

35881

T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ARAYÜZEY TABAKALI VE ARAYÜZEY TABAKASIZ
Au-Sb/n-Si/Au SCHOTTKY DİYODLARIN
KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN TEORİK VE
DENEYSEL KARŞILAŞTIRILMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Sezai ASUBAY

Diyarbakır-1995

T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne
DİYARBAKIR

Bu çalışma jürimiz tarafından Katıhal Fiziği Anabilim Dalı'nda
YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyesinin Ünvanı, Adı Soyadı

Başkan

: Prof. Dr. Ali Yılmaz

Üye

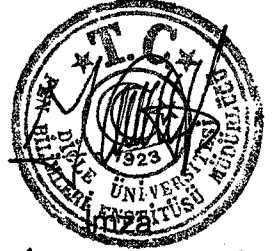
: Prof. Dr. Zülküf Gülsün

Üye

: Doç. Dr. Tahsin Kılıçoğlu (Danışman)

Yukarıdaki bilgilerin doğruluğunu onaylarım.

06.10.1995..



Prof. Dr. Zeki Tez
Ünvanı, Adı Soyadı
Enstitü Müdürü

TEŐEKKÜR

Bu alıŐma Dicle Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakóltesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Anabilim Dalı BaŐkanı sayın Doç. Dr. Tahsin KILIÇOĞLU danıŐmanlıĐında yürütölmüŐtür. Çalışma boyunca verdiği destek ve katkılardan dolayı teŐekkürü bir borç bilirim.

Deneysel çalıŐmalarımnda büyük yardım gördüğüm Atatürk Üniv. Fen-Edeb. Fak. Fizik Bölümü öğretim üyelerinden sayın Doç. Dr. Abdölmecit TÜRÖT, Yrd. Doç. Dr. Mustafa SAĞLAM, laboratuvarlardan yararlanmama imkan veren Fizik Bölümü BaŐkanı sayın Prof. Dr. Y. Kemal YOĞURTÇU'ya ve bölüm elemanlarına teŐekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Özet	i
Summary	ii
1. Giriş	1
1.1. Metal - Yarıiletken Kontak Yapılarının Gelişimi	1
1.2. Konu ile İlgili Literatür Özeti	2
1.3. Çalışmanın Amacı.....	5
2. METAL - YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYODLAR.....	6
2.1. Giriş	6
2.2. n - Tipi Yarıiletken -Metal Doğrultucu Kontak Oluşumu.....	6
2.3. n - Tipi Yarıiletken -Metal Omik Kontak Oluşumu	9
2.4. Metal (Omik)-n Tipi Yarıiletken - Metal (Doğrultucu) Yapıları ...	10
2.5. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarında Akım İletimi ve Termiyonik Emisyon Teorisi	11
2.6. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarında Tükenim (Depletion) Bölgesi Sığıması	15
2.7. Metal-Yarıiletken Schottky Diyodlarında Arayüzey Tabakası ve Arayüzey Hallerinin etkileri (MIS Diyodlar).....	18
2.8.1. Isıl Dengede Etkin Engel Yüksekliği.....	19
2.8.2. Yüzey Potansiyeli (ψ_s)-Uygulanan Voltaj (V) Grafiklerinden Engel Yüksekliğinin Belirlenmesi.....	23
3. DENEY SİSTEMİ VE ÖLÇÜMLER.....	26
3.1. Giriş	26
3.2. Numunenin Kontak İçin Hazır Hale Getirilmesi ve Temizlenmesi	26
3.3. Schottky Diyodlarının Yapılması	27
3.4. Sığa - Gerilim (C-V) Ölçümü ve (C-V) Karakteristiklerinden Diyod Parametrelerinin Hesaplanması	39
4. SONUÇ ve TARTIŞMA	42
5. KAYNAKLAR.....	45

ÖZET

Bu çalışmada <111> doğrultulu n-tip Silisyum dilimleri taban alınarak, arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Au-Sb/n-Si/Au diyodları imal edildi. Bunların I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen karakteristik parametreleri deneysel ve teorik olarak karşılaştırıldı.

İdealite faktörü değerine bağlı olarak D1 diyodunun ideal bir diyod, D2 ve D3'ün ideal olmayan diyodlar olduğu görüldü. Bu ideal olmayan arayüzey hallerine ve arayüzey tabakasına atfedildi. Bu diyodlar için elde edilen engel yüksekliğinin değerleri, I-V karakteristiklerinden C-V karakteristiklerinden elde edilen değere hemen hemen eşit olduğu görüldü. Arayüzey tabakasız D1 diyodunun iki noktası için doğru ve ters beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin değerlerinin eşit, ideal olmayan D2 ve D3 diyodların ters beslem I-V'den elde edilen engel yüksekliği değerleri doğru beslem I-V'den elde edilen değerlerden küçük olduğu görüldü. Doğru beslem I-V karakteristiklerinin deneysel değerlerini kullanarak çizdiğimiz yüzey potansiyeli - gerilim ($\psi_s - V$) grafiklerinden de engel yükseklikleri hesaplandı. Bu değerlerin diğer metodlarla elde edilen değerlerle yakın bir uyum içinde olduğu görüldü.

Arayüzey tabakalı Schottky diyodlarının $C^2 - V$ grafiklerinin kesişim voltajı daima ideal Schottky diyodlarınkinden büyük olduğu görüldü. Diyodların arayüzey hal enerji dağılım eğrileri çizilerek karşılaştırıldı. Arayüzey tabakalı diyodların arayüzey hal yoğunluk değerlerinin daha düşük olduğu görüldü. Bu durum, arayüzey oksit tabakası tarafından doymamış bağların doymasına bağlandı.

SUMMARY

In this study, Au-Sb/n-Si/Au diodes with interfacial layer and without interfacial layer were produced by taking the n-type Silicon wafers with orientation $\langle 111 \rangle$. Their characteristic parameters obtained from the I-V and C-V measurements were compared experimentally and theoretically.

Depending on the value of the ideality, it was seen that D1 was an ideal diode, while D2 and D3 were not. This non-ideality was attributed to the interface states and the interfacial layer. The values of the barrier height obtained for these diodes were equal to those obtained from the I-V and C-V characteristics. The values of the barrier height obtained from the forward and reverse feeding I-V characteristics for the two points of D1 diode without interfacial layer were equal, whereas the values of the barrier height of the non-ideal D2 and D3 diodes obtained from the reverse feeding I-V were smaller than those obtained from the forward feeding I-V. The barrier heights were also calculated from the surface potential voltage (ψ_s -V) graphs drawn by using the experimental values of the forward feeding I-V characteristics. It was seen that these values were consistent with those obtained by other methods.

It was determined that the intersection voltage of the C^2 -V graphs of the interfacial-layered Schottky diodes was always greater (higher) than those of the ideal Schottky diodes. The interface state energy distribution curves of the diodes were drawn and compared with each other. We see that the interface state density values of the interfacial-layered diodes are much more lower. This situation was attributed to the saturation of the unsaturated dangling bonds by the interfacial oxide layer.

1.GİRİŞ

1.1. Metal - Yarıiletken Kontak Yapıların Gelişimi

Metal ve yarıiletkenlerin elektriksel iletkenlik özelliklerinden yararlanmak, onlara uygun kontaklar uygulayarak elektronik devrelerde kullanmak yolundaki ilk ciddi araştırma, 1874'lü yıllarda Braun tarafından yapılmıştır[1]. İlkönceleri radyo dedektörü, daha sonraları radar dekektörü ve mikrodalga diyodu olarak geliştirilen metal - yarıiletken yapılar günümüzde de başarıyla kullanılmaktadır.

Marconi'nin 1895'li yıllarda telekominikasyona ait deneylerini Braun gözönünde bulundurarak, nokta kontak metal - yarıiletken doğrultucularını dedektör olarak kullanmıştır.

İkinci Dünya Savaşı döneminde, mikrodalga radarlarının gelişmesiyle nokta kontak diyodları tekrar önem kazanmıştır. Nokta kontak diyodları, daha çok frekans dönüştürücüsü olarak ve mikro dalga dedektör diyodu olarak kullanılmıştır [2].

Daha sonra metal - yarıiletken doğrultucuların, yükseltmesinin düşük olması nedeniyle yerini, vakum tüplerine terk etmişlerdir. Uzun süre sadece mikrodalga ölçümlerinde kullanılmıştır[3].

1950'li yıllarda p-n eklemeleri yapımı için birçok metod geliştirilmiş ve metal - yarıiletken kontakları, bu eklem yapılarında akım iletimi için omik kontak olarak düşünülmüştür.

Metal - yarıiletken kontaklar üzerinde yapılan araştırmalar 1960'lı dönemlerde daha büyük bir ivme kazandı. 1964'te Baird, Schottky engellini silisyum transistörle birleştirerek, Schottky engel kapılı metal - yarıiletken alan etkili transistörü buldu. Metal - yarıiletken yapıların karakteristikleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçüldü ve bu yapılar sıcaklığın tayininde kullanılmıştır [4]. Metal - yarıiletken doğrultucu kontakların teorik olarak izahı, bu yapıların pratikte uygulamalarından çok sonradır.

Schottky, metal - vakum sistemlerde imaj kuvvetten dolayı engel alçalmasını bulmasından [5] yaklaşık olarak elli yıl sonra yani 1964'te ancak metal - yarıiletken kontaklarda, Sze ve arkadaşları tarafından doğrulanabilmiştir [6]. Richardson'un metal -

vakum sistemi için, bulduğu termiyonik emisyon yirmi yıl sonra, yani 1942 yılında, Bethe tarafından, metal - yarıiletken yapılara da uygulanabileceği izah edilmiştir [7].

1930'lu yıllarda enerji engelinden taşıyıcı difüzyonu olayını esas alan doğrultma teorisi, Schottky ve Spenke tarafından geliştirilmiştir [8]. Bir yıl sonra Wilson [9], metal - yarıiletken diyodlar için, kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirdi ve doğrultma için ters polariteyi açıkladı. Crowel ve Sze 1966 yılında, Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorilerini, tek bir teori [emisyon-difüzyon teorisi] olarak ortaya koymuşlardır [10].

1.2. Konu İle İlgili Literatür Özeti

Braun, K.F. [1]; metal - yarıiletken Schottky diyodlarıyla ilgili ilk kayda değer çalışmayı yapmıştır. Yaptığı metal - yarıiletken Schottky diyodları, radyo dedektörü, radar dedektörü ve iki kutuplu entegre devrelerinde anahtarlama hızını arttırmak için kullanılmıştır.

Torrey, H.C. ve Whitmer, C.A. [2]; İkinci Dünya Savaşı Döneminde frekans dönüştürücü ve düşük seviye mikro dalga dedektörü diyodu olarak kullanılan Schottky diyodunun geniş açıklamasını yapmıştır.

Barden, J. ve Bratain, W.H. [3]; nokta kontak germanyum diyodlarında taşıyıcı enjeksiyonunu bulmuşlardır. Bunu müteakiben, nokta kontak germanyum transistörü yapılmıştır. 1950'lerde p-n eklemleri yapmak için teknikler geliştirilmiştir.

Chandra, M.M. ve Prasad, M. [4]; metal - yarıiletken Schottky diyodlarında V-T [voltaj - sıcaklık] karakteristiklerini incelemişlerdir. Braun'un yaptığı çalışmalarını sıcaklık tayininde kullanmışlardır.

Schottky, W. [5]; metal - vakum sisteminde, uygulanan elektrik alanından dolayı, imaj kuvvetin etkisiyle engel alçalmasını buldu. Arınma bölgesinin sığasını araştırmıştır.

Bethe, H.A. [7]; sıcak metalden elektron yayımlanması olayının [termiyonik emisyonu] metal - yarıiletken doğrultucu kontaklara da uygulanabileceğini göstermiştir.

Wilson, [9]; metal - yarıiletken diyodlar için kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultuculuk [rectifying] için ters polariteyi açıklamıştır.

Crowell ve Sze [10]; Schottky'nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termiyonik emisyon modelini, termiyonik emisyon - difüzyon modeli olarak, tek bir modelde toplamışlardır.

Cowley ve Sze [11]; farklı metallerle yapılan Schottky diyodların engel yüksekliklerinin bu kontak metallerinin iş fonksiyonlarına bağlılığını araştırmışlar ve yarıiletken yüzeyindeki yüzey hallerinden dolayı Schottky engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğu sonucuna varmışlardır.

Card ve Rhodericik [12]; arayüzey oksit tabakalı Si-Au kontaklarda arayüzey hal yoğunluğunu belirleyip, arayüzey hal yoğunluğunun ve arayüzey tabakasının I-V karakteristiklerinin idealite faktörü üzerine etkilerini açıklamışlardır.

Chattopadhyay ve Kumar [13]; Metal SiO_2 - p-Si Schottky engel diyodlarında, arayüzey tabakasının tuzak yoğunluğu ve uzay yük yoğunluğunun değerini farklı bir metod kullanarak hesaplamışlardır.

Chattopadhyay ve Daw [14]; MIS diyodların I-V ve C-V karakteristiklerini diyodların engel yüksekliğinin oksit kalınlığına bağımlılığının Cowley ve Sze'nin [11] engel yüksekliği modeline uyduğunu bulmuşlardır. Arayüzeyde oluşan oksit tabakasının kalınlığına göre, engel yüksekliğinin değişimini incelemişlerdir.

Tseng ve Wu [15]; Arayüzey tabakası ve arayüzey hallerinin Schottky kontakların davranışı üzerine etkilerini araştırıp uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak arayüzey hallerinin işgal edilmesini tartışmışlardır. Non - ideal I-V karakteristiklerinden yarıiletken bant aralığındaki arayüzey hallerinin yoğunluk dağılımını elde etmişlerdir.

Tseng ve Wu [15]; Arayüzey hallerinin Schottky kontaklarının I-V ve C-V davranışı üzerine etkilerini inceleyip, bu karakteristiklerden arayüzey hallerinin, enerji dağılımını ve arayüzey hallerinin sığasını hesaplamışlardır.

Horvath, [16]; Card ve arkadaşlarının çalışmalarından bağımsız olarak onların analizlerini ters beslem I-V karakterestiklerine genişleterek arayüzey hallerinin enerji dağılımını incelemiştir.

Türüt ve Sağlam [17]; Au - Sb/ n-Si/Al Schottky diyodlarının I-V, C-V ve C^2 -V grafiklerindeki non-lineerliğinin arayüzey hallerinin artık sığası ile izah edilebileceğini göstermişlerdir.

Wu [18]; n-p tipi yarıiletkenlerden yapılan Schottky diyodlarının yüzey yükünü ve arayüzeyde düşen voltajı gözönünde bulundurarak Cowley ve Sze'nin [11] arayüzey tabaka teorisini geliştirmiş ve sabitlemiş [fixed-charge] pozitif yüzey yük artışının potansiyel engelini düşürdüğünü ve arayüzey tabakasında düşen voltajın, doğru beslem I-V karakteristiklerinin idealite faktörünü artırdığını bulmuştur.

Ikama ve çalışma arkadaşı [19]; Si Schottky barrier diyodlarında akım-voltaj karakteristiklerini farklı sıcaklıklarda [300-420 K] Schottky barrier için teklif ettikleri bir arayüzey tabaka modeli ile incelemişlerdir.

Türüt ve arkadaşları [20]; Al/n-Si Schottky diyodların non - ideal doğru beslem akım - voltaj ve ters beslem kapasite - voltaj karakteristiklerine arayüzey hallerinin yük davranışının etkisini inceleyip, ters beslem C-V karakteristikleri üzerine arayüzey tabakası ve yükleriyle beraber inversion [tersinim] tabakası ve yüklerinin etkisinin de varlığını göstermişlerdir.

Wu ve Yang [21]; Metal - yarıiletken kontaklarda arayüzey kapasitesinin yeni bir teorisini teklif etmişler ve arayüzey hallerinin yoğunluk dağılımının ancak arayüzey tabakasının hesaba katılmasıyla gerçek bir Şekil de belirlenebileceğini ispata çalışmışlardır.

Chattopadhyay [22]; metal - yarıiletken kontağın akım - voltaj karakteristikleri üzerine lokalize olmuş ayrık [discrete] hallerin rolünü teorik olarak incelemiş ve bu lokalize olmuş hallerden dolayı, logaritmik akım - voltaj karakteristiklerin non - lineer davrandığını belirlemiştir. Böyle non - lineerliğin sıcaklığa, lokalize olmuş hallerin enerji ve yoğunluğuna karşı hassas olduğunu hesaplama ve grafiklerle sergilemiştir.

Szatkowski ve Sieranski [23]; Cowley ve Sze [11] tarafından geliştirilen teoriyi, arayüzey yükünü dahil etmek suretiyle, genişletmişlerdir. Böylece, farklı frekanslardaki C-V karakteristiklerinden arayüzey yoğunluğunu ve engel yüksekliğini belirlemişlerdir.

Chattopadhyay [24]; Schottky engel diyodlarda elektrik iletkenliğini kontrol eden ve önemli bir parametre olan engel yüksekliğini, uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak yüzey potansiyelinin değerlerini doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde ederek çizmiş olduğu grafikten belirlemiştir.

1.3. Çalışmanın Amacı

Schottky - Mott teorisinde (ideal Schottky diyodlarda) metal tarafındaki fermi seviyesine göre belirlenen engel yüksekliği:

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s \quad (1.1)$$

ile verilir. Burada, ϕ_b : engel yüksekliği, ϕ_m : metalin iş fonksiyonu, χ_s : yarıiletkenin elektron yakınlığı (İlgisi)'dir. Çoğu metal-yarıiletken kontaklarda bu ideal durumu yakalamak çok zordur. Çünkü kimyasal temizlemeyle hazırlanan yarıiletkenin yüzeyinde yaklaşık 10-30 Å kalınlığında bir oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır. Bu arayüzey oksit tabakası ve yarıiletkenin yüzeyindeki yüzey yükleri Schottky diyodun ideal davranmasına engel olurlar. Böyle bir durumda engel yüksekliği :

$$\phi_b = (\phi_m - \chi_s) - V_i \quad (1.2)$$

Bu ifade de V_i ; arayüzey tabakası boyunca potansiyel düşmesidir. Yukarıdaki literatürlerden görüldüğü gibi, metal - yarıiletken arasındaki arayüzey oksit tabakasından ve bu tabaka ile yarıiletken arasında lokalize olmuş arayüzey hallerinden dolayı non-ideal davranan Schottky diyodların elektriksel karakteristikleri incelenmiştir. Bunlardan farklı olarak, bu çalışmamızda, arayüzey tabakasının ve arayüzey hallerinin Schottky diyod karakteristikleri üzerine etkisini gözleyebilmek için arayüzey tabakalı Schottky diyod (MIS diyod, Metal-Oksit tabakası-yarıiletken) ve arayüzey tabakasız ideal Schottky diyodlar hazırlayarak bunların karakteristiklerinden elde edilen parametreleri karşılaştırdık. Böylece ideal parametreleri dikkate alarak arayüzey tabakasının diyod karakteristikleri üzerine etkisinin olup olmadığını araştırmaya çalıştık. Ayrıca, her bir diyodun yüzey potansiyelini, yeni bir modelle hesaplayarak engel yüksekliklerinin değerlerini belirledik ve diğer metodlarla hesaplanan engel yüksekliği değerleriyle karşılaştırdık.

2. METAL - YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYODLAR

2.1 Giriş

Yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin araştırılabilmesi, uygun kontakların kristale uygulanmasıyla sağlanır. Kontak, genel anlamda iki maddenin en az, idealde sıfır, dirençle temas etmesi olarak düşünülür. İdeal kontak yüzeylerin temiz ve pürüzsüz olmasına bağlıdır[10-30].

İki madde kontak haline getirildiğinde, yük düzenlemeleri olur. Isıl denge kurulduğunda Fermi enerji seviyeleri aynı düzeye gelir. Bu durum, kontak yapan iki maddenin enerji-band diyagramlarının bir sonucudur. Metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bağlı olarak metal - yarıiletken kontaklar doğrultucu kontak (Schottky kontak) ve omik kontak olmak üzere iki kısma ayrılırlar.

2.2. n-Tipi Yarıiletken -Metal Doğrultucu Kontak Oluşumu

Doğrultucu kontak, metal-yarıiletken kontaklarda akım taşıyıcıları (hole veya elektronlar) bir doğrultuda, diğerine göre daha kolay geçiren yapılar olarak bilinir. Metalin iş fonksiyonu ϕ_m , n-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan ϕ_s daha büyük ($\phi_m > \phi_s$) ise, metal n - tipi yarıiletken doğrultucu kontak meydana gelir. Oluşan bu kontak Schottky kontak olarak adlandırılır. Metal n - tipi yarıiletken kontaklarda kontakta önce, yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesinden, $(\phi_m - \phi_s)$ kadar yukarıdadır. Kontakta önceki enerji - band diyagramı Şekil 2.1.a'daki gibidir. Kontak yapıldıktan sonra denge hali meydana gelinceye kadar metal ve yarıiletken arasında yük alışverişi olur. Elektronlar yarıiletkenin yüzey tabakasından metale geride iyonize olmuş donörler bırakarak geçer. Bu yük alışverişi Fermi seviyeleri aynı oluncaya kadar devam eder[25-27]. Yarıiletkenin Fermi seviyesi, aradaki fark kadar alçalır ve metalin Fermi seviyesiyle aynı düzeye gelir. Yarıiletken tarafındaki uzay yükleriyle (yarıiletkenin yüzey tabakasında kalan iyonize olmuş donörler) metal tarafındaki yüzey yüklerinin oluşturduğu dipol tabakası kontakta bir potansiyel engelinin oluşmasına sebep olur. Metal n - tipi yarıiletkenin kontakta sonraki enerji band diyagramı Şekil 2.1. b'deki gibidir.

Potansiyel engelinin yarıiletken tarafındaki yüksekliği,

$$eV_d = \phi_m - \phi_s \quad (2.1)$$

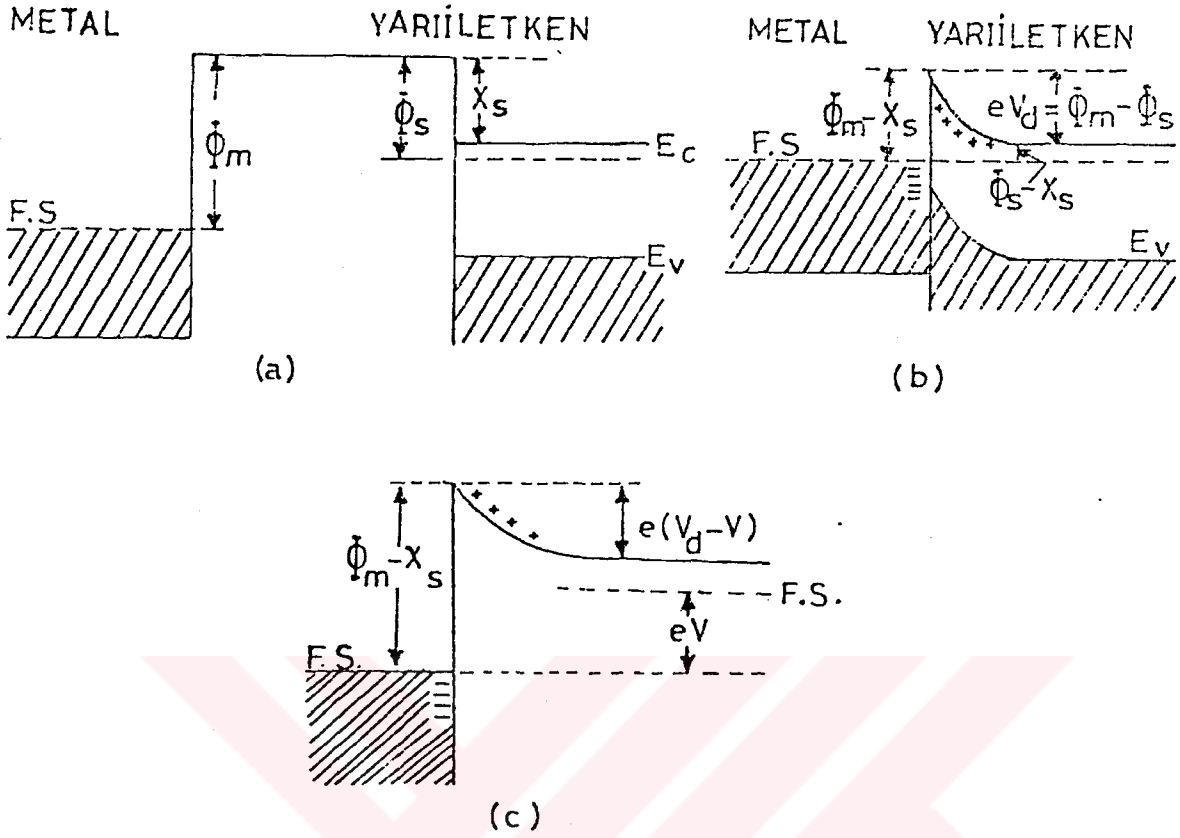
kadardır. Burada metal yüzeyine göre ölçülen V_d potansiyeline difüzyon potansiyeli denir.

Potansiyel engelinin metal tarafındaki yüksekliği,

$$e\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_s \quad (2.2.)$$

dir. Burada χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığı (ilgisi)'dir. Yarıiletkeninin elektron yakınlığı, iletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkına eşittir.





Şekil 2.1. Metal n - tipi yarıiletken doğrultucu kontakında enerji band diyagramı:

- a) kontakdan önceki durum, b) kontakdan sonraki durum,
- c) $V < 0$ olması halindeki enerji band diyagramı

Potansiyel engeli, metal tarafında dik olarak yükselirken, yarıiletken tarafında d genişliğe sahiptir. Dolayısıyla yarıiletken tarafında, d kalınlığında, serbest elektronlardan arınmış bir bölge oluşur bu bölgeye arınma veya Schottky bölgesi denir. Pozitif ve negatif yükler arasında kalan bu bölgenin sığa özelliği göstereceği ve bir kondansatör gibi davranacağı açıktır. Bu bölgeye arınma veya Schottky bölgesi denir. Bu sığaya da Schottky sığası veya arınmış bölge sığası denir. Schottky sığası, bu tabakanın kalınlığına, tabaka kalınlığı da iyonize olmuş donör yoğunluğuna ve dolayısıyla difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır. Isıl uyarılma sebebiyle yeteri kadar enerjiye sahip olan bazı elektronlar potansiyel engelini aşıp metalden yarıiletkene ve bazıları da yarıiletkenden metale geçeceğinden eşit ve zıt yönlü I_0 akımları oluşur. Şekil 2.1.c'deki gibi yarıiletkene negatif bir potansiyel ($-V$) uygulandığı takdirde metalden yarıiletkene giden elektronlar için engel değişmeyeceğinden, bu elektronların oluşturacağı akım da

değişmeyecektir. Buna karşın iletkenlik bandındaki enerji seviyeleri eV kadar yükseldiğinden, yarıiletken metale doğru giden elektronlar için potansiyel engeli eV kadar alçalmış olur. Böylece metalden yarıiletkene (yarıiletken metale geçen elektronlar için) olan akım geçişinde $\exp[eV/kT]$ çarpanı kadar bir değişme olur. Sonuç olarak meydana gelen net akım

$$I=I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

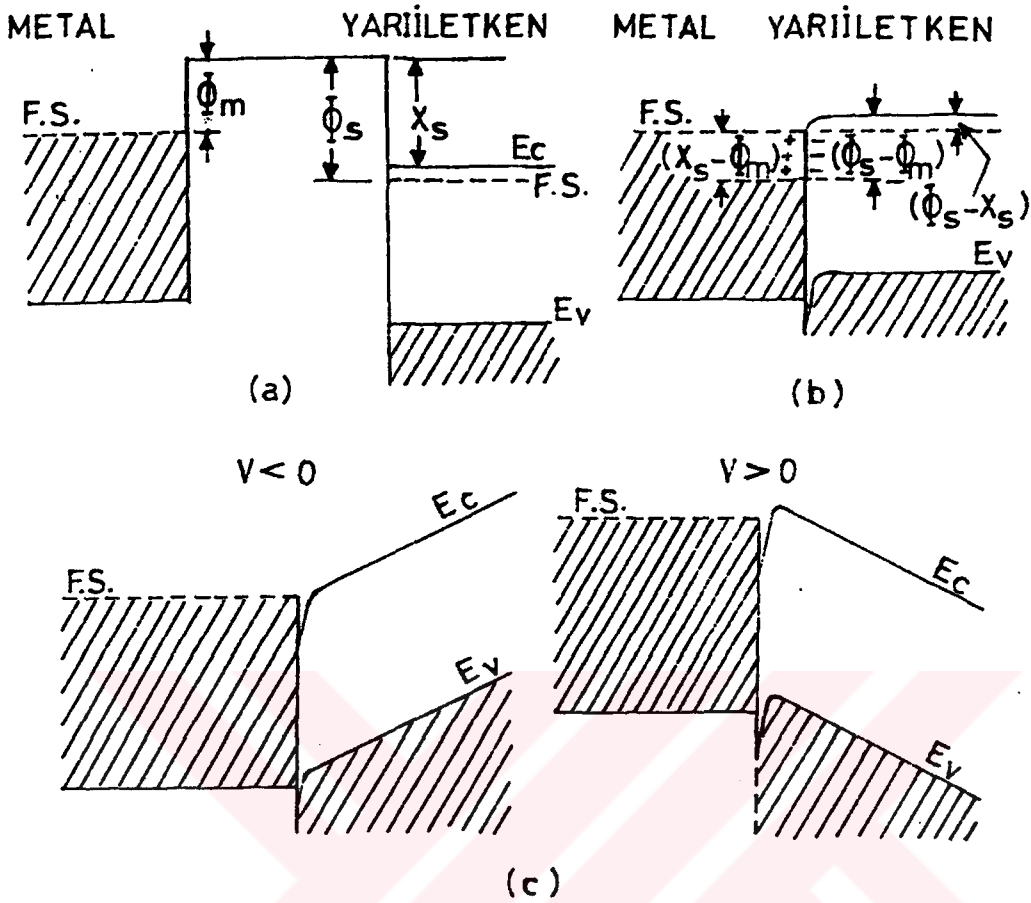
denklemleriyle verilir.

Metal n - tipi yarıiletken Schottky kontaklarında yarıiletken tarafında uygulanan voltaj $V > 0$ ise kontak ters, $V < 0$ ise kontak doğru beslenmiştir.

2.3 n - Tipi Yarıiletken - Metal Omik Kontak Oluşumu

Omik kontak elektronların iki doğrultuda da kolayca hareket edebildiği kontaklar olarak bilinir. Metal n - tipi yarıiletken kontaklardan, yarıiletkenin iş fonksiyonu, metalin iş fonksiyonundan büyük ($\phi_s > \phi_m$) ise, oluşan kontakta omik kontak denir. [25-27]. Kontakta önceki enerji band diyagramı Şekil 2.2 a' daki gibidir. Metalin Fermi seviyesi, yarıiletkenin Fermi seviyesinden ($\phi_s - \phi_m$) kadar yukarıdadır. Kontakta sonra elektronlar metalden yarıiletkenin içine geride pozitif yüzey yükleri bırakarak akarlar. Dolayısıyla kontakta yarıiletken tarafında bir negatif yüzey yüküne sebep olurlar. Yük alışverişi sonunda yarıiletkenin Fermi seviyesi arasındaki fark kadar yükselir. Isıl denge sonucunda kontakta her iki tarafında meydana gelen yüzey yüklerinden dolayı bir dipol tabakası oluşur. Omik kontakta yarıiletken metale, metalden yarıiletkene kolaylıkla yük akışı olur. Omik kontakta bir voltaj uygulandığı zaman, doğrultucu kontakta gibi potansiyel sadece kontak bölgesine münhasır kalmayıp tersine bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metal n - tipi yarıiletken kontakta ısı denge halinde enerji band diyagramı Şekil 2.2 b' deki gibidir.

Metal n - tipi yarıiletken omik kontaklarında metale negatif bir ($- V$) gerilim uygulandığı zaman yarıiletkenin iletkenlik bandına metalden elektron geçişi olur. Bu sebeptendir ki, omik kontakta enjeksiyon kontakları da denir. Böyle bir kontakta enerji band diyagramı Şekil 2.2 c' deki gibidir.



Şekil 2.2. Metal n - tipi yarıiletken omik kontağın enerji band diyagramı:

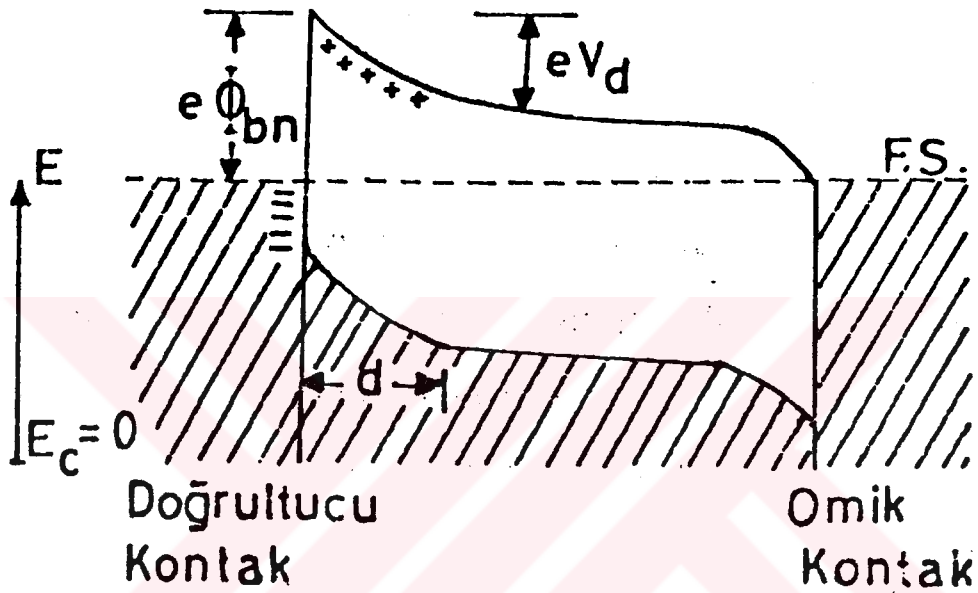
- a) Kontakdan önceki durum, b) Kontakdan sonraki ısıl dengede
 c) $V \neq 0$ olması halinde enerji - band diyagramı

Uygulamalarda omik kontakın elde edilmesinde yüzey veya arayüzey durumlarından dolayı bir takım güçlüklerle karşılaşılabilir. n - tipi yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırılan metal, yarıiletkenle birlikte tavlanaarak alaşım haline getirilir. Böylece yarıiletkenin yüzeyinde elektron bakımından zengin bir bölge meydana gelir. Bu bölge n^+ ile gösterilir.

2.4. Metal (Omik) - n Tipi Yarıiletken - Metal (Doğrultucu) Yapıları

Metal - n tipi yarıiletken - metal ($n^+ nM$) yapısı; n - tipi yarıiletkenin bir yüzeyinde elektron bakımından çok zengin n^+ n omik kontağı ile diğer yüzeyinde nM doğrultucu kontağını oluşturmaktan ibarettir. Isıl denge durumunda böyle bir yapının enerji - band

diyagramı Şekil 2.3.'teki gibidir. n^+ omik kontak tarafı $V < 0$ olacak biçimde beslendiğinde yapı doğru beslemde olur. n^+ tarafı $V > 0$ olacak biçimde beslendiğinde yapı ters beslemde olur. n^+n M yapısı diyod özelliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyod olarak adlandırılır.



Şekil 2.3. n^+n M yarıiletken diyod yapısının termal dengede enerji - band diyagramı

2.5. Metal - Yarıiletken Schottky Diyodlarında Akım İletimi ve Termiyonik Emisyon Teorisi

Termiyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden elektron veya hole (boşluk) salınması olarak bilinir [25-27]. Metal - yarıiletken Schottky diyodlarında termiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların (elektron ve holler) termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçmeleri düzenine dayanır. Metal n - tipi yarıiletken yapılarda bu olay elektronlar, metal p - tipi yarıiletken yapılarda ise holler yani her iki yapıda da çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Termiyonik

emiyon teori ; doğrultucu kontağın potansiyel engelini kT enerjisinden bđyđk ve Schottky bđlgesindeki taşıyıcı çarpışmalarını çok kđçük olarak kabul eder.

Yarıiletkenden metale doğru termiyonik emiyon akım yoğunluğu J_{s-m} olsun. Kontak yđzeyini x eksenine dik olarak kabul ettiğimiz zaman, taşıyıcı hızları v_x ile $v_x + dv_x$ arasında olan yđzey birimi başına elektron yoğunluğu

$$dn = N_D \left(\frac{m_n^*}{2 kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1/2 m_n^* v_x^2}{kT}\right) dv_x \quad (2.4)$$

denklemini ile verilir. Burada N_D ; donör yoğunluğu, m_n^* ; elektron etkin kđtlesi, k ; Boltzman sabiti ve T ; mutlak sıcaklıktır. Akım yoğunluğu için,

$$J_{s-m} = e \int v_x dn \quad (2.5)$$

denklemini yazılabilir. Bu denklemde dn değerini yerine yazarsak

$$\begin{aligned} J_{s-m} &= e N_D \left(\frac{m_n^*}{2 kT} \right)^{1/2} \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{1/2 m_n^* v_x^2}{kT}\right) dv_x \\ &= e N_D \left(\frac{kT}{2 m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1/2 m_n^* v_x^2}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

olur. Enerji korunumundan,

$$1/2 m_n^* v_x^2 \geq eV_d \quad (2.7)$$

olduğu gđzđnđne alındığında

$$J_{s-m} = e N_D \left(\frac{kT}{2 m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \quad (2.8)$$

şeklini alır. Burada (2.7) den,

$$v_{0x} = \left(\frac{2eV_d}{m_n^*} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

bu ifade elektronun eV_d engelini aşması için gerekli olan limit hızdır. Donör yoğunluğu, iletkenlik bandının tabanı sıfır enerji seviyesi olarak alınır

$$\begin{aligned}
N_D &= N_0 \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \\
&= 2\left(\frac{2\pi m_n * kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right)
\end{aligned} \tag{2.10}$$

ifadesi ile verilebilir . Bu ifade (2.8) ifadesinde yerine yazılırsa

$$J_{s-m} = \frac{4\pi m_n * k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{eV_d + E_F}{kT}\right) \tag{2.11}$$

ifadesi bulunur. Burada iletkenlik bandının alt sınırı sıfır alınırsa metal tarafındaki potansiyel engelinin yüksekliği,

$$e\phi_{BN} = eV_d + E_F \tag{2.12}$$

olacağı Şekil 4'te de görülmektedir. Bu ifade (2.11) eşitliğinde yerine konursa

$$J_{s-m} = \frac{4\pi m_n * k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \tag{2.13}$$

eşitliği elde edilir.

$$R_n^* = \frac{4\pi m_n * k^2}{h^3} \tag{2.14}$$

Burada Richardson sabiti olarak bilinir. Bu notasyon değeri de yerine yazıldığında,

$$J_{s-m} = R_n^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \tag{2.15}$$

ifadesi elde edilir. Metal n- tipi yarıiletken Schottky diyodu, doğru beslendiği zaman (omik tarafa - V uygulanırsa) engel yüksekliği azalır. Bu nedenle akım uygulanan gerilime bağlı olarak $\exp(eV/kT)$ çarpanı ile artar. Dolayısıyla akım yoğunluğu denklemini,

$$J_{s-m} = R_n^* T^2 \exp\left(-\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right)\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \tag{2.16}$$

şeklinde yazabiliriz. Metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu (J_0), $V=0$ olduğunda, yarıiletkenden metale doyma akım yoğunluğuna eşit olur. Sonuç olarak, toplam net akım yoğunluğu :

$$J_n = R_n * T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.17)$$

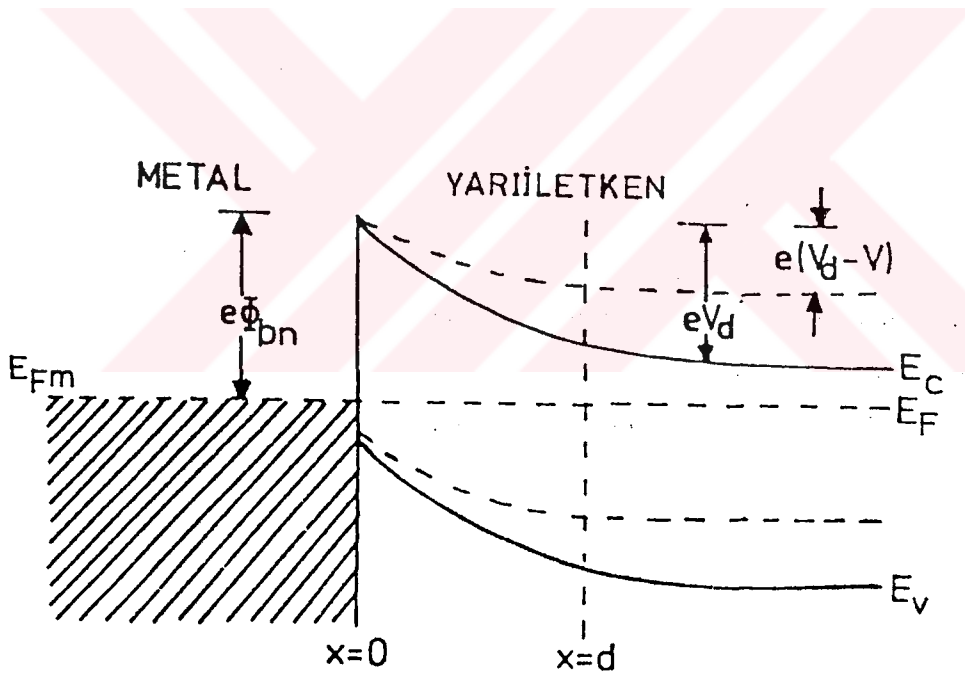
şeklini alır. Bu eşitlikte

$$J_0 = R_n * T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (2.18)$$

doyma akım yoğunluğudur. Böylece

$$J_n = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.19)$$

ifadesine dönüşür.



Şekil 2.4. Termiyonik emisyon akım yoğunluğu ifadesinin elde edilmesiyle ilgili metal - n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji - band diyagramı. Kesikli çizgiler yarıiletkene (- V) geriliminin uygulandığı durumu göstermektedir. Burada E_{Fm} 'den ölçülen Schottky engel yüksekliğidir.

2.6. Metal - Yarıiletken Schottky Diyodlarında Tükenim (Depletion) Bölgesi Sığıması

Metal - n tipi yarıiletken kontaklarda, metal tarafındaki negatif yüzey yükleri ve yarıiletkenin yüzey tabakasındaki iyonize olmuş donörlerden dolayı, Schottky tabakası bir kondansatör gibi davranır. Burda zıt yüklenmiş yüzeyler kondansatör levhaları gibi, arınma bölgesi kalınlığı levhalar arası mesafe gibidir. Ters beslenmiş ideal bir metal n - tipi yarıiletken Schottky diyodunda, ters beslem gerilimi arttırılırsa ve böylece arınma bölgesinin genişliği artar. Arınma bölgesindeki yük değişir. Bu yük değişimi sığa değişimine sebep olur. [25-27]. Bu nedenle bu diyodlar değişken kapasitör olarak kullanılabilirler. Diyod parametrelerinin birçoğu ters beslem altındaki sığa ölçümünden elde edilebilir.

Metal n - tipi yarıiletken diyodunun engel tabakasında potansiyel dağılımını poisson eşitliği ile ifade edilir [25-27] ve

$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.20)$$

eşitliğiyle verilir. Burada ϵ_s yarıiletkenin, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yük yoğunluğudur.

N_D n - tipi yarıiletkenin donör yoğunluğu (serbest taşıyıcı yoğunluğu) ve n yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğu olmak üzere

$$\rho(x) = e(N_D - n) \quad (2.21)$$

ifadesi ile verilir. Metal n- tipi yarıiletken doğrultucu kontakın $\psi(x)$ yüzey potansiyel fonksiyonu ile uzay yükü yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 2.5 ' teki gibidir.

V_a engel tabakasının difüzyon potansiyelini, ve $-V$, uygulanan potansiyeli göstermektedir.

$e(V_a - V) \gg kT$ olduğundan $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_D \gg n$ olur. Bu nedenle

$$\rho(x) \equiv eN_D \quad (2.22)$$

ifadesi yazılabilir. Bu ifadeyi poisson denkleminde kullanırsak

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon_s\epsilon_0} \quad (2.23)$$

şeklinde elde edilir. Potansiyel engel bölgesinde potansiyel dağılımının bulunması için denklem (2.23) ün aşağıdaki sınır değerleri altında düşünülmesi gerekir.

$$1] \ x = 0 \text{ da} \quad \psi(x) = 0$$

$$2] \ 0 \leq x \leq d \quad \psi(x) = V_{a0} \pm V$$

$$3] \ x = d \text{ de ise} \quad \frac{d\Psi}{dx} = 0$$

Üçüncü sınır şartları gözönünde bulundurularak (2.23)' ün integralini alırsak, kontak bölgesi (Schottky tabakası) elektrik alanını elde ederiz :

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = \frac{eN_D}{\epsilon_s\epsilon_0}(x-d) \quad (2.24)$$

Bu ifadenin integralini birinci sınır koşulları altında alırsak, potansiyel dağılım fonksiyonunu buluruz :

$$\psi(x) = -\frac{eN_D}{\epsilon_s\epsilon_0} \left(\frac{1}{2}x^2 - xd \right) \quad (2.25)$$

Bu denklemi ikinci sınır koşulları altında çözersek Schottky tabakasının genişliği bulunur :

$$d = \left[\frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{eN_D} (V_{a0} \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.26)$$

Burada V_{a0} sıfır gerilimdeki difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken tarafına pozitif voltaj uygulandığı zaman kontak ters beslemedir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu için

$$Q = e N_D d = [2\epsilon_s\epsilon_0 eN_D (V_{a0} \pm V)]^{1/2} \quad (2.27)$$

bağıntısı bulunur. Birim alan başına küçük sinyal sığası uygulama voltajına göre yük değişimi olarak tanımlanır ve

$$C = \frac{\partial Q}{\partial V} = \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0 e N_D}{2(V_{d0} + V)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (2.28)$$

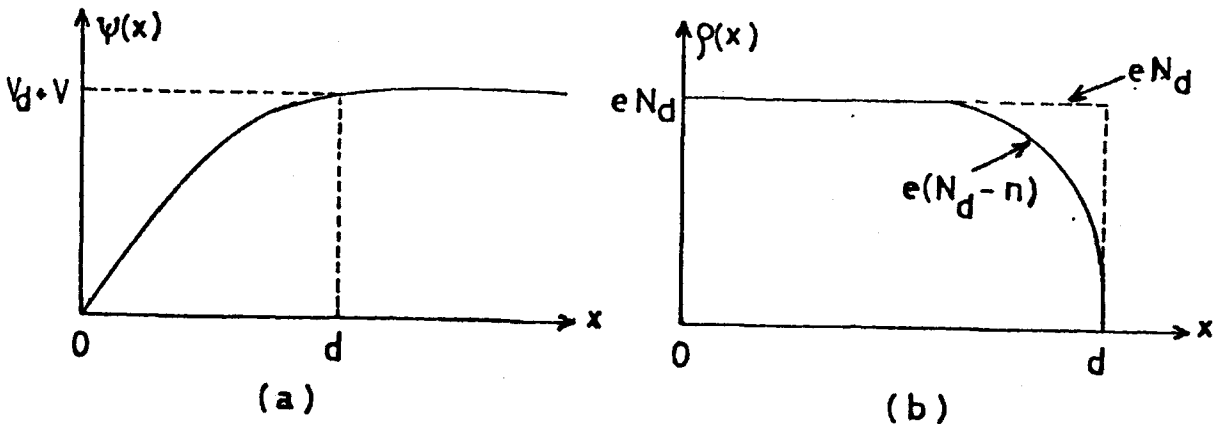
eşitliğiyle verilir. Arınma bölgesi sığasının; uygulama voltajıyla ters orantılı olduğu, donör yoğunluğu ile doğru orantılı olduğu görülür. Denklem (2 .28)

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{d0} + V)}{e \epsilon_s \epsilon_0 N_D A^2} \quad (2.29)$$

şeklinde de yazılabilir. C^{-2} nin V 'ye göre grafi bir doğru verir. (2.29) ifadesinin türevi alınıp N_D çekilirse,

$$N_D = \frac{2}{e \epsilon_s \epsilon_0} \frac{dV}{d(1/C^2)} \quad (2.30)$$

ifadesi bulunur. Bu da yukarda ismi geçen grafiğin eğiminden donör yoğunluğunun bulunabileceğini gösterir. Doğrunun V eksenini kestiği nokta (V_0 kesim potansiyeli) V_d difüzyon potansiyelini verir.



Şekil 2.5 Metal - n tipi doğrultucu kontağın,
 a) potansiyel dağılımının konuma bağlı grafiği,
 b) Yük dağılımının konuma bağlı grafiği.

2.7. Metal - Yarıiletken Schottky Diyodlarında Arayüzey Tabakası ve Arayüzey Hallerinin Etkileri (MIS Diyodlar)

Schottky - Mott teorisine göre Schottky diyodlarında engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin iş fonksiyonu arasındaki farka eşittir. Bu nedenle potansiyel engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonu ile orantılı olduğu kabul edilir [10-25]. Barden, yarıiletken üzerinde yüzey halleri konusunda yaptığı çalışmalarda n - tipi bir yarıiletken ile doğrultucu kontak haline getirilen bir metalin p - tipi için omik kontak oluşturması gerekirken doğrultucu kontak da oluşturabileceğini açıkladı. Yüzey halleri yarıiletkenin içini metalden perdeleyerek engel yüksekliğinin beklenen değerden daha değişik olmasına sebep olur. Söz konusu modelde de yarıiletken ile metal arasında yüzey hazırlama şartlarına bağlı olarak bir yalıtkan arayüzey tabakası oluşabilir [10-33]. Arayüzey hallerine aşağıda sıralanan durumlarda rastlanabilir.

1) Metal ile kontakta önce yarıiletken ve vakum seviyesi arayüzeyinde mevcut olan asal yüzey halleri olarak rastlanabilir[10,11,25-28]. Bu durum genel olarak yarıiletken kristalin periyodik yapısının yüzeyde keskin bir şekil de son bulmasıyla ortaya çıkar [10,11,25-28].

2) Yarıiletken metal ile kontak haline getirildikten sonra yarıiletkenle arayüzey tabakası arasında lokalize olmuş asal olmayan arayüzey halleri şeklinde de rastlanılabilir. Bu hal genel olarak kontak yapılan yarıiletken yüzeylerin yeterince temiz olmayışı durumunda yüzeyde biriken yabancı atomların varlığından dolayı oluşur[10-33].

3) Kontak yapan metal ve yarıiletkenin yüzey tabakasında bulunan kusur ve safsızlıklardan oluşan asal olmayan yüzey halleridir. Bu haller, yarıiletkenin yüzeyine metal buharlaştırıldıktan sonra, yarıiletkenin ince bir tabakasıyla metalden ayrılırlar. Böylece bu hallerin yarıiletkenle dengede olduğu kabul edilir [10-33].

Uygulamalarda en çok rastlanan arayüzey halleri bunlardır. Bu arayüzey halleri Schottky diyod karakterisitiklerinin beklenenenden farklı çıkmasına, deneysel ve teorik sonuçların farklılıklar göstermesine sebep olurlar.

Schottky engel diyodlarını idealikten uzaklaştıran başka bir etkende, metal ve yarıiletken arasında ince bir oksit tabakasının oluşmasıdır [10-33]. Kontak metali ile yarıiletken yüzeyi arasındaki kimyasal reaksiyonlardan da ortaya çıkabilir. Bazen metal temiz yarıiletkenin yüzeyine buharlaştırıldığı zaman metal ve yarıiletken arasında kimyasal bir reaksiyon oluşur. Bu reaksiyonlardan dolayı arayüzeyde yeni bir arayüzey tabakası oluşabilir. Bu tabaka boyunca potansiyel düşmesinden dolayı ısıl dengedeki sıfır beslem engel yüksekliğinin ideal bir Schottky diyodunkinden daha düşük olması gibi bir etki meydana gelir. Bu etkiler Schottky diyodların C-V ve I-V karakteristiklerin bazı değişmelerine sebep olur. Bu ideallikten sapmalar doğru beslem I-V karakteristiklerinde idealite faktörü ile ifade edilir [20-30]. Ters beslem I-V karakteristiklerinde artan uyarılma voltajıyla ters beslem akımı artar ve doyma akımı gözlenmez.

Arayüzey halleri, ancak düşük frekanslarda alternatif akım sinyallerine cevap verdiklerinden dolayı [dolup başaldıklarından], yüksek frekanslarda değil düşük frekanslarda ($\nu < 1$ MHz) engel sığasına katkıda bulunurlar.

Düşük frekanslarda; arayüzey tabakası sığası Schottky engel sığası ile seri, arayüzey hallerinin sığası ise Schottky engel sığası ile paralel kabul edilir. Arayüzey tabakasının sığası o kadar büyüktür ki Schottky engel sığasına olan katkısı ihmal edilir [31-34].

2.8.1. Isıl Dengede Etkin Engel Yüksekliği

Isıl denge şartı altında metal n-tipi yarıiletken Schottky diyod yapısının enerji-band diagramı Şekil 2.6.'daki gibidir. Bu diagramda $q\phi_m$ metalin iş fonksiyonu χ n-tipi yarıiletkenin elektron yakınlığıdır. ϕ_{Bn} etkin engel yüksekliği, Δ uygulanan voltaj şartı altında arayüzey tabakası boyunca potansiyel düşmesi, ϕ_0 yüzey hallerinin nötral enerji seviyesi, δ arayüzey tabakasının kalınlığı ve N_{ss} ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$) arayüzey hallerinin yoğunluğudur. Bu haller, ϕ_0 ile E_F enerji aralığında etkindir. Dolayısıyla, ısıl dengede arayüzey hal yük yoğunluğu Q_{ss} (C/cm^2) Şekil 6'dan yararlanırsak,

$$Q_{ss} = -q \cdot N_{ss} (E_g - q\phi_{Bn} - q\phi_0) \quad (2.28.I)$$

eşitliği elde edilmiş olur [13,14,20,27,29]. Isıl denge halinde, yarıiletkenin arınma tabakasındaki uzay yükü yoğunluğu,

$$Q_{sc}=[2q\epsilon_0.\epsilon_s N_D(\phi_{Bn}-V_n)]^{1/2} \quad (2.29.I)$$

eşitliği ile verilir. Burada , ϵ_0 boş uzayın ve ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabitleridir. Gauss kanunu gözönüne alındığı zaman arayüzey tabakası boyunca Δ potansiyel düşmesini, arayüzey hal yük yoğunluğu ve arınma tabakası yük yoğunluğu cinsinden yazıldığında ,

$$\Delta = -\frac{\delta}{\epsilon_i} Q_m = \frac{\delta}{\epsilon_i} [Q_{ss} + Q_{sc}] \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki, ϵ_i arayüzey tabakasının dielektrik sabiti , Q_m metalin yüzeyindeki yük yoğunluğudur. Şekil 2.6'da görülen enerji band diagramı da gözönüne alındığı zaman

$$\Delta(0)=\phi_m - (\chi+\phi_{Bn}) \quad (2.31.I)$$

şeklinde ifade edilir. Bir V voltajı Schottky diyoduna uygulandığı zaman yukardaki ifadeler sırayla

$$Q_{ss}(V)=-qN_{ss}[E_g-q\phi_0-q\psi_s(V)]^{1/2} \quad (2.28.II)$$

$$Q_{sc}(V)=-[2q\epsilon_s\epsilon_0 N_D\psi_s(V)]^{1/2} \quad (2.29.II)$$

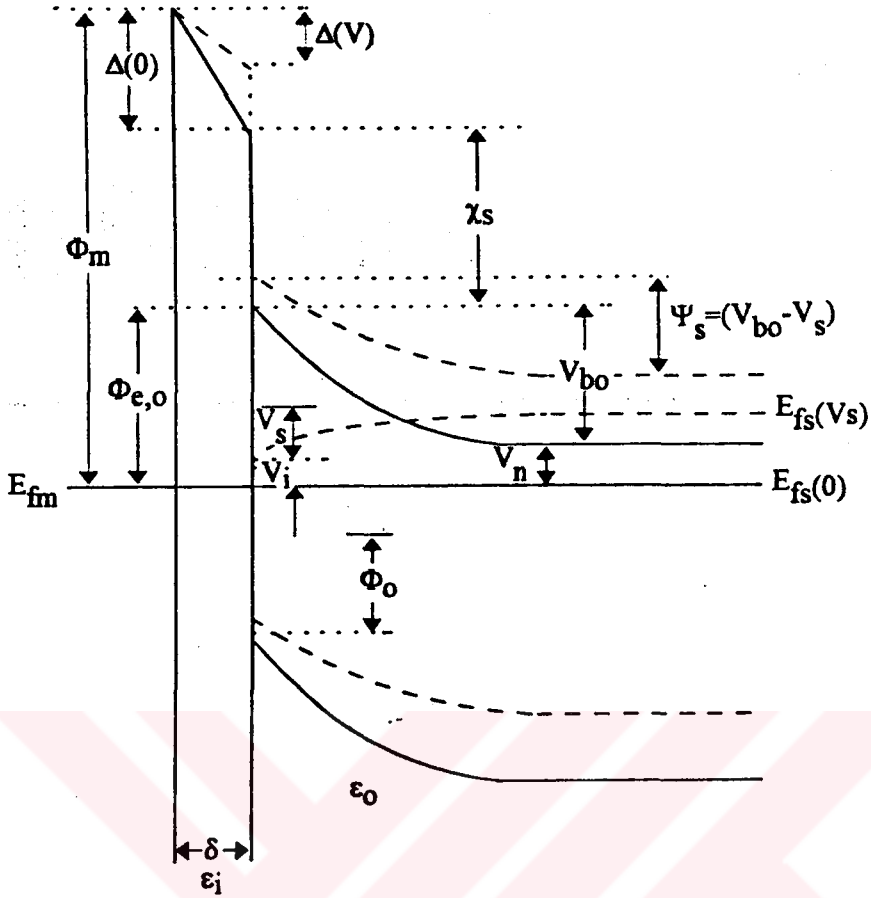
ve

$$\Delta(V)=[\phi_m-\chi-\psi_s(V)-V_n-V]=\frac{\delta}{\epsilon_i} [Q_{ss}(V)+Q_{sc}(V)] \quad (2.31.II)$$

haline döndürür. ψ_s uygulanan (V) beslemin bir fonksiyonu olarak yarıiletkenin yüzey potansiyelidir. (2.28.I), (2.29.I), (2.30) ve (2.31.I) eşitliklerinde ısı(termal) denge durumunda etkin engel yüksekliği

$$\begin{aligned} \phi_{Bn} = & C_2(\phi_m - \chi) + (1 - C_2)\left(\frac{E_g}{q} - \phi_0\right) + \left\{ \frac{C_1 C_2}{2} - C_2^{3/2} [C_1(\phi_m - \chi) \right. \\ & \left. + (1 - C_2)\frac{E_g}{q} - \frac{C_1}{C_2}(\phi_0 + V_n) + \frac{C_1 C_2^2}{4}]^{1/2} \right\} \end{aligned} \quad (2.32)$$

şeklinde bulunur.



Şekil 2.6. n-tipi yarıiletken üzerine yapılan bir Schottky barrier diyodun enerji-band diyagramı.

———— termal denge durumunda (sıfır beslem),

----- doğru beslem durumunda.

V_s : Arınma bölgesi boyunca düşen voltaj

V_i : Arayüzey tabakası boyunca düşen voltaj

$\Phi_{e,0}$: Sıfır beslemde engel yüksekliği

Aynı Şekil de (2.28.II), (2.29.II) ve (2.31.II) eşitlikleri yardımıyla da yani difüzyon potansiyelinin (yüzey potansiyeli) voltaj bağımlılığı,

$$\begin{aligned} \psi_s(V) = C_2(\phi_m - \chi) + (1 - C_2) \left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 - C_2 V - V_n + \left[\frac{C_1 C_2^2}{2} - \left[\frac{C_1 C_2^4}{4} \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + C_1 C_2^3 \left(\phi_m - \chi - V + \frac{E_g}{q} + \phi_0 \right) + C_1 C_2^2 \left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 - V_n \right)^{1/2} \right] \right] \right) \end{aligned} \quad (2.33)$$

şeklinde yazabiliriz. (2.32.) ve (2.33) ifadelerinde

$$\alpha = q_2 \delta N_{ss} / \epsilon_i \quad (2.34.I)$$

$$C_1 = 2q \epsilon_s \epsilon_s N_D \delta^2 / \epsilon_i^2 \quad (2.34.II)$$

$$\frac{1}{n} = C_2 = \frac{1}{(1 + \alpha)} = \frac{\epsilon_i}{(\epsilon_i + q^2 \delta N_{ss})} \quad (2.34.III)$$

şeklinde alınmıştır . Çok düşük katkı (doping) yoğunluğuna sahip olan yarıiletkenlerde C_1 çok küçük olacağından; (2.32) ve (2.33) denklemlerinde büyük parantez içindeki ifadeler ihmal edilebilir. Dolayısıyla (2.32) ve (2.33) denklemleri ,

$$\phi_{Bn} = C_2(\phi_m - \chi_s) + (1 - C_2) \left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) \quad (2.35)$$

ve

$$\psi_s(V) = C_2(\phi_m - \chi) + (1 - C_2) \left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) - C_2 V - V_m \quad (2.36)$$

eşitliklerine dönüşür. (2.35) denklemini (2.36) denkleminde yerine yazarsak

$$\psi_s(V) = \phi_{Bn} - C_2 V - V \quad (2.37)$$

elde edilir.

Denklem (2.35)te görüldüğü gibi $C_2 \rightarrow 1$ ($N_{ss} \rightarrow 0$) iken Schottky - Mott sınırı (ideal Schottky diyod) olan

$$\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_s \quad (2.38)$$

eşitliğine ulaşılır. $C_2 \rightarrow 0$ ($N_{ss} \rightarrow \infty$) için Bardeen sınırı olan

$$\phi_{Bn} = E_g - \phi_0 \quad (2.39)$$

eşitliği elde edilir. Gerçekten ideal bir Schottky diyodunda arınma (depletion) bölgesinin sığası (2.28),

$$C = \left[\frac{q\epsilon_s\epsilon_0 N_D}{2(V_{d0} - V)} \right]^{1/2} A \quad (2.40)$$

şeklinde tanımlanır. A; diyodun etkin alanıdır. Non ideal Schottky diyodlarda, yani MIS yapılarında arınma tabakasının sığa ifadesi,

$$C = \frac{dQ_{sc}}{d\psi} \frac{d\psi}{dV} \quad (2.41)$$

şeklinde verilir [33]. Denklem (2.29.II) ve (2.41) ifadelerinden arınma bölgesi C sığası,

$$C = C_2 \left[\frac{q\epsilon_s\epsilon_0 N_D}{2(\phi_{Bn} - C_2 V - V_n)} \right]^{1/2} A \quad (2.42)$$

ve

$$C^{-2} = \left[\frac{2(\phi_{Bn} - C_2 V - V_n)}{C_2^2 q\epsilon_s\epsilon_0 N_D A^2} \right] \quad (2.43)$$

sonuçlarını elde ederiz. Dolayısıyla (2.43) denkleminde görüldüğü gibi C^{-2} -V grafiğinin eğiminden C_2 idealite faktörü ,

$$C_2 = \frac{2}{\{q\epsilon_s\epsilon_0 N_D [d(C^{-2}) / dV]\}} \quad (2.44)$$

eşitliğinden bulunur. (2.43) ifadesine göre $C^{-2}=0$ olduğunda,

$$\phi_{Bn} = C_2 V_0 + V_n \quad (2.45)$$

değeri bulunur. Burada V_0 kesişim voltajıdır. Engel yüksekliği olan ϕ_{Bn} bu ifadeden bulunabilir.

2.8.2. Yüzey Potansiyeli (ψ_s) - Uygulanan Voltaj (V) Grafiklerinden Engel Yüksekliğinin Belirlenmesi

Genellikle Schottky diyodlarda engel yüksekliği, akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilir. Bunun için voltajın bir fonksiyonu olarak akımın logaritmik değerleri ile $\ln I$ -V grafiği çizilir. Bu grafiğin akım eksenindeki kesişim noktası (intercept) doyma akım

yoğunluğunu verir. Bu doyma akım yoğunluğundan engel yüksekliği belirlenir. Bu diyodlar hazırlama şartlarına bağlı olarak her zaman ideal olmazlar. Bu non ideallığe, arayüzey tabakası ve arayüzey halleri sebep olur. Bundan dolayı, $\ln I - V$ grafiğinde yüksek voltajlardaki eğri bölgesinin alt sınırı daha aşağılara çekilir ve böylece doyma akım yoğunluğu ve engel yüksekliğinin belirlenmesi ciddi bir problem haline gelir böylece bu metod bir sınırlamaya maruz kalır.

Bu metodun yerine, aşağıdaki metod [24] kullanılabilir. Bu yeni metodda engel yüksekliği uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak yüzey potansiyelinin grafiği çizilerek elde edilebilir.

Schottky diyodların doğru beslem durumunda akım-voltaj bağıntısı

$$I = AR * T^2 \exp(-qV_n/kT) \exp(-q\psi_s/kT) \quad (2.49)$$

ile verilir. Burada ψ_s yarıiletkenin yüzey potansiyelidir. Bu ifadeden yüzey potansiyeli,

$$\psi_s = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{AR * T^2}{I} \right] - V_n \quad (2.50)$$

olarak yazılır. Burada, V_n iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkıdır. Yüzey potansiyeli ψ_s uygulanan voltajın ve akımın bir fonksiyonu olarak

$$\psi_s = \psi_s(I, V) \quad (2.51)$$

şeklinde yazılabilir. Daha önceki kesimlerde yüzey potansiyeli arayüzey tabakası ve arayüzey hallerine bağlı olarak

$$\psi_s = \phi_b - V_n - C_2 V \quad (2.52)$$

biçiminde verilmişti. Bilindiği gibi C_2 diyod idealite faktörünün tersi bir parametredir ($C_2 = \frac{1}{n}$). denklem (2.52) ile beraber denklem (2.49) termiyonik emisyon modeli altında elde edilen akım ifadesini verir. $\psi_s - V$ grafiği çizildiğinde görülecektir ki ψ_s , kritik bir voltaja (V_c) kadar uygulanan voltaja (V) göre lineer olarak azalacaktır. Denklem (2.51)

$$\psi_s(I, V) = \psi_s(I_c, V_c) + (I - I_c) \left(\frac{d\psi_s}{dI} \right)_{I_c, V_c} + (V - V_c) \left(\frac{d\psi_s}{dV} \right)_{I_c, V_c} \quad (2.53)$$

ifadesiyle verilen (I_c, V_c) noktasının komşuluğunda Taylor serisine açılabilir bu ifadeye daha yüksek mertebeden terimler ihmal edilmiştir. Denklem (2.52) ve (2.53) 'ü karşılaştırsak

$$\psi_s(I_c, V_c) - I_c \left(\frac{d\psi_s}{dI} \right)_{I_c, V_c} - V_c \left(\frac{d\psi_s}{dV} \right)_{I_c, V_c} = \phi_b - V_n \quad (2.54)$$

ve

$$\left(\frac{d\psi_s}{dV} \right)_{I_c, V_c} = -C_2 \quad (2.55)$$

ifadelerini elde ederiz. (2.49), (2.52), (2.54) ve (2.55) denklemlerinden

$$\phi_b = \psi_s(I_c, V_c) + C_2 V_c + V_n - \frac{kT}{q} \quad (2.56)$$

eşitliği elde edilir. Çizilen deneysel $\psi_s - V$ grafiğinde $\psi_s(I_c, V_c)$, V_c ve C_2 elde edilirse denklem (2.56)'dan engel yüksekliği ϕ_b belirlenebilir.

3. DENEY SİSTEMİ VE ÖLÇÜMLER

3.1. Giriş

Bu bölümde arayüzey tabakalı ve arayüzey tabakasız Au-Sb/n-Si/Au Schottky diyodunun yapımı için numunenin hazırlanması, yapılan ölçümlerin karakteristiklerinin tartışılması ve diyod parametrelerinin hesaplanması yer almaktadır.

3.2. Numunenin Kontak İçin Hazır Hale Getirilmesi ve Temizlenmesi

Bu çalışmada, [111] doğrultulu, 2-20 Ω -cm öz dirençli ve 400-450 μ m kalınlıklı parlatılmış n-tipi silisyum kristali kullanıldı. Silisyum kristali yaklaşık olarak 5x5 mm² 'lik üç parça halinde kesildi. Numune üzerinde kalan organik kir ve pürüzleri gidermek için numuneler sırasıyla aşağıdaki kimyasal temizleme işlemlerine tabi tutuldular.

1. Asetonda ultrasonik olarak 10 dk. yıkandı.
2. Metanolde ultrasonik olarak 10 dk. yıkandı.
3. Deiyonize su ile iyice yıkandı.
4. RCA1(H₂O:H₂O₂:NH₃;6:1:1) ile 50-60 °C 'de 10 dk. yıkandı.
5. HF'li su ile (H₂O:HF;10:1) 30 sn. yıkandı .
6. RCA2(H₂O:H₂O₂:HCl;6:1:1) ile 50-60°C' de 10 dk. yıkandı.
7. Deiyonize su ile iyice yıkandı.
8. HF'li su ile (H₂O:HF;10:1) 30 sn yıkandı.
9. 15-20 dk. akan deiyonize su içinde kaldı.
10. Azot gazı (N₂) ile kurutuldu.

3.3. Schottky Diyodlarının Yapılması

Kimyasal olarak temizlenen numunelere, önce aynı şartlarda omik kontak yapıldı. Bunun için daha önce hazır hale getirilen vakum cihazı (kaplama ünitesi) ısıtıcısına Au-Sb(%0.1 Sb) yerleştirildi ve numunenin arka yüzeyine 10^{-5} torr basınçta Au-Sb buharlaştırıldı. Sonra numuneler tavlama fırınına alınarak N_2 gazı ortamında 5 dk. kadar $400\text{ }^\circ\text{C}$ 'de tavlandı. Böylece omik kontaklar gerçekleştirilmiş oldu.

Doğrultucu kontak için %99,99 saflıkta altın (Au) metali kullanıldı. $5 \times 5\text{ mm}^2$ 'lik parçalardan biri hemen vakum cihazına arayüzey tabakasız doğrultucu kontak yapmak için yerleştirildi. Fakat, iyi temizlenmiş Si yüzeyinde bile yaklaşık 5 \AA kalınlıkta bir oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır [10,11,26,27].

Diğer numunelerden ayırt etmek için bu numuneye arayüzey tabakasız Schottky barrier diyod diyeceğiz. Bunun ideale yakın olduğunu söyleyebilmek için, iki noktasının I-V ve C-V ölçümleri değerlendirildi. Bu numune D1 (diyod 1) olarak adlandırıldı. Silisyumun ön yüzeyi üzerinde oksit tabakasının oluşması için [11,26,27] diğer iki parçadan biri omik kontak yapımından sonra on saat, diğeri de bir gün kadar laboratuvar atmosferinde bekletildi. Daha sonra bunlara doğrultucu kontak yapıldı. On saat bekletilen numune D2 olarak adlandırıldı. Bunun üç noktasının ölçümleri değerlendirildi. Bir gün bekletilen diyod D3 olarak adlandırıldı ve bunun bir noktasının ölçümleri değerlendirildi. Numunenin ön yüzüne 10^{-5} torr basınçta 1 mm çaplı maskeler kullanılarak vakum cihazında altın elementi buharlaştırıldı. Doğrultucu kontak oluşması için numunenin ısınmamasına gereken itina gösterildi. Diyodun etkin alanı doğrultucu kontak yüzüdür. Sonuç olarak Au-Sb / n-Si / Au metal (Omik) / n-tipi yarıiletken / (doğrultucu) metal Schottky diyodu elde edilmiş oldu.

Akım voltaj karakteristikleri bir HP 4140B pikoampermetre /I-V plotter kullanılarak ölçüldü. Ters beslem ve doğru beslem lnI-V grafikleri çizildi. Arayüzey tabakasının etkisini ilk bakışta görebilmek için üç numunenin doğru ve ters beslem I-V karakteristikleri bir arada Şekil 3.1.'de verilmiştir.

Özdirenci $\rho=2-20\ \Omega\text{-cm}$ olan n-tipi silisyum kristali için, hareketlilik (mobilité) $\mu_n =1500\text{ cm}^2 / \text{V.sn}$ dir [26]. $T=300^\circ\text{K}$ oda sıcaklığında iletkenlik bandındaki hal

yoğunluğu $N_c = 2.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 'tür [26]. Bu değerleri N_D donör yoğunluğu ve E_F Fermi seviye enerjisini bulmak için kullanırsak

$$N_D = N_c \exp(-E_F / kT) \quad (3.1)$$

ve

$$N_D = 1/e \rho \mu_n \quad (3.2)$$

ifadelerinden $N_D = 3.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ olarak ve $E_F = V_n = eV_n = 0.28 \text{ eV}$ olarak bulundu. Donör yoğunluğu ve Fermi enerji seviyesi kullanılan yarıiletkenin özelliklerini yansıtan parametrelerdir.

D1, D2 ve D3 numunelerinin I-V karakteristikleri Şekil 3.2 ve Şekil 3.3 'de verilmiştir.

Temel akım denklemi (2.19) ideal olmayan durumlar için boyutsuz n idealite faktörü ilave edilirse toplam akım,

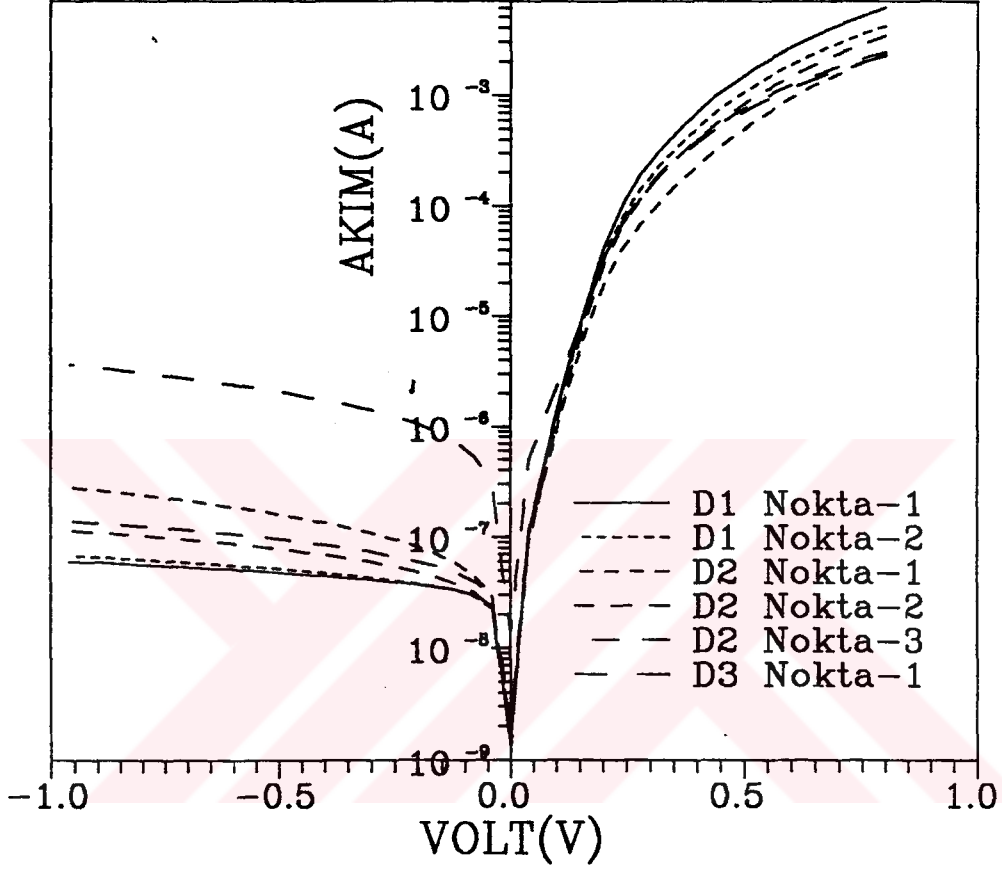
$$I = I_0 \exp\left(\frac{eV}{nkT} - 1\right); \quad n = \frac{1}{C_2} \quad (3.3)$$

şeklinde yazılır. Burada $eV \gg 3kT$ olması halinde bir ihmal edilebilir,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \quad (3.4)$$

haline dönüştürülür.

Au-Sb/n-Si/Au DIYODLAR



Şekil 3.1. Arayüzey tabakalı ve tabakasız diyodların doğru ve ters beslem eğrileri

n idealite faktörü:

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (3.5)$$

Bu denkleme göre Şekil 3.2-4.'deki doğru beslem karakteristiklerinin doğru kısmının eğiminden n değerleri elde edildi. Burada $T = 300^\circ\text{K}$ oda sıcaklığı alınmıştır. Doyma akım yoğunluğu (2.18) den dolayı,

$$I_o = AR * T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (3.6)$$

ile verilir. Buradan,

$$e\phi_{Bn} = kT \ln(AR * T^2 / I_o) \quad (3.7)$$

elde edilir. Bu ifadede Şekil 3.2-4'deki grafiklerin doğru ve ters beslem I_o değerleri elde edilip, yerine yazıldığında engel yükseklikleri elde edilir. I-V karakteristiklerinden elde edilen parametreler Tablo 1. de verilmiştir. Burada R^* Richardson sabiti olup n-tipi Si için $112 \text{ Amp./cm}^2 \cdot \text{K}^2$ ' dir [35]. A diyodunun etkin alanı $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$

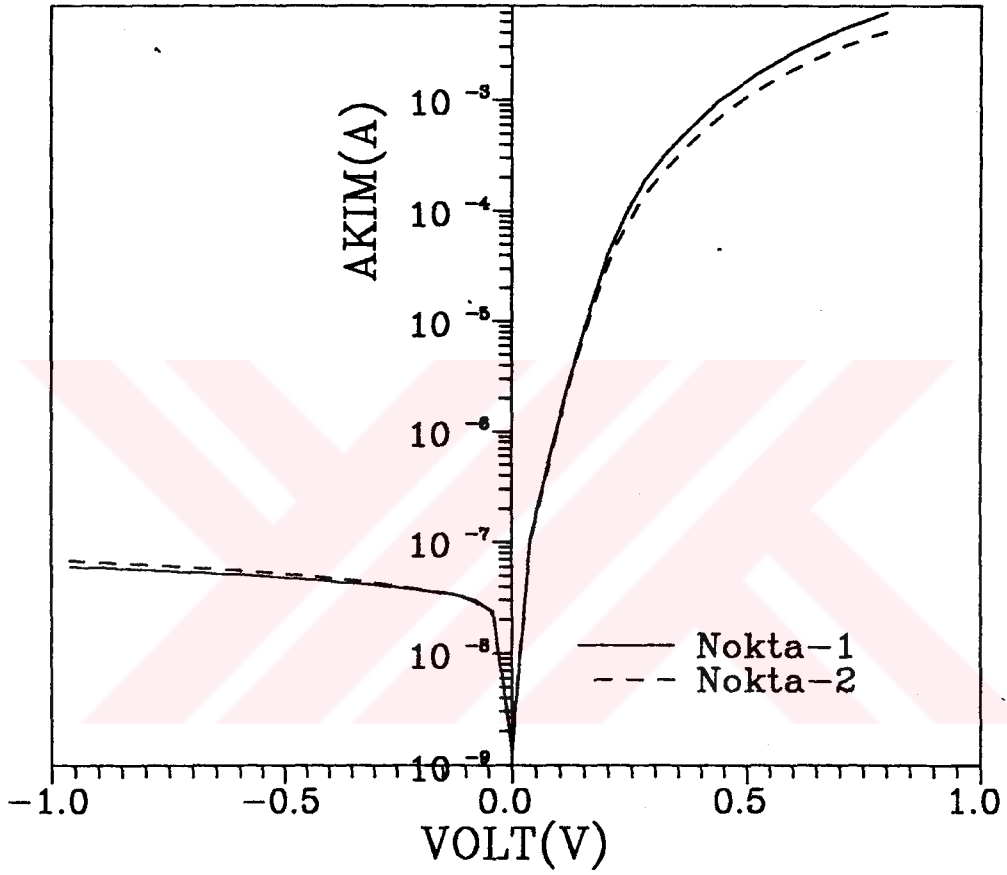
Diyodlar		$n=1/c_2$	$\delta(\text{Å})$ [11,27]	$e\phi_{br,0}^{I-V}$ (eV)	$e\phi_{br,0}^{I-V}$ (eV)	$I_{f,0}$ (Amp)	$I_{r,0}$ (Amp)	V_o^{C-V} (V)	ϕ_{Bn}^{C-V} (eV)	
Tip n	D1	Nokta1	1.02	5	0.74	0.74	2×10^{-8}	3×10^{-8}	0.46	0.73
		Nokta2	1.01	5	0.74	0.74	2×10^{-8}	3×10^{-8}	0.46	0.74
	D2	Nokta1	1.20	20	0.74	0.72	3×10^{-8}	7×10^{-8}	0.49	0.69
		Nokta2	1.10	15	0.74	0.72	3×10^{-8}	5×10^{-8}	0.47	0.72
		Nokta3	1.12	17	0.74	0.72	3×10^{-8}	5.6×10^{-8}	0.48	0.71
	D3	Nokta1	1.40	25	0.69	0.65	1.8×10^{-7}	1×10^{-8}	0.50	0.68

Tablo 1. Au-Sb/n-Si/Au Schottky diyodların ters ve doğru beslem I-V ve ters beslem $C^{-2} - V$ karakteristiklerinden elde edilen parametreler.

δ : Arayüzey tabakasının kalınlığı
 A : $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ (diyod alanı)
 n : idealite faktörü
 $e\phi_{br,0}^{I-V}$: doğru beslem engel yüksekliği

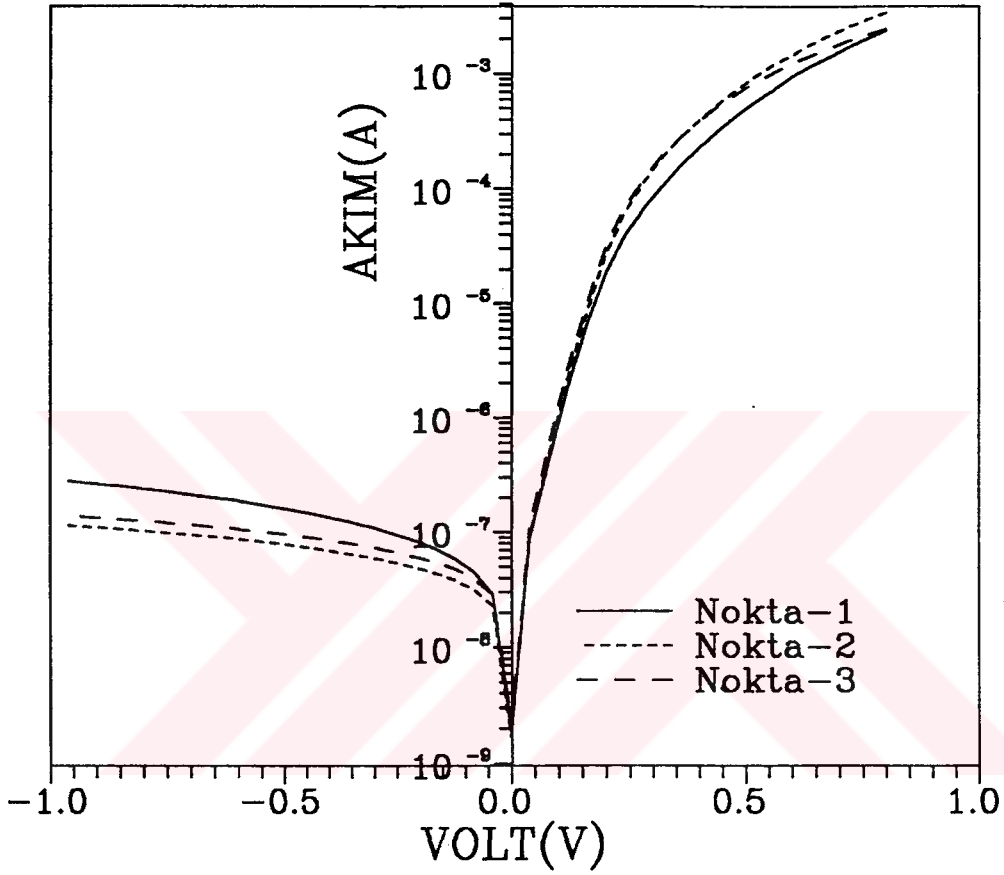
$e\phi_{br,0}^{I-V}$: ters beslem engel yüksekliği
 $I_{f,0}$: doğru beslem doyma akım yoğunluğu
 $I_{r,0}$: ters beslem doyma akım yoğunluğu

Au-Sb/n-Si/Au DIYOD1



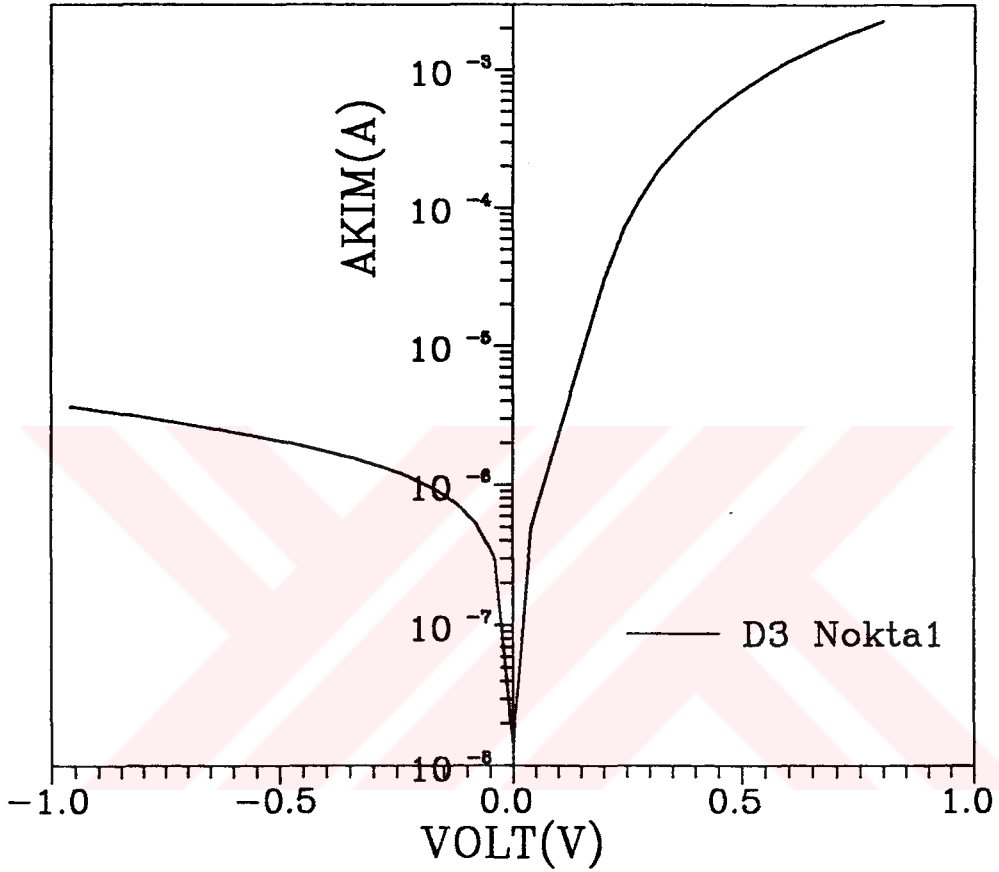
Şekil 3.2. Arayüzey tabakasız diyod1 'in (D1) iki noktasının doğru ve ters beslem I-V karakteristikleri

Au-Sb/n-Si/Au DIYOD2



Şekil 3.3. Kimyasal temizleme ve omik kontak yapımından on saat sonra (arayüzey tabakasının oluşması için) yapılan Schottky diyodun üç noktasının doğru ve ters beslem karakteristikleri

Au-Sb/n-Si/Au DIYOD3



Şekil 3.4. Kimyasal temizleme ve omik kontak yapımından bir gün sonra (arayüzey tabakasının oluşması için) yapılan Schottky diyodun bir noktasının doğru ve ters beslem karakteristikleri

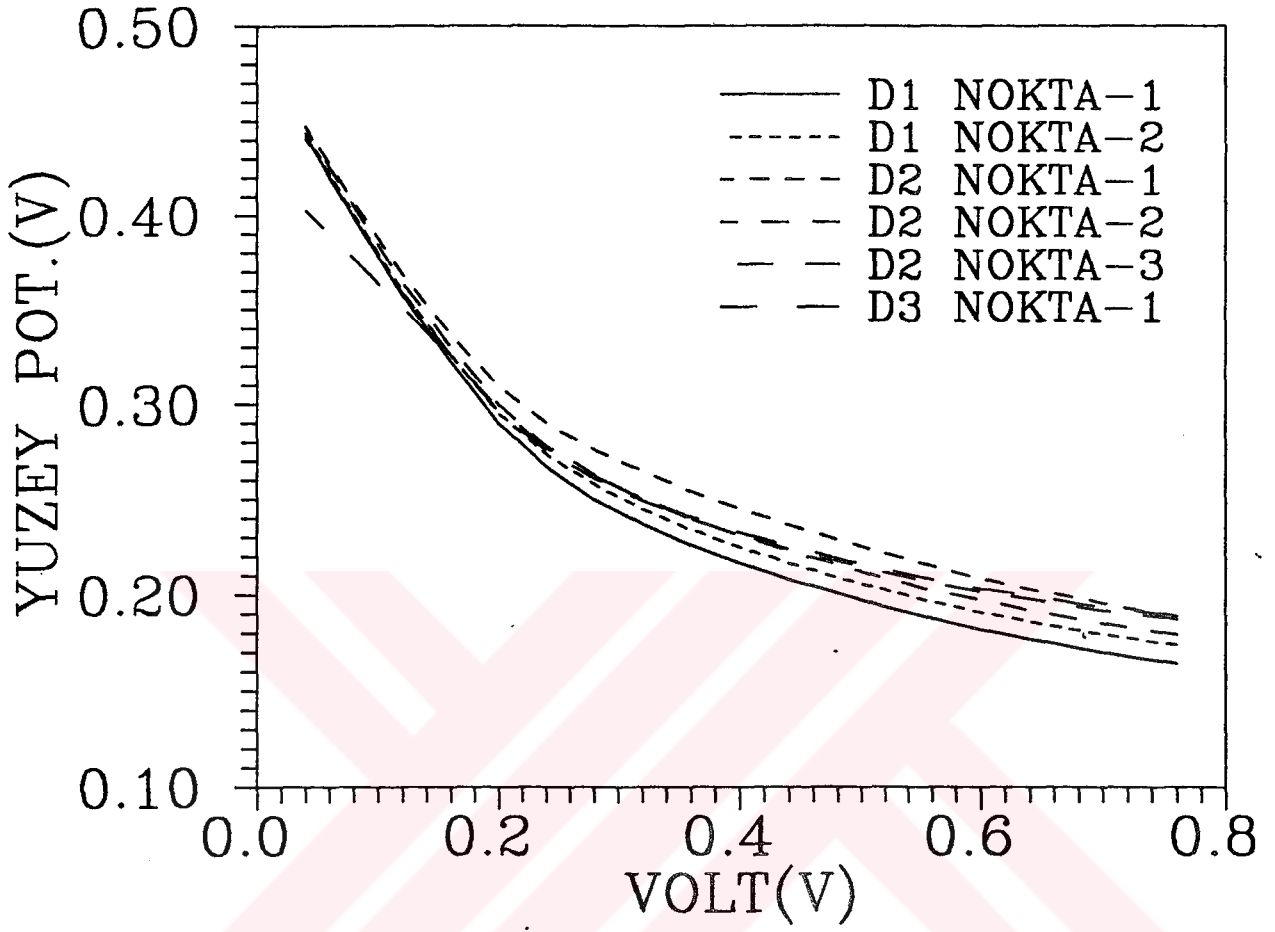
Ayrıca diyodların tümünün Chattopahyay modeline göre, $\psi_s - V$ eğrileri Şekil 3.5.'te verilmiştir. Bu eğrilerden engel yüksekliğinin nasıl hesaplandığını açık olarak görmek için D1 diyodunun $\psi_s - V$ grafiği tek olarak Şekil 3.6'da verilmiştir. Bu Şekil den görüldüğü gibi yüzey potansiyeli ψ_s kritik voltaj V_c 'ye kadar lineer olarak azalmaktadır. Grafiğin değişimi V, V_c ' yi geçince tamamen nonlineer olur. Eğrilerden elde edilen V_c ve $\psi_s(I_c, V_c)$ değerleri ,

$$\phi_{Bn} = \psi_s(I_c, V_c) + C_2 V_c + V_n - \frac{kT}{q} \quad (3.8)$$

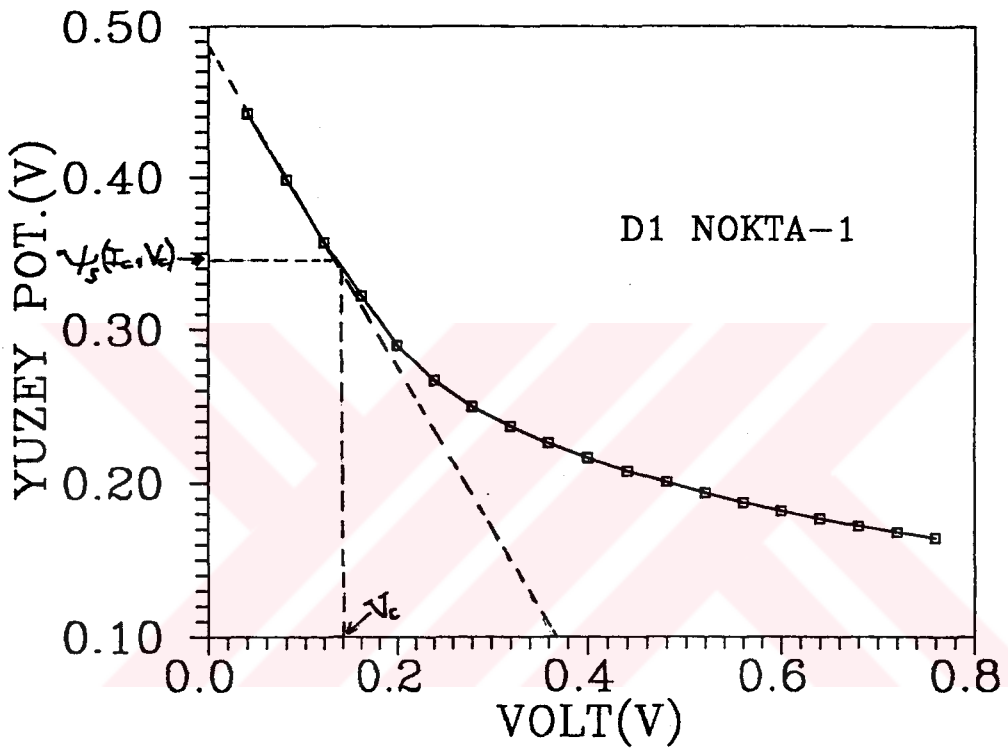
ifadesinde yerine yazılarak engel yüksekliği değeri elde edildi. Diyodlar için elde edilen engel yüksekliği, idealite faktörü ($n=1/C_2, (\frac{d\psi_s}{dV})_{I_c, V_c} = -C_2$) değerleri Tablo 2'de verilmiştir. Bu hesaplamada $V_n = 0.28$ eV'luk değer kullanılmıştır.

Diyodlar		n (idealite faktörü)	$\phi_{Bn}(eV)$	$V_c(V)$	$\psi_s(I_c, V_c)(V)$
D1	Nokta 1	1.03	0.73	0.14	0.345
	Nokta 2	1.03	0.74	0.14	0.346
D2	Nokta 1	1.30	0.74	0.14	0.350
	Nokta 2	1.06	0.74	0.15	0.340
	Nokta 3	1.03	0.73	0.13	0.350
D3	Nokta 1	1.51	0.69	0.22	0.290

Tablo 2. $\psi_s - V$ eğrilerinden elde edilen arayüzey tabakalı ve tabakasız Au-Sb / n-Si/Au Schottky diyodların karakteristik parametreleri



Şekil 3.5. Arayüzey tabakalı ve tabakasız Au/n-Si/Au Schottky diyodlarının doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen yüzey potansiyeli - uygulanan voltaj eğrileri



Şekil 3.6. Diyod D1 'in yüzey potansiyeli-uygulanan voltaj eğrisi

Şekil 3.7. diyodların arayüzey hallerinin yoğunluk dağılım eğrilerini gösterir. Doğru beslem I-V karakteristiklerinden yeteri kadar büyük voltajlardaki nonlineer bölge arayüzey halleri, arayüzey tabakası ve seri dirençten ortaya çıkar. Arayüzey hal yoğunluk dağılım eğrileri bu bölgenin verilerinden (data) elde edilmiştir.

Arayüzey hallerinin yoğunluk dağılım (enerji dağılımı) eğrileri aşağıdaki gibi elde edilir. Yarıiletken yüzeyde arayüzey hallerinin enerjisi E_{ss} , iletkenlik bandının kenarı E_c 'ye göre

$$E_c - E_{ss} = e\phi_e - eV \quad (3.9)$$

eşitliği ile verilir [31,33].

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (3.10)$$

eşitliğinden her voltaja karşılık gelen n değerleri hesaplanır. Bundan sonra

$$\frac{d\phi_e}{dV} = \beta = 1 - \frac{1}{n} \quad (3.11)$$

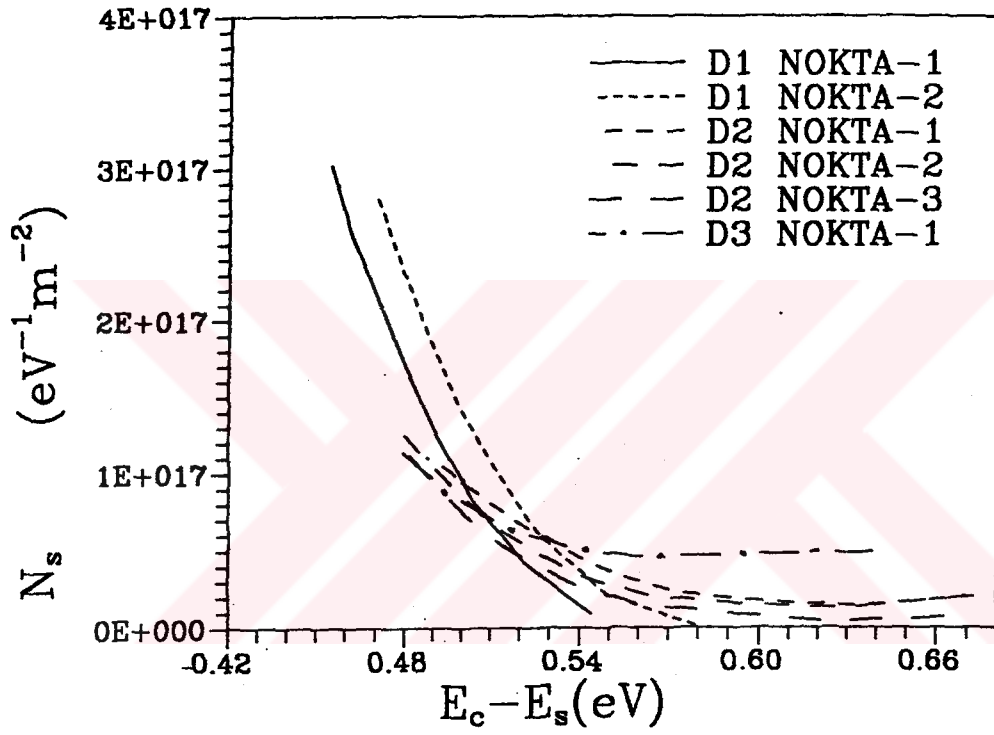
ve

$$\phi_e = \phi_{Bn} + \beta V \quad (3.12)$$

eşitlikleri kullanılarak etkin engel yüksekliği hesaplanarak denklem (3.9)'da yerine yazılır. bu ifade de β parametresi, etkin engel yüksekliği ϕ_e 'nin voltaj katsayısıdır. Burada ϕ_{Bn} için, diyodların doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen değerler kullanıldı. Doğru beslem durumunda, engel yüksekliği arayüzey tabakası ve arayüzey hallerinden dolayı voltaja bağlı olduğundan artan voltajla artmaktadır. Ayrıca denklem (2.34.III) 'ten

$$N_{ss} = \frac{1}{e} \left[(n-1) \frac{\epsilon_i}{\delta} \right] \quad (3.13)$$

eşitliği elde edilerek denklem (3.10)'dan elde edilen her n değerine karşılık gelen arayüzey hal yoğunlukları hesaplandı . Böylece uygulanan voltaja karşı N_{ss} değerleri elde edildi. (3.9) eşitliği kullanılarak voltajın bir fonksiyonu olarak elde edilen N_{ss} değerleri E_{ss} 'nin bir fonksiyonuna çevrildi. Böylece arayüzey hallerinin enerji dağılım eğrileri çizilmiş oldu. Örnek olması bakımından D1 için elde edilen veriler Tablo 3'te verilmiştir.



Şekil 3.7. Arayüzey tabakalı ve tabakasız Schottky diyodların arayüzey hal enerji dağılım eğrileri

V(Volt)	n(idealite faktörü)	ϕ_c (eV)	(E_c-E_{ss}) (eV)	N_{ss}/m^2 eV
0.24	1.044	0.750	0.510	1.951×10^{16}
0.28	1.133	0.773	0.493	5.866×10^{16}
0.32	1.230	0.800	0.480	1.017×10^{17}
0.36	1.328	0.829	0.469	1.452×10^{17}
0.40	1.426	0.859	0.459	1.884×10^{17}
0.44	1.520	0.891	0.451	2.301×10^{17}
0.48	1.620	0.924	0.444	2.741×10^{17}
0.52	1.712	0.956	0.436	3.151×10^{17}

Tablo 3. Diyod1 (D1) için arayüzey hallerinin yoğunluk dağılımı

Denklem (3.13) 'de $\epsilon_i = 3 \times 10^{-11}$ Farad/m [26] ve her diyodun idealite faktörüne karşılık gelen arayüzey tabaka kalınlıklarının değerleri [11,12,26,27] Tablo 1'de n değerleri ile birlikte verilmiştir.

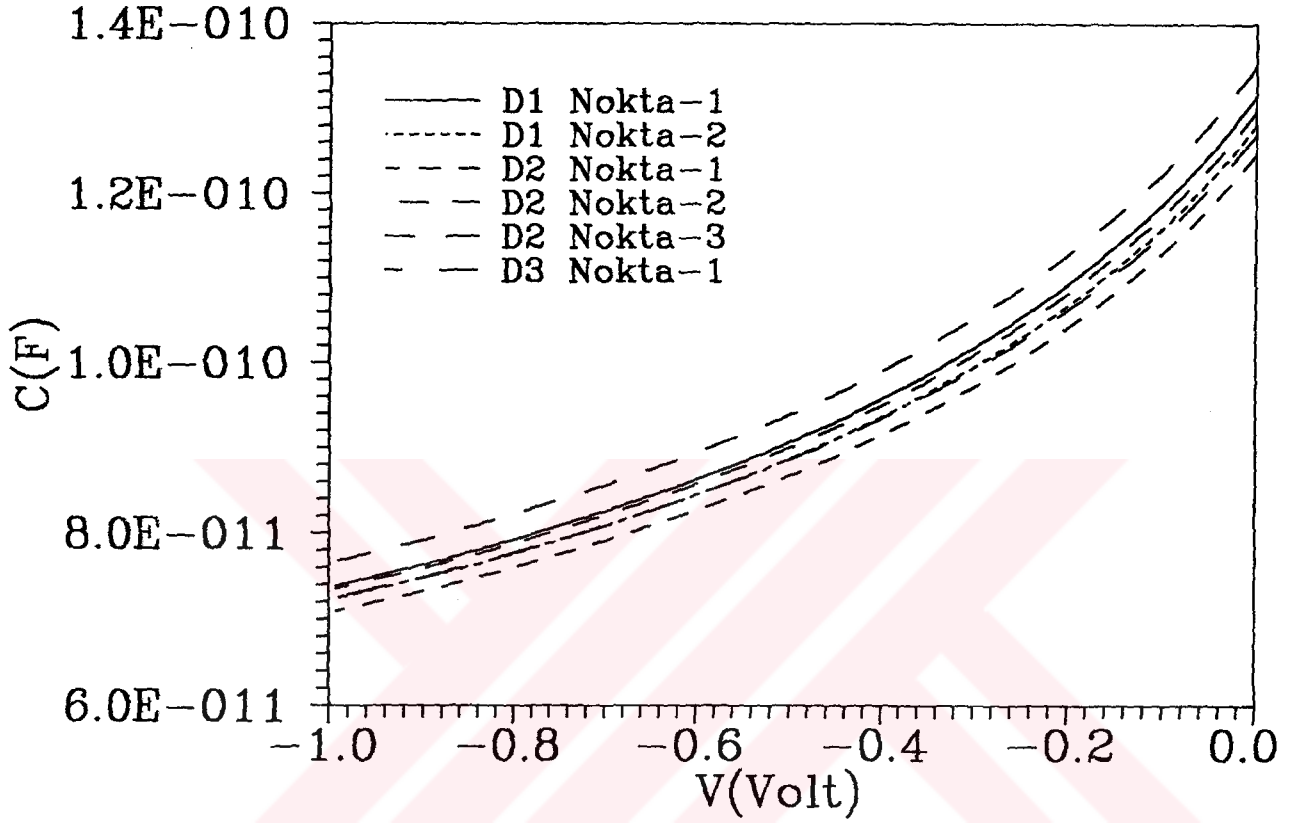
3.4. Sığa - Gerilim (C-V) Ölçümü ve (C-V) Karakteristiklerinden Diyod Parametrelerinin Hesaplanması

Au- Sb / n- Si /Au Schottky diyodunun sığa - gerilim (C-V) ölçümleri bir HP 4280A capacitancemeter/C-V plotter kullanılarak yapıldı.

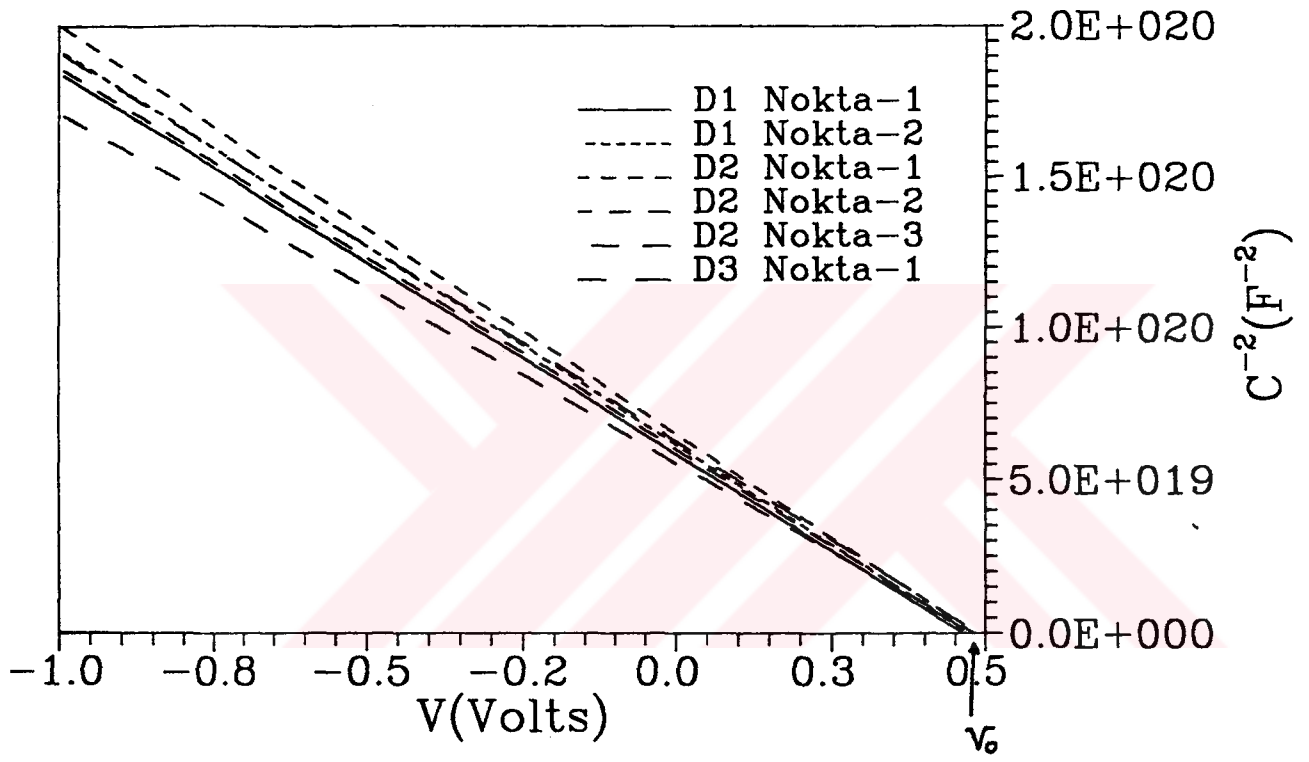
Ters beslem sığa ölçümleri oda sıcaklığında ($T=300^\circ\text{K}$) ve 1 MHz 'lik frekasnta yapıldı. Ters beslem sığa-gerilim (C-V) ve $C^{-2} - V$ grafikleri Şekil 3.8 ve 3.9'da verilmiştir. Ayrıca $C^{-2} - V$ eğrileri yatay eksene extrapole edilerek kesişim potansiyelleri tesbit edildi. Bu değerler $V_n = E_F = 0.28$ V değerini

$$\phi_{Bn} = C_2 V_o + V_n \quad (3.14)$$

denkleminde yerine yazarak, her bir diyod için engel yüksekliği $e\phi_{Bn}$ elde edildi. Bu değerler Tablo 1'de verilmiştir.



Şekil 3.8. Arayüzey tabakalı ve tabakasız Schottky diyodların kapasite-voltaj eğrileri



Şekil 3.9. Arayüzey tabakalı ve tabakasız Schottky diyodların C^{-2} -V eğrileri

4. SONUÇ ve TARTIŞMA

Bu çalışma <111> doğrultulu 2-20 Ω -cm öz dirençli ve 400-450 μm kalınlıklı silisyum (Si) diliminden $5 \times 5 \text{ mm}^2$ yüzeyli parçalar keserek bu parçalardan arayüzey tabakalı ve tabakasız Schottky diyodlar meydana getirerek bunların karakteristik parametrelerini teorik ve deneysel olarak karşılaştırmayı amaçlar.

Şekil 2.3 ve bunlardan elde edilen diyod 2 ve 3'ün idealite faktörlerinin değerleri bu diyodların ideal olmadığını gösterir. Bu ideal olmayış; arayüzey hallerine ve arayüzey tabakasına atfedilebilir [10-35]. Metal ile yarıiletken arasında veya yarıiletkenin yüzeyindeki bu arayüzey oksit tabakası metalin buharlaştırılması, yüzeyin kimyasal olarak hazırlanması esnasında ve laboratuvar atmosferinde oluşabilir. Zaten silisyumun yüzeyinde, bir tabii oksit tabakası daima mevcuttur. Bu tabaka laboratuvar atmosferi ve yüzey hazırlama şartları tarafından kuvvetli bir şekilde etkilenir. Böyle bir yalıtıcı tabakanın varlığı Schottky diyodunu bir MIS diyoda çevirir. Böylece, diyodun karakteristikleri arayüzey tabakası ve arayüzey hallerine kuvvetli bir şekilde bağlı olur. Tablo 1 ve Şekil 3.2'de görüldüğü gibi, D1 diyodunun birinci ve ikinci noktalarının idealite faktörleri ($n=1/C_2$) sırasıyla 1.02 ve 1.01 olarak hesaplanmıştır. Bu değerler diyod D1 'in hemen hemen ideal bir diyod olduğunu gösterir [10-35]. Bu diyod için n değeri yaklaşık bir olduğundan Schottky - Mott teorisine göre

$$\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_s \quad (2.2)$$

eşitliği kullanılabilir. $\phi_m=4.80 \text{ eV}$ [11,26], $\chi_s=4.5 \text{ eV}$ [26] değerleri yerine yazılırsa $\phi_{Bn}=0.75 \text{ eV}$ değeri elde edilir. Bu değer bu diyod için doğru ve ters beslem I-V ($\phi_{Bn}=0.74 \text{ eV}$) ve ters beslem $C^{-2} - V$ (0.74 eV) grafiklerinden elde edilen değerlerle uyuma içindedir. Arayüzey tabakalı D1 diyodunun doğru beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörleri ($n=1/C_2$),

$$\phi_{Bn} = C_2(\phi_m - \chi_s) + (1 - C_2) \left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) \quad (2.35)$$

eşitliğinde kullanılırsa (D2'nin 1,2,3'cü noktaları için idealite faktörleri sırasıyla 1.20;1.10;1.12) engel yükseklikleri 1 . , 2 . ve 3 'cü nokta için sırasıyla 0.72 ; 0.73 ;0.73

eV engel yüksekliği değerleri elde edilir. Aynı işlem 1.40'lık idealite faktörüne sahip D3 için yapılırsa 0.69 eV 'lık bir engel yüksekliği bulunur. Denklem (2.35)'de , $E_g = 1.12$ eV [26], $\phi_o=0.3\pm 0.36$ [11,26] diyod 2 için elde edilen bu engel yüksekliğinin değerleri I-V karakteristiklerinden, C-V karakteristiklerinden elde edilen değerlere hemen hemen eşittir. Diyod 3 için bulunan engel yüksekliği değeri için aynı şey söylenebilir. Görüldüğü gibi arayüzey tabakalı diyodlar için geliştirilen teoriden [11,14,20,29,33] elde edilen (4.2) denklemi kullanıldığında bulunan teorik değerler elde ettiğimiz deneysel değerlerle yakın bir uyuma içindedir. Arayüzey tabakasız D1 diyodu için de aynı düşünceler geçerlidir. Yine Tablo 1'den görüldüğü gibi, ideal Schottky diyodun (D1) her iki noktası için doğru ve ters beslem I-V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin değerleri birbirlerine eşittir. Nonideal Schottky diyodlarımız için (D2, D3), ters beslem I-V'den elde edilen engel yüksekliği değerleri doğru beslem I-V'den elde edilen değerlerden daha büyüktür. Bu arayüzey tabakalı Schottky diyodları için beklenen bir durumdur.

Ayrıca yarıiletken ve metal arayüzeyindeki arayüzey oksit tabakası ve bu oksit tabakası ile yarıiletken arasında lokalize olmuş arayüzey etkilerinden dolayı I-V ve C-V karakteristiklerinden engel yüksekliğinin gerçek değerini bulmak zordur. Bundan dolayı doğru beslem I-V karakteristiklerinin değerlerinin deneysel değerlerini kullanarak çizmiş olduğumuz $\psi_s - V$ grafiklerinden de engel yüksekliklerini hesapladık. Tablo 1. ve Tablo 2.'de görüldüğü gibi bu değerler diğer metodlarla elde ettiğimiz değerlerle yakın bir uyum içindedir.

Ters beslem C^2-V grafiklerinden (Şekil 3.9) elde edilen kesişim potansiyelleri (Tablo 1) kullandığımız Si yarıiletkeni için Fermi seviyesinin değeri olan $V_n = E_F = 0.28$ eV ile toplandığında, arayüzey tabakalı D2 ve D3 numuneleri için sırası ile 0.77; 0.75; 0.76; 0.78 eV değerleri bulunur. Bu değerler ideal Au/n-Si / Au Schottky diyodlarının değerlerinden büyüktür. Fonash [29] tarafından işaret edildiği gibi arayüzey tabakalı Schottky diyodlarının C^2-V grafiklerinin kesişim voltajı daima ideal Schottky diyodlarınkinden daha büyüktür. Nonideal Schottky diyodlar için verilen ,

$$\phi_{Bn} = C_2 V_0 + V_n \quad (2.45)$$

eşitliği kullanıldığında numunelerimiz için beklenen engel yüksekliği değerleri elde edilir.

Bunlar Tablo 1’de verilmiştir. Bu değerler I-V’den elde edilen değerlerle hemen hemen aynıdır.

Şekil 3.7 Schottky diyodların arayüzey hal enerji dağılımlarını gösterir. Şekil den de görüldüğü gibi arayüzey hal yoğunluğu band aralığının ortasından iletkenlik bandının tabanına doğru exponansiyel bir artışı göstermektedir (Hususan D1 için). D1 in her iki noktası için arayüzey hal yoğunluğunun max. Değerleri $-E_c - 0.436$ eV konumunda hemen hemen aynı değere ulaşmaktadır. Fakat, D2’nin üç noktası ve D3 için arayüzey hal yoğunluğunun max. değerleri $E_c - 0.48$ eV’ de 1×10^{17} /eV.m² değerine sahip olup D1 ‘in değerinden üç çarpanı kadar daha küçüktür.

Fakat hesaplamalar kısmında da işaret edildiği gibi nonideal Schottky diyodlar için D1’in her iki noktası band aralığının ortasına yakın bir konumda ($n=1.01$ ’lik idealite faktörünün değerinden dolayı) sifıra ulaşan bir arayüzey hal yoğunluğu sergilemektedir. Fakat, D2 ve D3 band aralığının ortasında arayüzey hal yoğunluğu bakımından bir doyuma ulaşmaktadırlar. D2 ve D3’ün arayüzey hal yoğunluklarının max. değerlerinin D1’inkinden küçük olmasının sebebi bunların daha büyük bir arayüzey tabaka kalınlığına sahip olmalarına atfedilebilir [27,31-33]. Artan arayüzey tabaka kalınlığı azalan arayüzey hal yoğunluğu neticesini verir. Çünkü, arayüzey oksit tabakası silisyum yüzeyindeki doymamış bağların doymasına sebep olur. Arayüzey hallerinin yoğunlukları için elde edilen bu değerler metal/Si Schottky diyodları için bazı yazarlar [33, 36-38] tarafından elde edilen değerlerle aynı ($10^{16} - 10^{17}$ /eV.m²) mertebededir. Arayüzey hallerinin yoğunluk dağılım eğrilerinin biçimi ($E_c - 0.42$ ve $E_c - 0.60$ eV aralığında) Schottky kapasitans spektroskopisi (SCS) [36-38] ve Schottky, I-V karakteristiklerinden [20,31,32] elde edilen eğrilerle yakın bir uyum içindedir.

5. KAYNAKLAR

- 1) Braun, K.F., Physical Chemistry, 153, 556 (1874)
- 2) Torrey, H.C., Whitmer C.A., Crystal Rectifiers , Mc Graw Hill, (1948)
- 3) Bardeen, J. and Brattain, W. H., Physical Rev, 74,231(1948)
- 4) Chandra, M.M . and Prasad, M., J.Phys. State Solid. (A) 77, (1983)
- 5) Schottky, W.,Phys. 2 15(1914)
- 6) Sze, S.M., Crowelland, C. R. and Koling, D. , J. Appl. Phys. 35,2534(1964)
- 7) Bethe, H. A., Mass. Inst. Technol. Radiat. Lab. Rep. 43(1942)
- 8) Schottky, W . and Spenke, E., Wiss Veroff Semens-Werken 18,225(1939)
- 9) Wilson, A.H., Proc. R.Soc.,London, Ser. A, 136, 487(1932)
- 10) Crowell, C. R. and Sze, S. M., Solid - St Elc. , 9,1035 (1966)
- 11) Cowley, A. M . and Sze, S.M., J. Appl. Phys. 36,3212(1965)
- 12) Card, H. C . and Rhoderick, E. H. , J. Phys. D, Appl. Phys. 4, (1971)
- 13) Chattopodhyay, P .and Kumar, V. , Solid - St. Electron. 3, 143(1988)
- 14) Chattopodhyay, P . and Daw, A.N., Solid St. Electron. 29, 555(1986)
- 15) Tseng, H.H . and Wu, C.Y., Solid - St. Elecron. 30,(4)383,(1987)
- 16) Horvath, J.Z., J. Appl. Phys. , 63(3),976(1988)
- 17) Türüt, A . and Sağlam, M., Physica B, 179.(1992)
- 18) Wu, C.Y., J.Appl. Phys. 51(7), 3786(1980)
- 19) Ikama, H . and Maeda M., Jap. J. Appl. Phys. 30,19 (1991)
Phys.. 68(1990)
- 20) Türüt, A., Sağlam, M., Efeoğlu, H., Yalçın,N., Yıldırım, M . and Abay, B.,
Physica B, 205,41(1995)
- 21) Wu, X . and Yang , E. S., J. Appl. Phys. 65,3560(1989)
- 22) Chattopodhyay, P, Solid - State Elctron. , 37,1759(1994)
- 23) Szatkowski , J . and Sieranski, K., Solid-State Electronic . 35, 1013(1992)

- 24) Chattopodhyay, P., Solid- State Electronic. 38 (3),739(1995)
- 25) Ziel, A., Solid State Physical Electronics, Prentice - Hall, Inc., New Jersey 1968
- 26) Sze, S. M., Physics of Semiconductor Devices, John - Wiley and Sons Inc., New York 1981 .
- 27) Rhoderick, E.H . and Williams, R. H. , Metal-Semiconductor Contacts Clarendon Press Oxford 1988
- 28) Brilson, L. J. , Sur. Sci. Reports. 2, 123(1982)
- 29) Fonash , S., J. Appl. Phys. 54,1966(1983)
- 30) Morita, M., Ohmi, T., Hasegawa, E., Kawakami, M . and Ohwada , M., J., Appl. Phys. 68(1990)
- 31) Singh. A., Solid - State Electron. 28, 223 (1985)
- 32) Singh, A.,Reinhardt, K.C . and Anderson , W. A. , J. Appl. Phys. 68, 3475 (1990).
- 33) Türüt, A., Yalçın, N. and Sağlam, M., Solid - St Electron . 35, (6)835(1992)
- 34) Vasudev , P.K. , Mattes, B.L. , Pietras, E . and Bube R.H., Solid State Electron. Oxford 1976
- 35) Werner, J. H. and Rau, U. , Springer Series in Electronics and Photonics, Vol. 32 Edited by J.F. Luy and P. Russer (Springer, Berlin 1994)
- 36) Chekir, F., Barret, C. and Vapaille, A.,J. Phys. C.16.2421(1983)
- 37) Barret, C. and Vapaille, A., Solid- St. Electron. 19,73(1976)
- 38) Barret, C. and Vapaille, A., Solid- St. Electron. 18,25(1975)