

**Prototip bir DRAG pompasının konstrüksiyonu,
pompada akışın ve deneysel yolla elde edilen
karakteristiklerin analizi**

T.TAYFUN YILDIRIM

**Yüksek Lisans Tezi
Makina Mühendisliği Ana Bilim Dalı
Enerji Bilim Dalı
EYLÜL 1992**

**PROTOTİP BİR DRAG POMPASININ (Viskoz Sıvı Pompası)
KONSTRÜKSİYONU, POMPADA AKIŞIN VE DENEYSEL
YOLLA ELDE EDİLEN KARAKTERİSTİKLERİN ANALİZİ**

T.TAYFUN YILDIRIM

**ANADOLU ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
LİSANS ÜSTÜ YÖNETMELİĞİ UYARINCA
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI
ENERJİ BİLİM DALINDA
YÜKSEK LİSANS TEZİ
OLARAK HAZIRLANMIŞTIR**

Anadolu Üniversitesi
Merkez Kütüphanesi

**DANIŞMAN: Doç.Dr.YAŞAR PANCAR
EYLÜL 1992**

T.TAYFUN YILDIRIM'IN "YÜKSEK LİSANS" tezi olarak hazırladığı "Prototip bir DRAG pompasının (Viskoz sıvı pompası) konstrüksiyonu, pompada akışın ve deneysel yolla elde edilen karakteristiklerin analizi" başlıklı bu çalışma, jürimizce Lisansüstü yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

...7.10.1992

Üye : Prof.Dr. Battal Kuşhan

Üye : Prof.Dr. Kemal Taner

Üye : Doç.Dr. Yaşar Pancar

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun07 EKİM 1992
gün ve328-19..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Prof.Dr. Rüstem Kaya
Enstitü Müdürü

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
İÇİNDEKİLER	iii
ÖZET	iv
SUMMARY	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
SEMBOLLER DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ	1
2. VİSKOZ, SIKIŞTIRILAMAYAN BİR AKIŞKANIN DÖNMEKTE OLAN İKİ SİLİNDİR ARASINDAKİ AKIŞI	2
3. DÖNEN BİR SİLİNDİR ETRAFINDAKİ TÜRBÜLANSLI AKIŞ	8
4. TÜRBÜLANSLI ŞARTLARDA DÖNMEKTE OLAN DAİRESEL SİLİNDİRİN ISI KAYBI	18
5. PROTOTİP BİR DRAG POMPASININ TANITIMI	25
5.1. Pompa Teorisinin Belirlenmesi	26
6. POMPAYA AİT ÖZELLİKLER	28
6.1. Basınç-Akışkan Özelliği	28
6.2. Aktarılan Akışkanın Sahip Olduğu Güç	28
6.3. Hidrolik Giriş Gücü	29
6.4. Pompa Verimi	29
6.5. Akışkan Sıcaklığının Artışı	29
7. POMPAYA AİT DİĞER ÖZELLİKLER	30
7.1. Boyutla İlgili Tavsiyeler	31
7.2. Isınma Etkileri	32
8. POMPANIN KONSTRÜKSİYONU	33
9. DENEYLER	34
9.1. Sonuç	35
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	37
EKLER	
1. "DRAG PUMP" (Viskoz Sıvı Pompası) Dizaynına Ait Teknik Resimler	
2. Pompa ve Elektrik Motoru Düzeninin Fotoğrafi	

ÖZET

En basit tipteki bir viskoz sıvı pompası, düz bir yalıtma contasının her iki tarafına yerleştirilmiş ve radyal biçimde delinmiş giriş ve çıkış deliklerine sahip ve aynı eksenli boru içinde dönecek şekilde tahrik edilen bir aktarma elemanıdır.

Analitik değerlendirme, tabakalı akışların olduğu bölgeye göre sınırlıdır. İki boyutlu, kararlı, tamamen gelişmiş akış, sabit yoğunluk ve viskoz Newtoniyen akışkanı kabul edilmiştir. Basınç ve verim özellikleri boyutsuz biçimde açıklanmıştır.

Pompa performansına etki edecek özellikler, boyutlarla ilgili kabullerden yararlanılarak geometrik ve dinamik gruplarca gösterilmiştir. Basit modelin faydası veya doğruluğu üzerinde etkisi olan kararlılık, akış gelişmesi, ısınma ve yan kanal etkileri gibi diğer faktörler de tartışılmıştır.

Düşük güç uygulamaları, geniş bir hizmet alanı olduğunu teyid etmektedir. Bu uygulamalarda maliyetin düşük olması, böyle bir ünitenin yapısından gelen düşük bir verimle karşılanmaktadır.

SUMMARY

An outline is given of a feasibility study aimed on assessing the usefulness of the simplest type of viscosity pump, viz... a driven cylinder rotating in a stationary co-axial bore which carries radially Drilled inlet and outlet ports located on either side of a straight isolating seal.

Analytical assessment has been restricted to the region where laminar flows prevail. Two dimensional, steady, fully developed flow, of constant density and viscosity Newtonian fluid has been assumed. Theoretical flow-pressure-efficiency characteristics are presented in a non-dimensional form.

Aspects of a practical pump which would influence its performance in a normal situation, are represented by the more important geometrical and dynamical groups as derived from dimensional and considerations. Also discussed, are other factors having bearing on the usefulness or accuracy of the simple model, namely stability, curvature, flow development, heating and side channel effects.

Test results confirm a surprisingly wide range of useful duty for many applications, where the advantage of low cost outweighs the inherently low efficiency of such a unit.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil	Sayfa
3.1. Hız Dağılımı	11
3.2. Hızların Karşılaştırılması	12
3.3. Dönen Eş Eksenli İki Silindirin Dıştakine Etkiyen τ_2 Kesme Gerilmesi	13
3.4. Reynolds Sayısının Fonksiyonu Olarak Düzgün Yüzeyle Dönen Bir Silindir İçin Sürtünme Katsayısı	14
3.5. Coutte Akışı İçin Hız Profilleri	16
3.6. Kumla Kaplı Dönen Bir Silindir İçin Sürtünme Katsayısı	16
3.7. Dönmekte Olan Pürüzlü Bir Silindirin Direnci	17
3.8. Dönen Bir Silindirin Sürtünme Katsayısında, Dolgu Yoğunluğunun Çıkıntı Sertliğine Etkisi	18
4.1. İçteki Dönen, Dıştaki Sabit İki Silindir Arasında Kalan Açıklıkta Sıcaklık Dağılımı	20
4.2. Dönen Bir Silindirden Isı Transferi	21
4.3. Sabit Dış Silindir İçinde Dönen Bir Silindirden Yapılan Isı Transferi	24
4.4. Eş Eksenli Silindirler Arasında Eksenel Akışın Bulunmasının İç Silindirin Yaptığı Isı Transferine Etkisi	25
5.1. Pompanın Şematik Gösterilişi	26
7.1. Pompanın Hidrolik Çalışma Karakteristikleri	30
7.2. Sıcaklık Çıkışının Gösterilişi	31
9.1. Prototip Test Sonuçları	35
9.2. Pompa Tesisatının Şematik Gösterilişi	36

SEMBOLLER DİZİNİ

Sembol	Açıklama
b	: Yatak, conta düzeni içindeki rotor genişliği (mm)
c_f	: Direnç katsayısı
c_p	: Pompalanan akışkanın sabit basınçtaki özgül ısısı (kJ/kg.°C)
c_v	: Pompalanan akışkanın sabit hacimdeki özgül ısısı (kJ/kg.°C)
d	: Giriş ve çıkış delik çapları (mm)
D	: Silindir çapı (mm)
G	: Grashof sayısı
h	: Rotor ile gövde arasındaki radyal boşluk (mm)
k	: Pürüzlülük katsayısı
L	: Silicinin çevresel uzunluğu (mm)
p	: Pflaiderer sayısı
q	: Isı akışı (ω/sn)
Q	: Volümetrik debi (m^3/sn)
Q_0	: Sıfır basınç farkındaki teorik Q (m^3/sn)
r_1	: Rotor yarıçapı (mm)
r_2	: Dış silindir yarıçapı (mm)
$(R_s)_{cr}$: Kritik Reynolds sayısı
S	: Duvarlar arasındaki mesafe (mm)
T_1	: Rotor yüzey sıcaklığı (°C)
T_2	: Dış silindir sıcaklığı (°C)
V	: y'nin herhangi bir değerinde x yönündeki akışkan hızı (m/sn)
V_2	: Rölatif hız (m/sn)
V_E	: Effektif hız (m/sn)
V_*	: Türbülans sabiti

Semboller Dizini (devam)

W_i	: Hidrolik giriş gücü (kgm/sn)
W_D	: Beslenen akışkan içindeki güç (kgm/sn)
y	: Radyal uzunluk (mm)
β	: Hacimsel genişleme katsayısı
δ_{lam}	: Alt tabaka kalınlığı (mm)
Δ	: Boyutsuz koordinat
Δp	: Statik basınç düşümü (bar)
Δp_0	: Teorik Δp ($Q=0$) (bar)
Δt	: Sıcaklık farkı ($^{\circ}C$)
η	: Hidrolik verim
θ	: Boyutsuz sıcaklık
κ	: Türbülans sabiti
λ	: Isı iletim katsayısı (kcal/mh $^{\circ}C$)
μ	: Dinamik Viskozite (kg/ms)
ν	: Kinematik Viskozite (m 2 /s)
τ_1	: Rotora etkiyen kesme gerilmesi (N/m 2)
τ_2	: Dış silindire etkiyen kesme gerilmesi (N/m 2)
Ψ	: integrasyon sabiti
ω	: Rotorun açısal hızı (1/sn)

TEŐEKKÜR

"Prototip bir DRAG pompasının (Viskoz sıvı pompası) konstrüksiyonu, pompada akışın ve deneysel yolla elde edilen karakteristiklerinin analizi" başlıklı bu çalışmayı hazırlamamda, bana önderlik eden ve sonsuz yardımlarını esirgemeyen Sayın hocam Doç.Dr.Yaşar PANCAR'A, Uzman İrfan ÜREYEN'E ve Laborant Necdet DURAN'A teşekkürlerimi sunarım.

1. GİRİŞ

Dizaynı yapılan bu basit pompanın imalatı oldukça kolay olup, yapılan çalışma bir fizibilite etüdü şeklindedir.

Pompa, bir silindirik boru (pompa gövdesi) ve bunun içinde dönen bir silindirden (rotor) ibarettir. Sızdırmazlık elemanları ve yatakları özenle seçilmiştir.

En büyük özelliği, akışkanın geçtiği aralığın çok küçük olmasıdır. Bu nedenle oluşan sürüklenme sayesinde akışkan, pompa ile basılabilmektedir.

Klasik pompalar için gereken hesaplamalar burada yapılmamıştır.

Çok küçük güç uygulamaları ile iyi neticeler alınması, maliyetin düşük olması ve kolay dizayn edilebilmesi gibi avantajları olan değişik bir pompa konstrüksiyonu gerçekleştirilmiştir.

2. VİSKOZ, SIKIŞTIRILAMAYAN BİR AKIŞKANIN DÖNMEKTE OLAN İKİ SİLİNDİR ARASINDAKİ AKIŞI

Z doğrultusunda, sonsuz uzunlukta olan iki eş eksenli dairesel silindir arasındaki viskoz akışkanın akışını ele alalım, her iki silindirde dönmektedir; iç silindir r_1 yarıçapında ve ω_1 açısal hızıyla dönmektedir. Dış silindir ise r_2 yarıçapındadır ve ω_2 açısal hızıyla dönmektedir. z doğrultusuna dik bütün yüzeylerde akış benzerdir, yani hareket düzlemseldir. Ek olarak akışkanın z doğrultusunda eş eksenli hareket ettiği varsayılacaktır. Bu simetri dolayısıyla hareketi belirleyen nicelikler Φ koordinatından bağımsızdır.

Bundan dolayı

$$V_r = V_z = 0, \quad V_\Phi = V(r), \quad p = p(r) \quad \dots \dots \dots (2.1)$$

yazılabilir.

r yarıçaplı ve (dr) kalınlığındaki silindirik tabakaların iç ve dış yüzeylerine etkiyen $\tau = \tau_{r\Phi}$ kesme gerilmesinden ve yağlamadan kaynaklanan momenti dikkate alarak, etki ve tepki kuvvetlerinden dolayı oluşan momentlerin eşit olduğu düşünülebilir ve aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\frac{d}{dr}(r^2\tau) = 0 \quad \dots \dots \dots (2.2)$$

Burada τ kesme gerilmesi,

$$\tau = \mu \left(\frac{dV}{dr} - \frac{V}{r} \right) = \mu r \frac{d}{dr} \left(\frac{V}{r} \right) \quad \dots \dots \dots (2.3)$$

ile temsil edilmektedir.

İzotermal olmayan akışa ait enerji dengesi denklemi böylece aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\frac{\lambda}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{\tau^2}{\mu} = 0 \quad \dots \dots \dots (2.4)$$

(2.6)'daki sınır şartlarının kullanılması ile

$$V = \frac{(\omega_2 r_2^2 - \omega_1 r_1^2) r^2 + (\omega_1 - \omega_2) r_1^2 r_2^2}{(r_2^2 - r_1^2) r} \quad \dots \quad (2.9)$$

elde edilir. (2.3) denklemine göre, kesme gerilmesi ise,

$$\tau = \frac{2\mu(\omega_2 - \omega_1) r_1^2 r_2^2}{(r_2^2 - r_1^2) r^2} \quad \dots \quad (2.10)$$

şeklindedir. Bu ifadeyi (2.4) denklemine taşıyarak:

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{d\theta}{dr} \right) + \frac{4mr_1^2}{r^3} = 0 \quad \dots \quad (2.11)$$

elde edilir. m boyutsuz bir katsayıdır,

$$m = \frac{\mu r_1^2 r_2^2 (\omega_1 - \omega_2)^2}{\lambda (T_2 - T_1) (r_2^2 - r_1^2)^2} \quad \dots \quad (2.12)$$

(2.7) sınır şartına göre (2.11) denkleminin çözümü

$$\theta = m \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2} \right) + \left[1 - m \left(1 - \frac{r_1^2}{r_2^2} \right) \right] \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \dots \quad (2.13)$$

şeklindedir.

Yayıma enerjisi ihmal edilirse, yani $m=0$ alınırsa, silindirler arasındaki sıcaklık dağılımı

$$\theta = \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \dots \quad (2.14)$$

denklemine göre belirlenir.

Ayrıca bu formülün $\mu(T)$ fonksiyonunun genel yazılışı için de geçerli olacağını belirtelim.

Silindir duvarlarından olan ısı transferi θ 'nin duvar yakınlardaki değerlerinin türevinin alınması ile belirtilir.

$$\left. \frac{d\theta}{dr} \right|_{r=r_1}, \left. \frac{d\theta}{dr} \right|_{r=r_2}$$

b) $\mu(\theta) \neq \text{sbt.}$ olduğunda, ince bir tabakadaki ısı transferi. Bu durumda (2.5) denklemi kullanılabilir. θ boyutsuz sıcaklığı ve $\Delta=y/r$ boyutsuz koordinatı yardımıyla (2.5) denkleminde

$$\frac{d^2\theta}{d\Delta^2} + \frac{h^2 \tau_0^2}{\lambda(T_2 - T_1)\mu} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.15)$$

diferansiyel denklemi elde edilir.

$\mu=\mu(\theta)$ formunda olmak kaydıyla şunu da ilave edebiliriz.

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_0} F(\theta) \quad \dots\dots\dots (2.16)$$

Daha sonra aşağıda verilen sınır şartlarına göre denklemi integre ederiz.

$$\Delta=0 \text{ için } \theta=0, \quad \Delta=1 \text{ için } \theta=1 \quad \dots\dots\dots (2.17)$$

Örneğin, sıvılar için yaklaşık doğru olan

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_0} (1 + \alpha \theta^2) \quad \dots\dots\dots (2.18)$$

bağıntısına göre (2.15) denklemi

$$\frac{d^2\theta}{d\Delta^2} = n^2 \alpha \theta^2 = -n^2 \quad \dots\dots\dots (2.19)$$

olacaktır.

burada $n^2 = \frac{h^2 \tau_0^2}{\lambda \mu_0 (T_2 - T_1)} \quad \dots\dots\dots (2.20)$

Bu denklem için (2.17)'deki sınır şartını sağlayan çözüm

$$\theta = \frac{1}{\alpha^2} \left[\frac{1 + \alpha^2 - \text{Cos}(n\alpha)}{\text{Sin}(n\alpha)} \text{Sin}(n\alpha\Delta) + \text{Cos}(n\alpha\Delta) - 1 \right] \dots\dots\dots (2.21)$$

ile verilebilir.

V hızını tanımlamak için

$$\frac{dV}{d\Delta} = \frac{h\tau_0}{\mu_0} (1 + \alpha^2 \theta) \dots\dots\dots (2.22)$$

şeklindeki (2.5) denkleminde başvurmalıdır.

İç silindir sabit kabul edilirse,

$$\left. \begin{array}{l} \Delta=0 \quad \text{için} \quad V=0 \quad \dots\dots\dots \\ \Delta=1 \quad \text{için} \quad V=U \quad \dots\dots\dots \end{array} \right\} (2.23)$$

olur.

(2.22) denklemini, (2.23) sınır şartlarını sağlayacak şekilde integre edersek:

$$V = \frac{h\tau_0}{n\alpha\mu_0} \left\{ \frac{1 + \alpha^2 - \text{Cos}(n\alpha)}{\text{Sin}(n\alpha)} \left[1 - \text{Cos}(n\alpha\Delta) + \text{Sin}(n\alpha\Delta) \right] \right\}$$

elde edilir. Bu denkleme τ_0 için (2.20) de verilen değer yerleştirilirse sonuç olarak

$$V = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{\lambda(T_2 - T_1)}{\mu_0}} \left\{ \frac{1 + \alpha^2 - \text{Cos}(n\alpha)}{\text{Sin}(n\alpha)} \left[1 - \text{Cos}(n\alpha\Delta) + \text{Sin}(n\alpha\Delta) \right] \right\} (2.24)$$

elde edilir, burada n, (2.23)'deki ikinci sınır şartından,

$$\tan \frac{\alpha n}{2} = \frac{\alpha}{2 + \alpha^2} \sqrt{\frac{\mu_0 U^2}{\lambda(T_2 - T_1)}} \dots\dots\dots (2.25)$$

bağıntısında belirlenmiştir.

$F(\theta)$ formu için genel olarak (2.15) denklemi yeniden aşağıdaki gibi yazıldığında

$$\theta' \frac{d\theta'}{d\theta} + \frac{k^2}{2} F(\theta) = 0 \quad \dots\dots\dots (2.26)$$

elde edilir. Burada,

$$k^2 = \frac{2h^2 \tau_0^2}{\lambda(T_2 - T_1)\mu_0} \quad \dots\dots\dots (2.27)$$

dır ve üslü ifadeler Δ 'ya göre türevi göstermektedir.

(2.26)'yı θ 'ya göre integre edersek

$$\theta' = \pm k \sqrt{\Psi_0 - \Psi(\theta)} \quad \dots\dots\dots (2.28)$$

bulunur. Böylece

$$\Psi(\theta) = \int_0^\theta F(\theta) d\theta \quad \dots\dots\dots (2.29)$$

bağıntısına ulaşılır.

Ψ_0 , belirlenmesi gereken bir integrasyon sabitidir. Karekökün işareti türevin işareti tarafından belirlenir. (2.28)'in, $\Delta=0$ 'da $\theta=0$ şartını sağlayacak şekilde Δ üzerinden integre edilmesiyle

$$\Delta = \frac{1}{k} \int_0^\theta \frac{d\theta}{\pm \sqrt{\Psi_0 - \Psi(\theta)}} \quad \dots\dots\dots (2.30)$$

elde edilir.

İkinci şart ($\Delta=1$ için $\theta=1$), Ψ_0 'ı belirleyen bağıntıyı verir:

$$\int_0^1 \frac{d\theta}{\pm \sqrt{\Psi_0 - \Psi(\theta)}} = k \quad \dots\dots\dots (2.31)$$

V'yi bulmak için, μ 'yü (2.16)'nın yardımı ile (2.5)'e yerleştirerek, θ değişkeni üzerinden işlem yapılırsa;

$$\theta \frac{dV}{d\theta} = \frac{h\tau_0}{\mu_0} F(\theta)$$

elde edilir. (2.28)'e göre integrasyon yapılarak,

$$V = U_1 + \frac{h\tau_0}{k\mu_0} \int_0^\theta \frac{F(\theta)d\theta}{\pm \sqrt{\Psi_0 - \Psi(\theta)}} \dots\dots\dots (2.32)$$

bulunur.

Burada $\theta=0$ için, $V=U_1$ sınır şartı sağlanmıştır. Diğer sınır şartı $\theta=1$ için $V=U_2$; τ_0 'ın belirlenmesine yarayacak

$$U_2 - U_1 = \frac{h\tau_0}{k\mu_0} \int_0^1 \frac{F(\theta)d\theta}{\pm \sqrt{\Psi_0 - \Psi(\theta)}} \dots\dots\dots (2.33)$$

bağıntısının bulunmasına yardım etmektedir.

3. DÖNEN BİR SİLİNDİR ETRAFINDAKİ TÜRBÜLANSLI AKIŞ

Dönen bir silindir etrafındaki sıkıştırılamaz viskoz sıvının türbülanslı akışına ait teoriyi kurmak için en doğru yol; (2.3) denklemini genelleştirmektir.

$$\frac{|\tau|}{\rho} = -v_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V}{r} \right) \dots\dots\dots (3.1)$$

(3.1) denklemini; ϵ , kinematik türbülans viskozitesinin aşağıdaki şekilde verilmesi ile elde edilir.

$$\frac{|\tau|}{\rho} = -\epsilon r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V}{r} \right) \dots\dots\dots (3.2)$$

Akış bölgesinde ϵ dağılım kanununun belirlenmesi gerekir. Bir duvar yüzeyine yakın bölgedeki türbülans teorisinde olduğu gibi, türbülans viskozitesi, duvardan olan y uzaklığı ile orantılı olmalıdır:

$$\frac{\epsilon}{V_*} = \kappa y \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

Burada $V_* = \sqrt{(\tau/\rho)}$ ve κ türbülans sabitidir. İç ve dış silindir yüzeylerinde bu ilişkinin sabit kalması için

$$\frac{\epsilon}{V_*} = \kappa \frac{(r_2 - r)(r - r_1)}{(r_2 - r_1)} \quad \dots\dots\dots (3.4)$$

olması doğaldır, burada r_1 , dönen iç silindirin yarıçapı ve r_2 , dıştaki sabit silindirin yarıçapıdır.

Sürtünme kuvvetlerinin momentlerine (2.2) ait korunum denklemleri dikkate alınarak

$$V_* r = V_{*1} r_1 \quad \dots\dots\dots (3.5)$$

yazılabilir ve (3.2) ile (3.4)'den

$$\kappa r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V}{r} \right) = - \frac{V_* (r_2 - r_1)}{(r_2 - r)(r - r_1)} \quad \dots\dots\dots (3.6)$$

buluruz. Bu denklemi integre edersek,

$$- \frac{r_1}{r} \kappa \frac{V}{V_{*1}} = \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right) \frac{r_1}{r} - \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] \ln r - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \ln (r_2 - r) + \ln (r - r_1) + C \quad \dots (3.7)$$

buluruz

Wattendorf (1935) ve Taylor (1935)'un deneysel verilerinin değerlendirilmesi, silindir yüzeylerine yakın tabakalardaki rölatif hızların dağılımının, bir düzlem yüzey üzerinden geçen akışın Laminar alt tabakasındaki dağılım ile aynı olduğunu göstermektedir, yani lineer bir kural vardır. Laminar alt tabakaların sınırlarındaki hızlar,

$$V_{1 \text{ lam}} = V_1 - \alpha V_{*1} , \quad V_{2 \text{ lam}} = \alpha V_{*2} = \alpha \frac{V_{*1} r_1}{r_2} \quad \dots \dots \dots (3.8)$$

bağıntısıyla verilebilir, alt tabakaların karşılık gelen kalınlıkları,

$$\delta_{1 \text{ lam}} = \frac{\alpha v}{V_{*1}} , \quad \delta_{2 \text{ lam}} = \frac{\alpha v}{V_{*2}} = \frac{\alpha v r_2}{V_{*1} r_1} \quad \dots \dots \dots (3.9)$$

şeklindedir; burada α bir sabittir, her iki silindir için aynı olduğu kabul edilir.

C sabitini elimine edip, kalınlıkları ve hızları, (3.7) denkleminde kullanarak hız dağılımını ve direnç kanununu belirleyen bir denklem elde edilir.

Dönen silindire ait direnci belirleyen kanun için,

$$\kappa \frac{V_1}{V_{*1}} = \kappa \alpha \left[1 + \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] - \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right)^2 + \ln \left(1 + \frac{V_{*1} r_1}{\alpha v} \right) \left(1 - \frac{r_1}{r_2} + \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} - 1 \right) \right) \left(\frac{V_{*1} r_1}{\alpha v} - 1 \right) \quad (3.10)$$

denklemini elde ederiz.

Hız dağılımını aşağıdaki formülle verir;

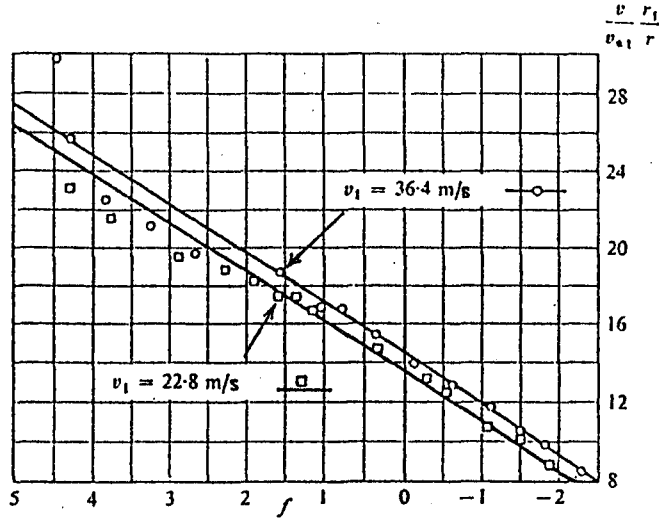
$$\frac{r_1}{r} \kappa \frac{V}{V_{*1}} = \kappa \left(\frac{V_1}{V_{*1}} - \alpha \right) + \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right) \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right) \frac{r_1}{r} - \ln \left(\frac{r - r_1}{r} \right) - \ln \left(1 + \frac{V_{*1} r_1}{\alpha v} \right) \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \ln \frac{r}{r_2 - r} \frac{r_2 - r_1}{r_1} \quad (3.11)$$

κ ve α sabitleri Wattendorf'un deneysel verilerinden elde edilir ve diğer deneysel verilerin değerlendirilmesi ile kullanılabilir oldukları kesinleştirilecektir. Şekil (3.1)'de yarıçapı 254 mm. olan sabit dış silindir içinde dönen yarıçapı 200 mm. olan iç silindir arasında kalan bölgede hızların ölçülmesi ile (3.7) denkleminin sağ tarafı, C sabiti olmaksızın bir f fonksiyonu olarak (r_1/r) (V/V_{*1}) 'e karşı çizimi gösterilmiştir. V_{*1} 'in değerleri Taylor'un (1936)'da dönen silindire etkiyen τ kesme gerilmesi için yaptığı deneylerin verilerinden alınmıştır.

Grafik, duvara yakın bölgeler haricinde, yaklaşık olarak düz çizgiler halinde elde edilmiştir. Bu düz çizgilerin eğimi $1/\kappa = 2.5$ 'tir, yani bir düzlem duvar yakınındaki türbülanslı akış için elde edilen $\kappa = 0.4$ değeri ile aynıdır. Diğer sabit α , düz çizgilerin, f 'nin sıfır olduğu düşey çizgilerle kesiştiği noktaların koordinatlarından elde edilebilir.

(3.11)'deki α sabitinin belirlenmesi için şu denklem elde edilir.

$$\left(-\frac{r_1}{r} \kappa \frac{V}{V_{*1}}\right)_{f=0} = -\kappa \left(\frac{V}{V_{*1}} - \alpha\right) \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right) \left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right) + \ln \left(\frac{V_{*1} r_1}{\alpha v} + 1\right) + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \ln \left(\frac{r_2 - r_1}{r_1}\right) \quad (3.12)$$



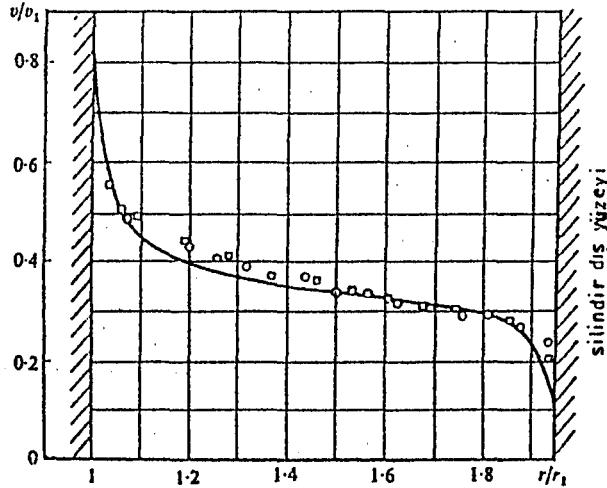
Şekil 3.1: Dönmekte olan iç silindir ile aynı eksenli silindirler arasındaki hız dağılımı. (Wattendorf) ⁽⁷⁾.

Su içinde ($\nu \approx 10 \text{ m}^2/\text{s}$) bulunan iç silindirin $V_1 = 36.4 \text{ m/s}$ 'lik çevresel hızı için Taylor'un deneysel verilerinden $V_1/V_{*1} = 45.2$ olarak elde edilir ve bu durumda $f=0$ ile kesişme noktasından $(V/V_{*1})(r_1/r) = 14.5$ değerini verir. Böylece (3.12) denkleminde $\alpha \approx 8$ olarak bulunur.

$V_1 = 22.8 \text{ m/s}$ 'lik hız için, $V_1/V_{*1} = 42.2$ ve $(V/V_{*1})(r_1/r) = 13.7$ olarak bulunur, dolayısıyla (3.12) denkleminde $\alpha \approx 7$ olarak elde edilir. Buna göre α 'nın ortalama değeri 7.5 olur.

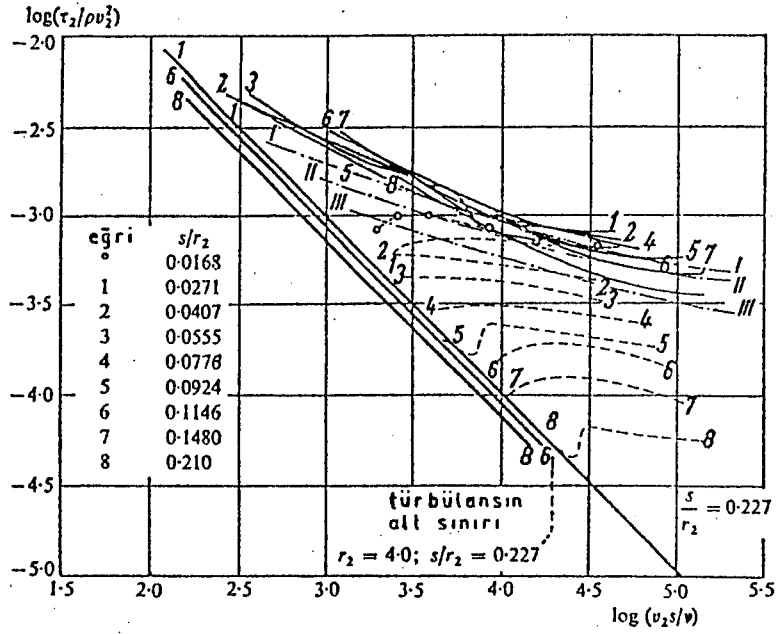
$\kappa = 0.4$ ve $\alpha = 7.5$ değerlerini (3.10) ve (3.11) denklemlerine yerleştirip bu formülden hesaplanan sonuçları deneysel verilerle karşılaştıralım.

Taylor'un $\omega_1=252$ 1/s'lik açısal hızla dönmekte olan $r_1=2.062$ cm yarıçapındaki silindir ile $r_2=4.035$ cm yarıçapındaki sabit dış silindir arasındaki havanın hız dağılımını veren ölçümlerini inceleyeceğiz. Şekil (3.2)'de daireler, 0.48 mm. çapındaki bir tüp içinde yapılan hız ölçümlerini belirtmektedir, dörtgenler ise, ekstrapolasyonla elde edilen hızları göstermektedir. Sürekli çizgi, $\kappa=0.4$ ve $\alpha=7.5$ değerleri ile yapılan hesapların sonucunu temsil etmektedir. Bu, deneysel noktalara tatmin edici bir yakınlık sağlamıştır. İki silindir arasında kalan küçük açıklıkta deney yapmanın ve hızların, toplam basıncın ölçülmesi ile hesaplandığını gözönünde bulundurarak, teori ile deney arasındaki uyumluluğun yeterli olduğu söylenebilir.



Şekil 3.2: $r_1=2.062$ cm yarıçapında dönen iç silindir ile $r_2=4.035$ cm yarıçapındaki dış silindir arasındaki bölgede, çalışma ortamı hava olmak üzere, ölçülen ve hesaplanan hızların karşılaştırılması. Sürekli çizgi, (3.11) denklemine göre hesaplanarak elde edilmiştir, deneysel noktalar Taylor'un $\omega=252$ 1/s'lik açısal hız için yaptığı ölçümlere aittir. (7)

Uyumdaki bu yeterlilik, ayrıca dönen silindire etkiyen deneysel ve teorik direnç değerlerine de uygulanabilir. Şekil (3.3), Taylor tarafından moment ölçümlerinden $\tau_2/\rho v_2^2=(V_{*2}/V_2)^2$ için elde edilen değerleri vermektedir. (τ_2 dış silindire etki eden kesme gerilmesi ve $V_2=r_2\omega$ dönen dış silindirin rölaf hızıdır). s/r_2 rölaf aralığına ait her değer için ayrı bir eğri elde edilmiştir; sürekli çizgiler iç silindirin döndüğü ve kesikli çizgiler dış silindirin döndüğü durumları göstermektedir. Eksenlerle 45° yapan düz çizgiler laminar şartlar altındaki teorik sonuçları temsil etmektedir. (eşitlik 2.10)



Şekil 3.3: Dönen eş eksenli iki silindirden dıştakine etkiyen τ_2 kesme gerilmesi (Taylor);
 — : İç silindirin dönmesi ($U_2 = \omega_1 r_2$); : Dış silindirin dönmesi ($U_2 = \omega_2 r_2$); - - - - : İç silindirin (3.10)'a göre hesaplanan dönüşü ($s/r_2 = 0$ için I; $s/r_2 = 0.09$ için II; $s/r_2 = 0.23$ için III). Daireler Couette'nin deneysel noktalarıdır. (7)

Hareketi karakterize eden kararlılığın, dış silindirin dönmesi durumundaki etkisi, sürtünmede bir artış şeklindedir. İç silindirin dönmesi sırasında oluşan yuvarlaklığın meydana getirdiği karasızlığın, direnç üzerine önemli bir etkisi yoktur. Deneysel veriler (3.10) denkleminde hesaplananlara yakındır. Bu söylenenler, kesik noktalı çizgiler ile gösterilmiştir. En büyük sapma laminardan türbülanslı şartlara geçiş bölgesinde olmaktadır.

Bir Silindirin Sonsuz Ortamda Dönmesi: Bir silindirin sonsuz bir ortam içinde dönmesi durumunu incelediğimizde (3.10)'da $r_2 \rightarrow \infty$ genişlemesi yapılırsa, direnç kanunu için aşağıdaki ifadeyi elde ederiz:

$$\kappa \frac{V_1}{V_{*1}} = \kappa \alpha - 1 + \ln \left(1 + \frac{V_{*1} r_1}{\alpha \nu} \right) \quad \dots \dots \dots (3.13)$$

$R = V_1 r_1 / \nu$ 'nin büyük değerleri için

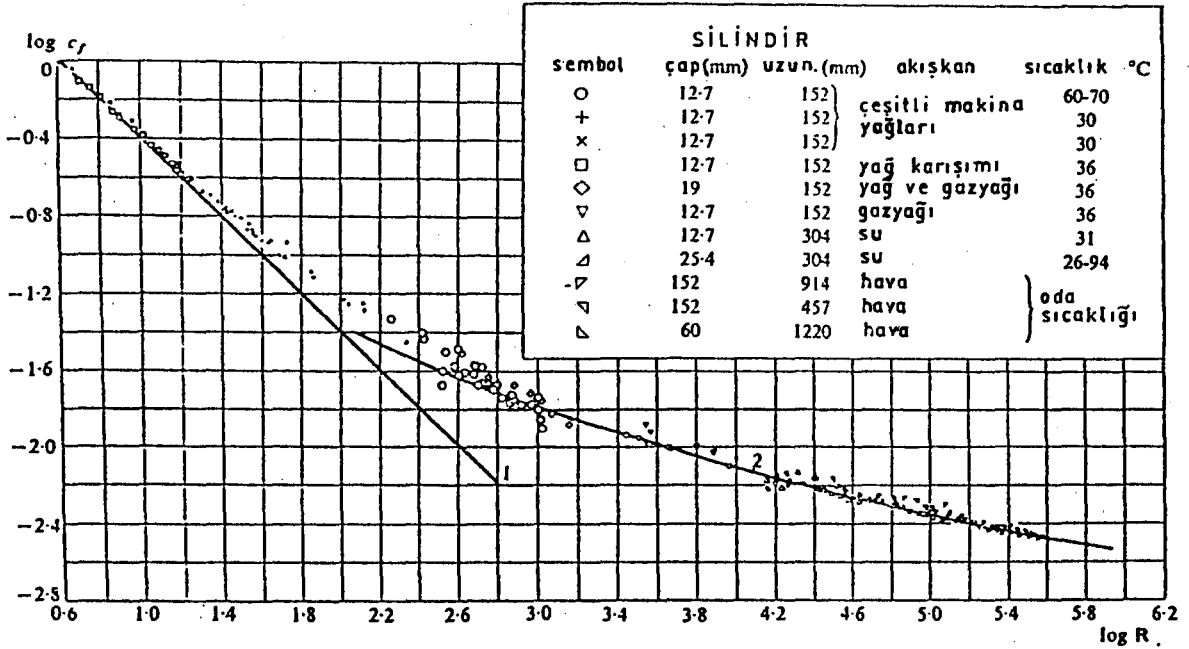
$$\ln\left(1 + \frac{V_* r_1}{\alpha v}\right) = \ln\left(1 + \frac{V_* R}{V_1 \alpha}\right) \approx \ln\left(\frac{V_* R}{V_1 \alpha}\right)$$

yazılabilir, buna göre (3.13) denklemi ($\kappa=0.4$ ve $\alpha=7.5$ için)

$$\frac{1}{\sqrt{C_f}} = -0.6 + 4.07 \log R \sqrt{C_f} \quad \dots\dots\dots (3.14)$$

şeklini alır.

Burada $C_f = \tau / (1/2 \rho r_1^2 \omega_1^2)$ direnç katsayısıdır. Bu, Theodorsen ve Regier'in direnç katsayısıdır. Bu, Theodorsen ve Regier'in deneylerinden elde ettikleri değerleri interpolate ederek buldukları formdur. Şekil (3.4)



Şekil 3.4: Reynolds sayısının fonksiyonu olarak düzgün yüzeyli dönen bir silindir için sürtünme katsayısı (Theodorsen ve Regier): (1) laminar akış, $C_f=4/R$; (2) (3.14) denklemine göre türbülanslı akış (7).

Türbülanslı Couette Akışı: Bir diğer durum da, r_1 ve r_2 'nin sonsuz olma durumudur. Bu iki paralel duvar arasındaki akışı ifade eder. Duvarlardan birisi kendi düzlemi içinde V_1 hızıyla hareket ederken; diğzerinin sabit kalması durumudur (Couette akışı). Böylece (3.5) denkleminde, duvarların arasında $V_*=sabit$ olduğu anlaşılır.

Böyle bir akış için (3.10) direnç formülü şu hali alır:

$$\kappa \frac{V_1}{V_{*1}} = 2 \kappa \alpha + 2 \ln \frac{V_{*1} s}{\alpha \nu} \quad \dots \quad (3.15)$$

burada duvarlar arasındaki mesafe $s=r_2-r_1$ 'dir. $\alpha=7.5$ ve $\kappa=0.4$ için formül

$$\frac{V_1}{V_{*1}} = 4.94 + 11.5 \log \frac{V_{*1}}{V_1} R_s, \quad R_s = \frac{sV_1}{\nu} \quad \dots \quad (3.16)$$

dir. (3.11)'deki hız dağılımı denklemini, $r_1, r_2 \rightarrow \infty$ için şekillendirildiğinde

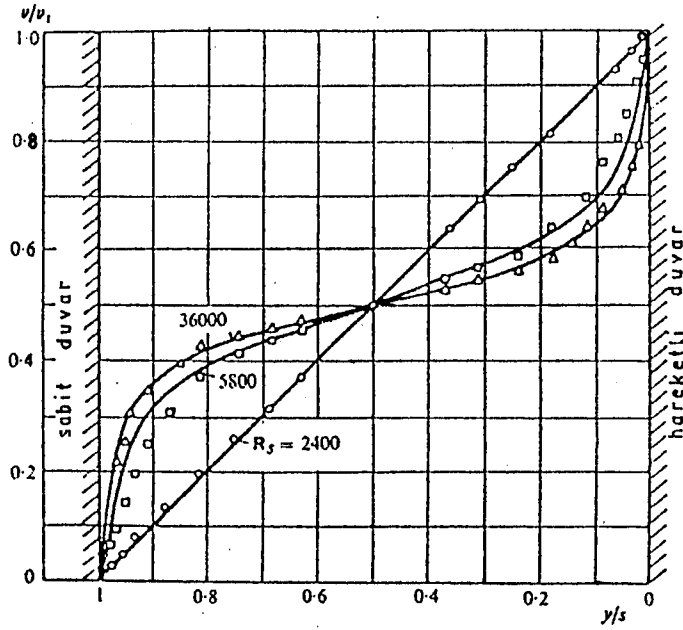
$$\kappa \frac{V}{V_{*1}} = \kappa \frac{V_1}{V_{*1}} - \kappa \alpha \ln \frac{sV_{*1}}{\alpha \nu} \frac{r-r_1}{r_2-r}$$

olur. Bu ifade, (3.16) denkleminin yardımıyla şu şekilde ifade edilir:

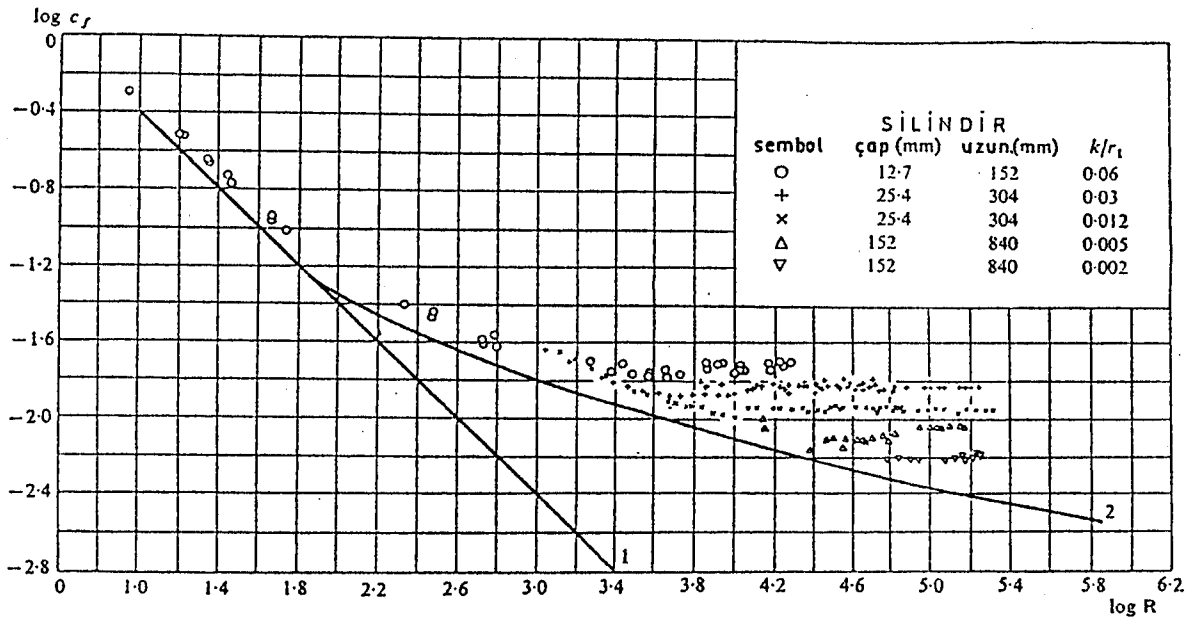
$$\frac{V}{V_{*1}} = \frac{1}{2} \frac{V_1}{V_{*1}} - 5.75 \log \frac{y/s}{1-y/s} \quad \dots \quad (3.17)$$

burada $y=r-r_1$, hareket eden duvardan olan uzaklıktır.

REICHARDT (1956), Couette akışı için hız profillerini ölçmüştür. Reynolds sayısının $(R_s)_{cr}=3000$ gibi belirli kritik sayısına kadar hız profilleri lineerdir, bu basit Couette akışına denk gelmektedir. Eğer Reynolds sayısı bu değerin üzerine çıkarsa hız profilleri eğilmeye başlar Şekil (3.5). Sürekli çizgiler $R_s=36000$ ve $R_s=5800$ içindir ve (3.16) direnç kanunu yardımı ile (3.17) denkleminde çıkarılmıştır. Yeterince büyük Reynolds sayıları için, hesaplanan ve deneysel veriler arasında iyi bir uyum görülmektedir.



Şekil 3.5: Couette akışı için hız profilleri. Deneysel noktalar Reichardt'ın ölçümlerinden alınmıştır. Sürekli çizgi, denklemin (3.17)'ye göre (7)

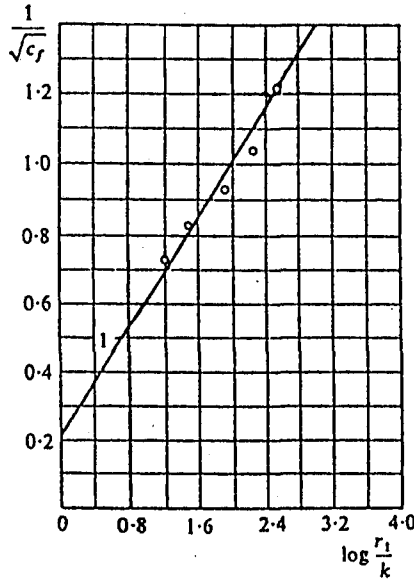


Şekil 3.6: Kumla kaplı, dönen bir silindir için sürtünme katsayısı: (1) Laminar akışta düzgün yüzeyli silindir, (2) (Theodorsen ve Regier) türbülanslı akışta düzgün yüzeyli silindir. (7)

Pürüzlülüğün Etkisi: Theodorsen ve Regier, sınırsız bir ortam içinde dönen bir silindir üzerine etkiyen sürtünme direncinin, pürüzlülük ile nasıl değiştiğini incelemişlerdir. Şekil (3.6) Pürüzlülük durumunda direnç katsayısına ait ölçümleri göstermektedir. "Maksimum yoğunlukta pürüzlülük hali için" Bu sonuçlar, plaka ve borulardaki pürüzlülük direnci ile uyuşmaktadır. k pürüzlülük büyüklüğü ile, δ_{lam} alt tabaka kalınlığı karşılaştırılabilir hale geldiğinde pürüzlülüğün etkisi dikkat çeker hale gelir. δ_{lam} büyüklüğü ν/V_{*1} miktarı ile orantılıdır ve doğaldır ki ufak çıkıntıların kritik boyuda ν/V_{*1} miktarı ile orantılıdır. Borular ve plakalar ile yapılan deneyler, bu orantılılık faktörünün 3.3 olduğunu göstermektedir, yani $k_{cr}=3.3 \nu/V_{*1}$. Bu, diğer taraftan k 'nın bilinen bir değeri için, V_{*1}/ν 'e ait kritik değer $(V_{*1}/\nu)_{cr}=3.3/k$ olduğunu da gösterir. Pürüzlülüğün etkisi hissedilmeye başlandığı andan itibaren, direncin R 'ye olan bağlantısı önemli ölçüde azalır ve bu V_{*1}/ν 'nin kritik değeri için (3.14) denkleminde belirlenebilir. Bu değer formülde kullanılması ile, aşağıdaki direnç kanunu elde edilir:

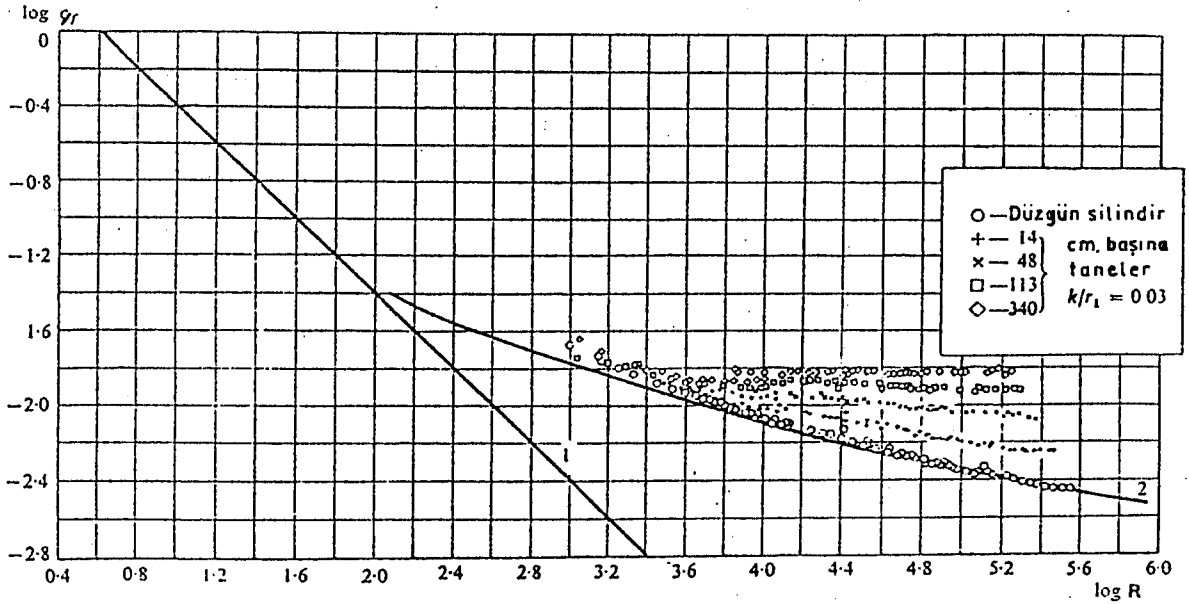
$$\frac{1}{\sqrt{C_f}} = -0.6 + 4.07 \log 3.3 \sqrt{2} \frac{r_1}{k} = 2.12 + 4.07 \log \frac{r_1}{k} \quad \dots \quad (3.18)$$

Elde edilen sonuç şekil (3.7)'de gösterildiği deneysel verilerle uyuşmaktadır.



Şekil 3.7: Dönmekte olan pürüzlü bir silindirin direnci: (1) Denklem (3.18)'e göre; o- Theodorsen ve Regier. (7)

Dönen silindir yüzeyindeki sert çıkıntılarının dolgu yoğunluğu değiştirilirse, $\log C_f$ eğrisinin $\log R$ eğrisine paralelliği sona ermeye başlar. Bunun, yüzeydeki çıkıntılarının dolgu yoğunluğunun azalması ile artan belirli bir eğimi vardır ve yavaş yavaş düzgün yüzeyli bir silindirin eğrisine yaklaşır, Şekil (3.8). Rölatif yoğunluğun $k/r_1=0.03$ değeri için Theodorsen ve Regier'den elde edilen tüm veriler, Şekil (3.8)'de verilmiştir. Deneyler; pürüzlülüğün hissedilmeye başlandığı anda etkisi görülen kritik Reynolds değerinin, dolgu yoğunluğuna değil, ama yalnızca k/r_1 oranına bağlı olduğunu gösterir.



Şekil 3.8: Dönen bir silindirin sürtünme katsayısında, dolgu yoğunluğunun, çıkıntı sertliğine etkisi: (1) laminar şartlarda $C_f=4/R$; (2) (3.14) denkleminde göre türbülanslı şartlarda. (7)

4. TÜRBÜLANSLI ŞARTLARDA DÖNMEKTE OLAN DAİRESEL SİLİNDİRİN ISI KAYBI

r_1 yarıçapında bir silindirin ω_1 açısal hızıyla döndüğünü ve yüzey sıcaklığının ısıtılarak, sabit T_1 sıcaklığında tutulduğunu kabul edelim, bu arada eş eksenli sabit dış silindir T_2 sıcaklığında olsun. türbülanslı akış altında, iki silindir arasında sıcaklığın nasıl bir dağılım göstereceği incelenecektir.

Boyutsuz sıcaklık dağılımı

$$g(\xi) = \frac{T_1 - T}{T_{*1}} \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

ile gösterilecektir, burada

$$T_* = \frac{q}{\rho c_p V_*}, \quad \xi = \frac{r V_{*1}}{v} \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

dir (q bir saniyedeki ısı akışıdır).

Silindirin her tarafından aynı miktarda ısı geçeceğinden,

$$qr = sbt. \quad \dots\dots\dots (4.3)$$

olur ve (3.5) denklemini ile birlikte

$$T_* = T_{*1} = sbt \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

ifadesi elde edilir.

Laminal akış için iyi bilinen $q = -\lambda \partial T / \partial r$ Fourier eşitliği, türbülanslı şartlar için genelleştirilebilir ve ısı akışını vermek üzere denklem

$$\frac{q}{\rho c_p} = -\epsilon_T \frac{\partial T}{\partial r} \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

formunda yazılabilir.

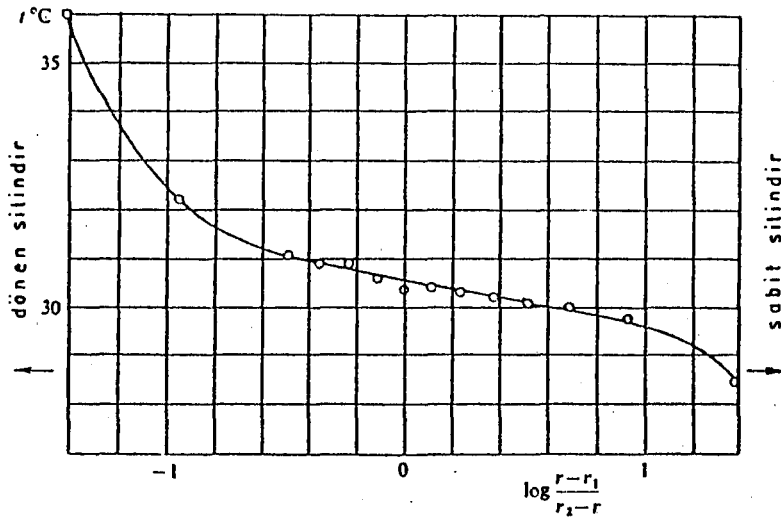
Isı transferi ve momentum transferi mekanizmalarının aynı olmasından, $\epsilon_T = \epsilon$ yazılabilir. Bundan sonra, bu durum için (3.4) denklemini ve yukarıdaki notasyonu kullanarak, moleküler viskozite ve iletimin etkili olduğu bölgenin dışında aşağıdaki sıcaklık profili elde edilebilir,

$$g = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\xi - \xi_1}{\xi_2 - \xi} + C \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

C'nin, silindirler arasındaki açıklığı merkezinde g'nin aldığı değere eşit olduğunu görmek kolaydır.

$$C = g \frac{\xi_1 + \xi_2}{2}$$

Sıcaklık profili için Taylor'un yaptığı ölçümler, aralığın duvarlara yakın kısmı dışında kalan ana bölgesinde sıcaklık dağılımı biçiminin, türettiğimiz denklemlerle desteklendiğini göstermektedir Şekil (4.1).



Şekil 4.1: İçteki dönen, dıştaki sabit iki silindir arasında kalan açıklıkta sıcaklık dağılımı: (Taylor). (7)

Silindirin sonsuz bir ortam ($r_2 = \infty$) içinde döndüğü durumda; (3.4) denklemine göre $\epsilon_T = \epsilon = K V_* (r - r_1)$, ifadesi elde edilir, bu, sıcaklık profili için aşağıdaki ifadeyi verir.

$$g = \frac{1}{K} \ln \frac{y V_*}{\nu} + \text{sabit} \quad \dots \dots \dots (4.7)$$

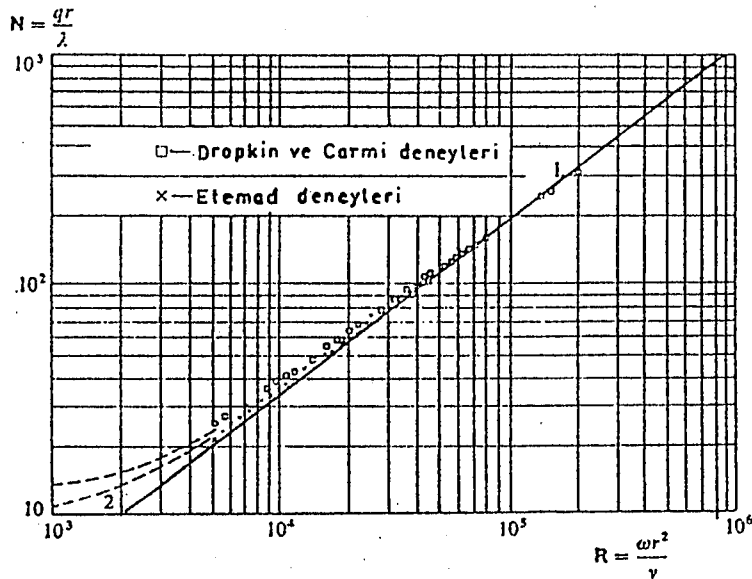
Kendi düzleminde dinamik hızı; $V_{*1} = \sqrt{(\tau_1/\rho)}$ veren V_1 hızı ile hareket eden düzlem duvar yakınındaki boyutsuz sıcaklık dağılımı için formül, aynı formdadır.

Buna göre ısı transferi, düzlem duvar için elde edilenle aynı olmak durumundadır.

$$N = \frac{\alpha r}{\lambda} = PR \frac{\frac{\tau_1}{\rho V_1^2}}{1 + \sqrt{\frac{\tau_1}{\rho V_1^2} \left[5(P-1) + 5 \ln \frac{5P+1}{6} \right]}} \quad \dots \quad (4.8)$$

burada $V_1 = r_1 \omega$ ve $R = r_1 V_1 / \nu$ şeklindedir.

Şekil (4.2)'deki kareler, Dropkin ve Carmi'nin hava için yaptığı deneylerin sonuçlarını göstermektedir ve x işaretli Etemad'ın sonuçlarıdır, sürekli çizgi ise, denklem (4.8) ile yapılan hesaplamalara göre çıkarılmıştır. Küçük Reynolds sayılarının doğal konveksiyon üstündeki etkisi dikkate alınarak, deneysel sonuçlarla, hesaplanan sonuçlar arasındaki uyumun iyi olduğu söylenebilir.



Şekil 4.2: Dönen bir silindirden ısı transferi: (1) Denklem (4.8)'den yapılan hesaplamalara göre; (2) Doğal konveksiyonun etkili olduğu bölge için. (7)

Doğal konveksiyonun etkisi, şu formülle ifade edilir.

$$N = 0.228 (GXP)^{0.25} \quad \dots \quad (4.9)$$

Burada G, Grashof sayısıdır.

$$G = \beta g \theta D^3 \frac{\rho}{\mu}^2$$

β ise, hacimsel genişleme katsayısıdır. θ , sıcaklık yükü ve D , silindirin çapıdır. Şekil (4.2)'deki kesikli iki çizgi Etemad'ın deneylerinde doğal konveksiyonun etkisidir. Anderson ve Saunders, yatay bir silindirden olan ısı transferine, hangi kritik dönme sayısından itibaren Reynolds sayısının etkisi olduğunu araştırmışlardır. Bunların elde ettikleri veriler, yaklaşık olarak

$$R_{cr} = 0.55 \sqrt{\frac{G}{P}} \quad \dots\dots\dots (4.10)$$

ile ifade edilebilir.

Dropkin ve Carmi'nin dönme miktarının yanısıra doğal konveksiyonun etkisini de gözönüne alan çalışmalarında, dönen bir silindirden yapılan ısı transferini veren deneysel formül yer almaktadır.

$$N = 0.095 (2R^2 + G)^{0.35} \quad \dots\dots\dots (4.11)$$

Ayrıca Kays ve Bjorklund, dönen bir silindirden yapılan ısı transferine V_s hızında bir akışın etkisini incelemişlerdir. Deneysel verileri aşağıdaki gibi deneysel bir formülle ifade edilebilir.

$$N = 0.135 \left[(2R^2 + R_s^2 + G) P \right]^{\frac{1}{3}} \quad \dots\dots\dots (4.12)$$

burada R_s , karşı akışı karakterize eden Reynolds sayısıdır.

$$R_s = \frac{2r_1 V_s}{\nu}$$

Dönen iç silindir ile sabit dış silindir arasında kalan açıklıkta ısı transfer katsayısının belirlenmesi için, dinamik Laminar alt tabaka sınırının, termal laminar alt tabaka sınırı ile çakıştığı hipotezini yapacağız. Kalınlığı az olan alt tabaka içindeki hız ve sıcaklık profilleri, düzlem yüzeye yakın alandakilerle aynı olduğundan;

$$g = P(\xi - \xi_1) \quad \dots\dots\dots (4.13)$$

olduğu söylenebilir.

Sıcaklık profillerine tam uyması bakımından (4.6)'daki alt tabakanın sınırı $\xi - \xi_1 = 7.5$ ve C sabiti:

$$C = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\xi_2 - \xi_1 - 7.5}{7.5} + 7.5P \quad \dots\dots\dots (4.14)$$

olmalıdır.

Eğer, s/r_1 rölatif açıklığı çok büyük değil ise, C sabiti açıklığa ait g (ξ) fonksiyonunun ortalaması olarak alınabilir, yani;

$$C = \frac{T_1 - T_2}{2T_*}$$

Buna göre boyutsuz ısı transfer katsayısı şöyle olacaktır:

$$N_s = \frac{2q_1 s}{(T_1 - T_2)\lambda} = R_s P \frac{V_{*1}}{V_1 C} \quad \left(R_s = \frac{sr_1 \omega}{\nu} \right) \quad \dots\dots\dots (4.15)$$

Burada C, (4.14)'te olduğu gibidir.

Şekil (4.3) Gazley'in, rölatif açıklığın $s/r_1 = 0.068$ ve $s/r_1 = 0.095$ değerleri için ısı transfer katsayısının R_s 'nin fonksiyonu cinsinden değişimini göstermek için yaptığı deneysel sonuçları göstermektedir. Aynı diyagramda verilen eğriler, türbülanslı bölge için (4.15) denkleminde göre çizilmişlerdir ve deneysel verilere yakındırlar. Burada V_{*1}/V_1 değeri Şekil (3.3)'teki deneysel verilerden alınmıştır.

Küçük bir rölatif açıklık ve küçük hızlar için ($m=0$) Laminar şartlardaki teorik eğri, denklem (2.14)'ten elde edilmiştir; ve $N_s = 2$ değerini verir. Deneysel olarak gözlenen N_s değerlerinin, hesaplanan değerlerden büyük olması, doğal konveksiyonun etkisi ile açıklanabilir.

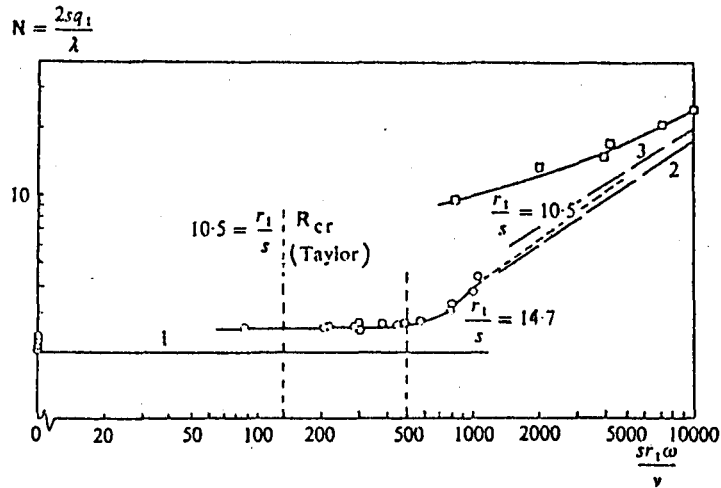
Şekil (4.3)'te gösterildiği gibi, geçiş bölgesi genişlemesinin büyümesi, rölatif açıklığın büyümesi ile olmaktadır. Geçiş bölgesinin başlangıcı Taylor'un hesapladığı verilere uymaktadır. [(2.1) denklemi]

Büyük açıklıklarda ısı transfer katsayısının, silindir yüzeyi ve açıklığın ortasındaki sıcaklıkların farkına göre hesaplanması daha uygun olacaktır. Bu durum için

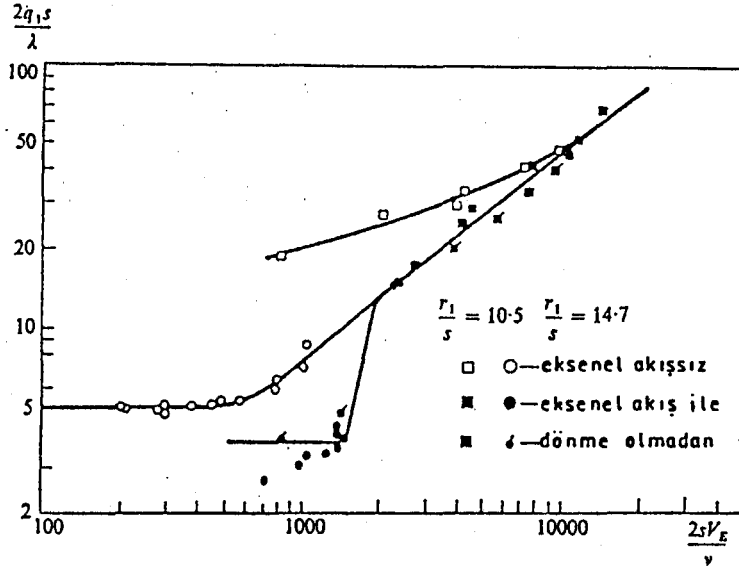
$$N_{r_1} = \frac{2 q_1 s}{(T_1 - T_{av}) \lambda} = 2 R_s P \frac{V_{*1}}{V_1 C}$$

yazılabilir.

Gazley'in çalışmasında, eksenel bir akışın bulunması durumu da yer almaktadır. Şekil (4.4)'te V_E efektif hızına göre belirlenen Reynolds sayısının fonksiyonu olarak bir silindir yüzeyinden yapılan ısı transferine ait N_s değerleri verilmiştir. Eksenel akışın etkisinden dolayı Reynolds sayısının kritik değeri artar ve bu, eksenel akışın olmadığı duruma göre Reynolds sayısının kritik altı değerlerinde ısı transfer katsayısının azalmasına neden olur. Reynolds sayısının büyük değerlerinde ısı transfer katsayısı, silindirler arasında eksenel akışın bulunup bulunmadığına bağlı olmaksızın tamamıyla R_E tarafından belirlenir.



Şekil 4.3: Sabit dış silindir içinde dönen bir silindirden yapılan ısı transferi: (1) Laminar şartlar için teorik eğriler; (2 ve 3) (4.15) denkleminde hesaplanan eğriler. (Gazley) ⁽⁷⁾



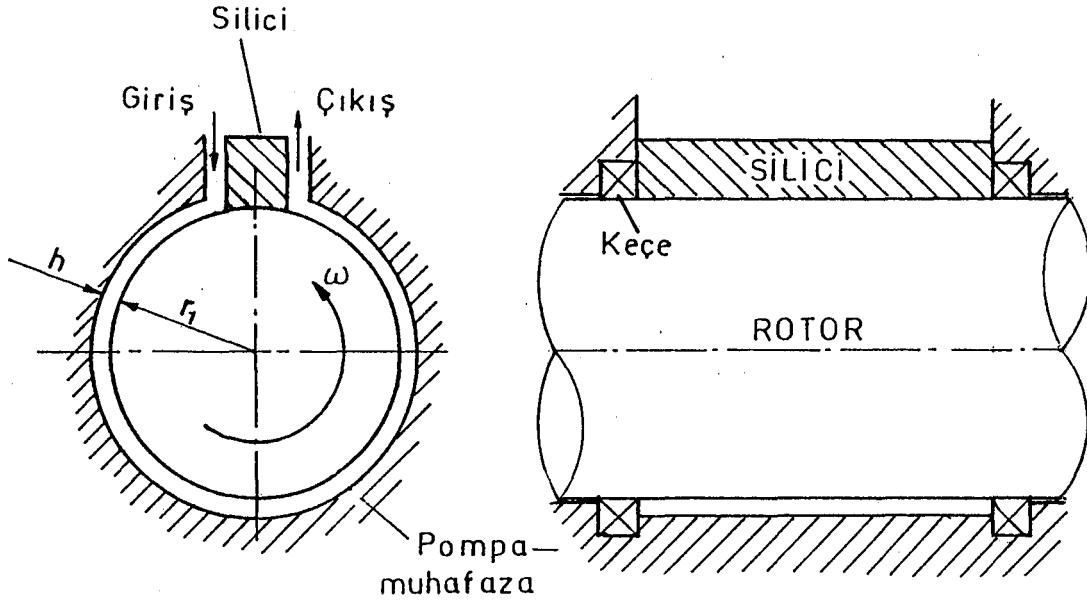
Şekil 4.4: Eş eksenli silindirler arasında eksenel akışın bulunmasının, iç silindirin yaptığı ısı transferine etkisi. (Gazley) (7)

5. PROTOTİP BİR DRAG POMPASININ TANITIMI

Bir yüke bağlanmış olan ve tamamen bir viskoz akışkan ile tahrik edilen ve rotorun dış bir kaynak tarafından tahrik edildiği Şekil (5.1)'deki düzeni gözönüne aldığımızda rotora yakın akışkan, rotor devrinde ileri doğru savrulurken, pompa gövdesinin yanındaki akışkan ise sabit kalır.

Bu akışkan hareketinin karşısında belli değerde yük "basınç" uygulanmaktadır. Bu sonuç, rotor tarafından akışkan üzerine etki eden viskoz sürüklenmeye bağlıdır ve şekilde gösterilen düzen, yük basınçları sınırı içinde dengeli fakat değişen hızda akışkan aktarır.

Yük basıncı yeterince büyükse beslenme sona erer, fakat karşı basınç daha çok artarsa, bu durumda rotor, motor durumuna geçecek yani rotor ve besleme yönü ters olacaktır. Böylece dış yükün tahriki de kolaylaşacaktır.



Şekil 5.1: Pompanın şematik gösterilişi

Şekil (5.1)'de gösterilen pompa yeni değildir. İlk olarak 19.yüzyılda WILSON ⁽¹⁾ ve daha sonra MICHÉLL ⁽²⁾ değişik şekli ortaya atmışlardır. Diğer kullanım yerleri arasında verim ve debi yönünden ciddi sakıncalar mevcuttur.

Bu pompanın iki özelliği, kullanılma imkanlarını arttırmıştır. Birincisi sistemin basit olması, karmaşık olmayan takım tezgahları ile standart parça üretilerek imal edilebilmesi, ikincisi ise kullanılacak malzemenin her zaman kolaylıkla bulunabilmesidir.

5.1 Pompa Teorisinin Belirlenmesi

Akış çizgilerinin x yönünde paralel olduğu, sabit yoğunluklu Newton akışkanının, kararlı akışkan kabul edilip iki boyutlu ve bir temel kontrol düzeyi olarak düşünülmesi bizi Reynolds eşitliğine götürür.

$$\mu \frac{d^2V}{dy^2} = \frac{dp}{dx} \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

Tamamen gelişmiş akış meydana geldiği zaman, böyle bir durumun; düzgün bir akışkan tabakası ile ayrılan büyük kapasiteli iki adet düz ve paralel plakalar arasındaki düşük Reynolds sayılarında meydana geldiği bilinmektedir.

Böyle bir akış alanının tarifinden, sadece $V = f(y)$ olduğu ortaya çıkar. Böylece (5.1) eşitliğindeki $dp/dx \Rightarrow$ sabit olmalıdır. Böylece; $\mu = \text{sbt.}$ olarak (5.1) eşitliği integre edilirse;

$$\frac{dV}{dy} = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} y + A \quad \dots\dots\dots (5.2)$$

$$V = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \frac{y^2}{2} + Ay + B \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

Conta, yatak yüzeylerinden kaçak olmayacağı ve yerçekimi etkisinin ihmal edilebileceği düşünülerek (5.2) ve (5.3) eşitlikleri, pompanın halka biçiminde kanalı içindeki akışı tanımlarlar.

Sınır şartları olan $V=0, y=0; V = \omega.r_1, y=h$ kullanılarak ve kanalın etkin uzunluğuna göre ($2\pi r_1$ olarak alınmalıdır.) integre edilerek, (5.2) ve (5.3) eşitlikleri:

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} = \frac{\Delta p}{2\pi r_1} \left[y - \frac{h}{2} \right] + \frac{\omega \mu r_1}{h} \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

ve

$$V = \frac{\Delta p}{4\pi r_1 \mu} \left[y^2 - hy \right] + \frac{\omega r_1 y}{h} \quad \dots\dots\dots (5.5)$$

Ayrıca;

$$Q = \int_0^h bVdy = \frac{bh}{2} \left[\omega r_1 - \frac{h^2 \Delta p}{12\pi r_1 \mu} \right] \quad \dots\dots\dots (5.6)$$

elde edilebilir.

6. POMPAYA AİT ÖZELLİKLER

6.1 Basınç-Akışkan Özelliği

(5.6) eşitliğinden;

$$\Delta p = \frac{24\pi \mu r_1}{bh^3} \left[\frac{b \omega r_1 h}{2} - Q \right] \quad \dots\dots\dots (6.1)$$

$Q=0$ olduğu zaman pompanın yaratacağı maksimum basınç;

$$\Delta p_0 = \frac{12\pi \mu r_1^2 \omega}{h^2} \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

olur. Benzer şekilde, giriş ve çıkış deliklerindeki basınç kayıpları ihmal edilirse,

$$Q_0 = \frac{b \omega r_1 h}{2} \quad \dots\dots\dots (6.3)$$

elde edilebilir.

(6.1), (6.2) ve (6.3); birleştirilerek yazılabilir.

$$\frac{\Delta P}{\Delta P_0} = \left[1 - \frac{Q}{Q_0} \right] \quad \dots\dots\dots (6.4)$$

6.2 Aktarılan Akışkanın Sahip Olduğu Güç

$$W_D = Q \Delta p = \Delta p_0 \left[Q - \frac{Q^2}{Q_0} \right] \quad \dots\dots\dots (6.5)$$

Maksimum çıkış gücü;

$$\frac{dW_D}{dQ} = 0$$

şartında görüleceğinden,

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = \frac{1}{2}, \quad \frac{Q}{Q_0} = \frac{1}{2} \Rightarrow W_{D_{\max}} = \frac{\Delta p_0 Q_0}{4} \quad \dots\dots\dots (6.6)$$

olur.

6.3 Hidrolik Giriş Gücü

$$W_i = \omega 2\pi r_1^2 b$$

$$\tau_1 = \omega \pi 2r_1^2 b \left[\frac{h \Delta p}{4\pi r_1} + \frac{\omega \mu r_1}{h} \right] = Q_0 \Delta p + \frac{Q_0 \Delta p_0}{3} \dots\dots\dots (6.7)$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = 1, \quad \frac{Q}{Q_0} = 0; \quad W_{i_{\max}} = \frac{4}{3} Q_0 \Delta p_0 \dots\dots\dots (6.8)$$

6.4 Pompa Verimi

$$\eta = \frac{W_D}{W_i} = \frac{Q \Delta p_0}{Q_0 \Delta p + \frac{Q_0 \Delta p_0}{3}} = \frac{\frac{\Delta p}{\Delta p_0} - \left(\frac{\Delta p}{\Delta p_0} \right)^2}{\frac{\Delta p}{\Delta p_0} + \frac{1}{3}} \dots\dots\dots (6.9)$$

Maksimum verim,

$$\frac{d\eta}{d\left(\frac{\Delta p}{\Delta p_0}\right)} = 0$$

şartında gerçekleşeceğinden,

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = \frac{1}{3}, \quad \frac{Q}{Q_0} = \frac{2}{3}; \quad \eta_{\max} = \frac{1}{3}$$

olur.

6.5 Akışkan Sıcaklığının Artışı

Sıcaklık artışını incelemeden önce şu kabuller yapılmalıdır.

Giriş ve çıkış delikleri aynı çapa sahiptir ve buralarda sıcaklık farkları yoktur, akışkanın sabit basıncındaki özgül ısı sabittir ve ayrıca, pompadan gelen ısı transferi ihmal edilebilir.

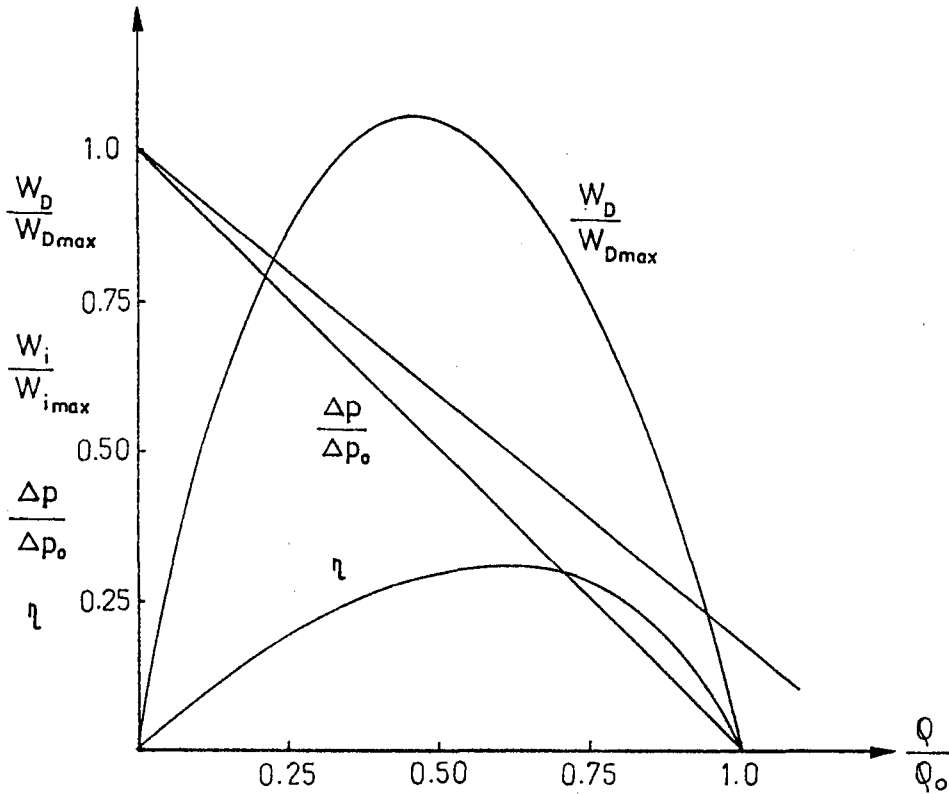
Bu şartlar altında kararlı akış enerjisi eşitliği; sıcaklığın yükselmesi hesaba katılırsa;

$$\rho Q c_p \Delta t = Q_0 \Delta p + \frac{Q_0 \Delta p_0}{3} - Q \Delta p \quad \dots\dots\dots (6.10)$$

$$\Delta t = \frac{\Delta p_0}{\rho c_v} \left[\frac{\left(\frac{\Delta p}{\Delta p_0} \right)^2 + \frac{1}{3}}{1 - \frac{\Delta p}{\Delta p_0}} \right]$$

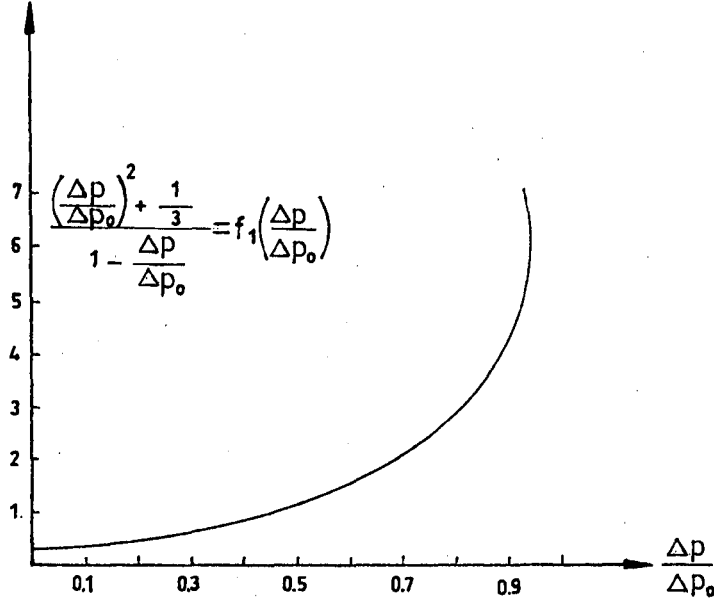
7. POMPAYA AİT DİĞER ÖZELLİKLER

Elde edilmiş bulunan özellikler Şekil (7.1)'de özlü bir biçimde açıklanmaktadır. Sıcaklık artışı özellikleri genellikle ikinci derecede önemlidir ve buraya dahil edilmemiştir.



Şekil 7.1: Pompanın hidrolik çalışma karakteristikleri ⁽⁶⁾

Bu bölüme dahil edilen sıcaklık artış teorisi sadece bu çalışmanın kapsamı içine alınmıştır. Önemli ısınmanın olduğu bölgeyi göstermek amacı ile Şekil (7.2)'de grafiğe dökülmüş olarak gösterilen, parantez içindeki terim tarafından (6.10) eşitliğinin üstünlüğü belirtilir.



Şekil 7.2: Sıcaklık çıkışının gösterilişi ⁽⁶⁾

İdeal akışkan-pompa karakteristiklerini elde etmek için yapılması gereken kabullerin çoğu, ikinci derecede önemlidir. Burada sadece çok önemli olanlar ele alınmaktadır.

7.1 Boyutla İlgili Tavsiyeler

İdeal akışkan-pompa teorisinin, yalnız gerçek pompa geometrisi tarafından değişeceğini kabul edersek, böyle bir şartı açıklamak için aşağıdaki fonksiyonel eşitlik yazılabilir.

$$Q = f_2(Q, \Delta p, \omega, \mu, \rho, r_1, b, h, d, L) \quad \dots \quad (7.1)$$

veya;

$$Q = f_3 \left[\frac{Q}{\omega r_1 b h}, \frac{h^2 \Delta p}{\mu \omega r_1^2}, \frac{\rho \omega r_1 h}{\mu}, \frac{h}{r_1}, \frac{h}{b}, \frac{d}{b}, \frac{L}{r_1} \right] \quad \dots \quad (7.2)$$

yani;

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = f_4 \left[\frac{Q}{Q_0}, \text{ Reynolds sayısı, Pompa geometrisi} \right] \dots\dots\dots (7.3)$$

olur.

Bu analiz, akışkan ısınmasının meydana geldiği çalışma bölgelerine uygulanacaktır.

RAMSEY ⁽³⁾, bilezik boyunca ve etrafındaki akış ile ilgili çözümleri tam ve yaklaşık olarak karşılaştırmak suretiyle, eğriyi ihmal etmenin etkisinin, 0.1'den daha küçük olan yarıçap oranları için %5'den daha az olacağını göstermiştir. Yarıklar içinden olan akış için yan duvarların etkisi PURDAY ⁽⁴⁾'a göre yön oranları %10'unun altında olduğu zaman akışı %5'den daha az düşürmektedir. Bu KASTNER ve SHIH ⁽⁵⁾ tarafından teyid edilmektedir.

WILSON W.E ⁽⁶⁾, giriş, çıkış geometrisinin ve $\Delta p/\Delta p_0$ 'a benzeyen bir parametre tarafından karakterize edilen conta kaçağının ters etkilerini göstermek amacıyla döner pompa test verilerine başvurmuştur. Bu ters etkilerin, dikkatli tasarım yapmak suretiyle ortadan kaldırılması mümkün olabilir.

7.2 Isınma Etkileri

(5.4) ve (5.5) eşitliklerinin incelenmesiyle bir ideal akışkanın pompalanması halinde, hız ve kesme gerilmesi profillerinin kanal derinliğinde ve çalışma noktasına göre değişeceği gözlenmiştir.

Yapılan lokal iş, genellikle düşük bir hız bölgesinde yoğun olacağından pompada iç dengesizlik oluşur. Yani yüksek sıcaklık noktalarına bağlı olarak lokal hızlar düşecek ve kayma meydana gelecektir. Bunun sonucu olarak da hız profilinde kesinti olacağı görülebilir.

Bu olayın iki boyutlu basit bir anlatımı PEERLESS ⁽⁸⁾ tarafından yapılmıştır. 70 cp.'luk yağda 30 barlık basınç düşmesi olduğunda 110 mm uzunluğundaki bir kılcal borudaki akışa karşı direncin Poisenille eşitliği tarafından verilen değer %5 altına düşebileceği, POLAK ⁽⁹⁾ tarafından gösterilmiştir. Akış içinde termik etkilerin karakterize edilmesi son derece zordur ve büyük oranda bir ünitenin ayrıntılı tasarımına bağlıdır.

8. POMPANIN KONSTRÜKSİYONU

Pompanın tasarımındaki en önemli amaç, laboratuvarında kolaylıkla yapılabilecek ve faydalı olacağı ömre göre yeterince dayanıklı olan ve pahalı olmayan bir pompa imal edilebilmesidir.

Hem motor hem de strator, sırasıyla yumuşak çelik çubuktan ve borudan, çalışma yüzeyleri hassas olarak işlenerek imal edilmiştir. Ayrıca motor çapı uygun bir şekilde imal edilen pompanın hasarsız ve kuru çalışmasını sağlayacak şekilde, 6210 no'lu bilyalı yatak seçilmiştir.

Pompanın nominal ölçüleri; $b= 70$ mm, $2r_1= 75$ mm, $h=1/2$ mm'dir.

9. DENEYLER

Üç ayrı dönüş hızında deneme yapılmış ve aşağıdaki karakteristikler elde edilmiştir. (Ortam sıcaklığı 20 °C)

Deney No: 1

Dönüş Hızı (dev/dak)	Debi (lt/dak)	Basınç Düşümü (mss)
1500	0.50	0.83
1500	1.00	0.88
1500	1.50	0.93
1500	2.00	0.76
1500	2.50	0.68
1500	3.00	0.46
1500	3.75	0.33

Deney No: 2

Dönüş Hızı (dev/dak)	Debi (lt/dak)	Basınç Düşümü (mss)
1800	0.50	1.06
1800	1.00	1.23
1800	1.50	1.16
1800	2.00	1.06
1800	2.50	1.00
1800	3.00	0.75
1800	3.75	0.36

Deney No: 3

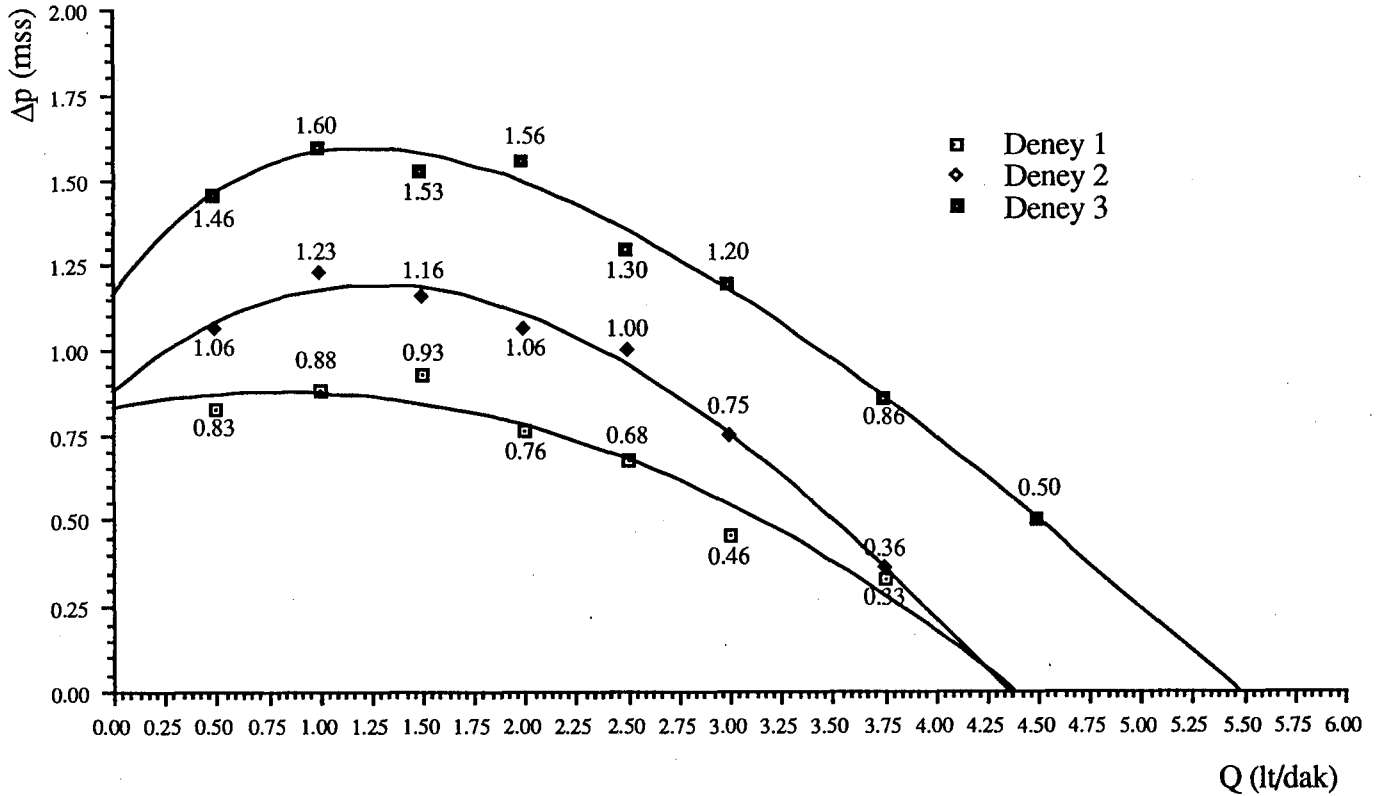
Dönüş Hızı (dev/dak)	Debi (lt/dak)	Basınç Düşümü (mss)
2500	0.50	1.46
2500	1.00	1.60
2500	1.50	1.53
2500	2.00	1.56
2500	2.50	1.30
2500	3.00	1.20
2500	3.75	0.86
2500	4.50	0.50

Deneylerde akışkan olarak, Petrol Ofisi Hydro Oil 46 kullanılmıştır. [40 °C'de $\nu = 45\text{cSt}$, $\rho = 874 \text{ kgf/m}^3$]

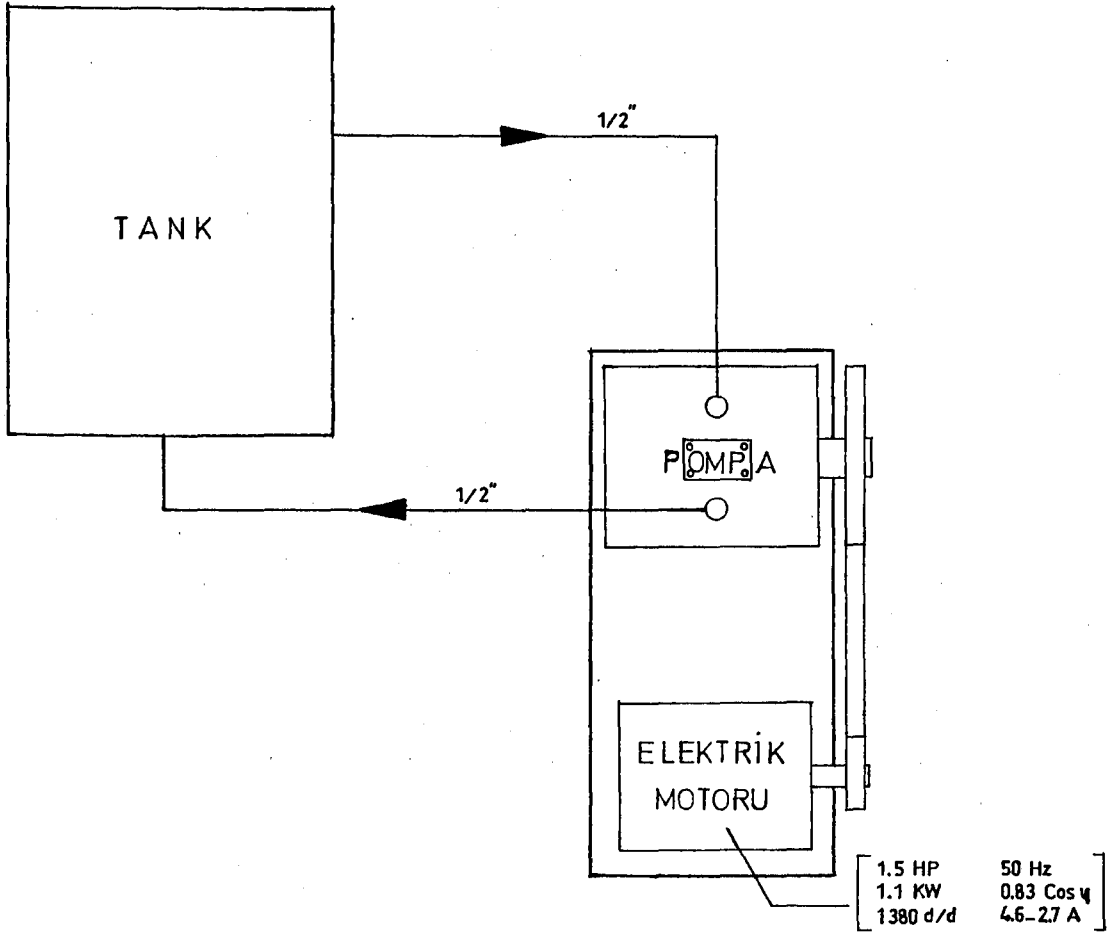
9.1. Sonuç

Denemede prototip pompanın mekanik performansı elde edilen sonuçlara göre yeterlidir. Basma hattında gözlenen hava kabarcıkları, pompanın emmede zorlandığını göstermektedir. Çalışma sırasında pompadaki ısınmanın sebebi, aktarılan akışkanın debisinin azlığı ve pompa gövdesinin soğutulamamasıdır. Yüksek sıcaklıkla viskozitesi bozulan yağda uzun sürede kabarcıklar oluşabilmektedir.

Maliyetin düşüklüğü, kendi kendine yağlanması, gürültüsüz, darbesiz çalışması ve yüksek viskozitedeki sıvıların aktarımının kolay olması, bu türdeki pompaların endüstride kullanımını arttıracaktır. Tüm bu yararlarına karşın düşük verim, pompa imalatını fazla etkileyemeyecektir.



Şekil 9.1: Prototip test sonuçları



Şekil 9.2: Pompa Tesisatının Şematik Gösterilişi

KAYNAKLAR DİZİNİ

WILSON.G.: British patent no. 4733, (1879)

MICHELL.A.G.M.: British patent no.132, 238 (1918)

RAMSEY.P.W.: B.Eng Thesis, University of Sheffield. (1971)

PURDAY,H.F.P.: "Streamline Flow" - Chapter 2. Constable, London, (1949)

KASTNER.L.J. SHIH.S.H.: "Critical Reynolds Number for Steady and Pulsating Flow", Engineering, London. (28 September, 1951)

WILSON, W.E.: "Positive Displacement Pump and Fluid motors" - Chapters 7 and 8; Pitman, London. (1950)

DORFMAN, L.A.: "Hydrodynamic Resistance and the heat loss from rotating Solids". Chapter 7; Oliver and boyd. Edinburgh. (1963)

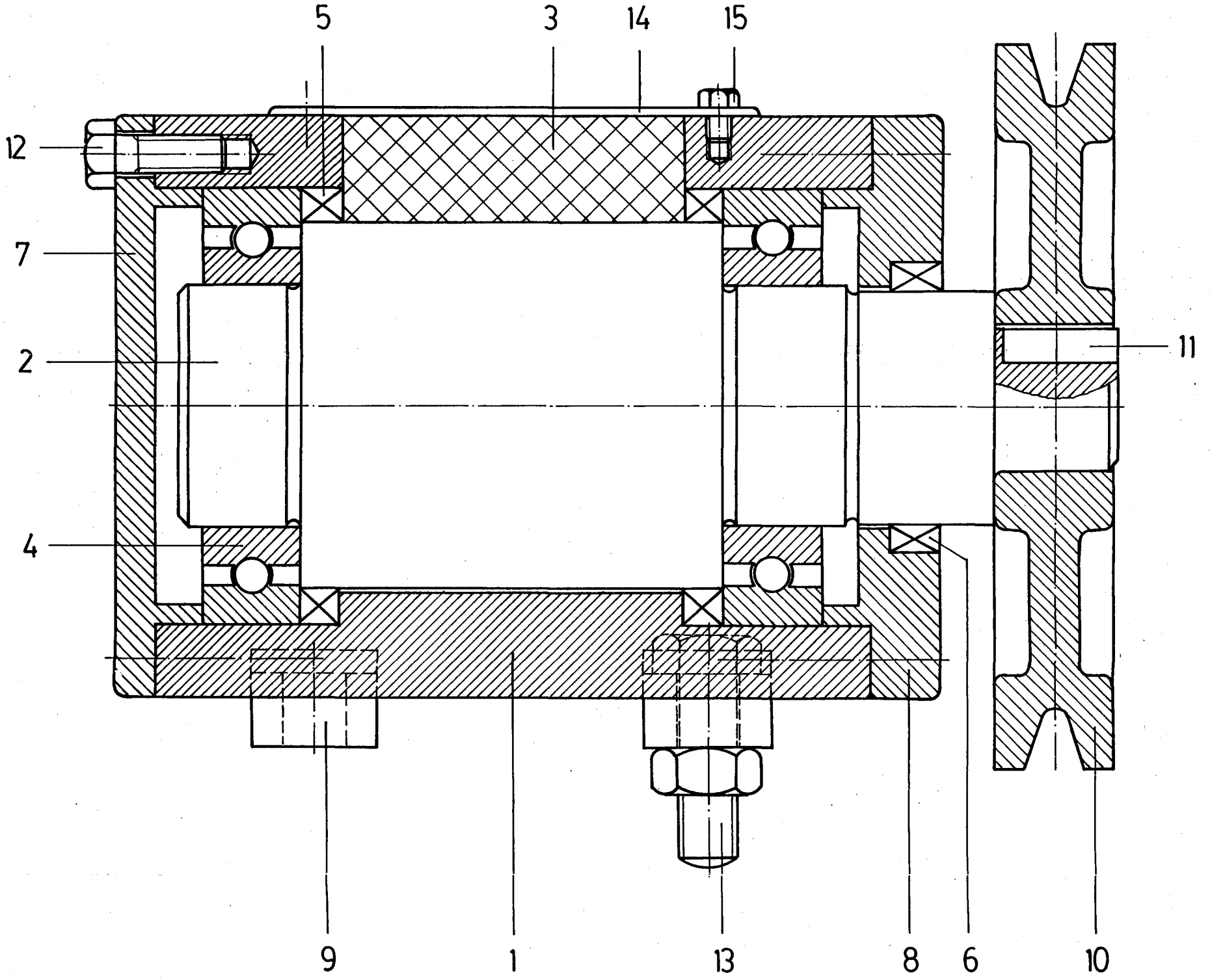
PEERLESS, S.J.: "Basic Fluid mechanics" - Chapter 8; Pergamon Press, Oxford. (1967)

POLAK, P.: "Spontaneous Hor zone Formation in oil Flow" Jnl. MechEng Science, Vol 13. no 4 London. (1971)

PANCAR Y. Hidrolik Makinalar (Basılmamış)

PANCAR Y. Hidrolik Devreler E.D.M.M.A. 1982

Hydraulic Handbook 7th edition, Trade and Technical press Ltd., Morden, Surrey London (1979)



15	CIVATA	10-15	4		M6 x 9
14	BASKI SACI	10-14	1	Ç. 1020	
13	CIVATA	10-13	4		M12 x 40
12	CIVATA	10-12	8		M8 x 23
11	KAMA	10-11	1		A8 J6 x 7 x 24
10	KASNAK	10-10	1	Ç. 1020	
9	AYAK	10-09	2	Ç. 1030	
8	KAPAK	10-08	1	Ç. 1020	
7	KAPAK	10-07	1	Ç. 1020	
6	KEÇE	10-06	1		45376 SKT
5	KEÇE	10-05	2		47225 SKT
4	TEK SIRA SABİT RULMAN	10-04	2		HAZIR 6210
3	SİLİCİ	10-03	1	FİBER	
2	MİL	10-02	1	Ç. 1030	
1	GÖVDE	10-01	1	Ç. 1030	
Sıra no	Parça adı	Resim no	Adet	Malzeme	Açıklamalar

DRAG PUMP (Viskoz sıvı pompası)

RESİM NO : 10

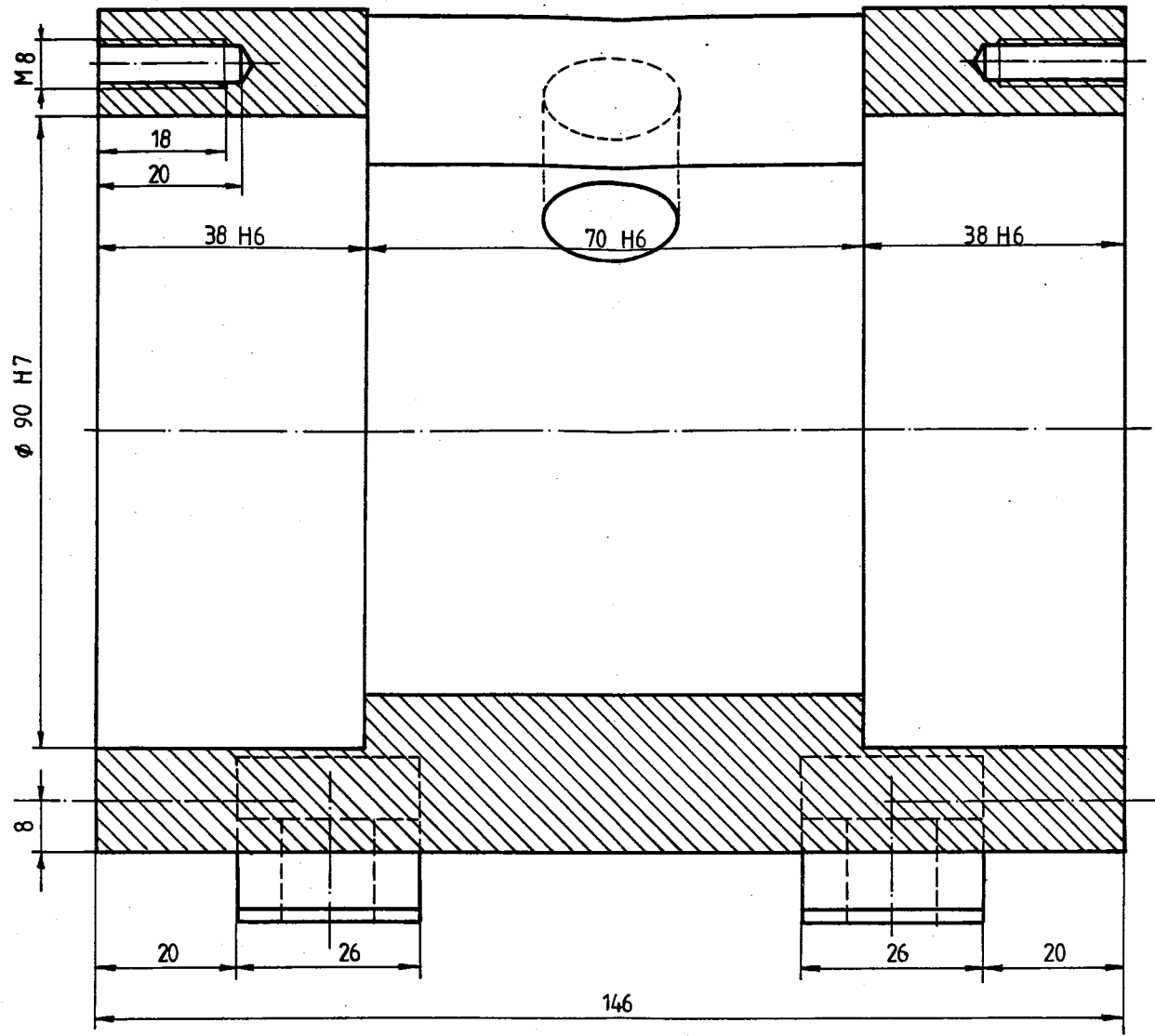
ÖLÇEK
1/1

YAPAN
KONTROL

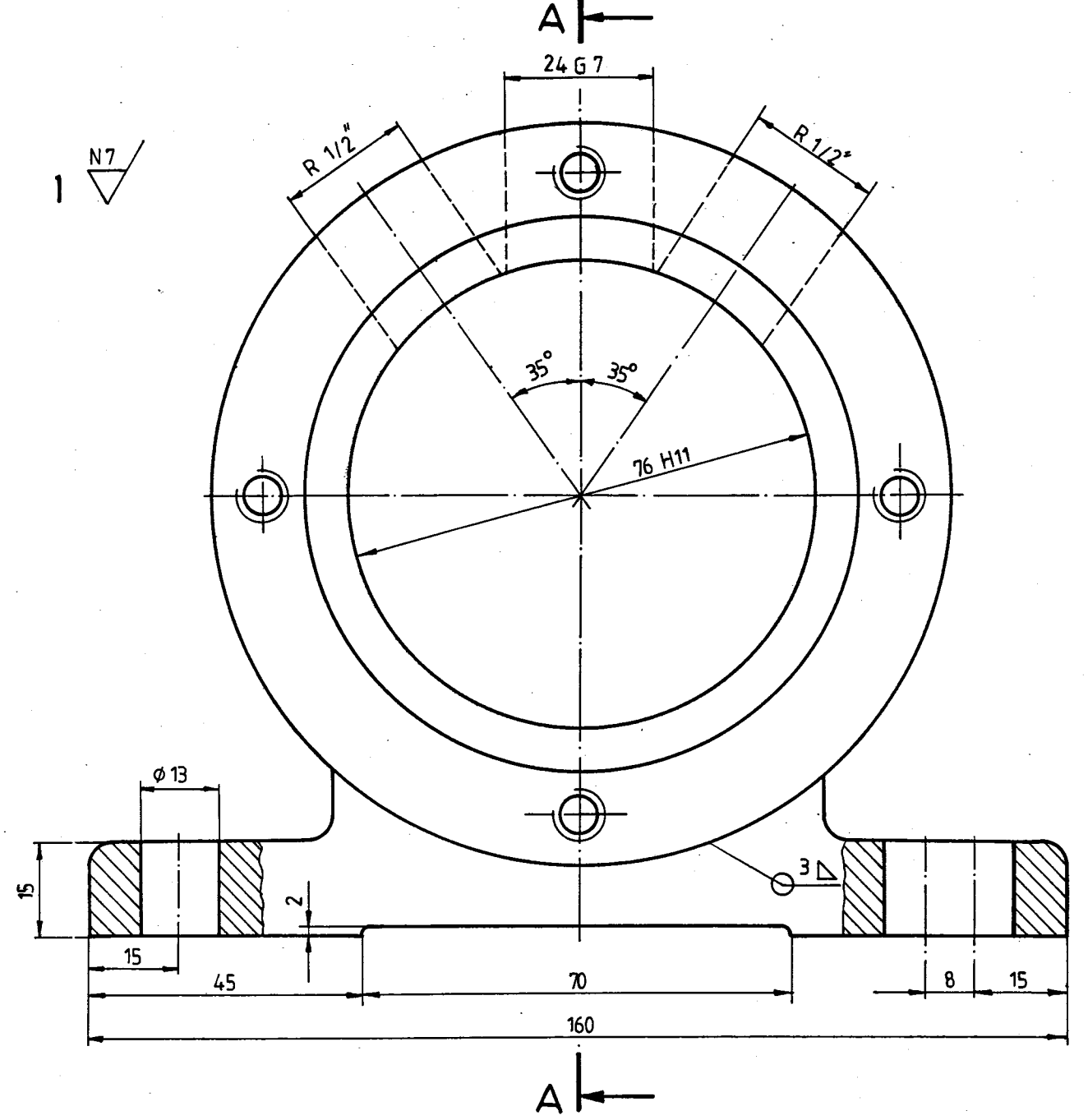
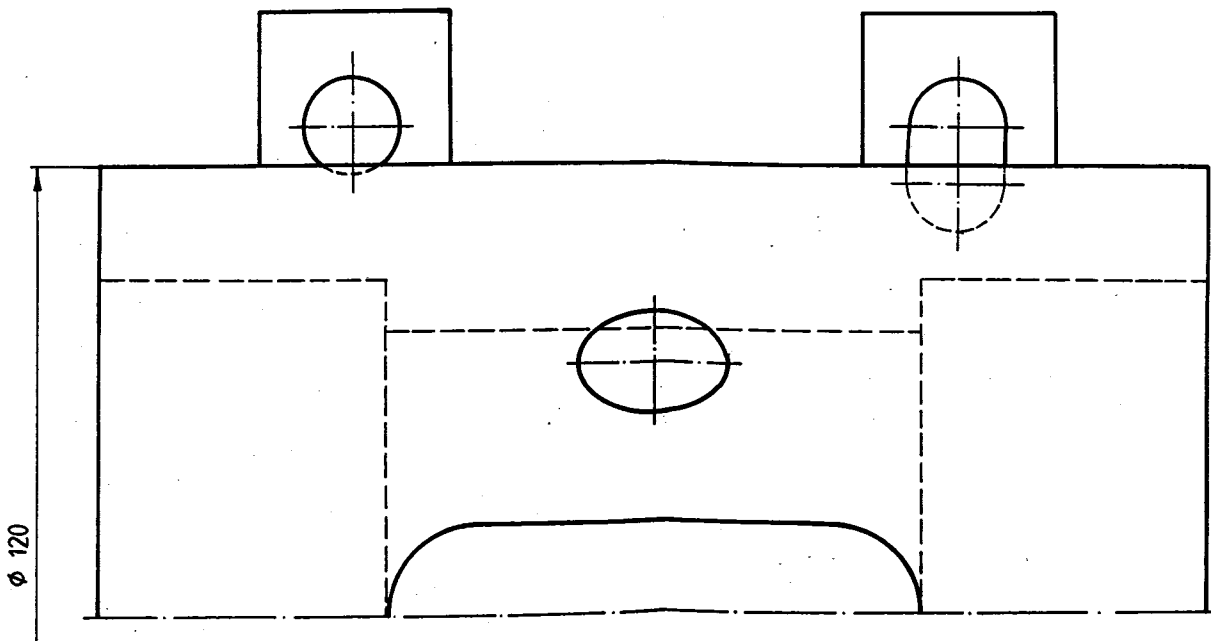
TARİH
T.TAYFUN YILDIRIM
DOÇ. DR YAŞAR PANCAR

İMZA

ANADOLU ÜNİVERSİTESİ
FEN
BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

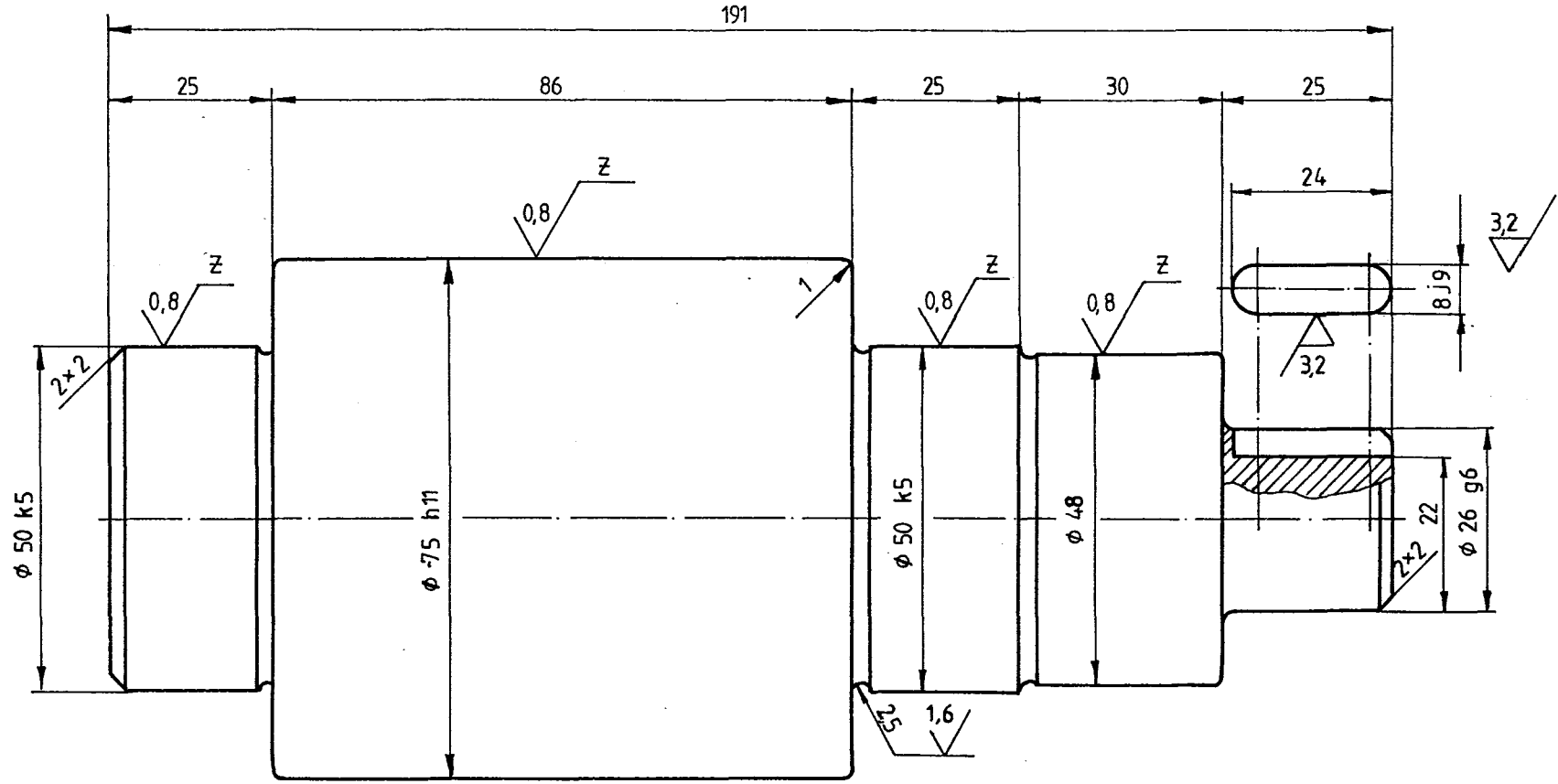


A-A Kesiti



1	GÖVDE	10-01	1	Ç. 1030	
Sıra no	Parça adı	Resim no	Adet	Malzeme	Açıklamalar
ÖLÇEK 1/1	TARİH	İMZA		ANADOLU ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ	
	YAPAN	T. TAYFUN YILDIRIM			
	KONTROL	DOÇ. DR. YAŞAR PANCAR			

2

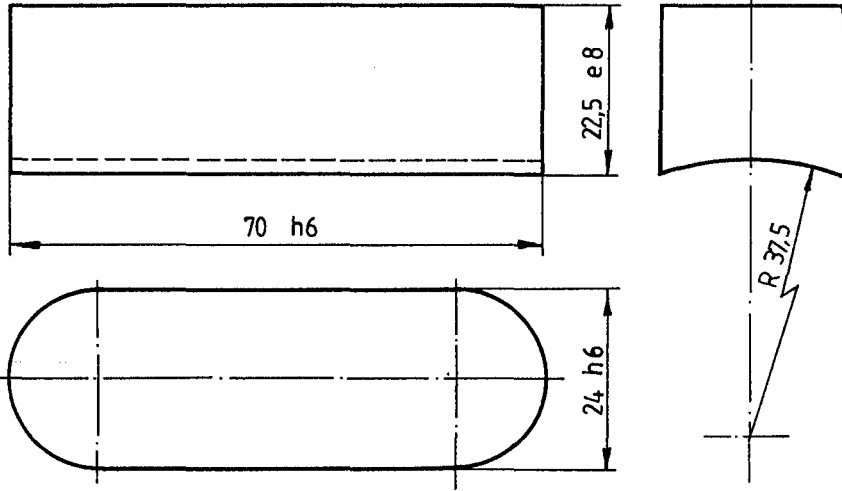


Z : Taşlanacak

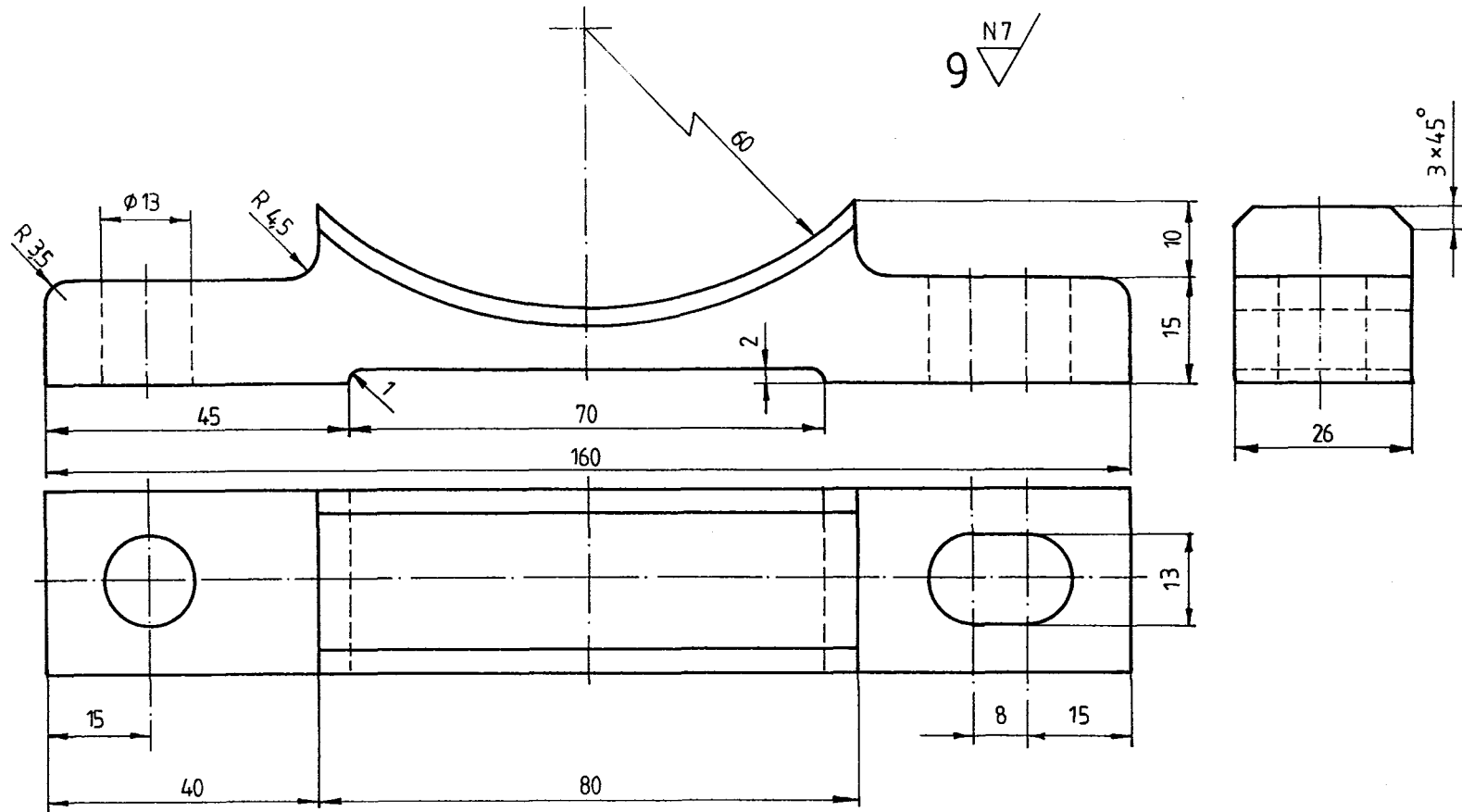
Tolerans verilmeyen ölçüler DIN 7168'e göre ORTA hassasiyette işlenecektir.

2	MİL		10 - 02	1	Ç. 1030	
Sıra no	Parça Adı		Resim no	Adet	Malzeme	Açıklamalar
ÖLÇEK 1/1		TARİH	İMZA		ANADOLU ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ	
	YAPAN	T.TAYFUN YILDIRIM				
	KONTROL	DOÇ. DR. YAŞAR PANCAR				

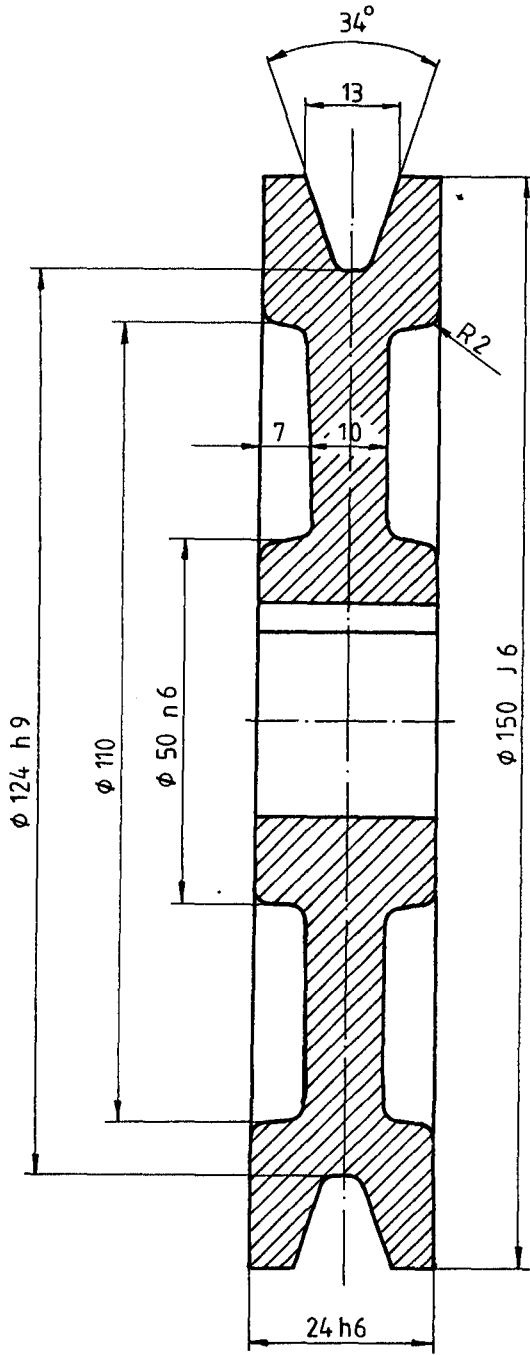
3 ∇ N7



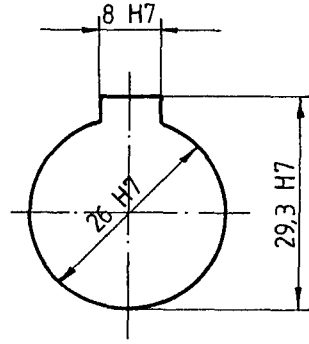
3	SİLİCİ	10-03	1	FİBER	
Sıra no	Parça no	Resim no	Adet	Malzeme	Açıklamalar
ÖLÇEK 1/1	TARİH	İMZA		ANADOLU ÜNİVERSİTESİ	
	YAPAN	T. TAYFUN YILDIRIM		FEN	
	KONTROL	DOÇ. DR. YAŞAR PANÇAR		BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ	



9	AYAK		10 - 09	2	Ç. 1030	
Sıranos	Parça adı		Resim no.	Adet	Malzeme	Açıklamalar
ÖLÇEK 1/1		TARİH	İMZA		ANADOLU ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ	
	YAPAN	T. TAYFUN YILDIRIM				
KONTROL	DOC. DR. YAŞAR PANCAR					

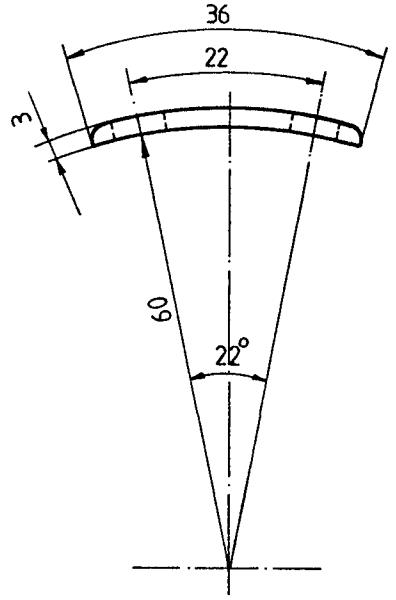
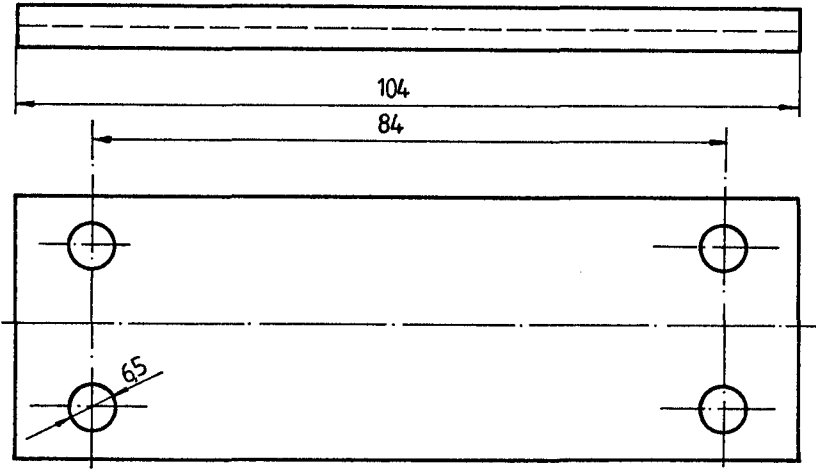


10 ∇ N7

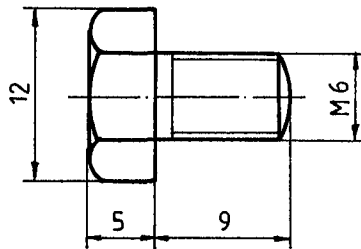


10	KASNAK		10 - 10	1	Ç. 1020	
Sıra no	Parça adı		Resim no	Adet	Malzeme	Açıklamalar
ÖLÇEK 1/1	TARİH		İMZA		ANADOLU ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ	
	YAPAN	T. TAYFUN YILDIRIM	<i>[Signature]</i>			
	KONTROL	DOÇ. DR. YAŞAR PANCAR	<i>[Signature]</i>			

14 ∇ N7



15



15	CIVATA		10 - 15	4		M6 x 9
14	BASKI SACI		10 - 14	1	Ç. 1020	
Sıra no	Parça adı		Resim no	Adet	Malzeme	Açıklamalar
ÖLÇEK 1/1		TARİH	İMZA		ANADOLU ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ	
	YAPAN	T.TAYFUN YILDIRIM				
	KONTROL	DOÇ. DR. YAŞAR PANCAR				

