

SIFONLU ŞAFT SAVAKLARDA AKIM DURUMUNUN ETUDU VE BAŞLIK ŞEKLİNİN GELİŞTİRİLMESİ

**İstanbul Teknik Üniversitesi İnşaat Fakültesince
«Doktor»
ünvanının verilmesi için kabul edilen tezdır.**

Yük. Müh. Necati AĞIRALIOĞLU

**Tezin Dekanlığa Verildiği Tarih : 29 Temmuz 1976
Tezin Müdafaa Edildiği Tarih : 15 Kasım 1976**

**Doktorayı Yöneten Profesör : Prof. O. Nuri ÇATAKLI
Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Kâzım ÇEÇEN
: Prof. Dr. Mehmetçık BAYAZIT**

**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
İNŞAAT FAKÜLTESİ MATBAASI
1977**

**T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi**

Tezi yöneten ve çalışma süresince teşvik ve ilgisini esirgemiyen Prof.O.Nuri ÇATAKLI`ya şükranlarımı sunarım.

Gösterdikleri yakın ilgiden dolayı Prof.Dr.Kâzım ÇEÇEN ve Prof.Dr.Mehmetçik BAYAZIT`a teşekkür ederim.

Çalışmalar sırasında büyük yardımlarını gördüğüm Doç. Dr.Cevat ERKEK ve Dr.Ferruh MÜFTÜOĞLU`na, ayrıca nümerik metodla ilgili tavsiyelerinden dolayı Prof.Dr.Şenol UTKU`ya teşekkürü bir borç bilirim.

Model çalışmalarında titizlik gösteren Su Yapıları Laboratuvarı elemanlarına ve çalışmayı destekleyen Türkpetro Vakfı ilgililerine teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

Notasyon	I
Özet	V
Summary	VII
BÖLÜM 1 GİRİŞ	1
1.1. Sifonlu Şaft Savağın Tanıtılması	2
1.2. Sifonlu Şaft Savağın Tercih Sebepleri	5
1.3. Sifonlu Şaft Savaklarla İlgili Çalışmalar	7
1.4. İncelenecek Problem ve Metod Hakkında	11
BÖLÜM 2 SIFONLU ŞAFT SAVAKLARIN HİDROLİĞİ	13
2.1. Giriş	13
2.2. Akış Katsayısı	15
2.3. Basınç Durumu	17
2.4. Hız ve Basınç Dağılımları	19
2.4.1. Kret Kesitinde Hız Dağılımı	20
2.4.2. Kret Kesitinde Basınç dağılımı	22
2.4.3. Dirsekte Hız Dağılımı	24
2.4.4. Dirsekte Basınç Dağılımı	27
2.5. Sifonlu Şaft Savaklarda Kaviteasyon	28
2.6. Sifonlu Şaft Savaklarda Prototip-Model Uygunluğu	30
BÖLÜM 3 SIFONLU ŞAFT SAVAKLARA AİT TEORİK İNCELEMELER	32
3.1. Giriş	32
3.2. Silindirik Koordinatlarda Laminer Akım Denklemleri	33
3.2.1. Hareket Denklemlerinin Çıkarılışı	33
3.2.2. Süreklilik Denkleminin Çıkarılışı	38

3.3. Eksenel Simetrik Laminer Akım Denklemleri	38
3.3.1. Hareket Denklemlerinin İfadesi	38
3.3.2. Süreklilik Denkleminin İfadesi	40
3.3.3. Hareket ve Süreklilik Denklemlerinin Akım Fonksiyonu Cinsinden Gösterilmesi ve Boyutsuz Parametrelerle İfadesi	40
3.3.4. Hareket ve Süreklilik Denklemlerinin Çevrinti ve Akım Fonksiyonları Cinsinden Gösterilmesi ve Boyutsuz Parametrelerle İfadesi	44
3.4. Eksenel Simetrik Potansiyel Akım Fonksiyonunun Boyutsuz Parametrelerle İfadesi	46
3.5. Sifonlu Şaft Savaklarda Sınır Şartlarının Belirlenmesi	48
3.5.1. Sınır Şartları	48
3.5.2. Potansiyel Akım Sınır Şartları	51
3.5.3. Laminer Akım Sınır Şartları	54
3.5.3.1. Bir Tek Akım Fonksiyonu Denklemi İçin Sınır Şartları	54
3.5.3.2. Akım ve Çevrinti Denklemleri İçin Sınır Şartları	54
BÖLÜM 4 SONLU FARKLAR METODUNUN ŞAFT VE SIFONLU ŞAFT SAVAKLARA UYGULANMASI	56
4.1. Giriş	56
4.2. Çözüm Metodu ve İterasyon Tekniği	56
4.3. Akım Denklemlerinin Sonlu Fark İfadeleri	58
4.3.1. Bir Fonksiyonun Kısmi Türevlerinin Diferans Denklemleri Cinsinden Elde Edilişi	58
4.3.2. Potansiyel Halde Akım Fonksiyonu Denkleminin Sonlu Fark İfadeleri	64

4.3.3. Laminer Permenant Halde Tek Bir Akım Fonksiyonu Denklemnin Sonlu Fark İfadesi	66
4.3.4. Laminer Permenant Halde Akım Fonksiyonu ve Çevrinti Denklemlerinin Sonlu Fark İfadesi	68
4.4. Eğri Sınırlar İçin Denklemlerin Sonlu Fark İfadeleri	69
4.4.1. Potansiyel Halde Eğri Sınırlar İçin Denklemin Sonlu Fark İfadesi	69
4.4.2. Laminer Halde Eğri Sınırlar İçin Denklemlerin Sonlu Fark İfadesi	73
4.5. Şaft ve Sifonlu Şaft Savak Sınır Şartlarının Sonlu Fark İfadeleri	75
4.5.1. Potansiyel Halde Sınır Şartlarının Sonlu Fark İfadeleri	75
4.5.2. Laminer Halde Sınır Şartlarının Sonlu Fark İfadeleri	79
4.6. Akım Fonksiyonu Yardımıyla Hızların Belirlenmesi	86
4.7. Sonlu Farklar Metodunun Şaft ve Sifonlu Şaft Savaklara Nümerik Olarak Uygulanması	89

BÖLÜM 5 MODEL ÇALIŞMALARI	106
5.1. Giriş	106
5.2. Model İnşaatı	106
5.3. Ölçme Tekniği	112
5.4. Yapılan Deneyler	114
5.4.1. Şaft Savak Deneyleri	114
5.4.2. Sifonlu Şaft Savak Deneyleri	117
5.4.2.1. Silindirik Başlıkla Yapılan Deneyler	117
5.4.2.2. Şaft Ağzına Paralel Başlıkla Yapılan Deneyler	117

5.4.2.3. Akım Çizgilerine Göre Geliştirilen Başlıkla Yapılan Deneyler 119

BÖLÜM 6	DENEYLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ	123
6.1.	Giriş	
6.2.	Şaft Savak Deneylerinin Değerlendirilmesi	123
6.2.1.	Akış Katsayıları	124
6.2.2.	Basınç Değişimleri	126
6.2.3.	Hızların Etüdü	128
6.2.4.	Akım Çizgileri	128
6.3.	Sifonlu Şaft Savak Deneylerinin Değerlendirilmesi	132
6.3.1.	Silindirik Başlık	132
6.3.1.1.	Akış Katsayıları	133
6.3.1.2.	Basınç Değişimleri	148
6.3.1.3.	Giriş Bölgesinde Akımın ve Akım Çizgilerinin Belirlenmesi	153
6.3.2.	Şaft Ağzına Paralel Başlık	164
6.3.3.	Geliştirilmiş Başlık	167
6.3.4.	Başlık Şekillerinin Karşılaştırılması	178
6.4.	Sifonlu Şaft Savağın Şaft ile Karşılaştırılması	183
BÖLÜM 7	SONUÇLAR	186
	Referanslar	190
	Ekler	197
	Hal Tercümesi	

NOTASYON

- A : Enkesit alanı
 A_c : Savakta şaft-başlık yatay aralık alanı
 A_d : Kret üstü geçidi alanı
 A_o : Galeri çıkış kesiti alanı
 a : Başlığın savak kretinden itibaren batma miktarı
 a_o : Eksen eğrilik çapının galeri yarı çapına oranı
 b : Başlık ortasındaki uzantı miktarı
 b_o : Entegral sabiti
 c : Şaft-başlık yatay aralığı
 c_o : Akış katsayısı
 D : Galeri çıkış çapı
 $\bar{D}$: Başlık iç çapı
 d : Savak kret üstü geçidi yüksekliği
 E_t, E'_t : Kesme hataları
 $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z$: Silindirik koordinatlarda sırayla radyal, açısal ve eksenel doğrultuda birim vektörler
 F : Boyutsuz akım fonksiyonu
 $\vec{F}$: Tesir eden kuvvet vektörü
 F_d : Tesir eden dış kuvvet
 $F(J,K)$: (J,K) indisli noktanın boyutsuz akım fonksiyonu
 F_r : Froude sayısı
 F_r, F_θ, F_z : Silindirik koordinatlarda tesir eden dış kuvvet radyal açısal ve eksenel bileşenleri
 G : Boyutsuz çevrinti fonksiyonu
 $G(J,K)$: (J,K) noktasındaki boyutsuz çevrinti fonksiyonu
 g : Yerçekimi ivmesi
 H : Savak çalışma yükü
 $\bar{H}$: Başlık yüksekliği

- H' : Ağ aralığı
 H_a : Rakordman noktalarının proje su seviyesinden itibaren yüksekliği
 H_b : Brüt düşü yüksekliği
 H_o : Kret su yükü
 H_s : Kret proje yükü
 H_T : Tabandan itibaren hazne su yüksekliği
 ΔH_k : Yük kaybı
 ΔH_{kx} : X noktasına gelinceye kadar meydana gelen yük kaybı
 h : Boyutsuz ağ aralığı
 h_x : Belirli bir noktanın üzerindeki su yükü
 J : Yatay indis
 K : Düşey indis
 K_a : Kaviteasyon sayısı
 k : Kayıp katsayısı
 L_T : Hesap alanı sınırının eksenden uzaklığı
 M : Geometrik benzeşim oranı
 m : Kütle
 P : Basınç yüksekliği
 P_B : Sıvının buharlaşma basıncı
 P_o : Atmosfer basıncı
 P_x : Tesirli basınç
 P'_x : Mutlak basınç
 p : Hazne tabanından itibaren savak yüksekliği
 Q : Debi
 q : Düşey ağ mesafesi
 R : Belirli bir noktanın eğrilik yarıçapı
 R_d, R_i : Sırayla dış ve iç cidar eğrilik yarıçapları
 R_e : Reynolds sayısı

R_o : Eksen eğrilik yarıçapı

R_r : Rakorđman yarıçapı

R_s : Kret yarıçapı

r : Silindirik koordinatlarda radyal yer deęiřtirme

r_1 : Boyutsuz radyal mesafe

$r(J,K)$: (J,K) noktasındaki radyal mesafe

$s,S(J,K)$: Eğri sınırda boyutsuz düşey aę mesafesi

$t,T(J,K)$: Eğri sınırda boyutsuz yatay aę mesafesi

U_o : Ortalama çıkış hızı

$U(J,K)$: (J,K) noktasından yatay hız

u : Radyal hız

$\vec{V}_\zeta$: Çevrinti vektörü

V_n, V_s : Akım çizgilerine dik ve teğet yönde hız bileşenleri

v_d, v_i : Dış ve iç cidarda hızlar

v_r, v_θ, v_z : Sırayla radyal, açısal, eksenel hız bileşeni

W : Ağırlık

y : x noktasındaki hız yüksekliği

Z : Mukayese düzleminden itibaren yükseklik

z : Silindirik koordinatlarda düşey yer deęiřtirme

z_1 : Boyutsuz düşey mesafe

α_1 : Akış katsayısı değişiminin ortalama eğimi

β_1 : Akış katsayısı lineer formu sabiti

γ : Birim ağırlık

$\vec{\gamma}$: İvme vektörü

$\gamma_r, \gamma_\theta, \gamma_z$: Silindirik koordinatlarda sırayla radyal, açısal ve eksenel ivme bileşeni

ζ, η, ξ : Çevrinti vektörünün radyal, açısal, eksenel bileşenleri

θ : Silindirik koordinatlarda açısal yer deęiřtirme

ν : Kinematik viskozite

ρ : Akışkanın yoğunluğu

σ : Yüzeysel gerilme

ψ : Akım fonksiyonu

Ö Z E T

Baraj haznelerinde nisbeten küçük bir sahada inşa edilebilen sifonlu şaft savakların önemli bir avantajı, hazne seviyesinin kret kotundan itibaren bir miktar yükselmesiyle savağın maksimum kapasiteye yaklaşmasıdır. Diğer sifon savak tiplerinde olduğu gibi hazneyi kret kotunun aşağısındaki bir seviyeye kadar da boşaltabilirler. Bu savaklar pratik üstünlüklerine rağmen bir iki özel proje için yapılan model deneyleri dışında şimdiye kadar incelenmemiştir.

Bu araştırmanın konusu, girişten çıkışa kadar sifon tesciri altında çalışan bir sifonlu şaft savak tipinin akım durumunun incelenmesidir.

Teorik ve deneysel çalışmalar neticesinde şaft savakların batmış akım durumuna göre projelendirilen şaft savak esas alınarak sifonlu şaft savak için yeni bir başlık şekli geliştirilmiştir.

Birinci bölümde, sifonlu şaft savakların genel olarak tanıtılması yapılmış, şimdiye kadar konu ile ilgili yapılan çalışmalar özetlenmiş ve araştırmada ele alınacak problem ortaya konmuştur.

İkinci bölümde, sifonlu şaft savak tipinin çalışma tarzı belirtilmiş, debi katsayıları ile hız ve basınç dağılımları formüle edilmiştir.

Üçüncü bölümde, *Navier-Stokes* denklemleri silindirik koordinatlarda eksenel simetrik sifonlu şaft savaklar için elde edilmiş ve akım alanının sınır şartları belirlenmiştir. Bu denklemlerden akım ve çevrinti fonksiyonları laminaer permanent akım için çıkarılmıştır. Potansiyel halde de akım fonksiyonu ve sınır şartları elde edilmiştir. Bütün bu

ifadeler akım alanının karakteristik büyüklüklerine bağlı olarak boyutsuz parametrelerle gösterilmiştir.

Dördüncü bölümde, üçüncü bölümde matematik modeli kurulan probleme sonlu farklar metodu uygulanmış ve nümerik çözümler elde etmek için Fortran dilinde bir program geliştirilmiştir. Uygulama sonunda potansiyel hal için akım çizimleri ve laminar durum için akım ve çevrinti eğrileri elde edilmiştir. Ayrıca akım fonksiyonlarından bulunan hızlar, boyutsuz büyüklükler halinde grafiklerle değerlendirilmiştir.

Beşinci bölümde model teknikleri ve laboratuvarında yapılan deneyler açıklanmış ve farklı şekil ve boyuttaki başlıklarla ilgili deney programları belirlenmiştir.

Altıncı bölümde, model deneyleri değerlendirilmiş ve teorik neticelerle mukayesesi yapılmıştır. Ayrıca bazı proje kriterlerinin tesbitini kolaylaştırmak için çeşitli diyagramlar çizilmiştir.

Sonuç olarak, teorik ve deneysel neticeler birbirinden çok az farklı olduğundan, sifonlu şaft savaklar için yapılan çalışmalarda geliştirilen matematik modelin akım şartlarını iyi bir şekilde temsil ettiği söylenebilir. Sifonlu şaft savaklarda ele alınan başlık şekilleri karşılaştırıldığında teorik ve deneysel esaslara dayanarak geliştirilen başlık şekli, projelendirmede optimum çözümü vermektedir. Netice olarak bu çalışmada geliştirilen teknik bilgiler ve proje kriterleri yardımıyla sifonlu şaft savakların daha iyi bir şekilde projelendirilmesi mümkün olacağı ifade edilebilir.

SUMMARY

Siphon bellmouth spillways, which can be constructed in a comparatively small space in reservoir sites, have a great advantage of reaching their maximum discharge capacity with a small raise in reservoir surface elevation above the free level. Like the other types of siphon spillways, it is also capable of emptying the reservoir up to a certain elevation below the free level. Despite these practical advantages except for a few special model treatment realized for desing purposes, such spillways have not been studied so far.

The objective of this investigation is to study the flow conditions in a type of siphon bellmouth spillway, which works under the siphon effect as a complete unit from the inlet to the outlet.

After carrying out theoretical and experimental investigations, a new shape of hood have been developed compatible with the bellmouth spillway, which was designed according to the design criteria for bellmouth spillways under submerged conditions.

In the first chapter, a general description of siphon bellmouth spillways is given, a short review of the works carried out on the topic is presented and the undertaken problem is outlined.

In the second chapter, hydraulic performance of the above specified type of siphon bellmouth spillway is described and discharge coefficients, pressure and velocity distributions are formulated.

In the third chapter, Navier-Stokes equations are developed in cylindrical coordinates for axially symmetrical flow in the siphon bellmouth spillway and the boundary conditions of the flow field are defined. From these equations

VIII

stream and stream-vorticity functions are derived for laminar steady flow. Stream function in the case of potential flow is also obtained. All these expressions are converted into dimensionless form with reference to the flow field parameters.

In the fourth chapter, finite difference method is applied to the mathematical model developed in the previous chapter and a computer program is coded in the FORTRAN IV language in order to achieve a numerical solution of the problem. As a result of the application, the flow patterns and vorticity contours are obtained for cases of potential and laminar steady state. The velocities computed from the stream functions have also been plotted against the non-dimensional flow field parameters

In the fifth chapter, the model equipments and testing techniques are explained, and the experiments conducted with the hoods of different shape and size are described.

In the sixth chapter, the experimental results are evaluated and compared with the theoretical results and various diagrams drawn in order to facilitate the extraction of some design criteria.

It is concluded that, there is a fair agreement between the theoretical and experimental results, and hence the mathematical model developed is rather sufficient in representing the flow conditions in the siphon bellmouth spillway studied. Comparison of the hood shape, which is developed on the basis of the theoretical and experimental studies, with the other shapes shows that the former offers the optimal solution to the problem of designing a siphon bellmouth spillway. Finally, it can be stated that the techniques and design criteria developed in this study will enable the designer to make better initial designs.

B Ö L Ü M 1

1.GİRİŞ

Bir barajın projelendirilmesinde feyezanlara karşı alınacak tedbirler barajın kendi stabilitesi ve çevresinin emniyeti yönünden çok büyük önem taşır. Feyezanların baraj haznesinde aşırı kabarmalara sebep olması bir yandan suyun baraj üzerinden aşmasına ve öte yandan menba taraf arazisinin sular altında kalmasına yol açabilir. Haznedeki suyun baraj üzerinden aşması bütün baraj tiplerinde önemli derecede hasar meydana gelmesine ve hatta dolgu barajların tamamen yıkılmasına sebep olur. Bunun neticesinde baraj için yapılan büyük yatırımlar ziyan olur, gördüğü hizmetler aksar ve daha önemlisi can ve mal kaybı meydana gelebilir. Feyezan sularının baraja ve çevresine zarar vermeksizin mansaba verilmesi barajla birlikte planlanan dolu savak tesisleri ile sağlanmaktadır.

Dolu savaklar baraj üzerinden suyun mansaba verilmesinde emniyeti sağlama fonksiyonları yanında menbada meydana gelecek hazne yükselmelerinin kontrolü ve hazne biriktirmesinin düzenlenmesi şeklinde iki yardımcı fonksiyona göre tertiplenebilmekte, ya baraj gövdesi üzerinde veya ayrı bir ünite olarak teşkil edilebilmektedirler. Baraj gövdesi üzerinde planlanan dolu savaklar beton barajlar için uygun bulunmakta, dolgu barajlarda ise gövdeden bağımsız yerleştirilen savak inşası zorunlu olmaktadır. Dolu savak inşası için aksta veya hazne çevresinde uygun yer bulunmaması halinde tatbik edilen savak tipleri arasında şaft savaklar önemli bir yer işgal eder. Daha süratli boşaltma sağlamak ve haznede seviye kontrolüne hizmet etmek gibi avantajları düşünülerek şaft savaklara sifon tatbiki pratikte başvurulmuş bir husustur. Şaft savak ve bunun giriş ağzı üzerine ilave edilecek bir başlıkla teşkil edilen sifonun meydana getirdiği üniteye sifonlu şaft (Siphon Bellmouth) savak adı verilebilir.

Genel olarak bir savağın fonksiyonu, tipi, çalışma tarzı, şekli, sağlamlığı, kapasitesinin değişimi ile basınçlar, hızlar, akım çizgileri, akım düzensizlikleri, gürültü, titreşim gibi akış özellikleri teknik yönden, inşaat ve işletme masrafları ekonomik yönden bilinmesi gerekli problemlerdir. Yukardaki teknik ve ekonomik hususları aydınlatmak maksadı ile klasik

sifon ve şaft savaklar bir hayli etüd edilmiş olmakla birlikte sifonlu şaft savaklar henüz etraflıca incelenmiş ve proje kriterleri de kesinleşmiş değildir. Mevcut birkaç sifonlu şaft da şaft ve sifon savakların proje esasları gözönüne alınarak projelendirilmiş bulunmaktadır. Bu tezde sifonlu şaft savakların geometrileri ile ilgili kriterler tesbit edilmeye çalışılmış ve bu kriterlere göre inşa edilecek savakların özellikleri araştırılmıştır.

Bu bölümde sifonlu şaft savaklar tanıtılacak, konuyla ilgili mevcut çalışmalar özetlenecek ve incelenecek problem ortaya konacaktır.

1.1. Sifonlu Şaft Savağın Tanıtılması

Bir sifonlu şaft savak genellikle aşağıdaki elemanları ihtiva eder :

- 1) Şaft giriş ağzı
- 2) Başlık
- 3) Rakordman
- 4) Şaft
- 5) Dirsek
- 6) Galeri
- 7) Çıkış yapısı

Bunlara ilave olarak sifonik akımı erken başlatmak ve kesmek için bazı yardımcı elemanlar da öngörülebilir. Aşağıda kısaca belirtildiği üzere bu elemanların şekillendirilmesi ve tertip tarzları çeşitli şekilde yapılabilir. Binie [10], tarafından geliştirilmiş olan sifonlu şaft savak şekil 1.1. de örnek olarak verilmiştir.

Şaft giriş ağzının planı dairesel veya çokgen şeklinde olabilir, profili ise şaft savaklarda olduğu gibi çeşitli şekillerde yapılabilir.

Başlık, savak ağzından hava girişini önleyerek sifonik çalışmayı temin maksadı ile kullanılan elemandır; şaft ağzına uygun şekilde yapılmış başlığın geometrik şekli, büyüklüğü, kretten uzaklığı ve ucunun batma miktarının akıma tesiri hakkında elde henüz yeterli boyutlandırma kriterleri mevcut değildir.

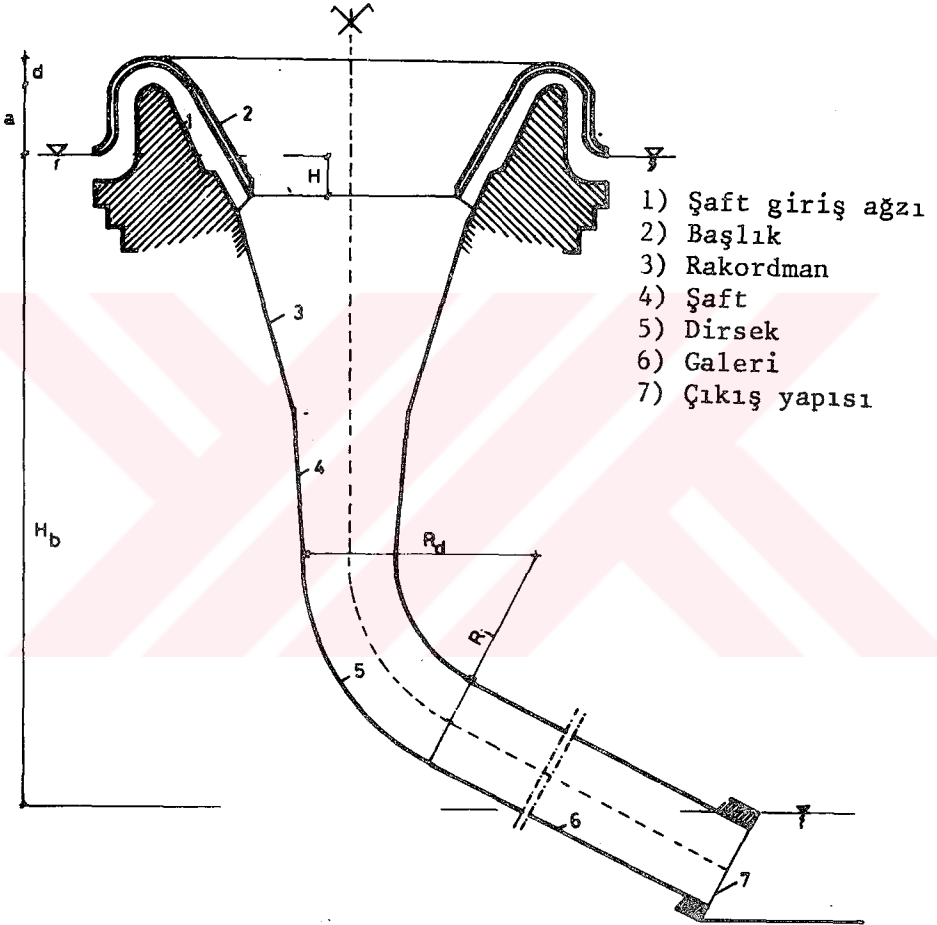
Şaft, savak ağzında düşeye yönelen suyu deşarj için tabana doğru taşıyan bir kuyudur. Sifonlu şaft savaklarda, şaftın meyilli olması neticesinde büyük vakum tesirleri meydana geldiğinden düşey yapılması tavsiye edilir.[10]. Şaftın enine kesiti, proje feyezanına, hazne kapasitesine ve mansap şartlarına göre boyutlandırılır ve genellikle şaft boyunca sabit tutulur. Giriş ağzı ile şaft bir rakordman vasıtası ile birbirine bağlanır.

Dirsek, şaftı galeriye bağlayan elemandır. Genellikle daire kesitli ve dairesel eksenli yapılıdır. Başlık yüzen cisimlerin savağa girişini engellemeyecek şekilde yerleştirildiğinde dirsek eğrilik yarıçapı, gelmesi muhtemel olan tomruk parçalarını kolaylıkla mansaba geçirecek büyüklükte planlanabilir.

Galeri yatay ve meyilli olarak yapılabilir. Şaft savak galerileri genellikle baraj inşası sırasında derivasyon maksadı için kullanılır, baraj gövde inşası tamamlandıktan sonra şaft (ve başlık) ilave edilerek dolu savağın bir elemanı haline getirilir. Kavitasyon ve hava girişini önlemek için galeride basınçlı bir akım tercih edilmelidir. Bununla birlikte pratikte galeriler proje feyezanını serbest yüzeyli olarak geçirecek şekilde boyutlandırılmakta, böylece basınçlı çalışması halinde daha büyük bir debi geçirebilmesi, beklenenden büyük feyezanlarda emniyetli hizmet etmesi sağlanmaktadır.

Çıkış yapısı, galeriden çıkan suyun hızı çok büyük olduğundan enerjisini kırmak ve oyuntuları önlemek maksadı ile genellikle ya sıçrama buketi veya sakinleştirme havuzu şeklinde tertiplenmektedir.

Belirli bir seviyede haznenin boşalmasını durdurmak amacıyla ile savak içine bol miktarda hava verebilen bir sifon kırıcı kullanılabilir. Başlık, şaft ve dirsek sifonik akımın



Şekil 1.1. Bir sifonlu şaft savağın elemanları

erken başlamasını sağlayacak şekilde tertip edilmemiş ise (ki mevcut örnekler genellikle böyledir) sifonik hareketi erken başlatmak için şaft içine saptırıcı eşikler konduğu veya akımı radyal istikametten saptırarak bir dönme sağlayan kanatlar kullanıldığı görülmektedir. Vakum ve kavitasyon tehlikesi görülen savak kısımlarında hava delikleri öngörülerek negatif basınçlar azaltılabilir.

Bir sifonlu şaft savak esas itibari ile bir şaft savakla sifon savağın kombinezonu olduğuna göre çalışma prensibini bu iki tip savağın çalışma prensibi oluşturmaktadır. Bu konuya 2. Bölümde etraflıca değinilecektir.

1.2. Sifonlu Şaft Savağın Tercih Sebepleri

Sifonlu şaft savak, şaft savaklarda olduğu gibi baraj gövdesinden bağımsız olarak planlandığı için üzerinde dolu savak yapılması mümkün olmayan kaya ve toprak dolgu barajlarda, gövdenin titreştirilmesi istenmiyen kemer barajlarda, ayrıca dolu savak yapımına elverişli olmayan vadilerdeki her tip barajda kullanılabilir.

Şaft ve sifonlu şaft savaklarda kretin daire veya çokgen planlı olması, savak için gerekli sahayı ve yapı hacmini azaltır. Barajların inşası sırasında, baraj yerindeki nehir sularını mansaba aktarmak gayesi ile inşa edilen derivasyon tünelinin, sonradan böyle bir savağın parçası olarak kullanılabilmesi bu tip savaklar lehine ekonomik bir faktördür.

Şaft savak yerine aynı boyutları haiz ve tamamı sifon çalışan bir sifonlu şaft savak seçmekle, savak içinde sifonik akımdan dolayı yüksek hızlar meydana geleceğinden daha büyük bir debinin boşaltılması mümkün olacaktır. Bu demektir ki bir feyezan debisi için projelendirilecek sifonlu şaft savağın şaft ve galeri kesitleri şaft savağa nazaran oldukça küçük olacaktır. Böylece sağlanacak maliyet azalması, çoğu zaman sifon inşaatının icabettirdiği ilave masrafları karşılayacak büyüklükte olabilir.

Sifonlu şaft savakların maksimum kapasitede çalışması şaft savaklardakine nazaran daha küçük bir kret yükü ile mümkün olmaktadır. Yani sifonlu şaft savaklar maksimum kapasite ile daha erken çalışmaya başlayarak daha süratli bir boşaltma sağlayacağından feyezanlar sırasında su seviyesinin haznede belli bir limiti aşması istenmiyen durumlarda tercih edilebilir.

Sifonlu şaft savaklar sayesinde hazne, başlığın giriş ağzı alt ucu sınır olmak üzere her hangi bir kota kadar otomatik olarak boşaltılabilir. Bir hava pompası kullanılarak savakta düşük hazne seviyelerinde de sifonik akım başlatılabilir. Böylece feyezanları önceden haber verme imkanları olan barajlarda sifon, feyezanlar baraj gölüne gelmeden önce çalışmaya başlatılarak hazne, başlık alt ucu seviyesine kadar boşaltılır ve gelecek feyezan için hazne hacmi hazırlanmış olur.

Sifonlu şaft savaklar tam kapasite ile çalışmaya başlamalarından sonra hazne su seviyesinin yükselmesi geçen debiyi etkilemez. Bu sayede savaklanacak maksimum debinin akarsu mansap kapasitesini aşmaması ve savaklanan suyun taşkınlarla sebep olmaması sağlanmış olur.

Bu tip savaklarda sifon başlığı, serbest vorteks teşekkülünü engellediğinden şaft savağa nazaran daha az vorteks tesirleri meydana gelmektedir. Sifonlu şaft savağın başlık ucu tabana yaklaştırılarak haznenin baraj gövdesi yakınına birikmiş olan siltin dışarı emilmesi gibi bir maksada da hizmet etmesi sağlanabilir. Ayrıca sifonlu şaft kapasiteleri yük değişimleri ile fazla değişmediğinden sabit debili su alma yapısı olarak da düşünülebilirler.

Bu özellikleri nedeniyle sifonlu şaft savak, bir çok hallerde diğer dolu savak tiplerine nazaran daha uygun bir çözüm tarzı olmaktadır.

Bu üstünlükleri yanında, büyük kütük ve buzları geçirememesi, titreşimlerin çok olması, sifon kırıcıların artık ve yapraklarla tıkanabilmesi ve savaklanmanın olmadığı durumlarda çıkış kısmındaki ve hava deliklerindeki suyun donması gibi mahzurları mevcuttur. Ayrıca açık savaklara göre kapasitelerinin bir maksimum değer ile sınırlanması bazı durumlarda

istenmiyebilir. Sifonlu şaft savak bir yardımcı dolu savak ile beraber planlandığında bu mahzur ortadan kalkar.

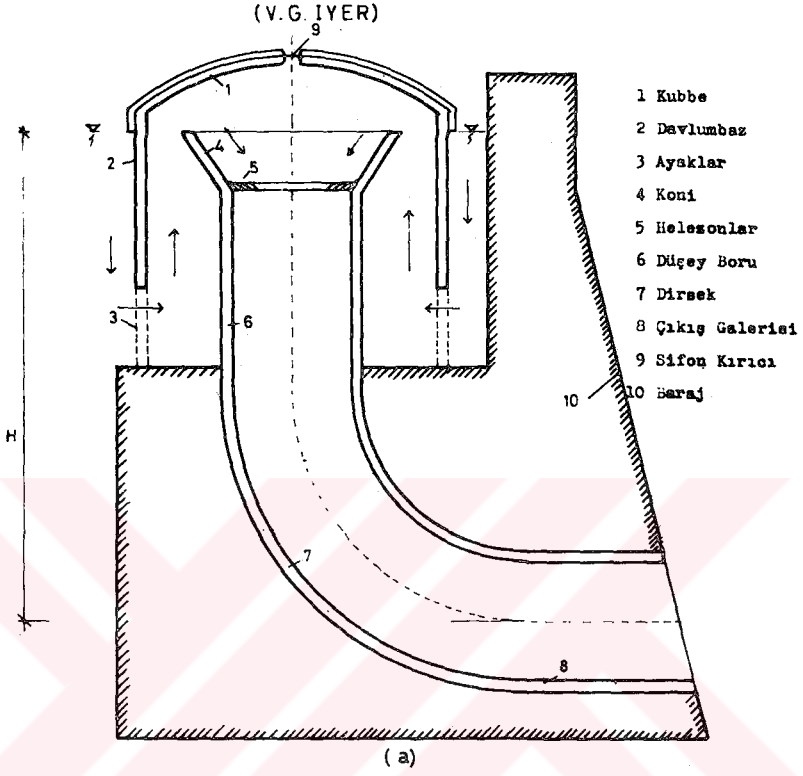
1.3. Sifonlu Şaft Savaklarla İlgili Çalışmalar

Gerek şaft gerekse sifon savaklarla ilgili çok sayıda çalışma yapılmış olmasına rağmen sifonlu şaft savaklar yeterince incelenmemiştir. Aşağıdaki kısa açıklamalardan anlaşılacağı üzere bu konu ile ilgili çalışmalar değişik tipler üzerinde yapılmış ve tiplerin veya bir tipin geliştirilmesi ve standartlaştırılmasına dönük olmamıştır. Bir şaft savağın debisini hızla artırarak maksimuma ulaştırmak gayesiyle savağın sifonla techiz edilmesi fikri Iyer (V.G.) tarafından ortaya atılmış ve 1933-34 yıllarında böyle bir savağın projelendirilmesine esas olacak kriterlerin tesbiti için araştırmalara başlanmıştır. Daha sonra Binie (G.N.) [10] 1938 de çanağızlı bir şaft savağa sifon uygulanması hususunu incelemiştir. Bu iki çalışmanın sonraki çalışmalara esas teşkil ettiği görülmektedir.

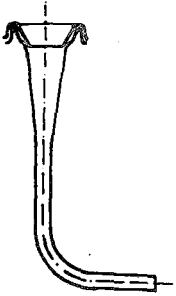
Helezon sifon (Volute Siphon) veya Iyer savağı olarak isimlendirilen ve dış görünüşünden dolayı bazan "mantar" olarak da anılan, 1938 yılında Marconahali (Hindistan) barajında daha sonra da daha büyük düşü ve çaplı olarak Hirebhasagar (Hindistan) [28] barajında uygulanan sifonlu şaft savak, ağzı huni şeklinde bir şaft ve üzerinde kubbemsi bir başlık ihtiva etmektedir. (Şekil 1.2 a). Bu savakta sifonik akım, huni ile şaftın birleştiği yere konan helezon şeklinde kanatlar tarafından başlatılmaktadır.

Helezon sifon savakta şaft üst ucu serbest hazne seviyesinde tutulur. Haznedeki su, bu seviyeden yukarı çıktığı zaman kret kenarından kısmen radyal kısmen düşey istikamette düşerek huni içindeki helezonlara gelir, oradan spiral bir hareketle çıkarak boyum bölgesinden deşarj tüneline geçer. Galeri çıkışı ile savak girişi arasında kalan hava, su-hava karışımı şeklinde boşaldıktan sonra savak dolu akmaya yani sifon çalışmaya başlar.

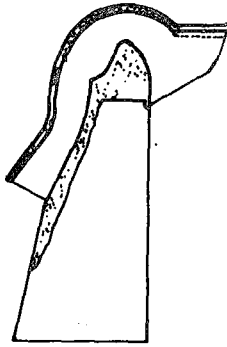
N.S.Govinde Rao [54], helezon savakların avantajlarını belirtip pratik değerlendirmelerini yaptıktan sonra Krishnara-jagar (Hindistan) Hidrolik Araştırma Merkezinde yapılan bir



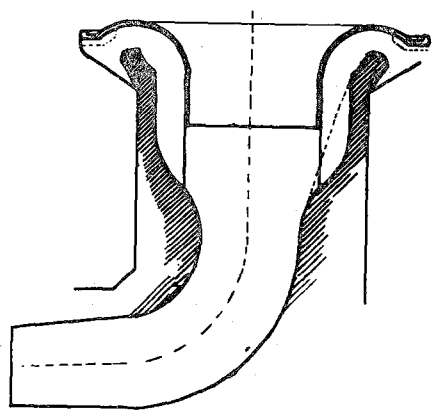
(G.M.BINIE)



(G.C.S. OLIVER)



(J.M.HARRISON)



Şekil 1.2. Uygulanan Sifonlu Şaft Savak Şekilleri

seri model tecrübelerine dayanarak helezon sifonları geliştirmiştir. Helezon sifonların proje standartları D.Doddiah tarafından [28], etraflıca incelenmiştir.

1948-55 seneleri arasında D.V.Joglegar [41], Hirebhasagar barajı helezon sifon karakteristiklerini geniş bir şekilde inceleyerek modeldekilere uygunluğunu göstermiş ve yüksek düşülü helezon sifonlar için projelendirme esasları geliştirmiştir. Araştırmacı, arkadaşları ile birlikte yüksek düşülü [40], helezon sifonlarda, debi ve basınç ölçmelerinden başka, titreşim ölçmeleri yapmış, onları değerlendirmiş ve giriş vorteksleri tesirlerini araştırmıştır. Bu arada helezon sifonda konik giriş yerine çanağzı şekilli giriş kullanıldığında sifonik akım kalitesinin düşmekte, kubbe ve düşey boru titreşimlerinin artmakta olduğunu tesbit etmiştir.

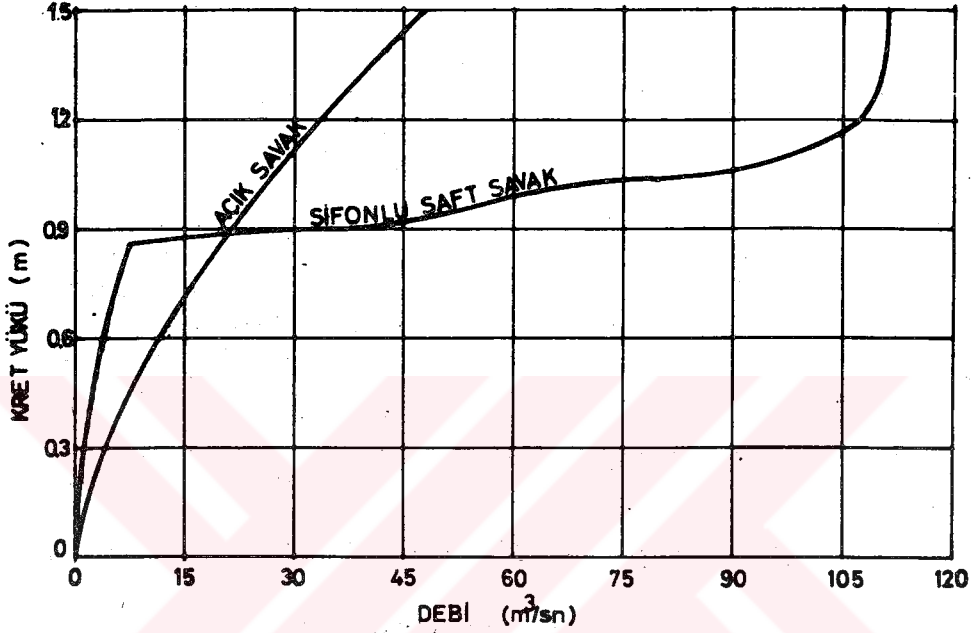
Binie [10], Jubilee barajının feyezan sularını dışarı maksadıyla mevcut derivasyon tüneline bağlanması öngörülen şaft savağın model tecrübelerini yaptığı sırada dairesel profilli bir şaft kreti üstüne, yine daire profilli bir başlık yerleştirerek şekillendirdiği sifonlu şaft savak modeli üzerinde de deneyler yapmıştır. (Şekil 1.2b) Bu modelde hava delikleri bulunmayan, 6 sifon ünitesi vardır ve yemlenme bir eşik (step)'le temin edilmektedir. Şaft ve sifonlu şaft savak modellerinde yaptığı ölçmeler sonunda bulduğu debi anahtar eğrilerini karşılaştıran Binie girişte vorteksleri azaltan başlığın debiyi artırıcı tesirini tesbit etmiştir. Fakat Jubilee barajının savak şaftı daha önceden eğik olarak yapılmış olduğundan eğik bir şaftın sifonlu şaft savak için uygunluk derecesini incelemek amacıyla yeni model deneyleri yapan araştırmacı şaftın eğik olmasının büyük vakumların meydana gelmesine sebep olduğunu görmüş ve Jubilee barajında mevcut şafta sifon ilavesini tavsiye etmemiştir.

1940 da inşaatı biten "Eye Brook" barajında eni boyundan farklı sekizgen planlı mevcut çanağzı savağın, hazne su seviyesini yükseltmek ve dolayısıyla hazne biriktirme kapasitesini artırmak gayesi ile sifon çalıştırılması tasarlanmıştır. Eski çanağzı savağın iki tarafına uzun kenarlar üzerine gelecek şekilde, 16 adet betonarme sifon başlık yerleştirilmesi planlanmıştır. Böylece toprak dolgu barajın tepesini aşmaksızın gelmesi muhtemel en büyük debi boşaltılmış olacaktı. Düşünülen savağın laboratuvar model deneyleri 1953-54 senelerinde yapılmış olup sifon savakların inşaatı ise 1955 de

tamamlanmış ve 1958 de feyezan durumu prototip üzerinde incelenmiştir. Bu sifonlarda çıkış serbest ve yüksekte tutulmakla sifon çalışma yükü düşürülmektedir. Giriş kısmında başlığın ucu kretin yukarısında tutulduğundan yemlenme belli bir hazne seviyesinde başlamaktadır. Sifon debisini hazneye gelen suya göre ayarlamak ve sifonik akımı dalga tesirlerinden korumak gayesiyle, sifonda yemlenmeden sonra bir hava kontrol elemanı ile sifona hava verilmesi sağlanmıştır. Buradaki sifonlar müstakil düz kret planlı klasik tipten savaklardır. [52]. (Şekil 1.2c)

Tapah toprak dolgu barajındaki mevcut çanağzı profilli, dairesel kretli savağın, büyük feyezanların hazne kret yükünü azaltmak için 14 adet hava düzenlemeli sifon ile değiştirilmesi düşünülmüş, sifonlar serbest çıkışlı ve kret çevresinin sekizde yedisinin üzerine yerleştirilecek şekilde planlanmıştır. Geri kalan kret kısmı yüzen cisimlerin geçmesi maksadıyla açık savak şeklinde bırakılmıştır. Projelendirilen sifon, Wallingford Hidrolik Araştırma Merkezine model testleri yapılmak üzere gönderilmiştir. Burada Froude kanununa göre ve $1/13.56$ lineer ölçekle boyutlandırılan bir sifon ünitesi üzerinde model deneyleri yapılarak ilk projede hidrolik çalışmayı düzenlemek ve yüksek debilerde meydana gelen alçak basınçları kabul edilebilir değerde tutabilmek için bazı değişiklikler yapılmıştır. Model deneylerinde, muhtemel maksimum debi için boyutların tayini, hidrolik işleyişin düzenlenmesi, farklı debilerde basınçların büyüklüğü, sifon başlığın titreşim durumları Harrison tarafından araştırılmıştır. [33]. (Şekil 1.2d). Harrison'un bu savağı, *Binie* tipinin dünyada uygulanan tek örneğidir. Şekil 1.3 de bu savağın debi anahtar değişimi görülmektedir.

Şekil 1.2 deki son üç savağın her birisi, önceden inşa edilen belirli bir barajdaki şaftın daha sonra sifonlu hale dönüştürülme ihtiyacından doğmuştur. Bu üç savakta deneysel olarak ilgili barajların dolu savak problemleri incelenmiş ve her üçünde de yalnız kret bölgesinde sifonik akım temin edilmiştir.



Şekil 1.3. Sifonlu Şaft Savağın Debi Anahtar Eğrisi [33]

1.4. İncelenecek Problem ve Metod Hakkında

Iyer savağı bütünü ile sifon çalışan bir tesis olmakla birlikte gerek şaft giriş ağzı gerekse başlığın profilleri hidrolik prensiplerinden hareket edilerek projelendirilmemiştir. Böyle bir yapıda akımın kinematiği mütalaa edildiği takdirde savak giriş ve başlık kısmında bir çok ölü bölgenin bulunacağı ve ideale yakın bir akımın mümkün olmayacağı görülür. Binie tarafından teklif edilen savak tipinde ise sadece başlık bölgesi sifon çalışmakta, sifonun mevcudiyeti şaft ve galeri boyutlarına tesir etmemektedir. Bunun yanında esas itibarıyla keskin kenarlı bir şaftta meydana gelen napın alt yüzüne göre şekillendirilen şaft giriş ağzı profili, yemlenmeyi sağlamak amacı ile kullanılan eşiklerin teşkili için bozulmaktadır. Başlık profili de teorik esaslardan

hareketle tesbit edilmiş olmayıp boyutlandırılmaları model çalışmaları sonunda elde edilen bilgilere dayanmaktadır.

Sifonlu şaft savakta yapının keskin kenarlar ve düzensizlikler ihtiva etmesi, başlığın şeklinin ve konumunun akış karakterine uygun olmaması, savak kreti civarında düzensiz hız dağılımlarına sebep olacağından savak içinde negatif basınçlar ve bunların istenmiyen tesiri büyük olacaktır. Bu sebeple akım çizgilerine uyan başlık şekilleri araştırmak ve konumlarını krete göre tesbit etmek bu çalışmanın esas gayesidir. Çalışmanın diğer gayesi detaylı incelenmemiş olan sifonlu şaft savakların karakteristik akış özelliklerini ortaya koymak ve bazı proje kriterleri tesbit etmektir. Araştırmalarımızda çalışma tarzı bakımından Iyer savağına benzeyen yani bütünü ile sifon çalışan nisbeten daha küçük boyutları haiz ve ilk bakışta ekonomik bir çözüm olabileceği intibasını veren şimdiye kadar araştırılmamış bir tip esas alınmıştır. Savağın sifon çalışması ana gaye olduğuna göre ve sifonik akım halinde şaft girişindeki akımın şaft savakların batmış nap haline yakınlığı düşünülürse incelenecek tipte, batmış halde standart şaft kret profilinin uygun olacağı ortaya çıkar.

Böyle bir yapının önce hidrallığının ana hatları ile belirlenmesi sonra sifonlu şaft ve şaft savaklardaki laminer ve potansiyel hareketin nümerik metodla matematik çözümlerinin bulunması gerekli görülmüştür.

Başlık şeklinin araştırılması için de batmış hale göre profillendirilen bir şaft savak modeli üzerinde çeşitli boyutlarda silindirik başlıkların denenmesi ve bunların en uygun görünen bir tanesinde farklı konumlar için deneysel olarak akım çizgilerinin tesbiti isabetli bir metod olacaktır. Tatbiki başlık profilinin geliştirilmesi için nümerik analizler sonunda elde edilen akım çizgilerinin de dikkate alınması faydalı görülmüştür.

B Ö L Ü M 2

2. SİFONLU ŞAFT SAVAKLARIN HİDROLİĞİ

2.1. Giriş

Bir sifonlu şaft savağın projelendirilmesinde hem fonksiyon hem de sağlamlık bakımından akış miktarları, kritik kesitlerindeki hız ve basınç değerleri ile bunların lokal dağılımlarının nasıl olabileceğinin bilinmesi lüzumludur. Seçilen tipte bir savakta bu fiziki büyüklüklerin tesbitinde hassas neticeler elde etmek için bir çok mühendislik probleminde olduğu gibi model deneyleri zorunlu olmakla beraber, bu değerlerin bazı varsayımlarla hidroliğin bilinen kaidelelerinden belirli bir yaklaşımla pratik bir şekilde bulunması mümkündür. Bu değerlerin hesaplanışına geçmeden önce incelemek tipte bir savağın çalışma tarzının belirlenmesi uygun olacaktır.

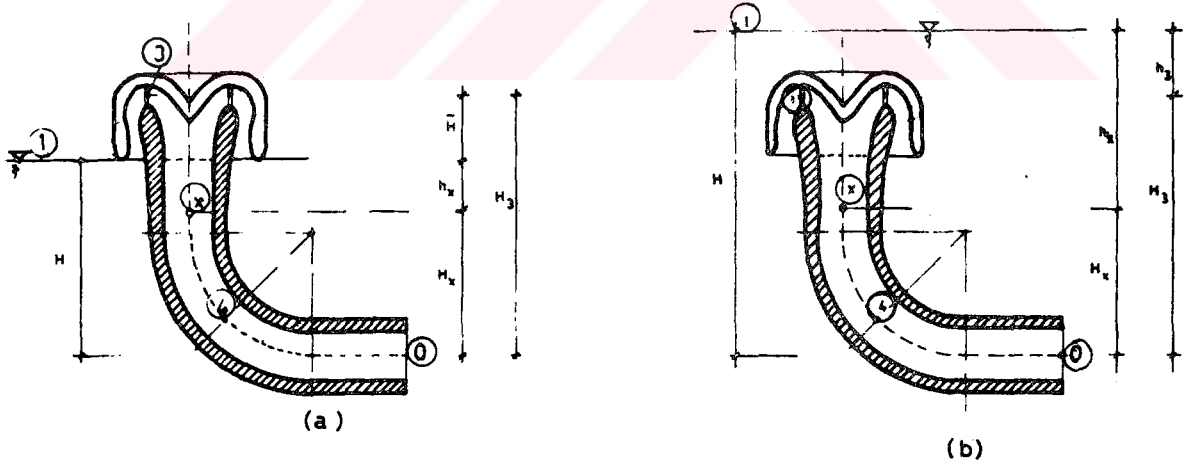
Tabiatı ile sifonlu şaft savaklar da diğer dolu savaklar gibi haznede su seviyesi kret kotuna yükselinceye kadar çalışmazlar (Şekil 2.1.). Kret kotunun üstündeki küçük yüklerde ise akış serbest naplı olur ve savak içinde serbest yüzeyli bir akım teşekkül eder. Çünkü başlığın alt ucu savak kretinin aşağısında olması sebebiyle suya batmış olduğundan savak üstten hava almaz, ama suyun azlığı nedeniyle, çıkış galerisinden hava girebilir. Nap su yüksekliği artınca daire planlı kreti aşan karşılıklı naplar merkezde çarpışarak aşağıdaki havanın başlığa doğru çıkmasına engel olurlar. Su aşağıya düşerken önündeki havayı beraberinde sürükler ve galeriye doğru iter. Boşalan hava yerine yukarıdan su gelir, suyun bıraktığı boşluk bir vakum meydana getirir, rakordman kısmındaki suyun akışı ile başlık içinde kalan havanın mansaba doğru emilmesi sonucunda başlık içinde de vakum meydana gelir. Vakum sebebiyle kretin dışındaki su merkeze doğru emilir ve başlığı tamamen doldurarak aşağı düşer. Böylece savak tamamen su ile dolarak basınçlı çalışmaya başlar. Bu olaylar zincirine sifonun yemlenmesi (priming) denir. Sifonik akım sırasında hazne su seviyesinin değişmesi deşarj debisinde pek az değişiklik meydana getirir. Akışın serbest naplı halden basınçlı akıma dönüşmesi sırasında savak bazan serbest bazan basınçlı çalışmaktadır. Bu kararsız geçiş devresinin uzunluğu savağın şekline bağlıdır.

Baraj haznesine deşarj debisinden daha az su gelmesi durumunda hazne su seviyesi gittikçe azalarak başlık alt ucuna kadar düşer. Savak başlık alt ucundan hava kapınca sifonik çalışma durur ve suyun akışı aniden kesilir (Depriming). Hazne su seviyesi başlık alt ucundan daha yukarda tutulmak istenirse su yüzeyi bu seviyede iken başlık içine bir miktar hava verilip sifonik akım kesilerek deşarj işlemi :durdurulabilir.

Tesiste akışın devam edebilmesi için teorik olarak :

- Menba ve mansap su seviyeleri farkı (H), sıfırdan büyük,
- Menba su seviyesi ile başlığın içinin en üst noktası arasındaki yükseklik farkı ($\bar{H}$), barometrik su sütununun küçük kalması gerekir. (Şekil 2.1.).

Pratikte bu değerler sifonlu şaft savaklarda meydana gelen çeşitli kayıplar nedeniyle değişmektedir.



Şekil 2.1. Sifonlu şaft savakta farklı hazne seviyeleri

Sifonlu şaft savağın hidrolik özelliklerinin incelenmesi sırasında yukarıda anlatılan kararsızlıkların ihmalı, akımın permanant ve basınçlı olduğunun kabulü problemi çözebilmek için zorunlu olmaktadır. Aşağıdaki alt bölümlerde gerçekleştirilen formülasyon bu genel kabullere dayanmaktadır.

2.2. Akış Katsayısı

Kapalı savaklarda kapasite çıkış kesitinin bir fonksiyonudur. Bu sebeple savak akış katsayısının belirlenmesi için önce çıkış kesitindeki hızın belirlenmesi gerekir.

Şekil 2.1a da, hazne su seviyesinin kret kotu aşağısında, tam başlık ucu hizasında bulunduğu kritik çalışma durumu görülmektedir. Şekil 2.1b ise hazne su seviyesinin kretten yukarıda olduğu sifon çalışma durumunu göstermektedir. Her iki hal için şekilde verilen notasyonlara göre yük kayıpları ihmal edilerek (1) ve (0) noktaları arasında Bernoulli denklemi yazılırsa,

$$H + \frac{U_1^2}{2g} + \frac{P_1}{\gamma} = \frac{U_0^2}{2g} + \frac{P_0}{\gamma} \quad (2.1)$$

eşitliği bulunur. P_1 ve P_0 sıra ile hazne yüzeyinde ve savak çıkışındaki atmosfer basınçları olduklarından birbirine eşit kabul edilebilirler. Ayrıca (1) noktasındaki kinetik enerji

$(\frac{U_1^2}{2g})$, çok küçük olduğundan ihmal edilebilir. Bu takdirde (2.1) denkleminde

$$U_0 = \sqrt{2gH} \quad (2.2)$$

eşitliği elde edilir. Burada H giriş ve çıkış su seviyeleri farkı (savak çalışma yükü), g yerçekimi ivmesidir.

Sürtünmeler ve yersel yük kayıpları nedeniyle hakiki hız (U_0), (2.2) eşitliğindeki değerden küçüktür. ΔH_k savaktaki toplam kayıpları göstermek üzere kayıplar, çıkış hızının bir fonksiyonu olarak

$$\Delta H_k = (k_1 + k_2 + k_3 + k_4 + k_5) \cdot \frac{U_0^2}{2g} \quad (2.3)$$

şeklinde yazılabilir. Formüldeki k_1 , k_2 , k_3 , k_4 ve k_5 sırasıyla giriş, rakordman, şaft, dirsek ve galeri yersel ve sürtünme kayıplarını ifade eden katsayılardır. Hepsinin toplamı k ile gösterilirse hakiki hız ifadesi

$$H = \frac{U_o^2}{2g} + \Delta H_k = \frac{U_o^2}{2g} + k \frac{U_o^2}{2g} \quad (2.4)$$

eşitliğinden,

$$U_o = \sqrt{\frac{2gH}{1+k}} \quad (2.5)$$

şeklinde bulunur. $\sqrt{1/(1+k)} = c_o$ ile gösterilirse çıkış kesitinin ortalama hız denklemi

$$U_o = c_o \cdot \sqrt{2gH} \quad (2.6)$$

şeklini alır. Bu denklemde c_o birden küçük bir sayı olup akış katsayısı olarak bilinir. Çıkış hızı savak çıkış kesiti (A_o) ile çarpılmak suretiyle savağın debisi için

$$Q = A_o \cdot c_o \cdot \sqrt{2gH} \quad (2.7)$$

formülü veya akış katsayısı için

$$c_o = Q / (A_o \sqrt{2gH}) \quad (2.8)$$

bulunur. Oysa şaft savakta serbest naplı akım durumunda debi için,

$$Q = c_o \cdot (2\pi R_s) \cdot H_s^{3/2} \quad (2.9)$$

eşitliği geçerlidir. Burada H_s , kret yükünü; R_s ise kret yarıçapını göstermektedir.

Şaft savakta batmış akım durumunda ise debi

$$Q = c_o \cdot A_o \cdot \sqrt{2gH} \quad (2.10)$$

eşitliği ile belirlenir. Burada H , savak çalışma yükünü; A_o galeri çıkış alanını ifade etmektedir. [6, 12, 24, 51].

(2.7) ile (2.10) dan görüleceği üzere, sifonlu şaft savak ile batmış girişli şaft savak debileri aynı formda eşitliklerle bulunmaktadır. Fakat özelliklerinin farklı olması dolayısıyla akış katsayılarının farklı olacağı açıktır.

2.3. Basınç Durumu

Sifonlu şaft savak ekseninin herhangi bir (x) noktasındaki basınç değeri, savak karakteristik büyüklüklerine bağlı olarak değişir. Basınç değerini bulmak için enerji seviyesinin sabit kaldığı kabul edilerek (x) ve (0) kesitleri arasında kayıplar ihmal edilerek aşağıdaki enerji eşitlikleri yazılabilir. (Şekil 2.1).

$$\frac{U_0^2}{2g} = H = \frac{P_x}{\gamma} + H_x + \frac{U_x^2}{2g} \quad (2.11)$$

$H - H_x = h_x$ olduğundan (x) noktasındaki basınç için

$$\frac{P_x}{\gamma} = h_x - \frac{U_x^2}{2g} \quad (2.12)$$

eşitliği elde edilir.

Savak içindeki herhangi bir noktanın tesirli basınç yüksekliği (P_x/γ), nokta üzerindeki su yüksekliğinden (h_x), o noktanın hız yüksekliğinin çıkarılmasıyla elde edilir.

Şayet sifonlu şaft savağın farklı kotlarındaki enkesit alanları düzenlenerek her enkesitte hızların birbirlerine eşitlendiği bir an için kabul edilirse (x) noktasındaki basınç yüksekliği ifadesi (2.11) denkleminde

$$\frac{P_x}{\gamma} = - H_x \quad (2.13)$$

elde edilir.

Burada savak içinde bütün kesitlerde hızların birbirine eşit olduğu kabulü, basınç yüksekliği büyüklüğünü kalitatif olarak ortaya koymak için yapılmıştır. (2.13) denklemi savak içinde her noktada basıncın negatif olduğunu ve savağın en alçak noktasından itibaren yukarı çıkıldıkça vakum değerinin artacağını ifade etmektedir. O halde maksimum vakum en yüksek nokta olan (3) noktasında meydana gelecektir. Savak içinde herhangi bir noktada meydana gelen basınç ifadesi, negatif basınçlar bakımından en kötü durumdaki kret kesiti akış ekse-nindeki (3) noktası için yazılırsa, bu noktadaki basınç yüksekliği

$$\frac{P_3}{\gamma} = H - H_3 - \frac{U_3^2}{2g} \quad (2.14)$$

eşitliği ile elde edilir.

Savağın hazne su seviyesinin üç farklı durumunda çalışma halleri gözönüne alınarak negatif basınçlar yönünden en gayri müsait olan (3) noktasındaki basınç değerlerine ait formüller bulunarak en kötü çalışma şartı tesbit edilebilir.

Eğer hazne su seviyesi kret kotunun aşağısında, başlık alt ucunda ise (şekil 2.1a) $H - H_3 = \bar{H}$ eşitliği konur ve

$$\frac{P_3}{\gamma} = - \bar{H} - \frac{U_3^2}{2g} \quad (2.15)$$

denklemi bulunur. (2.14) denkleminde $U_3^2 / 2g = H$ alınırsa

$$\frac{P_3}{\gamma} = - H_3 = - (\bar{H} + H) \quad (2.16)$$

ifadesi elde edilir.

Şayet savak çalışırken hazne su seviyesi kret seviyesinin yukarısında ise (şekil 2.1b), (2.14) denkleminde $H - H_3 = h_3$ konur ve

$$\frac{P_3}{\gamma} = h - \frac{U_3^2}{2g} \quad (2.17)$$

bulunur. Bu denklemde $U_3^2 / 2g$ yerine H konularak (3) noktasındaki basınç yüksekliği

$$\frac{P_3}{\gamma} = (h_3 - H) = - H_3 \quad (2.18)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Hazne su yüzü (3) noktası hizasındayken (2.17) denklemindeki $h_3 = 0$ olacağından, (3) noktasındaki basınç

$$\frac{P_3}{\gamma} = - \frac{U_3^2}{2g} \quad (2.19)$$

olacaktır.

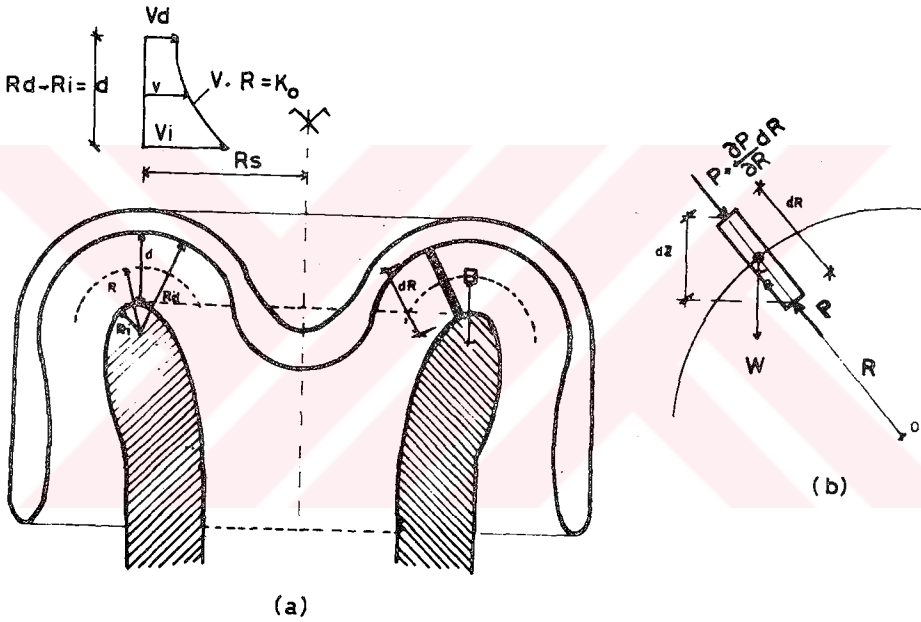
(2.15), (2.17) ve (2.19) denklemlerinden görüleceği üzere kret eksenindeki negatif basınçların maksimumu, sifonun çalıştığı en alçak hazne su seviyesinde meydana gelmektedir.

2.4. Hız ve Basınç Dağılımları

İdeal akımda akışkan hareketinin doğrultusunun değiştiği yerlerde merkezkaç kuvvet, bir basınç gradyeni meydana getirir, dolayısı ile eğriliğin dış cidarında maksimum ve iç cidarında minimum basınçlar ortaya çıkar. Bu durum cidarlarda hızların da ekstrem değerler almasını icabettirir. Oysa tabii bir akışkanda türbülans ve sürtünme kuvvetleri tesiriyle eğriliğin bulunduğu enkesit cidarına yakın noktalarda hızlar merkezdeki hızlardan daha küçüktür. Akımın doğrultu değiştirdiği bölgelerde, merkezkaç kuvvet farkı vorteks meydana getirdiğinden, vorteksin ana akımla superpozisyonundan helisel akımlar ortaya çıkar. Helisel akımlar farklı konumlu her akımda inceleme konusu olmakla beraber, burada sifonlu shaft savaklar için potansiyel akım teorisine göre kret ve dirsekteki hız ve basınç dağılımlarının analizleri yapılmıştır.

2.4.1. Kret Kesitinde Hız Dağılımı

Kretin akış eksenini üzerindeki noktada hız değeri (2.14) eşitliğinden elde edilebilir. Kret kesitinin iç ve dış yüzeylerindeki hız değerleri birbirinden farklı olduğundan (Şekil 2.2) belirli bir yaklaşımla dağılımın belirlenmesi gerekiyor.



Şekil 2.2. Sifonlu Şaft Savak
Kret Profili

Şaft kreti ile başlık arasında geçecek debi ideal akışkan için

$$Q = \int_{R_i}^{R_d} (2\pi \cdot R_s) \cdot V \cdot dR \quad (2.20)$$

integrali ile bulunabilir (Şekil 2.2). Burada V, R yarıçaplı daire üzerindeki hız değerini göstermektedir. Kret ve başlık profilleri kret civarında birer daire yayı olarak alınabilir. Serbest vorteks sebebiyle $R_d.V_d = V.R = K_o$ sabit olduğundan bu değerler denklemde yerine konursa debi ifadesi

$$Q = \int_{R_i}^{R_d} (2\pi.R_s) \frac{K_o}{R} dR = (2\pi.R_s.K_o) \cdot \left| \ln R \right|_{R_i}^{R_d} = 2\pi.R_s.K_o \ln\left(\frac{R_d}{R_i}\right) \quad (2.21)$$

şeklini alır. $V = K_o / R$ olduğuna göre herhangi bir noktadaki V hızı,

$$V = Q / [2\pi.R_s.R \ln\left(\frac{R_d}{R_i}\right)] \quad (2.22)$$

denklemini ile ifade edilebilir. Burada,

V : R eğrilik yarıçaplı noktalardaki hız,

R_s : Kretin savak ekseninden mesafesi,

R_i : Kretin iç eğrilik yarıçapı,

R_d : Kretin dış eğrilik yarıçapı,

Q : Savaktan geçen debi'yi ifade eder.

Bu denklemin çıkarılışında akımın iki boyutlu ideal akım olduğu kabul edilmiştir. Halbuki savağın plânı dairesel olduğuna göre radyal bir akım mevcuttur. Bu nedenle gerek radyal akım gerekse sürtünme ve türbülans tesirleri dikkate alınmadığından denklemin uygulanmasından bulunacak sonuçlar gerçek değerlerden farklı olabilecektir.

Kret kesitinde yukarı çıkıldıkça noktanın eğrilik yarıçapı arttığından hızı azalacaktır.

Kret kesitinin R_i ve R_d eğrilik yarıçaplı iç ve dış ci-darlarındaki V_i ve V_d değerleri sırasıyla

$$V_i = Q / [2\pi \cdot R_s \cdot R_i \cdot \ln(R_d / R_i)] \quad (2.23)$$

$$V_d = Q / [2\pi \cdot R_s \cdot R_d \cdot \ln(R_d / R_i)] \quad (2.24)$$

ifadeleri ile gösterilebilir.

2.4.2. Kret Kesitinde Basınç Dağılımı

Kretin iç ve dış cidarlarında hızların farklı olması neticesinde basınçlar da birbirlerinden farklıdır ve benzer şekilde bu değerler de belirlenebilir.

Şekil 2.2b'de akım çizgilerine dik yönde dR uzunluğunda bir eleman alınıp akım çizgilerine dik yönde Newton kanunu yazılırsa

$$(F_d)_r = m \left(\frac{dV}{dt} \right)_r \quad (2.25)$$

eşitliği elde edilir.

Tesir eden dış kuvvet $F_d = -W \cdot \cos\theta - \frac{\partial P}{\partial R} \cdot dR \cdot dA$; kütle $m = \frac{W}{g} = \gamma \cdot dR \cdot dA / g$ ve normal yöndeki ivme $\left(\frac{dV}{dt} \right)_r = \frac{V^2}{R}$ yerlerine konursa,

$$\frac{\partial Z}{\partial R} + \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\partial P}{\partial R} = -\frac{1}{g} \cdot \frac{V^2}{R} \quad (2.26)$$

eşitliği elde edilir. Akımın sürtünmesiz ve potansiyel olduğu kabul edilerek serbest vorteks hareketinde $V \cdot R = K_o$ sabit değeri yerine konur ve (2.26) denklemi integre edilirse

$$\left| Z \right|_i + \left| \frac{P}{\gamma} \right|_i = -\frac{1}{2g} \cdot \left| \frac{K_o^2}{R^2} \right|_{R_i}^{R_d} \quad (2.27)$$

ifadesinden krette eğrilğin iç ve dış cidarlarındaki basınç farkı

$$\frac{P_d - P_i}{\gamma} = - (Z_d - Z_i) - \frac{1}{2g} \cdot K_o^2 \cdot \left(\frac{1}{R_d^2} - \frac{1}{R_i^2} \right) \quad (2.28)$$

şeklinde elde edilir.

Denklemden yarıçaplar yerine cıdar hızları ile ilgili bağıntılar konursa ($V_d \cdot R_d = K_o = V_i \cdot R_i$)

$$\frac{P_d - P_i}{\gamma} = Z_i - Z_d - \frac{V_i^2 - V_d^2}{2g} \quad (2.29)$$

eşitliği elde edilir. Yukarıdaki denklemin bilinen Bernoulli denklemi ile üst üste düştüğü görülmektedir.

Denklemden V_i ve V_d yerine denklem (2.23) ve (2.24) deki ifadeler konursa,

$$\frac{P_d - P_i}{\gamma} = Z_i - Z_d - \frac{Q^2}{2g \left[2\pi R_s \cdot \ln(R_d/R_i) \right]^2} \cdot \left(\frac{1}{R_i^2} - \frac{1}{R_d^2} \right) \quad (2.30)$$

denklemi elde edilir.

Kret kesitinde herhangi bir noktadaki basınç yüksekliği ise, (2.22) ve (2.12) denklemleri yardımıyla

$$\frac{P}{\gamma} = h_x - \frac{V^2}{2g} = h_x - \left[\frac{Q}{2\pi \cdot R_s \cdot R \cdot \ln(R_d/R_i)} \right]^2 \cdot \frac{1}{2g} \quad (2.31)$$

şeklinde elde edilebilir. Burada,

- h_x : Krette herhangi bir noktanın üzerindeki su yükü,
 R_s : Kret yarıçapı,
 Q : Savaktan geçen debi,
 R_i : Eğrilik iç yarıçapı,
 R_d : Eğrilik dış yarıçapını ifade etmektedir.

Kretin iç ve dış cidarlarındaki basınçlar (2.31) den aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\frac{P_i}{\gamma} = h_i - \left[\frac{Q}{2\pi \cdot R_s \cdot R_i \cdot \ln(R_d/R_i)} \right]^2 \cdot \frac{1}{2g} \quad (2.32)$$

$$\frac{P_d}{\gamma} = h_d - \left[\frac{Q}{2\pi \cdot R_s \cdot R_d \cdot \ln(R_d/R_i)} \right]^2 \cdot \frac{1}{2g} \quad (2.33)$$

Bu iki denklemin karşılaştırılmasından, kret kesitinde iç noktalarda dış noktalardan yani kret üzerinde başlıktan daha büyük negatif basınçlar meydana geleceği açık olarak görülmektedir.

2.4.3. Dirsekte Hız Dağılımı

Dirsekte, eğriliğin iç ve dış cidarlarında ortaya çıkan merkezkaç kuvvet farkı sebebiyle sekonder akımlar artacağından dirsek içinde iki vorteks teşekkül eder. Esas akım üzerine iki vorteksi superpoze etmek suretiyle bir çift helisel akım elde edilir. [5, 68]. Helisel akımın tesiri ihmal edilerek dirsekte hız dağılımları, potansiyel akım teorisine göre bulunabilir.

Çapı D ve Eksen eğrilik yarıçapı R_0 olan düşey boru dirseğinde debi,

$$Q = \int_{R_i}^{R_d} V \cdot X \cdot dR \quad (2.34)$$

eşitliği yardımıyla bulunabilir. (Şekil 2.3).

$V = K_0 / R$, $X = D \cdot \cos \varphi$, $a_0 = R_0 / (D/2)$ ile gösterilir ve $R = R_0 - (D/2) \cdot \sin \varphi$ eşitliğinden elde edilen $dR = -(D/2) \cdot \cos \varphi$ bağıntısı yukarıdaki (2.34) denkleminde yerine konursa,

$$Q = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} -D \cdot K_0 \cdot \frac{\cos^2 \varphi}{a_0 - \sin \varphi} d\varphi \quad (2.35)$$

denklemini elde edilir. $\cos^2 \varphi = 1 - \sin^2 \varphi = 1 - a_0^2 + a_0^2 - \sin^2 \varphi$ değeri yardımıyla,

$$Q = -D \cdot K_0 \left[(1 - a_0^2) \cdot \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{d\varphi}{a_0 - \sin \varphi} + \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} (a_0 + \sin \varphi) d\varphi \right] \quad (2.36)$$

olur. İntegral tablolarından alınan

$$\int \frac{dx}{a_0 + b_0 \sin x} = \frac{2}{\sqrt{a_0^2 - b_0^2}} \tan^{-1} \left(\frac{a_0 + \operatorname{tg} \frac{x}{2} + b_0}{\sqrt{a_0^2 - b_0^2}} \right) \quad (2.37)$$

eşitliği (2.36) da yerine konursa

$$-\frac{Q}{D \cdot K_0} = (1 - a_0^2) \cdot \frac{2}{\sqrt{a_0^2 - 1}} \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{-a_0 - 1}{\sqrt{a_0^2 - 1}} \right) - \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{a_0 - 1}{\sqrt{a_0^2 - 1}} \right) \right] - a_0 \cdot \pi \quad (2.38)$$

eşitliği elde edilir.

(2.38) denkleminin sağ tarafının ilk teriminde parantez içi $+\pi/2$ olduğundan yukarıdaki denklem

$$-\frac{Q}{D \cdot K_0} = \frac{(1 - a_0^2)}{\sqrt{a_0^2 - 1}} \cdot 2 \cdot \frac{\pi}{2} - a_0 \pi = (\sqrt{a_0^2 - 1} - a_0) \pi \quad (2.39)$$

şeklinde yazılabilir. $a_0 = R_0 / (D/2)$ değeri yerine konursa debi ifadesi için

$$Q = 2\pi K_o \left[R_o - \sqrt{R_o^2 - (D/2)^2} \right] \quad (2.40)$$

eşitliği elde edilir.

Dirsek içinde eğrilik merkezine R mesafedeki herhangi bir noktanın hızı, $V = K_o / R$ olduğundan

$$V = Q / \{2\pi R \left[R_o - \sqrt{R_o^2 - (D/2)^2} \right] \} \quad (2.41)$$

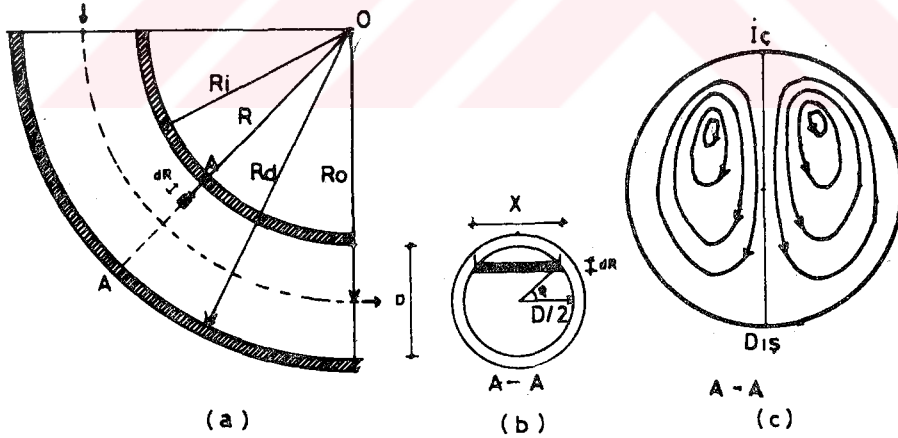
şeklinde ifade edilebilir.

Dirseğin iç ve dış cidarındaki hız değerleri sırasıyla

$$V_i = Q / \{2\pi R_i \left[R_o - \sqrt{R_o^2 - (D/2)^2} \right] \} \quad (2.42)$$

$$V_d = Q / \{2\pi R_d \left[R_o - \sqrt{R_o^2 - (D/2)^2} \right] \} \quad (2.43)$$

şeklinde ifade edilebilir.



Şekil 2.3. Sifonlu Şaft Savak Dirsek Kesiti

2.4.4. Dirsekten Basınç Dağılımı

Savak dirseğinin iç ve dış cidarları arasındaki basınç farkı ifadesi, (2.29) denkleminde V_i ve V_d değerleri yukarıdaki son iki eşitlikten yerine konursa

$$\frac{P_d - P_i}{\gamma} = Z_i - Z_d - \frac{Q^2 R_D}{4g \cdot \pi^2 \left[R_O^2 - (D/2)^2 \right]^2 \cdot \left[R_O - \sqrt{R_O^2 - (D/2)^2} \right]^2} \quad (2.44)$$

şeklinde yazılabilir. (Şekil 2.3).

Savak dirseğinde R eğrilik yarıçaplı herhangi bir noktada tesirli basınç yüksekliği

$$\frac{P}{\gamma} = h_x - \frac{v^2}{2g} = h_x - \frac{1}{2g} \cdot \frac{Q^2}{4\pi^2 R^2 \left[R_O - \sqrt{R_O^2 - (D/2)^2} \right]^2} \quad (2.45)$$

denklemini ile bulunur. Burada,

h_x : Nokta üzerindeki su yükü,

Q : Savak debisi,

R : Noktanın eğrilik yarıçapı,

R_O : Dirsek ekseninin eğrilik yarıçapı,

D : Dirsek çapını ifade etmektedir.

Sifonlu şaft savaklardaki bu değerlendirmeden çıkış kesitinden itibaren yukarı çıkıldıkça negatif basınçlar büyüdüğü ve kret bölgesinde maksimuma ulaştığı, ayrıca vakum bakımından kret ve dirsek iç kıvrımının tepesindeki noktalar savağın en tehlikeli bölgeleri olduğu anlaşılmaktadır. Bernoulli denkleminin uygulanması sonunda savak içinde her noktada basınçlar negatif olacağı görülür ise de dirsekten bilhassa çıkış kotuna yakın kotlarda akımın doğrultu değişmesinden ileri gelen kuvvetler dirseğin dış cidarında pozitif basınçlar meydana gelmesine sebep olabilir. Bu durum bölüm 6 daki model çalışmaları sonuçlarından görülebilir.

2.5. Sifonlu Şaft Savaklarda Kavitasyon

Bölüm 2.2. de savağın içindeki her noktada negatif basınç meydana geleceği gösterilmiştir. Herhangi bir noktada ortaya çıkan bu negatif basınç eğer akışkanın buharlaşma basıncının altına düşerse o noktada bulunan akışkanda kaynama ve buharlaşma başlar [53, 40]. Buharlaşan sıvı, vakum değerinin daha az olduğu bölgeye inince yoğunlaşır ve bu sırada daha önce buharlaşma sırasında meydana gelen habbecikler patlayarak yok olur. Kavitasyon olarak bilinen bu olay, savakta büyük sarsıntılara ve gürültüye sebep olur. Ayrıca hadise o noktadaki savak cidarında oyuntular meydana getirir ve sifonik akımı bozduğu için savak debisini oldukça azaltır. Savağın düzensiz çalışmasını ve tahribini önlemek için kavitasyon olayının teşekkülüne meydan verilmemesi gerekir. Bu sebeple savağın en kritik noktasındaki basınç, hiçbir zaman sıvının buharlaşma basıncının altına düşmemelidir.

(2.12) denkleminde savağın herhangi bir noktasındaki te-sirli basınç yerine mutlak basınç konur ve kayıplar dikkate alınır

$$\frac{P'_x}{\gamma} = h_x - \frac{V_x^2}{2g} + \frac{P_o}{\gamma} - \Delta H_{kx} \quad (2.46)$$

eşitliği yazılabilir. Burada notasyonlar x noktasının

h_x : Üzerindeki su yükü,

P'_x/γ : Mutlak basınç yüksekliği,

$V_x^2/2g$: Hız yüksekliğini ve

ΔH_{kx} : x noktasına kadar meydana gelen yük kayıpları'nı ifade etmektedir.

Kavitasyon başlangıcında sıvının buharlaşma mutlak basıncı (P_b), x noktasındaki mutlak basınca eşit olması gerekir. Başka bir ifade ile $P_b = P'_x$ olmalıdır. (2.46) da P'_x yerine P_b yazılırsa kavitasyon başlama şartını veren (2.47) ifadesi elde edilir.

$$\frac{P_o / \gamma - P_b / \gamma + h_x}{V_x^2 / 2g} \frac{\Delta H_{kx}}{V_x^2 / 2g} = 1 \quad (2.47)$$

Sifonlu şaft savakların vakum bakımından en kritik bölgesi kret kesitidir. Bu bölgede vakumların maksimum olma halinin, $h_x = 0$ değerinde meydana geldiği daha önce gösterilmişti. Bu durum gözönüne alınır, kayıplar ihmal edilir ve genel olarak bu ifade bir K_a kavitasyon parametresiyle gösterilirse

$$\frac{(P_o - P_b) / \gamma}{V_x^2 / 2g} = K_a \quad (2.48)$$

şeklinde bir ifade bulunur. Eşitliğin sol tarafının payı belirli bir ortam için sabittir ve su için pozitif bir değerdir. (x) noktasındaki hız yüksekliği y ile gösterilirse

$$\frac{P_o - P_b}{\gamma y} = K_a \quad (2.49)$$

eşitliği elde edilir.

Teorik olarak $K_a > 1$ ise kavitasyon meydana gelmez. $K_a = 1$ kavitasyon başlangıcı olarak düşünülürse de hakikatte sürtünmeler dolayısıyla bu değer 1 den küçüktür [53]. Ayrıca kesitlerde hız dağılımı düzgün olmadığından bazı noktalarda hızın ortalamadan çok fazla yükselme göstererek o noktada basınç bakımından tehlikeli durumlar ortaya çıkabilir. Bu yüzden sifonlu şaft savaklarda $K_a > 0,7$ şartı sağlanırsa her durumda kavitasyon olmayacağı söylenebilir. Kaviteasyon basıncı teorik olarak 10,33 m. su sütunu yüksekliğine eşit olmakla beraber belirtilen bu hususlardan dolayı 0.7 katsayısı nisbetinde sürtünmeler nedeniyle küçülerek 7 m. mertebesine düşmektedir. Fakat sifonlu şaft savağın havalı çalışması içeride meydana gelen vakum değerlerini düşürür. Basınç değerlerinin artması hızı azaltacağından bu faktör kaviteasyon parametresi üzerinde sürtünmelerin aksine bir tesir meydana getirir. Böylece, vorteksler tesiriyle emilen hava savak içinde negatif basınçların azalmasına sebep olduğundan verilen bu limit 9 m. ye kadar çıkabilmektedir. [55].

Yüksek düşülü sifonlu şaft savaklarda savak çalışma yükü kavitasyon sınırını aşacağından kavitasyon tehlikesi ortaya çıkar. Bu tehlikeyi önlemek için kavitasyon kritik yüksekliğinden daha yukarı kısımlarda kesit büyültülerek negatif basınçlar düşürülür. Bu arada başka bir çare olarak, negatif basınçları düşürmek için savağın muhtelif yerlerinde, bilhassa kıvrımların iç cidarlarında hava delikleri öngörülebilir. Her ne kadar çap küçüldükçe borularda kavitasyon başlama kritik yüksekliği arttığı tesbit edilmiş ise de şaft ve galeri çapının küçük tutulması savak kapasitesini küçülteceği için tavsiye edilmez.

2.6. Sifonlu Şaft Savaklarda Prototip-Model Uygunluğu

Bilindiği gibi hidrolik modellerde dinamik benzeşim için genellikle *Reynolds* ve *Froude* kanunları kullanılır. *Reynolds* sayısının yeter derecede küçük olduğu modellerde sürtünme kuvvetleri atalet kuvvetleri yanında ihmal edilemez dolayısı ile *Reynolds* model kanunları esas alınmaktadır. Daha büyük *Reynolds* sayılı modellerde viskozite ihmal edilerek *Froude* kanununun geçerli olduğu kabul edilmektedir.

Şimdiye kadar yapılan sifonlu şaft savaklarla ilgili çalışmalarda model deneylerinin hassasiyetini kontrol etmek için zaman zaman prototiplerde testler yapılmıştır [40,41,52]. Sifonlu şaft savaklarla ilgili çalışmalarda diğer benzer yapıların modellerinde olduğu gibi dinamik benzeşim için *Froude* kanunu esas alınmıştır. *Froude* bağıntısında, akımda hakim kuvvet yerçekimi alındığından viskozite tesirlerini ve yüzey-sel gerilim tesirlerini azaltmak için model ölçeği mümkün olduğu kadar büyük seçilir. Ayrıca büyük ölçekli model tecrübelerinden hassas netice elde edilebilir. Potansiyel akımlarda sürtünme olmadığı için *Froude* kanunu geçerlidir. Küçük modellerde laminer akım meydana gelmesine mukabil prototipinde türbülanslı akım olabilir. Model ölçeğinin fazla büyük olmasını maliyet, model yeri ve modele verilecek su kapasitesi sınırlar. Yine sürtünme kuvvetlerini azaltmak için az pürüzlü yüzeyler kullanılır. Kavitasyon sınırından daha yüksek düşüler için de *Froude* kanunu tam geçerli değildir. [42,22,33]

Havanın su ile karıştığı modellerde, dinamik benzeşim için sürtünme kuvvetlerin, yüzeysel gerilme kuvvetlerine oranı ($\mu \cdot U_0 / \sigma$) nın model kriteri olarak alınması teklif edilmiştir. [44]. Burada,

μ : Suyun viskozite katsayısı,

U_0 : Akımın ortalama hızı,

σ : Gerilme'dir.

Sifonlu şaft savaklardaki akımda yerçekimi kuvveti hakim olmakla beraber bir miktar sürtünme kuvvetleri de mevcuttur. Üstelik savak içindeki akımda suyun yanında hava akışı da olmaktadır. Bu yüzden prototip ile model testleri debi ve basınçlar hususunda iyi bir uygunluk göstermesine rağmen aşağıdaki hususlarda bazı farklılıklar gösterir. [3,4,33,51] .

- 1-Prototipte meydana gelen hızlar ve dolayısıyla türbülans, modelinkilere nazaran daha büyük olduğundan prototipin hava ihtiyacı modeldekinden daha fazladır.
- 2-Yüzeysel gerilimden ötürü prototipte başlığa tesir eden dalga kuvveti, beklenenden daha küçük olacaktır. Fakat dalga tekerrürü daha fazladır.
- 3-Atmosfer altı basınçlarda çalışmaktan dolayı prototipte basınç dalgalanmaları ve titreşimler beklenenden büyüktür. Ayrıca modelde basınç gerçek yapıdan küçük olduğundan kavitasyon olayı çoğu zaman modelde ortaya çıkmaz.

B Ü L Ü M 3

3. SIFONLU ŞAFT SAVAKLARA AİT TEORİK İNCELEMELER

3.1. Giriş

Sifonlu şaft savaklardaki akımın teorik olarak incelenmesi için kurulacak matematik modelin akışkanın ve akım sınırı şartlarının bütün özelliklerini tam yansıtması arzu edilirse de bugün için bu mümkün olmamaktadır. Savağın plandaki yeri, hazne tabanına göre durumu, yapının geometrik özellikleri akıma tesir eden önemli faktörlerdir. Bu hususlarda bazı kabuller yaparak hakikatte çok karmaşık olan problemlerin basitleştirilmesi zorunlu olmaktadır.

Savaktaki akımın özellikleri yaklaşım şartlarının etkisi altındadır. Baraj haznesi içine inşa edilen sifonlu şaft savaklara su her yönden yaklaşacaktır. Fakat sınır şartlarının çok düzensiz oluşu dolayısı ile bunun üniform bir yaklaşım olmayacağı açıktır. Bununla birlikte savak gerek sahilten ve gerekse baraj gövdesinden oldukça uzak yerleştirildiği için radyal yaklaşım simetrik kabul edilebilir. Ayrıca savak girişinin tabandan yeterince yukarıda teşkil edilmesi hazne tabanının, savağın girişinde batmış bir akım teşekkülü ise su yüzeyinin, yatay ve düz kabul edilmelerine imkan vermektedir.

Şaft ve sifonlu şaft savakların giriş geometrisi düşey bir eksene göre simetriktir. Savak çıkışında genellikle bir dirsek bulunduğundan çıkış bölgesinde aynı simetriklik yoktur. Gerçekte bu tip savaklardaki akım zamana bağlıdır ve üç boyutludur. Ancak çıkıştaki dirsek, girişten yeter derecede uzak olduğundan dirseğin antisimetrikliğinin giriş bölgesine tesiri azdır. Ayrıca sabit hazne seviyesinde savakta zamanla değişmeyen akıma yaklaşılmaktadır. Bu sebeplerden dolayı savak girişindeki akımın teorik olarak incelenmesinde, akımın eksenel simetrik ve permanant olduğu kabul edilmiştir. Aniden hızlanan savak akışı problemlerinde akım potansiyel kabul edilebildiğinden potansiyel akım teorisine göre de problem ele alınmıştır.

Bu bölümde laminer akım için ekstenel simetrik ve permanent akımların karakteristik ifadeleri, silindirik koordinatlarda açışal hızlar ihmal edilerek elde edilmiştir. Bu ifadelerden, önce akımı temsil eden bir tek akım fonksiyonu ifadesi, sonra çevrinti ve akım fonksiyonu cinsinden iki ifade elde edilmiştir. Bu arada potansiyel akım için akım fonksiyonu ifadesi de bulunarak bu üç farklı durumun karakteristik ifadeleri, boyutsuz parametrelerle gösterilmiştir. Ayrıca şaft ve sifonlu şaft akım alanlarının potansiyel ve permanent akımlar için sınır şartları ayrı ayrı belirtilmiştir.

3.2. Silindirik Koordinatlarda Laminer Akım Denklemleri

3.2.1. Hareket Denklemlerinin Çıkarılması

Ele alınan sifonlu şaft savaktaki akım problemlerinde suyun yaklaşımı düşey bir eksene göre simetrik ortamda olmaktadır. Bu eksene göre simetriklik sebebiyle problemi silindirik koordinatlarda incelemek daha uygundur. Sıkıştırılamayan akışkanlarda Navier-Stokes genel hareket denklemi vektörel olarak

$$\vec{\gamma} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \cdot \nabla \vec{P} + \nu \cdot \nabla^2 \vec{V} \quad (3.1)$$

şeklindedir. Burada,

$\vec{\gamma}$: İvme,

$\vec{F}$: Tesir eden dış kuvvet,

ρ : Akışkanın yoğunluğu,

$\nabla \vec{P}$: Basınç gradyeni,

ν : Kinematik viskozite

$\nabla^2 \vec{V}$: Hız vektörünün laplasiyeni'ni ifade etmektedir.

Vektörel olarak yazılan bu hareket denkleminin silindirik koordinat eksenleri üzerindeki izdüşümleri, kinematik viskozite sabit kabul edilerek aşağıdaki şekilde elde edilebilir [45,57] .

İvmenin silindirik koordinatlarda ifadesi:

Şekil 3.1'in bir M noktasının, silindirik koordinat eksenleri üzerindeki hız bileşenleri v_r , v_θ , v_z ise hız vektörü ifadesi birim vektörler cinsinden

$$\vec{V} = v_r \cdot \vec{e}_r + v_\theta \cdot \vec{e}_\theta + v_z \cdot \vec{e}_z \quad (3.2)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemin zamana göre türevi alınırsa ivme ifadesi

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{\gamma} = & \frac{dv_r}{dt} \cdot \vec{e}_r + \frac{dv_\theta}{dt} \cdot \vec{e}_\theta + \frac{dv_z}{dt} \cdot \vec{e}_z + v_r \cdot \frac{d\vec{e}_r}{dt} + \\ & + v_\theta \cdot \frac{d\vec{e}_\theta}{dt} + v_z \cdot \frac{d\vec{e}_z}{dt} \end{aligned} \quad (3.3)$$

olur.

Birim vektörün silindirik koordinatlarda türevlerinin

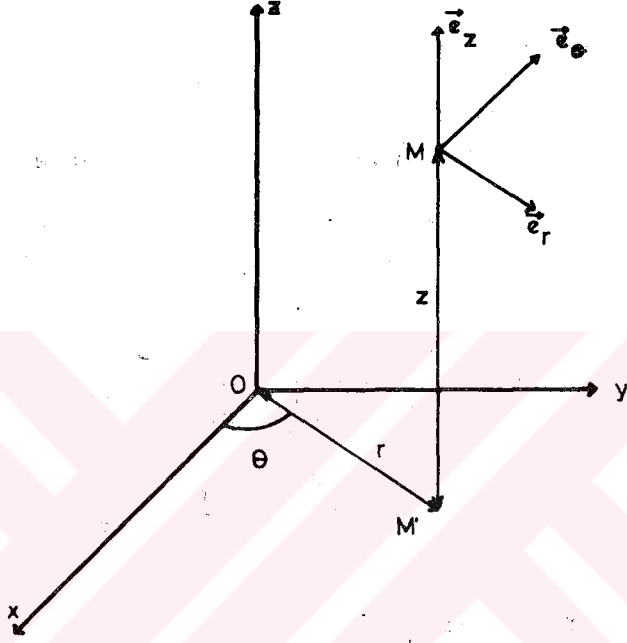
$$\frac{d\vec{e}_r}{dt} = \frac{v_\theta}{r} \cdot \vec{e}_\theta, \quad \frac{d\vec{e}_\theta}{dt} = -\frac{v_\theta}{r} \cdot \vec{e}_r, \quad \frac{d\vec{e}_z}{dt} = 0$$

(3.4)

olduğu bilindiğine göre (3.3) eşitliğindeki ivme ifadesi

$$\vec{\gamma} = \left[\frac{dv_r}{dt} - \frac{v_\theta^2}{r} \right] \cdot \vec{e}_r + \left[\frac{dv_\theta}{dt} + \frac{v_r \cdot v_\theta}{r} \right] \cdot \vec{e}_\theta + v_z \cdot \vec{e}_z \quad (3.5)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 3.1. Silindirik Koordinatlarda
Bir Noktanın İvme Bileşenleri

Basınç bileşenlerinin silindirik koordinatlarda ifadesi:

Silindirik koordinatlarda eksenlerin yay elemanları ∂r , $r \cdot \partial \theta$ ve ∂z olduğuna göre basınç gradyeni ifadesi

$$\vec{\nabla} P = \frac{\partial P}{\partial r} \cdot \vec{e}_r + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial P}{\partial \theta} \cdot \vec{e}_\theta + \frac{\partial P}{\partial z} \cdot \vec{e}_z \quad (3.6)$$

şeklinde yazılabilir.

Hız vektörünün laplasiyen ifadesi :

Bir V vektörünün laplasiyeni

$$\nabla^2 \vec{V} = \nabla (\nabla \cdot \vec{V}) - \nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{V}) \quad (3.7)$$

özdeşliği ile bilinir. Burada

$\nabla \cdot \vec{V}$: Vektörün diverjansı,

$\nabla \wedge \vec{V}$: Vektörün rotasyoneli'ni ifade etmektedir.

Silindirik koordinatlar için bu operatörlerin değerleri yazılıp gerekli kısaltmalar yapılırsa hız vektörünün laplasiyeni için

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{V} = & \left[\nabla^2 v_r - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right] \cdot \vec{e}_r + \\ & + \left[\nabla^2 v_\theta - \frac{v_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right] \cdot \vec{e}_\theta + [\nabla^2 v_z] \cdot \vec{e}_z \end{aligned} \quad (3.8)$$

eşitliği elde edilir.

(3.1) denkleminin bileşenleri, yukardaki ifadeler gözönüne alınarak

$$\gamma_r = \frac{dv_r}{dt} - \frac{v_\theta^2}{r} = F_r - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial r} + v \left[\nabla^2 v_r - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right] \quad (3.9)$$

$$\gamma_\theta = \frac{dv_\theta}{dt} + \frac{v_r v_\theta}{r} = F_\theta - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial \theta} + v \left[\nabla^2 v_\theta - \frac{v_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right] \quad (3.10)$$

$$\gamma_z = \frac{dv_z}{dt} = F_z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} + v \cdot \nabla^2 v_z \quad (3.11)$$

eşitlikleri ile gösterilebilir.

Yukardaki her üç denklemde geçen dv/dt operatörü, bir skalerin diverjansı; $\nabla^2 v$ operatörü, skalerin laplasiyeni olarak bilinirler. $V(v_r, v_\theta, v_z)$ hız bileşenleri için silindirik koordinatlarda bu operatörlerin değerleri [30], (3.9), (3.10), (3.11) denklemlerinde yerine konursa üç eksen doğrultusunda hareket denklemleri daha açık olarak

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} = \\ = F_r - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial r} + v \left[\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} + \right. \\ \left. \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{v_r \cdot v_\theta}{r} = \\ = F_\theta - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial \theta} + v \left[\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} \right. \\ \left. - \frac{v_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} = \\ = F_z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} + v \left[\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (3.14)$$

yazılabilir.

Bu üç denklem, sıkıştırılamıyan akışkanlar için silindirik koordinatlarda hareket denklemleri olarak bilinirler.

3.2.2. Süreklilik Denkleminin Çıkarılışı

Maddenin korunumu prensibine dayanarak elde edilen süreklilik denklemi sıkıştırılamıyan akışkanlarda vektörel olarak

$$\text{div } \vec{V} = \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (3.15)$$

şeklinde yazılır. Bu denklem, silindirik koordinatlarda $V(v_r, v_\theta, v_z)$ için kısmi türevlerin toplamı şeklinde yazılırsa

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.16)$$

eşitliği elde edilir.

Denklemin birinci teriminin türevi alınır

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot v_r + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.17)$$

sıkıştırılamıyan bir akışkan için silindirik koordinatlarda ki süreklilik denklemi elde edilmiş olur.

3.3. Eksenel Simetrik Permenant Akım Denklemleri

3.3.1. Hareket Denklemlerinin İfadesi

Gerek şaft gerek sifonlu şaft savaktaki akımların simetrik ve permanent kabul edilebileceği daha önce belirtilmişti. Bu kabule dayanılarak hareket denklemlerindeki θ 'ya ve t 'ye göre türevler sıfır alınacaktır. Ayrıca her iki savak durumunda da akımı meydana getiren sadece ağırlık kuvvetidir. Bu sebepten denklemlerde sadece yerçekimi ivmesi görülmektedir. Belirtilen şartlar dikkate alınır (3.12), (3.13) ve (3.14) denklemleri aşağıdaki şekilde kısaltılabilir.

$$\begin{aligned}
& - \frac{v_\theta^2}{r} + v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial r} + \\
& v \left[\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] \quad (3.18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{r} v_r \cdot v_\theta + v_r \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial z} = \\
& = v \left[\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} - \frac{v_\theta}{r^2} \right] \quad (3.19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} = g - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} + \\
& v \left[\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \quad (3.20)
\end{aligned}$$

Geometrik yönden simetrik olması sebebiyle, simetri eksenine dik düzlemlerde hareket, bir daire etrafındaki potansiyel çevrinti hareketi olduğundan, v_θ açısal hız bileşeni yalnız eksen civarında mevcuttur ve değeri diğer hız bileşenlerine oranla küçük olduğundan ihmal edilebilir. Bu durumda (3.19) denklemi kalkar ve diğer iki hareket denklemi

$$\begin{aligned}
& v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial r} + \\
& v \left[\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r} \right] \quad (3.21)
\end{aligned}$$

$$v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} = g - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} + v \left[\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \quad (3.22)$$

şeklinde yazılabilir.

Böylece açısal hızı ihmal edilebilen ağırlığın tesirinde, zamana bağlı olmayan, eksenel simetrik akımların hareket denklemleri elde edilmiş olur.

3.3.2. Süreklilik Denkleminin İfadesi

(3.17) denkleminde θ 'ye bağıllılığın olmadığı dikkate alınırsa eksenel simetrik durum için süreklilik denklemi

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.23)$$

olarak bulunur.

3.3.3. Hareket ve Süreklilik Denklemlerinin Akım Fonksiyonu

Cinsinden gösterilmesi ve boyutsuz parametrelerle ifadesi

Elde edilen (3.21), (3.22) ve (3.23) denklemlerinde v_r , v_z ve p değişkenleri bilinmeyen değerlerdir ve eldeki üç denklem yardımı ile bulunabilirler. Bunun yerine bu üç değişkene bağlı Stokes akım fonksiyonunun ifadesi problemin tek bir denkleme indirgenmesini sağlayacaktır. Bu denklemi akım alanı bölgesinin sınır şartları için çözmeye çalışmak aksiyal akım hallerinde daha uygun olmaktadır.

Bu amaca ulaşmak için (3.23) süreklilik denklemi bazı işlemlerden sonra

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v_r) = - \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (3.24)$$

veya

$$\frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v_r) = \frac{\partial}{\partial z} (-r \cdot v_z) \quad (3.25)$$

şekline getirilir. v_r , v_z değişkenleri yerine, (3.25) eşitliğini sağlayan bir bağımlı değişken ikame etmek için $r \cdot v_r = \partial \Psi / \partial z$, $-r \cdot v_z = \partial \Psi / \partial r$ şeklinde bir fonksiyon tariflenirse, (3.25) eşitliği sağlanır. Dolayısı ile

$$v_r = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad v_z = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (3.26)$$

eşitlikleri, hız bileşenlerinin Ψ Stokes akım fonksiyonu cinsinden değerlerini verir ve süreklilik şartını sağlamış olurlar.

(3.21) denkleminin z 'ye, (3.22) denkleminin r 'ye göre türevleri alınır ve bu iki denklem taraf tarafa çıkarılırsa yerçekimi ivmesi ve basınç terimleri ortadan kalkar ve

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left(v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(v_r \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \\ & = v \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r} \right) - \\ & - v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (3.27)$$

denklemini elde edilir.

(3.27) denklemindeki hız bileşenlerinin yerlerine, (3.26) ifadeleri konur ve ifade sadeleştirilirse,

$$\begin{aligned}
& 3. \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z} - 3r. \frac{\partial \psi}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + r. \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial z} + \\
& + r^2. \frac{\partial \psi}{\partial z} \cdot \frac{\partial^3 \psi}{\partial r^3} - r^2. \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial^3 \psi}{\partial z \partial r^2} - 2r. \frac{\partial \psi}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \\
& + r^2. \frac{\partial \psi}{\partial z} \cdot \frac{\partial^3 \psi}{\partial r \partial z^2} - r^2. \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial^3 \psi}{\partial z^3} - v(-2r^2. \frac{\partial^3 \psi}{\partial r \partial z^2} + \\
& + 2r^3. \frac{\partial^4 \psi}{\partial r^2 \partial z^2} + r^3. \frac{\partial^4 \psi}{\partial z^4} - 3. \frac{\partial \psi}{\partial r} + 3r. \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \\
& - 2r^2. \frac{\partial^3 \psi}{\partial r^3} + r^3. \frac{\partial^4 \psi}{\partial r^4}) = 0 \quad (3.28)
\end{aligned}$$

denklemini elde edilir. Netice olarak bir bilinmeyenli akım fonksiyonu ifadesi bulunur. [8] .

Akım alanı problemlerinde fiziki alanın fonksiyonlarını boyutsuz parametrelerle genel şekilde ifade etmek mümkün olduğundan gerek matematiksel gerekse deneysel çalışmalarda bu tip boyutsuzlaştırmalar büyük faydalar sağlamaktadır.

(3.28) denklemini, uzunluk boyutları H_T hazne su yüksekliğine, akım fonksiyonu değerleri maksimum ψ 'ye ($\psi_{\max}$) oranlanarak boyutsuzlaştırılabilir. Bu takdirde yeni boyutsuz büyüklükler ve birinci kısmi türevleri sırasıyla,

$$\frac{z}{H_T} = z_1, \quad \frac{r}{H_T} = r_1, \quad \frac{\psi}{\psi_{\max}} = F$$

$$\partial z = H_T \cdot \partial z_1, \quad \partial r = H_T \cdot \partial r_1, \quad \partial \psi = \psi_{\max} \cdot \partial F \quad (3.29)$$

şeklinde gösterilir.

Benzer şekilde diğer türevleri de yazılarak (3.28) denkleminde bu büyüklükler yerine konursa yeni bir ifade bulunur. Bu ifade de $\psi_{\max}$ debi boyutunda olup $dQ = 2\pi \cdot d\psi$ eşitliği geçerli olduğundan $Q = 2\pi \cdot \psi_{\max}$ bağıntısı mevcuttur. Şu halde elde edilen ifadede geçen $v / (\psi_{\max} / H_T)$ değeri $v \cdot 2\pi \cdot H_T / Q$ şeklinde boyutsuz bir büyüklüktür ki $(1 / R_e)$ diye tarifi-
lenir. Buradaki *Reynolds* sayısı, geçen debiye ve tabandan itibaren hazne su yüksekliğine göre tarifi-
lenmiştir.

Bu tarif yerine konur ve boyutsuzlaştırmada kullanılan indisler, yazılışı kolaylaştırmak bakımından kaldırılırsa boyutsuz akım fonksiyonu için aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\begin{aligned}
 & 3 \cdot \frac{\partial F}{\partial r} \cdot \frac{\partial F}{\partial z} - 3r \cdot \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + r \cdot \frac{\partial F}{\partial r} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial r \partial z} + \\
 & r^2 \cdot \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\partial^3 F}{\partial r^3} - r^2 \cdot \frac{\partial F}{\partial r} \cdot \frac{\partial^3 F}{\partial r^2 \partial z} - 2r \cdot \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \\
 & + r^2 \cdot \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\partial^3 F}{\partial r \partial z^2} - r^2 \cdot \frac{\partial F}{\partial r} \cdot \frac{\partial^3 F}{\partial z^3} - \frac{1}{R_e} \left[- 2r^2 \cdot \frac{\partial^3 F}{\partial r \partial z^2} + \right. \\
 & + 2r^3 \cdot \frac{\partial^4 F}{\partial r^2 \partial z^2} + r^3 \cdot \frac{\partial^4 F}{\partial z^4} - 3 \cdot \frac{\partial F}{\partial r} + 3r \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \\
 & \left. - 2r^2 \cdot \frac{\partial^3 F}{\partial r^3} + r^3 \cdot \frac{\partial^4 F}{\partial r^4} \right] = 0 \quad (3.30)
 \end{aligned}$$

Bu çalışmada bundan sonra akım fonksiyonu deyimi, boyutsuz akım fonksiyonu için kullanılacaktır.

3.3.4. Hareket ve Süreklilik Denklemlerinin Çevrinti ve Akım Fonksiyonları Cinsinden Gösterilmesi ve Boyutsuz Parametrelerle İfadesi

Laminer hareketin yalnız akım fonksiyonu cinsinden bir denklemle ele alınması, her zaman uygun değildir. Çünkü bu durumda (3.30) denkleminde görüldüğü üzere dördüncü mertebeden komplike bir ifade ortaya çıkmaktadır. Laminer akımı karakterize eden iki hareket ve bir süreklilik denklemlerinden elde edilen iki yeni denklemle çalışmak bilhassa nümerik çözümler için uygun olmaktadır.

Eksenel simetrik akımda çevrintinin V_{ζ} (ξ, η, ζ) sıfır olmıyan tek bileşeni η fonksiyonu olup

$$\eta = \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \quad (3.31)$$

eşitliği ile ifade edilebilir.

Bu denklemde hız bileşenleri yerine (3.26)'daki akım fonksiyonu cinsinden değerleri yazılırsa çevrinti denklemi,

$$\eta = \frac{1}{r} \cdot \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (3.32)$$

şeklinde bulunur.

Diğer taraftan (3.27) denklemini açılır ve yeniden düzenlenirse,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_r}{\partial z} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_r \cdot \frac{\partial^2 v_r}{\partial r \partial z} - \frac{\partial v_r}{\partial r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} - v_r \cdot \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \\ & + \frac{\partial v_z}{\partial z} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial z} + v_z \cdot \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} - v_z \cdot \frac{\partial^2 v_z}{\partial r \partial z} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
= v \left[\frac{\partial}{\partial r^2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z^2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \right. \\
\left. + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right]
\end{aligned}
\quad (3.33)$$

eşitliği elde edilir.

Son denklemde $\left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)$ yerine (3.31) den η konursa,

$$v_r \cdot \frac{\partial \eta}{\partial r} + v_z \cdot \frac{\partial \eta}{\partial z} - \frac{v_r \cdot \eta}{r} = v \left[\frac{\partial^2 \eta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} - \frac{\eta}{r^2} \right]
\quad (3.34)$$

ifadesi bulunur.

(3.34) denkleminde hız bileşenleri yerine akım fonksiyonu cinsinden değerleri yazılırsa çevrinti nakli eşitliği olarak adlandırılan aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\begin{aligned}
\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial z} - \frac{\eta}{r^2} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z} = \\
= v \left[\frac{\partial^2 \eta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} - \frac{\eta}{r^2} \right]
\end{aligned}
\quad (3.35)$$

(3.32) çevrinti ve (3.35) çevrinti nakli eşitlikleri, akımı karakterize eden ve η , ψ fonksiyonları bilinmeyen ikinci mertebe denklemleridir. [50] .

(3.32) denklemi paragraf 3.3.3 de belirtilen boyutsuz büyüklükler cinsinden ifade edilirse,

$$\frac{H_T^3 \cdot \eta}{\psi_{\max}} = \frac{1}{r} \cdot \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right)
\quad (3.36)$$

eşitliği elde edilir. Eşitliğin sol tarafı çevrintiyi belirleyen boyutsuz bir büyüklüktür ve $\eta / (\psi_{\max} / H_T^3)$ ifadesi G ile gösterilirse boyutsuz çevrinti ifadesi

$$G = \frac{1}{r} \cdot \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right) \quad (3.37)$$

şeklinde yazılır.

Benzer şekilde (3.35) denklemi ele alınır ve boyutsuz büyüklükler cinsinden yazılırsa, boyutsuz çevrinti nakli eşitliği için

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\partial G}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} \frac{\partial G}{\partial z} - \frac{G}{r^2} \cdot \frac{\partial F}{\partial z} = \\ & = \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial G}{\partial r} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - \frac{G}{r^2} \right] \end{aligned} \quad (3.38)$$

ifadesi elde edilir. Buradaki *Reynolds* sayısı, $Re = \psi_{\max} / \nu H_T$ olarak belirlenir.

3.4. Eksenel Simetrik Potansiyel Akım Fonksiyonunun Boyutsuz Parametrelerle İfadesi

Savak akışlarında genel olarak sürtünmeler küçüktür. Sifonlu shaft savaklarda, su küçük hız bölgesinden aniden büyük hız bölgesine geçtiğinden çevrinti önemini kaybeder. Dolayısı ile bu tip problemlerde akım, viskozite ihmal edilebileceğinden ve çevri vektörü de sıfır alındığından bir potansiyel akım olarak kabul edilebilir. Bu durumda çevri vektörü bileşenleri V_ζ (ξ, η, ζ).

$$\begin{aligned}
 \xi &= \frac{\partial v_z}{\partial \theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial z} = 0 \\
 \eta &= \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} = 0 \\
 \zeta &= \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \theta} = 0
 \end{aligned} \tag{3.39}$$

şeklinde yazılır.

Eksenel akımda $\partial / \partial \theta = 0$ olduğundan ayrıca V_θ ihmal edilebildiğinden, (3.39) denkleminde eksenel simetrik hal için potansiyel olma şartı

$$\frac{\partial v_r}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial r} \tag{3.40}$$

elde edilir. Hız bileşenleri yerine (3.26) denklemindeki akım fonksiyonu cinsinden değerleri yazılır ve kısaltılırsa

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \tag{3.41}$$

akım fonksiyonu ifadesi bulunur.

Paragraf 3.3.3 de verilen boyutsuz büyüklüklere göre (3.41) denklemi düzenlenirse, potansiyel halde akım fonksiyonunun boyutsuz ifadesi aşağıdaki şekli alır.

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0 \tag{3.42}$$

3.5. Sifonlu Şaft Savaklarda Sınır Şartlarının Belirlenmesi

3.5.1. Sınır Şartları

Şaft savaktaki batmış akım probleminde, sınır şartları simetri ekseninin bir tarafı için, şaftın ekseninden belirli bir mesafede hesap sınır düzlemi alınarak bu sınır ile simetri eksen arasında kalan bölgede hızlara bağlı olarak belirlenecektir. (Şekil 3.2). Akım fonksiyonunun kısmi türevleri hız bileşenleriyle bağıntılı olduğundan, hız sınır şartlarından akım fonksiyonu sınır şartlarına geçilecektir.

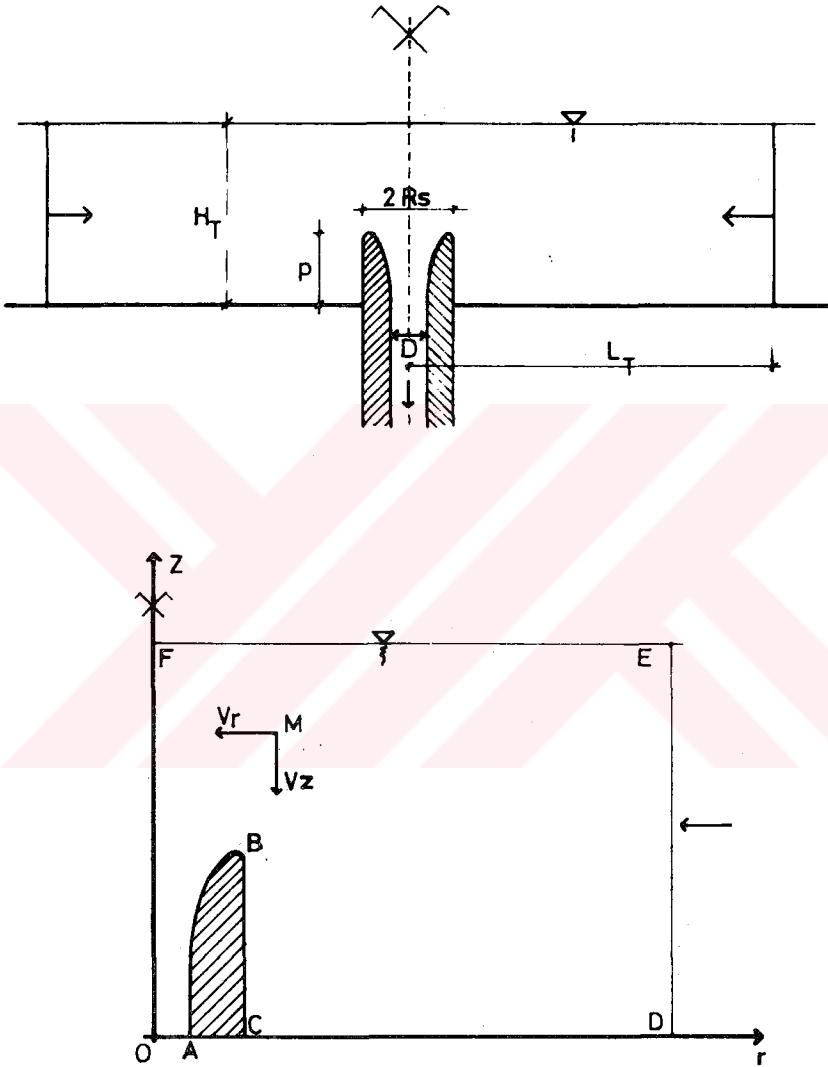
ABCD sınırında zerrelere cidara yapışması sebebiyle katı cidara dik ve teğetsel doğrultuda hız bileşenleri sıfırdır. Buna göre akım fonksiyonu sınır şartları şöyle tariflenir.

$$\begin{aligned}
 \text{AB sınırı : } V_n &= 0 = \frac{\partial F}{\partial s}, & V_s &= 0 = \frac{\partial F}{\partial n} \\
 \text{BC sınırı : } V_r &= 0 = \frac{\partial F}{\partial z}, & V_z &= 0 = \frac{\partial F}{\partial r} \\
 \text{CD sınırı : } V_r &= 0 = \frac{\partial F}{\partial z}, & V_z &= 0 = \frac{\partial F}{\partial r} \quad (3.43)
 \end{aligned}$$

Hazne su seviyesi sabit olduğundan incelenen batmış durumda serbest su seviyesi yataya çok yakındır ve pratik olarak yatay kabul edilebilir. Dolayısıyla EF sınırında dikey hız bileşeni ve teğetsel gerilme sıfırdır. Şu halde sınır şartı,

$$\begin{aligned}
 \text{EF sınırı : } V_z &= 0 = \frac{\partial F}{\partial r} \\
 C &= \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right] = 0 \rightarrow \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} \quad (3.44)
 \end{aligned}$$

şeklinde olacaktır.



Şekil 3.2. Batmış Şaft Savakta Akım Alanı Şartları

OF sınırında yatay hız bileşeni sıfırdır. Bu sınır üstelik simetri eksenini olduğundan düşey hızlar da simetriktir.

Sınır şartı olarak,

$$\text{OF sınırı : } V_r = 0 = \frac{\partial F}{\partial z}, \quad V_z \text{ simetrik} \rightarrow \frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

(3.45)

değerleri yazılabilir.

Savağa giriş ve çıkış kesitlerinde herhangi bir hız esas alınarak çözümler bulunabilir. Çalışmanın başlangıcında girişteki radyal ve çıkıştaki düşey hızlar için üniform ve lineer hız dağılım kabulleri yapılmıştır. Ancak tabiatta shaftın düşey boyutlarına oranla çok uzaklardan yaklaşımlar bahis konusu olduğundan DE hesap kesitinden geçiş, belirtilen hız şartına tam olarak uygun düşmemektedir. Aynı şekilde OA çıkış kesitinde kabul edilen hız şartı akışkanın OA'dan geçişindeki hakiki hız dağılımından farklı olacağından DE giriş ve OA çıkış kesitlerinde akımı temsil eden fonksiyonların sınır değerleri akım alanı civarındaki iç nokta değerlerine bağlı olarak belirli yaklaşımlarla her akım hali için tariflenmesi gerekir.

Şaft savakta genel akım durumu için yukarıda belirlenen sınır şartlarının hepsine her akım durumunda ihtiyaç olmayacağı gibi bazan ek sınır şartları da gerekebilir.

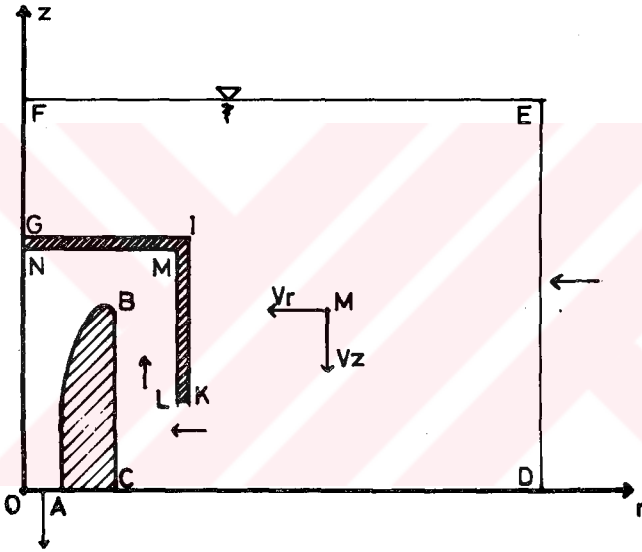
Sifonlu shaft savakta genel anlamda sınır şartları benzer esaslardan hareket edilerek belirlenebilir. Şekil 3.3 de bir sifonlu shaft savağın simetri ekseninin bir tarafındaki akım alanı gösterilmiştir. Şekilden görüleceği üzere shaft savaktaki akım alanının farklı olarak başlık kısmına ait GIKLMN alanı ilave edilmiştir. Diğer kısımlar ve akış şartları değişmemektedir.

GIKLMN, katı cidar olduğundan üzerindeki hızlar sıfırdır. Dolayısı ile akım fonksiyonu sınır şartları genel olarak aşağıdaki şekilde olacaktır.

$$\text{GI ve NM sınırı : } V_z = 0 = \frac{\partial F}{\partial r}, \quad V_r = 0 = \frac{\partial F}{\partial z}$$

$$\text{IK ve LM sınırı : } V_r = 0 = \frac{\partial F}{\partial z}, \quad V_z = 0 = \frac{\partial F}{\partial r}$$

(3.46)



Şekil-3.3. Sifonlu Şaft Savak Akım Alanı Sınır Şartları

3.5.2. Potansiyel Akım Sınır Şartları

Eksenel simetrik potansiyel halin akım fonksiyonu denklemi ikinci mertebe türevli bir ifadedir. Bu denklem için birinci kat yaklaşımlarla hesap yapıldığında bölgede bir iç noktanın hesabı için denklemin mertebesinin yarısı kadar yani her sınır noktasında bir şarta ihtiyaç vardır. Bu durumda akım fonksiyonu sınır şartları bölüm (3.5.1) de açıklanan esaslara göre

$$\text{AB sınırı : } \frac{\partial F}{\partial s} = 0$$

$$\text{BC sınırı : } \frac{\partial F}{\partial z} = 0$$

$$\text{CD sınırı : } \frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

$$\text{EF sınırı : } \frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

$$\text{OF sınırı : } \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (3.47)$$

şeklinde belirtilebilir.

Sifonlu şaft savak için potansiyel akımın tek kat yaklaşımlara esas olacak ilave sınır şartları benzer şekilde

$$\text{GI ve NM sınırı : } \frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

$$\text{IK ve LM sınırı : } \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (3.48)$$

şeklinde yazılabilir. Bu şartlar potansiyel denklemin tek kat yaklaşımları için yeterlidir. Diğer bir deyişle ikinci mertebeden kısmi türevler üç nokta yaklaşımları ile tariflenmiştir.

Potansiyel denklemdaki ikinci mertebe türevler beş nokta yaklaşımlarıyla belirlenecekse o takdirde her sınır noktasında en az iki sınır şartına ihtiyaç vardır. Bu son durumda potansiyel akım fonksiyonunun sınır şartları aşağıdaki şekilde olacaktır.

$$\text{AB sınırı : } \frac{\partial F}{\partial s} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial n} = 0$$

$$\text{BC sınırı : } \frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

$$\text{CD sınırı : } \frac{\partial F}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial z} = 0$$

$$\text{EF sınırı : } \frac{\partial F}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial r^2}$$

$$\text{OF sınırı : } \frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

(3.49)

Sifonlu şaft savak akım alanı için türevlerin beş noktada yaklaşımlarına esas olacak akım fonksiyonu ek sınır şartları

$$\text{GI ve NM sınırı : } \frac{\partial F}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial z} = 0$$

$$\text{IK ve LM sınırı : } \frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

(3.50)

şeklinde yazılabilir.

3.5.3. Laminer Akım Sınır Şartları

3.5.3.1. Bir Tek Akım Fonksiyonu Denklemi İçin Sınır Şartları

Şaft ve sifonlu shaft savaklarda laminer akım hali için, akımın bir tek akım fonksiyonu ile karakterize edilmesi halinde, denklemde bir bilinmeyen ve dördüncü mertebeden türevli terimler mevcuttur. Bu denklemin dördüncü mertebe türevleri tek katlı yaklaşımlarla tariflenirse dahi fonksiyon değerleri her istikamette beş nokta ile belirlenebilir. Dolayısıyla her sınır noktasında akım fonksiyonu için iki sınır şartı gereklidir.

Bu esasların ışığında laminer akımın dördüncü mertebe tek akım fonksiyonu denklemi sınır şartları, shaft savak için (3.49), sifonlu shaft için ek sınır şartları (3.50) eşitliklerinde belirtilenlerin aynı olacaktır.

3.5.3.2. Akım ve Çevrinti Denklemleri İçin Sınır Şartları

Laminer akımda akım fonksiyonu ve çevrinti cinsinden elde edilen (3.37) ve (3.38) denklemlerinde F ve G bilinmemektedir. Her iki fonksiyonun en büyük türevleri ikinci mertebededir. Bu nedenle her sınır noktasında iki fonksiyon için ayrı ayrı birer sınır şartı gerekmektedir.

Akım fonksiyonu için shaft savak akım alanı sınır şartları (3.47), sifonlu shaft savak ek şartları (3.48) eşitliklerinde belirtilenlerin aynı olacaktır.

Çevrinti için de her noktada sınır şartlarını tariflemek gerekmektedir. Shaft savak akım alanında ABCD katı cidarlarında hızın sıfır olmasına ve sınır tabaka tariflerine göre çevrinti fonksiyonu sınır şartı yatay ve düşey cidarlar için tarif edilecektir.

OF simetri eksenini olduğundan üzerinde çevrinti sıfır alınacaktır. EF serbest yüzeyinde teğetsel gerilmeler sıfır alınarak çevrinti şartı belirlenecektir.

Çevrinti fonksiyonu için de giriş ve çıkış kesitlerinde iç noktalarla bağıntılı yaklaşımlar, akım fonksiyonunkine benzer şekilde belirlenecektir.

Sifonlu şaft savakta çevrinti fonksiyonu için, katı ci-
darlarda hızların sıfır olmasından ve sınır tabaka prensip-
lerinden hareket ederek ek sınır şartı bağıntılarının bulun-
ması Bölüm 4 de gösterilmiştir.



B Ö L Ü M 4

4. SONLU FARKLAR METODUNUN ŞAFT VE SIFONLU ŞAFT SAVAKLARA UYGULANMASI

4.1. Giriş

Bölüm 3'de elde edilen denklemler, potansiyel akım durumu hariç lineer olmayan dördüncü veya ikinci merteye kısmi türevli karmaşık ifadelerdir. Üstelik akım alanının sınırları eğri yüzeyler ihtiva etmektedir. Bu durumda problemin ekzakt analitik çözümünü bulmak imkansızdır. Probleme ancak nümerik metodlarla çözüm bulunabilir. Kısmi diferansiyelli denklemlerin çözümünde sonlu farklar metodu genellikle iyi sonuç verdiğinden probleme bu metodun tatbiki düşünülmüştür. [1]. Bu bölümde, uygulanan çözüm metodundan ve iterasyon tekniğinden bahsedilerek denklemlerin sonlu fark ifadeleri çıkarılmış ve sınır şartları sonlu farklarla belirlenmiştir. Bu arada düzgün olmayan sınırlara yakın noktaların hesap molekülleri belirtilmiştir. İstenilen duyarlılıkta çözüm için elektronik makinalar gerektiğinden, problemin çözümlü durumları için komputer programları hazırlanmış ve icra edilmiştir.

4.2. Çözüm Metodu ve İterasyon Tekniği

Probleme sonlu farklar uygulanması sayesinde, türevler sonlu fark yaklaşımları ile değiştirilerek diferansiyel denklemleri cebirsel denklemler haline getirmek mümkün olmaktadır. Sürekli çözüm alanına yerleştirilen bir hesap ağının her noktasında asıl denklemi temsil eden cebirsel denklem geçerlidir. Akım alanının her noktasında fonksiyonun değeri, etraftaki noktalara göre belirlenen bu cebrik denklem takımında nokta sayısı kadar bilinmeyen ve bir o kadar da denklem mevcuttur. Asıl denklem lineerse bu simültane denklem takımı da lineer, aksi halde nonlineerdir. [20, 67]. Elde edilen lineer ve nonlineer cebrik denklem takımları, sınır şartlarına göre her hal için iterasyon işlemi uygulanarak çözülmüştür.

Bütün çözümlerde karelerden teşekkül eden bir hesap ağı seçilmiş ve hatası küçük olan merkezi sonlu fark ifadeleri kullanılmıştır. Potansiyel hallerde, türevlerin birinci ve

ikinci kat yaklaşımları için ayrı ayrı çözüm bulunmuştur. Laminer durumlarda ikinci kat yaklaşımlı denklemler çok karmaşık çıktığından yalnız birinci kat yaklaşım çözümleri aranmıştır.

Akım alanının sınırlarında fonksiyon değerleri bilindiğinden bir sınır değer probleminin çözümü bahis konusudur. Başlangıçta, akım alanı bölgesinin iç noktalarında bir ilk tahmin değeri hesaba esas alınmaktadır. Sonra bu değerlerden iterasyon yaparak hakiki köklere yaklaşılmaktadır. Potansiyel çözümlerde denklemlerin formu lineer olduğundan çözümün yakınsamaması bahis konusu olmadığı için iç noktalarda fonksiyon değerlerini sıfır alarak iterasyona başlanmıştır. Laminer Permenant çözümlerde ilk tahmini sıfırdan başlatmak (denklemin formu lineer olmadığından) iyi netice vermemektedir. Lineer olmıyan denklemlerin yakınsaması ve köklere doğru yaklaşması için iterasyon başlangıç değerlerinin denklemin hakiki köklerine yakın olması gerekmektedir. [25] . Bu yüzden laminer çözümlerde ya potansiyel çözümden bulunan neticeler veya küçük Reynolds sayılarında elde edilen sonuçlar ilk yaklaşım değeri olarak alınmıştır.

Kapalı bir fonksiyon olan hesap molekülü, sıra ile ağ noktalarında dolaştırılarak her iterasyonda çözüme yakın fonksiyon değeri bulunmaktadır. Her noktada hesaplanan son akım fonksiyonu değeri ile sondan bir önceki fonksiyon farkı belli bir limite düşene kadar iterasyona devam edilmektedir. İterasyonda, son bulunan köklerle bir önceki köklerin farkı gittikçe azaldığı takdirde bir yakınsama var demektir. Yakınsaklığın hızı, denklemlerin formuna, bilinmeyen sayısına ve iterasyon başlangıç değerlerine bağlıdır. [26] .

İterasyona belli bir ondallığa kadar yaklaşıldığından meydana gelen yuvarlatma hatası, nokta sayısı çoğaldıkça artmakta, buna karşılık sürekli sistemi ayırık hale getirmekten dolayı meydana gelen ayırıklaştırma (kesme) hatası nokta sayısı çoğaldıkça azalmaktadır. Bu nedenle iterasyon sayısı, bölgede seçilen ağın sıklığına ve çözümden istenen hassaslığa bağlı olarak değişmektedir. Çözümün hassasiyetini artırmak amacıyla fazla iterasyon yapmak makina çalışma zamanını artırdığından optimum iterasyon işlemi ile yetinmek gerekmektedir. Bu bakımdan akım fonksiyonunun ardışık iki değer takımı arasındaki farkların kareleri toplamı 0,0002 oluncaya kadar iterasyona devam edilmiştir.

Bazı araştırmalarda, makina hafıza ihtiyacını azaltan, Tek Adımlı İterasyon teknikleri kullanılmıştır. Komputerlerin gelişme devresinde böyle teknikleri kullanmak zorunluydu. Bugün makinelerin hafıza kapasitesi arttığından böyle bir mecburiyet kalmamıştır. Bu çalışmada, her iterasyondan sonra bütün noktalar için bulunan yeni değerleri bir sonraki iterasyonda hesaba katan Çok Adımlı İterasyon kullanılmıştır. Bu iterasyon tekniği iterasyon sayısını arttırmamasına rağmen formülasyon basitliği bakımından tercih edilmiştir.

Çevrinti ve akım fonksiyonu ile belirlenen laminer akımda iki bilinmeyen fonksiyon bulunduğundan iterasyonu, bir sıra çerçevesinde yürütmek gerekir ki bu çalışmada aşağıdaki sıra takip edilerek hesaplar yapılmıştır.

- 1-İterasyona verilen akım şartlarında F ve G için tahmini bir değerle başlanmıştır.
- 2-Önce G (J, K) denklemi sahanın bütün noktalarında, sonra bu bulunan değer kullanılarak F (J, K) denklemi iç nokta değerleri hesaplanmış, daha sonra sınırlar üzerindeki denklemlerden G (J, K) ve F (J, K) değerleri bulunmuştur.
- 3-İki fonksiyon duruluncaya kadar bu işlemlere devam edilmiştir.

4.3. Akım Denklemlerinin Sonlu Fark İfadeleri

4.3.1. Bir Fonksiyonun Kısmi Türevlerinin Diferans Denklemleri Cinsinden Elde Edilişi

Kısmi türevlerin merkezi sonlu fark ifadelerini elde etmek için ele alınan $F = f(r, z)$ fonksiyonu, eksenel simetrik akımın herhangi bir karakterini temsil eden bir fonksiyon olarak kabul edilirse, bu fonksiyonun iki boyutlu Taylor ifadesi, dördüncü türevi terimlere kadar yazılırsa

$$\begin{aligned}
F = F_M + r. \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_M + z. \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)_M + \frac{1}{2!} \left[r^2. \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} \right)_M + \right. \\
+ 2r.z. \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r \partial z} \right)_M + z^2. \left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right)_M \left. + \frac{1}{3!} \left[r^3. \left(\frac{\partial^3 F}{\partial r^3} \right)_M + \right. \right. \\
+ 3r^2.z. \left(\frac{\partial^3 F}{\partial r^2 \partial z} \right)_M + 3rz^2. \left(\frac{\partial^3 F}{\partial r \partial z^2} \right)_M + z^3. \left(\frac{\partial^3 F}{\partial z^3} \right)_M \left. + \right. \\
+ \frac{1}{4!} \left[r^4. \left(\frac{\partial^4 F}{\partial r^4} \right)_M + 4r^3.z. \left(\frac{\partial^4 F}{\partial r^3 \partial z} \right)_M + 6r^2.z^2. \left(\frac{\partial^4 F}{\partial r^2 \partial z^2} \right)_M + \right. \\
+ 4rz^3. \left(\frac{\partial^4 F}{\partial r \partial z^3} \right)_M + z^4. \left(\frac{\partial^4 F}{\partial z^4} \right)_M \left. \right] + \dots \quad (4.1)
\end{aligned}$$

eşitliği elde edilir.

Şekil 4.1 deki M(J,K) merkez noktası bir an için eksen takımın başlangıcı olduğu düşünülürse P(r,z) noktasının koordinatları P(h,0) olur. Bu nokta için F fonksiyonu (4.1) den hesaplanırsa

$$F_{M+1} = F_P = F(J+1, K) = F_M + h \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_M +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2!} h^2 \cdot \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} \right)_M + \frac{1}{3!} h^3 \cdot \left(\frac{\partial^3 F}{\partial r^3} \right)_M + \\
& + \frac{1}{4!} h^4 \cdot \left(\frac{\partial^4 F}{\partial r^4} \right)_M + \dots \quad (4.2)
\end{aligned}$$

eşitliği elde edilir.

Benzer şekilde $R(-h, 0)$ noktası için (4.1) denkleminde

$$\begin{aligned}
F_R = F(J-1, K) &= F_M + \frac{1}{2!} h^2 \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} \right)_M - h \cdot \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_M - \\
& - \frac{1}{3!} h^3 \left(\frac{\partial^3 F}{\partial r^3} \right)_M + \frac{1}{4!} h^4 \left(\frac{\partial^4 F}{\partial r^4} \right)_M + \dots \quad (4.3)
\end{aligned}$$

ifadesi bulunur.

(4.2) ve (4.3) eşitlikleri taraf tarafa çıkarılır ve yeni eşitlik $\partial F / \partial r$ ye göre çözülürse

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_M &= \frac{F(J+1, K) - F(J-1, K)}{2h} + E_t \\
E_t &= - \frac{h^2}{6} \left(\frac{\partial^3 F}{\partial r^3} \right)_M \quad (4.4)
\end{aligned}$$

ifadesi elde edilir.

(4.2) ve (4.3) eşitlikleri taraf tarafa toplanır ve denklemden $\frac{\partial^2 F}{\partial r^2}$ çekilirse

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2}\right)_M = \frac{F(J+1,K) - 2F(J,K) + F(J-1,K)}{h^2} + E'_t$$

$$E'_t = -\frac{h^2}{12} \left(\frac{\partial^4 F}{\partial r^4}\right)_M \quad (4.5)$$

eşitliği bulunur.

(4.4) ve (4.5) eşitlikleri, türevlerin merkezi sonlu farklarla birinci kat yaklaşımlarını göstermektedir. Denklemlerin sonundaki E_t ve E'_t kesme hatalarıdır. Bu iki denklemden görüleceği üzere, merkezi sonlu fark ifadelerinde kesme hataları, ağ şebekesi ara mesafesi h' ın kendisi ile değil, ikinci kuvveti ile orantılıdır ve bundan dolayı son derece küçüktürler. Oysa diğer sonlu fark ifadelerinin kesme hataları h' ın kendisi ile orantılıdır.

Yukarıda yapılanlara benzer işlemler $S(0,q)$ ve $T(0,-q)$ noktaları için tekrarlanırsa

$$\left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_M = \frac{F(J,K+1) - F(J,K-1)}{2q} \quad (4.6)$$

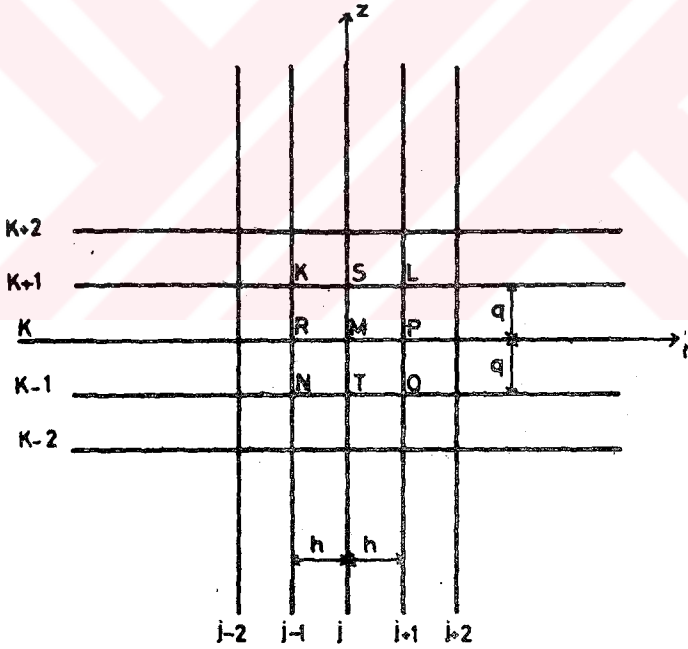
$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2}\right)_M = \frac{F(J,K+1) - 2F(J,K) + F(J,K-1)}{q^2} \quad (4.7)$$

ifadeleri elde edilir.

Karışık türevler yukarıdaki ifadelerden elde edilebilir. Örnek olarak, fonksiyonun r ve z için karışık türevi

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 F}{\partial r \partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right) = \frac{h}{2qh} [F(J+1, K+1) - F(J-1, K+1) - \\
 &\quad - F(J+1, K-1) + F(J-1, K-1)] \\
 &= \frac{1}{4qh} [F(J+1, K+1) - F(J+1, K-1) - F(J-1, K+1) + \\
 &\quad + F(J-1, K-1)] \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 4.1 Sonlu Fark Ağ Şebekesi

Bu şekilde denklemlerde geçen bütün kısmi türevlerin sonlu fark ifadeleri bulunabilir. Çözümlerde dikdörtgen ağ yerine kare ağ seçildiğinden, $q=h$ alınarak fonksiyonun kısmi türevlerinin sonlu fark ifadeleri aşağıda gösterilmiştir.

$$\partial F / \partial r = [F(J+1, K) - F(J-1, K)] / 2h$$

$$\partial F / \partial z = [F(J, K+1) - F(J, K-1)] / 2h$$

$$\partial^2 F / \partial r^2 = [F(J+1, K) - 2F(J, K) + F(J-1, K)] / h^2$$

$$\partial^2 F / \partial z^2 = [F(J, K+1) - 2F(J, K) + F(J, K-1)] / h^2$$

$$\partial^2 F / \partial r \partial z = [F(J+1, K+1) - F(J+1, K-1) - F(J-1, K+1) + F(J-1, K-1)] / 4h^2$$

$$\partial^3 F / \partial r^3 = [-F(J-2, K) + 2F(J-1, K) - 2F(J+1, K) + F(J+2, K)] / 2h^3$$

$$\partial^3 F / \partial z^3 = [-F(J, K-2) + 2F(J, K-1) - 2F(J, K+1) + F(J, K+2)] / 2h^3$$

$$\partial^3 F / \partial r^2 \partial z = [F(J+1, K+1) - F(J+1, K-1) + 2F(J, K-1) - 2F(J, K+1) + F(J-1, K+1) - F(J-1, K-1)] / 2h^3$$

$$\partial^3 F / \partial r \partial z^2 = [F(J+1, K+1) - F(J-1, K+1) + 2F(J-1, K) - 2F(J+1, K) - F(J-1, K-1) + F(J+1, K-1)] / 2h^3$$

$$\partial^4 F / \partial r^4 = [F(J-2, K) - 4F(J-1, K) + 6F(J, K) - 4F(J+1, K) + F(J+2, K)] / h^4$$

$$\partial^4 F / \partial z^4 = [F(J, K-2) - 4F(J, K-1) + 6F(J, K) - 4F(J, K+1) + F(J, K+2)] / h^4$$

$$\begin{aligned} \partial^4 F / \partial r^2 \partial z^2 = & [F(J+1, K+1) - 2F(J+1, K) + F(J+1, K-1) - 2F(J, K+1) + \\ & + 4F(J, K) + F(J-1, K+1) - 2F(J-1, K) + F(J-1, K-1) - \\ & - 2F(J, K-1)] / h^4 \end{aligned} \quad (4.9)$$

4.3.2. Potansiyel Halde Akım Fonksiyonu Denkleminin Sonlu Fark İfadeleri

(3.42) potansiyel denkleminde, birinci kat sonlu fark yaklaşımları türevler yerine konur ve denklemden $F(J, K)$ çekilirse

$$\begin{aligned} F(J, K) = & [F(J-1, K) + F(J, K-1) + F(J+1, K) + F(J, K+1)] / 4 - \\ & - [H/YC(J, K)] \cdot [F(J+1, K) - F(J-1, K)] / 8 \end{aligned} \quad (4.10)$$

eşitliği elde edilir.

Bu denklem, eksenel simetrik potansiyel hareketin boyutsuz akım fonksiyonu ifadesinin, birinci kat yaklaşımlı merkezi sonlu farklar açısından elde olunan şeklidir.

Sonlu fark yaklaşımlarında, türevlerin kesme hataları azaltılarak diferans denklemleri geliştirilir [19]. Merkezi sonlu farklarda türevler

$$Y' = \frac{\Delta Y}{\Delta X} - \frac{1}{6} H^2 \frac{\Delta^3 Y}{\Delta X^3}, \quad Y'' = \frac{\Delta^2 Y}{\Delta X^2} - \frac{1}{12} H^2 \frac{\Delta^4 Y}{\Delta X^4} \quad (4.11)$$

şeklinde yazılırsa H' 'ın dördüncü ve daha büyük kuvvetleri ile orantılı terimleri kesilmiş olur. Bu takdirde türevlerin sonlu fark ifadeleri

$$\partial F / \partial r = [-F(J+2, K) + 8F(J+1, K) - 8F(J-1, K) + F(J-2, K)] / (12H) \quad (4.12)$$

$$\partial^2 F / \partial r^2 = [-F(J+2, K) + 16F(J+1, K) - 30F(J, K) + 16F(J-1, K) - F(J-2, K)] / (12H^2) \quad (4.13)$$

$$\partial^2 F / \partial z^2 = [-F(J, K+2) + 16F(J, K+1) - 30F(J, K) + 16F(J, K-1) - F(J, K-2)] / (12H^2) \quad (4.14)$$

şeklinde elde edilir.

Bu değerler (3.42) potansiyel durumun akım fonksiyonu denkleminde yerine konursa

$$\begin{aligned} F(J, K) = & \{ 16 [F(J-1, K) + F(J+1, K) + F(J, K+1) + F(J, K-1)] - \\ & - F(J+2, K) - F(J-2, K) - F(J, K+2) - F(J, K-2) - \\ & - [H/YC(J, K)] \cdot [-F(J+2, K) + 8F(J+1, K) - 8F(J-1, K) + \\ & + F(J-2, K)] \} / 60 \end{aligned} \quad (4.15)$$

şeklinde ikinci kat yaklaşımlı sonlu fark denklemi bulunur.

Son denklemle işlem yapılırsa kesme hataları son derece azlmaktadır.

Yukarıdaki (4.10) ve (4.15) ifadelerinde:

J: Ağ noktasının başlangıçtan itibaren yatay istikamette kaçınıcı nokta olduğunu,

K: Ağ noktasının başlangıçtan itibaren düşey istikamette kaçınıcı nokta olduğunu,

F(J, K): (J, K) indisli noktanın boyutsuz akım fonksiyonu

nunu, ayrıca

$YC(J,K)$: (J,K) indisli noktanın eksenden olan boyutsuz mesafesini,

H : Kare ağ şebekesinde boyutsuz ara mesafeyi, göstermektedir.

4.3.3. Laminer Permenant Halde Tek Bir Akım Fonksiyonu

Denkleminin Sonlu Fark İfadesi

Permenant hareketin yalnız akım fonksiyonu cinsinden belirlendiği (8.30) dördüncü mertebeden türevli denkleminde, bütün kısmi türevler yerine (4.9) eşitliklerindeki diferans denklemleri yazılır ve denklem $F(J,K)$ 'ya göre çözümlere kısaltılırsa

$$\begin{aligned}
 F(J,K) = & \left\{ 12 [F(J+1,K) + F(J-1,K)] + 8 [F(J,K+1) + F(J,K-1)] \right. \\
 & [YC(J,K)/H] \cdot [F(J,K+1) - F(J,K-1)] - [F(J+1,K) - F(J-1,K)] \cdot \\
 & \{ 6 [F(J,K+1) - F(J,K-1)] + [F(J+1,K+1) - F(J+1,K-1) - \\
 & - F(J-1,K+1) + F(J-1,K-1)] \cdot [YC(J,K)/H] \} - \\
 & - 2 [YC(J,K)/H]^2 \cdot \{ [F(J,K+1) - F(J,K-1)] \cdot [-F(J-2,K) + \\
 & + 2F(J-1,K) - 2F(J+1,K) + F(J+2,K)] - [F(J+1,K) - \\
 & - F(J-1,K)] \cdot [F(J+1,K+1) - F(J+1,K) - 2F(J,K+1) + 2F(J, \\
 & K-1) + F(J-1,K+1) - F(J-1,K-1)] + [F(J,K+1) - F(J,K-1)] \cdot \\
 & \cdot [F(J-1,K+1) - F(J+1,K+1) - 2F(J-1,K) + 2F(J+1,K) + \\
 & + F(J-1,K-1) - F(J+1,K-1)] - [F(J+1,K) - F(J-1,K)] \cdot \\
 & \cdot [-F(J,K-2) + 2F(J,K-1) - 2F(J,K+1) + F(J,K+2)] \} -
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \left[\frac{8YC(J,K)}{R_e} \right] \cdot \left\{ \left[\frac{YC(J,K)}{H} \right] \cdot \left[F(J-1,K+1) - \right. \right. \\
& - F(J+1,K+1) - 2F(J-1,K) + 2F(J+1,K) + F(J-1,K-1) - \\
& - F(J+1,K-1) - F(J-2,K) + 2F(J-1,K) - 2F(J+1,K) + \\
& + F(J+2,K) \left. \right] + 1.5 \left[\frac{H}{YC(J,K)} \right] \cdot \left[F(J+1,K) - F(J-1,K) \right] - \\
& - \left[\frac{YC(J,K)}{H} \right]^2 \cdot \left[2 \left[F(J+1,K+1) - 2F(J+1,K) + \right. \right. \\
& + F(J+1,K-1) - 2F(J,K+1) - 2F(J,K-1) + F(J-1,K+1) - \\
& - 2F(J-1,K) + F(J-1,K-1) \left. \right] + F(J,K-2) - 4F(J,K-1) - \\
& - 4F(J,K+1) + F(J,K+2) + F(J-2,K) - 4F(J-1,K) - 4F(J+1,K) \\
& + F(J+2,K) - 3 \left[F(J+1,K) + F(J-1,K) \right] \left. \right\} / \{ 40 \left[\frac{YC(J,K)}{H} \right] \cdot \\
& \left[F(J,K+1) - F(J,K-1) \right] - \left[\frac{8YC(J,K)}{R_e} \right] \cdot \left[\right. \\
& \left. 20 \left[\frac{YC(J,K)}{H} \right]^2 - 6 \right\} \quad (4.16)
\end{aligned}$$

ifadesi elde edilir.

Daha önce belirtilen notasyona ilave olarak, $R_e : \frac{\psi_{\max}}{\nu \cdot H_T}$ ile tariflenen *Reynolds* sayısını göstermektedir.

Eşitlikten görüleceği üzere bir (J,K) noktasının fonksiyonu 12 civar nokta ile belirlenmektedir. Bunların 8 tanesi (J,K) noktasını çevreleyen ilk kapalı şebekenin, diğer dördü bunun dışındaki şebekenin noktalarıdır.

(4.16) denkleminin yazılışını basitleştirmek için (4.9) eşitliklerinin sağ tarafı sıra ile $\alpha, \beta, \left[\frac{\tau - 2F(J,K)}{H^2} \right], \left[\frac{\mu - 2F(J,K)}{H^2} \right], \gamma, \delta, \epsilon, \eta, \lambda, \left[\frac{\theta + 6F(J,K)}{H^4} \right], \left[\frac{z + 6F(J,K)}{H^4} \right]$ ve $\left[\frac{\Omega + 4F(J,K)}{H^4} \right]$ ile tariflenirse yukarıdaki denklemin ifadesi

$$\begin{aligned}
 F(J,K) = & \left\{ [12\tau + 8\mu] \cdot [YC(J,K)/H]^\beta - \alpha \{ 6\beta + \gamma [YC(J,K)/H] - \right. \\
 & - 2 [YC(J,K)/H]^2 \cdot [\beta \delta \alpha \lambda + \beta \lambda - \alpha \delta] [8YC(J,K)/R_e] \cdot \\
 & \cdot \{ (\lambda + \delta) \cdot [YC(J,K)/H] + 1, 5 [H/YC(J,K)]^\alpha - [YC(J,K)/H]^2 \\
 & \cdot [2\Omega + Z + \theta] - 3\tau \} \} / \{ 40 [YC(J,K)/H]^\beta - [8YC(J,K)/R_e] \cdot \\
 & \cdot [20 [YC(J,K)/H]^2 - 6] \} \quad (4.17)
 \end{aligned}$$

şeklinde yazılır.

Bu eşitlik aksenal simetrik laminar hareketin yalnız boyutsuz akım fonksiyonu ile belirlendiği denklemin, birinci kat yaklaşık merkezi sonlu farklar cinsinden bulunan ifadesidir.

4.3.4. Laminer Permenant Halde Akım Fonksiyonu ve Çevrinti Denklemlerinin Sonlu Fark İfadeleri

Bölüm 3 de (3.37) eşitliği ile verilen çevrinti fonksiyonunda, akım fonksiyonu kısmi türevleri yerine sonlu fark ifadeleri konur ve eşitlik $F(J,K)$ ' ya göre çözülürse

$$\begin{aligned}
 F(J,K) = & \{ F(J+1,K) + F(J-1,K) + F(J,K+1) + F(J,K-1) - H^2 \cdot YC(J,K) \cdot \\
 & \cdot G(J,K) - [H/2YC(J,K)] \cdot [F(J+1,K) - F(J-1,K)] \} / 4 \\
 & (4.18)
 \end{aligned}$$

eşitliği bulunur. Bu denklem laminar akımda akım fonksiyonunun sonlu farklarla ifadesidir.

Benzer şekilde (3.38) çevrinti nakli denkleminde akım fonksiyonu ve çevrinti fonksiyonu kısmi türevleri yerine diferans denklemleri yazılır ve denklem $G(J,K)$ 'ya göre çözülürse,

$$\begin{aligned}
G(J,K) = & \left\{ [G(J+1,K) + G(J-1,K) + G(J,K-1) + G(J,K+1)] \cdot \right. \\
& \cdot [YC(J,K)/H]^2 + [G(J+1,K) - G(J-1,K)] \cdot [YC(J,K)/2H] - \\
& - [R_e \cdot YC(J,K)/4H^2] \cdot \{ [F(J,K+1) - F(J,K-1)] \cdot \\
& \cdot [G(J+1,K) - G(J-1,K)] - [F(J+1,K) - F(J-1,K)] \cdot \\
& \cdot [G(J,K+1) - G(J,K-1)] \} \} / \{ [2YC(J,K)/H]^2 + 1 + \\
& + (R_e/2H) \cdot [F(J,K+1) - F(J,K-1)] \} \quad (4.19)
\end{aligned}$$

şeklinde çevrinti fonksiyonunun sonlu fark ifadeleri bulunmuş olur.

Burada, daha önce verilen notasyonlara ilave olarak $G(J,K)$: (J,K) indişli noktanın boyutsuz çevrinti fonksiyonunu göstermektedir.

4.4. Eğri Sınırlar için Denklemlerin Sonlu Fark İfadeleri

4.4.1. Potansiyel Halde Eğri Sınırlar için Denklemin Sonlu

Fark İfadesi

Şaft ve sifonlu shaft savakların kret profili sınır çizgileri eğri yüzeylerdir. Alana yerleştirilen sonlu fark ağı sınır noktaları ile çakışmayacağından bu eğri yüzeylere yakın noktalar için hesaplamalar, düzgün sınırlı hesap molekülleri ile yapılamaz. Bu yüzden düzgün olmıyan sınırlar civarındaki noktalar için ayrı hesap molekülleri belirlemek gerekir.

Savak probleminde sınıra yakın bir iç noktanın dört civar noktasından en fazla ikisinin eğri yüzeyde olması ihtimali düşünülerek hesap molekülü hesaplanmıştır.

Potansiyel halde eğri sınırlarda hesap molekülünü elde etmek için koordinat merkezinin bir an için Şekil 4.2a' daki M noktasına kaydığı düşünülürse A,B,C,D noktalarının (r,z) koordinatları sıra ile (0,-sh), (th,0), (0,h) ve (-h,0) değerinde olur. (4.1) eşitliğinde verilen iki boyutlu Taylor denklemi A,B,C, D noktaları için üçüncü türeve kadar yazılırsa

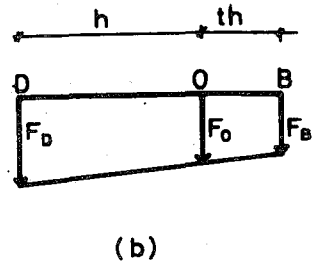
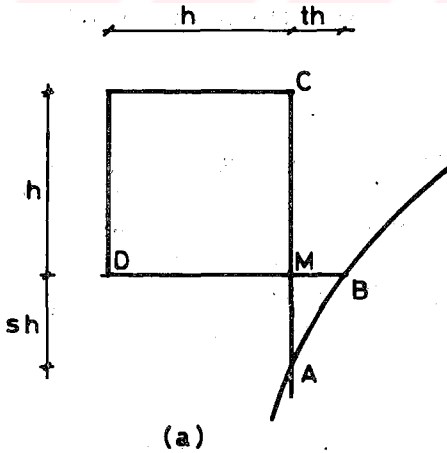
$$F_A = F_M - sh \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)_M + \frac{(sh)^2}{2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right)_M + \quad (4.20)$$

$$F_B = F_M + th \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_M + \frac{(th)^2}{2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} \right)_M + \quad (4.21)$$

$$F_C = F_M + h \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)_M + \frac{h^2}{2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right)_M + \quad (4.22)$$

$$F_D = F_M - h \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_M + \frac{h^2}{2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} \right)_M + \quad (4.23)$$

eşitlikleri elde edilir.



Şekil 4.2 Eğri Sınırdaki Sonlu Fark Ağı

Bu son dört denklemden yok etme usulü ile türevler için

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2 M}\right) = \frac{2[F_A - F_M(1+s) + sF_C]}{h^2 s(1+s)} \quad (4.24)$$

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2 M}\right) = \frac{2[F_B - F_M(1+t) + tF_D]}{h^2 t(1+t)} \quad (4.25)$$

$$-\frac{1}{r} \left(\frac{\partial F}{\partial r M}\right) = -\frac{1}{hr} \left[\frac{F_M(t-1)}{t} + \frac{F_B}{t(1+t)} - \frac{tF_D}{1+t} \right] \quad (4.26)$$

eşitlikleri bulunur. Bu üç eşitlik taraf tarafa toplanırsa sol tarafta silindirik koordinatlardaki Laplace denklemi elde edilir.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2 M}\right) - \frac{1}{r} \left(\frac{\partial F}{\partial r M}\right) + \left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2 M}\right) &= \frac{2}{h^2} \left[\frac{F_A}{s(1+s)} + \frac{F_C}{1+s} - \frac{F_M}{s} + \frac{F_B}{t(1+t)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{F_D}{1+t} - \frac{F_M}{t} \right] - \frac{1}{hr} \left[\frac{F_M(t-1)}{t} + \frac{F_B}{t(1+t)} - \frac{F_D t}{1+t} \right] \end{aligned} \quad (4.27)$$

Yukarıdaki denklemin sol tarafı potansiyel hal için akım fonksiyonu ifadesi olduğundan sıfıra eşittir. Denklem sıfıra eşitlenir ve F_M çekilirse

$$F_M = \left[\frac{2rt(F_A + F_C s)}{1+s} + \frac{2rs(F_B + F_D t) - hs(F_B - t^2 F_D)}{1+t} \right] \cdot \left[\frac{1}{2rt + 2rs + sht - sh} \right] \quad (4.28)$$

ifadesi elde edilir.

M noktası alanın herhangi bir (J,K) noktasına teğmil edilirse $F_A = F(J, K-1)$, $F_B = F(J+1, K)$, $F_C = F(J, K+1)$, $F_D = F(J-1, K)$ ifadeleri denklemde yerine konacaktır. Ayrıca $r = YC(J, K)$, $h = H$, $t = T(J, K)$ ve $s = S(J, K)$ olmak üzere

$$F(J, K) = \left\{ 2YC(J, K) \cdot T(J, K) \cdot [F(J, K-1) + F(J, K+1) \cdot S(J, K)] / \right. \\ \left. [1 + S(J, K)] + \{ 2YC(J, K) \cdot S(J, K) \cdot [F(J+1, K) + F(J-1, K) \cdot T(J, K)] - H \cdot S(J, K) \cdot [F(J+1, K) - F(J-1, K) \cdot T(J, K)^2] \} / \right. \\ \left. [1 + T(J, K)] \right\} \cdot \{ 2YC(J, K) \cdot [T(J, K) + S(J, K)] + S(J, K) \cdot H [T(J, K) - 1] \} \quad (4.29)$$

denklemi bulunur. Bu denklem alanın eğri sınırına yakın noktalarında potansiyel halin akım fonksiyonunu ifade etmektedir. Burada $T(J, K)$ ve $S(J, K)$ notasyonları, sıra ile (J,K) indisli noktanın, eğri sınır üzerindeki ağ noktalarına olan yatay ve düşey mesafelerinin şebeke ara mesafesine oranlarıdır. Bu oranlar düzgün ağ sınırında 1 ve eğri sınırlarda 1 ile 0 değeri arasında değişir. $T(J, K)=1$ ve $S(J, K)=1$ değerleri yukarıdaki denklemde yerine konursa, düzgün sınırlı haldeki potansiyel akım fonksiyonu hesap molekülü elde edilir.

4.4.2. Laminer Halde Eğri Sınırlar için Denklemlerin Sonlu Fark İfadeleri

Laminer hareketin denklemleri potansiyel haldeki ifadeye nazaran daha komplike olduğundan eğri sınırlarda laminer hareket ifadelerini 4.4.1 paragrafındaki prosedürle elde etmek mümkün değildir. Bunun yerine daha basit bir prosedür uygulanabilir [20]. Bu prosedürde, sınır noktalarında fonksiyon değeri bilindiğine göre her iki istikamette sınıra yakın noktalarda fonksiyonun dağılımının lineer olduğu kabul edilir.

Şekil 4.2b de, lineerlik hususu gözönüne alınırsa D, O, B noktalarının fonksiyon değerleri arasında

$$F_O = \frac{tF_D + F_B}{1+t} \quad (4.30)$$

eşitliği yazılır.

Benzer şekilde O, A, C noktaları arasında bir lineer bağıntı olduğu kabul edilirse

$$F_O = \frac{sF_A + F_C}{1+s} \quad (4.31)$$

eşitliği bulunur.

Bu iki ifade taraf tarafa toplanır ve eşitlikten F_O değeri çekilirse

$$F_O = \left[\frac{tF_D + F_B}{1+t} + \frac{sF_A + F_C}{1+s} \right] / 2 \quad (4.32)$$

ifadesi bulunur.

İfadeyi genelleştirmek üzere, $F_0 = F(J,K)$, $F_A = F(J,K+1)$, $F_B = F(J+1,K)$, $F_C = F(J,K-1)$, $F_D = F(J-1,K)$, $s = S(J,K)$, $t = T(J,K)$ indisli eşitlikleri denklemde yerine konursa sınıra yakın bir ağ noktası için fonksiyonun değeri

$$F(J,K) = \{ [T(J,K) \cdot F(J-1,K) + F(J+1,K)] / [1+T(J,K)] + [S(J,K) \cdot F(J,K+1) + F(J,K-1)] / [1+S(J,K)] \} / 2$$

(4.33)

şeklinde yazılabilir.

İncelenen problemde $F(J,K)$ ile boyutsuz akım fonksiyonu gösterilmiş bulunmaktadır. Dolayısıyla (4.33) denklemi eğri sınırlardaki akım fonksiyonunun hesap molekülü ifadesidir.

Aynı şekilde, eğri sınıra yakın noktalarda $G(J,K)$ çevrinti fonksiyonu için

$$G(J,K) = \{ [T(J,K) \cdot G(J-1,K) + G(J+1,K)] / [1+T(J,K)] + [S(J,K) \cdot G(J,K+1) + G(J,K-1)] / [1+S(J,K)] \} / 2$$

(4.34)

eşitliği yazılabilir.

Yukarıdaki (4.33) ve (4.34) eşitliklerinde görülen notasyonlar (J,K) indisli noktanın,

$F(J,K)$: Boyutsuz akım fonksiyonunu,

$G(J,K)$: Boyutsuz çevrinti fonksiyonunu,

$T(J,K)$: Eğri sınıra olan yatay mesafenin şebeke ağ aralığına oranını,

$S(J,K)$: Eğri sınıra olan düşey mesafenin şebeke ağ aralığına oranını

göstermektedir.

4.5. Şaft ve Sifonlu Şaft Savak Sınır Şartlarının Sonlu Fark İfadeleri

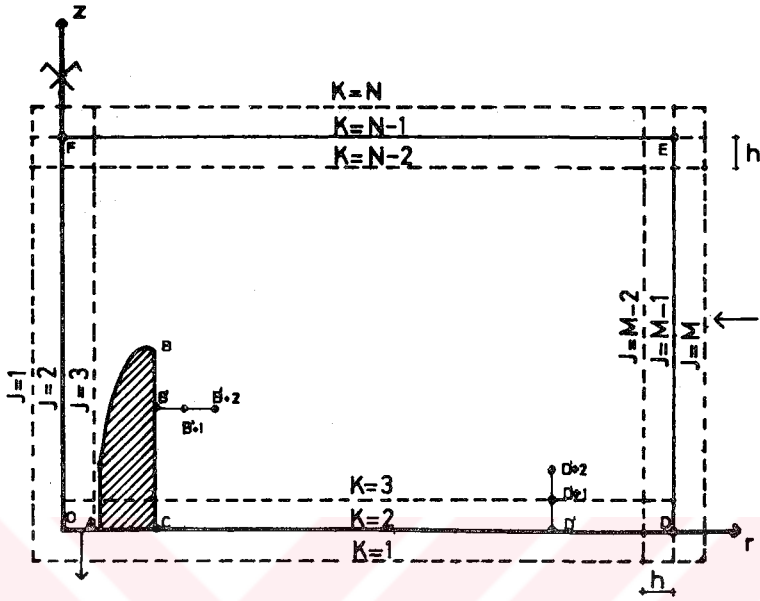
4.5.1. Potansiyel Halde Sınır Şartlarının Sonlu Fark İfadeleri

Hareketi temsil eden denklemlerden sonra, akım alanı sınır şartları da sonlu farklar cinsinden elde edilmelidir. Şaft ve sifonlu şaft savakların farklı akım teorilerine göre denklemleri farklı olduğundan sınır şartları, her bir savak ve akım durumu için ayrı ayrı belirtilmesi gerekir.

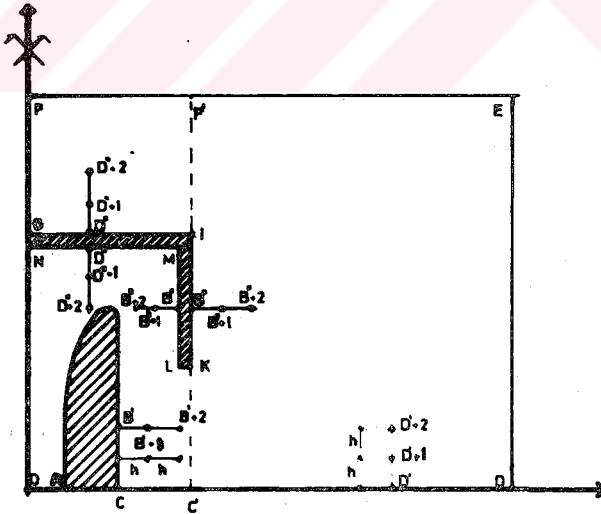
Şaft savakta batmış girişli akım için suyun esas hareketini, savağa kadar çevreden radyal bir yaklaşım ve savaktan sonra düşey bir deşarj şeklinde belirtmek mümkündür. Şekil 4.3 de, ABCDEFOA ile tariflenen şaft savak akım alanı ve onun dışında sonlu fark şebekesi ile çakışan kesik çizgili bir fiktif sınır gösterilmiştir.

Sifonlu şaft savak akım alanı sınır şartlarında, tekrarları önlemek için şaft savaktaki akımın sınır şartlarından farklı olan GIKLMN katı cidarının sınır şartlarını sonlu farklar cinsinden belirlemekle yetinilecektir. (Şekil-4.4)

Şaft savakta birinci kat yaklaşımlı potansiyel halin boyutsuz akım fonksiyonu denklemi için bölge sınır şartlarının sonlu fark ifadeleri aşağıdaki şekilde belirtilebilir.



Şekil 4.3 Şaft Savak Akım Alanı Sınırları



Şekil 4.4 Sifonlu Şaft Savak Akım Alanı Sınırları

ABCD katı cidarında, cidara dik yöndeki hızlar sıfır alınarak $\partial F/\partial \eta = 0$ yazılır ve bu cidarın akım alanının alt sınırı olduğu gözönüne alınırsa fonksiyonun değerinin sıfır olacağı ortaya çıkar. Buradan

$$AB, BC, CD \text{ sınırı: } F(J, K) = 0.00 \quad (4.35)$$

yazılabilir.

EFO sınırında cidara dik hız bileşeni sıfır alınarak $\partial F/\partial \eta = 0$ yazılır ve bu cidarın akım alanının üst sınırı olduğu gözönüne alınırsa

$$EF \text{ ve } FO \text{ sınırı: } F(J, K) = 1.00 \quad (4.36)$$

bulunur.

Giriş ve çıkış kesitlerinde başlangıçta hız dağılımının üniform olduğu esas alınarak sınırda akım fonksiyonu için başlangıç değerleri belirlenir. DE hesap sınırında düşey hızlar çok küçük olduğundan yatay istikamette akım fonksiyonu için yaklaşık bir dağılım kabul edilebilir. OA çıkış kesitinde de yatay hızlar küçük olduğundan düşey istikamette akım fonksiyonu için lineer bir dağılım alınabilir. Bu nedenle giriş ve çıkış kesitlerinde sınır şartı olarak

$$(DE \text{ sınırı}) \quad F(J, K) = 2F(J-1, K) - F(J-2, K) \quad (4.37)$$

$$(OA \text{ sınırı}) \quad F(J, K) = 2F(J, K+1) - F(J, K+2) \quad (4.38)$$

yazılabilir.

Bu sınır şartları (4.10) denkleminin çözümünde yeterlidir. Fakat ikinci kat yaklaşımlı geliştirilmiş sonlu fark (4.15) denkleminde ilave sınır şartı gerekmektedir. Çünkü sınırın hemen bitişiğindeki iç nokta moleküllerinin hesabında, sınırdaki vesınırın dışındaki noktaların değerlerle geçmektedir. Aslında dıştaki bu sınır noktaları moleküldeki çarpım katsayılarının küçük olmasından dolayı iç nokta hesabına çok az tesir etmektedir [67].

AB sınırında, eğri sınırlar için geçerli (4.29) denklemi kullanıldığından ilave sınır şartı gerekmemektedir.

BC üzerinde cidara paralel hızlar sıfır olduğundan

$$(BC \text{ sınırı}) \quad F(J-1,K)=F(J+1,K) \quad (4.39)$$

olmaktadır.

CD sınırı üzerinde yatay hızlar sıfır olduğundan

$$(CD \text{ sınırı}) \quad F(J,K+1)=F(J,K-1) \quad (4.40)$$

şeklinde sınır şartı yazılabilir.

EF üzerinde akım alanı ile fiktif sınır arasında lineer bir dağılım alarak

$$(EF \text{ sınırı}) \quad F(J,K)=2F(J,K-1)-F(J,K-2) \quad (4.41)$$

eşitliği yazılabilir.

FO simetri eksenini olduğundan

$$(FO \text{ sınırı}) \quad F(1,K)=F(3,K) \quad (4.42)$$

alınabilir.

Potansiyel halde, sifonlu şaft savakta sınır şartlarının sonlu fark ifadesini bulmak için şaft savakta belirlenen yukarıdaki sınır şartlarına ilave olarak GIKLMN katı cidar ve akımın üst sınırı olduğundan burada akım fonksiyonu sınır şartı için

$$(GI, IK, KL, LM, MN \text{ sınırı}) \quad F(J,K)=1.00 \quad (4.43)$$

ifadesi yazılabilir. Böylece akım alanı üst sınırı EFGIKLMNO ile belirtilmiş olmaktadır.

4.5.2. Laminer Halde Sınır Şartlarının Sonlu Fark İfadeleri

Laminer hareketin akım fonksiyonu denklemi dördüncü mertebeden bir tek denklem olduğundan her sınır noktasında iki sınır şartına ihtiyaç vardır. Dolayısıyla fiktif sınır değerleri gereklidir. Çünkü sınıra komşu bir iç noktanın hesap molekülünde 12 noktanın değerlerine dayanılarak hesap yapılmaktadır ve bu noktaların bir tanesi akım alanının hakiki sınırları dışında kalmaktadır. Bu dışta kalan noktalar için, potansiyel halin dördüncü türevli denklemlerindeki sınır şartları, laminer akımda aynen geçerlidir. Burada belirsiz bir durum ortaya çıkmaktadır. Dördüncü mertebe kısmi diferansiyelli bir denklemin türevleri sonlu farklarla ifade edildiğinden, bölgede birer tekillik noktasi olan keskin köşelerin değeri hesaba girmektedir. Bu noktada değerinin tam belirlenememesi, çarpım katsayıları küçük olmasına rağmen civardaki iç nokta değerlerine tesir etmektedir.

Akımın çevrinti ve akım fonksiyonu şeklinde iki denklemle temsil edildiği laminer halde her sınır noktasında herbir fonksiyon için birer tane sınır şartı tariflemek gerekmektedir.

Akım fonksiyonu için (Şekil 4.3)

$$(AB, BC, CD \text{ sınırı}) \quad F(J,K)=0.00 \quad (4.44)$$

$$(EF, FO \text{ sınırı}) \quad F(J,K)=1.00 \quad (4.45)$$

sınır şartları geçerlidir.

Hesap sınırı olarak seçilen DE üzerinde düşey hızlar çok küçük olduğundan akım fonksiyonu için bölgenin iç noktalarında beş noktalı ekstrapolasyon [38] yapılırsa

$$\text{DE sınırı : } F(J,K)=F(J-4,K)-2F(J-3,K)+2F(J-1,K)$$

(4.46)

ifadesi bulunur. Beş noktalı ekstrapolasyon daha hassas neticeler vermesine rağmen tatbik edileceği noktaların aynı doğrultuda ve benzer akım karakterinde olmaları gerekir. Bu durumun mevcut olmadığı, yani akımın yapısının değişeceği hallerde üç noktalı ekstrapolasyonla yetinilir.

Çıkış bölgesi için bölgenin iç noktalarıyla üç noktalı ekstrapolasyon yapılırsa

$$\text{OA sınırı : } F(J,K)=2F(J,K+1)-F(J,K+2) \quad (4.47)$$

şeklinde sınır şartı bulunur.

Sınırlarda çevrinti fonksiyonu için benzer şartlar belirlenmelidir. Aşağıda akım fonksiyonunkilerden daha zor elde edilen ve karışık ifadeler gerektiren [38] çevrinti fonksiyonu sınır şartları, sonlu farklarla gösterilmiştir.

BC, z eksenine paralel katı bir sınırdır. Bu sınırda çevrinti fonksiyonu sınır şartını bulmak için, sınır üzerinde herhangi bir şebeke noktası B' ve bunun yatayındaki iç nokta B' + 1 notasyonu ile gösterilir ve B' noktası için Taylor açılımı yazılırsa (Şekil-4.4)

$$F_{B+1} = F_B + h \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)_B + \frac{h^2}{2!} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} \right)_B + \frac{h^3}{3!} \left(\frac{\partial^3 F}{\partial r^3} \right)_B + \frac{h^4}{4!} \left(\frac{\partial^4 F}{\partial r^4} \right)_B + O(h^5)$$

şeklinde ifade edilir.

(4.48)

Katı cidarda hızlar sıfır olduğundan, boyutsuz akım fonksiyonu türevleri için sınırdaki

$$\left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)_B = 0 = \left(- \frac{\partial F}{\partial r} \right)_B \quad (4.49)$$

bağıntıları geçerlidir. Sınır tabakada $(\frac{\partial v_r}{\partial z})$ değeri merte -
besi küçük olduğundan ihmal edilmektedir. Bu nedenle BC
sınırında

$$(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2})_B = 0, (\frac{\partial^3 F}{\partial z^2 \partial r})_B = 0, (\frac{\partial^4 F}{\partial z^4}) = 0 \quad (4.50)$$

bağıntıları yazılır [36].

$$G = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right] \quad \text{çevrinti ifadesinde ve}$$

bunun birinci türevinde yukarıki bağıntılar yerine konursa
sıra ile,

$$(\frac{\partial^2 F}{\partial r^2})_B = G_B \cdot r_B \quad (4.51)$$

$$(\frac{\partial^3 F}{\partial r^3})_B = 2 \cdot G_B + (\frac{\partial G}{\partial r})_B \cdot r_B \quad (4.52)$$

eşitlikleri elde edilir.

Çevrinti ifadesinin r' 'ye ve z' 'ye göre ikinci türevleri
alınır, bunlar taraf tarafa çıkarılır ve yeni ifade yukarı -
daki düşüncelere göre kısaltılırsa

$$(\frac{\partial^4 F}{\partial r^4})_B = 3 (\frac{\partial G}{\partial r})_B + r_B (\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 G}{\partial z^2})_B \quad (4.53)$$

eşitliği elde edilir.

Yukarıda elde edilen F' 'in r' 'ye göre türevleri (4.48)
da yerine konursa

$$F_{B+1} = F_B + \frac{h^2}{6} \cdot G_B \cdot r_B + \frac{h^3}{3} \cdot G_B + \frac{h^3}{6} \cdot r_B (\frac{\partial G}{\partial r})_B +$$

$$+ \frac{h^4}{24} \left[3 \cdot (\frac{\partial G}{\partial r})_B + r_B \cdot (\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 G}{\partial z^2})_B \right] \quad (4.54)$$

eşitliği bulunur.

B' noktasında çevrinti fonksiyonu için Taylor açılımını

$$G_{B+1} = G_B + h \cdot \left(\frac{\partial G}{\partial r}\right)_B + \frac{h^2}{2} \cdot \left(\frac{\partial^2 G}{\partial r^2}\right)_B + \frac{h^3}{6} \cdot \left(\frac{\partial^3 G}{\partial r^3}\right)_B \quad (4.55)$$

şeklinde yazılır. Bu ifadeden $\left(\frac{\partial G}{\partial r}\right)_B$ çekilir ve (4.54) denkleminde yerine konarak kısaltılırsa

$$\begin{aligned} F_{B+1} = F_B + G_B \left(\frac{h^2}{2} r_B + \frac{h^3}{3} \right) + \frac{h^2}{6} \cdot r_B \cdot G_{B+1} + \frac{h^4}{8} \left(\frac{\partial G}{\partial r}\right)_B - \\ - \frac{h^4}{24} r_B \left(\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2}\right)_B \end{aligned} \quad (4.56)$$

ifadesi elde edilir.

Çevrinti nakli denklemi B' noktası için yazılırsa sol taraftaki terimler sıfır olacağından

$$\left(\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2}\right)_B = \frac{G_B}{r_B^2} - \frac{1}{r_B} \cdot \left(\frac{\partial G}{\partial r}\right)_B \quad (4.57)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlik ve çevrinti türevi için üç noktalı ileriye doğru sonlu fark ifadesi

$$\left(\frac{\partial G}{\partial r}\right)_B = \frac{-3G_B - 4G_{B+1} - G_{B+2}}{2h} \quad (4.58)$$

kullanılırsa (4.56) denkleminde

$$\begin{aligned} G_B = \left[F_{B+1} - F_B - \frac{h^2}{6} (r_B + 2h) G_{B+1} + \frac{h^3}{12} \cdot G_{B+2} \right] / \\ / \left[\frac{h^2}{3} r_B + \frac{h^3}{12} - \frac{h^4}{24r_B} \right] \end{aligned} \quad (4.59)$$

ifadesi elde edilir. Bu son formülde B' notasyonu için (J,K) , $B'+1$ notasyonu için $(J+1,K)$ indisleri

$r_B = \gamma C(J,K)$, $h = H$ eşitlikleri kullanılırsa BC üzerindeki bir noktada çevrinti fonksiyonu şartı

$$G(J,K) = \{F(J+1,K) - F(J,K) - (H^2/6) \cdot [\gamma C(J,K) + 2H]\}.$$

$$G(J+1,K) + H^3 \cdot G(J+2,K)/12\} / [H^2 \cdot \gamma C(J,K)/3$$

$$+ H^3/12 - H^4/(24 \cdot \gamma C(J,K))] \quad (4.60)$$

şeklinde elde edilir.

AB cidarı düzgün bir sınır olmadığı için bu cidara ait çevrinti fonksiyonu sınır şartının yazılması aynı işlemin düz cidarlar için yapılmasından çok daha güç olacaktır. Bu bakımdan genellikle çeşitli problemlere uygulandığı gibi sınır değerleri ile iç nokta değerleri arasında lineer bir dağılımının esas alınması işi basitleştirecek ve yeterli hassasiyette bir çözüm imkânı verecektir. Bu sebeple çevrinti fonksiyonunun AB sınırı şartı

$$G(J,K) = [1 + T(J,K)] \cdot G(J-1,K) - T(J,K) \cdot G(J-2,K) \quad (4.61)$$

şeklinde yazılabilir.

r eksenine paralel CD katı cidarı üzerindeki her hangi bir nokta D' notasyonu ile gösterilir ve bu nokta için Taylor açılımı yazılırsa

$$F_{D+1} = F_D + h \cdot \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_D + \frac{h^2}{2!} \cdot \left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2}\right)_D + \frac{h^3}{3!} \left(\frac{\partial^3 F}{\partial z^3}\right)_D + \frac{h^4}{4!} \left(\frac{\partial^4 F}{\partial z^4}\right)_D \quad (4.62)$$

şeklinde bir bağıntı elde edilir. Katı cidarda

$$\left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_D = 0; \left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2}\right)_D = r_D \cdot G_D; \left(\frac{\partial^3 F}{\partial z^3}\right)_D = r_D \cdot \left(\frac{\partial G}{\partial z}\right)_D \quad (4.63)$$

ve

$$\left(\frac{\partial^4 F}{\partial z^4}\right)_D = r_D \cdot \left(\frac{\partial^2 G}{\partial z^2}\right)_D - \frac{\partial^2 G}{\partial r^2}\bigg|_D \quad (4.64)$$

olduğundan bu değerler (4.62) de yerine konur ve kısaltılırsa

$$F_{D+1} = F_D + \frac{h^2}{2} \cdot r_D \cdot G_D + \frac{h^3}{6} \cdot r_D \cdot \left(\frac{\partial G}{\partial z}\right)_D + \frac{h^4}{24} \cdot r_D \cdot \left(\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 G}{\partial r^2}\right)_D \quad (4.65)$$

eşitliği bulunur.

Çevrinti fonksiyonu Taylor açılımı ise

$$G_{D+1} = G_D + h \left(\frac{\partial G}{\partial z}\right)_D + \frac{h^2}{2} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial z^2}\right)_D + o(h^3) \quad (4.66)$$

şeklinde yazılır.

(4.66)'dan $\left(\frac{\partial G}{\partial z}\right)_D$ çekilir ve (4.65) denkleminde yerine konursa

$$\begin{aligned} F_{D+1} = & F_D + \frac{h^2}{6} \cdot r_D \cdot G_D + \frac{h^3}{6} \cdot r_D \cdot \frac{1}{h} [G_{D+1} - G_D - \frac{h^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial z^2}] \\ & + \frac{h^4}{24} r_D \cdot \left(\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 G}{\partial r^2}\right)_D + o(h^3) \end{aligned} \quad (4.67)$$

eşitliği bulunur. Bu ifade de h 'ın dördüncü kuvvetleri ile orantılı terimleri ihmal edilerek

$$G_D = \frac{3}{h^2 \cdot r_D} (F_{D+1} - F_D) - \frac{G_{D+1}}{2} + o(h^3) \quad (4.68)$$

ifadesi bulunur.

Bulunan bu ifade CD üzerindeki herhangi bir (J,K) noktasına teşmil edilirse ve $r_D = r_C(J,K)$, $h = H$ olmak üzere

$$G(J,K) = 3 \cdot [F(J,K+1) - F(J,K)] / [H^2 \cdot YC(J,K)] - G(J,K+1)/2 \quad (4.69)$$

şeklinde sonlu fark denklemi elde edilmiş olur.

DE hesap sınırında akım fonksiyonuna benzer olarak

$$G(J,K) = G(J-4,K) - 2G(J-3,K) + 2G(J-1,K) \quad (4.70)$$

bağıntısı yazılır.

EF serbest yüzeyinde teğetsel gerilme sıfır olduğundan

$$\tau = \frac{1}{R_e} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) = 0 \quad (4.71)$$

eşitliği, boyutsuz akım fonksiyonu cinsinden yazılırsa

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial r} \quad (4.72)$$

bağıntısı bulunur. Çevrinti ifadesi yerine konur ve yüzeyde

$$\frac{\partial F}{\partial r} = 0 \text{ olduğu göz önüne alınırsa}$$

$$G(J,K) = 0.00 \quad (4.73)$$

değeri bulunur.

FO eksen simetri eksen olduğundan burada çevrinti yoktur. Dolayısıyla çevrinti fonksiyonu için sınır şartı olarak (4.73) değeri geçerlidir.

OA çıkış kesiti üzerindeki noktalar için çevrinti fonksiyonunda üç noktalı ekstrapolasyon dağılım esas alınır-
sa

$$G(J,K) = 2G(J,K+1) - G(J,K+2) \quad (4.74)$$

bulunur.

Sifonlu şaft savakta hareketin sınır şartlarını, şaftınkilerden farklı olan başlık şartlarını tariflemek suretiyle belirlemek mümkündür.

Laminer hareketin yalnız tek akım fonksiyonu ile belirlendiği durumda başlıktaki akım fonksiyonu sınır şartları tarifinde fiktif sınır noktalarına ihtiyaç vardır. Bu durumda başlık için belirlenen ikinci kat yaklaşımlı potansiyel hal şartları aynen geçerlidir. Şayet başlık kalınlığı şebeke ağ aralığı kadar alınırsa sınır dışındaki nokta değerleri sınırdakilerin aynısı alınabilir. Dolayısıyla başlık üzerine raslayan noktalarda boyutsuz akım fonksiyonu, üst sınır çizgisi olması nedeniyle "1" alınmaktadır.

Laminer hareketin akım ve çevrinti fonksiyonu cinsinden temsil edildiği durumda sifonlu savağın başlık şartları -nın tarifinde, hakiki sınırlar yeterli olduğundan fiktif nokta değerlerine ihtiyaç yoktur. Akım fonksiyonu sınır şartları potansiyel hareketin tek kat yaklaşımlarının aynısı olacaktır.

Çevrinti fonksiyonu sınır şartları, daha önce belirtilen yatay ve düşey cidar şartlarına benzetilerek başlık için elde edilir.

MN yatay çizgisi üzerindeki sınır şartlarını elde etmek için CD katı cidarında yapılan işlemler (h) yerine (-h) alınarak tekrarlanırsa

$$G(J,K) = 3[F(J,K-1) - F(J,K)] / [H^2 \cdot YC(J,K)] - G(J,K-1)/2 \quad (4.75)$$

eşitliği elde edilir.

GI katı sınırında CD için bulunan (4.69) eşitliği geçerlidir.

IK düşey cidarında, BC sınırı için elde edilen (4.61) sınır şartı eşitliği aynen geçerlidir.

ML sınırı için, BC cidarında yapılan işlemler h yerine -h alınarak ve geriye doğru sonlu fark denklemleri kullanılarak

$$G(J,K) = \{ [F(J-1,K) - F(J,K)] - H^2 \cdot [YC(J,K) - 2H] G(J-1,K) - H^3 \cdot G(J-2,K)/12 \} / [H^2 \cdot YC(J,K)/3 - H^3/12 - H^4 / (24YC(J,K))] \quad (4.76)$$

ifadesi bulunur.

Sifonlu şaft savak için F'FGIF' kapalı alanı ölü bölge olduğu için onu akım dışı bırakarak hesap yapmak mümkündür. Böylece tariflenmesi gereken sınır sayısı azaltılmış olur.

4.6. Akım Fonksiyonu Yardımıyla Hızların Belirlenmesi

İterasyon neticesinde elde edilen boyutsuz akım fonksiyonu değerlerinden gerçek hızları hesaplamak mümkündür. Herhangi bir akım teorisine göre her noktada bulunan boyutsuz akım fonksiyonu için bu hesaplama işlemi programlanarak o noktanın hızı bulunacak böylece model deneylerinde ölçülen hızlar ile hesaplanan hızların ne derece uygun düştüğü tesbit edilecektir.

Eksenel simetrik akımlarda radyal ve eksenel hızlar için elde edilen (3.26) denklemlerinde (3.29) eşitlikleriyle tariflenen boyutsuz büyüklükler yerine konur ve indisler kaldırılırsa

$$V_r = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\psi_{\max}}{H_T^2} \quad (4.77)$$

$$V_z = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial r} \cdot \frac{\psi_{\max}}{H_T^2} \quad (4.78)$$

ifadeleri bulunur.

$dQ = 2\pi \cdot d\psi$ olduğundan limit olarak $\Delta Q = 2\pi \Delta\psi$ yazılabilir. Bu esastan hareket ederek elde edilen $Q = 2\pi (\psi_{n+1} - \psi_n) = 2\pi \cdot \psi_{\max}$ bağıntısından

$$\frac{\psi_{\max}}{H_T^2} = \frac{Q/2\pi}{H_T^2} = Kv \quad (4.79)$$

tarifi yapılabilir.

Bu tarif, yukarıdaki eşitliklerde yerine konur ve sonlu fark ifadeleri kullanılırsa herhangi bir (J,K) noktasındaki yatay ve düşey hız ifadeleri sırayla

$$U(J,K) = \frac{1}{YC(J,K)} \left[\frac{F(J,K+1)-F(J,K-1)}{2H} \right] \cdot K_v \quad (4.80)$$

$$V(J,K) = \frac{-1}{YC(J,K)} \left[\frac{F(J+1,K)-F(J-1,K)}{2H} \right] \cdot K_v \quad (4.81)$$

elde edilir.

Bu eşitliklerde, (J,K) noktası için,

U(J,K) : Yatay hız,

V(J,K) : Düşey hız,

F(J,K) : Boyutsuz akım fonksiyonu

H : Boyutsuz şebeke ara mesafesi,

YC(J,K): Radyal boyutsuz mesafe,

K_v : Hız boyutunda bir katsayı $\left(\frac{Q}{2\pi \cdot H_T^2} \right)$ dir.

4.7.Sonlu Farklar Metodunun Şaft ve Sifonlu Şaft Savaklara Nümerik Olarak Uygulanması

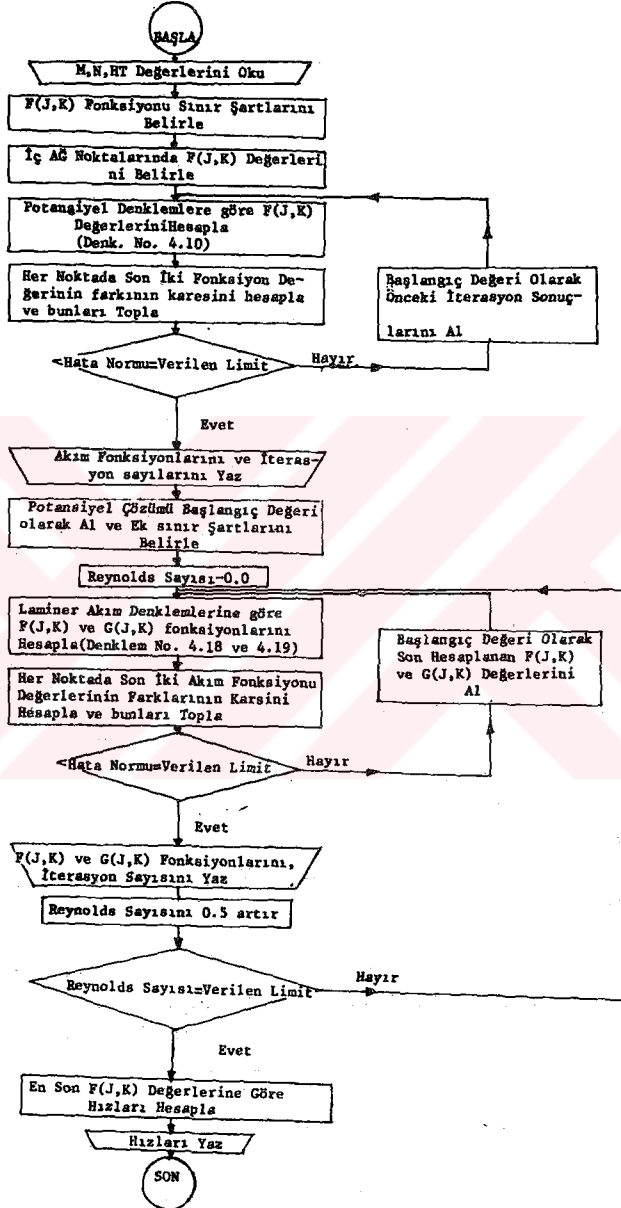
Önceki bölümlerde potansiyel ve laminer permanent haller için sonlu farklar cinsinden ifade edilen denklemlerin 5. bölümde boyutlandırma esasları verilen sifonlu şaft savaklara uygulanışı için FORTRAN dilinde programlar geliştirilmiştir. Potansiyel ve laminer permanent çözüm için İ.T.Ü. E.H.B.E. nün *Burroughs* 3700 elektronik hesap makinasında uygulanan üç program tezin ek bölümünde verilmiştir. Programın akış diyagramı Şekil- 4.5 de görülmektedir.

Önce, akım potansiyel kabul edilerek hesaplar yapılmış daha sonra laminer permanent akım için çözüm aranmıştır. Potansiyel halde hesaplar savak ekseninden geçen düşey düzlemde simetri eksenine kadar uzunluğu hazne su derinliğinin üç katı olan dikdörtgen bir alan üzerinde yapılmıştır. Burada yatay uzunluğun derinliğin üç katı alınması hesap sınırında aynı akım karakterinde noktalar elde etmek ve sınırdaki dağılım kabullerinin savağın giriş bölgesine tesirini azaltmak içindir.

Potansiyel halde denklemler lineer olduğundan iterasyon mutlaka yakınsamaktadır. Bu durumda şaft ve sifonlu şaft savak için ayrı ayrı birinci ve ikinci kat yaklaşımla hesap molekülü ile işlem yapılmıştır. İstenilen hassaslıkta netice elde etmek için akım alanında şaft savakta 75 x 25 noktada 78, sifonlu şaft savakta 78 x 28 noktada 74 iterasyon gerekmiştir. Bunların her birinin çözümü için yaklaşık 1300 saniye makina çalışma zamanı gerekmektedir.

Laminer ve permanent akım durumunda, potansiyel akım hali için kullanılan dikdörtgen alan üzerine yapılan işlemler hassas sonuç vermiyeceğinden şebeke nokta sayısını artırmak gerekmiş bu da hafıza ihtiyacını makina kapasitesinin üstüne çıkarmıştır. Lüzumlu hafıza ihtiyacını azaltmak için problem daha sık bir şebeke ihtiva eden kare ($H_T = L_T$) bir akım alanı üzerinde çözülmeye çalışılmıştır. Hesaplarda şaft için H 1/12 ve 1/24 ve sifonlu şaft savak için H 1/15 ve 1/27 aralıklı şebekeler kullanılmıştır.

Laminer akım halinde hareketi karakterize eden denklemler lineer olmadığından iterasyonun yakınsaklığını temin etmek pek kolay olmamaktadır. Lineer olmayan denklemlerin



Şekil 4.5. Programın Akış Diyagramı

yakınsaklığını, denklemin özelliğine göre önceden tesbit edilen bir kriter olmadığından her farklı durumu denemek gerekmektedir.

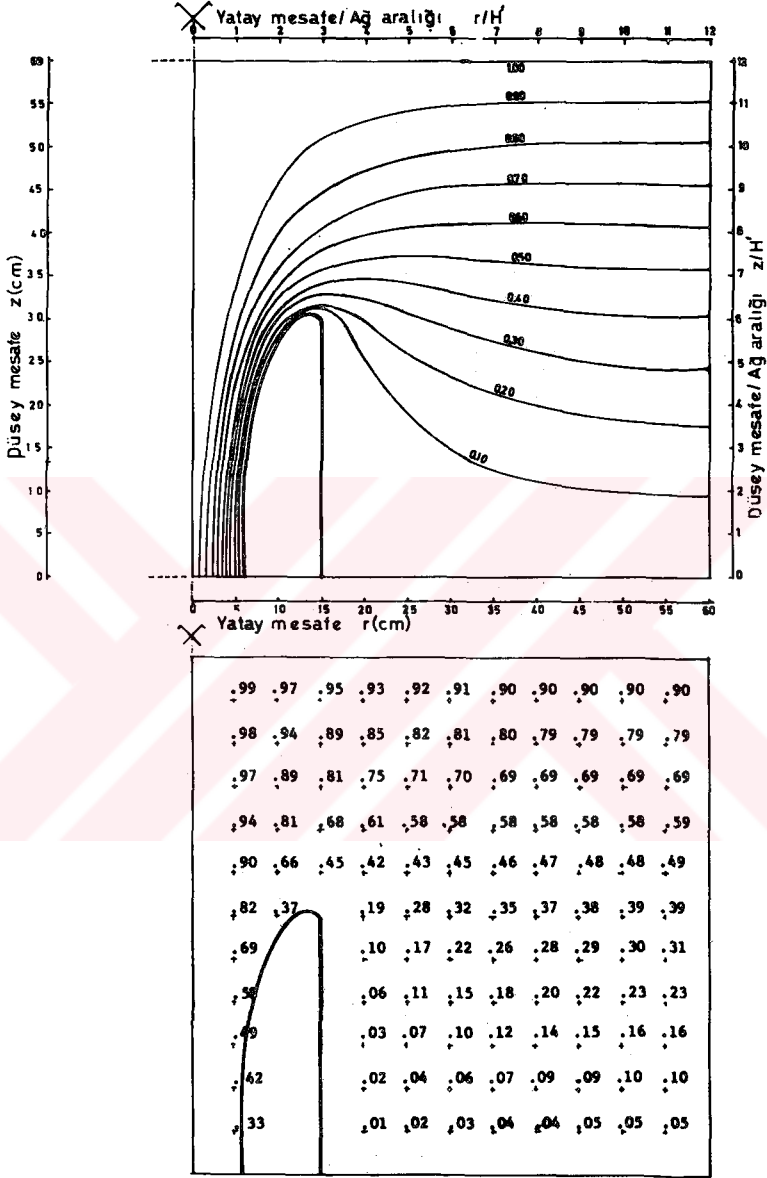
Permenant laminer hareketin bir tek akım fonksiyonu ile belirlendiği durumda güçlük, yalnız denklemin lineer olmamasından doğmamakta, aynı zamanda denklemin komplike olmasından da ortaya çıkmaktadır. Ayrıca fiktif sınır değerlerine ihtiyaç duyulması ve tekillik noktası olan akım alanı keskin köşelerinin hesaba girmesi de birer dezavantajdır. Bu durumda potansiyel çözüm neticeleri tahmini başlangıç değeri olarak alınıp iterasyon yapıldığında iterasyon sayısı arttıkça stabilitenin bozulduğu görülmüştür. Bunun üzerine, katı cidarlaraya yakın noktalarda sınır tabaka denklemleri kullanılmış ayrıca viskozite terimi ihmal edilerek hesap molekülleri belirlenmiş fakat yakınsaklık yine temin edilememiştir. Yakınsaklığın temin edilemeyeişinin fiktif sınır kabullerindeki aşırı bir sapmadan ileri gelebileceği ihtimalini ortadan kaldırmak için sınıra yakın noktalarda fiktif şartlara ihtiyaç göstermiyen ileriye doğru sonlu farklarla elde edilen moleküller denenmiş bunun da sonuç vermemesi üzerine permanant laminer hareketin çevrinti ve akım fonksiyonlarının sonlu fark denklemleri ile işlem yapılmış ve böylece yakınsaklık temin edilmiştir. Bu son durumda denklemler lineer olmamakla beraber formları basitleşmiştir. Ayrıca hakiki sınır şartları çözüm için yeterli olduğundan fiktif sınır şartlarına ihtiyaç kalmamıştır ve tekillik noktaları olan köşeler hesaplara girmemektedir. İterasyona yine köklere yakın değerler olarak potansiyel çözüm neticelerinden başlanmıştır. Önce küçük Reynold's sayıları için çözümler bulunmuş daha büyük Reynold's sayılarında çözümün stabilitesi bozulduğundan bilahare akım alanını daha sık ağlarla taramak gerekmiştir. $R_e = 0.0, 0.5$ ve 1.0 için $H = 1/16$ yeterli olduğu halde $R_e = 1.5$ ve 2.0 için $H = 1/27$ ağ aralığı ile çözüm bulunabilmektedir. Daha büyük Reynold's sayılarında çözüm için daha sık noktalı ağ seçilmesi gerekmektedir. Çünkü akım alanının bazı bölgelerinde kısa mesafede akımın karakteri aniden değişmektedir. Nümerik hesaplarda akımın süreklilik özelliğine daha çok yaklaşmak için daha sık noktalı bir şebeke ile hesap yapılması gerekir. Fakat sık noktalı ağın kullanılmasında hafıza ihtiyacı fazla olduğundan daha büyük kapasiteli makina gerekmektedir.

Nümerik çözüm neticesinde şaft savaklar için elde edilen akım fonksiyonlarından akım çizgileri boyutsuz parametreler cinsinden bulunmuştur. Farklı iterasyon sayıları ve ağ mesafeleri için bulunan birinci ve ikinci kat yaklaşımlı potansiyel akım çözümleri akım çizgilerine ait örnekler şekil-4.6 ve 4.7 de görülmektedir. Grafiklerde, hesaplarda taranan akım alanının yalnız eksenden itibaren $1/3$ lük kısmındaki değerlerden elde edilen akım çizgileri gösterilmiştir. Çözümde elde edilen dört ondalıklı neticeler sığdırılmak için şekilde iki ondalıklı işaretlenmiştir. Aynı şekilde küçük fakat değişik Reynolds sayılarında permanent laminer akım için akım çizgileri boyutsuz büyüklükler cinsinden ifade edilmiş ve bunların grafikleri çevrinti eğrileri ile beraber örnek olarak verilmiştir. Şekil- 4.8 savak içinde çevrintinin var olduğu kabulüne dayanan çözüm sonuçları ve şekil-4.9,4.13 farklı Reynolds sayılarında savak içinde çevrinti ihmal edilerek bulunan çözümlerin sonuçlarını göstermektedir. Bu çözümlerin hepsinde $H = 1/13$, $16X/6$ nokta, $H_T = 65$ cm alınmıştır. Bu şekillerdeki çevrinti eğrileri çevrinti fonksiyonunun aynı olduğu noktaların birleştirilmesi ile elde edilmiştir. Şekil altlarında iterasyon sayıları, iki sayı toplamı halinde gösterilmiş bulunmaktadır. Bunların ilki potansiyel hal için bulunan çözümün iterasyon sayısını ikincisi ise laminer permanent çözüm için gerekli ilâve iterasyon sayısını göstermektedir.

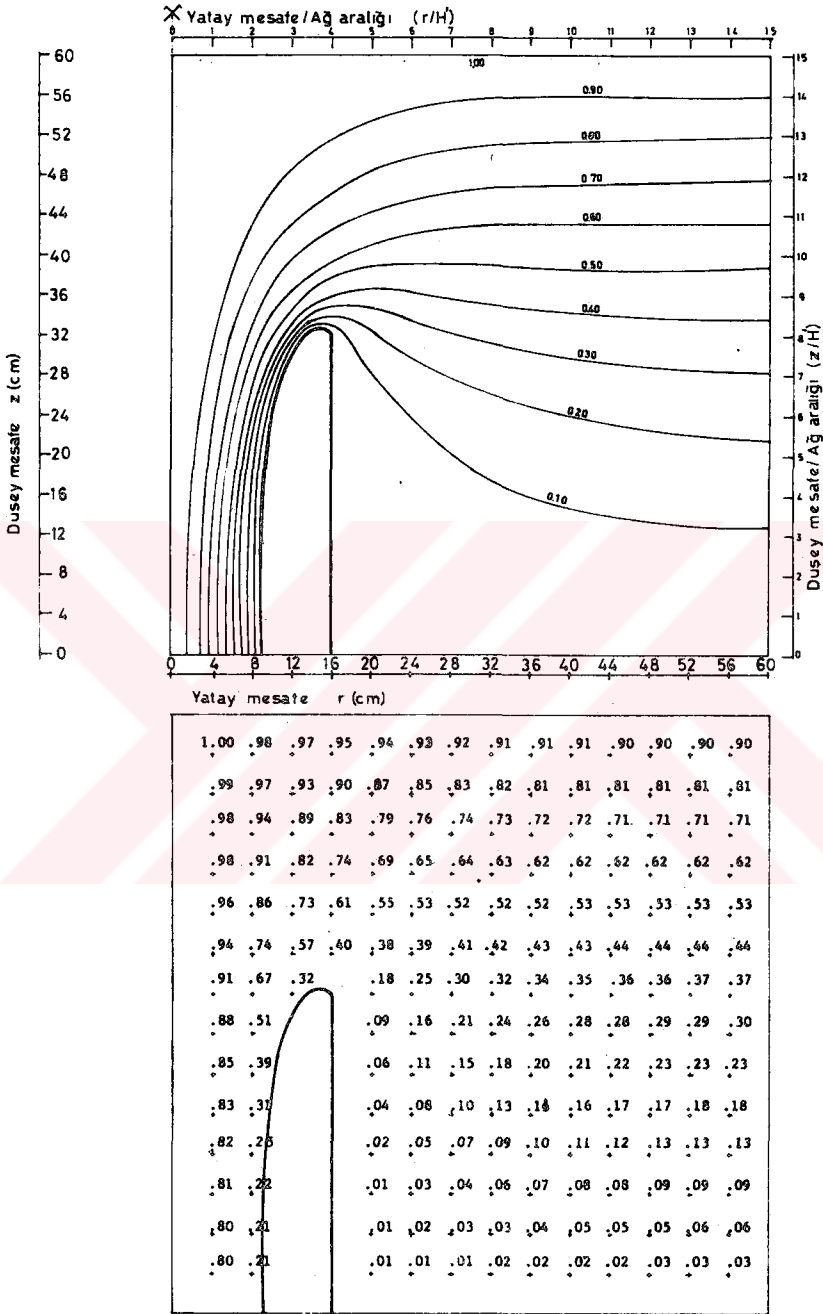
Yukarıda belirtildiği üzere potansiyel akım ile ilgili uygulamalarda hiçbir güçlük ortaya çıkmamış, gerektiği kadar sık noktalı ve iterasyonlu çözümler birinci ve ikinci kat yaklaşımlar için bulunmuştur.

Sifonlu şaft savak için farklı çözüm neticelerinden elde edilen grafikler şekil- 4.14 ve şekil-4.15 de verilmiştir. Şekil-4.15 noktaların boyutsuz akım fonksiyonu değerleri 100 ile çarpılarak hesaplanmış ve bu şekliyle verilmiştir. Çizimin rakamlar okunmayacak şekilde küçültülmesini önlemek için grafiklerde akım alanının bir bölgesindeki akım çizgileri gösterilmiştir.

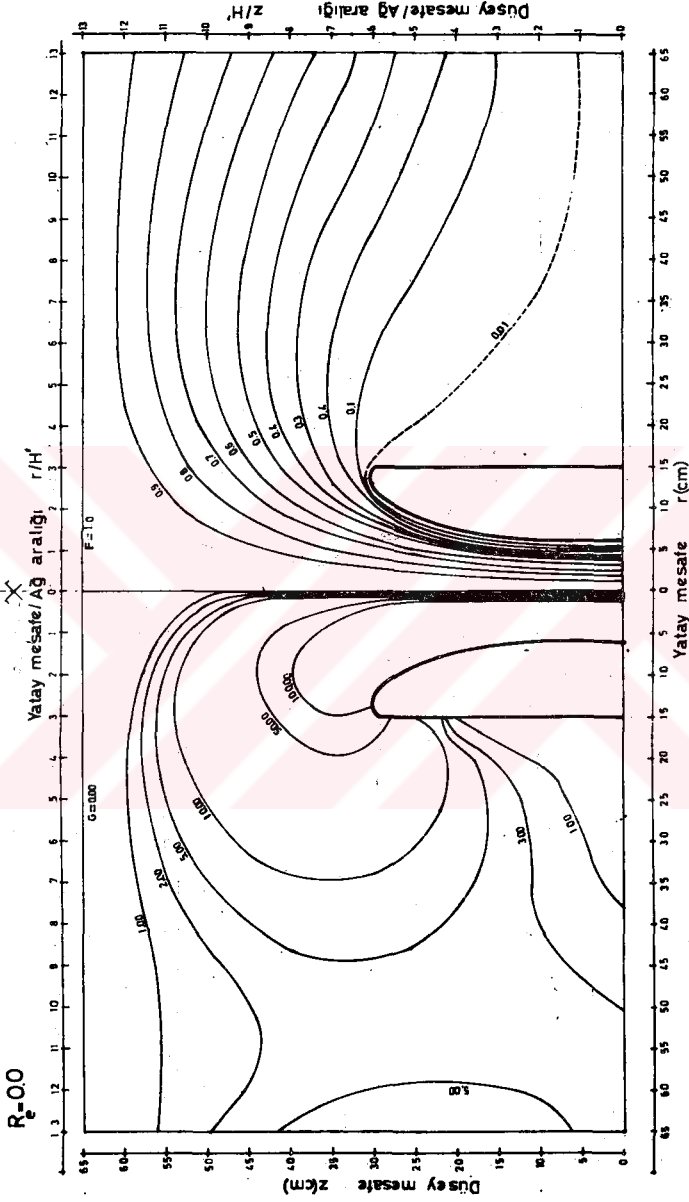
Nümerik metodla hesaplanan potansiyel çözüm neticeleri laboratuvar hız ölçmeleri ile ilerde karşılaştırılacaktır. Savak civarında her iki doğrultuda hesaplanan hız değerleri ortalama çıkış hızına göre boyutsuz büyüklükler cinsinden akım



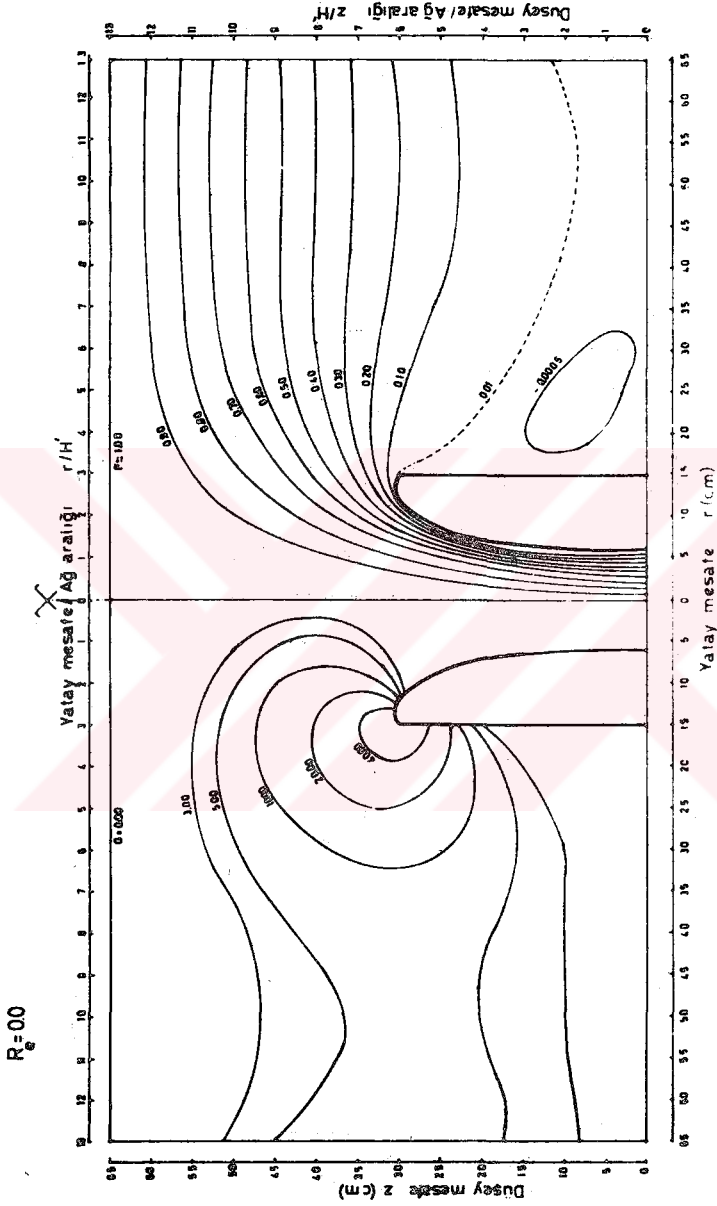
Şekil 4.6 Şaft savakta potansiyel akım durumunda çözüm ve akım çizgileri ($H=1/12$, 39×15 nokta, $H_T=60$ cm)



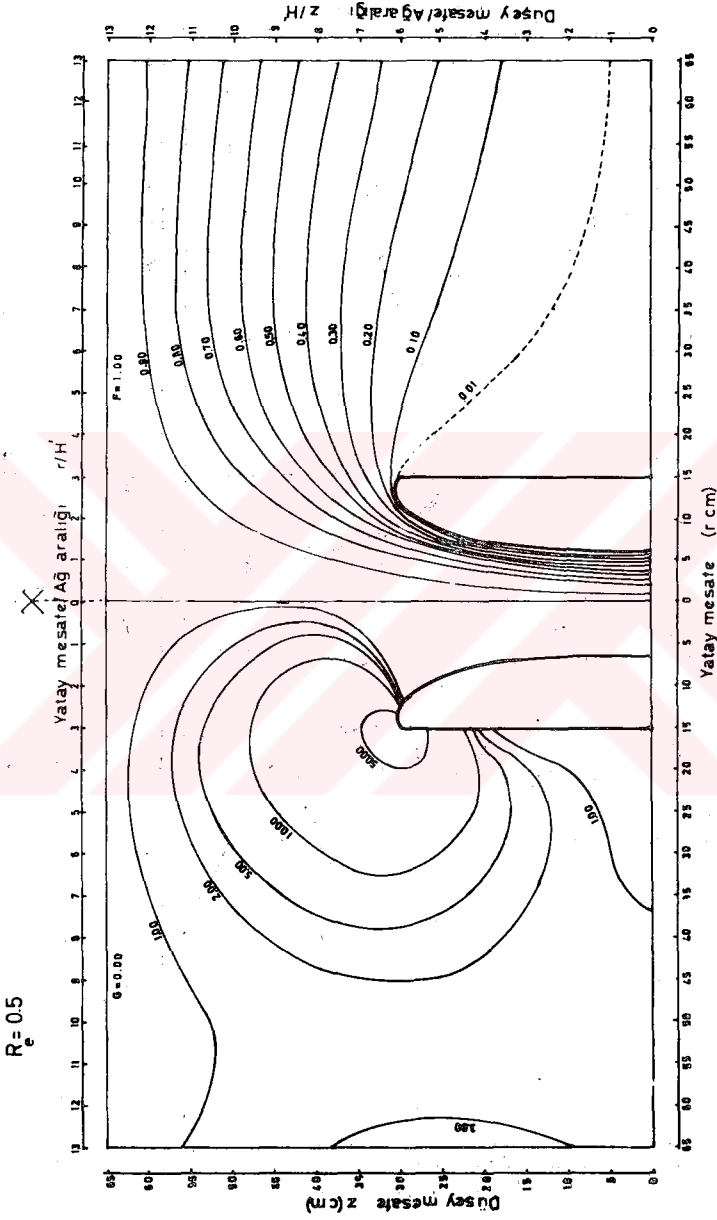
Şekil 4.7 Şaft savaklarda potansiyel akım durumunda çözüm ve akım çizgileri ($H_m = 1/15$, 48×18 nokta, $H_I = 60$ cm)



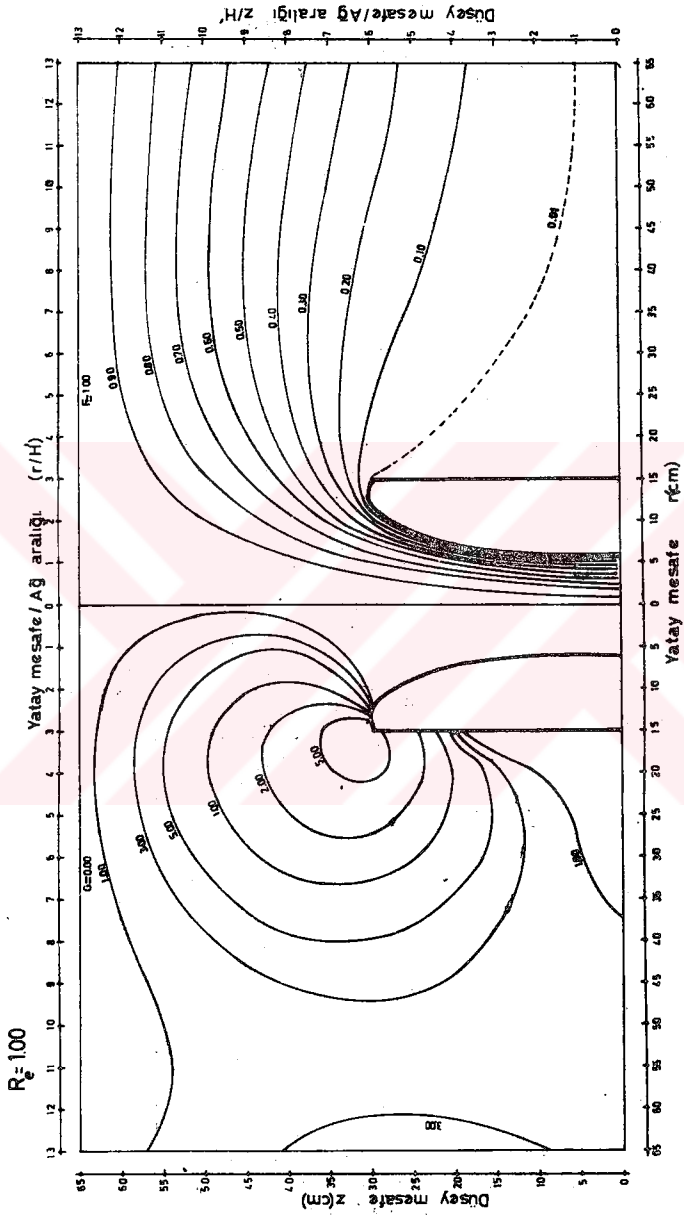
Şekil 4.8 Şaft savakta $R_e = 0,0$ için laminar permanent akım durumunda akım çizgileri ve çevrinti eğrileri - savak içinde çevrintinin mevcut olduğu kabul edilmiştir. (İterasyon: $11 + 20 = 31$)



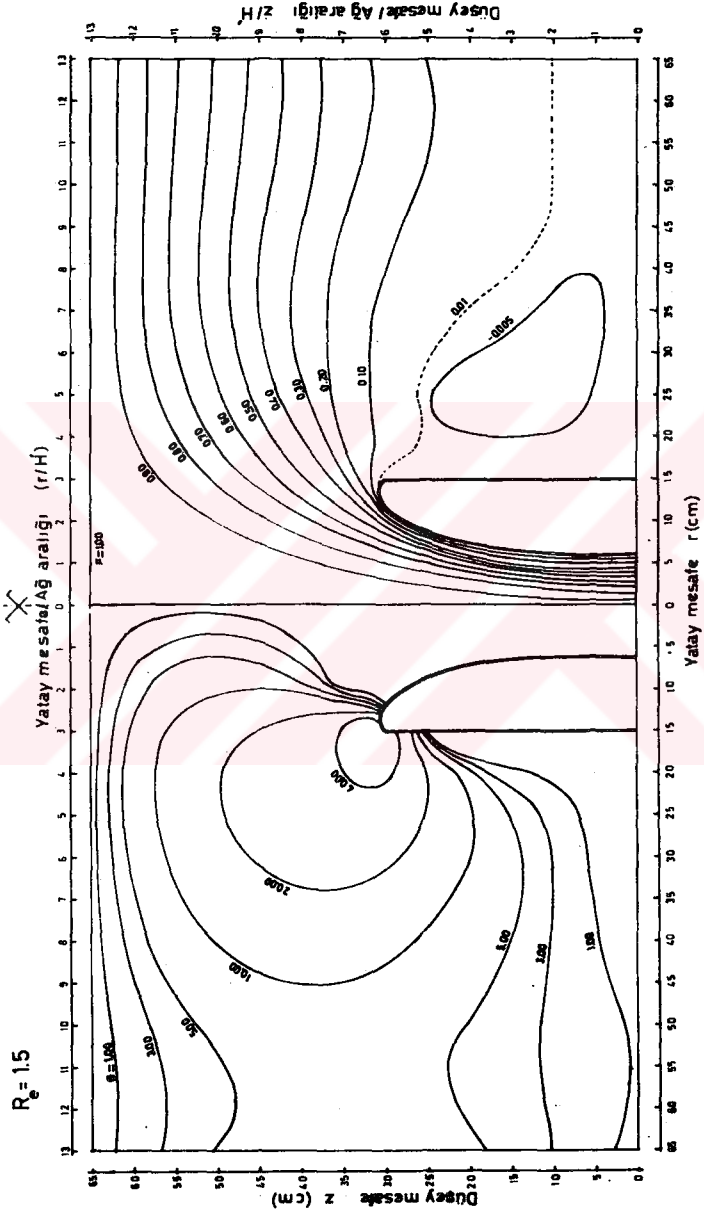
Şekil 4.9 Şaft savakta $R_e = 0,0$ için laminar permanent akım durumunda akım çizgileri ve çevrinti eğrileri - savak içinde çevrinti yok -
(iterasyon = $16 + 16 = 32$)



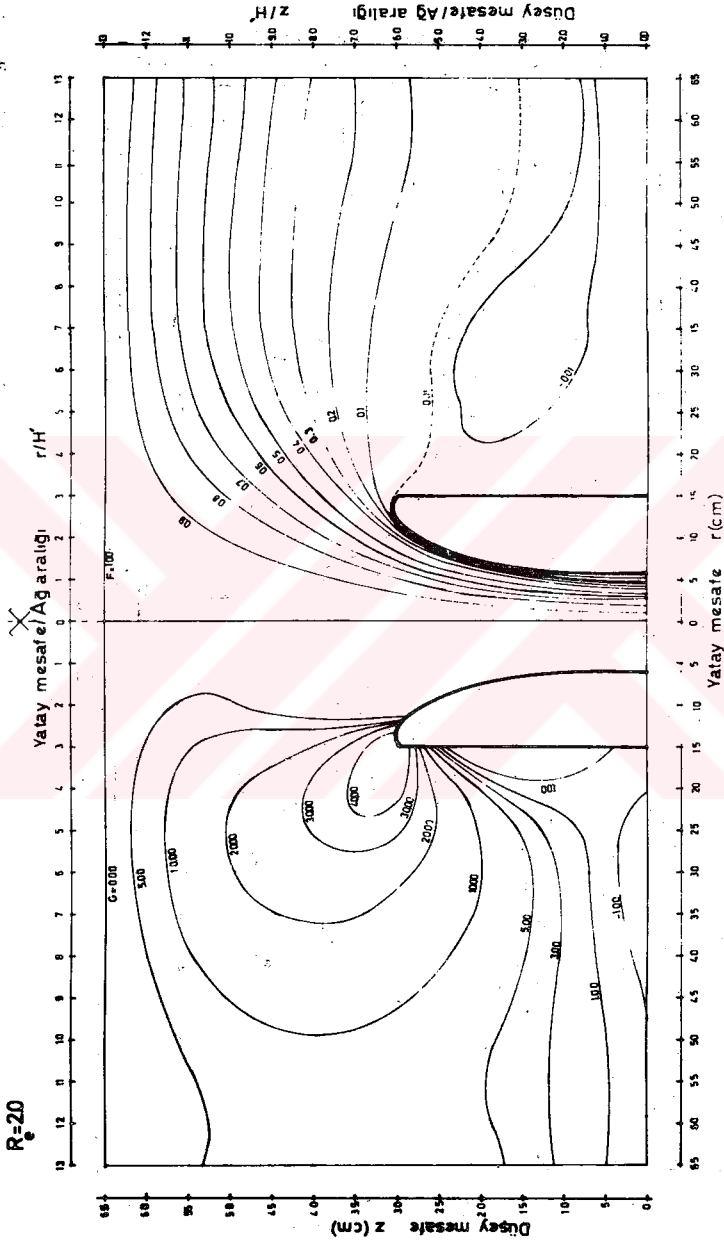
Şekil 4.10 Şaft savakta $R_e = 0,5$ için laminar permanent akım durumunda akım çizgileri ve çevrinti eğrileri (İterasyon=11 + 16 = 27)



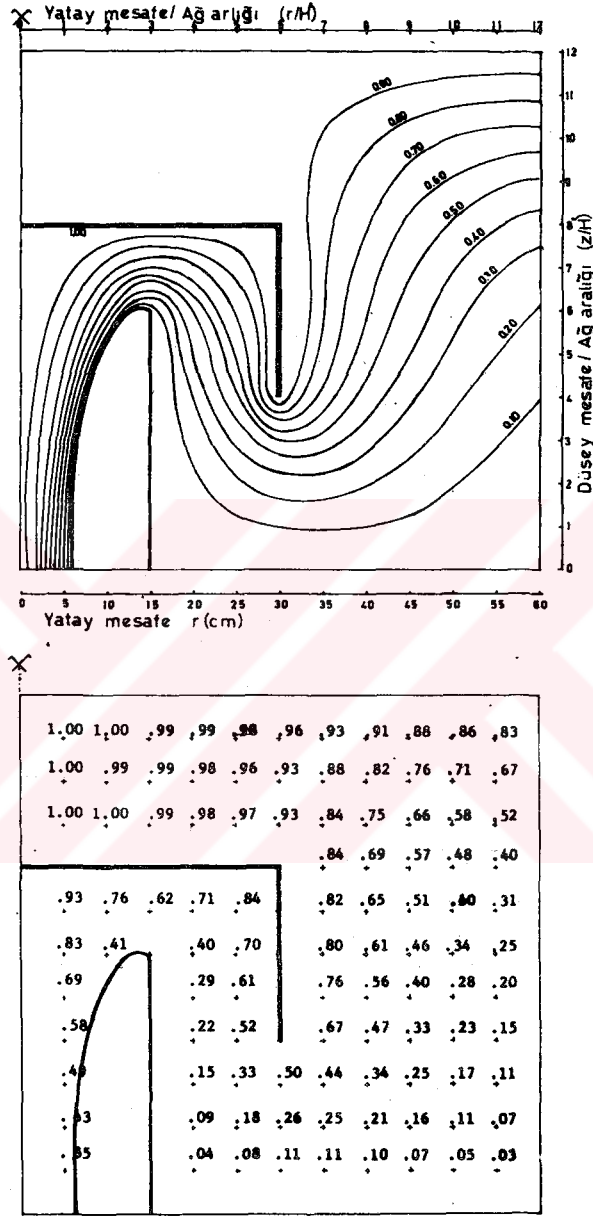
Şekil 4.11 Şaft savakta $R_e = 1.00$ için laminar permanent akım durumunda akım çizgileri ve çevrinti eğrileri. (iterasyon = 16 + 17)



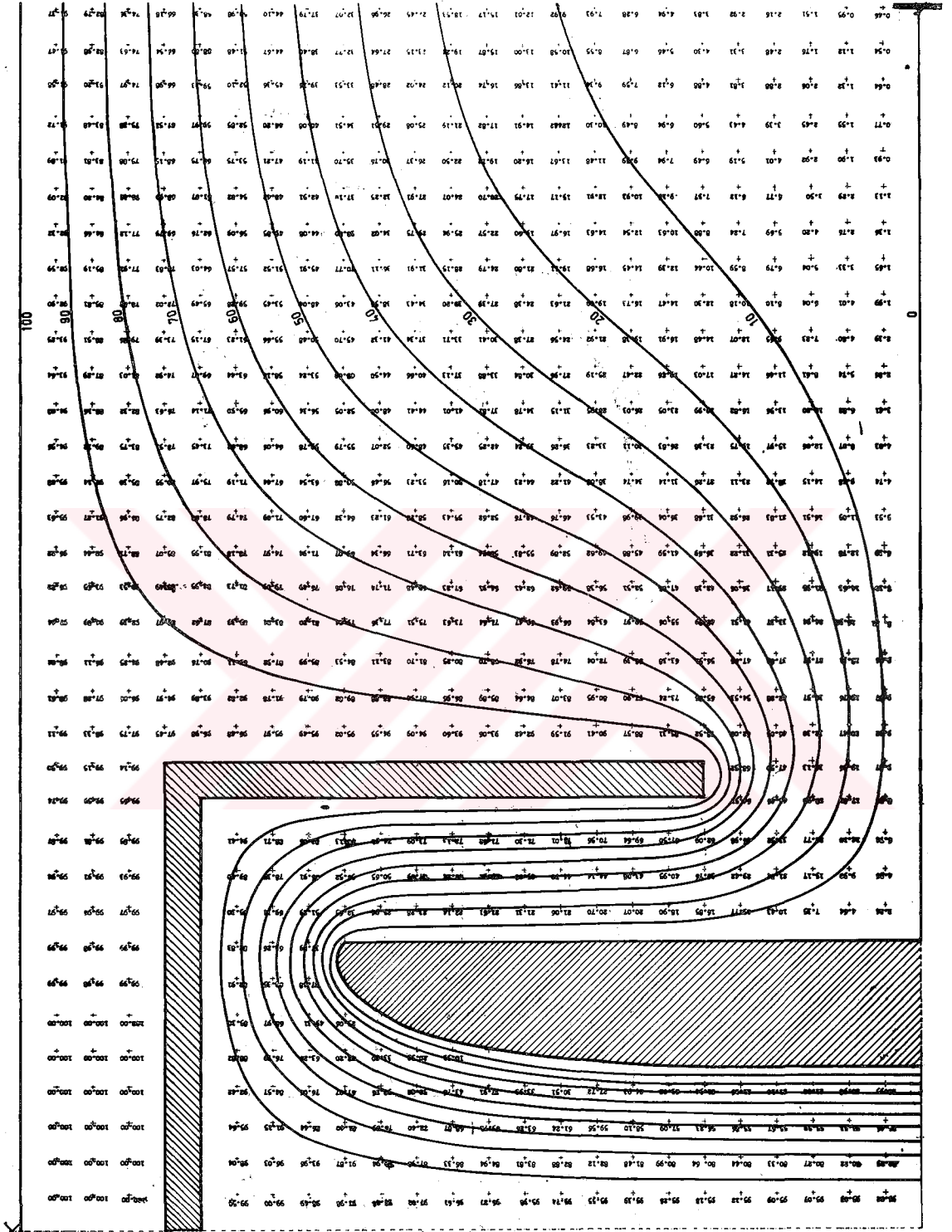
Şekil 4.12 Şaht savakta $R_e = 1,50$ için laminar permanent akım durumunda akım çizgileri ve çevrinti eğrileri (İterasyon 16 + 11)



Şekil 4.13 Şaft savakta $R_e = 2.0$ için laminar permanent akım durumunda akım çizgileri ve çevrinti eğrileri (İterasyon $16 + 4 = 20$)



Şekil 4.14 Sifonlu şaft savakta potansiyel akım durumunda çözüm ve akım çizgileri ($H = 1/13$, 13×37 nokta, $H_T = 60$ cm)

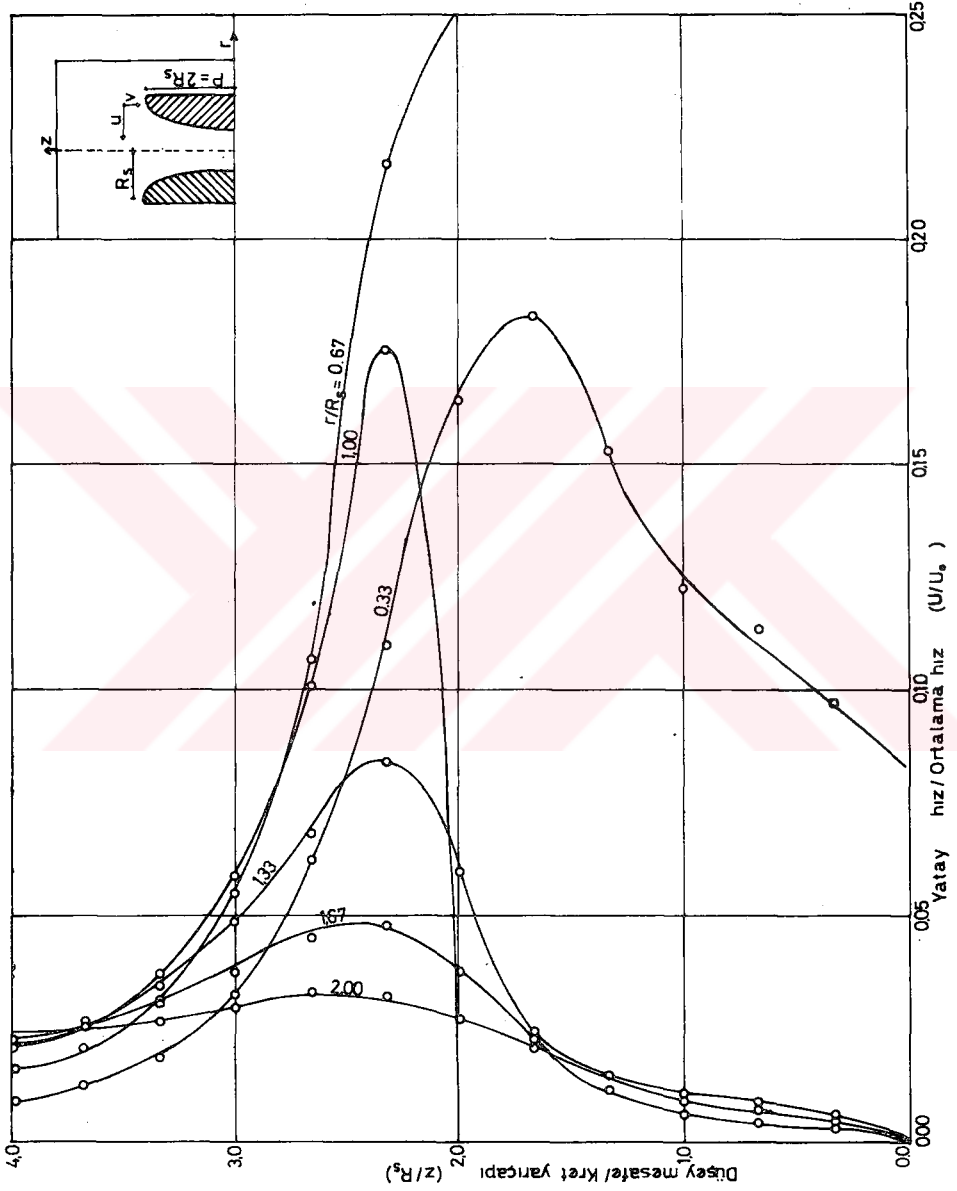


Şekil 4.15 Sifonlu şaft savakta potansiyel akım durumunda çözüm ve akım çizgileri (İterasyon 78, $H = 1/27$, $H_T = 50$ cm)

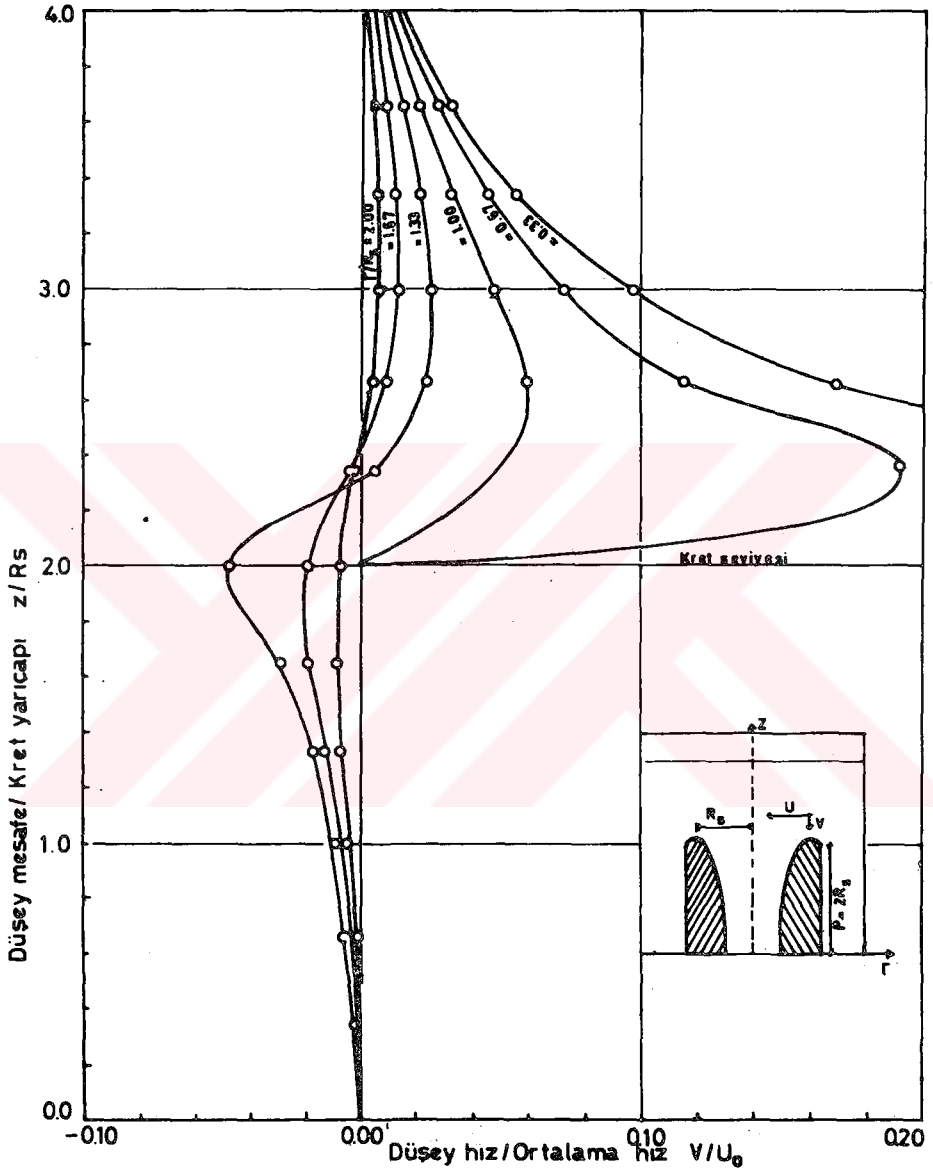
alanının içindeki noktaların koordinatlarına bağılı olarak Şekil-4.16 ve Şekil-4.17 de gösterilmiştir. Laminer çözümlerde bulunan akım fonksiyonu değerleri yardımıyla da hız değerleri hesaplanabilir. Ancak laminer-permenant akımı temsil eden denklemler daha fazla değişken ihtiva ettiklerinden ve hassas çözüm elde edebilmek için şebeke nokta sayısı artırıldığından hız hesapları için hafızada yer kalmamış, bu sebeple hızlar hesaplanmamıştır. Fakat hızların aynı prensiple bulunması mümkündür.

Yukarıda belirtildiği üzere potansiyel akım ile ilgili uygulamalarda hiçbir problem ortaya çıkmamış, gerektiği kadar sık noktalı ve iterasyonlu çözümler birinci ve ikinci kat yaklaşımlar için bulunmuştur. Fakat laminer akım hali için çözüm ancak *Reynolds* sayısının maksimum 2 alınarak gerçekleştirilmiştir. Şimdiye kadar nümerik metodlarla ele alınan İki Boyutlu Genişleyen Boru [38], Eksenel Simetrik Genişleyen Boru [50], ve Eksenel Simetrik Jet [31], laminer problemlerinde daha büyük *Reynolds* sayıları için çözüm elde edilmiştir. Yalnız bu problemlerin ana özellikleri akımın esas doğrultusunun değişmemesi ve akım geniş kesitinin dar kesitine oranının en fazla iki ve dolayısıyla akım alanının simetri eksenini doğrultusunda dar bir şerit biçiminde olmasıdır. Bunların yanında akım alanının eğri sınırlar ihtiva etmediği de söylenebilir. Sifonlu şaft savaklarda bu problemlerden farklı olarak eksenel simetrik olan akımın giriş ve çıkış kesitleri arasındaki fark çok büyüktür ve akımın doğrultusu değişmektedir. Bu farkların büyük *Reynolds* sayılarında sonuç alınamamasında en önemli etken olduğu kanaatine varılmıştır. Ayrıca akım alanının eğri yüzeyler ihtiva etmesi de bir güçlük olarak ortaya çıkmaktadır.

Bulunan sonuçların bir sifonlu şaft savak tipinin geliştirilmesine nasıl uygulanabileceği ilgili model deneylerinin açıklandığı 5. ve 6. bölümlerde anlatılacaktır.



Şekil 4.16 Hesaplanan yatay hızlar.



Şekil 4.17 Hesaplanan düşey hızlar

B Ö L Ü M 5

5. MODEL ÇALIŞMALARI

5.1.Giriş

Savaklarda akımı tam olarak temsil edebilecek matematik modellerin geliştirilmesi mümkün olmadığından çözüme esas alınan teorinin dayandığı kabullerin ve hesaba katılmayan diğer faktörlerin etkisi laboratuvarında model çalışmaları yardımı ile tesbit edilebilmektedir. Matematiksel model sonuçlarının fiziksel model deneyleri ile tahkiki ve matematiksel modellerin gerçeğe uygunluk derecelerinin belirlenmesi bu sayede mümkün olmaktadır.

Ele alınan problemin hidrolik büyüklüklerinin hesaplanması Bölüm 2'de verilmiş bulunmaktadır. Bölüm 3 de geliştirilen ve Bölüm 4 de çözüm metodları belirtilen matematik model bazı teorik hipotezlere dayanmaktadır. Bütün bu kabullerin gerçek sınır şartlarını ne derece temsil edebileceği hususunun kontrolü, sifonlu şaft savak akış özelliklerinin modelde deneysel olarak incelenmesi sayesinde aydınlığa kavuşturulabilecektir.

Bu bölümde modelin kurulması, ölçme teknikleri, yapılan deneyler ve deney sonuçlarının nümerik çözümler de gözönünde bulundurarak değerlendirilmesi ile sifonlu şaft savaklar için bir başlık şeklinin geliştirilmesi esasları anlatılacaktır.

5.2.Model İnşaatı

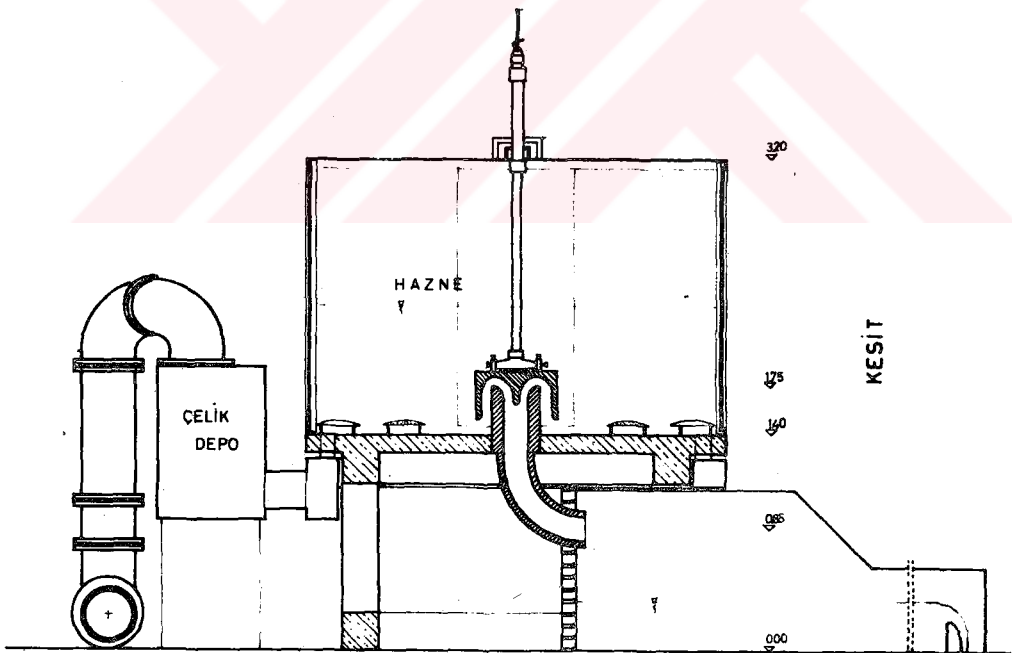
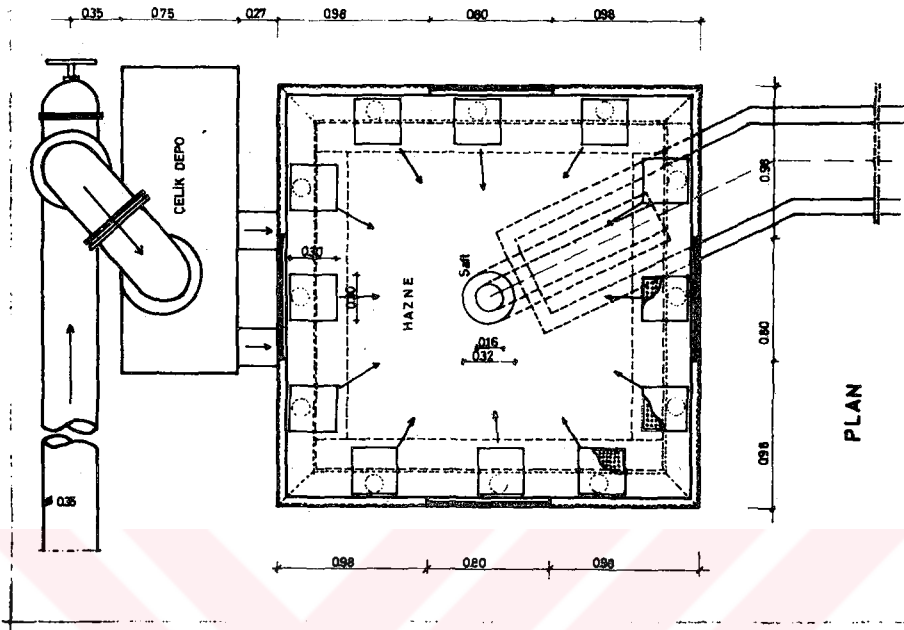
Bu araştırmaya konu olarak seçilen tipte bir sifonlu şaft savağın başlık bölgesinin projelendirilmesi için geliştirilmiş kriterler bulunmadığından modelin projelendirilmesinde aşağıda belirtilen genel esaslardan hareket edilmiştir.

Sifonlu şaft savaklarda başlık boyutlanının daha küçük tutulabilmesine imkân sağlaması düşünülerek şaft giriş ağzı profili standart profil tipinde seçilmiştir. Standart profil dairesel keskin kenarlı bir savaktan akan su napının alt yüzüne uygun olarak projelendirilmektedir. [32 , 47 , 66] Şaft girişi sifonik akım sırasında daima dolu olacağından sifonlu şaft savağın şaft giriş ağzı profilinin, keskin kenarlı şaft savakların batmış haline göre projelendirilmesi uygun olacaktır. Çıkış kısmından savağa hava girişini önlemek için bir dirsek elemanı ön görülmüş ve akımın kararlılığını temin etmek amacıyla bunun basit şekilli düşey bir dirsek olması uygun bulunmuştur.

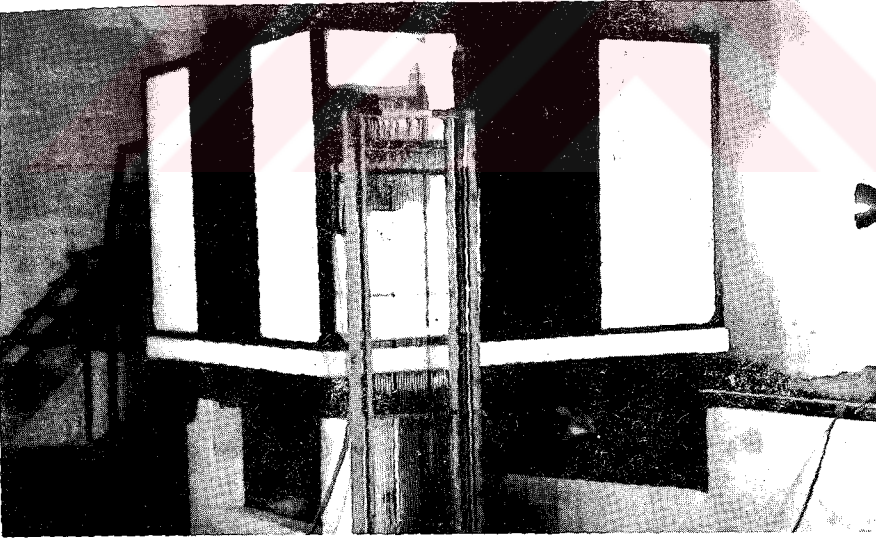
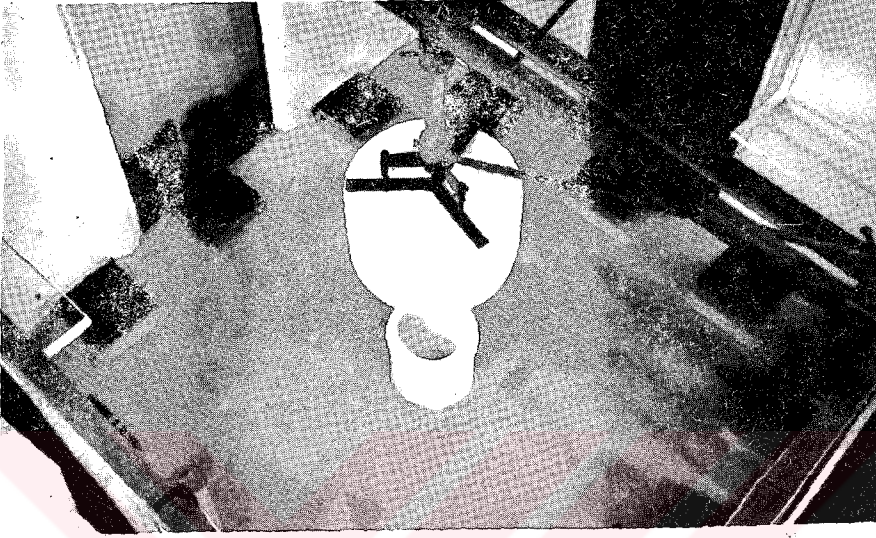
Deney tesisi olarak 275x275 cm. taban boyutları ve 180 cm. yüksekliği olan bir hazne inşa edilmiştir. Hazneyi laboratuvar tabanından 140 cm. yükseklikte teşkil edilen dört betonarme kolon taşımaktadır (Şekil-5.1). Hazne içinin gözetlenebilmesi için dört tarafına 2 cm. kalınlığında 100x180 cm. boyutlarında cam levhalar konmuş, geri kalan yan duvarlar betonarme plaklarla çevrilmiştir. Modelin bitişiğinde yapılan bir çelik depodan basınçlı gelen su, haznenin taban dış duvarları altına çepeçevre yerleştirilen dikdörtgen kesitli bir boruya, oradan iç yüzünde açılan ve hazne içine bağlanan 12 delik vasıtasıyla hazneye verilmektedir. Hazne içinde çıkış deliklerinin üstüne gelecek şekilde sakinleştirici delikli ızgaralar konmuş, böylece hazne su seviyesi salınımları önlenmiştir (Şekil-5.2).

Froude benzeşim kanunu geçerli olduğuna göre, modelin geometrik lineer ölçeği M olarak gösterilirse, model/prototip karakteristik özellikleri arasında; uzunluk genişlik, yükseklik ve basınç yüksekliği için l/M , hız ve zaman için $1/(M)^{1/2}$ ve debi için $1/(M)^{5/2}$ bağıntıları mevcuttur.

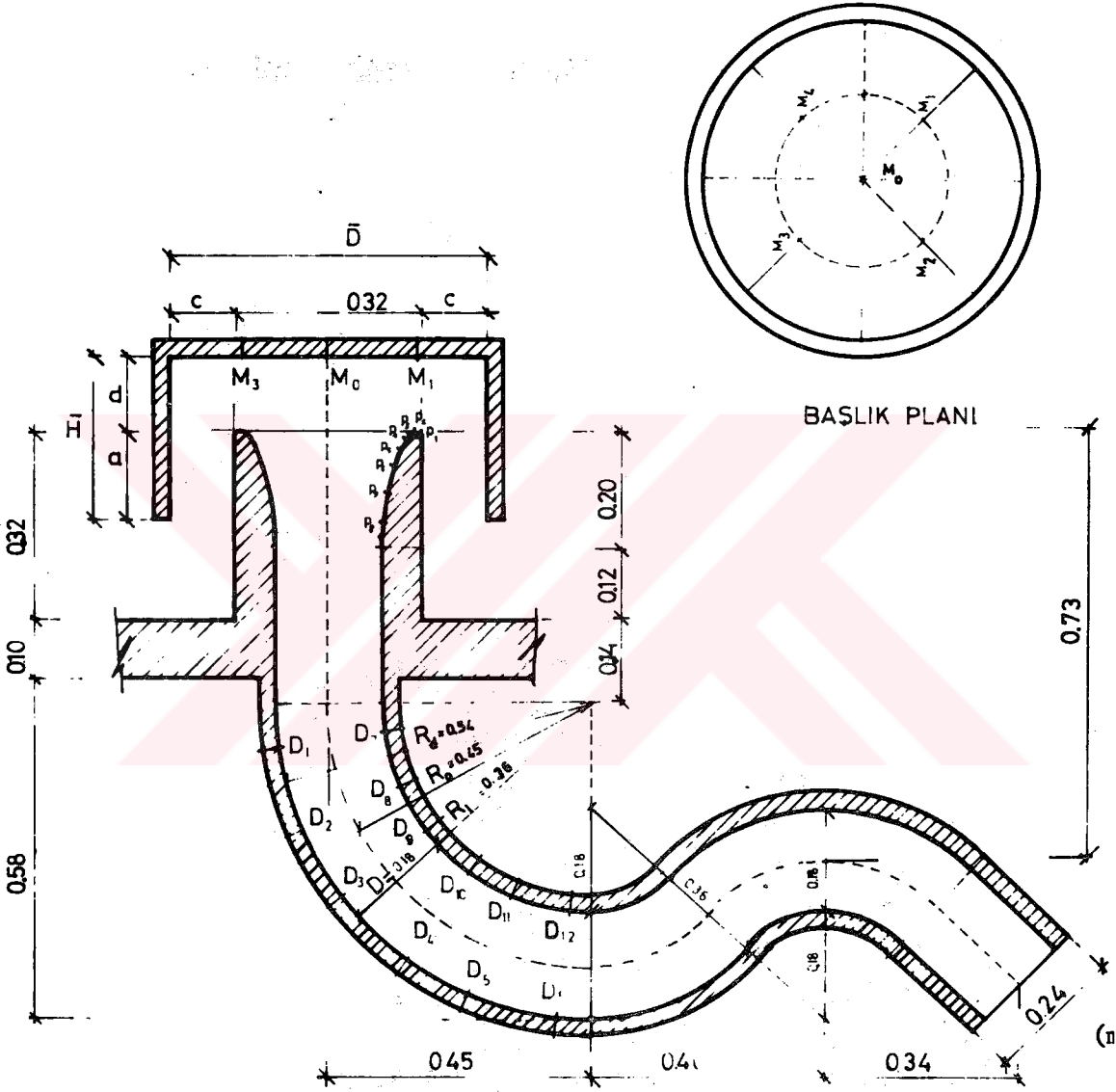
Model, laboratuvarın yer ve su imkânları göz önüne alınarak boyutlandırılmıştır. (Şekil- 5.3). Şaft profili için tablo ve abaklar yardımıyla savak akış katsayısı bulunarak $Q = c_0(2\pi R_s) \cdot H_0^{3/2}$ formülünden birkaç denemeden sonra, modele verilecek emniyetli debi $Q = 0.060 \text{ m}^3/\text{sn.}$, kret yarıçapı $R_s = 0.16 \text{ m.}$, kret su yükü: $H_0 = 0.12 \text{ m.}$ ve tabandan itibaren kret yüksekliği $p = 0.32 \text{ m}$ seçilerek kret proje yükü $H_s = 0.124 \text{ m.}$ olarak tesbit edilmiştir. Şaft profili koordinatları, $p/R_s = 2.0$ ve $H_s/R_s = (0.124/0.16) = 0.775$ batmış akım durumu için Wagner tablolarından enterpolasyonla bulunmuştur [64, 23]



Şekil 5.1 Modelin Genel Durumu



Şekil 5.2 Modelin Genel Görünüşleri



Şekil 5.3. Şaft Model Boyutları ve Silindirik Başlık

Şaft profilinin geçiş kısmını boyutlandırmak için rakordman yarıçapı [64],

$$R_r = 0,275 \frac{Q^{1/2}}{H_a^{1/4}} \quad (5.1)$$

formülünden çeşitli H_a yüksekliğindeki noktalarda bulunup rakordman eğrişi çizilmiştir.

Yukarıdaki eşitlikte

Q : H_g seviyesinde geçen debi(= 0.060 m³/sn.)

H_a : Rakordman üzerindeki bir noktanın su yüzünden itibaren derinliği'ni ifade etmektedir.

Savak galeri çapı, şaft savak proje esasına göre H_g yükündeki debide % 75 dolu olduğu kabul edilerek,

"Çıkış Taban Kotu : Rakordman Keşişme Kotu+ Radordman
Hız Yüktü - Galeri % 75 dolu iken
Hız Yüktü - Galerideki Sürtünme
Kayıpları - Mansap Su Derinliği"

bağıntısından kret seviyesi ile çıkış taban kotu farkı 1.0 m olacak şekilde birkaç denemeden sonra $D= 0.18$ m. olarak bulunmuştur. [64]

Model deneylerinde dirsek eğrilik yarıçapının galeri çapına oranı 1.5' den büyük olması hakkındaki tavsiyeye [64] uyularak dirsek iç cidarı eğrilik yarıçapı: $R_1 = 2D = 0.36$ m. olarak alınmıştır. Böylece dirsek merkezi eğrilik yarıçapı 0.45 m. olmaktadır.

Gerektiğinde mansap çıkışından hava girişini daha emin bir şekilde önliyerek çıkışı batmış hale getirmek için Şekil-5.3'de görülen S-biçimli parça kullanılmıştır. Bu eleman kullanıldığında savak çalışma yüksekliği azalmaktadır. Çıkışın bu zorlanmış durumu, burada batmış çıkış (depressed outlet) olarak adlandırılmıştır.

Şaft savağı sifon çalıştırmak için savak üstüne kona - cak başlığın kretten olan yüksekliğinin (d), yaklaşık olarak bilinmesi gerekmektedir. Klasik sifonların debi formülü dai-

resel giriş için

$$Q = C_o (2MR_s) d\sqrt{2gH} \quad (5.2)$$

şeklinde olduğundan $R_o = 0.45$, $R_s = 0.16$ m., $H = 0.73$ m. değerleri esas alınarak modelde öngörülen debi için abaklar [64] yardımıyla d'nin en az (0.03-0.05)m. arasında olması gerektiği neticesine varılmıştır.

Şaft girişi, dirsek, galeri ve çıkış elemanları beton-
dan imal edilmiştir. Dirsek ve çanağzı girişi gibi eğrisel
yüzeyler bir merkez etrafından hareket edebilen iç profil
kalıpları ile elde edilmiştir. Başlık şeklinin araştırılabil-
mesi için akış durumunu gözetlemeye imkân verecek pleksiglas
silindirik başlıklar kullanılmıştır. Pleksiglas levhaların
şekillendirilmeleri fırında belirli bir sıcaklık derecesin-
de ısıtılarak sağlanmıştır. Şaft ağzı profiline paralel ola-
rak şekillendirilen başlık ve silindirik başlıklarla yapılan
deneyler ve nümerik sonuçlara dayanılarak geliştirilen başlık,
geometrililerinin karışık olmasından ve pleksiglasın bu derece-
de işlenememesinden dolayı betondan imal edilmiştir. Tecrübe
edilen bütün başlıklar shaftın üstüne hareketli bir mekanizma
ile asılmış ve durum değişikliklerinin gerektirdiği hareketi
kolayca sağlamak için sistem bir kurşun ağırlıkla dengelen-
miştir.

İnşa edilen modelde sifonlu shaft savak deneyleri yanın-
da shaft savak tecrübeleri de yapılmıştır. Bu çalışmada, daha
önce Çataklı [23] tarafından araştırılan dirseksiz shaft savak
modeli üzerinde de bir seri shaft savak deneyi yapılmıştır. Bu,
160 x 160 x 100 ebatlı ve kare planlı bir hazne ortasına yer-
leştirilen 30 cm çap kretli, 12 cm. çap çıkışlı, standart
profilli düşey bir shaft savak modelidir. Hazneye su, yandan
bir kanal vasıtasıyla gelmektedir. Suyun radyal yaklaşımda
ünform dağılımını temin eden 135 cm çaplı silindirik bir tüf
tabakası ile shaftın etrafı çevrilmiştir. Bu modelde, matema-
tik çözüm neticelerini tahkik etmek amacıyla hazne içinde ya-
tay ve düşey hızlar ölçülmüştür. Ayrıca farklı su seviyelerin-
de boya deneyleri ile akım çizgilerinin belirlenmesine çalışıl-
mıştır.

5.3. Ölçme Tekniği

Modelde birçok başlık şekli ve konumu için hazneye bir vana

yardımıyla verilen su miktarlarına göre haznede meydana gelen farklı seviyelerde savaktan geçen debi değerleri ve savak içinde meydana gelen muhtelif noktalardaki basınçlar ölçülmüştür. Bazı özel durumlar için hazne seviye salınımları ve bilhassa basınç değişimleri ölçülmüştür. Ayrıca çeşitli şekilli ve konumlu başlıklarda akım çizgilerini tesbit etmek için deneyler yapılmıştır.

Hız ölçmeleri, bir dik eksen takımı üzerinde yatay ve düşey yönde hareket edecek şekilde tesbit edilmiş *Нейрpic* marka M2134 tipi iki pervaneli mulinelerle yapılmıştır. Eksene göre simetrik bir akım elde edilerek farklı su seviyelerinde 5 cm. aralıklarla akım alanının çeşitli noktalarında radyal ve eksenel hızlar tesbit edilmiştir.

Hazne su seviyesi ölçümleri, elektrik devreli limni - metrelerle her seviyede akış kararlı duruma geldikten sonra yapılmıştır. Ayrıca bu okumalar hazne tabanına konan üç piyezometre borusu ile de, kontrol edilmiştir.

Basınç ölçmeleri için dirsek içinde ve dışında altışardan oniki; şaft profili üzerinde sekiz, ve başlık üzerinde beş noktaya piyezometre boruları bağlanmıştır. Bu piyezometre boruları kablolar vasıtasıyla 2 m. uzunluğundaki cam borular ile irtibatlandırılmış ve bunlar düşey bir pano üzerine yerleştirilmiştir. Hazneye gelen sabit debiler için seviye ve basınçtaki salınımların değişiminin üst ve alt sınırları belirli bir zaman aralığında, cam borular üzerinde işaretlenerek tesbit edilmiştir (Şekil- 5.4)

Debiler, boşaltım kanalı içine savak çıkış kesitinden 15 m. uzakta yerleştirilen 20 cm yüksekliğinde ve 50 cm genişliğinde bir keskin kenarlı ölçme savağı üzerinden aşan su napının verniyerli limnometre yardımıyla ölçülmesinden bulunmuştur.

Savak girişindeki akım çizgilerini tesbit etmek için yapılan çalışmalarda, başlığa ve giriş şekline uygun profilendirilmiş ve 2 cm. aralıklarla taksimatlandırılmış pleksiglas levhalar kullanılmıştır. Akış halinde istenen hazne su seviyesi ayarlanarak hazırlanmış pleksiglasın bir yüzü sulandırılmış yağlı boya ile boyanıp düşey istikamette savağın içine yerleştirilmiştir. Başlıklı halde üzerine başlık konmuştur. Levhaya sürülen boyanın su akışı ile şekillenmesi için

yeterli zaman geçtikten sonra levha çıkarılmış ve levha üzerinde şekillenen çizgiler fotoğraflarla tesbit edilmiştir. (Şekil-5.5)

5.4. Yapılan Deneyler

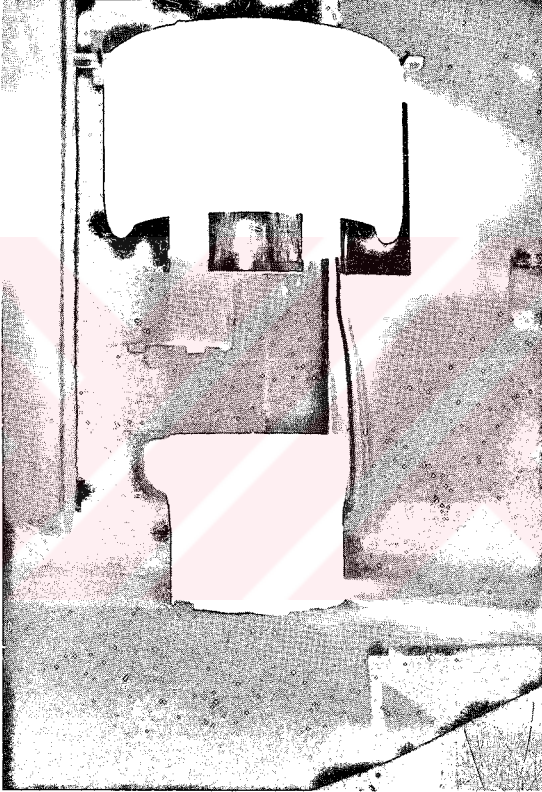
5.4.1. Şaft Savak Deneyleri

İnşa edilen model, önce başlıksız şaft savak olarak işletilerek belirli bir program çerçevesinde seri deneyler yapılmıştır. Kretten itibaren hazne seviyesi, belirli aralıklarla yükseltilerek ortalama olarak 30 değişik seviyede savaktan geçen debiler ve her seviye için şaft profili üzerindeki 8 noktada basınçlar ölçülmüştür. Depo vanasından hazneye sabit debi verilmesine rağmen, batmışlık sınırından yukardaki hazne seviyelerinde, savaktan dışarı çıkan debide zamanla değişimler olmaktadır. Bu değişimin doğurduğu seviye salınımları ve basınç dalgalanmaları her seviye için tesbit edilmiştir. Modelde yapılan bu serbest çıkışlı deneylerden sonra batmış çıkışlı hal için ölçmeler tekrarlanmıştır. Hazne seviyesi, batmışlık limiti olan $H_g/R_g = 0.40$ değeri üzerine çıktıktan sonra savak dolu çalıştığından, dirsek iç ve dış cidarlarında öngörülen 12 noktada basınç ölçmeleri yapılmıştır.

Laboratuvarda daha önce inşa edilen şaft modeli üzerinde, üç farklı batmış seviye için, savağın iç ve dışındaki noktalarda akışın radyal ve eksenel hızları ölçülmüştür. Modelde, suyun radyal yaklaşımına, belirli mesafeye konan delikli ızgaralarla müdahale edilerek simetrik yaklaşım temin edildikten sonra, hazne tabanı ve savak aksının teşkil ettiği eksen takımına göre akım alanında 5 cm aralıklarla ağ noktaları belirlenmiş ve bu noktalara hareketli bir mekanizma ile tutulan mulinelerin 3 dakikalık dönme sayıları bulunmuştur. Her bir noktada üç okuma yapılarak önce yatay, daha sonra düşey istikamette dönme sayıları bulunarak muline formülleri ile bu noktalardaki akış hızları elde edilmiştir. Böylece eksenin bir tarafı için her seviyede ortalama 60 noktada hızlar tesbit edilmiştir. Ayrıca bu model üzerinde, akım çizgilerini tesbit için üç farklı seviyede deneyler yapılmıştır.



Şekil 5.4. Basınç ölçme düzeni a) Savaşın çalışmadığı durumda piyozometre seviyeleri, b) Savaşın çalışma durumunda piyozometre seviyeleri.



Şekil 5.5 Akım Çizgilerinin Belirlenmesi

5.4.2. Sifonlu Şaft Savak Deneyleri

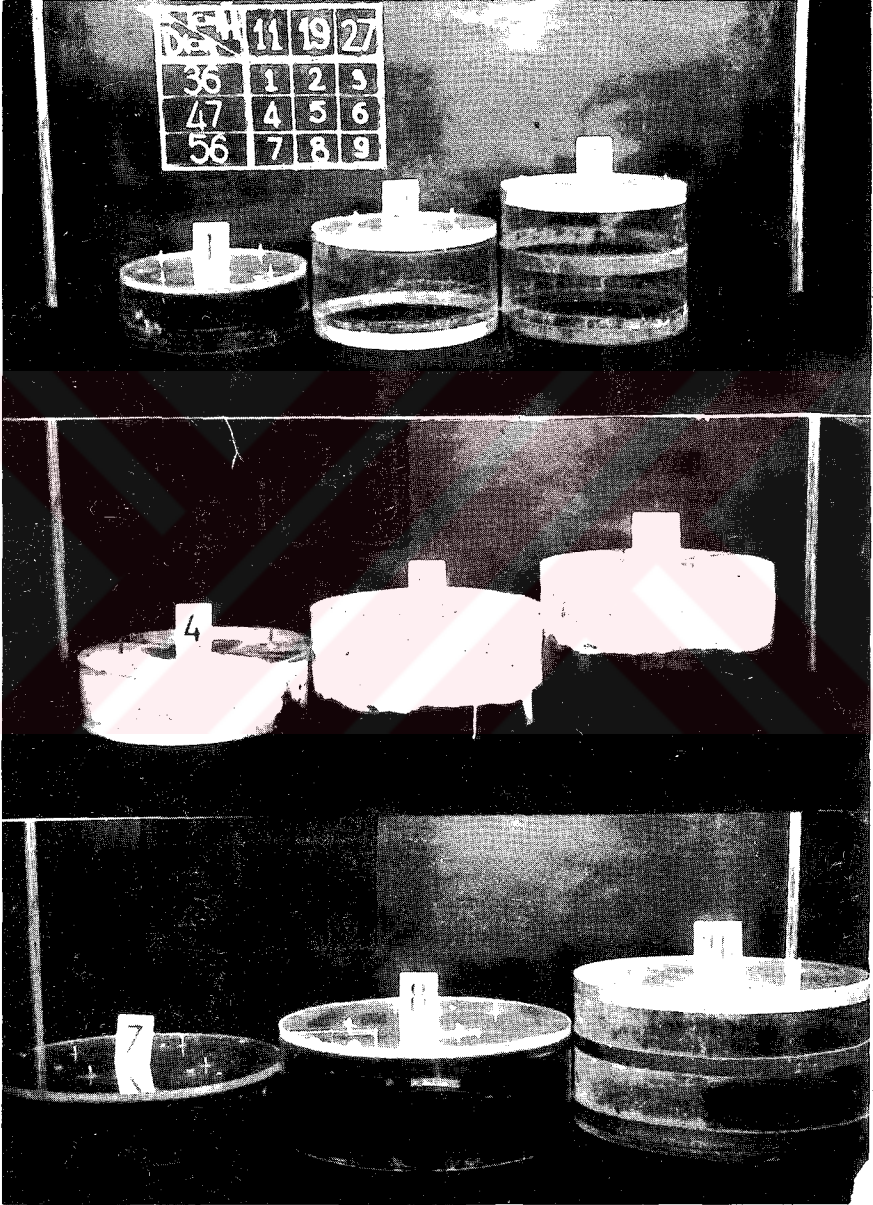
5.4.2.1. Silindirik Başlıkla Yapılan Deneyler

Sifonlu şaft savakta, başlığın savağa nazaran uygun boyutlarını belirlemek üzere, silindir şeklinde, pleksiglastan imal edilen farklı çaplı ve yükseklikli on adet başlık (Şekil-5.6) inşa edilen savak üzerine kretten farklı yüksekliklerde 30 değişik konumda yerleştirilerek asgari on seviyede seviye ve debi değerleri okunmuştur. Her bir seviye için başlık, kret profili ve dirsekte 25 noktada basınç okumaları yapılmıştır. Savağın batmış çıkışlı durumunda aynı deneyler tekrarlanmıştır. Böylece silindirik başlıkla, seviye ve debiler için (10 seviye x 30 konum x 2 çıkış şekli) toplam olarak 600'er adet ölçme yapılmıştır. Her seviyede kararlı durum elde etmek için 20 dakika beklenilmiştir. Bu arada (25 nokta x 10 seviye x 30 konum x 2 çıkış şekli) toplam olarak 15.000 basınç değeri tesbit edilmiştir. Şekil-5.7'de silindirik başlıkta akım görülmektedir.

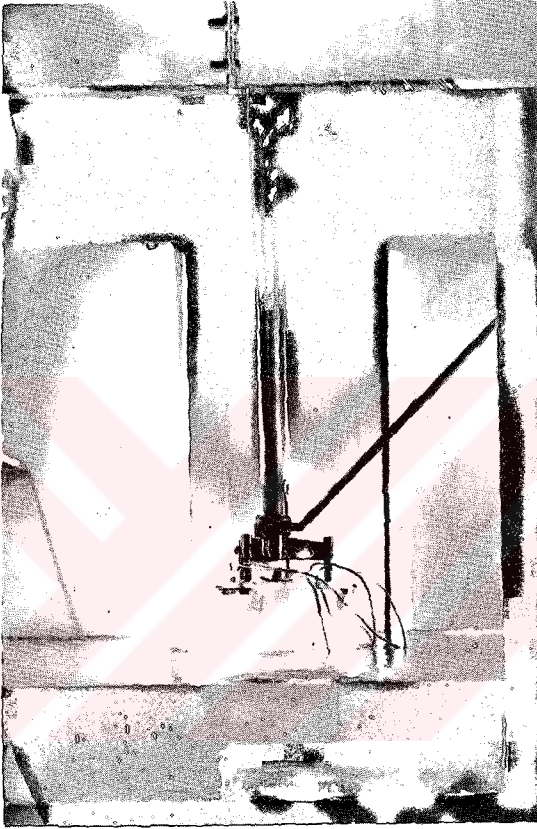
Silindirik başlıkla yapılan deneylerde, akış katsayıları esas alınarak dört farklı çapın en uygununun $D = 0.46$ m. olduğu tesbit edilmiştir. Daha sonraki başlıklarda bu çap esas alınarak akım çizgileri belirlenmiştir. Ayrıca bu başlıkların iç köşeleri doldurulup düzeltilerek deneyler tekrarlanmış ve böylece üç ayrı hazne su seviyesinde, her seviyede beş başlık konumunda, keskin ve yuvarlatılmış köşeli olarak 30 durum için akım çizgileri tesbit edilmiştir.

5.4.2.2. Şaft Ağzına Paralel Başlıkla Yapılan Deneyler

Silindirik başlıkla yapılan deneylerden başlığın keskin köşelerinde ölü bölgeler müşahade edilmiş ve keskin köşelerin tesirini azaltmak üzere 0.46 m çapında, iç yüzeyi kret profiline paralel olacak şekilde boyutlandırılan bir beton başlıkla seri deneyler yapılmıştır (Şekil-5.8). Yeni başlığın savak merkezinde aşağıya doğru uzanma miktarının tesirini incelemek amacıyla kretten itibaren 20 cm. aşağıdan başlıyarak, kret ile bu uzantı kısmı arasındaki fark sıfır olana kadar 5 seviyede başlık uzantısı kesilerek her bir durum tecrübe edilmiş ve savakta debi, basınç ve seviyeler ölçülmüştür. Bu başlık şekli için deneylerde durum ve boyut değişikliklerini sağlayan parçaların fotoğrafı Şekil 5.9 da verilmiştir.



Şekil 5.6 Deneylerde Kullanılan Çeşitli Silindirik Başlıklar



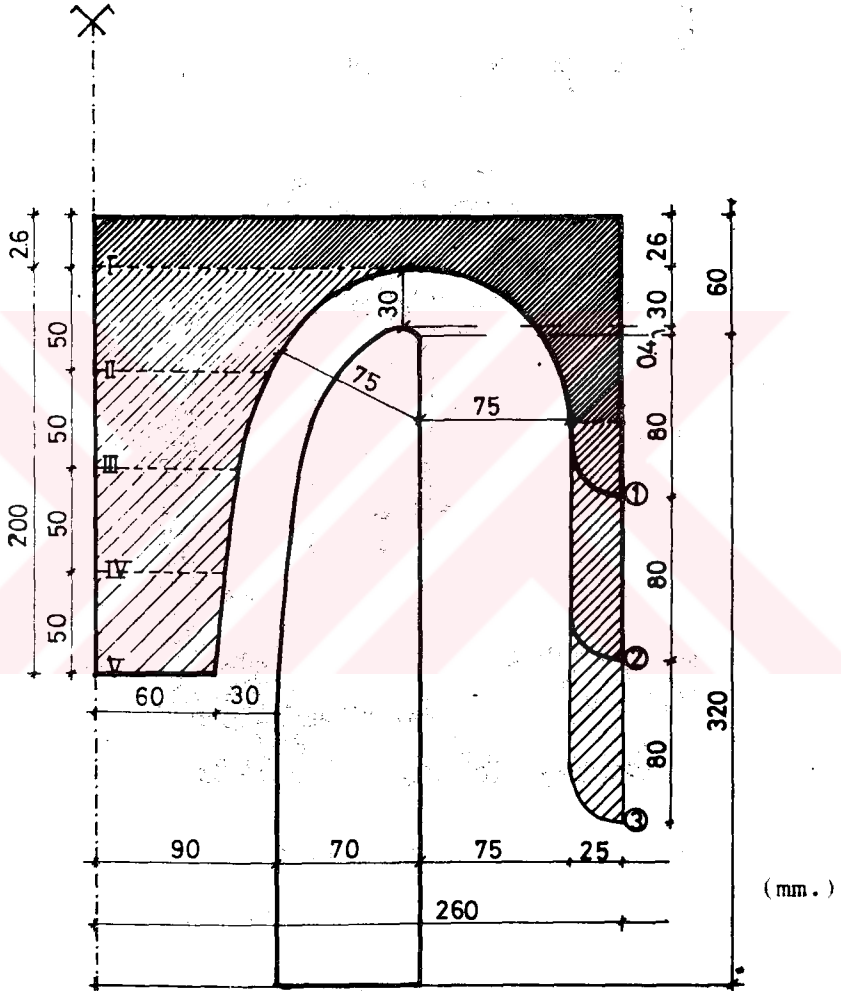
Şekil-5.7 Silindirik Başlıklı Savak

5.4.2.3. Akım Çizgilerine Göre Geliştirilen Başlıkla

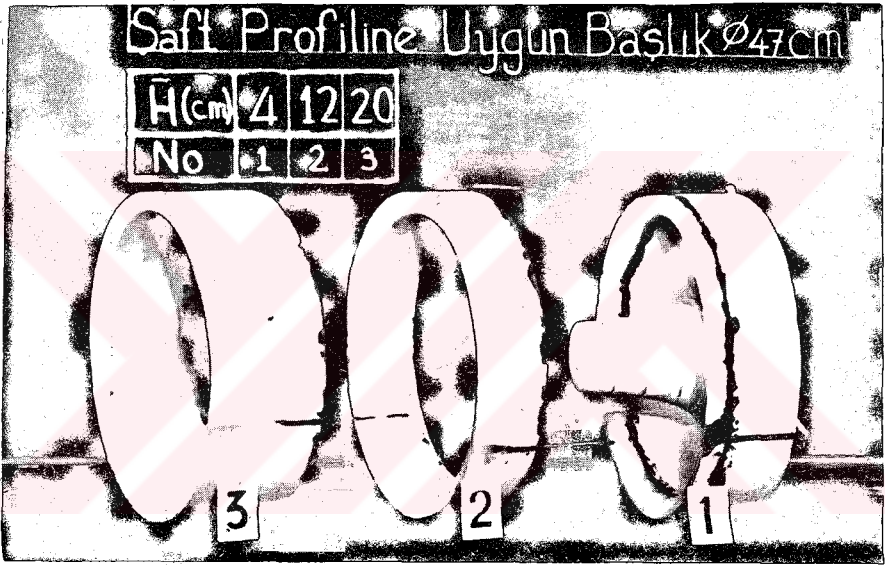
Yapılan Deneyler

Keskin kenarlı silindirik başlıkla yapılan deneyler ve nümerik metod ile elde edilen akım çizgileri yardımıyla yeni bir başlık şekli geliştirilmiştir. Şekil-5.10'da bu başlık şeklinin boyutları gösterilmiştir. Diğer başlık şekilleri için yapılan seviye, basınç, debi deneyleri bu başlıkla da farklı konumlarda tekrarlanarak karşılaştırma imkanı elde edilmiştir. Bu deneylerde başlıkla beraber,

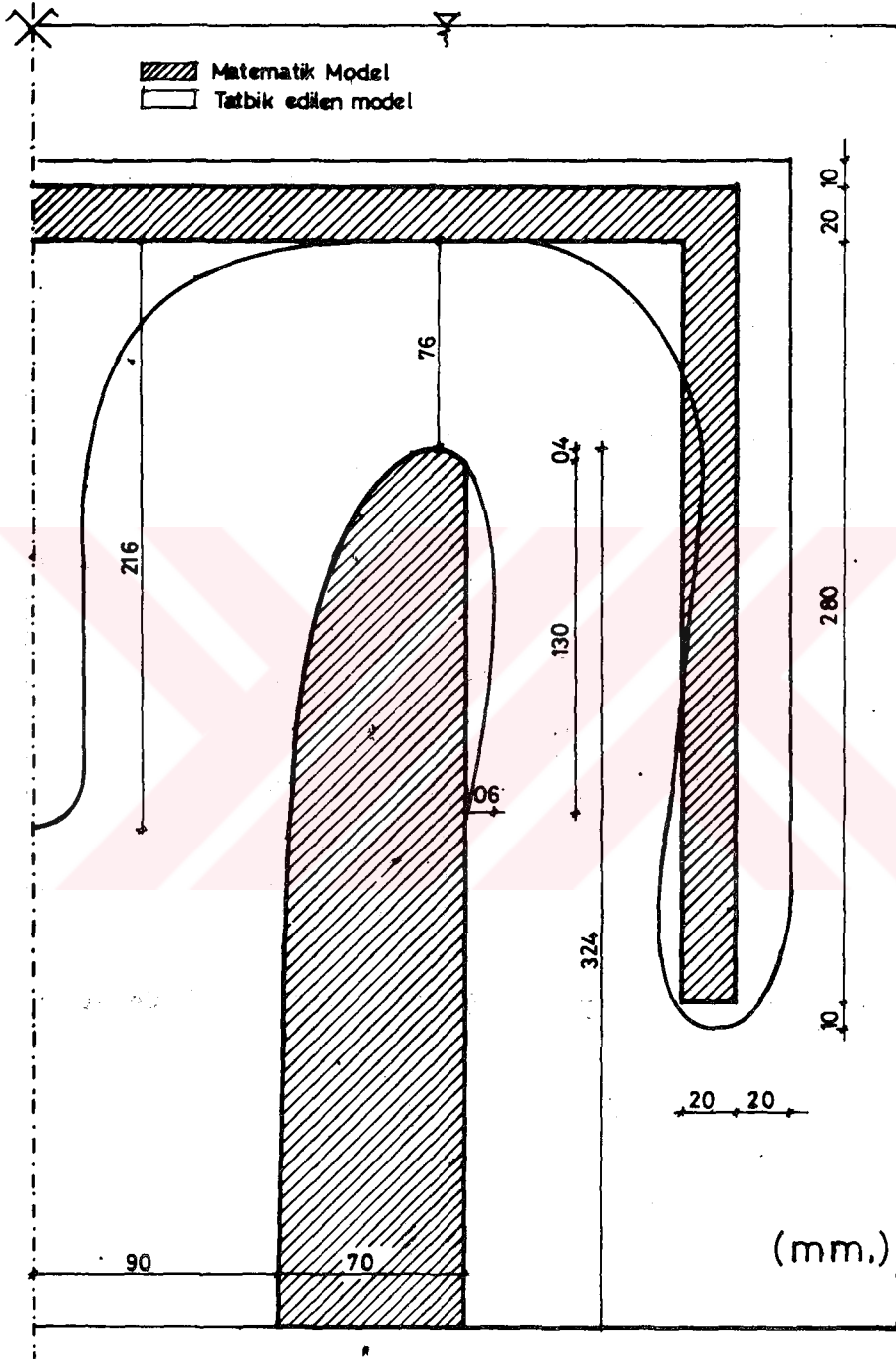
şaftın silindirik dış yüzü de akımın şekline göre düzeltilmiş ve bu son duruma göre akım çizgilerini belirlemek için deneyler yapılmıştır.



Şekil 5.8. Şaft Ağzına Paralel Başlık



Şekil 5.9 Saft Ağızına Paralel Başlıkların Genel Görünüşü



Şekil 5.10 Geliştirilen Başlık Şekli

B Ö L Ü M 6

6. DENEYLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ

6.1. Giriş

Sifonlu şaft savak ile onun başlıksız hali olan şaft savağın batmış durumunu mukayese etmek uygun olacağından önce şaft savakta akış katsayıları, basınçlar ve çıkışın batmışlığının akım üzerine tesiri incelenecektir. Ayrıca şaft savak modelindeki deneylerde savak civarındaki ve içindeki noktalarda akım hızları tesbit edilebildiğinden bu değerlerin matematiksel çözümlerden elde edilen neticelerle karşılaştırılmaları yapılacaktır.

Sifonlu şaft savakta önce silindirik başlığa çeşitli boyutlar verilerek akış katsayılarının, savak basınçlarının ve akım çizgilerinin değişimi modelde incelenmiştir. Bu deneyler neticesinde en uygun başlık boyutları tesbit edilerek şaft profiline paralel ve akım çizgilerine göre geliştirilen başlıklarla yapılan deneyler değerlendirilecek ve çeşitli başlık şekillerinin birbirleriyle mukayeseleri yapılacaktır. Bu arada ölçmeler dışında kalan bazı deney gözlemleri de yeri geldikçe izah edilecektir.

Modelde yapılan bütün deneylerde savak çalışma yükünün galeri çapına oranı (H/D), 4.0 ile 8.0 arasında olduğundanbulunan neticeler bu (H/D) aralığı için geçerlidir.

6.2. Şaft Savak Deneylerinin Değerlendirilmesi

Şaft savak modeli ile serbest ve batmış çıkışlı durumlar için seri deneyler yapılmıştır.

Şaft savağın serbest çıkışlı halinde girişin batma sınırından sonraki hazne su seviyelerinde su yüzeyi ve basınçlar birbirleriyle orantılı olarak periyodik salınımlar yapmaktadır. Vorteksin yolaçtığı bu dalgalanmalarda salınımların alt sınırında basınç ve seviyeler uzun süre sabit kalmakta ve

şaftın üstten yeni bir hava emmesi neticesinde şiddetli bir gürültü ile birlikte ani ve kısa süreli yükselmeler meydana gelmektedir. Batmış çıkışlı şaft savak ile yapılan deneyler de gürültü ve vorteks teşekkülü azalmakla beraber tamamen kaybolmamaktadır.

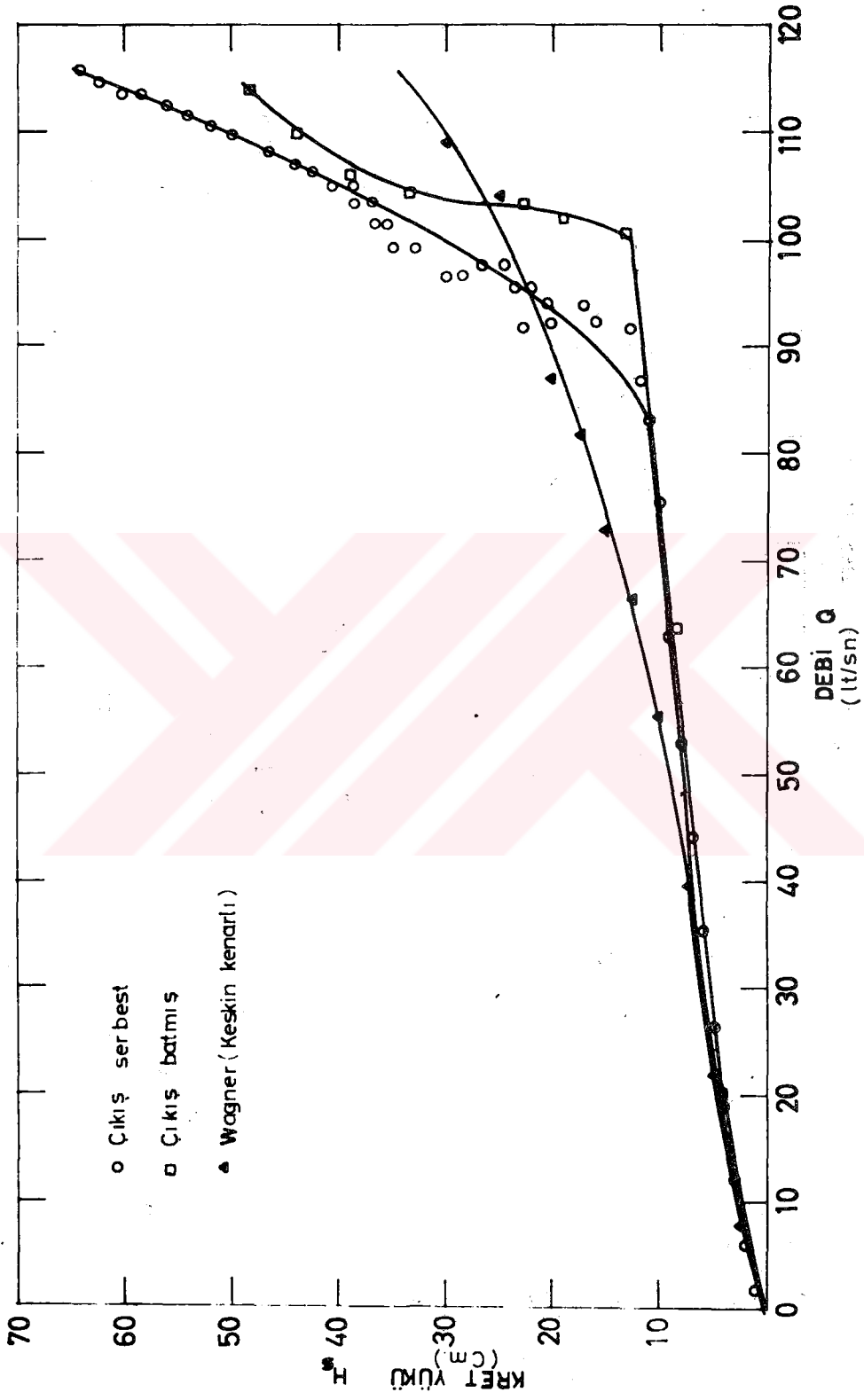
6.2.1. Akış Katsayıları

Kretten itibaren hazne su seviyesi yükseldikçe şaft savaktan geçen debi çok hızlı bir şekilde artmakta ve bu artış giriş kısmı batmış duruma gelinceye kadar devam etmektedir. Bu sınırdan sonra ise artış eğrisinin karakteri değişmektedir. (Şekil-6.1). Şekilden görüleceği üzere batma limiti civarındaki hazne seviyelerinde salınımlar maksimum olmaktadır. Şaft savak kapasitesi, serbest naplı akım ve boru akımı olarak nitelendirilebilecek bu iki durumdan birincisinde nap yükünün $3/2$, ikincisinde ise çalışma yükünün $1/2$ inci kuvveti ile orantılı olarak değişmektedir.

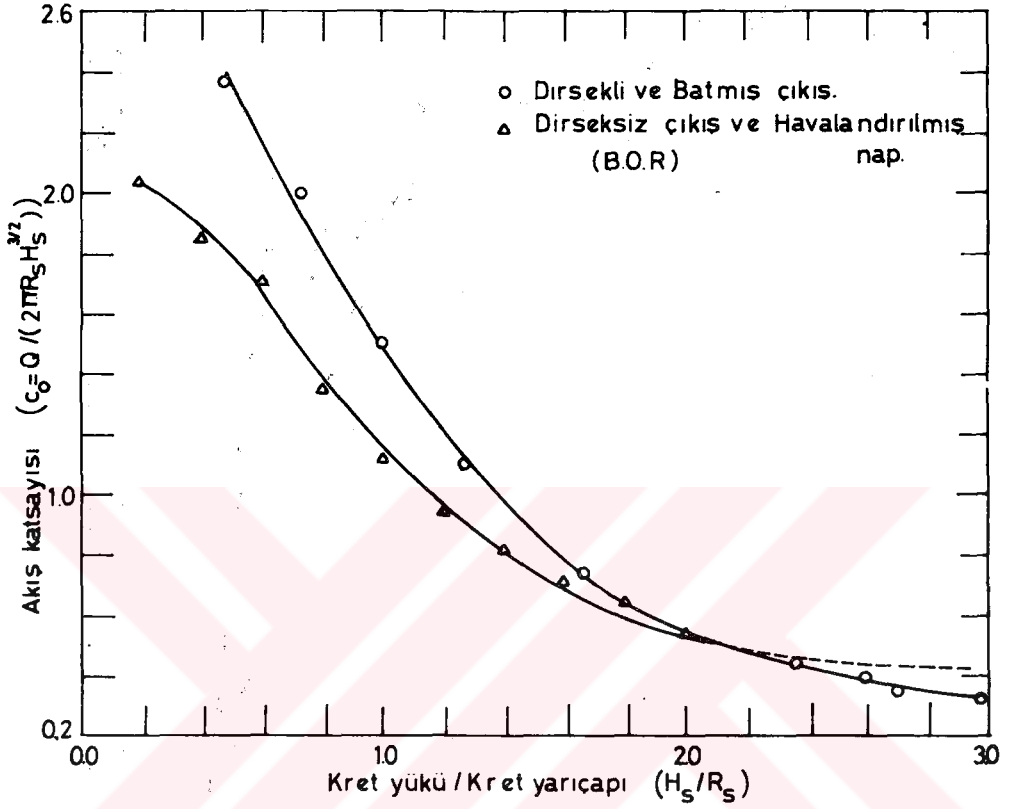
Deney neticeleri keskin kenarlı şaft savak ile mukayese edildiğinde girişin batma limitine kadar birbirleriyle iyi bir uyum halinde oldukları görülmektedir. [23, 64]. Fakat keskin kenarlı savaklar için daha önce yapılan deneylerden bulunan ortalama $H_s/R_s : 0.5$ batma limiti, burada 0.78 olarak tesbit edilmiştir.

Deney neticelerine göre hazne su seviyesi batma limitine ulaşınca kadar çıkışın batmış olması akıma tesir etmemektedir. Çıkışın batmış olması halinde savak çalışma yükseklği % 20 azalmasına rağmen savaktan geçen debi miktarı artmaktadır. Ayrıca batmış çıkışlı halde salınımlar son derece azalmakta ve gayet düzenli bir akım ortaya çıkmaktadır.

Standart kretli şaft savaklar için Wagner tarafından verilen [64] debi anahtar eğrisi değerleri ile deney neticeleri arasında meydana gelen farklar, adı geçen çalışmada verilen değerlerin keskin kenarlı şaftın havalandırılmış naplarda ölçülmesinden ortaya çıktığı tahmin edilmektedir (Şekil- 6.2). Orada akımın $H_s/R_s : 0.45$ değerinde serbest durumda olduğu ondan sonra tamamen batmış akıma dönüştüğü belirtilmektedir.



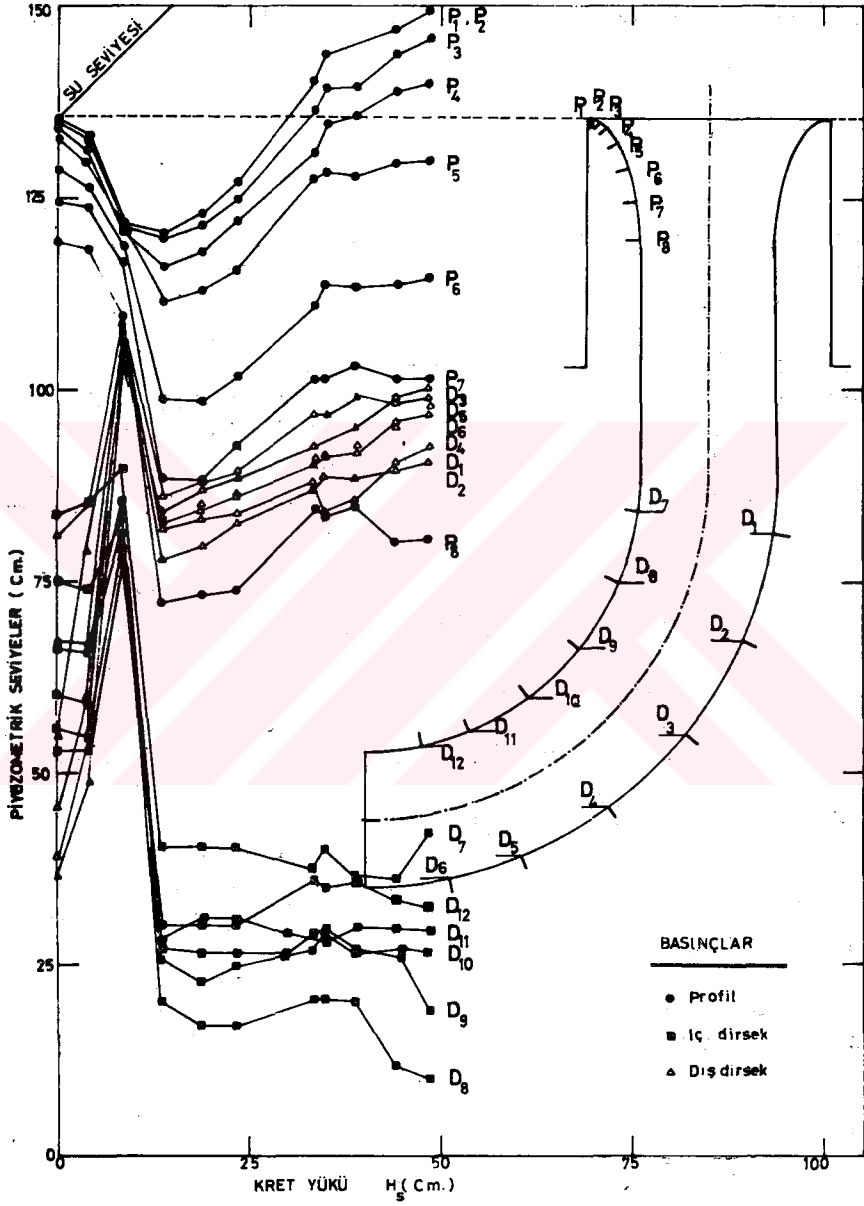
Şekil 6.1 Şaft Savak Debi Anahtar Eğrileri



Şekil 6.2 Şaft Savak Akış Katsayılarının Kret Yükü İle Değişimi

6.2.2. Basınç Değişimleri

Savağın kret yükü batma limitine ulaşınca kadar profil üzerinde meydana gelen basınçlar düşmekte ve bu sınırdan sonra basınç değerleri gittikçe artmaktadır (Şekil 6.3) Batmış akımlarda şaft profilindeki noktalardan basınç bakımından en kritik durumdaki kretten en aşağıda olandır. Savak dirseğinin dış cidarlarında basınçlar, girişin batma limitine kadar hızlı bir yükselme göstermekte ve bu sınırdan sonra ani düşme kaydetmekte, daha sonra kret yükü artışından daha az bir eğimle artmaktadırlar. Dirseğin iç cidar noktalarında basınç, batma limitine kadar statik durumdan itibaren hızlı bir şekilde artmakta tam batmaya geçtikten sonra ise ani bir şekilde başlangıç statik değerinin altına



Şekil 6.3 Şaft Savakta Kret Yüğüne Göre Piyezometrik Yüksekliklerin Değişimi (çıkış batmış)

düşmektedir. Bunun üzerindeki hazne su seviyelerinde iç basınçlar hemen hemen sabit kalmaktadır. Savak batmış duruma geçtikten sonra vakum değerlerinin en büyüğü dirsek içinde eğrilğin başlaması noktasının hemen altındaki noktada meydana gelmektedir.

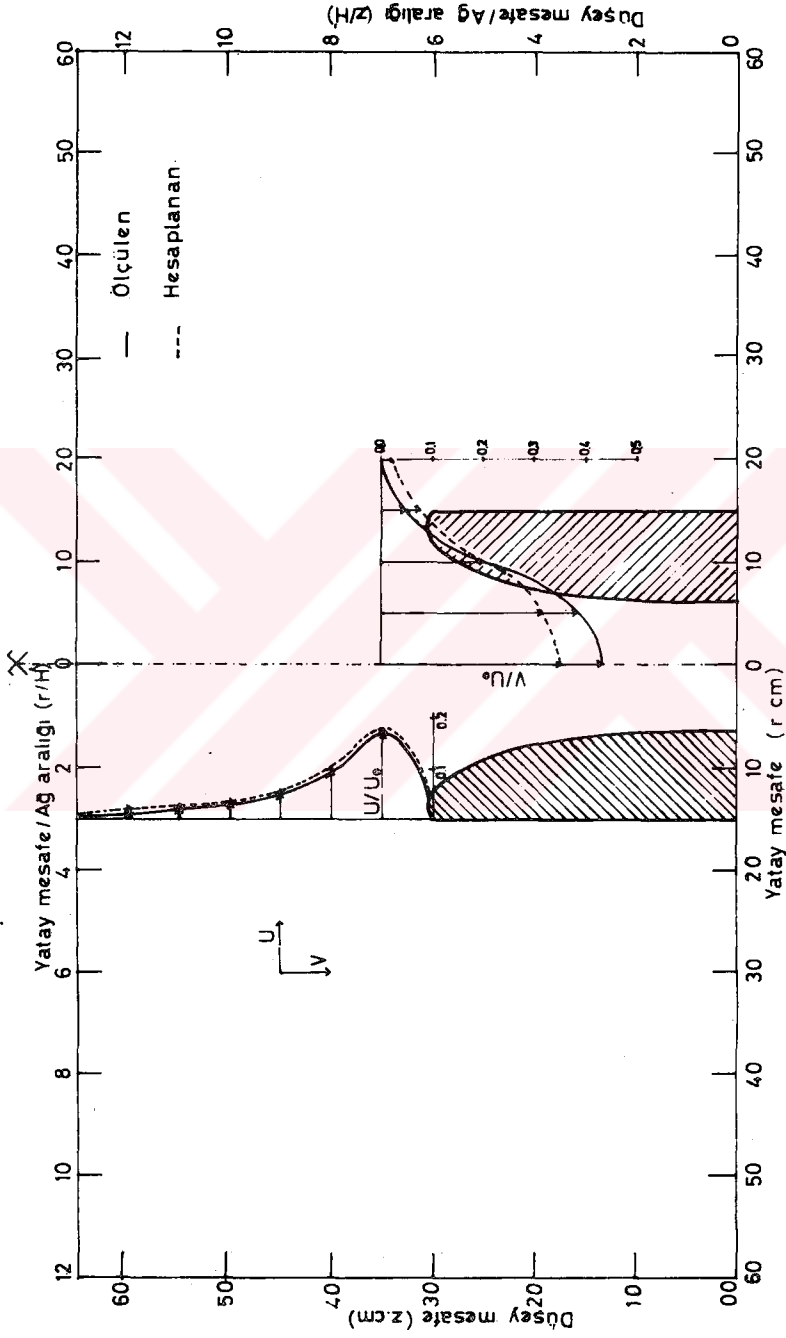
6.2.3. Hızların Etüdü

Modelde savağın ortalama akış hızı büyük olduğundan akım potansiyel teoriye yaklaşmaktadır. Şaft savağın kreti civarında ölçülen hızlar, aynı noktalarda birinci ve ikinci kat yaklaşımlı potansiyel çözümlerden hesaplanan değerlerle beraber boyutsuz büyüklükler cinsinden grafik olarak değerlendirilmişlerdir. Kret civarında yatay ve düşey istikamette rasgele iki kesit alınıp ölçülen hızların dağılımları ve hesaplar sonunda elde edilen hız dağılım grafikleri Şekli-6.4'te gösterilmiştir. Burada hesapla bulunan birinci ve ikinci kat yaklaşımlı dağılımlar birbirleriyle tamamen uyum halindedir.

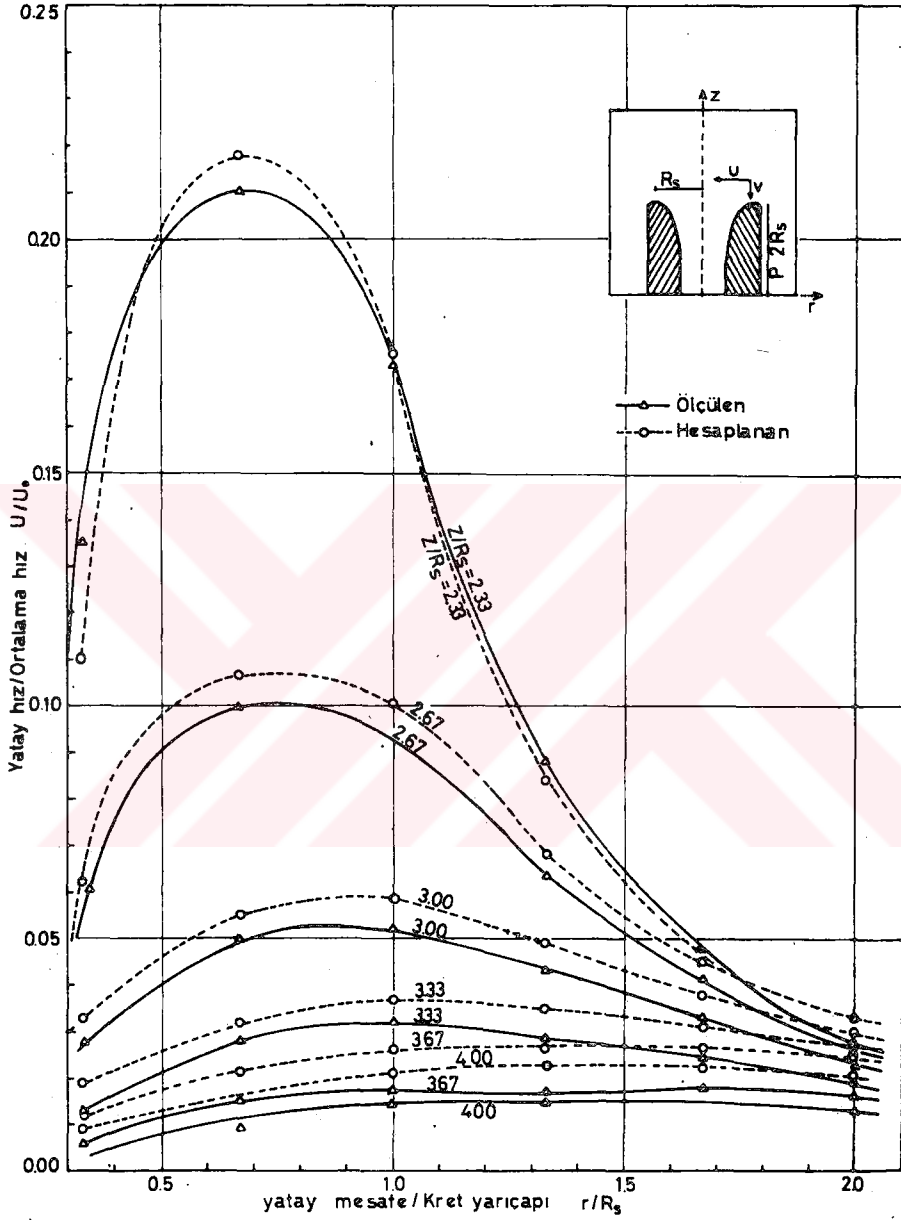
Savak civarında her iki doğrultuda hesaplanan hız değerleri ortalama çıkış hızına göre boyutsuz büyüklükler cinsinden bölüm 4'de verilmiş bulunmaktadır. Ölçülen ve hesaplanan yatay ve düşey hızların mukayesesi Şekil-6.5 ve Şekil-6.6'da verilmiştir. Ağ noktaları mesafesi 5 cm. alındığından hesaplanan akım fonksiyonu ve hız fonksiyonu limitlerinde kesme hataları büyük olmasına rağmen birinci ve ikinci kat yaklaşım değerleri ile ölçmeler arasında yatay ve düşey hızlarda sırasıyla en fazla % 2 ve 20 fark ortaya çıkmaktadır. Hesaplanan yatay hızlar ölçmelerden daha büyük ve düşey hızlar ise genellikle daha küçük olmaktadır. Ölçmeler mulinelerle yapıldığından düşey hızlar için yapılan ölçmelerde muline hassaslığı azalmaktadır. Bununla beraber ölçümlerle hesaplanan hızların oldukça iyi bir uyum halinde oldukları ve dolayısıyla matematik modelin iyi netice verdiği sonucuna varılabilir.

6.2.4. Akım Çizgileri

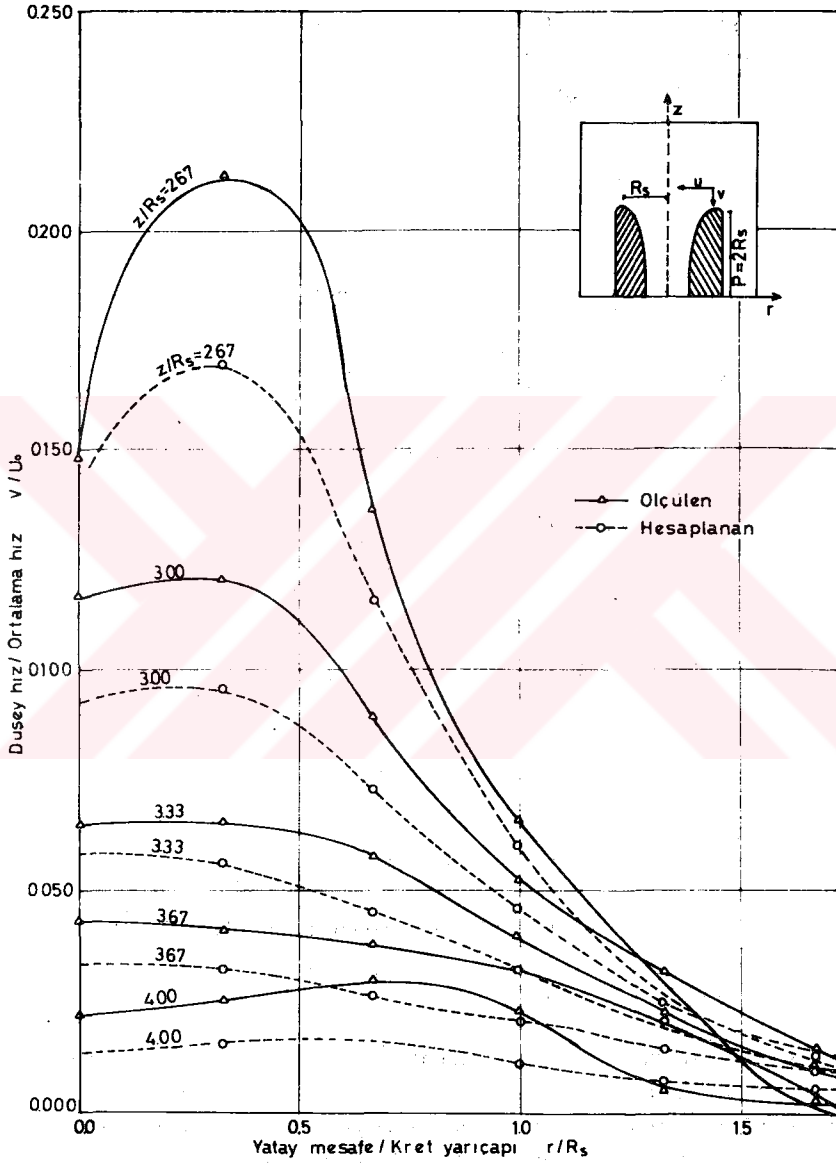
Şaft savak modeli üzerinde yapılan deneylerle akım çizgileri belirlenmeye çalışılmıştır. Deneylerde neticelerin hassas olması için büyük tutulan boyutlar *Reynolds* sayısının büyük olmasına sebep olduğundan türbülanslı bir akım meydana gelmektedir. Savağın kretten içeride kalan bölgesinde hızlı,



Şekil 6.4. Şaft Savagın kreti civarında yatay ve düşey eksenlerde ölçülen ve hesaplanan hız dağılımları (Potansiyel akım, 42 x 16 ağ noktası, 61 iterasyon)

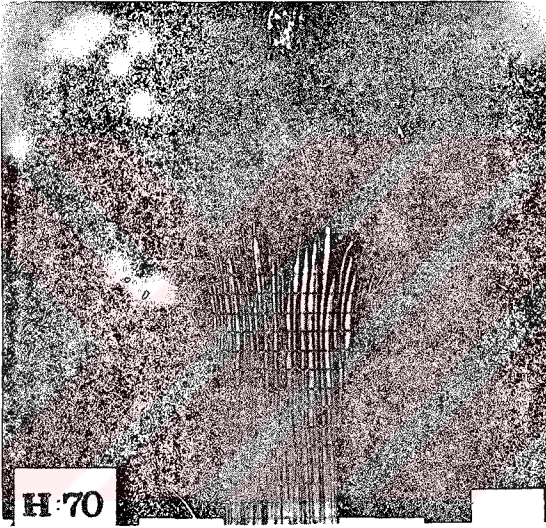


Şekil 6.5. Ölçülen ve hesaplanan yatay hızların mukayesesi



Şekil 6.6. Ölçülen ve hesaplanan düşey hızların mukayesesi

dıştaki radyal yaklaşma bölgesinde ise oldukça yavaş bir akım meydana gelmektedir. Modelde uygulanan deney tekniği yavaş akışlı bu radyal bölgenin akış karakterini tam olarak belirleyememiştir.(Şekil-6.7). Bununla birlikte savak içinde deneylerle elde edilen ve bölüm 4'de hesapla bulunan neticelerin birbirleriyle uyum halinde olduğu tesbit edilmiştir.



Şekil 6.7 Şaft Savakta Akım

6.3. Sifonlu Şaft Savak Deneylerinin Değerlendirilmesi

6.3.1. Silindirik Başlık

Genel durum ve notasyonları Şekil-5.3 de verilen silindirik başlıklı şaft savakta farklı boyut ve konumdaki başlıklarla batmış ve serbest çıkışlı olarak yapılan deneyler esnasında müşahade edilmiş akış özellikleri ve bilhassa sifonik akımı bozucu mahiyetteki gözlemler Tablo - 6.1 de özetlenmiştir. Genel anlamda düzenli bir sifon akımı elde edilmesinde başlık konumu ve boyutlarının tesbiti için bu

gözlemlerden bazı esaslar çıkarılabilir. Başlıkla şaft kreti arasındaki kret üstü geçidi alanının, galeri çıkış alanına oranı (A_d/A_o), 1'den küçük olduğu durumlarda sifonik çalışma olmamaktadır. Ayrıca başlık ile şaft cidarı arasında kalan daire halkası şeklindeki yatay alanın (savak giriş ağzı alanı) galeri çıkış kesidi alanına oranının (A_c / A_o), 1.3 den büyük olması sifon akımı için lüzumlu olmaktadır. Savak dış cidarı ile başlık arasında kalan yatay mesafenin (başlık şaft yatay aralığı) küçük olması halinde birinci limit 1.1'e çıkmaktadır. Giriş ağzı alanının çıkış galerisinininkine oranı (A_c / A_o), 1 civarında ve kret üste geçidi alanının galeri çıkış alanına oranı (A_d / A_o), 8'den büyük olduğu durumlarda çok düzensiz bir sifonik akım ortaya çıkmaktadır. Başlığın içinde kalan büyük hava kitlesinin dışarı atılamamasından ortaya çıkan bu düzensizlik, kret üstü geçidi yüksekliği (d) ve başlık şaft yatay aralığı (c) çok büyük olursa yine meydana gelmektedir. Başlık ucunun kretten itibaren batma miktarının (a), değişmesi göze batan bir aksaklık ortaya çıkarmaktadır. Batmış çıkışlıda sifonik hareket daha erken başlamakla beraber çıkışın serbest olması akış bakımından büyük farklar meydana getirmemektedir.

6.3.1.1. Akış Katsayıları

Sifonlu şaft savakta silindirik başlıklarla yapılan deneylerde akış katsayılarının savak çalışma yükü ile değişimleri grafiklerle gösterilecektir. Deneylerde savak çalışma yükü $4.0 < H/D < 8.0$ sınırları içinde değişmektedir. Modelde Froude benzeşim kanunu geçerli olduğundan deney neticeleri bu esasa göre değerlendirilebilir. Nitekim akımı karakterize eden boyut olarak çıkış galeri çapı veya savak çalışma yükü esas alındığında elde edilen Froude sayılarına göre değerlendirilen deney sonuçları sıra ile Şekil-6.8 ve Şekil 6.9 da gösterilmiştir. Başlık boyutlarının değişiminin akış katsayısına ne derecede tesir ettiğini araştırmak için yapılacak değerlendirmelerde Froude sayısının kullanılması, bu sayı ile savak debi katsayısının aynı fiziki büyüklükleri ihtiva etmesi nedeniyle pek anlamlı olmayacaktır. Çünkü Şekil-6.9'un eksenlerindeki büyüklüklerin oranı $\sqrt{2}$ dir. Bu bakımdan değerlendirmeler sırasında akımı karakterize eden boyutsuz sayı olarak savak çalışma yükünün galeri çıkış çapına oranı (H/D) kullanılacaktır.

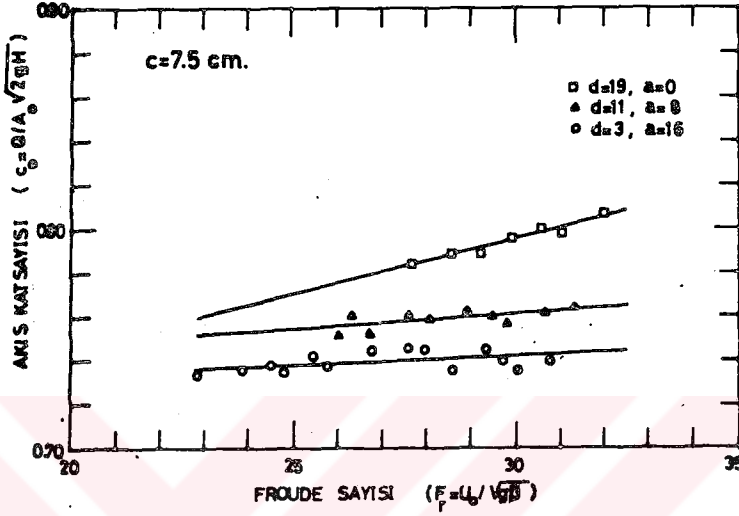
TABLO-6.1

SİLİNDİRİK BAŞLIKLİ SİFONLU ŞAFT SAVAKTA DENEY GÖZLEMLERİ

B A Ş L I K D U R U M U				
Başlık-Şaft Ya- tay Aralığının	Kret Üstü Geçid Geçidinin		Başlığın Krete gö- re Batma miktarı	
Genişli- ği c (cm.)	Galeri Alanına Oranı A_c/A_o	Yüksek- liği d (cm.)	Galeri Alanına Oranı A_d/A_o	D E N E Y G Ö Z L E M L E R İ
3.0	1.3	2.5	1.0	Geçen debi az olduğundan çıkıştan ha- va kapmakta ve açık savak şeklinde çalışmaktadır
		3.0	1.2	Haznenin alçak seviyelerinde fazla olmak üzere deneyde sesli vorteks mevcuttur.
			16.0	Yalnız çıkış serbest olunca tam si- fon çalışmıyor. Başlık ucundan ha- va kapıyor. Çıkış batmış durumda yüksek su seviyelerinde havasız ça- lışıyor.
			24.0	Sifonik akım meydana geldi, fakat su seviyesi hazzede devamlı artıyor.
		11.0	4.4	Sifonik hareket geç başlıyor. Başlan- gıçta vorteks var. Fakat su seviyesi yükseldikçe vorteks azalmakta ve son- ra kaybolmaktadır.

Tablo-6.1 devamı

7.5	3.7	3.0	1.2	8.0	Haznenin düşük seviyelerinde vorteks olmaktadır.Kabarcıklar var.
					16.0 Düzenli bir akım var.
					24.0 " " " "
					23.0 " " " "
					0.0 " " " "
					8.0 " " " "
					16.0 " " " "
					0.0 " " " "
					8.0 " " " "
					0.0 " " " "
12.0	6.5	2.5	1.0	8.5	" " " "
					" " " "
					8.0 " " " "
					16.0 " " " "
					24.0 " " " "
					0.0 " " " "
					8.0 " " " "
					16.0 " " " "
					0.0 Sifon çalıştıktan sonra da başlık mer- kezinde hava var.Periyodik bir sifon akımı olmaktadır.
					8.0 Emme tesiriyle başlık, yüksek su sevi- yesinde kırılıyor.
12.0	6.5	19.0	7.5	0.0	Hazne su seviyesi en yüksek kota ulaş- masına rağmen başlık içindeki hava tahli- liye edilmedi.
					27.0 10.7 0.0



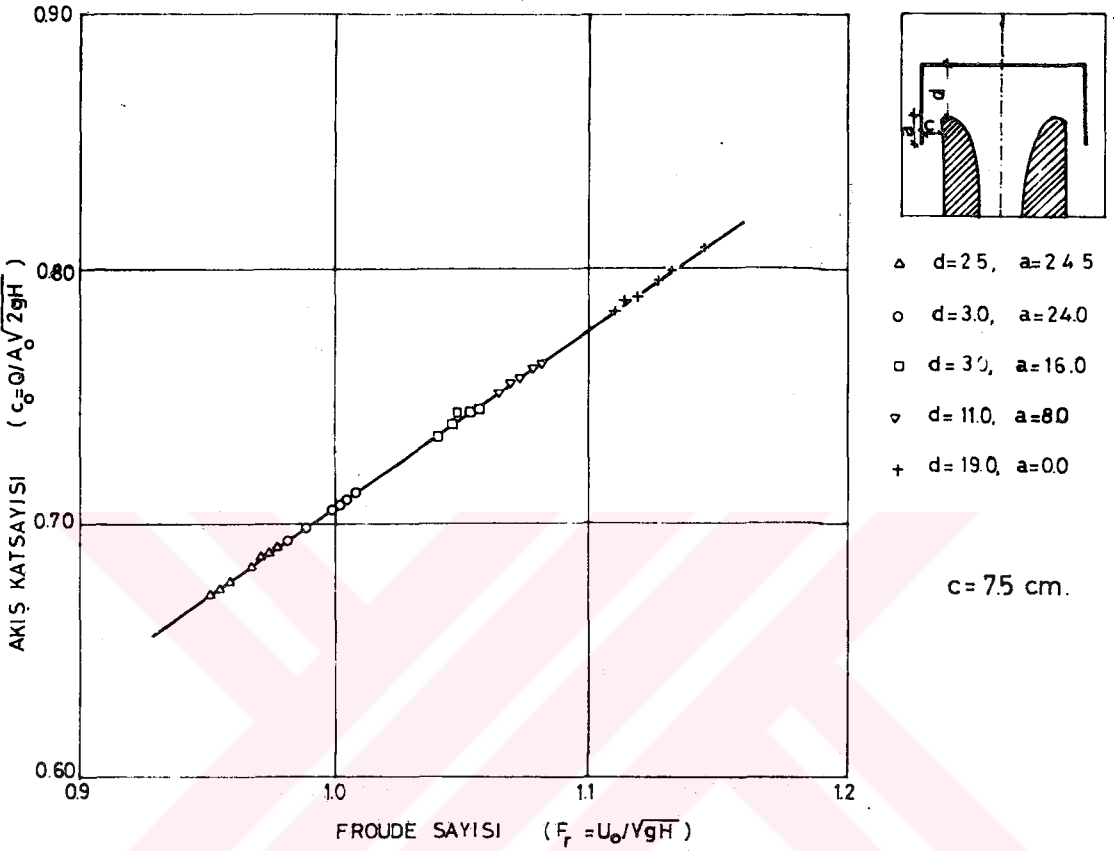
Şekil 6.8 Silindirik başlıklı sifonlu şaft savağın serbest çıkışlı halinde başlık konumlarının akış katsayılarına tesirinin Froude sayısı ile değişimi (karakteristik boyut olarak galeri çapı alınmıştır)

Serbest çıkışlı halde çeşitli başlık boyutları için bulunan akış katsayıları değişimleri şekil - 6.10 - 6.12'de gösterilmiştir. Akış katsayısı grafiklerinin değişmesinden

$c_o = Q / (A_o \sqrt{2gH})$ şeklindeki katsayıların 0.55 ile 0.96 arasında değiştiği ve her bir başlık durumunda çalışma yüküne bağlı olarak yataya çok yakın doğrular ile ifade edilebilecekleri anlaşılmaktadır. Genel olarak akış katsayıları için

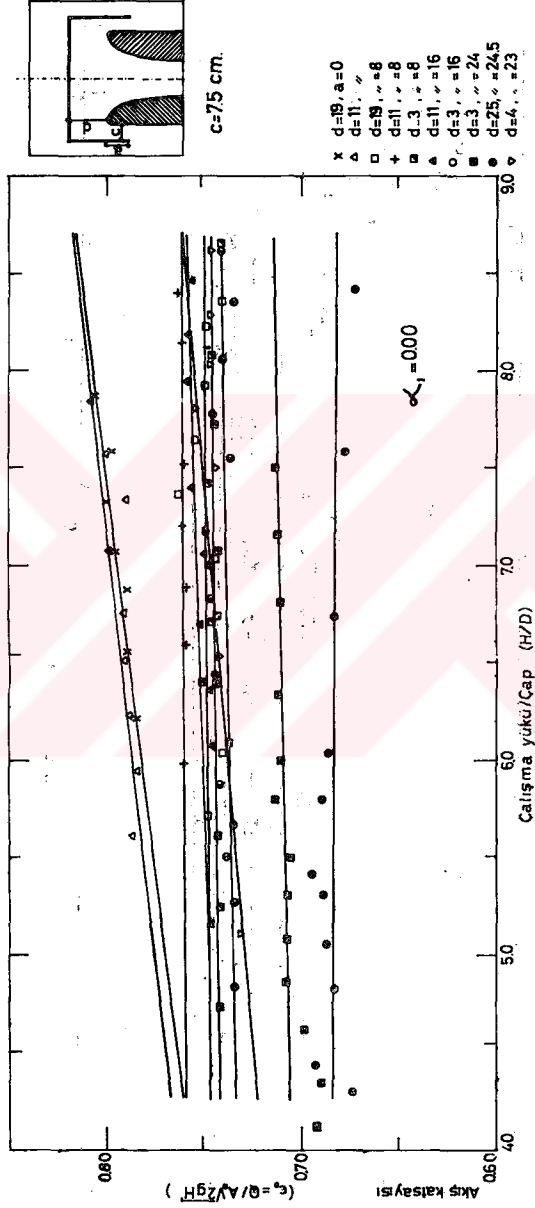
$$c_o = \alpha_1 (H/D) + \beta_1 \quad (6.1)$$

şeklinde lineer bir bağıntı verilebilir. Bu durumda akış katsayıları savağın çalışma yüksekliği arttıkça hemen hemen sabit kalmaktadır. Çeşitli başlık-şaft yatay aralığı (c)

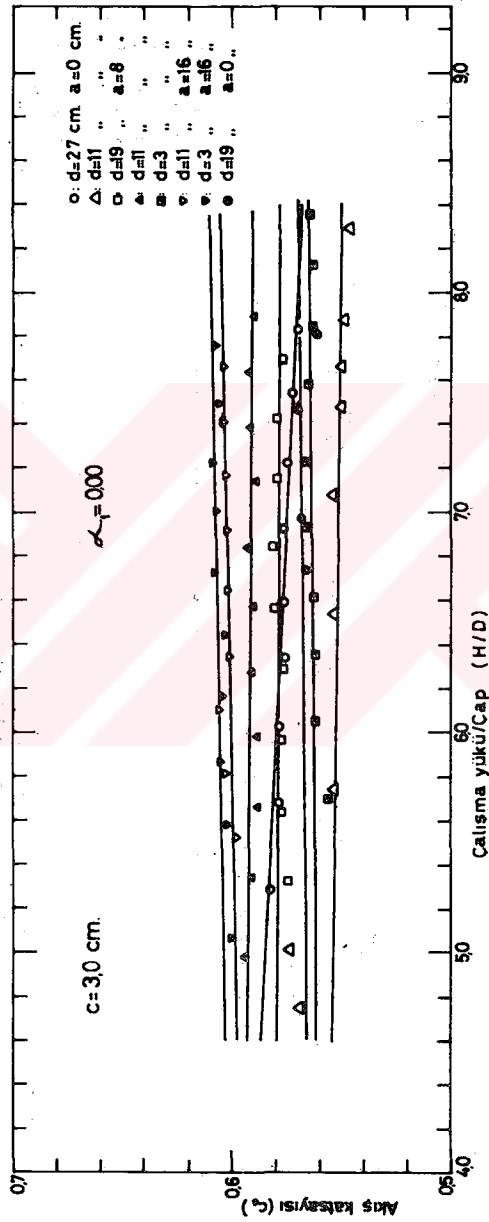


Şekil 6.9 Silindirik başlıklı sifonlu şaft savağın serbest çıkışlı halinde farklı başlık konumlarının akış katsayılarına tesirinin Froude sayısı ile değişimi (karakteristik boyut olarak savak çalışma yükü alınmıştır)

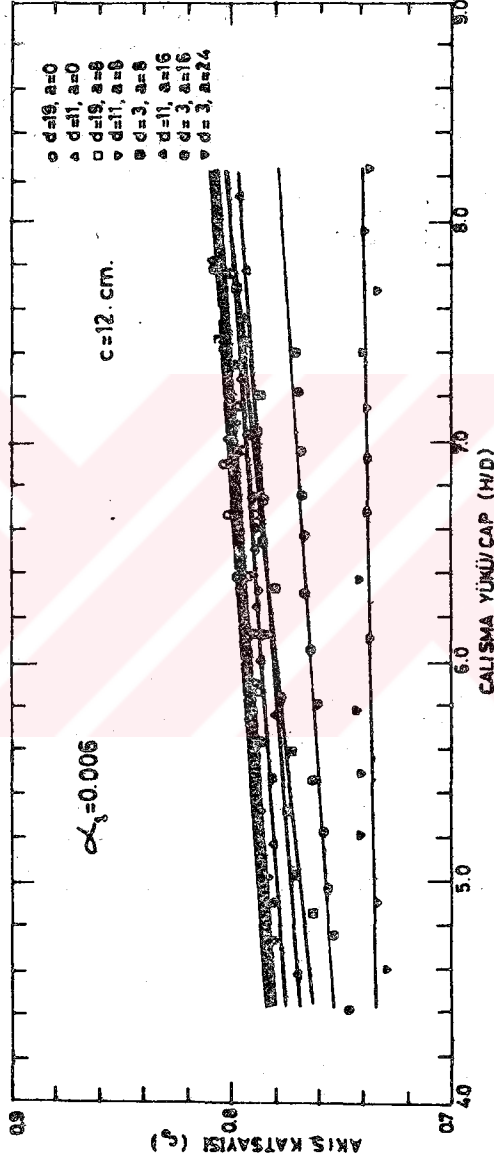
değerleri için hesaplanan ortalama α_1 değerleri şekillerde verilmiştir. Ortalama α_1 değerlerinden en büyük sapmalar, düzensiz sifonik akım α_1 durumlarında meydana gelmekte olduğu ve bu eğim farklılıklarının mertebesinin küçük olduğu şekillerden görülmektedir. Netice olarak silindirik başlıklı sifonlu şaft savağın serbest çıkışlı halde akış katsayılarının $4.0 < H/D < 8.0$ aralığında savak çalışma yükü ile önemli ölçüde değişmediği görülmüyor. Başlık-şaft yatay aralığı (c) boyutu sabit tutulduğunda akış katsayılarının a'dan çok d boyutu ile değiştiği ve ona bağlı olarak arttığı görülmektedir.



Şekil 6.10 Silindirik başlıklarda serbest çıkışlı halde, başlık-şaft yatay aralığı $c=7.5$ cm için akış katsayıları

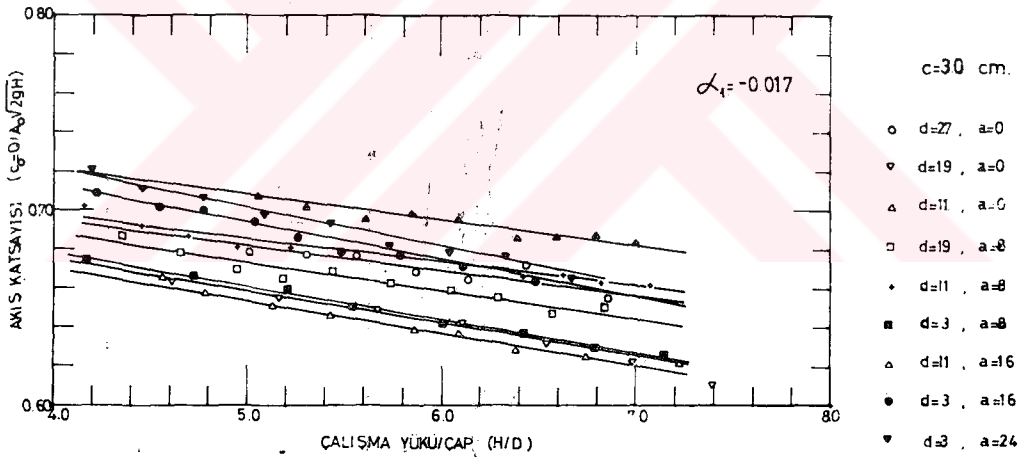


Şekil 6.11 Silindirik başlıklarda serbest çıkışlı halde, başlık-şaft yatay aralığı $c = 3$ cm için akış katsayıları

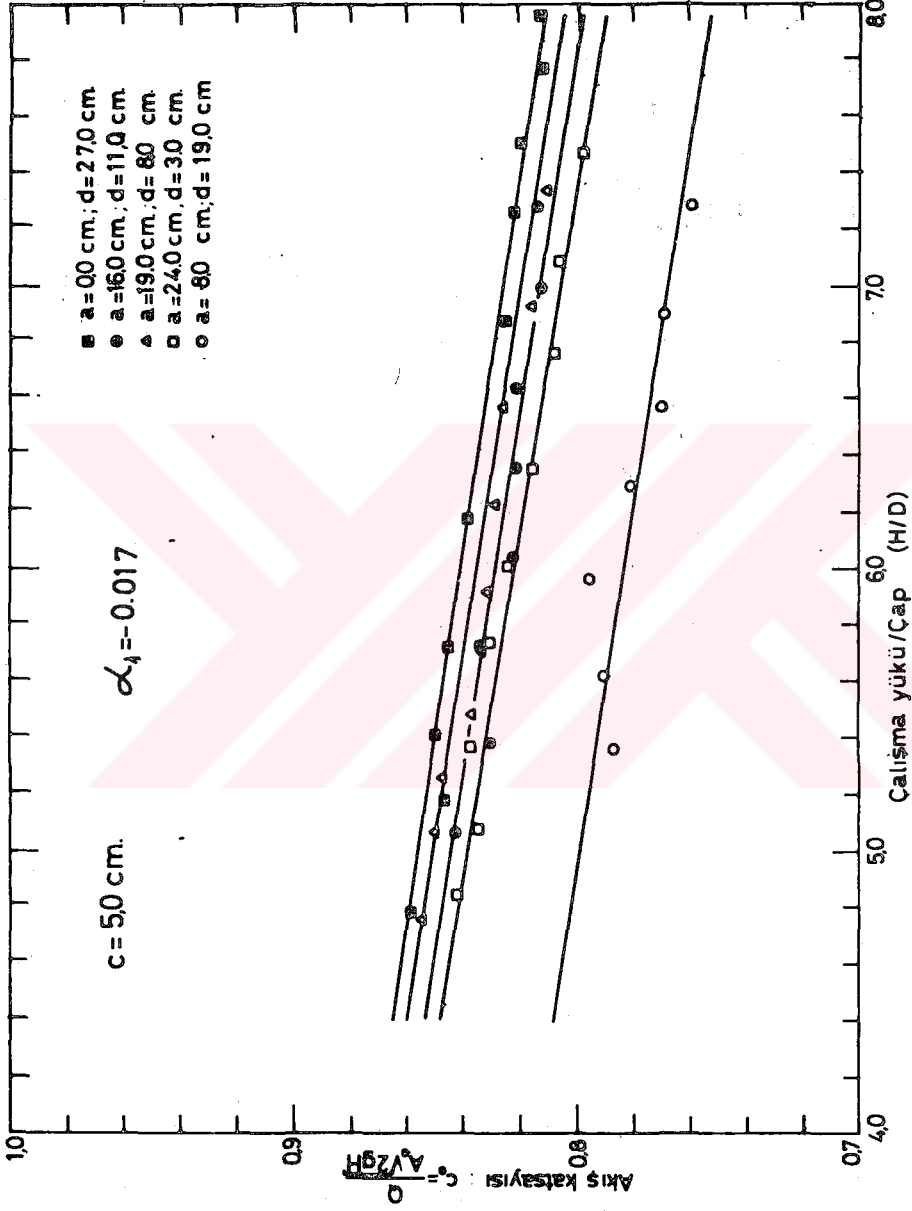


Şekil 6.12 Silindirik başlıklarda serbest çıkışlı halde, başlık-şaft yatay aralığı akış katsayıları

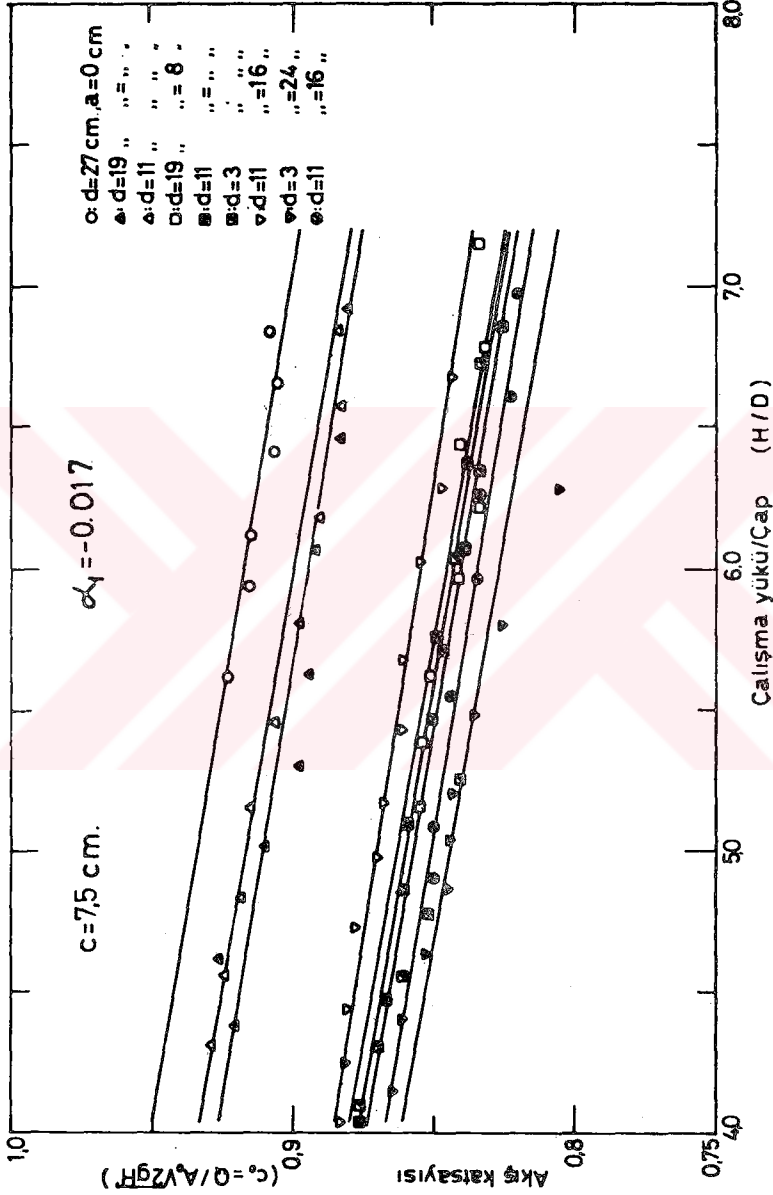
Silindirik başlıklarda batmış çıkışlı olarak yapılan deneylerin neticeleri benzer şekilde değerlendirilmiştir. (Şekil 6.13 - 6.16). Burada savak çalışma yükü arttıkça akış katsayılarında azalma olduğu görülmektedir. Dağılımlar yine lineer olmakta ve birbirine paralel gidişler elde edilmektedir. Bütün deney serilerinde $\alpha_1 = -0.0167$ olmaktadır. Burada kret üstü geçidi yüksekliği ^{1} (d) büyüdükçe akış katsayılarının büyüdüğü fakat asıl önemli artışın başlık-şaft aralığı (c'ye) na bağlı olarak meydana geldiği ortaya çıkmaktadır. Aynı (a) batma miktarları için elde edilen grafikler boyutsuz parametrelerle Şekil 6.17 ve Şekil 6.18 de gösterilmiştir.



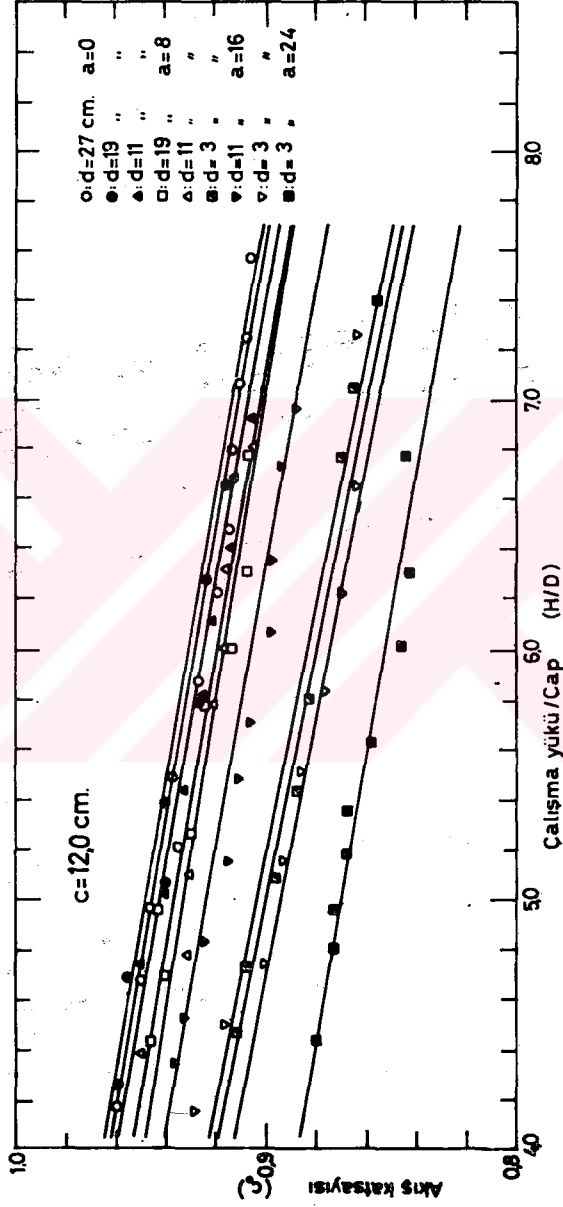
Şekil 6.13 Silindirik başlıklarda batmış çıkışlı halde $c = 3.0$ cm için akış katsayıları



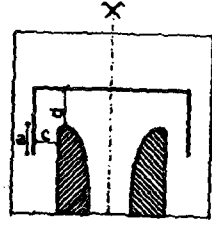
Şekil 6.14 Silindirik başlıklarda batmış çıkışlı halde $c = 5.0 \text{ cm}$ için akış katsayıları



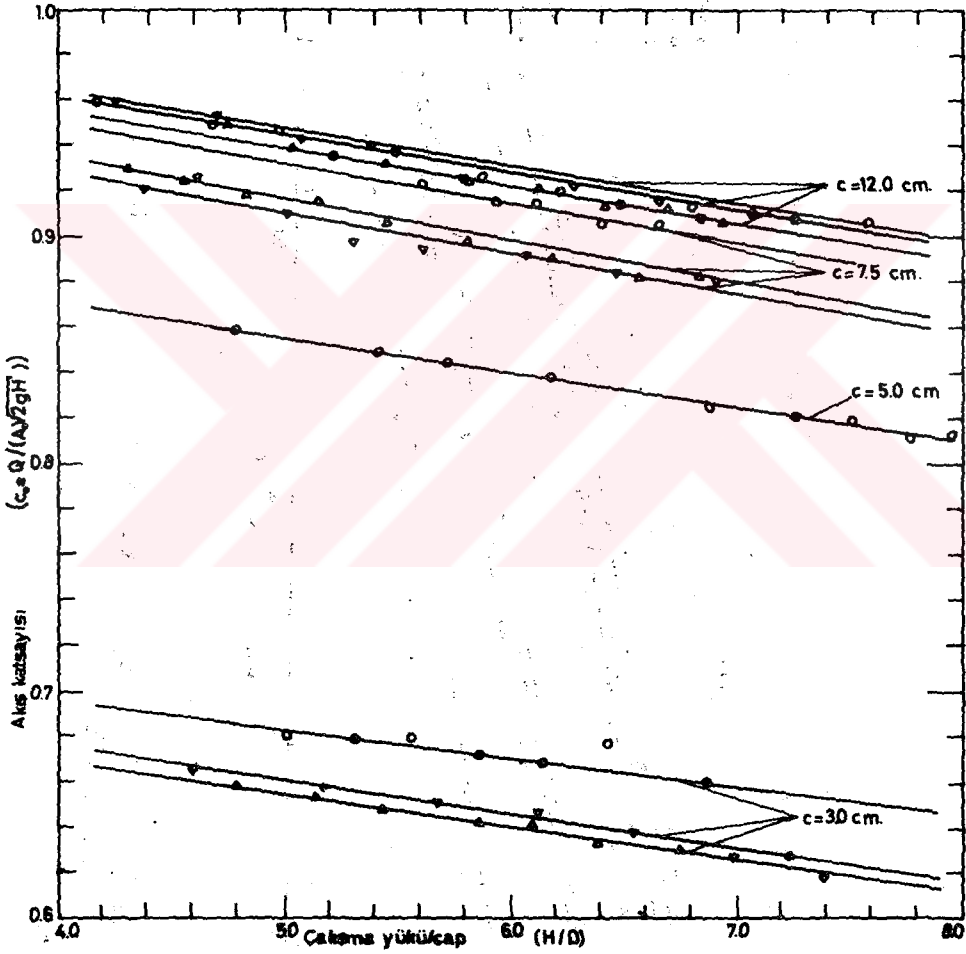
Şekil 6.15 Silindirik başlıklarda batmış çıkışlı halde $c = 7.5$ cm için akış katsayıları



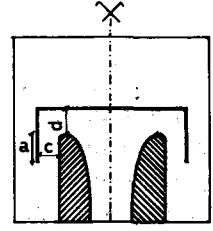
Şekil 6.16 Silindirik başlıklarda batmış çıkışlı halde $c = 12.0$ cm için akış katsayıları



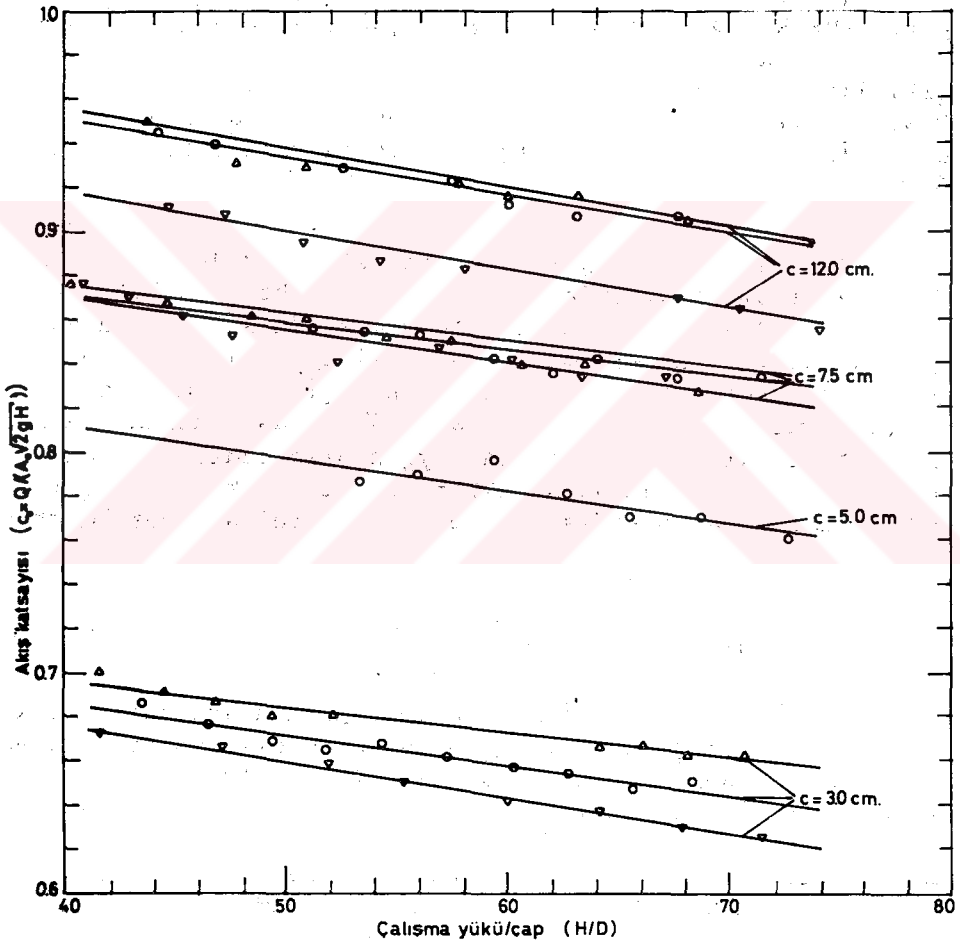
- Δ : $d=11.0$ cm.
 ∇ : $d=19.0$ cm.
 $\circ$: $d=27.0$ cm.



Şekil 6.17 Silindirik başlıklarda batmış çıkışlı durumda değişik c boyutları ve $a=0.0$ cm konumu için akış katsayıları



- ▼ : d = 30
 ▲ : d = 110
 ○ : d = 190



Şekil 6.18 Silindirik başlıklarda batmış çıkışlı durumda değişik c boyutları ve $a = 8.0$ cm konumu için akış katsayıları

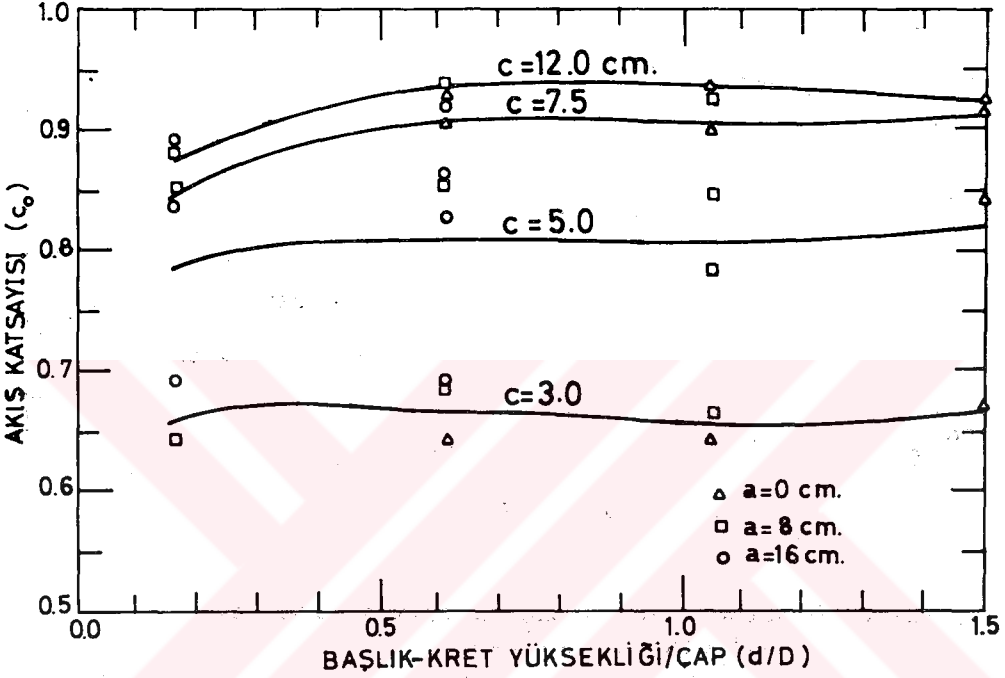
Akış katsayılarının değişik boyutlu c ve d değerlerine bağlı olarak değişimleri her bir başlık için $(H/D)=6.0$ ya tekabül eden değeri alınarak şekil-6.19 da verilmiştir. Şekilden akış katsayılarının merteye olarak değişiminin d 'den çok c 'ye bağlı olduğu görülmektedir. Hatta d boyutu lüzumundan fazla tutulursa akış miktarlarında azalma olmaktadır.

Çıkışın batmış olmasını sağlamak için eklenen yeni parça yük kayıplarını artırmış ve çalışma yükünü azaltmış olmasına rağmen aynı başlıklarda akış katsayıları serbest çıkışlıya nazaran % 17 artış göstermektedir. Bu artışın çıkışın batmış oluşu nedeniyle mansaptan savağa hava girişi önlenmediğinden meydana geldiği kanaatine varılmıştır (Şekil-6. 20).

Netice olarak başlığın krete belli bir değerden daha fazla yaklaşması sifonik akıma engel olmakta, başlığın kretten lüzumundan fazla yukarıda tutulması da sifonik hareketi geç başlattığı ve akış miktarını azalttığı için uygun olmaktadır. Kret üstündeki silindirik geçiş alanının, galeri çıkış alanına oranının 1'den az büyük olması halinde savak kapasitesi galeri kapasitesine uygun olmaktadır. Ayrıca genel bir kaide olarak akış miktarını arttırmak için başlığın şaftta olan yatay mesafesinin de büyük tutulması gerekmektedir.

6.3.1.2. Basınç Değişimleri

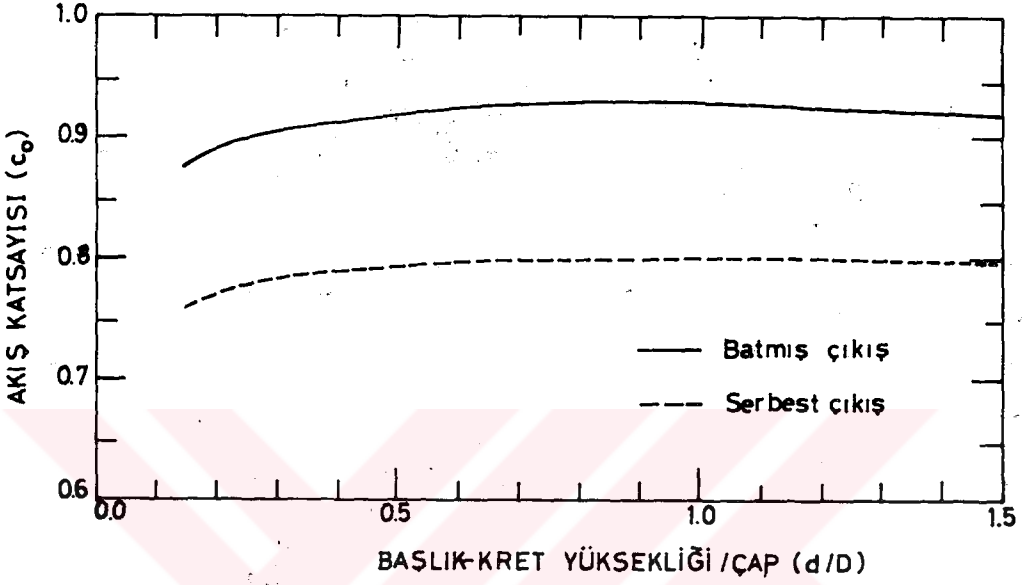
Basınç değişimleri, piyezometre okumalarından statik basınç seviyesi çıkarılmış ve bulunan bu piyezometre yüksekliği galeri çapına oranlanarak değerlendirilmiştir. Silindirik başlıkla yapılan sifonlu şaft savak deneylerinde savak içinde meydana gelen negatif basınçların en büyüğü kret noktasındadır. Dirsek basınçlarının en büyüğü ise iç cidar üzerinde ve eğriliğin başlangıç noktasının hemen altında meydana gelmektedir. Başlık üzerinde simetri eksenini ve kret hizasında ölçülen basınçlar mukayese edildiğinde kret hizasında kilerin daha büyük olduğu tesbit edilir. Ayrıca kret hizasında meydana gelen negatif basınçlardan dirsek çıkışının aksini tarafında olanlar daha büyük olmaktadır. Burada deneysel olarak tesbit edilen ekstrem basınç noktaları bölüm 2'deki formüllerin belirlediği noktalarla çakışmaktadır.



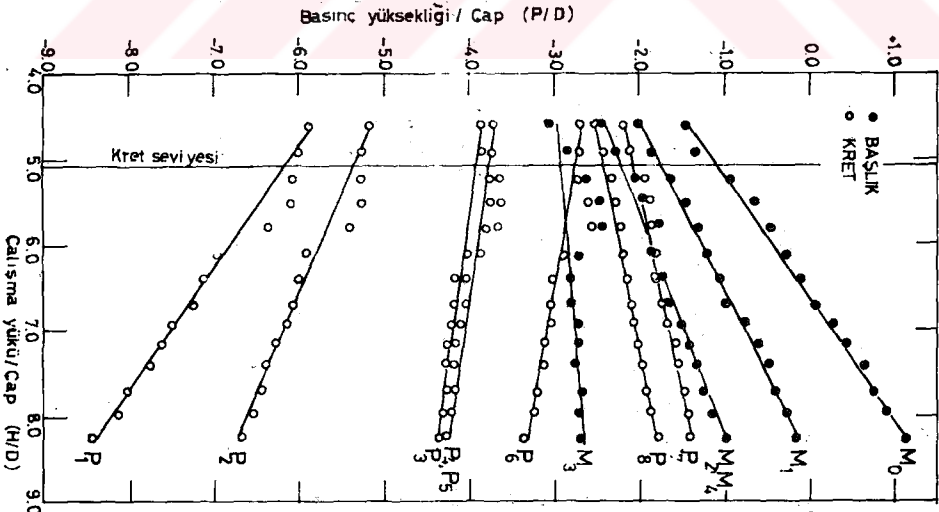
Şekil 6.19 Silindirik başlığın boyutlarının ve konumunun akış katsayılarına tesiri (batmış çıkışlı durum)

Savakın çalışma yükü artarken genellikle başlık basınçları yükselmekte, şaft profili (kret) basınçları hızlı bir değişim göstermemekle beraber artmakta, ayrıca yük değişiminin dirsek basınçlarına tesirinin de az olduğu görülmektedir. (Şekil-6.21 ve 6.22). Dirseğin iç cidar basınçları savak çalışma yükü arttıkça azalmakta, dış cidar basınçları ise artmaktadır.

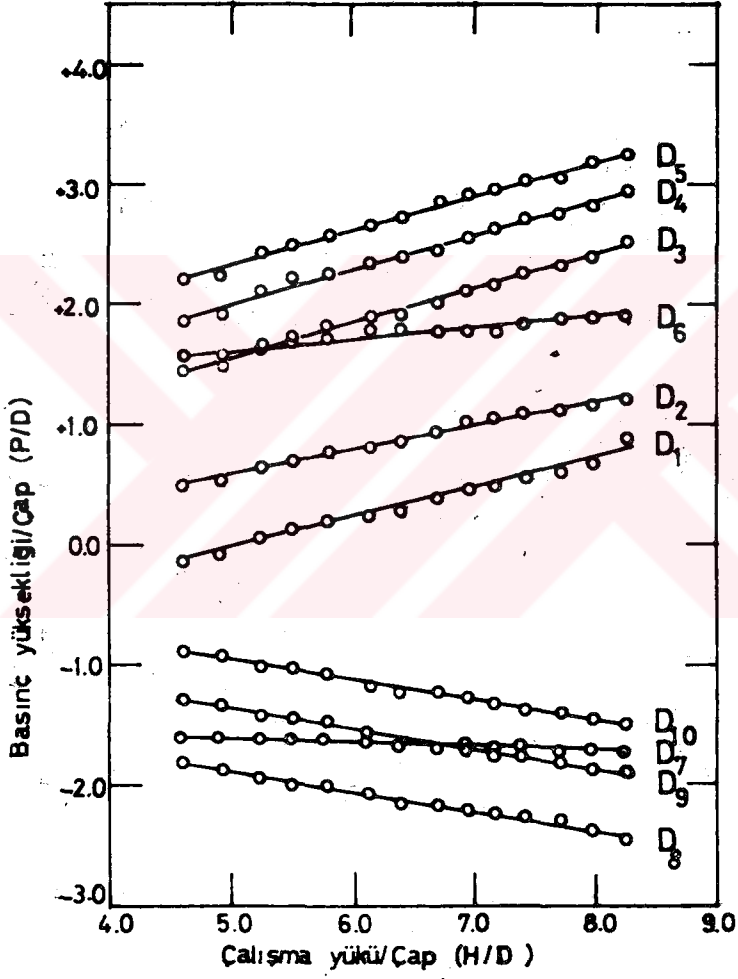
Çeşitli silindirik başlık konumlarında (c sabit), vakum değerinin en büyük olduğu kret basınçlarının değişimleri şekil 6. 23 de verilmiştir. Başlık ebatlarının savak ba -



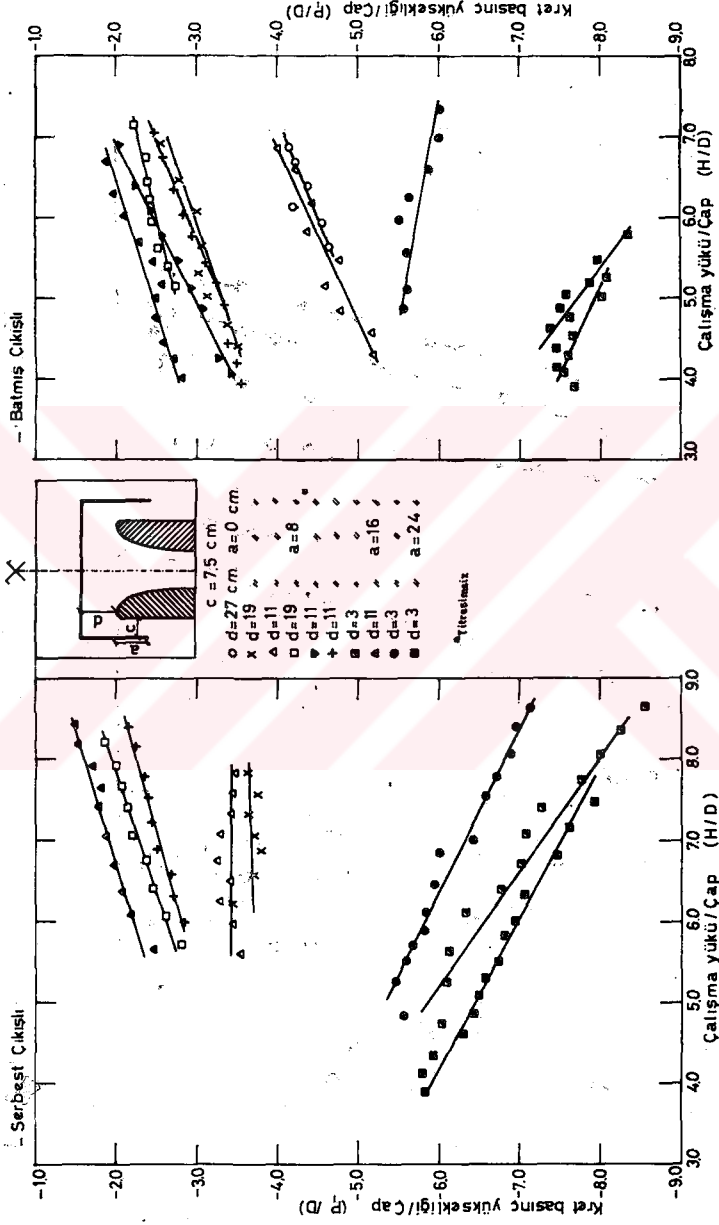
Şekil 6.20 Serbest ve batmış çıkışlı silindirik başlıkların mukayesesi



Şekil 6.21 Silindirik başlıklı sifonlu şaft savakta başlık ve şaft profili basınçları
($c = 12.0$ cm, $a = 24.0$ cm, $d = 3.0$ cm)



Şekil 6.22 Silindirik başlıklı sifonlu şaft savakta dirsek basınçları
($c = 12.0$ cm, $a = 24.0$ cm, $d = 3.0$ cm)



Şekil 6.23 Başlık boyutlarının kret profili basınçlarına tesiri ($c=7,5 \text{ cm}$ için)
 a) Serbest çıkışlı, b) Batmış çıkışlı.

sınçlarına tesiri incelendiğinde (Şekil 6.24) kret üstü geçidi yüksekliği (d) nin artması ile belli bir değere kadar şaft ağzı ve başlıkta meydana gelen negatif basınçlar azalmakta, daha sonraki değerlerde ise artmaktadır. Başka bir deyişle d:11.0 cm. için $(A_d/A_o = 4.4)$ kretteki basınçlar en uygun durumda olmaktadır. Dirsek basınçlarına ise kret üstü geçidi yüksekliği (d) nin değişiminin pek tesiri olmamaktadır.

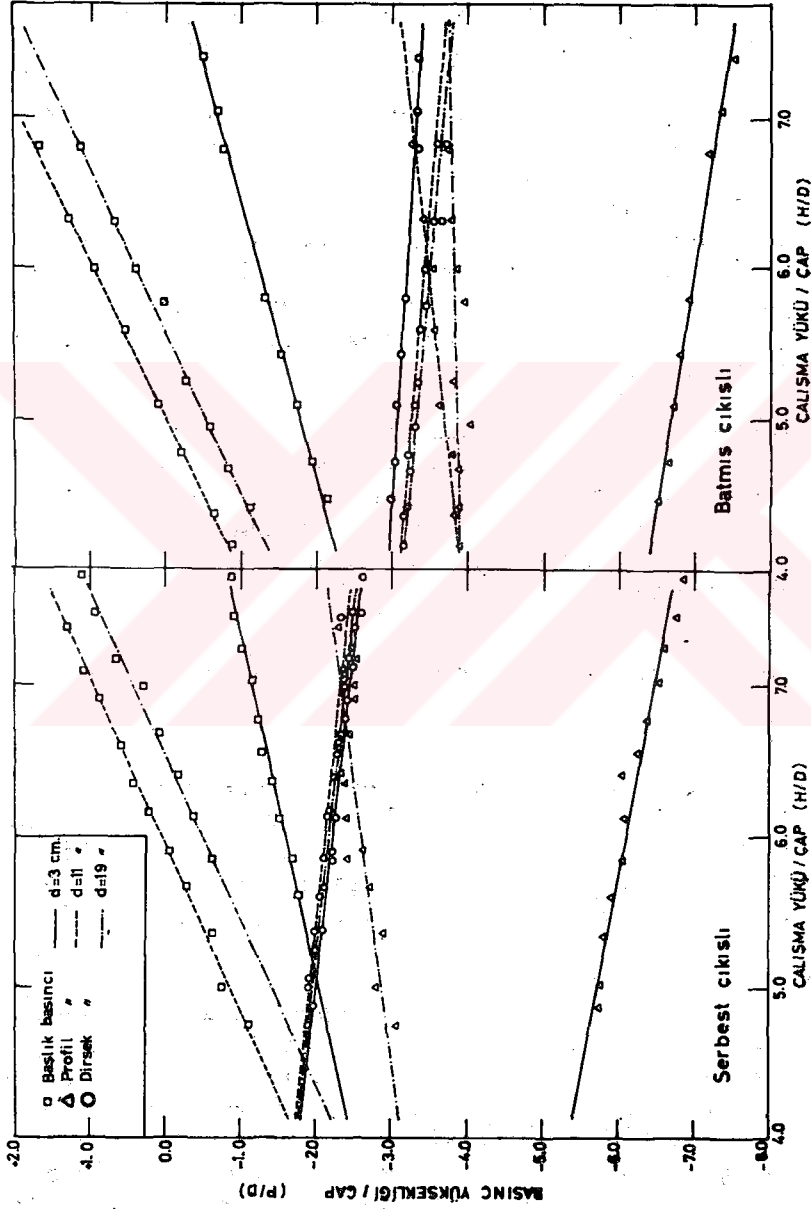
Başlığın şafta yatay mesafesi (c) nin savak basınçlarına tesiri incelendiğinde değişik c değerlerinde profil basınçları ile dirsek basınçları büyük ölçüde değişmekte olduğu anlaşılmaktadır. (Şekil-6.25). Başlık-şaft yatay aralığı (c) değeri artırıldığında negatif başlık basınçları bariz şekilde azalmaktadır.

Başlık ucunun batma miktarı(a) nın, başlık ve dirsek basınçlarına önemli bir tesiri yoktur(Şekil-6.26).Profil basınçlarına ise daha fazla tesir etmektedir.Serbest ve batmış çıkışlı akım durumları karşılaştırıldığında batmış çıkışlıda başlık basınçları, serbest çıkışlıda ise dirsek basınçları daha uygun olmaktadır.

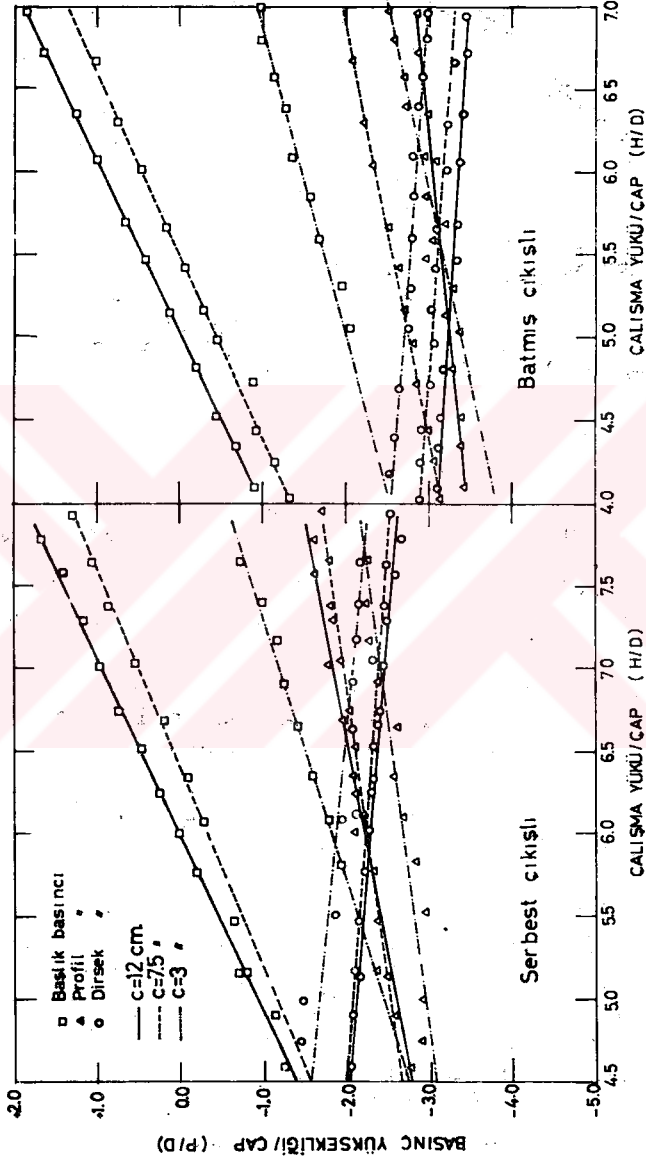
6.3.1.3. Giriş Bölgesinde Akımın ve Akım Çizgilerinin

Belirlenmesi

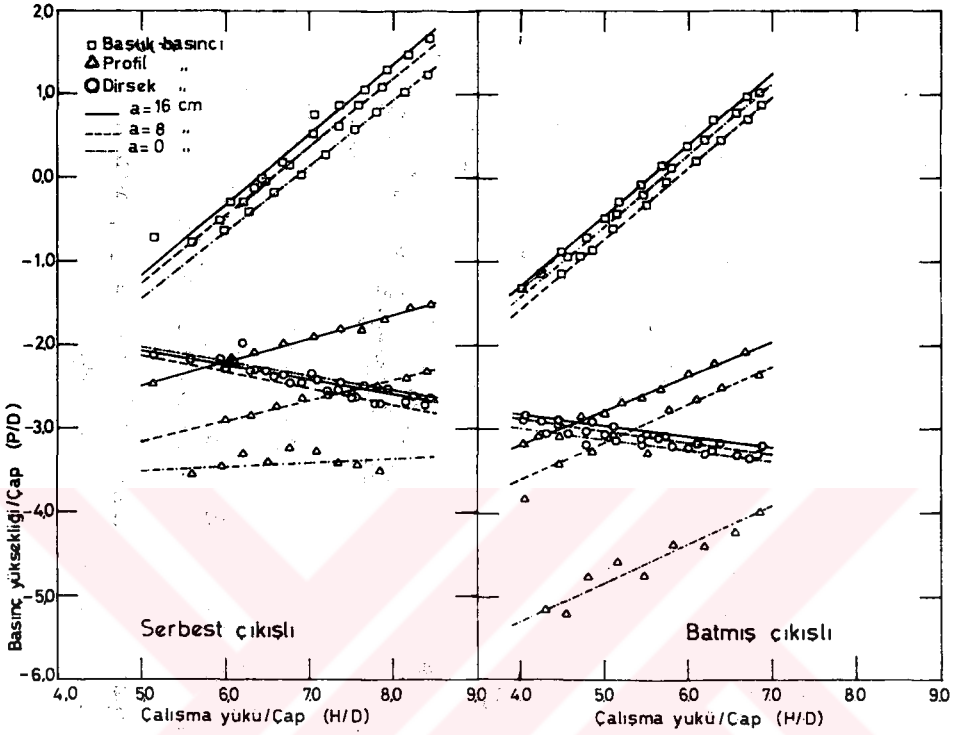
Sifonlu şaft savak akımının esas karakteri merkezden geçen düşey eksene göre simetrik bir hareket olmakla beraber çıkış dirseğinin savak giriş akımına tesir edeceği tabiidir. Bu tesiri araştırmak maksadıyla başlığın yan ve üst cidarlarında akım durumu,yapılan deneylerle belirlenmiştir (Şekil-6.27). Şekilden akımın girişte düşey istikamete yönelirken düzgün gittiği, başlık içinde merkeze doğru üniform bir şekilde radyal yaklaştığı görüldüğünden akımın eksene göre simetrik kabul edilebileceği ve akımdaki heliselliğin ihmal edilebilecek mertebede olduğu anlaşılmaktadır. Sifonlu şaft savakta akış doğrultusunu değiştirmek gayesiyle teşkil edilen ve ilâve bir tesise ihtiyaç duyulmaksızın sifonik çalışmayı sağlayacak dirsek,akıma, giriş bölgesinde eksenel simetrikliği bozacak mertebede tesir etmemektedir.



Şekil 6.24 Silindirik başlıkta, kret üstü geçidi yüksekliği (d)nin değişiminin başlık, şaft profili ve dirsek basınçlarına tesiri ($a=8.0$ cm, $c=12.0$ cm)



Şekil 6.25 Silindirik başlıkta, başlık-şaft yatay aralığı (c)nin değişiminin savak basınçlarına tesiri (a= 16.0 cm, d= 11.0 cm)

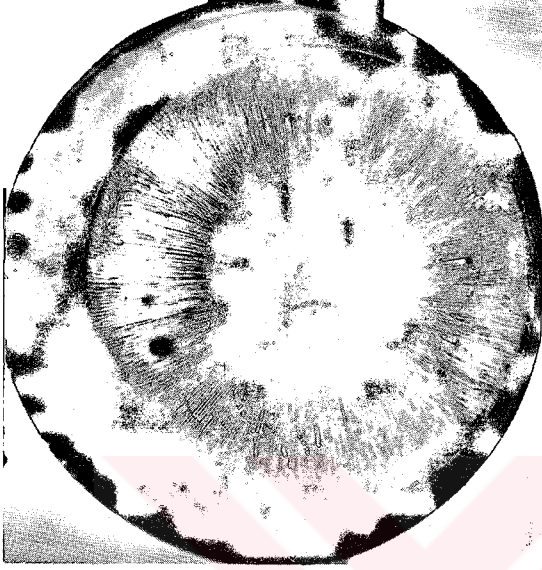


Şekil 6.26 Silindirik başlık batma miktarı (a)nın değişiminin savak basınçlarına tesiri ($c = 7,5$ cm; $d = 11,0$ cm)

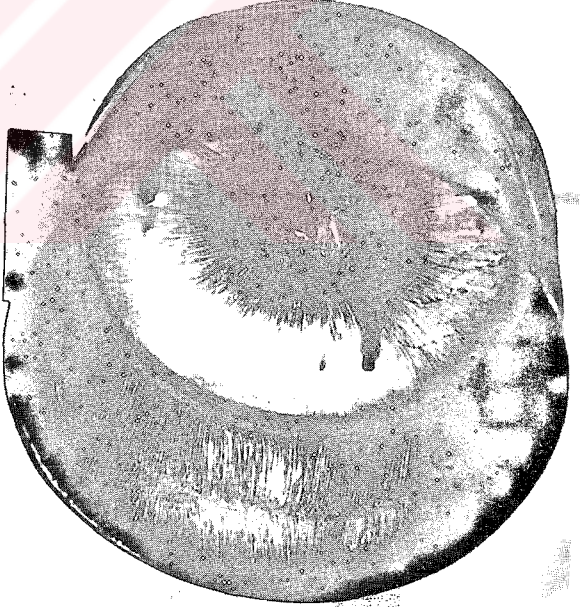
Burada sadece başlık merkezinde vorteks tesiriyle çevrintiler meydana geldiği görülmektedir.

Silindirik başlıkla farklı konumlar için elde edilen akım çizgileri fotoğrafları Şekil- 6.28 de gösterilmiştir. Kret üstü geçidi yüksekliği (d)nin büyük değerlerinde başlık içinde istenmeyen hareketler meydana gelmektedir. Başlığın keskin köşelerinin doğurduğu ölü bölgeleri ortadan kaldırmak üzere yapılan yuvarlatılmış başlıkların deney sonuçları Şekil-6.29 ile 6.33 de verilmiştir. Köşeleri düzeltmekle akımın düzenlenmiş olduğu görülmektedir.

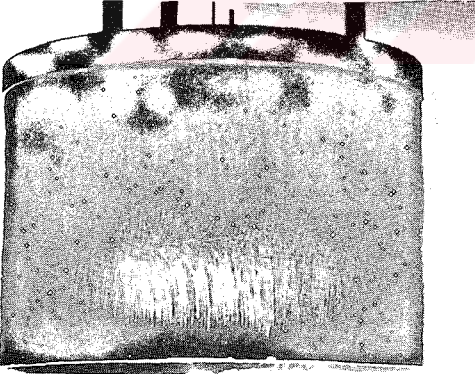
(a)



(c)

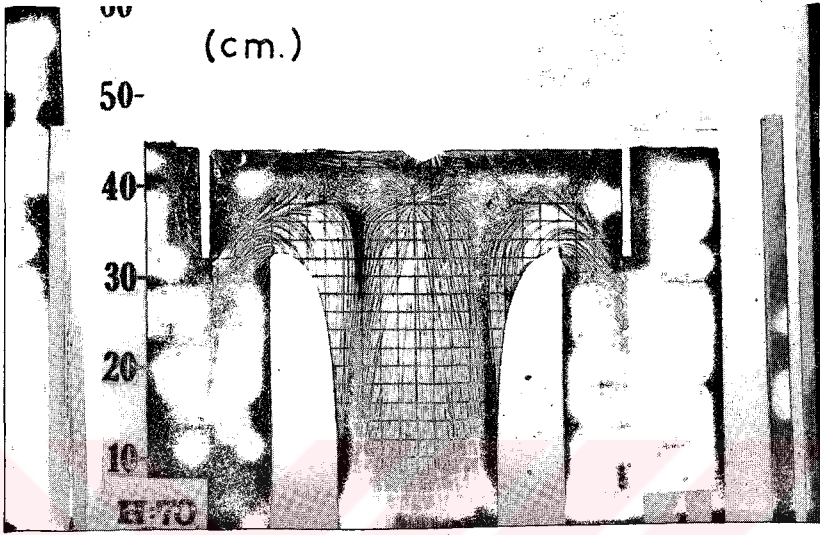


(b)

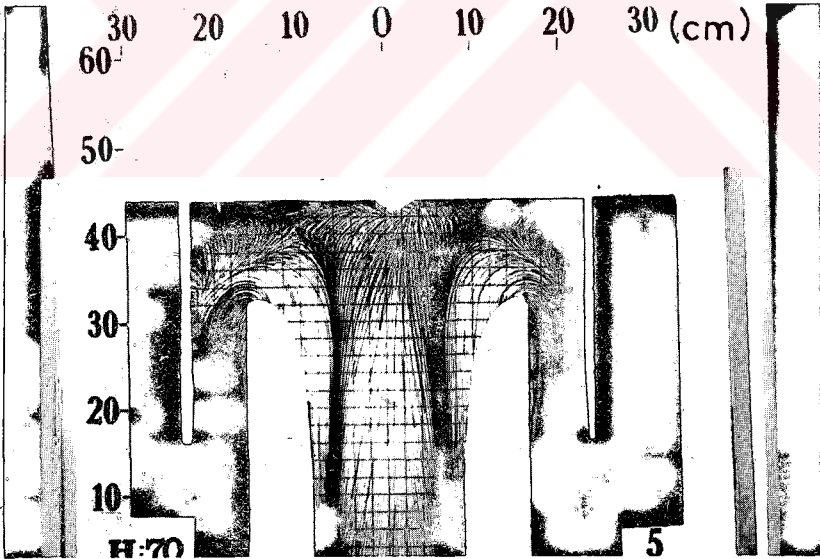


Şekil 6.27 Silindirik başlıklı sifonlu şaft savakta başlık bölgesi akımının belirlenmesi.
(a) Başlık üst yüzeyi, (b) Yanal yüzey, (c) Perspektif görünüş.

I.



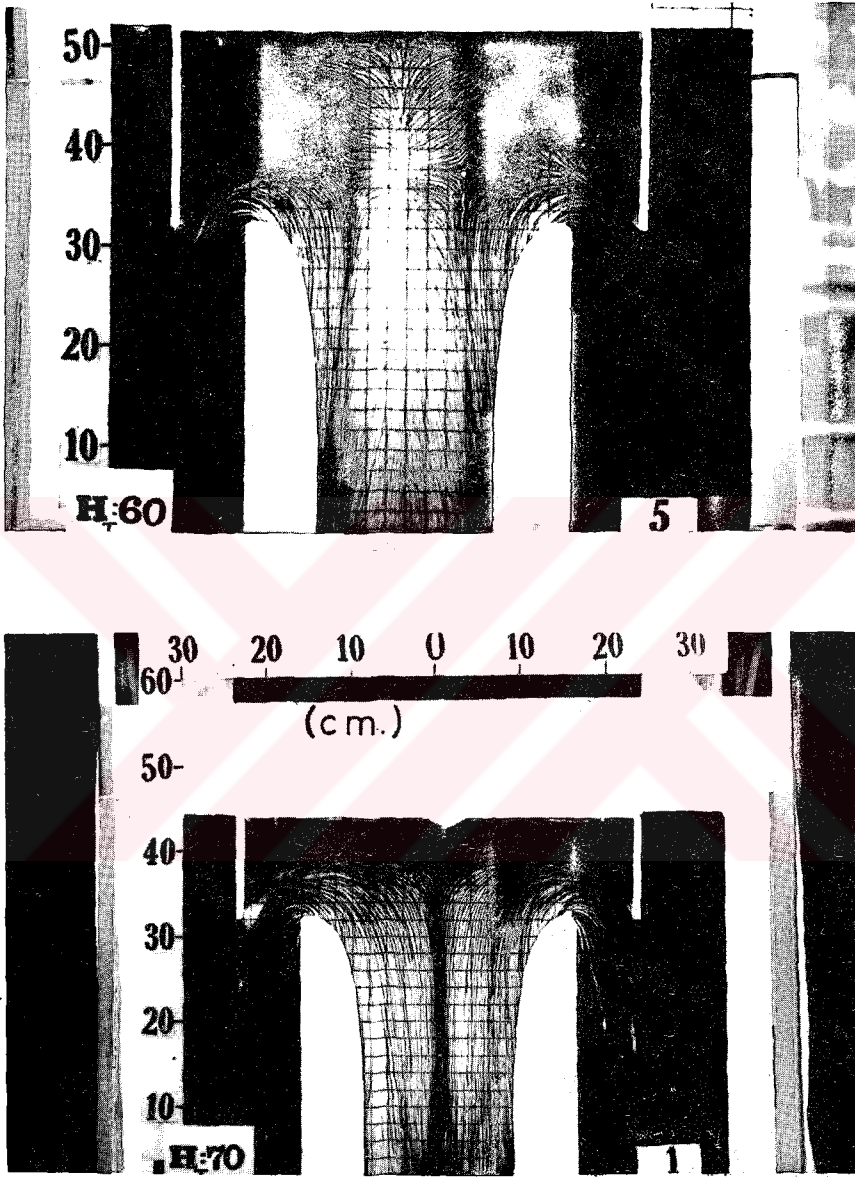
II.



Şekil 6.28 Silindirik başlıkta akım çizgileri

($H_T = 70$ cm, $c = 7,5$ cm, $d = 11,0$ cm)

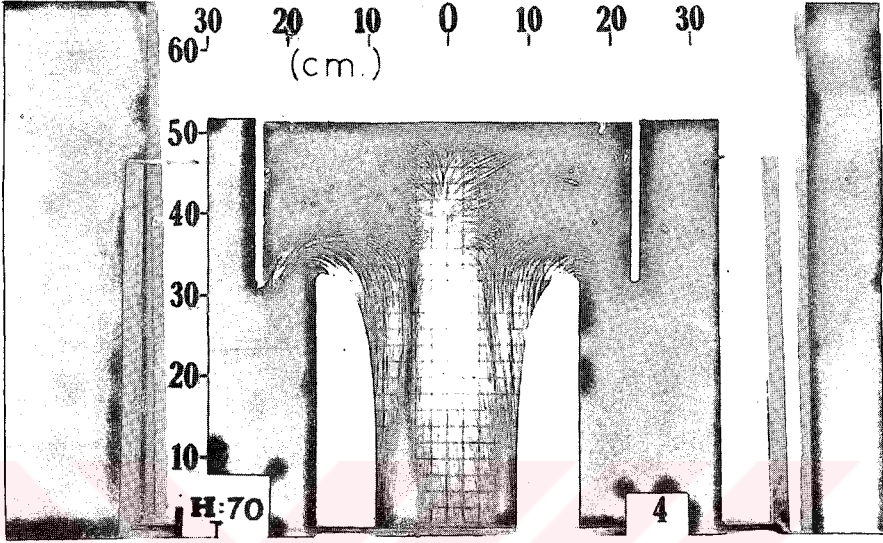
(I.: $a = 0,0$ cm, II.: $a = 16,0$ cm.)



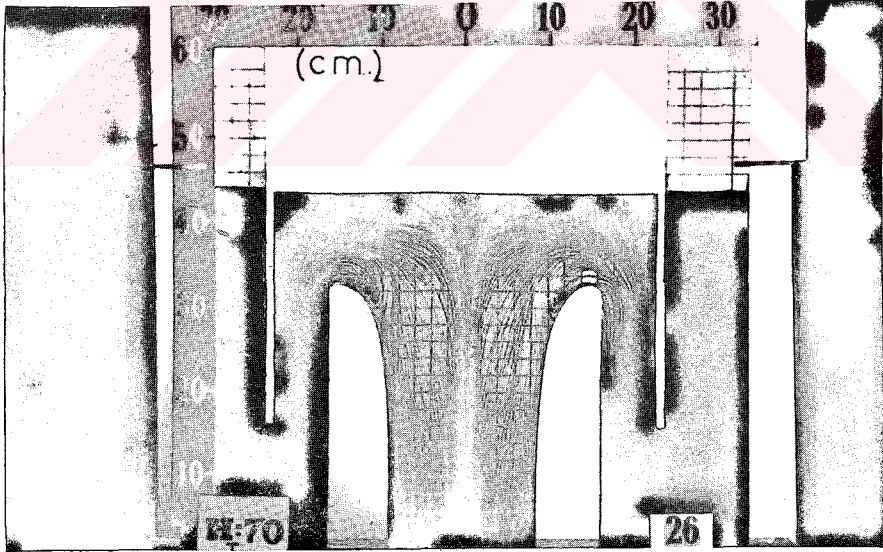
Şekil 6.29 Yuvarlatılmış ve keskin köşeli başlıklar-
da akım çizgilerinin karşılaştırılması.
 $c = 7.5$ cm, $a = 0.0$ cm.
(I. Foto: Yuvarlatılmış köşeli, $H_T = 60$ cm.
 $d = 19.0$ cm. II. Foto: Keskin köşeli,
 $H_T = 70$ cm. $d = 11.0$ cm)

I.

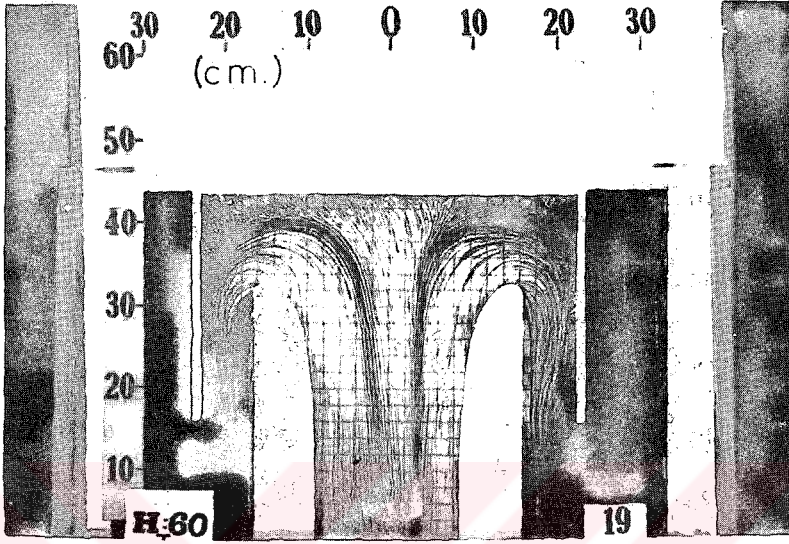
160



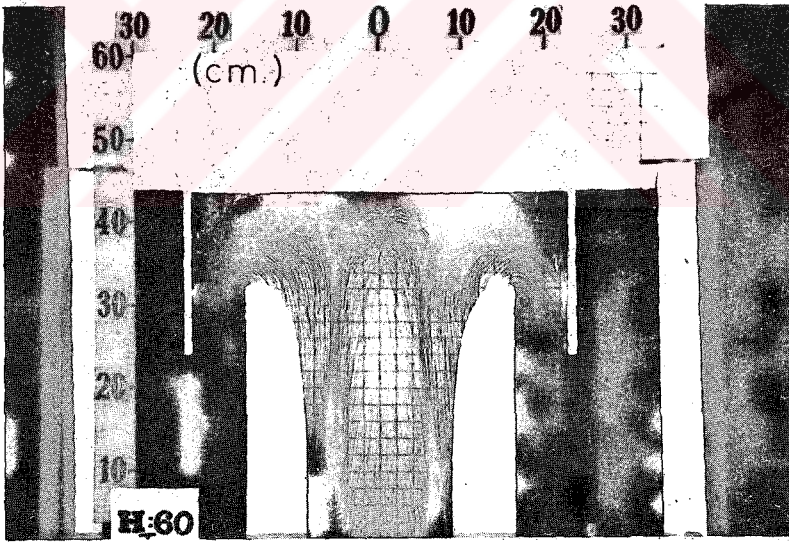
II.



Şekil 6.30 Yuvarlatılmış köşeli başlıkta a ve d değişiminin tesiri. (I. Foto: $a=0,0$ cm, $d=19,0$ cm, II. Foto: $a=16,0$ cm, $d=11,0$ cm)



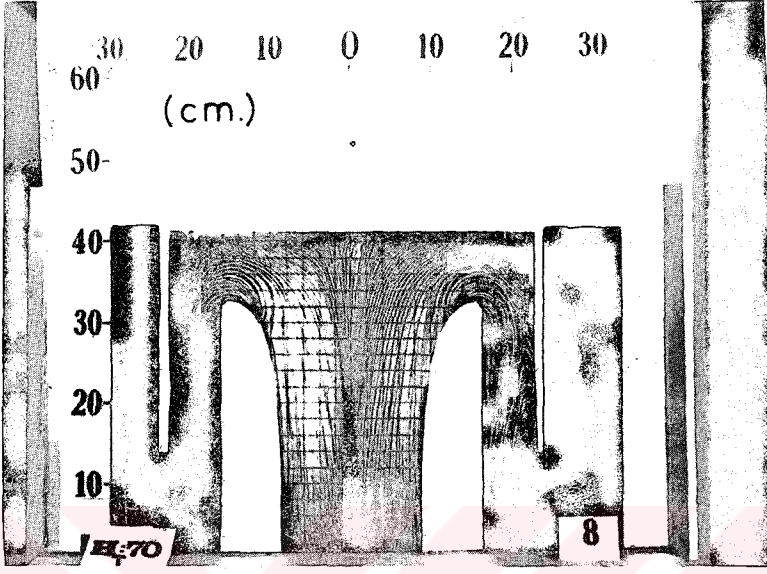
II.



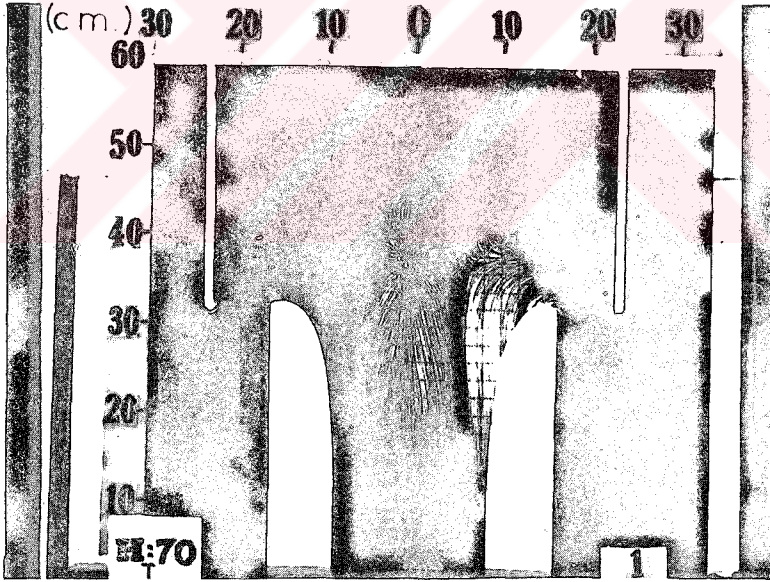
Şekil 6.31 Başlık batma miktarı (a), değişiminin akım çizgilerine tesiri. $c = 7,5$ cm, $d = 11,0$ cm, $H_T = 60$ cm. (I. Foto: $a = 16,0$ cm; II. Foto: $a = 8,0$ cm.)

I.

162



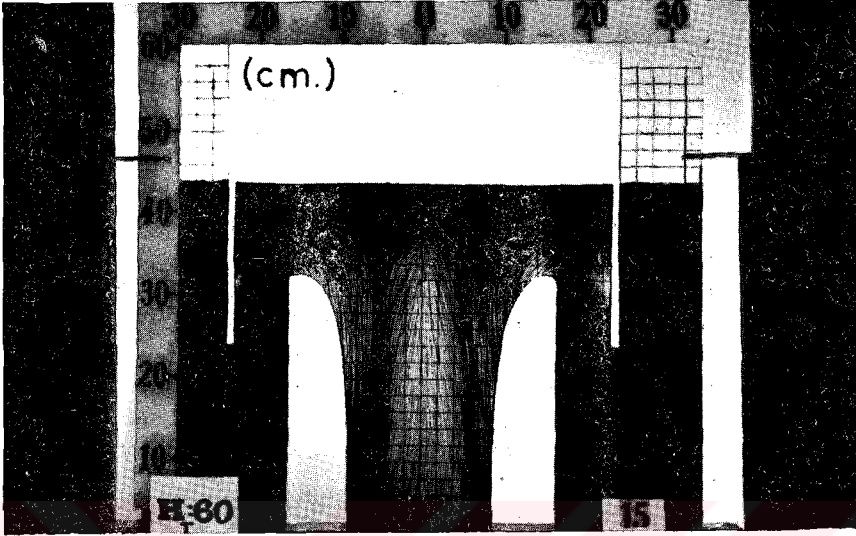
II.



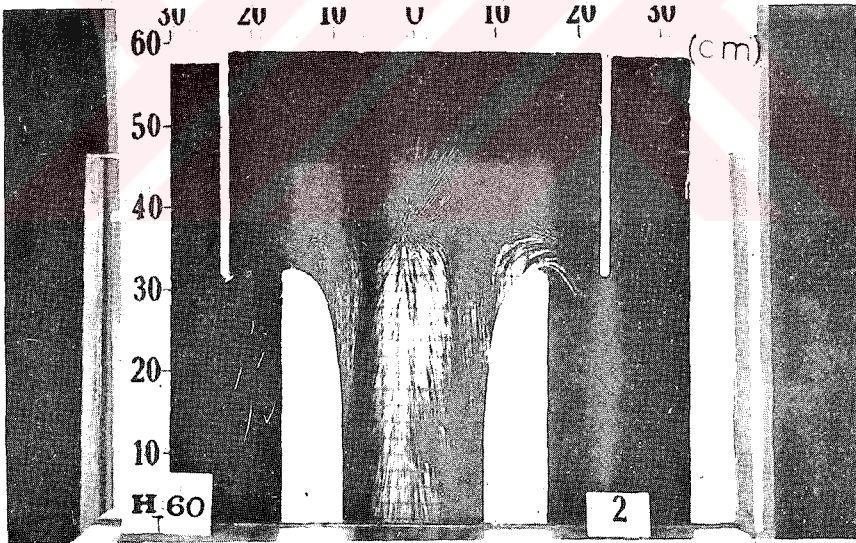
Şekil 6.32 Aynı boyutlu başlıkların farklı konumlarının akım çizgilerine tesiri $\bar{H}=27.0$ cm, $\bar{D}=47.0$ cm (I. Foto: $a=18.0$ cm, $d=9.0$ cm; II. Foto: $a=0.0$ cm, $d=27.0$ cm)

I.

163



II.



Şekil 6.33 Farklı boyutlu başlıkların farklı konum -
larda akım çizgileri (I. Foto: $\bar{H}=19.0$ cm,
 $a= 8.0$ cm, $d= 11.0$ cm; II.Foto: $\bar{H} =27.$ cm,
 $a= 0.0$ cm, $d= 27.0$ cm)

6.3.2. Şaft Ağzına Paralel Başlık

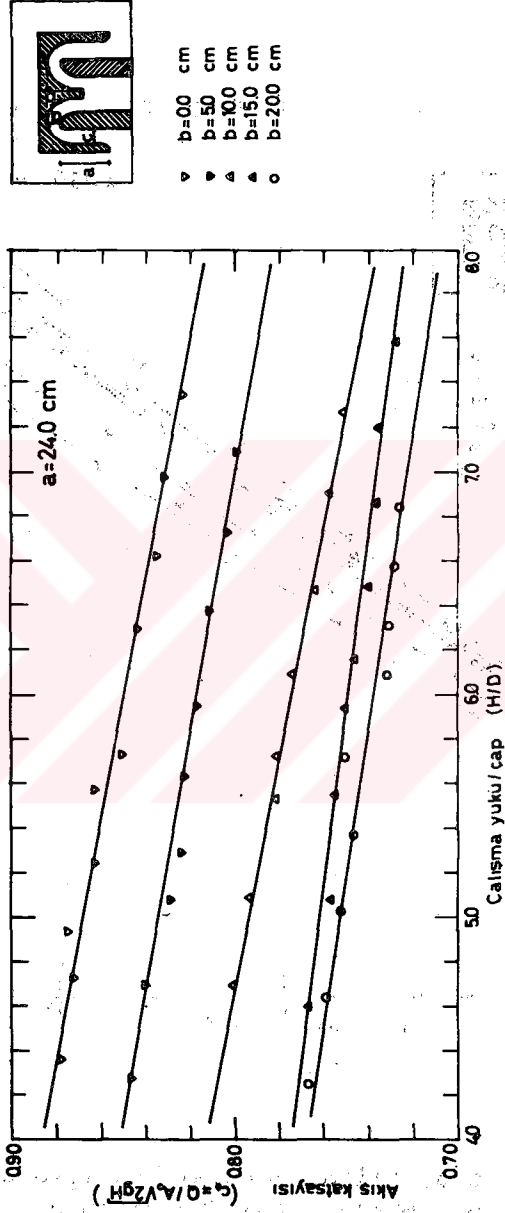
Silindirik başlıkla ortaya çıkan, savakla başlık arasındaki merkezi boşluğu azaltmak ve keskin köşeleri kaldırmak maksadıyla inşa edilen yeni başlıkta, başlık ortasında şaft ağzına doğru uzanan kısmının uzunluğu ve başlığın kretten itibaren batma miktarının değiştirilmesi ile çeşitli deneyler yapılmış ve bu değişimlerin savak akımına tesiri incelenmiştir. Silindirik başlık deneylerinde sifonlu şaft savağın serbest çıkışlı durumunda kararlı bir akım elde edilememesi ve akış katsayılarının düşük olması tesbit edildiğinden, bundan böyle yalnız batmış çıkışlı durum esas alınacaktır.

Şaft profiline paralel başlıkla yapılan deneylerin değerlendirilmesinde akış katsayısının çalışma yükü ile bağlantıları silindirik başlıklardaki gibi birbirlerine paralel doğrular olmakta ve doğruların ortalama eğimi -0.001 mertebesinde bulunmaktadır. (Şekil-6.34). Başlığın merkezindeki uzantı miktarı (b), arttıkça akış katsayısı azalmaktadır. Başlık batma miktarı (a)'nın büyük tutulması halinde aynı b değerine tekabül eden akış katsayıları artmakta, fakat bu artış nisbeti büyük olmamaktadır.

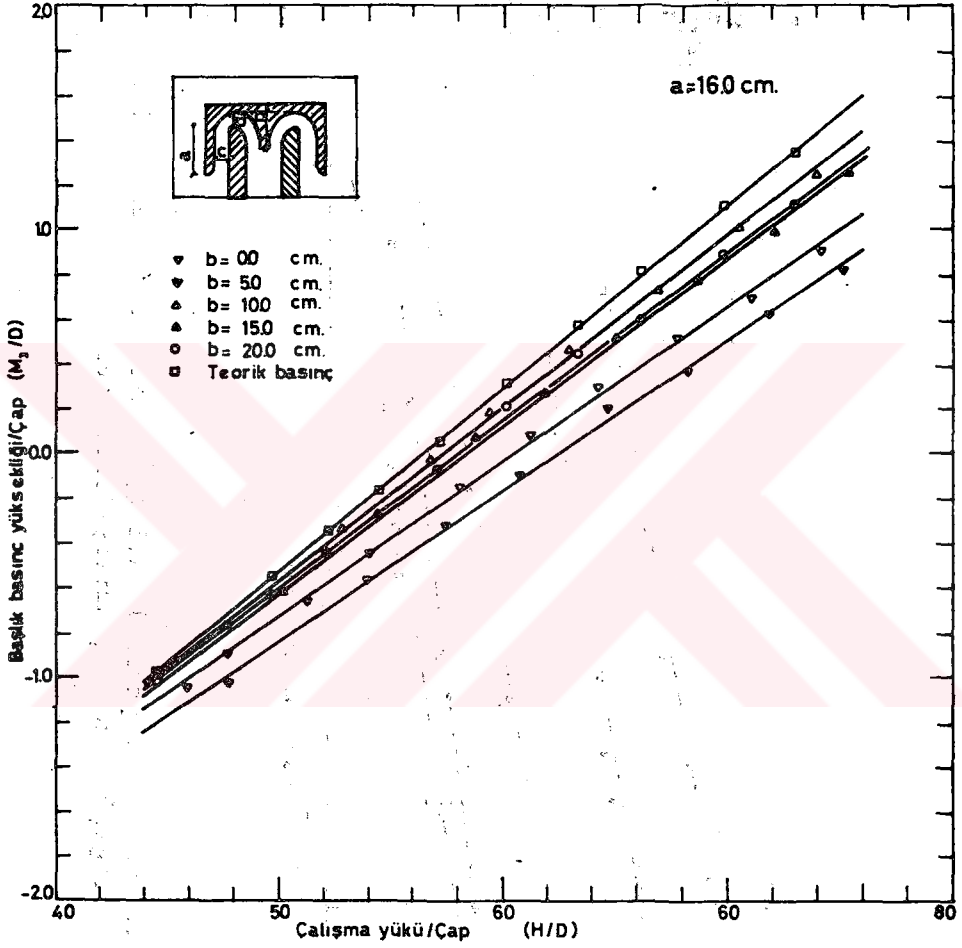
Deneylerde tesbit edilen basınçlar potansiyel teoriye göre hesaplanan başlık basınçları ile iyi bir uyum halindedir. Batma miktarı (a) büyüdükçe hesaplanan değerlerin deneylerden biraz ayrıldığı görülmektedir. (Şekil 6.35). Savak çalışma yükü küçük olduğu zaman bulunan değerler hesaplananlarla tamamen uyumaktadır. Başlık ortasındaki uzantı miktarı (b) nin değişmesi başlık basınçlarında pek değişiklik meydana getirmemektedir.

Şaft profil (kret) basınçları, başlık uzantı miktarı (b) küçüldükçe azalmakta ve b: 0.0 için maksimum vakum değeri hasıl olmaktadır. Başlığın ortasındaki uzantı miktarı (b): 0.00 cm. için kret profilinde P_3 noktasında, ve b: 20.0 cm. için ise P_7 noktasında en büyük negatif basınç meydana gelmektedir. (Şekil 6.36)

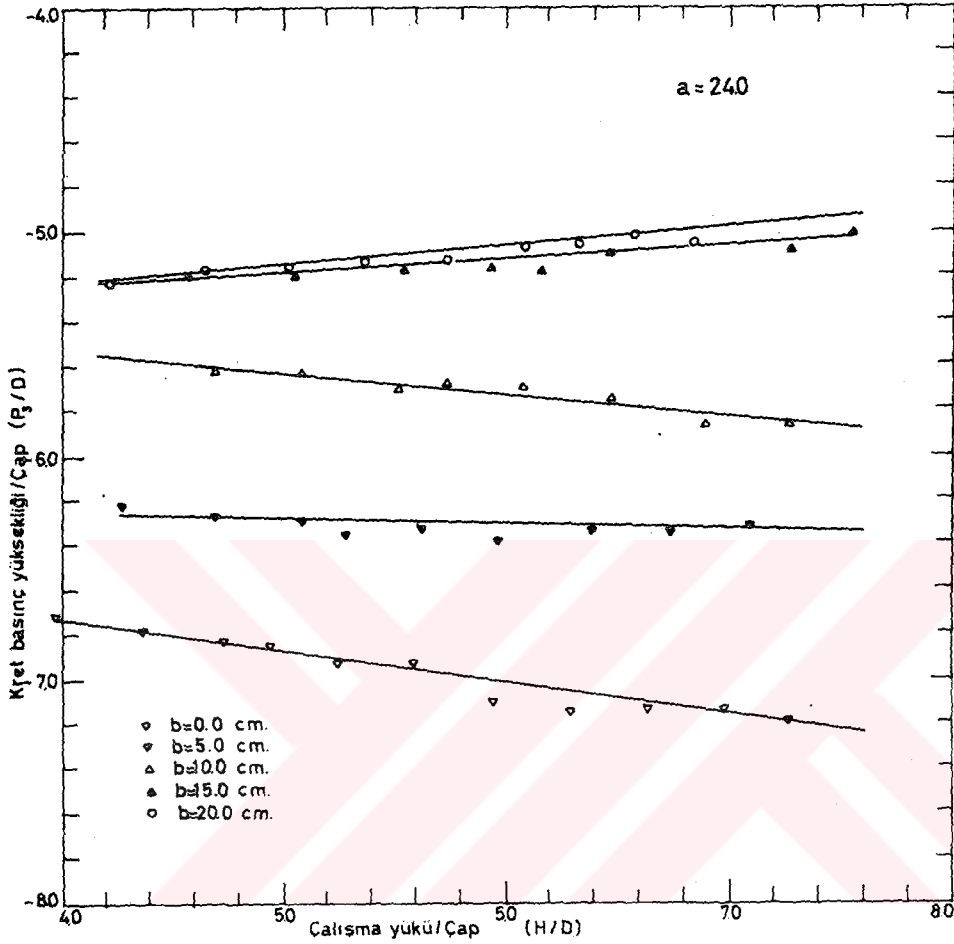
Şaft ağzına paralel başlıkta dirsek basınç değişimleri de incelenmiştir. Netice olarak başlık ortasındaki uzantı miktarı b: 20 den b: 0.0'a doğru yaklaştıkça dirsek dış basınçları artmakta, dirsek iç basınçları ise azalmaktadır.



Şekil 6.34 Şaft profiline paralel başlığın ortasındaki uzantı miktarı
(b) değişiminin akış katsayılarına tesiri.



Şekil 6.35 Şaft profiline paralel başlığın ortasındaki uzantı miktarı (b) değişiminin başlık basınçlarına tesiri ($d = 3.0$ cm)



Şekil 6.36 Şaft profiline paralel başlıklı savakta, başlık ortasındaki uzantı miktarının (b) kret basınçlarına tesiri

6.3.3. Geliştirilmiş Başlık

Şaft ağzı profiline paralel başlık, giriş ağzından şafta doğru zaten darlaşan kesiti biraz daha küçülterek akış katsayılarını azaltmak ve negatif basınçları artırmak gibi istenmeyen durumlar yaratmaktadır. Bu sebeble en uygun boyutlu silindirik başlıkta tesbit edilen ve hesapla bulunan akım çizgilerinden faydalanarak bir başlık şekli geliştiril-

miştir. (Şekil 5.10). z-ekseni simetri ekseni, ve r ekseni de rakordman-şaft birleşme noktasından geçen (hazne taba - nından 12 cm. yukarda) yatay eksen alınmak suretiyle tesbit edilen başlık alt yüzü koordinatları tablo-6.2 de verilen bu başlıkla da çeşitli deneyler gerçekleştirilmiş ve ölçme neticeleri değerlendirilmiştir.

Bu başlıkta da akış katsayılarının savak çalışma yüküne bağlı olarak değişimi yine birbirine paralel doğrularla belirlenebilir. Kret üstü geçiti yüksekliği $d:8.0$ cm. olması hali akış katsayıları bakımından en uygun durumdur. Bu değerden büyük ve küçük d 'ler için akış katsayıları küçül - mektedir (Şekil -6.37). Kret üstü geçidi yüksekliği artar - ken akış katsayıları başlangıçta hızlı artarak bir maksimum ulaşmakta daha sonra oldukça yavaş bir şekilde azalmaktadır. (Şekil-6.38). En uygun akış katsayısı $d/D:0.44$ değerinde meydana gelmektedir.

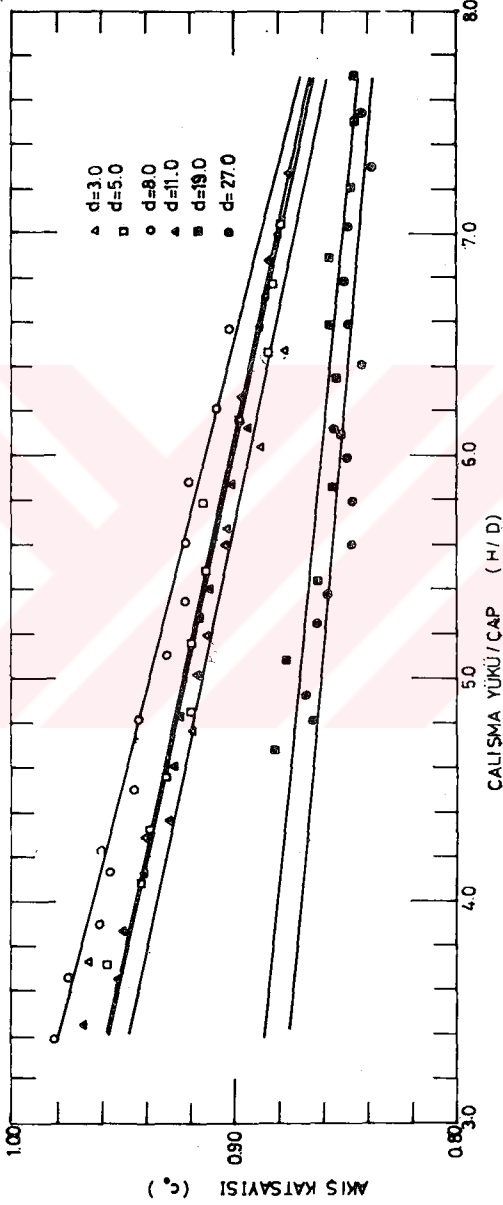
Çalışma yükü arttıkça bütün basınçlar artmaktadır. Şaft-ağzında basınçlar bakımından en kötü durum tepe noktasında meydana gelmektedir. Bu geliştirilmiş başlıkla yapılan deneylerde başlık basınçlarının oldukça yüksek olduğu görülmektedir. (Şekil- 6.39, Şekil- 6.40) da akım çizgilerine göre geliştirilen başlık şeklinde dirsek noktalarındaki basınç değişimleri gösterilmiştir. Yine geliştirilen bu şekil için kret üstü geçidi yüksekliğine göre savakta kret basınçlarının değişimi Şekil-6.41`de verilmiştir

Kret üstü geçidi yüksekliği (d) nin akıma tesirinin incelenmesi neticesinde gerek şaft ağzı gerekse başlık basınçlarının $d:27; 19; 8$ cm. ye nazaran $d:11.0$ cm. de en uygun olduğu tesbit edilmiştir. (Şekil- 6.42). Kret üstü geçidi yüksekliğinin farklı olmasının dirsek basınçlarına tesiri yoktur. Şekil-6.43 , başlık bölgesindeki deneysel basınçların hesaplardan daha büyük olduğunu, fakat basınç dağılım karakteristiklerinin birbirlerine benzediklerini ifade et - mektedir. Hesaplanan bu başlık basınçları ile ölçme farkının çalışma yüküne oranı % 23 mertebesinde, Sapmaya, hesaplarda formülasyon kolaylığı sağlamak amacıyla radyal kesit küçülmesinin dikkate alınmamış olmasının, yük kayıplarının ve akımın potansiyel kabul edilmesinin sebep olduğu kanaati hasıl olmuştur. Bu başlık şekli için akım çizgileri tesbit deneylerinden elde edilen fotoğraf şekil-6.44 de verilmiştir. Şekilden çevrintilerin ve ölü bölgelerin tamamen ortadan kalktığı ve akım düzensizliklerinin büyük ölçüde azaldığı görülmektedir.

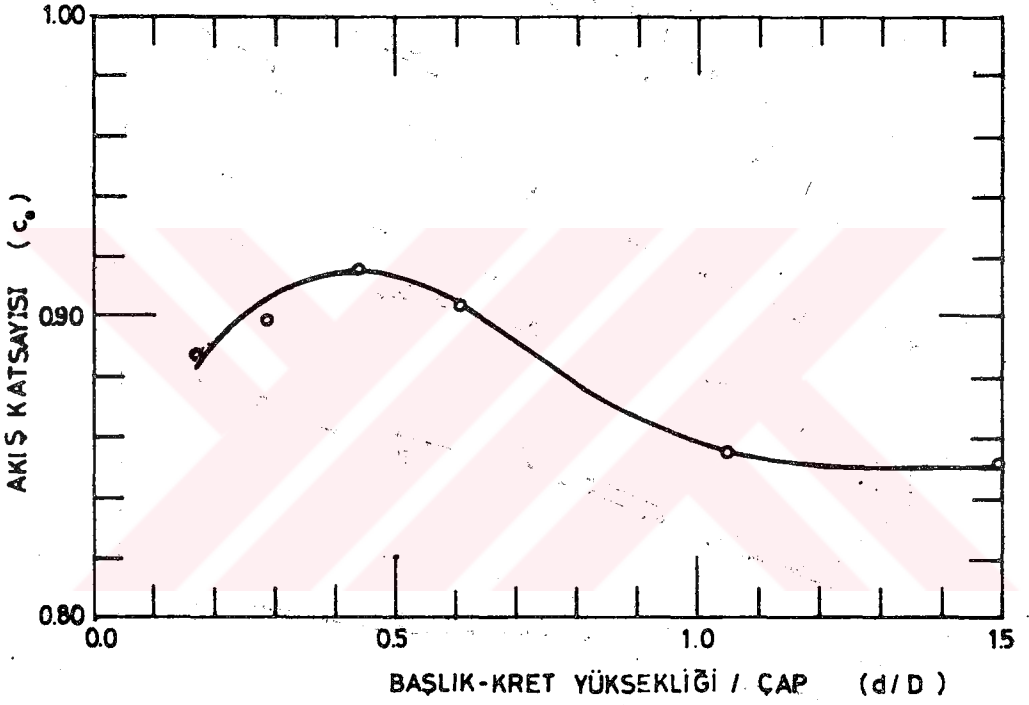
Tablo-6.2 Sifonlu Şaft Savaşın Başlık Alt Yüzeyi İçin
Bulunan Koordinatlar* (p:32 cm, R_s : 16 cm,
a: 20 cm, d: 8.0 cm)

r(cm)	z(cm)	r/R_s	z/R_s	r(cm)	z(cm)	r/R_s	z/R_s
0.0	10.5	0.000	0.656	13.5	28.0	0.844	1.750
0.5	10.6	0.031	0.663	14.0	28.0	0.875	1.750
1.0	10.9	0.063	0.681	14.5	28.0	0.906	1.750
1.5	11.6	0.094	0.725	15.0	28.0	0.937	1.750
2.0	20.7	0.125	1.294	15.5	28.0	0.969	1.750
2.5	22.7	0.156	1.419	16.0	27.9	1.000	1.744
3.0	23.5	0.188	1.469	16.5	27.9	1.031	1.744
3.5	24.4	0.219	1.525	17.0	27.8	1.063	1.738
4.0	25.0	0.250	1.563	17.5	27.8	1.094	1.738
4.5	25.6	0.281	1.600	18.0	27.7	1.125	1.731
5.0	26.0	0.313	1.625	18.5	27.6	1.156	1.725
5.5	26.4	0.344	1.650	19.0	27.5	1.188	1.719
6.0	26.6	0.375	1.663	19.5	27.4	1.219	1.713
6.5	26.8	0.406	1.675	20.0	27.2	1.250	1.694
7.0	27.0	0.438	1.688	20.5	26.9	1.281	1.681
7.5	27.1	0.469	1.694	21.0	26.7	1.313	1.669
8.0	27.2	0.500	1.700	21.5	26.4	1.344	1.650
8.5	27.4	0.531	1.713	22.0	26.0	1.375	1.625
9.0	27.5	0.563	1.719	22.5	25.4	1.406	1.594
9.5	27.6	0.594	1.725	23.0	24.8	1.438	1.550
10.0	27.7	0.625	1.731	23.5	24.0	1.469	1.500
10.5	27.8	0.656	1.738	24.0	23.0	1.500	1.438
11.0	27.9	0.688	1.744	24.5	20.0	1.531	1.250
11.5	27.9	0.719	1.744	24.0	11.5	1.500	0.719
12.0	27.9	0.750	1.744	23.5	7.0	1.469	0.438
12.5	28.0	0.781	1.750	23.0	2.5	1.438	0.156
13.0	28.0	0.813	1.750	23.5	0.3	1.469	0.019
				24.	-0.3	1.500	-0.019

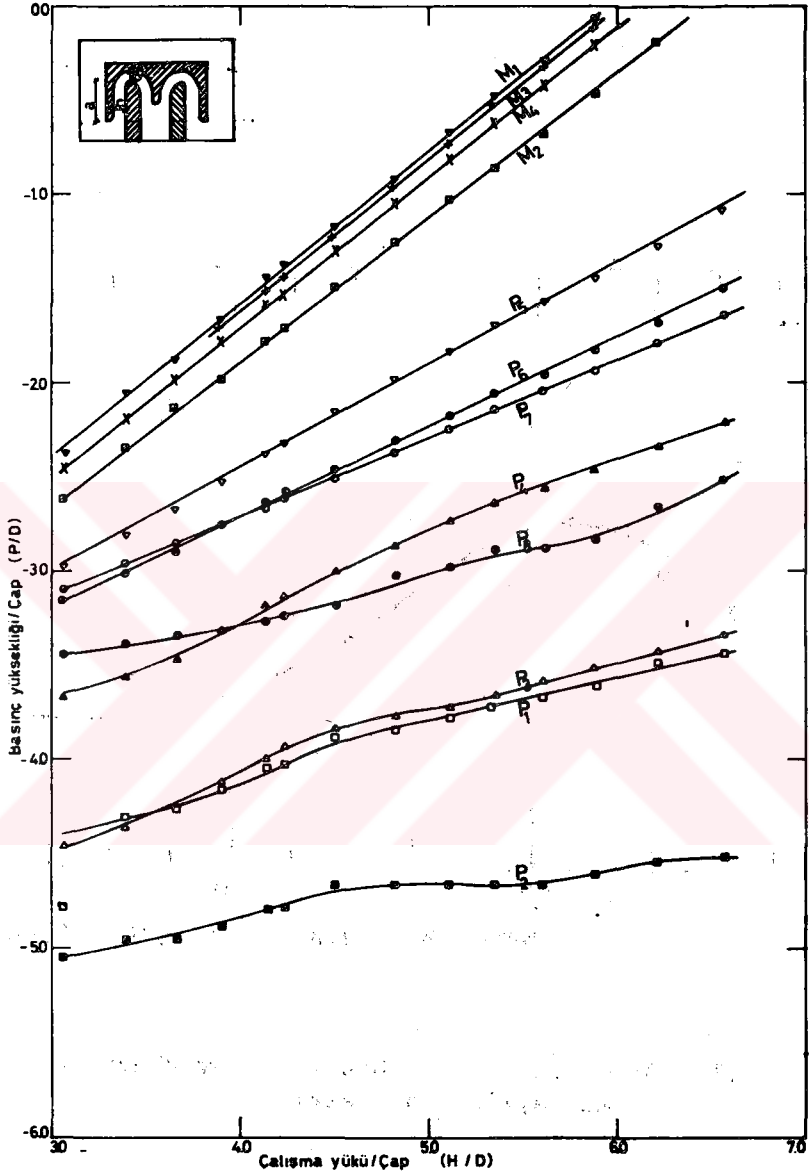
* Bu koordinatlar, 1/1 ölçekli matematik modelde belirlenen boyutsuz akım çizgilerinden 0.96 ya karşılık gelen şeklin deney neticeleri ile düzeltilmesinden elde edilmiştir.



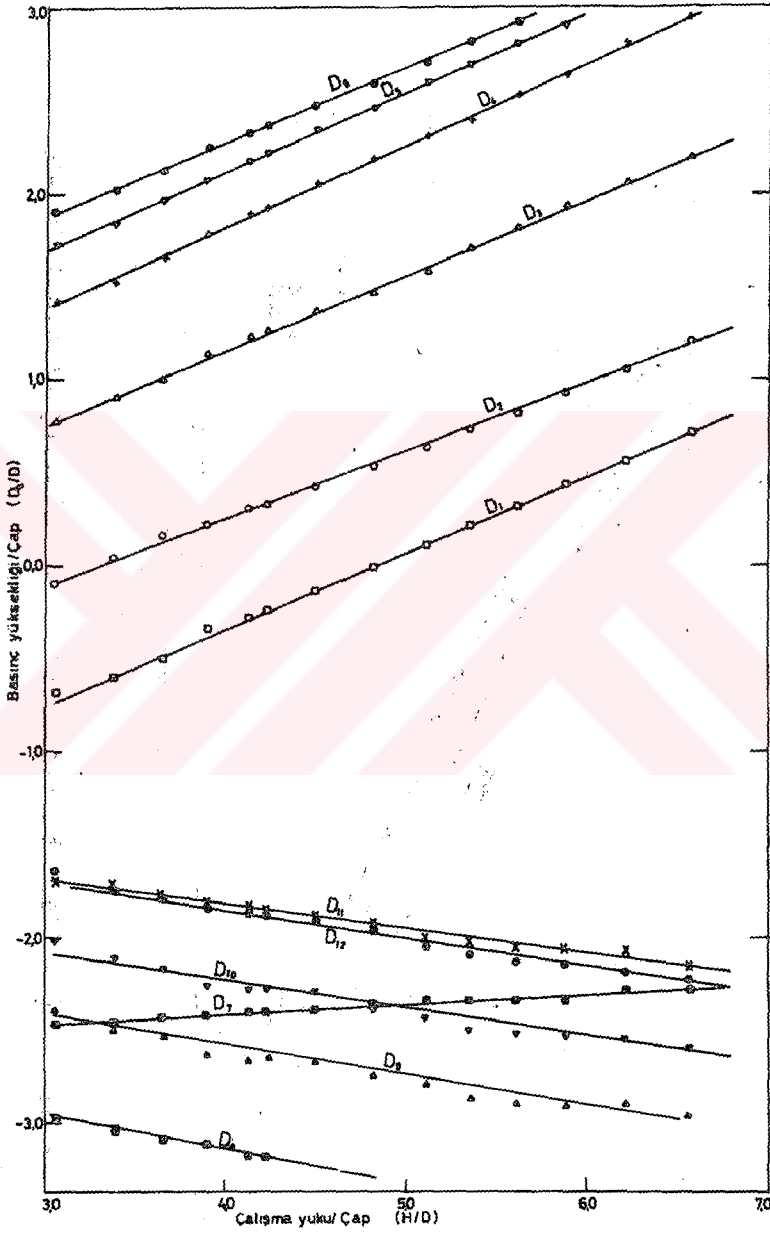
Şekil 6.37 Geliştirilmiş başlıkta akış katsayılarının kret üstü geçidi yüksekliğine göre değişimi



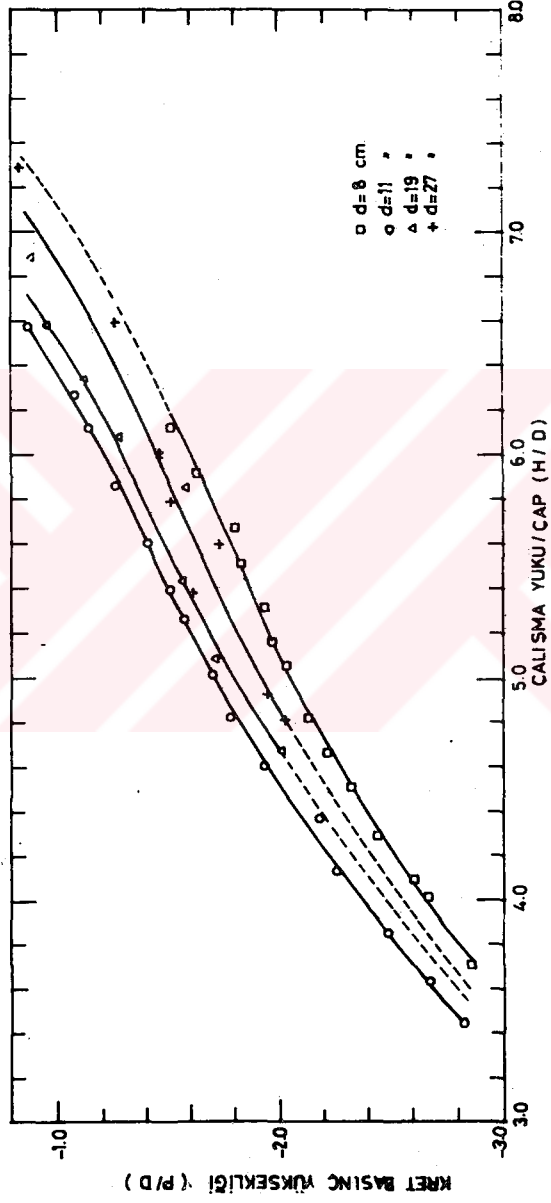
Şekil 6.38 Geliştirilmiş başlıklı boyutların akış katsayılarına tesiri



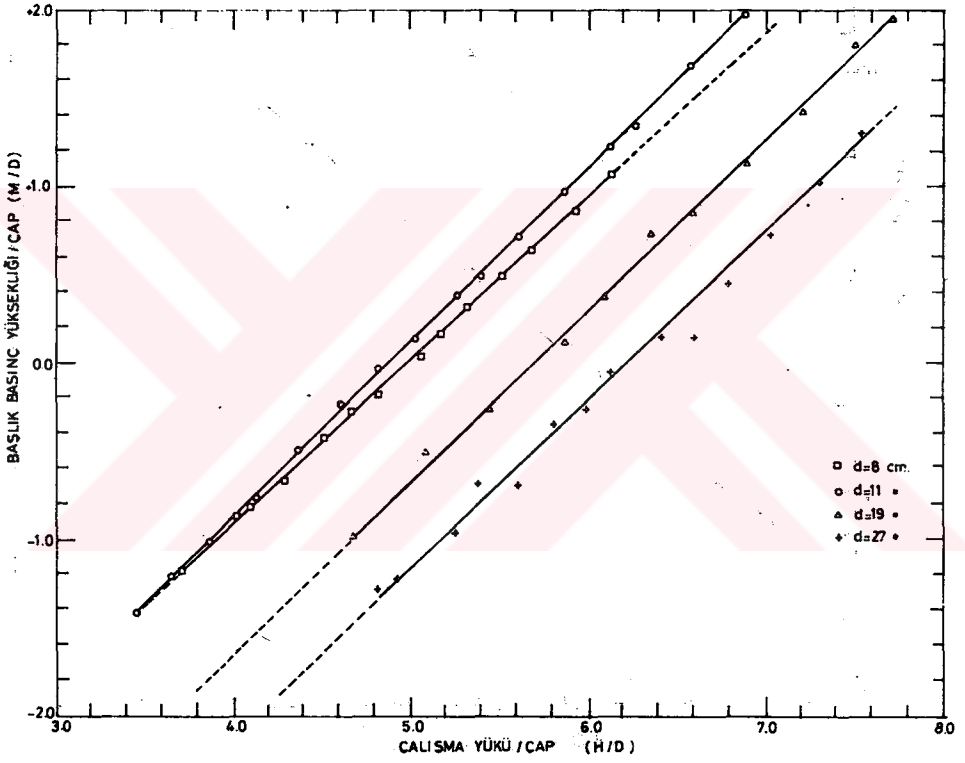
Şekil 6.39 Geliştirilmiş başlıkta shaft profili ve başlık noktalarındaki basınçların değişimi



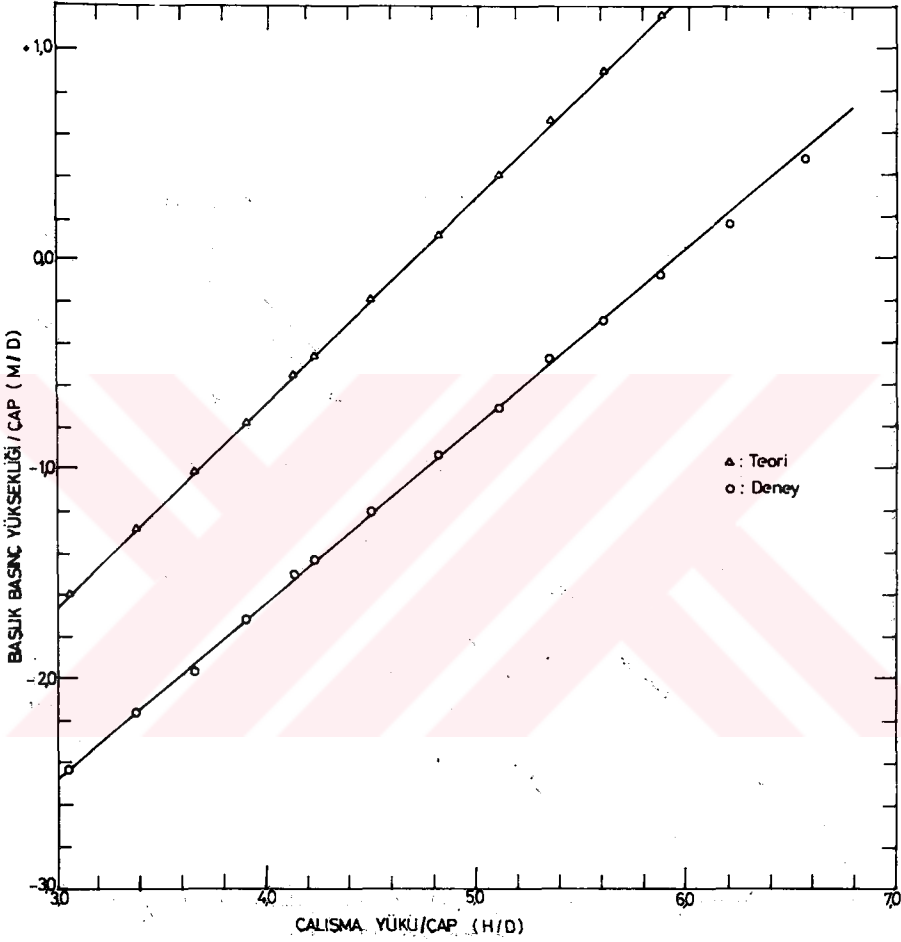
Şekil 6.40 Geliştirilmiş başlıkta dirsek noktalarının basınç değişimleri



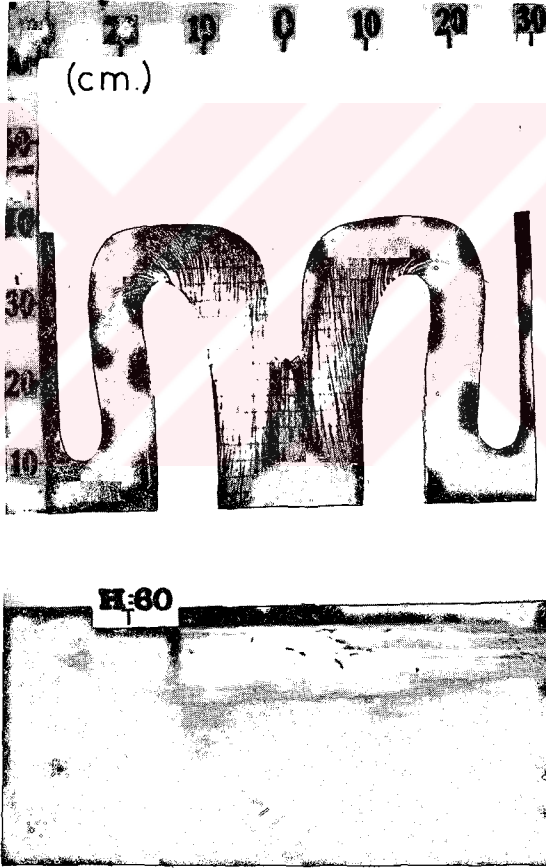
Şekil 6.41 Geliştirilmiş bağlıkta: savak kret basınçlarının değişimi



Şekil 6.42 Geliştirilmiş başlıkta başlık basınçlarının değişimi



Şekil 6.43 Geliştirilen başlıkta hesap ve deneylerden bulunan başlık basınç dağılımları
($d = 8,0$ cm, $a = 20$ cm)

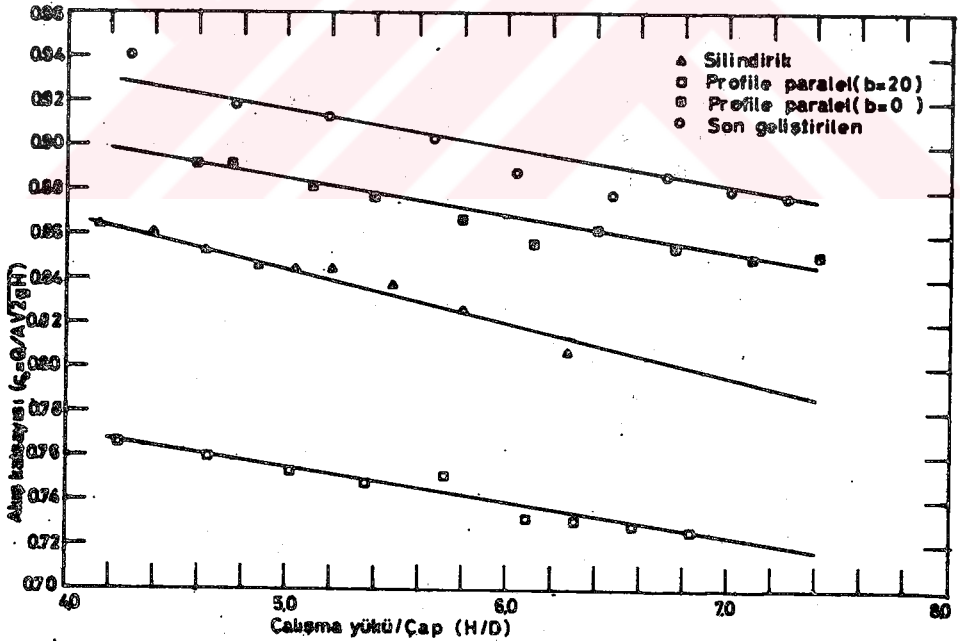


Şekil 6.44 Geliştirilmiş başlıkta deneysel akım çizgileri

6.3.4. Başlık Şekillerinin Karşılaştırılması

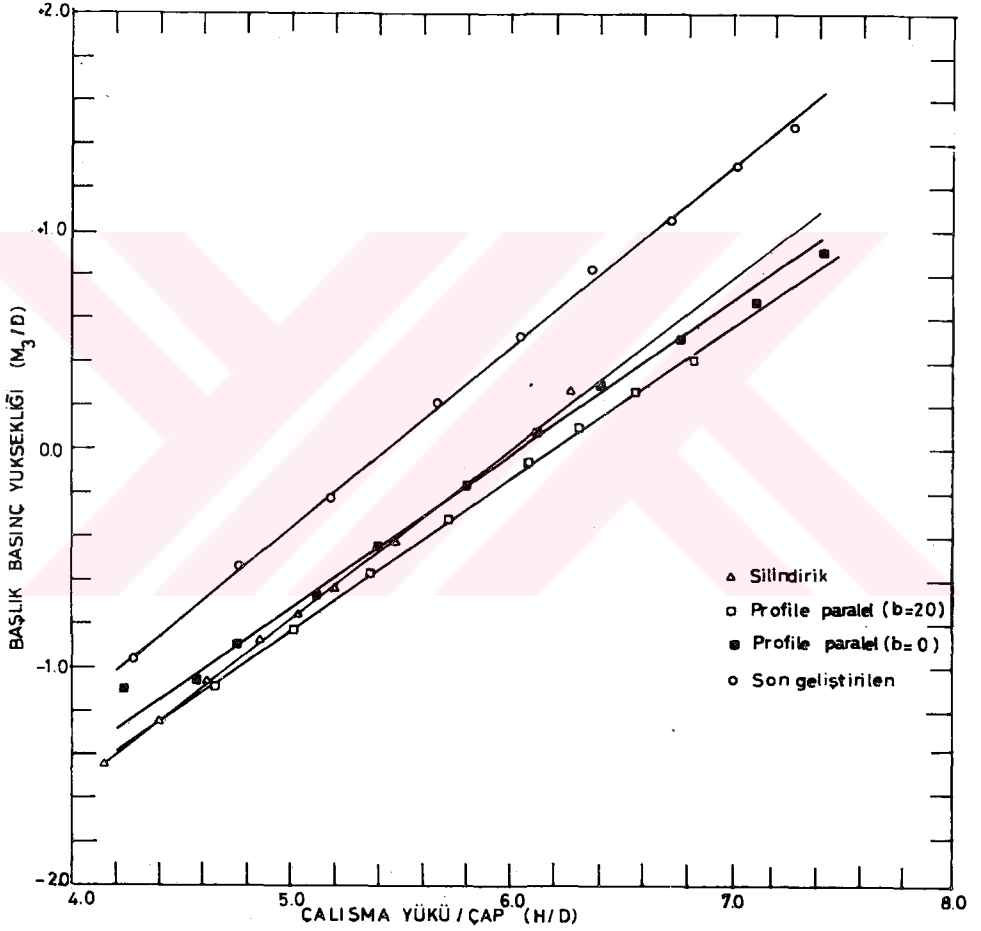
Herbir başlık şekli kendi deney serileri arasında değerlendirildikten sonra ebatları yakın geometrik şekillerin farklı başlıklarının birbirleriyle karşılaştırılması faydalı olacaktır. Bu karşılaştırmalar yapılırken $d: 3.0$, $c: 7.5$ ve $a: 24.0$ cm başlık boyutları esas alınmıştır.

Akış katsayısı, akıma uygun en son geliştirilen başlıkta en büyük olmakta, ondan sonra sıra ile ortadaki uzantı miktarı (b) 0.0 cm. olan şaft giriş ağzına paralel başlık, silindirik başlık ve (b) si 20 cm olan şafta paralel başlık gelmektedir. Çalışma yüküne göre akış katsayıları dağılımları genel karakter olarak hepsinde hemen hemen aynıdır. Son geliştirilen başlığa nazaran yukarıdaki sıraya göre diğerlerinde % 3,7, 17 oranında akış katsayılarında azalma görülmektedir. (Şekil- 6.45)



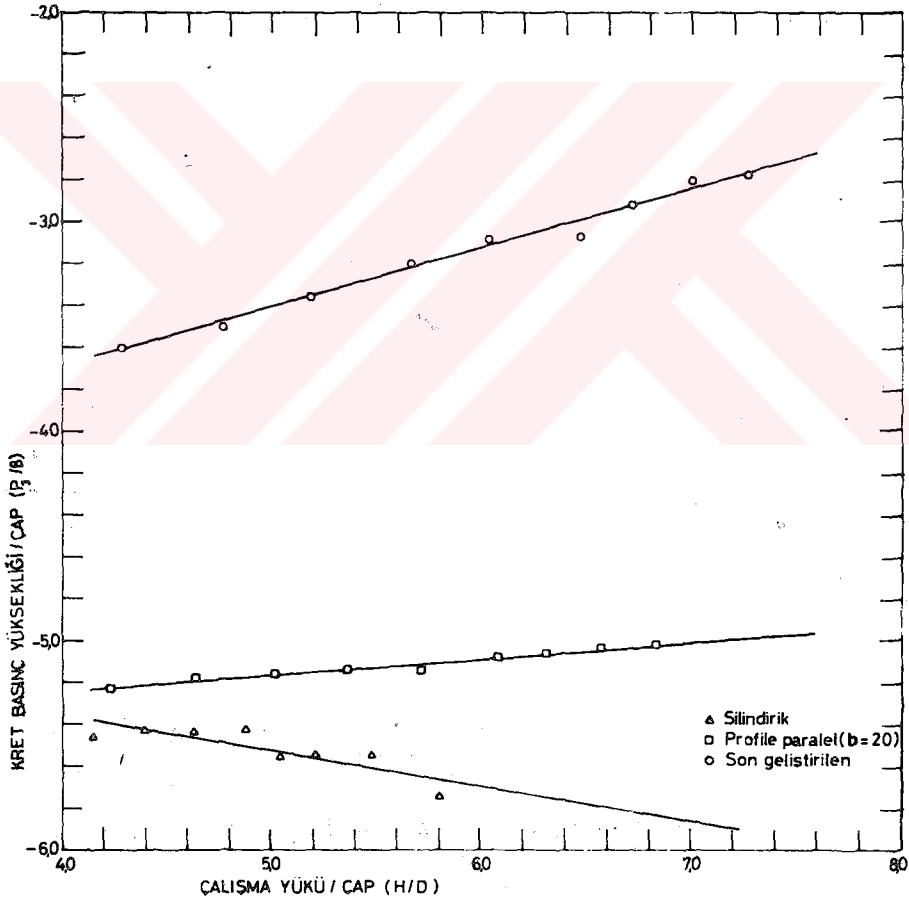
Şekil 6.45 Başlık şekilleri akış katsayılarının mukayesesi ($d = 3.0$ cm $c = 7.5$ cm; $a = 24.0$ cm)

Başlık şekillerinin akış katsayıları bakımından uygun olma sırası başlık basınçları için de aynıdır. Şekil 6.46'dan görüleceği üzere son geliştirilen başlıkta başlık basınçları diğerlerine nazaran epeyce yüksek olmakta diğerleri ise hemen hemen aynı mertebede kalmaktadır.

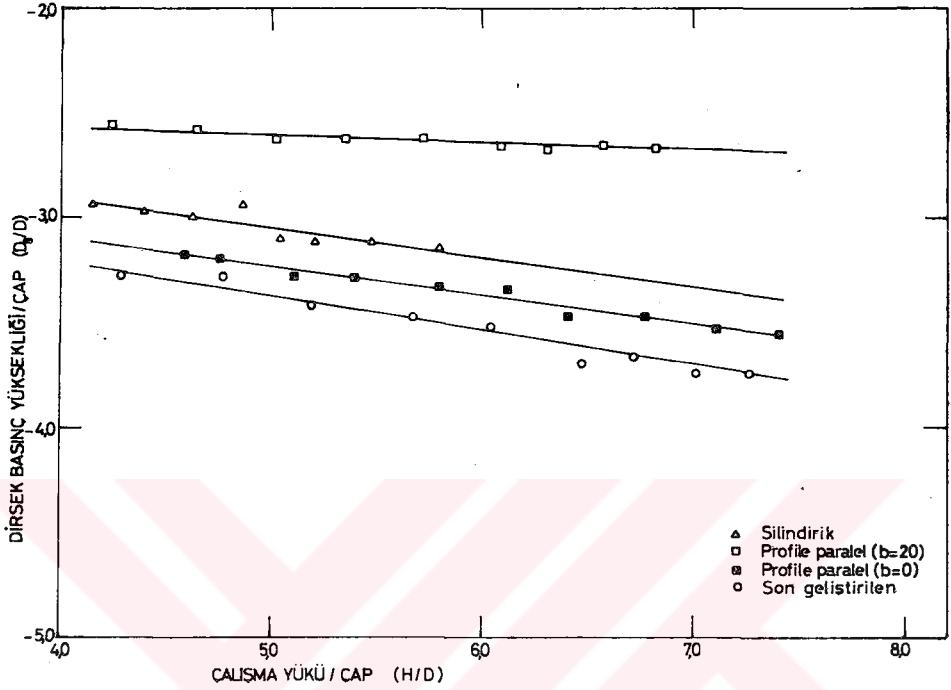


Şekil 6.46 Çeşitli başlık şekillerinde başlık basınçlarının mukayesesi

Aynı şartlardaki kret basınçları birbirine göre farklılıklar arz etmektedir. Akıma uygun başlıkta hazne su seviyesi artarken negatif profil basınçları azalmakta ve diğerlerine oranla son derece iyi neticeler elde edilmektedir. Şaft profiline paralel başlığın $b:0.0$ olması halinde aksine negatif basınçlar son derece büyük olduğundan belli bir hazne su seviyesinden sonra meydana gelen basınçlar tesbit edilememiştir. Çalışma yükü artarken sıra ile P/D ler için -7.31, -7.36, -7.47, -7.58 değerleri ancak tesbit edilebilmiştir. (Şekil-6.47). $H/D:4.0$ için silindirik başlıkta meydana gelen kret basıncı, geliştirilmiş başlığa nazaran % 48 fazla iken $H/D:7.0$ için bu değer % 10 olmaktadır. Şekil: 6.48'de farklı ge-

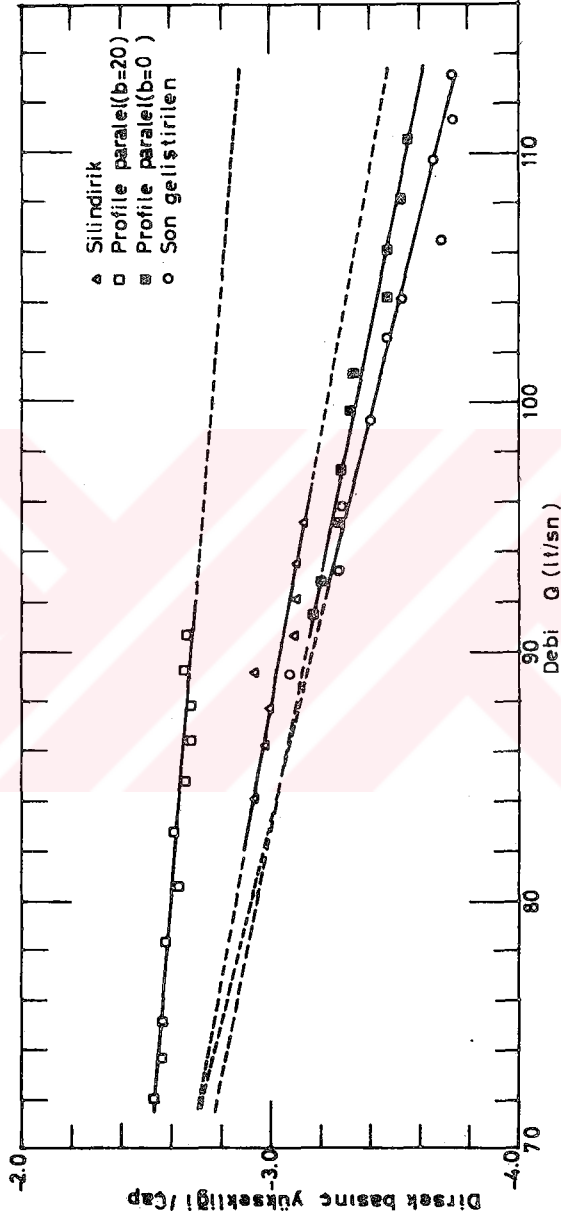


Şekil 6.47 Çeşitli başlık şekillerinde kret basınçlarının mukayesesi



Şekil 6.48 Çeşitli başlık şekillerinde dirsek basınçlarının mukayesesi

ometrik şekiller dirsek basınçları bakımından değerlendirilmiştir. Burada negatif basıncın az olması iyi kabul edilerek en iyi durumun merkezdeki uzantı miktarı (b) 20.0 cm olan şaft profiline paralel başlıkta olduğu ve sıranın yukarıda ortaya çıkanların tamamen tersine bulunduğu fakat aralarında ki farkın büyük olmadığı görülmektedir. Kesiti aynı tutulan dirsekte aynı yükte akış katsayısı ve dolayısıyla debisi büyük olan başlık durumunda vakum değerleri daha büyük olmaktadır. Bununla beraber dirsek negatif basınçları savağın diğer bölgelerine nisbetle büyüklük bakımından birinci derecede önemli değildir. Ayrıca vakumdaki bu artma savaktan fazla debi geçmesinden ortaya çıkmaktadır (Şekil-6.49).



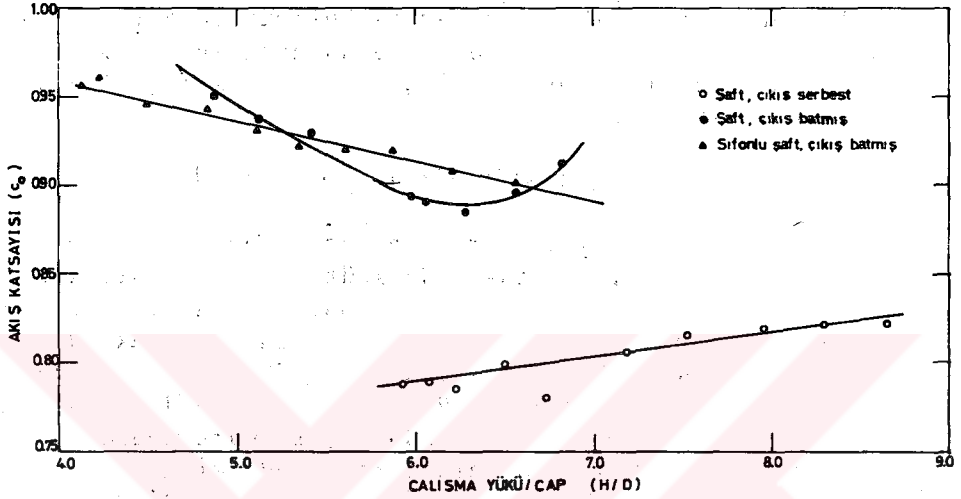
Şekil 6.49 Çeşitli başlık şekillerinde dirsek basınçlarının geçen debi ile değişimi

Bu karşılaştırmalardan, geliştirilen başlığa nazaran b: 0.0 olan profile paralel başlıkta negatif kret basıncı çok büyük, b: 20 cm. olan şaft profiline paralel başlıkta ise akış katsayıları çok küçük olduklarından tercihte elimine edilebilirler. Netice olarak yukarıda belirtilen açıklamaların ışığında bazı şekillerin belli hususlarda iyi tarafları olmakla beraber optimum çözüm geliştirilen başlık şeklinin olduğu ortaya çıkmaktadır.

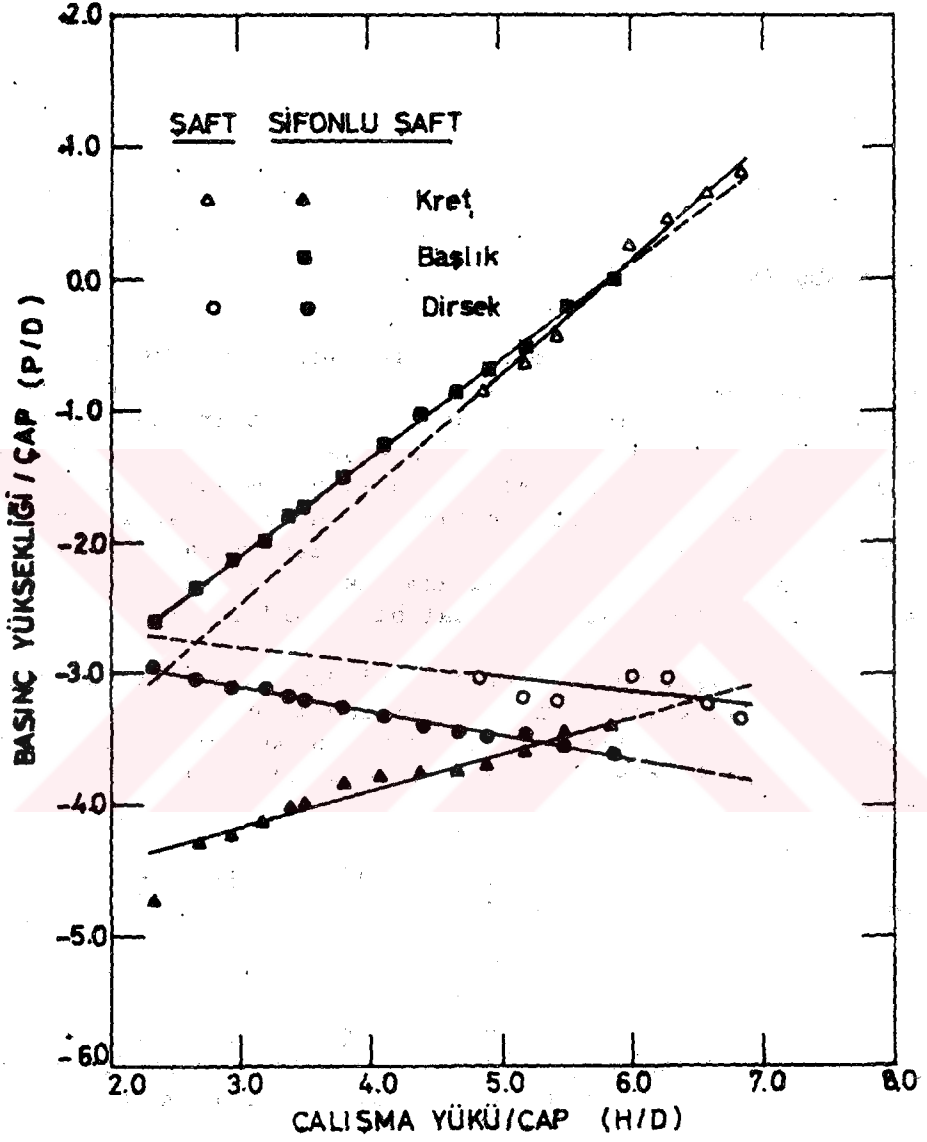
6.4. Sifonlu Şaft Savağın Şaft ile Karşılaştırılması

Şaft savakta akış miktarı kret üzerindeki küçük yüklerde serbest naplı akımdan dolayı küçüktür. Oysa sifonlu şaft savakta küçük kret yüklerinde dahi sifonik akıma geçildiğinden geçen debi hemen hemen savak kapasitesine ulaşmaktadır. Son geliştirilen sifonlu şaft savak ile şaft savak akış katsayıları aynı grafik üzerinde değerlendirilmişlerdir. (Şekil 6.50). Şekilden sifon savak akımında, başlık sürtünmeleri artmasına rağmen akış katsayılarının şaft savağından daha az olmadığı, ayrıca daha sürekli bir değişim temin edildiği görülmektedir. Gerek şaft gerekse sifonlu şaft savakta çıkışın serbest olması batmış çıkışlıya nazaran akış miktarlarını son derece düşürmektedir.

Basınçlar bakımından karşılaştırmak gerekirse dirsekte aynı noktada meydana gelen negatif basınçlar her iki tip savakta birbirinden fazla farklı olmamakla beraber şaft savakta biraz daha küçük oldukları görülmektedir (Şekil 6.51). Kretteki basınçlar ise birbirinden çok fazla farklı olmakta ve sifonluda çok büyük negatif basınçlar meydana gelmektedir. Ayrıca şaft savakta kretten aşağıya indikçe profil basınçlarının vakum değerleri artmaktadır. Vakum teşekülü bakımından en tehlikeli yer başlık ve bilhassa kret bölgesidir.



Şekil 6.50 Sifonlu şaht ve şaht savakların akış katsayılarının mukayesesi



Şekil 6.51 Sifonlu şaft ve şaft savakların kritik bölge basınçlarının mukayesesi

B Ö L Ü M 7

7. SONUÇLAR

Bu çalışmada su mühendisliği açısından önem taşıyan ve bir iki özel proje dışında şimdiye kadar araştırılmayan sifonlu şaft savakların girişten çıkışa kadar tümü sifon çalışan tipi ilk defa sistemli bir şekilde ele alınarak teorik ve deneysel olarak etraflıca incelenmiştir. Bu tip savaklarda ilk defa sonlu farklar metodu uygulanarak nümerik çözümler bulunmuştur. Başlık şekli araştırmalarında şaft savağın batmış akım durumuna nümerik metodla çözüm bulunması da çalışmanın diğer orijinal bir yanıdır.

Bu araştırmada, akımın genel durumunu belirleyerek yeni bir başlık şeklinin geliştirilmesi ve sifonlu şaft savakların akış özelliklerinin ortaya konması matematiksel ve deneysel modellerde yapılan çalışmalar sayesinde gerçekleştirilmiştir.

Matematiksel model çalışmalarından elde edilen neticeler aşağıda olduğu gibi özetlenebilir.

- 1- Başlıklı ve başlıksız halde potansiyel teoriye göre sonlu farklar metoduyla çözümler elde edilmiştir. Yeter hassasiyette çözümler için kompüter programları geliştirilerek iterasyonun elektronik hesap makinasında yürütülmesi sağlanmıştır.
- 2- Laminer permanent halde denklemler lineer olmamasına rağmen iterasyonun yakınsaklığı temin edilmiş ve başlıksız halde laminer permanent akım durumunda $Re : 2.0$ değerine kadar çözümler bulunmuştur.

- 3- Matematiksel model yardımıyla bulunan akım çizgileri ve çevrinti eğrileri grafikler halinde değerlendirilmiştir. Teorik neticelerin deneylerle ne nisbette uyduğunun kontrol etmek için giriş bölgesindeki akım modelde de incelenmiş, teorik ve deneysel neticelerin birbirleriyle iyi bir uyuşum halinde oldukları görülmüştür.
- 4- Sonlu farklar metoduyla bulunan çözümlerden hesaplanan hızlarla modelde ölçülen hızlar mukayese edilmiştir. Potansiyel çözümlerden hesaplanan hızlar ile modelde ölçülen hızlar arasında yatay hızlarda en fazla % 2, düşey hızlarda ise % 20 mertebesinde bir fark meydana gelmektedir. Ayrıca hesaplarda bulunan basınç dağılımları ile deneylerden elde edilen değerlerin birbirleriyle oldukça iyi bir uyuşum halinde oldukları tesbit edilerek gerek şaft gerek sifonlu şaft savaklarda deney yapmaksızın matematik modelle problemin çözümünün bulunabileceği gösterilmiştir. Böylece zaman kazanmak ve projeleri ekonomik olarak hazırlanma avantajları temin edilmiş olacaktır.
- 5- Teorik ve deneysel çalışmalara dayanarak bir başlık şekli geliştirilmiş ve koordinatları Tablo 6.2'de verilmiştir.

Model deneylerinin değerlendirilmesi sonucu sifonlu şaft savakların özellikleri hakkında aşağıdaki neticeler elde edilmiştir.

1- Sifonlu şaft savakta çeşitli silindirik başlık konum ve şekilleri için akış katsayıları, $4 < H/D < 8$ aralığında geçerli olmak üzere, 0.55 ve 0.96 değerleri arasında değiştiği tesbit edilmiştir.

2- Savak çalışma yükü akış katsayılarına çok az tesir etmektedir. Lineer bir şekilde değişen bu dağılımların eğimleri serbest çıkışlıda sıfır, batmış çıkışlıda -0.0167 mertebesinde olmaktadır.

3- Başlık boyutlarının akış katsayıları üzerindeki tesiri incelendiğinde; akış katsayılarına başlık batma miktarı pek az, kret üstü geçidi yüksekliği daha fazla, şaft-başlık yatay aralığı en fazla tesir etmektedir. Şaft-başlık yatay

aralığı arttıkça akış katsayısı azalan bir hızla artmaktadır. Kret üstü geçidi yüksekliği arttıkça akış katsayısı belli bir değere kadar artmakta sonra azalmaktadır.

4- Çıkışı batmış hale getirmekle savak çalışma yükü %20 nisbetinde azalmasına rağmen sifonik akımın stabilitesi sağlandığından akış katsayılarında % 17 bir artış olmaktadır.

5- Savak çalışma yükü arttıkça, başlık basınçları ile dış dirsek basınçları artmakta, şaft profili basınçları ile iç dirsek basınçları ise azalmaktadır. Bütün bu dağılımlar lineer bir şekilde olmaktadır.

6- Savakta vakum bakımından en kritik bölge olan şaft profilindeki negatif basınçları, şaft-başlık yatay aralığı ve kret üstü geçidi yüksekliği arttıkça azalmakta, batma miktarı arttıkça önemli derecede değişmemektedir.

7- Giriş ağzı ve kret üstü geçidi alanlarının galeri çıkış alanına oranı düzenli bir çalışma için en az bir, optimum çözüm için ise üç mertebesinde olması gerektiği sonucuna varılmıştır.

8- Şaft profiline paralel ve akım çizgilerine göre geliştirilmiş başlıklarla silindirik başlıktakine benzer deneyler değerlendirilmiş ve şekillerin birbirleriyle mukayeseleri grafikler halinde verilmiştir. Bütün başlıklarda akış katsayılarının değeri kret üstü geçidi yüksekliğinin galeri çapına oranı (d/D) 0.44 için maksimum olmaktadır. Geliştirilmiş başlıkta bu değer 0,92 'ye ulaşmakta ve diğer başlıklara nazaran ortalama olarak % 10 nisbetinde bir artış görülmektedir. Geliştirilmiş başlıkta negatif kret basınçları silindirik başlığa nazaran $H/D : 4.0$ için % 43 azalmaktadır.

9- Şaft savakta batmış akım durumu incelenerek akış özellikleri sifonlu şaft savak ile mukayese edilmiştir. Şaft savağa başlık ilavesiyle teşkil edilen sifonlu şaft savakta akış katsayıları, şaft savağa nazaran azalmamaktadır. Giriş bölgesindeki negatif basınçlar ise şaft savağa göre daha büyük olmaktadır.

10- Çıkış dirseğinin giriş bölgesindeki akımının simetrikliğini bozması ihmal edilebilecek kadar azdır. Bir başlığın projelendirilmesinde eksenel simetrik sistem esas alınarak geliştirilen program ve metodlarla tesbit edilecek akım çizgileri yardımıyla başlığın geometrik şekli belirlenebilir. Böyle bir başlık şekli, savaktan istenen optimum çözüme yaklaşmaktadır.

11- Kavitasyona karşı çeşitli havalandırma tertibatı öngörülerek bazı akım düzenleyici tedbirler düşünülebilir. Hiçbir sifon çalışma ünitesi ilâve edilmemesine rağmen sifonlu şaft savakta bilhassa batmış çıkışlı durumda son derece düzenli bir akım temin edilmiştir. Bu nedenle başlık titreşimlerini ve vorteks teşekkülünü önleyen batmış çıkış tercih edilmelidir.

Hidrolik problem olarak eğri yüzeyler ihtiva etmeyen yatık, düz tepeli ve konik şekilli şaft savaklarda laminer çözümler aramak yeni bir araştırma konusu olabilir. Benzer bir incelemeyi eğri yüzeyi olmıyan özel sifonlu şaft savak şekilleri için denemek de tavsiye edilir. Böylece eğri yüzeylerin sonlu fark çözümlerinde ortaya çıkardığı zorlukların birçoğu ortadan kalkacaktır. Modelde savağın bütünü şeffaf pleksiglastan imal edilerek deneylerin yapılması sayesinde savak içindeki akımın belirlenmesi ve sürekli olarak gözlenmesi temin edilmiş olacaktır. Ayrıca böyle bir modelde Laser ışığı ile savağın bütün noktalarında hızların ölçülmesi mümkün olabilir.

Su yapılarında özellikle alçak düşümlü barajlarda geniş tatbikat sahası bulacağı umulan bu tip bir sifonlu şaft savağın projelendirilmesi için kullanılabilecek kriterleri etraflıca inceliyen bu tezin pratik için faydalı olacağı ümit edilmektedir.

REFERANSLAR

- [1] Abbott, M.B. "Numerical Methods". Delft Netherlands, 1971.
- [2] Ali, K.H.M. "Flow over Rounded Spillways". Proc. A.S.C.E. HY2, 1972.
- [3] Ali, K.H.M. "Siphons; Some Scale-Effects in Models" Proc. A.S.C.E. HY1, 1972
- [4] Allen, Taylor "A Note on Free Vortices Observed in Scale-Model Tests of a Bellmouth Overflow Spillway". Proc. C.E. Vol.10, 1958.
- [5] Anderson, A.C. "Fluid Flow Diversion" St. A. Fall. Hyd. Lab. R, No 1, 1947.
- [6] Anwar, H.O. "Coefficients of Discharge for Gravity Flow into Vertical Pipes". Journal Hydraulics Research Vol. 3, No 1, 1965.
- [7] Anwar, H.O. "Flow in Free Vortex" Water Power, April, 1965.
- [8] Anwar, H.O. "Formation of a Weak Vortex". Journal Hydraulics Research, Vol. 4 No.1 1966.
- [9] Avcı, İ. "Su Almalardaki Sifonlar", İ.T.Ü. İnşaat Fakültesi Matbaası, 1975.
- [10] Binie, G.M. "Model Experiments on Bellmouth and Siphon-Bellmouth Overflow Spillways" Journ. I.C.E. Vol. 10, 1938.
- [11] Bolirich, G. "Combined-Function Hydraulic Structures with Shaft Spillways". Water Power, Oct, 1971.
- [12] Bradley, Wagner and Peterka "Morning-Glory Shaft Spillways; A Symposium". Transactions, A.S.C.E. Vol. 121, 1956.

- [13] Brock, King "A Bibliography on Siphons and Siphon Spillways" B.H.R.A. 1966.
- [14] Charlton, F.G. "The Effect of Air Siphon Performance". D.S.I.R. Hydraulics Research Station, R.No: Int. 37, 1964.
- [15] Charlton, F.G. "A Study of a Self-Priming Self-Regulating Saddle Siphon, with Special Reference to Means of Admitting Regulating Air". Journ. I.W.E. Vol. 20, 1966.
- [16] Charlton, J.A. "Self Priming Spillway Siphons, An Appraisal". B.H.R.A. 1962.
- [17] Charlton, J.A. "The Design of Air Controlled Spillway Siphons". Journ. I.W.E. Vol. 25, 1971.
- [18] Chow, V.T. "Open-Channel Hydraulics". Mc.Graw-Hill, 1959.
- [19] Collatz, L. "The Numerical Treatment of Differential Equations". 1966.
- [20] Crandall, S.H. "Mühendislik Analizi" Çev. Utku, Ş. ve Özden, E.Y. 1968.
- [21] Crump, Ackers "An Experimental Investigation into the Performance of a Spillway Siphon". D.S.I.R. Hydraulic Research Station R.No. In 22, March, 1961.
- [22] Çatakılı, O.N. "Model Tekniği". Kutulmuş Matbaası 1963.
- [23] Çatakılı, O.N. "A Study of Submerged Flow in Circular Sharp Crested Weirs". Bulletin of Technical University of Istanbul, Vol.18, 1965.
- [24] Çatakılı, O.N. "Şaft Savaklardaki Akım Üzerine Bir Etüd". D.S.İ. Teknik Bülteni 5, 1966.
- [25] Çıray, C. "Lineer Olmayan Denklem Takımlarının Nümerik Çözümleri Hakkında", İ.T.Ü. E.H.B.E. Uluslararası Sempozyumu, 1970.

- [26] Çıray, C. "A Numerical Process the Solution of Systems of Nonlinear Algebraic Equations". M.İnan Anısına, 1971.
- [27] Davies, P. "The Maramsilli Reservoir Automatic Siphon Spillway". Proc.I.C.E. 1926.
- [28] Doddiah, D. "Design of Siphon Spillways for Dams". Fifth Congress on Large Dams Vol.IV,1955.
- [29] D.S.İ. "Alakır Sel Kapanı Kuyulu Savağı Model Tecrübeleri Raporu" D.S.İ. Araştırma Dairesi, 1968.
- [30] Erdoğan , M.E. "Akışkanlar Mekaniği, Kinematik".1970.
- [31] Grant, A.J. "A Numerical Model of Instability in Axisymmetric Jets." J. Fluid Mech. Vol. 66, 1974.
- [32] Greager,Justin and Hind "Engineering for Dams-I". John Wiley and Sons. 1947.
- [33] Harrison, A.J.M. "Hydraulic Model Investigation of a Siphon Bellmouth". Journ.I.W.E.June 1966.
- [34] Hathaway, G.A. "Determination of Spillway Requirements for High Dams". Fourth Congress on Large Dams, 1951.
- [35] Hay, Markland "The Determination of the Discharge over Weirs by Electrolytic Tank." Proc. C.E. Vol. 10, 1958.
- [36] Head, C.R. "A Self-Regulating River Siphon." Journ. I.W.E. Vol. 25,1971.
- [37] Hebaus, G.G. "Crest Losses for Two-way Drop Inlet". Proc. A.S.C.E. HY 3,May, 1969.
- [38] Hung, Macagno "Laminar Eddies in a Two-Dimensional Conduit Expansion". La Houille Blanche, No 4, 1966.

- [39] Jeager, C. "Engineering Fluid Mechanics." Blackie and Son Lim.London, 1956.
- [40] Joglekar, Guha and Luthra "High Head Siphons, their Behaviour and Characteristics". I.A.H.R. Proc.1955.
- [41] Joglekar,D.V. "Siphon Spillways". Irrigation and Power Journal of India. Vol.6,Pat 4,1959.
- [42] Kenn, M.J. "An Experimental Study of the Control of Siphonic Water Flow by Atmospheric Air" Journ. I.W.E. May, 1957.
- [43] Kenn, M.J. "Further Studies Concerning the Air-Control of Siphonic Water Flow" Journ. I.W.E. May, 1965.
- [44] Kenn, Zanker "Aspects of Similarity for Air-entrained Water Flows", Nature, Jan.1967.
- [45] Kochin, Kibel and Roze "Theoretical Hydromechanics." 1964.
- [46] Kurtz, F. "The Hydraulic Design of the Shaft for Davies Bridge Dam and Hydraulic test on working Models". Transactions A.S.C.E. 1925.
- [47] Leliavsky, S. "Irrigation and Hydraulic Design; Automatic Spillway Siphon". Chapman and Hall London, 1957.
- [48] Lencastre, A. "Hidrolik El Kitabı" Çev. Sığiner,A. Arkadaşlar Matbaası, 1970.
- [49] Lencastre, A. "Shaft Spillway Theoretical, Experimental Design" I.A.H.R. 1955.
- [50] Macagno, Hung "Computational and Experimental Study of Captive Annular Eddy". J.Fluid Mech. Vol. 28,Part 1, 1967.
- [51] Mussalli, Y.G. "A Study of Flow Conditions in Shaft Spillways". Georgia, Institute of Technology. 1969.

- [52] Oliver, G.C.S. "Eye Brook Reservoir Siphon Spillway".
Part-I : Journ. I.W.E. May, 1959.
Part-II: Journ. I.W.E. Feb, 1976.
- [53] Peterka, A.J. "The Effects of Entrained Air On Cavi-
tation Pitting". Bureau of Reclamation
U.S. 1953.
- [54] Rao. N.S.G. "Design of Volute Siphon". Fourth Cong-
ress on Large Dams. 1951.
- [55] Rao, N.S.G. "Design of Siphons". Irrigation and
Power Journal of India Vol.II-III, 1954-55.
- [56] Rock, E. "Design of a High-Head Siphon Spillway".
A.S.C.E. Transactions, Vol. 105, 1940.
- [57] Rouse, H. "Advanced Mechanics of Fluids". 1959.
- [58] Rouse, H. "Mühendislik Hidroliği, Çev. Bayazıt,
M. Arı Kit. Mat. 1970.
- [59] Stevens, J.C. "Siphons as Water-Level Regulators".
A.S.C.E. Transactions Vol. 104, 1939.
- [60] Stevens, J.C. "Characteristics of a Large Throated
Siphon". Proc.A.S.C.E. HY April, 1957.
- [61] Stimson, L.M. "Factors Governing Selection of a Shaft
Spillway for Hungry Horse Dam". Fourth
Congress on Large Dams. Vol III, 1951.
- [62] Strickney, G.F. "Siphon Spillways". Proc. A.S.C.E. Feb, 1922.
- [63] Taylor, Littlejohn and Allen "A Scale-Model Investigation of the
Characteristics of a Siphon Spillway
Designed to Prime and Re-prime Rapidly".
Journ. I.W.E. Vol.15, 1961.
- [64] U.S.Bureau of Reclamation "Design of Small Dams." 1960. U.S.Dept.
of Interior.
- [65] Valembois. J. "A Graph for the Calculation of Flow
Characteristics in Siphon Throat
Sections". La Houille Blanche No.1, 1962.

- [66] Wagner, W.E. "Morning-Glory Shaft Spillways".
A.S.C.E. Proceeding. 1954.
- [67] Wangs, P.C. "Numerical and Matrix Methods in
Structural Mechanics." 1966.
- [68] Webber, N.B. "Fluid Mechanics for Civil Engineers",
1971.
- [69] Wehry. A. "Increase of the Fall and Capacity of
the Siphon Spillways": 13. Congress,
I.A.H.R. 1969.
- [70] Whittington, Ali "Siphons, Some Scale-Effects in Models".
Proc. A.S.C.E. HY 1, 1972.
- [71] Wijeyesekara, D.S. "Air Entrainment in Vertical Shafts."
Water Power, June, 1974.
- [72] Williamson, J. "Round Crest, Siphon and Trumpet Shaft
Spillway": Fourth Congress on Large Dams
Vol. II. 1951.

E K - 1

SAFT SAVAKTA POTANSİYEL HALDE

ÇÖZÜM PROGRAMI

(İkinci Kat Yaklaşımlı Sonlu Farklar Metodu)

```
C
  DIMENSION FI(42,16),F(42,16),YC(42,16),S(42,16),T(42,16),
  2HATA(42,16),THATA(99),U(42,16),V(42,16)
  READ(5,1) M,N,HT
  1 FORMAT(I5,I5,F10.2)
C
C
C   SINIR SARTLARI
  IS=M-1
  IV=N-1
  DO 10 J=2,IS
    FI(J,N-1)=100.00
    FI(J,2)=0.00
  10 CONTINUE
  DO 20 K=2,IV
    FI(2,K)=100.00
    FI(M-1,K)=(K-2)*100.00/(N-3)
  20 CONTINUE
C
C
C   IC AG NOKTALARINDA ILK TAHMIN
  IP=M-2
  IR=N-2
  DO 30 J=3,IP
    DO 30 K=3,IR
      FI(J,K)=0.00
  30 CONTINUE
  FI(3,2)=16.67
  DO 250 J=2,IS
  250 WRITE(6,48) (FI(J,K),K=2,IV)
  48 FORMAT(15F8.2)
C
C
C   AG NOKTALARININ BELIRLENMESI VE DOZGUN OLMİYAN SINIRLAR
  H=HT/(N-3)
  DO 40 J=2,IS
    DO 40 K=2,IV
      T(J,K)=1.00
      S(J,K)=1.00
  40 YC(J,K)=(J-2)*H
    T(3,2)=0.20
    T(3,3)=0.24
    T(3,4)=0.32
    T(3,5)=0.40
    T(3,6)=0.52
    T(3,7)=0.78
    T(4,8)=0.42
    S(4,8)=0.52
C
```

C
C

ILK TAHMINDEN BASLAYAN ITERASYON

```

ITS=0
100 ITS=ITS+1
DO 15 J=2, IS
  FI(J,N)=200.00-FI(J,N-2)
  FI(J,1)=2*FI(J,2)-FI(J,3)
15 CONTINUE
DO 16 K=2, IV
  FI(M,K)=2*FI(M-1,K)-FI(M-2,K)
  FI(1,K)=FI(3,K)
16 CONTINUE
DO 50 J=3, IP
  DO 50 K=2, IR
    IF(J.GT.3.AND.J.LT.42.AND.K.EQ.2) GO TO 50
    IF(J.EQ.5.AND.K.GT.2.AND.K.LT.9) GO TO 50
    IF(J.EQ.4.AND.K.GT.2.AND.K.LT.8) GO TO 50
    IF(J.EQ.4.AND.K.GT.7.AND.K.LT.9) GO TO 74
    IF(J.EQ.3.AND.K.GT.1.AND.K.LT.8) GO TO 74
    F(J,K)=(16*(FI(J+1,K)+FI(J-1,K)+FI(J,K+1)+FI(J,K-1))
    2-FI(J+2,K)-FI(J-2,K)-FI(J,K+2)-FI(J,K-2)-(H/YC(J,K))*
    3(-FI(J+2,K)+8*FI(J+1,K)-8*FI(J-1,K)+FI(J-2,K)))/60
    GO TO 62
74 F(J,K)=(2*YC(J,K)*T(J,K)*(FI(J,K-1)+FI(J,K+1)*S(J,K))/(1+S(J,K))
    2+(2*YC(J,K)*S(J,K)*(FI(J+1,K)+FI(J-1,K)*T(J,K))-H*S(J,K)
    3*(FI(J+1,K)-FI(J-1,K)*(T(J,K)+2)))/(1+T(J,K)))
    4/(2*YC(J,K)*(T(J,K)+S(J,K))+S(J,K)*H*(T(J,K)-1))
62 HATA(J,K)=(F(J,K)-FI(J,K))*2
  FI(J,K)=F(J,K)
50 CONTINUE
  TH=0.3
  DO 55 J=3, IP
    DO 55 K=3, IR
      TH=TH+HATA(J,K)
55 CONTINUE
  EPS=0.5
  THATA(ITS)=TH
  IF(ITS.GT.60) GO TO 60
  IF(ABS(THATA(ITS-1)-THATA(ITS)).GT.EPS) GO TO 100
60 WRITE(6,102) ITS
  DO 51 J=2, IS
    51 WRITE(6,101) (FI(J,K),K=2,IV)
101 FORMAT(1X,15F8.2)
102 FORMAT(I7)

```

C
C
C

BOYUTLU HIZLARIN BULUNMASI

```

DO 67 J=3, IP
  DO 67 K=3, IR
    U(J,K)=((FI(J,K+1)-FI(J,K-1))/(2*YC(J,K)*H))/55.87
    V(J,K)=((FI(J-1,K)-FI(J+1,K))/(2*YC(J,K)*H))/55.87
67 CONTINUE
DO 63 J=3, IP
  63 WRITE(6,106) (U(J,K),K=3,IR)
  DO 64 J=3, IP
    64 WRITE(6,107) (V(J,K),K=3,IR)
106 FORMAT(1X,15F8.2)
107 FORMAT(1X,15F8.2)
STOP
END

```

E K - 2

SİFONLU ŞAFT SAVAKTA POTANSİYEL
HALDE ÇÖZÜM PROGRAMI

```

C      DIMENSION FI(78,28),F(78,28),YC(78,28),S(4,16),T(4,16),
2      HATA(78,28),THATA(150)
      READ(5,1) M,N,HT
1      FORMAT(I5,I5,F10.2)

C      SINIR SARTLARI
C
      IS=M-1
      IV=N-1
      DO 10 J=2,IS
      FI(J,N-1)=100.00
      FI(J,2)=0.00
10     CONTINUE
      DO 20 K=2,IV
      FI(2,K)=100.00
      FI(M-1,K)=(K-2)*100.00/(N-3)
20     CONTINUE
      FI(3,2)=94.94
      FI(4,2)=80.01
      FI(5,2)=55.35
      FI(6,2)=20.91

C      IC AG NOKTALARINDA ILK TAHMIN
C
      IP=M-2
      IR=N-2
      DO 30 J=3,IP
      DO 30 K=3,IR
      FI(J,K)=0.00
30     CONTINUE

C      BASLIKTA SINIR SARTLARI
C
      DO 27 J=2,15
      FI(J,22)=100.00
      FI(J,23)=100.00
27     CONTINUE
      DO 28 K=8,22
      FI(14,K)=100.00
      FI(15,K)=100.00
28     CONTINUE

C      AG NOKTALARININ KOORDINATLARI
C
      H=HT/(N-3)
      DO 40 J=2,IS
      DO 40 K=2,IV
40     YC(J,K)=(J-2)*H
      DO 42 J=6,8
      DO 42 K=3,18
      T(J,K)=1.00
      S(J,K)=1.00
42     CONTINUE

```

C DUZGUN OLMIYAN SINIR DATALARI
C

```

T(6,3)=0.50
T(6,4)=0.50
T(6,5)=0.50
T(6,6)=0.50
T(6,7)=0.50
T(6,8)=0.50
T(6,9)=0.55
T(6,10)=0.60
T(5,11)=0.70
T(6,12)=0.78
T(6,13)=0.90
T(7,15)=0.28
T(7,16)=0.55
T(8,18)=0.95
DO 250 J=2,IS
250 WRITE(6,48) (FI(J,K),K=2,IV)
48 FORMAT(15F8.2)

```

C
C ITERASYON BASLANGICI

```

ITS=0
100 ITS=ITS+1
DO 15 J=2,IS
FI(J,N)=200.00-FI(J,N-2)
FI(J,1)=2*FI(J,2)-FI(J,3)
15 CONTINUE
DO 16 K=2,IV
FI(M,K)=2*FI(M-1,K)-FI(M-2,K)
FI(1,K)=FI(3,K)
16 CONTINUE
DO 50 J=3,IP
DO 50 K=3,IR
IF(J.EQ.7.AND.K.GT.2.AND.K.LT.15) GO TO 50
IF(J.GT.8.AND.J.LT.11.AND.K.GT.2.AND.K.LT.19) GO TO 50
IF(J.EQ.8.AND.K.GT.2.AND.K.LT.18) GO TO 50
IF(J.GT.13.AND.J.LT.16.AND.K.GT.7.AND.K.LT.22) GO TO 50
IF(J.GT.2.AND.J.LT.16.AND.K.GT.21.AND.K.LT.24) GO TO 50
IF(J.EQ.6.AND.K.GT.2.AND.K.LT.15) GO TO 74
IF(J.EQ.7.AND.K.GT.14.AND.K.LT.18) GO TO 74
IF(J.EQ.8.AND.K.EQ.18) GO TO 74
FI(J,K)=(16*(FI(J+1,K)+FI(J-1,K)+FI(J,K+1)+FI(J,K-1))
2=FI(J+2,K)-FI(J-2,K)-FI(J,K+2)-FI(J,K-2)-(H/YC(J,K))*
3(-FI(J+2,K)+8*FI(J+1,K)-8*FI(J-1,K)+FI(J-2,K)))/60
GO TO 62

```

```

74 F(J,K)=((FI(J,K+1)/(S(J,K)*(1+S(J,K)))+FI(J,K-1)/(1+S(J,K)))
2+FI(J+1,K)/(T(J,K)*(1+T(J,K)))+FI(J-1,K)/(1+T(J,K)))
3=(H/(2*YC(J,K)))*(FI(J+1,K)/(T(J,K)*(1+T(J,K)))
4-(T(J,K)*FI(J-1,K)/(1+T(J,K))))/(((S(J,K)+T(J,K))
5/(S(J,K)*T(J,K)))+(H*(T(J,K)-1))/(2*YC(J,K)*T(J,K)))
62 HATA(J,K)=(F(J,K)-FI(J,K))*2
FI(J,K)=F(J,K)
54 CONTINUE
TH=0.0
DO 55 J=3,IP
DO 55 K=3,IR
TH=TH+HATA(J,K)
55 CONTINUE
EPS=2
THATA(ITS)=TH
IF(ITS.GT.30) GO TO 60
IF(ABS(THATA(ITS-1)-THATA(ITS)).GT.EPS) GO TO 100
60 WRITE(6,102) ITS
205 WRITE(6,206) THATA(ITS)
DO 51 J=2,IS
51 WRITE(6,101) (FI(J,K),K=2,IV)
101 FORMAT(15F9.2)
102 FORMAT(I7)
206 FORMAT(F10.2)
STOP
END

```

E K - 3

ŞAFT SAVAKTA LAMİNER PERMENANT
HALDE ÇÖZÜM PROGRAMI

```

DIMENSION FI(27,27),F(27,27),YC(27,27),S(4,14),T(4,14),
2HATA(27,27),THATA(99),G(27,27),GI(27,27)
READ(5,1) M,N,HT
1 FORMAT(15,15,F10.2)

```

```

C
C
C SINIR SARTLARI

```

```

IS=M-1
IV=N-1
DO 10 J=2,IS
FI(J,N-1)=1.00
FI(J,2)=0.00
10 CONTINUE
DO 20 K=2,IV
FI(2,K)=1.00
FI(M-1,K)=(K-2)*1.00/(N-3)
20 CONTINUE

```

```

C
C
C IC AG NOKTALARINDA ILK TAHMIN

```

```

IP=M-2
IR=N-2
DO 30 J=3,IP
DO 30 K=3,IR
FI(J,K)=0.00
30 CONTINUE
FI(3,2)=0.82
FI(4,2)=0.30
DO 250 J=2,IS
250 WRITE(6,48) (FI(J,K),K=2,IV)
48 FORMAT(15F8.2)

```

```

C
C
C AG NOKTALARININ BELIRLENMESI VE DUZGUN OLMİYAN SINIRLAR

```

```

H=HT/(N-3)
DO 40 J=2,IS
DO 40 K=2,IV
T(J,K)=1.00
S(J,K)=1.00
40 YC(J,K)=(J-2)*H
T(4,2)=0.40
T(4,3)=0.44
T(4,4)=0.48
T(4,5)=0.54
T(4,6)=0.64
T(4,7)=0.70
T(4,8)=0.80
T(4,9)=0.92

```

```

T(5,10)=0.04
T(5,11)=0.24
T(5,12)=0.56
T(6,13)=0.04
T(6,14)=0.84
S(5,10)=0.32
S(6,13)=0.05

```

C
C
C

ILK TAHMINDEN BASLAYAN ITERASYON

```

ITS=0
100 ITS=ITS+1
DO 14 J=2, IS
FI(J,1)=FI(J,2)
14 CONTINUE
DO 50 J=3, IS
DO 50 K=2, IR
IF(J.EQ.26.AND.K.GT.1.AND.K.LT.27) GO TO 77
IF(J.EQ.8.AND.K.GT.2.AND.K.LT.15) GO TO 50
IF(J.EQ.5.AND.K.GT.9.AND.K.LT.13) GO TO 74
IF(J.EQ.6.AND.K.EQ.13.AND.K.EQ.14) GO TO 74
IF(J.EQ.5.AND.K.GT.1.AND.K.LT.10) GO TO 50
IF(J.EQ.4.AND.K.GT.1.AND.K.LT.10) GO TO 74
IF(J.EQ.6.AND.K.GT.1.AND.K.LT.13) GO TO 50

IF(J.EQ.7.AND.K.GT.1.AND.K.LT.15) GO TO 50
F(J,K)=(FI(J-1,K)+FI(J+1,K)+FI(J,K-1)+FI(J,K+1))/4
2=(H/YC(J,K))*(FI(J+1,K)-FI(J-1,K))/8
GO TO 62
74 F(J,K)=(2*YC(J,K)*T(J,K)*(FI(J,K-1)+FI(J,K+1)*S(J,K))/(1+S(J,K))
2+(2*YC(J,K)*S(J,K)*(FI(J+1,K)+FI(J-1,K)*T(J,K))-H*S(J,K)
3*(FI(J+1,K)-FI(J-1,K)*(T(J,K)+2)))/(1+T(J,K)))
4/(2*YC(J,K)*(T(J,K)+S(J,K))+S(J,K)*H*(T(J,K)-1))
GO TO 62
77 F(J,K)=2*FI(J-1,K)-FI(J-2,K)
62 HATA(J,K)=(F(J,K)-FI(J,K))*2
FI(J,K)=F(J,K)
50 CONTINUE
TH=0.0
DO 55 J=3, IP
DO 55 K=3, IR
TH=TH+HATA(J,K)
55 CONTINUE
EPS=0.0002
THATA(ITS)=TH
IF(ITS.GT.10) GO TO 60
IF(ABS(THATA(ITS-1)-THATA(ITS)).GT.EPS) GO TO 100
60 WRITE(6,102) ITS
DO 51 J=2, IS
51 WRITE(6,101) (FI(J,K),K=2,IV)
101 FORMAT(1X,15F8.2)
102 FORMAT(I7)

```

C
C
C

POTANSIYEL COZUMDEN BASLIYAN ITERASYON

```

R=0.00
110 ITS=0
105 ITS=ITS+1
DO 56 J=2, IS
DO 56 K=2, IV
IF(J.EQ.4.AND.K.GT.1.AND.K.LT.10) GO TO 75
IF(J.EQ.2.AND.K.GT.1.AND.K.LT.26) GO TO 81
IF(K.EQ.2.AND.J.GT.7.AND.J.LT.27) GO TO 82
IF(K.EQ.26.AND.J.GT.1.AND.J.LT.27) GO TO 83
IF(J.EQ.26.AND.K.GT.2.AND.K.LT.26) GO TO 84
IF(J.EQ.8.AND.K.GT.2.AND.K.LT.15) GO TO 85
IF(J.EQ.5.AND.K.GT.1.AND.K.LT.10) GO TO 86
IF(J.EQ.6.AND.K.GT.9.AND.K.LT.13) GO TO 86
IF(J.EQ.7.AND.K.GT.12.AND.K.LT.15) GO TO 86
IF(J.EQ.5.AND.K.GT.9.AND.K.LT.13) GO TO 75
IF(J.EQ.6.AND.K.GT.12.AND.K.LT.15) GO TO 75
IF(J.EQ.7.AND.K.GT.1.AND.K.LT.13) GO TO 56
IF(J.EQ.6.AND.K.GT.1.AND.K.LT.10) GO TO 56
IF(K.EQ.2.AND.J.GT.2.AND.J.LT.4) GO TO 87
G(J,K)=((GI(J+1,K)+GI(J-1,K)+GI(J,K+1)+GI(J,K-1))*YC(J,K)**2/(H
2**2)+(GI(J+1,K)-GI(J-1,K))*YC(J,K)/(2*H)-((FI(J,K+1)-FI(J,K-1))
3*(GI(J+1,K)-GI(J-1,K))-((FI(J+1,K)-FI(J-1,K))*(GI(J,K+1)
4-GI(J,K-1)))*R*YC(J,K)/(4*H**2))/(4*YC(J,K)**2/H**2
5+1-R*(FI(J,K+1)-FI(J,K-1))/(2*H))
F(J,K)=(FI(J+1,K)+FI(J-1,K)+FI(J,K+1)+FI(J,K-1)-H**2*YC(J,K)
2*G(J,K)-H*(FI(J+1,K)-FI(J-1,K))/(2*YC(J,K)))/4
GO TO 65
75 F(J,K)=(2*YC(J,K)+T(J,K)*(FI(J,K-1)+FI(J,K+1)*S(J,K)))/(1+S(J,K))
2+(2*YC(J,K)*S(J,K)*(FI(J+1,K)+FI(J-1,K)+T(J,K))-H*S(J,K)
3*(FI(J+1,K)-FI(J-1,K)*(T(J,K)+2)))/(1+T(J,K))
4/(2*YC(J,K)*(T(J,K)+S(J,K))+S(J,K)*H*(T(J,K)-1))
G(J,K)=0.00
GO TO 65
81 G(J,K)=0.00
F(J,K)=1.00
GO TO 65
82 G(J,K)=3*(FI(J,K+1)-FI(J,K))/(H**2*YC(J,K))-GI(J,K+1)/2
F(J,K)=0.00
GO TO 65
83 G(J,K)=0.0
F(J,K)=1.00
GO TO 65
84 G(J,K)=GI(J-4,K)-2*GI(J-3,K)+2*GI(J-1,K)
F(J,K)=FI(J-4,K)-2*FI(J-3,K)+2*FI(J-1,K)
GO TO 65
95 G(J,K)=(FI(J+1,K)-FI(J,K)-H**2*(YC(J,K)+2*H)*GI(J+1,K)/6
2+H**3*GI(J+2,K)/12)/((H**2*YC(J,K)/3+H**3/12-H**4/(24*YC(J,K))))
F(J,K)=0.00
GO TO 65
86 G(J,K)=(GI(J-1,K)-GI(J-2,K))*(1+T(J,K))+GI(J-2,K)
F(J,K)=0.00
GO TO 65

```

```

87  G(J,K)=GI(J,K+1)
    F(J,K)=FI(J,K+1)
65  HATA(J,K)=(F(J,K)-FI(J,K))*2
    GI(J,K)=G(J,K)
    FI(J,K)=F(J,K)
56  CONTINUE
    TH=0.0
    DO 57 J=3,IP
    DO 57 K=3,IR
    TH=TH+HATA(J,K)

57  CONTINUE
    EPS=0.0002
    THATA(ITS)=TH
    IF(ITS.LT.20) GO TO 105
61  WRITE(6,104) ITS
201  WRITE(6,202) THATA(ITS)
    DO 52 J=2,IS
52  WRITE(6,103)(FI(J,K),K=2,IV)
103  FORMAT(1X,15F8.2)
202  FORMAT(F10.2)
104  FORMAT(I7)
    WRITE(6,107) R
107  FORMAT(F10.2)
    DO 53 J=2,IS
53  WRITE(6,106)(GI(J,K),K=2,IV)
106  FORMAT(1X,15F8.2)
    R=R+J.5
    IF(R.LT.2) GO TO 110
    STOP
    END

```

HAL TERCÜMESİ

Y.Müh. Necati Ağırallıoğlu 1947 yılında Çaykara'da doğmuş, parasız yatılı okuduğu Trabzon Lisesinden 1963 Haziran döneminde mezun olmuş, aynı yıl girdiği İ.T.Ü. İnşaat Fakültesini 1968 Haziran döneminde bitirmiştir. Mezuniyetten sonra Nisan 1969'a kadar Y.S.E. X. Bölge Müdürlüğü içme suları şefliğinde çalışmıştır. Nisan 1969-Ekim 1970 tarihleri arasında askerlik hizmetini yapmıştır. Kasım 1970'de Su Yapıları Kürsüsünde Teknisyen Asistan olarak çalışmaya başlamış ve halen aynı kürsüde Asistan olarak çalışmaktadır.

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi