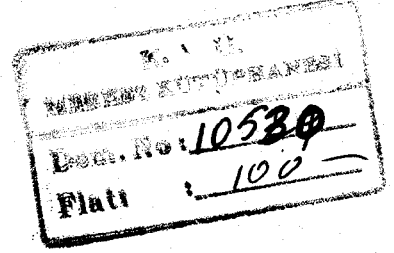


Y.L-113

KARADENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ



ISI TAŞINIM KATSAYILARININ KONDÜKSİYON
ÇÖZÜM YÖNTEMİYLE BELİRLENMESİ

Çalışmayı Yöneten :
Doç.Dr.H.Şinasi ONUR

Çalışmayı Yapan
İlhan BULUT

TRABZON
MART, 1986

İ Ç İ N D E K İ L E R

Sayfa

1. G İ R İ Ő	1
2. PROBLEMİN MATEMATİKİ İFADESİ	2
3. SONLU FARKLAR YÖNTEMİNİN ENERJİNİN KORUNUMU İLE ELDE EDİLİŞİ	7
3.1. SINIR ŞARTLARI	12
3.1.1. SINIR SICAKLIĞININ BİLİNMEŐİ HALİ	13
3.1.2. SINIRDA ISI AKISININ BİLİNMEŐİ HALİ	13
3.1.3. SINIRDA YÜZEYİN YALITILMIŞ OLDUĞU DURUM ..	14
3.1.4. AKIŞKAN SICAKLIĞININ VE ISI TAŞINIM KATSAYISI h'IN VERİLDİĞİ DURUM	15
3.2. ÇÖZÜM ALGORİTMASININ AÇIKLANMASI	17
4. YÖNTEMİN BAZI ANALİTİK SONUÇLARLA KARŞILAŞTIRILMASI ...	23
5. DENEY DÜZENEĞİ VE FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN BULUNMASI ...	26
5.1. BORU MALZEMESİNİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMEŐİ	29
6. DENEYSEL SONUÇLAR VE KARŞILAŞTIRMALAR	32
6.1. BORU BOYUNCA YEREL NUSELT SAYILARI	32
6.2. AKIŞKANA GELEN TOPLAM ISININ VE ORTALAMA NUSELT SAYISININ HESABI	35
7. SONUÇ VE ÖNERİLER	37

SEMBOLLER

C_p : Sabit basınçta özgül ısı, $\text{kJ/kg}^\circ\text{C}$

D : Çap, m

h : Isı transfer katsayısı, $\text{W/m}^2\text{°C}$

k : Isı iletim katsayısı, $\text{W/m}^\circ\text{C}$

Q : Isı, W

q : Birim yüzeydeki ısı akısı, W/m^2

T_a : Akışkan sıcaklığı, $^\circ\text{C}$

T_{ag} : Akışkanın giriş sıcaklığı, $^\circ\text{C}$

$T_{aç}$: Akışkanın çıkış sıcaklığı, $^\circ\text{C}$

a : Isıl yayılım katsayısı, m^2/Sn

ΔT_m : Logaritmik ortalama sıcaklık farkı

ρ : Yoğunluk, kg/m^3

L : Boru boyu, m

q_o : Üretilen ısı

Ö N S Ö Z

Bu çalışmada Boru içindeki Akışta Yerel Nuselt Sayıları Nümerik olarak hesaplanmıştır. Çalışmamda gerekli yardımlarını esirgemeyen değerli Hocam Sayın Doç.Dr.H.Şinasi ONUR'a teşekkür ederim.

Trabzon,1986

İlhan BULUT

I. G İ R İ Ş

Isı geçişi hesaplarında h ısı taşınım katsayısının belirlenmesi en zor ve önemli problemlerden biridir. h 'ın deneysel olarak bulunmasında esas olarak üç yöntem mevcuttur. Bunlar entalpi yöntemi, ince cidar yaklaşımı ve sıcaklık dağılımının hesabı yöntemleridir.

Entalpi yönteminde h şu şekilde hesaplanır.

$$Q = mC_p(T_c - T_g) \quad (1.1)$$

formülüyle akışkana gelen toplam ısı hesaplanır. Bu bağıntıda T_g akışkan giriş sıcaklığı, T_c akışkan çıkış sıcaklığı, m akışkanın kütle sel debisini göstermektedir. Bu değerlerin ölçülmesi gerekir. C_p ise sabit basınçta özgül ısı değeridir. Ortalama h ısı taşınım katsayısı,

$$\bar{h} = \frac{Q}{F \Delta T_m} \quad (1.2)$$

formülüyle hesaplanır. Burada ΔT_m cidarla akışkan arasındaki logaritmik sıcaklık farkı, F yüzey alanını göstermektedir. Logaritmik ortalama sıcaklık farkı ;

$$\Delta T_m = \frac{(T_{cg} - T_{ag}) - (T_{cc} - T_{aç})}{\ln \frac{T_{cg} - T_{ag}}{T_{cc} - T_{aç}}} \quad (1.3)$$

formülüyle bulunur.

İnce cidar yaklaşımıyla taşınım katsayısı hesabında cidar kalınlığının ısı direnci ihmal edilir. Sisteme verilen toplam ısı Q_T elektriksel olarak ölçülür. Akışkana gelen ısı sistemin kalibrasyonu ile bulunur. Kalibrasyonla sistemin çevreye ısı kaybı hesaplanır. Geriye kalan ısı akışkana geçeceğinden,

$$Q_A = Q_T - Q_K \quad (1.4)$$

yazılır.

$$Q_A = \bar{h} F(T_{do} - T_{aor}) \quad (1.5)$$

bağıntısıyla ortalama taşınım katsayısı hesaplanır. Burada T_{do} cidar sıcaklıklarının ortalamasını T_{aor} akışkanın ortalama sıcaklığını göstermektedir. Yerel ısı taşınım katsayıları hesabı için $q (\equiv Q_A/F)$ sabit kabul edilerek (1.5) eşitliğinde T_{do} ve T_{aor} yerine sırasıyla T_{dz} ve T_{az} yerel sıcaklıkları yazılır.

Isı taşınım katsayısının hesabı için üçüncü yöntem kondüksiyon çözüm yöntemi olarak adlandırılır. Bu yöntemde deneysel olarak tespit edilen sınır şartları kullanılarak sıcaklık alanı sayısal yöntemle elde edilir. Bu şekilde bulunan sıcaklık alanından yararlanarak sayısal türev alma yöntemiyle yerel ısı akıları hesaplanır. Girişte ölçülen akışkan sıcaklığı yerel ısı taşınım katsayılarının hesabına olanak sağlarken çıkışta ölçülen akışkan sıcaklığı yapılan hatalar hakkında yaklaşık bir fikir verir.

Bu çalışmada boru akışındaki ısı taşınım katsayıları kondüksiyon çözüm yöntemi ile hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar ince cidar yaklaşımı ile bulunan sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Burada $q \equiv Q/F$ olarak tanımlanmıştır.

2. PROBLEMİN MATEMATİKİ İFADESİ

Isı iletimi bir ortam içerisinde bulunan bölgeler arasında veya doğrudan fiziki temas durumunda bulunan farklı ortamlar arasında atom ve moleküllerin farkedilebilir bir yer değiştirmesi olmaksızın bunların doğrudan teması sonucu oluşan ısı geçiş biçimidir. Termo dinamiğin II. kanununa göre ısı yüksek sıcaklıktaki ortamdan düşük sıcaklıktaki ortama kendiliğinden akar. Katı cisimlerde ısı geçişi iletimle olur. Sı-

caklık genel durumda yere ve zamana bağılıdır.

$$T = T(\vec{r}, t)$$

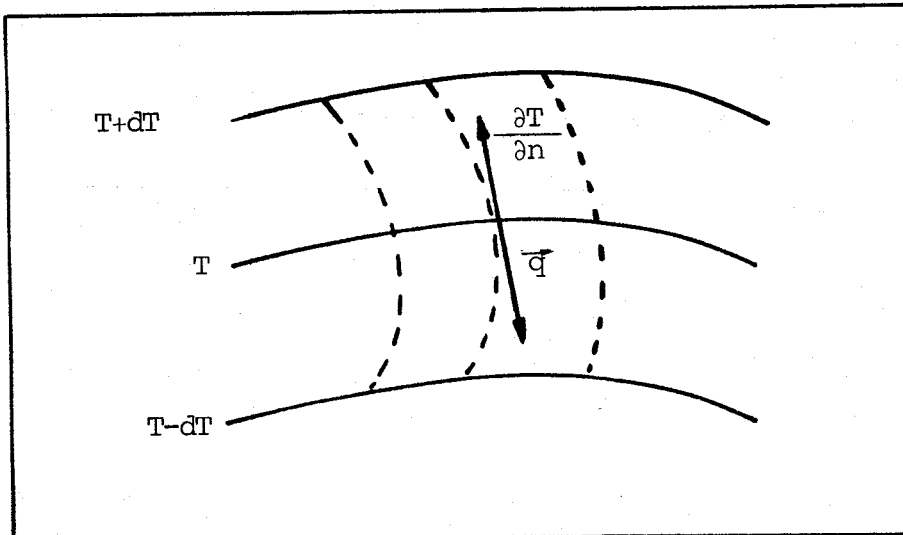
veya

(2.1)

$$T = T(x,y,z,t)$$

Bu ifade bir hacımda (uzayda) sıcaklığın en genel ifadesidir. Eğer sıcaklık alanı zamanın fonksiyonu değilse sürekli rejimden sözedilir.

Uzyada eşit sıcaklılık noktalarının birleştirilmesiyle eş sıcaklık düzlemleri oluşur. Bir nokta farklı iki sıcaklıkta olamayacağından bu düzlemler birbirini kesmezler. Bir sistem içerisinde sıcaklık gradyanı en fazla eş sıcaklık düzlemlerine dik yöndedir.



Şek.2.1 | Eş sıcaklık düzlemleri

Sıcaklık gradyanı

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta n} = \frac{\partial T}{\partial n}$$

(2.2)

Sıcaklık gradyanı eş sıcaklık eğrilerine dik bir vektördür. Sıcaklığın artan yönünde bir vektör pozitifdir.

Fourier iletimle ısı geçişi için aşağıdaki ifadeyi vermiştir.

$$q = -k\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right) \quad (2.3)$$

Bu ifade birim yüzeyden birim zamanda geçen ısıyı verir. Isı sıcaklığın azalan yönünde aktığından $\frac{\partial T}{\partial n}$ nefatiftir. Isının pozitif bulunabilmesi için (-) ile çarpılmıştır. k katsayısı malzemenin ısı iletim katsayısı olup birimi $\frac{w}{m^2 \cdot C}$ dir. dF yüzeyinden herhangi n yönünde transfer edilen ısı,

$$dQ = -k\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)dF \cdot dt \quad (2.4)$$

ifadesiyle hesaplanır.

Buraya kadar anlatılanlardan anlaşıldığı gibi ısı transferinin hesaplanabilmesi için sıcaklık gradyanının bilinmesi gerekir. Bu da ancak sıcaklık alanının hesaplanmasıyla mümkün olur.

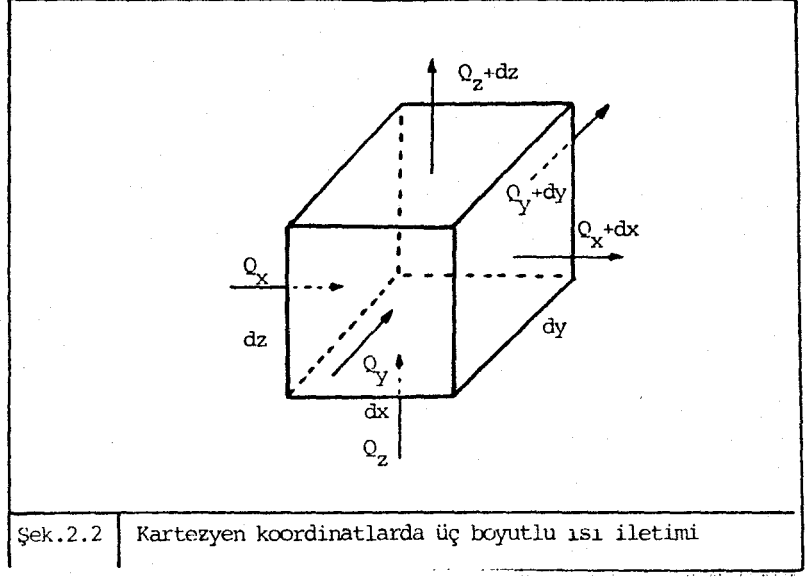
Kartezyen koordinatlarda boyutları dx, dy, dz olan elemanı için γ den-
gesi yazılarak aşağıdaki denklem elde edilebilir

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(k_x \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k_y \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k_z \frac{\partial T}{\partial z}\right) + q_V = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.5)$$

veya

$$\text{div}(k \text{ grad } T) + q_V = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.6)$$

Eğer $k \neq f(x,y,z)$ ise yukarıdaki denklemden



$$a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{\rho c_p} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$a \Delta^2 T + \frac{q_v}{\rho c_p} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.8)$$

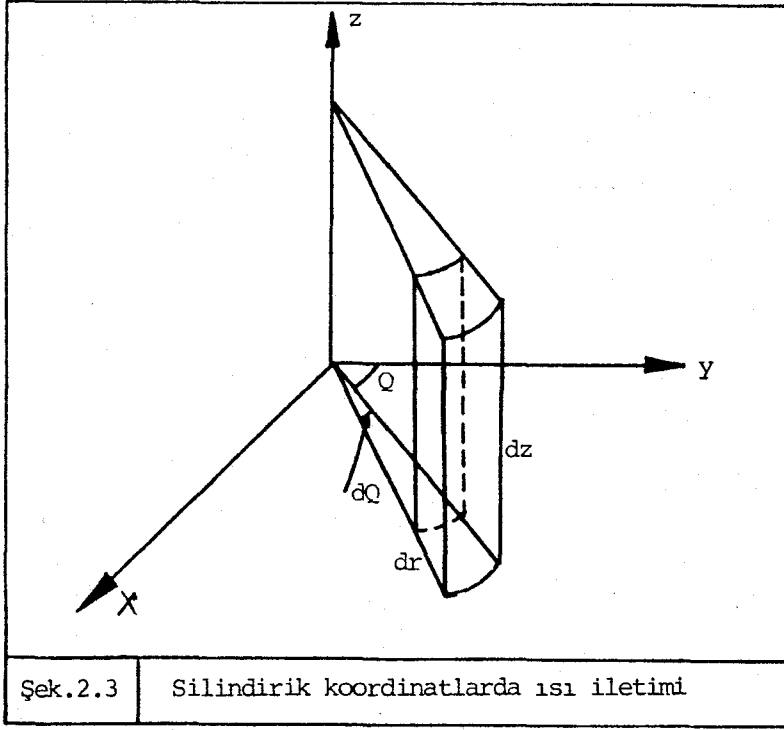
denklemleri elde edilir. Bu ifadelerdeki a ısı yayılım katsayısıdır.

$$a = \frac{k}{\rho c_p}$$

Silindirik koordinatlarda aşağıdaki elemanın dengesi yazılarak silindirik koordinatlardaki ısı iletim denklemi bulunur.

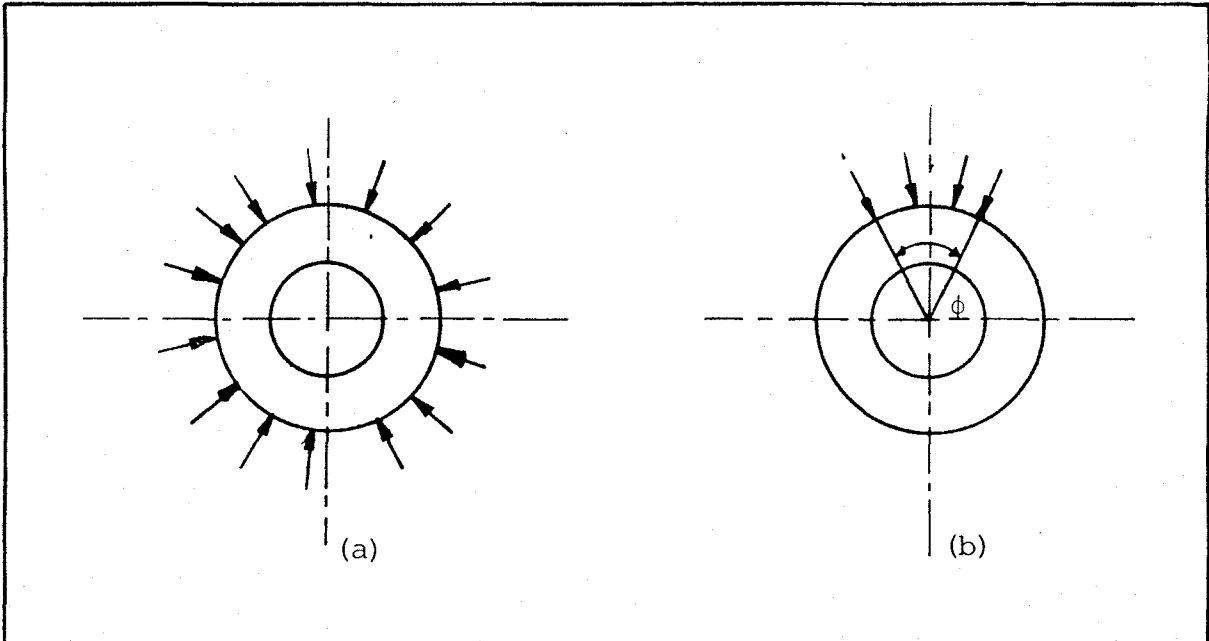
$$a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right) + \frac{q_v}{\rho c_p} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.9)$$

Burada da a yine ısı yayılım katsayısıdır. Yayılım katsayısı ortamın fiziksel özelliğidir. Herhangi bir noktada sıcaklığın zamana göre değişimi a ile orantılıdır. Metaller sıvı ve gazlara göre büyük ısı yayılım katsayısına dolayısıyla düşük ısı ataletine sahiptirler.



Katı bir cisim içindeki sıcaklık yer ve zamana göre değişir. Sıcaklık dağılımı hesaplandıktan sonra herhangi bir yön için ısı akısı o yön için türev alınarak Fourier kanunundan hesaplanır.

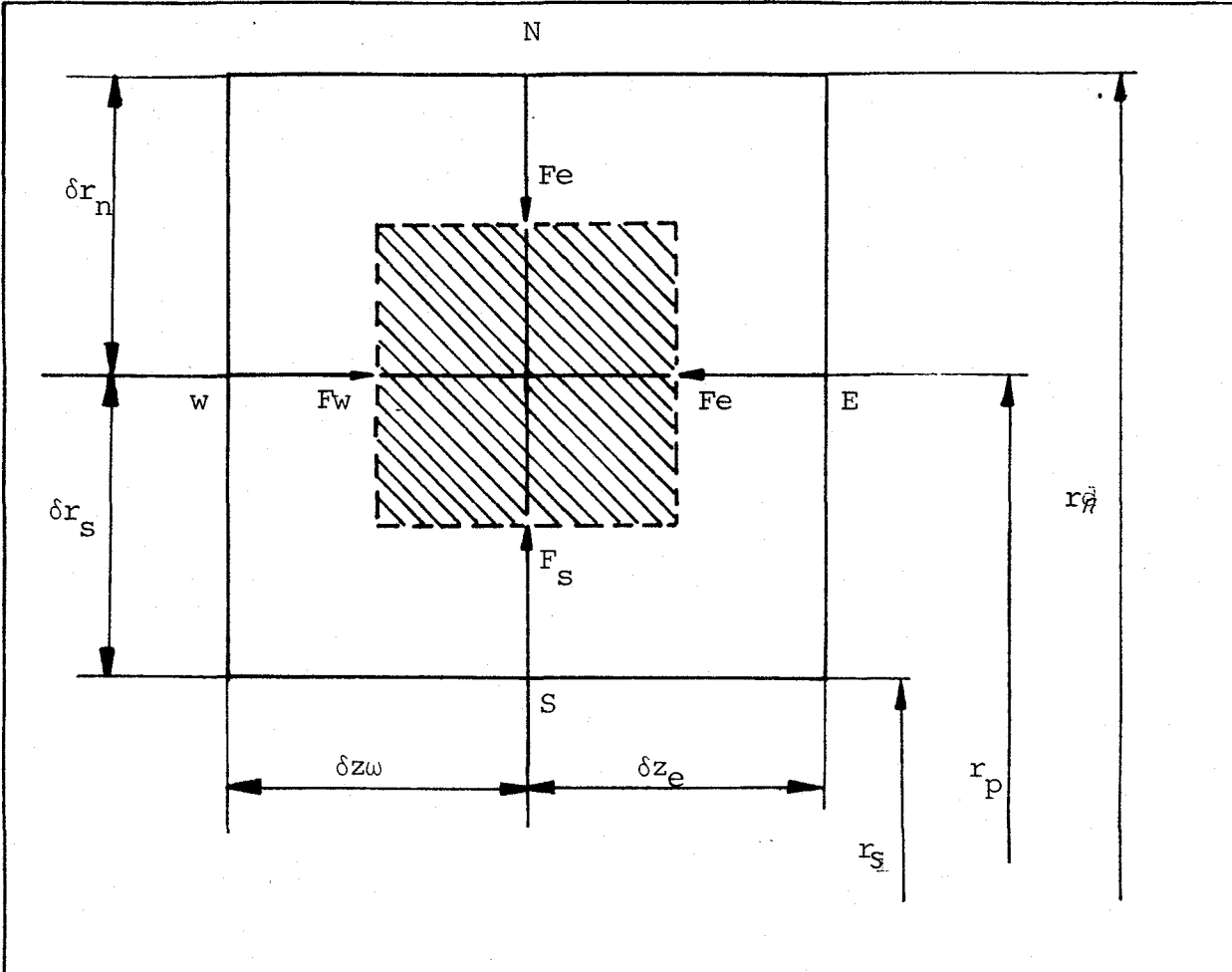
Çalışmamızda boru yüzeyden üniform olarak ısıtıldığından $\frac{\partial T}{\partial \theta} = 0$ dır. Yani $T = T(r, z, t)$ dir.



Şek.3.1 Isıtma biçimleri

3. SONLU FARKLAR YÖNTEMİNİN ENERJİNİN KORUNUMU İLE ELDE EDİLiŞİ

Çalışmamızda kullanılan yöntem budur. Bu yöntemin esasını t.d.1.kanunu oluşturur. Aşağıdaki taralı hacme t.d.1. kanununu uygulayalım.



Şek.3.1 Enerjinin korunumu prensibine göre dengesi yazılan eleman

$$\begin{aligned}
 & -k_w F_w \frac{T_p - T_w}{\delta z} - k_e F_e \frac{T_p - T_e}{\delta z_e} - \frac{k_w \delta z_w + k_e \delta z_e}{\delta z_w + \delta z_e} \frac{T_p - T_n}{\delta r_n} \\
 & - \frac{k_w \delta z_w + k_e \delta z_e}{\delta z_w + \delta z_e} \frac{T_p - T_s}{\delta r_s} + q_o F_e = \frac{\rho_e C_e \delta z_e + \rho_w C_w \delta z_w}{\delta z_e + \delta z_w} F_e \frac{T_p - T'_p}{\delta t} \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

Burada silindir z eksenini boyunca katmanlardan oluşmaktadır. (3.1) bağıntısında T_p , T'_p sıcaklığından δt zaman sonraki sıcaklıktır. Yukarıdaki

t.d.1. : Termodinamiğin birinci kanunu

bağıntıda ısı transferi yüzeyleri aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$F_{\omega} = F_e = \frac{1}{2} 2\pi \left| r_p + \frac{r_s + r_n}{2} \right| \frac{\delta r_s + \delta r_n}{2}$$

$$F_n = 2\pi \left(\frac{r_p + r_n}{2} \right) \left(\frac{\delta z_e + \delta z}{2} \right) = 2\pi \left(r_p + \frac{\delta r_n}{2} \right) \left(\frac{\delta z_e + \delta z_{\omega}}{2} \right)$$

$$F_s = 2\pi \left(\frac{r_p + r_s}{2} \right) \left(\frac{\delta z_e + \delta z_{\omega}}{2} \right) = 2\pi \left(r_p - \frac{\delta r_s}{2} \right) \left(\frac{\delta z_e + \delta z_{\omega}}{2} \right)$$

$$k = \frac{\delta z_{\omega} k_{\omega} + \delta z_e k_e}{\delta z_{\omega} + \delta z_e}$$

$$\delta z = \frac{\delta z_{\omega} + \delta z_e}{2}$$

$$\rho C = \frac{\rho_{\omega} C_{\omega} \delta z_{\omega} + \rho_e C_e \delta z_e}{\delta z_{\omega} + \delta z_e}$$

kısaltmaları ile (3.1) bağıntısı şu şekle gelir.

$$\begin{aligned} & -\frac{k_{\omega} F_{\omega}}{\delta z_{\omega}} (T_p - T_{\omega}) - \frac{k F_n}{\delta r_n} (T_p - T_n) - \frac{k_e F_e}{\delta z_e} (T_p - T_e) - \frac{k F_s}{\delta r_s} (T_p - T_s) + q_0 F_e \delta z \\ & = \rho C F_e \delta z \cdot \frac{T_p - T'_p}{\delta t} \end{aligned} \quad (3.2)$$

veya

$$\begin{aligned} & \frac{k_{\omega} F_{\omega} \delta t}{\delta z_{\omega}} T_{\omega} - \left[\rho C F_e \delta z + \frac{k_{\omega} F_{\omega} \delta t}{\delta z_{\omega}} + \frac{k F_s \delta t}{\delta r_s} + \frac{k F_n \delta t}{\delta r_n} + \frac{k_e F_e \delta t}{\delta z_e} \right] T_p \\ & + \frac{k F_s \delta t}{\delta r_s} T_s + \frac{k F_n \delta t}{\delta r_n} T_n - \rho C F_e \delta z T'_p \end{aligned} \quad (3.3)$$

Bu denklemin her iki tarafı $\rho C F_e \delta z$ ile bölünürse ve aşağıdaki kısaltmalar yapılırsa (3.3) denklemi (3.4) haline dönüşür.

$$A_n = \frac{\delta t}{\delta r_n} \frac{F_n}{F_e} \frac{k}{\rho c} \frac{l}{\delta z}$$

$$A_s = \frac{\delta t}{\delta r_s} \frac{F_s}{F_e} \frac{k}{\rho c} \frac{l}{\delta z}$$

$$A_w = \frac{\delta t}{\delta z_w} \frac{k_w}{\rho c} \frac{l}{\delta z} \frac{F_w}{F_e}$$

$$A_e = \frac{\delta t}{\delta z_e} \frac{k_e}{\rho c} \frac{l}{\delta z}$$

$$A_\theta = \frac{\delta t q_0}{\rho c \delta z}$$

$$A_p = -[1 + A_n + A_s + A_e + A_w]$$

$$A_w T_w + A_n T_n + A_e T_e + A_s T_s + A_p T_p + A_\theta q_0 = -T'_p \quad (3.4)$$

$$k_w = k_e \quad \text{ise} \quad \frac{F_n}{F_e}, \frac{F_s}{F_e} \text{ değerleri için aşağıdaki bağıntılar}$$

$$\delta r_s = \delta r_n$$

$$\delta z_w = \delta z_e \quad \text{ise} \quad \frac{F_n}{F_e}, \frac{F_s}{F_e} \text{ değerleri için aşağıdaki bağıntılar}$$

bulunabilir.

$$\frac{F_n}{F_e} = \frac{2\pi(r_p + \frac{\delta r_n}{2})\delta z}{\frac{1}{2}2\pi(\frac{r_s r_n}{2} + r_p)\delta r} = \frac{2(r_p + \frac{\delta r_n}{2})\delta z}{2 r_p \delta r}$$

$$\frac{F_n}{F_e} = \frac{(r_p + \frac{\delta r}{2})\delta z}{r_p \delta r} = \frac{\delta z}{\delta r} + \frac{\delta z}{2r_p}$$

$$\frac{F_s}{F_e} = \frac{2\pi(r_p - \frac{\delta r_s}{2})\delta z}{\frac{1}{2}2\pi[\frac{r_s + r_n}{2} + r_p]\delta r} = \frac{2(r_p - \frac{\delta r_s}{2})\delta z}{2 r_p \delta r}$$

$$\frac{F_s}{F_e} = \frac{(r_p - \frac{\delta r_s}{2})\delta z}{r_p \delta r} = \frac{\delta z}{\delta r} - \frac{\delta z}{2r_p}$$

Bu değerler A_n , A_s bağıntılarında yerine yazılırsa

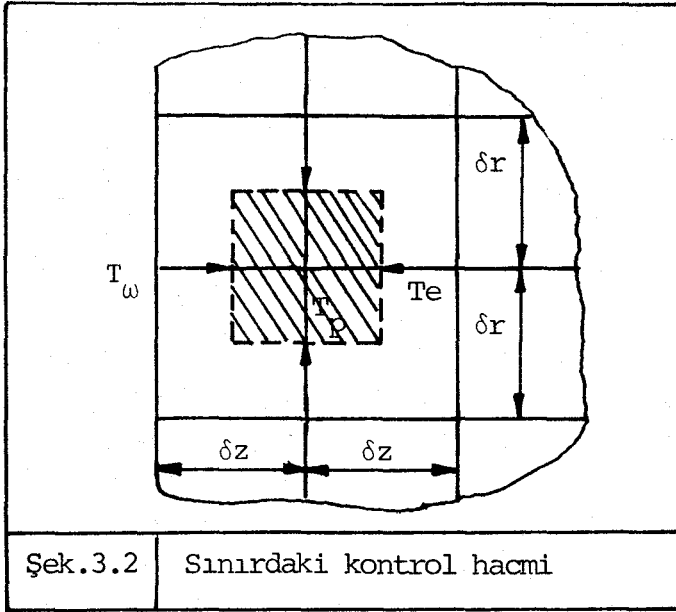
$$A_n = \frac{\delta t}{\delta r} \left(\frac{\delta z}{\delta r} + \frac{\delta z}{2r_p} \right) \frac{k}{\rho c} \frac{1}{\delta z} = a\delta t \left(\frac{1}{\delta r^2} + \frac{1}{2r_p \delta r} \right)$$

$$A_s = a\delta t \left(\frac{1}{\delta r^2} - \frac{1}{2r_p \delta r} \right)$$

$$A_e = A_w = \frac{a\delta t}{\delta z^2}$$

Çözülecek bölge parçalara ayrılarak (3.4) denklemi her noktaya uygulanarak bilinmeyen sıcaklık sayısı kadar denklem elde edilir. Sınırlarda ise aşağıda anlatılacak sınır şartı denklemleri yazılır.

İstenirse sınırda sıcaklık 2.dereceden bir parabol kabul edilerek türevler hesaplanır. Böylece sınırdan akışkana geçen ısı daha hassas bir şekilde belirlenebilir.



Şek.3.2 Sınırdaki kontrol hacmi

$T = a z^2 + b z + c$ sınırda bu denklemin geçerli olduğu kabul edilir ve a, b, c katsayıları belirlenirse,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_\omega = -\frac{3}{2\delta z} T_\omega + \frac{2}{\delta z} T_p - \frac{1}{2\delta z} T_e \quad (3.5)$$

Bu ifade sınırdan kontrol hacmine giren ısıların hesabında kullanılır. Böylece kontrol hacmi için yazılan genel eşitlik,

$$\begin{aligned} & \frac{k_\omega F_\omega}{\delta z_\omega} \left(\frac{3}{2\delta z} T_\omega - 2 T_p + \frac{1}{2} T_e \right) + \frac{k_e F_e}{\delta z_e} (T_e - T_p) + k F_n \frac{T_n - T_p}{\delta r_n} \\ & + k F_s \frac{T_s - T_p}{\delta r_s} + q \Delta V = \rho C F_\omega \delta z \frac{T_p - T'_p}{\delta t} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Burada

$$A'_\omega = \frac{\delta t k_\omega}{\rho C} \frac{1}{\delta z} \frac{1}{\delta z_\omega} \frac{3}{2} = \frac{3}{2} A_\omega$$

$$A'_e = \frac{k_e}{\delta z_e} \frac{1}{\delta z \delta z_\omega} + \frac{1}{2} \frac{k_\omega}{\delta z_\omega} \frac{\delta t}{\rho C} \frac{1}{\delta z} = \frac{3}{2} A_e$$

$$A'_p = -[1+A_n+A_s+A'_e+A'_\omega] = -[1+A_n+A_s+(A_e+\frac{1}{2} A_e)+(A_\omega+\frac{1}{2} A_\omega)]$$

$$A'_p = A_p - A_\omega$$

Genel durumda eşitlik şu şekilde idi.

$$A'_\omega T_\omega + A'_e T_e + A'_n T_n + A'_s T_s + A'_p T_p = B_p \quad (3.7)$$

Sınırdaki ise eşitlik şu şekilde olur.

$$A'_\omega T_\omega + A'_e T_e + A'_n T_n + A'_s T_s + A'_p T_p = B_p \quad (3.8)$$

Batıdaki sınır için $A'_p = A_p - A_\omega$

Doğudaki sınır için $A'_p = A_p - A_e$

Böylece sınırdaki kontrol hacmine giren ısı daha hassas bir şekilde hesaplanmış olur.

3.1. SINIR ŞARTLARI

Katı cisim içerisindeki kafesin her kesim noktası için (3.4) denklemi uygulanır. Sınırlarda ise verilen sınır şartına göre denklemler yazılır. Ayrıca zamana bağlı ısı transferi problemlerinin çözülebilmesi için başlangıçta cismin her yerindeki sıcaklığın bilinmesi gerekir.

$t = 0$ da

$$T = T(x,y,z,0) = T(\vec{r}, 0) = f(\vec{r}) \quad (3.9)$$

Bu denklem başlangıç şartıdır.

3.1.1. SINIR SICAKLIĞININ BİLİNMESİ HALİ

Sınırdaki sıcaklık dağılımı sabit, zamanın ve koordinatların fonksiyonu, yalnız zamanın veya yalnız koordinatların fonksiyonu olabilir. Sınırdaki sıcaklık nasıl verilirse verilsin bu değer (3.4) denklemini uygularken aynen uygulanır.

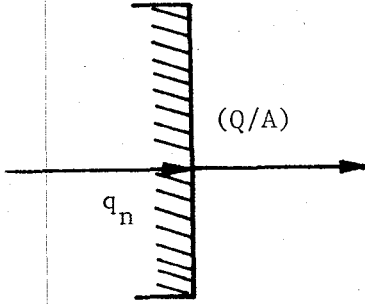
$$\text{Sınırdaki } T = T_s \text{ (Sabit)}$$

$$T = T_s(\vec{r}, t)$$

$$T = T_s(\vec{r}) \quad \text{veya} \quad T = T_s(t)$$

3.1.2. SINIRDA ISI AKISININ BİLİNMESİ HALİ

Sınırdaki ısı akısı zamanın, koordinatların veya her ikisinin fonksiyonu olabilir.



$$q_n = \left(\frac{Q}{A}\right)_{\text{sınır}} \quad (3.10)$$

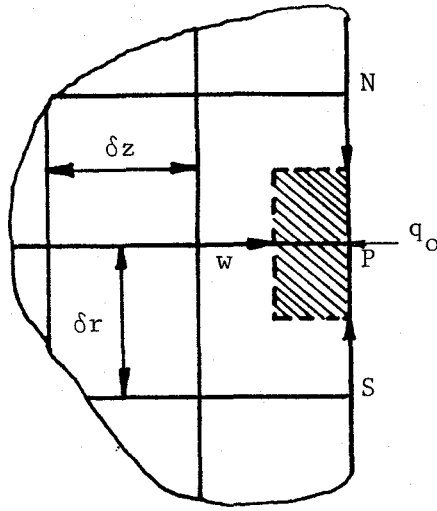
$$-k\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{\text{sınır}} = \left(\frac{Q}{A}\right)_{\text{sınır}}$$

Şekil 3.3 : Isı akısı sınır şartı

Sınırdaki ısı akısı verildiğinde yarım bir kontrol hacmi seçilerek bu hacme t.d.l. kanunu uygulanır.

Şekilde taralı olarak gösterilen kontrol hacmine t.d.l. kanunu ve Fourier ısı iletim kanunu beraber uygulanırsa

$$kF_{\omega} \frac{T_{\omega} - T_p}{\delta z} + k \frac{F_n}{2} \frac{T_n - T_p}{\delta r} + \frac{kF_s}{2} \frac{T_s - T_p}{\delta r} + q_o F_e = \rho c \frac{T_p - T'_p}{\delta t} \frac{\delta z}{2} F_e \quad (3.11)$$



Şekil 3.4 : Sınırdaki ısı akısının verildiği durum

Bu denklemin her iki tarafı $\rho C_p \frac{\delta z}{2 \delta t} F_e$ ile bölünürse ve daha önceki tanımlar göz önünde bulundurulursa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$2 A_\omega T_\omega + A_n T_n + A_s T_s - (2A_\omega + A_n + A_s + 1) T_p + \frac{2a \delta t}{k \delta z} q_0 = -T_p \quad (3.12)$$

Böylece sınırdaki ısı akısının verildiği durumda sınır şartı denklemi elde edilmiş olur.

3.1.3. SINIRDA YÜZEYİN YALITILMIŞ OLDUĞU DURUM

Sınırlardan birisi tam olarak ısı kayıplarına karşı yalıtılmış olabilir. Bu durumda adı geçen sınırdaki ısı akısı sıfır olur. Matematiksel olarak

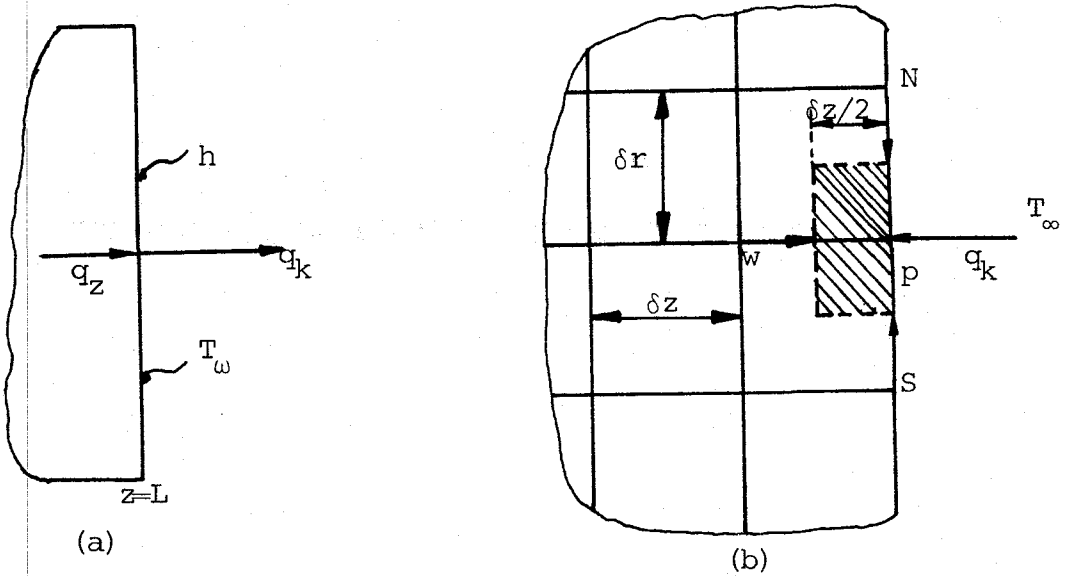
$$Z = \text{sınır} \text{ da } \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{sınır}} = 0$$

Bu şart yukarıdaki şartın özel bir hali olup $q_0 = 0$ olması durumudur. Bu halde sınırdaki kontrol hacminin dengesi yazılarak veya (3.12) denkleminde $q_0 = 0$ yazılarak bu şarta ait denklem elde edilir.

$$2 A_{\omega} T_{\omega} + A_n T_n + A_s T_s - (2 A_{\omega} + A_n + A_s + 1) T_p = -T'_p \quad (3.13)$$

3.1.4. AKIŞKAN SICAKLIĞININ VE ISI TAŞINIM KATSAYISI h'IN VERİLDİĞİ DURUM

Bu sınır şartıyla sınırdan belirli bir mesafede T_{∞} akışkan sıcaklığı ve sınırla akışkan arasındaki film katsayısı h verilmiş oluyor.



Şekil 3.5 Konveksiyon sınır şartı

Şekil 3.6a'daki enerji korunumu prensibi uygulanırsa

$$q_z = -k \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{sınır}} \quad q_k = h(T_{\omega} - T_{\infty}) \quad \text{ve} \quad q_z = q_k \quad \text{dır.}$$

Şekil 3.6b'deki taralı hacme enerjinin korunumu prensibi uygulanırsa

$$k F_{\omega} \frac{F_{\omega} - T_p}{\delta z_{\omega}} + k \frac{F_n T_n - T_p}{2 \delta r} + k \frac{F_s T_s - T_p}{2 \delta r} + h F_e (T_{\infty} - T_p) = \rho C_p F_e \frac{\delta z}{2} \frac{T_p - T'_p}{\delta t} \quad (3.14)$$

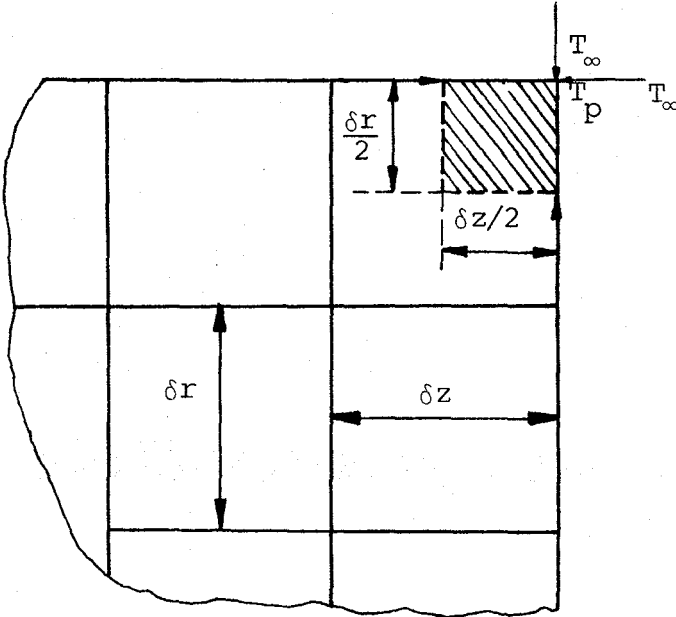
elde edilir. Her iki tarafın $\rho C F_e \frac{\delta z}{2 \delta t}$ ile bölünmesiyle ve daha önceki tanımlar yardımıyla

$$2 A_{\omega} (T_{\omega} - T_p) + A_n (T_n - T_p) + A_s (T_s - T_p) + \frac{2 h \delta t}{\rho C} (T_{\infty} - T_p) = -T'_p$$

veya

$$2 A_{\omega} T_{\omega} + A_n T_n + A_s T_s - (2 A_{\omega} + A_n + A_s + \frac{2 a h \delta t}{k \delta z} + 1) T_p + \frac{2 a h \delta t}{k \delta z} T_{\infty} = -T'_p \quad (3.15)$$

elde edilir. Şayet köşede ise benzer denklem şekil 3.6'den elde edilir.



Şekil 3.6 Köşe için konveksiyon sınır şartı

Yine taralı alana enerjinin korunumu prensibini uygulayalım.

$$k \frac{F_{\omega}}{2} \frac{T_{\omega} - T_p}{\delta z} + k \frac{F_s}{2} \frac{T_s - T_p}{\delta r} + h \frac{F_e}{2} (T_{\infty} - T_p) + h_n \frac{F_n}{2} (T_{\infty} - T_p)$$

$$= \rho C \frac{F_e}{2} \frac{\delta z}{2} \frac{T_p - T'_p}{\delta t} \quad (3.16)$$

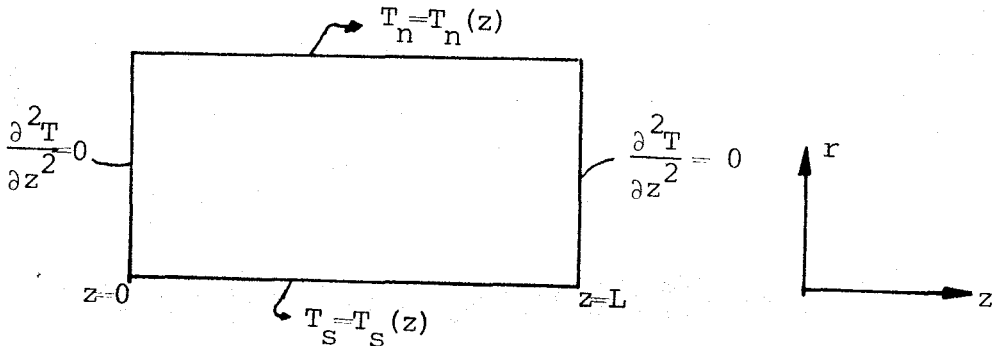
Bu denklem bizim probleme uygulanırsa $h_n=0$ olur. Yaptığımız çalışmada boru z boyunca yalıtılmış idi. Dolayısıyla $h_n=0$ yazılıp gerekli işlemler yapılırsa

$$2 A_{\omega} T_{\omega} + 2 A_s T_s - (2A_{\omega} + 2A_s + \frac{2 a h \delta t}{k \delta z} + 1) T_p = -T'_p \quad (3.17)$$

elde edilir. Sınırdaki köşenin altta veya üstte olması problemi etkilemez. Yine benzer biçimde bir kontrol hacmi seçilerek bu hacme t.d.l. kanunu uygulanarak gerekli şart elde edilir.

3.2. ÇÖZÜM ALGORİTMASININ AÇIKLANMASI

Çalışmada kullandığımız borunun iç ve dış yüzey sıcaklıkları $T_n = T_n(z)$, $T_s = T_s(z)$ olarak ölçülmüştür. $z = 0$ ve $z = L$ de $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$ şartının geçerli olduğu kabul edilmiştir.



Şekil 3.7 : Sıcaklık sınır şartları

Çözülecek denklem silindirik koordinatlarda

$$a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) = \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{şeklindedir.}$$

$z = 0$ ve $z = L$ de $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$ ve sürekli rejim durumunda $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ yazılabilir. Bu durumda,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = 0$$

denklemini elde edilir. Bu denklem iki kere integre edilirse, $T = C_1 \ln r + C_2$ sıcaklık dağılımı bulunur. C_1 ve C_2 katsayıları,

$$r = r_i \quad \text{de} \quad T = T_s$$

$$r = r_d \quad \text{de} \quad T = T_n$$

şartlarından belirlenir. Bu değerler yerlerine konulup gerekli işlemler yapılırsa,

$$T = \frac{T_n - T_s}{\ln \frac{r_d}{r_i}} \ln r + \frac{T_s \ln r_d - T_n \ln r_i}{\ln \frac{r_d}{r_i}} \quad (3.18)$$

ifadesi elde edilir. Bu bağıntıyla her r için $T(r)$ bulunur. Böylece problem sınırlarda sıcaklıkları bilinen silindirik bir cisimde sıcaklık dağılımının bulunması olur.

Sıcaklık dağılımını bulmak amacıyla silindir r, z doğrultularında parçalara ayrılır ve bu parçaların her kesim noktasına (3.4) denklemi uygulanır. Böylece aşağıdaki biçimde bir denklem sistemi elde edilir.

$$\begin{bmatrix} A_{11} T_1 + A_{12} T_2 + \dots + A_{1n} T_n \\ A_{21} T_1 + A_{22} T_2 + \dots + A_{2n} T_n \\ \vdots \\ A_{n1} T_1 + A_{n2} T_2 + \dots + A_{nn} T_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

Bu denklem kısaca,

$A \cdot \vec{T} = \vec{b}$ şeklinde yazılabilir. Sıcaklıklar \vec{T} $A^{-1} \cdot \vec{b}$ ifadesiyle bulunur. Burada A yazılan denklemlerin katsayılarının oluşturduğu matrisi A^{-1} de bu matrisin tersini göstermektedir. A^{-1} ters matrisi MinV alt programıyla alınmıştır. \vec{b} ise sağ taraf vektörüdür.

Denklemlerin çözümüyle δt zaman sonraki sıcaklıklar bulunmuş olur. Bu sıcaklıklar başlangıç sıcaklığı olarak kabul edilerek \vec{b} yeniden hesaplanır ve $A^{-1} \cdot b$ hesaplanarak $2\delta t$ zaman sonraki sıcaklıklar bulunur. İşlemlere bu şekilde devam edilerek sürekli rejim sıcaklıkları bulunur. Dikkat edilirse A katsayılar matrisi zamanla değişmemekte fakat \vec{b} zamanla değişmektedir. \vec{b} her işlemin başında yeniden hesaplanmalıdır. Böylece sıcaklık alanı hesaplanmış olur.

Pşogramın çalışma sırası ve kullanılan alt programlar aşağıda açıklanmıştır.

Başlangıçta boru malzemesinin ve akışkanın fiziksel özellikleri okutulmuştur.

Borunun ölçülen iç ve dış cıdar sıcaklıkları okutularak bu değerlere 4. dereceden bir fonksiyon uyumlanmış ve istenilen noktalardaki değerler hesaplanmıştır. Bu uyumlamada VPFIT ve VPVAL subrutine alt programları kullanılmıştır.

$z = 0$ da $z = L$ deki logaritmik sıcaklık dağılımı hesaplanmıştır.

Denklemler yazılarak bunların oluşturduğu katsayılar matrisi hesaplanmıştır.

Katsayılar matrisinin tersinin hesabında Minv alt programı kullanılmıştır.

Sağ taraf vektörü hesaplanarak bu vektörle A^{-1} ters matrisi MACARP alt programıyla çarptırılmış ve δt zaman sonraki sıcaklıklar hesaplanmıştır. Hesaplanan bu sıcaklıklar başlangıç sıcaklığı alınarak $2\delta t$ zaman sonraki sıcaklıklar hesaplanmış ve böylece devam edilerek sürekli rejime varılmıştır. Akışkana geçen yerel ısılar hesaplanmış ve bu ısılar yardımıyla toplam ısı hesaplanmıştır.

Akışkana geçen toplam ısının hesabında QORT alt programı kullanılmıştır.

Borunun ortalama iç ve dış cidar sıcaklıklarının hesabında TSOR alt programı kullanılmıştır.

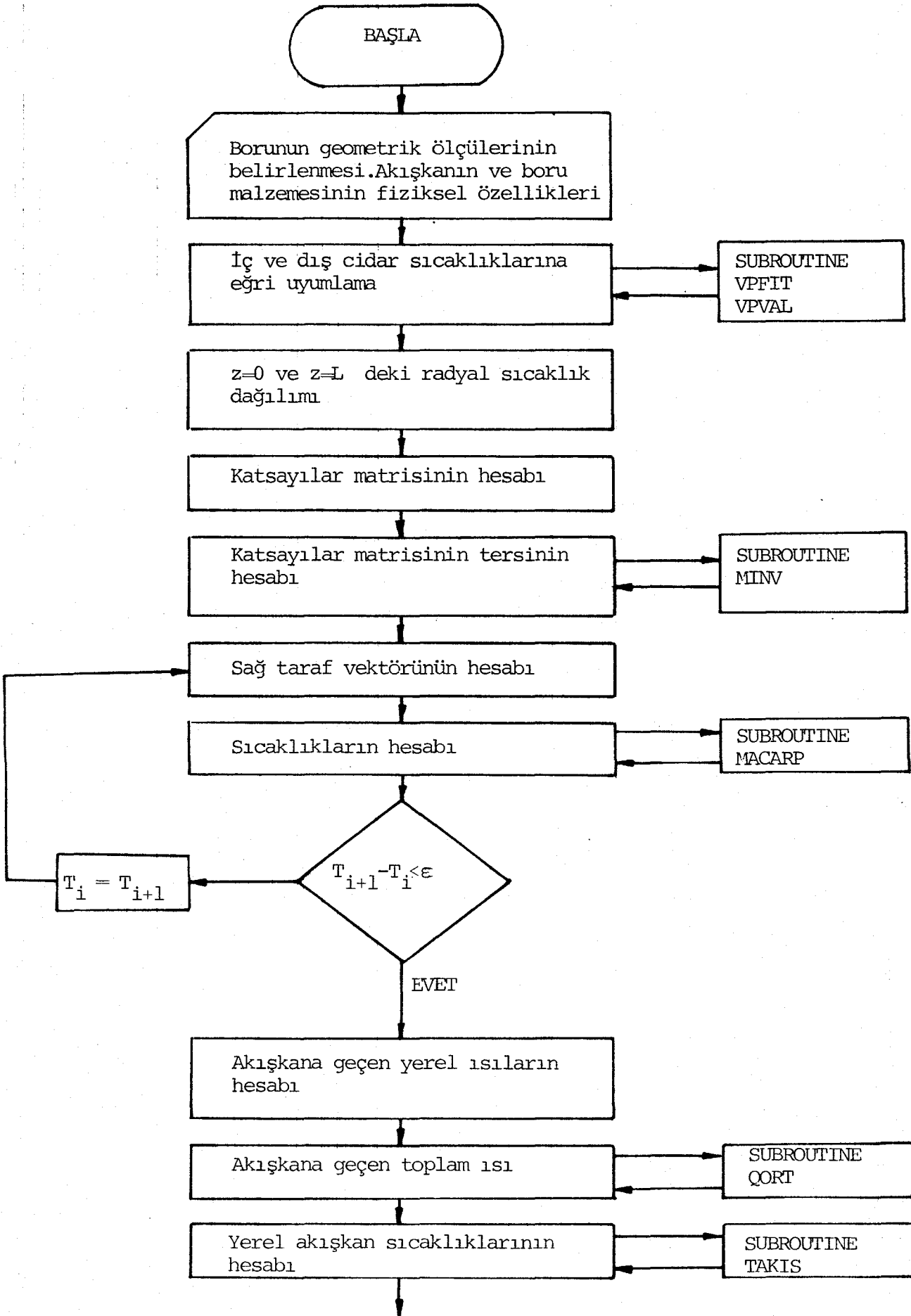
Yerel akışkan sıcaklıkları TAKIS alt programı yardımıyla hesaplanmıştır.

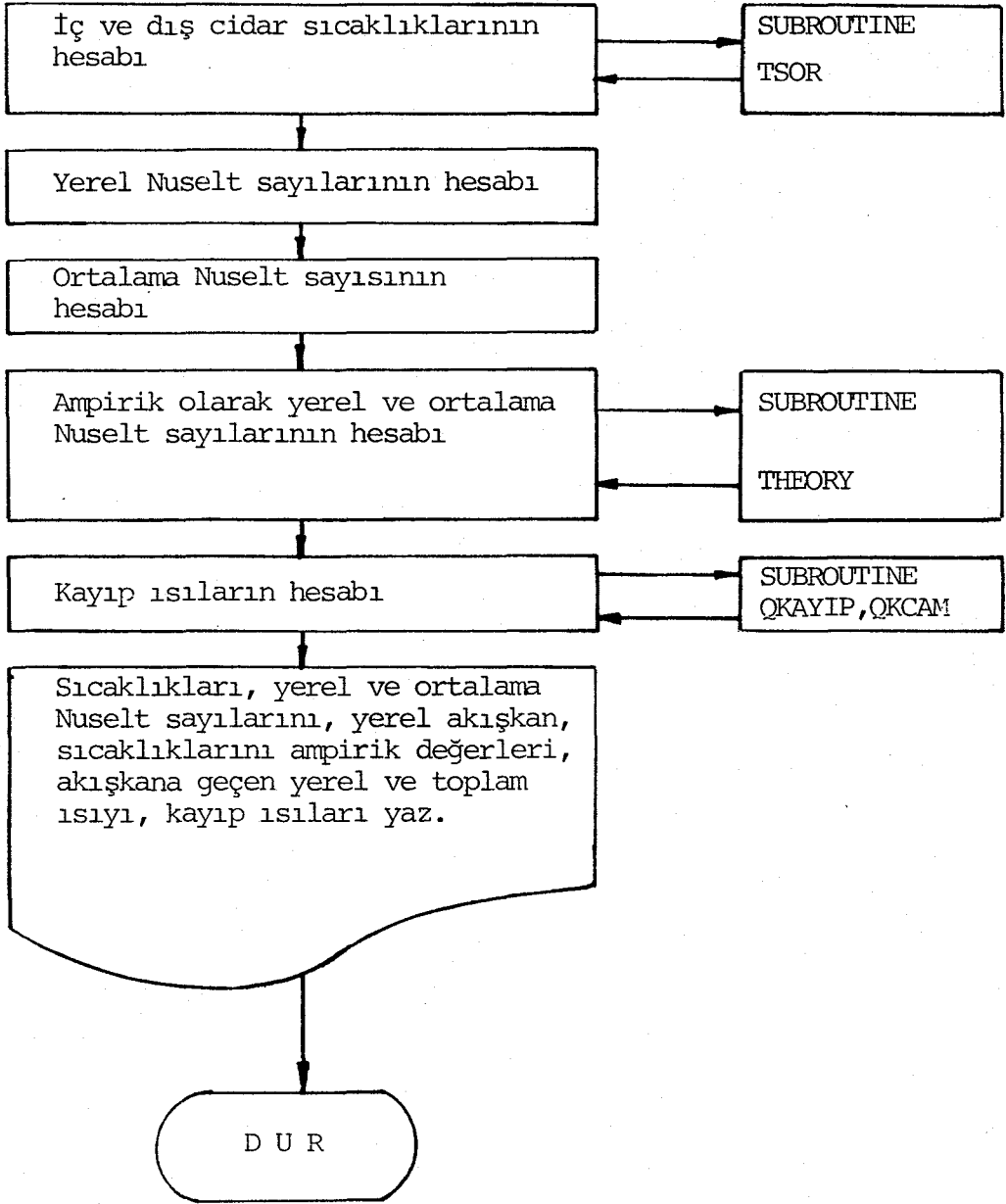
Yerel akışkan sıcaklıkları ve yerel cidar sıcaklıklarıyla da yerel Nusselt sayıları hesaplanmıştır.

Ortalama iç cidar sıcaklığı ve ortalama akışkan sıcaklığı yardımıyla ortalama Nusselt sayısı hesaplanmıştır.

Ampirik bağıntılarla yerel ve ortalama Nusselt sayılarının hesabında THEORY alt programı kullanılmıştır.

QKAYIP ve QKCAM alt programları yardımıyla kayıp ısılar hesaplanmıştır. Programın akış diyagramı Çizelge 3.1'de görülmektedir.





Çizelge 3.1

4. YÖNTEMİN BAZI ANALİTİK SONUÇLARLA KARŞILAŞTIRILMASI

Kullandığımız yöntemin doğruluğunu görebilmek bakımından analitik çözümü bilinen bazı problemlerin sonuçlarıyla kendi sonuçlarımız karşılaştırılmıştır.

Karşılaştırılan problemlerden ilki iç ve dış yüzey sıcaklıkları sabit tutulan silindirik bir cisimdeki sıcaklık dağılımıdır. Problemin analitik çözümü,

$$T = \frac{T_n - T_s}{\ln \frac{r_d}{r_i}} \ln r + \frac{T_s \ln r_d - T_n \ln r_i}{\ln \frac{r_d}{r_i}}$$

şeklindedir.

Silindirde sıcaklık dağılımı sadece r'ye bağlıdır. Yaptığımız örnekte $T_n=100^{\circ}\text{C}$ ve $T_s=30^{\circ}\text{C}$ olarak sıcaklık dağılımını hesapladık. Analitik ve nümerik sonuçlar Tablo 4.1 de görülmektedir. Tablodan görüldüğü gibi yöntemin hassasiyeti son derece iyidir. Bu örnek sıcaklık alanının doğru hesaplandığını göstermektedir. Ayrıca Şekil 4.1 ve 4.2'de 2 deney için hesaplanan (T, z) fonksiyonları görülmektedir.

Karşılaştırılan 2.problem ise $z=0$ da taşınım $z=L$ de $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ şartlarının oluşturduğu durumdur. Bu şartlardan anlaşıldığı gibi silindir $z=0$ da 0°C sıcaklığındaki akışkanla temasta diğer tarafları ise yalıtılmış olmaktadır. Problemin fiziğinden anlaşılan $z=0$ kesitinin en hızlı $z=L$ nin en yavaş olmak üzere sifıra yaklaşacağıdır. Sonuçta sürekli rejim halinde silindirin her tarafı 0°C olacaktır. Sıcaklık bu koşullarda sadece z, t nin fonksiyonudur yani $T=T(z, t)$ dir.

Denklem ve sınır şartları aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}$$

$$t = 0 \quad \text{da} \quad T = T_i$$

$$z = 0 \quad \text{da} \quad \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{h}{k}(T - T_\infty)$$

$$z = L \quad \text{de} \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad \text{dır.}$$

Çalışmamızda $T_\infty = 0$ alınmıştır. Dolayısıyla denklem ve sınır şartları homojendir. Denklem için değişkenlerin ayırımı yöntemi kullanılabilir. Kolaylık olması için $X=L-Z$ dönüşümü yapalım bu durumda sınır şartları

$$x = 0 \quad \text{da} \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

$$x = L \quad \text{de} \quad \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{h}{k} T \quad \text{olur.}$$

Denklem ise ;

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{olur.}$$

Çözüm fonksiyonunu $T = M(x).N(t)$ şeklinde kabul edip gerekli türevleri alıp denkleme dönülürse,

$$\frac{1}{M} \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial t} = -\beta^2$$

şeklinde bir denklem bulunur. Bu denklemlerin çözümüyle de,

$$T = e^{-a\beta^2 t} (A \cos \beta x + B \sin \beta x)$$

sıcaklık dağılımı bulunur. Bu denklemin başlangıç ve sınır şartlarını sağlaması gerekir.

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \text{sınır şartından} \quad B = 0 \quad \text{bulunur.}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{h}{k} T \quad \text{sınır şartından,}$$

$$\beta L \operatorname{tg} \beta L = \frac{hL}{k} = Bi$$

elde edilir. Burada Bi Biot sayısıdır. Bu denklemin kökleri $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$ dir. $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$ in değeri için bir çözüm elde edilir. Toplam çözüm,

$$T = \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-a\beta_n^2 t} \operatorname{Cos} \beta_n x$$

olur.

A_n katsayısı başlangıç şartından bulunur.

$$T_0 = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \operatorname{Cos} \beta_n x$$

bu denklemin her iki tarafı $\operatorname{Cos} \beta_n x$ ile çarpılıp $(0, L)$ aralığında integre edilirse

$$A_n = \frac{2 T_0 \operatorname{Sin} \beta_n L}{\beta_n L \operatorname{Sin} \beta_n L \operatorname{Cos} \beta_n L} \quad (4.1)$$

$\beta_n L = P_n$ ve $-a\beta_n^2 t = -P_n^2 F_0$ olduğu düşünülerek sıcaklık dağılımı,

$$\frac{T}{T_0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{Sin} P_n \operatorname{Cos}(P_n(L-Z))}{P_n \operatorname{Sin} P_n \operatorname{Cos} P_n} e^{-P_n^2 F_0} \quad (4.2)$$

elde edilir.

Çalışmamızda $\frac{T}{T_0}$ ın analitik ve nümerik değerleri karşılaştırılmıştır. $(\frac{T}{T_0}, F_0)$, $(\frac{q}{q_0}, F_0)$ grafikleri nümerik ve analitik olarak hesaplanarak şekil 4.1'e çizilmiştir. Grafiklerden görüldüğü gibi analitik ve nümerik sonuçlar belirli bir F_0 sayısından sonra çakışmaktadır. Küçük F_0 sayılarında da uyum yeterince iyi olmaktadır.

$\frac{q}{q_0}$ değeri aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

q_0 borunun başlangıçta kaybettiği ısıdır yani

$$q_0 = h T_0$$

q ise herhangi bir anda borunun kaybettiği ısıdır.

$$q = h T = k \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_L$$

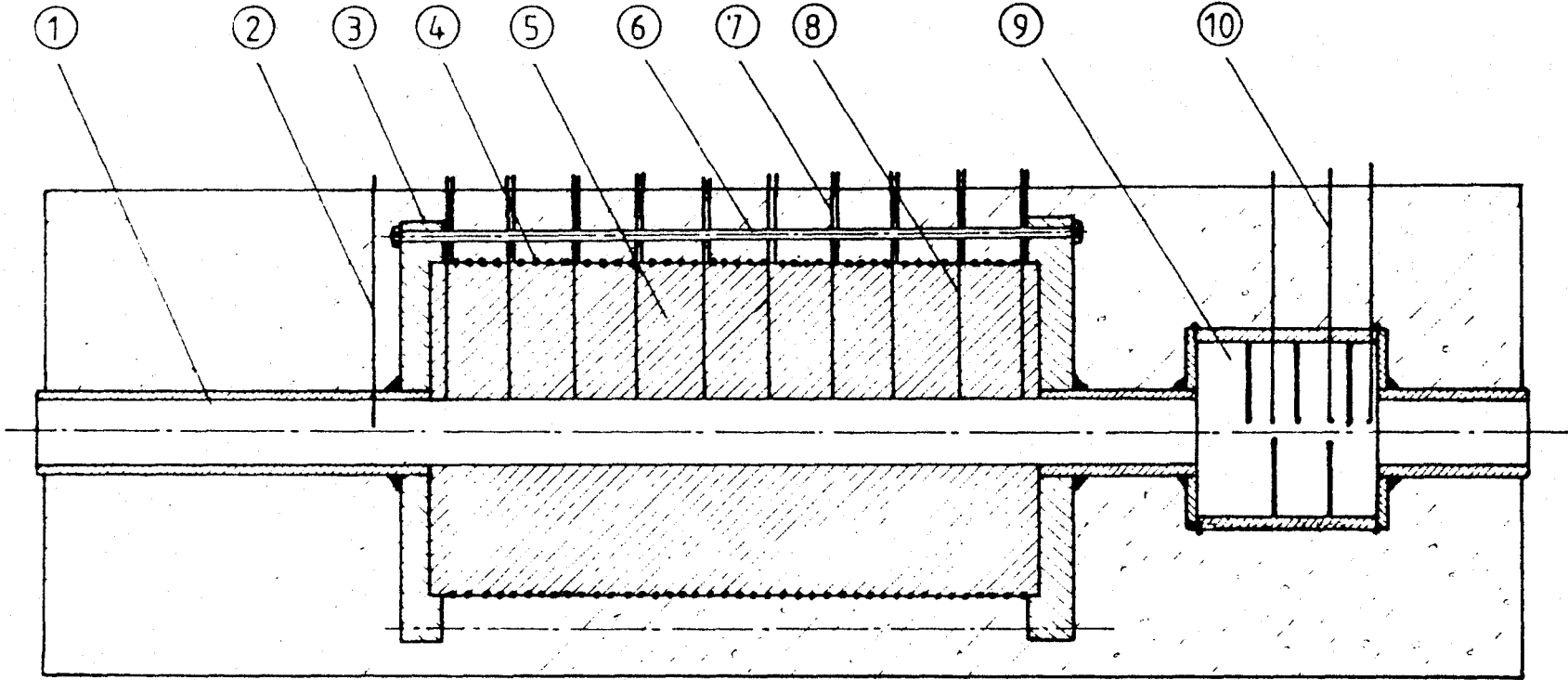
dir.

Yukarıda sözü edilen grafikler $Z = L$ de çizilmiştir.

5. DENEY DÜZENEĞİ VE FİZİKSEL ÖZELLİKLERİN BULUNMASI

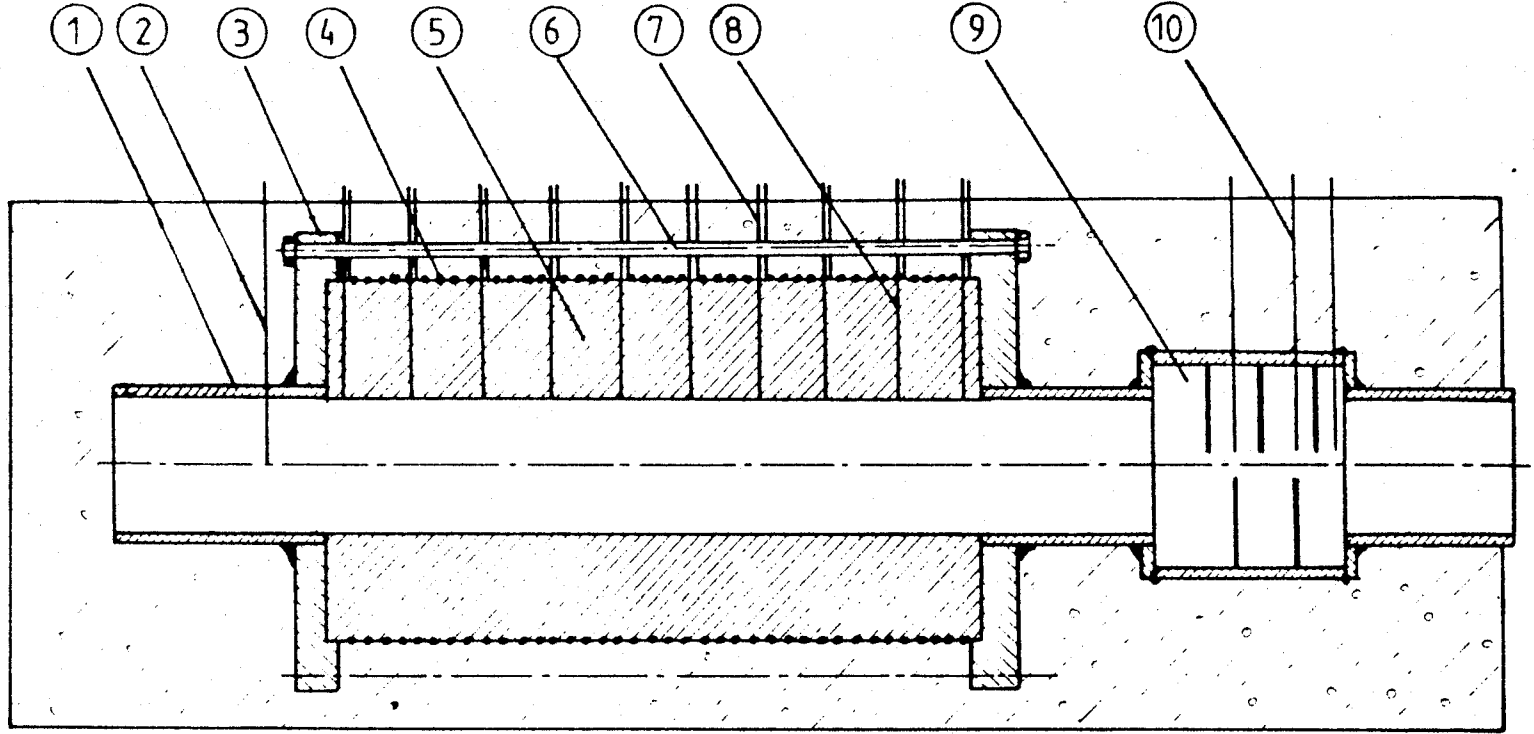
Şekil 5.1'de görülen A deney borusu 0.096 m dış çapında 0.02 m iç çapında ve 0.171 m uzunluğundadır. Şekil 5.2 de görülen B deney borusu ise aynı dış çap ve uzunlukta olup 0.03 m iç çapındadır. Her iki boru da ısı iletim katsayısı oldukça düşük olan fiberden imal edilmiştir.

Her iki borunun giriş kısmında giriş etkilerini azaltmak için birer ön boru, çıkış kısmında akışkanın çıkış sıcaklığını ortalama karışım sıcaklığında ölçebilmek için karışım odası vardır. Ön borular deney borusunun iki katı kadardır ve yatay eksenleri borunun yatay ekseni ile



Şekil- 5.1: A deney borusu montaj resmi

- | | |
|------------------------------|-------------------------------------|
| 1. Giriş borusu | 6. Sıkıştırma çubuğu |
| 2. Termokupl(giriş sic.için) | 7. Termokupl(dış duvar sic. için) |
| 3. Tutucu flanş | 8. Termokupl(iç duvar sic.için) |
| 4. Elektrikli ısıtıcı | 9. Karışım odası |
| 5. Deney borusu | 10. Termokupl(çıkış sıcaklığı için) |



Şekil-5. 2a: B Deney borusu montaj resmi

- | | |
|-------------------------------------|---|
| 1. Giriş borusu | 6. Sıkıştırma çubuğu |
| 2. Termokupl (giriş sıcaklığı için) | 7. Termokupl (dış duvar sıcaklığı için) |
| 3. Tutucu flanş | 8. Termokupl (iç duvar sıcaklığı için) |
| 4. Elektrikli ısıtıcı | 9. Karışım odası |
| 5. Deney borusu | 10. Termokupl (çıkış sıcaklığı için) |

çakışacak şekilde flanşa tesbit edilmiştir. Deney boruları şekilden de görüldüğü gibi flanşlar arasındaki uzun germe çubukları ile sıkıştırılmış ve çevreye karşı cam yünü ile izole edilmiştir. B borusuna akışın dönerek ilerlemesini sağlamak amacıyla bir giriş ağzı yerleştirilmiş ve aynı akış durumlarında yalnız bir ısı akısı için deneyler tamamlanmıştır.

Hava akışlı deneyler için sistemin rejim durumuna ait ölçüm büyüklükleri olarak deney borusu iç ve dış duvar sıcaklıkları akışkan giriş sıcaklıkları ısı akısı miktarı ve akışkan debisi ölçülmüştür.

Deney borusunun üniform olarak ısıtılması boru üzerine eş aralıklarla düzgün bir şekilde sarılan direnç telleri ile sağlanmıştır. Deneyler sırasında ısıtıcıya verilen ısı akısı $Q_T = U.I$ eşitliği ile hesaplanmıştır. Bu deney düzeneği Referans dörtten alınmıştır.

5.1. BORU MALZEMESİNİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİ

Malzemenin özgül ısısının tayini şu yöntemle yapılmıştır. Belirli kütledeki bir nümune belirli bir sıcaklığa kadar ısıtılarak içinde 0°C de su bulunan bir kaba atılmıştır. Kap nümuneye göre çok büyük olduğundan aldığı ısı ihmal edilmiştir. Ayrıca kap ısı kayıplarına karşı da yalıtılmıştır. Malzemenin verdiği tüm ısıyı su alacağından ve sonuçta da bir denge sıcaklığına geleceklerinden,

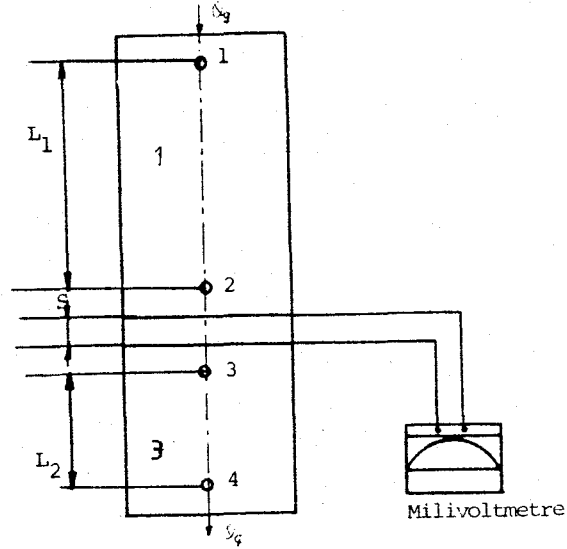
$$m_f C_{p_f} (t_1 - t_x) = m_s \cdot C_{p_s} (t_x - t_0) \quad (5.1)$$

denklemini yazılabilir. Burada m_f nümunenin kütlesini C_{p_f} , özgül ısısını t_1 ısıtma sonu sıcaklığını t_x denge sıcaklığını göstermektedir. s indisi ise suya aittir.

$m_f, t_1, t_x, m_s, C_{p_s}, t_0$ ölçüldüğünden C_{p_f} hesaplanır. Malzemenin yoğunluğu $\rho = \frac{m}{V}$ formülünden hesaplanmıştır. Burada m tartılarak V hacmi hesaplanarak bulunmuştur.

Malzemenin ısı iletim katsayısının ölçümü ise başlı başına bir problem olmuştur. Çünkü bu katsayuyu ölçebilmek için malzemeye belirli bir ısı vermek ve bunun neticesinde oluşan iç ve dış yüzey sıcaklıklarını ölçmek gerekir. Fakat biz ne verdiğimiz ısıyı ne de yüzey sıcaklıklarını hassas bir şekilde ölçebiliyoruz. Isı iletim katsayısını ölçtüğümüz cihazın şematik bir resmi Şekil 5.4 de görülmektedir.

Hesap yöntemi aşağıdaki şekilden anlaşılabilir.

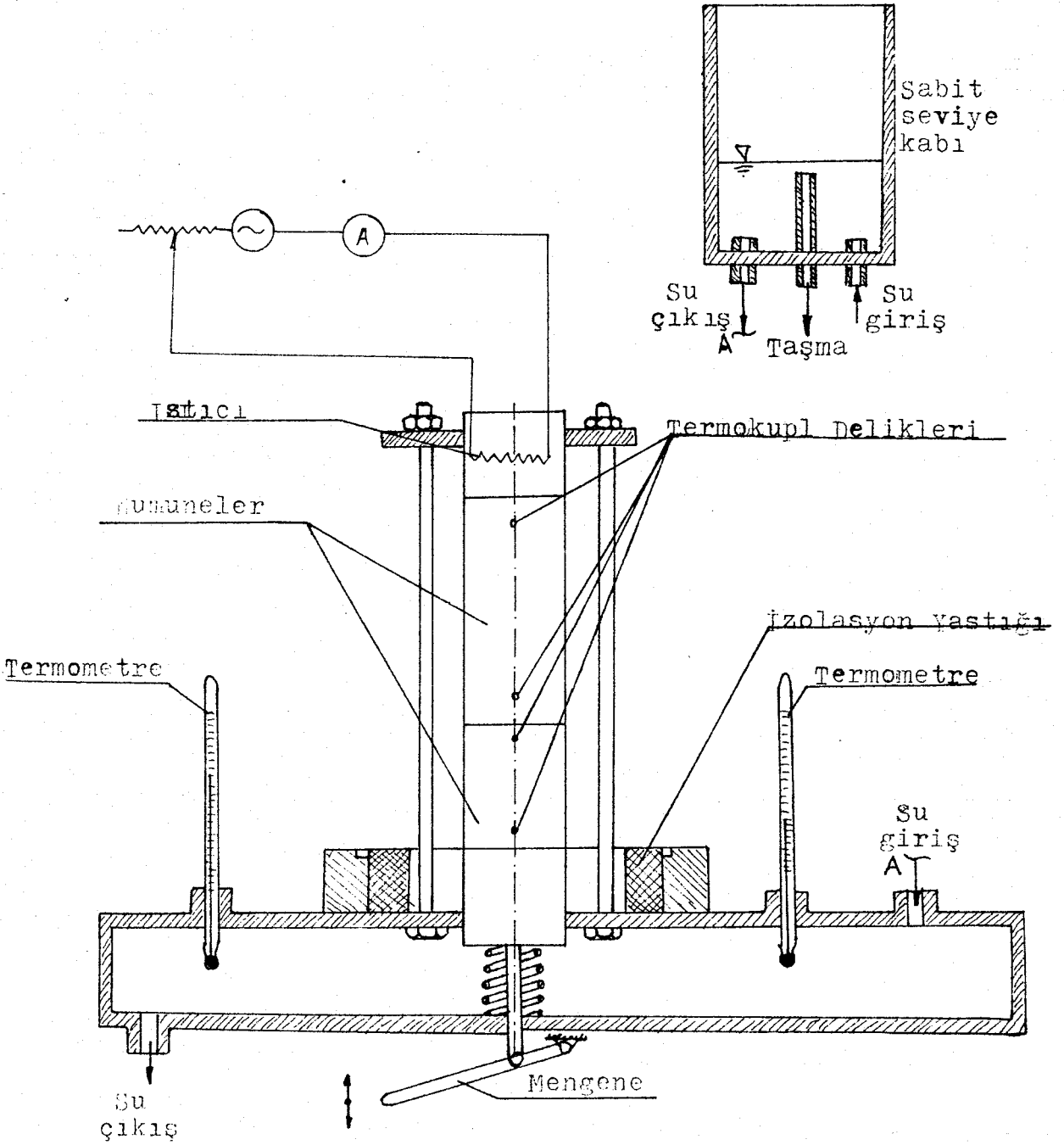


Şekil 5.3

1 nümunesine verilen ısı aynen iletileceğinden 3 nümunesinden (Fiber)de geçmesi gerekir. Gerçekte ise öyle olmamaktadır. Verilen ısının bir kısmı Şekil 5.4'de görülen cihazın yan kollarından iletilmektedir. Yani Q_c Q_g den daha büyük olmaktadır.

1 nümunesinden iletilen ısı

$$Q_1 = \frac{k_1}{L_1} A (T_1 - T_2)$$



Şekil 5.4 : Isı iletim katsayısı ölçme cihazı

Fiberden geçen ısı

$$Q_F = \frac{k}{s} A(T_{F1} - T_{F2})$$

idealde $Q_1 = Q_F$ olmalıdır. Dolayısıyla,

$$k_{F1} = \frac{s}{L_1} \frac{T_1 - T_2}{T_{F1} - T_{F2}} k_1$$

bağıntısı elde edilir.

2 nümunesinden geçen ısı ile

$$k_{F2} = \frac{s}{L_2} \frac{T_3 - T_4}{T_{F1} - T_{F4}} k_2$$

bu hesaplarda k_{F2} daima k_{F1} den büyük olmaktadır.

Çalışmamızda k_{F1} ve k_{F2} nin ortalamasıyla Güner Özmen'inin Ref.4'deki değeri ortalaması alınmış ve

$$k = 0,4 \frac{W}{m^{\circ}C}$$

bulunmuştur.

6. DENEYSEL SONUÇLAR VE KARŞILAŞTIRMALAR

6.1. BORU BOYUNCA YEREL NUSELT SAYILARI

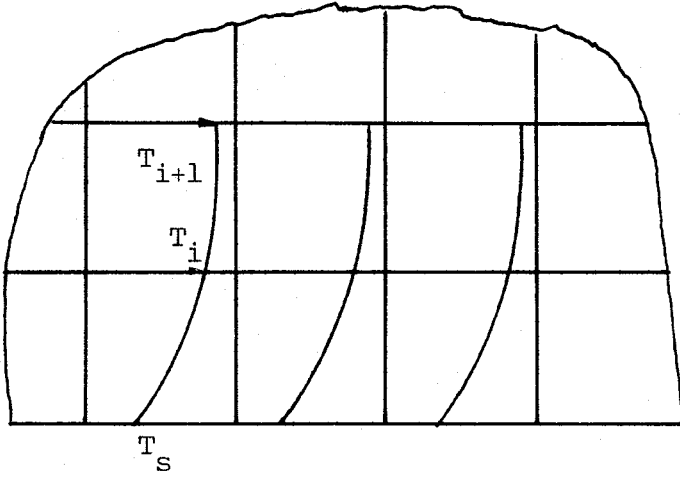
Yüzey ile akışkan arasındaki konveksiyon olayı oldukça karışık bir olay olduğundan ısı taşınım katsayısı h'nin deneysel veya matematiksel yöntemlerle tayini oldukça zordur. Isı taşınım katsayısı h yüzey geometrisine, akım şartlarına, akışkanın fiziksel özelliklerine, akışkan ile yüzey arasındaki sıcaklık farkına ve giriş şartlarına bağlıdır. Bu sebeplerden yüzey ısı taşınım katsayısı noktadan noktaya değişir.

Bu bakımdan h 'in yerel değerleri ile ortalama değerini ayırdetmek gerekir.

Yerel ısı taşınım katsayısı

$$h_z = \frac{q_z}{T_{cz} - T_{az}} \quad (6.1)$$

bağıntısıyla tarif edilir. Burada z yerel değeri göstermektedir. Yerel ısı akısını hesaplamak için sıcaklık cıdarda 2.dereceden bir parabol olarak kabul edilmiştir.



Şekil 6.1 : Sınırdaki sıcaklık dağılımı

$q_z = k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_i}$ burada $\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r_i}$ borunun iç cidarındaki sıcaklık gradyanını göstermektedir.

$$T = ar^2 + br + c$$

$$r = 0 \text{ da } T = T_s$$

$$r = \delta r \text{ de } T = T_i$$

$$r = 2\delta r_d e \quad T = T_{i+1}$$

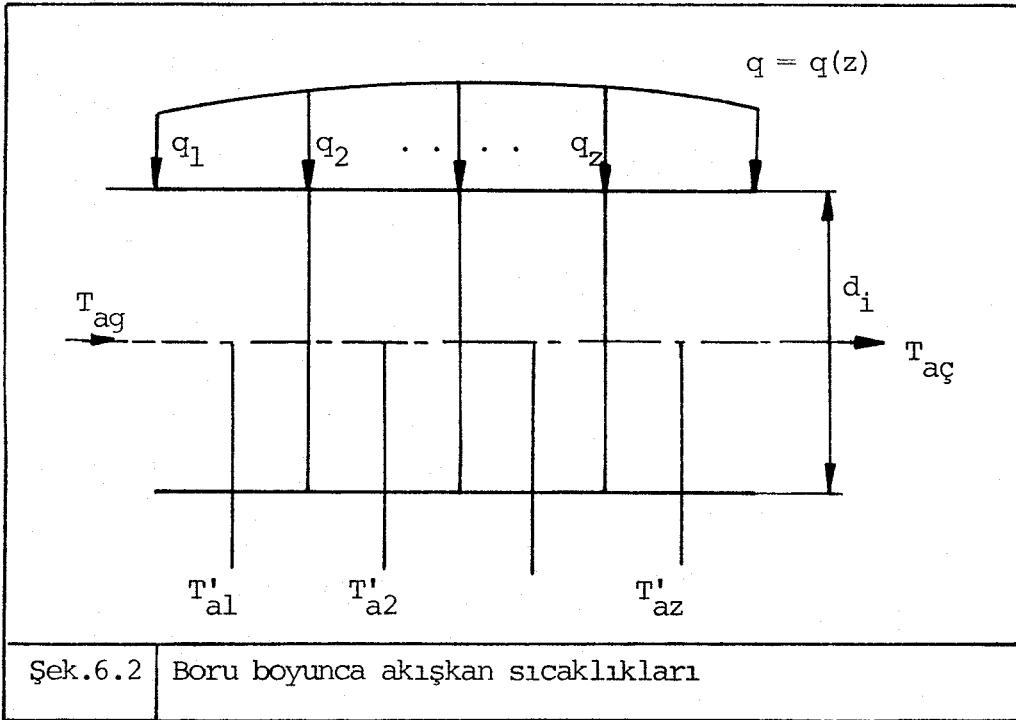
Bu değerler yardımıyla ve $(-\frac{\partial T}{\partial r})_{r=0} = b$ olduğu düşünülerek

$$q_z = \frac{k}{2\delta r} (4 T_i - T_{i+1} - 3 T_s) \quad (6.2)$$

yerel ısı akısı elde edilir.

İç ve dış cıdar sıcaklıkları belirli noktalarda ölçülmüştür. Ölçülen bu değerlerden 4.dereceden bir parabol geçtiği kabul edilerek T_{cz} değerleri hesaplanmıştır.

Yerel akışkan sıcaklıkları ölçülen giriş çıkış sıcaklıkları ve yerel ısı akıları yardımıyla aşağıdaki yöntemle hesaplanmıştır.



Şek.6.2 Boru boyunca akışkan sıcaklıkları

Tag sıcaklığındaki akışkana $\frac{q_1+q_2}{2}$ ısı eklenerek akışkan sıcaklığı T'_{a1} ne çıkmıştır. Matematiksel olarak,

$$m C_p T_{ag} + \frac{q_1 + q_2}{2} F_{\delta z} = m C_p T'_{a1} \quad (6.3)$$

Bu ifadede $F_{\delta z}$, z boyunda D_i çapındaki silindirin yüzey alanıdır.

$$F_{\delta z} = \pi D_i \delta z$$

Bu şekilde hesaplanan T'_{a1} sıcaklığı bir an için T_{a1} 'e eşit kabul edilerek T'_{a2} sıcaklığı bulunur ve bu şekilde devam edilerek bütün T'_{az} 'ler hesaplanır. Aranılan noktalardaki akışkan sıcaklıkları bir önceki ve bir sonraki T'_{az} 'lerin aritmetik ortalaması alınarak bulunur. Örneğin,

$$T_{a1} = \frac{T'_{a1} + T'_{a2}}{2} \quad \text{genel olarak ise}$$

$$T_{az} = \frac{T'_{az} + T'_{a(z+1)}}{2} \quad \text{formülüyle hesaplanır.}$$

Bu şekilde boru boyunca tüm yerel akışkan sıcaklıkları hesaplanır. Bunlar yardımıyla da yerel Nuselt sayıları bulunur.

$$Nu_z = \frac{h_z d_i}{\lambda_h} \quad (6.4)$$

Çalışmanın sonuna (Nu_z, z) grafikleri çizilmiştir (Şekil 6.3a,b,c,d,e),(6.4a,b,c,d,e,f,g).

6.2. AKIŞKANA GEÇEN TOPLAM ISININ VE ORTALAMA NUSELT SAYISININ HESABI

Akışkana geçen toplam ısıyı hesaplayabilmek için boru boyunca akışkana geçen yerel ısıları toplamak gerekir.

$$Q = \sum_{n=1}^m k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \Delta A \quad (6.5)$$

Bu ifadede borunun m parçaya ayrıldığı kabul edilmiştir. Bu toplam

$$Q = \lim_{m \rightarrow \infty} \sum_{n=1}^m k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \cdot \Delta A = \int_0^L k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) dA \quad (6.6)$$

şeklinde de yazılabilir. $\Delta A = \pi d_i \Delta z$, $dA = \pi d_i dz$ dir.

$$Q = \int_0^L k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} dA = \pi d_i \int_0^L k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} dz$$

bu ifadede ki $k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} = f(z)$ dir. $f(z)$ yerel ısıları göstermektedir. Dolayısıyla,

$$Q = \pi d_i \int_0^L f(z) dz$$

haline gelir.

$f(z)$ ifadesini sürekli bir fonksiyon olarak bilmiyoruz ancak belirli noktalarda biliyoruz. Yukarıdaki integral yaklaşık yöntemlerle hesaplanır. Çalışmamızda simpson yöntemi kullanılmıştır.

$$Q = \pi d_i \frac{\delta z}{3} (f(0) + 2f(\delta z) + 4f(2\delta z) + \dots + f(L)) \quad (6.7)$$

Böylece borudaki ortalama taşınım katsayısı,

$$\bar{h} = \frac{Q}{F(T_{cor} - T_{aor})} \quad (6.8)$$

bağıntısıyla hesaplanır. Burada,

F : Borunun iç yüzey alanını

T_{cor} : Ortalama iç cidar sıcaklığını

T_{aor} : Ortalama akışkan sıcaklığını göstermektedir.

Ortalama iç cidar sıcaklığı

$$T_{cor} = \frac{1}{L} \int_0^L T_s(z) dz \quad (6.9)$$

formülüyle hesaplanır. Bu ifadede yine T_s sürekli olarak bilinmeyip bazı noktalarda bilinmektedir.

$$T_{cor} = \frac{1}{L} \frac{\delta z}{3} (T_s(0) + 2T_s(\delta z) + 4T_s(2\delta z) + \dots + T_s(L)) \quad (6.10)$$

Ortalama Nuselt sayısı

$$Nu_{or} = \frac{\bar{h} d_i}{\lambda_h} = \frac{Q d_i}{F \lambda_h (T_{cor} - T_{aor})} \quad (6.11)$$

formülüyle hesaplanır. Hesaplanan değerler Şekil 6.5 ve 6.6'da görülmektedir.

7. SONUÇ VE ÖNERİLER

Yerel ortalama Nuselt sayıları üç değişik yöntemle hesaplanarak Ek'e grafikler halinde çizilmiştir. Nuselt sayısının ampirik olarak hesabında aşağıdaki formüller kullanılmıştır.

$$Nu_z = 0.022 Re^{0.8} . Pr^{0.43} . \epsilon_l \quad (7.1)$$

$$\frac{z}{d} > 15 \quad \text{ise} \quad \epsilon_l = 1$$

$$\frac{z}{d} < 15 \quad \text{ise} \quad \epsilon_l = \frac{1.38}{\left(\frac{z}{d}\right)^{1.38}}$$

Ortalama Nuselt sayıları

$$Nu_{or} = 0.021 . Re^{0.8} . Pr^{0.43} \epsilon_l \quad (7.2)$$

$$\epsilon_l = 1.3$$

formülüyle hesaplanmıştır.

Dönmesiz durum için Nuselt sayılarının uzunlukla değişimi şekil 6.4.a,b, c,d,e,f,g'de gösterilmiştir. Bu şekillerde (7.1) eşitliği ile verilen $Nu_z \sim z$ genelleştirilmiş deneysel bağıntısı, ince cidar yaklaşımı ile bulunan yerel Nuselt sayıları ve kondüksiyon çözüm yöntemi ile bulunan yerel Nuselt sayıları gösterilmiştir. Şekil (6.4.a) da yukarda söylenen Nu değerleri $Re = 2957$ için çizilmiştir. Diğer grafiklerde ise (6.4.b), $Re = 3631$, (6.4.c) $Re = 6658$, (6.4.d) $Re = 8177$, (6.4.e) $Re = 4695$ (6.4.f) $Re = 5963$ ve (6.4.g) $Re = 10387$ dir.

Şekil (6.4.a) da ki grafiğe dikkat edilirse kondüksiyon çözüm yöntemiyle elde edilen Nuselt sayıları $z = 0,0311$ değerine kadar artmakta bu değerden sonra ise giderek düşmektedir. İdeal durumda ise yerel Nuselt sayıları borunun girişinde maximum olup boru boyunca azalıp sabit bir değere erişir. Çalışmada kullandığımız boru kısa olduğu için bu sabit değeri elde edemedik.

Yerel Nuselt sayısının $z = 0,0311$ değerine kadar artmasının nedeni giriş etkilerine bağlanılabilir. Ön boru ile deney borusunun birleştiği yerdeki küçük bir çıkıntı akışkanın cidardan ayrılmasına ve girdaplı ölü bir bölgenin oluşmasına neden olmaktadır. Bu da girdapla boru girişi arasında kalan kısma sıcak akışkanın dolmasına böylece buradaki ısı geçişinin azalmasına neden olur. Akışkanın cidardan ayrıldığı yerde ise ısı geçişinin max. daha sonra ise boru boyunca giderek azalmasına neden olur.

Kondüksiyon çözüm yöntemiyle elde edilen Nuselt sayıları ile (7.1) eşitliğinden elde edilen Nuselt sayıları arasındaki uyum kötü değildir.

Aynı grafikte ince cidar yaklaşımı ile elde edilen değerler (7.1) eşitliği ile elde edilen değerlerle gayet iyi uyumaktadır. Sadece borunun girişinde ve sonunda bulunan birkaç değer (7.1) eşitliğindeki değerlerden sapmaktadır. Gerçekte $Re = 2957$ için akışın laminer türbülanslılık sınırında olduğu düşünülürse bu kadar iyi bir uyumun elde edilmesi biraz şaşırtıcıdır.

Şekil 6.4.b ve diğer 6.4.c,d,e,f,g grafiklerine bakılırsa yukarıda anlatılanlar bunlar içinde geçerlidir. Genel olarak grafiklerin tümünde konduksiyon çözüm yöntemiyle elde edilen yerel Nuselt sayıları belirli bir boru boyuna kadar (7.1) eşitliği ile elde edilen değerlerden büyük olmakta daha sonra ise küçük olmaktadır.

Bu duruma ait ortalama Nuselt sayılarının Re sayısına bağlı değişimi Şekil 6.6'da gösterilmiştir. Bu grafiklerde (7.2) eşitliği ile verilen genelleştirilmiş deneysel bağıntısı, ince cidar yaklaşımı ile hesaplanan değerler ve konduksiyon çözüm yöntemi ile hesaplanan değerler görülmektedir. Grafikten görüldüğü gibi uyum yeterince iyidir.

Borunun çıkışında ölçülen akışkan sıcaklığı ile burada hesaplanan akışkan sıcaklıkları yöntemin hassasiyeti hakkında bir fikir verir. Burada ölçülen ve hesaplanan değerler binde mertebesinde birbirine yakın olup tablo 6.1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,12 de gösterilmiştir.

Dönmeli durumu için Nuselt sayılarının boru boyunca değişimi Şekil 6.3a, b,c,d,e'de gösterilmiştir. Bu grafiklerde yine (7.1) eşitliği ile verilen $Nu_z \sim z$ bağıntısı, ince cidar yaklaşımı ile bulunan Nuselt sayıları ve konduksiyon çözüm yöntemiyle elde edilen Nuselt sayıları gösterilmiştir. Şekil 6.3.a $Re = 2957$ için çizilmiştir. Diğer grafiklerde Re sayısı grafiklerin üzerinde gösterilmiştir.

Şekil 6.3.a'daki grafik incelenirse konduksiyon çözüm yöntemiyle elde edilen değerler (7.1) eşitliği ile elde edilen değerlerden büyük çıkmaktadır. Bu sonuçlar normaldir çünkü (7.1) eşitliği dönmesiz akış için verilmiştir. Bu grafikte Nuselt sayısı boru boyunca sürekli düşmektedir.

İnce cidar yaklaşımı ile hesaplanan değerler ise borunun başı ve sonu hariç (7.1) eşitliğine uymaktadır. Buradaki uyumda çok ilginçtir çünkü akışa dönme verildiğinden Nuselt sayılarının (7.1) eşitliği ile hesaplanan değerlerden her zaman büyük olması gerekirdi.

Şekil 6.3.b ve c'de yine benzer durum söz konusudur. Şekil 6.3.d,e'de ise grafiklerin karakteri biraz değişmektedir. Bu grafikler dönmesiz durumda olduğu gibi belirli bir z değerine kadar artmakta daha sonra ise yine düşmektedir. Nuselt sayısındaki bu artmanın nedeni yine birleşme yerinde gir-dapların oluşup akışın cidardan ayrılmasıdır. Bu durum düşük Re sayılarında kendini gösterememiştir.

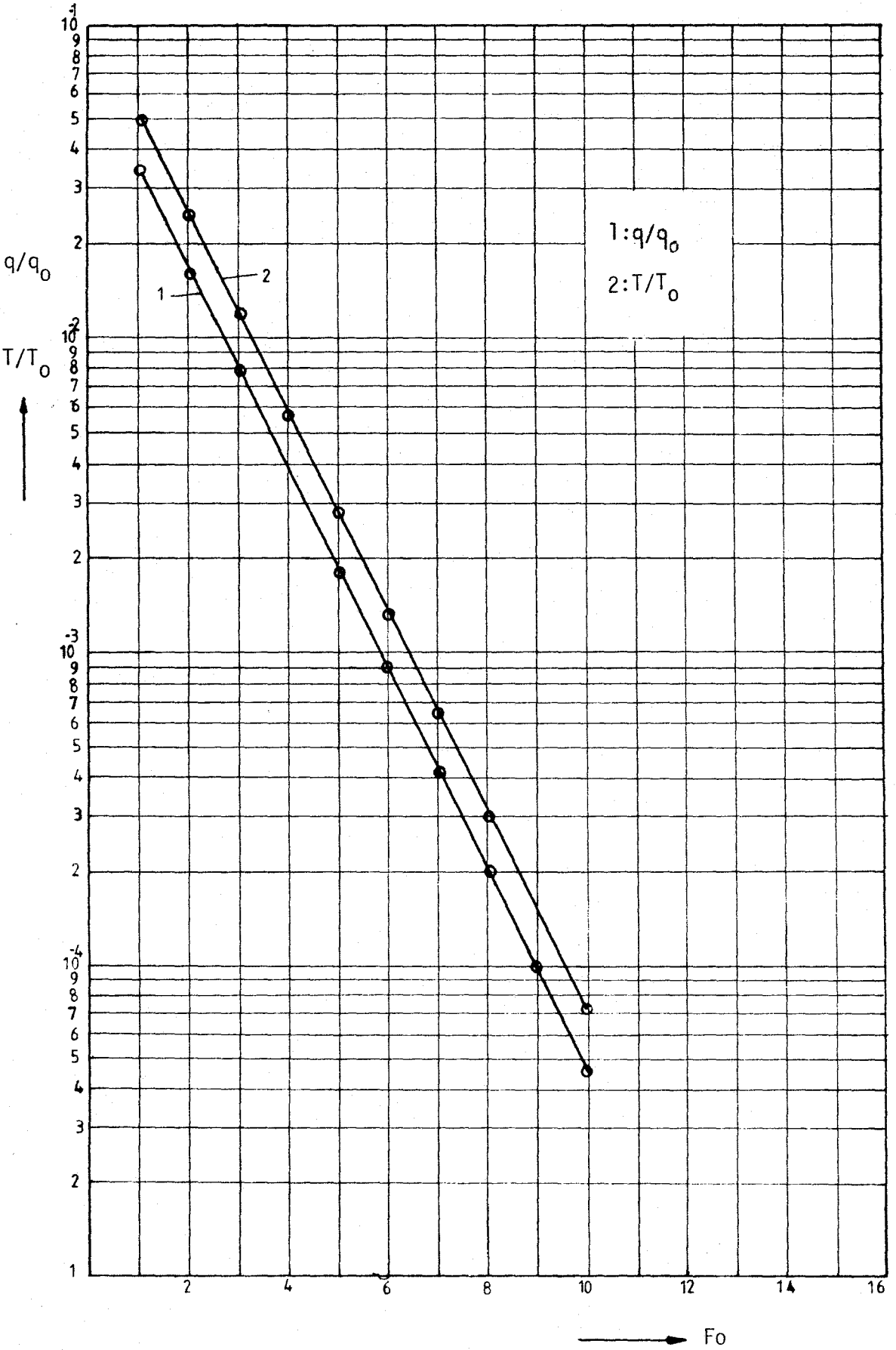
İnce cidar yaklaşımı ile hesaplanan değerlerin karakteri daha öncekilerde olduğu gibidir.

Dönmeli durumda ortalama Nuselt sayısının Re sayısına bağlı değişimi şekil 6.5'de gösterilmiştir. Bu grafikte de (7.2) eşitliğiyle elde edilen değerler ince cidar yaklaşımı ve kondüksiyon çözüm yöntemiyle elde edilen değerler görülmektedir. Grafikten görüldüğü gibi kondüksiyon çözüm yöntemiyle bulunan değerler (7.2) eşitliği ile elde edilen değerlerden belirli bir oranda büyük olmaktadır. Bu sonuç daha önce söylediğimiz gibi beklenen bir sonuçtur. Dönmeli durumda da ölçülen ve hesaplanan akışkan sıcaklıkları birbirine son derece yakındır.

Bu çalışmada ısı taşınım katsayılarının antalpi ve ince cidar yaklaşımı yöntemlerinden ayrı olarak kondüksiyon çözüm yöntemiyle de hesaplanabileceğini göstermeye çalıştık. Bu yönteme ait bir program çalışmanın sonunda verilmiştir. Yöntemin giriş şartlarından çok etkilenmesi yöntemin hassas olduğunu göstermektedir.

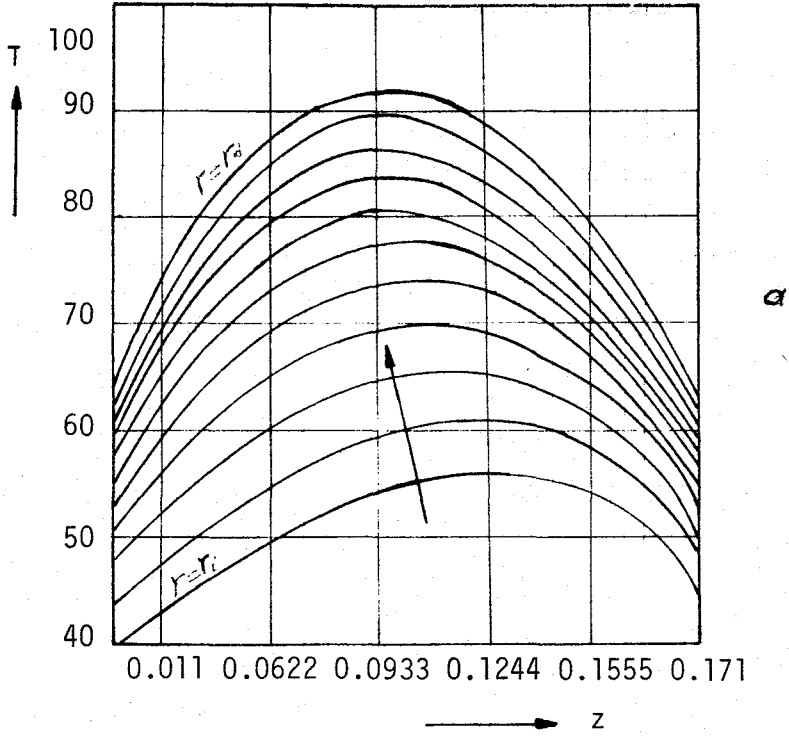
$T_n = 100^\circ$	$T_{\text{nümerik}}$	T_{teorik}
$T_s = 30^\circ$		
r		
r_i	30	30
0.0183	41.9645	41.947
0.0216	51.9421	51.917
0.0249	60.4984	60.472
0.0282	67.9882	67.964
0.0315	74.6482	74.628
0.0348	80.6441	80.628
0.0381	86.0963	86.084
0.0414	91.0954	91.088
0.0447	95.711	95.708
r_d	100	100

Tablo 4.1 : Nümerik ve Teorik Sıcaklıklar

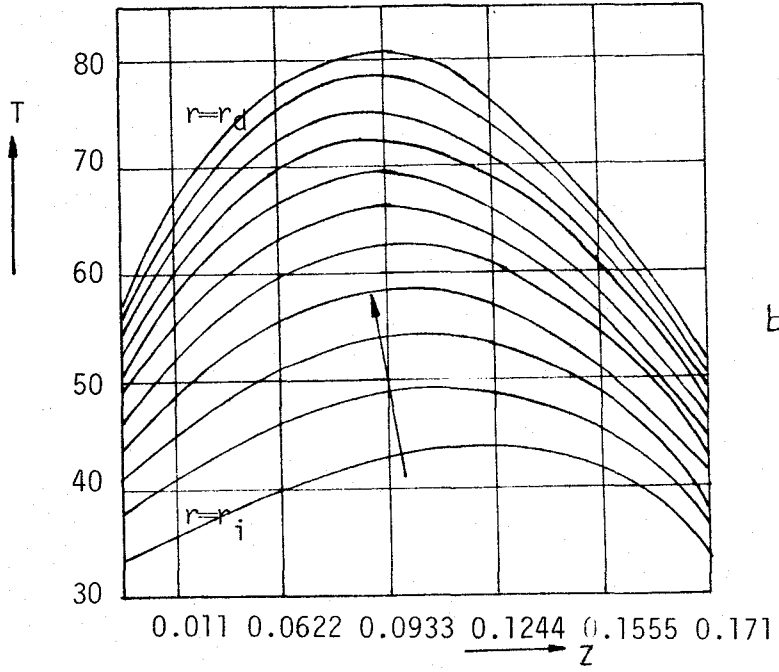


Şekil 4.1 : Boyutsuz sıcaklık ve ısuların Fo sayısı ile değişimi

- : Teorik
o : Nümerik



a

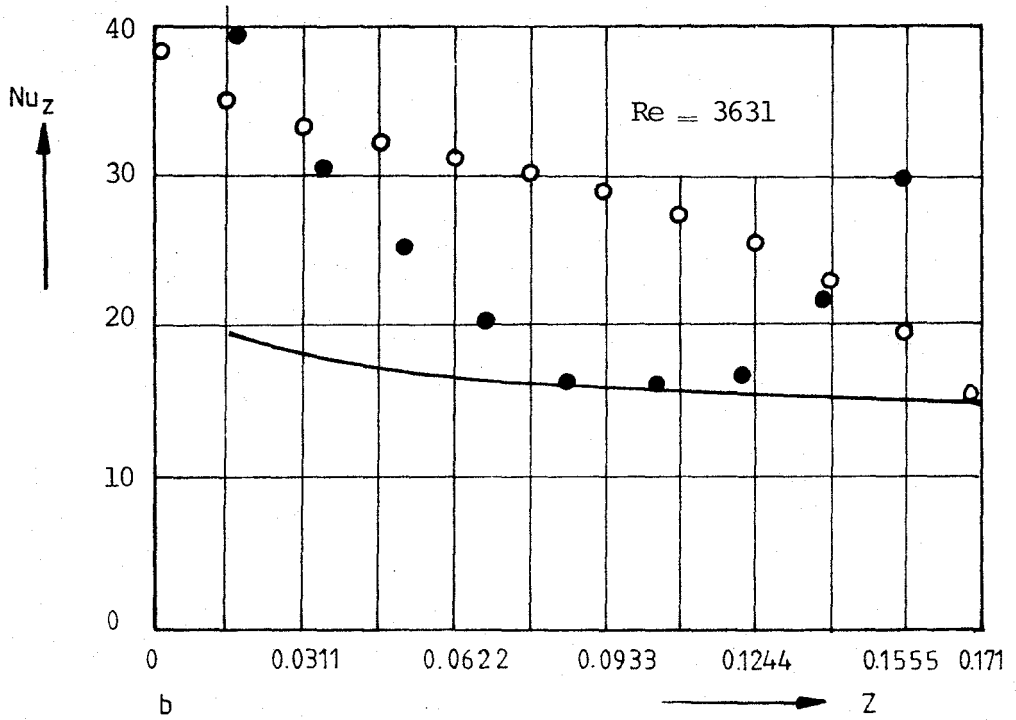
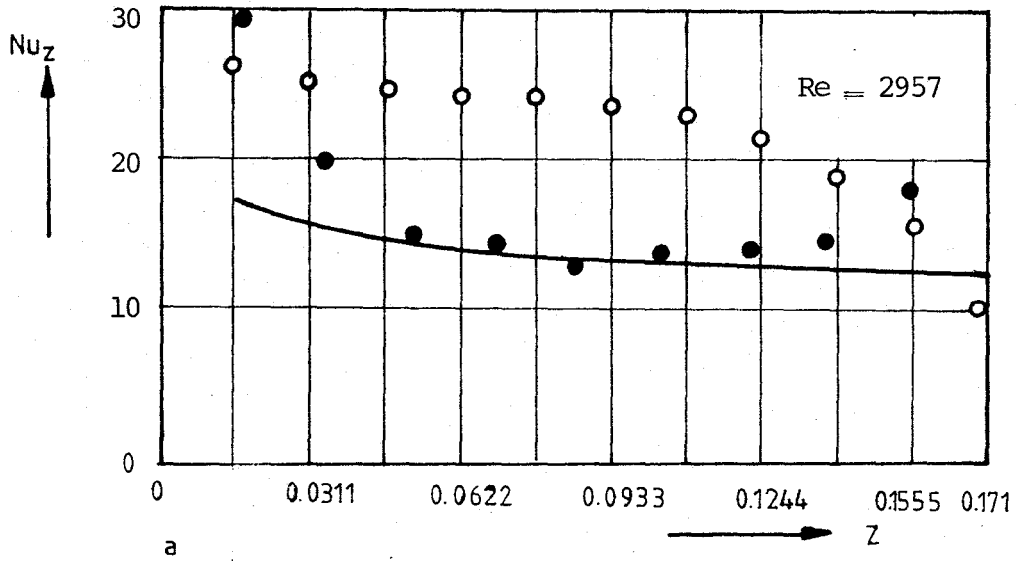


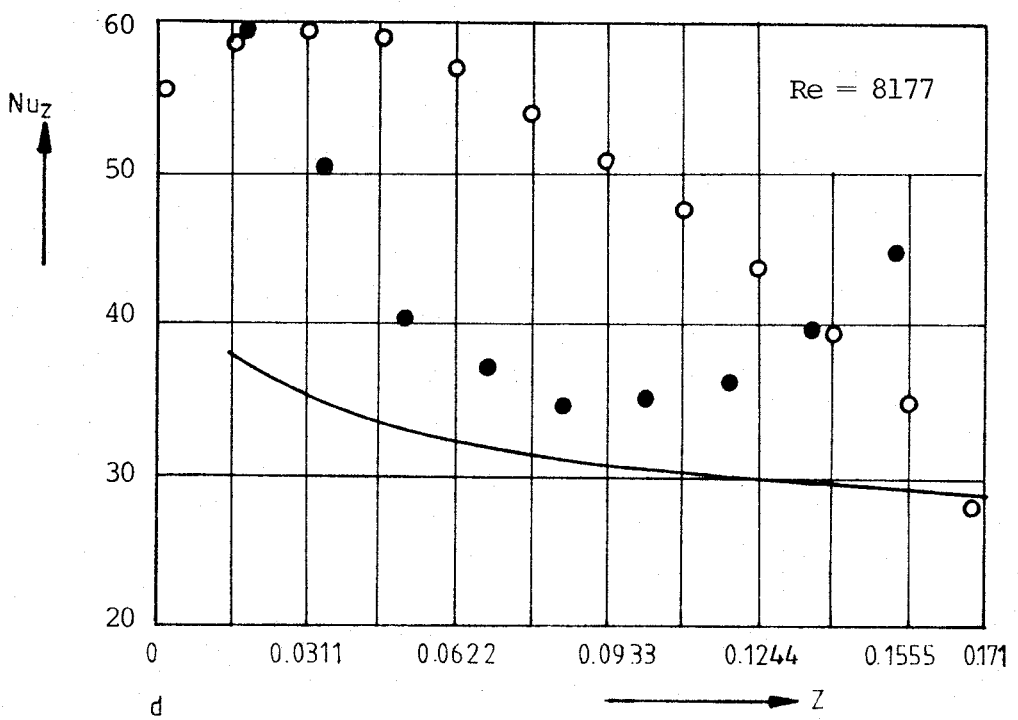
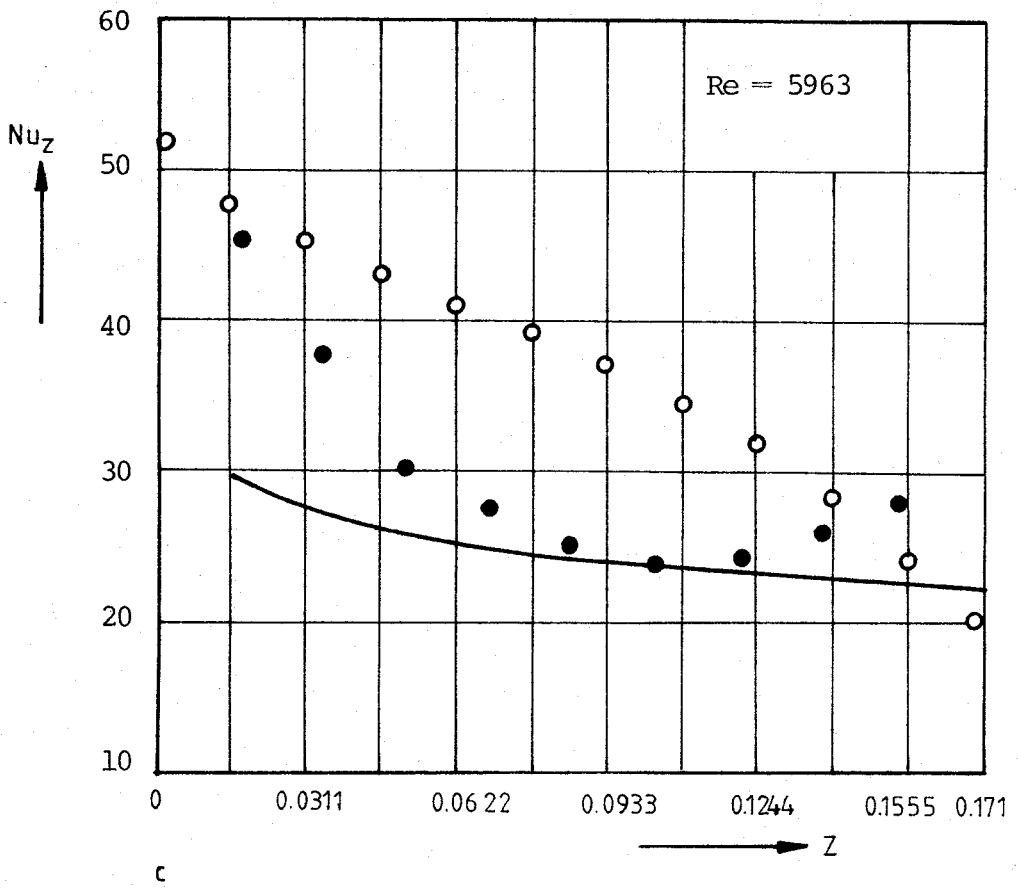
b

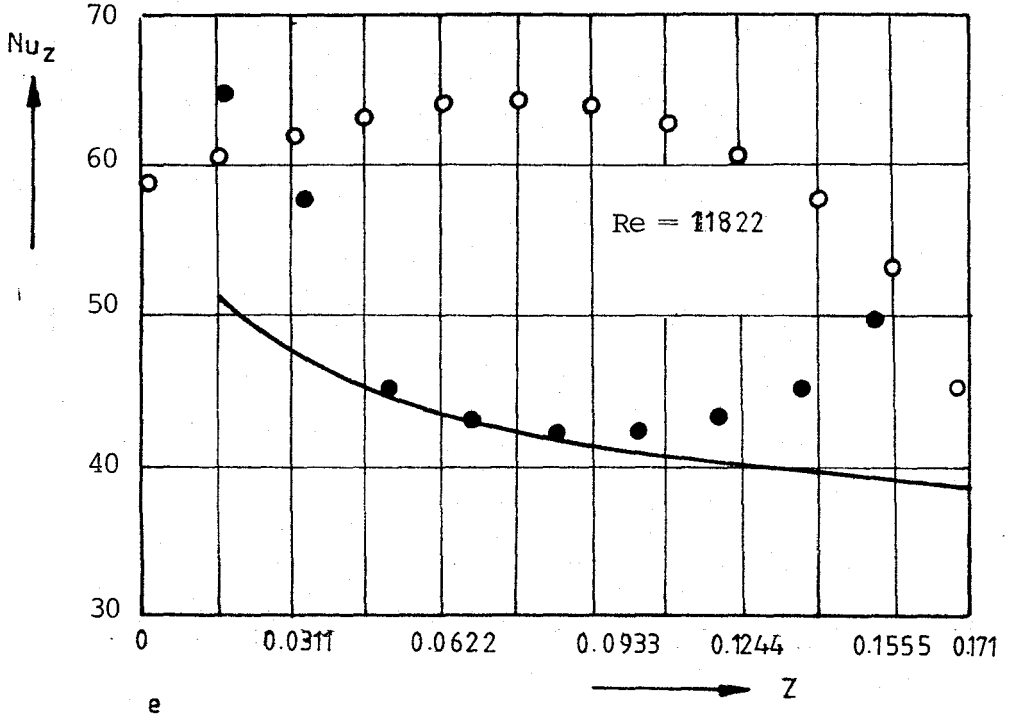
Şekil 4.2 : Sıcaklığın boru boyunca değişimi

a) $Re = 5963$

b) $Re = 10837$





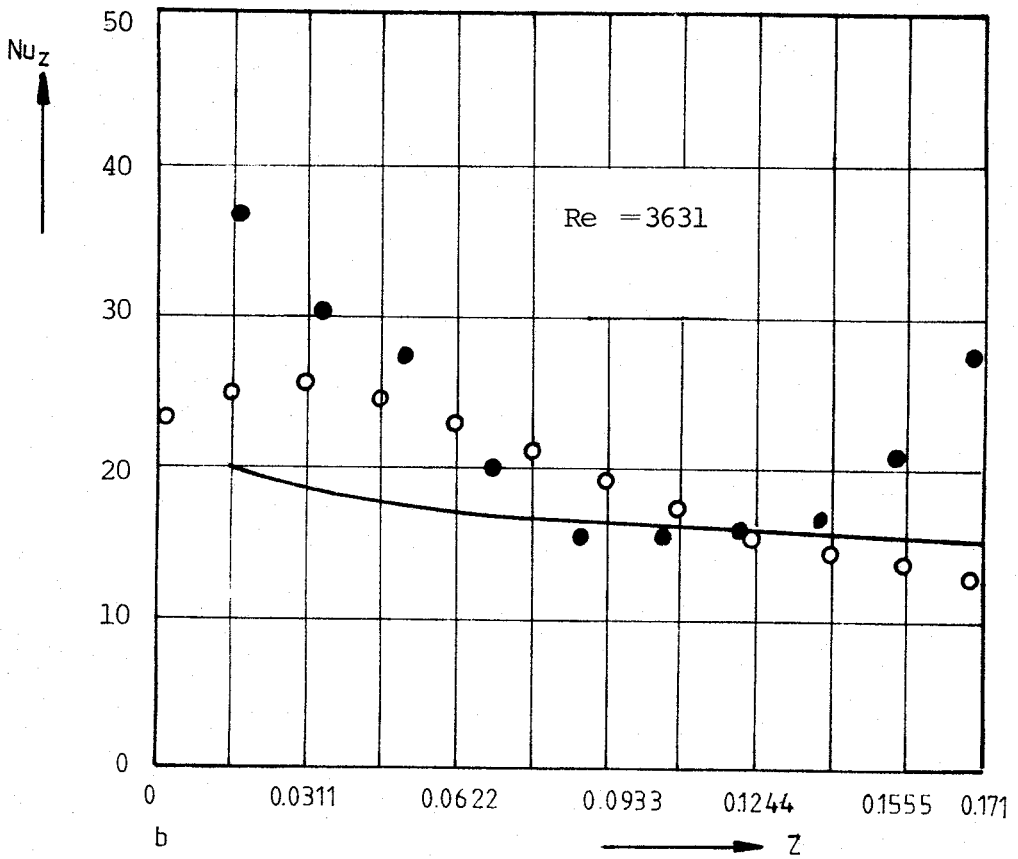
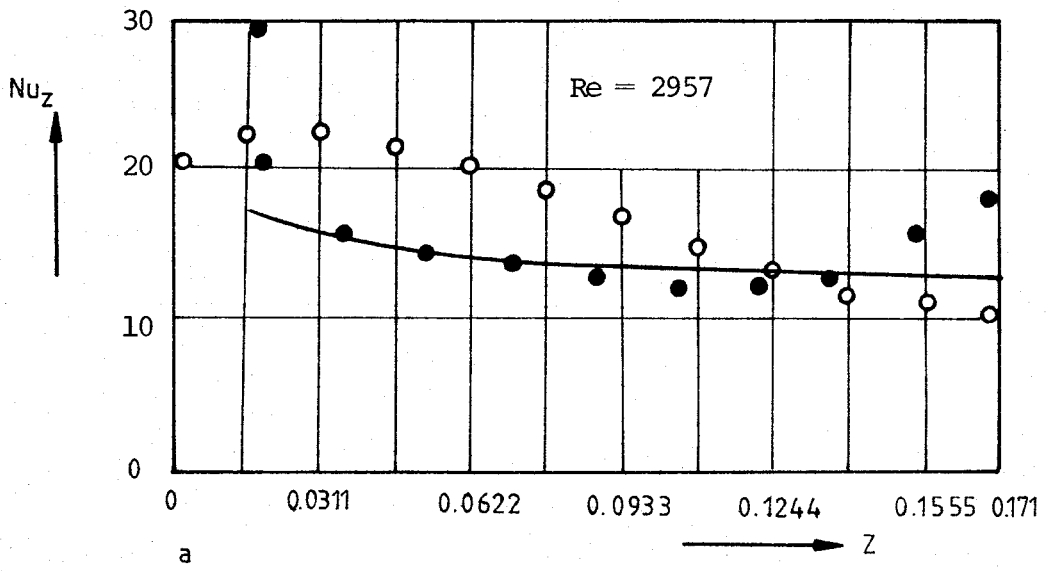


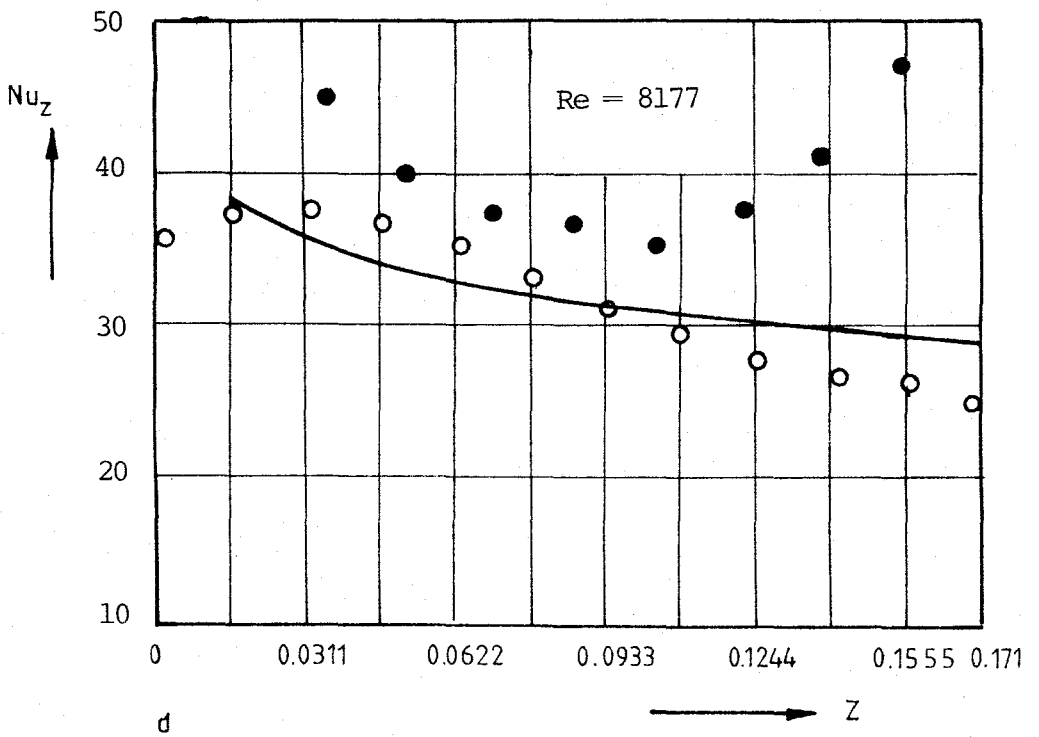
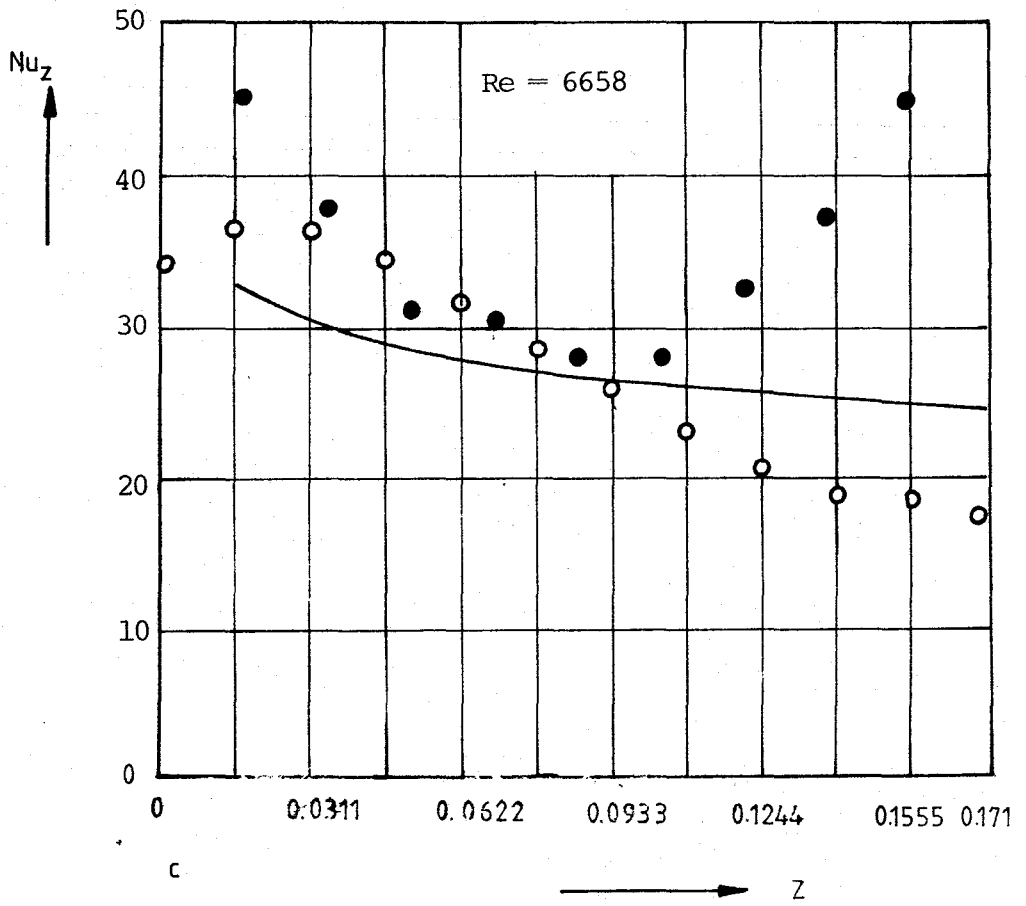
Şekil 6.3a,b,c,d,e : Dönmeli akışta yerel Nuselt sayılarının boru boyunca değişimi

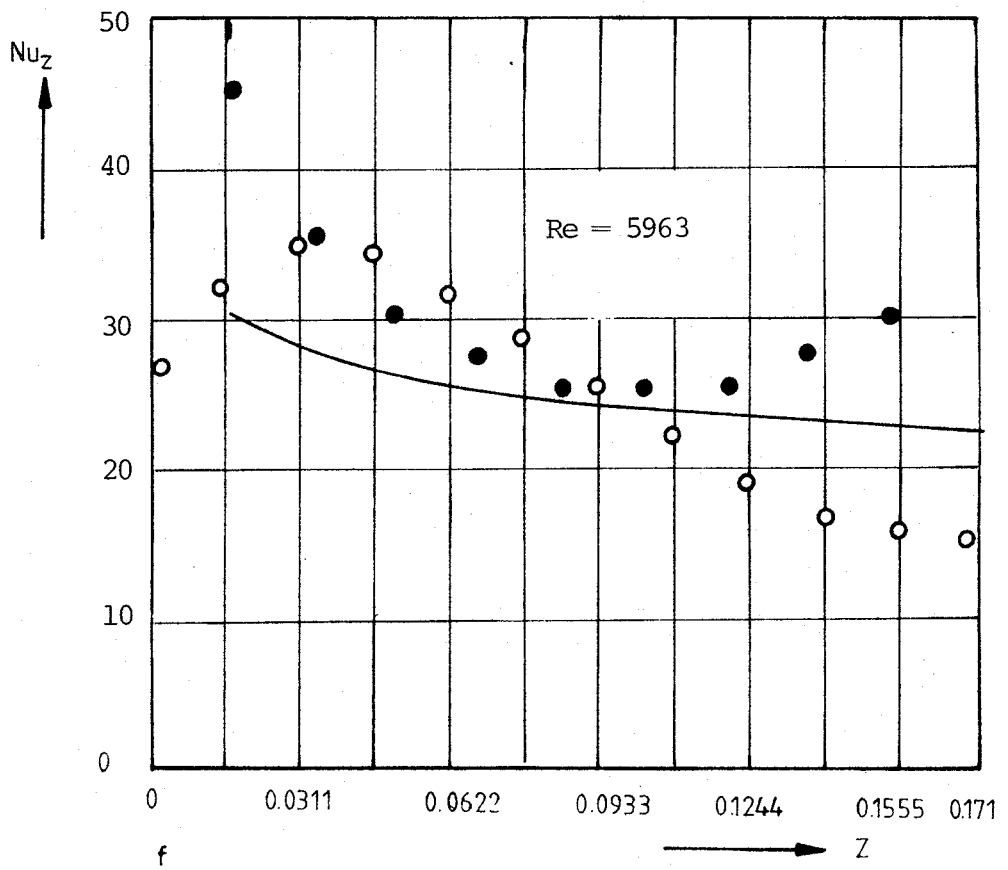
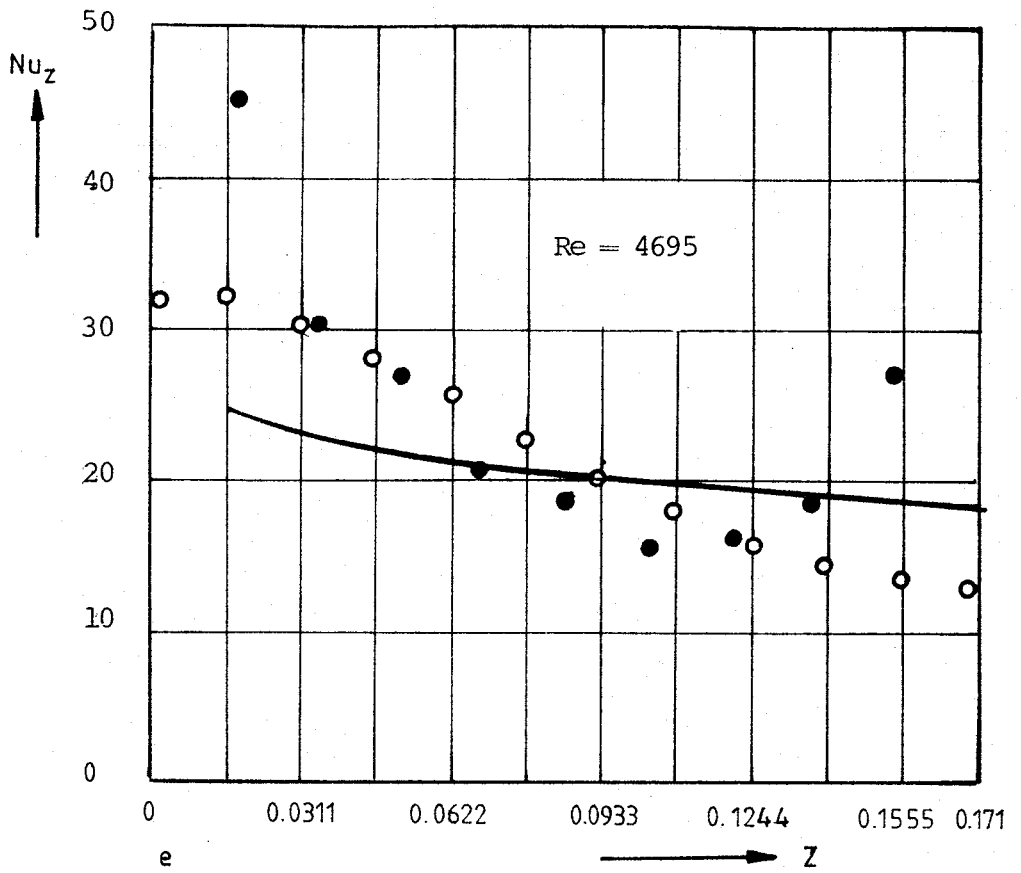
○: Nümerik değerler

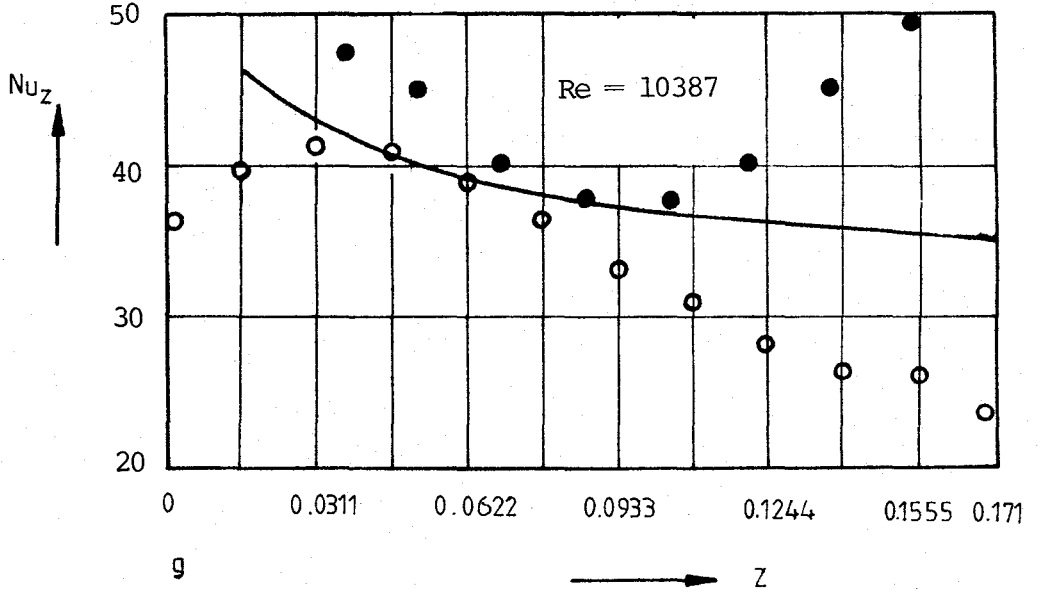
●: İnce cidar yaklaşımı ile hesaplanan değerler

—: Ampirik değerler









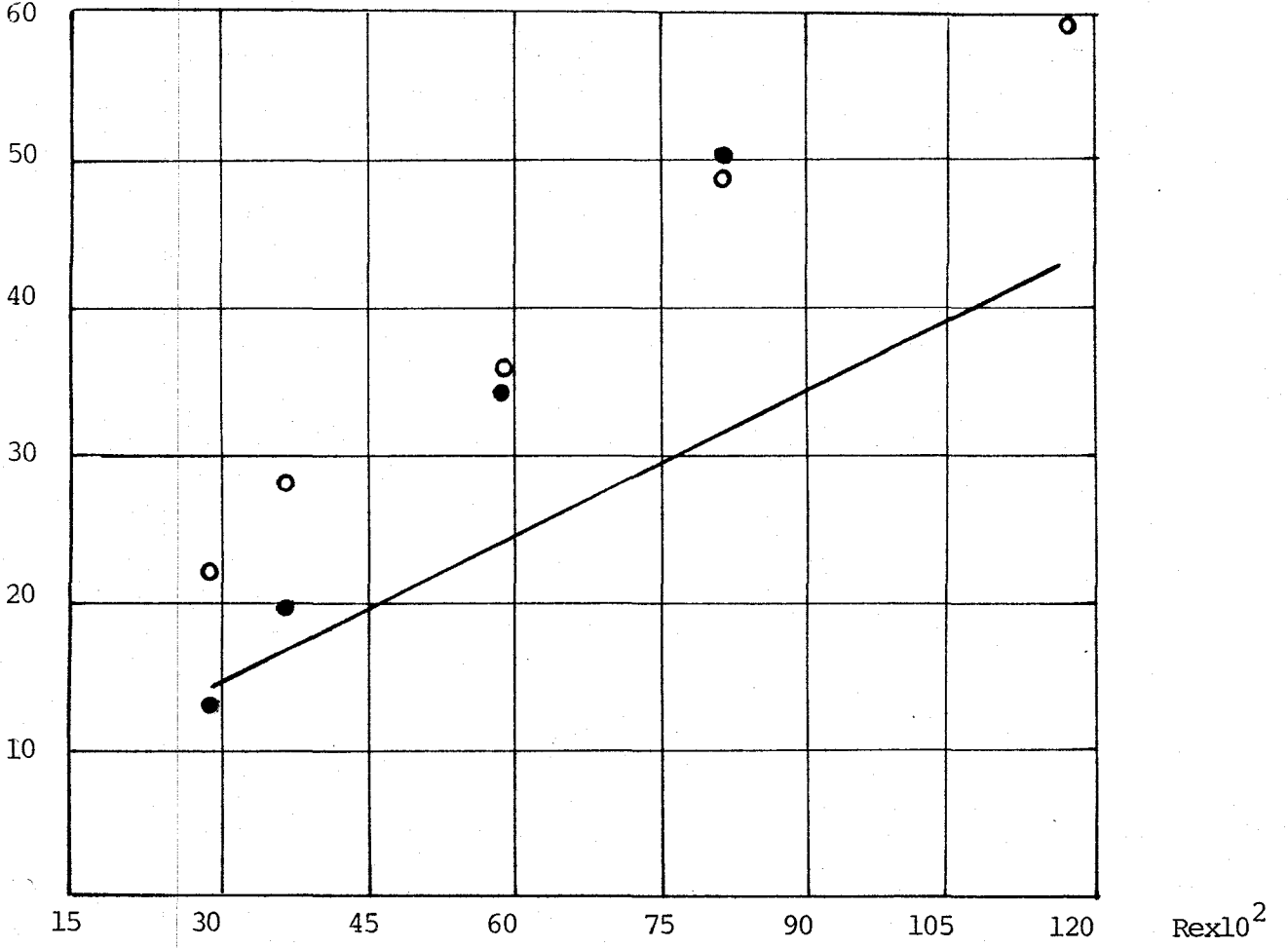
Şekil 6.4a,b,c,d,e,f,g : Dönmesiz akışta yerel Nuselt sayılarının Boru boyunca değişimi

○ : Nümerik değerler

● : İnce cidar yaklaşımı ile hesaplanan değerler

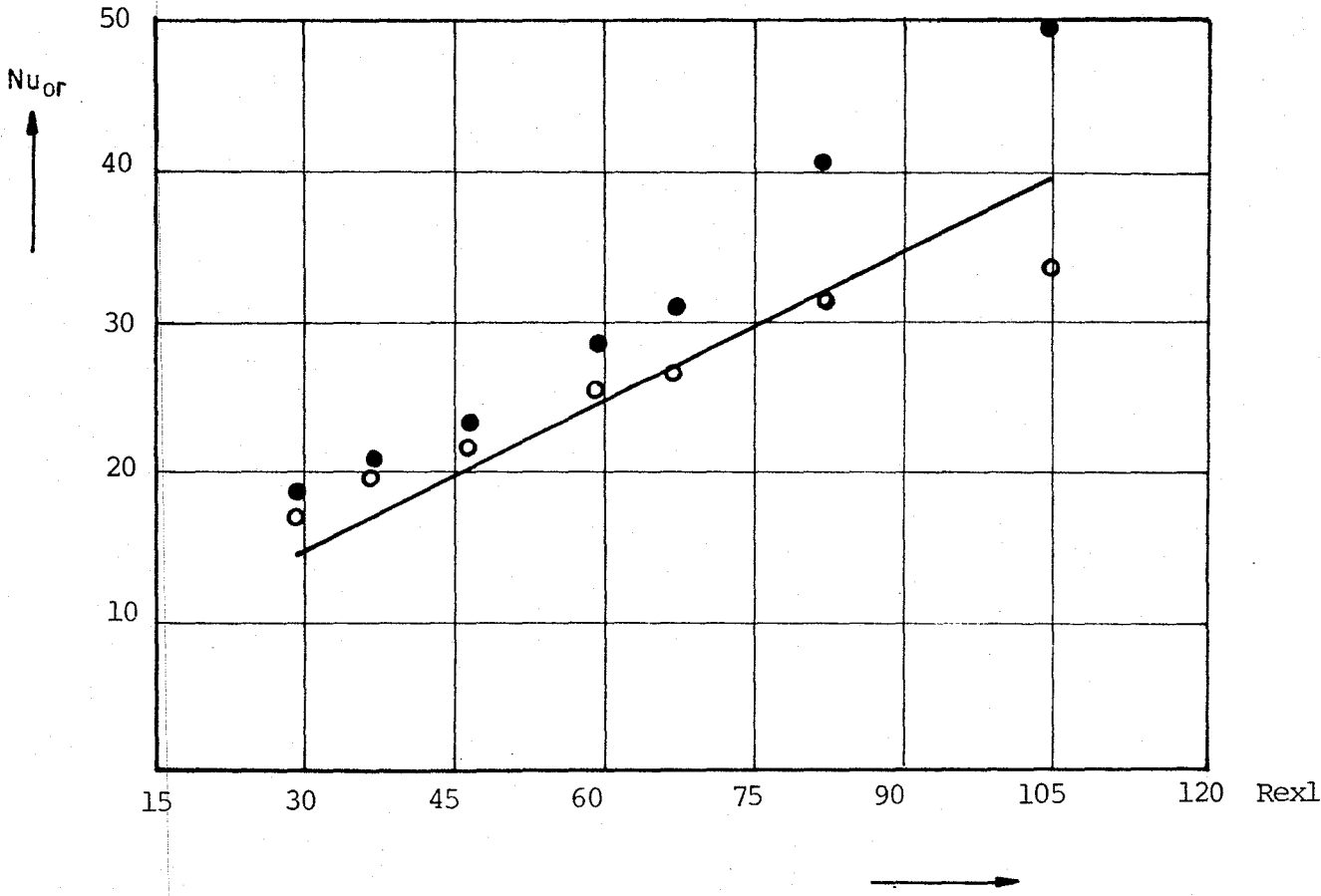
— : Ampirik değerler

DÖNMELİ DURUM



Şekil 6.5 : Ortalama Nuselt sayısının Re sayısına bağlı değişimi

- : Nümerik değerler
- : İnce cidar yaklaşımı ile hesaplanan değerler
- : Ampirik değerler



Şekil 6.6 : Ortalama Nuselt sayısının Re sayısına bağlı değişimi

○: Nümerik değerler

●: İnce cidar yaklaşımı ile hesaplanan değerler

—: Ampirik değerler

Akışa Dönme Kazandırıldığı Durum

Re = 2957	Nu _{or nüm} = 21.93	t _{çn} = 31.27
	Nu _{or ampirik} = 14.11	t _{çö} = 31.27
z	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik
0.000	29.31	-
0.0155	26.02	16.99
0.0311	24.99	15.63
0.0466	24.55	14.89
0.0622	24.27	14.38
0.0777	23.95	14.00
0.0933	23.44	13.70
0.1088	22.60	13.45
0.1244	21.20	13.23
0.1399	18.94	13.05
0.1555	15.52	12.88
0.1710	9.44	12.74

Tablo 6.1

Akışa Dönme Kazandırıldığı Durum

Re = 3631	Nu _{or nüm} = 27.77	t _{çn} = 26.5
	Nu _{or ampirik} = 16.63	t _{ça} = 26.5
z	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik
0.000	38.18	-
0.0155	34.92	20.02
0.0911	33.32	18.42
0.0466	32.18	17.55
0.0622	31.17	16.95
0.0777	30.13	16.50
0.0933	28.95	16.14
0.1088	27.49	15.85
0.1244	25.61	15.60
0.1399	23.05	15.38
0.1555	19.67	15.18
0.1710	13.38	15.01

Tablo 6.2

Akışa Dönme Kazandırıldığı Durum

Re = 5963	Nu _{or nüm} = 35.83	t _{çn} = 23.85
	Nu _{or ampirik} = 24.74	t _{ça} = 23.85
z	Nu _{or ampirik}	Nu _z ampirik
0.000	53.17	-
0.0155	47.86	29.77
0.0911	45.18	27.39
0.0466	43.10	26.09
0.0622	41.16	25.21
0.0777	39.19	24.54
0.0933	37.08	24.01
0.1088	34.69	23.57
0.1244	31.86	23.19
0.1399	28.37	22.87
0.1555	24.05	22.58
0.1710	16.37	22.23

Tablo 6.3

Akışa Dönme Kazandırıldığı Durum

Re = 8177		Nu _{or nüm} = 48.75	t _{çn} = 21.20
		Nu _{or ampirik} = 31.85	t _{ça} = 21.20
z.	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik	
0.000	55.46	-	
0.0155	58.86	38.32	
0.0911	59.87	35.26	
0.0466	59.03	33.59	
0.0622	57.05	32.45	
0.0777	54.35	31.59	
0.0933	51.20	30.91	
0.1088	47.68	30.34	
0.1244	43.80	29.86	
0.1399	39.47	29.44	
0.1555	34.72	29.07	
0.1710	25.13	28.74	

Tablo 6.4

Akışa Dönme Kazandırıldığı Durum

Re = 11822		Nu _{or nüm} = 60.16	t _{çn} = 20.67
		Nu _{or ampirik} = 42.77	t _{ça} = 20.67
z	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik	
0.000	59.21	-	
0.0155	60.67	51.47	
0.0911	62.45	47.36	
0.0466	63.64	45.11	
0.0622	64.24	43.58	
0.0777	64.31	42.43	
0.0933	63.84	41.51	
0.1088	62.73	40.75	
0.1244	60.77	40.10	
0.1399	57.64	39.54	
0.1555	52.99	39.04	
0.1710	37.46	38.60	

Tablo 6.5

Re = 2957		Nu _{or nüm} = 16.68	t _{çn} = 29.15
		Nu _{or ampirik} = 14.11	t _{ça} = 29.15
z	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik	
0.000	20.75	-	
0.0155	22.25	16.98	
0.0311	22.47	15.62	
0.0466	21.68	14.88	
0.0622	20.28	14.37	
0.0777	18.55	13.99	
0.0933	16.71	13.69	
0.1088	14.88	13.44	
0.1244	13.18	13.23	
0.1399	11.77	13.04	
0.1555	11.01	12.88	
0.1710	10.25	12.73	

Tablo 6.6

Re = 3631		Nu _{or nüm} = 19.30	t _{çn} = 27.03
		Nu _{or ampirik} = 16.63	t _{ça} = 27.03
z	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik	
0.000	23.24	-	
0.0155	25.17	20.02	
0.0311	25.47	18.42	
0.0466	24.61	17.55	
0.0622	23.08	16.95	
0.0777	21.22	16.50	
0.0933	19.26	16.14	
0.1088	17.35	15.85	
0.1244	15.61	15.60	
0.1399	14.20	15.38	
0.1555	13.55	15.18	
0.1710	12.53	15.01	

Tablo 6.7

Re = 4695	Nu _{or nüm} = 21.44	t _{çn} = 25.97
	Nu _{or ampirik} = 20.43	t _{ça} = 25.97
z	Nu _{or nümerik}	Nu _{z ampirik}
0.000	31.64	-
0.0155	31.72	24.59
0.0311	30.37	22.62
0.0466	28.14	21.55
0.0622	25.53	20.82
0.0777	22.84	20.27
0.0933	20.26	19.83
0.1088	17.91	19.47
0.1244	15.86	19.16
0.1399	14.29	18.89
0.1555	13.72	18.65
0.1710	12.73	18.44

Tablo 6.8

Re = 5963	Nu _{or nüm} = 25.06	t _{çn} = 24.91
	Nu _{or ampirik} = 24.74	t _{ça} = 24.91
z	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik
0.000	26.22	-
0.0155	32.43	29.77
0.0311	34.82	27.39
0.0466	34.32	26.09
0.0622	32.06	25.21
0.0777	28.89	24.54
0.0933	25.44	24.01
0.1088	22.09	23.57
0.1244	19.13	23.19
0.1399	16.87	22.87
0.1555	15.94	22.58
0.1710	15.00	22.33

Tablo 6.9

Re = 6658	$Nu_{or\ nüm} = 26.48$	$t_{çn} = 24.91$
	$Nu_{or\ ampirik} = 27.02$	$t_{ça} = 24.91$
z	Nu_z nümerik	Nu_z ampirik
0.000	34.17	-
0.1555	36.29	32.51
0.0311	36.15	29.92
0.0466	34.38	28.50
0.0622	31.69	27.50
0.0777	28.63	26.80
0.0933	25.55	26.22
0.1088	22.69	25.74
0.1244	20.28	25.33
0.1399	18.61	24.98
0.1555	18.47	24.66
0.17.10	17.25	24.38

Tablo 6.10

Re = 8177	Nu _{or nüm} = 31.44	t _{çn} = 23.85
	Nu _{or ampirik} = 31.85	t _{ça} = 23.85
z	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik
0.000	35.86	-
0.0155	37.12	38.32
0.0311	37.49	35.26
0.0466	36.78	33.59
0.0622	35.32	32.45
0.0777	33.43	31.59
0.0933	31.37	30.91
0.1088	29.32	30.34
0.1244	27.52	29.86
0.1399	26.25	29.44
0.1555	26.24	29.07
0.1710	23.15	28.74

Tablo 6.11

Re = 10387		Nu _{or nüm} = 33.49 t _{çn} = 20.67
		Nu _{or ampirik} = 38.56 t _{ça} = 20.67
z	Nu _z nümerik	Nu _z ampirik
0.000	35.97	-
0.0155	39.70	46.41
0.0311	41.17	42.70
0.0466	40.66	40.68
0.0622	38.87	39.29
0.0777	36.38	38.26
0.0933	33.60	37.43
0.1088	30.85	36.74
0.1244	28.41	36.16
0.1399	26.65	35.65
0.1555	26.35	35.20
0.1710	23.30	34.80

Tablo 6.12

```

C****BU PROGRAM YOZEYDEN ISITILAN BIR SILINDIRDEKI SICAKLIK DAĞILIMI
C***** YEREL VE ortalama NUSULT SAYILARINI HESAPLAR *****
C.....
C.....
DIMENSION AE(90),AS(90),AN(90),T1(90),A(90,90),TW(90),Z1(100)
1,M(91),T(90),RP(90),L(91),TS(100),Te(90),AW(90),TN(100),G(100)
DIMENSION THF(2),ZTH(11),Z(51),ALPHA(10),BETA(10),SIGSQ(10),ES(
<,V3(50),V4(50),V5(50),TEMPW(11),TEMPE(11),TWFIT(51),THW(10),Y(9
DIMENSION ALPH(10),BBETA(10),EES(10),SSIGSQ(10),VV3(50),VV4(50)
DIMENSION VV5(51),ZZ(51),Q(90),ALFFA(90),RU(90),RNUFXD(20)
DIMENSION ZXZI(51),TS1(11),TNI(11),QQ(90),VZ(20),TA(20),RZ(20)

```

```

C.....
C.....
INTEGER IYIN
PI=3.141516
IR=10
IZ=11
IRD=IR/1
IZD=IZ/1
ISDN=IRD*IZD
DATA DD,DI/0.095,0.03/
RI=DI/2.
ROD=DD/2.
DK=(DD*DI)/(2*IR)

```

```

C.....
SINIRDA EGRI JYUMLAMA ILE ISTENILEN NOKTALARDAKI DEGERLERIN HESAP
NPOLYS = 4
NPPTS=2
Z(1)=1.
ZTH(1)=1.
ZZ(1)=1.
DATA NPPTS,JMAX,JJJMX,AL/10,2*100,0.171/
DATA ALAMDA,CP,RD/0.40,1536.,356.5/
ALAMHA=0.0274
JMMAX=JMAX-1
JJJMX = JJJMX/1
DELZ=AL/FLQAT(JMMAX)
NSPTS=NPPTS-1
DELZTH=AL/FLQAT(NSPTS)
DDELZ = AL/FLQAT(JJJMX)
DO 27 J=2,NPPTS
27 ZTH(J) = ZTH(J-1)+DELZTH
DO 277 J=2,JMAX
277 Z(J) = Z(J-1)+DELZ
DO 301 JK=2,JJJMX
601 ZZ(JK) = ZZ(JK-1)+DDELZ
DO 302 J=1,JMAX
602 ZXZI(J) = (Z(J)-1.0)*1000.
IS=IRD*(IZD-1)+1

```

```

C.....
OLGULEN SICAKLIK DEGERLERI.....
DO 48 LI=1,14
READ(5,52) TG,TC,RE,PR
READ(5,51) (TNI(I),TS1(I),I=1,10)
51 FORMAT(2F9.3)
52 FORMAT(4F9.3)
TUR=(TG+TC)/2.

```

```

29 IF(K 1) 39,40,39
39 IF(K+1) 49,50,49
49 A(I,J)=J.
   GOTO 1
10 A(I,J)=XX
   GOTO 1
20 A(I,J)=X
   GOTO 1
30 A(I,J)=X
   GOTO 1
40 A(I,J)=(B*DT)*(1./(DR**2)-1./(2*RP(I)*DR))
   GOTO 1
50 A(I,J)=(B*DT)*(1./(DR**2)+1./(2*RP(I)*DR))
1 CONTINUE
CALL MENV(A,ISON,D,L,M)
YIN=0
C .....
C .....SAG TARAF VEKTORUNUN HESABI.....
C .....
312 DO 500 J=1,ISON
   RPI=(DI/2)+DR
   RPD=(DI/2)+IPD*DR
   IF(J.GT.IRD) GOTO 60
   AW(J)=X
65 IF(J.LT.(IRD*(IZD_1)+1)) GOTO 70
   AE(J)=X
75 IF((J/IRD)*IRD.NE.J) GOTO 80
   AN(J)=(B*DT)*(1./(DR**2)+1./(2*RPD*DR))
65 IF((J/IRD)*IRD.NE.(J-1)) GOTO 90
   AS(J)=(B*DT)*(1./(DR**2)-1./(2*RPI*DR))
   GOTO 200
80 AW(J)=0
   GOTO 65
70 AE(J)=0.
   GOTO 75
80 AN(J)=0.
   GOTO 85
90 AS(J)=0.
200 Y(J)=-(T1(J)+AW(J)*TW(J)+AS(J)*TS(J+IRD)+AN(J)*TN(J+1)+AE(J)*T
      LJ)+AQ*Q0)
600 CONTINUE
CALL MACARP(A,Y,T,ISON,ISON,ISON,ISON,ISON,ISON,ISON)
C WRITE(5,310) (T(MM),MM=1,90)
   YIN=YIN+1
   IF(YIN.GT.500) GOTO 311
   DO 47 MM=1,ISON
47 T1(MM)=T(MM)
   GOTO 312
C 310 FORMAT(/,9(F8.3,1X))
311 WRITE(5,333) XE
333 FORMAT(/,10X,'REYNOLTS SAYISININ',F10.2,2X,'DEĞERİ İÇİN YEREL
      İRLER',/)
   WRITE(5,319)
   WRITE(5,3072)
319 FORMAT(5X,'Q',23X,'ALFA',23X,'NUSELT',15X,'TEURİK NUSELT',5X,

```

```

CALL VPFIT(NPOLYS,NPTS,TN1,ZTH,ALPHA,BETA,ES,SIGSQ,V3,V4,V5)
DO21 J=1,JMAX
21 CALL VPVAL(TN(J),Z(J),NPOLYS,ALPHA,BETA,ES)
CALL VPFIT(NPOLYS,NPTS,TS1,ZTH,ALPHA,BETA,ES,SIGSQ,V3,V4,V5)
DO22 J=1,JMAX
22 CALL VPVAL(TS(J),Z(J),NPOLYS,ALPHA,BETA,ES)
C.....
C Z=0 VE Z=L DE R BOYUNCA KABUL EDILEN SICAKLIK DAĞILIMI
C.....
AA=(TN(1)-TS(1))/(ALOG(DD/DI))
BB=(TS(1)*ALOG(RDD)-TN(1)*ALOG(RI))/(ALOG(RDD/RI))
R=RI
DO 5500 I=0,IR
J=I
TW(J)=AA*ALOG(RI)+BB
R=R+DR
5500 CONTINUE
R=RI
YY=(TN(JMAX)-TS(JMAX))/Z(ALOG(DD/DI))
ZV=(TS(JMAX)*ALOG(RDD)-TN(JMAX)*ALOG(RI))/Z(ALOG(DD/DI))
DO 5501 LL=(IJ-1),ISON
TE(LL)=YY*ALOG(RI)+ZV
R=R+DR
5501 CONTINUE
QO=0
AQ=0
B=ALAMDA/(RO*CP)
DT=0
BOY=0.171
DZ=BOY/IZ
X=(B*DT)/(DZ**2)
XX=(1+2*(B*DT)*(1/(DR**2)+1/(DZ**2)))
DO 2000 I=1,ISON
DO 2000 J=1,ISON
2000 A(I,J)=J
DO 1000 I=1,ISON
1000 T1(I)=40
C.....
C KATSAYILAR MATRISININ HESABI
C.....
DO 1 I=1,ISON
DO 1 J=1,ISON
K=I,J
KF=1
4 IF((I-KF)/IRO)*IRO(I-KF) 5,7,5
5 KF=KF+1
IF(KF-IRO-1) 4,4,7
7 RP(2)=(DI/2)+KF*DR
IF((I/IRO)*IRO-I) 14,13,14
13 IF((J-1)/IRO)*IRO-(J-1) 14,49,14
14 IF((I-1)/IRO)*IRO-(I-1) 15,16,15
16 IF((J/IRO)*IRO-J) 15,49,15
15 IF(K) 9,10,9
9 IF(K-IRO) 19,20,19
19 IF(K+IRO) 29,30,29

```

```

3002 FORMAT(2X,' ',12X,' ',16X,' ')
Q(1)=(ALAMDA/(2*DR))**4*TW(1)*TW(2)**3*TS(1)
Q(IZ+1)=(ALAMDA/(2*DR))**4*TF(IO)*TE(IO+1)**3*TS(JMAX)
ALFFA(1)=Q(1)/(TS(1)-TG)
ALFFA(IZ+1)=Q(IZ+1)/(TS(ISON)-TC)
RJ(1)=ALFFA(1)*DI/ALAMHA
RU(IZ+1)=ALFFA(IZ+1)*DI/ALAMHA
KM=2
ML=IR
DO 314 J=1,IO,IRD
Q(KM)=(ALAMDA/(2.*DR))**4.*T(J)*T(J+1)**3.*TS(ML)
KM=KM+1
ML=ML+IRD
314 CONTINUE
VZ(1)=0.
DO 6877 IL=2,IZ+1
6877 VZ(IL)=VZ(IL-1)+DZ
CALL QORT(QOR,IRD,IO,Q,DZ,IZ)
QTOR=QOR*PI*DI
CALL TAKIS(TA,Q,QTOR,DZ,IZ,TG,TC,PI,DI)
JI=2
LLI=IR
DO 3140 II=1,IO,IRD
AL=AL(JI)=Q(JI)/(TS(LLI)-TA(JI))
RU(JI)=ALFFA(JI)*DI/ALAMHA
JI=JI+1
LLI=LLI+IRD
3140 CONTINUE
CALL THEORY (RNUF,RNUFXD,RE,PR,DZ,IZ,DI,RZ)
RNUFXD(1)=RU(1)
WRITE(5,317) (Q(J),ALFFA(J),RU(J),RNUFXD(J),VZ(J),J=1,(IZ+1))
WRITE(5,6000) QTOR
CALL TSSOR(TSOR,TNOR,TS,TN,BOY,IRD,IO,IZ,JMAX)
WRITE(5,6001) TSDR,TNDR
WRITE(5,7500)
WRITE(5,7000) (TA(I),I=1,12)
CALL QCAM(QC,RDD,TNOR,ALAMDA,BOY,PI)
WRITE(5,1872) QC
CALL KAYIP(QKSOL,QKSAG,DK,DZ,IR,IRD,ISON,IO,RI,RDD,ALAMDA,QI,TN,TS,TN,G,JMAX,PI)
RUDR=QTOR/(PI*ALAMHA*BOY)/(TSOR,TOR)
317 FORMAT(/3X,F7.2,17X,F7.2,21X,F7.2,18X,F7.2,5X,'Z=',F7.4)
WRITE(5,6002) RUDR,KNUF
6000 FORMAT(/20X,'TOPLAM ISI=',F10.4)
7500 FORMAT(/30X,'BORJ BOYUNCA AKI-KAN SICAKLIKLARI')
7000 FORMAT(/10X,12(F7.3,2X))
6001 FORMAT(/20X,'ORTALAMA IC-CIDAR SICAKLIGI=',F10.4,/20X,'ORTALAMA ICIS CIDAR SICAKLIGI=',F10.4)
6002 FORMAT(/20X,'ORTALAMA NUSELT SAYISI=',F10.4,/20X,'TEORIK ORTALAM NUSELT SAYISI=',F10.4)
WRITE(5,3312) QKSOL,QKSAG
3312 FORMAT(/10X,'Z=0 DAN KAYBOLAN ISI =',F10.4,/10X,'Z=L DEN KAYBOLAN ISI=',F10.4)
1872 FORMAT(/10X,'CAM YUNUNDEN KAYBOLAN ISI =',F10.4)
WRITE(5,310) (TN(J),J=IRD,ISON,IRD)

```



```

310 FORMAT(/,10(F8.3,2X))
      ISON1=ISON
      IIRD=IRD
441 IF(IIRD) 78,78,44)
440 WRITE(6,73) (I(I),I=IIRD,ISON1,IRD)
      IIRD=IIRD-1
      ISON1=ISON1-1
      GOTO 441
73  FORMAT(10(F8.3,2X))
78  WRITE(5,304) (TS(J),J=(IIRD+1),(IO+IRD),IRD)
304  FORMAT(10(F8.3,2X))
48  CONTINUE
      STOP
      END

```

C..... AMPİRİK ESİTLİKLERLE YEREL VE ORTALAMA NÜSELT SAYILARININ HESABI

C..... SUBROUTINE THEORY (RNUF,RNUFXD,RE,PR,DZ,IZ,DI,RZ)

```

DIMENSION RNUFXD(IZ+1),RZ(IZ+1)
EPSL=1.3
RNUF=0.021*(RE**0.8)*(PR**0.43)*EPSL
I=1
RZ(I)=0.
.2 RZ(I+1)=RZ(I)+DZ
RRZ=RZ(I+1)/DI
IF(RRZ/15) 4,+,6
6  XEL=1.
   GOTO 8
4  XEL=1.38/(RRZ**0.12)
8  RNUFXD(I+1)=0.022*(RE**0.8)*(PR**0.43)*XEL
   I=I+1
   IF(I-IZ) 2,2,3
3  RETURN
   END

```

C..... Z=0 VE Z=L DEN KAYBOLAN ISILARIN HESABI

C..... SUBROUTINE QKAYIP(QKSQL,QKSAG,DR,DZ,IR,IRD,ISON,IO,RI,RDD,ALAMDA

```

1 QI,T,TW,TE,TS,TN,G,JMAX,PI)
DIMENSION T(ISON),TW(IR),QI(ISON),G(ISON),TS(JMAX),TN(JMAX),TE(I)
QMN=0
QMM=0
QI(I)=(ALAMDA/(2*DZ))*(4*TS(IR)-TS(1)-3*TS(2*IRD-1))
QI(IR)=(ALAMDA/(2*DZ))*(4*TN(IR)-TN(1)-3*TN(2*IRD-1))
DO 1 I=1,IRD
QI(I)=(ALAMDA/(2*DZ))*(4*T(I)-T(I+IRD)-3*TW(I))
1 CONTINUE
G(I)=QI(I)*RI
G(IR)=QI(IR)*RDD
I=1
R=R+DR
6 IF(I-IRD) 4,4,5
4 G(I)=G(I)*R
R=R+DR
I=I+1

```

```

5      GOTO 5
      QKTO=(DR/3)*(G(I)+G(IR))
      I=I+1
7      IF((I/2)*2-I) 3,2,3
2      TERM=2*S(I)
      GOTO 15
3      TERM=S(I)
16     QMN=QMN+TERM
      I=I+1
      IF(I-IR) 7,7,8
8      QKSOL=(I2*DR/3)*QMN+QKTO)*2*PI
      QI(I0-1)=(ALAMDA/(2*DZ))*(4*TS(JMAX-IR)-3*TS(JMAX)-TS(JMAX-2*I
      QI(ISON+1)=(ALAMDA/(2*DZ))*(4*TN(JMAX-IR)-3*TN(JMAX)-TN(JMAX-2
1)
      DO 20 J=I0,ISON
20     QI(J)=(ALAMDA/(2*DZ))*(4*T(J)-3*TE(J)-T(J-IRD))
      G(I0-1)=QI(I0-1)*RI
      G(ISON+1)=QI(ISON+1)*RDD
      I=I0
      R=RI+DR
26     IF(I-IRD+1) 24,24,25
24     G(I+I0)=QI(I+I0)*R
      R=R+DR
      I=I+1
      GOTO 25
25     QKTO=(DR/3)*(G(I0-1)+G(ISON+1))
      J=I0
77     IF((J/2)*2-J) 33,22,33
22     TERM=2*S(J)
      GOTO 65
33     TERM=S(J)
66     QMM=QMM+TERM
      J=J+1
      IF(J-ISON) 77,77,88
88     QKSAG=2*PI*(I2*DR/3)*QMM+QKTO
      RETURN
      END
C.....
      QCAM YUNUJEN KAYBOLAN ISI.....
      SUBROUTINE QCAM (QC,RDD,TNOR,ALAMDA,BOY,PI)
C.....
      ALAMC=0.035
      ALFA=0.
      TH=18.
      RC=0.07
      RRX=RRDD+RC
      RRA=1./(RX*ALFA)
      RIL=ALOG(RX/RDD)/ALAMC
      XKF=(2*PI*BOY)*(1./(RRA+RIL))
      QJ=XKF*(TNOR-TH)
      RETURN
      END
C.....
      SUBROUTINE MACARP (V,Z,D,NL,NC,MC,NLMAX,NCMAX,MC MAX,ISON)
      DIMENSION V(ISON),Z(ISON),D(ISON)
      DO +DO J=1,ISON

```

```

D(J)=0.
DO 400 N=1,1SDN
D(J)=D(J)+V(J,N)*Z(N)
400 CONTINUE
RETURN
END

C .....
C YEREL AKISKAN SICAKLIKLARININ HESABI
C .....
SUBROUTINE TAKIS(TA,Q,QTOR,DZ,IZ,TG,TC,PI,DI)
DIMENSION TA(20),Q(20)
TA(J)=TG
F=PI*DI*DZ
I=1
XMCP=QTOR/(TC-TG)
4 TA(I)=TA(I-1)+F*((Q(I)+Q(I+1))/2.)/XMCP)*F
I=I+1
IF(I-IZ) 4,4,8
8 TA(I)=TC
TA(IZ+1)=TC
J=2
7 TA(J)=(TA(J)+TA(J-1))/2.
J=J+1
IF(J-IZ) 7,7,9
9 RETURN
END

C .....
C AKISKANA GECEV TOPLAM ISININ HESABI
C .....
SUBROUTINE QORT(SH,IRD,IO,Q,DZ,IZ)
DIMENSION Q(100)
FH=J.
J=1
C DO 1 J=1,IO,IRD
17 IF(J-1) 4,9,4
4 IF(J-IZ-1) 7,9,7
C 4 IF(J-IO) 7,9,7
9 TERM=Q(J)
GOTO 5
7 IF((J/2)*2-J) 3,2,3
2 TERM=4.*Q(J)
GOTO 5
3 TERM=2.*Q(J)
5 FH=FH+TERM
J=J+1
IF(J-IZ-2) 17,18,18
C 15 GOTO 17
C 1 CONTINUE
18 SH=(DZ/3.)*FH
RETURN
END

C .....
C ORTALAMA IC VE DIS CIDAR SICAKLIĞININ HESABI
C .....
SUBROUTINE TSSOR(TFS,TNS,TS,TN,BOY,IRD,IO,IZ,JMAX)

```

```

DIMENSION TS(100),TN(100)
TTS=0
TLS=0
J=1
C DO 10 J=1,10,1RD
18 IF(J=1) 4,9,4
4 IF(J>JMAX)7,9,7
C 4 IF(J=10) 7,9,7
9 TERM=TS(J)
TERM1=TN(J)
GOTO 5
7 IF((J/2)*2=J) 3,2,3
2 TERM=4.*TS(J)
TERM1=4*TN(J)
GOTO 5
3 TERM=2.*TS(J)
TERM1=2*TN(J)
5 TTS=TTS+TERM
TLS=TLS+TERM1
J=J+1
IF(J>JMAX)18,18,17
C 10 CONTINUE
17 DZ=BOY/FLOAT(JMAX-1)
TFS=(DZ/(3.*BOY))*TTS
TNS=(DZ/(3.*BOY))*TLS
RETURN
END
C.....
SUBROUTINE VPFIT (NPOLYS,NPTS,V2,V1,ALPHA,BETA,ES,SIGSQ,V3,V4,V5)
C.....
C BU PROGRAM VERILEN NOKTALARDAN GEÇEN EĞRİNİN DENKLEMİNİ BULUR.
C.....
DIMENSION V2(NPTS),V1(NPTS),ALPHA(NPOLYS),BETA(NPOLYS)
6,SIGSQ(NPOLYS),ES(NPOLYS),V3(NPTS),V4(NPTS),V5(NPTS)
S1=FLOAT(NPTS)
S3=0.0
BETA(1)=0.0
DO 21 J=1,NPTS
V3(J)=0.0
V4(J)=1.0
S3=V2(J)*V2(J)+S3
C 433 FORMAT('S3=',2E10.3)
21 CONTINUE
DO 2 II=1,NPOLYS
S4=J.0
S7=0.0
DO 22 J=1,NPTS
S4=V2(J)*V4(J)+S4
22 CONTINUE
ES(II)=S4/S1
S5=S3-ES(II)*ES(II)*S1
NNPTS=NPTS-II-1
SIGSQ(II)=S5/FLOAT(NNPTS)
IF(II.NPOLYS) 111,2,2
111 ALPHA(II+1)=0.0

```

FILE: ILETIM FORTRAN AL KARADENIZ UNIVERSITESI BIM

C..... ISTEMMEYEN ÇIKIŞI AYARLAR

```
DO 23 J1=1,NPTS
V5(J1)=V1(J1)*V4(J1)
23 CONTINUE
DO 24 J2=1,NPTS
ALPHA(II+1)=V5(J2)*V4(J2)+ALPHA(II+1)
24 CONTINUE
ALPHA(II+1)=ALPHA(II+1)/S1
DO 25 J3=1,NPTS
V5(J3)=(V1(J3)*ALPHA(II+1))*V4(J3)*BETA(II)*V3(J3)
S7=V5(J3)*V5(J3)+S7
25 CONTINUE
BETA(II+1)=S7/S1
DO 26 J4=1,NPTS
V3(J4)=V4(J4)
V4(J4)=V5(J4)
26 CONTINUE
S1=S7
S3=S5
2 CONTINUE
RETURN
END
```

C..... SUBROUTINE VPVAL(YFIT,X,NPOLYS,ALPHA,BETA,ES)

C..... BU PROGRAM VPFIT İLE BİRLİKTE ÇALISIRVE VPFIT İLE BULUNAN
C..... DENKLEM DEN İSTENİLEN NOKTALARIN DEĞERLERİNİ BULUR

C..... DIMENSION ALPHA(NPOLYS),BETA(NPOLYS),ES(NPOLYS)

```
YFIT=0.0
U3=0.0
U4=1.0
DO 7 I=1,NPOLYS
YFIT=YFIT+ES(I)*U4
IF(I.NPOLYS)111,8,8
111 U5=(X-ALPHA(I+1))*U4*BETA(I)*U3
U5=U4
U4=U5
7 CONTINUE
8 RETURN
END
```

KAYNAKLAR

1. KAKAÇ,S., : ISI TRANSFERİNE GİRİŞ I
ISI İLETİMİ,ODTÜ 1976
2. DAĞSÖZ,A.K., : ISI GEÇİŞİ, İTÜ 1980
3. MİKHEYEV,M., : FUNDAMENTALS OF HEAT TRANSFER,
MIR PUBLISHERS 1968
4. ÖZMEN,G., : BORULARDA TÜRBÜLANSLI AKIŞTA YEREL
NUSELT SAYISININ DENEYSEL OLARAK
BELİRLENMESİ
YÜKSEK LİSANS TEZİ, K.Ü. 1986