

LASER-METAL ETKİLEŞİMİNDE SICAKLIK VE BASINÇ DEĞİŞİMLERİNİN İNCELENMESİ

Abdurrahim BÖLÜKBAŞI¹, İsak KOTCIOĞLU², Bekir Sami YILBAŞ³, Muammer ZIRZAKIRAN⁴

^{1,2}Atatürk Üniversitesi Müh. Fak. Mak. Müh. Bl. ERZURUM, ³King Fahd Üniversitesi Petrol Mühendisliği Bölümü, Dahran, Suudi Arabistan, ⁴Atatürk Üniversitesi, Meslek Yüksek Okulu, ERZURUM

Özet: Laser ışmasına maruz kalan bir metalde meydana gelen ısı transferi olayı ısı iletim teorisi ile açıklanır. Bir metaldeki moleküllerin hız dağılımı için Maxwell Kanunu, absorbe edilen ışın akışı için enerjinin korunumu ve sıcaklığın bir fonksiyonu olarak gizli ısı ifadeleri bu karışık problemin çözülmesinde kullanılmıştır. Böyle bir analizin neticesinde dengede ısı üretimi ve ısı yayılma, sıvı yüzeyden buharlaşma, eriyen sahada nükleasyon, kritik nokta patlaması ve süper ısıtılmış bir katı yüzeyden buharlaşma mekanizmaları tanımlanmıştır. Denge şartları altında daha önce izah edilmemiş olan buhar ve metal ejeksiyonu mekanizması alüminyum, bakır, çelik ve tungsten için tanımlanmıştır. Denge şartlarının gerçekleşmediği sıvı patlaması olayı ise durulma zamanı esas alınarak tahmin edilmiştir.

INVESTIGATION OF CHANGING TEMPERATURE AND PRESSURE IN LASER-METAL INTERACTION

Abstract: The heating process in a metal subject to laser radiation is theoretically explored to the limit that is possible with condition theory. Maxwell's law for the distribution of velocities of the molecules in a metal, the conservation of energy for the absorbed light flux and the formulation of latent heat as a function of temperature are used to solve the complex problem. In the result of such an analysis is described heat production and thermal diffusion in equilibrium, vaporization from a liquid surface, critical point explosions and vaporization from a super heated solid surface mechanisms. Under equilibrium conditions of surface interaction, the division between pure vaporization and the hitherto unexplained phenomenon of liquid ejection is described graphically for aluminium, cooper, iron and tungsten. Finally, relaxation times are used to predict laser performance in burst mode, where equilibrium conditions may not be reached.

1. Çalışmanın Amacı

Günümüzde laserler başka amaçların yanında takım tezgahları olarak da kullanılmaktadır. Özellikle bilgisayar kontrollü laser tezgahları hem ekonomik oldukları için ve hem de işlem hassasiyetlerinin yüksek olması sebebiyle tercih edilmişlerdir. Laserin tercihindeki diğer nedenler iş parçasının özelliklerine bağlı olmaksızın işlenebilmesi, laser başı ile iş parçası arasında mekanik bir temasın olmaması, işlem hızlarının büyük olmasıdır.

Laser-metal etkileşimi sırasında meydana gelen fiziki olay çok karmaşık bir yapıya sahiptir. İlk çalışmalar bu fiziki olayın kontrol edilmesiyle işleme kalitesinin yükseltileceğini göstermiştir [1-3].

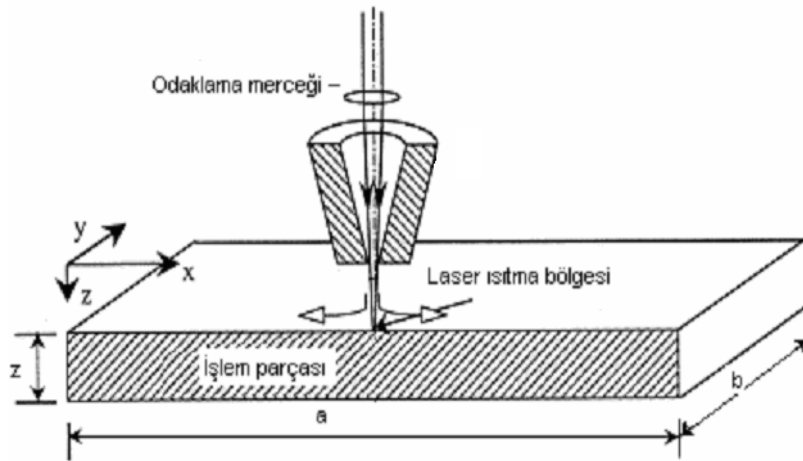
Şimdiye kadar yapılan analizlerde gerek sınır değerlerinin yanlış seçilmesi ve gerekse analizde yapılan kabullerdeki eksikliklerden dolayı teorik olarak elde edilen sıcaklık ve basınç değerleriyle deneysel neticeler arasında büyük farklar meydana gelmiştir[4-5].

Laser ışınlarının bir kondenser mercekle malzeme yüzeyine odaklandığında odak düzleminde büyük bir güç yoğunluğu meydana gelmektedir. Böylece malzemenin ısı olarak işlenmesi mümkün olmaktadır. Bu işlemler sırasında laser çıkış enerjisinin zamanla değişimi çok önemlidir. Kaynak işleminde darbe uzunluğu büyük, delme işleminde ise daha küçük olmalıdır [6].

İlk araştırmalarda laser çıkış gücü, işleme kalitesini kontrol eden tek parametre olarak kabul edilmiştir [7]. Yeni araştırmalarda ise malzeme kalınlığı, delme ortamı, darbe uzunluğu, çıkış enerjisinin de etkili parametreler olduğunu göstermiştir [8,9]. Zaman kontrollü laser ile kaynak işleminde ısı transferi Simon ve arkadaşları tarafından incelendi[10]. Isıdan etkilenen bölge üzerine zaman kontrollü laser ışınının çok az etki ettiğini gösterdiler. İki katmanlı laser ısıtma sistemi Al-Adavi ve arkadaşları tarafından çalışıldı [11]. Bu çalışmada ısı transfer denklemlerinin çözümünde laplace integral transformasyonu metodunu kullandılar ve erime sıcaklığının alt tabakanın termal özelliklerine bağlı olduğunu gösterdiler. Yılbaş ve Kalyon tarafından konvektif sınır şartlarındaki metalik tabakaların laserle yüzeyden ısıtılmasını zamana bağlı olarak exponansiyel olarak değişen laser darbesi göz önünde bulundurularak incelendi ve çözüm laplace transformasyonu yardımıyla yapıldı [12].

Özellikle laserle delme ve kesme işlemlerinde meydana gelen ısı transferi mekanizması buharlaşmanın da meydana gelmesinden dolayı karışık bir yapıya sahiptir. Laserle işleme kalitesini kontrol edebilmek için bu ısı transferi mekanizmasının çok iyi analiz edilmesi gerekmektedir. Bu çalışmada işlem kalitesine etki eden parametreler teorik olarak hesaplanmıştır.

2. Isı Transferi Modelleri



Şekil 1. Laser-metal etkileşiminin şematik gösterimi

Şekil 1. Bir işlem parçasında laser-metal etkileşimi Şekil 1. de görülmektedir. Geliştirilen ve ortaya konan ısı modelleri şunlardır.

2.1 2.1 Sabit Kaynak

Isı kondüksiyonu diferansiyel denklemi;

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

şekindedir. Bu denklem aşağıdaki kabuller yapılarak çözülebilir. Bu kabuller;

- i- Metal yarı sonlu homojen ve sıcaklıktan bağımsız ısıl özelliklere sahip olduğu kabul edilmiştir.
- ii- Metalin serbest yüzeyinden ısı transferi kaybı yoktur.

iii- Hal değişimlerinden dolayı ısı transferi kaybı yoktur.

iv- Isıl işlem sırasında malzeme kaybı yoktur.

Burada (iv) kabulü yüzey sıcaklığının kaynama sıcaklığına ulaştığı anda geçersizdir. (1) denklemi

çözülerek sıcaklık dağılımı,

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

şeklinde elde edilir [13]. Burada $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ ve erfc hata fonksiyonudur.

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\pi} \int_x^\infty e^{-x^2} \cdot dx' \quad (3)$$

D. Lichtman ve J. Ready [14] laser ışını dağılımını, δ' soğurma derinliğinin sınırlarından hareketle bir exponansiyel dağılıma benzetmiştir. Yani ışık demetindeki güç dağılımı açılan delik konumuna benzetilmiştir.

$\delta = 1 / \delta'$ olarak tariflenir ve buna absorpsiyon katsayısı denir. Bu değer çoğu metallerde 10^4 ile 10^6 m^{-1} değerine sahip olmaktadır [14].

Yüzeyden seri yansıma olayının meydana geldiği derinlik 10^{-4} m mertebesindedir. Dolayısıyla yüzeyden yansıma ihmal edilirse hata meydana getirmez, böylece sıcaklık dağılımı;

$$\left. \begin{aligned} T(z, t) = & \frac{2I(\alpha t)^{1/2}}{K} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2(\alpha t)^{1/2}}\right) - \frac{I \exp(-\delta z)}{K \delta} \\ & - \frac{I}{2K\delta} \exp(\alpha t \delta^2 - \delta z) \operatorname{erfc}\left\{(\alpha t)^{1/2} \delta - \left(\frac{z}{2(\alpha t)^{1/2}}\right)\right\} \\ & + \frac{I}{2K\delta} \exp(\alpha t \delta^2 + \delta z) \operatorname{erfc}\left\{(\alpha t)^{1/2} \delta + \left(\frac{z}{2(\alpha t)^{1/2}}\right)\right\} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

bulunur [13]. Burada ierfc invers tamamlayıcı hata fonksiyonudur ve

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

şeklinde yazılır. Neticede, yüzeyden transfer olan ısı enerjisi buharlaşmanın başlaması ile buharlaşma ısısı olarak kullanılır. Isı girişinin sabit bir oranda olması halinde yüzeydeki erimiş metalin hareketi hızlı bir şekilde daimi bir değere ulaşır. V_s sabit hızı yarı sonsuz metallerdeki enerjinin korunum ilkesiyle hesaplanabilir.

$$-\frac{I \delta \exp(-\delta z)}{c \rho} = V_s \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (5)$$

Isı denklemi $z = 0$ ' dan $z = \infty$ ' a integre edilerek;

$$-\frac{I \delta \exp(-\delta z)}{c \rho (-\delta)} \Big|_0^\infty = V_s T \Big|_0^\infty + \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_0^\infty \quad (6)$$

bulunur. Metale doğru yüzey pozitif z yönünde hareket eder.

Yüzeyde denge şartları altında sıcaklık sabit bir T_s değerini alır. Yüzeyde $\partial T/\partial z$ gradyanı

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{L \cdot \rho \cdot V_s}{\alpha \cdot \rho \cdot c} \quad (7)$$

dir. Netice olarak;

$$I = V_s \cdot \rho \cdot (c \cdot T_s + L) \quad (8)$$

yazılır. Yüzeyin genişleme oranı güç yoğunluğuyla tarif edilebilir. Bu suretle τ darbe yoğunluğu alınarak delik derinliği bulunabilir. Bu matematiksel olarak aşağıdaki şekilde ifade edilebilir;

$$D = \frac{I \tau}{\rho \cdot (c \cdot T_s + L)} \quad (9)$$

burada D delik derinliğidir.

Tüm enerji buharlaşma için kullanılırsa sonunda bir derinlik elde edilir. Bu derinlik I güç yoğunluğu ile t zamanında ulaşılabilen üst limit değerdedir. Elde edilen derinliklerin karşılaştırılmasıyla bir takım veriler Ready [4] tarafından elde edilmiştir.

Metalin doymuş buhar basıncının metal sıcaklığı ile ilişkisi araştırılırsa, buharlaşma basıncının atmosfer basıncından daha büyük olması, yüzey sıcaklığının ise kaynama sıcaklığını aşması gerektiği görülecektir. Ayrıca buharlaşma işlemi artırılır. Çünkü daha yüksek sıcaklıklarda buharlaşma ısısı düşerek moleküler emisyonun ve yüzey basıncının daha büyük olmasına neden olur.

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

2.2 Hareketli Kaynak

CW laserler için çalışmalar, bir ortam içerisinde hareket edebilen sıcak bir çubuğa benzeyen sürekli olarak ısı verebilen kaynak fikri ileri sürülerek yapılmıştır [8]. Bu işlem hareketli kaynağın sabit bir sıvı metal akışına neden olacak özellikte olduğu varsayılarak başarılmıştır. Isının z eksenini boyunca aktığı kabul edilirse (herhangi bir yönde ısı akışı yok) ve ısı kaynağında x eksenini boyunca v hızı ile hareket ederse denklem;

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 2\lambda \frac{\partial T}{\partial t} \quad (10)$$

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

$$\xi = x - v t$$

dönüşümü yapılarak

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -2\lambda v \frac{\partial T}{\partial \xi} + 2\lambda \frac{\partial T}{\partial t} \quad (11)$$

olarak ifade edilebilir.

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

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -2\lambda v \frac{\partial T}{\partial \xi} \quad (12)$$

halini alır. Bu denklemin çözümü

$$T = \frac{Q}{2\pi r} e^{-\lambda v \delta} K_0(\lambda v r) \quad (13)$$

bulunacaktır.

Henüz deneysel sonuçlar bu neticeyi değerlendirecek yeterlilikte değildir. Fakat delik içindeki ısı dağılımını ve meydana gelecek denge sıcaklık profilini elde etmek için gerekli hız değerini bulma bakımından kesme ve kaynak işlemlerinde kullanılmak üzere bu (13) denkleminin iyi bir netice verdiği görülür [13].

2.3 Delik Formasyon Kinetiği

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

$$V_s = \frac{1}{n^{2/3}} \cdot \frac{G}{n^{2/3}} = \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{L(T)}{kT}\right) \quad (15)$$

$$L(T) = \frac{1}{2} m V_{\min}^2 \quad (16)$$

olacaktır. Ansimov [16] yanlış bir yaklaşımla sıvı yüzey hızını metalin debye frekansı ve sabit bir buharlaşma ısı ile ifade etmiştir. Bu datalar kullanılarak bulunan yüzey hızları Reedy [4] tarafından verilenlerle karşılaştırılabilir. Fakat daha düşük bir güç için bir minimum ve daha büyük bir güç için bir maximum hız gerekli olduğu açıklaması yeterli olacaktır.

2.4 Hareketli yüzey modeli

Enerjinin korunumu denklemi

$$I = V_s \cdot \rho \cdot (c T_s + L(T_s)) \quad (17)$$

olarak ve buharlaşma denklemi ,

$$V_s = \left(\frac{kT_s}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{L(T_s)}{kT_s}\right) \quad (18)$$

olarak ifade edilebilir. Bu denklemlerde V_s ve T_s aynı bölge için hız ve sıcaklık değerleridir. Bu değerler yüzeyin sabit bir oranda boşalması için geçerlidir. Bu ifade vakum durumundaki buharlaşma ile sağlanan normal kaynama sıcaklığının üzerindeki tüm sıcaklıklar için doğrudur.

2.5 . Sıcaklık Profilleri

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

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \rho \cdot c \cdot V_s \cdot \frac{\partial T}{\partial z} + I \delta \cdot \exp(-\delta z) = 0 \quad (19)$$

olarak bulunur $z = 0$ için (3.4) denklemi şu formda ifade edilebilir [13].

$$T(0, t) = \frac{2I(\alpha t)^{1/2}}{K} \text{ierfc}(0) - \frac{I\delta}{K} \exp(\alpha \delta^2 t) \text{erfc}(\delta(\alpha t)^{1/2}) \quad (20)$$

Burada,

$$\text{ierfc}[\delta(\alpha t)^{1/2}] \cong \pi^{-1/2} \frac{\exp(-\alpha \delta^2 t)}{\delta(\alpha t)^{1/2}} \quad (21)$$

Denklem (20) ve (21) den,

$$T(0, t) = \frac{2I(\alpha t)^{1/2}}{K\sqrt{\pi}} \quad (22)$$

Denklem (22) den

$$\tau' = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{T_s \cdot k \sqrt{\pi}}{2I} \right) \quad (23)$$

Burada τ' denge pozisyonuna ulaşılması için geçen zamandır. Daimi olmayan bir hal için sıcaklık profilini bulmak için aşağıdaki denklemin çözülmesi gerekir.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \left(\frac{kT_s}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{L(T_s)}{kT_s}\right) \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{I\delta \cdot \exp(-\delta z)}{K} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (24)$$

Sınır şartları;

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

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

$$\begin{aligned}
D &= \frac{2}{(c_1 \cdot Q)} \cdot \frac{e^{c_1 \cdot Q \cdot t^{1/2}}}{e^{c_2}} (c_1 \cdot Q \cdot t^{1/2} - 1) I_0^t + (\tau - \tau') = \frac{2}{(c_1 \cdot Q)^2} \cdot v_s \cdot (c_1 \cdot T_s - 1) - \frac{2}{(c_1 \cdot Q)^2} + v_s (\tau - \tau') \\
&= \frac{2}{(c_1 \cdot Q)^2} \cdot v_s \cdot (c_1 \cdot T_s - 1) + v_s (\tau - \tau') \quad (25)
\end{aligned}$$

haline gelir. Örnek ; çelik için ;

$$\begin{aligned}
c_1 &= \frac{1}{1100} \quad , \quad I = 2 \times 10^{10} \text{ W/m}^2 \quad , \quad Q = 5,6 \times 10^6 \text{ W} \quad \tau = 6 \times 10^{-4} \text{ sn} \quad , \quad \tau' = 6 \times 10^{-4} \text{ sn} \\
v_s &= 1.02 \text{ m/sn} \quad , \quad T_s = 5,8 \times 10^3 \text{ }^\circ\text{C} \quad , \quad D = 185 \times 10^{-8} + 5 \times 10^{-4} \text{ m} \quad , \quad \tau' = 110 \times 10^{-6} \text{ sn}
\end{aligned}$$

bulunur.

2.6 Akışkan Patlaması

Akışkan patlaması dört yolla açıklanabilir ;

i- Delik içindeki erimiş metalin aktif basıncı vizkoz kuvvetlerden daha büyük kuvvet üretirse bir akışkan akması (liquid flow) meydana gelir. Bu olay elektron ışın delme işleminde deneysel olarak incelenmiştir [17]. Laser delme işleminde de bir referans olarak alınabilir. Kuvvetler delik içinden yukarı erimiş metal çıkarmasında yeterli değildir. Delik etrafındaki krater şekillenmesi vizkoz ve gerilme kuvvetlerinden ileri gelmektedir.

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

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

3. Netice Ve İrdeleme

Yüzeyin denge hız değeri (v_s) ile I 'nın bir fonksiyonu olarak yüzey sıcaklığının değişimi Şekil 6'da görülmektedir. Şekil 2. grafiğinde I 'nın fonksiyonu olarak tepki basıncının değişimi görülmektedir. Güç yoğunluğu arttıkça tepki basıncının arttığı görülmektedir.

Şekil 3-6. grafikleri yüzey basıncının tepki basıncına yaklaştırılmasıyla meydana gelebilecek çekirdekleşme bölgelerini belirtmektedir. Çekirdekleşme alüminyumda 2500-5800 $^\circ\text{C}$ yüzey sıcaklıkları arasında meydana gelebilir. 5800 $^\circ\text{C}$ den 8500 $^\circ\text{C}$ ye kadar olan (8500 $^\circ\text{C}$ kritik sıcaklık) sıcaklıkta metal moleküllerinin hareketiyle yüzeyde sürekli buharlaşma meydana gelir. Bu olay bakırda da alüminyuma benzer şekilde meydana gelir. Bu benzerlik çekirdekleşme sıcaklığının 5000 $^\circ\text{C}$ de son sınır olmasından ileri gelir. Şekil 5-6. grafiklerinde çelik ve tungsten için çekirdekleşme bölgeleri belirtilmiştir. Şekil 3-6. grafiklerinden genel sonuç çıkarılırsa, tepki basıncının erimiş metalde aktif yüzey basıncına bağlı olarak tahmin edilmesi bütün metallerde aşırı ısıtılmış bölgelerin meydana gelmesine engel olacaktır. Bununla birlikte iyi bir kondüktiviteye sahip metallerde kritik sıcaklığın civarındaki sıcaklıklarda süper ısı (non-superheat) durumuna dönülür. Bu noktada buhar-sıvı şeklindeki hareketli yüzey buhar-sıvı-buhar-sıvı şeklinde dönüşüme uğrar. Buhar ortamında doymuş buhar basıncı ölçülen yüzey

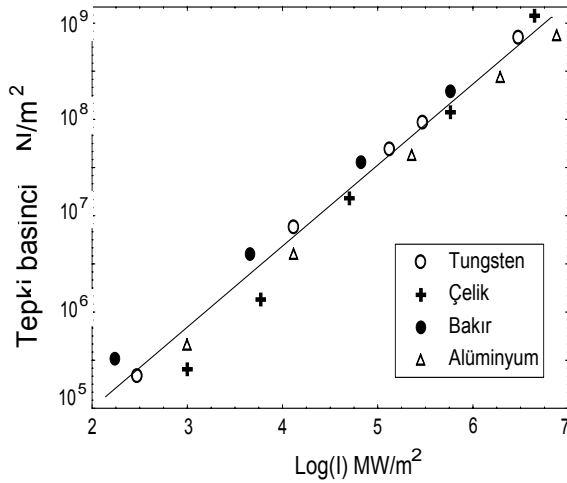
basıncından daha büyük olur. Bu nedenle buhar ortamı üstündeki mevcut erimiş metal, basınç farkıyla etrafa yayılır ve sıvı patlaması meydana gelir. Şekil 3-4. grafiklerinde bu durumun bakır ve alüminyum için mümkün olmadığı görülür. Şekil 5. grafiği çelik için tepki basıncı ve doymuş buhar basıncının hemen hemen eşdeğer olduğu, bu nedenle bir patlama olayı ihtimalinin az olduğunu göstermektedir. Şekil 5. grafiğinde tungsten için patlama durumu gösterilmiştir. Bu olayın sadece kritik noktada meydana geldiği ve akışkan hareketinde bir etkisinin olmadığı Reedy [4] tarafından ileri sürülmüştür.

Şekil 7. grafiği, $v_s = \left(\frac{k.T_s}{2.\pi.m}\right)^{1/2}$ eşitliğini sağladığı kritik noktaya kadar düşük yüzey sıcaklıklarından ani yükselen buharlaşma eğrilerini göstermektedir. Enerji denklemi çeşitli güç yoğunluğu değerleri için çizilmiştir ve soldan sağa doğru azalan bir eğri karakteri arz etmiştir. Parametrik çözüm bu iki eğrinin kesim noktasında bulunur. Kritik nokta ve ötesinde enerji denklemi $N_s = \frac{I}{\rho.c.T_s}$ olarak yazılabilir.

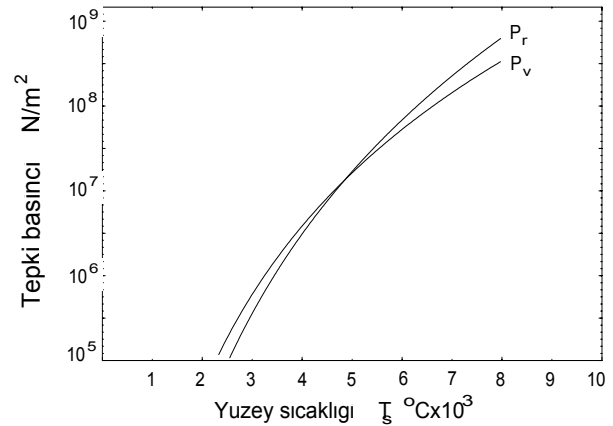
Grafikler laser çalışması için çizildiğinden çok yüksek ve çok düşük sıcaklıklar önemsiz olmaktadır. Atmosferin varlığı erime sıcaklığı eğrilerini etkiler. Grafikler ile tahmini olarak başlangıç için tayin edilen hata pratikte olduğundan daha düşüktür. Çünkü buharlaşma eğrileri vakuma geçiş için hesaplanmıştır.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

- i- Erime sıcaklığının altındaki buharlaşma eğrileri güvenilir değildir. Güç yoğunluğundaki küçük değişimler buharlaşma oranında oldukça büyük değişimler meydana getirir.
- ii- Bir referansın veya başlangıcın tayini oldukça güçtür. Kritik sıcaklığın üstünde çözüm analitik olarak,

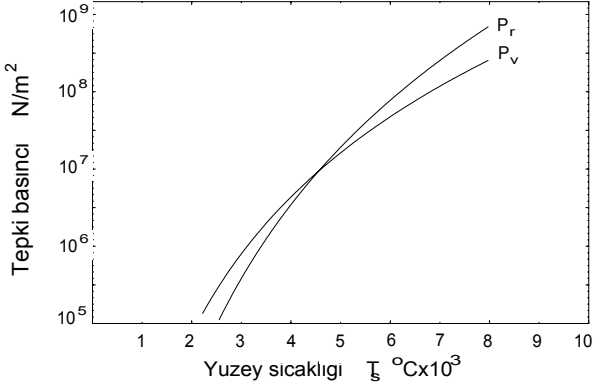
$I = \rho.c.\sqrt{\frac{k}{2.\pi.m}}(T_s)^{3/2}$ ile tanımlanır ve hareketli yüzey buhar-katı şeklinde oluşur.



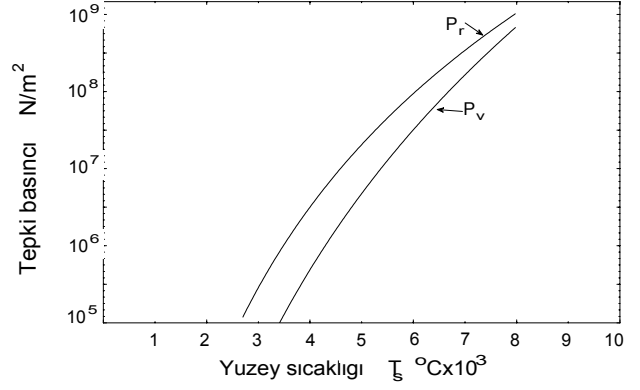
Şekil 2. Güç yoğunluğuna bağlı olarak basınç değişimi



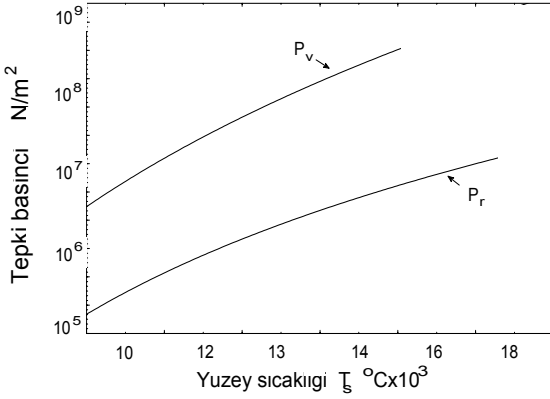
Şekil 3. Alüminyum için sıcaklık ve basınç dağılımı



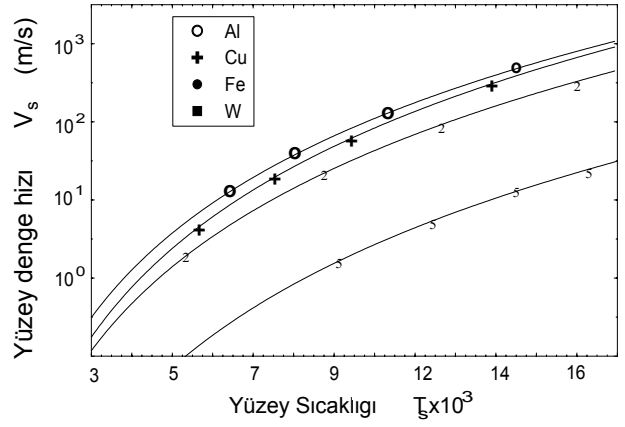
Şekil 4. Bakır için sıcaklık ve basınç dağılımı



Şekil 5. Çelik için sıcaklık ve basınç dağılımı



Şekil 6. Tungsten için sıcaklık ve basınç dağılımı



Şekil 7. Yüzey sıcaklıklarına bağlı olarak hız değişimi

Semboller

| | | |
|----------|--|------------------------|
| c | : Özgül ısı | [J/KgK] |
| D | : Delik derinliği | [m] |
| G | : Birim alanda buharlaşan molekül sayısı | [Mol/m ² s] |
| I | : Işığın güç yoğunluğu | [W/m ²] |
| K | : Isı iletim katsayısı | [W/mK] |
| L | : Buharlaşma gizli ısısı | [J/Kg] |
| m | : Molekül ağırlığı | [Kg] |
| N | : Yoğunluk sayısı | [Mol/m ³] |
| P_r | : Tepki basıncı | [N/m ²] |
| P_v | : Doymuş buhar basıncı | [N/m ²] |
| T_c | : Kritik sıcaklık | [K] |
| T_s | : Yüzey sıcaklığı | [K] |
| t | : Zaman | [s] |
| V_s | : Yüzeyin denge hızı | [m/s] |
| Q | : Birim zamanda üretilen enerji | [W] |
| ρ | : Yoğunluk | [Kg/m ³] |
| α | : Isıl yayılım katsayısı | [m ² /s] |

| | | |
|----------|-------------------------|-------|
| δ | : Absorbsiyon katsayısı | [1/m] |
| τ | : Darbe boyu | [s] |
| τ' | : Denge zamanı | [s] |

Kaynaklar

1. Yılbaş, B.S., The Absorbtion of Plasma During Laser Drilling of Sheet Metals, J. Optics and Laser Tech., 18, 27-32, 1986.
2. Yılbaş, B.S., Plasma Transient During Laser Drilling at Atmospheres of Airs, J. Optics and Laser Engineering.
3. Yılbaş, B.S., An Investigation Using Streak Photography of Laser-beam Interaction During Pulsed Laser Drilling, J. Appl. Phys., **24**, 105-109, 1985.
4. Ready, J.F., Effects Due to Absorption of Laser Radiation, J. Appl. Phys., **36-2**, 452, 1965.
5. Dusinberre, G.M., Heat Transfer Calculations by Finite Differences, Int. Textbook Co. Screnton, Perm. USA
6. Yılbaş, B.S., Study into Laser Spot Welding of Sheet Metals, Multi and Single Core Wires, Research Report, University of Birmingham, 1986.
7. Hown, D.R., Laser Applications, IEFEE Spectrum, 82-93, 1968.
8. Yılbaş, B.S., Heating of Metals at a Free Surface by Laser Irradiation an Electron Kinetic Theory Approach, Elect. Opt. And Laser, U. K. 86 Conference, 1986.
9. Yılbaş, B.S., The Study of Absorbtion of Incident Beam During Laser Drilling of Metals, J. Optics and Laser Tech., **18**, 28-32, 1986.
10. Simon, G., Grotzke, M., Kross, J., Analysis of Heat Conduction Deep Penetration Welding with a Time-modulated Laser Beam, J. Phys., D 26, 862-869, 1993.
11. Al-Adawi, M.K., Abel-Naby, M.A., Shalaby, S., Laser Heating of a two Layer System with Constant Surface Absorbtion., Int. J. Heat Mass transfer, **38**, 5, 947-952, 1995.
12. B. S. Yılbaş, M. Kalyon, Analytical Solution for Heating Process: Convective Boundary Condition Case. Int. J. Heat Mass transfer, 45, 1571-1582, 2002.
13. Bölükbaşı, A., Laser –Metal Etkileşiminde Sıcaklık ve Basınç Değişimlerinin İncelenmesi, Yüksek lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Kayseri 1988.
14. Lichtman, D. and Ready, J.F., Laser Beam Induced Electron Emission, Phys. Rev. Lett. 10, 342
15. Tozer, B., SmyP., and Weight, L., Production of High Temperature Plasma by Intense Laser Pulses, Proc. Phys. Soc. 86, 1965.
16. Ansimov, S. et al, The Action of Powerful Light Fluxes on Metals, Sov. Phys. Tech., (USA) **11**, 7, 1967
17. Langer P., Tonan, G., Floux F. and Because, A., Laser Induced Emission of Electrons Ions and X-Rays from Solid targets, IEEE, QE29, 1966.