

V—ELEKTRON HUZME KAYNAĞI TEORİSİ

Modern fizikteki ilerlemeler elektronların enerjisini bilim ve teknolojinin birçok alanında kullanılır hale getirmiştir. Elektron bombardımanının hasıl ettiği etkiler elektron mikroskopları, X ışını tüpleri, kitle spektrometreleri ve daha birçok tertip ve âlette kullanılmaktadır. Bir elektron, $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{C}$ negatif şarj taşıyan bir elementer taneciktir; kitlesi $m_e = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$, yarıçapı $r_e = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$ ve şarj/kitle oranı $e/m_e = 1.759 \times 10^{11} \text{ C/kg}$ 'dır. Bir atomdaki elektron sayısı maddenin cinsine bağlı olup Mendeleyev Peryodik Cetvel'indeki atomik sayısına eşittir.

Maddenin en küçük stabil elementer taneciği olan elektron, yeterli bir enerji uygulanarak serbest halde, yani bir metalin yüzeyinden kopmuş durumda kolaylıkla elde edilebilir. Büyük çoğunlukla bu durumlarda serbest elektronların menbaı, bir *termionik katod* diye adlandırılan bir metal parçasıdır. Katod, elektronların çevreye kaçmak için yeterli hızı kaptıkları bir sıcaklığa yükseltilir. Bunun sonucunda, elektron yayını (emisyonu) diye bilinen olay yer alır. Termionik akımın büyüklüğü katodun sıcaklığına, katod metalinin çalışma işlevine ve katod yüzeyinin niteliklerine bağlı olup aşağıdaki Richardson-Dashman denklemiyle ifade edilebilir.

$$j_e = AT^2 e^{-e\phi_0/kT}$$

Burada	$j_e =$	yayın akımı yoğunluğu, A/cm^2
	$A =$	yayını (emisyonu) yapan maddeye bağlı olup saf metallerin çoğunda $40\text{-}70 \text{ A/cm}^2 \text{K}^2$ ye eşit olan yayın sabitesi
	T	— yayıncının salt sıcaklığı, K
	e	= doğal logaritma esası
	$e\phi_0$	= yayıncı metalin çalışma işlevi (fonksiyonu), J
	k	= $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ = Boltzmann sabitesi

Yukardaki denklemden termionik akımın büyüklüğünün büyük ölçüde yayıncının sıcaklığına bağlı olduğu görülür. Mamafih, sıcaklığın aşırı derecede artması metalin buharlaşmasını hızlandırır ve yayıncının ömrünü kısaltır.

Serbest elektronlar elektriksel ya da magnetik alanlar tarafından harekete geçirilirler. Elektronlar, bilinen bütün elementer şarjlı (yükli) taneciklerin en alçak hareketsiz kitlesine sahip olduklarından muazzam ivme kazanabilirler. Bir elektron, E şiddetinde bir uniform elektriksel alan içine konulduğunda ve bu alan yeterli ölçüde geniş yüzeye sahip iki paralel levha arasında tesis edildiğinde, elektron üzerine etki

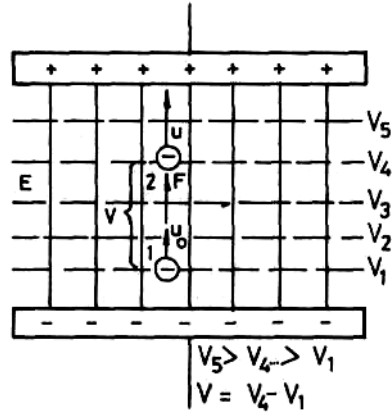
yapan kuvvet, elektron şarjı ile bu şarjın bulunduğu yerde alan şiddetinin çarpımına eşit olur:

$$\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$$

Buradaki "eksi" işareti, elektron negatif şarj taşıdığından, kuvvetin alan şiddeti vektörüne ters yönde etki yaptığını ifade eder. Bir şarjı (yükü) bir noktadan öbürüne götürmek için bir elektriksel alanın sarfettiği iş, şarjla iki nokta arasındaki potansiyel farkının çarpımına eşittir:

$$A = eV = e(V_2 - V_1)$$

Burada V , 1 ve 2 noktaları arasındaki potansiyel farkıdır (Şekil: 339).



Şekil: 339 — Hızlandırıcı bir elektriksel alanda bir elektronun hareketi.

Bu iş elektrona $W_h = \frac{m_e (u^2 - u_0^2)}{2}$ ile ifade edilen bir kinetik enerji miktarının verilmesine sarfedilir; burada μ ile μ_0 , 1 ve 2 noktalarında elektronun haiz olduğu hızlardır.

Bir elektriksel alanda hareket eden bir elektronun kinetik ve potansiyel enerjisinin toplamı sabit kaldığından

$$m_e (u^2 - u_0^2)/2 = eV \quad \text{yazılabilir.}$$

Bir elektronun başlangıç hızının sıfır olması halinde ($\mu_0 = 0$),

$$m_e u^2 = eV \quad \text{olur.}$$

Buradan da bir elektronun enerjisinin, onun kitle ve hızı tarafından saptandığı görülür. Bu, hızlandırıcı alanda var olan potansiyel farkına bağlı yüksek bir değere varabilir. Hızlandırıcı alan potansiyeli terimleriyle bir elektronun hızı, km/sn olarak şöyle ifade edilebilir:

$$u \sim 600 \sqrt{V}$$

Bir elektronun, hızlandırıcı bir alanda hareket ederek kazanabileceği hız sadece uygulanan potansiyel farkına bağlıdır. Bu sonuncu denklemden, nispeten küçük potansiyel farkıyla elektronlara büyük hız kazandırılabilir. Örneğin $V = 10.000$ V'da elektronların hızı $\mu = 60.000$ km/sn olur ki böyle bir hızda elektronların hareketine dayanan herhangi bir süreç fevkalade kısa sürede tamamlanmış olur.

Başlangıç hızın büyüklük ve yönü ve aynı zamanda alan şiddetinin büyüklük ve yönü ayarlanarak, elektronları önceden saptanmış bir yol ya da yörüngeyi takibetmeye zorlamak mümkün olmaktadır. Bu yolla elektronların hareketi, enerjileri, elektron huzme yoğunluğu vb. denetim altında tutulabilmektedir.

Bir magnetik alan hareket halinde bir elektron üzerine, akım nakleden bir iletken olduğunun aynı etkiyi yapar. Bir magnetik alan içinde hareket eden bir elektron üzerine etki yapan kuvvet, şöyle ifade edilebilir:

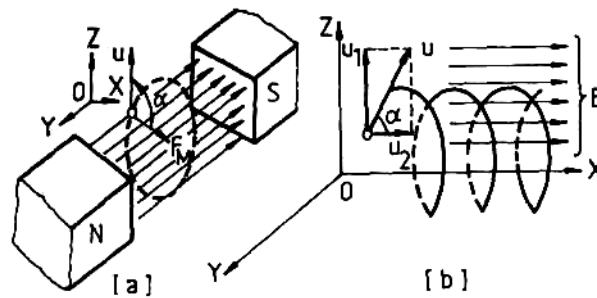
$$F = B_e u \sin \alpha$$

Burada B_e = magnetik endüksiyon

α = akımın yönü ile alan içinde magnetik kuvvet hatları arasındaki açıdır.

Magnetik kuvvet hatları boyunca hareket eden bir elektron ($\alpha = 0$), alandan etkilenmez ($F = B_e u \sin 0 = 0$) ve başlangıç hızıyla hareket etmeyi sürdürür. Elektronun başlangıç hız vektörünün magnetik endüksiyonunkiyile $\pi/2$ açısı oluşturması halinde (Şekil: 340 a).

$$F = B_e u \sin \pi/2 = B_e u \text{ olur.}$$



Şekil: 340 — Bir elektronun bir magnetik alan içindeki yolu.

Bu kuvvetin, içinde etki yaptığı yön, sağ-el kaidesiyle saptanabilir. F kuvveti her an elektronun μ hızının ve magnetik kuvvet hatlarının yönüne dikey olur. Newton'un ikinci kanununa göre bu kuvvet, m_e kitlesindeki elektrona $B_e u / m_g$ 'ye eşit bir ivme verir. İvme (hızlanma) μ hızına dikey olduğundan, bu merkezci ivme elektronu, magnetik kuvvet hatlarına dikey bir daire içinde hareket etmeye götürür.

Bir elektronun başlangıç hızı magnetik endüksiyon vektörüne dikeyden farklı yönde olabilir ki bu takdirde $\alpha < \pi/2$ olur (Şekil: 340 b). Bu zaman elektronun yolu, başlangıç hızın dikey μ_1 ve tegetsei μ_2 bileşenleri tarafından saptanacaktır. İlki, magnetik kuvvet hatlarına dikey, sonuncusu bunlara paraleldir. Dikey bileşen elektronu bir daire çizmeye götürür. Tegetsel bileşen ise onu magnetik kuvvet hatları boyunca hareket etmeye zorlar. Bileşik yol bir spiral olur. Bir magnetik alanın elektronların yollarını denetleme kabiliyeti, elektron huzmesini (demetini) odaklatmak ve saptırmakta kullanılır.

Bir elektriksel alan içinde hareket ettiklerinden, elektronlar büyük bir kinetik enerjiyi biriktirebilirler. Metalik anodun yüzeyine vardıklarında, metal atomlarıyla çarpışma nedeniyle hızları aniden düşer. Bu çarpışmalar sonucunda elektronların enerjisi, elektron bombardımanına maruz malzemenin atomlarına intikal eder. Bu enerji intikali, malzemenin sıcaklığını yükseltir.

Anod saniyede N elektron tutmuşsa, ısı olarak anodda dağılan güç

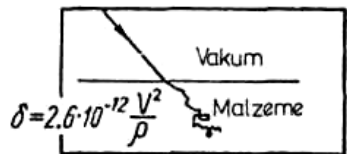
$$P_a = NeV \quad \text{olur.}$$

Ne çarpımı anod tarafından her saniye tutulan coulomb cinsinden elektrik miktarı, yani amper cinsinden akım şiddeti olmaktadır. Bu itibarla anodda dağılan güç

$$P_a = J_a V \quad \text{olur.}$$

Anodların (veya vakum tüplerinde levhaların) elektron bombardımanı altında ısıtılması birçok durumda zararlıdır. Bununla birlikte son zamanlarda bu, kaynak, ergitme, ısıl işlem vb. birçok sınaî süreçlerde faydalı şekilde kullanılmıştır.

Belli bir enerji verilince elektronların maddelerin içine nüfuz edebilecekleri görülmüştür. Bir elektronun durana kadar içinden geçebileceği malzeme kalınlığına, onun ortalama serbest yolu denir. Nispeten alçak enerjilerde (10 ilâ 82 keV) elektronların metaller içinde ortalama serbest yolları B Shenland tarafından (cm olarak) şöyle ifade edilmiştir:



$$\delta = 2.6 \times 10^{-12} \frac{V^2}{Q} \quad (\text{cm})$$

Şekil: 341 — Bir elektronun bir madde içinde yolu.

Burada V , hızlandırıcı voltajı (v) ve Q da gr/cm^3 olarak malzemenin yoğunluğudur.

Hesaplar elektronların, uygulanan hızlandırıcı voltaj ve metalin niteliklerine göre, birkaç on veya hatta birkaç yüz mikron kadar metalin derinliklerine inebildiklerini gösteriyor.

Herne kadar salt rakamla elektronların metal içine nüfuz etme derinliği az ise de, kaynak için elektronik ısınmaya dair etkileri üzerine ışık tutmaktadır.

Bir monokromatik elektron akınının adsorpsiyonu üzerine etüdler, bir malzemenin içine dalmış bir elektronun birçok dağılmaya uğrayıp atomik çekirdek ve kafes elektronlarıyla çarpışma sonucu enerjisini birden değil, tedricî olarak kaybettiğini göstermiştir. Bu itibarla malzemeye giren elektronda hem hızda, hem de hareket yönünde değişme vaki olur. Enerjinin büyük bölümü serbest yolun sonunda sarfolur (Şekil: 341). Böylece de işparçasının yüzeyden ısı ithaliyle kaynak sıcaklığına yükseltildiği mutad olarak kullanılan kaynak yöntemlerinin aksine, elektronik ısıtma malzemenin kendi içinde meydana gelir. Nüfuz eden elektronlar enerjilerini tedricen kaybettiklerinden, ısının çoğu yüzeyden belli bir derinlikte terkedilir.

Bir elektron huzme (demet) ile ısıtma, metalin içine yerleştirilmiş ısı menbaı için ısıl iletkenlik diferansiyel denklemi kullanılarak araştırılabilir:

$$\delta T(x,t)/\delta t = a \delta^2 T(x,t)/dx^2 + W(x,t)/c\rho$$

Burada T = çevre sıcaklığı

X = yüzeyden içe doğru mesafe

T = süre

a = ısıl iletkenlik katsayısı

c = metalin özgül ısısı

G = metalin yoğunluğu

$W(x,t)$ = menba şiddeti, yani metalin içinde belli bir noktada hacim birimi ve zaman birimi başına serbest kalan ısı miktarı.

Bir elektronun bıraktığı enerji miktarı yaklaşık olarak

$$W(x) = -d(n,E)/dx = C_0 e^{hx}$$

ifade edilebilir burada

n = anod yüzey alan birim başına saniyede geçen elektron sayısı

E = belli bir noktada ortalama elektron enerjisi

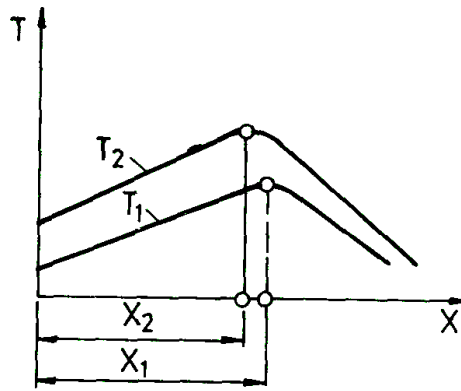
C_0 = sabite

K = metal içinde enerji absorpsiyonunu betimleyen kat sayı

Bir metalin bir elektron huzmesi tarafından yüzeyinin ısıtılmasını betimleyen diferansiyel denklem şu şekli alır:

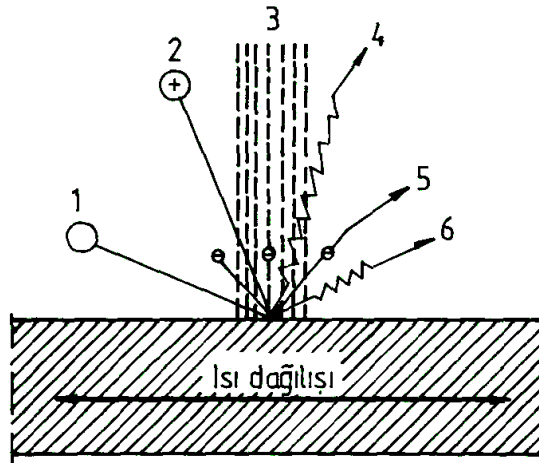
$$\delta T(x,t)/\delta x = a \delta^2 T(x,t)/\delta x^2 + C_0 e^{hx}/c\rho$$

Yukardaki denklemin tahlili, puls süresinde bir artışın, ısı kondüksiyonu dolayısıyla maksimum sıcaklığı haiz bir tabakanın metalin yüzeyine doğru hareketini mucip olduğunu gösterir (Şekil: 342). Belli bir puls süresinde de bu tabaka sonunda yüzeye çıkacaktır.



Şekil: 342 — Puls süresinin fonksiyonu olarak bir maddenin bir tabakasındaki sıcaklık, $T_2 > T_1$ $\chi_1 < \chi_2$

Fiziksel olarak, bir metala bir elektron huzmesinin çarpmasını takibeden dış faktörler X ışını yayını, ısı radyasyonu, dağılmış ve ikincil elektronlar, atom ve iyonlar olarak bir miktar metalin buharlaşmasını içerip Şekil 343'de olduğu gibi gösterilebilir.



Şekil: 343 — Elektronların metala girmelerini takib eden fiziksel olaylar, 1-metal molekülleri; 2-iyonlar; 3-EB; 4-X ışınları; 5-dağılmış ve ikincil termionik elektronlar; 6-ısı radyasyon.

Dağılmış ve ikincil elektronlar üç gruba ayrılabilir: (a) elastik olarak dağılmış, çarpan elektronlarınkine yaklaşık olarak eşit enerjili elektronlar; (b) elastik olmayan şekilde dağılmış ve belli bir kayıpla çarpan elektronlarından küçük enerjiye sahip elektronlar; (c) doğrudan ikincil elektronlar ki bunların enerjisi 50 eV'u aşmaz. Ortalama olarak, dağılmış elektronların enerjisi, birincil (primer) elektronlarının % 70'idir. Dağılmış elektronların çarpanlara oranı β ise, elektron huzmesi tarafından dağılmış elektronlara kaybedilen enerji;

$$E_{kay} = 0.7 \beta \quad \text{olur.}$$

β 'nin değeri 0.1 ile 0.45 arasında, kimyasal elementin atomik sayısına göre değişir.

Vakumda EB kaynağının prensipi

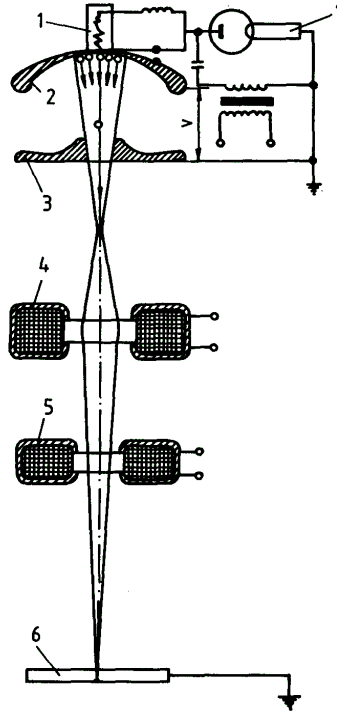
Esas itibariyle vakumda EB kaynağı, bir yüksek vakumda yüksek hızla hareket eden elektronların kinetik enerjisini kullanır. Elektronlar metalin yüzeyine çarptıklarında, enerjilerinin büyük bölümünü ısı olarak verirler ve bu da metali ertirir. Böylece de EB kaynağı, metala çarpmak suretiyle aniden durup kaynak ısınısını hasıl etmeye yeterli enerjiye uygun şekilde yoğunlaştırılmış ve ivilmiş serbest elektronlara gerek gösterir.

Serbest elektronlar bir termionik katod tarafından sağlanır; belli bir sıcaklığa ısıtılan böyle bir katod bir elektron yayıncısı (emetörü) gibi davranır. Serbest elektronlar da, içinde katodla anod arasında büyük bir potansiyel farkının idame edildiği bir elektriksel alan tarafından ivilir (hızlandırılır). Elektronlar, magnetik alanlar tarafından yoğunlaştırılmış, yani odaklaştırılmış bir huzme (demet) haline getirilir. Elektron huzmesi, metala çarpınca aniden durur.

Elektron huzmesi, elektron tabancası adı verilen bir özel tertiple meydana getirilir, şekillendirilip yüksek enerjiye yoğunlaştırılır (Şekil 344). Bir yüksek voltaj menbaından (7) enerjisini alıp, bir katod silindiri (2) içine kapatılmış bir termionik katodu (1) haizdir. Katoddan belli bir mesafede bir ivme anodu (3) ve bunun da bir penceresi vardır. Katod silindiri ve hızlandırıcı anod, bunların arasında tertiplenmiş elektriksel alanın elektronları, anod penceresininkine eşit çapta dar bir huzme (demet) halinde odaklaştıracak gibi şekillendirilmişlerdir. İvici (hızlandırıcı) anodda pozitif potansiyel birkaç onbin voltta çalışır, şöyle ki katodun yayınladığı elektronlar katoda doğru yolları boyunca bir yüksek hız ve enerjiye sahip olurlar.

İvici anodun ötesinde, elektronlar sabit hızla giderler. Hepsi aynı şarjda olduklarından elektronlar birbirlerini iterler şöyle ki huzme (demet) yayılır ve enerjisinin yoğunluğu azalır. Bunu düzeltmek için, birinci anoddan çıkan elektron demeti, bir magnetik mercek (4) tarafından meydana getirilen magnetik alan tarafından odaklaştırılır. Böylece yoğun bir demet halinde odaklaştırılmış hızlı hareket eden elektronlar, iş parçasının (6) sınırlı bir alanına çarparlar ve malzeme tarafından geciktirilirler, kinetik enerjileri, metali çok yüksek bir sıcaklığa hızla çıkaran ısıya dönüşür.

Huzmeyi iş parçasının arasında izleyebilmek için bir doğrultma (nişanlama) sistemi (5), elektroların yolu üzerine konmuştur. Bu sistem huzmeyi tam kaynak hattı üzerinde tutar.

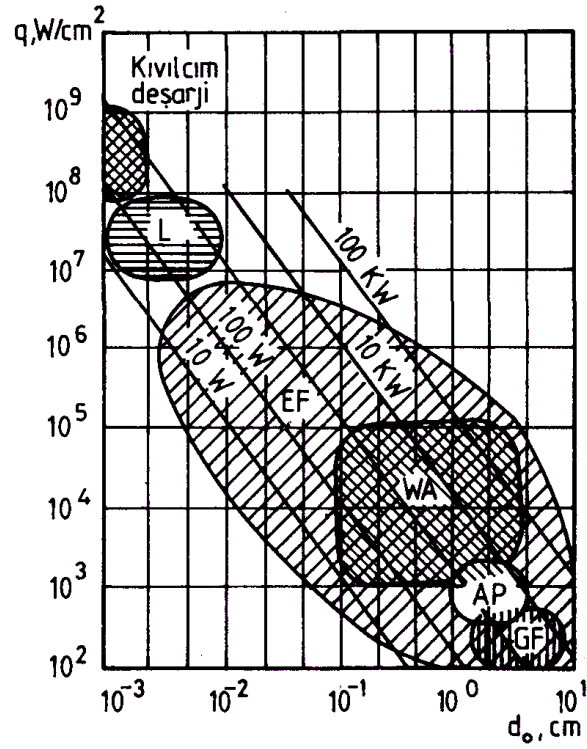


Şekil: 344 — EB kaynagi tertibi.

EB kaynak makinası, 10^{-4} mm Hg (torr) vakuma boşaltan bir pompa sistemiyle donatılmıştır. Bunun amacı, elektronların katoddan anoda ve işparçasına gidişlerini kolaylaştırmak, katodu ısıl ve kimyasal olarak yalıtmak ve aynı zamanda elektron tabancısının elektrodları arasında bir arkın tutuşmasını önlemektir.

Elektronların vakum içinde gidişleri, beraberinde herhangi bir ışık etkisini taşımaz, şöyle ki denek görünmez. Mamafih malzeme üzerindeki etkisi, bombardıman edilmiş noktanın ısınması, fosforun parıltısı ve bunun gibi belirtilerle kendini gösterir.

Şekil 345'de, mikro-devre komponentlerini kaynak etmek için kullanılabilecek sıcak noktaların d_0 etkin çapının bir ısıtma membaında varılabilecek maksimum enerji yoğunluğuyla ilişkisi görülür. Meyilli çizgiler, birkaç birimden birkaç yüz kilovata kadar güçte ısıtma menbalarını temsil eder. Aşağıdaki tabloda EB'nin, ısıtma menbaı olarak, bir arkından iki kademe daha büyük bir enerji yoğunlaşmasına sahip olduğu ve tedricî bir ısıtma artışının esas olduğu yerde kullanılabileceği görülür.



Şekil: 345 — Çeşitli ısı membalarında enerji yoğunluğu ve sıcak nokta çapı. *GF* = gaz alevi; *AP* = plazma arkı; *WA* = kaynak arkı; *EB* = elektron huzmesi; *L* = lazer.

Çeşitli ısıtma menbalarının enerji yoğunluğu ve minimum sıcak nokta alanı

Isıtma menbaı	Minimum sıcak nokta alanı, cm ²	Max. enerji yoğunluğu, W/cm ²
Oksi-asetilen alevi	10 ⁻²	5 × 10 ⁴
Kaynak arkı	10 ⁻³	1 × 10 ⁵
EB	10 ⁻⁷	5 × 10 ⁸
Lazer huzmesi	10 ⁻⁷	5 × 10 ⁸

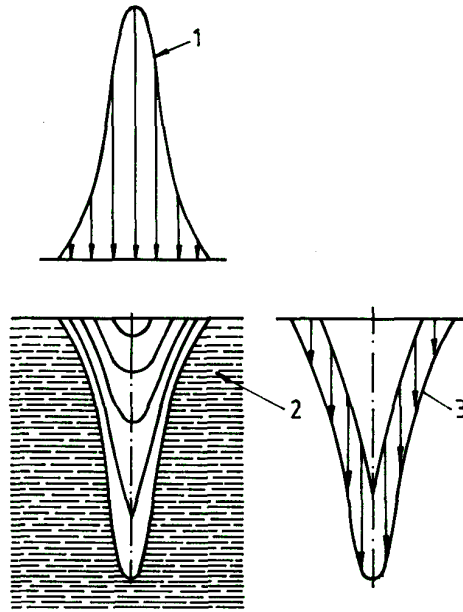
EB çok enerji taşıdığından özellikle kalın (200 ilâ 500 mm) malzemelerin kaynağı için vaadedicidir. 5 × 10⁸ W/cm² enerji yoğunluğunda bir EB meydana getirmek mümkündür. Böyle bir huzme işparçasının bir cm² si içinde 500.000 kW güç toplayabilir ki bu bir güncel türbinin meydana getirebileceğidir.

EB malzemeyi ölçülemeyecek kadar kısa sürede çok yüksek bir sıcaklığa çıkarır. Hesaplar, bir elektronun ortalama serbest yolu kalınlığında bir tabakayı teorik olarak bir saniye içinde 10⁷-10⁸°C 'a çıkaracağını gösteriyor. Pratikte böyle bir sıcaklık elektron bombardımanına maruz malzeme de idame edilemez, zira enerji girişinin önemli bir oranı yüzey metalini buharlaştırmaya gider ve ısıtma sırasında serbest kalan gaz ve buharlar ergimiş metali şiddetle çalkalarlar.

EB ve yüksek hızlandırıcı voltajların önemli bir avantajı da, daha önce de çok kez söylendiği gibi, dar ve derin bir ergime bölgesi hasıl etmesidir. Bu bölge, 10/1 ilâ 15/1 derinlik (h)/ genişlik (b) oranını haiz bir koni şeklini arzeder.

EB kaynağında bir derin kraterin oluşma şekli henüz açıklıkla bilinmemektedir. Gözlem ve teorik hesaplar aşağıdaki derin ergime mekanizması varsayımına ağırlık kazandırmaktadır. Önce, durağan haldeken, huzme peşinen saptanmış bir güce yükseltip odaklandırılır. Metal yüzeyinde enerji yoğunluğu maksimum olduğuna göre metal zerrecikleri ısıtma bölgesinden hızlı tempoyla uzaklaştırılır ve geriye koni şeklinde bir çöküntü kalır. Bunun yanlarının alanı, tabanından büyük olur. Koni oluşunca huzmenin enerji yoğunluğu yan yüzeylerde azalır (Şekil: 346); bu azalma, artık kraterin boyut değiştirmedeği devamlı hal değerine varıncaya kadar sürer.

Huzme işparçası içine sevk edildiğinde, bazı başka etkiler de meydana çıkar; bunlar da onun yüksek enerji yoğunluğuna atfedilebilir. Bunlar arasında, daldırılan huzmenin metali kraterin ön cephesinden ergitmesi olup böylece ergimiş metal, EB tarafından ısıtılmamış arka cepheye sevk edilir.



Şekil: 346 — Bir durağan EB ile nüfuziyet bölgesinin oluşması.

1-huzme içinde enerji dağılımı;

2-nüfuziyet bölgesinin şekli;

3-nüfuziyet bölgesinde huzme enerjisinin dağılımı.

Huzme durağan iken, derin krater sabit durumda kalır; buna krater içinde ırgımışt metala aşağıdaki kuvvetlerin etkisi âmil olur:

1. Ergimişt metalin birim yüzeyi başına elektron akımının basıncı:

$$P_1 = nmu = (i/e) mu$$

Burada i	= huzme akım yoğunluğu, A/cm ²
e	= elektron şarjı, 1.6 x 10 ⁻¹⁹ C
m	= elektron kitlesi, 9.1 x 10 ⁻²⁸ gr
u	= elektron hızı, cm/sn

İvici voltaj (V) terimiyle elektronun hızı;

$$u = \sqrt{2Ve/m} \quad \text{olarak tanımlanır.}$$

Buna göre;

$$P_I = i \sqrt{2 \times 10^7 (m/e)V} \quad \text{yazabiliriz.}$$

Böylece de elektron akımının basıncından ileri gelen kuvvet;

$$F_I = 0.34 I \sqrt{V} \quad \text{dyne olur.}$$

Burada V , huzme akım şiddetidir (A).;

$$I = 0.03 \text{ A ve } V = 50 \text{ kV'da}$$

$$F_I = 0.34 \times 0.03 \times \sqrt{50 \times 1000} = 2.24 \text{ dyne} = 2.3 \text{ mgf.}$$

Görüldüğü gibi elektron akımının kraterin toplam yüzey alanına yüklediği kuvvet birkaç miligramdan ibaret olup EB 'nin basıncı çok alçaktır.

2. Elektron akımından ileri gelen elektromagnetik kuvvet. EB, bir elastik gaz iletken olarak kabul edilebilir. Onun kendi magnetik alanı huzmeyi çevreler ve ona her yandan etki yapar. Kaynak sırasında bu aynı akım huzme ve kaynak banyosunun içinden geçer. Bu itibarla kendi öz magnetik alanı da kaynak banyosuna etki yapar. Huzme kaynak banyosu yüzeyinin arasından saptığından, huzme altında ergimiş metal da, F_2 elektromagnetik kuvvet dolayısıyla hareket etme eğilimine girer.

$$F_2 = 2.30 \times 10^{-2} I^2 \log_{10} (R_o/r_o)$$

Burada I = huzme akımı, A

R_o = krater yarıçapı, cm, $R_o = 1/2 b$ (b = kaynak genişliği) r_o = huzme yarıçapı, cm

$R_o = 0.25$ cm, $r_o = 0.05$ cm ve $I = 30$ mA'de

$$F_2 = 2.30 \times 10^{-2} (30/1000)^2 \log_{10} (0.25/0.05) = 1.5 \times 10^{-5} \text{ mgf}$$

Elektromagnetik kuvvet iyice küçülerek yok oluyor ve ihmal edilebilir.

3. Metal buharının reaksiyon kuvveti. Elektron akımı metala çarparak yüzeyini çok yüksek bir sıcaklığa çıkartır ve metalin bir miktarı buharlaşır. Bu da, ergimiş metal üzerine bir basınç tepki kuvvetinin doğmasına neden olur. Tepki kuvveti şöyle tanımlanır:

$$F_3 = mu$$

Burada m , buharın g/s moleküler ağırlığı, u da buhar moleküllerinin hızıdır (cm/sn).

Langmuir'e göre, bir vakumda bir metalin, yüzeyinden buharlaşma temposu şöyle ifade edilebilir:

$$G = p \sqrt{\frac{M}{2 \pi R T}}$$

Burada $G = m/A$ = buharlaşma oranı, gr/cm². sn

A = buharlaşma alanı, cm²

m = buharlaşmaya uğrayan metalin kitle akış temposu, gr/sn

M = buharın moleküler ağırlığı

R = evrensel gaz sabitesi

p = ergimiş metalin kendi buharıyla denge halinde bulunduğu zaman T (°K) sıcaklığında buhar basıncı, mmHg.

$$\text{Demir için } G = 0.436 p/T^{1/2} \text{ (gr/cm}^2 \cdot \text{sn)}$$

Krateri dolduran ergimiş metalin yüzeyinde sıcaklığın 2300°K olduğu varsayılarak, bu sıcaklıkta p buhar basıncı 4.1 mm Hg olacaktır.

Buharın kraterden çıkış hızı da

$$u = (4 m / \pi d^2) (22.4 \times 10^3 / M) (T/273) (760/p) \text{ (cm/sn) dır.}$$

Burada d = krater çapı, (cm)

M = metalin atomik kitlesi T = buhar sıcaklığı, °K

$m = 4.6 \times 10^{-3}$ gr/sn, $d = 0.2$ cm, $M = 56$ (demir için), $T = 2300^\circ\text{K}$, $p = 4.1$ mm Hg ve $u = 9.5 \times 10^4$ cm/sn olur. Buna göre, ergimiş metal üzerine buhar tarafından uygulanan tepki kuvveti.

$F_3 = mu = 4.6 \times 10^{-3} \times 9.5 \times 10^4 = 435 \text{ dyne} = 450 \text{ mgrf}$ F_y elle tutulur bir kuvvet olmaktadır.

4. Kraterde, ergimiş metalin buharlaşmasından ileri gelen statik buhar basıncı. Bu basınç, kraterde ergimiş metalin sıcaklığında doymuşluk basıncına eşit bir maksimum değere varabilir. Böylece, kraterde basınç doymuşluk basıncına varınca kraterin yüzeyine etki yapan kuvvet şöyle tanımlanabilir:

$$F_4 = (p/760) \times 10^6 \pi D_m^2/4$$

Burada p , doymuş buharın basıncı (mm Hg), D_m de, kraterin ortalama çapı (cm) dır. $p = 4.1 \text{ mm Hg}$ ve $D_m = 0.1 \text{ cm}$ için $F_4 \sim 40 \text{ mgrf}$ olur.

5. Ergimiş metal üzerine etki yapan yüzey gerilimi kuvveti.

$$F_5 = \pi D\sigma$$

$D = 0.2 \text{ cm}$ ve $\sigma = 1000 \text{ dyne/cm}$ için $F_5 = 628 \text{ dyne} = 630 \text{ mgrf}$ olur.

6. Ergimiş metala etki yapan yerçekimi kuvveti

$$F_6 = m_o g \quad (m_o = \text{ergimiş metal kitlesi})$$

$q = 550 \text{ kal/sn}$ ve $\mu = 1.3 \text{ cm/sn'de}$, kraterde ergimiş metal derinliği

$h = 1.7 \times 10^{-2} \text{ cm}$; ergimiş metal kitlesi

$$m_o = \frac{1}{3} \pi H (r_o^2 - r^2) e \quad \text{olur.}$$

Burada $H =$ ergime derinliği (cm)

$r =$ krater yarıçapı (cm)

$r_o = r + h$ (cm)

$e =$ metalin yoğunluğu (gr/cm^3)

$H = 0.5 \text{ cm}$; $r = 0.15 \text{ cm}$; $r_o = 0.15 + 0.017 \text{ cm}$; $m_o = 0.022 \text{ gr}$ ve $F_6 = 22.0 \text{ mgrf}$

7. Ergimiş metal üzerine etki yapan metal statik basıncı

$$P_7 = 6g$$

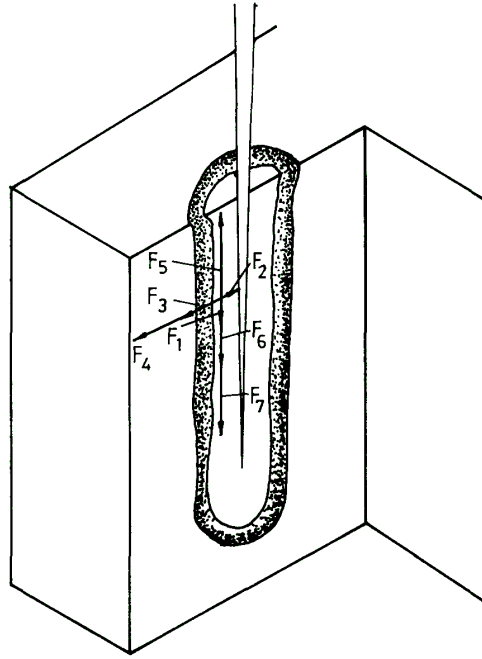
Buna göre metal statik basıncı

$$F_7 = QgH\pi D^2/4 \quad \text{olur.}$$

$6 = 6.9 \text{ gr/cm}^2$; $g = 980 \text{ cm/sn}^2$; $H = 1.0 \text{ cm}$ ve $D = 0.1 \text{ cm}$ için

$$F_7 = 6.9 \times 980 \times 1.0 (\pi/4) (0.1)^2 \text{ dyne} = 550 \text{ mgrf}$$

Huzmenin durağan olması halinde ve kaynak sırasında etkili kuvvetlerin tahlili, bunların önemli miktarda metali hareket ettiremediklerini gösterir (Şekil: 347).

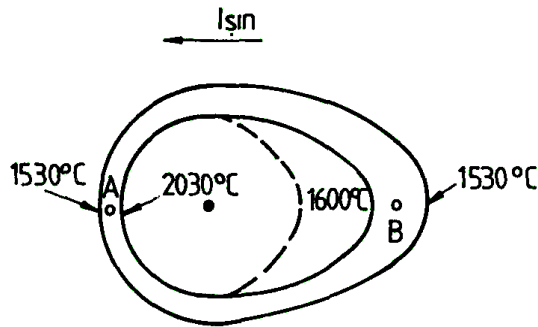


Şekil: 347 — Durağan bir EB ile kraterde bir ergimiş metal damlacığı üzerine etki yapan kuvvetler.

Bu itibarla sorun, ergimiş metali ergime bölgesinin dışına, kraterde kristallizasyon bölgesine sevk edebilecek kuvvetlerin saptanmasıdır.

EB işparçasının içine gönderildiğinde kraterde sıcaklık alanının bir başlıca farkı, alanın kraterin merkezine göre simetrik olmayışıdır. Bunun nedeni, işparçasıyla huzme birbirlerine göre hareket ettiklerinde, kraterde büyük bir sıcaklık gradieninin var olmasıdır. Kraterin cephe cidarı EB'in etkisine maruz olup kaynama noktasına yükselebilirken arka cidar sıcaklığı, kristallizasyonun (katılaşmanın) kine yakın olabilir.

Isı menbaı kraterde simetrik olmayan bir şekil alıp termodinamik dengeyi bozduğundan (Şekil: 348), metal intikalinin vaki olması kaçınılmazdır.



Şekil: 348 — Kraterde sıcaklığın dağılımı.

Hatırlanacağı gibi bir sıvının yüzey gerilimi sıcaklığa bağlıdır. Ergime banyosunun sıcaklığı arttıkça, yüzey gerilimi kuvveti azalır. Krater sıcaklığı bir noktadan öbürüne değiştiğinden, orada yüzey gerilimi kuvveti de aynı şekilde değişir. Sıcaklık gradieni, yüzeye tegetsel olan bir ek termo-kapiler gerilme hasıl eder. Tegetsel gerilim

$$p_t = \text{grad } \sigma \quad \text{şeklinde tanımlanabilir.}$$

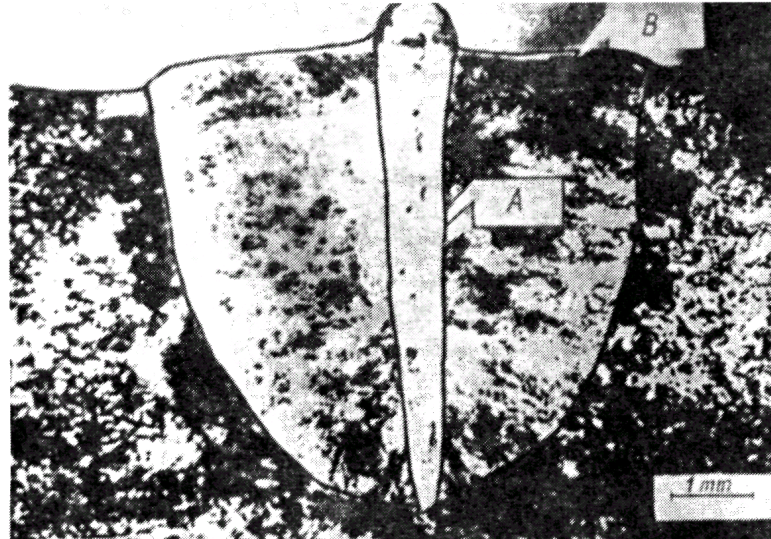
Termo-kapiler gerilme sıvının alçak yüzey gerilimini haiz alandan yüksek yüzey gerilimli alana doğru akmasını mucip olur ve dolayısıyla ergimiş metal, azalan sıcaklık yönünde hareket eder. Sıcaklık gradieninin dışında, krater yüzeyinin bükümünü de ergimiş metalin hareketine iştirak eder.

EB kaynağının bir başka ayrıcalığı da, aşağıdaki tabloda görüldüğü gibi, işparçasını ergitmek için çok az miktarda ısı gerektirmesidir.

12.5 mm kalınlıkta metallerin kaynağında enerji girdisi (kJ/cm)

Kaynak Süreci	Çelik	Alüminyum Alaşımı
Argon-ark		
Sarfolan elektrod (MIG)	76	—
Sarfolmaz elektrod (TIG)	—	46
EB	7.3	3.2

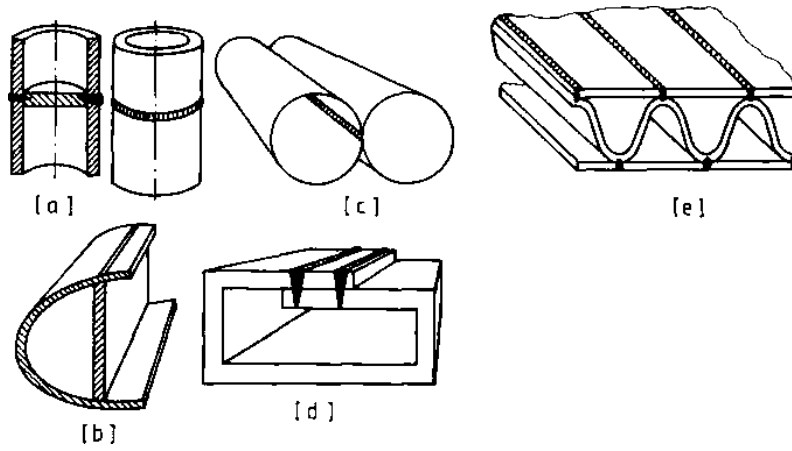
Şekil 349 argon-ark ve EB kaynaklarının ergime bölgelerinin kıyaslanmasını verir.



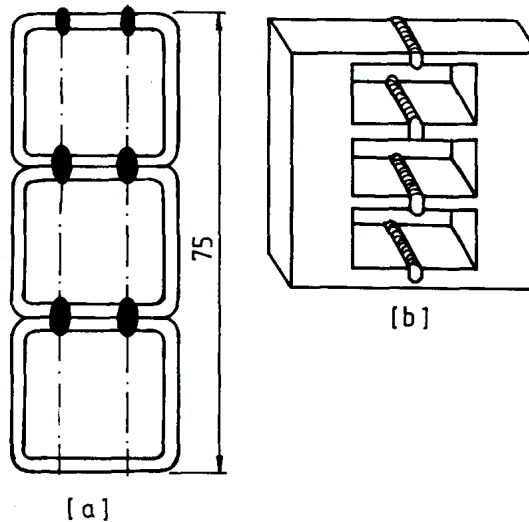
Şekil: 349 — Eb (A) ve argon-ark (B) kaynağında nüfuziyet.

Bütün ergime kaynağı süreçlerinde kaynağa doğrudan komşu ana metal bir nevi ısıl işleme tâbi olur. Bunun sonucunda IEB'de taneler rekristallize olup irileşir. Bu keyfiyet kaynak metalinin fiziksel ve mekanik niteliklerine zarar verir. Uzun süreli yüksek sıcaklığın ana metal üzerine etkisi özellikle austenitik çelikler, Mo ve Zr alaşımları gibi metallerde zararlıdır. Yukarıda sayılan nitelikleri sayesinde EB kaynağında, kaynağa yakın bölgelerde hissedilir bir değişme vaki olmaz. Derin ergime bölgesi ve alçak enerji girişi dolayısıyla ısı, kaynak bölgesinden daha hızlı bir tempoyla dağılır. Bu da kaynak banyosunun katılaşma (kristallizasyon) sim hızlandırır ve böylece de nitelik olarak ana metaldan az farkedenden bir ince taneli kaynak metal meydana gelir.

EB kaynak süreci nüfuziyet ve perçin kaynaklarında da başarıyla kullanılmaktadır (Şekil: 350). Şekil 351'de de aynı anda yapılmış üç (solda) ve dört (sağda) nüfuziyet kaynağı görülür.



Şekil: 350 — Nüfuziyet kaynaklarının kullanıma örnekleri.



Şekil: 351 — Aynı anda yapılmış üç ve dört alın kaynağı.