

17661

**O₂ YARDIMCI GAZI KULLANILARAK CO₂ LAZERLE KESME İŞLEMİ
ESNASINDA MEYDANA GELEN KİMYASAL OLAYLARIN İNCELENMESİ**

Halil İbrahim ACAR

**T.C.
ERCİYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MAKİNA
ANABİLİM DALINDA DOKTORA TEZİ OLARAK SUNULMUŞTUR**

**T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon - Merkez**

EYLÜL 1991

ERCIYES UNIVERSITESI FEN BİLİMLERİ ENSTİTOSU MODORLOGONE

Bu çalışma jürimiz tarafından Makina.....
.....Ana...Bilim...dalında.....DOKTORA.....
.....tezi olarak kabul edilmiştir.

18/10 / 1991

BAŞKAN : Prof. Dr. Bekir Sami YILBAŞ Bekir Sami Yilbaş
OYE : Yrd. Doç. Dr. Ahmet Turan BULGAN Ahmet Turan Bulgan
OYE : Yrd. Doç. Dr. Ali Köse Ali Köse

ONAY _____ :

Yukardaki imzaların, adı geçen öğretim elemanlarına ait olduğunu onaylarım. 12 / 11 / 1991

ENSTİTÜ MODORU

Prof. Dr. Bekir Sami YILBAŞ
Bekir Sami Yilbaş

ÖZGEÇMİŞ

1958 Yılında Sivas'ta doğdu. İlk, Orta ve lise tahsilini Sivas'ta tamamladı. 1976 yılında Sakarya D.M.M. Akademisi Makina Bölümüne girdi ve 1981 yılında buradan mezun oldu. 1984 yılında Cumhuriyet Üniversitesi Sivas Meslek Yüksek Okulunda Öğretim Görevlisi olarak göreve başladı. 1985 yılında Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Programında yüksek lisans öğretimine başladı. 1988 yılında Makina Yüksek Mühendisi ünvanı ile mezun oldu. 1988 yılında aynı Enstitüde Doktora öğretimine başladı. 1990- 1991 yıllarında İngiltere'de CNC ve CAD-CAM üzerinde eğitim yaptı. Halen C.O. Sivas Meslek Yüksek Okulunda görev yapmaktadır. Evli ve bir kız çocuğu babasıdır.

TEŐEKKOR

Bu tezin hazırlanması esnasında sürekli olarak beni destekleyen değerli hocam Prof. Dr. B. Sami YILBAŞ'a teőekkürü bir borç bilirim. Ayrıca tezin hazırlanması sırasında emegi geçen arkadaşlarım Orhan BAŐPINAR, Yavuz TORKAY ve Adem GÖKSU'ya teőekkür ederim.



ÖZET

Gaz laseri ile kesme mekanizmasının teorik bir modeli açıklanmıştır. Gaz jeti ile erimiş sıvı metal arasındaki etkileşim ile ilgili çalışmalar yapılmıştır. Amaca uygun bir sınır tabaka tipi model olarak benimsenmiştir. Gaz jetinin kesme mekanizması üstündeki etkileri iki bölümde analiz edilmiştir (momentum ve kimyasal reaksiyon etkileri). Çeşitli kesme parametreleri arasındaki ilişkiler, jetin yalnızca momentum etkisi düşünülerek birinci bölümde çıkarılmıştır. Sonraki bölüm buharlaşmış metal ile jetin soğutma etkisi ve erimiş sıvı metal ile gaz jeti arasındaki kimyasal reaksiyonlardan dolayı elde edilen kombine etkilerin incelenmesini kapsar. Bu bölüm erimiş sıvı metal üzerindeki gaz sınır tabakasının laminer veya türbülanslı olmasına göre kendi arasında ikiye ayrılmıştır. Bu durumlardan herbiri için teorik analizler yapılmış ve neticeler ayrı ayrı bulunmuştur. Yapılan teorik analiz geneli kapsar. (Örneğin herhangi bir metal ve gaz için uygulanır).

SYNOPSIS

A theoretical model of the gasjet-laser cutting mechanism has been presented. Interaction studies between the gasjet and the molten liquid metal have been made. A boundary layer type fluid heating model has been adopted for the purpose. The effects of the gasjet on the cutting mechanism have been analysed in two parts, i.e. the momentum and chemical reaction effects. In the first, the relationships between the various cutting parameters have been predicted by considering only the momentum effect of the jet. The next part consisted of studying the combined effects due to chemical reactions between the gasjet and the molten metal, the cooling effect of the jet and evaporation of metal. This again was split into two parts depending on whether the gas boundary layer over the molten metal is laminar or turbulent. Theoretical analyses have been presented for each of these two cases and the final effects have been predicted separately. The theoretical analysis made is perfectly general (i.e. applies for any metal and gas).

KULLANILAN SEMBOLLER

BÖLÜM - 2

C_r	Ortalama sürtünme katsayısı
C_p	Sabit basınçta özgül ısı
C_m	Ortalama ısı transfer katsayısı
h	$\int_0^T C_p dT = \text{Entalpi}$
H	Malzemenin efektif ısı kapasitesi
I	$h + u^2/2 = \text{Toplam entalpi}$
K	Isıl konduktivite
L_a	Füzyon ısısı
m_s	Birim alan başına erime oranı
Nu	Nusselt sayısı
Pr	$C_p \mu / K = \text{Prandtl sayısı}$
q	Isı transfer oranı
Re	$\rho U_s S / \mu_s = \text{Serbest akım bölgesindeki Reynolds sayısı}$
s, y	Ortogonal koordinatlar
T	Sıcaklık
u, v	y ve s doğrultusundaki hız bileşenleri
U_s	Serbest akım hızı
δ_s	Sıvı tabaka kalınlığı
δ	Sınır tabaka kalınlığı (momentum)
μ	Dinamik viskozite
ν	$\mu / \rho = \text{Kinematik viskozite}$
ρ	Yogunluk
τ	Kayma gerilmesi

İndisler

e	Sınır tabaka sınırındaki değerlendirme
g	Gaz-sıvı ara yüzeyindeki gaz tabaka özellikleri
L	Sıvı
m	Erime
O	Oda sıcaklığındaki değer
P	Basınç
s	katı



KULLANILAN SEMBOLLER

BÖLÜM - 3

C	$\rho \cdot \mu / \rho \cdot \mu$
C_i	$\rho_i / \rho =$ Tür kütle kesri
C_p	Sabit basınçtaki özgül ısı
$D_{1,2}$	Binari difüzyon katsayısı
$f(\eta)$	İndirgenmiş akım fonksiyonu
$g(\eta)$	$I/I_0 =$ İndirgenmiş kısmi entalpi
h	$\sum C_i h_i =$ Karışım entalpisi
h_i	$\int_0^T C_{p,i} dT + h_i^0 =$ Tür entalpisi
h_i^0	i türünün formasyon entalpisi
I	$h + u^2/2 =$ Toplam entalpi
L	$D_{1,2} C_p / K = P/S =$ Lewis sayısı
$N(s)$	Normalleştirme parametresi
P	Basınç
P_i	i türünün kısmi basıncı
P	Toplam basınç, Prandtl sayısı
R_i	i türünün gaz sabiti
\bar{R}	Karışımın gaz sabiti = $\sum C_i R_i$
s,y	Ortogonal koordinatlar
S	$\mu / D_{1,2} =$ Schmidt sayısı
$\bar{s}(s)$	Dönüştürülmüş koordinat
T	Sıcaklık
u,v	Hız bileşenleri

- w_i Birim hacim başına i türünün değişim oranı
 z_i $C_i / (C_i)_\infty$ = indirgenmiş kütle kesri
 $\Psi(s, y)$ Akım fonksiyonu
 μ Dinamik viskozite
 ρ_i i türünün kısmi yoğunluğu
Toplam karışım yoğunluğu
 $\eta(s, y)$ Dönüştürülmüş koordinat

Indisler

- e Sınır tabaka sınırındaki değerlendirme
 g Gaz-sıvı ara yüzeyindeki değerlendirme

KULLANILAN SEMBOLLER

BÖLÜM - 4

a_i, b_i	Stokriometrik katsayılar
A_i, B_i	Reaksiyona giren elementlerin ve ürünlerin kimyasal sembolleri
B_s	$(\rho v)_s / \rho_s U_s C_H =$ Kütle transfer parametresi
C_H	Isı transfer katsayısı
C_i	$\sum r_{i,k} C_k =$ Element kütle kesirleri
C_i	$\rho_i / \rho =$ Tür kütle kesri
$D_{i,2}$	Binari difüzyon katsayısı
$-\Delta H$	Reaksiyon ısısı
h	$\sum C_i h_i =$ Karışım entalpisi
h_i	Tür entalpisi
h_i°	i türünün formasyon entalpisi
L_v	Buharlaştırma ısısı
H	Molar entalpi
I	Toplam entalpi
M_i	i türünün molekül ağırlığı
Q	Reaksiyona giren elementlerin ve ürünlerin birim kütle başına ısı üretimi
$r_{i,k}$	i elementi vasıtasıyla katkıda bulunan k türünün kütle kesri
\dot{q}	Isı transfer oranı
s, y	Ortogonal koordinatlar
S	Schmidt sayısı
T	Sıcaklık
u, v	Hız bileşenleri
U_s	Serbest akım hızı

ρ_i i türünün kısmi yoğunluğu

τ Kayma gerilmesi

μ Viskozite

İndisler

L Sıvı

g $\eta = 0$ veya $y = 0$ yüzeyi

i i türü



KULLANILAN SEMBOLLER

BÖLÜM - 5

a_1, b_1	stokromiyetrik katsayılar
A_1, B_1	Reaksiyona giren elementlerin ve ürünlerin kimyasal sembolleri
B_3	$(\rho v)_\infty / \rho_\infty U_\infty C_H =$ Kütle transfer parametresi
B_4	$\frac{G(\infty, S)}{G(\infty, P)} B_3 =$ Kütle transfer parametresi
C	$\rho_\infty u / \rho_\infty u_\infty$
C_1	$\sum_i r_{1,k} C_k =$ Element kütle kesri
C_p	Sabit basınçta özgül ısı
$D_{1,2}$	Binari difüzyon katsayısı
f	Hız dağılım fonksiyonu
$g(\eta)$	$I/I_\infty =$ İndirgenmiş toplam entalpi
g_r	$I_r / (I_r)_\infty =$ İndirgenmiş kısmi entalpi
ΔG°	Reaksiyonun standart serbest enerjisindeki değişim
h_1	Tür entalpisi
h_c	Kimyasal reaksiyon entalpisi
h°_i	i türünün formasyon entalpisi
$-\Delta H$	Reaksiyon ısısı
I	$h + u^2/2 =$ Toplam entalpi
I_r	$I - \sum_i h^\circ_i C_i =$ Kısmi entalpi
K	Isıl gecirgenlik
k_1, k_2	Denge sabitleri
L	Lewis sayısı

L	Buharlaşma ısısı
M _i	i türünün molekül ağırlığı
P	Basınç
P	Prandtl sayısı
\dot{q}	Isı transfer oranı
$\dot{q}_{L,j}$	Toplam jet etkisi (kimyasal Reaksiyon+Sogutma+Buharlaştırma) nedeniyle sıvı metale ısı transferi oranı
R	Karışım için gaz sabiti
S	Schmidt sayısı
s,y	Ortogonal koordinatlar
\bar{s}	Dönüştürülmüş koordinatlar
U _e	Serbest akım hızı
u,v	Hız bileşenleri
ΔQ	Isı üretimi
T	sıcaklık
\dot{w}_i	Birim hacim başına i türünün değişiminin kütle oranı
z _i	$C_i / (C_i)_\infty$ = İndirgenmiş kütle kesri
ρ_i	i türünün kısmi yoğunluğu
(s,n)	Dönüştürülmüş koordinatlar
μ	Viskozite
λ	Bağımlı değişken
$\Psi(s,y)$	Akım fonksiyonu

İndisler

e	Sınır tabaka sınırındaki değerlendirme
f	Dondurulmuş veya kısmi değerler
i	i türü
L	Sıvı
g	Gaz veya gaz-sıvı ara yüzeyindeki değerlendirme

KULLANILAN SEMBOLLER

BÖLÜM - 6

D_T	Türbülans girdap diffüzyon katsayısı
$\epsilon(s,y)$	Türbülans girdap viskozitesi
Pr	Türbülans Prandtl sayısı
K	Türbülans kondüktivitesi
z	Boyutsuz kimyasal entalpi
$(\dot{q}_s)_c$	Konvektif ısı transfer oranı
$(\dot{q}_s)_d$	Diffüzyon yoluyla ısı transferi
B_s	Kütle transfer parametresi
Ch_c	Konveksiyon ısı transfer katsayısı
Ch_d	Diffüzyon ısı transfer katsayısı
S	Türbülans Schmidt sayısı
E	Gözönüne alınan materyalin kimyasal sembolü
L_v	Materyalin buharlaşma ısısı
B_s	Kütle transfer parametresi
ΔQ	Reaksiyon esnasında üretilen ısı
m_i	i türünün kütlesi
k	Boltzman sabiti
	Toplam karışım yoğunluğu
N_0	Avagadro sayısı
ΔG°	Reaksiyon için standart serbest enerjideki değişim
K_1, K_2	Denge sabitleri
P	Basınç
$D_{1,2}$	Binari diffüzyon katsayısı
μ	Viskozite
τ	Kayma gerilmesi

f_i $n_i, m_i = i$ türünün kısmi yoğunluğu
 $\psi(s, y)$ Akım fonksiyonu

Indisler

e Sınır tabaka sınırındaki değerlendirme
g Gaz-sıvı ara yüzeyindeki değerlendirme
L Sıvı
i i türü
T Türbülans nicelikleri

Osler

/ Dalgalanma nicelikleri
- Ortalama nicelikler

İÇİNDEKİLER

	<u>sayfa</u>
BÖLÜM 1	1
1.1. Giriş	1
1.2. Gaz-Jet yardımcı lazer kesme sistemi	3
1.3. Bu çalışmanın amacı	9
BÖLÜM 2 SIVI METAL-GAZ JET ETKİLEŞİMİNİN İNCELENMESİ	11
2.1. Sınır tabaka analizi	11
2.2. Modeli izah eden denklemler	14
2.3. Denklemlerin kuruluşu	16
2.4. Kesme parametrelerinin hesabı	25
BÖLÜM 3 SINIR TABAKA DENKLEMLERİ	30
3.1. Reaktif gaz için sınır tabaka denklemleri	30
3.2. Sınır tabaka denklemlerinin adi diferansiyel denklemlere indirgenmesi	32
BÖLÜM 4 SINIR TABAKADAKİ KİMYASAL REAKSİYONLAR	39
4.1. Giriş	39
4.2. Termokimya kavramları	39
4.3. Reaktif sınır tabaka ısı transferi	43
BÖLÜM 5 LAMİNER SINIR TABAKADAKİ KİMYASAL REAKSİYONLAR	50
5.1. Giriş	50
5.2. Dondurulmuş sınır tabaka yaklaşımları	51
5.3. Sınır tabaka ısı transferi	54
5.4. Sıvı metale ısı transferi	61
5.5. Kütle kesirleri ve kütle kayıp oranları	63
5.6. Hesaplama metodu	67

İCİNDEKİLER

sayfa

BÖLÖM 6	TORBOLANSLI SINIR TABAKADA KİMYASAL	
	REAKSİYON VE İSİ TRANSFERİ	71
6.1.	Giriş	71
6.2.	Kimyasal reaksiyonların ve kütle transferinin etkisi	71
6.3.	Sınır tabaka ısı transferi	78
6.4.	Sıvı alt yüzeye ısı transferi	79
6.5.	Hesaplama metodu	81
BÖLÖM 7	TARTIŞMA VE SONUÇ	87
7.1.	Tartışma	87
7.2.	Sonuç	97
EK 1	KESME HIZININ YENİDEN HESAPLANMASI	101
EK 2	METALLERİN YANSITICILIĞI	105
EK 3	BİLGİSAYAR PROGRAMI	109
EK 4	GRAFİKLER	117
FAYDALANILAN KAYNAKLAR		150

BÖLÜM 1

1.1 Giriş

Tarihsel açıdan, ısı kesme metotları metallerin kesiminde yaygın bir biçimde kullanılır. Geçmişte bilinen ısı metotlarla yapılan kesmeler kaba işleme haricindeki durumlar için uygun değildir. Kesme yetersizliğinin nedeni ısının belirli bir yerde (özellikle oksijen gazının erimiş metali dışarı atmak için kullanıldığı yerde) yeterince yoğunlaştırılmamasıdır.

Metal tutuşma sıcaklığına ulaştıkça oksijen gazı önceden ısıtılmış metalle egzotermik reaksiyona girer. İş parçasının sıcaklığı önceden tesbit edilen bir değere ulaştıkça bu egzotermik reaksiyon kendini muhafaza edici bir özellik taşır. Kesme genişliği ısıtılmış bölgeye yöneltilen oksijenin akış genişliği ile farklılık gösterir[2]. Kesme yetersizliğine ilaveten alışılmış ısı metotlarının bir dezavantajı daha vardır. Bu, iş parçasının büyük bir bölümüne uygulanan ısıtma işlemi nedeniyle iş parçasının özelliklerinin ve yapısının değişmesi şeklinde açıklanabilir.

Isı kaynağı olarak lazer ışını malzeme yüzeyinde yüksek bir enerji yoğunluğu sağlar ve son yıllarda mükemmel delikler delen, kesme ve kaynak işlemleri yapan bir cihaz olarak bilinir. Buna ilaveten lazer ışını mükemmel bir şekilde herhangi bir noktaya odaklanlandırılabilir. Metalik malzemeyi eritmek için gerekli bir oranda enerjiyi iş parçasına veren bir lazer kesme işlemi sağlayabilir. Sonuçta, alışılmış ısı kesme metotları ile yapılması imkansız olan ve dar kesme

aralıklı kesimleri yapmak için lazer bir kesme aracı olarak düşünülmüştür.

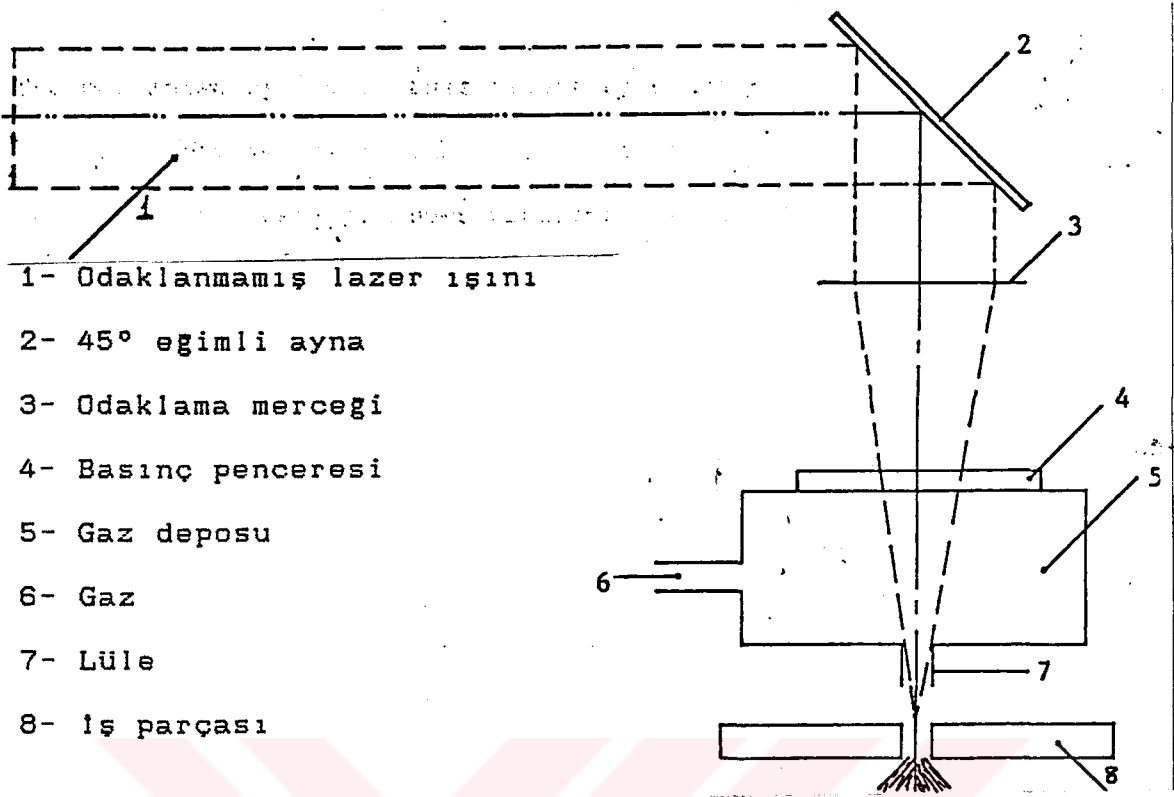
Egzotermik reaksiyon üreten gaz jeti lazer ışınının odaklandırıldığı iş parçası üzerine yönlendirilirse, kesme kalitesi etkilenmeyeceği gibi kesme oranında da bir artış meydana gelir[2]. Buna rağmen iş parçasındaki akışın dik kesit alanı lazer ışınındakinden farklı olabilir. Kesme genişliği gaz jetinin basıncına bağlı olmaksızın özellikle lazer ışını ile tesbit edilir. Bunun nedeni iş parçasının çok dar bir şeridinin lazer ışınından doğrudan etkilenmesidir. Başka bir neden de bu şeritteki malzemenin erime ve buharlaşma sıcaklığına çok kısa bir sürede ulaşması ve iş parçasında çok yüksek bir sıcaklık gradyentinin oluşmasıdır. Bundan dolayı egzotermik reaksiyonun oluşması için yeterli sıcaklığa sahip olan bölgede küçük bir genişleme olur. Bu sebeple metal kesimi için lazer ışını iş parçasına odaklanır ve iş parçası ile lazer ışını birbirine bağımlı olarak hareket ettirilir. Egzotermik reaksiyona girebilecek bir gaz jeti, egzotermik reaksiyonu başlatmak ve iş parçasının sıcaklığını artırmak için lazer ışınının yoğunlaştırıldığı iş parçasının hareketli bölümüne kanalize edilir. Ve jet momentumu da yanma ürünlerini süpürür.

Yukarıdaki söylenen nedenlerden dolayı CW CO₂ lazeri son yıllarda materyallerin kesiminde kullanılan bir araç olarak önemli derecede kabul görmüştür. Bu tip lazerle çok yüksek bir güç şiddeti elde edilebilir. Lazer ışını iş parçasına bir mercekle yardımıyla odaklanır. Odaklama noktasının çapı 200 - 500 µm arasındadır. Bu da CO₂ lazerini, kesme genişliği odaklama

noktasının çapı ile ilgili olduğu için, diğer ısı kesme metotlarından daha cazip hale getirmiştir. Metal kesimi için kullanılan gaz jeti oksijen ve/veya oksijen argon gaz karışımıdır. Zira diğer gazlarla mukayese edilince maksimum bir reaksiyon ısı verir.

1.2 Gaz-Jet yardımcı lazer kesme sistemi

Esas işlemler bilinmesine rağmen kesme sisteminin ana elemanlarını gösteren bir diyagram şekil 1.1 de verilmiştir. lazer ışını odaklama merceğinden geçerken konik bir şekil alır. Bu konik ışın demeti gaz jeti ile beraber aynı odak merkezli olarak bir lüleden geçer ve iş parçası üstündeki kesilecek yere yoğunlaştırılır. Metalin kesilmesi durumunda, odaklanmış lazer ışını tarafından metal tutuşma sıcaklığının üzerindeki bir sıcaklığa kadar ısıtılınca, iş parçası ile gaz jeti arasında kimyasal reaksiyon oluşur. Metal olmayan malzemelerin kesiminde ise iş parçası ile lüleden çıkan gaz arasında önemli bir kimyasal reaksiyon olmaz. Bu nedenle metal olmayan malzemelerin kesiminde gaz jetinin tesiri tamamen mekaniktir. Gaz jetinin tesiri iki amaçlıdır: Birincisi, üst yüzeyi soğutarak ısı hasarı minimuma indirmek ve ikincisi de erimiş metale momentum vererek kesme oranını artırmaktır.



Şekil.1.1.Kesme düzeninin şematik görünümü

Kesmeyi kontrol eden ana elemanlar şunlardır:

Lazer

Mercek

Lüle

Lüle gazı

İş parçası

Lazer

Lazer ışınının üretildiği mekanizma iyi bilindiği için burada ele alınmayacak fakat yalnızca şunu söylemek yeterlidir:Lazer ışını tek renklidir(bilinen bir dalga boyundadır)ve düzensel olarak yapışıktır.

Farklı lazer tiplerinden çıkan ışımadaki ana farklar şunlardır:

Dalga boyu

Işın genişlemesi

Devamlı veya darbeli çıkış

Dalga boyu ve ışın genişlemesi ışımının odaklandırıldığı teorik nokta boyutunu tesbit eder. Ayrıca dalga boyunun yansıma üzerinde de etkisi vardır. Dalga boyu ne kadar kısa olursa nokta boyutu o kadar küçük olur. Ve metaller için yansıma daha azdır. Bununla birlikte metal olmayan malzemeler daha uzun dalga boylarında daha kuvvetli şekilde yansıma yaparlar. Başlıca lazer tipleri tablo 1 de verilmiştir.

Materyal	Operasyon Modu	Dalga Boyu	Güç	Bazı kullanımları
Yakut Al ₂ O ₃ İçinde Cr ³⁺	Darbeli Q - Anahtarlı	0.6943 μm	1-500j 1-1000MW	Kaynak, Delme, Buharlaştırma, Darbeli Halografi, Spektroskopisi.
Cam içinde Nd	Darbeli Q - Anahtarlı	1.06 μm	1-500j 1-600 MW	Kaynak, Delme, Buharlaştırma, Haberleşme vb.
CO ₂ -N ₂ - He	Sürekli Q - Anahtarlı	10.6 μm 10.6 μm	1 KW 100 KW	Kesme, Delme, Kaynak Spektroskopisi, Haberleşme vb.
YAG'da Nd	Q - Anahtarlı Sürekli	1.06μm	1-50 KW 1-50 W	Buharlaştırma Spektroskopisi vb.
He-Ne	Sürekli	0.633μm	1-1000mW	Mesafe veya Hareket ölçümü, Halografi vb.
Argon	Sürekli	0.5μm	1-20W	Halografi, Mesafe veya Hareket ölçümü Haberleşme

Tablo-1 Başlıca Lazer Tipleri

Gaz Jet yardımcı kesme işlemi sürekli şekilde ışımaya yapan lazerle bir arada kullanılır. Son zamanlara kadar bu tip lazerler gaz deşarjlı CO₂ lazeri idi. CO₂ lazeri gaz-jeti ile kesme için yeterli güce sahip olan tek lazere dir. Fakat gele-

cekte, şimdilik çok pahalı olan Nd-YAG lazeri belli kullanımlar için uygun olabilir.

CO₂ lazeri diğer tiplerde olmayan iki karakteristiğe sahiptir. Birincisi çıkışı tamamen tek renkli değildir. Bunun sebebi 10.6 mikrometre ana dalga boyunda yakın aralıklı bir çok spektral çizgiler olmasıdır. İkincisi de ışındaki güç şiddeti tamamen simetrik değildir. Yani lazerin optik tasarımında önemli tedbirler alınmadıkça CO₂ lazer ışını teorik nokta boyutuna yakın bir şekilde odaklandırmak mümkün değildir ve maksimum gücünün çok altında çalıştırılır. Mümkün olan minimum kesme genişliğini diğer faktörlerin sınırlamasına karşın yukarıda sözü edilen faktörler hemen hemen bütün gaz-jet kesimi uygulamaları için önemsizdir. Bu faktörler, üretilen erimiş sıvı nedeniyle ışının muhtemelen hatalı odaklanması, metal kesiminde erimiş metalin tortusunu temizlemek için yeterli genişlikte bir çentik olmasına ve bazı durumlarda da dar ve uzun bir yiv oluşturmaya neden olurlar.

Şu anda N₂-CO₂ lazeri gaz-jet kesimi için çok ekonomik olduğundan dolayı bundan sonraki kısımlar bu lazerle ilgilidir.

Işın Yönlendirici Ayna

Bir lazer sisteminde yönlendirici aynalar kullanılabilir. Aynayı yatay bir şekilde tutarak iş parçasını kesmek daha uygundur. CO₂ lazerinin ebatından dolayı ayna yatayla 45 derece açı yapacak şekilde tutulmalı ve ışın 90 derece döndürülmelidir. Yansıma için en kullanışlı materyal yüzeye gelen enerjinin %3'ünü absorbe eden manyetik veya vakumlu altın bir yüzeydir. Hem ısı hem de mekanik stabiliteye duyulan lüzum

bir alt tabaka materyaline ihtiyaç duyulmasına neden olmuştur. 500 Watt'a kadar paslanmaz çelik uygundur. Fakat daha yüksek güçler için daha iyi ısı iletkenliğine sahip bakırın bir alt tabaka olarak kullanılması gereklidir. Zirkonyum - bakır alaşımı daha iyi bir yansıma sağlar. Ayna yüzeyine zarar veren toz zerreciklerinden kaçınmak gerekir. Ayna yüksek güç operasyonlarında su soğutmalı olmalıdır. Aynadaki herhangi bir bozunum optik değişimlere (abarısyon) sebep olur.

Mercek

Lazer, gaz-jet kesim amaçları için odaklama merceğinin optik performansı çok kritik değildir. Bu nedenle basit mercekler uygundur. 10.6 mikronda düşük absorpsiyonlu bir çok malzeme mevcuttur. Bunlardan başlıcaları: Sodyum klorit, germanyum ve Galyum Arsenit'dir.

Klorit mercekleri çok ucuzdur ve kolaylıkla bulunabilir. Bu tip mercekler yansıtma özelliği olmayan bir kaplamaya veya soğutmaya gerek duyulmadan kullanılabilirler. Bu merceklerdeki asıl dezavantaj havadaki nemle kolayca çözünebilir olması ve bunun sonucu olarak da yüzey bütünlüğünün ve temizliğinin korunmasının zorlaşmasıdır.

Germanyum 10.6 mikronda istenildiği şekilde saydamdır. Ancak iletkenliği sıcaklığının yükselmesi ile çabucak azalır. Bu da, kötü bir sonuçtan kaçınmak için merceğin su ile soğutulmasını gerektirir. Dielektrik film tabakaları malzemenin yansıtıcılığını minimuma indirmek için gereklidir. Bu tabakalar kolayca zarar görebilir. Bu sebeple bu tip mercekler dikkatle kullanılmalıdır.

En iyi materyal Galyum Arsenit'dir. Germanyum'daki ısı kaçığı problemi bunda mevcut değildir. Fakat şu anda Galyum Arsenit'in maliyeti çok yüksektir.

Kesme genişliğinin kontrolü iş parçası yüzeyindeki nokta boyutunu değiştirmekle yapılır. Minimum nokta boyutu aşağıdaki faktörlerle tesbit edilir. Bunlar: Dalga boyu, ışın genişlemesi ve mercek kusurlarıdır. CO₂ lazerinde ise bu faktörler mod yapısı ve birbirine çok yakın dalga boylarında ışın nesretmesi şeklindedir.

Lüle

Lüle çapı lazer ışınının geçebileceği kadar bir büyüklükte olmalıdır. Metal olmayan malzemelerin kesiminde gaz akışı önemsizdir ve lüle şekli kritik değildir. Metal kesiminde güç ihtiyacı daha yüksek jet hızı için daha düşük olduğundan dolayı, ses hızından daha büyük bir jet hızı veren ses üstü bir lüle tercih edilebilir gibi görünmektedir. Fakat pratik olarak ses üstü bir jet kullanmanın gerçek bir avantajı yoktur. Genellikle ses altı bir lüle kullanılır.

Lüle Gazı

Kesme hızı metal ve gaz arasında oluşan reaksiyon tarafından yönlendirildiğinden dolayı, metal kesiminde gazın kimyasal reaktivitesinin önemli olduğu açıktır. Yüksek reaksiyon oranı sağladığından dolayı oksijen tercih edilir. Bununla birlikte oksijen reaktivitesinin aşırı olduğu durumlar da vardır. Ve bu aşırı reaktivite hatalı kesmeye neden olur[9]. Bu durumda oksijen, yoğunluğunu seyreltecek diğer etkisiz gazlarla kullanılabilir[9]. Mesela, seyreltilmiş oksijenle tantal düzgün olarak kesilebilir. Bunun için de %20 ila %50 oksijen

ihativa eden bir karışım kullanılır. Titanyum genellikle oksijenle lazer kesiminden sonra işlenir. Bununla birlikte seyreltilmiş oksijenle titanyum düzgün bir şekilde kesilebilir.

Metal olmayan malzemeler için gazın türü önemsizdir. Gazın yoğunluğunun, kimyasal reaktivitesinin ve ısıl iletiminin kesme işlemi üzerinde herhangi bir etkisi yoktur. Bu durumda, jet etkisi kesilen materyali kesme bölgesinden uzaklaştıracaktır.

İş Parçası

Hemen hemen bilinen bütün materyaller lazerle kesilebilir. Bazı metallerde gerekli olan güç onların ısıl özelliklerine çok fazla bir şekilde bağlı olabilir. İş parçasının mekanik özellikleri lazer ile kesimde önemli değildir. Sadece ısıl özellikler önemlidir.

1.3 Bu Çalışmanın Amacı

Gaz-Jet yardımcı lazer kesimi ile ilgili bir hayli deneysel çalışma yapılmış olmasına rağmen, çok az kişi deney sonuçlarını teori ile karşılaştırmıştır. Gonsalves ve Duley deney sonuçlarını kondüksiyon teorisine dayanan teorik sonuçlarla karşılaştırmıştır[3]. Fakat onların benimsedikleri teorik model, kesme işleminde ana rolü oynayan kimyasal reaksiyonun etkisini göz önüne almamıştır. Adams[2] gaz(oksijen) ile metal arasındaki reaksiyonların etkisini değerlendirmiştir. Fakat bu değerlendirme oksitlenme işleminin oynadığı rolün herhangi bir nicel ölçümünü vermemiştir.

Bu araştırmanın amacı, kondüksiyon ve konveksiyonunda olduğu kadar kimyasal reaksiyonların katkısını da kapsayan bir lazer kesme mekanizmasının teorik bir modelini sunmaktır. Bir

ısı modeli için bir sınır tabaka tipi uygulanmıştır. Bu çalışma iki bölümden oluşur.

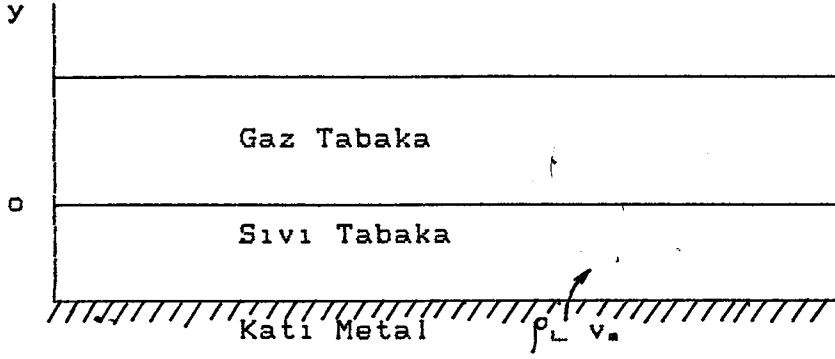
Analizin birinci kısmında çeşitli parametreler (örneğin: güç şiddeti, malzeme kalınlığı, gaz-jet hızı ve kesme hızı) arasındaki ilişkiler yukarıda sözü edilen model kullanılarak ortaya konmuştur. Bu durumda kimyasal reaksiyonlardan meydana gelen etkiler, metallerin buharlaşması ve jetin soğutma etkisi ihmal edilmiştir.

Analizin ikinci kısmı metalin buharlaşması ve jetin soğutma etkisi ile erimiş metal ve yardımcı gaz arasındaki reaksiyonların nicel bir ölçümünü verir. Erimiş metal üzerinde akan gaz sınır tabakasının laminer veya türbülanslı olmasına göre bu bölüm tekrar iki kısımda analiz edilmiştir. Her iki durum için de teorik bir analiz yapılmış ve soğutma, buharlaşma ve kimyasal reaksiyonların kesme işlemi üzerindeki etkileri ortaya konmuştur.

BÖLÜM 2

SIVI METAL-GAZ JET ETKİLEŞİMİNİN İNCELENMESİ

2.1 Sınır tabaka analizi



Şekil 1- Sınır tabaka analizi

Konunun incelenmesi için sıvı erimiş metal tabakası ve onun üzerinde akan bir gaz tabakası göz önüne alınmıştır. (Şekil 1). Sıvı metal bölgenin bir tarafında, yani gaz-sıvı arayüzeyinde erimiş metal akış jeti tarafından akış aşağıya doğru sürüklenir. Bu bölgenin diğer tarafında, yani katı-sıvı arayüzeyinde ise, katı metalin erimesi ile sabit bir şekilde sıvı metal oluşur. Erime izotermi (T_m) olan katı-sıvı arayüzeyi (v_m) erime hızı ile katı malzeme içine girer.

Sıvı metal üstündeki gaz akışını göz önüne alalım. Düz yüzeyle bir erime plakası, üzerindeki bir gaz akışına maruz kalır. Plakanın ön kenarından başlayarak erimiş sıvı tabakanın üstünde bir bölge oluşur. Bu bölgede viskoz kuvvetlerin etkisi hissedilir. Erimiş sıvı metal, gaz-jet hızından çok daha düşük bir hızla akarak aşağıya doğru hareket ettiğinden dolayı gaz-sıvı arayüzeyindeki viskoz kuvvetler göz önüne alınması gereklidir.

Viskoz etkinin gözlemlendiği plakanın ön kenarından itibaren oluşan akış bölgesine sınır tabaka denir. Sınır tabakanın

bittigi y konumunu göstermek için keyfi bir nokta kullanılır. Bu nokta genellikle y doğrultusundadır ve bu noktada hız serbest akım bölgesi hızının 0.99'zudur.

Başlangıçta sınır tabaka oluşumu laminerdir. Fakat akış bölgesi ve sıvı özelliklerine bağlı olarak ön kenardan kritik bir uzaklıkta akış içinde küçük düzensizlikler oluşmaya başlar ve geçiş işlemi akım türbülanslı oluncaya kadar devam eder.

Türbülanslı akış bölgesi, akışkanın bütün doğrultu ve yönlerde çalkantılı olarak hareket ettiği bir bölge olarak izah edilebilir.

$$Re = \frac{U_{\infty} \cdot s}{\nu} = \frac{U_{\infty} \cdot s \cdot \rho}{\mu} > 5 \cdot 10^5 \text{ olduğu zaman}$$

laminer akımdan türbülanslı akıma geçilir.

Burada;

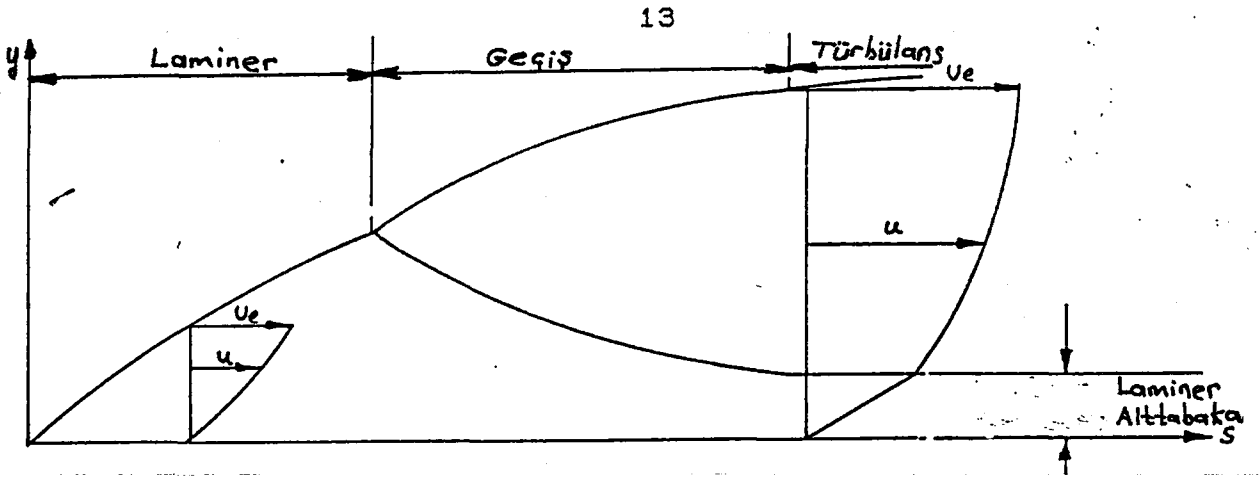
Re: Akışın Reynolds sayısı

U_{∞} : Serbest akım bölgesi hızı

$\nu = \mu / \rho$ = Kinematik viskozite

μ : Dinamik viskozitedir.

Bir çok analizde düz bir plakada laminer akımdan türbülanslı akıma geçişte kritik Re sayısı $5 \cdot 10^5$ alındığı halde, pratik bir durumda kritik değer yüzey pürüzlülüğüne ve serbest akımın türbülans derecesine kuvvetli bir biçimde bağlıdır. Geçişin başlaması için Re sayısının normal değeri $5 \cdot 10^5$ ve 10^6 arasındadır. Akıştaki çok büyük düzensizliklere bağlı olarak geçiş Re sayısı 10^5 gibi küçük bir değer kadar alınabilir. Dalgalanma olmayan akışlar için Re sayısının $2 \cdot 10^6$ veya daha büyük değerlerinden önce geçiş meydana gelmez. Gerçekte geçiş işlemi bir dizi Re sayılarını kapsayan bir işlemdir.



Şekil 2-Laminer ve Türbülanslı Akışta bağıl hız Profilleri

Laminer ve türbülanslı akıştaki bağıl hız profilleri şekil 2'de gösterilmiştir. Laminer hız profili yaklaşık olarak parabolik bir şekle sahiptir. Buna karşılık türbülans hız profili cidara yakın bir bölgede hemen hemen lineer olan bir kısım ihtiva eder. Lineer kısım yüzeye çok yakın olan bir laminer alt tabaka nedeniyle oluşmaktadır. Bu alt tabakanın dışın- da türbülans hız profili laminer hız profiline nazaran bağıl olarak daha düzdür.

Meydana gelen viskoz kuvvetin fiziki mekanizması bir momentum değişimidir. Laminer akış durumunu göz önüne alalım. Moleküller bir tabakadan diğerine hareket edebilir ve akış hızına uygun bir momentumu diğer tabakalara kendileri ile birlikte götürebilirler. Yüksek hızdaki bölgelerden alçak hızdaki bölgelere net bir momentum değişimi vardır. Bundan dolayı akış yönünde bir kuvvet oluşur. Bu kuvvet viskoz bir kayma gerilmesidir ve genellikle aşağıdaki denklem ile hesaplanır.

$$\tau = \mu \frac{du}{dy}$$

Burada;

Z :Viskoz kayma gerilmesi

μ :Dinamik viskozitedir.

Momentum transferinin meydana geldiği oran moleküllerin sıvı tabakalarını geçme oranına bağlıdır.Gazların kinetik teorisine göre,sıcaklık molekülün ortalama kinetik enerjisi ile izah edildiğinden dolayı bir gazdaki moleküller mutlak sıcaklığın karekökü ile orantılı olarak ortalama bir hızla hareket ederler.Moleküller ne kadar hızlı hareket ederlerse o kadar fazla momentum nakledeleler.

Türbülanslı akış bölgesinde farklı sıvı tabakaları görülmediğinden dolayı viskoz etki için farklı bir kavram aranması gerekir.Moleküllerden daha fazla enerji ve momentum nakletmek için sıvının mikroskobik elemanları yerine,momentum ve enerjiyi taşıyan sıvının makroskobik mevcudiyeti düşünülerek türbülanslı akış işleminin iyi bir izahı yapılabilir.Türbülanslı akışta laminer akıştakinden daha büyük bir viskoz kuvvet ve ısıl geçirgenlik oluşması beklenir.Deneyler bu beklentiyi doğrular.Şekil 2 de gösterilen düz hız profiline sebep olan faktör türbülanslı akıştaki daha büyük viskoz etkidir.

2.2 Modeli izah Eden Denklemler

Şekil 1 de gösterilen modele geri dönerek şunu söyleyebiliriz.Sıvı metal tabakanın bir tarafında,erimiş metal sıcak bir gaz sınır tabakası tarafından sürüklenir.Diğer tarafta ise sabit bir şekilde oluşan sıvı metal sıvı tabakanın içine girer.

Daha önce de ifade edildiği gibi gaz-jetin kesme işlemi üzerinde iki türlü etkisi vardır.Bunlar:a) Momentum etkisi

b) Kimyasal reaksiyon etkisidir. Bu bölüm momentum etkisi ile ilgilidir. Burada erimiş metal ile gaz arasındaki kimyasal reaksiyonlar izah edilmeyecektir. Bu daha sonraki bölümlerde ele alınacaktır. Önce bu modeli izah eden denklemler çıkarılacak ve sonraki bölümlerde bunların çözümleri verilecektir. Bu kısımda, sıvı tabaka kalınlığı (S_L), eriyen metalin akış hızı (u_L), ara yüzey kayma gerilmesi (Z_L), sıvı tabaka içindeki sıcaklık yükselmesi ($T_L - T_m$), sıvı tabakaya transfer edilen ısı ve katı materyale transfer edilen ısı gibi kavramların hesaplanması ile ilgilenilecektir.

Bu amaç için kesin çözümün bütün ana özelliklerini taşıyan yaklaşık bir çözüm verilecektir. Gayemiz eriyen yüzey materyali ile sınır tabaka arasındaki etkileşim problemini ele almak, eriyen tabaka davranışını tanımlamaktır. Bu sebeple bu bölümde eriyen tabaka tarafından söğürülen ısının yaklaşık miktarı tesbit edilecek ve yukarıda bahsedilen nicelikler yaklaşık olarak hesaplanacaktır.

Analizi daha ileriye götürmek için aşağıdaki varsayımlar yapılmıştır.

- i) Herhangi bir anda sıvı tabaka ve katı malzeme arasındaki ara yüzey düz bir çizgidir ve erime izotermi T_m dir.
- ii) Erime izotermi T_m , v_m erime hızı ile katı malzeme içine hareket eder ve o andaki erime izotermi T_m 'e paralel olur.
- iii) Erime izoterminin hızı kesme hızıdır.
- iv) Jet üfleme herhangi bir anda sıvı tabakaya verilir ve bu tabakayı baştan başa geçer.
- v) Sıvı tabakanın ($\rho_L, K_L, \mu_L, C_{pL}$) ve katı materyalin fiziksel özellikleri sıvı tabakanın ve katı materyalin tamamında sa-

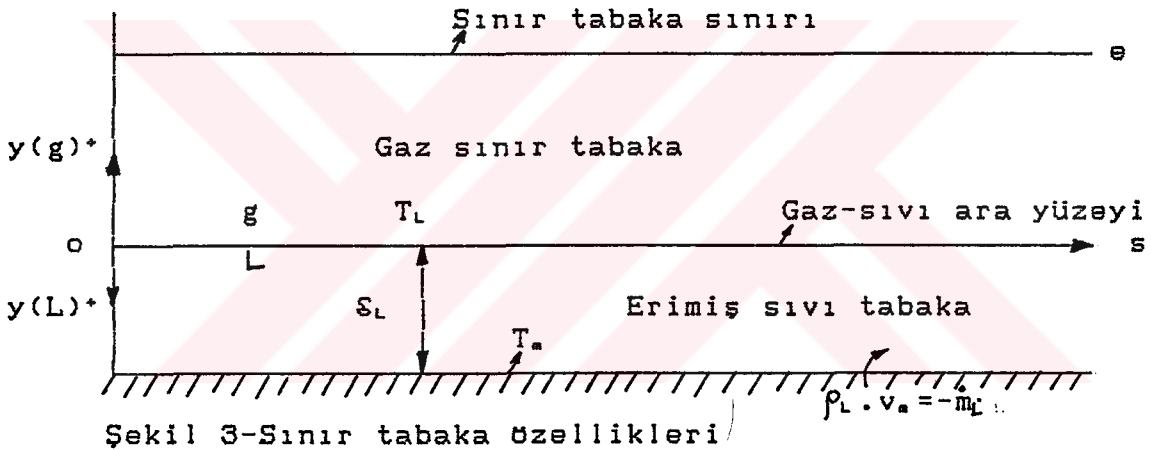
bittir.

vi) Erimiş sıvı metalin kalınlığı herhangi bir anda özel bir gaz-jet ve erime hızı için sabittir.

vii) Bu modeli açıklayacak denklemleri kurmak için, metale transfer edilen ısının, sıvı metal üzerine üflenen sıcak gaz nedeniyle meydana geldiği farzedilir.

viii) Gaz sınır tabakanın sınırındaki hız, jetin merkezseldir.

9) Gaz-sıvı ara yüzeyinde sıvı metalin buharlaşması göz önüne alınmayacaktır.



2.3. Denklemlerin Kuruluşu

Şekil 3 de gösterilen durumu göz önüne alalım. s ve y ortogonal koordinatlardır.

Analiz s_L kalınlığında sıvı erimiş bir tabakanın oluşmasına elverişlidir. Öyleyse erimiş sıvı yüzeye birim alanda ısı transfer oranı aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$\dot{q}_L = K_L \frac{T_L - T_s}{s_L} \quad (2.1)$$

Bütün ısı nicelikler birim alan birim zaman içindir.

Katı halde olan alt malzemeye transfer edilen ısı; sıcak gaz sınır tabakasından erimiş sıvı metale transfer edilenden daha az olur. Bu ısı transferi miktarı erimiş tabaka tarafından absorbe edilen miktara eşittir. Erimiş tabaka yüzey boyunca geri akmazsa birim alanda absorbe edilen ısı şu oranda olur:

$$1/2 C_{p,L} \dot{m}_L (T_L - T_m)$$

Burada;

T_L : Erimiş yüzey sıcaklığı

\dot{m}_L : Birim alan başına erime oranı

T_m : Erime sıcaklığıdır.

Fakat erimiş tabaka akış aşağıya doğru geri akar. Bu nedenle durduğu zamankinden daha fazla ısı absorbe eder. Erimiş tabaka tarafından yapılan bu absorpsiyon şu şekilde hesaplanabilir[1].

$$0.65 C_{p,L} \dot{m}_L (T_L - T_m)$$

Bu sebeple katı alt materyale ısı transferi oranı da yaklaşık olarak şöyledir:

$$\dot{q}_m = \dot{q}_L - 0.65 C_{p,L} \dot{m}_L (T_L - T_m) \quad (2.2)$$

Sıvı tabaka kayma gerilmesi (τ_L) ve sıvı tabaka ısı transfer oranı (\dot{q}_L), gaz tabaka kayma gerilmesi (τ_g) ve gaz tabaka ısı transfer oranı (\dot{q}_g) sırası ile birbirleriyle bağıntılıdır.

Gaz-sıvı ara yüzeyindeki denge için şu yazılabilir:

$$\tau_g + \tau_L = 0$$

veya

$$\tau_g = -\tau_L \quad (2.3)$$

Burada;

τ_0 : Sıvı tabaka ara yüzeyinde gaz tabaka tarafından oluşturulan kayma gerilmesi ve,

τ_L : Gaz tabakasında sıvı tabaka tarafından oluşturulan kayma gerilmesidir.

Gaz-sıvı ara yüzeyinde ısı transfer oranı dengelendiğinde şu görülür:

$$\dot{q}_L + \dot{q}_0 = 0$$

veya

$$\dot{q}_L = -\dot{q}_0 \quad (2.4)$$

Gerekli olan bir başka ifade sürtünme direnci ve ısı transferi arasındaki bağıntıdır. Bu ilişki Reynolds analogjisi olarak isimlendirilir ve şöyledir:

$$C_H = \frac{C_f}{2} Pr^{-2/3} \quad (2.5)$$

Burada;

C_H : Gaz tabaka ısı transfer katsayısı olup,

$$C_H = \frac{Nu_s}{Re_s \cdot Pr} \text{ şeklindedir.}$$

Burada;

Nu_s : Gaz tabaka Nusselt sayısı

Re_s : Gaz tabaka Reynolds sayısı

Pr : Gaz tabaka Prandtl sayısı

C_f : Gaz-sıvı ara yüzeyindeki lokal yüzey sürtünme katsayısıdır.

Nusselt sayısı $Nus = \frac{-\dot{q}_0 \cdot s \cdot C_p}{K_s (I_s - h_s)}$ şeklinde tanımlandığından dolayı C_H şu şekilde tanımlanabilir:

layı C_H şu şekilde tanımlanabilir:

$$C_w \cdot \rho_w \cdot U_w \cdot (I_w - h_w) \quad (2.6)$$

Denklem (2.6) da;

I_w : Sınır tabaka sınırında göz önüne alınan

$$\text{toplam entalpi} = U_w^2/2 + \int C_p \cdot dT_w$$

h_w : Erimiş yüzey sıcaklığında göz önüne ali-

$$\text{nan gaz tabaka entalpisi} = \int C_p \cdot dT_w \text{ dir.}$$

e ve g indisleri sırası ile sınır tabaka sınırında ve erimiş yüzey sıcaklığında göz önüne alınan gaz tabaka niceliklerini gösterir.

Bunlara ilaveten aşağıdaki denklemlerden faydalanılır.

Kütlenin Korunumu Denklemi

$$\frac{\delta u}{\delta s} + \frac{\delta v}{\delta y} \quad (2.7)$$

Momentum Denklemi

Tam momentum denklemini kullanma yerine, Couette akışına benzer bir tabaka olarak ele alınan bir viskoz sıvı tabakasının yüzeyindeki kayma gerilmesi kullanılır.

$$\tau_L = -\mu_L \frac{u_L}{\delta_L} \quad (2.8)$$

Burada; u_L ara yüzey veya sıvı tabaka akış hızı ve δ_L sıvı tabaka kalınlığıdır.

Sıvı Tabakada Hız Dağılımı

Sıvı tabakanın Couette akışına benzer olduğunu farzederek, sıvı tabakadaki hız dağılımı şöyle olur:

$$\frac{u}{u_L} = 1 - \frac{y}{\delta_L} \quad (2.9)$$

Daha sonra sıvı tabaka akış hızı olan u_L ifadesi bulunmaya

çalışılacaktır.

Denklem (2.7) den şu görülebilir:

$$\int_0^y \frac{\delta v}{\delta y} dy = - \int_0^y \frac{\delta u}{\delta s} dy = - \frac{d}{ds} (\delta_L \cdot u_L \int_0^{y/\delta_L} \frac{u}{u_L} \frac{dy}{\delta_L})$$

$$\text{yani;} \quad v(y) - v(0) = - \frac{d}{ds} (\delta_L u_L \int_0^{y/\delta_L} \frac{u}{u_L} \frac{dy}{\delta_L}) \quad \text{dir.} \quad (2:10)$$

(2.10) denkleminden erime hızı (v_a) için bir ifade bulunabilir. (2.9) denklemi (2.10) denkleminde yerine yazılırsa sonuç şöyle olur:

$$v(y) - v(0) = - \frac{d}{ds} (\delta_L u_L \int_0^{y/\delta_L} (1 - \frac{y}{\delta_L}) \frac{dy}{\delta_L})$$

$$v(y) - v(0) = - \frac{d}{ds} (\delta_L u_L [\frac{y}{\delta_L} - \frac{1}{2} (\frac{y}{\delta_L})^2]) \quad (2.11)$$

$y = \delta_L$ ve $v(0) = 0$ alarak, yani sıvı tabakanın buharlaşmadığı ve gaz haline dönüşmediği farzedilirse, (2.11) denklemi şöyle olur:

$$v(\delta_L) = v_a = - \frac{\dot{m}_L}{\rho_L} = - \frac{d}{ds} (1/2 \delta_L u_L) \quad (2.12)$$

(2.3) ve (2.8) denklemlerinden şu görülebilir:

$$\delta_L = - \frac{u_L}{\tau_L} = \mu_L \frac{u_L}{\tau_0} \quad (2.13)$$

τ_0, C_r 'nin tanımından aşağıdaki şekilde hesaplanabilir:

$$\tau_0 = C_r / 2 \rho \cdot U_\infty^2 \quad (2.14)$$

(2.5), (2.6) ve (2.14) denklemlerinden şunu görebiliriz:

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{(I_\infty - h_0)}{U_\infty Pr^{2/3} \dot{q}_0} \quad (2.15)$$

(2.13) ve (2.15) denklemlerinden şu elde edilir:

$$\xi_L = -\mu_L \frac{u_L (I_o - h_o)}{U_o Pr^{2/3} \dot{q}_o} \quad (2.16)$$

(2.16) ve (2.12) denklemleri birleştirilirse;

$$\frac{d}{ds} \left[\left(\frac{u_L}{U_o} \right)^2 \frac{1}{\dot{q}_o} \right] = - \frac{2 \dot{m}_L Pr^{2/3}}{\rho_L \mu_L U_o (I_o - h_o)} \quad (2.17)$$

elde edilir.

"Etketif Isı Kapasitesi" olarak adlandırılan ve H sembolü ile gösterilen bir başka ifadeyi tanımlayalım. Bu ifade eriyen malzeme için aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$H = \frac{\dot{q}_L}{\dot{m}_L} = Sbt. \quad (2.18)$$

Yukarıda tanımlandığı gibi H eriyen malzemenin bir özelliği değildir. Gaz tabaka karakteristiklerine bağlı olan bir özelliktir.

Şu andaki problem eriyen düz plaka üzerinde akan bir sınır tabaka durumu ile ilgili olduğundan dolayı şu yazıla-

bilir[1]:

$$-\dot{q}_o = \dot{q}_L = N s^{-1/5} \quad (2.19)$$

Burada N gaz tabaka özelliklerinin bir fonksiyonudur. Düz plaka çözümü için "N" in "s" den bağımsız olduğu farzedilir.

(2.18) ve (2.19) denklemleri kullanılarak şu yazılabilir:

$$\dot{m}_L = \frac{N s^{-1/5}}{H} \quad (2.20)$$

(2.20) denklemini (2.17) de yerine yazarsak;

$$\frac{d}{ds} \left[\left(\frac{u_L}{U_o} \right)^2 \frac{1}{\dot{q}_o} \right] = -2 \frac{N Pr^{2/3} s^{-1/5}}{\rho_L \mu_L U_o (I_o - h_o) H}$$

elde edilir.

Yukarıdaki denklemin integrasyonu ve $-\dot{q}_0$ ve N 'in (2.19) ve (2.20) denklemlerinden eliminasyonu aşağıdaki denklemi verir.

$$\left(\frac{u_L}{U_*}\right)^2 = \frac{5}{2} \frac{Pr^{2/3} (\dot{q}_L)^2 s}{\rho_L \mu_L (l_* - h_*) U_* H} \quad (2.21)$$

$s=0$ da $q_0 = \infty$ olduğundan dolayı integrasyon sabiti sıfırdır. (2.21) denklemi sıvı tabaka akış hızı (u_L) yi sıvı tabakaya transfer edilen ısının (\dot{q}_L) ve malzeme kalınlığının (s) bir fonksiyonu olarak verir.

"Efektif Isı Kapasitesi" H için aşağıdaki şekilde bir ifade bulunabilir. Katı malzemeye transfer edilen ısı \dot{q}_* şöyle yazılabilir.

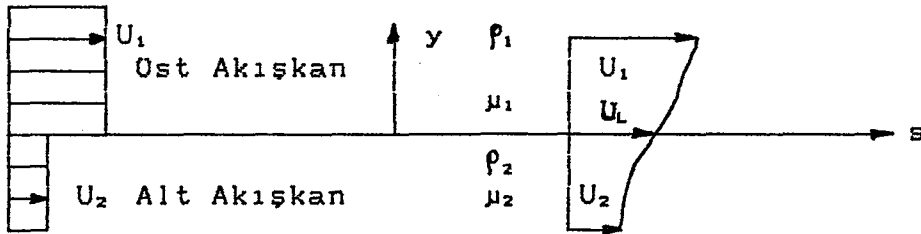
$$\dot{q}_* = (\dot{m}_L (L_* + C_{p,*} (T_* - T_0))) \quad (2.22)$$

(2.2) ve (2.22) denklemlerinden şu bulunabilir:

$$\dot{m}_L (L_* + C_{p,*} (T_* - T_0)) = \dot{q}_L - 0.65 C_{p,L} \dot{m}_L (T_L - T_*)$$

$$\text{veya } q_L = m_L (L_* + C_{p,*} (T_* - T_0)) + 0.65 C_{p,L} m_L (T_L - T_*)$$

$$H = L_* + C_{p,*} (T_* - T_0) + 0.65 C_{p,L} (T_L - T_m) \quad (2.23)$$



Şekil-4-Farklı iki akışkan durumunda hız profilleri

Gaz-sıvı ara yüzeyindeki kayma gerilmesi katsayısı C_r için bir başka ifade bulmak gereklidir. Bunun için şekil 4 deki durum göz önüne alınır.

Laminer Akış

Farklı hız, yoğunluk ve viskoziteye sahip iki paralel sıvı akışının ara yüzeyinde, sıvıların her biri için iki laminar sınır tabaka oluşur.

sırası ile;

δ_1, δ_2 üstteki ve alttaki sıvıların sınır tabaka

kalınlıkları

ρ_1, ρ_2 üstteki ve alttaki sıvıların yoğunlukları

μ_1, μ_2 üstteki ve alttaki sıvıların viskoziteleri

U_1, U_2 üstteki ve alttaki sıvıların serbest akış hızları olsun.

Momentum integral metodu kullanılarak, gaz-sıvı ara yüzeyinde kayma gerilmesi katsayısı aşağıdaki gibi verilir[4].

Burada;

$$C = 1/2 (1-C) (1+C)^{1/3} \quad (2.24)$$

$$C = \frac{\lambda + (\delta/\mu)}{1 + (\delta/\mu)}$$

$$\lambda = U_2/U_1, \delta = \delta_2/\delta_1 \text{ ve } \mu = \mu_2/\mu_1 \text{ dir.}$$

Altındaki akışkanın serbest akış hızı üstteki akışkanın serbest akış hızı ile mukayese edilince ihmal edilebilir. Öyleyse;

$$C = \frac{(\delta/\mu)}{1 + (\delta/\mu)} \quad (2.25)$$

şeklinde olması için, $\lambda=0$ ve $\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ olduğu zaman

$$(\delta/\mu) = (\rho\mu)^{-1/3} \quad (2.26)$$

şeklinde verilmesi gerekir.

Türbülanslı Akış

Türbülanslı akışta ısı transferinin fiziki mekanizması

laminer akıştakine pek benzemez;önemli fark şudur:Alışılmış ışıl geçirgenlik ve viskozite yerine girdap özellikleri ile ilgilenilmelidir.Analitik incelemedeki asıl zorluk girdap özelliklerinin sınır tabakada değişmesi fakat özgül değişimin deneysel bilgilere göre tesbit edilebilmesidir.Türbülanslı akışla ilgili bütün teoriler,türbülanslı akış davranışını gösterecek yeterli bir teori olmadığı için sonuçta deneysel bilgilere dayanmaktadır.

Türbülanslı ışı transferi problemi iki şekilde ele alınabilir.Bunlar;deneysel olarak ölçülmüş hız profillerinin alınarak integral sınır tabaka analizinin yapılması veya deneysel olarak ölçülmüş sürtünme katsayısının alınarak (2.5) denkleminde verilen ışı transferi ve akışkan sürtünmesi arasındaki bağıntının kullanılması şeklindedir.İkinci metot uygulanması daha kolay olanıdır.Fakat işlemi ileriye götürmeden iyi bir temel oluşturmak gerekir.Akışkan sürtünmesi ve ışı transferi arasındaki bağıntıyı kullanmak için türbülanslı akış Prandtl sayısı hesaplanmalıdır.Viskoz etkinin ve ışıl geçirgenliğin türbülanslı akıştaki girdap hareketinden dolayı arttığıda dikkate alınmalıdır.Mutad akışkan özellikleri ile hesaplanan Prandtl sayısını kullanabilmemiz için hem viskoz etki hemde ışıl geçirgenliğin aynı oranda artacağını beklemek akla yatkındır.Türbülanslı akış için akışkan sürtünme benzerliğine dayanan ışı transferi hesaplamaları deneysel verilere çok iyi uydugundan dolayı yukarıda düşünölen varsayım makuldur.

Altteki akışkan üstteki akışkandan çok daha düşük bir hızla hareket ettiğinden dolayı,jet hızı ile mukayese edi-

lince erimiş metal hızının ihmal edilebilir olduğunu farzetmek mantıklıdır.

Deneysel ölçmeler türbülanslı akış için kayma gerilmesi katsayısının aşağıdaki gibi olduğunu gösterir:

$$C_f = 0.0576(Re_s)^{-1/4} \quad (2.27)$$

Burada Re_s erimiş metal üzerinde akan gazın Reynolds sayısıdır.

Bu analizde (2.27) denkleminde faydalanılmıştır. Çıkarılan denklemlerden aşağıdaki ifadeleri bulmak mümkündür:

- a-) Sıvı-gaz ara yüzey kayma gerilmesi (τ_s)
- b-) Sıvı tabaka akış hızı (u_L)
- c-) Sıvı tabaka kalınlığı (δ_L)
- d-) Gaz-sıvı ara yüzey sıcaklığı (T_L)
- e-) Gaz-sıvı ara yüzeyinde ısı transfer oranı (\dot{q}_L)
- f-) Sıvı- katı ara yüzeyinde ısı transfer oranı (\dot{q}_s)

Bundan sonraki kısımda yukarıdaki niceliklerin hesaplanması ele alınacaktır.

2.4. Kesme Parametrelerinin Hesabı

a-) Gaz-sıvı ara yüzey kayma gerilmesi (τ_s)

Ara yüzeydeki kayma gerilmesini hesap etmek için (2.14) denklemi kullanılır.

$$\tau_s = C_f / 2 \rho_s U_s^2 \quad (2.14)$$

Laminer durumda yüzey sürtünme katsayısı (2.24), (2.25) ve (2.26) denklemlerinden hesaplanabilir. Bu denlemler şöyledir:

$$C_f = 1/2(1-C)(1+C)^{1/2} \quad (2.24)$$

Burada;

$$C = \frac{(\delta/\mu)}{1+(\delta/\mu)} \quad (2.25)$$

ve

$$(S/\mu) = (\rho\mu)^{-1/3} \quad (2.26)$$

Sıvı metalin ve yardımcı gazın viskozitesi, yoğunluğu ve jetin merkez hızının bilinmesi ile laminer sınır tabaka durumu için C_f hesaplanabilir. Türbülanslı akış durumunda kayma gerilmesi katsayısının hesabı deneysel ölçümlere bağlıdır. Bunun için (2.27) denklemi kullanılır.

$$C_f = 0.0576 (Re)^{-1/2} \quad (2.27)$$

Burada, Re erimiş metal üzerinde akan gazın Reynolds sayısıdır, ve aşağıdaki denklemden hesaplanır:

$$Re = \frac{\rho \cdot U \cdot s}{\mu}$$

b-) Sıvı Tabaka Akış Hızı (u_L)

(2.21) denklemi sıvı tabaka akış hızını verir.

$$\left(\frac{u_L}{U_\infty}\right)^2 = \frac{5}{2} \frac{Pr^{2/3} (\dot{q}_L)^2 s}{\rho_L \mu_L (I_\infty - h_g) U_\infty H} \quad (2.21)$$

Gaz-sıvı ara yüzey sıcaklığı (T_L) henüz bilinmediğinden dolayı yukarıdaki denklemden ($I_\infty - h_g$)'nin değeri henüz bilinmemektedir. Bununla birlikte gaz fazının bir özelliği olan ($I_\infty - h_g$), (2.4) ve (2.6) denklemlerinden elimine edilirse;

$$(I_\infty - h_g) = - \frac{\dot{q}_g}{C_H \rho_g U_\infty} = \frac{q_L}{C_H \rho_g U_\infty} \quad (2.28)$$

denklemini bulunur. (2.28) denklemi (2.21) denkleminde yerine yazılırsa;

$$\begin{aligned} \left(\frac{u_L}{U_\infty}\right)^2 &= 5/2 \frac{Pr^{2/3} (\dot{q}_L)^2 s C_H \rho_g U_\infty}{\rho_L \mu_L \dot{q}_L U_\infty H} \\ &= 5/2 \frac{Pr^{2/3} (\dot{q}_L) s C_H \rho_g}{\rho_L \mu_L H} \end{aligned} \quad (2.29)$$

denklemini elde edilir. (2.5) ve (2.18) denklemlerini (2.29)

denklemine taşırsak şöyle sonuçlanır:

$$\begin{aligned} \left(\frac{u_L}{U_e}\right)^2 &= 5/2 \frac{Pr^{2/3} \dot{q}_L s C_f/2 Pr^{-2/3} \rho_* \dot{m}_L}{\rho_L \mu_L \dot{q}_L} \\ &= 5/2 \frac{C_f/2 \rho_* \dot{m}_L s}{\rho_L \mu_L} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Burada,

$$\dot{m}_L = \rho_L v_* = \rho_L v_L \text{ dir.} \quad (2.31)$$

Bu sebeple özel bir erime hızı (örneğin:kesme hızı), $v_L = v_*$ verilmiş ise \dot{m}_L bulunabilir ve $C_f, \rho_*, \mu_L, \rho_L$ ve U_e 'nin bilinmesi ile sıvı metal akış hızı (u_L) (2.30) denkleminde hesaplanabilir.

c-) Sıvı Tabaka Kalınlığı (δ_L)

(2.6) ve (2.14) denklemleri şunu verir:

$$\frac{1}{\tau_o} = - \frac{(I_* - h_o)}{U_* Pr^{2/3} \dot{q}_o} \quad (2.32)$$

(2.32) ve (2.13) denklemleri birleştirildiğinde şu görülebilir:

$$\begin{aligned} \delta_L &= - \mu_L \frac{u_L}{U_*} \frac{(I_* - h_o)}{Pr^{2/3} \dot{q}_o} \\ &= - \mu_L \left(\frac{u_L}{U_*}\right)^2 \frac{(I_* - h_o) U_*}{Pr^{2/3} \dot{q}_o u_L} \end{aligned} \quad (2.33)$$

(2.33) ve (2.28) denklemlerinin kullanımı şunu verir:

$\dot{q}_L = - \dot{q}_o$ ve $C_H = C_f/2 Pr^{-2/3}$ olduğundan dolayı

$$\begin{aligned} \delta_L &= - \mu_L \left(\frac{u_L}{U_*}\right)^2 \frac{\dot{q}_L U_*}{C_H \rho_* U_*} \frac{1}{Pr^{2/3} \dot{q}_o u_L} \\ &= \mu_L \left(\frac{u_L}{U_*}\right)^2 \frac{1}{C_f/2 \rho_* u_L} \text{ olur.} \end{aligned}$$

(2.30) denkleminde $(u_L/U_e)^2$ nin değeri yukarıdaki denkleme yerine yazılırsa;

$$S_L = \mu_L^{5/2} \frac{C_f/2 \rho_s \dot{m}_L s}{\rho_L \mu_L} \frac{1}{C_f/2 \rho_s \mu_L}$$

$$= 5/2 \frac{\dot{m}_L s}{\rho_L u_L} \text{ olur.} \quad (2.34)$$

ρ_L , u_L ve \dot{m}_L 'nin bilinmesi ile yukarıdaki denklemlerden sıvı tabaka kalınlığı (S_L) hesaplanabilir.

d-) Sıvı Tabakadaki Sıcaklık Yükselmesi ($T_L - T_m$)

(2.1) ve (2.2) denklemleri kullanılarak şu elde edilir:

$$\dot{q}_L = K_L (T_L - T_m) / S_L = \dot{q}_s + 0.65 C_{p,L} \dot{m}_L (T_L - T_m)$$

veya, $(T_L - T_m) \left[\frac{K_L}{S_L} - 0.65 C_{p,L} \dot{m}_L \right] = \dot{q}_s$

$$(T_L - T_m) = \frac{\dot{q}_s}{K_L / S_L - 0.65 C_{p,L} \dot{m}_L} \quad (2.35)$$

S_L 'yi hesaplamak için (2.34), \dot{m}_L için (2.31) ve \dot{q}_s için (2.22) denklemlerinin kullanılması ile sıvı tabakadaki sıcaklık yükselmesi ($T_L - T_m$) bulunabilir.

e-) Gaz-Sıvı Ara Yüzeyinde Isı Transfer Oranı (q_L)

(2.2) denklemi tekrar şu şekilde yazılabilir:

$$\dot{q}_L = \dot{q}_s + 0.65 m_L (T_L - T_m) \quad (2.36)$$

(2.22), (2.31) ve (2.35) denklemleri kullanılarak gaz-sıvı ara yüzeyinde ısı transferi oranı (\dot{q}_L) hesaplanabilir.

f-) Sıvı Tabaka Reynolds Sayısı (R_L)

$$R_L = \frac{\rho_L u_L S_L}{\mu_L} \quad (2.37)$$

elde edilir. m_L bilindiği için R_L hesaplanabilir.

Yukarıdaki analizde \dot{q}_L , gaz-sıvı ara yüzeyindeki ısı transferi oranıdır. Gaz-sıvı ara yüzeyi, v. erime hızı ile

katı malzeme içine hareket ederek sıvı-katı ara yüzeyini

(yani, erime izotermi T_m 'i) oluşturur.

Başka bir ifadeyle güç şiddeti \dot{q}_L , gaz-sıvı ara yüzeyinde uygulanırsa, sıvı-katı ara yüzeyindeki erime izotermi T_m , v_m erime hızı ile katı malzeme içine hareket eder. v_m hızı, T_m erime izoterminin katı malzemeye yayılma hızı olarak tanımladığımız kesme hızıdır.

BÖLÜM-3

SINIR TABAKA DENKLEMLERİ

3.1.Reaktif Gaz İçin Sınır Tabaka Denklemleri

Bu bölümde Prandtl'in sınır tabaka kavramı kullanılacaktır. Gaz dinamiği ve sınır tabaka denklemleri müştereken değerlendirilecektir. Bu amaçla, şekil 2.1'deki notasyonların aynı kullanılacaktır.

Aşağıdaki varsayımlar bu denklemlerin kullanımı ile ilgilidir.

- a-) Bu analizde kullanılan gazların mükemmel gaz gibi davrandıkları kabul edilecektir.
- b-) Akış süreklidir.
- c-) Gazdan yüzeye ve yüzeyden gaza gelen ışıma ihmal edilmiştir.
- d-) Akış iki boyutlu olarak ele alınmıştır.

Aşağıdaki denklemler sınır tabaka denklemlerini geliştirmek için kullanılacaktır.

Hal Denklemi

$$P_i = \rho_i R_i T \quad (3.1)$$

Dalton'un Kısmi Basınçlar Kanunu

$$\sum_i P_i = P = T \sum_i \rho_i R_i = \rho \bar{R} T \quad (3.2)$$

Burada; \bar{R} gaz karışımının gaz sabitidir ve aşağıdaki denklemle verilmiştir.

$$\bar{R} = \sum_i C_i R_i \quad C_i = \rho_i / \rho \quad (3.3)$$

Burada; ρ_i : i türünün kısmi yoğunluğu

ρ : Toplam gaz karışımının yoğunluğudur.

Momentumun Korunumu Denklemi [1]

s bileşeni:

$$u \frac{\rho u}{\rho s} + v \frac{\rho v}{\rho y} = - \frac{\rho P}{\rho s} + \frac{\rho}{\rho y} \left(\mu \frac{\rho u}{\rho y} \right) \quad (3.4)$$

y bileşeni:

$$- \frac{\rho P}{\rho y} = 0 \text{ veya } P = P_0 \quad (3.5)$$

Burada s ve y ortogonal koordinatlar u ve v sırası ile s ve y yönündeki hız bileşenleridir.

Kütlenin Korunumu Denklemi

$$\frac{\rho(\rho u)}{\rho s} + \frac{\rho(\rho v)}{\rho y} = 0 \quad (3.6)$$

Süreklilik denklemi

Bu denklem aşağıdaki gibi verilmiştir[1]:

$$\rho u \frac{\rho C_i}{\rho s} + \rho v \frac{\rho C_i}{\rho y} = \frac{\rho}{\rho y} \left(\rho D_{12} \frac{\rho C_i}{\rho y} \right) + w_i \quad (3.7)$$

Burada;

D_{12} : İkili binari diffüzyon katsayısı

w_i : i türü gazın ürettiği kütle oranı

C_i : i türü kütle kesri $= \rho_i / \rho$ dur.

Enerjinin Korunumu Denklemi

Bu denklem aşağıdaki gibi verilmiştir[1]:

$$\rho u \frac{\rho I}{\rho s} + \rho v \frac{\rho I}{\rho y} = \frac{\rho}{\rho y} \left[\frac{\mu}{\rho} \frac{\rho I}{\rho y} + \mu(1 - 1/P) \frac{1}{2} \frac{\rho u^2}{\rho y} \right] - \frac{\rho}{\rho y} \left[(1/L-1) \rho D_{12} \sum_i h_i \frac{\rho C_i}{\rho y} \right] \quad (3.8)$$

Burada;

h_i : Herhangi bir i türünün entalpisi

$$h_i = \int_0^T C_{p,i} dT + h_{i,0} \quad (3.9)$$

$h_{i,0}$: Herhangi bir i türünün entalpisi

$$\text{ve } I = h + u^2/2 \quad h = \sum_i C_i h_i$$

Yukarıdaki denklemler bağıl bir gaz karışımı için bir takım sınır tabaka denklemleridir. Bunlar lineer olmayan kısmi diferansiyel denklemler olup bazı özel durumlar hariç çözümleri zordur. Gerektiği kadar terim atılarak bu denklemler adi diferansiyel denklemlere indirgenir ve daha sonra çözüme geçilir. Tabii bir (\bar{s}, η) koordinat sisteminde bu şartlar oluşur. (\bar{s}, η) koordinat sistemi ile (s, y) koordinat sistemi arasındaki ilişki; bağımlı değişkenlerin türevlerinin ayrılabilir ve adi diferansiyel denklemlerle sonuçlanabilir olduğu uygun dönüşüm denklemleri vasıtası ile olur.

Reaktif gaz karışımı için sınır tabaka denklemleri kullanılarak bu koordinat sisteminde incelenecektir. Bu tür bir çalışma Li ve Nagamatsu[5] tarafından da verilmiştir.

3.2. Sınır Tabaka Denklemlerinin Adi Diferansiyel Denklemlere İndirgenmesi.

(3.2) denklemini (3.6) da yerine yazalım.

$$S/S_s (u P/\bar{RT}) + S/S_y (v P/\bar{RT}) = 0$$

veya,

$$P \frac{S}{S_s} \left(\frac{u}{\bar{RT}} \right) + \frac{u}{\bar{RT}} \frac{SP}{S_s} + P \frac{S}{S_y} \left(\frac{v}{\bar{RT}} \right) + \frac{v}{\bar{RT}} \frac{SP}{S_y} = 0$$

veya;

$$\frac{\partial u}{\partial s} \frac{1}{\bar{R}T} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{1}{\bar{R}T} = - \frac{u}{\bar{R}T} \frac{\partial P}{\partial s} \frac{1}{P} - \frac{v}{\bar{R}T} \frac{\partial P}{\partial y} \frac{1}{P}$$

(3.5) denklemi kullanılıncaya;

$$\frac{\partial u}{\partial s} \frac{1}{\bar{R}T} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{1}{\bar{R}T} = - \frac{u}{\bar{R}T} \frac{1}{P_*} \frac{\partial P_*}{\partial s} \quad (3.10)$$

elde edilir.

Akım fonksiyonu aşağıdaki şekildedir:

$$\psi(s, y) = \int_0^y \frac{u}{\bar{R}T} dy + \psi(s, 0) \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial s} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad \text{olduğundan dolayı (3.11) denklemi}$$

(3.10) denkleme taşırsak şöyle sonuçlanır.

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial s} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{1}{\bar{R}T} = - \frac{1}{P_*} \frac{d(P_*)}{ds} \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (3.12)$$

(3.12) denklemi y' ye göre $y = 0$ dan $y = y'$ ye kadar integre edilirse;

$$\frac{v}{\bar{R}T} = - \frac{\partial \psi}{\partial s} - \frac{\psi}{P_*} - \frac{1}{P_*} \frac{d(P_*)}{ds} \quad (3.13)$$

elde edilir.

(3.5), (3.12) ve (3.13) denklemlerini kullanarak (3.4) denklemini şu şekilde yazabiliriz:

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial s} - \left[\frac{\partial \psi}{\partial s} + \frac{\psi}{P_*} \frac{dP_*}{ds} \right] \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{P_*} \frac{dP_*}{ds} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (3.14)$$

Şimdi (3.14) denklemi için bir benzerlik çözümü arayalım. Şöyle ki:

$$\psi(s, \eta) = N(s) f(\eta) \quad (3.15)$$

ve

$$u(s, \eta) = U_*(s) f(\eta) \quad (3.16)$$

olsun.

$\eta(s, y)$ henüz tanımlanmamış bir benzerlik değişkenidir.

Bunu şu şekilde tanımlayabiliriz: (3.11) denkleminde;

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{u}{\bar{RT}}$$

ve $\left[\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right]$ olduğundan dolayı (3.15) denkleminde

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = N(s) f'(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} \text{ olur.}$$

Yukarıdaki iki denklem eşitlendiği zaman şu ortaya çıkar:

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{u}{\bar{RT}} N(s) f'(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (3.17)$$

Denklem (3.16) şöyle yazılabilir:

$$\frac{u}{\bar{RT}} = \frac{U_*(s)}{\bar{RT}} f'(\eta) \quad (3.18)$$

(3.17) ve (3.18) denklemleri eşitlenirse;

$$N(s) \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{U_*(s)}{\bar{RT}}$$

veya $\eta = \frac{U_*(s)}{N(s)} \int_0^y \frac{dy}{\bar{RT}}$ olur. (3.19)

(3.2), (3.3) ve (3.5) denklemlerini kullanarak şunu yazabiliriz:

$$\eta = \frac{P_*}{P_*} \frac{U_*(s)}{N(s)} \int_0^y \frac{p}{P_*} dy \quad (3.20)$$

Sonra $N(s)$ aşağıdaki gibi tesbit edilebilir. (3.15) denklemi kullanılıncaya şu görülebilir:

$\delta\psi/\delta s = N(s) f'$ olduğunu düşünerek ve (3.20) denkleminde,

$$\frac{\delta\eta}{\delta y} = \frac{\rho_0}{P_0} \frac{U_0}{N(s)} \frac{\rho}{\rho_0}$$

olarak, $\frac{\delta\psi}{\delta y} = \frac{\rho U_0}{P_0 N(s)} \frac{\delta\psi}{\delta\eta} = \frac{\rho U_0}{P_0} f'$ olur. (3.21)

Benzer şekilde (3.16), (3.19) ve (3.20) denklemleri kü- lanılarak aşağıdaki bağıntılar elde edilebilir.

$$\frac{\delta u}{\delta s} = f' \frac{dU_0}{ds} + U_0 f'' \frac{\delta\eta}{\delta s} \quad (3.22)$$

$$\frac{\delta\psi}{\delta s} = f \frac{dN(s)}{ds} + N(s) f' \frac{\delta\eta}{\delta s} \quad (3.23)$$

ve $\mu \frac{\delta u}{\delta y} = \frac{\rho \mu U_0^2}{P_0 N(s)} f'' = \frac{\rho_0 \mu_0 U_0^2}{P_0 N(s)} C f''$ (3.24)

Burada; $C = \frac{\rho \mu}{\rho_0 \mu_0}$ dir. (3.25)

(3.4) denkleminin asimtotik ($y \rightarrow \infty$) gibi değeri

$$\rho_0 U_0 \frac{dU_0}{ds} = - \frac{dP_0}{ds} \text{ olur.} \quad (3.26)$$

(3.21), (3.22), (3.23) ve (3.26) denklemleri (3.14) denkleminde yerine yazılırsa şöyle sonuçlanır:

$$\left[\frac{\rho_0 U_0 (f')^2}{P_0} - \frac{\rho_0 U_0}{P_0} \right] \frac{dU_0}{ds} - \left[f \frac{dN(s)}{ds} + \frac{fN(s)}{P_0} \frac{dP_0}{ds} \right] \frac{\rho U_0^2}{P_0 N(s)} f'' = \frac{1}{P_0} \frac{\rho U_0}{P_0 N(s)} \frac{\rho_0 \mu_0 U_0^2}{P_0 N(s)} (C f'')' \quad (3.27)$$

Diferansiyel hesaptan şu bilinmektedir:

$$\frac{f}{P_0} \frac{d}{ds} (N P_0) = f \frac{dN(s)}{ds} + \frac{N(s)}{P_0} f \frac{d(P_0)}{ds} \quad (3.28)$$

(3.27) ve (3.28) denklemlerinden aşağıdaki denklem elde edilebilir:

$$(C f'')' \frac{\rho_e \mu_e U_e}{P_e N [d(NP_e)/ds]} + f f'' \frac{1}{U_e} \frac{dU_e}{ds} \left[\frac{(\rho_e/\rho) - (f')^2}{(1/P_e N)[d(NP_e)/ds]} \right] = 0 \quad (3.29)$$

Şimdi $N(s)$ 'i seçelim. Şöyle ki;

$$\frac{\rho_e \mu_e U_e}{P_e N [d(NP_e)/ds]} = 1$$

$$2 \rho_e \mu_e U_e = d(NP_e)^2/ds$$

veya $(NP_e)^2 = 2 \int_0^s \rho_e \mu_e U_e ds$ olsun.

Bu sebeple;

$$N(s) = \frac{(2 \int_0^s \rho_e \mu_e U_e ds)^{1/2}}{P_e} \text{ olur.} \quad (3.30)$$

(3.20) ve (3.30) denklemleri birleştirilince istenilen bağımsız değişken dönüşüm denklemleri bulunabilir. Bunlar:

$$\eta = \frac{\rho_e U_e}{(2 \bar{s})^{1/2}} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_e} dy \quad (3.31)$$

ve $\bar{s} = \int_0^s \rho_e \mu_e U_e ds$ şeklindedir. (3.32)

(3.30) ve (3.32) denklemlerinden şu görülebilir:

$$N = \frac{(2 \bar{s})^{1/2}}{P_e} \quad (3.33)$$

Bu sebeple;

$$\Psi = N(s) f(\eta) = \frac{(2 \bar{s})^{1/2}}{P_e} f(\eta) \text{ olur.}$$

(3.34), (3.16), (3.33) ve (3.31) denklemleri (3.29) denklemine taşınırsa;

$$(Cf'')' + ff'' + \frac{2s}{U_*} \frac{dU_*}{ds} \left[\left(\frac{\rho_*}{\rho} \right) - (f')^2 \right] \frac{1}{(1/P_*N) [d(NP_*)/ds]} = 0 \text{ olur.} \quad (3.35)$$

Böylece momentum denkleminin son şekli şöyle olur:

$$(Cf'')' + ff'' + \frac{2\bar{s}}{U_*} \frac{dU_*}{ds} \left[\left(\frac{\rho_*}{\rho} \right) - (f')^2 \right] \quad (3.36)$$

Benzerlik çözümleri için yapılan çalışmanın sonucu olarak (3.31) ve (3.32) dönüşüm denklemleri bulunur. Süreklilik ve enerjinin korunumu denklemleri de dönüşüm denklemleri yardımıyla dönüştürülecektir.

Bunun için (3.16), (3.31), (3.32), (3.33) ve (3.34) denklemlerini, süreklilik ve enerji korunumu, yani (3.7) ve (3.8) denklemlerine uygulayalım.

Momentum denklemindeki gibi bir cebirsel kullanımdan sonra, benzer bir yaklaşımla (3.7) ve (3.8) denklemleri sırasıyla şöyle sonuçlanır:

$$f' \frac{\xi C_1}{\xi s} - f' \frac{s\eta}{\xi s} \frac{\xi C_1}{s\eta} - \frac{f}{2\bar{s}} \frac{\xi C_1}{s\eta} = \frac{1}{2\bar{s}} \frac{s}{s\eta} \left(\frac{C}{P} \frac{\xi C_1}{s\eta} \right) + \frac{\dot{w}_1}{\rho_* \rho U_*^2 \mu_*} \quad (3.37)$$

Burada; $S = \mu/\rho D_{12}$ dir.

$$f' \frac{\xi I}{\xi s} - f' \frac{s\eta}{\xi s} \frac{\xi I}{s\eta} - \frac{f}{2\bar{s}} \frac{\xi I}{s\eta} = \frac{1}{2\bar{s}} \frac{s}{s\eta} \left[\frac{C}{P} \frac{\xi I}{s\eta} + C(1 - 1/P) \frac{1}{2} \frac{Su^2}{s\eta} \right] - \frac{1}{2\bar{s}} \frac{s}{s\eta} \left[\frac{C}{S} \left(\frac{1}{L} - 1 \right) \sum_i h_i \frac{\xi C_1}{s\eta} \right] \dots (3.38)$$

Aynı şekilde ; momentum denklemindeki $C_1(s, \eta)$ ve $I(s, \eta)$ için benzer çözümler aranırsa yani;

$$C_1 = (C_1)_0 z_1(\eta) \quad (3.39)$$

$$\text{ve} \quad I = I_0 g(\eta) \quad \text{olursa} \quad (3.40)$$

(3.37) ve (3.38) denklemleri aşağıdaki gibi olur:

Süreklilik denklemleri

$$\left(\frac{C}{s} (z_1')' + f z_1' \right) = \frac{2\bar{s} f' z_1}{(C_1)_0} \frac{d(C_1)_0}{d\bar{s}} - \frac{2\bar{s} \dot{w}_1}{\rho \rho_0 U_0^2 \mu_0 (C_1)_0} \quad (3.41)$$

Enerjinin Korunumu

$$\left(\frac{C}{P} g' \right)' + f g' = \frac{2s f g}{I_0} \frac{dI_0}{ds} + \left[\frac{C}{S} \left(\frac{1}{L} - 1 \right) \sum_i \frac{h_i (C_1)_0}{I_0} z_1' \right]' + \frac{U_0^2}{I_0} \left[\left(\frac{1}{P} - 1 \right) C f f'' \right]' \quad (3.42)$$

Böylece; (3.36), (3.41) ve (3.42) denklemleri istenilen dönüştürülmüş adi diferansiyel denklemler olur. Bu denklemler için sınır şartları şöyledir:

$y = 0$ ve $\eta = 0$ da

$$(z_1)_0 = (z_1)_0 = (C_1)_0 / (C_1)_0, \quad f'(0) = 0, \quad f(0) = f(g)$$

$$g'(0) = g'_0 \quad \text{ve} \quad g(0) = g_0$$

$y \rightarrow \infty \quad \rightarrow \infty$ da

$$z_1 \rightarrow 1, \quad f' \rightarrow 1, \quad f \rightarrow 0, \quad g' \rightarrow 0 \quad \text{ve} \quad g \rightarrow 1$$

Belirtilen sınır şartlarına sahip olan dönüştürülmüş sınır tabaka denklemleri daha sonraki bölümlerde kullanılacaktır.

BÖLÜM-4

SINIR TABAKADAKI KİMYASAL REAKSIYONLAR

4.1 Giriş

Bu bölümün amacı reaktif viskoz gaz tabakası ve bu gazın aktığı yüzey arasındaki etkileşimi incelemektir. Bu problemin analizinde Termokimyanın bazı kavramları önem taşımaktadır. Bazı Termokimya kavramlarını oluşturduktan sonra reaktif gaz sınır tabakasından alt yüzeye olan ısı transferinin basitleştirilmiş bir analizi yapılacaktır. Burada ısı transferine katkıda bulunan çeşitli terimler izole edilecektir. Bundan amaç aynı anda olan farklı olayların önemini anlamaktır. Örneğin: Pratik problemlerde, gaz tabakasında hem egzotermik hem de endotermik reaksiyonların olması mümkündür. Heterojen reaksiyonlar gaz tabakası ve o gazın aktığı alt yüzey arasında meydana gelir. Alt yüzey erir ve ardışık kütle transferi etkileri ile ara yüzeyde (gaz-sıvı) buharlaşır ve ısı sıvı metale iletilir. Bu sebeple buradaki amaç, ısı transferine katkıda bulunan her bir terimin önemini anlamak için böyle bir problemi kısımlara ayırmaktır.

4.2. Termokimya Kavramları

En yaygın problemler gaz fazını ihtiva eden eş zamanlı reaksiyonlardır. Buna örnek olarak yardımcı gaz ile reaksiyona giren metal buharı ve sıvı erimiş metalle reaksiyona giren sınır tabaka gazını verebiliriz. Yani, problem hem homojen ve hem de heterojen reaksiyonlar ihtiva etmektedir.

Başlangıç olarak, bu reaksiyonlara giren herhangi bir elementin kütle oranının korunması gerektiği farzedilir. Yani element kütle oranları kimyasal reaksiyonlar esnasında sabit kalır. Bu sebeple;

$$d\bar{C}_i = 0 \quad \text{dır} \quad (4.1)$$

Burada; $\bar{C}_i = \rho_i / \rho =$ Element kütle kesri

$\rho_i =$ i elementinin yoğunluğu

$\rho =$ Toplam karışım yoğunluğu dur.

Daha önce ifade edildiği gibi;

$C_k = \rho_k / \rho =$ Tür kütle kesri

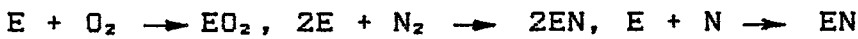
$\rho_k =$ k türünün yoğunluğu

ve eğer $r_{i,k} =$ i elementinin katkıda bulunduğu k türünün kütle kesri ise;

$$C_i = \sum_k r_{i,k} C_k \quad \text{olur.} \quad (4.2)$$

(4.2) denklemi element ve tür kütle kesirleri arasındaki bağıntıyı verir.

Önemli bir ölçüde buharlaşan sıvı metal üzerinde bir gazın aktığı durumu düşünelim. E kimyasal sembolü ile gösterilen bir element olan yüzey materyalinin sıcak gaz sınır tabakasına girdiğini ve sınır tabakadaki mevcut gaz türü ile kimyasal reaksiyona girdiğini göz önüne alalım. Farzedelim ki bu gaz hava ($O_2 + N_2$) olsun. Gaz tabakasında aşağıdaki gibi bir kaç homojen reaksiyon meydana gelebilir.



(4.2) denklemini kullanarak E, O ve N elementleri için aşağıdaki denklemleri yazabiliriz:

$$\bar{C}_E = C_E + r_{E,E_O} C_{E_O} + r_{E,E_O_2} C_{E_O_2} + r_{E,E_N} C_{E_N} \quad (4.3)$$

$$\bar{C}_N = C_N + C_{N_2} + r_{N,E} C_E \quad (4.4)$$

$$\bar{C}_O = C_O + C_{O_2} + r_{O,E_O} C_{E_O} + r_{O,E_O_2} C_{E_O_2} \quad (4.5)$$

$d\bar{C}_E = 0$ olduğundan dolayı, dC_E 'yi bulmak için (4.1) denklemini kullanarak şunu elde edebiliriz:

$$dC_E = -r_{E,E_O} dC_{E_O} - r_{E,E_O_2} dC_{E_O_2} - r_{E,E_N} dC_{E_N} \quad (4.6)$$

O ve N elementi için de yazılabilen (4.6) denklemi, bir kimyasal reaksiyonda tür kütle oranındaki diferansiyel değişimleri gösteren bir denklemdir. Bu denklemden daha sonraki kısımlarda faydalanılacaktır.

Sabit basınçta bir kimyasal reaksiyon işlemi esnasındaki entalpi değişimi reaksiyon ısısı olarak adlandırılır ve H sembolü ile gösterilir. Ürünlerin veya reaksiyona giren elementlerin gram başına düşen birim kalorilerine göre özgül ısı üretimine bağlı olarak bu reaksiyon ısısı ifade edilebilir. İlgilendiğimiz çoğu reaksiyonlar entalpide azalmayı gerektirecektir. Entalpideki bu azalma reaksiyon esnasında üretilen ısı olarak görülür. Şöyle ki;

$$-\Delta H = - \text{Reaksiyon ısısı} = \text{Reaksiyon esnasında üretilen ısı.}$$

$$\sum_{i=1}^m a_i A_i \quad \sum_{i=1}^n b_i B_i$$

denklemleri ile tanımlanan herhangi bir kimyasal reaksiyon için şu yazılabilir:

$$-\Delta H = \sum_i^m a_i H_{A_i} - \sum_i^n b_i H_{B_i} \quad (4.7)$$

Burada;

A_i, B_i = Sırası ile, reaksiyona giren elementlerin ve ürünlerin kimyasal sembolü.

a_i, b_i = Reaksiyona giren elementlerin ve ürünlerin mol sayısı.

H_{A_i}, H_{B_i} = Sırası ile, reaksiyona giren elementlerin ve ürünlerin molar entalpisi dir.

Özgül entalpiler h_{A_i} ve h_{B_i} aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$h_{A_i} = H_{A_i} / M_{A_i} \quad \text{ve} \quad h_{B_i} = H_{B_i} / M_{B_i}$$

Burada M_{A_i} ve M_{B_i} sırası ile, A_i ve B_i türlerinin molekül ağırlıklarıdır. Özgül ısı üretimi terimi için (4.7) denklemi şu şekilde yazılabilir:

$$\Delta Q = - \frac{\Delta H}{M_{A_1}} = a_1 h_{A_1} + \frac{1}{M_{A_1}} \left[\sum_{i=2}^m M_{A_i} a_i h_{A_i} - \sum_{i=1}^n M_{B_i} b_i h_{B_i} \right] \dots \quad (4.8)$$

Burada ΔQ 'nin birimi A_1 elementinin birim gramı başına düşen kalori miktarıdır.

(4.8) denklemi herhangi bir sayıdaki reaksiyon için uygulanabilir. Örneğin: $E + O \rightarrow EO$ reaksiyonu için şunu yazabiliriz:

$$\Delta Q_{EO} = h_O + \frac{r_{E,EO}}{r_{O,EO}} h_E - \frac{1}{r_{O,EO}} h_{EO} \quad \{O\text{'nun birim kütlesindeki ısı}\}$$

deki ısı]

... (4.9)

Diger reaksiyonlar için (4.9) denklemine benzer denklemler yazılabilir. Bunlar:

$$\Delta Q_{N_2} = 2(h_{N_2} - h_{N_2}) \quad (4.10)$$

$$\Delta Q_{EN} = h_N + \frac{r_{E,EN}}{r_{N,EN}} h_E - \frac{1}{r_{N,EN}} h_{EN} \quad (4.11)$$

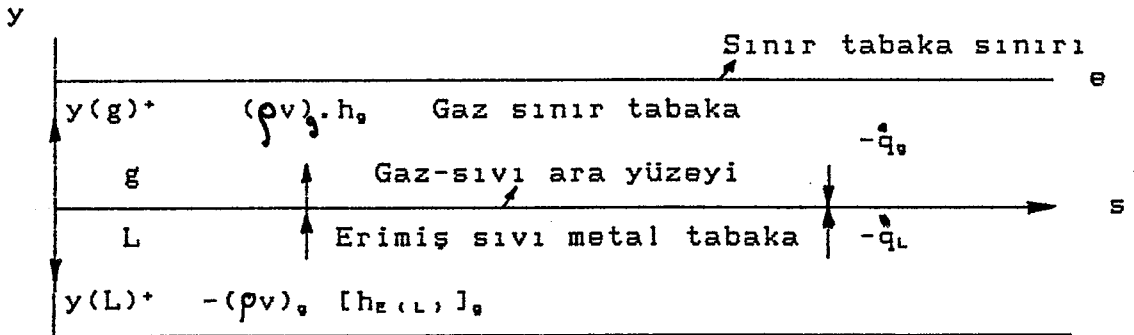
$$\Delta Q_{EO} = h_O + \frac{r_{E,EO}}{r_{O,EO}} h_E - \frac{1}{r_{O,EO}} h_{EO} \quad (4.12)$$

Burada bütün durumlarda Q_{J_2} , Q_{EJ} ve Q_{EJ_2} özgül ısı üretimi terimleri reaksiyona giren J elementinin birim kütlesinde üretilen ısıya bağlı olarak ifade edilebilir.

Yukarıdaki termokimya denklemlerinden ilerideki kısımlarda faydalanılacaktır.

4.3. Reaktif Sınır Tabaka Isı Transferi

Kimyasal reaksiyonun etkisini araştırmak için, sıvı metal ve yardımcı gaz ara yüzeyinde çok ince bir gaz sınır tabakasında gaz fazında reaksiyonların meydana geldiğini düşünülmüştür. Sıvı erimiş metalin buharlaştığı ve buharlaşan moleküllerin akan gaz ile kimyasal reaksiyona girdiği varsayılmıştır. Sınır tabakadan, buharlaşan sıvı metale ısı transferini hesaplamak için şekil (4.1) de verilen durum göz önüne alınmıştır.



Şekil 4.1. Sınır tabaka ısı transferi

L ve g indisleri gaz-sıvı ara yüzeyindeki sıvı ve gaz tabaka niceliklerini, e indisi ise sınır tabaka sınırında değerlendirilen nicelikleri gösterir.

Gaz-sıvı ara yüzeyindeki ısı dengesi şunu verir:

$$\dot{q}_L = -\dot{q}_e - (\rho v)_e h_e + (\rho v)_e [h_{e(L)}]_e \quad (4.13)$$

Burada E, göz önüne alınan metalin kimyasal sembolüdür.

C_H şöyle tanımlanabilir:

$$-\dot{q}_e = C_H \rho_e U_e (I_e - h_e) \quad (4.14)$$

$$\text{ve} \quad h_{e(L)} + L_v = h_{e(g)} \quad (4.15)$$

Burada, (L) ve (g) sırası ile, sıvı ve gaz fazını, L_v ise E elementin buharlaşma ısısını gösterir.

Gaz karışımı entalpisi şu şekilde verilmiştir:

$$h = \sum_i C_i h_i \quad (4.16)$$

Burada $C_i = \rho_i / \rho$ olup tür kütle kesridir.

Bir başka uygun kütle transfer parametresi şöyle tanımlanabilir:

$$B_3 = \frac{(\rho v)_e}{\rho_e C_H U_e} \quad (4.17)$$

(4.14) denklemini (4.13) de yerine yazarsak;

$$\dot{q}_L = C_H \rho_e U_e (I_e - h_e) - (\rho v)_e + (\rho v)_e [h_{e(L)}]_e \quad (4.18)$$

denklemini elde edilir.

(4.15) ve (4.17) denklemlerini (4.18) denkleminde yerine yazarsak şöyle sonuçlanır:

$$\dot{q}_L = C_H \rho_e U_e \{ (I_e - h_e) - B_3 h_e + B_3 [h_{e(g)}] - B_3 L_v \} \quad \dots (4.19)$$

Burada;

$$I_e = h_e + U_e^2 / 2 \quad \text{dir.}$$

(4.16) denklemini (4.19) denkleminde kullanırsak ve $(C_e)_e = 0$ farzederseniz, yani; E türü gazın (mesela: metalik bu-

har) sınır tabaka ile sınırlı olduğunu düşünürsek, şunu bulabiliriz:

$$\begin{aligned} \dot{q}_L = \rho_e U_e C_H \{ & \Sigma (C_i)_e [(h_i)_e - (h_i)_s] + U_e^2/2 \\ & + \Sigma_{i \neq e} (h_i)_s [(C_i)_e - (1 + B_s)(C_i)_s] \\ & + (h_e)_s [B_s - (1 + B_s)(C_e)_s] - B_s L_v \} \end{aligned} \quad (4.20)$$

(4.20) denklemi aşağıdaki sınır şartlarının incelenmesi ile daha da basitleştirilebilir.

1-) Yüzeyde E hariç bütün türlerin element kütle kesirleri için diffüzyon akısı, yüzeyde E'nin buharlaşması sonucu oluşan konveksiyon akısının ürettiğine eşit olmalıdır. Yani yüzeyde;

$$D_{1,2} \left(\frac{s\bar{C}_i}{s_y} \right)_s = (\rho v)_s (\bar{C}_i)_s, \quad i \neq E \quad (4.21)$$

olmalıdır.

$(\bar{C}_i) = \bar{C}_i(u)$ olduğundan dolayı; $\frac{s\bar{C}_i}{s_y} = \frac{s\bar{C}_i}{s_u} \frac{s_u}{s_y}$ yazılabilir.

Prandtl sayısının 1 olduğu farzedilirse;

$$\tau_s = (\mu s_u/s_y)_s = \rho_e U_e^2 C_H \quad (4.22)$$

Bundan dolayı; $\left(\frac{s\bar{C}_i}{s_u} \right)_s = \left(\frac{s\bar{C}_i}{s_y} \right)_s \frac{1}{(s_u/s_y)_s} \quad (4.23)$

olur.

(4.21) denkleminden $(s\bar{C}_i/s_y)_s$ nin ve (4.22) denkleminden de $(s_u/s_y)_s$ nin değerleri (4.23) denklemine yerine yazılırsa

$$\left(\frac{s\bar{C}_i}{s_u} \right)_s = \frac{(\rho v)_s (\bar{C}_i)_s}{\rho D_{1,2}} \frac{\mu}{\rho_e U_e^2 C_H} \text{ olur. Schmidt sayı-$$

sının $(\mu/D_{1,2})$ 1 olduğu farzedilirse;

$$\left(\frac{s\bar{C}_i}{s_u} \right)_s = \frac{(v)_s (\bar{C}_i)_s}{\rho_e U_e C_H} = B_s \frac{(C_i)_s}{U_e}, \quad i \neq E \quad (4.24)$$

denklemini elde edilir.

2-) E yüzey malzemesi için gaz-sıvı ara yüzeyinde kütle akış dengesi şöyledir:

$$(\rho v)_e + \rho \cdot D_{1,2} (s\bar{C}_E / s_y)_e = (\rho v)_e \cdot (C_E)_e \quad (4.25)$$

(4.24) denkleminin çıkarılmasına benzer şekilde;

$$\left(\frac{s\bar{C}_E}{s_u}\right)_e = \left(\frac{s\bar{C}_E}{s_y}\right)_e \left(\frac{s_y}{s_u}\right)_e \quad (4.26)$$

yazılabilir.

(4.22) denkleminin (4.26) denkleminde kullanımı şunu verir:

$$\left(\frac{s\bar{C}_E}{s_u}\right)_e = \left(\frac{s\bar{C}_E}{s_y}\right)_e \frac{\mu}{\rho \cdot U_e^2 \cdot C_H} \quad (4.27)$$

(4.25) ve (4.27) denklemlerinden;

$$\left(\frac{s\bar{C}_E}{s_u}\right)_e = \frac{(\rho v)_e [(C_E)_e - 1]}{D_{1,2}} \frac{\mu}{\rho \cdot U_e^2 \cdot C_H} \quad (4.28)$$

Schmidt sayısının $(\mu/\rho \cdot D_{1,2})$ 1 olduğunu farzedip (4.17) denklemini (4.28) denkleminde yerine yazarsak;

$$\left(\frac{s\bar{C}_E}{s_u}\right)_e = B_3 \frac{(C_E)_e}{U_e} - \frac{B_3}{U_e} \text{ olur.} \quad (4.29)$$

Daha önce ifade edildiği gibi, element kütle kesrinin ve s-yönündeki momentumun korunumu denklemleri şöyledir:

Element Kütle Kesrinin Korunumu Denklemi

$$\rho u \frac{s\bar{C}_1}{s_s} + \rho v \frac{s\bar{C}_1}{s_y} = \frac{s}{s_y} \left(\rho D_{1,2} \frac{s\bar{C}_1}{s_y} \right) \quad (4.30)$$

s-Yönündeki Momentum Denklemi

$$\rho u \frac{s_u}{s_s} + \rho v \frac{s_u}{s_y} = \frac{s}{s_y} \left(\mu \frac{s_u}{s_y} \right) \quad \left[\frac{dP}{ds} \approx 0 \text{ farzıyla} \right]$$

... (4.31)

(4.30) ve (4.31) denklemlerinin şu şekilde sağlandığı görülmür. (bakınız referans 1)

$$\bar{C}_i = (\bar{C}_i)_0 + [(\bar{C}_i)_\infty - (\bar{C}_i)_0] \frac{u}{U_\infty}$$

$$\left(\frac{s\bar{C}_i}{su} \right)_0 = \frac{(\bar{C}_i)_\infty - (\bar{C}_i)_0}{U_\infty} \quad (4.32)$$

(4.24) ve (4.32) denklemlerinden;

$$\frac{(\bar{C}_i)_\infty - (\bar{C}_i)_0}{U_\infty} = B_s \frac{(\bar{C}_i)_0}{U_\infty}$$

$$\text{veya } (\bar{C}_i)_\infty = (1 + B_s) (\bar{C}_i)_0, i \neq E \quad (4.33)$$

olduğu görülebilir.

(4.29) ve (4.32) denklemlerinden;

$$\frac{(\bar{C}_E)_\infty - (\bar{C}_E)_0}{U_\infty} = B_s \frac{(\bar{C}_E)_0}{U_\infty} - \frac{B_s}{U_\infty}$$

$$\text{veya } (\bar{C}_E)_\infty = (1 + B_s) (\bar{C}_E)_0 - B_s \quad (4.34)$$

(4.33) ve (4.34) denklemlerindeki element kütle kesirleri (4.3), (4.4) ve (4.5) denklemleri vasıtasıyla tür kütle kesri olarak ifade edilebilir. Tür kütle kesirlerine göre sonuçlanan denklemler; (4.8) denklemi ile sağlanan ısı üretimi terimlerine bağlı olarak (4.20) denklemindeki toplam terimlerini ifade etmek için kullanılabilir. Daha sonra (4.20) denklemindeki toplam terimlerinin; (4.8) denklemindeki ΔQ 'nun toplam terimlerine ve tür kütle kesirlerine göre ifade edilebileceği bulunacaktır. Gerekli olan cebirsel işlem referans 1'de verilmiştir. Sonuçta; yardımcı gazın hava olduğunu farzedilirse, (yani O_2 ve N_2 karışımı) (4.20) denklemi şöyle olur:

$$\begin{aligned}
\dot{q}_L &= \rho \cdot U \cdot C_H \left(\sum_i (C_i)_s [(h_i)_s - (h_i)_g] + U^2_s/2 - B_s L_v \right. \\
&\quad (a) \qquad (b) \qquad (c) \\
&\quad (d) \\
&+ \sum_{J=0,N} \Delta Q_{EJ} [(\bar{C}_J)_s - (1 + B_s)(\bar{C}_J - r_{J,EJ} C_{EJ})_g] \\
&\quad (e) \\
&+ \sum_{J=0} \Delta Q_{EJ_2} [(C_J)_s - (1 + B_s)(\bar{C}_J - r_{J,EJ_2} C_{EJ_2})_g] \\
&\quad (f) \\
&- \sum_{J=0,N} Q_{J_2} [(\bar{C}_J)_s - (1 + B_s)(C_J)_g] \qquad (4.35)
\end{aligned}$$

(4.35) denklemi reaktif bir sınır tabakadaki ısı transferine katkıda bulunan çeşitli terimleri gösterir. Bu terimler şunlardır:

- 1-) (a), bu terim alışılmış ısı konveksiyonu terimidir.
- 2-) (b), sınır tabakadaki viskoz kuvvetlerden kaynaklanan viskoz dağılım terimidir.
- 3-) (c), metal buharlaşmasında dağılan ısı terimidir.
- 4-) (d), $J=0, N$ olan EJ formasyonuna uygun ısı üretimi terimidir.
- 5-) (e), $J=0$ olan EJ bileşiminin formasyonu nedeniyle ısı üretimi terimidir.
- 6-) (f), $J=0, N$ olan J_2 'nin ayrışması nedeniyle sağlanan katkı terimidir.

(4.35) denklemi, özel bir yüzey malzemesi için Cohen[6] tarafından ileri sürülen genel bir denklemdir ve daha sonra Less[7] tarafından genişletilmiştir. Schmidt sayısı (μ/D_{12}) ve Prandtl sayısının ($C_p \mu/k$) 1 olması varsayımı ile ~~ile ilgili olarak~~ rağmen faydalı bir denklemdir ve yüzeye nakledilen çeşitli enerji kaynaklarını gösterir.

(4.35) denklemindeki bütün ısı üretimi terimleri reaksi-

yona giren elementlerin birim kütlesi başına düşen ısı olarak

tanımlanır. $(C_{E_1})_0$ ve $(C_{E_2})_0$ 'nin her ikisinde; bütün kimyasal reaksiyon ürünlerinin sınır tabakada kalması ve sınır tabaka sınırına ulaşmadıkları varsayımına göre $J=0, N$ için sıfırdır.

Aynı denklemden görülebilir ki, E_1 ve E_2 bileşenlerinin formasyonu egzotermik reaksiyonlar gerektirdiğinden dolayı sıvı yüzeye ısı transferini arttırır.

Buharlaştırma ısısı L_v 'nin artırılmış değeri ve J_2 'nin ayırışması (burada $J=0, N$ dir) sıvı alt yüzeye ısı transferini azaltır.

BÖLÜM-5

LAMİNER SINIR TABAKADAKİ KİMYASAL REAKSİYONLAR

5.1.Giriş

Sıkıştırılabilir laminer sınır tabaka durumunda, kimyasal reaksiyonların ısı transferi üzerine etkileri bu bölümde ele alınacaktır. Sınır tabakaya kütle transferi, sıvı tabakanın buharlaşması nedeniyle olabilir. Bu bölüm esas olarak gazın, ara yüzeye (gaz-sıvı) nasıl ulaştığını dikkate almaksızın, bu gazın laminer sınır tabaka üzerindeki etkisi ile ilgilidir. Burada geliştirilecek denklemler herhangi bir sayıda eş zamanlı olarak meydana gelen gaz fazı reaksiyonlarını açıklar. Kimyasal reaksiyonların etkisini incelemek için 4. bölümdeki ne benzer bir yaklaşım yapılacaktır. Fakat, daha önceki bölümlerde yapılan basitleştirme varsayımlarından bazıları bu bölümdeki analizde dikkate alınmayacaktır. Yani, Prandtl sayısı (P) ve Schmidt sayısının (S) 1 olmasına gerek yoktur. Böylece C_H 'ın P ile değişme derecesi ve bileşimi ve 4. bölümde ihmal edilen kütle transferinin \dot{q}_L üzerindeki etkileri bu analizde hesaba katılabilir. Bu bölümün esas amacı, kütle transferi ve kimyasal reaksiyonların, sıvı yüzeye veya sıvı yüzeyden ısı transferi üzerindeki kombine etkilerini incelemektir.

Dooly[8], ısıtılmış düz bir plaka üzerinde akan reaktif gaz karışımının basit bir modelini kullanarak, reaksiyon bölgesinin düz plaka ile temasta olduğu noktaya kadar sınır tabaka denklemlerinin uygulandığını göstermiştir. Teklif edilen modelde reaksiyon bölgesinin sıvı yüzey ile temasta olduğu ve reaksiyonların gaz-sıvı ara yüzeyinde meydana geldiği var-

sayılmıştır. Gaz fazının arta kalan kısımları dondurulmuştur ($\dot{w}_1 = 0$). Dondurulmuş sınır tabakayı açıklayan modeller aşağıda çıkarılmıştır.

5.2. Dondurulmuş sınır tabaka yaklaşımları

Ekseri gaz karışımları için Lewis sayısı 1'e yakın olduğundan dolayı, reaktif gazlardan müteşekkil bir sınır tabakadan ısı transferinin; sınır tabakadaki reaksiyon bölgesinin yerine bağlı olmadığı ilk yaklaşım olarak gösterilmiştir. Bu yaklaşım şu varsayımı ihtiva eder: Transport özellikleri sınır tabaka gaz karışımına bağlı değildir veya en azından transport özelliklerinin gaz bileşimi ile değişimi, sıcaklık ile değişimine göre ikinci derecede önemlidir. Kimyasal reaksiyonların sıvı-gaz ara yüzeyinde olduğu ve gaz fazının diğer kısımlarının dondurulmuş olduğu varsayımından dolayı, sınır tabakadaki gaz karışımının terkibi, ara yüzeydeki ve dış akımdaki mevcut gaz türleri ile sınır tabaka boyunca mevcut olan ürünlerin ve reaksiyona giren elementlerin diffüzyonu ve konveksiyonu ile tesbit edilir.

Kısmi entalpiler toplamı olarak I_r şöyle tanımlanır:

$$I_r = \sum_i C_i \left(\int_0^T C_{p,i} dT \right) + u^2/2 \quad (5.1)$$

Sonra toplam entalpi şöyle olur:

$$I = I_r + \sum_i C_i h_i^0 \quad (5.2)$$

(5.1) denkleminin y 'ye göre diferansiyeli alınırsa;

$$\frac{SI_r}{Sy} = C_p \cdot \frac{ST}{Sy} + u \frac{Su}{Sy} + \sum_i \left(\int_0^T C_{p,i} dT \right) \frac{SC_i}{Sy} \quad (5.3)$$

olur. Burada $C_p = \sum_i C_i C_{p,i}$ dir.

İdeal bir gaz için $C_{p,i} = C_p = C_p = \text{sabit}$ olduğu farz edilirse;

$$\sum C_i = 1 \quad (5.6)$$

olduğundan dolayı,

$$\sum_i \left(\int_0^T C_{p,i} dT \right) \frac{SC_i}{Sy} = C_p \cdot T \sum_i \frac{SC_i}{Sy} = 0 \quad (5.5)$$

olur. Böylece mantıklı bir yaklaşımla;

$$\frac{SI_r}{Sy} \approx C_p \cdot \frac{ST}{Sy} + u \frac{Su}{Sy} \quad (5.7)$$

$$\frac{SI}{Sy} \approx \frac{SI_r}{Sy} + \sum_i h_i \frac{SC_i}{Sy} \quad (5.8)$$

olur. Kimyasal reaksiyonların gaz-sıvı ara yüzeyinde meydana geldiği düşünüldüğüne göre, sıvı metale ısı transferi iki bölümü kapsar. Bunlar: Kondüksiyon ve difüzyondur. Yani;

$$-\dot{q}_0 = \left(k \frac{ST}{Sy} + \int D_{12} \sum_i h_i \frac{SC_i}{Sy} \right)_0 \quad (5.9)$$

olur.

(5.7) ve (5.9) denklemleri şunu verir:

$$-\dot{q}_0 = \left(\frac{K}{C_p} \frac{SI_r}{Sy} + \int D_{12} \sum_i h_i \frac{SC_i}{Sy} \right)_0 \quad (5.10)$$

Sıvı yüzeyindeki gazın hızı, sınır tabaka sınırındaki hızla mukayese edilince önemsizdir.

(5.8) denklemini (5.10) denklemine taşırsak; Lewis sayı-

$s_1 = C_{p,1} \cdot \beta \cdot D_{1,2} / K$ olduğuna göre şu elde edilir:

$$-\dot{q}_0 = \left(\frac{K}{C_{p,1}} \frac{SI}{Sy} - \frac{K}{C_{p,1}} \sum_i h_i^0 \frac{SC_1}{Sy} + \int D_{1,2} \sum_i h_i \frac{SC_1}{Sy} \right)_0$$

$$= \left(\frac{K}{C_{p,1}} \frac{SI}{Sy} - \frac{K}{C_{p,1}} \sum_i h_i^0 \frac{SC_1}{Sy} + \frac{K}{C_{p,1}} L \sum_i h_i \frac{SC_1}{Sy} \right)_0$$

Fakat, $h_i = \int_0^T C_{p,i} dT + h_i^0$ veya $h_i^0 = h_i - \int_0^T C_{p,i} dT = h_i - C_{p,i} T$

dir. Bu sebeple;

$$-\dot{q}_0 = \left[\frac{K}{C_{p,1}} \frac{SI}{Sy} - \frac{K}{C_{p,1}} \sum_i h_i \frac{SC_1}{Sy} + \frac{K}{C_{p,1}} \sum_i C_{p,i} T \frac{SC_1}{Sy} + \frac{K}{C_{p,1}} L \sum_i h_i \frac{SC_1}{Sy} \right]_0$$

veya,

$$\dot{q}_0 = \left[\frac{K}{C_{p,1}} \frac{SI}{Sy} + \frac{K}{C_{p,1}} (L - 1) \sum_i h_i \frac{SC_1}{Sy} \right]_0 \quad (5.11)$$

olur.

(5.11) denkleminde şunu görebiliriz: Lewis sayısı (yani $P/S=1$) olunca sıvı alt yüzeye ısı transferi $-\dot{q}_0$ aşağıdaki şartlardan dolayı kimyasal reaksiyonların yerine bağlı değildir.

a) $K/C_{p,1}$ karışım terkinbine bağlı değilse

b) Süreklilik denkleminin çözümü enerji denkleminde bağımsız olarak bulunabilirse

Çoğu gaz karışımları için Lewis sayısı hemen hemen 1 dir ve transport özellikleri bağıl olarak terkinbe karşı duyarsız-

dır. Bu sebeple $C(\rho\mu/\rho_s\mu_s)$ parametresi ve $f(\eta)$ terkibe karşı duyarsızdır.

Bu sebeple ısı transferinin, sınır tabakadaki kimyasal reaksiyonların yerine duyarsız olduğu varsayımı geçerlidir ve bu dondurulmuş sınır tabaka yaklaşımı da maküldür.

5.3. Sınır tabaka ısı transferi

(5.10) denklemleri sıvı alt yüzeye sınır tabaka ısı transferini verir. q_s 'yi hesaplamak için sınır tabaka boyunca kısmi entalpi değişimi I_s ve tür kütle kesri C_{1s} 'yi bilmek esastır.

Bölüm 3'de gösterildiği gibi, kompleks lineer olmayan kısmi diferansiyel denklemleri adi şekle dönüştürmek için kullanılan dönüşüm denklemleri şunlardır:

$$\bar{s} = \int_0^s \rho_s \mu_s U_s ds \quad (5.12)$$

$$\eta = \frac{U_s}{(2s)^{1/2}} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_s} dy \quad (5.13)$$

Ve aynı bölümde ifade edildiği gibi,

$$u = u_s f'(\eta) \quad (5.14)$$

$$C_1 = (C_1)_s z_1(\eta) \quad (5.15)$$

$$I = I_s g(\eta) \quad (5.16)$$

şeklindedir.

Daha önce (5.12) ila (5.16) denklemlerinin kullanımı ile süreklilik, enerji korunumu ve momentum korunumu denklemleri bulunmuştu. Bu denklemler:

Süreklilik denklemi

$$\left(\frac{C}{S} z_1'\right)' + f z_1' = \frac{2\bar{s} f z_1'}{(C_1)_0} \frac{d(C_1)_0}{ds} - \frac{2s \dot{w}_1}{U^2 \mu (C_1)_0} \quad (5.17)$$

Enerjinin korunumu denklemi

$$\left(\frac{C}{P} g'\right)' + f g' = \frac{2\bar{s} f' g}{I_0} \frac{dI_0}{d\bar{s}} + \left[\frac{C}{S} \left(\frac{1}{L} - 1\right) \sum_i \frac{h_i (C_1)_0}{I_0} z_1' l' + \frac{U^2}{I_e} \left[\left(\frac{1}{P} - 1\right) C f' f''\right]'\right] \quad (5.18)$$

Momentumun korunumu denklemi

$$(C f'')' + f f'' = \frac{2\bar{s}}{U_0} \frac{dU_0}{d\bar{s}} [(f')^2 - \frac{\rho_0}{\rho}] \quad (5.19)$$

Yukarıdaki denklemlerde, $C = \frac{\rho_\mu}{\rho_{e, \mu e}}$ dir.

Sınır şartları şöyledir:

$y = 0$, $\eta = 0$ da

$y \rightarrow \infty \rightarrow \infty$ da

$$(z_1)_0 = (z_1)_0 = \frac{(C_1)_0}{(C_1)_0}$$

$$z_1 \rightarrow 1$$

$$f'(0) = 0 \quad f(0) = f(g)$$

$$f' \rightarrow 1 \quad f \rightarrow 0$$

$$g'(0) = g'_0$$

$$g' \rightarrow 0$$

$$g(0) = g_0$$

$$g \rightarrow 1$$

Daha ileri gitmek için aşağıdaki şekilde tanımlanan bir g_r ifadesi gereklidir.

$$g_r = \frac{I_r}{(I_r)_0}$$

(5.2), (5.15) ve (5.16) denklemleri şöyledir:

$$I = I_r + \sum_i C_i h_i^\circ \quad (5.2)$$

$$C_i = (C_i)_\bullet \cdot z_i(\eta) \quad (5.15)$$

$$I = I_\bullet \cdot g(\eta) \quad (5.16)$$

Bu sebeple yukarıdaki denklemlerin kullanımı ile;

$$g = \frac{I}{I_\bullet} = \frac{I_r + \sum C_i h_i^\circ}{I_\bullet} = \frac{(I_r)_\bullet \cdot g_r}{I_\bullet} + \frac{\sum h_i^\circ C_i}{I_\bullet}$$

$$\text{veya } g = \frac{(I_r)_\bullet}{I_\bullet} g_r + \frac{\sum (C_i)_\bullet z_i(\eta) h_i^\circ}{I_\bullet} \quad (5.21)$$

olur.

(5.17) ve (5.18) denklemlerine dönerek;

a) Dondurulmuş dış akım bileşimi $\left(\frac{d(C_i)_\bullet}{d\bar{s}} = 0 \right)$

b) Dondurulmuş gaz fazı $(\dot{w}_i = 0)$

c) $\frac{dI_\bullet}{d\bar{s}} = 0$

varsayımlarının kullanılması ile şu sonuçlar ortaya çıkar:

Süeklilik denklemi

$$(C/S z_i')' + f z_i' = 0 \quad (5.22)$$

Enerji korunumu denklemi

$$\left(\frac{C}{P} g' \right)' + f g' = \frac{U_\bullet^2}{I_\bullet} \left[\left(\frac{1}{P} - 1 \right) C f' f'' \right] \quad (5.23)$$

(5.21) denklemini (5.23) denkleminde yerine yazarsak;

$$\left(\frac{C}{P} g_r' \right)' + f g_r' = \frac{U_\bullet^2}{(I_r)_\bullet} \left[\left(\frac{1}{P} - 1 \right) C f' f'' \right] \\ - \frac{1}{(I_f)_\bullet} \left\{ \sum_i (C_i)_\bullet h_i^\circ \left[\left(\frac{C}{S} z_i' \right)' + f z_i' \right] \right\} \text{ olur.}$$

(5.22) denklemini yukarıda yerine yazarsak şu sonuç ortaya

çıkar:

$$\left(\frac{C}{P} g_r'\right)' + f g_r' = \frac{U^2}{(I_r)_\infty} \left[\left(\frac{1}{P} - 1\right) C f' f''\right]' \quad (5.24)$$

P'nin yaklaşık 1 olduğu farzedilerek meselenin daha da basitleştirilmesi ile (5.24) denklemi şöyle olur:

$$\left(\frac{C}{P} g_r'\right)' + f g_r' = 0 \quad (5.25)$$

Düz plaka çözümü için $\frac{dU_\infty}{ds} = 0$ dir. Bu sebeple (5.19) denk-

lemi şöyle olur:

$$(C f'')' + f f'' = 0 \quad (5.26)$$

Bütün denklemlerdeki (') ve (") işaretleri $\eta = \eta(s, y)$ değişkenine göre diferansiyel alındığını gösterir. Böylece süreklilik, enerji ve momentum korunumu denklemlerinin hepsi şu formda olur:

$$\left(\frac{C}{Z} \lambda'\right)' + f \lambda' = 0 \quad (5.27)$$

Burada sırası ile (5.22), (5.25) ve (5.26) denklemleri için $Z = S, P$ veya 1 dir. Böylece sınır şartları şöyle olur:

$$\eta = 0 \text{ da} \quad \eta \rightarrow \infty \text{ iken}$$

$$\lambda = (0) \quad \lambda \rightarrow 1$$

$$\text{ve } \lambda'(0) = \text{sabit.}$$

(5.27) denkleminin çözümü şöyle verilmiştir:

$$\lambda = [1 - \lambda(0)] \frac{G(\eta, Z)}{G(\infty, Z)} - \lambda(0) \quad (5.28)$$

Burada;

$$G(\eta, Z) = \int_0^\eta \frac{Z}{C} \exp\left(-\int_0^{\eta'} \frac{Z}{C} f d\eta''\right) d\eta' \quad (5.29)$$

$$\text{ve } \lambda'(0) = \left(\frac{Z}{C}\right)_0 \frac{1 - \lambda(0)}{G(\infty, Z)} \text{ dir.} \quad (5.30)$$

$\lambda' = z'_i, g'_r$ ve f'' 'yi (5.30) denkleminde yerine koyup, daha önce bahsedilen sınır şartlarını kullanırsak;

$$(z'_i)_0 = \left(\frac{S}{C}\right)_0 \frac{1 - (z_i)_0}{G(\infty, S)} \quad (5.31)$$

$$(g'_r)_0 = \left(\frac{P}{C}\right)_0 \frac{1 - (g_r)_0}{G(\infty, P)} \quad (5.32)$$

$$(f'')_0 = \left(\frac{1}{C}\right)_0 \frac{1}{G(\infty, 1)} \text{ olur.} \quad (5.33)$$

Burada; $G(\infty, Z)$, $\eta = \infty$ da değerlendirilen (5.29) denklemi ile verilir.

$$C_i = (C_i)_0 z_i(\eta) \quad (5.15)$$

$$I_r = \frac{I_r}{(I_r)_0} \quad (5.20)$$

$$\text{ve, } -\dot{q}_0 = \left(\frac{K}{C_p} \frac{\delta I_r}{\delta y} + \int D_{1,2} \sum_i h_i \frac{\delta C_i}{\delta y} \right)_0 \quad (5.10)$$

olduğu göz önüne alınırsa (5.13) denkleminde şu görülebilir:

$$\frac{\delta}{\delta y} = \frac{\rho \cdot U_\infty}{(2\bar{\delta})^{1/2}} \frac{\delta}{\delta \eta} \quad (5.34)$$

(5.20) denkleminde $\delta I_r / \delta y$, (5.34) denkleminin kullanılması ile şu şekilde elde edilir:

$$\begin{aligned} \frac{\delta I_r}{\delta y} &= \frac{\delta}{\delta y} (g_r (I_r)_0) = \frac{U_\infty}{(2\bar{\delta})^{1/2}} \frac{\delta}{\delta y} ((I_r)_0 g_r) \\ &= \frac{\rho U_\infty}{(2\bar{\delta})^{1/2}} (I_r)_0 g'_r \end{aligned} \quad (5.35)$$

Benzer şekilde $\frac{SC_1}{Sy}$ şöyle olur:

$$\frac{SC_1}{Sy} = \frac{S}{Sy} [(C_1)_0 \cdot z_1] = \frac{\rho \cdot U_0}{(2\bar{S})^{1/2}} (C_1)_0 \cdot z'_1 \quad (5.36)$$

(5.35) ve (5.36) denklemlerini (5.10) denkleminde yerine yazarsak şu elde edilir:

$$\begin{aligned} -\dot{q}_0 &= \left[\frac{K}{C_{p,r}} \frac{\rho \cdot U_0}{(2\bar{S})^{1/2}} (I_r)_0 \cdot g'_r + \rho \cdot D_{1,2} \sum_i h_i \frac{\rho \cdot U_0}{(2\bar{S})^{1/2}} (C_1)_0 \cdot z'_1 \right]_0 \\ &= \frac{K}{C_{p,r}} \frac{\rho_0 \cdot U_0}{(2\bar{S})^{1/2}} [(I_r)_0 \cdot g'_r + L \sum_i h_i (C_1)_0 \cdot z'_1]_0 \end{aligned}$$

veya, $L = \frac{\rho \cdot D_{1,2} \cdot C_{p,r}}{K}$, $P = \frac{C_{p,r} \cdot \mu_0}{K}$ ve $C = \frac{\rho_0 \cdot \mu_0}{\rho \cdot \mu_0}$ olduğuna göre;

$$-\dot{q}_0 = \frac{C}{P} \frac{\rho_0 \cdot \mu_0 \cdot U_0}{(2\bar{S})^{1/2}} [(I_r)_0 \cdot g'_r + L \sum_i h_i (C_1)_0 \cdot z'_1]_0 \quad \text{olur.} \quad \dots (5.37)$$

$L = P/S$ olduğuna göre, (5.31) ve (5.32) denklemlerinden $(z'_1)_0$ ve $(g'_r)_0$ değerlerini (5.37) denkleminde yerine yazarsak;

$$\begin{aligned} -\dot{q}_0 &= \frac{C}{P} \frac{\rho_0 \cdot U_0 \cdot \mu_0}{(2\bar{S})^{1/2}} [(I_r)_0 \cdot \left(\frac{P}{C}\right)_0 \cdot \frac{1 - (g_r)_0}{G(\infty, P)} \\ &\quad + L \sum_i (h_i)_0 \cdot (C_1)_0 \cdot \left(\frac{S}{C}\right)_0 \cdot \frac{1 - (z'_1)_0}{G(\infty, S)}] \\ &= \frac{\rho_0 \cdot \mu_0 \cdot U_0}{(2\bar{S})^{1/2}} \left[\frac{(I_r)_0}{G(\infty, P)} \cdot 1 - (g_r)_0 + L \frac{C}{P} \frac{S}{C} \sum_i (C_1)_0 \cdot (h_i)_0 \cdot \frac{1 - (z_1)_0}{G(\infty, S)} \right] \\ &= \frac{\rho_0 \cdot \mu_0 \cdot U_0}{(2\bar{S})^{1/2}} \frac{(I_r)_0}{G(\infty, P)} \left[1 - (g_r)_0 + \frac{1}{(I_r)_0} \frac{G(\infty, P)}{G(\infty, S)} \right] \end{aligned}$$

$\sum_i (h_i)_0 (C_i)_0 [1 - (z_i)_0]$ elde edilir.(5.38)

$$I = I_r + \sum_i C_i h_i^0 \quad (5.2)$$

$$C_i = (C_i)_0 z_i(\eta) \quad (5.15)$$

$$g_{\dot{r}} = \frac{I_r}{(I_r)_0} \quad (5.20)$$

olduguna göre, bu denklemlerin kullanımı şunu verir:

$$\begin{aligned} I_0 - I_0 &= (I_r)_0 + \sum_i (C_i)_0 h_i^0 - (I_r)_0 - \sum_i (C_i)_0 h_i^0 \\ &= (I_r)_0 [1 - (g_r)_0] + \sum_i (C_i)_0 h_i^0 [1 - \frac{(C_i)_0}{(C_i)_0}] \\ &= (I_r)_0 [1 - (g_r)_0] + \sum_i (C_i)_0 h_i^0 [1 - (z_i)_0] \end{aligned} \quad \dots (5.39)$$

Böylece, (5.38) ve (5.39) denklemlerinden;

$$\begin{aligned} -\dot{q}_0 &= C_H \rho_0 U_0 (I_0 - I_0) \left[1 + \left[\frac{G(\infty, P)}{G(\infty, S)} - 1 \right] \right. \\ &\quad \left. \frac{\sum (C_i)_0 h_i^0 [1 - (z_i)_0]}{I_0 - I_0} + \frac{G(\infty, P)}{G(\infty, S)} \frac{\sum (C_i)_0 (h_i)_0 (1 - (z_i)_0)}{I_0 - I_0} \right] \end{aligned}$$

ifadesi elde edilir. (5.40)

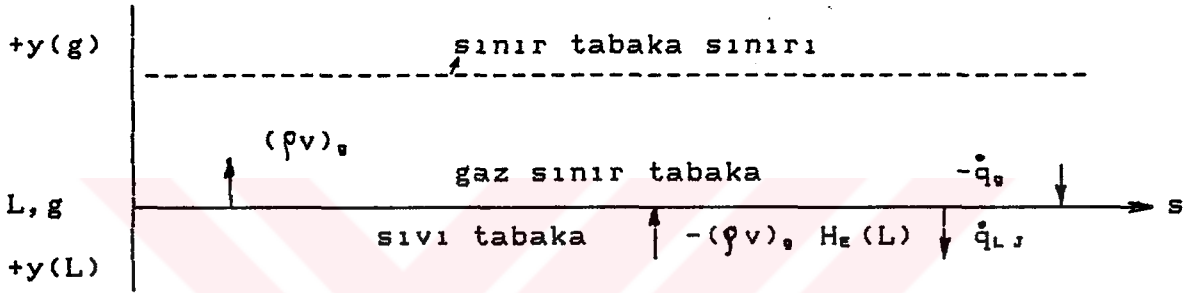
Burada;

$$C_H \rho_0 U_0 = \frac{\rho_0 U_0 \mu_0}{(2\bar{S})^{1/2} G(\infty, P)} \quad \text{dir.} \quad (5.41)$$

(5.40) denklemi sıkıştırılabilir bir laminar sınır tabaka için kimyasal reaktif türlerin sıvı erimiş tabaka yüzeyindeki sınır tabaka ısı transferi oranını verir. Aynı zamanda kütle transferi etkilerini de açıklar. Kütle transfer etkisi $G(\infty, Z)$ parametreleri vasıtasıyla denkleme iştirak eder. Bu parametreler gaz-sıvı ara yüzeyinde meydana gelen kütle transferi ve kimyasal reaksiyonların fonksiyonlarıdır.

5.4. Sıvı metale ısı transferi

Gaz-sıvı ara yüzeyinde kimyasal reaksiyonlara maruz kalan sıvı metale ısı transferi denklemlerini elde etmek için ara yüzeydeki ısı dengesi göz önüne alınarak bir denklem yazılabilir. Şekil (5.1)'i göz önüne alalım: Kullanılan koordinat 3. bölümdekinin aynıdır ve sadece gaz fazı reaksiyonları göz önüne alınmıştır.



Şekil-5.1. Gaz-sıvı ara yüzeyi muhteviyatı

Gaz-sıvı ara yüzeyindeki ısı dengesi şunu verir:

$$\dot{q}_{L,J} - (\rho v)_0 [h_E(L)]_0 = \dot{q}_0 - (\rho v)_0 h_0 \quad (5.42)$$

Burada E kimyasal reaksiyona uğrayan malzemenin kimyasal sembolünü gösterir.

E malzemesi için :

$$[h_E(L)]_0 + Lv = [h_E(g)]_0 \quad (5.43)$$

Burada Lv, E malzemesinin buharlaşma ısısıdır.

(5.42) ve (5.43) denklemleri birleştirilirse;

$$\dot{q}_{L,J} = \dot{q}_0 - (\rho v)_0 h_0 + (\rho v)_0 [h_E(g)]_0 - (\rho v)_0 Lv \quad (5.44)$$

ifadesi elde edilir.

(5.40) denklemini (5.44) denkleminde yerine yazarsak şu sonuç bulunur:

$$\dot{q}_{L,J} = C_H \rho_0 U_0 [I_0 - I_0 - \sum_i h_i^0 [(C_i)_0 - (C_i)_0 - (C_i)_0]]$$

$$+ \frac{G(\infty, P)}{G(\infty, S)} \sum_i (h_i)_g [(C_i)_s - (C_i)_g] - B_3 h_g + B_3 [h_E(g) - B_3 Lv] \quad \dots (5.45)$$

Burada B_3 , aşağıdaki şekilde tanımlanan kütle transfer parametresidir:

$$B_3 = \frac{(\rho v)_g}{\rho_s U_s C_H} \quad (5.46)$$

(5.2) denklemi (5.46) denkleminde yerine yazılırsa şu sonuç elde edilir:

$$\begin{aligned} \dot{q}_{L,3} = C_H \rho_s U_s [& (I_1)_s - (I_1)_g + \frac{G(\infty, P)}{G(\infty, S)} [\sum_i (h_i)_g [(C_i)_s - (C_i)_g] \\ & - B_4 h_g + B_4 [h_E(g)]] - B_3 Lv] \quad (5.47) \end{aligned}$$

(5.47) denklemindeki B_4 aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır:

$$B_4 = \frac{G(\infty, S)}{G(\infty, P)} B_3 \quad (5.48)$$

Kimyasal entalpi potansiyeli olarak isimlendirilen h_E şöyle tanımlanır:

$$\begin{aligned} h_E &= \sum_i (h_i)_g [(C_i)_s - (C_i)_g] - B_4 h_g + B_4 [h_E(g)]_g \\ &= \sum_i (h_i)_g [(C_i)_s - (C_i)_g] - B_4 \sum_i (C_i)_g (h_i)_g + B_4 [h_E(g)]_g \end{aligned}$$

Bir gaz karışımının entalpisi $h = \sum C_i h_i$ olduğuna göre;

$$h_E = \sum_{i \neq E} (h_i)_g [(C_i)_s - (1 + B_4) (C_i)_g] + [h_E(g)]_g$$

$$\cdot [B_4 - (1 + B_4) (C_E)_g] \text{ olur.} \quad (5.49)$$

Burada; sıvı yüzeyini terkeden bütün E türleri, daha önce yapılan varsayımlara göre, sınır tabaka ile sınırlı olduğundan dolayı $(C_E)_g = 0$ dir.

(5.47) ve (5.49) denklemlerinin birleştirilmesi ile;

$$q_{LJ} = C_H \rho_s U_s [(I_r)_s - (I_r)_g + \frac{G(\infty, P)}{G(\infty, S)} h_s - B_s L_v] \dots (5.50)$$

denklemini elde edilir.

(5.50) denkleminde, \dot{q}_{LJ} sıvı yüzeyinde meydana gelen kütle transferi durumunda sıvı metale ısı transferidir. h_s terimi yüzeye yakın gaz türleri arasındaki kimyasal reaksiyonlar nedeniyle absorbe edilen veya üretilen ısıyı gösterir.

Isı transferi oranı \dot{q}_{LJ} 'yi hesaplamak için, yüzeyde ve sınır tabaka sınırında çeşitli türlerin kütle kesirlerinin bulunması gerekir. (Bu kütle kesirleri (5.49) denklemindeki h_s yi tesbit etmek için kullanılır). Yüzey kimyasının bir fonksiyonu olarak, $(\rho v)_s$ 'yi hesaplayacak bir metot bulmak gerekir.

5.5. Kütle kesirleri ve kütle-kayıp oranları

Reaksiyona giren bir yüzeyden kütle kayıp oranını kontrol eden faktör, sınır tabaka vasıtasıyla reaksiyona giren yüzeye, reaksiyona giren elementlerin konvekte ve difüze edilebilmesi oranı ile reaksiyonlar ürününün yüzeyden uzağa konvekte ve difüze edilebilmesi oranıdır. Bu sebeple şu varsayımlar yapılmıştır.

- 1) Difüzyon ve konveksiyon, gaz tabakasında yalnızca dağılımı tesbit eder.
- 2) Kimyasal reaksiyonlar yüzeyde dengelenir.

Bu varsayımlara göre yüzeyden malzeme kaybı reaksiyona giren elementlerden birine aittir. Bu kayıp malzeme reaksiyona giren elementlerin maksimum konsantrasyonu ile kimyasal dengede bir konsantrasyonu sağlamaya yeterli bir oranda tüketilir. Reaksiyona giren elementler sınır tabaka vasıtasıyla

dış akımdan gaz-sıvı ara yüzeyine kadar difüze ve konvekte edilebilir. Böylece; kütle transfer parametresi yüzeydeki ve dış akımdaki türlerin konsantrasyonu ile ilgili olabilir.

Dönüştürülmüş süreklilik denklemi daha önce (5.22) denklemi ile aşağıdaki şekilde verilmiştir:

$$\left(\frac{C}{S} z'_i \right) + f z'_i = 0 \quad (5.22)$$

(5.15) denklemi

$$z'_i(\eta) = \frac{(C_i)}{(C_i)_0} \quad (5.15)$$

ve $\sum_{r_i, k} C_{i, k} = \bar{C}_i$ bağıntısına göre (5.22) denklemi şöyle yazılabilir:

$$\left(\frac{C}{S} \bar{C}'_i \right)' + f \bar{C}'_i = 0 \quad (5.51)$$

Burada; \bar{C}_i element kütle kesrini ve (') işaretide η 'ya göre türev alındığını gösterir.

(5.51) denkleminin integrasyonu şunu verir:

$$\frac{C}{S} \bar{C}'_i + \int f \bar{C}'_i d\eta = \text{sabit}$$

$$\text{veya} \quad \frac{C}{S} \bar{C}'_i + f \bar{C}_i - \int \bar{C}_i f' d\eta = \text{sabit} \quad (5.52)$$

Daha önce bahsedilen ($\eta = 0$ da $f(0) = 0$) sınır şartı integrasyon sabitini hesaplamak için kullanılır.

Sonra (5.52) denklemi şöyle olur:

$$\left(\frac{C}{S} \bar{C}'_i \right)_0 + f(0) (\bar{C}_i)_0 = \text{sabit}$$

$f(0) = 0$ (yani heterojen reaksiyonların olmaması) olunca;

$$(C_i) = (C_i)_0 = \text{sabit olur.}$$

Buradan da $f(0) = 0$ olunca $\left(\frac{C}{S} \bar{C}'_i \right)_0 = 0$ olur.

Bu sebeple integrasyon sabiti sıfırdır.

Böylece E hariç bütün türler için ;

$$\left(\frac{C}{S} \bar{C}'_i\right)_0 + f(0) (\bar{C}_i)_0 = 0 \quad i \neq E \quad (5.53)$$

olur.

(5.31) denklemini göz önüne alalım.Yani:

$$(z'_i)_0 = \left(\frac{S}{C}\right)_0 \frac{1 - (z_i)_0}{G(\infty, S)} \quad (5.31)$$

(5.15) denkleminin ve $\sum r_{i,k} C_k = \bar{C}_i$ bağıntısının kullanımı ile (5.31) denklemi şöyle olur:

$$(\bar{C}'_i)_0 = \left(\frac{S}{C}\right)_0 \frac{(\bar{C}_i)_0 - (z_i)_0}{G(\infty, S)} \quad (5.54)$$

Cıvarda; kütle transferi ve $f(0)$ ile ilgili denklem aşağıdaki gibi bulunur:

Bölüm 3'de çıkarıldığı gibi;

$$\frac{v}{\bar{R}T} = - \frac{S\psi}{Ss} - \frac{\psi}{P_*} \frac{dP_*}{ds} \quad \text{ve} \quad \psi = \frac{(2\bar{s})^{1/2}}{P_*} f(\eta) \quad \text{olduguna göre}$$

(5.12) ve (5.13) denklemlerinden;

$$\rho v = - \rho_* U_* \mu_* \left[2 (2\bar{s})^{1/2} f' \frac{S\eta}{Ss} + \frac{f}{(2\bar{s})^{1/2}} \right] \quad \text{olur.}$$

Yine sıvı yüzeyinde $f'(0) = 0$ olduğuna göre;

$$(\rho v)_0 = - \rho_* U_* \mu_* \frac{f(0)}{(2\bar{s})^{1/2}} \quad \text{olur.}$$

Bu sebeple,

$$f(0) = - \frac{(\rho v)_0 (2\bar{s})^{1/2}}{\rho_* U_* \mu_*} \quad \text{olur.} \quad (5.55)$$

(5.53) ve (5.54) denklemlerinden $(\bar{C}_i)_0$ çözümlürse;

$$\frac{(\bar{C}'_i)_0 - (z'_i)_0}{G(\infty, S)} = - f(0) (\bar{C}_i)_0 \quad (5.56)$$

bulunur.

(5.55) denkleminin (5.56)'da kullanılması şunu verir:

$$\frac{(\bar{C}_1)_s - (\bar{C}_1)_s}{G(\infty, S)} = \frac{(\rho v)_s (2\bar{s})^{1/2}}{\rho_s U_s \mu_s} (\bar{C}_1)_s \quad (5.57)$$

(5.41) denklemini (5.57) denklemine taşırsak şöyle sonuçlanır:

$$\frac{(\bar{C}_1)_s - (\bar{C}_1)_s}{G(\infty, S)} = \frac{(\rho v)_s}{C_H \rho_s U_s G(\infty, P)} (\bar{C}_1)_s$$

veya,

$$B_3 = \frac{(\rho v)_s}{C_H \rho_s U_s} \text{ olduğuna göre;}$$

$$(\bar{C}_1)_s \left[\frac{1}{G(\infty, S)} + \frac{B_3}{G(\infty, P)} \right] = \frac{(\bar{C}_1)_s}{G(\infty, S)} \text{ olur.}$$

Buradan;

$$\begin{aligned} (\bar{C}_1)_s &= \frac{(\bar{C}_1)_s}{G(\infty, S)} \frac{G(\infty, S) G(\infty, P)}{[G(\infty, P) + B_3 G(\infty, S)]} \\ &= \frac{(\bar{C}_1)_s}{1 + B_3 G(\infty, S)/G(\infty, P)} \end{aligned}$$

$$B_4 = \frac{G(\infty, S)}{G(\infty, P)} B_3 \text{ olduğuna göre, } (\bar{C}_1)_s = \frac{(\bar{C}_1)_s}{1 + B_4} \text{ olur.}$$

Böylece, E hariç bütün türler için;

$$(\bar{C}_1)_s = \frac{(\bar{C}_1)_s}{1 + B_4} \quad i \neq E \quad (5.58)$$

olur.

E elementi için de konsantrasyonlar benzer şekilde bulunabilir.

(5.51) denklemini $i = E$ için yazılırsa;

$$\left(\frac{C}{S} \bar{C}_E' \right)' + f \bar{C}_E = 0 \quad \text{olur.} \quad (5.59)$$

$$(\bar{C}_E)_0 = 1 \text{ olunca } \left(\frac{C}{S} \bar{C}_E\right)_0 = 0 \text{ olması şartına göre,}$$

daha önce yapıldığı gibi (5.59) denkleminin integrali ve ara yüzeyde $\eta = 0$ değerlendirmesi;

$$\left(\frac{C}{S} \bar{C}_E'\right)_0 + f(0) (\bar{C}_E)_0 = f(0) \quad (5.60)$$

denklemini verir.

(5.58) denkleminin çıkarılmasına benzer bir işlemle,

$$(\bar{C}_E)_0 = \frac{B_4 + (\bar{C}_E)_0}{1 + B_4} \text{ olur.} \quad (5.61)$$

(5.58) ve (5.61) denklemleri; serbest akımda ve yüzeyde kütle transfer parametresi ile konsantrasyonlar arasındaki bağıntıyı verir. Sıvı metale ısı transferinin ($\dot{q}_{1/2}$), yani (5.50) denkleminin hesap metodu bir sonraki kısımda ele alınmıştır.

5.6. Hesaplama metodu

Laminer durum için, sıvı metale ısı transferi denklemi; eşzamanlı olarak meydana gelen herhangi bir sayıdaki kimyasal reaksiyonlar için genel bir denklemdir.

Daha basit reaksiyon için, bu kısımda örnek bir hesaplama verilecektir. Bu reaksiyon şöyledir:



Burada E, metalin kimyasal sembolü ve $\Delta Q_{E O}$ reaksiyon esnasında üretilen ısıdır. (5.50) denklemi vasıtasıyla bu reaksiyonun (egzotermik), ısı transferi üzerindeki net etkisi bulunacaktır.

1) Kimyasal entalpi potansiyeli (h_c)

Bölüm 4 deki gibi $\sum_i^m a_i A_i \longrightarrow \sum_i^n b_i B_i$ şeklinde bir reaksiyon

düşünürsek; B_i ürününün birim kütlesi başına özgül ısı üretimi şu şekilde yazılabilir (bakınız denklem 4.8):

$$\Delta Q_{B_i} = \frac{-\Delta H}{M_{B_i}} = \sum_{i=1}^m \frac{a_i H_{A_i}}{M_{B_i}} - \sum_{i=2}^n \frac{b_i H_{B_i}}{M_{B_i}} - b_i h_{B_i} \quad \text{..(5.62)}$$

Böylece yukarıda bahsedilen reaksiyon için;

$$\Delta Q_{E_0} = \frac{M_E}{M_{E_0}} h_E + \frac{M_O}{M_{E_0}} h_O - h_{E_0} \quad \text{olur.} \quad (5.63)$$

Burada;

$$\Delta Q_{E_0} = \frac{\text{ısı}}{\text{EO'nun birim kütlesi}} \quad \text{dir.}$$

Termodinamik özellikler tablosu kullanılarak ΔQ_{E_0} hesaplanabilir.

E, O ve EO için (5.49) denkleminin yazılması ve element kütle kesri arasındaki bağıntının, yani;

$$\bar{C}_O = C_O + \frac{M_O}{M_{E_0}} C_{E_0} \quad \text{ve} \quad \bar{C}_E = C_E + \frac{M_O}{M_{E_0}} C_{E_0} \quad \text{kullanılması ile,}$$

kimyasal entalpi potansiyeli h_c , şu şekilde yazılabilir:

$$h_c = -\Delta Q_{E_0} [(C_{E_0})_e - (1 + B_*) (C_{E_0})_g] \quad (5.64)$$

Bütün reaksiyon ürünlerinin sınır tabaka ile sınırlı olduğu, yani $(C_{E_0})_e = 0$ olduğu farzedildiğine göre (5.64) denklemi şöyle olur:

$$h_c = \Delta Q_{E_0} [(1 + B_*) (C_{E_0})_g] \quad (5.65)$$

2) Tür kütle kesirleri

Sıvı tabaka yüzeyinde reaksiyonun tamamlandığını farz edersek, tür kütle kesirleri (C) şu şekilde hesaplanabilir:

Reaksiyon için denge sabiti;

$$\frac{P_E P_0}{P_{E0}} = k_1(T) \text{ şeklindedir.} \quad (5.66)$$

E'nin buharlaşması için de; $P_E = k_2(T)$ dir. (5.67)

Burada; k_1 ve k_2 denge sabitlerini ve P'ler kısmi basınçları gösterir.

Basıncın sınır tabaka boyunca sabit olduğu farzedildiğinden dolayı, Dalton'un kısmi basınç kanunu şöyle yazılabilir:

$$\sum_i P_i = P_0 + P_{E0} + P_E = P. \quad (5.68)$$

Bütün türler ideal gaz gibi davranırlar. Bu sebeple;

$$P_i = \frac{k}{m_i} T \text{ dir.} \quad (5.69)$$

Burada; m_i : i türünün kitlesi

k : Boltzman sabitidir.

Kütlenin korunumu şunu gerektirir:

$$\sum_i C_i = 1 = C_0 + C_{E0} + C_E \quad (5.70)$$

$$\text{Burada; } C_i = \frac{\rho_i}{\rho} \quad (5.71)$$

ve ρ = Toplam karışım yoğunludur.

(5.66) ve (5.71) denklemlerinin birleştirilmesi şunu verir:

$$C_i = P_i M_i \quad (5.72)$$

Burada; $M_i = m_i N_0$ N_0 = Avagadro sayısı ve $V = (\sum_i P_i M_i)^{-1}$ dir.

(5.66) ve (5.72) denklemleri kısmi basınçları elde etmek için birleştirilebilir;

$$P_E = k_2$$

$$P_{E0} = k_2 P_E$$

$$P_0 = \frac{k_1 P_0 - k_1 k_2}{k_1 + k_2} \quad (5.73)$$

Denge sabitleri(k'lar) şu bağıntıdan hesaplanabilir:

$$G^\circ = - RT \log_e k \quad (5.74)$$

Burada; G° = Reaksiyon için standart serbest enerjideki değişimdir ve tablolardan bulunabilir.

P_0 , yani sınır tabaka sınırındaki basınç ve ara yüzey sıcaklığı bilinince, tür kütle kesirleri (C_i 'ler) yukarıdaki denklemlerden hesaplanabilir.

BÖLÜM 6

TURBÜLANSLI SINIR TABAKADA KİMYASAL REAKSIYON VE KÜTLE TRANSFERİ

6.1.Giriş

Bu bölümün amacı, erimiş sıvı metal üzerinde akan reaktif türbülanslı gaz sınır tabakası için kimyasal reaksiyonların, yüzey sürtünmesi ve ısı transferi katsayısı üzerindeki etkilerini araştırmaktır. Kütle transferi ve tür difüzyonunun bulunduğu daha kompleks durum da ele alınacaktır. Endotermik ve egzotermik reaksiyonların etkisi, burada verilen metodun çerçevesi içerisinde ele alınabilir. Aşağıdaki varsayımların göz önüne alınması ile, bu durum için bir teori de geliştirilecektir.

- a) Bütün kimyasal reaksiyonlar, gaz tabaka ve sıvı alt yüzey arasındaki ince bir sınır tabakada meydana gelir.
- b) Hiç bir reaksiyon gaz tabakanın bütünü içerisinde meydana gelmez.
- c) Bütün reaksiyonlar gaz fazı reaksiyonlarıdır.
- d) Reaksiyona giren elementler ve kimyasal reaksiyonların ürünleri gaz tabaka boyunca yalnız difüzyonla dağılırlar.

6.2. Kimyasal reaksiyonların ve kütle transferinin etkisi

5. bölümdeki model ve yukarıdaki varsayımlar kullanılarak türbülanslı durumdaki süreklilik, momentum ve enerji korunumu denklemleri şu şekilde verilmiştir[1]:

1) Süreklilik denklemi

$$\rho u \frac{SC_1}{Ss} + (\rho v) \frac{SC_1}{Sy} = \frac{S}{Sy} \left(\rho D_{1z} \frac{SC_1}{Sy} + \rho D_T \frac{SC_1}{Sy} \right) \quad \dots\dots (6.1)$$

Burada; $D_T(s,y) = \frac{\overline{(\rho v)' C_1'}}{a C_1 / ay}$ şeklinde tanımlanan türbülanslı

girdap difüzyon katsayısı, $\overline{(\rho v)' C_1'}$ = akıştaki türbülanslı dalgalanmalar nedeniyle meydana gelen kütle transferini gösterir. Ve $C_1 = C_1 + C_1$ şeklindedir.

2) Momentumun korunumu

$$\rho u \frac{Su}{Ss} + \rho v \frac{Su}{Sy} = \frac{S}{Sy} \left(\mu \frac{Su}{Sy} + \epsilon \frac{Su}{Sy} \right) \quad (6.2)$$

Burada; ϵ = türbülanslı girdap viskozitesidir ve aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır[1]:

$$\epsilon(s,y) = - \frac{\overline{(\rho v)' u'}}{\overline{(Su/Sy)}}$$

$\overline{(\rho v)' u'}$ akıştaki türbülanslı dalgalanmalar nedeniyle momentum transferini gösterir ve $\bar{u} = \bar{u} + u'$ dir.

3) Enerjinin korunumu

Transfer edilen kütlelerin gaz tabakası ile aynı terkibe sahip olduğu farzedildiğinden dolayı sınır tabakanın dışında $SC_1/S_s = 0$ alınması ile enerji korunumu denklemi aşağıdaki gibi verilmiştir[1]:

$$\begin{aligned} (\rho u) \frac{SI}{Ss} + (\rho v) \frac{SI}{Sy} = \frac{S}{Sy} \left\{ \left(\frac{\mu}{P} + \frac{\epsilon}{P_T} \right) \frac{SI}{Sy} + \left[\mu \left(1 - \frac{1}{P} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \epsilon \left(1 - \frac{1}{P_T} \right) \right] \frac{1}{2} \frac{au^2}{ay} \right\} \quad (6.3) \end{aligned}$$

Burada; P_T : türbülans Prandtl sayısı = $\frac{C_p \epsilon}{k}$

k :türbülans geçirgenligidir.

Yukarıdaki denklemlerde (—) ve (/) işaretleri sırası ile ortalama ve dalgalanma miktarlarını gösterir. Kullanılan koordinat sistemi 3.bölümdeki aynıdır. Sınır tabaka denklemlerinin aşağıdaki gibi olması için, sınır tabakada bağımsız herhangi bir Q değişkeninin

$$\left| \frac{aQ}{ay} \right| \gg \left| \frac{aQ}{as} \right| \text{ ve } (\rho v) = (\rho v)_s$$

olduğunu farzedelim. Böylece sınır tabaka denklemleri aşağıdaki şekilde olur:

Sreklilik denklemi

$$\frac{d}{dy} [(\rho v)_s C_1 - F] = 0 \quad (6.4)$$

Burada; $F = \rho (D_{12} + D_T) \frac{dC_1}{dy}$ dir.

Momentumun korunumu

$$\frac{d}{dy} [(\rho v)_s u - \tau] = 0 \quad (6.5)$$

Burada; $\tau = (\mu + \epsilon) \frac{du}{dy}$ dir.

Enerjinin korunumu

$$\frac{d}{dy} [(\rho v)_s I - G] = 0 \quad (6.6)$$

Burada;

$$G = \left(\frac{\mu}{P} + \frac{\epsilon}{P_T} \right) \frac{dI}{dy} + \left[\mu \left(1 - \frac{1}{P} \right) + \epsilon \left(1 - \frac{1}{P_T} \right) \right] \frac{1}{2} \left(\frac{du^2}{dy} \right) \text{ dir.}$$

(6.4), (6.5) ve (6.6) denklemleri D.B.Spalding[15] tarafından verilen basitleştirilmiş reaktif türbülanslı sınır tabaka

denklemleridir.

(6.4), (6.5) ve (6.6) denklemleri için sınır şartları; $u = 0$ olunca,

$$(C_i) = (C_i)_0, \quad I = I_0, \quad F = F_0, \quad \tau = \tau_0, \quad G = -\dot{q}_0$$

ve $u = u_0$ olunca,

$$(C_i) = (C_i)_0, \quad I = I_0, \quad F = 0, \quad G = 0$$

şeklindedir.

Analizi daha ileri götürmek için aşağıdaki terimler tanımlanmalıdır.

Kısmi entalpi

$$I_r = I - \sum_i C_i h^{\circ}_i \quad (6.7)$$

İndirgenmiş kısmi entalpi

$$g_r = \frac{I_r}{(I_r)_0} \quad (6.8)$$

Boyutsuz kimyasal entalpi

$$z = \frac{\sum_i h^{\circ}_i C_i}{(\sum_i h^{\circ}_i C_i)_0} \quad (6.9)$$

Ara yüzeyde ısı transferi konveksşyon ve difüzyon vasıtası ile olduğundan dolayı şu görülebilir:

$$-\dot{q}_0 = -(\dot{q}_0)_c - (\dot{q}_0)_d \quad (6.10)$$

Burada, $(\dot{q}_0)_c$ konvektif ısı transferi oranı olup aşağıdaki şekildedir:

$$-(\dot{q}_0)_c = (I_r)_0 \left(\frac{\mu}{P} \frac{dg_r}{dy} \right)_0 \quad (6.11)$$

Difüzyonla oluşan ısı transferi,

$$-(\dot{q}_0)_d = (\sum_i h^{\circ}_i C_i)_0 \left(\rho D_{12} \frac{dz}{dy} \right)_0 \quad (6.12)$$

şeklindedir.

Yukarıdaki denklemler, ara yüzeydeki kütle transferi ve kimyasal reaksiyonların şartları altında, $(\dot{q}_g)_e$, $(\dot{q}_g)_s$ ve ζ_s arasındaki bağıntıları elde etmek için birleştirilebilir.

(6.4) denklemi h^o_s ile çarpılıp bütün i türleri üzerinden toplama yapılırsa bir diferansiyel denklem elde edilir. (6.6), (6.7) ve (6.8) denklemlerinin birleştirilmesi ile bir başka diferansiyel denklem bulunur. Birinci denklem ikincisinden çıkarılırsa aşağıdaki sonuç elde edilir:

$$\frac{d}{dy} \left[(\rho v)_s g_r - \left(\frac{\mu}{P} + \frac{\epsilon}{P_r} \frac{dg_r}{dy} - \left[\mu \left(1 - \frac{1}{P} \right) + \epsilon \left(1 - \frac{1}{P} \right) \right] \right) \right] \frac{u}{(I_r)_s} \frac{du}{dy} = 0 \quad (6.13)$$

(6.4) ve (6.9) denklemlerinden de,

$$\frac{d}{dy} \left[(\rho v)_s z - \rho (D_{12} + D_T) \frac{dz}{dy} \right] = 0 \quad (6.14)$$

olduğu görülebilir.

İntegrasyon sabitlerini bulmak için sınır şartları uygulanıp, (6.12), (6.13) ve (6.14) denklemlerinin integrasyonu ile

$$(\rho v)_s u + \zeta_s = (\mu + \epsilon) \frac{du}{dy} \quad (6.15)$$

$$(\rho v)_s g_r - \left(\frac{\mu}{P} + \frac{\epsilon}{P_r} \right) \frac{dg_r}{dy} - \left[\mu \left(1 - \frac{1}{P} \right) + \epsilon \left(1 - \frac{1}{P} \right) \right] \frac{u}{(I_r)_s} \frac{du}{dy} = (\rho v)_s (g_r)_s + \frac{1}{(I_r)_s} (\dot{q}_g)_s \quad (6.16)$$

$$\frac{u}{(I_r)_s} \frac{du}{dy} = (\rho v)_s (g_r)_s + \frac{1}{(I_r)_s} (\dot{q}_g)_s \quad (6.16)$$

$$(\rho v)_s z - (D_{12} + D_T) \frac{dz}{dy} = (\rho v)_s z_s + \frac{1}{\sum_i C_i h^o_i} (\dot{q}_g)_s \quad \dots (6.17)$$

denklemleri elde edilir. (6.16) denkleminin (6.15) ile bölünmesi şu şekilde bir diferansiyel denklem verir:

$$\frac{dA}{du} + P(u) A = Q(u) \quad (6.18)$$

(6.18) denkleminin çözümü şöyledir:

$$A = \frac{1}{R} \left(\int RQ \, du + C_3 \right) \quad (6.19)$$

Burada;

$$R = \exp \left(\int \bar{P} \, du \right) \quad (6.20)$$

C_3 = integrasyon sabitidir.

Bizim problemimizde,

$$A = g_r \quad (6.21)$$

$$\bar{P}(u) = - \frac{P_1 (\rho v)_0}{(\rho v)_0 u + \tau_0} \quad (6.22)$$

$$Q(u) = - \frac{\{ P_1 (\rho v)_0 (g_r)_0 + [P_1 / (I_r)_0] (\dot{q}_0)_c \}}{(\rho v)_0 u + \tau_0} + \frac{(P_1 - 1)}{(I_r)_0} \quad (6.23)$$

şeklindedir.

Laminer alt tabakada, $0 \leq u \leq u_L$, $\epsilon = k = 0$ ve $P = P_1$ ve daha dıştaki türbülanslı bölgede $u_L \leq u \leq U_0$, $\mu = k = 0$ ve $P_1 = P_T$ dir.

Daha dıştaki türbülanslı bölgede türbülans Prandtl sayısının 1 olduğunu varsayıp, laminer alt tabaka ve türbülans çekirdeği için yukarıdaki şartları uygularsak;

$$\frac{2C_{Hc}}{c_r} = \frac{B_5}{(1 + B_0) [1 + B_0 (u_L / U_0)]^{P-1} - 1} \quad (6.24)$$

olur.

$$\text{Burada; } B_0 = \frac{2 (\rho v)_0}{\rho_0 U_0 c_r} \quad (6.25)$$

Ve C_{Hc} , aşağıdaki şekilde tanımlanan konveksiyon ısı transferi

katsayısıdır:

$$-(\dot{q}_0)_e = C_{H_e} \rho_e U_e [(I_r)_e - (I_r)_0] \quad (6.26)$$

Benzer şekilde (6.17) denklemi (6.15) denklemi ile bölünürse (6.18) denklemindeki form elde edilebilir.

$$\frac{dA}{du} + P(u) A = Q(u) \quad (6.27)$$

Burada; $A = z \quad (6.28)$

$$P(u) = - \frac{S_1 (v)_0}{(v)_0 u + z_0} \quad (6.29)$$

$$Q(u) = - \frac{S_1 (\rho v)_0 z_0 + [S_1 / (\sum_i C_i h_{0,i})] (\dot{q}_0)_e}{(v)_0 u + z_0} \quad (6.30)$$

şeklindedir. Daha önceki gibi laminer alt tabakada; $0 \leq u \leq u_L$
 $\epsilon = k = 0$, $S_1 = S$ ve türbülanslı bölgede, $u_L \leq u \leq U_e$, $\mu = k=0$
ve $S_1 = S_T$ dir.

Daha dıştaki türbülans çekirdeği için türbülans Schmidt sayısının (S) 1 olduğu varsayıлып, laminer alt tabaka ve daha dıştaki türbülanslı tabaka için yukarıdaki şartlar uygulanırsa, aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\frac{2 C_{H_d}}{C_T} = \frac{B_S}{(1 + B_S) [1 + B_S (u_L/U_e)]^{S-1} - 1} \quad (6.31)$$

Burada; $S = \frac{\mu}{\rho \cdot D_{1,2}} = \text{Schmidt sayısı}$ ve

C_{H_d} , aşağıdaki şekilde tanımlanan difüzyon ısı transfer katsayısıdır:

$$-(\dot{q}_0)_d = C_{H_d} \cdot \rho_e \cdot U_e \left[\sum_i h_{0,i} \{ (C_i)_e - (C_i)_0 \} \right] \quad (6.32)$$

(6.24) ve (6.31) denklemleri kimyasal reaksiyonların ve kütle transferinin, ısı transferi ve ve yüzey sürtünme katsa-

yıları üzerindeki etkilerini gösterir.

6.3.Sınır tabaka ısı transferi

Bu kısım sınır tabakadan sıvı yüzeye ısı transferinin hesabı ile ilgilidir.(6.10) denklemini göz önüne alalım:

$$-(\dot{q}_0) = -(\dot{q}_0)_c - (\dot{q}_0)_s \quad (6.10)$$

(6.24), (6.26), (6.31) ve (6.32) denklemlerini (6.10) denklemi-
ne taşırsak şunu elde ederiz:

$$-(\dot{q}_0) = \frac{c_f}{2} \rho_s U_s \frac{2C_{Hc}}{c_f} [(I_f)_s - (I_f)_c + \frac{C_{Hd}}{C_{Hc}} \sum_i h^{\circ}_i [(C_1)_s - (C_1)_c]] \quad (6.33)$$

(6.7) denklemini (6.33) denkleminde yerine yazarsak şu sonuç elde edilir:

$$-(\dot{q}_0) = \frac{c_f}{2} \rho_s U_s \frac{2C_{Hc}}{c_f} (I_s - h_s) \left[1 + \left(\frac{C_{Hd}}{C_{Hc}} - 1 \right) \frac{\sum_i h^{\circ}_i [(C_1)_s - (C_1)_c]}{(I_s - h_s)} \right] \quad (6.34)$$

Burada; $\frac{2C_{Hc}}{c_f}$ (6.24) denklemi ile ve $\frac{2C_{Hd}}{c_f}$ (6.31) denk-

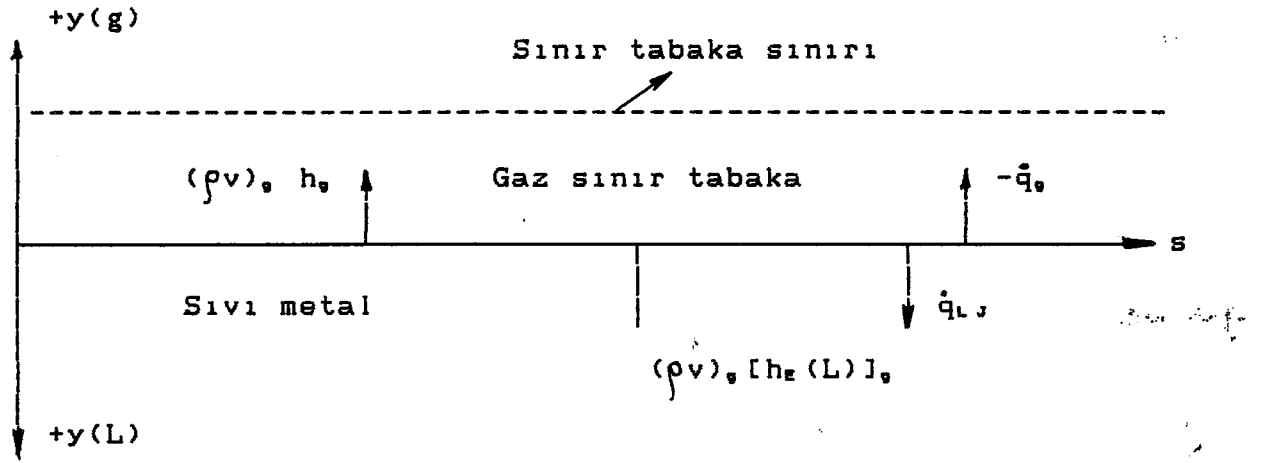
lemi ile verilmiştir.Böylece;

$$\frac{C_{Hd}}{C_{Hc}} = \frac{(1 + B_s) [1 + B_s (u_L/U_s)]^{n-1} - 1}{(1 + B_s) [1 + B_s (u_L/U_s)]^{n-1} - 1} \quad (6.35)$$

denklemleri elde edilir.

(6.34) denklemleri sınır tabakadan ısı transferini verir.

6.4.Sıvı alt yüzeye ısı transferi



Şekil 6.1.Sınır tabaka ısı transferi

Şekil (6.1)'i göz önüne alalım;ara yüzeye(gaz-sıvı) enerji dengesini uygularsak,gaz sınır tabakadan sıvı alt yüzeye ısı transferi(radrasyon olmaması nedeniyle),şöyle olur:

$$\dot{q}_{L,1} = -\dot{q}_0 + (\rho v)_g [h_g(L)]_g - (\rho v)_g h_g \quad (6.36)$$

Burada; (E),malzemenin kimyasal sembolünü, (L) ve (g) ise malzemenin sıvı ve gaz durumlarını gösterir.

Eşitliğin sağ tarafındaki terimler şunlardır:

Birinci terim:Sınır tabakadan gaz-sıvı ara yüzeyine diffüzyon konveksiyon ve kondüksiyon yoluyla ısı transferidir.

İkinci terim:Kimyasal reaksiyonlar ve buharlaşma nedeniyle ara yüzeye doğru taşınan zıt ısı akısıdır.

Üçüncü terim :Ara yüzeyden sınır tabakaya,ara yüzeyde meydana gelen kütle transferi ile taşınan ısıdır.

Reaksiyonların gaz fazında meydana geldiği farzedildiğinden dolayı,ara yüzeyde malzeme buharlaşır ve akan gaz ile reaksiyona girer.Buharlaşan malzeme için;

$$[h_g(g)]_g = (h_g)_g = [h_g(L)]_g + L_v \quad (6.37)$$

şeklindedir.

Burada; L_v malzemenin buharlaşma ısısıdır.

(6.34), (6.36) ve (6.37) denklemleri birleştirilirse şu görülebilir:

$$\dot{q}_{L,J} = \rho_s U_s C_{H,c} [(I_r)_s - (I_r)_0] + \frac{C_{H,d}}{C_{H,c}} \left\{ \sum_i h_i^0 [(C_i)_s - (C_i)_0] - B_s h_s + B_s (h_s)_0 \right\} - B_s L_v \quad (6.38)$$

Burada;

$$B_s = B_s \frac{C_{H,c}}{C_{H,d}} \quad \text{ve} \quad B_s = \frac{(v)_0}{\rho_s U_s C_{H,c}} \quad \text{dir.}$$

$C_{p,i} = C_p = \text{sabit}$ olduğuna göre ve $C_i = 1$ olduğundan dolayı;

$$\sum_i \left(\int_0^T C_{p,i} dT \right) \frac{dC_i}{dy} = \left(\int_0^T C_p dT \right) \sum_i \frac{dC_i}{dy} \quad \text{olur. Bu sebeple}$$

$$\sum_i h_i \frac{dC_i}{dy} - \sum_i h_i^0 \frac{dC_i}{dy} = 0 \quad \text{olur.}$$

Buradan;

$$\sum_i h_i^0 [(C_i)_s - (C_i)_0] \approx \sum_i (h_i)_s [(C_i)_s - (C_i)_0] \quad \text{olur.}$$

.....(6.39)

Böylece (6.38) denklemi şu şekilde yazılabilir:

$$\dot{q}_{L,J} = \rho_s U_s C_{H,c} \Delta l \left[1 + \left(\frac{C_{H,d}}{C_{H,c}} - 1 \right) \frac{h_c}{\Delta l} - \frac{B_s L_v}{\Delta l} \right]$$

.....(6.40)

Burada h_c , aşağıdaki şekilde tanımlanan kimyasal reaksiyon entalpisidir:

$$h_c = \sum_{i \neq E} (h_i)_s [(C_i)_s - (1 + B_s) (C_i)_0] + (h_s)_0 [B_s - (1 + B_s) (C_s)_0]$$

.....(6.41)

(6.40) denklemi, sıvı metal üzerinde reaktif türbülanslı

bir sınır tabaka akması durumunda gaz-sızı ara yüzeyinde meydana gelen kütle transferi ve kimyasal reaksiyonlar nedeniyle sıvı metale olan ısı transferini verir. Bu denklem kimyasal reaksiyon, metalin buharlaşması ve jetin soğutma etkisi nedeniyle meydana gelen etkileri ihtiva eder.

6.5. Hesaplama metodu

Sıvı metale ısı transferi denklemi (denklem (6.40)) herhangi bir sayıdaki eş zamanlı reaksiyonlar için genel bir denklemdir. Bu kısımda (6.40) denklemdeki çeşitli terimlerin hesabı ile ilgili bir metod gösterilecektir.

Bunun için aşağıdaki reaksiyonu göz önüne alınmıştır:



Burada E, incelenen malzemenin kimyasal sembolü ve Q_{E0} reaksiyon esnasındaki ısı üretimidir.

Bu kısmın amacı (6.40) denklemi kullanılarak yukarıdaki egzotermik reaksiyonun sıvı metale ısı transferi üzerindeki net etkisini bulmaktır.

1) Kimyasal entalpi potansiyeli (h_c)

(4.35) denklemden şu görülebilir:

$$\begin{aligned} h_c = & \sum_{J=0, N} \Delta Q_{EJ} [(\bar{C}_J)_s - (1 + B_s) (\bar{C}_J - r_{J, EJ} C_{EJ})_g] \\ & + \sum_{J=0} Q_{EJ} [(\bar{C}_J)_s - (1 + B_s) (\bar{C}_J - r_{J, EJ} C_{EJ})_g] \\ & + \sum_{J=0, N} 1/2 Q_J [(\bar{C}_J)_s - (1 + B_s) (C_J)_g] \end{aligned} \quad (6.42)$$

Yukarıda düşünülen reaksiyon için $J = 0$ dir ve J_2 mevcut değildir. Bu sebeple (6.42) denklemi şöyle olur:

$$h_c = \Delta Q_{E0} [(\bar{C}_0)_s - (1 + B_s) (\bar{C}_0 - r_{E, E0} C_{E0})_g] \quad (6.43)$$

h_c 'yi hesaplamak için, kütle transfer parametresi B_c ve tür kütle konsantrasyonları C 'ler hesaplanmalıdır.

Tür kütle kesirleri (veya konsantrasyonları) (C_{E0}) ve (C_0), element kütle kesirleri (C_0) ile bağıntılıdır. Bağıntı denklemleri aşağıdaki gibidir (bakınız bölüm 4):

$$(\bar{C}_0)_s = (C_0)_s + r_{0,E0} (C_{E0})_s \quad (6.44)$$

$$(\bar{C}_0)_g = (C_0)_g + r_{0,E0} (C_{E0})_g$$

2) Tür kütle kesirleri

Reaksiyonların sıvı tabaka yüzeyinde tamamlandığı ve denge konsantrasyonlarının B_c parametresini tesbit ettiği varsayılırsa, tür kütle kesirleri aşağıdaki gibi bulunabilir:

Reaksiyon için denge sabitesi;

$$\frac{P_E P_0}{P_{E0}} = K_1(T) \quad (6.46)$$

ve E malzemesine ait buhar için denge sabitesi

$$P_E = K_2(T) \text{ şeklindedir.} \quad (6.47)$$

Burada P_i kısmi basıncı gösterir.

Basıncın sınır tabaka boyunca sabit olduğu varsayıldığından dolayı Dalton'un kısmi basınçlar kanunu aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\sum_i P_i = P_0 + P_{E0} + P_E = P_s \quad (6.48)$$

Bütün türler ideal gaz gibi davranır. Bu sebeple;

$$P_i = f_i \frac{k}{m_i} T \quad (6.49)$$

olur. Burada m_i = i türünün kütlesi ve k , Boltzman sabitidir.

Kütlenin korunumu şunu gerektirir:

$$\sum_i C_i = 1 = C_0 + C_{E0} + C_E \quad (6.50)$$

$$\text{Burada; } C_i = \rho_i / \rho \quad (6.51)$$

ve toplam karışım yoğunludur.

(6.46) ve (6.51) denklemlerinin birleştirilmesi ile,

$$C_i = P_i M_i \sigma \quad (6.52)$$

sonucunu verir. Burada, $M_i = m_i N_0$, $N_0 = \text{Avagadro sayısı}$ ve

ve $\sigma = (\sum_i P_i M_i)^{-1}$ dir.

(6.46) ve (6.52) denklemleri kısmi basınçları elde etmek için birleştirilebilir. Neticede;

$$\begin{aligned} P_E &= K_2 \\ P_{E_0} &= K_2 P_E \\ P_0 &= \frac{K_1 P_0 - K_1 K_2}{K_1 + K_2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6.53)$$

denklemleri elde edilir.

Denge sabitleri K'lar aşağıdaki bağıntıdan bulunabilir:

$$G^\circ = - RT \log_e K \quad (6.54)$$

Burada; $G^\circ = \text{Reaksiyon için standart serbest enerjideki değişimdir}$ ve tablolardan bulunabilir[13].

Sınır tabaka sınırındaki basınç (P_0) ve ara yüzey sıcaklığı bilinince tür kütle kesirleri yukarıdaki denklemlerden hesaplanabilir.

3) Kütle transfer parametresi (B_s)

(4.25) denklemine göre ara yüzeydeki (gaz-sıvı) kütle korunumu şöyle olur:

$$(\rho v)_0 + D_{12} \left(\frac{\delta \bar{C}_E}{\delta y} \right)_0 = (\rho v)_0 (\bar{C}_E)_0 \quad (6.55)$$

Denklem (6.4) den;

$$\frac{d}{dy} [(\rho v)_0 C_i - \rho (D_{12} + D_T) \frac{dC_i}{dy}] = 0 \quad (6.56)$$

olur.

İntegrasyon ve integrasyon sabitinin $y=0$ daki değeri şunu verir:

$$(\rho v)_0 C_1 - \rho(D_{1,2} + D_T) \frac{dC_1}{dy} = (\rho v)_0 (C_1)_0 - (\rho D_{1,2} \frac{dC_1}{dy})_0 \quad \dots\dots(6.57)$$

$$\bar{C}_k = \sum r_{1,k} C_1 \quad (6.58)$$

şeklindedir. (6.57) ve (6.58) denklemleri birleştirilince şu görülebilir:

$$(\rho v)_0 \bar{C}_k - \rho(D_{1,2} + D_T) \frac{d\bar{C}_k}{dy} = (\rho v)_0 (\bar{C}_k)_0 - (\rho D_{1,2} \frac{d\bar{C}_k}{dy})_0 \quad \dots\dots(6.59)$$

(6.17) ve (6.12) denklemlerinden,

$$(\rho v)_0 z - \rho(D_{1,2} + D_T) \frac{dz}{dy} = (\rho v)_0 - (\rho D_{1,2} \frac{dz}{dy})_0 \quad \dots\dots(6.60)$$

olduğu görülebilir.

(6.59) ve (6.60) denklemlerinin birleştirilmesi ve integrasyonu (e ve g arasında) şunu verir:

$$\bar{C}_k = \frac{(\bar{C}_k)_0 - (\bar{C}_k)_0}{z_0 - z_0} + \frac{(\bar{C}_k)_0 z_0 - (\bar{C}_k)_0 z_0}{z_0 - z_0} \quad (6.61)$$

(6.61) denkleminin $y=0$ da değerlendirilen diferansiyelinin, $k=E$ için $\rho D_{1,2}$ ile çarpılması sonucunda aşağıdaki denklem elde edilir:

$$(\rho D_{1,2} \frac{d\bar{C}_E}{dy})_0 = \frac{(\bar{C}_E)_0 - (\bar{C}_E)_0}{z_0 - z_0} (\rho D_{1,2} \frac{dz}{dy})_0 \quad (6.62)$$

(6.12) ve (6.32) denklemlerinin (6.62) denklemine taşınması sonucunda aşağıdaki denklem elde edilir:

$$(\rho D_{1,2} \frac{d\bar{C}_E}{dy})_0 = [(\bar{C}_E)_0 - (\bar{C}_E)_0] C_{H,0} \rho U_0 \quad (6.63)$$

(6.55) ve (6.63) denklemlerinin birleştirilmesi, g' 'deki (yani ara yüzeydeki) konsantrasyonlara göre B_6 için şu denklemi verir:

$$B_6 = \frac{(\bar{C}_E)_g}{1 - (\bar{C}_E)_g} = \frac{(C_E + r_{E,EO} C_{EO})_g}{1 - (C_E + r_{E,EO} C_{EO})_g} \quad (6.64)$$

Böylece tür konsantrasyonlarının bilinmesi ile B_6 hesaplanabilir ve buradan (6.40) denklemdeki h_c tesbit edilebilir.

4) C_{Hd}/C_{He} niceliği

B_3 ve B_6 aşağıdaki denklem ile birbirine bağıntılıdır:

$$B_3 = \frac{CHd}{CHc} B_6 \quad (6.65)$$

B_3 ile B_6 arasındaki bağıntı ise;

$$B_3 = \frac{C_{He}}{C_f/2} B_3 = \frac{C_{Hd}}{C_f/2} B_6 \quad (6.66)$$

şeklindedir.

(6.14), (6.35), (6.65) ve (6.66) denklemleri aşağıdaki sonuçları elde etmek için birleştirilebilir:

$$B_6 = \left[\left(1 + B_3 \frac{C_{He}}{C_f/2} \right) \left(1 + B_3 \frac{C_{He}}{C_f/2} \frac{u_L}{U_o} \right)^{p-1} - 1 \right] \quad (6.67)$$

$$B_3 = \left[\left(1 + B_3 \frac{C_{He}}{C_f/2} \right) \left(1 + B_3 \frac{C_{He}}{C_f/2} \frac{u_L}{U_o} \right)^{p-1} - 1 \right] \quad (6.68)$$

(u_L/U_o) şu şekilde verilmiştir[1]:

$$(u_L/U_o) = 12.4 \left(\frac{\rho_o}{\rho_s} \frac{C_f}{2} \right)^{1/2}$$

(6.67) ve (6.68) denklemlerinden C_{Hd}/C_{He} aşağıda gösterildiği gibi bulunabilir:

B_6 , (6.64) denkleminden hesaplanır. (6.67) ve (6.69) denklemler-

ri $2B_3 C_{H_e}/C_r = B_3$ ifadesinin çözümleri için kullanılır. Bu çözüm B_3 'ü elde etmek için (6.68) denkleminde yerine yazılır. Sonra C_{H_e}/C_{H_c} , (6.65) denkleminde hesaplanır.

(6.7) denkleminde hesaplanan Δl ve h_c hariç, (6.39) denklemindeki diğer ifadeler bilinmiş olur.

BÖLÜM - 7

TARTIŞMA VE SONUÇ

7.1.Tartışma

Sıvımetal ve gaz-jet arasındaki etkileşim çalışmaları yapılmış ve kesme işlemini etkileyen çeşitli parametreler arasındaki bağıntılar teorik olarak belirlenmiştir. Teorik çalışma iki bölüm halinde yapılmıştır. Birinci bölümde jetin işlem üzerindeki etkisi, yani jet momentumu ve ara yüzey (gaz-sıvı) kayma gerilmesi nedeniyle olan etkiler düşünülmüştür. İkinci bölümde kimyasal reaksiyonların önemi ele alınmıştır. 2,5 ve 6. bölümlerin analitik çözümüne dayanan bir bilgisayar programı geliştirilmiştir.

Şekil (2.7)'de sıvı tabaka kalınlığının, belli bir kalınlıkta orta karbonlu çelik (1.0mm) ve birkaç kesme hızı için jet hızı ile değişimini gösterilmiştir. Özel bir kesme hızı için (1cm/s) jet hızının artırılması, yaklaşık 300cm/s ye kadar sıvı tabaka kalınlığını azaltır. Bu değerden sonra eğri doyar. Bu göstermektedir ki jet hızı ne kadar büyük olursa olsun daima sonlu bir sıvı tabaka (bu durumda yaklaşık 10 μ) mevcuttur. Ve analiz için uyarılan ısı transferi modelinin doğruluğu ortaya çıkmıştır. Sıvı tabakasının daha kalın olması dışında, daha yüksek kesme hızları için benzer bir eğilim görülmektedir. Bundan dolayı gaz-sıvı ara yüzeyi daha yüksek sıcaklıkta tutulmak zorundadır ve böylece yeterli enerji sağlanmış olur.

Şekil (2.8) ve (2.9) da, aynı değişkenler arasındaki bağıntılar daha büyük malzeme kalınlıkları için gösterilmiştir. Bu şekiller, sıvı tabaka kalınlığının, uygun bir jet ve kesme

hızı için daha yüksek malzeme kalınlıklarında daha büyük olması istisnası ile aynı eğilimi göstermektedir. Böylece, daha kalın malzemeler için ara yüzeyde daha yüksek bir güç gerektiği ortaya çıkmaktadır. Sıvı tabakanın artan jet hızı ile incilmesi ara yüzey (gaz-sıvı) kayma gerilmesi , 'deki artma nedeniyledir. Kayma gerilmesindeki artış erimiş metalin ortamdaki uzaklaşma oranını artırmaktadır.

Şekil (2.10) da, 0.5 mm kalınlığındaki yumuşak çelik için değişik kesme hızlarında gaz-jet hızı ve gaz-sıvı ara yüzey sıcaklığı (T_L) arasındaki bağıntılar gösterilmiştir. Görüleceği gibi yüzey sıcaklığı (T_L), özel bir kesme hızı için jet hızının artırılması ile azalır. Bu, daha önce bahsedildiği gibi sıvı metal tabaka kalınlığının artan jet hızı ile azalması nedeniyledir. Bundan dolayı yüzeyde gerekli sıcaklığın korunabilmesi için gerekli olan güç beslemesi azaltılır. Bunun tersi olarak da, daha kalın sıvı tabakadan yeterli enerjinin transfer edilmesi için (daha düşük jet hızları ve daha yüksek malzeme kalınlıklarında) yüzey sıcaklığı (T_L) daha yüksek değerde tutulmalıdır. Sıvı tabaka, daha düşük kesme hızlarındaki duruma göre daha kalın olduğundan dolayı (daha yüksek hızlarda erime oranının artması nedeniyle) jet hızı ve malzeme kalınlığının sabit kalması şartıyla daha yüksek kesme hızları için yüzey daha yüksek sıcaklıkta tutulmalıdır. Yüksek değerlerde ara yüzey sıcaklığı (T_L)'nin korunması, daha yüksek güç beslemesi anlamına gelir ki, bu da beklenen bir sonuçtur.

Şekil (2.11) ve (2.12) de , jet hızı ile yüzey sıcaklığının değişimi (daha büyük malzeme kalınlıkları için) gösterilmiştir. Burada kesme hızı değişken bir parametredir. Burada da

aynı eğilim doğrulanır.Yani daha yüksek kalınlıklar için (diğer değişkenler sabit kalmak üzere) ara yüzey sıcaklığı T_L , daha kalın malzemeler kesilirken sıvı tabaka yüzeyindeki güç (\dot{q}_L) artırılarak daha yüksek değerde tutulmalıdır.Bu, verilmiş bir jet ve kesme hızında sıvı tabakanın daha kalın malzemeler için daha kalın olması nedeniyledir.

Şekil (2.13), gaz-sıvı ara yüzeyinde kesme yüzeyi üzerine dağılan gerekli absorbe edilmiş güç şiddeti (\dot{q}_L)'nin gaz jet hızı ile değişimini gösterir.Burada, malzeme kalınlığı 0.5mm dir ve kesme hızı ise değişken bir parametredir.Grafikten görülebileceği gibi, jet hızı ne olursa olsun o kalınlık ve kesme hızında sıvı tabaka kalınlığının çok küçük olması nedeniyle düşük bir kesme hızında (1cm/s) güç şiddeti ihtiyacı (\dot{q}_L), jet hızı ile çok büyük bir miktarda değişmez.Fakat, daha yüksek kesme hızı ve malzeme kalınlığında (4cm/s ve 2.5mm) ara yüzeyde gerekli olan güç şiddeti jet hızı ile büyük bir oranda değişir.Çünkü ara yüzey sıcaklığı (T_L) ve sıvı tabaka kalınlığı (δ_L), daha büyük malzeme kalınlığı ve kesme hızı için daha yüksektir.

Şekil (2.14) ve (2.15)de, jet hızı ile absorbe edilen güç şiddetinin değişimi gösterilmiştir.Bu şekillerde kesme hızı değişken bir parametre olup malzeme kalınlığı sırası ile 1.5 ve 2.5 mm dir.Sabit bir kesme hızı için absorbe edilmiş güç ihtiyacı (\dot{q}_L), daha kalın malzemeler için daha büyüktür.Bunun nedeni, sıvı tabaka kalınlığının daha ince malzemelere göre daha büyük olmasıdır.Kesme hızını korumak için ara yüzey (gaz-sıvı) daha kalın malzemeler için daha yüksek bir sıcaklıkta tutulmalıdır.Bunun sonucu olarak gaz-sıvı ara yüzeyinde ab-

sorbe edilen güç ihtiyacı (\dot{q}_L) artmaktadır.

Şekil (2.18)'de absorbe edilen güç ihtiyacı (\dot{q}_L)'nin malzeme kalınlığı (t) ile değişimi verilmiştir. Burada, jet hızı değişken bir parametredir ve kesme hızı sabittir. Şekilden gaz-sıvı ara yüzeyindeki güç şiddeti ihtiyacı (\dot{q}_L)'nin daha kalın malzemeler ve daha düşük jet hızları için daha büyük olduğu görülebilir. Bunun sebebi, sıvı tabaka kalınlığının daha kalın malzemeler ve daha düşük jet hızları için daha büyük olmasıdır. Kesme hızını korumak için daha kalın malzemeler kesilirken ara yüzey daha yüksek bir sıcaklıkta tutulmalıdır. Bu, gaz-sıvı ara yüzeyinde daha fazla absorbe edilmiş güç şiddeti ihtiyacı (\dot{q}_L) sonucunu doğurur.

Şekil (2.17) ve (2.18)'de çeşitli kesme hızları için malzeme kalınlığı ile absorbe edilen güç şiddetinin değişimi görülmektedir. Burada kesme hızları daha yüksektir. Sıvı tabakanın daha kalın olmasına sebep olan katı-sıvı ara yüzeyindeki erime oranının (\dot{m}_L) artması nedeniyle, uygun jet hızı ve belli bir malzeme kalınlığı için absorbe edilen güç şiddeti ihtiyacının yüksek kesme hızları için daha fazla olması istisnası ile bu şekillerde de benzer eğilim görülür. Sonuç olarak ara yüzey sıcaklığı T_L , daha düşük kesme hızları durumuna tekabül eden sıcaklıktan daha yüksek değerde tutulmalıdır. Neticice itibarı ile absorbe edilen güç şiddeti ihtiyacı (\dot{q}_L) daha yüksek kesme hızları için daha fazladır.

Şekil (2.19) gaz-sıvı ara yüzeyinde absorbe edilen güç şiddeti \dot{q}_L 'nin, çeşitli gaz jet hızları ve 2.5 mm lik sabit malzeme kalınlığı için kesme hızı ile değişimini gösterir. Şekilden görülebileceği gibi absorbe edilen güç şiddeti ihtiya-

$c_1(\dot{q}_L)$, özel bir jet hızı için (mesela 150 m/s) daha yüksek kesme hızları ile artar. Daha önce izah edildiği gibi bu, kesme hızı arttığından dolayı sıvı tabakanın kalınlaşması ve buna bağlı olan gaz-sıvı ara yüzey sıcaklığı (T_L)'nin artması nedeniyledir. Artan absorbe edilmiş güç şiddeti (\dot{q}_L) ile kesme hızının doyumu grafikten görülebilir. Belirli bir jet hızı (mesela 150m/s) için yaklaşık 5KW/mm² lik absorbe edilmiş güç şiddeti ve 8cm/s lik bir kesme hızında doyma meydana gelir. Kesme hızının doyumu şu şekilde açıklanabilir: Bu özel jet hızında jet momentumu ve buna bağlı olarak ara yüzey kayma gerilmesi τ_0 , daha yüksek kesme hızında sıvı metali kesme bölgesinden çıkarmak için yeterli değildir. Sonuç olarak sıvı tabaka şu neticeye göre daha kalın olur: Güç şiddeti (\dot{q}_L) ne kadar büyük olursa olsun bunun çok küçük bir bölümü gerçekte katı-sıvı ara yüzeyi (T_s)'ne ulaşır.

Daha yüksek jet hızlarında güç ihtiyacının, aynı malzeme kalınlığı ve kesme hızı için daha düşük jet hızları (mesela 150m/s) durumundakinden daha az olması farkı ile daha yüksek jet hızları (mesela 250m/s) için benzer tartışmalar ileri sürülebilir.

Şekil (2.20) ve (2.21) de kesme hızı ile güç şiddetinin değişimi gösterilmiştir. Burada jet hızı değişken bir parametredir ve malzeme kalınlığı sırası ile 1.5 ve 0.5 mm dir. Daha kalın malzemeler için (mesela 1-5mm) absorbe edilmiş güç şiddeti ihtiyacının, aynı jet hızı için 2.5 mm'lik durumdakinden daha düşük olması istisnası ile aynı izah bu durumlar için de geçerlidir. Dikat edilmesi gereken bir başka nokta da şudur: Daha ince materyaller durumunda doyum aynı jet hızı için daha

yüksek bir kesme hızında meydana gelir. Bunun nedeni, sıvı tabaka kalınlığının (δ_L), daha ince malzemeler için (kesme hızı sabit olması şartıyla) daha küçük olmasıdır.

Kimyasal reaksiyonların, buharlaşmanın ve gaz-jet'in soğutma etkisinin katkılarını incelemek için yardımcı gaz ve buharlaşmış metal molekülleri arasındaki reaksiyonların gaz ve sıvı metal arasındaki çok ince bir gaz sınır tabakasında meydana geldiği farzedilmiştir. Bununla ilgili olarak iki durum düşünülmüştür: Birincisi, sıvı metal üzerindeki gaz sınır tabakasının laminer bölgesi; ikincisi de türbülanslı olan bölgedir. Her iki durumda da mevcut oksijenin hepsinin meta buharıyla reaksiyona girdiği farzedilmiştir.

Şekil (6.1) de \dot{q}_L 'nin malzeme kalınlığına göre değişimi gösterilmiştir. Burada jet hızı 100m/s dir ve kesme hızı ise değişken bir parametredir. Analizin ikinci bölümünde verilen (u_L/U_∞), jet hızları ve Mach sayıları ile ilgili analizde kullanılamaz. Bununla birlikte, genel olarak (u_L/U_∞)'nin aşağıdaki eşitsizlikle sınırlı olduğunu ifade edebiliriz:

$$0 \leq u_L/U_\infty \leq 1$$

Deney sonuçları, kütle transferi olmadığı zaman Re sayısı ve Mach sayılarındaki değişmelere karşı u_L/U_∞ 'nin bağıl olarak duyarsız olduğunu göstermektedir. Bu durumda alınan değer şöyledir[11]: $u_L/U_\infty = 0.65$

Herhangi bir durumda kütlenin "reaksiyon sınır tabakası"na girmesi ($(\dot{q}_v)_s$ 'nin değerinin artırılması) u_L/U_∞ nin değerini azaltarak C_f 'nin değerini azaltmış olur[11]. Şekil 6.10 ve 6.11 de bu analizdeki jet hızlarının ekstranem durumları (100

ve 250 m/s) ve u_L/U_∞ nin 0.2 den 0.8'e kadar olan değerleri için $\dot{q}_{L,j}$ ' nin materyal kalınlığı ile değişimi gösterilmiştir. çizilmiştir. u_L/U_∞ nin değişiminin $\dot{q}_{L,j}$ 'nin değerinde önemli bir fark meydana getirmedigi şekillerden görülebilir. Bundan dolayı şimdiki durumda 0.6 gibi bir değer seçilmiştir.

Şekil(6.1)'e geri dönerek, belirli bir kesme hızı için yukarıda bahsedilen üç etki nedeniyle oluşan sıvı metale ısı transferi $\dot{q}_{L,j}$ 'nin malzeme kalınlığının artması ile azaldığını görebiliriz. Bu şu gerçek nedeniyledir: Belirli bir kesme hızı ve jet hızı için sıvı tabaka kalınlığı (δ_L), daha kalın malzemeler için daha büyüktür ve netice olarak ara yüzey sıcaklığı (T_L) daha yüksek değerlerde tutulmalıdır. Bu, kimyasal reaksiyon potansiyeli (h_c)'nin artması ile sonuçlanır. Ancak, kimyasal reaksiyonun $\dot{q}_{L,j}$ 'ye katkısı artmış olmasına rağmen diğer iki faktör, daha kalın materyaller için egrinin aşağıya doğru temayülü şeklinde düşünölmelidir. Bu, $\dot{q}_{L,j}$ 'nin gerçek denklemine bakıldığında daha açık bir şekilde görülebilir. Bu denklem;

$$I = (I_r)_\infty - (I_r)_0 + h_c \quad \text{olunca}$$

$$\dot{q}_{L,j} = \rho_\infty U_\infty C_{H,c} I [1 + (C_{H,d}/C_{H,c} - 1) h_c/\Delta I - B_s L_v/\Delta I] \text{ şek-}$$

lindedir. Daha kalın malzemeler için ara yüzey (gaz-sıvı) sıcaklığı (T_L) arttığından dolayı $(I_r)_0$ h_c 'den çok daha hızlı bir oranda artar. Sınır tabaka sınırının atmosfer sıcaklığında olması varsayımından dolayı $(I_r)_\infty$ sabit kalır. Bu sebeple ΔI , sıcaklık artışı ile gittikçe daha hızlı bir şekilde düşer. L_v sabit farzedildiği ve B_s 'deki değişimler de önemsiz

oldugundan dolayı denklemdaki diğer terimler sıcaklık yükselmesine karşı çok hassas değildir. C_{H_2O}/C_{H_2} terimi P, S ve B₃'e bağlıdır. Burada P ve S'nin sabit olduğu farzedilmiştir.

Bundan dolayı dış tabakaya ısı kaybı daha kalın malzemeler için daha büyüktür ve bu, eğrinin aşağıya doğru temayülünü açıklar. Daha yüksek kesme hızları için \dot{q}_{LJ} , aynı sebepten dolayı (yani, sıvı tabakanın kalınlaşması ve buna bağlı ara yüzey sıcaklığının artması) azalır.

Şekil (6.2), (6.3) ve (6.4) de malzeme kalınlığı ile \dot{q}_{LJ} 'nin değişimi görülmektedir. Ancak, bu durumlarda jet hızları daha yüksektir (150 m/s ve 250 m/s). Aynı temayül, \dot{q}_{LJ} 'nin jet hızının artması ile arttığı istisnası ile burada da görülür. Bu; daha önceki bir paragrafta sunulan tartışmayı (yani, daha düşük gaz-jet hızı ile sıvı tabaka kalınlığındaki azalma ve buna bağlı kondüksiyon artması ve düşük soğutma oranı) doğrulayıcı yöndedir.

\dot{q}_{LJ} , her bir materyal kalınlığında (0.5mm, 1mm, 1.5mm, 2mm ve 2.5mm) integre edilmiştir. Eğri altında kalan bölge kesme genişliğinin mm'si başına toplam kimyasal reaksiyon katkısı \dot{q}_{LJT} 'yi verir. Bu nicelik, şekil (6.5)'de kalınlığa göre tekrar çizilmiştir. Benzer şekilde absorbe edilen gerekli güç şiddeti (\dot{q}_L) altındaki bölge hesaplanmıştır. Bu, kesme genişliğinin mm'si başına absorbe edilen toplam güç gereksinimi \dot{q}_{LR} 'yi de verir. Her iki durumda da integrasyonlar birkaç jet hızı (100 m/s, 150m/s, 200m/s, 250m/s) için yapılmıştır. ($\dot{q}_{LR} - \dot{q}_{LJT}$) farkı bulunmuştur. Bu fark ($\dot{q}_s = \dot{q}_{LR} - \dot{q}_{LJT}$) dış kaynaktan, yani lazer ışınından sıvı tabakaya absorbe edilmesi gereken güçtür. Kimyasal reaksiyonun ve lazer ışınının bağlı katkısını anla-

mak için ($\dot{q}_B/\dot{q}_{L,R}$) oranı, şimdiki durumda jet hızının iki ekstremum durumu (100m/s ve 250m/s) için şekil (6.6) ve (6.7) de materyal kalınlığına göre çizilmiştir. Şekilden görüleceği gibi, belirli bir kesme hızı (1cm/s) ve malzeme kalınlığı (1mm) için ışın güç ihtiyacı \dot{q}_B , 100m/s'lik durum için gerekli toplam gücün yaklaşık % 72.5 dir. Halbuki 250m/s'lik durum için bu, bütün kimyasal reaksiyon katkısının daha yüksek jet hızları için daha fazla olduğunu gösteren toplam gerekli gücün %46'sıdır. Daha yüksek kesme hızlarında $\dot{q}_B/\dot{q}_{L,R}$ oranı yüksektir. Çünkü absorbe edilen gerekli güç yüksek kesme hızlarında daha büyüktür. Halbuki $\dot{q}_{L,R}$ hemen hemen kesme hızından bağımsızdır. Böylece, 6cm/s'lik kesme hızı ve sabit bir malzeme kalınlığı (1mm) için 100m/s ve 250m/s'lik jet hızlarına göre \dot{q}_B 'nin uygun değerleri sırası ile toplam gerekli absorbe edilen gücün ($q_{L,R}$) %96 ve %91'ridir. (6.6) ve (6.7) şekillerinden görülebileceği gibi diğer malzeme kalınlıkları ve kesme hızları için benzer tartışmalar geçerlidir.

Şekil (6.8), de kesme yüzeyi üzerine dağılılı gerekli lazer güç şiddetinin ($\dot{q}_{B,c}$) kesme hızı ile değişimini gösterilmiştir. Burada jet hızı değişken bir parametredir ve malzeme kalınlığı 1.5 mm dir. $q_{B,c}$ absorbe edilen gerekli güç şiddeti (\dot{q}_L)'nin ($\dot{q}_B/\dot{q}_{L,R}$) oranı ile çarpımından bulunur. Şekilde gösterildiği gibi, özel bir gaz-jet hızı (100m/s) için kesme hızındaki artış artırılmış bir lazer güç şiddeti ($\dot{q}_{B,c}$) gerektirir. Güç şiddetindeki ($q_{B,c}$) bir artış, önce kesme hızında önemli bir artışa sebep olur (6cm/s'yeye kadar). Neticede, belli bir jet hızı için kesme hızının doyuma ulaştığı bir nokta elde edilinceye kadar bu artış daha düşük bir oranda devam eder. Bu eğilim, da-

ha yüksek hızlarda erimiş metali oksitlemek veya kesme bölge-
sinden uzaklaştırmak için oksijenin kütle akış hızının yeter-
siz olması şeklinde açıklanabilir. Gaz-jet hızı arttırıldığıın-
dan dolayı daha yüksek jet hızlarında daha büyük kimyasal re-
aksiyon katkısı gösteren lazer güç ihtiyacı, belli bir kesme
hızı ve malzeme kalınlığı için daha düşük jet hızı durumunda-
kinden daha küçüktür.

Şekil (6.9), da $\dot{q}_{s,c}$ 'nin kesme hızı ile değişimi gösteril-
miştir. Burada jet hızı değişken bir parametredir ve malzeme
kalınlığı 2.5 mm dir. Uygun bir kesme hızı ve gaz-jet hızı
için lazer güç ihtiyacının ($\dot{q}_{s,c}$) 1.5 mm'lik durumdakinden daha
büyük olması istisnası ile şekil (6.8)'de yapılan açıklama
burada da yapılabilir.

Laminer durum için de sonuçlar çizilip aşağıda tartışıl-
mıştır. Bu durumda yapılan varsayımlar türbülanslı sınır taba-
ka durumundakinin aynıdır. Türbülanslı akış durumunda olduğu
gibi aynı değişkenler arasındaki bağıntılar çizilmiştir. (5.1)
Şekil (5.2), (5.3) ve (5.4)'de kesme yüzeyi üzerine dağılan
 $\dot{q}_{L,r}$ (W/mm^2)'nin malzeme kalınlığı ile değişimi gösterilmiş-
tir. Bu şekillerde göz önüne alınan parametreler jet hızı ve
kesme hızıdır. Kalın materyallerde $\dot{q}_{L,r}$ 'deki azalma türbülanslı
akış durumundakine benzer bir şekilde izah edilebilir. Ancak
 $\dot{q}_{L,r}$ değerinin uygun jet hızları için daha düşük olması farkı
vardır.

Şekil (5.5), de kesme genişliğinin mm'si başına düşen
toplam kimyasal reaksiyon katkısı $\dot{q}_{L,r}$ 'nin (bu her malzeme ka-
kalınlığına göre $\dot{q}_{L,r}$ 'nin integrasyonu ile hesaplanmıştır) mal-
zeme kalınlığı ile değişimi gösterilmiştir. Laminer akış duru-

munda $\dot{q}_{L,r}$ 'nin uygun şartlar için türbülanslı akış durumunda-
kinden(şekil(6.5)) daha düşük olduğu görülebilir.

Türbülanslı sınır tabaka durumundakine benzer şekilde
($\dot{q}_B/\dot{q}_{L,r}$) oranı oluşturulup, 100m/s ve 250m/s'lik jet hızları
için malzeme kalınlığına göre çizilmiştir.(5.6) ve (5.7) şe-
killerinden ($\dot{q}_B/\dot{q}_{L,r}$) oranının(belirli bir kalınlık ve kesme
hızı için) laminer durumda türbülanslı sınır tabaka durumun-
dan daha yüksek olduğu görülebilir.

Türbülanslı duruma benzer olarak(belli bir kalınlık i-
çin) ışın güç şiddeti $\dot{q}_{B,c}$, daha düşük jet hızları ve daha
yüksek kesme hızları için arttırılmalıdır. ikisinin arasındaki
tek fark laminer durumdaki $\dot{q}_{B,c}$ ihtiyacının daha yüksek olma-
sıdır. İzah edildiği gibi, laminer teori daha yüksek kesme
hızlarındaki işlemi açıklayamadığından dolayı lazer güç şid-
deti ve kesme hızı arasındaki bağıntıları gösteren uygun eğ-
riler bu durumda çizilemez. Laminer teori sadece yaklaşık
3cm/s'lik bir kesme hızı ve ses hızına kadar olan bütün jet
hızları için geçerlidir. Fakat, kesme hızı 3cm/s'nin üzerine
çıkarıldığından ve gaz-jet hızı düşürüldüğünden dolayı sunu-
lan laminer teori kesme işlemi izah etmez.

7.2. Sonuç

Jet momentum değişiminin, kesme bölgesinden erimiş sıvı-
nın uzaklaştırılmasının yanısıra sıvı metale ısı transferi ü-
zerindeki etkisinden dolayı da önemli olduğu gösterilmiştir.
Belirli bir güç şiddeti ve verilen bir malzeme kalınlığı için
jet momentumundaki bir artışın artırılmış bir kesme hızı ile
sonuçlandığı da gösterilmiştir. Bunun nedeni ara yüzey(gaz -

sıvı) kayma gerilmesinin artırılmış olmasıdır. Bu durum sıvı metale ısı transferi oranının artması ile sonuçlanır. Artmış ısı transfer oranı elde etmek için gerekli olan bir başka faktör de şudur: Jet hızının artırılması ile kesme hızını artırarak ana katı maddeye ısı transfer oranını artırmak ve böylece sıvı tabaka kalınlığını küçültmektir. Jet hızı ile kesme hızında meydana gelen artışın şu gerçeğe sınırlı olduğu da gösterilmiştir: Verilen bir güç şiddeti, ısınan metali daha yüksek bir hızda eritmek için yeterli değildir. Jet, jet hızı ne kadar büyük olursa olsun katı metal üzerinde akar.

Buna zıt olarak, jet hızını düşürmenin kesme hızını yavaşlattığı gösterilmiştir. Diğer parametrelerin sabit kalması ile jet hızının daha da düşürülmesi kesme işlemini tamamen durdurur. Bunun sebepleri şunlardır: a-) Jet momentumu, o kesme hızında meydana gelen erimiş metal kütesini kesme bölgesinden uzaklaştıramayacak kadar düşüktür ve bu sebeple önceden eritilmiş metali ısıtarak enerji sarf eder. b-) Ara yüzey (gaz-sıvı) kayma gerilmesi ve neticede ara yüzeydeki ısı transfer oranı azalır. c-) Sıvı tabaka, jet hızını düşürmenin bir sonucu olarak kalınlaşır ve bu katı-sıvı ara yüzeyine (erime izotermi T_m) ısı transferine bir engel teşkil eder. Tanım gereği kesme hızı, erime izotermi (T_m)'in katı malzemeye girdiği hız olduğundan dolayı bu, daha yavaş kesme hızları ile sonuçlanır.

Eğri doyuma ulaşınca daha yüksek hızda malzeme kesmek için daha yüksek bir jet hızı gerekli olduğunu gösteren bir noktaya varılıncaya kadar, belirli bir malzeme kalınlığı ve jet hızı için güç şiddetinin malzemeyi daha hızlı kesmek için artırılması gerektiği de gösterilmiştir. Daha kalın malzemeler

için, diğer parametreler sabit kalmak üzere güç şiddeti daha yüksek kesme hızları elde etmek için artırılmalıdır.

Metal ve yardımcı gaz arasındaki egzotermik reaksiyonlar nedeniyle sisteme ilave güç katkısında bulunmak için, metal ve yardımcı gaz arasındaki kimyasal reaksiyonun kesme işleminde önemli bir rol oynadığı gösterilmiştir. Gaz-jet'in kimyasal reaksiyon özelliğini incelemek için iki durum düşünülmüştür. Bunlar: Sıvı metal üzerindeki gaz sınır tabakasının laminar ve türbülanslı olduğu durumlardır. Kimyasal reaksiyonun işleme katkısının, türbülanslı sınır tabaka durumunda laminar durumdakinden daha büyük olduğu gösterilmiştir.

Teorik analizde bahsedilen bütün güç şiddetleri absorbe edilmiş nicelikler olduğundan dolayı, yeterli yüksek güçte bir lazer ve yeterli yüksek hızları üretecek bir jet mevcutsa ve metal gerekli enerji miktarını absorbe edebilme özelliğine sahipse herhangi bir hızda herhangi bir kalınlıktaki metalleri kesmek teorik olarak mümkün gibi görülebilir. Fakat, jet hızı ses hızı civarına ulaştıkça güç şiddeti ihtiyacı ve jet hızı arasındaki ilişkinin doyuma ulaşması nedeniyle, bu tartışma jet hızının ses hızına ulaştığı bir limite kadar geçerlidir.

4.bölüm, akan gaz ve metalik buhar arasındaki etkileşimi analiz etmek için sınır tabakadaki kimyasal reaksiyonlarla ilgili bir çalışmayı gösterir. Gaz tabaka ve metal arasındaki ısı transfer işlemini analiz etmek için sıvı metale ısı transferine katkıda bulunan çeşitli terimler ayrılmıştır. Bu işlem eşzamanlı olarak meydana gelen çeşitli olayların bağlı önemini anlamak için yapılmıştır. Yukarıda bahsedilen nicelik-

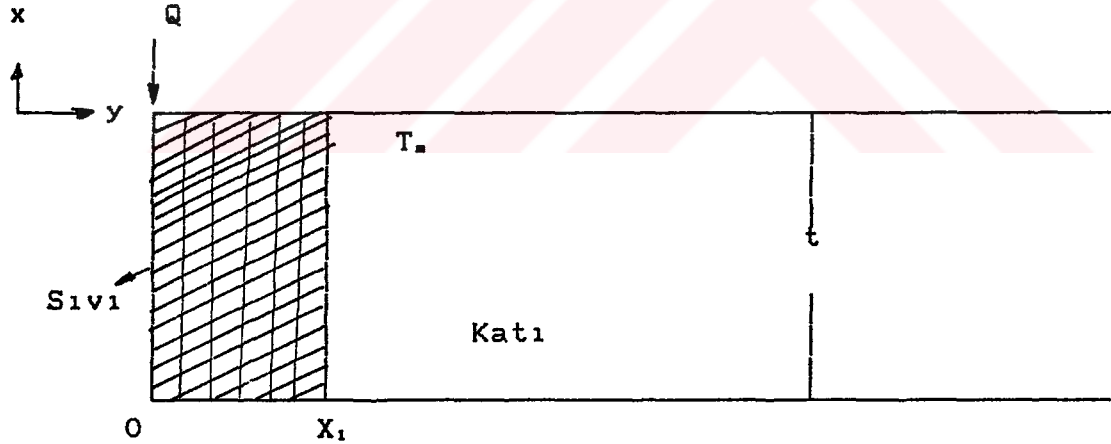
lerin katkısının daha iyi anlaşılmasını sağladığından dolayı ısı katkısında bulunan çeşitli terimlerin (konveksiyon, dağılıma, oksitlenme, çözülme, vb..) izole edildiği tam bir ısı transferi denklemi, bazı termokimya kavramları verildikten sonra çıkarılmıştır. Kimyasal reaksiyon ve viskoz dağılım nedeniyle meydana gelen ısı üretimi metale ısı transferini artırırken, soğutma, buharlaşma ve çözülme terimlerinin metale yapılan toplam ısı transferini azaltma eğiliminde olduğu gösterilmiştir.

Belirli bir kesme hızı için gerekli olan toplam absorbe edilen güç, malzeme kalınlığı ve jet hızı değiştirilmek suretiyle 2. bölümde hesaplanmıştır. Kimyasal reaksiyonlar nedeniyle oluşan ilave ısı transferi 5 ve 6. bölümlerde incelenmiştir. Kimyasal reaksiyon etkisi ile oluşan bu ısı, o hızda malzemeyi kesmek için gerekli gerçek lazer güç ihtiyacını veren toplam ısıdan çıkarılmıştır. Belli bir güç seviyesindeki kesme hızını hesaplamaya yarayan bir metod ek-1'de verilmiştir. Bu metod, sıvı-katı ara yüzeyinin erime sıcaklığında (T_m) olmasının farzedilmesi ve katı-sıvı ara yüzeyindeki ısı dengesinin kullanılması ile sıvı ve katı tabakadaki sıcaklık dağılımını bulmayı kapsar.

EK-1Kesme hızının yeniden hesaplanması

Daha önce yapılan analizde (bölüm 2) belirli bir kesme hızı için gerekli güç şiddeti ve S_c bulunmuştu. Burada, verilen bir güç şiddeti için erime hızını tekrar hesaplama ile ilgili bir metod izah edilecektir [12]. Bu metod, ısı iletiminin bir boyutlu olması göz önüne alınarak ve katı-sıvı ara yüzünün daima T_m (erime) sıcaklığında olduğu hatırlanarak plaka-daki sıcaklık dağılımını bulmayı kapsar. Daha sonra, tatbik olunan güç şiddeti ve sıcaklık dağılımından erime hızı hesaplanabilir.

Şekil (Ek-1)'de verilen durumu göz önüne alalım.



Q şiddetindeki ısı kaynağı sabit bir v hızı ile belirli bir ortam içine hareket eder ve kaynak önündeki bazı noktalarda sıcaklık T_m değerine ulaşır.

Eğer ışıma ile olan ısı kaybı ihmal edilirse herhangi bir dik kesitteki sıcaklığın sabit olduğu farzedilebilir ve plaka boyunca ısı iletimi denklemi şöyle olur [12]:

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} \right) \quad (1)$$

Burada, $T(x,t)$ plakadaki sıcaklık dağılımı ve $(K/\rho.C_p)$ ısı yayılım katsayısıdır.

Q kaynağının herhangi bir t anındaki konumu $x = vt$ denklemi ile belirlenir. Eger $\xi = x-vt$ değişken dönüşümü yapılarak hareketli koordinata geçilirse, sürekli rejim hakim olduğu zaman $\partial T/\partial t = 0$ olduğundan (1) denklemi şöyle olur:

$$\frac{d^2 T(\xi)}{d\xi^2} + 2v \frac{dT(\xi)}{d\xi} = 0 \quad (2)$$

(2) denkleminin çözümü aşağıdaki gibidir:

$$T(\xi) = A \exp(-2\lambda v \xi) + B \quad (3)$$

Burada, A ve B integrasyon sabitidir.

Eğer sıcaklık, kaynak önündeki $\xi = x_1$ noktasında T_s değerine ulaşırorsa, ortam iki bölgeye ayrılabilir.

$$1) \text{ Katı bölge} \quad \xi > X_1$$

$$2) \text{ Sıvı bölge} \quad \xi < X_1$$

Işıma ile ısı kaybı olmadığı için $\xi = 0$ ve $\xi < 0$ bölgeleri maksimum sıcaklıkta kalır. Böylece bölge üç parçaya ayrılır.

Bunlar;

$$1) T_1(\xi) = C_1 \quad \xi < 0$$

$$2) T_2(\xi) = C_2 \exp(-2\lambda v \xi) + C_3 \quad 0 < \xi < X_1 \text{ (sıvı bölge)}$$

$$3) T_3(\xi) = C_4 \exp(-2\lambda v \xi) + C_5 \quad \xi > X_1 \text{ (katı bölge)}$$

Aşağıdaki sınır şartlarının uygulanması ile integrasyon sabitleri ve X_1 bulunabilir.

$$T_1(0) = T_2(0) \quad (4)$$

$$\xi = 0 \text{ da } -K_L \frac{dT_2(\xi)}{d\xi} = Q \quad (5)$$

$$T_2(X_1) = T_3(X_1) = T_n \quad (6)$$

$$\xi = X_1 \text{ de } K_s \frac{d T_3(\xi)}{d\xi} - K_L \frac{d T_2(\xi)}{d\xi} = \rho \cdot L v \quad (7)$$

Burada L, füzyon gizli ısıdır.

$$\xi \rightarrow \infty \text{ iken } T_3(\xi) \rightarrow 0 \quad (8)$$

Yukarıdaki sınır şartlarının (4), (5) ve (6) denklemlerine uygulanması ile aşağıdaki ifadeler bulunabilir:

$$C_1 = C_2 + C_3 \quad (9)$$

$$2 C_2 K_L \lambda_L v = Q \quad (10)$$

$$C_2 \exp(-2 \lambda_L v X_1) + C_3 = C_4 \exp(-2 \lambda_s v X_1) + C_5 = T_n \quad \dots (11)$$

$$2 K_s \lambda_s v C_4 \exp(-2 \lambda_s v X_1) + 2 K_L \lambda_L v C_2 \exp(-2 \lambda_L v X_1) = \rho L v \quad (12)$$

$$C_5 = 0 \quad (13)$$

(9), (10), (11) ve (13) denklemlerinden aşağıdaki sonuçlar bulunabilir:

$$C_1 = T_n + (Q/2K_L \lambda_L v) [1 - \exp(-2 \lambda_L v X_1)] \quad (14)$$

$$C_2 = (Q/2K_L \lambda_L v) \quad (15)$$

$$C_3 = T_n - (Q/2K_L \lambda_L v) \exp(-2 \lambda_L v X_1) \quad (16)$$

$$C_4 = T_n \exp(2 \lambda_s v X_1) \quad (17)$$

C_4 ve C_2 sabitlerinin (1) denkleminde yerine yazılması ile X_1 aşağıdaki şekilde hesaplanabilir:

$$2 K_s \lambda_s v T_n + Q \exp(-2 \lambda_L v X_1) = L v$$

Buradan;

$$X_1 = \frac{1}{2 \lambda_L v} \log \left[\frac{Q}{v(\rho L - 2K_s \lambda_s T_n)} \right] \quad (18)$$

Böylece her üç bölgedeki sıcaklık dağılımı şöyle olur:

$$T_1(\xi) = T_n + (Q/2K_L \lambda_L v \xi) [1 - \exp(-2 \lambda_L v X_1)] \quad (19)$$

$$T_2(\xi) = \frac{Q}{2K_L \lambda_L v} [\exp(2\lambda_L v \xi) - \exp(-2\lambda_L v X_1)] + T_m \quad (20)$$

$$T_3(\xi) = T_m \exp[-2\lambda_s v(\xi - X_1)] \quad (21)$$

Maksimum sıcaklık sıvı erimiş metal yüzeyinde ortaya çıkar ve aşağıdaki şekildedir:

$$T_2(0) = T_m + \frac{Q}{2K_L \lambda_L v} [1 - \exp(-2\lambda_L v X_1)] \quad (22)$$

Kaynak sıcaklığının T_m olduğu göz önüne alınırsa yüzeyin erime hızı (yani kesme hızı) sınır şartlarının uygulanması ile bulunabilir.

$$\xi = 0 \text{ da, } Q = -K_s \frac{dT_3(\xi)}{d\xi} + \rho v(L + C T_m) \quad (23)$$

Burada, C sıvı fazının özgül ısıdır.

$T_3(\xi) = T_m \exp(-2\lambda_s v \xi)$ $0 < \xi$ ifadesinin türevi alınıp (23) denkleminde yerine yazılırsa;

$Q = 2K_s \lambda_s v T_m + \rho v(L + C T_m)$ elde edilir. Buradan erime hızı aşağıdaki şekilde bulunur.

$$v = \frac{Q}{L + T_m (C + 2K_s \lambda_s)} \quad (24)$$

Neticede sürekli rejimdeki sıcaklık dağılımı şöyle olur:

$$T_3(\xi) = T_m \exp \left[\frac{-2\lambda_s \xi Q}{\rho L + T_m (\rho C + 2K_s \lambda_s)} \right] \quad (25)$$

Gaz-sıvı ara yüzeyindeki toplam ısı şiddeti Q 'nun bilinmesi sebebiyle kesme hızı hesaplanabilir.

METALLERİN YANSITICILIGI

Birçok metalin yansıma faktörü dalga boyu ile artar. Bundan dolayı uzun dalga boylu bir lazerde kısa dalga boylu bir lazere nazaran daha fazla güç ihtiyacı vardır. CO₂ lazeri uzun dalga boyuna sahip bir lazer (10.6 mikron) olduğu için, ekseri işleme operasyonları için daha yüksek güce sahip işine gereksinim duyulur.

Metallerin yansıtıcılığını önemli ölçüde etkileyen diğer bir faktörde yüzey sıcaklığıdır. Sıcaklık arttığı zaman yansıtıcılık genelde azalır. Isıtılmış metal atmosferik hava ve yardımcı gaz ile reaksiyona girdiği zaman oksitlenme oranı da sıcaklığındaki duruma nazaran artacağı için yansıtıcılık azalır. Örneğin sıvı alüminyumun absorpsiyon oranı yakut ışığı için %20 olarak verilmiştir [10]. Halbuki, müteakibil oda sıcaklığı değeri %4'dür.

Yüzey işlemesi metallerin yansıtıcılığını etkileyebilir. Kaba yüzeyin iyi bir absorbe edici yüzey olması zorunlu değildir. Böyle bir yüzey gelen ışığı dağıtabilir. Bununla birlikte, bir yüzeyin iyi bir absorpsiyon özelliğine sahip olması için yüzey oksitleme veya kaplama yoluyla yansıtıcılığı azaltılabilir.

Çoğu metaller için farklı sıcaklıklarda ve dalga boylarında deneysel veriler yetersizdir. Literatürde işe yarar deneysel verilerin çoğu oda sıcaklığında ve saf metaller içindir.

Yansıyan enerjinin gelen enerjiye oranı yansıtıcılık (R) ve absorbe edilen enerjinin gelen enerjiye oranı da absorpsi-

yon(A) olarak tanımlanır. Gelen enerjinin bir kısmı yansıdığı ve bir kısmı da absorbe edildiği için $A=1-R$ olmalıdır. Buradan absorpsiyon oranı hesaplanabilir ve bazen bu tür hesaplama doğrudan hesaplama daha uygundur.

Yansıtıcılık kırılma indeksi(n) ve absorpsiyon katsayısı (k) ile aşağıdaki şekilde bağıntılıdır[10]:

$$R = \frac{n^2 + k^2 + 1 - 2n}{n^2 + k^2 + 1 + 2n}$$

Burada absorpsiyon oranı $e^{-4\pi kd/\lambda}$ şeklindedir. havadaki dalga boyudur. Buradan,

$$A = 1 - R = \frac{4n}{n^2 + k^2 + 1 + 2n} \text{ olur.}$$

Maxvell'in elektromanyetik teorisi şunu verir:

$$2n^2 = \sqrt{e^2 + 4\sigma^2/\nu^2 + e}$$

$$2k^2 = \sqrt{e^2 + 4\sigma^2/\nu^2 + e}$$

Burada, σ = Elektriki geçirgenlik (frekansında)

e = Dielektrik sabitidir (frekansında)

Uzun dalga boyu için(küçük) $4\sigma^2/\nu^2$, e ile mukayese edildiğinde büyüktür ve A aşağıdaki gibi izah edilebilir:

$$A = C \sqrt{\rho/\lambda}$$

Burada, malzemenin direnci ve C, dalga boyu mikron olarak alındığı zaman değeri 36.5 olan bir sabittir. Daha iyi bir yaklaşım için ilave terimler eklenebilir. Böylece,

$$A = C_1 (\rho/\lambda)^{1/2} + C_2 (\rho/\lambda) + C_3 (\rho/\lambda)^{3/2} \quad (1)$$

olur.

Burada, $C_1 = 36.5$ $C_2 = 6.70$ ve $C_3 = 9000$ dir.

Dalga boyu azaldığı ve sıcaklık arttığı için (1) denklemi metallerin absorpsiyonunun artmakta olduğunu gösterir.

(1) denklemini absorpsiyon oranını bulmak için kullanılabilir.



EK 3

```
* IOCS(CARD,1132 PRINTER,DISK)
* LIST SOURCE PROGRAM
* ONE WORD INTEGERS
  DIMENSION T(30,15)
  COND=0.075
  SHT=0.15
  R=7.874
  IU=0.0
  H=0.2
  ALPHA=COND/(SHT*R)
  X=1.1350
  DO 52 JKL=1,5
  X=X+0.0875
  Y=(SIN(X))**2
  A=1.0/(Y)
  N=6
  M=8
  MN=M-2
  TS=1812
  TINF=293.0
  DO 9 I=1,21
  DO 9 J=1,8
  T(I,J)=293.0
  T(1,J)=TS
  9 CONTINUE
15 IU=IU+1
```

D=(IU*H)/2.0*ALPHA

DO 11 L=1,100

DO 10 I=1,N

T(I,M)=T(I,MN)

T(I,1)=T(I,3)

DO 10 J=1,M

T(I,J)=TS

T(N,J)=TINF

10 T(I+1,J+1)=(1+D)/(2*(1+A))*T(I+2,J+1)+(1-D)/(2*(1+A))*T(I,J+1)*3

%+A/(2*(1+A))*(T(I+1,J+2)+T(I+1,J))

11 CONTINUE

WRITE(101,88)((T(I,J),J=1,M),I=1,N)

Q=COND*(T(1,2)-T(3,2))/(2.*H)*COS(1.57-X)*4.186

Q=Q*10.0

WRITE(*,89) Q, IU

89 FORMAT(1X,E14.5,12)

88 FORMAT(1X,8E14.5)

IF (IU-5.) 15,15,112

52 CONTINUE

112 TM=TS

ALM=65.0

TE=293.0

CONDL=0.0075

SHTS=0.1

PINF=0.1E+6

TO=293.0

VISL=3.9E-3

ROEL=6.68E+3

SHTL=0.15

WISE=0.17E-04

X=0.0

DO 30 K=1,5

X=X+0.0005

GC=259.8

ROEA=(PINF)/(GC*TE)

GAMA=1.4

ACVO=GC*TO*GAMA*0.1E+4

UE=0.0

DO 43 LJ=1,5

UE=UE+50.0

VM=0.05

DO 29 J=1,5

VM= VM+0.01

RE=(UE*ROEA*X)/(WISE)

CFXL=0.323/((RE)**0.5)

CFXL=CFXL*2.0

SSL=CFXL/2.0*ROEA*(UE**2.)

CFX=0.0576/((RE)**0.2)

SSINT=CFX/2.0*ROEA*(UE**2.)

AMLR=ROEL*VM

UINT=SQRT(2.5*X*(CFX/2.0)*ROEA*AMLR/(ROEL*VISL))*UE

UINTL=SQRT(2.5*X*(CFXL/2.0)*ROEA*AMLR/(ROEL*VISL))*UE

DELL=2.5*((AMLR*X)/(ROEL*UINT))

DELM=2.5*((AMLR*X)/(ROEL*UINTL))

QS=AMLR*(ALM+SHTS*(TM-TO))

DTEMP=(QS)/(CONDL/DELL-0.65*AMLR*SHTL)

DTEML=(QS)/(CONDL/DELM-0.65*AMLR*SHTL)

TINT=TM+DTEMP

TINTL=TM+DTEML


```
QL=QS+0.65*SHTL*AMLR*DTEMP
QLAM=QS+0.65*SHTL*AMLR*DTEML
P=0.74
CHX=(CFX)/(2.0*(P**0.666))
QS=QS*4.2
QL=QL*4.2
QLAM=QLAM*4.2
VMF=(QL)/(R*ALM+TM*(ROEL*SHTL+R*SHTS))
VMF=VMF/4.2
VMFL=(QLAM)/(R*ALM+TM*(ROEL*SHTL+R*SHTS))
VMFL=VMFL/4.2
WRITE(101,100) X,RE,SSINT,SSL,UE,TINT
WRITE(101,99) CHX,UINT,DELL,QS,QL
WRITE(101,600) VMF,VMFL
600 FORMAT(1X,2E12.5)
97 FORMAT(1X,4E12.5)
WRITE(101,97) QLAM,TINTL,DELM,UINTL
100 FORMAT(1X,6E12.5)
99 FORMAT(1X,5E12.5)
ROEE=ROEA
PS=760.0
SBAR=ROEE*VISE*UE*X
WMFE=55.85
WMN=14.0
WMOXY=16.0
WMFEO=71.84
SHTN=(6.66+0.00102*TINTL)/(WMN)
SHTO=(7.16+0.001*TINTL-(40000.0)/(TINTL**2.0))/(WMOXY)
HRFEO=63500./WMOXY
HTV=84000.0/WMFE
```

C=1.0

P=0.7

S=0.5

GINP=2.11*(P**0.66)/(C**0.5)

GINs=2.11*(S**0.66)/(C**0.5)

DGONE=55620.0-10.83*TINTL

B=1.0

DO 33 JK=1,5

B=B-0.2

ECONE=1./(EXP((DGONE)/(4.754*TINTL)))*760

Y=-1.27

Z=-19710.0

V=13.27

W=0.0

D=((Z/TINTL)+(Y*ALOG(TINTL)/2.3)+W*TINTL+V)*2.3

ECTWO=EXP(D)

A=(ECTWO)/(ECONE)

POXYS=(PS-ECTWO)/((1.+A)*(1.+(B)))

PNS=(B*POXYS)/(1.+A)

PFEOS=A*POXYS

SIGS=(1.)/(POXYS*WMOXY+PNS+WMN+PFEOS*WMFEO)

COXYS=POXYS*WMOXYS*SIGS

COXYS=0.0

CNS=PNS*WMN*SIGS

CNS=0.0

CFEOS=PFEOS*WMFEO*SIGS

CFEOS=1.0

POXYE=PS/(1.0+B)

PNE=B*POXYE

SIGE=(1.0)/(POXYE*WMOXY+PNE*WMN)

```

POXYE=(1.0)/((SIGE)*(B*WMN+WMOXY))
PNE=B*POXYE
AMPTF=(SIGE*PNE)/(SIGS*PNS)-1.0
CEP=HRFEO*(1.+AMPTF)*CFEOS
AMTPT=((GINP)/(GINS))*AMPTF
HTF=(ROEE*VISE*UE)/(((2.0*SBAR)**0.5)*GINP)
CNF=PNE+WMN*SIGE
CNF=0.0
COXYE=POXYE*WMOXY*SIGE
COXYE=1.0
AIFE=TE*(CNF*SHTN+COXYE*SHTO)+(UE**2.0)/(2.0*427.*9.8)
AIFW=TINTL*(COXYS*SHTO+CNS*SHTN)+(UINTL**2.0)/(2.0*427.
0*9.8)
DENTH=AIFE-AIFW+CEP
QLC=HTF*DENTH*(1.0+((GINP)/(GINS)-1.)*(CEP)/(DENTH)*6-
(AMTPT*HTV)/
%(DENTH))
FMTPT=(1.0+((GINP)/(GINS)-1.0)*(CEP)/(DENTH)-
(QLC)/(DENTH*HTF))*(DE
%NTH)/(HTV)
FMPTF=FMTPT*(GINS)/(GINP)
QLC=QLC*4.2
QLR=1.+QLC/QLAM
WRITE(101,150) QLC,HTF,CEP,ECTWO,ECONE,TINTL,QLR
WRITE(101,160) AIFE,AIFW,DENTH,COXYS,COXYE,SHTO
WRITE(101,150) POXYS,AMPTF,FMPTF,AMTPT,FMTPT,PFEOS
QLL=QLAM+QLC
VMFL=(QLL)/(R*ALM+TM*(ROEL*SHTL+R*SHTS))
VMFL=VMFL/4.2
WRITE(3,600) VMFL,QLAM

```

```

160 FORMAT(1X,6E12.5)
150 FORMAT(1X,7E12.5,/)
    CFEOS=1.0
    COXYS=0.0
    CFES=0.0
    CFFOE=0.0
    COXYE=1.0
    CFEE=0.0
    SHTO=(7.16+0.001*TE-(40000.0)/(TE**2.0))/(WMOXY)
    SHFEO=16.30/(WMFEO)
    AIFE=COXYE*SHTO*TE+(UE**2.)/(2.0*427.0*9.8)
    AIFW=CFEOS*SHFEO*TINT+(UINT**2.0)/(2.0*427.0*9.8)
    BSIX=(CFES+(WMFE/WMFEO)*CFEOS)/(1.-
    (CFES+(WMFE/WMFEO)*CFEOS))
    CEP=HRFEO*((COXYE+(WMOXY/WMFEO)*CFFOE)-
    (1.0+BSIX)*6*(COXYS+(WMOXY/
    %WMFEO)*CFEOS-(WMOXY/WMFEO)*CFEOS))
    DENTH=AIFE-AIFW+CEP
    VR=12.4*((ROEA/ROEL)*CFX/2.0)**0.5)
    DCHTR=((1.0+(P-1.0)*(VR))/(1.0+(S-1.0)*(VR)))
    QLO=4.2*DENTH*ROEA*CHX*UE*(1.0+(DCHTR-1.0)*(CEP/DENTH))
    QLRT=1.0+QLO/QL
    WRITE(101,500) QLO,VR,DCHTR,CEP,AIFE,AIFW,QLRT
    QLT=QL+QLO
    VMF=(QLT)/(R*ALM+TM*(ROEL*SHTL+R*SHTS))
    VMF=VMF/4.2
    WRITE(101,600) VMF
500 FORMAT(1X,7E12.5)
33 CONTINUE
29 CONTINUE

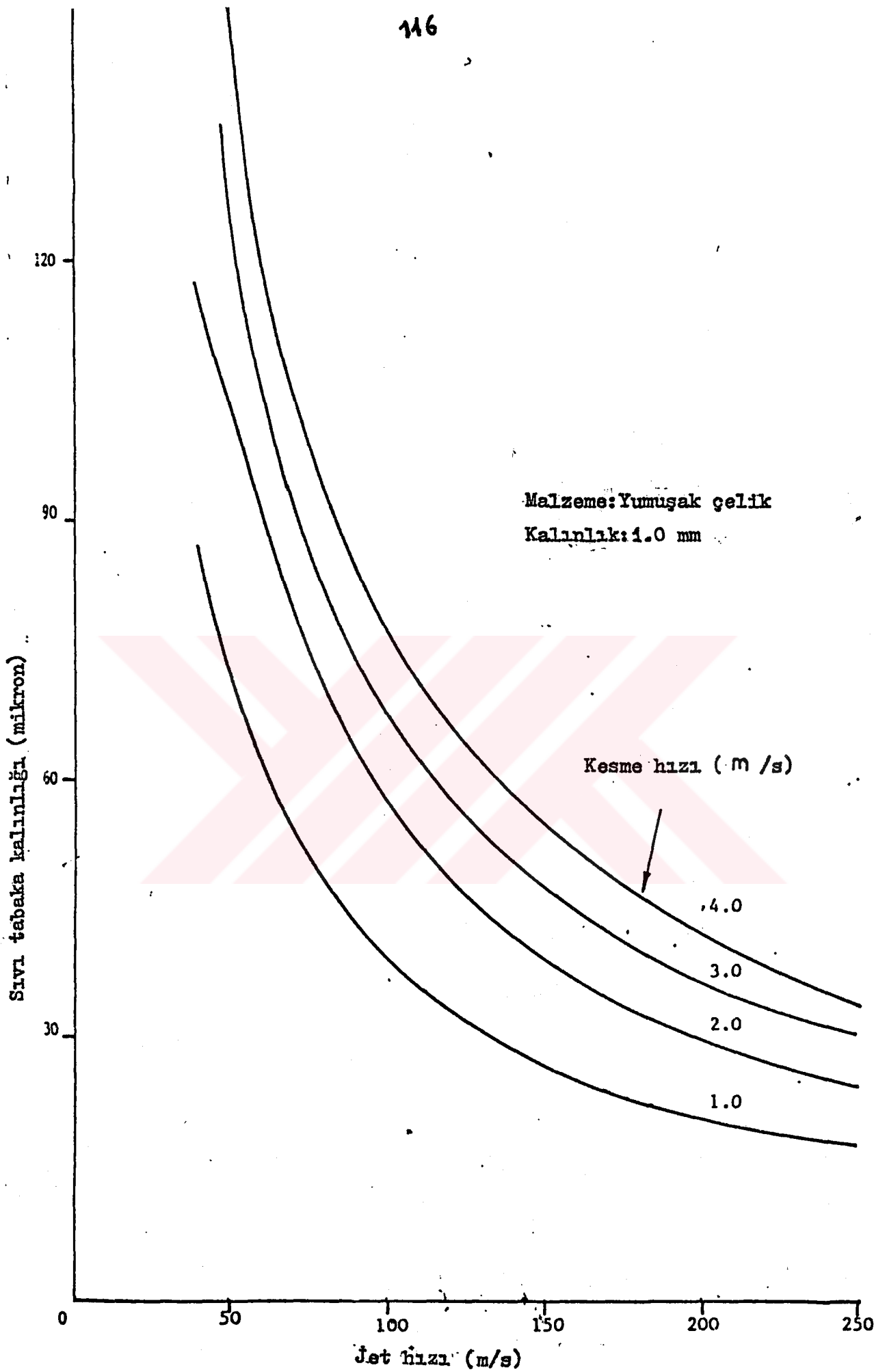
```

43 CONTINUE

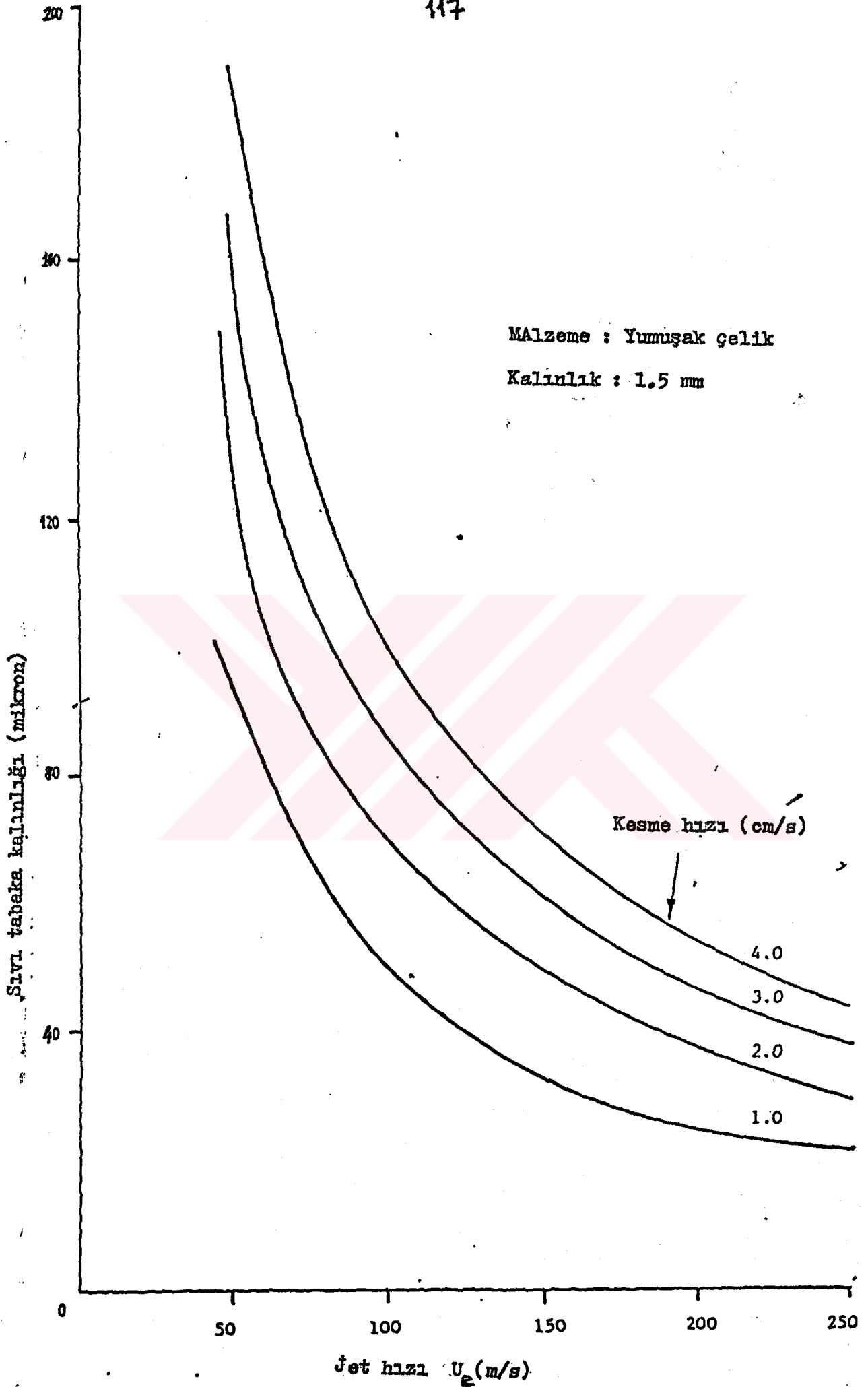
30 CONTINUE

END





Şekil 2.7- Jet hızı ile sıvı tabaka kalınlığının değişimi



Şekil 2.8 Jet hızı ile sıvı tabaka kalınlığının değişimi

Sıvı tabaka kalınlığı (mikron)

200

150

100

50

0

50

100

150

200

250

Jet hızı U_e (m/s)

Malzeme Yumuşak çelik
Kalınlık : 2.5 mm

Kesme hızı (cm/s)

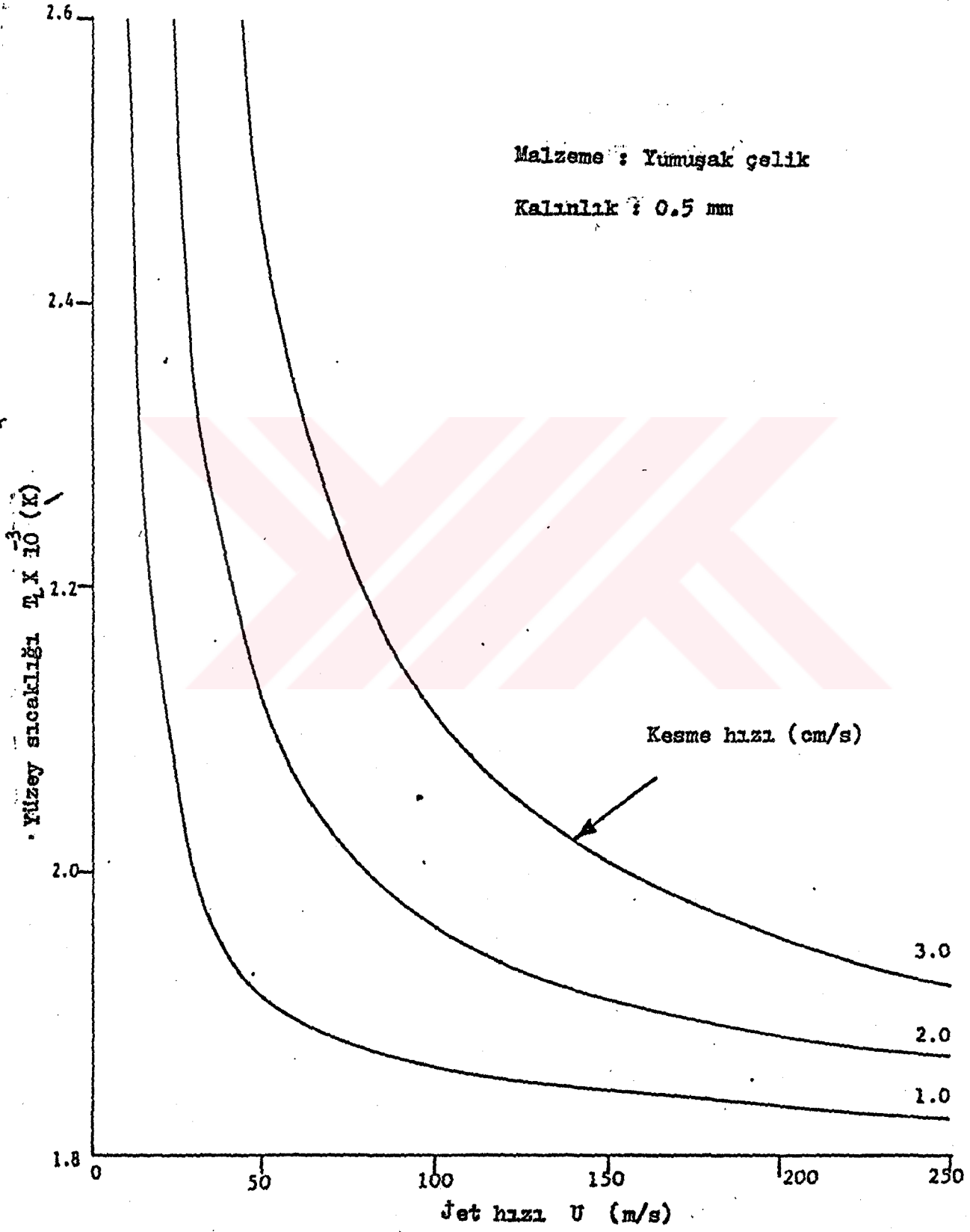
4.0

3.0

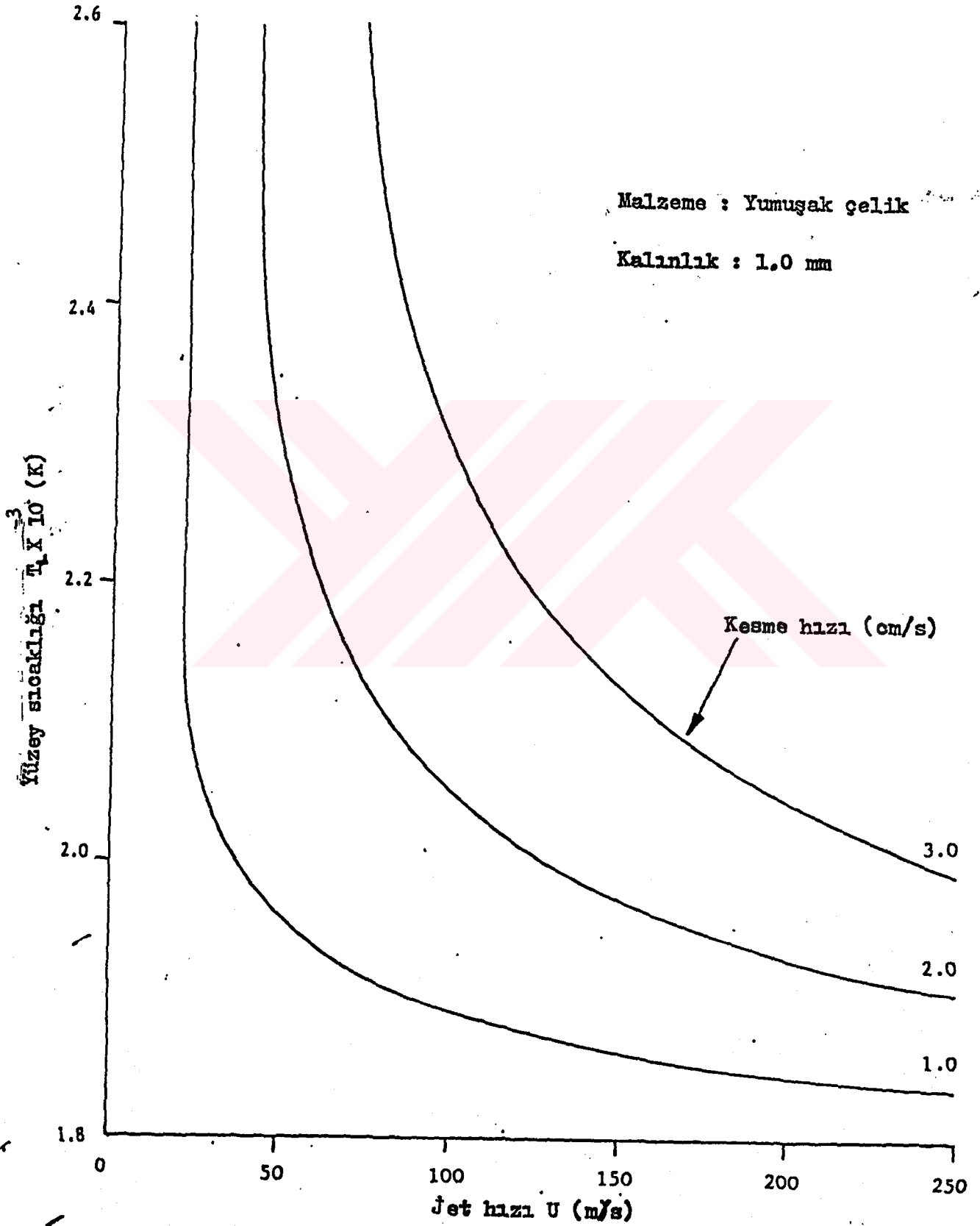
2.0

1.0

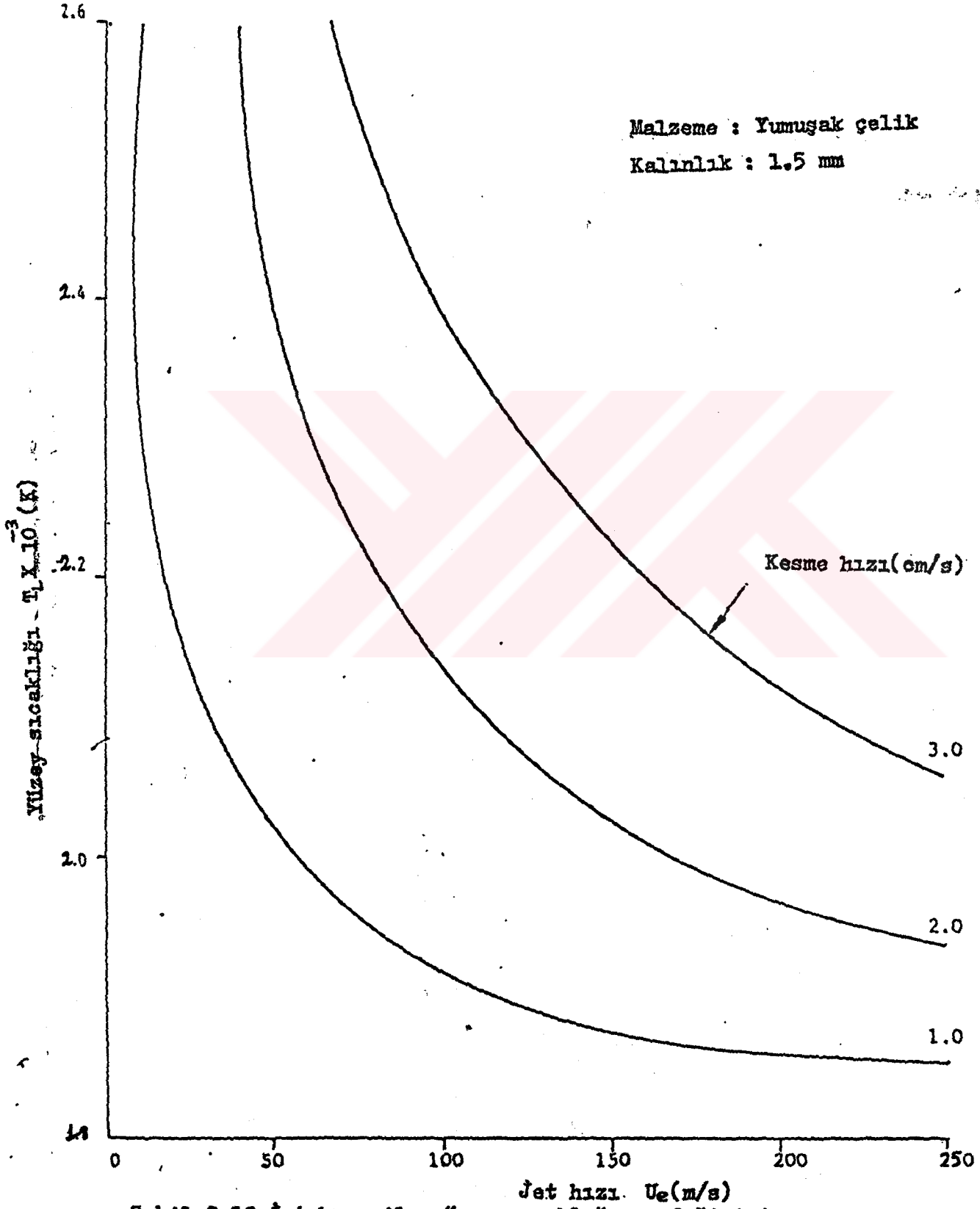
Şekil 2.9 Jet hızı ile sıvı tabaka kalınlığının değişimi



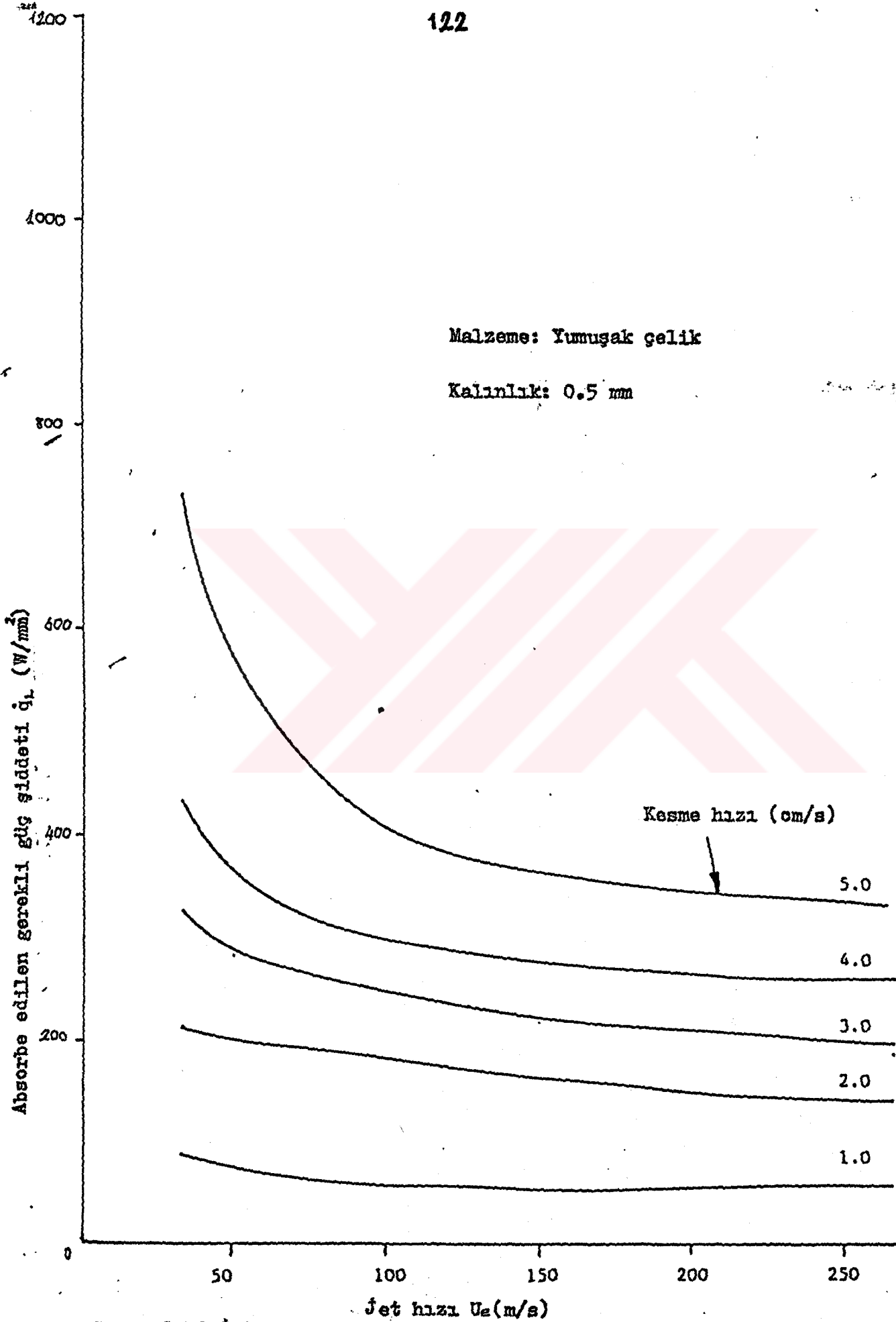
Şekil 2.10 Jet hızı ile yüzey sıcaklığının değişimi



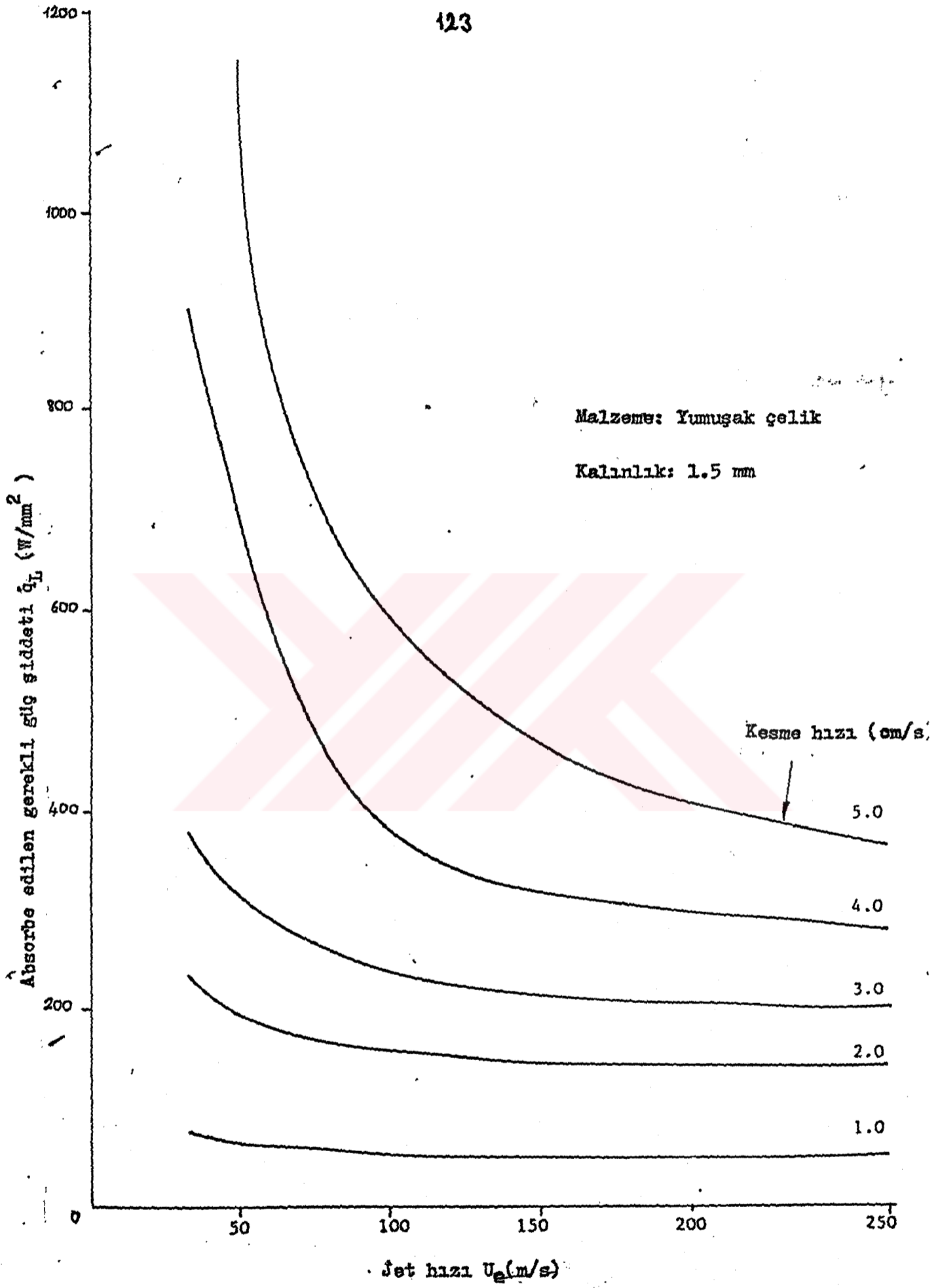
Şekil_ 2.11 Jet hızı ile yüzey sıcaklığının değişimi



Şekil 2.12 Jet hızı ile yüzey sıcaklığının değişimi

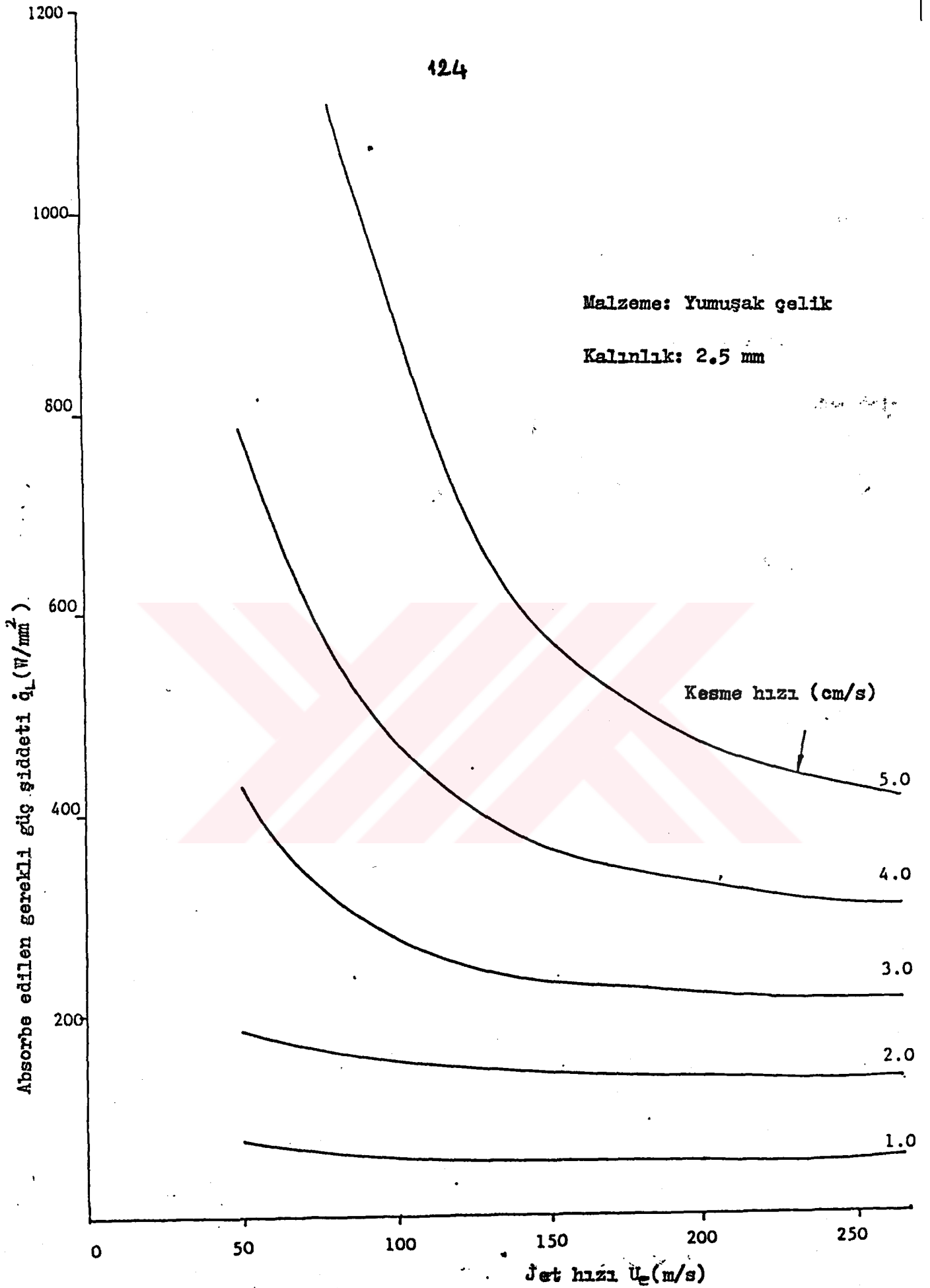


Şekil 2.13 Jet hızı ile absorbe edilen gerekli güç şiddetinin değişimi

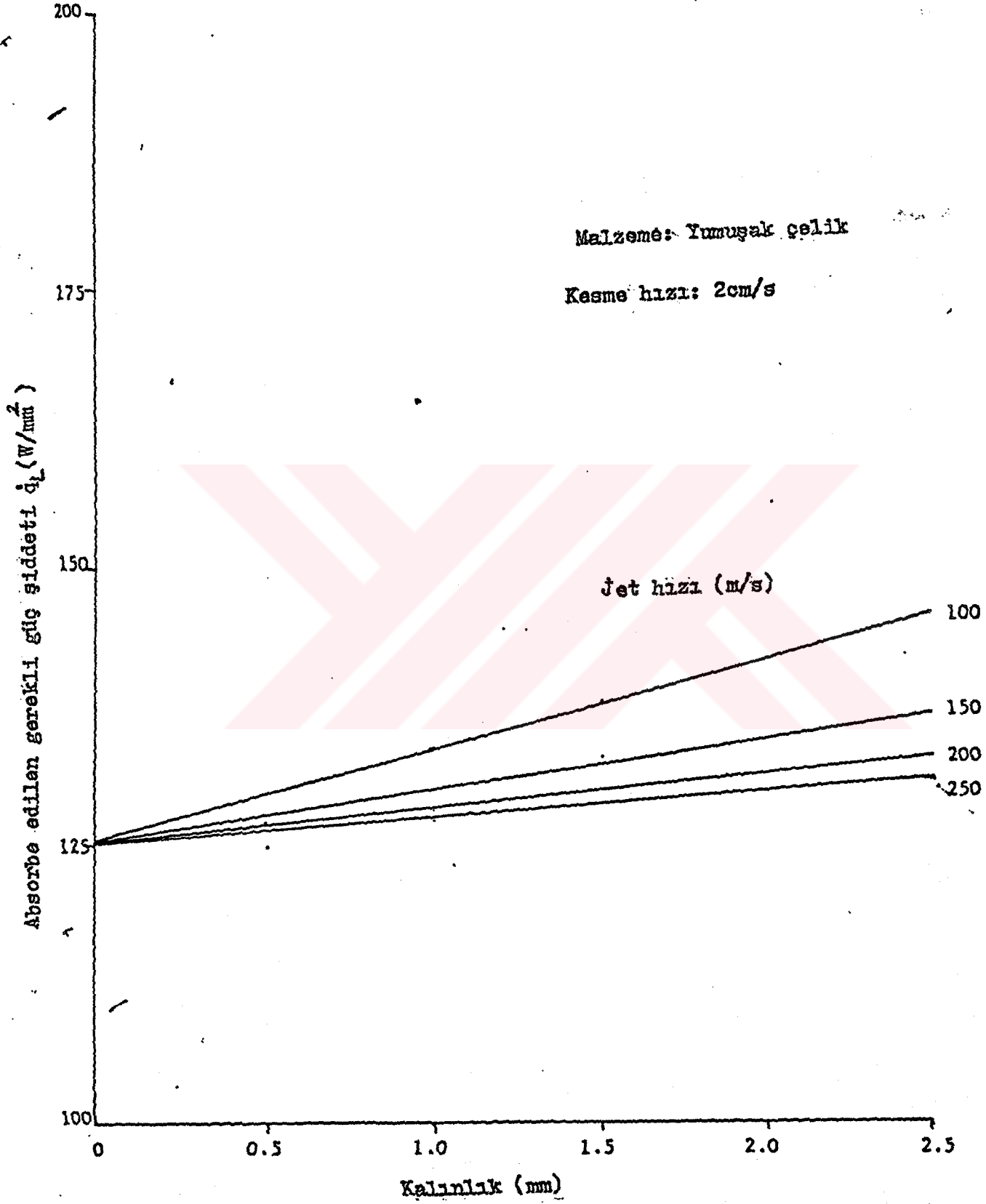


Şekil 2.14 Jet hızı ile absorbe edilen gerekli güç şiddetinin değişimi

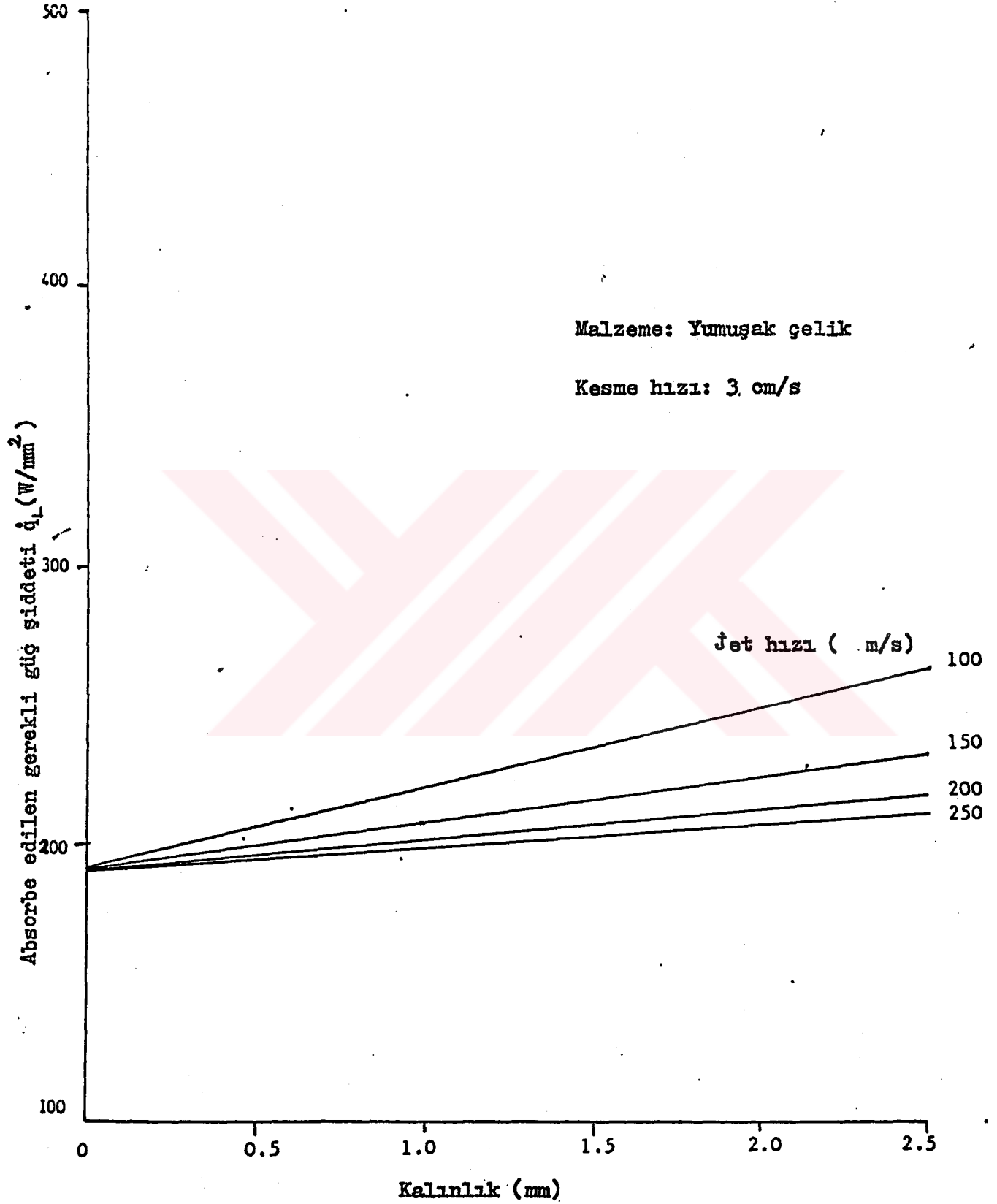
124



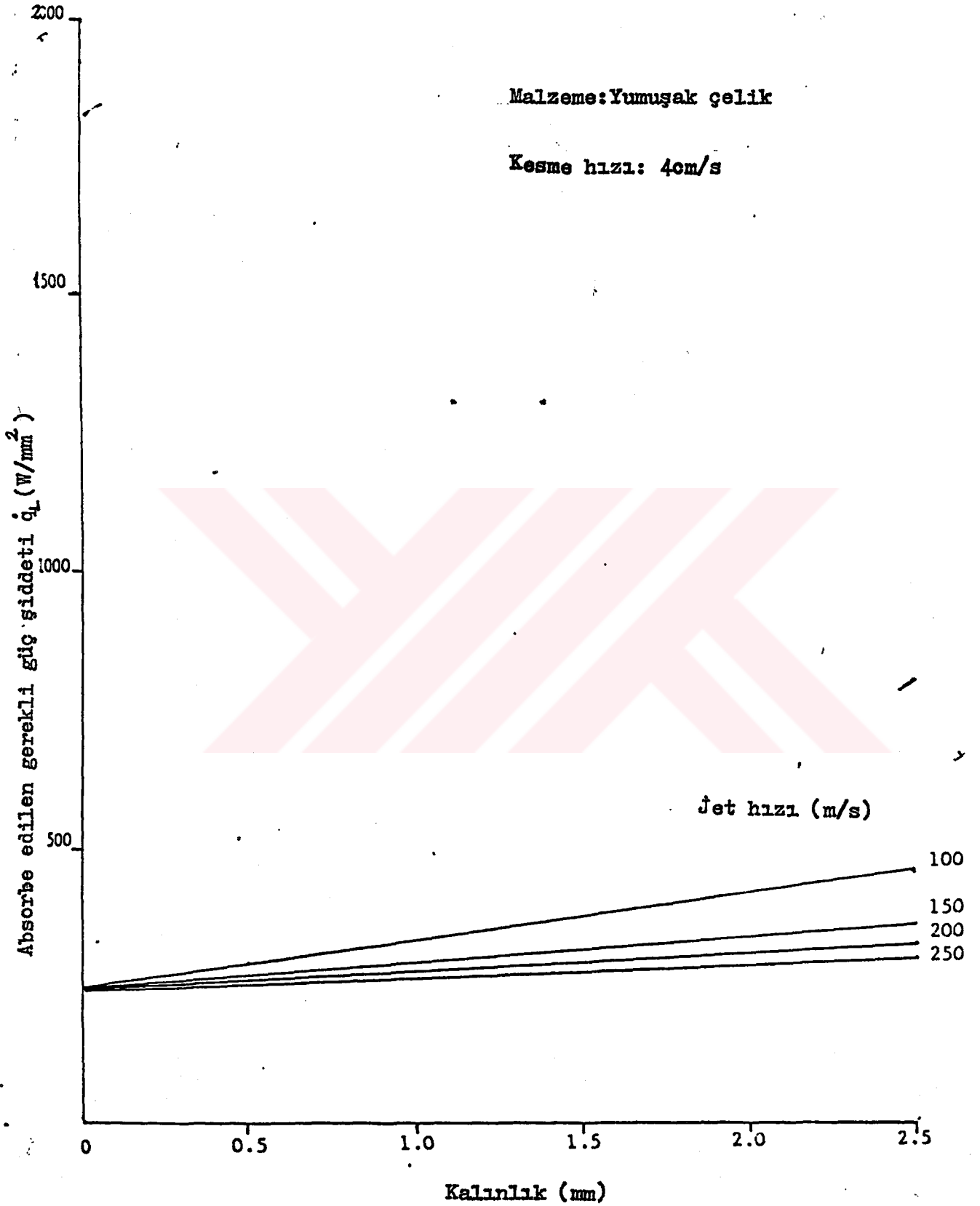
Şekil 2.15 Jet hızı ile absorbe edilen güç şiddetinin değişimi



Şekil 2.16. Malzeme kalınlığı ile güç şiddetinin değişimi



Şekil 2.17. Malzeme kalınlığı ile güç şiddetinin değişimi

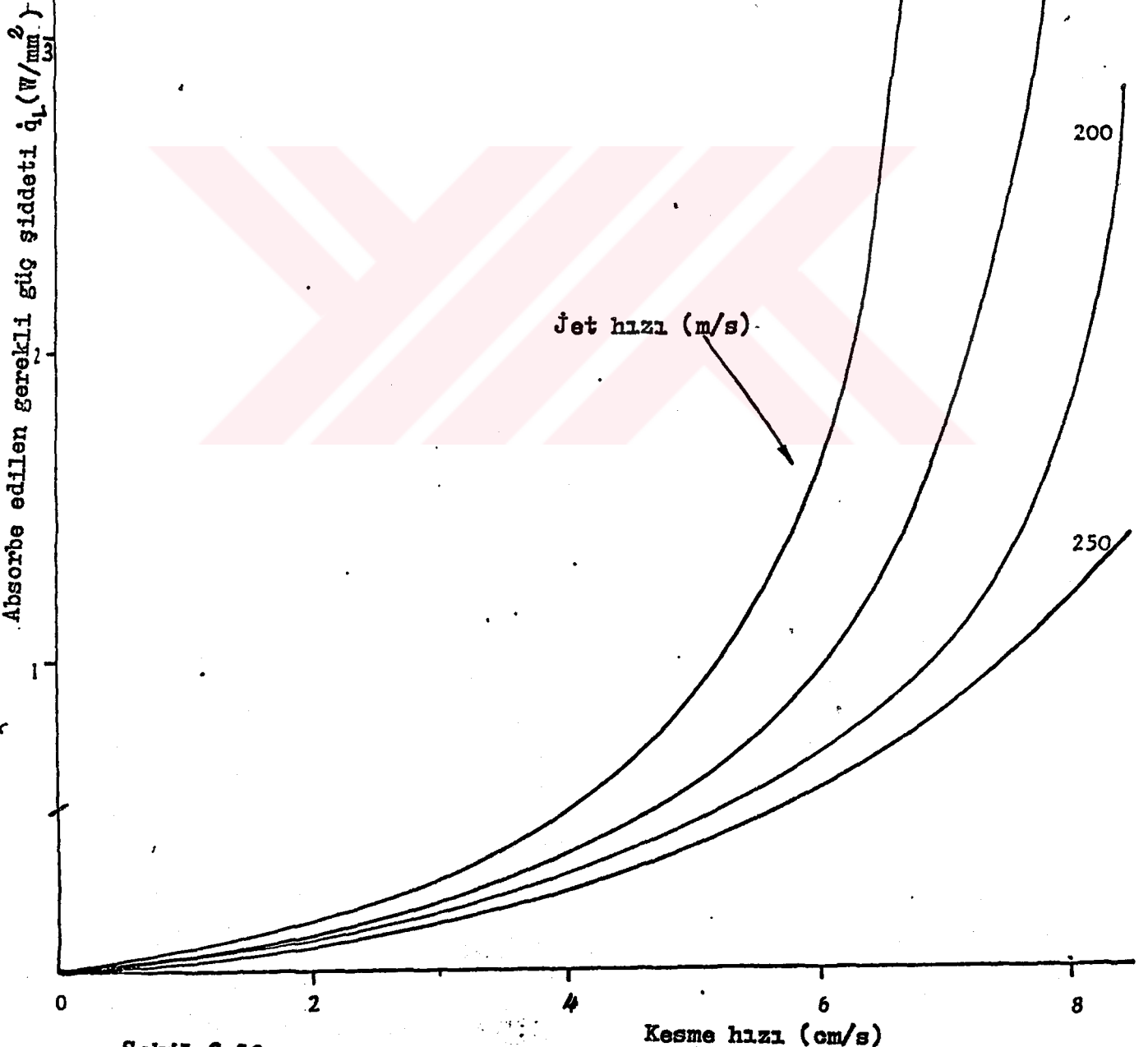


Şekil 2.18. Malzeme kalınlığı ile güç şiddetinin değişimi

Malzeme: Yumuşak çelik

Kalınlık: 2.5mm

Yardımcı gaz: Oksijen

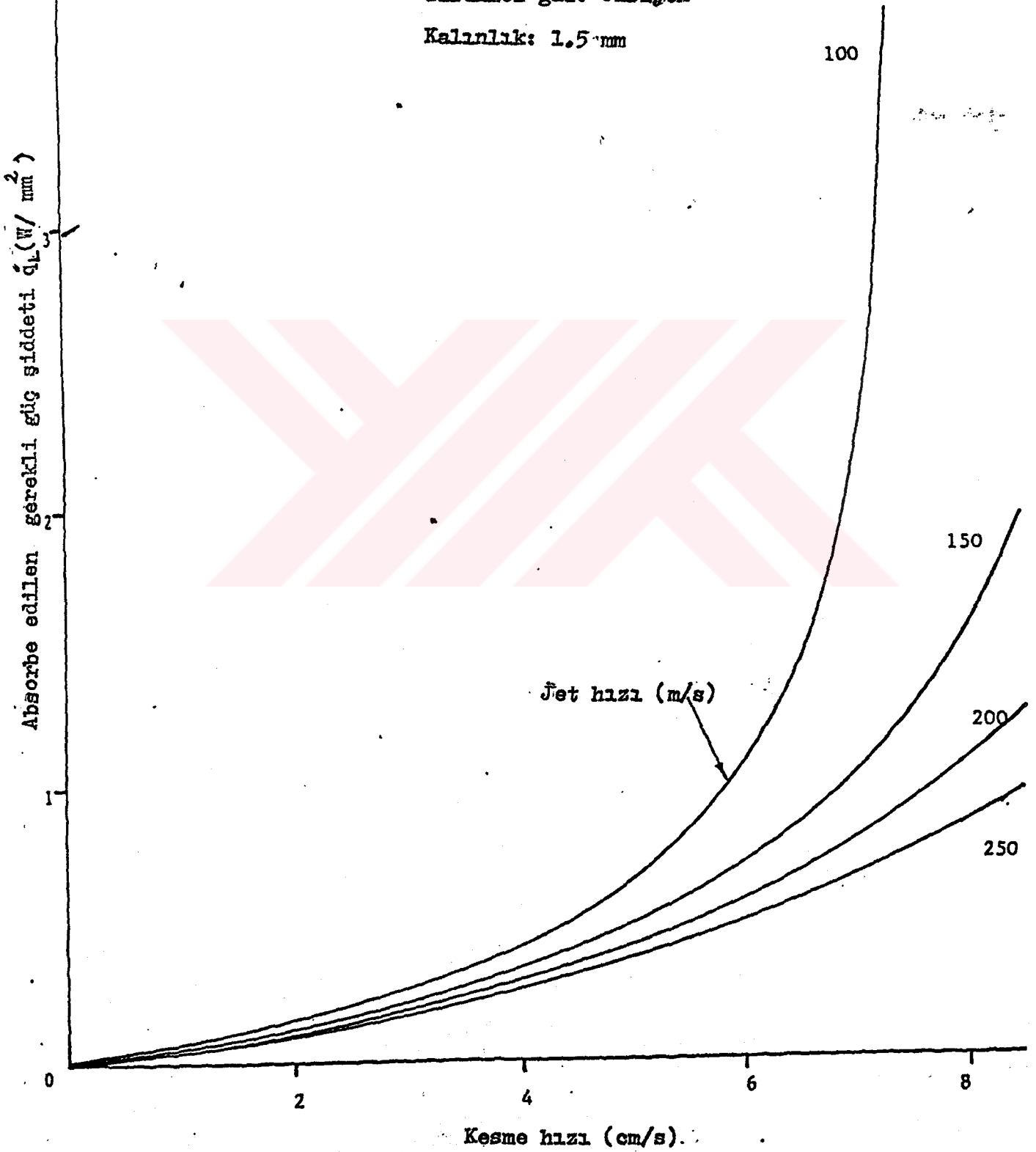


Şekil 2.19. Kesme hızı ile güç şiddetinin değişimi

Malzeme: Yumuşak çelik

Yardımcı gaz: Oksijen

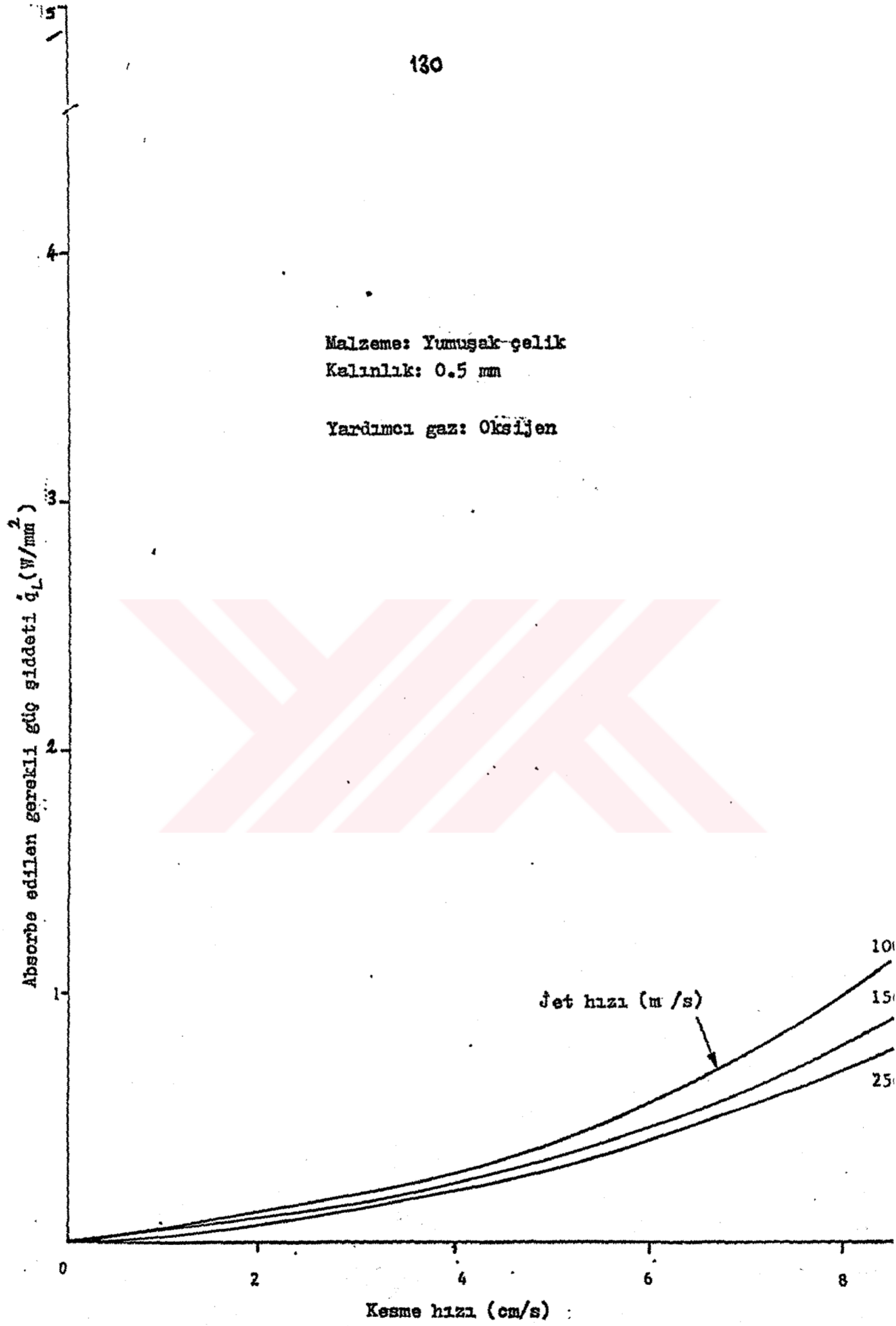
Kalınlık: 1.5 mm



Şekil 2.20. Kesme hızı ile güç şiddetinin değişimi

Malzeme: Yumuşak çelik
Kalınlık: 0.5 mm

Yardımcı gaz: Oksijen



Şekil 2.21. Kesme hızı ile güç şiddetinin değişimi

Malzeme: Yumuşak çelik

Yardımcı gaz: Oksijen

Jet hızı: 100 m/s

Akım: Laminer

Kimyasal reaksiyon katkısı \dot{q}_{LT} (W/mm^2)

80

60

40

20

Kesme hızı (cm/s)

1-8

0

0.5

1.0

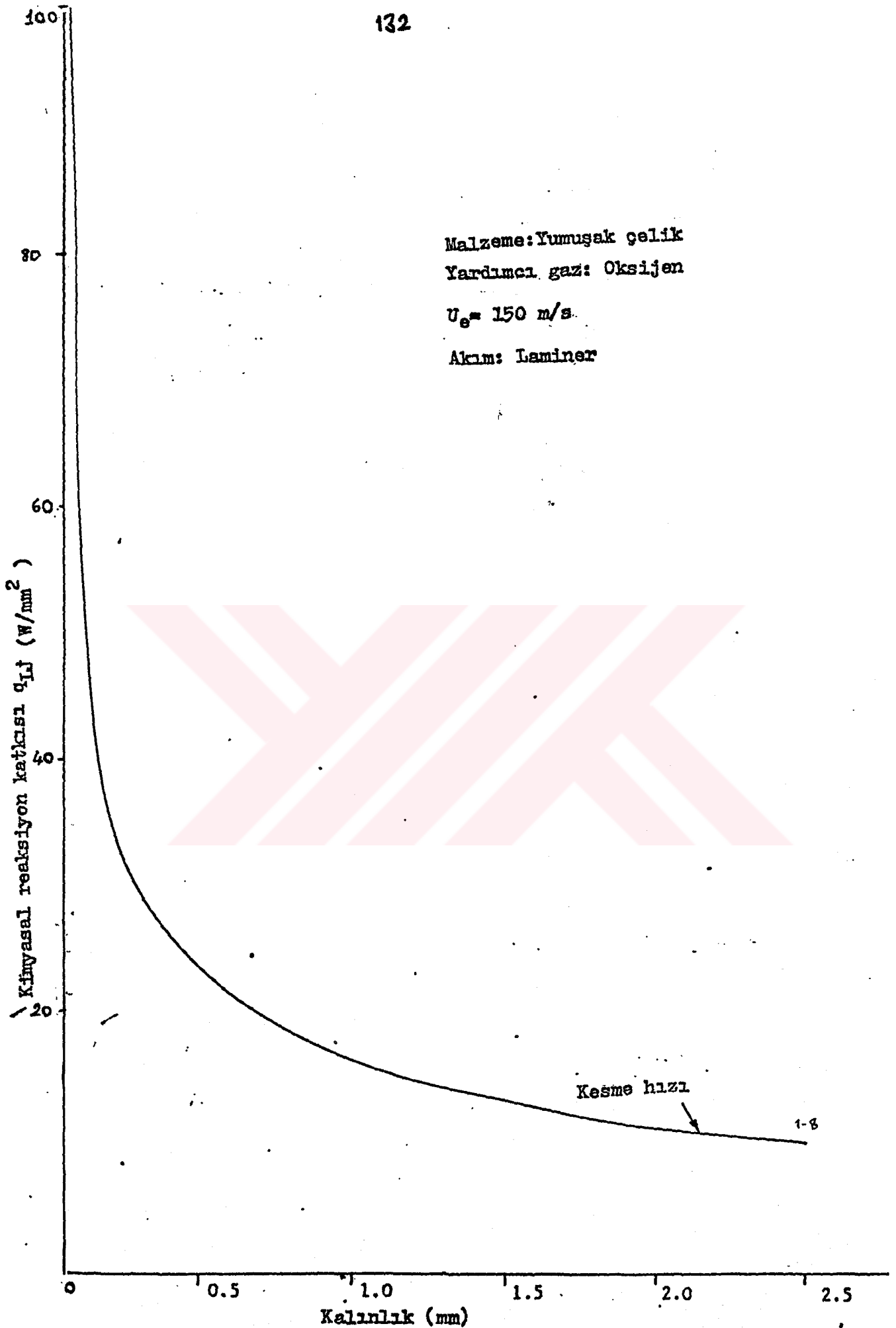
1.5

2.0

2.5

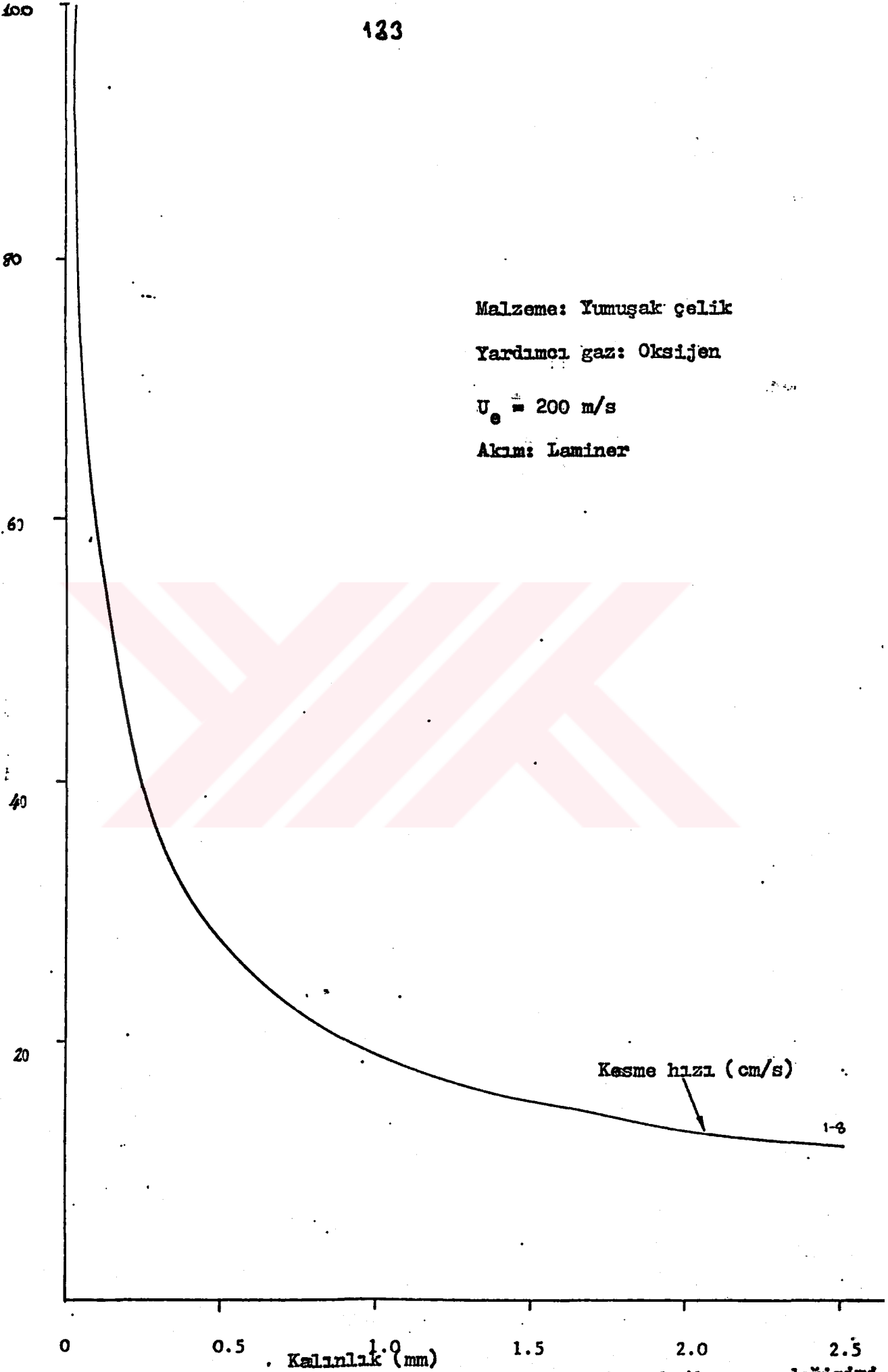
Kalınlık (mm)

Şekil 5.1. Malzeme kalınlığı ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi

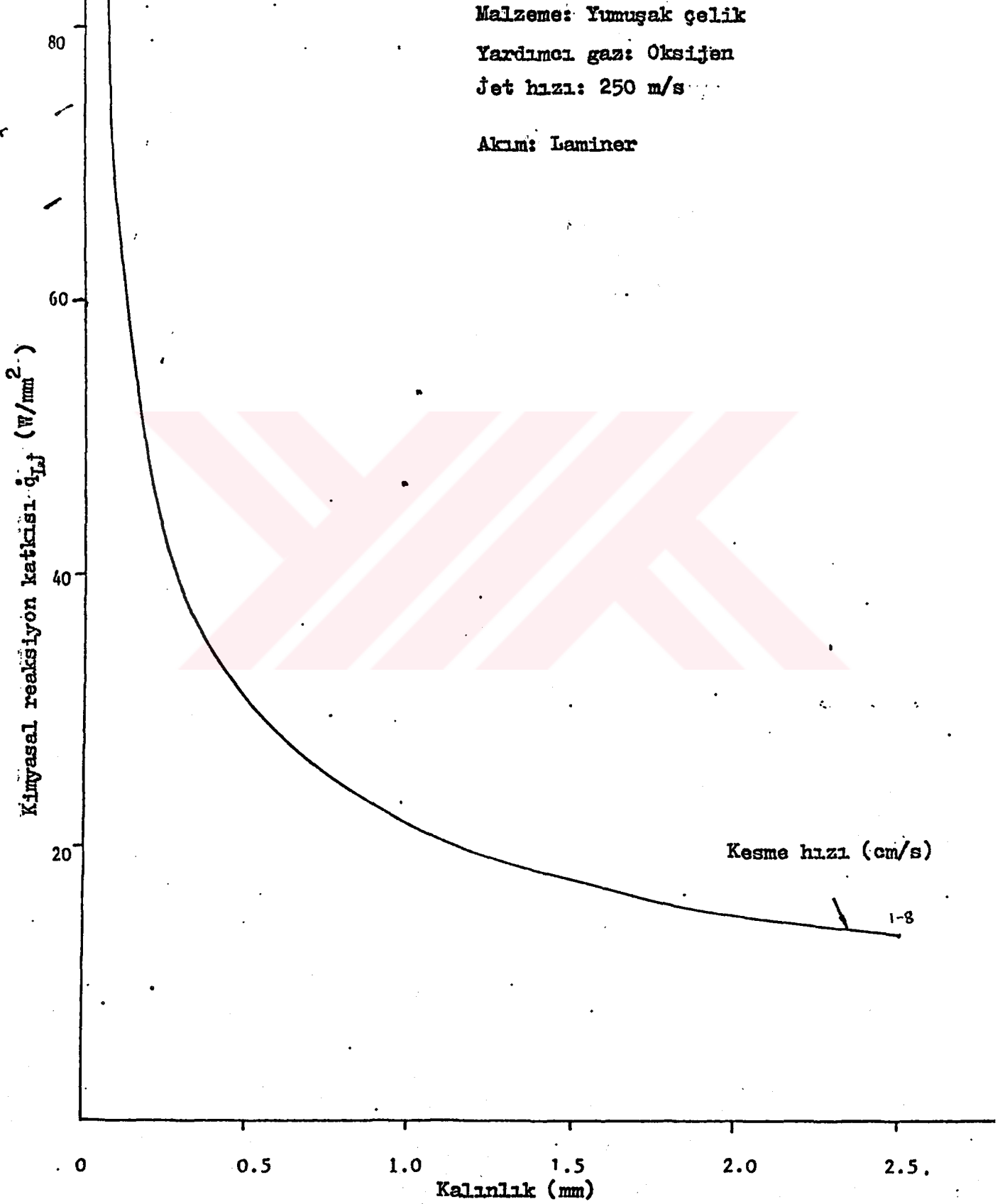


Şekil 5.2. Kalınlık ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi

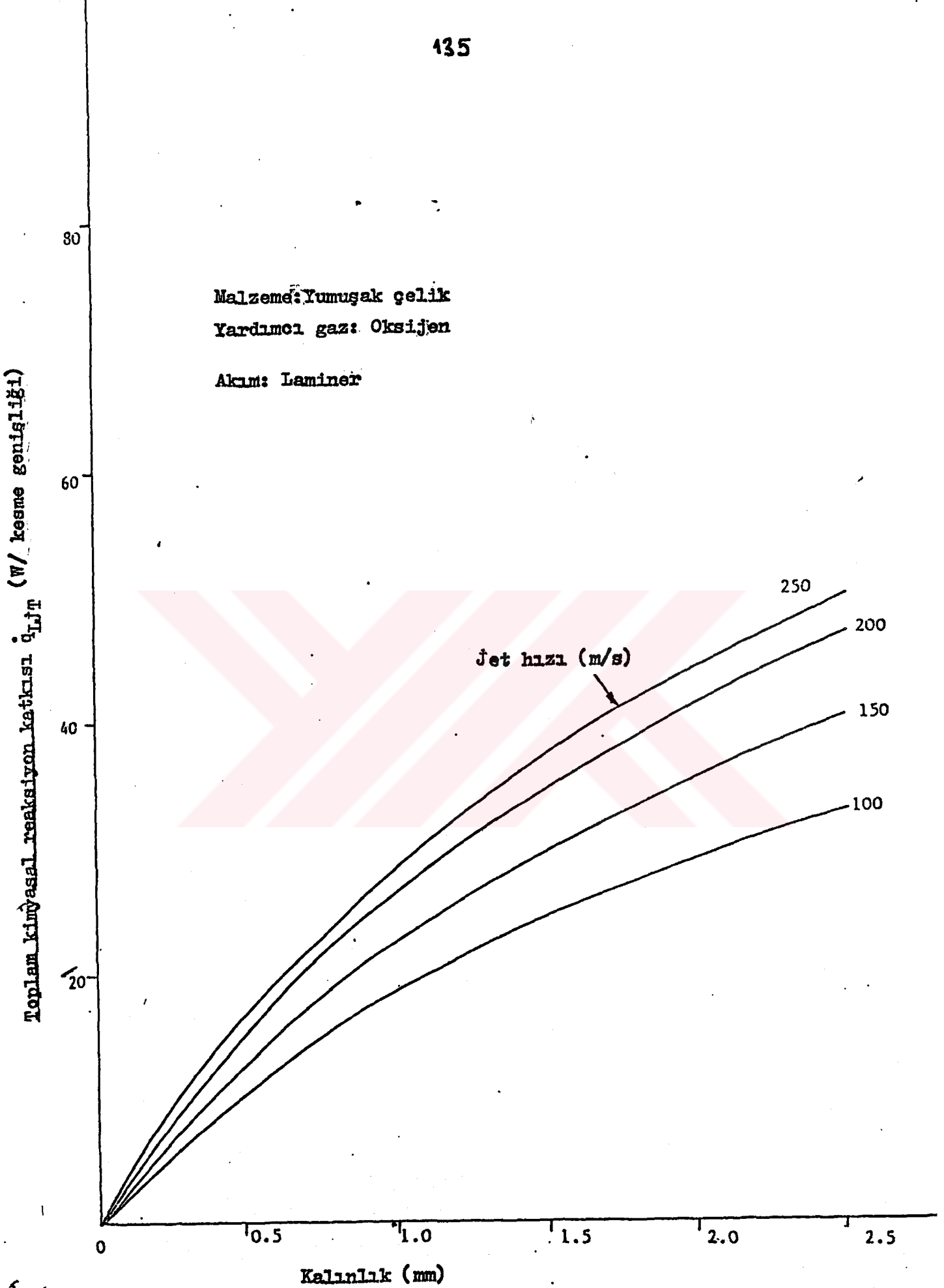
Kimyasal reaksiyon katkısı \dot{q}_{Lj} (W/mm^2)



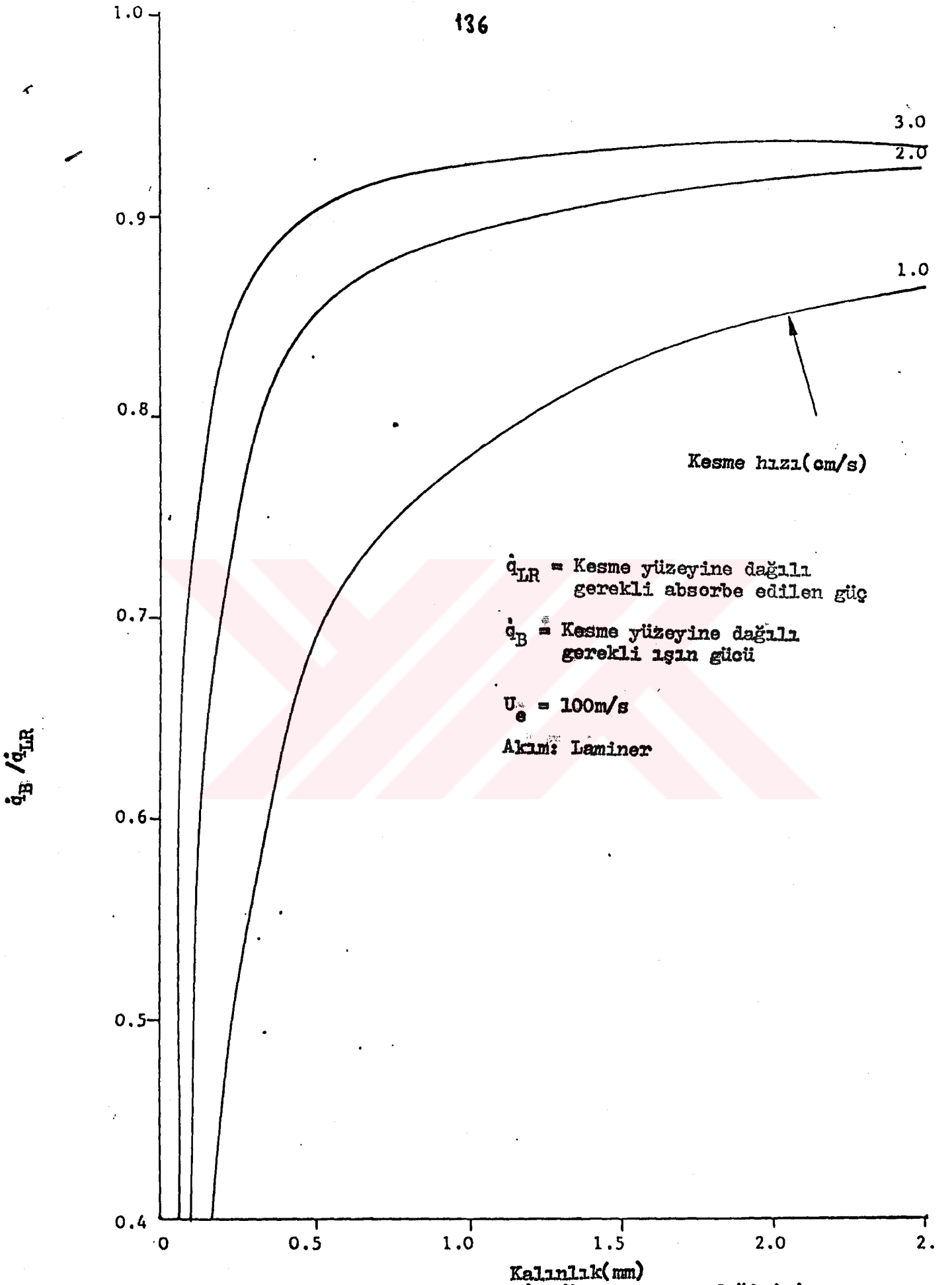
Şekil 5.3. Malzeme kalınlığı ile kımyasal reaksiyon katkıısının değışimi



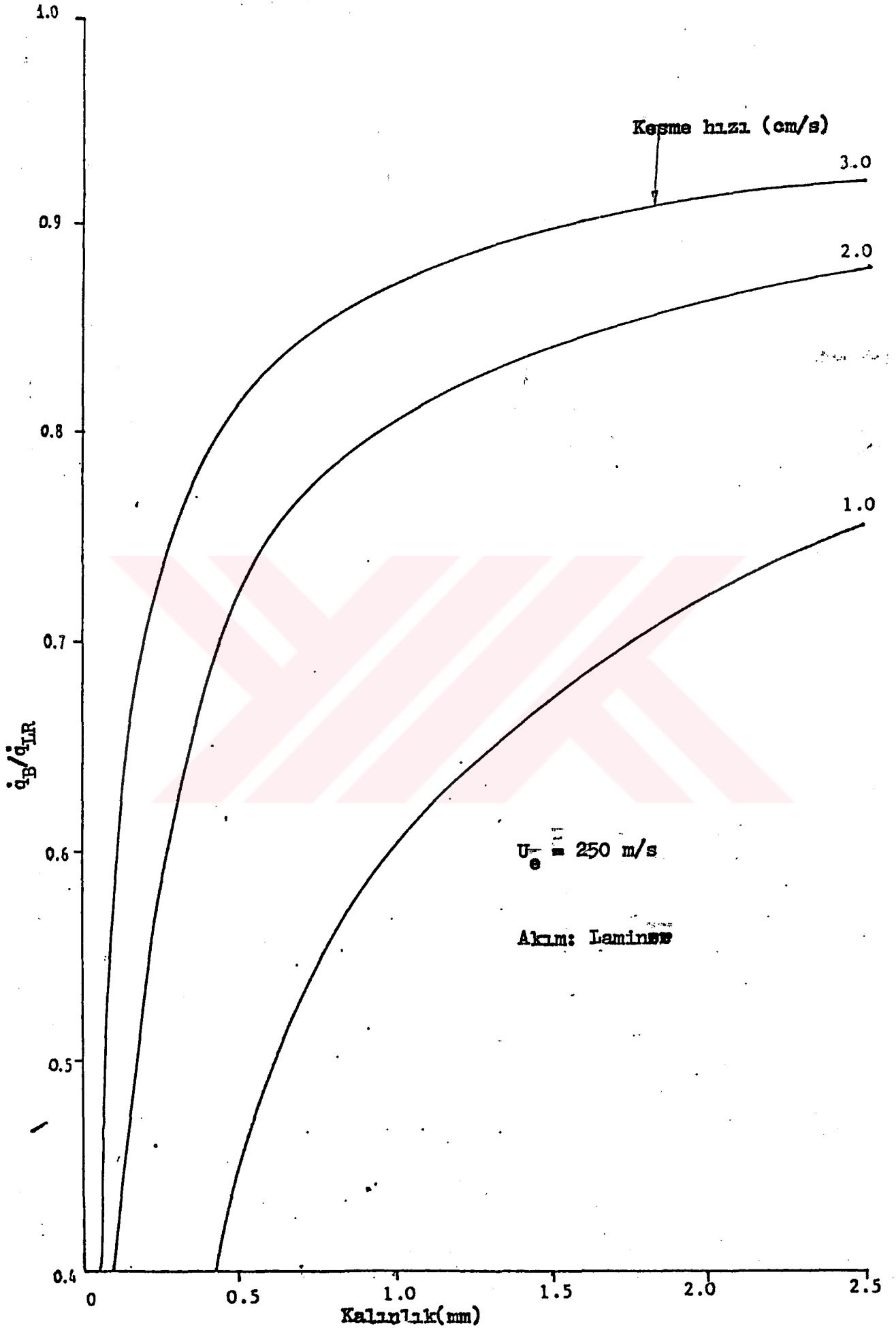
Şekil 5.4 Malzeme kalınlığı ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi



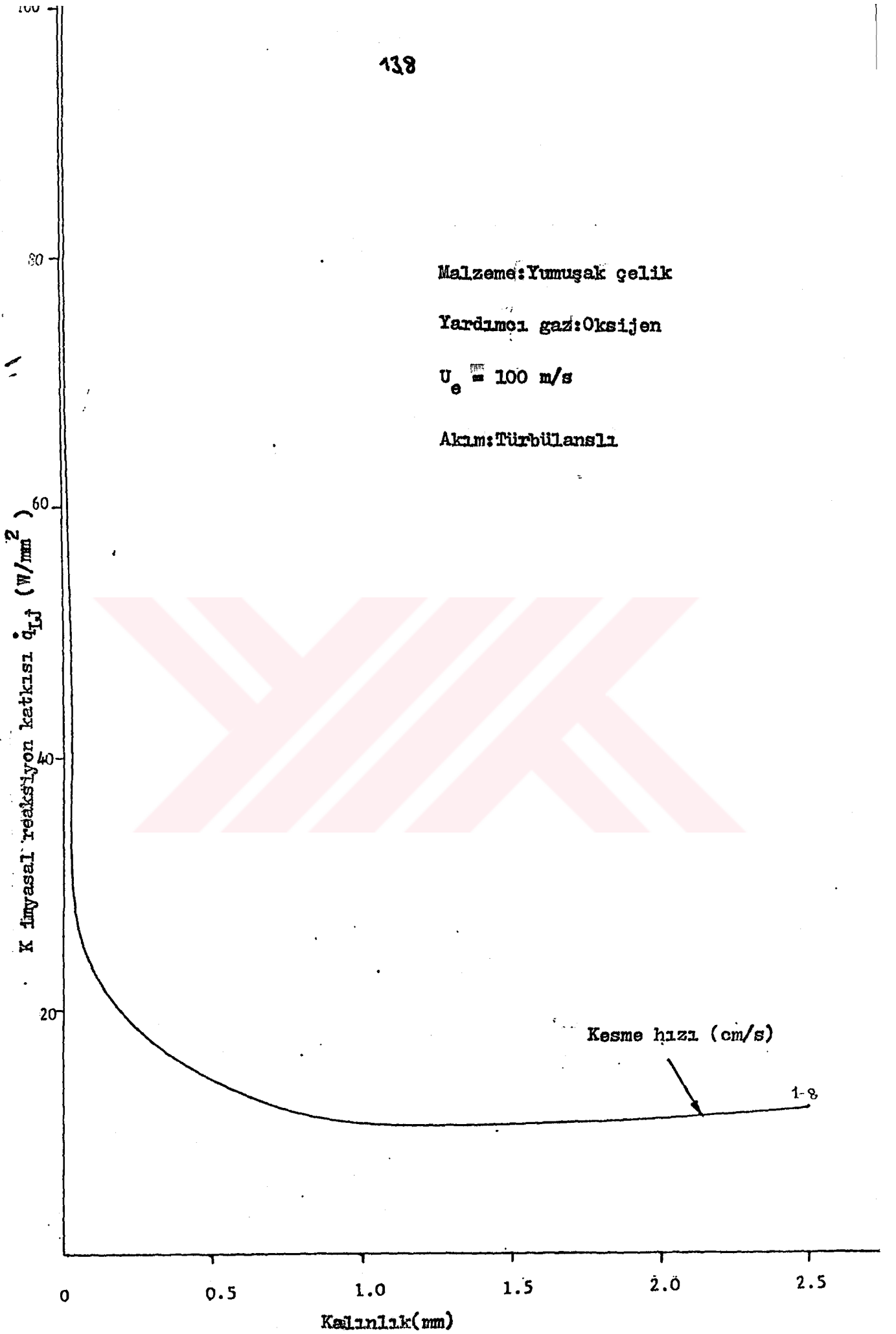
Şekil 5.5. Malzeme kalınlığı ile toplam kimyasal reaksiyon katkısının değişimi



Şekil 5.6. Malzeme kalınlığı ile \dot{q}_B / \dot{q}_{LR} oranının değişimi



Şekil 5.7 Malzeme kalınlığı ile \dot{q}_B/\dot{q}_{LR} oranının değişimi



Şekil 6.1 Malzeme kalınlığı ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi

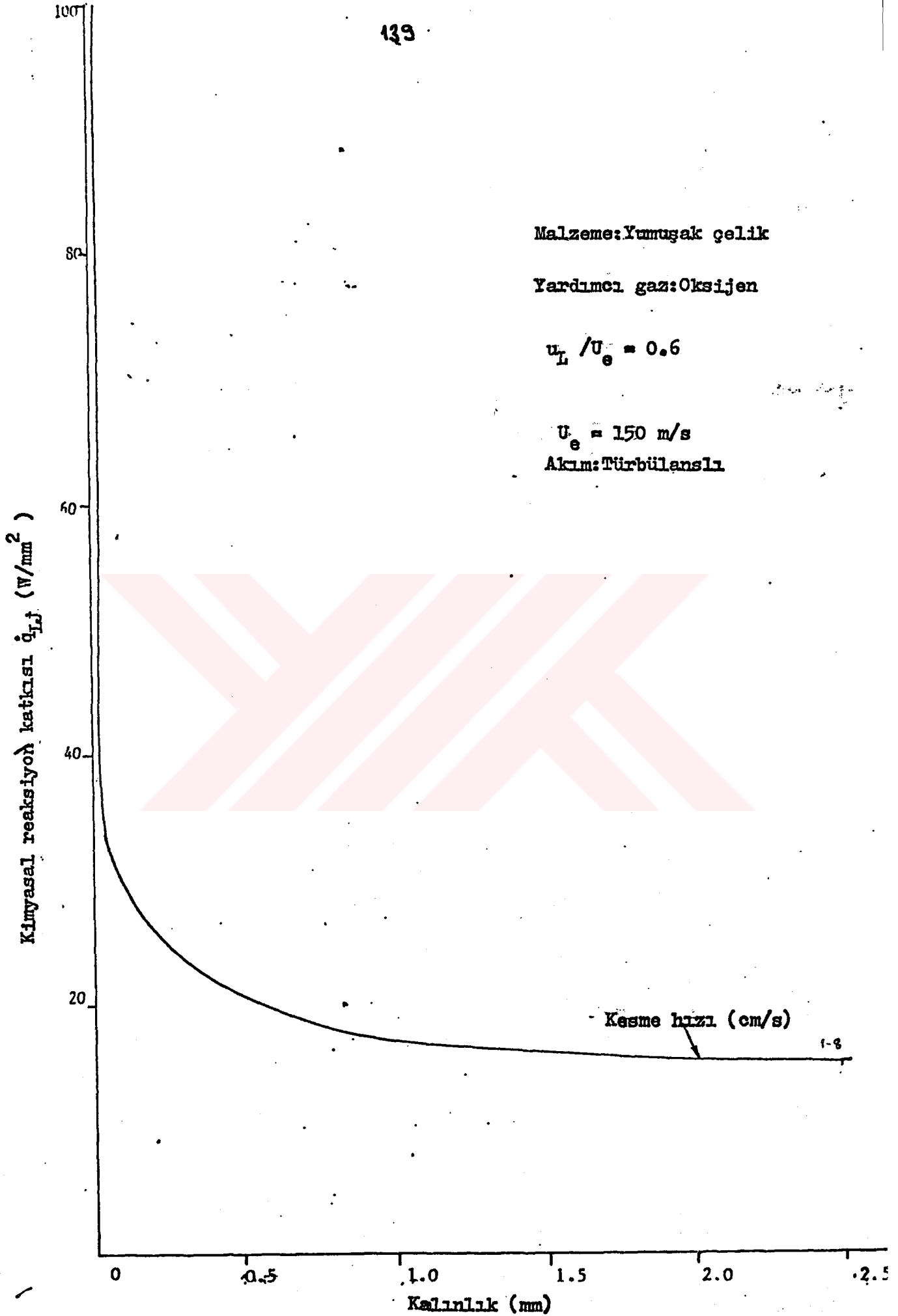
Malzeme: Yumuşak çelik

Yardımcı gaz: Oksijen

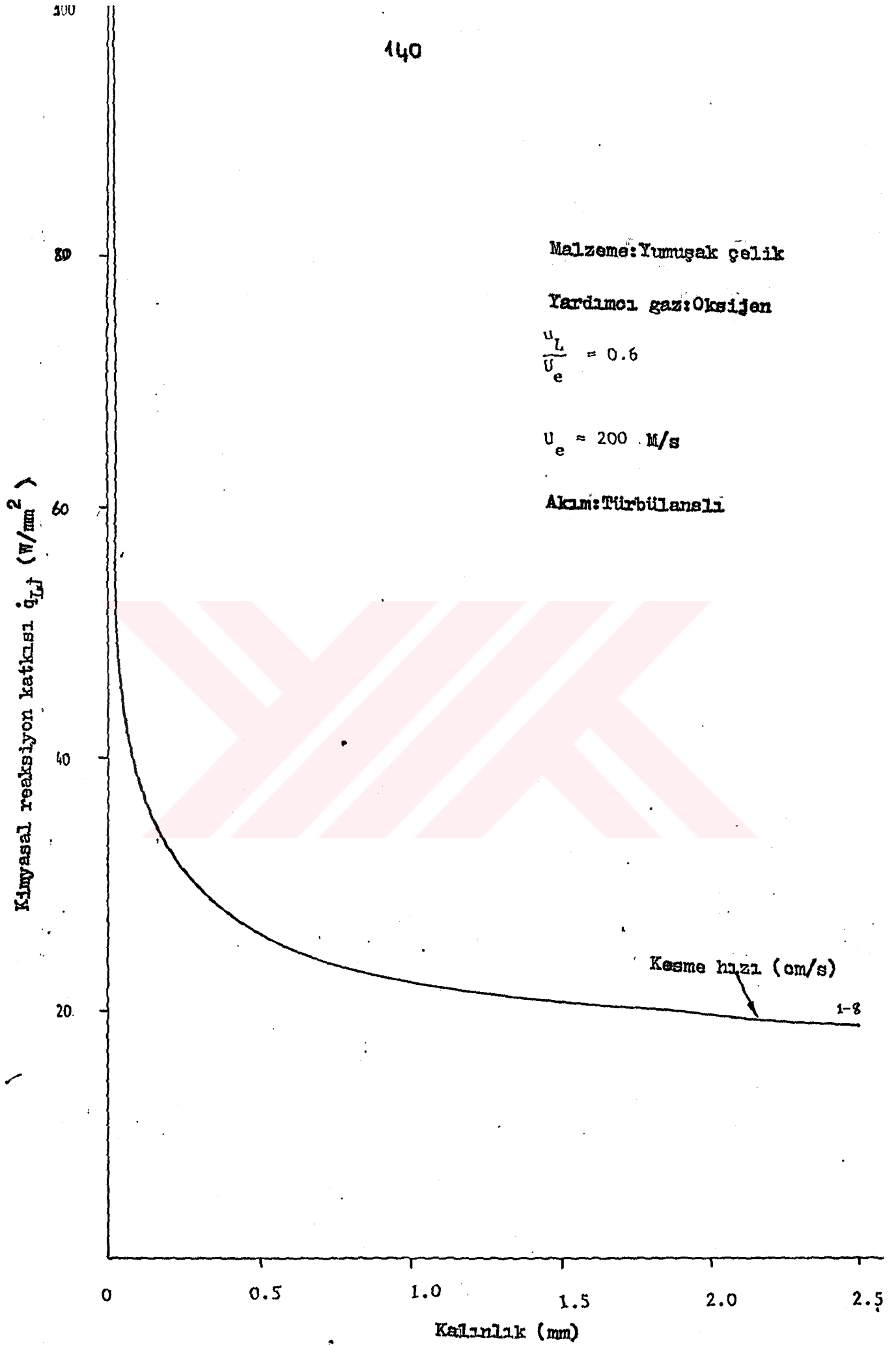
$$u_L / U_e = 0.6$$

$$U_e = 150 \text{ m/s}$$

Akım: Türbülanslı



Şekil 6.2 Malzeme kalınlığı ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi



Şekil 6.3 Malzeme kalınlığı ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi

141

Malzeme: Yumuşak çelik

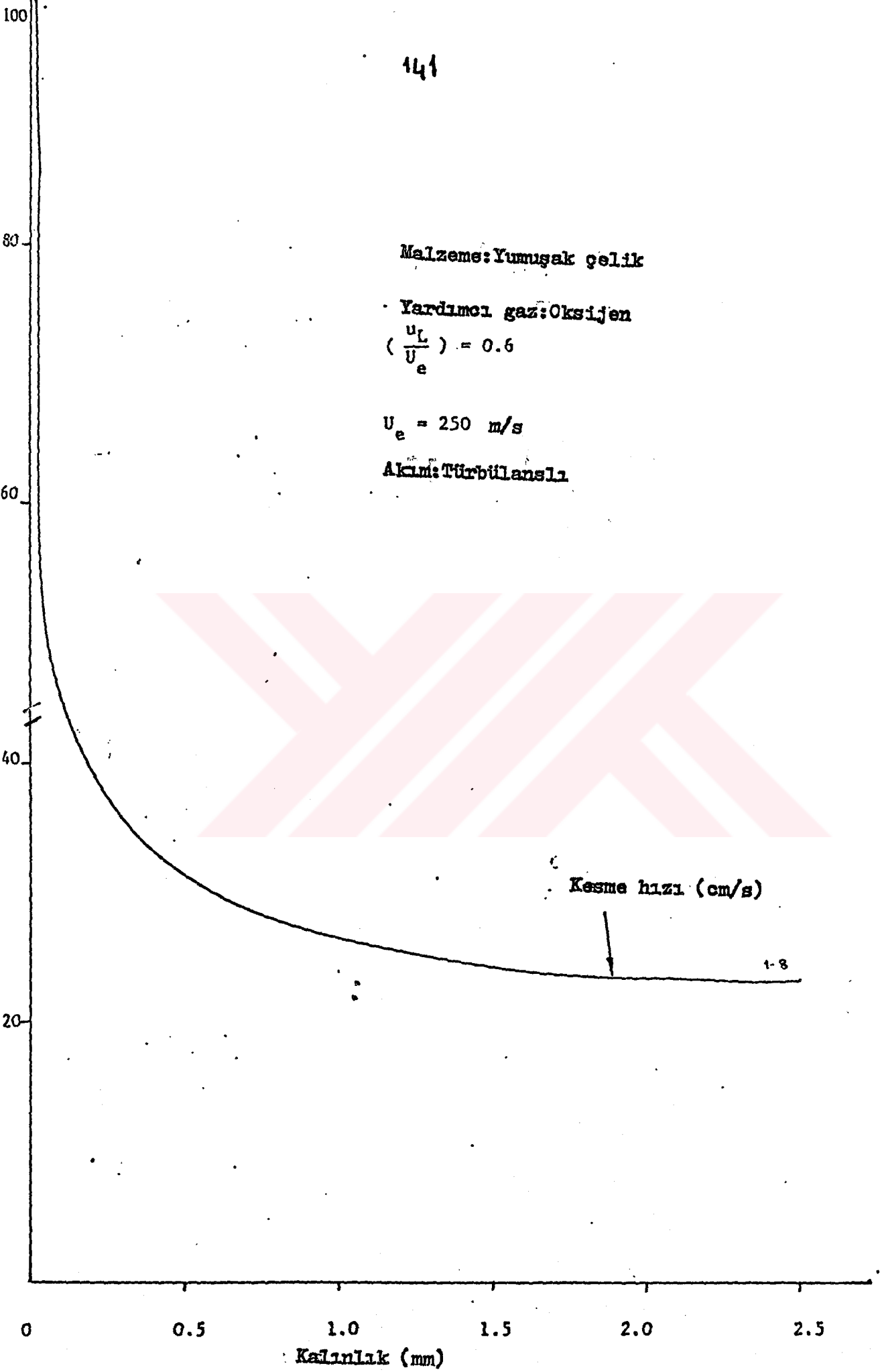
Yardımcı gaz: Oksijen

$$\left(\frac{u_L}{U_e} \right) = 0.6$$

$$U_e = 250 \text{ m/s}$$

Akım: Türbülanslı

Kimyasal reaksiyon katkısı q_{kj} (W/mm²)



Şekil 6.4 Malzeme kalınlığı ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi

Malzeme: Yumuşak çelik

Yardımcı gaz: Oksijen

Akım: Türbülanslı

$$\frac{u_L}{u_e} = 0.6$$

Toplam kimyasal reaksiyon katkısı \dot{q}_{toplam} (W/mm^2)

100

80

60

40

20

0

0.5

1.0

1.5

2.0

2.5

Kalınlık (mm)

Jet hızı (m/s)

250

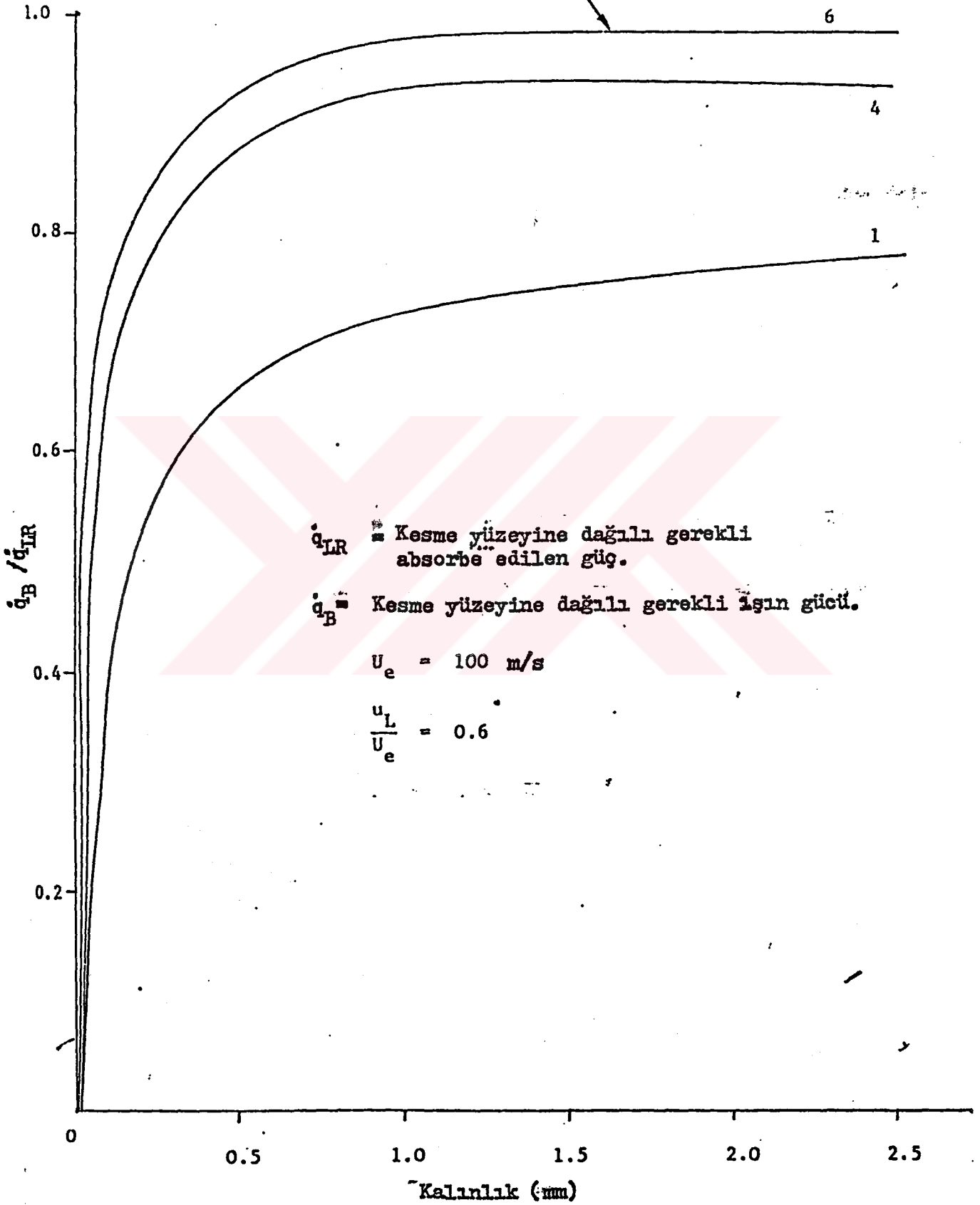
200

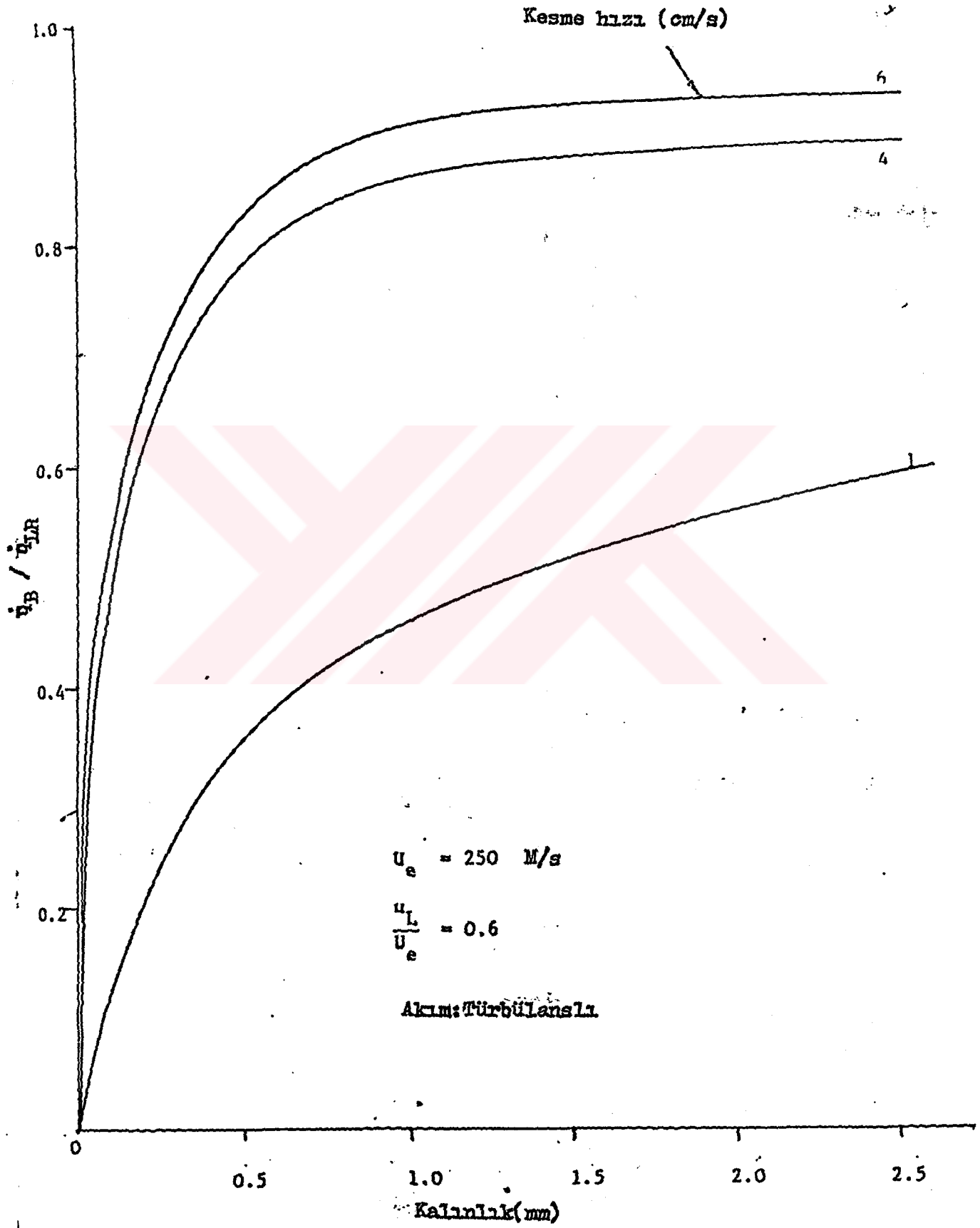
150

100

Şekil 6.5 Kalınlık ile toplam kimyasal reaksiyon katkısının değişimi

Kesme hızı (cm/s).

Şekil 6.6 Malzeme kalınlığı ile \dot{q}_B / \dot{q}_{LR} oranının değişimi



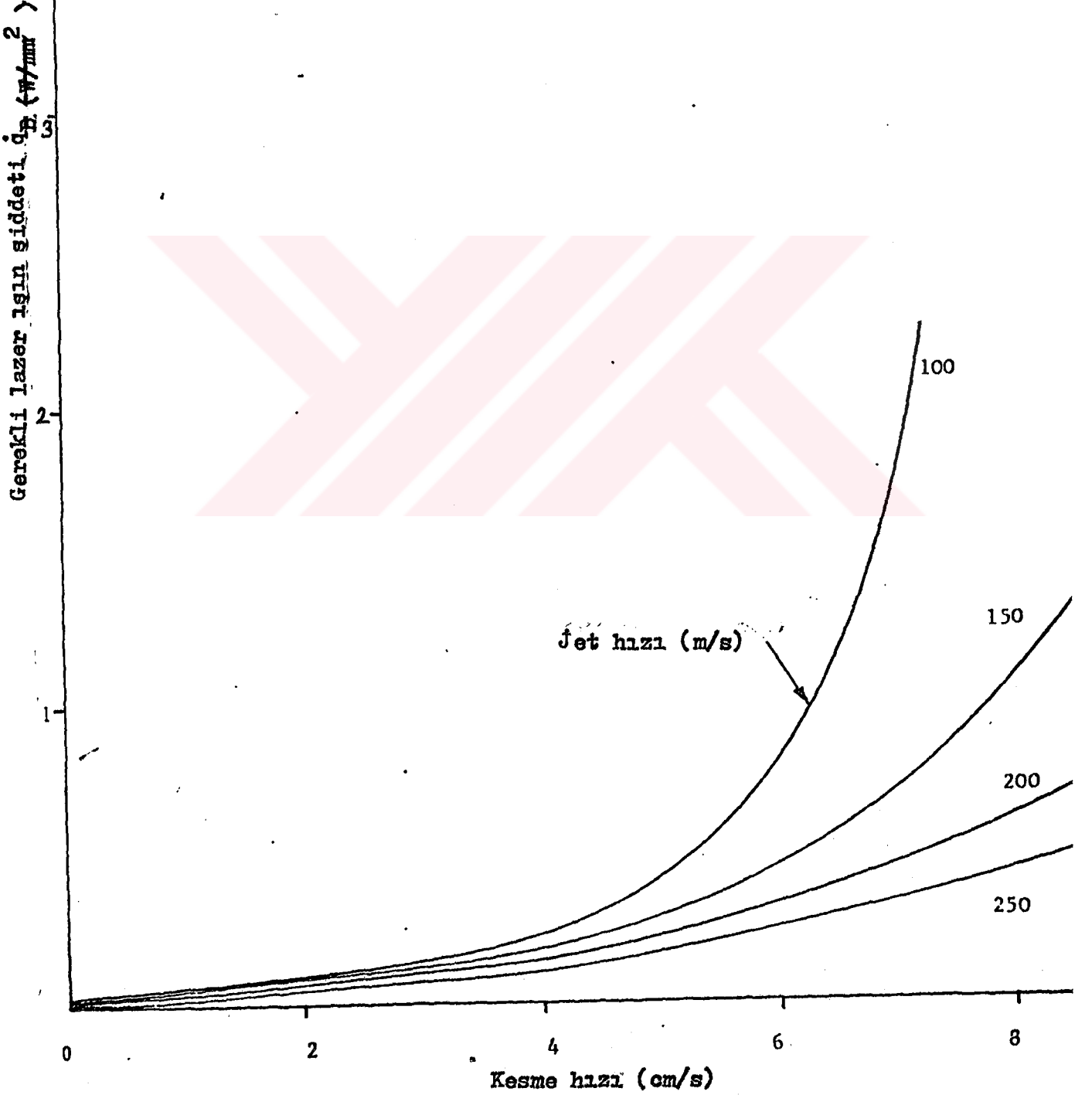
Şekil 6.7 Malzeme kalınlığı ile \dot{q}_B / \dot{q}_{LR} oranının değişimi

Malzeme: Yumuşak çelik

Kalınlık: 1.5 mm

Yardımcı gaz: Oksijen

Akım: Türbülanslı



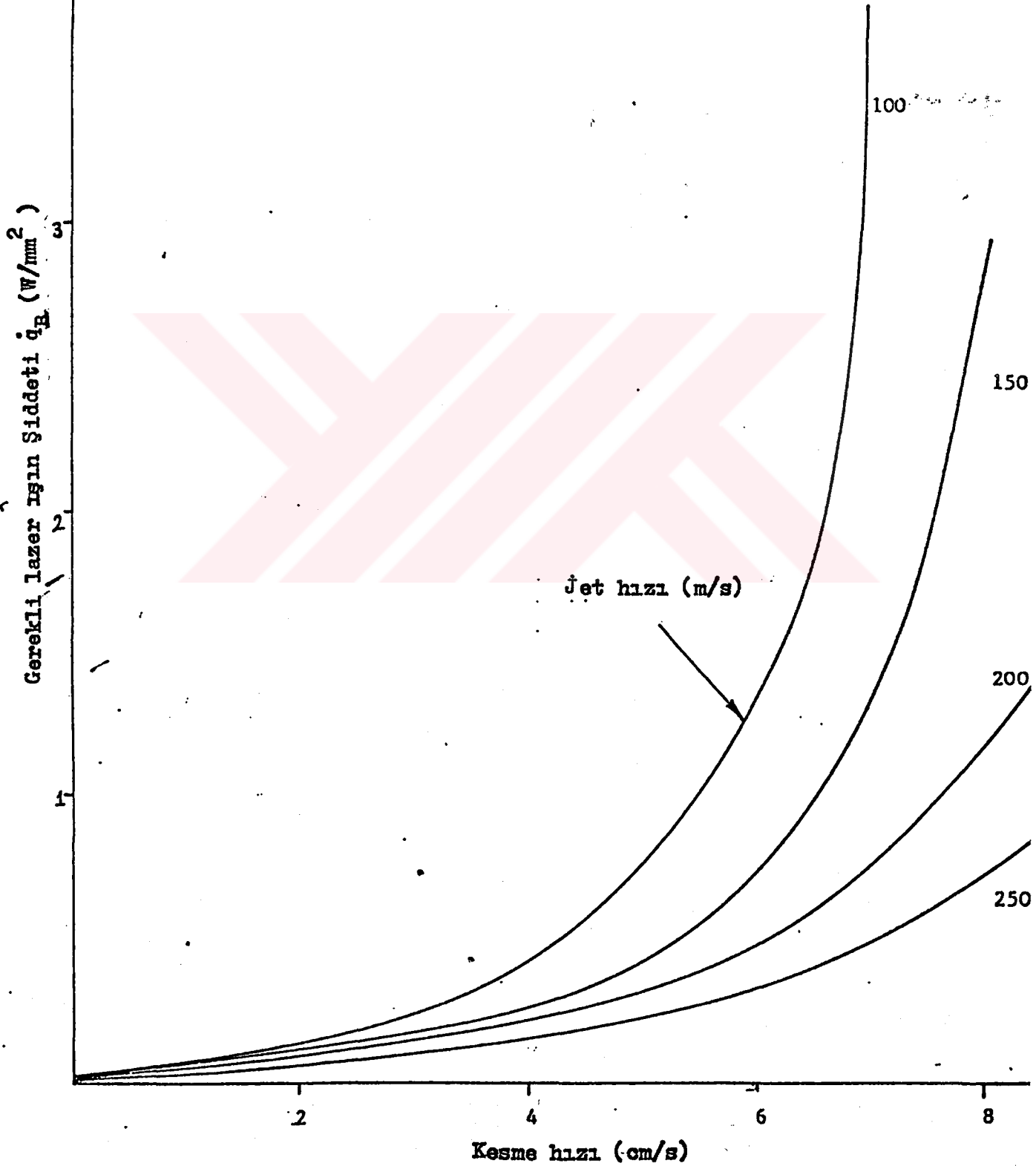
Sekil 6.8 Kesme hızı ile gerekli lazer ışın şiddetinin değişimi

Malzeme: Yumuşak çelik

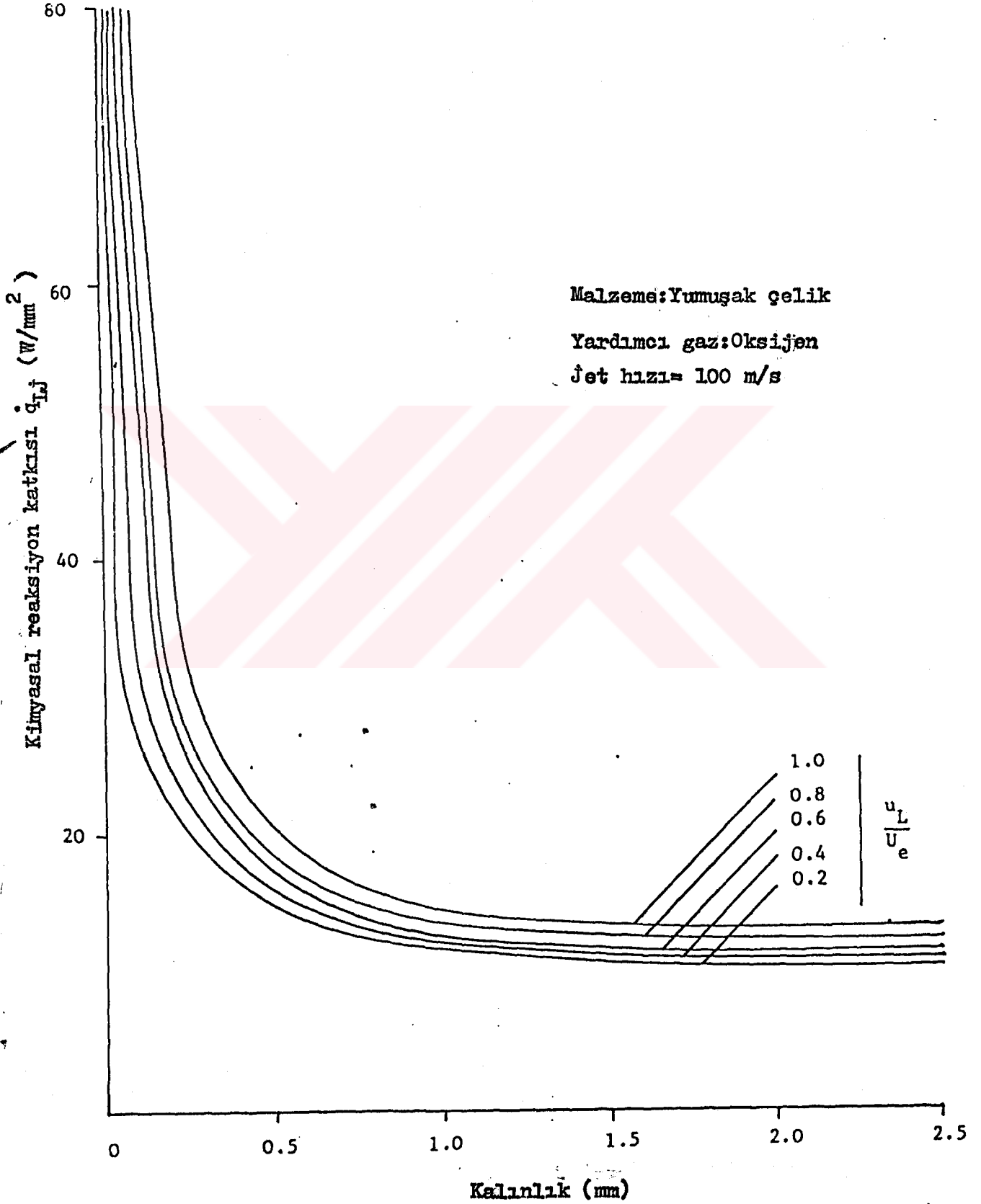
Kalınlık: 2.5 mm

Yardımcı gaz: Oksijen

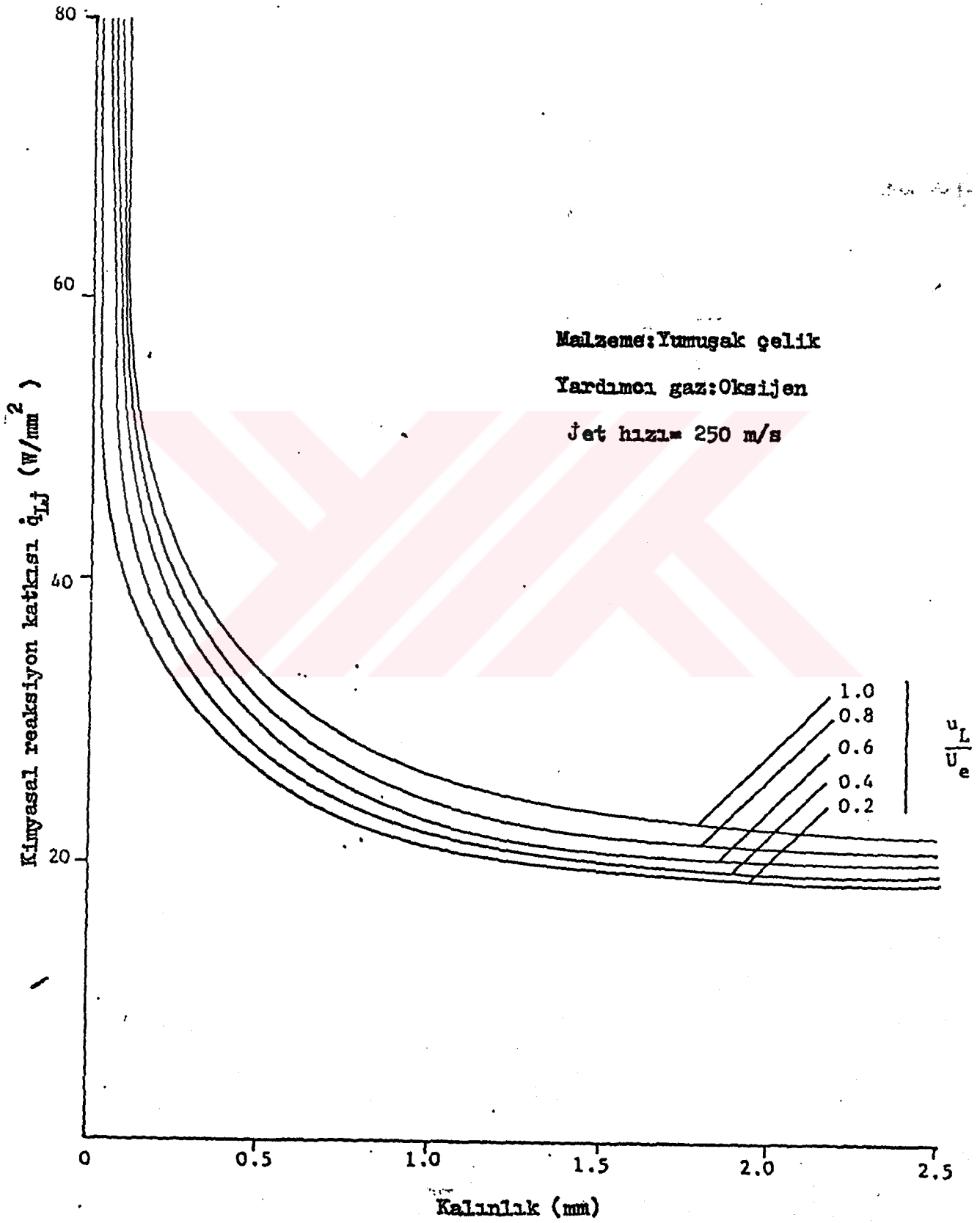
Akım: Türbülanslı



Şekil 6.9 Kesme hızı ile gerekli lazer ışın şiddetinin değişimi



Şekil 6.10 Malzeme kalınlığı ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi



Şekil 6.11 Malzeme kalınlığı ile kimyasal reaksiyon katkısının değişimi

FAYDALANILAN KAYNAKLAR

1. Dorrance, W.H., "Viscous Hypersonic Flow", Theory of Reacting and Hypersonic Boundary Layers, McGraw-Hill Book Company (1962)
2. Adams, M.J., "Oxy-Laser Cutting of Metals-Cutting Mechanism", The Welding Institute Research report, No. P/36/69
3. Gonsalves, J.N. and Duley, W.W., "Cutting Thin Metal Sheets with the Cw CO₂ Laser", J. Appl. Phys. Vol. 43, No. 11, pp. 4684-4687, November 1972
4. Lock, R.C., "The Velocity Distributions in the Laminar Boundary Layer between two parallel streams", Quart. J. of Mechanics and Applied Mathematics, vol. 4; Part. 1, March 1951, pp. 42-50.
5. Li, T.Y. and Nagamatsu, H.T., "Similar Solutions of Compressible Boundary Layer Equations", J. Aeronaut. Sci., Vol. 22, pp. 607-616, September, 1955
6. Cohen, C.B., Bromberg and Lipkis, R.P. Jet Propulsion, Vol. 28 pp. 659-668, 1958
7. Lees, Lester, "Combustion and Propulsion, Third AGARD Colloquium" pp. 451-498, Pergamon Press, New York, 1959
8. Dooly, Donald A., Proc. Heat Transfer and Fluid Mec. Inst., pp 321-342, Stanford University Press

Stanford, California., 1957

9. Gagliano, F.P., Lumley, R. and Walkins, L.S. "Lasers in Industrie" Proc. IEEE, Vol.57, pp.114-147
Feb.1969
10. Smithells, C.J., "Metal Reference Book", 4th Ed. Butterworth, London, 1967
11. Riley, K., "The Thermodynamics of Laser Interaction Processes in Solids", Ph.D. Thesis, University of Birmingham 1974.
12. Jackson, F., "Moving Heat Sources with Change of Phase" Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, pp.329-332, August, 1965
13. Kubaschewski, O., Evans, E.L.L. and Alcock, C.B., "Metallurgical Thermochemistry" 4th. Ed., Pergamon Press London, 1967
14. Rosenthal, D., "Theory of Moving Sources of Heat and Its Application to Metal Treatments", Trans. ASME, Vol.68, 1946, pp.849-866
15. Spalding, D.B., Intern. J. Heat and Mass Transfer, Vol.1, Nos.2,3, pp. 192-207, 1960
16. Carslaw, H.S. and Jaeger, J.C., "Conduction of Heat in Solids" Oxford University Press, London, London, 1959
17. Fairbanks, R.H. and Adams, C.J., "Laser beam fusion welding" Welding J., Vol.43, pp.97-102, March 1964
18. Sullivan, A.B.J. and Houldcroft, P.T., "Gas Laser Cutting", Brit. Weld. J., 14(8), pp.443-445, 1967
19. Meyerhofer, D., "Machining with Carbon Dioxide Laser", RCA

Lasers, RCA Corp. Camden, N. J., 1970, pp. 162-167.

20. Scott, B.F. and Stovell, J.E., "CO₂ Lasers as a heat Source for Engineering Applications", Opt. Tech. Vol. 1, pp. 15, November, 1968.

