VAKUMDA BUHARLAŞTIRMA TEKNİĞİ İLE DEPOLANAN ALÜMİNYUM VE GERMANYUM İNCE FİLMLERİNİN İLETKENLİKLERİNİN SICAKLIKLA DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ

TAMER AKAN

LİSANS TEZİ

İSTANBUL, 1994

VAKUMDA BUHARLAŞTIRMA TEKNİĞİ İLE DEPOLANAN ALÜMİNYUM VE GERMANYUM İNCE FİLMLERİNİN İLETKENLİKLERİNİN SICAKLIKLA DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ

TAMER AKAN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi
Fizik Bölümü

LİSANS TEZİ

Danışman: Prof. Dr. Attila AKSELİ

İSTANBUL, 1994

"VAKUMDA BUHARLAŞTIRMA TEKNİĞİ İLE DEPOLANAN ALÜMİNYUM VE GERMANYUM İNCE FİLMLERİNİN İLETKENLİKLERİNİN SICAKLIKLA DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ " isimli bu çalışma, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, 9002169 numaralı öğrencisi, Tamer AKAN tarafından LİSANS TEZİ olarak hazırlanmıştır.

Danışman: Prof. Dr. Attila AKSELİ

Vezneciler/İSTANBUL, 1994

TAMER AKAN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi
Fizik bölümü
900269

İÇİNDEKİLER

* ÖNSÖZ
1- AMORF YAPI
2- SIKI BAĞ MODELİ İLE KRİSTAL ORBİTALLER
7- EFEKTİF KÜTLE
11- RANDOM PHASE APPROXIMATION YAKLAŞIMI
13- METALLER VE YALITKANLAR
14- YARİİLETKENLER
20- HOLE
21- KÜTLE ETKİME YASASI
23- KRİSTAL İÇİN İLETKENLİK
26- YAYGIN ORBİTAL İLETKENLİĞİ
28- BİR İLETKENDEKİ ELEKTRONLARIN ENERJİ DİYAGRAMI
30- TERMOELEKTRİSİTE
30- Seebeck Tesiri
31- Seebeck elektromotor kuvvetinin sıcaklıkla değişimi
31- Termoelektrik çiftlerin kullanılmaları
33- Peltier Tesiri
34- Thomson Tesiri
37- DENEY
38- Kondansatörün yük ve akım formülleri
39- Kondansatörün iki ucu arasındaki potansiyel farkı ile direncin iki ucu arasındaki potansiyel farkının zamanla değişimleri
39- Koruma direnci
40- Kondansatörün dolma süresi
41- Kondansatörün boşalması
43- Güç kaynağının topraklanması
44- Bakır-Bakır konstantan termoçiftinin yapılışı.

45- Bakır-Bakır konstantan termoçiftinin karakteristik eğrisinin çizilişi.
48- Bakır-Bakır konstantan termoçiftinin karakteristik eğrisi.
49- Alüminyum telin cam levha üzerine kaplanması için yapılan ön hazırlıklar.
52- Vakum pompası çalışma prensibi.
55- Vakum pompasında Dağız işlemi.
58- Alüminyumun cam üzerine kaplanması
57- Alüminyum metalinin iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi.
62- Alüminyum metalinin iletkenliğinin sıcaklıkla değişim grafiği.
64- Germanyum yariiletkeninin iletkenliğin sıcaklıkla değişimi
72- Germanyum yariiletkeninin iletkenliğinin sıcaklıkla değişim grafiği
73- SONUÇ VE YORUM

ÖNSÖZ

Bu raporda metallerin ve yarıiletkenlerin iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi incelenmiştir. Deneysel çalışma anlatılmadan önce teorik bilgi verilmiştir. Bu arada bazı açıklamalar deneysel çalışma içinde yapılmıştır. Özellikle deney esnasında kullanılan aletler hakkındaki bilgiler deneysel çalışma olarak ayrılan bölümde verilmiştir.

Bu deneysel çalışmanın amacı olarak her nekadar metallerin ve yarıiletkenlerin iletkenliğinin sıcaklıkla nasıl değiştiğini gözlemek olduğunu söyleyebilsekte, kristal ve amorf yapıların nasıl yapılar olduğunu, metal ve yarıiletkenlerin özelliklerinin nasıl olduğunu, termoçiftin nasıl yapıldığını nerelerde kullanıldığını öğrenmekte diyebiliriz.

Bu deneyde bize yardımlarından dolayı sayın Kamal bay'e, Deniz hanıma ve büyük bir sabırla ayrıntılı açıklamalarını bizden esirgemeyen Sayın Attila Akseli ye bilimsel bazı tartışmalarımı ve şükranlarımı sunarım.

TAMER AKAN.

AMORF YAPI

Kristal yapıların incelenmesinde enerjilerin bantlar şeklinde olduğunu görmüştük. Amorf yapıdaki elektronik orbitaller nasıldır? Enerjileri nasıldır?

Sommerfield serbest elektron modeli primitif hücresinde çift sayıda elektron bulunan ve bantların üst üste bindiği hallerde, yarıiletkenlerin davranışlarında büyük ölçüde yetersiz kalıyor.

Yaklaşık serbest elektron modeli ile yarıiletkenlerin varlığını açıklayamıyoruz. Bu yüzden amorf yapıları sıkı bağ moddi ile açıklamaya çalışalım.

Yarı iletkenler gibi, iletkenliği kötü. Fiziksel davranışları inceliyeceğiz.

Kristal yapıda düzensizlik yokken daima yaygın orbitaller vardır.

Amorf yapı tamamen düzensiz. Kristal yapıdada düzensiz yapılar var. Öyleyse kristal yapıdaki düzensiz yapıları alıp, amorf yapıları incelemek için kullanabilirim.

Tek boyutlu bir kristal göz önüne alalım.
Periyodiklik şartı; $U(x) = U(x+a)$ ise,
potansiyel fonksiyonu: $U(x) = \sum_G U_G e^{iGx}$

G: gerçek latsin periyodikliği ile tayin edilen rasiprok latis.

Kristalde bir kusur varsa periyodiklik bozulmuştur. Öyleyse bir farklı orbital olacaktır. Bu orbitali bulmalıyız.

Bu harmonik fonksiyonların toplamı olarak, yaygın orbitaller.

$$\psi_k(x) = \sum_k a(k) e^{ikx}$$

$$\psi_k(x) = \sum_G c(k-G) e^{i(k-G)x}$$

$$\psi_k(x) = C(k-G)e^{-iGx}e^{ikx}$$

Periyodikliktan dolayı, $U_k(x) = \sum_G C(k-G)e^{-iGx}$

$$\boxed{\psi_k(x) = U_k(x)e^{ikx}}$$ BLOCH FORMU

VARYASYON YÖNTEMİ:

$$E_k = \frac{\int \psi_k^*(\vec{r}) H \psi_k(\vec{r}) d\tau}{\int \psi_k^*(\vec{r}) \psi_k(\vec{r}) d\tau}$$, Bu denkleme fonksiyonu sistemin koordinatlarına uygun olucak.

Fakat bazına bir atomun elektronları atomik orbitallerdedir. Bu atomlar bir araya gelip kristali oluşturursa KOR ELEKTRONLARI denir. Valans elektronlarının haricindeki elektronlar kor elektronları atomik orbitallerde kalırlar. Valans elektronlarda atomlar bir araya gelip kristali oluşturur. Kor elektronları aynı kalıyorlar. Valans elektronları ise artık atomik orbitallerde değil kristal orbitallerde bulunuyorlar. Bloch fonksiyonu bir kristal orbitalidir.

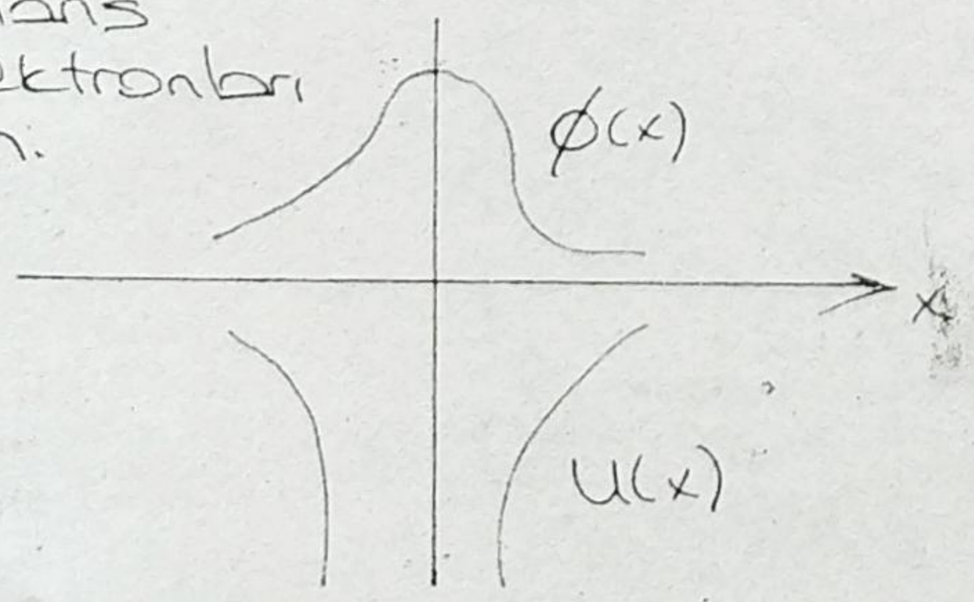
SIKI BAĞ MODELİ İLE KRİSTAL ORBİTALLER

Model ne dursa olsun, kor elektronları iyon halinde, valans orbitalleri atomların kristal yapıyı oluşturdukları zaman artık paraklı değil.

Atomik orbitaller yönsüz değildir. Yani S orbitalleri. Çünkü S orbitalleri küreseldir.

Hidrojen atomu.

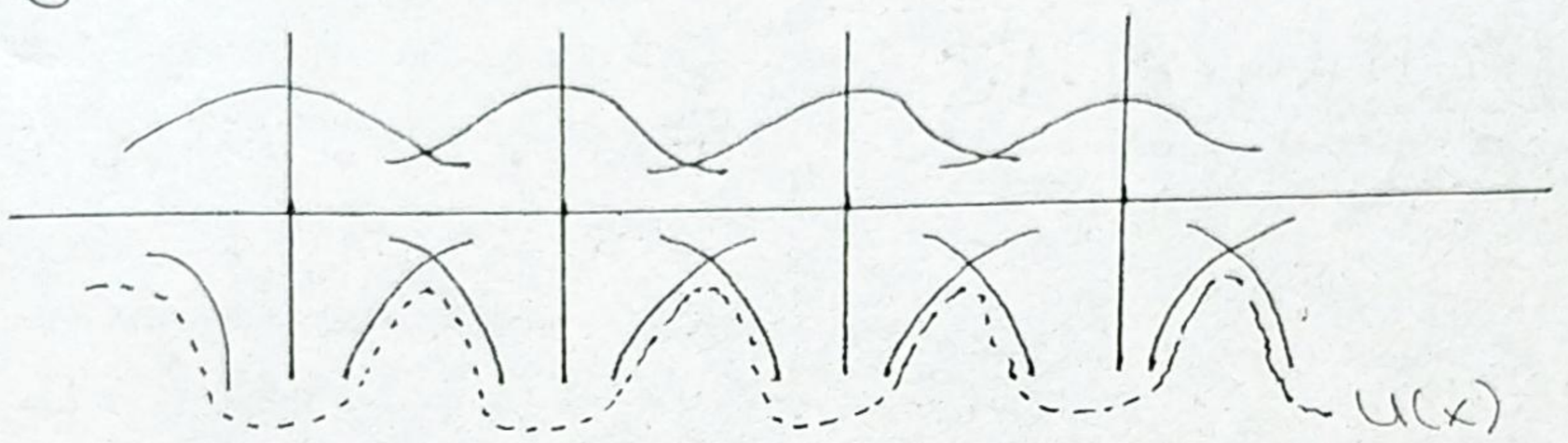
Valans elektronları için.



Böyle bir atomik orbitalin sıkı bağ yaklaşımına göre dağılmıyacağı görülmüşse, $\phi(x)$, kristal uzayında dağılmasın.

iyon kordan incelemiyoruz, çünkü bunlar değiş-
miyor.

Atomik orbitaller bağlanma olacak kadar değiş-
ir. Sıkı bağlı. Demekki tek bazına bulunduğu kat-
daki gibi durumunu hemen hemen koruyor.



Sıkı bağ yaklaşımı ile, hemen hemen atomun tek bazına olduğu hali koruyor yaklaşımını göz önüne alıyoruz.

Atomik orbitallerin lineer kombinasyonu

$$\sum_n U_a(x-na) \quad , \quad U_a : \text{atomik.}$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left[E - \sum_n U_a(x-na)\right]\psi = 0$$

Denklemi sağlayan orbitallerde dalga fonksiyonu:

$$\psi(x) = \sum C_n \phi(x-na)$$

Deneme fonksiyonunu yazdığımızda, bu da bir atomik orbital fonksiyonu olacak.

$$E_0 = \frac{\int \psi_0^* H \psi_0 \, dz}{\int \psi_0^* \psi_0 \, dz}$$

H : $-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r})$; kristal hamiltoniyeni

$$U(\vec{r}) = \sum_i U_a(\vec{r} - \vec{R}_i)$$

$\vec{R}_i$: i. atomun koordinatı.
$\vec{r}$: kristalde gözönüne alınan nokta.

$H_i = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U_a(\vec{r}-\vec{R}_i)$: Atomik hamiltoniyan

$$\psi_k(\vec{r}) = \sum_i C_i \phi(\vec{r}-\vec{R}_i) \quad \left\{ C_i \equiv e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \right\}$$

$$\psi_k(\vec{r}) = \sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \phi(\vec{r}-\vec{R}_i)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\int \psi_0^* H \psi_0 d\tau}{\int \psi_0^* \psi_0 d\tau} \quad , \; H\psi_0 \text{ bulalım.}$$

$$H\psi_0 = \sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i} H\phi(\vec{r}-\vec{R}_i) \quad \left\{ H = H_i - H_i' + H \right\}$$

$$H\psi_0 = \sum e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \left[\underbrace{-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r})}_{H_i} + \underbrace{U(\vec{r}) - U_a(\vec{r}-\vec{R}_i)}_{H-H_i'} \right] \phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)$$

$$H = H_i + (H - H_i)$$

$$H\psi_0 = \sum e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U_a(\vec{r}-\vec{R}_i)\phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i) \right]$$

$$+ \sum e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \left[U(\vec{r}) - U_a(\vec{r}-\vec{R}_i) \right] \phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)$$

$$\boxed{H_i \phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i) = \varepsilon_0^a \phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)}$$

$$\boxed{\sum e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \phi(\vec{r}-\vec{R}_i) = \psi_0(\vec{r})}$$

$$\sum e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U_a(\vec{r}-\vec{R}_i)\phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i) \right] = \varepsilon_0^a \psi_0$$

$$H\psi_0 = \varepsilon_0^a \psi_0 + \sum e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \left[U(\vec{r}) - U_a(\vec{r}-\vec{R}_i) \right] \phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\int \psi_0^* \left[\varepsilon_0^a \psi_0 + \sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i} (H - H_i) \phi(\vec{r}-\vec{R}_i) \right] d\tau}{\int \psi_0^* \psi_0 d\tau}$$

$$\varepsilon_0^a = \frac{\int \psi_0^* \varepsilon_0^a \psi_0 d\tau}{\int \psi_0^* \psi_0 d\tau}$$

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_0^a + \frac{\sum e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \int \psi_0^* (H - H_i) \phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i) d\tau}{\int \psi_0^* \psi_0 d\tau}$$

$$\psi_0(\vec{r}) = \sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i}\,\phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)$$

$$\psi_0^*(\vec{r}) = \sum_j e^{-i\vec{k}\vec{R}_j}\,\phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_j)$$

$$\varepsilon_0 - \varepsilon_0^2 = \frac{\sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i}\int \sum_j e^{-i\vec{k}\vec{R}_j}\,\phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_j)(H-H_i)\phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)\,d\tau}{\int \sum_j e^{-i\vec{k}\vec{R}_j}\,\phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_j)\sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i}\,\phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)}$$

Sıkı bağ yaklaşımını göz önüne aldık. Yani ovurlap olmasın. Atomik orbitallerde oldukları gibi olsun. Atomik orbitallerin ovurlap olmadığını göz önüne aldığımızda atomik orbitaller ϕ'ler bir ortanormal set oluşturur.

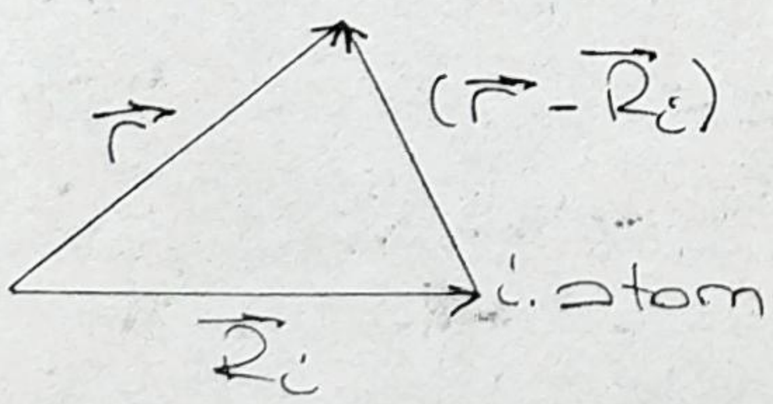
$$\int \phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_j)\,\phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)\,d\tau = \delta_{ij}\,,\quad \delta_{ij} = \begin{cases} i\neq j & 0 \\ i=j & 1 \end{cases}$$

$$\sum_{ij} e^{i\vec{k}(\vec{R}_i-\vec{R}_j)}\,\delta_{ij} = N\,,\ \text{atom sayısı.}$$

$$\varepsilon_0 - \varepsilon_0^2 = \frac{1}{N}\sum_{ij} e^{i\vec{k}(\vec{R}_i-\vec{R}_j)}\int \phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_j)(H-H_i)\phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i)\,d\tau$$

Kristalin periyodikliğinden; $\phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_j) \equiv \phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_j+\vec{R}_i)$

R_i, R_j : ötelenme vektörleri, ϕ : atomik orbital.



$$\phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i) \equiv \phi_0(\vec{r}-\vec{R}_i+\vec{R}_i)$$

$$\varepsilon_0 - \varepsilon_0^2 = \frac{1}{N}\sum_{ij} e^{i\vec{k}(\vec{R}_i-\vec{R}_j)}\int \phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_j-\vec{R}_i)(H-H_i)\phi_0(\vec{r})\,d\tau$$

$$\{\vec{R}_i-\vec{R}_j = \vec{R}_\ell\} \Rightarrow \varepsilon_0 - \varepsilon_0^2 =$$

$$\varepsilon_0 - \varepsilon_0^2 = \frac{1}{N}\sum_{i\ell} e^{i\vec{k}\vec{R}_\ell}\int \phi_0^*(\vec{r}^*-\vec{R}_\ell)(H-H_i)\phi(\vec{r})\,d\tau$$

Kristal orbitallerinin enerjisini,

$$\frac{1}{N}\sum_{\ell} e^{ikR_\ell}\int \phi^*(\vec{r}^*-\vec{R}_\ell)(H-H_i)\phi(\vec{r})\,d\tau$$

olarak bulduk. ℓ toplamını i üzerinden alalım.

$$\varepsilon_k = \varepsilon_0 + \sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i}\int \phi_0^*(\vec{r}-\vec{R}_i)(H-H_i)\phi(\vec{r})\,d\tau \quad (*)$$

Sıkı bağ yaklaşımında kristaldeki bütün atomlar atomik orbitallerin lineer kombinasyonu olarak kabul edilseede, atomik orbitallerin overlapi (aynı uzayı paylaşma, üst üste binme) ancak komşu atomlar için önemli olur. Bu yüzden bu ifadeyi sadeleştirebiliriz.

$$\psi_k(\vec{r}) = \sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i}\phi(\vec{r}-\vec{R}_i)$$

Kristal orbitallerini, atomik orbitallerin lineer kombinasyonu şeklinde yazabiliriz. Periyodik potansiyelde dalga fonksiyonları mutlaka Bloch formunda olacaktır.

(*) ifadesini bir tek atomun kendisi için yazacak olursak,

$$\int \phi^*(\vec{r})(H-H_i)\phi(\vec{r})\,d\tau = -\alpha$$

Sadece komşu atomlarla etkileşmesi göz önüne alındığında,

$$\int \phi^*(\vec{r}-\vec{R}_i)(H-H_i)\phi(\vec{r})\,d\tau = -\gamma$$

Orbital enerjileri:

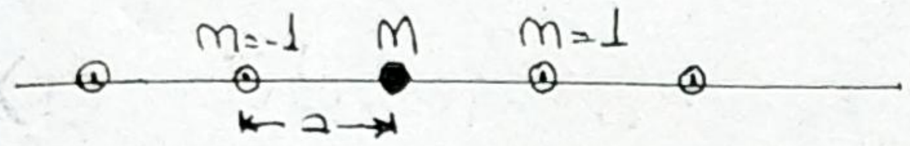
$$\boxed{\varepsilon_k = \varepsilon_0 - \alpha - \gamma\sum_i e^{i\vec{k}\vec{R}_i}}$$

Yalnızca komşu atomlarla etkileşim gözönüne alındığında orbital enerjileri.

Bu orbitallerin enerjileri nasıl bir aralıkta bulunur?

Tek boyutlu bir kristal için enj. ifadesi.

$$E_k = E_0 - \alpha - \gamma \sum_m e^{ikma}$$

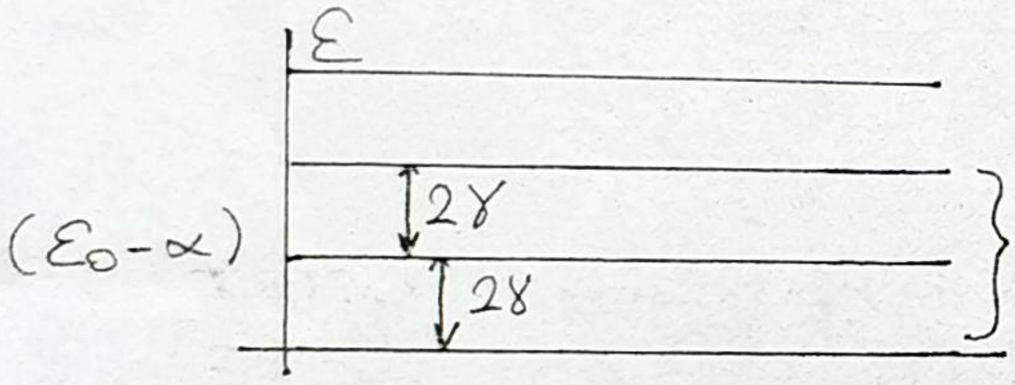


a: tek boyutlu kristal için latis parametresi.

m atomunun iki tane komşu atomu var.

$$\sum_m e^{ikma} = e^{ika} + e^{-ika} = 2\cos ka$$

$$-1 < \cos ka < 1 \Rightarrow k = \pm \frac{\pi}{a}$$



} iki atomlu etkileşme için müsaadeli aralık.

Bu aralık a'ya bağlı, kristalin uzay yapısına bağlı olarak değişir.

EFEKTİF KÜTLE

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2} \quad , \quad \cos ka \approx 1 - \frac{1}{2}k^2a^2$$

$\vec{k}$: sıkı bağ yaklaşımında oldukça küçük. elektronlar atomlara sıkı sıkı bağlanmıştır. Bu durumda $\vec{k}$ küçüktür.

$\vec{k}$, küçük olduğundan $|\vec{k}|a \ll 1$ olur.

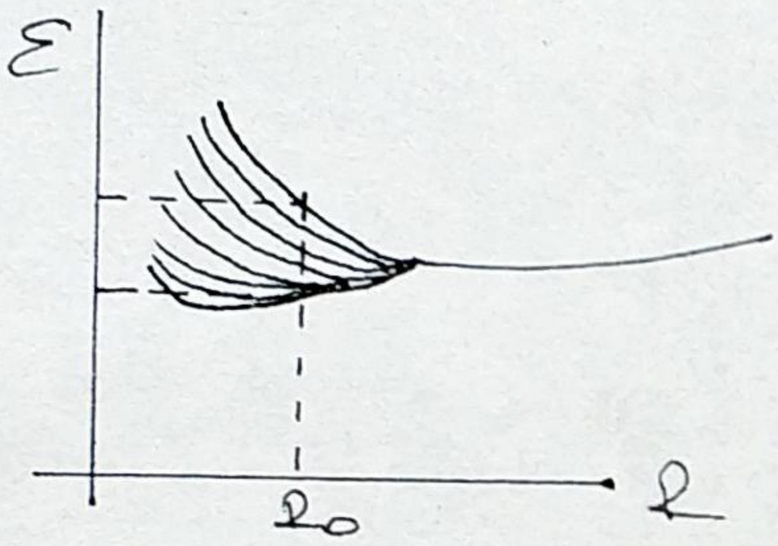
$$E_k = \underbrace{(E_0 - \alpha)}_{\text{atomun kendisine ait.}} - 2\gamma + \gamma k^2 a^2$$

$$\mathcal{E}_k = (\mathcal{E}_0 - \alpha) - 2\gamma + \gamma k^2 a^2 \Rightarrow \frac{d^2\mathcal{E}}{dk^2} = 2\gamma a^2$$

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2\mathcal{E}/dk^2} = \frac{\hbar^2}{2\gamma a^2}$$

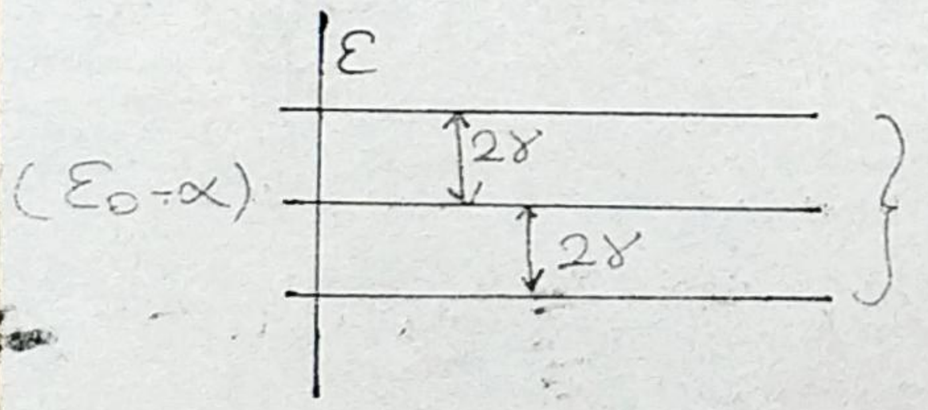
Görüldüğü gibi γ küçüldükçe efektif kütle büyüyor. Efektif kütlenin büyük olması elektronun daha hareketsiz olması demektir.

Atomlar birbirinden etkilenmeyecek kadar uzaklıkta olunca bir dejenerasyon vardı. Göz önüne alınan orbitallerin enerjileri hep aynı.



Atomik orbitaller enerji olarak birbirinden uzaklaşacak

ℓ_0: Bağlanma uzaklığı
ℓ: atomlar arası uzaklık.



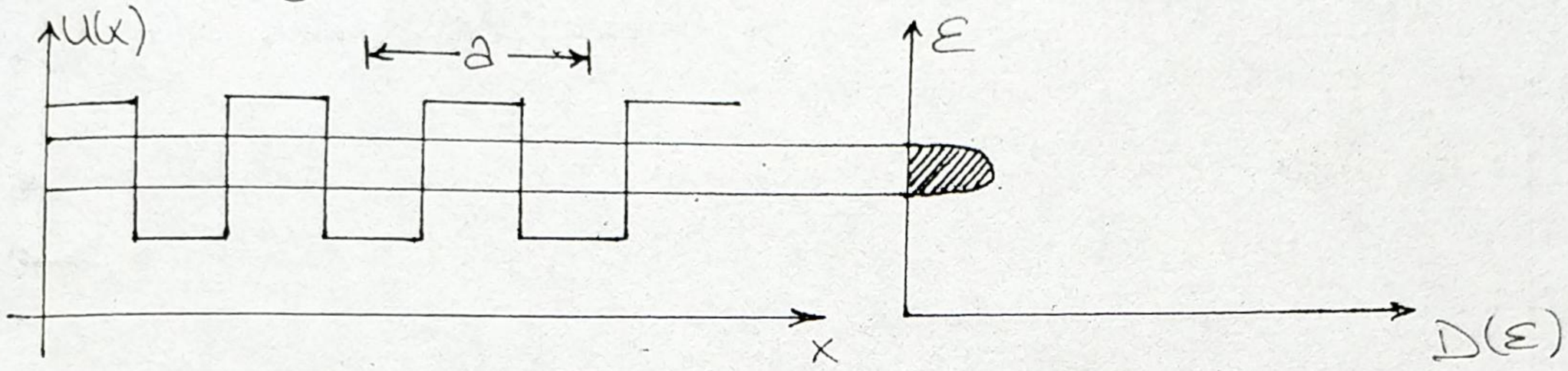
Katı tipi ne olursa olsun, $B = 2Z\gamma$
Z: en yakın komşu sayısı.

Tek boyutta, $B = 2.2.\gamma$
SC için, $B = 2.6.\gamma$
bcc için, $B = 2.8.\gamma$
fcc için, $B = 2.12.\gamma$

Anderson, katı yapının düzensiz olduğu halde bu yaklaşımı yapmış. Bu yapıya zıt orbitalleri sıkı bağ yaklaşımıyla bulmuş.

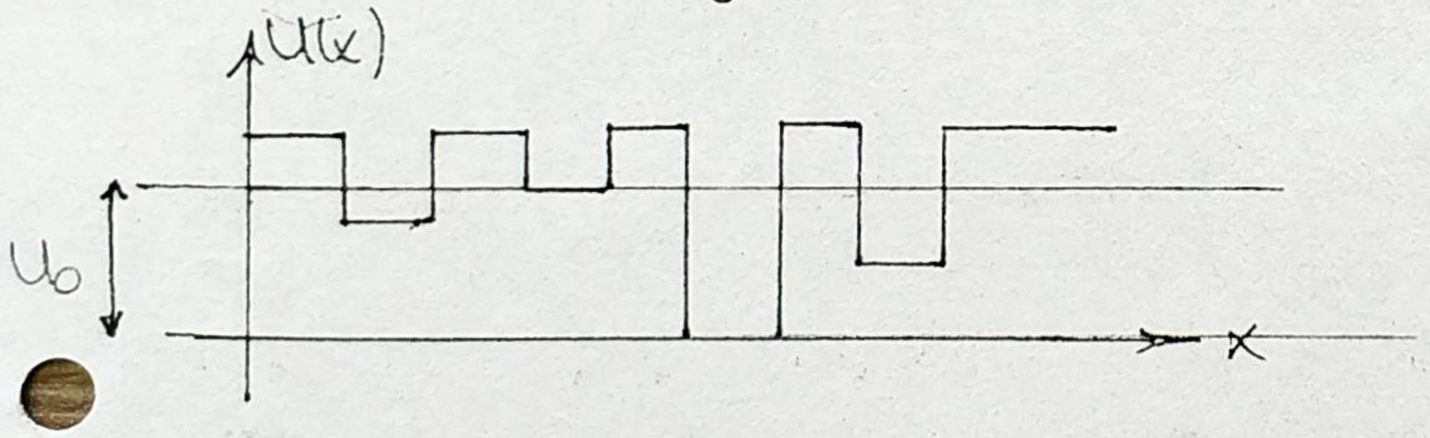
Bu katı yapıdaki düzensizlik nasıl oluşuyor?

Tek boyutta potansiyel enerji.

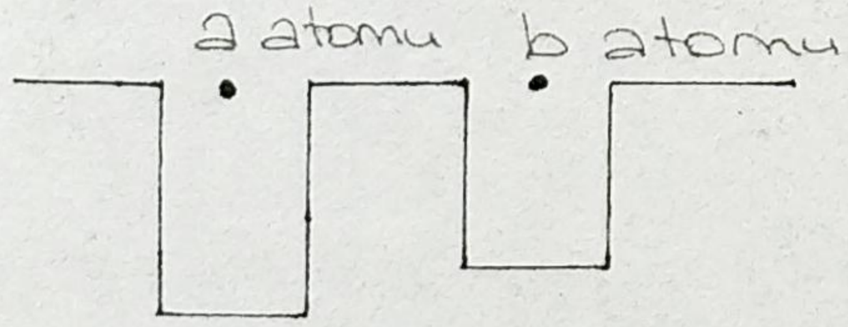


Bu düzenin bozulması için,
① a, latis parametresi değişebilir.
② Kuyuların derinliği değişebilir.

Sadece kuyuların derinliği değişsin. Kuyuların derinlikleri tesadüfi miktarlarda olsun.



U_0: en derin kuyu ile en az derin kuyu arasındaki aralık.



$U_a \neq U_b$

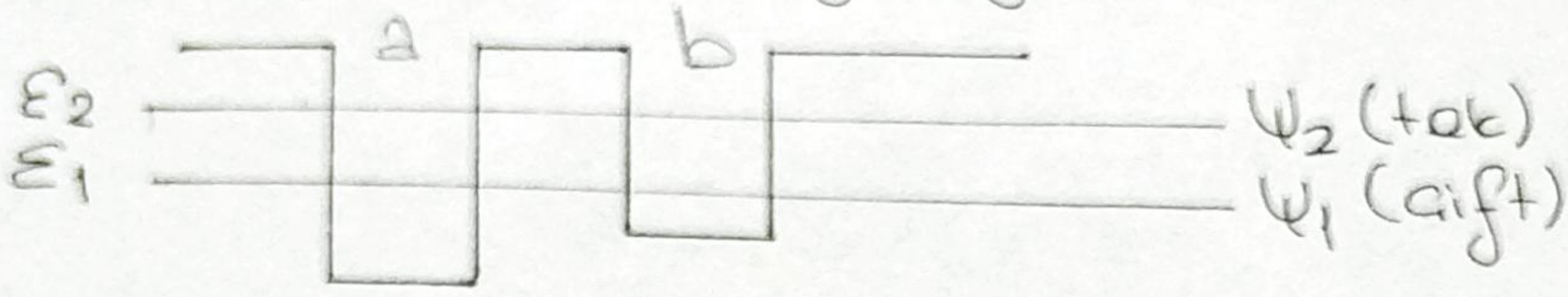
$$\psi_1 = A_1\phi_a + A_2\phi_b \longrightarrow \varepsilon_1$$
$$\psi_2 = A_2\phi_a + A_1\phi_b \longrightarrow \varepsilon_2$$

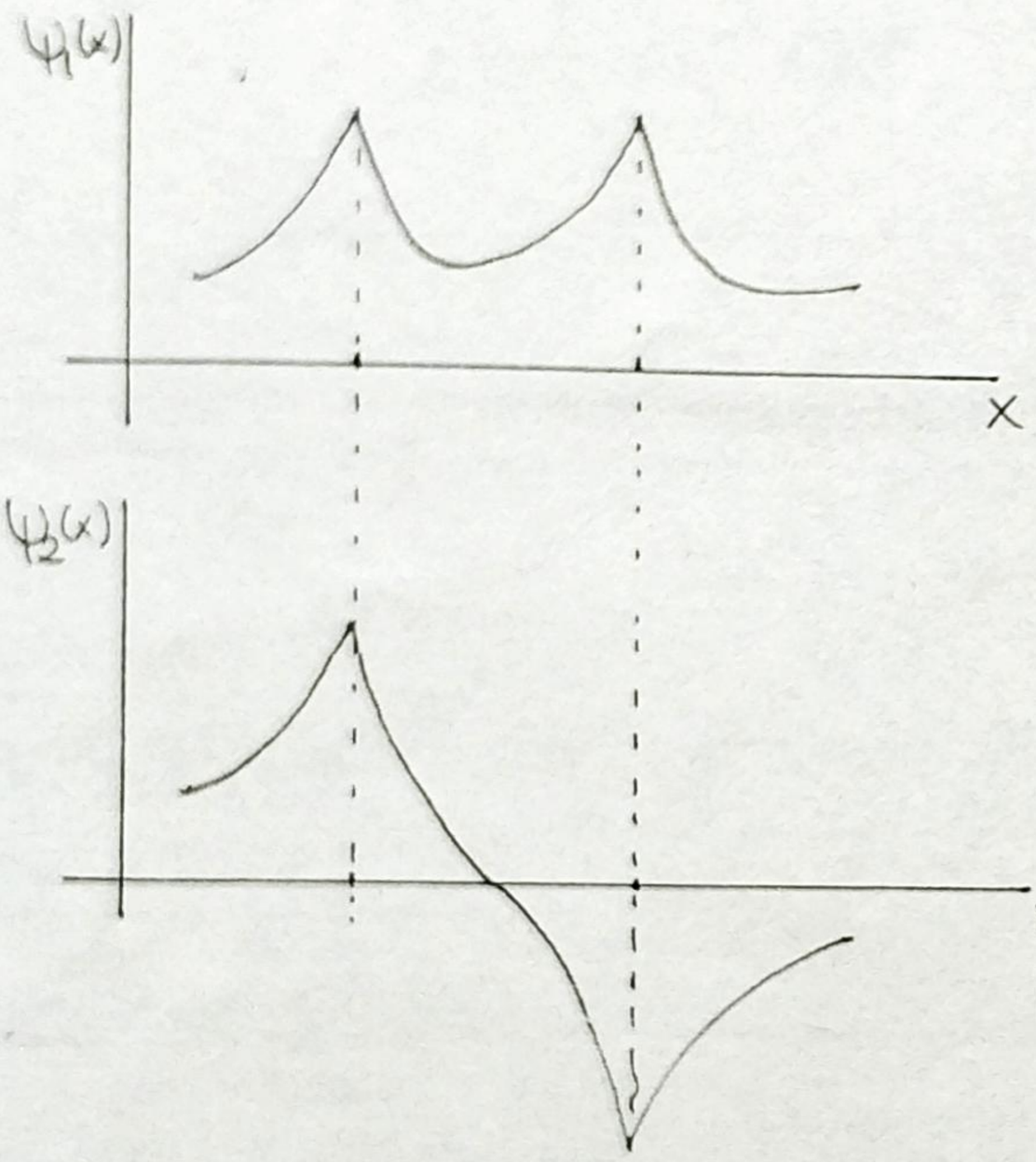
U_a ve U_b için limit halleri göz önüne alalım.

$U_a \approx U_b$ durumunda durum kovalent bağ yaklaşımına uymaktadır.

$|U_a - U_b| \ll \gamma$

γ: kristal yapıya ait. Kuyuların derinliklerinin hepsinin eşit olduğu kristal yapıya ait.



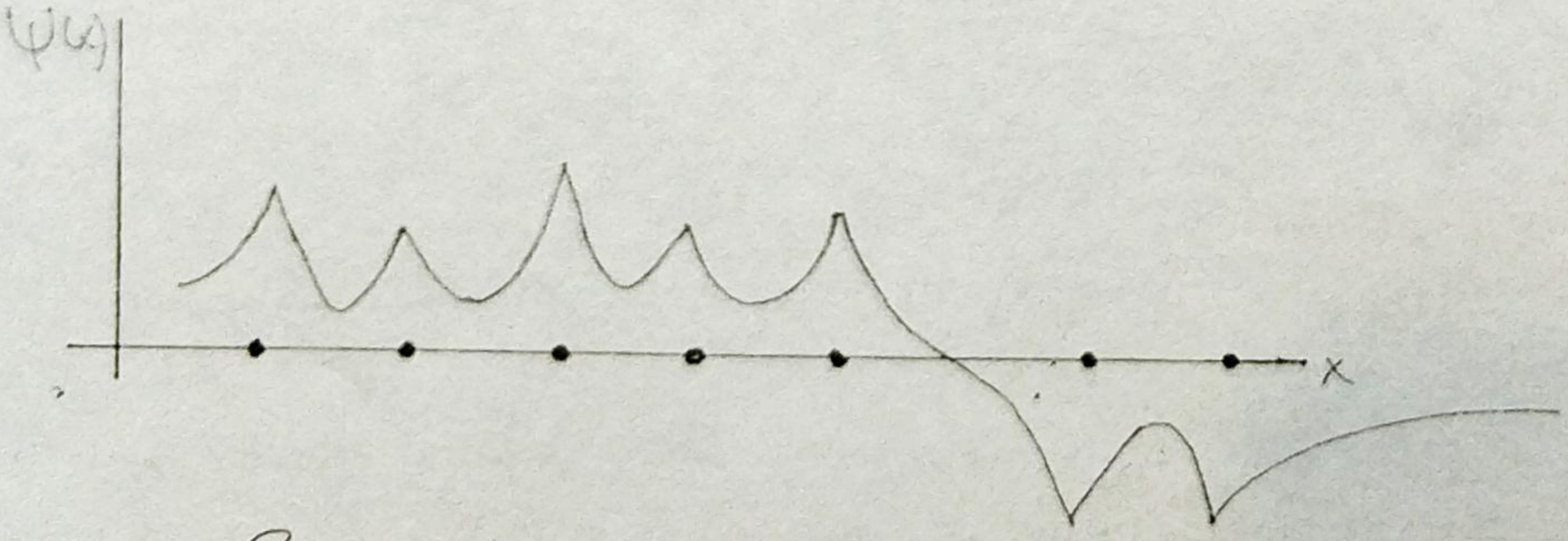


$U_a \approx U_b$ iken.

U_a, U_b'den çok farklı olursa, $|U_a - U_b| \gg \gamma$

$\frac{A_1}{A_2} \approx \frac{|U_a - U_b|}{2\gamma}$ ... , $|U_a - U_b| \Rightarrow U_o$

$2\gamma \Rightarrow B$



Genliğin fazın tesadüfi değerlerde değiştiği ortada dalga fonksiyonu.

Bu yaklaşım RANDOM-PHASE-APPROXIMATION yaklaşımıdır.

Efektif kütleyi: $m^* = \frac{\hbar^2}{2\gamma a^2}$ olarak bulmuştuk.

Görüldüğü γ ile ters orantılı. $m^* \propto \frac{1}{\gamma}$

Bant aralığı küçükse efektif kütle küçülür. Elektronun mobilitesi artar. Ortalama serbest yolu büyüyor.

Elektronun ortalama serbest yolu « L » olsun.

$L \propto \gamma^2$

$L \propto a$

$$L \propto \frac{\gamma^2}{U_0^2} a \Rightarrow L = 32\pi a \left(\frac{\gamma}{U_0}\right)^2$$

$$\frac{a}{L} = \frac{(U_0/\gamma)^2}{32\pi}, \quad a \approx L \text{ veya } a = L$$

$$\left(\frac{U_0}{\gamma}\right)^2 = 32\pi \Rightarrow \frac{U_0}{\gamma} \approx 10$$

SC için; $B = 12\gamma$ olduğunu bulmuştuk.

$$\frac{U_0}{B} = \frac{U_0}{12\gamma} = \frac{10}{12} \approx 0,83$$

U_0: Potansiyel merkezlerinin farklılık miktarı
B: Kristal hale ait bant aralığı.

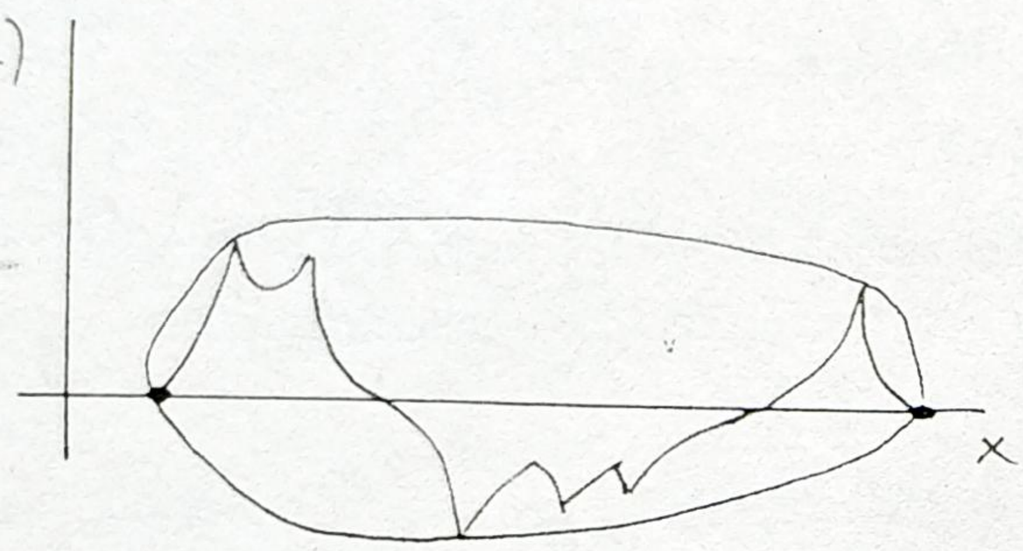
Potansiyel düzenli bir periyodikliğe ait B'yi tayin edebiliriz.

Yaygın orbitallerde elektronlar bütün Kristal uzayında bulunuyor.

$L < a$ ise, elektron hareketsizdir. Kristal uzayına ait değildir. Bulunduğu yere sıkıştır.

$a = 1$ olursa, $\frac{U_0}{B} = 0{,}83$ (SC için)

$a = 1$ iken lokalizasyon oluşuyor. Yüksek enerjili orbitaller için overlap çok büyüktür ve yaygın hale gelmiştir.



Lokal dalga fonksiyonunun olması için bir sönüm faktörü olmalı.

ANDERSON, orbitallerin nasıl lokal olacağını bulmuştur. Random faz yaklaşımına göre orbitaller,

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_i A_i \phi(\vec{r} - \vec{R}_i)$$

Genlik random olarak değişiyor.
Lokal olursa bir sönüm faktörü alırız.

$\frac{U_0}{B} \gg 1$ ise, bu yapıya ait orbitaller mutlaka lokal, bu yapılarda yaygın orbital yoktur.

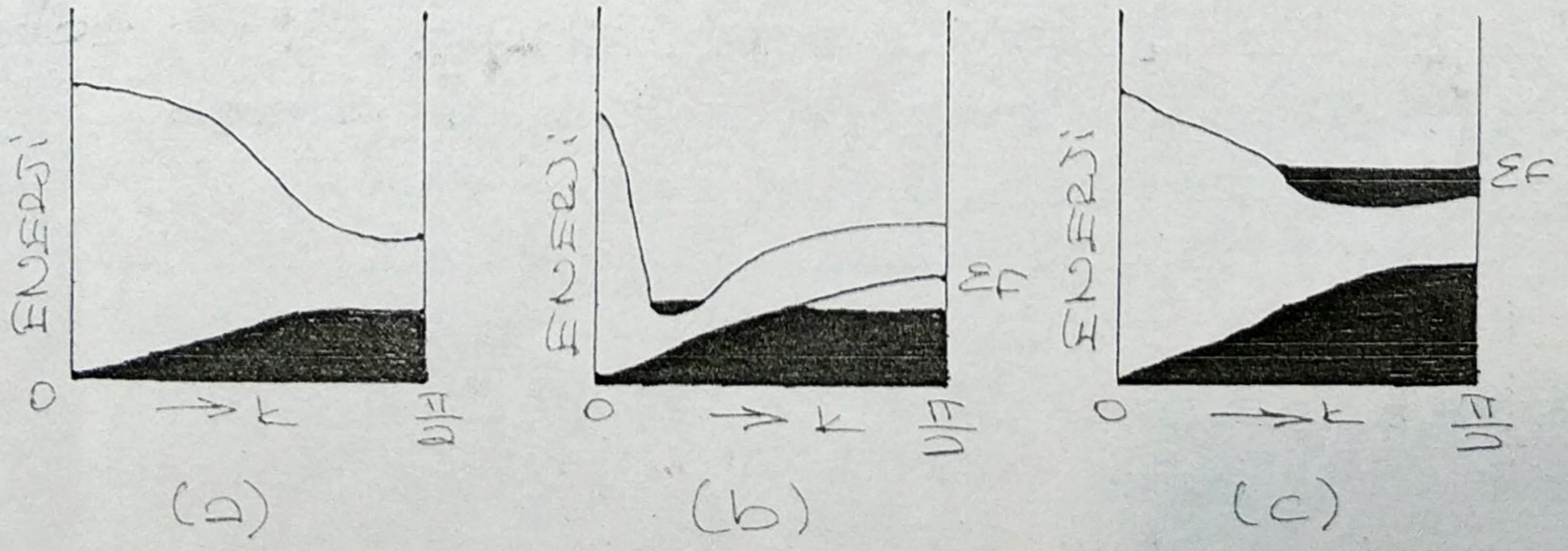
Bütün kristal uzayında yayılan orbitaller yoktur. Sönüm faktörünü eklediğimizde, orbitaller,

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_i A_i \phi(\vec{r} - \vec{R}_i) \underbrace{e^{-\alpha r}}_{\text{sönüm faktörü}}$$

METALLER VE YALITKANLAR

Eğer değerlik (valance) elektronları bir veya daha fazla bandları tamamen doldurur ve diğerlerini boş bırakırsa, kristal bir yalitkan olur. Bu durumda bir dış elektrik alan akımın akışına sebep olamaz. Ancak zener etkisi olarak bilinen bir dış elektrik alanın elektronik yapıyı bozacak kadar kuvvetli olması durumları burada göz önüne alınmamaktadır. Bir dolu bandın bir sonraki bandden enerji aldığı kadar ayrılması nedeniyle, elektronların toplam kristal momentumunu değiştirmesinde yol yoktur. Bir gerilabilir durum dolu olduğundan alan uygulandığında hiçbirşey değişmez.

Bir kristalin primitif hücresindeki değerlik elektronlarının sayısı çift tam sayı ise bu kristal yalitkan olabilir. Bir kristalin birim primitif hücresinde çift sayıda değerlik elektronu varsa bandların enerjilerinin üst üste binip binmediği göz önüne almak gereklidir. Eğer bandlar üst üste binerse o zaman yalitkanlığı oluşturan bir dolu band yerine metali oluşturan iki kısmen dolu band elde edebiliriz. Bu durum band yapısında ve izgesel adımın belirleyen özgüdeğerlerde gösterilmiştir.



a) Yalıtkanı
b) Bandları birbiri üzerine binmesi nedeniyle bir metal
c) elektron konsantrasyonu nedeniyle bir metali belirlemektedir.

Alkali ve asal metallerin birim primitif hücresinde bir değerlik elektronu vardır. Onun için bunlar metal olmak zorundadır. Alkali toprak metallerin birim primitif hücresinde iki değerlik elektronu vardır. Bunlar yalıtkan olabilirler. Fakat bandların enerjileri üst üste binen bir metali belirlerlemo bu metaller iyi bir metal değillerdir. Bunlara yarımetaller denir. Elmas, silisyum ve germanyum herbirinin birim primitif hücrelerinde sekiz değerlik elektronu vardır. Bunların bandları üst üste binemez onun için mutlak sıfırda bunlar saf kristalleri yalıtkandır.

YARI İLETKEN KRİSTALLER

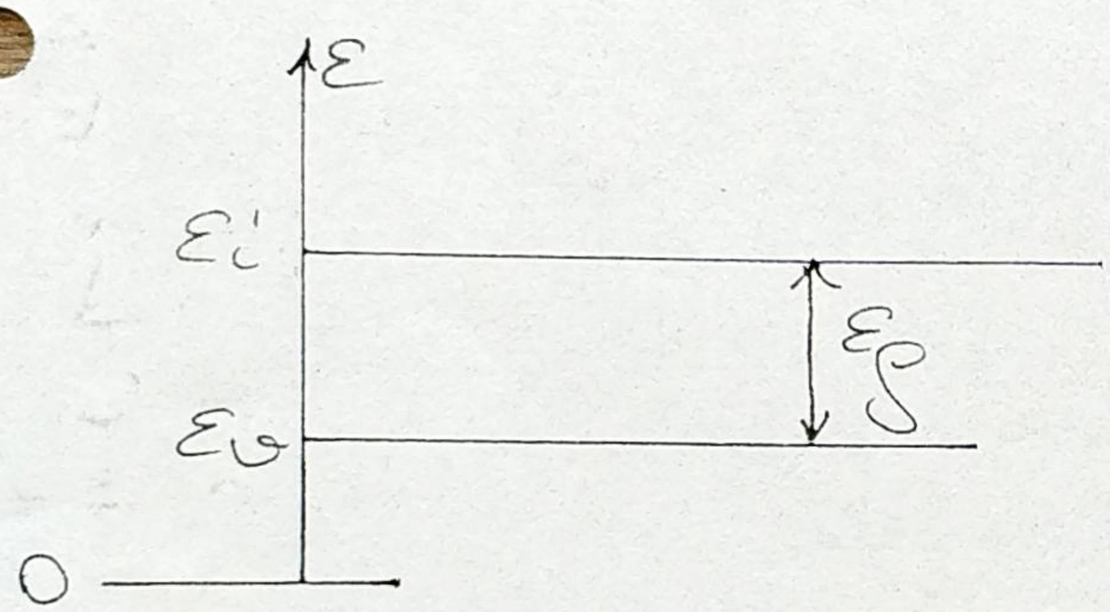
Isısal denge içinde hareketli bazı yük taşıyıcıları içeren yarı iletkenler yalıtkan olabilirler. Bir çok saf ve mükemmel yarıiletkenlerin kristalleri mutlak sıfırda yalıtkandırlar. Karakteristik yarı iletkenlerin özellikleri genellikle ısısal uyarmalar, kirlilikler, latis kusurları veya yapıyı oluşturan kimyasal bileşiklerin sapmalarından ortaya çıkarılabilir. Pratikte yarı iletkenler, elektronik iletkenlikleriyle belirlenirler ve yarıiletkenlerin oda sıcaklığında elektriksel özdirençleri iyi bir iletken ($\sim 10^{-6}$ ohm cm) ile iyi bir yalıtkan ($\sim 10^{14}$ ile 10^{22} ohm cm) arasındaki bölge yani $\sim 10^{-2}$ ile $\sim 10^{9}$ ohm arasındaki değerlerde bulunur. Bir yarı iletkenin elektriksel özdirenci kuvvetli bir şekilde sıcaklığa bağlıdır.

YARI İLETKENLER

Yariletkenlerin valans bantlari tamamen doludur. Bantlar üst üste binmemiştir. Primitif hücrede çift sayida elektron bulunur.

Yariletkenin 0 kelvinde valans bandi dolu, iletkenlik bandi bostur.

İletkenlik olmasi için, sicakliği arttirarak fonon'un momentumunu elektronlarin almasi saglanir. Ve elektronlar bu momentumla iletkenlik bandina çikarlar.

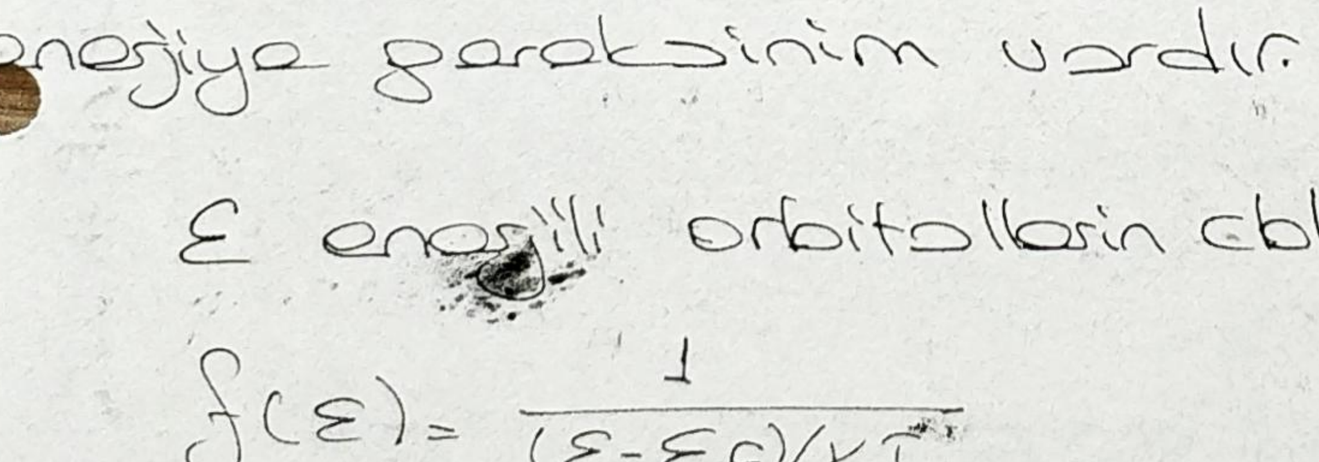


Ev, valans bandin enerjisi, Ei, iletkenlik bandinin enerjisi. Valans bandindaki elektronlarin, iletkenlik bandina çikabilmesi için Eg kadar bir enerjiye gereksinim vardir.

E enerjili orbitallerin dolu olma olasiliği

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

n: herhangi bir T sicakliğindaki elektron konsantrasyonu.



$D(\varepsilon)$: iletkenlik bandındaki durum yoğunluğu
ε ile $\varepsilon+d\varepsilon$ aralığındaki durum sayısı, yani orbital sayısı, $D(\varepsilon)d\varepsilon$

Bu orbitallerin dolu olanlarının sayısı, $D(\varepsilon)d\varepsilon f(\varepsilon) \rightarrow$ ε ile $\varepsilon+d\varepsilon$ arasındaki dolu olan orbital sayısı

$$n = \int_{\varepsilon_p}^{\infty} D(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$$

İletkenlik bandındaki elektron sayısı, valans bandındaki elektron sayısıyla kıyaslanamayacak kadar azdır.

Valans bandındaki bu kadar sık elektron topluluğu bir fermi gazıdır. Yani bir dejenere topluluk. Bu dejenere topluluk için fermi istatistiğini uygulayabiliriz.

İletkenlik bandındaki elektron sayısı, N
İletkenlik bandındaki orbital sayısı, G

$\frac{N}{G} \ll 1$ dir. Bu yüzden elektronlar ayırdedilebilir gibi davranır.

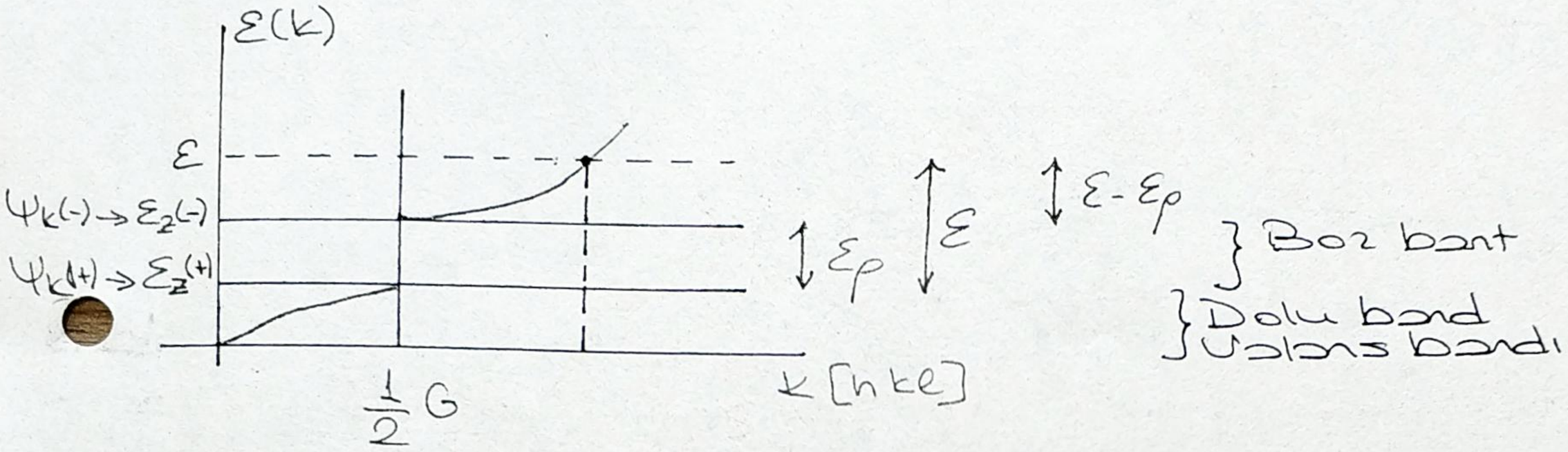
İletkenlik bandı konsantrasyonu az olduğundan katkılı iletken yani yarıiletkenlik olarak isimlendirilir.

Az elektron olduğu için, elektronların paylaşmak için çok orbital vardır. O zaman fermi istatistiği yerine, Boltzman istatistiğini kullanabiliriz.

$\varepsilon - \varepsilon_F \gg kT \Rightarrow f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon-\varepsilon_F)/kT} + 1}$, 1 , $e^{(\varepsilon-\varepsilon_F)/kT}$ yanında ihmal edilebilir. (ihmal.)

$$f(\varepsilon) \cong e^{-(\varepsilon-\varepsilon_F)/kT}$$

Iletkenlik bandındaki elektron sayısı, orbital sayısından çok küçük olduğundan elektronların orbitalleri paylaşma problemi yoktur ve ayırdedilebilir parçacıklar gibi davranırlar.



iletkenlik sıfır kabul edersek $\varepsilon_2(+) = 0$

$$\varepsilon = \varepsilon_2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{efektif}} \Rightarrow \varepsilon = \varepsilon_p + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$$

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} = \varepsilon - \varepsilon_p$$

Metallerin serbest elektron modelinde durum yoğunluğu:

$$D(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} \varepsilon^{1/2}, \quad \varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$D(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e}{\hbar^2}\right)^{3/2} (\varepsilon - \varepsilon_p)^{1/2}$$

Boltzman yaklaşımıyla, $n = \int_{\varepsilon_p}^{\infty} D(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$

$$n = \int_{\varepsilon_p}^{\infty} \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e}{\hbar^2}\right)^{3/2} (\varepsilon-\varepsilon_p)^{1/2} e^{(\varepsilon_F-\varepsilon)/kT} d\varepsilon$$

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2me}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{\varepsilon_F/kT} \int_{\varepsilon_p}^{\infty} (\varepsilon-\varepsilon_p)^{1/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon$$

Bu denklemi, $\frac{\sqrt{kT}}{\sqrt{kT}} e^{-\varepsilon_p/kT} e^{\varepsilon_p/kT} = 1$ ile çarpalım.

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2me}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{kT}\, e^{(\varepsilon_F-\varepsilon_p)/kT} \int_{\varepsilon_p}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_p}{kT}\right)^{1/2} e^{-(\varepsilon-\varepsilon_p)/kT} d\varepsilon$$

$$\frac{\varepsilon-\varepsilon_p}{kT} = x \Rightarrow d\varepsilon = kT\,dx$$

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2me}{\hbar^2}\right)^{3/2} (kT)^{3/2} e^{(\varepsilon_F-\varepsilon_p)/kT} \underbrace{\int_{x=0}^{\infty} \sqrt{x}\, e^{-x} dx}_{\sqrt{\pi/4}}$$

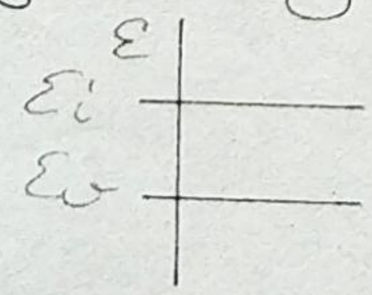
$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2me}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{(\varepsilon_F-\varepsilon_p)/kT} (kT)^{3/2} \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/2}.$$

$$\boxed{n = \frac{1}{4}\left(\frac{2me\,kT}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2} e^{(\varepsilon_F-\varepsilon_p)/kT}}$$

T arttığında valans bandından yukarı iletkenlik bandına çıkan elektron konsantrasyonu.

Bu durumda fermi enerji düzeyi ne olacak, ε_F=?

Elektronların kristallerde bandlar şeklindeki enerjiler aralığında bulunduğunu bulmuştuk. Bandların tayininde yönelim bağlılık çok önemlidir. Yönü miller indisleriyle gösteriyoruz.



Yarıiletkenlerde valans bandının tamamen dolu (0 kelvinde) olduğunu söylemiştik. İletkenlik bandına elektronlar çıkınca valans bandında boşluklar oluşacaktır.

$\sum \vec{k}$: valans bantı orbitallerinin k dalga vektörlerinin vektöral toplamı veya tamamen dolu olan valans bandındaki elektronların $\vec{k}$ dalga vektörlerinin vektöral toplamı.

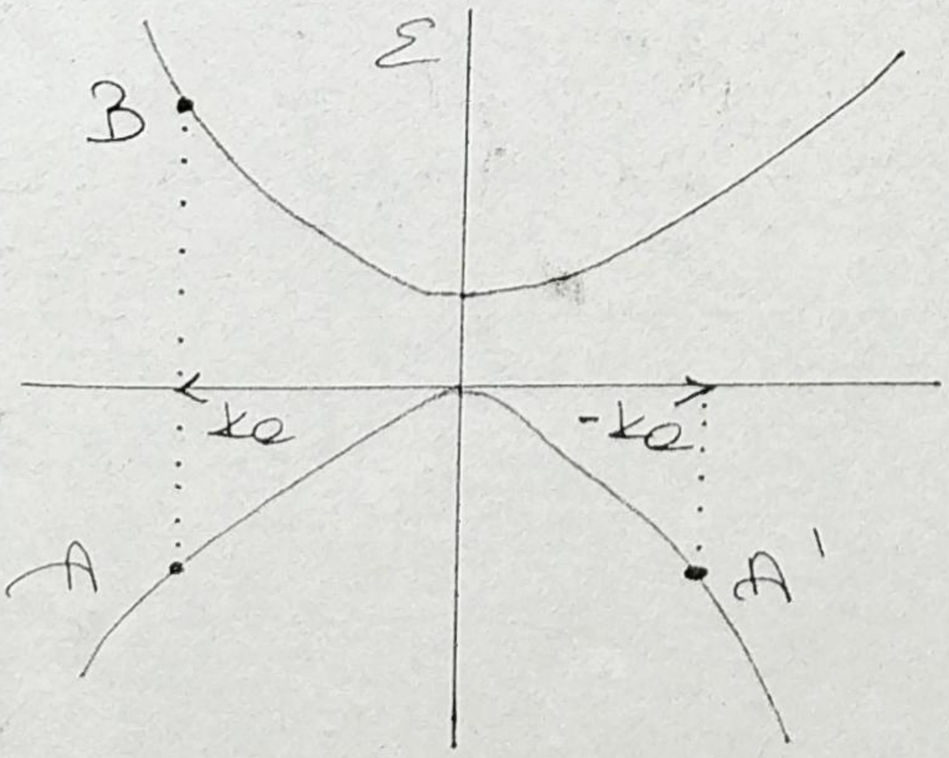
$\sum p : 0$ olmasa iletkenlik vardır.

- $\underline{\sum \vec{k} = 0}$. Denge hali, 0 kelvinde valans bandı tamamen dolu.

Bir elektron iletkenlik bandına çıkınca denge bozulur. Dolayısıyla, $\underline{\sum \vec{k} \neq 0}$

Kristallerde inversiyon vardır. Her $\vec{r}$ 'ye karşılık bir $-\vec{r}$ vardır. Öyleyse her $\vec{k}$ ya karşılık $-\vec{k}$ vardır. Bu yüzden $\sum \vec{k} = 0$ dır.

Bir elektron iletkenlik bandına çıkınca $-\vec{k}$ yalnız kalmakta ve $\sum \vec{k} \neq 0$ olmaktadır.



İletkenlik bandı

Valans bandı

A daki elektron B ye çıktı. A' daki -ke dengelenmemiş oluyor.

$$\sum \vec{k} = -ke$$

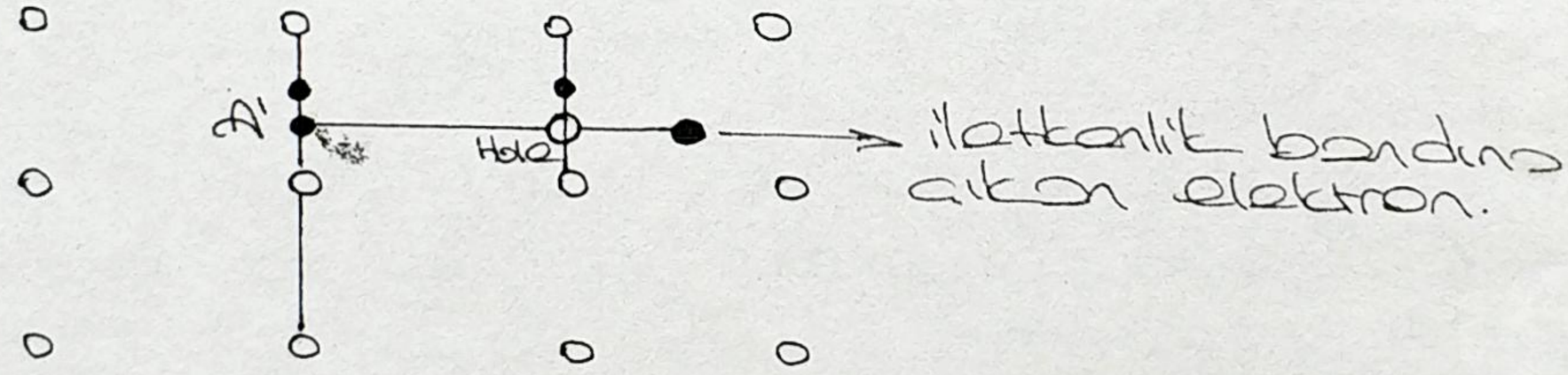
$$\sum \vec{E} \neq 0 \;,\; \sum p \neq 0 \quad , \quad -\vec{k}_e \equiv \vec{k}_h$$

Öyleyse bir hareket vardır. A da bir boşluk meydana geldi. Bu hareketle bu boşluğa gitti.

Yalnız bu hareket, iletkenlik bandındaki elektronun hareketinden kesinlikle farklıdır. Dolayısıyla farklı bir iletkenlik oluşur.

Meydana gelen bu boşluklara HOLE denir. Hole'lar bir varlıktır. Bu boşlukların bir hareketi olmalı. Çünkü bir momentum var, bu momentumu hole-lerin yaptığını saptayabiliyoruz.

A' daki elektronların bir hareketi söz konusu değildir. Yalnızca boşluklar hareket ediyor. İletkenlik bandındaki farklılığı buradan kaynaklanıyor.



A' daki elektron meydana gelen boşluğa geçti diye düşünmüyoruz. Hole A' ya gider.

$$\underline{k_e + k_h = 0} \qquad \{ -\vec{k}_e \equiv \vec{k}_h \}$$

Kristalin toplam dalga vektörü yine sıfırdır. Sıcaklık sıfırdan farklı olunca elektronlar iletkenlik bandına çıkıp hareket ediyorlar.

İletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu:

$$n = \frac{1}{4}\left(\frac{2 m_e KT}{\pi \hbar^2}\right)^{3/2} e^{(\varepsilon_F - \varepsilon_p)/KT}$$

Valans bandındaki hole konsantrasyonu:

$$p = \frac{1}{4}\left(\frac{2m_h kT}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-E_F/kT}$$

$$n_p = \frac{1}{2}\left(\frac{kT}{\pi\hbar^2}\right)^{3} (m_e m_h)^{3/2} e^{-E_p/kT}$$

KÜTLE ETKİME YASASI Low of mass action

n_i = katkısız (asal), asal yarı iletkenler için.

$$n_i p_i = \frac{1}{2}\left(\frac{kT}{\pi\hbar^2}\right)^{3} (m_e m_h)^{3/2} e^{-E_p/kT}$$

Asal olduğu için $p_i = n_i \Rightarrow n_i p_i = n_i^2 = p_i^2$

$$n_i = p_i \Rightarrow m_e^{3/2} e^{(E_F - E_p)/kT} = m_h^{3/2} e^{-E_F/kT}$$

$$\Rightarrow e^{2(E_F/kT)} = \left(\frac{m_h}{m_e}\right)^{3/2} e^{E_p/kT}$$

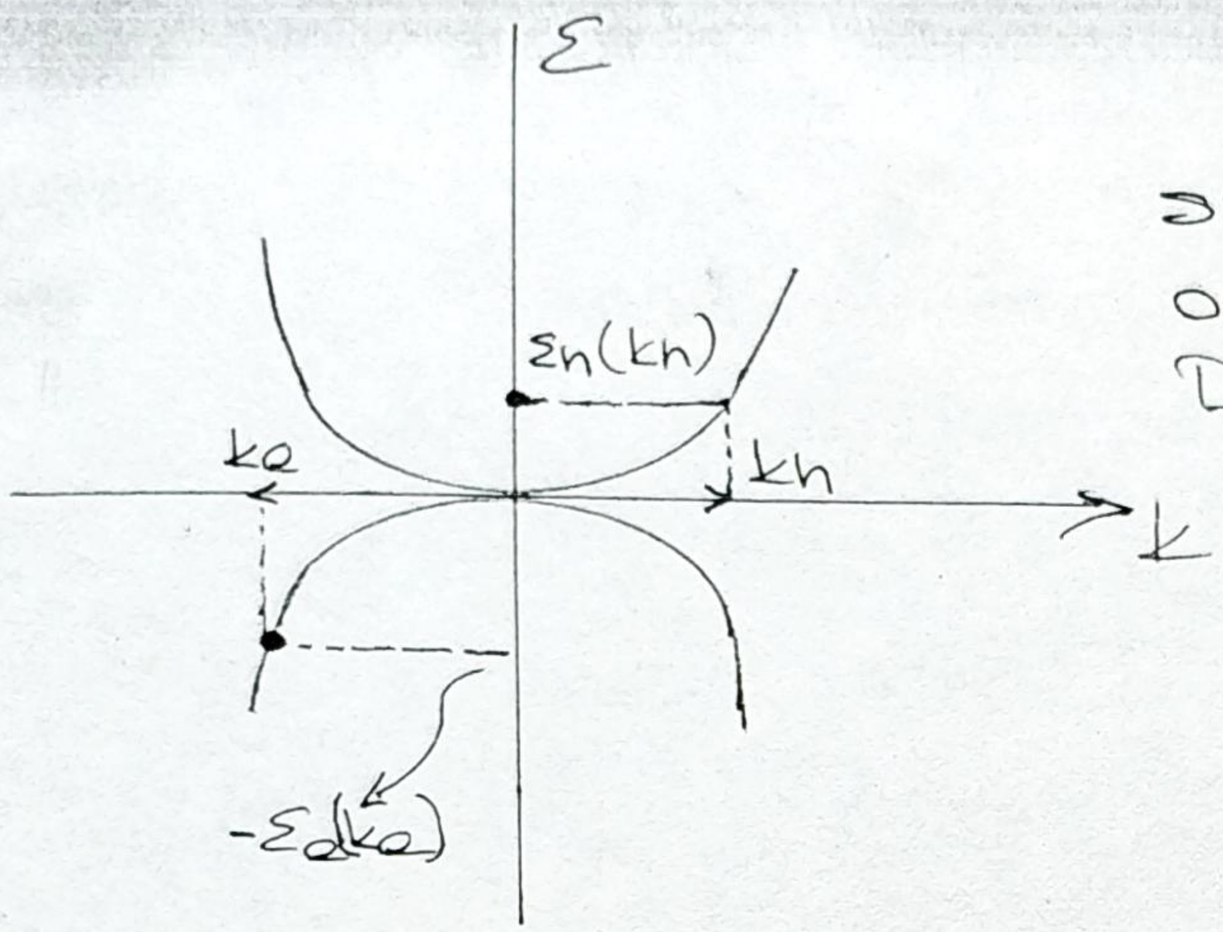
her iki tarafın ln'ini alalım.

$$2\frac{E_F}{kT} = \frac{3}{2}\ln\left(\frac{m_h}{m_e}\right) + \frac{E_p}{kT}$$

$$\Rightarrow E_f = \frac{1}{2}E_p + \frac{3}{4}kT\ln\left(\frac{m_h}{m_e}\right)$$

$-\vec{k_e} \equiv \vec{k_h}$ $\Rightarrow$ orbital enerjileri içinde $E_h(k_h)$, hole orbitalleri enerjisi

$$E_h(\vec{k_h}) = -E_e(\vec{k_e})$$



Valans bandının inversiyonu olan bir band ortaya çıktı. HOLE BAND dı.

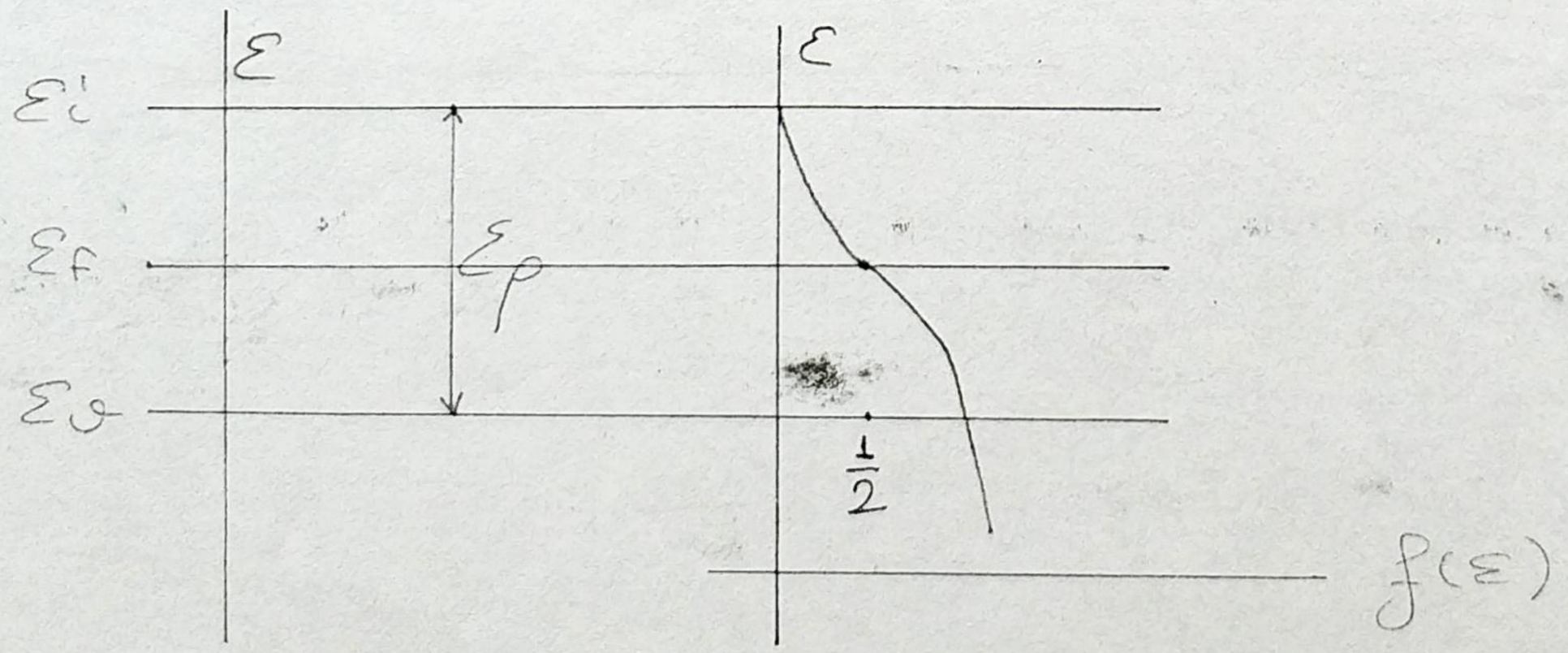
Hizlar ve efektif kütle birbirine eşit.

$m_e = m_h$

$$E_F = \frac{1}{2}E_g + \frac{3}{4}kT\ln\left(\frac{m_h}{m_e}\right) \qquad \{\ln 1 = 0\}$$

$$\Rightarrow \boxed{E_F = \frac{1}{2}E_G}$$

Fermi düzeyi asal(katkısız) yarıiletkenlerde $\frac{1}{2}E_G$'de yani daima GEP'in ortasında olacak.



Kimyasal potansiyel fermi fonksiyonun $\frac{1}{2}$ olduğu enerji değeridir. Kristal yapının korunduğu sıcaklıklarda bu kesinlikle fermi enerjisine eşittir.

Bu durumlara göre iletkenlik nasıl oluyor?
Önce kristal yapı için iletkenliği tayin eddim, daha sonra amorf yapı iletkenliği ile karşılaştıralım.

Akım yoğunluğu: $\underline{J = \sigma E}$ $\quad$ σ : iletkenlik
E : elektrik alan.

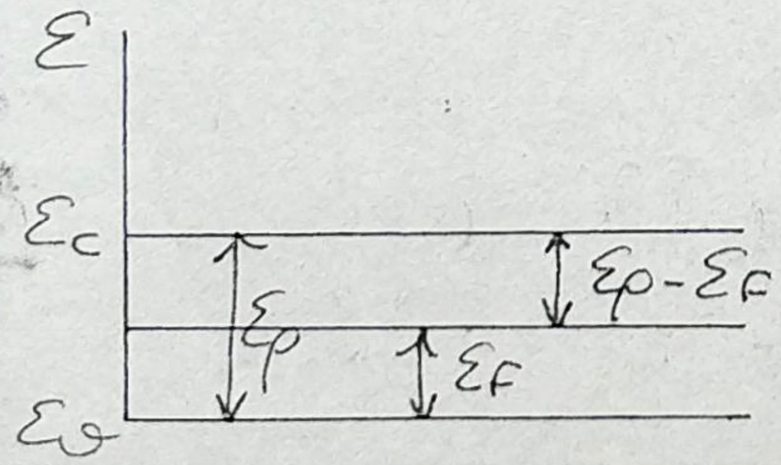
$\sigma = \frac{J}{E}$, $\underline{J = n.e.v}$ $\quad$ n : elektron yoğunluğu
e : elektron yükü
v : sürüklenme hızı.

$\underline{\sigma = n.e.\frac{v}{E}}$ $\quad$ $\frac{v}{E}$: alan birimi sürüklenme hızı. MOBİLİTE = μ

$\underline{\sigma = n.e.\mu}$

$$n = \underbrace{\frac{1}{4}\left(\frac{2m_e kT}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2}}_{N} e^{(E_F - E_p)/kT}$$

$$n = N e^{(E_F - E_p)/kT}$$



iletkenlik bandının altı.

valans bandının üstü.

$E_p - E_F = \Delta E \Rightarrow \underline{n = N e^{-\Delta E/kT}}$

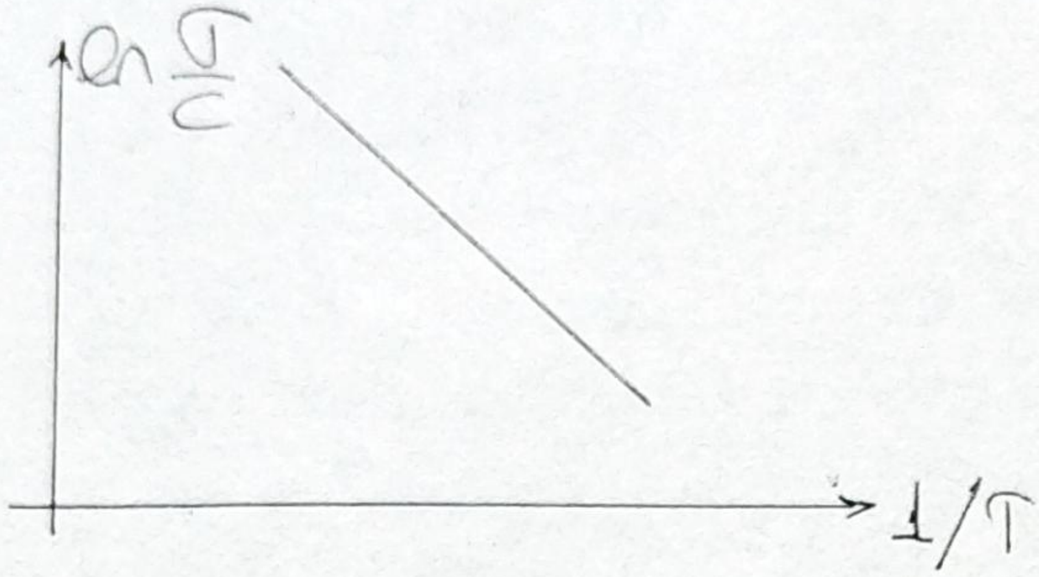
$\sigma = N.e.\mu.e^{-\Delta E/kT}$, $N.e.\mu \equiv C$

$\boxed{\sigma = C e^{-\Delta E/kT}}$ KRİSTAL İÇİN

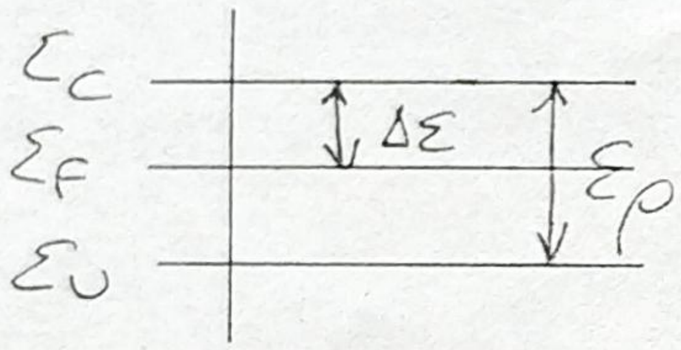
Sıcaklık değişince akım değişiyor. Akım değişince iletkenlik değişiyor.

$$\sigma = C e^{-\Delta\varepsilon/kT} \Rightarrow \frac{\sigma}{C} = e^{-\Delta\varepsilon/kT}$$

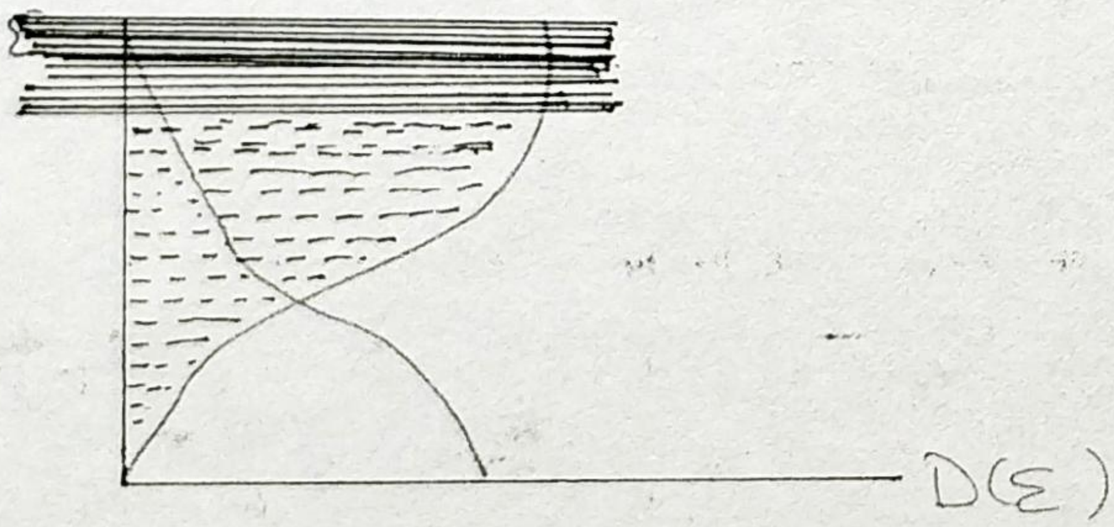
$$\Rightarrow \ln\frac{\sigma}{C} = -\frac{\Delta\varepsilon}{kT} = -\frac{\Delta\varepsilon}{k}\frac{1}{T}$$



$\ln\frac{\sigma}{C}$ 'nin $\frac{1}{T}$ 'ye göre grafiği çizilerek, buradan $\Delta\varepsilon$, bu grafiğin eğiminden bulunabilir.



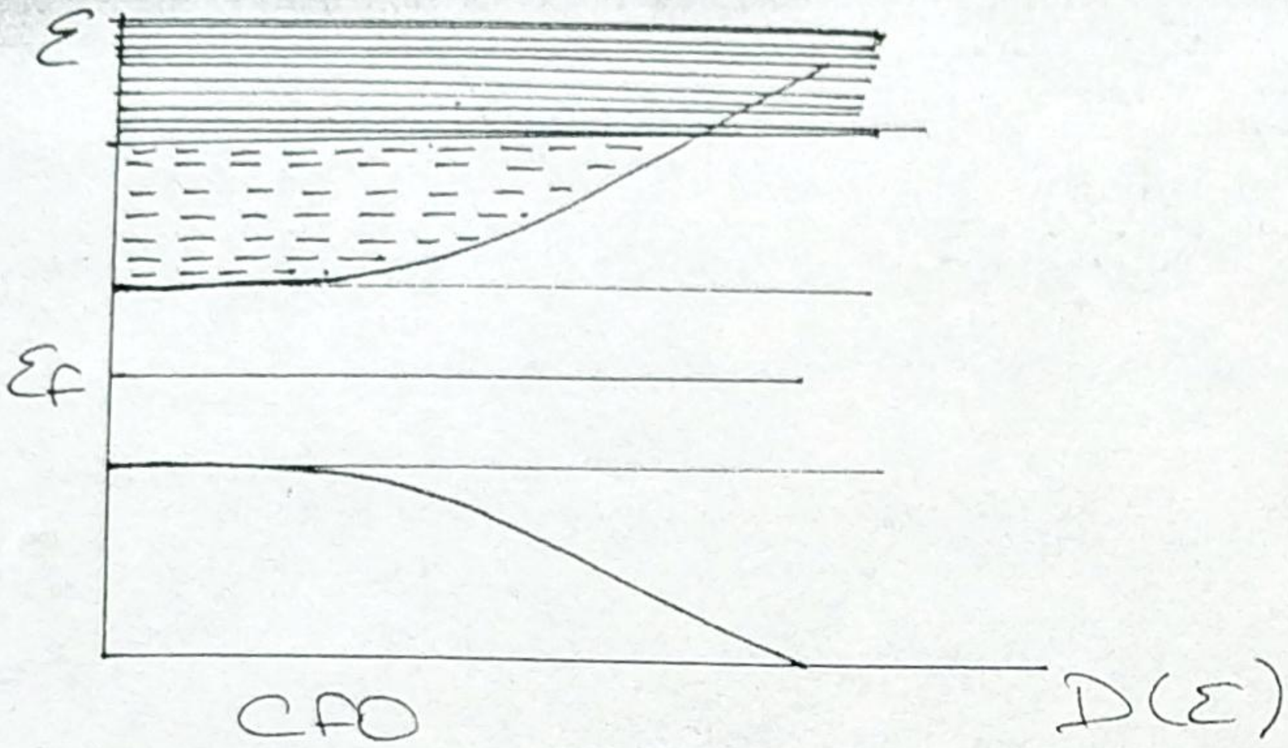
Yazıyıcının bir lokal orbitalden başka bir orbitale geçmesi ancak fonon yardımıyla olur. Fonon-elektron etkileşmesiyle iletkenlik artar.



Orbitaller lokal.

Durum yoğunluğunun arttığı enerjilerde, çukurlar artacak, yaygın orbitaller oluşucak. Yaygın orbitaller, elektronun fononsuz hareket edebildiği durumdur. Lokal orbitallerde elektronlar fononsuz hareket edemezler.

Bu orbitallerin meydana gelişinde birtakım yaklaşımlar yapıyoruz. İlk olarak lokal orbitallerin dahi bulunmayacağı yasak enerji bölgesi tanımlıyoruz.

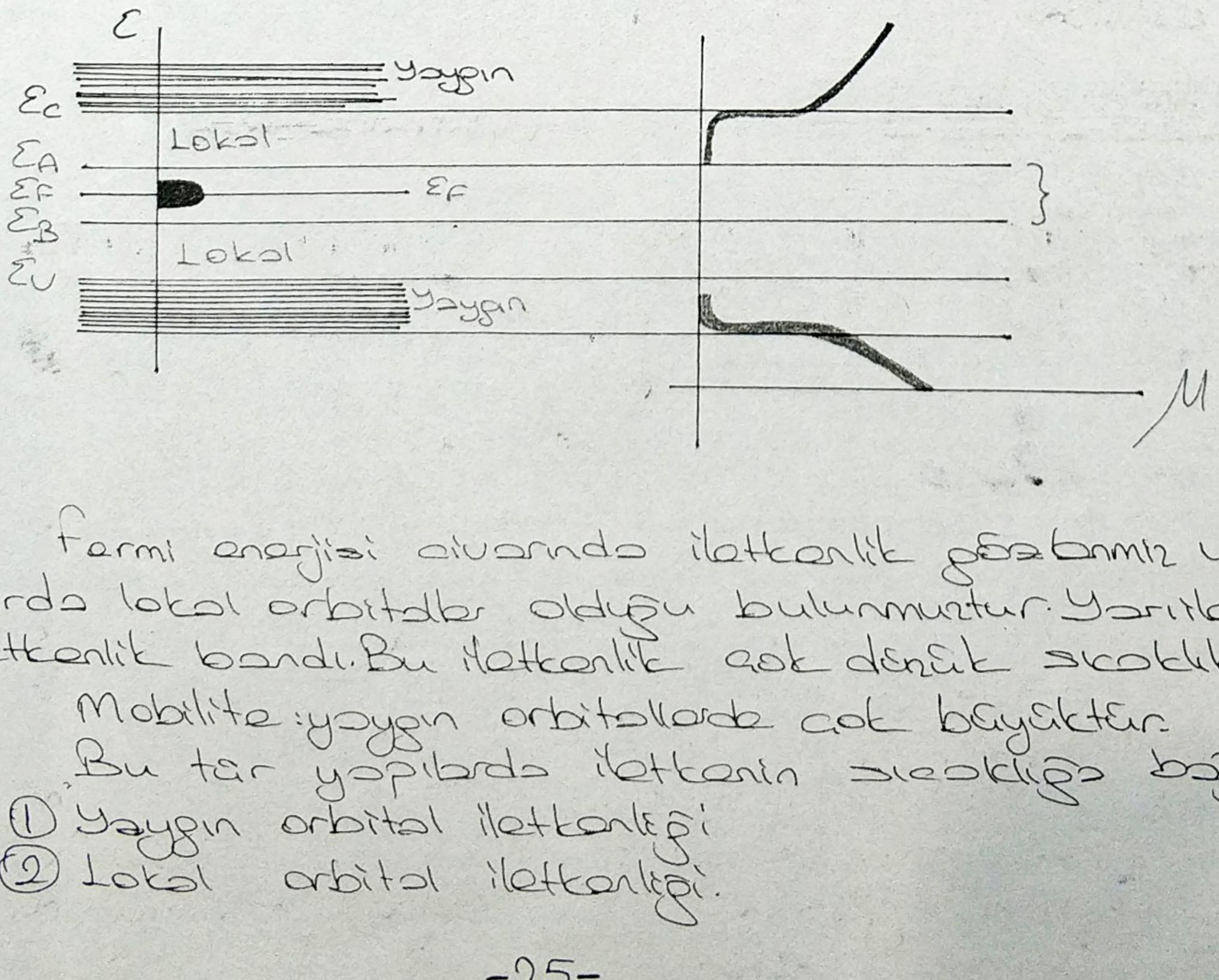


Kovalent orbitallerde hiç elektron olmaması demek, hiç kovalent bağ yok demektir.

Bir elektron varsa kovalent bağ nötr, D^0

Hiç yoksa D^+

Lokal orbitallerdeki elektronlar alandan etkilenmez. Fonon yardımı gerekir. Yaygın orbitallerde fonona ihtiyaç yok.



Fermi enerjisi civarında iletkenlik gözlenmiş ve bu bantlarda lokal orbitaller olduğu bulunmuştur. Yarıiletkenin iletkenlik bandı. Bu iletkenlik çok düşük sıcaklıklarda.

Mobilite: yaygın orbitallerde çok büyüktür.

Bu tür yapılarda iletkenin sıcaklığa bağlılığı

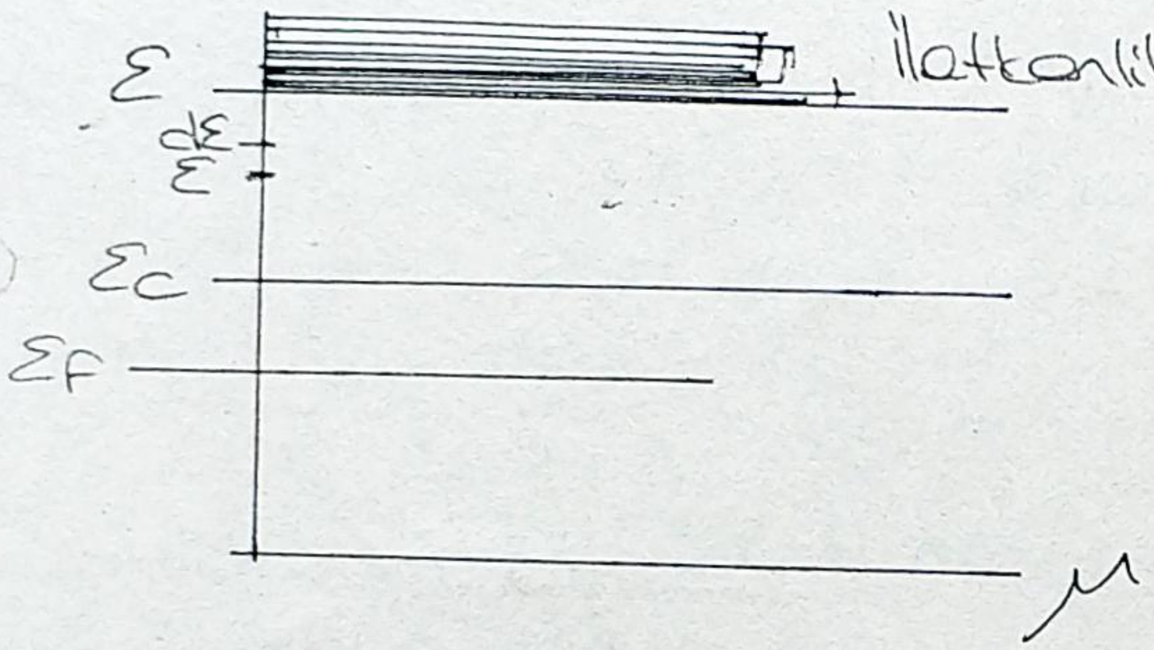
① Yaygın orbital iletkenliği

② Lokal orbital iletkenliği.

YAYGIN ORBİTAL İLETKENLİĞİ

Yaygın orbitallerde mobilite GEP'e kıyasla küçüktür. Oda sıcaklığında dahi yaygın orbitallere çıkan elektron sayısı çok fazladır.

GEP'te elektron yoktur. ε_f'nin doluluk olasılığının $\frac{1}{2}$ olması burada elektron olduğu için değildir. Buradan elektron gazı olduğu içindir.



Kristale benzetilen diyagramda mobilite sınırına ε_c diyoruz.

ε ile $\varepsilon+d\varepsilon$ arasındaki orbital sayısı, $D(\varepsilon)d\varepsilon$
ε ile $\varepsilon+d\varepsilon$ arasındaki dolu olan orbital sayısı, $D(\varepsilon)d\varepsilon f(\varepsilon)$

İletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu,

$$n = \int_{\varepsilon_c}^{\infty} D(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad , \quad \frac{N}{G} \ll 1$$

Yaygın orbitallerde elektron sayısı az orbital sayısı çok.

Öyleyse $D(\varepsilon) = D(\varepsilon_c) = sbt.$

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon_c - \varepsilon_f)/kT}}$$

$\frac{N}{G} \ll 1$ olduğundan Fermi-Dirac istatistiği yerine Boltzman istatistiği kullanılabilir.

$$f(\varepsilon) = e^{-(\varepsilon_c - \varepsilon_f)/kT}$$

$$n = D(\mathcal{E}_c) \int_{\mathcal{E}_c}^{\infty} e^{-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F)/KT} \, d\mathcal{E}$$

$$\underline{n = D(\mathcal{E}_c) KT \, e^{-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F)/KT}}$$

yaygın orbitallerin bulunduğu bölgeddeki elektron konsantrasyonu.

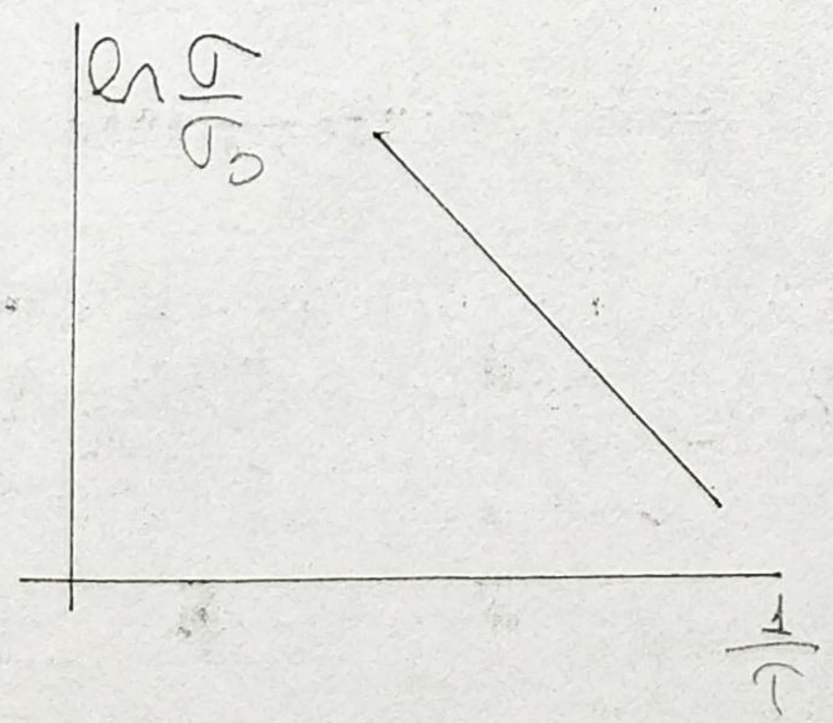
$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu$$

$$\sigma = \underbrace{D(\mathcal{E}_c) \cdot e \cdot \mu_c \cdot KT}_{\sigma_0} \cdot e^{-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F)/KT}$$

$$\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F = \Delta\mathcal{E}$$

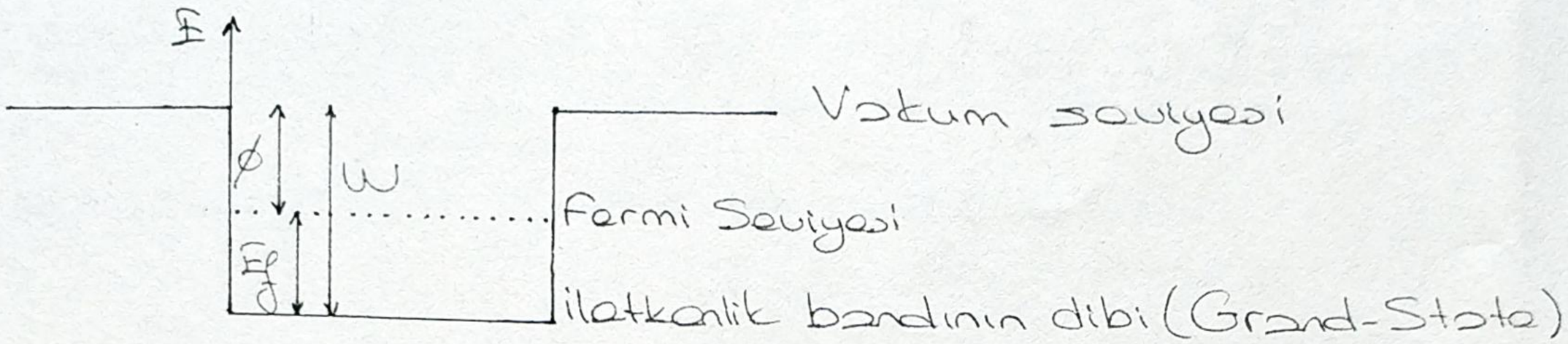
$$\boxed{\sigma = \sigma_0 e^{-\Delta\mathcal{E}/KT}}$$

$$\ln \frac{\sigma}{\sigma_0} = -\Delta\mathcal{E} \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{T}$$



Bu grafiğin eğiminden $\Delta\mathcal{E}$'yi hesaplayabiliriz.

BİR İLETKENDEKİ ELEKTRONLARIN ENERJİ DİYAGRAMI

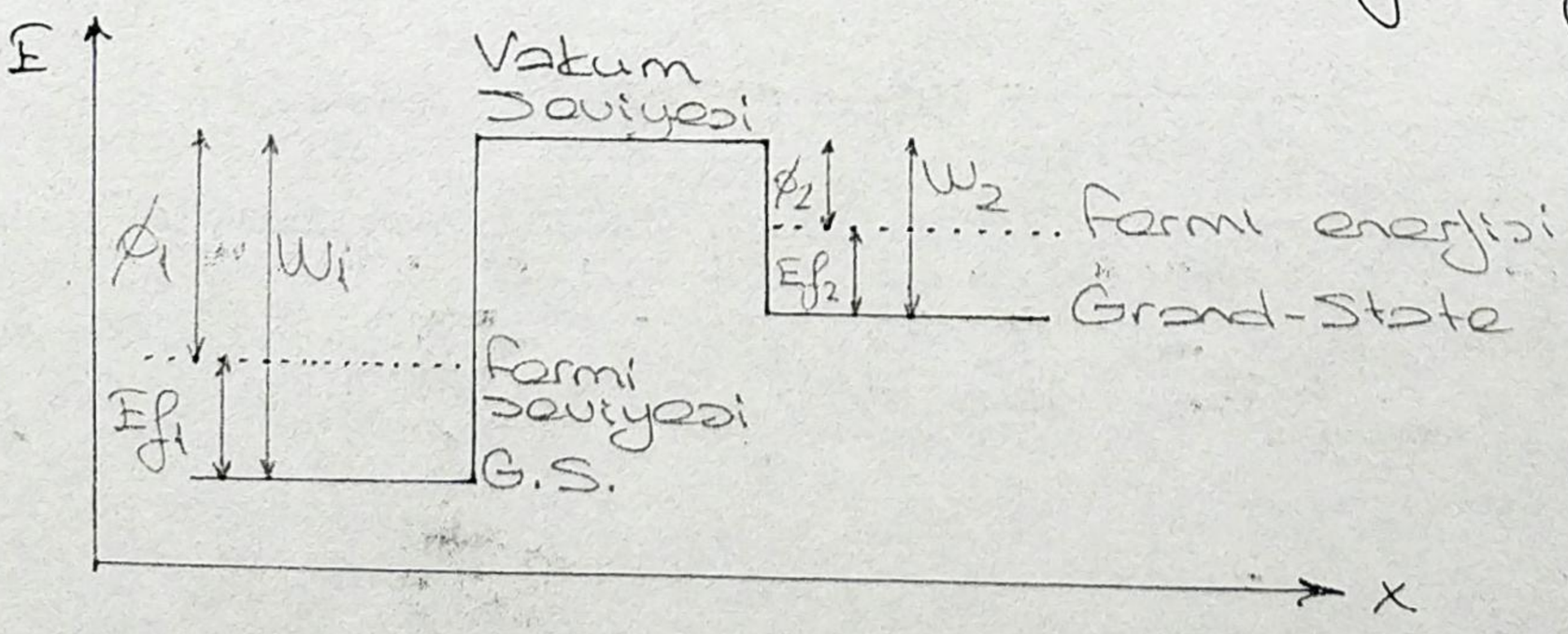


ϕ: aktı izi, bir elektronu fermi enerji düzeyinden koparmak için gerekli enerji.

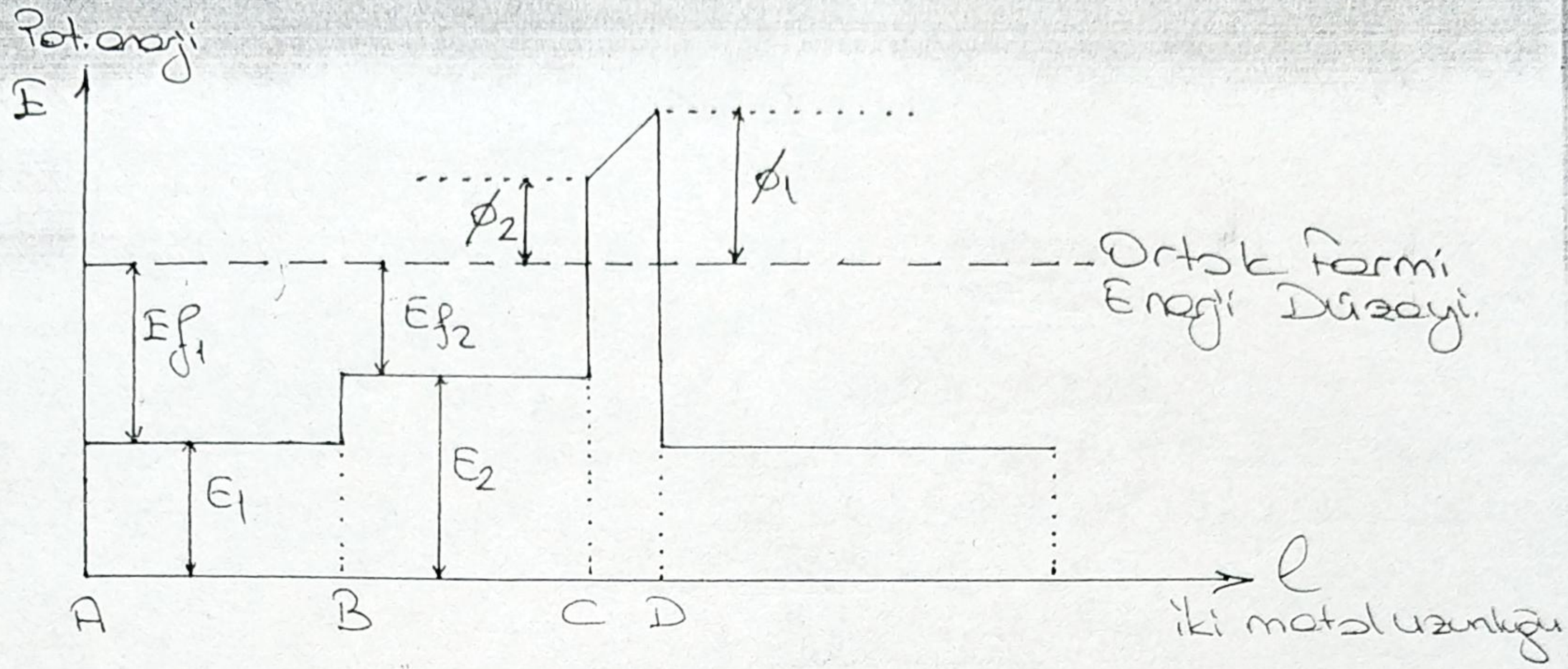
$$W = E_f + \phi$$

Birbirinden farklı iki metali birbiriyle temas ettirelim. Bu iki metalin fermi seviyeleri farklı olacağından fermi seviyeleri eşitlenceye kadar elektron akışı olacaktır. Bu iki metal için kontak potansiyelini bulalım.

Kontak öncesi metallerin enerji diyagramı.



Vakum seviyesinde elektrona hiçbir potansiyel uygulanmıyordur. Şeklin sol tarafı 1. metale, sağ tarafı 2. metale aittir. E_{f_1}, birinci metalin fermi enerjisi E_{f_2}, ikinci metalin fermi enerjisi. ϕ_1 ve ϕ_2 aktı izi olmakla birlikte, W_1 birinci metalin grand-stotinden bir elektronu çıkarmak için gerekli enj. W_2 ise ikinci metalin grand-state'ndeki bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji.



AB arası birinci metalin Grand-State'i, E_1
BC arası ikinci metalin Grand-State'i, E_2

Kontaktan sonra yük nötralliği bozuldu. D noktasında yine birinci metalin Grand-State'i oluşuyor.

1. metal ile 2. metal arasında bir pot. farkı oluştu Dolayısıyla, $\phi_1 = \phi_2 + eV_2$

$$V_2 = \frac{\phi_1 - \phi_2}{e}$$

Bu potansiyel farkına kontak potansiyel farkı veya volta potansiyel farkı denir.

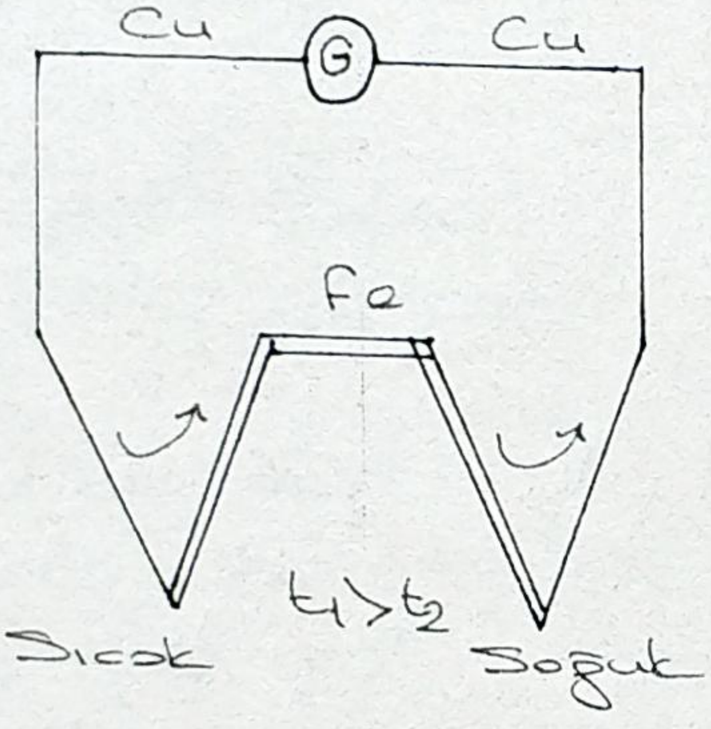
Bu iki metalin fermi seviyeleri arasındaki fark Galvani potansiyel farkı denir.

$$\frac{E_{f_1} - E_{f_2}}{e} = V_{c_1} - V_{c_2}$$

Metallerin birbirlerine elektron geçişi nedeniyle bir metal daha pozitif, diğeri daha negatif hale geldi. Bu sebeple bu potansiyel farkı oluşuyor.

TERMOELEKTRİSİTE

1.) Seebeck Tesiri: 1822 de Berlinli Thomas Johann Seebeck iki maden, arasında bir elektrolit bulunmadan kapalı bir devre oluşturur ve temas noktaları farklı sıcaklıklarda tutulursa akım verdiklerini keşfetmiştir. Termoelektrik çift ismi verilen böyle bir tertip Şekil 1. de görülmektedir.



Şekil 1: Bakır-Demir Termoçifti.

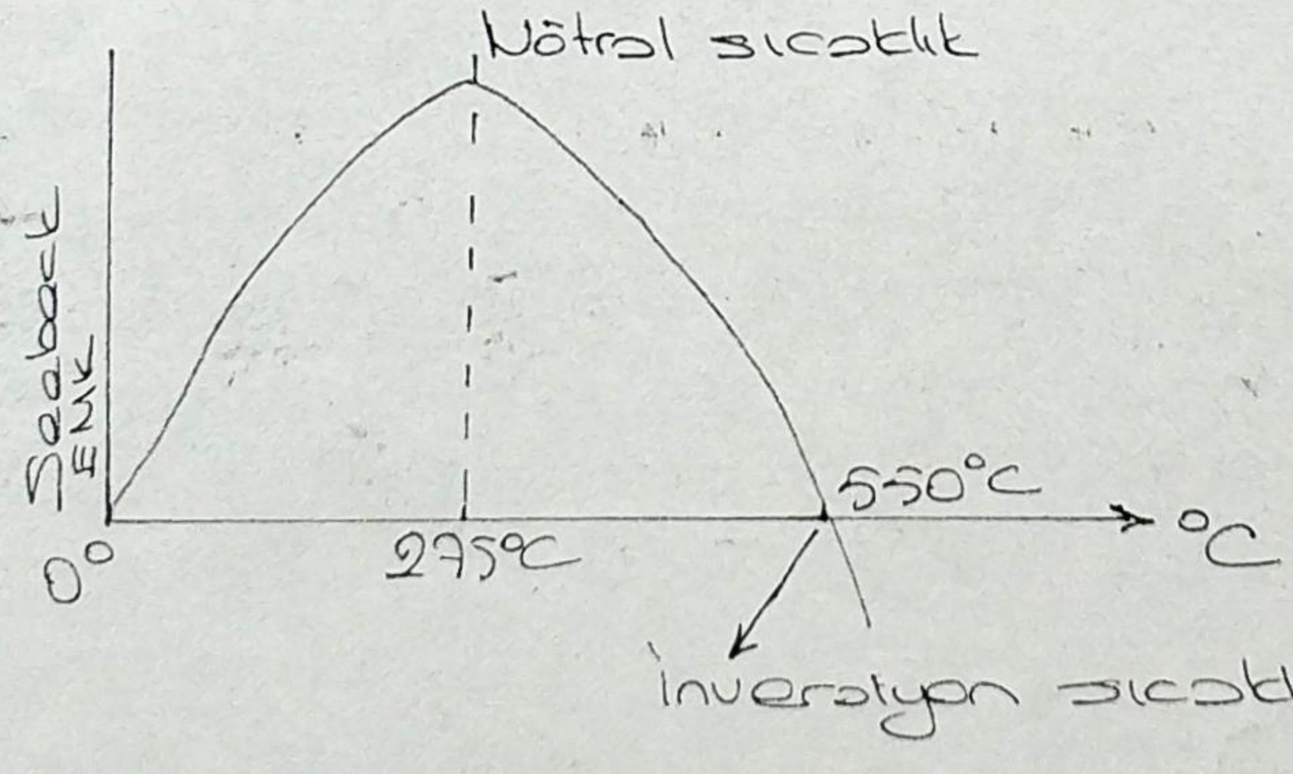
Seçilen madenler bakır ve demirdir. Soğuk değme noktası $t_2 = 0°C$ ta tutularak diğer değme noktası ısıtılırsa devredeki G galvanometresi sıcak değme noktasındaki bakırdan demire doğru geçen bir akım gösterir. Bu akımın elde edilmesi Seebeck elektromotor kuvvetinin varlığını gösterir. Termoelektrik elektromotor kuvvetleri çok küçüktür. Temas noktaları arası sıcaklık farkı $1°C$ olduğu zaman bakır-demir çifti 16.10^{-6} volt mertebesinde bir elektromotor kuvvet temin eder. Uçları birbirinin aynı sıcaklıkta bulunan üçüncü bir maddenin devreye girmesi, elektromotor kuvvete etki etmez. Buda termoelektrik çift devresine, galvanometre, voltmetre veya potansiyometre gibi ölçü aletlerinin, elektromotor kuvveti değiştirmeden girmelerini sağlar.

Seebeck elektromotor kuvvetlerinin çeşitli sıcaklıklardaki değerini kabaca tayin etmek için, $E = IR$ Ohm kanunu kullanılabilir. Burada I galvanometreden akan akım, R devrenin toplam direncidir. Teller'in dirençleride sıcaklıkla değiştiğinden böyle bir ölçü tamamen doğru olmaz. Buna karşılık pratikte direnci çok büyük bir tel

termodoktrik çifte zari bağlanarak direncinin sıcaklıkb değişme miktarı ihmal edilecek kadar küçültülebilir.

2.) Seebeck Elektromotor Kuvvetinin Sıcaklıkb Değişmesi:

Bakır-demir çiftinin bir değme noktasını 0°C ta tutup diğer değme noktasını yavaş yavaş ısıtırsak akım ve dolayısıyla elektromotor kuvvetin yaklaşık olarak 275C da max. değerini alacak şekilde değiştiğini görürüz. Sıcaklık 275°C 'tan daha büyük değerlere çıkarılırsa elektromotor kuvvet küçülerek 550°C dan sıfır değerini alır. 550°C dan yüksek sıcaklıklarda elektromotor kuvvetin yönü değişir ve akım sıcak temas noktasında demirden bakıra doğru geçmeye başlar. Şekil 2-de Seebeck elektromotor kuvvetinin iki değme noktasının sıcaklık farklarına göre değişimi görülmektedir. Madeni çiftlerinin çoğu için bu eğri bir parabeldir. Eğrinin max. değeri aldığı sıcaklığa nötr nokta ve elektromotor kuvvetin yön değiştirdiği noktaya çevrilme noktası ismi verilir. Bakır-demir çiftinde bu noktalar sırası ile 275°C ve 550°C dir.



Şekil 2

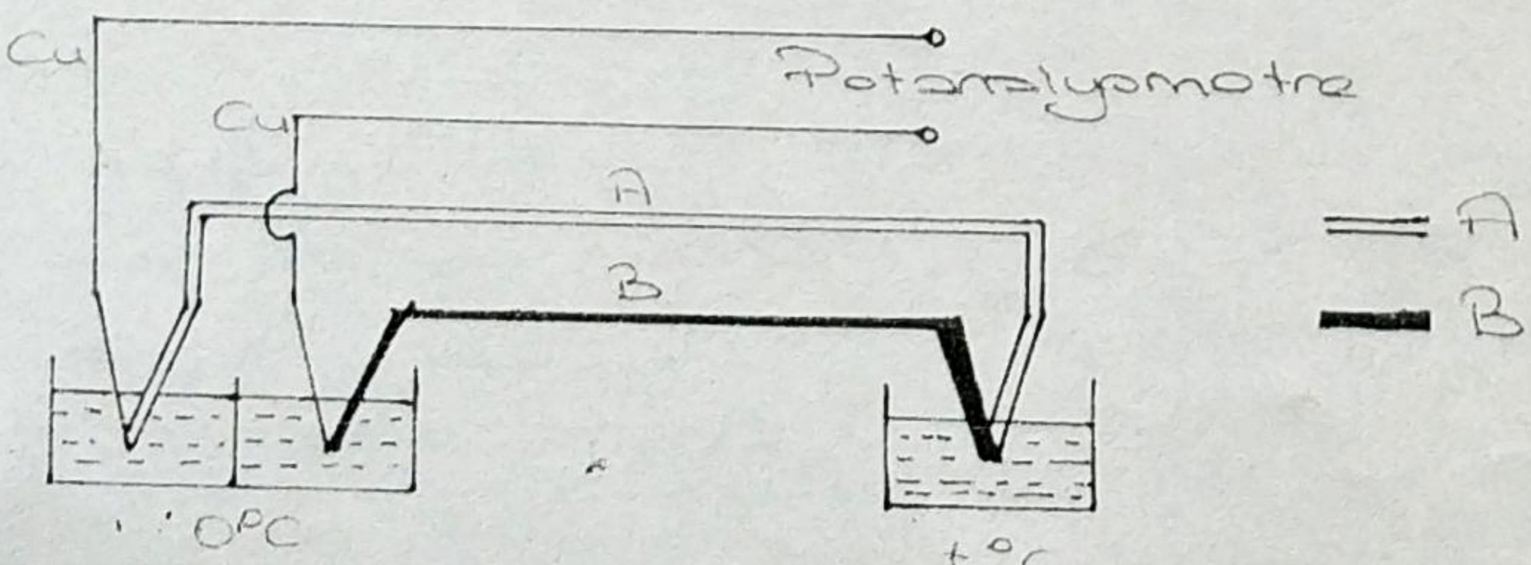
3.) Termoelektrik Çiftlerin Kullanılmaları:

Termoelektrik çiftlerin elektromotor kuvvetleri çok küçük olduğundan elektrik enj. kaynağı olarak kullanılmaları faydalı olmaz. Bunlar pratikte sıcaklık, sıcaklık farkı ve radyo tertiplerindeki yüksek frekanslı alternatif

akım ölçülerinde kullanılırlar. Termoelektrik çiftler çok ince teldan yapıldıkları için dağma noktasının bu kaynaklara çok küçük yapılabilir. Ve bu tertipler ısı muhtevaları çok az olan sistemlerin sıcaklıklarını ölçmede kullanılabilirler.

Verilen bir maden çifti için elektromotor kuvvetin sıcaklıkla değişimi, E ile sıcaklık arasında bir eğri çizerek veya sabit katsayıları deneyle tayin edilen ampirik formüller kullanılarak tayin edilebilir. Bu dağma noktası, genellikle sıfır olan, sabit bir sıcaklıkta tutularak diğer noktanın sıcaklığı, Seebeck elektromotor kuvvetin ölçülmesi ve bir referans eğrisi yardımıyla tayin edilebilir. (Şekil 2) E ile t arasındaki bağlantıyı gösteren ampirik formül muhtelif şekillerde bulunabilir. Şekil 2'deki eğri yaklaşık olarak, $E = Bt + \frac{Ct^2}{2}$ eşitliği ile gösterilebilir. Burada soğuk nokta 0°C ve sıcak nokta t°C dadır. Bu denklemdeki iki sabit katsayı, elektromotor kuvvet sıcak noktanın farklı iki sıcaklığında, ölçülerek tayin edilebilir. Bundan sonra diğer bir elektromotor kuvvete tekabül eden sıcaklık formülden hesaplanabilir.

Şekil 3'te E'nin farklı sıcaklıklarda ölçülmesini sağlayan potansiyometre görülmektedir. Termoelektrik çift A ve B maddelerden yapılmıştır. Potansiyometreye bağlama telllerinin çiftin yapıldığı maddeden yapılması uygun olmadığından bakır kullanılır.



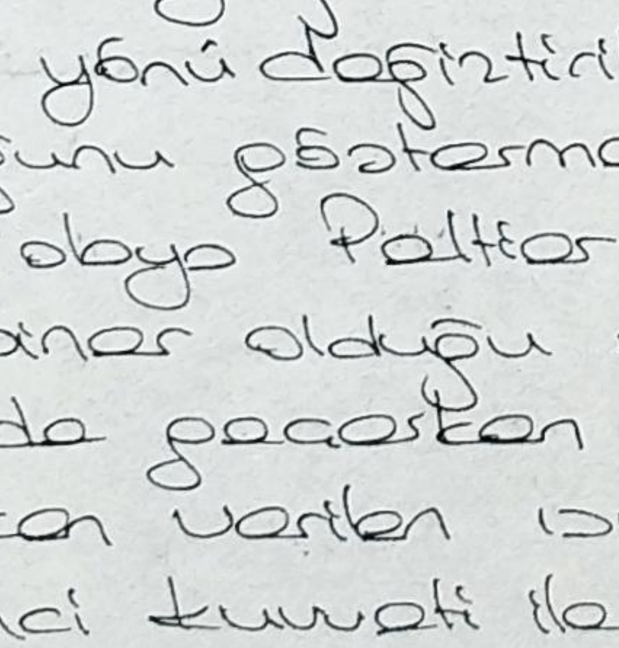
Şekil 3

Bakırdan ileri gelebilecek herhangi bir tesiri önlemek için, bakırla A ve B'nin bağlanma noktaları 0°C ta tutulurlar. A-B değme noktası ise t sıcaklığındadır.

4.) Peltier Tesiri:

Termoelektrisiteye ait su soru sorulabilir. Seebeck elektromotor kuvvetinin enerji kaynağı nedir? Peltier birbirinin aynı olmayan iki maddeden akım geçirildiği zaman, enerjinin bir temas noktasında absorblanıp diğerinde serbest hale geçtiğini müşahede etmiştir. Bu, bu alandaki esas temeli teşkil etmektedir.

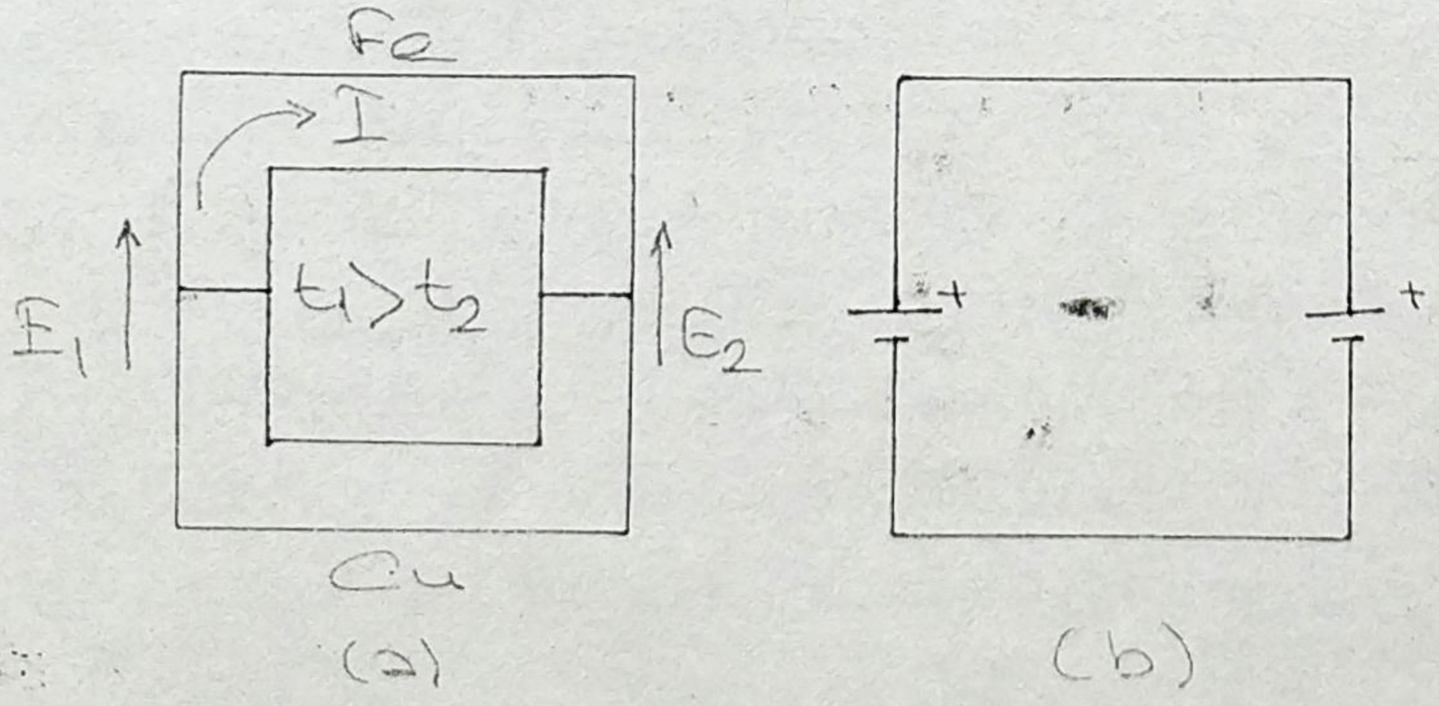
Bu soğuma ve soğumayı aşağıdaki deneyle gösterebiliriz. Bir bakır-demir termoelektrik çifti, Şekil 4'te görüldüğü gibi, bir U tüpü içinde birbirine lehimlenmiştir. Kapiler tüp içindeki bir damla yağ A ve A' temas noktalarını birbirinden ayırmaktadır. Bakırdan demire doğru bir akım geçirildiği zaman A lehim noktası soğumakta A' noktası ısınmakta ve A' civarında hava basıncı A'dakinden büyük olmaktadır. Bu halde yağ damlası A'ya doğru hareket eder. Akımın yönü değiştirilirse damla A'nın ısınıp A'nın soğuduğunu göstermek üzere A'ya doğru hareket eder. Bu olayı Peltier tesiri denir ve bu deneyle olayın tersinir olduğu anlaşılır. Demekki aynı akım bir yönde geçerken absorblanan ısı, ters yönde geçerken verilen ısıya eşittir. Hasıl olan ısının akımın birinci kuvveti ile orantılı olduğu bulunmuştur. Bu Peltier ısınması ile adi ısınma arasında büyük bir fark vardır.



Şekil 4

Bir dirençte akımın hasıl ettiği ısının akımın karesi ile orantılı olduğu (Joule kanunu) bilinmektedir. Bundan başka Joule ısısı tersinir değildir. Akımın yönü ne olursa olsun aynı ısı hasıl olur.

Akım bakırdan demire doğru geçtiği zaman A'nın enerji absorblaması lehim noktasında Cu'dan Fe'ye doğru bir E_1 elektromotor kuvveti olduğunu gösterir. A'da enerji verilmesi A'da Cu'dan Fe'e doğru bir E_2 elektromotor kuvveti olduğunu gösterir. Akım E_1 yönünde geçerse, yani elektrik ısısı yönünde olursa, akım üzerine iş yapılır, ısı absorblanır ve lehim noktası soğur. Akım E_2 boyunca geçerse, akım iş yaparak ısı hasıl eder ve bu lehim noktasını ısıtır. Bunun bataryalarla benzerliği Şekil 5-b'de görülmektedir. E_1 ve E_2 nin değerleri kullanılan maddelere ve lehim noktalarının mutlak sıcaklıklarına bağlıdır. Eğer bir lehim noktası diğerinden daha sıcaksa, meselâ 1°-sıda 550 dereceden aşağıda bulunan bakır-demir çiftinde E_1, E_2'den büyük olup akım Şekil 5-a daki yönde geçer.

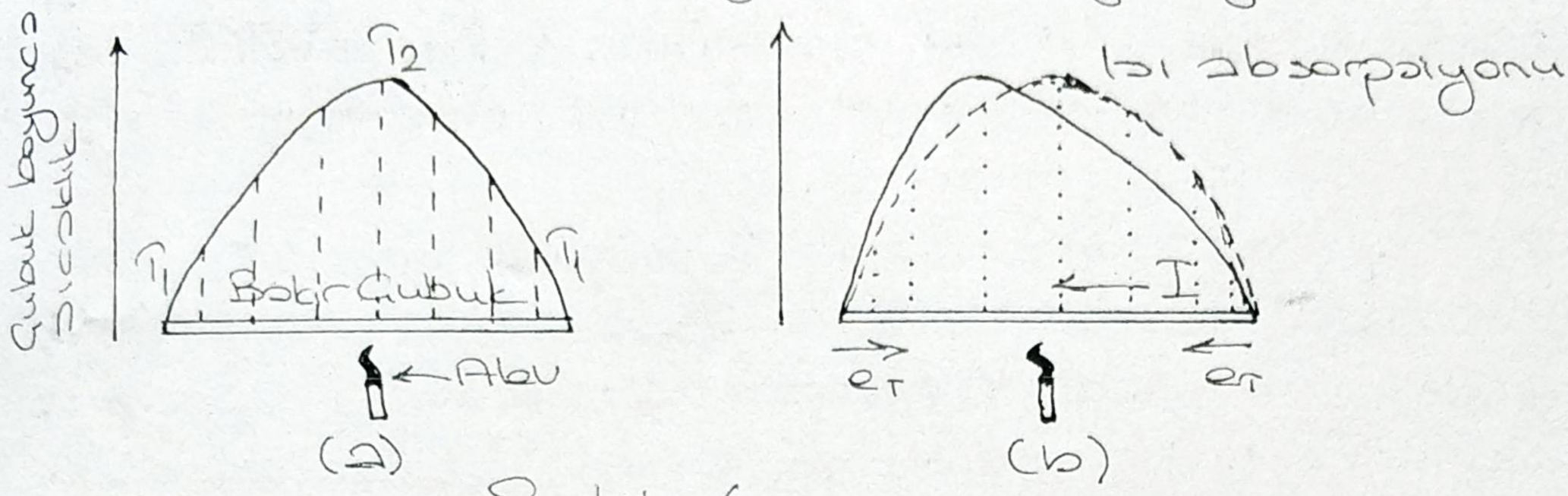


Şekil 5

5.) Thomson Tesiri

1854 te William Thomson termoelektrik çifte sade ce lehim noktalarındaki Peltier elektromotor kuvveti enerji kaynağını teşkil ederse, Seebeck elektromotor kuvvetinin sıcaklığın birinci kuvvetine bağlı olması gerektiğini göstermiştir.

Şekil-6 ısı bunun doğru olmadığını göstermektedir.



Şekil-6

Thomson bundan termoelektrik çiftte diğer bir elektromotor kuvvet kaynağı daha bulunduğunu ve bunun maddeler arasındaki sıcaklık farkına bağlı olduğunu (sıcaklık gradyenti) anlamıştır. Bu elektromotor kuvvetin varlığı şöyle açıklanabilir: Bir bakır çubuğun ortasından T_2 sıcaklığına kadar ısıtılır ve uçları T_1 akat sıcaklığında tutulursa çubuk üzerinde, Şekil 6-a'da görülen, simetrik sıcaklık gradyenti hasıl olur. Herhangi taraftaki ordinatın değeri çubuğun bu noktadaki sıcaklığının bir ölçüsüdür. Bu çubuktan bir I akımı geçirilirse, çubuk üzerindeki sıcaklık dağılımı bir miktar değişecek ve Şekil 6-b'deki gibi olacaktır. Bu noktayı çubuk üzerinde bir e_T elektromotor kuvveti hasıl olmuştur şeklinde ifade edebiliriz. Çubuğun bir ucunda akımın yönü e_T ninkinin aynı olup enerji absorblanmakta, diğerinde ise enerji verilmektedir.

Deney ve teori; $e_T = \int_{T_1}^{T_2} \sigma \, dT$ olduğunu göstermektedir. Burada sıcaklıkları $T_1{}^\circ K$ ve $T_2{}^\circ K$ olan iki nokta arasında, birim sıcaklık farkına sebebet eden elektromotor kuvvettir. σ faktörüne Thomson katsayısı denir ve değeri birkaç mikrovolt derecedir.

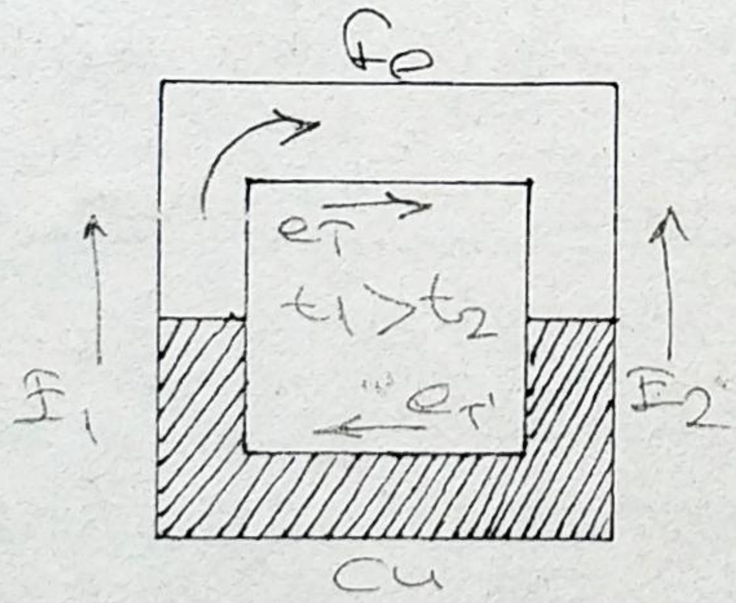
Görülüyorki Thomson elektromotor kuvveti bir noktada kalmayıp, çubuk üzerinde sıcaklık

gradyanı olan bütün noktaların dağılmasıdır. Eş sıcaklıktaki değerı madene ve madenin üzerindeki sıcaklık gradyantine bağlıdır.

6.) Tam Termoelektrik Devre:

Yukarıdaki analizden E Seebeck elektromotor kuvvetinin, dört elektromotor kuvvetin toplamı olduğu anlaşılmaktadır. Bunlar lehim noktalarındaki E_1 ve E_2 Peltier elektromotor kuvvetleri, ile biri madenlerin birindeki eş diğeri diğerindeki eş Thomson elektromotor kuvvetleridir. Ohalde Seebeck elektromotor kuvveti: $E = E_1 - E_2 + e_T + e'_T$ olur.

Bu elektromotor kuvvetler Şekil-7'de gösterilmişlerdir. 550 °C'den aşağı olan ısı sıcaklığı için akımda gösterilmiştir. Yukarıdaki eşitlikteki elektromotor kuvvetlerin sıcaklığın fonksiyonu olduklarını unutulmamalıdır.



Şekil-7

DENEY:

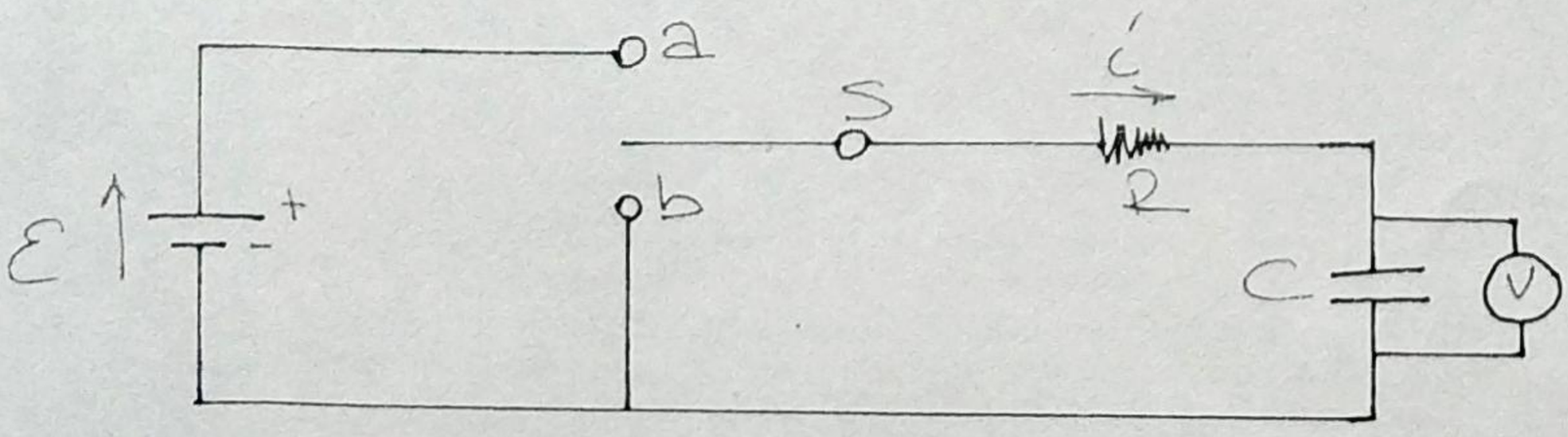
Termoçiftler hakkında bilgi edindikten sonra, artık bir termoçift yapabiliriz.

Termoçiftlerin farklı iki madenden yapıldığını öğrendik. Burada akla gelen ilk soru, bu iki maden nasıl birleştirilecek? Bunları birleştirmek için bir enerjiye ihtiyaç olduğu ortadadır. Bu enerjiyi nasıl temin edeceğiz? Deneysel çalışmamıza başlamadan önce bu sorulara cevap arayalım.

Kondansatörlerin yük depolayabileceğini biliyoruz. Eğer bu yükleri bu iki madenin bir uçlarına verip, diğer uçlarında birleştirecek olursak, teori kısmında değindiğimiz, kontak potansiyel farkı iki metalin temas noktasında oluşacaktır. Yani bir enerji oluşacaktır. Bu enerji sebebiyle iki metalin ucu eriyecek soğuduğunda ise iki maden birbirine yapışacak. Dolayısıyla iki maden birleşerek bir termoçift yapılmış olur. Şimdi bu olayı biraz daha açıklıyarak, bir laboratuvar ortamında bir termoçifti nasıl yaptığımızı açıklayalım.

Görüldüğü gibi yük depolayabilmek için bir kondansatör, yük oluşturmak içinde bir güç kaynağına ihtiyaç vardır.

Bir kondansatörde yük depolayabilmek için aşağıdaki düzeneği kuralım.



Şekil-1

Kondansatördeki potansiyel farkını izleyebilmek için devreye bir voltmetre bağlıyoruz.

Bu deneyi gerçekleştirmeden önce, devre üzerindeki devre elemanları hakkında ve herhangi bir hataya karşılık tehlikelerden korunmanın nasıl olacağını açıklayalım.

Bir dt zamanı içinde devrenin herhangi bir kesitinden dq(=idt) kadar bir yük geçer. Devreyi besleyen emk. tarafından bu zaman süresince yapılan iş ($=\mathcal{E}dq$) dirençte joule enerjisi olarak ($=i^2Rdt$) açığa çıkan enerji ile kondansatörde depo edilen potansiyel enerjinin ($=dU=d(q^2/2C)$) toplamına eşittir.

Enerjinin korunumundan;

$$\mathcal{E}dq = i^2Rdt + d(q^2/2C)$$

$$\mathcal{E}dq = i^2Rdt + \frac{q}{C}dq \quad \text{(Her iki tarafı dt'ye bölelim)}$$

$$\mathcal{E}\frac{dq}{dt} = i^2R + \frac{q}{C}\frac{dq}{dt} \quad , \quad i = \frac{dq}{dt} \text{ olduğundan}$$

$$\mathcal{E}i = i^2R + \frac{q}{C}i \Rightarrow \underline{\mathcal{E} = i.R + \frac{q}{C}}$$

Bu denklem, $\mathcal{E} - iR - \frac{q}{C} = 0$ şeklinde yazılabilir.

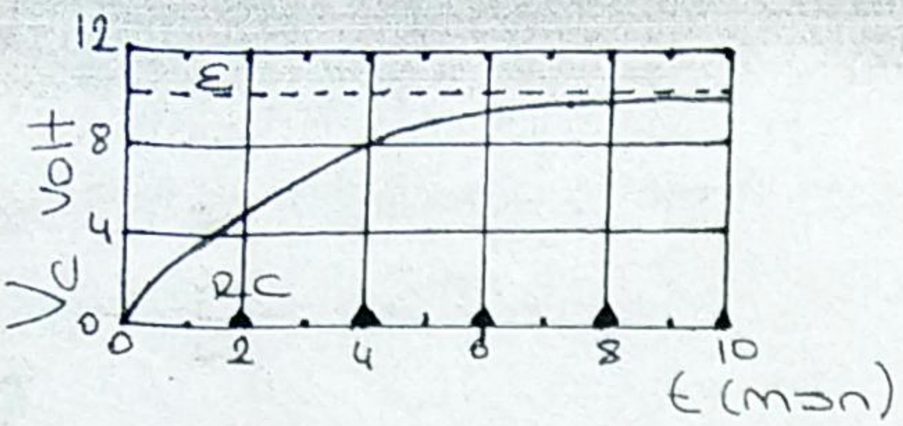
$i = \frac{dq}{dt}$ yazılırsa; $\mathcal{E} = R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} \Rightarrow$

Bu denklemin çözümünden; $\underline{q = C\mathcal{E}(1 - e^{-t/RC})}$

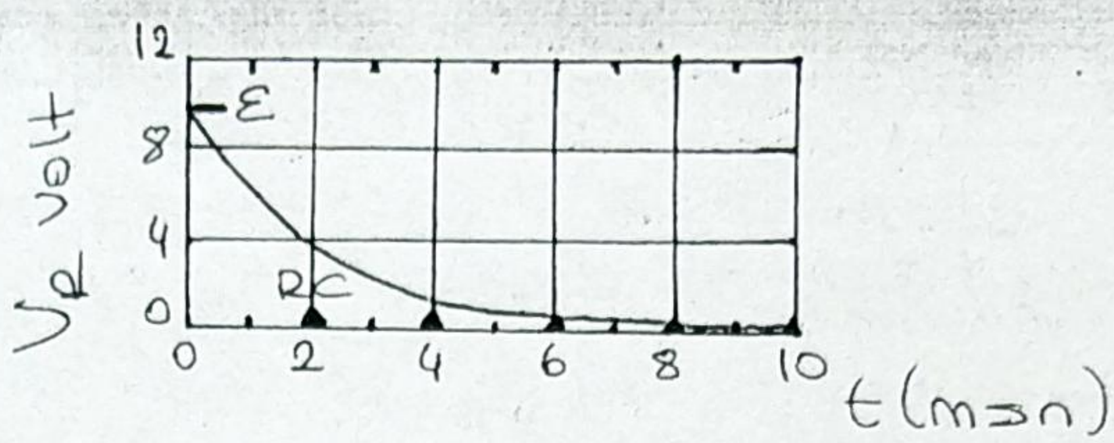
Bu denklemin t'ye göre türevini alırsak,

$$\frac{dq}{dt} = i = -\mathcal{E}C\left(-\frac{1}{RC}\right)e^{-t/RC} \Rightarrow \underline{i = \frac{\mathcal{E}}{R}e^{-t/RC}}$$

Şekil-2'de, yüklenme sırasında, kondansatörün iki ucu arasındaki potansiyel farkı V_C ile direncin iki ucu arasındaki potansiyel farkı V_R'nin zamanla değişimleri gösterilmiştir. $V_C = \frac{q}{C}$, $V_R = i.R$



(a)



(b)

Şekil-2

Şekil-1'deki anahtar a konumuna getirildikten sonra, (a) V_C(g/c) ve (b) $V_R = i.R$ nin zamana göre değişimi. Alt kısımdaki içi dolu üçgenler devrenin zaman sabitini göstermektedir. RC = 2.0 ms, R = 2000Ω, C = 1.μf ve ε = 10 volttur.

RC çarpımı zaman boyutunda olup kondansatörün zaman sabitidir.

Kondansatörde denge durumunda yani kondansatör dolduğu zaman, bulunması gereken yük miktarının $(1-e^{-1})$ kadarı (%63) kondansatörün dolması için geçen zamandır. Bunu göstermek için t=RC koyalım $\longrightarrow$ $q = C\varepsilon(1-e^{-1}) = 0{,}63C\varepsilon$

Şekil-1'de dikkati çeken bir öğe R direncidir. Şayet R direnci sıfır olsaydı, S anahtarı a konumuna getirilir getirilmez, kondansatördeki q yükü hemen Cε denge değerini alırdı. Bu durumda kondansatörün kapasitesinin müsaade ettiği değerin kondansatörde birikecektir.

Buraya kadar bir sorun olmamakla beraber deneysel çalışmamızda bir sorunla karşılaşmaktayız. Kullandığımız güç kaynağı bir takım sınırlamalarla çalışmaktadır. Güç kaynağı, 0.1 Amperden fazla akım çekilmesine ve 400 volttan fazla gerilim sınırlanmasına müsaade etmiyor. Kondansatörün dolması için kaynaktan 0.1 amperden fazla akım çekmek kaynağa zarar verecektir. Bu yüzden devreye bir koruma direnci koyuyoruz.

Bu korumə direncinin dəyəri nə olmalıdır?

Dənəydə tərəcift yəpımı üçün yəkəbəşik 100 voltluk bir potənsiyal fərkı kullənmənız yetərli olmətə. Güc kəynəğı ilə ən fəzlə 0.1 ampər ətım cəkilməsinə müsəidə etməktədir.

$$V = IR \Rightarrow R = \frac{V}{I} = \frac{100 \text{ volt}}{0.1 \text{ Ampər}} = 1000\ \Omega$$

Bəyləcə dəvrədə ən fəzlə dələnəbilecək ətım miktərını səbit hələ getirmiş əldük. Dəvrədən 0.1 ampərdən fəzlə ətım dələnmeyəcəktir. Fərkində olmədən kəynəktən 0.1 Ampərin üzərində ətım cəkilməyə bəşlənılırsə, korumə dirənci bunə müsəidə etməyecəktir. Çünkü dirənç üzərindən ən fəzlə 0.1 Ampər geçəbilməktədir. Bu şəkildə ələsı dikkətsizliğə kərşın güç kəynəğını korumuş olurus.

Burədə əkle gelen bir səru vərdır. Korumə direncini çok büyük ələrək, dəhə güvenli bir korumə səğləmış olməzmıyım?

Bu sərüyə cəvəp bulmək üçün, yukərıdə heseplədığımız korumə direncinin değərine göre, deneyde kullənəcəğımız kondənsətörlərin dəlmə zəmənını hesepləyəlım.

Dənəydə kulləndığımız kondənsətörlərin, kəpesitesi $90\,\mu F = 90.10^{-6} F$, korumə direncim ise $1000\ \Omega$,

$$t = RC = 1000 . 90.10^{-6} = 90.000 . 10^{-6} = 9.10^{-2} \text{ sn.}$$

Görüldüğü gibi kondənsətörlərimiz 9.10^{-2} sn. gibi kısə bir zəmənda dələcəklərdır.

Eğər korumə direncini çok büyük səmış olsəydık $t = RC$ dən görüldüğü gibi kondənsətörler dəhə geç dəlacəktı. Bu ise bizim için zəmən kəybından bəşka hiçbirşey olmeyəcəktır.

Kondansatörde biriktmiz yükün boşalması ile ters-mağnetik yapacağımıza göre bu durumu yani yükün boşalması durumunu biraz inceleyelim.

Şekil-1 deki S anahtarını b konumuna getirelim. Kondansatördeki yük ve akım zamanla nasıl bir değişim gösterir?

Anahtar b konumunda iken devreye uygulanmış bir emk yoktur.

$\mathcal{E} = iR + \frac{q}{C}$ denkleminde $\mathcal{E}=0$ koyarsak

$$iR + \frac{q}{C} = 0 \quad , \quad i = \frac{dq}{dt} \text{ koyarsak,}$$

$$R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \Rightarrow \underline{q = q_0 e^{-t/RC}}$$

Burada q_0 kondansatörün boşalmağa başlangıçtaki yük miktarıdır. Kondansatörün zaman sabiti RC, kondansatörün yüklenme ve boşalma ifadelerinde bulunur. Kolayca görülürki, $t=RC$ olduğunda yük, başlangıçtaki yükün $q_0 e^{-1}$ kadar altına düşmüştür. Bu ise başlangıçtaki yükün %37 sidir.

Kondansatörün boşalma esnasında akımın değeri, yukarıdaki yük formülünün t'ye göre türevi alınarak,

$$i = \frac{dq}{dt} = -\frac{q_0}{RC} e^{-t/RC}$$

Buradaki (-) işareti, akımın Şekil-1 de verilen akımla ters yönde olduğunu gösterir. Kondansatör boşaldığına göre, akım işaretinin (-) olması gerekir. Diğer taraftan $q_0 = C\mathcal{E}$ olduğuna göre

$$i = -\frac{\mathcal{E}}{R} e^{-t/RC}$$

$\frac{\mathcal{E}}{R}$ akımın başlangıç değeridir.

Laboratuvarda az sayıda kondansatör olduğundan, bunları seri bağlamak yerine paralel bağlayarak kullandık. Paralel bağlı kondansatörler, seri bağlı kondansatörlerden daha fazla kapasiteli olurlar. Paralel bağlamada;

$$C_{es} = C_1 + C_2 + \dots + C_n$$

Seri bağlamada;

$$\frac{1}{C_{es}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}$$

Bu yüzden deneysel çalışmamızda kullanılan sayıdaki kondansatörden daha fazla kapasita elde etmek için bunları paralel bağlayarak kullandık.

Burada 3 anahtarı diye söz ettiğimiz bir anahtar kullandık. Bu anahtar, termoçift yapılan devreden yani güç kaynağından akımı keserek daha güvenli bir çalışmamızı sağlamaktadır. Diğer bir sebep ise, deneysel çalışmalarda en çok önem göstermemiz gereken husus, devre elemanlarını korumaktır. Kondansatörlerin boşaltılması sırasında, kondansatörlerin kaynakla ilişkisini kesmeliyiz. Kondansatörlerin kaynakla ilişkisi kesilmezse, kondansatörler boşalmayacaktır. Başka bir şekilde kondansatörleri biz boşaltmaya çalıştıkça, kaynakta doldurucaktır. Bu ise güç kaynağına zarar verecektir.

Az önceda belirttiğim gibi deneyde en çok dikkat ettiğimiz husus devre elemanlarını korumaktır. Bu yüzden Şekil-1 deki gibi bir devreyi çalıştırmadan önce bir takım önlemler daha almalıyız. Bunda kaynağı topraklamaktır. Bir güç kaynağını topraklamadaki faydaları şöyle sıralayabiliriz.

1.) Kendimizi korumak amacıyla. Kaynakta meydana gelebilecek herhangi bir kaçak esnasında, bizim kaynağa dokunmamız, bu elektrik kaçağından zarar görmemize sebep olacaktır. Kaynağı topraklamamız böyle bir kaçağın toprağa verilmesini sağlar.

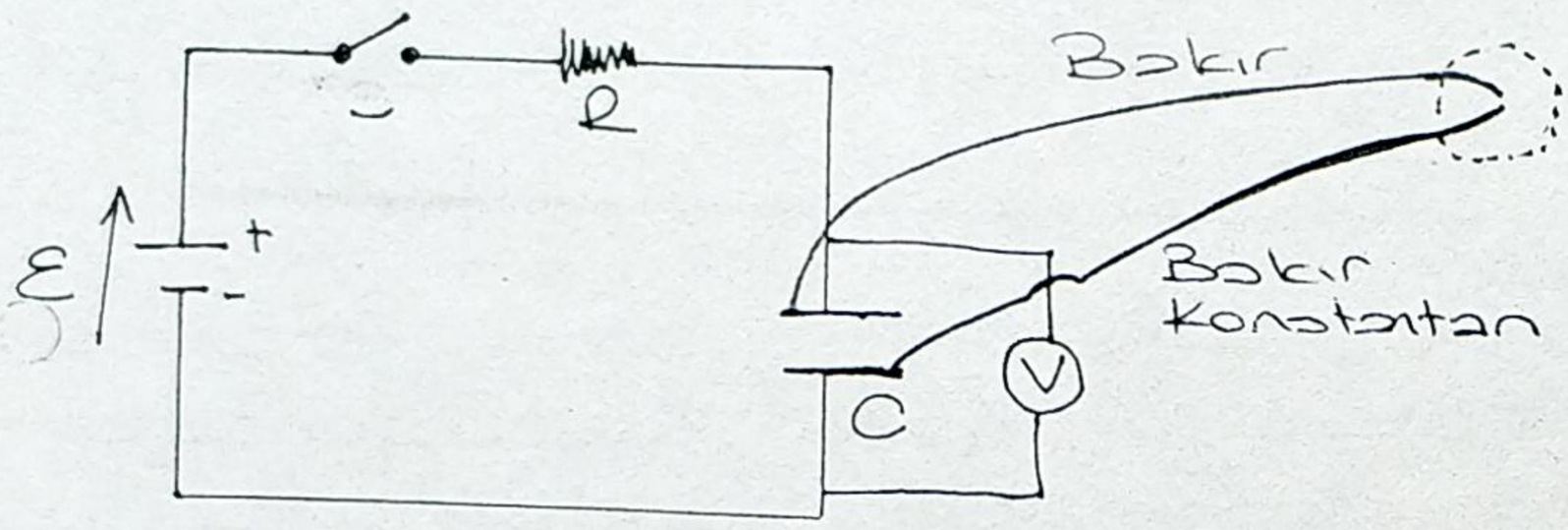
2.) Düşük akımlarda yapılan ölçmelerde, akım ölçümlerinin etraftaki elektromagnetik etkilerden etkilenmemesi için perdeleme, ekranlama gibi yöntemlerin kullanılmasıdır.

3.) Potansiyel farkı ölçümlerini bir referansa göre yapmaktır. Potansiyel farkı iki nokta arasındaki potansiyeller arasındaki farktır. Herhangi bir noktadaki potansiyeli sıfır yapmak, diğer bir nokta ile bu sıfır nokta arasındaki potansiyel farkı bu noktadaki potansiyel değeri olur. Böylaysa herhangi bir devrenin bir noktasını toprağa bağlayarak yani sıfır potansiyel yaparak diğer noktaların bu noktaya göre potansiyel farklarını ölçerek devrenin herbir noktasındaki potansiyel farkını ölçebiliriz.

Bu deneyi çalıştırmadan önce yani termoçift yapımına geçmeden önce bir konuyu daha açıklayalım.

Deneyde sürekli doğru akım kullandık. Alternatif akım cihazları ekser metodlar için elverişlidir. Yalnız elektroliz metodu ile metal kaplama ve maden lerin tasfiyesi mühim bir yekün tertip eder. Bu işler için mutlaka doğru akıma ihtiyaç vardır. Alternatif akım motorları, doğru akım motorları derecesinde kolaylıkla kontrol edilemezler. Bu sebepten dolayı doğru akım kullanmayı tercih ettik.

Buraya kadar yaptığımız incelemeler, en basta değindiğimiz enerjiyi oluşturmak ve bunu yaparkende hem kendimizi hemde devre elemanlarını korumak için yaptığımız açıklamalardır. Bir kondansatörde nasıl yük depolayabileceğimizi ve bu yüklerle iki madenin ucunda bir enerji oluşturabileceğimizi öğrendikten sonra bir TERMOÇİFT yapalım.



ε = 100 volt, R = 1000 Ω, C = 90 μF

Şimdi yukarıdaki devreyi kurup güç kaynağını çalıştırabiliriz. S anahtarı kapatıldığında daha önce hesapladığımız anlık sürede kondansatörlerimiz dolacaktır. S anahtarını açarak kondansatörlerin güç kaynağı ile ilişkisini keselim.

Kırmızı çizgi ile gösterdiğim bakır teli ve siyah çizgi ile gösterdiğim bakır konstantantelini kondansatörün birer uçlarına bağlayalım. Bu iki madenin diğer uçlarını bir mikroskopla izleyerek temas ettirelim. Burada mikroskop kullanmamızdaki avantaj, bu iki teli kafa kafaya temas ettirebilmek için bir kolaylık olması amacıyladır. Burada dikkat etmemiz gereken bir husus bir elimizle bakır teli, diğer elimizle bakır konstantantelli tutarak 100 voltluk gerilimi üzerimizden geçirmemek olacaktır.

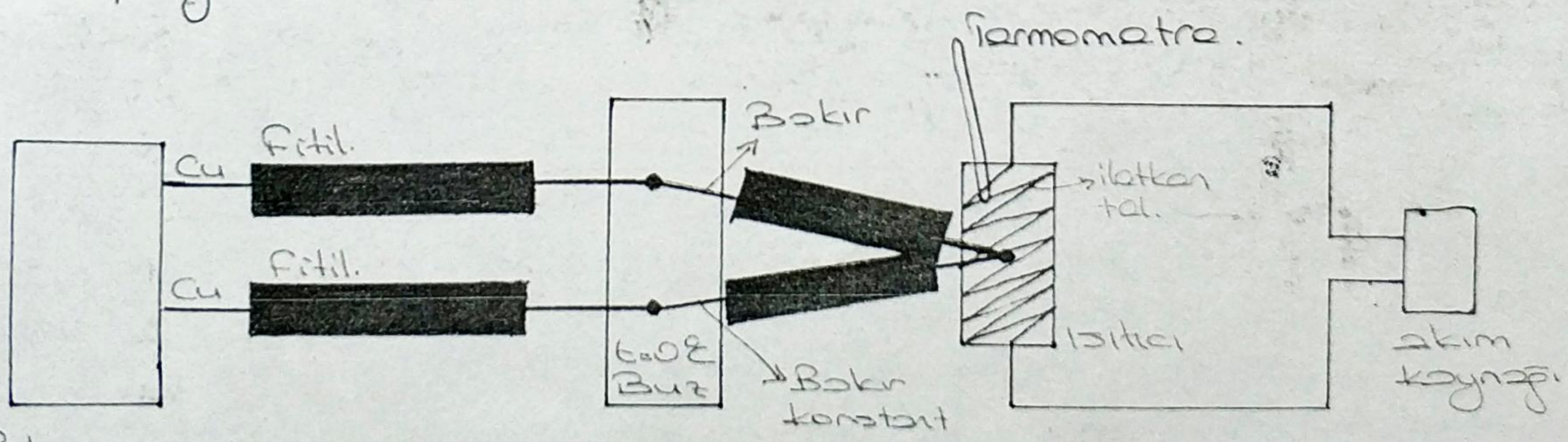
Bu iki teli kafa kafaya temas ettirdiğimiz an, kondansatördeki yük boşalacaktır ve daha önce açıkladığımız sebeplerden oluşan enerji, bu iki madeni birleştirecektir.

BAKIR-BAKIR KONSTANT TERMOÇİFTİ

Artık bir termoçift oluşturduk. Şimdi bu termoçifti nasıl kullanacağımızı görelim.

Öncelikle daha sonraki çalışmalarımızda bu iki tel üzerinde oluşucak akımdan korunmak için, bunların üzerini yalıtkan bir fitille kaplıyalım. Temas noktasının açıkta kalmasına dikkat etmeliyiz.

Seebeck iki maden arasında bir doktrolit bulunmadan, kapalı bir devre tertil edeler ve temas noktaları farklı sıcaklıklarda tutulursa akım verdiklerini bulmuştur. Öyleyse bu termoçiftin değme noktasını ısıtmalıyız. fakat bu sıcaklık değişimini bir referansa göre ölçmeliyiz. Bu sebeple termoçiftin iki ucunu $0°C$ de tutmalıyız. Bunuda, bu uçları buzun içine sokarak sağlayabiliriz. Bu esnadada uçlarda oluşucak emk.yi gözlayamayız. Bu sebeple bu uçlara iyi bir iletken olan bakır telleri lehimliyelim ve lehimli noktaları buza sokup, diğer bakır tellerden emk'yi gözleyelim. Tabi aynı sebeple bakır telleri yalıtkan fitille kapliyoruz.



Bir pilden veya güç kaynağından aldığımız akımı bir direnç üzerinden geçiririm, Joule etkisi olarak bir ısı oluşturur. Yukarıdaki şekilde ilk önce iletken teller üzerinden akım geçirerek, bu teller üzerinde bir ısı oluşturuyorum. Akım kaynağından akım şiddetini değiştirerek iletken teller üzerindeki sıcaklığı, değiştirebilirim. Ve bunun için koyduğum termometre ile bulundukları sıcaklık değerini gözleyebilirim. Termoçiftimizin temas noktasını bu. tellerin üzerine yerleştirelim. Lehim noktalarını 0°C de tutmak için, içine buz koyduğumuz termosun içine sokalım. Diğer bakır uçlarda bir potansiyometreye bağlayalım.

Şimdi iletken teller üzerine bir akım verdiğimizde, bu teller üzerindeki sıcaklık farkı sebebiyle termoçiftin temas noktasında sıcaklık oluşur. Ve potansiyometreden Seebeck emk. larını okuyabiliriz. Ve termometreden sıcaklık değerlerini okuyabiliriz.

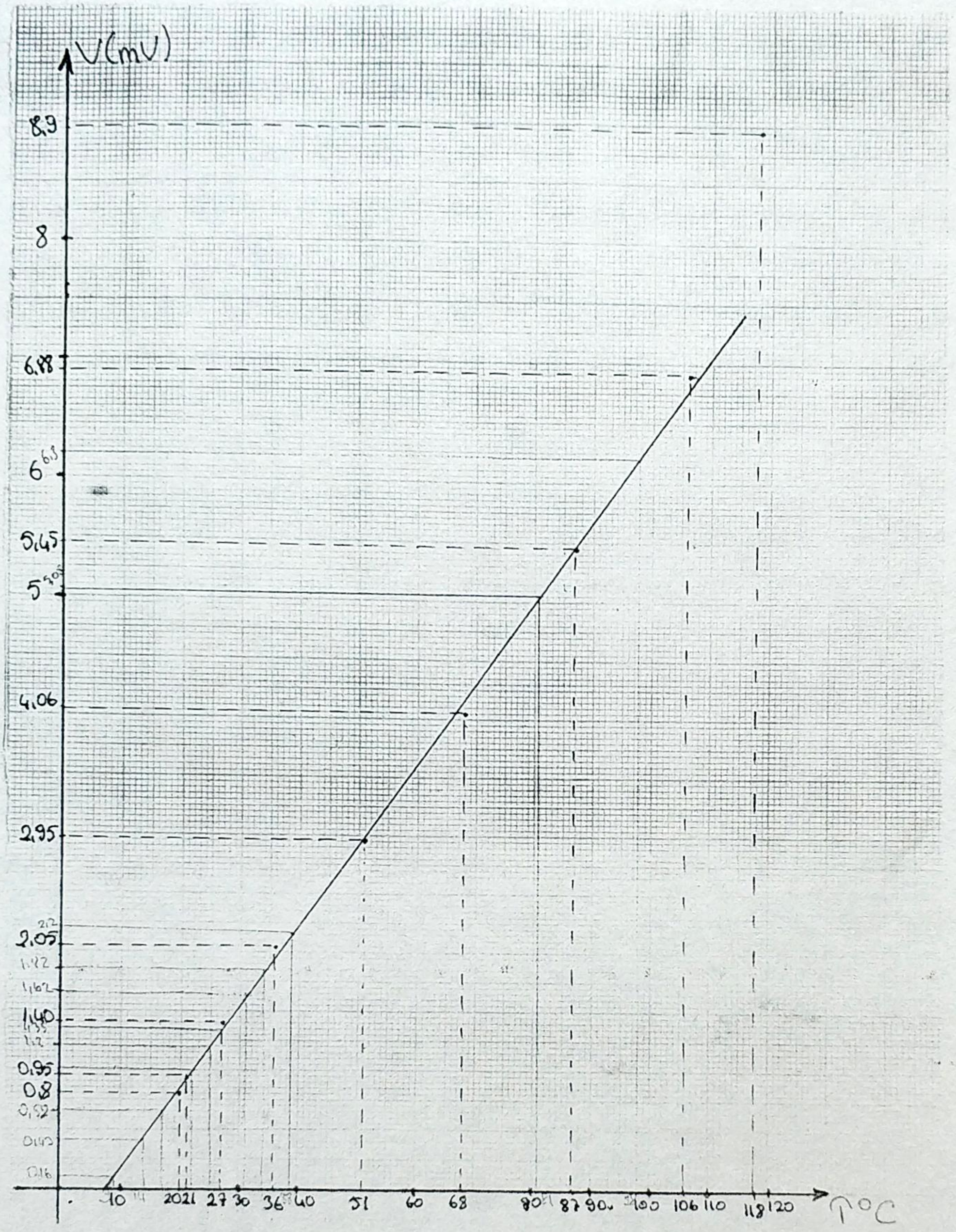
Bir değme noktası, ekseriya sıfır olan, sabit bir sıcaklıkta tutulurak diğer noktanın sıcaklığı Seebeck emk. ölçülmesi ve bir referans ayarlama değeri yardımıyla tayin edilebilir.

Deneyde aldığımız değerler aşağıdadır.

T(°C)	V(mV)	V(mV)	T(°C)
20	0,83	0,8	20
21	0,95	1,04	24
27	1,40	1,52	31
36	2,05	2,3	48
51	2,95	3,28	56
68	4,06	4,4	75
87	5,45	5,47	89
106	6,88	6,9	106
118	8,09	8,28	118
141	9,7		
159	11,19		

Verilerden sanki iki ölçü alınmış gibi görülse-de olay böyle değildir. Termometreden 159°C okun-duktan sonra, akım azaltılarak yani termoçiftin temas noktası soğutularak, soğuma esnasındaki ölçümlerdir. Burada dikkat edilmesi gereken husus örneğin, değme noktası ısıtılırken 51°C de potan-siyometreden 2,95 mV ölçülmüştür. Aynı şekilde so-ğuma esnasında 51°C de 2,95 mV değerinin po-tansiyometreden okunması bakılmalıdır.

Burada T(°C), termometreden okunan sıcaklık değişimi, V(mV) ise potansiyometreden okunan Seebeck elektromotor kuvvetidir. Bu verilerden yararlanarak Bakır Bakır-konstantan termoçiftinin karakteristik eğrisini çizebiliriz.



Bakır - Bakır konstantan termoçiftinin karakteristik eğrisi.

Bir termoçift ve bu termoçiftin karakteristik eğrisini çizdikten sonra, iletkenliğini inceleyeceğimiz metali hazırlayabiliriz.

Biz bu deneyde Alüminyum metalinin, iletkenliğinin sıcaklığa göre değişimini inceleyeceğiz.

$\rho = R\frac{A}{l}$, $\sigma = \frac{1}{\rho}$, σ: iletkenlik

İletkenlik formülünden görüldüğü gibi incelenen metalin kesiti gereklidir. Alüminyum metalini levha haline getirebilirsek kesitini daha kolay bulabiliriz. Bizim elimizde Alüminyum, tel halindedir. Bunu bir levha haline getirerek işlemlerimizi daha kolay yapabiliriz. Bu alimunyum teli uygun bir işlemler dizisiyle bir yalıtkan üzerine buharlaştırarak levha haline getirebiliriz. Bir yalıtkan üzerine kaplama yapmamızdaki amaç ise daha sonra, Alüminyumun iletkenliğinin sıcaklıkla değişimini incelerken, sadece Alüminyumun iletkenliğini çözebilmek içindir. Biz bu deneyde Alüminyumu cam üzerine kaplıyacağız. Kaplama işlemini yapmadan önce bu camları temizlemeliyiz. Camların temizliği ise aşağıda anlatıldığı gibi yapılmıştır.

İçine bir miktar aseton koyduğumuz beherin içine cam levhaları koyalım. Daha sonra bunu Ultrasonic Cleaner aletinin içine yerleştirelim. Ve yaklaşık 3 dakika için çalıştıralım. Ultrasonic Cleaner bu esnada cam levhalara hem mekanik temizlik hemde titreşimlerle kimyasal temizlik yapacaktır.

Camların temizliğini yaptıktan sonra, bunları nemden ve etraftaki tozlardan korumak için bir fanus içinde saklıyoruz.

Şimdi iletkenliğini inceleyeceğimiz Alüminyumun kaplama için kullanacağımız miktarını hesaplayalım.

$$l = \frac{4Rd}{r^2}$$

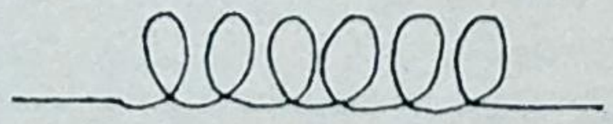
R: 8cm.
d: 8000A°
r: 0.23cm

$$l = \frac{4 \times 8 \times 8 \times 10^{-5}}{(0,23)^2} = 38.7cm.$$

Alüminyum teli bu camlar üzerine nasıl kaplayacağız?

Bunun için Alüminyumu buharlaştırmalıyız. Bu nedenle Alüminyum bu esnada o ortamda bulunan cam levhalar üzerinde soğuyarak, cam üzerine kaplanacaktır. Alüminyumu buharlaştırabilmek için, Alüminyumu erime sıcaklığından daha yüksek sıcaklığa kadar ısıtmalıyız. Bunu vakum cihazında yapabiliriz. Vakum cihazının iki elektroliti arasına bir iletken yerleştirip bu iletken üzerinden akım geçirerek, bu iletken etrafında Joule ısısı oluşturabiliriz. Alüminyum teli eğer bu iletken tel üzerine yerleştirirsek, Joule ısısı nedeniyle Alüminyum tel buharlaşacaktır. Bu esnada vakum cihazı içine yerleştirdiğimiz cam levhalar üzerine buharlaşan Alüminyum soğuyarak kaplanacaktır. Burada dikkat edilmesi gereken husus, iki elektrolit arasına yerleştirilen iletkenin erime sıcaklığının Alüminyumun iletkeninin erime sıcaklığından büyük olmasıdır. Alüminyumun erime sıcaklığı düşük olduğu için bu iletkenden daha çabuk eriyecektir. Alüminyum eridikten sonrada akımı keserek sadece Alüminyumun buharlaşması sağlanacaktır.

Deneyde, iki elektrolit arasına yerleştirmek üzere Molibden kullanıyoruz. Joule ısısını yüksek tutabilmek için, yüksek dirençli bir Molibden örneği hazırlıyoruz. Bunun için çift kat molibdeni spiral şekilde hazırlıyoruz.

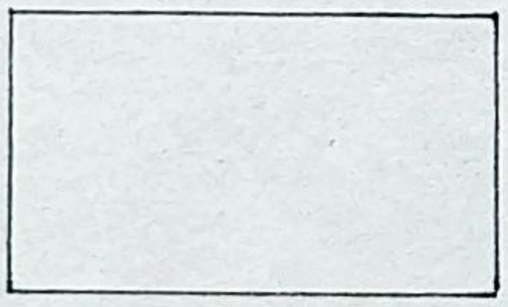


Spiral hale getirilen MOLİBDEN örneği.

Molibdeni şekildeki gibi yaklaşık 6-7 sarım lar şeklinde oluşturduktan sonra temizlemeliyiz. Molibdenin dışındaki kirlilikleri aynı camı temizlediğimiz gibi yapıyoruz. Ancak Molibdenin yapısında olabilecek kirlilikleride temizlemeliyiz. Bunu vakum cihazında yapabileceğimiz degaz işlemiyle gerçekleştirebiliriz. Degaz işlemini yapmadan önce vakum cihazının nasıl kullanıldığını inceleyelim.

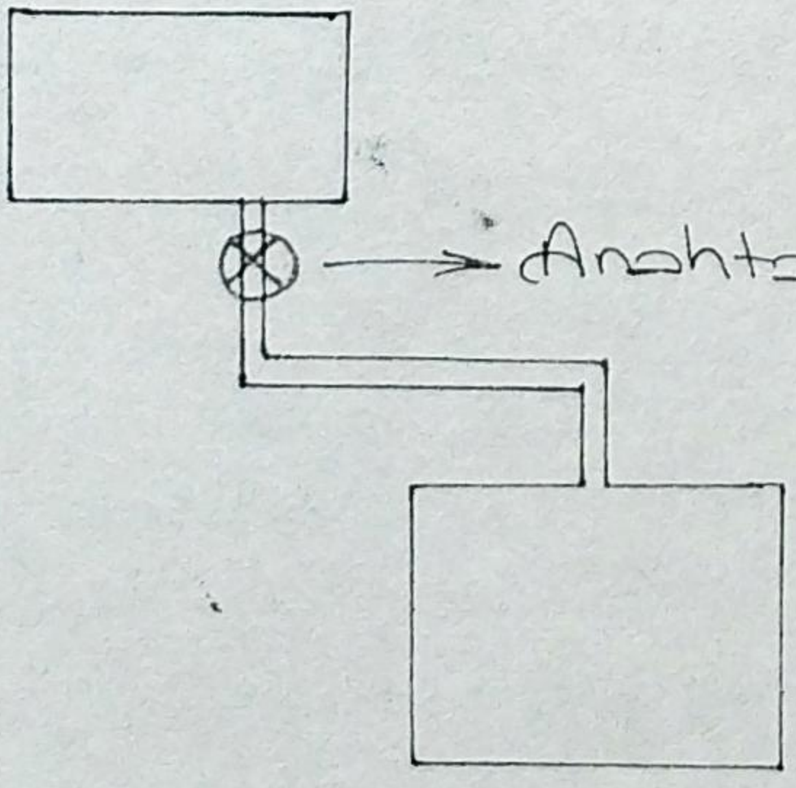
VAKUM POMPASI CALISMA PRENSİBİ

Belirli bir mertebedeki hazenin içindeki gazları dışarı atmak istiyoruz. Bunun içinde bir cam tüpü kullanıyoruz. Vakum üzerinede diğer örneklerin gelmesi gereklidir.



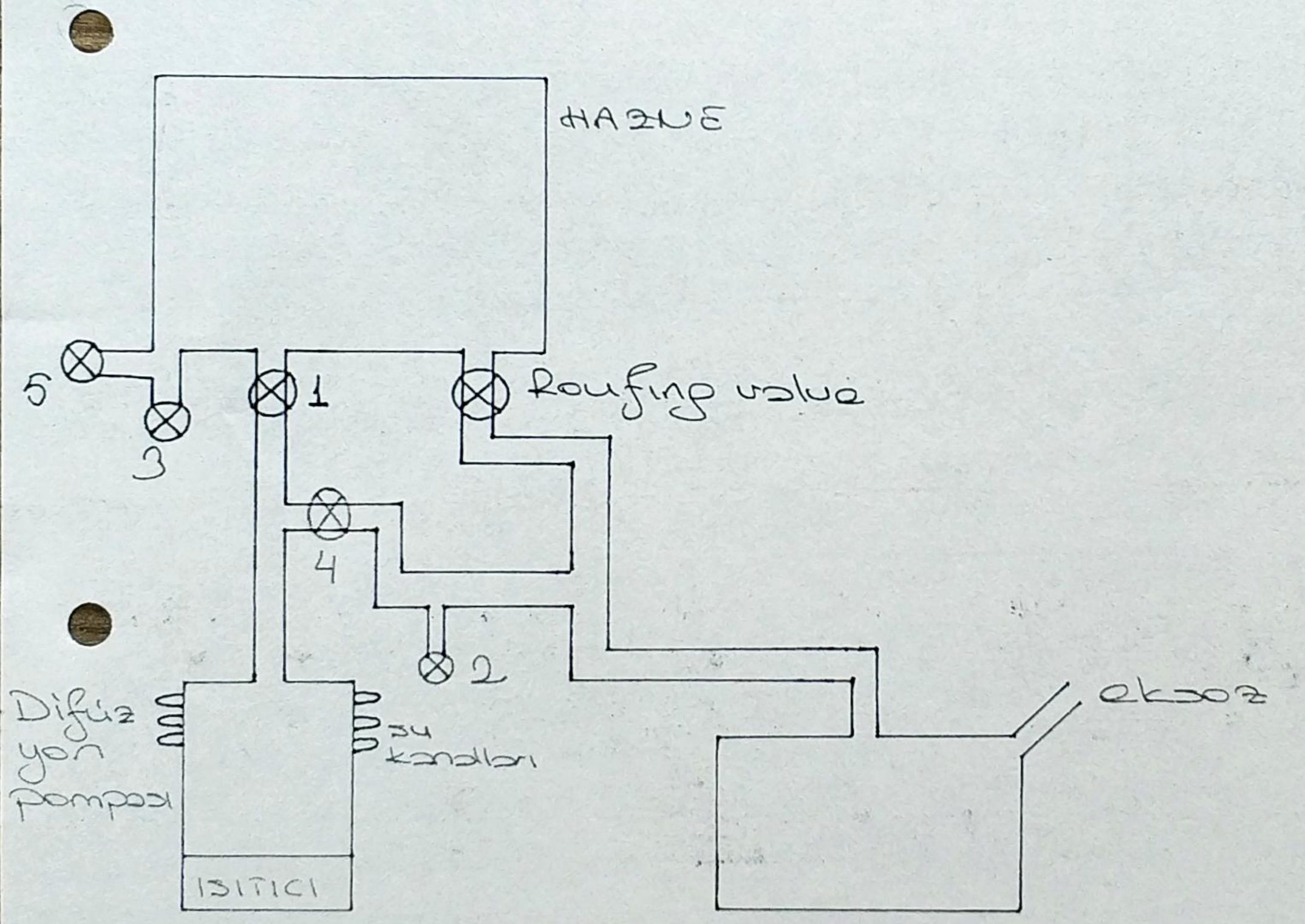
Böyle bir hazne içindeki örneği buharlaştırarak bir yerde toplamak istiyoruz.

1 Torr = 1mmHg. Bizim çalıştığımız vakumda 10^{-4} - 10^{-5} Torr'a kadar basınç yapabiliyoruz.



Rotary pump ile 10^{-2} ya kadar çekebiliriz. 10^{-2} basıncın boyutudur.

Rotary pump ile 10^{-2} ye kadar çekebiliyoruz. Fakat bizim istediğimiz basınç 10^{-4} veya 10^{-5} boyutlarında çekmektir. 10^{-2} de oldukça basit bir yapı bulunmaktadır. Rotary pump ile 10^{-2} den alıp 10^{-4} 10^{-5} boyutlarına gelemiyoruz. Bunun için bir sistem daha gerekmektedir. Bu sistemde Difüzyon pompası vardır. Difüzyon pompasının alt kısmında da bir ısıtıcı bulunmaktadır. Bu ısıtıcıyla difüzyon pompası içindeki yağ kaynatılıyor. Bu esnada içeridaki havanın emilmesi gerekir. Çünkü hava yağın yanmasına sebep olur.



1) High Vacuum Isolation valve
2) Rotary pump Air Admitance Valve
3) Needle valve
4) Backing valve
5) Chamber Air Admitance valve

Isıtıcıyla difüzyon pompasının tavındaki yağı ısıttıktan sonra, 1 numaralı vana açılınca, hazneden gelen hava yağ tanecikleri üzerine yapışacaktır. Daha sonra bu yağ buharı su kanallarında dolaşan su ile soğutulup yoğunlaşacak ve aşağı düşecektir. Yalnız kalan hava tanecikleri Backing valve açık olduğu için Rotatif pompası tarafından çekilecektir.

Haznenin tavındaki hava 10^{-2} mertebesinde çekilmemişse, buhar haline gelen yağ bu hava tarafından yanacaktır.

Vakum cihazını tanıdıktan sonra artık deney işlemini yapabiliriz. Spiral hale getirdiğimiz molibden, vakum cihazının iki elektroliti arasına yerleştirelim. Daha sonra fanusu kapatalım. Bu esnada bütün valve'ler kapalıdır.

Şimdi Rotary pump'ı açalım. Dolayısıyla Roufing valve açılır. Haznenin boşaltılması için yaklaşık 10^{-2} Torr mertebesine getirebiliyoruz. 10^{-2} Torr'a kadar chamber'i boşalttıktan sonra Roufing valve'yi kapatıp Backing valve'i açıyoruz. Onda sonra difüzyon pompasını çalıştırıyoruz. Su devir daimini de açıyoruz. Çünkü, soğutma işlemide gerçekleştirilecek. Yağın kaynaması için 15-20 dakika bekliyoruz. Bir kez daha Roufing valve'i açıyoruz. Backing valve'yi kapatıp, Rotary pump'ı çalıştırıyoruz. Ancak Backing ve Roufing valve'ler ikisi birden açılmaz. İçeriyi iyice boşaltmak için, işlem bittikten sonra Backing valve açılır. Roufing valve kapanır. HV valve'i açabiliriz. HV (Kelebek valve) (High isolation valve) Difüzyon pompası chamber'i azami yukarı 10^{-4} Torr'a kadar boşaltacaktır. Bu esnada yani 10^{-4} Torr'a kadar boşaldığı zaman,

gösterde 0.1 MHg göstermektedir.

$$0.1\,MHg = 0.1 \times 10^{-3} \times 10^{-3}\,Hg = 10^{-4}\,Torr.$$

Bu işlem yaklaşık 1 saatte gerçekleşmektedir.

Chamber'den bütün gazları boşalttıktan sonra doğal ışlemini gerçekleştirebiliriz. Bunun için iki elektrolit üzerine yerleştirdiğimiz molibden üzerinden bir süre akım geçiriyoruz. Bu akımın oluşturduğu Joule ısısı ile molibden ia yüzeyindeki kirliliklerden temizlenmiş oluyor.

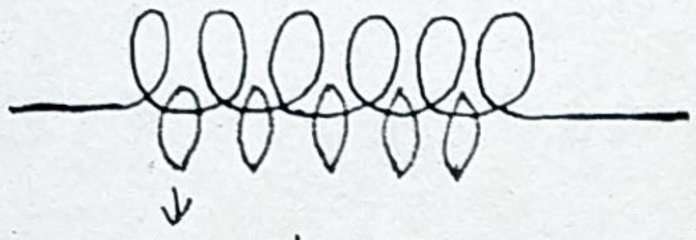
Doğal ışlemi bittikten sonra vakum cihazını kapatabiliriz. Önce difüzyon pompasını kapatalım Daha sonra HV valve'yi kapatıyoruz. Bu durumda Rotary pump'ı kapatıp Rotary pump Air admitance valve açılır ve Chamber Air Admitance açılarak fanın içine hava verilir.

Şimdi artık Alüminyumu buharlaştırarak kaplama işlemini yapabiliriz. Önce Alüminyum teli temizleyelim. Bir pamuk üzerine bir miktar asetonda ıslatarak, Alüminyum teli bir süre bu pamukla silelim. Temizleme işlemi bittikten sonra Alüminyum teli yaklaşık 1'er cm'lik parçalara ayıralım.

Asetonla temizlenmiş Alüminyum tel.	Yaklaşık 1'er cm parçalara ayrılmış Alüminyum parçaları.

Bu alüminyum parçalarını daha önce spiral şekle getirerek doğaz ettiğimiz molibdenin herbir sarımına yerleştirelim. Alüminyum parçaları aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi molibdenin sarımları

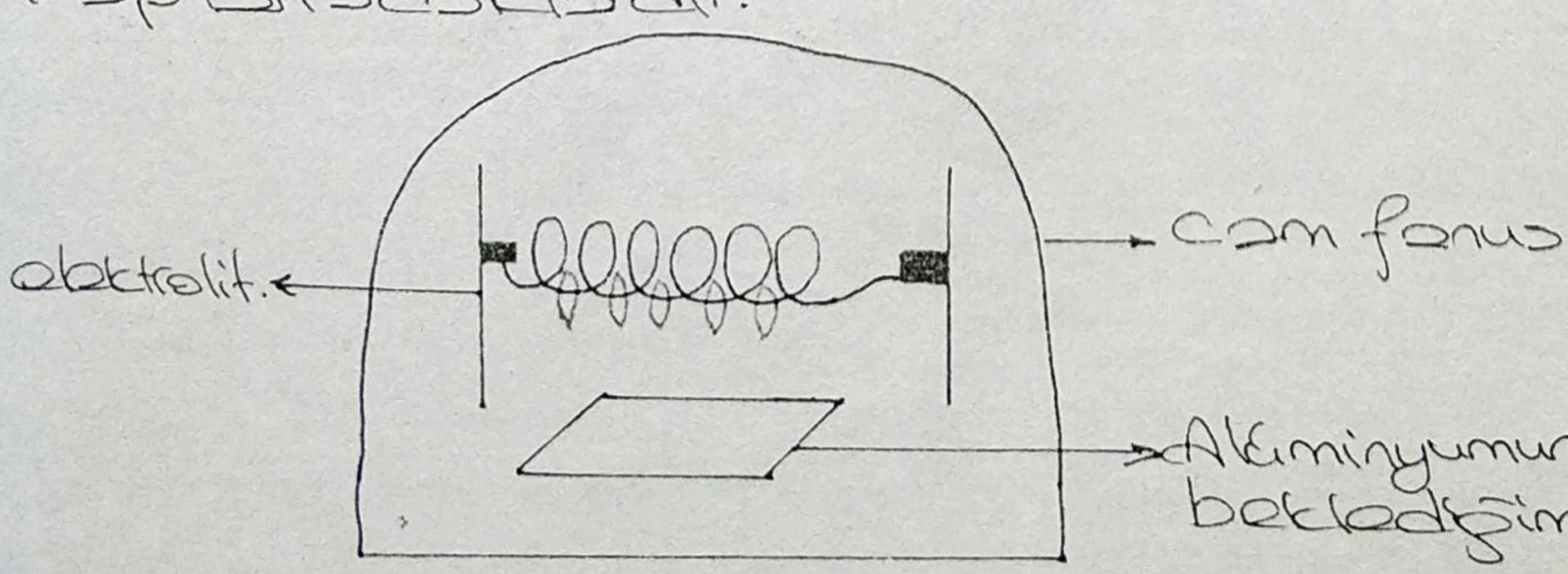
üzerine yerleştirdikten sonra, herhangi bir titreşimde molibden üzerinden düşmemeleri için uçlarını birleştirelim.



Küçük parçalara ayrılmış Alüminyum parçaları.

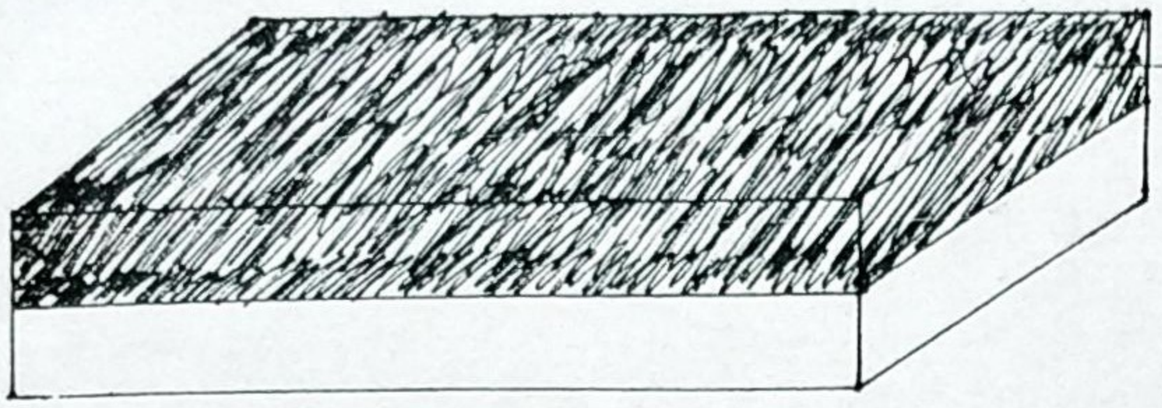
Şimdi yukarıdaki şekilde görülen molibden ve alüminyum parçalarından oluşmuş düzeneği, vakum cihazının iki elektrolit arasına yerleştirelim. Ve bu düzeneğin altına daha önce temizlediğimiz camları yerleştirelim. Vakum cihazının fanusunu kapattıktan sonra daha önce anlattığımız şekilde fanusun içindeki basınç 10^{-4} Torr'a kadar çekelim.

Fanusun içindeki basınç 10^{-4} Torr'a getirdiğimizde, Molibden üzerinden akım geçirdim. Geçen bu akımla molibden üzerinde ve çevresinde bir Joule ısısı oluşacaktır. Alüminyumun erime sıcaklığı, molibdenden düşük olduğundan, bir süre sonra tüm alüminyum parçalar buharlaşacak ve alt kısımda bulunan cam lavhalar üzerine kaplanacaklardır.



Vakum cihazının çanları'nın kapaca gösterimi.

Vakum cihazını kapatıp, chamber'in içindeki cam levhanın son hali aşağıdaki gibi olacaktır.



→ Alüminyum parçacıkları buharlaşarak cam levha üzerine kaplanmışlardır.

Kaplama işlemi yapılırken chamber'in camı fazla bir miktar kaplanmış ve kirlenmiştir. Bunu daha sonraki çalışmalarımızda kullanabilmek için temizlemeliyiz. Bunun için cam fırçayı ya kısmına birkaç damla asit damlatarak en az bir gece bu şekilde bekletiyoruz. Daha sonra bol sabunla yıkayarak temizliyoruz.

Alüminyum metalinin iletkenliğini sıcaklığa göre değişimi nasıl olacaktır?

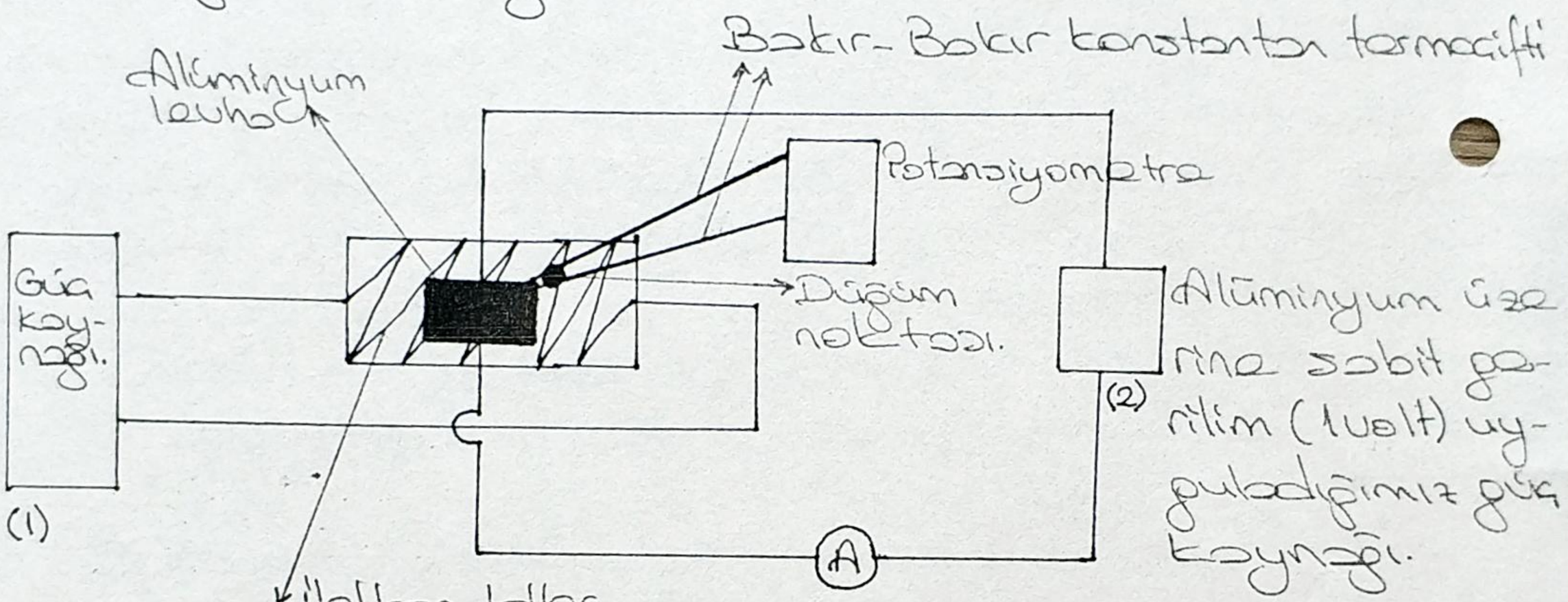
İletkenlik, $\sigma = \frac{1}{\rho}$

Özdirenç, $\rho = R \frac{A}{\ell}$

Yukarıdaki formüllerden görüldüğü gibi, iletkenlik, özdirenç ile özdirenç ise direnç ile orantılıdır. Öyleyse bir metalin sıcaklıkla direncinin değişimini inceleyerek o metalin iletkenliğin sıcaklıkla değişimini hakkında bize bilgi verecektir.

Öyle bir düzenek kuralımki, Alüminyum levhanın sıcaklığını değiştirebilelim. Aynı anda Alüminyum üzerinden bir akım geçirelim.

Bu esnada Alüminyum üzerine sabit bir gerilim uygulayalım. Böylece Alüminyumun değişen sıcaklıklarda üzerinden geçen akım değişimini gözleyelim. Sabit bir gerilim uyguladığımızdan ve akım değişimini gözleyebildiğimizden, $V = IR \Rightarrow R = V/I$ dan sıcaklıkla değişen dirençleri hesaplayabiliriz. Dolayısıyla daha önce anlatıldığı gibi iletkenliğin sıcaklıkla değişimini gözlemiş oluruz.



1. güç kaynağından iletken teller üzerine bir gerilim uygulayalım, iletken teller üzerinden geçen akımın çevresinde bir joule ısısı oluşacaktır. Güç kaynağından gerilimi değiştirdikçe iletken teller çevresindeki joule ısısını değiştirmiş oluruz. Bu teller üzerine Alüminyum teli yerleştirirsek, değişik sıcaklıklarda bulundurmuş oluruz. Şimdi bu Alüminyum levhaya 2. potansiyometreden sabit bir gerilim (yaklaşık 1 volt) uygulayalım. Alüminyum ve 2. güç kaynağından oluşmuş devreye bir de ampermetre koyalım. 2. güç kaynağından sabit = 1volt gerilimi alüminyum levhaya uygulayıp, bu esnada 1. güç kaynağı ile de sıcaklığı değiştirerek ampermetreden, akımı okuyalım. Sıcaklık değiştikçe ampermetreden okunan değerler değişecektir.

Sıcaklık değiştikçe değişen akım şiddetini ampermetreden gözleyebiliyoruz. Fakat akım değerlerini okuduğumuz anda Alüminyum levhanın kaçı sıcaklıkta olduğunu nasıl bileceğiz? Bunun için, Alüminyum levhanın bulunduğu ortama yani ilettiğimiz teller üzerine daha önce yaptığımız bakır-bakır konstantan termoçiftinin değişim noktasını yerleştirelim. Diğer uçları ise bir potansiyometreye bağlayalım. Biliyoruzki termoçiftin değişme noktasındaki sıcaklık farkı diğer uçlarda bir Seebeck elektromotor kuvveti oluşturacaktır. Bu potansiyel farkı değerlerindende daha önce ürettiğimiz bakır-bakır konstantan kalibrasyon eğrisinden, bu potansiyellere karşılık gelen sıcaklık değerlerini bulabiliriz.

Ampermetreden okunan değerler: I(A)

0,57
0,54
0,53
0,51

Potansiyometreden okunan değerler: V(mV)

2,2
3,0
5,08
6,3

Alüminyum metal üzerine sabit = 1 volt uygulayışımızdan ve ampermetreden okunan değerlerden değişen sıcaklıklardaki değişen dirençleri hesaplayabiliriz.

$$V = IR \Rightarrow R = \frac{V}{I} = \frac{1}{I(A)}$$

Sıcaklıkla değişen dirençleri bulduğumuza göre,

$\rho = R \frac{A}{\ell}$, R: direnç , A: kesit.

formülünden değişen sıcaklıklardaki değişen özdirenç değerleri.

$\sigma = \frac{1}{\rho}$ formülündende değişen özdirenç değerlerine göre değişen iletkenlikleri hesaplayabiliriz.

○ Dolayısıyla direncin sıcaklıkla değişimini bulmak iletkenliğin değişik sıcaklıklardaki değerlerini bulmuş oluruz.

Hesaplamalar aşağıdaki gibidir.

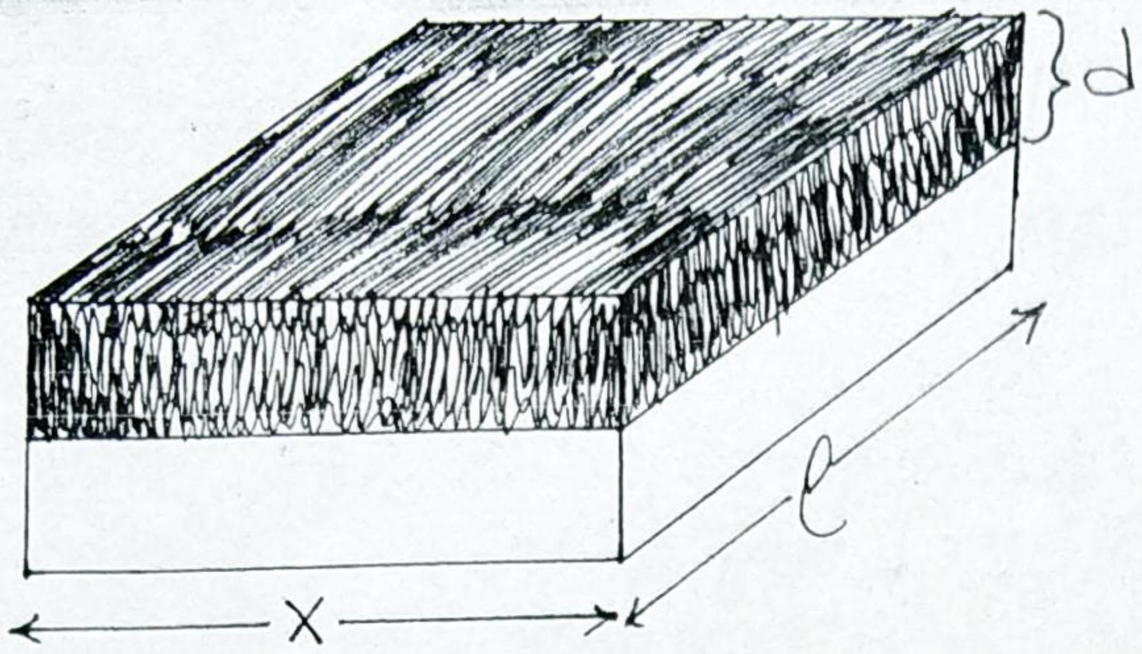
V(mV)	I(A)
2,2	0,57
3,13	0,54
5,08	0,53
6,3	0,51

$I_1 = 0,57A$, $V = 1V$ $\Rightarrow R_1 = \frac{V}{I_1} = \frac{1}{0,57} \cong 1,75\Omega$

$I_2 = 0,54A$, $V = 1V$ $\Rightarrow R_2 = \frac{V}{I_2} = \frac{1}{0,54} \cong 1,85\Omega$

$I_3 = 0,53A$, $V = 1V$ $\Rightarrow R_3 = \frac{V}{I_3} = \frac{1}{0,53} \cong 1,88\Omega$

$I_4 = 0,51A$, $V = 1V$ $\Rightarrow R_4 = \frac{V}{I_4} = \frac{1}{0,51} \cong 1,96\Omega$



x: kısa kenar uzunluğu
ℓ: uzun kenar uzunluğu.
d: Cam üzerine kaplanan alüminyumun kalınlığı.

$\ell = 6\,cm \quad x = 2,5\,cm \quad d = 8000\,A^\circ = 8.10^{-5}\,cm.$

$A = x.d \Rightarrow A = 2,5 \times 8.10^{-5} = 2 \times 10^{-4}\,cm^2$

$\rho = R\frac{A}{\ell} \Rightarrow \rho_1 = R_1\frac{A}{\ell}, \quad R_1 = 1,75\,\Omega$

$\rho_1 = 1,75 \times \frac{2\times10^{-4}}{6} = 5,83 \times 10^{-5}\,\Omega cm$

$\sigma_1 = \frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{5,83\times10^{-5}} = \underline{17,15\times10^3\,(\Omega cm)^{-1}}$

$R_2 = 1,85\,\Omega \Rightarrow \rho_2 = R_2\frac{A}{\ell} = 1,85 \times \frac{2\times10^{-4}}{6} = 6,16\times10^{-5}\,\Omega cm$

$\sigma_2 = \frac{1}{\rho_2} = \frac{1}{6,16\times10^{-5}} = \underline{16,23\times10^3\,(\Omega cm)^{-1}}$

$R_3 = 1,88\,\Omega \Rightarrow \rho_3 = R_3\frac{A}{\ell} = 1,88 \times \frac{2\times10^{-4}}{6} = 6,26\times10^{-5}\,\Omega cm$

$\sigma_3 = \frac{1}{\rho_3} = \frac{1}{6,26\times10^{-5}} = \underline{15,97\times10^3\,(\Omega cm)^{-1}}$

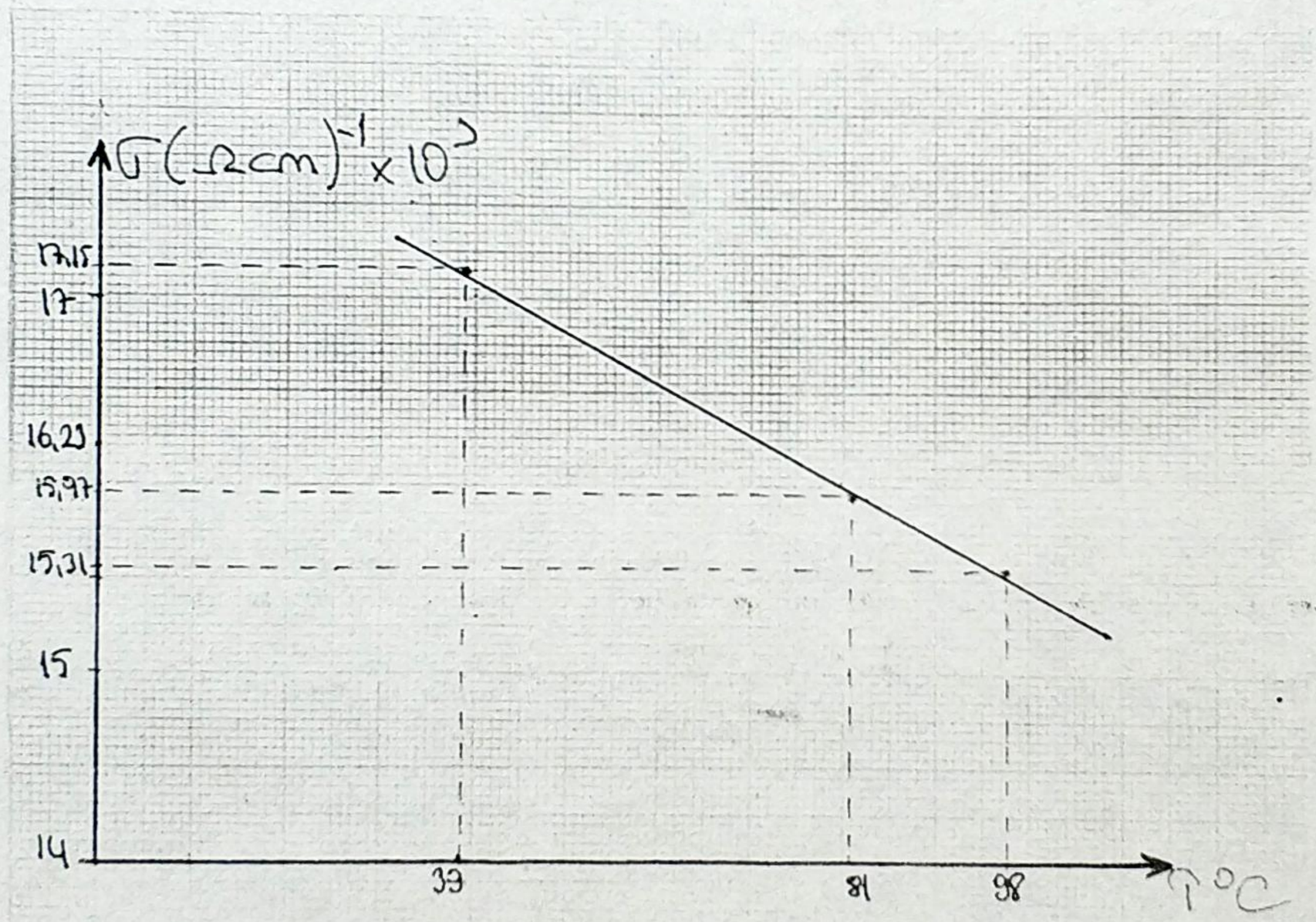
$R_4 = 1,96\,\Omega \Rightarrow \rho_4 = R_4\frac{A}{\ell} = 1,96 \times \frac{2\times10^{-4}}{6} = 6,53\times10^{-5}\,\Omega cm$

$\sigma_4 = \frac{1}{\rho_4} = \frac{1}{6,53\times10^{-5}} = \underline{15,31\times10^3\,(\Omega cm)^{-1}}$

Potansiyometreden okunan potansiyel farkların bakır-bakır konstantan termoçiftinin karakteristik eğrisinden karşılık gelen değerler.

V(mV)	T (°C)	$\sigma\,(\Omega cm)^{-1}$
2,2	33	$17,15 \times 10^3$
3,13	53	$16,23 \times 10^3$
5,08	81	$15,97 \times 10^3$
6,3	98	$15,31 \times 10^3$

Şimdi bu verilerden ve hesaplama sonuçlarından faydalanarak, iletkenlik sıcaklık değişimi grafiğini çizelim.



İletkenliğin sıcaklıkla değişimini veren grafik.

Görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça iletkenlik azalmaktadır. Bu zaten baktığımız bir sonuçtu. Sıcaklığı arttırdıkça ampermatreden okunan akım değerleri düşmektedir. Akım dirençle ters orantılı olduğundan sıcaklık arttıkça dirençte artmıştır.

$R = \frac{V}{I}$, akım azalırsa direnç artacaktır.

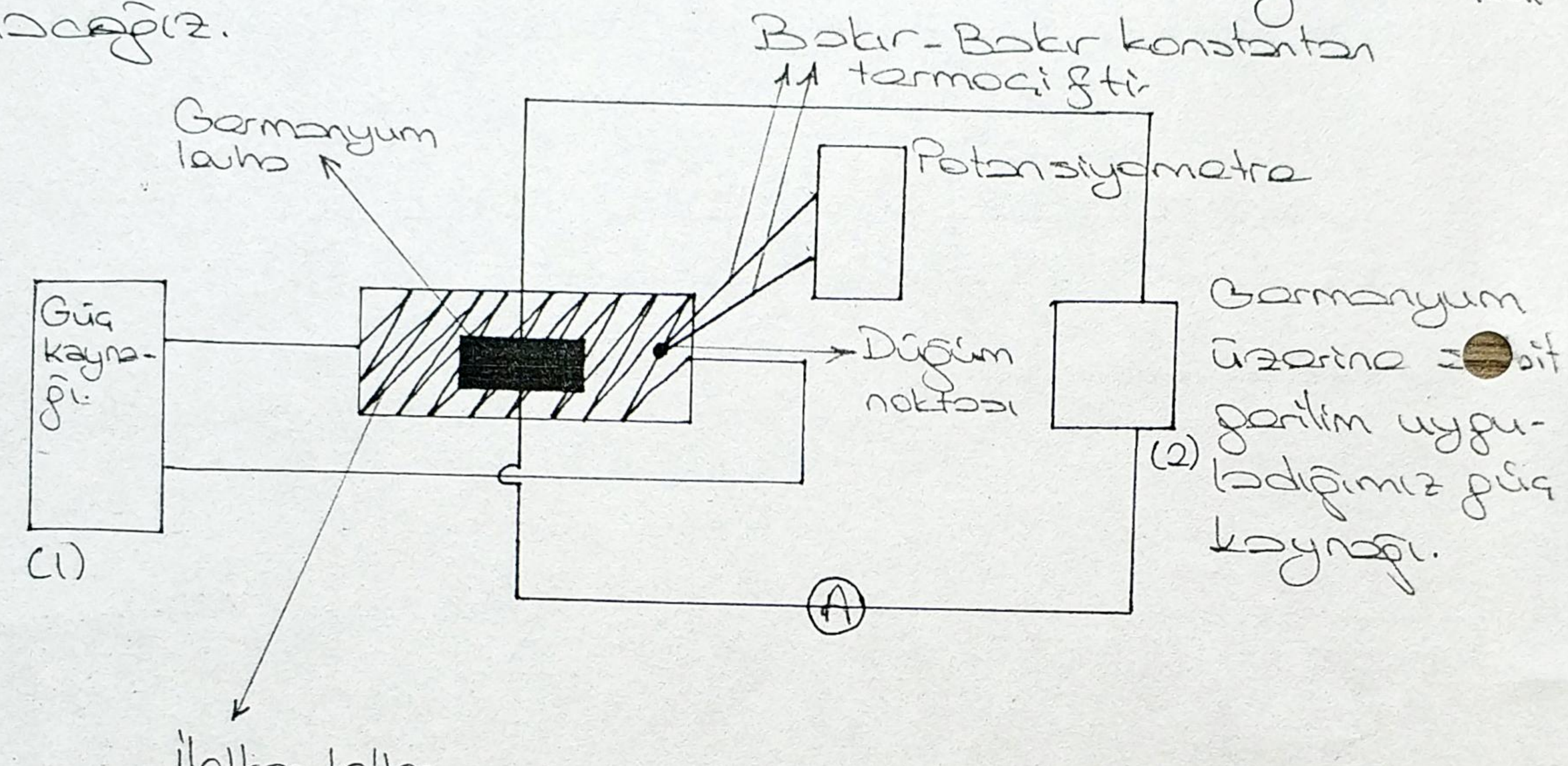
$\rho = R \frac{A}{\ell}$, özdirenç formülünden görüldüğü gibi direnç arttıkça özdirençte artacaktır.

$\sigma = \frac{1}{\rho}$, özdirenç arttıkça iletkenlik azalacaktır.

Sonuç olarak, metallerin iletkenliği sıcaklık arttıkça azalacaktır.

Şimdi, bir yarıiletkenin iletkenliğinin sıcaklıkla değişimini gözlayalım.

Bunun için, metalin iletkenliğini incelediğimiz düzeneğin aynısını tekrar kuralım. Yarıiletken olarak elimizde hazır bulunan Germanyumu kullanacağız.



1. güç kaynağından uyguladığımız gerilimle iletken teller aracılığıyla bir joule ısısı oluşturulacaktır. Dolayısıyla bu teller üzerinde bulunan Germanyum levhanında sıcaklığı değiştirilebilecektir.

Burada yine bakır-bakır konstantan termoçifti kullanarak, Germanyumun hangi sıcaklıklarda bulunduğunu ölçebiliyoruz.

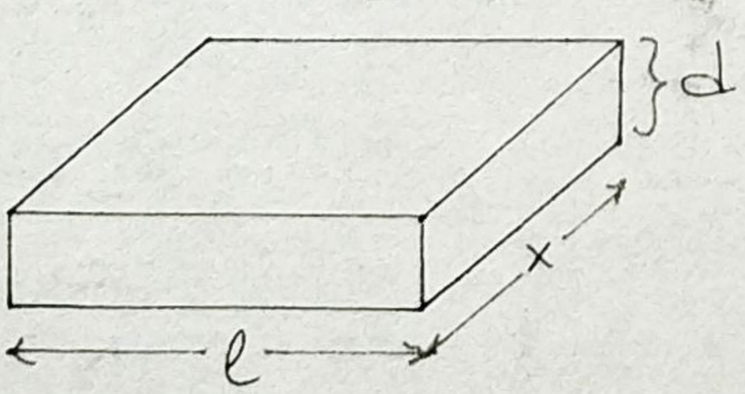
2. güç kaynağı ile Germanyum üzerine sabit bir gerilim uyguluyoruz. Ölçümlerimizi değişmin lineer olduğu bölgede yapabilmek için sabit gerilimi 1 volt uyguluyoruz.

2. güç kaynağından 1 voltluk sabit gerilimi uyguladıktan sonra, 1. güç kaynağı ile Germanyum üzerindeki sıcaklığı değiştirirsek ampermetreden okunan değerler değişicektir.

Deneyde ampermetreden okuduğumuz değerler ve potansiyometreden okuduğumuz değerler aşağıdadır.

I(μA)	V(mV)
22	0,16
22,5	0,43
23	0,58
23,5	0,80
24	1,00
24,5	1,1
25	1,2
25,5	1,35
26	1,45
26,5	1,62
27	1,7
27,5	1,82
28	1,93
28,5	1,98
29	2,10
29,5	2,2
30	2,25
30,5	2,3

Germanyum örneğinin boyutları;



x: kısa kenarın uzunluğu.
l: uzun kenarın uzunluğu.
d: Germanyumun kalınlığı

$A = x.d$; $x = 2mm$ $l = 5mm$ $d = 0,25mm$

$A = x.d \Rightarrow A = 2.0,25 = 0,5mm^2$

Bu varilara gora her bir sicaklikdaki ρ direnci ve σ iletkenliklerini hesablayaq.

$$\left.\begin{array}{l} I_1 = 22\,\mu A = 22\times10^{-6}\,A \\ V = 1\ volt \end{array}\right\} R_1 = \frac{V}{I_1} = \frac{1}{22\cdot10^{-6}} \cong 0{,}045\times10^{6}$$

$$\rho_1 = R_1\frac{A}{\ell} = 0{,}045\times10^{6}\,\frac{0{,}5}{5} = 4{,}5\times10^{3}\ \Omega mm\ ,\quad \frac{A}{\ell} = \frac{0{,}5}{5} = 0{,}1$$

$$\sigma_1 = \frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{4{,}5\times10^{3}} = \underline{22{,}2\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_2 = 22{,}5\,\mu A = 22{,}5\times10^{-6}\,A \\ V = 1\ volt \end{array}\right\} R_2 = \frac{V}{I_2} = \frac{1}{22{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}044\times10^{6}$$

$$\rho_2 = R_2\frac{A}{\ell} = 0{,}044\times10^{6}\times0{,}1 = 4{,}4\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{\rho_2} = \frac{1}{4{,}4\times10^{3}} = \underline{22{,}7\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_3 = 23\,\mu A = 23\times10^{-6}\,A \\ V = 1\ volt \end{array}\right\} R_3 = \frac{V}{I_3} = \frac{1}{23\times10^{-6}} \cong 0{,}043\times10^{6}$$

$$\rho_3 = R_3\frac{A}{\ell} = 0{,}043\times10^{6}\times0{,}1 = 4{,}3\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_3 = \frac{1}{\rho_3} = \frac{1}{4{,}3\times10^{3}} = \underline{23{,}2\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_4 = 23{,}5\,\mu A = 23{,}5\times10^{-6}\,A \\ V = 1\ volt \end{array}\right\} R_4 = \frac{V}{I_4} = \frac{1}{23{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}0425\times10^{6}$$

$$\rho_4 = R_4\frac{A}{\ell} = 0{,}0425\times10^{6}\times0{,}1 = 4{,}25\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_4 = \frac{1}{\rho_4} = \frac{1}{4{,}25\times10^{3}} = \underline{23{,}5\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_5 = 24\,\mu A = 24\times10^{-6}\,A \\ V = 1\,volt \end{array}\right\} R_5 = \frac{V}{I_5} = \frac{1}{24\times10^{-6}} \cong 0{,}0416\times10^{6}$$

$$\rho_5 = R_5\frac{A}{\ell} = 0{,}0416\times10^{6}\times0{,}1 = 4{,}16\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_5 = \frac{1}{\rho_5} = \frac{1}{4{,}16\times10^{3}} = \underline{24\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_6 = 24{,}5\,\mu A = 24{,}5\times10^{-6}\,A \\ V = 1\,volt \end{array}\right\} R_6 = \frac{V}{I_6} = \frac{1}{24{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}0408\times10^{6}$$

$$\rho_6 = R_6\frac{A}{\ell} = 0{,}0408\times10^{6}\times0{,}1 = 4{,}08\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_6 = \frac{1}{\rho_6} = \frac{1}{4{,}08\times10^{3}} = \underline{24{,}5\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_7 = 25\,\mu A = 25\times10^{-6}\,A \\ V = 1\,volt \end{array}\right\} R_7 = \frac{V}{I_7} = \frac{1}{25\times10^{-6}} \cong 0{,}0400\times10^{6}$$

$$\rho_7 = R_7\frac{A}{\ell} = 0{,}0400\times10^{6}\times0{,}1 = 4\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_7 = \frac{1}{\rho_7} = \frac{1}{4\times10^{3}} = \underline{25\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_8 = 25{,}5\,\mu A = 25{,}5\times10^{-6}\,A \\ V = 1\,volt \end{array}\right\} R_8 = \frac{V}{I_8} = \frac{1}{25{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}0392\times10^{6}$$

$$\rho_8 = R_8\frac{A}{\ell} = 0{,}0392\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}92\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_8 = \frac{1}{\rho_8} = \frac{1}{3{,}92\times10^{3}} = \underline{25{,}5\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_g = 26\,\mu A = 26\times10^{-6}A \\ V = 1\,volt \end{array}\right\} R_g = \frac{V}{I_g} = \frac{1}{26\times10^{-6}} \cong 0{,}0384\times10^{6}$$

$$\rho_g = R_g\frac{A}{\ell} = 0{,}0384\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}84\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_g = \frac{1}{\rho_g} = \frac{1}{3{,}84\times10^{3}} = \underline{26\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{10} = 26{,}5\,\mu A = 26{,}5\times10^{-6} \\ V = 1\,volt \end{array}\right\} R_{10} = \frac{V}{I_{10}} = \frac{1}{26{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}0377\times10^{6}$$

$$\rho_{10} = R_{10}\frac{A}{\ell} = 0{,}0377\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}77\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{10} = \frac{1}{\rho_{10}} = \frac{1}{3{,}77\times10^{3}} = \underline{26{,}5\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{11} = 27\,\mu A = 27\times10^{-6}A \\ V = 1\,volt \end{array}\right\} R_{11} = \frac{V}{I_{11}} = \frac{1}{27\times10^{-6}} = 0{,}0370\times10^{6}$$

$$\rho_{11} = R_{11}\frac{A}{\ell} = 0{,}0370\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}70\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{11} = \frac{1}{\rho_{11}} = \frac{1}{3{,}70\times10^{3}} = \underline{27\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{12} = 27{,}5\,\mu A = 27{,}5\times10^{-6}A \\ V = 1\,volt \end{array}\right\} R_{12} = \frac{V}{I_{12}} = \frac{1}{27{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}0363\times10^{6}$$

$$\rho_{12} = R_{12}\frac{A}{\ell} = 0{,}0363\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}63\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{12} = \frac{1}{\rho_{12}} = \frac{1}{3{,}63\times10^{3}} = \underline{27{,}5\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{13} = 28\mu A = 28\times10^{-6} A \\ V = 1 volt \end{array}\right\} R_{13} = \frac{V}{I_{13}} = \frac{1}{28\times10^{-6}} \cong 0{,}0357\times10^{6}$$

$$\rho_{13} = R_{13}\frac{A}{\ell} = 0{,}0357\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}57\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{13} = \frac{1}{\rho_{13}} = \frac{1}{3{,}57\times10^{3}} = \underline{28\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{14} = 28{,}5\mu A = 28{,}5\times10^{-6} A \\ V = 1 volt \end{array}\right\} R_{14} = \frac{V}{I_{14}} = \frac{1}{28{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}0350\times10^{6}$$

$$\rho_{14} = R_{14}\frac{A}{\ell} = 0{,}0350\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}50\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{14} = \frac{1}{\rho_{14}} = \frac{1}{3{,}50\times10^{3}} = \underline{28{,}5\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{15} = 29\mu A = 29\times10^{-6} A \\ V = 1 volt \end{array}\right\} R_{15} = \frac{V}{I_{15}} = \frac{1}{29\times10^{-6}} \cong 0{,}0344\times10^{6}.$$

$$\rho_{15} = R_{15}\frac{A}{\ell} = 0{,}0344\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}44\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{15} = \frac{1}{\rho_{15}} = \frac{1}{3{,}44\times10^{3}} = \underline{29\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{16} = 29{,}5\mu A = 29{,}5\times10^{-6} A \\ V = 1 volt \end{array}\right\} R_{16} = \frac{V}{I_{16}} = \frac{1}{29{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}0338\times10^{6}$$

$$\rho_{16} = R_{16}\frac{A}{\ell} = 0{,}0338\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}38\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{16} = \frac{1}{\rho_{16}} = \frac{1}{3{,}38\times10^{3}} = \underline{29{,}5\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{17} = 30\mu A = 30\times10^{-6} A \\ V = 1 volt \end{array}\right\} R_{17} = \frac{V}{I_{17}} = \frac{1}{30\times10^{-6}} \cong 0{,}0333\times10^{6}$$

$$\rho_{17} = R_{17}\frac{A}{\ell} = 0{,}0333\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}33\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{17} = \frac{1}{\rho_{17}} = \frac{1}{3{,}33\times10^{3}} = \underline{30\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

$$\left.\begin{array}{l} I_{18} = 30{,}5\mu A = 30{,}5\times10^{-6} A \\ V = 1 volt \end{array}\right\} R_{18} = \frac{1}{I_{18}} = \frac{1}{30{,}5\times10^{-6}} \cong 0{,}0327\times10^{6}$$

$$\rho_{18} = R_{18}\frac{A}{\ell} = 0{,}0327\times10^{6}\times0{,}1 = 3{,}27\times10^{3}\ \Omega mm$$

$$\sigma_{17} = \frac{1}{\rho_{17}} = \frac{1}{3{,}27\times10^{3}} = \underline{30{,}5\times10^{-5}\ (\Omega mm)^{-1}}$$

Potansiyometreden okunan potansiyel farkların bakır-bakır konstantan termoçiftinin karakteristik eğrisinde karşılık gelen değerler aşağıdadır.

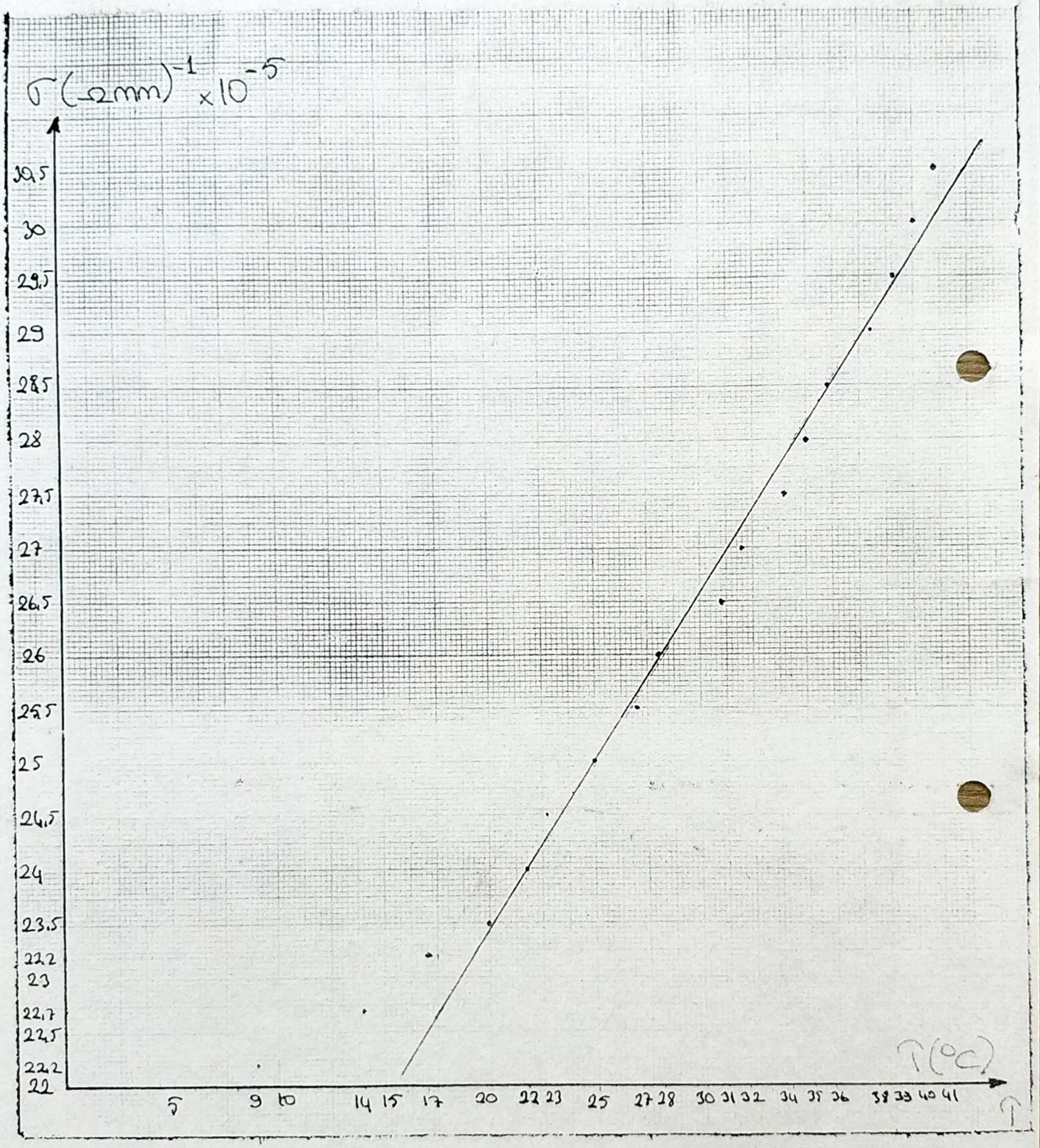
V(mV)	T(°C)	$\sigma\ (\Omega mm)^{-1}\times10^{-5}$
0,16	9	22,2
0,43	14	22,7
0,58	17	23,2
0,8	20	23,5
1	22	24
1,1	23	24,5
1,2	25	25
1,35	27	25,5
1,45	28	26
1,62	31	26,5
1,7	32	27
1,82	34	27,5
1,93	35	28

V(mV)	T(°C)	$\sigma(\Omega mm)^{-1} \times 10^{-5}$
1,98	36	28,5
2,10	38	29
2,2	39	29,5
2,25	40	30
2,3	41	30,5

Bu veriler ve hesaplamalardan sonra Germanyum yarıiletkenin iletkenliğinin sıcaklıkla değişim grafiği aşağıdaki gibidir.

Bu grafikten görüldüğü gibi Germanyum yarıiletkenin sıcaklığı arttıkça iletkenliğide artmaktadır.

Sonuç olarak yarıiletkenlerin, iletkenliği sıcaklıkları arttığı sürece artar.



Germanyum yarıiletkeninin iletkenliğinin sıcaklıkla değişim grafiği.

SONUÇ VE YORUM:

Metallerin iletkenliği, sıcaklıkları arttıkça, azalır. Bu sebeple metallerin iletkenlik sıcaklık grafiğini çizdiğimizde, sıcaklık arttıkça iletkenlik değerlerinin düştüğünü gösteren bir doğru şeklinde çıkar.

Yarıiletkenlerin iletkenliği ise, sıcaklıkları arttıkça artar. Bu yüzden yarı iletkenlerin sıcaklık, iletkenlik değişim grafiğini çizdiğimizde, sıcaklık arttıkça iletkenlik değerlerinin de artığını görülecektir.

Bu deneyde metallerin ve yarıiletkenlerin iletkenliklerinin sıcaklıkla nasıl değiştiğini öğrenmekle beraber, bir termoçiftin nasıl yapıldığını, nerelerde nasıl kullanıldığını öğrendik. Bununla beraber vakum cihazının nasıl kullanılacağını, en önemlisi de bir deneysel çalışmanın yapılmasında ne gibi aşamaların yapılacağını öğrendik.