T. C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ
ENSTİTÜSÜ

BİZMUT İNCE FİLMLERİNİN ELEKTRİK ÖZELLİKLERİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
(FİZİK ANABİLİM DALI, GENEL FİZİK PROGRAMI)

H. Kemal ULUTAŞ

Danışman : Doç. Dr. Bülent AKSOY

ŞUBAT — 1990

T. C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ
ENSTİTÜSÜ

BİZMUT İNCE FİLMLERİNİN ELEKTRİK ÖZELLİKLERİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
(FİZİK ANABİLİM DALI, GENEL FİZİK PROGRAMI)

H. Kemal ULUTAŞ

Danışman: Doç. Dr. Bülent AKSOY

ŞUBAT — 1990

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR

Bu çalışma İ.Ü. Fen Fakültesi Fizik Bölümü Genel Fizik Anabilm Dalı laboratuvarlarında yapılmıştır.

Çalışma ortamını sağlayan hocam Fizik Bölüm Başkanı Prof.Dr.Gediz AKDENİZ'e saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışmayı yöneten ve çalışmalarımda desteğini gördüğüm Doç.Dr.Bülent AKSOY'a saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmamdaki yardımlarından dolayı hocam Prof.Dr. Emine RIZAOĞLU'na ve çalışmamla ilgilenen hocalarıma şükranlarımı sunarım.

Ayrıca yardımlarını esirgemeyen Arş.Gör.Nevin KALKAN, Arş.Gör.Ayşe KIZILERSU, Arş.Gör.Göksel DAYLAN ve Arş.Gör.Deniz DEĞER'e en içten teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

İSTANBUL, ŞUBAT 1990

ÖZET

Bu çalışmada 10^{-5} Torr'luk vakumda termik buharlaştırmayla hazırlanan farklı kalınlıklarda ince Bi filmlerinin, vakumdan çıkarıldıktan sonra 200-900 nm'lik spektral bölgede transmitans ve zamana bağlı D.C. iletkenlik ölçmeleri yapıldı.

Optik ölçmelerde Bi ve üzerinde oluşan BiO_x filmlerinin kalınlıkları belirlendi. Zamanla oluşan BiO_x in $Bi-BiO_x$ film sistemindeki iletkenliğe etkisi göz önüne alınarak Bi filminin kalınlıkla değişimi araştırıldı.

Değişik kalınlıklardaki Bi filmlerinin omik iletkenlik gösterdiği ve iletkenliğinin kalınlıkla azaldığı görüldü.

Ölçü sonuçlarına göre tayin edilen iletkenlik değerlerine ince metal filmlere uygulanabilen Boltzman Transport denklemi ve Fuchs-Sondheimer yaklaşımı uygulanarak ortalama serbest yol hesaplandı.

SUMMARY

In this work, measurement of transmitance in the wavelengt range of 200 - 900 nm. and time-dependent D.C. conductivity for thin Bi films of different thickness prepared by thermic evaporation method have been done.

The thickness of Bi and BiO_x layer formed on the Bi films have been determined by optical methods. By taking account of the effect of the time increasing BiO_x layer on the conductivity of the Bi films conductivity versus thickness has been investigated.

It was found that Bi films of different thickness show omic conductivity which decreases by increasing thickness.

The mean free path has been evaluated according to the Boltzman transport equation and the Fuchs-Sondheimer approximation by using the values of conductivity calculated from the experimental results.

I. GİRİŞ

Bizmut, Antimon, Arsenik V. grup elementleri olup yarımetal olarak adlandırılırlar ve bunlar primitif hücresinde iki atom bulunan rombohedral kristal yapıya sahiptirler[1]. Bu elementlerde elektron ve hollerin fermi enerjileri küçüktür(Bi'da E_f ~ 0,1 eV metallerde 3-5 eV). Elektiriksel iletkenlikleri küçüktür. Bizmut'ta elektronlarin mobiliteleri hollerinkinden büyüktür. Dolayısıyla bütün iletkenlik özel liklerinde elektronlar etkindirler.

İnce filmlerde klasik boyut etkisi için ilk ifade 1901' de Thomson tarafından çıkarıldı. Daha iyi bir ifade 1938'de Fuchs tarafından bulundu. 1952'de Sondheimer bu hesaplardan bazıların düzeltip, geliştirerek boyut etkisi için bir makale yayınladı[2]. Mayadas Fuchs-Sondheimer teorisine ilave saçılma mekanizmalari getirerek yeni bir mekanizma ortaya koydu[3].

İnce filmlerde klasik boyut etkisi elektronların λ ortalama serbest yolları d film kalınlığı mertebesinde olduğu zaman bütün iletkenlik ölçmelerinde gözlenebilir. Klasik boyut etkisi $\lambda > d$ halinde film yüzeyinin, serbest taşıyıcıların hareketlerini sınırlamasıdır. Klasik boyut etkisi özdirencin artmasına neden olur. Bizmut'ta boyut etkisi Komnik ve Bukhstab[4], Thornbug ve Wayman[5], R. A. Hoffman ve D. R. Frankl[6], V. D. Das ve N. Soundarajan[7] tarafından özdirenç, Hall olayı ve termoelektrik güç deneylerinde gözlenmiştir.

Film yüzeyi tarafından sınırlandırılan serbest taşıyı-

cıların λ ortalama serbest yolları için A.Lal ve Duggal[8] kalın epitaksiyel Bi filmlerinde λ yaklaşık 0,8 μ, Komnik ve Bukhstab[4] 400 ^{o}K de polikristal Bi filmlerinde λ yaklaşık 2000-4000 A^{o} arasında ve Ö.Öktü[1] λ nın yaklaşık 3000-8000 A^{o} arasında olduğunu tayin etmişler. Öktü metallerdeki ortalama serbest yola oranla çok daha uzun olduğunu önesürmüştür (Metallerde 300 ^{o}K'de $\lambda \sim 100$ A^{o} mertebesinde). Bizmut filmlerinin iletkenlik özellikleri ile ilgili çalışmaların bazıları aşağıda sunulmuştur:
Yu.F.Komnik ve E.Bukhstab[4] polikristal ince Bi filmlerinde Kuvantum ve Klasik boyut etkilerini, R.A.Hoffman ve D.R. Frankl[6] ince Bi filmlerinin elektriksel özelliklerini, V.D. Das ve N.Soundararajan[7] ince Bi filmlerinin Seebeck katsayısında boyut ve temparatür etkilerini, V.P.Duggal ve R.Rup[9] tek kristalli ince Bi filmlerinde Hall katsayısı ve özdirencin kalınlığa bağlı titreşim davranışını , S.Kochowski[10] 78-293 ^{o}K aralığında ince Bi filmleri için kalınlıkla spesifik direncin anormal bağlılığını, V.B.Sandomirskii ve diğerleri[11] Bi filmlerinin Hall katsayısının ve özdirencinin sıcaklığa bağlılığını, A.Kawazu ve diğerleri [12] ince Bizmut filmlerinin elektriksel özelliklerini, S.Baba ve diğerleri[13] ince Bi filmlerinin özdirencini, E.P.Fesenko[14] Bi filmlerinde direncin boyut kuantizasyonunu, H.Asahi[15] düşük sıcaklıkta ince Bi filmlerinin elektriksel özelliklerinde boyut etkisini, J.L.Cohn ve C.Uker[16] yarı iletken Bi filmlerinin elektriksel direncini ve zamana bağlı oksidasyonu , V. D.Das ve S.Vaidehi[17] farklı taşıyıcı sıcaklıklarında buharlaştırılan ince Bi filmlerinin yarı iletken davranışlarını, L.S.Hsu ve arkadaşları[18] ince Bi filmlerinin Hall katsayısının ve özdirencinin temparetüre bağlılığını incelemişler.

Bu çalışmada % 99 saflıktaki Bizmut'un termik buharlaştırılmasıyla hazırlanan filmlerin metal kalınlıkları, oksit kalınlığının ve şişme faktörünün gözönüne alınmasıyla tayin edildi.Filmlerin I-V karakteristiklerinden iletkenlikleri nin omik karakterde olduğu belirlendi.Filmlerin geçirgenlik dalga boyu değişiminde film kalınlığının artmasıyla geçir genligin azaldığı görüldü.Film özdirencinin balk özdirencin den küçük olduğu belirlendi.Deneysel iletkenlik değerlerin den hesaplanan ortalama serbest yolun film kalınlığından daha büyük olduğu görüldü.Çalışmamızda ortalama serbest yolun hesabı Fuchs -Sondheimer yaklaşımıyla hesaplandı.Ayrı ca bu yaklaşım kullanılmadan bir bilgisayar programıyla da çözüldü.

II. TEORİK BÖLÜM

II.1.BOLTZMAN DENKLEMİ

Bir katıya elektrik veya manyetik alan uygulandıgında yada katı üzerinde bir sıcaklık gradienti oluşturuldugunda, serbest taşıyıcıların denge dağılım fonksiyonu bozulur. Dış etkenler nedeniyle ivmelenen, ayrıca katı içinde fononlar ve kristal kusurları tarafından saçılan serbest taşıyıcılar bu yolla alandan kazandıkları enerjinin bir kısmını örgüye verirler. Kararlı duruma ulaşıldığında bu etkenler arasında yeni bir denge oluşur. hk momentumuna sahip taşıyıcıların r noktasındaki pertürbe olmuş elektronik dağılım fonksiyonu $f_k(r,t)$, pertürbe olmamış elektronik dağılım fonksiyonu f_o dır. (Katı üzerinde bir dış alan veya sıcaklık gradienti yok sa $f \sim f_o$ dir.)

Bir metal için f_o, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonudur ve aşağıdaki gibi verilir[19].

$$f_o = 1 \Big/ \left[\exp\left((E-E_f)/kT \right) + 1 \right] \qquad \text{II.1.1.}$$

m elektronun kütlesi, e elektronun yükü, E ve H uygulanan elektrik ve magnetik alan, V elektronun hızı, ve τ rölaksasyon zamanı olmak üzere, Boltzman Transport denklemi olarak adlandırılan kararlı durum koşulu

$$-(e/m)\left[E + 1\Big/c(V \times H)\right] \mathrm{grad}_v f + V \mathrm{grad}_r f = -(f-f_o)\Big/\tau \qquad \text{II.1.2.}$$

şeklinde ifade edilir [20].

z ekseni, d kalınlığındaki bir filmin sınır yüzeyine dikey alınır ve akım iki sınır yüzeyine parelel x yönünde filmin içinden akmaktadır. İletkenlikte boyut etkilerini incelemek için (II.1.2.) denkleminin kullanımı ikinci terimin mevcudiyetine bağlı olmaktadır. (V $grad_r$ f) balk materyal için ihmal edilebilir bir değerde olup ince film için ise z yönünde hesaba katılması gereken bir değer alır ve burada f

$$f = f_o + f_1(v,z) \qquad \text{II.1.3.}$$

şeklinde yazılabilir.

Bu ifadeye göre (II.1.2.) de yalnız elektrik alan ve sıcaklık gradienti ele alınırsa (H =0 ve z yönünde ikinci terimin sıfır olmamasından) Boltzman denklemi

$$-(e/m)E\left[\nabla_v f\right] + V_z\left[\partial f_1/\partial z\right] = -f_1/\tau \qquad \text{II.1.4.}$$

olur. Eğer uygulanan elektrik alan küçükse f, f_o dan çok az ayrılmıştır dolayısıyla sol taraftaki ilk terimde f yerine f_o alınabilir ve x yönündeki bileşeni

$$(\nabla_v f)_x = \partial f_o/\partial V_x \qquad \text{II.1.5.}$$

şeklinde yazılırsa Boltzmann denklemi aşağıdaki gibi olur:

$$(eE / mV_z)\partial f_o/\partial V_x = \left[\partial f_1/\partial z\right] + f_1/V_z\tau \qquad \text{II.1.6.}$$

II.1.6. denkleminin genel çözümü:

$$f_1(v,z) = \left[eE\tau/m\right]\partial f_o/\partial V_x * \left[1 + F(v)\exp\left[-z/V_z\tau\right]\right] \qquad \text{II.1.7.}$$

şeklindedir. (EK-1A). Burada F(v) v nin keyfi bir fonksiyonu dur.

$V_z > 0 \qquad f_1(v,o)=0$

$V_z < 0 \qquad f_1(v,d)=0$

dir. II.1.7. denklemi için iki dağılım fonksiyonu vardır:

$V_z > 0$ olan elektronlar için,

$$f_1^{+}(v,z)=\left[eE\tau/m\right].\partial f_o/\partial v_x.\left[1-\exp\left[-z/\tau v_z\right]\right] \qquad \text{II.1.8.}$$

$V_z < 0$ olan elektronlar için,

$$f_1^{-}(v,z)=\left[eE\tau/m\right].\partial f_o/\partial v_x.\left[1-\exp\left[(d-z)/\tau v_z\right]\right] \qquad \text{II.1.9.}$$

Bu ifadeler z doğrultusunda v hızına sahip elektronlar ın dağılımını vermektedir. Bir elektrik alan ve sıcaklık gradientinin mevcudiyetinde hesaplanan bu ifadeler filmdeki iletkenlik mekanizmasını açıklamak için kullanılmaktadır.

II.2. İNCE FİLM İLETKENLİĞİ

Akım yoğunlugu birim yüzeyden birim zamanda geçen yük miktarını verir. f, yeri r ile verilen d^3r sonsuz küçük hacim elemanında bulunan ve p momentumundaki d^3p sonsuz küçük momentum uzayında bulunan elektronların sayısı olmak üzere akım yogunluğu,

$$J=\left[-2e/h^3\right]\int v\ f\ d^3p \qquad \text{II.2.1.}$$

veya

$$J=\left[-2e\left[m/h\right]^3\right]\int v\ f\ d^3v \qquad \text{II.2.2.}$$

şeklinde yazılabilmektedir[21].

Bu denklemde II.1.3. de verilen f fonksiyonu kullanılarak film içindeki akım yoğunluğu $J_x(z)$

$$J_x(z)=\left\{4\pi e^2\tau m^2 v^{2-3}E/h^3\right\}\int_0^{\pi/2}\mathrm{Sin}^3\theta\left[1-\exp\left(\frac{-d}{2\lambda\cos\theta}\right)\cosh\left(\frac{d-2z}{2\lambda\cos\theta}\right)\right]d\theta$$

II.2.3.

olarak bulunur. Burada $\lambda = \bar{v}\tau$ elektronların ortalama serbest yoludur.

Film iletkenligi σ ise

$$\sigma = \frac{1}{E\ d}\int_0^d J_x(z)\ dz \qquad \text{II.2.4.}$$

dir. II.2.3. ifadesi II.2.4. deki yerine yazılırsa

$$\sigma = \sigma_0 [1-(3/2k)\int_1^{\infty}(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5})(1-e^{-kt})dt] \qquad \text{II.2.5.}$$

elde edilir Burada

t =1/cosθ

d film kalınlığı, λ ortalama serbest yol olmak üzere

$$k = \frac{d}{\lambda}$$

ve balk yapıdaki iletkenlik σ_0 ise

$$\sigma_0 = \frac{8\pi e^2 m^2 \tau V^{-3}}{3h^3}$$

dir. Film iletkenliği σ, t ve k ya bağlı olarak balk yapı iletkenliği σ_0 a göre farklı bir değer olmaktadır ve II.2.5. ifadesinden $\sigma < \sigma_0$ olduğu anlaşılmaktadır.

II.2.5. denklemi yaklaşık olarak

$$k >> 1 \quad \text{için} \quad \frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 - \frac{3}{8k} \qquad \text{II.2.6.}$$

$$k << 1 \quad \text{için} \quad \frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{3k}{4}(\ln\frac{1}{k} + 0.423) \qquad \text{II.2.7.}$$

şeklinde yazılabilir (EK-1B).

II.3. FİLM KALINLIĞININ HESABI

A) TRANSMİTANS YÖNTEMİ

E düşen ışığa, D geçen ışığa ait elektrik alan vektörlerinin genlikleri olmak üzere transmitans

$$T = \left(\frac{\hat{D}}{\hat{E}}\right)\left(\frac{\hat{D}}{\hat{E}}\right)^{*} \qquad \text{II.3.A1.}$$

dır. Işığın film yüzeyine dik gelmesi halinde Fresnell katsayıları cinsinden transmitans T aşağıdaki formülle gösterilir:

$$T = \left[\frac{\hat{d}_{0,1}\hat{d}_{1,2}e^{-ix/2}}{1+\hat{r}_{0,1}\hat{r}_{1,2}\,e^{-ix}}\right]\left[\frac{\hat{d}_{0,1}\hat{d}_{1,2}e^{-ix/2}}{1+\hat{r}_{0,1}\hat{r}_{1,2}\,e^{-ix}}\right]^{*} \qquad \text{II.3.A2.}$$

Burada $d_{m,m+1}$ ve $r_{m,m+1}$ (m) − (m+1) sınır yüzeyinden geçen ve yansıyan ışığa ait Fresnell katsayıları,

$$\hat{d}_{m,m+1} = \frac{2\hat{n}_m}{\hat{n}_m + \hat{n}_{m+1}} \qquad \text{II.3.A3.}$$

$$\hat{r}_{m,m+1} = \frac{\hat{n}_m - \hat{n}_{m+1}}{\hat{n}_m + \hat{n}_{m+1}} \qquad \text{II.3.A4.}$$

şeklinde verilir. $\hat{n}_f$ filmin kırma indisi, d film kalınlığı ve λ kullanılan ışığın dalga boyu olmak üzere faz farkı X

$$X = \frac{4\pi\hat{n}_f d}{\lambda} \qquad \text{II.3.A5.}$$

dir. Bizmut filmine ait ölçmelerden $\hat{n}$ indis değeri($\hat{n}$= n−ik) biliniyorsa (ki burada n = 2,317 ve k = 3,049) bu değerler

II.3.A2. ifadesinde kullanılarak teorik olarak d-T değişimleri bilgisayarla hesaplanabilir. Bu değişim Şekil III de verildi.

Bu değişimlerden ölçülen $T_{öl}$ değeri yardımıyla d tayin edilebilir. Bu çalışmada Bi filmlerine ait $\hat{n}_f$ indisinin kalınlıkla değişmediği ve yukarıdaki değerde sabit kaldığı kabul edildi. İkinci olarak bu çalışmaya paralel yürütülen D. Değer'in Elipsometrik ölçmelerine göre Bi filmi üzerinde 140 A^o kalınlığındaki BiO_x filminin oluştuğu görüldü. Bu halde üç sınır için elde edilen Transmitans hesaplarında BiO_x in yukarıdaki d-T değişimini fazla etkilemediği gözlendi.

B) İNTERFERENS YÖNTEMİ

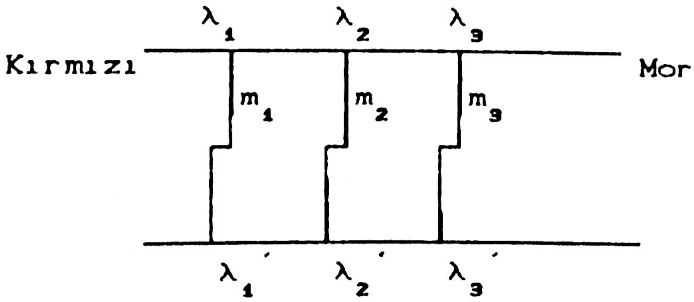
Bu yöntem gümüşlü iki yüzeyin arasında kalan hava kamasında meydana gelen interferens franjlarının izlenmesine dayanır. İnterferens franjları kullanılan ışığa göre başlıca iki sınıfa ayrılabilir :

- Eşit Kromatik Mertebe Franjları
- Eşit Kalınlık Franjları

Çalışmamızda eşit kromatik mertebe frajlari yöntemi kullanıldı.

- Eşit Kromatik Mertebe Franjları :

Birer yüzü gümüşlenmiş iki cam levhayı , gümüşlü yüzeyleri birbirine bakacak şekilde yerleştirecek olursak kama açısı küçük bir hava kaması elde ederiz. Böyle bir sistem beyaz renkli bir ışınla aydınlatılırsa ve bir spektrometre kullanılarak gözlem yapılırsa spektrumun görünür bölgesi içinde kırmızıdan mora doğru aydınlık zemin üzerinde siyah franjlar aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi oluşur :



Şekil :II.3.1. Spektrometrede görülen eşit renk mertebe franjları

Filmin d kalınlığının meydana getirdiği setten dolayı m_1. mertebedeki λ_1 dalga boyunda yer alan franj $\Delta\lambda_1$ kadar kayar ve Şekil.II.3.1.deki gibi yivli bir spektrum oluşur. m_1. mertebesi için hava kamasının optik yolu (hava için n = 1 alınarak)

$$2d_2 = m_1\lambda_1' \Rightarrow d_2 = \frac{m_1\lambda_1'}{2} \qquad \text{II.3.B1.}$$

ve d kalınlığındaki filmden dolayı aynı mertebedeki ikinci hava kamasına ait optik yol

$$2d_1 = m_1 \lambda_1 \Rightarrow d_1 = \frac{m_1\lambda_1}{2} \qquad \text{II.3.B2.}$$

dir. Film kalınlığı d_f

$$d_f = d_2 - d_1 = \frac{m_1(\lambda_1' - \lambda_1)}{2} = \frac{m_1}{2}\Delta\lambda_1 \qquad \text{II.3.B3.}$$

dir. Bu bağıntıdan d kalınlığını bulabilmek için kalınlığın ölçüldüğü mertebeyi ölçülebilecek büyüklükler cinsinden yazmak gerekir. Buna göre (m_1 + 1). mertebedeki optik yol

$$2d_1 = (m_1 + 1) \lambda_2 \qquad \text{II.3.B4.}$$

yazılabilir ve

$$2d_1 = (m_1 + 1) \lambda_2 = m_1 \lambda_1 \qquad \text{II.3.B5.}$$

dir. Burdan

$$m_1 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \qquad \text{II.3.B6.}$$

dır. Bu değer II.3.B3. de yerine yazılırsa

$$d_f = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\Delta\lambda_1}{2} \qquad \text{II.3.B7.}$$

bağıntısı elde edilir.

Kullanılan spektrometrenin dalga boyuna göre ayarlanmış taksimat yardımıyla ardarda gelen iki franjın yeri ve franjdaki kayma miktarı dalga boyu cinsinden okunur[24]. Bu okunan değerlerden II.3.B7 yardımıyla film kalınlığı d_f tayin edilir.

C) KALINLIĞIN TARTI YOLUYLA YAKLAŞIK OLARAK BULUNMASI

Buharlaştırılacak madde miktarı tartılarak ölçülür. Buharlaşma esnasında , maddenin atomlarının küresel olarak dağıldığı düşünülüp buharlaşma noktası merkez alındığında R yarıçaplı küre yüzeyinde yoğunlaşan madde miktarı d kalınlığını verir. $4\pi R^2 d$ hacmi, buharlaşan maddenin hacmine eşit olacaktır. Buharlaştırılan maddenin yoğunluğu ρ olmak üzere ölçülen m kütlesinin hacmi m / ρ dur. Buna göre

$$4\pi R^2 d = \frac{m}{\rho} \qquad \text{II.3.C1.}$$

bağıntısından d kalınlığı

$$d = \frac{m}{4\pi R^2 \rho} \qquad \text{II.3.C2.}$$

olarak bulunur[24]. Bu yöntemle kalınlık belirlenmesinde kaynak, nokta kaynak olarak kabul edildi. Gerçekte buharlaşmanın spiral filamandan yapılması nokta kaynak modeline uymamaktadır. Ayrıca yoğunlaştırma problemi bu yöntemde ikinci bir hata meydana getirmektedir. Bununla birlikte kaba bir kalınlık tayini için iyi bir yaklaşımdır.

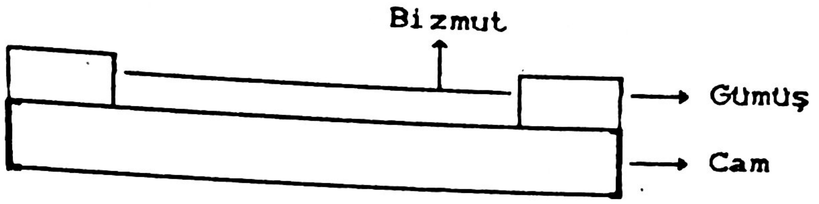
III. DENEYSEL BÖLÜM

III.1. ÖRNEKLERİN HAZIRLANMASI

Cam taşıyıcı olarak (13,4 * 38) mm. lik UNION firmasının mikroskop camı kullanıldı. Filmlerin hazırlanması sırasında kullanılan taşıyıcıların yapısı, yüzeyi ve temizliği son derece önemlidir. Çünkü bunlar kaplanan filmin özelliklerini çok fazla etkilemektedir. Dayanıklı bir film hazırlayabilmek için taşıyıcının üzerindeki yağ ve subuharı gibi kirliliklerin arındırılması gerekir. Cam taşıyıcılar önce deterjanlı pamuk ile temizlendi. Sonra saf su ile deterjan kalmayacak şekilde yıkandı. Daha sonra ılık kromik asit çözeltisinde 15-20 dakika bekletilip tekrar bol distile su ile yıkanarak 100 ^{o}C daki etüvde kurutuldu. Bu şekilde optik taşıyıcıların temizlik işlemleri tamamlandı.

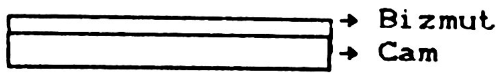
Cam taşıyıcılar üzerine 10^{-5} torr luk vakumda termik buharlaştırmayla örnekler hazırlandı. Termik buharlaştırmada Edwars Model 6E vakum ünitesi kullanıldı. Filmlerin ve gümüş elektrodların hazırlanmasında erime noktası bunlardan daha yüksek olan Tungsten flaman kullanıldı. Tungsten spiral potalardan, pota numune mesafesi sabit tutularak % 99 saflıktaki Bizmut malzemesi buharlaştırıldı. Buharlaştırma esnasında flaman akımı 11 Amper civarında sabit tutuldu. Buharlaştırma süreleri 5 - 15 saniye aralığında değiştirilerek farklı kalınlıkta örnekler elde edildi.

İletkenlik ölçmelerinde kullanılacak örnekler için daha önce taşıyıcıların her iki tarafında yer alan ve birbirinden 29,8 mm. uzaklıkta, 13,4 mm genişliğinde 1000 A^{o} kalınlığındaki gümüş elektrodlar arasına şerit şeklinde Bi filmleri hazırlandı.(Şekil :III.1.1.)



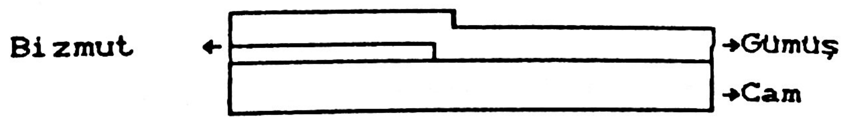
Şekil.III.1.1:İletkenlikölçümlerindekullanılanfilm

Transmitans ölçümlerinde kullanılacak örnekler ise (13,4 * 37,9) mm. ebatlarındaki çıplak taşıyıcılar üzerine aynı şartlarda hazırlandı(Şekil.III.1.2.).



Sekil.III.1.2.:Transmitans ölçümleri için kullanılan film

Interforometrik ölçümler için yarısı Bizmut kaplanan taşıyıcı daha sonra tamamen gümüşle kaplanmıştır.

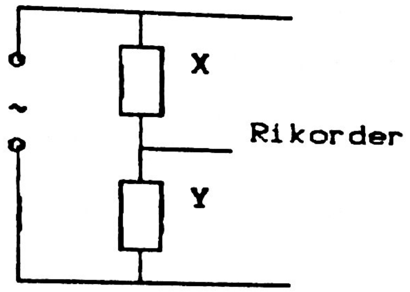


Şekil.III.1.3.:Interforometrik ölçümler içinkullanılanfilm

Bu üç tip örnek aynı zamanda aynı buharlaştırma şartlarında hazırlandı.Termik buharlaştırma yöntemiyle hazırlanan örnekler ölçümleri yapılmak üzere vakumdan çıkarıldı.Bu çıkarılma anı ile ilk ölçüm zamanı mümkün olduğu kadar kısa tutulmaya çalışıldı.

III.2. İLETKENLİK ÖLÇMELERİ

İletkenlik ölçmeleri oda sıcaklığında yapıldı. Bu ölçümlerde direnç değerlerine göre seçilen 708888 nolu Leads & Northrup Co. ait standart dirençler kullanıldı. Standart dirençler 2 k.ohm. ve 3 k.ohm. seçildi. Şekil.III.2.1. deki düzenek kullanıldı.



Şekil.III.2.1.: İletkenlik ölçüm seti.

Burada Hewlett Packard firmasına ait 7035 B X-Y Rikorder kullanıldı. Rikordırın Y ekseni voltaj ekseni olarak bırakıldı. X ekseni akım eksenine dönüştürüldü. Bu akım değeri X eksenine bağladığımız standart dirence bağlı olarak tayin edildi. Ölçmelerde Philips PE 4830 D.C. gerilim kaynağı kullanıldı. Her örnek için farklı zaman aralıklarında I-V karekteristikleri çizildi. Bunlardan bir örneğe ait I-V değişimi Şekil.I de verilmektedir. İletkenlik ölçmelerinde başlangıç zamanı vakumdan çıkarılma anı olarak alındı.

III.3. SPEKTROFOTOMETRİK ÖLÇMELER

Varian series 634 UV - VISIBLE tipi bir spektrometre kullanılarak görünür ve yakın UV bölgede değişik kalınlıktaki Bizmut filmlerine ait Transmitans eğrileri çizdirildi. (Şekil.III)

Bizmut filmlerine ait transmitans değerinin hesabı :

Spektrometrede referans ve örnek üzerine düşen iki ışından referansın geçirgenliği % 100 alınarak buna göre örneğin geçirgenliği tayin edildi. Referans olarak taşıyıcı camlar kullanıldı. Teoride T transmitansı hava-Bi filmi-hava ortamı için hesaplanmaktadır. Ölçmelerde ise cam referansına göre hava - Bi filmi - cam - hava sistemi kullanılmaktadır. Buna göre teorik hesaplarla uyuşmak için ölçümlerde bir dönüşüme gerek vardır.

Bu film sisteminde T_2 cam ortamındaki izafi ışık şiddetini, T_1 hava ortamına geçen izafi ışık şiddetini göstermek üzere bu sistemde ölçülen izafi ışık şiddeti :

$$T_1 = T_2 - T_2R \qquad \text{III.3.1.}$$

dir veya cam ortamındaki izafi ışık şiddeti

$$T_2 = \frac{T_1}{1 - R} \qquad \text{III.3.2.}$$

dir. Referans olarak kullanılan cama gelen izafi ışın şiddeti E_o ve geçen izafi ışın şiddeti E_o' olmak üzere geçen izafi ışın şiddeti :

$$E_o' = E_o \left(1-R \right)^2 \qquad \text{III.3.3.}$$

veya gelen izafi ışın şiddeti:

$$E_o = \frac{E_o'}{(1-R)^2} \qquad \text{III.3.4.}$$

dir. Teorik olarak hesaplanan T_{teo} değeri, filmden çıkan T_2 ışının E_o gelen ışınına oranı olduğundan T_{teo}

$$T_{teo} = \frac{T_2}{E_o} = \frac{\dfrac{T_1}{(1-R)}}{\dfrac{E_o'}{(1-R)^2}} = \frac{T_1(1-R)}{E_o'} \qquad \text{III.3.5.}$$

olarak bulunur. Burda T_1/E_o' oranı spektrometrede ölçülen değerdir. Dolayısıyla

$$T_{teo} = T_{ölç}\,(1-R) \qquad \text{III.3.6.}$$

olur. Böylece ölçülen transmitans değeri teorik hesaplarda kullanılan ifadeye dönüştürülmüş olur. Burda cam için n = 1,5 alınıp R =0,04 hesaplanarak

$$T_{teo} = 0{,}96\ T_{ölç} \qquad \text{III.3.7.}$$

dönüşümü yapıldı. Bu dönüşüm kullanılarak ölçülen $T_{ölç}$ değerinden teorik T_{teo} değerine geçildi. Bu T_{teo} değerine tekabül eden d_f film kalınlığı Şekil.III. deki Bi için verilen değişimden elde edildi. Bu şekildeki (o) yuvarlak noktalar deneysel sonuçlara tekabül eden transmitans değerleridir. Bu şekilde aynı zamanda Bi-BiO film sistemine ait teorik transmitans değişimide görülmektedir. Bu teorik değişimler elipsometrik ölçümlerden elde edilen kırılma ve absorbsiyon indisi esas alınarak teorik bölümde verilen ifadeler yardımıyla hesaplandı.

III.4. İNTERFEROMETRİK ÖLÇMELER VE ŞİŞME FAKTÖRÜ TAYİNİ

Filmlerin kalınlığı Tolansky tekniğiyle çalışan Hilger ve Watts N 130 tipi interforometreylede ölçüldü. II.3.B. de verilen teknikle kalınlık tayin edildi.

Bizmut filmi üzerinde oluşan oksit filmi aynı zamanda metal filminde incelmeye neden olmaktadır. Bu incelme iletkenlik ölçmelerinde direncin artması ile gözlenmektedir. Optik yöntemle bu oksidasyon olayının incelenmesi için okside dönüşen metal miktarının belirlenmesi gerekmektedir. d_M başlangıçtaki metal kalınlığı, d_m oksitlendikten sonraki metal kalınlığı, d_{ox} oksit kalınlığı ve k şişme faktörü olmak üzere

$$d_M = d_m + \frac{d_{ox}}{k} \qquad \text{III.4.1.}$$

dir[25]. k ile gösterdiğimiz şişme faktörünü tayin etmek için metal kısmının tamamen oksitlendiğini kabul edersek:

$$k = \frac{d_{ox}}{d_M} \qquad \text{III.4.2.}$$

olur. Şişme faktörünün tayini için vakumda termik buharlaştırma ile aynı kalınlıkta iki Bizmut filmi hazırlanıp birinin kalınlığı hemen, diğerininki daha sonra ölçüldü. Bu değerler

$$d_{ox} = 172,5 \text{ A}^o$$

ve

$$d_M = 155,6 \text{ A}^o$$

olarak tayin edildi. Bunlara göre k şişme faktörü

$$k = 1,101$$

olarak bulundu.

TABLO 1

λ = 6325 A^o (dalga boyu) ρ_o = 11,5 * 10^{-5} ohm-cm.

T(%)	t	R	d_1	d_2	d_3	d_4	d_5	d_6	ρ	σ/σ_o
3,06	5	0,158	583	590	580	128	655	539,6	38,31	0,3001
	15	0,158				140		528,7	37,54	0,3063
	25	0,158				144		525,1	37,28	0,3084
	40	0,158				145		524,2	37,22	0,3089
	70	0,158				146		523,3	37,15	0,3094
	100	0,158				147		522,4	37,09	0,3100
3,36	5	0,214	618	510	530	128	635	519,6	49,98	0,2300
	15	0,237				140		508,7	54,18	0,2122
	25	0,237				144		505,1	53,79	0,2137
	40	0,237				145		504,2	53,70	0,2141
	60	0,237				145,5		503,8	53,65	0,2143
	80	0,237				146,5		502,9	53,55	0,2147
10,1	5	0,859	210	320	350	128	445	329,6	127,2	0,0904
	20	0,859				143		316	121,9	0,0943
	35	0,859				145		314,2	121,3	0,0948
	50	0,859				145		314,2	121,3	0,0948
	65	0,859				146		313,3	120,9	0,0951
	100	0,859				147		312,4	120,6	0,0954
14,5	5	0,902	207	250	278	128	375	259,6	105,1	0,1093
	20	0,902				143		246	99,7	0,1154
	35	0,902				145		244,2	98,9	0,1162
	50	0,902				145		244,2	98,9	0,1162
	70	0,939				146		243,3	102,7	0,1121
	90	0,939				147		242,4	102,3	0,1124
24,7	3	1,142	256	167	185	115	293	189	96,85	0,1187
	9	1,149				134		171,6	88,58	0,1298
	20	1,169				143		163,5	85,86	0,1340
	35	1,082				145		161,7	78,61	0,1464
	55	1,093				145,5		161,3	79,19	0,1453
	80	1,108				146		160,8	80,10	0,1436
31,1	10	0,93	144	130	145	135	255	133,3	55,7	0,2066
	20	0,93				143		126	52,6	0,2183
	30	0,93				144,5		124,7	52,1	0,2207
	45	1,09				145		124,2	60,8	0,1890
	60	1,09				145,5		123,8	60,6	0,1897
	80	1,14				146,5		122,8	62,6	0,1834
	95	1,16				147		122,4	63,6	0,1808

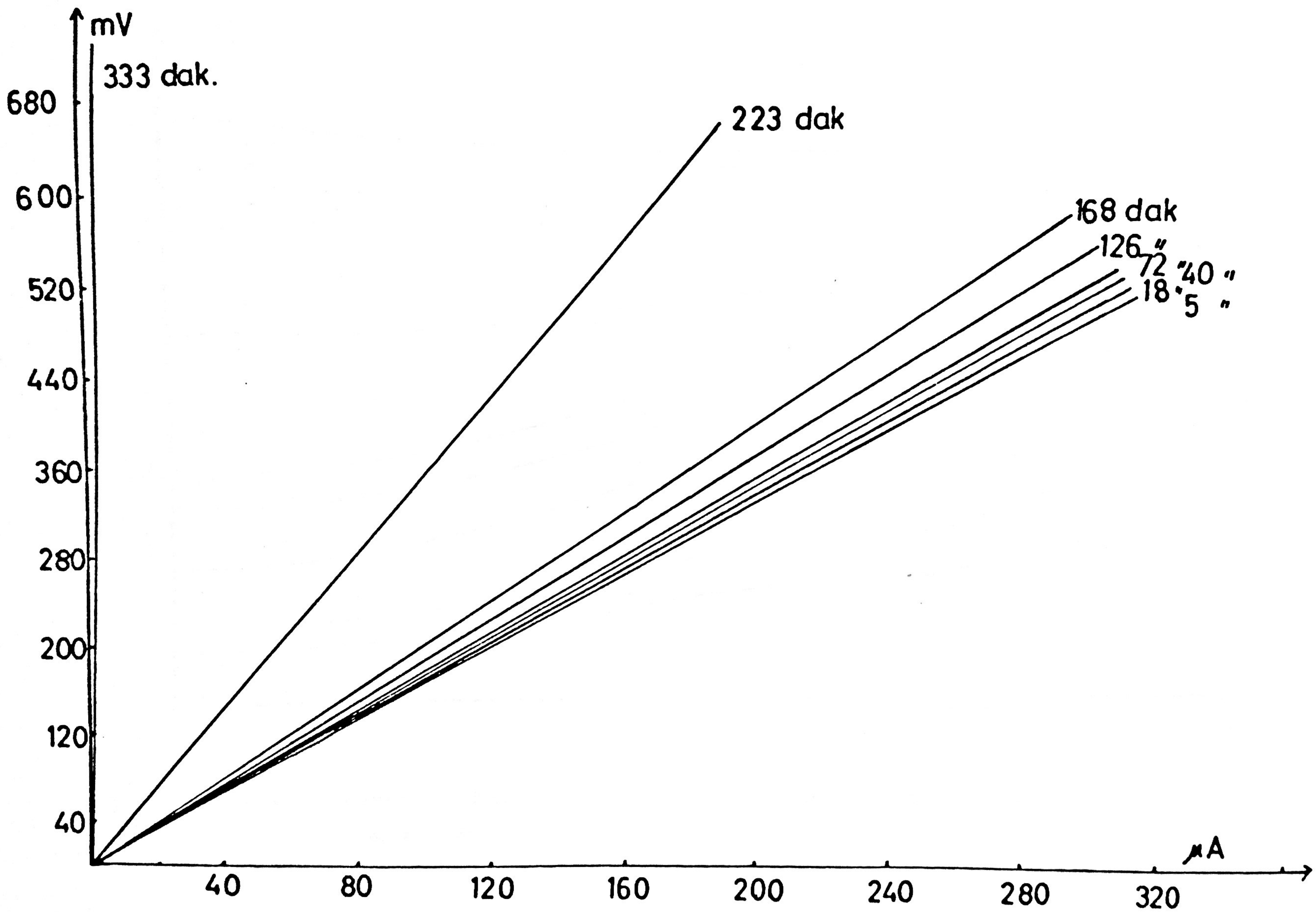
T(%)	t	R	d_1	d_2	d_3	d_4	d_5	d_6	ρ	σ/σ_0
35,4	5	1,64	199	112	125	128	238	122,1	89,97	
	13	1,69				137		113,9	86,49	0,1329
	18	1,69				142		109,4	83,07	0,1385
	23	1,69				143,5		108,1	82,05	0,1401
	33	1,74				145		106,7	83,48	0,1379
	48	1,74				145		106,7	83,48	0,1379
	68	1,77				146		105,8	84,15	0,1366
	78	1,77				146,5		105,3	83,79	0,1373
46,9	3	2,78	190	75	85	115	200	96,3	120,18	0,0956
	9	3,01				134		79,1	107,03	0,1075
	20	3,13				143		71	100	0,1149
	35	3,26				145		69,2	101,3	0,1135
	65	3,32				146		68,3	102	0,1127
66,1	4	19,28	147	40	40	125	165	52,3	435,2	0,0264
	10	23,31				135		43,2	453,4	0,0254
	15	26,06				140		38,7	454,1	0,0253
	25	30,30				144		35	478,8	0,024
	35	35,35				145		34,2	544,4	0,0211
	45	40,4				145		34,2	622,3	0,0184
	59	51,94				145,5		33,8	789,2	0,0145
	85	79,54				147		32,4	1160,4	0,0099

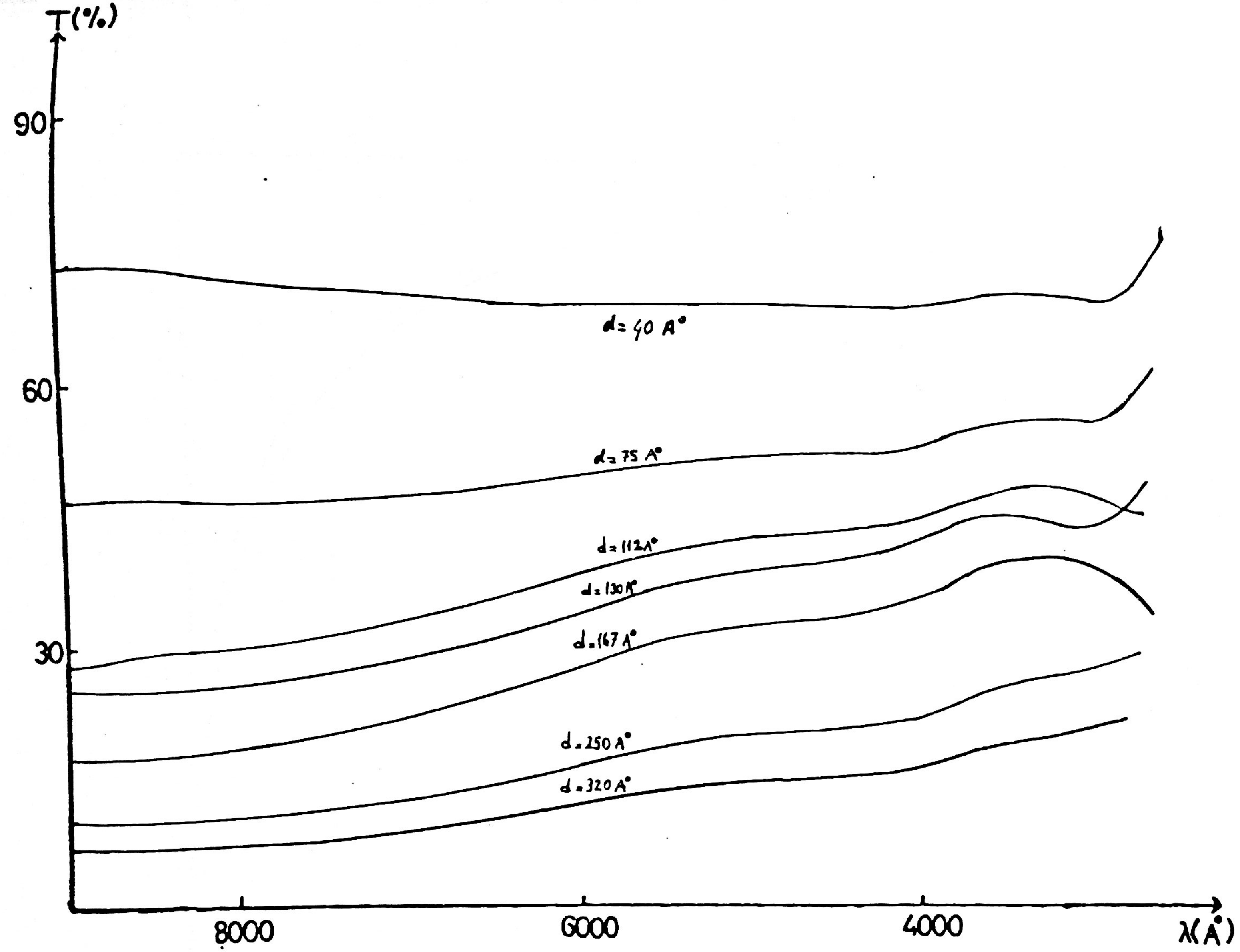
Burda $t=t$(dak), $R=R(10^3 ohm)$, $d_1=d_{IN}(A^o)$, $d_2=d_T(A^o)$, $d_3=d_{T+Ox}(A^o)$,

$d_4=d_{Ox}(A^o)$, $d_5=d_3(A^o)$, $d_6=d_m(A^o)$, $\rho=\rho(10^{-5} ohm*cm)$ dir

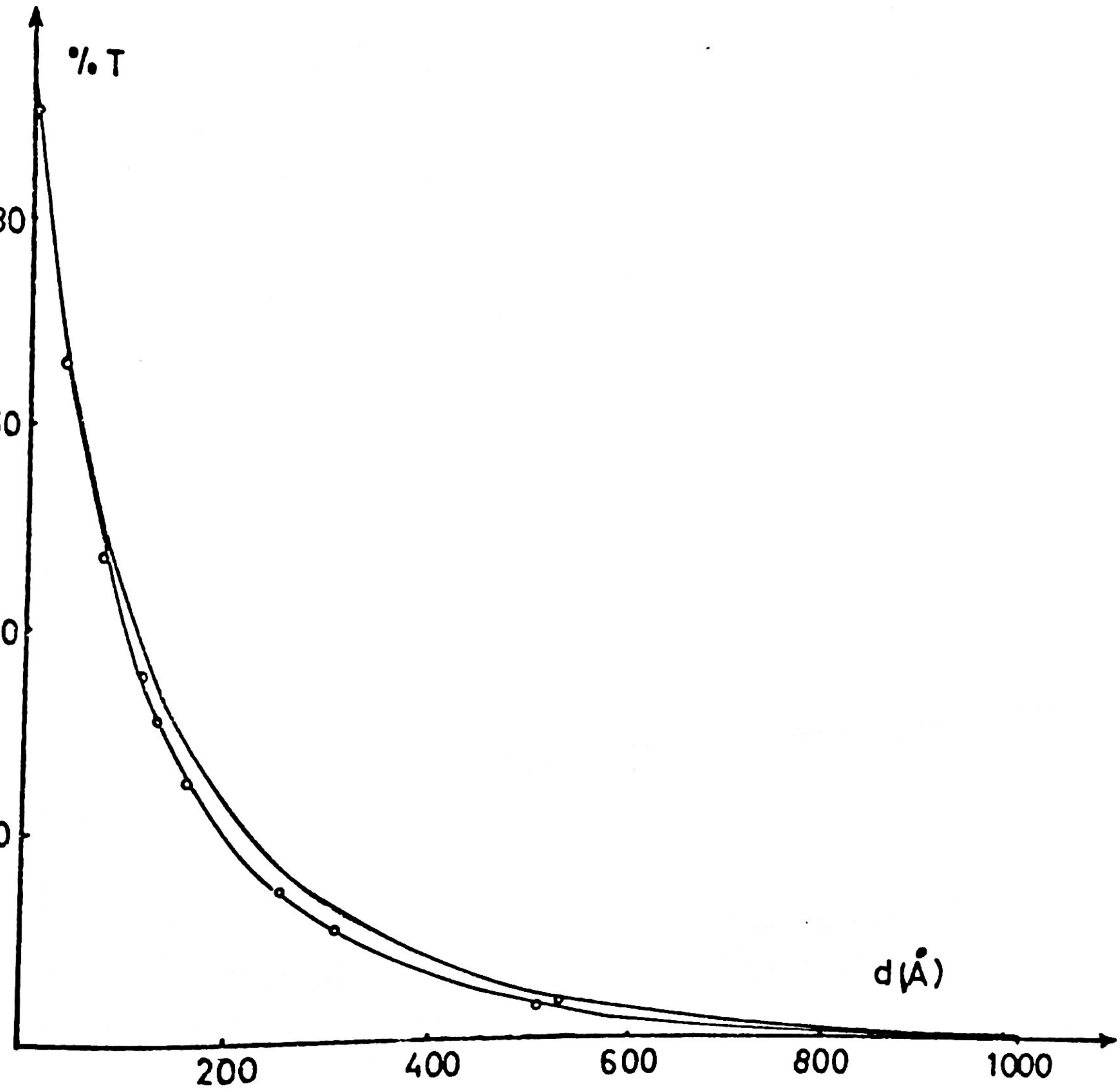
TABLO 2

t	$F = \left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5}\right)\left(1 - e^{-kt}\right)$		
	$k = 0,5$	$k = 1$	$k = 1,5$
1	0	0	0
1,1	0,055	0,087	0,105
1,2	0,079	0,122	0,147
1,3	0,088	0,134	0,159
1,4	0,089	0,134	0,156
1,5	0,086	0,127	0,147
1,6	0,081	0,118	0,135
1,7	0,076	0,109	0,123
1,8	0,070	0,098	0,110
1,9	0,064	0,089	0,099
2	0,059	0,081	0,089
3	0,025	0,031	0,032
4	0,013	0,014	0,015
5	0,007	0,007	0,007
6	0,004	0,004	0,004
7	0,003	0,003	0,003
8	0,002	0,002	0,002
9	0,001	0,001	0,001
10	0,0009	0,0009	0,0009

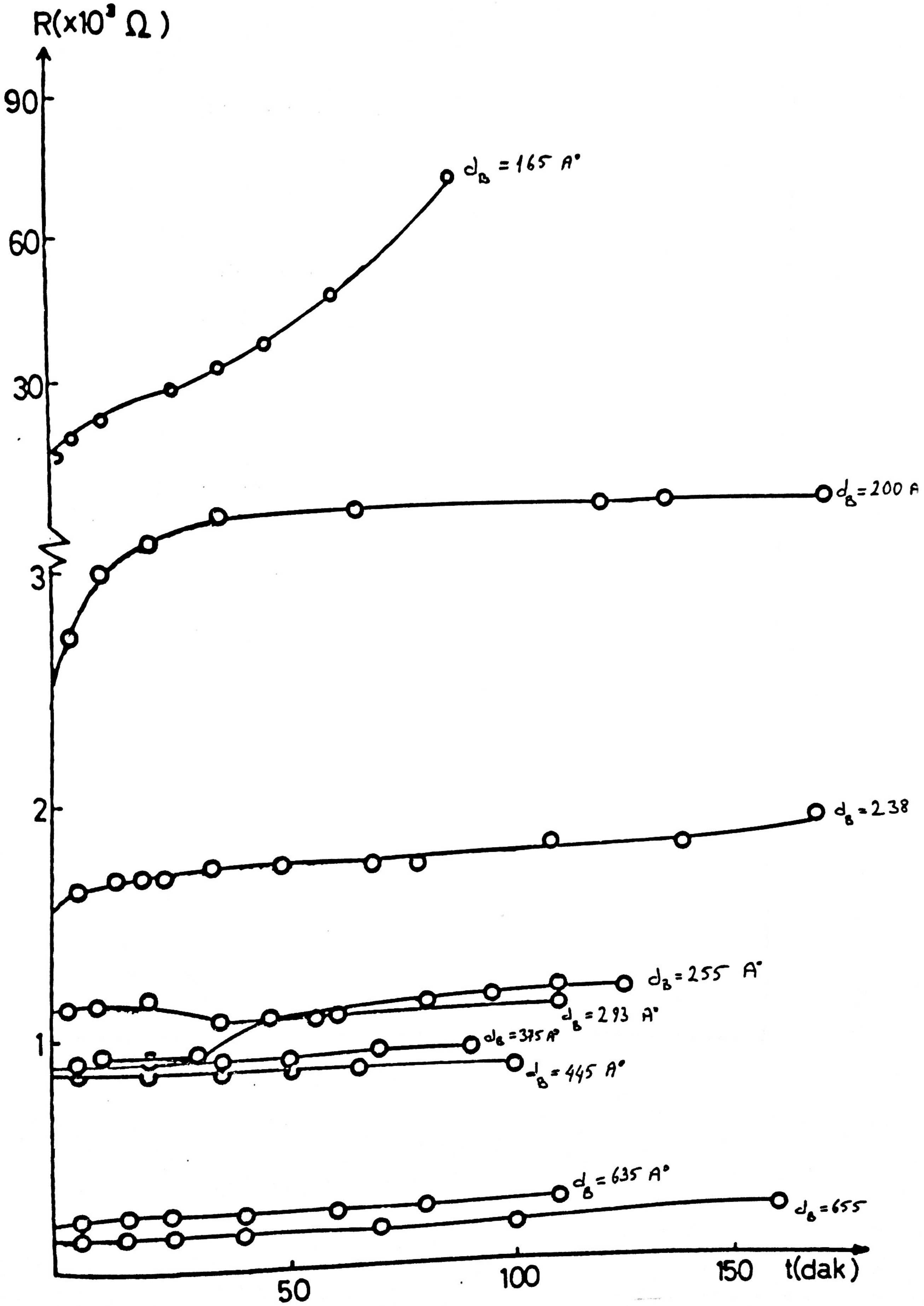

mV
333 dak.
223 dak
168 dak
126 "
72 "
40 "
18 "
5 "
680
600
520
440
360
280
200
120
40
40
80
120
160
200
240
280
320
μA



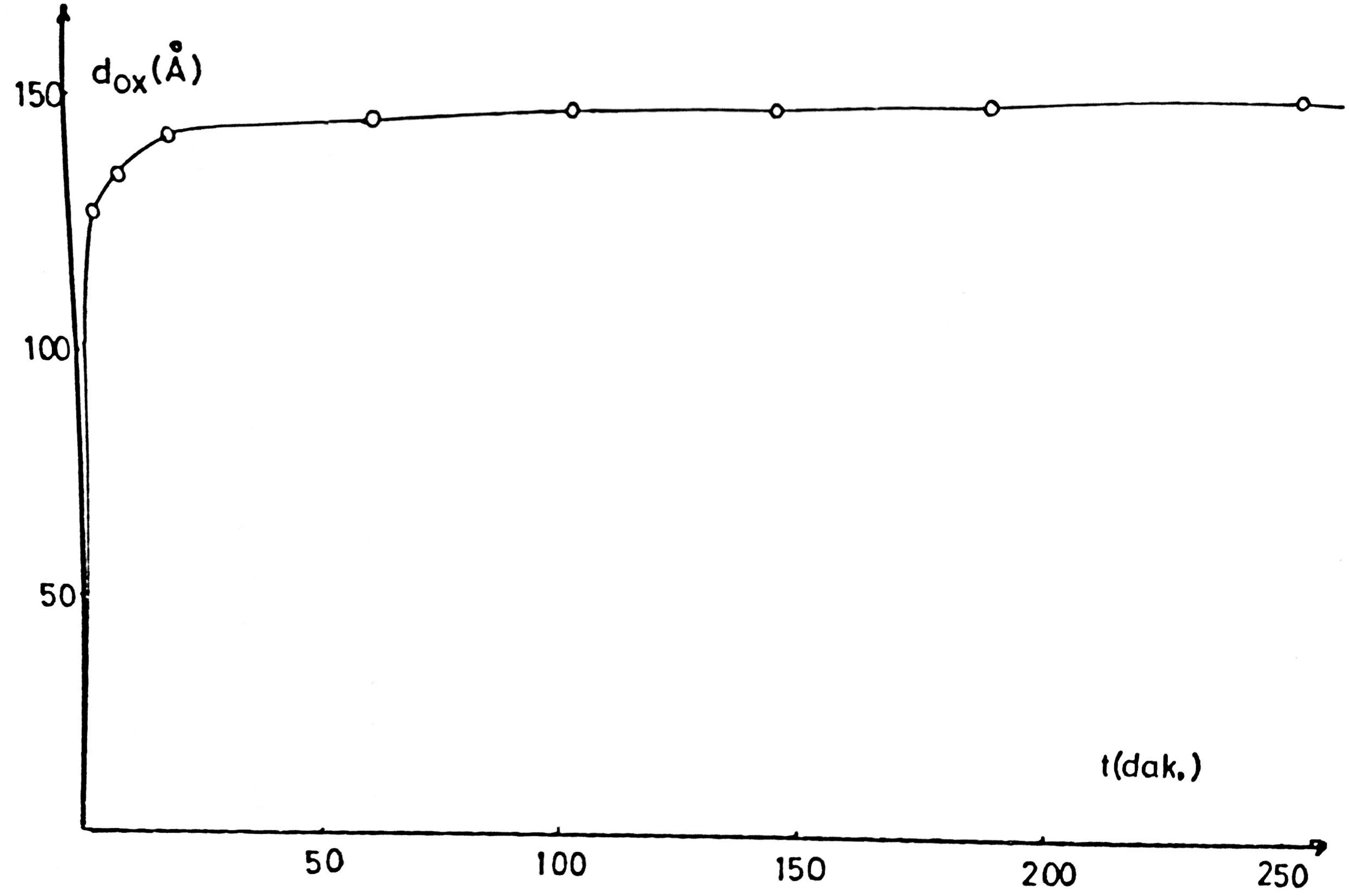
Şekil.II Farklı kalınlıktaki filmlerin dalga boyu transmitans değişimi.



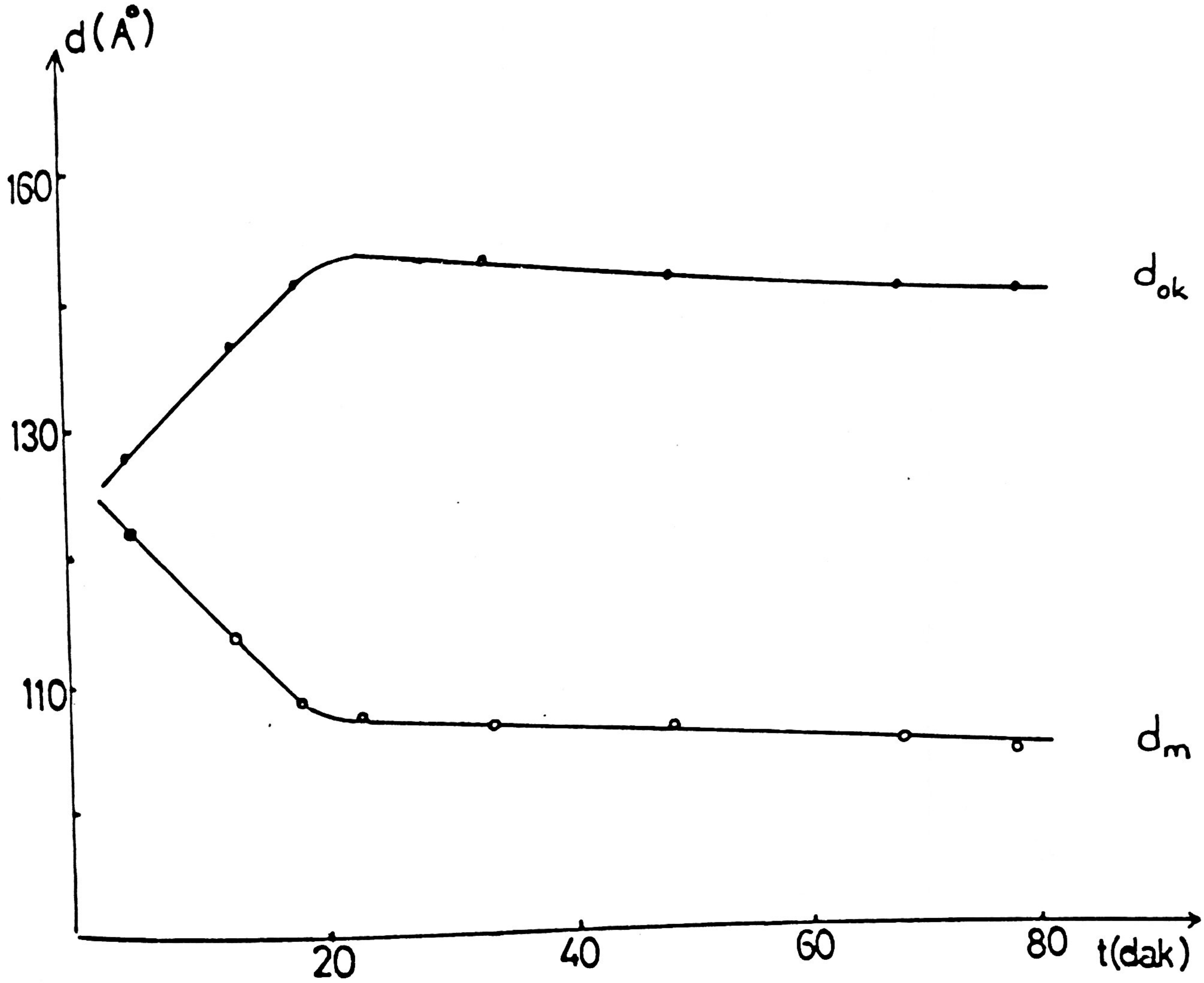
Şekil.III Bi ve Bi $-BiO_x$ in kalınlık transmitans değişimi



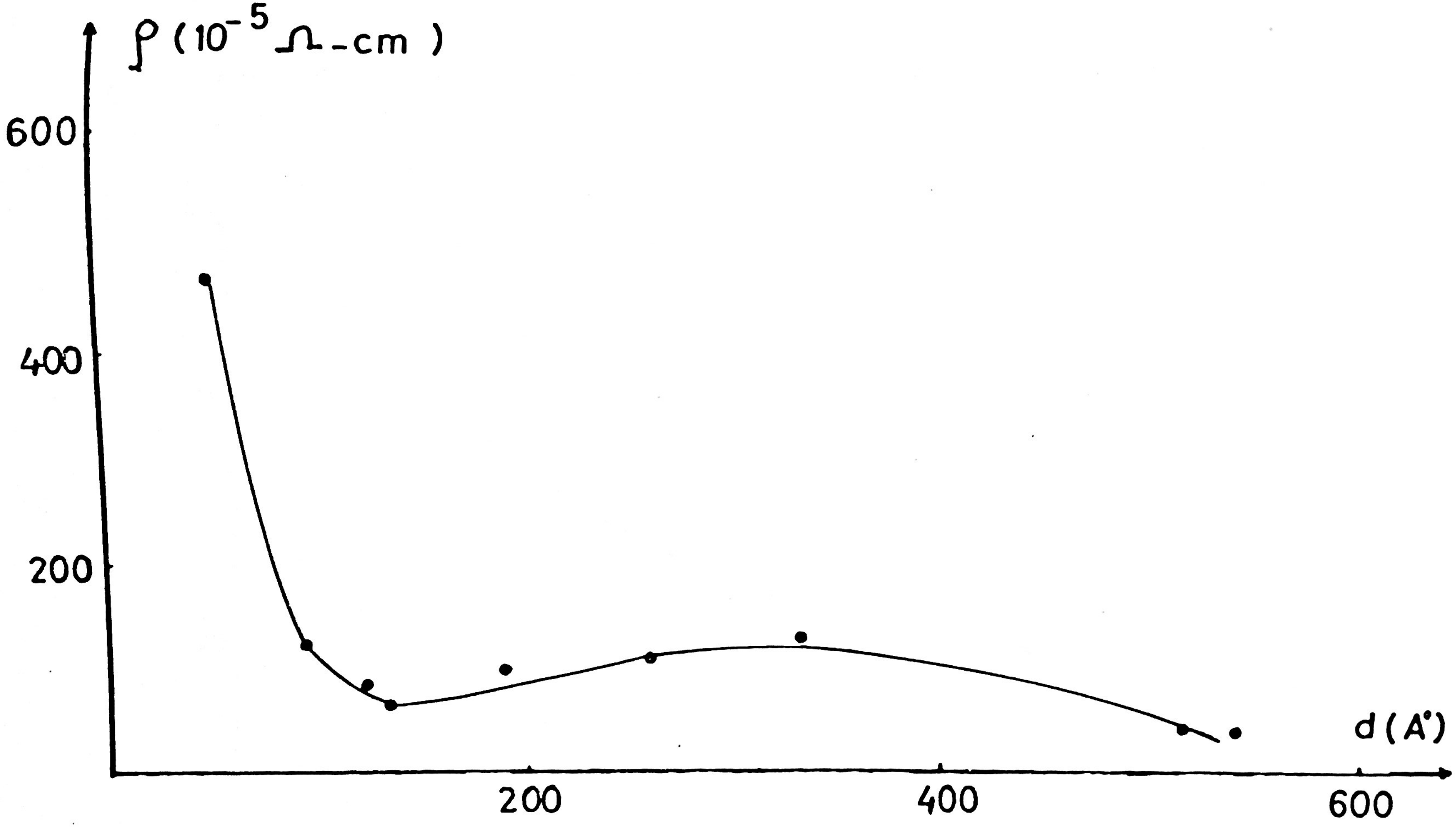
Şekil.IV Farklı kalınlıktaki filmlerin zamanla direncinin değişimi.



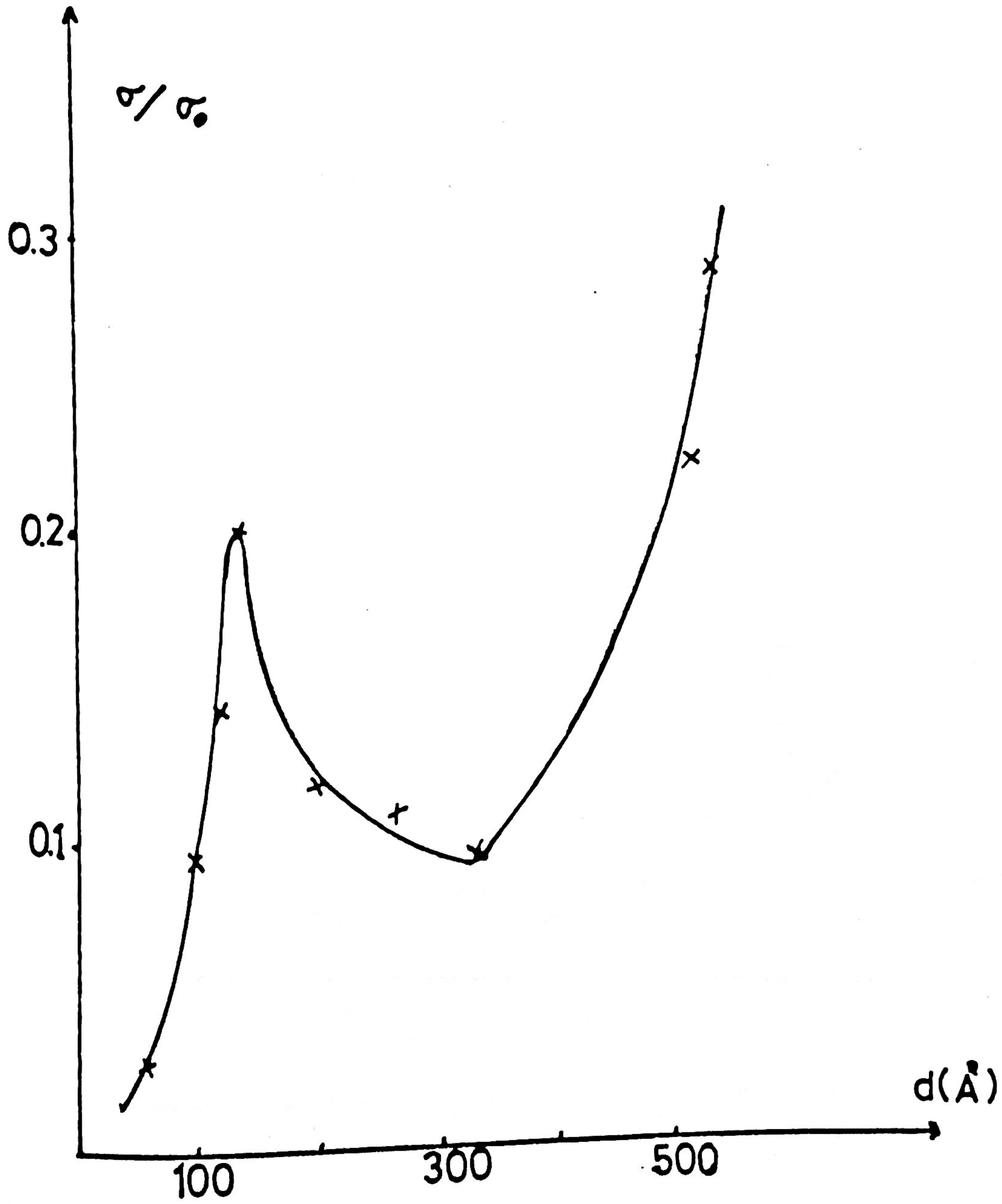
Şekil.V Zamanla oksit kalınlığının değişimi



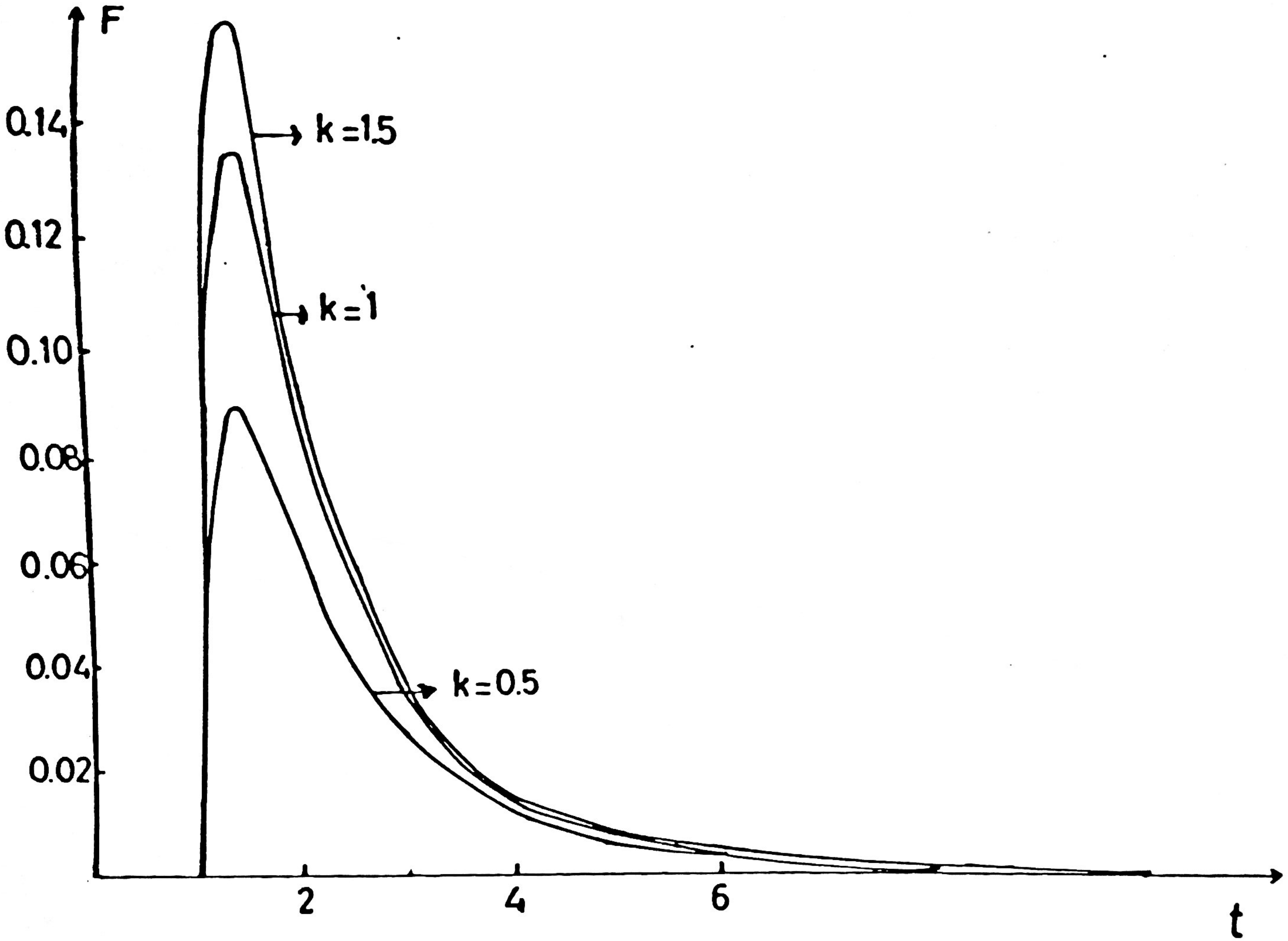
Şekil.VI Bir örnek için zamanla d_{ox} ve d_m kalınlıklarının değişimi



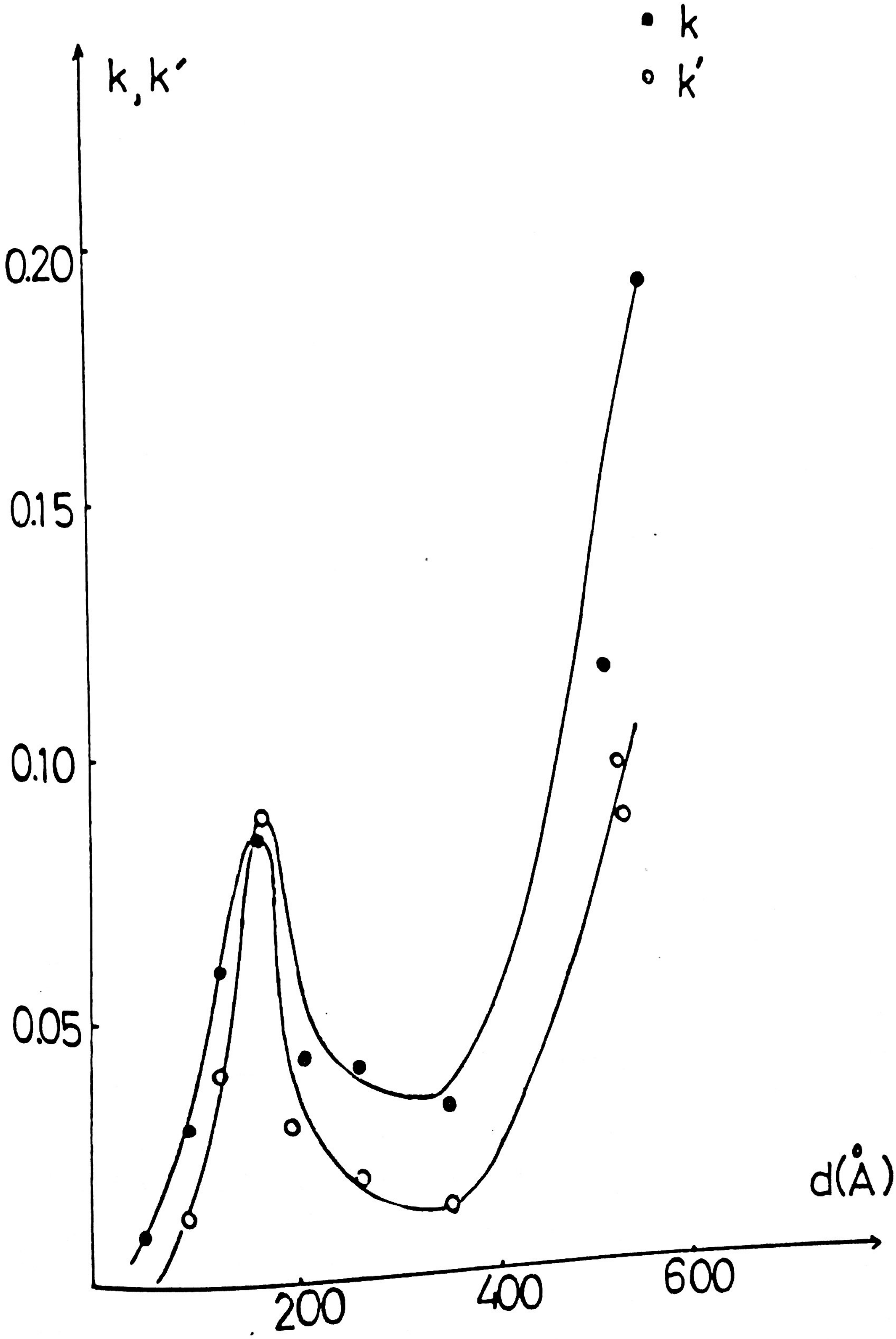
Şekil.VII Kalınlıkla özdirenç değişimi



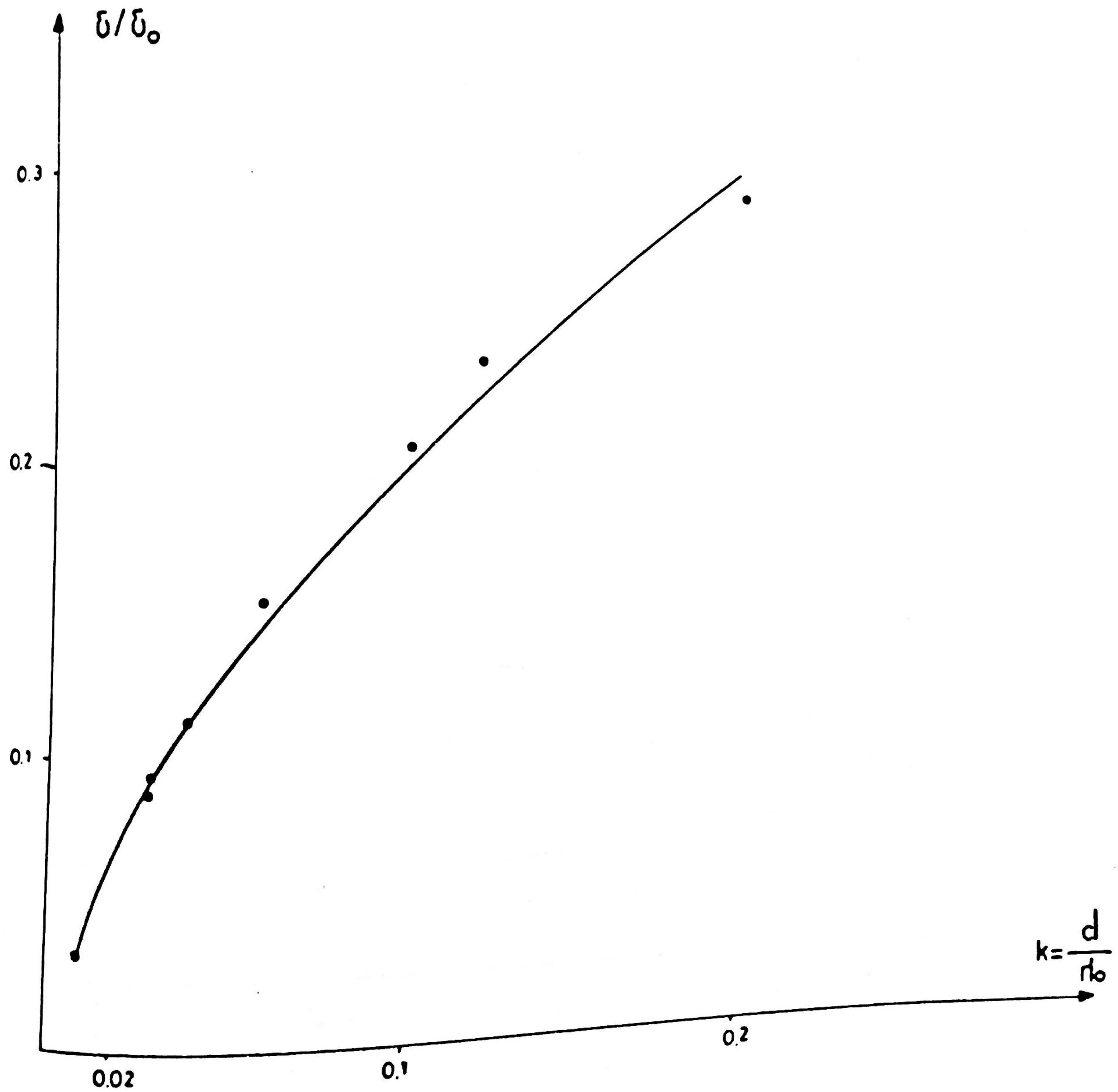
Şekil.VIII Kalınlıkla σ / σ_0 oranının değişimi



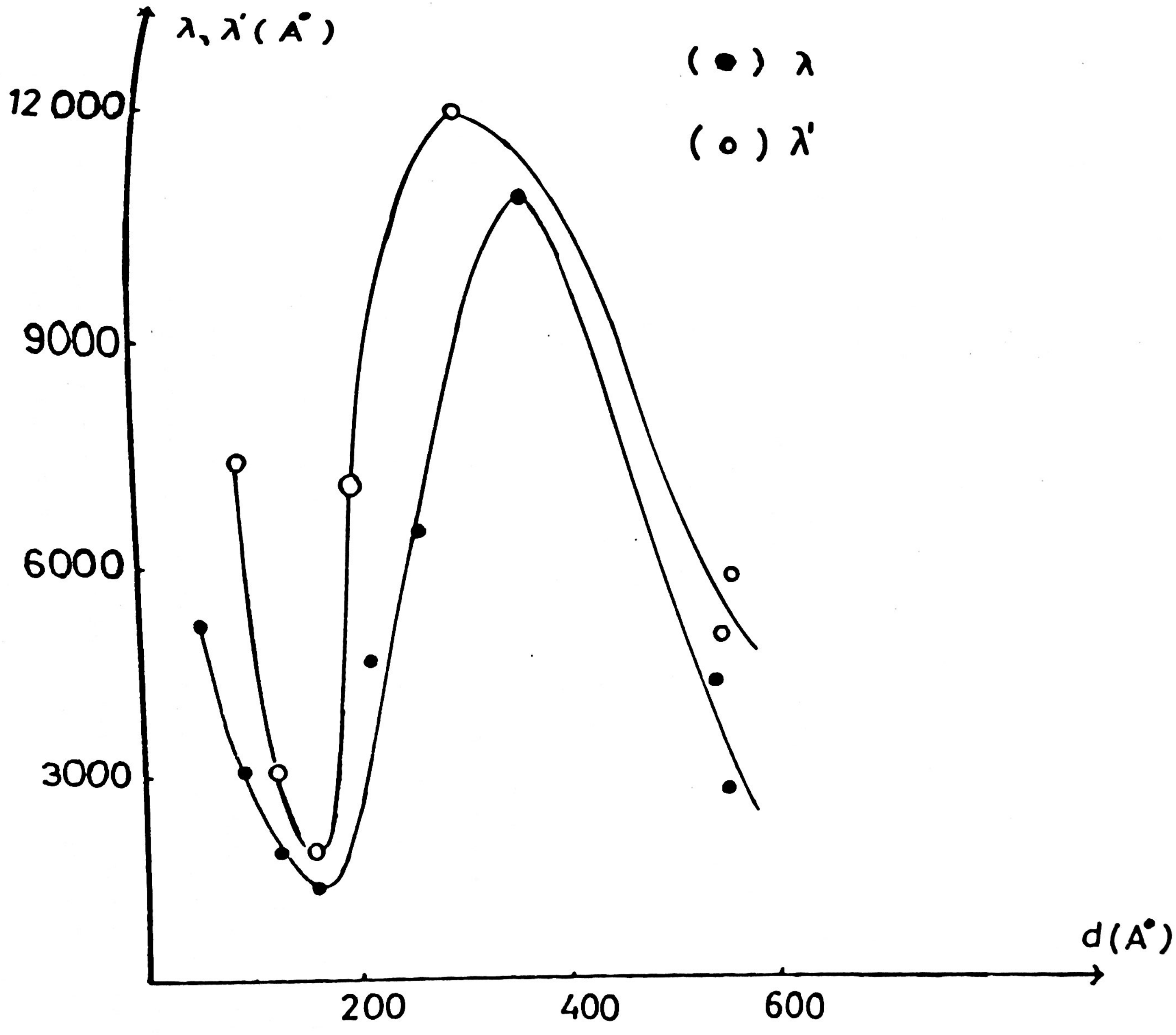
Şekil. IX



Şekil.X Kalınlıkla k , k' değişimi



Şekil.X.A k ile σ/σ_o oranın değişimi



Şekil.XI Kalınlıkla λ ,λ' ortalama serbest yol değişimi

IV SONUÇ

10^{-5} Torr'luk basınçta,farklı buharlaştırma sürelerinde hazırlanan Bi filmleri üzerinde yapılan iletkenlik,transmitans ve kalınlık ölçümleri toplu olarak Tablo 1 de verilmektedir.Çizilen I - V karakteristiklerinden bu filmlerin iletkenliklerinin omik olduğu gözlendi.Bu örneklerden birine ait I - V değişimi Şekil I de verilmiştir Bu şekilde bir örneğe ait direncin zamanla artan değişimi gözlenmektedir Burada vakumdan çıkarılma anından itibaren 5.dakikadan 333. dakikaya kadar eğimdeki değişmelere tekabül eden dirençler 1,64 k.ohm. dan 1,77 k.ohm. a kadar arttığı hesaplandı.Dirençteki bu artmaya bağlı olarak iletkenliğin azaldığı izlendi.

Ayrıca bütün örnekler için direncin zamanla değişimi Şekil IV de verilmiştir.Şekilde görüldüğü gibi 200-500 A° aralığında filmlerde yaklaşık 100 dakikalık sürede fazla bir değişme görülmemektedir.Bu kalınlık aralığındaki filmlerde metal kısmına oranla oluşan oksit kısmının az olması, dolayısıyla metal kalınlığının nisbeten sabit kalması direncin zamanla değişmemesine yaklaşık olarak sabit kalmasına neden olmaktadır.50 - 200 A° aralığında ise zamanla metal kısmındaki hızlı nisbi azalma,dirençte bariz artmalara sebep olmaktadır.

Şekil II de aynı örneklere ait T-λ eğrilerinden artan kalınlıklara bağlı olarak transmitansın azaldığı görülmektedir.Bu filmler için teorik olarak kalınlık transmitans değişimi bir bilgisayar programıyla (EK-2C) hesaplandı.Bu d -T değişimi Şekil.III da görülmektedir. Şekil.II teki T-λ deği- şiminde 6325 A° luk dalga boyuna tekabül eden transmitans değerleri alındı. Bu değerler şekil.III daki Bi filmi için verilen teorik T - d_T değişiminde kullanılarak d_T film kalınlığı tayin edildi. d_T kalınlığı yaklaşık olarak 14 dakika sonraki kalınlıktır. Bu süre dalga boyunun 6325 A° ma gelmesi için geçen zamandır ve her biri için aynıdır.

Şekil.III ayrıca Bi-BiO film sistemine ait d - T değişimide verildi. Bu hesap Bi üzerinde oluşan BiO_x filminin transmitansa etkisinin anlaşılması için yapıldı. Sonuçta BiO_x filminin transmitansa fazla etkili olmadığı bu grafikten görüldü.

Başlangıç kalınlığı ise deneysel olarak hesaplanan şişme faktörüne ve zamanla oluşan oksit tabakasının kalınlığını göz önüne alarak III.4.I. deki formülle hesaplanmaktadır. Başlangıç kalınlıkları d_B Tablo 1 de verilmiştir (III.5.).

Metal film kalınlığının değişimine sebep olan oksit tabakasının zamanla oluşumu Şekil.V dan görülmektedir. Burada oksit filmin kalınlığının ilk yarım saat içinde hızla arttığı ve bundan sonra doyuma ulaşarak yavaşladığı görüldü.

Örneklerden biri için Şekil.V de verilen oksit filmine ait kalınlık değişimi esas alınarak zamanla oksit ve metal kalınlığının değişimi Şekil.VI da verilmiştir. Bu eğrilerde ilk 20 dakika içinde hızlı bir şekilde meydana gelen oksidasyona karşılık d_m metal kalınlığının hızlı bir şekilde azaldığı görüldü. Daha sonraki süreçte oksidasyonun yavaşladığı ve d_{ox} ile d_m kalınlıklarının yaklaşık olarak sabit kaldığı görüldü.

Kalınlıkla(A°) özdirencin(ohm.cm.) değişimi Şekil.VII da, (σ/σ_0)' ında film kalınlığı d ile değişimi Şekil.VIII da verilmiştir.

Fuchs-Sondheimer teorisine göre II.2.5. te verilen bağıntı kullanılarak λ ortalama serbest yolu hesaplanabilir.

II.2.5.denkleminden belirli bir yaklaşımla II.2.6.ve II.2.7. denklemleri elde edilmektedir.Bu yaklaşık denklemlerden hangisini kullanacağımıza karar vermek için : Çalışmamızda ele alınan film kalınlıklarının 50 - 550 A° arasında olduğu ve litaretürden ortalama serbest yolun 3000 A° civarında verildiği göz önüne alındı.Buna göre $k << 1$ tesbit edildi ve bu şartı sağlayan II.2.7. denklemi kullanıldı.II.2.7. denkleminde k değerlerini hesaplayabilmek için bir bilgisayar programı yapıldı(EK-2A).Bu k değerlerinin kalınlıkla değişimi (•) işaretiyle Şekil.X da , σ/σ_0 ile k değişimi Şekil.X.A. da gösterildi. Teorik bölümde verilen $k = d/\lambda$ bağıntısında bilgisayar programıyla bulunan k değerleri kullanılarak hesaplanan λ değerlerinin, kalınlıkla değişimi Şekil.XI de (•) işaretiyle gösterildi.

Ayrıca II.2.5.ekzakt ifadesinde yaklaşım yapılmadan direkt bir bilgisayar programıyla k' değerleri hesaplanabilir.Bunun için EK - 2B de verilen bilgisayar programı yapıldı.

II.2.5.de geçen

$$F = \left[\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5}\right]\left[1 - e^{-kt}\right]$$

fonksiyonunun k nın çeşitli parametrik değerleri için t ye bağlı olarak hesaplanan sonuçları Tablo 2 de verildi. Bu değerlerle çizilen Şekil.IX dende görüldüğü gibi $t \sim 10$ civarında iken F fonksiyonunun sıfıra yaklaştığı görülüyor. Buna göre integralde t nin sınırlarının 1 ile 10 arasında alınması yeterli görüldü. Bu sınır değerleri bilgisayar programında kullanılarak II.2.5. deki eşitliği sağlayan k' değerleri ve buna bağlı olarak λ' değerleri hesaplandı.

Bunların kalınlıkla değişimi sırasıyla Şekil.X ve Şekil.XI de (o) işaretiyle gösterildi. Bu şekillerde k, k' ve λ, λ' nın kalınlıkla değişimlerinin küçük bir kaymayla aynı değişimi verdiği görülmektedir.

Çalışma materyali olarak ele alınan Bizmut filmlerinin kalınlıklarına göre ortalama serbest yollarının büyük kaldığı Şekil.XI den görülebilmektedir.

V TARTIŞMA

Oda sıcaklığında yaptığımız iletkenlik ölçümlerinde ince Bi filmlerinin direnci üzerinde yüzey oksidasyonunun etkili olduğu ortaya çıkmıştır. Bu olay J.L.Cohn ve C. Uher[16] in çalışmalarında da gözlenmiş ve burada direncin zamanla değişimi uzun bir zaman aralığında izlendiği için belirli aralıklarda farklı R = R (t) fonksiyonları önerilmektedir. İki ince kalınlık için önerilen bu fonksiyonların artan kalınlıklar bölgesinde geçerli olmadığı çalışmamızda görülmektedir.

Çalışmamızda açık havada yapılan ölçümlerden oksit filminin etkisi elimine edilerek sırf metal filmine ait özdirencin kalınlıkla değişimleri verildi. Aynı değişimler V.P. Duggal[9], R.A. Hoffman[6], V.D. Das[7] ve N.Garcia[22] nın çalışmalarında da gözlenmiştir. Ayrıca ρ - d değişiminde gözlediğimiz dalgalanmalar V.P. Duggal[9], D.D. Das[7], ve R.A. Hoffman[6] tarafındanda gözlenmiştir. R.A. Hoffman[6] da düşük sıcaklıklara gidildiğinde bu dalgalanmaların daha dağınık hale geldiğini ve Fuchs-Sondheimer teorisinin bunu izah edemediği sonucuna varmış. Biz düşük sıcaklıklara inmediğimiz için bu konuda bir yorum yapmadık.

Çalışmamızda film özdirencinin balk haldekinden daha yüksek olduğu görüldü. Özdirencin 150 A° luk kalınlıklara kadar hızla düştüğü, 150 -300 A° arasında bir max. yaparak bir dalgalanma gösterdiği anlaşılmaktadır. A. F. Mayadas[9] da bu sonuçları daha önceden bulmuştur.

Sekil.13-A da verilen $\frac{\sigma}{\sigma_o}$ - k değişimi O. S. Heavens[23] in metal filmler için verdiği değişimle uyuşmaktadır.

K A Y N A K L A R

1)Ö. Öktü, Doçentlik Tezi ,Ankara,(1976)

2)E. H. Sondheimer, Adv. Phys. ,1(1952)1

3)A. F. Mayadas ve M. Shatzkes, Phys. Rev. Sect. B,1(1970)1382

4)Yu. F. Komnik ve E. I. Bukhstab, Sov. Phys. JETP,27(1968)34

5)D. D. Thornburg ve C. M. Wayman, Phil. Mag. ,20(1969)1153

6)R. A. Hoffman ve D. R. Frankl, Phys. Rev. B,3(1971)1825

7)V. D. Das ve N. Soundararajan, Phys. Rev. B,35(1987)5990

8)A. Lal ve V. P. Duggal, Phil. Mag. ,22(1970)189

9)V. P. Duggal ve R. Rup, J. App. Phys. ,40(1968)492

10)S. Kochowski, TSF,28(1975)35

11)Yu. F. Ogrin, V. N. Lutskii, M. U. Arifova, V. I. Kovalev. V. B. Sandomirskii ve M. I. Elinson, Sov. Phys. JETP. ,26(1968)714

12)A. Kawazu, Y. Saito, H. Asahi ve G. Tominaga, TSF,37(1976)261

13)S. Baba, H. Sugawara ve A. Kinbara, TSF,31(1976)329

14)E. P. Fesenko, Sov. Phys. Solid State,11(1970)2135

15)H. Asahı ve A. Kınbara, TSF,(1980)131

16)J. L. Cohn ve C. Uher, J. Appl. Phys. ,66(1989)2045

17)V. D. Das ve S. Vaıdehı, J. of Materıals Scı. ,19(1984)1185

18)L. S. Hsu, Y. Y. Chang, C. S. Young ve P. K. Tseng, J. App. Phys. ,47 (1976)2359

19)W. R. Beam, Electronıcs of Solıds,1965

20)L. I. Maıssel ve R. Glang, Handbook of Thin Film Technology, 1970

21)A. J. Dekker, Solid State Phys (1959)

22)N. Garcia, Y. H. Kao, M. Strongin, Phy. Rev. B,5(1972)2029

23)O. S. Heavens, TFP,(1970)

24)H. Birey, İnce Film Optiği I, İstanbul(1977)

25)H. Birey, J. Appl. Phys. ,50(1979)2906

EK - 1 A

$$\left[\frac{eE}{mv_z}\right]\left[\frac{\partial f_1}{\partial v_x}\right] = \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{f_1}{v_z \tau} \Rightarrow f_1(v,z) = ?$$

$$y' + p(z)\,y = Q(z) \Big/ * \; e^{\int p(z)dz}$$

$$y' e^{\int p(z)dz} + p(z) e^{\int p(z)dz} y = Q(z)\, e^{\int p(z)dz}$$

$$\frac{d}{dz}\left[y\, e^{\int p(z)dz}\right] = y' e^{\int p(z)dz} + y\, e^{\int p(z)dz}\, p(z)$$

$$\frac{d}{dz}\left[y\, e^{\int p(z)dz}\right] = Q(z)\, e^{\int p(z)dz}$$

$$\int d\left[y\, e^{\int p(z)dz}\right] = \int Q(z)\, e^{\int p(z)dz} dz$$

$$y\, e^{\int p(z)dz} = \int Q(z)\, e^{\int p(z)dz} dz$$

$$y = e^{-\int p(z)dz} \int Q(z)\, e^{\int p(z)dz} dz$$

$$p(z) = \frac{1}{\tau v_z} \quad , Q(z) = \frac{eE}{mv_z} \frac{\partial f_o}{\partial v_x} \quad , \quad y = f_1$$

$$f_1 = e^{-\int \frac{dz}{\tau v_z}} \int \frac{eE}{mv_z} \frac{\partial f_o}{\partial v_x} e^{\int \frac{dz}{\tau v_z}} dz$$

v_z , z yönünde noktadan noktaya aynı kalıyor

$$f_1 = e^{-\frac{z}{\tau v_z}} \frac{eE}{mv_z} \frac{\partial f_o}{\partial v_x} \int e^{\frac{z}{\tau v_z}} dz$$

$$f_1 = e^{-\frac{z}{\tau v_z}} \frac{eE}{mv_z} \frac{\partial f_o}{\partial v_x} \left[\tau v_z \left(e^{\frac{z}{\tau v_z}} + F(v) \right) \right]$$

$$f_1 = \frac{eE\tau}{m} \frac{\partial f_o}{\partial v_x} \left[1 + F(v)\, e^{-\frac{z}{\tau v_z}} \right]$$

EK - 1.B

Akım yoğunluğu

$$J = -2e\left[\frac{m}{h}\right]^3 \int v\, f\, d^3v$$

yazılabilmektedir. Bu denklemde

$$f = f_o + f_1(v,z)$$

yerine yazılırsa

$$J = -2e\left[\frac{m}{h}\right]^3 \int v \left[f_o(v) + f_1(v,z)\right] d^3v$$

f_o yalnızca $v = |v|$ ye bağlıdır.

$$J_x(z) = -2e\left[\frac{m}{h}\right]^3 \int_0^{\infty}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} v_x\left[f_o + f_1\right] v^2dv\, \sin\theta\, d\theta\, d\Phi$$

$$= -2e\left[\frac{m}{h}\right]^3 \left[\int_0^{\infty}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} v_x f_o v^2 dv \sin\theta d\theta d\Phi + \int_0^{\infty}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} v_x f_1 v^2 dv \sin\theta d\theta d\Phi\right]$$

$$I = \int_0^{\infty}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} v_x\, f_o v^2 dv \sin\theta d\theta d\Phi$$

$$v_x = v\sin\theta\cos\Phi\,, \quad v_y = v\sin\theta\sin\Phi\,, \quad v_z = v\cos\theta$$

$$d^3v = v^2 dv \sin\theta d\theta d\Phi$$

$$\int_0^{2\pi} \cos\Phi d\Phi = 0 \rightarrow I = 0$$

$$J_x(z) = -2e\left(\frac{m}{h}\right)^3 \int_0^{\infty}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} v_x f_1 v^2 dv \sin\theta d\theta d\Phi$$

$$= -2e\left(\frac{m}{h}\right)^3 \left[\int_0^{\infty}\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi} v_x f_1^+ v^2 dv \sin\theta d\theta d\Phi + \right.$$

$$\left. + \int_0^{\infty}\int_{\pi/2}^{\pi}\int_{2\pi}^{2\pi} v_x f_1^- v^2 dv \sin\theta d\theta d\Phi \right]$$

$v_z > 0 \qquad \cos\theta > 0 \qquad 0 < \theta < \pi/2$

$v_z < 0 \qquad \cos\theta < 0 \qquad \pi/2 < \theta < \pi$

$$K_1 = \frac{eE\tau}{m} \int_0^{\infty}\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi} v_x \frac{\partial f_o}{\partial v_x} \left[1 - e^{-\frac{z}{\tau v_z}}\right] v^2 dv \sin\theta d\theta d\Phi$$

$$v_x \frac{\partial f_o}{\partial v_x} = \frac{v_x^2}{v} \frac{\partial f_o}{\partial v} = v \sin^2\theta \cos^2\Phi \frac{\partial f_o}{\partial v}$$

$$V = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} \quad , \quad v_x = v\sin\theta\cos\Phi \ ,$$

Dejenere bir elektron gazı için :

$$-\int \Psi(v) \frac{\partial f_0}{\partial v} dv = \Psi(\bar{v})$$

$$K_1 = -\frac{eE\tau\bar{V}^3}{m} \int_0^{\pi/2} \sin^3\theta \left[1 - e^{-\frac{z}{\tau\bar{V}\cos\theta}} \right] d\theta \int_0^{\pi} \cos^2\Phi d\Phi$$

aynı şekilde

$$K_2 = -\frac{eE\tau\bar{V}^3}{m} \int_{\pi/2}^{\pi} \sin^3\theta \left[1 - e^{-\frac{d-z}{\tau\bar{V}\cos\theta}} \right] d\theta \int_0^{2\pi} \cos^2\Phi d\Phi$$

$$\int_0^{2\pi} \cos^2\Phi d\Phi = \pi$$

$$J_x(z) = \frac{2\pi e^2 m^2 \bar{V}^3 \tau\ E}{h^3}\left[\int_0^{\pi/2} \sin^3\theta \left(1 - e^{-\frac{z}{\tau\bar{V}\cos\theta}}\right) d\theta + \int_{\pi/2}^{\pi} \sin^3\theta \left(1 - e^{-\frac{d-z}{\tau\bar{V}\cos\theta}}\right) d\theta\right]$$

$$\int_0^{\pi/2} \sin^3\theta d\theta = \int_{\pi/2}^{\pi} \sin^3\theta d\theta = \frac{2}{3} \quad . \quad \lambda = \bar{V}\ \tau$$

$$J_x(z) = \frac{4\pi e^2 m^2 \tau\ \bar{V}^3 E}{h^3}\left[\int_0^{\pi/2} \sin^3\theta d\theta - \left(\int_0^{\pi/2} \frac{1}{2}\sin^3\theta e^{-\frac{z}{\lambda\cos\theta}} d\theta + \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{1}{2}\sin^3\theta e^{-\frac{d-z}{\lambda\cos\theta}} d\theta\right)\right]$$

$$\int_{\pi/2}^{\pi} \frac{1}{2}\sin^3\theta e^{-\frac{d-z}{\lambda\cos\theta}} d\theta = ? \qquad \begin{array}{l} \theta \to \pi - \theta \\ d\theta \to -d\theta \end{array}$$

$$\int_{\pi/2}^{\pi} \frac{1}{2}\sin^3\theta e^{-\frac{d-z}{\lambda\cos\theta}} d\theta = \int_{0}^{\pi/2} \frac{1}{2}\sin^3\theta e^{-\frac{z-d}{\lambda\cos\theta}} d\theta$$

$$J_x(z) = \frac{4\pi e^2 m^2 \tau \bar{V}^3 E}{h^3}\left[\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta d\theta - \left(\int_0^{\pi/2}\frac{1}{2}\sin^3\theta e^{-\frac{z}{\lambda\cos\theta}} d\theta + \int_0^{\pi/2}\frac{1}{2}\sin^3\theta e^{-\frac{d-z}{\lambda\cos\theta}} d\theta\right)\right]$$

$$J_x(z) = \frac{4\pi e^2 m^2 \tau \bar{V}^3 E}{h^3}\left[\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta\left\{1 - \left(\frac{1}{2} e^{-\frac{z}{\lambda\cos\theta}} + \frac{1}{2} e^{\frac{z-d}{\lambda\cos\theta}}\right)\right\} d\theta\right]$$

$$J_x(z) = \frac{4\pi e^2 m^2 \tau \bar{V}^3 E}{h^3}\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta\left\{1 - \exp\left(-\frac{d}{2\lambda\cos\theta}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{d-2z}{2\lambda\cos\theta}\right)\right\} d\theta$$

$$\sigma = \frac{1}{Ed}\int_0^d J_x(z)\,dz$$

$$\sigma = \frac{4\pi e^2 m^2 \tau \bar{V}^3}{h^3 d}\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta\, d\theta \int_0^d \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{2\lambda\cos\theta}\right) ch\left(\frac{d-2z}{2\lambda\cos\theta}\right)\right] dz$$

$$A = \frac{4\pi e^2 m^2 \tau \bar{V}^3}{h^3}$$

$$\sigma = \frac{A}{d}\left[\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta\, d\theta \left[d - e^{-\frac{d}{2\lambda\cos\theta}} \int_0^d ch\left(\frac{d-2z}{2\lambda\cos\theta}\right) dz\right]\right]$$

$$\int_0^d ch\left(\frac{d-2z}{2\lambda\cos\theta}\right) dz = 2\lambda\cos\theta\, sh\left(\frac{d}{2\lambda\cos\theta}\right)$$

$$\sigma = \frac{A}{d}\left[\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta\, d\theta \left[d - e^{-\frac{d}{2\lambda\cos\theta}} \lambda\cos\theta\left(e^{\frac{d}{2\lambda\cos\theta}} - e^{-\frac{d}{2\lambda\cos\theta}}\right)\right]\right]$$

$$\sigma = A\left[\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta\, d\theta\left(1 - \frac{\lambda}{d}\cos\theta\left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda\cos\theta}}\right)\right) d\theta\right]$$

$$\sigma = A\left[\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta d\theta - \frac{\lambda}{d}\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta d\theta\ \cos\theta\left[1 - e^{-\frac{d}{\lambda\cos\theta}}\right]\right] d\theta\Bigg]$$

$$\sigma = A\left[1 - \frac{3}{2}\ \frac{\lambda}{d}\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta d\theta\ \cos\theta\left[1 - e^{-\frac{d}{\lambda\cos\theta}}\right]\right] d\theta\Bigg]\frac{2}{3}$$

$$\sigma_o = A\ \frac{2}{3} = \frac{8\pi}{3}\ \frac{m^2 e^2 \tau}{h^3}\ \bar{V}^3$$

$$t = \frac{1}{\mathrm{Cos}\theta} \rightarrow \mathrm{Cos}\theta = \frac{1}{t}\quad ,\quad d\theta = \frac{\mathrm{Cos}^2\theta}{\mathrm{Sin}\theta}\ dt \rightarrow \mathrm{Sin}\theta d\theta = \mathrm{Cos}^2\theta dt$$

$$k = \frac{d}{\lambda}$$

$\theta=0$ ise $t = \frac{1}{\mathrm{Cos}\theta} = 1$

$\theta=\pi/2$ ise $t = \frac{1}{0} = \infty$

$$\int_0^{\pi/2}\sin^3\theta d\theta\ \cos\theta d\theta = \int_1^{\infty}\left(\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5}\right) dt$$

$$\sigma = \sigma_o \left[1 - \frac{3}{2k} \int_1^{\infty} \left[\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5}\right]\left[1 - e^{-kt}\right] dt\right]$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_o} = \left[1 - \frac{3}{2k} \int_1^{\infty} \left[\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5}\right]\left[1 - e^{-kt}\right] dt\right] \qquad (*)$$

$$e^{-kt} = 1 - \frac{kt}{1!} + \frac{k^2t^2}{2!} - \frac{k^3t^3}{3!} + \ldots\ldots$$

$t \in [1, \infty]$, $k >> 1$

$kt >>$ ise $e^{-kt} = \dfrac{1}{e^{kt}} << 1$ ise e^{-kt} 1'in yanında

ihmal edilir. $k >> 1$ için

$$\int_1^{\infty} \left[\frac{1}{t^3} - \frac{1}{t^5}\right]\left[1 - e^{-kt}\right] dt = \int_1^{\infty} \frac{1}{t^3} dt - \int_1^{\infty} \frac{1}{t^5} dt = \frac{1}{4}$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_o} = \left[1 - \frac{3}{2k} \frac{1}{4}\right] = 1 - \frac{3}{8k}$$

bulunur.(*) ifadesinden hareketle ve

$$\int \frac{e^{ax}}{x^n} dx = -\frac{e^{ax}}{(n-1)x^{n-1}} + \frac{a}{n-1} \int \frac{e^{ax}}{x^{n-1}} dx$$

$$\int \frac{e^{ax}}{x^n} dx = \operatorname{In} x + \frac{ax}{1*1!} + \frac{(ax)^2}{2*2!} + \frac{(ax)^3}{3*3!} + \dots\dots\dots$$

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} + \dots\dots\dots$$

$$\int_1^{\infty} \frac{e^{-kt}}{} dt = E_i(k)$$

$$E_i(k) = -\gamma - \operatorname{Ln} k + k - \frac{k^2}{2 \cdot 2!} + \frac{k^3}{3 \cdot 3!} + \dots\dots\dots$$

γ = Euler sabiti = 0,57721 .

bağıntılarını kullanarak $k<<1$ için

$$\frac{\sigma}{\sigma_o} = \frac{36}{48} k - \frac{3}{4} k\gamma + \frac{3}{4} k \operatorname{Ln} \frac{1}{k}$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_o} = \frac{3k}{4} \left(\operatorname{Ln} \frac{1}{k} + 0,423 \right)$$

bağıntısı bulunur.

EK 2-A

```
      DO 200 I=1,58
      WRITE(6,1)
    1 FORMAT('      SOL TARAF          SAG TARAF          FARK          K=DEGERI'///)
      READ(5,10) A
   10 FORMAT(F7.5)
      DO 20 K=1,100
      T=K/100.
      B=((3*T)/4)*(LOG(1./T)+0.423)
      F=A-B
      WRITE(6,30)A,B,F,T
   30 FORMAT(F3.6,3F12.6)
   20 CONTINUE
  200 CONTINUE
      STOP
      END
```

EK 2-B

```
      DIMENSION T(2000),TT(2000),KT(10,2000),F(10,2000),
     *K(10),KK(10),
     *SN(10)
      REAL * 8 KT,KK,K,KO,F
      KO=0.00000001
      Z=0.
      DO 1 J=1,10
      K(J)=KO+Z*0.0001
      Z=Z+1
    1 CONTINUE
      WRITE (6,12)(K(J),J=1,10)
   12 FORMAT(8X,10(2X,F6.4))
   10 READ (5,9) A
    9 FORMAT(F6.4)
      IF(A.EQ.9.9) GO TO 99
      SK=2.*(1-A)/3.
      BT=1.
      DT=0.01
      X=0.
      DO 2 I=1,2000
      T(I)=BT+X*DT
      TT(I)=(1./(T(I)**3))-(1./(T(I)**5))
      X=X+1
    2 CONTINUE
      DO 3 J=1,10
      DO 4 I=1,2000
      KT(J,I)=1.-EXP(-K(J)*T(I))
      F(J,I)=TT(I)*KT(J,I)*DT
      TFI=TFI+F(J,I)
    4 CONTINUE
      WRITE (6,15) TFI
   15 FORMAT(1X,F6.4)
      SN(J)=TFI/K(J)
      KK(J)=SN(J)-SK
      TFI=0.
    3 CONTINUE
      WRITE (6,13) A,(KK(J),J=1,10)
   13 FORMAT(1X,F6.4,2X,10(1X,F7.4))
      GO TO 10
   99 STOP
      END
```

EK 2 - C

```
      ******************************************************************
      *                       FILM KALINLIGINA BAGLI OLARAK           ***
      *                            TRANSMITANS HESABI                   *
      *****************************************************************
      COMPLEX JI,NF,TK,D2,R2,X,CP1,CP2,TK1,TK2,X1,Z,D3
     *,D3,R3,CC1,CC2,XC,XC1
      REAL NS,KT,NC,D1,R1,NCX,N,K,NA,KA
      INTEGER A,Y,M,L
      DIMENSION N(90),K(90),NF(90,90),D2(90,90),D3(90,90),R2(90,90),
     *R3(90,90),X(90,90),X1(90,90),CP1(90,90),CP2(90,90),TK1(90,90),
     *TK2(90,90),RT(90,90),KT(90,90),T(90,90),TK(90,90),TNN(90,90),
     *TT(90,90)
      DATA PI/3.141592653/,NC/1./,NS/1./,F/50./
   23 FORMAT (2(F9.5))
      C9=6328.
      JI=(0.0,1.0)
      TC=0.67
C     TC=TC*95./99.
      D=100.
   82 WRITE(6,12) D
   12 FORMAT (1X,F7.2)
   10 NCX=2.43
      DCX=128.
      XC=-JI*4*PI*NCX*DCX/C9
      XC1=XC/2
      CC1=CEXP(XC1)
      CC2=CEXP(XC)
      D1=(2.*NC)/(NCX+NC)
      R1=(NCX-NC)/(NCX+NC)
C     WRITE(6,21) DCX,NCX
      NA=0.5
      DN=0.1
      KA=0.0
      DK=0.1
   21 FORMAT (3X,'DCX=',F8.3,3X,'NCX=',F5.2)
      A=0.
      DO 1 I=1,90
      Y=0.
      N(I)=NA+DN*A
      DO 2 J=1,90
      K(J)=KA+DK*Y
      NF(I,J)=N(I)-JI*K(J)
      D2(I,J)=(2.*NCX)/(NF(I,J)+NCX)
      D3(I,J)=(2.*NF(I,J))/(NS+NF(I,J))
      R2(I,J)=(NF(I,J)-NCX)/(NF(I,J)+NCX)
      R3(I,J)=(NS-NF(I,J))/(NS+NF(I,J))
      X(I,J)=-4*JI*PI*NF(I,J)*D/C9
      X1(I,J)=X(I,J)/2.
      CP1(I,J)=CEXP(X1(I,J))
      CP2(I,J)=CEXP(X(I,J))
      TK1(I,J)=D1*D2(I,J)*D3(I,J)*CP1(I,J)*CC1
      TK2(I,J)=1.+(R1*R2(I,J)*CC2)+(R1*R3(I,J)*CC2*CP2(I,J))
     &+(R2(I,J)*R3(I,J)*CP2(I,J))
      TK(I,J)=TK1(I,J)/TK2(I,J)
      RT(I,J)=REAL(TK(I,J))
      KT(I,J)=AIMAG(TK(I,J))
      T(I,J)=(RT(I,J)**2+KT(I,J)**2)*NS/NC
      TT(I,J)=ABS(TC-T(I,J))
      Y=Y+1
    2 CONTINUE
      A=A+1
    1 CONTINUE
   32 WRITE (6,32) T(I,J)
      FORMAT(1X,F8.5)
      D=D+100
      IF (D.EQ.350) GO TO 999
      GO TO 82
   20 FORMAT(5X,2(F10.5),2X,F10.7)
  999 STOP
      END
```