



**Al/p-Si/Al ve Al/V₂O₅/p-Si/Al YAPILARININ
ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ
ÜZERİNE YÜZEY PASİVASYONUNUN
ETKİLERİ**

Elvan ŞENARSLAN

Doktora Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Katıhal Fiziği Bilim Dalı

2017

Her hakkı saklıdır

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

Al/p-Si/Al ve *Al/V₂O₅/p-Si/Al* YAPILARININ ELEKTRİKSEL
KARAKTERİSTİKLERİ ÜZERİNE YÜZEY PASİVASYONUNUN
ETKİLERİ

Elvan ŞENARSLAN

FİZİK ANABİLİM DALI
Katıhal Fiziği Bilim Dalı

ERZURUM
2017

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü



TEZ ONAY FORMU

**Al/p-Si/Al VE Al/V₂O₅/p-Si/Al YAPILARININ ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ
ÜZERİNE YÜZEY PASİVASYONUNUN ETKİLERİ**

Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM danışmanlığında, Elvan ŞENARSLAN tarafından hazırlanan bu çalışma, 14/07/2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından FİZİK Anabilim Dalı KATİHAL FİZİĞİ Bilim Dalı'nda Doktora Tezi olarak oybirliği ile kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Songül DUMAN

İmza :

Üye : Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

İmza :

Üye : Prof. Dr. Refik DİLBER

İmza :

Üye : Doç. Dr. M. Ali YILDIRIM

İmza :

Üye : Doç. Dr. Betül GÜZELDİR

İmza :

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu'nun 03.08/2017 tarih ve 31/...../14 nolu kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. Cavit KAZAZ
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildiriş, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

Doktora Tezi

Al/p-Si/Al ve Al/V₂O₅/p-Si/Al YAPILARININ ELEKTRİKSEL KARAKTERİSTİKLERİ ÜZERİNE YÜZEY PASİVASYONUNUN ETKİLERİ

Elvan ŞENARSLAN

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

Bu çalışmada, altlık olarak (100) yönelimine sahip fabrikasyon olarak parlatılmış *p*-tipi Si yarıiletkeni kullanıldı. Kristalin mat yüzeyine Al metali buharlaştırılarak omik kontak yapıldı. Daha sonra omik kontaktlı *p*-Si dört parçaya bölündü. Bu parçalardan ikisi referans diyot için diğer ikisi de arayüzey tabakalı diyot için kullanıldı. Referans diyot için ayrılan parçalardan birine anodik yüzey pasivasyonu yapıldı. Daha sonra Al metali ayrılan her iki parçanın parlak yüzeyine 1×10^{-6} Torr basınçta buharlaştırıldı. Böylece aynı şartlar altında referans Al/*p*-Si/Al ve pasivasyonlu referans Al/*p*-Si/Al yapıları elde edildi. Kalan diğer iki parçadan birine anodik yüzey pasivasyonu yapıldı. Daha sonra her iki parçanın parlak yüzeyine Spray Pyrolysis ince film büyütme tekniği ile vanadyum oksit ince filmleri büyütüldü. Büyütülen filmlerin yapısal ve yüzeysel özellikleri incelendi. Elde edilen filmlerin kararlı hallerinin elde edilmesi için, filmler 500°C'de ısıtılma tabi tutuldu ve tekrar yapısal ve yüzeysel özellikleri incelendi. XRD ölçümleri sonucunda, başlangıçta V₅O₉ yapısına sahip olan filmlerin tavlama sonrasında faz dönüşümüne uğrayarak V₂O₅ yapısına dönüştüğü görüldü. Yüzey özellikleri incelenen bu V₂O₅ filmleri üzerine aynı şartlar altında ve 1×10^{-6} Torr basınçta Al metali buharlaştırılarak, arayüzey tabakalı Al/V₂O₅/p-Si/Al ve pasivasyonlu arayüzey tabakalı Al/V₂O₅/p-Si/Al yapıları elde edildi. Bu yapıların oda sıcaklığında akım-voltaj (*I-V*), kapasite-voltaj (*C-V*), iletkenlik- voltaj (*G/ω-V*) ve kapasite- frekans (*C-f*) karakteristikleri incelendi.

2017, 180 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Anodik Pasivasyon, Schottky Diyot, Spray Pyrolysis, Vanadyum Oksit

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

SURFACE PASİVASYON EFFECTS ON ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF Al/*p*-Si/Al and Al/V₂O₅/*p*-Si/Al STRUCTURES

Elvan ŞENARSLAN

Atatürk University
Graduate School of Naturel and Applied Sciences
Department of Physics
Department of Solid State Physics

Supervisor: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

In this study, polished as fabricated *p*-type Si semiconductor with <100> orientation was used. Omic contact was performed by evaporating Al metal on the mat surface of cristal. Then, the *p*-Si was divided into four parts. Two of these parts was used for the reference diode and the other two was used for the interface layer diode. Anodic surface passivation was made to one of the pieces. Then, Al metal on the polished surface of both parts leaving was evaporated at 1×10^{-6} Torr pressure. Thus, reference Al/*p*-Si/Al and passivated reference Al/*p*-Si/Al structures were obtained under the same conditions. Anodic surface passivation was performed on one of the remaining two parts. Then on the other surface of both the parts, thin film of vanadium oxide was grown with Spray Pyrolysis thin film magnification technique. Structural, optical and morphological properties of the grown thin film were examined. In order to obtain stable states of the obtained films, the films were subjected to heat treatment at 500°C and their structural, optical and morphological properties were taken again. In a consequence of the XRD measurements, it was seen that the films initially having the V₅O₉ structure were converted into V₂O₅ structure by phase conversion after annealing. Interface-layered Al/V₂O₅/*p*-Si/Al and passivated interface layered Al/V₂O₅/*p*-Si/Al structures were obtained by evaporating Al metali and under the same conditions and at 1×10^{-6} Torr pressure on the V₂O₅ film, surface features of which were examined. The current-voltage (*I*-*V*), capacity-voltage (*C*-*V*), conductivity-voltage (*G*/ ω -*V*) and capacitance-frequency (*C*-*f*) characteristics of these structures were studied at room temperature.

2017, 180 pages

Anahtar Kelimeler: Anodic Passivation, Schottky Diode, Spray Pyrolysis, Vanadium Oxide

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu çalışma, Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde yapılmıştır. Bu doktora tezi çalışması, Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'ın yöneticiliğinde yapılmıştır. Çalışmalarım boyunca verdiği destek ve katkılarından dolayı çok kıymetli hocam, Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'a teşekkür ederim.

Ayrıca çalışmalarım boyunca engin görüş ve tecrübelerinden istifade ettiğim Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nün değerli bölüm başkanı Sayın Prof. Dr. Rıdvan DURAK'a, tez yazım sürecinde görüş ve bilgilerinden yararlandığım Doç. Dr. Betül GÜZELDİR'e ve değerli çalışma arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Çalışmalarım boyunca bana göstermiş olduğu destek ve teşviklerinden dolayı eşime teşekkür ederim.

Elvan ŞENARSLAN

Temmuz 2017

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	13
2.1. Giriş	13
2.2. Eklemler	13
2.2.1. Metal-metal eklemler	13
2.2.2. Metal-yarıiletken eklemler	15
2.2.3. Yarıiletken-yarıiletken <i>pn</i> eklemler	20
2.3. Metal-Yarıiletken Eklem Akımının Türetilmesi	22
2.3.1. Difüzyon akımının türetilmesi	22
2.3.2. Termoiyonik emisyon akımının türetilmesi	25
2.3.3. Tünelleme akımının türetilmesi	28
2.4. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) Devre Elemanının Klasik Teorisi	30
2.5. Yarıiletken Yüzeylerin Yapısı	39
2.5.1. Silisyumun yüzey yapısı	40
2.6. Silisyum Yarıiletkenin Yüzey Pasivasyonu	45
2.6.1. Silisyumun hibrid pasivasyonu	45
2.6.2. Silisyumun anodik pasivasyonu	47
2.7. Yarıiletkenlerde Soğurma	54
2.7.1. Direkt bant aralıklı yarıiletkenlerde soğurma	54
2.7.2. İndirekt bant aralıklı yarıiletkenlerde soğurma	57
2.8. Bragg'ın Difraksiyon Şartı	58
2.8.1. X-ışını difraksiyonu ve kristal yapıların çalışılması	62
2.9. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)	66

2.10. Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM)	69
2.11. Kimyasal Püskürtme Yöntemi (Chemically Spray Pyrolysis Method)	71
2.11.1 Katkılama parametrelerinin ince film özellikleri üzerine etkisi	72
2.11.2. Spray pyrolysis ile film oluşturma modelleri	75
2.12. Norde Metoduyla Bir Schottky Diyotun Seri Direncinin Hesaplanması	80
2.13. Metal-Yarıiletken Kontakların Kapasitif Özellikleri	85
2.14. Diyodun a.c. Admitansı.....	89
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	95
3.1. Vanadyum Oksit İnce Filmlerinin Özellikleri.....	95
3.2. <i>p</i> -Si Yarıiletkeninin Temizlenmesi ve Omik kontakların Yapılması	97
3.3. Anodik Oksidasyon ile Yarıiletken Yüzeyin İyileştirilmesi	100
3.4. Vanadyum Oksit İnce Filmlerinin Kimyasal Püskürtme Yoluyla Üretilmesi ..	102
3.5. Yüzeysel, Optiksel ve Yapısal Karakterizasyon Sistemleri	104
3.5.1. SEM ölçüm sistemi	104
3.5.2. AFM ölçüm sistemi	106
3.5.3. Soğurma ölçüm sistemi	108
3.5.4. XRD ölçüm sistemi	110
3.6. Diyotların Üretilmesi.....	111
3.6.1. Elektriksel ölçüm sistemleri	111
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA.....	113
4.1. Giriş	113
4.2. Kimyasal Püskürtme Metoduyla Büyütülen Vanadyum Oksit Filmlerinin SEM Görüntüleri	113
4.3. Kimyasal Püskürtme Metoduyla Büyütülen Vanadyum Oksit Filmlerinin AFM Görüntüleri.....	114
4.4. Kimyasal Püskürtme Metoduyla Büyütülen Vanadyum Oksit Filmlerinin XRD Ölçümleri	116
4.5. Kimyasal Püskürtme Metoduyla Büyütülen Vanadyum Oksit Filmlerinin Soğurma Ölçümleri	120
4.6. Üretilen Diyotların Oda Sıcaklığında Akım-Voltaj Özelliklerinin İncelenmesi	121
4.7. Üretilen Diyotların Oda Sıcaklığında Kapasite – Voltaj Özelliklerinin İncelenmesi.....	135

4.8. Üretilen Diyotların Oda Sıcaklığında İletkenlik - Voltaj Özelliklerinin İncelenmesi	143
4.9. Üretilen Diyotların Oda Sıcaklığında Kapasite - Frekans Özelliklerinin İncelenmesi.....	152
4.10. Arayüzey Hal Yoğunluğunun Hesaplanması	155
TARTIŞMA ve SONUÇ.....	160
KAYNAKLAR	171
ÖZGEÇMİŞ	181



SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

E_{ss}	Arayüzey durumlarının enerjisi
G_{it}	Arayüzey hallerine eşlik eden kondüktans
σ	Arayüzey hallerinin tesir kesiti
p_s	Azınlık taşıyıcıların yüzey konsantrasyonu
ϕ_b	Engel yüksekliği
$\rho(x)$	Konuma bağlı uzay yükü yoğunluğu
Φ_F	Kristalin Fermi potansiyeli
ϕ_m	Metalin iş fonksiyonu
v_R	Richardson hızı
I_o	Saturasyon akımı
x_L	Soğurma uzunluğu
σ_s	Standart sapma
Θ	Tünelleme olasılığı
Q_s	Uzay yükü yoğunluğu
ϵ_{ox}	Yalıtkanın dielektrik sabiti
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
ϕ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
φ_s	Yüzey potansiyeli
τ	Zaman sabiti
A^*	Richardson sabiti
a.c.	Alternatif akım
AFM	Atomik Kuvvet mikroskobu
ALE	Atomik Tabaka Epitaksi
BCC	Cisim merkezli kübik
BE	Bağlanma enerjisi

C	Kapasite
$C^{-2}-V$	Ters beslem kapasitansın karesi-gerilim
C_d	Yarıiletken uzay yükü kapasitansı
$C-f$	Kapasite-frekans
C_{it}	Arayüzey hallerine eşlik eden kapasitans
C_{ox}	Yalıtkanın kapasitansı
CRT	Katot ışını tüpü
$C-V$	Kapasite-gerilim
CVD	Chemical Vapour Deposition
d.c.	Doğru akım
DAS	Dimer-Adatom-Stacking Kusuru
DLTS	Deep-level transient spectroscopy
DOS	Arayüzey kusur hallerinin yoğunluğu
E	Taşıyıcı enerjisi
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_{FM}	Metalin Fermi enerji seviyesi
E_{FS}	Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi
E_g	Yasak enerji aralığı
EM	Elektromanyetik dalga
eV	Elektron volt
E_v	Valans bandının tavanı
$F(V)$	Norde fonksiyonu
FCC	Yüzey merkezli kübik
$G/\omega-V$	İletkenlik-gerilim
h	Planck sabiti
HT-XRD	Yüksek Sıcaklık X-Işını Difraktometresi
IDIS	Uyarılmış hallerin arayüzey hallerinin yoğunluğu
$I-V$	Akım-gerilim
İB	İletkenlik bandı
J	Akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
m^*	Etkin kütle

m_e	Elektronun kütlesi
MIS	Metal-Yalıtkan-Yarıiletken
MOS	Metal-Oksit-Yarıiletken
n - Y	n tipi Yarıiletken
n	Elektron konsantrasyonu
n	İdealite faktörü
N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
N_d	Donor konsantrasyonu
n_i	Asal elektron konsantrasyonu
n_{no}	Termal dengede n -tipi yarıiletkenin çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonu
N_{ss}	Yarıiletkenle dengede olan arayüzey hal yoğunluğu
p - Y	p tipi Yarıiletken
p_{no}	Termal dengede p -tipi yarıiletkenin azınlık taşıyıcı konsantrasyonu
PVD	Physical Vapour Deposition
q	Elektronun yükü
RCA	Radio Corporation of America
R_s	Seri direnç
S	Diyodun etkin alanı
SEM	Taramalı Elektron Mikroskobu
STEM	Taramalı Geçişli Elektron Mikroskobu
STM	Taramalı Tünelleme Elektron Mikroskobu
t_{ox}	Yalıtkanın kalınlığı
VB	Valans bandı
V_{dif}	Difüzyon potansiyeli
V_G	Uygulanan voltaj
w	Deplasyon bölgesinin genişliği
XRD	X-Işını Kırınımı
Y	Yarıiletken
α	Soğurma katsayısı
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
λ	Dalga boyu
ν	Frekans

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. a) Fermi seviyesi (E_F) ve iş fonksiyonu (ϕ) ile belirtilen kontakta önceki iki farklı metal b) a)'da belirtilen metallerin kontak haline getirilip denge sağlandıktan sonraki enerji-bant diyagramları.....	15
Şekil 2.2. Kontakta sonra dengeye gelmiş iki farklı metalin elektron ışını ile ayrılması	15
Şekil 2.3. a) $E_{FM} < E_{FS}$ durumunda kontakta önce metal ve n -tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı. b) Kontakta sonra metal / n -tipi yarıiletken kontakta enerji-bant diyagramı.....	17
Şekil 2.4. a) $E_{FM} > E_{FS}$ durumunda kontakta önce metal ve n -tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı. b) Kontakta sonra metal / n -tipi yarıiletken kontakta enerji-bant diyagramı.....	18
Şekil 2.5. a) $E_{FM} < E_{FS}$ durumunda kontakta önce metal ve p -tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı b) Kontakta sonra metal / p -tipi yarıiletken kontakta enerji-bant diyagramı	19
Şekil 2.6. a) $E_{FM} > E_{FS}$ durumunda kontakta önce metal ve p -tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı. b) Kontakta sonra metal / p -tipi yarıiletken kontakta enerji-bant diyagramı.....	20
Şekil 2.7. a) Kontak haline getirilmeden önce n -tipi ve p -tipi yarıiletkenlerin enerji-bant diyagramı b) Kontakta sonra p -Y ve n -Y için; uzay yükü bölgesinin oluştuğu denge durumu.....	21
Şekil 2.8. a) Doğru beslem durumunda p - n eklemi b) Ters beslem durumunda p - n eklemi	22
Şekil 2.9. En basit metal-yalıtkan-yarıiletken devre elemanı yapısı.....	30
Şekil 2.10. Beslem voltajı n -tipi yarıiletkenin kuvvetli tersinim olduğu eşik voltaja ulaştığı zaman MIS devre elemanı yapısının enerji bant diyagramı	31
Şekil 2.11. n -tipi yarıiletken için ϕ_s yüzey potansiyelinin fonksiyonu olarak Q_s uzay yük yoğunluğunun karakteristik bir değişimi.....	32
Şekil 2.12. 77 K'de n -HgCdTe ($E_g=0,25$ eV) için V_G ile düşük ve yüksek frekanslı kapasitans eğrilerinin teorik değişimi	35

Şekil 2.13. HgCdTe yüzey halleri.....	37
Şekil 2.14. Yüzey hallerini içeren tükenim bölgesindeki n -tipi yarıiletkenin şematik görünümü	38
Şekil 2.15. a) Tükenim / tersinim ve b) güçlü tersinim de n - tipi MIS devre elemanının eşdeğer devre modeli	38
Şekil 2.16. Elmas kübik örgünün birim hücresinin resmi.....	40
Şekil 2.17. Yüzey hattı boyunca silisyum dimerlerin sırası ile temiz Si (100)-2x1 yüzeyi	41
Şekil 2.18. Si(100) ve Ge(100) yüzeyinin modeli	42
Şekil 2.19. Si ₉ H ₁₂ dimer kümelerinin en yüksek dolu moleküler orbitali	43
Şekil 2.20. Takayanığı ve çalışma arkadaşlarının dimer-adatom-stacking kusuru (DAS) modeline göre Si (111)-(7x7) yüzeyinin birim hücresi	44
Şekil 2.21. Hidrojenle sonlandırılmış 10 nm x 10 nm'lik Si (111) yüzeyinin görüntüsü.....	46
Şekil 2.22. Anodik oksidasyon düzeneği.....	47
Şekil 2.23. Direkt yarıiletkenlerde kristal momentumunun fonksiyonu olarak iletkenlik bandının enerjisi.....	55
Şekil 2.24. İndirekt yarıiletkenlerde kristal momentumu ile ilgili olarak iletkenlik bandının enerjisi	57
Şekil 2.25. Dalgaboyu λ ile silisyumun soğurma uzunluğu X_L ve soğurma katsayısı α 'nın değişimi.....	58
Şekil 2.26. Kristalde X-ışını kırınımının şematik gösterimi	60
Şekil 2.27. Kristaldeki farklı atomik düzlemlerden yansımış olan X-ışını dalgalarını içeren kırınım	61
Şekil 2.28. Bütün 2θ yönelimleri gelen demet etrafında kırınım konisi oluşturur. Kırılmış demet koni üzerinde uzanır, ancak tam bir yönelim kırılma düzlemlerinden gelen ışının yönelimine bağlıdır	62
Şekil 2.29. Laue tekniği	63
Şekil 2.30. Toz kristal tekniği	63
Şekil 2.31. X-ışını kırınımı çalışması için difraktrometrenin şematik gösterimi	64
Şekil 2.32. Bir FCC kristali için difraksiyon açısı 2θ ya karşılık x-ışınlarının yoğunluğunun değişimi	64

Şekil 2.33. RCA laboratuvarında elektronik lenslerin ve vakum-tüp elektroniklerin kullanıldığı taramalı elektron mikroskobu.	67
Şekil 2.34. Hitachi-S5200 alan-emisyon-taramalı elektron mikroskobu.....	68
Şekil 2.35. AFM mekanizmasının resmi.....	69
Şekil 2.36. Kontak olmayan mod.....	70
Şekil 2.37. Kontak mod	71
Şekil 2.38. Kimyasal ince film katkılama metotları	71
Şekil 2.39. Spray pyrolysis yönteminin şematik diyagramı	73
Şekil 2.40. HCl asitin küçük bir miktarını içeren methanol'ün koni-püskürtme biçimli spray görüntüsü.....	76
Şekil 2.41. Koni-püskürtme ve çoklu-püskürtme biçimleri.....	76
Şekil 2.42. Aerosol taşınma	77
Şekil 2.43. Altlık sıcaklığının artışı ile başlayan katkılama süreçlerinin tanımlanması .	80
Şekil 2.44. Metal <i>p</i> -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontakın; (a) konuma bağlı potansiyel dağılımı (b) konuma bağlı yük dağılımı	86
Şekil 3.1. a) VO, b) VO ₂ , (c) V ₂ O ₅ in kristal yapıları.....	95
Şekil 3.2. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan termal buharlaştırma sisteminin blok diyagramı	99
Şekil 3.3. Omik ve doğrultucu kontakların fabrikasyonunda kullanılan buharlaştırma sisteminin fotoğrafı.	99
Şekil 3.4. Tavlama fırını	100
Şekil 3.5. Numune tutucunun resmi.....	101
Şekil 3.6. Anodik oksidasyon düzeneği.....	102
Şekil 3.7. Kimyasal püskürtme yönteminde kullanılan Holmarc Spray Pyrolysis ince film büyütme cihazının fotoğrafı	104
Şekil 3.8. Ölçümlerde kullanılan SEM cihazı görüntüsü	105
Şekil 3.9. Taramalı elektron mikroskobunun şematik görünüşü	106
Şekil 3.10. Ölçümlerde kullanılan AFM cihazının görüntüsü	106
Şekil 3.11. AFM'nin şematik diyagramı.....	107
Şekil 3.12. Ölçümlerde kullanılan soğurma ölçüm cihazının görüntüsü.	109
Şekil 3.13. UV-VIS spektrometresinin yapısı.....	109
Şekil 3.14. Ölçümlerde kullanılan HT-XRD cihazının görüntüsü.	110

Şekil 3.15. Üretilen diyotların oda sıcaklığında I - V , C - V , G/ω - V ve C - f ölçümlerinin alındığı sistemler.	112
Şekil 4.1. Büyütülen vanadyum oksit ince filmin SEM görüntüsü	114
Şekil 4.2. Vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra elde edilen SEM görüntüsü.	114
Şekil 4.3. Büyütülen vanadyum oksit ince filminin a) 2 boyutlu b) 3 boyutlu AFM görüntüsü	115
Şekil 4.4. Vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra elde edilen a) 2 boyutlu b) 3 boyutlu AFM görüntüsü.....	115
Şekil 4.5. Cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin hemen alınan XRD grafikleri	116
Şekil 4.6. Cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra alınan XRD grafikleri	117
Şekil 4.7. Cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin hemen alınan soğurma grafikleri.....	120
Şekil 4.8. Cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra alınan soğurma grafikleri.	121
Şekil 4.9. Üretilen a) pasivasyonsuz, pasivasyonlu referans ve b) pasivasyonsuz, pasivasyonlu V_2O_5 arayüzey tabakalı diyotların oda sıcaklığında alınan $\ln(I)$ - V karakteristikleri	124
Şekil 4.10. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p -Si/ Al referans diyotların oda sıcaklığında alınan I - V karakteristiklerinden sabit akıma karşılık gelen gerilim değeri değişimleri dikkate alınarak hesaplanan (Ohm kanununa göre) R_s - I grafikleri.....	125
Şekil 4.11. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu $Al/V_2O_5/p$ -Si/ Al diyotların oda sıcaklığında alınan I - V karakteristiklerinden sabit akıma karşılık gelen gerilim değeri değişimleri dikkate alınarak hesaplanan (Ohm kanununa göre) R_s - I grafikleri	125
Şekil 4.12. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p -Si/ Al referans diyotların R_s - I grafikleri	127
Şekil 4.13. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p -Si/ V_2O_5 / Al diyotların R_s - I grafikleri	127

Şekil 4.14. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların uygulanan gerilim ile doğrultma oranı değişimleri.....	128
Şekil 4.15. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyotların uygulanan gerilim ile doğrultma oranı değişimleri.	129
Şekil 4.16. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların $N_{ss}-(E_{ss}-E_v)$ grafikleri.	131
Şekil 4.17. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyotların $N_{ss}-(E_{ss}-E_v)$ grafikleri.	131
Şekil 4.18. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların $F(V)$ - V grafikleri.	133
Şekil 4.19. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyotların $F(V)$ - V grafikleri	133
Şekil 4.20. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodun belli frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C - V grafikleri	136
Şekil 4.21. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodun belli frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C - V grafikleri	136
Şekil 4.22. Pasivasyonsuz Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodun belli frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C - V grafikleri	137
Şekil 4.23. Pasivasyonlu Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodun belli frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C - V grafikleri	137
Şekil 4.24. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodun frekansa bağlı ters beslem $1/C^2$ - V değişimleri	140
Şekil 4.25. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodun frekansa bağlı ters beslem $1/C^2$ - V değişimleri	140
Şekil 4.26. Pasivasyonsuz Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodun frekansa bağlı ters beslem $1/C^2$ - V değişimleri	141
Şekil 4.27. Pasivasyonlu Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodun frekansa bağlı ters beslem $1/C^2$ - V değişimleri	141
Şekil 4.28. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı G/ω - V grafikleri	144
Şekil 4.29. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı G/ω - V grafikleri.	144

Şekil 4.30. Pasivasyonsuz Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı G/ω -V grafikleri.	145
Şekil 4.31. Pasivasyonlu Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı G/ω -V grafikleri.	145
Şekil 4.32. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak alınan G/ω - V ölçümlerinden elde edilen R_s -V grafikleri.....	147
Şekil 4.33. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak alınan G/ω - V ölçümlerinden elde edilen R_s -V grafikleri.....	147
Şekil 4.34. Pasivasyonsuz Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak alınan G/ω -V ölçümlerinden elde edilen R_s -V grafikleri.....	148
Şekil 4.35. Pasivasyonlu Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak alınan G/ω -V ölçümlerinden elde edilen R_s -V grafikleri.....	148
Şekil 4.36. Oda sıcaklığında referans yapılar için C-V ve G/ω -V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının frekansa bağlılığı.	150
Şekil 4.37. Oda sıcaklığında arayüzey tabakalı yapılar için C-V ve G/ω -V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının frekansa bağlılığı.	150
Şekil 4.38. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodunun belli gerilim değerlerinde elde edilen C-f değişimleri.	153
Şekil 4.39. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodunun belli gerilim değerlerinde elde edilen C-f değişimleri.	153
Şekil 4.40. Pasivasyonsuz Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodunun belli gerilim değerlerinde elde edilen C-f değişimleri.	154
Şekil 4.41. Pasivasyonlu Al/p-Si/V ₂ O ₅ /Al diyodunun belli gerilim değerlerinde elde edilen C-f değişimleri.	154
Şekil 4.42. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodunun oda sıcaklığında C-f karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabitinin, arayüzey hal enerjisine karşı değişimi.....	156
Şekil 4.43. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodunun oda sıcaklığında C-f karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabitinin, arayüzey hal enerjisine karşı değişimi.....	156

- Şekil 4.44.** Pasivasyonsuz Al/*p*-Si/V₂O₅/Al diyodunun oda sıcaklığında *C-f* karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabitinin, arayüzey hal enerjisine karşı değişimi..... 157
- Şekil 4.45.** Pasivasyonlu Al/*p*-Si/V₂O₅/Al diyodunun oda sıcaklığında *C-f* karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabitinin, arayüzey hal enerjisine karşı değişimi..... 157



ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Vanadyum oksit ince filminin XRD verilerinden hesaplanan bazı parametreleri	119
Çizelge 4.2. Vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra XRD verilerinden elde edilen bazı parametreleri	119
Çizelge 4.3. Üretilen diyotların I - V karakteristiklerinden hesaplanan parametreleri. ..	134
Çizelge 4.4. Üretilen diyotların C - V karakteristiklerinden elde edilen bazı temel parametreleri	142
Çizelge 4.5. Üretilen diyotların G/ω - V karakteristiklerinden elde edilen bazı temel parametreleri	151
Çizelge 4.6. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/ p -Si/Al referans diyotlara ait oda sıcaklığındaki C - f değişimlerinden elde edilen deneysel $E_{ss}-E_v$, τ ve N_{ss} değerleri	158
Çizelge 4.7. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/ p -Si/ V_2O_5 /Al diyotlarına ait oda sıcaklığındaki C - f değişimlerinden elde edilen deneysel $E_{ss}-E_v$, τ ve N_{ss} değerleri	159

1. GİRİŞ

Metal/yarıiletken doğrultucularla ilgili ilk sistemli araştırma, 1874 yılında Braun'un bakır ve demirsülfat gibi metal kontaklarla yarıiletken arasındaki elektriksel iletkenliğin antisimetrik yapısını bulmasına dayanır (Braun 1874). Doğrultma mekanizması o yıllarda çok iyi anlaşılmamasına rağmen metallerle metalik sülfatların kullanılması sonucu yapılan kontaklar, radyo üzerine yapılan ilk deneylerde yaygın olarak dedektör amaçlı kullanılmıştır.

Pickard silisyumu kullanarak nokta kontak dedektörler için bir patent almıştır (Pickard 1906). 1907 yılında Pierce, metali yarıiletken yüzeyine püskürterek diyotların doğrultma karakteristiğinin olduğunu yayınlamıştır (Pierce 1907). 1938 yılında Schottky ve Mott, doğrultmanın elektronların potansiyel engeli üzerinden normal sürüklenme ve difüzyon şeklinde geçişi kabul edilerek açıklanabileceğini ifade etmişlerdir (Rhoderick and Williams 1988). Mott'a göre (1938), metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki nicelik farkından dolayı potansiyel engeli oluşur. Sabit elektrik alanının olması ve uzaklık ile lineer olarak değişebilen potansiyel için, engel bölgesinin kirliliklerden arınmış olması gerekmektedir. Aksine, Schottky (1938), Poisson denkleminde göre; elektrik alanının lineer olarak artması, elektrostatik potansiyelin ikinci dereceden değişmesi için engel bölgesinin sabit yoğunluklu yüklü kirlilikler içermesi gerektiği fikrini kabul etmiştir.

Devre elemanlarının üretiminde Metal/yarıiletken Schottky diyotların arayüzey özelliklerinin bilinmesi oldukça önemlidir. Metal-yarıiletken arayüzeylerinin yapısı genellikle lokal yüklerin yeniden dağılımı ile ilişkilidir ve kimyasal reaksiyon ile ilişkilendirilebilir (Brillson 1978). Metal katkılanmadan kaynaklanan yüzey pertürbasyonu örgü kusurlarına sebep olmaktadır (Spicer *et al.* 1980). Bu sebeplerden dolayı yarıiletken aygıt fabrikasyonunda, engelin doğasını anlamak ve engel yüksekliğini kontrol etmek için birçok yöntem geliştirilmiştir (Jang and Lee 2002). Bu nedenle, yarıiletken yüzey/arayüzey kusurlarının pasivasyonu aygıt performansı,

kararlılığı ve güvenilirliği iyileştirmek için en önemli meselelerden birisidir.

Metal-yarıiletken Schottky engel tabakasının oluşumu; ya uyarılmış arayüzey hallerinin yoğunluğu (IDIS) ile (Heine 1965; Tersorf 1984) ya da arayüzeydeki kusurların varlığı ile ilişkili mekanizmalar kullanılarak açıklanabilir (Spicer *et al.* 1990).

Arayüzey kusur hallerinin yoğunluğu (DOS) deneysel şartlar altında 10^{13} cm^{-3} altına azaltıldığı zaman, Schottky engel yüksekliğinin IDIS ile belirlenebileceği yaygın olarak kabul edilmektedir. Bu modelde arayüzey Fermi seviyesi, yarıiletkenin en son tabakası ve katkılanan metal atomları arasında oluşan kimyasal bağlar ile ilişkili elektron DOS ile kontrol edilebilir (Flores and Tejedor 1987; Mönch 1990). Yine Schottky engel yüksekliğinin arayüzeydeki doymamış bağların modifikasyonu ile ilişkilendirilerek kontrol edilebileceği önerilmiştir. Bu işlemin en basit yolu metal film katkılamaadan önce yarıiletkenin yüzeyini pasive etmektir (Flores and Miranda 1994).

Lapadatu and Puers (1996), tek kristal silisyumun anodik oksidasyonu için yeni bir açıklama önermişlerdir. KOH konsantrasyonu, sıcaklık ve aydınlatma gibi parametrelerin etkisini tartışmış ve mevcut modelin daha önceki çalışmalarla iyi bir uyum içinde olduğunu belirtmişlerdir.

Hutton *et al.* (1996), anizotropik kimyasal aşındırıcıların silisyum mikro yapılarını üretmek için yaygın bir şekilde kullanıldığını; ancak, yüzey heterojenliğinin rolü ve aşındırma süreci esnasında lokalize olmuş kimyasal etkilerin belirsiz olduğunu ifade etmişlerdir. Bu nedenle çalışmalarında, 2,0 M KOH'de pasivasyon ve aşındırma süresince *p*-Si yapısının (100) ve (111) düzlemlerini belirlemek için fotoelektrokimyasal mikroskopu (PEM) kullanmışlardır. Potansiyodinamik ve lokaize olmuş akım ölçümleri ile aşındırma ve pasivasyon süreçleri *p*-Si'nin reaktivitesini incelemek için başarılı bir şekilde kullanmışlardır. Aşındırma süresince, mikro piramit ile ilişkili lokalize olmuş yüzey pürüzlülüğünü kanıtladıklarını belirtmişlerdir. Oksit büyümesinin fotoakım tepkisini açık bir şekilde değiştirdiğini ve bununda tekdüze bir anodik oksit oluşumunu

göstereceğini belirtmişlerdir. Gözlemlenen zıtlığın önemli ölçüde rekombinasyon merkezi gibi hareket eden örgü kusurlarından kaynaklandığını ifade etmişlerdir. Şaşırtıcı bir şekilde; oksitin kimyasal çözünmesinin PEM'inin (100) ve (111) arayüzeyleri için önemli ölçüde farklı olduğunu ve uzaysal olarak homojen olmadığını gösterdiğini belirtmişlerdir.

Vetter (1999), Si-zengin silisyum nitrür ($\text{SiN}_x(\text{:H})$) filmleri, pasivasyon ve güneş pilleri için yansıma önleyici kaplaması gibi özellikleri incelemek için tek kristal *p*-Si üzerine biriktirmiştir. $\text{SiN}_x(\text{:H})$ filmleri 150°C 'den 350°C 'ye değişen altlık sıcaklıklarında 13,56 MHz rf magnetron plazmada katkısız Si hedeften reaktif olarak püskürtmüştür. Si-zengin ($\text{SiN}_x(\text{:H})$) filmlerinin optiksel bant aralığı, kompleks kırılma indisinin spektral verilerinden belirlenen 3 eV'dan çok daha düşük olduğunu belirtmiştir. Kızılötesi spektrum Si-zengin filmlerde güçlü Si-H bağı gösterdiğini ifade etmiştir. Etkin yüzey rekombinasyon hızı (SRV)'yi, mikrodalga ayırmalı fotoiletkenlik ayrışması (MW PCD) tekniği ile *p*-Si wafer'ı kapsayan $\text{SiN}_x(\text{:H})$ 'da etkin yaşama zamanından hesaplamıştır. Yaklaşık 60 cm/s'nin etkin SRV'si için çok düşük değerlerini belirlemiş ve etkin SRV'nin çok düşük değerinin alan etkili pasivasyondan kaynaklandığını ifade etmiştir. $\text{SiN}_x(\text{:H})/\text{Si}$ kontağın alan etkili pasivasyonunun, heteroeklem modeli ile açıklanabileceğini ifade etmiştir.

Xia and Kelly (2000), KOH çözeltisinde silisyumun pasivasyonu ve aşındırmasına, oksitleyici maddelerin etkisini incelemişlerdir. KOH çözeltisinde *p*-tipi silisyumun aşındırma kinetiği ve aşındırma morfolojisinin elektrokimyası üzerine oksit aşındırıcıları (MnO_4^- ve CrO_4^{2-})'nin etkilerini çalışmışlardır. Elektrokimyasal sonuçlara göre CrO_4^{2-} 'nin katodik azalma oranı çok düşük iken, MnO_4^- azalmanın oksit-kaplı silisyumun valans bandı içine hol enjeksiyonu ile oluştuğunu göstermişlerdir. Yüzey oksitleri uzaklaştığı ve kimyasal reaksiyon başladığında, negatif potansiyelde MnO_4^- 'li yapıda ölçülen akım yoğunluğunun çok düşük değere düştüğünü ifade etmişlerdir. Aşındırma esnasında ara yüzey oksitleyicisi ile kimyasal olarak etkileşimin oluştuğu fikrini sunmuşlar ve bu fikri optiksel soğurma ölçümleri ile

doğrulamışlardır. Açık devre potansiyeline göre pozitif potansiyelerde her iki oksidasyon aşındırıcısı yüzey oksitinin oluşumunu değiştirdiğini ifade etmişlerdir. Ayrıca, her iki oksidasyon aşındırıcısı piramit oluşumunu önleyerek yüzey morfolojisini etkilemiştir. Bu sonuçları alkali çözeltilerde silisyumun kimyasal aşındırıcıları için daha önceden önerilen bir model açısından tartışmışlardır.

Zeisel *et al.* (2000), elmas Schottky diyotlarda difüzyon ve döteryum pasivasyonunun kapasite-voltaj karakteristiğini çalışmışlardır. Kapasite-voltaj ölçümleri için döteryumlanmış bor katkılı doğal tipi IIb elmasını kullanmışlardır. Bor akseptörlerinin elektriksel pasivasyonunu, döteryumdan sonra C-V karakteristiklerinin sürekli azaldığını ispatlayarak göstermişlerdir. Tavlamaya bağlı ölçümlerde döteryum difüze ederek yük durumlarını belirlemeye çalışmışlar ve tavlama süresince farklı ters beslemeler için C-V karakteristiklerinde önemli bir değişim olduğunu ortaya çıkarmışlardır. Bu sonuçları Schottky eklemine elektrik alanında pozitif olarak yüklenen hidrojenin sürüklenmesine bağlamışlardır. En az 630 K'de C-V karakteristiğinin kararlı olduğunu göstermişler ve C-V karakteristiğindeki değişimin, boron-döteryum katkılı komplekslerin 630 K hariç 750 K'den sonra gözlemlendiğini ifade etmişlerdir.

Kunst *et al.* (2002), silisyum nitrür filmleri ile silisyumun pasivasyonunu incelemişlerdir. Mikrodalga frekans değişiminde temassız geçici fotoiletkenlik ölçümleri ile Si_3N_4 filmleri *n* tipi c-Si yüzeyinde tamamlanmamış bir pasivasyonu göstermişler, *n*-Si üzerinde Si_3N_4 yığılma tabakasının oluştuğunu ve bu tabakanın azınlık taşıyıcı holleri için ideal doğrultucu potansiyel engeli gibi davrandığını ifade etmişlerdir. Uzun yükü tabaka kapasitansı küçük olduğundan dolayı, bu arayüzeyde depolanan azınlık taşıyıcıların çok sınırlı olduğunu belirtmişlerdir. Si_3N_4 ile kaplı *p*-tipi silisyum wafer'ın son ölçümünün aksine, deplasyon tabakası yüzeyindeki ilave yük taşıyıcılarının biriktirilmesi ile karakterize edilebileceğini ifade etmişlerdir. Biriken yük taşıyıcıların yavaş bir şekilde ayrıştığını ve azınlık taşıyıcı elektronlarının, mobilitenin azaldığını gösteren, yüzeyde toplandığını belirtmişlerdir.

Sochacki and Szmidt (2004), 4H-SiC Schottky diyotların pasivasyonu için plazma ile üretilen Al_2O_3 ve AlN dielektrik filmlerini kullanmışlardır. Bir reaktif puls plazma geliştirilmiş kimyasal buhar depozisyon yöntemini tabakaları oluşturmak için kullanmışlardır. Pasivasyonu yapılmış ve yapılmamış Schottky engel diyotu arasındaki karşılaştırmanın, yüzey hallerindeki azalmanın bir sonucu olarak ters beslem sızıntı akımı azalması Al_2O_3 tabakasının etkisini gösterdiğini ifade etmişlerdir.

Guell *et al.* (2006), elektrokimyasal organik tabaka katkılama ile *p*-Si (111) yüzeyinin pasivasyonunu ve arayüzey özelliklerini incelemişlerdir. Sulu diaonium tuzunu içeren çözeltide HF'nin varlığında H ile sonlandırılmış *p*-Si (111) yüzeyi üzerine nitrobenzen ve bromobenzenin aşılmasını ex-situ kızılötesi elipsometrik spektroskopisi ve in-situ fotoluminesans (PL) ile araştırmışlardır. PL ölçümleri ile Si-phenyl arayüzeyinin iyi pasive olduğunu ve aşılama süreçlerinin nitrobenzen için daha uygun olduğunu ortaya çıkarmışlardır. Atmosfer ortamındaki aşılama çalışmaları, Si üzerindeki organik tabakaların oksidasyona karşı daha kararlı ve bu nedenle H ile sonlandırılmış Si (111) yüzeyinden kusur oluşumuna karşı olduğunu göstermişlerdir.

Tao *et al.* (2007), selenyum ile silisyum (001) yüzeyinin tek tabakalı pasivasyonunu, yansıtıcı yüksek-enerjili elektron kırınımı ve artık gaz analizi yardımıyla katı selenyum kaynağında ultra yüksek vakum ortamında incelemişlerdir. Selenyumun altlık sıcaklığı selenyum kaynağının sıcaklığının yukarısına hafifçe ayarlandığında, selenyumun tabakalarından birinin açık bir şekilde katkıldığını ve pasivasyon zamanının tek tabakalardan birinin yukarısındaki selenyumun az bir yüksek dozu sağladığını bulmuşlardır. Sıcaklık ayarları Si (001) üzerine selenyumun yoğunlaşmasını önlediğini, tam olarak tek bir tabaka için termodinamik olarak kendi kendini sınırlayan süreçle selenyum katkılanmasının sağlandığını ifade etmişlerdir.

Chena *et al.* (2007), ozon ile pratik oksidasyon tekniğini oda sıcaklığında gözenekli silisyumun pasivasyonunu için geliştirmişlerdir. Ozonlamanın temel rolünün Si-H_x türleri ve doymamış bağlar için güçlü oksidasyon süreçleri ile ilişkili olduğunu

belirtmişlerdir. Soğurulan ozon moleküllerinin varlığında 158 gün sonraki yaşlanma etkisinin oksidasyon süreçleri için çok etkili olduğunu ifade etmişlerdir. Sonunda Si-Hx 'in tamamının yerini alan Si-Ox filmi ve Si-alkyl filmini elde etmişlerdir. Fotoluminesans yoğunluğundaki hızlı artmanın, engel yüksekliği verimliliğindeki artma ve silisyum nanokrisalleri için kuantum sınırlamasındaki artma ile ilişkili olduğunu ifade etmişlerdir.

Focsa *et al.* (2009), a-Si:H/SiN_x:H ikili tabaka kullanarak *p*- ve *n*-tipi silisyumun düşük sıcaklıklarda pasivasyonunu incelemişlerdir. Saf silisyum ya da emitter bölgesinin yüzey pasivasyonunun yüksek verimli güneş pilleri elde etmede büyük önem taşıdığını ayrıca, mükemmel bir yansıma önleyici tabaka olarak da kullanılan *n*⁺*p* yapısı üzerine hidrojenleştirilmiş amorf silisyum nitrit (a-SiN_x:H) tabakasının biriktirilmesiyle elde edilebileceğini ifade etmişlerdir. Aksine, *p*-tipi silisyumun yüzey pasivasyonunun hidrojenleştirilmiş amorf silisyum (a-Si:H) tabakası ile daha iyi elde edildiğini belirtmişlerdir.

Roodenko *et al.* (2010), elektrokimyasal olarak büyütülen ince organik tabaka ile Si (111) yüzeylerinin pasivasyonunu incelemişlerdir. Bunun için, nitrobenzen ve 4-methyldiphenylaminenin yaklaşık 5 nm kalınlığına sahip ultra ince organik filmlerini benzen diazonyum bileşikleri yardımıyla *p*-Si (111) yüzeyleri üzerine elektrokimyasal olarak katılamışlardır. Atomik kuvvet mikroskobu, kızılötesi spektroskopik elipsometresi ve X- ışını fotoelektron spektroskopisine dayanan çalışmalarla; silisyumun arayüzeylerinin oksidasyonunun atmosferik şartlara maruz kalmaya bağlılığın, organik olarak modifiye edilen yüzeylerin modifiye edilmiş hidrojen ile pasivasyonu yapılmış yüzeylere kıyasla daha yavaş olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca, organik/Si arayüzeyi ve organik tabakaya HF iyileştirmesinin etkisini tartışmışlardır.

Dao *et al.* (2010), hidrojenleştirilmiş SiN_x tabakalarını kullanarak *n* ve *p* tipi silisyum wafer'ın optimize edilmiş yüzey pasivasyonunu incelemişlerdir. Hidrojenleştirilmiş SiN_x filmlerini SiH₄/NH₃ gaz karışımı ile 13,56 MHz'de tek PECVD ile

katkılamışlardır. Kırılma indisleri 2,55-1,92 ve $> 3,1$ eV değerine sahip yüksek optik bant gapli hidrojenleştirilmiş SiN_x filmlerini bu filmlerin bileşenlerini değiştirerek elde etmişlerdir. p ve n tipi silisyum wafer’da sabit yük yoğunluklarını, hidrojen bağlarını ve taşıyıcı yaşama performansını incelemişlerdir. $2,66 \times 10^{12} (\text{cm}^{-2})$ ’nin en yüksek sabit pozitif yükün 1,21 bileşim oranlı SiN_x için olduğunu belirtmişlerdir. Fourier dönüşümlü kızılötesi ölçümlerini, Si-H ve N-H bağ konsantrasyonunu değerlendirmek amacıyla gerçekleştirmişlerdir. Hidrojenleştirilmiş SiN_x ’ın pasivasyonu yapılmış Si yarıiletkeninin azınlık taşıyıcı yaşama zamanını, p tipi ve n tipi yarıiletkenler için sırasıyla 153 μs ve 84 μs ’ye kadar olduğunu belirlemişlerdir. Dolayısıyla yüzey pasivasyon mekanizmasının yarıiletken wafer’ın tipine bağlı olduğunu ifade etmişlerdir. Daha yüksek Si-H bağ yoğunluğunun n tipi pasivasyon kalitesinin bir kilit noktası olduğunu ve büyük sabit pozitif yükün p tipi pasivasyon kalitesini ölçmek için kullanıldığını ifade etmişlerdir.

Kim *et al.* (2011), güneş pilleri için hidrojen plazma ön-iyileştirmesi ile silisyum wafer kristalinin yüzey pasivasyonunu çalışmışlardır. Kimyasal buhar katkılama geliştirilmiş plazma kullanılarak hidrojenleştirilmiş silisyum nitrür ($\text{SiN}_x\text{:H}$) filmleri ile pasivasyonu yapılan kristal silisyum yarıiletkeninin taşıyıcı yaşama zamanını, hidrojen plazma ön-iyileştirmesi pasivasyonu etkilerini çalışmak için incelemişleridir. Doğal oksitteki azalmanın, doymamış bağlar ve silisyum yarıiletkeninin kirliliğinin; azınlık taşıyıcıların ömründe bir azalmaya yol açtığını ifade etmişlerdir. Silisyum yarıiletkenini sulu süreç kullanılarak iyileştirmiş ve $\text{SiN}_x\text{:H}$ filmini arka yüzey üzerine katkılamışlardır. Hidrojen plazmayı wafer’ın ön yüzeyi üzerine uygulamış, ve $\text{SiN}_x\text{:H}$ filmini in-situ süreçler kullanarak hidrojen plazma ile iyileştirilmiş yüzey üzerine katkılamışlardır. $\text{SiN}_x\text{:H}$ film katkılama işlemini 13,6 MHz’de direkt plazma reaktörde 350°C ’den küçük sıcaklıklarda gerçekleştirmişlerdir. Hidrojen ve amonyak plazma ile iyileştirmenin karşılaştırmasından sonra yüzey rekombinasyon hızı ölçümünü Fourier transform kızıl ötesi spektroskopu ve ikincil iyon kütle spektroskopu ölçümlerini kullanarak yapmışlardır. Pasivasyon kalitesi yarı-kararlı hal fotoiletkenliğini kullanarak ölçmüşlerdir. Hidrojen atomu konsantrasyonunun $\text{SiN}_x\text{:H/Si}$ arayüzeyinde arttığını, ve azınlık taşıyıcı yaşama zamanının 36,6’dan 75,2 μs ’ye kadar arttığını ifade etmişlerdir.

Karbon konsantrasyonunun, hidrojen plazma iyileştirmesinden sonra $\text{SiN}_x\text{:H/Si}$ arayüzey bölgesinde azaldığını ifade etmişlerdir.

Ho *et al.* (2011), Si/oksit arayüzeyinde güçlü hidrojen pasivasyonu ile artırılmış optiksel performansı incelemişlerdir. Hidrojenin plazma daldırmalı iyon implantasyonu (PIII), Si/SiO₂ arayüzeyinde pasivasyonu yapmak için uygun kinetik enerjinin sağlanabileceğini ifade etmişlerdir. Hidrojenin aşırı zararından kaçınmak için 100 eV'luk düşük kinetik enerjiye sahip implantasyonu tercih etmişlerdir. Yüzey rekombinasyon hızının PL şiddetine bağlılığını teorik olarak çalışmışlardır. PL şiddetindeki artmanın; Si/SiO₂'de yüzey rekombinasyon hızının, PIII pasivasyonundan sonra önemli ölçüde azalma gösterdiğini ifade etmişlerdir.

Tian *et al.* (2012), iki temel kimyasal temizleme prosedürü ile hazırlanan hidrojen ile pasivasyonu yapılmış Si (111) tek kristal yüzeylerinin fiziksel ve kimyasal özelliklerini kıyaslamışlardır. Modifiye edilmiş RCA temizleme işleminin, atomik olarak düz kararlı yüzeylerin spektroskopik olarak kolayca tanımlanması ve silisyum için kimyasal fonksiyonel analizi için standartlarının hazırlanmasında yaygınca kullanıldığını ifade etmişlerdir. Öte yandan bu yüzeylerin elektronik özelliklerini kontrol etmenin bazen zor olduğunu belirtmişlerdir. Çok daha basit silisyum yüzey hazırlama prosedürünün kısa süreli bir zaman periyodu için HF daldırmayı içerdiğini ve kimyasal kimliği, iyi belirlenemeyen atomik olarak pürüzlü yüzeylerin elde edildiğini ifade etmişlerdir. Ancak, bu yaklaşım ile hazırlanan yüzeyler uzun yük taşıyıcı yaşama zamanı ile belirlendiği sürece çoğunlukla son derece dikkat çekici elektronik özellik gösterdiğini belirtmişlerdir.

Pinck *et al.* (2012), KCN ve HCN çözeltilerinde Si-tabanlı yapıların pasivasyonunu incelemişlerdir. Yaklaşık 3 nm kalınlıklı çok ince SiO₂/Si yapısının optiksel ve elektriksel parametrelerini HNO₃'de oksidasyonu hazırlamışlar ve sulu HCN çözeltisinde pasivasyonu yapmışlardır. a-Si tabanlı ikili ya da üçlü tabaka numunelerin

fotoluminesans özelliklerin incelemede KCN çözeltisinin çeşitli tiplerinde pasivasyon yapmışlardır.

He and Lin (2012), H_2O_2 iyileştirmesi ile n -tipi Si ve p -tipi ZnO sol-gel temelli heteroeklem diyotların akım taşıma mekanizmalarını incelemişlerdir. p -ZnO/ n -Si yapısı için idealite faktörü n 'nin 6,4 olduğunu yani doğrultma özelliği göstermediğini ve idealite faktörü 2'den büyük olduğu için arayüzey kusurlarının aygıt boyunca elektronik iletimi etkilediğini ifade etmişlerdir. Ancak, p -ZnO/ H_2O_2 ile pasivasyon yapılmış n -Si diyot için idealite faktörünün 1,6 olduğunu yani doğrultma özelliği gösterdiğini ifade etmişlerdir ve bunu arayüzey kusurlarının azalmasına bağlamışlardır. Ayrıca, H_2O_2 ile iyileştirilen yapı için sızıntı akımının yaklaşık olarak on kat daha az olduğunu belirtmişler ve iyi bir pasivasyonun kusur yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olarak arayüzeyde oluştuğunu göstermişlerdir.

Mosbahi *et al.* (2013), pasivasyonu yapılmış AlGaIn/GaN/Si yüksek elektron mobiliteli transistör (HEMT)'lerin doğru akım ve radyo frekans karakteristiklerini incelemişlerdir. Moleküler Beam Epitaksi ile büyütülen AlGaIn/GaN/Si HEMTs'in doğru ve alternatif akım-voltaj ölçümleri ile küçük-sinyal mikrodalga ölçümlerini kapasitans spektroskopisini kullanarak incelemişlerdir. NH_3 ve N_2O ön iyileştirmesi ile SiO_2/SiN yaparak HEMT aygıtların pasivasyonunu, tuzakların etkisini azaltmak için yapmışlardır. DLTS datalarından pasivasyondan sonra bazı tuzakların yok edildiğini bulmuşlardır. Sonuçta bu transistörlerin radyo frekans parametrelerinin SiO_2/SiN pasivasyonu ile iyileştiğini ve N_2O ön iyileştirmesi ile daha da arttığını bulmuşlardır.

Nicolas *et al.* (2014), $400^\circ C$ 'de tavlanmış anodik oksidasyonla silisyum yüzeyini pasive etmişlerdir. Bunun için 20-35 cm/s düşük yüzey rekombinasyon hızını (S); nitrik asit (HNO_3)'e silisyum wafer'ı daldırarak ve sabit bir voltaj uygulayarak elde etmişlerdir. Daha sonra bu wafer'ı oksijen ortamında $400^\circ C$ 'de tavlamışlardır. (HNO_3) konsantrasyonunun bir fonksiyonu olarak SiO_2 kalınlığını incelemişler ve suyun anodik oksidasyon süreçleri için oksijenin temel kaynağı olduğunu belirtmişlerdir. a.c. anodik

oksidasyonun yüzey-rekombinasyon hızında önemli bir değişime neden olmadığını ve (HNO_3) konsantrasyonu arttıkça S 'nin azaldığını göstermişlerdir.

Mizsei and Czett (2014), tahribatsız ölçümler ile 4H-SiC yüzeylerinin karakterizasyonunu incelemişlerdir. SiC yapılarının katkı yoğunluğunu profillemeye için son zamanlarda geliştirilen iki karakterizasyon tekniğini kullanmış ve kıyaslamışlardır. Bu metotlardan biri, yüzey hazırlamaksızın uygulanan in-situ civa temas kontak kapasite-voltaj metodudur. Diğer, yüzey hazırlamanın olmamasının yanı sıra temassız olan corona yüksek-voltaj tekniği (Q-V) dir. Doğru ölçümlerin, herhangi bir pasivasyon tabakası yokluğunda bile her iki teknik ile uygulanabileceğini göstermişleridir. C-V tekniği standart ölçüm rutin ve değerlendirme süreci durumunda SiC için önemli sonuçları sağlar ve uygularken, önemli ölçüde değiştirilmiş ve düzenlenmiş metot; çok düşük asal taşıyıcı konsantrasyonu ve çok uzun jenerasyon yaşama zamanından dolayı SiC yüzeyinin derin-tükenim hallerinin kararlılığına dayanan Q-V ölçümleri için kullanıldığını belirtmişlerdir. İki tekniğin doğasının farklılığına rağmen, katkı yoğunluğu değerleri, her iki metodun doğruluğunu ve güvenilirliğini gösteren mükemmel bir ilişkiye sahip olması ile belirleyebilmişlerdir. İki tekniğin endüstri uygulamasında, sonuçların yeniden elde edilebilirliği bakımından kıyaslandığını ifade etmişlerdir.

Walsh *et al.* (2014), metal-oksit-yarıiletken (MOS) yapıların yüzey pasivasyonu iyileştirmelerinin değerlendirilmesi için spektroskopik bir metot kullanmışlardır. Hard X-ışını fotoelektron spektroskopisi (HAXPES) ve elektriksel karakterizasyon ölçümleri birleştirilerek, Si ve GaAs tabanlı metal-oksit-yarıiletken yapıların elektriksel performansını tamamlayıcı bilginin sağlanabileceğini ifade etmişlerdir. Metallerin farklı iş fonksiyonuna sahip olmasından dolayı yarıiletken/dielektrik arayüzeyde yüzey potansiyel değişimlerini HAXPES ölçümlerinden elde etmişlerdir. C-V ölçümlerinden sağlanan düz bant voltaj değerleri ve sıfır kapı voltajında yarıiletkende ki bant bükülmesindeki değişimin HAXPES ile ölçülen iç seviye değişikliği ile uyumlu olduğunu ifade etmişlerdir. Bu sonuçlar, MOS yapılarında kusur hal yoğunluğunun azalmasıyla HAXPES; C-V, N_{ss} , BE (bağlanma enerjisi) ve yüzey pasivasyonunun

etkisinin değerlendirilmesinde bu ölçüm yaklaşımının potansiyel uygulamasının olduğunu göstermiştir.

Ding *et al.* (2014), nanoyapıların yüzey kalitesinin ilgili aygıt performansı üzerinde büyük öneme sahip olduğunu ifade etmişlerdir. Bu nedenle çok sayıda doymamış bağı yüzey modifikasyonundan sonra silisyum nanokristali üzerinde tespit etmişlerdir. Bu doymamış bağların parçacıkların elektronik özelliklerini azalttığını ve taşıyıcı tuzağı gibi davrandığını belirtmişlerdir. Bu yüzden, kontrol edilmiş parçacıkların oksidasyonunda yüzey pasivasyonu için yer değiştirme metodunu önermişler ve bu metodun taşıyıcı tuzaklarının kolay ve etkili bir şekilde azalabileceğini ifade etmişlerdir. Ancak aşırı oksidasyondan kaçınılması gerektiğini belirtmişlerdir. Çünkü yüzey üzerindeki oksijence zengin tabakanın ortaya çıkmasının yük taşınmasını engellediğini ve elektriksel özellikleri olumsuz bir şekilde etkilediğini ifade etmişlerdir.

He *et al.* (2015), H_2 akış oranının artırılması ile kristal silisyumun pasivasyon kalitesini arttırmaya çalışmışlardır. Pasivasyon için, kristal silisyum yüzeyine hidrojenleştirilmiş amorf silisyum (a-Si:H) ince filmlerini püskürtmüşler ve hidrojen akış oranındaki artma ile pasivasyon kalitesinin arttığını bulmuşlardır. Yapısal inceleme ve termal tavlama sonuçlarını birleştirerek arayüzey üzerindeki hidrojen oluşumu etkisi dışında düzenli amorf ağının, kristal silisyumun pasivasyon kalitesinin artırılmasında önemli bir rol oynadığını göstermişlerdir.

Xiao *et al.* (2015), Si fotovoltaiiklerinin yüzey pasivasyonu için kimyasal olarak aktif plazmaları çalışmışlardır. Bileşik dielektriklerin plazma katalize birikiminin, son on yılda Si tabanlı güneş pillerinin yüzey pasivasyonu için çok yaygın olduğunu ifade etmişlerdir. Hidrojenleştirilmiş amorf silisyum nitrid (a-SiN_x:H), alüminyum oksit (Al₂O₃) ve hidrojenleştirilmiş amorf silisyum oksit (a-SiO_x:H) dielektrik filmlerin katkılanması için kimyasal olarak aktif plazmaların fiziksel ve kimyasal değerlendirmelerini tartışmışlardır. İlgili büyüme ve pasivasyon mekanizmasını belirlemiş ve çeşitli örnekleri Si fotovoltaiiklerinin uygulanmasında plazma süreçlerinin

üstünlüğünü temsil etmek için seçmişlerdir.

Kotipalli *et al.* (2016), c-Si güneş pillerinin yüzey pasivasyonu için atmosferik basınç plazma sıvı katkılama ile katkılanan negatif olarak yüklenmiş SiO_x filmlerinin elektronik özelliklerini incelemişlerdir.

Yukarıda verilen detaylı literatür taraması gözönüne alındığında, yüzey/arayüzey kusurlarının pasivasyonunun aygıt performansı, kararlılığı ve güvenilirliğini iyileştirmek için çok önemli bir işlem olduğunu söyleyebiliriz. Pasivasyon işlemi yarıiletkenin yüzeyi üzerinde ince bir yalıtkan tabaka oluşturularak yapılabilir. Bu işlemle yarıiletken devre elemanının yüzeyinin elektriksel aktivitesi minimuma indirgenir. Yani; pasivasyon işlemi ile devre elemanının engel yüksekliği, sızıntı akımı ve kırılma voltajı gibi elektriksel karakteristikleri etkilenir. Aynı zamanda, yarıiletken üzerindeki bu ince film ile yüzey halleri karşılaştırılabilir, oksidasyon önlenir ve Fermi seviyesinin çakılı olma etkisi azaltılabilir. Ayrıca, metal ve yarıiletken arasındaki Schottky engeli artırılabilir. Bu nedenle bu çalışmada $\text{Al}/p\text{-Si}$ ve $\text{Al}/\text{V}_2\text{O}_5/p\text{-Si}$ eklemlerin elektriksel özelliklerinin iyileştirilmesi için $p\text{-Si}$ yarıiletkenin yüzeyi anodik oksidasyon işlemi ile pasive edilmiştir. Anodik oksidasyon tekniği; oksit kalınlığının kolayca kontrol edilebilmesi, tekrarlanması kolay ve düşük maliyetli olması gibi özelliklere sahip olduğu için tercih edilmiştir. İnce arayüzey tabakası olarak kullanılan V_2O_5 filmi $p\text{-Si}$ altlık üzerine belirlenen büyütme parametrelerinde kimyasal püskürtme tekniği ile büyütülmüştür. Kimyasal püskürtme tekniği kolay, ekonomik, üretim zamanının kısa olması, atmosfer şartlarında gerçekleştirilebilmesi ve geniş alanlara film büyütülebilmesi açısından oldukça kullanışlıdır. Bu yöntemle büyütülen V_2O_5 filmi gelişmiş elektrokimyasal özelliklerinden dolayı üzerinde çok çalışılmış bir malzemedir.

Doktora tezi olarak sunduğumuz bu çalışmanın birinci bölümü konu ile ilgili bir literatür çalışmasını içeren ve konunun amacı ile önemini belirten “Giriş” bölümü; ikinci bölümü, “Kuramsal Temeller”; üçüncü bölümü diyot yapılarının hazırlanması ve üretilmesi için gerekli olan malzemeler ve deney sistemi ile ölçülerin alınmasında

kullanılan cihazlar hakkında bilgiler içeren “Materyal ve Yöntem”; dördüncü bölümü V_2O_5 ince filmlerinin optiksel ve yapısal özellikleri ile beraber, diyot yapılarının oda sıcaklığında alınmış $I-V$, $C-V$, $G/\omega-V$ ve $C-f$ karakteristikleri ve bunlardan hesaplanan temel diyot karakteristik parametrelerinin yorumlandığı “Araştırma Bulguları” ve beşinci bölümü ise sonuçların değerlendirilmesini içeren “Tartışma ve Sonuç” bölümlerinden oluşmaktadır.



2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Giriş

Elektronik aygıtlar; bilgisayarlarda bellek ya da mantık gibi ortak bir amaç için entegre cihazların büyük sayılarını içeren çipler sayesinde 1960'lara kadar vakum tüpleri için, 1970'lerde transistörler için önemli ölçüde gelişmiştir. Tüm bu gelişim daha hızlı, daha yetenekli bilgisayarlar için büyük ölçüde gerekli olan aygıt boyutlarının küçülmesi ile oluşur. Teknoloji; biyoteknoloji, tıp, sensörler, iletişim ve fotonik gibi diğer alanlara bilgisayarlardan yayılır. Üzerinde durmamız gereken başka bir boyut; molekül ve atomların küçük gruplarının ölçeği yani nanoölçektir. Bucky balls (C_{60}), karbon (ve diğer) nanotüpler, kuantum noktalar ve kuantum teller gibi nanoölçekli malzemelerin yeni materyallerinin keşfi; araştırmacıların küçük boyutlu aygıt karakteristiklerini belirlemede yeni aygıtlar hakkında düşünmelerine yol açmıştır (Irene 2005).

2.2. Eklemler

Bu bölümde metal-metal, metal-yarıiletken ve yarıiletken-yarıiletken eklemler tartışılacaktır. Dikkat edilmesi gereken nokta, iki malzeme bir araya getirildiği zaman elektronların davranışını, özellikle de elektronik özelliklerini belirlemek için valans ve iletkenlik bandındaki elektronları düşünmektir.

2.2.1. Metal-metal eklemler

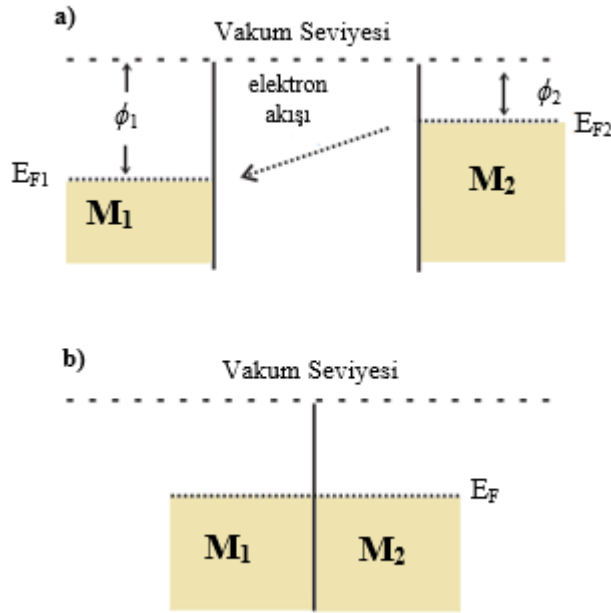
Malzemeler bir araya getirildiği zaman oluşan olayları ve eklemleri anlamak için, Şekil 2.1 (a)'da gösterildiği gibi iki metal için paralel bant görüntüsü ile başlayalım. Bu şekilde metaller kısmen dolu valans bandı yapısını göstermektedirler ve E_F en yüksek enerjili elektronun yaklaşık pozisyonunu göstermektedir. Soldaki M_1 metali ve sağdaki başka bir M_2 metalidir ve her biri farklı bir E_F 'ye sahiptir. Bir elektronu E_F 'den sonsuz

mesafeye taşımak için gerekli olan enerji, ϕ_M iş fonksiyonu olarak adlandırılır ve ayrıca iyonizasyon enerjisi olarak da bilinir. Sonsuz mesafedeki enerjinin sıfır değeri genellikle vakum seviyesi olarak adlandırılır. Bu yüzden malzemede bağlı olan elektronlar, vakum seviyesine göre negatif enerjiye sahiptirler. Bu iki metal birleştirildiği yani temas haline getirildiği zaman, elektronlar daha yüksek E_F 'li M_2 metalinden, daha düşük E_F 'ye sahip M_1 metaline akarlar ve en düşük müsaadeli enerjilere ulaşmaya çalışırlar. Bu nedenle M_2 metali, kontakta önce nötrdür ve şimdi yüklü olmaya başlar. Elektron kaybeden M_2 pozitif olarak yüklenirken, elektron alan M_1 negatif olarak yüklenir. Benzer şekilde M_2 için E_{F2} düşerken, M_1 için E_{F1} yükselir. Tüm elektronlar daha yüksekten daha düşük enerji haline aktığı zaman, Şekil 2.1 (b)'de gösterildiği gibi $E_{F1} = E_{F2} = E_F$ olduğunda denge durumu sağlanır. Fermi seviyesinin eşitlenmesinin sonucu olarak M_1 ve M_2 arasında oluşan potansiyel fark, ϕ_{1-2} kontak potansiyeli olarak adlandırılır ve

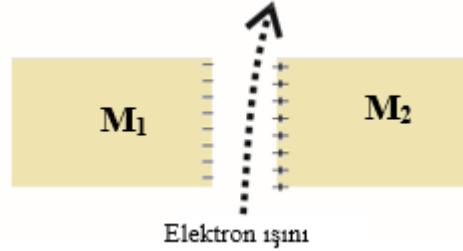
$$\phi_{1-2} = \phi_1 - \phi_2 \quad (2.1)$$

olarak verilir.

Kontak potansiyeli Fermi seviyeleri arasında fark oluşmadan meydana geldiği için, bu kontak potansiyelini deneysel olarak ölçmek zordur. Ayrıca metaller üzerindeki yükler, metaller içinde bir elektrik alan da oluşturmazlar. Ancak, kontak potansiyelini ölçmek için bir yol; yük alışverişini sağlamak için önce kontak metallerini bir araya getirmek, daha sonra Şekil 2.2'de gösterildiği gibi ayırmaktır. Öyleyse vakum ortamında muhafaza edilen metal çubukların ayrılması ile, elektron demetinin ayrılmış metaller arasındaki aralık boyunca hareketi sağlanır. Kontak potansiyeli ϕ_{1-2} , $\phi_{M_1-M_2}$ 'nin büyüklüğüyle orantılı olarak elektron demetinin sapmasına neden olacaktır (Irene 2005).



Şekil 2.1. a) Fermi seviyesi (E_F) ve iş fonksiyonu (ϕ) ile belirtilen kontakta önceki iki farklı metal **b)** a)'da belirtilen metallerin kontak haline getirilip denge sağlandıktan sonraki enerji-bant diyagramları (Irene 2005)

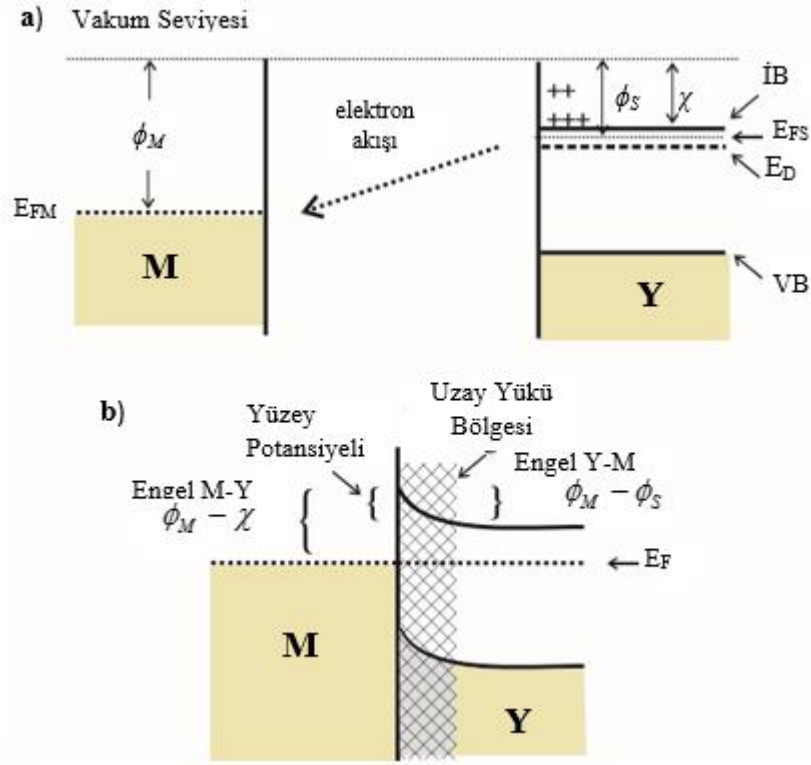


Şekil 2.2. Kontakta sonra dengeye gelmiş iki farklı metalin elektron ışını ile ayrılması (Irene 2005)

2.2.2. Metal-yarıiletken eklemeler

Metal-metal ve metal-yarıiletken eklemeler arasındaki temel fark; metallerin aksine, yarıiletken içinde (yalıtkan içinde geçerli), mevcut olan ilave yüklerin sonucunda iç elektrik alanın oluşmasıdır. Alanın oluştuğu yarıiletken içindeki bölge, uzay yükü bölgesi olarak adlandırılır ve uzay yükü bölgesinin oluşumu Şekil 2.3'de gösterildiği gibi değerlendirilebilir. Şekil 2.3. (a)'da sağda n -tipi yarıiletkenin (Y) ve solda metalin (M) paralel bant yapısı verilmiştir. Yarıiletken, ϕ_s iş fonksiyonuna sahiptir. Bu

durumda n -tipi yarıiletken için E_F , donör seviyesi ve iletkenlik bandı arasında E_{FS} olarak gösterilmiştir. İletkenlik bandı ve vakum seviyesi arasındaki mesafe, elektron yakınlığı χ olarak adlandırılır. Şekilden n -tipi yarıiletken için oda sıcaklığı civarında $\chi \approx \phi_s$ olduğu görülmektedir. Metal için orjinal Fermi seviyesi olan E_{FM} 'ye çizilen ok; dengeye ulaşmak için, yarıiletkenin İB'sinden metale elektron akışı için yönelimi göstermektedir. Yarıiletken içindeki pozitif (+) yükler, yarıiletkende uzay yükü tabakasının oluştuğunu göstermektedir. Elektronlar yarıiletkenden metale doğru aktıkça; E_F , daha önce metal-metal eklemler de olduğu gibi dengede olmaya meyilli olacaktır. Bu nedenle yarıiletken için E_F düşer ve metal için E_F denge durumu elde edilinceye kadar artar. Denge durumundaki bant diyagramı Şekil 2.3. (b)'de gösterilmiştir. Yarıiletkende iyonize olmuş donörlerden gelip metale akan elektronlar, ekleme yakın yarıiletken içerisinde iyonize olmuş donör atomları geride bırakırlar. Şekil 2.3. (b)'deki bu çapraz çizgili bölge, n -tipi yarıiletkende çoğunluk taşıyıcıların boşaltılması ile oluşur ve sonuç olarak bu bölgenin pozitif yüklendiği farz edilir. Çoğunluk taşıyıcıların boşaltıldığı bu bölgede (deplasyon bölgesi) geride kalan pozitif yük, enerji-bant diyagramında bantların yukarı doğru büküldüğü yerde gösterilmiştir. Bu, yarıiletkenden daha fazla elektronun ayrılmasının daha zor olduğunu göstermektedir ve dengeye ulaşıldığında potansiyelin büyüklüğü yarıiletkenin yüzey potansiyeli ϕ_s 'ye eşittir. Ayrıca bu yüzey potansiyeli, yarıiletkenden metale elektron akışı için bir potansiyel engeli oluşturur. Ters yönde, elektron akışı için biraz daha büyük bir engel görülür.



Şekil 2.3. a) $E_{FM} < E_{FS}$ durumunda kontakstan önce metal ve n -tipe yarıiletkenin enerji-bant diyagramı **b)** Kontakstan sonra metal / n -tipe yarıiletken kontakstan enerji-bant diyagramı (Irene 2005)

Elektron akımı e^{-E_B} ile orantılıdır. Burada E_B , müsaadeli hallere elektron akışına engel enerjidir. Bu yüzden akım akışı için;

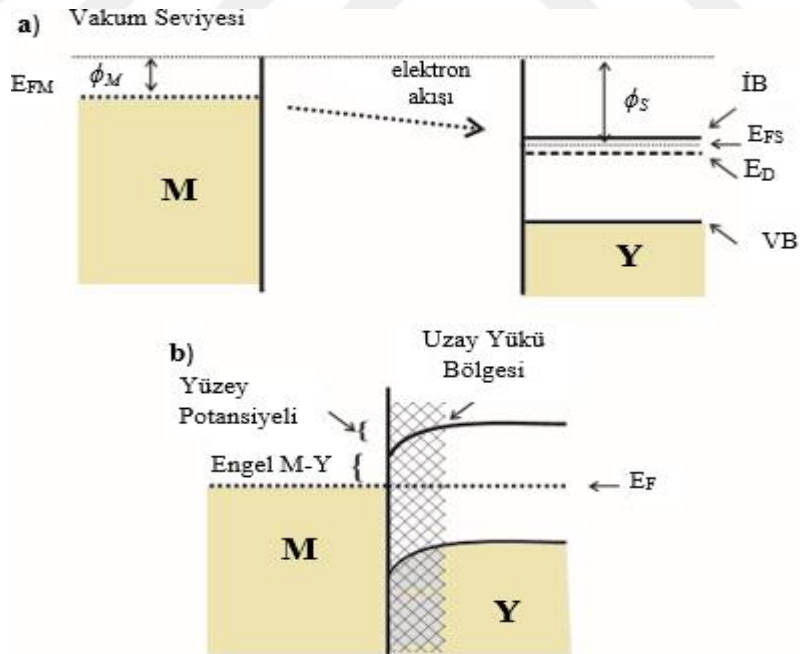
$$I = Ae^{-E_B/kT} \quad (2.2)$$

eşitliği yazılabilir. Burada akım, zaman başına yükteki değişimdir.

Şekil 2.3 (b)'den her iki yönde hemen hemen eşit engelin olduğu görülebilir. Daha sonra, belli bir potansiyel uygulanmasının bu simetriyi değiştirebileceği ve tercihen bir yönde akım akışına izin verebileceği görülebilecektir. Bu doğrultma olarak adlandırılır.

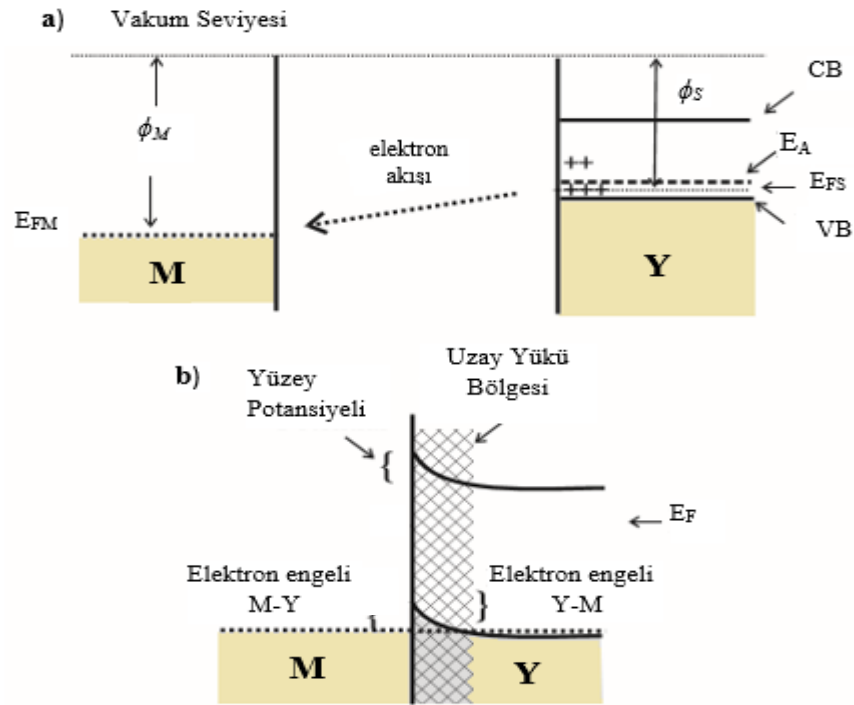
Şekil 2.3 metal-*n*-tipi yarıiletken eklem için $\phi_M > \phi_S$ durumunu göstermektedir. Burada üç durum daha düşünülebilir. Bunlar: *n*-tipi yarıiletken ile $\phi_M < \phi_S$, *p*-tipi yarıiletken için $\phi_M > \phi_S$ ve $\phi_M < \phi_S$ durumlarıdır.

Şekil 2.4’de *n*-tipi yarıiletken ile $\phi_M < \phi_S$ durumu gösterilmiştir. Bu şekilde elektronların M’den Y’ye akması ile denge durumunun elde edileceği görülmektedir. Dolayısıyla yarıiletkenin içinde negatif olarak yüklenmiş, elektron bakımından zengin bir uzay yükü bölgesi oluşur. Bu bölgede elektronlar uzay yükünü azaltmak için başka yerlere kolayca taşınabilirler. Yarıiletkende bantlar aşağı doğru büküldüğü için metale doğru “yokuş aşağı” geçiş Şekil 2.4’de gösterilmiştir. Diğer yönde (yani metalden yarıiletkene), yüksekliği ϕ_s ’nin, yokuş yukarı hariç, belirli değerlerine bağlı bir engel vardır. Bu durumda elektron akımı bir yönde daha kolay bir şekilde akabilir.

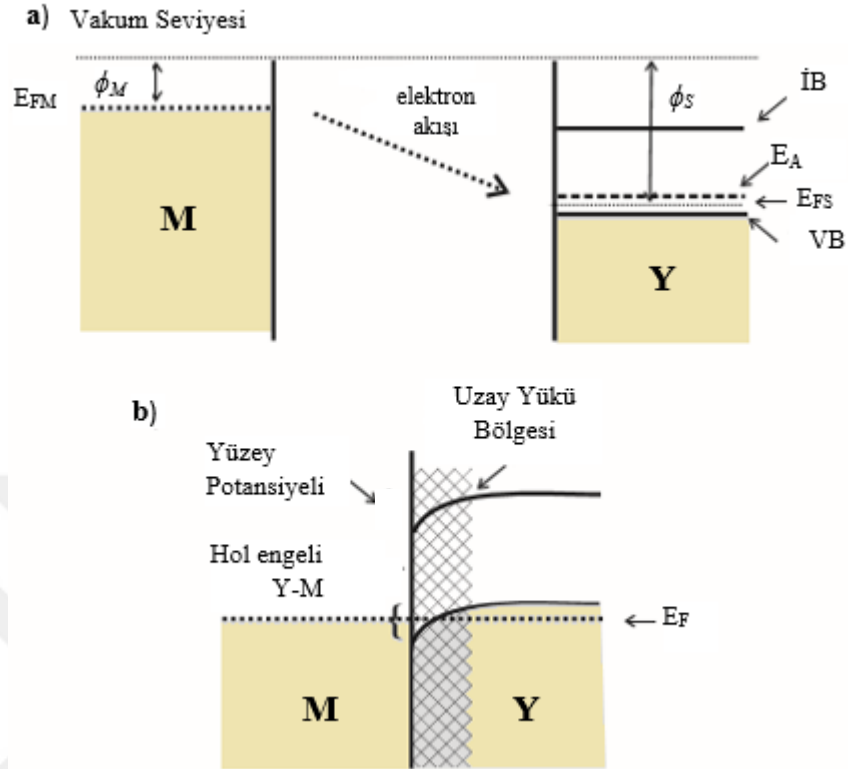


Şekil 2.4. a) $E_{FM} > E_{FS}$ durumunda kontaklan önce metal ve *n*-tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı **b)** Kontaktan sonra metal / *n*-tipi yarıiletken kontak bölgesi enerji-bant diyagramı (Irene 2005)

Şekil 2.5 ve Şekil 2.6 da p -tipi yarıiletken için sırasıyla $\phi_M > \phi_S$ ve $\phi_M < \phi_S$ durumları gösterilmektedir. $\phi_M > \phi_S$ için Şekil 2.5, Y'den M'ye elektron akışı için engel gerektiğinden, uzay yükü bölgesinde yukarıya bükülmüş elektron enerji bantlarını göstermektedir. Ancak, p -tipi yarıiletkende çoğunluk taşıyıcılar hollerdir. Bu yüzden elektronlar için bantların yukarı doğru bükülmesi gerçekte holler için engel değildir. Bu yüzden holler Y'den M'ye kolayca akabilirler, ancak metalden gelen elektronlar M'den Y'ye bir engel ile karşılaşırlar. $\phi_M < \phi_S$ için Şekil 2.6'da, yarıiletkenin uzay yükü bölgesindeki elektron enerji bantları aşağı doğru bükülmüştür ve bu yüzden bu bükülme gerçekte yarıiletkenin çoğunluk taşıyıcı holler için gerçek bir engeldir. Metalden elektronlar yarıiletken içerisine kolayca geçebilirler.



Şekil 2.5. a) $E_{FM} < E_{FS}$ durumunda kontak öncesi metal ve p -tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı b) Kontak sonrası metal / p -tipi yarıiletken kontakının enerji-bant diyagramı (Irene 2005)



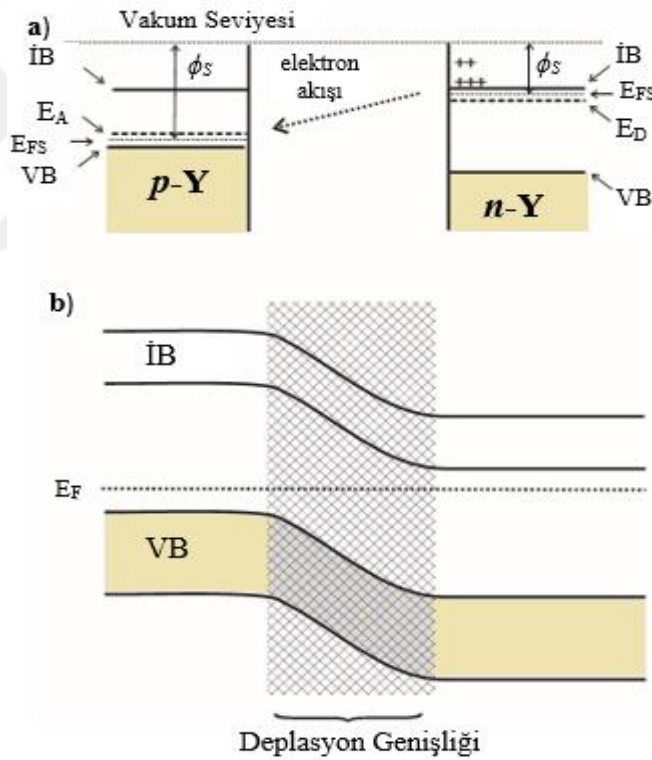
Şekil 2.6. a) $E_{FM} > E_{FS}$ durumunda kontaktan önce metal ve p -tipi yarıiletkenin enerji-bant diyagramı **b)** Kontaktan sonra metal / p -tipi yarıiletken kontakın enerji-bant diyagramı (Irene 2005)

Çoğunluk taşıyıcıların kolay bir şekilde geçebildiği bu eklemler “omik” kontak (Ohm kanununa uyduğu için) olarak adlandırılırlar. Çoğunluk taşıyıcıların üstel engelleri aşması gereken eklemler ise “Schottky” kontaklar olarak adlandırılırlar (Irene 2005).

2.2.3. Yarıiletken-yarıiletken pn eklemler

Bir pn eklem, n -tipi yarıiletken ile p -tipi yarıiletkenin temas ettirilmesi ile yapılır. Önceki kesimde anlatıldığı gibi; metallerin elektronları, uygun fiziki prensipler ile tutarlı bir şekilde en düşük enerjili duruma ulaşmak için akacaklardır. Bu yüzden n -tipi ve p -tipi yarıiletkenler birleştirilirse, Şekil 2.7. (a)’da gösterildiği gibi, donör seviyeleri, akseptör seviyelerinden daha yüksekte olacaktır. n -tipinden p -tipine elektronların akışı, n -bölgesindeki çoğunluk taşıyıcıları azaltacaktır. Fakat bu durumda elektronlar p -

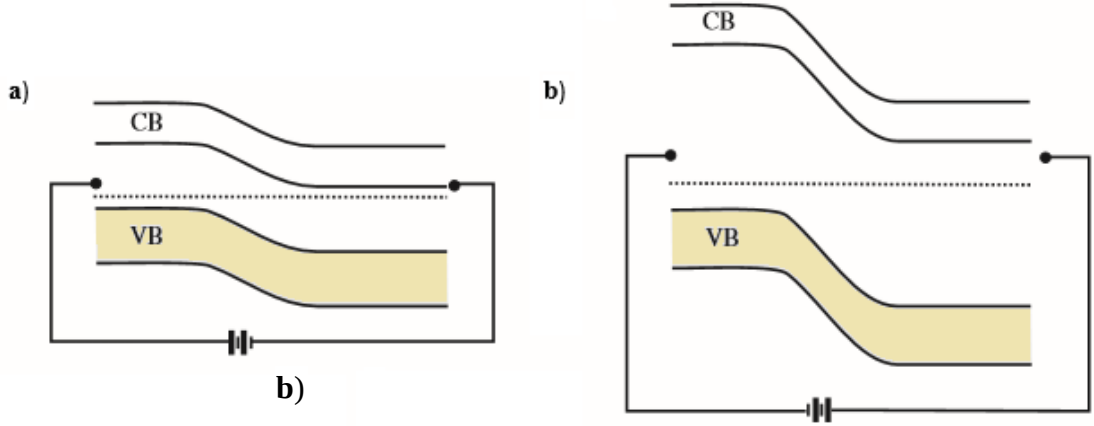
bölgesi üzerindeki hollerin üzerine düştüğü için, p -bölgesindeki çoğunluk taşıyıcılarda azalacaktır. Bu nedenle p ve n yarıiletkenleri arasındaki eklem bölgesi serbest taşıyıcılardan yoksun ya da hemen hemen yoksun olacaktır. Bu bölge deplasyon bölgesi olarak adlandırılır. n -tipi bölgesinden gelen elektronlar engelin karşısına geçmek için aşması gereken büyük bir engele sahiptir. Benzer durum p -tipi içindeki holler içinde geçerlidir. Bu nedenle, her bir yönde akım akışı zor olacaktır. İlk bakışta pn eklemi çok yararlı görünmemektedir, ancak gerçekte eklemin bu çeşidi günümüz mikroelektronik endüstrisinin kalbidir ve pn eklemi birçok aygıtta kullanılmaktadır. Ancak; bu eklemleri yararlı hale getirmek için, “beslem voltajı” olarak adlandırılan bilenen bir harici potansiyel uygulanmalıdır.



Şekil 2.7. a) Kontak haline getirilmeden önce n -tipi ve p -tipi yarıiletkenlerin enerji-bant diyagramı **b)** Kontaklıktan sonra p -Y ve n -Y için; uzay yükü bölgesinin oluştuğu denge durumu

Şekil 2.8. (a); Şekil 2.7'deki aynı pn eklem yapısını göstermektedir. p -tipi bölgesine pozitif potansiyel, n -tipi bölgesine negatif potansiyel uygulandığı bu durum doğru beslem durumudur. Beslem voltajının etkisi ile çoğunluk taşıyıcılar birlikte karşı tarafa

itilir, deplasyon bölgesi ve engel yüksekliği azalır. Şekil 2.8. (b)'de gösterildiği gibi ters beslem ile bu durumun tersi oluşur. Bu yapılar da beslem doğrultucu yapılara neden olur ve başka bir pn eklemle birleştirildikleri zaman transistör ile sonuçlanır (Irene 2005).



Şekil 2.8. a) Doğru beslem durumunda $p-n$ eklemi **b)** Ters beslem durumunda $p-n$ eklemi (Irene 2005)

2.3. Metal-Yarıiletken Eklem Akımının Türetilmesi

2.3.1. Difüzyon akımının türetilmesi

Toplam akım ifadesi ile başlayalım ve daha sonra bu ifadenin deplasyon bölgesinin genişliği üzerinden integralini alalım. Elektronlar için toplam akım yoğunluğu:

$$J_n = q(\mu_n n \varepsilon + D_n \frac{dn}{dx}) \quad (2.3)$$

bağıntısıyla verilir. Bu ifade $\varepsilon = -d\phi/dx$ göz önüne alınarak ve eşitliğin her iki tarafı $\exp(\phi/V_t)$ ile çarpılarak:

$$J_n \exp\left(\frac{-\phi}{V_t}\right) = qD_n \left(-\frac{n}{V_t} \frac{d\phi}{dx} + \frac{dn}{dx}\right) \exp\left(\frac{-\phi}{V_t}\right) = qD_n \frac{d}{dx} \left[n \exp\left(\frac{-\phi}{V_t}\right) \right] \quad (2.4)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Deplasyon bölgesi üzerinden eşitlik (2.4)'ün her iki tarafının integrali alınır:

$$J_n = \frac{qD_n \exp\left(-\frac{\phi}{V_t}\right) \Big|_0^{x_n}}{\int_0^{x_n} \exp\left(-\frac{\phi}{V_t}\right) dx} = \frac{qD_n N_c \exp\left(-\frac{\phi_b}{V_t}\right) \left[\exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) - 1 \right]}{\int_0^{x_n} \exp\left(-\frac{\phi^*}{V_t}\right) dx} \quad (2.5)$$

bağıntısı elde edilir. Burada elektron yoğunluğu ve potansiyel için aşağıdaki değerler kullanılmıştır:

x	$n(x)$	$\phi(x)$
0	$N_c \exp(-\phi_b/V_t)$	$-\phi_i + V_a$
x_d	$N_d = N_c \exp(-\phi_b/V_t) \exp(\phi_i/V_t)$	0

ve $\phi^* = \phi + \phi_i - V_a$ 'dır. Paydadaki integral tam deplasyon yaklaşımı çözümünden elde edilen potansiyel kullanılarak çözülebilir. Dolayısıyla bu bağıntıdan ϕ ,

$$\phi = -\frac{qN_d}{2\epsilon_s} (x - x_d)^2 \quad (2.6)$$

şeklinde ϕ^* ise

$$\phi^* = \frac{qN_d}{\epsilon_s} x \left(x_d - \frac{x}{2}\right) \cong \frac{qN_d}{\epsilon_s} x x_d = (\phi_i - V_a) \frac{2x}{x_d} \quad (2.7)$$

olarak yazılabilir. Burada $x \ll x_d$ olursa lineer terim baskın olur ve dolayısıyla ikinci terim ihmal edilebilir. Bu yaklaşımlardan biri kullanılarak $(\phi_i - V_a) > V_t$ için;

$$\int_0^{x_n} \exp\left(-\frac{\phi^*}{V_t}\right) dx \cong x_d \frac{V_t}{2(\phi_i - V_a)} \quad (2.8)$$

olarak integral çözülebilir. Bu durumda difüzyondan kaynaklanan akımı için son ifade

$$J_n = \frac{qD_n N_c}{V_t} \sqrt{\frac{2q(\phi_i - V_a)N_d}{\epsilon_s}} \exp\left(-\frac{\phi_b}{V_t}\right) \left[\exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) - 1 \right] \quad (2.9)$$

şeklinde olur. Bu ifade akımın uygulanan voltaja (V_a) ve engel yüksekliğine (ϕ_b) exponansiyel olarak bağlı olduğunu göstermektedir. (2.9) eşitliğindeki katsayı, metal - yarıiletken arayüzeyinde elektrik alanın fonksiyonu olarak yeniden yazılırsa fiziksel olarak anlaşılabilir.

$$\epsilon_{\max} = \sqrt{\frac{2q(\phi_i - V_a)N_d}{\epsilon_s}} \quad (2.10)$$

Eşitlik (2.10), (2.9)'da yerine yazılırsa;

$$J_n = q\mu_n \epsilon_{\max} N_c \exp\left(-\frac{\phi_b}{V_t}\right) \left[\exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) - 1 \right] \quad (2.11)$$

bağıntısı elde edilir. Böylece (2.11) ifadesindeki katsayı, sıfır uygulama voltajı için difüzyon akımını tam olarak dengeleyen metal – yarıiletken arayüzeyindeki sürüklenme akımına eşittir.

2.3.2. Termoiyonik emisyon akımının türetilmesi

Termoiyonik emisyon teorisi; engel yüksekliğinden daha büyük enerjiye sahip olup engeli geçecek olan elektronların engeli doğru hareketini gözönüne almaktadır. Bu durumda engelin gerçek şekli göz ardı edilir. Bu akım;

$$J_{\text{sag-sol}} = \int_{E_c(\chi=\infty)+q\phi_n} qv_x \frac{dn}{dE} dE \quad (2.12)$$

şeklinde ifade edilir. Dejenere olmayan katkılı yarıiletken için, E ve E+dE arasındaki elektron yoğunluğu (eşitlik (2.13) kullanılarak ve $E_{F,n} < E_c - 3kT$ varsayımı ile)

$$E \geq E_c \text{ için, } g_c(E) = \frac{8\pi\sqrt{2}}{h^3} (m^*)^{3/2} \sqrt{E - E_c}$$

$$E < E_c \text{ için, } g_c(E) = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{dn}{dE} = g_c(E)F(E) = \frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[-\left(\frac{E - E_{F,n}}{kT}\right)\right] \quad (2.14)$$

şeklinde yazılabilir. Taşıyıcı enerjisi E; sabit etkin kütle (m^*) ve parabolik iletkenlik bandı gözönüne alınarak hıza bağlı olarak yazılan

$$E - E_c = \frac{m^* v^2}{2}, dE = m^* v dv, \text{ ve } \sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m^*}{2}} \quad (2.15)$$

ifadeleride dikkate alınarak

$$\frac{dn}{dE} dE = 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \exp \left[- \frac{E_c(x=\infty) - E_{F,n}}{kT} \right] \exp \left[- \frac{m^* v^2}{2kT} \right] 4\pi v^2 dv \quad (2.16)$$

şeklinde elde edilir. Bu eşitlikte; v^2 yerine $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ ve $4\pi v^2 dv$ yerine $dv_x + dv_y + dv_z$ yazılırsa akım ifadesi:

$$\begin{aligned} J_{r \rightarrow l} &= 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(- \frac{m^* v_y^2}{2kT} \right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(- \frac{m^* v_z^2}{2kT} \right) dv_z \\ &\quad \int_{-\infty}^{-v_{ox}} q v_x \exp \left(- \frac{m^* v_x^2}{2kT} \right) dv_x \exp \left(- \frac{E_c(x=0) - E_{F,n}}{kT} \right) \\ &= 2q \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \frac{2\pi kT}{m^*} \exp \left(- \frac{E_c(x=0) - E_{F,n}}{kT} \right) \exp \left(- \frac{m^* v_{ox}^2}{2kT} \right) \frac{kT}{m^*} \end{aligned} \quad (2.17)$$

şeklinde elde edilir. Bu ifade de;

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(- \frac{m^* v_y^2}{2kT} \right) dv_y = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(- \frac{m^* v_z^2}{2kT} \right) dv_z = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m^*}} \quad (2.18)$$

integralinden yararlanılmıştır. v_{ox} hızı, n -tipi bölge üzerindeki potansiyel kinetik enerjiye eşitlenerek elde edilebilir:

$$\frac{m^* v_{ox}^2}{2} = q\phi_n \quad (2.19)$$

Böylece v_{ox} , kuasi-nötral n -tipi bölgede engeli geçmek için gerekli olan elektronun minimum hızıdır. Metal-yarıiletken eklem için geçerli olan

$$\phi_n = \phi_i - V_a = \phi_b - \frac{1}{q} [E_c(x = \infty) - E_{F,n}] - V_a \quad (2.20)$$

bağıntısı kullanılarak

$$J_{MS} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_b}{V_t}\right) \left[\exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

ifadesi elde edilir. Burada $A^* = 4\pi q m^* k^2 / h^3$ Richardson sabitidir ve ϕ_b ; metal ve yarıiletken arasındaki arayüzeyde değerlendirilen metaldeki Fermi seviyesi E_{FM} ile iletkenlik bandı tabanı E_c arasındaki farka eşit olan Schottky engel yüksekliğidir. -1 terimi sağdan sola akan akım için hesaba eklenmektedir. Engel; yarıiletkendeki bant bükülmesinden bağımsız ve ϕ_b 'ye eşit olduğu için, sağdan sola akım akışı uygulanan voltajdan bağımsızdır. Bu nedenle, akım herhangi bir voltajda değerlendirilebilir. -1 terimi varlığında, $V_a = 0$ için toplam akım sıfır olmalıdır.

Termoiyonik emisyon kaynaklanan akım için ifade, arayüzey yaklaşımı engelde elektronlar ile ortalama hızın fonksiyonu olarak da yazılabilir. Bu hız Richardson hızı olarak adlandırılır ve

$$v_R = \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \quad (2.22)$$

bağıntısıyla verilir. Böylece akım yoğunluğu ifadesi:

$$J_n = qv_R N_c \exp\left(-\frac{\phi_b}{V_t}\right) \left[\exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

şekline dönüşür.

2.3.3. Tünelleme akımının türetilmesi

Tünelleme akımını türetmek için, zamandan bağımsız Schrödinger eşitliğinden başlayalım:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)\psi = E\psi \quad (2.24)$$

Bu denklem;

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{2m^*(V-E)}{\hbar^2} \psi \quad (2.25)$$

olarak yeniden yazılabilir. Bu eşitlik; $V(x)-E$ 'in x ve $x+dx$ arasındaki bölgede mesafeden bağımsız olduğunun varsayımıyla kolayca çözülebilir. Böylece

$$k = \sqrt{\frac{2m^*[V(x)-E]}{\hbar^2}} \text{ alınarak; } \psi(x+dx) = \psi(x)\exp(-kdx) \quad (2.26)$$

bağıntısı yazılabilir.

Burada eksi işareti parçacıkların soldan sağa hareket ettiği varsayıldığı için alınmıştır. Yavaşça değişen bir potansiyel için, $x=L$ de dalga fonksiyonunun genliği potansiyel genliği için $x=0$ daki dalga fonksiyonu ile ilişkili olabilir. Öyleyse:

$$\psi(L) = \psi(0) \exp \left(- \int_0^L \sqrt{\frac{2m^* [V(x) - E]}{\hbar}} dx \right) \quad (2.27)$$

bağıntısı yazılabilir. Bu eşitlik WKB (Wigner, Kramers ve Brillouin) yaklaşımı olarak adlandırılır. Bu tünelleme olasılığı (Θ), üçgen şeklindeki engel yani $V(x) - E = q\phi_b (1 - \frac{x}{L})$ için hesaplanabilir.

$$\Theta = \frac{\psi(L)\psi^*(L)}{\psi(0)\psi^*(0)} = \exp \left(- 2 \int_0^L \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \sqrt{q\phi_b (1 - \frac{x}{L})} dx \right) \quad (2.28)$$

$\left(\int_0^L 1 - \frac{x}{L} dx = \frac{2L}{3} \right)$ olarak alınırsa tünelleme olasılığı:

$$\Theta = \exp \left(- \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \frac{\phi_b^{3/2}}{\varepsilon} \right) \quad (2.29)$$

olur. Burada elektrik alan $\varepsilon = \phi_b / L$ 'ye eşittir.

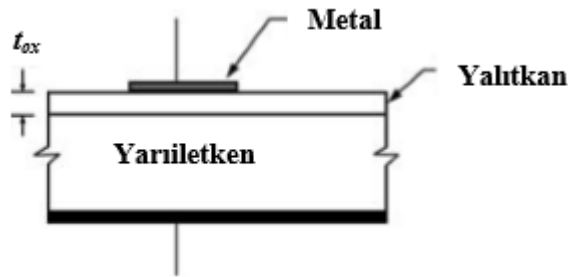
Tünelleme akımı taşıyıcı yük, hız ve yoğunluğunun çarpımından elde edilir. Mevcut elektronların yoğunluğuna eşit taşıyıcı yoğunluğu tünelleme ihtimali ile çarpıldığında ortalama taşıyıcı yaklaşımlı engel hızı, Richardson hızına eşittir. Bu durumda:

$$J_n = qv_R n \Theta \quad (2.30)$$

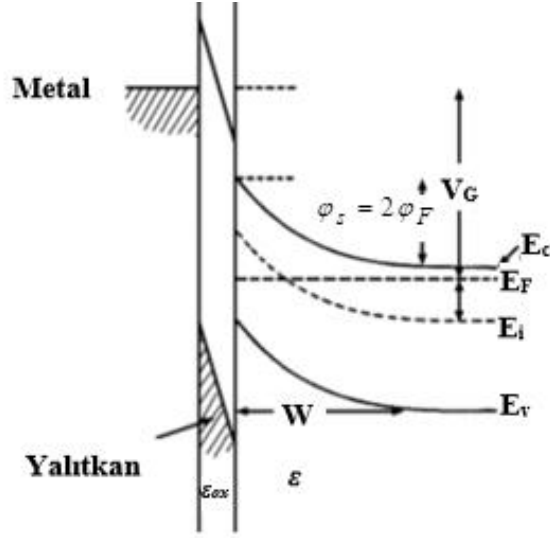
elde edilir. Bu nedenle tünelleme akımı engel yüksekliğine exponansiyel olarak 3/2 mertebeden bağlıdır (Zeghbrouck 2007).

2.4. Metal-Yalıtkan-Yarıiletken (MIS) Devre Elemanının Klasik Teorisi

Şekil 2.9’da gösterildiği gibi en basit metal-yalıtkan-yarıiletken devre elemanının yapısı, metal bir kapı, yarıiletken yüzeyi üzerinde yalıtkan bir tabaka ve en arkada metal bir omik kontak içerir. t_{ox} yalıtkanın kalınlığı ve ϵ_{ox} onun dielektrik sabitidir. Yalıtkan tabaka, metal kapı ve yarıiletkenin üst yüzeyi arasında bulunmaktadır. Beslem voltajı yarıiletken yüzeyinin yüzey potansiyelini kontrol etmek için metal kapıya uygulanır. Beslem voltajı eşik voltaja ulaştığı zaman, n -tipi yarıiletken kuvvetli tersinim olur. Ortaya çıkan enerji bant bükülmesi Şekil 2.10’da gösterilmiştir (Chu and Sher 2009).



Şekil 2.9. En basit metal-yalıtkan-yarıiletken devre elemanı yapısı (Chu and Sher 2009)



Şekil 2.10. Beslem voltajı n -tipi yarıiletkenin kuvvetli tersinim olduğu eşik voltaja ulaştığı zaman MIS devre elemanı yapısının enerji bant diyagramı (Chu and Sher 2009)

Yarıiletken yüzeyinden x uzaklığının fonksiyonu olarak, ϕ potansiyeli bir boyutlu Poisson eşitliğinden elde edilir. Dejenere olmayan ve termal denge şartları altında,

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_0} \left[n_{n0} (e^{q\phi/kBT} - 1) - p_{n0} (e^{-q\phi/kBT} - 1) \right] \quad (2.31)$$

denklemini yazabiliriz. Elektrik alan dağılımı:

$$E = -\frac{d\phi}{dx} = \pm \left(\frac{2k_B T}{\epsilon_0} \right)^{1/2} F(\phi) \quad (2.32)$$

şeklindedir. Burada;

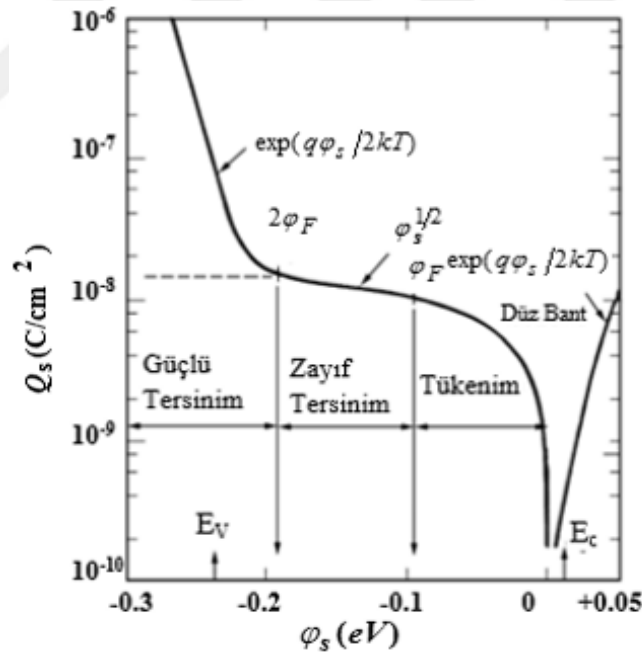
$$F(\phi) = \left[n_{n0} \left(e^{q\phi/kBT} - \frac{q\phi}{kT} - 1 \right) + p_{n0} \left(e^{-q\phi/kBT} + \frac{q\phi}{kT} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (2.33)$$

şeklindedir. Ayrıca n_{n0} ve p_{n0} yarıiletkendeki çoğunluk ve azınlık taşıyıcı konsantrasyonu, ϵ dielektrik sabiti ve q elektron yükünün büyüklüğüdür.

Gauss yasından, bu alanı üretmek için gerekli olan yarıiletkendeki birim alan başına uzay yükü;

$$Q_s = \epsilon_0 E_s = \pm (2\epsilon_0 k_B T)^{1/2} F(\phi) \quad (2.34)$$

şeklinde yazılabilir. Yüzey potansiyeli ϕ_s 'nin fonksiyonu olarak uzay yük yoğunluğu Q_s 'nin karakteristik değişimi, 77K'de $\lambda_c = 5\mu m$ dalga boyu ayrımlı n -tipi HgCdTe detektör ($n_0 = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) için Şekil 2.11'de göstermiştir.



Şekil 2.11. n -tipi yarıiletken için ϕ_s yüzey potansiyelinin fonksiyonu olarak Q_s uzay yük yoğunluğunun karakteristik bir değişimi (Chu and Sher 2009)

Pozitif φ_s için unutulmaması gereken, Q_s 'nin yığılıma karşılık olmasıdır. $F(\varphi)$ fonksiyonu olan eşitlik (2.32)'de, ilk terim baskındır yani $Q_s \sim \exp(q\varphi_s/2k_B T)$ dir. $\varphi_s = 0$ için, düz bant durumudur ve $Q_s = 0$ dır. Negatif φ_s için, $F(\varphi)$ fonksiyonunun şimdi ikinci terimi baskındır yani $Q_s \sim |\varphi_s|^{1/2}$ dir. Yarıiletkenin uzay yükü, yarıiletkenin deplasyon tabakasında iyonize olmuş kirlilikler ile belirlenir. $\varphi_s \ll 0$ için, yarıiletken yüzeyi üzerindeki azınlık taşıyıcı konsantrasyonu gövde çoğunluk taşıyıcıların konsantrasyonundan çok daha büyük olacaktır. $F(\varphi)$ fonksiyonunun şimdi dördüncü terimi yani $Q_s \sim \exp(q|\varphi_s|/2k_B T)$ baskındır. $|\varphi_s| > |2\varphi_F|$ için, güçlü bir tersinim başlar, ve yüzey potansiyeli:

$$\varphi_s^{ters.} = 2\varphi_F = \left(-\frac{k_B T}{q} \right) \ln \left(\frac{n_{n0}}{p_{n0}} \right) \quad (2.35)$$

ya da

$$n_{n0} = p_{n0} \exp \left(-\frac{q\varphi_s^{ters}}{k_B T} \right) = p_s$$

şeklinde olur. Burada φ_F Şekil 2.10'da gösterilen gövde Fermi potansiyelidir ve p_s azınlık taşıyıcıların yüzey konsantrasyonudur.

Yarıiletken uzay yükü tabakasının diferansiyel kapasitansı:

$$C_d = \frac{\partial Q_s}{\partial \varphi_s} = \left[\frac{\epsilon_o q^2}{2k_B T} \right]^{1/2} \left[\frac{n_{n0} (e^{q\varphi/k_B T} - 1) - p_{n0} (e^{-q\varphi/k_B T} - 1)}{F(\varphi)} \right] \quad (2.36)$$

bağıntısı ile verilir. Benzer şekilde yığılma bölgesine karşılık gelen $\varphi_s > 0$ için, eşitlik (2.36) $C_{yığ.} \propto \exp(q\varphi_s/2k_B T)$ 'ye yaklaşabilir. $\varphi_s > \text{birkaç}(k_B T/q)$ için daha sonra, yarıiletkenin uzay yükü tabakasının kapasitansı büyük olacaktır. Güçlü bir tersinim durumunda eşitlik (2.36), $C_{ters.} \propto \exp(q|\varphi_s|/2k_B T)$ 'ye yaklaşabilir. Benzer şekilde $\varphi_s > \text{birkaç}(k_B T/q)$ için, güçlü tersinim bölgesinin kapasitansı büyük olacaktır. Deplasyon bölgesi ve zayıf tersinim bölgesinde yüzey potansiyeli φ_s için, uzay yükü kapasitansı yarıiletkenin deplasyon tabakası ile belirlenir. Eşitlik (2.36), $C_d = (\epsilon_0 q N / 2 \varphi_s)^{1/2}$ 'ye yaklaşabilir. $C_d = \epsilon \epsilon_0 / W$ deplasyon tabaka kapasitansıdır, burada W Şekil 2.10'da gösterildiği gibi deplasyon tabakasının genişliğidir.

İdealde güçlü bir şekilde tersinim olmuş MIS yapısında tersinim tabakası, $Q_{ters.}$ yüklü ve yaklaşık sıfır genişlikli tabaka olarak kabul edilebilir ve deplasyon tabakası asal taşıyıcılar ile toplanmış bölge olarak kabul edilebilir. Uygulanan voltaj V_G , kısmen yalıtkanın ve kısmen de uzay yükü tabakasının üzerinde görünecektir. Bu yüzden Gauss yasasından;

$$\epsilon_{ox} \epsilon_0 \frac{V_G - \varphi_s}{l_{ox}} = Q_{ters.} + qNW \quad (2.37)$$

eşitliği yazılabilir. Burada N ; W kalınlıklı deplasyon tabakasının net kirlilik konsantrasyonudur ve l_{ox} oksit yalıtkan tabakanın kalınlığıdır. Uygulanan voltaj ile ilişkili yüzey potansiyeli;

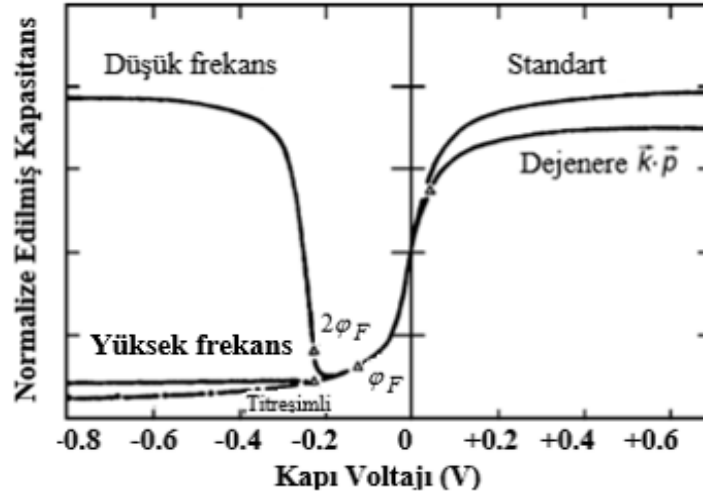
$$\varphi_s = V'_G + V_0 - (2V'_G V_0 + V_G^2)^{1/2} \quad (2.38)$$

ile verilir (Macdonald 1964). Burada $V'_G = (V_G - V_{FB}) + (Q_{ters.}/C_{ox})$, $V_0 = qN\epsilon\epsilon_0/C_{ox}^2$, $C_{ox} = \epsilon_{ox}\epsilon_0/t_{ox}$ ve V_{FB} aygıtın düz bant voltajıdır.

İdeal MIS yapısının toplam kapasitansı, yalıtkan kapasitansı C_{ox} ile yarıiletken uzay yük kapasitansı C_d 'nin seri birleşiminden ibaret olup;

$$C = \frac{C_{ox}C_d}{(C_{ox} + C_d)} \quad (2.39)$$

ile verilir. Eşitlik (2.36) ile verilen C_d kapasitansı voltaja bağlıdır. Öyleyse eşitlik (2.39)'dan C ve V_G arasındaki ilişki bulunabilir. İdeal bir MIS yapısı için ($V_{FB}=0$), V_G eğrisi ile C 'nin teorik değişimi Şekil 2.12'de gösterilmiştir. Kullanılan (n-HgCdTe) aygıt parametreleri $E_g \approx 0,25$ eV ve $n_o=10^{15}$ cm⁻³'dür.



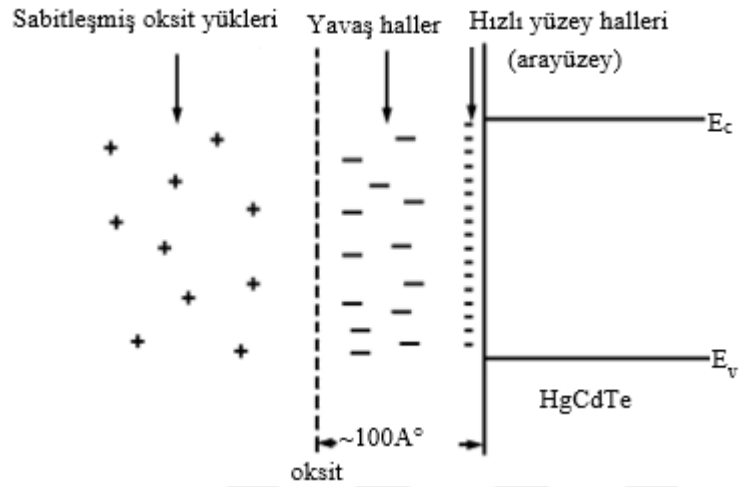
Şekil 2.12. 77 K'de n-HgCdTe ($E_g=0,25$ eV) için V_G ile düşük ve yüksek frekanslı kapasitans eğrilerinin teorik değişimi (Chapman *et al.* 1978; Chu and Sher 2009)

Pozitif bir voltajda, elektronların yığılma ve bu nedenle yarıiletkenin yüksek bir diferansiyel kapasitansına ($C_d = C_{yğ.}$) sahip oluruz. Sonuç olarak; toplam kapasitans,

yalıtkan kapasitansı C_{ox} 'e yaklaşır. Voltaj yeterince negatif olduğu zaman; $\phi_s < 0$ ve yalıtkan ile seri bağlı olan bir dielektrik gibi davranan deplasyon bölgesi oluşur, toplam kapasitans ($C_d = (\epsilon_0 q N / 2 \phi_s)^{1/2}$) azalır. Negatif voltaj daha da azaltıldığı zaman, kapasitans minimuma yani (C_{min}) değerine doğru gider ve daha sonra yüzeyde elektronların oluşumlarının tersinim tabakası tekrar artar. Yarıiletken uzay yükü tabakasının diferansiyel kapasitansı ($C_d = C_{ters}$), negatif voltajın yeteri kadar azalması ile tekrar C_{ox} 'e yaklaşır. Bu eğri düşük frekans kapasite spektrumudur.

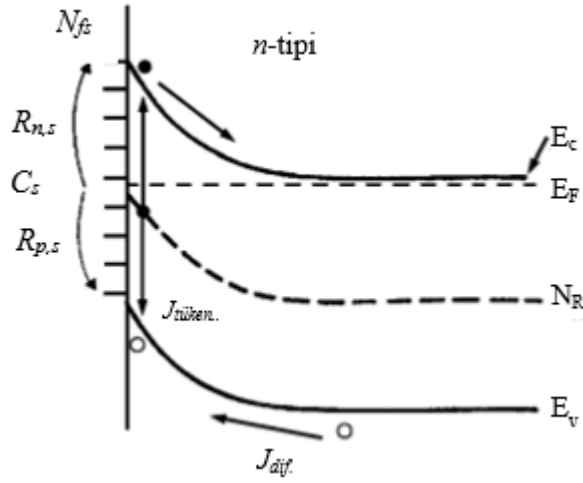
Yukarıdaki teori taşıyıcıların uygulanan ac voltajını takip edebilme kabiliyetine bağlıdır. Bu yığılma ve tükenim tabakasında mümkündür. Ancak tersinim tabakasında; azınlık taşıyıcılar, hızlı bir şekilde değişen uygulanan voltajı takip edemezler. Taşıyıcılara uygulanan ac voltajını takip edebilmesi için gereken karakteristik bir tepki süresine sahiptirler. Tepki süresi yüzey bölgesinde etkin azınlık taşıyıcıların konsantrasyonuna bağlıdır. Tersinim tabakasında azınlık taşıyıcıların tepki süresi, uyarılmış karanlık akımı ile ters orantılıdır. Yeteri kadar yüksek frekanslarda, tersinim tabakasındaki etkin taşıyıcı konsantrasyonu uygulanan ac voltajı ile değişecek ancak frekansı takip edemeyecektir. Ortaya çıkan eğri yüksek frekanslı kapasitans spektrumudur. Kapasitans sınırı ise $C_{ox} C_d / (C_{ox} + C_d)$ 'dır. Çoğunluk ve azınlık taşıyıcı bölgesindeki birleşme bu sonlu kapasitansı oluşturmaktadır. Şekil 2.12'de "titreşimli" olarak belirtilmiş eğri, yüksek frekanslara cevap veren MIS yapısının kapasitans eğrisini göstermektedir. Beslem voltajının frekansı yeteri kadar yüksek olduğu zaman, azınlık taşıyıcılar yarıiletken yüzeyinde cevap vermezler ve devre elemanında derin tükenim bölgesi oluşur. Ölçülen toplam kapasitans, C_{ox} ve C_d 'nin bir seri birleşimine eşittir.

Burada $C_d = (\epsilon_0 q N / 2 \phi_s)^{1/2}$ deplasyon tabakasının kapasitansıdır ve ϕ_s eşitlik (2.38) ile belirlenir. Şekil 2.12, dejenere ve parabolik olmayan bantların etkisini göz önüne almaktadır. V_G büyük ve pozitifdir. Bu yüzden yığılma tabakası toplam kapasitansı $C_{yığ}$, eşitlik (2.36) ile hesaplanan standart değerden çok daha az küçüktür.



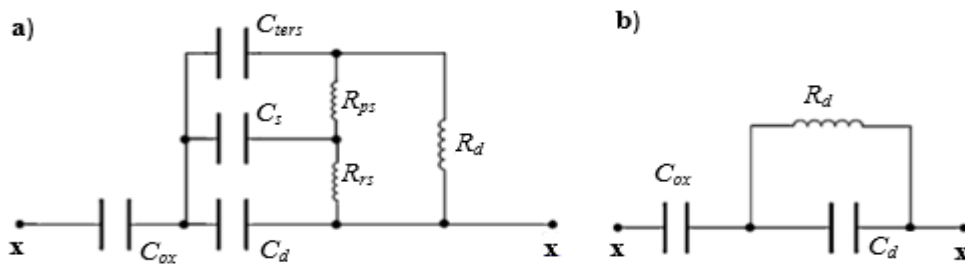
Şekil 2.13. HgCdTe yüzey halleri (Chu and Sher 2009)

Yukarıdaki tartışmada yarıiletkenin yüzey halleri ihmal edilmiştir. Şekil 2.13’de oksit tabaka-yarıiletken arayüzeyini göstermektedir. Burada, HgCdTe yüzeyi üzerinde hallerin üç temel tipi: sabitlenmiş oksit yükleri, geç cevap veren yüzey halleri ve hızlı cevap veren yüzey halleridir. Sabitleşmiş oksit yüklerinin sayısı, aygıtın düz bant voltajını belirlemede önemli bir rol oynar. Yaklaşık $100\text{\AA}$ ’luk tünelleme mesafesi içinde, arayüzeye yakın karakteristik düşük yüzey hal bölgesinde, azınlık taşıyıcı arayüzey-tuzak hal etkisi voltaj eksenini boyunca ideal bir MOS eğrisinin kaymasına neden olur. Hızlı yüzey halleri, ölçülen $C-V$ karakteristiklerinin yukarıda tartışılmış teorik öngörülerden sapmasına ve fazla karanlık akıma sebep olur. Bu sapma; beslem voltajının frekansı, sıcaklık ve yüzey potansiyeline bağlıdır. Jenerasyon-rekombinasyon mekanizması hızlı yüzey hallerine ve kristalin aynı enerjiyle akan Shockley-Read merkezine sebep olmuştur. Şekil 2.14, yarıiletken yüzey hallerini içeren tükenim durumundaki n -tipi yarıiletkeni göstermektedir. Termal oluşum oranı N_{fs} ; $R_{n,s}$ ve $R_{p,s}$ etkin dirençleri gibi modellenenebilir. Bu dirençler enerji bandının kenarında davranırlar ve kapı potansiyeline tepki olarak ilgili enerji bandı ile eksponansiyel olarak değişirler. Şekil 2.14’de azınlık taşıyıcılardan kaynaklanan karanlık akımın katkısı da gösterilmiştir. Bu karanlık akım, deplasyon tabakasında ve nötral gövdede azınlık taşıyıcıları üreten jenerasyon – rekombinasyon akımı ile oluşur (Chu and Sher 2009).



Şekil 2.14. Yüzey hallerini içeren tükenim bölgesindeki *n*-tipi yarıiletkenin şematik görünümü (Chu and Sher 2009)

Şekil 2.15’de gösterilen eşdeğer devre, tükenim ve / veya tersinimde MIS yapısının davranışını doğru bir şekilde modellemektedir. Yukarıda tersinimde azınlık taşıyıcı cevap verme zamanı ve yüzey hal etkilerini dahil ederek tartıştık. Güçlü bir tersinim durumu için $R_{n,s} \rightarrow \infty$, $R_{p,s} \rightarrow 0$ ve $(\omega C_{ters.})^{-1} = (\omega C_s)^{-1}$ dir. O zaman Şekil 2.15 (a)’daki devre Şekil 2.15 (b)’ye sadeleştirilir.



Şekil 2.15. a) Tükenim / tersinim ve **b)** güçlü tersinim de *n*- tipi MIS devre elemanının eşdeğer devre modeli (Chu and Sher 2009)

Şekil 2.15 (b)’deki devrenin analizi MIS devre elemanının admittansı için bir ifade ile sonuçlanmaktadır:

$$Z^{-1} = \frac{\omega^2 R_d C_{ox}^2}{1 + \omega^2 R_d^2 (C_{ox} + C_d)^2} + \frac{j\omega[1 + \omega^2 R_d^2 C_d (C_{ox} + C_d)]}{1 + \omega^2 R_d^2 (C_{ox} + C_d)^2} = G_m + j\omega C_m \quad (2.40)$$

$\omega R_d (C_{ox} + C_d) < 1$ olduğu düşük frekans aralığında; (2.40) eşitliğinde $G_m = \omega^2 C_{ox}^2 R_d$, $C_m = C_{ox}$ olur. $\omega R_d (C_{ox} + C_d) > 1$ olduğu yüksek frekans aralığında, $C_m = C_{ox} C_d / (C_{ox} + C_d)$ ve $G_m = R_d^{-1} C_{ox}^2 / (C_{ox} + C_d)^2$ 'dir. Bu nedenle; daha fazla bilgi güçlü tersinim altındaki MIS yapısının C-V eğrilerinin ölçülmesi ile toplanabilir. Örneğin, kirlilik enerji seviyesini ve azınlık taşıyıcı – uyarılmış karanlık akımını öğrenebiliriz. Hızlı yüzey hal parametreleri C_s ve R_s 'yi tahmin etmek için; Şekil 2.15 (a)'daki bütün eşdeğer devreden bilgi çıkarmak ve tükenim / zayıf tersinim bölgesindeki MIS yapısını ölçmek gereklidir. Bu tür ölçüm teknolojilerinden elde edilen bilgilerin gelişmesi literatürde bulunmaktadır (Nicollian and Goetzberger 1967; Kuhn 1970; Amelio 1972; Tsau *et al.* 1986).

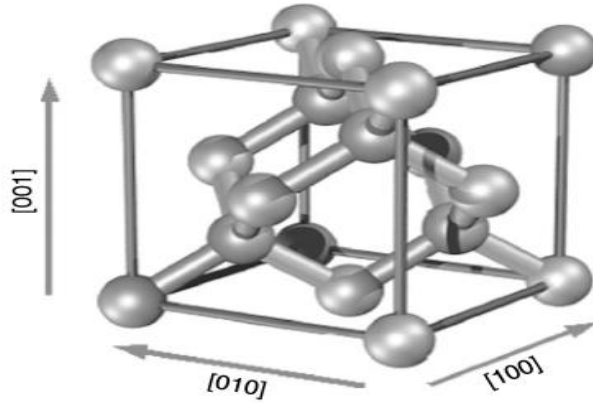
2.5. Yarıiletken Yüzeylerin Yapısı

Yarıiletkenlerin yüzeyleri, gövde atomik pozisyonlarla kıyaslandığında yeniden yapılanmaya meyilli olduğu 1950'lerden beri bilinmektedir (Schlier and Farnsworth 1959). (Duke 1993, 1996), tetrahedral biçimde bağlı yarıiletken yüzeylerinin yeniden yapılandırmasını tanımlayan bazı genel prensiplerden yararlanmıştır. İlk prensip; doymamış bağlarını bağlı olmayan orbitallere dönüştürmek için gövde geometrisinin aniden kesilmesinin sonucu doymamış bağların ya da kırılmaların valansını doldurmak için atomların yeniden düzenlendiğini ifade eder. Bu aşağıda tartışılacak olan Si (100) - 2x1 yeniden yapılanmış yüzey üzerindeki dimerlerin oluşumunda çok açık bir şekilde görülmektedir. İkinci prensip; çoğu durumda yüzeylerin metalik hallerin yerine yalıtkan ya da yarıiletken yüzey enerji bantları oluşturarak, atomik gevşeme ile enerjileri çok daha küçük olabildiğini ifade etmektedir (Duke 1993, 1996). Bu enerji düşüncesi örneğin; yüzeyin düzlemi dışında Si (100) -2x1 dimerlerin eğilmesine yol açar. Üçüncü prensip; aktif ve aktif olmayan yeniden yapılanmaları ayırmaktadır. Diğer bir değişle,

hazırlama şartları altında kinetik olarak ulaşılabilir en düşük enerji yapısı incelenecektir (Duke 1993, 1996). Bu prensibin gerçekleşmesi, örneğin GaAs (001) yüzeyi için farklı hazırlama şartları altında oluşturulabilen çoklu yeniden yapılandırmalarda görülür. Son olarak, bileşik yarıiletkenler dördüncü prensibe uyarlar. Böyle yüzeylerde, yük transferi anyon ve katyon arasında yüzey otomatik eşitlensin diye oluşur ve yüklü nötral bir yüzeye yol açar (Duke 1993, 1996; Kubby and Boland 1996).

2.5.1. Silisyumun yüzey yapısı

Silisyum elmas kübik örgü yapısında kristalleşen kovalent bir katıdır. Şekil 2.16'da bu yapının bir hücresinin [001], [010] ve [100] doğrultuları resimlendirilmiştir. Karbon gibi IV grup olan, silisyum atomları tetrahedral bağ yapısında hibritlenmişlerdir. Gövde katıda, elmas kübik örgüsü tetrahedral yapıyı elde etmek için silisyum atomlarına izin verir. Ancak, malzemenin yüzeyinde gövde aniden sonlandığı için, tetrahedral bağ bozulmuştur (Nilsson *et al.* 2008).



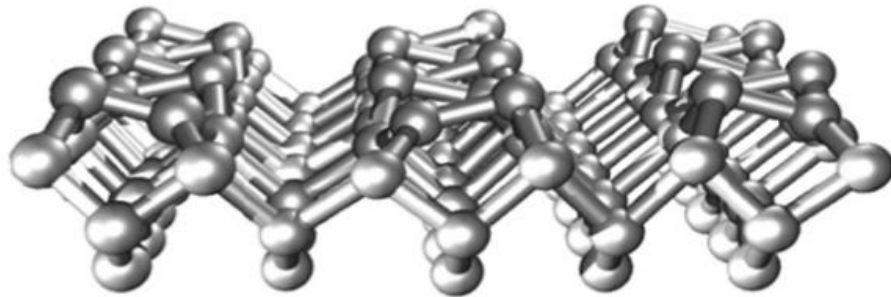
Şekil 2.16. Elmas kübik örgünün birim hücresinin resmi (Nilsson *et al.* 2008)

*Oklar ile [001],[010], ve [100] yönelimleri belirtilmiştir. Silisyum ve germanyum her ikisi de elmas kübik örgü yapısında kristalleşirler. Bu yapıda her bir atom tetrahedral geometride dört komşu atom ile bağlıdır (Mui 2003).

Silisyum yüzeyinin duyarlılığı (aktivitesi), son bulmuş gövde yapı üzerinde "dangling bağ" olarak adlandırılan doymamış bağlar ile kısmen kontrol edilir. Yüzeydeki silisyum atomları doymamış bağlara sahip oldukları için, dört gövde silisyum atomlarından daha

zayıf bağlıdırlar. Yarıiletken yüzeylerinin yeniden düzenlenmesini içeren Duke'ın ilk prensibinde tanımlandığı gibi, atomlar sistemin toplam enerjisini minimum yapmak ve doymamış bağları yok etmek için yeniden düzenlenecektir. Azalmış olan enerji; yeniden düzenlenmenin sonucu olarak bağ gerginliğinden dolayı doymamış bağlar yok edildiği için, oluşan yeni bağlar ile elde edilen enerji arasındadır.

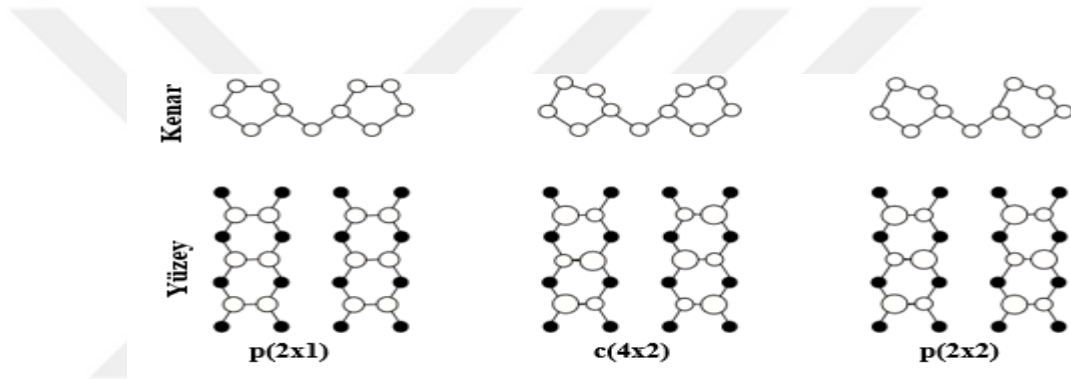
Sanayi bakımından en önemli silisyumun kristalografik yüzeyi, Si (100) yüzeyidir ve daha sonra bu yüzeyi Si (111) takip eder. (100) ve (111) yüzeylerinin her ikisinin atomik geometrileri gövde halinden önemli ölçüde farklı olduğu için fazlaca bir yeniden yapılandırma sürecine uğramaktadırlar. Ayrıca, iki yüzeyin yapısı belirgin biçimde farklıdır (Duke 1993, 1996; Waltenburg and Yates 1995). Genelde argon iyon püskürtme ve / veya yüksek sıcaklık tavlama şartları içeren uygun vakum hazırlama şartları altında Si (100) yüzeyi; ikiden bire yüzey Si atom başına doymamış bağların sayısının azaltılmasıyla Si dimerleri oluşturmak için yeniden düzenlenir (Duke 1996). Bu dimerler, bir atomik adımda 90° ile değişen sıra yönü ile siperlerle ayrılmış sıralar halinde yeniden düzenlenirler. Şekil 2.17, yüzeyin temel özelliklerini yani özellikle dimer sıraları ve herhangi bir dimer sırasını ayıran çukurları göstermektedir. (100)-2x1 yeniden yapılanması olarak bilinen bu yeniden düzenlenme, yüzey enerjisini, kimyasal bağ oluşturarak kararlılık kazandığı için minimize eder. Katıhal elektronik etkilerinden dolayı (Duke'nin ikinci prensibi); yüzey dimerleri Şekil 2.17'de gösterildiği gibi yüzey düzleminden dışarı eğilir ya da bükülürler.



Şekil 2.17. Yüzey hattı boyunca silisyum dimerlerin sırası ile temiz Si (100)-2x1 yüzeyi (Nilsson *et al.* 2008).

*Dimerlerin bükülmesi şekilde gösterilmiştir. Dimerler, bu yüzeydeki organik moleküllerin kimyasında önemli bir rol oynamaktadır.

Taramalı tünelleme elektron mikroskobu (STM) oda sıcaklığı ölçümlerinde dimerler simetrik görünürken, düşük sıcaklıklarda antisimetrik olarak bükülmüşlerdir (Wolkow 1992). Bu yeteri kadar termal enerji var olduğu zaman silisyum yüzey dimerlerinin dinamik olarak eğildiğini göstermektedir. Moleküler dinamik simülasyonları bu bulgularla uyumludur ve oda sıcaklığında silisyum dimerlerin piko saniye zaman skalasında dinamik olarak eğilmesi gerektiğini göstermektedir (Weakliem and Carter 1992). Sonuç olarak, oda sıcaklığında Si (100) yapısı (2x1) olarak tanımlanabilir iken, 200 K'nin altındaki sıcaklıklarda yeniden düzenlenmiş yüzey c(4x2) yapısına sahiptir (Duke 1996). (2x1) ve c(4x2) yapıları arasındaki fark Şekil 2.18'de gösterilmiştir.

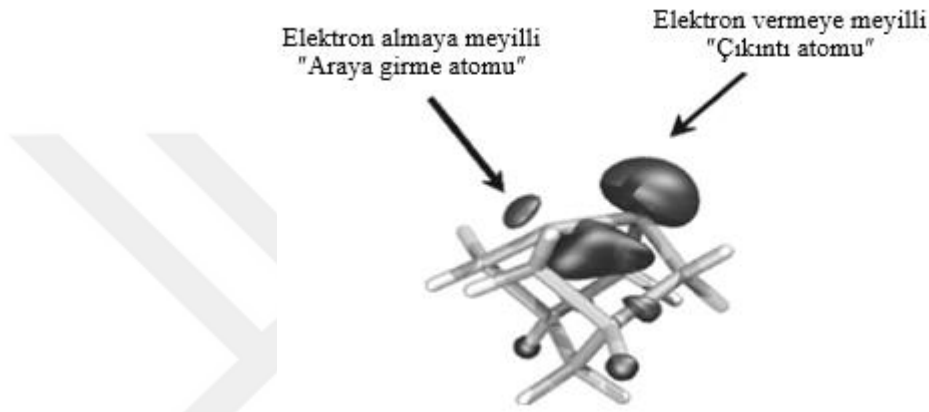


Şekil 2.18. Si(100) ve Ge(100) yüzeyinin modeli (Nilsson *et al.* 2008)

*Solda, simetrik dimerleri içeren (2x1) dimer yeniden yapılanması; Ortada, bükülmüş dimerler ile c(4x2) dimer yeniden yapılanması; bu iki yapı sırasıyla oda sıcaklığı ve daha düşük sıcaklıklarda silisyum için gözlemlenmiştir. Germanyum için, sağdaki yapıda bükülmüş dimerli p(2x2) yeniden yapılanmasıdır ve daha düşük sıcaklıklarda gözlemlenmiştir. Yüzey görüntü modelinde, boş halkalar yüzey tabaka atomlarını temsil eder, sırasıyla daha büyük ve daha küçük halkalar dimerlerin yukarı ve aşağı atomlarını işaret etmektedir. Dolu halkalar atomların sonraki tabakalarını temsil etmektedir.

Si (100)-2x1 yüzeyi üzerinde dimerlerin bağlanmalarını daha detaylı düşünmek; organik moleküller karşısında bu yüzeyin duyarlılığında önemli bir rol oynadığı için faydalıdır. Si (100)-2x1 dimerleri σ ve π bağlarından oluşan çiftli bağlara benzeyen bir şey ile bağlanmışlardır (Hamers *et al.* 1987; Duke 1996). Zayıf π bağı etkileşiminin gücü hâlâ tartışılmasına rağmen, geleneksel alkenlerin gücü 64 kcal/mol'den (Carey and Sundberg 2001) daha azdır ve yaklaşık olarak 5-10 kcal/mol değerindedir (D'Evelyn *et al.* 1992; Nachtigall 1993). Buna rağmen; yüzey dimerlerinin kısmi bağları, klasik organik kimyadan alken'e benzemektedir (Carey and Sundberg 2001). Ayrıca; dimerlerin eğilmesinden dolayı yük transferi, dimer atomları arasında oluşur. Down atomu olarak bilenen araya girme atomu, 'up atom' ya da çıkıntı atomuna önemli bir elektronik

yükünü verir. Bu etki, Si (100)-2x1 dimer küme modeli için Şekil 2.19’da gösterilmiştir. Bu şekilde en yüksek dolu moleküler orbital çizilmiştir. Sonuç olarak down atomları electrophilic (elektron almaya meyilli) ve up atomları nucleophilic (elektron vermeye meyilli)’dir (Konecny and Doren 1997). Hem π bağları hem de silisyum dimerlerinin electrophilic/nucleophilic doğası, yüzeyde oluşan reaksiyon ürünlerinin tiplerini etkilemektedir.

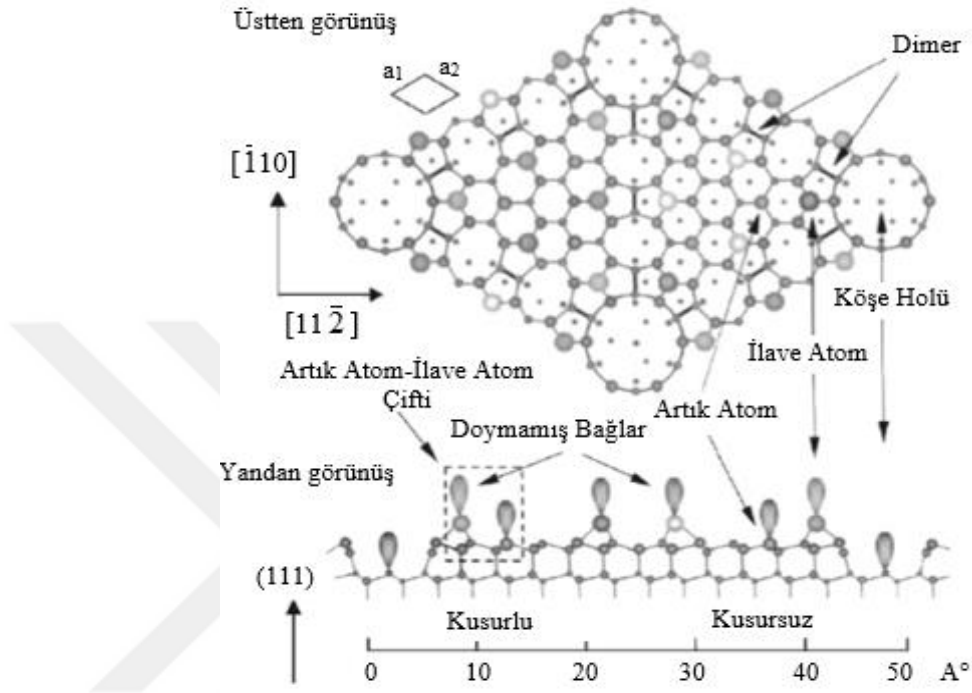


Şekil 2.19. Si₉H₁₂ dimer kümelerinin en yüksek dolu moleküler orbitali (Nilsson *et al.* 2008)

*Yüzeydeki iki silisyum atomu yüzey dimerlerini içermektedir ve kalan yedi Si atomlarının üçü yüzey altındaki tabakaları içerir. Bu tabakalar, bulk elmas kübik örgüsünün sp³ hibridizasyonu korumak için hidrojen ile sonlandırılmıştır. Up atomları nucleophilik ve down atomları elektrophiliktir.

Diğer taraftan Si (111), her bir birim hücrede 49 yüzey atomu içeren kompleks (7x7) yapısında yeniden düzenlenebilir (Duke 1996). Bu yeniden düzenlenme dimer-adatom-stacking kusuru (DAS) modeli olarak bilinir ve elektron kırınım verilerine dayanarak ilk olarak Takayanagi ve çalışma grubu tarafından önerilmiştir (Takayanagi *et al.* 1985). Kısa bir süre sonra, bu yapı en ilk yüzey görüntüleme sistemlerinden biri olan STM ile doğrulanmıştır (Tromp *et al.* 1986). Si (111)-7x7 yüzeyi Şekil 2.20’de şematik olarak gösterilmiştir. Düzenlenmemiş Si (111) yüzeyinde mevcut olan 49 doymamış bağ sayısı azaltılarak yeniden düzenlenmiş yüzey için birim hücre başına 19 doymamış bağ içermektedir. Bu doymamış bağlar, silisyum yüzey hallerin üç tipi olan ilave atomları, artık atomları ve köşe holü de bulunmaktadır. Birim hücre başına ilave atomları 12, artık atomları 6 ve köşe holü 1 doymamış bağ içermektedir. Ayrıca, birim hücrenin

yarısından fazlasında üst üste binme kusuru vardır. Bu kusur STM görüntüsünde küçük yükseklikli asimetri olarak gözlemlenebilir (Kubby and Boland 1996).



Şekil 2.20. Takayanagi ve çalışma arkadaşlarının dimer-adatom-stacking kusuru (DAS) modeline göre Si (111)-(7x7) yüzeyinin birim hücresi (Takayanagi *et al.* 1985; Cao *et al.* 2001; Nilsson *et al.* 2008)

Si (111)-7x7 yüzeyi üzerindeki farklı yüzey atomları kimyasal olarak ayırt edici özelliktedir. Elektron yeniden dağılımından dolayı, ilave atomların her biri kısmen pozitif yüklere sahip olmasına rağmen, her bir artık atom ve köşe holü negatif olarak yüklenir (Cao and Hamers 2001; Tao and Xu 2004). Sonuç olarak artık atom ve köşe holü nucleophilic yani elektron vermeye meyilli ve ilave atomlar electrophilic'dir yani elektron almaya meyillidir. Bitişik artık atom- ilave atom çifti bu yüzden dipol ya da diradikal yapıda oluşur. En yakın artık atom-ilave atom boşluğu Si(111)-7x7 için 4,5Å olmasına rağmen, Si(100)-2x1 için 2.4Å olup üzerindeki dimer mesafesinden çok daha büyüktür (Rousseau *et al.* 2001).

Yeniden birleşimden sonra, hem Si(100)-2x1 hem de Si(111)-7x7 yüzeyleri önemli ölçüde reaktiftir. Her iki yüzey oldukça yüksek vakum şartlarında ($P=10^{-10}$ Torr)

hazırlanmış ve bilinen yöntemlerle temizlenmiştir. Elde edilen yüzeyler atmosfer ortamında kararlı değildir, bunun yerine hızlıca SiO_2 tabakası oluşturmak için oksitlenirler. Bu yüzden, $\text{Si}(100)-2 \times 1$ ve $\text{Si}(111)-7 \times 7$ yüzeylerini temizleme çalışmaları vakum ortamında yapılmalıdır. Soğurma ve reaksiyon için reaktifler, vakum odasında buhar formuna getirilir. Öte yandan; silisyum yüzeyleri hidrojen ya da diğer sonlandırma gruplarıyla kaplanarak atmosfer ortamında daha kararlı hale getirilebilir (Nilsson *et al.* 2008).

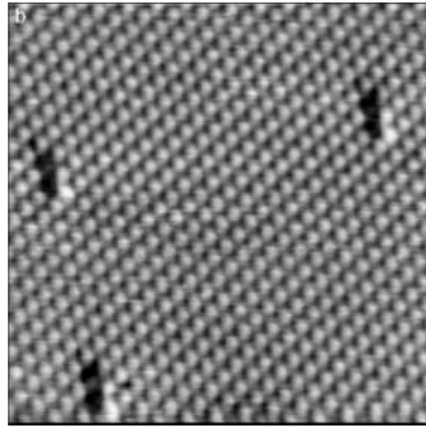
2.6. Silisyum Yarıiletkenin Yüzey Pasivasyonu

Silisyumun pasivasyonu, mikroelektronik endüstrisinde çok önemlidir ve detaylı olarak incelenmiştir. Silisyum yarıiletkeninde silisyum oksit aracılığıyla mükemmel bir pasivasyon elde edilebilir. Ayrıca, silisyum nitrit (Si_3N_4), metal tabakaları, hidrojen ve anodik oksidasyon ile silisyumunun pasivasyonu yapılabilir. Burada sadece hidrid pasivasyonu ile anodik pasivasyondan bahsedeceğiz (Nilsson *et al.* 2008).

2.6.1. Silisyumun hidrid pasivasyonu

Si-H (silisyum hidrid) grupları ile silisyum yüzeyini sonlandırmak için birçok çalışma yapılmıştır. Bu işlemlere mükemmel genel bir bakış Weldon ve çalışma arkadaşları tarafından yapılmıştır (Weldon *et al.* 2002). Yaygın olarak bu işlemler; sulu hidroflorik asit çözeltisinin seyreltilmesi uygulamalarını içermektedir. Hidroflorik asit ya da yaygın olarak $\text{NH}_4\text{F}/\text{HF}$ tamponlu çözeltisi SiO_2 tabakayı etch eder ve oksidin uzaklaştırılmasından sonra silisyum yüzeyinin hidrojen ile sonlanmasına yol açar. Si-F bağı, Si-H bağından çok daha fazla güçlü olduğu için, başlangıçta bu yüzeyin F-sonlanmış olduğu düşünülmüştür (Weldon *et al.* 2002). Ancak, birçok çalışma bu yüzeyin gerçekte H-sonlandırılmış olduğunu göstermiştir. Bu sonuç; Si-F bağının büyük ölçüde polarize olduğunun kabul edilmesiyle ve yüzeydeki hidrojenleri koparan ve SiF_4 olarak silisyumu etch eden HF etkisini artırmak için elverişli olduğunun kabul edilmesiyle açıklanmıştır (Ubara *et al.* 1984).

Hidrojen atomları ile silisyum yüzeyini sonlandırmak yalnızca yüzeyi pasif hâle getirmez aynı zamanda yüzey yapısını da değiştirir. Yeniden oluşturulmuş yüzey bazı zayıf Si-Si bağlarını içerdiği için, güçlü Si-H bağları ile bu bağların yer değiştirmesi yüzeyi gevşetebilir. İyi çalışılmış yüzeylerden biri hidrojen ile sonlandırılmış Si (111) dir. Hidrid ile sonlandırılmış Si (111) yüzeyi yeniden düzenlenmediğinden; arayüzeyde hidrojenin pasivasyon etkisi ve güçlü bağlanmasından dolayı yüzeydeki silisyum atomlarının neredeyse gövdedeki gibi periyodik olduğu açıklanmaktadır (Higashi *et al.* 1990). Hidrid ile sonlandırılmış Si (111) yüzeyinin STM görüntüsü Şekil 2.21’de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi, çok yüksek dereceli düzenin H-Si (111) yüzeyinde elde edilebilir olduğu açıktır. Si (100) yüzeyinin HF ile etch edilmesi sonucu hidrid sonlandırılması oluşturulurken son derece düzenli yüzeyler üretilmez ve mono-, di- ve trihidrid türleri (SiH, SiH₂ ve SiH₃) oluşur (Dumas *et al.* 1992).



Şekil 2.21. Hidrojenle sonlandırılmış 10 nm x 10 nm’lik Si (111) yüzeyinin görüntüsü (Wayner and Wolkow 2002; Nilsson *et al.* 2008)

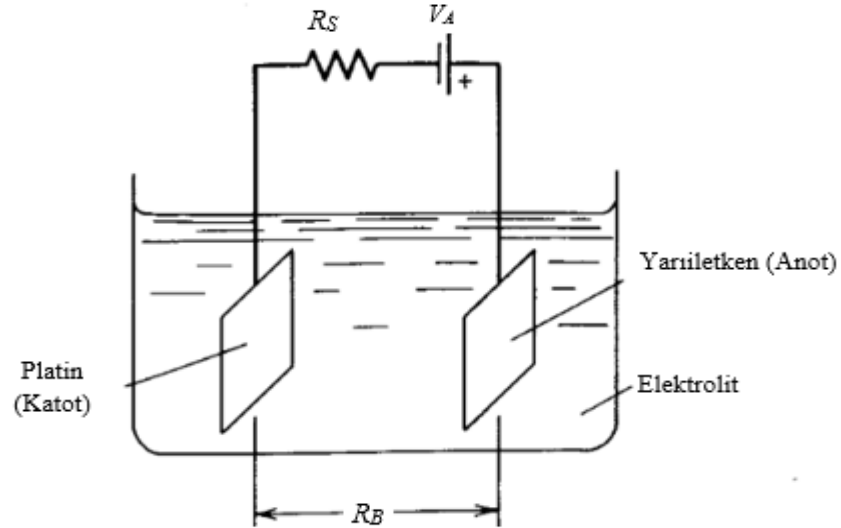
Silisyum vakumda hidrojen ile de sonlandırılabilir. Vakumda en yaygın metot, temiz ve düzgün Si yüzeyi üzerindeki atomik hidrojenin soğrulmasıdır. Moleküler H₂, silisyum yüzeyi üzerinde oda sıcaklığında (10⁻⁶’dan daha az) çok düşük bir yapışma olasılığına sahiptir. Bu yüzden hidrojenin önceden ayrılmış olması gereklidir (Brenig and Hilf 2001). Hidrojenle sonlandırılmış silisyum, temiz silisyum yüzeyli silane ya da disilane’nin reaksiyonu ile de oluşturulabilir. Üçlü hidridler; monohidrid (SiH), dihidrid

(SiH₂) ve trihidrid (SiH₃) yapılarının yüzey sıcaklığı ve kapsamalarına bağlı olarak oluşturulabilir (Nilsson *et al.*2008).

2.6.2. Silisyumun anodik pasivasyonu

Bu işlemin temel prensibi, oda sıcaklığı ya da oda sıcaklığı civarında yapılmasıdır. Bu sayede yarıiletken içindeki mevcut kirliliklerin konsantrasyonunun değişmemesi sağlanır. Anodik oksidasyon işlemi elektrokimyasal bir işlem olup elektrolit bir hücre içine yerleştirilmiş yarıiletken kullanılarak yapılır.

Anodik oksidasyon ya da anodizasyon, Şekil 2.22’de gösterildiği gibi yarıiletkenin elektrolit hücreye yerleştirilmesiyle gerçekleşir. Burada hücre güç kaynağı ile beslenirken, yarıiletken pozitif terminaline anot olarak ve asal bir metal olan platin negatif terminaline katot olarak bağlanmıştır. Hücre güç kaynağı ile beslendiğinde doğal oksit yarıiletken üzerinde ürün olarak ortaya çıkar (Ghandhi 1994).



Şekil 2.22. Anodik oksidasyon düzeneği (Ghandhi 1994)

Elektrolit formülasyonunun birçok çeşiti kullanılabilir. Bu elektrolitlerin temel oksit bileşeni sudur ve H⁺ ve OH⁻ olarak ayrışır. Bu ayrışma reaksiyonu;



olarak yazılabilir. Öyleyse;

$$k=[H^+][OH]^- \quad (2.42)$$

dır. Deiyonize su için denge 24°C’de 10^{-14} için sabittir. Bu durumda $[H^+]=[OH^-]$ olduğu için, $[H^+]$ ’nın konsantrasyonu 10^{-7} ’dir. Sonuç olarak $pH=-\log_{10} [H^+]$ olduğu için pH’ı 7’dir. Sıklıkla iletkenlik/pH değişimi, oksidasyonun çözünme oranının yanı sıra elektrolitin direncini değiştirmek için kullanılır. Bilinen değiştiriciler H_3PO_4 (asidik), NH_4OH (bazik) ve $(NH_4)_2HPO_4$ (hemen hemen nötr) dür. Genellikle pH kontrolü için bu değiştiricilerin çok küçük bir miktarı gereklidir.

Susuz çözeltilerde de anodizasyon işlemini gerçekleştirmek mümkündür. Bu durumda pH, susuz çözelti eklenmeden önce ayarlanır. Bu elektrolit için gereken, ayrışmada üretilen (OH^-) iyonlarından biridir. Hem etilen hem de propilen glikol susuz ortam olarak sıklıkla kullanılır. Anodik oksidasyon işleminde elektroliti oluşturan bileşiklerin yanı sıra onun dielektrik sabiti, vizkozitesi ve çevre şartları gibi parametreler de rol oynamaktadır.

Anadizasyon işlemi ya düşük iç dirence sahip gerilim kaynağıyla ya da yüksek iç dirence sahip sabit akım kaynağı altında yapılır. Anodik oksidasyon işlemi akım yoğunluğunun değişken olması ile etkilenmektedir. Bu işlem için güç kaynağı olarak gerilim kaynağı kullanıldığında ilk gerilim uygulandığındaki akım değerleri çok büyük olmaktadır. Bunun nedeni oksit tabaka direncinin küçük olmasıdır. Böylece yarıiletkenin yüzeyinde oluşan oksit tabakasında bazı düzensizlikler ve oksit bağ tabakasında bir artma olmaktadır. Bu nedenle, oksit tabaka üzerindeki istenmeyen etkileri en aza indirmek için sabit akım kaynağı kullanılır. Çünkü sabit akım kaynağı oksit tabakası üzerindeki enerjiyi kontrollü olarak aktarmaktadır.

Sabit akım altında, anodik oksidasyon devresindeki voltmetreden gözlenen gerilim değerinin değişmesi devredeki direncin değişmesine yani numunenin iç direncinin değişmesine neden olmaktadır. Bu ise numune üzerindeki oksit tabakasının değişmesine atfedilir. Böylece gerilimin kontrol edilmesiyle dolaylı olarak numune yüzeyindeki oksit tabakası kalınlığı kontrol edilmiş olur.

Anodizasyon işleminden önce, laboratuvar ortamında numunenin parlak yüzeyinde oluşan oksit tabakasının kaldırılması için numune seyreltilmiş HF ($\text{HF}+10\text{H}_2\text{O}$) ile temizlenerek, deiyonize su ile yıkanıp kurutulduktan sonra Şekil 2.22’de gösterilen anodik oksidasyon düzeneğindeki elektrolit içine yerleştirilmesiyle sabit akım şartlarında belirli akım yoğunluğu değerlerinde oksitleme işlemi yapılır. Oksidasyon işlemi akım yoğunluğuna bağlı olarak değişmektedir. Bu nedenle, kontrollü olarak oksit kalınlığının yapılabilmesi için yüksek iç dirence sahip sabit akım kaynağı kullanılmalıdır.

Silisyumun anodik oksidasyonundaki etkileşmeler aşağıdaki gibidir (Ghandhi 1994):

1) Elektrolit ortamında su, H^+ ve $(\text{OH})^-$ iyonlarına ayrışır.



2) Silisyum ve elektrolit arasında, elektrokimyasallar arasındaki farklılık sonucunda denge oluşana kadar silisyumdan yük transferi olur. Bu yüzey tabakasındaki elektronların kısmen tükenmesine yol açar. Anodizasyon esnasında holler; yarıiletken kristalden, yarıiletken-elektrolit ara yüzeye doğru elde edilmektedirler. Böylece silisyumun yüzey atomları daha yüksek oksitlenme basamağına ilerlerler.



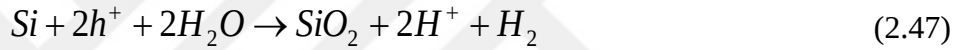
3) Si^{+2} , hidroksit oluşturmak için $(OH)^{-}$ ile birleşir,



4) $Si(OH)_2$ ardışık olarak süreçte hidrojeni bırakarak SiO_2 oluşturur.



Toplam reaksiyon



ile verilir. *p*-tipi malzemelerin anodik oksidasyonu, batarya aracılığıyla yarıiletken yüzeyine dağılan hollerde herhangi bir problem olmadığı için nispeten basittir. Bu durum *n*-tipi yarıiletken için daha karmaşıktır. Burada, yarıiletkenden elektrolite başlangıç yük transferi a) yarıiletkendeki depolasyon tabakasında b) hollerin aktığı engelde oluşur. Dış batarya bağlanmadığında, hollerin reaksiyon ara yüzeyine sürekli sağlanması durur. Gerçekte, daha sonra elektrolit-yarıiletken sistemi, metal rolünü sağlayan elektrolit ile Schottky diyot gibi davranır. Burada; yarıiletken yüzeyinde holler elde edilmedikçe oksidasyon birkaç tekli tabakanın haricinde ilerlemeyecektir. Holleri elde etmek için bir yaklaşım; fotojenerasyon ile numunenin aydınlatılmasıdır. Bir diğeri; ışık ile oluşturulan hollerin oksidasyonu devam ettirebilmesi için, anodik oksidasyon hücresine eklem kırılma voltajını aşan voltajların uygulanmasıdır. Büyütülen oksit tabakasının artması depolasyon tabakasının karşısına uygulanan voltajı azaltır. Bu voltaj elektrolit-yarıiletken sisteminin kırılma voltajının altına düştüğü zaman anodik oksidasyon işlemi neredeyse durur.

H^{+} iyonları, elektronların eklenmesi ile moleküler hidrojenin açığa çıktığı katoda doğru sürüklenir. Dolayısıyla;



olur.

Oksit büyümesi

Aydınlatılmamış şartlar altında Şekil 2.22’de gösterilmiş olan anodizasyon sistemini düşünelim. Bu sistemde ilk oksit büyümesi, yarıiletken yüzeyindeki adalar üzerinde oluşmaktadır. Kabarcıklar sürekli olur olmaz; daha fazla oksidasyon, yarıiletken oksitleri aracılığıyla $(OH)^-$ iyonlarının taşınması ya da elektrolit-oksit arayüzeyine oksit esnasında yarıiletken malzemenin taşınması ile devam etmektedir.

Oksit oluşumu ile yarıiletken malzemelerin tükenimi, elektrolizin Faraday yasası ile verilir. Bu yasa;

$$W = \frac{W_e}{qN} \quad (2.49)$$

şeklindedir. Bu ifade de W , yükün Coulomb’u başına tüketilen malzemenin gram sayısı, W_e , elektrokimyasal denge ağırlığı, q elektronun yükü ve N Avagadro sayısıdır ($qN = 96,483$). Elementin ya da bileşiğin elektrokimyasal ağırlığı sırasıyla atomik ya da moleküler ağırlıktır.

Oksidasyonun oluşum oranı α ; alan başına geçen, yük başına filmin kalınlığındaki artma olarak tanımlanır ve akım verimi ile yakından ilişkilidir. Anodizasyon boyunca önemli olan ikinci terim oksit çözünme oranıdır. Herhangi bir voltaj uygulanmamışsa, bu oran zamanın fonksiyonu olarak filmin kalınlığını değiştirir.

Devrenin ve elektrotlar arasındaki direnç sırasıyla, R_S ve R_B ise başlangıç akım akışı:

$$I_o = \frac{V_A - V_r}{R_S + R_B} \quad (2.50)$$

ile verilir. Burada V_A uygulanan voltajı ve V_r p -tipi yarıiletken için anodizasyon hücresinin artık voltajıdır (Hücre pil olarak kullanıldığı zaman oluşan elektromotiv kuvvetin tersidir). Ancak n -tipi yarıiletken için V_r , deplasyon tabakası ile ilişkili artık voltaj ve kırılma voltajının toplamıdır. f_d filmin çözünme oranı ise, denge çözünme akımı eşitlik (2.51) ile verilir.

$$I_d = \frac{f_d}{\alpha} \quad (2.51)$$

Anodizasyon süresince, akım oksitin özellikle iyonik doğası boyunca akar ve $J \propto e^{KE_{ox}}$ eşitliği ile verilir. Film büyümesi süresince sabit bir elektrik alan olduğunu varsayarsak, bu durumda oksitin son kalınlığı;

$$x_\infty = \frac{V_A - V_r}{E_{ox}} \left(1 - \frac{I_d}{I_o} \right) \quad (2.52)$$

ile verilir. Film büyüme oranı, Şekil 2.22'deki anodizasyon devresi için Kirchhoff yasasının yazılmasıyla belirlenebilir. Bu yüzden,

$$V_A - V_r = i(R_S + R_B) + \alpha E_{ox} \int_0^t i dt \quad (2.53)$$

ifadesi yazılır. Bu eşitliğin çözümü, eşitlik (2.52)'de verilen oksit kalınlığının son değerinin eklenmesi ile eşitlik (2.54) olarak elde edilir.

$$x = x_{\infty} \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_f}\right) \right] \quad (2.54)$$

Bu ifade de τ_f , büyüme zaman sabitidir ve

$$\tau_f = \frac{R_S + R_B}{\alpha E_{ox}} \quad (2.55)$$

ile verilir.

Anodizasyon sabit akım kaynağı altında da yapılabilir. Bu durumda, Faraday'ın yasasında zaman ile lineer olarak değişen oksit kalınlığı gereklidir. Ayrıca oksit karşısında alan sabit olduğu için, voltaj düşüşü karşısında kalınlık zamanla lineer olarak artacaktır (Ghandi 1994).

Anodik oksidasyonun avantajları

Anodik olarak büyütülen filmlerin en büyük avantajları; Si yüzeyinde kirliliklerin yeniden dağılımı termal oksidasyondaki gibi oluşmamaktadır. Oksit kalınlığı kolayca kontrol edilebilir, tekrarlanması kolaydır ve maliyeti düşüktür.

Anodik oksidasyonun dez avantajları

Anodik oksidasyon yöntemiyle 0,2 μm 'den daha yüksek kalınlıklı oksit tabakası büyütme çoğunlukla zordur. Çünkü yüksek gerilim değerlerine çıkmak, oksitin kırılmasına ve film kalitesinin bozulmasına neden olur. Bu nedenle daha kalın bir oksit tabakası büyütme için önce anodik oksidasyonla ince bir oksit tabakası büyütülür, sonra bu filmin üzerine termal oksidasyon işlemi yapılır (Nicollian and Brews 1982). Bu şekilde, daha kalın ve kaliteli oksit tabakası büyütülebilir.

2.7. Yarıiletkenlerde Soğurma

Yarıiletkenlerde soğurma, temel örgü soğurması olarak adlandırılır. Soğurma olayında; bir elektron gerisinde hol bırakılarak valans bandından iletkenlik bandına doğru uyarılır. Bu sürecin belirli özellikleri dikkate alınmalıdır. Foton, nispeten büyük bir enerji miktarına sahip olmasına rağmen De-Broglie'nin $p = h\nu / c = h / \lambda$ eşitliğine göre ihmal edilebilecek kadar küçük bir momentuma sahiptir. Enerji ve momentumun korunumu ilkelerine göre, soğurma işlemi boyunca kristalin enerjisinin artması beklenmektedir. Ancak kristalin momentumu hemen hemen değişmemektedir. Bu durum belli seçim kurallarına yol açmaktadır (Goetzberger *et al.* 1998).

Ayrıca, enerji ve momentum arasındaki ilişki dikkate alınmalıdır. Serbest uzayda bir elektron için;

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (2.56)$$

eşitliği geçerlidir.

Kuantum mekaniği sonuçları, serbest uzaydaki elektronların bazı değiştirilmiş fiziksel koşullarda yarıiletkendeki elektronlara transfer edilebileceğini göstermektedir (McKelvey 1966). Bu düşünceyi soğurmanın açıklanması için kullanacağız (Goetzberger *et al.* 1998).

2.7.1. Direkt bant aralıklı yarıiletkenlerde soğurma

Soğurma işlemi en kolay direkt yarıiletkenlerde gösterilebilir. Şekil 2.23'de, kristalin momentumu p ile ilgili olarak, iletkenlik bandının minimum enerjisinin valans bandının maksimumunun yukarısında direkt olarak uzandığı görülmektedir. $E = h\nu$ enerjili bir

foton soğurulduğu zaman, bu enerji kristalin enerjisinin ilk ve son durumu arasındaki farktır. Bu enerji farkı;

$$E_e - E_a = h\nu \quad (2.57)$$

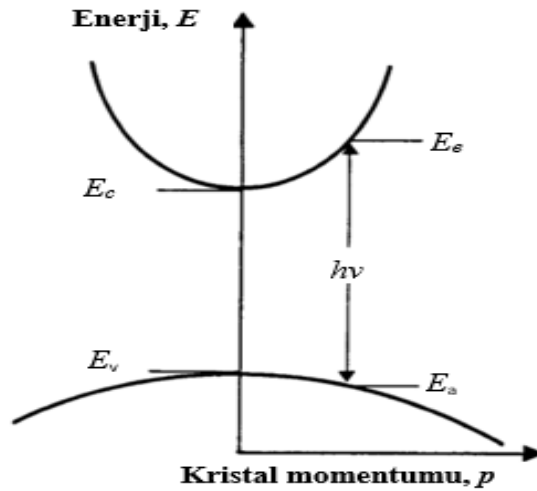
şeklinde verilir. Eşitlik (2.56)'ya göre yük taşıyıcıları için enerjiyi yazarsak, iletim bandındaki elektronun enerjisi bulunmuş olur. Bu enerji;

$$E_e - E_c = \frac{p^2}{2m_n^*} \quad (2.58)$$

ile verilir. Valans bandındaki hollün enerjisi ise;

$$E_v - E_a = \frac{p^2}{2m_p^*} \quad (2.59)$$

ile verilir.



Şekil 2.23. Direkt yarıiletkenlerde kristal momentumunun fonksiyonu olarak iletkenlik bandının enerjisi (Goetzberger *et al.* 1998)

Şayet eşitlik (2.56) ve (2.57) dikkate alınıp (2.58) ve (2.59) eşitliklerine eklenirse;

$$h\nu - E_g = \frac{p^2}{2} \left(\frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right) \quad (2.60)$$

elde edilir. Bu eşitlik, fotonun enerjisinin artması ile kristal momentumunun arttığını gösterir.

Bu soğurma işleminin olasılığı doğal olarak elektron ve hollerin yoğunluğuna bağlıdır. Elektron ve hollerin yoğunluğu, bandın kenarında sıfıra yaklaşıp ve daha uzakta önemli ölçüde arttığı için, daha yüksek foton enerjili soğurma ihtimalinin önemli ölçüde arttığı açıktır. Çünkü kristalin momentumu minimum ve maksimum durum haricinde uzandığı zaman bile fotonun enerjisi daha sonra soğurma için yeterlidir. Teorik tartışmalardan soğurma katsayısı için;

$$\alpha_\lambda = C \left(h \frac{c}{\lambda} - E_g \right)^{1/2} = C (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (2.61)$$

ifadesi elde edilir. Soğurma katsayısı α cm⁻¹ ile verilirse, C sabitinin değeri yaklaşık olarak 2x10⁴’dür (Pankove 1971).

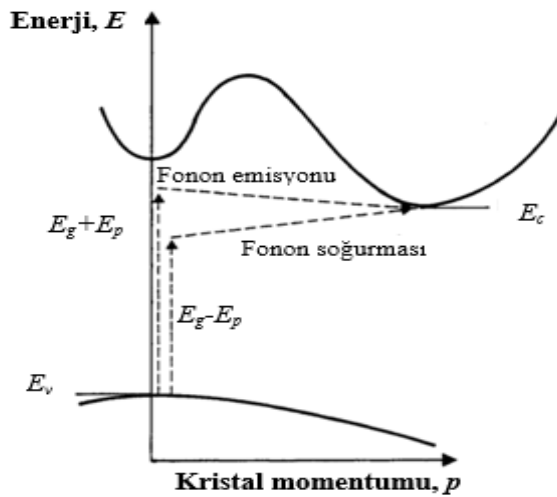
Direkt yarıiletken olan GaAs için $E_g=1,42$ eV ve $\lambda = 0,8\mu m$ ’ye karşılık gelen 1,52 eV enerjili bir foton ile aydınlatıldığından, soğurma katsayısına ($\lambda_L = 1,6\mu m$ soğurma uzunluğunun alınmasıyla) $\alpha = 6,3 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ değerinde olduğu bulunur.

Daha kısa dalga boylu ışık daha iyi soğurulur. Birkaç μm çok ince tabakalarda bile fotovoltaiik olarak yararlı güneş ışığının hemen hemen tamamının soğurulması, direkt yarıiletkenlerin özelliğidir.

2.7.2. İndirekt bant aralıklı yarıiletkenlerde soğurma

Soğurma işlemi indirekt yarıiletkenlerde farklıdır. Bu yarıiletkenlerde, iletkenlik bandının minimumu ile valans bandının maksimumu farklı kristal momentumlarında uzanmaktadır. Soğurma durumu ise Şekil 2.24 kullanılarak gösterilir. Şekilden de görüldüğü gibi, valans bandından iletkenlik bandına direkt geçiş için $h\nu = E_g$ 'den daha yüksek enerji gereklidir.

Ancak momentumdaki gerekli değişim, örgüdeki termal titreşim yani fonon ile uyarılabildiğinde, bu enerji ile iletkenlik bandının minimumuna uyarılma mümkündür. Fonon, foton ile kıyaslandığında düşük enerji seviyesine sahip olmasına rağmen, çok yüksek momentuma sahiptir. Burada önemli bir nokta; indirekt yarıiletkenlerdeki soğurma ihtimalinin, iki farklı parçacık içerdiğinden dolayı, direkt yarıiletkenlerinkinden çok daha düşük olmasıdır.

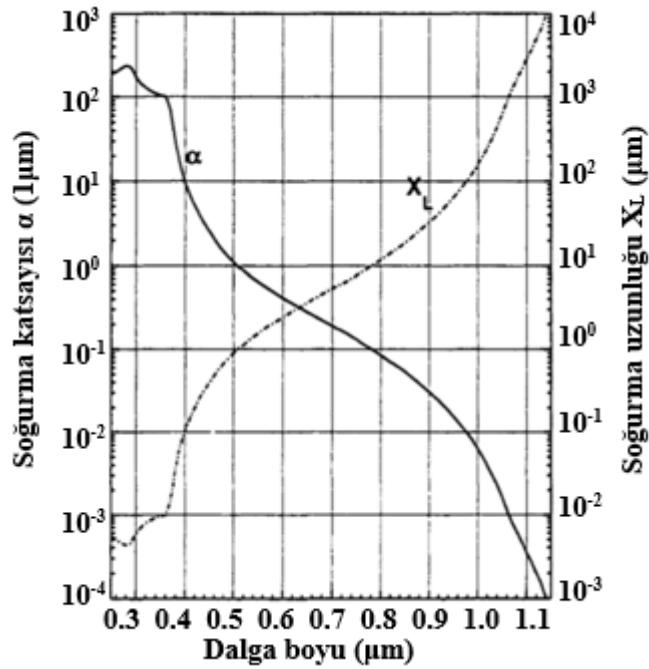


Şekil 2.24. İndirekt yarıiletkenlerde kristal momentumu ile ilgili olarak iletkenlik bandının enerjisi (Goetzberger *et al.* 1998)

Silisyum kristali için farklı deneysel ölçümler mevcuttur (Runyan *et al.* 1967; Jellison and Modine 1982). 1995’de yeni sonuçlar yayınlanmıştır (Green and Keevers 1965). Şekil 2.25’de soğurma katsayısı, soğurma uzunluğu ve dalga boyu arasındaki bu ilişki

gösterilmektedir. Silisyumda $1\mu m$ dalga boylu ışık için soğurma uzunluğu $140\mu m$ 'dir. Burada $\alpha = 72cm^{-1}$ 'dir. Bu sebeple ışık, yansıma metodu kullanılarak kristal içerisine hapsedilemez ise, yüksek seviyede soğurma için yaklaşık $200\mu m$ 'li kalınlıkta silisyum kristal gerekir.

Yük taşıyıcılarının oluşumu ile bağlantılı soğurmanın bu çeşitinin yanı sıra başka soğurma çeşitleri de vardır. Örneğin foton, iletkenlik bandındaki elektronu daha yüksek enerji seviyelerine yükselterek uyarabilir. Bu durumda elektron fazla enerjisini örgüye verir. Bu yüzden örgü titreşimlerinin enerjisi yani yarıiletken sıcaklığı artar. Bu soğurma çeşidi, yüksek elektron konsantrasyonlarında meydana gelmektedir.



Şekil 2.25. Dalgaboyu λ ile silisyumun soğurma uzunluğu X_L ve soğurma katsayısı α 'nın değişimi (Green and Keevers 1965; Goetzberger *et al.* 1998)

2.8. Bragg'ın Difraksiyon Şartı

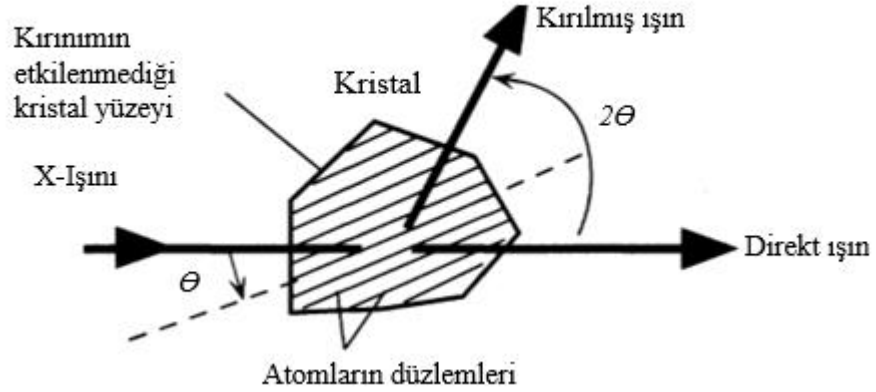
X-ışınları; 0,01 nm'den birkaç nanometreye değiştiği bilinen dalga boylarına sahip elektromanyetik (EM) dalgalarıdır. Bu dalga boyu bölgesi kristallerde düzlemler arası

boşluk ile kıyaslanabilir. Kristal üzerine X-ışını çarptığı zaman, ışının dalgaları kristalde atomların düzlemleri ile etkileşir. Sonuç olarak; X-ışını dalgaları saçılmış olur ve X-ışını kırınımına uğrar. Bu dalgaların radyo dalgaları ile kıyaslanması faydalı olabilir. 1-10 m (kısa dalgalar ve VHF dalgalar)'de değişen dalga boylarına sahip radyo dalgaları benzer büyüklükteki nesneler ile kolayca etkileşebilir. İyi bilindiği gibi radyo dalgaları; ağaçlar, evler ve binalar gibi karşılaştırılabilir büyüklükteki nesnelerden saçılabilirler. Ancak; kilometre uzunluğundaki dalga boylarına sahip uzun radyo dalgaları, nesne boyutları dalga boylarından çok daha küçük olduğu için bu nesnelerden saçılamazlar (Kasap 2006).

X-ışınları kristallere çarptığı zaman, EM dalgalar kristal yapıya nüfuz eder. Kristaldeki atomların her birinin düzlemi, dalgaların bir kısmını yansıtır. Farklı düzlemlerden yansıyan dalgalar daha sonra birbirlerini engeller ve Şekil 2.26'da tanımlandığı gibi, saçılmış ışınlar iyi tanımlanmış açı 2θ 'da kırılmış ışınlar neden olurlar. Saçılmış ışınların bazıları kristal boyunca kırılmadan gider ve bazıları kırınımına uğrarlar. Ayrıca, kırılmış ışınlar sadece belli yönelimlerde bulunurlar. Bu kırınım yönelimleri Şekil 2.26'da tanımlandığı gibi iyi tanımlanmış kırınım açısı 2θ 'ya karşılık gelir. Kırınım açısı 2θ , X-ışınlarının dalga boyu λ ve kristal içindeki kırınım düzlemlerinin düzlemler arası ayrımı d Bragg kırınım şartına göre birbirleri ile ilişkilidir. Bu ilişki;

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (2.62)$$

bağıntısı ile verilir.

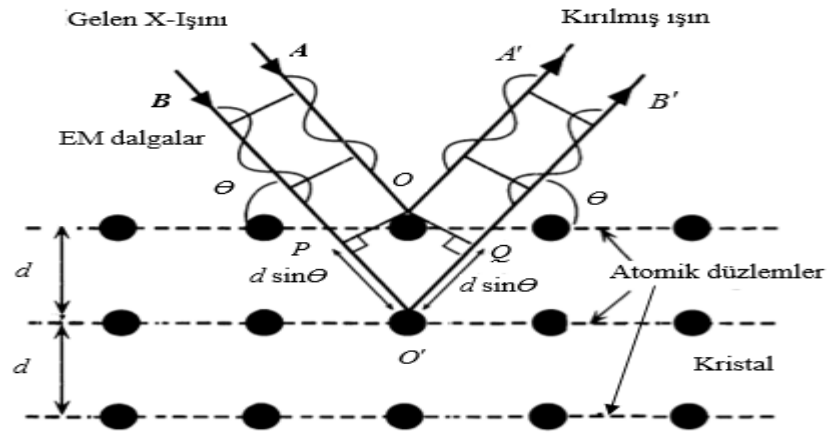


Şekil 2.26. Kristalde X-ışını kırınımının şematik gösterimi (Kasap 2006)

*X-ışınları kristale nüfuz eder ve daha sonra atomik düzlem serilerinden saptırılırlar.

Şekil 2.27’de gösterildiği gibi; kristal yapıya nüfuz eden ve atomik düzlemler tarafından yansıtılmış olan X-ışınlarını gözönüne alalım. Bu aşamada, X-ışınlarının aynı fazda birçok paralel dalgadan oluştuğu düşünülebilir. Bu dalgalar kristal yapıya nüfuz eder ve ardışık atomik düzlemlerde saçılmaya uğrarlar. Düzlemler arası mesafe d ’dir. Bitişik atomik düzlemlerden saçılan dalgalar, sadece ışınlar arası yol farkı yapıcı girişim şartı olan dalga boyunun tam katı olduğunda yapıcı girişim oluştururlar. Bu yapıcı girişim saçılmanın yalnız belli yönelimleri için olacaktır. Basitçe, kristalde ardışık iki düzlemden saçılmış A ve B ile belirtilmiş iki X-ışını dalgasını düşünelim. Şekil 2.27’de gösterildiği gibi X-ışını ve atomik düzlemler arasındaki açı θ ’dır. Başlangıçta A ve B dalgaları aynı fazlıdır. B dalgası ikinci düzlemden yansımaya karşın A dalgası ilk düzlemden yansımıştır. A dalgası O ’dan yansıdığı zaman B dalgası P ’dedir. B dalgası ikinci düzlem üzerindeki O' ’dan yansır ve daha sonra B' boyunca hareket eder. B dalgası A dalgasına ulaşmadan önce $PO'Q$ yani $2d \sin\theta$ ‘ya eşit yolu ilerlemek zorundadır. İki saçılmış dalga A' ve B' arasındaki yol farkı $PO'Q$ ya da $2d \sin\theta$ ’dır. Yapıcı girişim için bu mesafe $n\lambda$ olmalıdır. Burada n bir tamsayıdır. Aksi halde; saçılmış dalgalar yıkıcı girişim yapacak ve birbirlerini yok edeceklerdir. Bu yüzden kırınım şartının gerçekleşmesi için A' ve B' arasındaki yol farkı eşitlik (2.62)’deki gibi dalga boyu λ ’nın tam katı olmalıdır. Eşitlik (2.62)’deki kırınım şartı **Bragg yasası** olarak adlandırılır. 2θ **kırınım açısı** olarak adlandırılmasına rağmen, θ açısı **Bragg**

açısı olarak adlandırılır. n katsayısı kırınım mertebesi olarak adlandırılır. θ açısı kristal içinde atomik düzlemler ile X-ışını arasındaki açıdır ve gerçek bir kristal yüzeyindeki açı değildir. Kristaldeki yüzeyin şekli nasıl olursa olsun, X-ışınları kristale nüfuz ettiği ve daha sonra bir dizi paralel atomik düzlemler tarafından yansındığı için kırınım süreci etkilenmez.

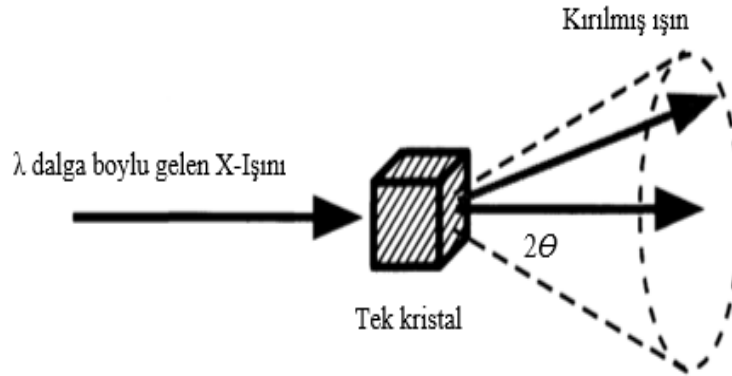


Şekil 2.27. Kristaldeki farklı atomik düzlemlerden yansımış olan X-ışını dalgalarını içeren kırınım (Kasap 2006)

*Bu dalgalar sadece Bragg şartını sağlayan belli kırınım açılarında yapıcı girişim yaparlar.

2.8.1. X-ışını difraksiyonu ve kristal yapıların çalışılması

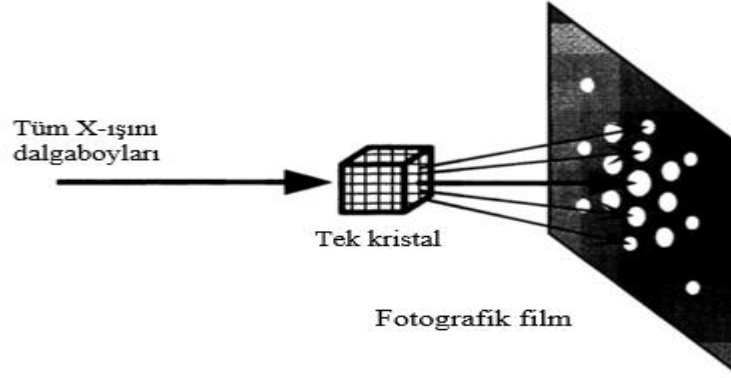
X-ışını demeti tek kristal üzerine geldiği zaman, kristaldeki düzlemlerden saçılan demetin, Bragg yasasıyla uyumlu olduğu açı 2θ 'dır. Şekil 2.28'de gösterildiği gibi üç boyutta kristaldeki tüm yönelimler gelen demetle 2θ açısında bir koni oluşturur. Bu kırılma konisi olarak adlandırılır.



Şekil 2.28. Bütün 2θ yönelimleri gelen demet etrafında kırınım konisi oluşturur. Kırılmış demet koni üzerinde uzanır, ancak tam bir yönelim kırılma düzlemlerinden gelen ışının yönelimine bağlıdır (Kasap 2006).

Yukarıdaki şekilde, Miller indisleri (hkl)'nin farklı dizilerinden farklı düzlemlerin farklı dizilerine karşılık gelen birkaç farklı kırınım konisi vardır. Farklı koniler üzerinde uzanan tüm sınırlar Bragg şartını sağlamasına rağmen; kırılmış ışının gerçek yönelimi X-ışınının kırılma düzlemlerinin tam yönelimlerine (ya da bükülmesine) bağlıdır. Şekil 2.28'de gösterildiği gibi monokromatik bir X-ışını demeti tek kristal üzerine geldiği zaman; kırılmış ışın belli yönelimli kırılma düzlemi (hkl) takımı için, farklı koni üzerinde belli bir yönelim boyunca uzanır.

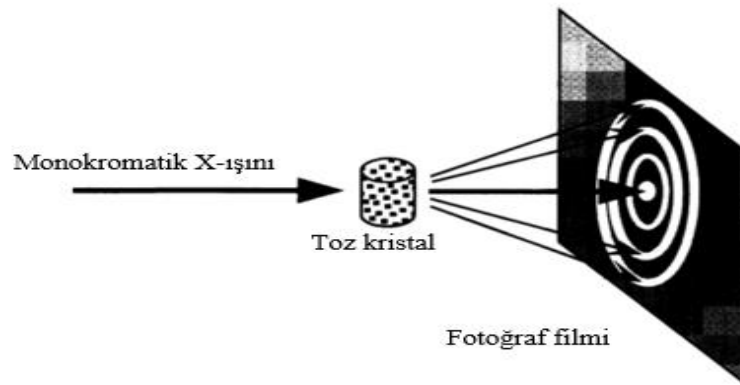
Kristal yapı çalışmasının **Laue tekniği**, geniş bir dalga boyu aralığına sahip olan beyaz bir X-ışını demeti ile tek kristalin ışınlanmasını içerir. Şekil 2.29'da gösterildiği gibi fotografik plaka difraksiyon izlerini yakalamak için kullanılır. Farklı dalga boylarında tarama ve Bragg şartının sağlandığı değişik (hkl) düzlemlerinden difraksiyonlar toplandığı için, (hkl) düzlem belli takımları için verilen d ve λ Bragg şartını sağladığında difraksiyon vuku bulur. Kırınım deseni benek şeklindedir. Buradaki her bir benek; gelen X-ışını demeti ile belli yönlerde yönelen (hkl) düzlem takımından saçılan X-ışınlarının kırınımından kaynaklanmaktadır. Dalga boyu aralıkları kullanılarak, gerekli dalga boyu ile verilen düzlem takımının kullanılabilir olması sağlanabilir. Beneklerin göreceli yerleri kristal yapı belirlenmesi için kullanılır.



Şekil 2.29. Laue tekniği

*Tek kristal, beyaz X-ışınları ile ışınlanmıştır. Kırılmış X-ışınları fotografik düzlem üzerinde benek şeklinde kırınım deseni vermektedir (Kasap 2006).

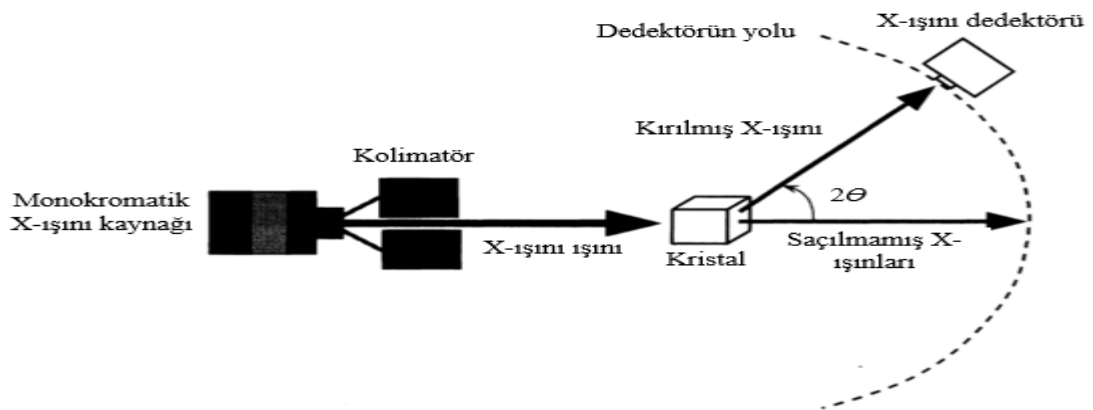
Kristal yapı çalışmanın en basit metotlarından biri **toz tekniğidir**. Şekil 2.30'da gösterildiği gibi bu teknik, monokromatik dalga boyu bilinen kolime edilmiş X-ışını demetiyle ışınladığı toz kristal ya da polikristal örnekleri kapsamaktadır. Toz kristal; birkaç farklı yönelimde ya da birkaç farklı θ açısında, X-ışını elde etmek için belli (hkl) düzlem takımlarını sağlar. Farklı yerleşimlerden dolayı toz kristal, farklı yönelimli kristaller için taranabilen θ açısına izin vermektedir. Tüm mümkün kristal yönelimleri toz olması halinde mevcut olduğu için, Şekil 2.30'da gösterildiği gibi kırılmış ışınlar fotografik düzlem üzerinde difraksiyon halkalarına sahiptirler.



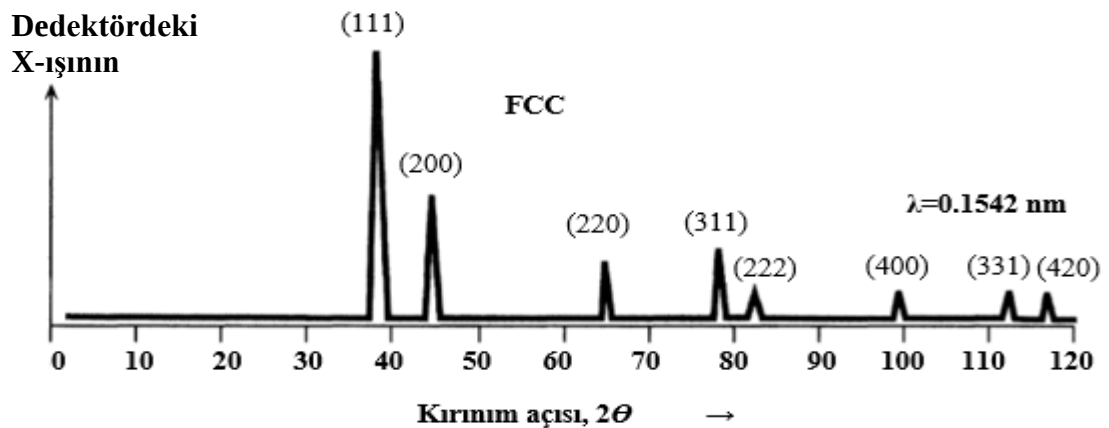
Şekil 2.30. Toz kristal tekniği

*Toz kristal numune monokromatik (tek dalga boylu) X-ışını ile ışınlanmıştır. Kırılmış X-ışını fotoğraf filmi üzerinde kırınım halkaları oluşturmaktadır (Kasap 2006).

Şekil 2.30'da toz tekniğinde her bir difraksiyon halkası, (hkl) düzlem setinden difraksiyonu temsil eder. θ açısı; Miller indisleri (hkl), düzlemler arası mesafe d_{hkl} olan atomik düzlemlerle Bragg yasasını sağladığı zaman, kırılmış bir demet vardır. Şekil 2.31'de gösterildiği gibi ışın demetine göre 2θ 'lık açıda yerleştirilmiş bir X-ışını dedektörü, dedekte edilen x-ışını yoğunluğunda bir pik kaydedecektir. X-ışını kırınımının bu türüne izin veren ölçüm aleti **difraktometre** olarak adlandırılır. 2θ difraksiyon açısıyla dedekte edilen yoğunluğun değişimi kristalin kırınım modelini ifade eder. Şekil 2.32'de belirlenen özel kırınım modeli FCC kristal yapısına sahip alüminyum içindir. Ancak, farklı kristallerin farklı kırınım modeli sergilediği unutulmamalıdır.



Şekil 2.31. X-ışını kırınımı çalışması için difraktrometrenin şematik gösterimi (Kasap 2006)



Şekil 2.32. Bir FCC kristali için difraksiyon açısı 2θ 'ya karşılık x-ışınlarının yoğunluğunun değişimi (Kasap 2006)

Kübik kristal durumunda; düzlemler arası mesafe d , (hkl) düzleminin Miller indisleri ile ilişkilidir. Komşu (hkl) düzlemleri arasındaki d_{hkl} mesafesi;

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (2.63)$$

eşitliği ile verilir. Burada a , örgü parametresidir (kübik birim hücrenin kenarı). Eşitlik (2.62)'deki Bragg şartında $d=d_{hkl}$ olarak alınıp eşitlik yeniden düzenlenirse;

$$(\sin \theta)^2 = \frac{n^2 \lambda^2}{4a^2} (h^2 + k^2 + l^2) \quad (2.64)$$

elde edilir. Bu eşitlik **kübik kristaller için Bragg yasasıdır**. Kırınım açısı $(h^2 + k^2 + l^2)$ ile artar. $(h^2 + k^2 + l^2)$ 'nin daha büyük değerlere sahip yüksek mertebeden Miller indisleri, daha geniş kırınım açılarına neden olur. Örneğin, (111) için kırınım açısı (200)'ın kinden daha küçüktür. Çünkü $(h^2 + k^2 + l^2)$ (111) için 3, (200) için 4'dür. Ayrıca X-ışını kırınımını içeren λ ve a değerleri, ikinci- ve daha yüksek mertebeli kırınım pikleri $n=2, 3, \dots$, için ihmal edilebilir.

Basit kübik kristal durumunda, tüm mümkün (hkl) düzlemleri eşitlik (2.64) ya da Bragg yasasını sağlayan kırınım açılarında kırınım piklerine neden olur. Bir sonraki eşitlik bu yüzden, kübik kristaldeki tüm düzlemler için 2θ 'nın bütün mümkün değerleri oluşturduğundan dolayı basit kübik kristal yapısı için kırınım olayını tanımlar. Ancak; FCC ve BCC kristal durumunda, bütün düzlemler eşitlik (2.64) ile tanımlanan kırınım piklerini oluşturmazlar. Şekil 2.32'de FCC kristali için kırınım olayının incelenmesi gösterilmektedir. Görüldüğü gibi, tamamı tek ya da tamamı çift olan Miller indisli

düzlemler kırınım olayına neden olmuştur. Tek ya da çift sayıların karışımından oluşan düzlemlerden kırınım olmamıştır.

Eşitlik (2.64)'de kübik kristal için Bragg yasası, kırınım şartı için gereklidir. Ancak, kırınım kristaldeki elektronlar ile EM dalgaların etkileşimini içerdiği için yeterli değildir. Kristaldeki düzlem takımlarından kırınımın olup olmayacağını belirlemek için, kristaldeki atomlar ve onların elektronlarının dağılımlarını düşünmek zorundayız. FCC ve BCC yapılarında belli düzlemlerden kırınım, bu düzlemlerin atomları faz dışında yansımaları neden olduğu için eksiktir (Kasap 2006).

2.9. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM)

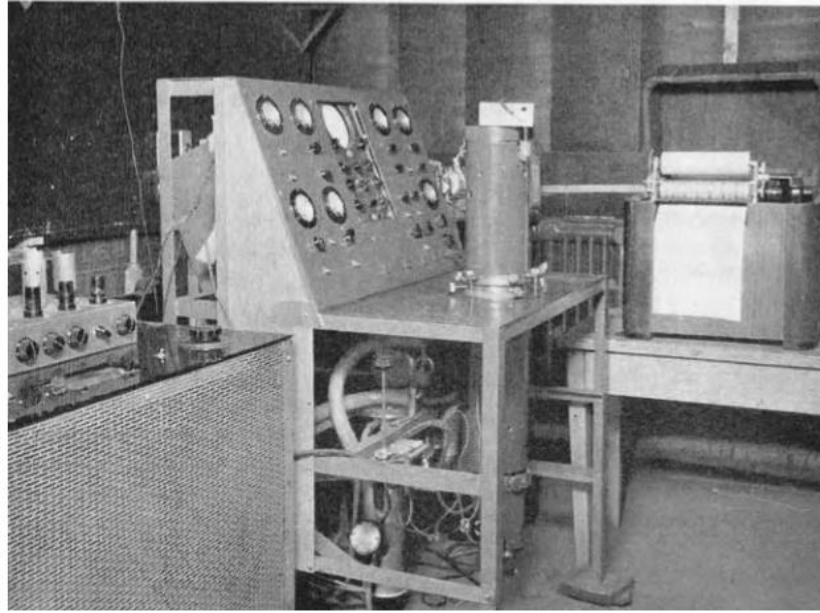
TEM ile çalışmak çok ince olmayan numunelerde sınırlıdır. Çünkü bu numunelerde, elektronlar güçlü bir şekilde numune içerisine dağılmak ya da yayılmak yerine soğurulabilirler. Bu sınırlama, kristale benzeyen nispeten kalın örnekleri inceleyebilme özelliğine sahip elektron mikroskoplarının geliştirilmesini sağlamıştır. Diğer bir deyişle; metalürjik ışık mikroskobu ile aynı olan ancak daha iyi uzaysal çözünürlük avantajı sunan elektron ışınımı cihazlarına ihtiyaç duyulmuştur (Egerton 2005).

Elektronların Davisson ve Germer'in (1927) deneylerinde olduğu gibi, kristal örneklerden yansıtılmış (geri saçılmış) olması muhtemeldir. Başka bir ihtimal ise katıda mevcut olan atomik elektronlara enerji sağlayan birincil elektronların daha sonra ikincil elektron olarak salınabilmesidir. İkincil elektronlar ise elektron lensleri yardımıyla elektronları görüntü içine odaklamak için daha zor olan enerjinin değişimi ile yayılırlar. Ancak, tarama prensibini kullanan görüntü oluşumunun alternatif bir modu vardır. Bu modda; birincil elektronlar, numunenin karşısını tarayan küçük çaplı elektron probu içine odaklanmaktadır. Odaklama işlemi, elektronun seyahat yönünü değiştirmek için ışığa sağ açıda uygulanan elektrostatik ve manyetik alan kullanılarak yapılabilir. Bir numune yüzeyi (raster olarak bilinen) kare ya da dikdörtgen alanının iki dik yönünün eş

zamanlı olarak taranmasıyla kaplanabilir ve bu alanın görüntüsü, numunenin her bir noktasından ikincil elektronların toplanmasıyla oluşturulabilir (Egerton 2005).

Aynı raster-tarama sinyalleri; numune üzerine odaklanmış elektron ışınının hareketi ile gerçek eş zamanlı katot-ışını tüpü (CRT) içerisinde oluşturulmuş ışını saptırmak için kullanılabilir. Şayet, ikincil elektron sinyali yükseltilir ve CRT alanına ulaşan elektronların sayısını değiştirmek için CRT'nin elektron tabancasına uygulanırsa; fosfor üzerindeki parlaklık değişiminin sonucunda numunenin ikincil-elektron görüntüsü gösterilmiş olur. Raster taramasında; görüntü TEM ya da ışık mikroskopunda olduğu gibi eş zamanlı olmanın aksine noktadan noktaya seri bir şekilde oluşturulur. Benzer prensip televizyon sinyallerinin alınmasında ve üretilmesinde kullanılır.

Elektronların ikincil emisyonuna dayanan SEM, savaş zamanlarında New Jersey RCA Laboratuvarlarında geliştirilmiştir. Bu mikroskopun ilk örneklerinin bazılarında elektrostatik lensler ile numune üzerine odaklanmış elektronların, alan-emisyon elektron kaynağı kullanılmıştır. Ancak, daha sonraki modellerde ısıtılmış-fileman kaynağı kullanılmıştır. Şekil 2.33'de gösterilen FAX makinesinin ilk versiyonu, görüntü kaydı için kullanılmıştır. Uzaysal çözünürlüğü, ışık-optik mikroskopundan on kat daha iyi olduğu ve yaklaşık olarak 50 nm olduğu tahmin edilmiştir.



Şekil 2.33. RCA laboratuvarında elektronik lenslerin ve vakum-tüp elektroniklerin kullanıldığı taramalı elektron mikroskobu (Zwyorkin *et al.* 1942; Egerton 2005)

SEM'in gelişmesi, ikinci dünya savaşından sonra Charles Oatley ve arkadaşları Cambridge Üniversitesi Mühendislik Bölümü'nde araştırma ve inşaat programına başladığında olmuştur. Onlar, ilk SEM görüntüsünü 1952 yılında elde etmişlerdir ve AEI şirketi tarafından yapılan ticari model, 1958 yılında Kanada'nın Selüloz ve Kağıt Araştırma Enstitüsüne teslim edilmiştir.

Devam eden ticari üretim, 1965 yılında Cambridge Instrument Company tarafından başlamıştır ve dünya çapında şu an birçok SEM üreticisi vardır. Şekil 2.34'de modern SEM cihazının bir örneği gösterilmiştir. Bu cihazda resim bilgisi, SEM'in kontrol edildiği bir bilgisayarda depolanır ve görüntü bilgisayarın ekran monitöründe görüntülenir.



Şekil 2.34. Hitachi-S5200 alan-emisyon-taramalı elektron mikroskobu

*Bu alet SEM ya da STEM modunda çalışabilir ve 1 nm'den daha az bir görüntü çözünürlüğü sağlar (Egerton 2005).

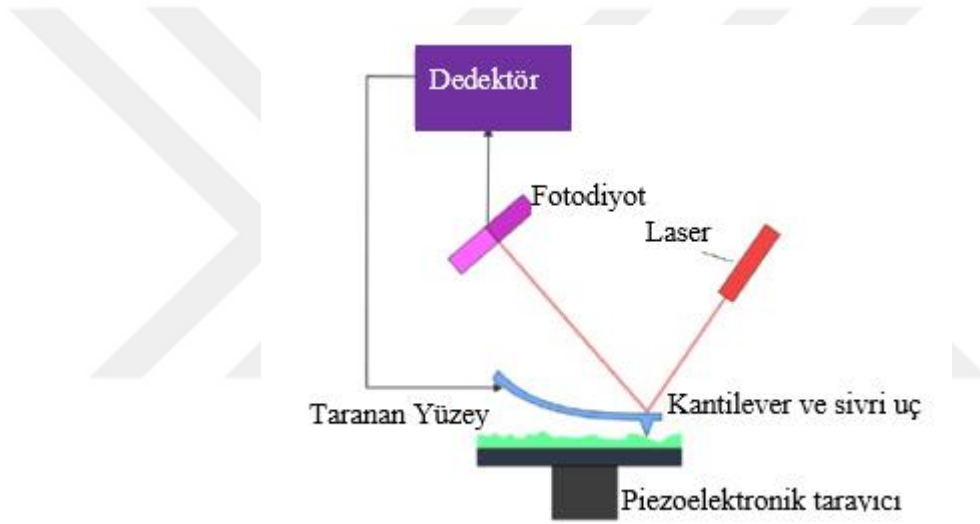
Modern SEM; TEM kadar iyi olmayan ancak ışık mikroskobundan çok üstün kaliteye sahiptir ve 1nm ile 10 nm arasında tipik bir görüntü çözünürlük sağlar. Ayrıca SEM görüntüsü, nispeten büyük bir odaklama derinliğine sahiptir. Bu derinlikte odaklanmış düzlemin yerini alan numunenin özellikleri, neredeyse keskin bir şekilde odaklanmış olarak görünür. Göreceğimiz gibi SEM (ya da TEM)'in bu özellikleri, iyi bir görüntü çözünürlüğü elde etmek için gerekli olan elektronların optik eksene çok yakın hareket etmesinden kaynaklanmaktadır.

2.10. Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM)

Atomik kuvvet mikroskobu ya da AFM, yüzeyi nanometre ölçekte üç boyutlu olarak görüntülemek için kullanılan bir metottur. Bu metot iletkenliğine ya da saydamlığına bakılmaksızın; doku, hücre, biyomolekül gibi biyolojik yapıların yanı sıra sert ve yumuşak malzemelere de uygulanır. Ulaşılmış çözünürlük, birkaç nanometre ölçeğinde olup optik tekniklerden en az 1000 kat fazladır. AFM'nin bildiğimiz optik mikroskoplardan farkı, optik mikroskopla bir cisim gerçekten görülür. Ancak, atomik kuvvet "mikroskobu" ile bir cismin ya da yüzeyin nasıl olduğunu öğrenebileceğimiz bir

resim görebiliriz. Yani gerçek manada AFM ile bir atomu göremeyiz ama atomların nasıl dizildiğini anlayabiliriz. Bu maksatla, her hangi bir nokta ya da yüzey yüksekliğinin ölçümündeki görüntü pikseli uyarılır. Daha sonra elde edilen renkler ile yükseklik belirlenmektedir. Öyle ki karanlık renk düşük, parlak renk yüksek, kırmızı-turuncu- sarı renk değişimi ise bu yükseklikler arasındaki değişimi gösterir.

AFM, Şekil 2.35’de gösterildiği gibi esnek bir maniveladan ve (yüzeyi taramak için kullanılan) buna bağlı sivri bir uçtan oluşur.

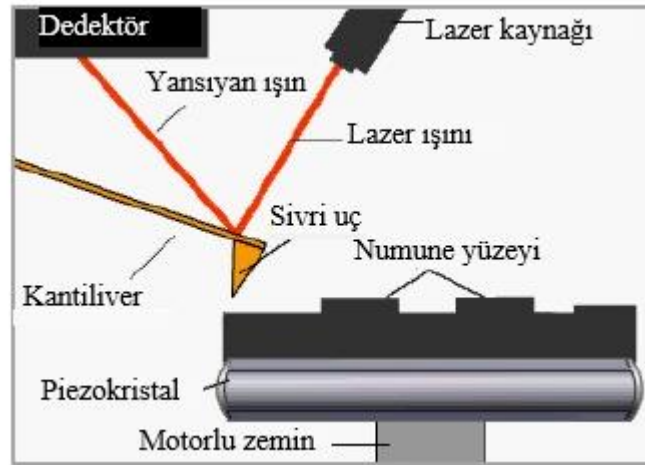


Şekil 2.35. AFM mekanizmasının resmi

Şekil 2.35’de lazer demetinden gönderilen demetin yansıması için manivelanın üstü bir metalle kaplanarak ayna gibi olması sağlanır. Böylece yansıyan demetlerin iki fotodiyottan oluşan sisteme çarpması sağlanır. Numunenin AFM ölçümü bu ince sivri ucun yüzeye temas ettirilmesini gerektiren (kontak mod) ve gerektirmeyen (kontak olmayan mod) olmak üzere iki modda yapılabilir. Kontak modda uç ile numune sürekli temas halinde iken kontak olmayan modda sivri uç numune ile hiçbir zaman temas etmez.

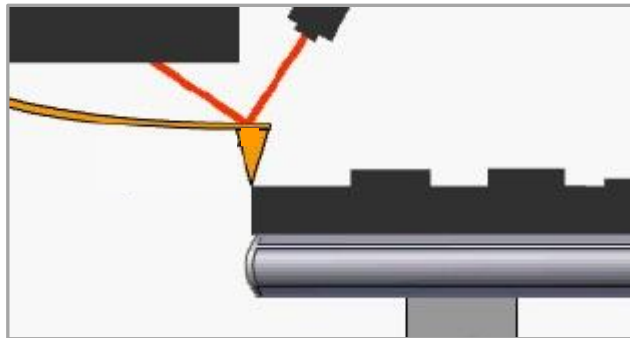
Şekil 2.36’da gösterildiği gibi kontak olmayan modda sivri uç ile numune arasındaki itme kuvveti (nanonewton büyüklüğünde) sabit kalacak şekilde sivri uç numune

üzerinde gezdirilir. Uç bir çıkıntıyla karşılaştığında uç ile numune arasındaki itici kuvvet artar. Bu nedenle itme kuvvetinin sabit kalması için uç karşılaştığı çıkıntı kadar yukarı doğru yükselir. Aksine sivri uç girintiyle karşılaştığında azalan itme kuvvetinin sabit olması için mevcut girinti kadar aşağı iner.



Şekil 2.36. Kontak olmayan mod

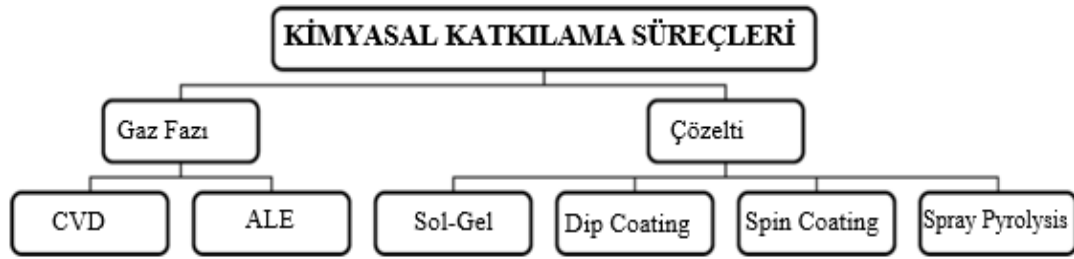
Şekil 2.37’de gösterildiği gibi kontak modda sivri uç yüzeyi taranacak numune ile sürekli temas halindedir.



Şekil 2.37. Kontak mod

2.11. Kimyasal Püskürtme Yöntemi (Chemically Spray Pyrolysis Method)

Modern teknolojide ince film uygulamaları oldukça yaygın bir yere sahiptir. İnce film oluşturmak için kullanılan metotlar katkılama süreci doğasına bağlı olarak, fiziksel ve kimyasal olmak üzere iki ayrı gruba ayrılabilir. Fiziksel metotlar; fiziksel buhar oluşumu (PVD), lazerle aşındırma, moleküler ışın epitaksi ve saçtırma gibi yöntemleri içerir. Kimyasal metotlar ise Şekil 2.38’de gösterildiği gibi gaz fazı oluşum metotları ve çözelti tekniklerini içerir. Gaz fazı metotları, kimyasal buhar çöktürme (CVD) (Bryant 1977; Ghoshtagore 1978) ve atomik tabaka epitaksisi (ALE) (Suntola 1992) iken, çözelti teknikleri; püskürtme yöntemini, spray pyrolysis (Chamberlin and Skarman 1966), sol-gel (Brinker *et al.* 1990), spin coating (Chen *et al.* 1993) ve dip coating (Brinker *et al.* 1991) yöntemlerini içerir.



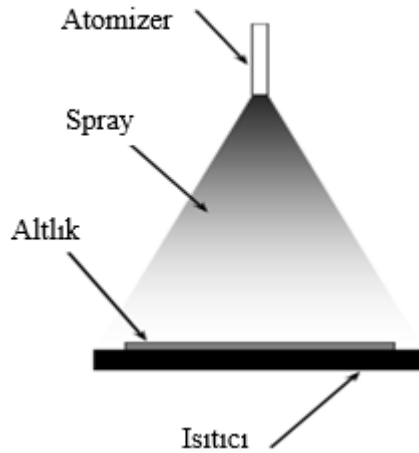
Şekil 2.38. Kimyasal ince film katkılama metotları (Perednis and Gauckler 2005)

Kimyasal püskürtme metodu; ince ve kalın film hazırlama, seramik kaplama ve tozları hazırlamak için bilimsel çalışmalarda kullanılan bir tekniktir. Diğer film kaplama tekniklerinin aksine kimyasal püskürtme yöntemi, çok basit ve özellikle gerekli malzeme fiyatları açısından oldukça düşük maliyet gerektiren bir işlemdir. Herhangi bir bileşimin filmlerinin hazırlaması için son derece kolay bir teknik sunmaktadır. Ayrıca bu yöntem, yüksek kalitede altıklar ya da kimyasallar gerektirmez. Bu metot, toz halde filmlerin üretimi ile yoğun ve gözenekli filmlerin katkılanması için kullanılabilir. Ayrıca çoklu tabaka filmleri de bu yöntemle kolayca hazırlanabilir. Kimyasal püskürtme yöntemi ilk olarak cam endüstrisinde (Mochel 1951) ve güneş pilleri (Hill and Chamberlin 1964) üretiminde kullanılmaya başlanmıştır.

Tipik spray pyrolysis yöntemi; atomizer, başlangıç çözeltisi, altlık ısıtıcısı ve sıcaklık kontrol ünitesinden oluşur. Bu yöntemde çoğunlukla kullanılan atomizerler: hava akımına maruz kalan air blast (Balkenende *et al.* 1996), ultrasonik frekanslarda iyi bir atomizasyon için gerekli kısa dalga boyları üreten ultrasonik püskürtme başlığı (Arya and Hintermann 1990) ve sıvıyı yüksek elektrik alana maruz bırakan durgun elektrikli sistem (Chen and Kelder 1996)'dir.

2.11.1 Katkılama parametrelerinin ince film özellikleri üzerine etkisi

Kimyasal püskürtme tekniğini kullanarak ince film katkılama, ısıtılmış altlık üzerine metal tuz çözeltisinin püskürtülmesini içerir (Şekil 2.39). Damlacıklar; altlık yüzey üzerine etkir, disk şeklinde bir yapıya yayılmıştır ve ısı parçalanmaya uğrayabilir. Diskin şekli ve boyutu, altlık sıcaklığının yanı sıra damlacıkların hızına ve hacmine bağlıdır. Sonuç olarak filmi, ısıtılmış altlık üzerinde oksitlere dönüşen metal tuzların üst üste binmiş diskleri oluşturur (Perednis and Gauckler 2005).



Şekil 2.39. Spray pyrolysis yönteminin şematik diyagramı (Perednis and Gauckler 2005)

Kimyasal püskürtme yönteminde büyütülen filmlerin yapı ve özelliklerini etkileyen birkaç parametre vardır. Bunlar: Sıcaklık ve başlangıç çözeltisinin etkisidir.

Sıcaklık etkisi

Püskürtme metodu eş zamanlı ya da peş peşe oluşan birçok işlemten oluşmaktadır. Bunların en önemlileri: aerosol oluşumu ve taşınma, çözelti buharı, arka arkaya olan yayılma ile damlacık etkisi ve başlangıç ayrışmasıdır. Büyütme sıcaklığı aerosol oluşumu hariç diğer bahsedilen tüm işlemlerle ilişkilidir. Sonuç olarak, altlık yüzeyinin sıcaklığı filmin morfolojisini ve özelliğini belirleyen ana parametredir. Sıcaklık arttıkça, film morfolojisi, çatlaklardan gözenekli mikroyapıya doğru değişebilir. Birçok çalışmada film büyütme sıcaklığı, en önemli kimyasal büyütme parametresi olarak bildirilmiştir (Perednis and Gauckler 2005).

Büyütme sıcaklığının değişiminin kontrol edilmesi ile büyütülen filmin özellikleri çeşitlendirilebilir. Örneğin Afify *et al.* 1991, ZnO filmlerin büyütme sıcaklığının kontrollü değiştirilmesi ile optiksel ve elektriksel özelliklerini değiştirmişlerdir.

Başlangıç çözeltisinin etkisi

Püskürtme işleminde ikinci en önemli işlem değişkeni başlangıç çözeltisidir. Çözücü, tuzun tipi, tuzun konsantrasyonu ve katkı maddeleri başlangıç çözeltisinin kimyasal ve fiziksel özelliklerini etkilemektedir. Bu nedenle katkılanan filminin özelliği ve yapısı, başlangıç çözeltisinin bileşimlerinin değiştirilmesi ile değiştirilebilir.

Chen *et al.* (1998) filmlerin morfolojisini, başlangıç çözeltisine katkı maddelerini ekleyerek önemli ölçüde değiştirilebileceğini göstermişlerdir. Katkılanan TiO_2 film yapısı, başlangıç çözeltisi içine asetik asit eklendikten sonra çatlak yapıdan çatlak içermeyen ağına değişmiştir. Bu morfolojinin değişimini başlangıç çözeltisinin kimyasının değişimi ile ilişkilendirilmişlerdir.

Şeffaf SnO_2 elektrotları, kimyasal püskürtme yönteminde başlangıç çözeltisi olarak tetra-n-bütillen kullanılması ile oluşturulmuştur. 340°C 'de oluşturulmuş filmlerin kristallliği ve katkılama verimi, alkolik başlangıç çözeltisine H_2O_2 'nin eklenmesi ile iyileştirilmiştir. Bu iyileştirme etkisi için araştırmacılar tarafından iki farklı açıklama yapılmıştır. Bu açıklamalardan ilki; H_2O_2 oksijen atmosferi üretmek için altlık üzerinde kolayca ayrışır. Sonuç olarak film içindeki artıklar azalır ve bunun sonucunda tetra-n-bütillen oksidasyonu artar. İkincisi; H_2O_2 ve tetra-n-bütillen, başlangıç çözeltisindeki kalay ve oksijen arasındaki direkt atomik bağlı kalay peroksidin kompleksini oluşturur. Yapının bu çeşidi SnO_2 oluşumu için makuldür. Yapılan ikinci açıklama daha mantıklıdır. Çünkü kimyasal püskürtme işleminde genellikle tuzun oksitlenmesi için havada yeteri kadar oksijen vardır.

Caillaud *et al.* (1993) film oluşturmaya çözeltinin pH'ının etkisini incelemişler ve büyütme oranının pH'a bağlılığını bulmuşlardır. Büyütme oranının sadece pH değeri $3,5 \leq \text{pH} \leq 4,3$ arasında ise önemli olduğunu da belirtmişlerdir. Belirtilen pH oranında başlangıç çözeltisindeki buharlaşma çinko asetat komplekslerinde olur. Basit tuzların oluşumu, adsorption (emilim) bileşenleri ya da çökeltiler daha yüksek pH'larda

büyümeyi yavaşlatır. Düşük pH'larda hem çinko asetat miktarı hem de büyüme oranı hiçbir katkılama olmayıncaya kadar azalmaktadır.

2.11.2. Spray pyrolysis ile film oluşturma modelleri

Spray oluşturma mekanizması ve film oluşumu hakkında şimdiye kadar yalnızca çok basit modeller geliştirilmiştir. Kimyasal püskürtme tekniği ile film oluşumu süresince eş zamanlı ya da ardışık olarak birçok süreç oluşur. Bunlar; başlangıç çözeltisinin atomizasyonu, damlacık taşınması, buharlaşma, altlık üzerine yayılma, kurutma ve başlangıç tuzunun ayrışmasıdır. Bu süreçlerin anlaşılması filmin kalitesini iyileştirmeye yardım edecektir. Püskürtme tekniğini kullanarak ince film katkılama üç temel adıma ayrılabilir. Bunlar: başlangıç çözeltisinin atomizasyonu, elde edilen aerosol'un taşınması ve altlık üzerinde başlangıç çözeltisinin ayrışmasıdır.

Başlangıç çözeltisinin atomizasyonu

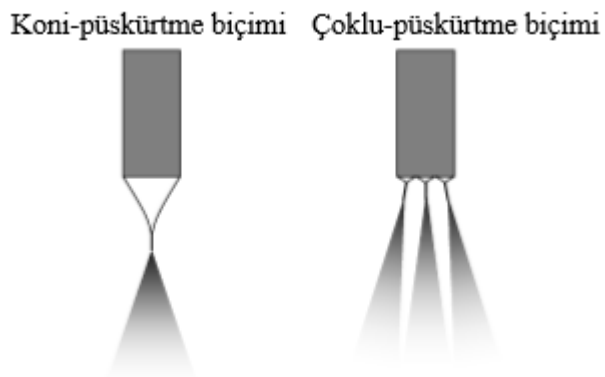
Sıvıların atomizasyonu birkaç yıldır incelenmektedir. Önemli olan, kullanılan atomizasyon aletinin temel atomizasyon süreçlerini anlamaktır. Özellikle de atomizerin tipinin hangi uygulama için en uygun olduğu, atomizerin performansının sıvı özellikleri ve işlem şartlarındaki değişimle nasıl etkilendiğinin bilinmesi önemlidir. Kimyasal püskürtme tekniğinde genellikle air blast, ultrasonik ve elektrostatik atomizerler kullanılır (Perednis and Gauckler 2005).

Diğer kimyasal püskürtme tekniklerine kıyasla, elektrostatik kimyasal püskürtme tekniği ince film oluşturmak için son yıllarda kullanılmakta iken, elektrik alan vasıtasıyla sıvı atomizasyonu birkaç yıldır incelenmektedir. Rayleigh 1882, elektrostatik spray oluşumunu incelemek için izole edilmiş yüklü damlacığın kararlılığını incelemesi üzerine çalışma başlatmıştır. Püskürtme parametrelerine bağlı olarak, çok farklı damlacık boyutu dağılımlarını oluşturan püskürtme biçimleri elde edilebilir. Cloupeau ve Prunet (1990) bu biçimlerin sınıflandırmasını yapmıştır. Koni-püskürtme ve çoklu-

püskürtme spray katkılama için en önemli biçimlerdir. Koni-püskürtme biçiminde; sıvı Taylor konisi biçimine boru biçimli iğnenin ucunda dönüşür. Bu koni Şekil 2.40'da görüldüğü gibi, çok küçük çaplı sürekli fışkırma iğnenin en üst noktasından genişler. Fışkırma genellikle tek tür dağılan damlacığın yüklenmesi ile yayılır. Elektrik alanın artması ile püskürtme bölünebilir. Çünkü uygulanan voltajın artması ile püskürtme sayısı artar ve Şekil 2.41'de gösterildiği gibi çoklu-püskürtme biçimi oluşur.



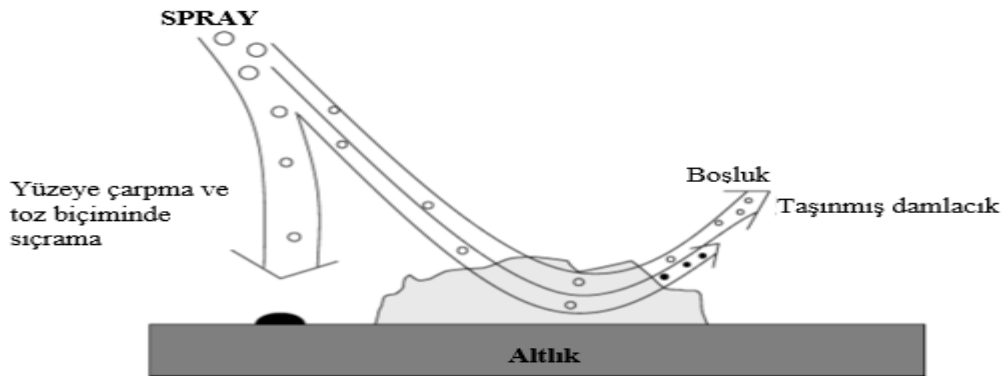
Şekil 2.40. HCl asitin küçük bir miktarını içeren metanol'ün koni-püskürtme biçimli spray görüntüsü (Perednis and Gauckler 2005)



Şekil 2.41. Koni-püskürtme ve çoklu-püskürtme biçimleri (Perednis and Gauckler 2005)

Aerosol Taşınma

Aerosol'da damlacık taşınır ve sonunda buharlaşır. Taşınma süresince önemli olan ise mümkün olduğunca çok fazla damlacığın toz ya da tuz parçacıkları oluşmaksızın altlığa taşınmasıdır. Sears ve Gee (1988) SnO_2 film büyütme mekanizmasını incelemek için, hem damlacıkların yörüngesini hem de buharlaşmayı belirleme güçlüklerinin etkisini incelemişler ve film büyütme modelleri önermişlerdir. Yerçekimi, elektrik, termofoterik ve Stokes kuvvetlerini dikkate almışlardır. Termofoterik kuvvet; sıcak yüzeyden damlacıkları uzaklaştırmadır. Çünkü gaz molekülleri damlacıkların daha sıcak yüzeyden, daha soğuk yüzeye göre daha yüksek kinetik enerji ile geri yansır. Örneğin, 350°C 'nin yüzey yapısı ve $500^\circ\text{C}/\text{cm}$ 'nin sıcaklık değişimi hesaplanmış ve termofoterik kuvvetin $2\mu\text{m}$ çaplı damlacık için yerçekimi kuvvetine eşit olduğu belirlenmiştir. Termofoterik kuvvetler, elektrostatik olmayan püskürtme işleminde çok fazla damlacığı yüzeyden uzakta tutar. Ancak, çoğu aerosol $2\mu\text{m}$ 'den önemli ölçüde büyük birçok damlacık içerir. Ayrıca, Şekil 2.42'de gösterildiği gibi film büyümesini; toz katmanının oluşturduğu altlığa çarpan damlacıklar ve kimyasal buhar katkılama durumunda sıcak altlığa çok yakın geçen damlacık buharı oluşturduğu sonucuna varılmıştır. Ancak, bilim adamları film büyümesiyle daha önemli ölçüde ilişkili olan sıcak altlık üzerinde damlacıkların yayılmasını düşünmemişlerdir. Kimyasal püskürtme süresince, çoğu damlacığın altlığa çarpması ve yayılması arzu edilir.



Şekil 2.42. Aerosol taşınma (Perednis and Gauckler 2005)

Siefert (1984), korona kimyasal püskürtme tekniğinde taşınma süreçlerini tanımlamıştır. Damlacıkların korona yük boşalmasına girdiğini ve elektrik alanda altlığa taşındığını ifade etmiştir. Burada yerçekimi, Stokes, termofoterik, elektrik ve dielektrik kuvvetler dikkate alınmıştır. Siefert 5 μm 'den daha büyük yarıçaplı damlacıkların 430°C'lik altlık sıcaklığında film oluşturmaya katkı sağlayacağını hesaplamıştır. Bu değerin çözeltinin bileşenlerine, uygulama voltajına ve film oluşturma sıcaklığına bağlı olduğunu ifade etmiştir. Sonuç olarak çözücünün toz oluşumuna yol açacak daha küçük damlacıklarda tamamen buharlaştığını belirtmiştir. Ancak, taşınma boyunca boşluklu parçacıkların oluşumu düşünülmemiştir.

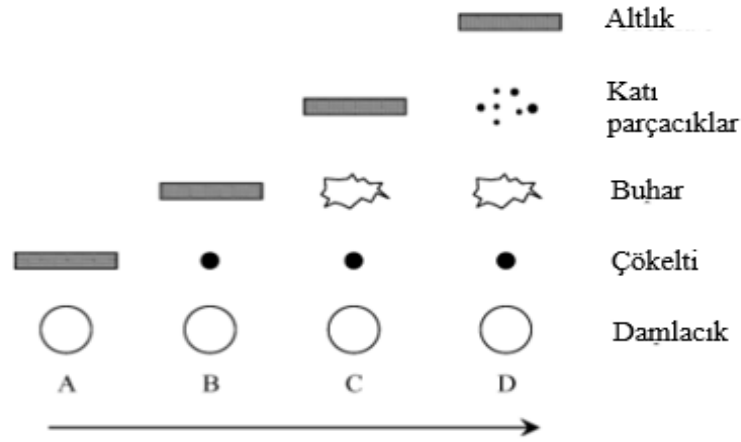
Aerosol damlacıkları altlığa taşınma boyunca çözücünün buharlaşmasına maruz kalmaktadır. Bu da damlacık boyutunun küçülmesine ve damlacık içindeki konsantrasyon değişiminin büyümesine yol açmaktadır. Yüzey konsantrasyonu çözünürlük sınırını aştığı zaman, başlangıç çözeltisi damlacıkların yüzeyi üzerine çöker. Çökme; hızlı çözücü buharlaşması ve yavaş çözünen difüzyondan dolayı oluşur. Bu ardışık olarak boşluklu parçacıkların ve gözenekli kabuğun oluşumundan kaynaklanır ve filmin pürüzlülüğünü arttırdığı için istenmez.

Yu ve Liao (1988), sert bir yüzey oluşumundan önce çözelti damlacıklarının buharlaşmasını açıklayan bir model geliştirmiştir. Bu modelde; başlangıç çözeltisinin yanı sıra damlacık çevresinde ve dışında ısı, momentum ve kütle transferini dikkate almışlardır. Ancak damlacıklar arasındaki etkileşimleri ihmal etmişlerdir. Buharlaşmanın başlamasıyla damlacık sıcaklığındaki hızlı artmayı ve damlacıklı yüzey üzerinde başlangıç tuzunun çökmeye başladığını gözlemlemişlerdir. Sıcaklıktaki bu artmanın çökelmenin sonucunda açığa çıkan ısıdan kaynaklandığı ifade edilmiştir. Ayrıca bu işlem başladığında buharlaşma oranının çok hızlı bir şekilde maksimuma ulaştığını, daha sonra çökme oluncaya kadar azaldığını ve çökme başladığı zaman damlacık sıcaklığı ile eş zamanlı olarak tekrar hızlandığını ifade etmişlerdir. Sonuç olarak gaz sıcaklığındaki artmanın damlacık içerisinde daha büyük bir konsantrasyon değişimine neden olduğunu ve gaz ortamının nem etkisinin önemsiz olduğunu bulmuşlardır.

Başlangıç çözeltisinin ayrışması

Bir damlacık, altlığın yüzeyi üzerine düştüğü zaman eş zamanlı olarak birçok süreç oluşur. Bunlar; artık çözeltinin buharlaşması, damlacığın yayılması ve tuz ayrışmasıdır. Başlangıç çözeltisinin bozunumu için birçok model mevcuttur. Birçok araştırmacı, kimyasal püskürtme ile yüksek kaliteli film elde etmek için bu tekniğinin yalnız bir çeşidini önermişlerdir.

Viguie ve Spitz (1975) altlık sıcaklığının artması ile meydana gelen süreçleri ifade etmişlerdir. Şekil 2.43'de gösterildiği gibi en düşük sıcaklık rejimi A sürecidir. Damlacık altlık yüzeyine çarpar ve ayrışır. Daha yüksek sıcaklıklarda (B süreci), çözelti damlacıkların akışı boyunca tamamen buharlaşır ve kuru çökelti ayrışmanın meydana geldiği altlığa çarpar. Daha yüksek sıcaklıklarda (C süreci); çözücü damlacık altlığa ulaşmadan önce buharlaşır. Daha sonra katı çökelti erir ve ayrışma olmaksızın buharlaşır. Oluşan bu buhar kimyasal püskürtme işlemi gerçekleşmesi için altlığa yayılır. En yüksek sıcaklıklarda (D süreci); başlangıç çözeltisi altlığa ulaşmadan önce buharlaşır. Sonuç olarak katı parçacıklar kimyasal reaksiyondan sonra buhar aşamasında oluşur. A ve D süreçlerinin pürüzlü ve yapışmayan filmlere neden olduğuna inanılır. Yapışmış filmler düşük sıcaklık süreci olan C sürecinde, kimyasal püskürtme tekniği ile elde edilir. Ancak, A ya da B tipi süreçler çok yüksek kaliteli yapışmış film oluşumu sağlar. Diğer taraftan C süreci birçok kimyasal püskürtme katkılamasında seyrek olarak oluşabilir. Çünkü bu süreç için ya katkılama sıcaklığı, başlangıç çözeltisinin buharlaşması için çok düşüktür ya da başlangıç çözeltisi, erime ve buharlaşma olmaksızın tuzlarına ayrışabilir (Perednis and Gauckler 2005).



Şekil 2.43. Altık sıcaklığının artışı ile başlayan katılama süreçlerinin tanımlanması (Perednis and Gauckler 2005)

Kimyasal püskürtme yöntemi, metal oksit filmlerin oluşturulması için kapsamlı ve etkin bir tekniktir. Filmlerin özelliği ve kalitesi işlem parametrelerine büyük ölçüde bağlıdır. En önemli parametre altık yüzeyinin sıcaklığıdır. Daha yüksek altık sıcaklığında daha pürüzlü ve daha gözenekli filmler oluşur. Sıcaklık çok düşük ise filmler çatlar. Katılama sıcaklığı; oluşturulan filmlerin kristallliğini, dokusunu ve diğer fiziksel özelliklerini de etkiler. Başlangıç çözeltisi; oluşturulan filmlerin özelliklerini ve morfolojisini etkileyen başka bir önemli püskürtme parametresidir. Ayrıca; filmin morfolojisi ve özellikleri başlangıç çözeltisine çeşitli katkı maddelerinin eklenmesi ile önemli ölçüde değiştirilebilir. Modifiye edilmiş kimyasal püskürtme tekniğinde altığın yüzeye yakın olması çoğunlukla tavsiye edilir.

2.12. Norde Metoduyla Bir Schottky Diyotun Seri Direncinin Hesaplanması

$$I = I_s e^{\beta V/n} \quad (2.65)$$

Schottky engel diyodun ölçülen I - V karakteristiklerinden engel yüksekliği (ϕ_b) değerlerini elde etmek için eşitlik 2.65 ifadesindeki fonksiyonun fit değerlerini içine alan standart bir yaklaşım geliştirilmiştir (Rhoderick 1978). Burada $\beta = q/kT$,

$V > 3/\beta$ voltaj aralığında $\ln(I)$ 'nın V 'ye karşı grafiğinden elde edilir. Eşitlik (2.65) n -tipi yarıiletken için potansiyel engelin üzerindeki elektronların termoiyonik emisyon teorisini düşünerek türetilen 'ideal' diyot eşitliğinin düzenlenmiş bir formudur (Crowell and Sze 1966). Bu ifade de ideal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz sabit olan (n) idealite faktörü dikkate alınmıştır ve $qV \gg kT$ değilse ise;

$$I = I_s \left(e^{(\beta V/n)} - 1 \right) = \left[SA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.66)$$

ifadesi geçerlidir. Eşitlik 2.66'da V dışarıdan uygulanan gerilim değeri, S diyotun kontak alanı, A^* modifiye edilmiş Richardson sabitidir. Schottky diyduna uygulanan V geriliminin IR_s kadarlık miktarı seri direnç üzerine düşeceği için V yerine $V - IR_s$ yazarak (2.67) eşitliğini aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$I = \left[SA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.67)$$

Termoiyonik emisyon teorisi sadece diydun doğru beslem I - V karakteristiğinin lineer bölgesinde kullanılabilir ve Schottky engelinin büyüklüğü extrapole olmuş akım eksenini kesişiminden hesaplanabilir. Ancak $\ln(I)$ 'nın V 'ye karşı grafiğinin tamamında lineer bölge olmadığı gibi seri direnç büyükse standart bir yaklaşım uygulamak zordur. Bu zorluk ilk olarak eşitlik (2.68)'deki $F(V)$ fonksiyonunun grafiğinden yararlanılarak ortadan kaldırılmıştır (Norde 1979).

Norde tarafından $n=1$ durumu için seri direnç ve engel yüksekliğini tanımlayan $F(V)$ fonksiyonu:

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1}{SA^* T^2}\right) \quad (2.68)$$

$F(V)$ 'nin V 'ye karşı grafiği üzerinde $F(V)$ 'nin gradyenti seri direnç yok iken $-1/2$ 'dir ve extrapole olmuş $F(V)$ eksenini ile kesişimi direkt olarak Schottky engel yüksekliğini verir. Yalnız bir seri direnç olduğunda, fonksiyon asimptotik olarak $+1/2$ 'lik gradyent ile sınıra yaklaşır. Bu iki sınır arasında V_0 voltajında bir minimum vardır ve ϕ_b engel yüksekliği:

$$\phi_b = F(V_0) + \frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta} \quad (2.69)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $F(V_0)$, $F(V)$ 'nin minimum değeri ve V_0 minimum voltajla ilişkili voltaj değeridir.

Daha sonra Sato ve Yasamura (1985), Norde tarafından sunulan teoriyi geliştirerek idealite faktörünün 1'den büyük olduğu ($1 < n < 2$) durumlarda R_s , ϕ_b ve n parametrelerini hesapladılar.

Eşitlik (2.67)'nin her iki tarafının $\ln$ 'i alınıp eşitlik 2.68'de yerine konulursa;

$$F(V) = \left(\frac{n-2}{n} \right) V + \frac{IR_s}{n} + \phi_b \quad (2.70)$$

ifadesi elde edilir. Burada $R_s=0$ ideal durumu için $F(V)$ - V grafiğinin eğimi $(n-2)/2n$ olan bir doğrudur ve $F(V)$ eksenini $V=0$ 'da kestiği nokta ϕ_b 'yi verir. Bu arada seri direnç sıfırdan farklı ise $F(V)$ fonksiyonu bir minimumdan geçer ve

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{V}{SA^* T^2 R_s} \right) \quad (2.71)$$

ile verilebilir. Eşitlik (2.71)'in V 'ye göre türevi alınıp düzenlenirse,

$$\frac{\partial F(V)}{\partial V} = \frac{1}{2} \left[\frac{(n-2)}{2} + \frac{\beta I R_s}{n + \beta I R_s} \right] = \frac{n-2 + \beta I R_s}{2(n + \beta I R_s)} \quad (2.72)$$

olur. $\beta = kT/q$ ve $\partial F(V)/\partial V = 0$ şartında $F(V)$ bir minimumdan geçer. Minimumdan geçen akım I_{0i} , gerilim değeri ise V_{0i} 'dir. Burada,

$$\frac{n-2 + \beta I_{0i} R_i}{2(n + \beta I_{0i} R_i)} = 0 \quad (2.73)$$

$$n-2 + \beta I_{0i} R_i = 0 \quad (2.74)$$

yazılır. Buradan R_i ve ϕ_b için sırasıyla;

$$R_i = \frac{(2-n) kT}{I_{0i} q} \quad (2.75)$$

$$\phi_b = F(V_{0i}) + \left(\frac{2-n}{n} \right) V_{0i} - \left(\frac{2-n}{n} \right) \frac{1}{\beta_i} = F(V_{0i}) + \left(\frac{2-n}{2n} \right) \left(\frac{V_{0i}}{2} - \frac{kT_i}{q} \right) \quad (2.76)$$

ifadeleri çıkarılır. Burada R_i , β_i , V_{0i} ve I_{0i} ($i=1,2,\dots,n$) farklı sıcaklıklara karşılık gelen değerlerdir. K.E Bohlin ise Norde fonksiyonunun ilk terimi olan $\frac{V}{2}$ yerine $\frac{V}{\gamma}$ kullanarak Norde fonksiyonunu modifiye etmiştir (Bohlin 1986). Burada γ , idealite faktöründen daha büyük isteğe bağlı sabittir. $F(V)$ Norde fonksiyonu,

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I(V)}{SA^*T^2} \right) \quad (2.77)$$

olarak tanımlanır. Burada $I(V)$, I - V grafiğinden elde edilen akımdır. Eşitlik (2.67)'nin her iki tarafının $\ln$ 'i alınırsa,

$$F(V) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} \right) V + \frac{IR_s}{n} + \phi_b \quad (2.78)$$

ifadesi elde edilir. İdeal diyotta seri direncin sıfır olduğu düşünülürse $F(V)$ 'nin V 'ye bağlı grafiği, eğimi $(n-\gamma)/\gamma$ olan bir doğru olur ama seri direnç varsa bu fonksiyon,

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I(V)}{SA^*T^2} \right) \quad (2.79)$$

biçiminde olur. Yüksek voltaj değerleri için bu fonksiyon; eğimi $1/\gamma$ olan bir doğruya yaklaşır.

$F(V)$ fonksiyonunun V 'ye göre türevini alıp minimum noktada sıfıra eşitlediğimizde,

$$I_m = \frac{\gamma - n}{\beta R_s} \quad (2.80)$$

ifadesi elde edilir. Buradaki I_m minimum noktadaki akım değeridir. Sonuç olarak engel yüksekliği ve seri direnç ifadeleri,

$$\phi_b = F_m + \left[\frac{(\gamma - n)}{n} \right] \left[\frac{V_m}{\gamma} - \frac{kT}{q} \right] \quad (2.81)$$

$$R_s = (\gamma - n) \frac{kT}{qI_m} \quad (2.82)$$

olarak tanımlanır. Burada V_m minimum noktadaki gerilim ve F_m 'de minimum akım ve gerilim değerlerine karşılık gelen Norde fonksiyonunun minimum değeridir.

2.13. Metal-Yarıiletken Kontakların Kapasitif Özellikleri

Metal ile yarıiletken arasında kontak oluşurken, yüklerden arındırılmış bir uzay yükü bölgesi veya deplasyon bölgesi oluşmaktadır. Uygulanan voltajın bir fonksiyonu olarak deplasyon tabakasının genişliği değişir. Bu yüzden deplasyon tabakası paralel-düzlem tabakalı kapasitör gibi davranır.

Poisson eşitliği potansiyel dağılımı ile yük yoğunluğu arasındaki ilişkiyi verir. Diyotun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

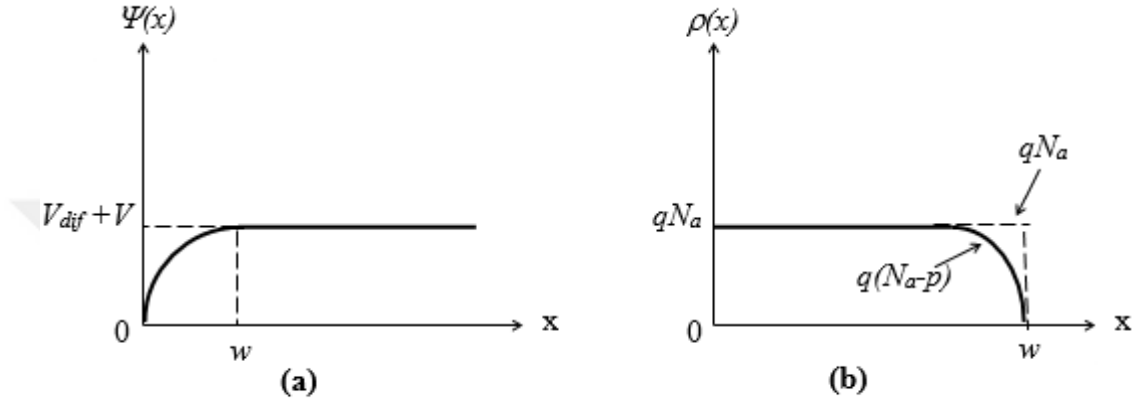
$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.83)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel 1968).

Burada ϵ_s yarıiletkenin, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti ve $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = q(N_a - p) \quad (2.84)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick and Williams 1988). Burada p hol yoğunluğu N_a , yarıiletkendeki iyonize olmuş akseptör yoğunluğudur. $\psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 2.44'de gösterilmiştir.



Şekil 2.44. Metal p -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın;
(a) konuma bağlı potansiyel dağılımı
(b) konuma bağlı yük dağılımı

V_{dif} , engel tabakasının difüzyon potansiyelini ve kontağa uygulanan V potansiyeli ise uygulama potansiyelini gösterebilir. $q(V_{dif} - V) \gg kT$ olduğunda $0 \leq x \leq w$ aralığında $N_a \gg p$ ise uzay yükü yoğunluğu $\rho(x)$,

$$\rho(x) = qN_a \quad (2.85)$$

şeklinde yazılabilir. $\rho(x)$ 'in bu değeri eşitlik 2.83'de yerine konulursa bir boyutta Poisson denklemi,

$$\frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = -\frac{qN_a}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.86)$$

şeklinde olur.

Eşitlik 2.86'nın çözümü aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

$$1) x = 0 \text{ için } \Psi(x) = 0$$

$$2) x \geq 0 \text{ için } \Psi(x) = V_{dif} + V$$

$$3) x = w \text{ için } \frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$$

Eşitlik 2.86 için üçüncü sınır şartını dikkate alarak integral alınırsa, arınma bölgesi için elektrik alanı elde ederiz.

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{qN_a}{\epsilon_s \epsilon_0} (x - w) \quad (2.87)$$

Bu ifadenin integrali birinci sınır şartı altında alınırsa $\Psi(x)$ potansiyel dağılım fonksiyonu,

$$\Psi(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon_s \epsilon_0} \left(\frac{1}{2} x^2 - xw \right) \quad (2.88)$$

olarak elde edilir. Eşitlik 2.88'in çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözülürse;

$$w = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_0}{qN_a} (V_{dif} \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.89)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade, Schottky bölgesinin genişliğidir. Burada $V > 0$ için kontak doğru, $V < 0$ için kontak ters beslemedir.

Yarıiletken birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = -qN_a w \quad (2.90)$$

ile verilir. Eşitlik 2.89 ve 2.90 dikkate alındığında;

$$Q = -[2\epsilon_s \epsilon_0 q N_a (V_{dif} \pm V)]^{1/2} \quad (2.91)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca önemli bir parametre olan Schottky kapasitesi 2.91 eşitliğine sahip Q yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Bu yüzden,

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| \quad (2.92)$$

olarak yazılır. Eşitlik 2.91 ve 2.92'den,

$$C = \left[\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N_a}{2(V_{dif} + V)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{w} \quad (2.93)$$

olarak bulunur. Bu sonuca göre arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters ve akseptör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

2.14. Diyodun a.c. Admitansı

Potansiyel farkının etkisi ile akım akışına müsaade etme kabiliyeti admitans olarak tanımlanabilir. Diyodun a.c. admittansı ise, alternatif akımlarının küçük sinyal şeklinde değişmelerinden dolayı oluşan etkiler göz önünde bulundurularak bulunabilir. Bu etkiler, başlıca yarıiletken yüzeyinde potansiyelin düzensiz değişmelerinden doğan a.c. tünel akımları, arayüzey hallerinde şarj ve deşarj akımları ile uzay yükü bölgesindeki akımlar olarak sıralanabilir.

Arayüzey hallerine eşlik eden kondüktans ve kapasitans sırasıyla,

$$G_{it} = \frac{q^2 N_{ss}}{2} \ln(1 + \omega^2 \tau^2) \quad (2.94)$$

ve

$$C_{it} = \frac{q^2 N_{ss}}{2} \arctan(\omega \tau) \quad (2.95)$$

eşitlikleri ile verilmektedir (Nicollian and Goetzberger 1967). Burada N_{ss} arayüzey durum yoğunluğu, ω açısal frekans ve τ zaman sabiti olup,

$$\tau = \frac{1}{v_{th} \sigma N_a} \exp\left(\frac{q\phi_s}{kT}\right) \quad (2.96)$$

olarak verilir. Burada σ , arayüzey hallerinin tesir kesiti, v_{th} taşıyıcı termal hızı ve N_a katkı konsantrasyonu olarak bilinir.

Diyodun arınma bölgesindeki a.c. akımları,

$$J_{sc} = i\omega C_{sc} \delta\varphi_s \quad (2.97)$$

olarak verilir (Chattopadhyay and RayChaudhuri 1993). Burada $\delta\varphi_s$ yarıiletken yüzey potansiyelindeki küçük a.c. değişmelerini gösterir. Arayüzey hallerinde dolum ve boşalım akımları Shockley Read Hall (SRH) mekanizmasıyla bulunabilir. Bu mekanizmadan dolayı oluşan a.c. akımı,

$$\delta J_{it} = (G_{it} + i\omega C_{it}) \delta\varphi_s \quad (2.98)$$

olarak yazılabilir. Ayrıca kapasitans, arınma bölgesi kapasitesi olup,

$$C = \left[\frac{e\epsilon_o\epsilon_s N_d}{2(V_d - V)} \right]^{1/2} S \quad (2.99)$$

ile verilir (Bati 1998). Eşitlik (2.94), (2.97) ve (2.98) eşitliklerine göre diyot üzerinden geçen toplam a.c. akımları,

$$\delta J = \delta J_T + \delta J_{it} + \delta J_{sc} = \left[\frac{J_{dc}}{kT/q} + G_{it} + i\omega(C_{sc} + C_{it}) \right] \delta\varphi_s \quad (2.100)$$

ile verilir. Diyodun admitansı,

$$Y = \frac{\delta J}{\delta V} \quad (2.101)$$

olarak bilinir. Yukarıdaki (2.100) eşitliğindeki $\delta\varphi_s$ 'yi δV 'nin fonksiyonu olarak açıklamak gerekir. Bunun için,

$$V_i = \phi_m - \chi - \varphi_s - V_n + IR_s - V \quad (2.102)$$

(2.102) eşitliğinde voltajdaki küçük δV artışları için arayüzey tabakasından geçen akım I 'dan $I + \delta I$ 'ya, yüzey potansiyeli φ_s 'den $\varphi_s - \delta\varphi_s$ 'ye ve voltaj V_i 'den $V_i - \delta V_i$ 'ye kadar değişeceği göz önüne alınabilir. Böylece yukarıdaki (2.102) eşitliği bu şartlarda göz önüne alınırsa,

$$V_i - \delta V_i = \phi_m - \chi - (\varphi_s - \delta\varphi_s) + (I + \delta I)R_s - (V + \delta V) \quad (2.103)$$

olarak ifade edilebilir. Bu şartlar altında,

$$\delta V = \delta\varphi_s + \delta V_i + \delta IR_s \quad (2.104)$$

olarak bulunur. Bu son, diyet boyunca düşen a.c. voltajın (δV), yarıiletkenin yüzeyinde, yalıtkan tabakada ve seri dirençte düşenin toplamı olduğunu gösterir. Son eşitlikteki δI akımı, eşitlik (2.100)'dan diyetin etkin alanıyla çarpılarak bulunabilir. Son eşitlikte δI değeri yerine yazılırsa,

$$\delta V = \delta\varphi_s + \delta V_i + S \left[\frac{J_{dc}}{kT/q} + G_{it} + i\omega(C_{sc} + C_{it}) \right] R_s \delta\varphi_s \quad (2.105)$$

elde edilir. Eşitlik (2.101)'in sağ tarafı δV_i 'yi bulmak için kullanılırsa,

$$\frac{dV_i}{dt} = \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{dQ_{sc}}{dt} + \frac{dQ_{it}}{dt} \right] \quad (2.106)$$

elde edilir. Bununla beraber,

$$\frac{dV_i}{dt} = i\omega\delta V_i, \quad \frac{dQ_{sc}}{dt} = i\omega C_{sc}\delta\varphi_s \quad \text{ve} \quad \frac{dQ_{it}}{dt} = (G_{it} + i\omega C_{it})\delta\varphi_s \quad (2.107)$$

değerleri göz önünde bulundurulursa,

$$i\omega C_i \delta V_i = [G_{it} + i\omega(C_{sc} + C_{cit})]\delta\varphi_s \quad (2.108)$$

eşitliği elde edilir. Burada $C_i = \varepsilon_i / \delta$ eşitliği kullanıldı. Eşitlik (2.105) ve (2.106) kullanılarak δV_i yok edilirse,

$$\delta\varphi_s = \frac{i\omega C_i \delta V}{X + i\omega Y} \quad (2.109)$$

bulunur. Dikkat edilirse, bu son eşitlikte $X = G_{it} - \omega^2 C_i S(C_{sc} + C_{it})R_s$ ve

$Y = C_{sc} + C_i + C_{it} + \frac{C_i S J_{dc} R_s}{kT/q} + C_i S G_{it} R_s$ kısaltmaları kullanıldığı görülür. Şimdi

(2.90) ve (2.99) eşitliklerinden δJ , δV 'nin fonksiyonu olarak açıklanırsa,

$$\delta J = \frac{[J_{dc} / (kT/q) + G_{it} + i\omega(C_{sc} + C_{it})] i\omega C_i \delta V}{X + i\omega Y} \quad (2.110)$$

olarak bulunur. Böylece eşitlik (2.110)'dan diyodun admittansı,

$$\frac{\delta J}{\delta V} = i\omega C_i [J_{dc} / (kT/q) + G_{it} + i\omega(C_{sc} + C_{it})] / (X + i\omega Y) = G + i\omega C \quad (2.111)$$

olarak bulunabilir. Burada C ve G , diyodun eşdeğer kondüktans ve kapasitansını gösterir. Son eşitlikte reel ve sanal kısımlar eşleştirilirse G ve C 'yi veren ifadeler,

$$G = \frac{\left[C_i \left(\frac{J_{dc}}{kT/q} + G_{it} \right) Y - X (C_{sc} + C_{it}) \right]}{\left[\left(\frac{X}{\omega} \right)^2 + Y^2 \right]} \quad (2.112)$$

ve

$$C = \frac{C_i \left[\left(\frac{J_{dc}}{kT/q} + G_{it} \right) \frac{X}{\omega^2} + (C_{sc} + C_{it}) Y \right]}{\left[\left(\frac{X}{\omega} \right)^2 + Y^2 \right]} \quad (2.113)$$

olarak bulunur. Son iki eşitlikten kondüktans ve kapasitansı hesaplamak için (2.113) eşitliğinden ϕ_s 'nin farklı değerlerine karşılık J_{dc} , C_{sc} , C_{it} , G_{it} ve τ değerlerinin hesaplanması ve kullanılması gerekir. Son iki ifade arayüzey hallerinin a.c. sinyalini izleyememesi durumunda τ ve $\omega\tau$ ihmal edilebilecek kadar küçük olacaktır. Bu şartlarda (2.113) eşitliğinden $G_{it} \approx 0$ ve $E_{ss} - E_v = q\phi_b - qV$ ifadesinden $C_{it} \approx qN_{ss}$ olacaktır (Chattopadhyay and RayChaudhuri 1993). Son eşitlikler bu şartlarda basitleştirilirse,

$$G = \frac{\frac{J_{dc}}{kT/q} \left(C_{sc} + C_i + C_{it} + C_i S \frac{J_{dc}}{kT/q} R_s \right) + \omega^2 C_i S (C_{sc} + qN_{ss})^2}{\left(C_{sc} + C_i + qN_{ss} + C_i S \frac{J_{dc}}{kT/q} R_s \right)^2 + \omega^2 C_i^2 S^2 (C_{sc} + qN_{ss})^2 R_s^2} \quad (2.114)$$

$$C = \frac{C_i (C_{sc} + qN_{ss}) (C_{sc} + C_i + qN_{ss})}{\omega^2 C_i^2 S^2 (C_{sc} + qN_{ss})^2 R_s^2 + \left(C_{sc} + C_i + qN_{ss} + C_i S \frac{J_{dc}}{kT/q} R_s \right)^2} \quad (2.115)$$

eşitliklerine dönüştürülür. Dikkat edilirse son eşitlik $R_s=0$ için,

$$C = \frac{C_i(C_{sc} + qN_{ss})}{C_{sc} + qN_{ss} + C_i} \quad (2.116)$$

şekline dönüşür. Bu eşitlik daha kullanışlı bir halde yazılırsa,

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_{sc} + qN_{ss}} \quad (2.117)$$

şekline dönüşür. Bu son eşitlikte $C_i \gg C_{sc} + qN_{ss}$ için,

$$C = C_{sc} N_{ss} \quad (2.118)$$

şekline dönüşür. Bu son iki eşitlikten görülmektedir ki arayüzey hal kapasitesi, arınma bölgesi kapasitesiyle paraleldir. Bu toplam kapasite, yalıtkan tabaka kapasitesiyle seri şekildedir.

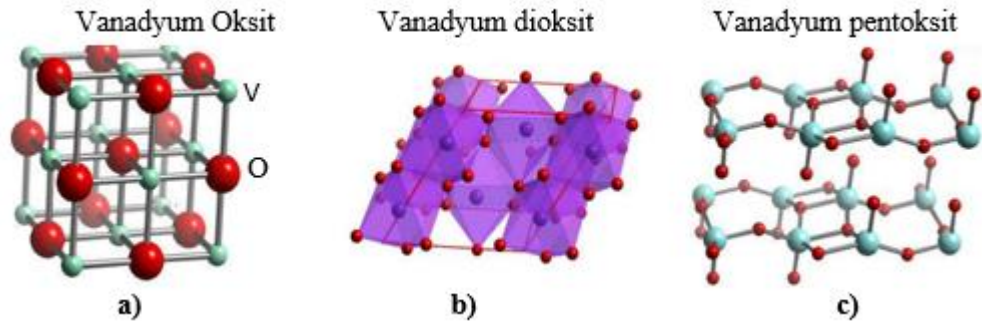
Eşitlik (2.117) $N_{ss} \rightarrow 0$ halinde iyi bilinen eşitlik (2.119)'a dönüşmektedir (Chattopadhyay and RayChaudhuri 1993).

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_{sc}} \quad (2.119)$$

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Vanadyum Oksit İnce Filmlerinin Özellikleri

Vanadyumun elektronik konfigürasyonu (H'ebert *et al.* 2002) $3d^3 4s^2$ olup valans elektronlarının en dış iki kabukta da bulunabilmesinden dolayı geçiş metali olarak sınıflandırılır. Bu sebeple birden fazla oksidasyon hali bulunur (Lv *et al.* 2007). Vanadyum oksitler birçok kararlı durumu bulunan sistemlerdendir. Kararlı vanadyum ve onun oksitleri 2-5 arasında değerler almaktadır (Gan and Laou 2004). Kararlı oksitleri; VO, V_2O_3 , VO_2 , V_2O_5 'dir. Şekil 3.1'de VO, VO_2 ve V_2O_5 oksitlerinin şematik bir gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.1. a) VO, b) VO_2 , (c) V_2O_5 in kristal yapıları

Şekilde VO NaCl, VO_2 rutile kristal yapısına ve V_2O_5 kristali de katmanlı ortorombik bir yapıya sahiptir. Şekildeki kırmızı renkli atomlar oksijen, yeşil renkli atomlarsa vanadyum atomlarını temsil etmektedir.

Ayrıca literatürde, V_3O_5 , V_4O_7 , V_5O_9 , V_6O_{11} , V_7O_{13} , V_2O_4 ve V_6O_{13} mevcuttur (Kachi and Takada 1963). VO_x bileşenleri iki gruba ayrılarak incelenebilir. Bunlar; V_nO_{2n-1} tipi (VO_2 - V_2O_3) ve V_nO_{2n+1} tipi (VO_3 - V_2O_5) bileşiklerdir (Dultsev *et al.* 2006).

Vanadyum oksit ince filmleri; fotokromizm, termokromizm ve elektrokromizm olarak adlandırılan üç kromojenik etkiyi de göstermektedirler (Guinnetona *et al.* 2004; Ibisate *et al.* 2008; Ye *et al.* 2010). Kromejenik malzemeler, bir takım dış şartlar altında renklerini tersinir şekilde değiştiren ve şartlar ilk duruma geri döndüğünde yine ilk durumlarına geri dönen malzemelerdir.

Vanadyum dioksit bilinen en eski termokromik malzemedir. Termokromik malzemenin geçirgenliği ise malzemenin bulunduğu ortamın sıcaklığının bir fonksiyonu olup sıcaklık değişimi ile renklenme ve saydam hale geçiş oluşmaktadır. Örneğin 68°C'lik sıcaklık değeri, bu malzemenin elektrik direncinde ve yakın infrared optik özelliklerinde ani değişikliklere sebep olur. Bu geçiş sıcaklığı altında ise dar bant aralığına sahip bir yarıiletken (0,65 eV). Metalik faz boyunca IR bölgede düşük geçirgenlik, yarıiletken faz boyunca ise IR bölgede yüksek geçirgenlik gösterir. Bu davranışının bir sonucu olarak, akıllı camlar, lazer projeksiyonu, elektriksel otomatik-anahtarlar gibi pek çok uygulama için dikkatleri üzerine çekmektedir. Ele alındığında elin ısısı ile renk değiştiren kalemler, giyildiğinde vücut ısısı ile renk değiştiren giysiler termokromizmin uygulamasına örneklerdir. Ancak, çok sayıda üretim tekniğine rağmen vanadyum oksidin karmaşıklığından dolayı VO₂ ince filmi üretmek halen zordur (Wang *et al.* 2007).

Vanadyum pentoksit ise termokromik ve hem katodik hem de anodik olarak renklenebilen elektrokromik malzemedir. Termokromik olayın gerçekleşmesi için gerekli sıcaklık 273°C'dir. Vanadyum pentoksit gelişmiş elektrokimyasal özelliğinden dolayı üzerinde çok çalışılmış bir malzemedir. Elektrokromik filmler; uygulanan potansiyel ile malzeme içerisinde oluşan elektrik alanın etkisi sonucu iyon girişlerini kontrol ederek gelen ışığı kontrol eder. Yani bu filmler ışığın geçirgenliğinin ve yansımalarının kontrolü için önemlidir. Uygulanan gerilim sonucu bu filmlerin optik özellikleri; geri dönüşebilir veya kalıcı değişimler gösterebilir (Ibisate *et al.* 2008).

Fotokromik etki; malzemenin aydınlatıldığı ışık, yani foton etkisi ile ortaya çıkmaktadır. Her üç durumda da tersinirlik, uygulama açısından gerekli bir özelliktir. Tersinirlik etkinin ortaya çıkması ile oluşan renklenme, etkinin ortadan kalkması ile yeniden yok olmasıdır. Güneş gözlükleri fotokromizmin en bilinen uygulamasıdır. Güneş gözlüğü, güneş ışığı altında, saydam durumdan koyu renge dönüşmekte ve tekrar güneş ışığının doğrudan üzerine gelmediği bir ortama alındığında ise kısa zamanda önceki saydam durumuna dönmektedir.

Bange (1999); fotokromik ince filmlerin mimari kaplamalarda kullanımını gündeme getirmiştir. Akıllı camların en önemli fonksiyonunun, camdan geçen güneş enerjisi yoğunluğunun kontrol edilebilmesi olduğunu ifade etmiştir. Binanın soğumasını en aza indirmek için ısıya duyarlı kaplamalar seçilebileceğini, bu şekilde ısı tasarrufu sağlanabileceğini belirtmiştir.

Otomatik ısı ve ışık kontrolünün gerekli olduğu yerlerde fotokromik filmler kullanılabilir. Ancak kontrol otomatik olmayıp isteğe bağlı, arzu edildiğinde kromojenik etki elde edilmek isteniyorsa elektrokromik cihazlar kullanılmalıdır.

Ayrıca yapılan bazı çalışmalarda, elektrokromik filmlerin, binalarda (büyük pencere camlarında) ve içerideki ışık miktarını ve iç sıcaklığını düzenlemek için arabalarda, aktif optik filtre olarak güneş gözlüklerinde, araba aynaları, gösterge panoları, sensör, yol işaret levhaları gibi değişik sistemlerde, pil elektrotlarında kullanılabileceği ifade edilmiştir (Millet *et al.* 1998; Gregoire *et al.* 1999).

3.2. *p*-Si Yarıiletkeninin Temizlenmesi ve Omik kontakların Yapılması

Yaptığımız bu çalışmada kullanılan *p*-Si kristali, (100) doğrultusuna, 400 µm kalınlığa, 1-10 Ω-cm öz dirence sahiptir. Kullanılan silisyum kristali, yüzeyinin parlak olmasından dolayı mekaniksel bir temizleme işlemi yapılmaksızın direk olarak kimyasal temizleme

işlemine maruz tutuldu. Kimyasal temizleme için sırasıyla aşağıdaki işlemler takip edildi.

1-Aseton'da ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.

2-Metanol'de ultrasonik olarak 10 dakika yıkandı.

3-Deiyonize su ile iyice yıkandı.

4- RCA1 ($H_2O:H_2O_2:NH_3$; 6:1:1)'de 60°C'de 10 dakika kaynatıldı.

5-Seyreltik HF ($H_2O:HF$; 10:1) ile 30 saniye yıkandı.

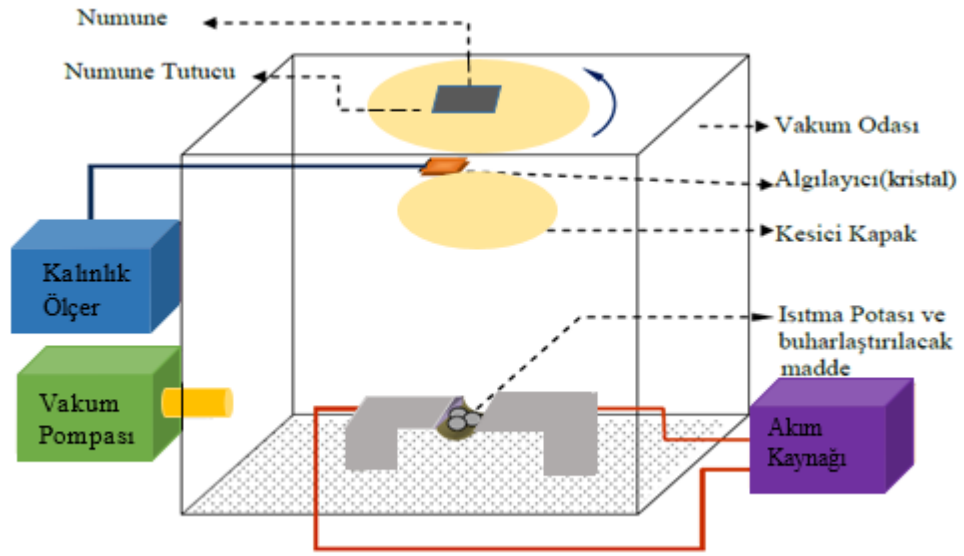
6-RCA2 ($H_2O:H_2O_2:HCl$; 6:1:1)'de 60°C'de 10 dakika kaynatıldı.

7-Deiyonize su ile iyice yıkandı.

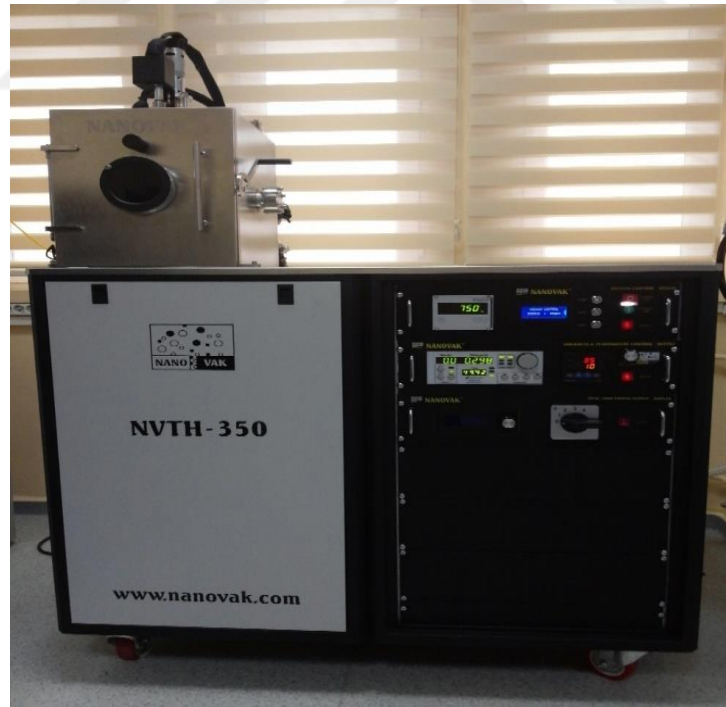
8-Seyreltik HF ($H_2O:HF$;10:1) ile 30 saniye yıkandı. Yaklaşık 15 dakika akan deiyonize su içerisinde bekletildi ve sonra azot gazı ile iyice kurutuldu.

Diyot fabrikasyonunda kirlilikler diyot parametrelerini olumsuz etkileyeceğinden dolayı ortam şartları ve kullanılacak malzemelerin temiz olması da önem arz etmektedir. Bu nedenle buharlaştırılacak Al metali seyreltik HF ile ultrasonik olarak, omik kontağın fırında tavlama işlemi kullanılarak quartz pota asetonla ve metanolle yaklaşık 5'er dakika ultrasonik olarak ve buharlaştırmada kullandığımız ısıtıcı %10'luk HF ile ultrasonik olarak yıkanıp, deiyonize su ile iyice durulandıktan sonra kurutuldu.

MS omik kontağın oluşturulması için Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Yarıiletken Proses Laboratuvarında bulunan ince film büyütme cihazı (Nanovak NVTH 350) kullanıldı. Bu ince film ünitesinin blok diyagramı Şekil 3.2'de, fotoğrafı ise Şekil 3.3'de verilmiştir. Kimyasal olarak temizlenen Al metali ısıtma potasına yerleştirildikten sonra *p*-Si kristalide mat yüzeyi aşağı bakacak şekilde vakum ünitesinde bulunan numune tutucu üzerine yerleştirilmiştir. Vakum ünitesi kapatılmıştır.



Şekil 3.2. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan termal buharlaştırma sisteminin blok diyagramı



Şekil 3.3. Omik ve doğrultucu kontakların fabrikasyonunda kullanılan buharlaştırma sisteminin fotoğrafı

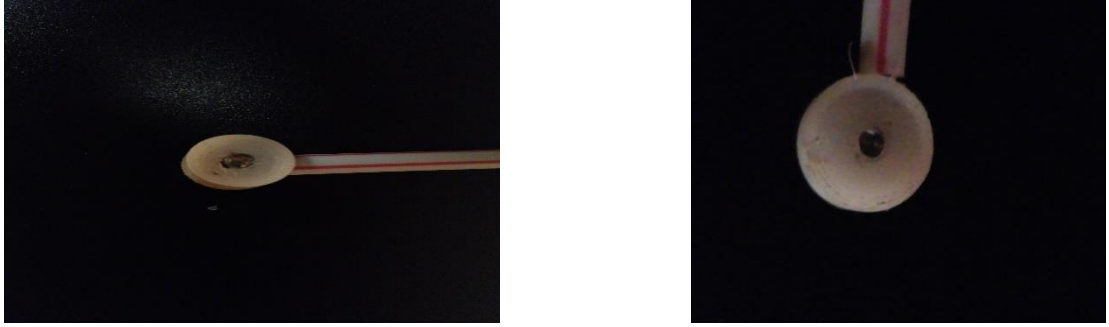
Ünite içindeki vakumun istenilen değere düşmesi için bir süre beklendikten sonra 1×10^{-6} Torr basınçta buharlaştırma işlemi başlatılmıştır. Sonuçta $1000\text{\AA}$ kalınlığında Al metali yarıiletken altlığa buharlaştırılmıştır. Daha sonra düşük öz dirençli omik kontak elde etmek için Al/*p*-Si yapı kaplama ünitesinden alınarak önceden ayarlanan termal fırın içine yerleştirilip N_2 ortamında 580°C sıcaklıkta yaklaşık 3 dakika ısısal işleme tabi tutulmuştur. Tavlama işlemine ait deneyin yapıldığı fırın Şekil 3.4’de verilmiştir. Bu işlem sonucunda *p*-Si yarıiletkenin omik kontak yapma işlemi tamamlanmıştır. Omik kontak elde edildikten sonra *p*-Si yarıiletkeni dört numune elde edilebilecek şekilde elmas kesici ile kesilerek parçalara ayrılmıştır.



Şekil 3.4. Tavlama fırını

3.3. Anodik Oksidasyon ile Yarıiletken Yüzeyin İyileştirilmesi

Omik kontak işleminden sonra anodik oksidasyon işlemi için özel numune tutucular hazırlandı. Bunun için teflon malzeme kullanıldı. Önce teflon uygun büyüklükte kesildi. Sonra fakültemizdeki atölyede bulunan torna yardımıyla bir derinlik verildi ve yan yüzeyinden delik açıldı. 10 cm uzunluğundaki çok telli bakır tel, yan yüzeyde açılan delikten geçirildi ve teflon tutucunun tam ortasına lehimle sabitlendi. Böylece Şekil 3.5’de resmi verilen numune tutucular hazırlanmış oldu.



Şekil. 3.5. Numune tutucunun resmi

Çalışmamızda, arka yüzeyi omik kontak yapılmış olan numunelerden ikisi, omik kontaklı kısım numune tutucusuna gelecek şekilde iletken boya ile yapıştırıldı. Daha sonra elektriksel yalıtım amacıyla oksit büyütülecek yüzey hariç etrafları siyah wax ile kaplandı. Böylece numuneler oksidasyon işlemine hazır hale getirildi.

Anodik oksidasyon yöntemiyle numune yüzeyine büyütülecek olan oksit tabakasının homojen olmasını sağlamak için numunenin yüzeyinden geçen akımın sabit tutulması gereklidir. Bunun için numunenin yüzey alanı belirlendi. Böylece numuneye uygulanan akım kontrol edilebildi. Bu çalışmada omik kontaklı silisyum yarıiletkenine oksit büyütmek için pH=5 olan 0,1 M'lık KOH çözeltisi kullanıldı. Bunun için 100 ml deiyonize suya 0,36 g KOH eklendi. Oksit işlemine geçmeden önce numunenin parlak yüzeyinde laboratuvar ortamında oluşan oksit tabakasını kaldırmak için, numune seyreltilmiş HF ile ($H_2O:HF:10:1$) temizlenerek Şekil 3.6'da gösterilen anodik oksidasyon düzeneğinde yarıiletken numune tutucu pozitif kutba ve platin elektrodu da negatif kutba bağlandıktan sonra elektrolitin içine yerleştirilerek sabit akım şartında oksitleme işlemine tabi tutuldu. Oksit büyütme esnasında elektrolitin homojen bir karışım olmasını sağlamak için sürekli olarak manyetik karıştırıcı ile karıştırıldı. Anodik oksidasyon işlemi 10 mA/cm^2 'lik sabit akım yoğunluğunda gerçekleştirildi. Oksit kalınlığı anot ve katot arasına bağlanan voltmetreden okunana voltajla kontrol edildi ve oksit geriliminin 56 V'un üzerine çıkmadığı gözlemlendi. İstenilen kalınlıkta oksit tabakası elde edildikten sonra numune elektrolitten çıkarıldı ve trikloretilen (C_2HCl_3) içerisine atılarak siyah wax'ı çözülüp numune tutucudan ayrılması sağlandı. Daha sonra

hemen trikloretilen, aseton ve deiyonize su içerisinde ultrasonik olarak 10 dk yıkandı. Bu işlemle Al / *p*-Si / SiO₂ şeklinde iki numune elde edilmiş oldu. *p*-Si yüzeyini pasive etmek için SiO₂ tabakası seyreltilmiş HF ile etch edildi.



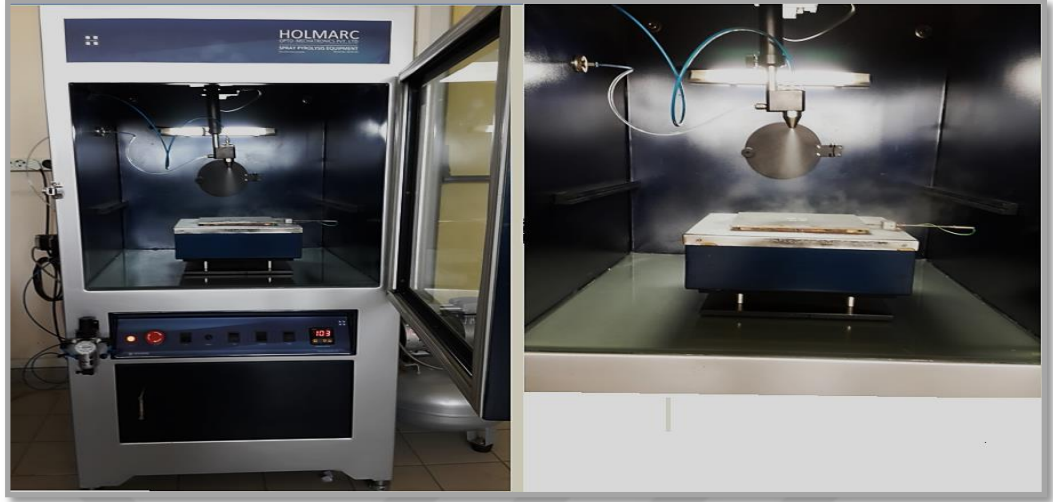
Şekil 3.6. Anodik oksidasyon düzeneği

3.4. Vanadyum Oksit İnce Filmlerinin Kimyasal Püskürtme Yoluyla Üretilmesi

Kimyasal püskürtme tekniği yardımıyla elde edilmesi istenilen yarıiletken ince film için; uygun çözeltiler hazırlanır ve uygun aerosol elde etmek için azot gazı (N₂), oksijen gazı (O₂) ya da basınçlı hava yardımıyla belirli bir sürede sıcak altlıklar üzerine püskürtülür. Bu teknikte çözeltilerde çözücü olarak deiyonize su ve bazı durumlarda da etil alkol (ethanol) kullanılabilir. Etil alkol 200°C taban sıcaklığına kadar kullanılabilir, daha yüksek taban sıcaklığı değerleri için çözücü olarak deiyonize su kullanılmalıdır (Bougnot *et al.* 1986). Yani, kimyasal püskürtme tekniğinde taban sıcaklığı aralığına göre çözücü seçimi yapılması gereklidir. Ayrıca taşıyıcı gaz seçiminde, oksitli filmlerin elde edilebilmesi için püskürtme gazı olarak oksijen gazı tercih edilir.

Çalışmamızda; vanadyum oksit ince filmlerinin kimyasal püskürtme yoluyla üretilmesi amacıyla, vanadyum (V) kaynağı olarak VCl₃ tuzu kullanılmıştır. %97'lik VCl₃, molekül ağırlığı (formül tartısı) 157,3 g mol⁻¹ olup suda çözünen bir bileşiktir. Bu

sebeple 0,05 M'lık homojen bir çözeltinin hazırlanması için, 50 ml deiyonize suya $0,3933 \text{ g mol}^{-1}$ VCl_3 tuzu ilave edildikten sonra manyetik karıştırıcı ile karıştırılmıştır. Elde edilen çözelti Şekil 3.7'de verilen Holmarc Spray Pyrolysis ince film üretim cihazının çözelti kabına aktarılıp gerekli ayarlamalar yapıldıktan sonra püskürtme işlemine geçilmiştir. Püskürtme işleminde; optiksel, yüzeysel ve yapısal karakterizasyon işlemleri: soğurma, AFM, SEM ve XRD ölçümleri için cam altlık ve elektriksel karakterizasyon işlemleri için *p*-Si /Al (pasivasyonsuz) ve anodik oksidasyon işlemi yapıldıktan sonra etch edilmiş yani pasivasyon işlemi yapılmış *p*-Si /Al altlıkları kullanılmıştır. Cam altlık, film büyütme işleminden önce, aseton, metanol ve 1:1 ethonol çözeltisinde ultrasonik olarak 5'er dakika süre ile yıkanıp azot gazı ile kurutulmuştur. Kimyasal olarak temizlenmiş yarıiletken altlıklar ise (pasivasyonlu ve pasivasyonsuz), atmosfer ortamında yüzeyinde oluşan oksitlerin temizlenmesi için seyreltilmiş HF ($\text{H}_2\text{O}:\text{HF};10:1$) ile 30 sn etch edildikten sonra deiyonize su ile durulanıp azot gazı ile kurutulmuştur. Cam altlıklar için ayrı, bir tarafına omik kontak yapılan *p*-Si yarıiletkenleri (pasivasyonlu ve pasivasyonsuz) için ayrı film büyütme parametreleri uygulanarak vanadyum oksit ince filmleri elde edilmiştir. Her iki altlık farklı yüzey özelliklerine sahip olmalarının yanı sıra, bu altlıkların yüzeyleri farklı adezyon kuvvetine sahiptir. Dolayısıyla çalışmamızda; kimyasal olarak temizlenen cam altlık ve yarıiletken sırasıyla 650°C ve 450°C deki tavlama fırınında ön bir ısıtma işlemine tabi tutulmuşlardır. Akış oranı 5, akış faktörü 2, altlık nozzle arası mesafe 22 cm ve altlık sıcaklığı 450°C olarak ayarlandıktan sonra, kimyasallar Spray Pyrolysis ince film üretim cihazında 90° lik açıyla cam ve yarıiletken altlıklar için sırasıyla 6 ve 10 dk püskürtülmüştür. Bu değerler literatürden de yararlanarak denemelerle elde edilmiştir. Böylece cam altlık ve pasivasyonlu ve pasivasyonu yapılmamış *p*-Si yarıiletken altlıklar üzerinde vanadyum oksit filmler elde edilmiştir. Büyütülen filmlerin optiksel, yüzeysel ve yapısal karakterizasyon işlemleri yapılmıştır. Daha sonra bu yapıların daha kararlı filmlerinin elde edilmesi için, filmler 500°C 'de önceden ısıtılmış tavlama fırınında yaklaşık bir buçuk saat azot gazı ortamında ısıl işleme tabi tutulmuştur. Sonra optiksel, yüzeysel ve yapısal karakterizasyon işlemleri (XRD, SEM, AFM ve soğurma) tekrarlanmıştır.



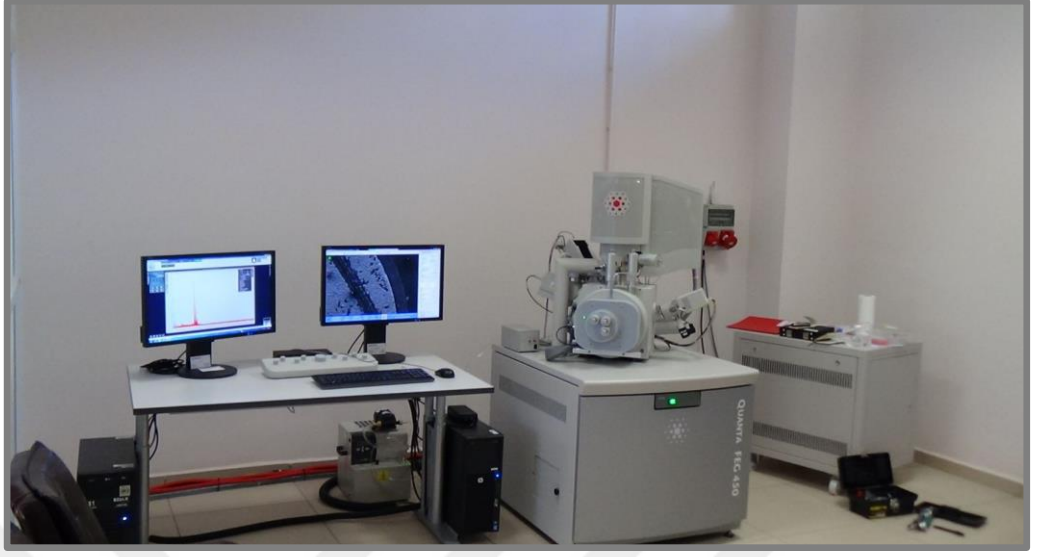
Şekil 3.7. Kimyasal püskürtme yönteminde kullanılan Holmarc Spray Pyrolysis ince film büyütme cihazının fotoğrafı

3.5. Yüzeysel, Optiksel ve Yapısal Karakterizasyon Sistemleri

Yarıiletken karakterizasyon teknikleri bir yarıiletken kristalin fiziksel ve kimyasal özellikleri hakkında bilgi elde etmek için kullanılırlar. Karakterizasyon tekniklerini üç gruba ayırabiliriz. Bunlar; yüzeysel, optiksel ve yapısal karakterizasyon teknikleridir.

3.5.1. SEM ölçüm sistemi

İnce film büyütme sonrası yüzeyin mikroyapısını incelemek amacıyla numunelerin yüzey görüntüleri alınmıştır. Hazırlanan ince film yüzeyindeki yapılar Şekil 3.8’de gösterilen Erzincan Üniversitesi Temel Bilimler ve Uygulama ve Araştırma Merkezinde bulunan Quanta FEC 450 marka taramalı elektron mikroskopları yardımı ile araştırılmıştır.

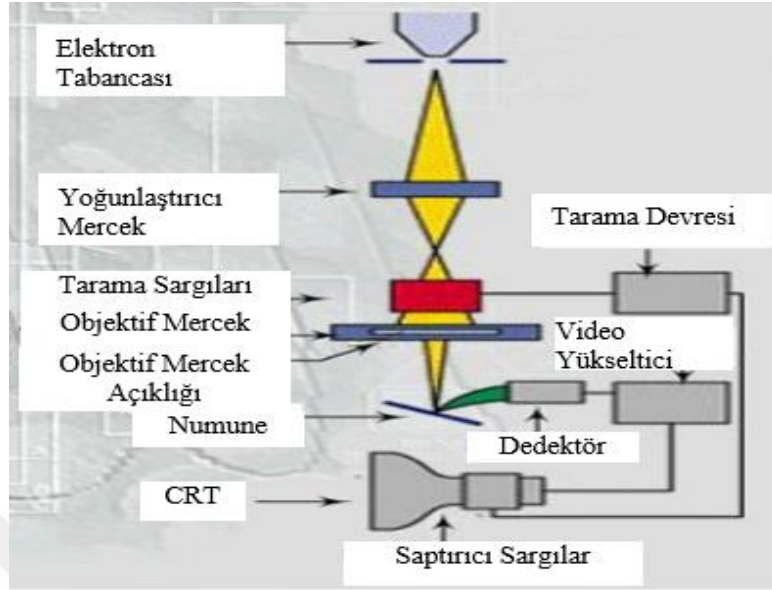


Şekil 3.8. Ölçümlerde kullanılan SEM cihazının görüntüsü

Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) Şekil 3.9’da gösterildiği gibi optik kolon, numune hücresi ve görüntüleme sistemi olmak üzere üç temel kısımdan oluşmaktadır.

Optik kolon kısmında; elektron demetinin kaynağı olan elektron tabancası, elektronları numuneye doğru hızlandırmak için yüksek gerilimin uygulandığı anot plakası, ince elektron demeti elde etmek için yoğunlaştırıcı mercekler, demeti numune üzerinde odaklamak için objektif merceği, bu merceğe bağlı çeşitli çapta apatürler ve elektron demetinin numune yüzeyini taraması için tarama bobinleri yer almaktadır. Mercek sistemleri elektromanyetik alan ile elektron demetini inceltmekte veya numune üzerine odaklamaktadır. Tüm optik kolon ve numune 10^{-4} Pa gibi bir vakumda tutulmaktadır.

Görüntü sisteminde, elektron demeti ile numune girişimi sonucunda oluşan çeşitli elektron ve ışımaları toplayan dedektörler, bunların sinyal çoğaltıcıları ve numune yüzeyinde elektron demetini görüntü ekranıyla senkronize tarayan manyetik bobinler bulunmaktadır (Flegler *et al.* 1993).



Şekil 3.9. Taramalı elektron mikroskobunun şematik görünüşü

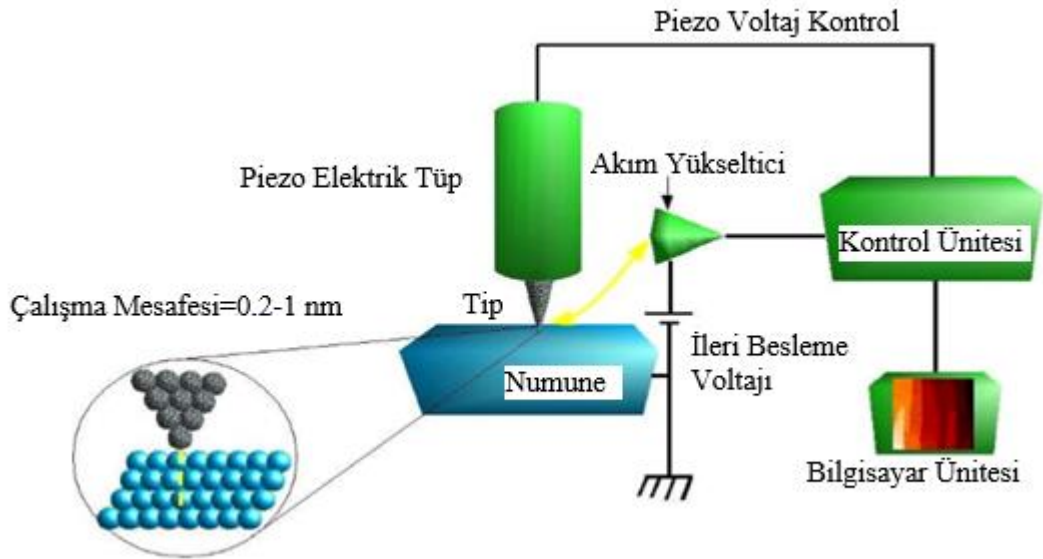
3.5.2. AFM ölçüm sistemi

Bu tez çalışmasında büyütülen ince filmlerin $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ boyutlardaki yüzeyinin 2, 3 boyutlu görüntüleri ve yüzey pürüzlülükleri Şekil 3.10'da verilen Erzincan Üniversitesi Temel Bilimler ve Uygulama ve Araştırma Merkezinde bulunan 20 bit çözünürlüklü $56\mu\text{m}$ XY düzlemi tarayabilen AFM yardımıyla incelenmiştir.



Şekil 3.10. Ölçümlerde kullanılan AFM cihazının görüntüsü

Taramalı Tünelleme Mikroskobu (STM)'nin başarıları yeni taramalı araştırma mikroskop metotlarının geliştirilmesine esin kaynağı oldu. Bunlardan biri olan atomik kuvvet mikroskobu (Atomic Force Microscopy-AFM) ile malzeme yüzeyi analizleri yapılmaktadır. AFM örnek yüzeyi tarayan ve uzaysal bilgi toplayan esnek bir kola monte edilmiş çok ince bir iğne (prob) kullanılır. İğne ve yüzey atomları arasında atomik boyutta bir uzaklık bulunmaktadır ve iğne yüzey üzerinde hareket ettikçe atomlar arası potansiyeller yüzünden denge çubuğu aşağı ve yukarı doğru hareket eder. Böylelikle atomlar arası potansiyel kuvvetlerin denge çubuğu tarafından ölçülmesi ile yüzey topografisi angstrom seviyesinden 100 mikrona kadar ölçebilmektedir. Bazı durumlarda AFM tek bir molekülün hatta tek bir atomun iki veya üç boyutlu görüntüsünü alabilir. Atomik kuvvet mikroskobunun şematik diyagramı ve Cantilever (Denge çubuğu) iğnesi Şekil 3.11'de gösterilmiştir.



Şekil 3.11. AFM'nin şematik diyagramı (Dinç 2007)

Örnek ve iğne arasındaki moleküler kuvvetler denge çubuğunun hareketi için kullanılacak bir dedektör ve lazer kullanılarak ölçülür. Geri besleme devresi örneği bir piezoelektrik tüp ile yukarı ve aşağıya hareket ettirir. Denge çubuğu küçük değişimler için Hooke Yasası'na uyduğu için, iğne ile örnek arasındaki kuvvet hesaplanabilir. Üç boyutlu görüntü denge çubuğunun hareketi x, y, ve z doğrultusunda kaydedilerek elde

edilir. İğnenin veya örneğin hareketi piezo-elektrik seramikten yapılan tarama ünitesi tarafından incelenir. Z-ekseni örneğe dik olan eksen olmak üzere tarama ünitesi x, y ve z yönlerinde Å mertebesinde çözünürlüğe sahiptir.

Atomik Kuvvet Mikroskobu kullanılarak birçok özellik hakkında bilgi edinilebilir. Bunlardan biri, örneğin yüzeyinin nasıl görüldüğü, yüzey üzerinde bulunan moleküler yapılar arasındaki ilişkiler ve sertlik, yansıma gibi maddesel özellikler hakkında fikir edinilmesini sağlayan yüzey topografisidir. Diğer bir dal olan yüzey morfolojisi ise maddeyi oluşturan parçacıkların büyüklükleri ve şekli, bu parçacıkların birbirleriyle etkileşimleri ile ilgili bilgi, yüzey etkileşim özellikleri, elektriksel yük, manyetiklik, nanomekanik özellikler; aşınma, korozyon, pürüzlendirme, sürtünme, kayganlaştırma, kaplama ve cilalama ile ilgili bilgileri sağlar. Ayrıca atomik kuvvet mikroskobu kullanılarak örneği oluşturan molekül ve elementlerin bileşimi, bunların relatif miktarları ve maddelerin erime noktaları ve sertliği gibi bazı maddesel özellikleri hakkında bilgi edinilebilir. Bunların yanında atomların madde içinde nasıl düzenlendikleri, bu düzenler arasındaki ilişkiler ve örneği oluşturan maddelerin elektriksel özellikleri (örneğin iletkenlik) gibi kristalografik bilgi de veren AFM görüntüleri elde edilebilir (Dinç 2007).

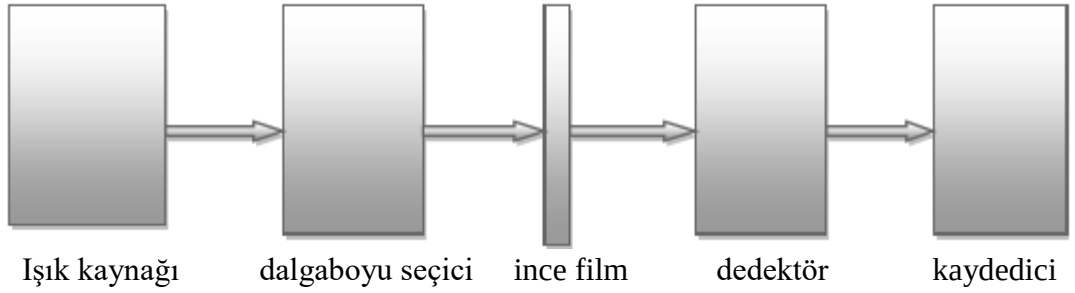
3.5.3. Soğurma ölçüm sistemi

Yarıiletkenin yasak enerji aralığını belirlemek için en çok kullanılan teknik soğurma ölçümleridir. Soğurma ölçümleri neticesinde numune hasar görmez. Soğurma ölçümleri Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik bölümünde bulunan 190-1100 nm dalga boyu çalışma aralığına sahip Şekil 3.12’de verilen Perkin-Elmer Lambda 2S UV-Visible spektrometresi ile alınmıştır.



Şekil 3.12. Ölçümlerde kullanılan soğurma ölçüm cihazının görüntüsü

Bir spektrofotometrede, ışık kaynağı, bir monokromatör ve dedektör bulunur. Işık kaynağı olarak tungsten flamanlı lambalar, xenon ark lambaları, döteryum ve hidrojen lambaları kullanılır. UV-VIS spektrometresinin temel yapısı Şekil 3.13’de gösterilmiştir (Kocaman 2011).



Şekil 3.13. UV-VIS spektrometresinin yapısı (Kocaman 2011)

Soğurma değerlerinin ölçülmesinde ışık kaynağından gelen polikromatik ışıktan tek dalga boylu (monokromatik) ışık seçilerek örneğe gönderilir. Polikromatik ışıktan monokromatik ışık elde edilen bu düzeneğe monokromatör denir. Elde edilen tek dalga boylu ışık numune üzerine düşürülür. Eğer bu fotonun enerjisi enerji bant aralığından yüksek ise ışık soğurulur, enerji bant aralığından küçük ise fotonlar soğurulmadan doğrudan geçer. Maddeden geçen ışığın ne kadar soğurulduğunu anlamak için geçen

demet şiddetini ölçmek üzere düzeneğe dedektör yerleştirilmiştir. Optik sinyal dedektörde elektrik sinyaline dönüşür ve bu değer ölçülerek kaydedilir (Kocaman 2011).

3.5.4. XRD ölçüm sistemi

X-ışını difraktometresi, X- ışını tüpü, numune tutucu ve X-ışını dedektörü olmak üzere üç temel kısımdan oluşmaktadır. X- ışınları elektron üretmek için ısıtılmış fileman ile katat ışını tüpünde oluşur, elektronlar uygulanan voltaj ile hedefe doğru hızlandırılır ve hedef malzeme elektronlar ile bombardıman edilir. Elektronlar hedef malzemenin iç kabuğundaki elektronları uzaklaştırmak için yeterli enerjiye sahip olduğunda, karakteristik X-ışını spektrumu üretilir.

Kristal içindeki atomik yapıyı araştırmak ve malzemedeki fazlar, fazların miktarı, kristal boyutu, latis parametreleri, yapıdaki değişimler, kristal yönlenmesi ve atom pozisyonları hakkında bilgi almak için büyütülen ince filmler Şekil 3.14’de verilen Erzincan Üniversitesi Temel Bilimler ve Uygulama ve Araştırma Merkezinde bulunan Panalytica markalı yüksek sıcaklık X-Işını Difraktometresi (HT-XRD) cihazı yardımıyla incelenmiştir. HT-XRD cihazında farklı olarak yüksek sıcaklıklarda (25-2300°C) XRD çekimleri yapılabilmektedir.



Şekil 3.14. Ölçümlerde kullanılan HT-XRD cihazının görüntüsü

3.6. Diyotların Üretilmesi

Yüzeysel ve optiksel karakterizasyonu tamamlanan pasivasyonsuz ve pasivasyonlu *p*-Si yarıiletkenleri üzerindeki vanadyum oksit ince filmler üzerine Şekil 3.3’de verilen metal buharlaştırma ünitesinde vakum 1×10^{-6} Torr değerine indiğinde Al metali buharlaştırıldı. Buharlaştırma işlemi yapılırken merkezleri arası 3 mm olan 1 mm çapındaki dairesel deliklere sahip 7x7 matris şeklinde delinen ince molibden maske kullanıldı. Böylece ince filmler üzerinde 1mm çapında ve $7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ alana sahip olan daire şeklindeki Schottky kontaklar yapılmış oldu. Aynı işlemler pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/*p*-Si yarıiletkenleri için de yapıldı. Bu işlemler sonunda, Al / *p*-Si / Al (Referans), pasivasyonu yapılmış Al / *p*-Si / Al (Pasivasyonlu referans), Al / vanadyum oksit / *p*-Si / Al (Arayüzey tabakalı) ve pasivasyonu yapılmış Al / vanadyum oksit/ *p*-Si / Al (Pasivasyonlu Arayüzey tabakalı) şeklinde dört özel diyot yapısı elde edilmiş oldu.

Üretilen bu özel dört yapının karanlıkta ve oda sıcaklığında *I-V*, *C-V*, *G/ω-V* ve *C-f* ölçümleri alınarak çeşitli karakteristik diyot parametreleri hesaplandı.

3.6.1. Elektriksel ölçüm sistemleri

Üretilen diyot yapılarının oda sıcaklığında *I-V* ölçümü için, hem hassas akım ve voltaj kaynağı hemde ölçüm cihazı olarak sabit DC güç kaynağına sahip Şekil 3.15’de gösterilen “Keithley 2400 Source Meter” cihazı kullanılmıştır. Cihaz ile numune arasındaki bağlantı numune tutucusuyla sağlanmıştır.

Diyot yapılarının oda sıcaklığında ve karanlıkta *C-V* ve *G/ω-V* ölçümleri için, Şekil 3.15’de verilen HP 4192 A, (50 Hz-13 MHz) Lf Impedence Analyzer cihazı kullanılmıştır. HP 4192 LF empedans analizörünün frekans ölçümleri sınırları 5Hz-13 MHz olup, osilatör genlik aralığı 5 mV-1 V arasındadır. Doğru akım, ileri ve ters besleme özelliğine sahip cihazın -35 V’ tan +35 V’ a kadar ayarlanması mümkündür.

Bu cihaz aynı anda empedans, admitans, kapasitans, indüktans ölçebilmekle birlikte, aralarındaki faz değerlerini ve kalite faktörlerini de ölçebilmektedir.



Şekil 3.15. Üretilen diyotların oda sıcaklığında I - V , C - V , G - ω - V ve C - f ölçümlerinin alındığı sistemler

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

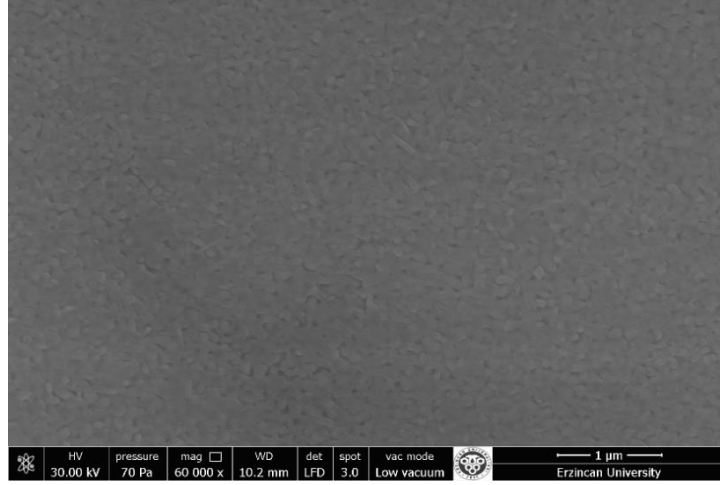
4.1. Giriş

Bu bölümde vanadyum oksit ince filminin optiksel, yüzeysel ve yapısal özellikleri ile üretilen referans, pasivasyonlu referans, arayüzey tabakalı ve pasivasyonlu arayüzey tabakalı diyotların I - V , C - V , G/ω - V ve C - f ölçümleri yer almaktadır. Yine bu bölümde grafikler çizilerek çeşitli metotlarla karakteristik diyot parametreleri incelenmiştir.

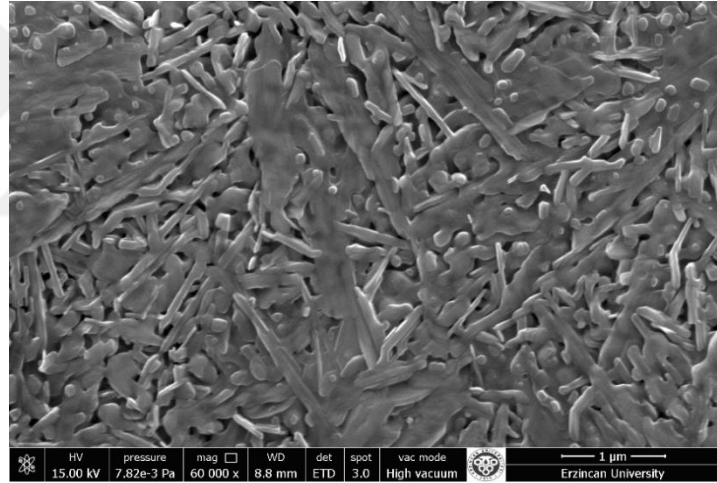
4.2. Kimyasal Püskürtme Metoduyla Büyütülen Vanadyum Oksit Filmlerinin SEM Görüntüleri

Kimyasal püskürtme metoduyla büyütülen vanadyum oksit filmlerinin SEM görüntüleri yardımıyla, filmlerin nanoboyutlarda büyütülebilmeleri, homojensizlikleri, kaliteleri ve fabrikasyonları konusunda bilgi elde edilmiştir. Elde edilen vanadyum oksit ince filmin tavlansızdan önceki SEM görüntüsü Şekil 4.1’de ve 500°C’de yaklaşık 1 saat 30 dk tavladıktan sonra elde edilen SEM görüntüsü ise Şekil 4.2’de görülmektedir.

Şekillerden de görüldüğü gibi büyütülen ince film altlık yüzeyini tamamen kaplamıştır ve hemen hemen homojen bir ince film elde edilmiştir. Kimyasal püskürtme tekniği sonucunda elde edilen ince filmde ısıtma işlemi sonucu filmlerin morfolojisinde değişimler meydana gelmiştir. Şekil 4.1’deki pürüzsüz sınırlar tavlama işlemi sonucunda Şekil 4.2’de görüldüğü gibi nanoçubuk oluşumlarına dönüşmüştür. Yani elde edilen bu SEM görüntüleri ile filmlerin tanecik boyutunun ısıtma işlem sıcaklığı ile arttığı ve boşluklu yapının daha da azaldığı görülmektedir.



Şekil 4.1. Büyütülen vanadyum oksit ince filmin SEM görüntüsü

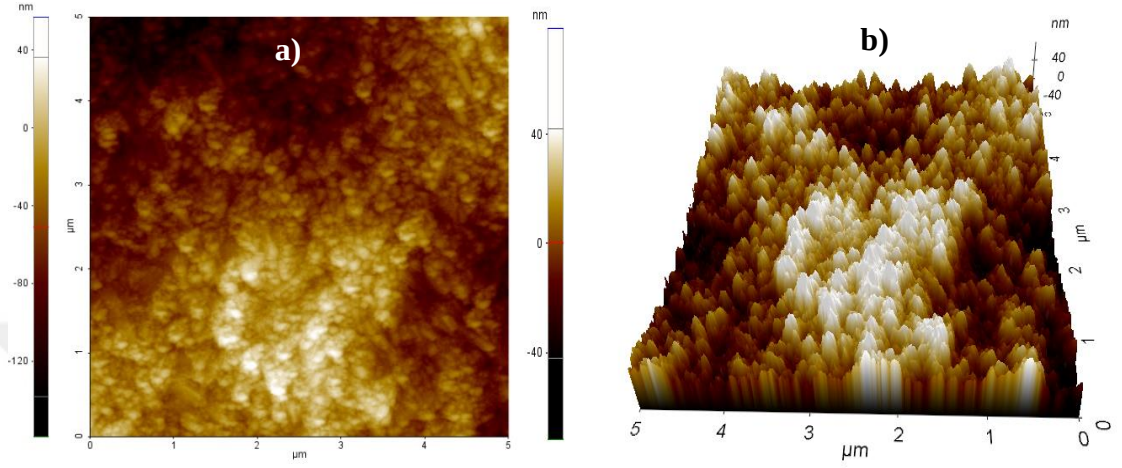


Şekil 4.2. Vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra elde edilen SEM görüntüsü

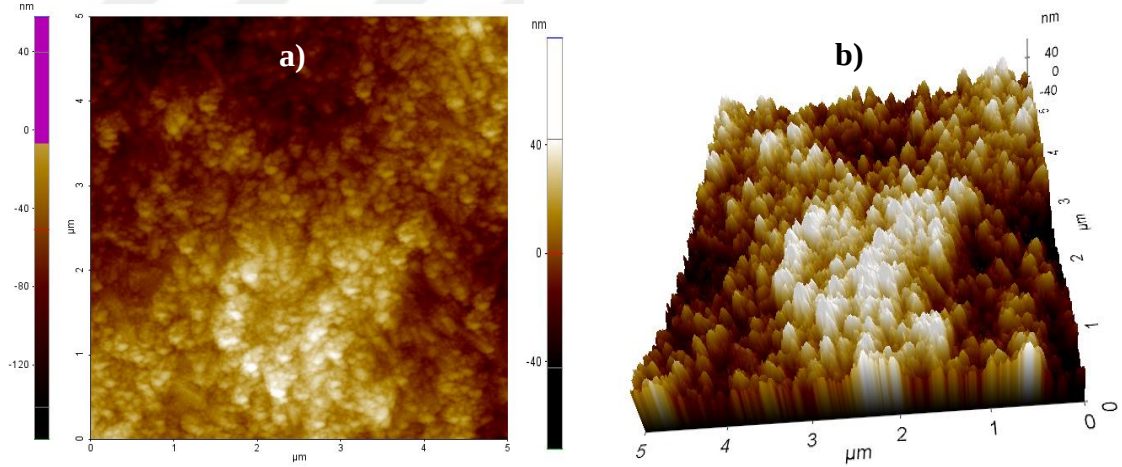
4.3. Kimyasal Püskürtme Metoduyla Büyütülen Vanadyum Oksit Filmlerinin AFM Görüntüleri

Kimyasal püskürtme metoduyla büyütülen vanadyum oksit filmlerinin AFM görüntüleri yardımıyla; filmlerin yüzeylerinin topografik yapısı ve tavlama sıcaklığına bağlı olarak ortalama pürüzlülük değeri R_a , seçilmiş bölgenin yüksekliğindeki standart sapma değeri R_q (Root-mean-squared-roughness (RMS)) ve maksimum ve minimum nokta arasındaki

fark Rpv değişimleri analiz edilmiştir. Pürüzlülük; yüzeyde bulunan yüksek ve alçak noktaların tamamının hesaba katıldığındaki ortalama değişimi vermektedir.



Şekil 4.3. Büyütölen vanadyum oksit ince filminin **a)** 2 boyutlu **b)** 3 boyutlu AFM görüntüsü



Şekil 4.4. Vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra elde edilen

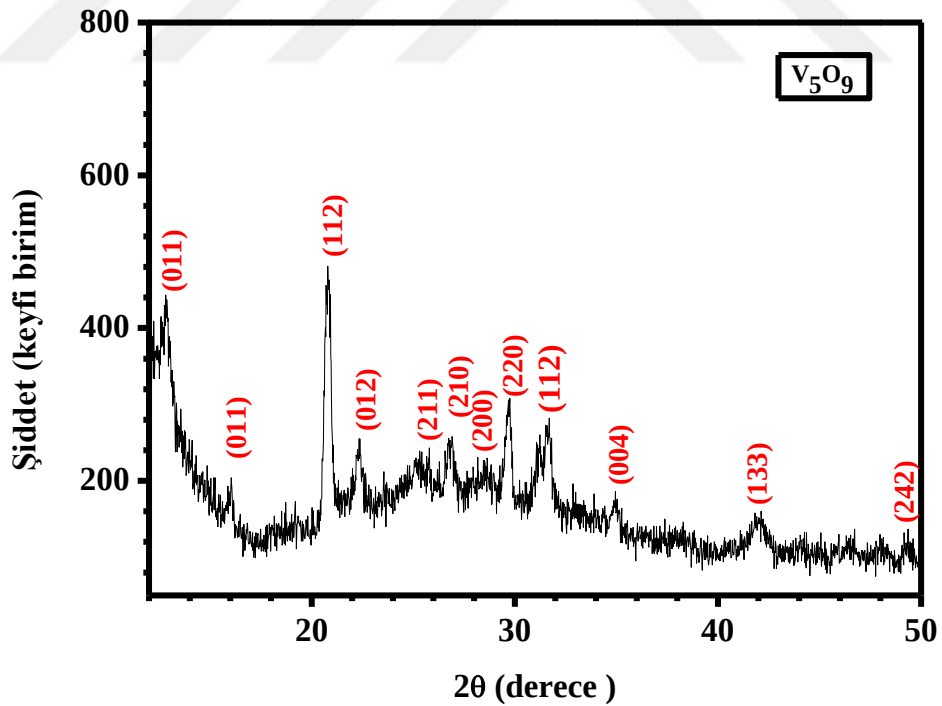
a) 2 boyutlu **b)** 3 boyutlu AFM görüntüsü

Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’deki AFM görüntöleri 5μm x 5μm boyutlu birim alanda alınmıştır. Büyütölen filmin Ra, Rq ve Rpv değerleri sırasıyla 27,014 nm, 33,296 nm ve 215,969 nm iken 500°C’de tavlandıktan sonra elde edilen değerler sırasıyla 24,006 nm, 29,294 nm ve 150,233 nm’dir.

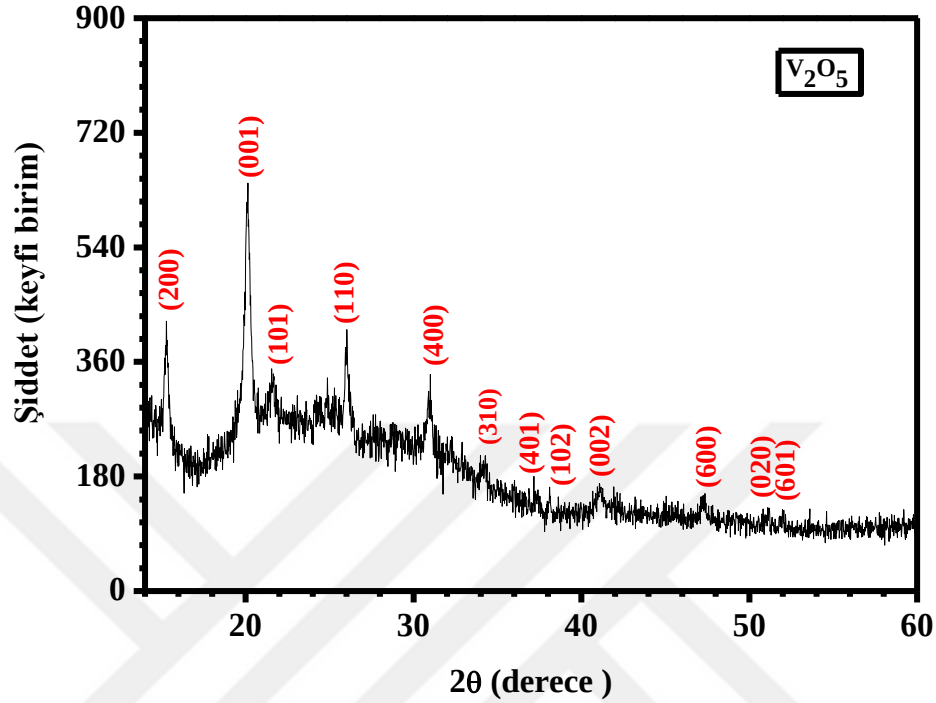
Kimyasal püskürtme tekniği ile elde edilen ince filmlerde ısıt işlemin sonucu filmlerin morfolojisinde değişiklik olmuştur ve R_a , R_q ve R_{pv} değerlerinde bir azalma görülmüştür. Yani AFM görüntüleri filmlerin yüzeyinde bulunan yüksek ve alçak noktaların tamamının hesaba katıldığındaki ortalama değerlerinin azaldığını göstermiştir.

4.4. Kimyasal Püskürtme Metoduyla Büyütülen Vanadyum Oksit Filmlerinin XRD Ölçümleri

Şekil 4.5’de cam altlık üzerine kimyasal püskürtme metoduyla büyütülen vanadyum oksit ince filminin X-ışını kırınımı verileri, ve Şekil 4.6’da ise bu filmlerin 500°C’de 1 saat 30 dk N_2 ortamında tavlandıktan sonra elde edilen X-ışını kırınımı verileri görülmektedir.



Şekil 4.5. Cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin hemen alınan XRD grafikleri



Şekil 4.6. Cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra alınan XRD grafikleri

Şekil 4.5’deki cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit filminin kırınım piki analizinden (011), (011), (112), (012), (211), (210), (200), (220), (112), (004), (133) ve (242) düzlemlerinden yansımalar elde edilmiştir. Kırınım piklerinin tümü; yapının örgü parametreleri $a=7,005$, $b=8,362$ ve $c=10,983$ olan V_5O_9 anorthic (triklinik) yapıli faz’a ait olduğunu göstermektedir (Kumar *et al.* 2016). Bu pikler JCPDS data file no:08-2027 ile iyi bir uyum içindedir. Bu numune daha sonra 500°C’de tavlandığında, kırınım piki analizinden Şekil 4.6’da görüldüğü gibi (200), (001), (101), (110), (400), (310), (401), (002), (600), (020)ve (601) düzlemlerinden yansımalar elde edilmiştir. Yani anorthic yapı artık gözlenmeyip orthorhombik yapıli V_2O_5 fazı ortaya çıkmıştır (JCPDS data file no:09-0387). İnce film ısıli işlemle faz değıştirmiştir ve bu durum literatür ile uyumludur (Wang *et al.* 2009; Akl 2010; Wang and Zhang 2011; Kang *et al.* 2013; Sharma *et al.* 2015; Kumar *et al.* 2016).

Sonuç olarak tavlama sıcaklığının kristal fazında bir değişime neden olduğu ve kristal kalitesi ve yansıma düzlemleri XRD ile belirlenmiştir. Bragg kırınım yasası;

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (4.1)$$

bağıntısı ile verilir. Bu ifade de n atomik düzlem numarası, λ gönderilen X-ışınının dalga boyu, d düzlemler arası mesafe ve θ kırınım spektrumundaki Bragg açısıdır. Böylece düzlemler arası mesafe ;

$$d_{hkl} = \frac{n\lambda}{2 \sin \theta} \quad (4.2)$$

eşitliğinden elde edilebilir.

Filmlerin ortalama tanecik büyüklüğü olan D değeri Scherrer formülü olarak bilinen eşitlik (4.3) kullanılarak hesaplanabilir (Cullity 1996).

$$D = \frac{k\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (4.3)$$

Bu ifade de k , kristalin şekline bağlı keyfi sabit olup Miller indisleri ve Bragg yasasına göre değeri yaklaşık olarak 0,9'dur ve β piklerin yarı maksimumdaki tüm genişlik (FWHM) değeridir (Çapar 2010; Kocaman 2011).

$a \neq b \neq c$ olan anorthic ve orthorhombik geometriler için örgü parametreleri eşitlik (4.4)'den hesaplanabilir.

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (4.4)$$

Bu eşitlikte (hkl), kırınım spektrumunda görünen yansıma düzlemlerinin miller indisleridir. Büyütülen ve tavlama işlemi gören filmlerin XRD verilerinden hesaplanan bazı parametreleri Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2’de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Vanadyum oksit ince filminin XRD verilerinden hesaplanan bazı parametreleri

(hkl)	Yarı Maks. Pik Genişliği (FWHM)	Şiddet (Keyfi birim)	2 θ (Derece)	d Değeri (Å)	Tanecik Büyüklüğü (D) Å
(011)	0,497	437	12,91	6,854	160,969
(011)	0,269	181	15,95	5,551	298,591
(112)	0,351	457	20,80	4,268	230,381
(012)	0,407	230	22,39	3,969	199,108
(211)	0,515	224	25,22	3,529	158,246
(210)	0,439	247	26,95	3,307	186,165
(200)	0,323	225	28,55	3,124	254,179
(220)	0,319	298	29,71	3,006	257,582
(112)	0,432	268	31,66	2,824	191,172
(004)	0,413	186	34,66	2,586	201,773
(133)	0,966	147	42,02	2,149	88,166
(242)	0,592	115	49,40	1,844	147,772

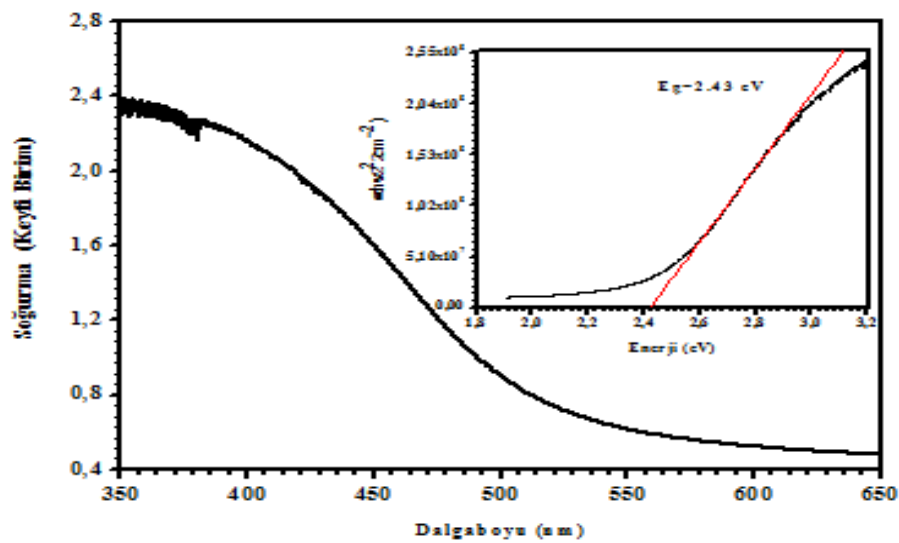
Çizelge 4.2. Vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra XRD verilerinden elde edilen bazı parametreleri

(hkl)	Yarı Maks. Pik Genişliği (FWHM)	Şiddet (Keyfi birim)	2 θ (Derece)	d Değeri (Å)	Tanecik Büyüklüğü (D) Å
(200)	0,261	403	15,31	5,784	307,53
(001)	0,377	610	20,15	4,405	214,05
(101)	0,354	326	21,61	4,109	228,44
(110)	0,293	385	26,04	3,419	278,55
(400)	0,355	314	30,90	2,892	232,43
(310)	0,573	197	34,10	2,627	145,06
(401)	0,389	143	37,38	2,404	215,60
(002)	0,422	129	47,25	1,922	205,66
(600)	0,301	111	51,37	1,777	293,11
(020)	0,131	108	51,97	1,758	670,78
(601)	0,303	106	52,11	1,754	291,80

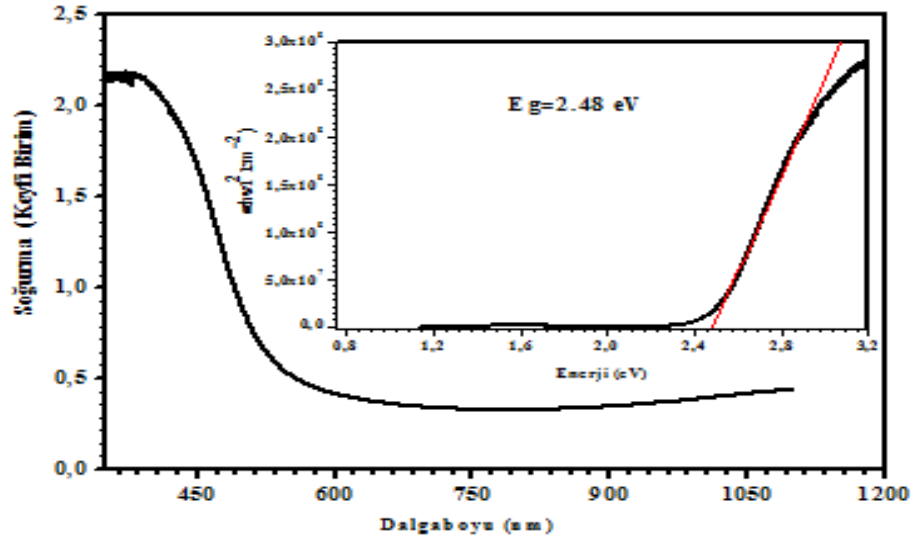
Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2’den de görüldüğü gibi sırasıyla, 2θ açısı $20,80^\circ$ olan (112) düzlemi V_5O_9 filminin en baskın piki ve 2θ açısı $20,15^\circ$ olan (001) düzlemi V_2O_5 filminin en baskın pikidir. Piklerin şiddeti ve yarı maksimum pik genişliği (FWHM) ile büyütülen filmin kalitesi, kristal yapısı ve tanecik büyüklüğü gibi parametrelerin doğrudan ilişkili olduğu söylenebilir. Tanecik büyüklükleri, kırınım pikinin yarı maksimum pik genişliği ile ters orantılıdır. Oldukça dar bir kırınım pikinin olması, tanecik büyüklüğünün büyük olmasını sağlar ve bu durum da kristalin kaliteli bir yapıya sahip olduğunu gösterir. Şekil 4.5’de verilen XRD pikleri, hazırlanan filmlerin polikristal bir yapıda olduğunu göstermektedir. Düşük şiddetli kırınım pikleri, vanadyum oksit ince filmindeki küçük taneleri işaret etmektedir. Şekil 4.6 tavlama ile filmin kristallik derecesinin arttığını göstermektedir.

4.5. Kimyasal Püskürtme Metoduyla Büyütülen Vanadyum Oksit Filmlerinin Soğurma Ölçümleri

Kimyasal püskürtme metoduyla cam altlık üzerine büyütülen ve büyütüldükten sonra tavlama işlemi gören vanadyum oksit ince filmlerine ait soğurma ölçümleri sırasıyla Şekil 4.7 ve Şekil 4.8’de gösterilmiştir.



Şekil 4.7. Cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin hemen alınan soğurma grafikleri



Şekil 4.8. Cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin 500°C’de tavlandıktan sonra alınan soğurma grafikleri

Soğurma ölçümlerinden filmlerin yasak enerji aralıkları

$$\alpha h\nu = B(h\nu - E_g)^n \quad (4.5)$$

eşitliğinden hesaplanabilir (Bouzidi *et al.* 2002; Mane *et al.* 2015). Burada α soğurma katsayısını, h Planck sabitini, ν frekansı, B sabit bir sayıyı, n kırılma indisini ve E_g yasak enerji aralığını göstermektedir. Bu bağıntı dikkete alınarak, elde edilen filmlerin yasak enerji aralıklarının belirlenebilmesi için $(\alpha h\nu)^2$ ’nin enerjiye karşı grafikleri çizilmiş ve bu grafiklerin lineer kısmına çizilen doğrunun enerji eksenini kestiği noktadan yararlanılarak tavlınmadan önceki ve sonraki filmin yasak enerji aralığı değerleri sırasıyla 2,43 eV ve 2,48 eV olarak belirlenmiştir.

4.6. Üretilen Diyotların Oda Sıcaklığında Akım-Voltaj Özelliklerinin İncelenmesi

Metal-yarıiletken (MS) veya metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) Schottky engel diyotlar (SBD) seri dirence sahip ve idealite faktörü $n > 1$ ise, termoiyonik emisyon (TE) teorisine

göre akım ile voltaj arasındaki ilişki ($V \geq 3kT/q$ için) (Sze 1981; Rhoderick and Williams 1988);

$$I = I_o \left[\exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.6)$$

ile verilir. Burada V_D diyot üzerine düşen gerilim, n idealite faktörü, k Boltzmann sabiti, T Kelvin cinsinden sıcaklık ve I_o ise ters doyum akımı olup,

$$I_o = SA^*T^2 \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (4.7)$$

eşitliği ile verilir. Eşitlik (4.7)'de her iki tarafın doğal logaritması alındıktan sonra engel yüksekliği,

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{SA^*T^2}{I_o}\right) \quad (4.8)$$

şeklinde elde edilir. Burada S diyotun doğrultucu kontak alanı ve A^* etkin Richardson sabiti olup değeri p -tipi Si için $32 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ dir. Bilindiği gibi engel yüksekliği, yarıiletken tarafındaki bantların bükülmesiyle meydana gelen ve taşıyıcıların metalden yarıiletkene doğru ya da tersi yönde geçmek zorunda oldukları bir enerji-bant yapısıdır. Buna göre eşitlik (4.7), eşitlik (4.6)'da yerine yazılırsa;

$$I = SA^*T^2 \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (4.9)$$

elde edilir. Ancak oda sıcaklığı ve daha yüksek sıcaklıklar için köşeli parantez içindeki 1 rakamı rahatlıkla ihmal edilebilir. TE teorisine göre bu ifadedeki n idealite faktörünün 1 olması beklenir. Ancak pratikte, özellikle yalıtkan arayüzey tabakanın kalınlığı ve

yasak enerji aralığında lokalize olan N_{ss} 'lerden dolayı 1'den büyük çıkmaktadır. Yarıiletkenin gövde direnci, yalıtkan arayüzey tabakası ve kontaklardan dolayı yapı bir seri dirence sahip ise eşitlik (4.9) ifadesi,

$$I = I_o \exp\left(\frac{q}{nkT}(V - IR_s)\right) \quad (4.10)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifadedeki IR_s terimi yapının seri direnci üzerine düşen voltajdır. Schottky diyotlarda $\ln(I)$ 'nın V 'ye göre grafiğinin genelde lineer bir doğru olması beklenmesine rağmen, deneysel sonuçlardan görüldüğü gibi yüksek voltajlarda ($V \geq 1$ V) R_s 'den dolayı $\ln(I)$ - V eğrisinde ideal durumdan sapmalar olur, yani R_s $\ln(I)$ - V eğrisinin aşağı doğru bükülmesine yol açar. Bükülmenin olduğu bu bölgede hem idealite faktörü 1'den büyük olacak hem de lineer bölgenin daralmasından dolayı hesaplamaların güvenilirliği azalacaktır.

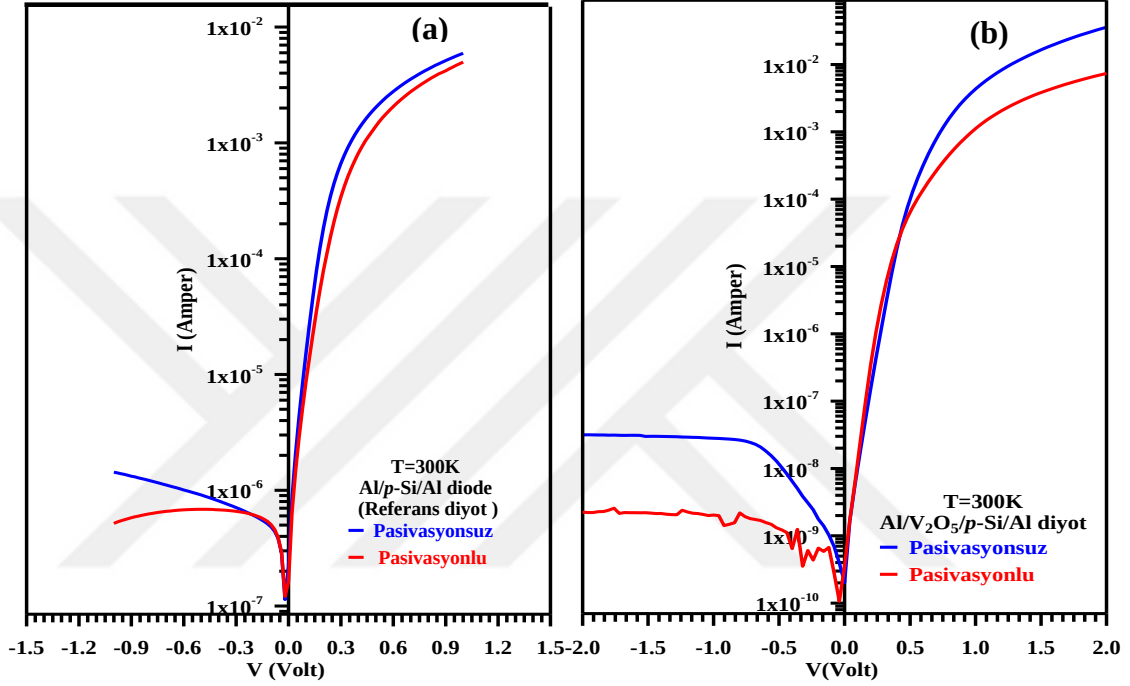
Lineer bölge için eşitlik (4.6) ifadesinin $\ln$ 'i alınırsa,

$$\ln I = \ln I_o + \frac{q}{nkT}V_D \quad (4.11)$$

şeklinde bir doğru denklemi elde edilir. Dolayısıyla $\ln(I)$ - V grafiği çizildiğinde, denklem (4.11)'den yararlanarak diyodum n , I_o ve ϕ_b değerleri hesaplanabilir. Pasivasyonlu ve pasivasyonsuz referans ve arayüzeyli diyotların $\ln(I)$ - V grafikleri Şekil (4.9) (a) ve (b)'de görülmektedir.

Şekil 4.9'dan da görüldüğü gibi, doğru ön-gerilim $\ln(I)$ - V eğrileri geniş bir bölgede lineer olmasına rağmen yeterince ileri voltajlarda seri direnç ve arayüzey tabakası etkisinden dolayı lineerlikten sapmaktadır. $\ln(I)$ - V eğrilerinin eğimlerinden idealite faktörleri referans, pasivasyonlu referans, arayüzey tabakalı ve pasivasyonlu arayüzey tabakalı diyotları için sırasıyla 1,058 1,046, 1,45 ve 1,107 olarak hesaplanmıştır. Ayrıca

elde edilen I_0 değerleri eşitlik (4.8)'de kullanılarak ϕ_b değerleri diyotlar için sırasıyla 0,637 eV, 0,647 eV, 0,804 eV ve 0,821 eV olarak bulunmuştur. Hem referans hem de arayüzey tabakalı diyotlarda anodik pasivasyon idealite faktörünün azalmasına ve engel yüksekliğinin artmasına sebep olmuştur. Bu diyotlar için olumlu bir sonuçtur.

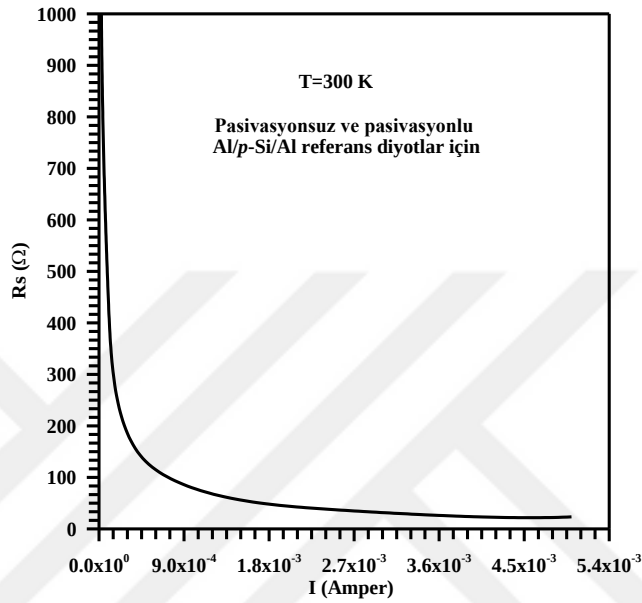


Şekil 4.9. Üretilen **a)** pasivasyonsuz, pasivasyonlu referans ve **b)** pasivasyonsuz, pasivasyonlu V_2O_5 arayüzey tabakalı diyotların oda sıcaklığında alınan $\ln(I)$ - V karakteristikleri

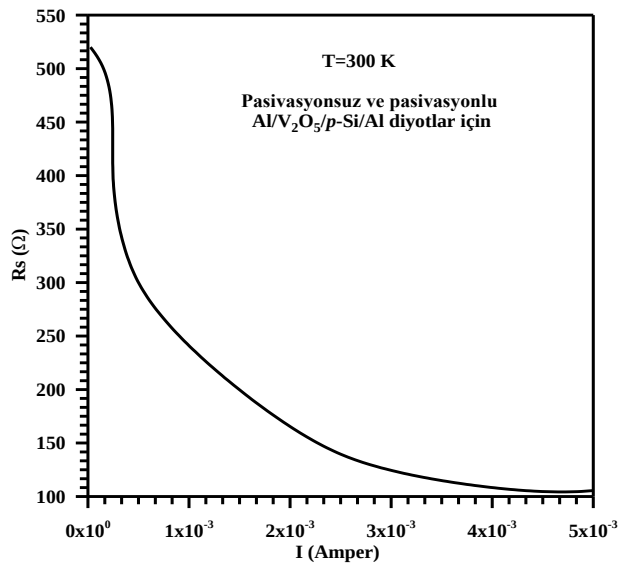
Schottky engel diyotların elektriksel karakteristiklerini ve idealitesini etkileyen en önemli parametrelerden biri de yapının seri direncidir. Pasivasyon sonucu seri direnç değişimlerini incelemek için, pasivasyonu yapılmamış ve pasivasyonu yapılmış diyotların belli sabit akıma karşılık gelen gerilim değeri değişimleri dikkate alınmış ve eşitlik (4.12)'de verilen Ohm kanunu ifadesinden seri direnç değerleri elde edilmiştir.

$$R_s = \frac{DV}{I} \quad (4.12)$$

Şekil 4.10 ve Şekil 4.11’de sırasıyla referans ve arayüzey tabakalı diyotlar için ohm yasasından elde edilen seri direnç değişimleri verilmiştir. Her iki grafikten de artan akımla seri direncin hızla azaldığı görülmüştür.



Şekil 4.10. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların oda sıcaklığında alınan I - V karakteristiklerinden sabit akıma karşılık gelen gerilim değeri değişimleri dikkate alınarak hesaplanan (Ohm kanununa göre) R_s - I grafikleri



Şekil 4.11. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/V₂O₅/p-Si/Al diyotların oda sıcaklığında alınan I - V karakteristiklerinden sabit akıma karşılık gelen gerilim değeri değişimleri dikkate alınarak hesaplanan (Ohm kanununa göre) R_s - I grafikleri

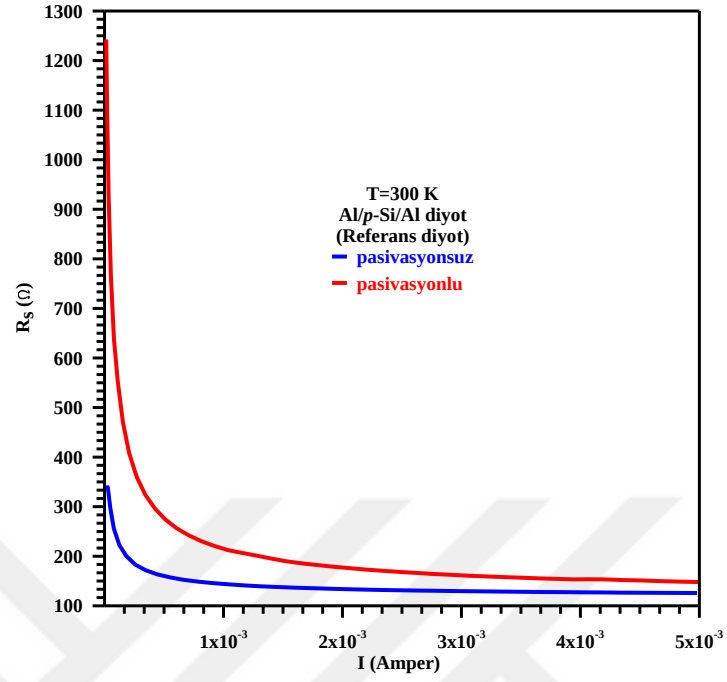
Ayrıca herbir diyodun seri direnci eşitlik (4.10)'un her iki tarafının $\ln$ 'i alınarak ta bulunabilir. Yani

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = \frac{V - IR_s}{nkT} \quad (4.13)$$

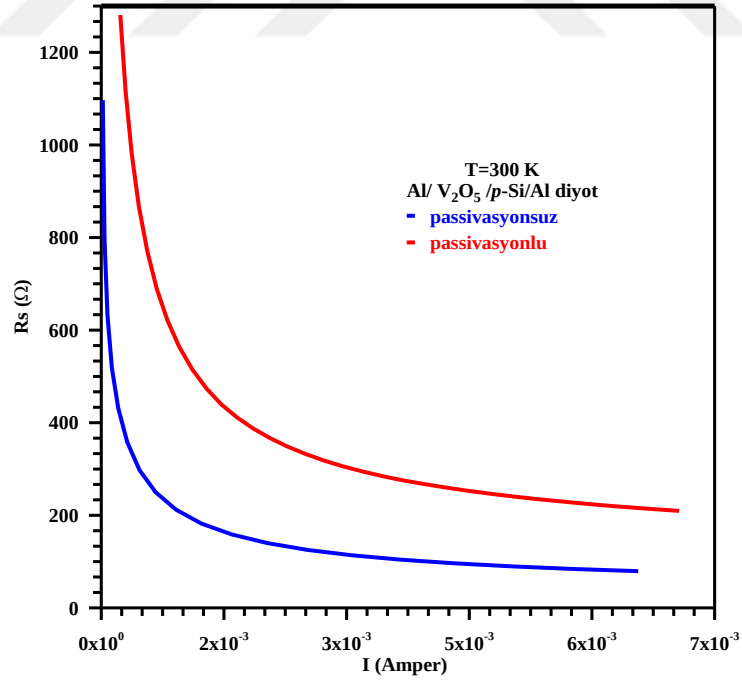
$$nkT \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = V - IR_s \quad (4.14)$$

$$V = IR_s + nkT \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (4.15)$$

ifadesi elde edilir. Eşitlik (4.15)'e göre $\ln(I/I_0)$ 'ın V 'ye karşı grafiği çizilerek üretilen diyotların R_s değerleri hesaplanabilir. Şekil 4.12'de üretilen pasivasyonsuz ve pasivasyonlu referans diyotların ve Şekil 4.13'de de pasivasyonsuz ve pasivasyonlu V_2O_5 arayüzey tabakalı diyotların seri dirençlerinin akımla değişimleri verilmiştir. Böylece diyotların seri direncinin yüzey pasivasyonu ve arayüzey tabakasına bağlı olarak değişimleri ortaya çıkarılmıştır. Seri direncin büyüklüğünün yüzey pasivasyonu ile azaldığı, arayüzey tabakasının varlığıyla arttığı görülmüştür.

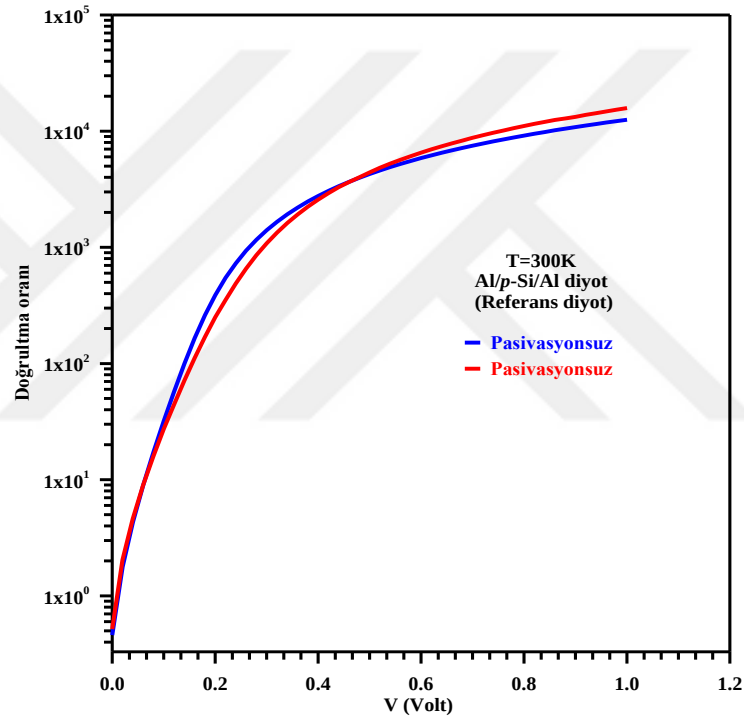


Şekil 4.12. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların R_s - I grafikleri

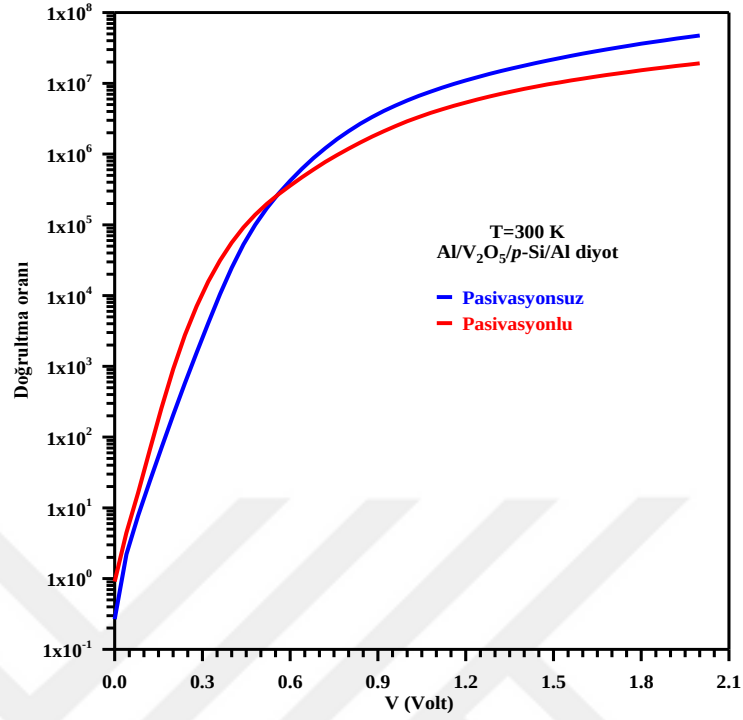


Şekil 4.13. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu $\text{Al/p-Si/V}_2\text{O}_5/\text{Al}$ diyotların R_s - I grafikleri

Diyotların aynı beslem voltajına karşılık gelen doğru beslem akımının ters beslem akımına oranı alınarak doğrultma oranları hesaplanmıştır ve bu grafikler pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotları için Şekil 4.14’de, pasivasyonsuz ve pasivasyonlu $\text{Al/p-Si/V}_2\text{O}_5/\text{Al}$ diyotları içinde Şekil 4.15’de verilmiştir. Bu grafiklerden de görüldüğü gibi, diyotlar oldukça iyi bir doğrultma özelliği göstermiştir. Ayrıca diyotların doğrultma oranlarının anodik yüzey pasivasyonu ve arayüzey tabakasının varlığı ile çok fazla değişmediği gözlenmiştir.



Şekil 4.14. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların uygulanan gerilim ile doğrultma oranı değişimleri



Şekil 4.15. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/V₂O₅/Al diyotların uygulanan gerilim ile doğrultma oranı değişimleri

Metal / *p*-tipi yarıiletken kontakta valans bandının tavanına göre arayüzey durumlarının enerjisi (E_{ss}),

$$E_{ss} - E_v = q(\phi_b - V) \quad (4.16)$$

eşitliği ile verilir (Singh *et al.* 1990; Türüt and Sağlam 1992). Bu bağıntıdan yararlanarak yasak enerji aralığında ve MS arayüzeyi yakınında yerleşmiş arayüzey durumlarının ($E_{ss}-E_v$) aralığındaki dağılım profili, doğru beslem I - V ölçümlerinden engel yüksekliğinin (ϕ_b) gerilime bağlı olduğu dikkate alınarak elde edilebilir.

Bir MIS yapıda MS arasındaki arayüzey tabakanın kalınlığı (δ), $\sim 30\text{\AA}$ 'dan küçük ise arayüzey durumları metal ile dengede olurlar, $\sim 30\text{\AA}$ 'dan büyük ise arayüzey durumları yarıiletken ile dengede olurlar (Sze 1981). İdealite faktörü, arayüzey durumları ve arayüzey tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden;

$$n(V) = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{ss}(V) \right] \quad (4.17)$$

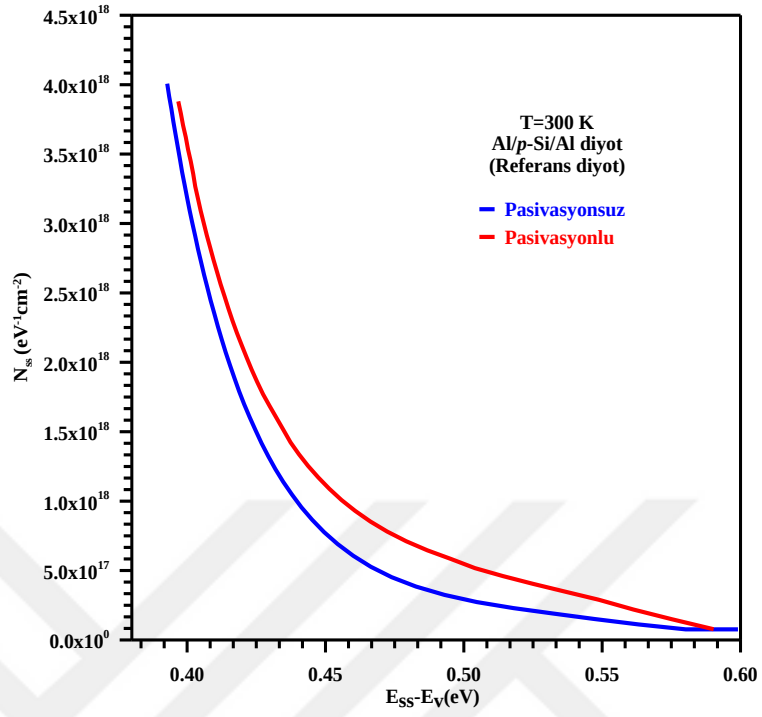
ile verilir (Cowley and Sze 1965; Card and Rhoderick 1971). Burada δ ara yüzey tabakasının kalınlığı, W_D tüketim tabakasının kalınlığı, ε_s ve ε_i ise sırasıyla yarıiletkenin ve arayüzey tabakanın dielektrik sabitleridir.

Eşitlik 4.17'den de görüldüğü gibi, idealite faktörü arayüzey tabakasının kalınlığı ve arayüzey durumlarının büyüklüğü ile doğru orantılı ve tüketim tabakasının kalınlığı ile ters orantılıdır. Bu üç parametre, yapının ideal durumdan sapmasına önemli ölçüde neden olur. Eşitlik 4.17'den yararlanılarak diyotların gerilime bağlı $N_{ss}(V)$ değerleri,

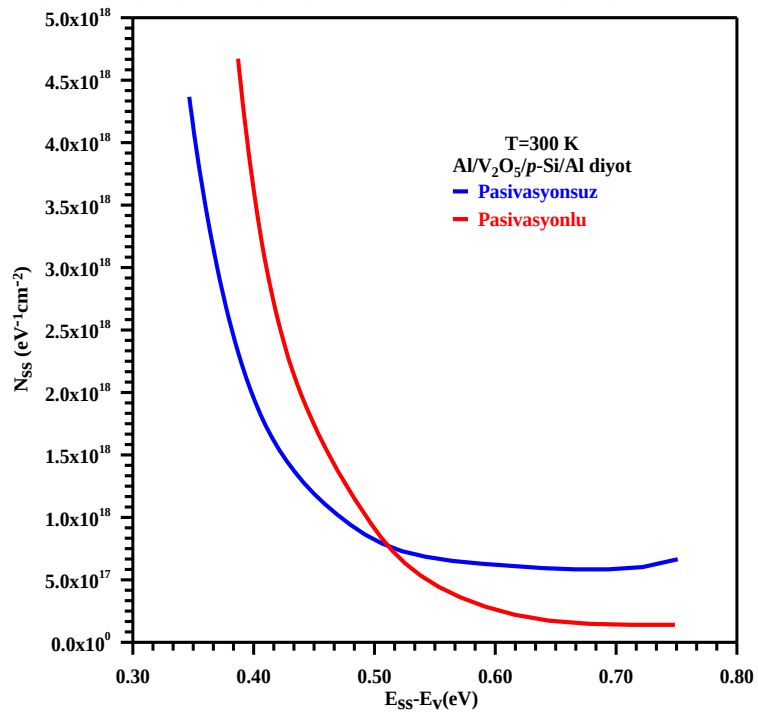
$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left[\frac{\varepsilon_i}{\delta} (n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D} \right] \quad (4.18)$$

eşitliğinden elde edildi.

Şekil 4.16 ve 4.17'de diyotların arayüzey durumlarının enerjiye bağlı dağılım profilleri verilmiştir. Şekillerden de görüldüğü gibi N_{ss} 'lerin $E_{ss}-E_v$ aralığındaki dağılımı valans bandının tavanından bant ortasına doğru üstel olarak azalmaktadır. Literatürde de benzer sonuçlar gözlenmiştir (Türüt and Sağlam 1992). Arayüzey hallerinin enerjiye bağlı değişimleri, anodik yüzey pasivasyonuna ve arayüzey tabakasına bağlı olarak hafifçe değişmiştir.



Şekil 4.16. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların $N_{ss}-(E_{ss}-E_v)$ grafikleri



Şekil 4.17. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/ V_2O_5 /Al diyotların $N_{ss}-(E_{ss}-E_v)$ grafikleri

Günümüzde metal yarıiletken kontakların seri direncini hesaplamak için birçok yöntem geliştirilmiştir. Bu metotlardan biri de Norde metodudur. Bizim çalışmamızda da, seri direnci belirlemek için Bohlin tarafından geliştirilen $F(V)$ Norde fonksiyonu

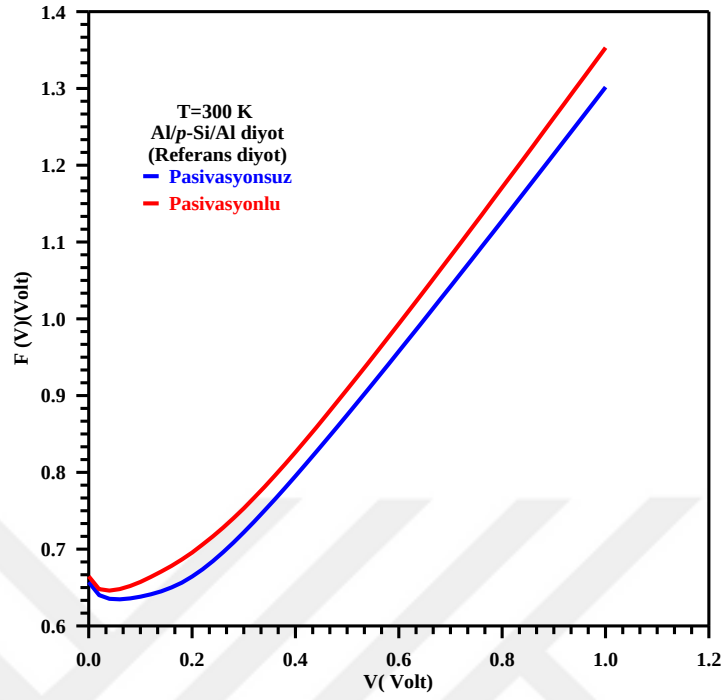
$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I(V)}{SA^*T^2} \right) \quad (4.19)$$

kullanılmıştır. Bu metot da engel yüksekliği ve seri direnç:

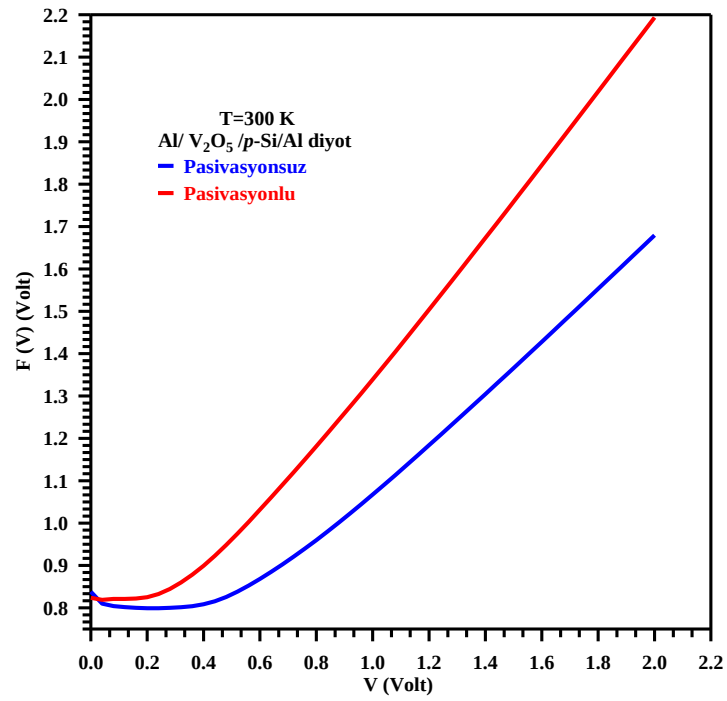
$$\phi_b = F_m + \left[\frac{(\gamma - n)}{n} \right] \left[\frac{V_m}{\gamma} - \frac{kT}{q} \right] \quad (4.20)$$

$$R_s = (\gamma - n) \frac{kT}{qI_m} \quad (4.21)$$

bağıntılarıyla verilmektedir (Norde 1979; Bohlin 1986). Burada F_m , $F(V)$ eğrisinin minimumu, γ idealite faktöründen büyük keyfi sabit, V_m ve I_m sırasıyla minimum noktaya karşılık gelen voltaj ve akım değerleridir. Eşitlik (4.19) dikkate alınarak diyotların $F(V)$ - V grafikleri çizilmiştir ve bu grafikler Şekil 4.18 ve 4.19'da verilmiştir. Bu grafiklerden ve eşitlik (4.20) ve (4.21)'den yararlanarak diyotların engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri hesaplanarak Çizelge 4.3'de verilmiştir. Elde edilen değerlerin termoiyonik emisyon metodundan elde edilen değerlerle uyumlu olduğu görülmüştür.



Şekil 4.18. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların $F(V)$ - V grafikleri



Şekil 4.19. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/V₂O₅/Al diyotların $F(V)$ - V grafikleri

Çizelge 4.3. Üretilen diyotların *I-V* karakteristiklerinden hesaplanan parametreleri

Numune Adı	<i>Termoiyonik Emisyon Metodundan</i> Hesaplanan Değerler			<i>Norde Metodundan</i> Hesaplanan Değerler				
	n	$\phi_b(eV)$	$I_o (A)$	$\phi_b (eV)$	$R_s (k\Omega)$	$V_{min} (V)$	$I_{min} (A)$	$F(V)_{min}$
Referans	1,058	0,637	$4,739 \times 10^{-7}$	0,636	0,256	0,601	$4,255 \times 10^{-6}$	0,635
Pasivasyonlu Referans	1,046	0,647	$3,155 \times 10^{-7}$	0,646	0,427	0,040	$1,455 \times 10^{-6}$	0,646
Arayüzey Tabakalı	1,450	0,804	$7,555 \times 10^{-10}$	0,804	2,962	0,240	$4,372 \times 10^{-7}$	0,799
Pasivasyonlu Arayüzey Tabakalı	1,107	0,821	$3,847 \times 10^{-10}$	0,819	15,247	0,040	$1,699 \times 10^{-9}$	0,819

4.7. Üretilen Diyotların Oda Sıcaklığında Kapasite – Voltaj Özelliklerinin İncelenmesi

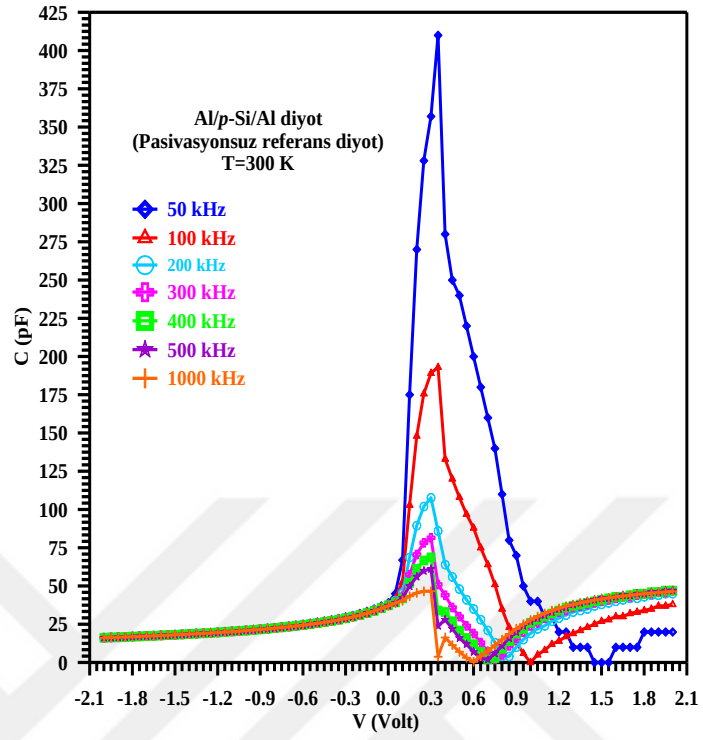
Üretilen diyotların C-V ölçümleri; oda sıcaklığında farklı frekanslarda (50 kHz, 100 kHz, 200kHz, 300 KHz, 400 kHz, 500 kHz ve 1 MHz) ve -2 V ve +2 V aralığında, HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile yapılmıştır.

Metal-yarıiletken doğrultucu kontağın kapasitesi,

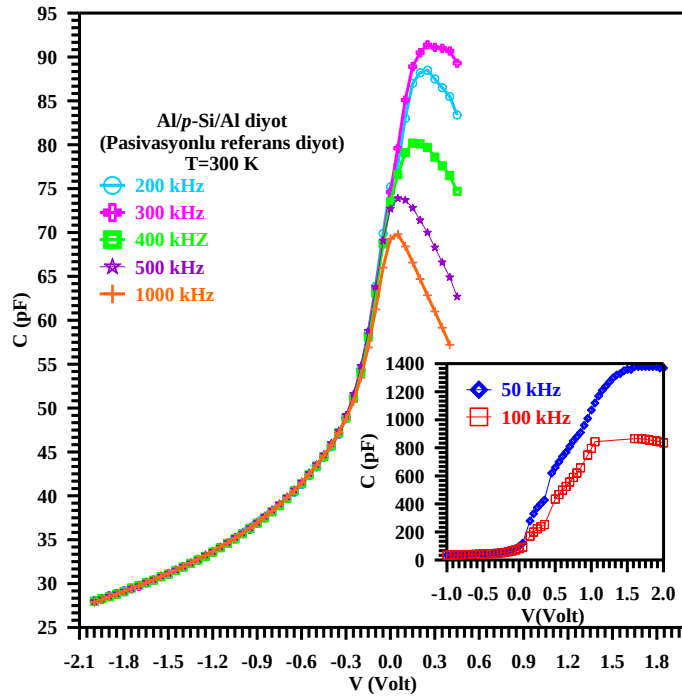
$$C = S \left(\frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N_a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(V_d - \frac{kT}{q} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.22)$$

bağıntısı ile verilmektedir (Neamen 1992). Burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti (*p*-Si için $\epsilon_s=11,8$), ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti ($\epsilon_0=8,85 \times 10^{-14}$ F/m), q elektronun yükü, V_d difüzyon potansiyeli, $k=8,625 \times 10^{-5}$ eV/K (Boltzmann sabiti), N_a iyonize olmuş akseptör konsantrasyonu ve T Kelvin cinsinden sıcaklıktır.

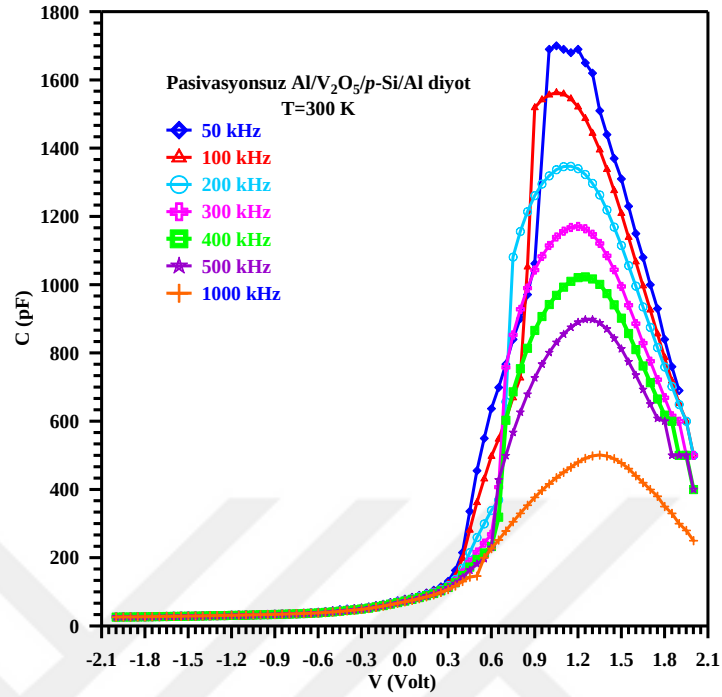
Şekil 4.20 ve Şekil 4.21’de referans diyotların, Şekil 4.22 ve Şekil 4.23’de de arayüzey tabakalı diyotların oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki düz ve ters beslem C-V grafikleri görülmektedir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi düşük frekanslardaki kapasite büyük iken, yüksek frekanslara doğru gidildikçe düz beslem durumundaki kapasite azalmaktadır. Aynı zamanda uygulama gerilimi sıfıra doğru gittikçe düz beslemdeki kapasite değerleri de gittikçe küçülmektedir.



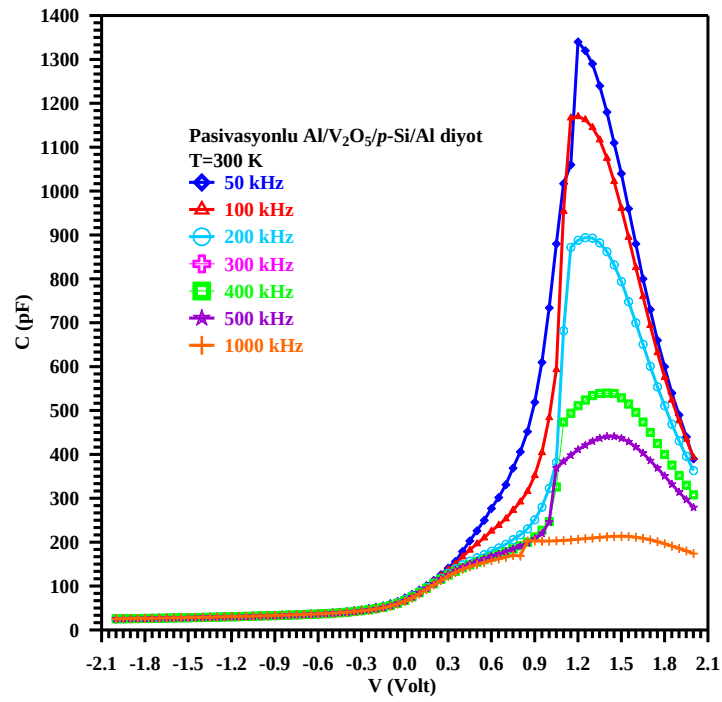
Şekil 4.20. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodun belli frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C-V grafikleri



Şekil 4.21. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodun belli frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C-V grafikleri



Şekil 4.22. Pasivasyonsuz $\text{Al}/\text{p-Si}/\text{V}_2\text{O}_5/\text{Al}$ diyodun belli frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C-V grafikleri



Şekil 4.23. Pasivasyonlu $\text{Al}/\text{p-Si}/\text{V}_2\text{O}_5/\text{Al}$ diyodun belli frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C-V grafikleri

Eşitlik (4.22) $1/C^2$ 'ye göre düzenlenecek olursa,

$$C^{-2} = \frac{2(V_d + V)}{\epsilon_s \epsilon_0 q S^2 N_a} \quad (4.23)$$

elde edilir. Burada V uygulama gerilimidir. Eşitlik 4.23'e göre C^2 - V grafiği lineer olmalıdır ve $C^2=0$ için $V_d=V$ olmalıdır. Dolayısı ile difüzyon potansiyeli C^2 - V grafiklerinden elde edilebilir. Bu grafiklerden yararlanılarak oda sıcaklığında farklı frekanslarda hesaplanan difüzyon potansiyelleri, Çizelge 4.4'de verilmiştir.

Şekil 4.24, Şekil 4.25, Şekil 4.26 ve Şekil 4.27 diyotların ters beslem C - V grafiklerinden faydalanılarak elde edilen $1/C^2$ - V değişimlerini göstermektedir. Değişimlerden de görüldüğü gibi, uygulama gerilimi ters beslem bölgesi için azaldıkça, $1/C^2$ azalmaktadır.

Eşitlik (4.23)'ün V 'ye göre türevi alınırsa,

$$\frac{d(C^{-2})}{dV} = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 q S^2 N_a} \quad (4.24)$$

elde edilir. Bu ifadeden N_a çekilirse,

$$N_a = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 q S^2 \frac{d(C^{-2})}{dV}} \quad (4.25)$$

bağıntısı elde edilir. Yani C^2 - V grafiğinin eğiminden taşıyıcı konsantrasyonu hesaplanabilir. Üretilen diyotların C^2 - V grafiğinin eğimlerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları Çizelge 4.4'de verilmiştir.

Termal dengede p -tipi bir yarıiletkenin valans bandındaki hol konsantrasyonu,

$$p_0 = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_f}{kT}\right) \quad (4.26)$$

ile verilmektedir. Burada, N_v termal dengede valans bandındaki hal yoğunluğu olup, p -Si için $N_v=1,04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 'tür. p -tipi bir yarıiletken için $N_a \gg n_i$ olacağı için $p_0 \cong N_a$ olur (Neamen 1992). Burada n_i asal elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alındığında (4.26) ifadesi,

$$N_a = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_f}{kT}\right) \quad (4.27)$$

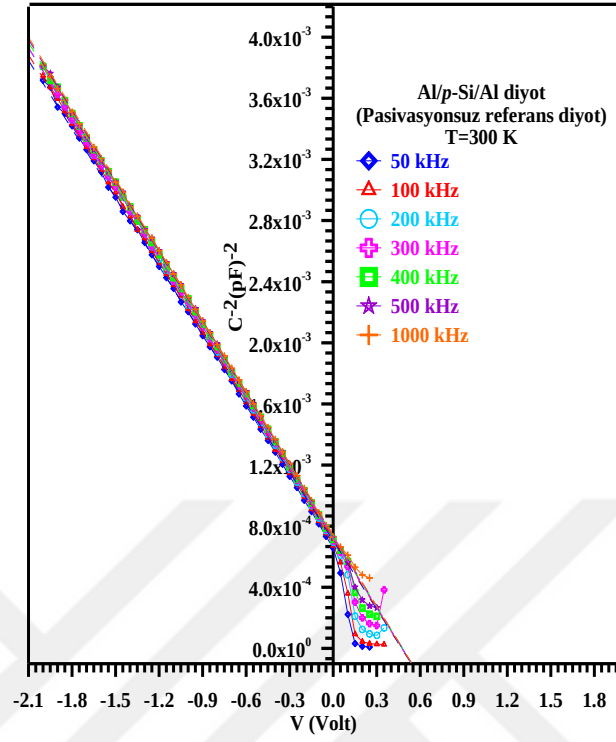
olarak elde edilir. Son ifadenin tabii logaritması alınacak olursa ve valans bandının tavanı referans seviye olarak ($E_v=0$) kabul edilirse,

$$E_f = kT \ln\left(\frac{N_v}{N_a}\right) \quad (4.28)$$

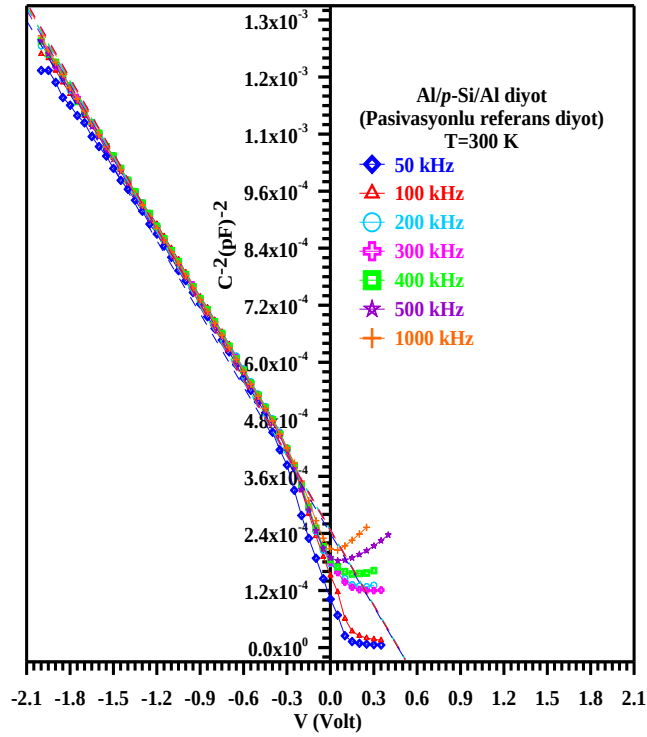
şeklinde Fermi enerji seviyesi elde edilmiş olur. E_f değerleri eşitlik (4.28)'de C^2 - V grafiklerinin eğimlerinden elde edilen N_a değerlerinin yerine yazılmasıyla hesaplanabilir. Ayrıca, diyotlara ait farklı frekanslarda elde edilen C^2 - V grafiklerinin V eksenini kestiği noktaların tespit edilmesi ile V_d değerleri belirlenebilir. Belirlenen V_d değerleri ve eğimden elde edilen akseptör yoğunluğu kullanılarak valans bandı ile Fermi seviyesi arasındaki fark hesaplanarak engel yükseklikleri bulunabilir. Çünkü metal-yarıiletken kontağın enerji-bant diyagramı dikkate alındığında engel yüksekliği,

$$\phi_b = E_f + V_d \quad (4.29)$$

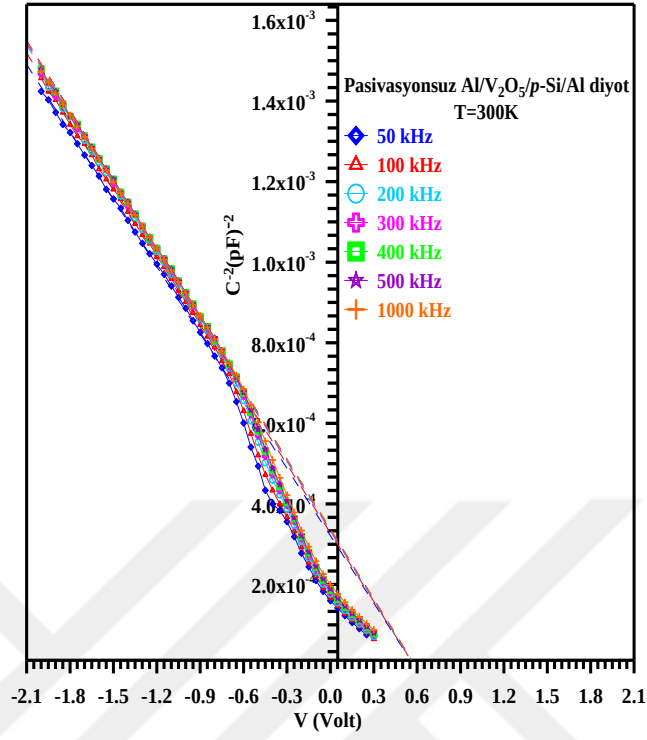
bağıntısı ile verilmektedir (Neamen 1992). Üretilen diyotlara ait hesaplanan V_d difüzyon potansiyeli, N_a taşıyıcı konsantrasyonu, E_f Fermi enerji seviyesi ve ϕ_b engel yüksekliği değerleri Çizelge 4.4'de verilmiştir.



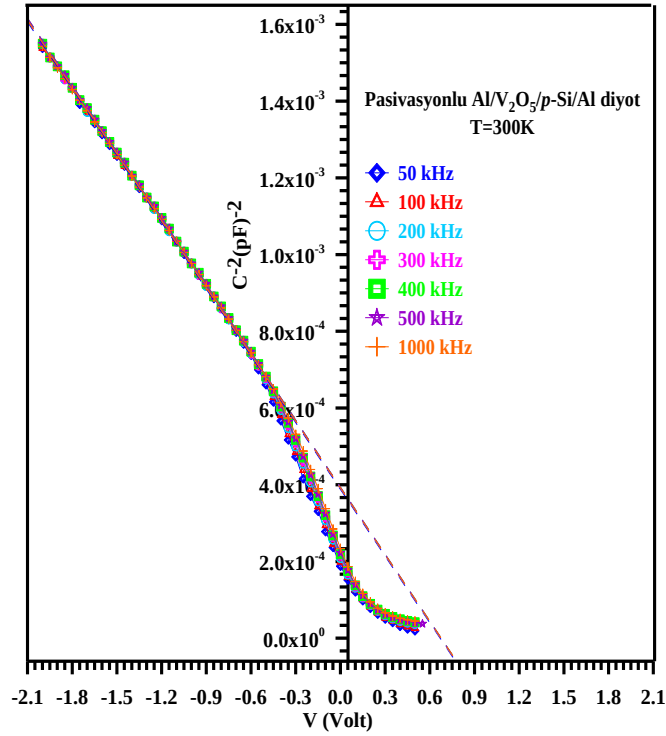
Şekil 4.24. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodun frekansa bağlı ters beslem $1/C^2$ -V değişimleri



Şekil 4.25. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodun frekansa bağlı ters beslem $1/C^2$ -V değişimleri



Şekil 4.26. Pasivasyonsuz Al/p-Si/V₂O₅/Al diyodun frekansa bağlı ters beslem $1/C^2$ -V değişimleri



Şekil 4.27. Pasivasyonlu Al/p-Si/V₂O₅/Al diyodun frekansa bağlı ters beslem $1/C^2$ -V değişimleri

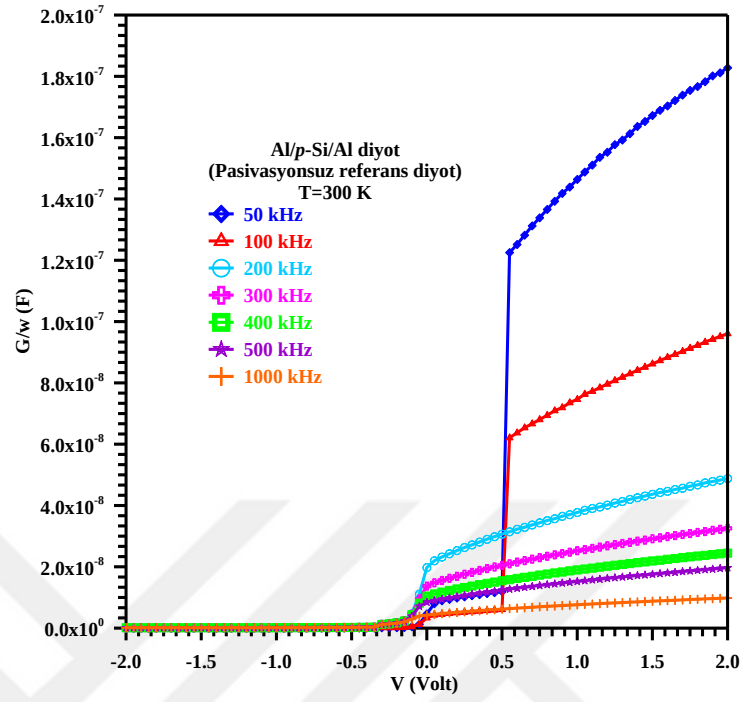
Çizelge 4.4. Üretilen diyotların C-V karakteristiklerinden elde edilen bazı temel parametreleri

	f (kHz)	V_d (eV)	$N_a (cm^{-3}) \times 10^{14}$	E_f (eV)	ϕ_b (eV)
Referans	50	0,456	1,285	0,233	0,689
	100	0,458	1,275	0,233	0,691
	200	0,460	1,261	0,234	0,693
	300	0,462	1,258	0,234	0,696
	400	0,464	1,253	0,234	0,698
	500	0,466	1,249	0,234	0,700
	1000	0,468	1,239	0,234	0,702
Pasivasyonlu Referans	50	0,467	3,782	0,265	0,732
	100	0,467	3,678	0,265	0,732
	200	0,468	3,703	0,265	0,733
	300	0,470	3,679	0,265	0,735
	400	0,471	3,702	0,265	0,736
	500	0,471	3,724	0,265	0,736
	1000	0,472	3,696	0,265	0,737
Arayüzey Tabakalı	50	0,576	3,488	0,267	0,843
	100	0,578	3,425	0,267	0,845
	200	0,580	3,382	0,267	0,848
	300	0,581	3,370	0,267	0,849
	400	0,581	3,362	0,267	0,849
	500	0,584	3,364	0,267	0,952
	1000	0,585	3,369	0,267	0,853
Pasivasyonlu Arayüzey Tabakalı	50	0,669	3,348	0,268	0,937
	100	0,673	3,342	0,268	0,941
	200	0,673	3,336	0,268	0,941
	300	0,673	3,342	0,268	0,941
	400	0,676	3,338	0,268	0,944
	500	0,676	3,337	0,268	0,944
	1000	0,676	3,348	0,268	0,944

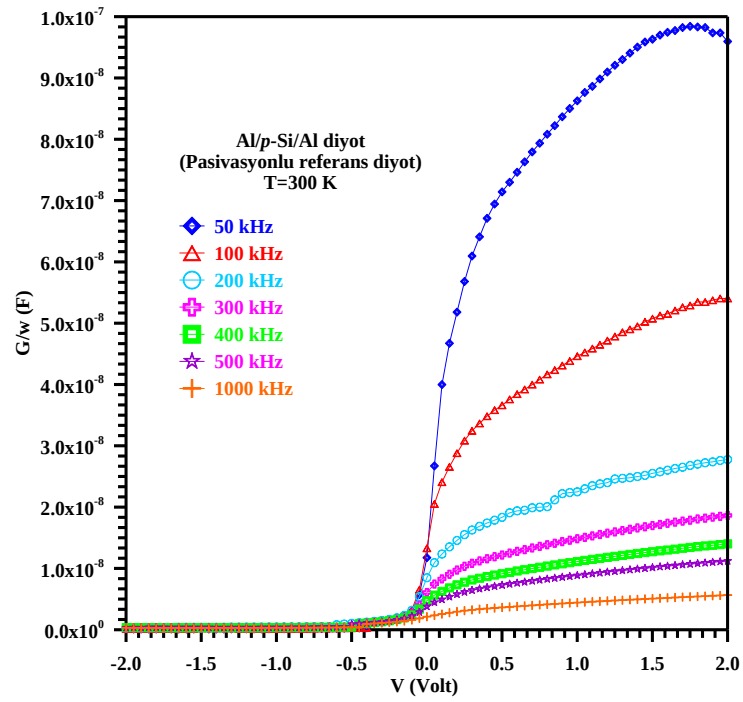
4.8. Üretilen Diyotların Oda Sıcaklığında İletkenlik - Voltaj Özelliklerinin İncelenmesi

Üretilen diyotların G/ω - V ölçümleri; oda sıcaklığında farklı frekanslarda (50 kHz, 100 kHz, 200kHz,300 KHz, 400 kHz, 500 kHz ve 1 MHz) ve -2 V ve +2 V aralığında, HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile yapılmıştır.

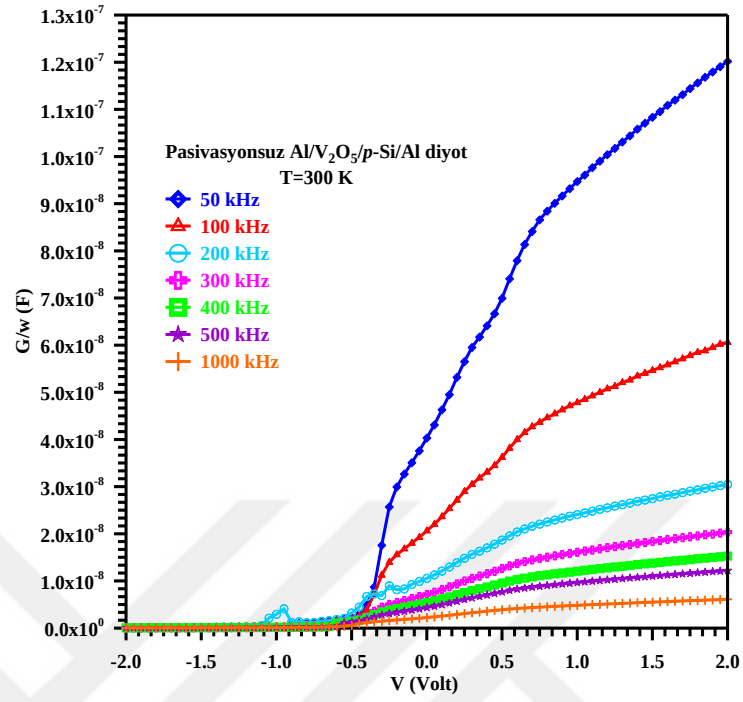
Şekil 4.28 ve Şekil 4.29'da sırasıyla pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans, pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotların G/ω - V karakteristikleri ve Şekil 4.30 ve Şekil 4.31'de ise sırasıyla pasivasyonsuz Al/p-Si/V₂O₅/Al, pasivasyonlu Al/p-Si/V₂O₅/Al diyotların G/ω - V karakteristikleri verilmiştir. Bu grafiklerden de görüldüğü gibi üretilen diyotlar tersinim, tükenim ve yığılma bölgelerine sahiptir. Frekansa bağlı G/ω eğrileri incelendiğinde, özellikle tükenim ve yığılma bölgesinin frekansa daha fazla bağlı olduğu gözlenmiştir. Ancak, tersinim bölgesine karşılık gelen yeterince küçük voltajlarda ise G/ω değerleri değişmemiştir. Dolayısıyla bu bölgede voltajın G/ω değerlerine etkisinin hemen hemen hiç olmadığı söylenebilir. Ayrıca, tersinim bölgesinden yığılma bölgesine doğru artan voltajla G/ω değerleri artmaktadır. Seri direnç yığılma beslem bölgesinde baskın iken, arayüzey yoğunluğu tersinim ve tükenim bölgesinde baskındır. Bu yüzden, düşük voltaj bölgesinden yüksek voltaj bölgesine R_s ve N_{ss} 'nin incelenmesi G/ω - V karakteristiklerinin davranışını açıklamak için önemlidir (Güzeldir *et al.* 2012).



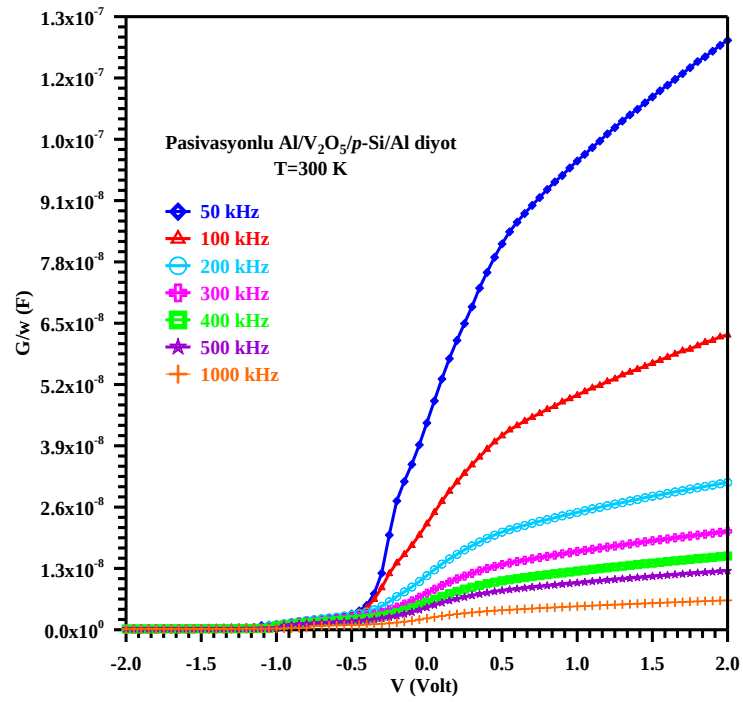
Şekil 4.28. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı G/ω - V grafikleri



Şekil 4.29. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı G/ω - V grafikleri



Şekil 4.30. Pasivasyonsuz $\text{Al}/\text{p-Si}/\text{V}_2\text{O}_5/\text{Al}$ diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı G/ω -V grafikleri

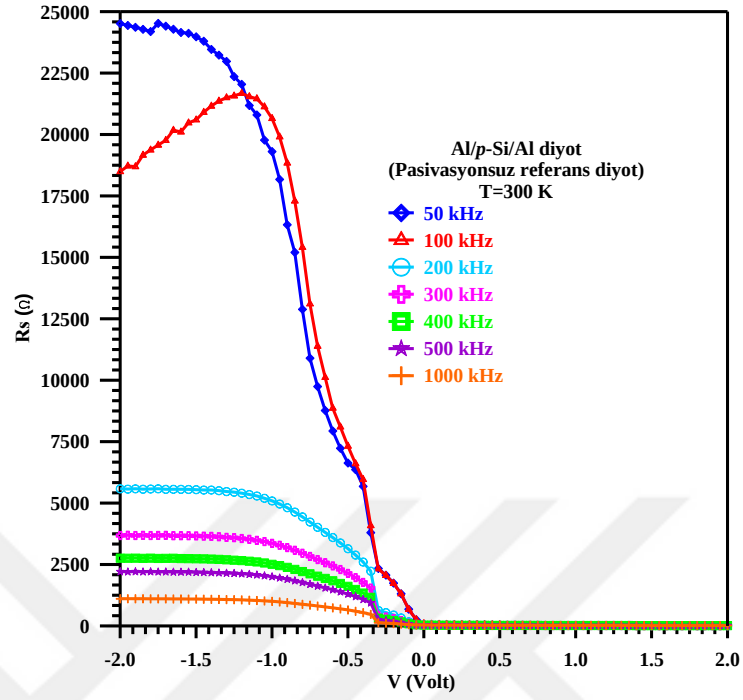


Şekil 4.31. Pasivasyonlu $\text{Al}/\text{p-Si}/\text{V}_2\text{O}_5/\text{Al}$ diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı G/ω -V grafikleri

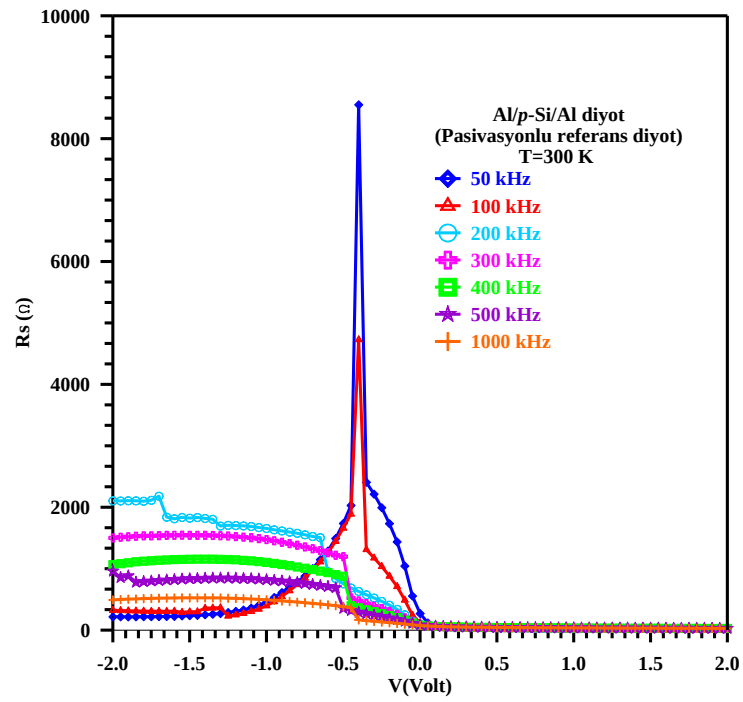
Üretilen diyotların frekansa bağlı R_s değeri, güçlü yığılma bölgesinde ölçülen kapasitans (C_m), iletkenlik (G_m) değerleri ile ve açısal frekans ($\omega=2\pi f$) değerinin aşağıdaki eşitlikte yerine yazılması ile belirlenebilir (Nicollian and Brews 1982).

$$R_s = \frac{G_m}{G_m^2 + (\omega C_m)^2} \quad (4.24)$$

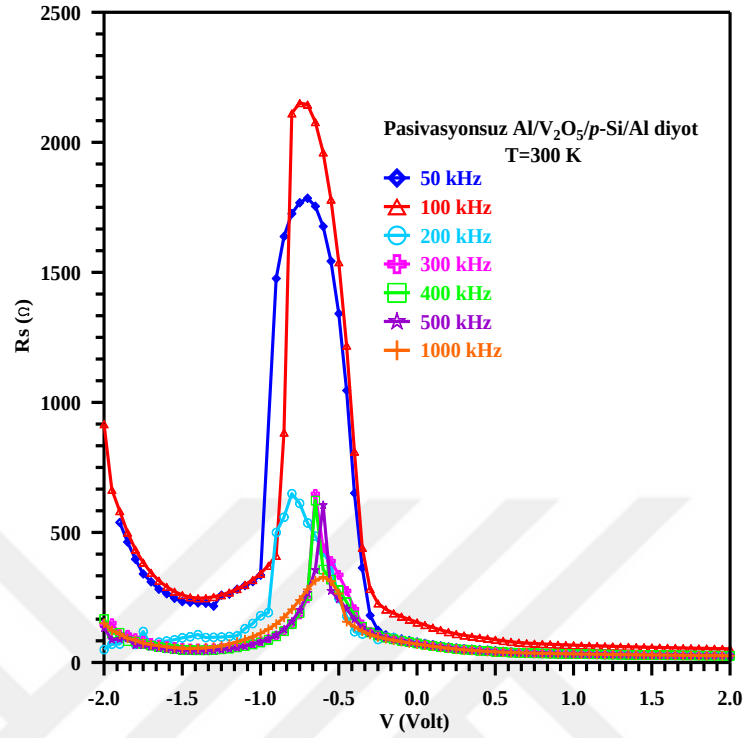
Şekil 4.32 ve Şekil 4.33’de sırasıyla pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans, pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans yapıların R_s -V karakteristikleri ve Şekil 4.34 ve Şekil 4.35’de ise sırasıyla pasivasyonsuz Al/p-Si/V₂O₅/Al, pasivasyonlu Al/p-Si/V₂O₅/Al diyotların R_s -V karakteristikleri verilmiştir. Görüldüğü gibi üretilen diyotların hem frekans hem de voltaja bağlı seri direnç değerleri, bölgeden bölgeye değişmektedir ve frekansın artması ile azalmaktadır. Bu davranış metal-yarıiletken arayüzeyinde lokalize olmuş tuzaklardan kaçmak için yeterli enerjiye sahip arayüzey yükleri ile ilişkilidir. Düşük frekanslarda seri direncin yüksek değeri, arayüzey hallerinin a.c. sinyali takip edebilmesinden dolayı oluşan artık kapasiteden kaynaklanmaktadır. Çünkü bu frekanslarda, $T = 1/2\pi f$ olan periyot değeri arayüzey tuzaklarındaki taşıyıcıların yaşam süresi τ değerinden büyük olduğu için arayüzey durumları a.c. uyarma sinyali kolaylıkla takip edebilecek ve ölçülen kapasite değerine ek bir kapasite gelecektir. Ancak ölçümler yeterince yüksek frekanslarda alınırsa ($f \geq 500\text{MHz}$), hemen hemen hiçbir arayüzey durumundaki yük uygulanan dış a.c. sinyali takip edemez. Bu durum, arayüzey hallerinin zaman sabitinin, yükü, uygulanan sinyale karşılık verme durumunda, hallerin içine ve dışına taşımak için izin vermesine yetecek kadar uzun olduğunda ortaya çıkmaktadır (Tataroğlu *et al.* 2003; Sönmezoğlu ve Akın 2011). Sonuçta bu frekanslarda, arayüzey durum kapasitesinin (C_{ss}) toplam kapasiteye katkısı ihmal edilebilir derecede küçük olacaktır. Orta frekanslarda ise arayüzey durumlarının a.c. sinyali takip etme gücü, azalan frekansla artmaktadır (Nicollian and Brews 1982). Ayrıca üretilen diyotların R_s -V karakteristiklerinden, piklerin meydana geldiği gerilim bölgeleri, arayüzey durumlarının bu bölgelerde daha yoğun şekilde yerleşmiş olmasına atfedilebilir (Nicollian and Goetzberger 1967; Hung and Cheng 1987).



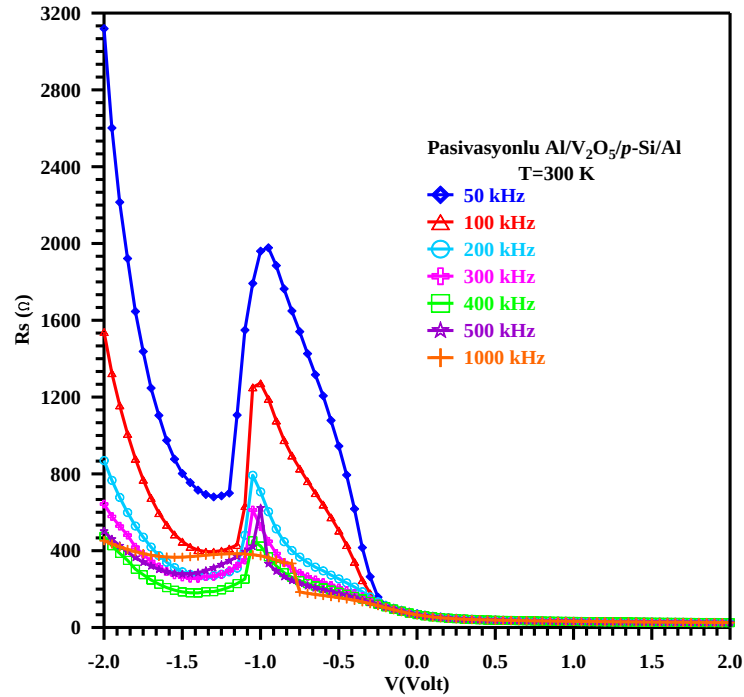
Şekil 4.32. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak alınan G/ω - V ölçümlerinden elde edilen R_s -V grafikleri



Şekil 4.33. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak alınan G/ω - V ölçümlerinden elde edilen R_s -V grafikleri



Şekil 4.34. Pasivasyonsuz Al/p-Si/V₂O₅/Al diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak alınan G/ω -V ölçümlerinden elde edilen R_s -V grafikleri



Şekil 4.35. Pasivasyonlu Al/p-Si/V₂O₅/Al diyodun oda sıcaklığında frekansa bağlı olarak alınan G/ω -V ölçümlerinden elde edilen R_s -V grafikleri

Arayüzey durum yoğunluğu Hill-Coleman metoduna göre;

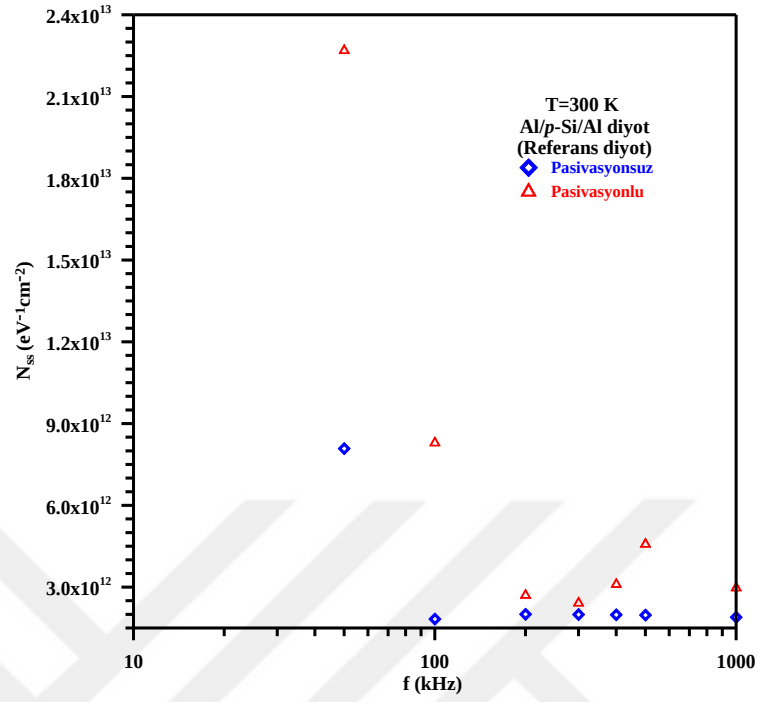
$$N_{ss} = \frac{2}{qS} \frac{(G_m / w)_{max}}{((G_m / w)_{max} C_{ox})^2 + (1 - C_m / C_{ox})^2} \quad (4.25)$$

eşitliğinden elde edildi. Bu ifade de S kontak alanı, q elektrik yükü, w açısal frekans, $(G_m/w)_{max}$ ölçülen kapasitansın pik değerine karşılık gelen iletkenlik değeri ve C_{ox} ise yalıtkan tabakanın kapasitans değeri olup;

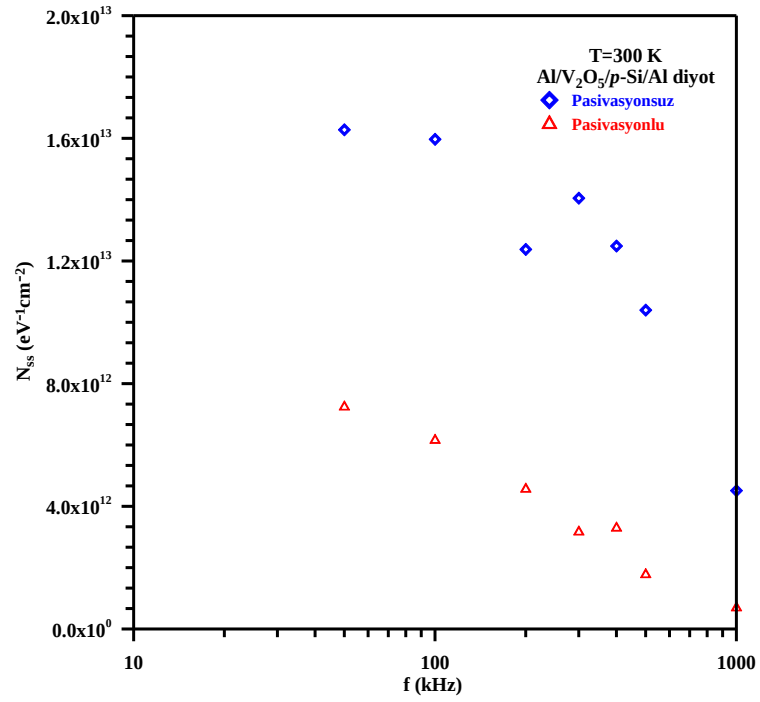
$$C_{ox} = C_m \left[1 + \left(\frac{G_m}{wC_m} \right)^2 \right] = C = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (4.26)$$

ifadesi ile verilir. Burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti ϵ_0 ise boş uzayın dielektrik sabiti değerleri, C_m ve G_m ise sırasıyla güçlü yığılım bölgesindeki kapasitans ve iletkenlik değerleridir.

Arayüzey durumların frekansa bağlılığını gözlemek için Hill-Coleman metoduyla hesaplanan arayüzey durumlarının yoğunluğu Çizelge 4.5’de gösterilmiştir. Çizelgeden de görüldüğü gibi, N_{ss} değerleri genel olarak artan frekansla hızla azalmaktadır. Bu durum, a.c sinyali takip etme hızının artan frekansla azalmakta olduğunu göstermektedir. Üretilen diyotların C - V ve G/ω - V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey hallerinin frekansa bağlı değişimleri Şekil 4.36 ve 4.37’de verilmiştir ve artan frekansla arayüzey hal yoğunluğunun azaldığı görülmüştür.



Şekil 4.36. Oda sıcaklığında referans yapılar için C - V ve G/ω - V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının frekansa bağlılığı



Şekil 4.37. Oda sıcaklığında arayüzey tabakalı yapılar için C - V ve G/ω - V karakteristiklerinden elde edilen arayüzey durumlarının frekansa bağlılığı

Çizelge 4.5. Üretilen diyetlerin G/ω -V karakteristiklerinden elde edilen bazı temel parametreleri

Numune Adı	f (kHz)	V_m (V)	C_m (F)	G_m/ω (F)	R_s (Ω)	N_{ss} ($\text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$)
Al/p-Si/Al (Pasivasyonsuz referans diyet)	50	0,35	$4,10 \times 10^{-10}$	$3,33 \times 10^{-11}$	3801,78	$8,09 \times 10^{12}$
	100	0,35	$1,93 \times 10^{-10}$	$3,34 \times 10^{-11}$	4082,47	$1,83 \times 10^{12}$
	200	0,30	$1,08 \times 10^{-11}$	$1,25 \times 10^{-9}$	631,47	$2,01 \times 10^{12}$
	300	0,30	$8,16 \times 10^{-11}$	$1,25 \times 10^{-9}$	423,82	$1,99 \times 10^{12}$
	400	0,30	$6,88 \times 10^{-11}$	$1,24 \times 10^{-9}$	319,25	$1,99 \times 10^{12}$
	500	0,30	$6,12 \times 10^{-11}$	$1,24 \times 10^{-9}$	256,79	$1,98 \times 10^{12}$
	1000	0,30	$4,66 \times 10^{-11}$	$1,19 \times 10^{-9}$	133,74	$1,90 \times 10^{12}$
Al/p-Si/Al (Pasivasyonlu referans diyet)	50	1,60	$1,38 \times 10^{-9}$	$1,35 \times 10^{-10}$	223,45	$2,27 \times 10^{13}$
	100	1,65	$8,67 \times 10^{-10}$	$1,49 \times 10^{-10}$	305,70	$8,29 \times 10^{12}$
	200	0,25	$8,85 \times 10^{-11}$	$1,69 \times 10^{-9}$	468,86	$2,70 \times 10^{12}$
	300	0,25	$9,14 \times 10^{-11}$	$1,51 \times 10^{-9}$	349,52	$2,42 \times 10^{12}$
	400	0,15	$8,02 \times 10^{-11}$	$1,95 \times 10^{-9}$	204,19	$3,10 \times 10^{12}$
	500	0,05	$7,39 \times 10^{-11}$	$2,87 \times 10^{-9}$	110,79	$4,58 \times 10^{12}$
	1000	0,05	$6,98 \times 10^{-11}$	$1,86 \times 10^{-9}$	85,31	$2,97 \times 10^{12}$
Pasivasyonsuz Al/V₂O₅/p-Si/Al diyet	50	1,05	$1,70 \times 10^{-9}$	$2,91 \times 10^{-10}$	311,41	$1,63 \times 10^{13}$
	100	1,05	$1,56 \times 10^{-9}$	$2,50 \times 10^{-10}$	317,63	$1,60 \times 10^{13}$
	200	1,15	$1,51 \times 10^{-9}$	$3,03 \times 10^{-10}$	102,43	$1,24 \times 10^{13}$
	300	1,20	$1,17 \times 10^{-9}$	$1,58 \times 10^{-10}$	60,15	$1,41 \times 10^{13}$
	400	1,25	$1,02 \times 10^{-9}$	$1,36 \times 10^{-10}$	50,74	$1,25 \times 10^{13}$
	500	1,25	$8,98 \times 10^{-10}$	$1,26 \times 10^{-10}$	48,75	$1,04 \times 10^{13}$
	1000	1,35	$5,01 \times 10^{-10}$	$9,15 \times 10^{-11}$	56,18	$4,51 \times 10^{12}$
Pasivasyonlu Al/V₂O₅/p-Si/Al diyet	50	1,20	$1,34 \times 10^{-9}$	$4,37 \times 10^{-10}$	700,15	$7,24 \times 10^{12}$
	100	1,20	$1,17 \times 10^{-9}$	$3,94 \times 10^{-10}$	411,73	$6,16 \times 10^{12}$
	200	2,00	$8,94 \times 10^{-10}$	$3,13 \times 10^{-10}$	277,88	$4,56 \times 10^{12}$
	300	1,25	$6,82 \times 10^{-10}$	$2,71 \times 10^{-10}$	266,92	$3,17 \times 10^{12}$
	400	1,40	$5,40 \times 10^{-10}$	$2,29 \times 10^{-10}$	180,35	$3,30 \times 10^{12}$
	500	1,40	$4,41 \times 10^{-10}$	$2,16 \times 10^{-10}$	285,60	$1,78 \times 10^{12}$
	1000	1,50	$2,14 \times 10^{-10}$	$1,78 \times 10^{-10}$	366,45	$6,92 \times 10^{11}$

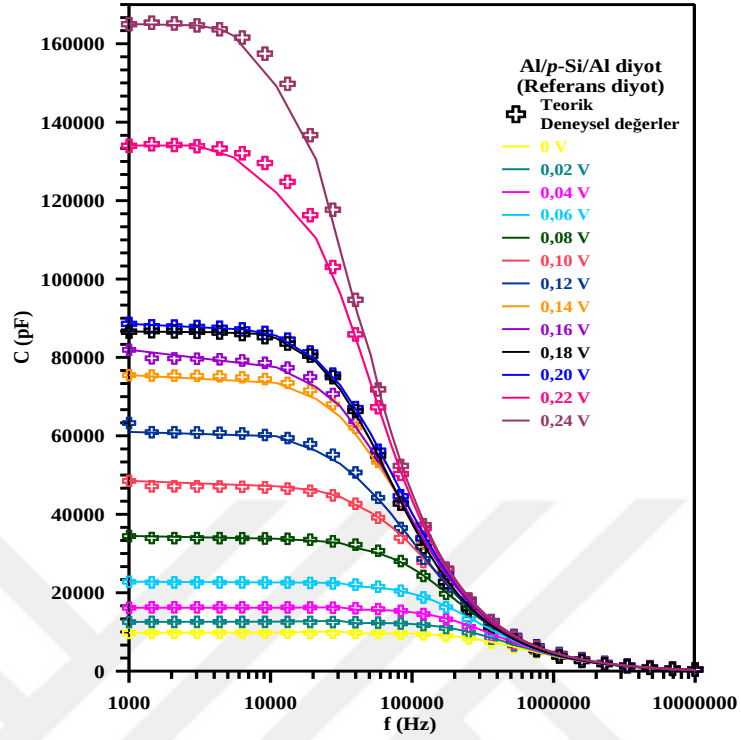


4.9. Üretilen Diyotların Oda Sıcaklığında Kapasite - Frekans Özelliklerinin İncelenmesi

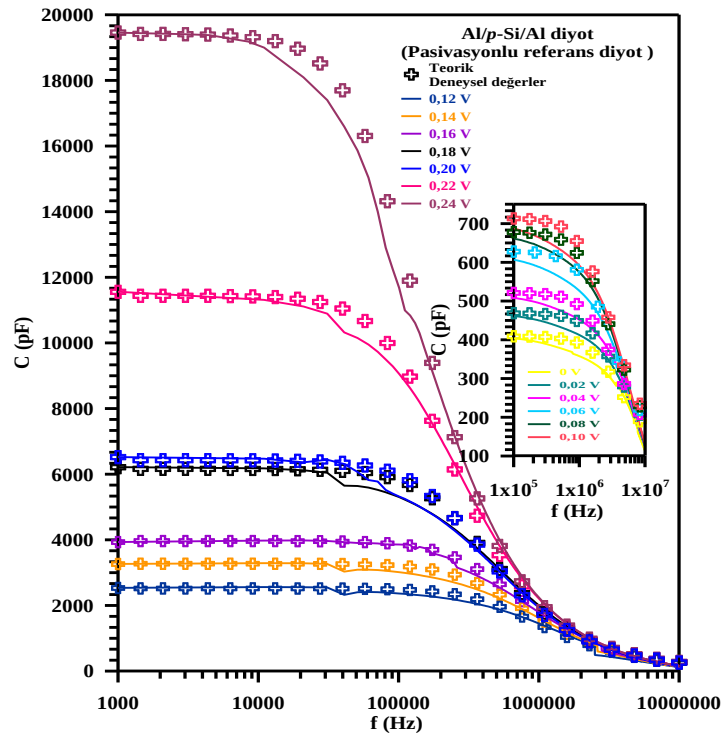
Üretilen diyotların $C-f$ ölçümleri 1 kHz-10 MHz aralığında 10 kHz'lik adımlarda ve 0,00 V-0,24 V aralığında 0,02 V'luk adımlardaki sabit gerilim değerlerinde alındı, Birden fazla sabit gerilim değerinde bu ölçümlerin alınmasının nedeni; uygulama geriliminin kapasite üzerine etkisini görmektir.

Şekil 4.38 ve 4.39 sırasıyla referans ve pasivasyonlu referans yapıların belli sabit gerilim değerlerine ait $C-f$ değişimlerini, Şekil 4.40 ve 4.41 ise sırasıyla arayüzey tabakalı ve pasivasyonlu arayüzey tabakalı yapıların belli sabit gerilim değerlerine ait $C-f$ değişimlerini göstermektedir. Düşük frekanslarda yük a.c. sinyalini takip edebileceğinden, kapasite de bir artık kapasite oluşacaktır. Ancak yüksek frekanslarda, arayüzeydeki yük a.c. sinyalini takip edemediği için kapasiteye katkısı oldukça az olacak ve bu durumda diyot sadece uzay yükü kapasitesine sahip olacaktır. Üretilen diyotların $C-f$ değişimlerinden de görüldüğü gibi frekans artıkça kapasite azalmaktadır.

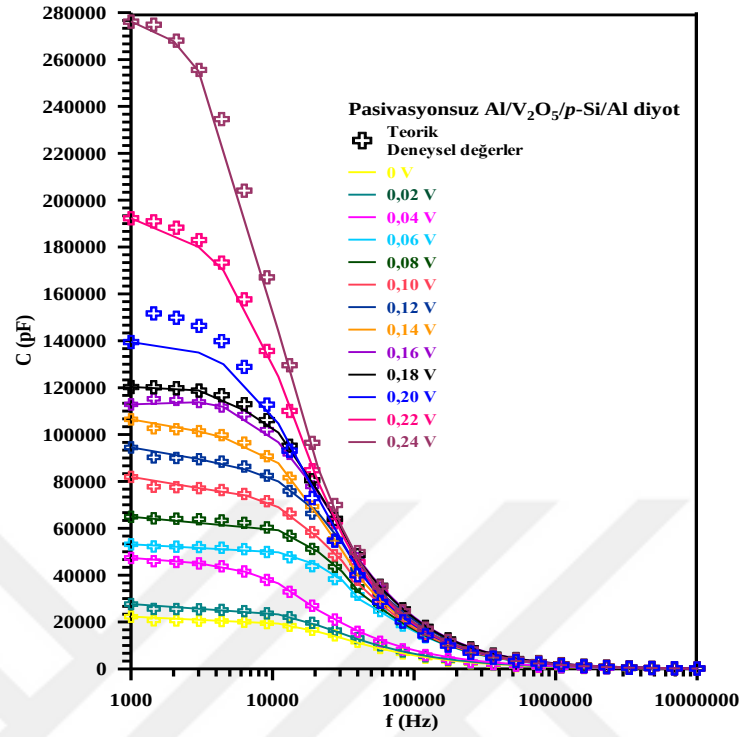
Üretilen her bir diyot için doğru beslem teorik ve deneysel $C-f$ değerleri, bölüm 2.14'de arayüzey hallerine eşik eden kapasitans ifadesi olan eşitlik (2.95) ifadesine göre fit edildi. Üretilen diyotlara ait teorik ve deneysel $C-f$ değişimleri sırasıyla Şekil 4.38, 4.39, 4.40 ve 4.41'de verilmiştir.



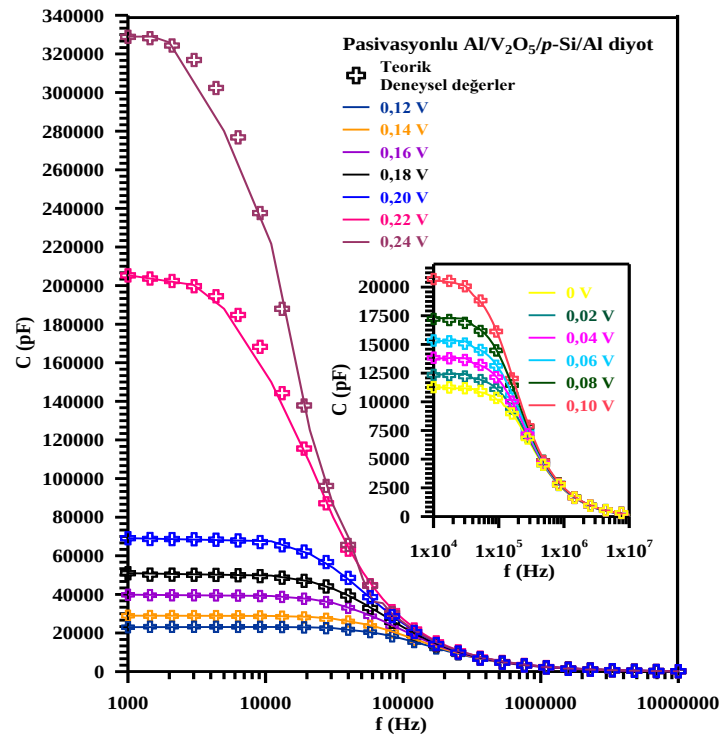
Şekil 4.38. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodunun belli gerilim değerlerinde elde edilen C - f değişimleri



Şekil 4.39. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodunun belli gerilim değerlerinde elde edilen C - f değişimleri



Şekil 4.40. Pasivasyonsuz Al/p-Si/V₂O₅/Al diyodunun belli gerilim değerlerinde elde edilen C-f değişimleri



Şekil 4.41. Pasivasyonlu Al/p-Si/V₂O₅/Al diyodunun belli gerilim değerlerinde elde edilen C-f değişimleri

4.10. Arayüzey Hal Yoğunluğunun Hesaplanması

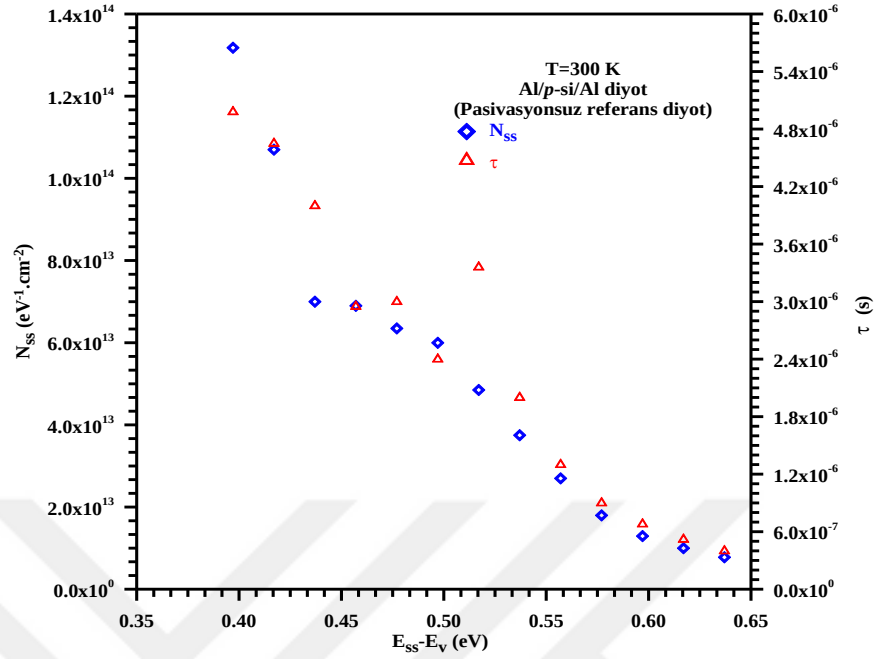
Arayüzey hallerinin yoğunluğu, diyodun karakteristikleri üzerinde önemli rol oynayan parametrelerdendir. Üretilen diyotların arayüzey hal yoğunlukları C - f değişimleri yardımıyla oda sıcaklığında elde edildi. Bir yarıiletken de arayüzey hal enerjisi,

$$E_{ss} - E_v = q\phi_b - qV \quad (4.27)$$

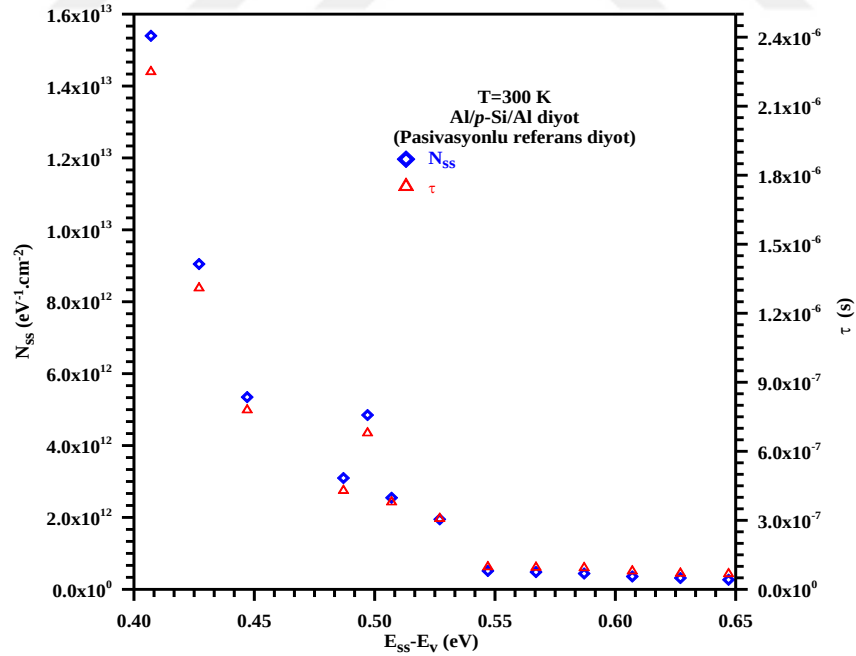
ile verilmektedir (Türüt and Sağlam 1992). Frekansa bağlı olarak kapasite; $C = C_{it} + C_{sc}$ (düşük frekanslarda), $C = C_{it}$ (yüksek frekanslarda) ile verilmektedir. Burada C diyodun toplam sığa verilmektedir. Burada N_{ss} arayüzey hal yoğunluğu, S diyodun etkin alanı ve ω açısal frekanstır.

$$\tau = \frac{(\pi S N_{ss})}{2\omega C_{it}} \quad (4.28)$$

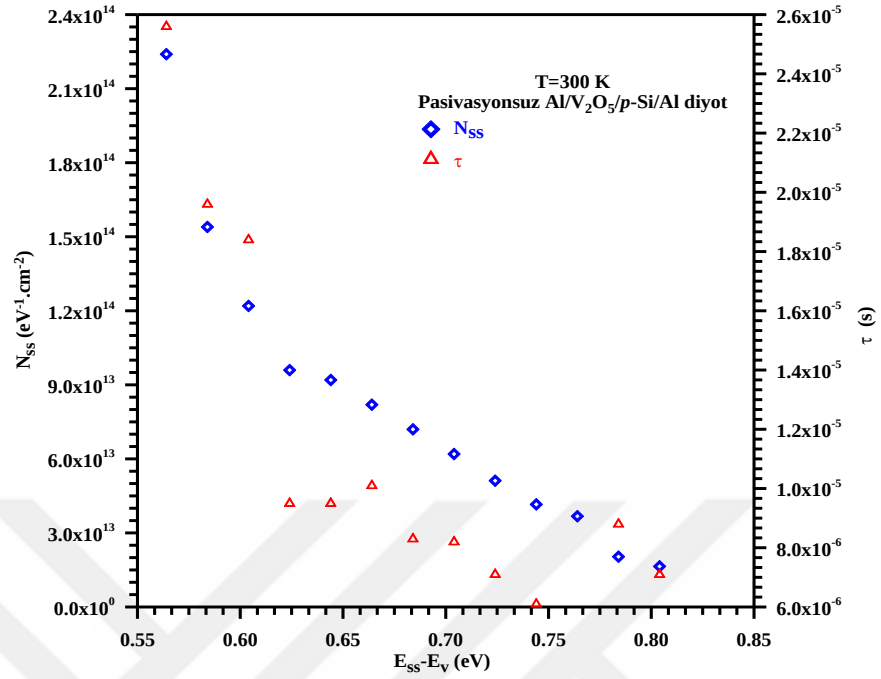
Şekil 4.38, Şekil 4.39, Şekil 4.40 ve Şekil 4.41 elde edilirken, bölüm 2.14’de verilen (2.95) ve (2.115) kapasite ifadeleri yardımıyla, doğru beslem C - f deneysel değerlerinin teorik C - f değerlerine fit edilmesiyle arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabiti değerleri bulunmuştur. Üretilen her bir diyot için elde edilen bu değerler Çizelge 4.6 ve Çizelge 4.7’de verilmiştir. Bu değerler dikkate alınarak arayüzey hal yoğunluğunun ve zaman sabitinin eşitlik (4.27)’de verilen arayüzey hal enerjisine karşı değişimleri ise sırasıyla Şekil 4.42, Şekil 4.43, Şekil 4.44 ve Şekil 4.45’de verilmiştir. Bu grafiklerden de görüldüğü gibi, arayüzey hal enerjisi artarken, hallerin yoğunluğu ve zaman sabiti azalmaktadır.



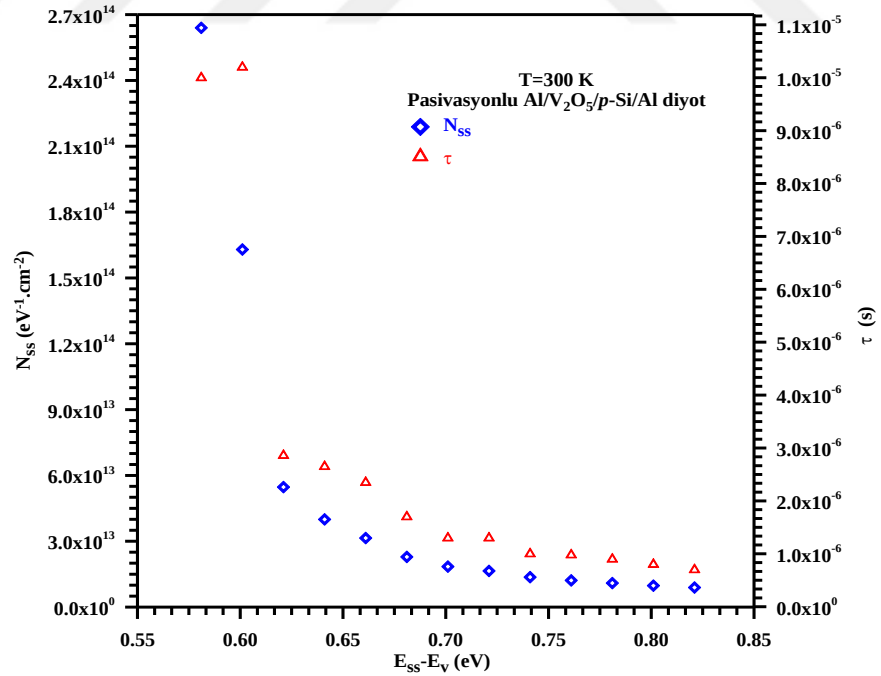
Şekil 4.42. Pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans diyodunun oda sıcaklığında $C-f$ karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabitinin, arayüzey hal enerjisine karşı değişimi



Şekil 4.43. Pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyodunun oda sıcaklığında $C-f$ karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabitinin, arayüzey hal enerjisine karşı değişimi



Şekil 4.44. Pasivasyonsuz $\text{Al}/p\text{-Si}/\text{V}_2\text{O}_5/\text{Al}$ diyodunun oda sıcaklığında $C-f$ karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabitinin, arayüzey hal enerjisine karşı değişimi



Şekil 4.45. Pasivasyonlu $\text{Al}/p\text{-Si}/\text{V}_2\text{O}_5/\text{Al}$ diyodunun oda sıcaklığında $C-f$ karakteristiklerinden hesaplanan arayüzey hal yoğunluğu ve zaman sabitinin, arayüzey hal enerjisine karşı değişimi

Çizelge 4.6. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/Al referans diyotlara ait oda sıcaklığındaki C - f değişimlerinden elde edilen deneysel $E_{ss}-E_v$, τ ve N_{ss} değerleri

	$E_{ss}-E_v(\text{eV})$	$N_{ss} (\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2})$	$\tau (sn)$
Al/p-Si/Al (Referans diyot)	0,397	$1,32 \times 10^{14}$	$4,98 \times 10^{-6}$
	0,417	$1,07 \times 10^{14}$	$4,65 \times 10^{-6}$
	0,437	$7,00 \times 10^{13}$	$4,00 \times 10^{-6}$
	0,457	$6,90 \times 10^{13}$	$2,95 \times 10^{-6}$
	0,477	$6,35 \times 10^{13}$	$3,00 \times 10^{-6}$
	0,497	$6,00 \times 10^{13}$	$2,40 \times 10^{-6}$
	0,517	$4,85 \times 10^{13}$	$3,36 \times 10^{-6}$
	0,537	$3,75 \times 10^{13}$	$2,00 \times 10^{-6}$
	0,557	$2,70 \times 10^{13}$	$1,30 \times 10^{-6}$
	0,577	$1,80 \times 10^{13}$	$9,00 \times 10^{-7}$
	0,597	$1,29 \times 10^{13}$	$6,80 \times 10^{-7}$
	0,617	$1,00 \times 10^{13}$	$5,20 \times 10^{-7}$
	0,637	$7,80 \times 10^{13}$	$4,00 \times 10^{-7}$
	0,407	$1,54 \times 10^{13}$	$2,25 \times 10^{-6}$
Al/p-Si/Al (Pasivasyonlu referans diyot)	0,427	$9,05 \times 10^{12}$	$1,31 \times 10^{-6}$
	0,447	$5,35 \times 10^{12}$	$7,80 \times 10^{-7}$
	0,497	$4,85 \times 10^{12}$	$6,80 \times 10^{-7}$
	0,487	$3,10 \times 10^{12}$	$4,30 \times 10^{-7}$
	0,507	$2,55 \times 10^{12}$	$3,80 \times 10^{-7}$
	0,527	$1,95 \times 10^{12}$	$3,08 \times 10^{-7}$
	0,547	$5,15 \times 10^{11}$	$9,80 \times 10^{-8}$
	0,567	$4,84 \times 10^{11}$	$9,60 \times 10^{-8}$
	0,587	$4,42 \times 10^{11}$	$9,40 \times 10^{-8}$
	0,607	$3,60 \times 10^{11}$	$8,00 \times 10^{-8}$
	0,627	$3,18 \times 10^{11}$	$7,00 \times 10^{-8}$
	0,647	$2,70 \times 10^{11}$	$6,80 \times 10^{-8}$

Çizelge 4.7. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu Al/p-Si/V₂O₅/Al diyotlarına ait oda sıcaklığındaki *C-f* değişimlerinden elde edilen deneysel $E_{ss}-E_v$, τ ve N_{ss} değerleri

	$E_{ss}-E_v(\text{eV})$	$N_{ss} (\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2})$	$\tau (\text{sn})$
Al/V₂O₅/ p-Si /Al diyot (Pasivasyonsuz)	0,564		
	0,584	$2,24 \times 10^{14}$	$2,56 \times 10^{-5}$
	0,604	$1,54 \times 10^{14}$	$1,96 \times 10^{-5}$
	0,624	$1,22 \times 10^{13}$	$1,84 \times 10^{-5}$
	0,644	$9,60 \times 10^{13}$	$9,50 \times 10^{-6}$
	0,664	$9,20 \times 10^{13}$	$9,50 \times 10^{-6}$
	0,684	$8,20 \times 10^{13}$	$1,01 \times 10^{-5}$
	0,704	$7,20 \times 10^{13}$	$8,30 \times 10^{-6}$
	0,724	$6,20 \times 10^{13}$	$8,20 \times 10^{-6}$
	0,744	$5,12 \times 10^{13}$	$7,10 \times 10^{-6}$
	0,764	$4,16 \times 10^{13}$	$6,10 \times 10^{-6}$
	0,784	$3,68 \times 10^{13}$	$1,51 \times 10^{-5}$
	0,804	$2,04 \times 10^{13}$	$8,80 \times 10^{-6}$
	0,581	$2,64 \times 10^{14}$	$1,00 \times 10^{-5}$
Al/ V₂O₅/ p-Si/Al diyot (Pasivasyonlu)	0,601	$1,63 \times 10^{14}$	$1,02 \times 10^{-5}$
	0,621	$4,00 \times 10^{13}$	$2,86 \times 10^{-6}$
	0,641	$3,15 \times 10^{13}$	$2,65 \times 10^{-6}$
	0,661	$2,29 \times 10^{13}$	$2,35 \times 10^{-6}$
	0,681	$1,85 \times 10^{13}$	$1,70 \times 10^{-6}$
	0,701	$1,65 \times 10^{13}$	$1,30 \times 10^{-6}$
	0,721	$1,37 \times 10^{13}$	$1,30 \times 10^{-6}$
	0,741	$1,22 \times 10^{13}$	$1,00 \times 10^{-6}$
	0,761	$4,16 \times 10^{13}$	$9,80 \times 10^{-7}$
	0,781	$1,10 \times 10^{13}$	$9,00 \times 10^{-7}$
	0,801	$9,80 \times 10^{12}$	$8,00 \times 10^{-7}$
	0,821	$8,95 \times 10^{12}$	$7,00 \times 10^{-7}$

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, (100) yönelimine sahip, 1-10 Ω .cm öz dirençli ve 400 μ m kalınlıklı, bir yüzü fabrikasyon olarak parlatılmış *p*-Si yarıiletkeni kullanılmıştır. Yarıiletken mat tarafına Al metali buharlaştırılıp omik kontak yapıldıktan sonra, dört parçaya bölünmüştür. Bu parçalardan ikisi pasivasyonlu ve pasivasyonsuz referans diyot yapısı için, diğer ikisi de pasivasyonlu ve pasivasyonsuz arayüzey tabakalı diyot yapıları üretimi için kullanılmıştır. Parçalardan ikisi için; birinin parlak yüzeyine direkt, diğerinin ise pasivasyon işleminden sonra Al metali buharlaştırılarak sırasıyla pasivasyonsuz Al/*p*-Si/Al ve pasivasyonlu Al/*p*-Si/Al referans diyotları elde edilmiştir. Geriye kalan iki parçadan birinin parlak yüzeyine direkt, diğerine ise pasivasyon işleminden sonra Spray Pyrolysis ince film büyütme tekniği ile vanadyum oksit ince filmi büyütülmüştür. Daha sonra bu yüzeyler üzerine Al metali buharlaştırılarak sırasıyla pasivasyonsuz Al/*p*-Si/V₂O₅/Al ve pasivasyonlu Al/*p*-Si/V₂O₅/Al diyotları elde edilmiştir. Üretilen diyotların elektriksel karakteristikleri için oda sıcaklığında *I*-*V*, *C*-*V*, *G*/ ω -*V* ve *C*-*f* ölçümleri karanlıkta alınmıştır. Yüzey/arayüzey kusurlarının pasivasyonu; aygıtın performansı, güvenilirliği ve kararlılığını iyileştirmede çok önemlidir. Bu nedenle oksit kalınlığının kolayca kontrol edilmesi, kolay ve düşük maliyet gibi özelliklere sahip olması nedeniyle çalışmamızda anodik oksidasyon tekniğinden yararlanılarak pasivasyon işlemi yapılmıştır. Ayrıca cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filmlerin optiksel, yapısal ve yüzeysel özellikleri incelendikten sonra, filmler 500°C de ısıtılma işlemine tabi tutulmuş ve tekrar optiksel, yapısal ve yüzeysel özellikleri incelenmiştir.

Yüzey/arayüzey kusurlarının pasivasyonu; aygıtın performansı, güvenilirliği ve kararlılığını iyileştirmede çok önemlidir. Pasivasyon işlemi yarıiletkenin yüzeyi üzerinde ince bir yalıtkan tabaka oluşturularak yapılabilir. Bu işlemle; devre elemanının engel yüksekliği, sızıntı akımı ve kırılma voltajı gibi elektriksel karakteristiklerinin etkilenmesinin yanı sıra yüzey hallerinin karşılaştırılabilmesi, oksidasyonun önlenmesi ve Fermi seviyesinin çakılı olma etkisinin azaltılabilmesinden dolayı son derece önemlidir. Bu nedenle referans ve arayüzey tabakalı yapıların herbiri için pasivasyon

işlemi yapılmıştır. Pasivasyon işlemleri için, oksit kalınlığının kolayca kontrol edilmesi, tekrarlanmasının kolay ve düşük maliyet gerektirmesi gibi özelliklere sahip olması nedeniyle çalışmamızda anodik oksidasyon tekniğinden yararlanılmıştır.

Anodik oksidasyon işlemi, yarıiletkenin elektrolit hücreye yerleştirilmesiyle gerçekleşir. Bu işlemde hücre güç kaynağı ile beslenirken, yarıiletken pozitif terminaline anot olarak ve asal bir metal olan platin negatif terminaline katot olarak bağlanmıştır. Hücre güç kaynağı ile beslendiğinde doğal oksit yarıiletken üzerinde ürün olarak ortaya çıkar. Oksidasyon işlemi akım yoğunluğuna bağlı olarak değişmektedir. Bu nedenle, kontrollü olarak oksit kalınlığının yapılabilmesi için yüksek iç dirence sahip sabit akım kaynağı kullanılmalıdır. Sabit akım altında, anodik oksidasyon devresindeki voltmetreden gözlenen gerilim değerinin değişmesi devredeki direncin değişmesine yani numunenin iç direncinin değişmesine neden olmaktadır. Bu ise numune üzerindeki oksit tabakasının değişmesine atfedilir. Böylece gerilimin kontrol edilmesiyle dolaylı olarak numune yüzeyindeki oksit tabakası kalınlığı kontrol edilmiş olur. Anodik pasivasyon işleminde elektrolit olarak 0,1 M'lık KOH çözeltisi kullanılmıştır. Çözeltinin pH'sı 5 olarak ölçülmüştür. Oksit büyütme işlemi 10 mA/cm² lik sabit akım şartları altında gerçekleştirilmiştir. Oksit kalınlıkları elektrotlar arasına bağlanan voltmetredeki voltaj değerleri okunarak kontrol edilmiştir. Numunelerin yüzeyinde oksit büyütüldükten sonra hemen seyreltilmiş HF ile yüzey aşındırılmıştır. Bu işlem üç kez tekrarlanarak yüzeylerin pasivasyonu sağlanmıştır.

Ara yüzey tabakalı yapıların elde edilmesi için vanadyum oksit ince filmi, Şekil 3.7'de verilen Holmarc Spray Pyrolysis ince film büyütme cihazı ile kimyasal olarak püskürtülmüştür. Diğer film kaplama tekniklerinin aksine kimyasal püskürtme yöntemi, çok basit ve özellikle gerekli malzeme fiyatları açısından oldukça düşük maliyet gerektiren bir işlemdir. Herhangi bir bileşimin filmlerinin hazırlaması son derece kolaydır. Ayrıca bu yöntem, yüksek kalitede altıklar ya da kimyasallar gerektirmez. Bu sebeplerden dolayı çalışmamızda bu yöntem tercih edilmiştir.

Kimyasal püskürtme yöntemiyle vanadyum oksit ince filmini elde etmek için, vanadyum (V) kaynağı olarak VCl_3 tuzu kullanılmıştır. %97'lik VCl_3 , molekül ağırlığı (formül tartısı) $157,3 \text{ g mol}^{-1}$ olup suda çözünen bir bileşiktir. Bu sebeple 0,05 M'lık homojen bir çözeltinin hazırlanması için, 50 ml deiyonize suya $0,3933 \text{ g mol}^{-1}$ VCl_3 tuzu ilave edildikten sonra manyetik karıştırıcı ile karıştırılmıştır. Elde edilen bu çözelti Şekil 3.7'de verilen spray pyrolysis ince film üretim cihazının çözelti kabına aktarılmıştır. Bu esnada kimyasal olarak temizlenip tavlama fırınında ön ısıtma işlemine tabi tutulan cam ve yarıiletken altlıklar, 450°C 'lik sıcaklığa ayarlanan spray pyrolysis büyütme cihazının altlığına yerleştirilmiştir. Daha sonra hazırlanan kimyasal; akış oranı/akış faktörü 5/2 olacak şekilde 90° 'lik açıyla cam ve yarıiletken altlıklar için sırasıyla 6 ve 10 dk püskürtülmüştür. Böylece cam ve yarıiletken altlıklar üzerinde homojen ve tamamen altlık yüzeyini kaplamış vanadyum oksit ince filmleri elde edilmiştir.

Kimyasal püskürtme metoduyla cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filmlerinin nanoboyutlarda büyütülebilmeleri, homojensizlikleri, kaliteleri konusunda bilgi elde etmek için SEM görüntüleri alınmıştır. Şekil 4.1'de vanadyum oksit ince filminin büyütüldükten hemen sonraki SEM görüntüsü, Şekil 4.2'de ise 500°C 'de yaklaşık 1 saat 30 dk tavlandıktan sonra elde edilen SEM görüntüsü görülmektedir. SEM görüntülerinden vanadyum oksit ince filmin, homojen bir şekilde büyüdüğü, yüzeyi tamamen kapladığı ve ısıtma işlemi sonucu morfolojisinde değişimlerin meydana geldiği görülmektedir. Ayrıca, Şekil 4.1'deki pürüzsüz sınırların tavlama işlemi sonucunda Şekil 4.2'de görüldüğü gibi nonoçubuk oluşumlarına dönüştüğü de görülmüştür. Yani elde edilen bu SEM görüntüleri ile filmlerin tanecik boyutunun ısıtma işlem sıcaklığı ile arttığı ve boşluklu yapının daha da azaldığı görülmektedir. Bu veriler literatürle uyum içerisindedir (Wang *et al.* 2009; Kumar *et al.* 2016).

Elde edilen vanadyum oksit ince filmlerinin AFM görüntüleri yardımıyla yüzeylerinin topografik yapısı ve tavlama sıcaklığına bağlı olarak ortalama pürüzlülük değeri R_a , seçilmiş bölgenin yüksekliğindeki standart sapma değeri R_q (Root-mean-squared-roughness (RMS)) ve maksimum ve minimum nokta arasındaki fark R_{pv} değişimleri de analiz edilmiştir. Şekil 4.3'de vanadyum oksit ince filmin iki ve üç boyutlu AFM

görüntüsü, Şekil 4.4’de ise 500°C’de tavlandıktan sonra elde edilen vadyum oksit ince filminin iki ve üç boyutlu AFM görüntüsü görülmektedir. Tavlama işlemi süresince filmin sıcaklığının artması sonucu, filmdeki iyon ve moleküllerin mobilitesi artar. Bu artışta kristalizasyona sebep olabilir ve filmin yüzey morfolojisi değişebilir. Sonuçta RMS küçülür ve ortalama yüzey tanecik büyüklüğü değerleri büyür (Zhang 2010; Durmuş 2011). Literatürle uyumlu olarak; 5µm x 5µm boyutlu alanda alınan bu AFM görüntüleri yardımıyla, ısıtılma işlemi sonucu filmlerin morfolojisindeki değişiklik sonucu R_a , R_q ve R_{pv} değerlerinde bir azalma olduğu belirlenmiştir.

Kimyasal püskürtme yöntemiyle cam altlık üzerine büyütülen vanadyum oksit ince filminin X-ışını kırınım pikleri Şekil 4.5 a)’da ve tavlama işleminden sonraki ince filmin X-ışını kırınım pikleri ise Şekil 4.5 b)’de verilmektedir. Şekil 4.5 a)’da verilen ince filmin kırınım piki analizinden (011), (011), (112), (012), (211), (210), (200), (220), (112), (004), (133) ve (242) düzlemlerinden yansımalar elde edilmiştir. Kırınım piklerinin tümü; örgü parametreleri $a=7,005$, $b=8,362$ ve $c=10,983$ olan V_5O_9 anorthic (triklinik) yapılı faz’a ait olduğunu göstermektedir (Kumar *et al.* 2016). Bu pikler JCPDS data file no:08-2027 ile iyi bir uyum içindedir. Bu numune daha sonra 550°C’de tavlandığında, kırınım piki analizinden (200), (001), (101), (110), (400), (310), (401), (002), (600), (020) ve (601) düzlemlerinden yansımalar elde edilmiştir. Yani anorthic yapı artık gözlenmeyip orthorhombik yapılı V_2O_5 fazı ortaya çıkmıştır (JCPDS data file no: 09-0387). Yani 500°C’deki tavlama işleminden sonra filmlerde bir faz dönüşümü olmuştur ve bu literatürdeki sonuçlarla uyumludur (Wang *et al.* 2009; Akl 2010; Wang and Zhang 2011; Kang *et al.* 2013; Sharma *et al.* 2015; Kumar *et al.* 2016).

Bragg yansıması ve Scherrer yaklaşımı kullanılarak Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2’de sırasıyla katkılıandığı gibi ve 500°C’de tavlandıktan sonra elde edilen ince filmleri oluşturan her bir düzlemin 2θ açısı değerinde hesaplanan parametreleri gösterilmiştir. Görüldüğü gibi, 2θ açısı 20,80° olan (112) düzlemi V_5O_9 filminin en baskın piki ve 2θ açısı 20,15° olan (001) düzlemi V_2O_5 filminin en baskın piki dir. Büyütülen filmin kristal yapısı, kalitesi ve tanecik büyüklüğü gibi parametrelerinin, piklerin şiddeti ve FWHM değeriyle doğrudan ilişkili olduğu söylenebilir. Buna bağlı olarak tanecik

büyüklikleri XRD ile elde edilen kırınım pikinin yarı maksimum pik genişliği ile ters orantılıdır. Oldukça dar bir kırınım pikinin olması, tanecik büyüklüğünün büyük olmasını sağlar ve bu durumda kristalin kaliteli bir yapıya sahip olduğunu gösterir. Şekil 4.5’de verilen XRD pikleri, hazırlanan filmlerin polikristal bir yapıda olduğunu göstermektedir. Bu grafiklerdeki düşük yoğunluklu kırınım pikleri, vanadyum oksit ince filmdeki küçük grainleri işaret etmektedir. Şekil 4.6’dan da görüldüğü gibi, literatürle uyumlu olarak tavlama işlemi ile filmin kristallik derecesi artmıştır (Wang *et al.* 2009).

Büyütülen ve büyütüldükten sonra tavlama işlemi gören vanadyum oksit filmlerinin yasak enerji aralığını belirlemek için soğurma ölçümleri alınmış ve sırasıyla Şekil 4.7 ve 4.8’de soğurma katsayısının karesinin enerjiye karşı grafikleri çizilmiştir. Bu grafiklerin lineer kısmına çizilen doğrunun enerji eksenini kestiği noktadan yararlanılarak tavlama işlemi öncesi ve sonrası filmin yasak enerji aralığı değerleri sırasıyla 2,43 ve 2,48 eV olarak belirlenmiştir. Bu değişim tavlama sıcaklığı arttıkça filmin yapısal kusurlarının azalması ve kristallik derecesinin artmasıyla ilişkilidir (Turgut *et al.* 2015). Literatürde vanadyum oksit filmlerin yasak enerji aralığı hazırlanma metoduna bağlı olarak 2,03 eV–3,27 eV (İngole and Lokhande 2016; Kumar *et al.* 2016) arasında değerler almaktadır. Dolayısıyla elde edilen sonuç literatür ile uyumludur.

İnce filminin optiksel, yapısal ve yüzeysel özellikleri incelendikten sonra, ayrıntıları kesim 3.6’da verilen yöntemle referans, pasivasyonlu referans, arayüzey tabakalı ve pasivasyonlu arayüzey tabakalı diyotları elde edilmiştir. Daha sonra bu diyotların oda sıcaklığında I - V , C - V , G/ω - V ve C - f ölçümleri alınmıştır. Üretilen diyotların her biri için elde edilen $\ln(I)$ - V grafikleri Şekil 4.9’da verilmiştir. Bu karakteristiklerden ve eşitlik (4.11)’den yararlanarak diyodun idealite faktörü, doyum akımı ve engel yüksekliği değerleri hesaplanmıştır. Üretilen diyotlar için idealite faktörü değerleri sırasıyla 1,058, 1,046, 1,45 ve 1,107 olarak ve engel yüksekliği değerleri ise 0,637 eV, 0,647 eV, 0,804 eV ve 0,821 eV olarak hesaplanmıştır. Hem referans hem de arayüzey tabakalı diyotlarda anodik pasivasyon işlemi ile idealite faktörü değerinin azaldığı yani diyodun ideal olan 1 değerine yaklaştığı ve engel yüksekliğinin arttığı görülmüştür. Bu durumda pasivasyon işlemi ile literatürle uyumlu olarak diyodun ideale daha da yaklaştığı

söylenbilir (Ebeoğlu *et al.* 2008; Güllü *et al.* 2008). Bir diyodun idealite faktörü onun ideale ne kadar yakın olduğunu gösteren bir parametredir. Yani, idealite faktörünün değeri 1'den uzaklaştıkça diyodun ideallikten uzaklaştığı söylenbilir. Diyodun ideallikten uzaklaşması ise; metal ve yarıiletken arasında ince bir oksit tabakasındaki arayüzey halleri, yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımı, elektrik alan etkisiyle arayüzeyde imaj kuvvetinin düşmesi ve uzay yükü bölgesinde jenerasyon/rekombinasyon akımlarından kaynaklı olabilir (Werner *et al.* 1991).

Schottky engel diyotların elektriksel karakteristiklerini ve idealitesini etkileyen en önemli parametrelerden biri de yapının seri direncidir. Eşitlik 4.12 (Ohm kanunu) ifadesi yardımıyla elde edilen seri direnç değişimi, referans ve arayüzey tabakalı diyotları için sırasıyla Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de verilmiştir. Bu değişimler incelendiğinde artan akımla seri direnç değerinin beklenildiği gibi hızla azaldığı görülmektedir. Ayrıca üretilen her bir diyot için, eşitlik (4.15)'e göre $\ln(I/I_0)$ 'ın V 'ye karşı grafiği çizilerek R_s değerleri hesaplanmıştır. Üretilen diyotların seri direncinin yüzey pasivasyonu ve arayüzey tabakasına bağlı olarak değişimleri pasivasyonsuz ve pasivasyonlu referans diyotlar ve V_2O_5 arayüzey tabakalı diyotlar için sırasıyla Şekil 4.12 ve Şekil 4.13'de verilmiştir. Böylece diyotların seri direncinin pasivasyonu ve arayüzey tabakasına bağlı olarak değişimleri ortaya çıkartılmıştır. Seri direncin büyüklüğünün yüzey pasivasyonu ile azaldığı, arayüzey tabakasının varlığıyla arttığı görülmüştür.

Schotkky diyotlarda doğru beslem durumundaki akım miliamper, ters beslem durumundaki akım ise mikroamper büyüklüğünde bir değişim aralığına sahiptir. Yani doğru beslem akımı ters beslem akımının üç katı büyüklüğündedir (Wang and Chambers 2010). Uygulanan belli bir voltaj değerindeki doğru beslem akımının ters beslem akımına oranı 'doğrultma oranı' olarak tanımlanır. Devre elemanı olan diyotların devrelerde kullanılması doğrultma özelliklerinin iyileştirilmesi ile mümkün olduğu için, doğrultma oranlarının anodik yüzey pasivasyonu ve arayüzey tabakasına bağlılığı incelenmelidir. Bu nedenle, çalışmamızda pasivasyonlu ve pasivasyonsuz Al/p-Si/Al referans ve pasivasyonlu ve pasivasyonsuz Al/p-Si/ V_2O_5 /Al diyotlarının aynı

beslem voltajına karşılık gelen doğrultma oranları hesaplanmıştır. Bu değişimler sırasıyla Şekil 4.14 ve Şekil 4.15’de verilmiştir. Bu grafiklerden anodik pasivasyonlu ve anodik pasivasyonsuz Al/p Si/Al referans diyotların 0,6 ve 1,0 V arasındaki doğrultma oranı değeri yaklaşık 10^4 olarak bulunmuştur. Ancak aynı voltajlarda anodik pasivasyonlu ve anodik pasivasyonsuz Al/V₂O₅/p-Si/Al arayüzey tabakalı diyotları için doğrultma oranı yaklaşık 10^6 – 10^7 civarında bulunmuştur. Yani, V₂O₅ arayüzey tabakalı Al/p Si/Al diyotların doğrultma oranı artmıştır. Bu yüksek doğrultma oranlı Al/p Si/Al diyotların, V₂O₅ arayüzey tabakası kullanılarak kolay bir şekilde üretilebileceğini göstermektedir. Ayrıca bu grafiklerden doğrultma oranlarının anodik yüzey pasivasyonu ile çok fazla değişmediği gözlenmiştir.

Yüzey halleri; MS veya MIS diyotların üretimi esnasında yarıiletken yüzeyi ne kadar temizlense de giderilemeyen kirlilikler, yarıiletkenin kristal örgüsünün sonlandığı yüzey atomlarının doymamış bağlarının oluşturduğu elektronik haller, yüzey dipolleri ve hava ortamında yarıiletken yüzeyinin oksidasyonundan kaynaklı olarak görülebilir (Song 2007; Aydemir 2009). Çünkü bu haller, metal-yarıiletken arasında ve yasak enerji bölgesinde çok sayıda izinli enerji seviyesinin ortaya çıkmasına neden olur. Bu seviyelerin tümüne arayüzey halleri (N_{ss}) adı verilir. Eşitlik 4.17’ye göre idealite faktörü, arayüzey tabakasının kalınlığı ve arayüzey durumlarının büyüklüğü ile doğru orantılı ve tükenim tabakasının kalınlığı ile ters orantılı olduğu için, eşitlik 4.16 ve eşitlik 4.18’den yararlanılarak arayüzey durumlarının enerjiye bağlı dağılım profili hesaplanmıştır ve Şekil 4.16 ve Şekil 4.17’de verilmiştir. Grafiklerden de görüldüğü gibi N_{ss} ’lerin E_{ss} - E_v aralığındaki dağılımı, valans bandının tavanından bant ortasına doğru üstel olarak azalmaktadır. Ayrıca grafiklerden arayüzey hallerinin enerjiye bağlı değişimlerinin, anodik yüzey pasivasyonuna ve arayüzey tabakasına bağlı olarak hafifçe değiştiği görülmüştür.

Diyotların seri direnç değerleri Bohlin tarafından modifiye edilen Norde metoduyla doğru beslem I - V ölçümlerinden de hesaplanmıştır. Bunun için Bohlin tarafından geliştirilen ve eşitlik (4.19)’da verilen $F(V)$ Norde fonksiyonu kullanılmıştır. Pasivasyonlu ve pasivasyonsuz referans diyotlar ile pasivasyonlu ve pasivasyonsuz

arayüzey tabakalı diyotlar için $F(V)$ - V değişimleri sırasıyla Şekil 4.18 ve Şekil 4.19’da verilmiştir. Bu grafiklerden ve eşitlik (4.21) ve (4.22)’den yararlanarak diyotların engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri hesaplanmıştır ve Çizelge 4.3’de verilmiştir. Elde edilen değerlerin termoiyonik emisyon metodundan elde edilen değerlerle uyumlu olduğu görülmüştür. Pasivasyonsuz ve pasivasyonlu referans diyotlar için seri direnç değerleri sırasıyla 0,256 k Ω ve 0,427 k Ω ’iken pasivasyonsuz ve pasivasyonlu arayüzey tabakalı diyotları için ise 2,962 k Ω ve 15,247 k Ω ’dur. Yani referans diyotların seri direnç değerleri birbirine yakındır. Ancak, anodik pasivasyonlu Al/V₂O₅/p-Si/Al diyodunun seri direnç değeri önemli ölçüde artmıştır. Bu durum termal tavlama işlemi gören arayüzeydeki kimyasal reaksiyondan dolayı, V₂O₅/p-Si arayüzeyinde ince film ve inorganik yarıiletken arasındaki yeni arayüzey tabakası ve arayüzey hallerinin oluşumu ile ilişkilidir. Al/V₂O₅ ve V₂O₅/p-Si arayüzeydeki kimyasal reaksiyon sıcaklığa çok hassastır. Bu arayüzeydeki tabakalar ve termal olarak uyarılmış reaksiyon, aygıtın elektriksel karakteristikleri üzerinde büyük bir etkiye sahiptir. Bu yüzden ince arayüzey tabakasının oluşumundan kaynaklanan arayüzey reaksiyonu, yüzey hallerinin oluşumuna neden olur. Elektronlar iletkenlik bandından uyarıldığında bu haller tarafından tuzaklanır ve bu nedenle diyodun elektriksel davranışları etkilenir. Arayüzey hallerinin etkisi, yüzeydeki kusur miktarı arttığında bileşik yarıiletkenlerin nano yapıları için daha çok önemlidir. Arayüzey kimyasal bileşiminin değişimi, yarıiletken eklemlerin elektronik özelliklerinin kontrolünde yararlıdır. Bu nedenle, vanadyum oksit ince filmi büyütüldükten sonra 500°C’de tavlansmıştır. Böylece arayüzeyde yeni arayüzey tabakaları ve arayüzey hallerinin oluşması muhtemeldir ve diyodun seri direnci değişecektir (Ali and Tao 2007; Yen and Lee 2014; Şenarslan *et al.* 2017).

Üretilen diyotların C - V ölçümleri oda sıcaklığında farklı frekanslarda (50 kHz, 100 kHz, 200 kHz, 300 kHz, 400 kHz, 500 kHz ve 1 MHz) ve -2 V ve +2 V aralığında alınmıştır. Bu diyotların belirtilen frekans değerlerinde doğru ve ters beslem durumunda C - V değişimleri sırasıyla Şekil 4.20, 4.21, 4.22 ve 4.23’de ayrıca bu diyotlara ait ters beslem C^2 - V grafikleri de sırasıyla Şekil 4.24, 4.25, 4.26 ve 4.27’de verilmiştir. C - V değişimlerinden görülmektedir ki, kapasitenin pik değeri artan frekansla azalmaktadır.

Bu davranış, yalnızca yüksek frekanslarda a.c. sinyali takip edemeyen arayüzey hallerindeki yük ile değil aynı zamanda Schottky diyotların d.c. eşdeğer devresine kontak direncini ilave eden kusurlu omik kontak arkası ile açıklanabilir ve azınlık taşıyıcı enjeksiyonunun omik arkası kontağın özelliklerine hassas bir şekilde bağlı olduğuna karar verilmiştir (Werner *et al.* 1988; Bati *et al.* 2000; Sahin *et al.* 2005). Ayrıca, ters beslem voltaj değeri arttıkça kapasitenin de hızlı bir şekilde azaldığı görülmektedir. Üretilen diyotların $1/C^2$ - V değişimlerinden de, iyi derecede lineer bir değişim gösterdiği ve frekansa bağlı olarak lineer fitlerin eğimlerinin ordinat eksenini kestiği noktalardan elde edilen difüzyon potansiyeli değerlerinin hemen hemen sabit kaldığı görülmektedir. Her bir diyot için eşitlik (4.27), (4.28) ve (4.29) yardımıyla farklı frekanslar için hesaplanan E_f , N_a ve ϕ_b değerleri Çizelge 4.4’de verilmiştir. Görüldüğü gibi C - V ölçümünden hesaplanan engel yüksekliği değerleri I - V ölçümünden hesaplanan engel yüksekliği değerlerinden daha büyüktür. Bu durum genel olarak ölçüm tekniklerinin farklı olmasından kaynaklanabileceği gibi, arayüzey tabakasının varlığı ve yarıiletkendeki tuzak seviyeleri ya da engelin inhomojenliğine de atfedilebilir (Rhoderick and Williams 1988; Özdemir *et al.* 2003). Engel inhomojenliğine göre; C - V ’den bulunan ϕ_b ’nin I - V ’den hesaplanan ϕ_b ’den büyük olmasının nedeni bu iki metodun ölçümlerinin farklı olmasına dayanmaktadır. I - V ölçümleri akım akışı için bir aktivasyon potansiyeli olarak tanımlanabilen niceliği ifade eder ve engel yüksekliği metalin fermi enersi arasındaki enerji farkı olarak tanımlanır. C - V ölçümleri empedans ölçümlerine dayanıp, devre elemanının kapasitesi uygulanan gerilimin fonksiyonu olarak hesaplanır ve engel yüksekliği deplasyon bölgesinin büyüklüğünün bir ölçümüdür.

Üretilen diyotların G/ω - V ölçümleri oda sıcaklığında farklı frekanslarda (50 kHz, 100 kHz, 200 kHz, 300 kHz, 400 kHz, 500 kHz ve 1 MHz) ve -2 V ve +2 V aralığında alınmıştır. Bu diyotların belirtilen frekans değerlerinde doğru ve ters beslem durumunda G/ω - V değişimleri sırasıyla Şekil 4.28, 4.29, 4.30 ve 4.31’de verilmiştir. Bu grafiklerden diyotların tersinim, tükenim ve yığılım bölgelerine sahip olduğu ve G/ω - V karakteristiklerinin bu üç bölgede farklılık gösterdiği görülmektedir. Bu eğrilerin

frekansa ve uygulanan d.c. gerilimine bağıllık göstermesinin sebebi arayüzey durumlarının özel dağılım profiline atfedilebilir. Düşük frekanslarda arayüzey durumları a.c. uyarma sinyalini kolaylıkla takip edebilir. Bu nedenle, ölçülen kapasite değerine ek bir kapasite gelir. Ancak yeterince yüksek frekanslarda hemen hemen hiçbir arayüzey durumundaki yük uygulanan dış a.c. sinyalini takip edemediği için ölçülen kapasiteye hemen hemen hiçbir katkı gelmemektedir (Nicollian and Brews 1982; Aydemir 2009).

Üretilen her bir diyot için eşitlik (4.24)'e göre hesaplanan seri direnç değerlerinin farklı frekanslardaki değişimi sırasıyla Şekil 4.32, 4.33, 4.34 ve 4.35'de verilmiştir. Görüldüğü gibi diyotların hem frekans hem de voltaja bağlı seri direnç değerleri, bölgeden bölgeye değişmektedir ve frekansın artması ile azalmaktadır. Bu davranış metal-yarıiletkenin arayüzeyinde lokalize olmuş tuzaklardan kaçmak için yeterli enerjiye sahip arayüzey yükleri ile ilişkilidir. Düşük frekanslarda seri direncin yüksek değeri, arayüzey hallerinin a.c. sinyalini takip edebilmesinden dolayı oluşan artık kapasiteden kaynaklanmaktadır. Çünkü bu frekanslarda, $T = 1/2\pi f$ olan periyot değeri arayüzey tuzaklarındaki taşıyıcıların yaşam süresi τ değerinden büyük olduğu için arayüzey durumları a.c. uyarma sinyalini kolaylıkla takip edebilecek ve ölçülen kapasite değerine ek bir kapasite gelecektir. Ancak ölçümler yeterince yüksek frekanslarda alınırsa ($f \geq 500\text{MHz}$), hemen hemen hiçbir arayüzey durumundaki yük uygulanan dış a.c. sinyalini takip edemez. Bu durum, arayüzey hallerinin zaman sabitinin, yükü, uygulanan sinyale karşılık verme durumunda, hallerin içine ve dışına taşımak için izin vermesine yetecek kadar uzun olduğunda ortaya çıkmaktadır (Tataroğlu *et al.* 2003; Sönmezoğlu ve Akın 2011). Sonuçta bu frekanslarda, arayüzey durum kapasitesinin (C_{ss}) toplam kapasiteye katkısı ihmal edilebilir derecede küçük olacaktır. Orta frekanslarda ise arayüzey durumlarının ac sinyalini takip etme gücü, azalan frekansla artmaktadır (Nicollian and Brews 1982). Ayrıca üretilen diyotların R_s - V karakteristiklerinden, piklerin meydana geldiği gerilim bölgeleri, arayüzey durumlarının bu bölgelerde daha yoğun şekilde yerleşmiş olmasına atfedilebilir (Nicollian and Goetzberger 1967; Hung and Cheng 1987).

Arayüzey durumların frekansa bağıllığını gözlemek için üretilen her bir diyot için farklı frekanslardaki arayüzey durum yoğunluğu Hill- Coleman metoduna göre eşitlik (4.25)'den hesaplanmış ve Çizelge 4.5'de verilmiştir. Referans ve arayüzey tabakalı bu diyotlar için arayüzey durumlarının frekansa bağımlılığı sırasıyla Şekil 4.36 ve Şekil 4.37'de verilmiştir. Şekillerden artan frekansla arayüzey hal yoğunluğunun azaldığı görülmüştür.

Üretilen her bir diyot için C - f ölçümleri 1 kHz-10 MHz aralığında 10 kHz'lik adımlarla ve 0,00 V-0,24 V aralığında 0,02 V'luk adımlardaki sabit gerilim değerlerinde alınmıştır. Daha sonra kuramsal temeller kısmında verilen eşitlik (2.95) ve (2.115) eşitliklerinden yararlanarak deneysel data'lara teorik fitler yapılmıştır. Bu grafikler sırasıyla Şekil 4.38, 4.39, 4.40 ve 4.41'de verilmiştir. Düşük frekanslarda yük a.c. sinyali takip edebildiğinden, kapasite de bir artış kapasite oluşmaktadır. Ancak yüksek frekanslarda, arayüzeydeki yük a.c. sinyali takip edemediği için kapasiteye katkısı oldukça az olmaktadır ve bu durumda diyot sadece uzay yükü kapasitesine sahip olmaktadır. Diyotların C - f değişimlerinden de görüldüğü gibi frekans arttıkça kapasite azalmaktadır.

Deneysel ve teorik C - f eğrilerinin örtüştüğü durumlardaki arayüzey durum yoğunluğu ve zaman sabiti değerleri ile birlikte eşitlik 4.27'ye göre hesaplanan arayüzey hal enerji değerleri Çizelge 4.6 ve 4.7'de verilmiştir. Her bir diyot için arayüzey hal enerjisinin arayüzey durum yoğunluğuna ve zaman sabitine göre değişimleri ise sırasıyla Şekil 4.40, 4.41, 4.42 ve 4.43'de verilmiştir. Bu grafiklerden arayüzey hal enerjisi arttıkça, arayüzey durum yoğunluğunun ve zaman sabitinin azaldığı görülmektedir.

Sonuç olarak, bu tez çalışmasında laboratuvarımızda imal ettiğimiz referans ve V_2O_5 arayüzey tabakalı Al/ p -Si/Al diyotların elektriksel karakteristikleri üzerine anodik pasivasyonun etkileri araştırılmıştır. Bu amaçla oda sıcaklığında diyotların I - V , C - V , G/ω - V ve C - f ölçümleri alınarak çeşitli karakteristik parametreleri hesaplanmıştır. Anodik pasivasyonun bu parametreler üzerindeki etkileri ortaya çıkartılmıştır.



KAYNAKLAR

- Afify, H.H., Nasser, S.A., Demian, S.E., 1991. Influence of substrate temperature on the structural, optical and electrical properties of ZnO thin films prepared by spray pyrolysis. *J. Mater. Sci.: Materials in Electronics*, 2(3), 152-156.
- Akl, A.A., 2010. Thermal annealing effect on the Crystallization and optical dispersion of sprayed V_2O_5 thin films. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 71, 223-229.
- Ali M.Y., Tao M., 2007. Effect of sulfur passivation of silicon (100) on Schottky barrier height: Surface states versus surface dipole. *Journal Of Applied Physics*, 101, 103708.
- Amelio, G. F., 1972. A new method of measuring interface state densities in mis devices. *Surface Sci* 29, 125–143.
- Arya, S.P.S. and Hintermann, H.E., 1990. Growth of Y-Ba-Cu-O superconducting thin films by ultrasonic spray pyrolysis. *Thin Solid Films*, 193(1–2), 841-846.
- Aydemir, U., 2009. “Au/SrTiO₃/n-Si (MFS) Schottky Diyotların Elektriksel Parametrelerinin I-V, C-V Ve DLTS Metodu İle İncelenmesi”. Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 4-8, 12-13, 51-53.
- Balkenende, A.R., Bogaerts, A., Scholtz, J.J., Tijburg, R.R.M., Willems, H.X., 1996. Thin MgO Layers for Effective Hopping Transport of electrons. *Philips Journal of Research*, 50(3–4), 365-373.
- Bange, K., 1999. Colouration of tungsten oxide films, A model for optically active coatings. *Solar Energy Material and Solar Cells*, 58, 1-131.
- Barret, C. and Vapeille, A. 1976. Interfacial states spectrum of a metal-silicon junction. *Solid-State Electronics*, 19, 73-75.
- Bati, B. 1998. İdeal ve ideal olmayan omik ve doğrultucu kontaklı Au/n-Si Schottky diyotlarda doğru beslem kapasite-voltaj-frekans karakteristikleri, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
- Bati, B., Nuhoglu, C., Sağlam, M., Ayyıldız, E., Türüt E., 2000. On the Forward Bias Excess Capacitance at Intimate and MIS Schottky Barrier Diodes with Perfect or Imperfect Ohmic Back Contact. *Physica Scripta* 61, 209.
- Bohlin, K.E., 1986. “Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor”. *J. Appl. Phys.* 60: 1223.
- Bougnot, J., Duchemin, S., and Savelli, M., 1986. Chemical Spray Pyrolysis of CuInSe₂ Thin Films. *Solar Cells*, 16, 221-236.
- Bouzidi, A., Benramdane, N., Nakrela, A., Mathieu, C., Khelifa, B., Desfeux, R.A., Costa, A.Da., 2002. First synthesis of vanadium oxide thin films by spray pyrolysis technique. *Materials Science and Engineering B95*, 141-147.
- Braun, F., 1874. On the current conduction through metal sulphides (in German), *Ann. Phys. Chem.*, 153, 556.
- Brenig, W. and Hilf, M.F., 2001. Reaction dynamics of H₂ and D₂ on Si(100) and Si(111). *Journal of Physics: Condensed Matter* 13, R61.
- Brillson, J., 1978. Chemical Reaction and Charge Redistribution at Metal-Semiconductor Interface. *J. Vac. Sci. Technol.* 15, 1378-1383.

- Brinker C.J., Hurd, A.J., Frye, G.C., Ward K.J., Ashley C.S., 1990. Sol-gel Thin Film Formation. *J. Non-Cryst. Solids*, 121(1–3), 294-302.
- Brinker, C.J., Frye, G.C., Hurd, A.J., Ashley, C.S., 1991. Fundamentals of Sol-gel dip Coating. *Thin Solid Films*, 201(1), 97-108.
- Bryant, W.A. 1977. Fundamentals of chemical vapor-deposition. *Journal of Mater. Sci.*, 12(7), 1285-1306.
- Caillaud, F., Smith, A., Baumard, J.F., 1993. Effect of the solution on the deposition of zinc oxide films by spray pyrolysis. *J. Amer. Ceram. Soc.*, 76(4), 998-1002.
- Cao, X.P. and Hamers, R.J., 2001. Silicon surfaces as electron acceptors: Dative bonding of amines with Si(001) and Si(111) surfaces. *Journal of the American Chemical Society* 123, 10988.
- Cao, Y., Yong, K.S., Wang, Z.H., Deng, J.F., Lai, Y.H., Xu, G.Q., 2001. Cycloaddition chemistry of thiophene on the silicon (111)- 7×7 surface. *Journal of Chemical Physics* 115, 3287.
- Card, H.C. and Rhoderick, E.H. 1971. Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in Silicon Schottky diodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4, 1589.
- Carey, F.A. and Sundberg, R.J., 2001. *Advanced Organic Chemistry, Part B: Reactions and Synthesis*, New York, Plenum Publisher.
- Chamberlin, R.R. and Skarman, J.S., 1966. Chemical Spray Deposition Process for Inorganic Films from Photconducting Cadmium Sulfide and /or Selenide. *J. Electrochem. Soc.*, 113(1), 86-89.
- Chapman, R.A., Kinch M.A., Simmons, A., Borrello, S.R., Morris, H.B., Wrobel, J.S., Buss, D.D., 1978. Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te charge-coupled device shift registers. *Appl Phys Lett* 32:434–436.
- Chattopadhyay, P. and RayChaudhuri, B., 1993. Frequency dependence of forward capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes. *Solid-St. Electron*, 36, 605-610.
- Chen C.H., Kelder E.M., 1996. P.J.J.M. van der Put, J. Schoonman. Morphology control of thin LiCoO₂ films fabricated using the electrostatic spray deposition (ESD) technique. *J. Mater. Chem.*, 6(5), 765.
- Chen, C.C., Nasrallah, M.M., Anderson, H.U., 1993. Synthesis and characterization of (CeO₂)_{0.8}(SmO_{1.5})_{0.2} thin films from polymeric precursors. *J. Electrochem. Soc.*, 140(12), 3555-3560.
- Chen, C.H., Kelder, E.M., Schoonman, J., 1998. Effects of additives in electrospraying for materials preparation. *J. Eur. Ceram. Soc.*, 18, 1439-1443.
- Chen, S.Y., Huang, Y.H., Laia, H.K., Lia, C., Wanga, J.Y., 2007. Investigation of passivation of porous silicon at room temperature. *Solid State Communications*, 142, 358-362.
- Chu, J., Sher, A., 2009. *MIS Structure. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors*, Ed: Sher A., SRI International Menlo Park, CA USA, Berding M. A., Berding Applied Optics Laboratory SRI International Menlo Park, CA USA, 203-209.
- Cloupeau, M. and Prunet, F. B., 1990. Electrostatic spraying of liquids: Main functioning modes. *Main Functioning modes. J. Electrostatics*, 25(2), 165-184.
- Crowell, C.R. and Sze, S.M., 1966. Current transport in metal-semiconductor barriers. *Solid State Electron* 9, 1035-1048.
- Cullity, B.D., 1996. *X-Işınlarnın Difraksiyonu*, Çev. Sümer, A., pp. 115-120, İstanbul.

- Çakar, M. 2002. Doktora Tezi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum, Türkiye.
- Çapar, O., 2010. Nano Ölçekli Vananyum Oksit İnce Filmlerin Yapısal ve Elektriksel Karakterizasyonu, Yüksek Lisans Tezi, Anadolu Üniversitesi, Eskişehir, Türkiye.
- D'Evelyn, M. P., Yang, Y. L. and Sutcu, L. F., 1992. Pi-bonded dimers, preferential pairing, and first-order desorption kinetics of hydrogen on Si(100)-(2×1). *Journal of Chemical Physics* 96, 852.
- Dao, V.A., Heo, J., Kim, Y., Lakshminarayan, N., Yi, J., 2010. Optimized surface passivation of n and p type silicon wafers using hydrogenated SiN_x layers. *Journal of Non-Crystalline Solids* 356, 2880-2883.
- Davisson, C. and Germer, L.H., 1927. Diffraction of electrons by a crystal of nickel. *Phys. Rev.* 30:705-740.
- Dinç, Y., 2007. AlGaIn İnce Filminin Isıl İşlem Sonrası Yapısal ve Optiksel Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir, Türkiye.
- Ding, Y., Sugaya, M., Liu, Q., Zhou, S., Nozaki, T., 2014. Oxygen passivation of silicon nanocrystals: Influences on trap states, electron mobility, and hybrid solar cell performance. *Nano Energy* 10, 322-328.
- Duke, C.B., 1993. Surface structures of tetrahedrally coordinated semiconductors: principles, practice, and universality. *Applied Surface Science* 65–66, 543–552.
- Duke, C.B., 1996. Semiconductor surface reconstruction: The structural chemistry of two-dimensional surface compounds. *Chemical Reviews* 96, 1237–1259.
- Dultsev, F.N., Vasilieva, L.L., Maroshina, S.M., Pokrovsky, L.D., 2006. “Structural and optical properties of vanadium pentoxide sol-gel films”. *Thin Solid Films*, 510, 255-259.
- Dumas, P., Chabal, Y.J., Jakob, P., 1992. Morphology of hydrogen-terminated Si(111) and Si(100) surfaces upon etching in HF and buffered-HF solutions. *Surface Science* 269/270, 867.
- Durmuş, O., 2011. Vanadyum Oksit İnce Filmlerin Sol - Jel Yöntemiyle Hazırlanması ve Karakterizasyonu, İstanbul Tanık Üniversitesi, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul, Türkiye.
- Ebeoğlu, M.A., 2008. Current – voltage characteristics of Au/GaN/GaAs structure. *Physica B*, 403, 61-66.
- Egerton R.F., 2005. *Physical Principles of Electron Microscopy*, 1 nd., 17-19.
- Flegler, S.L., Heckman, J.W., Klomparens, K.L., 1993. *Scanning and Transmission Electron Microscopy: An Introduction*, Oxford Univ. Press ISBN 10-195107519.
- Flores, F., Miranda, R., 1994. Tuning Schottky barriers by atomic layer control at metal–semiconductor interfaces. *Adv. Matter.* 6, 540-548.
- Flores, F., Tejedor, C., 1987. On the formation of semiconductor interfaces. *J. Phys C* 20, 145-175.
- Focsa, A., Slaoui, A., Charifi, H., Stoquert, J.P., Roques, S., 2009. Surface passivation at low temperature of p- and n-type silicon wafers using a double layer a-Si:H/SiN_x:H. *Materials Science and Engineering, Part B (Solid-State Materials for Advanced Technology)*, 159-160, 242-247.

- Gan, F.Y., Laou, P., 2004. "Optical and electrical properties of sputtered vanadium oxide films". *J. Vac. Sci. Technol. A*, 22(3), 879-882.
- Ghandhi, S.K., 1994. *VLSI Fabrication Principle*. 2nd John Wiley Sons ,487.
- Ghoshtagore, R.N., 1978. Mechanism of CVD thin film SnO₂ formation. *J. Electrochem. Soc.*, 125(1), 110-117.
- Goetzberger, A., Knobloch, J., VoB, B., 1998. *Crystalline Silicon Solar Cells*. Fraunhofer Institute for Solar Energy Systems, Freiburg, Germany, 30-34.
- Green, M.A. and Keevers, M.J., 1995. Optical properties of intrinsic silicon at 300 K. *Progress in Photovoltaics* 3, 189-192.
- Gregoire, G., Souban, P., Farcy, J., Peirera-Ramos, J.P., Badot, J.C., Baffiar, N., 1999. Electrochemical lithium insertion in the hexagonal cesium vanadium bronze Cs_{0.35}V₂O₅. *J. Power Sources*, 81-82, 612-615.
- Guell, A.G., Roodenko, K., Yang, F., Hinrichs, K., Gensch, M., Sanz, F., Rappich, J., 2006. Interface properties and passivation of *p*-Si(111) surfaces by electrochemical organic layer deposition. *Materials science & engineering. B, Solid-state materials for advanced technology*, 134, 273-276.
- Guinnetona, F., Sauques, L., Valmalette, J.C., Cros, F., Gavarri, J.R., 2004. Optimized Infrared Switching Properties in Thermochromic Vanadium Dioxide Thin Films: Role of Deposition Process and Microstructure. *Thin Solid Films*, 446, 287-295.
- Güllü, Ö., Biber M., Meirhaedge, R.L.V., Türüt, A., 2008. Effects of the barrier metal thickness and hydrogen pre-annealing on the characteristic parameters of Au/*n*-GaAs metal–semiconductor Schottky contacts. *Thin Solid Films*, 516, 7851-7856.
- Güzeldir, B., Sağlam, M., Ateş, A., 2012. Some electrical and structural properties of Cd/CdS/*n*-Si/Au-Sb sandwich structure. *Superlattices and Microstructures*, 52, 416-429.
- H'ebert, C., Willinger, M., Su, D.S., Pongratz, P., Schattschneider, P., Schlogl, R., 2002. "Oxygen K-edge in vanadium oxides: simulations and experiments". *European Physical Journal B*, 28, 407–414.
- Hamers, R.J., Tromp, R.M. and Demuth, J.E., 1987. Electronic and geometric structure of Si(111)–(7×7) and Si(001) surfaces. *Surface Science*, 181, 346.
- He, G.R. and Lin, Y.J., 2012. Current transport mechanism of heterojunction diodes based on the sol-gel *p*-type ZnO and *n*-type Si with H₂O₂ treatment, 136, 179-183.
- He, J., Li, W., Wang, Y., Mu, J., An, K., Chou, X., 2015. Enhancement of *c*-Si surface Hee and passivation quality by increasing in situ H₂ flow rate. *Materials Letters*, 161, 175-177.
- Heine, V., 1965. Theory of surface states. *Phys. Rev.* 138, 1689-1696.
- Higashi, G.S., Chabal, Y.J., Trucks, G.W., and Raghavachari, K., 1990. Ideal hydrogen termination of the Si(111) surface. *Applied Physics Letters* 56, 656.
- Hill, J.E. and Chamberlin, R., 1964. Process for Making Conductive Film, US Patent 3,148,084.
- Ho, W.S., Deng, Y., Chen, Y.Y., Cheng, T.H., Liu, C.W., Tsai, W.F., Ai, C.F., 2011. Enhanced optical performance by energetic hydrogen passivation at Si/oxide interface. *Thin Solid Films*, 520, 448-451.

- Hung, K.K. and Cheng, Y.C., 1987. "Determination of Si-SiO₂ interface trap properties of p-MOS structures with very thin oxides by conductance measurement". *Appl. Surf. Sci.*, 30: 114-119.
- Hutton, R.S., Port, S.N., Schiffrin, D.J., Williams, D.E., 1996. Photoelectrochemical imaging of the etching and passivation of silicon in aqueous KOH. *Journal of Electroanalytical Chemistry*, 418, 153-158.
- Ibisate, M., Golmayo, D. and Lopez, C., 2008. Vanadium Dioxide Thermochromic Opals Grown by Chemical Vapour Deposition. *Journal of Optics A: Pure Applied Optics*, 10, 125-202.
- Irene, E.A., 2005. *Electronic Materials Science*. A John Wiley & Sons, Inc., Publication, 297, America.
- Ingole, R.S., Lokhande, B.J., 2016. Spray pyrolysed vanadium oxide thin films using different ingredients for redox supercapacitor. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 27- 1363-1369.
- Jang, M., Lee, J., 2002. Analysis of Schottky barrier height in small contacts using a thermionic field emission model. *ETRI J.* 24, 455-461.
- Jellisson, G.E.Jr. and Modine, F.A., 1982. Optical Constants for Silicon at 300K and 10K determined from 1.64 to 4.73eV by Ellipsometry, Oak Ridge National Lab. Report ORNL ITM-8002
- Kachi, K.K.S., Takada, T., 1963. "Electrical Conductivity of Vanadium Oxides". *Journal of the Physical Society of Japan*, 18, 1839-1840.
- Kang, M., Chu, M., Kim, S.V., Ryu, J., 2013. Optical and electrical properties of V₂O₅ nanorod films grown using an electron beam. *Thin Solid Films*, 547, 198-201.
- Kasap, S.O, 2006. *Principles of Electronic Materials and Devices*, 3rd, 848.
- Kim, Y.D., Park, S., Song, J., Tark, S. J., Kang, M.G., Kwon, S., Yoon, S., Kim, D., 2011. Surface passivation of crystalline silicon wafer via hydrogen plasma pre-treatment for solar cells, 95, 73-76.
- Kocaman, A.T., 2011. V₂O₅ İnce Filmlerinin yapısal, Elektriksel ve Optiksel Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Marmara Üniversitesi, İstanbul, Türkiye.
- Konecny, R. and Doren, D.J., 1997. Adsorption of water on Si(100)-(2×1): A study with density functional theory. *Journal of Chemical Physics* 106, 2426-2435.
- Kotipalli, R., Descamps, P., Delamare, R., Kaiser, V., Beaucarne, G., Flandre, D., 2016. Electronic properties of negatively charged SiO_x films deposited by Atmospheric Pressure Plasma Liquid Deposition for surface passivation of p-type c-Si solar cells. *Thin Solid Films*, 611, 74-77.
- Kubby, J.A. and Boland, J.J., 1996. Scanning tunneling microscopy of semiconductor surfaces. *Surface Science Report* 26, 61-204.
- Kuhn, M., 1970. A quasi-static technique for MOS C-V and surface state measurements. *Solid State Electron* 13, 873-885.
- Kumar, N.S., Raman, M.S., Chandrasekaran, J., Priya, R., Chavali, M., 2016. Effect of post-growth annealing on the structural, optical and electrical properties of V₂O₅ nanorods and its fabrication, characterization of V₂O₅/p-Si junction diode. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 41, 497-507.
- Kunst, M., Abdallah, O., Wunsch, F., 2002. Passivation of silicon by silicon nitride films. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 72, 335-341.

- Lapadatu, D. and Puers, R., 1996. On the anodic passivation of silicon in aqueous KOH solutions. *Sensors Actuators A*, 60, 191-196.
- Ly, Y., Hu, M., Wu, M. ve Liu, Z., 2007. Preparation of Vanadium Oxide Thin Films with High Temperature Coefficient of Resistance by Facing Targets D.C. Reactive Sputtering and Annealing Process. *Surface & Coatings Technology*, 201, 4969-4972.
- Macdonald, J.R., 1964. Distribution of space charge in homogeneous metal oxide films and semiconductors. *J Chem Phys* 40:3735–3737.
- Mane, A.A., Ganbavle, V.V., Gaikwad, M.A., Nikam, S.S., Rajpure, K.Y., Moholkar A.V., 2015. Physicochemical properties of sprayed V_2O_5 thin films, Effect of substrate temperature. *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*, 115, 57-65.
- McKelvey, J.P., 1966. *Solid State and Semiconductor Physics*, Harper and Row, New York, 79.
- Millet, M., Farcy J., Peirera-Ramos J.P., Sabbar, E. M., De Ray, M.B., Besse, J.P., 1998. A new hydrated sodium vanadium bronze as Li insertion compound. *Solid States Ionics*, 112, 319-327
- Mizsei, J., Czett, A., 2014. Characterization of 4H-SiC Surfaces by Non-Destructive Techniques based on Capacitance Voltage Measurements. *Applied Surface Science* 301, 19–23.
- Mochel, J.M., 1951. Electrically Conducting Coatings on Glass and Other Ceramics Bodies, US Patent 2,564,707.
- Mosbahi, H., Gassoumi, M., Saidi, I., Mejri, H., Gaquière, C., Zaidi, M.A., Maaref, H., 2013. Direct-current and radio-frequency characteristics of passivated AlGaIn/GaN/Si high electron mobility transistors. *Current Applied Physics*, 13, 1359-1364.
- Mott, N.F., 1938. Note on the contact between A metal and An Insulator or semiconductor. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 34, 568-572.
- Mönch, W., 1990. Barrier heights of real Schottky contacts explained by metal induced gap states and lateral inhomogeneities. *J Vac Sci Technol B*, 17 1867–1876.
- Mui C., 2003. Growth and Functionalization of Electronic Materials. PhD Thesis, Stanford University.
- Nachtigall, P., Jordan, K.D. and Sosa, C., 1993. Ab initio calculation of the energy recombinative hydrogen desorption from the monohydride phase of Si(100). *Journal of Physical Chemistry* 97, 11666.
- Neamen, D.A. 1992. *Semiconductors Physics and Devices*. R. R. Donnelley & Sons Company, Sydney.
- Nicolas, E.G., McIntosh, K.R., 2014. Silicon Surface Passivation by Anodic Oxidation Annealed at 400°C. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 3 (2) 13-16.
- Nicollian, E.H., Brews, J.R., 1982. “MOS Physics and Technology”, John Wiley & Sons, New York, 40-175, 222-226, 288, 423-439
- Nicollian, E.H., Goetzberger, A., 1967. The Si-SiO₂-electrical properties as determined by the metal-insulator-silicon conductance technique. *Bell System Technical Journal* 46, 1055–1133.
- Nilsson, A., Petterson, Lars, G.M, Nørskov, J.K., 2008. Chemical Bonding at Surfaces and Interfaces, 325-335.

- Norde, H., 1979. A modified forward *I-V* plot for Schottky diodes with high series resistance. *J. Appl. Phys.* 50 5052-3.
- Özdemir, A.F., Türüt, A., Kökçe, A., 2003. The interface state energy distribution from capacitance-frequency characteristics of gold/n-type Gallium arsenide Schottky barrier diodes. *Thin Solid Films*, 425, 210-215.
- Pankove, J.I., 1971. *Optical Processes in Semiconductors*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Perednis, D., Gauckle, R.L.J., 2005. Thin Film Deposition Using Spray Pyrolysis. *Journal of Electroceramics*, 14, 103-111.
- Pickard, G.W., 1906. Means for receiving intelligence communicated by electric waves, US patent no. 836531.
- Pierce, G.W., 1907. Crystal Rectifiers for Electric Currents and Electric Oscillations. *Phys. Rev.* 25, 31-60.
- Pinčák, E., Kobayashi, H., Rusnák, J., Takahashi, M., Mikula, M., Kim, W.B., Kučera, M., Brunner, R., Jurečka, S., 2012. Passivation of Si-based structures in HCN and KCN solutions., *Applied Surface Science*, 258, 8397-8405.
- Rayleigh, F.R.S., 1882. On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity. *Phil. Magazine*, 14, 184-186.
- Rhoderick, E. H. and Williams, R.H. 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd Ed.(Clarendon, Oxford). 1-225.
- Rhoderick, E. H., 1978. *Metal-Semiconductor Contacts* (Oxford:Clarendon).
- Roodenko, K, Yang F., Hunger, R., Esser, N., Hinrichs, K., Rappich, J., 2010. Passivation of Si(111) surfaces with electrochemically grafted thin organic films. *Surface Science*, 604, 1623-1627.
- Rousseau, G.B.D., Dhanak, V., Kadodwala, M., 2001. Photoemission studies of the surface reactivity of thiophene on Si(100)-(2×1), Si(111)-(7×7) and Ge(100)-(2×1). *Surface Science* 494, 251-264.
- Runyan, W.R., 1967. A Study of the Absorption Coefficient of Silicon in the Wavelength Region between 0.5 and 1.1 μ m. NASA Report Southern Methodist University, 83-13, University of Dallas.
- Sahin, B., Çetin, H., Ayyıldız, E., 2005. The effect of series resistance on capacitance-voltage characteristics of Schottky barrier diodes, *Solid State Communications* 135, 490-495.
- Sato, K. And Yasamura, Y., 1985. "Study of Forward *I-V* Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance". *J. Appl. Phys.*, 58(9), 3655-3657.
- Schlier, R.E. and Farnsworth, H.E, 1959. Structure and adsorption characteristics of clean surfaces of germanium and silicon. *Journal of Chemical Physics* 30, 917-926.
- Schottky, W. 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave radar receivers. *Z. Phys.* 113, 367-414.
- Sears, W.M. and Gee, M.A., 1988. Mechanics of Film Formation During the Spray Pyrolysis of Tin. Oxide. *Thin Solid Films*, 165(1), 26-277.
- Sharma, R.K., Kumar, P., Reddy, G.B., 2015. Synthesis of vanadium pentoxide (V₂O₅) nanobelts with high coverage using plasma assisted PVD approach. *Journal of Alloys and Compounds*, 638, 289-297.
- Siefert, W., 1984. Corona spray pyrolysis : a new coating technique with an extremely enhanced deposition efficiency. *Thin Solid Films*, 120(4), 267-274.

- Singh, A., Reinhardt, K.C., Anderson, W.A. 1990. Temperature Dependence of the Electrical Characteristics of Yb/p-InP Tunnel Metal-Insulator Semiconductor Junctions. *J. Appl. Phys.*, 68, 3475-3483.
- Sochacki, M. and Szmidt, J., 2004. Dielectric films fabricated in plasma as passivation of 4H-SiC Schottky diodes. *Thin Solid Films* 446 (2004) 106–110.
- Song G., Ali, M. Y., and Tao, M., 2007. A High Schottky-Barrier of 1.1 eV Between Al and S-Passivated p-Type Si(100) Surface. *IEEE Electron Device Letters*, 28, 71-73.
- Sönmezoğlu, S.ve Akın, S., 2011. Kapasitans- Voltaj (C- V) Yöntemiyle Sb Katkılı TiO_2 / n- Si MIS Yapının Seri Direnç Parametresinin Hesaplanması. *Afyon Kocatepe University Journal of Sciences*, 11, 011101 (1- 8).
- Spicer W.E., Cao, R., Miyano, K., Kendelewicz, T., Lindau, I., Weber E., Liliental-Weber Z., Newman N., 1990. From synchrotron radiation to *I-V* measurements of GaAs schottky barrier formation. *Applied Surface Science*, 41-42, 1-16.
- Spicer, W.E., Lindau, I., Skeath, P., Su C.Y., 1980. Unified defect model and beyond. *J. Vac. Sci. Technol.* 17, 1019-1027.
- Şenarslan E., Güzeldir, B., Sağlam, M., 2017. Influence of anodic passivation on electrical characteristics of Al/p-Si/Al and Al/V₂O₅/p-Si/Al diodes. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 28, 7582–7592.
- Suntola T., 1992. Atomic layer epitaxy. *Thin Solid Films*, 216(1), 84-89.
- Sze, S.M. 1981. *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edn. John Wiley and Sons, New York.
- Takayanagi, K., Tanishiro, Y., Takahashi, S., Takahashi, M., 1985. Structure analysis of Si(111)-7 × 7 reconstructed surface by transmission electron diffraction. *Surface Science* 164, 367-392.
- Tao, F. and Xu, G.Q., 2004. Attachment chemistry of organic molecules on Si(111)-7×7. *Accounts of Chemical Research* 37, 882–893.
- Tao, M., Maldonado, E., Kirk, W.P., 2007. Monolayer passivation of silicon(0 0 1) surface by selenium. *Applied Surface Science*, 253, 4578-4580.
- Tataroğlu, A., Altındal, Ş., Karadeniz, S., Tuğluoğlu, N., 2003. Au/SnO₂/n-Si (MOS) structures response to radiation and frequency. *Microelectronic Journal*, 34 (11): 1043-1049.
- Temirci, C., 2000. Atatürk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Erzurum, Türkiye.
- Tersorf, J., 1984. Schottky barrier heights and the continuum of gap states. *Phys. Rev. Lett.* 56, 465.
- Tian, F., Yang, D., Opila, R.L., Teplyakov, A.V., 2012. Chemical and electrical passivation of Si (111) surfaces. *Applied Surface Science*, 258, 3019-3026.
- Tromp, R.M., Hamers, R.J., Demuth, J.E., 1986. Atomic and electronic contributions to Si (111)-(7×7) scanning-tunneling-microscopy images. *Physical Review B* 34, 1388.
- Tsau, G.H., Sher, A., Madou, M., Wilson, J.A., Cotton, V.A., Jones, C.E., 1986. Low-frequency admittance measurements on the HgCdTe/Photox SiO₂ interface. *J Appl Phys* 59, 1238–1244.
- Turgut G., Sönmez E., Duman S., 2015. Determination of certain sol-gel growth parameters of nickel oxide films. *Ceram. Int.* 41, 2976–2989.

- Türüt, A. and Sağlam, M., 1992. The determination of the density of Si-Metal interface states and excess capacitance caused by them. *Physica B*, 179: 285-294.
- Ubara, H., Imura, T., Hiraki, A., 1984. Formation of Si-H bonds on the surface of microcrystalline silicon covered with SiO_x by HF treatment. *Solid State Communications* 50, 673.
- Vetter, M., 1999. Surface passivation of silicon by rf magnetron-sputtered silicon nitride films. *Thin Solid Films*, 337, 118-122.
- Viguie, J.C., and Spitz, J., 1975, Chemical vapor deposition at low temperatures. *J. Electrochem. Soc.*, 122, 585-588.
- Walsh, L.E., Hurley, P.K., Lin, J., Cockayne, E., O'Regan, T.P., Woicik, J.C., Hughes, G., 2014. A Spectroscopic Method for The Evaluation of Surface Passivation Treatments on Metal–Oxide–Semiconductor Structures. *Applied Surface Science* 301, 40–45.
- Waltenburg, H.N. and Yates, J.T., 1995. Surface chemistry of silicon. *Chemical Reviews* 95, 1589.
- Wang, Y. and Chambers, B., 2010. Electrical Properties of Schottky diodes Based on Poly(3, 4-Ethylenedioxythiophene) Nanocomposite By Cyclic Voltametry. *Journal of Materials Science and Engineering with Advanced Technology*, 1, 109-119.
- Wang, Y., Li, Z., Zhang, Z., 2009. Preparation of V₂O₅ thin film and its optical characteristics. *Front. Mater. Sci. China*, 3, 44-47.
- Wang, Y., Zhang, Z., 2011. Oxygen deficient V₂O₅ nanorods for gas sensing. *Physica E*, 43, 1726-1729.
- Wang, Y.L., Li, M.C. ve Zhao, L.C., 2007. The Effects of Vacuum Annealing on the Structure of VO₂ Thin Films. *Surface & Coatings Technology*, 201, 6772-6776.
- Wayner, D.D.M. and Wolkow, R.A., 2002. Organic modification of hydrogen terminated silicon surfaces. *Journal of the Chemical Society-Perkin Transactions* 2, 23.
- Weakliem, P.C. and Carter, E.A., 1992. Constant temperature molecular dynamics simulations of Si(100) and Ge(100): equilibrium structure and short-time behavior. *Journal of Chemical Physics* 96, 3240.
- Weldon, M.K., Queeney, K.T., Eng, J., Raghavachari, K. and Chabal, Y.J., 2002. The surface science of semiconductor processing: gate oxides in the ever-shrinking transistor. *Surface Science* 500, 859.
- Werner J., Levi A.F.J., Tung R.T., Anzlowar M., Pinto M., 1988. Origin of the Excess Capacitance at Intimate Schottky Contacts. *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988) 53.
- Werner, J. H., and Gütter, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J. Appl. Phys.*, 69, (3), 1522-1532.
- Wolkow, R.A., 1992. Direct observation of an increase in buckled dimers on Si (001) at low temperature. *Physical Review Letters* 68, 2636.
- Xia, X.H., Kelly, J.J., 2000. The influence of oxidizing agents on etching and passivation of silicon in KOH solution. *Electrochim. Acta*, 45, 4645-4653.
- Xiao, S.Q., Xu, S., Gu, X.F., Song, D.Y., Zhou, H., H., P., Ostrikov, K., 2015. Chemically active plasmas for surface passivation of Si photovoltaics, *Catalysis Today*, 252, 201-210.
- Ye, J., Zhou, L., Liu, F., Qi, J., Gong, W., Li, Y. ve Ning, G., 2010. Preparation, Characterization and Properties of Thermochromic Tungsten-Doped Vanadium

- Dioxide by Thermal Reduction and Annealing. *Journal of Alloys and Compounds*, 504, 503-507.
- Yen C.F. and Lee M.K., 2014. Reduction in interface state density of SiO₂/Si-IPL/InP by fluorine and sulfur passivations. *Japanese Journal of Applied Physics* 53, 121201.
- Yu, H.F. and Liao, W.H., 1988. Evaporation of Solution Droplets in Spray Pyrolysis. *Int.J.Heat and MassTransfer*, 41(8–9), 993-1001.
- Zhang, Z., Gao, Y., Chen, Z., Du, J., Cao, C., Kang, L., Luo, H., 2010. Thermochromic VO₂ Thin Films: Solution-Based Processing, Improved Optical Properties, and Lowered Phase Transformation Temperature, *Langmuir*, 26(13), 10738–10744
- Zeghbroeck, B., Van, 2007. *Principles of Semiconductor Devices* (Chapter 3, section 3.4.4), (<http://ecee.colorado.edu/~bart/book/>).
- Zeisel, R., Nebel, C.E., Stutzmann, M., 2000. Capacitance–Voltage Profiling of Deuterium Passivation and Diffusion in Diamond Schottky Diodes. *Diamond and Related Materials* 9, 413–416.
- Ziel, A., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice-Hall International Inc., New Jersey, P. 97-245.
- Zwyorkin, V.K., Hillier, J. and Snyder, R.L., 1942. A scanning electron microscope. *ASTM Bull.* 117, 15.

ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Erzurum’da doğdu. İlk ve ortaöğretimini Erzurum’da tamamladı. 2003 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü’nü kazandı ve lisans öğreniminin ikinci yılında aynı fakültenin Matematik bölümünü çift anadal programı vasıtasıyla okumaya başladı. 2007 yılında her iki bölümden mezun oldu. Aynı yıl içinde Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Katıhal Fiziği Ana Bilim Dalı’nda Yüksek Lisans yapmaya başladı ve 2010 yılında mezkûr programdan mezun oldu. 2010 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Katıhal Fiziği Doktora programına yerleşti. Yine 2010 yılında, Ağrı İbrahim Çeçen Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nde Araştırma Görevlisi kadrosuna atanan Elvan ŞENARSLAN, evli ve iki kız çocuk annesidir.