

7422

LASER - METAL ETKİLEŞİMİNDE SICAKLIK VE
BASINÇ DEĞİŞİMLERİNİN İNCELENMESİ

Abdurrahim BÖLÜKBAŞI

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

Erciyes Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü'ne
Makina Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi
Olarak Sunulmuştur.

KASIM - 1988

Erciyes Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne

Bu çalışma, jürimiz tarafından Makina Anabilim Dalında Yüksek Lisans
Tezi olarak kabul edilmiştir. / /1988

Başkan : Doc. Dr. Ali ERİŞEN
Üye : Doc. Dr. Bekir Sami YILMAZ
Üye : Doc. Dr. İbrahim UZUN
.....

ONAY : Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım. / /1988

Bekir Sami Yılmaz
Enstitü Müdürü

Ö Z G E Ç M İ Ş

Adı Soyadı : Abdurrahim BÖLÜKBAŞI

Baba Adı : Sait

Ana Adı : Rukiye

Doğum Yeri : Hasankale - 1964

1981 yılında Erzurum Teknik Lisesi Makina bölümünden ve 1985 yılında Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina bölümünden mezun oldu. 1985 yılında aynı üniversitenin Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisansa başladı. 1985 yılından itibaren Meysu A.Ş. de İşletme Mühendisi olarak 1986 yılına kadar çalıştı. Daha sonra askerlik görevini müteakiben aynı işyerine İşletme Müdür Muavini olarak göreve başladı ve halen bu şirkette İşletme Müdürü olarak görevine devam etmektedir.

T E Ő E K K Ü R

Öğrenimim boyunca ve hazırlamam için bu şekilde önemli bir tez konusunu bana vererek, bana çalışma imkanı sağlayan ve çalışmalarım esnasında yakın ilgisini ve bilimsel konulardaki yardımlarını esirgemeyen Sayın Hocam Doç.Dr. Bekir Sami YILBAŞ Bey'e en içten duygularıyla teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Ayrıca çalışmalarımda bana yardımcı olan Makina Bölümünün değerli hocalarına, bu tezi hazırlamamda bana maddi ve manevi yönden destek olan MEYSU A.Ő. personeline ve tezimi titizlikle daktilo eden Suat SARIKAYA'ya ve diğer yardımları dokunan tüm arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunarım.

Ö Z E T

Laser ışımasına maruz kalan bir metalde meydana gelen ısı transferi olayı ısı iletim teorisi ile açıklanır. Bir metaldeki moleküllerin hız dağılımı için Maxwell kanunu, absorbe edilen ışın akışı için enerjinin korunumu ve sıcaklığın bir fonksiyonu olarak gizli ısı ifadeleri bu karışık problemin çözülmesinde kullanılır. Böyle bir analizin neticesi aşağıdaki mekanizmalar tanımlanır.

- i) Denge ısı üretimi ve ısı yayılma
- ii) Sıvı yüzeyden buharlaşma
- iii) Eriyen sahada nükleasyon
- iv) Kritik nokta patlaması
- v) Süper ısıtılmış bir katı yüzeyden buharlaşma

Denge şartları altında daha önce izah edilmemiş olan buhar ve metal ejeksiyonu mekanizması alüminyum, bakır, demir ve tungsten için tanımlanmıştır. Denge şartlarının gerçekleşmediği sıvı patlaması olayı ise durulma zamanı esas alınarak tahmin edilmiştir.

S U M M A R Y

The heating process in a metal subject to laser radiation is theoretically explored to the limit that is possible with conduction theory. Maxwell's law for the distribution of velocities of the molecules in a metal, the conservation of energy for the absorbed light flux and the formulation of latent heat as a function of temperature are used to solve the ablation problem. The result of such an analysis indicates the following mechanisms :

- i) Heat production and thermal diffusion in equilibrium
- ii) Vaporization from a liquid surface
- iii) Nucleation within a molten zone
- iv) Critical point explosions
- v) Vaporization from a superheated solid surface

Under equilibrium conditions of surface interaction, the division between pure vaporization and the hitherto unexplained phenomenon of liquid ejection is described graphically for aluminium, copper, iron and tungsten. Finally, relaxation times are used to predict laser performance in burst mode, where equilibrium conditions may not be reached.

S E M B O L L E R

A	Üniversal termoiyonik sabiti	
A	Avagadro sayısı	
c	Işık hızı, özgül ısı	
c_1, c_2	Sabitler	m/sn
D	Delik derinliği, füzyon katsayısı	m_s
e	Elektron yükü	eV
E	Enerji, alan yoğunluğu	J/m^3
G	Birim alandan buharlaşan molekül sayısı	mol/m^2s
h	Planck sabiti	eV/sn
I	Işığın güç yoğunluğu	W/m^2
I_c	Metal tarafından iletilen güç şiddeti	W/m^2
I_e	Buhar tarafından iletilen güç şiddeti	W/m^2
I_s	Doyma akımı	Amps/ m^2
k	Isı iletim katsayısı	J/msK
k'	Boltzman sabiti	J/K
L	Buharlaşma gizli ısısı	J/Kg
M	Molekül ağırlığı	kg
N	Yoğunluk sayısı	mol/cm^3
N_o	Buhar molekül yoğunluğu	mol/cm^3
N_p	Plasma elektronlarının yoğunluk değeri	mol/cm^3
N_t	Toplam elektron yoğunluğu	mol/cm^3
N_{th}	Termoiyonik elektronların yoğunluk değeri	mol/cm^3
P_p	Kısmi basınç	kg/cm^2
P_r	Tepki basıncı	kg/cm^2
P_v	Doymuş buhar basıncı	kg/cm^2
R_o	Düz yüzeyde yansıma katsayısı	
T	Sıcaklık	$^{\circ}K$
t	Zaman	sn
T_c	Kritik sıcaklık	$^{\circ}K$
T_s	Yüzey denge sıcaklığı	$^{\circ}K$
V	Hız	m/s
V_m	Maksimum hız	m/s
V_{min}	Minimum hız	m/s
V_s	Yüzey denge hızı	m/s

V_z	Yüzeyin normal hızı	m/s
ϕ	Fotoelektrik iş fonksiyonu	eV
ψ	Atomun iyonizasyon potansiyeli	e.v
ν	Frekans	Hz
ν_p	Plasma frekansı	Hz
λ	Dalga boyu	m
Δ	Yük değişimi	Coul.
δ	Absorbsiyon katsayısı	1/m
ρ	Yoğunluk	kg/m ³
ξ	İyonizasyon derecesi, logaritmik enerji değişimi	
α	Termal diffüzyon	m ² /sn
τ	Darbe boyu	sn
τ'	Denge zamanı	sn

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
BÖLÜM - 1	
1.1. Çalışmanın Amacı	1
1.2. Giriş	2
BÖLÜM - 2	
2. İyonik Emisyon	4
2.1. Termioyonik Emisyon	4
2.2. Fotoelektrik Emisyon	5
2.3. Saha Emisyonu	7
BÖLÜM - 3	
3. Isı Transferi Modelleri	14
3.1. Sabit Kaynak	14
3.2. Hareketli Kaynak	19
3.3. Delik Formasyon Kinetiği	22
3.3.1. Yüzey Buharlaşması	22
3.3.2. Hareketli Yüzey Modeli	26
3.4. Sıcaklık Profilleri	26
3.5. Momentum Etkileri	33
3.5.1. Tepki Basıncı	33
3.5.2. Difüzyon Basıncı	35
3.6. Akışkan Patlaması	42
BÖLÜM - 4	
NETİCE VE İRDELEMELER	43
DEMİR, BAKIR, ALÜMİNYUM VE TUNGSTEN İÇİN SICAKLIK VE BASINÇ DAĞILIMINI GÖSTERİR	
GRAFİKLER	47
EK-1	65
EK-2	67
EK-3	69
EK-4	72
EK-5	74
KAYNAKLAR	75

B Ö L Ü M - I

1.1. ÇALIŞMANIN AMACI

Günümüzde laserler takım tezgahları olarak kullanılmaktadır. Özellikle bilgisayar kontrollü laser tezgahları hem ekonomik oldukları için ve hem de işlem hassasiyetlerinin yüksek olması sebebiyle özellikle kullanılır olmuşlardır. Bunun başlıca nedenleri iş parçasının özelliklerine bağlı olmaksızın işlenebilmesi, laser başı ile iş parçası arasında mekanik bir temasın olmaması, işlem hassasiyeti ve hızlarının büyük olmasıdır.

Laser - metal etkileşimi sırasında meydana gelen fizik olay çok karmaşık bir yapıya sahip olduğundan ilk çalışmalar bu fizik olayın kontrol edilmesiyle işleme kalitesinin yükseltileceğini göstermiştir [1 - 3] .

Şimdiye kadar yapılan bir çok analizlerde gerek sınır değerlerinin yanlış seçilmesi ve gerekse analizde yapılan kabullerdeki eksikliklerden dolayı teorik olarak elde edilen sıcaklık ve basınç değerleriyle deneysel neticeler arasında büyük farklar meydana gelmiştir [4, 5] . Özellikle laserle delme ve kesme işlemlerinde meydana gelen ısı transferi mekanizması buharlaşmanın bulunmasından dolayı karmaşık bir yapıya sahiptir. Laserle işleme kalitesini kontrol edebilmek için bu ısı transferi mekanizmasının çok iyi analiz edilmesi gerekir.

1.2. GİRİŞ

Laser sözcüğü Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation baş harflerinin birleştirilmesiyle ortaya çıkmıştır. Teorik olarak laserin meydana gelebileceği 1958 yılında Townes ve Schawlow [6] tarafından ortaya atıldı. Bu teori ile ilk darbe esaslı (pulsed) katı laser meydana geldi. Kısa bir süre sonra Jovan [7] Helyum - Neon laserini yaparak ilk olarak gaz laserini imal etti. 1962'de yarı iletkenlerden laser elde edildi ve 1964'de Patel [8] karbondioksit gaz laserini geliştirdi. Artık günümüzde ilerleyen laser teknolojisi ile arzu edilen dalga boyunda ışınım yapan ve çıkış gücü miliwatt ile kilowatt seviyelerinde değişen katı, sıvı ve gaz laserlerinin imalatı yapılmaktadır.

Laser ana malzemesi katı, sıvı ve gaz olabilmektedir. Ana malzemedeki yabancı iyonlar laser ışınını meydana getirirler.

Katı laserin çalışma prensibi şöyle izah edilebilir ; İyonların son yörüngelerinde bulunan elektronlar dışardan verilen enerji ile kendi enerji seviyelerinden daha yüksek bir enerji seviyesine ulaşırlar (etkileşme). Bu olaya pompalama denir. Bu enerji değişimi katı laserde optik pompalama, gaz laserlerde ise elektrik boşalması ile elektronlar etkileşirler. Nd^{+3} katı laserinde gerekli pompalama enerjisi ile etkileşen elektronlar dördüncü enerji seviyesine yükselirler. Bu elektronlar dışarıya belirli bir dalga boyunda foton yayarak enerjilerini kaybederler ve böylece ikinci enerji seviyesine düşerler (Şekil-1.1).

Bu olay Planck kuralına göre,

$$h \cdot \nu = E_3 - E_2$$

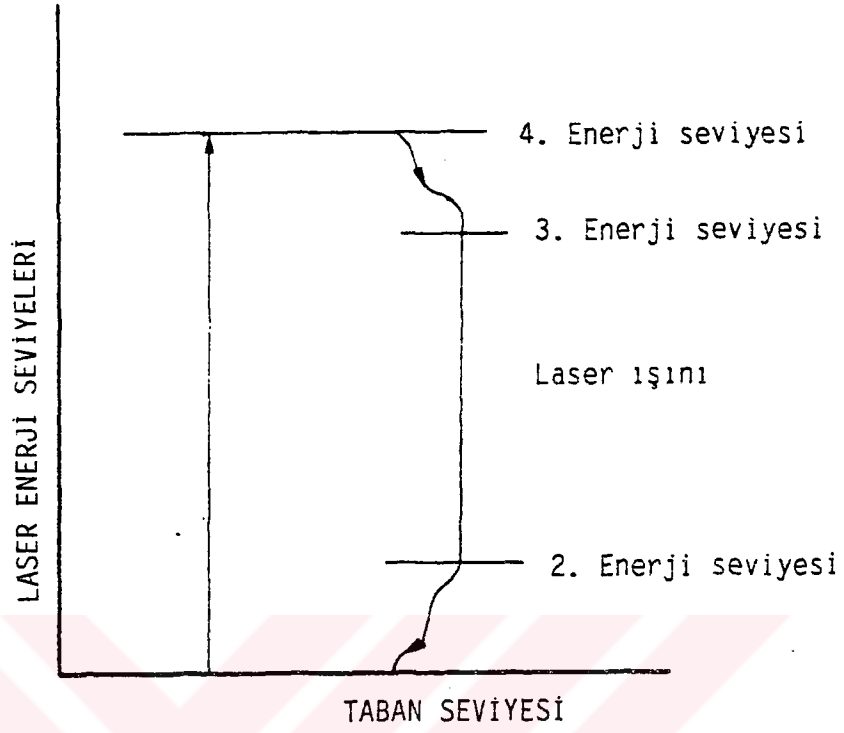
şeklinde yazılabilir.

Dışardan etkileşme enerjisi verilmediğinden kendiliğinden ışınım meydana gelir. Pompalama enerjisinin eşik enerjisinden büyük olması halinde etkileşen elektronlar artar ve taban seviyesinde bulunan elektron sayısını geçer. Bu olaya ters çoğalma (inversion population) denir. Kendiliğinden

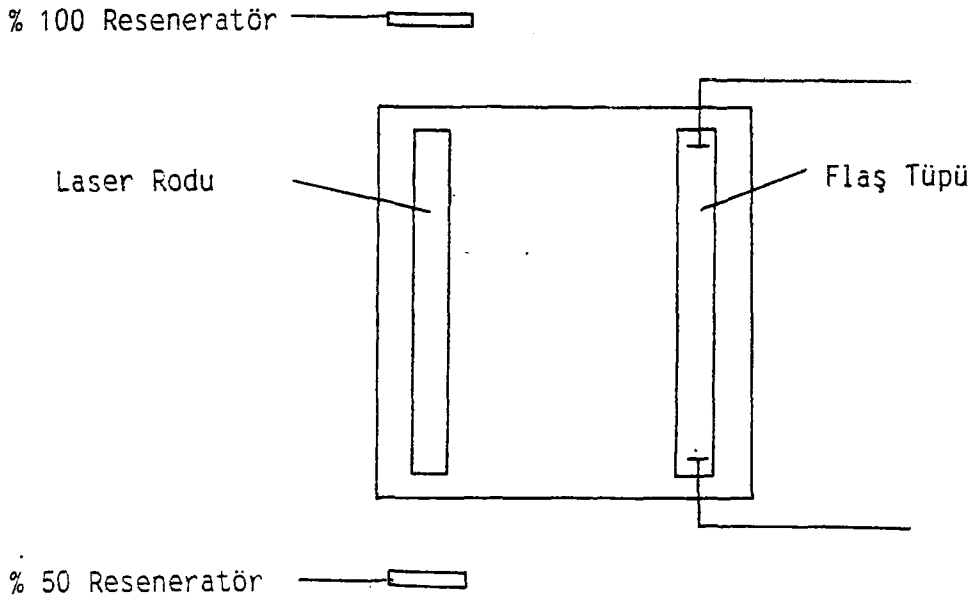
ışımada ışınım frekansı ν 'dür. Etkileşmiş elektronlar aynı frekansta ışınım yayarak alt seviyeye düşmeye zorlanırlar. Bu olaya zorlayarak ışınım (stimulated emission) denir. Bu olay aynı zamanda ışınım amplifikasyonudur. Zorlayarak ışınım, laser rodu ekseninde ve dışında iki ayna yerleştirilerek elde edilir. Bu aynalara optik amplifikatör (resonatör) de denir. Bu aynalardan bir tanesi ışınım frekansında % 100, diğeri aynı frekansta % 50 yansıtıcıdır (Şekil-1.2). % 50 yansıtıcı aynadan dışarıya ışınım tek frekansta (Chorent) ve yapışık türdedir [9] .

Laser ışınlarının bir kondenser mercekle malzeme yüzeyine odaklandığında odak düzleminde büyük bir güç yoğunluğu meydana gelmektedir. Böylece malzemenin ısıl olarak işlenmesi mümkün olmaktadır. Bu işlemler sırasında laser çıkış enerjisinin zamanla değişimi çok önemlidir. Kaynak işleminde darbe uzunluğu büyük, delme işleminde ise daha küçük olmalıdır [10] .

İlk araştırmalarda laser çıkış gücü, işleme kalitesini kontrol eden tek parametre olarak kabul edilmiştir [11] . Yeni araştırmalarda ise malzeme kalınlığı, delme ortamı, darbe uzunluğu, çıkış enerjisinde etkili parametreler olduğu gösterilmiştir [12, 13] .



Şekil-1.1 : Laser enerjisi seviyeleri



Şekil-1.2 : Laser başı

B Ö L Ü M - II

2. İYONİK EMİSYON

Elementer parçacıklar kendilerini metal yüzeye bağlayan enerjinin üzerinde bir enerji kazandıkları zaman metal yüzeyinden ayrılırlar. Bu parçacıklar negatif yüklü elektronlar veya pozitif yüklü iyonlardır. İyonik emisyon fiziğin temelini teşkil eden bir ifadedir.

2.1. TERMOİYONİK EMİSYON

Bir metaldeki parçacıklar (serbest elektronlar, nötral atomlar, iyonlar) herhangi bir sıcaklıkta Maxwell kanununun uygun gördüğü hız dağılımına uyarlar. Böylece belli bir sıcaklıkta molekül hızları tahmin edilebilir. Bununla birlikte nötral atomların bağ kuvvetleri veya iyon ve elektronların yükleri yetersiz enerjiye sahip olmaları durumunda parçacıklar metal yüzeyi ile sınırlanırlar. Metal sıcaklığı artarken parçacıkların kinetik enerjileri yükselir ve parçacıkların çoğu limit enerji seviyesini aştıklarında metal yüzeyinden ortama yayılırlar.

Richardson'a [14] göre mutlak bir sıcaklıkta bir yüzeyden her birim alanın maksimum akımı,

$$I_S = A \cdot T^2 \cdot \exp(-11,600 \psi / T) \quad (2.1)$$

dir. Bu denklemde ;

- I_S - Doyma akımını (maksimum akım) amps/cm²
 A - Termoiyonik sabit (60 - 120)
 T - Mutlak sıcaklık (°K)
 ψ - Malzemeye ait termoiyonik iş fonksiyonu (e.v)

Doyma akımı bir pozitif kutupta küçük bir voltaj gerilimi uygulanarak yok edilebilir. Bu işlem düşük yüzey sıcaklıkları için geçerlidir (2000 °K sıcaklık için 60 V yeterlidir).

Sabit bir akım için gerekli potansiyel fark Langmuir kanunundan bulunur [15] . Bu kanun matematiksel olarak şu şekilde ifade edilebilir;

$$I_S = \frac{2,34 \cdot 10^{-6}}{d^2} E^{3/2} \quad (2.2)$$

Bu denklemde ;

- E - Üretilen potansiyel fark (V)
 d - Kaynak ile anod arasındaki mesafe (cm)

((2.2) denkleminin çıkarılışı EK-1'de verilmiştir).

Normal bir halde ısı enerjisinin artmasıyla hareketlenen ve enerjisi artan elektronlar potansiyel farkı oluştururlar. Absorban bir metal olduğu zaman elektriksel yük yüzeyde şekillenir. Böylece malzemenin iş fonksiyonu değişir.

2.2. FOTOELEKTRİK EMİSYON

Fotoelektrik emisyon ve termoiyonik emisyon bazı hususlar bakımından birbirlerine çok benzerler. Ayrıldıkları nokta yüzeyden ayrılmak için elektronların aldığı enerji farkından ileri gelmektedir. Elektronun termoiyonik emisyonu için ısı enerjisi gerekirken fotoelektrik

emisyon için gerekli enerji fotonlardan doğrudan üretilir. Malzemeye ait iş fonksiyonları arasındaki ilişki Tablo-1'de verilmiştir.

Tablo-1 :

Metal	Fotoelektrik iş fonksiyonu ϕ e.v	Termoionik iş fonksiyonu ψ e.v
Alüminyum	4.4	3.4
Bakır	4.8	3.9
Demir	4.7	4.0
Tungsten	4.5	4.5

Bir elektronun ayrılması için

$$h.\nu > \phi$$

olmalıdır. Burada ;

h - Planck sabiti

ν - Işıma frekansı

ϕ - Fotoelektrik iş fonksiyonudur.

Yüzeyden serbest bırakılan elektron için hız değerleri maksimum bir hıza kadar mümkündür.

$$\frac{1}{2} m.v_m^2 = h.\nu - \phi \quad (2.3)$$

Burada ; m- elektron kütleini göstermektedir. Termoionik emisyon iki tip elektron için açıklanabilir. İkinci tip elektronların sözkonusu olması için yüzeyin bir etki (mesela kimyasal etki) altında olması gerekir. Aksi halde bu elektronların termoionik emisyon olayını gerçekleştirmeleri çok az olur. Elektronlar yüzey filmindeki atomun iyonize olması ile meydana gelirler. Yani yüzeyden parçacık ayrışması vardır.

Serbest elektronların radyasyon için minimum frekanslı Kompton tesiri ile açığa çıktığı kabul edilirse, bir atomun iyonizasyon potansiyeli

$$\Psi = \frac{2 h \cdot \nu}{2 + \frac{m \cdot c^2}{h \cdot \nu}} \quad (2.4)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu denklemde ;

Ψ - Bir atomun iyonizasyon potansiyeli (e.v)

c - Işık hızı (cm/sn)

Mor ötesi X ışınları Kompton etkisinin oldukça düşük olması nedeniyle laser ile mukayese edilemezler.

2.3. SAHA EMİSYONU

Dış anot termioyonik yayıcıya temas ettirilirse şekil değişimi ve anotdan dolayı alanların bazı noktaları ayrılır. Herhangi bir elektronun bu noktalara ulaşması için gereken enerjiyi kaçma esnasında alır. Bu esnada malzemenin termioyonik iş fonksiyonunda bir azalma görülecektir. Kuvvetli bir alan ile yeni sonuçlar meydana gelir. Bu işlem soğut katot emisyonu veya alan emisyonu olarak bilinir. Bu durumda

$$I_s = A \cdot E^2 \cdot \exp(-\Psi/E) \quad (2.5)$$

şeklinde tanımlanır. Burada ;

A, Ψ - sabitler

E - Alan şiddeti olarak ifade edilmiştir.

Lichtman ve Ready [16] yaklaşık 10^6 W/cm²'lik güç şiddeti olan bir laserin fotoelektrik durumunu incelemişlerdir. Odaklanmış 1.78 e.v'luk bir güç elde etmek için bir filtre kullanılmıştır. Laser odaklanmasından dolayı 10^7 'lik bir emisyondaki düşme önemsiz olmaktadır. Fakat Schmidt [17] fotoelektrik etkisinin böyle bir kabul ile ihmal edilemeyeceğini savunmuştur.

Termoiyonik değişmelerin, termodinamik hesaplarla bulunan metal sıcaklığındaki değişmelerle bağıntısı olduğu kabul edilerek, bu varsayımın laser ışığının tesiri altındaki yüzey için sıcaklık düzenlenmesinde çok doğru sonuç vereceği sonucuna varılmıştır. Ancak bu kabul bazı araştırmacılar tarafından benimsenmemiştir. Namba'nın [18] teorisi, yüzey sıcaklığını termoiyonik emisyonla hesaplayan ve bu konudaki varsayım arasında bir aykırılık olduğu esasına dayanır. Buna neden olarakta buharlaşma ile yüzey sıcaklığının değişimi belirtilmiştir. Honig [19] 7200 °K'de krom ve demirin, 8500 °K'de tantalın yüzey sıcaklığını incelemiştir. Bununla birlikte güç yoğunluğu hakkında gerekli açıklığı getirememişlerdir.

Bernal [20] Tungsten için laser ışınması sırasında yüzeydeki hasarın oluşumunu içeren bir çalışma yapmıştır. Meydana gelen iyon sayısı, 70 MW/cm²'lik güç yoğunluğu ve 30 ns'lik darbe uzunluğu ile verilmiştir. Her darbe müddeti için tam olarak ölçümler 10¹³ ve her cm³ için 10¹⁵ elektron yoğunluğu olarak verilmiştir. Bu yüksek enerjili iyonlar için Bernal Inverse Bremsstrahlung ışınmasına bir referans olarak vermiştir. Bremsstrahlung önemsiz derecede iyonizasyona sebep olan bir buhardan meydana geldiğinde Tozer [20] 10⁴ °K sıcaklığına ulaşmak için ilave maddelere gerek duyulacağını göstermiştir.

Langer [22] odaklanmış ~~Switche~~ dışınları kullanarak metal yüzeyinden yayılan iyonların ve elektronların özel dağılımını incelemiştir. Langer kollektör olarak Faraday ölçeğini esas almış ve yayılan parçacıkların düzgün bir dağılım göstermediğini göstermiştir. Işığın veya metalin atom numaralarının polarizasyonlarını ele alarak anisotropik dağılımın etkili olmadığını ifade etmiştir.

Yayınlanan çalışmalar iyon enerjisi ve yüzey sıcaklığının incelendiği kısa bir araştırma mahiyetinde olmuştur. Gözlemler plazma fonksiyonunda oldukça faydalı sonuçlar verdiğini ortaya koymuştur. Bununla birlikte bu sonuçların yeterli ve doğru olmadığı görüşü vardır. Bu amaçla daha uygun neticeler şu şekilde yapılabilir.

- i- Sınırlı akım anotda birikebilir,
- ii- Radyasyon şiddeti sınırlanır.

Maximum akım Langmuir teorisine göre yayıcı ve anot arasındaki potansiyel fark kullanılarak bulunur. Pratikte $E^{3/2}$ kabulü tam bir hatadır. İlk önce eiektroonların kinetik enerjileri sıfır değildir. Fakat yayıcıdan yayılırken hissedilir bir hız alanına sahiptir. İkinci olarak kabul edilen şartlardan anodun şekli değişmez. Sabit bir potansiyel ve sınırlı akım durumuna rağmen yeterli elektrik akımını çekmek için gerekli elektrik alanının sağlanması gerekir. Anot potansiyelindeki küçük artmalar akımda da artmalara neden olur. Alan emisyonu biriktirilen net termoiyonik akıma bir sınırlama getirir. Yüzeyler Q-Switch ışımaya maruz kalsada bu problemler vardır.

Patlama tesiri elektron akımının mükemmel düzgünlükte olmadığı termoiyonik emisyonun kaynağını açıklar. Fakat küçük zaman aralığında düzensizlik büyür. Bu değişim ;

$$\Delta = (I_s \cdot e/t)^{1/2} \quad (2.6)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada ;

Δ - Yükün düzensiz değişimini (Coul)

e - Elektron yükünü (Coul)

t - Zaman aralığını (sn)

göstermektedir. Lichtman'ın [16] vermiş olduğu 50 mA ve 150×10^{-6} sn veriler kullanılarak

$$\begin{aligned} \Delta &= (50 \times 10^{-3} \cdot 1,6 \times 10^{-19} / 150 \times 10^{-6})^{1/2} \\ &= 7.32 \cdot 10^{-9} \text{ Coul} \end{aligned}$$

bulunur. Toplam yük ise ;

$$I \cdot t = 50 \times 10^{-3} \cdot 150 \times 10^{-6} = 75 \cdot 10^{-7} \text{ (Coul)}$$

$$\text{Hata yüzdesi} \quad \% 0,09$$

olarak bulunur. Halbuki aynı akımı Q - Switch ışımaya esnasında ölçülürse ve zaman aralığı 50×10^{-9} sn verilirse

$$\Delta = (50 \times 10^{-3} \cdot 1,6 \times 10^{-19} / 50 \times 10^{-9})^{1/2} = 4 \times 10^{-7} \text{ Coul}$$

Toplam yük ise ;

$$I \cdot t = 50 \times 10^{-3} \times 150 \times 10^{-9} = 25 \times 10^{-10} \text{ Coul}$$

Hata oranı % 0,625

olarak bulunur. Ölçülen akımın değeri bu yolla verilen sıcaklık için tahmin edilen ana akımdan % 0,625 nisbetinden daha büyük veya daha küçük olacaktır.

Molekülün malzeme yüzeyi normali yönündeki ortalama hızı,

$$\frac{1}{2} m v_z^2 = \frac{1}{2} k T \quad (2.7)$$

yazılır. Burada ;

m - molekül kütlesini

k - Boltzman sabitini göstermektedir. P_r yüzeydeki reaksiyon basıncı ise,

$$\begin{aligned} P_r &= v_s \cdot \rho \cdot v_z \\ &= v_s \cdot \rho \cdot v_z \cdot 10^{-5} \quad (\text{atm}) \end{aligned}$$

yazılabilir. ξ iyonizasyon derecesini göstermek üzere Samara [32] tarafından verilen şu denklem yazılabilir,

$$\frac{\xi^2}{1 - \xi^2} = 3.158 \times 10^{-7} \times \frac{T^{5/2}}{P_r} \cdot \exp\left(-\frac{\psi}{k T}\right) \quad (2.8)$$

Bu denklemde P_r atmosferik birimlidir.

$$N_O = \frac{G}{v_Z} \quad (\text{mol/cm}^3)$$

olarak yazılabilir. Bu denklemde

$$\begin{aligned} G &- \text{Buharlaşan molekül sayısı} && (\text{mol/sn}) \\ N_O &- \text{Buhar molekülünün yoğunluğu} && (\text{mol/cm}^3) \end{aligned}$$

$$G = n \cdot v_S = \frac{\rho \cdot A \cdot v_S}{M}$$

ifadesi yukarıdaki denkleme taşınırsa yüzeydeki elektron yoğunluğu,

$$N_P = \xi N_O = \frac{\xi \cdot \rho \cdot A \cdot v_S}{M \cdot v_Z} \quad (\text{mol/cm}^3) \quad (2.9)$$

haline gelir. Elektronların minimum hızı v_Z ise ;

$$\psi = \frac{1}{2} m \cdot v_Z^2$$

denklemini ile yazılabilir. Burada m elektron kütlesini göstermektedir. ψ yaklaşık olarak 5 e.v ve m değeri $5 \cdot 10^{-2}$ e.v'dir. Bir elektronun yükü $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coul'dur.

$$1 \text{ elektron/sn} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ amp}$$

(2.1) denkleminde emisyon akımı,

$$I_S = A \cdot T^2 \cdot \exp(-11,6 \psi / T) \quad (\text{amp/cm}^2)$$

$$= A \cdot T^2 \frac{\exp(-11,6 \psi / T)}{1,6 \cdot 10^{-19}} \quad (\text{elektron/cm}^2\text{-sn})$$

Ortalama elektron yoğunluğu termoiyonik emisyonundan,

$$N_{th} = \frac{I_s}{v_z} = A \cdot T^2 \frac{\exp(-11,6 \Psi / T)}{1,6 \times 10^{-19} \times v_z} \quad (2.10)$$

yazılabilir. (2.9) ve (2.10) denklemleri birleştirilerek toplam elektron yoğunluğu ;

$$N_t = N_{th} + N_p$$

olarak verilebilir. N_t denge şartları altında şu şartlarla minimum değerdedir.

- i - Yük boşluklarının olmadığı kabul edilir
- ii - Elektronlar minimum enerji seviyesine sahiptir
- iii - Plazma içerisinde elektron üretimi gözönüne alınmamaktadır.

Bernal [20] tarafından toplam elektron yoğunluğu

$$N_t = 1,2 \cdot 10^{24} \quad (\text{mol/cm}^3)$$

olarak verilmiştir. Netice olarak şunlar ifade edilebilir.

- i - Q - Switch darbe süresinden dolayı doyma akımının birikmesi önemsizdir.
- ii - Patlama tesiri (shot effect) yanlış yoğunluk ölçümlerine neden olur.
- iii - Yüzey üzerindeki elektron bulutu güç yoğunluğunun ifadesidir.

v_p plazmanın yayılma frekansı ise bu değer Spitzer [23] tarafından verilen elektron yoğunluğu teriminden hesaplanabilir.

$$v_p = 8.97 \cdot 10^3 \cdot N_t^{1/2}$$

Plazma içerisinde ışık dalgalarının yayılması için,

$$v > v_p$$

olmalıdır.

Tamamen yansıyan radyasyonun elektron yoğunluk değeri şu ifadeden bulunabilir.

$$N = \left(\frac{v}{8.97 \times 10^3} \right)^2 \quad (2.11)$$

Tablo-2'de ruby ve CO₂/N₂ laserlerinin metal yüzeyinde odaklandığı zaman tahmin edilen maximum sıcaklık artışı verilmiştir (T_c maximum sıcaklık ile yüzey sıcaklığının arasındaki bir değerdir).

Tablo-2 :

Metal	Sıcaklık T _s	
	Ruby °K	CO ₂ /N ₂ °K
Alüminyum	T _c	7.000
Bakır	T _c	8.000
Demir	T _c	8.500
Tungsten	20.000	11.000

20000 °K değerindeki sıcaklık ve 70 MW/cm²'lik güce sahip ruby laseri ışınmasıyla ışığın kırılması neticesinde çok daha düşük sıcaklık değerleri oluşacaktır.

B Ö L Ü M - III

3. ISI TRANSFERİ MODELLERİ

Klasik Termodinamik ısı denklemlerinin kullanımı bir elektron enerjisinin transferi için gereken zaman ile tahmin edilen ısı geçişi arasında gözönünde bulundurulan zaman aralıkları arasındaki farktan ileri gelir. Bu Ready [24] tarafından da doğrulanmıştır. Geliştirilen ve ortaya konan ısı modelleri şunlardır.

3.1. SABİT KAYNAK

Carslaw [18] tarafından verilen ısı kondüksiyonu diferansiyel denklemi;

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.1)$$

şeklindedir. Bu denklemin çözümü ise

$$T = \frac{Q}{8 (\pi \alpha t)} \exp - \left\{ \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}{4 K t} \right\} \quad (3.2)$$

şeklinde verilmektedir.

Denkleme dikkat edilirse t'nin sıfıra yaklaşması halinde ifade sonsuza gitmektedir. Çözüm (x', y', z') noktalarında, t = 0 anında ani üretilen (Q. ρ.c) lik ısı miktarından dolayı tanımsız bir sıcaklık olarak izah edilebilir. Bu durumda ifadenin laserle ısı işlem için kullanılması doğru bir çözüm olmaz. Çünkü ısı transferinin olduğu anda darbe anının sürekli ölçülmesi gerekir. Bu ise ilk olarak Bahun ve Engquist [25] tarafından yapılmıştır.

Bu araştırmacılar aşağıda verilen noktaları göz önünde tutmuşlardır.

- i - Metal yarı sonlu homojen ve sıcaktan bağımsız ısı özelliklere sahip olduğu kabul edilmiştir.
- ii - Metalin serbest yüzeyinden ısı transferi kaybı yoktur.
- iii - Hal değişimlerinden dolayı ısı transferi kaybı yoktur.
- iv - Isıl işlem sırasında malzeme kaybı yoktur.

Burada (iv) de yüzey sıcaklığının kaynama sıcaklığına ulaştığı anda çözüm geçersizdir.

Daimi Q ısı kaynağından dolayı (x, y, z) deki sıcaklık integrasyonla bulunabilir ;

$$T = \frac{2}{8 (\pi \alpha)^{3/2}} \int_0^t Q \cdot \exp \left(- \frac{r^2}{4 \alpha (t - t')} \right) \frac{d t'}{(t - t')^{3/2}}$$

Burada ;

$$r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2$$

dir. t = (t - t')^{-1/2} değişken dönüşümü yapılarak

$$T = \frac{2 \cdot Q}{4 (\pi \alpha)^{3/2}} \int_{1/t}^{\infty} \exp \left(- \frac{r^2 \cdot t''^2}{4 \alpha} \right) dt''$$

$$= \frac{Q}{2 \pi \alpha r} \operatorname{erfc} \left(\frac{r}{(4 \alpha t)^{1/2}} \right) \quad (3.3)$$

Burada erfc tamamlayıcı hata fonksiyonudur.

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\pi} \int_x^{\infty} e^{-x'^2} dx'$$

Ready [15] laser ışını dağılımını δ' soğurma derinliğinin sınırlarından hareketle bir exponansiyel dağılıma benzetmiştir. Yani ışık demetindeki güç dağılımı açılan delik konumuna benzetilmiştir. $\delta = 1/\delta'$ olarak tariflenir ve buna absorpsiyon katsayısı denir. Çoğu metallerde 10^6 ile 10^8 cm^{-1} değerine sahip olmaktadır [26] .

Yüzeyden seri yansımaya olayının meydana geldiği derinlik 10^{-2} cm mertebindedir. Dolayısıyla yüzeyden ihmal edilen bir yansımaya hata getirmez. Böylece sıcaklık dağılımı ;

$$\begin{aligned} T(z,t) = & \frac{2 \cdot I \cdot (\alpha \cdot t)^{1/2}}{K} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2 (\alpha t)^{1/2}} \right) - \frac{I \exp(-\delta z)}{K \cdot \delta} \\ & - \frac{I}{2 K \delta} \exp(\alpha \cdot t \cdot \delta^2 - \delta \cdot z) \operatorname{erfc} \left\{ (\alpha \cdot t)^{1/2} \delta - \left(\frac{z}{2 (\alpha t)^{1/2}} \right) \right\} \\ & + \frac{I}{2 K \delta} \exp(\alpha \cdot t \cdot \delta^2 + \delta z) \operatorname{erfc} \left\{ (\alpha \cdot t)^{1/2} \delta + \left(\frac{z}{2 (\alpha t)^{1/2}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.4)$$

bulunur (Ek-3). Burada ;

- I - Yüzeydeki güç yoğunluğu
- α - Isıl yayılma katsayısı

K - Isıl iletim katsayısı

z - Yüzey normal yönündeki boyuttur.

ierfc tamamlayıcı hata fonksiyonudur ve

$$\text{ierfc } c(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) - x \text{erfc}(x)$$

şeklinde yazılır. Denklem (3.4) den görülürki buharlaşma sıcaklığına, daha yüksek güç yoğunlukları için 10^{-9} sn den daha az bir zamanda ulaşıldığı sonucuna varılır.

Neticede, yüzeyden transfer olan ısı enerjisi buharlaşmanın başlaması ile buharlaşma ısısı olarak kullanılır. Isı girişinin sabit bir oranda olması halinde yüzeydeki erimiş metalin hareketi hızlı bir şekilde daimi bir değere ulaşır. v_s sabit hızı yarı sonsuz metallerdeki enerjinin korunumu ilkesiyle hesaplanabilir. Isı denklemini $z = 0$ dan $z = \infty$ 'a intègre edilerek,

$$-\frac{I \cdot \delta \cdot \exp(-\delta z)}{c \cdot \rho} = v_s \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

bulunur. Metale doğru yüzey pozitif z yönünde hareket eder.

$$-\frac{I \cdot \delta \cdot \exp(-\delta z)}{c \cdot \rho (-\delta)} \Big|_0^\infty = v_s T \Big|_0^\infty + \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_0^\infty$$

Yüzeyde denge şartları altında, sıcaklık sabit bir T_s değerini alır. Yüzeyde $\partial T / \partial z$ gradyanı (Ek-4'ten)

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{L \cdot \rho \cdot v_s}{\alpha \cdot \rho \cdot c}$$

dir. Burada ;

- ρ - Katı yoğunluğu
 c - Katının özgül ısısı
 L - T_S 'de buharlaşma gizli ısısıdır.

Netice olarak ;

$$I = v_S \cdot \rho (c \cdot T_S + L)$$

dir. Yüzeyin genişleme oranı güç yoğunluğuyla tarif edilebilir. Bu suretle τ darbe uzunluğu alınarak delik derinliği bulunabilir. Bu matematik olarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilir ;

$$D = \frac{I \cdot \tau}{\rho (c \cdot T_S + L)}$$

Burada D delik derinliğidir.

Tüm enerji buharlaşma için kullanılırsa sonunda bir derinlik elde edilir. Bu derinlik I güç yoğunluğu ile τ zamanında ulaşılabilen üst limit değeridir. Elde edilen derinliklerin karşılaştırılmasıyla bir takım veriler Ready [24] tarafından elde edilmiştir.

Metalin doymuş buhar basıncının metal sıcaklığı ile ilişkisi araştırılırsa, buharlaşma basıncının atmosfer basıncından daha büyük olması, yüzey sıcaklığının ise kaynama sıcaklığını aşması gerektiği görülecektir. Ayrıca buharlaşma işlemi arttırılır. Çünkü daha yüksek sıcaklıklarda buharlaşma ısısı düşerek moleküler emisyonun ve yüzey basıncının daha büyük olmasına neden olur. Belirli güç yoğunluğuna kadar yüzey normal kaynama sıcaklığında olacaktır. Bu limitle yüzey denge sıcaklığının normal kaynama sıcaklığından daha büyük olması gerekir.

Bu şartlar altında normal buharlaşma sıcaklığında tanımlanan daimi hız değerini hesaplamak mümkün olmayacaktır. Bu durumda $\partial T/\partial z$ gradyanını yüzeyde sıfıra eşit almak hatalara sebep olabilecektir.

3.2. HAREKETLİ KAYNAK

CW laserler için çalışmalar, Plate ve Smith [12] tarafından bir ortam içerisinde hareket edebilen sıcak bir çubuğa benzeyen sürekli olarak ısı verebilen kaynak fikri ileri sürülmüştür. Bu işlem hareketli kaynağın sabit bir sıvı metal akışına neden olacak özellikte olduğu varsayılarak başarılmıştır. Isının z eksenini boyunca aktığı kabul edilirse (herhangi bir yönde ısı akışı yok) ve ısı kaynağında x eksenini boyunca v hızıyla hareket ederse denklem ;

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 2 \lambda \frac{\partial T}{\partial t}$$

şeklinde ifade edilebilir. Kaynağın başlangıç noktasındaki konumu dikkate alınırsa yani harekete bir orijin tayin edilmek istenirse

$$\xi = x - vt$$

dönüşümü yapılarak ve,

$$2 \lambda = \frac{1}{\alpha}$$

alınarak başka bir formda,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -2 \lambda v \frac{\partial T}{\partial \xi} + 2 \lambda \frac{\partial T}{\partial t}$$

olarak ifade edilebilir.

Eğer metal yeterli uzunlukta ise ısı kaynağı etrafındaki sıcaklık dağılımı sabit hale gelir. Diğer bir ifadeyle $\partial T / \partial t = 0$ olur. Bu halde ısı denklemini düzenlenerek,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -2 \lambda v \frac{\partial T}{\partial \xi} \quad (3.5)$$

halini alır. Bu denklemin çözümünün

$$T = e^{-(\lambda v \delta)} F(\xi, y, z)$$

şeklinde olduğu kabul edilirse denklem

$$\nabla^2 F - (\lambda v)^2 F = 0. \quad (3.6)$$

halini alır. Çünkü $\partial F / \partial z = 0$ olduğundan z yönünde bir ısı akımı mevcut değildir. Sınır şartları ;

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \xi} &\longrightarrow 0 & \text{iken} & & \xi &\longrightarrow \bar{z} = \infty \\ \frac{\partial T}{\partial y} &\longrightarrow 0 & \text{iken} & & y &\longrightarrow \bar{y} = \infty \end{aligned}$$

olacaktır. Bu durumda ısı kaynağının etrafında bir silindir düşünülerek (r yarıçap ise)

$$K \frac{\partial T}{\partial r} \cdot 2 \pi r \longrightarrow Q \quad \text{iken} \quad r \longrightarrow 0$$

olacaktır. Burada Q kaynağın birim uzunluğundaki ısı oranıdır.

$$r = (\delta^2 + y^2)^{1/2}$$

dönüşümüyle (3.6) denklemini silindirik koordinatlarda

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} - (\lambda v)^2 F = 0$$

şeklinde ifade edilecektir. Bu denklem Bessel fonksiyonu olup sıfırıncı derecedendir. $r = 0$ olduğu zaman

$$\frac{\partial K_0(\lambda v r)}{\partial r} = \frac{1}{r}$$

olacaktır. Sınır şartlarına uygulanarak,

$$K \frac{\partial T}{\partial r} 2 \pi r \rightarrow Q \quad \text{iken} \quad r = 0 \quad \text{ise}$$

$$T = \frac{Q}{2 \pi K} e^{-\lambda v \cdot \delta} K_0(\lambda v r) \quad (3.7)$$

bulunacaktır.

Henüz deneysel sonuçlar bu neticeyi değerlendirecek yeterlikte değildir. Fakat delik içindeki ısı dağılımını ve meydana gelecek denge sıcaklık profilini elde etmek için gerekli hız değerini bulma bakımından kesme ve kaynak işlemlerinde kullanılmak üzere bu (3.7) denkleminin iyi bir netice verdiği görülür [21] .

Dikdörtgen kesitli bir kaynak için ısı denklemi,

$$- b < x < b, \quad - n < y < n \quad \text{ve} \quad z = 0$$

da birim alandan birim zamanda sağlanan ısı için çözümlerse,

$$T = \frac{I}{4 K U (2 \pi)^{1/2}} \int_0^\infty e^{-\tau^2 / 2U} \left\{ \operatorname{erf} \frac{Y+L}{(2u)^{1/2}} - \operatorname{erf} \frac{Y-L}{(2u)^{1/2}} \right\} \\ \times \left\{ \operatorname{erf} \frac{X+B+U}{(2u)^{1/2}} - \operatorname{erf} \frac{X-B+U}{(2u)^{1/2}} \right\} \frac{du}{u^{1/2}} \quad (3.8)$$

bulunur. Burada ;

$$X = \frac{U_x}{2\alpha} , \quad Y = \frac{U_y}{2\alpha} , \quad Z = \frac{U_z}{2\alpha} , \quad L = \frac{U_1}{2\alpha}$$

$$B = \frac{U_b}{2\alpha}$$

dır ve U ise x eksenine yönündeki ısı kaynağının hızıdır. Nümerik olarak çözülen (3.8) denkleminde güç yoğunluğunun hassasiyetle verilmesi gerekir.

3.3. DELİK FORMASYON KİNETİĞİ

3.3.1. Yüzey Buharlaşması

Bir laser darbesi ile şekillenen sıvı yüzey tabaka, buharlaşan miktarla tayin edilen bir oranda metal içine doğru hareket eder. Sıvı moleküllerinin sıcaklığı artarken, bağlama kuvvetlerini yenmek için ihtiyaç duyulan toplam enerji miktarı düşecektir. Böylece buharlaşma ısısı, kritik sıcaklığa varana kadar düşecek ve son değeri sıfır olacaktır. Burada artan sıcaklıkla buharlaşma ısısının düşmesini tanımlayan eğri eliptik bir sıcaklık fonksiyonu olarak alınmıştır. Matematiksel olarak,

$$L(T) = L_0 (1 - T_s^2/T_c^2)^{1/2}$$

şeklinde verilebilir. Burada ;

L_0 - Mutlak sıfırda buharlaşma için gerekli ısıyı göstermektedir. Buharlaşma ısısının sıcaklıkla değişimi Saha [24] tarafından açıklanmıştır.

$$\frac{dL}{dT} = \frac{L}{T} + (Cp_2 - Cp_1) - \frac{L}{(v_2 - v_1)} \left\{ \left(\frac{\partial U_2}{\partial T} \right)_p - \left(\frac{\partial U_1}{\partial T} \right)_p \right\}$$

Bu denkleminde,

C_{p1}, C_{p2} - Sabit basınçtaki özgül ısı

v_1, v_2 - Özgül hacmi

1, 2 - Sırayla akışkan ve buhar için kullanılan indisleri göstermektedir.

Bu denklemin 0 ile T_c arasında integralinin alınması mümkün değildir. Ancak belirli bir hata ile (mutlak sıfırdaki buharlaşma ısısı yerine normal buharlaşma ısısı alınarak) çözülebilir hale getirilebilir. $v_2 \gg v_1$ olduğu için

$$\left(\frac{\partial v_2}{\partial T}\right)_P \gg \left(\frac{\partial v_1}{\partial T}\right)_P$$

olacağından (yani gazın özgül hacmi biriken sıvının özgül hacminden çok daha büyük ve bunların sıcaklıkla değişimi (sabit basınçta) orantılı olduğundan Saha tarafından verilen ısı denklemi,

$$v_1 = 0 \quad \text{ve} \quad \left(\frac{\partial v_1}{\partial T}\right)_P = 0$$

alınarak

$$\frac{dL}{dT} = \frac{L}{T} + (C_{p2} - C_{p1}) - \frac{L}{v_2} \left(\frac{\partial v_2}{\partial T}\right)_P$$

şeklinde ifade edilebilir. İdeal gaz denklemi kullanılarak,

$$v_2 = \frac{RT}{P} \quad \frac{\partial v_2}{\partial T} = \frac{R}{P}$$

bulunur. Bu değer denkleme taşınarak,

$$\frac{dL}{dT} = \frac{L}{T} + (C_{p2} - C_{p1}) - \frac{L}{T} = \Delta C_p$$

elde edilir. ΔC_p değeri normal sıcaklıklar için çok küçüktür (D. Stull

[27]). Dolayısıyla normal sıcaklıklarda buharlaşma ısısı olarak L_0 değerinin alınması küçük bir hata olacaktır.

Maxwell moleküler hız dağılımı esasına göre (Frenkel [19]),

$$f(v_z) dv_z = \left(\frac{m}{2 \pi k T} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{mv_z^2}{2 k T} \right) dv_z$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemden,

v_z - Yüzeyin normal yönündeki hız

T - Katı, gaz veya sıvının sıcaklığı

k - Boltzman sabitesi

m - Atom kütlesi olmaktadır.

$$L(T) = \frac{1}{2} m v_{\min}^2$$

ile verilen hız değerinden daha büyük hıza sahip moleküller kendilerini frenleyen potansiyeli yenerek kaçacaktır. Burada v_{\min} , z yönündeki hız değeridir. Şayet n birim hacmindeki atom sayısı ise, bu durumda birim hacme,

$$dv_z + v_z$$

arasında bir hızla giren atomların sayısı

$$n f(v_z) dv_z$$

olur. Birim alandan birim zamanda geçen atomların sayısı,

$$n f(v_z) v_z dv_z$$

olur. $v_z > v_{\min}$ olduğu an tüm atomlar denge pozisyonunu kaybederler ve buharlaşırlar. G , birim alan ve birim zamanda buharlaşan atom sayısı ise,

$$G = \int_{v_{\min}}^{\infty} n f(v_z) v_z dv_z$$

olacaktır. Gerekli işlemler yapılırsa

$$G = n \left(\frac{m}{2 \pi k T} \right)^{1/2} \int_{v_{\min}}^{\infty} \exp \left(- \frac{m v_z^2}{2 k T} \right) v_z dv_z$$

$$= n \left(\frac{m}{2 \pi k T} \right)^{1/2} \left[\frac{\exp \left(- \frac{m v_z^2}{2 k T} \right)}{- m / k T} \right]_{v_{\min}}^{\infty}$$

$$= n \left(\frac{k T}{2 \pi m} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{m v_{\min}^2}{2 k T} \right)$$

$$= n \left(\frac{k T}{2 \pi m} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{L(T)}{k T} \right)$$

netice olarak ifade edilebilir.

Atomlar yüzey tabakanın üzerinde eşit boşluklara ayrılırsa $n^{2/3}/G$ lik buharlaşma zamanıyla $n^{2/3}$ lük atom oluşması gerekir. v_s yüzeyin ortalama hızı ise,

$$v_s = \frac{1}{n^{1/3}} \cdot \frac{G}{n^{2/3}} = \left(\frac{k T}{2 \pi m} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{L(T)}{k T} \right)$$

olacaktır. Ansimov [27] yanlış bir yaklaşımla sıvı yüzey hızını metalin debye frekansı ve sabit bir buharlaşma ısısı ile ifade etmiştir. Bu data-lar kullanılarak bulunan yüzey hızları Ready [24] tarafından verilen-

lerle karşılaştırılabilir. Fakat daha düşük güç için bir minimum ve daha büyük güç için bir maximum hız gerekli olduğu açıklaması yeterli olacaktır.

3.3.2. Hareketli Yüzey Modeli

Enerjinin korunumu denklemi

$$I = v_s \cdot \rho (c T_s + L (T_s))$$

olarak ve buharlaşma denklemi,

$$v_s = \left(\frac{k T_s}{2 \pi m} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{L(T_s)}{k T_s} \right)$$

olarak ifade edilebilir. Bu denklemlerde v_s ve T_s aynı bölge için sıcaklık ve zaman birimleridir. Bu değerler yüzeyin sabit bir oranda boşalarak azalacağı şartlar için geçerlidir. Bu ifade vakum durumundaki buharlaşma ile sağlanan normal kaynama sıcaklığının üzerindeki tüm sıcaklıklar için doğrudur.

3.4. SICAKLIK PROFİLLERİ

Hareketli kaynak için denklem izah edilmişti. Şayet kaynak yerine hareketli yüzey z pozitif yönünde alınır ve metal içine bir ısı terimi eklenirse sonuç olarak denklem,

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \rho c v_s \frac{\partial T}{\partial z} + I \cdot \delta \cdot \exp(-\delta z) = 0$$

olarak bulunur. Bu denklem sabit ve zamana göre değişim göstermeyen bir kaynak için verilebilir. Bu denklemin genel çözümü ile karakteristik kökler,

$$D^2 + \frac{v_s}{\alpha} D = 0$$

$$D_1 = \frac{-v_s}{\alpha} \quad \text{ve} \quad D_2 = 0$$

şeklinde bulunur. Homojen çözüm neticesinde ; çözüm,

$$T = A \cdot \exp\left(-\frac{v_s}{\alpha} z\right) + B - \frac{I}{K} \frac{\exp(-\delta \cdot z)}{(\delta - v_s/\alpha)}$$

olarak bulunur. Bu denklemden A ve B sabitlerdir. $z = 0 \rightarrow T = T_s$ şartı kullanılarak,

$$T_s = A + B - \frac{I}{K(\delta - v_s/\alpha)} \quad (3.9)$$

ve

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{L(T_s) \rho v_s}{K}$$

şartı kullanılarak

$$\frac{\rho v_s L}{K} = -\frac{v_s \cdot A}{\alpha} + \frac{I \cdot \delta}{K} \cdot \frac{1}{(\delta - v_s/\alpha)} \quad (3.10)$$

bulunur. (3.9) ve (3.10) denklemlerinin düzenlenmesi ile

$$A = \frac{\alpha}{v_s} \left(\frac{I \cdot \delta}{K} \cdot \frac{1}{(\delta - v_s/\alpha)} - \frac{\rho v_s L}{K} \right)$$

$$B = T_s + \frac{I}{K(\delta - v_s/\alpha)} - \frac{\alpha}{v_s} \left(\frac{I \delta}{K} \cdot \frac{1}{(\delta - v_s/\alpha)} - \frac{\rho v_s L}{K} \right)$$

bulunur. Bulunan değerler çözüme taşınarak

$$T = \frac{\alpha}{v_s} \left(\frac{I \delta}{K} \cdot \frac{1}{(\delta - v_s/\alpha)} - \frac{\rho v_s L}{K} \right) \exp(-v_s \cdot z/\alpha)$$

$$+ \frac{I}{K(\delta \cdot v_s/\alpha)} - \frac{\alpha}{v_s} \left(\frac{I \delta}{K} \cdot \frac{1}{(\delta - v_s/\alpha)} - \frac{\rho v_s L}{K} \right)$$

$$- \frac{I}{K} \cdot \frac{1}{(\delta - v_s/\alpha)} \exp(-\delta z) + T_s \quad (3.11)$$

bulunur.

Ansimov [27] izoterm şartlarda abartılmış oranların sonuçlarını ve B sabitinin ihmali ile hareketli yüzey denklemini çözmüştür.

Gerçekte,

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\rho v_s L}{K}$$

dir. Elde edilen v_s çok küçüktür, yine yüzey sıcaklığı normal kaynama sıcaklığını aşamaz. Reedy tarafından verilen çözüm esas olacaktır. v_s nin daha büyük değerleri için $\partial T / \partial z = 0$ olmadığı aşıkardır. Bununla birlikte 4.17 - 4.18 referans alınırca görülürki yüksek güçlerde belli olan küçük pozitif gradyan dağılımı yüzeyde tahminen sıfır olacaktır. Reedy'in çözümü sadece buharlaşma işleminin hariç olması durumunda geçersizdir.

Şayet izoterm şartlar kabulü yapılırsa yüzey sıcaklığı zamanın fonksiyonu olarak bulunur. Bu durumda I güç yoğunluğu ile T_s denge sıcaklığına ulaşmak için geçen zaman hesaplanabilir.

$z = 0$ için (3.4) denklemini şu formda ifade edilir.

$$T(0, t) = \frac{2 \cdot I (\alpha t)^{1/2}}{K} \operatorname{erfc}(0) - \frac{I \delta}{K} \exp(-\alpha \delta^2 t) \operatorname{erfc}(\delta (\alpha t)^{1/2}) \quad (3.12)$$

Şimdi

$$\operatorname{erfc}[\delta (\alpha t)^{1/2}] \cong \pi^{-1/2} \frac{\exp(-\alpha \delta^2 t)}{\delta (\alpha t)^{1/2}} \quad (3.13)$$

alalım ve (3.12) ile işleme koyarak,

$$T(0, t) = \frac{2 \cdot I (\alpha t)^{1/2}}{K \sqrt{\pi}} \quad (3.14)$$

bulunur. (3.14) denkleminde buharlaşma ve bunun yanında buharlaşmanın neden olduğu absorpsiyon önemsizdir. Denklem (3.14) den

$$\tau' = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{T_s \cdot k \sqrt{\pi}}{2 \cdot I} \right) \quad (3.15)$$

Burada τ' denge pozisyonuna ulaşılması için geçen zamandır. Bu durum G11 grafiğinde görülebilir.

Daimi olmayan bir hal için sıcaklık profilini bulmak için aşağıdaki denklemin çözülmesi gerekir.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \left(\frac{k T_s}{2 \pi m} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{-L(T_s)}{k T_s} \right) \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial z} =$$

$$- \frac{I \cdot \delta \cdot \exp(-\delta z)}{K} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.16)$$

Sınır şartları,

$$T(\infty, t) = 0$$

$$T(z, 0) = 0 \quad \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{\rho v(T) L(r)}{K}$$

olarak verilir. Şartların sıcaklığa bağlı bir fonksiyon olması nedeniyle bu denklemi çözmek mümkün değildir. Şayet dengeye ulaşılamazsa sıcaklık için çözüm analitik olamaz ve bu suretle ısı kaynağının ulaştığı derinlik tahmin edilip bulunamaz. Süreklilik arzetmeyen delme olayı için, bir çözüm buharlaşma oranının yüzey sıcaklığında bir seri değiştirilmesiyle düzenlenebilir.

Denklem (3.14) den,

$$T = Q t^{1/2} \quad (3.17)$$

yazılabilir ve Şekil-4.13 - 4.16 arasındaki grafikler buharlaşma eğrilerinin,

$$\log v = c_1 T - c_2 \quad (3.18)$$

şeklinde yazılabileceğini gösterir. Bu denklemde ;

c_1 - Eğrinin ortalama eğimidir

c_2 - $T = 0$ da durgunluktur (intercept)

(3.18) denkleminde,

$$v = \exp (c_1 T - c_2)$$

yazılabilir ve bulunan değer (3.17) ile işleme konularak

$$v = \exp (c_1 Q t^{1/2} - c_2)$$

elde edilir. D delik derinliği olarak alınırsa

$$D = \int_0^{\tau'} \exp (c_1 Q t^{1/2} - c_2) dt + \int_{t_1}^{\tau} v_S dt$$

olarak yazılabilir. Bu denklemde τ' darbe uzunluğudur. τ , τ' ya mukayese edilerek ikinci integral birinciye indirgenebilir.

$$D = \frac{1}{e^{c_2}} \int_0^{\tau} \exp (c_1 Q t^{1/2}) dt + \int_{t_1}^{\tau} v_S dt \quad (3.19)$$

olarak yazılabilir.

$$x = c_1 Q T^{1/2}$$

dönüşümü yapılarak

$$dt = \frac{2 t^{1/2}}{c_1 Q} dx$$

bulunur. Denkleme taşınarak

$$\begin{aligned} \int \exp (x) \cdot x \cdot dx &= x \cdot e^x - \int 1 \cdot e^x dx \\ &= e^x (x - 1) \end{aligned}$$

elde edilir. Değişken dönüşümü yapılırsa denklem

$$\begin{aligned}
D &= \frac{2}{(c_1 Q)^2} \frac{e^{c_1 Q t^{1/2}}}{e^{c_2}} (c_1 Q t^{1/2} - 1) \Big|_0^{\tau'} + (\tau - \tau') \\
&= \frac{2}{(c_1 Q)^2} \cdot v_s (c_1 T_s - 1) - \frac{2}{(c_1 Q)^2} + v_s (\tau - \tau') \\
&= \frac{2}{(c_1 Q)^2} \cdot v_s (c_1 \cdot T_s - 1) + v_s (\tau - \tau') \quad (3.20)
\end{aligned}$$

haline gelir. örnek ; çelik için,

$$c_1 = \frac{1}{1100} \quad , \quad I = 2 \times 10^6 \quad \text{W/cm}^2$$

$$v_s = 102 \quad \text{cm/sn} \quad , \quad T_s = 5.8 \times 10^3 \quad ^\circ\text{C}$$

$$\tau = 6 \times 10^{-4} \quad \text{sn} \quad \tau' = 110 \times 10^{-6} \quad \text{sn}$$

$$Q = 5,6 \times 10^6 \quad \text{W}$$

$$D = \frac{2 \times 1100^2}{(5,6 \times 10^6)^2} \cdot 102 \left(\frac{5800}{1100} - 1 \right) + 102 (600 - 110) \times 10^6$$

$$= 185 \times 10^{-6} + 5 \times 10^{-2} \quad \text{cm}$$

bulunur.

3.5. MOMENTUM ETKİLERİ

Laşerin meydana getirdiği hasarın derecesi momentum ölçümü ve numunenin mikroskopla incelenmesi ile açıklanabilir. Hasar sırasında yüzeyde meydana gelen etkili basınç, ortalama momentum değişiminden bulunur. Gerçi yüzeyden yayılan ısı küçük zaman aralığında belirsiz gibi görünsede, ölçülen sonuçlar ile oldukça iyi bir uygunluk göstermektedir.

İlk olarak Askargan ve Moroz [28] tepki basıncının güç yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak tahmin etmişlerdir. Bu Neumann [29] 'ın Q - Switch ışması ile yaptığı deneysel sonuçlarla desteklenmiştir. Bölüm-4'te Şekil-4.13 ve 4.16 grafiklerinden alınan data güç yoğunluğu cinsinden tepki basıncını verir. Tepki basıncının büyüklüğü ölçülen değerinden daha küçüktür (bu basıncı Askargan [28] değerlendirmiştir). İyonik emisyon için daha düşük yüzey sıcaklıkları ve hızları gerekir. Halbuki momentum değişimleri daha büyük sıcaklık ve hıza gerek duyar. Meydana gelen iki faktör yüzey üzerinde metal buharının birikmesine neden olur ve küçük boyutta akışkan patlaması meydana gelir [28]. Bu etkenler momentum değişimini arttırır ve böylece metal içindeki aşırı ısıtılmış bölgeler meydana gelir.

3.5.1. Tepki Basıncı

Yüzeyde meydana gelen momentum değişim oranı

$$a \cdot P_r = \dot{m} v_z$$

olarak verilir. Bu denklemde;

\dot{m} - Kütlesel debi

a - Radyasyon alanı

v_z - Buhar hızıdır. v_z denge denklemlerinden bulunabilir.

$$\frac{1}{2} \dot{m} v_z^2 = \frac{1}{2} k T_s$$

ve kütlenin korunumundan,

$$\frac{\dot{m}}{a} = v_s \cdot \rho$$

yazılabilir. Böylece

$$P_r = v_s \cdot \rho \cdot v_z \quad (3.21)$$

olarak yazılabilir. Güç yoğunluğu

$$I = I_e + I_c \quad (3.22)$$

şeklinde yazılabilir. Burada ;

I_e - Birim alandan birim zamanda iletilen enerji

I_c - Birim alandan birim zamanda kondüksiyonla iletilen enerjidir.

I_e daha açık bir ifade ile, buharlaşma gizli ısısı ile kütle transferindeki enerji toplamı olduğundan,

$$I_e = \left(\frac{1}{2} \dot{m} v_z^2 + L \dot{m} \right) / a \quad (3.24)$$

şeklinde formülize edilebilir. Yüzeyde meydana gelen momentum değişim oranı,

$$P_r = \frac{\dot{m}}{a} v_z \quad (3.25)$$

ise bu değer (3.24) denklemi ile işleme tabi tutularak

$$I = \frac{P_r}{v_z} \left(\frac{1}{2} v_z^2 + L \right) + I_c \quad (3.26)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadede I_c teriminin ihmal edilmesi ile

$$P_r = \frac{I \cdot v_z}{L + \frac{1}{2} v_z^2} \quad (3.27)$$

olarak bulunur.

3.5.2. Difüzyon Basıncı

Metal buhar molekülleri yüzeyden uzaklaşırken üst boşluktaki hava moleküllerine çarparlar. Bu durumda metal buhar moleküllerinin enerjisi düşer. Bu düşme buharlaşmış moleküllerin enerjilerinin havanın enerjisine eşit hale gelir.

Birinci düşmede hava molekülleri sabit olarak kabul edilmiş ve ortalama moleküler ağırlık olarak alınmıştır (A_1 kütlesi ile ifade ediliyor).

A_2 , v_2 hızıyla giden buhar molekülünün kütlesidir (bu hareket yönü hava moleküllerine doğrudur). Kütlenin hızı kütle merkezine indirgenirse (Ek-2),

$$\frac{A_2 v_2}{A_1 + A_2} = \frac{A}{A + 1} v_2$$

şeklinde yazılabilir. Burada $A = A_2/A_1$ olarak alınmıştır. $A/(A+1) \cdot v_2$ hız vektörü sabit moleküle ilave edilir ve buhar molekülünden çıkarılır (D1). Yayılma açısı kütle merkezine \emptyset ve orijinde ψ olarak verilir (D2). Trigonometrik bağıntılardan faydalanarak,

$$\frac{\sin \psi \times (A + 1)}{v_2} = \frac{\sin \emptyset \times (A + 1)}{A v_2}$$

$$\sin \psi = \frac{\sin \emptyset}{A}$$

$$\begin{aligned}\cos \psi &= (1 - \sin^2 \psi)^{1/2} \\ &= \left(1 - \frac{\sin^2 \theta}{A^2}\right)^{1/2}\end{aligned}\quad (3.28)$$

$$\sin^2 \theta = 1 - \cos^2 \theta \quad (3.29)$$

(5.8) denklemini (5.7) de yerine konularak (Ek-2),

$$\cos \theta = \frac{2}{3} A$$

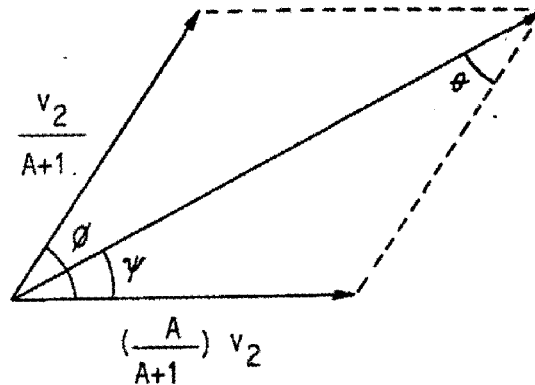
$$\cos \psi = \left\{ 1 - \frac{1}{A^2} \left[1 - \left(\frac{2}{3} A \right)^2 \right] \right\}^{1/2}$$

D1



$$v_2 - \left(\frac{A}{A+1}\right) v_2 = \frac{v_2}{A+1} \quad \left(\frac{A}{A+1}\right) v_2$$

D2



A = 1 için

$$\cos \psi = \cos \theta = \frac{2}{3} A$$

A = 3 için

$$\cos \psi = \frac{1}{A} (A^2 - 1)^{1/2}$$

Difüzyon katsayısı

$$D = \frac{\lambda}{3 (1 - \cos \psi)}$$

şeklinde yazılabilir. Burada λ çarpışmalar arasındaki serbest yoldur. Hava buharlaşan moleküllerin dağılan enerjilerinin büyük bir kısmını alırsa, bu durumda difüzyon katsayısı sıcaklığın bir fonksiyonu olur. Bu değer Spitzer [23] tarafından hesaplanabilmiştir.

Metal atomunun başlangıç hızı v_2 ve son hızı v_f olarak alınırsa sinüs kuralıyla ;

$$\frac{v_f}{\sin (180. - \theta)} = \frac{A v_2}{[(A + 1) \sin \theta]}$$

$$\frac{E_f}{E_2} = \frac{v_f^2}{v_2^2} = \left(\frac{A}{A + 1} \right)^2 \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta} \quad (3.30)$$

yazılabilir. Kosinüs kuralından,

$$\cos \psi = \frac{A \cdot \cos \theta + 1}{(A^2 + 2A \cdot \cos \theta + 1)^{1/2}} \quad (3.31)$$

bulunabilir. Bu iki denklem birlikte işleme tabi tutularak θ değerini ψ cinsinden ifade edilebilir.

$$\begin{aligned}
\frac{E_f}{E_2} &= \frac{\sin^2 \theta}{A^2 \sin^2 \psi} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \\
&= \frac{\sin^2 \theta}{1 - \left(\frac{A^2 \cos^2 \theta + 2A \cos \theta + 1}{A^2 + 2A \cos \theta + 1} \right)} \left(\frac{1}{A+1} \right)^2 \\
&= \frac{\sin^2 \theta}{A^2 (1 - \cos^2 \theta)} \cdot \frac{(A^2 + 2A \cos \theta + 1)}{(A+1)^2} \\
&= \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{A^2 (A+1)^2}
\end{aligned}$$

$A_2 < A_1$ için enerji değişimi,

$$\frac{E_f}{E_2} = \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2}$$

olarak verilebilir. Bu işlem metinde nötron difüzyonu olarak verilebilir. Difüzyon denklemi

$$v \cdot D \Delta^2 n + S = \frac{\partial n}{\partial t}$$

şeklinde yazılabilir. $v \cdot D \Delta^2 n$ ifadesi denge moleküllerinin kaybını (Ek-5), S ise v nin fonksiyonu olarak yeni denge moleküllerinin sayısını veren bir fonksiyon gibi kaynak terimi ifade eder. v denge hızı kullanılarak,

$$\frac{1}{2} m v_x^2 + \frac{1}{2} m v_y^2 + \frac{1}{2} m v_z^2 = \frac{3}{2} k T$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T$$

yazılır. Burada n denge moleküllerinin yoğunluk değeridir. S. Fermi - Age [30] denkleminde düzenlenebilir.

$$\nabla^2 q = \frac{-\xi \Sigma_s E}{D \cdot \bar{v}} \frac{dq}{dE}$$

Bu denklemden ;

q - Azalan enerji oranı

Σ_s - Hava moleküllerinin yayılma yüzeyi

ξ - Ortalama logaritmik enerji azalmasıdır

$$\xi = \ln \frac{E_2}{E_f} = \frac{\int_{-1}^1 \ln \frac{E_2}{E_f} d(\cos \theta)}{\int_{-1}^1 d(\cos \theta)} \quad (3.32)$$

$$\int_{-1}^1 \ln \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2} d(\cos \theta) = 2 + \frac{(A+1)^2}{A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (3.33)$$

(3.32) ve (3.33) denklemleri birlikte kullanılarak,

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} + 2 \ln A$$

bulunur ve $A_2 < A_1$ için,

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}$$

yazılabilir. Fermi - Age değişkeninde,

$$\tau(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D \cdot v}{\epsilon \cdot \Sigma_s \cdot E} \cdot dE$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_0 metal buharının enerjisidir. Gerekli işlem yapılırsa Fermi - Age denklemi,

$$\nabla^2 q = \frac{\partial q}{\partial \tau} \quad (3.34)$$

şeklinde elde edilir. Genel çerçevede laser ışması etkileşmiş (mono-enerjetik) molekülleri yayan bir nokta kaynak olarak görünür. Bu durumda (3.34) denkleminin çözümü,

$$q(r, \tau) = \frac{G \cdot a \cdot e^{-r^2/4\tau}}{(4 \cdot \pi \cdot \tau)^{3/2}}$$

$\tau_{eg} = \tau$ alınarak difüzyon denklemi,

$$v \cdot D \cdot \nabla^2 n + \frac{G \cdot a \cdot \exp(-r^2/4 \cdot \tau_{eg})}{(4 \cdot \pi \cdot \tau_{eg})^{3/2}} = \frac{\partial n}{\partial t}$$

$$n = N(r, t)$$

olarak alınır,

$$P_p = \frac{1}{3} m \cdot n \bar{v}^2$$

$$P_p(r, t) = \frac{1}{3} m \cdot N(r, t) \bar{v}^2$$

bulunur. Burada

P_p - Metal buharının kısmi basıncı,
 m - Buharın moleküler ağırlığıdır.

Kütlenin korunumundan faydalanarak dS hacminden buharlaşan net miktar,

$$\int_V \rho \cdot \bar{u} \cdot \bar{n} \cdot dS \quad (3.35)$$

olacaktır. Burada,

ρ - Akışkan yoğunluğu,

\bar{u} - Akışkanın hız vektörü

\bar{n} - Yüzey normali yönündeki normal vektördür (3.34) denklemi,

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial n}{\partial t} m \right) dV$$

denklemine eşittir. Burada iki boyutlu olan ve üç boyutlu hacim integrali vardır. İşlem için hacim integralinin alan integraline indirgenmesi gerekir. Bu durumda,

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial n}{\partial t} m + \nabla (\rho \bar{u}) \right] dV = 0$$

olacaktır. Bu denklem keyfi hacimde ihtiva etmelidir. Bu durumda,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial n}{\partial t} m + \nabla (\rho \bar{u}) = 0$$

olur. Momentumun korunumu,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = - \frac{1}{\rho} \nabla P \quad (3.36)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde P toplam basınç değeridir. Bu basınç kısmi atmosfer basıncı ve metal buhar kısmi basıncının toplamıdır.

Enerjinin korunumundan,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho \gamma} \right) + (\bar{u} \nabla) \frac{P}{\rho \gamma} = 0 \quad (3.37)$$

ifadesi yazılabilir. Burada akışkanın özgül ısısıdır. (3.36) denklemi 5 bilinmeyenli (u_x , u_y , u_z , P ve ρ) 5 denklem olarak (x , y , z) eksen takımlarına bölünmüştür. Yani (3.36) denklemi her boyut için ayrı ayrı yazılırsa 5 adet denklem çıkartılmış olur. Burada çözümün araştırılması düşünülmemiştir. Çünkü tepki basıncının analizinde amaca ulaşılmıştır.

3.5. AKIŞKAN PATLAMASI

Akışkan patlaması dört yolla açıklanabilir ;

i - Delik içindeki erimiş metalin aktif basıncı viskoz kuvvetlerden daha büyük kuvvet üretirse bir akışkan akması (liquid flow) meydana gelir. Bu olay elektron ışın delme işleminde deneysel olarak incelenmiştir [22] . Laser delme işleminde de bir referans olarak alınabilir. Kuvvetler delik içinden yukarı erimiş metal çıkarmasında yeterli değildir. Delik etrafındaki krater şekillenmesi viskoz ve gerilme kuvvetlerinden ileri gelmektedir.

ii - Erimiş madde elektriksel kuvvet ile üretilen etkileşme (disturbances) elastik deformasyon ve dış patlamalara neden olur. Bu bölgedeki çok yönlü gerilmeler akışkan küreciklerinin yayılması (emisyonu) için bir sebep teşkil eder.

iii - Eğer akışkanın doymuş buhar basıncı yüzeydeki aktif basınçtan daha büyük olursa bu durumda akışkan aşırı ısıtılmış denilebilir. Bundan başka kritik çekirdek şekillenmesi için alınan zaman, laser darbe süresi ve kızdırılmış bölgenin bekleme müddetinden daha azdır. Bu durumda çekirdekleşme (nucleation) meydana gelecektir (Hodgett. [31]). Bu bölgenin durumunu muhafaza süresi yüzey hızıyla erimiş tabaka kalınlığı bölünerek bulunabilir.

B Ö L Ü M - IV

NETİCE VE İRDELEME

Yüzeyin denge hız değeri (v_s) I'nın bir fonksiyonu olarak Şekil-4.13 - 4.16 grafiklerinden alınabilir. Şekil-4.5 grafiğinde I'nın fonksiyonu olarak T_s , güç yoğunluğunun fonksiyonu olarak v_z verilmiştir. Şekil-4.5 grafiğinin, Şekil-4.6 ile karşılaştırılması kolay olduğu için dört metalin farklı noktaları dikkate alınarak çizilmiştir. Isı yayılmasından dolayı kondüksiyon değerinin yok edilmesi ile güç teriminde tepki basıncını gösteren grafik Şekil-4.6 da verilmiştir.

Şekil-4.7 - 10 grafikleri yüzey basıncının tepki basıncına yaklaştırılmasıyla meydana gelebilecek çekirdekleşme bölgelerini belirtmektedir. Çekirdekleşme alüminyumda 2500 - 5800°C yüzey sıcaklıkları arasında meydana gelebilir. 5800°C den 8500°C ye kadar olan (8500°C kritik sıcaklık) sıcaklıkta metal moleküllerinin hareketiyle yüzeyde sürekli buharlaşma meydana gelir. Bu olay bakırda da alüminyuma benzer şekilde meydana gelir. Bu benzerlik çekirdekleşme sıcaklığının 5000°C de son sınır olmasından ileri gelir. Şekil-4.5 - 10 grafiklerinde demir ve tungsten için çekirdekleşme bölgeleri belirtilmiştir. Şekil-4.7 - 4.10 grafiklerinden genel sonuç çıkarılırsa, tepki basıncının erimiş metalde aktif yüzey basıncına bağlı olarak tahmin edilmesi bütün metallerde aşırı ısıtılmış bölgelerin meydana gelmesine engel olacaktır. Bununla birlikte iyi bir kondüktiviteye sahip metallerde kritik sıcaklığın civarındaki sıcaklık-

larda süper ısı (non-superheat) durumuna dönülür.

Kritik sıcaklığı tahminen 2000°C olan yüzey sıcaklıkları için kritik sıcaklıkta yüzey üzerinde 10^{-7} cm lik bir plakada buhar bölgesi olmalıdır (10^{-7} cm'lik tahmini değerin düşmesine engel olan küçük pozitif gradyenler Şekil-4.17 - 4.18 grafiklerinde görülmektedir). Bunlar referans alınırsa metalin işleme tabi yüzeyi bağımsız olur. Bu noktada buhar - sıvı şeklindeki hareketli yüzey buhar - sıvı - buhar - sıvı şeklinde dönüşüm uğrar. Buhar ortamında doymuş buhar basıncı ölçülen yüzey basıncından daha büyük olur. Bu nedenle buhar ortamı üstündeki mevcut erimiş metal, basınç farkıyla etrafa yayılır ve sıvı patlaması meydana gelir. Şekil-4.7 ve Şekil-4.8 grafiklerinde bu durumun bakır ve alüminyum için mümkün olmadığı görülür. Şekil-4.9 grafiği çelik için tepki basıncı ve doymuş buhar basıncının hemen hemen eşdeğer olduğu, bu nedenle bir patlama olayı ihtimalinin az olduğunu göstermektedir. Şekil-4.10 grafiğinde tungsten için patlama durumu (extrapolasyonla) gösterilmiştir.

Bu olayın sadece kritik noktada meydana geldiği ve akışkan hareketinde bir etkisinin olmadığı Ready [24] tarafından ileri sürülmüştür.

Şekil-4.17 ve Şekil-4.18 grafikleri çeşitli güç yoğunlukları için derinliğin bir fonksiyonu olarak denge sıcaklığı eğrilerini gösterir. Füzyon - buhar hatları yalnızca düşük güç yoğunlukları için elde edilir. Bunun gibi füzyon noktası yüzey sıcaklığı dengelenmesi ile yükselir. Maksimum erime derinliği düşük güç yoğunluklarında elde edilir. Grafikler $5 \cdot 10^3$ W/cm² altında değişen 1 - 10 cm'lik erime derinlikleri için çizilmiştir.

Laser darbesi ile kısaca düzenlenen sıcaklık profili Ready [24] tarafından verilen profile bir terslik göstermektedir. Ek-3'de görüleceği gibi yüzey şartları

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

değildir.

$v = 3$ cm/sn hız değeri için çelikte 184°C yüzey sıcaklığında 10^4 W/cm² lik güç yoğunluğu gerekirken 3670°C de 10^5 W/cm² ve 18300°C 'de 10^6 W/cm² lik güç yoğunluğu değerleri verilir. 3 cm/sn hız ve 10^5 W/cm² lik güç yoğunluğu için çelik ve bakıra olan izotermik etki Şekil-4.12 grafiğinden görülebilir. Sınırlandırılmış ısı transferi modellerinin yetersizliği bir metal içindeki sıcaklık profilinin hesaplanmasıyla ispatlanamaz. Çıkış dalgalarının karışıklığı ve metal yüzeyinin yetersizliği basitleştirilmiş güç yoğunluğu için teorik bir analizi dahi imkansızlaştırmaktadır. Yüzeyin hesaplanan sonuçların değişmesinde sabit bir etkisi yoktur. Üstelik metal yüzeyinde derinliğin bir fonksiyonu olarak sıcaklık dağılımının düşünülmesi halinde uygun olmayan değerler bulunmaktadır. Yüzeyde meydana gelen akışkan patlamasında da metal kaybının olduğu deneysel olarak bulunmuştur.

Şekil-4.13 - 4.16 arasındaki grafikler,

$$v_s = \left(\frac{k T_s}{2 \pi m} \right)^{1/2}$$

eşitliğini sağladığı kritik noktaya kadar düşük yüzey sıcaklıklarından ani yükselen buharlaşma eğrilerini göstermektedir. Enerji denklemi çeşitli güç yoğunluğu değerleri için çizilmiştir ve soldan sağa doğru azalan bir eğri karakteri arz etmiştir. Parametrik çözüm bu iki eğrinin kesim noktasında bulunur. Kritik nokta ve ötesinde enerji denklemi,

$$N_s = \frac{I}{\rho \cdot c \cdot T_s}$$

olarak yazılabilir.

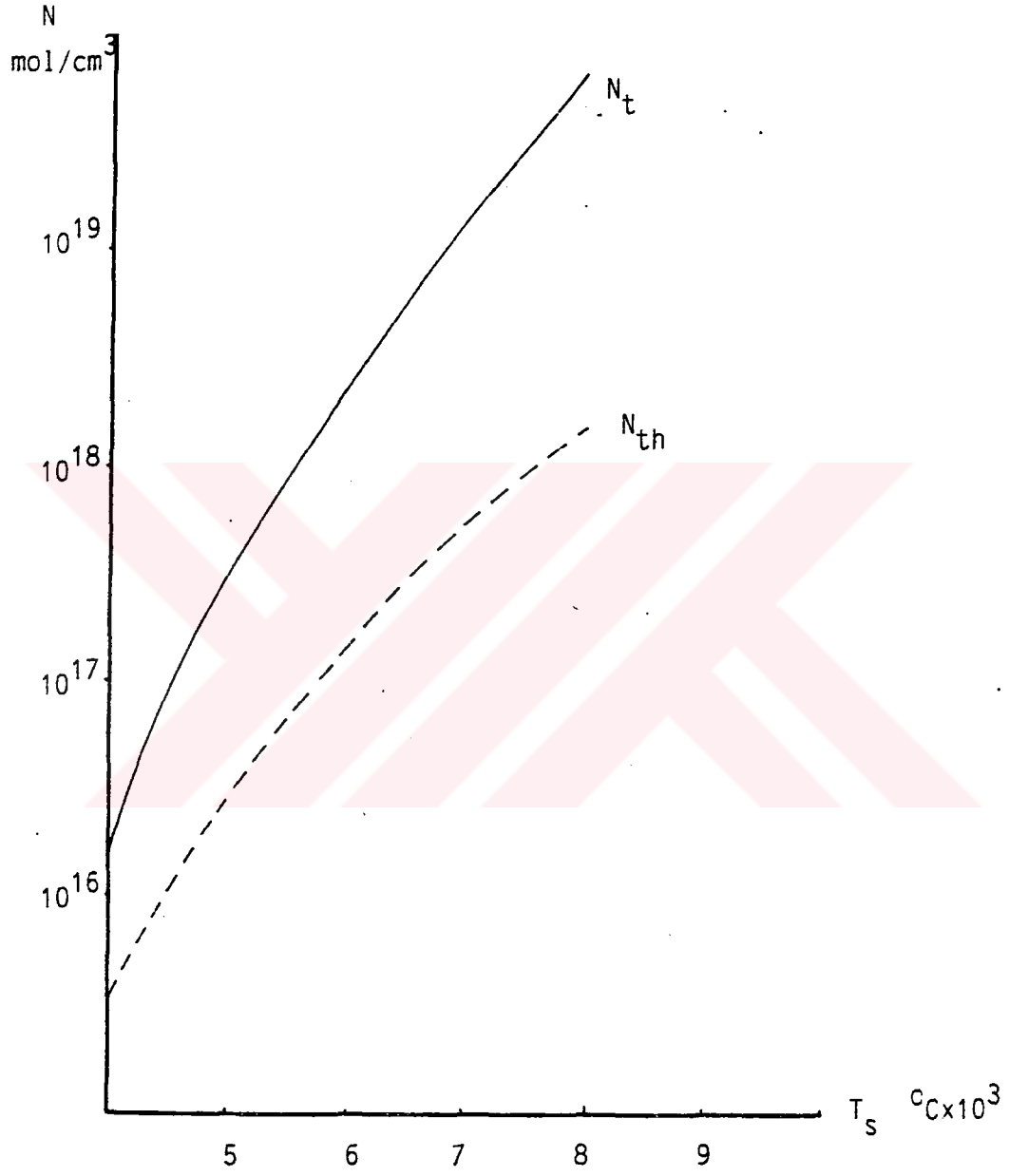
Grafikler laser çalışması için çizildiğinden çok yüksek ve çok düşük sıcaklıklar önemsiz olmaktadır. Atmosferin varlığı erime sıcaklığı eğrilerini etkiler. Grafikler ile tahmini olarak başlangıç için tayin edilen hata pratikte olduğundan daha düşüktür. Çünkü buharlaşma eğrileri vakuma geçiş için hesaplanmıştır. Olayı etkileyen sebepler olarak şunları verebiliriz ;

i - Erime sıcaklığının altındaki buharlaşma eğrileri güvenilir değildir. Güç yoğunluğundaki küçük değişimler buharlaşma oranında oldukça büyük değişimler meydana getirir.

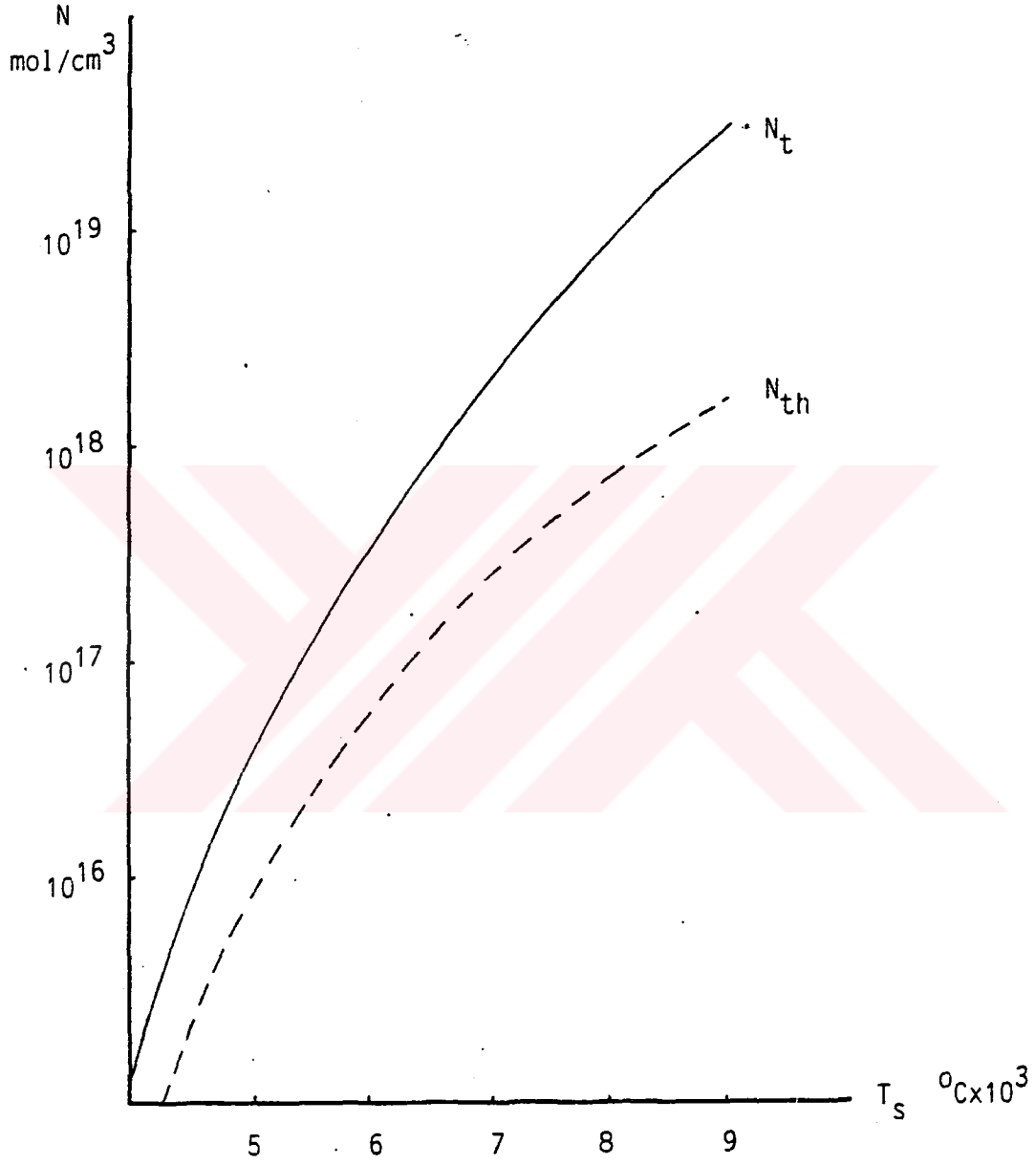
ii - Bir referansın veya başlangıcın tayini oldukça güçtür. Kritik sıcaklığın üstünde çözüm analitik olarak,

$$I = \rho \cdot c \sqrt{\frac{k}{2 \pi m}} (T_s)^{3/2}$$

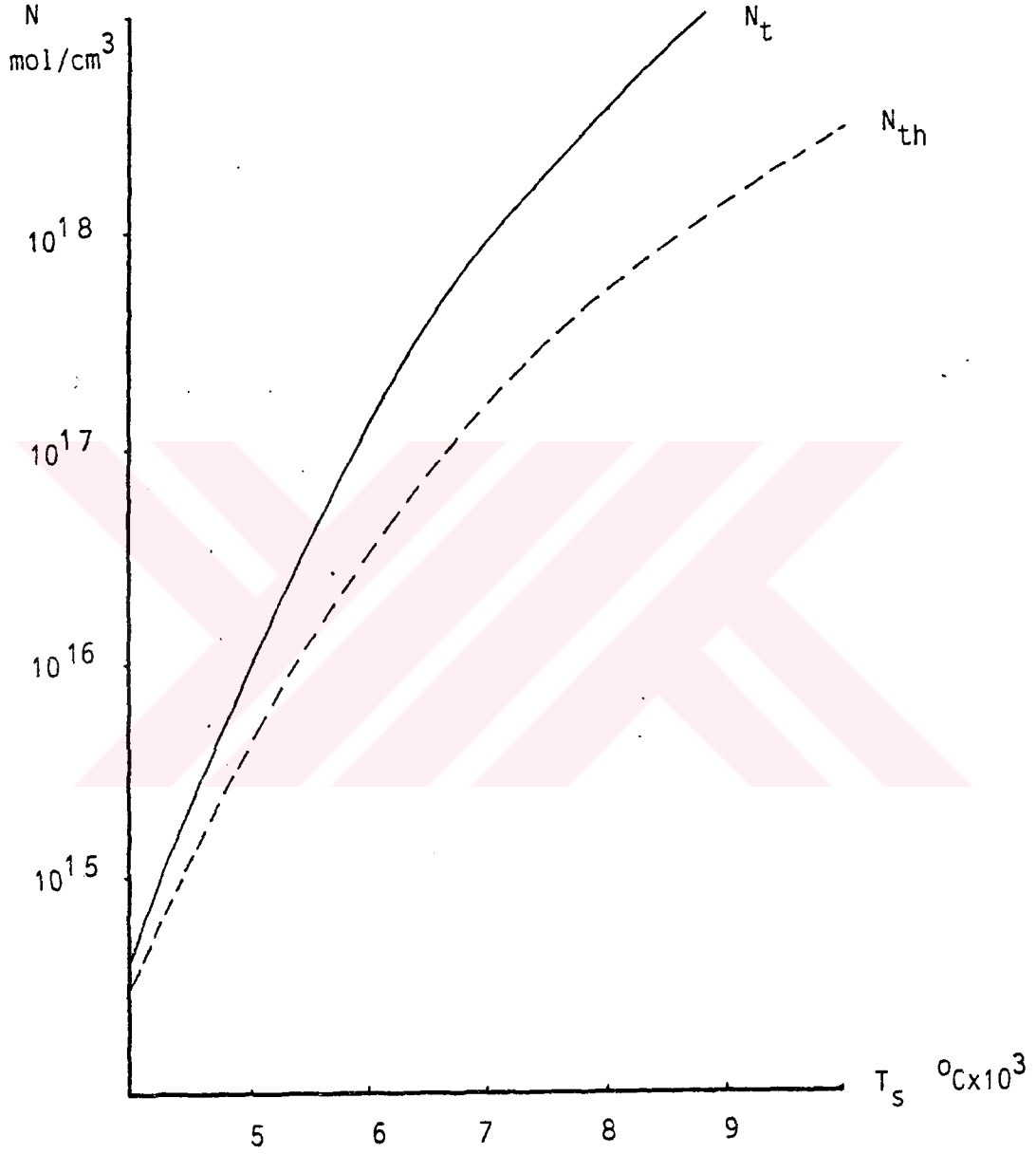
ile tanımlanır ve hareketli yüzey buhar - katı şeklinde oluşur.



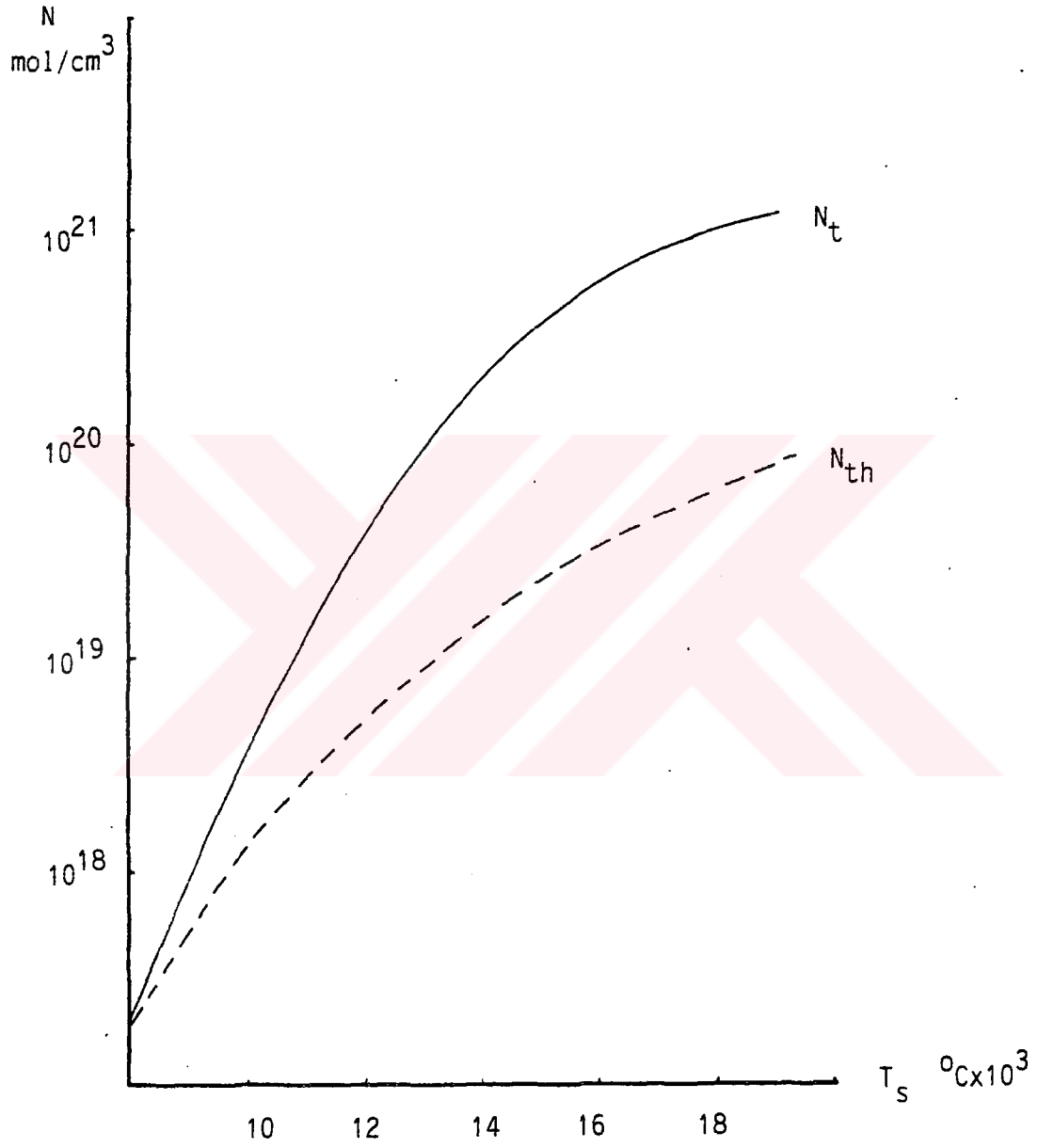
Şekil-4.1 : Alüminyum için sıcaklığa bağlı olarak termiyonik ve toplam elektron yoğunlukları dağılımı.



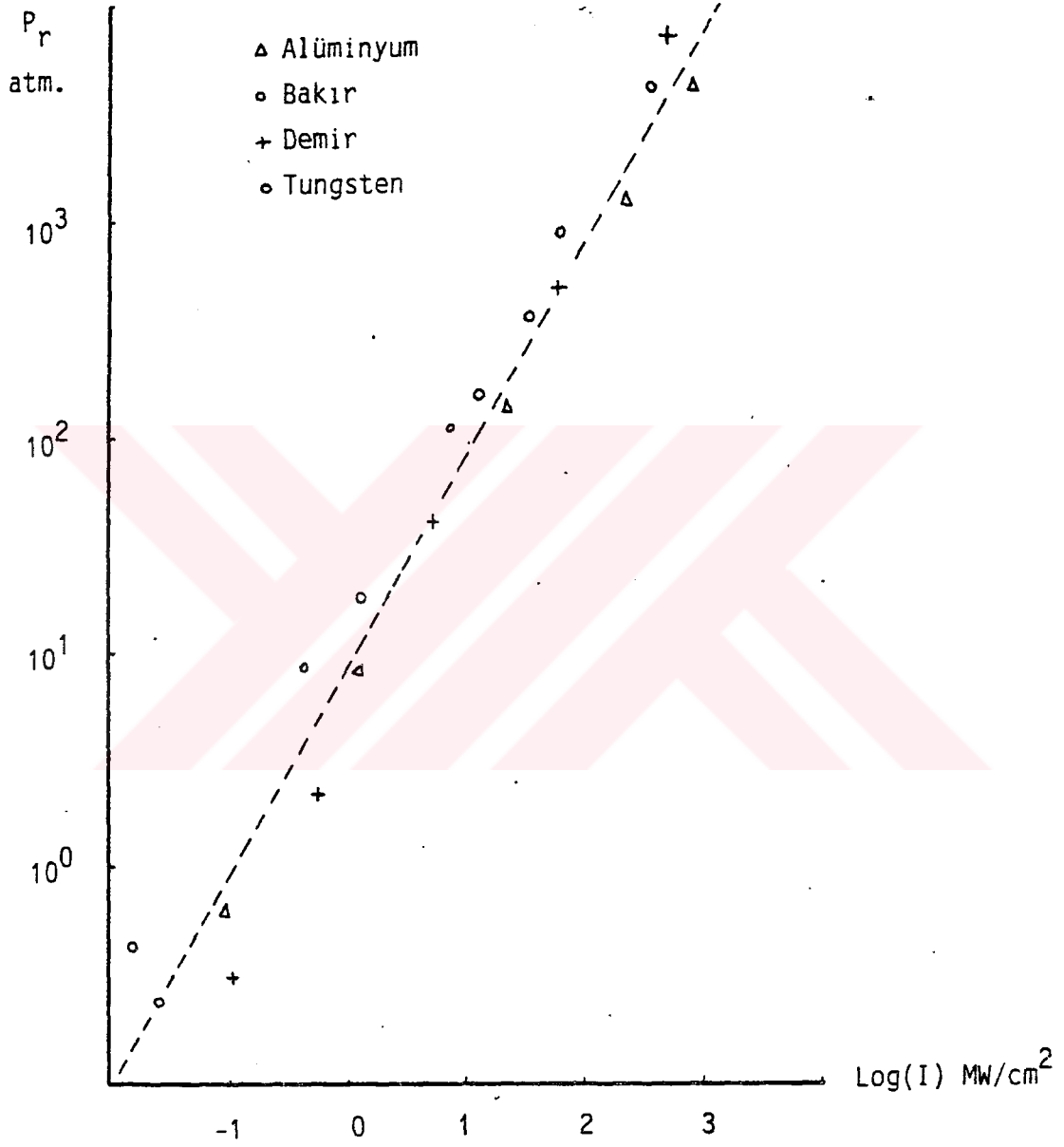
Şekil-4.2 : Bakır için sıcaklığa bağlı olarak termoiyonik ve toplam elektron yoğunlukları dağılımı.



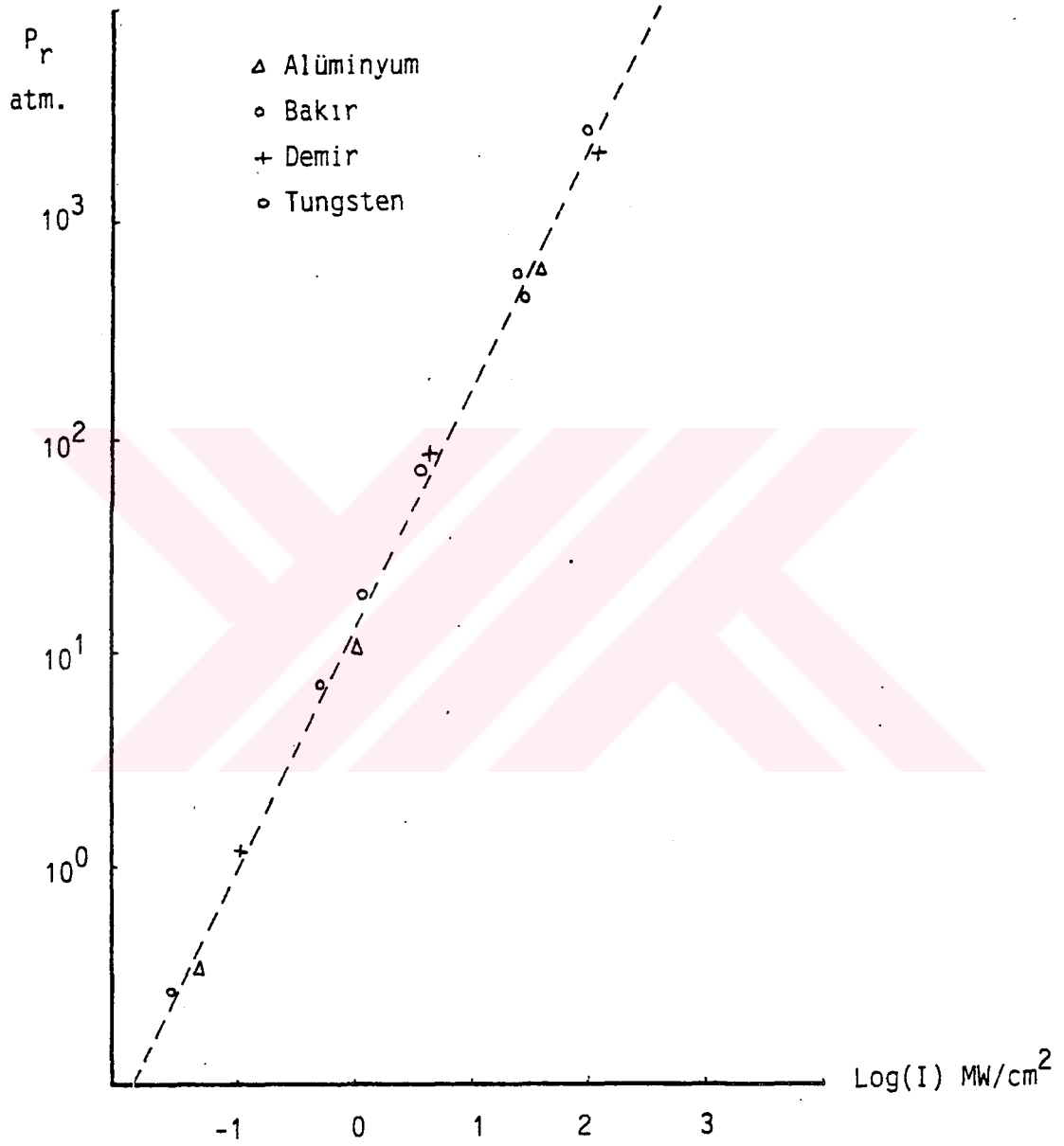
Şekil-4.3 : Demir için sıcaklığa bağlı olarak termiyonik ve toplam elektron yoğunlukları dağılımı.



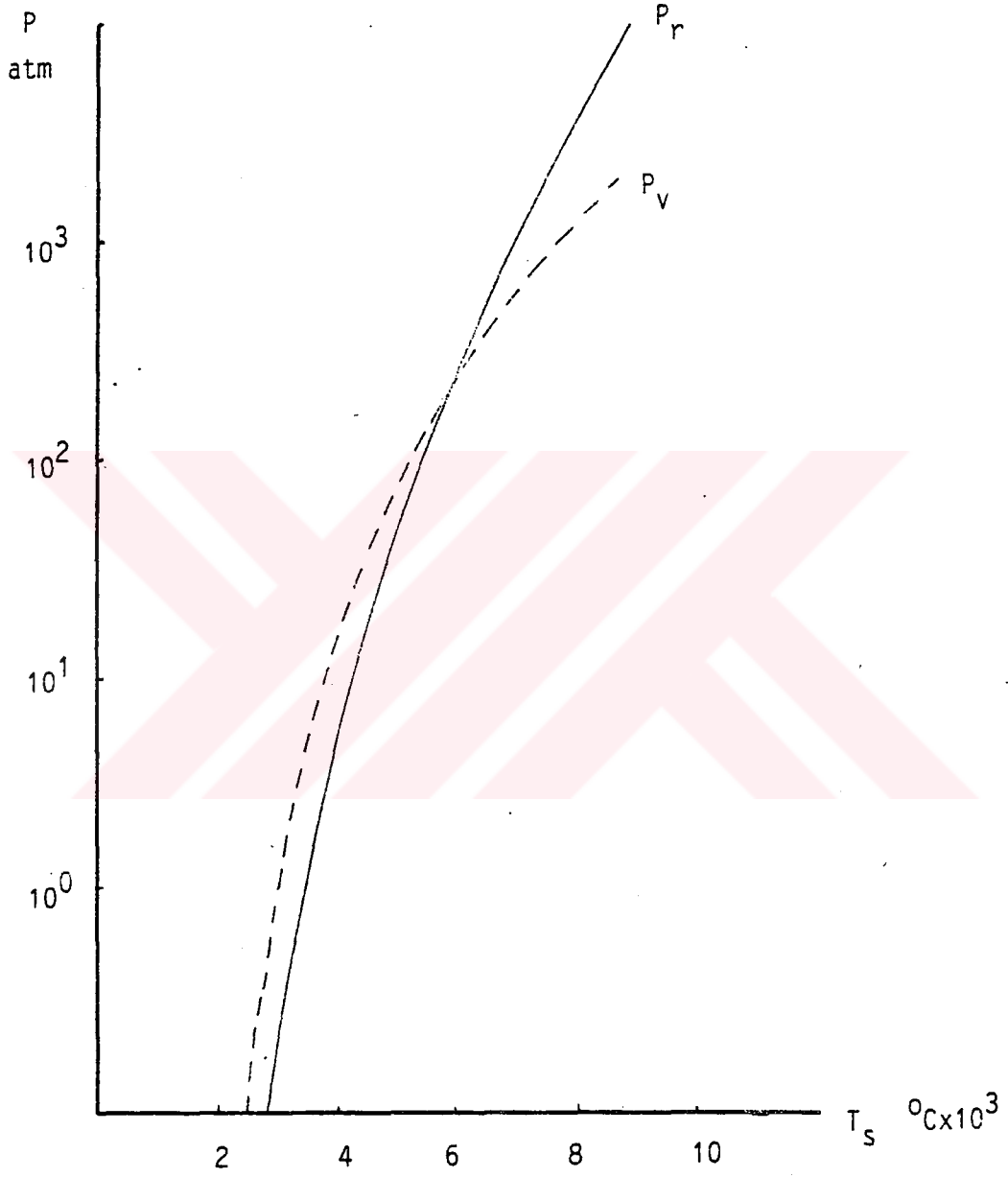
Şekil-4.4 : Tungsten için sıcaklığa bağlı olarak termoiyonik ve toplam elektron yoğunlukları dağılımı.



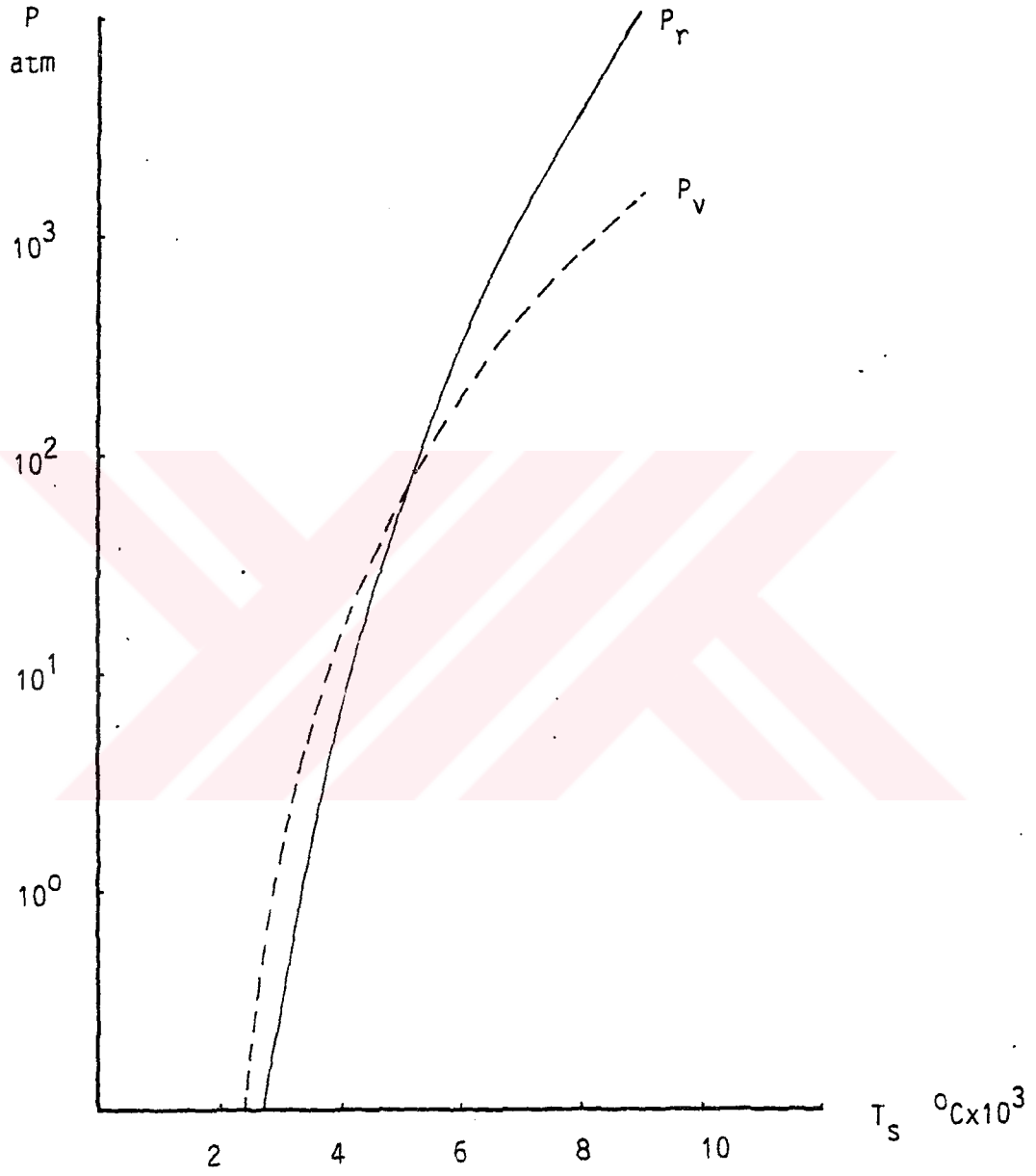
Şekil-4.5 : Alüminyum, bakır, demir ve tungsten için güç yoğunluğuna göre basınç değişimi ($P_r = v_s \cdot \rho \cdot v_x$)



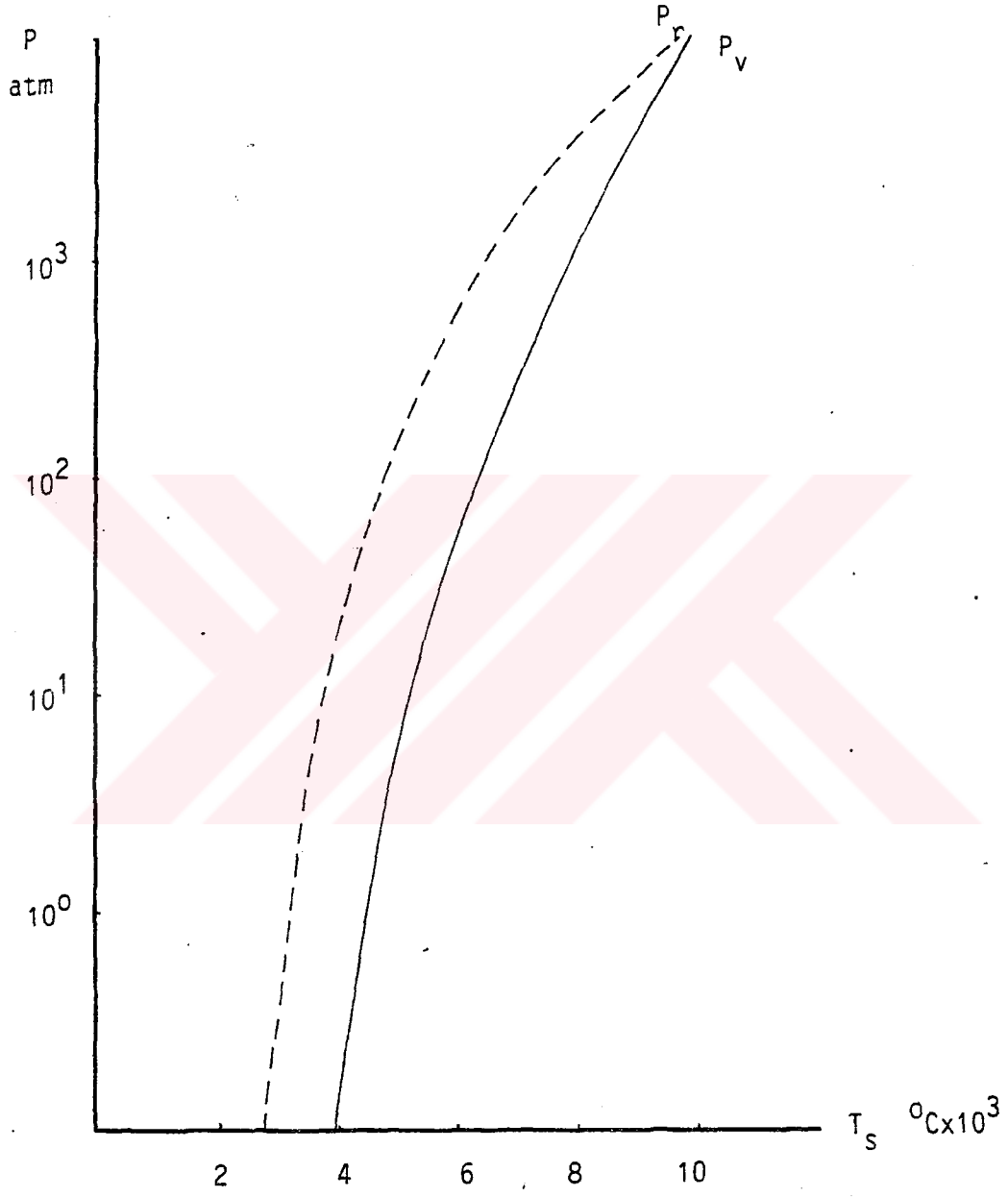
Şekil-4.6 : Alüminyum, bakır, demir ve tungsten için güç yoğunluğuna göre basınç değişimi ($P_r = I \cdot v_x / (L + 1/2 v_x^2)$)



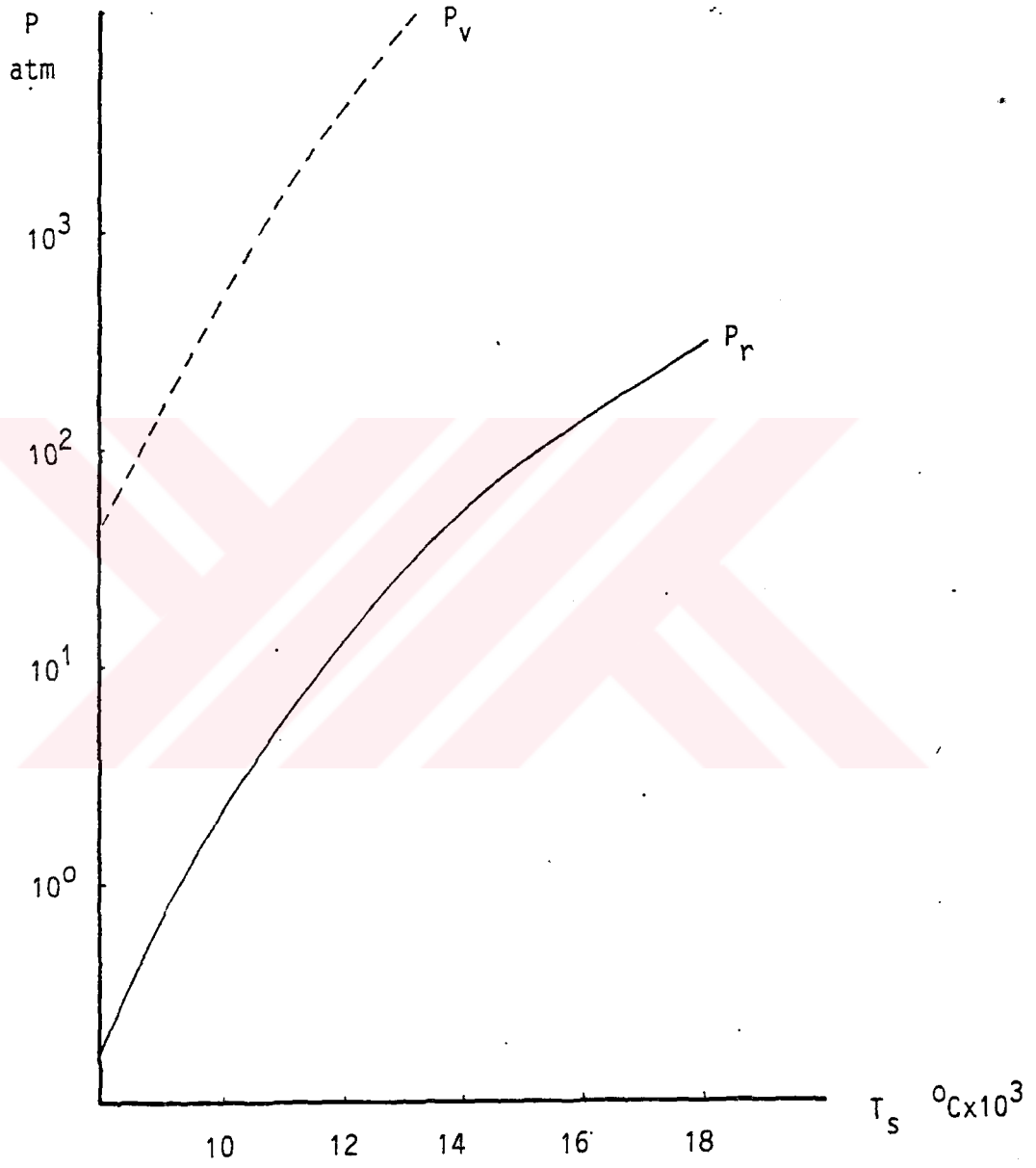
Şekil-4.7 : Alüminyum için sıcaklık ve basınç dağılımı.



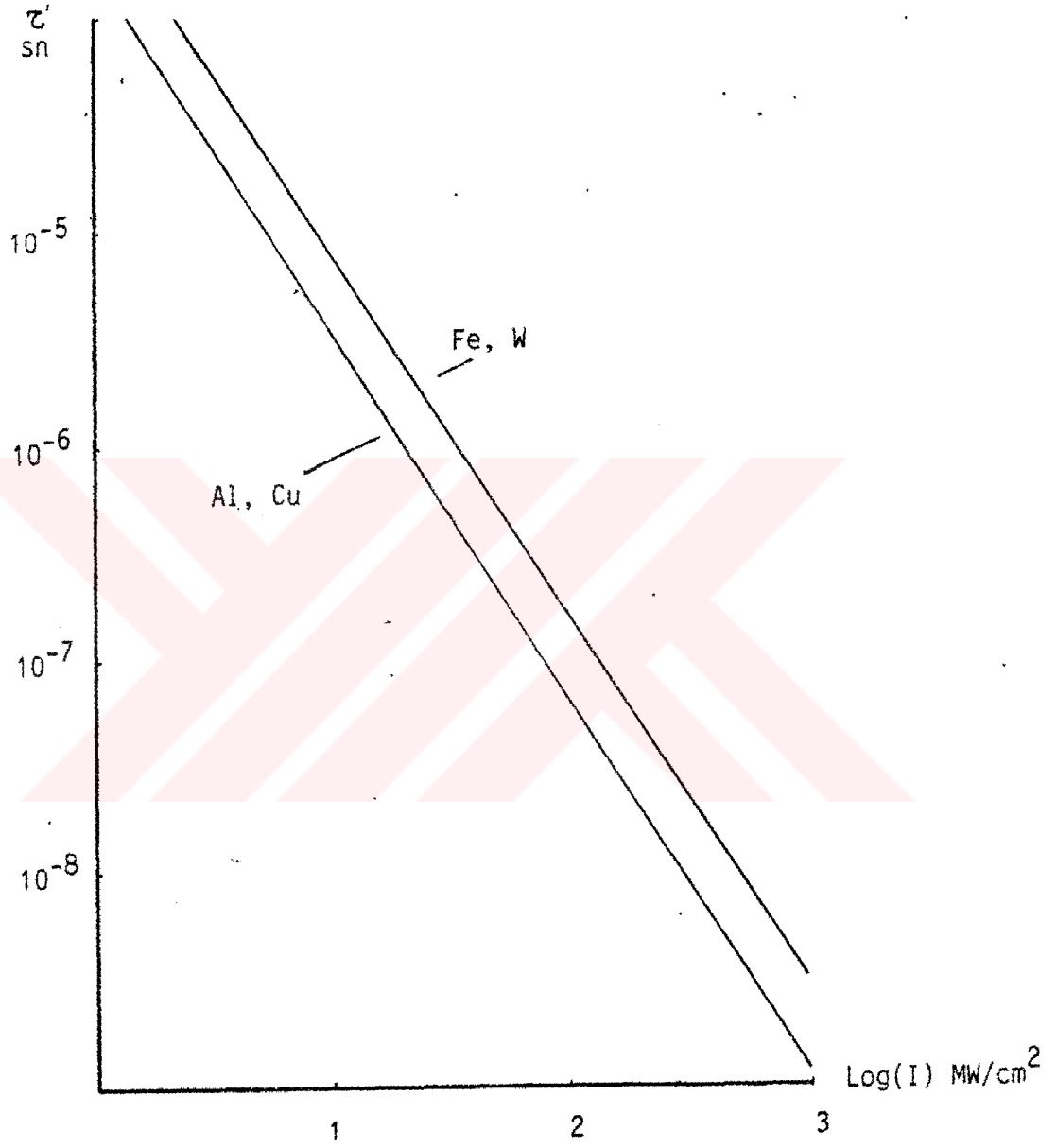
Şekil-4.8 : Bakır için sıcaklık ve basınç dağılımı.



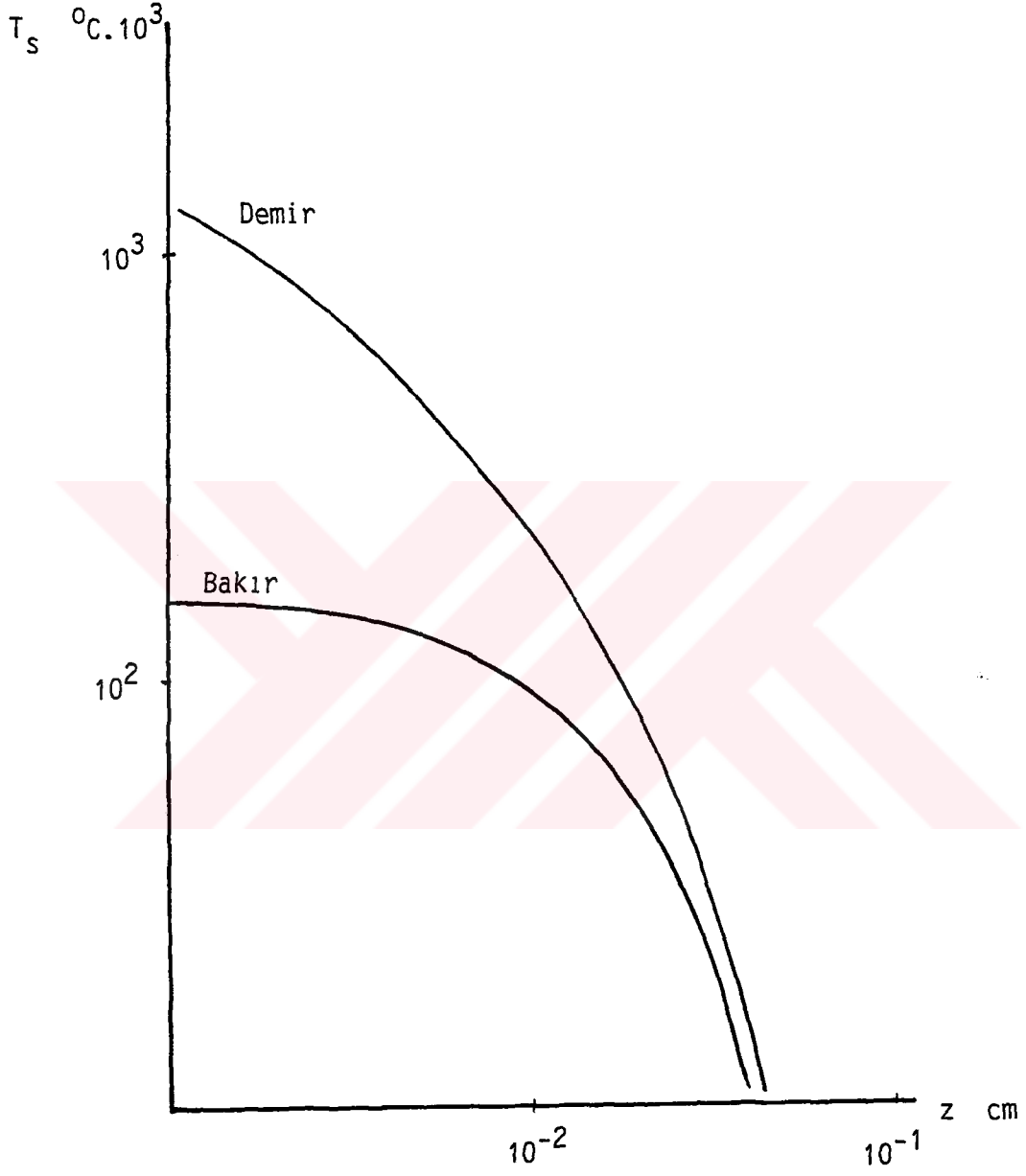
Şekil-4.9 : Demir için sıcaklık ve basınç dağılımı.



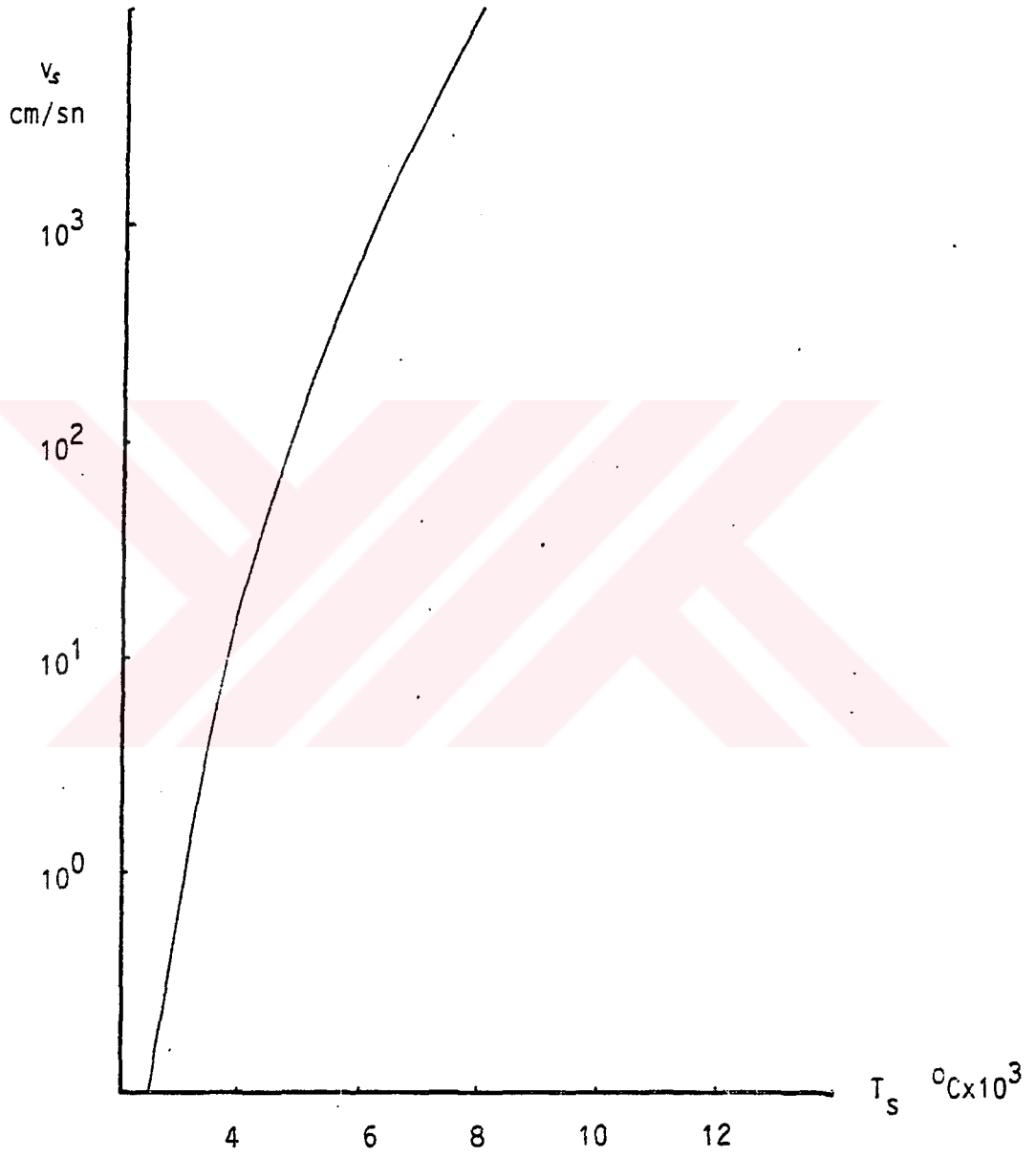
Şekil-4.10 : Tungsten için sıcaklık ve basınç dağılımı.



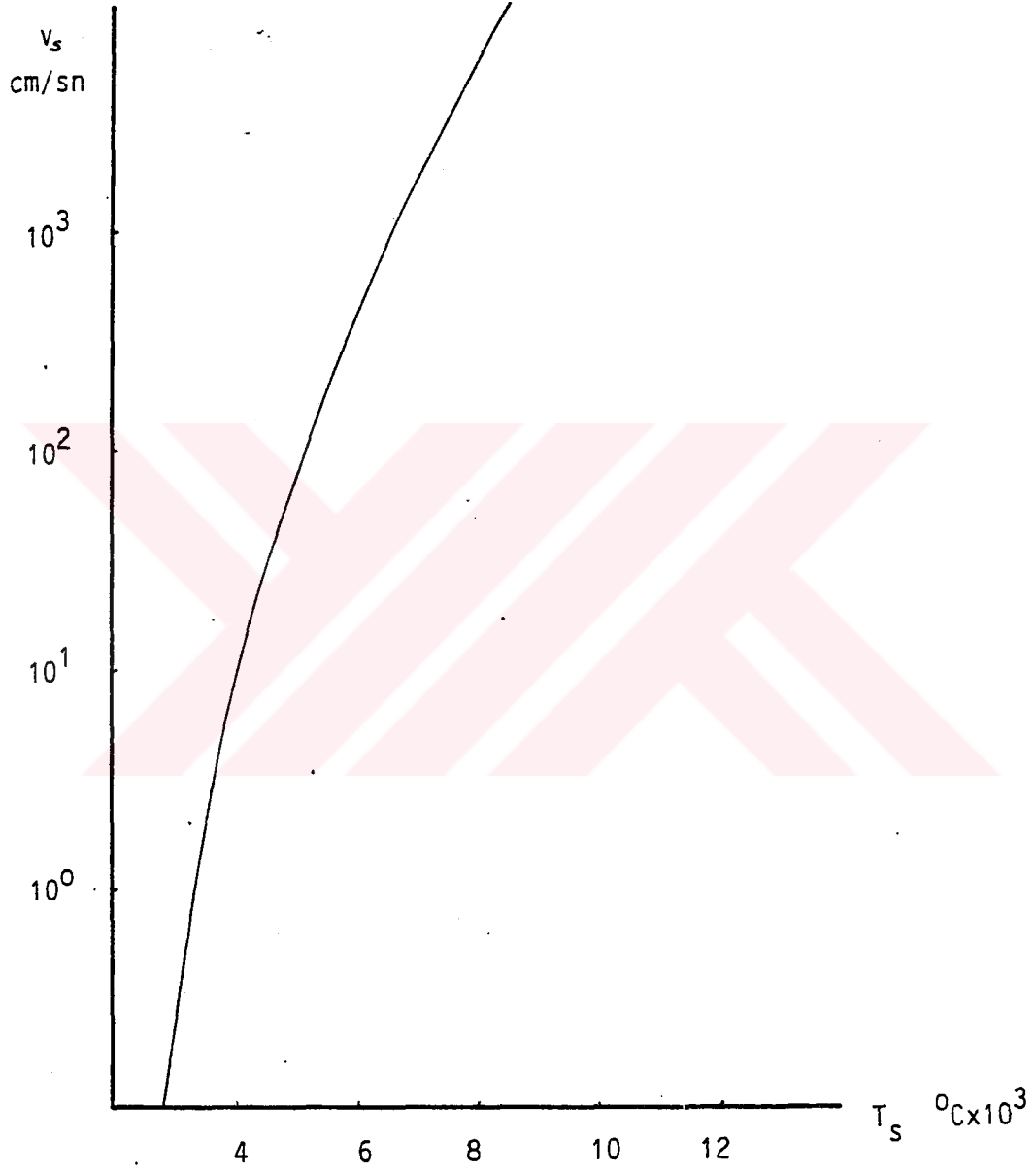
Şekil-4.11 : Alüminyum, bakır, demir ve tungsten için güç yoğunluğuna göre darbe süresi.



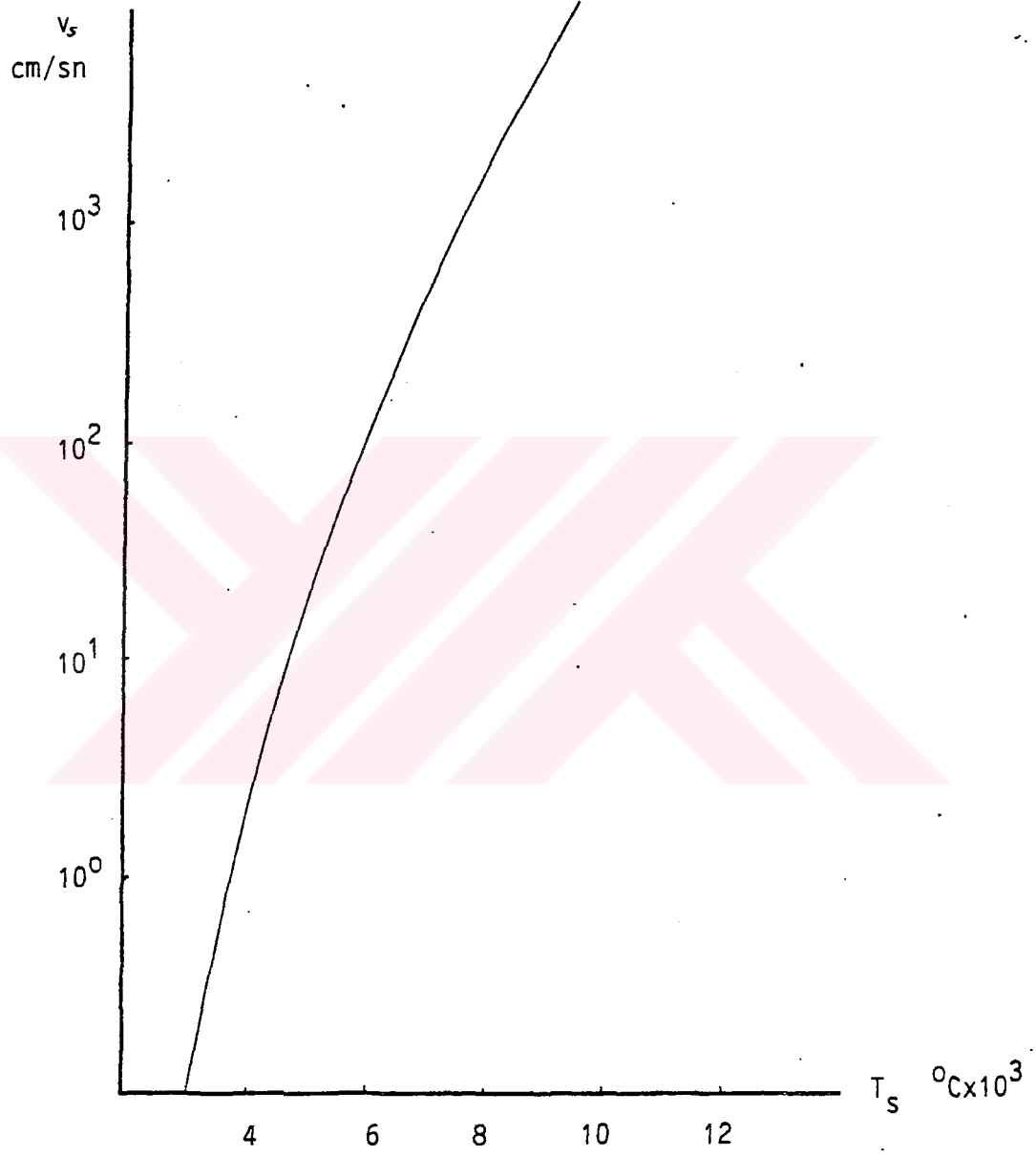
Şekil-4.12 : Demir ve bakır için derinliğe bağlı olarak erime sıcaklıkları dağılımı.



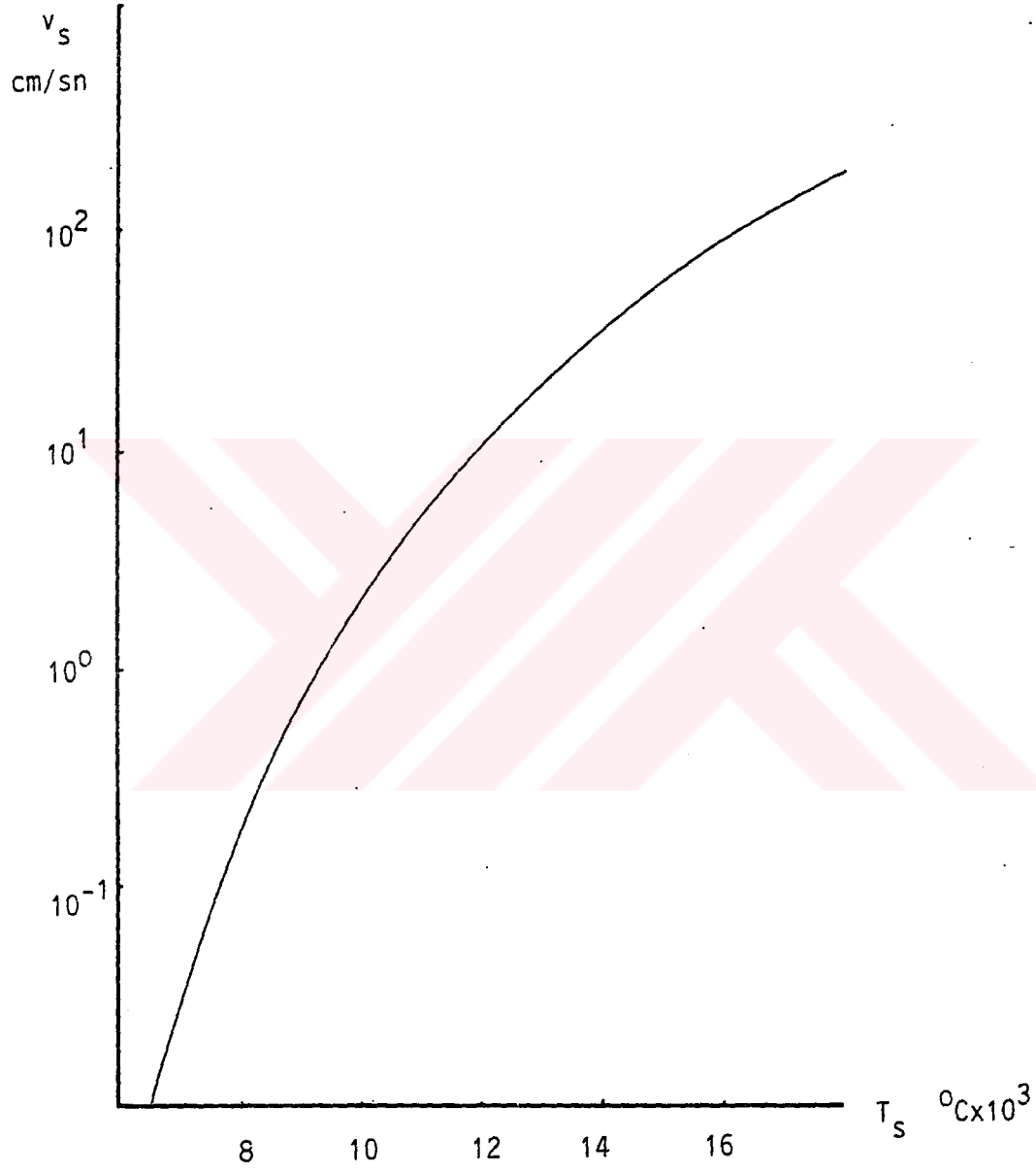
Şekil-4.13 : Alüminyum için sıcaklık ve hız dağılımı.



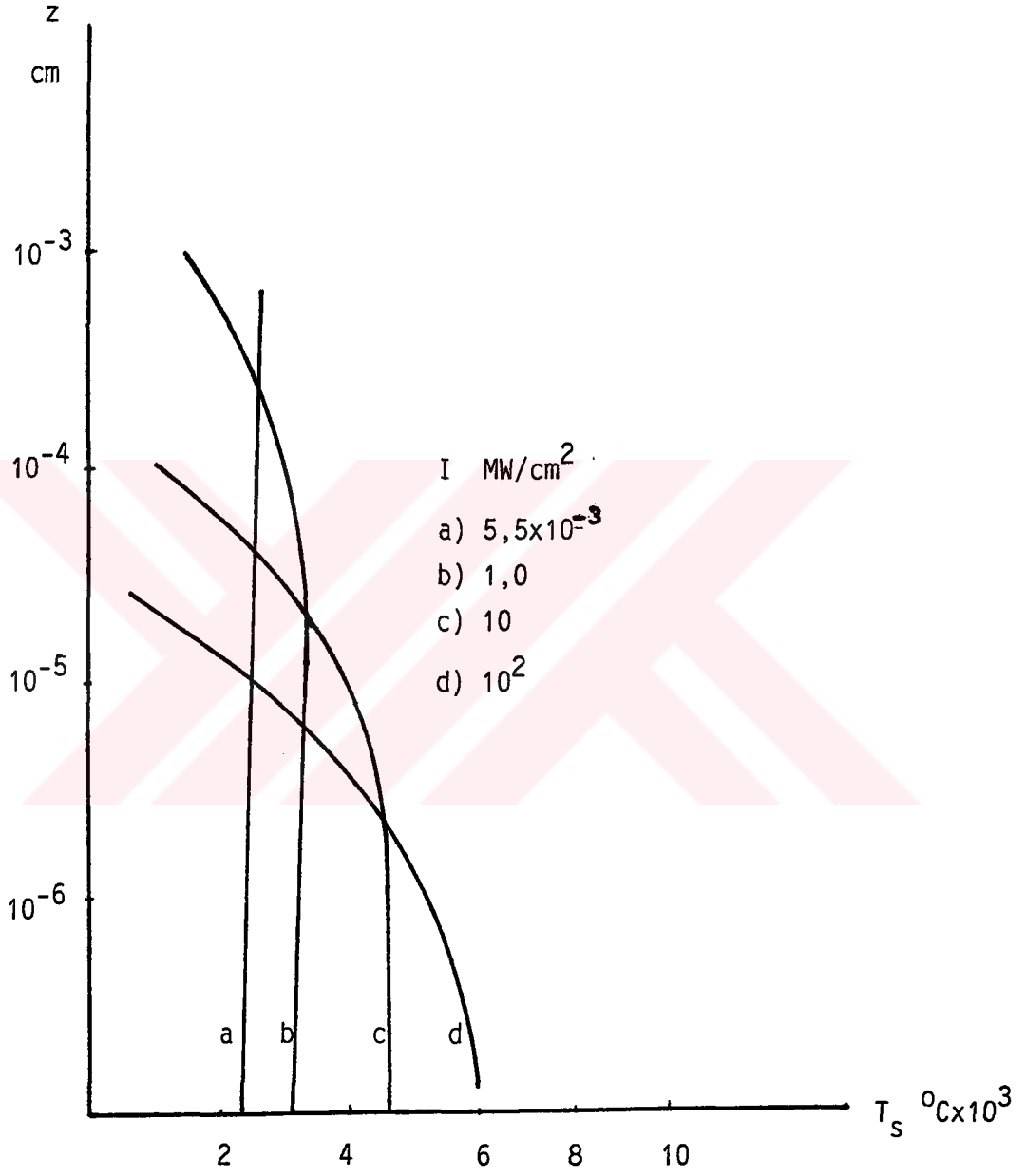
Şekil-4.14 : Bakır için hız ve sıcaklık dağılımı.



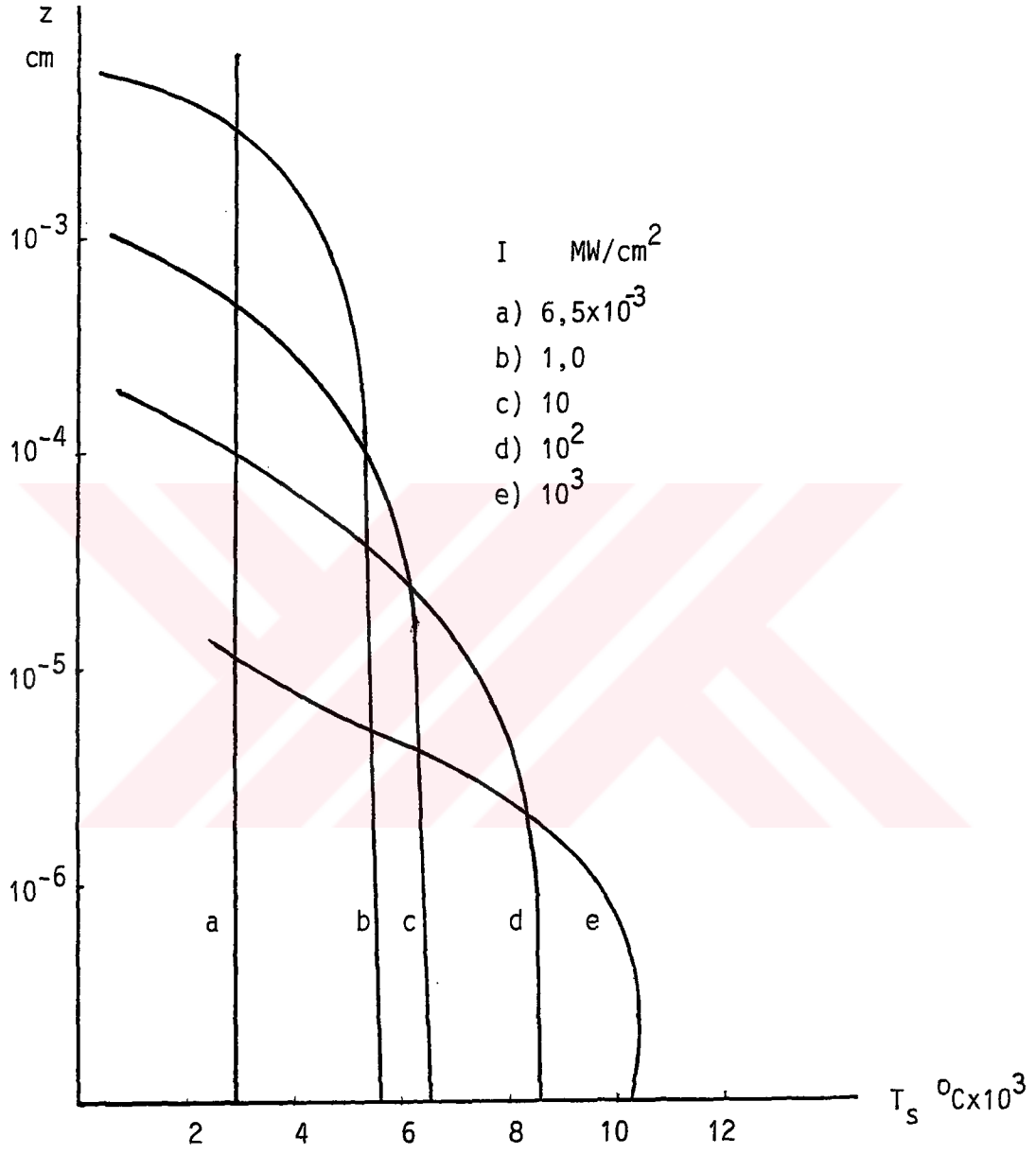
Şekil-4.15 : Demir için hız ve sıcaklık dağılımı.



Şekil-4.16 : Tungsten için hız ve sıcaklık dağılımı.



Şekil-4.17 : Bakır için değişik güç yoğunluklarında derinliğe bağlı olarak yüzey sıcaklıkları dağılımı.



Şekil-4.18 : Demir için değişik güç yoğunluklarında derinliğe bağlı olarak yüzey sıcaklıkları dağılımı.

EK-1 :

x yönünde arasında x kadar mesafe bulunan iki metalin potansiyeli E volt olarak düşünölsün. I_s (amp/m^2) akım yoğunluğu,

$$I_s = - \rho v \quad (1)$$

yazılır. Burada,

ρ - Yüksüz bölgenin yoğunluğu (Coul/m^3)

v - Elektron hızı

$$v e = \frac{1}{2} m v^2 \quad (2)$$

dir. Burada

V - x noktasındaki potansiyel

e - elektron yükü

Poisson denkleminde

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3)$$

yazılır. Burada,

$$\epsilon - \text{Boşluk geçirgenliği} = \frac{10^{-9}}{36 \pi}$$

(1), (2) ve (3) denkleminde yerine konularak,

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{I_s}{\epsilon \sqrt{2 V e/m}} \quad (4)$$

$$x = 0 \quad \text{da} \quad v = 0 \quad , \quad \frac{dv}{dx} = 0$$

$$x = x \quad \text{de} \quad V = v \quad , \quad \frac{dV}{dx} = \frac{dv}{dx}$$

(4) denklemini $2 \frac{dV}{dx}$ ile çarpılarak integre edilirse,

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 \Big|_0^v = 2 I_s \sqrt{\frac{2m}{e}} v^{1/2} \Big|_0^v$$

$$\frac{dv}{v^{1/4}} = \sqrt{2 I_s \left(\frac{2m}{e}\right)^{1/2}} dx \quad (5)$$

bulunur. (5) değerinde,

$$V = 0 \quad \longrightarrow \quad x = 0$$

$$V = E \quad \longrightarrow \quad x = d$$

alınarak

$$I_s = \frac{2,34 \times 10^{-6} E^{3/2}}{d^2} \quad (\text{amp/m}^2)$$

bulunur.

EK-2 :

A_2 değerindeki sabit kütle v_1 hızıyla çarptığında A_1 kütle değerine geldiğini gözönüne alalım (Şekil- .1). Çarpmadan sonra A_1 kütlelerinin orijinal yön esas alınarak bir θ açısı yapacaktır. Çarpma yerinde kütleler oranı $A_2 > A_1$ şartıyla,

$$\frac{A_2}{A_1} = A$$

olarak alınabilir. Bu durumda biriken parçacıkların toplam kütlesi $(A + 1)$ ve toplam momentumu V_1 olur. Böylece kütle merkezinin,

$$V = \frac{V_1}{A + 1}$$

hızına sahip olduğu görülür. Kütle sisteminin merkezinde birikme öncesi ve sonrasında hızlar aynı olur (Şekil- .2). Kütle sistemini geri döndürmek için V vektörü yok edilerek hesap dışında tutulabilir (Şekil- .3).

$$\cos \theta = \frac{A \cdot \cos \psi + 1}{(A^2 + 2A \cos \psi + 1)^{1/2}} \quad (6)$$

Yayılganın izotropik olması halinde,

$$\cos \theta = 0$$

olur. Bunun yanında orijinal sistemde ileri doğru yayılmanın olduğu düşünülürse,

$$\cos \theta = \frac{\int_0^{4\pi} \cos \psi \cdot d\Omega}{\int_0^{4\pi} d\Omega} \quad (7)$$

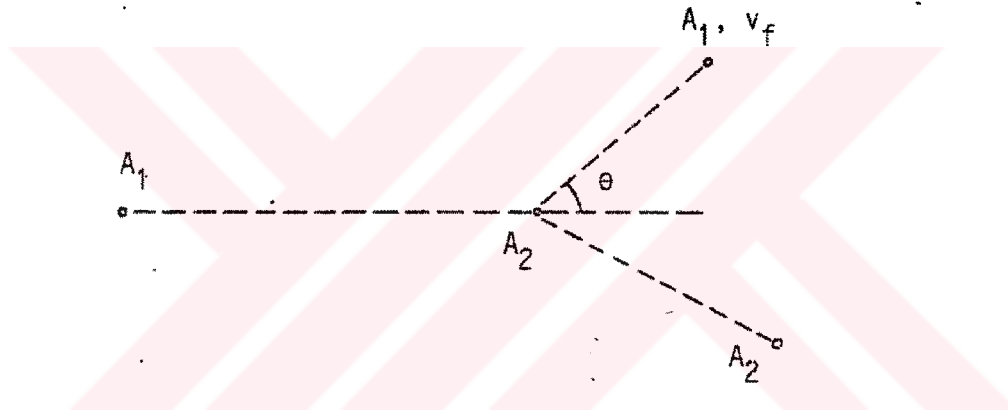
olur. Burada $d\Omega$ katı açının bir elemanıdır. Bu değer θ cinsinden,

$$d\Omega = 2\pi \cdot \sin\theta \cdot d\theta$$

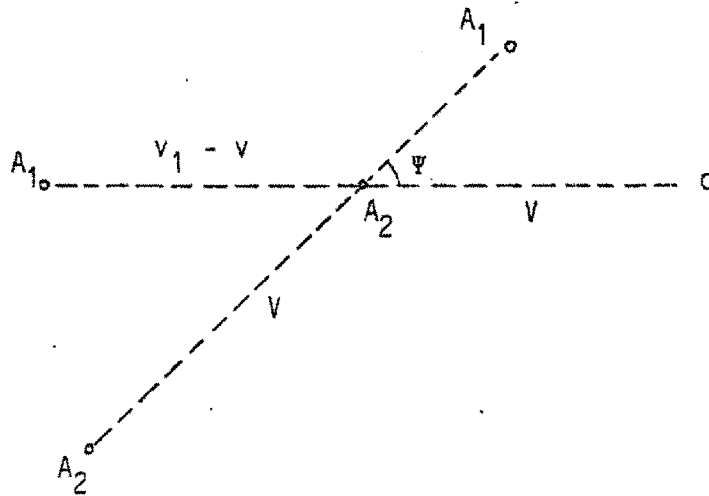
olarak ifade edilebilir. Neticede,

$$\cos\theta = \frac{2}{3} A$$

olarak bulunur.



Şekil-1 :



Şekil-2 :

EK-3 :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{-I \delta e^{-\delta z}}{K} \quad (8)$$

Bu denklemi çözmek için Laplace transformasyonu kullanılırsa neticede,

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} - \frac{1}{\alpha} (p\bar{T} - \bar{T}_0) = \frac{-I \delta e^{-\delta z}}{Kp} \quad (9)$$

bulunur.

$$T(z, 0) = 0 \quad \text{için} \quad \bar{T}_0 = 0$$

şartları ve

$$q^2 = \frac{P}{\alpha}, \quad c = \frac{-I \delta}{K}$$

ifadeleri kullanılırsa,

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} - q^2 \bar{T} = \frac{c e^{-\delta z}}{P}$$

denklemi elde edilir. Denklem homojen olup çözümünden

$$\bar{T} = A \cdot \exp(-qz) + B \exp(+qz)$$

elde edilir.

$$\bar{T}(z, t) \rightarrow 0 \quad \text{için} \quad z \rightarrow \infty$$

şartları kullanılarak,

$$B = 0$$

bulunur. Homojen olmayan kısmının çözümü yapılarak,

$$(D^2 - q^2) \bar{T} = \frac{c \exp(-\delta z)}{p}$$

$$[f(D)]^{-1} e^{\alpha z} = \frac{e^{\alpha z}}{f(\alpha)}$$

bulunur. Buradan,

$$\bar{T} = \frac{C \exp(-\delta z)}{(\delta^2 - q^2)}$$

bulunur. Genel çözüm,

$$\bar{T} = A \exp(-qz) + \frac{c \exp(-\delta z)}{p(\delta^2 - q^2)} \quad (10)$$

$$z = 0 \quad \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = 0 \quad \text{şartı kullanılarak,}$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = -Aq \exp(-qz) - \frac{c \delta \exp(-\delta z)}{p(\delta^2 - q^2)}$$

ifadesinden

$$A = - \frac{C}{P q (\delta^2 - q^2)}$$

bulunur. Bulunan değer (10) da yerine konularak

$$\bar{T} = \frac{-I \delta^2 \exp(-qz)}{Kp q (q^2 - \delta^2)} + \frac{\delta I \exp(-\delta z)}{K. p (q^2 - \delta^2)}$$

bulunur. Laplace formundan çıkarılarak

$$T = \frac{2I (\alpha t)^{1/2}}{K} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2 (\alpha t)^{1/2}} \right) - \frac{I \exp(-\delta z)}{K \delta}$$

$$- \frac{I}{2K \delta} \exp(\alpha \delta^2 t) \left\{ \exp(-\delta z) \operatorname{erfc} \left[\frac{z}{2(\alpha t)^{1/2}} - (\alpha t)^{1/2} \delta \right] \right.$$

$$\left. + \exp(\delta z) \operatorname{erfc} \left[\frac{z}{2 (\alpha t)^{1/2}} + (\alpha t)^{1/2} \delta \right] \right\}$$

bulunur.

EK-4 :

Şekil- .4'de medyum (1) $z = 0$ ve $t = \infty$ şartları altında genişleyen bir katı olarak gösterilmiştir. Medyum (2), buharlaşma ısısının absorpsiyonundan etkilenecek pozitif z yönünde v_s hızıyla hareket eden yüzeydir. Akışkan medyum (1) de herhangi z noktasından geçerken pozitif yönde iletiminde $-k_1 \frac{\partial T}{\partial z}$ değerindedir ve çıkış kütlesi $-\rho v_s \cdot c T$ dir.

$$f_z = -k_1 \frac{\partial T}{\partial z} - \rho c v_s T$$

Burada ; k_1 - medyum (1) için termal kondüktivitedir. Medyum (2) oluşmasında benzer sonuç bulunurki neticede hareket eden buhar, buharlaşma ısısını beraberinde taşır.

$$f_z = -k_2 \frac{\partial T}{\partial z} - \rho c v_s T - \rho v_s L$$

$z = 0$ noktasında akışkan sürekli olduğundan

$$-k_1 \frac{\partial T}{\partial z} + \rho c v_s T = -k_2 \frac{\partial T}{\partial z} - \rho c v_s T - \rho v_s L$$

yazılabilir. Yüzeğe çok yakın kısımlarda kondüksiyon kayıpları olmayacağından

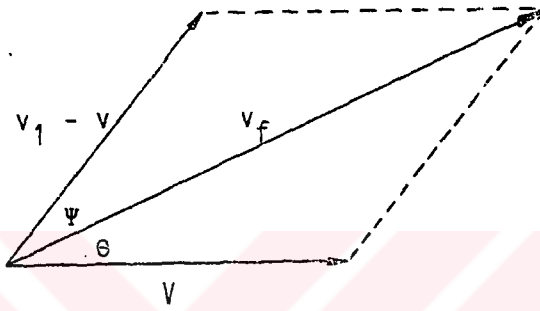
$$z = 0 \quad \text{da} \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

olacağından

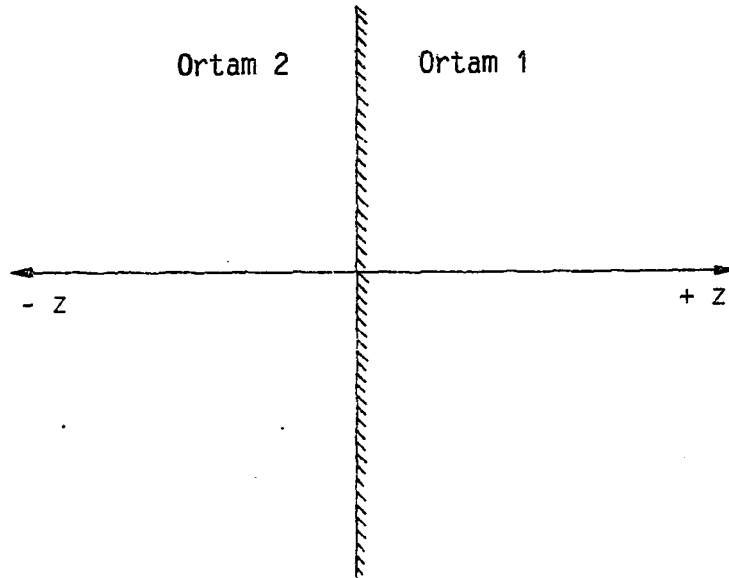
$$-k_1 \frac{\partial T}{\partial z} = -\rho v_s L$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\rho v_s L}{k}$$

eşitlikleri yazılabilir.



Şekil-3 :



Şekil-4 :

EK-5 :

dV birim hacim elemanı (x, y, z) noktasında dx, dy, dz cinsinden ifade edilebilir. Bu yüzeyden içeri giren moleküllerin sayısı

$$J_z \cdot dx \cdot dy$$

şeklinde yazılabilir. Daha üst bir değer ise

$$J_{z+dz} \cdot dx \cdot dy$$

şeklinde yazılabilir. Moleküler yoğunluk diffüzyon teorisinden

$$- \bar{V} D \cdot \frac{\partial n}{\partial z}$$

olarak verilebilir. Buradan

$$\begin{aligned} (J_{z+dz} - J_z) \, dx \, dy &= - \bar{V} D \cdot \left[\left(-\frac{\partial n}{\partial z} \right)_{z+dz} - \left(-\frac{\partial n}{\partial z} \right)_z \right] \, dx \, dy \\ &= - \bar{V} D \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \, dx \, dy \, dz \end{aligned}$$

eşitliği yazılabilir. Diğer yüzeyler için benzer izahlar yapılabilir.

Moleküler sızıntı (leakage)

$$= - \bar{V} \nabla^2 n \, dV$$

dir.

K A Y N A K L A R

1. B.S. Yılbaş, "The absorption of plasma during Laser drilling of sheet metals", J. Optics and Laser Tech., vol. 18, p. 27-32, 1986.
2. B.S. Yılbaş, "Plasma transient during Laser drilling at atmospheric and subatmospheric atmospheres of airs", J. Optics and Laser Engineering.
3. B.S. Yılbaş, "An investigation using streak photography of laser-beam interaction during pulsed laser drilling", J. Appl. Phys., vol. 24, No. 10, p. 105-109, 1985.
4. J.F. Ready, "Effects due to absorption of laser radiation", J. Appl. Phys., vol. 36-2, p. 462, 1965.
5. G.M. Dusinberre, "Heat transfer calculations by finite differences", International Textbook Co. Screnton, Perm. USA, 1961.
6. A.L. Schawlow, "Infrared and Optical Measures", Phys. Rev. 112, p.1940
7. A. Jovan et. al. "Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge", Phys. Rev. Lett. 6, p. 106, 1961.
8. C.K.N. Patel et al, "CW laser action on rotational transition of the $u^+ = g^+$ vibrational bank of CO_2 ", Bull. Am Phys. Soc. 9, p. 500, 1964.
9. T.P. Hughes, "Plasma and laser light", Adam Hilger Publishing Ltd. 1975
10. B.S. Yılbaş, "Study into laser spot welding of sheet metals, multi and single core wires", Reseach Report, University of Birmingham, 1986.
11. D.R. Hown, "Laser applications", IEF E Spectrum, p. 82-93, 1968.

12. B.S. Yılbaş, "Heating of metals at a free surface by laser irradiation an electron kinetic theory approach", Elect. Opt. and laser, U.K. 86 Conference, 1986.
13. B.S. Yılbaş, "The Study of absorption of incident beam during laser drilling of metals", J. Optics and laser tech. vol. 18, p.28-32, 1986.
14. O.C. Richardson, "Emission of Electricity from Hot Bodies, 1922.
15. P.A. Franken, A. Hill, C. Peters and G. Weinreich, Phys. Rev. Lett. 7, 118 (1961).
16. D. Lichtman and J. Ready, "Laser Beam Induced Electron Emission", Phys. Rev. Lett. 10, 342
17. R. Smith, "Two Photon Photoelectric Effect", Phys. Rev. 128, 2225, 1962.
18. S. Namba, P. Kim, S. Nakayama and I. Ida, "Surface Temperature of Metals Heated With Laser", Jap. J. App. Phys., 4. 1965.
19. R. Honig, App. Phys. Lett. 3, 8., 1963.
20. E. Bernal, J. Ready and L. Levine, "Ion Emission From Laser Irradiated Tungsten", J. Quan. Elec. QE29, 1966.
21. B. Tazer, P. Smy and J. Wright, "Production of High Temperature Plasmas by Intense Laser Pulses", Proc. Phys. Soc. 86, 1965.
22. P. Langer, G. Tonan, F. Floux and A. Bucause, "Laser Induced Emission of Electrons Ions and X-rays From Solid Targets", IEEE QE29, 1966.
23. L. Spitzer Jr., "Physics of Fully Ionised Gascs", 1962.

24. J.F. Ready, "Effects due to Absorption of Lasers", Materials Tech. Saha Dept. Hughes Aircraft Co.
25. C. Bahun and R. Enguist, "Metallurgical Application of Lasers", Materials Tech. Dep. Mughes Aircraft Co.
26. Mott and Jones, "Theory of the Properties of Metals and alloys",
27. S. Anisimov et al, "The Action of Powerful Light Fluxes on Metals", Sov. Phys. Tech. Phys. (USA) 11, No.7, 1967
28. G. Askaryan and E. Moroz, "Pressure of Evaporation of Matter in a Radiation Beam", Sov. Phys. J.E.P.T., 16, 1938.
29. F. Neumann, "Momentum Transfer and Cratering Effects Produced by Giant Laser Pulses", App. Phys. Lett. 4, No 9, 1964
30. S.S. Penner and O. Sharma, "Interaction of Laser Radiation with an Absorbing Semi - Infinite Solid Bar", J. of App. Phys. 37, 6, 2304, 1966.
31. D. Hodgett, "N. Sc. Thesis (Qualifying), 1968.
32. D. Sanara, "Theory of Ion Flow Dynamics", 1962.