkenler

- a) ρ_s , Taban malzemesinin özgül kütlesi.
- b) Taban malzemesinin granülometrisi
- c) Danelerin büyüklüğü ve şekli
- d) Malzemenin kohezyonu

4) Köprü ayağını karakterize eden değişkenler.

- a) Ayağın şekli
- b) D , Ayağın boyutları
- c) Ayak yüzünün durumu

Görüldüğü gibi olaya etkili parametrelerin sayısı oldukça fazladır. Bu değişkenlerden bazılarını ilk planda elimine etmek mümkündür. Şöyleki ; Taban malzemesinin granülometrisi, danelerin şekli ve taban malzemesinin kohezyonunun tayin edilmeleri oldukça zordur /34/. Bu bakımdan, aşağıdaki kabuller yapılarak parametre sayısı daha da azaltılabilir /14/.

1) Taban malzemesi, kohezyonsuz olup uniform D çaplıdır.

2) Akım ilgili olarak ;

a) Köprü ayağının büzülmeye sebep olmaması için yeter geniştir.

b) Taban şekillerinin oluşmaması nedeniyle taban düz kabul edilir. Bu durumda k taban pürüzlülüğü d dane çapına bağlıdır.

c) Köprü ayağı silindirik olup yüzeyi pürüzsüzdür.

Bu kabullerin sonucunda oyulma derinliğine etkili olan parametre sayısı 7'e indirgenebilir. Bunlar ;

1) Akışkan için :

$$g, \rho, \nu$$

2) Akım için :

$$h, U$$

3) Taban malzemesi için :

$$d, \rho_s$$

4) Ayak için :

$$D$$

olmaktadır. O halde ;

$$H_{d_{\max}} = f, (g, \rho, \nu, h, U, d, \rho_s, D)$$

veya bazı parametreleri eşdeğerleriyle değiştirirsek ;

$$H_d = f_2 (g, \rho, \nu, d, \Delta, h, U, D) \quad (3.1)$$

dir. Burada ;

$$\Delta = (\rho_s - \rho) / \rho \quad \text{rölatif batmış yoğunluk,}$$

$$U = (g h J)^{1/2} \quad \text{taban sürüklenme hızı}$$

dır.

Boyutsal analiz metodlarından birisi uygulandığında, Rölatif oyulma derinliği ;

$$\frac{H_d}{D} = f_3 \left(\frac{U \cdot D}{\nu}, \frac{U^2}{gh}, \Delta, \frac{h}{D}, \frac{d}{D} \right) \quad (3.2)$$

veya,

$$\frac{H_d}{D} = f_4 \left(\frac{U \cdot D}{\nu}, \frac{U^2}{\Delta gh}, \Delta, \frac{h}{D}, \frac{d}{D} \right) \quad (3.3)$$

1 2 3 4 5 6

şeklinde boyutsuz değişkenlerin fonksiyonu olarak elde edilir.

Maksimum oyulma derinliğinin bulunması amaçlandığından, taban malzemesinin hareket başlangıcında etkili olan 2-3 terimleri ile $\Delta = S_b$ terimleri elimine edilerek ;

$$\frac{H_{d_{\max}}}{D} = f_5 \left(\frac{U}{U_{kr}}, \frac{h}{D}, \frac{d}{D} \right) \quad (3.4)$$

bağıntısını elde ederiz.

Yukarıda başlangıçta ihmal ettiğimiz, ayarın şekli, malzemenin granülometrisi ve akımın atak açısı ile birlikte, (3.4) bağıntısından elde edilen akımın hızı, derinliği ve malzemenin çapı, maksimum denge oyulma derinliğinin oluşmasına etkili temel parametreler olarak elde edilir. Deneysel çalışmalar da bu görüşü doğrulamaktadır.

3.2.1. MAKSİMUM OYULMA DERİNLİĞİNE ETKİ EDEN PARAMETRELER

3.2.1.1. AKIM HIZININ ETKİSİ

Yaklaşım hızının oyulma olayına etkisi tüm araştırmacılar tarafından kabul edilmektedir. Oyulma belli bir hız değerinde başlamakta ve büyümektedir. Oyulmaya sebep olan hız değeri şu şekilde sınıflandırılmıştır /5/, /34/.

a) $U/U_{kr} \leq 0.5$ Oyulma yok.

b) $0.5 \leq U/U_{kr} \leq 1.0$ Temiz su oyulması.

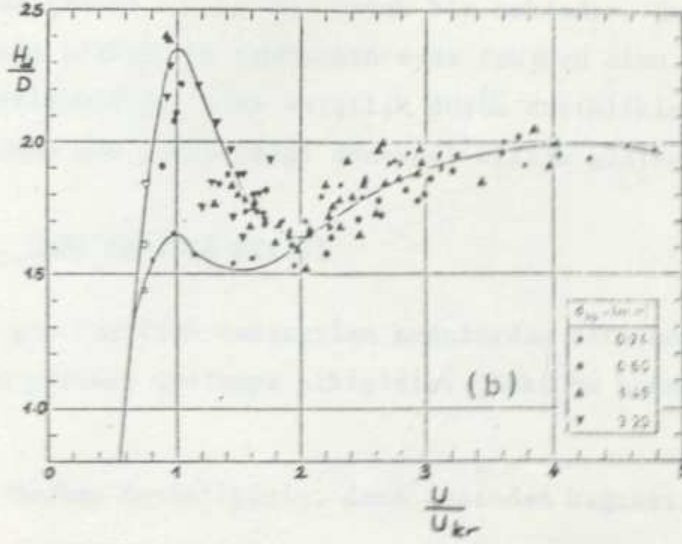
Bu bölgede oyulma U ile hemen hemen lineer olarak artmaktadır.

c) $U/U_{kr} \geq 1.0$ Daimi sürüntü maddesi taşınımı oyulması.

Bu bölgede oyulma hız ile artmaz. Çünkü oyulma çukurundan çıkan malzeme ile menbadan taşınan malzeme arasındaki dinamik denge sediment debisinin şiddetinden etkilenmez.

Bu bölgede ki akım şartlarında yapılan son araştırmalarda ; $U/U_{kr} = 1.5 \sim 2$ olduğu zaman oyulma derinliğinin bir miktar azaldığı, fakat U/U_{kr} 'in değeri arttıkça oyulma derinliğinin arttığı tesbit edilmiştir /37/, /47/.

Şekil (3.1) de görüldüğü gibi $U/U_{kr} \geq 5$ civarına kadar oyulmada bir artma olmakta veya araştırmacıların dediği gibi, oyulma olayında, ikinci bir pik oluşmaktadır, fakat bu değerden sonra nispeten oyulma tekrar azalma eğilimi göstermektedir. Ancak, bütün şartlarda $H_{dmax} / D = 2$ olarak gerçekleşmektedir.



Şekil (3.1.): Maksimum Oyulma Derinliğinin, U/U_{kr} ile Değişimi, 2. Pik Noktasının Oluşması.

3.2.1.2. AKIM DERİNLİĞİNİN ETKİSİ

Su derinliğinin oyulma olayına etkisi, tartışılan konulardan biridir. Buna rağmen akım derinliğinin belli bir değerinden sonra, oyulma olayına etkisinin olmadığı görüşü ağırlıklı kazanmaktadır. Ancak, bu değerler için ileri sürülen kriterler de bir birinden farklıdır. Bu konudaki kriterler aşağıdadır.

$$a) h/D \geq 1 \quad /5/ \quad (3.5)$$

$$b) h/D \geq 2 \quad /16//35/ \quad (3.6)$$

$$c) h/D \geq 3 \quad /46/ \quad (3.7)$$

$$d) h/d_m \geq 30 \sim 40 \quad /38/ \quad (3.8)$$

$$e) h/D \geq 1 \sim 6 \quad /39/ \quad (3.9)$$

BAUDKİVİ, küçük daneler için $h/D = 1$, dane büyüdükçe $h/D = 6$ ya yaklaştığını belirtmektedir.

Görüldüğü gibi, su derinliğinin oyulma derinliğine etkisi konusunda, henüz kesin bir ortak görüş oluşmamasına rağmen, akım

derinliğinin belli bir değerinden sonra oyulumaya etkili olmadığı araştırmacıların birleştiği ortak bir noktadır. Gerçekten de, su derinliğinin artmasının oyulmanın esas faktörü olan at nalı vorteksi fazla etkilemediği, buna karşılık düşük derinliklerde at nalı vorteksin daha çok etkilendiği deneysel olarak gözlenmiştir /39/.

3.2.1.3. DANE ÇAPININ ETKİSİ

Bu gün üzerinde tartışılan konulardan biri de, taban malzemesinin dane çapının oyulumaya etkisidir. Çünkü bu konuda iki ayrı görüş vardır.

a) Oyulma derinliğinin, dane çapından bağımsızdır /38/ /48/.

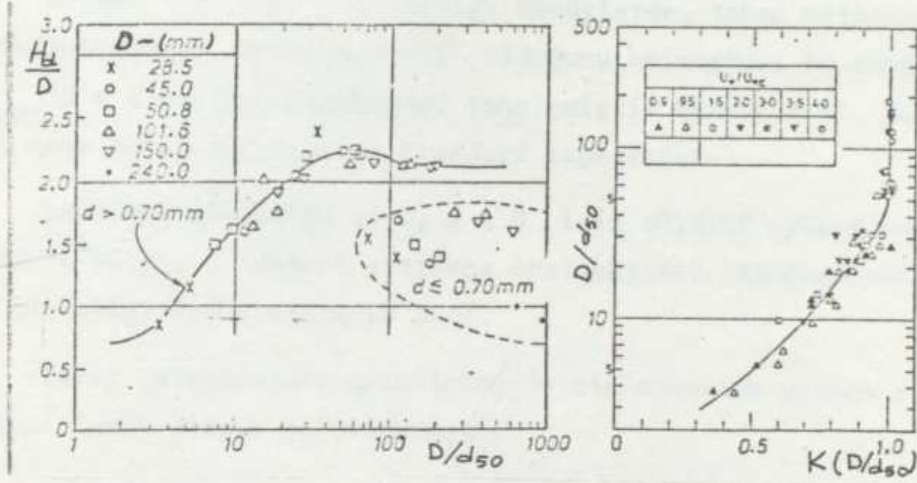
b) Oyulma derinliği, dane çapının belli sınırları arasında, dane çapıyla arttığı bu sınırların dışında ise bağımsızdır /40//41//35/.

Bu ikinci gruptaki araştırmacıların sonuçları, yaklaşık olarak birbirine benzemektedir. Örnek olarak ETTEMA'nın sonuçları Tablo 3.1 de verilmiştir /41/.

TABLO. 3.1.

d_{50}	0.55	0.70	0.85	1.90	4.10	6.0
$\frac{H_{d_{max}}}{D}$	1.45	1.75	2.00	2.05	2.20	2.10

NİCOLLET (1970-71) de dane çapının, oyulumaya etkisini incelemiş ve dane çapı arttıkça rölatif oyulma derinliğinin belli bir değere doğru asimtotik yaklaştığını görmüş ve oyulmanın, dane çapının belli bir değerinden sonra, dane çapından bağımsız olduğunu belirtmiştir /34/. Gerek, ETTEMA ve gerekse daha sonra yapılan CHEE ve CHIEW (1984), çalışmalarda da $d > 0.7 \sim 0.9$ daneler için maksimum rölatif oyulma, $D/d_{50} = 50 \sim 100$ değerinde oluştuğunu ve bu durumda $H_{d_{max}} / D = 2.3$ olduğunu bulmuşlardır. Bu çalışmaların sonucu Şekil 3.2 de görülmektedir /39/.



Şekil (3.2): Rölatif Oyulma Derinliğinin, D/d_{50} İle Değişimi,
 $D/d_{50} \geq 100$ İçin, $K = 1$ olmaktadır.

Sonuç olarak, temiz su oyulması halinde, oyulma, dane çapının özelliklerinden etkilenir. Fakat, hareketli yatak halinde, dane çapının, oyulma derinliğine etkisinin olup olmadığı kesin olarak bilinmemektedir.

3.2.1.4. TABAN MALZEMESİNİN GRANÜLOMETRİSİNİN ETKİSİ

NICOLLET (1971 a,b) üç ayrı çaplı taban malzemesi için ayrı ayrı oyulmanın değişimini incelemiş, daha sonrada bu üç malzemeyi eşit miktarda (%33 oranında) birbiriyle karıştıracak, aynı şartlarda ölçümler yapmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil 3.3. de görülmektedir /35/. Çalışmanın sonucu ;

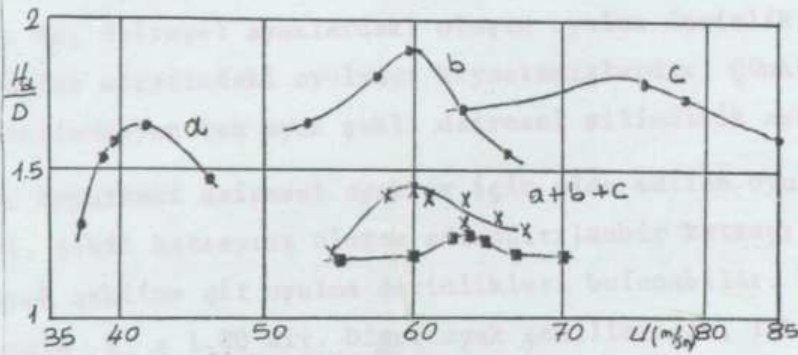
- Karışım için maksimum oyulmayı veren hız, ayrı ayrı alınmış üç dane çapı için elde edilen hıza yaklaşık olarak eşittir.
- Karışım için elde edilen $H_{d_{max}}$, ayrı ayrı alınmış malzemeler

için elde edilen derinlikten yaklaşık olarak %25 daha azdır.

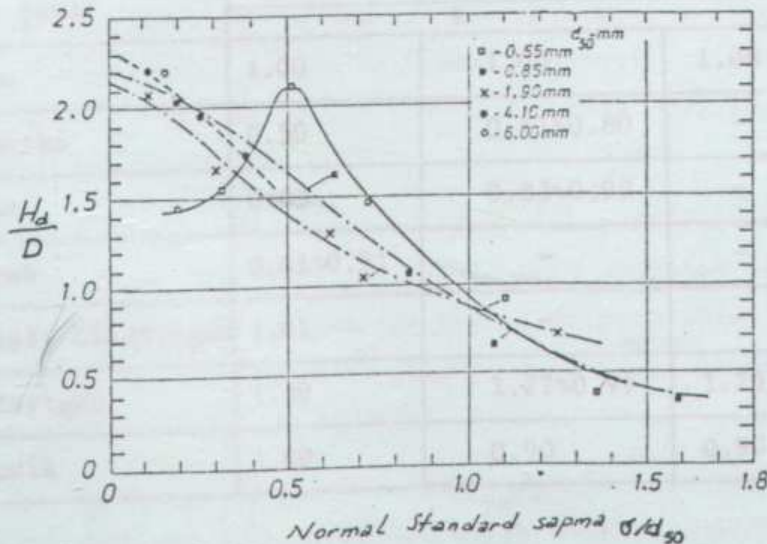
ETTEMA (1977 a,b) da yaptığı deneylerde, taban malzemesinin granülometrinin oyulmaya etkili olduğunu bulmuştur. Bu araştırmacı $H_{d_{max}}/D = f(\sigma/d_{50})$ değişimini incelemiştir (Şekil 3.4). Burada ; σ ; dane boyut dağılımının standard sapmasıdır.

Şekilden görüldüğü gibi, $\sigma = 0$ için rölütif oyulma maksimum olmakta (2.3), σ değeri arttıkça azalmaktadır. Minimum rölütif oyulma derinliği 0.3 olmaktadır /42/.

Taban malzemesinin granülometrisinin maksimum oyulma derinliğine etkisi kesin olarak belirlenmiştir.



Şekil (3.3): Taban Granülometrisinin Oyulmaya Etkisi



Şekil (3.4): Rölütif Oyulma Derinliğinin, Taban Malzemesinin Granülometrisine Bağlı Olarak Değişimi.

3.2.1.5. AYAK ŞEKLİNİN ETKİSİ

Küt burunlu ayaklar etrafında oluşan oyulma derinlikleri, sivri burunlu ayaklara göre çok daha fazla olduğu bilinmektedir. TİSON (1940), bunun sebebi şöyle açıklanmaktadır ;

- Akım çizgilerinde, büyük bir eğrilik oluşturan ayak şekilleri, ayak önünde düşey hız bileşenlerini büyütür ve oyulmanın da artmasına neden olurlar.

- Ön yüzü keskin olan ayak şekillerinde, bu eğrilik daha küçük olduğundan, oyulmada az olacaktır /17/.

Bu konuda çalışmış bir çok araştırmacı vardır. Bu araştırmacıların hepsi de, dairesel ayaklardaki oluşan oyulma derinliklerine göre, diğer ayaklar etrafındaki oyulmayı kıyaslamışlardır. Çünkü, akım yönünden etkilenmeyen tek ayak şekli dairesel silindirik ayaklardır /43/.

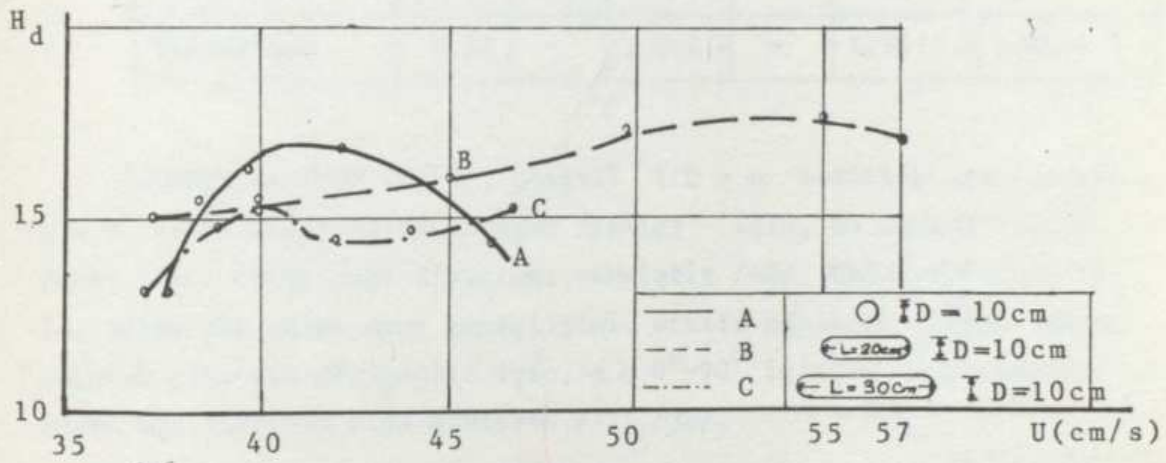
Aynı boyuttaki dairesel ayaklar için elde edilen oyulma derinliklerini, şekil katsayısı olarak adlandırılan bir katsayı ile çarpılarak, o ayak şekline ait oyulma derinlikleri bulunabilir. Dairesel ayaklar için $K_s = 1.00$ dir. Diğer ayak şekillerinde, Tablo (3.2) den görüldüğü gibi $K_s = 0.41 \sim 1.4$ arasında değişmektedir /38/.

TABLO. 3.2

Ayak Şekli	LARRAS	DIETZ	BAŞAK
	K		
Daire	1.00	1.00	1.00
Yukewski	0.80	0.41~0.80	-
Elips	0.83	0.83~0.99	-
Mercek	0.41~0.91	-	-
Tıraşlı Dikdörtgen	1.01	-	-
Dikdörtgen	1.40	1.22~0.99	1.20
Oblonik	1.00	0.90	0.90

Ayrıca ayakların uzunluklarının da oyulmaya etkili olduğu tesbit edilmiştir. Ayak uzunluğu arttıkça oyulma derinliği azalmaktadır /17/ /35/ /43/.

Şekil (3.5) de, bu konuda, NICOLLET(1971 a), tarafından yapılan çalışmanın sonucu görülmektedir. $l/D = n$, narinlik oranı, arttıkça oyulmanın azaldığı görülmektedir. Aynı sonuçlar, DIETZ (1972), tarafından da elde edilmiştir /34/ /43/.



Şekil (3.5) : Ayak Uzunluğunun Oyulmaya Etkisi /34/

3.2.1.6. ATAĞ AÇISININ ETKİSİ

Oyulma, ayak şeklinin ve ayak boyutunun etkili olduğu bilindiğine göre, akımın atak açısının da, oyulma derinliğine etkili olması tabiidir. Çünkü, ayağın akıma dik boyutu ne kadar büyükse, oyulma da o oranda büyük olacaktır.

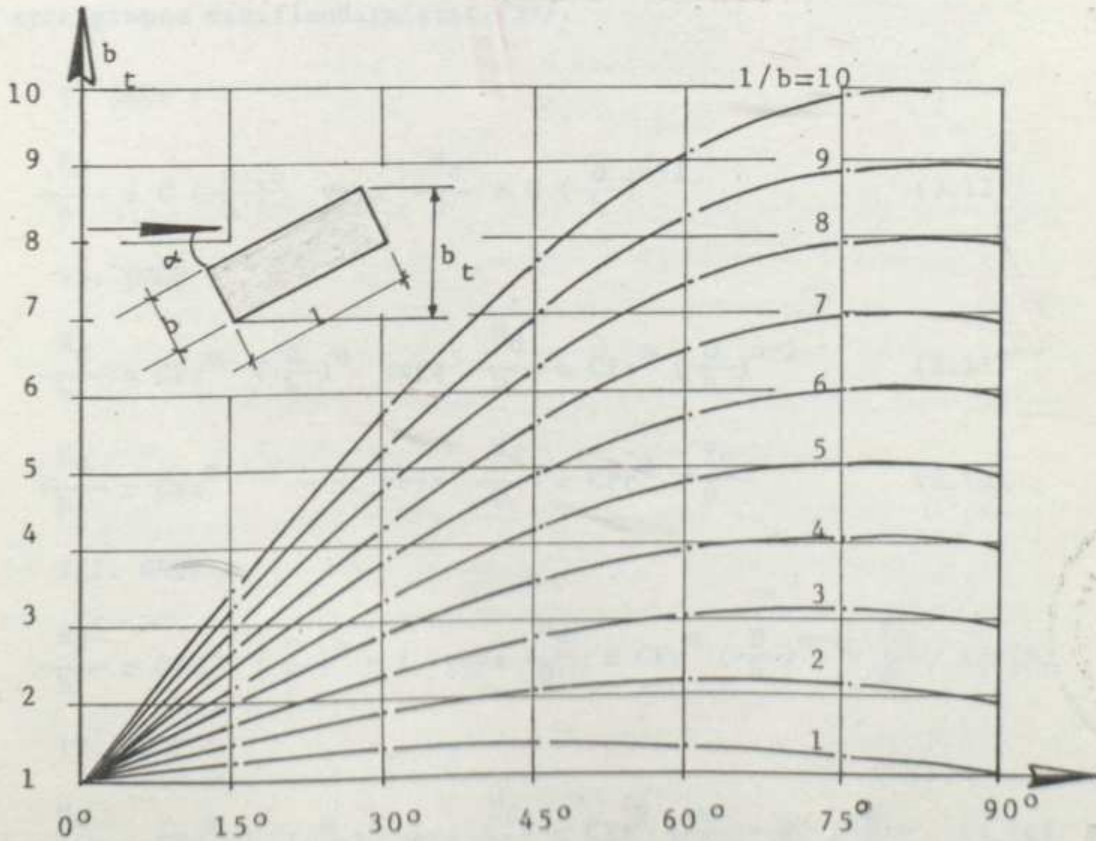
LARRAS (1963), bu konuda yaptığı deneysel çalışmaların sonucunu Tablo (3.3) de vermiştir. Görüldüğü gibi, akım yönünden etkilenmeyen dairesel ayak haricindeki, diğer tüm ayaklarda atak açısı arttıkça, oyulma K_α katsayısı değerleri de artmaktadır. Yani, oyulma derinlikleride artmaktadır /38/.

O halde, aynı boyuttaki, dairesel ayak için elde edilen oyulma derinlikleri, atak açısına bağlı olan bu K_α değerleri ile çarpılarak, diğer ayak şekillerine ait oyulma derinlikleri bulunabilir.

TABLO. 3.3 /38/

Ayak Biçimi	K Katsayısı					
	0°	10°	15°	20°	30°	45°
Dairesel	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
Mercek	0.8	0.98	1.05	1.24	1.3	2.0
Jukowski	0.86	-	1.09	-	1.4	1.97
Oblonik	1.0	1.02	1.15	1.24	1.55	-
Dikdörtgen	1.11	-	1.4-2.4	-	1.55.3.4	1.65-4.1

LAURSEN ve TOCH (1956), çeşitli $1/D = n$ narinlik oranlarında $\alpha = 0^\circ \sim 90^\circ$ arasında dikdörtgen ayaklar için, $K\alpha$ katsayılarını veren Şekil (3.6) daki diyagramı vermiştir /40/. BAŞAK (1975-1977) ta, akıma dik gelen ayak genişliğini, etkili genişlik olarak tanımlayarak yine dik dörtgenler için, $\alpha = 0^\circ-90^\circ$ için $K\alpha$ değerlerini veren bir diyagram elde etmiştir /37/ /38/.

Şekil (3.6): Akımla Aynı Yönde Olmayan Ayaklar için $K\alpha$ Katsayısı/40/.

ÜÇ (1984) bu konuda yapılmış çalışmalardan da yararlanarak $K\alpha$ değerini veren bir formül vermiştir. Bu formül ;

$$K\alpha = \lambda^{\sin \alpha} (1 + \sin \alpha / 3) (0.05)^{-\sin \alpha / 6.6} \quad (3.10)$$

şeklindedir. Burada ;

α : Atak açısı

$$\lambda = \frac{n-1}{n} - 0.20 \frac{n-1}{n} \quad (3.11)$$

dir /44/.

Bu formülden elde edilen neticeler, LAURSEN ve TOCH'un yukarıda bahsedilen diyagramı arasında çok iyi bir uygunluk vardır.

3.2.2 OYULMA FORMÜLLERİ

Bu güne kadar, yapılmış olan bu konudaki tüm çalışmalar, RAUDKİVİ (1985) tarafından değerlendirilmiştir. Bu değerlendirme sonucunda oyulma derinliklerini veren formüllerin aşağıdaki gibi 5 ayrı grupta sınıflandırmıştır /39/.

I. GRUP :

$$\frac{H_d}{h} = C \left(\frac{D}{h}\right)^n \quad \text{veya} \quad \frac{H_d}{D} = C \left(\frac{D}{h}\right)^{n-1} \quad (3.12)$$

II. GRUP :

$$\frac{H_d}{h} = C_{Fr}^m \left(\frac{D}{h}\right)^n \quad \text{veya} \quad \frac{H_d}{D} = C_{Fr}^m \left(\frac{D}{h}\right)^{n-1} \quad (3.13)$$

$$\frac{H_d}{h} = C_{Fr}^m \quad \text{veya} \quad \frac{H_d}{D} = C_{Fr}^m \frac{y_o}{D} \quad (3.14)$$

III. GRUP :

$$\frac{H_d}{h} = C_{Fr}^m \left(\frac{D}{h}\right)^n - 1 \quad \text{veya} \quad \frac{H_d}{D} = C_{Fr}^m \left(\frac{D}{h}\right)^{n-1} - \frac{y_o}{D} \quad (3.15)$$

IV. GRUP :

$$\frac{H_d}{h} = C_{Fr}^{2-C'} \left(\frac{d}{h}\right) \quad \text{veya} \quad \frac{H_d}{D} = C_{Fr}^2 \left(\frac{h}{D}\right) - C' \left(\frac{d}{D}\right) \quad (3.16)$$

V. GRUP :

Yukarıdaki grupların dışında kalanlar.

Burada ; C, C', m ve n birer sabiti göstermektedir.

$Fr = U / (gh)^{1/2}$ şeklinde olup Froude sayısıdır.

Verilen formüller, temiz su oyulma ve daimi sürüntü maddesi taşınımı oyulma formülleri diye de sınıflandırılabilir. Ancak, maksimum denge oyulması önemli olduğundan sonuçta bu formüller arasında çok büyük fark yoktur.

Formüller, aynı grupta ve aynı şartlarda bile birbirinden çok farklı sonuçlar verebilmektedir. Bunun nedeni olaya çok sayıda parametrenin etkili olmasından kaynaklanmaktadır. Bu bakımdan, köprü ayaklarının dizaynı için gerekli olan, maksimum oyulma derinliğinin tesbitinde daha basit ifadeler teklif edilmiştir /39/.

H_d / D	Ayak Şekli
1.5	Oblonik
1.5	Dairesel
2.0	Dikdörtgen
1.2	Keskin Ayak

Ancak, bu formüllerden hiç birisi de oyulma olayının esas nedeni olan vorteks sistemlere ait parametreler dikkate alınmamışlardır. Bu konuda yapılan tek çalışma QADAR (1981) tarafından gerçekleştirilmiştir. Hem laboratuvar ve hem de prototip şartlarında kullanılabilen bu çalışma, bu konudaki en önemli çalışmalardan biridir. Bu bakımdan bu çalışmadan kısaca bahsetmek yerinde olacaktır /45/.

QADAR sabit tabanlı bir deney kanalında, at nalı vorteksin büyüklüğünü ve hızını ölçmüş ve sonuçta ; r_o at nalı vorteksin çapı ve U_o at nalı vorteksin hızı için aşağıdaki bağıntıları elde etmiştir;

$$r_o \approx 0.1 D \quad (3.17)$$

$$U_o = 0.092 U^{0.83} D^{-0.5} \quad (3.18)$$

Bu sonuçları kullanarak, vorteks şiddetini (C_o) elde etmiştir.

$$C_o = U_o \cdot r_o \quad (3.19)$$

$$C_o = 0.0092 U^{0.83} \cdot D^{0.5} \quad (3.20)$$

Daha sonra, gerek kendi deneysel çalışmalarının sonuçları ve gerekse diğer araştırmacılar tarafından yapılan çalışma sonuçlarını kullanarak, C_o vorteks şiddetinin maksimum oyulma derinliğinin bir fonksiyonu olduğunu bulmuştur. Sonuç olarakta, bu bağıntıyı

$$H_{d_{max}} = 538 (C_o)^{1.28} \quad (3.21)$$

şeklinde formüle etmiştir.

İşte bu çalışmada da yine vorteksi karakterize eden n , vorteks yayılma frekansının oyulma derinliğine etkili bir parametre olup olmadığı deneysel olarak araştırılacaktır.



BÖLÜM IV

4. DENEYSEL ÇALIŞMA

4.1. DENEYSEL ÇALIŞMANIN AMACI

Hareketli tabanlı akarsu yatağına yerleştirilen köprü ayakları-
nın, gerek akım alanında ve gerekse katı madde taşınımında meydana
getirdiği değişmeler, daha önceki bölümlerde detaylı bir şekilde in-
celenmiştir.

Oyulmaya etkili olan çok sayıda parametre, arasında, oyulmanın
esas nedeni olan vorteksi karakterize eden hiç bir büyüklük bulunma-
maktadır. Halbuki, oyulma olayının gerçek nedeninin bu vorteks sis-
temler olduğu, tüm araştırmacılar tarafından bilinmektedir. Vorteks-
lerin şiddeti, büyüklüğü veya ayak etrafındaki yayılım davranışlarının
da oyulma olayında bir parametre olarak bulunması gerekir.

Vortekslerin oluşumu ve fonksiyonları, deneysel çalışmalar so-
nucunda bilinmesine rağmen, oyulma derinliği üzerine etkisi konusu
henüz çalışılmamış bir konudur.

Bu konuda, yapılan tek çalışma QADAR (1981) a aittir. Daha önce
belirtildiği gibi, bu çalışmada vorteksin şiddeti (C_0), vortek hızı
(U_0) ve vorteks büyüklüğü (r_0) fonksiyonu olarak göz önüne alınarak,
maksimum oyulma derinliğine etkili bir parametre olduğu bulunmuştur.

İşte, bu çalışmada, vorteks sistemlerin yayılmasını karakterize
eden n , vorteks yayılma frekansı oyulma üzerine etkili bir parametre
olarak seçilmiştir.

Çünkü, olayın esas sebebi yalnızca at nalı vorteks sistem değil-
dir. Sürüklenme ve art iz vorteks sistemlerin de etkisi vardır. Yani
olaya ayak etrafında oluşan tüm vorteks sistemler ve onların davra-
nış ve yayılışı esasta etkilidir. SHEN (1966), oyulmaya etkili olan
vorteksin şiddeti değil, onun ayak etrafındaki dağılımı etkili olduğu-
nu belirtmiştir /3/. Bu açıdan, n , vorteks yayılma frekansının, oyul-
ma derinliği üzerine etkisinin olabileceği düşünülerek parametre

olarak seçilmiştir.

Bu amaçla, Yıldız Üniversitesi Hidrolik Laboratuvarında, değişik taban malzemesi ve çeşitli dairesel silindirik ayaklar için bir seri deney yapılmıştır.

4.2. DENEY KANALININ TERTİBİ

4.2.1. DENEY KANALI

Deneyler, Yıldız Üniversitesi Hidrolik Laboratuvarında bulunan deney kanalında gerçekleştirilmiştir. Kanal 0.9 m. genişliğinde, 27 m. uzunluğunda ve 0.6 m. yüksekliğindedir. Kanal doğrusal ve kıvrımlı olmak üzere iki ana bölümden oluşmaktadır. Deneyler 14 m. uzunluğundaki doğrusal bölümde yapılmıştır. Kanalin genel görünüşü, Şekil (4.1) de verilmiştir.

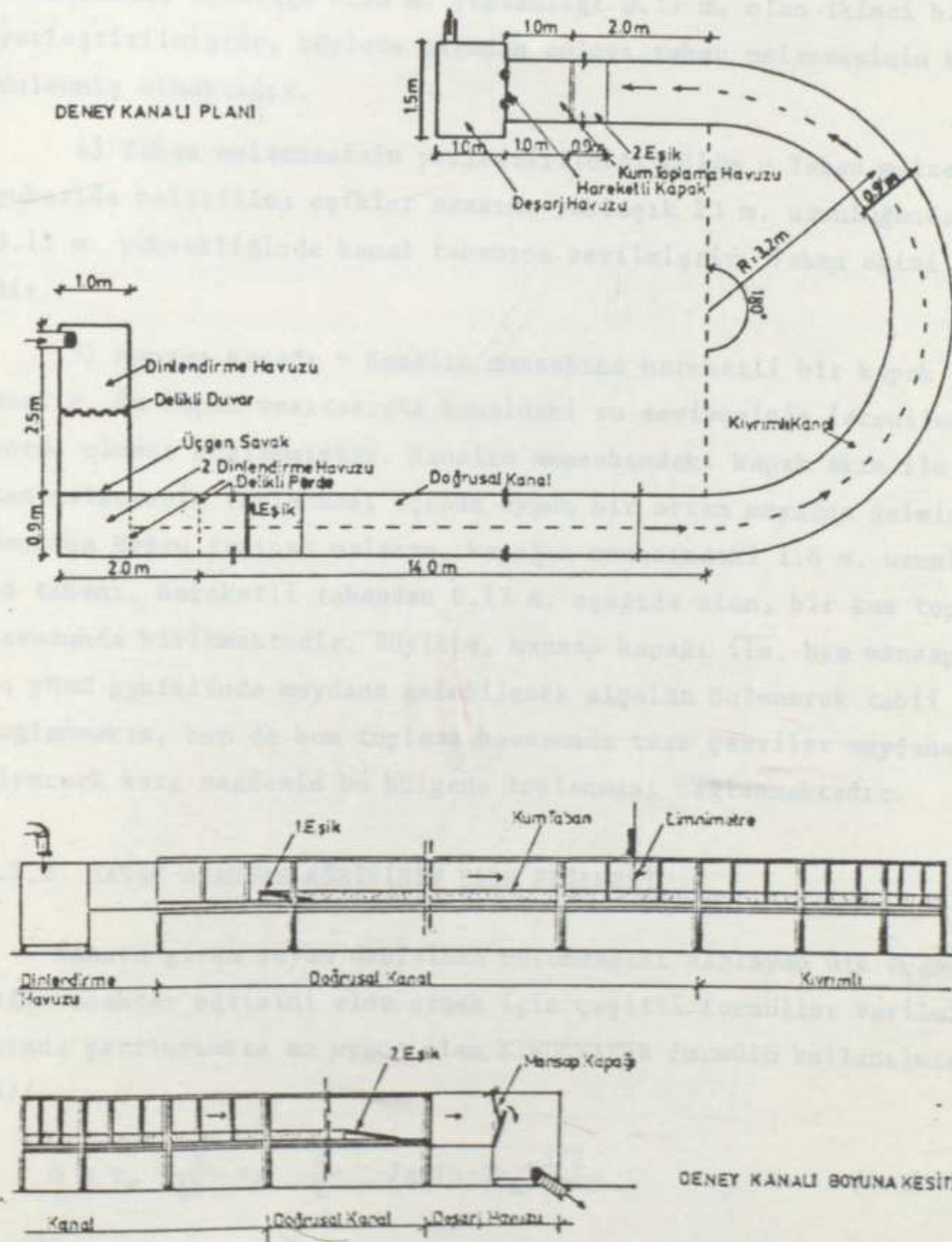
Deney Kanalının Bölümleri ve Özellikleri ;

1) Deney kanalını besleyen dinlendirme havuzu ve üçgen savak - kanalı besleyen dinlendirme havuzu 2.50 x 1.00 m. boyutunda olup 0.70 m. yüksekliğindedir. Havuzun ortasına suyun sakinleştirilmesi amacıyla delikli tuğladan bir ızgara yerleştirilmiştir. Havuzun sonuna ise, üst genişliği 0.9 m. olan bir dik üçgen savak tesis edilmiştir. Savağın tepe noktasının, havuz tabanından yüksekliği 0.24 m. olup, savak kanala verilen debinin ölçülmesinde kullanılmaktadır. Ölçümlerde kullanılmak üzere bir limnometre de savağın üzerine konmuştur.

2) Savaktan sonraki dinlendirme havuzu - savaktan kanala akan su 2.00 x 0.90 m. boyutundaki ikinci bir dinlendirme havuzunda dinlendirilmektedir. Bu havuzun da ortasına ve mansabına yerleştirilmiş birer perde ile, su sakinleştirilmiştir.

3) Deney kanalı - Deney kanalı üç bölümden meydana gelmektedir;

a) 14 m. uzunluğunda doğrusal bir kanal, bu kanalın başına 0.80m. uzunluğunda 0.20 m. yüksekliğinde bir eşik yerleştirilmiştir. Böylece, kanala giren suyun taban malzemesini bozmadan akması temin edilmiştir.



b) $R = 3.20$ m. yarıçaplı ve 12 m. uzunluğunda 180° lik kıvrımlı bölüm.

c) 2 m. uzunluğunda ikinci bir doğrusal kanal bu kanalın 1.5 m. mansabında, uzunluğu 0.90 m. yüksekliği 0.17 m. olan ikinci bir eşik yerleştirilmiştir, böylece akımdan dolayı taban malzemesinin kayması önlenmiş olmaktadır.

4) Taban malzemesinin yerleştirildiği bölüm - Taban malzemesi yukarıda belirtilen eşikler arasına yaklaşık 23 m. uzunluğunda ve 0.15 m. yüksekliğinde kanal tabanına serilmiştir. Taban eğimi $J=0.001$ dir.

5) Mansap kapağı - Kanalin mansabına hareketli bir kapak yapılmıştır. Bu kapak vasıtasıyla kanaldaki su seviyesinin istenilen değerde olması sağlanmıştır. Kanalin mansabındaki kapak akım ile taşınan malzemenin toplanması içinde uygun bir ortam meydana gelmiştir. Mansaba doğru taşınan malzeme, kapağın menbaındaki 1.6 m. uzunluğunda tabanı, hareketli tabandan 0.17 m. aşağıda olan, bir kum toplama havuzunda birikmektedir. Böylece, mansap kapağı ile, hem mansapta su yüzü profilinde meydana gelebilecek alçalma önlenerek tabii akım sağlanmakta, hem de kum toplama havuzunda ters çevriler meydana getirerek katı maddenin bu bölgede toplanması sağlanmaktadır.

4.2.2. SAVAK ANAHTAR EĞRİSİNİN ELDE EDİLMESİ

Kanala giren suyun debisinin bulunmasını sağlayan dik üçgen savağın anahtar eğrisini elde etmek için çeşitli formüller verilmiştir, burada şartlarımıza en uygun olan KINDSVATER formülü kullanılmıştır /47/.

$$Q = c_e \frac{8}{15} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} 2g (h-2k_h)^{5/2} \quad (4.1)$$

burada ;

Q Savaklanan debi (m^3/s),	h Savak yükü
ω Üçgen tepesinin, kanal tabanına olan uzaklığı	l Savağa su getiren kanalın genişliği



α Üçgen savağın tepe açısı, $k_h = f(\alpha)$ katsayısı

$c_e = f(\alpha)$ katsayısı

Kindsvater formülü

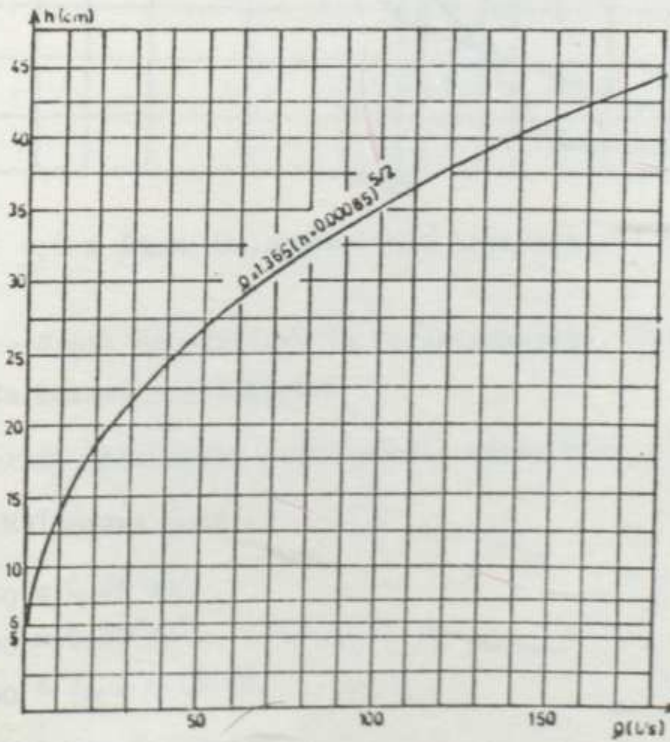
$$h \geq 0.06 \text{ m.}, \quad 20^\circ \leq \alpha \leq 100^\circ$$

$$\omega > 0.10 \text{ m.}, \quad 0.57 \leq c_e \leq 0.60$$

için geçerlidir.

Deney sistemimizde, $l = 0.99 \text{ m.}$ ve $\omega = 0.221 \text{ m.}$ dir. Bu değerler göz önüne alınarak (4.1) formülünden hesaplanan savağın formülü ve anahtar eğrisi Şekil 4.2 de verilmiştir.

$$Q = 1.365 (h + 0.00085)^{5/2} \quad (\text{m}^3/\text{s}) \quad (4.2)$$



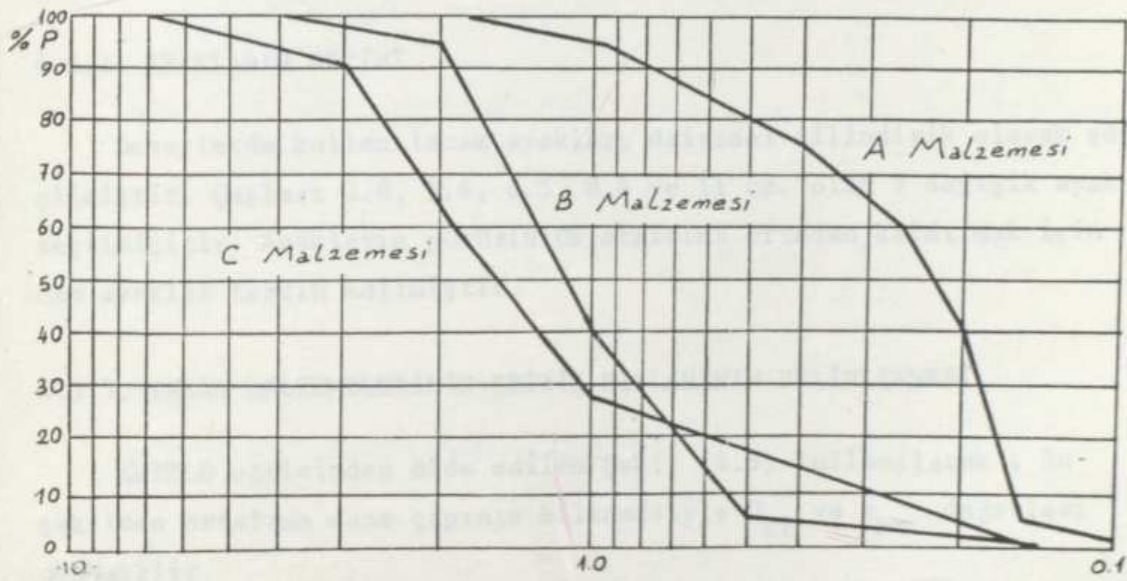
Şekil 4.2 : Üçgen Savak Anahtar Eğrisi.



4.3. DENEY ÖNCESİ YAPILAN ÇALIŞMALAR

4.3.1. TABAN MALZEMESİ

Taban malzemesi olarak granülometrisi birbirinden farklı üç ayrı kuvars kumu kullanılmıştır. Bu üç değişik kumun granülometrisi elek analizi ile tayin edilmiştir Şekil (4.3).



Şekil 4.3 : Taban Malzemelerinin Granülometri Eğrisi.

Ayrıca özgül ağırlıkları da belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlar aşağıda kısaca verilmiştir;

a) Her üç malzemenin granülometri eğrisinden ;

A Malzemesi için ;

$$d_{50} = 0.25 \text{ mm.}$$

$$d_{90} = 0.80 \text{ mm.}$$

$$d_{60} = d_m = 0.28 \text{ mm,}$$

B Malzemesi için ;

$$d_{50} = 1.13 \text{ mm.}$$

$$d_{90} = 1.86 \text{ mm.}$$

$$d_{60} = d_m = 1.28 \text{ mm,}$$



C Malzemesi için ;

$$d_{50} = 1.57 \text{ mm.}$$

$$d_{90} = 2.83 \text{ mm.}$$

$$d_{60} = d_m = 1.83 \text{ mm.}$$

bulunmuştur.

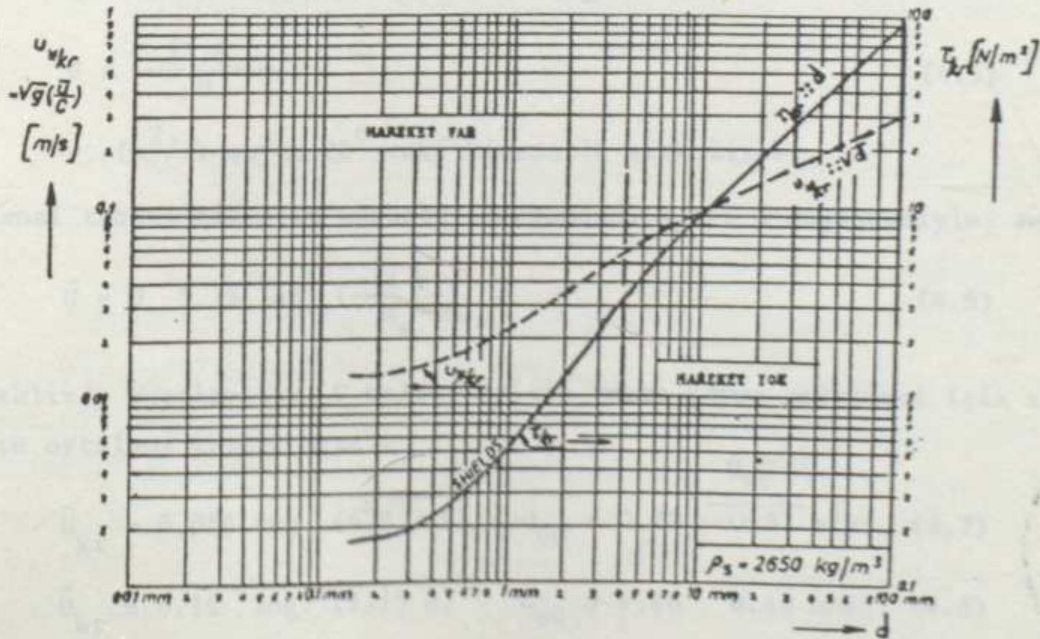
b) Kullanılan kuvarz kumların özgül ağırlığı $\gamma_s = 2.65 \text{ t/m}^3$ olarak bulunmuştur.

4.3.2. AYAKLARIN SEÇİMİ

Deneylerde kullanılacak ayaklar, dairesel silindirik olarak seçilmiştir. Çapları 3.8, 5.6, 6.5, 8.4 ve 11 cm. olan 5 değişik ayak seçilmiştir. Ayakların pürüzlülük etkisini ortadan kaldırmak için cam ayaklar tercih edilmiştir.

4.3.3. TABAN MALZEMELERİNİN KRİTİK HIZLARININ BELİRLENMESİ

SHIELD eğrisinden elde edilen Şekil (4.5) kullanılarak ; Bu şekilden ortalama dane çapının bilinmesiyle U_{kr} ve τ_{kr} değerleri okunabilir.



Şekil 4.5 : Dane Çapının Fonksiyonu Olarak Kritik Kayma Gerilmesi ve Kritik Hızı (Kum $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$)

$$d_m = d_{60} = 0.28 \text{ mm.} \quad d_m = d_{60} = 1.28 \text{ mm.} \quad d_m = d_{60} = 1.83 \text{ mm.}$$

$$U_{kr} = 0.015 \text{ m/sn.} \quad U_{kr} = 0.027 \text{ m/sn.} \quad U_{kr} = 0.033 \text{ m/sn.}$$

$$\tau_{kr} = 0.018 \text{ N/m}^2 \quad \tau_{kr} = 0.7 \text{ N/m}^2 \quad \tau_{kr} = 1.0 \text{ N/m}^2$$

Bu değerlerden ortalama akım hızına geçmek uygulama açısından daha kolay olacağından kararlı üniform akım için verilen aşağıdaki ifade kullanılabilir ;

$$\frac{\bar{U}}{U_*} = 5.75 \log. \left(\frac{12 h}{k_s - 0.3 \delta} \right) \quad (4.3)$$

veya,

$$\bar{U} = U_* 5.75 \log. \left(\frac{12 h}{k_s - 0.3 \delta} \right) \quad (4.4)$$

Burada ;

h (m) su derinliği

k_s (m) pürüzlülük, kum danelerinin boyutundadır.

$$k_s = d_m = d_{60}$$

δ (m) viskoz alt tabaka kalınlığı

$$\delta = \frac{11.6 \nu}{U} \quad (4.5)$$

ν (m^2/s) suyun 20° deki kinematik viskozitesi

Kanal tabanı hidrolik pürüzlü olduğundan, $k_s \gg \delta$ düşüncesiyle, Formül,

$$\bar{U} = U 5.75 \log. \left(\frac{12 h}{k_s} \right) \quad (4.6)$$

şeklinde yazılabilir. O halde, kritik taban kayma gerilmesi için akımın ortalama kritik hızı ;

$$\bar{U}_{kr} = 0.086 \log. (42857 h) \quad d_{60} = 0.28 \quad \frac{\bar{U}_{kr}}{0.31} \text{ m/sn.} \quad (4.7)$$

$$\bar{U}_{kr} = 0.16 \log. (9375 h) \quad d_{60} = 1.28 \quad 0.48 \text{ m/sn.} \quad (4.8)$$

$$\bar{U}_{kr} = 0.189 \log. (6557 h) \quad d_{60} = 1.83 \quad 0.53 \text{ m/sn.} \quad (4.9)$$

dir. Kanaldaki çeşitli su derinlikleri için ;

TABLO. 4.1.

h(m)	$\bar{U}_{kr}$ (m/s)	$\bar{U}_{kr}$ (m/s)	$\bar{U}_{kr}$ (m/s)	q(m ³ /s/m)	Q(lt/s)
0.05	0.286	0.430	0.475	0.0215	19
0.06	0.293	0.440	0.490	0.0264	24
0.07	0.299	0.450	0.503	0.0315	28
0.08	0.304	0.460	0.514	0.0368	33
0.09	0.308	0.468	0.524	0.0421	38
0.10	0.312	0.475	0.532	0.0475	43
0.11	0.316	0.480	0.540	0.0528	47.5

elde edilebilir.

4.4. DENEYLERİN YAPILMASI ve SONUÇLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ

Çapları 3.8, 5.6, 6.5, 8.4 ve 11 cm. olan 5 değişik silindirik ayak, d_{60} değerleri 0.28, 1.28 ve 1.83 mm. olan 3 değişik taban malzemesi için bir seri deney yapılmıştır. Bu deneyler sırasında, daimi sürüntü maddesi taşınımı halindeki oyulma şartlarını temin etmek amacıyla, her malzeme için daha önce hesaplanmış kritik hızlarda çalışılmıştır.

Her bir ayak için üç ayrı deney yapılmış ve elde edilen maksimum oyulma derinlik değerlerinin ortalaması alınmıştır. Bu şekilde elde edilen deney sonuçları Tablo 4.2 de toplu halde verilmiştir.

Tablodan da görüleceği gibi her deney için R_e sayısı ve n vorteks yayılma frekansı değerleri ayrı ayrı hesaplanmıştır. n yayılma frekansı değeri, Strouhal sayısından hesap edilmiştir. Daha öncede belirtildiği gibi Sh sayısı, R_e sayısının bir fonksiyonu olup, hemen hemen tüm araştırmacıların belirttiği gibi R_e sayısının geniş bir bölgesinde ($R_e < 2,5 \cdot 10^6$), 0.2 gibi sabit bir değer etrafında sınımlanmaktadır. Deney şartlarımız bu bölge içinde kaldığından, n yayılma frekansı değerleri,

$$n = 0.2 \frac{U}{D} \quad (4.9)$$

eşitliğinden elde edilmiştir.

TABLO. 4.2

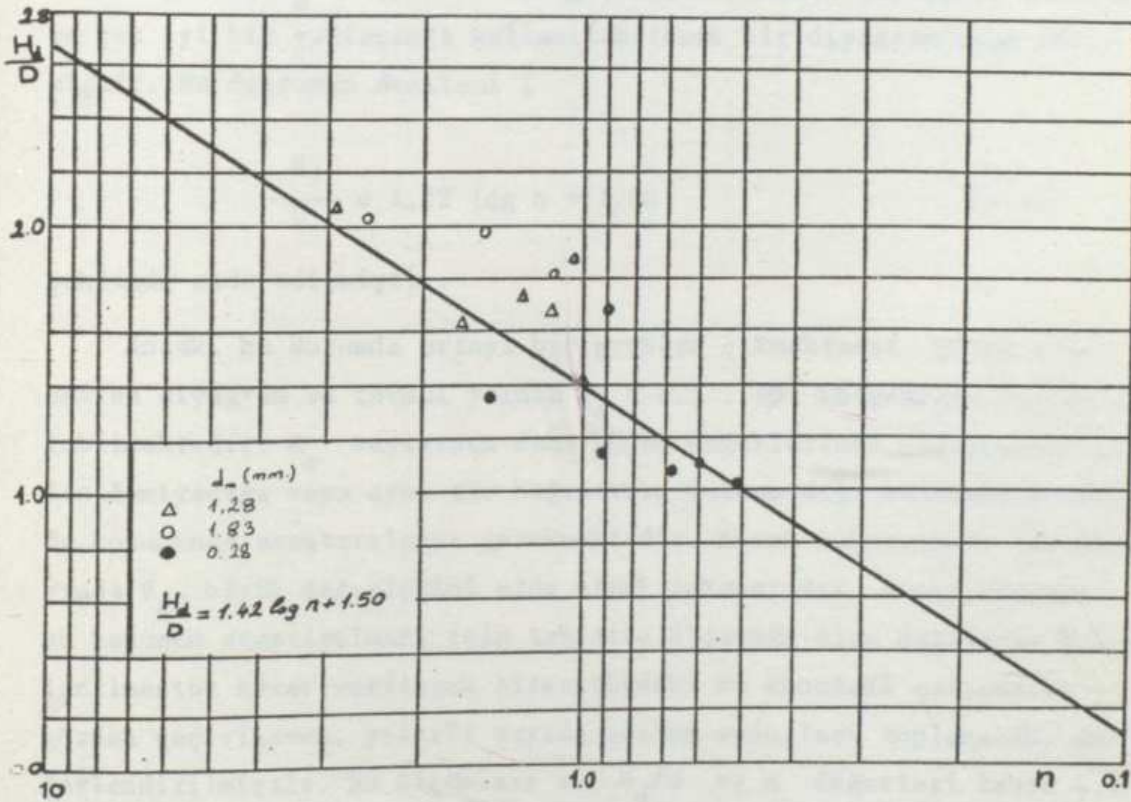
Kum No.	1					2					3				
	3.8	6.4	8.5	9.4	11	3.8	6.4	8.5	9.4	11	3.8	6.4	8.5	9.4	11
d_{60}	0.28					1.28					1.83				
U	0.29					0.49					0.55				
D	3.8	6.4	8.5	9.4	11	3.8	6.4	8.5	9.4	11	3.8	6.4	8.5	9.4	11
$R_e (10^4)$	0.967	1.628	2.162	2.391	2.798	1.633	3.592	3.653	4.040	4.72	1.833	3.087	4.100	4.535	5.307
H_d	5.1	7.5	9.2	10.2	11.5	7.8	12.8	15.6	17.7	18.7	8	10.8	16.1	16	16
H_d / D	1.34	1.17	1.08	1.09	1.04	2.05	2.00	1.83	1.88	1.7	2.10	1.68	1.89	1.7	1.45
n	1.52	0.91	0.68	0.61	0.52	2.6	1.53	1.15	1.04	0.89	2.89	1.71	1.29	1.17	1.0



Maksimum denge oyulma derinliği (H_d) ile vorteks yayılma frekansı (n) arasında bir bağıntının bulunup bulunmadığı araştırılmış ve yarı logaritmik kağıt üzerinde $H_d/D = f(n)$ bağıntısı elde edilmiştir. Şekil 4.6 da görüldüğü gibi, apsiste n ve ordinatta H_d/D olmak üzere işaretlenmiş ve regresyon doğrusunun denklemi ;

$$\frac{H_d}{D} = 1.42 \log n + 1.50 \quad (4.10)$$

olarak elde edilmiştir. Bu denklemde $r = 0.80$ dir.



Şekil (4.6): Maksimum Oyulma Derinliğinin ,n, Vorteks Yayılma Frekansı İle Değişimi.

Böylece, vorteks yayılma frekansının, maksimum oyulma derinliği üzerine etkili bir parametre olduğu sonucu elde edilmiş oldu. Daha kesin bir sonuca varmak için, elimizde mevcut olan bir çok araştırmacının deneysel çalışmalarını da aynı şekilde değerlendirilerek,

Şekil (4.7, 4.8, 4.9) de görülen sonuçlar elde edilmiştir. Görüldüğü gibi, n vorteks yayılma frekansı, H_d/d nin bir fonksiyonu olmaktadır.

Gerek bu çalışmada ve gerekse diğer çalışmalar elde edilen bu fonksiyonel bağıntılar, $R_e < 2,5 \cdot 10^5$ bölgesinde elde edilmişlerdir. Ancak, elde edilen regresyon doğrusunun denklemlerinin katsayıları birbirinden farklı olmaktadır. Bu farklılığı ortadan kaldırmak ve elde edilecek sonucun daha sıhhatli olmasını sağlamak amacıyla bütün sonuçlar bir arada değerlendirilmiştir Şekil (4.10).

Böylece, $R_e < 2,5 \cdot 10^5$ bölgesinde kalınması şartıyla, rahatca ve çok iyi bir yaklaşımla kullanılabilecek bir diyagram elde edilmiştir. Bu doğrunun denklemi ;

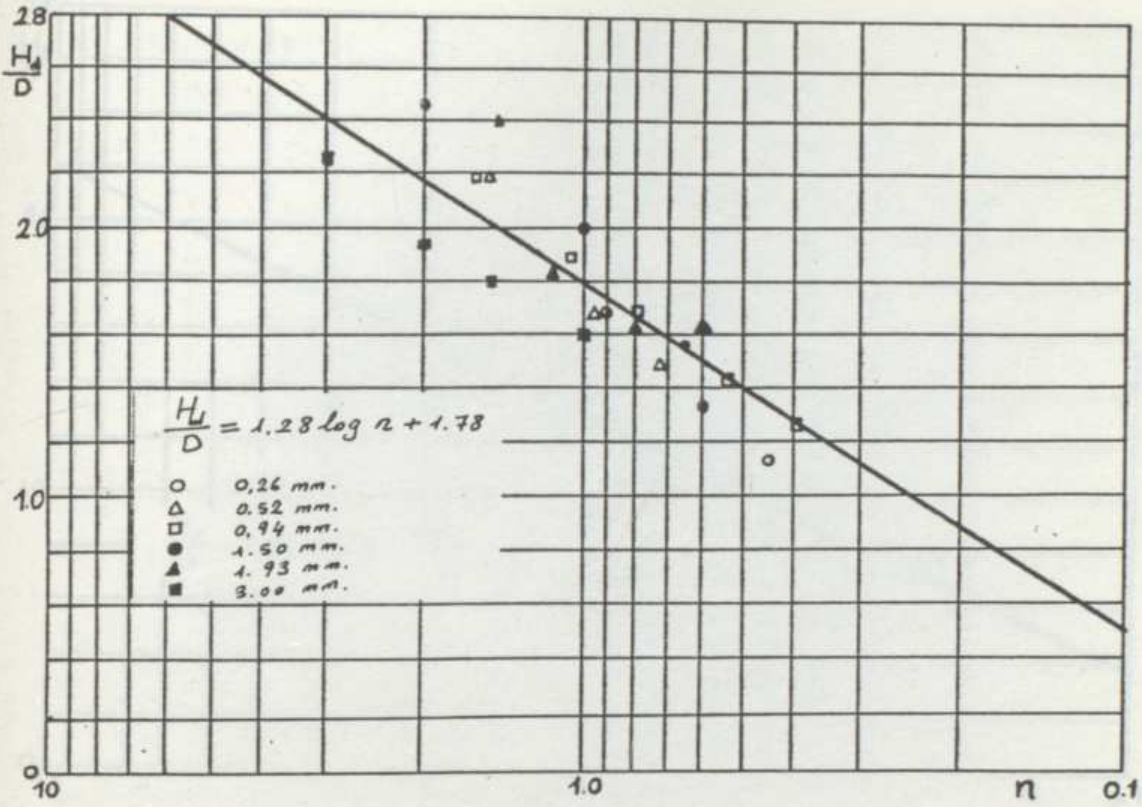
$$\frac{H_d}{D} = 1.22 \log n + 1.60 \quad (4.11)$$

şeklinde elde edilmiştir.

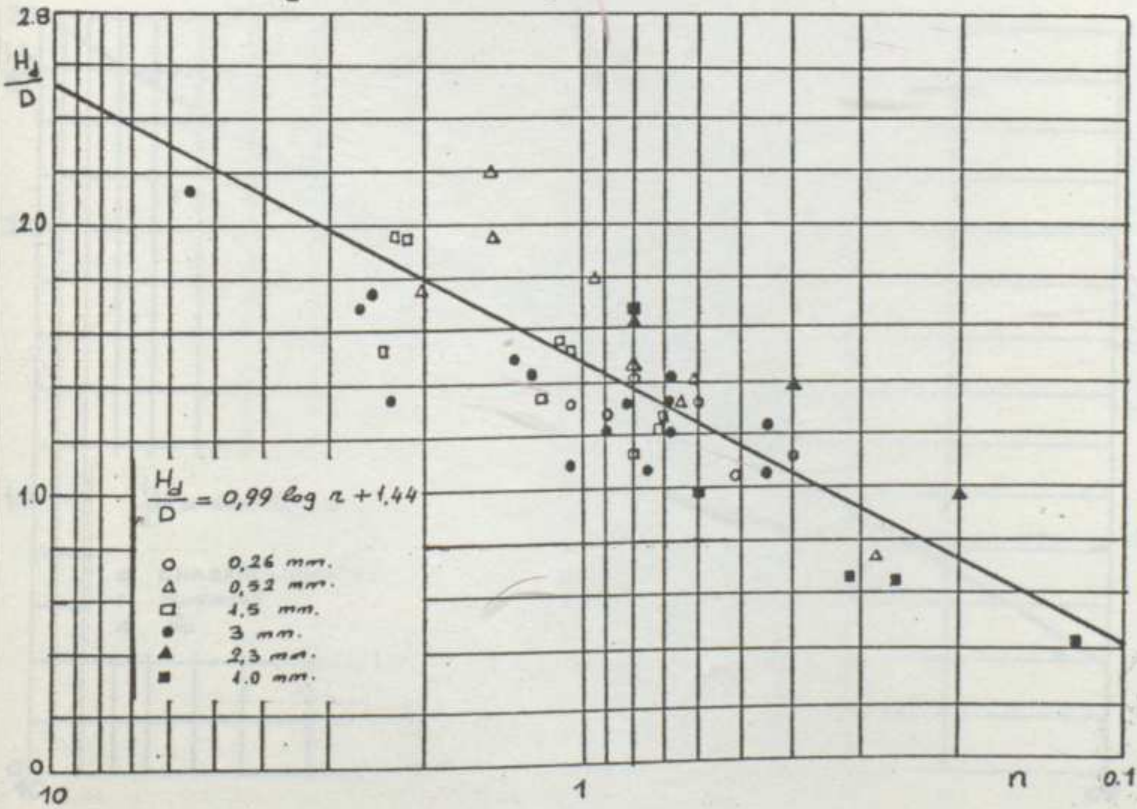
Ancak, bu durumda ortaya bir problem çıkmaktadır. Çünkü elde edilen diyagram ve formül yalnız $R_e > 2,5 \cdot 10^5$ bölgesinde kullanılabilir. R_e sayısının daha büyük değerlerinde kullanılıp kullanılamıyacağı veya aynı tür bağıntının bulunmadığı bilinmemektedir. Bu konunun araştırılması gerekmektedir. Ancak laboratuvar şartlarında R_e büyük değerlerini elde etmek imkansızdır. Bunun üzerine bu konunun araştırılması için tabiatta ölçülmüş olan dataların kullanılmasına karar verilerek literatürdeki bu konudaki çalışmalar gözden geçirilerek, yeterli sayıda gözlem sonuçları toplanarak, değerlendirilmiştir. Bu ölçümlere ait H_d/D ve n değerleri Tablo 4.3 de görülmektedir. Tablodaki n değerleri de $Sh = 0.2$ kabul edilerek, $n = 0.2 \cdot U/D$ formülünden elde edilmiştir. Çünkü, Şekil (1.11) den hatırlanacağı gibi Sh sayısı, $R_e < 10^6$ bölgesinde de 0.2 değerine yaklaşmaktadır.

Tablo 4.3 deki değerler yine yarı logaritmik kağıda işlenmiş ve Şekil 4.11 deki regresyon doğrusu elde edilmiştir. Bu doğrunun denklemi,

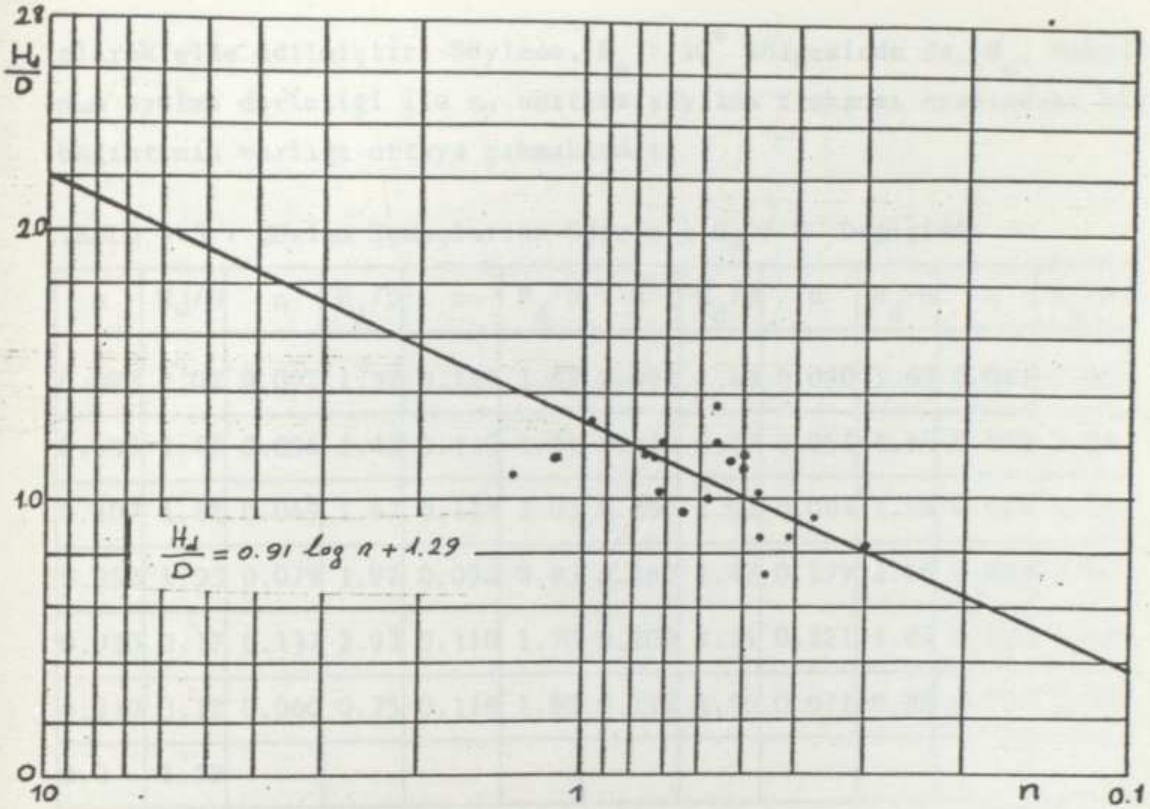
$$\frac{H_d}{D} = 1.35 \log n + 2.96 \quad (4.12)$$



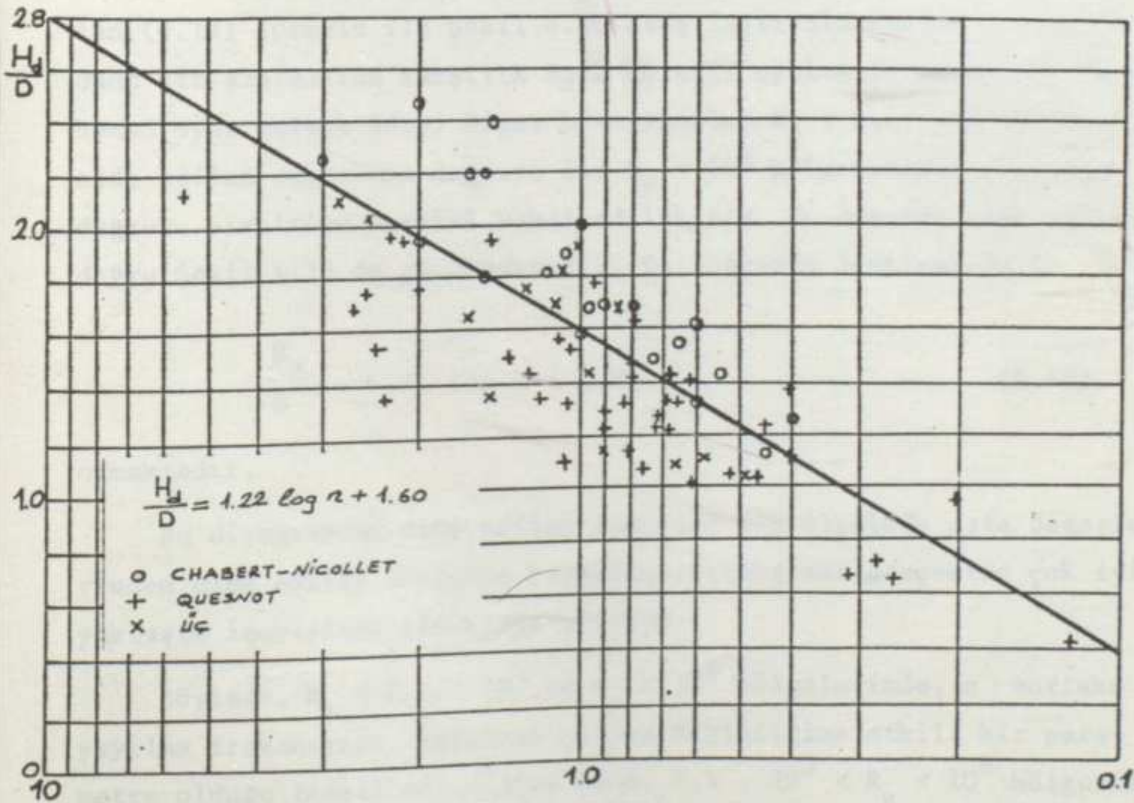
Şekil (4.7): CHABERT - NICOLLET'nin Datalarına Göre $H_d / D = f(n)$ Değişimi /34/.



Şekil (4.8) : QUESNOT'un Datasına Göre, $H_d / D = f(n)$ değişimi /16/.



Şekil (4.9): SHEN'in Datalarına Göre, $H_d / D = f(n)$ Değişimi /16/.



Şekil (4.10): $Re < 2.5$ Bölgesi İçin, $H_d / D = f(n)$ Değişimi.

olarak elde edilmiştir. Böylece, $R_e > 10^6$ bölgesinde de, H_d , maksimum oyulma derinliği ile n , vorteks yayılma frekansı arasındaki bir bağıntısının varlığı ortaya çıkmaktadır.

TABLO 4.3 : Gözlem Sonuçlarına Göre $n - H_d / D$ Değişimi.

n	H_d/D	n	H_d/D	n	H_d/D	n	H_d/D	n	H_d/D	n	H_d/D
0.095	2.02	0.092	1.32	0.116	1.62	0.091	1.49	0.090	1.67	0.097	2.01
0.105	1.49	0.096	1.43	0.116	1.31	0.110	0.67	0.051	1.54	0.094	2.22
0.107	1.81	0.049	1.47	0.113	2.03	0.060	1.01	0.084	1.59	0.049	1.01
0.050	1.03	0.079	1.92	0.052	0.83	0.160	1.48	0.179	1.60	0.083	0.92
0.030	0.77	0.137	2.93	0.110	1.70	0.200	2.11	0.221	2.84	0.137	1.57
0.210	3.12	0.060	0.75	0.116	1.83	0.112	1.56	0.071	0.86	0.50	2.00
0.3	1.52										

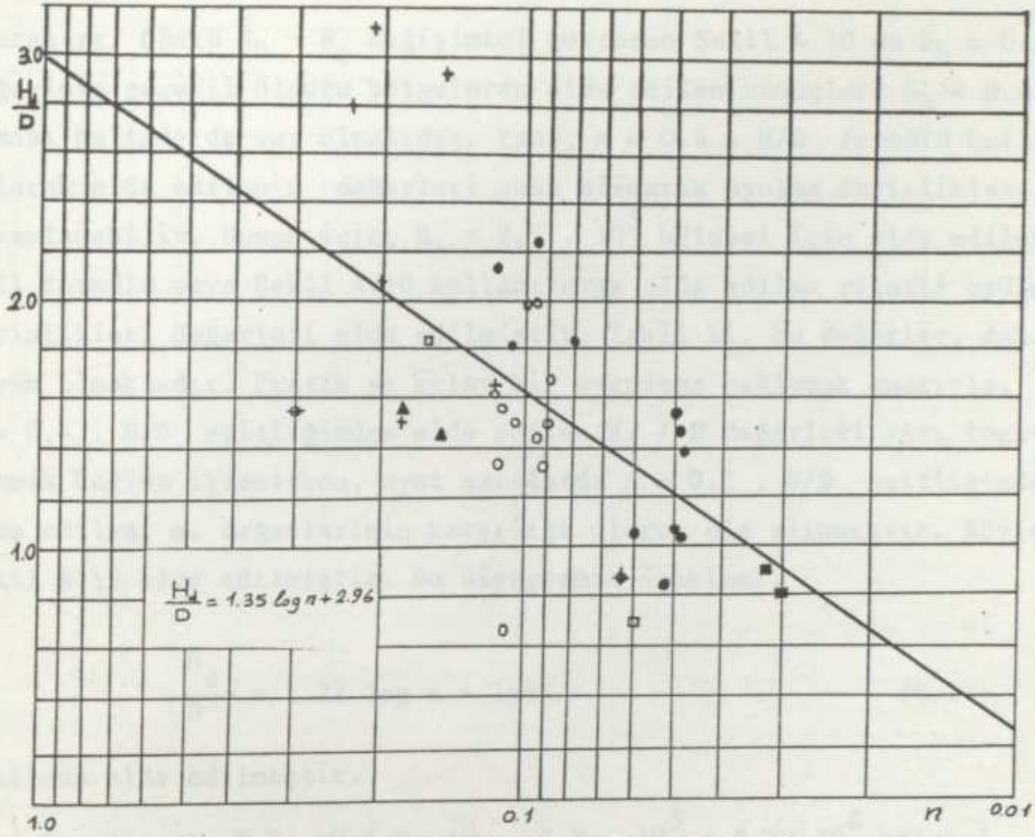
Elde edilen bağıntı ile, $R_e < 2,5 \cdot 10^5$ bölgesi için elde edilen (4.11) formülü ile Şekil 4.10 karşılaştırıldığında, n değerlerin onda bir azalmasına karşılık H_d/D rölatif oyulma derinlikleri hemen hemen aynı kalmaktadır. Diğer bir değişle, $R_e < 2,5 \cdot 10^5$ bölgesinde elde edilen regrasyon doğrusu ile $R_e > 10^6$ bölgesindeki regrasyon doğrusu birbirine paralel kabul edilebilir. Bu durumda elde edilen doğru Şekil 4.12 de görülmektedir. Bu doğrunun denklemi de ;

$$\frac{H_d}{D} = 1.22 \log n + 2.82 \quad (4.13)$$

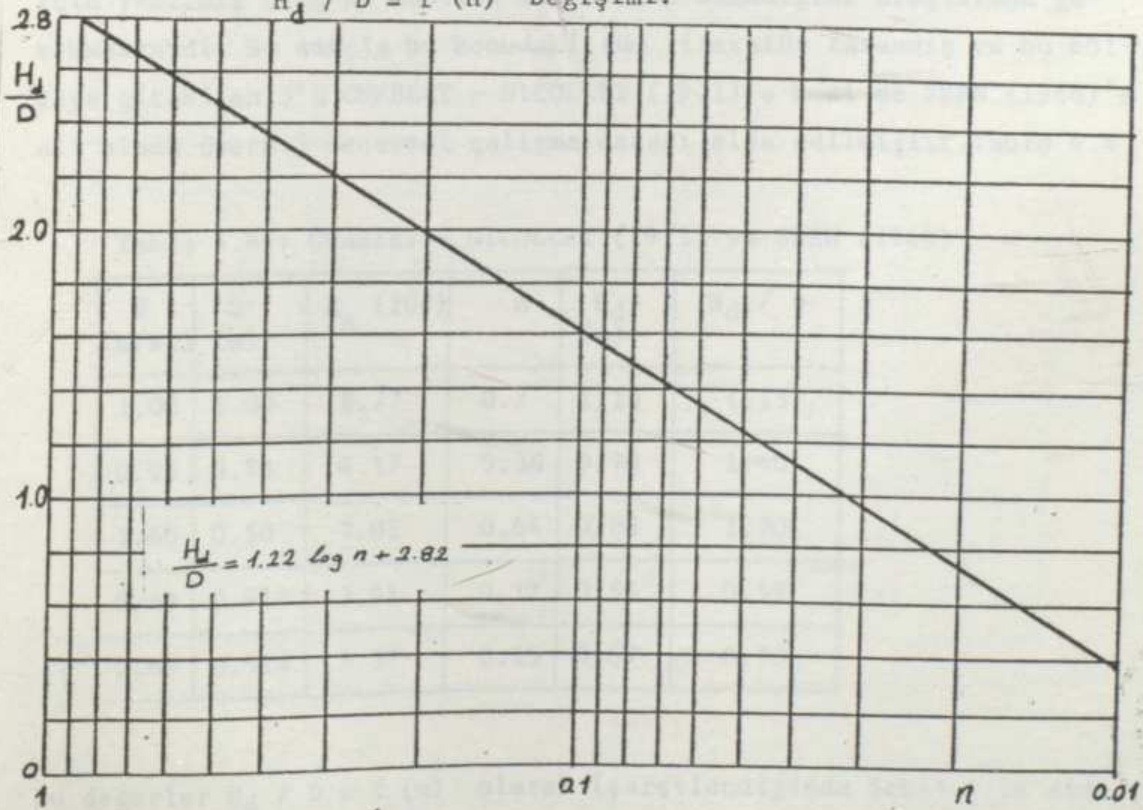
olmaktadır.

Bu diyagramdan elde edilen sonuçlar ile ölçülmüş data değerlerinden elde edilen diyagram karşılaştırıldığında gerçekten çok iyi yaklaşım içerisinde oldukları görülür.

Böylece, $R_e > 2,5 \cdot 10^5$ ve $R_e < 10^6$ bölgelerinde, n vorteks yayılma frekansının, maksimum oyulma derinliğine etkili bir parametre olduğu tesbit edildiğine göre, $2,5 \cdot 10^5 < R_e < 10^6$ bölgesinde de, $H_d / D = f(n)$ bağıntısının olması gerektiğini düşünmek mantiki



Şekil(4.11): Prototip Ortamda Ölçülmüş Datalara Göre,
 $H_d / D = f(n)$ Değişimi.



Şekil(4.12): $R_e > 10^6$ Bölgesi İçin, $H_d / D = f(n)$ Değişimi.

olacaktır. Çünkü $S_h - R_e$ değişimini gösteren Şekil 4.10 da $S_h = 0.2$ değerinin geçerli olduğu bölgelerde elde edilen sonuçlar, $S_h = 0.4$ olması halinde de var olmalıdır. Yani, $n = 0.4 \cdot U/D$ formülü kullanılarak elde edilen n değerleri esas alınarak oyulma derinlikleri hesaplanabilir. Bunun için, $R_e < 2,5 \cdot 10^5$ bölgesi için elde edilen 4.11 formülü veya Şekil 4.10 kullanılarak elde edilen rölatif oyulma derinlikleri değerleri elde edilmiştir. Tabii ki, bu değerler, daha büyük olmaktadır. Pratik ve kolay bir uygulama sağlamak amacıyla, $n = 0,4 \cdot U/D$ eşitliğinden elde edilen H_d / D değerleri yarı logaritmik kağıda işlenirken, aynı şartlarda $n = 0,2 \cdot U/D$ eşitliğinden elde edilen, n , değerlerinin karşılığı olarak ele alınmıştır. Böylece Şekil 4.13 elde edilmiştir. Bu diyagramın denklemi,

$$\frac{H_d}{D} = 1.22 \log n + 1.95 \quad (4.14)$$

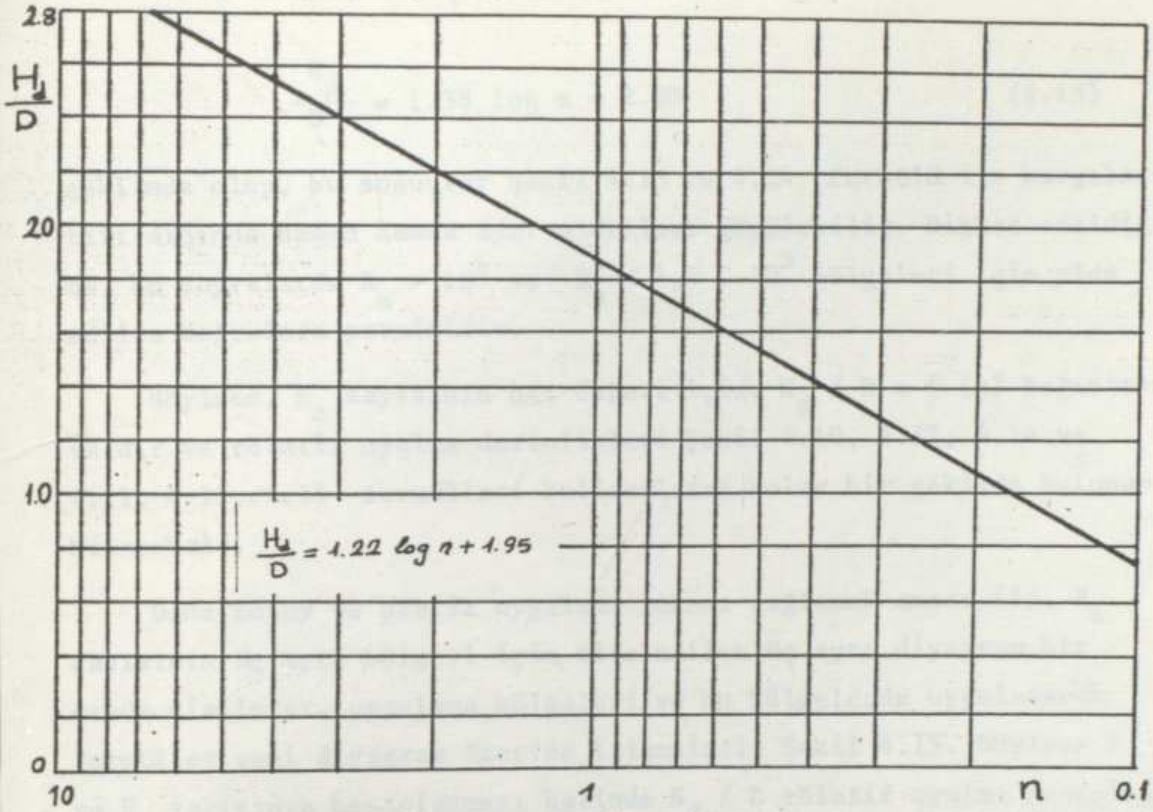
şeklinde elde edilmiştir.

Burada, $n = 0,2 \cdot U / D$ dir. $2,5 \cdot 10^5 < R_e < 10^6$ bölgesi için yapılmış olan bu kabulün doğru olup olmadığını araştırmak gerekmektedir. Bu amaçla bu konudaki tüm literatür taranmış ve bu bölgeye girebilen 3'ü CHHBERT - NICOLLET (1971)'e 2 si de SHEN (1966)'e ait olmak üzere 5 deneysel çalışma datası elde edilmiştir. Tablo 4.4

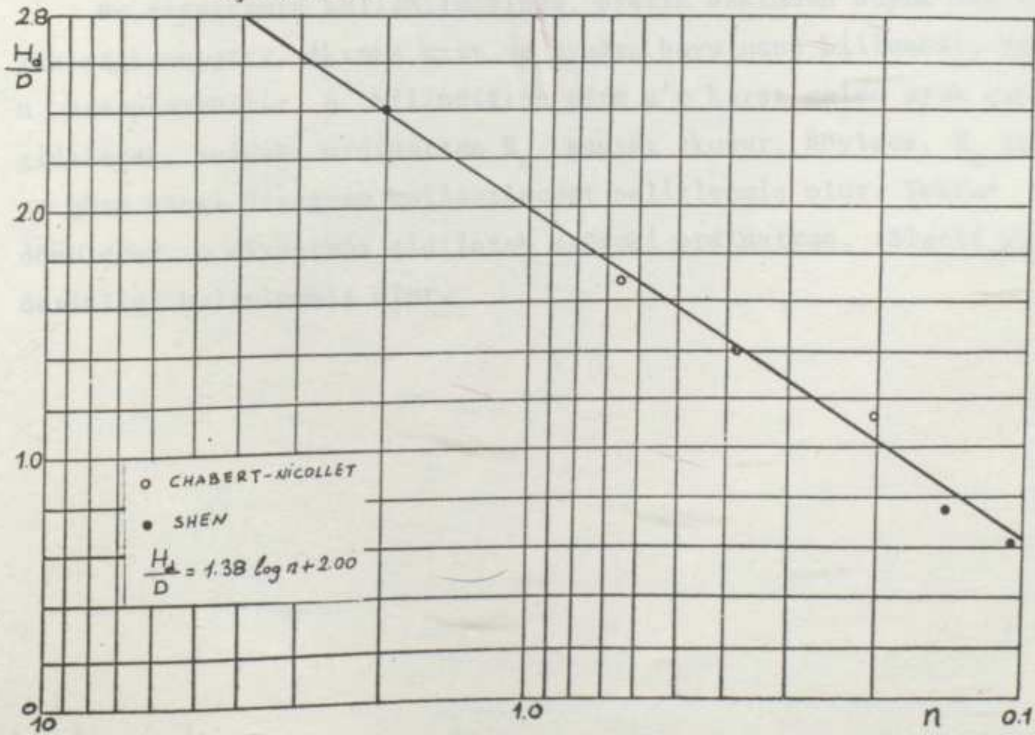
Tablo 4.4 : CHABERT - NICOLLET (1971) ve SHEN (1969)

U (m/sn)	D (m)	R_e (10^5)	n	H_d (m)	H_d / D
1.00	1.00	8.77	0.2	1.13	1.13
0.95	0.50	4.17	0.38	0.70	1.40
1.60	0.50	7.01	0.64	0.85	1.70
0.49	0.914	3.91	0.12	0.54	0.59
0.67	0.914	5.37	0.15	0.67	0.73

Bu değerler $H_d / D = f(n)$ olarak işaretlendiğinde Şekil 4.14 elde edilmiştir /3/ /34/. Bu doğrunun denklemi,



Şekil(4.13): $2,5 \cdot 10^5 < R_e < 10^6$ Bölgesi İçin, $n \approx 0.4$ U/D Değeri İçin, (4.1) Formülünden Eled Edilen $H_d/D = f(n)$ Değişimi.



Şekil(4.14): $2,5 \cdot 10^5 < R_e < 10^6$ Bölgesinde, CHABERT - NICOLLET ve SHEN'in Datalarına Göre, $H_d/D = f(n)$ Değişimi.

$$\frac{H_d}{D} = 1.38 \log n + 2.00 \quad (4.15)$$

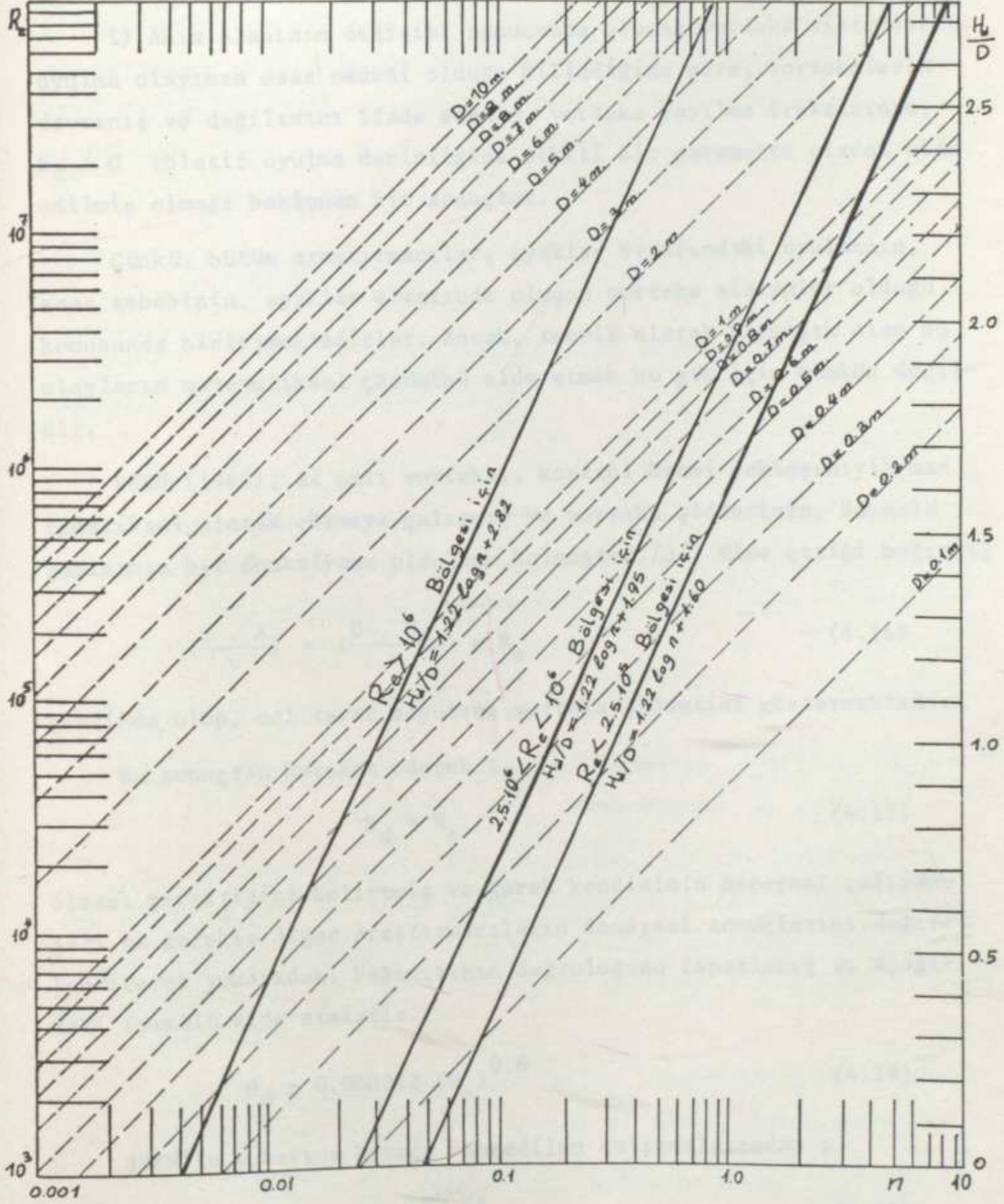
şeklinde olup, bu sonuçlar Şekil 4.13 ve 4.14 formülü ile karşılaştırıldığında hemen hemen aynı oldukları görülebilir. Dikkat edildiğinde, bu doğrularda $R_e > 10^6$ ve $R_e < 2,5 \cdot 10^5$ bölgeleri için elde edilen doğrulara paraleldir.

Böylece, R_e sayısının her değeri için, $H_d / D = \delta(n)$ bağıntısı vardır ve rölatif oyulma derinlikleri Şekil 4.10, 4.12, 4.14 ve 4.11, 4.13, 4.15 formülleri kullanılarak kolay bir şekilde bulunabilecektir.

Daha kolay ve pratik uygulama imkanı sağlamak amacı ile, R_e sayısının üç ayrı bölgesi için elde edilen üç ayrı diyagram bir arada çizilerek, uygulama bölgeleri ve bu bölgelerde uygulanacak formüller yeni diyagram üzerine işlenmiştir Şekil 4.15. Böylece n ve R_e sayısının hesaplanması halinde H_d / D rölatif oyulma derinliği kolayca heseplanabilecektir.

Bu diyagramın kullanılmasında, pratik bakımdan büyük bir kolaylık sağlanmıştır. Akımın hızı ve ayağın boyutunun bilinmesi, halinde n hesaplanabilir. n bilindiğine göre n' 'e karşı gelen ayak çapına gidilerek, soldaki ordinattan R_e sayısı okunur. Böylece, R_e sayısına göre hangi diyagram kullanılacağı belirlenmiş olur. Tekrar n' 'e dönülerek, o diyagrama gidilerek sağdaki ordinattan, rölatif oyulma derinliği belirlenmiş olur.





Şekil (4.15) : $n = 0.2$ U/D Değerinin Bilinmesi Halinde, Gerek R_e Sayısı ve Gerekse, H_d/D Değerinin Elde Edilmesine Yarıyan Diyagram.

4.5. BULGULARIN TARTIŞILMASI

1) Akım alanının değişimi sonucunda oluşan vorteks sistemlerin, oyulma olayının esas nedeni olduğu bilindiğine göre, vortekslerin davranış ve dağılımını ifade eden n vorteks yayılma frekansının, H_d / D rölatif oyulma derinliğine etkili bir parametre olarak elde edilmiş olması beklenen bir sonuçtur.

Çünkü, bütün araştırmacılar, ayaklar etrafındaki oyulmanın, esas sebebinin, ayaklar etrafında oluşan vorteks sistemler olduğu konusunda birleşmektedirler. Ancak, teorik olarak karmaşık olan bu olayların matematiksel çözümünü elde etmek bu gün için mümkün değildir.

SHEN (1966), at nalı vorteksi, kontrol hacmi yaklaşımıyla matematiksel olarak çözmeye çalışmış ve vorteks şiddetinin, Reynolds sayısının bir fonksiyonu olduğunu bulmuştur /3/. Elde ettiği bağıntı;

$$\left(\frac{\omega \cdot A}{\nu}\right) \propto \left(\frac{D \cdot U_{\infty}}{\nu}\right) = R_e \quad (4.16)$$

şeklinde olup, sol taraf boyutsuz vorteks şiddetini göstermektedir.

Bu sonuçtan hareket ederek ;

$$H_d \propto R_e \quad (4.17)$$

olması gerektiğini belirtmiş ve gerek kendisinin deneysel çalışmaları ve gerekse diğer araştırmacıların deneysel sonuçlarını değerlendirek yukarıdaki bağıntının doğruluğunu ispatlamış ve aşağıdaki formülü elde etmiştir.

$$H_d = 0.000222 (R_e)^{0.6} \quad (4.18)$$

SHEN'in yukarıda kısaca bahsedilen çalışmalarından ;

$$H_{d \max} = f \left(\frac{\omega \cdot A}{\nu} \right) \quad (4.19)$$

sonucunu çıkarmak mümkündür. Yani, oyulma derinliği vorteksin bir fonksiyonudur. Dolayısıyla vorteksin karakteristiklerinden olan, n yayılma frekansının da oyulma olayında etkili bir parametre

olması normal bir sonuçtur.

2) At nalı vorteksin şiddetinin, oyulmaya etkili bir parametre olduğunu kabul eden QADAR, sabit tabanlı bir akım ortamına yerleştirilen ayaklar etrafında oluşan at nalı vorteksin büyüklüğünü ve hızını yaptığı deneysel çalışmalar sonucunda aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$r_o = 0.1 D \quad (4.20)$$

$$U_o = 0.092 \frac{U^{0.83}}{D^{0.5}} \quad (4.21)$$

Burada ; r_o vorteksin büyüklüğünü, U_o da vorteksin hızını göstermektedir. Vorteksin şiddetini de,

$$C_o = U_o \cdot r_o \quad (4.22)$$

olarak tanımlayarak ; oyulma derinliğinin, C_o 'ın fonksiyonu olduğunu, gerek kendisinin deneysel sonuçları ve gerekse diğer araştırmacıların sonuçlarını kullanarak göstermiştir. $H_{d \max}$ ile C_o arasındaki bağıntıyı,

$$H_{d \max} = 538 (C_o)^{1.28} \quad (4.23)$$

şeklinde formüle etmiştir. Bu çalışma, vorteksin, doğrudan doğruya oyulmaya etkili olduğunu kabul eden literatürdeki ilk çalışmadır.

Vorteksin hızını ifade eden, yukarıdaki (4.21) formülünü tekrar göz önüne alır ve bu çalışmada parametre olarak ele alınan, n vorteks yayılma frekansının hesabında kullanılan (4.9) formülü ile karşılaştırılırsa, iki formül arasında çok büyük bir benzerlik olduğu hemen görülür.

O halde ; n , vorteks yayılma frekansı, maksimum oyulma derinliğine etkili bir parametre olması normal bir sonuç olması gerekir.

3) R_e sayısının her değeri için, Şekil 4.15 deki diyagramlar veya formüllerin kullanılması ile gerek laboratuvar şartlarında ve gerekse prototip şartlarında, rölatif oyulma derinlikleri, $n = 0.2 \frac{U}{D}$ şeklindeki basit bir formülden, vorteks yayılma frekansının hesaplanmasıyla kolayca bulunabilmektedir.

Halbu ki, hem laboratuvar şartlarında ve hem de prototip şartlarda uygulanabilen tek çalışma QADAR'ın kidir. Önerdiği formülün kullanılması iyi sonuçlar vermesine rağmen, hesabı daha çok zaman almaktadır. Çünkü ;

$$H_{d \max} = 538 (C_o)^{1.28}$$

$$C_o = U_o \cdot r_o = 0.0092 U^{0.83} \cdot D^{0.5}$$

şeklinde olup, üstlü ifadeler hesaba girmektedir.

4) Bilhassa proje mühendisleri açısından, muhtemel oyulma derinliğinin önceden ve iyi bir yaklaşımla tahmin etmek çok önemlidir. Ancak bu güne kadar, yapılmış olan çalışmaların çoğu laboratuvar çalışmalarının sonuçlarına dayanılarak verilen formüllerdir. Bunların pratiğe uygulanması halinde oldukça farklı ve de aldatıcı yanlış sonuçlar elde edilebilmektedir.

Bu açıdan, hem laboratuvar şartlarında ve hem de prototipte geçerli olan çalışmalar bir kaç taneyi geçmemektedir. Bu güne kadar en çok kullanılan formül INGLIS - LACEY'in rejim teorisi ile elde ettiği formül olmuştur. Bu formül ;

$$d_L = d_s \approx 0.473 \left(\frac{Q}{f} \right)^{1/3} \quad (4.24)$$

şeklinde olup, f , silt faktörüdür. f için ;

$$\text{INGLIS} \quad f = 1.76 \sqrt{d} \quad (4.25)$$

$$\text{LACEY} \quad f = 1.59 \sqrt{d} \quad (4.26)$$

bağıntılarını vermişlerdir.

Ancak, QADAR (1981)'in çalışması sonucunda elde ettiği formül ile LACEY bağıntısından elde edilen sonuçları karşılaştırmış ve kendi formülünün gerek standart sapma ve gerekse ortalama sapma değerleri açısından çok daha iyi neticeler verdiğini ispatlamıştır.

Bunun için, prototip şartlarında, bu çalışmada elde edilen formüller ve diyagramların kullanılması ile elde edilen sonuçlar QADAR'ın formülünden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Tablo 4.5).

TABLO 4.5 a : Lahore Yakınında Ravi Akarsuyu Üzerindeki Shahdara Demiryolu Köprüsü Datası /50/.

Yıl	Q (m ³ /sn)	q (m ² /sn)	h (m)	U (m/sn)	D (m)	Re (10 ⁶)	n	H _d =f(n) (m)	H _d =K.C ⁿ (m)	Gözlem H _d (m)
1948	2437	7.39	5.08	1.45	3.05	3.89	0.095	4.79	4.09	6.16
1949	1437	6.71	4.77	1.40	"	3.76	0.092	4.74	3.92	4.03
1950	5469	13.28	7.49	1.77	"	4.73	0.116	5.11	4.93	4.95
1951	1247	6.49	4.66	1.39	"	3.71	0.091	4.72	3.83	4.54
1952	1587	6.42	4.66	1.38	"	3.70	0.090	4.71	3.78	5.10
1953	2352	7.78	5.27	1.48	"	3.95	0.097	4.82	4.08	6.15
1954	4874	11.85	6.94	1.70	"	4.55	0.112	5.06	4.76	4.28
1955	7085	9.78	6.13	1.60	"	4.28	0.105	4.95	4.36	4.54
1956	2465	7.48	5.13	1.46	"	3.90	0.096	4.80	4.09	4.35
1957	5441	13.22	7.47	1.77	"	4.73	0.116	5.06	4.97	4.01
1958	4308	11.22	6.66	1.68	"	4.49	0.110	5.03	4.66	2.05
Standart Sapma : 1.18							TOPLAM	53.79	47.47	50.16

TABLO 4.5 c : Canadion Akarsuyu Dataları /52/

Yıl	Q (m^3/sn)	q (m^2/sn)	h (m)	U (m/sn)	D (m)	R_e (10 ⁶)	n	$H_d=f(n)$ (m)	$H_d=K.C_o^n$ (m)	Gözlem H_d (m)
1962	567	10.33	7.05	1.47	1.83	2.36	0.160	3.38	2.91	2.71
1962	510	8.36	6.12	1.37	1.52	2.08	0.179	2.90	2.42	2.42
Standart Sapma : 0.58								6.28	5.33	5.13

TABLO 4.5 d : Tista Akarsuyu Üzerindeki Köprüye Ait Datalar /53/

Yıl	Q (m^3/sn)	q (m^2/sn)	h (m)	U (m/sn)	D (m)	R_e (10 ⁶)	n	$H_d=f(n)$ (m)	$H_d=K.C_o^n$ (m)	Gözlem H_d (m)
1970	3364	8.24	5.44	1.51	9.15	12.12	0.030	8.80	8.45	8.43
1971	3307	6.29	4.54	1.39	9.15	11.16	0.033	9.26	7.59	7.06
Standart Sapma : 1.57								18.06	16.04	15.49



TABLO 4.5 e : Sulama Araştırma Enstitüsünde Model Çalışmaları İçin Oyulma Datası /54/.

Yıl	Q (m ³ /sn)	q (m ² /sn)	h (m)	U (m/sn)	D (m)	Re (10 ⁶)	n	H _d =f(n) (m)	H _d =K.C _o ⁿ (m)	Gözlem H _d (m)
	9409	22.03	10.56	2.08	3.05	5.57	0.137	5.38	5.85	8.95
	17003	11.15	6.69	1.67	3.05	4.46	0.109	5.02	4.76	5.20
	1134	18.59	9.69	1.92	1.91	3.21	0.200	3.75	4.01	4.03
	992	13.66	6.46	2.11	1.91	3.53	0.220	3.80	4.36	5.10
	4251	15.99	8.51	1.88	2.74	4.52	0.137	4.84	4.88	4.29
	31173	25.56	11.58	2.21	2.13	4.13	0.210	4.23	4.95	9.15
Standart Sapma : 2.55								TOPLAM	27.02	28.81
										36.72

TABLO 4.5 f : Edmonton, Albatra'nın Datası /55/.

	7.62	1.83	6.10	9.79	0.060	8.10	7.90	4.57
	5.49	1.52	1.83	2.78	0.166	3.41	3.02	3.35
Standart Sapma : 2.49								TOPLAM
								11.51
								10.92
								205.43
								201.89
								212.81



TABLO 4.5 g : MELVILLE (1975) Datası /4/.

Yer	U (m/sn)	D (m)	L (m)	n	α	K_α	$H_d=f(n)$ (m)	$H_d=K.C_o^n$ (m)	Gözlem H_d (m)
Waikato River Tuakau Bridge	0.87	2.44	8.85	0.71	10^0	1.3	4.49	2.63	2.75
Big Wanganui River Bridge	4.27	1.65	8.5	0.52	10^0	1.5	6.05	12.76	4.88
Matawheva Railway Bridge	2.25	1.5	6.8	0.3	45^0	1.75	5.88	7.15	4.00
Standart Sapma : 2.17							TOPLAM 16.26	22.54	11.63
							GENEL TOPLAM 224.43	224.43	224.44

Tablodaki sonuçlar incelendiğinde prototip çözümlerde, bu çalışmadan elde edilen formüllerin veya diyagramların kullanılması daha iyi sonuçlar vermektedir.

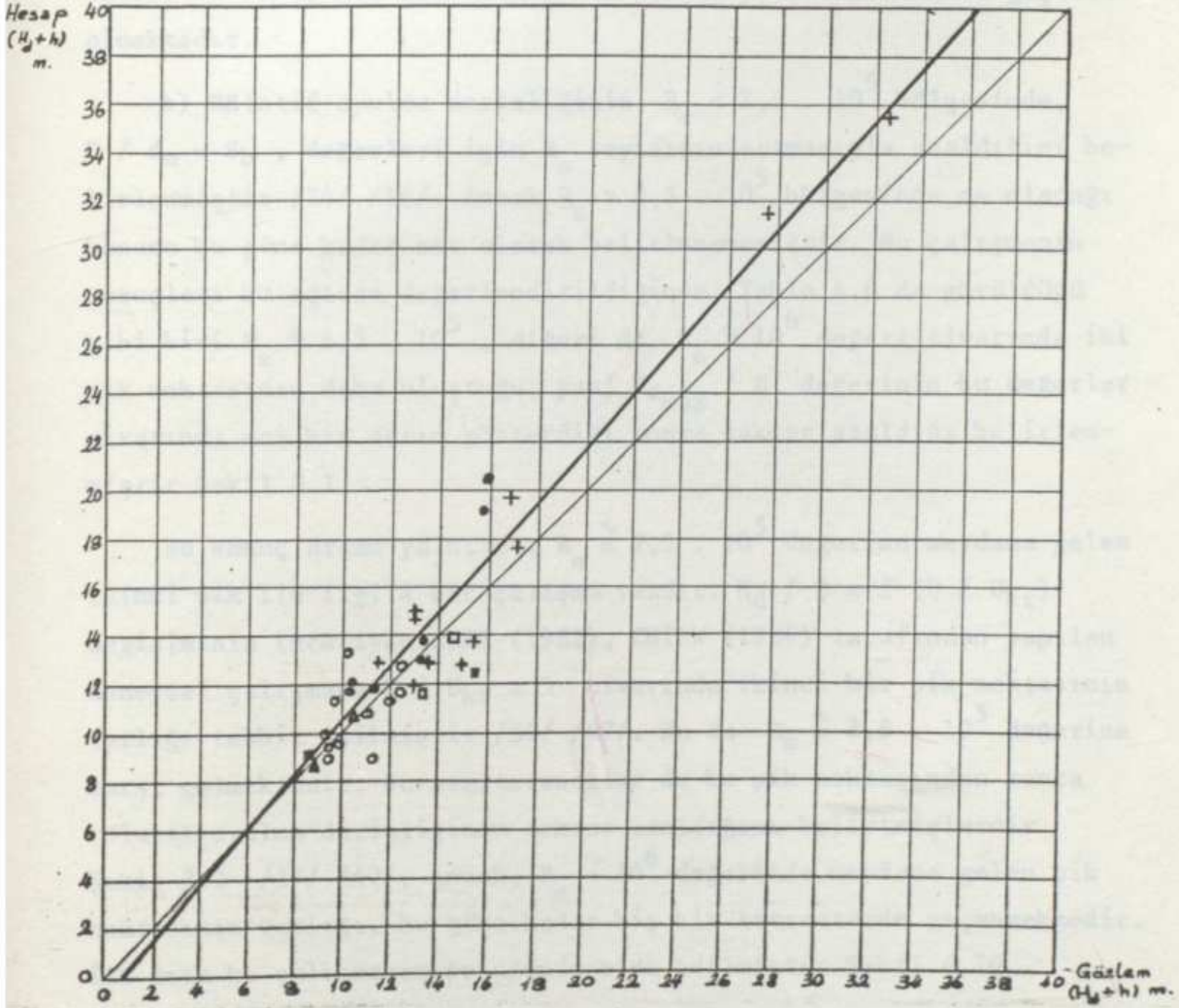
5) Tablo 4.5 deki sonuçlar incelendiğinde, toplam 37 prototip ayak etrafında ölçülmüş maksimum denge oyulma derinliklerinin toplamı 224.44 m. olmaktadır. Buna karşılık, gerek bu çalışmanın sonuçlarının kullanılması ve gerekse QADAR'ın sonuçları kullanılması halinde toplam derinlik 224.43 m. olmaktadır. Yani 0.01 m. hata çıkmaktadır.

6) Ayrıca, her tablodaki sonuçların standart sapmaları hesaplanmış ve sonuçta elde edilen bu standart sapmaların ağırlık ortalamaları belirlenmiştir. Bu çalışmadan elde edilen diyagram ve formüllerin uygulanması halinde ağırlıklı standart sapma değeri 1.73 olmakta, buna karşılık QADAR'ın formülün uygulanması halinde ise standart sapma değeri 1.89 olmaktadır. Diğer bir deyişle, bu çalışmanın sonuçlarının prototip te uygulanması daha iyi sonuçlar vermektedir. Bilhassa hızın büyük değerlerinde QADAR'ın neticeleri çok büyük sapmalar göstermektedir.

7) Aynı şartlarda, gözlem sonuçları ile bu çalışmadan elde edilen sonuçlar, Şekil 4.16 da görüldüğü gibi aynı koordinat sisteminde karşılaştırılmıştır. Bu diyagramdan da görüldüğü gibi çok iyi bir yaklaşım elde edilmiştir. Burada ki regresyon doğrusunun denklemi ;

$$(H_{d_{\max}} + h)_{\text{gözlem}} = 1.12 (H_{d_{\max}} + h)_{\text{hesap}} - 0.6 \quad (4.27)$$

şeklinde olup regresyon katsayısı $r = 0.82$ dir.



Şekil (4.16): Gözlem Sonuçları ile Hesap Sonuçlarının Karşılaştırılması.

8) Bu çalışmanın sonuçlarının değerlendirilmesi halin de, bu güne kadar tam olarak belirlenmemiş veya belirlenememiş olan çok önemli bulgular elde edilmiştir.

a) SHEN (1966 - 1969), $H_{d_{\max}} = f(R_e)$ olduğunu belirterek Şekil 4.17 deki diyagramı vermiştir. Prototip şartlarında da geçerli olduğu belirtilmektedir. Halbuki bu çalışma sonuçları dikkate alınır-
sa $H_{d_{\max}} = f(R_e)$ bağıntısının var olduğu fakat SHEN'in belirttiği gibi tek bir exponansiyel bağıntı ile ifade edilemeyeceği sonucu çıkar. Çünkü, $R_e < 2,5 \cdot 10^5$, $2 \cdot 10^5 < R_e < 10^6$ ve $R_e < 10^6$

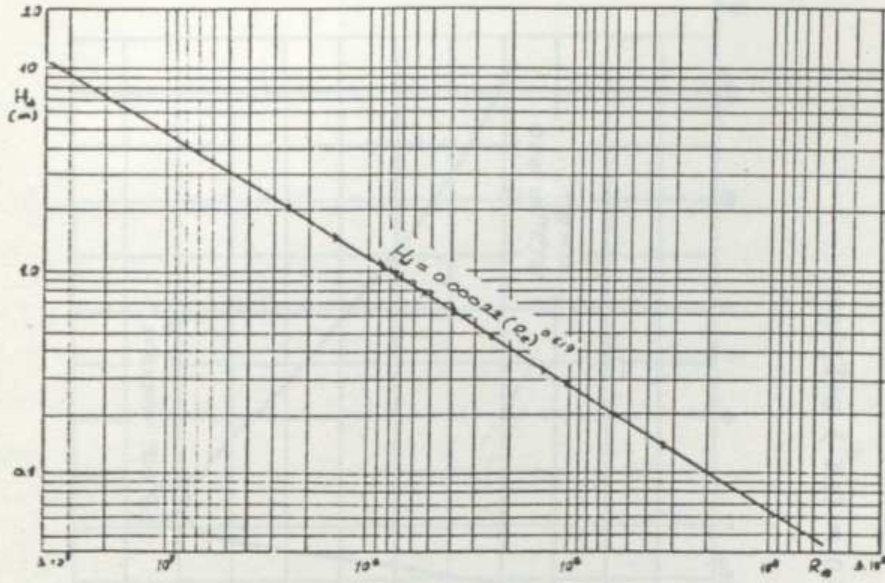
bölgelerinde geçerli ve bir birine paralel olan üç ayrı exponansiyel bağıntıyla ifade edilebilmektedir. Bu Şekil 4.18 de açıkça görülmektedir. Bu sonuç hem laboratuvar ve hem de prototip ortamda geçerli olmaktadır.

b) Rölatif oyulma derinliğinin, $R_e < 2,5 \cdot 10^5$ bölgesinde, $D / d_m = S_b$, değerleri için R_e sayısının artmasıyla azaldığını belirlenmiştir /34/ /16/. Ancak $R_e > 2,5 \cdot 10^5$ bölgesinde ne olacağı konusu bu güne kadar net olarak belirlenememiştir. Bu çalışmanın sonuçları bu açıdan değerlendirildiğinde, Tablo 4.6 da görüldüğü gibi biri $R_e \approx 2,5 \cdot 10^5$, diğeri de $R_e \approx 10^6$ değeri civarında iki pik noktasının daha olduğu, yani $H_{d_{max}} / D$ değerinin bu değerler civarında ani bir artım gösterdiği sonra tekrar azaldığı belirlenmiştir Şekil 3.1 .

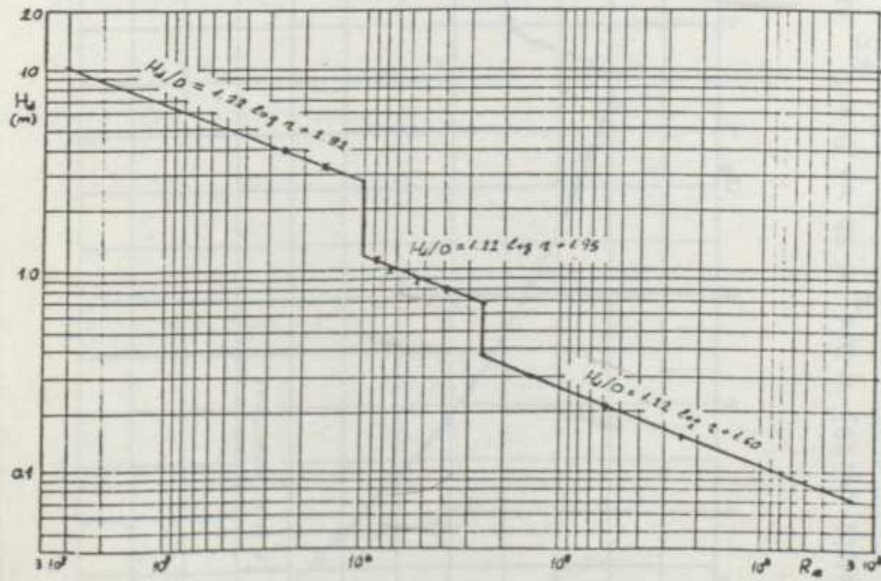
Bu sonuçlardan yalnızca, $R_e \approx 2,5 \cdot 10^5$ değerine meydana gelen ikinci pik ile ilgili bir çalışma vardır. $H_d / D = f (U / U_{kr})$ değişiminin inceliyen CHEE (1982), CHIEW (1984) tarafından yapılan deneysel çalışmada $U / U_{kr} = 5$ civarında ikinci bir pik noktasının varlığı tesbit edilmiştir /37/ /47/. Bu da $R_e \approx 2,5 \cdot 10^5$ değerine karşı gelmektedir. Bu araştırmacılar da bu pik noktasından sonra rölatif oyulma derinliğinin tekrar azaldığını belirtmişlerdir Şekil 3.3 /37/ /47/. Ancak, $R_e \approx 10^6$ değerinde meydana gelen pik noktasının varlığı, bu güne kadar hiç bir literatürde geçmemektedir. İlk defa bu çalışmanın sonucunda elde edilmiştir Şekil 4.19 .

TABLO 4.6 :

d_m (m)	D (m)	U (m/sn)	$R_e(10^4)$	H/D (m)
0.0003	0.12	0.31	3.26	1.25
0.0005	0.20	0.33	5.78	1.01
0.0008	0.32	0.37	10.38	0.82
0.0010	0.40	0.41	14.38	0.76
0.015	0.60	0.50	26.31	0.65
0.020	0.80	0.56	39.22	0.92
0.025	1.0	0.62	54.38	0.86
0.003	1.2	0.71	74.73	0.83
0.004	1.6	0.80	84.2	0.75
0.005	2.0	0.86	150.87	1.52
0.007	2.8	1.03	252.93	1.43

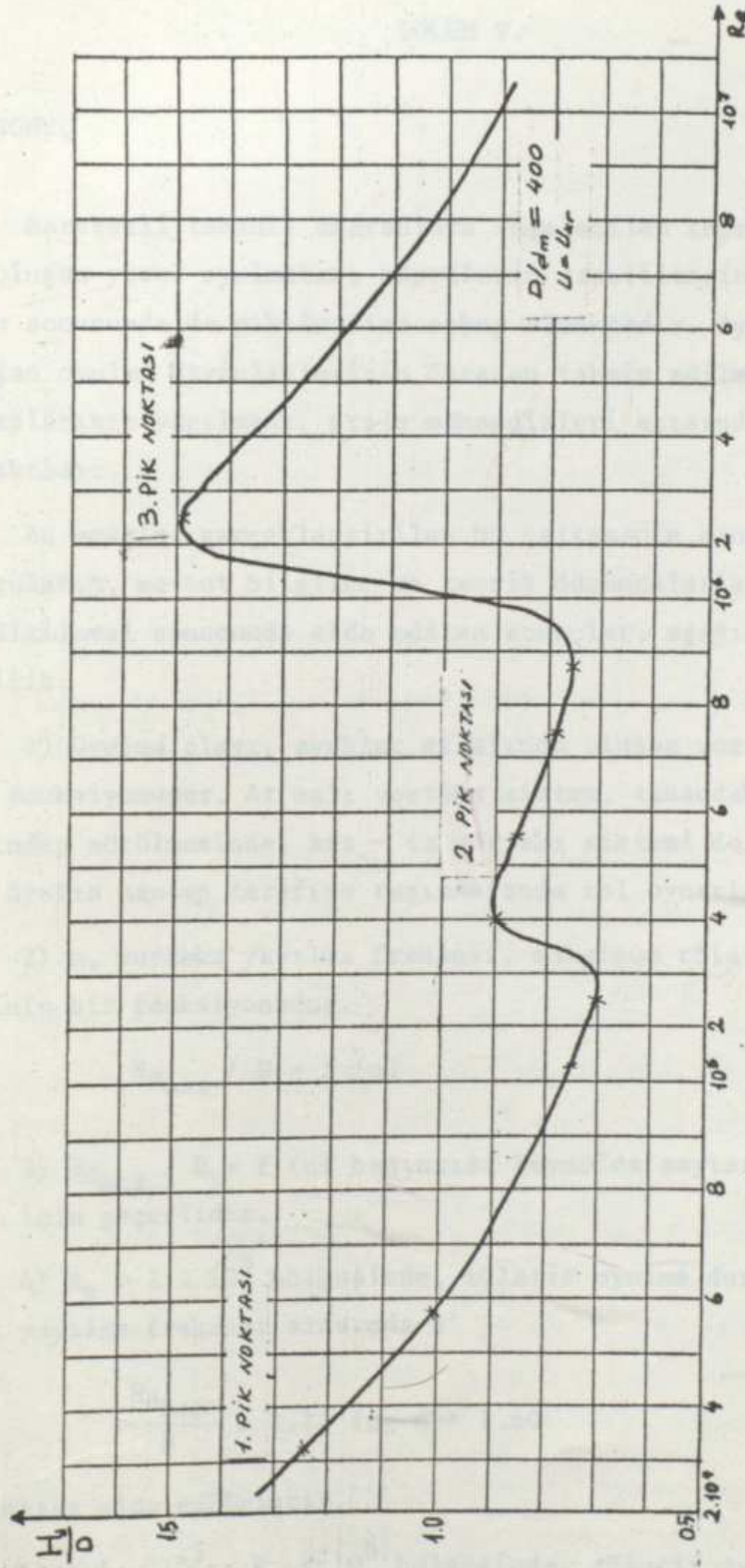


Şekil (4.17) : Tablo 4.6'ya Göre, SHEN'in formülünden Hesaplanmış $H_d = f(R_e)$ Değişimi.



Şekil (4.18) : Tablo 4.6'ya Göre, Şekil 4.5'den Hesaplanmış $H_d = f(R_e)$ Değişimi.





Şekil (4.19) : $D/d_m = S_b$ ve $U = U_{kr}$ Akım Şartlarında $H_d/D = f(Re)$ Değişimi,
2. ve 3. PİK Noktaların Elde Edilmesi.



BÖLÜM V.

5. SONUÇ

Hareketli tabanlı akarsulara inşa edilen köprü ayakları etrafında oluşan yerel oyulmalar, köprülerin stabilitesinin bozulmasına ve onun sonucunda da yıkılmasına sebep olmaktadır. Ayaklar etrafında oluşan oyulma derinliklerinin önceden tahmin edilmesi ve ona göre hesaplarının yapılması, proje mühendisleri açısından büyük önem taşımaktadır.

Bu amaçla, gerçekleştirilen bu çalışmanın sonunda elde edilen bulguların, mevcut bilgiler ve teorik düşüncelerle birlikte değerlendirilmesi sonucunda elde edilen sonuçlar, aşağıdaki gibi özetlenebilir.

1) Oyulma olayı, ayaklar etrafında oluşan vorteks sistemlerin bir fonksiyonudur. At nalı vorteks sistem, tabandaki malzemenin yerinden sökülmesinde, art - iz vorteks sistemi de sökülen malzemenin ayağın mansap tarafına taşınmasında rol oynarlar.

2) n , vorteks yayılma frekansı, maksimum rölatif oyulma derinliğinin bir fonksiyonudur.

$$H_{d_{\max}} / D = f(n)$$

3) $H_{d_{\max}} / D = f(n)$ bağıntısı Reynolds sayısının bütün değerleri için geçerlidir.

4) $R_e > 2 \cdot 10^5$ bölgesinde, rölatif oyulma derinliği ile vorteks yayılma frekansı arasında ;

$$\frac{H_{d_{\max}}}{D} = 1.22 \log n + 1.60$$

bağıntısı elde edilmiştir.

5) $2,5 \cdot 10^5 < R_e < 10^6$ bölgesinde, rölatif oyulma derinliği ile vorteks yayılma frekansı arasında ;



$$\frac{H_{d_{\max}}}{D} = 1.22 \log n + 1.95$$

bağıntısı elde edilmiştir.

6) $Re > 10^6$ bölgesinde, rölatif oyulma derinliği ile vorteks yayılma frekansı arasında ;

$$\frac{H_{d_{\max}}}{D} = 1.22 \log n + 2.82$$

bağıntısı elde edilmiştir.

7) Re sayısının her bölgesinde n , vorteks yayılma frekansı ;

$$n = 0.2 \frac{U}{D}$$

bağıntısıyla elde edilmektedir.

8) Re sayısının her bölgesi için, Şekil 4.15 deki diyagramlar kullanılarak, rölatif oyulma derinlikleri diyagramlardan de elde edilebilir.

9) Elde edilen bu sonuçlar, hem laboratuvar şartlarda ve hem de prototip şartlar da oyulma derinliklerinin hesaplanmasında büyük bir güvenle kullanılabilir.

10) Bu diyagramlarla oyulma derinliğinin hesaplanması çok kolaydır. Yalnızca n değerinin hesaplanması sonucunda, $H_{d_{\max}} / D$ değeri hemen elde edilebilir. Çünkü, Re sayısı, D çapına ve n 'e bağlı olarak, aynı diyagramdan elde edilebilmektedir.

11) Proje mühendisleri arasından bu güne kadar güvenle kullanabilecekleri en iyi sonuçlar bu çalışmada elde edilmiştir. Çünkü, 37 prototip ölçüm neticeleri toplamı 244.44 m. çalışmadaki formülle 244.43 m. elde edilmiştir. Ayrıca bu çalışmanın ağırlıklı standart sapması 1.73 ve regresyon katsayısı $r = 0.82$ olmaktadır.

12) $H_{d_{\max}} = f(Re)$, bağıntısı bu çalışmada da gözlenmiştir. Ancak, Re sayısının 3 bölgesinde birbirine paralel fakat bir birinden farklı bir exponosiyel bağıntı söz konusudur Şekil (4.18) .

13) $D / d_m = S_b$ olması halinde rölatif oyulma derinliği,

R_e sayısının artmasıyla azalmaktadır. Ancak, $R_e \approx 2,5 \cdot 10^5$ ve $R_e \approx 10^6$ değerlerinde ani bir artma meydana gelmektedir. Yani, rölatif oyulma derinliği, $U / U_{kr} = 1$ deki ilk pik noktasının dışında, iki pik noktasına daha ulaşmaktadır Şekil (4.20).

14) Akım derinliğinin oyulmaya $h \geq D / 2$ olması şartıyla önemli bir etkisi bulunmaktadır.

15) Taban malzemesinin çapı, D / d_m 'in küçük değerlerinde oyulma derinliğine etkili bir parametredir. Ancak, D / d_m 'in büyük değerlerinde $D / d_m \geq 1000 \sim 1500$ dane çapının oyulma derinliğine etkisi azalmaktadır. Yaklaşık olarak, oyulma derinliğinin, dane çapından bağımsız olduğu kabul edilebilir.

1. SANCOT, S. (1971) : "Sur le Choix des Arrondissements Locaux dans la Zone des Filles du Vent", Proc. I.A.S.E.S. Vol. 3, p. 239.
2. BOGARD, A. (1962) : "Experiment on the Flow Past a Circular Cylinder at a Very High Reynolds Number", A.S.M.E.
3. COHEN, R. (1963) : "Mechanics Experimental des Fluides", Editeur Eyrolles, Paris, Vol. 1 - 2.
4. SAATCHIAN, G.K. (1962) : "An Introduction to Fluid Dynamics", Yordak (TAYAN, E. (1972), I.T.U. Kütüphanesi, Sayı 671.
5. BEN, H. (1972) : "Mécanique des Fluides Appliqués", Editeur Eyrolles, Paris.
6. AYDIN, M. (1977) : "Açık Akışta Deneysel Çözümler", Ankara Yayı, I.T.U.
7. CARTERS, T., SUTTER, R.A. (1915) : "Local Secus Around Large Obstructions", Proc. C.A.S.E.
8. LESTER, L.E. (1970) : "Nomenclature des pertes de charge", Editeur Eyrolles, Paris.
9. GRADSHTEIN, I.S., RYZHIK, O.I. (1965) : "Arrondissements Locaux on Flow at a High Velocity", Journal of I.A.S.E.S.



KAYNAKLAR

1. DURGUN, K. (1964) : "Laminer Üç Boyutlu Sınır Tabakası Denklemlerinin İnvariant Özellikleri ve Bir Bağlama Ayağı Etrafındaki Laminer Üç Boyutlu Sınır Tabakasının Etüdü", Doktora Tezi .İ.T.Ü.
2. HJORTH, P. (1971) : "Local Scour and Scouring Effect on Sewer Outfalls", Proc.I.A.H.R.Vol.3, p. 355.
3. SHEN, H.W., SCHNEIDER, V.R., KARAKI, S.S. (1966) : "Mecanics of Local Scour", Fort Collin, Colorado.
4. MELVILLE, B.W., "Local Scour at Bridge Sites", Ph.D. Thesis, Univ. of Auckland, Rep. No. 117, New Zealand, 1975.
5. HANCU, S. (1971) : "Sur le Clcul des Affouillements Locaux dans la Zone des Piles du Pont", Proc.I.A.H.R. Vol. 3, p. 299.
6. ROSKHKO, A. (1961) : "Experiment on the Flow Past a Circular Cylinder at a Very High Reynolds Number", A.S.C.E.
7. COMOLET, R. (1963) : "Mecanique Experimental des Fluides" Editeur Eyrolles, Paris, Vol. 1 - 2.
8. BATCHELOR, G.K. (1967) : "an Introduction to Fluid Dinamics", Tercüme : EDOĞAN, E. (1972), İ.T.Ü. Kütüphanesi, Sayı 873.
9. HUG, M. (1975) : "Mecanique des Fluides Appliquees", Editeur Eyrolles, Paris.
10. AYDIN, M. (1977) : "Açık Kanal Akımında Dane Çökelmesi", Doktora Tezi, İ.T.Ü.
11. CARSTENS, T., SHARMA, H.R. (1975) : "Local Scour Around large Obstructions", proc. I.A.H.R.
12. IDEE'CIK, I.E., (1970) : "Momēto des pertes de charge", Editeur Eyrolles, Paris.
13. GRADOWCZYK, M.H., MAGGILLO, O.J. (1968) : "Affouillement Locaux en Canal a Lit Mobile", Journal of I.A.H.R.



14. BREUSER, H.N.C., NICOLLET, G., SHEN, H.W. (1977) : "Local Scour Around Cylindrical Piers" *Journal of I.A.H.R.* Vol 3, p.1.
15. SHEN, H.W., SCHNEIDER, V.R., KARAKI, S.S. (1969) : "Local Scour Around Bridge Piers", *Proc. A.S.C.E.*, HY, p. 6891.
16. QUESNOT, C. (1970) : "Affouillement Autour des Piles de Ponts Cylindriques Circulaires", L.N.H. Chatau, Paris.
17. TISON, L.J. (1940) : "Erosion Autour des Piles de Pont en Riviere", *Annales des Travaux de Belgique*, Vol. 41, No.3 .
18. TANAKA, S., YANO, M. (1967) : "Local Scour Around a Circular Cylinder", *Proc. I.A.H.R.*, Vol 3, p. 193.
19. SCHWIND, Richard G. (1962) : "The Tree - Dimensional Boundary Layer Near a Strut", *Gaz Turbine Laboratory Report NO.67*, Massachusetts Institute of Technology, May.
20. SCHNEIDER, V.R. (1970): "Effect of Pier Shape on Local Scour Prepr. NO: 1238, ASCE Nat Meeting on Transport", Eng Boston.
21. BAYAZIT, M. (1965) : "Izgaraların Yakınlarında Akım ve Katı Madde Hareketi", *Doktora Tezi*, İ.T.Ü.
22. BLINCO, P.H., PARTHENIADES, E. (1971) : "Caractéristiques de la Turbulence dans les Ecoulements à Surface Libre sur Fonds Lisse et Rugueux", *Journal de Recherches Hydrauliques, I.A.H.R.* Vol. 9, p. 43.
23. SHIELDS, A., (1936) : "Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung", Berlin.
24. CHABERT, J., ENGELDINGER, P. (1956) : "Etude des Affouillements Autour des Piles de Ponts", Chatau, Paris.
25. GUNTER, A. (1971) : "Force d'Entrainement Moyen Critique τ_{kr} , avec Prise en Considération des Fluctuations dues à la Turbulence de la Force d'Entrainement Agissant sur le Matériau d'un Lit Alluvionnaire", *Journal of I.A.H.R.*, Vol. 3, p.9.
26. MEYER - PETER, E. (1948) : "Formulas for Bed - Load Transport", IVWBV, Stockholm.



27. PAINTAL,A.S. (1971) : "La Notion de Tension de Frottement Critique dans les Cours d'Eau a Lit Mobile", Journal of I.A.H.R., Vol.9, p.91.
28. BAYAZIT,M. (1971) : "Hareketli Tabanlı Akımların Hidroliği", İ.T.Ü. Kütüphanesi, Sayı 835.
29. LARRAS,J. (1972) : "Hydrauliques et Granulats", Editeur Eyrolles, Paris.
30. LIU,h.K. (1957) : "Mechanics of Sediment - Ripple Formation",J. Hydraulics Div., A.S.C.E., Vol. 83, No.Hy2, p.1197.
31. ŞENTÜRK,F. (1967) : "Tabii Akarsularda Taban Direncinin ve Taban Şekillerinin Hidrolik Karakteristikler Yönünden Tarifi ve İncelenmesi", T.B.T.A.K.
32. ALTINBİLEK,H.D. (1971) : "Similarity Laws for Local Scour With Special Emphasis on Vertical Circular Pile in Oscillatory Flow", Proc. I.A.H.R., Vol. 3, p.339.
33. LAURSEN,E.M. (1963) : "An Analysis of Relief Bridge Scour" Proc. A.S.C.E., HY 3, p. 3516.
34. NICOLLET,G. 1971 b) : "Sur Problém des Affouillements au Pied des Piles de Pont Cylindriques", L.N.H. Chatau, Paris.
35. BONASAUNDAS,M. (1973) : "Strömungsvorgang und Kolkproblem am runden Brückenpfeiler", Versuchs anstalt Für Wasserbau der Technisch Universität München.
36. ALTINBİLEK,H.D. (1974) : "Su Yapılarında Yerel Oyulmalar", D.S.İ. Yaz Okulu, Keban.
37. CHEE (1982) : "Live bed scour at Bridge piers" Rep. No. 290 Univ. of Auckland, New Zealand.
38. LARRAS,J. (1963) : "Profondeurs Maximales D'érosion des Fonds Mobiles Autour des Piles en Riviere", Annales des Ponts et Chaussées, Vol. 133, No.4.
39. RAUDKIVI,A.J., "Scour at Bridge Piers", Univ. of Aucmland Sch. of Eng., New Zealland Pub. No.216, 1985.

40. LAURSEN, E.M., TOCH, A. (1956) : "Scour Around Bridge Piers and Abutments", Iowa Highway Research Board Bulletin, No. 4.
41. ETTEMA, R. (1976): "Influence of Bed Material Gradation on Local Scour", M.Eng. Thesis Univ of Auckland Rapor No. 124, New Zealand.
42. ETTEMA, R. (1976): "Scour at Bridge Piers" Rap. No. 124 Univ. of Auckland, New Zealand.
43. DIETZ, J.W. (1972): "Ausbildung von Strompfeilern", Die Bautechnik.
44. ÜÇ, SABAHATTİN (1984) : "Köprü Ayakları Etrafında Oyulma Derinliklerinin Atak Açısı İle Değişimi", Yıldız Üniversitesi Dergisi, 1984/3, S. 22-26.
45. QADAR, A., "The Vortekx Scour Mechanism at Bridge Piers", Proc. Instn. Civ. Eng., Part 2, p. 739-757, 1981.
46. BREUSERS, H.N.C., "Sediment 1.", I.H.E., Delft, 1985.
47. CHIEV (1984) : "Local Scour at Bridge Piers" Rep. No. 355, Univ. of Auckland, New Zealand.
48. COLEMAN, N.L. (1971) : "Analizing Laboratory Measurements of Scours at Cylindrical Piers in Sand Beds", Proc. I.A.H.R.
49. TANER, N., "Hidrolik - Cilt V" Kurtulmuş Matbaası, İstanbul, 1977.
50. GARDE R.J. et al. Closure Study of around spurdykes, J. Hydraul. Div. Am. Soc. Civ. Eng., 1963, 89, HY1, Jan., 167-175.
51. ARUNACHALAM K. Scour around bridge piers, J. Indian Roads Congr., 1965, 29, No. 2, Aug., 189-207.
52. LACEY G. Discussion Measurements of bridge scour an bed changes in a flooding sand - bed river, by G.R. Neill, Proc. Instn Civ. Engers, 1967, 36, Feb., 411 - 414.
53. NORTH BENGAL TECHNICAL EXPERTS COMMITTEE, Report for 1970 - 71, Central Water and Power Commission, New Delhi, 1971.
54. NEILL G.R. Local scour around bridge piers, Research Council of Alberta, 1964.

ÖZGEÇMİŞ

Doç.Yük.Müh.Sabahattin UÇ, 1949 yılında Elazığ'da doğmuş, 1966 yılında Elazığ Lisesini bitirmiştir. 1971 yılında İstanbul Teknik Üniversitesinden İnşaat Yüksek Mühendisi olarak mezun olmuştur. Mezuniyeti müteakiben aynı yıl İ.D.M.M. Akademisi İnşaat Bölümü Hidrolik ve Su Yapıları Kürsüsünde asistan olarak göreve başlamıştır. 1976 yılında yeterlilik tezini teslim etmiştir.

Askerlik görevini Temmuz - Ekim 1977 tarihleri arasında tamamlamıştır.

1979 yılında Doçentlik Tezini Tamamlayarak Doçent ünvanını almıştır.

Halen Yıldız Üniversitesi Mühendislik Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümünde Öğretim Üyesi olarak görev yapmaktadır.



