



YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Dolgu lu yat. yüksek kütle trans.
mer. ısı, kütle ve momen.
tran. ares. benz.

Yüksek Lisans Tezi

Nurettin Bilgin

YILDIZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

45

DOLGULU YATAKLARDA YÜKSEK KÜTLE TRANSFERİ
MERTEBESİNDE ISI, KÜTLE ve MOMENTUM TRANSFERİ
ARASINDAKİ BENZERLİK ve BU BENZERLİĞİN
KOŞULLARININ SAPTANMASI

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)

KİMYA MÜH. NURETTİN BİLGİN

İstanbul - 1986

YILDIZ ÜNİVERSİTESİ
GENEL KİTAPLIĞI

Kot : R 361
Alındığı Yer : Fen Bil. Ens. 55
Tarih : 16.3.89
Fatura :
Fiatı : 4000 TL
Ayniyat No : 1/3
Kayıt No : 45959
UDC : 54
Ek : 378.242



DOLGULU YATAKLARDA YÜKSEK KÜTLE TRANSFERİ
MERTEBESİNDE ISI, KÜTLE ve MOMENTUM TRANSFERİ
ARASINDAKİ BENZERLİK ve BU BENZERLİĞİN
KOŞULLARININ SAPTANMASI

56

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)



KİMYA MÜH. NURETTİN BİLGİN

İstanbul - 1986

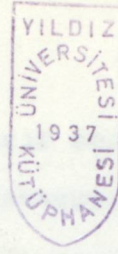
İÇİNDEKİLER



	SAYFA
ŞEKLİ LİSTESİ.....	I
SEMBOLE LİSTESİ.....	III
TESPİTLER.....	VII
GİRİŞ.....	VIII
ABSTRACT.....	IX

DOLGULU YATAKLARDA YÜKSEK KÜTLE TRANSFERİ MERTEBESİNDE ISI , KÜTLE VE MOMENTUM TRANSFERİ ARASINDAKİ BENZERLİK VE BU BENZERLİĞİN KO - ŞULLARININ SAPTANMASI

1.2.1. Hidrodinamik yaklaşımlar.....	2
1.2.2. Asimptotik güçsüzlük.....	3
1.2.3. Genel güçsüzlük.....	4
1.3. Deneyel çalışmalar.....	4
2. MATERIAL VE YÖNTEM.....	12
2.1. Moleküler difüzyon ile transfer.....	12
2.1.1. Momentum transferi.....	12
2.1.2. Isı transferi.....	12
2.1.3. Kütle transferi.....	13
2.1.4. Viskozite.....	13
2.1.5. Isıl iletkenlik.....	16
2.1.6. Difüzyon katsayısı.....	17
2.2. Akış transferi.....	19
2.3. Konvektif kütle tran.....	21
2.3.1. Konvektif kütle tran JÜRİ ÜYELERİ	21
2.3.2. Konvektif kütle transferinde analizi ve deneysel parametreler.....	25
2.3.3. Konvektif kütle transferinin deneysel analizi.....	27
2.4. Simultane ısı ve kütle transferi.....	30
2.5. Laminar akışın sınır tabakasına kütle analizi.....	32



İ Ç İ N D E K İ L E R

SAHİFE

ŞEKİL LİSTESİ.....	I
SEMBOL LİSTESİ.....	III
TEŞEKKÜR.....	VII
ÖZET.....	VIII
ABSTRACT.....	IX
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Problemin önemi.....	1
1.2. Konu üzerine yapılmış teorik çalışmalar.....	2
1.2.1. Hidrodinamik yaklaşımlar.....	2
1.2.2. Asimptotik çözümler.....	3
1.2.3. Genel çözümler.....	4
1.3. Deneysel çalışmalar.....	4
2. MATERYAL VE YÖNTEM.....	12
2.1. Moleküler difüzyon ile transfer.....	12
2.1.1. Momentum transferi.....	12
2.1.2. Isı transferi.....	12
2.1.3. Kütle transferi.....	13
2.1.4. Vizkozite.....	13
2.1.5. Isıl iletkenlik.....	16
2.1.6. Difüzivite.....	17
2.2. Eddy transferi.....	19
2.3. Konvektif kütle transferi.....	24
2.3.1. Konvektif kütle transferi için temel düşünceler.	24
2.3.2. Konvektif kütle transferinde anlamlı ve önemli parametreler.....	25
2.3.3. Konvektif kütle transferinin boyut analizi.....	27
2.4. Simultane ısı ve kütle transferi.....	30
2.5. Laminer değişim sınır tabakasının kesin analizi.	32

2.6.	Değişim sınır tabakasının yaklaşık analizi.....	39
2.7.	Dolgulu yatak içine zorlanmış konveksiyon için ısı transfer katsayıları.....	42
2.8.	Türbülanslı akımda kütle transfer katsayıları...	43
2.9.	Kütle transfer katsayılarının genelleştirilmesi.	44
2.9.1.	Düz bir levhaya paralel akış.....	44
2.9.2.	Kürelere dik yönde akış.....	45
2.9.3.	Dolgulu kolonda akış.....	46
2.10.	Isı, kütle ve momentum transferi arasındaki analoji.....	47
2.10.1.	Reynoldé analojisi.....	48
2.10.2.	Chilton Colburn analojisi.....	49
2.10.3.	Prandtl Von Karman analojisi.....	51
2.11.	Kurutma	52
2.11.1.	Katı tanecik ve tabakalarının kurutulması.....	52
2.11.2.	Kılcal gözenekli materyaller.....	53
2.11.3.	Gözenekli katılar içinden nemin hareketi.....	59
2.11.4.	Buharlaşma ve yoğunlaşma teorisi.....	60
2.11.5.	Difüzyon teorisi.....	60
2.11.6.	Kılcallık teorisi.....	61
3.	DENEYSEL ÇALIŞMA VE BULGULAR.....	63
3.1.	Deney cihazı ve prosedürü.....	63
3.2.	Deneyisel neticeler.....	68
3.2.1.	Küresel sünger kurutulması için ölçülen ve he - saplanan değerler.....	68
3.2.2.	Vernik kurutulması için ölçülen ve hesaplanan değerler.....	79
4.	TARTIŞMA VE SONUÇ.....	90
KAYNAKLAR.....		92
ÖZGEÇMİŞ.....		93

Ş E K İ L L İ S T E S İ

Şekil : 1 - Küresel taneciklerin oluşturduğu dolgulu yataklarda , Mc Connachie'nin deneysel bulgularına göre E_{JD} ve Re sayısı arasındaki ilişki.....	8
Şekil : 2 - Küresel taneciklerin oluşturduğu dolgulu yataklarda Mc Connachie'nin deneysel bulgularına göre J_D ve E arasındaki ilişki.....	9
Şekil : 3 - E_{JD} ve Re sayısı arasındaki ilişki.....	10
Şekil : 4 - E_{JH} ve Re sayısı arasındaki ilişki.....	11
Şekil : 5 - Yüzey civarında momentum transferi.....	14
Şekil : 6 - Düz bir yüzeyde akışkan akışı için derişim profili..	27
Şekil : 7 - Yaş termometre.....	31
Şekil : 8 - Derişim sınır tabakası.....	33
Şekil : 9 - Düz bir yüzeyde laminer sınır tabaka içinde kütle transfer profili.....	36
Şekil :10 - Laminer akış için derişim değışimi.....	37
Şekil :11 - Derişim sınır tabaka kontrol hacmi.....	39
Şekil :12 - Kapiler çaplarının dağılım fonksiyonu.....	54
Şekil :13 - Granül camlar için nem miktarıyla, emme basıncı de - ğişimi.....	56
Şekil :14 - Küresel dolgulu yatak içinde nem kanalları.....	58
Şekil :15 - Kapilerlik modeli.....	62
Şekil :16 - Deney cihazı.....	65
Şekil :17 - Deney cihazının sağdan görünüşü.....	66
Şekil :18 - Deneysel çalışma.....	66
Şekil :19 - Deney cihazının soldan görünüşü.....	67
Şekil :20 - Deneysel çalışma.....	67
Şekil :21 - E_{JD} ve Re sayısı arasındaki ilişki.....	77
Şekil :22 - E_{JH} ve Re sayısı arasındaki ilişki.....	78

Şekil :23 - Çalışma 1 için vernik kuruma grafiği.....	82
Şekil :24 - Çalışma 2 için vernik kuruma grafiği.....	84
Şekil :25 - Çalışma 3 için vernik kuruma grafiği.....	86
Şekil :26 - Çalışma 4 için vernik kuruma grafiği.....	89

δ	: İletkenlik
δ_1	: Kapillerlerde dolu görünüş alanı
δ_2	: Tüney hacim oranı
δ_3	: Bileşen
C_1	: A Bileşeninin deriği
C_2	: Yüzecek frekansda dalgalanan bileşenin deriği
C_{1-2}	: A Bileşeninin ortalama deriği
C_3	: Sürtünme katsayısı
C_4	: Tek bir molekülün ısı kapasitesi
C_5	: Baki 1 hacimdeki ısı kapasitesi
C_6	: Baki 2 hacimdeki ısı kapasitesi
d	: Çap
d_1	: Teorik çap
D	: Difüzyon
D_{AB}	: A'nın B'ye difüzyonun katsayısı
D_{12}	: Baki 1 kinematik viskozite
D_2	: Baki 2 difüzyon
D_3	: Baki 3 ısı difüzyon
ρ	: Vernikli sap ağırlığı
ρ_0	: Havanın kütleli ağırlığı
ρ_1	: Çözelti ağırlığı
ρ_2	: Yavaşlama zamanı
ρ_3	: Isı transfer katsayısı
ρ_4	: Kapılar için yavaşlama
ρ_5	: Kütle transfer katsayısı
ρ_6	: Konveksiyon film katsayısı
ρ_7	: Hızlanma ısı transfer katsayısı
ρ_8	: Yerel ısı transfer katsayısı

S E M B O L L İ S T E S İ

A	: Bileşen
A	: Alan
A_L	: Kapillerlerde dolu gözenek alanı
a_v	: Yüzey hacim oranı
B	: Bileşen
C_A	: A Bileşeninin derişimi
C_A'	: Yüksek frekansta dalgalanan bileşenin derişimi
$C_{A\omega}$	: A Bileşeninin ortalama derişimi
C_f	: Sürtünme katsayısı
C_m	: Tek bir molekülün ısı kapasitesi
C_p	: Sabit basınçtaki ısı kapasitesi
C_v	: Sabit hacimdeki ısı kapasitesi
d	: Çapiller toplam sayısı
d_p	: Tanecik çapı
D	: Difüziivite
D_{AB}	: A'nın B'ye difüzyonunun katsayısı
E	: Eddy kinematik vizkozitesi
E_D	: Eddy difüziivitesi
E_H	: Eddy ısı difüziivitesi
G	: Vernikli sap ağırlığı
G_o	: Havanın kütleel akısı
G_r	: Grashof sayısı
g	: Yerçekimi ivmesi
h	: Isı transfer katsayısı
h	: Kapiler sıvı yüksekliği
h_D	: Kütle transfer katsayısı
h_G	: Konveksiyon flim katsayısı
h_r	: Radyasyon ısı transfer katsayısı
h_y	: Yerel ısı transfer katsayısı

ΔH_{buh}	: Buharlaşma gizli ısısı
i	: Moleküllerin ortalama karekök hız oranı
j	: Moleküllerin ortalama serbest yol oranı
J_D	: Kütle transfer faktörü
J_H	: Isı transfer faktörü
k	: Isıl iletkenlik
k_C	: Kütle transfer katsayısı
k_G	: Kütle transfer katsayısı
k_y	: Kütle transfer katsayısı
L	: Karakteristik uzunluk
Le	: Lewis sayısı
m	: Gaz molekülünün kütlesi
M_w	: Nemin molekül ağırlığı
M_a	: Havanın molekül ağırlığı
N	: Molekül sayısı
n	: Kapiler toplam sayısı
N_A	: A Bileşeninin kütle transfer hızı
N_A'	: $y=y+\lambda j$ da moleküllerin sayısal deřiřimi
N_u	: Nusselt sayısı
N_{uAB}	: Kütle transfer Nusselt sayısı
P	: Basınç
Pe	: Peclet sayısı
Pr	: Prandtl sayısı
P_{ww}	: Hava içindeki suyun kısmi basıncı
P_{wa}	: Havanın kısmi basıncı
ΔP_{lm}	: Logaritmik ortalama kısmi basınç farkı
q	: Isı transfer hızı
q_y	: $y=y$ de birim alan başına ısı transfer hızı
R	: İdeal gaz sabiti
R_y	: $y=y$ de akışkan kayma gerilimi
R_o	: Yüzeyde kayma gerilimi
Re	: Reynold sayısı

r	: Buharlaşan su miktarı
r	: Yarıçap
S	: Kütle transfer alanı
Sc	: Schmidt sayısı
Sh	: Sherwood sayısı
T	: Sıcaklık
t	: Zaman
T_d	: Kuru termometre sıcaklığı
T_w	: Yaş termometre sıcaklığı
u	: Ortalama hız
u_m	: Moleküllerin karekök ortalama hızı
u_o	: Yüzeyde akışkan hızı
u_x	: $y = y$ de x yönünde hız
u_x^i	: $y = y + \lambda_j$ de x yönünde hız
U_E	: Eddy ortalama hızı
U_{Ex}	: x yönünde ortalama eddy hız bileşeni
U_{Ey}	: y yönünde ortalama eddy hız bileşeni
V	: Akışkan hızı
V_x	: Ortalama akışkan hızı
V_x	: x yönünde akışkan hızı
V_y	: y yönünde akışkan hızı
V_{ys}	: y yönünde akışkan sınır hızı
w	: Özgül rutubet
W	: Birim zamanda saptaki vernik miktarı
W_A	: Molar kütleel hız
x	: Yüzey kenarından itibaren uzaklık
x	: Gözenekteki nem miktarı
x_{max}	: Gözenekteki maksimum nem miktarı
y	: Yüzeyden olan uzaklık
α	: Isıl difüzyivitesi
γ	: Momentum difüzyivitesi

δ	: Derişim sınır tabaka kalınlığı
δ_c	: Hidrodinamik sınır tabaka kalınlığı
λ	: Moleküllerin ortalama serbest yolu
λ_E	: Karışım uzunluğu
μ	: Akışkan vizkozivitesi
ρ	: Akışkan yoğunluğu
ρ_L	: Gözenek içindeki sıvı yoğunluğu
σ	: Yüzey gerilimi
ε	: Boşluk oranı
β	: Kapiler duvarıyla sıvı yüzeyi arasındaki açı
Π_{kap}	: Kapiler potansiyel
ψ	: Küresellik faktörü

Ö Z E T

Fransız mühendisliğine birçok uygulama alanında karşılaşılan
kati tasarımlar ve görevlerinde almakta olan atıkların alıştır-
tırma sistemlerinin dinamik ve termik karakteristikleri üzerindeki et-
kisi nedeniyle, kati - atıkların tasarımlarındaki ısı ve kütle trans-
ferleri arasındaki bağlantı, bu çalışmada çok sayıda araştırma

T E Ş E K K Ü R

Yüksek lisans tezi çalışmalarını başlatan sayın Prof. Dr
Salih Dinçer 'e, tez konusunu öneren, çalışmalarında bana yardım-
larını esirgemeyen sayın Yrd. Doç. Dr. Eser Kılıç'a test cihazı-
nın kurulmasında çalıştırılmasında bana her imkânı sağlayan Mak.
Müh. Nadir Gelik ve tüm Banat fırça ve plastik sanayii personeline
teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Yapılan deneyler çalışmada elde edilen, ölçülen ve hesaplanan
değerler yardımıyla ısı ve kütle transferi için gerekli olacak ağa-
cıkla gösterilen etkiler elde edildi. Bu etkiler g , boşluk
oranı, J transfer faktörleri esas alınarak bulundu.

NURETTİN BİLGİN

$$EJ_2 = 1.3476 \cdot 10^{-9.74491}$$

$$EJ_2 = 2.4448 \cdot 10^{-9.73240}$$

Ö Z E T

Proses endüstrisinin birçok uygulama alanında karşılaşılan katı tanecikler ve çevrelerinde akmakta olan akışkanların oluşturduğu sistemlerin dinamik ve termik karakteristikleri üzerindeki etkisi nedeniyle, katı - akışkan faz ayrımındaki ısı ve kütle transferleri arasındaki benzerliğin saptanmasında çok sayıda araştırma yapılmıştır. Bununla beraber, bu çalışmanın birinci kesiminde ayrıntılı olarak görüleceği gibi, kinematik, dinamik ve termik karakteristikleri oldukça karmaşık olan bu sistemlerin teorik analizlerinde gerek formülasyon ve gerekse çözüm yöntemlerinde yapılan çeşitli kabuller nedeniyle ulaşılan sonuçların uygulama alanlarının çok sınırlı olduğu görüldü.

Bu çalışmanın ikinci bölümünde, yapılacak deneysel çalışmaya esas olmak üzere konunun teorik analizi yapılarak ısı ve kütle transferi faktörleri arasında direkt bir analoginin olabilmesi için gerekli kriter ve deney prosedürü saptandı.

Yapılan deneysel çalışmadan elde edilen, ölçülen ve hesaplanan değerler yardımıyla ısı ve kütle transferi için geçerli olacak aşağıda gösterilen neticeler elde edildi. Bu neticeler ϵ , boşluk oranı, J transfer faktörleri esas alınarak bulundu.

$$\epsilon J_D = 1.5476 Re^{-0.74491}$$

$$\epsilon J_H = 2.4448 Re^{-0.75540}$$

A B S T R A C T

Systems which consist of solid particles and fluids flowing around them are widely encountered in the area of process industry. Since heat and mass transfer at the solid - fluid interphase affects on the dynamics and the thermal characteristic of above mentioned systems, so much effort has been made on obtaining an analogy between heat and mass transport at the solid - fluid interphase. However, as it was shown in the first part of this thesis, because of the complexity of the systems, many assumptions have been made in the process of formulating and of solving methods of the problem. Thus, solutions arrived by the theoretical analysis can be used in very limited operation conditions.

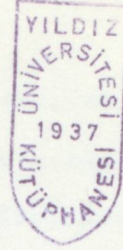
In the second part of this study, a theoretical analysis of the problem has been presented and a reliable criterion for the analogy between mass and heat transfer was found.

From the results of the experimental data, a generalized relationship applicable heat transfer as well as mass transfer can be expressed in terms of ϵ , the void fraction of the bed, and of J , the transfer factor, as follows :

$$\epsilon J_D = 1.5476 \text{ Re}^{-0.74491}$$

$$\epsilon J_H = 2.4448 \text{ Re}^{-0.75540}$$

I . GİRİŞ

I . I PROBLEMİN ÖNEMİ

Kimya ve petrol endüstrisinde temel işlemlerin hepsinde ısı, kütle ve momentum transferi olaylarından bir veya birden fazlası gözlenir. Küresel taneciklerden oluşan bir yatak içinde adyabatik şartlarda bir akışkan aktığında akış doğrultusunda bir basınç gradienti, dik yönde hız gradienti oluşacaktır. Akışkan elemanlarının farklı hızlarda akmasından dolayı momentum transferi, Akışkan ile boru çeperi veya tanecikler arasında bir sıcaklık gradientinden dolayı ısı transferi, akışkanla tanecikler veya fazlar arasında derişim gradientinden dolayı kütle transferi meydana gelecektir.

Hareket halindeki bir akışkan ortam ve içinde çok sayıda katı tanecikler, damlacıklar ve kabarcıkların bulunduğu sistemlerde, ısı, kütle ve momentum transferi problemi proses mühendisliğinin önemli bir çok uygulama alanlarında ortaya çıkmaktadır.

Örneğin, ekstraksiyon ve distilasyon üniteleri, püskürtme ve soğutma kuleleri, hava-katı tanecik ayırıcıları, kurutucular, yanma aygıtları, evaporasyon ve kristalizasyon gibi termik ve dinamik karakteristikleri sistemlerin işlemlerini temelde kütle, ısı ve momentum transferi karakterize etmektedir. Bu çok önemli proses sistemlerinin tasarımına temel teşkil edecek korelasyonların elde edilmesi için taşınım olaylarının çok iyi incelenmesi gerekmektedir. Bu ihtiyaçlara cevap olacak çok sayıda teorik ve deneysel çalışma yapılmıştır. Günümüze kadar yapılmış çalışmaların çoğu asimptotik çözümlere sahiptir. Teorik çalışmaların yanında deneysel çalışmalardan elde edilen neticeler sınırlıdır. Katı tanecikler ve çevrelerinde akmakta olan akışkanların oluşturduğu sistemlerde, taşınım olaylarının incelenmesini konu alan tez çalışmasında, bugüne kadar yapılmış deneysel ve teorik çalışmaların bir kritiği yapılarak, konunun teorisinin kısa açıklaması yanında yapı-

bileceğimiz katkılardan bahsedeceğiz. "Model" in kullanılmasıyla elde edilen termişel hızın bileşimlerinden yararlanılarak, hareket

I . 2 KONU ÜZERİNE YAPILMIŞ TEORİK ÇALIŞMALAR

Gerek dinamik ve gerekse termik karakteristiği çok karmaşık olan, tanecik sistemlerinin teorik olarak analizlerinde büyük zorluklarla karşılaşmaktadır. Fakat konunun son yıllarda önemini arttırmış olması ve bilgisayarlar vasıtasıyla bazı denklemlerin sayısal olarak çözülme olasılığı, teorik araştırmacıları ümitlendirmiştir. Bu nedenle yoğunluk kazanan teorik çalışmalar, gün geçtikçe artmaktadır. Yöntemi bakımından yapılan çalışmaları üç ana grupta toplamak mümkündür.

I . 2 . I HİDRODİNAMİK YAKLAŞIMLAR

Bu tür yaklaşımlarda, yalnız sıvı fazının dinamik alanını kapsayan, momentum diferansiyel denkleminin yaklaşık çözümleri araştırılmıştır. Bu nedenle ulaşılan çözümler sadece atalet kuvvetlerinin, taşınım olayına etkisini yansıtmaktadır. Formülasyonda enerji ve kütle taşınım diferansiyel denklemleri kullanılmadığı için, ısı ve kütle transferinin etkisi göz önünde tutulmamıştır.

Walco ve Gal-er (11), damlacık ve kabarcıkların oluşturduğu sistemlerde, komşu taneciklerin terminal hıza olan etkisini analiz ederek gerekli formülasyonu yaptılar. "Serbest yüzey hücre model" metodunu esas olarak viskoz akışkanlar için hareket ve süreklilik denklemini çözerek terminal hız için sürekli ve kesikli fazlarda aşağıdaki ifadeyi buldular.

$$U = f (\rho^c, \rho^d, \mu^c, \mu^d, \varepsilon, a, \sigma, \Gamma, \Gamma, D_1^S, \alpha, D_0^S, \delta)$$

Keza aynı "Serbest yüzey hücre model" 'in kullanılmasıyla elde edilen terminal hızın bileşenlerinden yararlanılarak, hareket halindeki tanecik sistemlerinde, ısı ve kütle transferi miktarlarının hesaplanabileceğini ileri sürdüler.

I.2.2 ASİMPTOTİK ÇÖZÜMLER

Acrivos ve Taylor (11) ,Stoke akımlarda ($Re < 1$) küresel taneciklerden oluşacak kütle ve ısı transferini inceleyerek, bu alanda mevcut karışıklıkları giderici ve tatmin edici bir çözüme ulaşmışlardır. Onların çalışmalarında ortalama Nusselt sayısı yalnızca Peclet sayısının fonksiyonu olduğu ve Peclet sayısında ($Re.Pr$) veya ($Re.Sc$) gruplarından elde edilebileceği ilkesi esas alınmıştır. Elde ettikleri neticelerin $Pe < 1$ durumu içinde geçerli olduğunu ileri sürmüşlerdir.

Sørensen ve Stewart (11) ,1973 yılında yaptıkları teorik çalışmada isothermal küresel taneciklerin oluşturduğu kübik bir kafes içinde akmakta olan üç boyutlu akışta, sıcaklık profilleri ve Nusselt sayılarını hesapladılar. Çalışmalarda tanecik yüzey sıcaklığının direct olarak tarif edilmesine imkan veren bir koordinat sistemi seçerek "collocation" metodla probleme çözüm aradılar. Tablolar halinde sunulan, sayısal analizle elde edilen çözümler, yapılacak deneysel çalışmaların planlanması ve bunlardan elde edilebilecek neticelerin korelasyonuna ışık tutmaktadır.

Gene Sørensen ve Stewart; aynı probleme sınır tabaka teorisini esas alarak asimptotik çözümler getirmişlerdir. Toplam taşınım miktarlarını elde edebilmek için, sınır tabaka metodu ile küreler içindeki derişim profili için hazırlanmış bir analitik çözümü birleştirerek katalitik ve uniform yüzey şartları için sayısal neticeler elde etmişlerdir. Sørensen ve Stewart'ın bu çalışmada elde ettikleri neticeler küçük Reynold ve Peclet sayıla-

rı için geçerlidir.

I. 2. 3 GENEL ÇÖZÜMLER

Gal-or ve Waslo (11) hidrodinamik, termik ve difüzyon sınırlı tabaka akışları için, önceki araştırmacıların geliştirdikleri değişik analizlerden yararlanarak hareket halindeki damlacıklar, kabarcıklar veya katı taneciklerden oluşan sistemlerde kütle transferi olayını etüd ettiler. Bu çalışmada yüksek kütle transferi mertebesinde çok önemli bir etken olan tanecik yüzeyindeki radyal hızın etkisi göz önünde tutulmuştur. Düşük kütle transferi mertebelerinde bile, bu radyal hızın gözönünde tutulmaması halinde transfer miktarlarında %10 civarında hata yapılabileceğini göstermişlerdir. Bu çalışmada ileri sürülen başka bir ilginç sonuç, küresel sıvı damlacıkların, kendi içlerinde sirkülasyonun olması halinde eğer radyal hız ihmal edilirse hataların %50 mertebesinde olacağıdır.

I. 3 DENEYSEL ÇALIŞMALAR

İlk ciddi deneysel çalışmada Gamson, Thodos, Hougen (11) tarafından yapılmıştır. Bu araştırmacılar, suyla doyurulmuş küresel ve silindirik taneciklerden, çevrelerinde akmakta olan havaya momentum, kütle ve ısı transferini incelemişlerdir. Elde ettikleri neticeleri transfer faktörleri olarak Chilton ve Colburn tarafından tarif edilen "J faktörleri" ile izah ederek kütle transferi faktörü J_D ve Re sayısı, ısı transferi faktörü J_H ve Re sayısı arasında bağıntılar buldular. Bu çalışmada tanecik yüzey sıcaklığının, havanın deney cihazına girişteki yaşı termometre sıcaklığına eşit olduğu kabul edilmiştir. Deneyin adyabatik koşullarda olması için gayret gösterilmişse de, radyasyonla olacak enerji transferi önlenememiştir.

Eunochides (11) çeşitli çaplardaki sünger küreleri suya doyurarak yukarı doğru akmakta olan hava içine buharlaşma olayını etud etti. Aynı deneyi su yerine nitrobenzen için tekrarladı. Küre yüzeyindeki sıcaklığı termokupllarla ölçtü. Reynold sayısını 1500 den 12000'e kadar değiştirerek 25 deneyden elde ettiği neticeleri tablolar halinde sundu. Kütle transferi için aşağıdaki neticeyi elde etti.

$$Sh = 0.33 \cdot Sc^{0.33} \cdot Re^{0.60} \quad (1.3.1)$$

Bu deneyde ölçülen büyüklükler esas olarak buharlaşma miktarı ve küre yüzey sıcaklığıdır. Eunochides uygun fiziksel değerlerin seçilmesiyle, bu neticelerin ısı ve kütle transferi korelasyonunda kullanılabileceğini ileri sürdü. Her iki işlem, yani ısı ve kütle transferi ayrı ayrı incelenmediğinden, kütle transferi için elde edilen neticelerin doğruluğu, ancak aynı şartlarda, ısı transferi için elde edilebilecek neticelerle karşılaştırılarak mümkün olur.

De Acites ve Mc Connachie (11) küresel taneciklerin oluşturduğu sistem içinden akan havaya, taneciklerden suyun buharlaşması olayını incelemişlerdir. Bu çalışmada tanecik yüzey sıcaklığının, havanın deney cihazına girişteki yaşı termometre sıcaklığına eşit alınamayacağını gösterilmektedir.

Whitaker (11) yaptığı literatür araştırması ve kendi deneysel çalışması sonucu "dolgu yatak" larda ısı transferi için aşağıdaki formülü geliştirdi.

$$Nu = (0.5 Re^{0.5} + Re^{0.66}) \cdot Pr^{0.33} \quad (1.3.2)$$

Bu çalışmanın en önemli yanı, boşluk oranının ve tanecik geometrisinin transfer olayına etkisini analiz etmesidir.

Geçmişte katı taneciklerden oluşan sistemler için tanımlanmış transfer faktörleri ile, damlacıklardan oluşan sistemler için tanımlanmış faktörler arasındaki bir bağıntının ortaya çıkarılmasında zorluklarla karşılaşıldı.

Bunun sebebi, sıvı taneciklerin oluşturduğu yataklar (Akışkan yatak) boşluk oranı (ϵ)'nin tayin güçlüğü ve yatak yüksekliğinin devamlı olarak değişmesiydi. Mc Connachie'nin(11) çalışması bu sorunu ortadan kaldırdı. Bu araştırmacı küresel tanecikleri gelişigüzel yerleştirmek yerine, ince çelik tellerin oluşturduğu bir kafesin köşelerine yerleştirerek boşluk oranını arttırma ve azaltma olanaklarını elde ederek, çeşitli boşluk oranları için Re sayıları ile ısı transfer faktörleri arasındaki ilgiyi saptamıştır. Şekil (1) 'de Mc Connachie'nin elde ettiği neticeler kullanılarak kütle transfer faktörü (J_D) ve Re sayısının ordinat ve absisi oluşturduğu bir diyagram hazırlandı. Diyagramdan görüleceği gibi her boşluk oranı için Re sayısı ve kütle transfer faktörü (J_D) arasındaki bağıntılar paraleldir.

Şekil (2) 'de farklı dört Re sayısı için J_D ve ϵ arasındaki bağıntıların paralel oldukları görülmektedir. Ayrıca şekil (2) de oluşan doğrularının eğimlerinin (-1) olması ($\epsilon.J_D$)'nin Re sayısının fonksiyonu olduğunu göstermektedir. Thodos tarafından yapılan literatür araştırmasında mevcut deneysel kütle ve ısı transferi bilgisi elden geçirilerek ($\epsilon.J_D$) ve Re sayısı arasındaki ilişki Şekil: (3) 'deki gibi izah edilmiştir. Şekilden görüleceği üzere küçük Re sayılarında yatağın tipine bağlı olmadan, Re sayısı ile ($\epsilon.J_D$) arasında tek bir bağıntının varlığından söz edilebilir.

Şekil: (4) 'te de ısı transferi için ($\epsilon.J_H$) ve Reynold arasındaki ilişkiyi gösterir diyagram hazırlanmıştır. Her iki şekil-

deki bağıntıları analitik olarak ifade eden en yaklaşık formüller
Thodos tarafından

$50 < Re < 2140$ için

$$\varepsilon \cdot j_D = 0.01 \cdot \frac{0.863}{Re^{0.58} - 0.483} \quad (1.3.3)$$

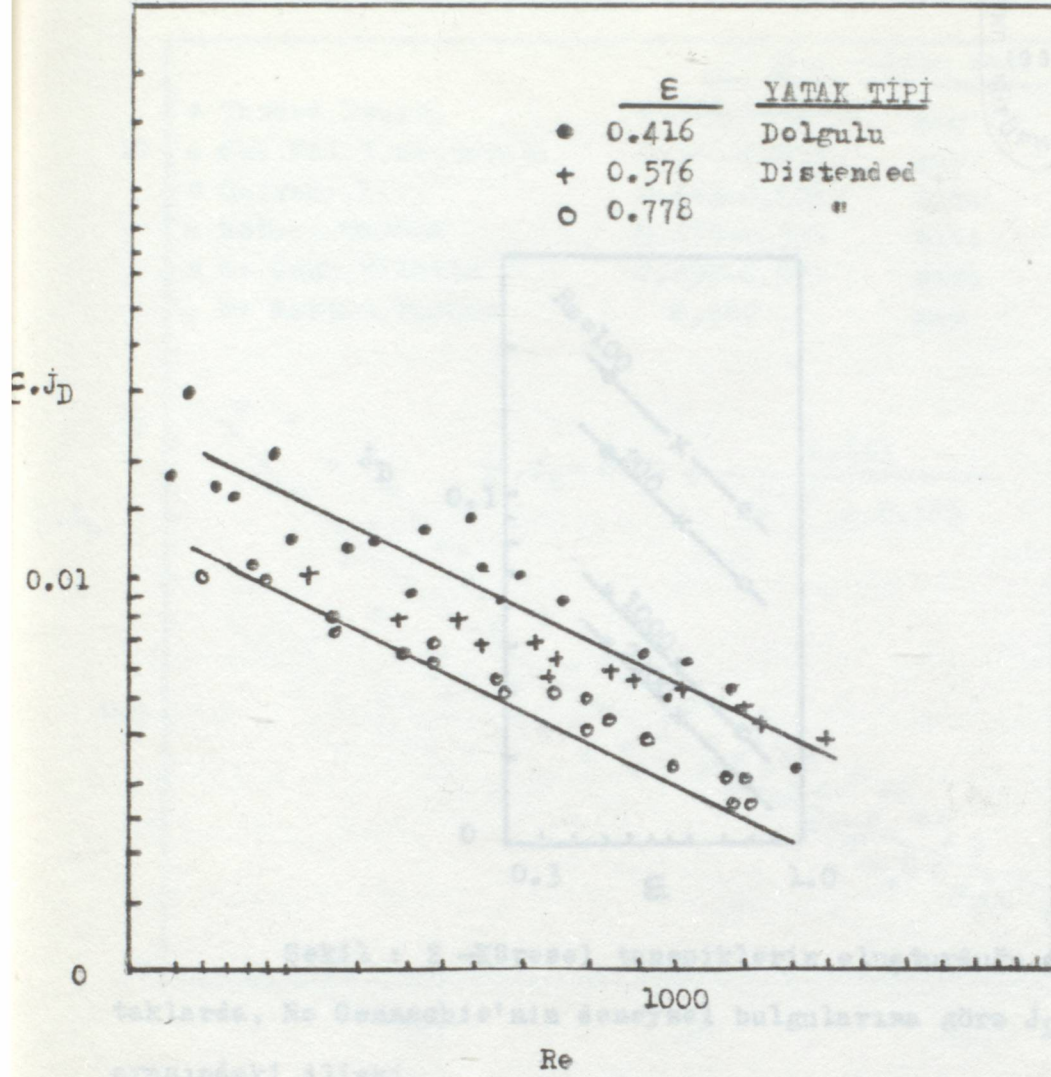
$$\varepsilon \cdot j_H = 0.0108 \cdot \frac{0.929}{Re^{0.58} - 0.483} \quad (1.3.4)$$

olarak ifade edilmiştir.

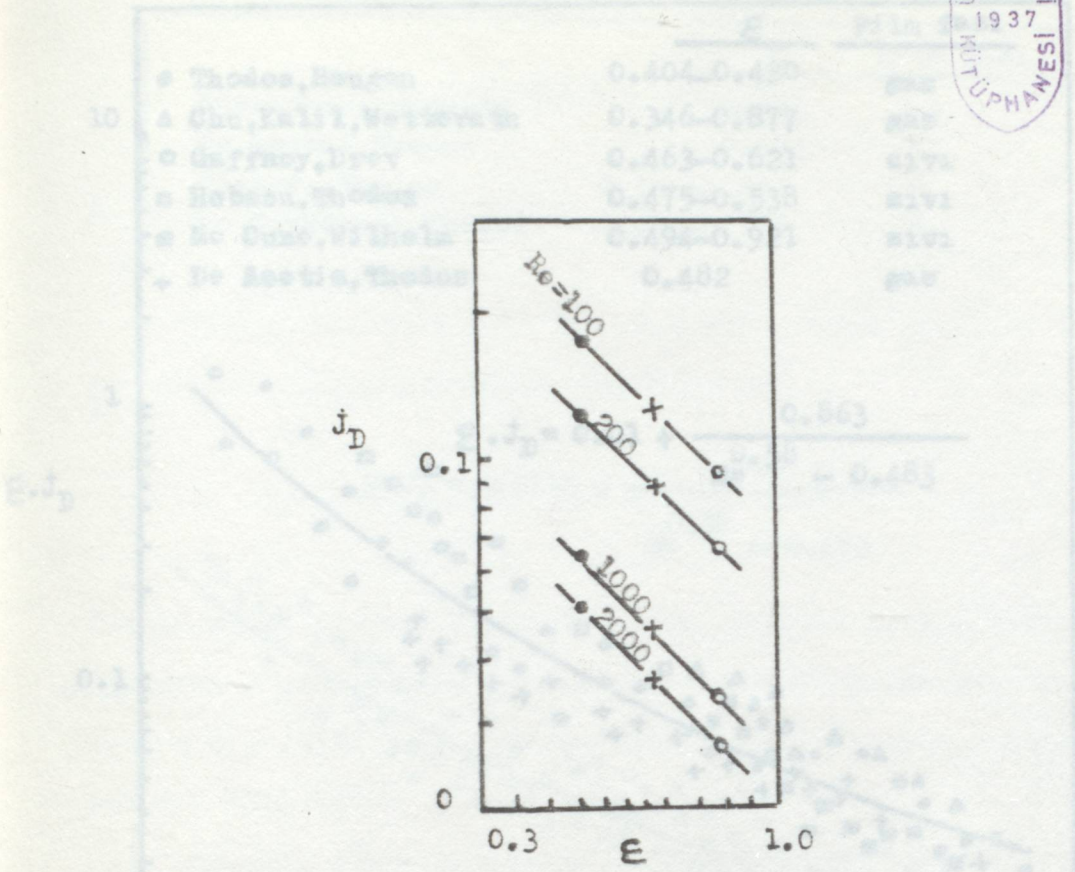
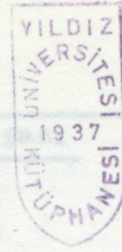
Bu iki bağıntıyı taraf tarafa bölerek $\frac{j_H}{j_D} = 1.076$ olduğu

görülmür. Halbuki teorik olarak bu oran bire eşittir.

Şekil : 1 - Kuvvetli karıştırıcılar için elde edilen sonuçlar.
Taklata, No Connachie'nin deneyleri bulgularına göre j_D ve j_H sayı
ları arasındaki ilişki.

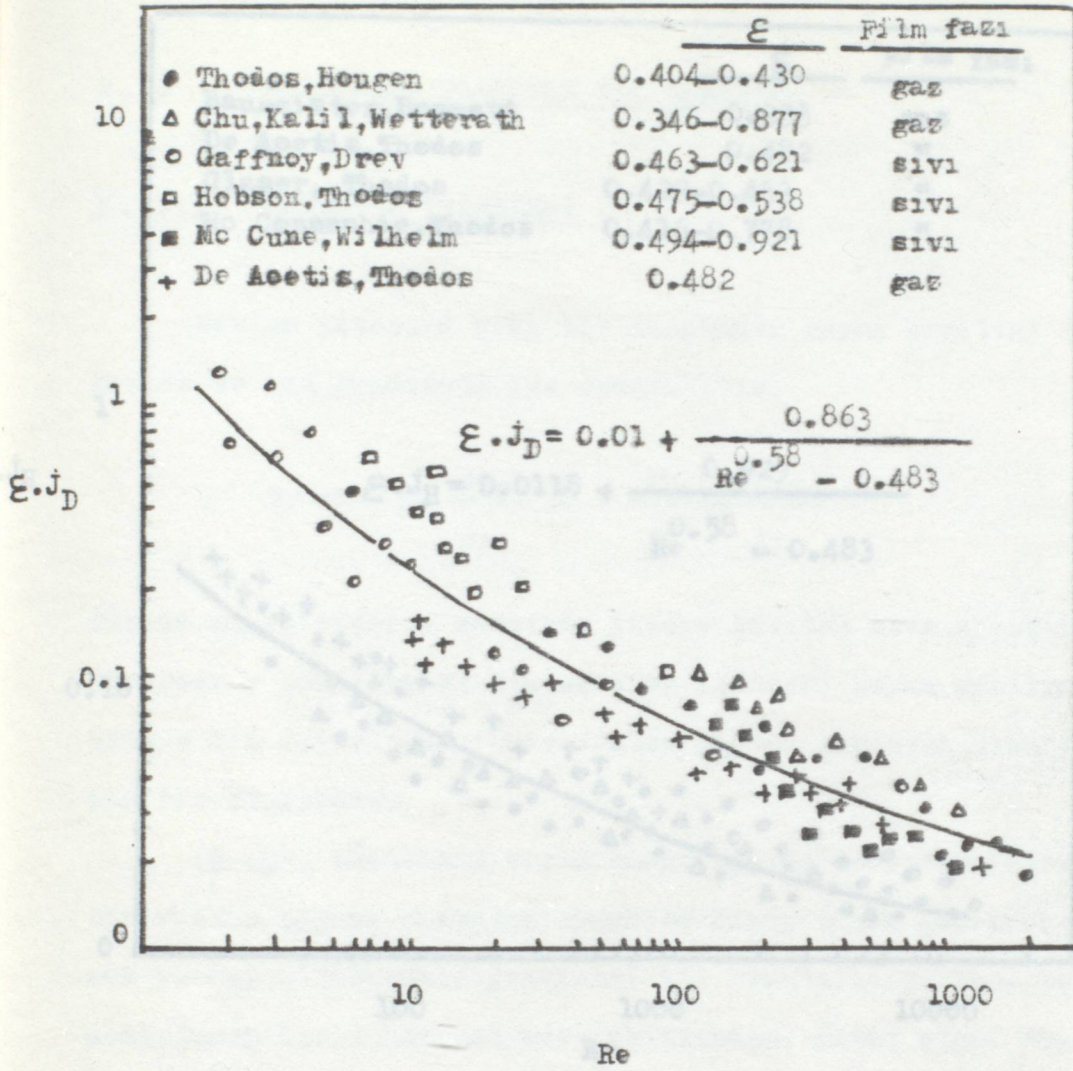


Şekil : 1 - Küresel taneciklerin oluşturduğu dolgulu yataklarda, Mc Connachie'nin deneysel bulgularına göre $E.J_D$ ve Re sayısı arasındaki ilişki.



Şekil : 2 -Küresel taneciklerin oluşturduğu dolgulu ya-
taklarda, Mc Connachie'nin deneysel bulgularına göre J_D ve E
arasındaki ilişki.

Şekil : 3 - J_D ile Reynolds sayısı arasındaki ilişki.



Şekil : 3 - εJ_D ile Reynold sayısı arasındaki ilişki.

2. MATERIAL VE YÖNTEM

Baumeister, Bennett

0.333

Film fazı

gaz

De Acetis, Theodos

0.482

"

Glaser, Theodos

0.429-0.453

"

Mc Connachie, Theodos

0.416-0.778

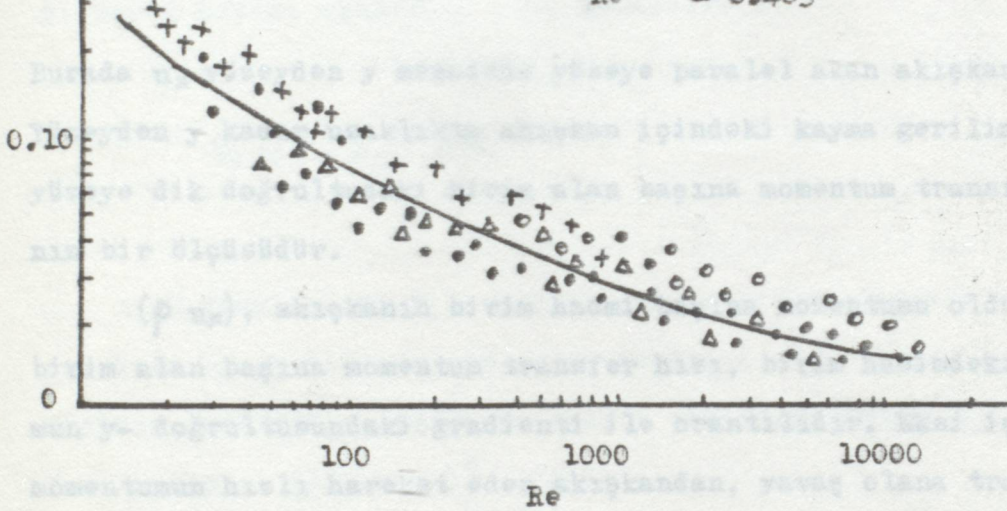
"

Newton yasasına uzak bir akışkanın kayma gerilimi (τ_y)

Newton ve his gradienti ile verilir.

 $\epsilon \cdot j_H$

$$\epsilon \cdot j_H = 0.0118 + \frac{0.929}{Re^{0.58} - 0.483}$$

Şekil : 4 - ϵj_H ile Reynold sayısı arasındaki ilişki.

2 . MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. MOLEKÜLER DİFÜZYON İLE TRANSFER

2.1.1. MOMENTUM TRANSFERİ

Newton yasasına uyan bir akışkanın kayma gerilimi (R_y) viskozite ve hız gradienti ile orantılıdır.

$$R_y = -\mu \frac{du_x}{dy} = -\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{d(\rho u_x)}{dy} \quad (2.1,1)$$

Burada u_x yüzeyden y mesafede yüzeye paralel akan akışkan hızıdır. Yüzeyden y kadar uzaklıkta akışkan içindeki kayma gerilimi (R_y), yüzeye dik doğrultudaki birim alan başına momentum transfer hızının bir ölçüsüdür.

(ρu_x) , akışkanın birim hacmi başına momentumu olduğundan, birim alan başına momentum transfer hızı, birim hacimdeki momentumun y - doğrultusundaki gradienti ile orantılıdır. Eksi işareti, momentumun hızlı hareket eden akışkandan, yavaş olana transfer olduğunu ve kayma geriliminin akışkanın hareketine zıt yönde olduğunu gösterir.

2.1.2 ISI TRANSFERİ

Isıl iletkenliğin tanımı gereğince, yüzeyden y mesafedeki birim alan içinden, birim zamanda transfer edilen ısı için şu bağıntı yazılabilir :

$$q_y = -k \frac{dT}{dy} = -\frac{k}{C_p \rho} \cdot \frac{d(C_p \rho T)}{dy} \quad (2.1.2)$$

Burada C_p sabit basınç altındaki akışkanın özgül ısısı; T sıcaklık, k ısı iletkenliktir. $(C_p \rho T)$ terimi akışkanın birim hacmi başına olan ısı miktarını simgeler. Isı akışı birim hacim başına ısı miktarının y - doğrultusundaki gradienti ile orantılıdır. Orantı sabiti $\frac{k}{C_p \rho}$, (α) ısı difüzyvitesidir.

2.1.3. KÜTLE TRANSFERİ

Fick difüzyon kanununa göre bir karışımdaki A bileşeninin difüzyon hızını aşağıdaki gibi yazabiliriz.

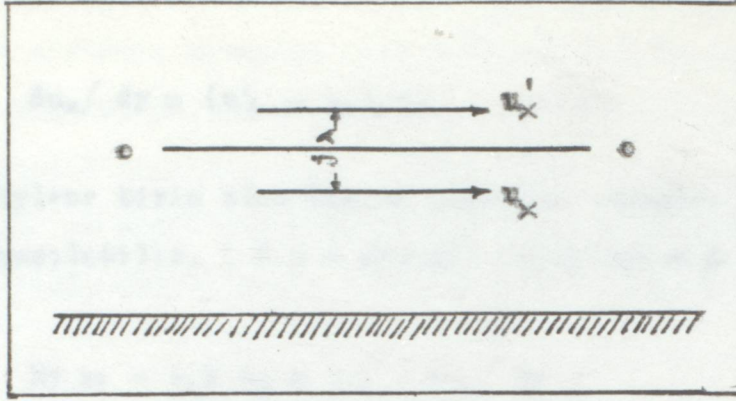
$$N_A = - D_{AB} \frac{dC_A}{dy} \quad (2.1.3)$$

Bu denklemdaki N_A , A bileşeninin birim alandaki molar difüzyon hızı, C_A , A bileşeninin molar derişimi, D_{AB} A'nın, B içine difüzyon sabitidir. Gazlarda orantı sabitleri $\mu/\rho, \alpha, D_{AB}$ 'nin boyutları aynıdır. ((Uzunluk)² / Zaman). Burada α , bir molekülün kütlesidir.

2.1.4. VIZKOZİTE

Bir gazın katı yüzeye paralel akışı ve moleküllerin bir a-a düzlemi içinden akış yönüne dik doğrultudaki hareketini ele alalım. a-a düzlemi birim alanlı, laminer alt tabaka içinde ve yüzeye paralel olsun. Şekil: (5)

Birdt zaman aralığında y - yönündeki ortalama hızı $i_1 u_m$ olan moleküller bu düzlemde geçecektir. Burada u_m karekök ortalama hız ve i_1 , gerçek hız dağılımına bağlı olan bu hızın bir kesridir.



Şekil : 5 - Yüzey civarında momentum transferi.

Bu moleküllerin tümünün, y - yönünde aynı hız bileşenine sahip olduğu düşünülürse, dt süresi içersinde düzlemden geçen moleküllerin hacmi $i_y u_{ym} dt$ olacaktır. Yüzeye yakın birim hacimdeki molekül sayısı N ise geçen moleküllerin sayısı $i_y u_{ym} N dt$ olacaktır. Moleküllerin geçiş hızı: $i_y u_{ym} N$ dir.

Bu moleküllerin x - yönündeki ortalama hızının u_x olduğunu düşünelim. Böylece yüzeyden uzaktaki bir düzlemden momentumun transfer hızı $i_y u_{ym} N m u_x$ olacaktır. Burada m , bir molekülün kütlesidir.

Benzer bir düşünüşle düzlemden zıt yönde geçen eşdeğer bir molekül akımı bulunmalıdır. Böyle olmasaydı, yüzeye dik doğrultuda bir bileşke akış varolurdu.

Moleküllerin diğer yöndeki bu akımı öncekilerden λ_j uzaklığında başlamış ve x - yönündeki hızların ortalama bileşeni u_x' olsun. (λ moleküllerin ortalama serbest yolu ve $J.l$ 'e yakın ve moleküllerin ortalama serbest yol kesri belirtmektedir).

Yüzeyden net momentum aktarım hızı: $i_y N u_{ym} m (u_x - u_x')$

y - yönüne göre hız gradienti , λ küçük olduğundan

$$du_x/dy = (u'_x - u_x)/j\lambda , \text{ olur.}$$

Böylece birim alan başına momentum transfer hızı aşağıdaki şekilde yazılabilir. ($N \cdot m$ = akışkan yoğunluğu = ρ olduğundan)

$$R_y = - i, N u_m m j \lambda (du_x/dy)$$

$$= - i, j \rho u_m \lambda (du_x/dy) \quad (2.1.4)$$

Daha evvel tanımladığımız gibi ,

$$R_y = - \mu (du_x/dy)$$

yazarsak ,

$$\mu/\rho = i, j u_m \lambda \text{ olur.} \quad (2.1.5)$$

Moleküllerin hızlarının istatistiksel olarak incelenmesinden elde edilen i, j çarpımının değeri, farklı araştırmacılar tarafından de - ğişik şekilde verilmiştir. Burada 0.5 değeri alınacaktır.

Böylece :

$$\mu/\rho = u_m \lambda / 2 \text{ olur.}$$

Şimdi bütünleyici olarak Reynold sayısına fiziksel bir a-
çıklama getirebiliriz.

$$Re = u d \rho/\mu = u d 2/u_m \lambda = 2 u d/u_m \lambda \quad (2.1.6)$$

Sonuç olarak Reynold sayısı, akış hızının moleküler hıza oranı ile sistemin karakteristik doğrusal boyutunun, moleküllerin ortalama serbest yoluna oranının çarpımı ile orantılıdır. (2.1.9)

Kinetik teoriden $u_m = \sqrt{(8RT / \pi M)}$ ' dir. Basıncıdan bağımsızdır. $\rho \lambda$ ise sabittir. Dolayısıyla gazın viskozitesinin, sıcaklığın fonksiyonu olması fakat basınca bağlı olmaması beklenir.

2.1.5. ISIL İLETKENLİK

Şimdi y-yönünde bir sıcaklık gradientinin varolduğunu kabul edelim.

$a - a$ birim düzleminde moleküllerin geçiş hızı: $i_2 u_m N$. (Burada i_2 , 1'e yakın ve moleküllerin karekök ortalama hız kesridir). Aralarındaki uzaklık $j\lambda$ olan iki düzlem arasındaki sıcaklık farkı $T - T'$ ise bir molekülün bir tarafa ve diğer molekülün zıt tarafa geçmesi sonucu transfer olan net ısı : $C_m (T - T')$ dir. Burada C_m molekül başına ısı kapasitesidir. (2.1.11)

Birim alan başına net ısı transfer hızı : $i_2 u_m N C_m (T - T')$ dir.

Sıcaklık gradienti λ küçük olduğundan , küçük olur.

$$\frac{dT}{dy} = \frac{(T' - T)}{\lambda j} \quad (2.1.7)$$

Böylece birim alan başına net ısı transfer hızı ($N.C_m$, akışkanın birim hacmi başına özgül ısı , yani $\rho.C_v$ olduğundan ,

$$= - i_2 j u_m N C_m (dT/dy)$$

$$= - i_2 j C_v \rho u_m (dT/dy) \text{ olur.} \quad (2.1.8)$$

$$= - k (dT/dy) \text{ den ,}$$

Böylece ısı difüzyivite :

$$k / C_p \rho = i_2 j u_m \lambda (C_v / C_p) \quad (2.1.9)$$

olur. İstatistiksel hesaplamalardan $i_2 j$ 'nin değeri $(9\gamma - 5) / 8$ olarak verilmiştir. (Burada $\gamma = C_p / C_v$ dir.)

Böylece :

$$k / C_p \rho = u_m \lambda (9\gamma - 5) / 8\gamma \quad (2.1.10)$$

Prandtl sayısı (Pr), kinematik vizkozitenin , ısı difüzyiviteye oranı olarak tanımlanır.

$$Pr = \frac{\mu / \rho}{k / C_p \rho} = \frac{C_p \mu}{k} = \frac{0.5 u_m \lambda}{u_m \lambda (9\gamma - 5) / 8\gamma} \quad (2.1.11)$$

$$Pr = \frac{4}{9\gamma - 5} \quad (2.1.11)$$

Bulunan bu son denklemden hesaplanan Prandtl sayısının değerleri deneysel neticelerle uyum içindedir.

2.1.6. DİFÜZİVİTE

Bir karışımın A bileşenin a - a düzleminden y-yönünde difüzlendiğini düşünelim.

Düzlemin bir yanında sayısal derişim N_A , diğer tarafında λj uzaklıkta N_A^i ise ;

Birim alandan moleküllerin net geçiş hızı:

$$i_3 u_m (N_A - N_A^i) \quad \text{olur.}$$

2.2 Burada i_3 1' e yakın , moleküllerin karekök ortalama hız kesridir.

Birim alan başına kütle transfer hızı:

Birim alan başına kütle transfer hızı: $= i_3 u_m (N_A - N_A')$ olur. Böylece, herhangi bir anda bir noktadaki hız iki bileşenden oluşmuş gibi düşünülebilir.

N_A' nin y-yönünde derişim gradienti, ortalama değeri sıfırdır. Bu temel yönde dalgalanan bileşenler eşit büyüklükte

olduğunda, $= dC_A / dy = (N_A' - N_A) m / \lambda j$ olarak yazılabilir. Bir yüzey üzerindeki akışın y ve z yönlerinden birini olarak alınırsa, diğer

temel yönde dalgalanan bileşenler eşit büyüklükte olur. Böylece birim alan başına kütle transfer hızı, bir. Türbülans isotropik ise akış yönündeki bileşene eşit bir dalgalanan

$$= -i_3 j \lambda u_m (dC_A / dy) \quad (2.1.12)$$

Dalgalanan hız bileşenleri akışkan içerisindeki momentum transferine $= -D_{AB} (dC_A / dy)$ ' den

Akışkan bir yüzeyden akıyorsa, yüzeye dik dalgalanan hız bileşeni (U_y) akış $D_{AB} = i_3 j u_m \lambda$ olur. Ve yüzeye paralel bir (2.1.13)

lenin birim alanından transfer hızı ρU_y 'ye eşittir. Akış doğrultusunda $i_3 j$ çarpımının doyurucu hesaplama yöntemi yoktur. Bütün bu neticelerden görülmektedirki, kinematik viskozite, ısı difüzivitesi ve kütle difüzivitesi moleküllerin ortalama serbest yolu ve karekök ortalama hızın çarpımı ile orantılıdır. Ve momentum , kütle ve ısı transferi ifadeleri benzerdir. (7)

Bu üçüncü denklemde ρ sabiti alınarak aşağıdaki denklemler yazılabilir.

$$\mu = \rho \lambda u_m i_3 j \quad (2.2.1)$$

$$D_{AB} = \mu / \rho = \lambda u_m i_3 j \quad (2.2.2)$$

2.2. EDDY TRANSFERİ

Kararlı hal, türbülanslı akışta bir noktadaki akışın hızı ve yönü ani ve hızlı değişimlere uğrayacak fakat belirli bir zaman aralığındaki ortalama değerler değişmeyecektir. Böylece, herhangi bir anda bir noktadaki hız iki bileşenden oluşmuş gibi düşünülebilir. Bu tanıma göre, dalgalanan bileşenlerin ortalama değerleri sıfırdır. Üç temel yönde dalgalanan bileşenler eşit büyüklükte olduğunda, türbülansın izotropik olduğu söylenir. Bir yüzey üzerindeki akışın yönü temel yönlerden birisi olarak alınır, diğer temel yönlerin her birindeki ortalama hız sıfır olacaktır. Türbülans izotropik ise akış yönündeki bileşene eşit bir dalgalanan bileşen bulunacaktır.

Dalgalanan hız bileşenleri akışkan içersindeki momentum transferine ve dolayısıyla kayma gerilimlerine neden olurlar. Akışkan bir yüzeyden akıyorsa, yüzeye dik dalgalanan hız bileşeni (U_{Ey}) akışkan transferine neden olur. Ve yüzeye paralel bir düzlemin birim alanından transfer hızı ρU_{Ey} 'ye eşittir. Akış doğrultusundaki dalgalanan bileşen U_{Ex} ise, bir dt süresi içinde dalgalanmanın neden olduğu momentum transferi $\rho U_{Ey} U_{Ex} dt$ dir. U_{Ey} ve U_{Ex} 'in ortalama değerleri ayrı ayrı sıfır olduğu halde genellikle sıfır olmayacaktır. Dolayısıyla akışkandaki kayma gerilimi, birim alan başına momentum transfer hızına eşitlenerek ve R_y 'nin negatif olduğu göz önüne alınarak aşağıdaki denklemler yazılabilir.

$$- R_y = \rho U_{Ex} U_{Ey}$$

$$- R_y / \rho = U_{Ex} U_{Ey} \quad (2.2.1)$$

Bir akışkandaki türbülans iki nicelik ile belirlenebilir:

Türbülansın intensitesi, türbülans ölçeği. Dalgalanan bileşenlerin zaman ortalamasının sıfır olması gerekmekte fakat karekök ortalama değerlerinin zaman ortalaması $\sqrt{U_E^2}$ sonlu bir değer olmaktadır.

Türbülans intensitesi :

$$\sqrt{(1/3)(U_{Ex}^2 + U_{Ey}^2 + U_{Ez}^2)/u_x}$$

olarak tanımlanır. İzotropik türbülans durumunda bu oran $\sqrt{U_{Ex}^2}/u_x$ ortalama eddy hız bileşeni olan U_E tüm yönlerde aynıdır. Denklem (2. 2. 1) aşağıdaki biçimi alır.

$$-R_y / \rho = U_E^2 \quad (2.2.2)$$

Türbülans ölçeği eddylerin büyüklüğü ile ilgilidir. Böylece türbülanslı bir akışkanda birbirine yakın iki noktada, ani hızların değerleri yaklaşık eşit olacaktır. Zira bu hızların her ikisinde aynı eddy tarafından belirlenmektedir. Öte yandan, birbirine uzak noktalar arasında böyle bir korelasyon yoktur. Karşılaştırma noktaları arasındaki uzaklık arttıkça korelasyon katsayısı değişecektir, ancak birbirleri ile birleşme eğilimi nedeniyle ardışık eddyler arasında belirli bir sınır bulunmaz.

Türbülanslı akış koşullarında bir eddydeki akışkanın, benliğini yitirerek akışkan içinde sindirilinceye kadar akış yönüne dik doğrultuda aldığı ortalama uzaklık Prandtl ve Taylor tarafından λ_E karışım uzunluğu olarak tanımlanmıştır. Karışım uzunluğu moleküler difüzyondaki ortalama serbest yolun benzeridir. Moleküler difüzyonda kullanılan mantık kullanılarak, türbülanslı akışkanda momentum transferini denetleyen eddy kinematik vizkozitesi E 'nin, karışım uzunluğu λ_E ve eddy hızının çarpımı ile doğru orantılı olduğu gösterilmiştir.

doğru . Dolayısıyla izotropik türbülans için :
 Eddi hızı E ve eddy hareketi E_p 'nin
 her ikisi $E \propto \lambda_E U_E$ eddy hızı ve karışım uzunluğunun çarpımı ile orantılıdır. Dolayısıyla ,

U_E , hız gradienti ve karışım uzunluğunun çarpımı ile orantılı olduğundan

$$u'_x \propto \lambda_E \frac{du_x}{dy} \quad \text{' den} \quad (2.2.4)$$

$$U_E \propto \lambda_E \left| du_x / dy \right| \quad \text{Eşit olarak alınabilir. B} \quad (2.2.5)$$

Burada $\left| du_x / dy \right|$, hız gradientinin pozitif değerini gösterir. Denklem (2.2.3) ve (2.2.5) ' den

$$E \propto \lambda_E^2 \left| du_x / dy \right| \quad (2.2.6)$$

Orantı sabiti keyfi olarak bire eşit alınırsa ,

$$E = \lambda_E^2 \left| du_x / dy \right| \quad \text{olur.} \quad (2.2.7)$$

Bu durumda karışım uzunluğu tanımı biraz değişmiş olacaktır.

Eddy hareketinden doğan momentum transfer hızı :

$$R_y = - E d(\rho u_x) / dy$$

olur. Moleküler ve eddy transferinin her ikisinde de

E 'nin değerini yerine koyarsak ,

$$R_y = - \lambda_E^2 d(\rho u_x) / dy \left| du_x / dy \right| \quad (2.2.8)$$

Bir türbülanslı akışta eddyler, bir sıcaklık gradienti varsa ısı transferine , karışımın bileşenlerinden birinin derişim gradienti varsa kütle transferine neden olacaktır. Eddylerin neden ol-

duğu ısı, kütle ve momentum transferlerinin mekanizmaları benzer olduğundan, eddy ısıl difüzyivitesi E_H ve eddy difüzyivitesi E_D 'nin her ikisinde ortalama eddy hızı ve karışım uzunluğunun çarpımı ile doğru orantılıdır. Dolayısıyla ,

$$E_H \propto \lambda_E U_E \quad (2.2.9)$$

ve

$$E_D \propto \lambda_E U_E \quad \text{olur.} \quad (2.2.10)$$

Uygulamada E , E_H ve E_D eşit olarak alınabilir. Böylece ,

$$E_H = \lambda_E^2 \left| \frac{du_x}{dy} \right| \quad (2.2.11)$$

ve

$$E_D = \lambda_E^2 \left| \frac{du_x}{dy} \right| \quad \text{olur.} \quad (2.2.12)$$

Eddylele transfer olan ısı için:

$$q_y = - E_H \frac{d(C_p \rho T)}{dy} = - \lambda_E^2 \left| \frac{du_x}{dy} \right| \frac{d(C_p \rho T)}{dy} \quad (2.2.13)$$

Benzer olarak kütle transferi için :

$$N_A = - E_D \frac{dC_A}{dy} = - \lambda_E^2 \left| \frac{du_x}{dy} \right| \frac{dC_A}{dy} \quad (2.2.14)$$

olur. Moleküler ve eddy transferinin her ikisinde de transfe-
re önemli derecede katkısı varsa ,

$$R_y = - \left(\mu / \rho + E \right) \frac{d(\rho u_x)}{dy} \quad (2.2.15)$$

$$q_y = - \left(k / C_p \rho + E_H \right) \frac{d(C_p \rho T)}{dy} \quad (2.2.16)$$

$$N_A = - (D_{AB} + E_D) \frac{dc_A}{dy} \quad (2.2.17)$$

Kinematik vizkozite, ısıl difüzyivite ve difüzyivite sistemin fiziksel özellikleridir. Fiziksel koşullarda belirgin değişimler olmadığı takdirde sabit alınabilir. (7)

$$N_1 = k_c \Delta C_1 \quad (2.3.1)$$

şeklinde dir. Konvektif ısı transfer katsayısı benzer şekilde tanımlanır.

$$h_c / k_c = h_g \Delta T \quad (2.3.2)$$

Transfer katsayılarının her ikisinde sistemin geometrisi, akışkan akışı ve özelliklerine bağlıdır.

2.3.1. KONVEKTİF KÜTLE TRANSFERİ İÇİN TEMEL DÜŞÜNCELER

Bir yüzey boyunca akışkan aktığı zaman, yüzeye yakın yerde oldukça ince bir laminar alt tabaka bulunur. Dolayısıyla akış ne olurda olsun, herhangi bir konveksiyon sürecinde moleküller kütle transferi daima bu alt tabakadan olacaktır. Eğer akışkan laminar akıyor ise yüzey ortasında transferin hepki moleküller difüzyon ile olacaktır. Akışkan akışı türbülanslı ise transfer türbülans akış içinde gösterilen eddyler vasıtasıyla olacaktır. Ortamda ısı transferi varsa türbülans şartlarında yüksek kütle transferi mevcuttur. Bu türbülans şartlarında ısı transferi ile kütle transferi arasında bir ilişki vardır. Bu ilişkiyi derinlemesine analiz etmek için kütle transferi problemlerinin analizi önemlidir. Bu analizler daha sonra yapılacaktır.

Birçok bir süreçte ısı ve kütle bir anda bir arada gerçekleşir. Bu durumda, akışkan içinde difüzyon ve konveksiyon transferini içerir.

2.3. KONVEKTİF KÜTLE TRANSFERİ

Konveksiyonla kütle transferi nispeten karışmayan iki hareketli akışkan arasında veya hareketli akışkan sınır yüzeyi arasında madde transferini ihtiva eder. Konvektif kütle transferi için hız eşitliği,

$$N_A = k_c \Delta C_A \quad (2.3.1)$$

şeklinde dir. Konvektif ısı transfer katsayısı benzer şekilde tanımlanır.

$$q / A = h_c \Delta T \quad (2.3.2)$$

Transfer katsayılarının her ikisinde sistemin geometrisi, akışkan akışı ve özelliklerine bağlıdır.

2)- Çok ince (2mm) sınır tabaka analizi

2.3.1. KONVEKTİF KÜTLE TRANSFERİ İÇİN TEMEL DÜŞÜNCELER

Bir yüzey boyunca akışkan aktığı zaman, yüzeye yakın yerde oldukça ince bir laminer alt tabaka bulunur. Dolayısıyla akış ne olursa olsun, herhangi bir konveksiyon işleminde moleküler kütle transferi daima rol oynayacaktır. Eğer akışkan laminer akıyor ise yüzey ortasında transferin hepsi moleküler difüzyon ile olacaktır. Akışkan akışı türbülanslı ise transfer türbülans akış içinde gösterilen eddyler vasıtasıyla olacaktır. Ortamda ısı transferi varsa türbülans şartlarında yüksek kütle transferi mertebelerinde aralarında ilişki vardır. Sınır tabaka değişiminin analizinde konvektif kütle transferi işlemlerinin analizine önemli esas olabilecek tarifleri yapabileceğiz.

Herhangi bir çözücünde eriyebilen bir madde erimeye başladığı zaman, akışkan içine difüzyonla kütle transferini içerir.

Bu durumda kütle transfer katsayısı,

$$N_A = k_c (C_{As} - C_{A\infty}) \quad (2.3.3)$$

şeklinde tanımlanır. N_A akısı arayüzey birim alanından birim zamanda yüzeyden ayrılan A çözünen maddesinin molünü gösterir. C_{As} akışkan arayüzeyinde çözünen maddenin derişimini gösterir, ki buda sistemin basınç ve sıcaklığında katı ile dengede bulunan akışkanın derişimidir. C_A 'nın miktarı akışkan gazı içinde herhangi bir noktadaki derişimdir. Derişim sınır tabakası olarak tanımlandığa vakit C_A sınır tabakanın kenarında A bileşeninin derişimi olarak seçilebilir. Ve $C_{A\infty}$ olarakta ifade edilebilir. Akışkan kapalı kanalda akıyorsa C_A derişimi hacimsel derişim olarak tanımlanır. Hacimsel akışın ortalama derişimidir. Bu bölümde ele alınacak konvektif kütle transferi değerlendirilmesinin dört metodu vardır.

- 1)- Deneylerle birleştirilmiş boyut analizi
- 2)- Çok ince (tam) sınır tabaka analizi
- 3)- Yaklaşık sınır tabaka analizi
- 4)- Kütle, enerji ve momentum transferi arasında analogi

2.3.2. KONVEKTİF KÜTLE TRANSFERİNDE ANLAMLI VE ÖNEMLİ PARAMETRELER

Boyutsuz parametreler konvektif transfer verilerini korele etmeye yararlar. Üç transfer olayının moleküler difüzyivitelerini daha evvelki bölümde fiziksel anlamlarını açıklamıştık. Ayrıca boyutlarının L^2 / T olarak not etmiştik. Böylece herhangi iki tanesinin oranı boyutsuz olur. Momentum difüzyivitesinin kütle difüzyivitesine oranı Schmidt sayısını verir.

$$\frac{\text{momentum difüzyivitesi}}{\text{kütle difüzyivitesi}} = Sc = \frac{\gamma}{D_{AB}} = \frac{\mu}{\rho D_{AB}} \quad (2.3.4)$$

Isıl difüzyivitenin kütle difüzyivitesine oranı Lewis sayısı-
nı verir.

$$\frac{\text{Isıl difüzyivitesi}}{\text{Kütle difüzyivitesi}} = Le = \frac{k}{\rho C_p D_{AB}} \quad (2.3.5)$$

Bir proses aynı zamanda, konvektif enerji ve kütle transferi içerdiği zaman Lewis sayısı ile karşı karşıya kalınır. Katı yüzeyin den akan akışkana çözünen A katısının geçtiğini düşünelim. Böyle bir sistemin derişim profili şekil : 6 ' deki gibidir. Akışkanla yüzey arasında kütle transferi olduğu zaman, yüzeyde moleküler difüzyon olacağı için ,

$$N_A = - D_{AB} \frac{dC_A}{dy} \Big|_{y=0}$$

yazabiliriz. Sınır derişimi C_{AS} sabit ise bu eşitlik,

$$N_A = - D_{AB} \frac{d(C_A - C_{AS})}{dy} \Big|_{y=0} \quad (2.3.6)$$

' e basitlenir. Giren ve ayrılan akışkan yüzeyinde A bileşenin akış hızı aynı kaldığı için denklem (2.3.3) 'yi, denklem (2.3.6) 'ye eşit alınabilir.

$$k_c(C_{AS} - C_{Ax}) = - D_{AB} \frac{d(C_A - C_{AS})}{dy} \Big|_{y=0}$$

Yeniden düzenlenirse,

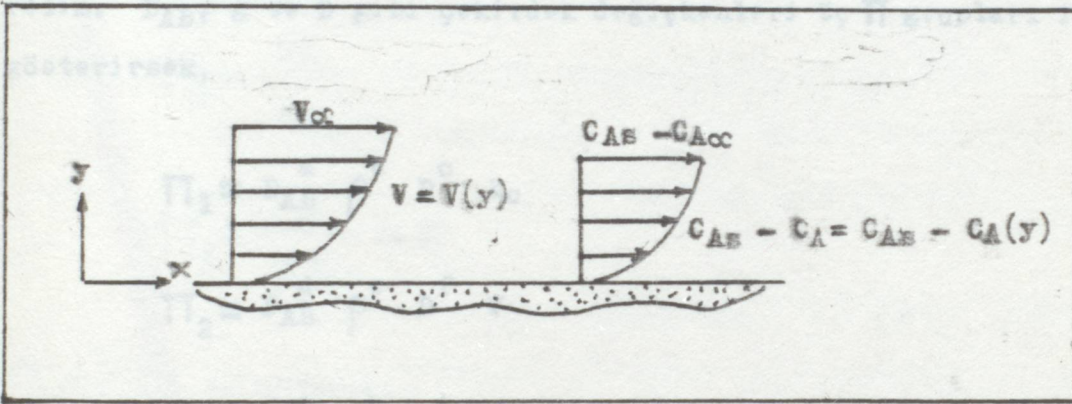
$$\frac{k_c}{D_{AB}} = - \frac{d(C_A - C_{AS}) / dy}{(C_{AS} - C_{Ax})} \Big|_{y=0} \quad (2.3.7)$$

olur.

L karakteristik uzunluğuyla denklemin her iki tarafını çarparsak aşağıdaki boyutsuz ifadeyi elde ederiz.

$$\frac{k_c L}{D_{AB}} = - \frac{d(C_A - C_{A\infty}) / dy}{(C_{A\infty} - C_{A0}) / L} \Big|_{y=0} \quad (2.3.8)$$

Denklemin sağ tarafı yüzeydeki derişim gradientinin, ortalama derişim gradientine oranıdır. $k_c L / D_{AB}$, kütle transferi Nusselt sayısı olarak verilmesiyle beraber esas olarak Sherwood sayısıdır. (5)



Şekil : 6 - Düz bir yüzeyde akışkan akışı için hız ve derişim profili.

2.3.3. KONVEKTİF KÜTLE TRANSFERİNİN BOYUT ANALİZİ

Boyut analizi deneysel verilerin korelasyonu için gerekli olan çeşitli boyutsuz parametreleri sağlar. Dikkate alacağımız iki önemli kütle transferi prosesi vardır. Doğal ve zorlanmış konveksiyon şartları altında, hareketli gaz içine kütle transferidir.

Deneylerde zorlanmış konveksiyon uygulandığı için, ikincisini ele alacağız. Kapalı kanal içinde akışkan akışını ele alacağız. Değişebilen önemli nicelikler ve boyutsal simgeler aşağıda listelendi.

<u>Değişken</u>	<u>Sembol</u>	<u>Boyutlar</u>
Tüp çapı	D	L
Akışkan yoğunluğu	ρ	M/L ³
Akışkan Vizkozitesi	μ	N/LT
Akışkan Hızı	V	L/T
Akışkan difüzyivitesi	D _{AB}	L ² /T
Kütle transfer katsayısı	k _c	L/T

Buckingham metoduyla üç boyutsuz grubu değişkenlerle gösterelim. D_{AB}, ρ ve D gibi çekirdek değişkenleri üç Π grupları ile gösterirsek,

$$\Pi_1 = D_{AB}^a \rho^b D^c k_c$$

$$\Pi_2 = D_{AB}^d \rho^e D^f V$$

$$\Pi_3 = D_{AB}^g \rho^h D^i \mu$$

olur. Π_1 'i boyutsal şekliyle gösterirsek,

$$\Pi_1 = D_{AB}^a \rho^b D^c k_c$$

$$1 = (L^2 / T)^a (M / L^3)^b (L)^c (L / T)$$

Boyutların üslerini sıfıra eşitlersek,

$$L: 0 = 2a - 3b + c + 1$$

$$T: 0 = -a - 1$$

$$M: 0 = b$$

yazabiliriz. Bu eşitliklerin çözümünden bilinmeyen üsleri buluruz.

Bazı $a = -1$ sayıları, ısılandırma cihazları, kurutucular ve so-

ğutucular $b = 0$ olduğu gibi gazlar arasında kütle transferini

ışeren $c = 1$ koşullarda simultane ısı ve kütle transferi olur.

Bazı durumlarda ısı transferi ihmal ediliyorsa da, tamami çalısma-

Bu üsleri Π_1 'de yazarsak $\Pi_1 = \frac{Dk_c}{D_{AB}}$ bulunur. Bu da kütle transfer

Nusselt sayısı veya Sherwood sayısıdır. Diğer iki grubu aynı tarzda belirlersek,

hava yağ termometresinin ısılak fitili arasından geçecektir. Termo-

metreden $\Pi_1 = \frac{DV}{D_{AB}}$ sıcaklığı, sıvının buharlaşması için gereken

ısı transferini sağlar. Buharlaşma boyunca ilave edilen sıvı T_b

sıcaklığındadır. Enerji dengesini aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\Pi_2 = \frac{\mu}{\rho D_{AB}} = Sc$$

$$q / A = (h_g + h_r)(T_g - T_w) = \dot{m}_{\text{buh}} / A \Delta H_{\text{buh}} \quad (2.4.1)$$

Π_2 'yi Π_3 'e bölersek

Buharlaşma hızı ise aşağıdaki gibi gösterilen kütle trans-

$$\frac{\Pi_2}{\Pi_3} = \left(\frac{DV}{D_{AB}} \right) \left(\frac{D_{AB} \rho}{\mu} \right) = \frac{DV \rho}{\mu} = Re$$

$$\dot{m}_{\text{buh}} / A = h_p / R_w T (P_{\text{sat}} - P_{\text{at}}) \quad (2.4.2)$$

Reynold sayısını elde ederiz. Netice olarak;

Isı ve kütle transferi faktörleri arasında direkt bir ana-

loginin $Sh = f(Re, Sc)$ olursa 3 faktörleriyle tanımlanmıştır.

Bu denklemler,

$$\text{veya} \quad Sh = K.Re^a.Sc^b \quad (2.3.9)$$

Benzer şekilde ısı transferi için yazarsak,

$$N_u = f(Re, Pr) \quad (2.4.4)$$

$$\text{veya} \quad N_u = K.Re^c.Pr^d \quad (2.3.10)$$

denklemleri elde edilir. (5)

2 . 4 . SIMULTANE ISI VE KÜTLE TRANSFERİ

Gaz absorpsiyonu, nemlendirme cihazları, kurutucular ve soğutucular içinde olduğu gibi gazlar arasında kütle transferini içeren bütün proseslerde simultane ısı ve kütle transferi oluşur. Bazı durumlarda ısı transferi ihmal ediliyorsa da, tasarı çalışmalarında baskındır. Islak yüzeylerden oluşan buharlaşmanın soğutucu tesiri bazı gaz karışımlarının analizinde kullanılabilir.

Şekil : 7 ' de akmakta olan havaya karşı yerleştirilmiş yaş termometre görülmektedir. Kısmi basıncı P_{wd} ' da nem içeren hava yaş termometrenin ıslak fitili arasından geçecektir. Termometreden okunan T_w sıcaklığı, sıvının buharlaşması için gereken ısı transferini sağlar. Buharlaşma boyunca ilave edilen sıvı T_w sıcaklığındadır. Enerji dengesini aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$q / A = (h_G + h_r)(T_d - T_w) = W_{buh} / A \cdot \Delta H_{buh} \quad (2.4.1)$$

Buharlaşma hızı ise aşağıdaki gibi gösterilen kütle transfer hızı ile tanımlandı.

$$W_{buh} / A = h_D / R_w T (P_{ww} - P_{wd}) \quad (2.4.2)$$

Isı ve kütle transferi faktörleri arasında direkt bir analojinin varlığını Chilton Colburn J faktörleriyle tanımlamıştır.

Bu denklemler,

$$J_H = \frac{h_G}{\rho C_p V} (Pr)^{2/3} \quad (2.4.3)$$

$$J_D = \frac{h_D}{V} (Sc)^{2/3} \quad (2.4.4)$$

şeklindedir.

Bu iki denklem birbirine eşit alınırsa,

$$\frac{h}{h_D} = \rho c_p \left(\frac{Sc}{Pr} \right)^{2/3} \quad (2.4.5)$$

bulunur.

Su buharının düşük kısmi basınçları için W özgül rutubeti (gr su buharı/gr kuru hava) aşağıdaki gibi yazılabilir.

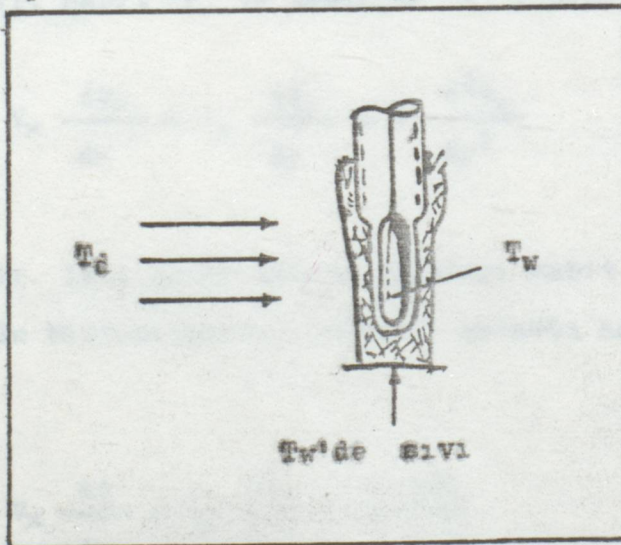
$$W = \frac{M_w}{M_d} \frac{P_w}{P - P_w} \approx \frac{M_w}{M_d} \frac{P_w}{P} \quad (2.4.6)$$

Denklem (2.4.1) ve (2.4.6) birleştirilirse,

$$\frac{W_w - W_d}{T_d - T_w} = \frac{c_p}{\Delta H_{buh}} \left(\frac{Sc}{Pr} \right)^{2/3} \left(1 + \frac{h_r}{h_e} \right) \quad (2.4.7)$$

bulunur. $\frac{h_r}{h_e}$ terimi radyasyon ve konveksiyon korelasyonlarından belirlenebilir. Netice olarak her iki akışkanın (akım ve buharlaşan sıvı) entalpi değişimi sıfırdır. (2)

$$c_p(T_d - T_{ad}) = \Delta H_{buh}(W_{ad} - W_d) \quad (2.4.8)$$



Şekil : 7 - Yaş termometre .

2 . 5 . LAMİNER DERİŞİM SINIR TABAKASININ KESİN ANALİZİ

Akışkanın katı bir yüzey üzerinden akışı sırasında, akışkan içindeki vizkoz kuvvetlerden dolayı, akış yönüne dik bir hız gradienti oluşur. Yüzeyle temas eden akışkan mutlaka hareketsiz olmalıdır. Bu koşul sağlanmasaydı, yüzeydeki hız gradienti ve kayma gerilimi sonsuz olurdu. Akışkanın yüzeyde geciktirilmesinden doğan sürüklenme kuvveti akışkanın tümüne iletiildiğinden hız gradientide iç kısımlara kadar uzanır. Yüzeyden uzaklaştıkça sürüklenme kuvvetinin etkinliği azaldığından, uygulamada hız gradientinin " sınır tabaka " olarak adlandırılan bir alana hapsedildiği düşünülebilir. Böylece hız gradientinin tümünün sınır tabakada bulunduğu, bu tabaka dışında hızın değişmez kaldığı varsayılır.

Blasius ; düz bir yüzeye paralel laminer akış sınır tabaka için keskin bir çözüm geliştirmiştir. Bastırılamayan akışkan süreklilik eşitliği,

$$\frac{dv_x}{dx} + \frac{dv_y}{dy} = 0 \quad (2.5.1)$$

şeklindedir. Sabit γ ve basınçta x yönünde hareket eşitliği

$$v_x \frac{dv_x}{dx} + v_y \frac{dv_y}{dy} = \gamma \frac{d^2 v_x}{dy^2} \quad (2.5.2)$$

şeklindedir. Isıl sınır tabaka eşitliği sabit ısıl difüzyivite, iki boyutlu bastırılamayan izobarik kararlı hal için enerji transferi

$$v_x \frac{dT}{dx} + v_y \frac{dT}{dy} = \alpha \frac{d^2 T}{dy^2} \quad (2.5.3)$$

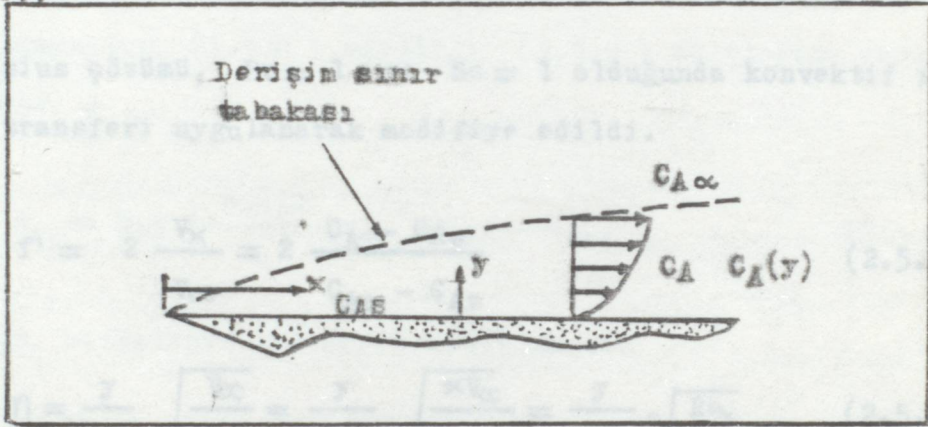
şeklindedir.

Difüzlennn bileşenin üretimi yoksa benzer diferansiyel eşitlik kütle transferinnde uygulanır. C_A' nın x' e göre ikinci türevi, C_A' nın y' ye göre ikinci türevinden çok daha fazla küçüktür.

Kararlı hal sabit kütle difüziyitesi ve bastırılmaz iki boyutlu akış için eşitlik,

$$V_x \frac{dC_A}{dx} + V_y \frac{dC_A}{dy} = D_{AB} \frac{d^2 C_A}{dy^2} \quad (2.5.4)$$

şeklindedir.



Şekil : 8 - Derişim sınır tabakası.

Şekil : (8)'de derişim sınır tabakası sistematik olarak gösterildi. Üç sınır tabaka için sınır şartları,

momentum:

$$y = 0 \text{ 'da } \frac{V_x}{V_\infty} = 0 \quad (2.5.7)$$

$$y = \infty \text{ 'da } \frac{V_x}{V_\infty} = 1$$

ısı:

$$y = 0 \text{ 'da } \frac{T - T_s}{T_\infty - T_s} = 0$$

$$y = \infty \text{ 'da } \frac{T - T_s}{T_\infty - T_s} = 1$$

derişim:

$$y = 0 \text{ 'da } \frac{C_A - C_{As}}{C_{A\infty} - C_{As}} = 0$$

$$y = \infty \text{ 'da } \frac{C_A - C_{As}}{C_{A\infty} - C_{As}} = 1 \quad (2.5.9)$$

Blasius çözümü, $Pr = 1$ ve $Sc = 1$ olduğunda konvektif ısı ve kütle transferi uygulanarak modifiye edildi.

$$f' = 2 \frac{V_x}{V_\infty} = 2 \frac{C_A - C_{As}}{C_{A\infty} - C_{As}} \quad (2.5.5)$$

$$\text{ve } \eta = \frac{y}{2} \sqrt{\frac{V_\infty}{\nu x}} = \frac{y}{2x} \sqrt{\frac{x V_\infty}{\nu}} = \frac{y}{2x} \sqrt{Re_x} \quad (2.5.6)$$

Blasius eşitliğinin derişim sınır tabakasına uygulanmasıyla,

$$\frac{df'}{d\eta} = f''(0) = \frac{d(2(V_x / V_\infty))}{d((y / 2x) \sqrt{Re_x})} \bigg|_{y=0} = 1.328 \quad (2.5.7)$$

(2.5.7) eşitliği yüzeydeki derişim gradienti için yeniden düzenlenirse,

$$\frac{dC_A}{dy} \bigg|_{y=0} = (C_{A\infty} - C_{As}) \left(\frac{0.332}{x} Re_x^{1/2} \right) \quad (2.5.8)$$

elde edilir.

Denklem (2.5.8) sınır tabaka yüzeyinden giren veya çıkan kütle hızının az olduğunu varsayar. Blasius çözümü ile tahmin edilen hız profilinden pek farklı değildir. Yüzeyde y yönünde hız esasen sıfırdır. Dolayısıyla y yönündeki kütle transferi için Fick eşitliğindeki kütle akısı terimide sıfırdır.

Laminer sınır tabaka içinde düz yüzeyden kütle transferi ,

$$N_{Ay} = - D_{AB} \left. \frac{dC_A}{dy} \right|_{y=0} \quad (2.5.9)$$

ile tanımlanmıştır. (2.5.8) eşitliği (2.5.9) eşitliğine yerleştirilmesiyle ;

$$N_{Ay} = D_{AB} \left(\frac{0.332}{x} Re_x^{1/2} \right) (C_{As} - C_{A\infty}) \quad (2.5.10)$$

elde edilir. Difüzlenn bileşenin kütle akısı;

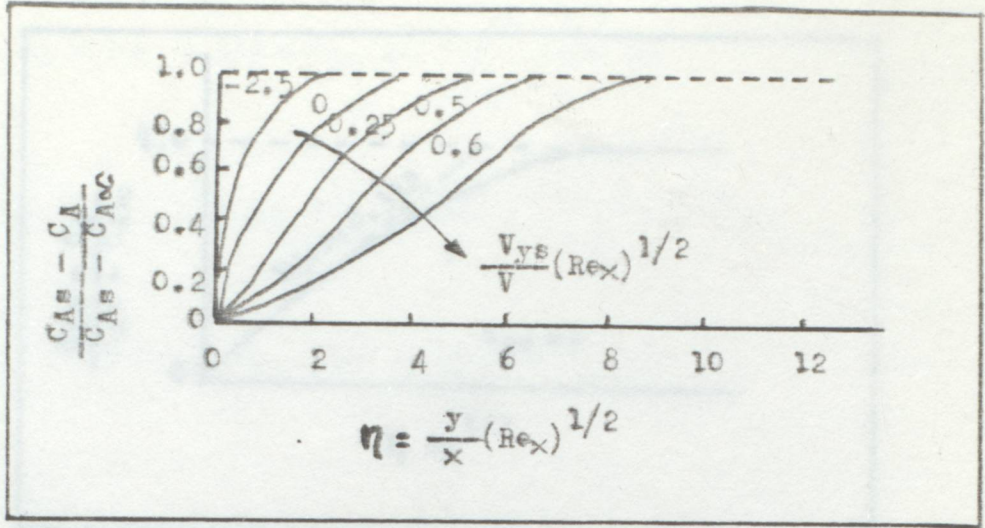
$$N_{Ay} = k_c (C_{As} - C_{A\infty}) \quad (2.5.11)$$

kütle transfer katsayısı terimiyle tanımlandı. Diğer taraftan ; (2.5.10) ve (2.5.11) denklemlerinin eşitlenmesiyle ,

$$k_c = \frac{D_{AB}}{x} (0.332 Re_x^{1/2})$$

$$\frac{k_c x}{D_{AB}} = Nu_{AB} = 0.332 Re_x^{1/2} \quad (2.5.12)$$

(2.5.11) denklemi Schmidt sayısına sahip herhangi bir sisteme, sınır tabaka ve düz yüzey arasında düşük kütle transferi hızlarına uygulanabilir. Şekil: (9) 'te Hartnett ve Eckert ; tarafından tarif edilen derişim sınır tabaka eşitliğinin çözümünün bir grafiksel gösterilişidir.



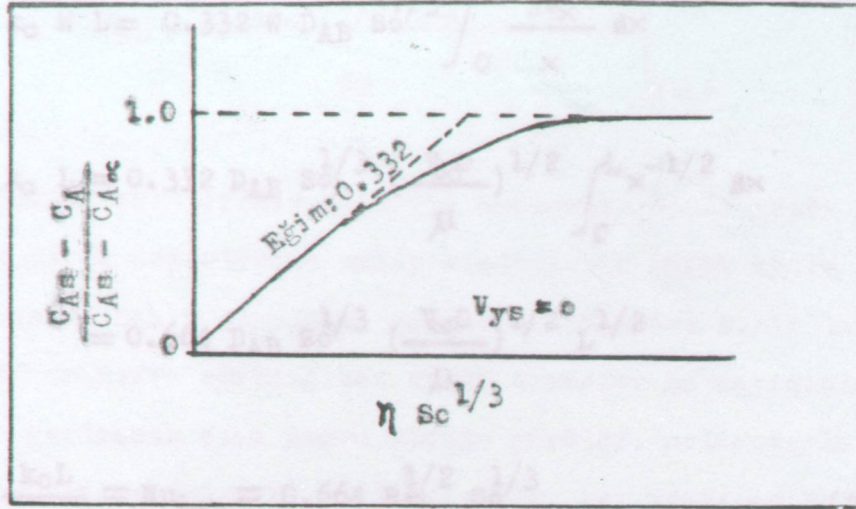
Şekil : 9 -Düz bir yüzeyde laminer sınır tabaka içinde kütle transfer profili.

Eğriler sınır tabakanın pozitif ve negatif değerlerini simgeleyen $(V_{ys} / V_\infty) (Re_x^{1/2})$ parametresini gösterir. Düz yüzeyden sınır tabakaya kütle transferi olduğu zaman pozitif değerler; tersi olduğunda negatif değerler geçerlidir. Bu yüzey sınır parametresi sıfır değerine yaklaşırken; kütle transfer hızı, hız profili üzerinde etkiye sahip olmadan azalır. (2.5.7) denklemiyle sıfır çizgisinin eğimi değerlendirilirken $y=0$ 'da 0.332 bulundu.

Fiziksel işlemleri içeren kütle transferinde sınır yüzey parametreleri ihmal edilebilir. Düşük basınçta akan gaz akımı içine uçucu bir maddenin buharlaşması düşük kütle transferine örnek olarak verilebilir. Derişim sınır tabakası, hidrodinamik sınır tabakasına;

$$\frac{\delta}{\delta_o} = Sc^{1/3} \quad (2.5.13)$$

formülü ile bağlandı. Blasius η ' teriminin $Sc^{1/3}$ ile çarpılması gerekir. Boyutsuz derişimin, $V_{ys}=0$ için $\eta \cdot Sc^{1/3}$ 'e karşı grafiği Şekil : (10) 'de gösterilmiştir. Şekilde derişimin değişmesi bizi (2.5.13) eşitliğine benzer konvektif kütle transfer katsayısı için bir ifadeye götürür.



Şekil :10- Laminer akış için derişim değışimi.

$y=0$ 'da derişim gradienti ;

$$\left. \frac{dC_A}{dy} \right|_{y=0} = (C_{A\infty} - C_{A0}) \left(\frac{0.332}{Re_x^{1/2}} Sc^{1/3} \right) \quad (2.5.14)$$

(2.5.9) denklemi kullanıldığı zaman;

$$\frac{k_c x}{D_{AB}} = Nu_{AB} = 0.332 Re_x^{1/2} Sc^{1/3} \quad (2.5.15)$$

Olur. Ortalama kütle transfer katsayısı L , W boyutlarında, tabaka üzerine uygulanan integrasyonla elde edilebildi. Bu boyutlardaki tabaka için toplam kütle transfer hızı yazılırsa;

$$W_A = k_c A (C_{A0} - C_{A\infty}) = \int_A k_c (C_{A0} - C_{A\infty}) dA$$

$$= k_c W L (C_{A0} - C_{A\infty})$$

$$= (C_{A0} - C_{A\infty}) \int_A \frac{0.332 D_{AB} Re_x^{1/2} Sc^{1/3} dA}{x}$$

olur. Dolayısıyla;

$$k_c W L = 0.332 W D_{AB} Sc^{1/3} \int_0^L \frac{Re_x^{1/2}}{x} dx \quad (2.5.20)$$

$$k_c L = 0.332 D_{AB} Sc^{1/3} \left(\frac{V_{\infty} \rho}{\mu} \right)^{1/2} \int_0^L x^{-1/2} dx$$

$$= 0.664 D_{AB} Sc^{1/3} \left(\frac{V_{\infty} \rho}{\mu} \right)^{1/2} L^{1/2}$$

$$\frac{k_c L}{D_{AB}} = Nu_{LAB} = 0.664 Re_L^{1/2} Sc^{1/3} \quad (2.5.16)$$

2.5.6 - DERİŞİM SINIR TABAKASININ YAKLAŞIK ANALİZİ

Plaka için kütle transfer Nusselt sayısı:

$$Nu_{LAB} = 2 Nu_{xAB} \quad (2.5.17)$$

Benzer şekilde konvektif ısı transferi için:

$$Nu_L = 2 Nu_x \quad (2.5.18)$$

buluruz. (2.5.12) ve (2.5.15) eşitlikleri deneysel olarakta doğrudur. Daha evvelki bölümde boyut analizinde bulunduğu gibi zorlanmış konvektif kütle transferi için aşağıdaki bağıntı verilebilir.

$$Nu_{AB} = f(Re.Sc) \quad (2.5.19)$$

Şekil: (9) 'te Harnett ve Eckert 'in gösterdiği gibi boyutsuz derişim profiline yeniden dikkat edildiğinde ; $y=0$ 'da yüzey sınır parametresi azaldığında, $(V_{yB}/V_{\infty})(Re)^{1/2}$ 'i azaldığı görülür. Transfer katsayısının büyüklüğü direkt olarak eğimle ilişkilidir.

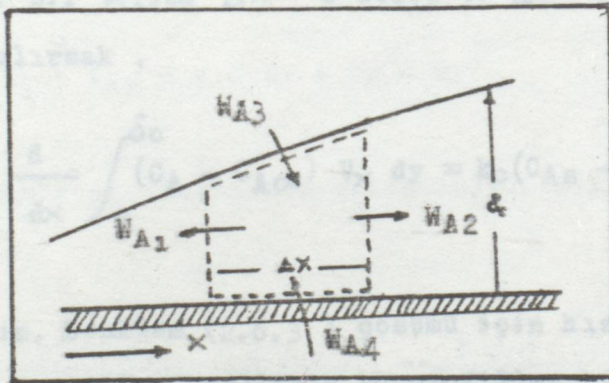
$$k_c = D_{AB} \frac{d((C_{As} - C_A)/(C_{As} - C_{Acc}))}{dy} \Big|_{y=0} \quad (2.5.20)$$

(2.5.20) eşitliğinde eğimdeki azalmanın sınır yüzey parametresinin büyük değerlerine sahip sistemlerde küçük kütle transfer katsayısına sahip olacağını gösterir. Yüzeyden sınır tabaka içine kütle transfer edildiğinde kütle transfer katsayısının büyüklüğünde azalmanın dışa doğru olduğu görülür. Dolayısıyla sınır tabaka içine kütle transfer edilmesiyde, ısı transfer katsayısının azalmasıda beklenebilir. (5)

2 . 6 . DERİŞİM SINIR TABAKASININ YAKLAŞIK ANALİZİ

Von Karman tarafından derişim sınır tabakası analizi için geliştirilmiş yaklaşık metod, hidrodinamik sınır tabakası açıklanmasında kullanılacaktır. Şekil: (11) 'de gösterilen derişim sınır tabakası içine kontrol hacmini yerleştirelim. Bu hacim

δ_c derişim sınır tabaka kalınlığına eşit yüksekliğe, Δx genişliğine sahip olarak çizildi.



Şekil :11 - Derişim sınır tabaka kontrol hacmi.

Kararlı halde kontrol hacmi üzerine molar kütle dengesi kurulduğunda aşağıdaki ilişkiye varılır.

$$-W_{A1} + W_{A3} + W_{A4} = W_{A2} \quad (2.6.1)$$

$$W_{A1} = \int_0^{\delta_c} C_A V_x dy \Big|_x$$

$$W_{A2} = \int_0^{\delta_c} C_A V_x dy \Big|_{x+\Delta x}$$

$$W_{A3} = C_{A\infty} \left(\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_c} V_x dy \right) \Delta x$$

$$W_{A4} = k_c (C_{As} - C_{A\infty}) \Delta x$$

Bu molar hız terimlerini , denklem (2.6.1) 'de yerleştirirsek; aşağıdaki ifadeyi elde ederiz.

$$\int_0^{\delta_c} C_A V_x dy \Big|_x + C_{A\infty} \left(\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_c} V_x dy \right) \Delta x + k_c (C_{As} - C_{A\infty}) \Delta x = \int_0^{\delta_c} C_A V_x dy \Big|_{x+\Delta x} \quad (2.6.2)$$

Her bir terimi Δx ' e bölüp ve Δx sıfıra yaklaşıırken ; limitini alırsak ,

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_c} (C_A - C_{A\infty}) V_x dy = k_c (C_{As} - C_{A\infty}) \quad (2.6.3)$$

elde ederiz. Denklem (2.6.3) çözümü için hız ve derişim profilinin bilinmesi gerekir. Genellikle bu profiller bilinmez, varsayılır. Denklemin çözümü için aşağıdaki sınır şartlarının bilinmesi gerekir

$$(1) - \quad y=0 \text{ 'da} \quad V_x = 0$$

$$(2) - \quad y=\delta \text{ 'da} \quad V_x = V_\infty$$

$$(3) - y = 0 \text{ 'da} \quad \frac{dv_x}{dy} = 0 \quad (2.6.3)$$

$$(4) - y = 0 \text{ 'da} \quad \frac{d^2 v_x}{dy^2} = 0 \quad (2.6.6)$$

Kabul edilen derişim profili, sınır şartlarına karşı gelen derişim terimlerinin de içermelidir.

$$(1) - y = 0 \text{ 'da} \quad C_A - C_{As} = 0$$

$$(2) - y = \delta_c \text{ 'de} \quad C_A - C_{As} = C_{A\infty} - C_{As}$$

$$(3) - y = \delta_c \text{ 'da} \quad \frac{d}{dy}(C_A - C_{As}) = 0$$

$$(4) - y = 0 \text{ 'da} \quad \frac{d^2}{dy^2}(C_A - C_{As}) = 0 \quad (2.7.1)$$

Örnek olarak derişim değişimi y ' ye göre üstel bir ifade ise;

$$C_A - C_{As} = a + by + cy^2 + dy^3$$

yazılır. Sınır şartlarının uygulanmasıyla aşağıdaki sonuç ifadesi elde edilir.

$$\frac{C_A - C_{As}}{C_{A\infty} - C_{As}} = \frac{3}{2} \left(\frac{y}{\delta_c} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta_c} \right)^3 \quad (2.6.4)$$

Hız profilinde aynı üstel seri ifadesi şeklinde kabul edilmiş ise; sonuç

$$\frac{v}{v_{\infty}} = \frac{3}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 \quad (2.6.5)$$

şeklindedir. (2.6.4) ve (2.6.5) ifadeleri (2.6.3) integral ifadesine yerleştirilip çözülürse,

$$Nu_{x_{AB}} = 0.36 Re_x^{1/2} Sc^{1/3} \quad (2.6.6)$$

bulunur. Bu metodun doğruluğu hız ve derişim profilinin iyi bir varsayım yeteneğine bağlıdır. (5)

2 . 7 . DOLGULU YATAK İÇİNE ZORLANMIŞ KONVEKSİYON İÇİN ISI TRANSFER KATSAYILARI

Bir dolgulu yatak içinde akışkan ve katı arasındaki ısı transfer katsayıları aşağıdaki denklem tarafından yerel değerler olarak tanımlanmıştır.

$$dq = h_y a_v S(T_o - T_b) dz \quad (2.7.1)$$

S dz akış doğrultusunda farklı dz mesafede kesişen iki bölge (katı + akışkan) arasındaki yatak hacmidir. a_v birim yatak hacmi başına tanecik yüzey alanıdır. Dolgulu yatak içinde kütle ve ısı transferi üzerine deneysel bilgilerin çoğu aşağıdaki korelasyonlarda verilmiştir.

$$J_H = 0.91 Re^{-0.51} \psi \quad (Re < 50) \quad (2.7.2)$$

$$J_H = 0.61 Re^{-0.41} \psi \quad (Re > 50) \quad (2.7.3)$$

Buradaki Colburn J_H faktörü ve Reynold sayısı;

$$J_H = \frac{h_y}{C_p G_o} \left(\frac{C_p \mu}{k} \right)^{2/3} \quad (2.7.4)$$

$$Re = \frac{G_o}{a \mu_f \psi} \quad (2.7.5)$$

olarak tanımlandı. Bu eşitliklerde f indisiyle gösterilen özellikler $T_f = 1/2(T_o - T_b)$ ve $G_o = W/S$ 'de değerlendirildi.

ψ Tanecik şekline bağlı katsayıdır. Bu korelasyonlar çakıl taşı yataklı ısı deposu, kurutucular, katalitik reaktörler ve bunlar gibi sabit yataklı sistemlerin tasarımında kullanışlıdır. (3)

2 . 8 . TÜRBÜLANSLI AKIMDA KÜTLE TRANSFER KATSAYILARI

Bu rejimde eddy difüzyonunun mekanizması tam olarak bilinmediğinden, kütle transfer katsayıları ancak deneysel olarak bulunabilir. Çeşitli akışkanlar için çeşitli geometri ve akış şartlarında elde bulunan deney neticeleri boyutsuz sayılar yardımıyla genelleştirilmiştir. Dolayısıyla bu geometri ve akış şartlarında bir başka sistemin kütle transfer katsayısı bu genelleşmiş denklemler vasıtasıyla hesaplanabilir. Kütle ve ısı transferi deney neticelerinin değerlendirilmesinde kullanılan boyutsuz gruplardan Reynold ve Schmidt sayısından bahsetmiştik; şimdide diğer boyutsuz grupları tanıyalım.

Sherwood sayısı kütle transfer katsayısını ihtiva eden boyutsuz sayıdır.

$$Sh = \frac{k_c L}{D_{AB}} \quad (2.8.1)$$

denklemleriyle tarif edilir. Diğer kütle transfer sistemleri için Sherwood sayısı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$Sh = \frac{k'_G RT L}{D_{AB}} = k'_y \frac{RT}{P} \frac{L}{D_{AB}} = k_c \frac{(\Delta P) \ln}{P} \frac{L}{D_{AB}}$$

$$= \frac{k_G (\Delta P) \ln RT}{P} \frac{L}{D_{AB}} = k_y \frac{(\Delta P) \ln RT}{P^2} \frac{L}{D_{AB}}$$

Peclet sayısı :

$$Pe = Sc \cdot Re = \frac{L V}{D_{AB}} \quad (2.8.2)$$

ile tanımlanır.

Stanton sayısı :

$$St = \frac{Sh}{Re \cdot Sc} \quad (2.8.3)$$

ile verilir.

Grashof sayısı :

Bu sayı bir gazda yoğunluk farkı $\Delta \rho = (\rho_1 - \rho_2)$ olduğu zaman kullanılır. Bu halde tabii konveksiyon vardır. (12)

$$Gr = \frac{g L^3 \Delta \rho}{\rho \mu} \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^2 \quad (2.8.4)$$

2 . 9 . KÜTLE TRANSFER KATSAYILARININ GENELLEŞTİRİLMESİ

Çok karşılaşılan önemli haller için kütle transfer katsayılarının genelleştirilmesi aşağıda özet olarak verilmiştir. Bu genellemede konumuzu ilgilendiren halleri ele alacağız.

2.9.1. DÜZ BİR LEVHAYA PARALEL AKIŞ

Düz yüzeyler üzerinde akan gaz fazının içine, yüzeyden sıvının buharlaşması, boyalardan çözücünün uzaklaştırılması v.s. gibi pratik uygulaması olan bir işlemdir. Gaz faza kütle transferi için Sherwood ve Pigford tarafından verilen;

$$j_D = 0.664 Re^{-0.5} \quad (2.9.1)$$

bağıntısı $Re < 15000$ için geçerlidir. $15000 < Re < 300000$ olduğunda deneysel neticeler; (2.9.7)

$$j_D = 0.036 Re^{-0.2} \quad (2.9.2)$$

bağıntısı ile temsil edilmiştir. (12) (2.9.8)

2.9.2. KÜRELERE DİK YÖNDE AKIS

Sıvı ve gaz fazı için $0.6 < Sc < 3200$ ve $1 < Re < 16900$ aralığında deneysel neticeler;

$$Sh = Sh_0 + 0.347 (Re \cdot Sc^{0.5})^{0.62} \quad (2.9.3)$$

şeklinde genelleştirilmiştir. Burada;

$$Sh_0 = 2.0 + 0.569 (Gr \cdot Sc)^{0.25} \quad (2.9.4)$$

dir. Sh_0 yaklaşık olarak 2 'ye eşittir.

Rowe ve çalışma grubu ; tarafından küresel tanecikler ile bir akışkan arasındaki kütle ve ısı transferi için;

$$Nu = 2 + B'' Pr^{0.3} Re^{0.5} \quad 0.4 < B'' < 0.8 \quad (2.9.5)$$

$$Sh = \alpha + B' Sc^{0.3} Re^{0.5} \quad 0.3 < B' < 1.0 \quad (2.9.6)$$

sabiti Grashof sayısının bir fonksiyonu olarak değişmekle birlikte, Grashof sayısının sıfıra yakın olduğu yerde yaklaşık 2 ' ye eşit alınmalıdır.

Tüm küreler için Pasternak ve Gauvin ; tarafından J , faktörleri genelleştirilmiştir.

$$J_D = J_H = 0.692 \text{ Re}_{PG}^{-0.486} \quad (2.9.7)$$

Bu denklemler $500 < \text{Re}_{PG} < 5000$ aralığında geçerlidir. Burada ;

$$\text{Re}_{PG} = \frac{d_3 V \rho}{\mu} \quad \text{dir.} \quad (2.9.8)$$

d_3 = Toplam cisim yüzeyi / Akışa dik çevre

Çoğu kez kütle ve ısı transfer katsayıları aşağıda tariflenen J faktörleri ile tariflenirler.

Sherwood sayısı ile J_D faktörü arasında ;

$$J_D = \frac{\text{Sh}}{\text{Re} \text{ Sc}^{1/3}} \quad (2.9.9)$$

Nusselt sayısı ile J_H faktörü arasında ;

$$J_H = \frac{\text{Nu}}{\text{Re} \text{ Pr}^{1/3}} \quad (2.9.10)$$

bağıntısı vardır. (6 - 9 - 12)

2.9.3. DOLGULU KOLONDA AKIS

Dolgulu kolonlarda kütle transferi pratikte önemli bir yer tutar. Dolgulu kolon kullanmakla küçük bir hacimde oldukça büyük bir temas yüzey alanı elde etmek mümkündür.

Bir dolgulu kolonda boşluk hacminin , bu boşluk hacmi ile katı tanecik hacmi toplamının oranına boşluk hacim kesri denir.

ϵ ile gösterilir. Bu değer pratikte genellikle 0.30 - 0.50 a-

rasında değişir. Katı parçacıkların yüzeyinin, toplam hacme oranına yüzey hacim oranı denir. (a_v) ile gösterilir. Bu değer çapı D_p olan küre, bir kenarı D_p olan küp ve çapı boyu D_p olan silindirin için;

$$a_v = \frac{6 (1 - \varepsilon)}{D_p} \quad (2.9.11)$$

2.10. Dolgulu kolonda gaz fazı kütle transfer katsayısı küresel tanecikler için;

$$j_D = 2.06 Re^{-0.585} \quad (2.9.12)$$

bağıntısıyla bulunabilir. Bu bağıntı $90 < Re < 4000$ arasında geçerlidir. Reynold sayısındaki D_p tanecik çapı V hızı ise hacimsel debinin boş kolon kesit alanına oranıdır. (12)

2 . 10 . ISI, KÜTLE VE MOMENTUM TRANSFERİ ARASINDAKİ ANALOJİ

Gerek laminer gerekse türbülent rejimlerde ısı, kütle ve momentum transferleri arasında birçok halde benzerlik vardır. Bu benzerlik laminer rejimde daha belirgin olup, matematiksel olarak da gayet bariz olarak gösterilebilir. Konvektif kütle transferinin önceki analizlerinde verilen diferansiyel eşitliklerde bu benzerliği görmüştük. Bu benzerlikler, aynı transfer proseslerin çözümü için tahminler yapmamıza imkan tanır. Bu bölümde transfer olayları arasındaki benzerliğin birkaçını aynı mekanizmaların sunulmasıyla dikkate alınacaktır. Bu üç transfer arasındaki benzerliği belirtmek, dolayısıyla bilinen birinden diğerine geçmek için çok sayıda çalışma yapılmıştır. Transfer olayları olayları arasındaki benzerliğin varlığı için sistem içindeki şartlar aşağıda sıralanmıştır.

- 1)- Sabit fiziksel özellikler olması.
- 2)- Sistem içinde kütle ve enerji üretiminin olmaması, dolayısıyla kimyasal reaksiyon olmaması.
- 3)- Radyasyonla ısı transferinin olmaması.
- 4)- Viskoz dağılma olmaması.
- 5)- Hız profilinin kütle transferinden etkilenmemiş olmaması, dolayısıyla kütle transferinin düşük hızda olması gerekir.

2.10.1. REYNOLD ANALOJİSİ

Isı kütle ve momentum transferlerinin davranışı ilk olarak Reynold tarafından açıklandı. Her ne kadar bu analogi uygulamada sınırlıysa da daha iyi analogileri araştırmak için kataliz olarak rol oynadı. Ancak sınır tabaka olaylarının aerodinamiğinin karmaşık analizine başarılı bir şekilde uygulanabildi.

Reynold kütle ve ısı transferi analogisi için aşağıdaki mekanizma önerisinde bulunmuştur. Reynold analogisi Prandtl ve Schmidt sayılarının bire eşit olduğu durumlarda oldukça iyi neticeler verir. Schmidt sayısının bire eşit olduğu düz bir yüzey üzerinde laminer akışı göz önüne alırsak sınır tabaka içinde derişim ve hız profilleri;

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{C_A - C_{As}}{C_{A\infty} - C_{As}} \right) \bigg|_{y=0} = \frac{d}{dy} \left(\frac{V_x}{V_{\infty}} \right) \bigg|_{y=0} \quad (2.10.1)$$

şeklinde olur. Plakaya en yakın yer $y=0$ ' da kütle akısı formülünü yeniden yazarsak;

$$N_{Ay} = - D_{AB} \frac{d}{dy} (C_A - C_{As}) \bigg|_{y=0} = k_c (C_A - C_{A\infty}) \quad (2.10.2)$$

buluruz. Denklem (2.10.1) ve (2.10.2) 'i birleştirirsek; aşağıdaki ifadeyi buluruz.

$$k_o = \frac{\mu}{\rho v_{\alpha}} \frac{dv_x}{dy} \Big|_{y=0} \quad (2.10.3)$$

Cıdar sürtünme katsayısı aynı hız gradientine aşağıdaki ifade ile bağlandı. Bu ifade ;

$$C_f = \frac{R_o}{\rho v_{\alpha}^2 / 2} = \frac{2\mu (dv_x / dy)}{\rho v_{\alpha}^2} \Big|_{y=0} \quad (2.10.4)$$

şeklindedir. Denklem (2.10.3) 'i yeniden düzenlersek, Schmidt sayısı bir olan sistemler için kütle transfer Reynold analogisini elde ederiz.

$$\frac{k_o}{v_{\alpha}} = \frac{C_f}{2} \quad (2.10.5)$$

Isı transferi içinde;

$$\frac{h}{\rho v_{\alpha} c_p} = \frac{C_f}{2} \quad (2.10.6)$$

ifadesi bulunur. (5)

2.10.2. CHILTON COLBURN ANALOJİSİ

Bundan önceki bölümde açıklandığı gibi , düz yüzeye akış için aşağıdaki ifade verilmişti.

$$Nu_{AB} = 0.332 Re_x^{1/2} Sc^{1/3} \quad (2.10.7)$$

Bu denklemin her iki tarafının $Re_x^{1/2} Sc^{1/3}$ 'e bölünmesiyle;

$$\frac{Nu_{AB}}{Re_x Sc^{1/3}} = \frac{0.332}{Re^{1/2}} \quad (2.10.8)$$

elde ederiz. Laminer sınır tabaka için Blasius çözümü yukarıdaki ifade içine yerleştirildiği zaman bu eşitlik Chilton Colburn analogisine indirgenir.

$$\frac{Nu_{AB}}{Re_x Sc^{1/3}} = \frac{Nu_{AB}}{Re_x Sc} Sc^{2/3} = \frac{C_f}{2} \quad (2.10.9)$$

veya
$$\left(\frac{k_c x}{D_{AB}} \right) \left(\frac{\mu}{\rho v_\infty} \right) \left(\frac{D_{AB}}{\mu} \right) (Sc)^{2/3} = \frac{k_c Sc^{2/3}}{v_\infty} = \frac{C_f}{2} \quad (2.10.13)$$

$$\frac{Nu_{AB}}{Re_x Sc^{1/3}} = \left(\frac{k_c}{v_\infty} \right) Sc^{2/3}$$

Chilton Colburn tarafından kütle transferi j_D faktörü olarak isimlendirilmiştir. Bu analogi $0.6 < Sc < 2500$ aralığında geçerlidir. Bu analogi $Sc = 1$ olduğunda Reynold analogisine indirgenir. Chilton Colburn ısı transfer j_H faktöründe;

$$j_H = \frac{h}{\rho v_\infty C_p} Pr^{2/3} = \frac{C_f}{2} \quad (2.10.10)$$

şeklinde açıklanmıştır. Tüm Reynold analogisi;

$$j_H = j_D = \frac{C_f}{2} \quad (2.10.11)$$

$$\frac{h}{\rho v_\infty C_p} Pr^{2/3} = \frac{k_c}{v_\infty} Sc^{2/3} \quad (2.10.12)$$

olur. Denklem (2.10.11) konvektif ısı ve kütle transferi ile bağlantılıdır. $0.6 < Sc < 2500$ ve $0.6 < Pr < 100$ aralığında gazlar ve sıvılar için geçerlidir. (5)

2.10.3. PRANDTL VON KARMAN ANALOJİSİ

Prandtl türbülans özü ve laminar alt tabaka için , ısı ve momentum transferi analogisi geliştirmiştir. Aynı sebepler ve şartlar içinde ısı ve kütle transferi arasında bir analoginin varlığında söz konusudur. Analogide eddy difüzyiviteleri ihmal, kayma gerilmesi ve kütle akısı sabit kabul edilmiştir. Deneysel verilerin Schmidt sayısı ile değişimi aşağıda verilmiştir.

$$\frac{k_c}{V_{\infty}} = \frac{C_f / 2}{1 + 5 \sqrt{C_f / 2} (Sc - 1)} \quad (2.10.13)$$

Denklemin her iki tarafını $V_{\infty} L / D_{AB}$ ve $\rho \mu$ ile çarpıp yeniden düzenlersek;

$$Nu_{AB} = \frac{(C_f / 2) Re Sc}{1 + 5 \sqrt{C_f / 2} (Sc - 1)} \quad (2.10.14)$$

elde ederiz. Prandtl analogisi, Von Karman tarafından laminar alt tabaka ile türbülanslı bölge arasındaki geçiş bölgesini kapsayacak şekilde genişletilmiştir. Isı transferi için;

$$Nu = \frac{(C_f / 2) Re Pr}{1 + 5 \sqrt{C_f / 2} (Pr - 1 + \ln((1 + 5Pr) / 6))} \quad (2.10.15)$$

kütle transferi için;

$$Nu_{AB} = \frac{(C_f / 2) Re Sc}{1 + 5 \sqrt{C_f / 2} (Sc - 1 + \ln((1 + 5Pr) / 6))} \quad (2.10.16)$$

şeklinde verilmiştir. (5)

2 . 11 . KURUTMA

2.11.1. KATI TANECİK VE TABAKALARIN KURUTULMASI

Kurutma katının üzerinde veya çatlakları arasındaki gevşek veya sıkı bağlı nemin bu katı üzerinden herhangi bir inert gaz geçirilmesi suretiyle buharlaştırılmasını esas alan bir temel işlemdir.

Kuruma işlemlerinde genel olarak katıların hava ile kurutulması önemlidir. Zira taşıyıcı gaz genel olarak havadır. Diğer taşıyıcı gazların bulunması hem güç, hemde pahalıdır. Kurutma olayının taşıyıcı gaz sistemiyle yapılmasının diğer bir nedenide, nemin tutuşabilir çözücü olabilmesidir. Dolayısıyla direkt ısıtma ile kurutma sakıncalıdır. Bu bölümde başlıca tünel kurutucu içinde dolgulu kolon içinde taneciklerin gözenekli tabakaların kurutulmasını esas alacağız. Bu çalışmalar içinde kurutucuların dizaynına uygun olan bilgilere önem verilecektir.

İlk olarak kurutulacak maddenin yapısını oluşturan kılcal gözenekli maddelerin yapısından geniş ölçüde bahsedeceğiz. Ayrıca gözenekli katıların içinden havanın geçirilmesi suretiyle katı dahili neminin hareketinin hızı ve eğiliminin genel teorisi gözden geçirilecektir.

$$K_{max} = P_L A_1 / P_2$$

(2.11.1)

burada A_1 gözenek ölçü dağılımından bulunan dolu kesit alanı gösterir.

$$A_1 = \int_0^R 2\pi r^2 \frac{dr}{r}$$

(2.11.2)

Gözenek içindeki hava K_{max} hızında hareket edebilir.

2.11.2. KILCAL GÖZENEKLI MATERYALLER

Gözenekli katı materyaller bünyeleri içersindeki kılcal boyutundaki boşluklara sahiptirler. Dahili nemlerini bu sistem içerisinde bulundururlar. Böyle bir sistem içinden sıvı neminin göçünü yüzey gerilim kuvvetleriyle cisim içinde önemli bir potansiyel olan kılcallık tain eder.

Silisli kumu çok ince gözenekli cisimlere, süngerleri kalın gözenekli cisimlere örnek olarak verebiliriz. $0.1 \mu\text{m}$ ' den daha az olan gözeneklere mikrokapiler denir. Bu gözeneklerin iç yüzeyleri çok büyük alanlara sahiptirler. Misal olarak aktif karbon için çapları $0.001 \mu\text{m}$ olan mikrokapilerlerin sahip olduğu yüzeylerin $900-1500 \text{ m}^2/\text{gr}$ olmasına rağmen çapları $1 \mu\text{m}$ olan kapilerlerin yüzeyleri sadece $0.35-1.7 \text{ m}^2/\text{gr}$ dir. Mikrokapilerlerin mevcudiyeti cisim içindeki absorpsiyon-desorpsiyon işlemlerini büyük ölçüde etkileyecektir. Çap küçük olduğu zaman tüp içinden farklı olarak gaz molekülleri çizgisel akım şeklinde akmaz fakat birbirinden bağımsız akarlar. Moleküllerin ortalama serbest yolları, gözenek çapları ile karşılaştırılabilir ölçüdedir.

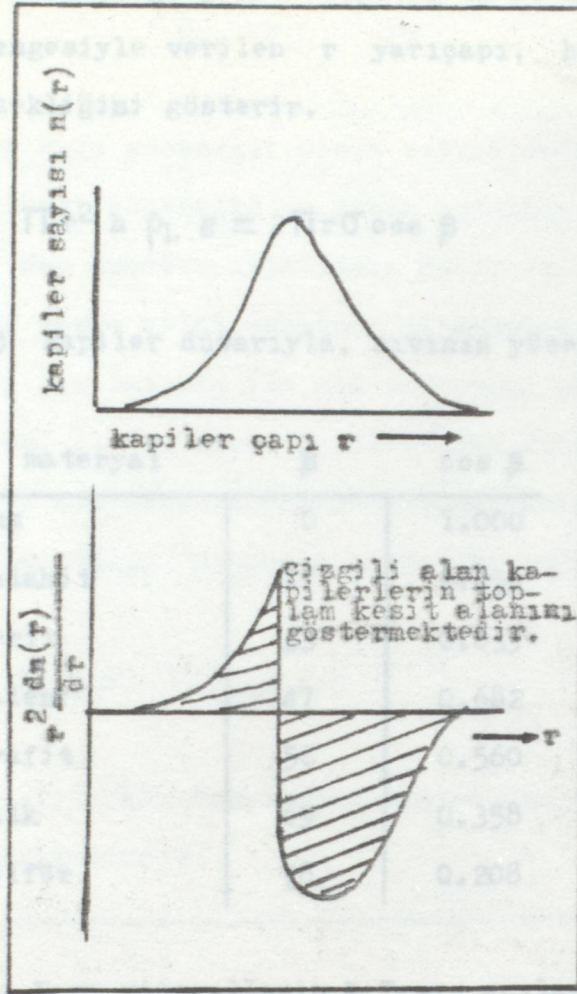
Silindirik kapilerlerin (n) toplam sayısı ve r yarıçapı önceden biliniyorsa, ozaman izotropik gözenekler içindeki maksimum nem miktarı hesaplanabilir.

$$x_{\max} = \rho_L A_L / \rho_s \quad (2.11.1)$$

burada A_L gözenek ölçü dağılımından bulunan dolu deliklerin alanını gösterir.

$$A_L = \int_{r_0}^r \pi r^2 \frac{dn}{dr} dr \quad (2.11.2)$$

Gözenek içindeki hava $x_{\max}$ 'dan daha az nem içerebilir.



Şekil :12- Kapiler çaplarının dağılım fonksiyonu.

Deneysel maksatlar için, yatak kullanımına silindirik sistemlerden çok küresel olanlar daha uygundur. Küresel dolgu yollarından birkaçı aşağıda verilmiştir.

Dolgu	açı	gözenek şekli	gözeneklik	gözenek/küre çapı	
				en dar kesit	en geniş kesit
Kübik	90°	oktahedral	0.4764	0.41	0.73
Kegzagonal	60°	tetrahedral	0.0737	0.155	0.288
		rombohedral	0.1858		0.414

Tablo : 1 - Küreler için dolgu düzenlemeleri.

Kübiik ve hegzagonal dolgular en az kapalı düzeni verirler. Kuvvet dengesiyle verilen r yarıçapı, h kapilerde yükselen sıvı yüksekliğini gösterir.

$$\pi r^2 h \rho_L g = 2\pi r \sigma \cos \beta \quad (2.11.3)$$

Burada β kapiler duvarıyla, sıvının yüzeyinin arasındaki açıdır.

materyal	β	$\cos \beta$
Kum	0	1.000
Malahit	17	0.956
Cerit	33	0.839
Galen	47	0.682
Grafit	56	0.560
Talk	69	0.358
Sülfür	78	0.208

Tablo: 2 - Bazı minerallerin β Temas açıları.

Tablo (2) 'de β açısının bazı değerleri verilmiştir.

Söz edilen kapiler potansiyel π_{kap} kapilerde yükselen sıvı kolonunun birim kütlesi başına potansiyel enerjisidir. Silindirik gözenekler için bu potansiyel basit olarak hg ' dir.

Eşitlik (2.11.3) 'den ;

$$\pi_{\text{kap}} = \frac{2 \sigma \cos \beta}{\rho_L r} \quad (2.11.4)$$

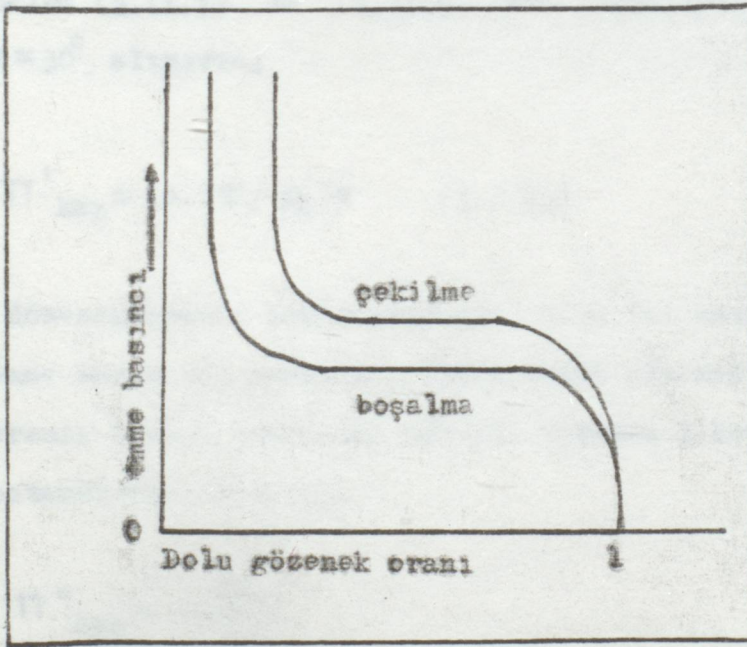
elde edilir. Gözenekli cisimlerde ıslatan sıvılar için bu potansiyel negatiftir. Zira sıvının kapiler duvarı üzerindeki şekli içbükeydir. Islatmayanlarda dışbükey dolayısıyla potansiyel pozitifdir. Konik kapilerler için, koninin çaplarını r_1 ve r_2 alırsa kapiler potansiyel aşağıdaki gibi olur.

$$\Pi_{\text{kap}} = \frac{2}{\rho_L} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \cos \beta \quad (2.11.5)$$

Eğer kuru gözenekli cisim sıvıya daldırılırsa, gözenekte nemin yükselmesi gözenegin en geniş kısmının mesafesi tarafından belirlenir. Nem önceden ıslatılmış hacim içine göçerse kapillerin en dar olduğu yerde hilal şeklinde alıkonulur. Kapillerin emme potansiyeli dış gaz basıncı ile nem zerresini saran emme basıncının dengelenmesi ile bulunur. Kabul edilen ölçek içindeki su kolonunun basıncı ile nem zerresi emilme basıncı arasında denge kurarsak; z_{kap} ile Π_{kap} arasında aşağıdaki bağıntı yazılabilir.

$$z_{\text{kap}} = - \Pi_{\text{kap}} / g \quad (2.11.6)$$

Nem miktarına karşı emme basıncının eğrisi şekil : (9) deki gibi sigmoid'dır.



Şekil : 13 - Granül camlar için nem miktarıyla emme basıncı değişimi.

Dolma ve boşalma mekanizmaları birbirine benzemez. Nemin yoğunlaşması ve çekilmesi eğrileri arasında histeresis vardır. Küresel kurutma yatağı içinde nem buharlaştırıldığı zaman halka biçim-

li kamalar içindeki kümelerin temas noktaları etrafından yayılacaktır.

$1/2(1/r_1 - 1/r_2)$ bu kamaların küreselliği anlamındadır. Burada r_1 konkav yüzeyin çapını, r_2 konveks yüzeyin çapını gösterir. Bu kamalar nemle dolduğu zamanki kapiler potansiyel ;

$$\Pi'_{kap} = \frac{\sigma}{\rho_L} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad r_1 < r_2 \quad (2.11.7)$$

şeklinde verilir. Tamamen ıslanma için $\cos B = 1$ ' dir. Bu kamaların eğrilik çapları sistemin geometrisi tarafından tespit edilir.

$$r_1 = R(\sec \vartheta - 1) \quad (2.11.8)$$

$$r_2 = R(1 - \tan \vartheta - \sec \vartheta) \quad (2.11.9)$$

Denklem (2.11.7) ve (2.11.9) 'den hegzagonal dolgu için $\vartheta = 60^\circ/2 = 30^\circ$ alınırse;

$$\Pi'_{kap} = (4.1 \sigma / \rho_L) R \quad (j / k_g) \quad (2.11.10)$$

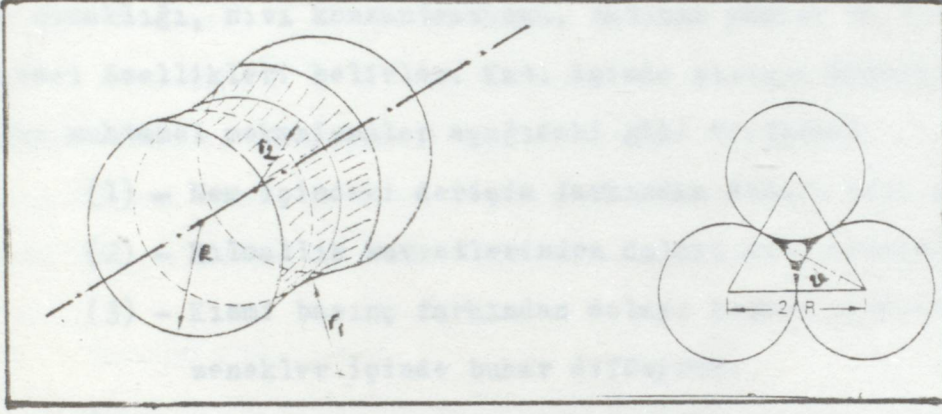
bulunur. Gözeneklerdeki nemin yaklaşık 0.20 'si havayla yer değiştirilmesi emme basıncını karşılar. Likid ıslak gözenekli kütlenin birinci hücrenin beline çekildiği zamanki durumda Likewise (Π''_{kap}) kapiler potansiyeli hesapladı.

$$\Pi''_{kap} = \frac{2\sigma}{\rho_L r_1} \quad (2.11.11)$$

Hegzagonal dolgulu küreler için;

$$\Pi''_{kap} = \frac{12.9 \sigma}{\rho_L R} \quad \text{olur.} \quad (2.11.12)$$

Bütün bu durumlar içersinde kapilerlik, emme basıncının bulunmasında tek bir orjin değildir. Olaya hareketli katyonların osmotik basıncı dahi etki etmektedir. Emme potansiyel eğrileri, potansiyelin herhangi bir orjininin tahmini nem-derişim profillerine uygulanabilir. (4)



Kamanın izometrik görünüşü. Hegzagonal modül görünüşü.

Şekil : 14 - Küresel dolgulu yatak içinde nem kamaları.

2.11.3. GÖZENEKLİ KATILAR İÇİNDEN NEMİN HAREKETİ

Gözenekli katıların dahili neminin ve nem dağılımının izahı için üç genel teori vardır.

(1) - Buharlaşma ve yoğunlaşma teorisi.

(2) - Difüzyon teorisi.

(3) - Kılcallık teorisi.

Gözenekli katı içinden nemin hareket biçimini sistem basıncı ve sıcaklığı, sıvı konsantrasyonu, katının yapısı ve sıvının fiziksel özellikleri belirler. Katı içinde sıvının hareketine neden olan muhtemel mekanizmalar aşağıdaki gibi özetlenir.

(1) - Nem içindeki derişim farkından dolayı sıvı difüzyonu.

(2) - Kılcallık kuvvetlerinden dolayı sıvı hareketi.

(3) - Kısmi basıncı farkından dolayı kısmen havayla dolu gözenekler içinde buhar difüzyonu.

(4) - Nemli materyalin iç tarafındaki yüksek sıcaklık çekme, kılcallık ve dış basıncı tarafından toplam basıncı içinde meydana gelen farktan dolayı buhar ve sıvı akışı.

(5) - Yerçekiminden dolayı nemin akışı.

2.11.4. BUHARLAŞMA VE YOĞUNLAŞMA TEORİSİ

Bu teori nemin göçünün tamamen gaz fazında (gözenek içinde) oluştuğunu varsayar. Sereda , Kuzmak , Hutcheom ve Gurr

(1) çalışmalarında nispeten yüksek gözenek ayırımında bile sıcaklık farkına maruz kalan sistem içinde bu varsayımın doğru olduğunu gösterdiler. Bu teorinin mekanizması tekstil materyallerinin yatakları içindeki nem hareketinin açıklanmasında Cassie, Walker ve Henry (1) tarafından kullanıldı.

Harmathy (1) düşey durumda madde kurutulması esnasında sistem basınç, sıcaklık ve nem miktarını başlangıç ve sınır şartları olarak kabul eden buhar sıvı dengeleri temeli üzerine simultane ısı ve kütle transferi için diferansiyel eşitlikleri ortaya koydu.

2.11.5 DİFÜZYON TEORİSİ

Difüzyonla nemin hareketi Kamei, Childs, Newman, Sherwood, Tuttle ve Lewis tarafından en önemli akış mekanizması olarak teklif edildi. Sherwood suyun içerden yüzeye gitmesini difüzyon mekanizması olarak kabul etti. Katı içindeki en önemli direncin düşen hız periyodu olduğunu buldu. Newman katı içinde akışkan akışının dikkate alındığında, hızlı yüzey buharlaşmasının olduğu yerde kurutulan katıların çeşitli şekillerine difüzyon eşitliklerini uyguladı.

Sherwood bu işlemi tavsiye eder fakat sınırlandırılmasını belirtir. Ona göre su sadece difüzyonla değil aynı zamanda kapillerlikle de iletilir. (1)

Krischer (1) nem miktarı yüzeyde denge değerine eriştiği zaman ikinci düşen hız perodunun başladığını öne sürer. Birinci ve ikinci periyod içinde buharın difüzlendiğini ve kuruma hızını buhar difüzyon hızı belirlediğini belirtir.

Japonya da Wakabayashi (1) nemin hareketinin ifadesine aşağıdaki difüzyon eşitliğini kullandı.

$$\frac{dC_A}{dt} = D_{AB} \frac{d^2 C_A}{dx^2} \quad (2.11.13)$$

C_A nem derişimi, t kuruma zamanı, x kurutulan madde içinden hareket eden nemin mesafesi ve D_{AB} difüzyon katsayısıdır. D_{AB} dahili nem derişimiyle değişir. Doğrusal olmayan bu diferansiyel eşitlik birkaç çeşit deney malzemesinin nem difüzyon katsayılarının deneysel sonuçlarının kullanılmasıyla çözüldü.

2.11.6. KILCALLIK TEORİSİ

Ceaglske ve Hougén (1) yaptıkları çalışmalarda kum içindeki nemin hareketini, difüzyon, yerçekimi ve kılcallık tarafından kontrol edildiğini gösterdiler. Örnek olarak ince kumların bir tabakası kaba kumların bir tabakası üzerine yerleştirildiği zaman kaba kumlar ince kumlardan daha hızlı kurur. İnce kum içindeki su derişimi kaba kum içindekinden daha yüksek olur. Su yüksek derişim doğrultusunda akar. Aynı su miktarları için kapilerlik kuvvetleri ince kum içinde kaba kum içindekinden daha büyüktür.

Haines (1) küçük küresel taneciklerin oluşturduğu absorpsiyon, evaporasyon çalışmalarında nem dağılımı ve akışı üzerinde neticeler verdi.

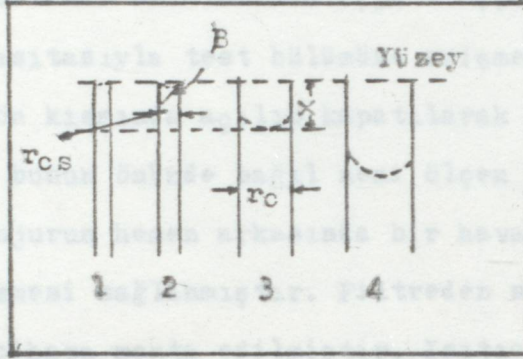
Slitcher (1) bu kılcallık teorisine yüzeyler arası gerilim ile emme basıncının etkili olduğunu gösterdi.

Leverett gözenekli ortam içinde farklı yoğunluklu akışkanların bu akışkan karışımının statik dağılımını kapilerlik davranışı ile açıkladı.

Markin (1) gözenek uzunluğu boyunca gözenek çapı değişimini gözenekli ortamın bir modelini ortaya koydu.

Gözenekli katılar içinde kapilerlik dengesinin geniş bir çalışmasını yaptı. Bu model Y - tipi çaprazlama olduğunu kabul etti. Bu teorinin geniş bir açıklaması bundan evvelki bölümde yapılmıştır. Kapilerlik teorisinin modeli aşağıdaki şekilde sunuldu.

(1) Deney cihazının ana bölümü 2,5 metre boyunda 0,50 x 0,50



Şekil : 15 - Kapilerlik modeli.

3 . DENEYSEL ÇALIŞMA VE BULGULAR

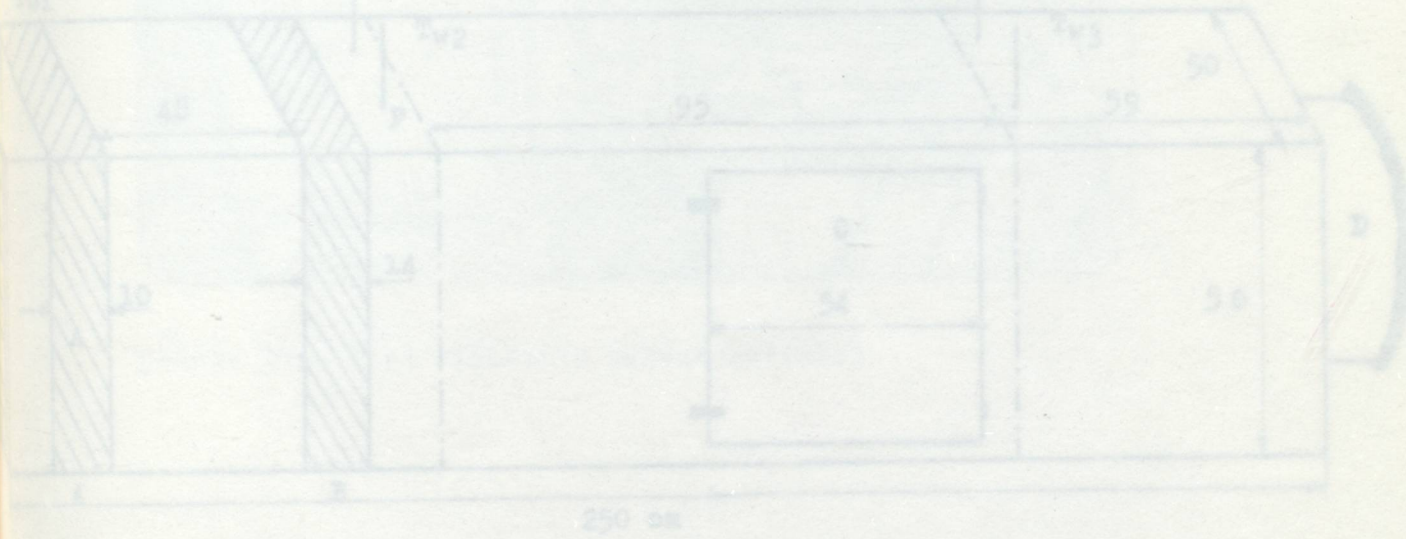
3 . 1 . DENEY CİHAZI VE PROSEDÜRÜ

Deney cihazının ana bölümü 2,5 metre boyunda $0,50 \times 0,50$ m² kesitinde paslanmaz galvenize saçıtan yapılmış bir üniteden ibarettir. Bu ünitenin ön kısmında $0,54 \times 0,50$ m² kesitinde bulunan bir kapak vasıtasıyla test bölümüne erişmek mümkün olmaktadır. test cihazının ön kısmında açılıp kapatılarak hava girişini ayarlayan panjur ve bunun önünde bağıl nemi ölçen bir higrometri bulunmaktadır. Panjurun hemen arkasında bir hava filtresi vasıtasıyla havanın temizlenmesi sağlanmıştır. Filtreden sonra kanatçıklı elektrikli ısıtıcı cihaza monta edilmiştir. Isıtıcılar altı adettir. Herbiri 700 watt gücündedir. Test cihazında ısıtıcı ile fan arasında da kurutma işleminin gerçekleştirildiği test yeri bulunmaktadır. Bu kısım gerek vernik ve gerekse gözenekli süngerlerin kurutulmasına uygun olarak yapılmıştır. Bir kapak vasıtasıyla açılıp kapanmaktadır. Hava tüneline hava emişini sağlayan biri çalışma 1 için diğeri çalışma 2 için olmak üzere 2 adet fan konulmuştur. Fan'lar 1300 d/dk ve 3000 d/dk dir. Deneylerde kullanılan küresel süngerler yaklaşık 0,05 m çapına sahiptirler. Aralarında 2 cm boşluk olacak şekilde kübik düzene göre yerleştirilmişlerdir. Bu düzenin korunması için teller ile birbirlerine bağlanmışlardır.

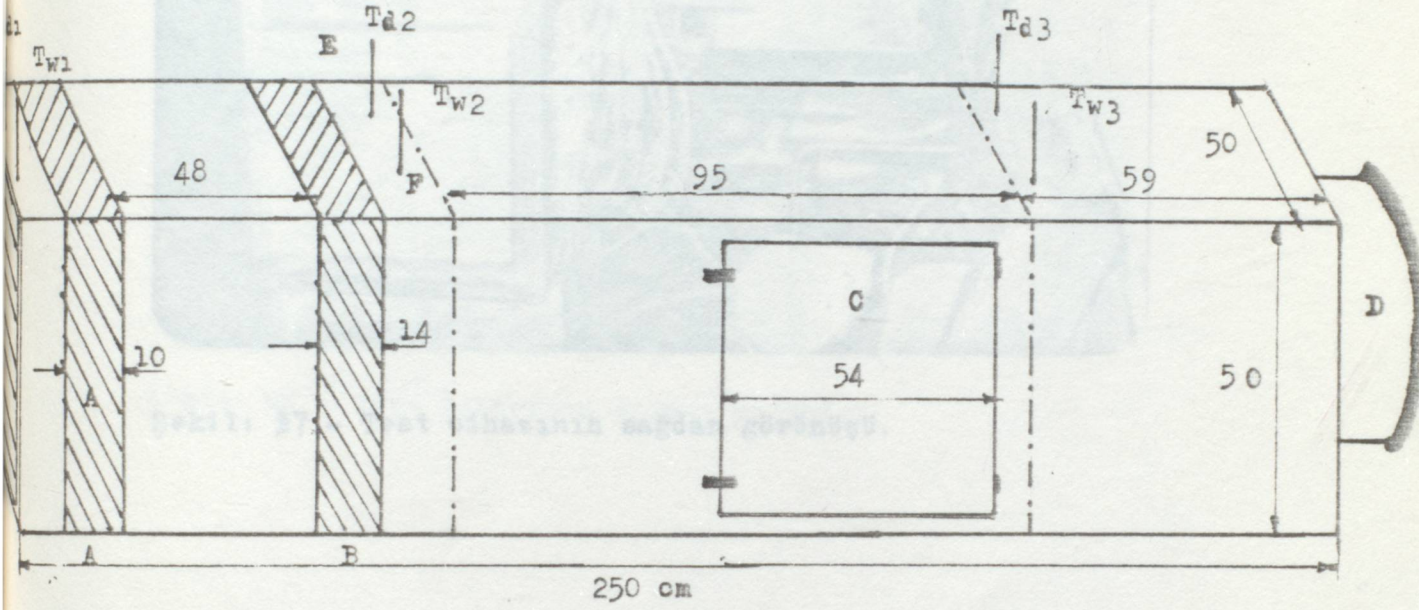
Tez cihazına altı adet termometre yerleştirilmiştir. Bu termometreler karşılıklı olarak üç tanesi yağ, üç tanesi kuru termometredir. İkişer adet olmak üzere hava girişine ısıtıcı çıkışına ve kurutma hücresi çıkışına yerleştirilmiştir.

Vernik kurutmada kurutulacak vernikli fırça sapları hava akışına dik yönde olacak şekilde deney tablası üzerine yerleştirilmiştir. Vernik kurutulması üç kat üzerinden yapılmıştır. Birinci , ikinci ve üçüncü kat kuruması ayrı ayrı değerlendirilmiştir.

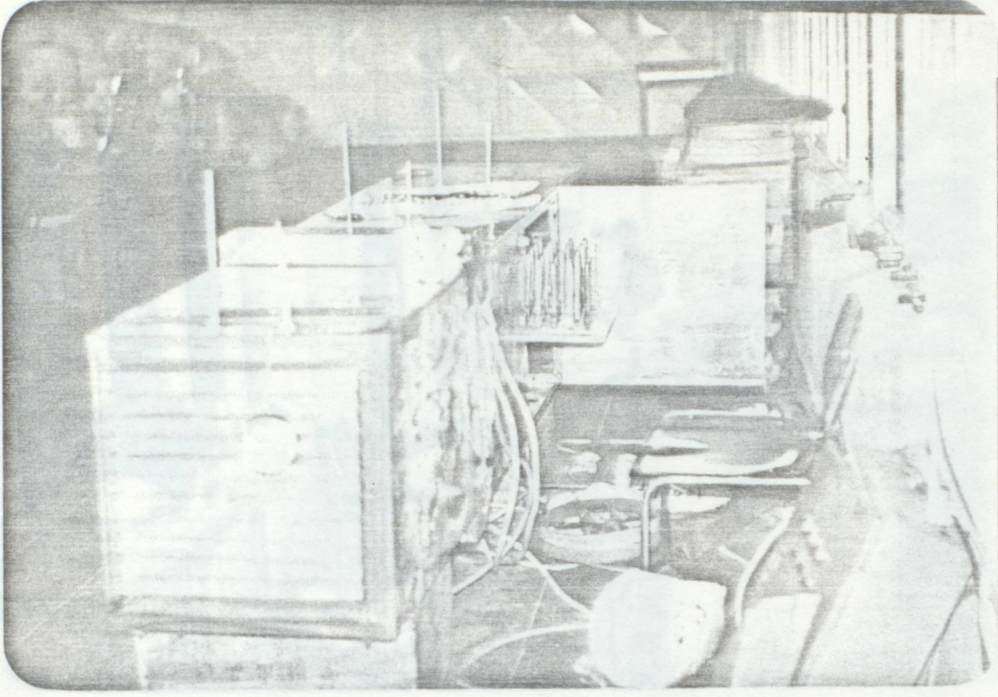
Sadece zamana karşı kuruma grafikleri çizilmiştir. Zira vernik kurutması tez konusu dışında olmasına rağmen hakkında azda olsa bilgi edinilmiştir. Islak küresel süngerler ise sabit kuruma miktarlarına erişilinceye kadar deneye devam edilmiştir. Her 5-10 dakikada bir tartım alınarak sıcaklıklar tespit edilmiştir. Ayrıca giren ve çıkan havanın bağıl nem higrometriden okunmuştur. Her iki deneysel çalışmanın verileri tablolar şeklinde listelendi.



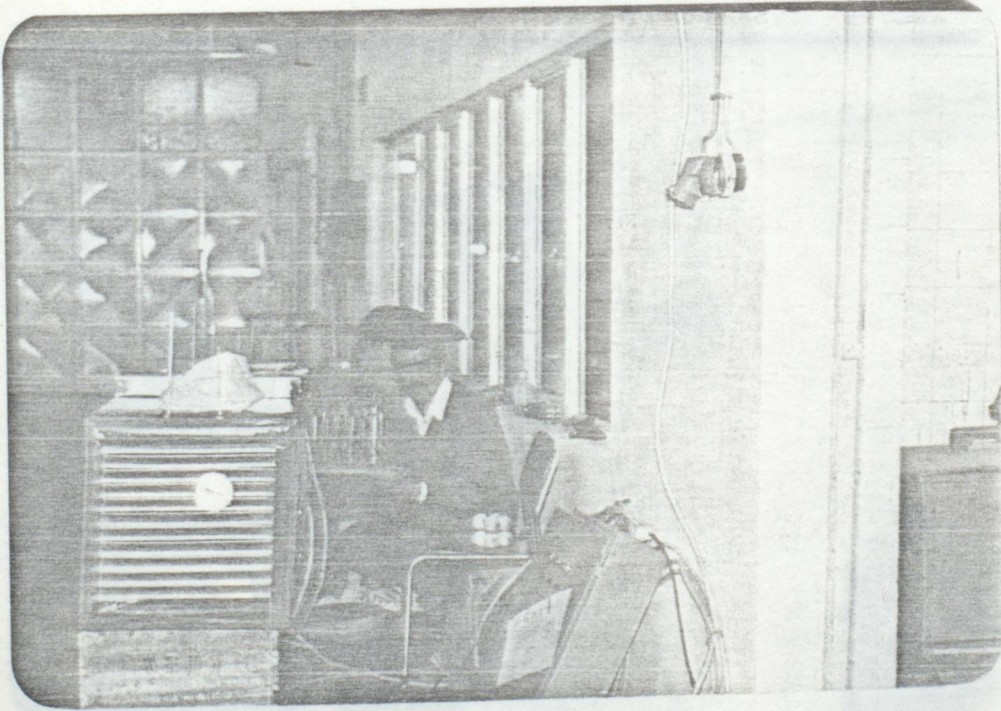
Şekil 1 - DENEY DİZAYNI. A - Hava filtresi, B - Isıtıcı,
C - Kızak, D - Fan, E - Hava termometre, F - Yag termometre,
G - Hava paşjuru.



Şekil : 16- DENEY CİHAZI. A -Hava filtresi , B - Isıtıcı ,
 C - Kapak , D - Fan , E - Kuru termometre , F - Yağ termometre ,
 @ - Hava panjuru .



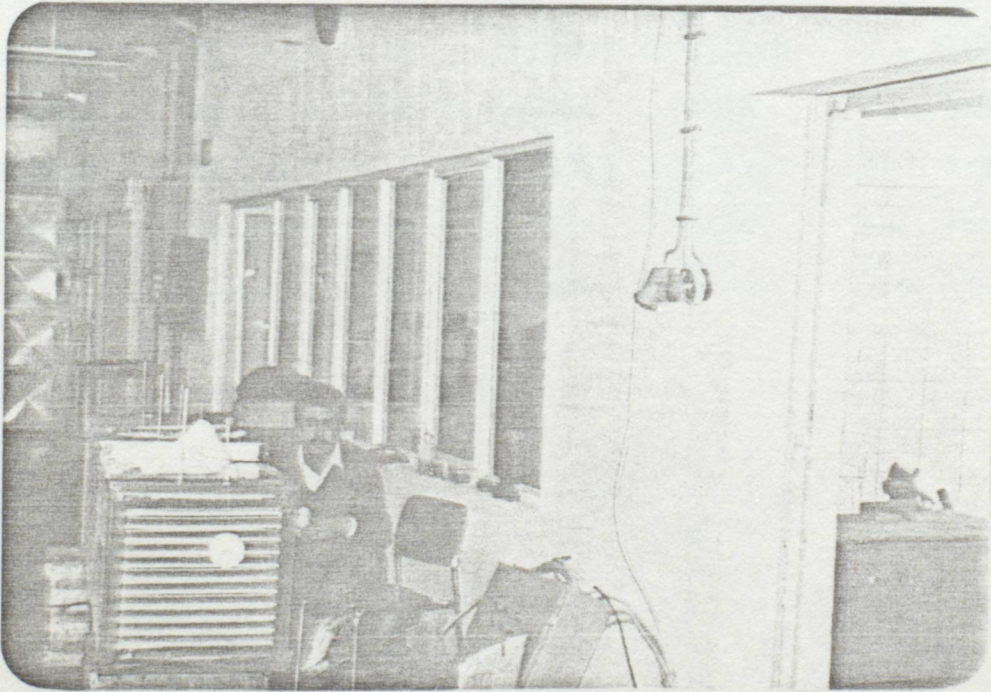
Şekil: 17 - Test cihazının sağdan görünüşü.



Şekil: 18 - Deneysel çalışma.



Şekil: 19 - Test cihazının soldan görünüşü.



Şekil: 20 - Deneysel çalışma.

TARİH: 3

SALINIM: 1

S. 1. 732

KÜRESEL SÜNGER KURUTULMASI

S. 1. 732

S. 1. 732

3 . 2 . DENEYSEL NETİCELER

3. 2. 1. KÜRESEL SÜNGER KURUTULMASI İÇİN ÖLÇÜLEN VE HESAPLANAN DEĞERLER

TABLO: 3

ÇALIŞMA: 1

KÜRESEL SÜNGER KURUTMA

 $\varepsilon: 0.732$ $a_v: 32.16 \text{ m}^{-1}$ $d_p: 0.05 \text{ m}$ $S: 0.062831 \text{ m}^2$ $\psi: 1$

$r: \text{kg/h}$	$T_{a2} \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{w2} \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{d3} \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{w3} \text{ } ^\circ\text{C}$	$G_0: \text{kg/m}^2 \text{ sn}$
0.0094568	19	13	17	12.5	0.50596
0.0092966	21	13.5	18	13	0.57277
0.0095824	22	14	19	13	0.62439
0.0096327	20	13	18	13	0.67214
0.010587	25	15	19	13.5	0.74395
0.010131	22	13.5	17	12	0.81137
0.010016	21	13	19	13	0.87766
0.010325	22	13.5	17	11.5	0.93494
0.010973	24	16	19	14	0.99519
0.010477	22	13.5	17	12	1.06180
0.011287	22.5	14	17	12	1.121909
0.012062	24	15	18	13	1.17764
0.013169	25	15	18.5	13.5	1.23330
0.012834	22	14	20	13	1.30889
0.012872	20	13	17.5	13	1.38125
0.013523	26	16	20	14	1.4171
1.20116	1.8470	"	0.02226	0.013028	2.58

ρ : kg/m ³	μ : kg/m sn	$k \frac{\text{KCal}}{\text{m}^{\circ}\text{C h}}$	$\Delta P_{L,n}$ Atm	$DAB \frac{\text{m}^2}{\text{sn}}$
1.208925	1.1815 10^5	0.01989	0.011128	2.47 10^5
1.20061	1.8245 "	0.02154	0.010643	2.50 "
1.19672	1.8290 "	0.02213	0.010523	2.52 "
1.20450	1.8200 "	0.02099	0.010543	2.49 "
1.18505	1.8425 "	0.02222	0.010573	2.56 "
1.19672	1.8290 "	0.02154	0.010324	2.52 "
1.20061	1.8245 "	0.02210	0.010096	2.50 "
1.19672	1.8290 "	0.02154	0.010272	2.52 "
1.18894	1.8380 "	0.02219	0.010725	2.55 "
1.19672	1.8290 "	0.02154	0.010113	2.52 "
1.19672	1.8300 "	0.02182	0.010301	2.53 "
1.18894	1.8380 "	0.02216	0.011295	2.55 "
1.18505	1.8425 "	0.02219	0.011474	2.56 "
1.19672	1.8290 "	0.02216	0.011768	2.52 "
1.20450	1.8200 "	0.02044	0.011694	2.49 "
1.18116	1.8470 "	0.02228	0.012028	2.58 "

$\frac{\text{kg} \cdot \text{Kmol}}{\text{m}^2 \cdot \text{sn} \cdot \text{Atm}}$	$\frac{\text{hg} \cdot \text{KCal}}{\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C} \cdot \text{h}}$	Nu	Sh	Re	Pr
2.0873 10^{-4}	5.94662	14.948	10.10	869	0.716
2.1455 "	6.45523	14.984	10.31	959	0.718
2.2367 "	7.02391	15.869	10.59	1067	0.718
2.2441 "	6.29360	14.992	10.79	1148	0.718
2.4594 "	6.22416	14.006	11.62	1256	0.712
2.4102 "	8.17343	18.973	11.47	1383	0.718
2.4369 "	6.61352	14.963	11.73	1496	0.718
2.4690 "	8.02227	18.622	11.73	1595	0.718
2.5131 "	9.21107	20.755	11.90	1684	0.714
2.5446 "	8.69088	20.174	12.11	1805	0.718
2.6915 "	10.49950	24.056	12.78	1906	0.718
2.6231 "	9.41873	21.252	12.40	1992	0.714
2.7473 "	7.49162	16.881	12.98	2081	0.712
2.8076 "	7.38751	16.668	13.43	2225	0.718
2.7038 "	7.91252	19.353	12.95	2360	0.718
2.7636 "	9.38788	21.068	13.00	2386	0.712

TABLO : 4

ÇALIŞMA: 2

KURSESEL SONUŞUR KURUTMA

E: 0.732

q: 32.16 m²F_p: 0.05 m

S: 0.062831 m

M: 1

Sc	J _D	Σ.J _D	J _H	Σ.J _H
0.606	0.013743	0.01006	0.019228	0.014075
0.607	0.012703	0.009299	0.017449	0.012772
0.606	0.011734	0.008590	0.016609	0.012158
0.606	0.011109	0.008132	0.014582	0.010674
0.607	0.010933	0.008003	0.012487	0.009141
0.606	0.0098087	0.007180	0.015320	0.011214
0.607	0.0092677	0.006784	0.011169	0.008176
0.606	0.0086980	0.006367	0.012371	0.009055
0.606	0.0083538	0.006115	0.013789	0.010093
0.606	0.0079318	0.005806	0.011176	0.008181
0.604	0.0076157	0.005575	0.014091	0.010314
0.606	0.0073612	0.005388	0.011936	0.008737
0.607	0.0073702	0.005395	0.009084	0.006650
0.606	0.0071331	0.005222	0.008366	0.006124
0.606	0.0064893	0.004750	0.009156	0.006703
0.606	0.0064427	0.004716	0.009856	0.007215

TABLO : 4

ÇALIŞMA: 2

KURSESEL SÜNGER KURUTMA

E: 0.732

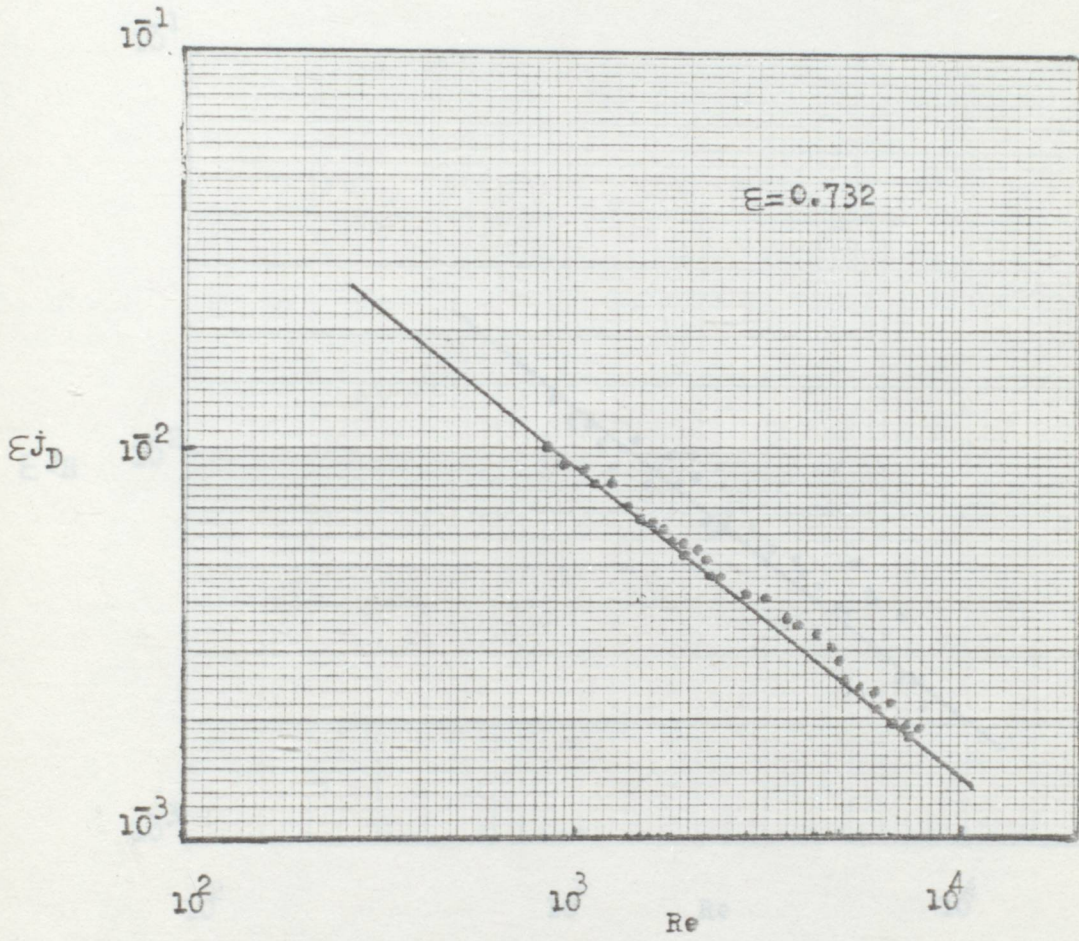
 $a_v: 32.16 \text{ m}^{-1}$ $d_p: 0.05 \text{ m}$ S: 0.062831 m^2 $\psi: 1$

$r: \text{kg/h}$	$T_{d2} \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{w2} \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{d3} \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{w3} \text{ } ^\circ\text{C}$	$G_0: \text{kg/m}^2 \text{ sn}$
0.012720	24	15	20	13.5	1.65860
0.012978	23	14	18	12	1.86750
0.013196	21	13	17	12	2.12150
0.013531	21	13	17	12	2.23320
0.013902	22	14	20	13	2.50430
0.014441	21.5	13	18.5	12.5	2.73120
0.014928	22.5	14	19	13	2.88940
0.015797	24	15.5	17.5	13	3.09610
0.015622	25	16	19	13.5	3.30645
0.015979	25	16	19	13.5	3.52688
0.016445	26	16	20	15	3.69107
0.016827	24.5	15.5	17.5	13	3.92475
0.016990	28	17.5	25	16.5	4.03952
0.017551	29	17.5	25	17	4.24195
0.017894	29	17.5	25	17	4.45948
0.018320	30	17.5	26	17	4.66146

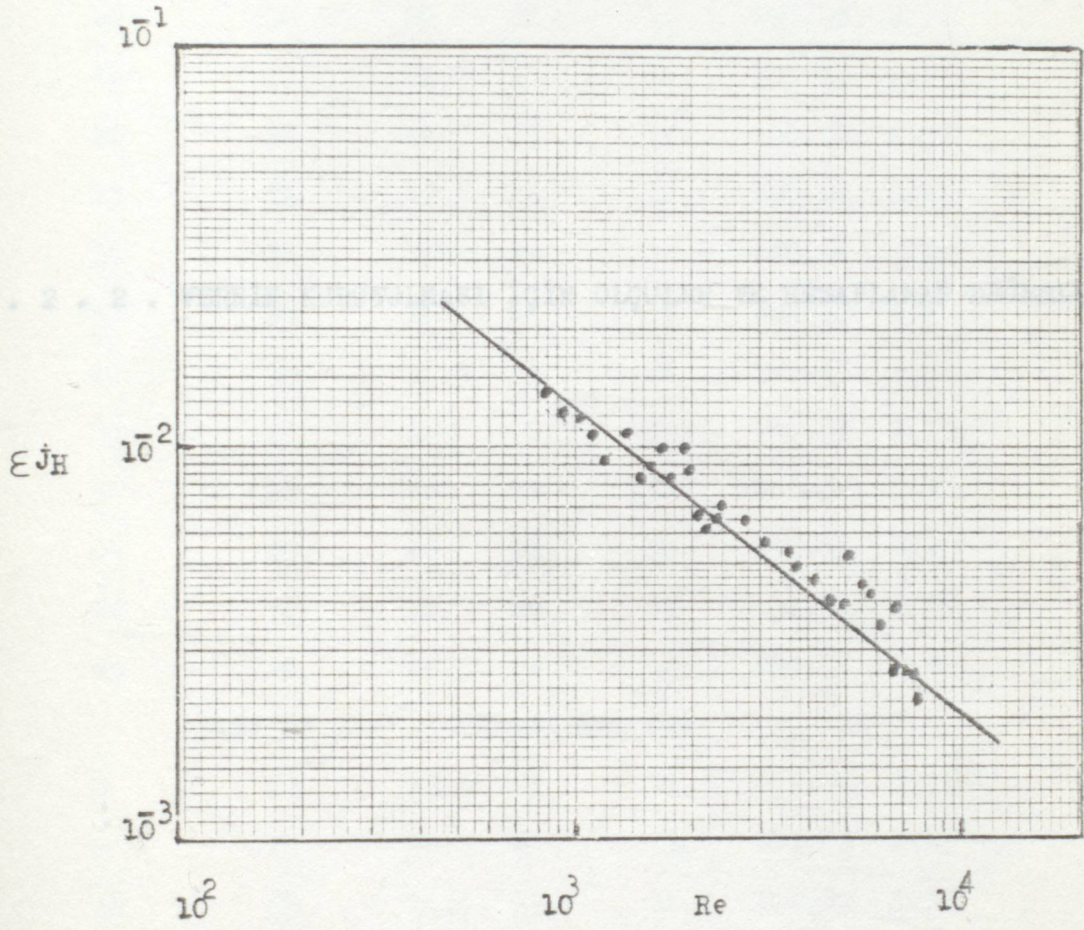
$\rho : \text{kg/m}^3$	$\mu : \text{kg/m sn}$	$k \frac{\text{KCal}}{\text{m}^\circ \text{C h}}$	$\Delta P_{12} \text{ Atm}$	$DAB \frac{\text{m}^2}{\text{sn}}$
1.18894	1.8380 10^{-5}	0.02222	0.010720	2.55 10^{-5}
1.18116	1.8350 "	0.02213	0.010080	2.49 "
1.20061	1.8245 "	0.02099	0.010254	2.47 "
1.20061	1.8245 "	0.02099	0.010254	2.47 "
1.19672	1.8290 "	0.02216	0.010013	2.50 "
1.19866	1.8240 "	0.02210	0.010054	2.50 "
1.19477	1.8292 "	0.02213	0.010769	2.50 "
1.18894	1.8380 "	0.02213	0.011856	2.50 "
1.18505	1.8425 "	0.02222	0.011635	2.55 "
1.18505	1.8425 "	0.02222	0.011635	2.55 "
1.18116	1.8470 "	0.02228	0.012407	2.49 "
1.18872	1.8412 "	0.02216	0.011683	2.47 "
1.17388	1.8560 "	0.02249	0.012903	2.59 "
1.16949	1.8605 "	0.02255	0.012754	2.61 "
1.16969	1.8605 "	0.02255	0.012754	2.61 "
1.16560	1.8650 "	0.02253	0.012176	2.62 "

$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ sn}} \frac{\text{Kmol}}{\text{Atm}}$	$\frac{\text{hg}}{\text{m}^2 \text{ }^\circ\text{C h}} \frac{\text{KCal}}{\text{h}}$	Nu	Sh	Re	Pr
2.9141 10^{-4}	9.90584	22.290	13.82	2806	0.718
3.1622 "	10.77745	24.350	15.28	3183	0.717
3.1607 "	10.00749	23.839	15.31	3616	0.715
3.2408 "	10.26111	24.443	15.70	3806	0.715
3.4098 "	11.40042	25.723	16.44	4257	0.716
3.5276 "	9.96042	22.543	17.00	4654	0.714
3.4044 "	10.58435	23.914	16.34	4911	0.714
3.1687 "	13.55198	30.619	15.27	5238	0.716
3.2976 "	13.37735	30.102	15.64	5580	0.717
3.3730 "	13.68323	30.790	15.99	5952	0.718
3.2554 "	11.83103	26.551	15.73	6214	0.716
3.5374 "	14.36280	32.407	17.14	6628	0.716
3.2339 "	9.66034	21.477	15.33	6768	0.708
3.3798 "	10.14552	22.495	15.95	7086	0.709
3.4422 "	10.33242	22.910	16.25	7453	0.709
3.6953 "	9.81290	21.777	17.40	7771	0.711

<u>Sc</u>	<u>J_D</u>	<u>EJ_D</u>	<u>J_H</u>	<u>EJ_H</u>
0.606	0.00582	0.0042602	0.008875	0.006495
0.623	0.00562	0.0041146	0.007845	0.005743
0.615	0.00498	0.0036446	0.007113	0.005207
0.615	0.00485	0.0035506	0.006758	0.004947
0.609	0.00456	0.0033348	0.006068	0.004442
0.609	0.00431	0.0031542	0.005419	0.003966
0.612	0.00392	0.0028685	0.005447	0.003987
0.618	0.00342	0.0025052	0.007465	0.005464
0.609	0.00331	0.0024204	0.006007	0.004397
0.609	0.00317	0.0023199	0.005779	0.004230
0.627	0.00296	0.0021649	0.004776	0.003496
0.627	0.00302	0.0022115	0.005464	0.003999
0.610	0.00267	0.0019551	0.003560	0.002606
0.609	0.00265	0.0019439	0.003482	0.002548
0.609	0.00257	0.0018828	0.003446	0.002522
0.610	0.00264	0.0019325	0.003028	0.002216



Şekil:21 - εj_D ve Re arasındaki ilişki.



Şekil :22 - ϵJ_H ve Re arasındaki ilişki.

ÇALIŞMA 1:

VERNİK KURUTMA

1. 240

V : 1,5 m/s

G₀ : 0,50596 kg/m² sn

vernikleme hızı

ağırlıkta % 43,43 gr

SARAN (Dak)	T ₂ °C	T ₃ °C	T ₄ °C	T ₅ °C	W ₂ gr	W ₃ gr
0	23	16	23	16	101,40	3,16
5	23	16	23	16	101,33	2,91
10	30	20	27	18	100,36	4,10
15	23	16,5	23	16	100,34	2,6
20	24	16,5	23	16	100,76	2,32
25	24	16,5	23	16	100,49	2,45
30	24	16	23	14,5	100,45	2,43

3 . 2 . 2 . VERNİK KURUTULMASI İÇİN ÖLÇÜLEN VE HESAPLANAN DEĞERLER

35	25	16,5	23	16	100,61	2,37
40	25	16,5	23	16	100,61	2,37
45	23	16	22	16	100,56	2,35
50	23	16	23	16	100,56	2,34
55	23	16	23	16	100,54	2,3
60	20	16	26	15	100,51	2,28
65	24	16,5	23	16	100,31	2,27

ÇALIŞMA 1:

VERNİK KURUTMA

2. 240

0	23	15,5	22	13,5	101,54	2,3
5	25	16,5	25	13	101,56	4,23
10	25	16,5	25	14,2	101,81	4,41
15	22	15	21	13	102,76	4,52
20	23	15,5	21	14	102,66	4,42
25	25	17	24	14	102,81	4,37
30	25	17	26	13,5	102,56	4,33
35	25	17,5	24	15	102,51	4,27
40	23	16	22	14	102,46	4,34
45	24	16	25	15	102,43	4,25
50	23	16	22	14	102,41	4,36
55	25	17,5	26	15	102,41	4,37
60	22	15	21	13	102,40	4,34

TABLO: 5

ÇALIŞMA 1:

VERNİK KURUTMA

1. KAT

V : 1.5 m/sn

 $G_0 : 0.50596 \text{ kg/m}^2 \text{ sn}$

verniksiz sap

ağırlığı: 98,24 gr

Zaman (Dak)	$Td_2^{\circ}C$	$Tw_2^{\circ}C$	$Td_3^{\circ}C$	$Tw_3^{\circ}C$	G gr	w gr
0	23	16	23	14	101.40	3.16
5	23	16	23	14	101.15	2.91
10	30	20	27	16	100.96	2.72
15	23	16.5	23	14	100.84	2.6
20	24	16.5	23	14	100.76	2.52
25	24	16.5	23	14	100.69	2.45
30	24	16	23	14.5	100.66	2.42
35	30	18	26	15	100.64	2.4
40	25	16.5	23	14	100.61	2.37
45	23	16	22	14	100.59	2.35
50	23	16	23	14	100.56	2.32
55	23	16	23	14	100.54	2.3
60	30	18	26	15	100.52	2.28
65	24	16.5	23	14	100.51	2.27

ÇALIŞMA 1:

VERNİK KURUTMA

2. KAT

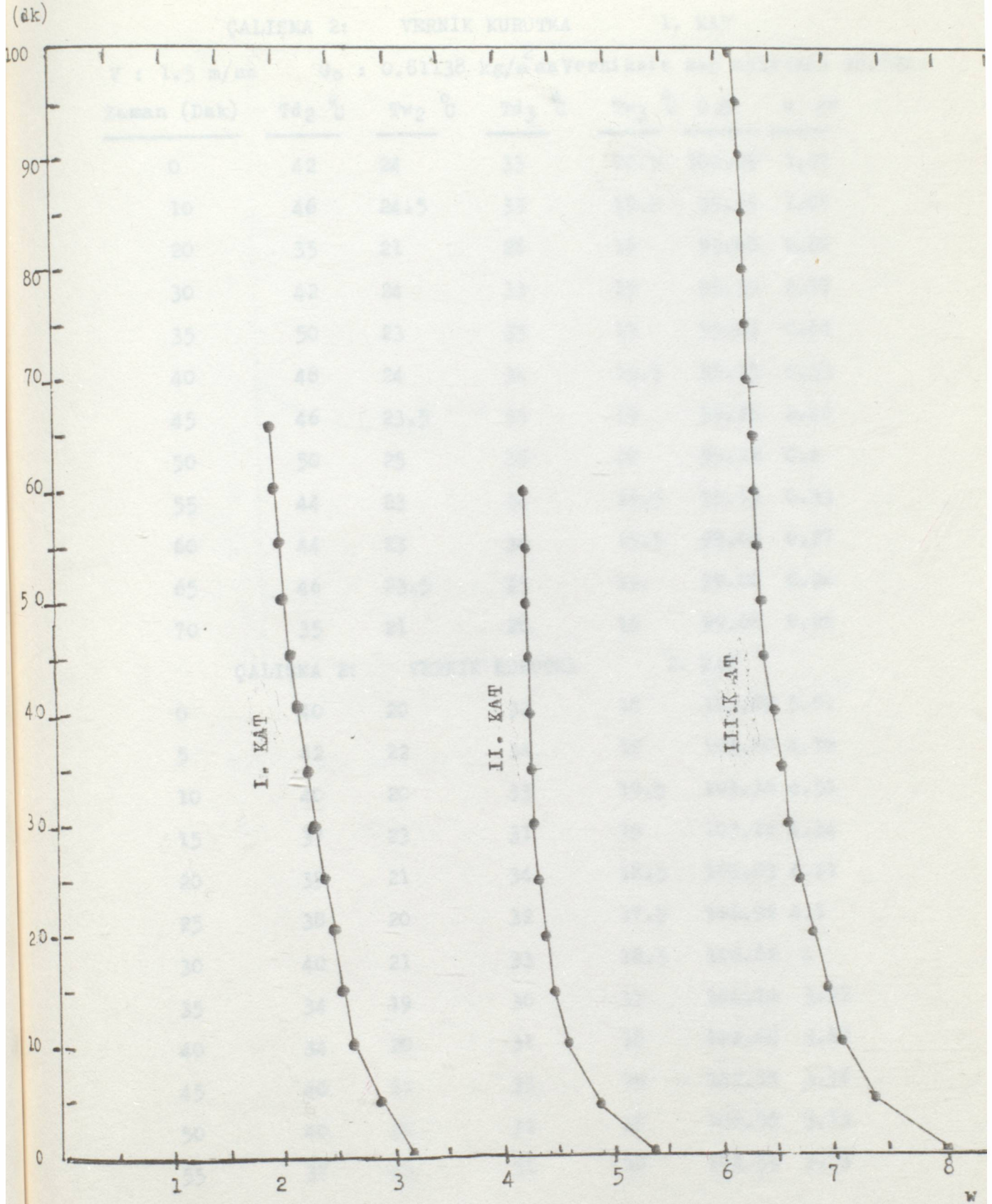
0	23	15.5	22	13.5	103.54	5.3
5	25	16.5	25	15	103.06	4.82
10	25	16.5	25	14.5	102.87	4.63
15	22	15	21	13	102.76	4.52
20	23	15.5	21	14	102.68	4.44
25	25	17	24	14	102.61	4.37
30	25	17	26	15.5	102.56	4.32
35	25	17.5	24	15	102.51	4.27
40	23	16	22	14	102.48	4.24
45	26	18	25	15	102.43	4.19
50	23	16	22	14	102.41	4.18
55	25	17.5	24	15	102.41	4.17
60	22	15	21	13	102.40	4.16

ÇALIŞMA 1:

VERNİK KURUTMA

3. KAT

0	21	16	23	14	106.28	8.04
5	30	18	25	14	105.68	7.44
10	24	17	24	14	105.41	7.17
15	23	16.5	23	14.5	105.23	6.99
20	24	17	23	14	105.09	6.85
25	28	18	25	15.5	104.98	6.74
30	25	17	24	15	104.88	6.64
35	24	16.5	24	15	104.81	6.57
40	27	18	26	15.5	104.76	6.52
45	22	16	21	13.5	104.70	6.46
50	24	16.5	24	14.5	104.66	6.42
55	23	16	23	13.5	104.60	6.36
60	22	14	20	13	104.57	6.33
65	22	13.5	20	13.5	104.55	6.31
70	24	16.5	24	14	104.52	6.28
75	22	14	21	13.5	104.50	6.26
80	27	18	26	15.5	104.47	6.23
85	27	18	26	15.5	104.45	6.21
90	28	18	25	15.5	104.44	6.2
95	23	15	23	13.5	104.42	6.18
100	30	18	25	16	104.41	6.17



Şekil: 23- ÇALIŞMA I .

ÇALIŞMA 2:

VERNİK KURUTMA

1. KAT

V : 1.5 m/sn G_0 : 0.81138 kg/m²sn Verniksiz sap ağırlığı 98.82gr

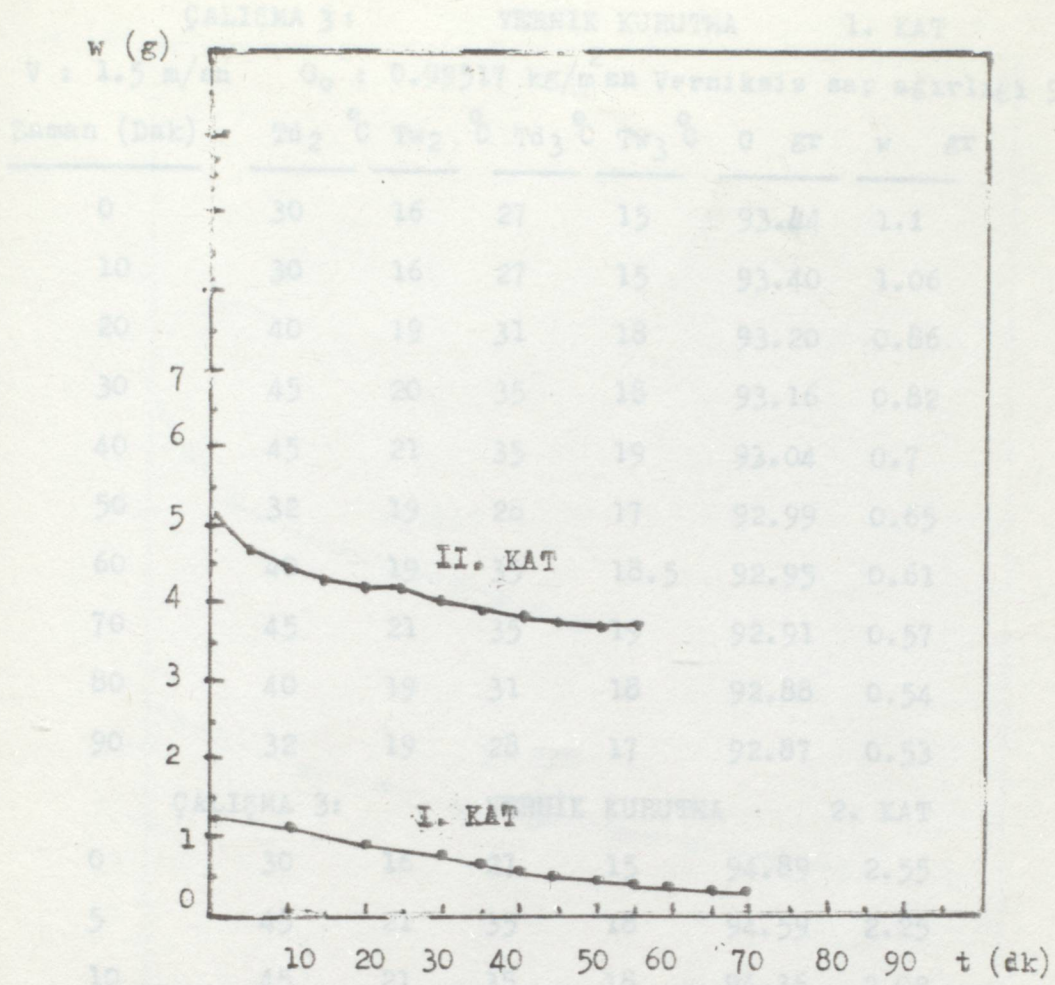
Zaman (Dak)	Td ₂ °C	Tw ₂ °C	Td ₃ °C	Tw ₃ °C	G gr	w gr
0	42	24	33	20.5	100.09	1.27
10	46	24.5	33	19.5	99.89	1.07
20	35	21	28	18	99.68	0.86
30	42	24	33	19	99.59	0.77
35	50	23	35	19	99.43	0.61
40	48	24	34	19.5	99.35	0.53
45	46	23.5	35	19	99.28	0.46
50	50	25	35	20	99.22	0.4
55	44	23	34	19.5	99.15	0.33
60	44	23	34	19.5	99.09	0.27
65	46	23.5	35	19.	99.08	0.26
70	35	21	28	18	99.08	0.26

ÇALIŞMA 2:

VERNİK KURUTMA

2. KAT

0	40	20	32	18	103.89	5.07
5	42	22	34	19	103.60	4.78
10	40	20	33	19.5	103.36	4.54
15	37	23	31	19	103.16	4.34
20	39	21	34	18.5	103.03	4.21
25	38	20	32	17.5	102.92	4.1
30	40	21	33	18.5	102.82	4
35	34	19	30	17	102.74	3.92
40	34	20	31	18	102.64	3.82
45	40	21	33	19	102.58	3.76
50	40	20	32	18	102.55	3.73
55	37	23	31	19	102.55	3.73



Şekil :24- ÇALIŞMA II .

TABLO: 7

ÇALIŞMA 3:

VERNİK KURUTMA

1. KAT

V : 1.5 m/sn G_0 : 0.99517 kg/m² sn Verniksiz sap ağırlığı 9234

Zaman (Dak)	Td ₂ °C	Tw ₂ °C	Td ₃ °C	Tw ₃ °C	G gr	w gr
0	30	16	27	15	93.44	1.1
10	30	16	27	15	93.40	1.06
20	40	19	31	18	93.20	0.86
30	45	20	35	18	93.16	0.82
40	45	21	35	19	93.04	0.7
50	32	19	28	17	92.99	0.65
60	40	19	35	18.5	92.95	0.61
70	45	21	35	19	92.91	0.57
80	40	19	31	18	92.88	0.54
90	32	19	28	17	92.87	0.53

ÇALIŞMA 3:

VERNİK KURUTMA

2. KAT

0	30	16	27	15	94.89	2.55
5	45	21	35	18	94.59	2.25
10	45	21	35	18	94.36	2.02
15	45	21	35	18	94.24	1.9
20	45	21	35	18	94.19	1.85
25	30	18	28	16.5	94.16	1.82
30	30	18	28	16.5	94.11	1.77
35	40	22	33	18.5	94.04	1.7
40	45	21	35	18	93.98	1.64
45	45	21	35	18.5	93.93	1.59
50	30	16	27	15	93.90	1.56
55	30	16	27	15	93.88	1.54

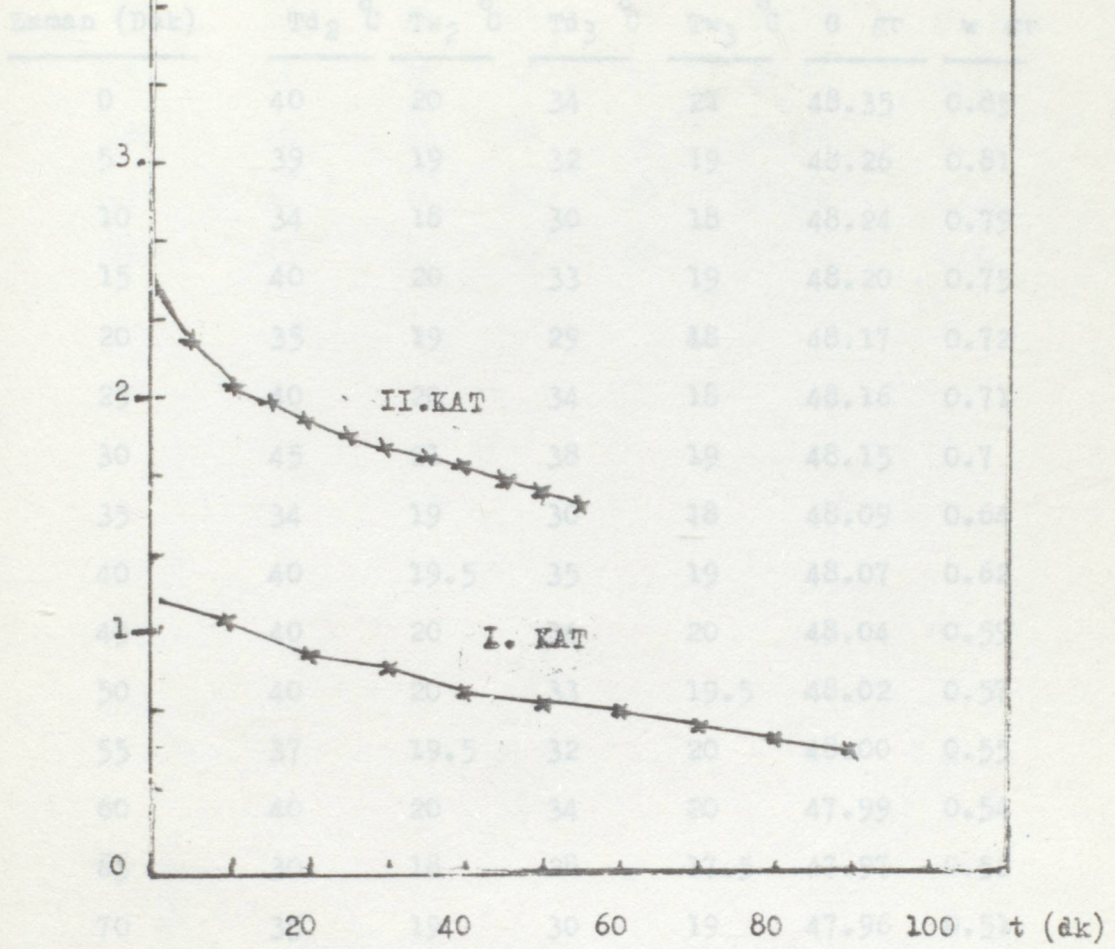
TABLO: 8

w (g)

ÇALIŞMA 4:

VERMİK KURUTMA

1. KAT

V : 1.5 m³/saG₀ : 0.50596 kg/sVermikula sap akış hızı 1.5 m³/sa

Şekil :25- ÇALIŞMA 3

TABLO: 8:

ÇALIŞMA 4:

VERNİK KURUTMA

1. KAT

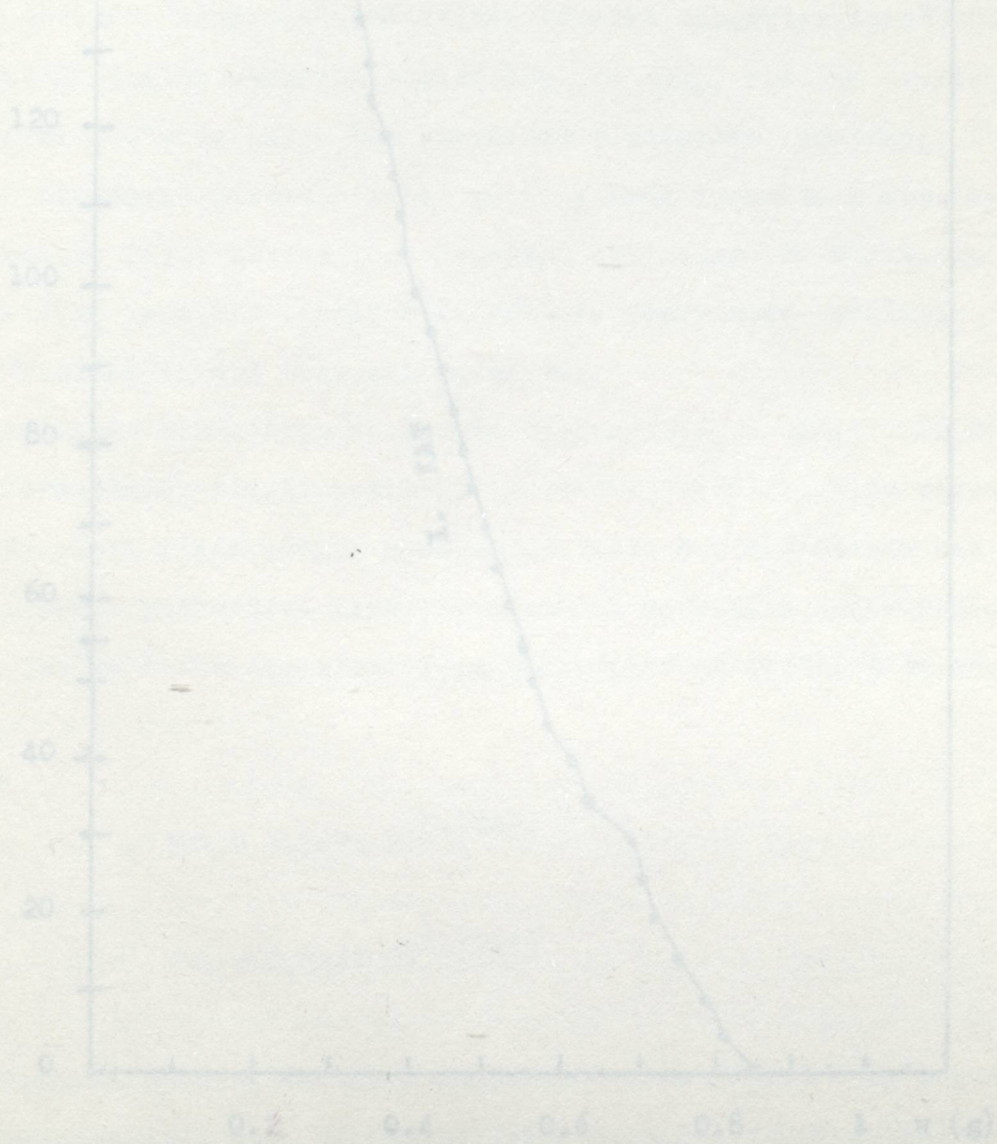
V : 1.5 m/sn

 $G_0 : 0.50596 \text{ kg/m}^2 \text{ sn}$

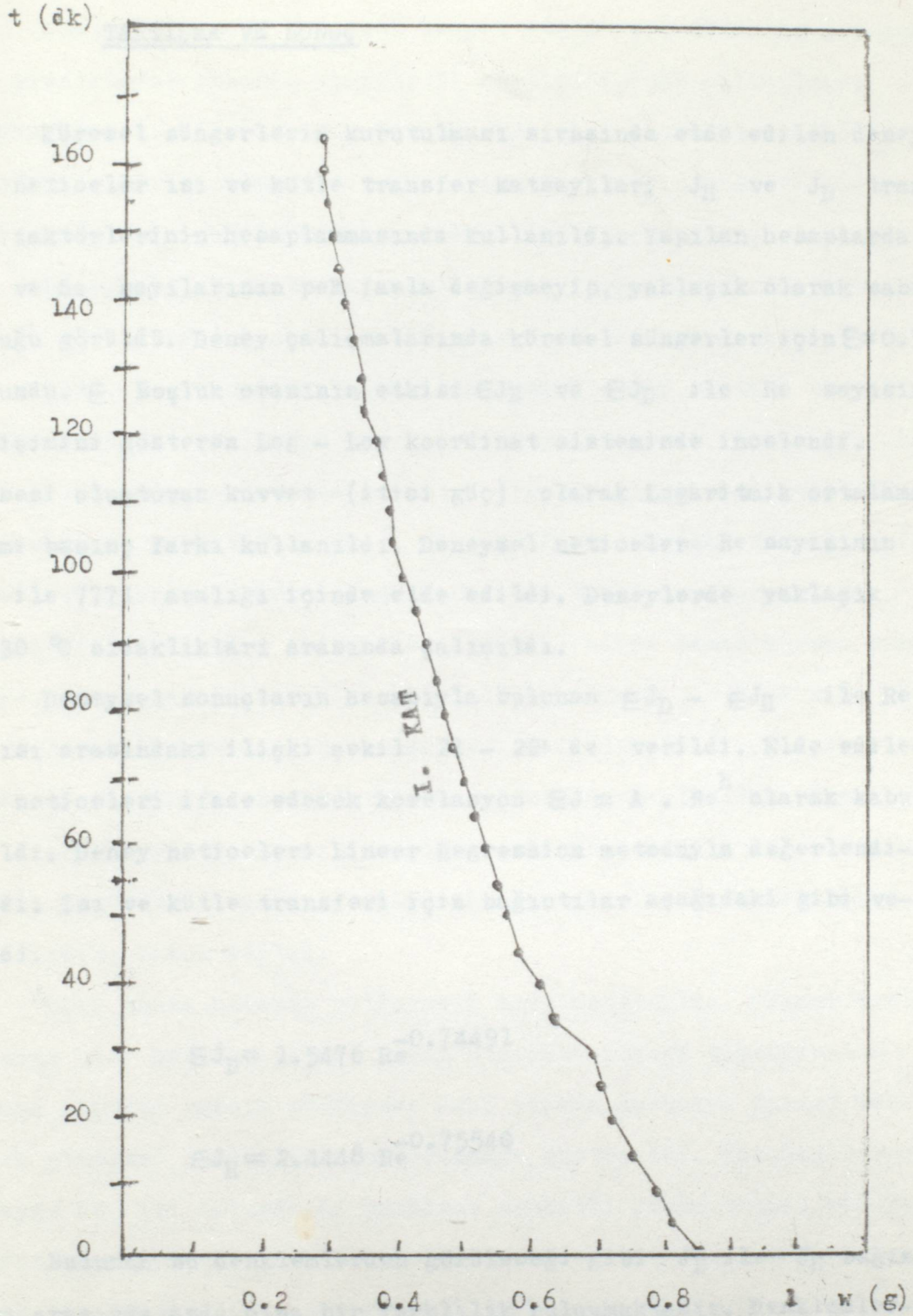
Verniksiz sap ağırlığı 47.45

Zaman (Dak)	Td_2 °C	Tw_2 °C	Td_3 °C	Tw_3 °C	G gr	w gr
0	40	20	34	21	48.35	0.85
5	39	19	32	19	48.26	0.81
10	34	18	30	18	48.24	0.79
15	40	20	33	19	48.20	0.75
20	35	19	29	18	48.17	0.72
25	40	20	34	18	48.16	0.71
30	45	21	38	19	48.15	0.7
35	34	19	30	18	48.09	0.64
40	40	19.5	35	19	48.07	0.62
45	40	20	34	20	48.04	0.59
50	40	20	33	19.5	48.02	0.57
55	37	19.5	32	20	48.00	0.55
60	40	20	34	20	47.99	0.54
65	30	18	28	17.5	47.97	0.52
70	35	19	30	19	47.96	0.51
75	49	23	35	20	47.94	0.49
80	34	19	30	19	47.93	0.48
85	32	19.5	31	19	47.92	0.47
90	35	20	31	20	47.90	0.45
95	40	18	35	21	47.89	0.44
100	40	21	35	21	47.87	0.42
105	36	20	30	25	47.85	0.4
110	44	20	30	25	47.85	0.4
115	35	21	30	20	47.84	0.39
120	31	19	29	19	47.83	0.38
125	25	18	25	18	47.81	0.36
130	40	21	35	20	47.81	0.36
135	42	22	34	20	47.80	0.35

140	45	23	38	21	47.79	0.34
145	30	19	28	19	47.78	0.33
150	33	20	29	19	47.78	0.33
155	48	24	37	21	47.77	0.32
160	45	23	29	19	47.76	0.31
165	35	21	34	20	47.76	0.31
170	45	23	35	20	47.76	0.31



90111 120- 64115K1 4



Şekil :26- ÇALIŞMA 4 .

4 . TARTIŞMA VE SONUÇ

Küresel süngerlerin kurutulması sırasında elde edilen deneysel neticeler ısı ve kütle transfer katsayıları J_H ve J_D transfer faktörlerinin hesaplanmasında kullanıldı. Yapılan hesaplarda Pr ve Sc sayılarının pek fazla değişmeyip, yaklaşık olarak sabit olduğu görüldü. Deney çalışmalarında küresel süngerler için $\epsilon = 0.732$ bulundu. ϵ Boşluk oranının etkisi ϵJ_H ve ϵJ_D ile Re sayısının değişimini gösteren Log - Log koordinat sisteminde incelendi. Prosesi oluşturan kuvvet (itici güç) olarak Logaritmik ortalama kısmi basınç farkı kullanıldı. Deneysel neticeler Re sayısının 869 ile 7771 aralığı içinde elde edildi. Deneylerde yaklaşık 19-30 °C sıcaklıkları arasında çalışıldı.

Deneysel sonuçların hesabıyla bulunan $\epsilon J_D - \epsilon J_H$ ile Re sayısı arasındaki ilişki şekil 21 - 22' de verildi. Elde edilecek neticeleri ifade edecek korelasyon $\epsilon J = A \cdot Re^B$ olarak kabul edildi. Deney neticeleri Linear Regression metoduyla değerlendirildi. Isı ve kütle transferi için bağıntılar aşağıdaki gibi verildi.

$$\epsilon J_D = 1.5476 Re^{-0.74491}$$

$$\epsilon J_H = 2.4448 Re^{-0.75540}$$

Bulunan bu denklemlerden görüleceği gibi J_D ile J_H bağıntıları arasında azda olsa bir farklılık bulunmaktadır. Denklemlerdeki sapmanın başlıca nedenlerden bir tanesi geniş Re aralığı içerisinde çalışılmasıdır. Diğer bir neden radyasyonla ısı transferinin önlenememesi, ölçülen sıcaklıkların hassas termokupllarla ölçülmemesi, küresel sünger içinin ve yüzeyinin sıcaklıklarının ölçülememesidir. Son bir sebepte termostatin bulunmamasıdır.

Analojinin net varlığını tespit etmek için bütün bu sebeplerin giderilmesi yanında sınırlı Re aralığı içinde çalışılması gerekmektedir. İleri Re sayılarında kütleli hız arttığından itici gücün etkisi azalmaktadır. Dolayısıyla kütle transferi sadece difüzyonla değil kütleli akış ile de (Eddy transferi) olmaktadır.

Deneyisel çalışmalarda verniklenmiş fırça saplarının kurutulmasında ele alındı. Çeşitli volimetrik hızlarda kuruma hızları tespit edildi. Bu deneylere başlanılmasındaki sebep saptaki verniğin kuruma zamanını azaltacak koşulları tespit etmektir. Bunun için ilk önce düşük hava hızlarında sıcaklık değiştirilerek çalışıldı. Bu çalışmalarda sıcaklığın 30°C yi geçtiğinde saptaki verniğin yüzeysel film halinde kuruduğunu fakat alt tabakanın kurumadığı tespit edildi. Saplar ikinci defa verniklendiği zaman kuruma sırasında, alt tabakada çok ufak kabarcıklar oluştu. Buda sapa görüntü bozukluğu ve matlık kazandırdı. Sıcaklık 30°C yi aşır yükseklikçe saptaki kabarcıklar baloncuklaşmaya başladılar. Buna sebep olarakta yüzey kuruması meydana geldiğinden, alttaki kurumamış vernik çözöcüsünün aniden buharlaşmak istemesi sonucu baloncuk oluşturması kabul edildi.

Daha sonra havanın volimetrik hızı arttırıldı. Yüksek hızlarda aynı olay meydana geldi. Sebep olarakta yüksek türbülansın dolayı saptaki vernik yüzeyinde daha yaşken kurumaya fırsat vermeden yüzeysel girdaplar oluşturulması gösterildi. Yapılan birçok deneyde her iki durumda da probleme sıhhatli çözüm teşkil edecek neticeler alınamadı. Sadece gözlemlerimizden kuruma zamanını azaltacak bir pratik çözüm getirilebilir. Buda hava tüneline 30°C nin altında düşük hızlarda kurutmaya başlamak en az en dakika bu şartlarda çalışarak, daha sonra hem volimetrik hızı hemde sıcaklığı arttırarak zaman kısaltılabilir. Herşeye rağmen vernik saplarının kuruma zamanlarının azaltılmasında kimyasal yöntemlere başvurulması uygun görülmektedir.

K A Y N A K L A R

- 1 . Drew, B.T., Cokolet, R.G., Hoopes, J.W., " Advance In Chemical Engineering ", Academic Press, Vol 9, Newyork, 1974.
- 2 . Rohsenow, M.W., Choi, Y.H., " Heat, Mass And Momentum Transfer " Prentice-Hall, Inc Englewood Cliffs, New Jersey, 1961.
- 3 . Bird, R.B., Steward, W.E., And, Lightfoot., " Transport Phenomena ", John Wiley And Sons, Newyork, 1960.
- 4 . Keey, R.B., " Drying Principles And Practice ", Pergamon Press Newyork, 1972. *İstanbul, 1985 - 1986, Ders Yılı*
- 5 . Welty, J.R., Wicks, E.C., Wilson, E.R., " Fundamentals Of Momentum, Heat, And Mass Transfer ", John Willey And Sons, Inc Newyork, 1969.
- 6 . Skelland, A.H.P., " Diffusional Mass Transfer " John Willey and Sons , Inc, Newyork, 1974.
- 7 . J.M., Coulson, J.F., Richardson, " Chemical Engineering ", Pergamon Press, Vol 1, Newyork, 1964.
- 8 . Bennett, C.O., Myers, J.E., " Momentum, Heat And Mass Transfer " Mc Graw-Hill, 1974.
- 9 . Treybal, R.E., " Mass Transfer Oprations ", Mc Graw-Hill, 1968.
- 10 . Ekinci, E., " Taşınım Olaylarına Giriş ", İ.T.Ü., Kim. Fak., İstanbul, 1984.
- 11 . Kılıç, E., " Küresel Katı Tanecikler Ve Çevrelerinden Akan Akışkanların Oluşturduğu Sistemlerde Isı Ve Kütle Transferi Arasındaki Analoji ", Doktora Tezi, Yıldız, Üni, Müh. Fak. İstanbul, 1979.
- 12 . Alpay, E., " Kütle Aktarımı ", Ege. Üni. Müh. Fak. Kim. Müh. Böl, İzmir, 1984.
- 13 . Çataltaş, İ., " Kimya Mühendisliğine Giriş 1-2 ", İnkılap Ve Aka, Koll. Şti, İstanbul, 1975.
- 14 . R.H., Pery, " Chemical Engineer's Handbook ", Mc Graw-Hill, 1973.

- 15 TMMOB, Kimya Mühendisleri Odası yayını, " Kimya Mühendisliğinde Momentum, Isı ve Kütle Aktarımı ", Ferizli Ofset, İzmir, 1980.
- 16 Kakaç, S., " Örneklerle Isı Transferi ", O.D.T.Ü. Müh. Fak. Yayını, Ankara, 1972.
- 17 Emir, B.D., " Kütle Transfer Ders Notları", Y.Ü., Müh. Fak., Kim. Müh. Böl., İstanbul ,1985 - 1986, Ders Yılı
- 18 Kalafatoğlu, E., " Akışkan Yatak Ders Notları ", Y.Ü., Müh. Fak., Kim. Müh. Böl., İstanbul, 1985 - 1986, Ders Yılı.

Ö Z G E Ç M İ Ş

1958 yılında İstanbul'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 1980 yılında İ.D.M.M. Akademisi Kimya Mühendisliği bölümünde lisans öğrenimine başlayarak 1984 yılında tamamladı. Aynı yıl Yıldız Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Kimya Mühendisliğinde Yüksek Lisans'a başladı.

