

23094

DUŐUK VE ORTA BASINCLARDAKI BUHARIN GENIŐLEMESİ ESNASINDA
TABİİ YOĞUŞMAYLA OLUŞAN ÇEKİRDEKLEŞME ORANININ
OPTİK BİR SİSTEM YARDIMIYLA TESBİT EDİLMESİ

Gürsel ÇINAR

DANIŐMAN : Prof.Dr.Bekir Sami YILBAŞ

ERCIYES UNIVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTUSU
MAKİNA ANABİLİM DALINDA
DOKTORA TEZİ OLARAK SUNULMUŐTUR

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMAN TASYON MERKEZİ

ŐUBAT - 1992

ERCIYES UNIVERSITESI
FEN BILIMLERI ENSTITUSU MUDURLUGU

Bu çalışma, jürimiz tarafından Makina anabilim dalında
Doktora tezi olarak kabul edilmiştir. 11 / 4 / 1992

Başkan : Prof. Dr. Bekir Sami YILBAŞ
Üye : Doç. Dr. Beşir SAHİN
Üye : Yrd. Doç. Dr. Necdet ALTINTOPRAK

ONAY : Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait
olduğunu onaylarım. 27 / 4 / 1992

Prof. Dr. Bekir Sami YILBAŞ
Fen Bilimleri Enstitüsü
Muduru

III

Ö Z E T

Günümüzde kullanılan buhar türbinlerinde ani basınç yükselmesiyle oluşan yoğunlaşmış buharın kinetik enerjisi çok yüksek olduğu için buna bağlı olarak momentumda oldukça yüksektir. Bu durumda türbin kanatları zarar görmektedir.

Bu çalışmada düşük ve orta basınçlardaki buharın genişlemesi esnasında, tabii yoğunlaşmasıyla oluşan çekirdekleşme oranı optik bir sistem yardımı ile incelenmiş ve teorik olarak da modellenmiştir. Bu ölçümler yakınsak - ıraksak (divergent - convergent) bir lülede gerçekleştirilmiştir. Lüle içerisinde oluşan çekirdekleşme oranı bir optik sistem yardımıyla incelenmiştir. Optik sistemde yer alan dedektör çıkışları bir osiloskop ekranında gözlenerek bunların değişik basınç ve sıcaklıktaki fotoğrafları çekilmiştir. Çekilen bu fotoğraflar yardımıyla dedektör soğurma oranının zamana göre değişim eğrileri çizdirilmiştir.

Bu çalışma altı ana bölümden oluşmaktadır.

Birinci bölümde ; Konu ile ilgili tarihsel gelişim incelenmiş olup çekirdekleşme oranının türbinlerdeki etkisi üzerinde durulmuş ve bu bölümün sonunda çalışmanın amacı verilmiştir.

İkinci bölümde ; Çekirdekleşme teorisi üzerinde durulmuş ve lülelerdeki akışın basit bir tanımlaması yapılarak akış denklemleri incelenmiştir.

Üçüncü bölümde ; Büyüme rejimleri incelenmiş ısı ve kütle transferi analizleri üzerinde durulmuştur.

IV

Dördüncü bölümde ; Deney tesisatı verilmiş deney tesisatında kullanılan elemanlar tanıtılmış ve deneyde alınan ölçümler bu bölümde verilmiştir.

Beşinci bölümde ; Osiloskop ekranından çekilen fotoğraflardan faydalanılarak soğurma oranının (I/I_0) in değişik basınç ve sıcaklıklarda zamana göre değişim grafikleri çizilmiştir. Bu grafikler birer birer incelenerek irdellemeleri yapılmıştır.

Altıncı bölümde ; Konu ile ilgili çıkartılan sonuçlar verilmiştir.

S U M M A R Y

In steam turbines, pressure increase in the blade section results in nucleation, to occur in which case the velocity of droplet is high giving rise to high rate of momentum. This effects the turbine blades.

In the present study, nucleation occurring in the steam flow through a convergent - divergent nozzle was investigated using an optical method and was analysed theoretically. In the optical system, a dedector was employed to dedect the formation of a laser beam passing throught a test section using on oscillacope. This was repeated for different steam temperature and pressure.

This thesis consists of six chapters :

In the first chapter, historical background of the nucleation phenomena was given together with the effect to nucleation on turbine blades.

In the second chapter, flow equations governing cenvergent - divergent nozzle is given and some nucleation theory was introduced.

The third chapter deals with nucleation growth related to heat and mass transfer was analysed.

In the fourth chapter, experimental apparatus was introduced and some experimental results were given.

In the fifth chapter attenuation characteristics (I/I_0) and results obtained from the oscilloscope photographs were given for different pressures and temperatures. The dimensions on the resultant graphs, were also given.

The sixth chapter contains conclusions, derived from the present work.



Ö Z G E Ç M İ Ş

1961 yılında Sivas'ta doğdu. Lise tahsilini Kayseri'de tamamladı. 1979 yılında girdiği Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina Bölümünde lisans eğitimini 1983 de tamamladı. 1984 yılında E.Ü. Mühendislik Fakültesine araştırma görevlisi olarak girdi. 1987 yılında Erciyes Üniversitesinde Yüksek lisansını tamamladı. Aynı yıl aynı enstitüde doktora öğrenimine başladı. Halen aynı fakültede araştırma görevlisi olup, evli ve bir çocuk babasıdır.

T E Ő E K K Ü R

Bana, bu konuda çalışma imkanı tanıyan, çalışmalarım süresince beni büyük bir ilgi ve alaka ile destekleyen kıymetli hocam Prof.Dr. Bekir Sami Yılbaş ve Sayın Yrd.Doç.Dr.Necdet Altıntop'a ayrıca Makina Bölümü öğretim elemanlarına da teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Bu çalışmanın daha sonra yapılacak olan doktora çalışmalarına ışık tutmasını dilerim

Gürsel ÇINAR

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	III
SUMMARY	V
ÖZGEÇMİŞ	VI
TEŞEKKÜR	VIII
İÇİNDEKİLER	IX
SEMBOLLER	XI
ALT İNDİSLER	XII

BÖLÜM - I

1. GİRİŞ	1
1.1. TARİHSEL GELİŞİM	2
1.1.1. Türbinlerde Islak Buhar Akışı	4
1.1.2. Yüksek Basıncıta Çalışma	5
1.2. Bu Çalışmanın Amacı	6

BÖLÜM - II

2. ÇEKİRDEKLEŞME TEORİSİ UYGULAMALARI	8
2.1. GİRİŞ	
2.2. YAKINSAK - İRAKSAK (CONVERGENT - DIVERGENT) LÜLELERDE YOĞUŞMA	8
2.3. AKIŞ DENKLEMLERİ	11
2.3.1. Kütle Sürekliliği Denklemi (Kütlenin korunumu Prensibi)	11
2.3.2. Momentum Denklemi	12
2.3.3. Enerji Denklemi	14
2.3.4. Buhar Fazı Kısmında Mach Sayısı	15
2.4. ÇEKİRDEKLEŞME TEORİSİ	15
2.4.1. Çekirdekleşme Oranı Denklemleri	15

BÖLÜM - III

3. BÜYÜME REJİMLERİ	20
3.1. GİRİŞ	20

3.3.	KÜTLE TRANSFERİ	23
3.3.1.	Serbest Moleküler Rejimde Kütle Transferi	23
3.3.2.	Sürekli Akış Rejiminde Kütle Transferi	24
BÖLÜM - IV		
4.	DENEY TESİSATI	31
4.1.	GİRİŞ	31
4.1.1.	Buhar Kazanı	33
4.1.2.	Test Bölümü ve Lüle Dizaynı	33
4.1.3.	Termokapillar ve Termometreler	34
4.1.4.	Manometreler	35
4.1.5.	He - Ne Laser	35
4.1.6.	Optik Algılama Devresi	35
4.2.	DENEY PRENSİBİ	37
BÖLÜM - V		
5.	İRDELEMELER	42
BÖLÜM - VI		
6.	SONUÇLAR	67
EK-1		69
EK-2		75
KAYNAKLAR		83

S E M B O L L E R

A	Alan	m^2
C_p	Sabit basınçta özgül ısı	kJ/kgK
C_v	Sabit hacimde özgül ısı	kJ/kgK
C_L	Sıvının özgül (spesifik) ısısı	kJ/kgK
D	Diffüzyon katsayısı	m^2/sn
d_e	Hidrolik (ıslak) çap	m
f	Sürtünme faktörü	-
G	Gibb's serbest enerjisi	kJ
h	Entalpi	kJ/kg
(I/I_0)	Dedektör sogurma oranı	-
J	Çekirdekleşme çoğalma oranı	dak/m^3
K	Boltzman sabiti	
k	İzentropik üssü	
I	$(h_B - h_s)$ dengede olmayan buharlaşma ısısı	kJ/kg
I	Çekirdekler arasındaki ortalama serbest yol	m
M	Kütle oranı	kg/sn
Ma	Mach sayısı	-
N	Ma^2	-
Nu	Nusselt sayısı	-
P	Basınç	N/m^2
$P_s(T)$	T sıcaklığındaki doyma basıncı	N/m^2
q_e	Evaporatör (Buharlaşma) katsayısı	kJ/kg
q	Kondenzasyon (yoğuşma) katsayısı	kJ/kg
R	Gaz sabiti	kJ/kgK
r	Çekirdek yarı çapı	m
Sc	Schmidt sayısı	
s	Özgül entropi	kJ/kgK
T	Sıcaklık	$^{\circ}C$
$T_s(P)$	P basıncında doyma sıcaklığı	$^{\circ}C$
t	Zaman	s.
u	Hız	m/s
x	Axial yöndeki mesafe	m
y	Nem oranı	%

α	Lüle açısı	derece
α_r	Isı transferi katsayısı	kJ/m^2
μ	Viskozite	kg/ms
ρ	Yoğunluk	kg/m^3
$\rho_s(T_s, r)$	r yarıçapında T_s sıcaklığındaki doymuş buharın yoğunluğu	kg/m^3
$\rho_s(T_B)$	T_B sıcaklığındaki doymuş buharın yoğunluğu	kg/m^3
λ	Isıl iletkenlik katsayısı	kJ/m

Alt Indisler

B	Buhar fazı
S	Sıvı fazı
s	Doyma şartları
SA	Sürekli akış
SM	Serbest moleküler
*	Kritik şartlar

B Ü L Ü M - I

1. GİRİŞ

Teknolojik gelişmelerin temel amaçlarından biri de insanlık alemine hizmet eden makinaları geliştirmektir. Bu makinaların tamamı çalışmak için güce ihtiyaç duyar. W. Traupel [1] tarafından yapılan araştırmalarda vurgulandığı gibi dünya güç üretiminin % 80 inin buhar santrallerinde yapılmış olması göz önünde bulundurulduğunda buhar türbinlerinin önemi kendiliğinden ortaya çıkmaktadır. Bu makinaların tasarımı ve çalıştırılması ile ilgili bir çok problem halen çözülememiştir. Buhar ve gaz türbinlerindeki akış analizini içeren mevcut teorik modellere rağmen bu türbinler için tasarım ve işletimi ilgilendiren problemlerin giderilmesi doğrultusunda çalışmalar devam etmektedir [2]. Islak buharın genişlemesi ile ilgili problemler üzerinde yapılan çalışmalar yeterli değildir ve ıslak buharla çalışan türbinlerin verimleri kuru buharla çalışan türbinlerin verimlerinden daha düşük olmaktadır [2]. Bu fark muhtemelen ıslaklığın neden olduğu kayıplardan oluşmaktadır. Buna rağmen buharın oluşumu ile ilgili kinetik ve dinamik davranışlar yeteri derecede anlaşılamamıştır. Şu anda, mevcut ve yaygın olarak kullanılan tesislerde ıslaklık problemleri düşük basınçlı türbinlerin son kademelerinde meydana geldiğinden, bu kademelerde gücün belli bir oranda arttırılmasına çalışılmaktadır [3]. Böylece, ıslaklıkla ilgili problemlerin araştırılmasına büyük ihtiyaç duyulmaktadır. Buharın ıslaklık ve yoğunlaşma problemleriyle ilgili olarak

Birmingham Üniversitesinin Makina Mühendisliği Bölümünde yıllardır bir dizi araştırma programı uygulanmıştır [2, 3]. Bu çalışmalara Daralan - Genişleyen (convergent - divergent) lülelerde çekirdekleşme (nücleation) olayının incelenmesiyle başlanmıştır [2,3]. Çekirdekleşme teorisi ve buhar akışı bir boyutta incelenmiştir [2,3]. Daha sonra, bu çalışma yüksek basınçlı buhar akışları ile ilgili analizin yapılabilmesi için durum denklemlerini de içine alarak genişletilmiştir.

1.1. TARİHSEL GELİŞİM

Buharın genleşmesi ve yoğuşmasıyla ilgili olarak yapılan çalışmalar bir asırdan beri bilinmektedir. 1871 yılında J.J. Thomson [4] süper doyma üzerinde çalışmıştır. Aynı tarihlerde faz değişimini tanımlayan temel termodinamik kavramlar Gibbs [5] Von Helmholtz [6] ve W. Thomson [7], daha sonra da Lord Kelvin [8] tarafından geliştirilmiştir. 1881 yılında Aitken [9] su buharı ile doymuş olan buharın doğal yoğuşması esnasında ortalama çekirdek boyutları ve çekirdekleşme oranı ile ilgili bir çalışma yapmıştır. Bu tür bir yoğuşma Van Helmholtz [6] tarafından da araştırılmıştır. Fakat 1897 yılında tabii yoğuşmayı detaylı bir şekilde araştıran ve sonuçlandıran C.T.R. Wilson [10] olmuştur. Wilson buhar ile çalışmaları sırasında, genişleyen hava su buharı ile doyduğu zaman, iyonların veya yabancı parçacıkların var olması halinde yoğuşmanın başlamasının her zaman geciktiğini müşahade etmiştir [10]. Wilson ayrıca "P" buhar basıncının "T" sıcaklığındaki "Ps" doyma basıncına oranını "S" süper doyma oranı olarak tanımlamış ve bu ifadeyi ;

$$S = \frac{P}{P_s(T)}$$

şeklinde göstermiştir.

Bu ifadenin termodinamik denge şartları göz önüne alındığında sınır değerinin 7.9 olduğunu belirlemiştir [10]. 1915 yılında Stodola [11] ve Callender [12] çekirdek (nucleation)

çapındaki hesaplamaları içeren lüle içerisindeki akışla ilgili araştırmaların sonuçlarını yayınlamışlardır. Üç yıl sonra Martin [13] süper doyma sınırlarını tesbit etmiş ve Wilson'un sonuçlarını doğrulamış, onları Mollier diyagramı üzerine çizmiş ve Wilson hattı noktalarını belirlemiştir.

1930 yıllarının ortalarında, Yellot [14], Yellot ve Holland [15] çok sayıda deneyler yapmışlar ve Wilson çizgisini % 4.5 sabit ıslaklık hattı boyunca genişletmişlerdir. Yellot ve Holland ayrıca yakınsak - ıraksak (Divergent - Convergent) lülenin süpersonik bölgesinde faz değişiminin oluştuğunu ve bu faz değişim işlemlerinin küçük bir basınç yükselmesiyle birlikte değiştiğini göstermişlerdir.

1936 yılında Rettaliata [16] Yellot geliştirdiği deney düzeneği üzerinde gerçekleştirdiği çalışmalarını yayınlamıştır. Bu çalışmada yoğunlaşma basıncının ıslaklık hattının % 3.2 ve % 3.7 arasında oluştuğunu tesbit etmiş ve sınırlanan süper doymanın lüle geometrisine ve deney şartlarına bağlı olduğunu ve dolayısıyla bütün şartlar için sabit tutulmadığını açıklamıştır. Rettaliata [16] bu gözlemlere uygun olarak "Wilson bölgesi" ile "Wilson çizgisi" terimlerinin yer değiştirmesini teklif etmiştir. Bu araştırmaları, lüle içerisinde çok dikkatli ve güvenilir ölçümler yapmayı başaran Binnie ve Woods [17] ve Binnie ve Green [18] nin çalışmaları takip etmiştir.

Aynı zaman süresince bir çok araştırmacı çekirdekleşme teorisinin gelişimine katkıda bulunmuştur. Bu yoğunlaşan akışkanların teorik olarak incelenmesinde önemli olduğu için Bölüm-2'de detaylı olarak incelenecektir.

Çekirdekleşme teorisi ile gaz dinamiği denklemlerinin birleştirilmesi hususundaki çalışma 1962 yılında Oswatitsch [19] tarafından yapılmıştır.

Süpersonik rüzgar tünellerinin gelişiminde hava içerisinde mevcut su buharının yoğunlaşması bazı problemlere sebep olmuş ve bu durum Stever ve Head [20] tarafından açıklanmıştır. Neticede bu

problemlerin faz değişimi esnasında meydana geldiği vurgulanmıştır. Son yıllarda lüle ile ilgili yapılan çalışmalara örnek olarak batılı bilim adamlarından Hill , Moore , Wegener , Barsdorf, Campbell ve Bakhtar , doğulu bilim adamlarından Filipor , Deich, Puzyrewski verilebilir [2 , 3 , 21].

Yukarıdaki araştırmalar paralelinde buhar türbinlerinin gelişimi kayda değer bir hızla devam ederken, ıslaklıkla ilgili problemler zaman zaman ortaya çıkmaktadır. Buhar türbinlerinin tarihsel gelişimi bu çalışmanın dışında olmasına ragmen, ıslaklık problemlerinin ortaya çıktığı önemli safhalar aşağıdaki gibi özetlenebilir.

1.1.1. Türbinlerde Islak Buhar Akışı

1883 de G. Laval ve 1884 de C.A. Parsons tarafından oluşturulan ilk türbin dizaynları bir çok pratik güçlüklere sahip olmasına rağmen 1900 l yıllara kadar bir çok g üretim sahasında yaygın olarak kullanılmıştır. 1904 l yıllarda Parson türbinleri süper ısıtıcıların bulunmadığı, ıslak buharla çalıştırılan gemi tahrik sistemlerinde kullanılmıştır. Islak buharın bulunduğu kademele- rin performanslarının, kuru kademelere oranla daha fazla ilave kayıplara neden olduğu gözlenmiştir. Bu kayıpların ilk araştırılması 1931 yılında olayı tam olarak açıklayamayan Baumann [22] tarafından yapılmış ve ıslaklık etkisi için deneysel olarak elde edilen bir düzeltme faktörü önerilmiştir. 1920 li yıllarda Stadola [12] çalışmasında çarpma ve reaksiyon tipi türbinlerinin dizaynına teorik bir yaklaşım geliştirmiş ve elde etmiş olduğu sonuçları yayınlamıştır.

1930 lu yıllarda, dizayncılar deneysel ve teorik benzerliği olan araştırma metodlarını adapte etmeye başladılar. Dizayn için kullanılan ilk testler sonuçlandırılmıştır. Bununla birlikte daha yüksek verimlerin elde edilmesinde etken olan basınç ve sıcaklık yükseltilmesinin aksine ; genişlemenin son kademelerinde ıslaklık bölgesinde bir artışa neden olduğu gözlemiştir. Soderberg [23] 1935 yılında büyük damlacıkların sürtünme etkile- rinin verim kayıplarına neden olduğunu ifade etmiştir.

İkinci Dünya Savaşından sonra türbin boyutlarındaki artış ve yüksek devirlerden dolayı kanat hızlarındaki artış buharın ıslaklık problemlerine olan ilginin yenilenmesine neden olmuştur.

1.1.2. Yüksek Basıncıta Çalışma

Yüksek basınçta çekirdekleşme ile ilgili çalışmalar 1972 yılında Deich ve arkadaşları [24] tarafından sonuçlandırılmıştır. Bu araştırmacılar 32 bar basınçta aşırı kızdırılmış buharla bir lüle için sadece iki statik basınç noktasının mukayeselerini yapmışlardır. 1973 de ise Gyarmathy [25] 50 bar basınca kadar saf buharın tabii yoğunlaşmasını incelemiştir.

1974 yılında Ryley ve Tubmann [26] 15 ile 55 bar basınçlar arasında Gyarmathy'in kullandığı lüleye benzer bir lüle üzerinde ölçmeler yapmışlardır. Bunların sonuçlarına ışık tutan Bakhtar ve Young [27] tarafından geliştirilen teori daha önce geliştirilen teori ile kıyaslanmıştır. Analiz edilmiş sonuçların beklenenden daha farklı olduğu görülmüş 70 bar basınca kadar bir hal değişim etkinliğini kullanarak teorik bir çalışma yapmıştır. Bu teori Aitken [9] tarafından daha fazla araştırılarak deneysel ve teorik sonuçlar arasında daha fazla uyum sağlamasına çalışıldı. Aynı zamanda Valha ve Ryley [28] yoğunlaşma başlangıcını belirlemek için bir optik metod uygulayarak yoğunlaşmış sıvı damlacıklarının ortalama hacmini belirlemeye çalışmıştır. Fakat bu çalışma teori ile pek uyum sağlamamıştır. Bu durumun tek sebebi kullanılan lüle profilinden buhar sızıntısının olmasından kaynaklanmıştır. 1977 de Ghassemi [29] Ryley ve Tubmann [26] tarafından kullanılan cihazları sızıntı ihtimalini azaltmak için yeniden düzenleyerek dört tane buhar giriş basıncı için tek bir daralan genişleyen lüle denemiştir. Mevcut olanlar ile Bakhtar ve Young'un [27] geliştirdikleri teorik analizlerin neticeleri mukayese edildiğinde bir uyumun olduğu tesbit edilmiştir.

1.2. BU ÇALIŞMANIN AMACI

Buharın genişlemesi ve yoğuşmasıyla ilgili olarak yapılan çalışmalar yıllardır devam etmektedir. Dünya güç üretiminin % 80 nin buhar santralleriyle karşılandığı göz önüne bulundurulduğunda bu çalışmanın önemi ortaya çıkmaktadır.

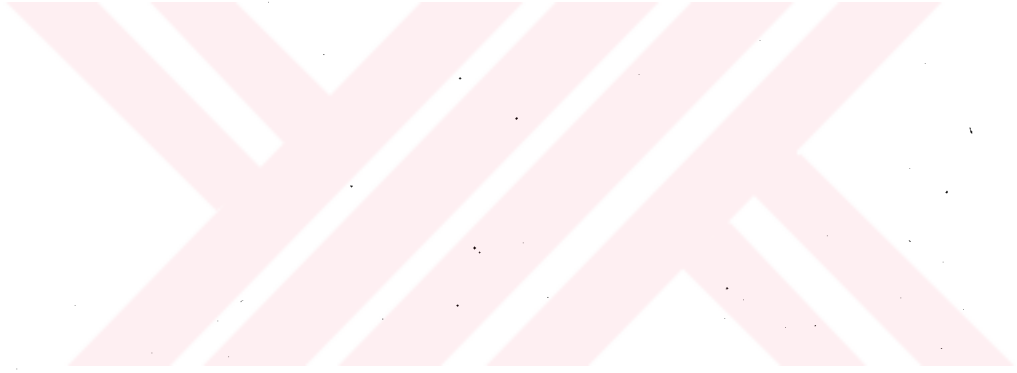
Bu çalışmada düşük ve orta basınçtaki buharın genişlemesi esnasında, tabii yoğuşmasıyla oluşan çekirdeklenme oranı bir optik sistem yardımıyla incelenmiştir. Bu ölçümlerde genişleme açısı (α) 2.8° olan yakınsak - ıraksak (divergent - convergent) bir lüle kullanılmış; Lüle içerisindeki gelişen akışa ait özelliklerin ölçümü optik sistemler yardımıyla gerçekleştirilmiştir.

Optik sistemde yer alan dedektör çıkışları bir osiloskop ekranında izlenmiş ve çekilen fotoğraflar yardımıyla soğurma oranı (I/I_0) değerinin zamana ve basınca göre değişim eğrileri çizdirilmiştir. Bu lüle üzerinde optik metotla gerçekleştirilen çekirdeklenme oranı lüle içerisinde geçen buharın genişleme hızı ve basıncı ile değişimi ayrıca incelenmiştir.

Süper doymuş buharın tabii yoğuşması esnasında çekirdeklenme oranının tesbit edilmesi buharın genişlemesi esnasında oluşan ıslak buharın özelliklerinin tesbit edilmesinde temel parametredir. Bu parametreler ıslak buharın genişleme durumu, basınç ve sıcaklık, sıvı ve buhar fazları arasındaki değişime bağlı olarak termodinamik kayıpları etkilemektedir. ıslak buharın türbinlerde kullanılması halinde yoğuşmuş buharın kinetik enerjisi çok yüksek olduğu için meydana gelen momentumda oldukça yüksektir. Bu durumda türbin kanatları zarar görmektedir. Bu hususlar türbin bölümlerinin tasarım sırasında dikkate alınmalıdır.

Sonuç olarak ; Elde edilen neticeler geliştirilen bir bilgisayar programı ile analiz edilmiştir. Konuya ışık tutmak üzere çekir-

dekleşme teorisi incelenmiş ve yakınsak - ıraksak lüle içerisinden geçen buhar akışı için analizler yapılmıştır.



B Ö L Ü M - II

2. ÇEKİRDEKLEŞME TEORİSİ UYGULAMALARI

2.1. GİRİŞ

Çekirdekleşme teorisi uygulamaları için yakınsak - iraksak (divergent - covergent) bir lüle içerisinde geçen buhar akımı örnek olarak verilebilir. Çekirdekleşme olayının tesbitinde akış boyunca aksenal basınç ve sıcaklık kaydedilir ve çekirdekleşme oranı ise optik ölçüm metodları ile belirlenebilir [3 , 21 , 30]. Çekirdekleşme oranının tesbit edilmesi için soğurma oranının basınç ve sıcaklığa göre değişim eğrilerinin incelenmesi yeterlidir. Bununla beraber teorik neticelerin deneysel neticelerle müştereken değerlendirilebilmesi için ölçümlerin çok hassas yapılması gerekir.

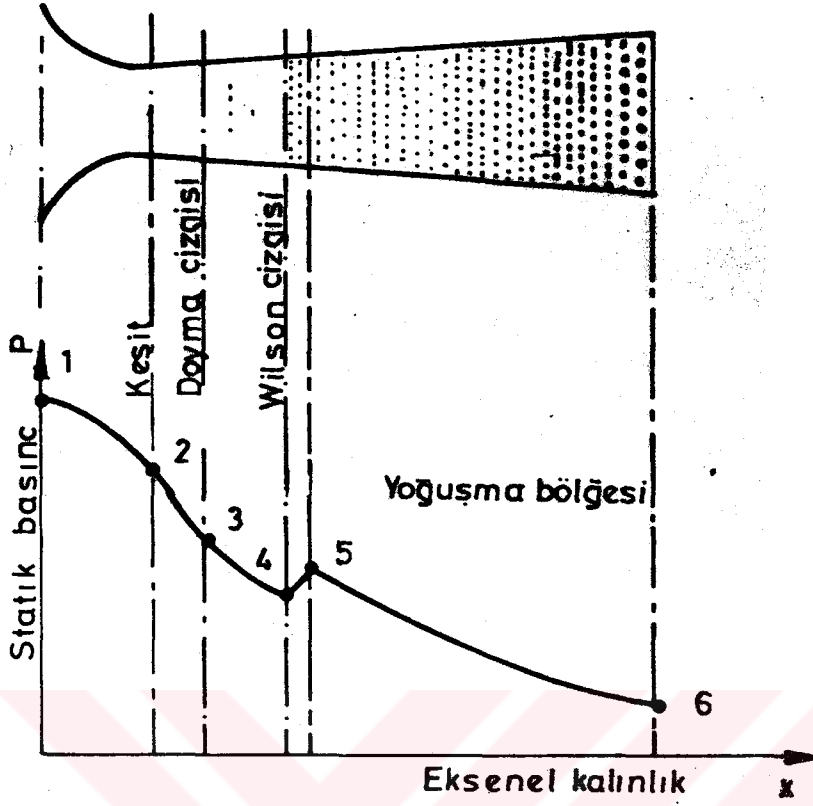
2.2. YAKINSAK - IRAKSAK (Covergent - Divergent) LÜLELERDE YOĞUŞMA

Matematiksel ayrıntılara girmeden önce lülelerde akışın basit bir tanımlamasını yapmak gerekir. Yakınsak - Iraksak (Covergent-Divergent) lüle içerisindeki doymuş ortamdan ıslak ortama

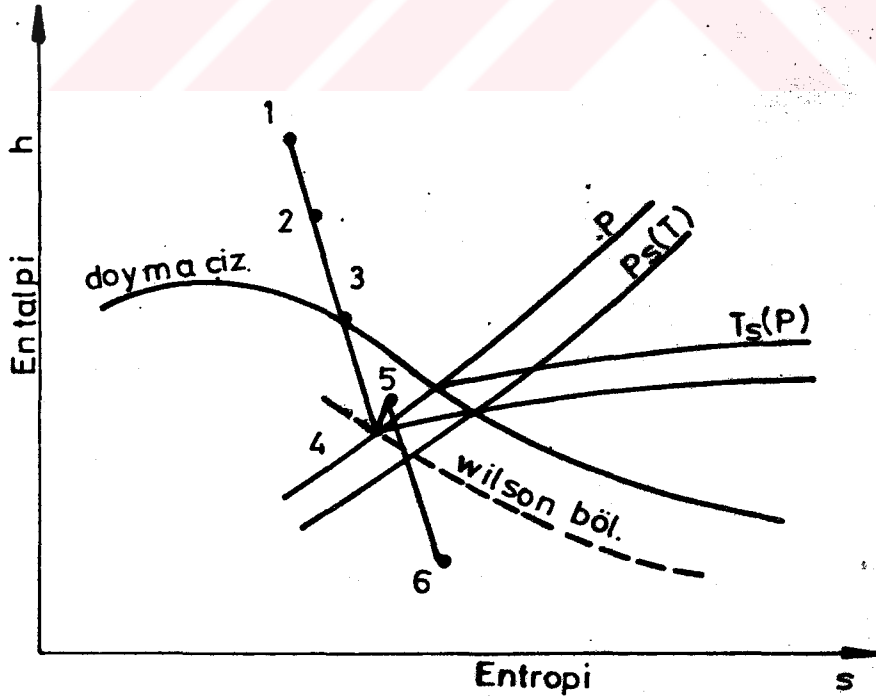
akışkanın yayılmasının tipik değişimi Şekil-2.1. a ve b de görülmektedir. 1 noktasında kızgın buhar lüleye girer. Buhar lüle içrisinden geçerken 2 noktasıyla gösterilen ses altı (sonik) şartlara kadar genişler. 3 noktasıyla gösterilen çizgiden önce veya sonra doyma çizgisiyle birlikte zerreciklerin büyümeye başladığı görülmektedir. Buhar genişlemeye devam ederken gittikçe soğur. İlk çekirdekleşmenin meydana gelmesi ile ilk çekirdekleşme oranı düşüktür. Bu durumda buhar sürekli olarak yarı denge (metastable), süper soğutulmuş halde kuru buhar olarak genişlemeye devam eder. Bölgesel şartlara bağlı olarak çekirdekleşme olayı devamlı olarak artar ve 4 noktasında maksimum değerine ulaşır. 4 noktasının altındaki bölge çekirdekleşme bölgesi olup, süper soğutmanın maksimum yapıldığı bu bölge Wilson (4) noktası olarak ifade edilir. 4 ve 5 noktaları arasında çekirdekleşme hızlı bir şekilde artar ve sistem termodinamik dengeye yaklaşır. 5 ve 6 noktaları arasında ise çekirdeklerin daha fazla büyümesi neticesinde termodinamik denge şartlarına yaklaşılmış olur.

Çekirdek yüzeyinden verilen ısının çoğu yoğunlaşma (kondenzasyon) esnasında buhar oluşumu için harcanır. Aşağı buhar bölgesi (Downstream) yani yoğunlaşma bölgesinde ısı transferi oranı yüksektir. Bu olay süpersonik akışı yavaşlatarak basınç artışına sebep olur ve bu durum entalpi ve entropi artışlarını hızlandırır. Genel olarak analizlerde ; akış boyunca sıvı zerreciklerinin kesit boyunca toplamı alınır ve çekirdekler arasındaki boşluklar ise buhar fazlarının toplamı olarak alınır.

Denge durumunun bozulması ; süper soğutmanın derecesiyle belirlenir. Daha sonra çekirdekleşme oranı tesbit edilir. İşlem çekirdek teşekkülü ve farklı diferansiyel formdaki tek boyutlu gaz dinamiği denklemleriyle çekirdekleşme büyüme eşitlikleri müştereken değerlendirilerek yapılır. Sistemdeki ısıtılmış buhardan başlayarak çekirdekleşme teorisi ile birleştirilen özel modelleri ifade eden denklemler uygulanarak bu genişleme yörüngesi teorik olarak tesbit edilir. Netice deneysel ölçümlerle mukayese edilir. Yoğuşmuş su (Bulk water) için yapılan yüzey gerilimi analizi esas alınarak yoğunlaşma katsayısı hassas bir şekilde deneysel neticelerden elde edilir.



Şekil-2.1a: Bir lülede doğal yoğuşma sırasında meydana gelen basınç dağılımı.



Şekil-2.1 b : Doğal yoğuşmayla buharın genişlemesi için durum çizgisi.

Damlalar arasındaki etkileşme işlem esnasında ihmal edilebilir. Kızgın buharın ıslak buhara ilk dönüşümü esnasında bu yaklaşım yapılarak işlem ıslak buhar davranışı için incelenir. İşlemin en önemli sınırlaması tek boyutlu akış olarak düşünülmesidir. Bununla beraber çoğu kez, bu metodun uygulanması ile tek boyutlu akışlarla ilgili gerçek problemleri tesbit etmek mümkün olmuştur.

2.3. AKIŞ DENKLEMLERİ

Kütle, momentum ve enerjinin korunumu denklemlerinin müştereken değerlendirilmesi ile, hal denklemleri, akışı tamamiyle tanımlayan diferansiyel denklemlerin sisteminde tanımlanır. Bu denklemler uzun olmasına rağmen türetimleri güç değildir ve bu denklemler çok sayıdaki araştırmalarda rapor edilmiştir [3, 21 27]. Bu denklemler ile Oswatitsch [19] ve Graymathy ve arkadaşları [25] tarafından geliştirilen denklemler arasında önemli fark sürtünme katsayısının "f" ve hal (virial) denklemlerinin bulunmasıdır. Bunların çözümü ancak bağımsız değişkenlerin değerlendirilmesiyle mümkündür. Akış kanalındaki basınç değişimini gösteren dA/A terimi uzaklığın fonksiyonu olarak yazılır ve bu genellikle bilinir. Sıvı fazının etkisini gösteren M_S ve d ($1/M_S$) değişkenleri bağımsız olarak kabul edilir ve ayrı ayrı hesap edilir.

Akış denklemlerinde bir boru üzerindeki Δx kadarlık artışa tekabül eden buharın akış eşitliğinin türetilmesi için şekil-1.2 deki kontrol hacminin dikkate alınması gerekir.

2.3.1. Kütle Sürekliliği Denklemi (Kütlenin Korunumu Prensibi)

Akım içerisindeki sıvı kütlesi oranı " M_S " ve gaz kütlesi oranının toplamı " $\rho_B A u_B$ " olarak ifade edildiğinde akıştaki toplam kütle oranı " M " kütlenin korunumu prensibine göre ;

$$M = M_S + \rho_B A u_B = S b t \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir.

Sıvı kütle ile elde edilen hacim buhar hacmiyle kıyaslandığında önemsiz olduğu söylenebilir ve farklı durumlarda (1.1) denklemi

$$\frac{d\rho_B}{\rho_B} + \frac{dA}{A} + \frac{du_B}{u_B} + \frac{dM_S}{M-M_S} = 0 \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilir.

2.3.2. Momentum Denklemi

dx elemanı karşısında sistemin momentumundaki değişim basınç ve sürtünme kuvvetleri toplamına eşittir ve şöyle yazılabilir,

$$d(M_B u_B + M_S u_S) = -A dP - \frac{f A \rho_B u_B^2 dx}{2 d_e} \quad (2.3)$$

Burada f sürtünme katsayısıdır ve

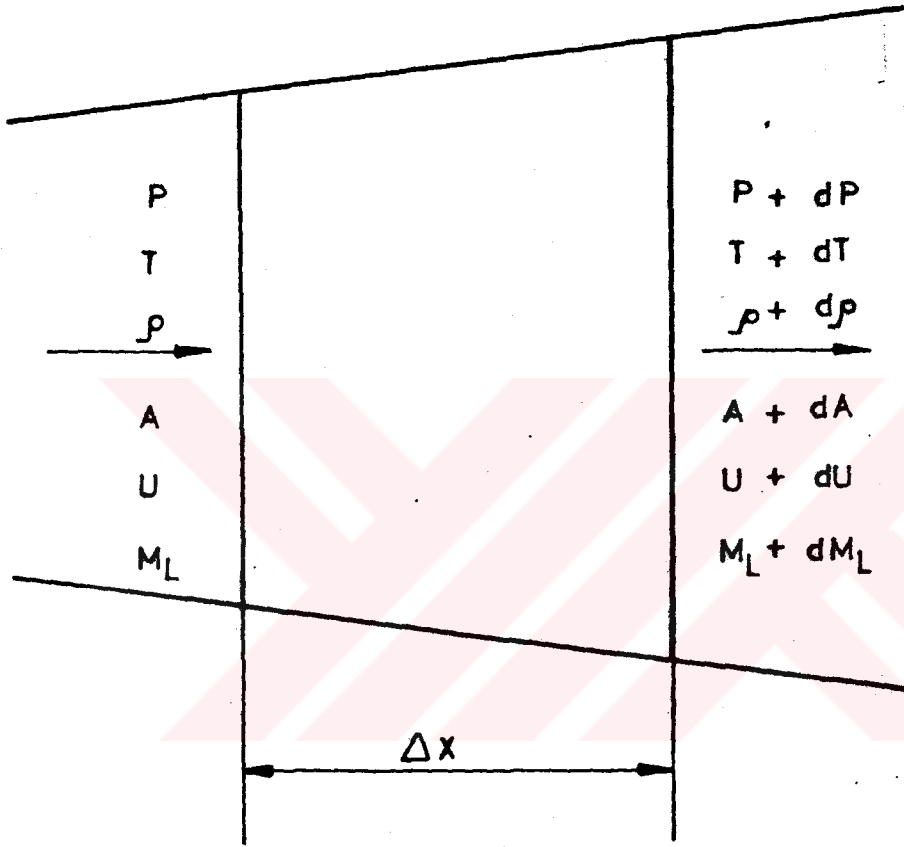
$$d_e = \frac{4A}{\text{Islaklık Çapı}}$$

ile tanımlanan eşdeğer boru çapını gösterir.

Sıvı kütle ile gaz kütle (bu iki faz) arasında az veya hiç sürtünme olmadığı kabul edilirse $u_B = u_S$ olur, y nem oranı olarak kabul edilip (2.3) denkleminde Mach sayısının karesi eklenirse ;

$$\frac{dP}{P} = \frac{-kN}{(1-y)} \frac{du_B}{u_B} - \frac{kfN}{2 d_e} dx \quad (2.4)$$

denklemini verir.



Şekil-2.2 : Akış eşitliği için kontrol hacmi.

2.3.3. Enerji Denklemi

Kontrol hacminde adyabatik akım için enerji denklemi şöyle açıklanabilir,

$$d \left[M_B \left(h_B + \frac{u_B^2}{2} \right) + M_S \left(h_S + \frac{u_S^2}{2} \right) \right] \quad (2.5)$$

$M_B = M - M_S$ 'ye dikkat edildiğinde ve $u_B = u_S$ göz önünde tutulduğunda ve denklem M ye bölüldüğünde,

$$dh_B + u_B du_B - 1 \frac{d M_S}{M} - M_S \frac{dl}{M} = 0 \quad (2.6)$$

şeklini alır ve burada $l = h_B - h_S$ olduğundan,

$$d h_B = C_p d T_B + \left(1 - \frac{x}{y} \right) \frac{dp}{\rho_B} \quad (2.7)$$

ve

$$C_p = \frac{k}{k-x} \frac{y^2}{x} \frac{P}{\rho_B T_B} \quad (2.8)$$

Mach sayısının tanımı için (2.7) ve (2.8) denklemleri kullanılır ve $C_p T_B$ ye bölünürse aşağıdaki ifade elde edilir.

$$= \frac{(k-x)}{k} \frac{(x-y)}{y^2} \frac{dp}{P} + \frac{(k-x)}{y^2} x N \frac{dU_G}{U_G} - \frac{1}{C_{pT_G}} \frac{dM_L}{C_{pT_G}} \frac{dM_L}{M} - \frac{M_L}{M} \frac{dl}{C_{pT_G}} = 0 \quad (2.9)$$

2.3.4. Buhar Fazı Kısmı Mach Sayısı

Buhar fazı kısmında Mach sayısını kullanarak fiziki bir anlam olmamasına rağmen aşağıdaki ifadeyi yazarsak ;

$$N = (M_a)^2 = \frac{u_B^2 \rho_B}{kP} \quad (2.10)$$

Burada buhar fazı kısmı için k izentropik üsttür. Burada dx in artmasıyla k çok az değişmektedir ve böylece k sabit kabul edilebilir. (2.10) denkleminin diferansiyeli alınırsa,

$$\frac{dN}{N} = 2 \frac{d u_B}{u_B} + \frac{d \rho_B}{\rho_B} - \frac{dP}{P} \quad (2.11)$$

elde edilir.

2.4. ÇEKİRDEKLEŞME TEORİSİ

2.4.1. Çekirdekleşme Oranı Denklemleri

Tarihi gelişim içerisinde çekirdekleşme teorileri iki ana grupta toplanmıştır. İlk teori Volmer ve Weber [31], Farkos ve Frenkel [32] ve diğerlerinin adıyla anılan kinetik yaklaşımdır. Klasik teorideki bazı belirsizliklerin yok edilmesine duyulan ihtiyaç nedeniyle, istatistikî yaklaşım olan teori ise ikinci teoridir. Bu teori ile ilgili isimler ise Band ve Bijl ve Frenkel [33] dir. Bir çok hibrit teoride bu arada geliştirilmiştir. İstatistikî yaklaşımda türetilen bazı doğrulama faktörleri klasik teoriden doğan sonuçları geliştirmek için bir çok yaklaşım üzerinde çalışmalar durmaksızın sürdürülmekle birlikte sonuçlar tam olarak açık değildir. Ancak bazı

küçük düzeltmelerle klasik çekirdekleşme teorisi deneysel sonuçlarla uyumlu sonuçlar vermektedir. Bu nedenlerle bu araştırmada bu teori kullanılmıştır.

Düzenli ve sürekli çekirdekleşme denklemi aşağıda verilecek ve detaylı olarak türetilenektir. Süper soğutulmuş bir ortamda büyüeyebilen sıvı damlalarının oluşumu, yüzeylerindeki serbest enerji tarafından engellenir. Bu durum süper doymuş durumun gelişmesinin temel nedenidir. Ancak süper doymanın yavaşlaması yalnızca klasik termodinamik ile açıklanamaz. Gerçekte tek moleküllerin bir araya gelmesinden oluşan buhar kavramı dikkate alınmalıdır.

Teoriye göre buhar gövdesinde oluşan beklenmeyen dalgalanmalar her zaman molekül yığınlarının oluşumuna yol açmaktadır. Belli büyüklükteki yığınların yoğunlukları tek moleküllerden oluşmaya karşılık gelen serbest enerji değişiminin bir fonksiyonudur. Belli bir buhar basıncı ve sıcaklık değeri için, yalnızca çapları r^* ve serbest enerji değişimleri ΔG^* olan damlacıklar denge halindedir. Bundan daha büyük damlacıkların büyümeleri serbest enerjideki azalmaya bağlı olduğu için yoğunlaşma merkezi olarak bir davranış gösterirler. Birim hacimde ve birim zamanda kritik çekirdeklerin düzenli ve sürekli hal çoğalma oranı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir,

$$J = \frac{q}{(1+\nu)} \sqrt{2\sigma/nm^3} \frac{\rho_s(T_B)}{\rho_s} \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{KT_B}\right) \quad (2.12)$$

Bu ifadede,

q : Yoğuşma katsayısı,

m : Bir molekül kütlesi,

σ : Kümelerin özgül yüzey gerilimi,

$\rho_s(T_B)$: T_B sıcaklığın değerinde doymuş buharın yoğunluğu,

K : Boltzman sabiti

$(1 + \nu)$ katsayısı Kantrowitz [30] e ait doğrulama değeridir.

Kritik serbest enerji bariyeri ΔG^* aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$\Delta G^* = \frac{16 \pi \sigma^3}{3 \rho^3 L (\Delta G_1)^2}$$

ΔG_1 'in değeri uygulanan hal denklemlerine göre değişir. Yukarıda verilen ΔG_1 ifadesi aşağıdaki gibi çıkartılabilir. Termodinamik potansiyel ifadesi Gibbs fonksiyonundan bulunabilir. "r" yarıçapında bir sıvı damlasının sahip olduğu serbest enerjiyi bulabilmek için buhar moleküllerinin (P basıncında ve T_B sıcaklığında) gelişmelerini dört safhaya bölerek bulunabilir.

1. ΔG_1 - P den $P_s(T_B)$ ye buharın izotermal yayılması,
2. ΔG_2 - Belli basınç ve sıcaklıkta buharın sıvıya dönüşmesi (kondenzasyon olayı) ; Böylece $\Delta G_2 = 0$ olur.
3. ΔG_3 - Sıvının $P_s(T_B)$ den P ye tekrar izotermal sıkıştırma. Serbest enerjinin toplam değişimine olan bu katkısı, sıvı özgül hacmi küçük olduğu sürece önemsizdir.
4. ΔG_4 - Damlaların yüzeyden ayrılması

$$\Delta G_4 = 4\pi r^2 \sigma \quad (2.13)$$

Böylece toplam serbest enerji ;

$$\Delta G_{tot} = \Delta G_1 + \Delta G_2 + \Delta G_3 + \Delta G_4 \quad (2.14)$$

olur. Burada ;

$$\Delta G_1 = \int_P^{P_s(T_B)} \frac{dP}{\rho} \quad (2.15)$$

Burada kullanılan eşitliğin integrali aşağıdaki ifadeyi verir,

$$\Delta G_1 = R T_B \left[- \ln \frac{\rho}{\rho_s(T_B)} + 2B_1 (\rho_s(T_B) - \rho) \right. \\ \left. + 3/2 B_2 (\rho_s^2(T_B) - \rho^2) + 4/3 (\rho_s^3(T_B) - \rho^3) \right] \quad (2.16)$$

Her r yarıçapındaki sıvı damla oluşumuna karşılık ; gelen serbest enerji ;

$$\Delta G_r = 4\pi r^2 \sigma - 4/3 \pi r^3 \rho_s \Delta G_1 \quad (2.17)$$

dir. Verilmiş bir buhar hali için, ΔG_1 sabittir ve yarı çapla σ nın değişkenliği ihmal edilirse, maksimum serbest enerji ΔG^* ;

$$\Delta G^* = \frac{16 \pi \sigma^3}{3 \rho^2 L (\Delta G_1)^3} \quad (2.18)$$

dir. Kritik yarıçap ise,

$$r^* = \frac{2\sigma}{\rho_L \Delta G_1} \quad (2.19)$$

olur.

Her sistem Gibbs enerjisini azaltarak denge durumuna yaklaşır. Bu durum (2.16) denklemiyle ifade edilebilir. Bu denklemdeki eksi ve artı ifadeler birbirlerini azaltır. Birinci ifade sıvı - buhar ara yüzeyinin oluşumu ile ilgili pozitif değerdedir. İkincisi ise sıvı kütlesinin sahip olduğu serbest enerji ifadesi olup neğatif bir etkiye sahiptir. Serbest enerjinin etkisi çekirdekleşme üzerinde görülür. Zira serbest enerjinin artması ile çekirdek boyutu sınırlanır.

Sonuç olarak $r < r^*$ de damlalar buharlaşıırken $r > r^*$ için ise damlalar büyüme eğilimi gösterirler.

B Ö L Ü M - III

3. BÜYÜME REJİMLERİ

3.1. GİRİŞ

Çekirdekleşmenin meydana gelmesinden sonra ; kritik çapın üzerinde olan damlacıklar büyüyecek ve çevredeki buhar ile ısı, kütle ve momentum alış verişinde bulunacaktır. Bu işlemler birbirinin benzeri olup buharın ortalama serbest yolunun l ; damlacık çapına olan oranına bağlıdır. Bu oran Kundsén sayısı, "Kn" ile ifade edilir.

$$Kn = \frac{l}{2r} \quad (3.1)$$

Gazların kinetik teorisinden serbest yol [34],

$$l = 1,88 \frac{\mu}{\rho_B \sqrt{R T_B}} \quad (3.2)$$

olarak yazılabilir. Burada ;

μ : Buharın viskozitesi,

ρ_B : Buharın yoğunluğu,

T_B : Buharın sıcaklığı

R : Gaz sabitini

tanımlamaktadır.

"Kn" değerine bağlı olarak akış rejimi dört ayrı grupta sıralanabilir. Bu rejimler arasındaki farklar tabloda tanımlanmıştır.

$Kn < 0,01$	Sürekli rejim
$0,01 < Kn < 0,18$	Kayma rejimi
$0,18 < Kn < 4,5$	Geçiş rejimi
$4,5 < Kn$	Serbest moleküler rejimi

Yukarıdaki ifadelerin çıkarılması ile ilgili araştırmalarda sıvı ile buhar fazı arasındaki bağıl hız ihmal edilmiştir. Bu nedenle aşağıdaki verilen ifadeler, ısı ve kütle transferi mekanizmaları ile sınırlandırılmıştır.

3.2. ISI TRANSFERİ ANALİZİ

Buhar moleküllerinin büyüyen bir damlacık üzerine yoğunlaşması gizli ısının ortaya çıkmasıyla sonuçlanır. Damlacık üzerindeki yoğunlaşmanın hızı aynı zamanda bu ısının hangi hızla damlacık yüzeyinden alçak sıcaklıktaki buhara taşınacağıyla da ilgilidir. İşlemin enerji denklemi şu şekilde yazılabilir,

$$I \frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 \alpha_r (T_S - T_B) + M C_S \frac{dT_L}{dt} \quad (3.3)$$

Burada ;

M = r yarıçaplı damlacığın kütlesi,

α_r = Isı transferi katsayısı,

C_S = Sıvının özgül ısısı

ve

$$I = h_B - h_S$$

Isı transferi oranı hesaplarında ; akış yavaş meydana gelen değişmelerle karşı karşıya olduğu sürece bir damlacığın ısı kapasitesini veren $(MC_S dT_S/dt)$ ifadesi (3.3) nolu denklemlerdeki diğer ifadelerle karşılaştırıldığında küçülür ve hesaplamaların hassaslığını etkilemeksizin ihmal edilebilir.

Ancak Bölüm-2 de verilen akış denklemlerinden de görüldüğü gibi akışın tamamı için enerji denklemi yazılırken bu terim hesaplamalara gizli olarak dahil edilmiştir. Sürekli akış rejiminde ısı transferi yalnızca iletim yoluyla olur ve kaynak [35] de gösterildiği gibi ısı transferi katsayısı, Nusselt sayısı 2 olarak alınarak elde edilir. Yani ;

$$Nu = \frac{2\alpha_r \cdot r}{\lambda} = 2 \quad (3.4)$$

Burada ;

λ : Buharın ısı iletkenliğidir.

Serbest moleküler rejimde moleküler çarpışmalar olduğu varsayılarak ısı transferi hesaplanabilir ve ısı transferi katsayısı aşağıdaki gibi verilir [36].

$$\alpha_r = \frac{\lambda}{r} \frac{0,395}{Kn} \quad (3.5)$$

Kayma ve geçiş rejimlerinde, α_r nin değerini belirlemek için amprik ifadeler kullanılır. Schaaf ve Chambre [37], değişik akış rejimlerinde α_r nin hesaplanabilmesi için bir seri denklemler vermişlerdir. Gyarmathy [25] bu eşitlikleri grafik haline getirmiş ve bunları kabul edilebilir bir hassasiyet içerisinde aşağıdaki şekilde ifade etmiştir,

$$\alpha_r = \frac{\lambda}{r} \frac{1}{(1 + 3,18 Kn)} \quad (3.6)$$

3.3. KÜTLE TRANSFERİ

3.3.1. Serbest Moleküler Rejimde Kütle Transferi

Serbest moleküler rejimde damlacık yüzeyinin çevredeki buhar ile aynı termodinamik özellikleri taşıyan moleküllerin doğrudan etkisine maruz kaldığı varsayılır. Moleküllerin yoğunlaşma oranı ile damla yüzeyinden buharlaşma oranı arasındaki fark göz önüne alınarak kütle dengesi denklemi oluşturulabilir.

Damlacığın çarpan moleküllerin kütle oranı aşağıdaki kinetik tanım ile verilir,

$$\left(\frac{dM}{dt} \right)_{\text{Yoğ.}} = q \cdot 4 \pi r^2 \rho_B \sqrt{\frac{R T_B}{2\pi}} \quad (3.7)$$

Burada ;

- q : Yoğunlaşma katsayısı
- ρ_B : Buharın özgül ağırlığı,
- T_B : Buhar sıcaklığıdır.

Birim zamanda yüzeyden buharlaşan molekül sayısı için bir varsayım yapılır. Buna göre ; damlacık T_S sıcaklığı ve $P_s(T_S, r)$ basıncında ve fazlar arasında bir dengenin olduğu buhar ortamına taşınır. Böylelikle damlacık üzerinde yoğunlaşan moleküller, buharlaşan molekülleri dengeler ve (3.7) eşitliği kullanılabilir. Böylece ;

$$\left(\frac{dM}{dt} \right)_{\text{Buh.}} = q_e \cdot 4\pi r^2 \rho_s(T_S, r) \sqrt{\frac{R T_S}{2\pi}} \quad (3.8)$$

olur. Damlacıktaki net büyüme, bu durumda aşağıdaki şekilde ifade edilebilir,

$$\left(\frac{dM}{dt} \right) = 4 \pi r^2 \rho_S \frac{dr}{dt} = \left(\frac{dM}{dt} \right)_{\text{Yoğ}} - \left(\frac{dM}{dt} \right)_{\text{Buh.}} \quad (3.9)$$

Son olarak ; buharlaşma katsayısı q_e nin q ye eşit olduğu varsayılarak, serbest moleküler rejim için aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)_{S.M} = \frac{q}{\rho_S} \left[\sqrt{R/2\pi} (\rho_B \sqrt{T_B}) - \rho_S (T_S, r) \sqrt{T_S} \right] \quad (3.10)$$

3.3.2. Sürekli Akış Rejiminde Kütle Transferi

Düşük basınçlarda bile ; damlacıklar ortalama serbest yol ile mukayese edilebilir bir büyüklüğe ulaşabilir. Böylece serbest büyüme denklemi (3.10) geçerliliğini yitirir. Sürekli akış rejimine geçiş oluşur ve difüzyon esas işlem haline gelir. Artan özgül ağırlıklar daha kısa ortalama serbest yollar öngördüğü için, bu büyüme rejimi ancak yüksek basınçlı buhar koşullarında oluşur. Sürekli akış rejiminde, damlacık üzerinde yoğunlaşan buharın kütle akısı, Fick kanunu damlacık yüzeyi ile buhar kütlesi arasına uygulanarak bulunabilir. Damlacık büyüme oranıyla ilgili ifadelere gerekli değerler konularak aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)_{S.A} = 1/\rho_S \cdot r (\rho_B D_B = \rho' D') \quad (3.11)$$

Burada D_B ve D' sırasıyla buharın ve damlacık yüzeyinin tabii (self) difüzyon katsayılarını vermektedir.

(3.11) eşitliğin süper soğutulmuş buhar ile kuşatılmış büyük damlalara uygulandığı düşünülürken büyüme için damlacık sıcaklığının ortam sıcaklığına geçmesi gerektiği not edilmelidir. Böyle bir koşulda, eşitlik (3.11) de (dr/dT) değeri pozitif olmalıdır. Bu değer $\rho'D'$ den daha büyük olan $\rho_B D_B$ değerine karşılık gelir. Tabii (self) diffüzyon katsayısının hesaplanmasında deneysel verinin olmadığı durumlar için Young ve Bakhtar [27] kinetik teoriyi kullanarak bir ifade geliştirdiler. Bu ifade küçük damlacık büyüklükleri için açıklanabilir sonuçlar vermiştir ; fakat "Kn" nin azaldığı durumlarda hatalı sonuçlar elde edilmektedir. Büyüme eşitliği tüm akış bölgeleri (3.12) olarak değişir.

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{[1+2.7/9 Kn]} \frac{2 Kn}{3\rho_S} \sqrt{BR/\pi} (\rho_B \sqrt{T_B} - \rho_S(T_S, r) \sqrt{T_S}) \quad (3.12)$$

Şekil-3.1 de bu yaklaşım için örnekler mevcuttur. Bu şekilde 35 bar ve 218 °C deki buhar sıcaklığındaki damlacıkların sıcaklığındaki değişme ; damlacık çapının bir fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. T_S fiziksel olarak anlamı olmayan $T_S(P)$ saturation sıcaklığını aştığını göstermektedir.

Tüm taşıma özelliklerinin (transport propertise) kinetik teori modelinden hesaplanması düşünülseydi sonuçlar karşılıklı gelecek, uygunluk gösterecek ve problem kendiliğinden çözülecekti. Kinetik teori ile ilgili sonuçlar Ek-1 de verilmiştir. Fiziksel zorluklar nedeniyle teorik esaslı modellerin hiç biri bu probleme tamamen uygun olmamakta ve yeni bir tabii (self) diffüzyon katsayısı geliştirilmesi gerekmektedir. D ile ilgili sonuçlar Ek-2 de verilmiştir.

$$D = C \frac{\sqrt{T}}{P^n} \quad (3.13)$$

Burada ;

$$n = 0,8688729$$

$$C = 0,11441 \cdot 10^{-1}$$

$$T = \text{Mutlak sıcaklık (}^{\circ}\text{K)}$$

$$P = \text{Mutlak basınç (N/m}^2\text{)}$$

$$D = \text{Self (tabii) diffuzyon katsayısı (m}^2\text{/s)}$$

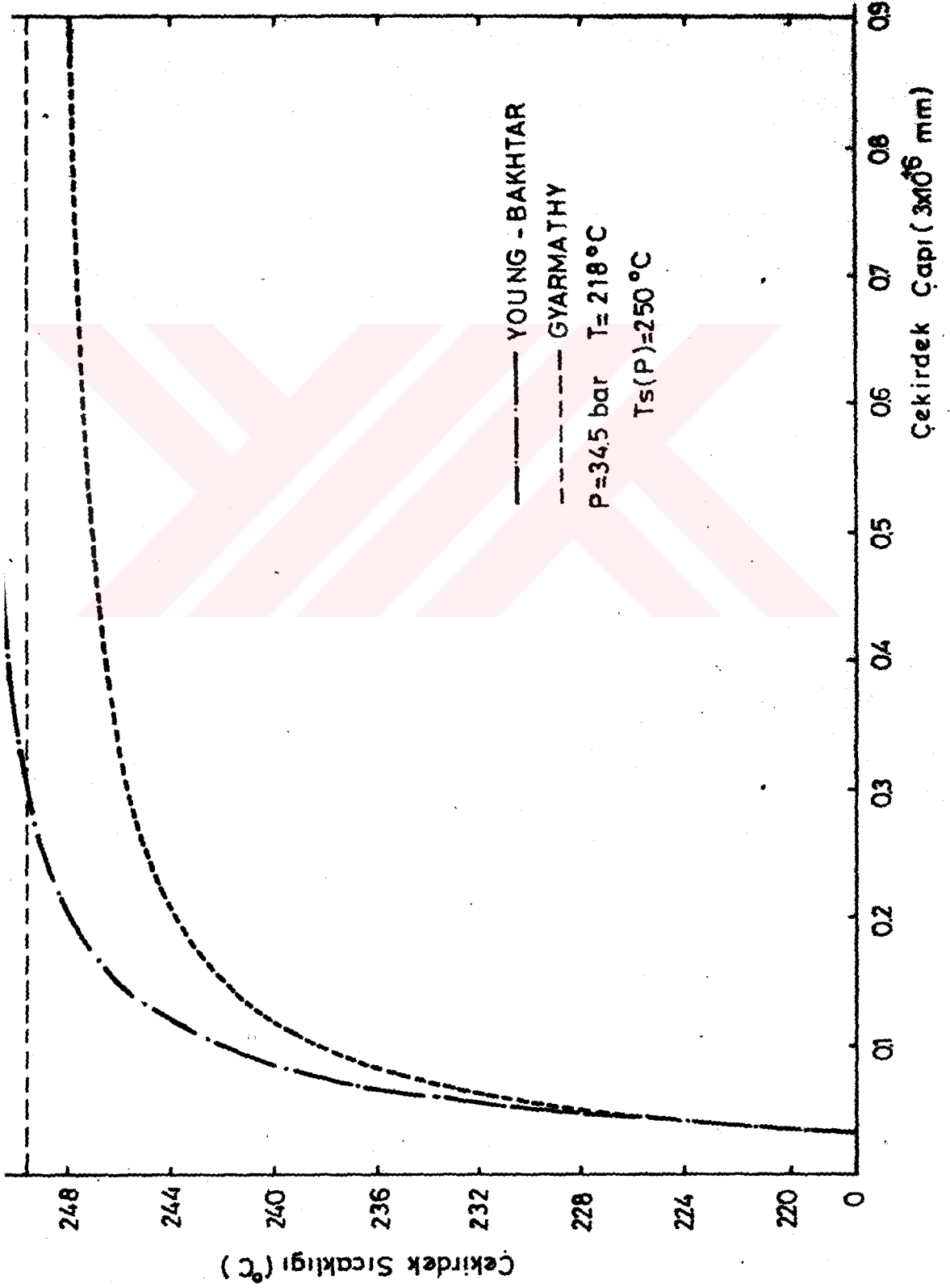
(3.13) eşitliği kullanılarak sürekli akış rejiminde damlacık büyüme oranı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)_{SA} = \frac{2\sqrt{R}}{1,88\rho_S Sc} Kn \left(\rho_B \sqrt{T_B} - \rho_S(T_S, r) \sqrt{T_S} \right) \quad (3.14)$$

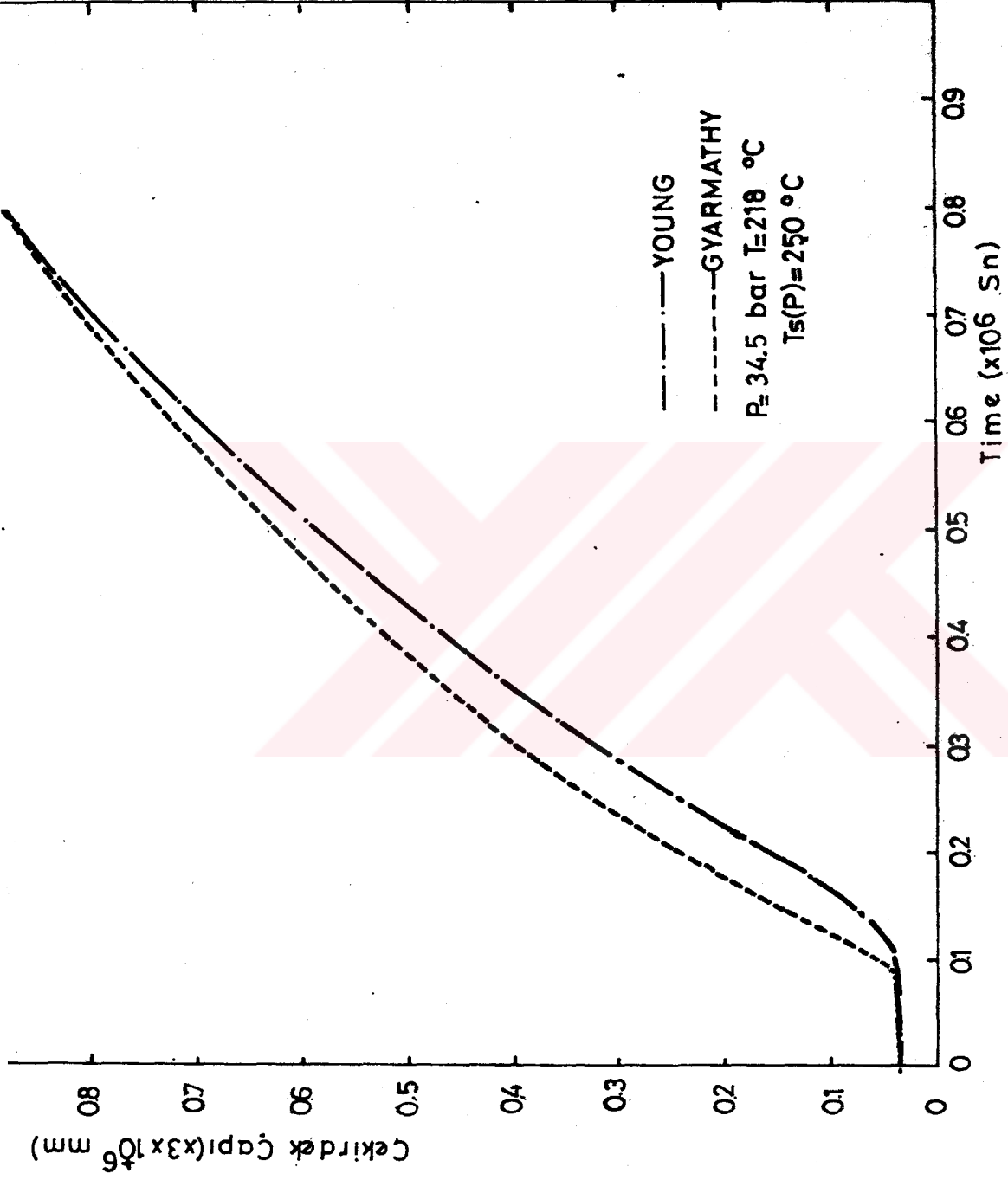
Burada Sc , Schmidt sayısıdır ve $Sc = \mu/\rho D$ olarak ifade edilir. Bu eşitliklere dayalı olarak, bütün büyüme rejimleri için geçerli yeni bir ifade verilebilir.

$$\frac{dr}{dt} = \left[\frac{1}{1+0,379Sc} \right] \frac{q}{\rho_S} \sqrt{R/2\pi} \left(\rho_B \sqrt{T_B} - \rho_S(T_S, r) \sqrt{T_S} \right) \quad (3.15)$$

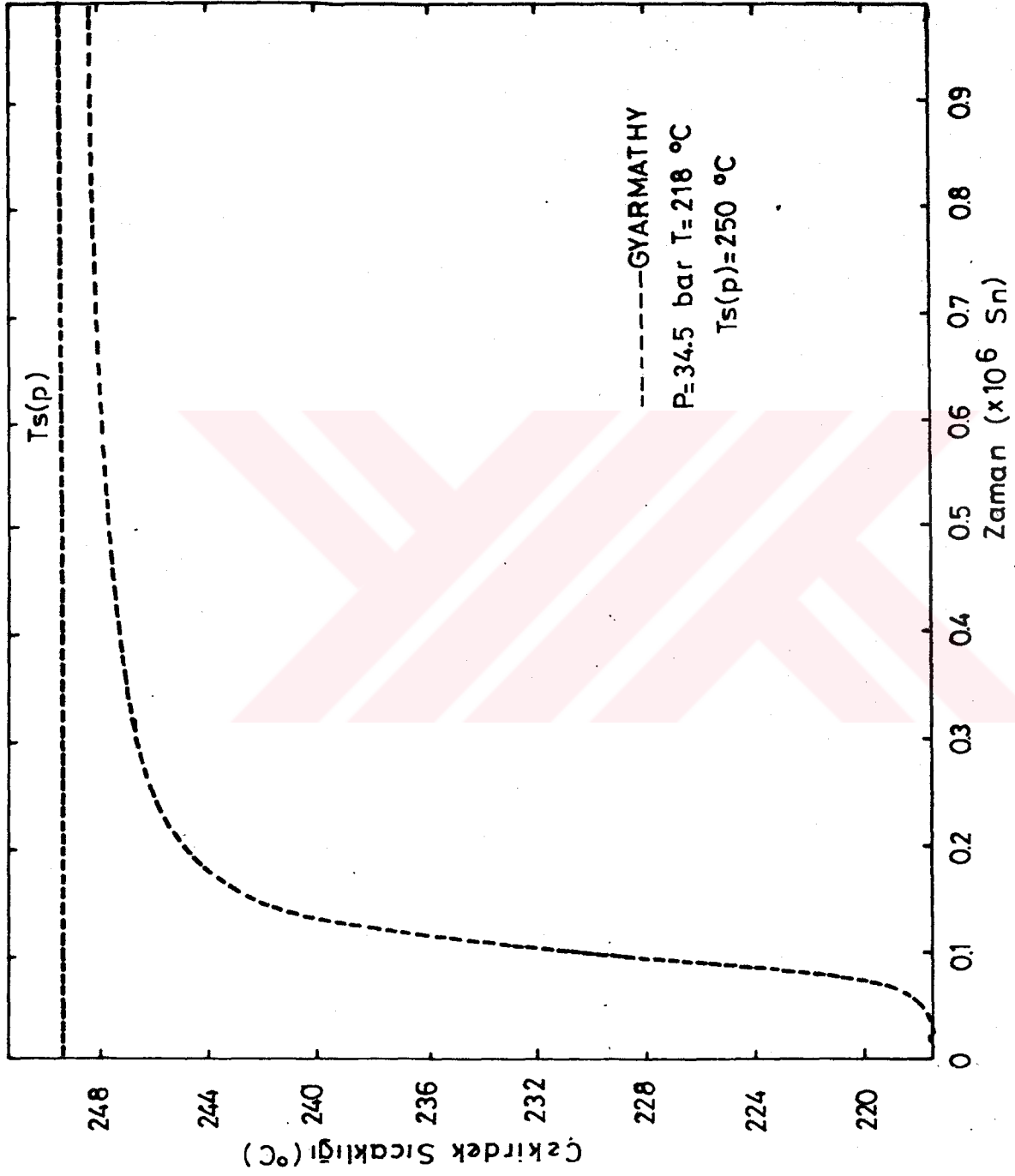
Ortam basıncı ve sıcaklığı sabit varsayılarak, ısı transferi eşitliği (3.3) ve (3.15) eşitliği, damlacık yarıçapı değerlerini ve bu değerlere karşı gelen anlık sıvı sıcaklığı T_S ile büyüme oranını elde etmek üzere, birlikte çözülürler. Düşük ve yüksek basınçlı buhar şartları için yapılan tipik hesaplamaların sonuçları T_S, r grafikleri olarak ; çekirdek sıcaklığının, çekirdek çapına, zamana ve çekirdek çapının zamana göre değişim grafikleri Şekil-3.1, 3.2, 3.3, 3.4, 3.5 ve 3.6 da verilmiştir. Şekil-3.1'e bakıldığında, yeni kütle transfer denklemi (3.15) den hesaplanan damlacık sıcaklığı (T_S) doyma sıcaklığı $T_S(P)$ den büyük değildir. Ancak asimtotik olarak ona yaklaşır. Düşük basınçlarda, serbest moleküler büyüme rejimi hakim rejim olduğunda, burada verilen analizler ve Young eşitlikleri aynı sonuçları verir.



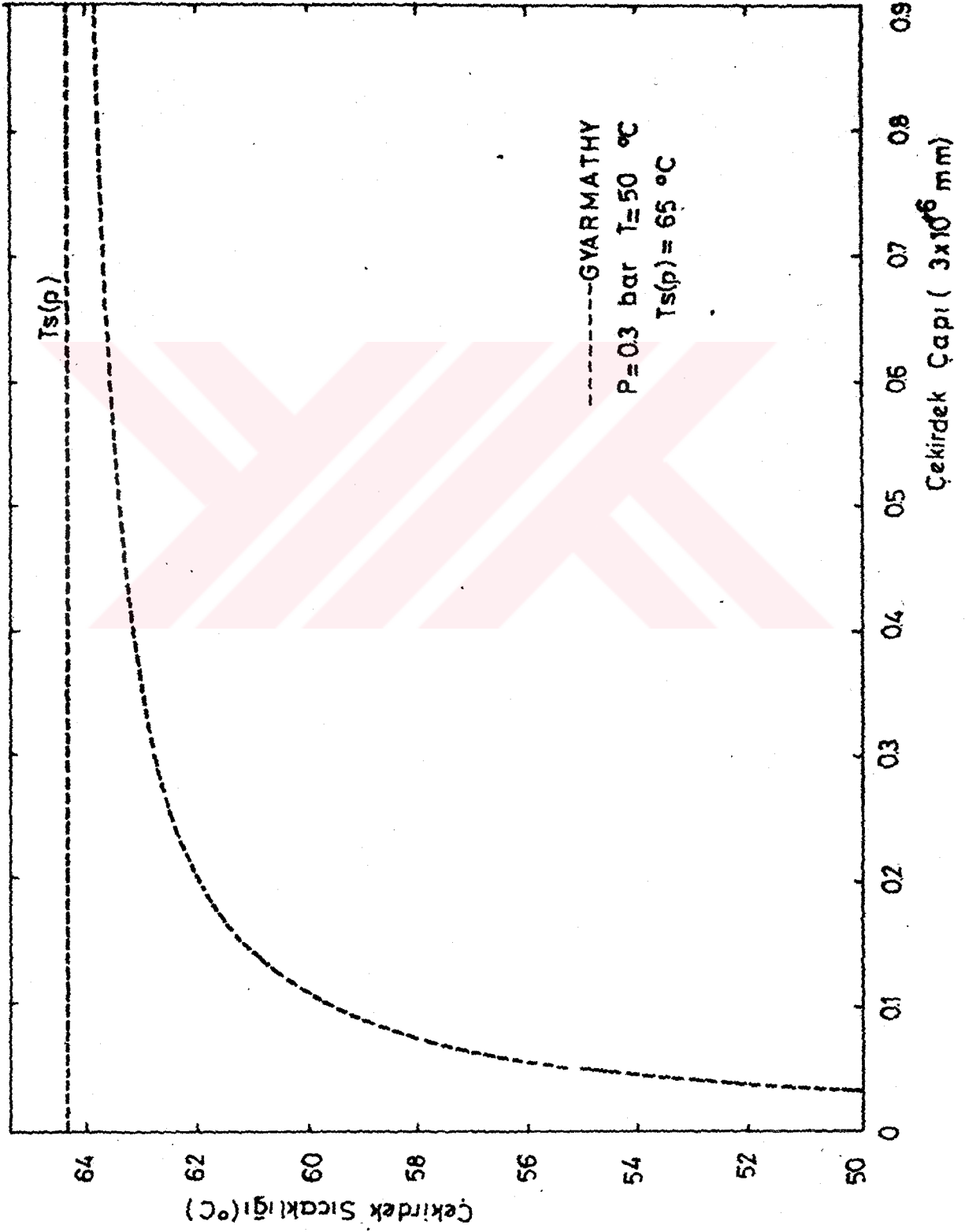
Şekil-3.1 : Çekirdek sıcaklığının çekirdek çapına göre değişimi.



Şekil-3.2 : Çekirdek çapının zamana göre değişimi.



Şekil-3.3 : Çekirdek sıcaklığının zamana göre değişimi.



Şekil-3.4 : Çekirdek sıcaklığının çekirdek çapına göre değişimi.

B Ö L Ü M - IV

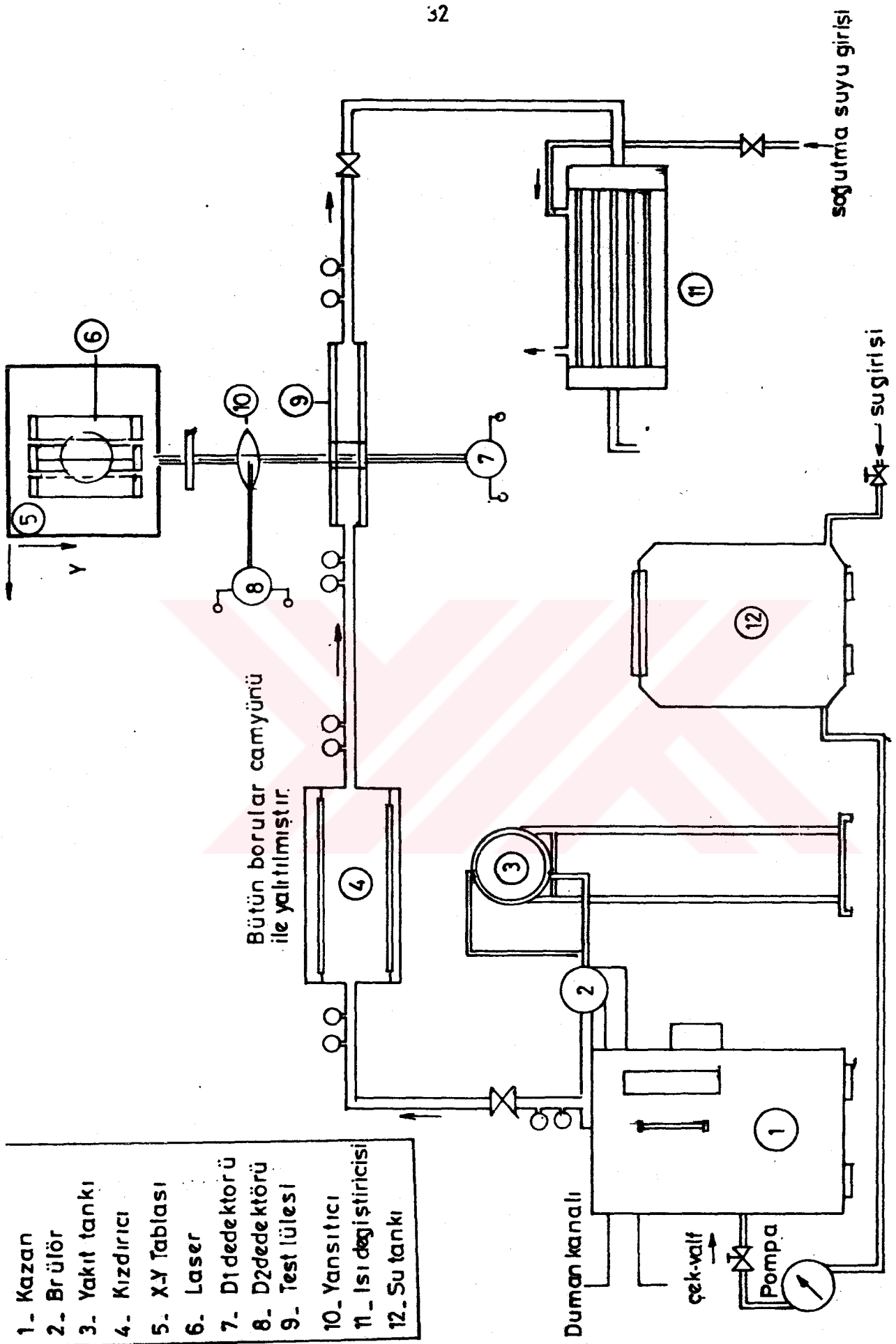
DENEY TESİSATI

4.1. GİRİŞ

Bölüm-2 ve 3'te açıklanan teorik konunun geçerliliğini tayin etmek için deneysel çalışma yapılmıştır. Deney tesisatında buhar kazanı, kazan besleme suyu pompası, termometreler, termokapullar manometre, ısı değiştiricisi, su tankı, lüle, bağlantı boruları ile optik sistemi oluşturan lazer güç kaynağı, gerilim kaynağı, optik dedektör devreleri gibi tesisat elemanları kullanılmıştır. Bu elemanların tesisatta dizilişleri Şekil-4.1'de görölmektedir. Tesisatta kullanılan elemanların özellikleri kısaca aşağıdaki gibidir.

4.1.1. Buhar Kazanı

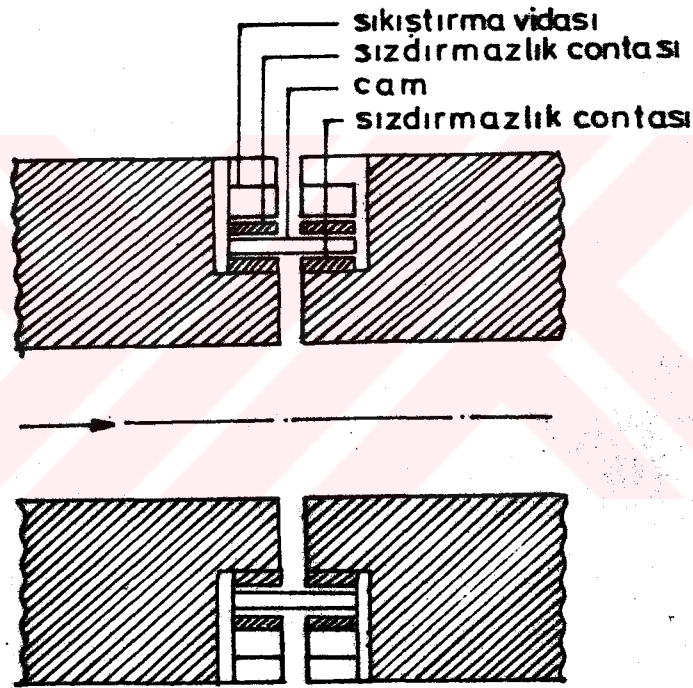
Buhar üretme kapasitesi 50 kg/h doymuş buhar üreten kazan "Fulton Boiler Work Ltd (England)" [38] firması imalatıdır. Kazanda yakıt olarak dizel yakıtı kullanılmaktadır. Kazan 1 bar ile 15 bar arası basınçlarda buhar üretme kapasitesine sahiptir. Buhar kazanı tam bir deney seti olarak düzenlenmiş olduğundan kazanın su alması, kazan besleme pompasının, brülörün ve sistemin güvenliği ile ilgili diğer ünitelerin çalışması tümüyle bir otomatik devre tarafından sağlanmaktadır.



Sekil.4.1. Dene y tesisatı

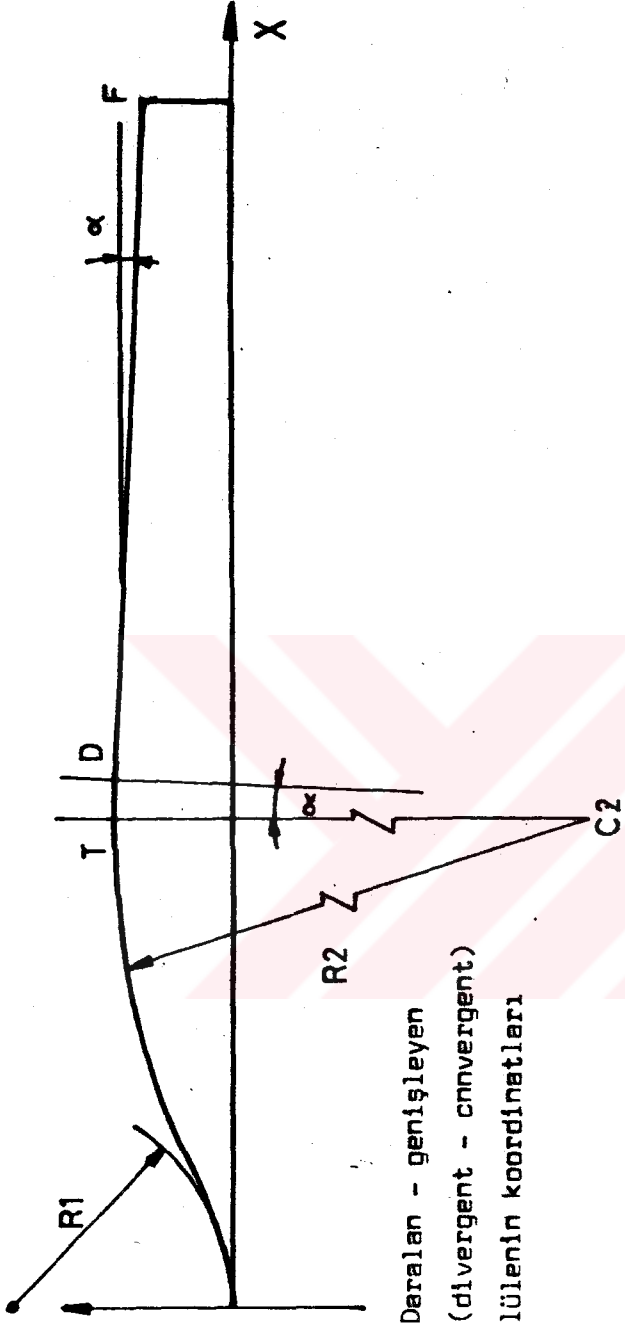
4.1.2. Test Bölümü ve Lüle Dizaynı

Şekil-4.2'de geometrisi verilen lüle paslanmaz çelikten imal edilmiştir. Tek parça olarak imal edilmesinde imalat güçlükleri nedeniyle imal edilirken lüle uç parçaya bölünerek yapılmıştır. Bu üç parça birbirlerine sıkı geçme ile monte edilip daha sonra birleştirme yerine kaynak ağızı açılarak kaynatılmak suretiyle birleştirilmiştir. Lüle üzerindeki test bölgesindeki pencere ise şekil-4.3'de görüldüğü gibi vidalı bağlantı ile sağlanmıştır.



Şekil-4.3 : Test bölümü

Optik sistemdeki lazer soğurmasını dedektör tarafından algılanmasını sağlamak amacıyla test penceresi üzerine cam konulmuştur. Ayrıca vidalı bağlantı ile lüle arasındaki muhtemelen meydana gelebilecek sızıntıyı önlemek amacıyla yüksek sıcaklık ve basınca dayanıklı sızdırmazlık contası kullanılmıştır.



	X (mm)	Y (mm)
A	00	00
B	1237	286
C1	00	2794
C2	62.70	99.73
T	62.70	14.57

$$\alpha = 28^\circ$$

	X (mm)	Y (mm)
D	68.28	14.43
F	152.4	10.32

R1=27.94 mm.

R2=114.30 mm.

Şekil-4.2 : Lüle geometrisi

4.1.3. Termokapıllar ve Termometreler

Deney tesisatında deneyler esnasında boru içerisinden geçen buharın sıcaklığını belirlemek amacıyla değişik konumlardaki sıcaklıkların belirlenmesi için Demir-Constant metal çiftlerinden oluşan termokapıllar kullanılmıştır. Termokapılların borular üzerine bağlantı şekli şekil-4.4'de verilmektedir. Termokapıllarda iki farklı metalin uçları arasında oluşan gerilim değerii ile sıcaklık değerini belirlemede kullanılan bu elemanların ıkışları çok kanallı tarayıcı yardımıyla doğrudan sıcaklık değerii olarak $^{\circ}\text{C}$ cinsinden okunmuş ve kaydedilmiştir.

Termometreler ise deney tesisatında şekil-4.1'de görüldüğü gibi termokapıllarla aynı yere konularak buhar sıcaklığı okunmuş ve kaydedilmiştir.

4.1.4. Manometreler

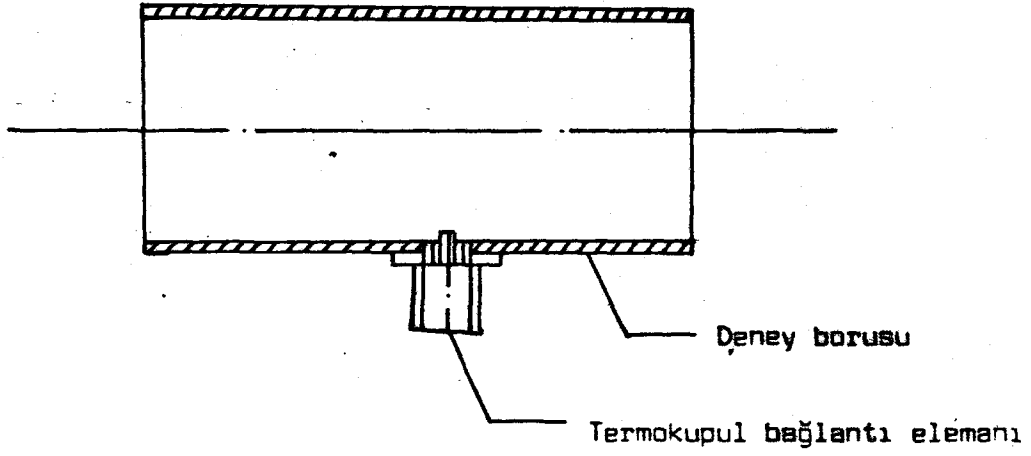
Kazan ıkışı, borular ve lüle girişine Bordon tipi manometreler yerleştirilerek bu kısımlara ait başınları belirlemek için kullanılmıştır.

4.1.5. He - Ne Laser

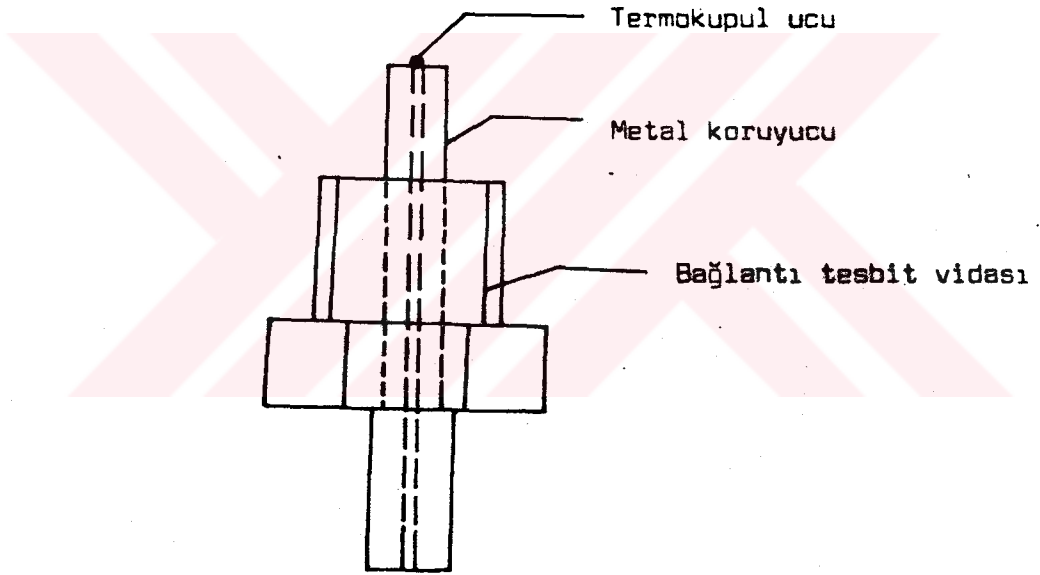
Bu çalışmada işık kaynağı olarak bir atomik laser olan 6328 \AA dalga boyunda işıma yapan 5 mW gücünde bir He - Ne laseri kullanılmıştır. Laser işınımı lüle penceresine tam olarak odaklamak amacıyla laserin x ve y yönünde hareket etmesini sağlamak için bir kaide kullanılmış ve böylece laser tüpü odaklanmaya çalışılmıştır.

4.1.6. Optik Algılama Devresi

6328 \AA dalga boyunda işıma yapan laser soğurmasını algılamak amacıyla 460 - 750 nm dalga boylarında duyarlılığa sahip BPW21 foto diyodu kullanılmıştır [39]. Dedektörler şekil-4.5 de



(a)



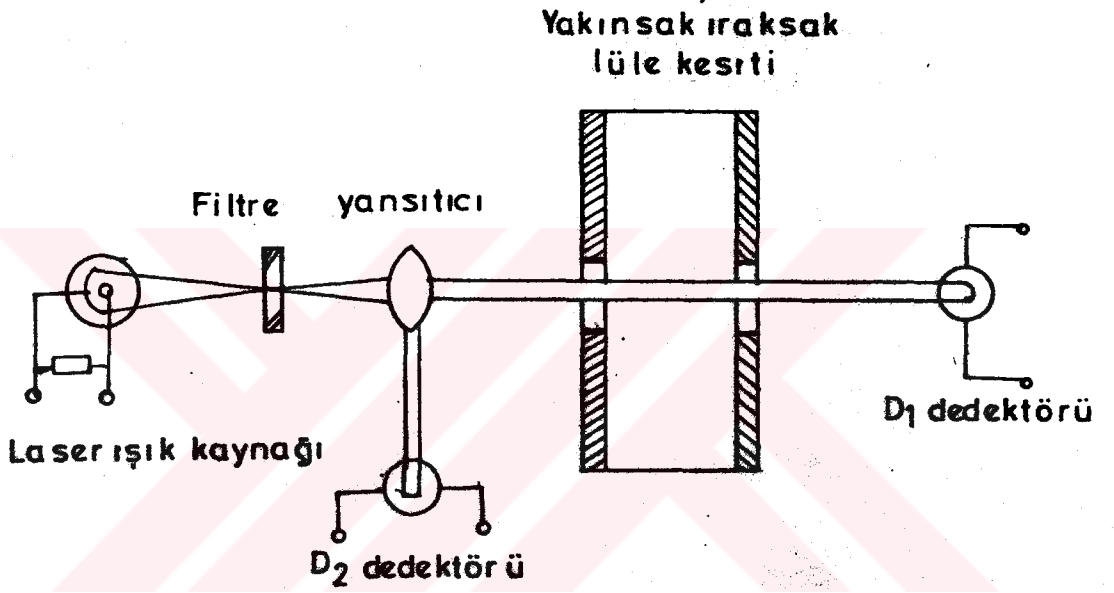
(b)

Şekil-4.4 a) Deney borusu üzerine termokupulun monte edilmesi.

b) Termokupulun deney borusuna tesbitinin sağlanması.

görüldüğü gibi lüle penceresinden geçen ışığa dik gelecek şekilde karşısına diğeri ise laser ışığı ile 90° lik açı yapacak şekilde camdan yansıtılan ışığın karşısına konulmuştur.

Laser ışığının optik algılayıcı tarafından algılanan işaretlerin kuvvetlendirilmesi gerekir. Bunun için üç bölümden oluşan uygulama devresinin kullanılması gerekir. Birinci devrede fotodiyottan alınan işaret bilgisi bir ön kuvvetlendirme işlemine tabi tutulmaktadır. İkinci devrede istenilen işaret kazancı sağlanabilmektedir.



Şekil-4.5 : Dedektörlerin yerleştirilmesi.

Fakat bu aşamada işaret terslendirmesi olduğundan üçüncü katta bu terslen dirmeyi normal hale getiren bir terslendirme katına sahiptir. Algılama devresi çıkışı bir voltmetre veya osiloskop yardımı ile gözlenmektedir.

Devrede amplifikatör olarak LM324 (Low power Quad operational amplified) elemanı kullanılmıştır.

4.2. DENEY PRENSİBİ

Deney tesisatında bahsedildiği gibi optik algılama işleminin yapılabilmesi için iki tane dedektör kullanılmıştır. Bu dedektörler tarafından algılanan işaretler kuvvetlendirildikten sonra

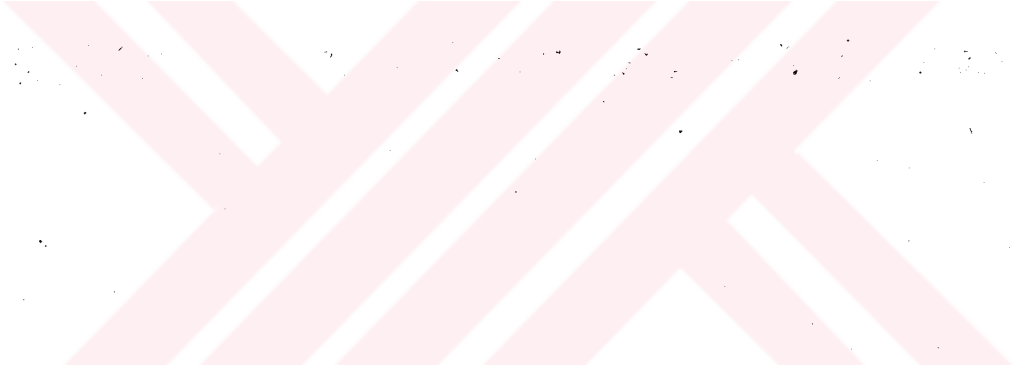
osiloskopta gözlenmektedir. Osiloskop üzerinde bulunan iki eksenenden birisi laser ışığına dik olan (D_2 dedektörü) sinyalleri algılamak üzere diğeri ise laser ışığının karşısındaki yani lüle penceresinden geçen ışığın D_1 dedektörü vasıtasıyla osiloskop üzerine düşmesi sağlanır. Böylelikle D_1 dedektöründe ölçülen işaret veya osiloskopta gözlenen işaret problemlerinin başladığı iki nokta arasındaki potansiyel farkının zamana bağlı değişimini göstermektedir. Böylelikle osiloskopta zamana bağlı olarak algılanan frekans değişimi incelenmektedir.

Deney başlamadan önce deney şartları oluşturuluncaya kadar sistem test edilir. Olumlu neticeler alınıncaya kadar deneylere devam edilir. Çekirdekleşme oranının incelenmesi için kazan işletme basıncı 1 bardan başlamak üzere 6 bar'a kadar çok sayıda deneyler yapılmıştır. Kazan basıncı istenilen basınca ayarlandıktan sonra kazandan buhar alınarak yakınsak - ıraksak (divergent convergent) lüleden geçirilmesi sağlanır. İstenilen basınç değerinin elde edilmesi için kısılma vanasına da ihtiyaç duyulur. Buharın lüleden geçişi sırasında dedektördeki değişim osiloskopta incelenirken deney tesisatındaki belirli yerlerdeki basınç sıcaklık değerleri (kazan çıkışından lüle çıkışına kadar) kaydedilir.

Laser ışığının x - y tablası üzerindeki hareketinden faydalanarak ışığın D_1 bir optik algılayıcı üzerine düşürülmesi sağlanır. Lüle içerisinden buhar geçişi olduğu zaman ışık buhar tarafından hiç soğurulmadığı için osiloskopta hareketli ekseninde hiç bir değişim olmaz. Çekirdekleşme olayı başladığı zaman ise laser ışığının bir kısmı lülede kesildiği için kesilen bu ışığın frekansını optik algılayıcı bir frekans farkı olarak osilasyon hareketini oluşturur. Böylelikle osilatörde bu olay belirli zaman aralıklarında izlenir. Osilatörde osilasyon hareketi devam ederken bu hareketin bir kamera yardımıyla fotoğrafı çekilir veyahutta bu hareket takograf cihazı ile çizdirilir.

Bu çalışmada çeşitli basınçlarda yapılan deneylerin fotoğraflarından faydalanılarak zamana bağlı soğurma oranının (I/I_0)

grafikleri çizdirilmiştir. Burada I_0 değeri maksimum genliği, I ise muhtelif zamanlardaki ışık şiddetidir. Soğurma oranının (I/I_0) zamanla değişimi grafiklerinden faydalanılarak 5 nci bölümde bunlar irdelenmiştir.



TABLO-1 : DENEY PROTOKOLU

TEST NO : 1 - 1.5 bar basınçta yapılan deneyler

SICAKLIKLAR ($^{\circ}\text{C}$)					BASINCLAR (Bar)					Fotograf numarası
T1	T2	T3	T4	Tort.	P1	P2	P3	P4	Port.	
90	88.5	76.5	75	82.5	1.5	1.4	1.2	1.2	1.23	Şekil-5.2a
87	86	83.5	78	83.62	1.5	1.3	1.2	1.1	1.275	Şekil-5.2b
91	89.5	88	81	87.37	1.5	1.4	1.3	1	1.3	Şekil-5.2c

Kazan Basıncı : 1.5 Bar , Volt/div : 0.5 , Time/div : 1

TEST NO : 2 - 2 bar basınçta yapılan deneyler

SICAKLIKLAR ($^{\circ}\text{C}$)					BASINCLAR (Bar)					Fotograf numarası
T1	T2	T3	T4	Tort.	P1	P2	P3	P4	Port.	
117	115	110	90	108	2	1.8	1.8	1.7	1.825	Şekil-5.4b
120	117	112,5	105	113,6	2.1	2	1.9	1.8	1.95	—
125	125	115	110	118,5	2.2	2	1.8	1.8	1.95	Şekil-5.4a

Kazan Basıncı : 2 Bar , Volt/div : 0.5 , Zaman/div : 1

TEST NO : 3 - 3 Bar basınçta yapılan deneyler

SICAKLIKLAR ($^{\circ}\text{C}$)					BASINCLAR (Bar)					Fotograf numarası
T1	T2	T3	T4	Tort.	P1	P2	P3	P4	Port.	
126	121	119	118	121	3	3.1	3.2	3.2	3.12	Şekil-5,6a
124	121	121	115	120.3	3	3	3.1	3.2	3.07	Şekil-5.6b
123	120	119	110	118	3	2.8	2.7	2.6	2.77	—

Kazan Basıncı : 3 Bar , Volt/div : 0.5 , Zaman/div : 1

TEST NO : 4- 4 bar basınçta yapılan deneyler

SICAKLIKLAR (°C)					BASINÇLAR (Bar)					Fotograf numarası
T1	T2	T3	T4	Tort	P1	P2	P3	P4	Port	
140	140	135	133	137	3.8	3.7	3.8	3.6	3.73	Şekil-5.9b
147	137	135	125	136.2	4	3.8	3.7	3.5	3.75	Şekil-5.9c
138	137	135	133	135.75	3.6	3.7	3.5	3.6	3.6	Şekil-5.9e

Kazan Basıncı : 4 Bar , Volt/div : 0.5 , Zaman/div : 1

TEST NO : 5 - 5 bar basınçta yapılan deneyler:

SICAKLIKLAR (°C)					BASINÇLAR (Bar)					Fotograf numarası
T1	T2	T3	T4	Tort	P1	P2	P3	P4	Port	
156	152	143	142	149.5	5	5.2	5.3	6	5.13	Şekil-5.11b
148	146	143	143	145	5	5.2	5.2	5.4	5.2	—
150	148	146	140	146	5	4.8	4.6	5.5	4.73	Şekil-5.11a

Kazan Basıncı : 5 Bar , Volt/div : 0.5 , Zaman/div : 1

TEST NO : 6- 6 bar basınçta yapılan deneyler

SICAKLIKLAR (°C)					BASINÇLAR (Bar)					Fotograf numarası
T1	T2	T3	T4	Tort	P1	P2	P3	P4	Port	
160	158	150	148	154	6.2	5.9	5.8	6.1	6	Şekil-5.13b
158	154	153	140	151.2	6	5.8	5.6	5.4	5.7	Şekil-5.13e
156	140	136	135	141.7	6	5.6	5.4	5.1	5.52	—

Kazan Basıncı : 6 Bar , Volt/div : 0.5 , Zaman/div : 1

B Ü L Ü M - V

5. IRDELEMELER

Şekil-5.1'de soğurma oranı (I/I_0) ın zamanla değişimi akışın farklı ortalama basınç ve sıcaklık değerleri için verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi soğurma oranı zaman ile azalan ve artan (osilasyon hareketi) türünden bir değişim göstermektedir. Bu değişim içerisinde soğurma oranının (I/I_0) 2.5 sn sonunda en düşük ve 4.5 sn sonunda ise en yüksek değerlere ulaştığı tesbit edilmiştir. Bununla birlikte artan ortalama basınç değeriyle soğurma oranında azaldığı görülmektedir. Ancak ortalama basınç değeri 1.3 bar iken bu durum tersi olarak cereyan etmektedir. Bunun nedeninin test bölümüne giren buhar basıncı ile test bölümünü terk eden buharın basınçları arasındaki farkın büyük olması şeklinde açıklanabilir. Bu durumda buharın kinetik enerjisi artmakta ve çekirdekleşme olayı lüle çıkışına doğru bir bölgesel kayma göstermektedir. Bu durum daha önceki çalışmalar ile de bir uyum göstermektedir [3, 21].

Termodinamığın genel ifadelerinden de bilindiği gibi ortam basınç ve sıcaklığının artmasıyla yoğunlaşma artmaktadır [40, 41]. Basıncın artmasıyla çekirdekleşme olayı daha büyük bir oranda

gerçekleşmekte ve neticede dedektör üzerine gelen laser ışınları bu çekirdekleşme nedeniyle soğurulmakta ve saçılmaktadır. Böylece dedektör üzerine daha az laser ışını ulaşmakta ve dedektör çıkışı zayıflamaktadır.

Bu durum ise şekilden de görüldüğü gibi soğurma oranını azaltmaktadır. Şekildeki soğurma oranında meydana gelen osilasyonun nedeni akıştaki düzensizlikler şeklinde açıklanabilir, zira akışın, sürekli ve düzgün akış olma durumunda çekirdekleşme olayı düzenli ve zamanla değişen bir özellik göstermesi gerekir. Akıştaki bu düzensizlikler buhar kazanında meydana gelen buharın hız ve kütle debisindeki zamanla küçük değişimlerden meydana gelmiş olabileceği düşünülmelidir. Bununla birlikte dedektör ve laser sistemindeki besleme kaynaklarındaki küçük değişimlerde bu tür hataların meydana gelmesine sebep olmaktadır.

Şekil-5.2 de ise $P = 1,23$ bar ile $P = 1,3$ bar basınçlarda yapılan deneylerde soğurulma oranı (I/I_0) nin zamanla değişim fotoğrafları görülmektedir. Bu fotoğraflarda soğurulma oranının zamana göre bir osilasyon hareketi yaptığı görülmüştür. Bu durum şekil-5.1 de çizilen grafiklerce de doğrulanmaktadır.

$P = 1,23$ bar basınçta soğurma oranı 0,87 iken $P = 1,3$ barda soğurma oranı 0,92 mertebesinde dir. Bu durumun basit olarak izahı oldukça zordur. Yani basınç arttıkça dedektörün soğurma oranı düşmelidir. Çünkü test bölgesindeki çekirdekleşmenin artması dedektörün algılama gücünü zayıflatmaktadır.

Şekil-5.3 de $P = 1,825$ bar ile $P = 1,95$ bar basınçta yapılan deneylerde elde edilen soğurma oranı (I/I_0) in zamana göre değişimini gösteren grafikler verilmektedir. Bu grafikler incelendiğinde $P = 1,825$ bar ortalama basınçta ve $T = 108,^{\circ}\text{C}$ ortalama sıcaklıkta yapılan deneyde 6 saniye sonunda (I/I_0) değerinin en yüksek osilasyon değerine ulaşmaktadır.

$P = 1,95$ bar ortalama basınçta yapılan deneyde soğurma oranının zamana göre değişiminin grafiği incelendiğinde görülebilir

şekilde bir osilasyon hareketinin olduğu tesbit edilmektedir. İki ayrı test sonuçları birbiriyle kıyaslandığında ortalama basınç arttığından soğurma oranı azalmakta ve böylece test bölgesindeki çekirdekleşme oranının arttığı tesbit edilmektedir. Bunu şu şekilde izah edebiliriz. Laser ışını test bölgesine odaklandığında çekirdekleşmenin fazla olması halinde ışık demetlerinin burada saçılması dolayısıyla optik algılayıcıların zayıflamasından dolayı osilasyon hareketinin genliği de zayıflamaktadır. Bu ise çekirdekleşme oranının arttığını göstermektedir.

Şekil-5.4 de farklı basınçlara tekabül eden dedektör çıkışlarını gösteren fotoğraflar verilmiştir. Fotoğraftan da görülebileceği üzere akış boyunca zamana bağlı bir osilasyon meydana gelmektedir. Bununla birlikte işaretin kalın olması bir gürültünün var olmasını göstermektedir. Bu durumda işaret gürültü oranı 10/3 civarındadır. Gürültünün kaynağı deney sırasındaki zeminin titreşmesi ve dedektör elektronik devresinden kaynaklanan distorsyonlar olarak belirlemek mümkündür. 1,95 bar basınç ve 118,25 °C sıcaklığa tekabül eden işaretin genliği ile 1,825 bar basınçta ve 108 °C sıcaklığa tekabül eden işaretin genliğinin büyük olduğu görülmektedir. Bu durumda çekirdekleşme oranı azalmış ve neticede soğurma (I/I_0) oranının büyüdüğü görülebilir. İşaret üzerindeki osilasyon meydana gelişi nedeni akıştaki kararsızlıklar ve dedektör elektrik devresi ve lazerdeki besleme kaynağının zamanla değişim göstermesi ve zemindeki titreşimler olarak gruplandırmak mümkündür.

Şekil-5.5 de $P = 3,12$ bar ile $P = 3,07$ bar arasındaki basınç değerlerinde soğurma oranının (I/I_0) zaman ile değişimi görülmektedir. $P = 3,07$ bar ortalama basınçta yapılan deneyin grafiği incelendiğinde 6 ncı saniyeye kadar normal osilasyon hareketinin devam ettiği ve bu süreye kadar soğurma oranının (I/I_0) 0.95 mertebesinde devam ederken 8 ncı ve 13 ncü saniyelerde ise osilasyonun genliğinde çok hızlı bir değişim meydana getirilerek soğurma oranının (I/I_0) azaldığı ve 8 ncı saniyede 0.15 mertebesine 13 ncü saniyede ise 0.20 mertebesine düştüğü 8. ve 13 ncü saniyelerin sonlarında ise tekrar 0.95 mertebesine yükselen bir

osilasyon hareketi yaptığı görülmektedir. Bu noktadaki soğurma oranındaki ani değişmeyi şu şekilde açıklamak mümkündür. Bu grafikte test bölgesinde 6 ncı saniyeye kadar olan ölçümlerde muhtemel çekirdekleşme oranının değişmediği görülmele birlikte 8 nci saniye ve 13 ncü saniyelerde ise muhtemel çekirdek çaplarının çok büyüdüğü ve/veya çekirdekleşme oranının ani artması nedeni ile osilasyon hareketinin frekansında hızlı bir değişme ve buna bağlı olarakda soğurulan lazer ışınının aşırı saçılması ve dedektör çıkışının çok zayıflamasından dolayı soğurma oranı (I/I_0) değerinin küçülmesine sebep olmuştur.

Yine aynı şekilde $P = 3.12$ bar basınca tekabül eden grafik incelendiğinde soğurma oranının (I/I_0) 3 ncü saniyede maksimum değere ulaştığını ve 3 ncü saniyeye kadar soğurma oranı ortalama sınıfın 0,83 mertebesinde olduğu ve 3.5 nci saniyeden sonra sürekli olarak soğurma oranının zamana bağlı olarak düştüğü görülmüştür. Burada ise soğurma oranının (I/I_0) zamana göre bir azalma gösterdiği basıncın lülenin sonlarına doğru düştüğünü ifade etmektedir. Basıncın azalmasından dolayı moleküllerin hızları (buharın genişleme hızı) artarak kinetik enerjisinin artmasına sebep olmaktadır. Su moleküllerinin kinetik enerjisinin artmasından dolayı çekirdekleşmenin gelişmesi gecikmekte ve çekirdekleşme oranı düşük olarak akış devam etmektedir.

Şekil-5.6 daki $P = 3.07$ bar ve $P = 3.12$ bar basınçta çekilen fotoğraflar görülmektedir. Fotoğraflar birbiri ile kıyaslandığında $P = 3.12$ bar ve $T = 121$ °C de yapılan deney şartlarına karşılık gelen fotoğraf ile $P = 3.07$ bar basınç ve $T = 120$ °C de yapılan deneyler şartlarında karşılık gelen fotoğraflara oranla osilasyon hareketinin çok fazla olduğu görülmektedir. Bu durumda çekirdekleşme oranı artmış ve buna bağlı olarak lazerden soğurma oranı (I/I_0) değerinde azalmıştır. Bu iki fotoğraftaki gürültü oranları kıyaslandığında $P = 3.12$ bar basınç ve $T = 121$ °C sıcaklıkta yapılan deneyin gürültü oranından daha fazladır. Bunun sebebi ise basınç arttıkça buna bağlı olarak deney tesisatı sisteminde ve zeminde büyük titreşimler meydana gelmekte, bu da optik sistemin gürültü oranını arttırmaktadır.

Şekil-5.7 de ise 3.6 bar ve şekil-5.8 de $P = 3.73$ bar ve $P = 3.75$ bar basınçlarda yapılan deneylerin grafiği görülmektedir. Bu grafiklerden $P = 3.6$ bar basınç ile $P = 3.73$ bar basınçta yapılan deneylerin grafikleri incelendiğinde termodinamik temel kavramlardan da bilindiği gibi basınç arttıkça çekirdekleşme oranında artmaktadır. Buna bağlı olarak soğurma oranı (I/I_0) azalmaktadır. Bunu grafiklerden de görmek mümkündür. Yani çekirdekleşme oranı basıncın artmasına bağlı olarak yavaş yavaş artmaktadır. Yine aynı şekil-5.8 incelendiğinde $P = 3.73$ bar basıncın da yapılan deneyin grafiği ile $P = 3.75$ bar basınçta yapılan deneyin grafiği incelendiğinde soğurma oranları basınç artmasına rağmen artmaktadır. Gerçekte de basınç artmasına rağmen soğurma oranının azalması gerekmektedir. Aynı basınçlarda ortalama sıcaklık değerine bakıldığında ortalama sıcaklık değerinin basınç artmasına rağmen düştüğü görülmektedir. Bu ise lüleye giren yüksek basınçtaki buharın ani genişlemesi ile süper soğuma meydana gelmekte ve böylece su ve buhar fazları arasındaki bölgeler bozularak ısı transferi oranı değişmektedir. Bu durumda lüle çıkış sıcaklığı beklenilenin altında olmaktadır ve sıcaklığın düşmesinden dolayı yoğunlaşma artmaktadır.

Şekil-5.9 da ise $P = 3.6$ bar , $T = 135.75$ °C; $P = 3.73$ bar ; $T = 137$ °C ve $P = 3.75$ bar ; $T = 136.2$ °C sıcaklıkta yapılan deneylerin fotoğrafları görülmektedir. Bu fotoğraflara bakıldığında basınç arttığından gürültü oranının arttığı görülmektedir.

Şekil-5.10 da ise $P = 4.73$ bar ve $P = 5.125$ bar basınçta yapılan deneylerin fotoğrafları görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi $P = 4.725$ bar ve $P = 5.125$ bar basınçta yapılan deneylerde düzgün bir osilasyon hareketinin meydana geldiği görülmektedir. Şekil-5.10 daki grafikler incelendiğinde soğurma oranı değeri zamana göre azalmaktadır. Bunun sebebi ise akış basıncının yüksek olması durumunda akışkanın lüle cidarı ile yapmış olduğu sürtünmeye bağlı olarak ortaya çıkan ısı enerjisinin buhara geçmesinden dolayı ani bir basınç artışı meydana

gelir. Bu durum statik basınçla birlikte akışın basıncının artmasına sebep olur. Basınç artışı ise test bölgesindeki çekirdekleşme oranını arttırarak soğurma oranının değerinin sürekli olarak düşmesine sebep olmaktadır.

Şekil-5.11 de ise $P = 4.73$ bar ve $T = 146$ °C ile $P = 8.125$ bar ve $T = 149.5$ °C de yapılan deneylerde çekilen fotoğraflar görülmektedir. Bu fotoğraflardan kazan işletme basıncı 1 bar ile 4 bar arasında yapılan deneylerde çekilen fotoğraflara göre daha düzgün bir osilasyon hareketinin olduğunu görmek mümkündür. Ayrıca bu fotoğraflarda çekirdekleşme oranı zamana göre arttığı için çekirdekleşme oranına bağlı olan osilasyon hareketinin genliği de artmaktadır.

Şekil-5.12 de ise $P = 5.7$ bar ile $P = 6$ bar basınçlarda yapılan deneylerin grafiği görülmektedir. Bu grafiklerde de görüldüğü gibi basınç arttıkça soğurma oranı değeri azalmakta ve bu ise çekirdekleşme oranının basınç yükseldikçe arttığını göstermektedir. Aynı şekildeki grafikler incelendiğinde $P = 5.7$ bar basınçta yapılan deneyde 8 nci saniyede $P = 6$ bar basınçta yapılan deneyde ise 4 ncü saniyede ani bir osilasyon hareketinin olduğu ve bu zamanlarda basınç yüksek olmasına rağmen soğurma oranı (I/I_0) değeri yükselmekte, yani çekirdekleşme oranı küçülmektedir. Bunun sebebi ise bu zamanlarda yapılan ölçüm hatalarının olduğu söylenebilir. Çünkü bu saniyelerin dışındaki zamanlarda osilasyon hareketinin genliği düşük ve soğurma oranı (I/I_0) değeride düşük olmaktadır.

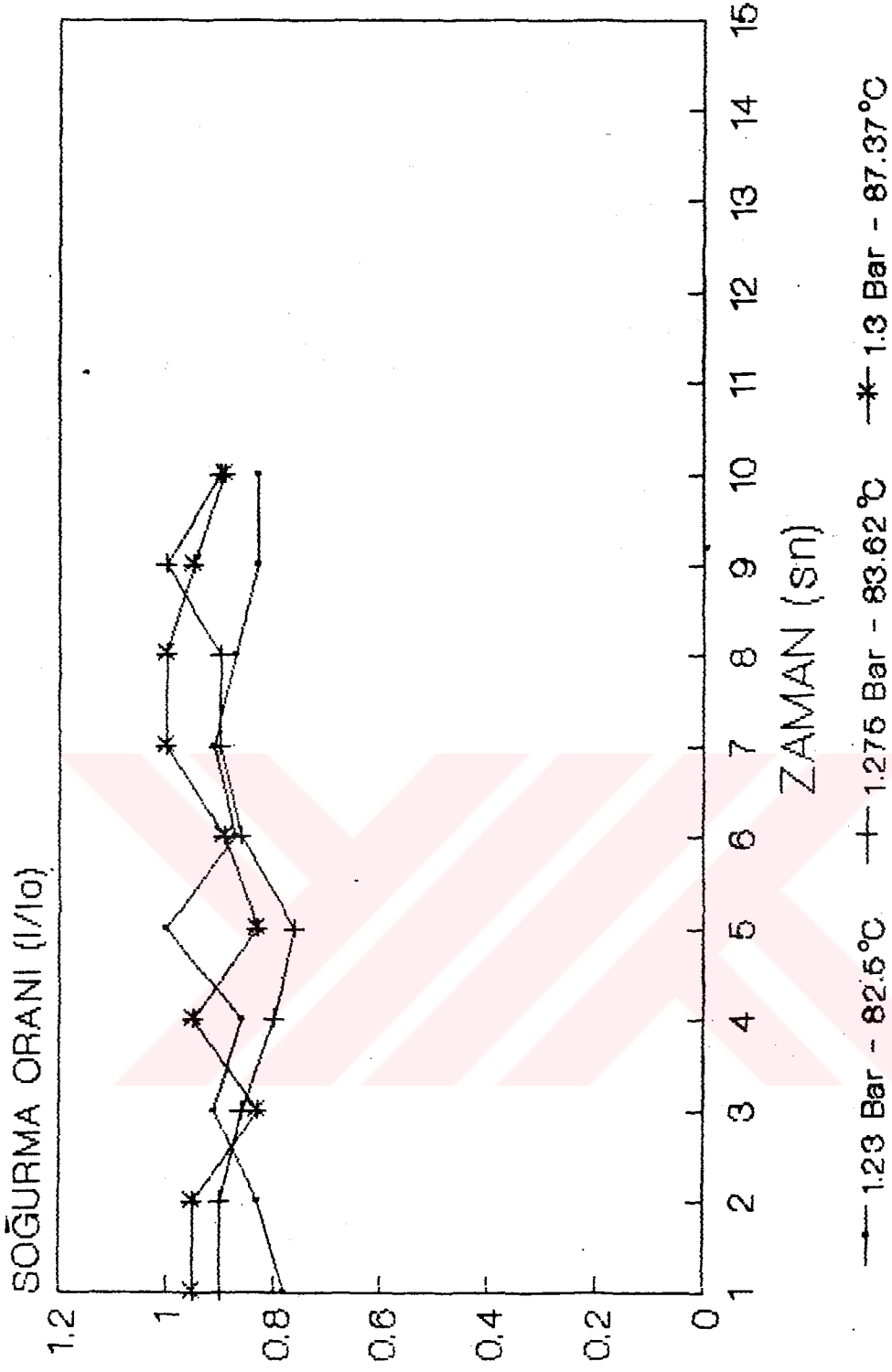
Şekil-5.13 de ise $P = 5.7$ bar ; $T = 151.25$ °C ve $P = 6$ bar ; $T = 154$ °C sıcaklıkta yapılan deneylerin fotoğraflar görülmektedir. Bu fotoğraflar incelendiğinde gürültü oranı değeri yüksek olmakta bu durum ise optik sistemdeki titreşimlerin yüksek olmasından kaynaklanmaktadır.

Şekil-5.14 de ortalama soğurma oranının $(I/I_0)_{ort}$ sıcaklıkla, şekil-5.15 de ise ortalama soğurma oranının $(I/I_0)_{ort}$ basınçla değişimi grafikleri görülmektedir. Her iki şekildeki grafikte de görüldüğü gibi basınç ve sıcaklık arttıkça soğurma oranı değeri

(I/I_0) azalmakta ve buna bağlı olarak çekirdekleşme oranında artmaktadır.

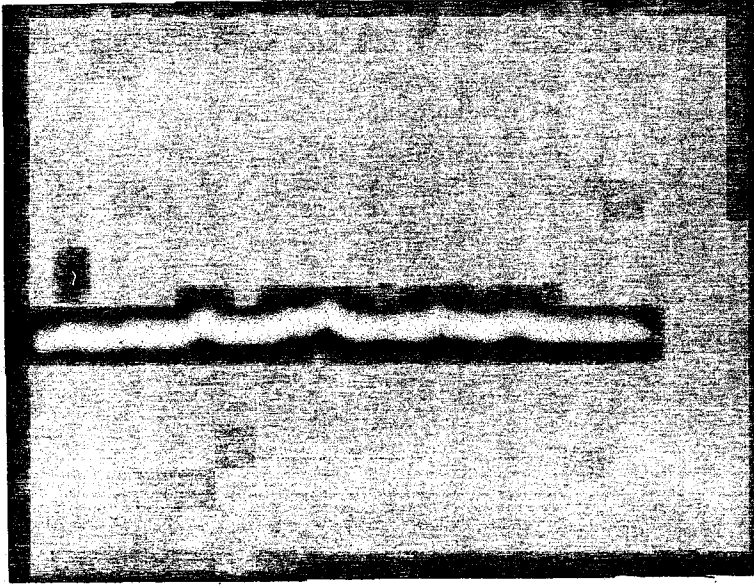
Şekil-5.15 de soğurma oranı değerinin (I/I_0) ani olarak yükselmesinin sebebi yaklaşık 4 bar basınçta basıncın sürekli olarak artmasına rağmen bu basınçta lüleye yüksek basınçta giren buharın ani genişlemesinden dolayı süper soğuma meydana gelmesi ve bu durumda ise çekirdekleşme olayının yavaşlamasına sebep olmaktadır.

Şekil-5.16 a, b de ve şekil-5.17 de soğurma oranının (I/I_0) ın zamana göre değişim grafiği üç boyutta çizdirilmiş olup bu grafikler incelendiğinde ise termodinamik kavramlardan da bilindiği gibi basınç ve sıcaklık arttığı zaman çekirdekleşme oranının artmasından dolayı soğurma oranı (I/I_0) düşmektedir.



Şekil-5.1 : Soğurma oranı (I/I_0) in zamanla değişimi

(a)



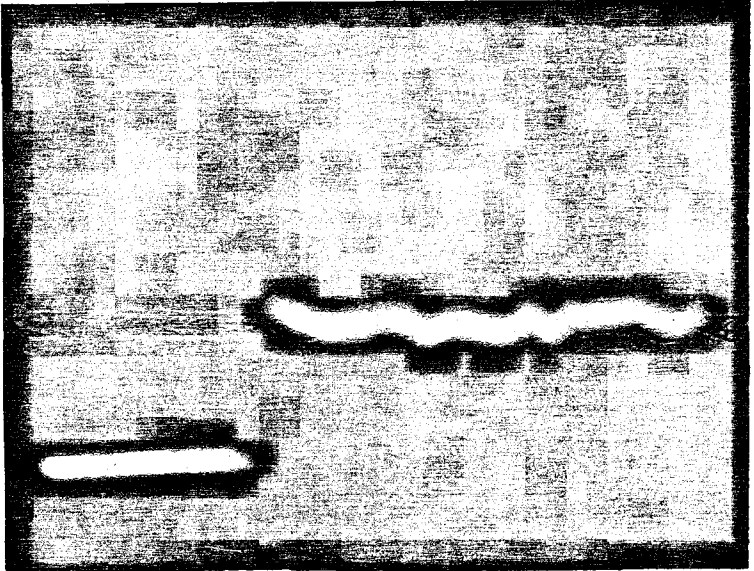
$P=1.23 \text{ Bar}$; $T=82.5^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.87$

(b)



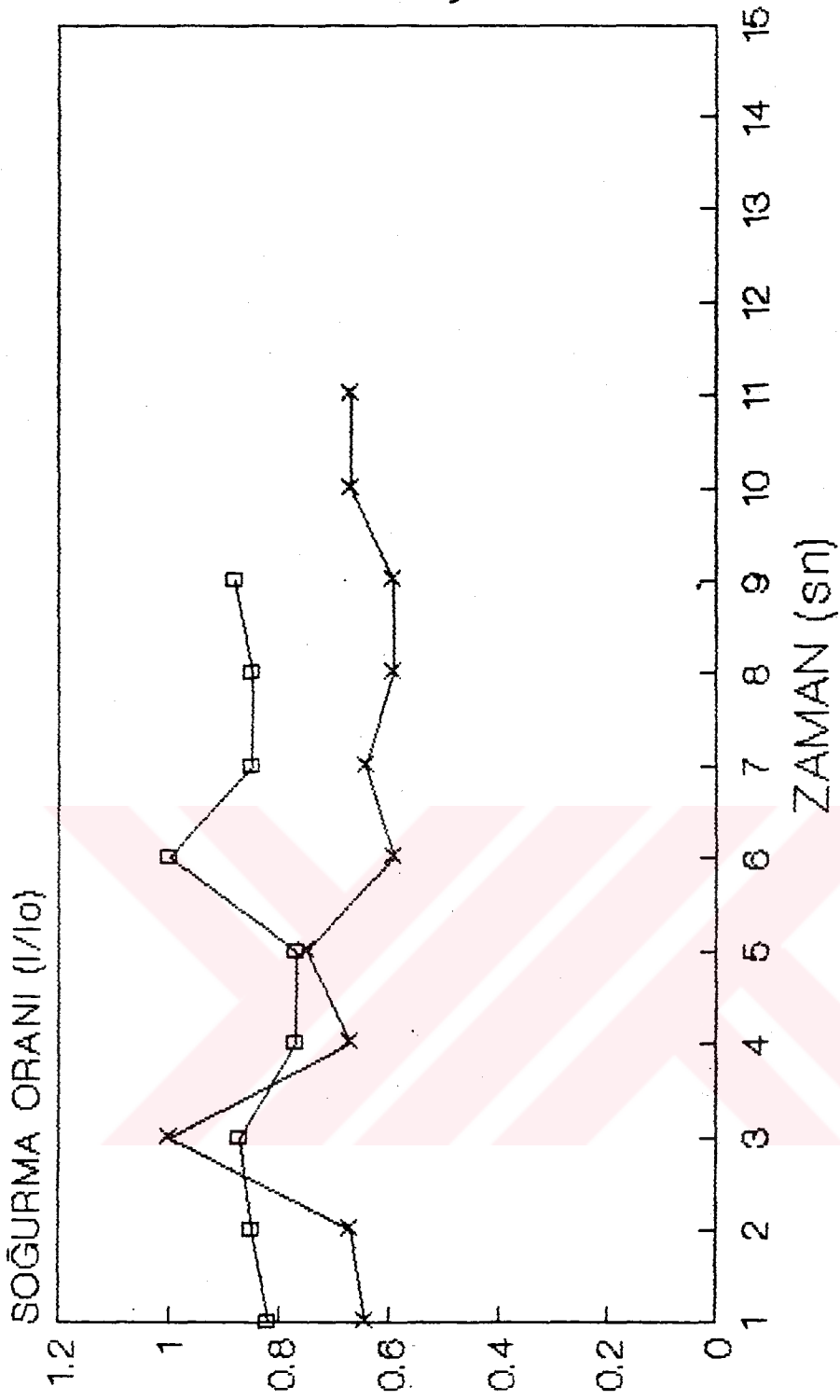
$P=1.275 \text{ Bar}$; $T=82.62^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.878$

(c)

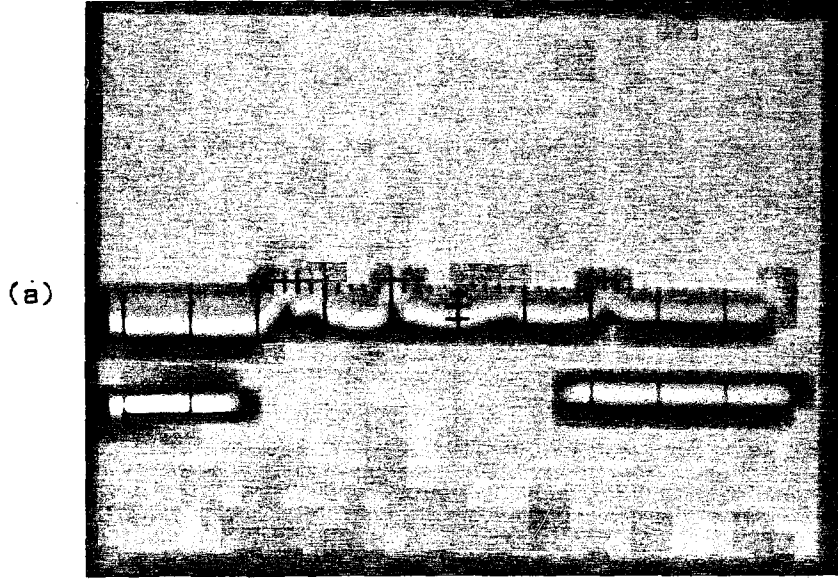


$P=1.3 \text{ Bar}$; $T=87.37^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0) = 0.924$

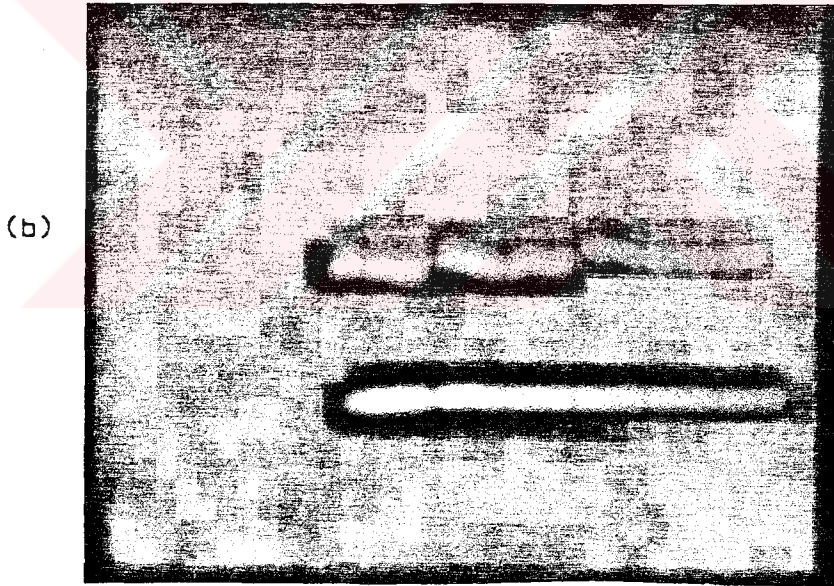
Şekil - 5.2 Deney Fotoğrafları



Şekil-5.3 : Soğurma oranı (I/I_0) in zamanla değişimi

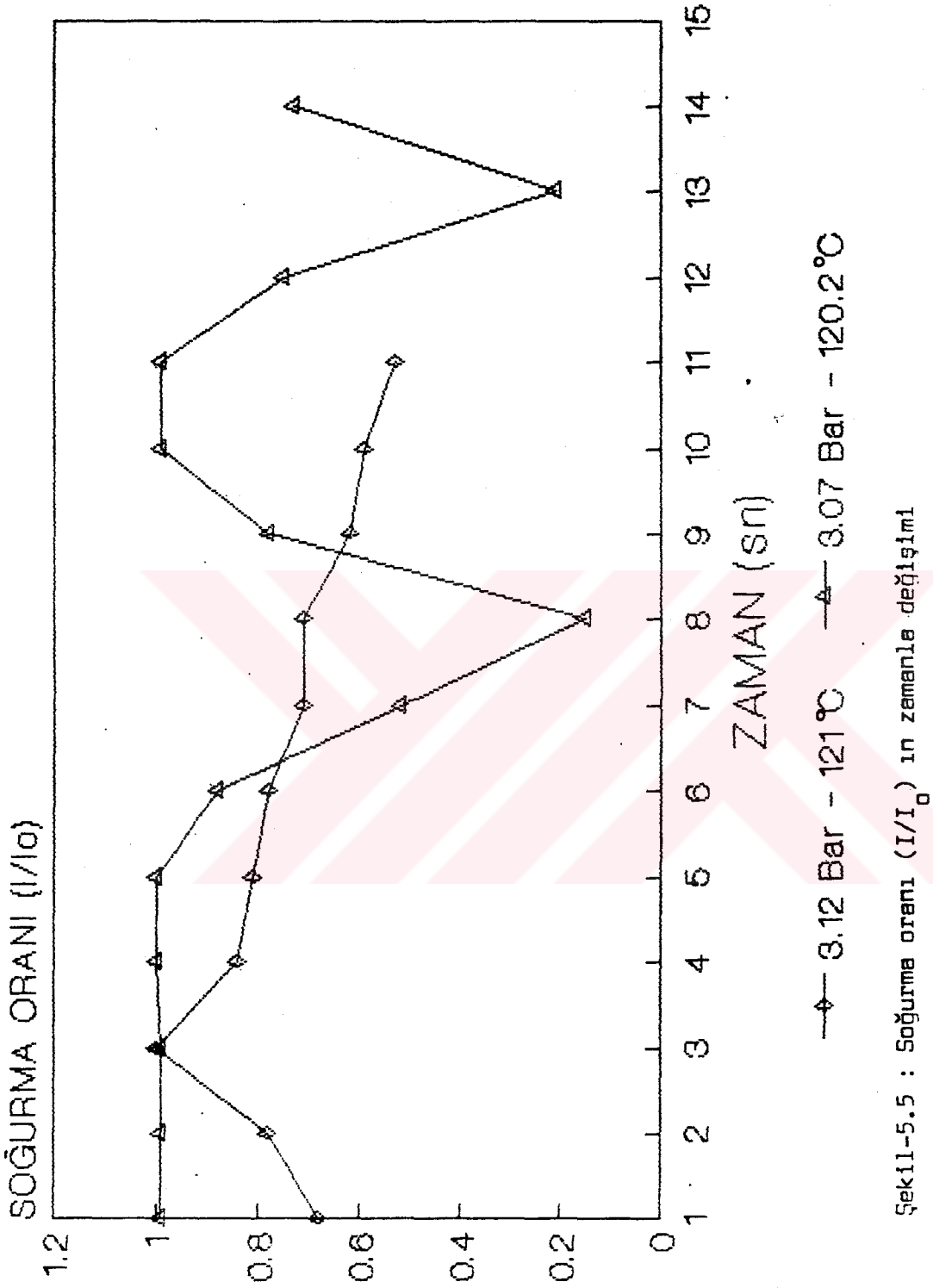


$P = 1.95 \text{ Bar}$; $T = 118.75^\circ\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}} = 0.67$

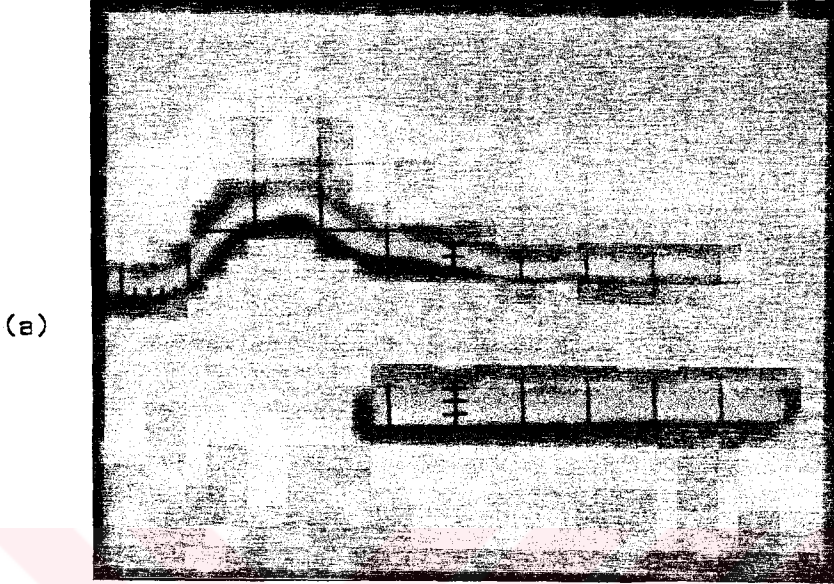


$P = 1.825 \text{ Bar}$; $T = 108^\circ\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}} = 0.851$

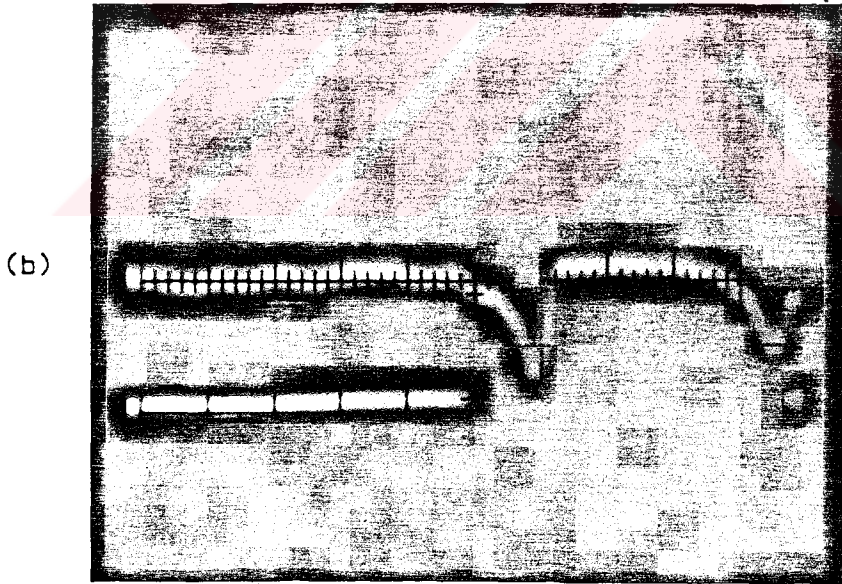
Şekil 5.4 : Deneysel Fotoğrafları



Şekil-5.5 : Soğurma oranı (I/I_0) in zamanla değişimi

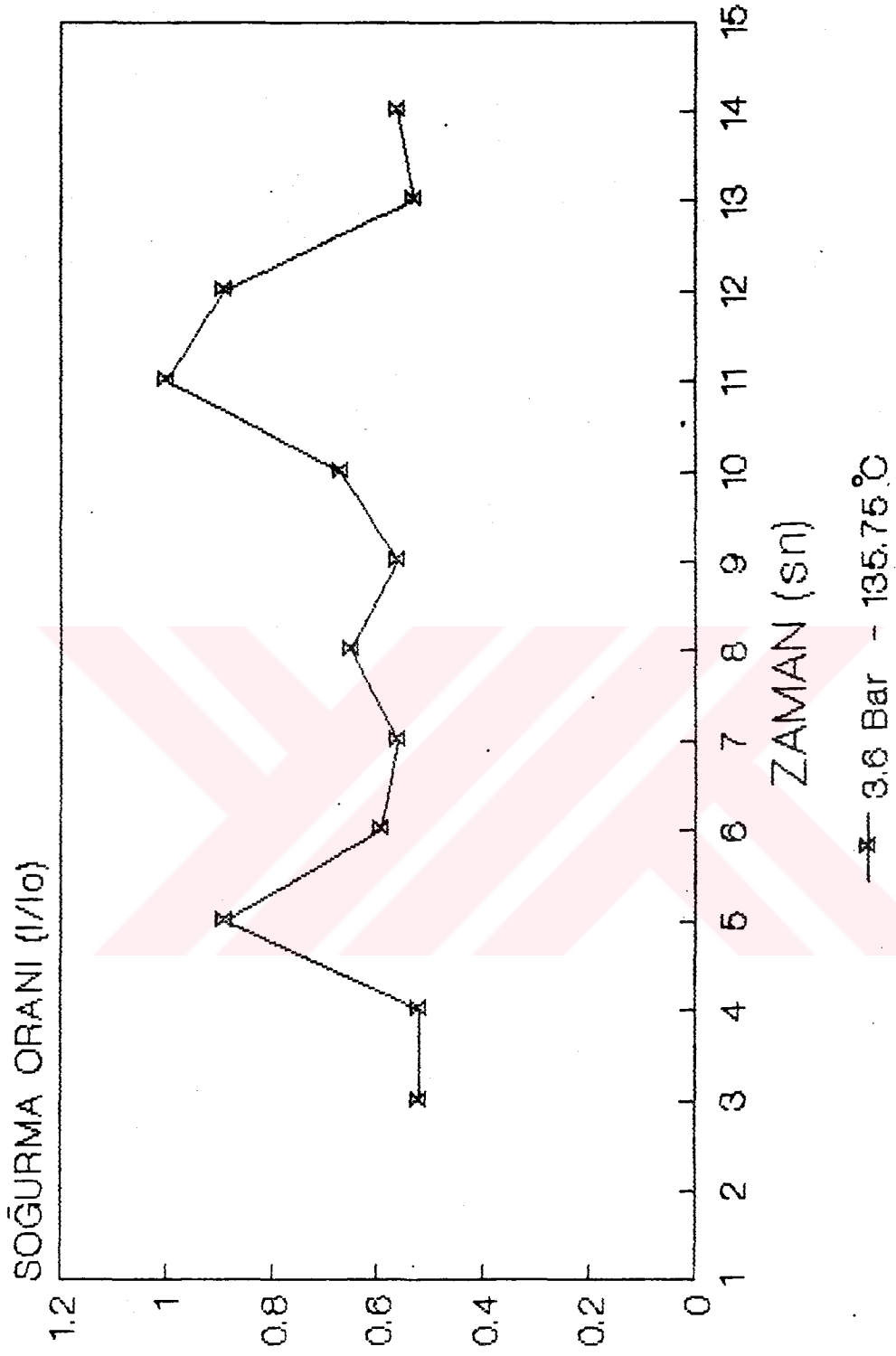


$P=3.12 \text{ Bar}$; $T=121^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.735$

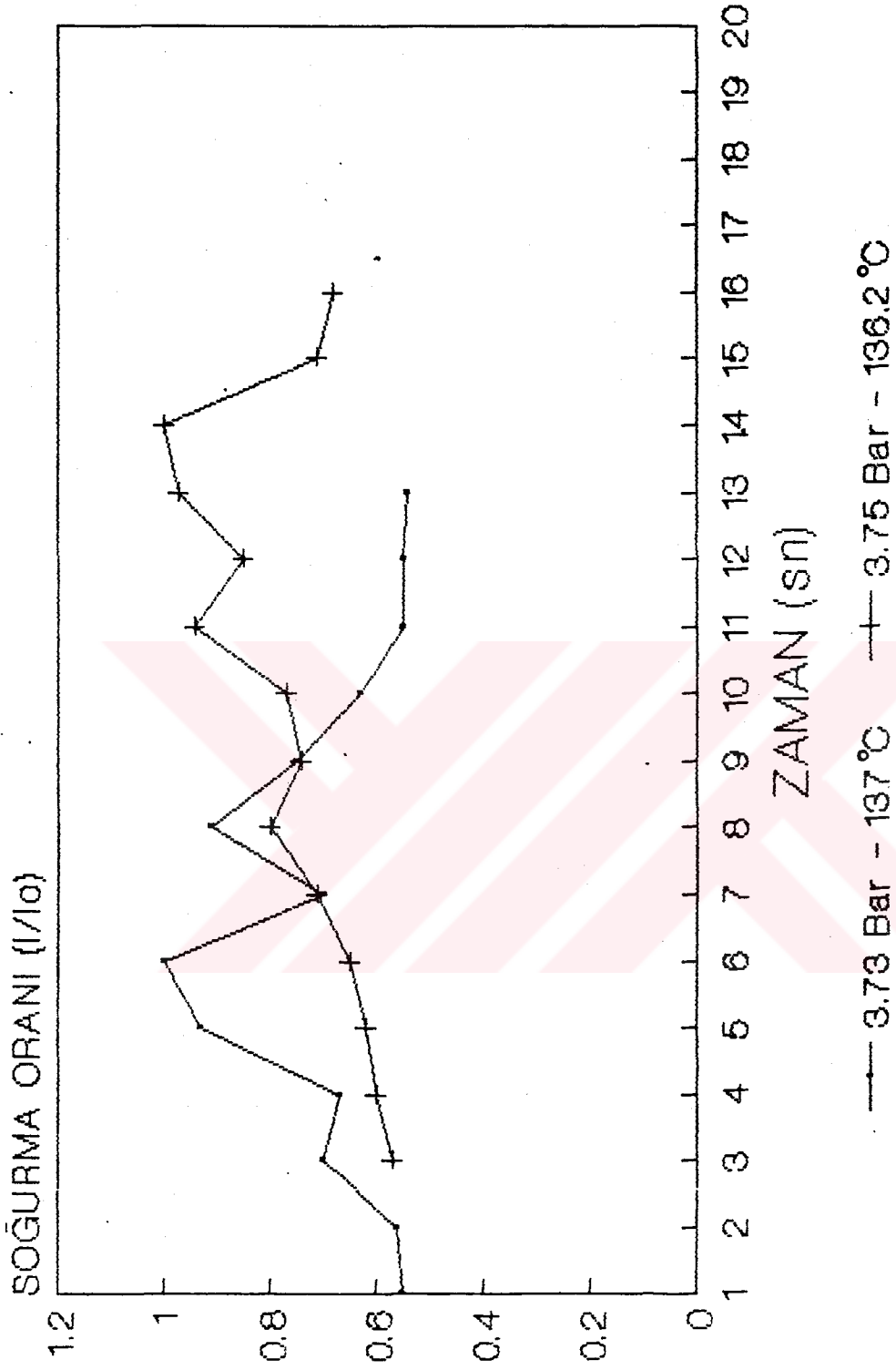


$P=3.07 \text{ Bar}$; $T=120^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.783$

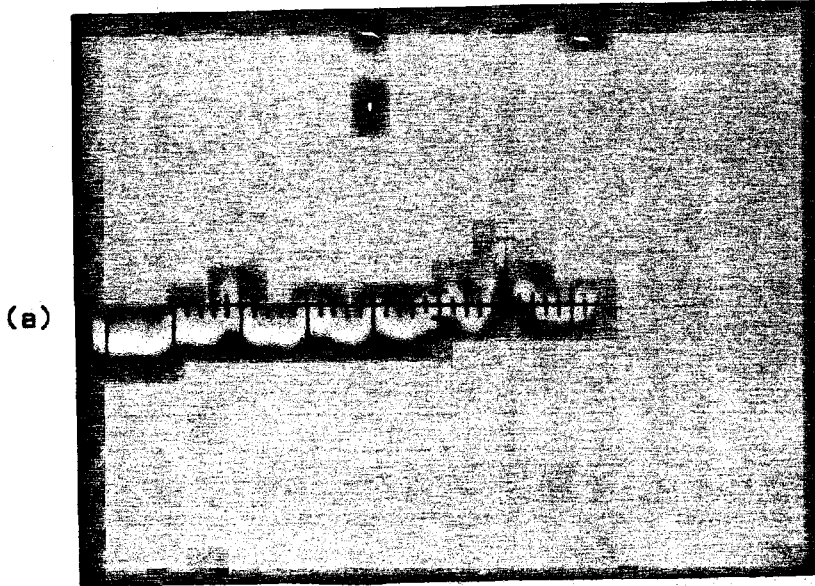
Şekil-5,6 Deney Fotoğrafları



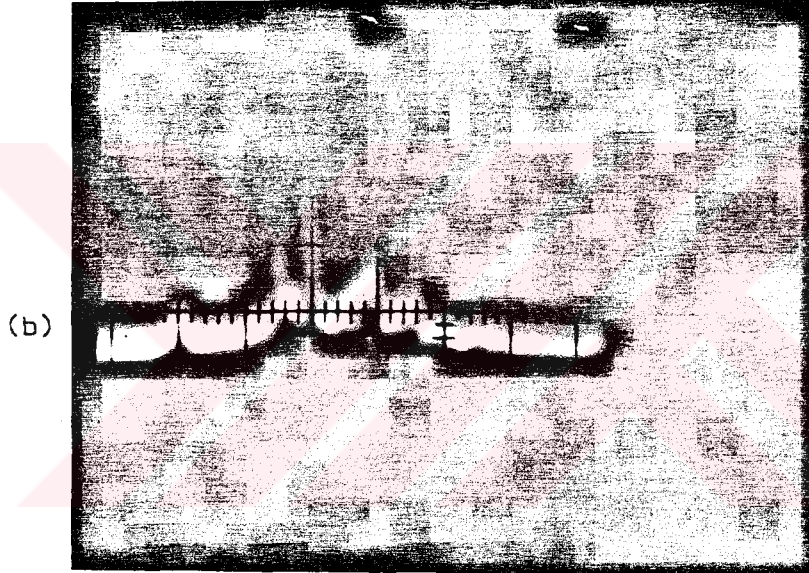
Şekil-5.7 : Soğurma oranı (I/I₀) in zamanla değişimi



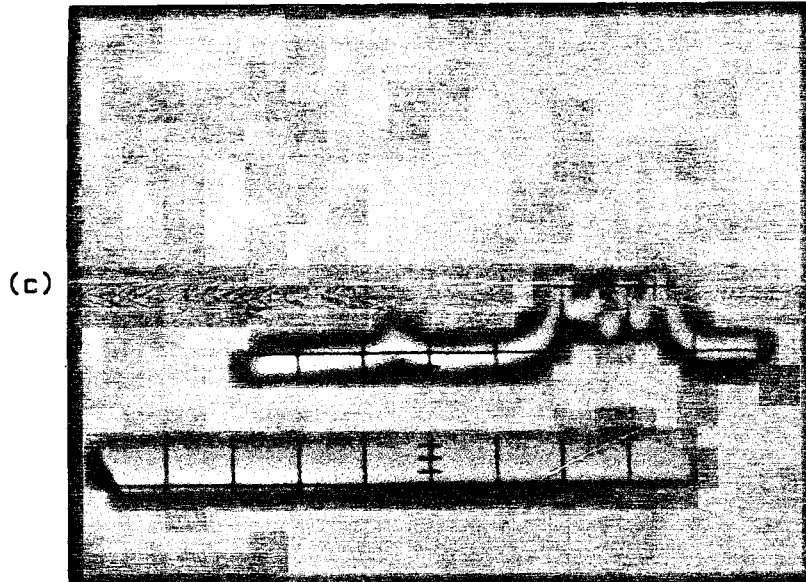
Şekil-5.8 : Soğurma oranı (I/I_0) ın zamanla değişimi



$P=3.6 \text{ Bar}$; $T=135.75^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.66$

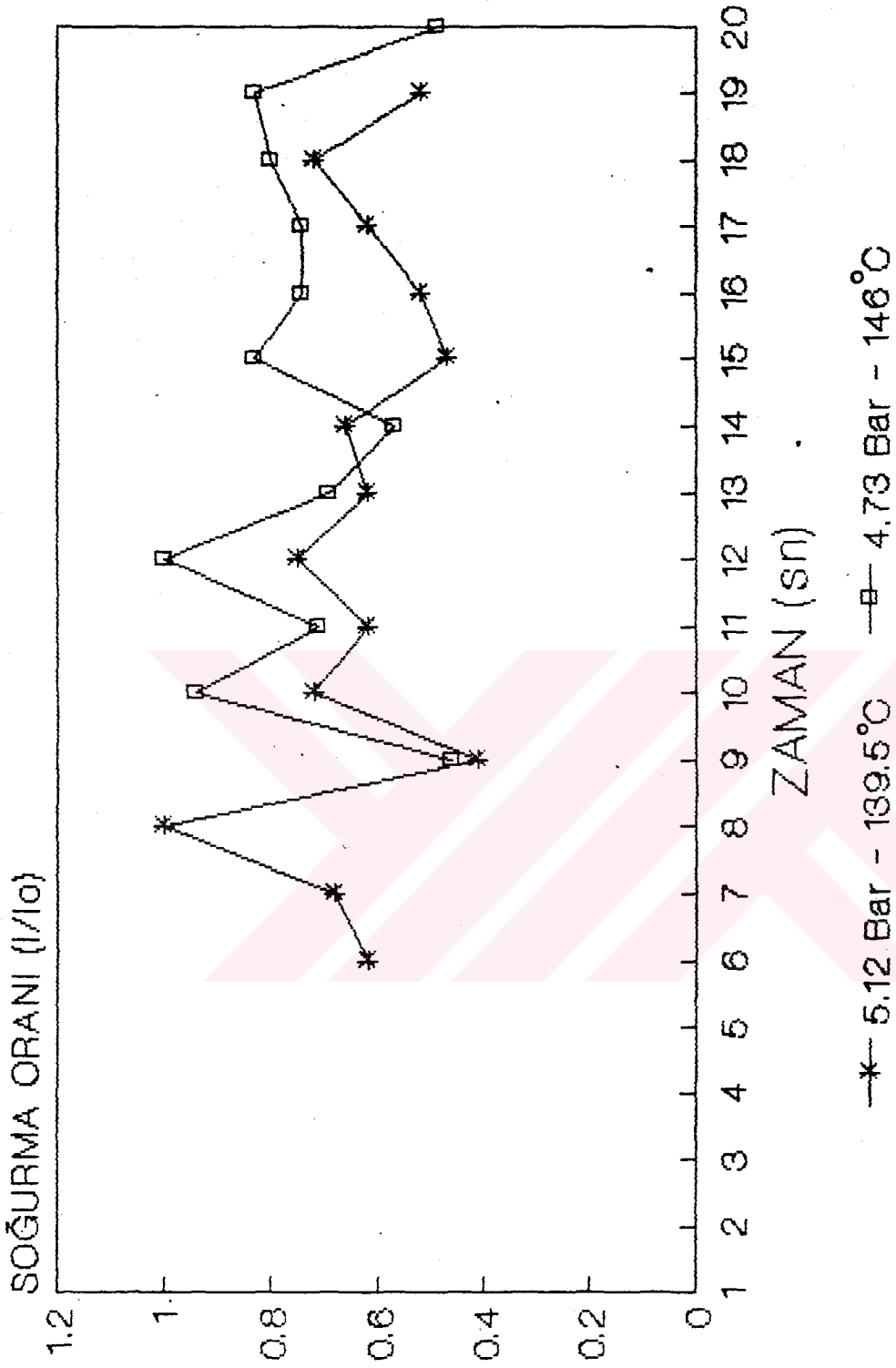


$P=3.73 \text{ Bar}$; $T=137^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.623$



$P=3.75 \text{ Bar}$; $T=136.2^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.76$

Şekil - 5.9 Deney Fotoğrafları



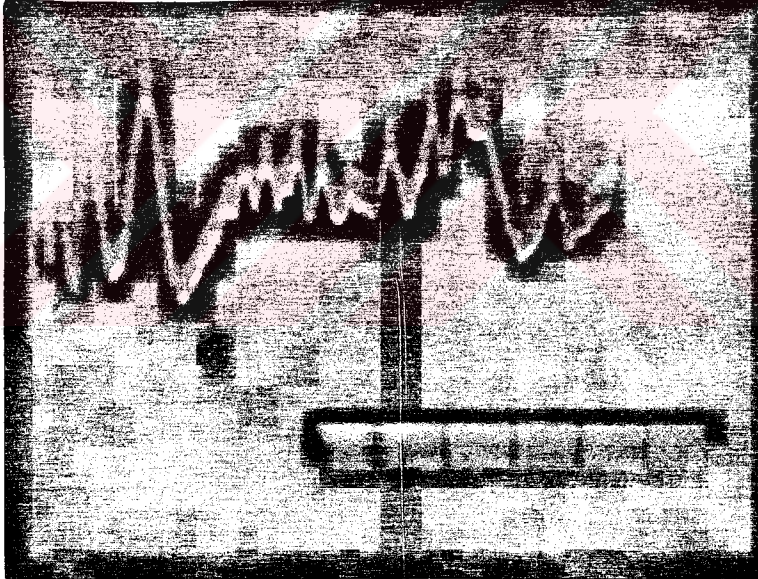
Şekil-5.10 : Soğurma oranı (I/I_0) in zamanla değişimi

(a)



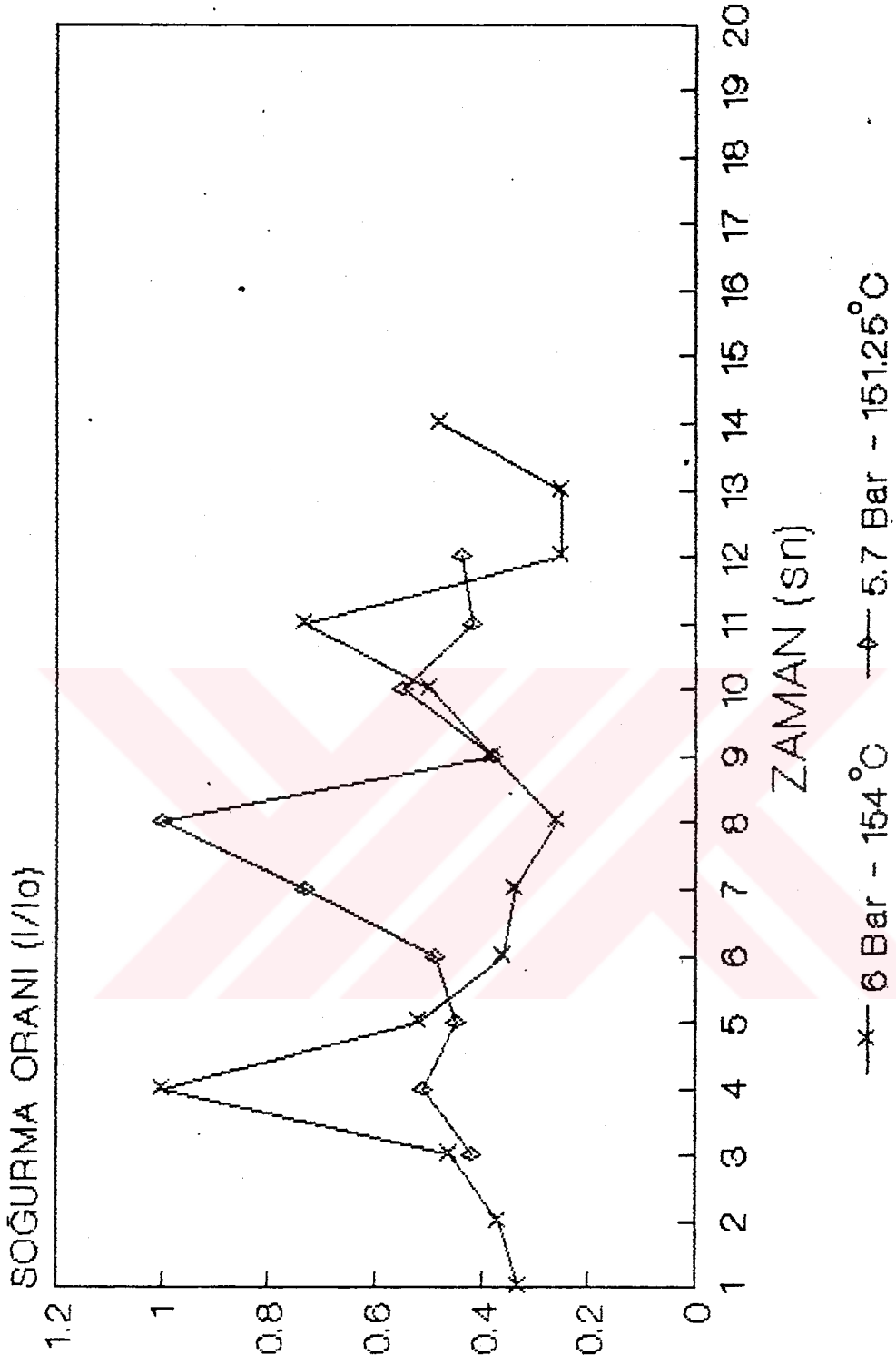
$P= 4.73 \text{ Bar}$; $T= 146^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.73$

(b)



$P=5.13 \text{ Bar}$; $T= 149.5^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.64$

Şekil-5,11 Deney Fotoğrafları



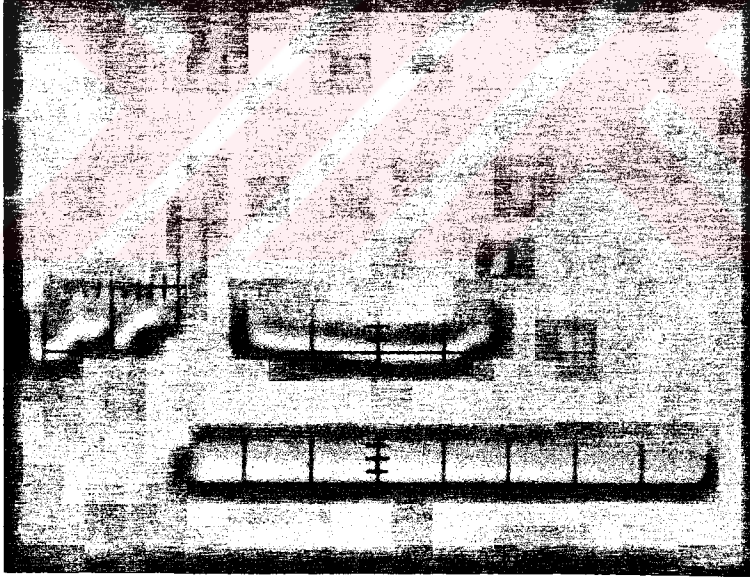
Şekil-5.12 : Soğurma oranı (I/I_0) in zamanla değişimi

(a)



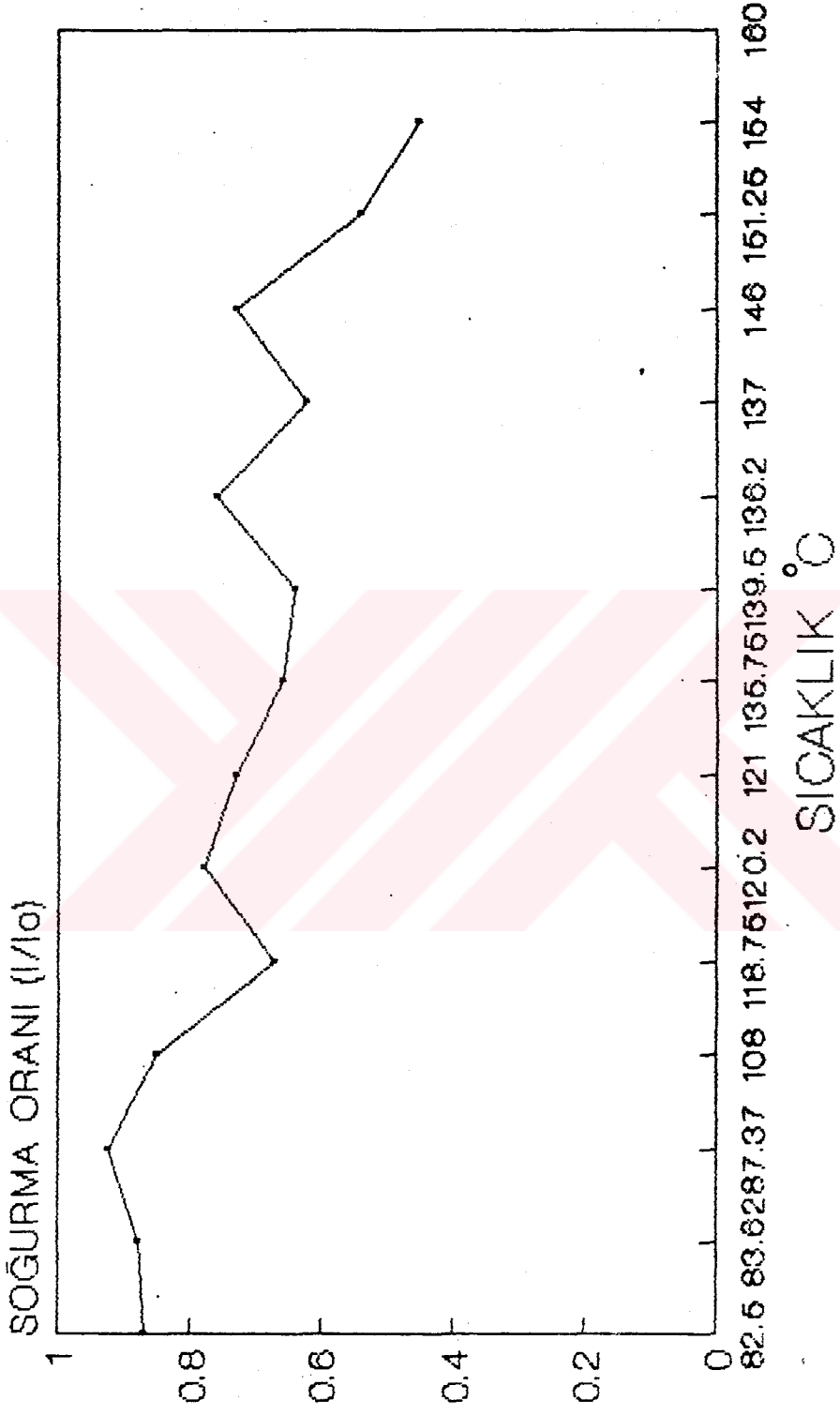
$p=5.7 \text{ Bar}$; $T=151.25^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.533$

(b)

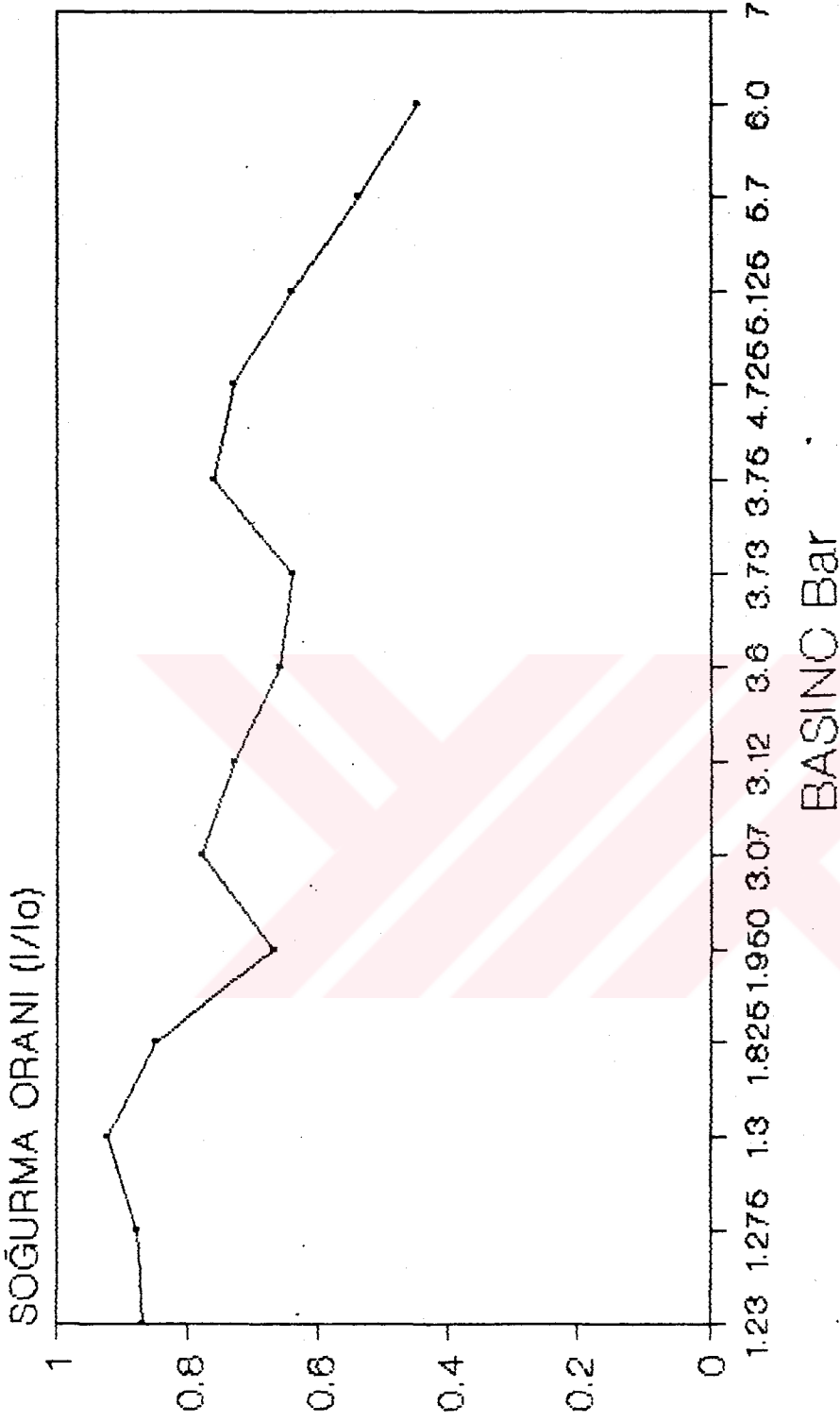


$p=6 \text{ Bar}$; $T=154^{\circ}\text{C}$; $(I/I_0)_{\text{ort}}=0.449$

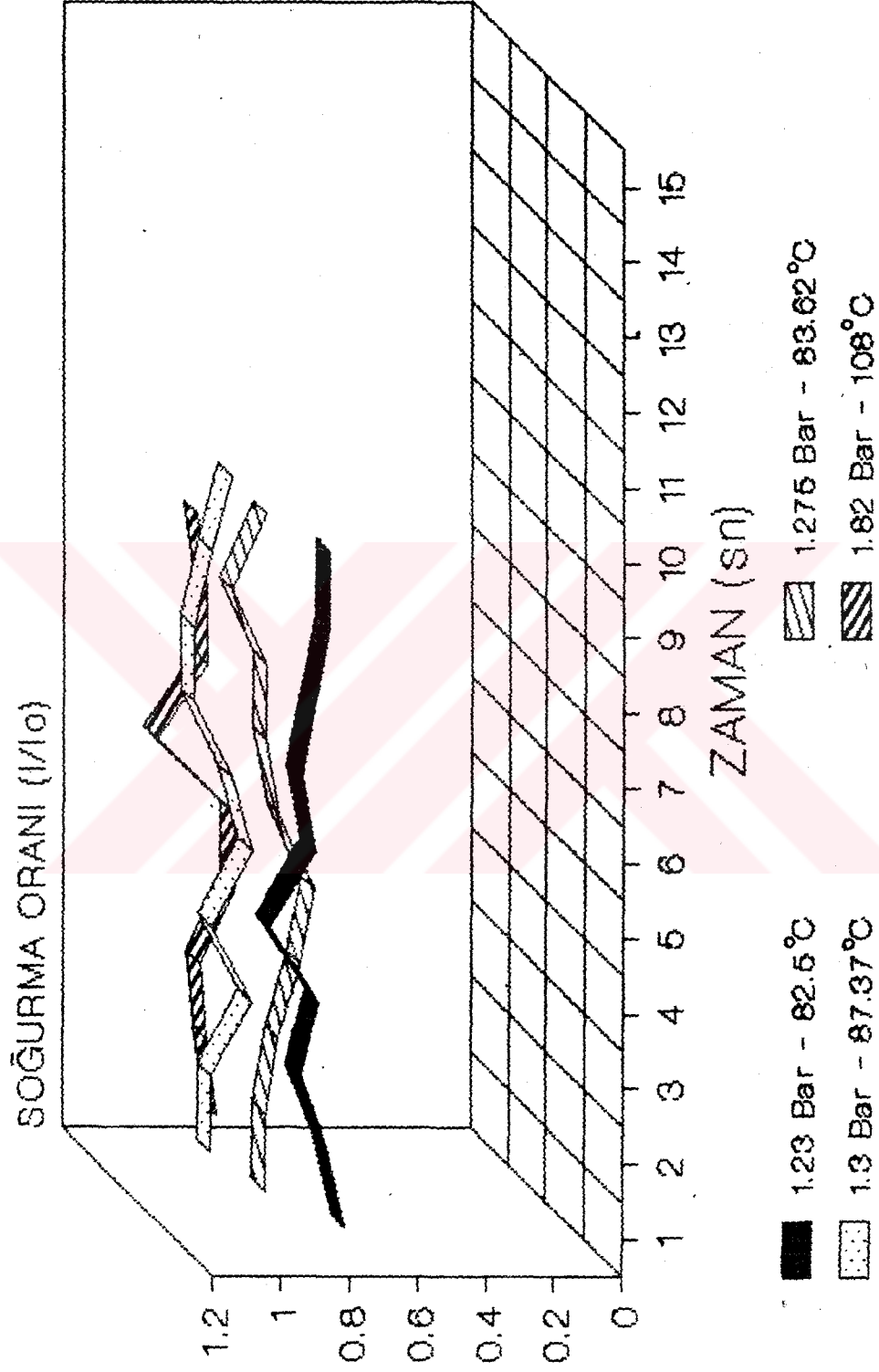
Şekil- 5.13 Deney Fotoğrafları



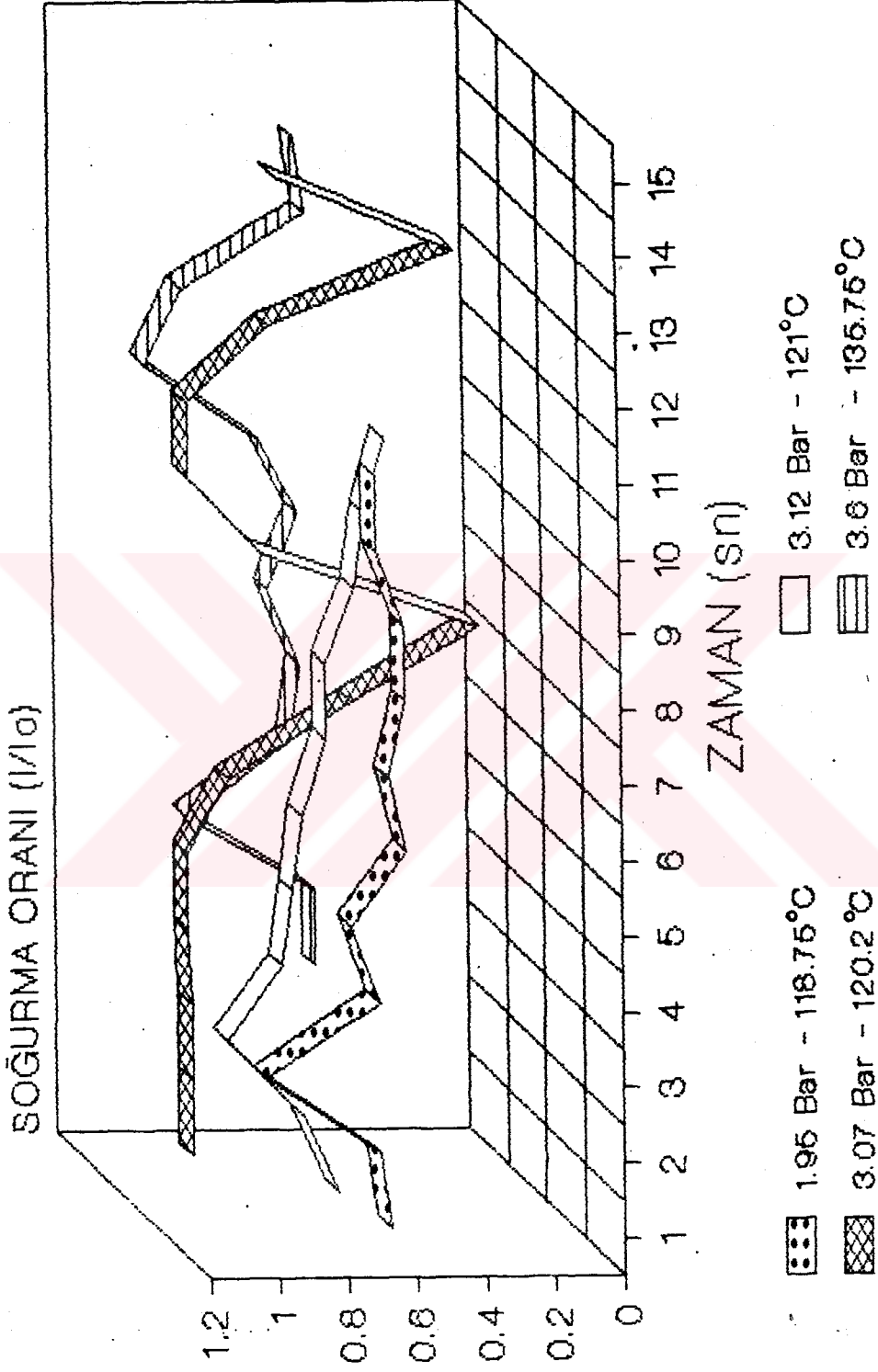
Şekil-5.14 : Soğurma oranı (I/I_0) in sıcaklıkla değişimi



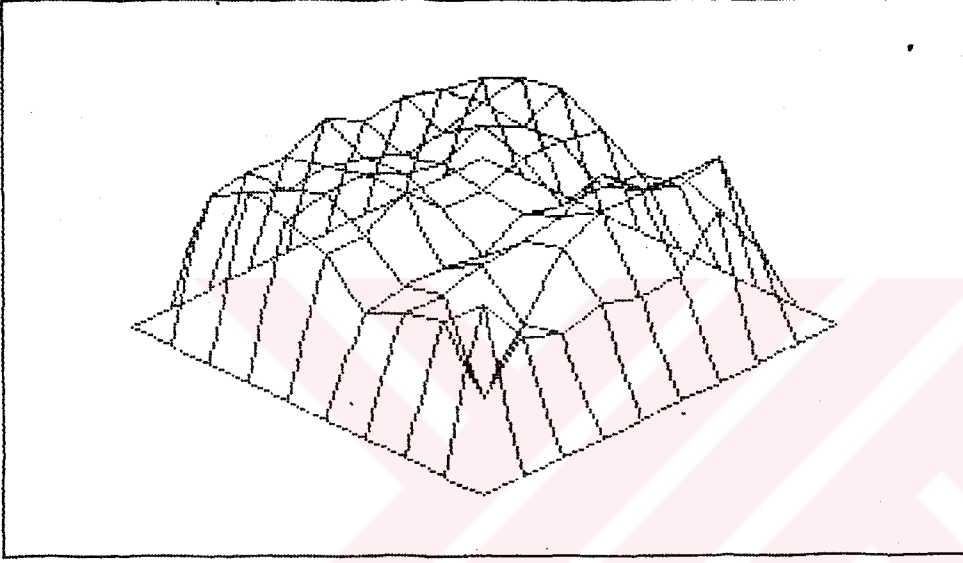
Şekil-5.15 : Soğurma oranı (I/I_0) in basınçla değişimi



Şekil-5.16 a : Soğurma oranı (I/I_0) in zamanla değişiminin üç boyutlu grafiği



Şekil-5.16 b : Soğurma oranı (I/I₀) in zamanla değişiminin üç boyutlu grafiği



Şekil-5.17 : Soğurma oranı (I/I_0) in zamanla değişiminin üç boyutlu grafiği.

B Ö L Ü M - V I

6. SONUÇLAR

Düşük ve orta basınçlardaki buharın genişlemesi esnasında kendi kendine yoğunlaşma ile oluşan çekirdeklenme işlemi yakınsak - ıraksak (divergent - convergent) bir lülede gerçekleştirilmiş olup ; çekirdeklenme oranı optik bir metod yardımıyla incelenmiştir. Optik metod yardımıyla ölçülen soğurma oranının basınç ve sıcaklığa göre değişim eğrileri 5 nci bölümde verilmiştir.

Bu konu ile ilgili yapılan ön çalışmalarda (tarihsel gelişiminde konu ile ilgili pek çok çalışma yapılmasına rağmen ancak düşük ve orta basınçlarda böyle bir çalışma yapılmamıştır. Genellikle yüksek basınçlarda ve fotomultiplier kullanılarak çeşitli ölçümler gerçekleştirilmiştir. Bunun sebebi ise konu ile ilgili deneysel çalışmaların çok zor olması ve deney tesisatının kurulmasının güçlüklerinden kaynaklanmaktadır.

Konu ile ilgili çıkartılan sonuçlar aşağıdaki gibi özetlenebilir ;

1. Kazan işletme basıncı arttığı zaman buna bağlı olarak çekirdek kesme oranı artmakta ve soğurma oranı (I/I_0) değeri azalmaktadır,

2. Sıcaklığın artmasıyla birlikte çekirdekleşme oranı artmakta ve soğurma oranı (I/I_0) değeri azalmaktadır,

3. Yüksek basınç ve sıcaklıkta yapılan deneylerde ; düşük basınç ve sıcaklıkta yapılan deneylere oranla dedektör çıkışında daha düzgün ve daha yüksek bir osilasyon hareketi görülmektedir.

4. Süper doyma sınırları basıncın artmasıyla belirlemekte bununla beraber lüle boyunca genişleme sırasında genişlemeden dolayı kazanılan ısı enerjisi bu sınırları değiştirmektedir.

5. Çekirdekleşme her ne kadar basıncın artmasıyla artmakta isede genişleme şartları bu artışı değiştirebilmektedir.

6. Basınç ve sıcaklık arttıkça tesisattaki bağlantı elemanları ve optik sistemde meydana gelen distorsiyonlardan dolayı gürültü oranı artmaktadır. Bununla birlikte gürültü oranına akıştaki kararsızlıklar ve titreşimler etkili olmaktadır.

EK-1

TAŞINIM ÖZELLİKLERİ

1. GİRİŞ

Kinetik teörinin ısı iletkenlik ve viskozite katsayılarını belirlenmesindeki uygulanabilirliğin meydana gelen problemin analizinde kolaylık getirmiştir. Bunların geçerliliğini incelemeden önce, taşıma özelliklerini veren modellerin gözden geçirilmesi gerekir.

2. KLASİK TEORİLER

Bu teorilerin bir çoğu birbirlerinin benzeridir. Teoride yer alan varsayımlardan dolayı meydana gelen küçük farklılıklar mevcuttur. En basit modelde, gaz molekülerinin δd çaplı rijit, iç etkileşimleri olmayan kümeler oldukları, aynı ortalama hız c , ile koordinat eksenlerine paralel olarak hareket ettikleri varsayılmaktadır. Bu temele bağlı olarak bir çok kaynakta [3, 21], tabii diffüzyon katsayısı D , viskozite katsayısı μ ve ısı iletkenlik katsayısı λ aşagıdaki şekilde verilmektedir.

$$D = - \frac{1}{3} l c$$

(1)

$$\mu = \frac{1}{3} l \rho c \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{1}{3} n C_V c l \quad (3)$$

Bu eşitliklerde, l ortalama serbest yol, ρ yoğunluk, C_V sabit hacimde özgül ısı kapasitesi ve n molekül sayısıdır. Daha iyi netice veren modellerde c ve l için değerler bulunabilir. Bu değerlerin yukarıdaki eşitliklere uygulanmasıyla aşağıdaki denklemler bulunur.

$$D = \xi \sqrt{\frac{\pi \cdot K \cdot M \cdot T}{\pi \delta d^2}} \quad (4)$$

$$\mu = \xi \sqrt{\frac{\pi \cdot K \cdot M \cdot T}{\pi \delta d^2}} \quad (5)$$

$$\lambda = \xi \sqrt{\frac{\pi \cdot K \cdot M \cdot T}{\pi \delta d^2}} \frac{C_V}{M} \quad (6)$$

Bu eşitliklerde, K Boltzman sabiti, M moleküler ağırlık ve T gaz sıcaklığıdır. Daha karmaşık analizleri içeren modellerin uygulanması ile yalnızca ξ nin sayısal katsayısının değiştiği görülmüştür [21]. Hirshfelder [42] tarafından, daha ileri molekül teorileri uygulandığında bu sayısal katsayının her taşıma için farklı olacağı gösterilmiştir.

3. CHAPMAN - ENSKOG TEORISI

Bu en çok uygulanan bir teoridir. Bu teorinin ana hatları Hirshfelder [42] tarafından verilmiştir. Bu teori esas olarak

istatistikî termodinamik bir analizi içeren bir teoridir ve kinetik teoride tanımlanamayan ikinci derecede etkileşmelerde bu analizde dikkate alınmıştır. Örneğin, kütle transferinin yalnızca bir konsantrasyon gradyanı sonucu değil, aynı zamanda bir sıcaklık gradyanı (soret effect) sonucu olduğu gösterilmiştir. Transfer özellikleri, tek molekülün dinamik analizi ve moleküller arası kuvvet yasaları türünden ifade edilmiştir.

Bu teori küresel simetrik olan moleküller arası kuvvet alanlarında uygulanır ve bu nedenle çok atomlu gazlar için uygulanabilir bir teoridir. Ancak bu teoride elde edilen neticeler pratikte çok atomlu gazların viskozite ve diffüzyon katsayıları

ile uyum içersindedir [21]. Ancak bu durum küresel koordinatlarda ısı iletkenlik problemlerine neden olur. Çünkü moleküllerin titreşim ve dönüşümünün neden olduğu iç enerji kipleri ısı akışına sebep olurlar. Üç taşınım özelliği için eşitlikler şu şekildedir ;

$$D = C_D \frac{\sqrt{T^3/M}}{\rho \sigma^2 \Omega_D} \quad (7)$$

$$\mu = C_\mu \frac{\sqrt{TM}}{\sigma^2 \Omega_V} \quad (8)$$

$$\lambda = C_\lambda \frac{\sqrt{T/M}}{\sigma^2 \Omega_V} \quad (9)$$

Bunad C_D , C_μ ve C_λ sabitlerdir. Ω_D ile Ω_V çarpışma integralleridir. Çarpışma integrallerini hesaplayabilmek için moleküller arası kuvvet yasası bilinmelidir. Bununla birlikte iç etkileşim ve potansiyel enerji ifadelerini analizlerde kullanmak daha uygundur.

Buhar için en gerçekçi moleküller arası potansiyel fonksiyonu Stockmayer potansiyelidir. Bu Lennard - Jones potansiyeline

benzer ancak hesaplamalarda su moleküllerinin polaritesi dikkate alınmıştır. Monchik ve Mason [43] bu moleküller arası potansiyel enerji fonksiyonunu kullanarak bir çok polar gazın taşınım özelliklerini belirlemişler ve Lennard - Jones modeliyle polar olmayan moleküller için bulunan değerler kadar hassas olduğunu göstermişlerdir [43]. Çarpışma integralleri aşağıdaki eşitliklerle bulunur.

$$\alpha_D = \frac{\Delta_D}{T^* B_D} + \frac{C_D}{\exp(D_D T^*)} + \frac{E_D}{\exp(F_D T^*)} + \frac{G_D}{\exp(H_D T^*)} + \frac{0.19 \delta^2}{T^*} \quad (10)$$

$$\alpha_V = \frac{\Delta_V}{T^* B_V} + \frac{C_V}{\exp(D_V T^*)} + \frac{E_V}{\exp(F_V T^*)} + \frac{0.26^2}{T^*} \quad (11)$$

Bu eşitliklerdeki sabitler Neufeld ve arkadaşları tarafından hesaplanmıştır ve boyutsuz parametre T^* ve δ^* nin fonksiyonlarıdır. δ^* ve T^* şu şekilde tanımlanır ;

$$\delta^* = \frac{\eta}{2 \epsilon \sigma^3}$$

$$T^* = \frac{KT}{\epsilon}$$

Burada η ; birbiriyle etkileşim içinde olan iki molekülün dipol momentumu, σ çarpışma çapı, ϵ karakteristik enerjidir. Bu parametreler üzerinde çalışan gazın doğasıyla ilgili fonksiyonlardır. Buhar için Reid ile Sherwood [44] ve Monchik ile Mason [43] tarafından farklı metodlar kullanılarak iki değişik tablo belirlenmiştir. Bu değerler aşağıdaki tabloda özetlenmiştir.

Tablo-1 Buhar için çarpışma çapı ve dipol momentumunun farklı iki değişik metodla değişimi.

	η	δ	σ (Å ²)	σ/T (K)
Monchik ile Mason	1,83	1,2	2,71	506
Reid ile Sherwood	1,85	1,0	2,52	775

4. SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI

4.1. KINETİK TEORİ YAKLAŞIMI

Kinetik teorinin incelenmesi ve analizi neticesinde Schmidt sayısı ($Sc = \mu/\rho D$) 1 alınabilir. ρD değerinin (10) nolu eşitliğe konması ile ;

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)_{SA} = \frac{1}{\rho_S r} (\mu_B - \mu') \quad (12)$$

Büyüyen bir çekirdeğin sıcaklığı aşırı soğutulmuş buhar kütlesi sıcaklığından yüksek olduğu için ve viskozite katsayısı da sıcaklıkla orantılı olması nedeni ile $\mu' > \mu$ dır. Buna göre (12) eşitliğinin işareti neğatiftir ve bu ise büyüme yerine bir küçülmeyi gösterir. Başlangıçta Young ile Bakhtar [27] ilk çalışmaları sırasında $(dr/dt)_{SA}$ için bir denklem geliştirmiş ve bu denklemin (12) eşitliği ile aynı olduğu görülmektedir. (12) eşitliğinde μ yerine değerini yazarsak ;

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)_{SA} = \frac{1}{\rho_S r} \frac{1}{3} \sqrt{8R/\pi} (\rho_B \sqrt{T_B} - \rho' \sqrt{T'}) \quad (13)$$

eşitliği bulunur. Burada ;

$$c = \sqrt{\frac{B R T}{\pi}}$$

dir. Bu eşitlik Young'un sürekli büyüme denklemi olarak tanımlanabilir. l nin sabit bir değer olduğu varsayımı hatalıdır ve bu (13) denkleminin işaretinin değişmesi anlamındadır. Ancak şekil-3.1 den de görülebileceği gibi Young denklemi kullanılarak hesaplanmış damlacık sıcaklığı T_S , doyma sıcaklığı $T_S(P)$ den büyüktür. Bu gerçekçi olmayan sonuç Young'un analizinde yapılan hataları daha da arttırmaktadır.

4.2. CHAPMAN - ENSKOG TEORISI

Young analizindeki eksiklikleri gidermek için Young - Enskog tarafından bir çalışma yapılmıştır. Bu çalışmada elde edilen (ρD) değerinin sıcaklığa göre değişiminin daha hassas olduğu tesbit edilmiştir. Schmidt sayısı değerlerinin sıcaklıkla değişimi hesaplanmış ve aşağıdaki tabloda verilmiştir [45].

Tablo-2 Schmidt sayısının sıcaklıkla değişimi

	T (°C)				
	100	150	200	250	300
Sn	0,79326	0,78814	0,78388	0,78034	0,77737

Tablodan görülebileceği gibi (ρD) değeri $(\rho'D')$ < $(\rho_B D_B)$ olmak koşuluyla Sn değeri değişme göstermektedir ve bu durum için çekirdek büyüme denklemi negatif işaret verir.

EK-2

TABII (SELF) DIFUSYON KATSAYISININ GELİŞTİRİLMESİ VE DAMLACIK BUYÜME DENKLEMİNİN TURETİLMESİ

1. GİRİŞ

Buhar içerisindeki tabii (self) katsayısı ile ilgili tatmin edici verinin elde edilemediği daha önce açıklanmıştı. Burada sürekli rejimde ısı ve kütle transferi işlemleri çekirdek yüzeyi ile buhar kütlesi arasındaki ısı ve özgül ağırlık farklarının diffüzyonu sayesinde olmaktadır. Süper soğumuş buhar ile çevrelenmiş damlacık büyümesi, buharın çekirdek yüzeyine doğru net akışını kapsamaktadır. Ortalama serbest yol ile karşılaştırıldığında çekirdeklerin büyük olması nedeniyle, bu net transfer Navier - Stokes denklemlerine uyum göstermektedir. Hesaplamalar akış hızlarının küçük olduğunu ve buna bağlı olarak buhar ile damlacık yüzeyi arasındaki basınç düşümünün ihmal edilebileceğini göstermiştir. Yani büyük bir çekirdek, P basıncı ve T_B sıcaklığındaki buhar ortamı içerisine yerleştirilirse, çekirdekle temas eden yüzeyde $P_s(T_s, r)$ buhar basıncı P basıncına çok yakın olmalıdır. Bu nedenle, damlacık sıcaklığı T_B den bağımsızdır ve yalnızca P ve r nin bir fonksiyonudur.

Böylelikle P , T_B ve r yi seçerek sıcaklık bölgesi hesaplanabilir. Isı transferi oranının bilinmesi ile yoğunlaşma oranı bilinir ve verilmiş P ve hesaplanmış sıcaklık bölgesi için özgül ağırlık dağılımı belirlenebilir. Bu şekilde elde edilen veriler daha sonra gerekli tabii (self) diffüzyon katsayısının tahmin edilmesinde kullanılabilir. Matematiksel detaylar aşağıda özetlenmiştir.

2. ISI TRANSFERİ

Sürekli tabii rejimde ısı transferi kondüksiyon yoluyla olur ve çekirdek ısı kaybı aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$Q = 4\pi r^2 \frac{\lambda G}{r} (T_S - T_B) \quad (1)$$

Şekil 5.1 de gösterilen başka herhangi bir R yarıçaplı küresel yüzey için sıcaklık değişimi (gradyanı) aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{Q}{4\pi R^2 \lambda_R} \quad (2)$$

Bu denklem standart Runge - Kutta yöntemiyle çözülür ve buhar sıcaklığı değişimi R nin bir fonksiyonu olarak hesaplanır. Basınç, sabit kabul edildiği için, sıcaklığın bilinmesiyle özgül ağırlık bulunur. Küresel yüzey ($4\pi R^2$) etrafındaki kütle akımı m sabittir, ve bu ısı transferi oranı ile doğrudan ilgilidir.

3. KÜTLE TRANSFERİ

R uzaklığındaki bir yüzeyden olan kütle akımı şu şekilde tanımlanabilir ;

$$m = - 4\pi R^2 \frac{d(\rho D)}{dR} = - \frac{dM}{dt} \quad (3)$$

Bu eşitlikte R yarıçaplı damlacığın kütlesi M dir. $R = r$ ve $R = \infty$ arasındaki integrasyon sonucu ;

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r (\rho_B D_B - \rho' D') \quad (4)$$

Burada ρ' ve D' damlacık yüzeyindeki buhar özelliklerini belirtmektedir. Bu eşitlikte dM/dt , r , ρ_B ve ρ' zaten bölüm 3 den bilinmektedir. Ancak D ve D' yi hesaplamak için bir varsayım daha gereklidir. Kinetik teoriden yararlanılarak D nin sıcaklığın karekökü ve ortalama moleküler hız C ile orantılı olduğu söylenebilir. Böylelikle şu varsayım yapılabilir ;

$$\frac{D_B}{D'} = \sqrt{\frac{T_B}{T'}} \quad (5)$$

(4) ifadesinde D_B yerine konursa,

$$D' = \frac{dM/dt}{4\pi r (\rho_B \sqrt{T_B/T'} - \rho')} \quad (6)$$

ifadesi elde edilir. Bu, damlacık yüzeyindeki diffüzyon katsayısının değeridir. Herhengi bir başka konumda bu katsayıyı hesaplamak için (4) eşitliği $R = r$ ve $R = R$ arasında entegre edilerek yeniden düzenlenir ve aşağıdaki hale gelir.

$$D_r = \frac{\rho'}{\rho_R} D' + \frac{(dM/dt)}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \quad (7)$$

4. BASINCIN ETKİSİ

Yükarıda verilen işlemler çok değişik koşullarda tekrar edilmiştir. Basınç 0,07 - 27 bar arasında buhar sıcaklığı 45 °C süper soğutma (super cooling) 45 °C süper ısıtma (super heat) bölgesinde değiştirilmiştir. Şekil - 1 de log P ye karşı

$\log (D/\sqrt{T})$ nin grafiği verilmektedir. Bu grafikte görülebileceği gibi, noktalar bir doğruya oturabilecek düzgün bir hat üzerindedir.

$$\log (D/\sqrt{T}) = \log C - n \log P \quad (8)$$

O halde, bu metod ile hesaplanan tabii (self) difüzyon katsayısı değerleri kabul edilebilecek değerlerdir. Tablo - 1 de basıncın bir fonksiyonu olarak (D/\sqrt{T}) nin orijinal değerleri verilmiştir. Hesaplamalarda aşağıdaki yaklaşım kullanılabilir.

$$D = C \sqrt{T/F^n} \quad (9)$$

Burada ; $n = 0,86887292$

$C = 0,11441 \cdot 10^{-1}$ (SI birimler için) veya

$C = 4,2415 \cdot 10^{-5}$ (F.P.S birimleri için)

5. KÜTLE TRANSFER DENKLEMİ

Difüzyon katsayısının çıkarılmasından sonra, sürekli rejim için kütle transfer denklemi (4) de şu şekilde yazılabilir.

$$(dn/dt)_{S.A} = 1/r \rho_S C/F^n \left\{ \rho_B \sqrt{T_B} - \rho_S (T_S, n) \sqrt{T_S} \right\} \quad (10)$$

Daha ileri hesaplamalar için (C/F^n) ; (D/\sqrt{T}) olarak yazılabilir Schmidt sayısının $(S_n = \mu/(\rho D))$ kullanılarak aşağıdaki eşitlik elde edilir ;

$$\frac{C}{F^n} = \frac{1 \cdot \sqrt{R}}{1,88 S_n} \quad (11)$$

$Kn = 1/2r$ ve (11) eşitliği (10) denkleminde kullanılarak ;

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{S.A} = \frac{2 Kn \sqrt{R}}{1,88 Sn \rho_S} \left[\rho_B \sqrt{T_B} - \rho_S(T_S, r) \sqrt{T_S} \right] \quad (12)$$

Elde edilir. Bu eşitlik sürekli rejim kütle transfer denklemdir (12) eşitliği bütün akış rejimleri için geçerli olmak üzere (10) eşitliği ile birleştirilerek, tek bir eşitliğe dönüştürülebilir. Aşağıdaki formda bir ilişki varsayarsak ;

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{1 + Z Kn} \left(\frac{dr}{dt}\right)_{S.A} \quad (13)$$

ve aşağıdaki geçimi yaparsak ;

$$Z = \frac{2 \sqrt{2\pi}}{1,88 q Sn} \quad (14)$$

$Kn \ll 1$ değeri için (13) eşitliğinin, (12) eşitliğine indirgeniği görülecektir. $Kn \gg 1$ değerleri için ;

$1 + Z Kn \longrightarrow Z Kn$ olur ve (13) denklemi serbest moleküler eşitliği (3.10) denkleminde indirgenir. Böylelikle bütün akış rejimleri için damlacık büyüme eşitliği elde edilir.

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{\left[\frac{1+0,375 q Sn}{Kn} \right]} \frac{q}{\rho_S} \sqrt{R/2\pi} \left[\rho_S \sqrt{T_S} - \rho_S(T_S, r) \sqrt{T_S} \right] \quad (15)$$

6. DAMLACIK BÜYÜME EŞİTLİĞİNİN ÇÖZÜMÜ

Damlacık büyüme oranının hesaplanabilmesi için, ısı ve kütle transfer eşitlikleri, (1) ve (15) aynı anda çözülmelidir. öncelikle bu iki denklemden dr/dt elimine edilerek aşağıdaki eşitlik elde edilir.

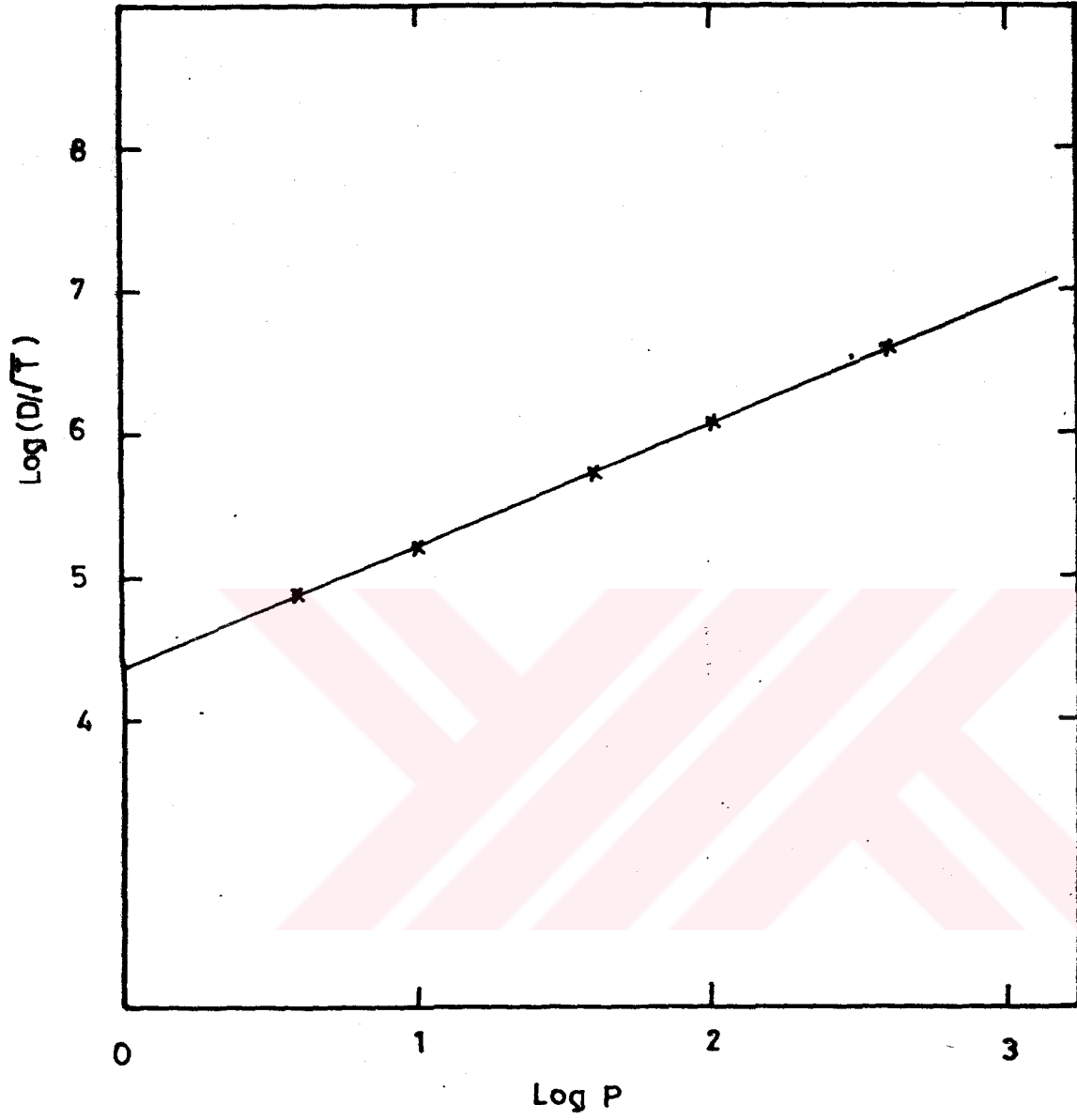
$$\rho_S(T_S, r) = \rho_B \sqrt{T_B/T_S} \frac{[1 + \frac{0,375 \rho S_n}{K_n}] \alpha_r (T_S - T_B)}{\rho \sqrt{T_S}} \sqrt{2\pi/R} \quad (16)$$

Buhar şartlarında ve çekirdek yarıçapı için, bu eşitlikte tek bir damlacık sıcaklığı tanımlanmıştır. Bu sıcaklık daha sonra, damlacık büyüme oranının hesaplanması için (1) veya (15) denklemlerinden biriyle birlikte kullanılabilir. Ancak hesaplamalarda çekirdek yarıçapı ve sıcaklık değişimlerini zamana bağlı olarak ifade etmek gereklidir.

Damlacık sıcaklığı için eşitlik aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$\frac{dT_S}{dt} = \frac{dT_S}{dr} \cdot \frac{dr}{dt} \quad (17)$$

ve dT_S/dr nin değeri, nümerik olarak, (16) eşitliğinden elde edilir.



Şekil-1 : Diffüzyon katsayısının efektif basınç ile değişimi.

Tablo-1 Basıncın bir fonksiyonu olarak $D/\sqrt{T_L}$ nin değerleri

P (Bar)	ln P	T _B (°C)	T _S (°C)	D/√T _L	ln(D/√T _L)
1	0	22	39	4.24.10 ⁻⁵	4.3725
4	0.60206	45	67	1.23.10 ⁻⁵	4.8911
10	1	78	90	6.01.10 ⁻⁶	5.2209
40	1.60206	109	131	1.89.10 ⁻⁶	5.7223
100	2	142	164	8.62.10 ⁻⁷	6.0641
400	2.60206	207	227	2.32.10 ⁻⁷	6.6334

K A Y N A K L A R

1. Traupel, W., "Steam Turbines, Yesterday, Today and Tomorrow" Proc. Inst. Mech. Engrs., Vol. 193, 1979, P. 391.
2. Tobias, S.A., "Thermodynamics Properties of Superloaded Steam" Inst. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 1, No.2, 1979.
3. Bakhtar, F., "A Study of Nucleating and Wet Steam Flows in High Pressure Steam Turbines" Processing of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Steam Turbines for the 1980's, London, October, 1979, pp. 325 - 347.
4. Thomson, J.J. Proc. Roy. Soc., London, 20, 1971.
5. Gibbs, J.W. Collected Works, Logmans Green Co. N.Y., 1938.
6. Von Helmholtz, R. Annalen der Phys., Vol.27. 1886.
7. Thomson, W., Proc. Roy. Soc. Edin., 7. 1970.
8. Lord Kelvin ; Statistical Thermodynamics, Addison - Wesley Pub. Co. Inc. 1963.
9. Aitken, J., Proc. Roy. Soc., Edin, Vol. 11, 1880-81.
10. Wilson, C.T.R., "Condensation of Water Vapour in the Presence of Dust - Free Air", Phil. Trans. of Roy. Soc. of London, A. Vol. 189-1897.
11. Stadola, A., "Undercooling of Steam in Nozzles" Engineering, Jan., 1973.

12. Callender, J., "On the Steady Flow of Steam Through a Nozzle or Throttle", Proc. Inst. Mech. Eng. 1965.
13. Martin, H.M., "Undercooled Steam", Engineering May 1973.
14. Yellot, J.I., "Super Saturated Steam", Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 56, 1974, 411.
15. Yellot, J.I. and Holland, C.K., "The Condensation of Flowing Steam" Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 59, 1973, 171.
16. Rettaliata, J.T., "Undercooling in Steam Nozzles", Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 58, 1936.
17. Binnie, A.M. and Woods, N.W., "The Pressure Distribution in the Convergent - Divergent Steam Nozzle", Proc. Inst. Mech. Eng., 138, 1973, 229.
18. Binnie, A.M. and Green, J.R., "An Electrical Detector of Condensation in High Velocity Steam", Proc. Roy. Soc., A, 191, 1943, 134.
19. Oswatitsch, K., "Kondensationserscheinungen in Überschall-dusen", Z. Angew. Math. Mech., 1942, 22 (1), P.1.
20. Stever, H.G., Fundamentals of Gas Dynamics, Vol.III, Princeton Univ. Press, 1958.
21. So, K.S., "A Study of Supersonic Blade to Blade Wet Steam Flow by the Time Marching Method", Ph.D. Thesis Department of Mechanical Engineering University of Birmingham", September 1974.
22. Baumann, K., "Recent Developments in Steam Turbine Practice" J. Inst. Elect. Eng. 48, 1921.
23. Soderberg, R.C., "Recent Developments in Steam Turbines", Mech. Eng., Vol. 57, P. 165 (In German).

24. Deich, M.Y., "A Study of the Structure of two Phase Flow Behind a Condensation Shock in Supersonic Nozzless", Heat Transfer Soviet Research, 1, 5, 59.
25. Gyarmathy, G., "Spontaneous Condensation of Steam at High Pressure First Experimental Results", Conf. Heat and Fluid Flow in Steam and Gas Turbine. Inst. Mech. Eng. Warwick Pub. 3, 1973.
26. Ryley, D.J. and Tubmann, K.A., "Spontaneous Condensation in High Pressure Expanding Steam", Trans. Fluid Flow Mech. III Sci - Conf Gdansk, Poland 1974.
27. Bakhtar, F. and Young, J., "Nucleation Studies in Flowing High Pressure Steam", Proc. Inst. of Mech. Eng., Vol. 189, 41, 1975.
28. Valera, J. and Ryley, D.J., "Optical Studies of Nucleation in High Pressure Expanding Steam", Trans. Fluid Flow Mech. III Sci - Conf Gdansk, Poland 1974.
29. Ghassemi, B., "A Study of Nucleation in High Pressure Steam Turbine", Ph.D. Thesis, Birmingham University, 1977.
30. Kontrowitz, A., "Nucleation of Very Rapid Vapour Expansion", J. Chem. Phys., 19, 1971, P.1097.
31. Volmer, M. and Weber, A., "Keimbildung in Ubersattigten Gebilden", Z. Phys. Chem., 119, 1936, P. 227.
32. Frenkel, J. and Farkes, L., "Kinetic Theory of Liquids", Oxford Univ. Press London, 1946.
33. Bijl, A. and Frenkel, J., "Discontinuities in the Energy and Specific Heats", Ph.D. Dissertation, University of Leiden, Germany, 1948.

34. Francis W. Sears and Gerhord L. Salinger, "Themodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics", Sixteenth Printing, October 1986, Newyork.
35. Knudsen, J.G. and Katz, D.L., "Fluid Dynamic and Heat Transfer", McGraw-Hill, 1968.
36. Yılbaş, B.S., "Comparison of the Heat Transfer Characteristics of Plain and Kyndensation Tubes", Nato Advanced Study Institute, Thermal Fundamentals and Design of Two - Phase Flow Heat Exchangers, Portugal, July 1987.
37. Schaof, S.A. and Chambre, P.L., "In Fundamentals of Gas Dynamics (H. Emmons, ed.), Vol. 3 of High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion, D.U.F, 1968.
38. Fulton Boiler Works Limited, Manual Book, Univ Street, Bristol, BS2 0HN, England.
39. Charles, J. Baer., "Electrical and Electronics Drawing", McGraw - Hill Book Company, Inc., New York.
40. Yılbaş, B.S., "Investigation of Condensation Within a Horizontal Tube", Mechanical Engineering Bulletin, Vol. 17, No.4 pp. 133 - 140, 1986.
41. Büyüktür, Ahmet Rasim, "Termodinamigin Temel Yasaları", Uludag Universitesi Basımevi, 1982, Cilt 1, Bursa.
42. Hirschfelder, J.O., "Molecular Theory of Gases and Liquids", J. Wiley and Sons., Inc. 1954.
43. Mason, E.A. and Monchik, L., "Basis for a Theory for Wet Steam Turbines", J. Chem. Phys., 36, 1962, P.1622 - 2746.

44. Reid, R.C. and Sherwood, T.K., "The Properties of Gases and Liquids", Mc Graw - Hill, 1967.
45. Young, J., "Nucleation in High Pressure Steam and Flow in Turbines", Ph.D. Thesis, University of Birmingham, 1973.

