Ucu sivriltilmiş bir telin metal bir yüzeye değdirilmesiyle elde edilen metal - oksit - metal (MOM) diyotlar bugün bilinen en geniş bantlı ışık detektörleridir. Bu diyotlar en küçük frekanslardan morötesine kadar bütün elektromagnetik dalgalara duyarlıdır. Ancak, tel ile metal yüzey arasında bulunan ve biçimi kesin olarak bilinmeyen enerji engeli yerel geometri, telin yüzeye basıncı, çevre koşulları gibi kontrol edilemeyen etkenlere bağlıdır. Dolayısıyla, bu diyotların karakteristikleri birbirinden faklı olmakta hatta aynı diyot için bile zamanla değişmektedir.

Bu çalışmada ışığın tünel akımında doğurduğu değişiklikleri gözleyebilmek için yukarıdaki nokta değmeli (point-contact) diyotlar yerine ince film MOM kavşaklar yapılmıştır. Bu kavşaklarda oksit kalınlığı, yüzölçümü ve kalitesi istenildiği gibi kontrol edilebildiğinden karakteristikler aynı koşullar altında yapılan örnekler arasında değişmemektedir. Ayrıca oksidin örtülü oluşu hava koşullarından etkilenmeyi önlediğinden ve iki yanındaki metal elektrodlar birbirlerine göre hareketsiz olduklarından diyot karakteristikleri zamanla da değişmemektedir.

Şimdiye kadar yapılan diyotlar devrelerde birer gerilim kaynağı olarak kullanılmıştır. Bu diyotlarda iki metal arasına uygulanan gerilim arttırıldıkça, ışığa karşı duyarlılık önce artar, bir tepe değerinden geçtikten sonra yeniden azalır. Bu çalışmadaki diyotlar akım kaynağı olarak kullanılıp, duyarlılıklarının elektrodlar arası gerilimle doğrusal olarak arttığı görülmüştür. Bu karakteristik kuramsal olarak da hesaplanarak deneysel sonuçlara uyduğu gösterilmiştir.

Çalışmanın son kısmında elektron tünellemesinin tamamen, aydınlatılan elektrodun yeteri kadar inceldiği kenarlarında yer aldığı gösterilmektedir. Elektrodun kalınolduğu orta bölgede ışık, soğurulduğundan oksit tabakasına erişememektedir. Tünelleme olmayan bu bölge aygıtın duyarlılığını arttırmadığı gibi kapasitansı arttırdığından cevap hızını düşürmektedir.

ÖZET



GÖRÜLEN IŞIĞA DUYARLI, İNCE FİLMLE YAPILMIŞ BİR OPTOELEKTRONİK AYGIT

Yani Iskarlatos



Eylül 1978 Doçentlik Tezi



Bu ve bunun gibi çalışmalar için huzurlu bir ortam yaratan Fizik Bölümündeki arkadaşlarıma teşekkür ederim.

176741



t	Ç	İ	N	D	Ε	к	t	Ľ	E	R	

IÇINDEKILER		
•	SAYFA	
I- GİRİŞ	1	
II- TÜNELLEME KURAMLARI	4	
III- DENEY	20	
IV- DENEYİN KURAMSAL ANALİZİ	36	
V- DENEYSEL SONUÇLAR	41	
VI- SONUÇ	53	
KAYNAKLAR	56	

(

•

I- GİRİŞ

ince bir oksit tabakasıyla birbirinden ayrılmış iki metal arasında tünel olayı, bir metaldeki dolu enerji durumlarındaki elektrodların diğer metalin boş durumlarına klasik olarak enerjileri yetmediği halde sanki tünel açarak geçmeleridir. Bu geçişlerden önce ve sonra elektronlar genellikle enerjilerini değiştirmezler. Ancak bazan elektronlar metal ve oksit içindeki fononlar, katkı maddeleri, fotonlar veya magnetik atomlarla etkileşip enerji alışverişi yapmak suretiyle esneksiz geçişler de yapabilirler. Böylesine geçişler genel tünel akımında ufak iniş çıkışlara sebep olurlar. Bu dalgalanmalar, ısıl titreşimlerin altında olduklarından gözlenebilmeleri için metal sıcaklığının sıvı helyum sıcaklığı civarında olması gerekir. Esnek tünel akımı ise oda sıcaklığında da görülebilir.

On seneden beri metal-oksit-metal sistemler elektromagnetik dalga detektörü olarak kullanılmaktadırlar. Bu dalgalar önceleri mikrodalga ve yakın kırmızı berisi dalgalar iken(1-5) daha sonra görünür ışık bölgesine de ulaşılmıştır(6).

Ucu sivriltilmiş bir telin metal bir yüzeye değdirilmesiyle elde edilen bu "nokta değmeli" (point-contact) adı verilen diyotlar sıfır frekanstan başlıyarak en az görülebilen ışık frekanslarına kadar (10¹⁴-10¹⁵ Hz) elektromagnetik alanlarına duyarlı olmaları bakımından bugün bilinen en geniş bantlı detektörlerdir. Ancak tel ile metal yüzey arasındaki, yapısı kesin olarak bilinmeyen enerji engelinin şekli(7), yerel geometri, tel ile yüzey arasındaki basınç, çevre şartları gibi birtakım kontrol edilemeyen etkenlere bağlı olduğundan bu diyotların karakteristikleri birbirinden farklı olmakta ve aynı diyotta bile zamanla değişmektedir.

Bu çalışmada ışığın tünel akımında doğurduğu değişiklikleri görebilmek için nokta değmeli diyot yerine ince film metal-oksit-metal kavşaklar yapılmıştır. Bu kavşaklarda oksit kalınlığı, yüzölçümü ve kalitesi istenildiği gibi kontrol edilebildiğinden istenilen karakteristiklere sahip örnekler yapılabilmektedir. Ayrıca metal elektrodlar birbirine göre hareketsiz ve oksit bunlar arasında sıkıştırılmış olduğundan karakteristiklerde zamanla bir değişme de görülmemekte ve hava şartlarından etkilenmemektedirler.

İkinci bir farklılık ise diyot karakteristiklerinde olmuştur. Şimdiye kadar yapılan diyotlar devrelerde birer gerilim kaynağı olarak kullanılmış olup, bunların ışığa olan duyarlılıkları iki metal arasına uygulanan bir gerilimle berabe önce artmakta sonra da bir tepe değerinden geçerek tekrar düşmektedir. Bu çalışmadaki diyotlar akım kaynağı şeklinde kullanılarak duyarlılık-

larının elektrodlar arasındaki gerilimle doğrusal olarak arttığı görülmüştür. Bu karakteristik kuramsal olarak ta hesap edilerek deneysel sonuçlara uyduğu gösterilmektedir.

Çalışmanın son kısmında elektron tünellemesinin tümüyle üst elektrodun yeteri kadar inceldiği kenarlarında oluştuğu gösterilmektedir. Elektrodun kalın olduğu orta kısımlarda ışık soğurulduğundan oksit tabakasına kadar varamamaktadır. Tünellemenin olmadığı bu bölge aygıtın duyarlılığını arttırmadığı gibi, kapasitansı arttırdığından cevap hızını (response time) düşürmektedir.

II- TONELLEME KURAMLARI

2.1. Tek Elektron Tünelleme Kuramı

Ince bir yalıtkan tabakası ile birbirinden ayrılmış iki metal arasına bir gerilim uygulandığında eksi kutuplu metalin dolu enerji düzeylerinden artı kutuplu metalin boş düzeylerine doğru yalıtkan yasak bandının oluşturduğu engelden bir elektron tünel akımı oluşur(Şekil 2.1).

Bu tür tünel akımlarının kuramsal hesapları çeşitli yaklaştırmalar kullanılarak tek ve çok parçacık olarak yapılmıştır(8). Bunların en genel ve çok kulla'nılanı Simmons'a aittir(9-13). Bu kuram şöyle özetlenebilir:

Momentum (k) uzayındaki $d^{3}k \stackrel{\Delta}{=} dk_{x} dk_{y} dk_{z} \stackrel{\Delta}{=} d^{2}k_{\perp} dk_{x}$ hacım elemanı içinde enerji engeline soldan çarpan elektronların sayısı, $dk_{x} = (v_{\parallel}\hbar)^{-1} dE$ bağıntısı kullanılırsa

$$\frac{2}{8\pi^3} v_1(k) f_1(k) d^3 k = \frac{2}{8\pi^3 \hbar} f_1(E) dE d^2 k_{\perp}$$
(1)

olarak verilmektedir. Burada f_l(E) soldaki elektrodun Fermi fonksiyonu, v_l ise elektronun birinci metalde x yönündeki hızıdır. Bu elektronların meydana getirdiği akım yukarıdaki ifadenin bir elektronun tünelleme olasılığı



Şekil 2.1 İki Elektrodu Arasına Gerilim Uygulanmış Tünel Kavşağının Enerji Diyagramı

ve elektronun elektrik yükü ile çarpımından elde edilir.

$$dJ_{13} = \frac{-2e}{8\pi^{3}\hbar} f_{1}(1 - f_{3})D_{13} dEd^{2}k_{\perp}$$
(2)

Burada $D_{13} = \frac{v_3}{v_1} |T|^2$ elektronun bir metalden ötekine geçiş katsayısı (transmission coefficient) ve $(1 - f_3)$ sağdaki metaldeki bir enerji düzeyinin boş olma olasılığıdır. Bu iki ifadenin çarpımı toplam tünelleme olasılığıdır.

Yukarıdaki akımdan başka aynı enerji düzeylerinde sağdan sola doğru ters bir akım da akmaktadır. Bu akım

$$dJ_{31} = \frac{-2e}{8\pi^{3}\hbar} f_{3}(1 - f_{1}) D_{31} dEd^{2}k_{\perp}$$
(3)

olarak verilmektedir.

İki metal arasındaki net tünel akımı ise yukarıdakilerin farkıdır.

$$dJ = dJ_{13} - dJ_{31} = \frac{-2e}{8\pi^{3}\pi} (f_{1} - f_{3})D(E,k_{\perp})dEd^{2}k_{\perp}$$
(4)

k ve E üzerinden integre edildiğinde yukarıdaki ifade toplam tünel akımını verir.

$$J = \frac{-2e}{8\pi^{3}\hbar} \int_{min}^{\infty} dE(f_{1} - f_{3}) \int \int d^{2}k$$
(5)

Bu denklem D(E,k)'yi hesaplamadaki ve integral olmadaki zorluk nedeniyle olduğu gibi kullanılamayıp çoğu zaman özel durumlarına bakılır.

Küresel enerji yüzeyleri için tünel yönüne dik olan z ve y yönleri eşdeğer olduğundan

$$d^{2}k_{\perp} = dk_{z}dk_{y}$$
 (6)

 $d_r^2 = k_z^2 + k_y^2$ $k_r^2 = 0$ (7)

alınabilir. Ayrıca

 $\Theta = \tan^{-1} \frac{k_y}{k_z} \qquad o < \Theta \le 2\pi \qquad . (8)$

tanımlanırsa,

$$\int \int d^{2}k D(E,k) = \int \int \int d^{2}\pi k_{r} D(E,k_{r}) d\Theta dk_{r}$$
(9)

elde edilir. D, ⊙ ya bağlı olmadığından Denklem 9 şöyle yazılabilir:

$$\int \int d^{2}k D(E,k) = 2\pi \int_{0}^{k} r^{\max}k P(E,k) dk$$
(10)

Ayrıca k_r yerine aşağıdaki bağıntılarla verilen E_r kullanılabilir

$$E_{rl} = \frac{\hbar^2 k_r^2}{2m_1^*},$$
 (11)

$$dE_{r1} = \frac{\hbar^2}{2m_1^*} 2k_r dk_r,$$
 (12)

•

8

$$k_{r}dk_{r} = \frac{m_{1}^{*}}{\pi^{2}} dE_{r1}$$
 (13)

Burada m sol elektrod (Şekil 2.1 deki birinci bölge) içindeki elektronların etkin kütlesidir.

Böylece

$$\int \int d^2 k_{\perp} D(E, k_{\perp}) = \frac{2\pi m_1^*}{\pi^2} \int_{0}^{E} rmax dE_r D(E, E_{r1})$$
(14)

- - -

Denklem 14 Denklem 5'e konduğunda

$$J = \frac{-m_{1}^{*}e}{2\pi^{2}\hbar^{3}} \int_{Emin}^{\infty} dE(f_{1} - f_{3}) \int_{0}^{E} rmax dE_{r}D(E,E_{r1})$$
(15)

elde edilir.

Eğer D(E,E_{rl}) = D(E_x) özel durumu varsa bu integral E_r yerine E_x üzerinden analitik olarak alınabilir ve akım

$$J = \frac{-4\pi em_{1} * kT}{\pi^{3}} \int \ln\{\frac{1 + exp(\frac{E_{F} - E_{x}}{kT})}{1 + exp(\frac{E_{F} - E_{x} - eV}{kT})}\} D(E_{x}) dE_{x}$$
(16)

olur.

Diğer taraftan T = O da Denklem 15'teki birinci integral (E_{F1} - E_{F2}) = eV'e eşit olacağından akım

$$J = \frac{-4\pi e^{2}m_{1}^{*}}{h} V \int_{0}^{E} rmax dE_{x}D(E_{x})$$
 (17)

şeklini alacaktır.

Tünelleme olasılığının hesaplanmasında WKB yaklaştırmasından hareket edilerek

$$D(E_{x}) = \exp \left[-\frac{4\pi(2m)^{1/2}}{h} \int_{a}^{b} (E_{F1} + V_{2}(x) - E_{x})^{1/2} dx \right]$$
(18)

olarak yazılır(14). Yukarıda E_{Fl} soldaki metalin Fermi düzeyini, V₂(x) ise engel fonksiyonunu temsil etmektedir. Her iki metaldeki elektron etkin kütlelerinin ise birbirine eşit olduğu kabul edilmiştir.

Simmons, engel şekli olarak

$$V_2(x) = V_1 - (\Delta V + eV)\frac{x}{s} - 1,15 \frac{\lambda s^2}{x(s - x)}$$
 (19)

ifadesini kullanır . Burada V_l Fermi düzeyi enerji referansı olarak kabul edilen soldaki metalin gördüğü engel yüksekliği, ΔV engelin iki yanının yükseklik farkı, V uygulanan gerilim ve s engel genişliğidir.

Denklem 19'daki ikinci terim birbirine paralel

iki metal levha arasında doğan bakışım potansiyelini temsil eden empirik bir ifadedir. $\lambda = e^2 \ln 2/16\pi\varepsilon$ s engeli oluşturan yalıtkanın dielektrik sabitini, elektron yükünü ve engel genişliğini içeren bir sabittir.

Simmons, V₂(x) engel yüksekliği fonksiyonunu ortalama engel yüksekliği

$$\overline{V}_{2} = \int_{a}^{b} \frac{V_{2}(x)}{b - a} dx$$
 (20)

ile değiştirilmekte ve Denklem 18'deki kare kök içinde toplayıp çıkardıktan sonra kare kökü $(\overline{V}_2 - V_2(x)/(E_{F1} + \overline{V}_2 - E_x)$ cinsinden bir seri olarak açarak

$$(E_{F1} + V_2(x) - E_x)^{1/2} = (E_{F1} + \overline{V}_2 - E_x)^{1/2}$$

$$(1 + \frac{1}{2} \frac{V_2(x) - V_2}{E_{F1} + \overline{V}_2 - E_x} + \dots)$$
 (21)

seklinde ifade etmektedir.

Yukarıdaki seride

$$\frac{V_{2}(x) - \overline{V}_{2}}{E_{F1} + \overline{V}_{2} - E_{x}} << 1$$
(22)

olduğu zaman birinci terim önemli olmaktadır. Yani en-

geldeki engebeler ortalama engel yüksekliğine göre ufak oldukları zaman ilk yaklaşıklıkta engelin tepesi düz kabul edilerek ortalama yüksekliği ile temsil edilebilir. Bu halde

$$D(E_x) = \exp\left[-\frac{4\pi(2m)^{1/2}}{h}(E_{F1} + \overline{V}_2 - E_x)^{1/2}(b - a)\right]$$
 (23)
olur.

Yukarıdaki tünelleme olasılığı Denklem 17'ye konduğunda T = 0 için

$$J = \frac{4\pi e^2 m V}{h^3} \int_{0}^{E} F^1 dE_x exp \left[\frac{-4\pi (2m)^{1/2}}{h} (E_{F1} + \overline{V}_2 - E_x)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^{1/2} + (2m)^$$

Denklem 24'teki integralin kolaylıkla alınabilmesine rağmen pratikte kavşaklara fazla gerilim uygulanamadığından ancak Fermi düzeyine yakın olan elektronların, yani $E_x \simeq E_{F1}$ olan elektronların, tünelleyeceği düşünülürse çok daha basit bir ifade elde edilebilir:

$$A = \frac{-4\pi (2m)^{1/2}}{h} (b - a)$$
 (25)

$$A(E_{F^{1}} + \overline{V}_{2} - E_{x})^{1/2} = A\overline{V}_{2}^{1/2}(1 + \frac{1}{2}\frac{E_{F^{1}} - E_{x}}{\overline{V}_{2}} + \dots)$$
(26)

Serinin yalnız ilk iki terimi gözönüne alınırsa

$$J \simeq \frac{4\pi e^2 m V}{h^3} \int_{0}^{E} F^1 dE_x exp A \overline{V}_2^{1/2} (1 + \frac{1}{2} \frac{E_{F1} - E_x}{\overline{V}_2})$$
(27)

$$\simeq \frac{4 e^2 m V}{h^3} \left[E_{F1} e^{x p A \overline{V}_2} \frac{1/2}{2} - \frac{2 \overline{V}}{A} \frac{1/2}{(1 - e^{x p} \frac{A E_{F1}}{\overline{V}^{1/2}})} \right]$$
(28)

olur.

V₂ Denklem 19'da verilen engel şeklinden hesaplandığında

$$\overline{V}_2 = \alpha - \beta e V \tag{29}$$

elde edilir. Burada

$$\beta = \frac{b+a}{2(b-a)}$$
(30)

ve

$$\alpha = V_{1} - \beta \Delta V - 1.15.\lambda \ln \left[\frac{b(b - 2a)}{-a^{2}} \right]$$
(31)

dır.

Yukarıdaki bağıntılara göre çeşitli engel yükseklikleri için bilgisayarda hesaplanmış bir dJ/dV - V karakteristiği Şekil 2.2'de verilmektedir. Şekildeki iletkenlikler V = O daki iletkenlik değerine göre normlandırılmışlardır. Engel bakışımlı kabul edildiği için ilet-





kenlik de artı-eksi gerilimlere göre bakışımlıdır. Gerçekte elektrodlar aynı metalden olsa bile yapımları sırasında oksit ile temasları aynı şekilde yapılamadığından karakteristikler de gerilim kutuplamasına göre farklılıklar gösterirler. Deneysel yoldan elde edilmiş bir Al - Al₂O₃ - Al kavşağına ait dI/dV - V karakteristiği Şekil 5.1'de görülmektedir. Burada iletkenliğin gerilim kutuplamasına göre bakışımı kaybolmuştur.

2.2. Elektromagnetik Alanlarla Etkileşme

Metal-oksit-metal (MOM) diyotların, elektromagnetik alanların etkisinde kaldıklarında olağan tünel akımları dışında başka akımlar da geçirdikleri bir süreden beri bilinmektedir(15). Bu diyotlar, parlatılmış bir metal yüo zeyinin üzerine ucu 500 Å kadar inceltilmiş metalik bir tel değdirerek yapılmaktadır. İlk zamanlarda mikrodalga ve kırmızı berisi frekanslarda görülen etkileşme(1-4) daha sonra görülen ışıkta da elde edilmiştir(6). A.Sanchez ve diğerleri(5) mikrodalgalar için bu olayın tersini de gördüklerini bildirmişlerdir. Bu deneyde diyoda bir gerilim uygulanarak tünel akımı geçirilmiş ve diyot mikrodalgalar ışımağa başlamıştır.

Bir MOM aygıtının cevap hızının sınırı, kuramsal olarak bir elektron dalga paketinin oksidin içinden, bir metalden ötekine tünelleme zamanına bağlıdır. Elektrodlar

aynı metalden olduğu zaman geçiş süresi yaklaşık olarak

$$t = \frac{h}{(E_F \Phi)^{1/2}}$$
 (32)

şeklinde verilir(16). Burada Φ metalin iş fonksiyonudur. Bu süre tipik olarak 10^{-16} saniye civarındadır. Böylece diyot kuramsal olarak mor ötesi frekanslara kadar modüle edilmiş bir sinyali takip edebilir. Ancak sinyali güçlendiren elektronik devrelerin çok daha yavaş olması dolayısı ile doğrudan doğruya yüksek frekanslar yerine bunlar daha alçak frekanslarla karıştırılarak meydana çıkan vuru (beat) frekansları duyularak kaydedilir.

Bir MOM kavşağı ışıkla aydınlatıldığı zaman, eğer ışıktaki foton enerjisi engel yüksekliğinden fazla ise, elektronlar fotouyarım yolu ile engeli aşarlar ve her iki yönde olan bu aşamaların sıklıkları birbirinden farklı ise net bir akım oluşur(17).

Al - Al₂O₃ - Al diyotlarda engel bir trapezoid biçiminde olup iki tarafındaki yükseklikler ölçme yöntemine göre değişmekle beraber tünelleme yöntemi ile ölçüldüklerinde l,91 ve 2,31 eV'tur(18). Bu deneyde kullanılan ışık l,96 eV olduğundan fotouyarım henüz başlamamıştır. Meydana gelen akım ışığın elektrik alanının her iki metalin Fermi düzeyini adyabatik olarak birbirine göre modüle etmesinden doğmaktadır. Durum iki metal arasına bir AC gerilim uygulanmasının aynıdır. Yalnız AC geriliminin frekansı ışığın frekansıdır. Elektrik alanının sebep olduğu tünel akımında aygıtın doğrusal olmamasından dolayı ışık frekansından başka bir doğru akım bileşeni ile çeşitli harmonikler de vardır. Aygıtın doğrusal olmama özelliği bir frekans karıştırıcısı olarak da kullanılmasını sağlar(19).

Işığın kavşakta oluşturduğu akım hesaplandığında genellikle optik alanın, elektrodlarda aynı frekansta bir akım oluşturduğu kabul edilir(20). Bu varsayıma, noktadeğmeli diyotların ince tel şeklindeki elektrodu ile üzerine düşen ışığın etkileşmesinin bir anten bağlantısı olduğu düşünülerek gidilmiştir.

Kavşağa uygulanan DC gerilimin oluşturduğu akım I_{dc} ise toplam akım

 $I = I_{dc} + I_{optik}$ (33)

olacaktır. Kavşak, devredeki yerine göre bir akım veya gerilim kaynağı olabilir. Bundan önceki deneylerde tünel akımı yüksek giriş empedanslı devrelerle duyulup güçlendirildiğinden yük direnci aygıtın iç direncine göre büyük olmuş ve aygıt gerilim kaynağı gibi çalışmıştır(1-3, 5,6). Kuramsal hesaplar da buna göre yapılmıştır. Genellikle I-V karakteristikleri akımın bağımsız değişken olduğu kabul edilerek V = f(I) şeklinde yazılır ve I yerine Denklem 33'teki ifade alınır. f(I) bir Fourier serisine açıldıktan sonra çeşitli frekans bileşenlerinin katsayılarına bakılarak bu frekansların çıkışta ne ölçüde bulunacağı tespit edilir ve deney ile karşılaştırılır.

Tipik bir örnek olarak Faris ve diğerlerinin(6) elde ettikleri kuramsal sonuçlar Şekil 2.3 a'da gösterilmektedir. Bunlar Şekil 2.3b'deki gibi deneysel sonuçlarla da kalitatif bir uyum sağlamaktadır.

MOM diyotlarının ışıktan etkilenme mekanizmasının elektron tünellemesi yerine ısıl bir uyarma sonucu elektronların enerji engelini, tünellemeye gerek kalmadan aşmaları şeklinde olduğu da önerilmiştir(21,22). Bu mekanizmanın doğru olduğu halde elektron hareketinin ışık frekansını takip etmesi gerekmez ve aygıt sanıldığı kadar hızlı değildir. Isıyla pekiştirilmiş alanla salım (thermally enhanced field emission) adını alan bu süreç nokta-değmeli diyotları aydınlatan laser ışınının diyodun ince tel şeklindeki elektrodunu ısıtmasından doğmaktadır. Isınan tel bir lamba filamanı gibi elektron salmakta ve telin sivri ucundaki yüksek elektrik alanı da bu elektronları engelin diğer tarafına geçirmektedir.

Kaynak 22'de önce ince telin laser ışınından soğurduğu güç hesaplanmakta, bu güçten tel içindeki ısı iletim denklemi çözülerek arasındaki sıcaklık dağılımı bu-



Şekil 2.3 Nokta Değmeli Diyodun Kuramsal (a) ve Deneysel (b) V - V Karakteristikleri. Kaynak 6 ' dan.

lunmakta ve buradaki elektrik alanı hesaplanarak bu iki bilgiden kavşağın I-V karakteristikleri elde edilmektedir. Yüksek sıcaklık ve alçak alanlar için (T>1000⁰K, F<10⁵V/cm) karakteristikler Schottky salıma(23) benzemekte, alçak sıcaklık ve yüksek alanlar için ise Fowler-Nordheim(24) tipi bir salıma dönüşmektedir. Bu sonuçlar diyotlar aydınlatıldığı zaman elde edilen elektron akımını mertebe olarak doğru vermekten başka ışık şiddetiyle aynı yönde değişimi ile de kalitatif olarak uyum sağlamaktadır. Ancak şu sebeplerden dolayı tünel kuramının ısıl salım kuramına göre gerçeğe daha yakın olduğu kabul edilmektedir:

- a) Isıl salım kuramı yalnız nokta değmeli diyotlar için gözlemleri açıklayabilir. Bu çalışmadaki ince film diyotlarda ise, elektrodlar 1 mm genişliğinde olduğu zaman bile ışığa duyarlılık kaybetmemektedirler. Halbuki bu durumda laser ışığı bu çaptaki elektrodları yeterinde ısıtamadığı gibi bu genişlikteki elektrodlar arasında elektron koparacak kadar kuvvetli elektrik alanları da meydana gelmez.
- b) MOM diyotlarının frekans karıştırıcısı olarak çalışması(1-4) ancak tünel kuramı ile izah edilebilir(20).
- c) Keza bu diyotların mikrodalga ışıma işlemi(5) de burada ısınmadan çok daha hızlı bir mekanizmanın söz konusu olmak gerektiğini göstermektedir. Tünelleme, Denklem 32'de görüldüğü gibi mikrodalga (ısı dalgası) frekanslarından çok daha hızlı bir mekanizmadır.

III- DENEY

3.1. Kavşakların Yapımı

Bu çalışmadaki bütün kavşaklar Al - Al_2O_3 - Al tipinde olup 2,5 x 5 cm'lik mikroskop camları üzerine birbirine dik olarak ve aralarında ince bir oksit tabakası kalacak sekildebuharlaştırılmış iki alüminyum şeritten oluşmaktadır. Şeritlerin uzunluğu 2 cm, interferometre ile ölçülen kalınlıkları 2000 A'dur. Genişlikleri ise kullanılan çeşitli örneklerde 0,1 mm ile 2 mm arasında değişmektedir. Ufak bir kavşak yüzeyi hem oksit içinde kısa devrelere yol açacak ince deliklerin bulunma olasılığını azaltmakta hem de ileride görüleceği gibi aygıtın cevap hızını arttırmaktadır. Diğer taraftan büyük bir kavşak yüzeyi ayıtın ışığa olan duyarlılığını arttırmaktan başka ileride bahsedilen maskelerin yapılması için

Kavşakların Al - Al₂O₃ - Al olarak yapılmasının sebepleri alüminyumun kolay buharlaştırılabilip kontrollü bir şekilde oksitlendirilebilmesi, atomları küçük olduğundan arada fazla boşluk bırakmadan alüminyum oksidin üzerine yığılabilmesi ve Al ile Al₂O₃'ün zamanla karakteri değişmediğinden yapılan aygıtların zamanla çok az değişime uğramalarıdır. Ancak alüminyum ve oksidi yerine nikel ve kalay ile oksitlerinin de kullanılabilmesi beklenir. Her iki metal elektrodun kalınlığı kritik olmao makla beraber dirençlerinin önemli olmaması için 1000 A' dan ince ve cama yapışabilmeleri için de birkaç bin A'dan kalın yapılmamaları iyi olur.

Diğer taraftan oksit kalınlığının 10 A'dan az ve o 30 A'dan çok olmaması önemlidir. 10 A'dan ince bir oksit tabakasında delik bulunma olasılığı çok yüksektir. 30 A' dan kalın bir oksitten ise elektronların tünellemesi çok zordur. Oksit tabakasının kalınlığı kritik olduğundan, oksitlenme sürecini en iyi kontrol olanağı veren gaz anodizasyonu (ışıltılı boşalma, glow discharge) yöntemi kullanılmaktadır.

Kavşağın içinde bulunan organik katkı maddeleri elektronlarla etkileşerek esneksiz tünel olayına yol açarlar(25). Bunun sonucu olarak aygıtların akım-gerilim karakteristiklerinde ek bir yapı görülecektir. Buna meydan vermemek için kavşakların yapımında kullanılan malzemede ve vakum sisteminin içinde organik maddelerin bulunmaması ve ikinci elektrod buharlaştırılana kadar kavşakların yüksek vakumdan çıkarılmaması gerekmektedir.

3.1.1. Buharlaştırma

Mikroskop camları önce istenilen büyüklükte kesilip ültrasonik bir vibratörün içinde Alconox deterjan

ile temizlenir. Sonra saf su ve metanol ile yıkanıp kuru azot gazı ile kurutulurlar. Böylece üstlerine su adzorpsyonu önlenmiş olur.

Vakum sistemi tamamen paslanmaz çelikten ve cam kavanozlu bir Varian VT422 olup içine özel olarak yapılan bir maske değiştiricisi yerleştirilmiştir. Ön vakum sıvı azotla çalışan iki alçak sıcaklık pompası (cryopump) vasıtasıyla elde edildikten sonra altı iyon ve bir titanyum süblimasyon pompası çalıştırılarak basınç 10⁻⁹ torr'a kadar indirilmektedir. Yağla çalışan mekanik veya difüzyon pompası kullanılmadığından sistem organik maddelerden tamamen arınmıştır.

Bu iş için özel olarak yapılan örnek taşıyıcısı ve maske değiştiricisi Şekil 3.1'de görüldüğü gibi üstüste konmuş iki yatay diskten ibarettir. Üstteki disk sabit olup üç tane 5 x 5 cm veya daha ufak örnek taşır. Alttaki disk ise molibden ile yağlanmış bilyeli yataklar üstünde vakum sisteminin dışından ekseni etrafında hareket ettirilebilir ve üç adet 5 x 5 cm'lik maske taşır.

Maskeler 0,2 mm kalınlığında paslanmaz çelik veya berilyumlu bronz levhadan fotolitografik yöntemlerle yapılır. Taşıyıcının üzerine yerleştirildiklerinde mikroskop camlarının 0,2 mm altındadırlar. Yatay düzlemde konum hatası ise 0,1 mm'den azdır.



Şekil 3.1 Maske Deği**ş**tiricisi

Sistem vakum altında iken alt disk dışardan ekseni etrafında döndürülerek maskeler herhangi bir örneğin altına getirilebilirler. Böylece değişik şekilde filmler yapmak için sistemi havalandırmaya gerek yoktur.

Basınç 10⁻⁸ torr civarına indikten sonra içindeki gazların çıkması için buharlaştırılacak madde ısıtılır ve aşağıda tarif edilen gaz anodizasyonu başlatılarak birkəç dakika için devam ettirilir. Böylece vakum içinde kalmış organik moleküller varsa parçalanır ve duvara yapışmış olan hafif elementler oksijenle dövülerek sökülür.

10⁻⁹ torr'luk vakum elde edildikten sonra % 99,9999 saflıkta alüminyum buharlaştırılarak alt şerit yapılmaktadır. 2000 A'u geçmemenin sebebi buharlaştırma sırasında basınç yükselmesini en az düzeyde tutmaktır.

3.1.2. Gaz Anodizasyonu

Bütün örneklerin birinci alüminyum elektrodu buharlaştırıldıktan sonra bunlar anodizasyon yöntemi ile teker teker oksitleştirirler. Bu yöntem şu sebeplerden tercih edilmiştir: Aygıtların yapımı bitmeden atmosfere çıkarılmaları önlenmiş olmakta, oksit kalitesi örnekten örneğe değişmemekte ve oksit kalınlığı aşağıda adı geçen üç parametreyi değiştirmekle istenildiği şekilde kontrol edilebilmektedir.

Cam tabanlar sisteme yerleştirilmeden önce saf indiyum metalini lehim gibi kullanarak üstlerine ince bir tel tutturulur. Telin öbür ucu vakum sistemine bağlanır. Birinci elektrod indiyumun üzerine değecek şekilde buharlaştırıldığından vakum sistemine topraklanmış olur. Bu film yapıldıktan sonra bütün pompalar durdurularak sistem 10^{-1} torr'da cók saf oksijenle doldurulur. Bu oksijenin (Linde research grade) organik katkı miktarı milyonda birden azdır. Sistem içindeki bir yüksek gerilim elektroduna duvarlara göre -800 ile -1000 V arası bir gerilim verilerek oksijen iyonlaştırılmakta ve oksidasyon başlatılmaktadır. Oksit kalınlığını tespit eden parametreler oksijen basıncı, iyonizasyon gerilimi ve oksidasyon süresi olup bunlar bir sistem için tespit edildikten sonra istenilen oksit kalınlıklarını tekrar elde etmek mümkündür. Eldeki sistem için 10⁻¹ torr oksiien, negatif elektrodla film arası 1000 voltluk bir gerilim ve 2 dakikalık bir süre 20 Å civarında bir oksit kalınlığı verir. Her üç parametre arttırılarak oksit 100 A'ya kadar çıkarılabilir ancak 2-3x10⁻¹ torr üzerindeki basınclarda oksijen atomlarının ortalama serbest volu cok azaldığından iyonlaştıktan sonra alüminyumun üzerine vardıklarında oksidasyon için gerekli enerjiye sahip olamamaktadırlar. Diğer taraftan 3-4x10⁻² torr ve 500 V alltındaki basınç ve gerilimlerde plazma elde edilememekte, 1500 V'u aşan gerilimlerde ise plazma karar BOĞAZİÇİ ÜNIVERSITESI KUTUPHANESI sız olmakta ve arklar meydana gelmektedir. Bu değerler sistem geometrisine bağlı olduğundan sistemden sisteme değişmekle beraber yukarıda verilenlerin civarında kalmaktadırlar.

Anodizasyonla oksidasyonun mekanizmasının tam olarak anlaşılamamasına rağmen meydana gelen oksit, atmosferde yapılan oksitten çok daha kararlı ve homojendir. Schroen(26) kurşun oksidasyonu için muhtemel bazı mekanizmalar üzerinde durmaktadır.

Oksit tabakası yapıldıktan sonra pompalar tekrar çalıştırılarak vakum 10⁻⁹ torr'a indirilir ve alt elektrodu ortadan dik kesecek şekilde üst elektrod buharlaştırılır. Vakum sistemi açılarak örnekler çıkarılır.

Elektrik bağlantılarının yapılması için her iki elektroda da tel tutturmak gerekir. Bunun için alt ve üst seridin her iki ucuna birer tane olmak üzere toplam dört ince bobin teli (0,10 - 0,20 mm çapında) indiyum ile lehimlenir. İndiyum alüminyum ve özellikle cama iyi yapıştığından ve 212⁰C'de eriyerek aygıtın fazla ısıtılmasını gerektirmediğinden kurşun-kalay alaşımı normal lehim tellerine tercih edilir. Bu şekilde meydana gelen bağlantıların ohmik olduğu bundan sonraki bölümde anlatılan yöntemle akım-gerilim bağlantıları elde edildiğinde görülmüştür.

3.2. Elektronik Ölçmeler

Yukarıda anlatılan şekilde imal edilmiş kavşaklara iki çeşit ölçme uygulanmaktadır. Bunlardan birincisi akım-gerilim (I-V) ikincisi ise optoelektronik karakteristiklerini ortaya çıkarmak içindir. Ancak I-V karakteristiklerinin doğrudan doğruya ölçülmesi elektriksel gürültüden etkilenmekte ve ayrıca karakteristiklerdeki ince yapıyı kolayca göstermemektedir. Bundan dolayı analog yöntemlerle akımın gerilime göre türevi alınarak I-V yerine dI/dV-V ve d^2I/dV^2 - V karakteristikleri elde edilmektedir.

Bütün ölçmelerde elektrodlardaki gerilim düşmesinin etkilerini ortadan kaldırmak için ikisi akım ikisi de gerilim olmak üzere dört uçlu bağlantılar yapılmıştır.

dI/dV - V karakteristiklerini elde etmek için kullanılan devre Shewchun ve Waxman(27) tarafından geliştirilenlerin değişik bir şekli olup Şekil 3.2'de gösterilmiştir. Burada DC güç kaynağından (Heathkit Model PS4) çıkan gerilim hızı ayarlanabilen bir motor (Minarik Electric Co. SH-12) ve hız düşürücü dişli kutusu tarafından hareket ettirilen milleri birbirine bağlı iki on devirli potansiyometre (Helipot 30K) tarafından bir yokuş fonksiyonuna dönüştürülmekte ve osilatörden (Hewlett Packard 209A) çıkan AC sinyal ile karıştırılmaktadır.



Devre, kavşak için alçak iç dirençli bir gerilim kaynağı görevini görmektedir.

Yukarıdaki yokuş fonksiyonuna bindirilmiş AC sinyali kavşağın iki elektrodu arasına uygulandığında meydana gelen tünel akımı R_s direnci tarafından duyularak bir ön amplifikatöre (Ithaco Model 165) onun cıkışı ise osilatör sinyaline kilitli bir faz duyarlı amplifikatöre (lock in amplifier, Ithaco Dynatrac 391A) verilmektedir. dI/dV ye orantılı olan faz duyarlı amplifikatörün cıkışı bir X - Y kaydedicinin (Honeywell 530) Y hareketini yönetmektedir. Kaydedicinin X hareketi kavşağın iki elektrodu arasından alınan V ye orantılı sinyal tarafından yönetilmektedir.

dV/dI ölçmelerinde kullanılan AC sinyalinin frekansı 846 Hz dir. d^2I/dV^2 ölçülmek istendiğinde frekans 500 Hz'e ayarlanıp faz duyarlı amplifikatör bunun birinci harmoniğini duyacak şekilde ayarlanmaktadır. Kavşaktan geçen akımı duyan R_s direnci bu akımı önemli ölçüde etkilememesi için kavşak direncinden en az on misli daha ufak tutulmaktadır.

Ölçme sisteminin gerilime göre doğrusallığı l Kohm'dan ufak dirençler için % 0,01 den iyidir. Yani ölçülen bir dirence ±2 V arasında bir gerilim uygulandığında kaydedicinin kaydettiği direnç değeri % 0,01 den

fazla değişmez. İkinci türev ölçmelerinde ise doğrusallık ±0,5 V arasında % 0,1, ±1 V arasında ise % 5 olmaktadır. Bunun sebebi devredeki toplam kazancın 300-400 ohm'dan büyük dirençler için direnç arttıkça düşmesidir. Kavşakların dinamik direnci, yüksek gerilimlerde azaldığından bu bölgedeki türevler düşük gerilimlerdeki türevlerden daha fazla büyütülerek verilecek ve gerçek karakteristiklerde bir distorsyon meydana gelecektir.

Yukarıdaki devre iletkenlik ve bunun gerilime göre türevinin yanısıra bir de kavşak kapasitansını ölçmektedir. Kavşaklar birer paralel levhalı kondansatör olduğundan kapasitansları ölçüldüğünde kavşak yüzölçümü ve Al₂0₃ nin dielektrik sabiti bilindiğine göre oksit kalınlığı hesap edilebilir. Bu kalınlık, 20 Ā civarında olduğundan duyarlılık sınırı 25 A olan interferometre (Varian Angstrometer) ile ölçülemez. Kapasitans ölçmek için iletkenlik ölçen devrenin aynısı kullanılır; ancak faz kilitlemeli amplifikatör kavsaktan gelen sinyalin osilatör çıkış sinyali ile aynı fazda olan bileşeni yerine 90 derece faz farkı olanını güçlendirir. Bu iş, amplifikatörün kendi içindeki faz kaydırıcısını ayarlamakla başarılmaktadır. Ayrıca kapasitif akımı kondüktif akıma göre büyütüp devreyi kapasitans ölçmelerine daha duyarlı hale getirmek için osilatör frekansı 12 KHz'e yükseltilmektedir. Bu frekans, devre duyarlılığını mak-

simum ve gürültüyü minimum yapan optimum bir değerdir.

Optoelektronik karakteristikleri ölçmekte kullanılan düzen Şekil 3.3'te görülmektedir. Burada 50 mW'lık bir helyum-neon laserinin (spectra Physics Model 125) ^o 6328 A'luk ışığı, bir kesici (PAR Model 125A) ile kesilerek darbeler halinde kavşak üzerine odaklanmaktadır. Kesme frekansı 846 Hz olup odaklanmış ışın kesiti 10 µm çapındadır. Bir fonksiyon jeneratörü (Hewlett Packard 3310A) vasıtasıyla kavşağın iki elektrodu arasına ±1 voltluk bir gerilim uygulanmaktadır. Karakteristiklerde zaman ekseninde kaymaları önlemek için bu gerilimin çıkış hızı devrenin zaman sabitinden daha yavaş olmalıdır.

Kavşaktan geçen akım iki kısımdan oluşmaktadır. Bunlardan biri fonksiyon jeneratöründen gelen gerilimden meydana gelen DC akımı, diğeri ise ışığın oluşturduğu AC akımıdır. Faz kilitlemeli amplifikatör ışık kesicisinden aldığı referans sinyali ile aynı frekans ve fazda olan akımı güçlendirdiğinden çıkış yalnız ışığın oluşturduğu akımla orantılıdır. Bu akımı duyabilmek ve DC bileşeninden daha iyi ayırabilmek için girişinde bir transformatör olan bir ön amplifikatör kullanılmaktadır. Transformatörün sargı oranı 1000 olduğundan ön amplifikatörün giriş empedansı kavşak iç empedansından en az on misli daha azdır. Böylece kavşak bir akım kaynağı gibi çalışmaktadır. Buna göre dördüncü bölümdeki kuramsal hesaplarda

31



Şekil 3.3 Işığın Tünel Akımına Olan Katkısını Ölçme Sistemi Şeması

ışığın kavşakta meydana getirdiği akım bulunmaktadır. Aynı şekilde kavşak kendi iç empedansına göre çok yüksek bir empedansla yani yüksek giriş empedanslı bir ön amplifikatör ile yüklendiğinde bir gerilim kaynağı gibi davranacak ve ona göre yapılacak hesaplar ışığın kavşakta meydana getirdiği gerilimi gösterecektir.

Faz kilitlemeli amplifikatörün çıkışı bir X - Y kaydedicisinin (Hewlett Packard 7044A) Y girişine, iki elektrod arası DC gerilim ise aynı kaydedicinin X girişine verildiğinde ışık tarafından meydana gelen akımın kavşağa uygulanan gerilime göre değişimi kaydedilmiş olur.

Elde edilen fotoakım verilen ışık şiddetine bağlı olduğu için laser ışığının şiddetinin kararlı olması önemlidir. Bu deneydeki laserin şiddeti, plazma ile etkileşen bir radyo frekans dalgası vasıtasıyla sabitleştirilmektedir.

Hem optoelektronik olayı hem de iletkenliği ölçen devrede gürültü önemli bir sorun olmuştur. Havadan endüksiyon yoluyla kapılan sinyaller bu gürültünün en önemli kısmını oluşturmaktadır. Bunların etkisini minimuma indirmek için özellikle devrede toprak devrelerinin (ground loops) bulunmamasına dikkat edilmiştir. Ayrı toprak ve şasi devreleri kullanılıp her alet ve magnetik koruyucusu yalnız bir tek yerden topraklanmıştır. Bütün kablolar magnetik korunmalı olup bütün devre elemanları topraklanmış alüminyum kutular içine yerleştirilmiştir. İletkenlik ve türevini ölçen devrede sinyalın gürültüye oranını büyütmek için AC gerilimin şiddeti büyük tutulmuştur. Bu ayar Şekil 3.2'deki osilatörün üzerinden veya 50 ohm'luk potansiyometreden yapılabilir. Ancak burada kullanılan türev alma yönteminin ayırma gücü kullanılan AC sinyalinin tepeden tepeye olan değeri kadardır. Yani dI/dV - V veya $d^2I/dV^2 - V$ karakteristiklerinde tepe, çukur, omuz gibi bir yapı varsa bu yapı gerilim ekseninde ancak AC sinyalinin tepeden tepeye değerinden büyük olduğu zaman görülebilir. Buradaki deneylerde bu karakteristiklerin ince yapısıyla ilgilenilmediği için AC genellikle tepeden tepeye 1 mV olarak uygulanmıştır.

Her iki devrede de kullanılan bir başka gürültü azaltma tekniği, uzun zaman sabiti kullanarak yüksek frekanstaki gürültüyü integre ederek yok etmektir. Zaman sabiti faz kilitlemeli amplifikatörün içindeki ayarlanabilen bir RC filtre vasıtasıyla genellikle 4 saniye olarak tespit edilmiştir. Yokuş fonksiyonundaki eğim 10^{-4} V/sn düzeyinde tutularak gerilim eksenindeki kayma 4×10^{-4} V civarında sınırlandırılmıştır. 10^{-4} V/sn'lik yükselme hızıyla gerilim ±1 V arasını 2 x 10^4 sn \approx 5,5 saatte taramaktadır. Bu arada devrelerde meydana gelebilecek kaymalar hatalar doğurabileceğinden devrelerin kararlı duruma gelebilmeleri için ölçme yapılmadan önce en az iki saat çalıştırılarak ısıtılmaktadır.

.

.

1

X

IV- DENEYİN KURAMSAL ANALİZİ

Bundan sonraki bölümde sunulan deney sonuçlarının kuramsal hesaplanmasında elektromagnetik alan ile kavşak arasındaki etkileşmenin bir anten bağlantısı olmayıp alanın iki elektrod arasına doğrudan doğruya bir gerilim uyguladığı kabul edilmiştir. Elektrod kalınlığı 1000 A'dan daha ince olduğu zaman bile tünel akımının aynen görülmesi anten bağlantısının önemli bir katkısı olma olasılığını ortadan kaldırmaktadır. Çünkü bu durumda anten 6328 A'luk dalga boyundan çok daha kısadır. Ayrıca diyot iç direncine göre ufak bir giriş empedansıyla yüklendiğinden devrede bir akım kaynağı olarak çalışmaktadır.

Aşağıda diyoda uygulanan DC gerilimi ile optik frekanstaki AC gerilim toplamının I-V karakteristiklerine sokularak tünel akımının yalnız referans frekanstaki bileşeni alınmaktadır.

Diyoda uygulanan elektromagnetik alan kare dalga ile modüle edilmiş bir sinüsoidal dalga biçimindedir. Bunlardan kare dalganın frekansı, kesicinin frekansı olup $\omega_m/2\pi = 846$ Hz, ışığın frekansı ise $\omega_c/2\pi = 3 \times 10^{14}$ Hz'tir. Işığın meydana getirdiği bu değişken alana diyodun iki elektrodu arasına uygulanan V_b besleme gerilimi de eklenmelidir. Böylece toplam gerilim

$$V = V_{b} + V_{l} \cos \omega_{c} t \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{2n+1} \cos (2n+1) \omega_{m} t \right]$$
(34)

şeklini alır. Burada kare dalga bir Fourier serisine açılarak verilmiştir.

.

$$\cos\omega_{c}t \cos\omega_{m}t = \frac{1}{2}\left[\cos(\omega_{c} + \omega_{m})t + \cos(\omega_{c} - \omega_{m})t\right] \quad (35)$$

eşitliğinden yararlanarak Denklem 34 aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$V = V_{b} + \frac{1}{2} V_{k} \cos \omega_{c} t + \frac{V_{k}}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{2n+1} \left\{ \cos \left[\omega_{c} + (2n+1) \omega_{m} \right] t \right\}$$

+
$$\cos \left[\omega_{c} - (2n + 1) \omega_{m} \right] t \}$$
 (36)

$$V = V_{B} + \frac{1}{2} V_{\ell} \cos \omega_{c} t + \frac{V_{\ell}}{\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{2n+1} \cos \left[\omega_{c} + (2n+1)\omega_{m}\right] t$$
(37)

$$V = V_{b} + v_{1} + v_{2}$$
(38)

burada

$$v_1 = \frac{1}{2} V_{\ell} \cos \omega_c t \tag{39}$$

•

$$v_{2} = \frac{V_{\ell}}{\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{2n+1} \cos \left[\omega_{c} + (2n+1)\omega_{m}\right] t \qquad (40)$$

dır.

.

Diyodun I-V bağlantısı V_b etrafında bir Taylor serisine açıldığında akım

$$I = f(V) \tag{41}$$

I =
$$f(V_b) + \frac{df(V)}{dV} |_{V_b} (v_1 + v_2) + \dots + v_b$$

$$\frac{1}{(n+1)!} \frac{d^{n+1}f(V)}{dV^{n+1}} \bigg|_{V_{b}} (v_{1} + v_{2})^{n+1} + \dots \quad (42)$$

şeklinde ifade edilmiş olur. Sıfırıncı terim, f(V_b), bir doğru akımdır. Birinci terimdeki frekans bileşenleri ω_c + (2n + 1) ω_m olmakla beraber Denklem 40'ta görüldüğü gibi büyük n değerleri için önemsiz olacak kadar küçülmektedirler. Yani bu terimde genlikleri önemli sayılabilecek frekanslar ω_c civarındadır.

Dördüncü terim ve daha yüksek terimler sıfır olacaktır. Çünkü MOM diyotlarında Denklem 28'den elde edilen I-V karakteristikleri I ∝ V³'e çok yakın olup n ≥ 3 için

$$\frac{d^{n+1}f(V)}{dV^{n+1}} \simeq 0 \tag{43}$$

dır.

Dizinin ikinci ve üçüncü terimleri, I₂ ve I₃, aşağıda gösterilmektedir.

$$I_{2} = \frac{1}{2} \frac{d^{2} f(V)}{dV^{2}} \bigg|_{V_{b}} \{ \frac{1}{2} V_{\ell} \cos \omega_{c} t + \frac{V_{\ell}}{\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{2n + 1} \right|_{\infty}$$

$$\cos \left[\omega_{c} + (2n+1)\omega_{m} \right] t \}^{2}$$

$$I_{3} = \frac{1}{6} \frac{d^{3} f(V)}{dV^{3}} \bigg|_{V_{b}} \{ \frac{1}{2} V_{\ell} \cos \omega_{c} t + \frac{V_{\ell}}{\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^{n}}{2n + 1} \right|_{\infty}$$

$$\cos \left[\omega_{c} + (2n+1)\omega_{m} \right] t \}^{3}$$

$$(45)$$

Deneyde yalnız $\boldsymbol{\omega}_m$ frekanslı bileşenler ölçüldüğünde elde edilen V karakteristikleri şu terimden olusacaktır:

$$I = \frac{1}{2} \frac{d^2 f(V)}{dV^2} \bigg|_{V_b} \frac{V_{\ell}}{2} \cos \omega_c t \frac{V_{\ell}}{\pi} \cos (\omega_c + \omega_m) t$$
(46)

$$I = \frac{1}{8} \frac{d^2 f(V)}{dV^2} \bigg|_{V_b} \frac{V_{\ell}}{\pi} \left[\cos \omega_m t + \cos(2\omega_c + \omega_m) t \right]$$
(47)

$$V_{\omega} = \frac{1}{8} \frac{d^2 f(V)}{dV^2} \bigg|_{V_{b}} \frac{V_{g}}{\pi} \cos \omega_{m} t \frac{A}{\cos \omega_{m} t}$$
(48)

Burada görülen A/cos ω_m t katsayısı faz duyarlı amplifikatörün, ön amplifikatör de dahil olmak üzere, transfer fonksiyonudur ve

$$V_{\omega} = A' V^2 \frac{d^2 f(V)}{dV^2} | V_b$$
(49)

olarak verilir.

Yukarıda görüldüğü gibi V_{ω} , diyodun I-V karakteristiklerinin gerilime göre ikinci türeviyle orantılı olacağından V_{ω} - V karakteristiğinin doğrusal olması beklenmektedir. Ayrıca V_{g} , diyoda gelen ışığın elektrik alanından doğan potansiyel olup ışığın gücüyle orantılıdır. Böylece V_{ω} - V karakteristiğindeki doğrunun eğimi verilen ışığın gücüyle a**r**tmalıdır.

V- DENEYSEL SONUÇLAR

Kavşaklar vakum sisteminden çıkarılıp indiyum kontakları yapıldıktan sonra oksit içindeki ince delikler yüzünden kısa devre olup olmadıklarını anlamak için önce dI/dV-V karakteristikleri ölçülür. Şekil 5.1 de kaçakları olmayan bir kavşağın dinamik iletkenliği görülmektedir. Elektrodlar arasında bir kısa devre, tünel akımından başka bir de ohmik akımların varolmasına sebep olacaktır. Böyle bir kavşak, dI/dV-V karakteristikleri doğrusal olacağından, hemen ortaya çıkacaktır. Diyotların bu karakteristikleri zamanla % 5 gibi çok az bir değişme göstermişlerdir. Bunun en önemli faktörü oksit tabakasının kontrollü bir şekilde plazma anodizasyonu ile meydana getirilmesidir. Tipik bir kavşağın sıfır gerilimdeki direnci 50-100 ohm arasında olmaktadır. Diyot ile ölçü aletleri arasında empedans uyumu bakımından en iyi direnç değerleri bunlardır. Bu şekilde sinyal-gürültü oranı büyütülmüş olur.

I-V karakteristiklerinin birinci türevi alındıktan sonra ikinci türev karakteristikleri alınır. Böyle bir eğri Şekil 5.2'de görülmektedir. d²I/dV² ile V arasındaki bağıntı hemen hemen doğrusaldır.



Şekil 5.1 Tipik Bir Kavşağın dI/dV - V Karakteristiği



Şekil 5.2 Şekil 5.1 deki Kavşağın d 2 I/dV 2 - V Karakteristiği

5.1. Optoelektronik Karakteristikler

Şekil 5.3'te ışığın kavşakta meydana getirdiği tünel akımının kavşak iç direnci ile ölçme devresinin giriş empedansı üzerinden geçerek yarattığı gerilim, V_{ω} , kavşağa uygulanan gerilime göre çizilmiştir. Şekildeki eğriler 0,4 mW, 4 mW ve 40 mW'lık ışık şiddeti kullanılarak elde edilmiştir. Elde edilen karakteristikler şimdiye kadar incelenen nokta değmeli diyotlarınkinden farklı olup şu önemli özelliklere sahiptirler:

- a) Diyodun iki metal filmi arasındaki gerilim sıfır olduğu zaman ışığın katkısı da sıfırdır. Yani eğri sıfır noktasından geçmekte ve nokta değmeli diyotlarındaki gibi bir girme (cut-in) gerilimi olmamaktadır.
- b) Elektrodlar arasındaki ± l voltluk bir gerilime kadar karakteristikler tamamen doğrusaldır. Şimdilik teknik sebepler nedeniyle diyotlara l volttan fazla gerilim uygulanamamıştır.
- c) Laserin gücü düşürüldükçe elde edilen eğrinin eğimi de azalmakta, fakat eğri daima doğrusal kalmaktadır.

Denklem 49'da görüldüğü gibi $V_{\omega} - V$ karakteristikleri d²I/dV²-V karakteristikleriyle orantılı olmalıdır. Şekil 5.2 ile Şekil 5.3 eğrileri karşılaştırıldıklarında ikisinin de doğrusal olup aralarında en azından kalitatif bir uyum olduğu görülür. Bunu daha öteye götürmek mümkündür. Denklem 49'a göre karakteristiğin eğimi V_{ℓ}^2 ile, yani ışığın kavşağın iki elektrodu arasında meydana getireceği gerilimin karesiyle orantılı olacak-



Şekil 5.3 Tünel Akımının Işık Şiddeti ve Diyot Gerilimi ile Değişmesi

tır. V_{g}^{2} ışık şiddetiyle orantılı olduğuna göre eğimle ışık şiddeti birbirleriyle doğru orantılı olarak artacaktır.

Şekil 5.3 teki üç ayrı ışık şiddeti ile elde edilmiş eğrilerin eğimleri yukarıdaki bağıntıyı denemede kullanılabilir. Şekildeki eğrilerin her biri ayrı bir V_{ω} ekseni için çizildiğinden eğimleri doğrudan doğruya şekilden hesaplanamaz. Ancak çizim sırasındaki amplifikatörler ve kaydedicinin toplam kazancı da hesaba alındıktan sonra bulunan gerçek eğimler aşağıdaki tabloda gösterilmektedir.

a)	Işık şiddeti	0,4 mW	4 mW	40 mW
b)	Geometrik eğim	4/11	7/5	23/8
c)	Toplam kazanç	33	5	1
d)	Gerçek eğim = b/c	0,36	7	95
e)	Normalize gerçek eğim	1	23	301

Tabloda görüldüğü gibi ışık şiddeti 10'ar misli arttığında eğri eğimi 23 ve 30 misli artmaktadır. Aradaki farkın bir kısmı ölçme devrelerinin kazanç hatasından doğmuş olabilmekle beraber Bölüm III te de bahsedildiği gibi bu hata yüzde 1-2 den fazla olamaz. Diğer taraftan kuramsal hesaplarda da birtakım yaklaştırmaların yapıldığı unutulmamalıdır. Özellikle I - V karakteris-

tiklerinin I « V³ şeklinde kabul edildiği halde gerçekte Denklem 28'deki gibi I ile V arasındaki bağıntının daha karmaşık olduğu ve hatta bu bağıntının bile Simmons'un yapmış olduğu varsayım ve yaklaştırmaların hatasına maruz kaldığı düşünülebilir. Ancak bütün bu yaklaştırmalar 1960 lardan beri bütün tünel hesaplarında yapılmakta ve deney ile karşılaştırıldıklarında hata yüzde birkaçı geçmemektedir. Yüzde 200-300 mertebesindeki bir uyuşmazlığın kuramdan ileri gelebileceğini göstermek mümkün olmamaktadır.

Diğer bir olasılık diyot aydınlatıldığı zaman özellikle düşük şiddetteki ışığın tamamının kavşağın üzerine veya iş gören kısmın üzerine düşmemesidir. Işık kaynağı olarak kullanılan laser ışını ± 50 cm odak uzaklıklı bir mercekle odaklandığında çapı 10 µ'a iner. Bu çapta bir ışın 100 x 100 µ'luk kavşak üzerine kolayca odaklanabilmesine rağmen iki etken, ışık kaybına meydan vermektedir. 40 mW'lık ışık için ışının tamamı kavşağın üzerine düşmekte, 4 ve 0,4 mW için ise şiddet düşürücü filtreler (neutral density filters) kullanılmaktadır. Bu filtrelerden geçen ışın demeti, kısmen saçılmakta ve sonuçta birbirine tamamen paralel olmayan ışınlardan oluşmaktadır. Dolayısı ile kavşak üzerine geldiğinde çapı 10 µm'den fazladır. Saçılma filtre yoğunluğu ile arttığından 0,4 mW'taki ışının çapı 4 mW'takinden büyüktür.

Filtre kullanmaktan kaçınmak için laserin ışın şiddeti aynaları birbirine tam paralel olmayacak şekilde hafif çevirmek suretiyle düşürüldüyse de bu yoldan elde edilen ışık şiddeti kararlı olmadığından bir sonuç alınamamıştır.

Yukarıda bahsedilen ikinci faktör kavşağın iş gören yüzeyiyle ilgilidir. Aşağıda görüleceği gibi kavşağın ışığa duyarlı olan kısmı yalnız üst elektrodun incelmeye başladığı iki tane kenar bölgesidir. Bu bölgeler kavşağın toplam yüzeyinin ufak bir kısmını oluşturmaktadır. Işığın tamamı bu bölgeler üzerine düşmediğinden tünel akımı toplam ışık şiddeti ile artmakla birlikte orantı doğrusal olmamaktadır.

5.2. İş Gören Kavşak Bölgesinin Saptanması

İletken bir madde içinde ilerleyen bir elektromagnetik dalganın genliği üstel olarak söndüğünden, dalga iletkenin içinde kısa bir derinlik boyunca varlığını koruyabilir. İletkenliği σ ve magnetik geçirgenliği μ olan bir iletkenin içine ω frekanstaki bir elektromagnetik dalganın sızma derinliği ,

$$\delta = \left(\frac{2}{\omega\sigma\mu}\right)^{1/2} \tag{50}$$

olarak verilir(28)

Alüminyum için $\sigma = 3.54 \times 10^7$ mho/m ve $\mu_r = 1$ alındığında(29) 3 x 10^{14} Hz'lik bir dalganın diyot elektrodu içine ancak 50 Å kadar girebileceği görülür. Bu durumda ışık bütün kavşak yüzeyi boyunca elektrodlar arasında bir gerilim meydana getiremeyecektir. Ancak, Şekil 5.4'te görülen kavşakta üst elektrodun sıfıra doğru inceldiği kenar kısımlarında ışık her iki elektroda da erişebilir (Al₂0₃'in ışık geçirgenliği % 100'e yakındır).

Yukarıdaki varsayımı kanıtlamak üzere üst elektrod kenarları ışık almayacak şekilde imal edilen kavşaklar aydınlatılarak tünel akımları ölçülmüştür. Varsayım doğru olduğu durumda ışıktan dolayı hiç akım alınmayacak, yanlış olduğu durumda ise tünel akımı kenarları örtülmemiş kavşaklarınkinin hemen hemen aynısı kalacaktır.

Örtülü kavşakların yapısı Şekil 5.5'te görülmektedir. Burada üst elektrodun alt elektrod üzerine gelen o kenar kısımları ışık geçirmeyen 2000 A kalınlığında iki alüminyum film ile örtülmüştür. Ancak bu filmler kavşağın iki elektrodu arasında kısa devre meydana getirmemeleri için altlarına formvar sürülmüştür. Formvar yüksek elektrik alanlarına dayanıklı bir yalıtkan olmasına rağmen şeffaf bir verniktir.

Ozerine gelen formvar ve Al perdelerinin yerleştirilebilmesi için üst elektrod O,1 mm yerine 2 mm ge-



Şekil 5.4 Elektrod Kenarları İncelen Kavşak



Şekil 5.5 Örtülü Kavşak. Toplam Kavşak Alanı Taranmıştır.

nişlikte yapılmıştır. Alt elektrod ise aynı kalmıştır, çünkü kavşak yüzeyinin büyümesi oksitte bir delik bulunup kısa devre olma olasılığını a¤ttırmaktadır.

Bu şekilde imal edilen kavşaklar ışığa karşı duyarlı değildir. Ancak bazı Al filmlerinde ince delikler olduğundan böyle delikli perdesi olan örneklerde bir miktar duyarlılık görülmüştür.

Alüminyum filmlerindeki deliklerin varolup olmaması büyük bir olasılıkla buharlaştırma şartlarına bağlıdır. Genellikle 10⁻⁸ - 10⁻⁹ torr'luk bir vakumda dakio kada 1000 A gibi yavaş bir buharlaştırma hızı deliksiz filmler vermektedir. Ancak filmin kalitesinden emin olabilmek için perdeler buharlaştırılırken ayrı bir cam üzerine de bir film yapılmakta ve sonradan bu filmin arkasından ışık tutularak mikroskop altında delik olup olmadığı araştırılmaktadır. Delik görülmediği takdirde perdelerin de deliksiz olduğu varsayılmaktadır. Deliksiz perdeli kavşakların ışığa karşı duyarsızlıkları etkin alanın üst elektrod kenarlarında olduğunu kanıtlar.

VI- SONUÇ

Bu çalışma sonunda şimdiye kadar varolan yarıiletken ve nokta-değmeli fotodiyotlardan tamamen değişik bir fotodiyot yapılmıştır. Diyodun çıkış gerilimi ışık gücüyle orantılı olarak değişmekte ve diyot hem ışık detektörü hem de amplifika⁺ör olarak çalışmaktadır. Diyot parametreleri istenildiği gibi kontrol edilebilmekte ve hem değişik diyotlar arasında hem de bir diyotta değişik zamanlarda aynı karakteristikler alınmaktadır. İkibuçuk yıl önce yapılan ilk diyotların karakteristikleri henüz bir değişme göstermemiştir. Bunlar oda sıcaklığında ve açık havada muhafaza edilmekte olup hiçbir koruma önlemi alınmamıştır.

Diyodun idea nevap hizi 10^{-16} saniye mertebesinde olmakla beraber pratikte bu hiz diyot kapasitansı ve elektrod direncinin meydana getirdiği RC zaman sabiti ile sınırlıdır. Elektrodları kalın ve kısa yaparak direncin 2-3 ohm'u aşmaması sağlanabilir. Kapasitansı azaltmak için ise elektrodlar daraltılarak kavşak alanının azaltılması gerekir. Bu deneydeki 0,1 x 0,1 mm'lik kavşaklar için kapasitans 200 pf civarındadır. Maskeleme yoluyla bu günlerde yapılabilen en ince şeritler 10^{-7} m olduğuna göre(30) yapılabilecek en hızlı diyotların kapasitansı 2 x 10^{-4} pf, elektrod direnci 10^{-3} ohm ve zaman sabiti 2 x 10^{-13} saniye civarında olacaktır. Diyotların ışığa olan duyarlılıklarını arttırmak için iş gören kavşak alanını arttırmak gerekmektedir. Bunun en iyi şekilde, üst elektrodu 20-30 A yapmakla başarılabilineceği düşünülürse de bu kalınlıkta bir elektrodun hem direncinin çok fazla oluşu hem de sürekli bir film olmayacağı için iş gören yüzeyinin az olacağı gözönüne alındığında pek verimli bir yöntem olmadığı görülür. İnce üst elektrod yerine spiral, tarak veya merdiven gibi ufak bir alanı kaplayan fakat çok uzun kenarları olan bir elektrod şekli düşünülebilir. Merdiven biçimindeki dört çıkışlı bir kavşak Şekil 6.1 de gösterilmektedir.

Son olarak, bu çalışmanın sonuçları MOM diyotlarının ışığa olan du^{cı} rlılık mekanizmasının her iki metalin Fermi düzeylerin.n ışığın elektrik alanı tarafından birbirine göre modüle olmasından doğan tünel akımı olduğu varsayımı destekle ekte, diğer taraftan olayın elektrod elektronlarındaki ısıl bir uyarmadan ileri geldiği fikrini çürütmektedir.



- L.O.Hocker, D.R.Sokoloff, V.Danen, A.Szoke ve A. Javan; Appl.Phys.Lett. <u>12</u>, 401 (1968).
- V.Danen, D.R.Sokoloff, A.Sanchez ve A.Javan; Appl. Phys.Lett. <u>15</u>, 398 (1969).
- 3. C.Freed ve A.Javan; Appl.Phys.Lett. 17, 257 (1970).
- K.M.Everson, G.W.Day, J.S.Wells ve L.O.Mullen; Appl. Phys.Lett. <u>22</u>, 133 (1972).
- A.Sanchez, S.K.Singh ve A.Javan; Appl.Phys.Lett. <u>21</u>, 240 (1972).
- S.M.Faris, T.K.Gustafson ve J.C.Wiesner; IEEE
 Journal of Quantum Electronics, QE-9, 737 (1973).
- 7. S.G.Christov; Contemp.Phys. 13, 199 (1972).
- 8. C.B.Duke; <u>Tunneling in Solids</u>, Academic Press, New York, 1969.
- 9. J.G.Simmons; Trans.Met.Soc. AIME 233, 485 (1965).
- 10. J.G.Simmons; J.Appl.Phys. <u>34</u>, 1793 (1963).
- 11. J.G.Simmons; J.Appl.Phys. <u>34</u>, 2581 (1963).
- 12. J.G.Simmons; J.Appl.Phys. <u>35</u>, 2473 (1964).

- 13. J.G.Simmons; J.Appl.Phys. 35, 2655 (1964).
- 14. D.Bohm, <u>Quantum Theory</u>, Prentice Hall, Inc., Sahife 264-278, 1951.
- 15. J.W.Dees; Microwave Jour. 9, 48 (1966).
- 16. T.E.Hartman; J.Appl.Phys. 33, 3427 (1962).
- 17. R.K.Jain, C.W.Slayman, M.G.Farrier ve T.K.Gustafson; J.Appl.Phys. 48, 1543 (1977).
- 18. J.Kadlec ve K.H.Gundlach; Thin Solid Films, <u>20</u>, 287 (1974).
- 19. E.Sakuma ve K.M.Evenson; IEEE J. Quantum Electronics QE-9, 737 (1973).
- 20. S.M.Faris ve T.K.Gustafson; Appl.Phys.Lett. <u>25</u>, 544 (1974)
- 21. A.A.Lucas ve P.H.Cutler; Solid State Commun., <u>13</u>, 361 (1973).
- 22. T.E.Sullivan, P.H.Cutler ve A.A.Lucas; Surface Science, 54, 561 (1976).
- 23. Örneğin L.M.Dobretsov ve M.V.Gomoyunova; <u>Emission</u> <u>Electronics</u>., Israel Program For Scientific Translations, Jerusalem, 1971.

24. E.L.Murphy ve R.H.Good; Phys.Rev. 102, 1464 (1956).

- 25. J.Lambe ve R.C.Jaklevic; Phys.Rev. 165, 821 (1968).
- 26. W.Schroen; J.Appl.Phys. 39, 2671 (1968).
- 27. J.Shewchun ve A.Waxman; Rev.Sci.Instr. 37, 1195 (1966).
- 28. P.Lorrain ve D.Corson; <u>Electromagnetic Fields and</u> <u>Waves</u>, İkinci Yayın, W.H.Freeman and Company, San Fransisco, 1970. Bölüm 11.5.
- 29. American Institute of Physics Handbook, McGraw-Hill, New York, 1963.
- 30. D. Widmann, NATO Advanced Study Institute on Process and Device Modelling for Integrated Circuit Design. Universite Catholique de Louvain (1977).