

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**HİDROLİK SIÇRAMA ETKİSİYLE TABANDA
OLUŞAN BASINÇ ÇALKANTILARI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İnş. Müh. Levent Kamil EKİNCİ

Anabilim Dalı: İnşaat Mühendisliği

Programı: Hidrolik ve Su Kaynakları Mühendisliği

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Şevket ÇOKGÖR

AĞUSTOS 2005

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**HİDROLİK SIÇRAMA ETKİSİYLE TABANDA
OLUŞAN BASINÇ ÇALKANTILARI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İnş. Müh. Levent Kamil EKİNCİ

501031514

Anabilim Dalı: İnşaat Mühendisliği

Programı: Hidrolik ve Su Kaynakları Mühendisliği

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Şevket ÇOKGÖR

AĞUSTOS 2005

ÖNSÖZ

Tez çalışmamın her aşamasında destek ve yardımlarını gördüğüm danışmanım Sn. Yrd. Doç. Dr. Şevket Çokgör'e, Araş. Gör. Serhat Küçükali'ye , İTÜ İnşaat Fakültesi Hidrolik Anabilim dalındaki değerli hocalarıma, İTÜ Hidrolik Laboratuarında görev yapan teknisyen arkadaşlarıma, benden desteklerini esirgemeyen Aileme ve Sayın İSKİ Genel Müdür Danışmanı Aynur Uluğtekin'e, iş arkadaşlarıma, ve de sevgili Sezen Olgun'a teşekkür ederim.

Ağustos 2005

Levent Kamil Ekinci

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	ii
TABLO LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
SEMBOL LİSTESİ	viii
ÖZET	x
SUMMARY	xi
1. GİRİŞ	1
2. HİDROLİK SIÇRAMA	2
2.1 Siçrama Tipleri	5
2.1.1 Serbest Hidrolik Siçrama	5
2.1.2 Batık Hidrolik Siçrama	14
2.2 Hidrolik Siçrama Altındaki Basınç Çalkantıları	17
2.2.1 Basınç Çalkantıları Sebebiyle Oluşan Kaviteasyon	18
2.3 Hidrolik Siçrama İçinde Oluşan Basınç Çalkantılarının Ölçüm Metodları	21
2.3.1 Hidrolik Siçrama için Strip Integral Metodu (SIM)	22
2.3.2 Türbülans Modellemesi	22
2.3.2.1 Temel Formüller	23
2.3.2.2 Sıfır eşitlikli model	24
2.3.2.3 Tek eşitlikli model	25
2.3.2.4 İki Eşitlikli Model	26
2.3.2.5 Reynolds Gerilme Modeli	27
2.3.2.6 Cebirsel Gerilme Modeli	28
2.4 Yüzey Üzerinde Basınç Dalgalanmalarından Kaynaklanan Kuvvetler	28
3. DENEY SİSTEMİ	32
3.1 Deneylerde Kullanılan Altyapı ve Ölçüm Sistemi	32
3.2 Test Matrisi	38
4. DENEY SONUÇLARI VE SONUÇLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ	41
4.1 Basınç Çalkantılarının Ölçümleri	41

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	55
KAYNAKLAR	57
ÖZGEÇMİŞ	63

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 2.1 Hidrolik sıçramanın Fr_1 sayısına göre sınıflandırılması (Chow, 1973).....	7
Tablo 3.1 Gerçekleştirilen deney serileri.....	39
Tablo 4.1 Deneylerde elde edilen sonuçlar.....	43

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1 : Serbest Hidrolik Sıçramadaki fiziksel büyüklerin şematik gösterimi	3
Şekil 2.2 : Sıçramanın çeşitleri ; a) İlk sıçrama; b) Geçiş sıçraması; c) Stabil sıçrama; d) Etkin Sıçrama (Bradley ve Peterka, 1957)....	4
Şekil 2.3 : Serbest Hidrolik Sıçramanın Şematik Gösterimi.....	6
Şekil 2.4 : Hidrolik Sıçramanın Froud sayısına göre değişimleri (Chow,1959).....	7
Şekil 2.5 : Hidrolik Sıçramanın mansabındaki hız dağılımları (Garg ve Sharma, 1971).....	8
Şekil 2.6 : Kanaldaki hız dağılımları (Garg ve Sharma, 1971).....	9
Şekil 2.7 : Froud sayısına bağlı olarak verimliliğin h_2/d_{max} ile değişimi...	10
Şekil 2.8 : Hidrolik sıçrama; a) Geliştirilmiş çevri akımlı, b) Geliştirilmemiş çevri akımlı (Hager ve diğ., 1990).....	12
Şekil 2.9 : Batık Sıçramanın Şematik Gösterimi	14
Şekil 2.10 : Faz Ayrılımı; a) Hava kabarcıklı 2 fazlı akımdaki analog sinyaller, b) Dijital sinyaller (Resch ve diğ., 1974).....	16
Şekil 3.1 : Deneyin yapıldığı açık kanalın membasının ve pompasının Gösterimi.....	33
Şekil 3.2 : Deney kanalının plan ve boy kesitinin şematik gösterimi.....	33
Şekil 3.3 : Deney kapağının ve hız ölçüm düzeneğinin (ADV) görünüşü..	34
Şekil 3.4 : Deney kanalının girişinde debinin ölçülmesini sağlayan üçgen savak.....	34
Şekil 3.5 : Tabanda, Pleksiglas levha üzerine monte edilen basınç dönüştürücülerinin görünüşü.....	36
Şekil 3.6 : Kanalın alt kısmında pleksiglasa monte edilen basınç ölçerlerin alttan görünüşü.....	37
Şekil 3.7 : Deneyler esnasında kullanılan bilgisayar ve amplifikatör.....	37
Şekil 3.8 : Hidrolik sıçramayı oluşturan deney kapağından sonraki ilk basınçölçer üzerinde oluşan sıçrama.....	38
Şekil 3.9 : Deneylerde oluşturulan hidrolik sıçrama tipleri (Ölçüm no: 1,2,4,6)	40
Şekil 4.1 : Hidrolik sıçramadaki basınç çalkantılarının farklı noktalarda zamanla değişimi: $Fr_1=4,30$; $q=0,020 \text{ m}^2/\text{sn}$	41
Şekil 4.2 : Hidrolik sıçrama altındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1=2,52$; $q=0,041 \text{ m}^2/\text{sn}$; $h_1=0,03 \text{ m}$	46
Şekil 4.3 : Hidrolik sıçrama altındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1=2,65$; $q=0,041 \text{ m}^2/\text{sn}$; $h_1=0,029 \text{ m}$	47
Şekil 4.4 : Hidrolik sıçrama altındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1=4,99$; $q=0,041 \text{ m}^2/\text{sn}$; $h_1=0,019 \text{ m}$	48

Şekil 4.5	: Hidrolik sıçrama altındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1=4,31$; $q=0,020 \text{ m}^2/\text{sn}$; $h_1=0,013 \text{ m}$	49
Şekil 4.6	: Hidrolik sıçrama altındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1=5,53$; $q=0,020 \text{ m}^2/\text{sn}$; $h_1=0,011 \text{ m}$	50
Şekil 4.7	: Hidrolik sıçrama altındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1=8,92$; $q=0,020 \text{ m}^2/\text{sn}$; $h_1=0,008 \text{ m}$	51
Şekil 4.8	: Toso ve Bowers (1989)'un yaptığı çalışmalarında buldukları basınç çalkantı karakteristiklerinin hidrolik sıçrama boyuncaki görünümü.....	52
Şekil 4.9	: Deneylerde $Fr_1=3$, $q=0,0354$ olduğu akım koşullarında $x/h_2=7.29$, $y/h_1=1.03$ noktasında ölçülen üç boyutlu hızların zaman serisi.....	53
Şekil 4.10	: Akım doğrultusundaki türbülans şiddetinin hidrolik sıçrama alanındaki değişimi $Fr_1=3$	54
Şekil 4.11	: Düşey doğrultudaki türbülans şiddetinin hidrolik sıçrama alanındaki değişimi.....	55
Şekil 4.12	: Reynolds kayma gerilmesinin hidrolik sıçrama alanı içersindeki değişimi.....	56
Şekil 4.13	: Hidrolik sıçramadaki havalandırma verimliliğinin Froude sayısıyla değişimi: $q=0,030 \text{ m}^2/\text{sn}$	57

SEMBOL LİSTESİ

C_p'	: Basınç çalkantısı katsayısı
C_D	: Sürüklenme katsayısı
C_μ	: Ampirik değerler
C_f	: Sürtünme katsayısı
C_p	: Ortalama basınç katsayısı
C_{p+}	: Maksimum basınç katsayısı
C_{p-}	: Minimum basınç katsayısı
d_1	: Hidrolik sıçramadan önceki su yüksekliği
d_{max}	: Maksimum taşınım yüksekliği
d_s	: Eşik yüksekliği
d_c	: Hidrolik sıçramadaki kritik su derinliği
E_L	: Sıçramadaki enerji kaybı
F	: Kuvvet
Fr_1	: Hidrolik sıçrama öncesindeki Froude sayısı
g	: Yerçekimi ivmesi
h	: Su derinliği
h_2	: Serbest sıçramada nehir rejimi su yüksekliği
k	: Kinetik enerji
k_f	: Kurtosis katsayısı
L	: Uzunluk ölçeği
L_j	: Sıçramanın uzunluğu
l_m	: Karışım bölgesi uzunluğu
L_f	: Sıçramanın vortex silindiri uzunluğu
N	: Veri sayısı
p	: Ani basınç
$\bar{p}$	: Basınç çalkantılarının ortalama değeri
$\sqrt{p'^2}$	: p' 'nün r.m.s değeri
Q	: Debi
Re	: Reynolds sayısı

S	: Batıklık faktörü
s*	: Levha düzlemi kalınlığı
s_k	: Çarpıklık katsayısı
t	: Zaman
u	: Hızın yatay bileşeni
$-\overline{u'v'}$	: Türbülans kayma gerilmesi
U_{ort}	: Ortalama hız
u₀	: Yüzeysel hız
u₁	: Sıçramanın membasındaki hız
u₂	: Sıçramanın mansabındaki hız
v	: Hızın dikey bileşeni
x,y	: Yatay ve düşey doğrultularda kartezyen koordinat düzlemleri
y₁	: Sıçramanın membasındaki su derinliği
y₂	: Sıçramanın mansabındaki su derinliği
α	: Kanal eğimi
γ	: Suyun özkütlesi
γ_c	: Betonun özkütlesi
δ	: Sınır tabakası kalınlığı
ϵ	: Kinetik enerjinin dağılım oranı
η^*	: Sıçramanın gücü
ν_t	: Türbülans kinematik viskozitesi
ρ	: Suyun özgül kütlesi
σ	: Yüzey gerilmesi
τ	: Reynolds türbülans kayma gerilmesi
τ_w	: Duvar kayma gerilmesi
Ω	: Kaldırma katsayısı

HİDROLİK SIÇRAMA ETKİSİYLE TABANDA OLUŞAN BASINÇ ÇALKANTILARI

ÖZET

Baraj, hidroelektrik tesis gibi günümüzün vazgeçilmez su yapılarında istem dışı oluşan suyun enerjisini kırmak ve güvenli bir şekilde suyu akarsu yatağına vermek için hidrolik sıçramadan yararlanılan enerji kırıcı havuzlar ve düşü yatakları inşa edilmektedir. Hidrolik sıçramanın yer aldığı yapının stabilitesinin sağlanması, sıçramanın etkisi ile tabanda oluşacak hidrodinamik basınç dağılımının bilinmesi ile mümkün olmaktadır. Hidrolik sıçrama sırasında akımda oluşan şiddetli türbülans ve tabanda sınır tabakasından ayrılmalar nedeni ile bu basınç çalkantıları tamamen zamanla değişen rastgele bir karakterdir. Pratikte akımın permanan olduğu kabulü ile yapılan hesaplar sonucunda birçok enerji kırıcı havuz ve düşüm yatağında önemli hasarlar meydana gelmiştir (Ramos 1988). Basınç çalkantılarında görülen negatif değerlerin tabanda oluşturduğu kaldırma kuvveti bu hasarların başlıca sebebidir.

Günümüzde hidrolik sıçramanın yarattığı basınç çalkantıları yapının laboratuvar modeli veya prototipi üzerinde elektronik algılayıcı-dönüştürücüler ve bilgisayar desteği ile belirlenmektedir. Bu konuda literatürdeki çalışmalar genel olarak projelendirilmiş yapının model deneylerinden oluşmakta ve elde edilen sonuçlar sadece o yapıya ait sınır ve akım şartlarında geçerli olmaktadır.

Bu çalışmada dikdörtgen kesitli bir laboratuvar deney kanalında yaratılan hidrolik sıçramanın tabanda oluşturacağı basınç değişimleri ölçülerek, sıçramanın etkisi ile oluşan basınç dağılımı belirlenmiştir. Ölçülen basınç çalkantılarının istatistik parametreleri ve dağılımları belirlenmiştir.

Hidrolik sıçrama yanında hidrolik sıçrama sırasında suyun havalanması da önemli bir konudur. Sunulan bu çalışmada, hidrolik sıçramanın havalandırma kazanımı incelenerek ampirik bir ifade sunulmuştur.

PRESSURE FLUCTUATIONS UNDER THE HYDRAULIC JUMP

ABSTRACT

Stilling Basins and Spillways are constructed utilizing hydraulic jump to break the energy of water which is not desired in the important hydraulic structures like dam and hydroelectric plant and to transport the water to the river bed in under control. The stability of the structure, where hydraulic jump occurs, is provided only when the hydraulic pressure distribution on the bed is known. These pressure fluctuations are totally of a random varying character in time due to the dense turbulence occurring on the flow while the hydraulic jump and due to the separation on the boundary layer on the bed. As a result of the calculations based on the permanent flow assumption considerable damages have occurred on many stilling basins and spillways (Ramos,1988). The lift force formed due to the negative values observed in pressure fluctuations is the main cause of these damages.

Today, pressure fluctuations due to the hydraulic jump are determined via the electronic transducers and the computer support on the laboratory models or prototype of the structures. The studies on the literature about this subject consist of the model experiments of the designed structure and the obtained results are valid for the boundary and flow conditions.

In this study, the pressure distributions due to the hydraulic jump determined measuring the pressure variations to be formed on the ground by the hydraulic jump on the laboratory channel having rectangular section. The statistical parameters and distributions of the measured pressure fluctuations will be determined. Beside the pressure variation, another important issue is aeration during the hydraulic jump. The present study, aeration performance of the hydraulic jump investigated and results showed that hydraulic increase dissolved oxygen in the flow. Amprical formulae is given for aeration also in the study.

1. GİRİŞ

Hidrolik sıçrama, akımın sel rejiminden nehir rejimine geçişinde oluşan ve akımın enerjisinin azalmasına sebep olan bir olaydır. Akım, sel rejiminden nehir rejimine ani olarak geçerken mekanik enerji türbülansla birlikte ısıya dönüşür.

Hidrolik sıçrama konusundaki çalışmalara yıllardır çok önem verilmektedir. Özellikle baraj inşaatlarında dolu savakların tasarlanması sırasında hidrolik sıçrama enerji kırıcı olarak kullanıldığından çok önem arz etmektedir. Dolu savaktan salınan yüksek hızlı akımlar hidrolik yapılara büyük zararlar verebilmektedir. Ayrıca türbülansın yararları da bulunmaktadır, bunlardan birkaçını şöyle sıralayabiliriz; suya oksijen kazandırılması, suya kimyasal katılması ve de şehir isalelerine verilen suyun havalandırılmasıdır. Hidrolik sıçramanın bir başka yararı ise sulama kanallarında akımın mansap kısmında su yüksekliğini arttırmasıdır.

Hidrolik sıçrama genellikle deneysel çalışmalarda yatay veya eğimli kanallarda incelenmektedir. Yatay kanallarda oluşan hidrolik sıçramalara serbest hidrolik sıçrama denmektedir. Sıçramanın memba ve mansabındaki akım derinlikleri Froude (Fr) sayısına bağlıdır.

Hidrolik sıçrama, enerji kırıcı havuzların dizayn edilmesinde büyük önem kazanmıştır. Barajlar, Hidroelektrik santraller ve isale hatları gibi su yapılarında bulunan büyük boyutlardaki suyun kinetik enerjisini sönümleyerek yapıyı ve çevreyi oyulma, aşınma, kavitasyon, gibi istenmeyen zararlı etkilerden korumak için yapılan “Enerji kırıcı havuzlar” bu olumsuz etkileri sönümlerken oldukça fazla hidrodinamik yük etkisi altında kalırlar. Bu yapıların projelendirilmesinde yapı üzerindeki hidrodinamik yük ve etkilerin sağlıklı olarak belirlenmesi, yapının kendisinden beklenen işlevleri yerine getirmesi ve kendi stabilizesinin sağlanması açısından önemlidir (*Çokgör ve diğ., 1995*).

2. HİDROLİK SIÇRAMA

Hidrolik sıçrama yaklaşık 200 yıldır araştırılmaktadır. Bu konuda bilinen en eski çalışma 1818 yılında Bidone tarafından yapılmıştır. (Chow, 1959) Chow ve ark. (1959) hidrolik sıçrama üzerine ilk nümerik ve deneysel çalışmaları yapmışlardır. Günümüze kadar hidrolik sıçrama üzerine en fazla araştırma Rajaratnam (Hidrolik Sıçramalar; Hidrolik Bilimindeki İlerlemeler, 1967) tarafından sağlamıştır, çalışmalarında hidrolik sıçramanın türbülans karakteristikleri gibi genel akım karakteristiklerine önem vermiştir.

Rajaratnam'ın incelemesinin daha ileri işlemleri olan sıçramanın içinde oluşan akımın yapısının önceden bilinilebilmesi amacıyla Narayanan (Duvar Jetlerinin Hidrolik Sıçramanın Yapısı İle Mukayesesi, 1975), McCorquodale ve Khalifa (Hidrolik Sıçramanın İçindeki Akım, 1983), Madsen ve Svendsen (Türbülans Dalgaları ve Hidrolik Sıçrama, 1983) tarafından teorik metodlar geliştirilmiştir. Sıçramanın teorik analizleri McCorquodale (Hidrolik Sıçramalar ve Çalkantıları, 1986) tarafından yapılmıştır. Hager (Enerji Dağıtıcıları ve Hidrolik Sıçrama, 1992) ve Vischer ve Hager (Enerji Dağıtıcıları, 1995) tarafından bütün bir kaynak niteliğinde olan hidrolik sıçrama ile ilgili çalışmaları bir kitapta toplamışlardır.

Şekil 2.1'de klasik hidrolik sıçrama şematik olarak gösterilmektedir. Gelen akım h_1 akım derinliği ve $v_1 = Q / (b \cdot h_1)$ ortalama hız ile karakterize edilmiştir. Burada;

$$F_1 = \frac{v_1}{\sqrt{g \cdot h_1}} > 1 \text{ 'dir. Dolayısı ile akım sel rejimindedir.}$$

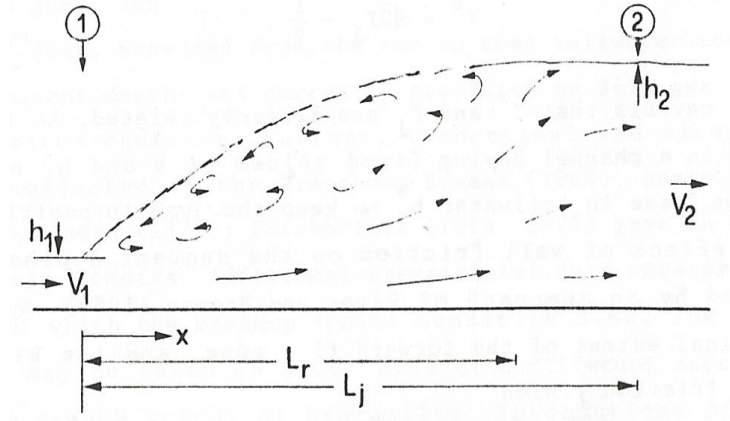
Q debiyi ve b ise dikdörtgen kanalın genişliğini ifade etmektedir. Sıçrama $x=x_1$ 'de oluşmaya başlamıştır. İlerledikçe akım doğrultusunda su yüzeyi profili sıçramadan dolayı değişime uğrar.

Tabana yaklaştıkça akım çevrinti ile oluşan hidrolik sıçramanın altında bir su jeti oluşturmaktadır. Yüzeye yakın yerlerde ise oluşan çevri ile geri dönmesinden dolayı hava suya karışır, ve bir çevrinti silindiri oluşturur. Sıçramanın içinde olduğu bu silindirin uzunluğuna L_r (çevrinti bölgesi uzunluğu) denir. Mansaba doğru akım

kararlı hale gelir ve hava serbest bırakılır. Son olarak sıçrama $x=x_2$ 'de bitmiştir. Burada L_j 'ye ise sıçramanın uzunluğu denir, (Şekil 2.1), ve ;

$$L_j = x_2 - x_1 \quad (2.1)$$

olarak tanımlanır.



Şekil 2.1 : Serbest Hidrolik Sıçramadaki fiziksel büyüklüklerin şematik gösterimi

Sıçrama esnasında akımın mekanik enerjisinde önemli bir kayıp oluşur. Sıçramadan önceki ve sonraki özgül enerjinin büyüklüğü akımın derinliğine bağlı olarak aşağıdaki gibi bulunabilir;

$$H = h + \frac{Q^2}{2gA^2} \quad (2.2)$$

Burada A dikdörtgen kesitli kanaldaki akımın kesit alanıdır. ($A=b.h$)

Yatay ve üniform bir kanalı ele alırsak, oluşacak sıçramanın momentum denklemide şu ifade ile verilebilir ;

$$\frac{1}{2} \rho . g . b . h_1^2 + \rho . Q V_1 = \frac{1}{2} \rho . g . b . h_2^2 + \rho . Q . V_2 \quad (2.3)$$

Genellikle, hidrolik sıçrama araştırmalarında bahsi geçen akışkan su olarak kabul edilir. Ölçek etkisi gözardı edildiğinde birim genişlikten akan debi $0,1 \text{ m}^3/\text{sn}$ 'den büyüktür, bir başka deyişle Reynold sayısının 1×10^5 'i geçtiği değerlerde olay üzerindeki ölçek etkisi ihmal edilebilir. (Hager.1992). Akım rejimi Froude sayısı ile belirlenir.

$$Fr = V/c \quad (2.4)$$

$V = Q/A$, yani kesitsel hızın ortalamasıdır. c ise sığ su dalgası yayılımının katsayısıdır. Eğer A kesit alanı ve h ise akım derinliği kabul edilirse, serbest yüzey

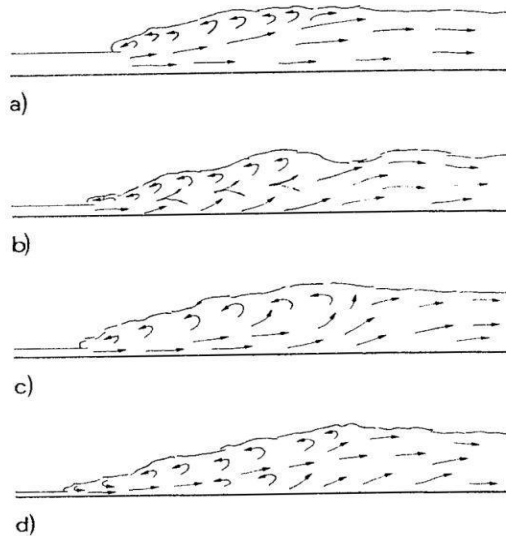
genişliği $\frac{\partial A}{\partial h}$, dır. Buradan da c ise $c = \left[\frac{gA}{\left(\frac{\partial A}{\partial h} \right)} \right]^{\frac{1}{2}}$ 'dir. Froude sayısı eğer 1'den

küçük ise ($F < 1$) akım nehir rejimindedir. Froude sayısı 1'den büyük olduğu durumlarda ise ($F > 1$) akım sel rejimindedir. Froude sayısının 1'e eşit olması halinde ($F = 1$) akım hızı c katsayısına eşittir. Ve akım kritik akım olarak adlandırılır.

Akım sel rejiminden nehir rejimine geçerken aşağıdaki olaylar gözlenir.

1. Yüksek basınçlı akım
2. Basınç ve hıza bağlı titreşimler ve sıçramanın mansabında dalga oluşması
3. Hava transferinden dolayı iki fazlı akım
4. Makro ölçekli vorteks oluşumundan dolayı tabanda erozyon
5. Türbülans oluşumu sebebiyle ses oluşturmaları ve enerji dağılımı

(Hager, 1992)



Şekil 2.2 : Sıçramanın çeşitleri ; a) İlk sıçrama; b) Geçiş sıçraması; c) Kararlı sıçrama; d) Etkin Sıçrama (Bradley ve Peterka, 1957)

Hidrolik sıçrama en çok mansabındaki su derinliğinden etkilenir. Kuyruksuyu derinliği hidrolik sıçramanın bitiminde oluşan akımın su yüksekliğinden daha derin olursa sıçrama batık halde oluşur. Eğer kuyruksuyu derinliği hidrolik sıçrama sonrasında oluşacak akım derinliğinden düşükse sıçrama momentumu dengeleyene kadar mansaba doğru kayacaktır.

Hidrolik sıçrama; iç yapısının çözülebilmesi ve hidrolik yapısının projelendirilmesinde yardımcı olunabilmesi amacıyla çok eskilerden beri ve birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Hidrolik sıçramada oluşan türbülansın yapısı Rouse (1958) tarafından bir hava tüneline incelenmiştir. Rajaratnam (1956) ise hidrolik sıçramada oluşan ortalama hız dağılımının duvar jetlerinde oluşanlar ise benzer olduğu sonucunu çıkartmıştır. Rajaratnam'ın bu çalışmasından sonra sıçramada oluşan akım yapısının tahmini birçok teorik metod geliştirilmiştir. (Narayanan, 1975; McCorquodale ve Khalifa, 1983; Medsen ve Svendsen, 1983).

Günümüzde Hidrolik sıçrama araştırmalarında tabanda oluşan basınç çalkantılarını analiz etmede akımın kararsız ve rasgele yapıda olması sebebi ile elektronik transistörler ve bilgisayarlar kullanılmaktadır. Bu çalışmada dikdörtgen kesitli bir laboratuvar deney kanalında akımın kapak altından geçerek oluşturduğu hidrolik sıçramanın tabanda oluşturacağı basınç değişimleri ölçülerek, sıçramanın etkisi ile oluşan basınç dağılımı akım doğrultusunda belirlenmiştir. Gelen akımın Froude sayısına bağlı olan mansapdaki su derinliği ile sıçrama kapaktan geçerek basınç ölçerlerin üzerinde oluşması sağlanarak serbest bir sıçrama oluşturulmuştur. Düşük kuyruksuyu seviyelerinde akım geri çarptığından sıçrama mansaba yakın olduğu görülmüştür. Ölçülen basınç çalkantılarının istatistik parametreleri ve dağılımları belirlenmiştir.

2.1 Sıçrama Tipleri

2.1.1 Serbest Hidrolik Sıçrama

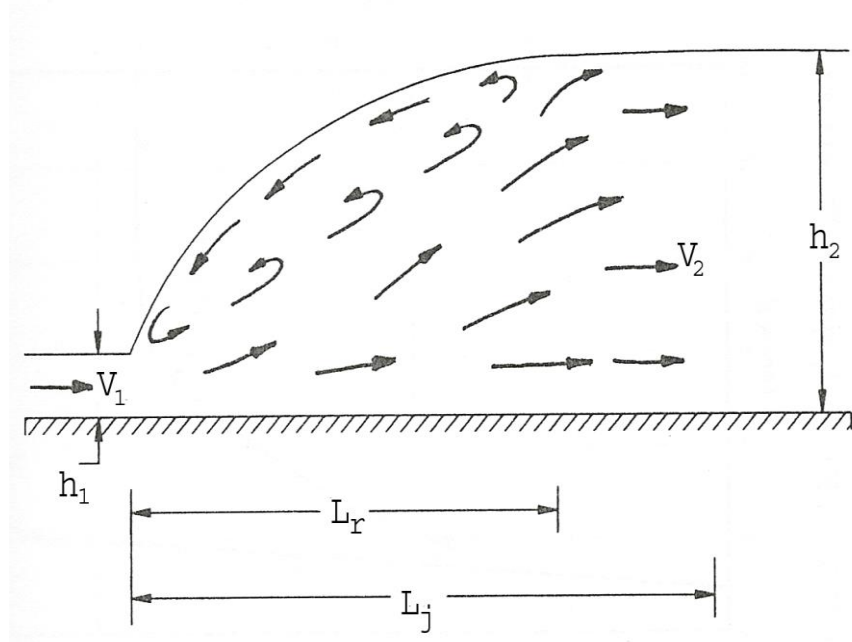
Şekil 2.2'de yatay düzlemli bir kanaldaki serbest hidrolik sıçrama görülmektedir. Belanger(1838)'e göre serbest sıçrama teorisi, bir boyutlu momentum prensibinin süreklilik denklemiyle birlikte uygulanmasıdır. Sıçrama öncesi ve sonrası akım derinliklerinin oranı şöyle gösterilmiştir.

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8F_1^2} - 1 \right) \quad (2.5)$$

Burada h_1 ve h_2 nehir ve sel rejimi akım derinlikleridir. F_1 ise sel rejiminin Froude sayısıdır. F_1 'i şöyle gösterebiliriz ;

$$F_1 = \frac{V_1}{\sqrt{g \cdot h_1}} \quad (2.6)$$

Burada g yerçekimi ivmesidir, V_1 ise gelen akımın hızıdır.

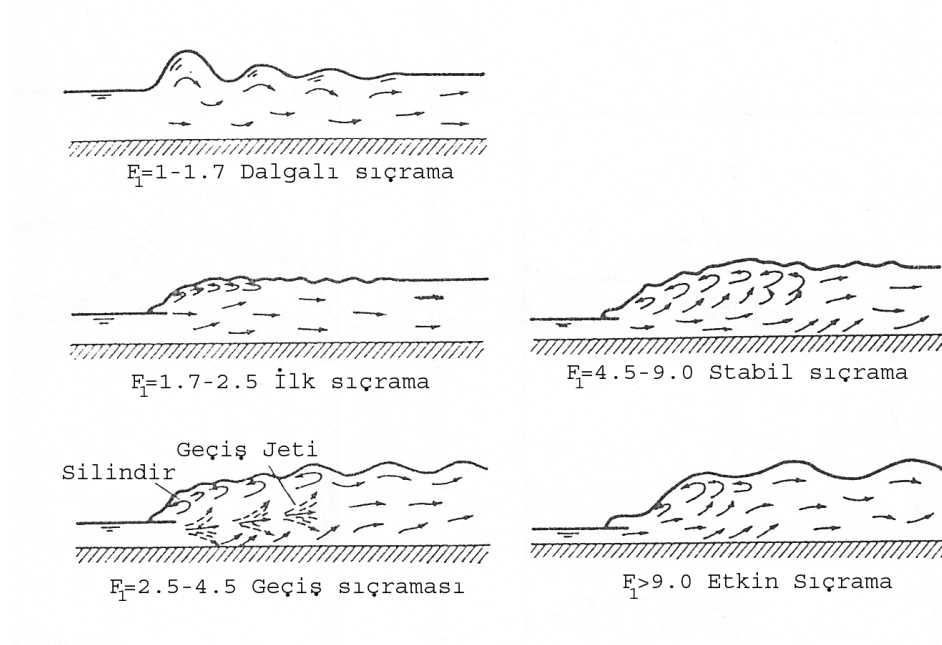


Şekil 2.3 : Serbest Hidrolik Sıçramanın Şematik Gösterimi

Belanger verdiği denklemde sıçramanın mansabında ve membasında üniform bir hız dağılımı olduğunu varsaymıştır. Buna bağlı olarak basınç dağılımları sıçramanın başlangıcı ve sonundaki hidrostatik basınç dağılımı olarak verilmektedir. Fakat deneysel sonuçlar bizlere göstermiştir ki Belanger'in denklemindeki h_2 gerçekte, bulunan değerden biraz daha düşük çıkmaktadır. Bunun sebebi ise teoride kanal tabanında oluşan kayma gerilmesinin ihmal edilmesidir.

Bradley ve Peterka (1957) yatay kanallardaki enerji kırıcı havuzların dizaynı için gerekli verilere hidrolik sıçrama çalışmalarıyla ulaşmışlardır. Akım derinliklerinin oranının, sıçramanın uzunluğunun, sıçramanın çeşidinin ve enerji kayıplarının gelen akımın Froude sayısına bağlı olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca gelen akımın Froude sayısına bağlı olarak hidrolik sıçramanın çeşitli şekillerde oluştuğunu bulmuşlardır.

Bunlar ; dalgalı sıçrama, ilk sıçrama, geçiş sıçraması, kararlı sıçrama ve etkin veya sert sıçramadır. Şekil 2.4’de bu çalışmadan elde edilen sonuçlar şematize edilmiştir. Tablo 2.1’de Chow tarafından verilen hidrolik sıçramanın sınıflandırılması görülmektedir.



Şekil 2.4 : Hidrolik Sıçramanın Froude sayısına göre değişimleri (Chow, 1959)

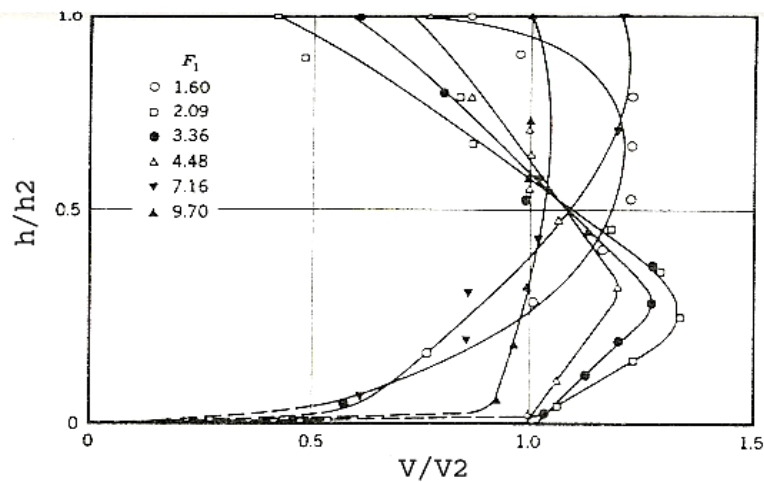
Tablo 2.1 : Hidrolik sıçramanın Fr_1 sayısına göre sınıflandırılması (Chow, 1973)

Fr_1 sayısı değer aralığı	Hidrolik Sıçrama İsmi	Özellikleri
1-1.7	Dalgalı Sıçrama	Mansap tarafında uzun mesafeler boyunca dalgalanmalar oluşur. Enerji kaybı ihmal edilebilecek kadar azdır.
1.7-2.5	Zayıf (ilk) sıçrama	Az miktarda enerji kaybı olur.
2.5-4.5	Titreşimli sıçrama	Düzensiz ve büyük dalgalar oluşur. Zamanla değişen titreşimli sıçrama oluşur. Mümkünse kaçınılmalıdır.
4.5-9	Stabil sıçrama	%45-70 oranında enerji kaybı olur. Mansap düzenlemelerinden bağımsızdır. En ekonomik tasarımıdır.
>9	Etkin ve sert sıçrama	%85 oranında enerji kaybı vardır. Kanal yatağında oyulma riski vardır.

Rouse et al. (1958) sıçramanın benzeştirildiği bir hava modeli kullanarak sıçramanın ortalama ve türbülans karakteristikleri ile ilgili detaylı bilgiler bulmuştur. Araştırmacılar sıçramanın yüzeyine yakın kısmında oluşan silindirik çevrintinin yüksek hız eğimi sebebiyle mekanik enerjinin ısı enerjisine çevriminde büyük rol oynadığı sonucuna varmışlardır.

Hidrolik sıçrama yatay eğimli dikdörtgen bir kanaldan farklı kesitlere sahip kanallarda da oluşur. Silvester (1964) farklı Froude sayıları kullanarak dikdörtgen, üçgen, parabolik, dairesel ve trapezoidal kanallarda hidrolik sıçrama üzerine çalışmıştır. Akım derinliği oranı, enerji kaybı ve sıçrama uzunluğunun oluşumuyla ilgili teorilerle kendi deneysel sonuçlarını karşılaştırmıştır. Silvester'e göre dikdörtgen kesitli kanallarda mansapta su yüksekliği daha fazla olmaktadır. Buradan sonuçla akım derinliği oranı dikdörtgen kanallarda diğer kesitlere göre daha fazladır.

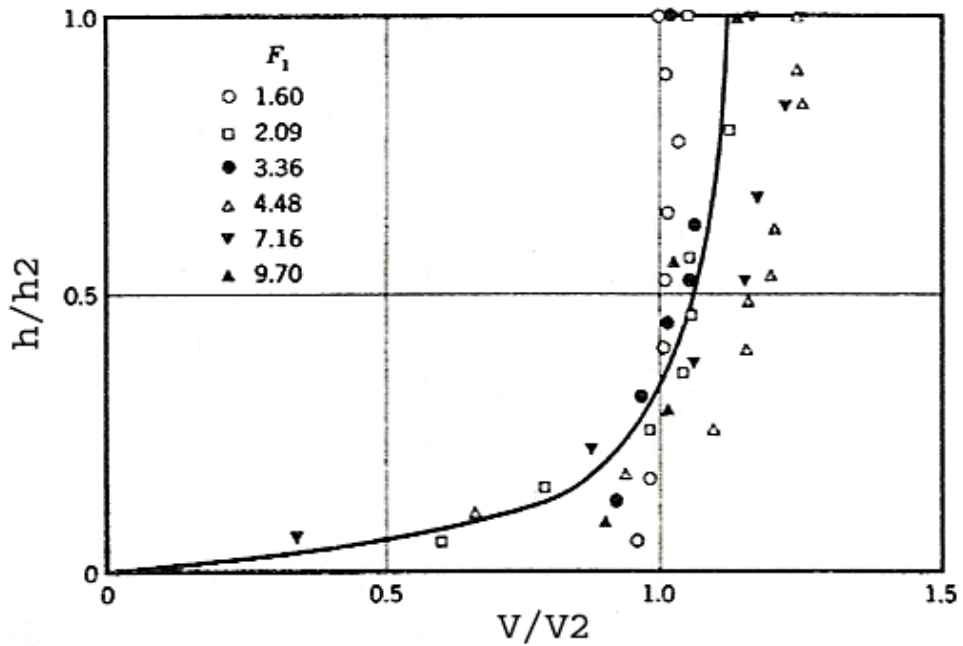
Rajaratnam (1965) deney kanalında oluşturulmuş bir duvar jeti ile hidrolik sıçramayı araştırmıştır ve Belanger'in bulduğu akım derinliği denkleminde taban pürüzlülüğünü de ekleyerek geliştirmiştir. Rajaratnam'ın hidrolik sıçrama teorisi kütle ve momentum korunumu üzerine kurulmuştur. Çalışmada, sıçramada oluşan ortalama hız profillerinin, hızın ve uzunluğun belli ölçeklerinde benzer olduğunu ifade etmiştir. Rajaratnam'ın deneylerinde çıkan sonuca göre sıçramanın başlangıç ucundaki tabandaki suyun basınç profili suyun yüzeyindeki ile aynıdır. Şekil 2.5'de Garg ve Sharma'ya göre F_1 'e bağlı akım derinliği oranı ile hızların değişimlerinin oranı verilmiştir.



Şekil 2.5 : Hidrolik Sıçramanın mansabındaki hız dağılımları (Garg ve Sharma, 1971)

Daha sonra Rajaratnam ve Subramanya (1968); Rajaratnam (1965), Bakhmeteff ve Matzke (1936) ve Moore (1943)'un taban basıncı ve su yüzeyi profilleri ile ilgili deneyleri üzerinde çalışıp hidrolik sıçrama için genelleştirilmiş bir profil oluşturmuşlardır. Çoğu deneylerinde membadaki akımın Froude sayısını 4.0'ün üzerinde tutmuşlardır.

Garg ve Sharma (1971) yatay kanallarda hidrolik sıçramanın verimliliği üzerine çalışmalarda bulunmuşlardır. Froude sayısı 1.6 ve 9.0 aralığında sıçramanın sonunda ve kuyruksuyunun ilerisinde oluşan hız dağılımlarını ölçmüşler ve grafik haline geliştirmişlerdir. (Şekil 2.6)



Şekil 2.6 : Kanaldaki hız dağılımları (Garg ve Sharma, 1971)

Bu çalışmalarının sonucunda sıçramanın sonundaki hız dağılımını üniform kabul edersek sıçramadaki enerji kaybı hatalı bulunmaktadır. Buradan da araştırmacılar hidrolik sıçrama için verimlilik denklemini bulmuşlardır. Verimlilik, η^* ,

$$\eta^* = \left(1 - \frac{\alpha_e - \alpha_2}{E_L} \cdot \frac{V_2^2}{2g} \right) \cdot 100 \quad (2.7)$$

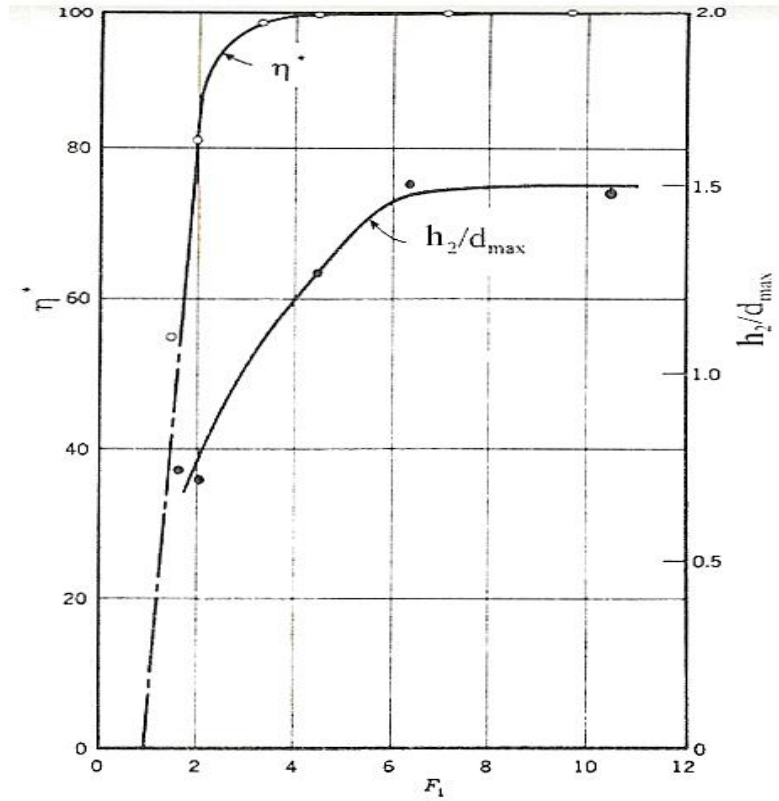
Şeklinde verilebilir.

Burada α_e sıçramanın sonundaki ve α_2 ise sıçramadan sonra kuyruksuyunun hız düzeltme faktörleridir. Hız düzeltme faktörleri sıçramanın sonundaki ve sıçramanın

bitiminden sonra kanaldaki hız dağılımı grafiklerinden bulunmuştur. E_L ise sıçramanın enerji kaybıdır. Sıçramadaki enerji kaybı bir düzlemlı analizden şu şekilde verilebilir;

$$E_L = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4 \cdot h_1 \cdot h_2} \quad (2.8)$$

Şekil 2.7’de hidrolik sıçrama için verimlilik katsayısının akımın memba tarafındaki Froude sayısı ile değişimi görölmektedir.



Şekil 2.7 : Froude sayısına bağılı olarak verimliliğin h_2/d_{max} ile değişimi

Şekil 2.7’de göröldüğü gibi Froude sayısı 4.0’e gelene kadar hidrolik sıçramanın verimliliğinde hızlı bir artış görölmektedir. 4.0’dan sonra ise sabit bir eğri oluşturmaktadır. Ayrıca çalışmada sıçramanın mansabındaki oyulmayı bulmak için bir dizi deney yapmışlardır. Bu deneylerde, kanal yatağına baştan sona kadar üniform çapta taban malzemesi yerleştirmişlerdir. Yukarıdaki şekilde göröldüğü gibi sıçramanın bitimindeki akım derinliğinin tabandaki maksimum aşınma derinliğine oranı, Froude sayısı 7.0’a ulaşınca kadar artmıştır. Daha sonrasında ise eğri nerdeyse yataya ulaşmıştır.

Leutheusser ve Kartha (1972) akım koşullarının hidrolik sıçramaya olan etkilerini incelemişlerdir. Sel rejimindeki bir akımın ortalama hız dağılımlarının ve türbülansın şiddetinin, sıçramanın ortalama akım karakteristiklerine belirgin etkileri olduğu bulmuşlardır. Hidrolik sıçramanın uzunluğunun membadaki akım koşuluna bağlı olduğunu düşünmüşlerdir; artan akım ve artmayan akım. Yüksek Froude sayılı hidrolik sıçramaların uzunluğunun diğerine göre daha büyük olduğunu söylemişlerdir, (L_j). Sel rejimindeki akımın artışının ortalama akım karakteristiklerine belirgin bir etkisinin olduğu sonucuna varmışlardır.

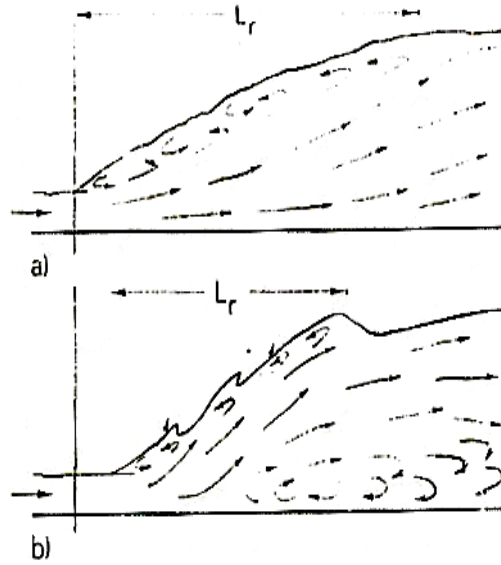
Sarma ve Newnham (1973), uygulamada kullanılmak üzere optimum yüzey profili dizaynında yardım etmek amacıyla membadaki Froude sayısının 1.1 ve 3.79 arası 10 adet sayı için yatay bir kanalda deneyler yapmışlar ve grafikler ile denklemler elde etmişlerdir. y/Y_r ile x/X_r grafiğini çizmişlerdir. Burada Y_r , y düzlemi üzerinde sıçramanın oluşturduğu çevri bölgesinin son noktası ve X_r ise x düzleminde çevri bölgesinin başlangıcı ile sonu arasındaki uzunluktur. Bu çalışma bize F_1 'in 4.0'dan küçük değerleri için yüzey profillerinin tek bir eğri gibi çizilebileceğini göstermiştir.

Rajaratnam ve Pani (1974) üç boyutlu türbülanslı duvar jetleri ile deneylerde bulunmuştur. Su jeti düzleme dik duran bir boru ve buna birleştirilmiş bir açık uçtan oluşmaktadır. Çalışmalarda dört farklı şekilde uç ile çalışılmıştır, bunlar; dairesel, dikdörtgensel, üçgensel ve eliptiktir. Buldukları sonuç uç yüksekliğinin 10 katı akım doğrultusundaki mesafelerde ortalama hız dağılımları birbirlerine benzerdir.

Yüzey pürüzlülüğünün sıçramanın başlangıcında oluşan sınır tabakasını arttırdığı bilinmektedir. Leutheusser ve Schiller (1975) yatay bir kanaldaki bir savağın mansabında oluşan hidrolik sıçramanın değişik yüzey pürüzlülüklerinde etkisini araştırmışlardır. Kanalın tabanını kaplayarak dört farklı pürüzlülükte çalışmalar yapmışlardır. Sıçramanın uzunluğu L_j 'nin akımın sıçramadan sonraki derinliği h_2 'ye bağlı kalarak pürüzlülüğün artmasıyla birlikte düştüğü sonucuna varmışlardır.

Hager ve Bremen (1989) bir klasik hidrolik sıçramada duvar pürüzlülüğünün etkilerini analiz etmişlerdir. Sıçramanın öncesi ve sonrasındaki akım derinliklerinin sadece Froude sayısına bağlı olmadığını Reynolds sayısına da bağlı olduğunu söylemişlerdir. Belanger denklemini deney sonuçlarıyla karşılaştırmışlardır ve Belanger denkleminin h_2/h_1 derinlik oranını olduğundan fazla değer verildiğini bulmuşlardır.

Hager ve diğ. (1990) bir serbest hidrolik sıçramadaki çevri uzunluğunu geniş deneysel gözlemlere dayanarak tanımlamıştır. Geliştirilmiş ve geliştirilmemiş hidrolik sıçramaların arasındaki temel farklılıkları tanımlamışlardır. (Şekil 2.8) Çevri silindirinin sonu mansapta hava baloncuklarının yoğun olarak yükseldiği yere denk gelmiştir. Geliştirilmemiş akım çevrisi için ana akım yüzeye doğru sapmıştır ve tabandan büyük ölçüde ayrılmıştır. Bu yüzden sıçrama kapaktan sonra daha ileriye kaymıştır. Sonuç olarak sıçramanın uzunluğu belirgin bir şekilde azalmıştır.



Şekil 2.8 : Hidrolik sıçrama; a) Geliştirilmiş çevri akımlı, b) Geliştirilmemiş çevri akımlı (Hager ve diğ., 1990)

Pürüzlü tabanda oluşan hidrolik sıçramalarda sıçrama uzunluğu; L_j , daha kısa ve akım doğrultusunda ortalama maksimum hızın düşüşü pürüzsüz tabanlı kanaldaki sıçramaya göre akımın türbülans çalkantılarındaki artışa bağlı olarak daha hızlı olacaktır. Mohamed Ali (1991) pürüzlülük katsayısının sıçramanın uzunluğuna etkilerini incelemiştir. Dikdörtgen bir kanalın içine değişik boyutlarda küp şeklinde bloklar yerleştirmiştir. Blokların kapladığı alan kanalın taban alanının %10'udur. Hidrolik sıçramanın uzunluğunu membadaki akımın Froude sayısına F_1 ve L_R/h_s oranına bağlı bir fonksiyon olarak bulmak için çalışmıştır. Burada L_R pürüzlülük bölgesinin uzunluğu ve h_s ise küp blokların boyutudur. L_R/h_s 'nin belirli bir değerinde sıçramanın uzunluk oranı L_j/y_1 minimumdur. $L_R/h_s = 28$ iken L_j/y_1 'in

minimum olduğu gözlemlenmiştir. Klasik sıçramada $L_R/h_S = 28$ ve $4 < F_1 < 10$ için, pürüzlü bir tabanda sıçramanın uzunluğunda %50 kısalma olmuştur.

Hager (1993) geniş deneysel sonuçlara dayanarak klasik hidrolik sıçramada ortalama süreli yüzey profilleri için basit bir ifade geliştirmiştir. Deneyler pürüzsüz dikdörtgensel bir kanalda yapılmıştır. Froude sayısı 4 ile 9 arasındayken serbest yüzey profillerini tanımlamak için bir formül geliştirmiştir ve şöyle gösterilmiştir;

$$X = \frac{x}{L_r} \text{ ve } Y = \frac{h - h_1}{h_2 - h_1} \quad (2.9)$$

iken,

$$Y = \tanh(1.5X) \quad (2.10)$$

olarak verilmiştir.

Wu ve Rajaratnam (1995) serbest sıçrama, klasik duvar jetleri ve batık sıçrama ile ilgili deneysel sonuçlar içeren mevcut çalışmalar üzerine bir araştırma yürütmüşlerdir. Wu ve Rajaratnam membadaki akım hızı v_1 'e bağlı olarak ortalama maksimum boyutsuz hız v_m 'i sunmuşlardır. Denklemlerinde kullandıkları L 'ye ise uzunluk ölçeğinin bir fonksiyonudur. Buna göre ;

Klasik duvar jetleri için;

$$\frac{v_m}{v_1} = \frac{0.5}{\sqrt{(x/L)}} \quad (2.11)$$

Serbest Sıçramalar için;

$$\frac{v_m}{v_1} = 1.173 - 0.843 \frac{x}{L} + 0.174 \left(\frac{x}{L} \right)^2 \quad (2.12)$$

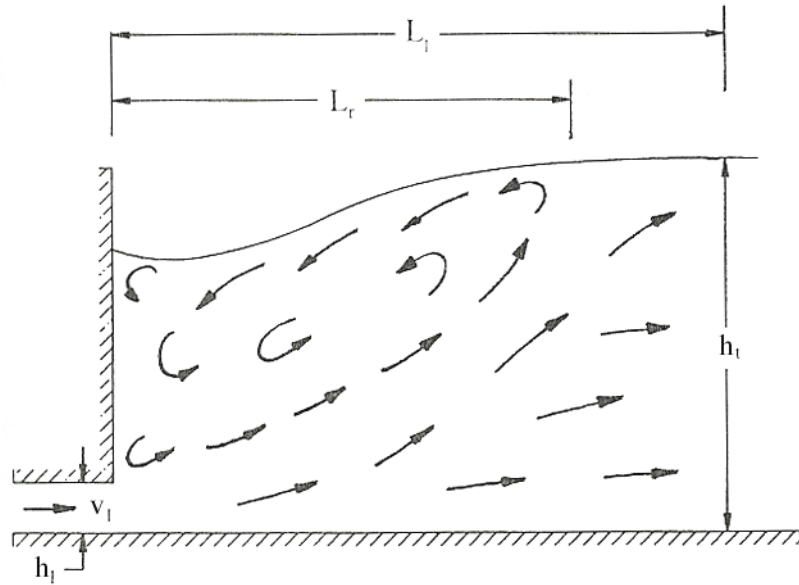
h_1 'e bağlı uzunluk ölçeği L , F_1 'in bir fonksiyonudur ve şöyle gösterilir;

$$\frac{L}{h_1} = 5.06 + 2.91F_1 \quad (2.13)$$

2.1.2 Batık Hidrolik Sıçrama

Şekil 2.9’de yatay bir kanalda oluşan tipik bir batık hidrolik sıçrama görülmektedir. Batık hidrolik sıçramada sıçramanın başlangıcı suyla örtülmüştür ve hidrolik sıçrama ile hiçbir direk hava teması olmamaktadır (Hager 1992). Bu sebeple batık hidrolik sıçramada suya klasik hidrolik sıçramaya nazaran daha az hava karışır.

Batık hidrolik sıçramalarla ilgili ilk çalışmalarda batık haldeki kapaktan geçen akım ile birleştirilmektedir. Gibson (1920), Hurst ve Watt (1925) dikdörtgen bir kapak altından geçen debinin katsayılarını bulmak için çalışmışlardır.



Şekil 2.9 : Batık Sıçramanın Şematik Gösterimi

Batık hidrolik sıçrama çalışmalarına önemli bir katkıda Rao ve Rajaratnam’dan (1963) gelmiştir. Araştırmacılar, batıklık faktörünü aşağıdaki gibi tanımlamışlardır;

$$S = \frac{h_t - h_2}{h_2} \quad (2.14)$$

Bu denklemde h_t batık hidrolik sıçramanın mansabındaki akım derinliğidir, h_2 ise serbest hidrolik sıçramanın mansabındaki akım derinliğidir. Bu denkleme göre serbest sıçrama için batıklık sıfırdır ve klasik jet için sonsuza yönelir. Bu deneylerde 4.0’dan 6.84’e kadar bir Froude sayısı aralığında çalışılmıştır. Deney düzeneği kanal içinde hazır bulunan ve pizometre boruları ile ölçülen basınç profillerinden, memba

ve mansaptaki akım derinlikleri ve birkaç yüzey profili ölçme aletinden oluşmuştur. Kalibre edilmiş pitot tüpleri vasıtasıyla akımdaki hızlar ölçülmüştür. Batıklık arttıkça enerji dağılımının azaldığı sonucuna varmışlardır. Ayrıca batıklık arttıkça tabanda aşınmalara neden olan yüksek hızlar oluşmaktadır. Bu sebepten, batık hidrolik sıçrama enerji dağılımı için serbest sıçrama yerine kullanılması tavsiye edilmemiştir.

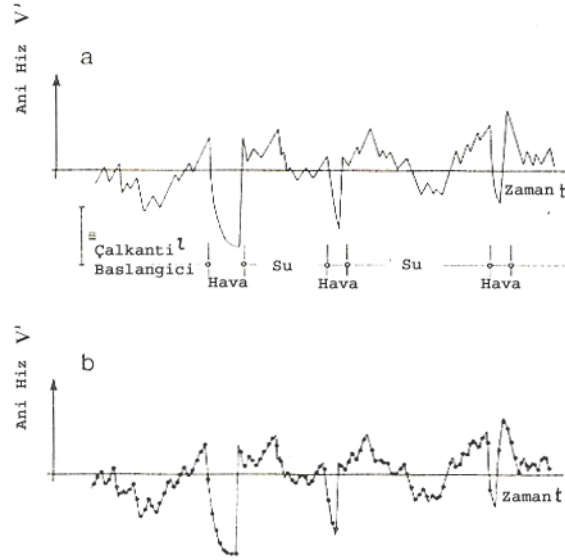
Rajaratnam (1965) batık hidrolik sıçrama için batıklık faktörünü tanımlamıştır. Rajaratnam (1965) ters basınç eğimi altındaki duvar jetlerinde oluşan batık sıçramanın ortalama hız dağılımları incelemiştir. Sınır tabakası kalınlığının büyüklüğü δ , batıklık katsayısı S 'den bağımsız olarak ve Froude sayısı F_1 'e bağlı değişir. Narasimhan ve Bhargava (1976) hidrolik sıçrama altında oluşan sınır tabakası kalınlığını $\delta = \delta \left(\frac{x}{L_r} \right)$ olarak ifade etmişlerdir. Bu formülde L_r sıçramanın

vortex uzunluğu ve x ise sıçramanın kapaktan uzaklığıdır. Ortalama maksimum hız v_m 'nin azalması F_1 'e ile bağlıdır ve S ile değişiklik gösterir. Ayrıca sıçramanın vortexindeki ters akımın karakteristikleri üzerine de araştırma yapmışlardır. Ters akımdaki ortalama hız dağılımlarının benzer olduğunu görmüşlerdir. Ayrıca kanal tabanındaki basıncı da piezometre boruları vasıtası ile ölçmüşlerdir. Ve piezometreler vasıtasıyla kanalın tabanındaki basınç profilinin yüzeydeki basınç profili ile aynı olduğunu ölçümlemişlerdir.

Rajaratnam ve Subramanya (1968) kanal tabanına dik olarak yerleştirilmiş bir uca bağlı batık jetin düfüzyon karakteristiklerini incelemişlerdir. Birçok deneyden sonra tabandaki hız dağılımlarını ve kayma gerilmelerini ölçmüşlerdir.

McCorquodale ve Khalifa (1980) kıvrımlı bir kanalda oluşan batık hidrolik sıçramadaki yüzey profilleri ve hız dağılımlarını ölçmüşlerdir. Bazı örneklerde kontrol kapağının mansabına radyal akım için enerji kırıcı havuzlar gerekmektedir. Çünkü bu tip havuzlarda yan duvarlar akımın yönünden uzaklaştığı için daha geniş bir alana akım boşaldığından dar bir kontrol kapağı kullanılması gerekir. Bu yapının dizayn edilmesinin sebebi oluşabilecek en kötü koşullarda bile hidrolik sıçramanın enerji kırıcı havuzlarda oluşmasını sağlamaktır. Böylelikle bir çok akım ve deney durumunda batık hidrolik sıçramalar enerji kırıcı havuzun içinde oluşacaktır. Batık sıçramanın başlangıcına yakın bir yerde akımın merkezkaç kuvvetini kullanması önemli olup bunun haricinde serbest yüzey profili ve hidrolik eğiminin aynı olduğunu bulmuşlardır.

Dhaimat (1986) bir sıcak film anemometresi kullanarak batık sıçramadaki hız profillerini ölçmüştür. Hidrolik sıçrama esnasında akım hızlı bir şekilde sel rejiminden nehir rejimine geçerken suya fazla miktarda hava transfer olur. Dolayısıyla sıçramadaki hız profillerini bir sıcak film sondası kullanarak ölçmek hiçte kolay değildir. Hava kabarcığı sıcak film sondasına çarptığında ölçüm voltajında ve ani hızda belirgin bir düşüş yaşanır.



Şekil 2.10 : Faz Ayrılımı; a) Hava kabarcıklı 2 fazlı akımdaki analog sinyaller, b) Dijital sinyaller (Resch ve dig., 1974)

Sıcak film algılayıcısına çarpan kabarcıklar alınan sinyallerde bozukluklara sebebiyet vermektedir. Bunun sebebi hava ve suyun ısı iletkenliğinin farklı olmasıdır. Algılayıcıya gelen ve algılayıcıdan ayrılan baloncuklar türbülans çalkantılarından ölçülen sinyallere göre daha büyük değerler verir. Buna eşik değeri denir. Genelde eşik değerleri data kayıtlarına bakılarak fark edilebilir. Eşik seviyesinden daha büyük çalkantılar için sinyal, sudaki türbülans hızıyla oluşan sinyallerden filtrelenir. Dhaimat sıcak film sinyallerini bir osiloskop vasıtası ile görüntülemiş ve çeşitli Froude sayılarında data kayıtları almıştır. Eşik değerini osiloskopun ekranından bakarak basitçe belirlemiştir. Eşik uzunluğu çalkantının pik noktaları arasındaki uzaklık ile karşılaştırılmıştır. Eğer çalkantının pik yükseklikleri arasındaki uzunluk eşik uzunluğundan büyükse sıcak film sinyalleri gazlı bir yüzey gibi açığa çıkmıştır. Bundan başka eşik uzunluğunun nasıl bulunduğunu anlatan bir bilgi yoktur. Fakat eşik

değerinin sinyalin minimum ve maksimum değerleri arasında olması gerektiği bilinmektedir.

Long et al. (1990) yatay ve dikdörtgen bir kanalda oluşan batık hidrolik sıçramadaki iç akım karakteristiklerini bir lazer doppler vasıtası ile detaylı bir şekilde ölçmüşlerdir. Batıklık katsayısı S 0.2 ve 1.7 arasında, ve giren akım Froude sayısı F_1 yaklaşık eşit 3, 5.5 ve 8 kabul edilerek 10 farklı durumda deney yapmışlardır. Ölçümleri yüzey profillerini, ortalama hız değerleri u ve v 'yi, türbülans kayma gerilmelerini $-\overline{u'v'}$, ve türbülans yoğunlukları $\sqrt{u'^2}$ ve $\sqrt{v'^2}$ yi kapsamaktadır. Bir uzunluk ölçeği L sunmuşlardır. Bu ölçek ortalama maksimum hız v_m 'in $v_1/2$ ye eşit olduğu yerden uca olan dikine mesafesidir.

Wu ve Rajaratnam (1995) literatürde buldukları dataları ve kendi batık hidrolik sıçrama üstüne yaptıkları deneylerin sonuçlarını analiz etmişlerdir. Bazı batık sıçramalarda hız ölçeğindeki düşüşün duvar jetlerindeki gibi olduğunu ve diğerlerinin de serbest jet gibi olduğunu bulmuşlardır. Hızdaki düşüşü göstermek için S^* parametresini tanımlamışlardır. Şu şekilde gösterilmiştir ;

$$S^* = 12F_1^{-13} \quad (2.15)$$

Batık sıçrama için uzunluk ölçeği L y_1 e bağlı olarak Froude sayısı F_1 in bir fonksiyonu olarak verilmiştir ve batıklık katsayısı S aşağıdaki gibidir;

$$\frac{L}{y_1} = 7,26F_1^{0,64}(1+S)^{0,77} \quad (2.16)$$

2.2 Hidrolik Sıçrama Altındaki Basınç Çalkantıları

Hidrolik sıçramalar büyük ölçekteki türbülanslarına ve büyük miktardaki hava girişine bağlı olarak basınç çalkantılarını tanımlamak amacı ile sınıflandırılmışlardır. Basınç çalkantıları rastgele oluşurlar. Basınç çalkantılarının değerlendirilmesinde; ortalama, standart sapma, skewness ve kurtosis gibi istatistiki parametreler kullanılmaktadır.

Verilerin ortalaması;

$$\bar{p} = \frac{\sum p}{N} \quad (2.17)$$

Verilerin standart sapması;

$$\sigma = \left(\frac{\sum (p - \bar{p})^2}{N} \right) \quad (2.18)$$

Verilerin çarpıklık katsayısı;

$$s_k = \frac{\sum (p - \bar{p})^3}{N\sigma^3} \quad (2.19)$$

Kurtosis katsayısı;

$$k_r = \frac{\sum (p - \bar{p})^4}{N\sigma^4} \quad (2.20)$$

Burada p belli bir zaman aralığında ölçülen basınçtır, N ise zaman aralıklarının toplamıdır, ve $\sum$ ise 1'den N sayısı kadar bütün verilerin toplamıdır.

2.2.1 Basınç Çalkantıları Sebebiyle Oluşan Kaviteasyon

Hidrolik yapıların yüzeleri üzerinde oluşan basınç çalkantılarının doğası birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. Klasik sıçrama üzerindeki basınç çalkantılarını en erken Vasiliev ve Bukreyev (1967) incelemişlerdir. Türbülans basıncının istatistik karakterlerini incelemişlerdir. Deneylerini 5.74 Froude sayısı ile ve basınç-ölçer tipli elektronik dönüştürücüler kullanarak tamamlamışlardır. $10 < x/y_1 < 14$ aralığında maksimum basınç çalkantıları elde etmişlerdir. Yüzeyde oluşan basınç çalkantılarındaki yer-zaman korelasyonu ve sıklık gösterimi 5.74 Froude sayısında bulunmuştur.

Bowers ve Tsai (1969) enerji kırıcı havuzlarda ekstrem basınç çalkantıları ile ilgili model deneylerinde önemli bilgiler bulmuşlardır. Çalkantının basıncının genel dinamik basıncın $(\rho v_1^2 / 2)$ %40'ından yüksek olabileceğini bulmuşlardır. Yapısal tasarım esnasında enerji kırıcı havuz ve boşaltım kanallarında tabanda çekme basıncı oluşmasını önlemek amacı ile basınç çalkantıları dikkate alınması gerektiği tavsiye edilmiştir. Bu nedenle taban drenaj ağızları, sıçrama gövdesindeki dinamik basınçlara maruz kalmayacak şekilde boyutlandırılmalıdır.

Schiebe (1971), 3.69-11.6 arasındaki Froude sayılarında bir yatay kanaldaki hidrolik sıçrama altındaki basınç çalkantılarının stokastik karakteristikleri üzerine bir çalışma

gerçekleştirmiştir. Ortalama ve çalkantı hız bileşenlerinin ölçümelerini elde etmek üzere manometreler ve basınç çeviricileri ile birlikte tam başlıklı proplar kullanmıştır. Sıçrama içerisindeki türbülanslı akım sürecini, sınır yüzeylerdeki sonuç basınçlarını teorik ve deneysel olarak incelemiştir. Yapmış olduğu karşılaştırmalar sonucunda sıçrama yönündeki ani akımlardaki türbülans seviyesinin Rouse (1959) tarafından ortaya konulan seviyeden 3-4 kat daha yüksek durumda olduğu görülmüştür. $\sqrt{u'^2}$ türbülans miktarının, u_1 gelen ortalama hızın %30'u mertebesinde olduğu ve sıçrama başlangıcının yakınlarında oluştuğu görülmüştür. Hidrolik sıçrama altında yapmış olduğu basınç ölçümleri, sıçrama başlangıcı yakınlarındaki basınç dağılımlarının hidrostatik olmadığını göstermiştir. Sıçramanın diğer kesimlerinde ise basınç dağılımları hidrostatiktir. Ayrıca, basınç dalgalanmalarının pik yoğunluğunun, sıçrama başlangıcından yaklaşık 10 ila 15 y_1 uzaklığında meydana gelen boyutsuz $\rho v_1^2/2$ dinamik basıncının yaklaşık %5'i olduğu sonucuna varmıştır.

Abdul Khader ve Elango (1974), bir model dolu savağın çıkışındaki hidrolik sıçramanın tabanındaki basınç çalkantılarının stokastik karakteristikleri üzerine bir çalışma yapmışlardır. Menba koşullarının, basıncın çalkantı bileşenleri üzerinde etkileri olduğuna dikkat çekmişlerdir. 4.7, 5.9 ve 6.6 Froude sayılarındaki hidrolik sıçramalar için istatistiksel veri sağlamışlardır. Basınç çalkantılarının maksimum yoğunluğunun daha önceki araştırmacıların ölçümlerinden daha yüksek olduğunu deneysel olarak tespit etmişlerdir. Abdul Khader ve Elango bu yüksek değerlerin açıklamasını, sıçrama karakteristiğinin yaklaşan aşırı kritik akımın hız dağılımından etkilendiğini ortaya koyan Resch ve Leutheusser (1972)'in çalışmalarını referans göstererek yapmışlardır. Abdul Khader ve Elango'nun çalışmalarında, sıçrama yönündeki aşırı kritik akımdaki hız dağılımı ölçülmüş ve akımın kısmi olarak geliştiği sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca, klasik bir hidrolik sıçrama durumunda modelin herhangi bir yerindeki en düşük basıncın, atmosfer basıncının altına düşmediği sonucuna varmışlardır.

Narasimhan ve Bhargava (1976) batırılmış sıçrama altındaki basınç çalkantılarının yoğunluğunu hesaplamışlardır. Narasimhan ve Bhargava'nın yapmış olduğu çalışma karesel ortalama (r.m.s) dalgaları ile sınırlı olarak vermiştir. Fakat Narayanan (1978), farklı Froude sayıları için basınç çalkantılarının bütün frekans dağılımlarını hesaplamıştır. Spektral analiz sonucunda gözlenen dalgalanmaların baskın frekanslarının küçük dengesizliklerin frekanslarına bağlı olabileceği sonucuna

varmıştır. Bu nedenle durgun bir havzanın yapısının bozulmasını önlemek için, hem ortalama akım davranışı hem de basınç çalkantıları dikkate alınmalıdır.

Narayanan (1980) tarafından, enerji kırıcı havuzlarda akımların yoğun türbölanslarının oyulmalara elverişli koşullar ürettiği sonucuna varılmıştır. Enerji kırıcı havuz tabanında oyulmalara yol ačan inişli çıkışlı basıncın minimum değerlerini tahmin ederek bir prosedür geliştirdi. Buhar basıncına ulaşan basınçların olasılıkları, basınç değişimlerinin normal dağılım sergilediği kabulü ile hesaplanmıştır. Ayrıca Lapardo (1982), düşük frekanslı aşırı basınç dalgalanmalarının oyulma riskini arttırdığına dikkat çekmiştir. Bunun yanında, ortalama basınç değerlerinin akışkan buharlaşma basıncının üstünde olması halinde bile yapılarda oyulma vakalarının gerçekteşebileceğini belirtmişlerdir. Çalkantı ölçümlerini prototip bir enerji kırıcı havuz ve 1:50 ölçeğinde Froude modeli ile karşılaştırmışlardır. Prototipte meydana gelen oyulma hasarlarının olasılığı model ölçümler ile korelasyona tabi tutulmuştur. Zamanın %0.2'lik bir kısmından daha fazla bir sıklıkta anlık basıncın buharlaşma basıncının altına inmesi durumunda oyulmaların meydana gelebileceği sonucuna ulaşmışlardır. Basınç dağılımının hidrostatik olmadığı ve oyulma eğiliminin açıklanmasında kullanılmaması sonucuna varmışlardır.

Akbari (1982), yatay bir kanalda düşey kapak çıkışında doğru akım yaratan serbest ve zorlanmış hidrolik sıçramaların türbölans basınç karakteristiklerini incelemiştir. Buradaki basınç çalkantılarının yoğunluk dağılımlarının Abdul Khader ve Elango (1974) tarafından yapılmış olan çalışmadaki dağılımlarla benzerlik gösterdiği görölmektedir. Hidrolik sıçramada maksimum yoğunluğun eşikte meydana geldiği ortaya çıkmıştır.

Lopardo ve Henning (1985) yatay bir yatakta 4.5 ile 10 arasındaki Froude sayıları ile savaktan aşağıya doğru gerçekteşen serbest ve düzenli hidrolik sıçramaların altındaki basınç çalkantılarını ölçmüşlerdir. $8 < x/y_1 < 12$ aralığında $Fr_1=6.3$ için maksimum boyutsuz basınç (C_p) değeri 0.069 olarak hesaplanmış ve bu aralığın Abdul Khader ve Elango (1974)'nın çalışmasının sonuçları ile örtüştüğü görölmüştür. Elde edilen sonuçlara göre, anlık basınçların zamanın %0.1'lik bir kısmından fazla bir zamanda buhar basıncının altına düşmesi durumunda oyulmaların meydana gelebileceği görölmektedir.

gerçekleştirmiştir. Ortalama ve çalkantı hız bileşenlerinin ölçümelerini elde etmek üzere manometreler ve basınç çeviricileri ile birlikte tam başlıklı problemler kullanmıştır. Sıçrama içerisindeki türbülanslı akım sürecini, sınır yüzeylerdeki sonuç basınçlarını teorik ve deneysel olarak incelemiştir. Yapmış olduğu karşılaştırmalar sonucunda sıçrama yönündeki ani akımlardaki türbülans seviyesinin Rouse (1959) tarafından ortaya konulan seviyeden 3-4 kat daha yüksek durumda olduğu görülmüştür. $\sqrt{u'^2}$ türbülans miktarının, u_1 gelen ortalama hızın %30'u mertebesinde olduğu ve sıçrama başlangıcının yakınlarında oluştuğu görülmüştür. Hidrolik sıçrama altında yapmış olduğu basınç ölçümleri, sıçrama başlangıcı yakınlarındaki basınç dağılımlarının hidrostatik olmadığını göstermiştir. Sıçramanın diğer kesimlerinde ise basınç dağılımları hidrostatiktir. Ayrıca, basınç dalgalanmalarının pik yoğunluğunun, sıçrama başlangıcından yaklaşık 10 ila 15 y_1 uzaklığında meydana gelen boyutsuz $\rho v_1^2/2$ dinamik basıncının yaklaşık %5'i olduğu sonucuna varmıştır.

Abdul Khader ve Elango (1974), bir model dolu savağın çıkışındaki hidrolik sıçramanın tabanındaki basınç çalkantılarının stokastik karakteristikleri üzerine bir çalışma yapmışlardır. Menba koşullarının, basıncın çalkantı bileşenleri üzerinde etkileri olduğuna dikkat çekmişlerdir. 4.7, 5.9 ve 6.6 Froude sayılarındaki hidrolik sıçramalar için istatistiksel veri sağlamışlardır. Basınç çalkantılarının maksimum yoğunluğunun daha önceki araştırmacıların ölçümlerinden daha yüksek olduğunu deneysel olarak tespit etmişlerdir. Abdul Khader ve Elango bu yüksek değerlerin açıklamasını, sıçrama karakteristiğinin yaklaşan aşırı kritik akımın hız dağılımından etkilendiğini ortaya koyan Resch ve Leutheusser (1972)'in çalışmalarını referans göstererek yapmışlardır. Abdul Khader ve Elango'nun çalışmalarında, sıçrama yönündeki aşırı kritik akımdaki hız dağılımı ölçülmüş ve akımın kısmi olarak geliştiği sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca, klasik bir hidrolik sıçrama durumunda modelin herhangi bir yerindeki en düşük basıncın, atmosfer basıncının altına düşmediği sonucuna varmışlardır.

Narasimhan ve Bhargava (1976) batırılmış sıçrama altındaki basınç çalkantılarının yoğunluğunu hesaplamışlardır. Narasimhan ve Bhargava'nın yapmış olduğu çalışma karesel ortalama (r.m.s) dalgaları ile sınırlı olarak vermiştir. Fakat Narayanan (1978), farklı Froude sayıları için basınç çalkantılarının bütün frekans dağılımlarını hesaplamıştır. Spektral analiz sonucunda gözlenen dalgalanmaların baskın frekanslarının küçük dengesizliklerin frekanslarına bağlı olabileceği sonucuna

varmıştır. Bu nedenle durgun bir havzanın yapısının bozulmasını önlemek için, hem ortalama akım davranışı hem de basınç çalkantıları dikkate alınmalıdır.

Narayanan (1980) tarafından, enerji kırıcı havuzlarda akımların yoğun türbölanslarının oyulmalara elverişli koşullar ürettiği sonucuna varılmıştır. Enerji kırıcı havuz tabanında oyulmalara yol ačan inişli çıkışlı basıncın minimum değerlerini tahmin ederek bir prosedür geliştirdi. Buhar basıncına ulaşan basınçların olasılıkları, basınç değişimlerinin normal dağılım sergilediği kabulü ile hesaplanmıştır. Ayrıca Lapardo (1982), düşük frekanslı aşırı basınç dalgalanmalarının oyulma riskini arttırdığına dikkat çekmiştir. Bunun yanında, ortalama basınç değerlerinin akışkan buharlaşma basıncının üstünde olması halinde bile yapılarda oyulma vakalarının gerçekteşebileceğini belirtmişlerdir. Çalkantı ölçümlerini prototip bir enerji kırıcı havuz ve 1:50 ölçeğinde Froude modeli ile karşılaştırmışlardır. Prototipte meydana gelen oyulma hasarlarının olasılığı model ölçümler ile korelasyona tabi tutulmuştur. Zamanın %0.2'lik bir kısmından daha fazla bir sıklıkta anlık basıncın buharlaşma basıncının altına inmesi durumunda oyulmaların meydana gelebileceği sonucuna ulaşmışlardır. Basınç dağılımının hidrostatik olmadığı ve oyulma eğiliminin açıklanmasında kullanılmaması sonucuna varmışlardır.

Akbari (1982), yatay bir kanalda düşey kapak çıkışında doğru akım yaratan serbest ve zorlanmış hidrolik sıçramaların türbölans basınç karakteristiklerini incelemiştir. Buradaki basınç çalkantılarının yoğunluk dağılımlarının Abdul Khader ve Elango (1974) tarafından yapılmış olan çalışmadaki dağılımlarla benzerlik gösterdiği görölmektedir. Hidrolik sıçramada maksimum yoğunluğun eşikte meydana geldiği ortaya çıkmıştır.

Lopardo ve Henning (1985) yatay bir yatakta 4.5 ile 10 arasındaki Froude sayıları ile savaktan aşağıya doğru gerçekteşen serbest ve düzenli hidrolik sıçramaların altındaki basınç çalkantılarını ölçmüşlerdir. $8 < x/y_1 < 12$ aralığında $Fr_1=6.3$ için maksimum boyutsuz basınç (C_p) değeri 0.069 olarak hesaplanmış ve bu aralığın Abdul Khader ve Elango (1974)'nın çalışmasının sonuçları ile örtüştüğü görölmüştür. Elde edilen sonuçlara göre, anlık basınçların zamanın %0.1'lik bir kısmından fazla bir zamanda buhar basıncının altına düşmesi durumunda oyulmaların meydana gelebileceği görölmektedir.

Basınç çalkantıları ve bunların su jetlerinde oyulma başlangıcı üzerindeki etkileri hakkında Ran ve Katz (1994) bir çalışma yapmışlardır. Deneyler yüksek hızlı bir jet aksamında yapılmış ve kabarcıklar jete bir uç vasıtası ile enjekte edilmiştir. Kabarcıkların boyutları ve yerleri holografi yardımı ile belirlenmiştir. Ran ve Katz'ın araştırmalarına göre, r.m.s basınç çalkantı değerleri jet hızına göre farklılık göstermezken, olasılık dağılımları artan hızla birlikte başlangıç endeksinde azalmaya yol açarak önemli ölçüde değişim göstermiştir. Ayrıca çalışma sonucunda aktüel, üniform olmayan kabarcık dağılımının, kabarcıkların alçak basınç bölgelerine yönelme olasılığını arttırdığı görülmüştür.

Zorlanmış bir hidrolik sıçramada enerji kırıcı havuz uzunluğunu azaltmak ve sıçramayı kararlı hale getirmek için bir yöntemde şaşırtma blokları kullanılmasıdır. Bloğun ön yüzünde, havuz tabanındakine benzer akım etkileri ve aşırı basınç dalgalanmaları beklenir. Sınırın ortalama akım yönüne paralel olduğu yerlerdeki hidrolik sıçrama ile karşılaştırıldığı takdirde, şaşırtma bloklarındaki basınç çalkantılarının daha büyük bir değerde olması beklenir (Withers, 1991). Lopardo (1977) şaşırtma bloklarındaki basınç çalkantılarını ölçmüştür. Çalışma sonucunda C_p büyüklüğünün şaşırtma bloğu pozisyonuna ve başlangıç Froude sayısına göre değişiklik gösterdiği ortaya çıkmıştır. Şaşırtma bloklarının ön yüzündeki tipik C_p ($p/(1/2\rho v_1^2)$) değerleri 0.15 ve 0.25 arasındadır.

2.3 Hidrolik Sıçrama İçinde Oluşan Basınç Çalkantılarının Ölçüm Metodları

Daha önce de belirtildiği gibi, hidrolik sıçramanın ardışık derinlik oranı, tek boyutlu moment denklemi ile hesaplanır. Hidrolik sıçramanın teorik çalışmaları Rouse (1958) tarafından gerçekleştirilmiştir fakat denklemlerin çözümü o kadar da kolay değildir. Rajaratnam (1965), hidrolik sıçramayı, basitçe ters basınç eğimindeki bir fiskiye olarak düşündü. İntegral kullanılarak ortaya konulan hidrolik sıçramanın sayısal simülasyonu, Narayanan'ın (1975) ortaya koyduğu kabullere benzer kabullere dayanır. McCorquodale ve Khalifa (1983), Narayanan metodunu gözden geçirmişlerdir ve genel benzerliğe sahip birçok akımda kullanmışlardır. Bu metodu Madsen ve Svendsen (1983) hidrolik sıçrama ve türbülanslı kuyularla ilgili çalışmalara uyarlamışlardır.

Bilgisayar teknolojisinde yaşanan son gelişmeler sayesinde türbülans modellemesi teknikleri daha gelişmiş bir hale geldi. Geçen on yılda daha karmaşık

problemlere çözüm getirildi. Rodi (1980), McCorquodale (1986), Nallasamy (1987) ve ASCE Görev Komitesi tarafından yürütülmüş olan çalışmalar türbülans modellemesinde geliştirilen süreci özetlemektedir.

2.3.1 Hidrolik Sıçrama için Strip Integral Metodu (SIM)

Serbest Hidrolik sıçrama için geliştirilen Strip Integral Metodu hidrolik sıçrama içindeki ortalama akım karakteristiklerini tahmin eden bir metoddur. İlk hesaplamalı yöntem, Narayanan (1975) tarafından sıçrama davranışının türbülanslı duvar jetine benzerlik gösterdiği bilgisi kullanılarak geliştirilmiştir. Jete uygun çalışmalar kullanarak, farklı konumlardaki kayma gerilmelerini tanımlamıştır.

McCorquodale ve Khalifa (1983), Narayanan'ın geliştirdiği giren hava ve basınç dağılımındaki sapma için SIM hesaplamaları üzerinde çalışma yapmışlardır. Hidrolik sıçrama içerisinde hava girişinin sıçramanın şeklini belirlemede önemsiz bir etkiye sahip olduğu sonucuna varmışlardır. Buna ilaveten, hidrolik sıçramadaki türbülans basıncının etkisinin, düşük Froude sayılarında ihmal edilebilir olduğunu fakat yüksek Froude sayılarında önem arzettiğini ortaya koymuşlardır. Hidrostatik basınca bağlı türbülans basıncının yüksek Froude sayılarına bağlı olduğunu belirtmişlerdir.

Madsen ve Svendsen (1983), akımı tanımlamak amacıyla kabarmaların ve hidrolik sıçramaların serbest yüzey profilleri için basit bir türbülans modeli kullanarak bir integral yöntem geliştirmişlerdir. Bu metod basitleştirilmiş bir $k-\epsilon$ modeline dayanmaktadır. Geliştirilen yöntem taban sınır tabakasını ve yatak sürtünmesini ihmal ederek yüzey profilini, hızı ve sıçrama boyunca oluşan kayma gerilmesi değişimlerini tahmin edebilmektedir.

2.3.2 Türbülans Modellemesi

Zaman bağımlı 3-boyutlu Navier-Stokes denklemlerinin, düzensiz akımları tam olarak açıklayabildikleri bilinmektedir (Nallasamy 1987). Ancak bilgisayar teknolojisindeki çok önemli gelişmelere karşın, henüz 3-boyutlu Navier-Stokes eşitliklerinin çözümü mümkün değildir. Bunun sonucu olarak sonlandırma şemaları ve Large Eddy (Büyük Ölçekli Çevri) Simulasyonları (LES) gibi alternatif metodlar geliştirilmiştir. LES metodunun günümüz şartlarında hem pahalı hem de zaman alan bir method olması nedeniyle, Reynolds gerilmesinin açıklanmasıyla oluşturulan

türbülans modellemesi yöntemi mühendislik alanında oldukça yaygın bir şekilde kullanılmaktadır.

Birinci dereceden sonlandırma ya da ortalama hız bölgesi sonlandırılması, Reynolds gerilmesini ortalama hız bölgesinin fonksiyonları şeklinde açıklamaktadır. Reynolds gerilme taşıma eşitliklerinin sonlandırılabilmesi için üçüncü dereceden ortalama sonuçlar (Reynolds gerilmesinin kendisi) gereklidir ve bunlar ikinci derece sonlanışı ya da Reynolds gerilme sonlanışı olarak tanımlanırlar. Rodi (1980), çeşitli türbülans modellerini ve hidrolik problemlerde kullanılış şeklini ayrıntılı biçimde açıklamıştır. Hidrolik hesaplamalardaki türbülans modelleriyle ilgilenen ASCE görev komitesi, 1988’de hidrolik mühendislerinin ihtiyaçlarına cevaben serbest yüzey akımı ve taşıma modelini sunmuştur.

2.3.2.1 Temel Formüller

Model eşitliklerini elde ederken temel başlangıç noktası Navier-Stokes eşitliğidir. Bunların türevleri Hinze (1959), Anderson (1995), Versteeg ve Malalasekera(1995) gibi pek çok araştırmacının kitaplarına konu olmuştur. Bu eşitlikler türbülans dalgalanma hareketinin detaylarını açıklamaktadır. Eğer anlık hız v_i ve basınç p , sabit ve dalgalı parçalarına ayrıştırılırsa ($v_i = \bar{v}_i + v'_i$ ve $p = \bar{p} + p'$ gibi) ortalama zaman sürekliliği ve denge eşitlikleri aşağıdaki tensor ifadesi şeklinde elde edilir (Hinze,1959):

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \overline{v'_i v'_j} \right) + g_i \quad (2.23)$$

Ortalama akım miktarlarını belirleyen bu eşitliklerde $-\overline{v'_i v'_j}$ Reynolds gerilmelerini, ν ise kinematik vizkoziteyi göstermektedir. $-\overline{v'_i v'_j}$ ifadesinin v_i değişkeni cinsinden yazılması çok önemlidir. Bu bölümün ileriki kısımlarında ortalama eşitliklerin sonlandırılmasını içeren çeşitli türbülans modellerine yer verilmiştir.

Reynolds eşitlikleri ile türbülans modellemesine ait en eski çalışma, Boussinesq girdap viskozitesidir (Rodi, 1980). Laminer akımlardaki viskoz gerilmeleri örneklemede türbülanslı gerilmelerin ortalama hıza orantılı olduğu kabulü yapılır. Bu konsept aşağıda görüldüğü gibi tensör ifadesi şeklinde yazılabilir (bkz. Rodi, 1980).

$$-\overline{v_i v_j} = \nu_t \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.24)$$

burada ν_t türbülanslı girdap viskozitesidir. ν_t akışkan özelliği değildir fakat türbülans durumuna bağlıdır ve noktadan noktaya farklılıklar gösterebilir. 2.28 eşitliğinde δ_{ij} $i=j$ için 1, $i \neq j$ için 0 değerini alırken, k ise türbülanslı kinetik enerjiyi göstermektedir. Böylelikle türbülanslı gerilmeler ortalama akıma bağlı olmaktadır.

Başka bir önemli konsept ise, iki ölçekli hareket ile türbülansın lokal durumunun karakterize edilmesidir. Boyutlandırma sebepleri nedeniyle, girdap viskozitesi türbülanslı hareketi karakterize ederek, ν_t bir hız ölçeği v_i ve bir uzunluk ölçeği L_t ile orantılıdır.

$$\nu_t \propto v_i L_t \quad (2.25)$$

Böylelikle, girdap viskozitesi kabulüne dayalı türbülans modellerinin başarısının ν_t ve L_t dağılımlarının ne kadar iyi belirlendiğine bağlıdır (Rodi 1988). İzotropik girdap viskozitesi kabulleri belirli akımlar için geçerli olmayabilir.

Aşağıdaki türbülans modelleri içerdikleri diferansiyel denklemlerin sayısına göre sınıflandırılabilir (Rodi, 1980). Bu modeller aşağıda verilmiştir:

1. Sıfır eşitlikli model
2. Bir eşitlikli model
3. İki eşitlikli model
4. Reynolds gerilme modeli
5. Cebirsel gerilme modeli

2.3.2.2 Sıfır eşitlikli model

Sıfır eşitlikli model, ortalama akım alanı için sadece kısmi diferansiyel eşitliklerini kullanırken, türbülans miktarları için taşıma eşitliklerini kullanmaz. Bu model girdap viskozitesi ilkesini temel alır ve girdap viskozitesini doğrudan ampirik formülle ya

da ortalama hız dağılımına bağlayarak açıklar. Sıfır eşitlik modeli ilk olarak Prandtl (1925) tarafından, ν_t girdap viskozite dağılımını açıklamak için öne sürülmüştür. Prandtl ν_t 'nin ortalama hız eğimi ve l_m karışma uzunluğu ile doğru orantılı olduğunu varsaymıştır:

$$\nu_t = C_\mu l_m^2 \left| \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right| \quad (2.26)$$

Yukarıdaki eşitlikte tek bilinmeyen ölçek, akış alanlarına katkısı deneysel sonuçlarla belirlenebilecek olan karışma uzunluğu l_m 'dir. C_μ sabit bir değerdir ve bu modeldeki zor kısım özellikle döngüsel akımlar ve 3 boyutlu akımlar gibi değişik türbülans akımları için, karışma uzunluğu l_m 'in değerlendirilmesidir. Ayrıca, girdap viskozitesi ve yayılma, ortalama hız eğimi sıfır olduğunda yok olur. Bu modelin temelini türbülansın, üretildiği oranda azalan yerel denge noktası varsayımı oluşturur. Türbülansın taşınma ve geçmiş etkileri ihmal edilmiştir. Sonuç olarak, bu gibi etkilerin önemli olduğu durumlarda sıfır eşitlikli modelleri kullanmak uygun değildir.

2.3.2.3 Tek eşitlikli model

Tek eşitlikli model, taşıma ve geçmiş etkilerinin sıfır eşitlikli modelde yok sayılması nedeniyle geliştirilmiştir. Bu model, türbülanslı kinetik enerji k 'nın çözümünü gerektirir. Kararlı ve serbest akım için türbülanslı kinetik enerji eşitliği aşağıda tensor formda gösterilmiştir:

$$v_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \epsilon \quad (2.27)$$

(2.31) eşitliğinin sol tarafı kinetik enerjinin konvektif taşınmasıdır. Sağ taraftaki birinci ve ikinci ifadeler sırası ile difüzyon ve kinetik enerji üretimidir. Son terim olan ϵ ise kinetik enerjinin tükenme oranıdır. Kinetik enerjinin tükenme oranı'nın (ϵ) türbülanslı kinetik enerji ile bağlantılı olduğu kabul edilir, k ve a ise l_t türbülansının uzunluk ölçeği olmak üzere:

$$\epsilon = C_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_t} \quad (2.28)$$

ve girdap viskozite ilişkisi ise:

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k} l_t \quad (2.29)$$

C_D ve C_μ sabit olarak kabul edilir. Türbülans uzunluk ölçeği l_t cebirsel ve akıma bağlı olarak belirtilir.

Konveksiyon ve türbülanslı hız ölçeğinin difüzyon taşımalarının önemli olduğu sınır tabakaları ve serbest jet gibi durumlarda bir eşitlikli modeller sıfır eşitlikli modellerden daha kullanışlıdır (Rodi, 1980). Rodi'ye göre bir eşitlikli modeller döngüsel alanlarda verimli olmamakta ve daha kompleks akımlara uygulanmak istendiği zaman uzunluk ölçeği l_t 'nin tayini çok zor olmaktadır.

2.3.2.4 İki Eşitlikli Model ($k - \epsilon$ modeli)

İki eşitlikli modeller mühendislik problemlerinde yaygın bir kullanım alanına sahiptir. Önceki modellerde sorunlar sıklıkla türbülans uzunluk ölçeği l_m 'nin belirlenmesi noktasında ortaya çıkmaktaydı. Türbülans gerilmelerine en fazla etkisi olan bu gibi girdapların boyutlarını karakterize eden uzunluk ölçeği l_m , taşıma ve geçmiş etkilerden etkilenmektedir. Chou (1945) bir uzunluk ölçekli belirleme eşitliği ve k eşitliğine (ASCE Görev Komitesi, 1988) ilaveten böyle bir eşitliği içerisinde barındıran bir model ortaya koymuştur. Bu eşitlik, tükenme oranı'nı (ϵ) temsil etmektedir. ϵ eşitliği tensör formda aşağıdaki kararlı ve serbest akımlar için verilen eşitlikten türetilmiştir:

$$\nu_i \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + C_1 \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial \nu_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \nu_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \nu_i}{\partial x_j} - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.30)$$

sol taraftaki terimler ϵ 'nin konvektif taşımalarıdır. Eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim ϵ 'nin yayılma taşımalarını gösterirken eşitliğin diğer kısmı ϵ 'yi üreten ve yok eden terimleri içermektedir. C_1 ve C_2 ampirik sabitlerdir. ϵ eşitliği C_1 ve C_2 seçimlerine duyarlıdır (Rodi, 1980 ve Bernard, 1991).

Lauder ve Spalding (1974) ve Rodi (19680) $k-\epsilon$ eşitliğinin, ϵ eşitliklerinin pratik avantajları nedeniyle en popüler model haline geldiğini belirtmişlerdir. Bu eşitlik sayesinde duvarların kenarında herhangi bir ekstra koşul gerekmemektedir. Tükenme oranı ϵ , k eşitliğinde yer alır ve ϵ eşitliği ikincil bir kaynak terim gerektirmez. Mellor ve Yamaha (1982), ϵ eşitliğinin kullanılmasını, büyük ölçekli türbülans karakterize eden uzun ölçek iken, tükenme işleminin küçük ölçekli türbülansa bağlı

olması nedeniyle eleştirilmiştir. Bu nedenle farklı türbülans modelleri için uzun ölçekli bağlantıların kullanılmasını önermişlerdir.

k- ϵ modeli birçok iki boyutlu akımlar için başarılı bir şekilde uygulanmıştır. Jones ve Launder (1972), bu modeli sert ivmelenmiş sınır tabakasına uygulamışlardır. Stephenson (1976) boru akımlarını modellemiştir. Serbest kayma akımları Launder (1973) tarafından modellenirken döngüsel akımların modellenmesi de Gosman (1979) tarafından yapılmıştır. Bernard (1991) gözden geçirilmiş k- ϵ modellerini döngüsel akımlara uyguladı. Qingchao ve Drewes (1994), yakın zamanlarda, k- ϵ modelini kullanarak serbest ve zorlanmış hidrolik sıçramaların türbülans karakteristiklerini hesapladılar. Model iki boyutlu ve zamana bağılıydı. Qingchao ve Drewes (1994), enerji tükenme oranının Froude sayısına bağlı olduğunu ve türbülans enerjisinin temelde dönüş bölgesinde tükendiğini ortaya çıkarmışlardır.

2.3.2.5 Reynolds Gerilme Modeli

k- ϵ modeli izotropik girdap viskozitesi kabulüne dayanmaktadır. Örneğin, bütün $-\overline{u_i' u_j'}$ Reynolds gerilmeleri için girdap viskozitesi aynı değerdedir. Tekil gerilmelerin farklı gelişimlerini hesaplamak için, $-\overline{u_i' u_j'}$ taşınma eşitlikleri tanımlanmalıdır. Reynolds gerilmeleri modelinin avantajı, kaldırma gücü, rotasyon ve diğer etkilerin prensip olarak otomatik bir şekilde tanıtılmasıdır. Bununla birlikte, türbülanslı gerilme taşıma eşitlikleri modellenmesi gereken yüksek dereceli korelasyonlar içermektedir. Launder (1975) aşağıda verildiği gibi bir model sunmuştur:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} = C_s \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k} - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \\ - C_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\overline{u' v'} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) - C_2 \left(p_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} p_{ij} \right) - \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \end{aligned} \quad (2.31)$$

2.35 eşitliğinin sol tarafı $-\overline{u_i' u_j'}$ ve $-\overline{u_i' u_j'}$ konvektif taşıma değişim oranını temsil etmektedir. Eşitliğin sağ tarafı ise $-\overline{u_i' u_j'}$ ifadesinin yayılma taşınmasını, gerilme ve kaldırma gücünü ve viskoz yok edilimini gösterir. 2.35 eşitliği basınç çalkantıları ve zorlama oranları arasında korelasyona sahip olduğundan, ilave bir basınç-zorlama

terimi içermektedir. Modelin karmaşıklığı ve fazla miktarda hesaplama işlemleri gerektirmesinden dolayı kullanımı yaygın değildir.

2.3.2.6 Cebirsel Gerilme Modeli

Reynolds gerilme modellerinde ϵ eşitliğine ilaveten $-u_i' u_j'$ ifadesinin her bir bileşeni için diferansiyel taşıma eşitlikleri mevcuttur. Rodi (1976) Reynolds gerilme modelinin makul seviyede hesaplama işlemi ile çalıştırılabilmesi için Reynolds gerilmelerini hesaplamak amacıyla cebirsel bir çözüm önermiştir. $-\overline{u_i' u_j'}$ ifadesinin taşıma eşitliğindeki konveksiyon ve yayılma terimleri eşitlikleri cebirsel eşitliklere dönüştürerek, model yaklaşımları ile değiştirilmiştir. Rodi (1976)'nin kabulünde, $-\overline{u_i' u_j'}$ ifadesinin taşımalarının k taşımaları ile orantılı olduğu ve orantı faktörünün ise $-\overline{(u_i' u_j')}/k$ olduğu görülmektedir. Böylelikle, taşıma eşitlikleri, $-\overline{u_i' u_j'}$ eşitliklerinde görülen çeşitli üretim terimleri içeren $-\overline{u_i' u_j'}$ cebirsel ifadelerine dayanmaktadır. Türbülans modelini tamamlamak için k ve ϵ eşitlikleri eklenmesi gerektiğinden, eşitliklerde k ve ϵ yer almaktadır. Cebirsel eşitlikler, k ve ϵ eşitlikleri ile birlikte genişletilmiş bir k- ϵ modeli oluşturmaktadır (Nallasamy, 1987).

2.4 Yüzey Üzerinde Basınç Dalgalanmalarından Kaynaklanan Kuvvetler

Spoljarik (1982), taban üzerinde basınç dalgalanmalarından kaynaklanan kuvvetin belirlenmesi için bir yöntem ortaya koymuştur. Makalelerinde sundukları yöntem şöyledir; tabanı etkileyen enerjinin levha alanı A, sınırlı alanların M'sine bölünür;

$$A = \sum_{i=1}^M A_i \quad (2.32)$$

Raynolds prosedürü kullanılarak, F kuvveti aşağıdaki gibi yazılır:

$$F(t) = \sum_{i=1}^M A_i \cdot \overline{p_i} + \sum_{i=1}^M A_i \cdot \overline{p_i'}(t) \quad (2.33)$$

Bu şekilde kuvvet, aşağıda gösterildiği gibi kendi ortalama değerine F ve iniş çıkışlı kısmına F' bölünür;

$$F(t) = \overline{F} + F'(t) \quad (2.34)$$

İken,

$$A = \sum_{i=1}^M A_i \overline{p_i} \quad , \quad F'(t) = \sum_{i=1}^M A_i \overline{p_i'(t)} \quad (2.35)$$

2.19'daki eşitlikte belirtildiği üzere, F kuvveti ortalama kısmı piyazometrik tüplerle ölçüldüğü için, araştırmacılar tarafından sadece dalgalı kısım dikkate alındı. Bu açıdan, F kuvvetinin maksimum değerinin hesaplanması çok önemlidir. Araştırmacılar, kuvvet çalkantılarının olasılık yoğunluk fonksiyonuna uygunluk gösterdiğini farzederek, aşağıda gösterilen matris formundaki eşitliğe ulaşılar:

$$\sqrt{F'^2} = \sqrt{A.C.A'} \quad (2.36)$$

Burada, A elementer alanların matrisidir. A matrisinin transpozesi A' ve C kovaryans ve varyansların simetrik matrisidir. Araştırmacılar, aynı zamanda, basınç çalkantısı kuvvetlerinin, yapıların alanlarının artışı ile birlikte önemli ölçüde düştüğü sonucuna vardılar. Narayanan ve Schizas (1980), hidrolik sıçrama eşiğinde kuvvet çeviriciyi kullanarak, ortalama kuvvet ile ilgili önemli ölçümler yaptılar ve ortalama değer üzerindeki kuvvet dalgalanmalarının anlık değerinin, r.m.s değerinin beş katından sekiz katına kadar ulaşabileceği sonucuna ulaşılar.

Bowers ve Toso (1988), Karnofuli baraj savağının model çalışmalarını yapmışlardır ve taban kaplama bloklarının altına doğru sızıntının kaldırma kuvvetinin kanalda hasara sebep olmadığını tespit etmişlerdir. Hasarın sebebinin aşırı basınç çalkantıları olduğu görülmüştür. Kanal blokları ve enerji kırıcı havuzun drenaj sisteminin tasarımında basınç çalkantılarının büyüklüğünün dikkate alınmasını tavsiye etmişlerdir. Toso ve Bowers (1988) tarafından ayrıca yayınlanan bir başka makalede ise, yakın zamanda yapılmış olan enerji kırıcı havuzlarda aşırı basınçlarla ilgili bilgi sunulmuştur. Elde ettikleri bulgulara göre normal dağılım, aşırı basınçları temsil etmemektedir. Bowers ve Toso (1988) ile Fiorotto ve Rinaldo (1990) arasında yapılan ortak çalışmalarda enerji kırıcı havuzdaki levhanın kalınlığı için drenaj sisteminin tasarım özellikleri ile ilgili öneriler dikkate alınarak stabilite kriteri türetilmiştir. Fiorotto ve Rinaldo, Karnofuli savağındaki hasarın basınç dalgalanmalarından değilde, yerel alanların drenajı için kullanılan büyük drenaj boruları nedeniyle olduğunu tespit etmişlerdir.

Fiorotto ve Rinaldo (1992a) türbülent basınç dalgalanmaları için enerji kırıcı havuzda taban koruması konusunu dikkate almışlardır. Levhaların toplam stabilitesi için aşağıdaki formülü geliştirmişlerdir,

$$\frac{s'}{(v_1^2 / 2g)} > (0,5 - 0,8) \frac{\gamma}{\gamma_c - \gamma} \approx 0,3 - 0,5 \quad (2.37)$$

Burada s' , kaplamaların eşdeğer kalınlıkları, v_1 yaklaşma hızı, g ise yerçekimi ivmesini göstermektedir. γ ve γ_c ise sırası ile suyun ve betonun özgül ağırlıklarını göstermektedir. Çalışmanın amacı, enerji kırıcı havuzda oluşan iki boyutlu türbülent basınç alanındaki basınç dalgalanmalarından kaynaklanan kuvvetin teorik ve deneysel açıdan ortaya konulmasıdır. 2.26 eşitliği sayesinde düşük inşaat maliyetleri ile daha ince bir levha elde etmek mümkün olacaktır. Çalışmada yaptıkları teorik yaklaşımda, basınç çalkantılarının frekans dağılımlarının normal olduğu kabul edilmiştir. Gerçekleştirilen deneysel ve teorik yaklaşımlar ışığında 2.26 eşitliği aşağıdaki gösterildiği gibi geliştirilmiştir:

$$\frac{s'}{(v_1^2 / 2g)} > \Omega \frac{\gamma}{\gamma_c - \gamma} (Cp^+ + Cp^-) \quad (2.38)$$

burada sıçrama boyunca ortaya çıkan maksimum ve minimum boyutsuz basınç değerleri Cp^+ ve Cp^- 'dir. Kaldırma katsayısı (Ω) değerinin 0.5 ve dizayn örneğinin hazır olması tavsiye edilmiştir. Ayrıca, Fiorotto ve Rinaldo'da (1992b), hidrolik sıçrama altında enerji kırıcı havuzdaki lininglerin stabilitesi üzerine araştırmalar yaptılar ve levhadaki yükün artması ile ortaya çıkan sıçrama alanındaki basıncın, 5 ile 10 Froude sayıları arasında maksimum olduğunu ölçmüşlerdir. Fiorotto ve Rinaldo'nun ortaya koyduğu sonuçlar, hidrolik mühendisliği uygulaması açısından dizayn kriteri oluşturmuştur.

Bowers ve Taso'nun (1998) tersine, Farhodi ve Narayanan (1991), deneylerinde 4 ile 10 arasındaki Froude sayılarını kullanarak, hidrolik sıçrama altında levhalarda oluşan kuvveti, kuvvet çevirici sayesinde doğrudan ölçtüler. Ortaya koydukları deneysel sonuçlar, levha alanındaki kuvvet dalgalanmalarının büyüklüklerinin, sıçrama başlangıcı ile levhanın konumuna bağlı olduğunu gösterdiler. Uzunluğa nazaran genişliğin büyüklüğünün de kuvvet dalgalanmalarını etkilediği görülmüştür. Sonuç olarak, Farhodi ve Narayanan, türbülans örnekleri ölçümlerinin akımdaki Froude sayıları ile değiştiğini ortaya koymuştur. Genişlik ve uzunluklardaki büyük oranların sonuçları, kuvvet dalgalanmalarının yoğunluğunun ölçümüne katkıda bulunabilecek bir şekilde ortaya konuldu. Bellin ve Fiorotto (1995), Farhodi ve Narayanan gibi kuvvet çevirici kullanarak, global ani kaldırma kuvvetinin, durgun havzaların alt katmanındaki levhalar üzerindeki etkisini belirleyebilmek amacıyla deneysel

prodesürler ortaya koymuştur. Fiorotto ve Rinaldo tarafından oluşturulan eşdeğer levha kalınlığı ile ilgili kriter modifiye edilmiştir. Denklem 2.27'deki ifade, Ω kaldırma katsayısı ilişkilendirildi. Sonuç olarak, Bellin ve Fiorotto, enerji kırıcı havuzlardaki levha için daha uygun şeklin, akım yönü boyunca daha büyük boyutlara sahip bir dikdörtgen olduğunu ortaya koymuştur.

3. DENEY SİSTEMİ

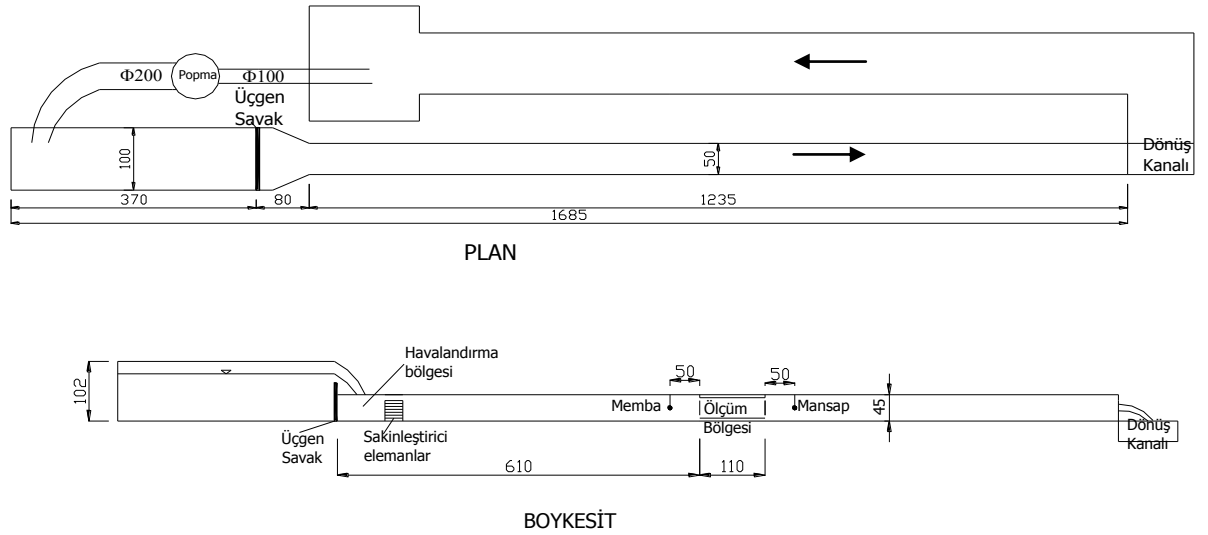
Bu Yüksek Lisans Tezinin araştırmalarında gerekli olan deneyler, açık kanallarda oluşabilecek hidrolik sıçramanın incelenmesi amacıyla İTÜ İnşaat Fakültesi Hidrolik Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir. İ.T.Ü İnşaat Fakültesi Hidrolik Laboratuvarı'nda yapılan bu deneylerde bir açık kanaldaki su akımı içine yerleştirilen yüksekliği ayarlanabilen bir düşey kapağın altından geçen akımın sel rejiminden nehir rejimine geçişindeki hidrolik sıçrama oluşumu gözlemlenmiş ve yatay doğrultuda aynı eksen üzerinde tabana yerleştirilen 8 adet basınç ölçer vasıtası ile sıçramanın tabanda meydana getirdiği basıncın pozitif ve negatif değerleri ölçülmüştür. Deneylerde değişik kapak yüksekliklerinin, su derinliğinin, farklı gelen akımın Froude sayılarında oluşacak sıçramaların basınç çalkantılarının tabana etkileri incelenmiştir.

3.1 Deneylerde Kullanılan Altyapı ve Ölçüm Sistemi

Bu deneyler 12.35 m uzunluğunda, 0.5 m genişliğinde ve 0.45 m yüksekliğinde tabanı beton, yan duvarları cam, dikdörtgen en kesitli, ve yatay tabanlı bir açık kanalda gerçekleştirilmiştir (Şekil 3.1, Şekil 3.2). Akımı oluşturan su, kanalın alt kısmında bulunan $\sim 5.7 \text{ m}^3$ hacmindeki haznede depolanmakta, ve buradan 7.5 kW gücündeki pompanın vasıtasıyla kanalın üstünde yer alan 2.2 m^3 hacmindeki depoya basılmaktadır. Böylece suyun sistemdeki sirkülasyonu sürekli olarak sağlanmıştır. Kanaldaki akım miktarı, pompa çıkışına monte edilmiş olan bir vanayla belirlenmektedir. Kanaldaki akımın debisi, kanal girişine yerleştirilmiş olan üçgen savakta tespit edilmiş (Şekil 3.4); akım derinlikleri ise limnimetre kullanılarak ölçülmüştür.



Şekil 3.1 Deneyin yapıldığı Açık kanalının membasının ve Pompanın Gösterimi



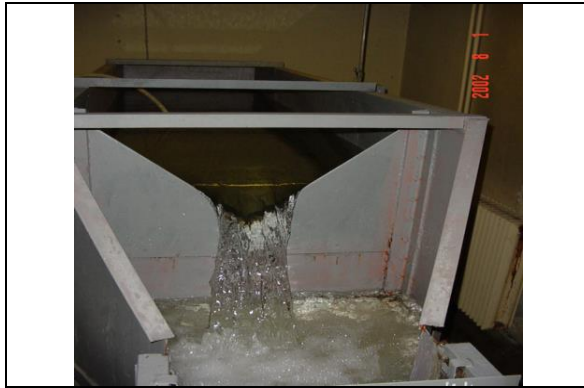
Şekil 3.2 Deney Kanalının Plan ve Boy kesitinin Şematik Gösterimi

Kanalda hidrolik sıçrama oluşturabilmek için, kanal başlangıcının 6,8 m. mansabında bulunan $50 \times 40 \text{ cm}^2$ boyutlarında pleksiglas malzemedен yapılmış bir düşey kapak ve kanal çıkışına da kontrol yapısı olarak ikinci bir düşey kapaktan yararlanılmıştır. Suyun kenarlarından geçişimi önlemek için, düşey kapağın kenarlarına 2 mm kalınlığında lastik contalar monte edilerek sızdırmazlık sağlanmıştır. Kapakların düşey yöndeki hareketi, kapak üzerlerine yerleştirilmiş sonsuz vida mekanizmayla sağlanmıştır. (Şekil 3.3).



Şekil 3.3 Deney Kapağının ve Hız Ölçüm Düzenekinin (ADV) Görünüşü

Kanaldaki su, laboratuvarın genel su sisteminden temin edilmekte olup kanala girmeden önce havalandırılması debi ölçümü için kurulmuş olan üçgen savakla sağlanmakta ve ayrıca kanalın başına yerleştirilmiş tuğlalar ile akımın sakinleştirilmesi sağlamaktadır. Tuğla deliklerinin çapı 3 cm'dir. (Şekil 3.4) Suyla birlikte kanala yabancı madde girmesini önlemek için kanal çıkışına 1 mm'lik elek telinden yapılmış bir ızgara konulmuştur. Kanala giren debi, kanal girişindeki üçgen savakla ölçülmektedir. Kanalda oluşturulan hidrolik sıçramanın şiddeti, sıçramayı oluşturan düşey kapağın açıklığına bağlı olarak değişmektedir; çünkü bu düşey kapağın açıklığı, hidrolik sıçramadan önceki Froude sayısı (Fr_1) belirlemektedir.



Şekil 3.4 Deney kanalının girişinde debinin ölçülmesini sağlayan üçgen savak

Hidrolik sıçramanın düşük Froude sayılarındaki türbülans büyüklükleri, Nortek10 Mhz tipi Akustik Doppler Hızölçer (ADV) ile tespit edilmiştir. Elde edilen veri dizileri, ADV Signal Conditional Modülü'nden yüksek frekanslı kabloyla, bilgisayar üzerindeki işlemciye aktarılmıştır. ADV ile üç boyutlu hız ölçümleri yapılabilmekte ve saniyede 25 data alınabilmektedir. ADV'nin ölçüm yaptığı akışkan kontrol hacmi 0.125 m^3 'tür ve bu kontrol hacmi cihazın 5.5 cm aşağısındadır. Yapılan deneylerde, hız ölçümleri her bir noktada 1 dakika süreyle kaydedilmiştir ve 1500 hız değerinden oluşan zaman serileri elde edilmiştir. Elde edilen veri dizisi, bilgisayarda kurulu olan WinADV32 programında çalıştırılarak, ortalama korelasyon katsayısının %70'den küçük olduğu aykırı değerleri filtre edilmiş ve çalkantı hızlarının karesel ortalamalarının karekökü, Reynolds kayma gerilmesi gibi türbülans büyüklükleri elde edilmiştir. Akustik dopplerin düşey yöndeki hareketi limnimetre yardımıyla, akım doğrultusundaki hareketi ise kanal üzerine yerleştirilmiş olan tekerlekli bir aparatla sağlanmıştır. (Şekil 3.3)

Akım ortamındaki çözünmüş oksijen ve su sıcaklığı ölçümleri, hidrolik sıçramanın giriş ve çıkışına yerleştirilmiş olan iki adet WTW Oxi330i el tipi oksijenmetreler ile gerçekleştirilmiştir. Çözünmüş oksijen ölçümleri akım derinliklerinin orta noktalarında yapılmıştır. Oksijenmetreler kanal üzerine yerleştirilmiş olan konsola monte edilmiştir ve düşey hareketleri limnimetreler vasıtasıyla sağlanmıştır.

Her bir deneyden önce oksijenmetrenin kalibrasyonu üretici firma tarafından önerilen şartlara göre hava kalibrasyon aletinde yapılmış ve her iki oksijenmetrenin aynı değerleri gösterdiğinden emin olunduktan sonra deneylere başlanmıştır. Oksijenmetrenin ÇO için ölçüm aralığı $\pm 0.5\%$ hassasiyetle 0-19.99 mg/L arasında, sıcaklık içinse $\pm 0.1\%$ hassasiyetle -5 ile +50 °C arasında kalmaktadır. Oksijenmetrenin çalışma frekansı ise 1 Hz'dir.

Hidrolik sıçramanın havalandırma verimliliğinin belirlenebilmesi için, gelen suyun ÇO konsantrasyonunun, sudaki doymun değerinin altında olması gerekmektedir. Bu koşulu sağlayabilmek için, kanalın altındaki hazneye sodyum sülfat (Na_2SO_3) ve katilazör olarak kobalt klorit (CoCl_2) atılmıştır.



Bu kimyasal reaksiyon sonucunda su içersindeki çözünmüş oksijen, sodyum sülfitle tepkimeye girerek yeni bir bileşik oluşturur ve su içersindeki ÇO'nun düşmesine yol açar. Denklemdaki kimyasal tepkimeden, 1 mol sodyum sülfitle 0.5 mol oksijenin tepkimeye girdiği görülmektedir. 1 mol oksijenin atomik kütlesi 32 gr, 1 mol sodyum sülfitin atomik kütlesi ise 126 gr'dır. Bu duruma bağlı olarak, suyun ÇO konsantrasyonunu 5 mg/L düşürmek için, su içersine 40 gr/m³ Na₂SO₃ atmak gerekmektedir. Hidrolik sıçrama giriş ve çıkışındaki ÇO konsantrasyonları, su içersinde doymun değere ulaşınca kadar eşzamanlı olarak kaydedilmiştir. Deney serilerinde ÇO konsantrasyonları yaklaşık sabit aralıklarla artmıştır ve ölçülen bu değerlerin aritmetik ortalaması alınıp, o seri için gerekli olan havalandırma verimliliği katsayısı hesaplanmıştır.

Basınç çalkantılarının ölçülebilmeleri için düşey kapağın 40 cm sonrasında başlayarak, kanal tabanının 180×50 cm²'lik bölümüne 1 cm kalınlığında pleksiglas bir levha monte edilmiştir. Pleksiglas levhanın boyuna ortasında 7 santimetre aralıklarla 8 adet 1 cm çapında dairesel delikler açılmıştır. (Şekil 3.5) Bu dairesel deliklere, kanalın alt tarafından ENDEVCO 8510 B-5 tip modelinde 8 adet basınç dönüştürücü yerleştirilmiştir. (Şekil 3.6)

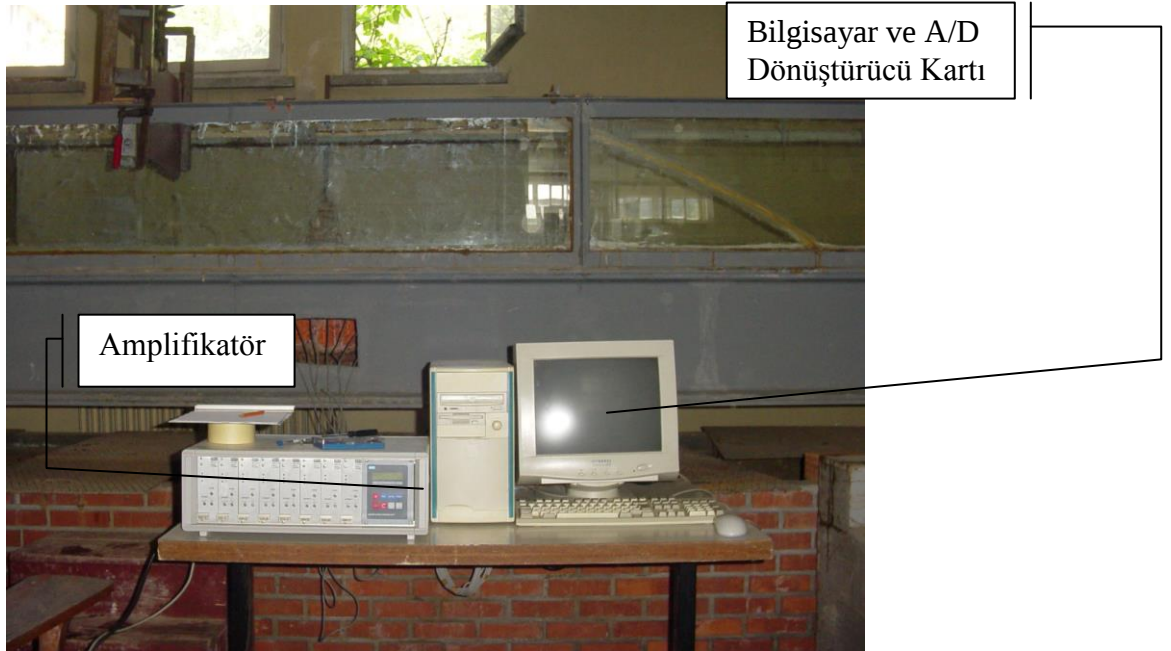


Şekil 3.5 Tabanda, Pleksiglas Levha Üzerine Monte Edilen Basınç Dönüştürücülerinin Görünüşü



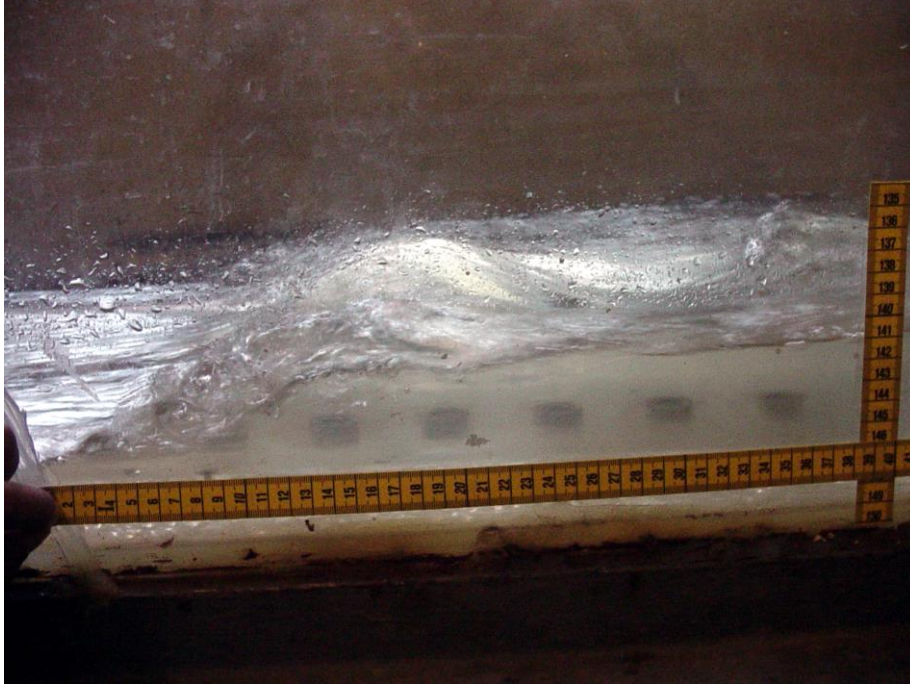
Şekil 3.6 Kanallın Alt Kısımından Pleksiglasa Monte Edilen Basınç Ölçerlerin Alttan Görünüşü

Basınç dönüştürücülerden gelen analog sinyaller, her biri ayrı bir kanal üzerinden önce bir sinyal kuvvetlendiriciye gelmekte ve buradan çıkan kuvvetlendirilmiş sinyaller ise, bir A/D dönüştürücü kartından gelerek bilgisayara aktarılmaktadır. (Şekil 3.7)



Şekil 3.7 Deneyler Esnasında Kullanılan Bilgisayar ve Amplifikatör

Bilgisayara gelen sinyaller, EASYEST LX yazılımı ile işlenerek, basınç ölçümlerini gösteren zaman serileri elde edilmiştir ve istenilen istatistik analizler bu programda yapılabilmektedir. Basınç dönüştürücülerin kalibrasyonu dört farklı akım derinliklerinde yapılmıştır. Basınç çalkantıları ölçümlerinde, hidrolik sıçramanın başlangıcının, ilk basınç dönüştürücüye yakın mesafede olmasına dikkat edilmiştir. (Şekil 3.8)



Şekil 3.8 Hidrolik Sıçramayı Oluşturan Deney Kapağından Sonraki İlk Basınçölçer Üzerinde Oluşan Sıçrama

3.2 Test Matrisi

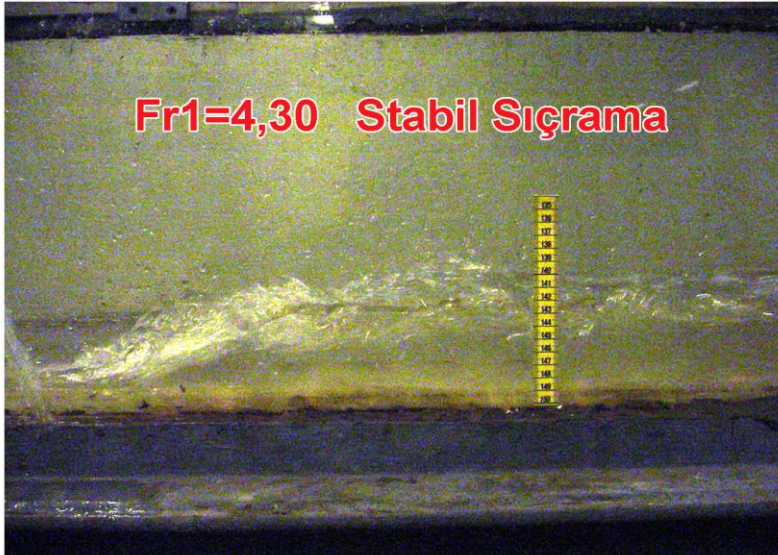
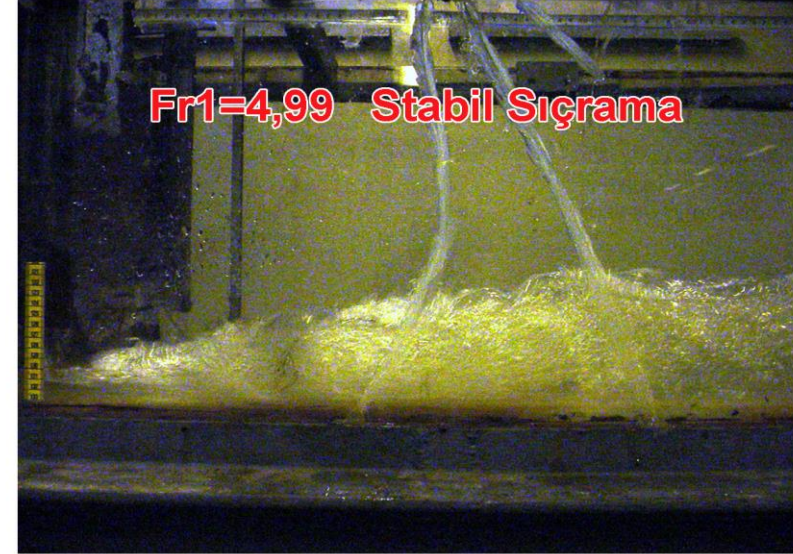
İTÜ Hidrolik Laboratuar'ında gerçekleştirilen deneylerde hidrolik sıçramanın basınç çalkantı karakteristikleri, türbülans yapısı ve havalandırma verimliliği farklı Froude sayıları ve birim genişlikten geçen debilerde araştırılmıştır. Tablo 3.1'de gerçekleştirilmiş olan deney serilerine ait test matrisi verilmiştir. Burada, Q debiyi, q birim genişlikten geçen debiyi, d_1 hidrolik sıçramadan önceki akım derinliğini, d_2 hidrolik sıçramadan sonraki akım derinliğini, Fr_1 hidrolik sıçramadan önceki Froude sayısını, Fr_2 hidrolik sıçramadan sonraki Froude sayısını, L_r hidrolik sıçrama içindeki çevrinti bölgesi uzunluğunu, L_j hidrolik sıçrama uzunluğunu göstermektedir.

Sıçrama tipinin belirlenmesinde Chow (1973) tarafından ortaya koyulan sistematik ele alınmıştır. Deneylerde Fr_1 sayısının artışı düşey kapak yüksekliğinin değişimi ile sağlanmıştır.

Tablo 3.1 Gerçekleştirilen deney serileri

Test No	Q (m ³ /sn)	q (m ² /sn)	h ₁ (m)	h ₂ (m)	V ₁ (m/sn)	Fr ₁	Fr ₂	L _r (m)	L _j (m)	Sıçrama Tipi
1	0,0205	0,041	0,030	0,098	1,3667	2,5192	0,4267	0,10	0,18	Titreşimli Sıçrama
2	0,0205	0,041	0,029	0,092	1,4138	2,6506	0,4691	0,11	0,23	Titreşimli Sıçrama
3	0,0205	0,041	0,019	0,130	2,1579	4,9983	0,2793	0,48	0,62	Kararlı Sıçrama
4	0,0100	0,020	0,013	0,080	1,5385	4,3080	0,2822	0,10	0,24	Titreşimli Sıçrama
5	0,0100	0,020	0,011	0,093	1,8182	5,5349	0,2251	0,20	0,36	Kararlı Sıçrama
6	0,0100	0,020	0,008	0,100	2,5000	8,9240	0,2019	0,33	0,57	Etkin ve Sert Sıçrama

Şekil 3.9’da deneylerde oluşturulan hidrolik sıçrama tipleri gösterilmiştir. Bu sıçrama tiplerinden Titreşimli ve Etkin sıçramanın hidrolik yapılarda önemli hasarlara sebebiyet verebileceğinden yapılarda kaçınılması önerilmektedir (Chow, 1971). Bunun sebebi, titreşimli sıçramada düzensiz periyotta dalgalar oluşmakta, etkin sıçramada ise %85 oranında enerji kaybı ve taban oyulması riski oluşmaktadır.

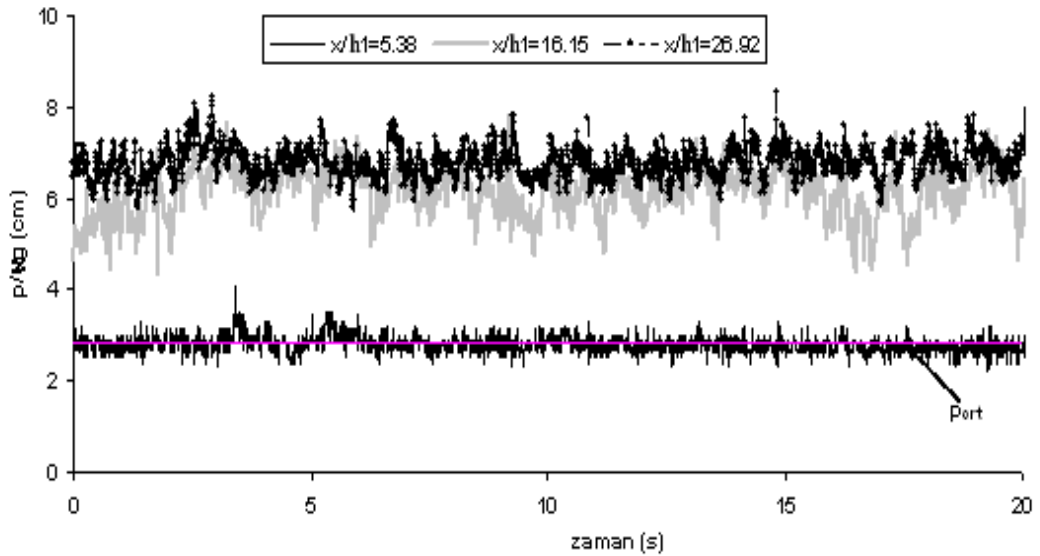


Şekil 3.9 Deneylerde Oluşturulan Hidrolik Sıçrama Tipleri (Ölçüm No: 1,2,4,6)

4. DENEY SONUÇLARI VE SONUÇLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ

4.1 Basınç Çalkantıları Ölçümleri

Yapılan Basınç Çalkantı ölçümlerinde, basınç çalkantılarının hidrolik sıçrama içindeki dağılımları ve karakteristik büyüklükleri farklı Froude sayıları için incelenmiştir. Şekil 4.1’de sıçramadan önceki Froude sayısının (Fr_1 ’in) 4.30 olduğu akım koşulları için basınç çalkantılarının 20 saniyelik bir zaman diliminde 100 Hz için farklı noktalarda zaman serileri verilmiştir. Şekilden görüleceği üzere basınçın belli bir ortalamada çalkantı gösterdiği ve bu çalkantıların şiddetlerinin hidrolik sıçramanın membasından mansabına doğru artış gösterdiği görülmektedir.



Şekil 4.1 Hidrolik sıçramadaki basınç çalkantılarının farklı noktalarda zamanla değişimi: $Fr_1 = 4,30$; $q = 0,020 \text{ m}^2/\text{sn}$

Şekil 4.2’de Fr_1 sayısının 2.52, q ’nun $0.041 \text{ m}^2/\text{sn}$ olduğu akım koşullarında, basınç çalkantı özelliklerinin (maksimum, minimum, ortalama) hidrolik sıçrama boyunca değişimi sunulmuştur.

Şekildeki p ölçülen basıncı, ρ özgül kütleyi, h_1 ise hidrolik sıçramadan önceki akım derinliğini, x ise hidrolik sıçramanın başlangıcından itibaren ki yatay mesafeyi

göstermektedir. Şekil 4.2~4.7 deki grafiklerde yatay eksen x/h_1 , düşey eksen ise $p/(\rho .g.b)$ olarak sunulmuştur. Böylece her iki eksen boyutsuz olarak verilmiş ve diğer çalışmalarla karşılaştırma yapılabilmesine olanak sağlamıştır.

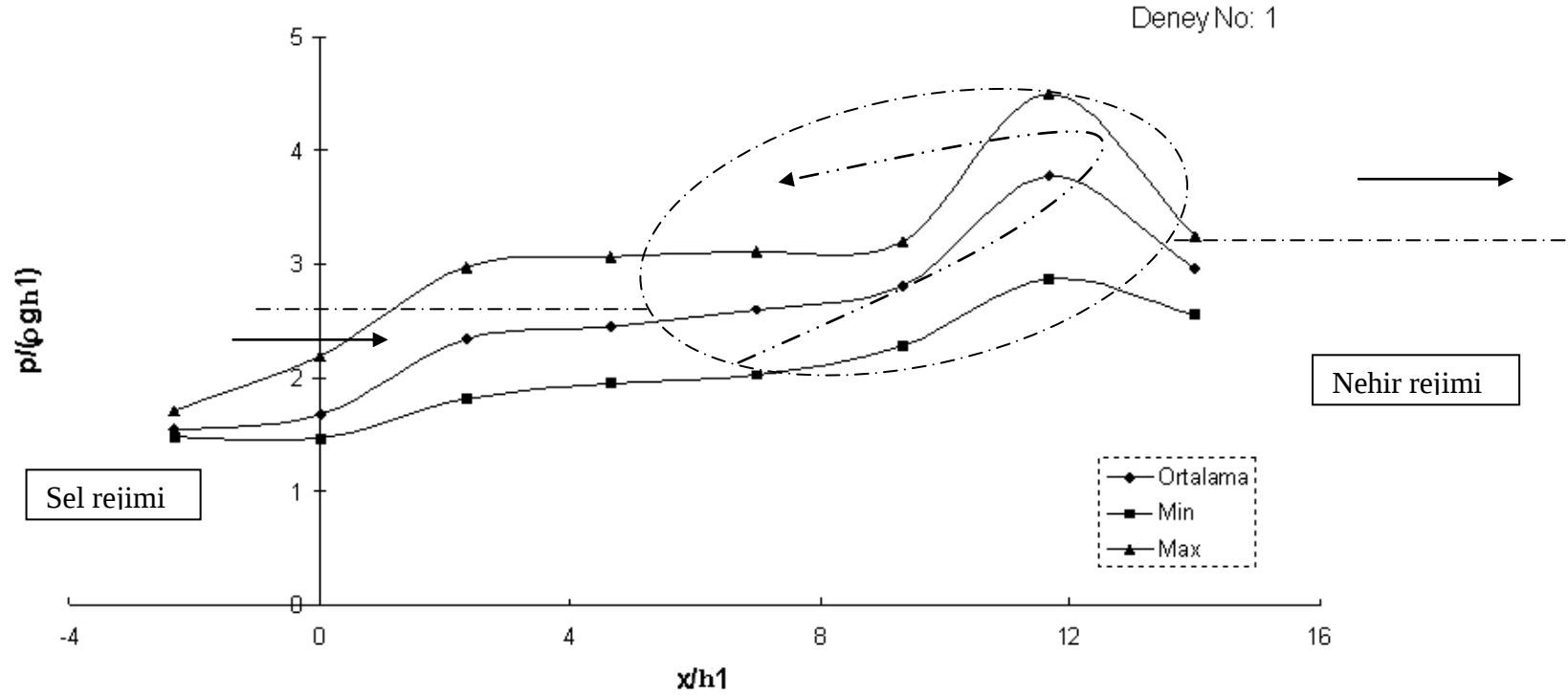
Şekil 4.2~4.7'deki grafikler analiz edildiğinde basınç çalkantı büyüklüklerinin başlangıçta sıçrama boyunca artış trendi sergilediği ve belli bir pik değerinden sonra düşüş eğiliminde olduğu görülmüştür. Fakat, herbir serideki pik değere ulaşılan x/h_1 değeri ve maksimum basınç değerlerinin farklılık gösterdiği görülmektedir.

Deneylerde elde edilen sonuçlar Tablo 4.1'de özetlenmiştir.

Tablo 4.1 Deneylerde elde edilen sonuçlar

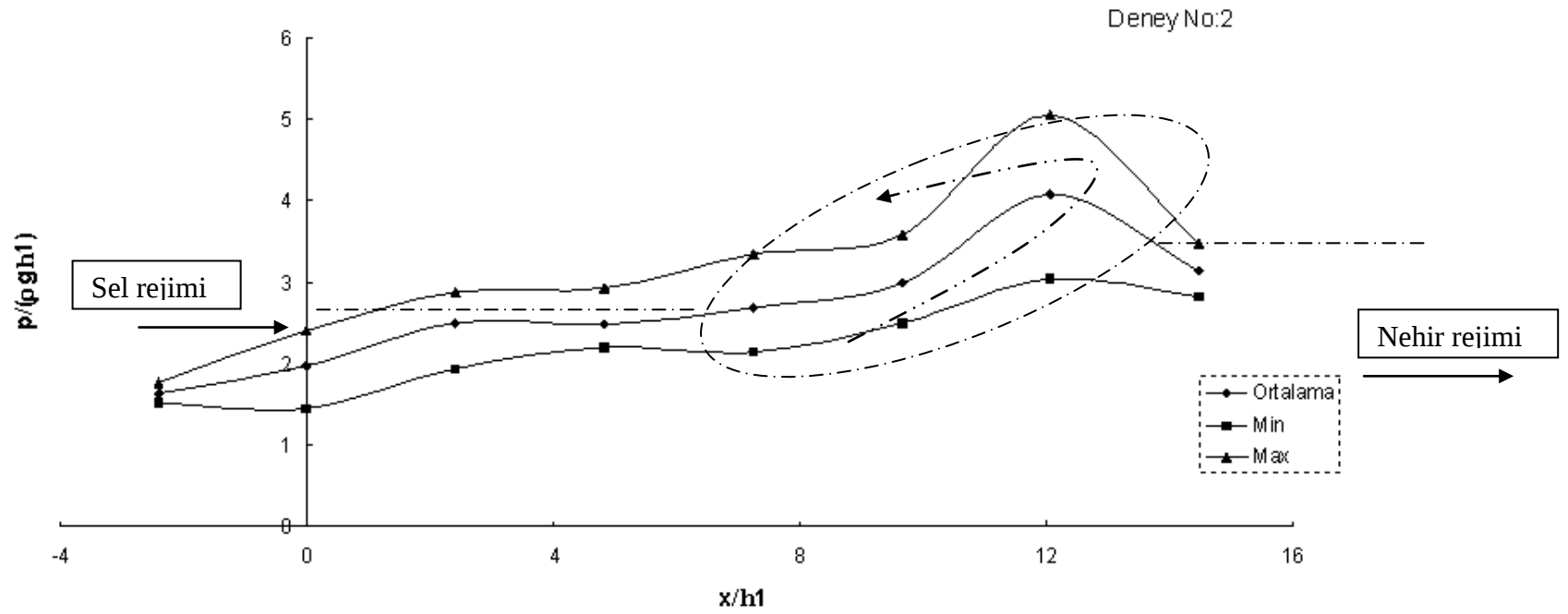
Test No	Q (m ³ /sn)	q (m ² /sn)	h ₁ (m)	h ₂ (m)	V ₁ (m/sn)	Fr ₁	Fr ₂	C _p ⁺	C _p ⁻	x/L _r
1	0,0205	0,041	0,030	0,098	1,3667	2,5192	0,4267	4,51	2,86	11,67
2	0,0205	0,041	0,029	0,092	1,4138	2,6506	0,4691	5,05	3,04	12,07
3	0,0205	0,041	0,019	0,130	2,1579	4,9983	0,2793	9,60	7,47	15,79
4	0,0100	0,020	0,013	0,080	1,5385	4,3080	0,2822	7,99	2,65	21,54
5	0,0100	0,020	0,011	0,093	1,8182	5,5349	0,2251	9,33	2,85	12,73
6	0,0100	0,020	0,008	0,100	2,5000	8,9240	0,2019	12,58	1,99	20,00

$Fr_1=2.52$, $q=0.041 \text{ m}^2/\text{sn}$ olduğu 1 numaralı deney ölçümlerindeki hidrolik sıçramada: boyutsuzlaştırılmış maksimum basınç çalkantısı 2.18–4.51 arasında, minimum basınç çalkantısı 1.46-2.87 arasında, ortalama basınç çalkantısı 1.68-3.78 arasında değişim göstermiştir. Basınç karakteristikleri pik değerine $x/h_1 = 11.67$ koordinatında ulaşmıştır. (Şekil 4.2) 7 numaralı basınç dönüştürücüsünün üzerinde titreşimli hidrolik sıçrama oluşmuştur.



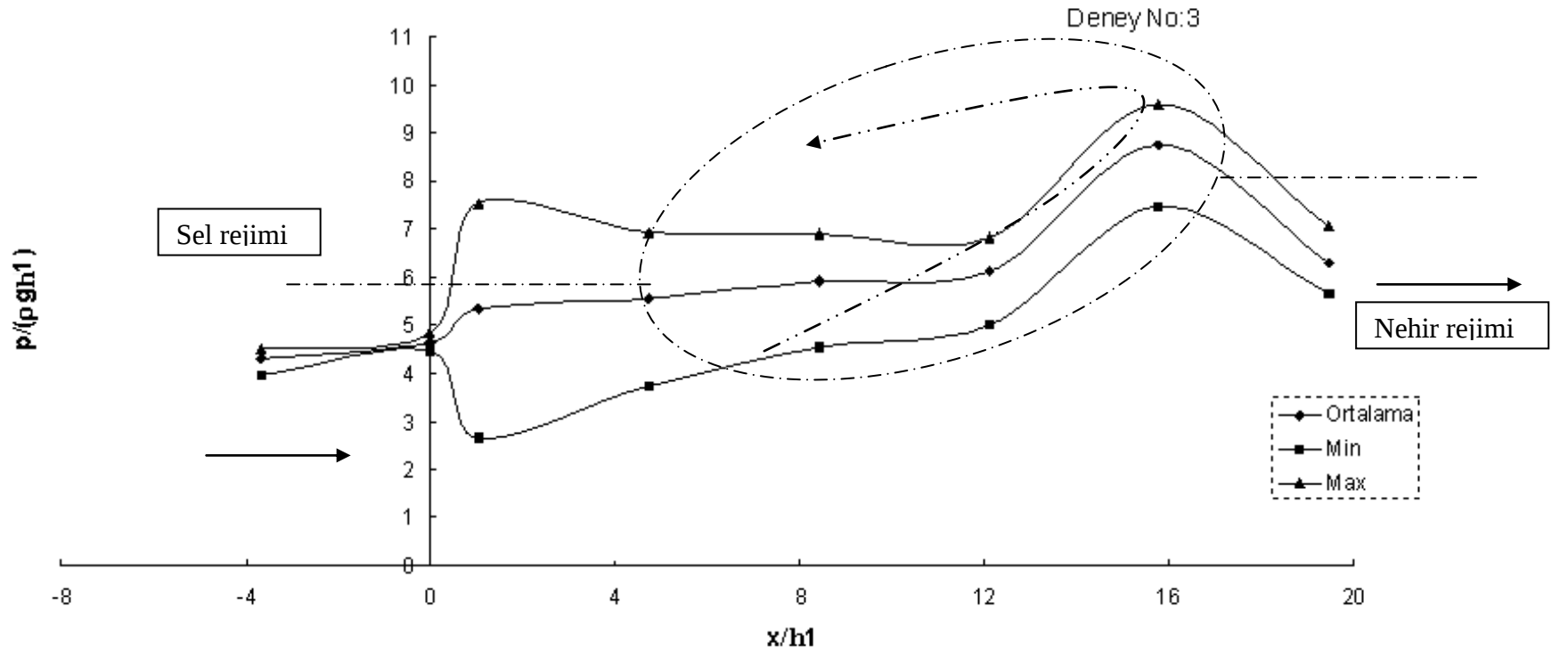
Şekil 4.2 Hidrolik sıçrama alanındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1= 2.52$; $q=0.041 \text{ m}^2/\text{s}$; $h_1=0.03 \text{ m}$

$Fr_1=2.65$, $q=0.041 \text{ m}^2/\text{sn}$ olduğu 2 numaralı deney ölçümlerindeki hidrolik sıçramada: boyutsuzlaştırılmış maksimum basınç çalkantısı 2.41–5.05 arasında, minimum basınç çalkantısı 1.45-3.04 arasında, ortalama basınç çalkantısı 1.97-4.08 arasında değişim göstermiştir. Basınç karakteristikleri pik değerine $x/h_1= 12.07$ koordinatında ulaşmıştır. (Şekil 4.3) 7 numaralı basınç dönüştürücüsünün üzerinde titreşimli hidrolik sıçrama oluşmuştur.



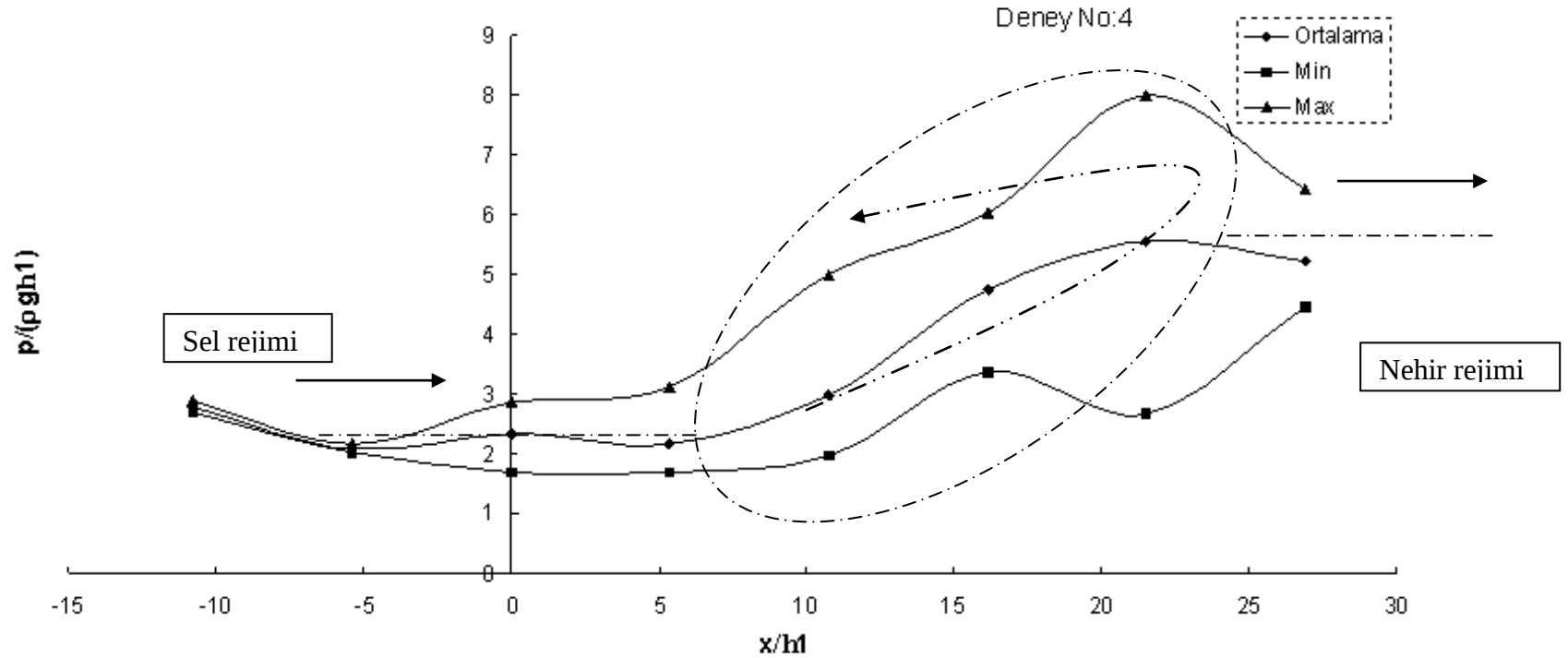
Şekil 4.3 Hidrolik sıçrama alanındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1= 2.65$; $q=0.041 \text{ m}^2/\text{s}$; $h_1=0.029 \text{ m}$

$Fr_1=4.99$, $q=0.041 \text{ m}^2/\text{sn}$ olduğu 3 numaralı deney ölçümlerindeki hidrolik sıçramada: boyutsuzlaştırılmış maksimum basınç çalkantısı 4.84–9.60 arasında, minimum basınç çalkantısı 4.48-7.47 arasında, ortalama basınç çalkantısı 4.64-8.74 arasında değişim göstermiştir. Basınç karakteristikleri pik değerine $x/h_1= 15.79$ koordinatında ulaşmıştır. (Şekil 4.4) 7 numaralı basınç dönüştürücüsünün üzerinde kararlı hidrolik sıçrama oluşmuştur.



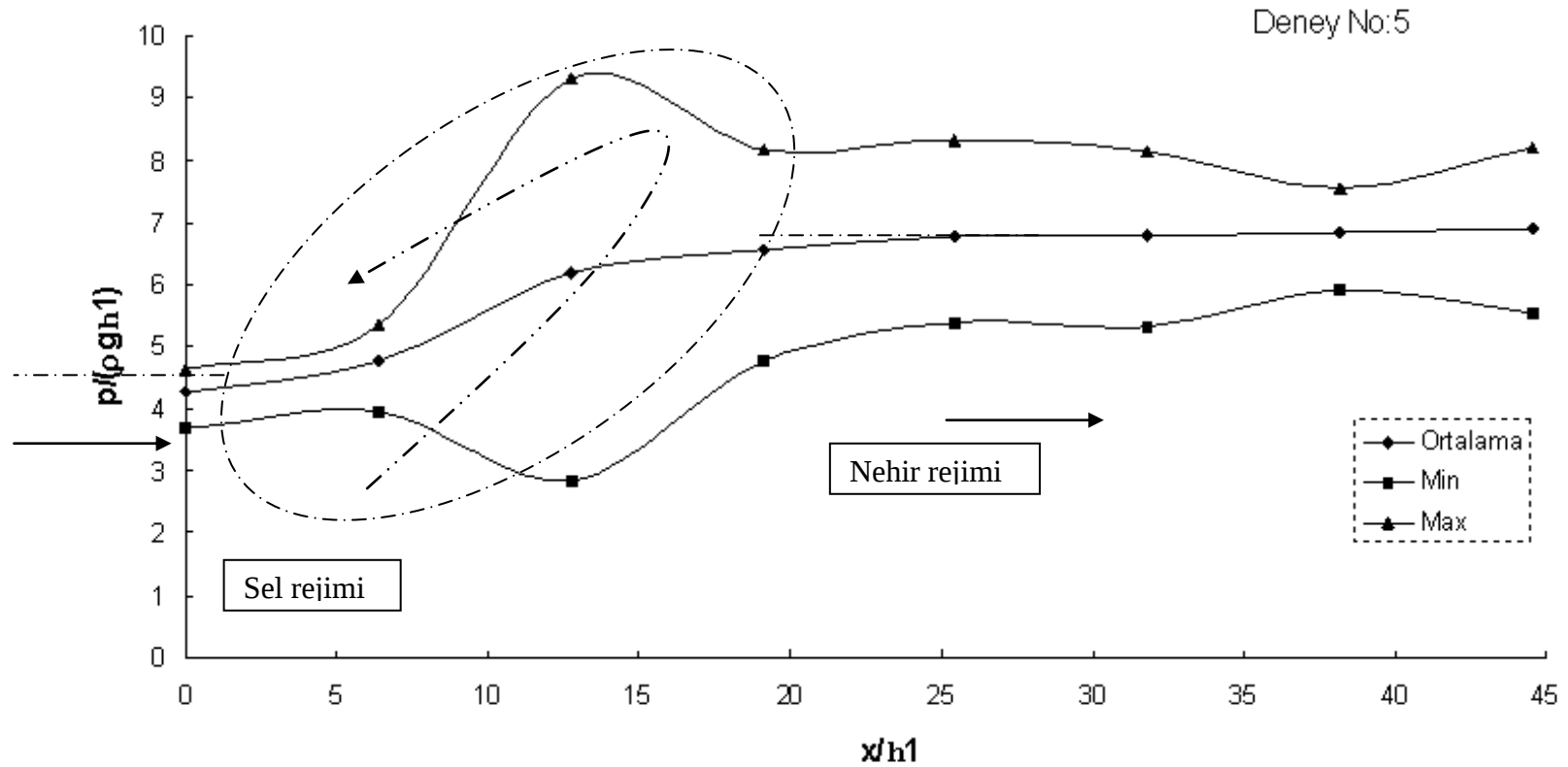
Şekil 4.4 Hidrolik sıçrama alanındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1= 4.99$; $q=0.041 \text{ m}^2/\text{s}$; $h_1=0.019 \text{ m}$

$Fr_1=4.31$, $q=0.020 \text{ m}^2/\text{sn}$ olduğu 4 numaralı deney ölçümlerindeki hidrolik sıçramada: boyutsuzlaştırılmış maksimum basınç çalkantısı 2.85–7.99 arasında, minimum basınç çalkantısı 1.67-4.47 arasında, ortalama basınç çalkantısı 2.16-5.54 arasında değişim göstermiştir. Basınç karakteristikleri pik değerine $x/h_1= 21.54$ koordinatında ulaşmıştır. (Şekil 4.5) 7 numaralı basınç dönüştürücüsünün üzerinde titreşimli hidrolik sıçrama oluşmuştur.



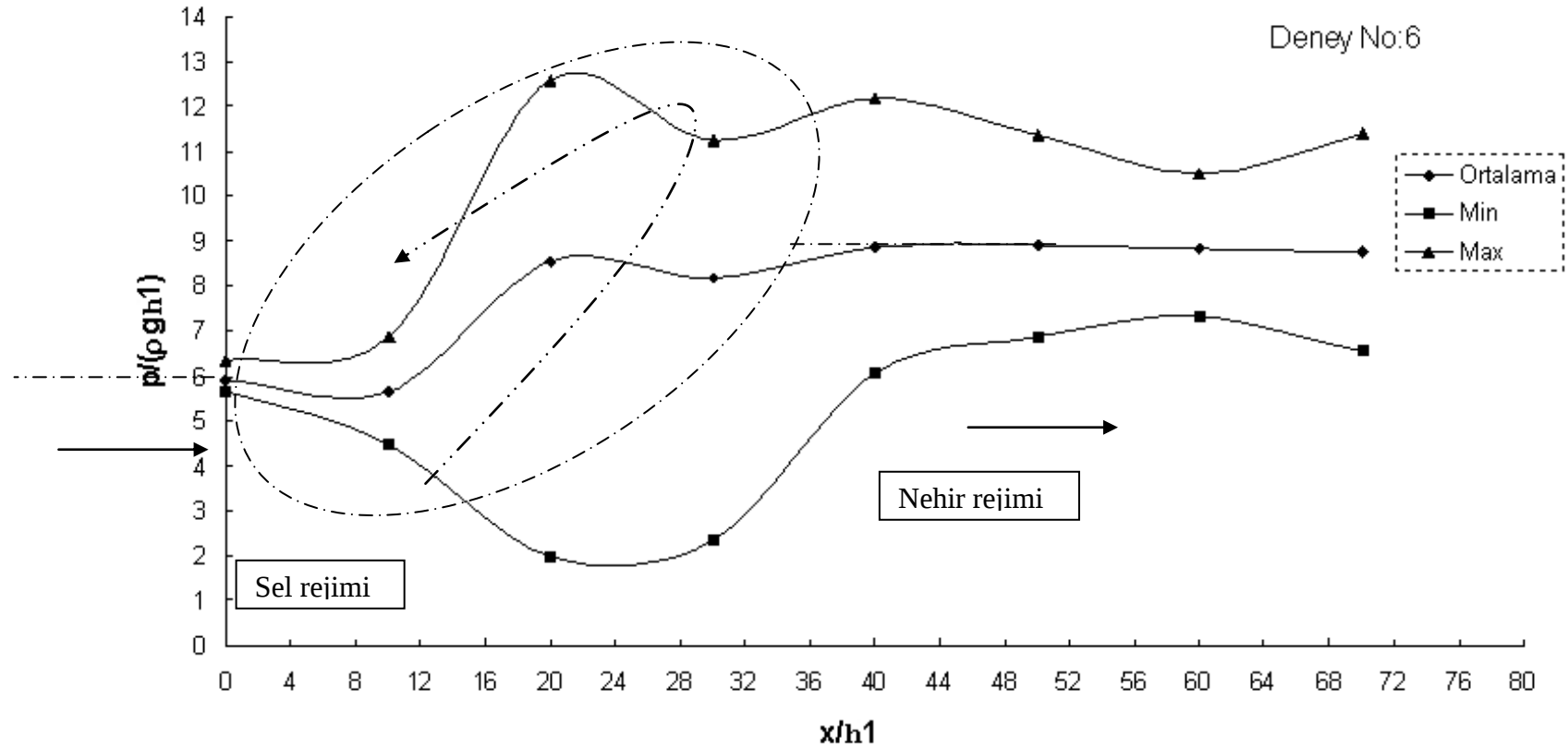
Şekil 4.5 Hidrolik sıçrama alanındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1= 4.31$; $q=0.020 \text{ m}^2/\text{s}$; $h_1=0.013 \text{ m}$

$Fr_1=5.53$, $q=0.020 \text{ m}^2/\text{sn}$ olduğu 5 numaralı deney ölçümlerindeki hidrolik sıçramada: boyutsuzlaştırılmış maksimum basınç çalkantısı 4.64–9.33 arasında, minimum basınç çalkantısı 2.85-5.92 arasında, ortalama basınç çalkantısı 4.26-6.89 arasında değişim göstermiştir. Basınç karakteristikleri pik değerine $x/h_1= 12.73$ koordinatında ulaşmıştır. (Şekil 4.6) 3 numaralı basınç dönüştürücüsünün üzerinde kararlı hidrolik sıçrama oluşmuştur.

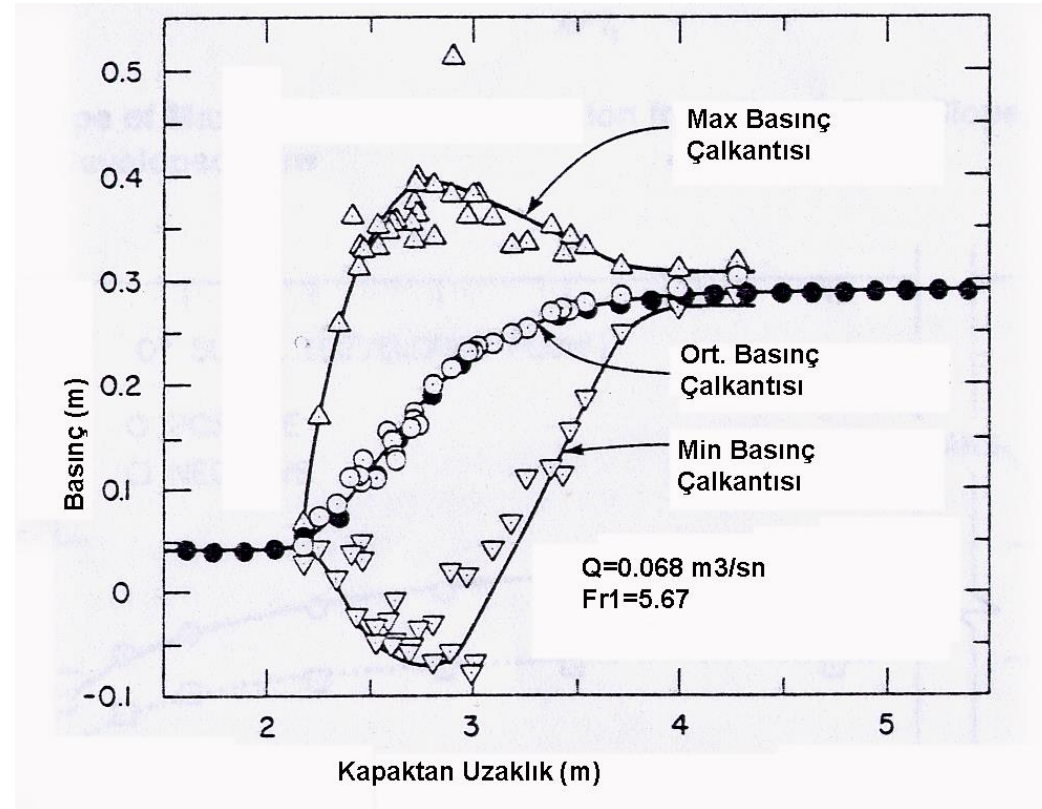


Şekil 4.6 Hidrolik sıçrama alanındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1= 5.53$; $q=0.020 \text{ m}^2/\text{s}$; $h_1=0.011 \text{ m}$

$Fr_1=8.92$, $q=0.020 \text{ m}^2/\text{sn}$ olduğu 6 numaralı deney ölçümlerindeki hidrolik sıçramada: boyutsuzlaştırılmış maksimum basınç çalkantısı 6.36–12.59 arasında, minimum basınç çalkantısı 1.99-7.33 arasında, ortalama basınç çalkantısı 5.68-8.92 arasında değişim göstermiştir. Basınç karakteristikleri pik değerine $x/h_1= 20.00$ koordinatında ulaşmıştır. (Şekil 4.7) 3 numaralı basınç dönüştürücüsünün üzerinde etkin ve sert bir hidrolik sıçrama oluşmuştur.

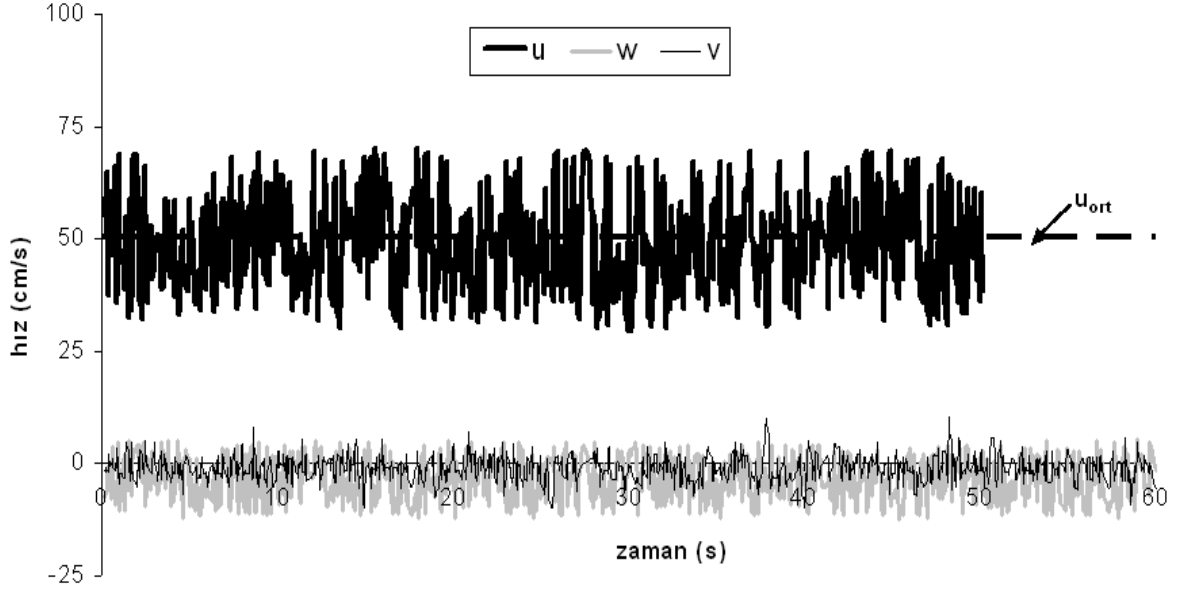


Şekil 4.7 Hidrolik sıçrama alanındaki karakteristik basınç çalkantılarının değişimi: $Fr_1= 8.92$; $q=0.020 \text{ m}^2/\text{s}$; $h_1=0.008 \text{ m}$



Şekil 4.8 Toso ve Bowers (1989)'un yaptığı çalışmalarında buldukları basınç çalkantı karakteristiklerinin hidrolik sıçrama boyuncaki görünümü

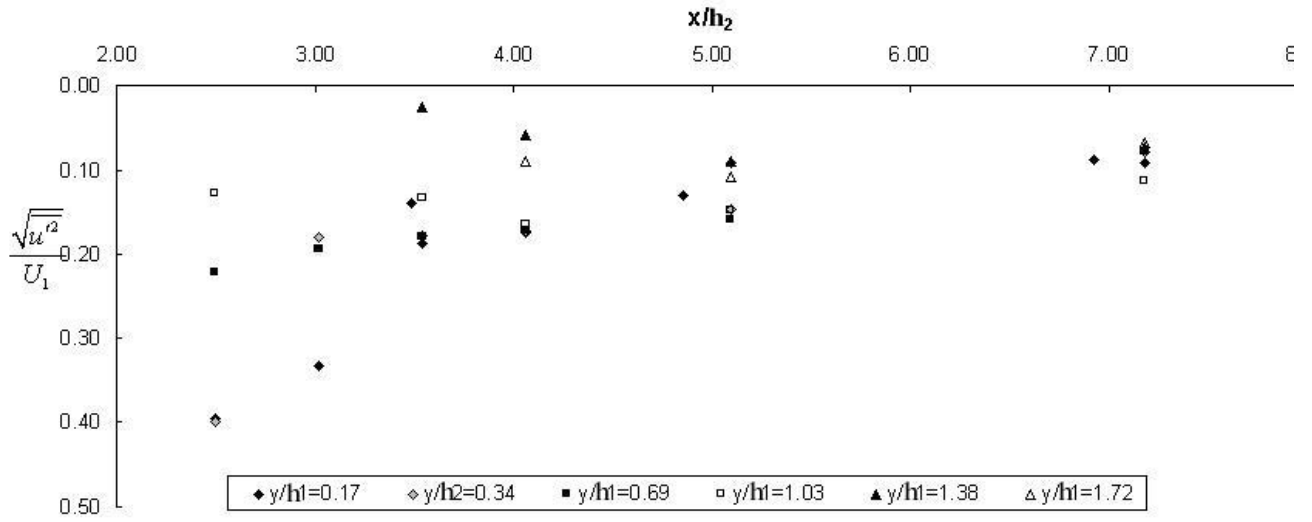
Hidrolik sıçramanın türbülans yapısı $Fr_1=3$, $q = 0.035 \text{ m}^2/\text{s}$ olduğu akım koşullarında Akustik Doppler ile yapılan hız ölçümleriyle araştırılmıştır. Yüksek Fr_1 sayılarında, su içine giren hava kabarcıkların miktarı arttığından, ADV doğru değerler okumamaktadır (Liu ve diğ., 2004). Bu yüzden yapılan çalışma düşük Froude sayısında gerçekleştirilmiştir. Deneylerde, hız ölçümleri her bir noktada 1 dakika süreyle kaydedilmiş ve 1500 hız değerinden oluşan zaman serileri elde edilmiştir (Şekil 4.9).



Şekil 4.9 Deneylerde $Fr_1=3$, $q=0.0354$ olduğu akım koşullarında $x/h_2=7.29$, $y/h_1=1.03$ noktasında ölçülen üç boyutlu hızların zaman serisi

Şekilde u,v,w sırasıyla akım doğrultusundaki, düşey doğrultudaki, ve yanal doğrultudaki hızları göstermektedir. Şekilden de görüleceği üzere, üç boyuttaki hızlar zamansal olarak bir ortalama etrafında salınım yapmaktadır. İşte bu hızlar türbülans çalkantı hızlarını göstermekte ve u' , v' , w' indisiyle tanımlanmıştır. Elde edilmiş olan bu veri dizisi, bilgisayarda kurulu olan WinADV32 programında çalıştırılarak, ortalama korelasyon katsayısının %70'den küçük olduğu aykırı değerler filtre edilmiş ve çalkantı hızlarının karesel ortalamalarının karekökü ($\sqrt{u'^2}$, $\sqrt{v'^2}$), Reynolds kayma gerilmesi ($-\rho u'v'$) gibi türbülans büyüklükleri elde edilmiştir.

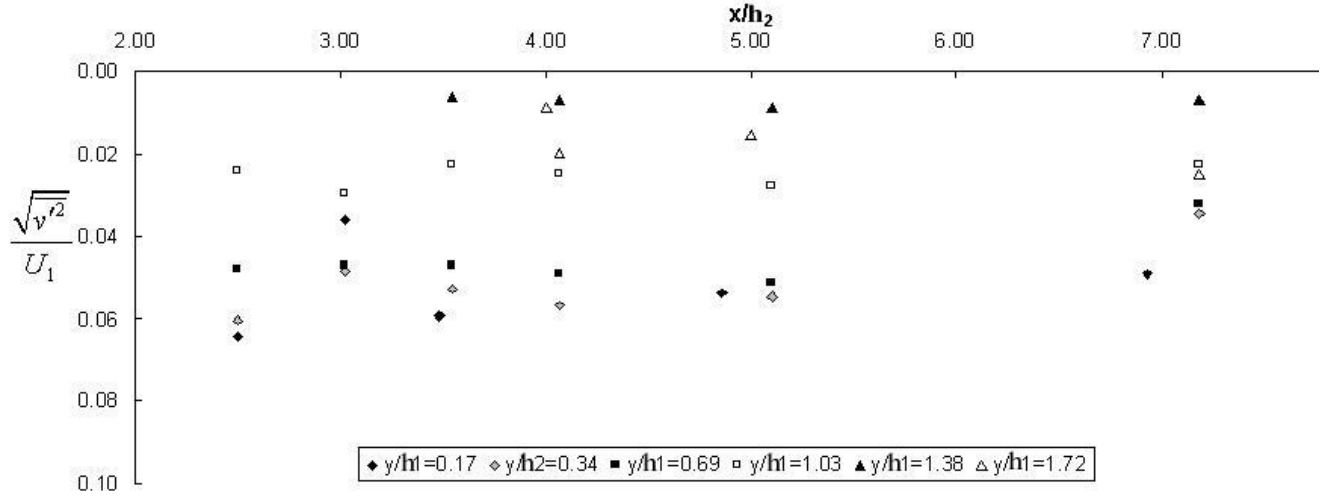
Şekil 4.10 ve 4.11’de sırasıyla akım doğrultusundaki ve düşey doğrultudaki boyutsuzlaştırılmış türbülans çalkantı bileşenlerinin, hidrolik sıçrama alanındaki dağılımı $Fr_1=3$ olduğu akım koşulu için gösterilmiştir. Yapılan ölçümlerde, akım doğrultusundaki türbülans şiddeti %3-40 değerleri arasında, düşey doğrultudaki türbülans şiddeti ise %1-6 değerleri arasında değişim göstermiştir. Liu ve diğ. (2004)’ün yaptığı çalışmalarında bu değerler 0.04-0.21 ve 0.01-0.06 arasında değişim göstermiştir. Sunulan çalışmadaki değerler ile Liu ve diğ. (2004) çalışmasının uyduğu görülmektedir. Hidrolik sıçramanın yaklaşık bitişini gösteren $6d_2$ noktasından sonra türbülans büyüklüklerinin değeri düşmekte ve derinlik boyunca üniform bir dağılım sergilemektedir (Şekil 4.10).



Şekil 4.10 Akım doğrultusundaki türbülans şiddetinin hidrolik sıçrama alanındaki değişimi; $Fr_1=3$

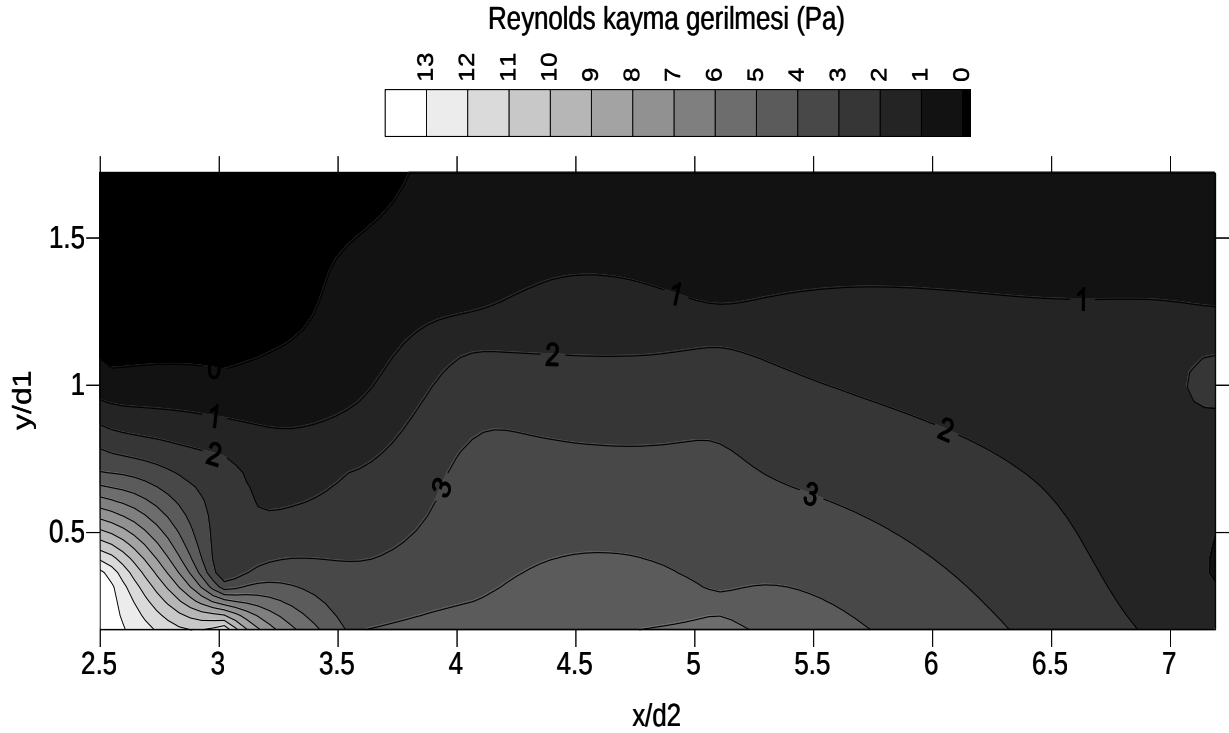
Şekil 4.10-11’den görüleceği üzere kanal tabanından yüzeye ve hidrolik sıçrama başlangıcından sonuna doğru türbülans çalkantı bileşenlerinin değeri azalmaktadır. Bunun nedeni hidrolik sıçrama başlangıcında oluşan makro ölçekteki çevirilerdir. Bu çevirilerin dönüş yönü akım doğrultusuna ters yöndedir ve ortamda şiddetli bir türbülans hareketin oluşmasına yol açarlar. Yapılan deneysel ölçümlerde bu durumu desteklemektedir. Sunulan çalışmada, akım doğrultusundaki türbülans şiddetinin en büyük değeri $x/h_2=2.5$ ve $y/h_1=0.17$ koordinatlarında %40 olarak ; buna karşın düşey doğrultudaki türbülans şiddetinin en büyük değeri ise aynı koordinatlarda % 6 olarak ölçülmüştür. Resch ve diğ. (1974), Liu ve diğ.

(2004) çalışmalarında da en büyük türbülans karakteristikleri hidrolik sıçramanın başlangıcında gözlenmiştir. Makro ölçekteki çevrilerin ortaya çıkardığı bu türbülans kinetik enerjisi, küçük ölçekteki çevrilere iletilerek, akımın enerjisinin ısıya dönüşmesine yol açar. Bu fiziksel süreç ise hidrolik sıçramanın hidrolik yapılarda etkin bir enerji kırıcı olarak kullanılmasını sağlamaktadır.



Şekil 4.11 Düşey doğrultusundaki türbülans şiddetinin hidrolik sıçrama alanındaki değişimi

Şekil 4.12’de Reynolds kayma gerilmesinin türbülans yapısı içindeki dağılımı gösterilmiştir. Şekil incelendiğinde, kayma gerilmesinin hidrolik sıçrama alanındaki dağılımının, çalkantı hızlarına benzer bir özellik sergilediği görülmektedir. Tabandan su yüzeyine ve akım doğrultusu boyunca kayma gerilmesi değerleri azalmaktadır. En büyük kayma gerilmesi 13 Pa değerinde hidrolik sıçramanın başlangıcında gözlenmiştir. Hidrolik sıçrama çıkışında, kayma gerilmesi yaklaşık 1 Pa büyüklüğünde uniform bir dağılım göstermektedir. Hidrolik sıçramanın tabanında oluşan bu yüksek kayma gerilmesi; özellikle taban oyulması, sediment taşınımı gibi hidrodinamik olayları tetiklemesi açısından çok önemlidir. Sediment hareketiyle ilgili olaylarda kullanılan Shields parametresi taban kayma gerilmesi doğru orantılıdır ve Shields parametresinin büyümesi ortamda hareket eden katı madde miktarının artmasına yol açar. Hidrolik sıçramanın olduğu bu lokal bölgelerde, oyulma ve taban hareketine karşı önlem alınması gerekmektedir.



Şekil 4.12 Reynolds kayma gerilmesinin hidrolik sıçrama alanı içerisindeki değişimi

Hidrolik sıçramanın havalandırma verimliliği $q = 0.03 \text{ m}^2/\text{s}$ debide 2.58-6.46 arasındaki Fr_1 sayılarında incelenmiştir. Çözünmüş oksijen konsantrasyonu, zamanla sabit aralıklara arttığından, başlangıç konsantrasyonu dikkate alınmamıştır. Bu yöntem literatürde farklı araştırmacılar tarafından kullanılmaktadır (ör. Urban ve diğ., 2001). Burada havalandırma verimlilik katsayısı:

$$E_{20} = \frac{C_u - C_d}{C_s} \quad (4.01)$$

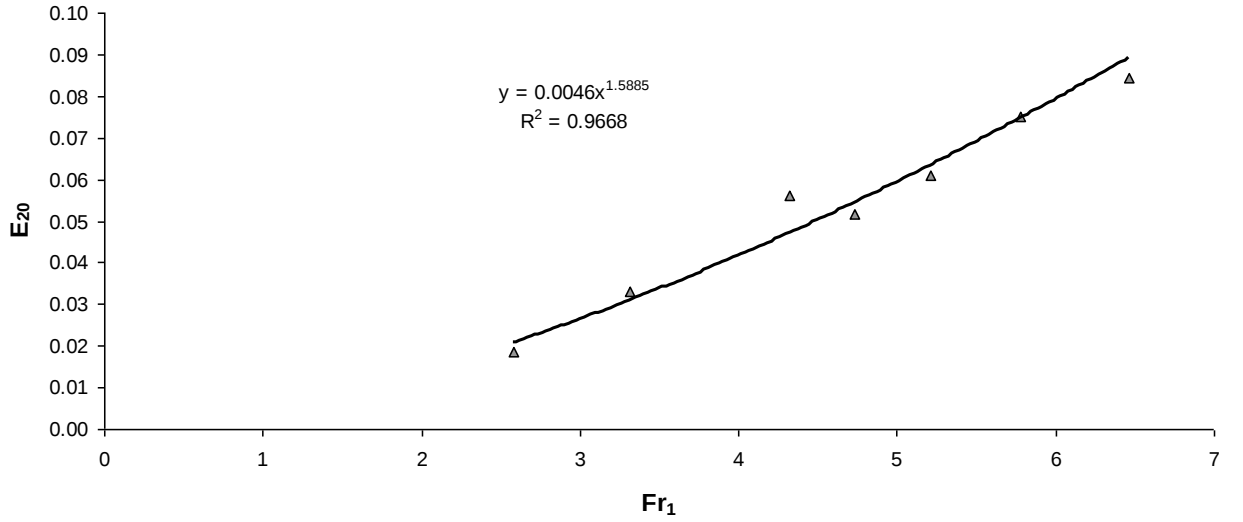
denklemleriyle ifade edilir. Burada E_{20} °C'deki havalandırma verimlilik katsayısını, C_u hidrolik sıçramadan önceki ÇO konsantrasyonunu, C_d hidrolik sıçramadan sonraki oksijen konsantrasyonunu, C_s ÇO'nun su içindeki doyma konsantrasyonunu göstermektedir.

Şekil 4.13'de havalandırma verimliliğinin Fr_1 sayısına bağlı değişimini göstermektedir. Şekilden görüleceği üzere, Fr_1 sayısının artışıyla E_{20} üstel olarak artmaktadır. Elde edilen bu sonuç; Avery ve Novak (1978), Wilhelms ve diğ. (1981)'in çalışmalarıyla uyumludur.

Elden edilen deneysel verilere en küçük kareler yöntemi kullanarak regresyon analizi yapılmış ve korelasyon katsayısının 0.96 olduğu şu denklem elde edilmiştir:

$$E_{20} = 0.0046Fr_1^{1.59} \quad (4.02)$$

Bu denklem $q=0.03 \text{ m}^2/\text{s}$ mertebesindeki akım koşulları için geçerlidir. Elde edilen sonuçlar, hidrolik sıçramanın etkin bir karıştırıcı ve mekanik havalandırıcı olarak kullanılabileceğini işaret etmektedir.



Şekil. 4.13 Hidrolik sıçramadaki havalandırma verimliliğinin Froude sayısı ile değişimi:
 $q = 0.03 \text{ m}^2/\text{s}$

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada hidrolik sıçrama altında basınç çalkantıları deneysel olarak belirlenerek, hidrolik sıçramanın oluştuğu su yapılarında bu sebeple oluşacak dinamik yükler hakkında bilgi sahibi olunmuştur. Çalışmada sıçramanın menbasında altı farklı Froude sayısında hidrolik sıçrama sonucu oluşan basınç değerleri ölçülmüştür. Ölçümler sonucunda bu ölçülen basınç değerlerinin büyük oranda rasgelelik gösterdikleri ve ölçüm zaman aralığında maksimum ve minimum değerler arasında büyük farklar olduğu belirlenmiştir. Örneğin beşinci deney ölçümlerindeki sonuçlara göre maksimum boyutsuz basınç değeri 9,33 iken minimum boyutsuz basınç değeri ise sadece 2,85'dir. Böyle büyük farklarda azalan ve artan basınç değerleri su yapısının tahkim edilmesinde göz önüne alınmalıdır. Bunun yanında, kanal betonunda lokal olarak büyük zorlanmalar ve aşınmalar olabileceği düşünülmelidir. Maksimum ve minimum değerler ortalama değer çizgisinde oldukça büyük bir sapma gösterdiğinden hidrolik sıçramaya maruz kalan su yapısının tahkimatında taban betonu kalınlığı ve bu tabakanın sabit kaya zemine ankre edilmesi gereklidir. Bu sırada basınçlarda gözlenen rastgele olarak devamlı değişim sebebi ile malzemede (taban betonu ve ankraj elemanları) meydana gelebilecek yorulmalarda izlenmeli ve gerek yapım aşamasında gerekse işletmede önlemler alınmalıdır. Ölçümler sonucunda belirlenen bu rastgele basınç değerlerinin, klasik olarak yapılacak analitik bir yaklaşımla belirlenmesi imkansızdır. Bu sebeple, hidrolik sıçramanın oluştuğu su yapıları bu büyük değişime sahip rasgele yüklerle karşılaştığında bu tip yapıların dizaynında bu süreklilikler dikkate alınmalı ve yapının performansı laboratuvar deneyi ile test edilmelidir.

Hidrolik sıçrama altında basınç çalkantıları incelendiğinde pik, maksimum ve minimum basınçların oluştuğu noktada Froude sayısına bağlı olarak değişmektedir. Bu nedenle, hidrolik sıçramanın oluştuğu su yapılarında yapının stabilitesi için maksimum ve minimum değerlerin boşaltımın olduğu savaktan ne kadar mesafede olduğu tespit edilmelidir.

Hidrolik sıçramanın bir diğer önemli etkisinin de sudaki çözünmüş oksijen artışına olanak vermesidir. Çözünmüş oksijen, özellikle akarsuladaki doğal hayatın sürmesi ve gelişmesi

açısından önemlidir. Özellikle baraj gibi suyun durgun olarak haznede beklediği su yapılarında çözünmüş oksijen değerleri düşmekte ve bu su mansaba verildiğinde çevreye olumsuz etkileri görülmektedir. Yaratılacak hidrolik sıçrama ile suyun havalandırılması sağlanabilmektedir. Sunulan bu çalışmada hidrolik sıçrama ile akımda çözünmüş oksijen kazanımı olduğu belirlenmiştir ve bunun için ampirik bir ifade de önerilmiştir.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	ii
TABLO LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
SEMBOL LİSTESİ	viii
ÖZET	x
SUMMARY	xi
1. GİRİŞ	1
2. HİDROLİK SIÇRAMA	2
2.1 Siçrama Tipleri	5
2.1.1 Serbest Hidrolik Siçrama	5
2.1.2 Batık Hidrolik Siçrama	14
2.2 Hidrolik Siçrama Altındaki Basınç Çalkantıları	17
2.2.1 Basınç Çalkantıları Sebebiyle Oluşan Kaviteasyon	18
2.3 Hidrolik Siçrama İçinde Oluşan Basınç Çalkantılarının Ölçüm Metodları	21
2.3.1 Hidrolik Siçrama için Strip Integral Metodu (SIM)	22
2.3.2 Türbülans Modellemesi	22
2.3.2.1 Temel Formüller	23
2.3.2.2 Sıfır eşitlikli model	24
2.3.2.3 Tek eşitlikli model	25
2.3.2.4 İki Eşitlikli Model	26
2.3.2.5 Reynolds Gerilme Modeli	27
2.3.2.6 Cebirsel Gerilme Modeli	28
2.4 Yüzey Üzerinde Basınç Dalgalanmalarından Kaynaklanan Kuvvetler	28
3. DENEY SİSTEMİ	32
3.1 Deneylerde Kullanılan Altyapı ve Ölçüm Sistemi	32
3.2 Test Matrisi	38
4. DENEY SONUÇLARI VE SONUÇLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ	41
4.1 Basınç Çalkantılarının Ölçümleri	41

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	55
KAYNAKLAR	57
ÖZGEÇMİŞ	63

KAYNAKLAR

Abdul Khader, M.H. and Elango, K., (1974) "Turbulent pressure Field Beneath a Hydraulic Jump", IAHR, J. Hydraulic Research Vol.12(4), pp. 469-489.

Akbari, M.E., Mittal, M.K. and Pande P.K., (1982) "Pressure Fluctuations on the Floor of Free and Forced Hydraulic Jumps", Hydraulic Modelling of Civil Engineering Structures, Coventry, England, Int. Conf. Held Sep. 22-24 Paper C1, pp. 87-96.

Anderson, J.D., (1995) Computational Fluid Dynamics", McGraw-Hill International Ed., Mechanical Engineering Series.

ASCE Task Committee on Turbulence Models in Hydraulic Computations, (1988) "Turbulence Modelling of Surface Water Flow and Transport; Part I to V., ASCE, J. Hydraulic Engineering, Vol. 114(9), pp. 970-1073.

Bakhmateff, B.A. and Matzke, A.E., (1936) "The Hydraulic Jump in Terms of Dynamic Similarity", Trans.ASCE, Vol.100. pp. 630-680.

Bellin, A. and Fiorotto, (1995), "Direct Dynamic Force Measurements on Slabs in Spillway Stilling Basins", ASCE, J.

Hydraulic Engineering. Vol.121(10), pp. 686-693

Benim. A.C. and Zinser, W., (1985) "Investigation into The Finite Element Analysis of Confined Turbulent Flows Using a k- ϵ Model of Turbulence". Computer Methods for Application Mechanics and Engineering, Vol. 51, pp. 507-523.

Bernard, R.S., (1991), "A Turbulence Model Recirculating Flow", USAE Waterways Experiment Station, Hydraulics Laboratory, Vicksburg. Technical Report HL-91-14, 30 Pages.

Bhowmic, N.G. (1975) "Stilling Basin Design for Low Froude Number", Proc. ASCE, J. Hydraulic Division, Vol.101(HY7), pp. 901-915.

Bowers, C.E. and Toso, J., (1988) “Karnafuli Project, Model Studies of Spillway Damage”, ASCE, J. Hydraulic Engineering, Vol.114(5), pp. 469-483.

Bowers, C.E. and Tsai, F.Y., (1969) “Fluctuating Pressures in Spillway Stilling Basins”, Proc. ASCE, J. Hydraulics Division, Vol.95(HY6), pp. 2071-2079.

Boysan H.F., (1993) “Renormalization Group Theory Based Turbulence Models and Their Applications to Industrial Problems, Ins. Mech. Engineers, C461/035, pp. 43-47.

Braaten, M. and Shy, W., (1986) “A Study of Recirculating Flow Computation Using Body-Fitted Coordinates: Consistency Aspects and Mesh Skewness”, Numerical Heat Transfer, Vol. 9, pp. 559-574.

Bradley, j.n., and Peterka, A.J., (1957), “Hydraulic Design of Stillig Basins-Stilling Basins with Sloping Apron (Basin V)”, Proc. ASCE, J. Hydraulics Division, Vol.83(HY5), Paper No. 1405, pp.1-32.

Cebeci, T. and Smith, AMO, (1974) “Analysis of Turbulent Boundary Layers”, Applied Mathematics and Mechanics, Vol.15, Academic Pres, New York.

Chou, P.Y., (1945) “On Velocity Correlations and The Solution of The Equations of Turbulent Fluctuation”, Quart. J. Aappl. Math., Vol.3(1), pp. 38-54.

Chow, V.T., (1959) Open-Channel Hydraulics, McGraw-Hill Book Company.

Dhaimat, O.H., (1986) “Mean Flow and Turbulence Characteristics of Submerged Jmp,” Ph.D. Thesis Presented University of Manchester, UMIST, Manchester U.K..

Farrhoudi, J. and Narayanan, R., (1991) “Force on Slab Beneath Hydraulic Jump”, ASCE, J. Hydraulic Engineering, Vol.117(1), pp. 64-82.

Fiorotto, V., and Rinaldo, A. (1990), “Discussion of Karnafuli Project, Model; Studies on Spillway Damage”, by C.E.Bowers and J.Toso. ASCE, J. Hydraulic Engrg., Vol.116(6), pp.850-852.

Fiorotto, V. and Rinaldo, A., (1992a), “Fluctuating Uplift and Lining Design in Spillway Stilling Basins”, ASCE, J. Hydraulic Engineering. Vol.118(4), pp. 578-596.

Fiorotto, V. and Rinaldo, A., (1992b), “Turbulent Pressure Fluctuations Under Hydraulic Jumps”, IAHR. J. Hydraulic Research Vol.30(4), pp. 499-520.

Fletcher, C. A.J., (1991) “Computational Techniques for Fluid Dynamics”, Volumes I and II, Springer-Verlag, Berlin.

Garg,S.P. and Sharma, H.R., (1971), “Efficiency of Hydraulic Jump”, Proc. ASCE, J. Hydraulics Division, Vol.97(HY3), pp 409-420.

Gartshore, I.S. and Newman, B.G., (1969), “The turbulent wall jet in an Arbitrary Pressure Gradient”, Aeronautical Quarterly, February, pp. 25-27.

Gibson, A.H., (1920) “ Experiments on The Coefficients of Discharge Under Rectangular Sluice-Gates, Minutes of Proceedings, ins. Civil Engineers, London, Vol.207, pp. 427-434.

Gosman,A.D.,Khalil,E.W.,Whitelaw,J.H., (1979) “The Calculation of Two Dimensional Turbulent Recirculating Flows”,Turbulent Shear Flows-I, Springer Verlag, Heidelberg.

Gunal,M., (1995), “Turbulence Modelling of Submerget Hydraulic Jump Using Boundary-Fitted Coordinates” Society of Engineering Science 32nd Annual Technical Meeting (SES’95),Oct.29-Nov.2, New Orleans,LA,USA,pp192-193.

Gunal,M.and Narayanan,R., (1996), “Hydraulic Jump in Sloping Channels“, ASCE,J.Hydraulic Engineering,Vol.122(8), August, pp.436-442.

Hager,W.H., (1989), “B-Jump in Sloping Channel”, IAHR, J. Hydraulics Research, Vol.27(1), pp.539-558.

Hager,W.H., (1992), “Energy Dissipators and Hydraulic Jump”, Kluwer Akademik Publishers, Dordrecth, Boston, London, Water Science and Technology Library.

Hager,W.H., (1993), “Classical Hydraulic Jump: Free Surface Profile” Canadian J. Civil Eng., Vol.20, pp.536-539.

Hager W.H and Bremen,R., (1989), “Classical Hydraulic Jump: Seguent Depths”, IAHR, J.Hydraulic Research Vol.27(5),pp.565-585.

Hager, W.H., Bremen, R. and Kawagoshi, N., (1990), "Classical Hydraulic Jump: Length of Roller", IAHR. J. Hydraulic Research Vol.28(5), pp.591-608.

Hanjalic, K. and Launder, B.E., (1972), "A Reynolds Stress Model of Turbulence and its Application to Thin Shear Flows.", J. Fluid Mechanics, Vol.52, pp.609-616

Hinze, O., (1959), "Turbulence", McGraw-Hill, New York.

Hurst, H.E. and Watt, D.A.F., (1925) "The Similarity of Motion of Water Through Sluices and Through Scale Models: Experiments with Models of Sluices of Assuan Dam", Minutes of Proceedings, Inst. Civil Engineers, London, Vol.218, pp. 72-180.

Husain, D., Alhamid, A.A. and Abdel-Aziz M. Negm, (1994), "Length and Depth of Hydraulic Jump in Sloping Channel", IAHR, J. Hydraulic Research, Vol.32(6), pp. 899-910.

Kindsvater, C.E., (1944) "The Hydraulic Jump in Sloping Channels", Trans. ASCE, Vol.109, pp. 1107-1154

Launder, B.E. and Spalding, D.B., (1974), "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol.3 pp. 269-289,

Leutheusser, H.J. and Kartha, V.C., (1972) "Effects of Inflow Conditions on Hydraulic Jump", Proc. ASCE, J. Hydraulics Division, Vol.98(HY8), pp. 1367-1385.

Long, D., (1991) "k- ϵ Turbulence Modelling of Submerged Hydraulic Jump". Ph.D Thesis Submitted to the University of Alberta, Canada.

Long, D., Rajaratnam, N. and Steffler, P.M., (1990), "LDA Study of flow structure in Submerged Hydraulic Jump", IAHR, J. Hydraulic Research Vol. 28(4), pp. 437-460.

Long, D., Steffler, P.M. and Rajaratnam, N., (1991), "A Numerical Study of Submerged Hydraulic Jumps" IAHR, J. Hydraulic Research Vol.29 (3), pp.293-308.

Madsen, P.A. and Svendsen, I.A., (1983), "Turbulent Bores and Hydraulic Jumps", J. Fluid Mechanics, Vol. 129, pp. 1-25.

McCorquodale, A.J. and Khalifa, A.M., (1980), “Submerged Radial Hydraulic jump” ASCE, J. Hydraulic Division, Vol. 106(HY3), pp. 355-367.

McCorquodale, A.J. and Khalifa, A.M., (1983) “Internal Flow in Hydraulic Jumps”, Proc. ASCE, J. Hydraulics Engineering. Vol. 109(5), pp. 684-701.

Narayanan, R., (1978), “Pressure Fluctuations Beneath Submerged Jump”, Proc. ASCE, J. Hydraulic Division, Vol. 104 (HY9), pp. 1331-1342.

Naudascher, E., (1991), “Hydrodynamic Forces”, A.A.Balkema, Rotterdam, Brookfield, University of Karlsruhe, Germany

Rajaratnam N., (1965a), “The Hydraulic Jump As A Wall Jet”, Proj. ASCE, J. Hydraulic Division,, Vol.91 (HY5), pp. 107-132.

Rajaratnam N., (1965b), “Submerged Hydraulic Jump” Proj. ASCE, J. Hydraulic Division,, Vol.91 (HY4), pp. 71-96.

Resch, F. J., Leutheusser, H. J., ASCE, M. And Solomon, A., (1974), “Bubbly Two-Phase flow in Hydraulic Jump”, ASCE, J. Hydraulic Division,, Vol. 100 (HY1), pp. 137-149.

Toso, J. W. And Bowers, C.E., (1988), “Extreme Pressures in Hydraulic-Jump Stilling Basins”, ASCE, J. Hydraulic Engineering, Vol. 114 (8), pp. 829-843.

Wu, S. And Rajaratnam, R., (1995), “Free Jumps, Submerged Jumps and Wall Jets” IAHR, J. Hydraulic Research Vol. 33(2), pp. 197-212.

Avery, S. T., and Novak, P. 1978. Oxygen transfer at hydraulic structures. *J. Hydr. Engrg., ASCE*, **104(11)**, 1521-1540.

Wilhelms, S.C., Clark, L., Wallace, J.R., and Smith, D.R., 1981. Gas transfer in hydraulic jumps. Technical Report E-81-10, US Army Engineer Waterways Experiment Station, CE, Vicksburg Miss., USA.

Liu, M., Rajaratnam, N., Zhu, D.Z., 2004. Turbulence structure of hydraulic jumps of low froude numbers, *J. Hydr. Engrg., ASCE* Vol. 130(6), pp. 511-520

Resch, F.J., and Leutheusser, H.J., and Alemu, S., (1974). Bubbly two-phase flow in hydraulic jump, *J. Hydr. Engrg., ASCE*, Vol. **100**, pp. 137-149.

Urban, A. L., Hettiarachchi, S. L., Miller, K. F., Kincaid, G. P., and Gulliver, J. S. (2001). "Field experiments to determine gas transfer at gated sills." *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 127(10), 848-859.

Vasilev, O.F. ve Bukreyev, V.I., 1967. Statistical characteristics of pressure fluctuations in the region of hydraulic jump. XII IAHR Congress, 2(B1), pp. 1-8.

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında İstanbul’da doğan Levent Kamil Ekinci, ilk ve orta öğrenimini Kültür Kolejinde, lise öğrenimini Ataköy Lisesinde tamamladı. 1998 yılında Sakarya Üniversitesi Mühendislik Fakültesi İnşaat Mühendisliği Bölümü’ne girerek, 2002 yılında mezun oldu. 2003 yılında İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı, Hidrolik ve Su Kaynakları Mühendisliği Programı’nda yüksek lisans eğitimine başladı. Halen İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü’nde yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.