

33517

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**III - V GRUBU BİLEŞİKLERİN ELEKTRİK / ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNE
DİSLOKASYONLARIN ELASTİK ZORLANMA ENERJİSİNİN
ETKİSİNİN İNCELENMESİ**

Yıldırım AYDOĞDU

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu Tez Tarihinde, Aşağıda Belirtilen Jüri Tarafından Oybirliği/Oyçokluğu İle
Başarılı/Başarısız Olarak Değerlendirilmiştir.

Danışman

Prof.Dr. Mehmet CEYLAN

ÖZET
Doktora Tezi

**III - V GRUBU BİLEŞİKLERİN ELEKTRİK / ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİNE
DİSLOKASYONLARIN ELASTİK ZORLANMA ENERJİSİNİN
ETKİSİNİN İNCELENMESİ**

Yıldırım AYDOĞDU

Fırat Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
1994 , Sayfa : 127

Bu çalışmada, n-GaAs(100) düzlemine sahip yarı iletken taban kullanıldı ve 300 K de yüzey üzerine farklı indentasyonlar uygulanarak 60° dislokasyonlar oluşturuldu.

İlk olarak , n-GaAs(100) yarı iletken taban 1 ; HNO₃ , 2 ; H₂O çözeltisinde 20 °C de 15 dakika kimyasal olarak dağlandı. Optik ve elektron mikroskopik incelemeden dislokasyon yoğunluğu 5x10⁹ m⁻² olarak bulundu. 100 gr , 200 gr ve 300 gr indentasyon uygulandıktan sonra dislokasyon yoğunlukları sırasıyla 8.15x10¹⁴ m⁻² , 32.89x10¹⁴ m⁻² , 74.21x10¹⁴ m⁻² bulundu. İndentasyon ile oluşturulan 60° dislokasyonun birim uzunluğu başına enerjisi bilgisayar programı kullanılarak 84 mJ/m² olarak hesaplandı .

İndentasyonlu ve indentasyonsuz n-GaAs(100) yüzeyleri üzerine metal yarı iletken kontaklar yapıldı. İndentasyon ve 60° dislokasyonların etkisini belirlemek için 300 K ve 77 K sıcaklıklarında I-V ve C-V karakteristikleri incelendi.

İndentasyonsuz numunede engel yüksekliği , ϕ_{Bn} ; difüzyon potansiyeli , V_d ; taşıyıcı yoğunluğu , N_d ; fazlalık kapasitesi , C_o ; Schottky diyod seri direnci , R ; idealite faktörü n sırasıyla 0.68 eV , 0.8 eV , 2.25x10²³ m⁻³ , 110 pF , 22.3 ohm , 1.119 olarak bulundu.

İndentasyonlu metal-yarı iletken kontaklar için I-V ve C-V karakteristiklerinden 300 K de ϕ_{Bn} , V_d , N_d , C_o , R , n değerleri sırasıyla 0.70-0.95 eV , 0.92-1.25 eV , 2.19x10²³ -1.92x10²³ m⁻³ , 230-295 pF , 47-101 ohm , 1.3-2.38 olarak ve 77 K de ise ϕ_{Bn} , V_d , N_d , C_o değerleri sırasıyla 0.90-1.15 eV , 1.05-1.32 eV , 1.86x10²² -1.39x10²² m⁻³ , 240-340 pF olarak bulundu.

Bu sonuçlardan , indentasyon oranı arttıkça ϕ_{Bn} , V_d , C_o , R ve n değerlerinin arttığı ve N_d nin azaldığı görüldü. I-V ve C-V karakteristiklerinde dislokasyon yoğunlukları ve indentasyon oranı ile ilişkili histeresizler gözlemlendi.

Ayrıca artan dislokasyon yoğunluğu ve indentasyon oranı ile yarı iletkenin fermi düzeyi üzerindeki enerji aralığında bir artışın olduğu belirlendi.

ANAHTAR KELİMELEER : Dislokasyon , Schottky kontak , III - V grubu bileşik , GaAs , Metal-yarı iletken kontak ,Engel yüksekliği ,İndentasyon

III

SUMMARY

Ph.D Thesis

THE EXAMINATION OF EFFECTS OF THE ELASTIC STRAIN ENERGY OF DISLOCATIONS ON ELECTRICITY / ELECTRONIC PROPERTIES OF III-V GROUP COMPOUNDS.

Yıldırım AYDOĞDU

Firat University

Graduate School of Science and Technology

Department of Physics

1994 , page:127

In this study , n-GaAs (100) plane has been used as substrate and some dislocations of 60° have been produced supplying different indentations on surface at 300 K.

Firstly, n-GaAs (100) substrates were etched chemically in the solution 1; HNO_3 , 2 ; H_2O for 15 minutes at 20 $^\circ\text{C}$. From optical and electron microscopic observation the dislocation density were found as $5 \times 10^9 \text{ m}^{-2}$. After the indentations have been applied the dislocations densities were found as $8.15 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$, $32.89 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$, $74.21 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ for 100 gr, 200 gr and 300 gr indentations , respectively. The elastic strain energy of 60° dislocation produced by indentations have been calculated by means of computer program and it was found to be 84 mJ/m^2 for per unit dislocation.

Then , the metal-semiconductor contacts were made from non-indented and indented n-GaAs (100) surfaces. In order to determine the effects of indentations and 60° dislocations, I-V and C-V characteristics have been investigated at the temperatures 300 K and 77 K.

The barrier height, $q\phi_{\text{Bn}}$; diffusion potential , V_d ; carrier density, N_d ; excess capacitance, C_o ; the series resistance of Schottky diode , R ; ideality factor , n were found as 0,68 eV , 0,8 eV, $2.25 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, 110 pF , 22.3 ohm , 1.119 respectively at the sample without indentation

For the metal-semiconductor contacts with the indentation, from the characteristics of I-V , C-V at 300 K , the $q\phi_{\text{Bn}}$, V_d , N_d , C_o , R , n values were found as 0.70-0.95 eV , 0.92-1.25 eV , 2.19×10^{23} - $1.92 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, 230-295 pF , 47-101 ohm , 1.30-2.38 and from the characteristics of C-V at 77 K the $q\phi_{\text{Bn}}$, V_d , N_d , C_o , values were found as 0.90-1.15 eV , 1.05-1.32 eV , 1.86×10^{22} - $1.39 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 240-340 pF respectively.

As seen these results, the $q\phi_{\text{Bn}}$, V_d , C_o , R and n values increase , and N_d value decreases with the increasing indentation rate. Some important hysteresis were also found in the I-V and C-V characteristics related to indentation rate and dislocation densities.

Consequently, it was reached the following important result ; the increasing indentation rate and dislocation density have enlarged the region of band gap on the Fermi Level of semiconductor.

KEY WORDS :Dislocation , Schottky contact , III-V Compounds , GaAs , Metal-semiconductor Barrier height, Indentation

IV

TEŞEKKÜR

"III - V Grubu Bileşiklerin Elektrik / Elektronik Özelliklerine , Dislokasyonların Elastik Zorlanma Enerjisinin Etkisinin İncelenmesi " adlı doktora tezimin hazırlanmasında ilgi ve yardımlarını esirgemeyen hocam Prof. Dr. Mehmet CEYLAN 'a ve Doç.Dr.Zafer.Ziya ÖZTÜRK'e saygı ve şükranlarımı sunarım.

Tez ile ilgili deneysel çalışma imkanı sağlayan TÜBİTAK Marmara Araştırma Merkezi yöneticilerine ve deneylerimde yardımlarını esirgemeyen KUEL (Kuantum Elektronigi) Labaratuarı araştırmacıları sayın Mustafa ÖZDEMİR ve Ahmet ALTINDAL ' a , Dr Sakin ZEYTİN' e ve malzeme bölümü elemanlarına teşekkür ederim.

Yıldırım AYDOĞDU

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
1. GİRİŞ	1
2. III - V GRUBU BİLEŞİKLER VE BU BİLEŞİKLER İÇİNDEKİ KUSURLAR	3
2.1. Kristal Yapı	3
2.2. III-V Grubu Bileşiklerde Gözlenen Kusurlar	5
2.2.1. Nokta kusurları	5
2.2.2. Çizgi kusurları (Dislokasyonlar)	6
2.2.3. Dislokasyonların geometrisi ve Burgers vektörü	7
2.2.4. Kenar ve vida dislokasyonları	7
2.2.5. 60° dislokasyonlar	10
2.2.6. Dislokasyonların enerjisi	11
2.2.7. Dislokasyonların band yapısı	14
3. METAL - YARI İLETKEN DİYOD	16
3.1. Schottky Olayı	16
3.2. Metal - Yarı iletken Kontaklarda Enerji Bandı İlişkisi	18
3.3. Tükenim Tabakası	20
3.4. Engel Yüksekliği İçin Genel İfadeler	22
3.5. Schottky Engelinde Akım İletim Teorisi	26
3.5.1. Termoiyonik emisyon teorisi	26
3.5.2. Difüzyon teorisi	27
3.5.3. Termoiyonik emisyon - difüzyon teorisi	28
4. MATERYAL ve METOD	32
4.1. GaAs'ın Kristal Yapısı	33
4.3. Kimyasal Aşındırma Metodları	34
4.4. İndantasyon ve Dislokasyon Oluşturulma Metodu	34
4.5. Diyot Parametrelerinin Tayin Edilmesi	37
4.5.1. Akım - gerilim ölçümleri	37
4.5.2. Kapasite - gerilim ölçümleri	40
5. METAL - YARI İLETKEN DİYOD YAPIMI	42
5.1 Kesme	42
5.2 Ohmik Kontak Yapımı	43

VI

5.4 İndantasyonlu Numunelerin Optik ve Elektron Mikroskopla İncelenmesi	47
5.5 Metal Elektrod Yapımı	49
5.6 Deneysel Düzenekler	51
5.6.1 Soğutma düzeneği	51
5.6.2 Kapasite - gerilim ve akım - gerilim ölçüm düzeneği	52
6. ÖLÇÜM SONUÇLARI	54
6.1. Dislokasyon Yoğunluğu ve Enerjisi	54
6.2. 300 K ve 77 K de C - V Eğrileri	56
6.3. 300 K ve 77 K de I - V Eğrileri	67
7. SONUÇLAR ve TARTIŞMA	72
8. KAYNAKLAR	82
9. EKLER	94
EK 1. GaAs kristali içinde oluşturulan 60° dislokasyonların enerjisinin hesabı için Fortran IV programı ve akış diyagramı (Brar , vd., 1984 , programın 60° dislokasyonlarına uygulanması)	94

ŞEKİLLER LİSTESİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1. a) Sekiz atom ihtiva eden çinko sülfür yapının birim hücresi b) Tabakaların istiflenmesi (● ler S ve ○ ler ise Zn atomlarını gösteriyor.)	4
Şekil 2.2. Elmas örgü ve boşluk civarındaki kırık bağ	6
Şekil 2.3. Zor altında bir dislokasyonun yer değiştirmesi	8
Şekil 2.4. a) Basit gösterimle kenar dislokasyonu b) Bir kristaldeki kenar dislokasyonunun kayma oluşturmaları	8
Şekil 2.5. Vida dislokasyonunun basit şeması a) Kayma henüz kristalin diğer ucuna kadar ilerlememiş b) Kayma diğer uca ulaştığında meydana gelen kusursuz kristal	9
Şekil 2.6. III-V grubu bileşiklerde görülen 60° dislokasyonları	10
Şekil 2.7. a) İdeal vida dislokasyonu modeli ve enerji band yapısı b) Engel tabakası ve meydana gelen uzay yükü	14
Şekil 2.8. a) Kenar dislokasyonunun elektronik enerji düzeyi ve band yapısı b) Dislokasyon engel tabakası ve meydana gelen uzay yükü	15
Şekil 3.1. Metal yüzey ve boşluk arasındaki enerji band diyagramı. Metal iş fonksiyonu ϕ_m dir. Yüzeye bir elektrik alan uygulandığı zaman etkin metal iş fonksiyonu en düşüktür.	17
Şekil 3.2. Metal - yarı iletken kontakların enerji band diyagramı	19
Şekil 3.3. Farklı besleme şartları altında metal n-tipli yarı iletken ve p-tipli yarı iletkenin enerji band diyagramı a) Termal denge, b) Doğru besleme c) Ters besleme durumlarında	21
Şekil 3.4. Atomik boyutlu arayüzey tabakalı metal n-tipli yarı iletkenin enerji band diyagramı	23
Şekil 3.5. Metal - yarı iletken engel için uzaklığa karşı elektron potansiyel enerjisi $q\psi$ eğrisi ..	29

VIII

Şekil 3.5. Metal - yarı iletken engel için uzaklığa karşı elektron potansiyel enerjisi $q\psi$ eğrisi ..	29
Şekil 4.1. Çinko sülfür yapıdaki GaAs kristal birim hücresi	32
Şekil 4.2. (100) düzleminde GaAs örgünün yapısı	33
Şekil 4.3. Çinko sülfür yapıda {001} yüzeyi üzerinde indentasyon etrafında dislokasyon rozetinin gösterimi	36
Şekil 4.4. Doping konsantrasyonunun artışı ile değişen akım akışı a) ($10^{23} < N_d \text{ m}^{-3}$) Termioyonik emisyon, b) ($10^{23} < N_d < 10^{25} \text{ m}^{-3}$) termioyonik - alan emisyonu, c) ($10^{25} < N_d \text{ m}^{-3}$) alan emisyonu	38
Şekil 5.1. GaAs (100) kristali ve deneyde kullanılan kesilmiş parçaların şekli	43
Şekil 5.2. a) AuGe, Ni kaplama sonrası n-GaAs kristalinin şematik görünümü b) Ohmik kontak yapılmış n - GaAs kristalinin (100) yüzeyinin mikro filmi (x100) ..	44
Şekil 5.3. AuGe, Ni kaplanmış GaAs kristalinin anlık tavlama grafiği	45
Şekil 5.4. İndentasyon uygulanmış n- GaAs kristalinin (100) yüzey fotoğrafı (x100)	46
Şekil 5.5. 500 gram indentasyon uygulanmış n -GaAs (100) yüzeyinde oluşan çatlakların tarama elektron mikroskopundan elde edilen yüzey fotoğrafları	47
Şekil 5.6. a) N100 (100 gr), b) N200 (200 gr), c) N300 (300 gr) indentasyonlu numunelerde gözlenen çatlakların optik mikroskop resimleri (x 1000)	48
Şekil 5.7. Vakum odası ve maskenin yerleştirilmesi	50
Şekil 5.8. a) (100) yüzeyine indentasyon uygulanmış n-GaAs tabanlı Al metal kontaklı metal - yarı iletken diyodun kesiti b) Al - GaAs metal kontak noktasının örgü yapısının şematik görünüşü	50
Şekil 5.9. Metal - yarı iletken diyod tutucu ve soğutucu düzeneğin görünüşü	51
Şekil 5.10. Numune tutucu ve soğutucu düzende metal-yarı iletken diyodun bağlantı şekli	52

Şekil 5.11: C - V ve I - V ölçüm düzeneği	53
Şekil 6.1. n - GaAs kristalinde (100) yüzeyinde gözlenen dağlama izlerinin optik mikroskop fotoğrafları a) N0 (x 1000), b) N100 (x 500), c) N200 (x 500), d) N300 (x 500) ..	55
Şekil 6.2. 300 K sıcaklığında C -V karakteristikleri a) N0, b) N100, c) N200, d) N300	59
Şekil 6.3. 77 K sıcaklığında C -V karakteristikleri a) N0, b) N100, c) N200, d) N300	60
Şekil 6.4. 300 K sıcaklığında $1/C^2$ -V karakteristikleri a) N0, b) N100, c) N200, d) N300	61
Şekil 6.5. 77 K sıcaklığında $1/C^2$ -V karakteristikleri a) N0, b) N100, c) N200, d) N300	62
Şekil 6.6. 300 K sıcaklığında $C - (V_d - V - kT/q)^{-1/2}$ karakteristikleri a) N0, b) N100, c) N200, ve d) N300 . Eğrinin C eksenini kestiği nokta fazlalık kapasiteyi verir.	63
Şekil 6.7. 77 K sıcaklığında $C - (V_d - V - kT/q)^{-1/2}$ karakteristikleri a) N0, b) N100, c) N200, ve d) N300 . Eğrinin C eksenini kestiği nokta fazlalık kapasiteyi verir.	64
Şekil 6.8. 300 K sıcaklığında $1/(C - C_0)^2$ -V karakteristikleri a) N0, b) N100, c) N200, ve d) N300 . Eğrinin V eksenini kestiği nokta engel yüksekliği ϕ_{Bn} yi verir.	65
Şekil 6.9. 77 K sıcaklığında $1/(C - C_0)^2$ -V karakteristikleri a) N0, b) N100, c) N200, ve d) N300 . Eğrinin V eksenini kestiği nokta engel yüksekliği ϕ_{Bn} yi verir.	66
Şekil 6.10. 300 K sıcaklığında ölçülen I - V grafikleri	67
Şekil 6.11. 300 K ve 77 K sıcaklıklarında ölçülen I - V grafikleri a) N0 , b) N100 , c) N200, d) N300	68
Şekil 6.12 300 K de $\ln I$ - V grafikleri	70
Şekil 6.13. 300 K sıcaklığında ölçülen $H(J) - J$ eğrileri	71
Şekil 7.1. Dislokasyon yoğunluğu ve enerjisinin uygulanan zor ile değişimi	72
Şekil 7.2. Taşıyıcı yoğunluklarının dislokasyon yoğunluğu ile değişimi	74

Şekil 7.3. Fazlalık kapasitelerinin dislokasyon yoğunluğu ile değişimi	75
Şekil 7.4. ϕ_{Bn} engel yüksekliklerinin dislokasyon yoğunluğu ile değişimi	75
Şekil 7.5. Dislokasyon enerjisi artışıyla değişen yasak enerji aralığı ve engel yüksekliğinin şematik gösterimi a) N0 , b) N100 , N200 , N300 için E_D enerjileri farklıdır	78
Şekil 7.6. n-GaAs yarı iletkeninde E_g yasak enerji aralığının dislokasyon yoğunluğu ile değişimi	79



TABLOLAR LİSTESİ

<u>Tablo</u>	<u>Sayfa</u>
Tablo 2.1. III - V grubu bileşiklerin kristal yapısı. Elementlerin altındaki parantez içindeki rakamlar $\text{\AA}$ olarak tetrahedral yarıçapı, bileşiklerin altındaki rakamlar ise $\text{\AA}$ olarak III - V grubu aralıktır (Hilsum , vd., 1961).	4
Tablo 4.1. GaAs için kimyasal parlatma ve dağlama çözeçtileri	35
Tablo 5.1. Vickers sertlik değeri ölçmek için uygulanan zor ve indentasyon noktalarının genişliği	46
Tablo 6.1. Si- GaAs kristaline uygulanan zor ve meydana gelen dislokasyon yoğunluğu ile dislokasyon enerjileri	54
Tablo 6.2. 300 K sıcaklığında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu , difüzyon potansiyelleri, fazlalık kapasitesi ve engel yükseklikleri	57
Tablo 6.3. 77 K sıcaklığında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu , difüzyon potansiyelleri, fazlalık kapasitesi ve engel yükseklikleri	57
Tablo 6.4. 300 K sıcaklığında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu , difüzyon potansiyelleri, fazlalık kapasitesi ve engel yüksekliklerinin kusursuz kristaldeki değerlerle karşılaştırılması (+ işareti artışı ; - işareti azalışı temsil eder).	58
Tablo 6.5. 77 K sıcaklığında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu , difüzyon potansiyelleri, fazlalık kapasitesi ve engel yüksekliklerinin kusursuz kristaldeki değerlerle karşılaştırılması (+ işareti artışı ; - işareti azalışı temsil eder).	58
Tablo 6.6. 300 K sıcaklığında I - V ölçümlerinden bulunan diyod parametreleri	68
Tablo 7.1. Tüm örneklerden elde edilen sonuçlar	77

EKLER LİSTESİ**Sayfa**

EK 1 GaAs kristali içinde oluşturulan 60° dislokasyonların enerjisinin hesabı için Fortran IV programı ve akış diyagramı (Brar , vd., 1984 , programının 60° dislokasyonlarına uygulanması)	94
--	-----------



SİMGELER

A^*	; Richardson sabiti (Serbest elektronlar için $120 \text{ A/cm}^2/\text{K}^2$)
$\text{\AA}$	; Angstrom
b	; Burgers vektörü
C_D	; Metal yarı iletken kontakta tükenim bölgesi kapasitesi
C_{eq}	; Metal yarı iletken kontakta eşdeğer kapasite
C_i	; Metal yarı iletken kontakta arayüzey kapasitesi
C_{nm}	; Kristalin elastik sabitleri (n ve m tamsayılarıdır)
C_o	; Metal yarı iletken kontakta fazlalık kapasitesi
e	; Zorlanma bileşeni
E_C	; İletim bandı enerjisi
E_D	; Dislokasyon enerji düzeyi
E_F	; Fermi enerjisi
E_V	; Değerlik bandı enerjisi
E_g	; Yarı iletkenin yasak enerji aralığı
f_p	; Elektron emisyon ihtimali
f_Q	; Kuantum mekaniksel yansımada akım akışının teorik oranı
G	; Kesme modülü
J_n	; Akım yoğunluğu
J_{ST}	; Doyma akım yoğunluğu
k	; Boltzmann sabiti
K	; Dislokasyonun enerji faktörü
n	; Diyod idealite faktörü
N_D	; Yarı iletkenin taşıyıcı yoğunluğu
N_{Dis}	; Dislokasyon yoğunluğu
q	; Elemanter yük
$q\psi(x)$	; Metal yarı iletken kontakta elektron potansiyel enerjisi
Q_M	; Metaldeki yüzey yük yoğunluğu
Q_{sc}	; Yarı iletkenindeki uzay yük yoğunluğu
Q_{ss}	; Yarı iletkenin yüzey durumu yük yoğunluğu
r_o	; Dislokasyon öz yarıçapı
R	; Diyod seri direnci
S	; Diyodun etkin alanı
T	; Sıcaklık (Kelvin olarak)

XIV

- $U(x)$; Potansiyel enerji
 V_{bi} ; Hacimsel potansiyel (veya $=V_d$, Difüzyon potansiyeli)
 W ; Metal iş fonksiyonu $=q\phi_m$
 δ ; Arayüzey tabakasının kalınlığı
 Δ ; Arayüzey tabakası karşısındaki potansiyel
 ΔE_g ; Yarı iletkenin yasak enerji aralığı değişimi
 $\Delta\phi$; Schottky engelini minimumu
 ϵ_i ; Arayüzey tabakasının dielektrik sabiti
 ϵ_s ; Yarı iletkenin dielektrik sabiti
 μ ; Makaslama modülü
 ν ; Poisson oranı
 σ ; Zor bileşeni
 τ ; Makaslama zoru
 ϕ_{Bn} ; Metal n- tipli yarı iletken kontağın engel yüksekliği
 ϕ_{Bp} ; Metal p- tipli yarı iletken kontağın engel yüksekliği
 ϕ_{B0} ; Sıfır elektrik alanda ϕ_{Bn} nin asimtotik değeri
 ϕ_0 ; Yüzeydeki enerji düzeyi
 χ ; Yarı iletkenin elektron yakınlığı

1. GİRİŞ

Yarı iletken teknolojisinde, temel elektronik yapı elemanlarının fiziksel ve elektronik özelliklerini araştırmak büyük önem taşımaktadır. Bu amaçla yıllardır çeşitli yapı elemanlarından oluşan yarı iletken kristallerin elektronik özelliklerinin saptanması için araştırmalar sürdürülmektedir. Araştırmaların bir bölümü bu kristallerin fiziksel özelliklerini belirlemek için yapılırken , diğer bir bölümünde fiziksel özelliklerinden yararlanılarak yeni aygıtlar geliştirmeyi amaçlar (Warschauer, 1959 ; Sze, 1981; Nicollian, vd., 1982; Ghandhi, 1983; Ebeoğlu, 1989; Kılıçoğlu, 1988; Schroder, 1990; Balasubramanian , 1990).

Yeni devre elemanı teknolojisi, yapı tabanı olarak genellikle silisyum kristalini kullanmakta , fakat ilerleyen teknoloji özel nitelikli devre elemanlarına ihtiyaç duymaktadır. Silisyum kristalinde yük taşıyıcı hızlarının düşük olması ve band yapısının doğrudan geçişlere uygun olmaması (indirekt band) teknolojik ihtiyaçları karşılayamamaktadır. Bu sebepten ötürü isteklere cevap verebilecek yeni tip yarı iletken tabanlar aranmaya başlanmıştır. Böylece III - V grubu ve diğer yarı iletken tabanlar araştırılmaya başlandı (Hannay , 1959 ; Gatos vd , 1960 ; Long, 1968; Nicollian vd., 1982 ; Piotrowska , 1983; Yamaguchi , 1988 ; Moison vd.,1989 ; Singh, vd., 1989 ; Tang Sah , 1991; Sharma , 1992).

III - V grubu bileşiklerin ilki InP bileşiği olarak bulundu (Thiel 1910: Hilsum 'dan 1961). Daha sonra Huggens, (III-a) ile (V-a) grubu elementler arasında ikili bileşikler oluşturdu (Huggens 1926: Hilsum'dan 1961). 1929 yılında InSb , GaSb , GaAs , GaP , AlSb , AlAs , AlP ve AlN bileşikleri oluşturuldu. III - V grubu bileşikler , küçük enerji aralığına , yüksek elektron hızlarına ve direkt band yapılarına sahip olmalarından ötürü, yarı iletkenlerin yeni bir ailesi olarak önem kazandı . Bu yarı iletkenlerin kullanımı ile silisyum devre elemanlarının sahip olmadığı üstün nitelikli devre elemanları gerçekleştirildi . Bu devre elemanları kullanılarak ,ileri teknolojik aygıtlar üretildi (Hilsum , 1961). Bu alanda yapılan çalışmalarla diyod, transistör gibi devre elemanlarında sağlanan gelişmeler yarı iletken teknolojisine büyük katkılar kazandırmış ve entegre devre teknolojisi geliştirmiş (Nicollian, 1982; Ghandhi, 1983).

Bilinen en eski ve basit devre elemanı Schottky diyodudur. Metal ve yarı iletken tabanın birleştirilmesiyle bu iki yapı arasında bir eklem bölgesi oluşur. Yarı iletken tek kristali içinde p-tipi bölgesi ile n-tipi bölgesi arasında kalan basit eklem yapıya pn-eklemi denir. Eklemde n-bölgesindeki elektronlar p-bölgesine sızma eğilimi gösterirler. Elektron ve boşlukların kolayca geçemeyeceği bu bölge , yarı iletken yüzeyine yakın bir bölgede bir potansiyel engeli oluşturur. Denge durumunda ters yöndeki elektron akışıyla bu sızma dengelenir. Bu engelin uygulanan gerilimle azalması veya artması Schottky etkisi olarak bilinir. Metal - yarı iletken tabanla hazırlanan bu diyoda da Schottky diyodu adı verilir(Mead , 1966 ; van der Ziel , 1968 ; Sze, 1981 ; Ghandhi , 1983 ; Tang Sah , 1991).

Günümüze kadar geçen zaman süresi içerisinde Schottky diyodlarına olan ilginin arttığı ve engel oluşturma teknikleri ile ilgili çeşitli deneysel ve teorik çalışmalar yapıldığı bilinmektedir (Parker vd., 1968 ; Crowell vd., 1969 ; Srivastava , vd., 1981-A ; Srivastava vd., 1981-B ; Simmons vd., 1983 ; Cheng , vd., 1984 ; Waldrop, 1985 ; Spicer vd., 1989 ; Kreher, 1993). Yarı iletkenlerdeki kusurlar kristaloğrafik olarak araştırılmıştır. Ancak III - V grubu bileşiklerden oluşan tabanlara sahip Schottky diyodların engel yüksekliği ve iletimine , dislokasyonların elastik enerjilerinin etkisi tam olarak bilinmemektedir. Şimdiye kadar yapılan çalışmalar tuzak düzeylerinin belirlenmesine ve bileşimin saptanmasına yönelik olup, tuzakların neden kaynaklandığına dair yeterli sonuçlar elde edilmemiştir ve bu konudaki çalışmalar günümüzde devam etmektedir (Abrahams vd., 1965 ; Matere, 1971 ; Steinhardt vd., 1978 ; George vd., 1979 ; Hirsch, 1985 ; Dobson, vd., 1989 ; Gerthsen vd., 1989 ; Qin, 1989 ; Yonenaga ,vd., 1989 ; Vignaud vd., 1990 ; Sajovec vd., 1990 ; Figielski vd., 1992 ; Ashkinazi, vd., 1993).

Bu çalışmamızda III - V grubu bileşik olarak alınan Si katkılı n-tipli GaAs tabanlı kristalin (1 0 0) yüzeyi üzerine indentasyon (100 gr , 200 gr ve 300 gr ağırlıklarla) uygulanarak bu yöntemle dislokasyonlar oluşturuldu . Dislokasyon oluşturulan bu yüzey alüminyum kaplanarak Schottky diyodlar yapıldı. Yapılan bu diyodlarda C - V ve I - V ölçümleri yapıldı. İndentasyon uygulanarak oluşturulan dislokasyonların, N_d taşıyıcı konsantrasyonuna , V_d difüzyon potansiyeline, C_o fazlalık kapasitesine , n diyot idealite faktörüne , R diyot seri direncine ve bu dislokasyonların elastik enerjilerinin yarı iletken yüzeye yakın bölgede oluşan ϕ_{Bn} enerji engeline etkisi ve iletime katkısı araştırıldı.

2. III - V GRUBU BİLEŞİKLER VE BU BİLEŞİKLER İÇİNDEKİ KUSURLAR

Periyodik tablonun III-a grubundaki bir element V-a grubundaki element ile birleşerek kristal yarı iletken bileşikler oluştururlar. Bunlar kristal örgünün uygun kenarlarına yerleşen III-V grubu elementlerin atomları arasında 1 : 1 atomik oranlı kimyasal bileşikler olup alaşımı değildirler (Hilsum vd., 1961 ; Long , 1968).

III - V grubu bileşikler IV grubu yarı iletkenler gibi birim atomda aynı ortalama elektron sayısına sahiptir. Kristal yapıları , elektronik özellikleri IV grubu yarı iletkenlerinkine benzer olmakla birlikte farklı olan bazı karakteristik özellikler gösterirler. Bunlar IV grubu kristallerden daha düşük simetriye sahiptirler . IV grubu yarı iletkenler kovalent bağlı nötr atomları ihtiva ederler. Halbuki III - V grubu bileşikler örgü kenarlarında negatif iyon kapsarlar (Hilsum vd., 1961; Vainshtein, 1981).

III-b ve V-a bileşikler (CeAs , PrN,...,) sodyum klorid kristal yapıya sahiptirler ve iyonik kristallerdirler.

III-b ve V-b elementleri arasında alaşımlar veya bileşikler yoktur (Hilsum vd., 1961).

III - V grubu bileşikler kavramı kullanılırken III-a -V-a bileşikler (GaAs, InSb,...,) göz önüne alınacaktır.

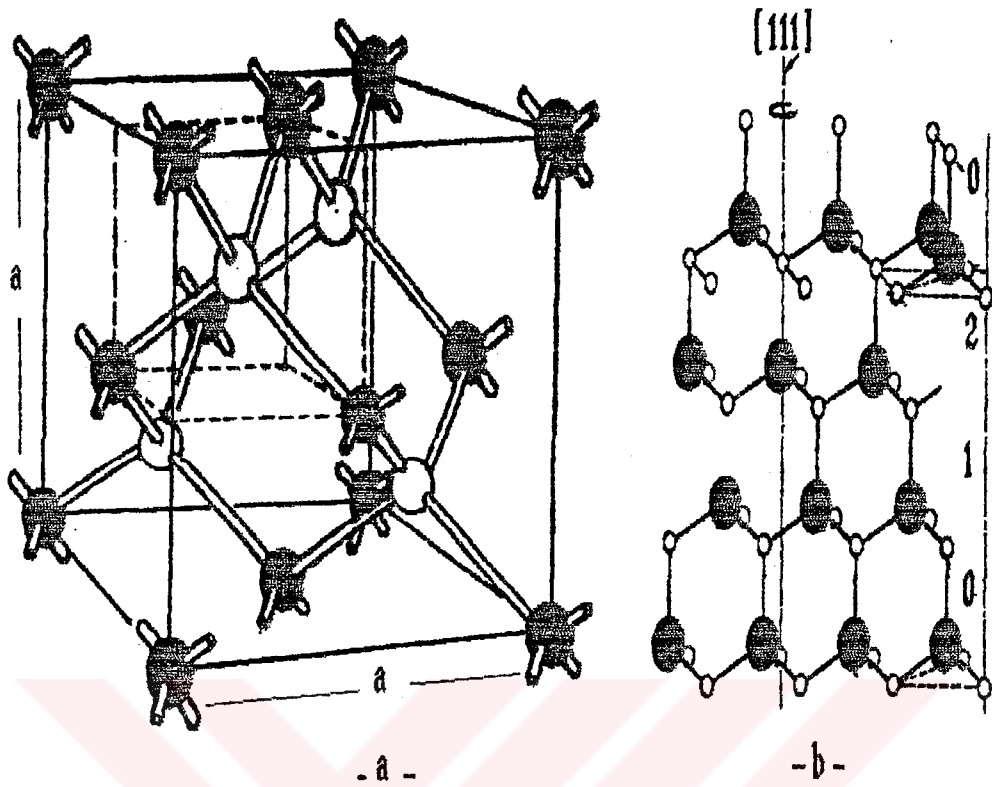
2.1. Kristal Yapı

III - V grubu kristaller elmas yapıya benzer bir yapıya sahiptirler. Ancak birim hücrede iki çeşit atom vardır. Birim hücrede iki farklı atoma sahip olmalarına rağmen bu bileşikler, bazen tek atomlu yarı iletkenlerden daha basit davranış gösterirler(Hilsum vd., 1961 ; Ghandhi, 1983).

III - V grubu bileşikler bir düzen içerisinde kristalize olurlar (Goodman, 1978). Atomların bir cinsi düzgün dörtyüzlünün merkezinde , diğer cins atomlar ise köşelerde bulunurlar. Bu düzgün dörtyüzlü, kübik kristal yapıda düzenlenmiş ise çinko sülfür " Zinc - blende " yapı olarak (şekil 2.1.a -b) ve hegzagonal kristal yapıda ise wurtzite yapı olarak adlandırılır (Kittel, 1976).

Wurtzite yapı çinko sülfür yapının bir çeşididir. Sadece birbirini takip eden (111) tabakaları [111] eksenini etrafında 180° döner ve yapı hegzagonal simetri gösterir.

Bor , alüminyum , galyum ve indiyum ile birleşen fosfor , arsenik ve antimon ikili bileşiklerinin tamamı çinko sülfür yapıya sahiptirler. Bor nitridi ise grafit benzer hegzagonal yapıya sahiptir. Alüminyum , galyum ve indiyum nitridleri wurtzite yapıya sahiptir. Bizmut ise tetrahedral yapı dışında metalik bileşik oluşturur (Tablo 2.1).



Şekil 2.1. a) Sekiz atom ihtiva eden çinko sülfür yapının birim hücresi
b) Tabakaların istiflenmesi (● ler S ve ○ ler ise Zn atomlarını gösteriyor).

Tablo 2.1. III - V grubu bileşiklerin kristal yapısı. Elementlerin altındaki parantez içindeki rakamlar $\bar{A}$ olarak tetrahedral yarıçapı, bileşiklerin altındaki rakamlar ise $\bar{A}$ olarak III - V grubu aralıktır (Hilsun , vd., 1961).

III V	B (0.88)	Al (1.26)	Ga (1.26)	In (1.44)	Tl (1.47)
N (0.70)	Hex.Çinko S. 1.58	Çinko sülfür 1.96	Çinko sülfür 1.96	Çinko sülfür 2.14	
P (1.10)	Çinko sülfür 1.97	Çinko sülfür 2.36	Çinko sülfür 2.36	Çinko sülfür 2.54	
As (1.18)	Çinko sülfür 2.06	Çinko sülfür 2.43	Çinko sülfür 2.44	Çinko sülfür 2.62	
Sb (1.36)	Çinko sülfür 2.24	Çinko sülfür 2.66	Çinko sülfür 2.64	Çinko sülfür 2.80	CsCl
Bi (1.46)				Tetragonal metalik	Metalik

2.2. III - V Grubu Bileşiklerde Gözlenen Kusurlar

Bir kristaldeki atomların veya moleküllerin mutlak sıfırda bile monoton olarak düzenlenememesi kristal yapı bozuklukları kavramının incelenmesini zorunlu hale getirir (Nabarro, 1979). Maddenin fiziksel ve metalurjik özelliklerini bu yapı bozuklukları belirler (Kovacs vd., 1973; Caddell, 1980; Ghandhi, 1983). Atomların periyodik düzenden ayrılmaları açıklanması güç durumlar meydana getirmekte , fakat çok değişik malzeme hazırlayabilme yolunu da açmaktadır(Balian vd., 1981).

Bir kristalde periyodik örgü veya yapıdaki herhangi bir sapma , kristal yapı bozukluğu olarak adlandırılır. Bu sapma bir örgü noktasında veya örgü noktaları arasında ise nokta kusuru , örgü noktalarından geçen bir çizgi boyunca oluşursa çizgi kusuru (Dislokasyon) olarak adlandırılır . Bunlara ilave olarak kristallerde iki boyutlu yüzey kusurları ile üç boyutlu boşluklar , çatlaklar mevcut olabilir(Hirth vd., 1982; Hull vd., 1984). Yarı iletkenlerde kusurlar, elektron paramagnetik rezonans (EPR) , infrared spektroskopu (IR), deep level transient spektroskopu (DLTS) , foto iletkenlik ve hall etkisi gibi farklı metotlarla incelenmiştir (Manifacier, vd., 1988 ; Dannafer , 1989 ; Smith, vd., 1989).

Seitz ' e göre kristal içerisinde altı temel kusur mevcut olabilir. Bunlar ; fononlar (örgü titreşimlerinin kuantumlanması) , elektronlar ve kusur elektronları , uyarılmalar , örgü boşlukları ve arayerler , örgüdeki yabancı atomlar veya arayer atomları ile çizgi kusurlarıdır (dislokasyonlar) (Seitz 1952 : Matere ' den 1971).

Fononlar,elektronlar ve uyarılmalarla oluşan kusurlar örgünün yapısı ile doğrudan ilgili değildir. Bu tür kusurlar sıcaklık , elektrik alan gibi parametrelere bağlıdır. Yabancı atomlar ve arayer atomları ise kimyasal kusurlardır.

2.2.1. Nokta kusurları

Temel nokta kusurları örgü noktalarındaki boşluklar , örgü noktalarında bulunan farklı cins atomlar ve ana örgü noktalarına yerleşen atomlar arasındaki uygun yerlere giren küçük atom ağırlıklı atomlar olarak ifade edilirler (Hull vd., 1984).

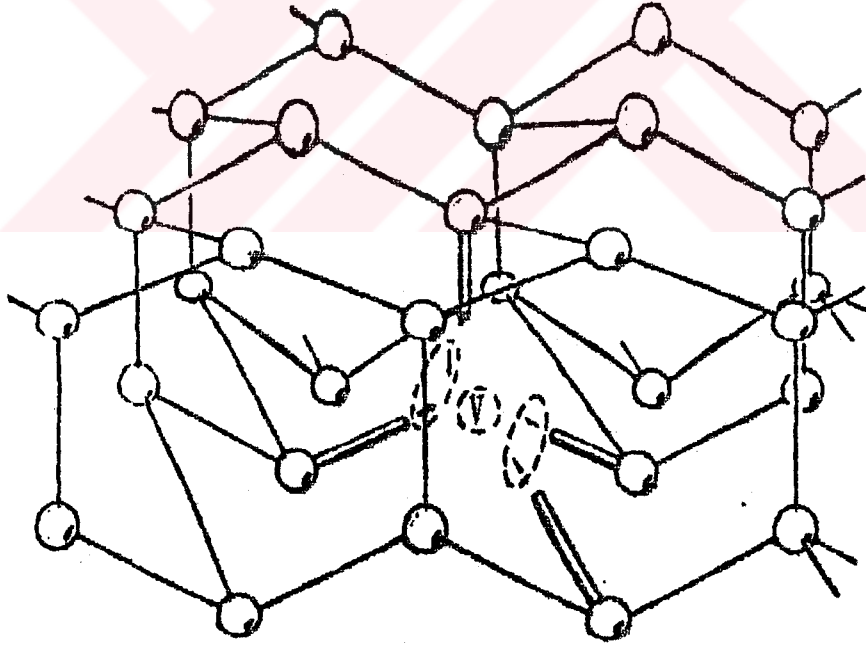
Boşluklar: Örgü noktalarının birinde atomun yokluğu nedeniyle oluşur (Şekil 2.2). Örgü noktasında titreşim hareketi yapan atoma yeteri kadar enerji verilirse bu atom yerini terk eder. Böylece meydana gelen boşluğu doldurmak için komşu atomlar açılır. Bu da boşluk civarında bir düzensizliğe neden olur. Şekil 2.2. de elmas yapısındaki bir kristalde boşluk etrafındaki dört kırk valans bağı görülmektedir.

Arayer atomları : Arayerlerin hacmi sınırlı olduğu için bu yerlere küçük atomlar yerleşebilir.

Küçük atomların arayerlere girmeleri sonucu birim hücrede her zaman bir genişleme ortaya çıkar. Bunun sonucu örgü zorlanmış olur(Soma, vd., 1990).

2.2.2. Çizgi Kusurları (Dislokasyon)

Dislokasyon denilen çizgi kusurları katıhal olaylarının anlatımında büyük öneme sahiptir. Bu tip kusur sıkı paket atomik düzlemlerin birbirini üzerinde kaydırılmasıyla oluşur. Atomların çifflenimi elastik olduğundan kayma düzlemindeki atomların tamamının alttaki düzlem üzerinde eş zamanlı olarak hareket etmeleri uygun olmayabilir. Herhangi bir anda kayma düzleminin bir yanındaki kristal parçasının ötekinin üzerindeki farklı bölgelerde , farklı miktarlarda kayabileceği görülür (Nabarro,1952). Bir dislokasyonun en basit tanımı onun böyle iki bölgeyi ayıran bir süreksizlik çizgisi olmasıdır.



Şekil 2.2. Elmas örgü ve boşluk civarındaki kırık bağ

2.2.3. Dislokasyonların geometrisi ve Burgers vektörü

Bir dislokasyon prensip olarak , dislokasyonun büyüklüğüyle aynı skaler büyüklüklü Burgers vektörü ile karakterize edilir . Bu kaymadaki farktır . Yani dislokasyonun bir bölgeden ötekine geçmesiyle meydana gelen atomik konumlardaki farktır (şekil 2.3). Burgers vektörü b ile gösterilir. Dislokasyonu içine alan kapalı bir yol boyunca

$$\oint du = \int (du/dr) dr = b$$

şeklinde yazılır. Genellikle Burgers vektörünün kayma düzlemindeki örgü aralığı vektörüne eşit olması beklenir. Bu cins dislokasyonlar " tam " veya " örgü " dislokasyonları olarak adlandırılır(Kovacs vd., 1973). Uygun hallerde b nin bir örgü öteleme vektörünün belirli oranlarına eşit olması mümkündür. O zaman süreksizlik mükemmel değildir veya bir " kısmi " dislokasyon oluşur.

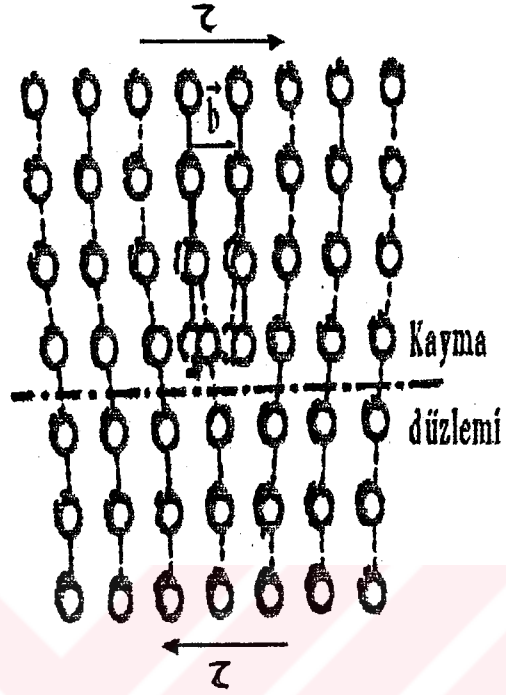
Herhangi bir dislokasyon çizgisi boyunca Burgers vektörü sabittir , fakat bu değişmez karakteristik süreksizliğin özelliklerini tam olarak belirtmek için yeterli değildir . Zorlanma alanı ve bunun sonucu detaylı atomik düzenlenme , Burgers vektörü ve dislokasyon çizgisinin doğrultusu arasındaki bağımlılığa bağlıdır. Kristal içerisinde kaymış ve kaymamış kısımlar arasındaki sınır olan dislokasyon çizgisinin doğrultusu , kayma düzlemi içerisinde sürekli olarak değişecek şekilde eğilebilir. Dislokasyon çizgisinin doğrultusu ve Burgers vektörü arasındaki ilişkiden dolayı dislokasyonlar genel olarak kenar ve vida dislokasyonu olmak üzere ikiye ayrılır. Bu sınıflandırmaya kullanışlıdır. Çünkü keyfî bir doğrultuda uzanan herhangi bir dislokasyon elemanı en genel halde kenar ve vida bileşenlerine ayrılır.

Kenar dislokasyonunda Burgers vektörü dislokasyon çizgisine diktir. Bir kenar dislokasyonu sadece dislokasyonun kendisi ve Burgers vektörüyle belirlenen kayma düzlemi içinde kaydırılabilir . Vida dislokasyonunda , Burgers vektörü dislokasyon çizgisine paralel olduğundan kayma düzlemi tek değildir.

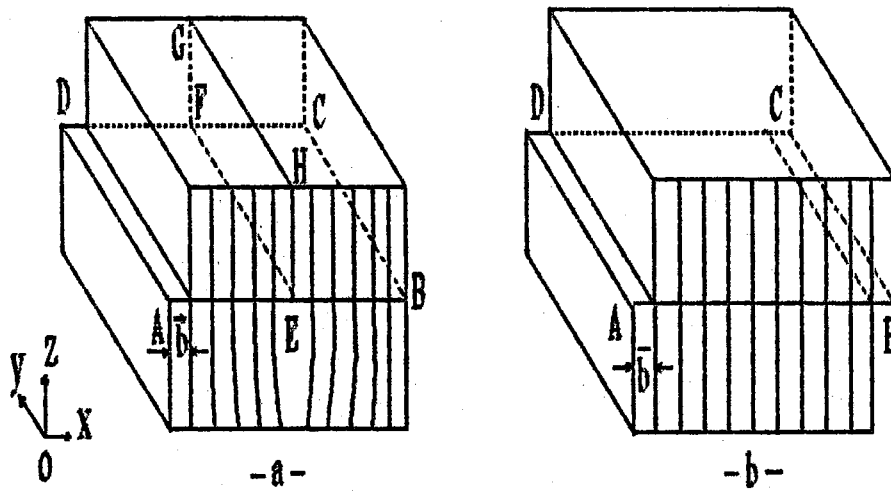
III - V grubu bileşiklerde ise ; kristal yapılarından dolayı meydana gelen dislokasyonda , dislokasyon çizgisi ve Burgers vektörü arasındaki açı 60° olduğundan , 60° dislokasyonları olarak adlandırılırlar (Matare, 1971).

2.2.4. Kenar ve vida dislokasyonları

Kenar dislokasyonunda Burgers vektörü dislokasyon çizgisine diktir. Böyle bir süreksizlik şekil 2.4. de görülmektedir . Kristal blokun üst kısmı alt kısmı üzerinde OX-doğrultusunda ABCD kayma düzlemi boyunca kaydırılır . Kayma hareketi AEFD bölgesi üzerinde tamamlanır.



Şekil 2.3. Zor altında bir dislokasyonun yer değiştirmesi



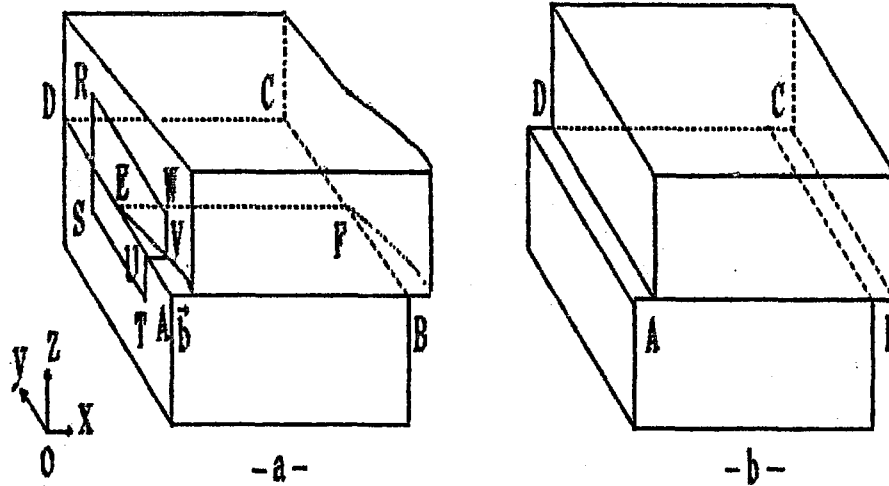
Şekil 2.4. a) Basit gösterimle kenar dislokasyonu b) Bir kristaldeki kenar dislokasyonunun kayma oluşturmaları

Kayma henüz kristalin sağ tarafına ilerlemediği için , kayma düzleminin üst kısmında EFGH fazla yarı düzlemi meydana gelir. Fazla yarı düzlemin kristal içerisindeki kenarına *kenar dislokasyonu* denir. Burada dislokasyon çizgisi EF doğrultusudur.

Dislokasyon çizgisi bölgesinde kayma düzleminin bir yanındaki atomların sıkıştığı ve öte yandakilerin açıldığı görülür .Bu zorlanma durumu kenar dislokasyonlarının bir özelliğidir. Eğer fazla yarım düzlem kayma düzleminin üstünde ise pozitif kenar dislokasyonu , altında ise negatif kenar dislokasyonu olarak adlandırılır .

Elastik dislokasyonlar ve iki boyutlu örgü dislokasyonları arasındaki ilişkiden , kayma doğrultusuna paralel kayma düzlemindeki yatay çizgiler boyunca vida dislokasyonu denilen farklı bir tip yapı kusuru vardır .

Şekil 2.5. de görüldüğü gibi , kristalin Burgers vektörü yönünde kayması ile vida dislokasyonu meydana gelir. Kayma yine OX-doğrultusunda ABCD düzlemi boyunca meydana gelir. Bu durumda EF dislokasyon çizgisi OX doğrultusuna paraleldir. Kayma AEFB bölgesi üzerinde tamamlanır. Vida dislokasyonunda Burgers vektörü dislokasyon çizgisine paralel olduğundan kayma düzlemi tek değildir. b yi içeren her düzlemde kayabilir.

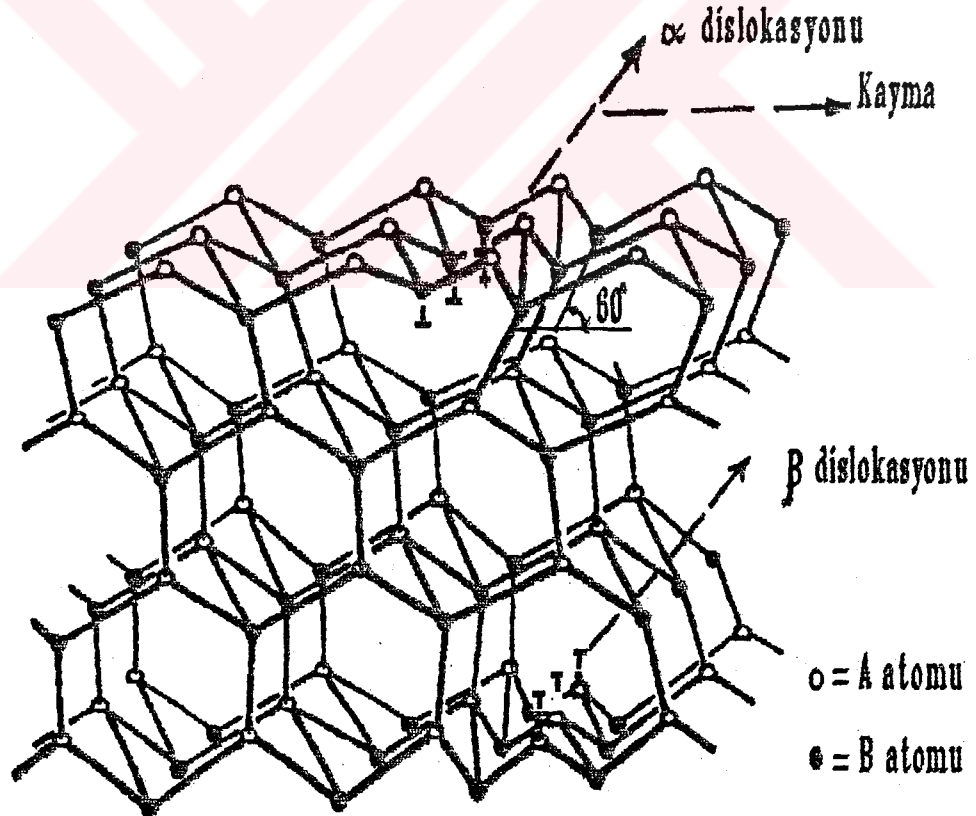


Şekil 2.5. Vida dislokasyonunun basit şeması

- Kayma henüz kristalin diğer ucuna kadar ilerlememiş
- Kayma diğer uca ulaştığında meydana gelen kusursuz kristal

2.2.5 60° Dislokasyonlar

Kristal yapılarından dolayı III - V grubu bileşiklerde α (alfa) , β (beta) dislokasyonları olarak bilinen 60° dislokasyonlar mevcuttur (şekil 2.6). Bu dislokasyonlarda dislokasyon çizgisi ve Burgers vektörü arasındaki açı 60° dir (Hoh, 1962) . Şayet fazla yarı düzlem A atomlarını ihtiva ediyorsa (sarkık bağ A atomunda ise) α - dislokasyonu , B atomunu ihtiva ediyorsa β - dislokasyonu olarak adlandırılır (Kökçe, vd., 1987) . α - dislokasyonları B tipli kayma düzlemine sahiptir . β -dislokasyonları ise A tipli kayma düzlemine sahiptir. Şekil 2.6. da görüldüğü gibi , GaAs nin A ve B yüzeyleri için atomik modelde A yüzeyi pozitif , B yüzeyi ise negatif olarak yüklenmiştir. A atomlarının sarkık bağlarının dizisi pozitif öz yükü oluşturur. B tipli atomların sarkık bağlarında ise negatif öz yükü meydana gelir.



Şekil 2.6. III - V grubu bileşiklerde görülen 60° dislokasyonları

2.2.6. Dislokasyonların enerjisi

Bir cisim elastik olarak bozulduğu zaman bu elastik bozulma sonucu ortaya çıkan zorlara karşı cisim kendisini yeni bir düzenlemeye sokar . Bu yolla madde içerisinde enerji birikimi olur. Birim hacimdeki bu enerjinin değeri

$$U = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik} e_{ik} \quad (2.1)$$

olarak verilir (Eshelby, vd., 1953 ;Kovacs, vd. 1973). İzotropik sürekli bir ortamda α ve β gibi iki dislokasyon bulunduğunu düşünelim . α ve β dislokasyonlarının zorlanma ve zor tensörleri sırasıyla e_{ik}^{α} , e_{ik}^{β} ve σ_{ik}^{α} , σ_{ik}^{β} olsunlar.

Hooke yasası çizgisel olduğu için

$$\begin{aligned} e_{ik} &= e_{ik}^{\alpha} + e_{ik}^{\beta} \\ \sigma_{ik} &= \sigma_{ik}^{\alpha} + \sigma_{ik}^{\beta} \end{aligned} \quad (2.2)$$

eşitlikleri yazılabilir . Denklem 2.1. ve 2.2. kullanılarak

$$U = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^{\alpha} e_{ik}^{\alpha} dV + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^{\beta} e_{ik}^{\beta} dV + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int (\sigma_{ik}^{\alpha} e_{ik}^{\beta} + \sigma_{ik}^{\beta} e_{ik}^{\alpha}) dV \quad (2.3)$$

bulunur. Burada integral bütün hacim üzerinden alınır. Denklem (2.3) ün sağ tarafındaki birinci terim sadece α dislokasyonuna aittir. Eğer α ve β dislokasyonlarından herhangi biri , örneğin α dislokasyonu varsa bu durumda enerji ifadesi

$$U_{\alpha} = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^{\alpha} e_{ik}^{\alpha} dV \quad (2.4)$$

şeklinededir. Bu enerjiye dislokasyonun öz enerjisi adı verilir (Kovacs vd., 1973). Eğer aynı anda kristalde α ve β dislokasyonlarının her ikisinde varsa denklem (2.3) ün üçüncü terimi ,sıfırdan farklıdır.

$$\sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik}^{\alpha} e_{ik}^{\beta} = \sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik}^{\beta} e_{ik}^{\alpha}$$

eşitliği kullanılarak üçüncü terim

$$U_e = \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^{\alpha} e_{ik}^{\beta} dV \quad (2.5)$$

olarak yazılır. Bulunan bu enerji α ve β dislokasyonları arasındaki etkileşme enerjisidir. Dislokasyonların öz enerjileri ve etkileşme enerjileri Burgers vektörüne bağlı olarakta yazılabilir.

Dislokasyonun öz enerjisi

$$U_s = 1/2 \sum_{i,k=1}^3 b_i \int \sigma_{ik} dF_k \quad (2.6)$$

ve etkileşme enerjisi ise

$$U_e = \sum_{i,k=1}^3 b_i^{\alpha} \int_{F_{\alpha}} \sigma_{ik}^{\beta} dF_k \quad (2.7)$$

olur. Burada F_{α} α dislokasyonunun kesme yüzeyidir.

Anizotropik bir ortamda dislokasyonun öz enerjisi

$$U_s = (Kb^2/4\pi) \ln(R/r_0) \quad (2.8)$$

eşitliğiyle verilir (Foreman, 1955 ; Eshelby, vd., 1952). Burada r_0 öz yarıçapı, R ise kristalin boyutudur. K ise enerji faktörüdür ve

$$Kb^2 = \rho b_i \sum_{l=1}^3 (\pm)_{(1)} A_{(1)kl} [C_{ijkl} + P_{(1)} C_{ijkl}] D_{(1)}$$

olarak verilir. Burada ρ işaretli imajiner parçayı tanımlar. Kenar ve vida bileşenleri için çözüm farklıdır. Saf vida dislokasyonu için enerji faktörü

$$K = (C_{44}C_{55} - C_{45}^2)^{1/2} \quad (2.9)$$

olarak verilir. Kenar dislokasyonu için ise

$$K = (C_{11} + C_{12}) [C_{66}(C_{11} - C_{12}) / C_{22}(C_{11} + C_{12} + 2C_{66})]^{1/2} \quad (2.10)$$

şeklindedir. Burada $C_{11} = (C_{11}C_{22})^{1/2}$ dir. Herbir dislokasyon eksenini iki katlı simetriye sahip veya herbir eksen altı katlı (hegzagonal) simetriye sahip olduğundan

$$C_{34} = C_{35} = C_{36} = C_{45} = 0$$

dir. Bu iki şartı sağlayan bir kristalde kayma vektörü $b = (b_1, b_2, b_3)$ nin bileşenleri dislokasyon eksenleri boyunca olan bir doğru dislokasyon için en genel K enerji faktörü

$$Kb^2 = K_1 b_1^2 + K_2 b_2^2 + K_3 b_3^2 \quad (2.11)$$

ile verilir. Burada

$$K_1 = (C_{11} + C_{12}) \left[\frac{C_{66}(C_{11} - C_{12})}{C_{22}(C_{11} + C_{12} + 2C_{66})} \right]^{1/2}$$

$$K_2 = (C_{22}/C_{12})^{1/2} K_1 \quad (2.12)$$

$$K_3 = (C_{44} C_{55})^{1/2}$$

olur. İzotropik bir kristal için elastik sabitler dislokasyon eksenlerinin bütün yönelimleri için aynıdır ve elastik sabitler

$$C_{11} = C_{22} = 1 + 2\mu, \quad C_{12} = \lambda, \quad C_{44} = C_{55} = C_{66} = \mu$$

ile verilir. Bu nedenle izotropik bir materyal için

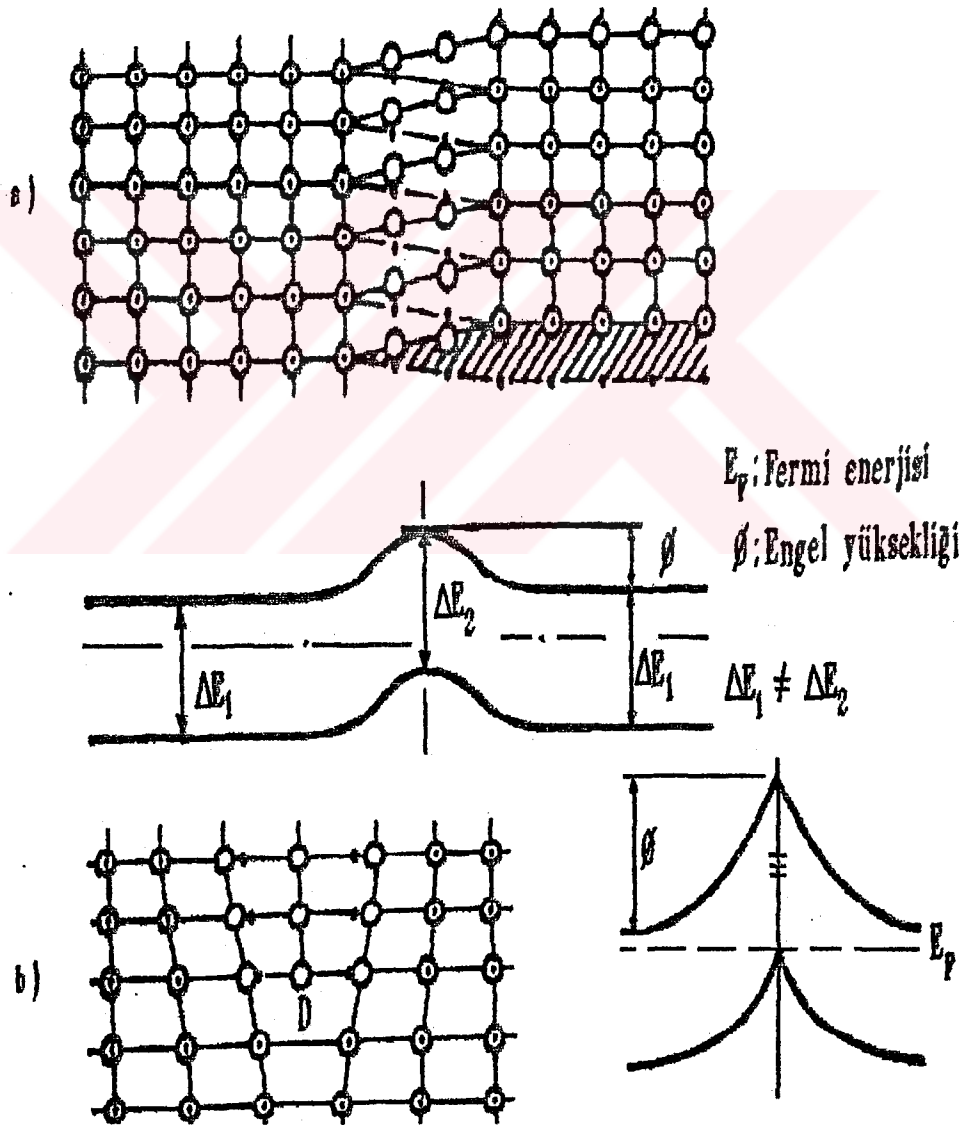
$$K_1 = K_2 = 2(\lambda + \mu)\mu / (\lambda + 2\mu) = \mu / (1 - \nu)$$

$$K_3 = \mu$$

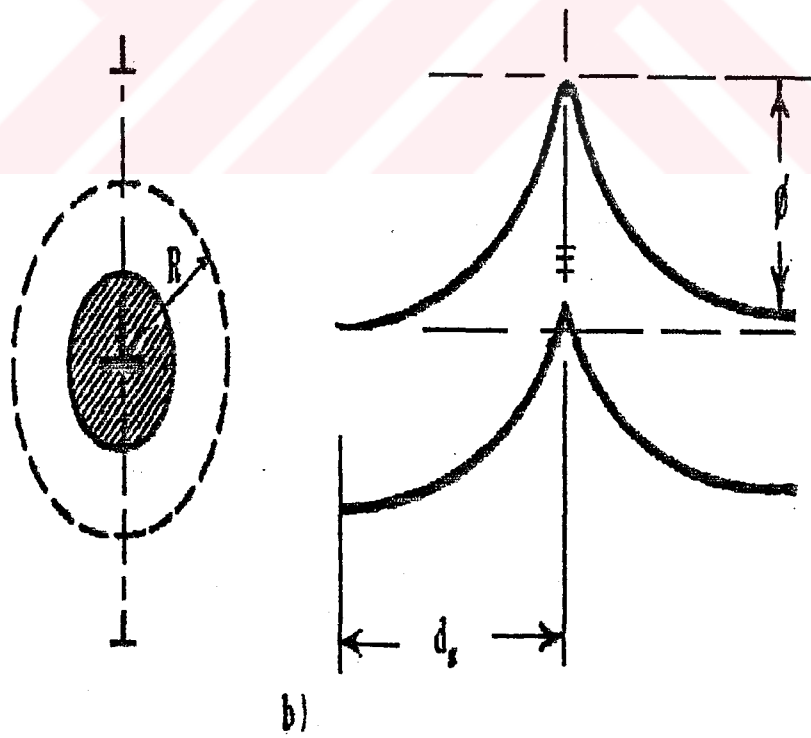
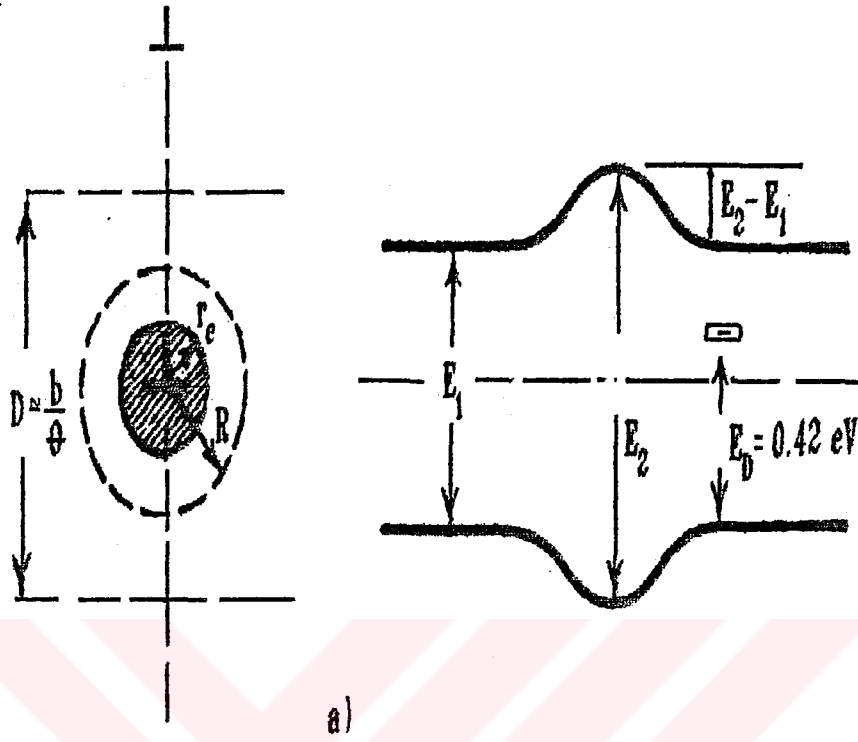
dir. Burada μ makaslama (shear) modülü ve ν poisson oranıdır.

2.2.7. Dislokasyonların band yapısı

Vida dislokasyonunun enerjisi kenar dislokasyonunun enerjisinden $(1 - \nu)$ kadar daha küçüktür. Şekil 2.7 de vida dislokasyonu ve onun elektronik band yapısı görülmektedir. Kenar dislokasyonu durumunda ise meydana gelen yerel sıkışmadan dolayı, yarı iletkenin yasaklanmış enerji düzeyinde değişim olur. Sarkık bağdan dolayı yasaklanmış bölge içerisinde enerji düzeyi oluşur (Penchina, vd., 1982). Böyle dislokasyonlar alıcı gibi davranırlar ve yasak enerji bölgesinde uzay yükü oluşur (Şekil 2.8).



Şekil 2.7. a) İdeal vida dislokasyonu modeli ve enerji band yapısı
b) Engel tabakası ve meydana gelen uzay yükü



Şekil 2.8. a) Kenar dislokasyonunun elektronik enerji düzeyi ve band yapısı
b) Dislokasyon engel tabakası ve meydana gelen uzay yükü

3. METAL - YARI İLETKEN DİYOD

3.1. Schottky Olayı

Metal boşluk sisteminde fermi düzeyinde ilk enerjiden boşluk içine kaçan bir elektron için gerekli minimum enerji iş fonksiyonu olarak tanımlanır. Bu enerji fermi düzeyi ve boşluk düzeyi arasındaki enerji farkıdır. Şekil 3.1 den görüldüğü gibi iş fonksiyonu $q\phi_m$ ile tanımlanır. $q\phi_m$ nin değerleri yüzey kirliliğine çok bağlıdır(Mead , 1966 ; van der Ziel , 1968 ; Sze, 1981).

Metalden x -uzaklığındaki bir elektron metal yüzeyi üzerinde pozitif bir yük oluşturur. Elektron ve oluşturduğu bu pozitif yük arasındaki çekme kuvveti , (- x) noktasına yerleşmiş eşit pozitif yük ve elektron arasındaki var olan kuvvete eşittir. Bu pozitif yük hayali yük gibi davranır ve aralarındaki çekici kuvvet de hayali kuvvet olarak adlandırılır. Bu kuvvet

$$F = -q^2 / 16\pi\epsilon_0 x^2 \quad (3.1)$$

ile verilir. Burada ϵ_0 serbest uzayın dielektrik sabitidir. Sonsuzdan x - noktasma bir elektronu getirmek için yapılan iş

$$\int_{-\infty}^x F dx = q^2 / 16\pi\epsilon_0 x \quad (3.2)$$

ile verilir(Sze, 1981). Bu enerji şekil 3.1 den görüldüğü gibi metal yüzeyinden x - uzaklığında bir elektronun potansiyel enerjisini gösterir ve x - ekseninden aşağıdaki bir bölgede ölçülür.

E dış alanı uygulandığı zaman toplam potansiyel enerji U , uzaklığın fonksiyonu olarak (x - ekseninden aşağıdaki bölgede)

$$U(x) = q^2 / 16\pi\epsilon_0 x + qEx \quad \text{eV} \quad (3.3)$$

Schottky engelini minimumu $\Delta\phi$ ve minimum yerleşimi X_m , $d[U(x)] / dx = 0$ şartı ile verilir.

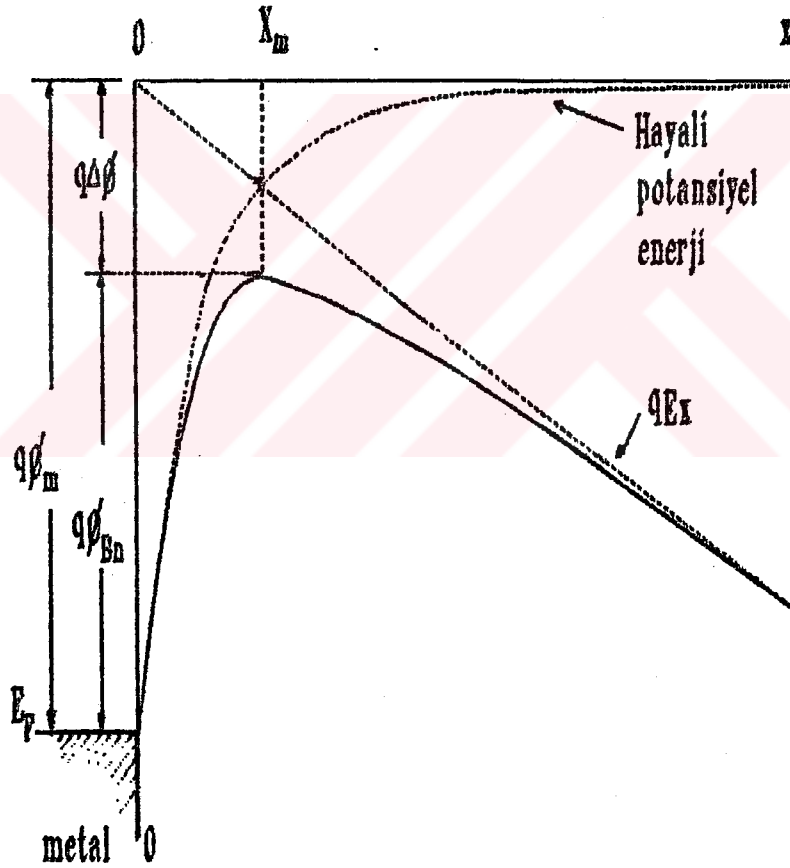
$$X_m = \sqrt{(q / 16\pi\epsilon_0 E)} \quad \text{cm} \quad (3.4)$$

Buradan potansiyel enerji ifadesi de

$$\Delta\phi = \sqrt{(qE/4\pi\epsilon_0)} = 2EX_m \quad \text{volt} \quad (3.5)$$

olarak bulunur.

Schottky engelini minimumunun uygulanan gerilimle artması veya azalması Schottky olayı olarak adlandırılır ve metal yarı iletken kontaklarda Schottky engelini değışimi büyük öneme sahiptir.



Şekil 3.1. Metal yüzey ve boşluk arasındaki enerji band diyagramı. Metal iş fonksiyonu $q\phi_m$ dir. Yüzeye bir elektrik alan uygulandığı zaman etkin metal iş fonksiyonu en düşüktür.

3.2. Metal Yarı İletken Kontaklarda Enerji Bandı İlişkisi

Bir metal bir yarı iletken ile kontak yapıldığı zaman iki materyaldeki fermi düzeyleri arasında termal denge kuruluncaya kadar enerji bandlarında değişim olur. Şekil 3.2.a da , metal-yarı iletken fermi düzeylerinin dengeye gelmeleri ile n-tipli bir yarı iletkenin enerji bandında oluşan değişimler görülmektedir(Sze, 1981). Şekil 3.2.a da sol başta metal ve yarı iletken kontak halinde değildir. Bu nedenle sistem dengede bulunmamaktadır. Eğer bir tel ile yarı iletken ve metal arasına bir bağlantı yapılır ve yarı iletken den metale bir akış sağlanırsa elektronik denge sağlanmış olur.

Metalin fermi düzeyine göre, yarı iletkenin fermi düzeyi daha yüksektir. Yarı iletkendeki fermi seviyesi, metal ve yarı iletkenin iş fonksiyonlarının arasındaki farka eşit bir azalma gösterir ve metalin fermi seviyesiyle dengeye gelir. Bu fermi seviyesindeki değişme potansiyel enerji cinsinden $[q\phi_m - q(\chi + V_n)]$ değerine eşittir. Bu değer, kontak potansiyeli olarak adlandırılır. $q\chi$ ise , iletim bandının altından boşluk düzeyine çıkabilmesi için bir elektron aşması gereken potansiyeldir. δ aralığının azalması ile , artan negatif yük metalde yığılır. Bu yüke eşit ve zıt pozitif yük ise yarı iletken de oluşur. Düşük taşıyıcı konsantrasyonundan dolayı bu pozitif yük yarı iletken yüzeyi kenarındaki engel bölgesi üzerinde yığılır. δ aralığının büyüklüğü atomlar arası mesafe ile karşılaştırılabilir bir büyüklüğe indiğinde enerji aralığı elektronların geçişine izin verir ve şekil 3.2.a. da en sağdaki limit durumu oluşur ve engel yüksekliği $q\phi_{Bn}$,

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_m - \chi) \quad (3.6)$$

değerini alır.

Engel yüksekliği yarı iletkenin iletim bandının altından boşluk düzeyine çıkabilmesi için bir elektron aşması gereken potansiyel ile metalin iş fonksiyonu arasındaki farktır. p - tipli yarı iletken ile metal kontak arasındaki engel yüksekliği $q\phi_{Bp}$

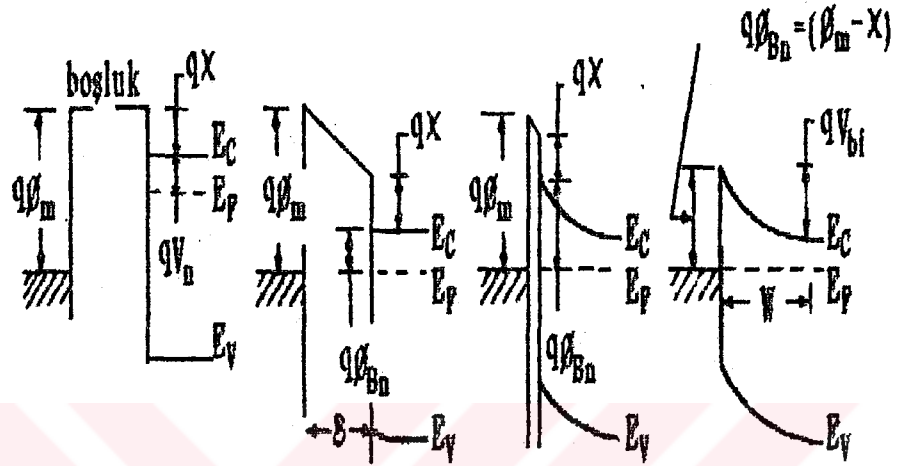
$$q\phi_{Bp} = E_g - q(\phi_m - \chi) \quad (3.7)$$

ile verilir. Her metal ve yarı iletken için n ve p -tipli alt tabaka üzerindeki engel kalınlığının toplamı band aralığına eşit olacaktır.

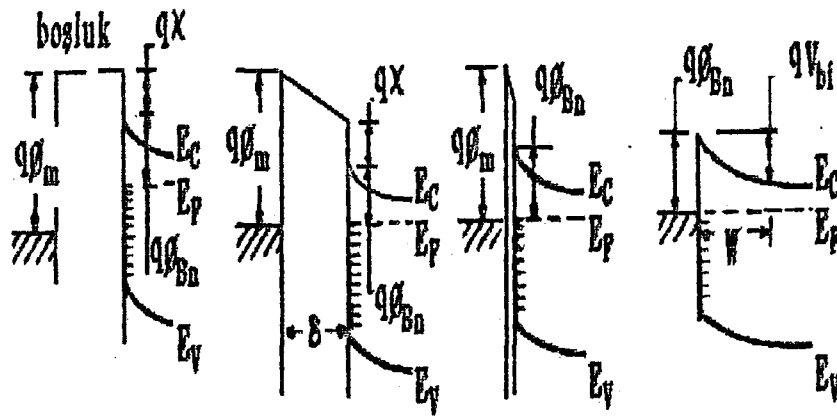
$$q(\phi_{Bn} + \phi_{Bp}) \quad (3.8)$$

Şekil 3.2.b de, yarı iletken yüzey üzerinde büyük yoğunluklu yüzey durumları mevcuttur. En solda yarı iletkenin hacmi ve yüzey durumları arasındaki denge görülmektedir. Ancak burada

metal ve yarı iletken arasında denge yoktur. Bu nedenle yüzey durumları E_F düzeyini işgal eder. Metal yarı iletken sistemi dengede olduğu zaman , metale göre yarı iletkenin fermi düzeyi kontak potansiyeline eşit bir değere düşer. Sonuçta δ aralığında bir elektrik alan meydana gelir.



(a)



(b)

Şekil 3.2. Metal - yarı iletken kontakların enerji band diyagramı

3.3. Tükenim Tabakası

Bir metal bir yarı iletken tabanla kontak oluşturursa metal- n ve p-tipli yarı iletken kontaklar için enerji band diyagramı şekil 3.3. de farklı bias şartları altında görüldüğü gibidir.

Metal -yarı iletken kontak için tükenim tabakasının genişliği W ;

$$W = \sqrt{[(2\epsilon_s / qN_D)(V_{bi} - V - kT/q)]} \quad (3.9)$$

ile verilir(Sze, 1981). Burada kT/q terimi elektrik alan ile hareket eden taşıyıcıların dağılımından meydana gelir. Yarı iletkenin birim alanı başına uzay yükü Q_{sc} ve birim alanı başına tükenim tabakası kapasitesi C aşağıdaki eşitliklerle verilir.

$$Q_{sc} = qN_D W = \sqrt{2q\epsilon_s N_D (V_{bi} - V - kT/q)} \quad \text{coulomb/cm}^2 \quad (3.10)$$

$$C \equiv \partial Q_{sc} / \partial V = \sqrt{q\epsilon_s N_D / 2(V_{bi} - V - kT/q)} = \epsilon_s / W \quad \text{F/cm}^2 \quad (3.11)$$

Denklem 3.11. yeniden düzenlenirse

$$1/C^2 = 2(V_{bi} - V - kT/q) / q\epsilon_s N_D \quad (3.12)$$

veya

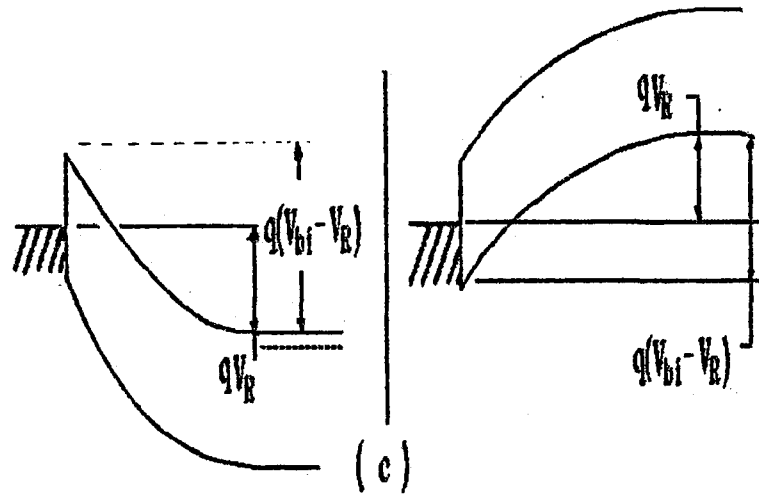
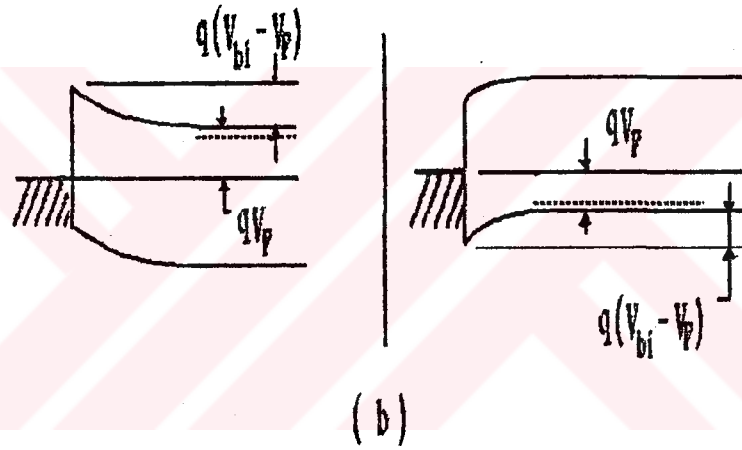
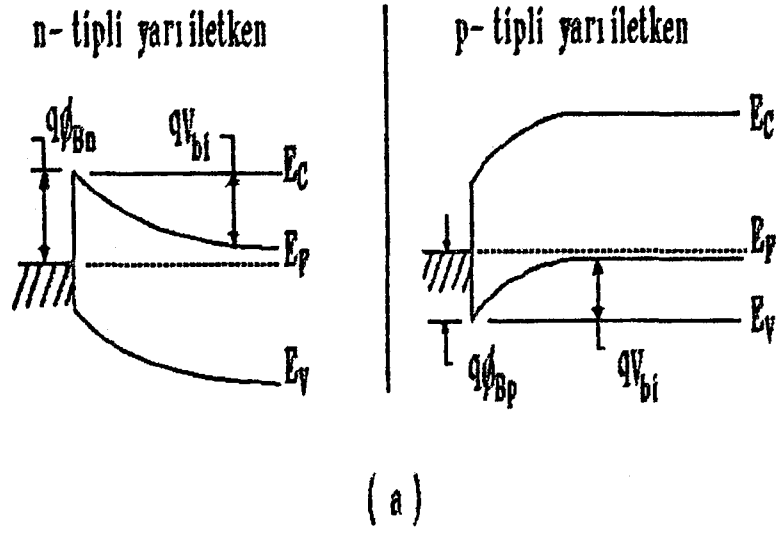
$$N_D = 2(-dV) / q\epsilon_s d(1/C^2) \quad (3.13)$$

olur. N_D tükenim bölgesinde sabit olduğundan $1/C^2$ nin V ye göre grafiği bir doğruyu verir. Buradan N_D bulunabilir (Goodman, 1963; Yalçın, 1975). Eğer N_D sabit değilse farklı kapasite metodları kullanılarak N_D hesaplanabilir.

Yapılan deneylerde görülmüştür ki $1/C^2 - V$ eğrisi ters besleme bölgesinde lineer olmayan bir eğridir. En genel ifade ile Schottky engel kapasitesi

$$1/C_{eq} = 1/C_i + 1/(C_D + C_o) \quad (3.14)$$

olur. Burada C_{eq} ; eşdeğer kapasite, C_i ; arayüzey tabakası kapasitesi, C_D tükenim bölgesi kapasitesi ve C_o ise fazlalık kapasitesidir. C_i ince filmler için çok büyük olduğundan $1/C_i = 0$ olur.



Şekil 3.3. Farklı beslem şartları altında metal n-tipli yarı iletken ve p-tipli yarı iletkenin enerji band diyagramını a) Termal denge, b) Doğru besleme, c) Ters besleme durumlarında

ve yukarıdaki denklem

$$C_{eq} = C_D + C_o \quad (3.15)$$

olur. Burada C_o fazlalık kapasitesi besleme voltajından bağımsızdır. Orijinal kusurların varlığından dolayı lineer olmayan $1/C^2 - V$ eğrisi yerine, eğriyi lineer hale getiren doğrultulmuş $1/(C-C_o)^2 - V$ eğrisinden difüzyon potansiyeli ve taşıyıcı yoğunluğu bulunabilir (Hesse, vd., 1972 ; Beleicher, vd., 1973 ; Vasudev , vd., 1976 ; Pellegrini , vd., 1978 ; Juang , vd., 1989).

3.4. Engel Yüksekliği İçin Genel İfadeler

Metal yarı iletken sistemlerin engel yükseklikleri metal iş fonksiyonu ve yüzey durumlarının her ikisi ile tanımlanır. Engel yüksekliğinin genel ifadesi aşağıdaki iki kabul üzerine kurulur(Sze, 1981).

a) Metal ve yarı iletken arasındaki oluşturulan kontak, atomik boyutlu bir arayüzey tabakası oluşturur. Bu tabaka elektronların geçişine müsaade eder.

b) Arayüzeyde birim alan başına birim elektronlu yüzey durumları yarı iletken yüzeyin özelliğini gösterecek ve metalin yüzey özelliğinden bağımsız olduğu kabul edilmiştir.

n- tipli yarı iletken kontakın enerji band diyagramı şekil 3.4. de gösterilmiştir.

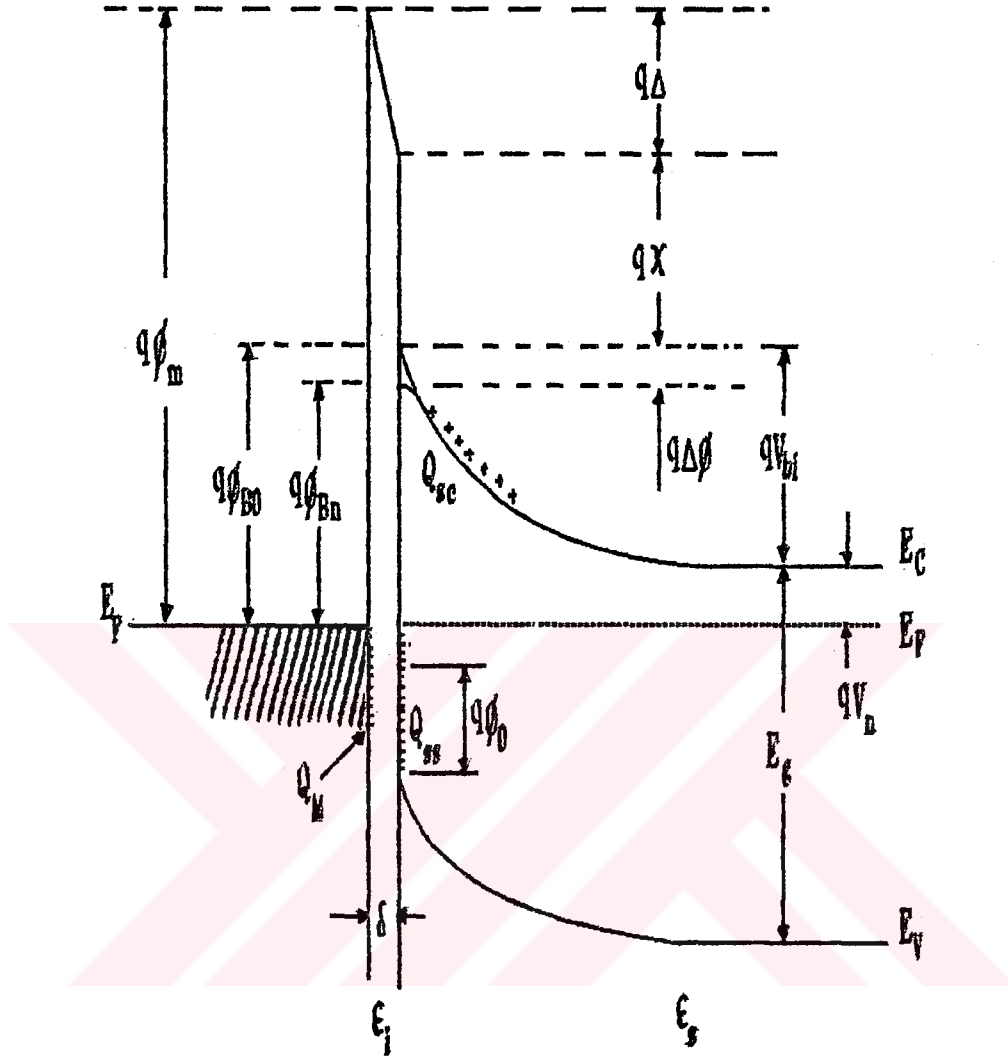
Yarı iletken üzerindeki yüzey durumu yük yoğunluğu Q_{ss}

$$Q_{ss} = - qD_s (E_g - q\phi_o - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi) \quad \text{coul/cm}^2 \quad (3.16)$$

değerine sahiptir.Burada $q\Delta\phi$ Schottky engelin en düşük noktasıdır. Burada D_s yarı iletkende alıcı yüzey durumu yük yoğunluğudur ve $q\phi_o$ dan fermi düzeyine olan enerji aralığı üzerinde sabit bir değere sahiptir. Termal denge durumunda yarı iletkenin tükenim tabakasında oluşan uzay yükü Q_{sc}

$$Q_{sc} = \sqrt{2q\epsilon_s N_D (\phi_{Bn} - V_n + \Delta\phi - kT/q)} \quad \text{coulomb /cm}^2. \quad (3.17)$$

olur.



Şekil 3.4. Atomik boyutlu arayüzey tabakalı metal n-tipli yarı iletkenin enerji band diyagramı

- ϕ_m : Metalin iş fonksiyonu
- ϕ_{Bn} : Metal yarı iletken engelin engel yüksekliği
- ϕ_{Bo} : Sıfır elektrik alanda ϕ_{Bn} nin asimtotik değeri
- ϕ_o : Yüzeydeki enerji düzeyi
- $\Delta\phi$: Hayali kuvvet engelinin minimumu
- Δ : Arayüzey tabakası karşısındaki potansiyel
- χ : Yarı iletkenin elektron yakınlığı
- V_{bi} : Hacimsel potansiyel
- ϵ_s : Yarı iletkenin dielektrik sabiti
- ϵ_i : Arayüzey tabakasının dielektrik sabiti
- δ : Arayüzey tabakasının kalınlığı
- Q_{sc} : Yarı iletkenindeki uzay yük yoğunluğu
- Q_{ss} : Yarı iletkenin yüzey durumu yük yoğunluğu
- Q_M : Metaldeki yüzey yük yoğunluğu

Yarı iletken yüzey üzerinde toplam yüzey yük yoğunluğu (3.16) ve (3.17) denklemlerinin toplamı ile verilir. Arayüzey tabakasında her uzay yükünün varlığında , eşit ve zıt Q_M yükü meydana gelir. İnce arayüzey tabakaları için bu olaylar ihmal edilebilir. Burada Q_M aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$Q_M = - (Q_{ss} + Q_{sc}) \quad (3.18)$$

Arayüzey tabakası karşısındaki Δ potansiyeli metal ve yarı iletken üzerindeki yüzey yükü ve Gauss kanunu ile bulunur.

$$\Delta = - \delta Q_M / \epsilon_i \quad (3.19)$$

Burada ϵ_i , δ kalınlıklı arayüzey tabakasının geçirgenliğidir. Δ için diğer bağımtı şekil 3.4 den bulunabilir.

$$\Delta = \phi_m - (\chi + \phi_{Bn} + \Delta\phi) \quad (3.20)$$

Eğer Δ , (3.19) ve (3.20) denkleminden çıkarılırsa ve denklem (3.18) de kullanılarak

$$\begin{aligned} (\phi_m - \chi) - (\phi_{Bn} + \Delta\phi) = & \sqrt{[(2q\epsilon_s N_D \delta^2 / \epsilon_i^2)(\phi_{Bn} + \Delta\phi - V_n - kT/q) \\ & - (qD_s \delta / \epsilon_i)(E_g - q\phi_o - q\phi_{Bn} - q\Delta\phi)]} \end{aligned} \quad (3.21)$$

elde edilir. Eğer

$$c_1 \equiv 2q\epsilon_s N_D \delta^2 / \epsilon_i^2 \quad (3.22.a)$$

$$c_2 \equiv \epsilon_i / (\epsilon_i + q^2 \delta D_s) \quad (3.22.b)$$

alınırsa (3.21) denkleminde ϕ_{Bn} aşağıdaki gibi bulunur.

$$\begin{aligned} \phi_{Bn} = & [c_2(\phi_m - \chi) + (1 - c_2)(E_g/q - \phi_o) - \Delta\phi] + [(c_2^2 c_1 / 2) - c_2^{3/2} [c_1(\phi_m - \chi) + \\ & (1 - c_2)(E_g/q - \phi_o)(c_1/c_2) - (c_1/c_2)(V_n + kT/q) + (c_2 c_1^2) / 4]^{1/2}] \end{aligned} \quad (3.23)$$

δ ve ϵ_i nin değerleri biliniyorsa c_1 hesaplanabilir. $\delta \sim 4$ veya $5 \text{ \AA}$ atomik boyutlu kalınlığa

sahip olduğundan, böyle bir ince tabakanın dielektrik sabiti serbest uzayın dielektrik sabiti kullanılarak yaklaşık olarak bulunabilir. Bu yaklaşımlarla $\epsilon_s \approx 10 \epsilon_0$, $\epsilon_i = \epsilon_0$ ve $N_D < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ise $c_1 \sim 0.01$ volt mertebesinde küçükür. Bu nedenle denklem 3.23 deki $| \quad |$ içindeki terimler 0.04 voltan daha küçük olduğu için ihmal edilir.

$$\phi_{Bn} = c_2(\phi_m - \chi) + (1 - c_2)(E_g/q - \phi_0) - \Delta\phi \equiv c_2\phi_m + c_3 \quad (3.24)$$

bulunur. Eğer c_2 ve c_3 deneysel olarak hesaplanır ve χ de bilinirse

$$\phi_0 = E_g/q - (c_2\chi + c_3 + \Delta\phi) / (1 - c_2) \quad (3.25)$$

ve denklem 3.22.b den

$$D_s = (1 - c_2)\epsilon_i / c_2 \delta q^2 \quad (3.26)$$

ve önceki kabuiler kullanılıp δ ve ϵ_i nin değerleride yazılarak

$$D_s \approx 1,1 \times 10^{13} (1 - c_2) / c_2 \text{ durum} / \text{cm}^2 / \text{eV}$$

bulunur. Burada iki yaklaşım göz önüne alınır:

$$a) \quad D_s \rightarrow \infty \quad c_2 \rightarrow 0 \quad \text{olduğu zaman}$$

$$q\phi_{Bn} = (E_g - q\phi_0) - q\Delta\phi \quad (3.27)$$

bulunur. Bu durumda arayüzeydeki fermi düzeyi valans bandının yukarısındaki $q\phi_0$ değerindeki yüzey durumları ile ilişkilidir. Burada engel yüksekliği metal iş fonksiyonundan bağımsızdır. Engel yüksekliği yarı iletkenin yüzey özellikleri ve katkılama miktarı ile belirlenir.

$$b) D_s \rightarrow 0 \quad c_2 \rightarrow 1 \quad \text{olduğu zaman}$$

$$q\phi_{Bn} = (\phi_m - \chi) - q\Delta\phi \quad (3.28)$$

olur. Bu , denklem 3.6 eşitliğine benzerdir ve $q\phi_{Bn}$ değeri de ideal Schottky engelinin engel yüksekliğidir. Burada yüzey durumu yük yoğunlukları etkisi ihmal edilmiştir.

3.5. Schottky Engeline Akım İletim Teorisi

Metal yarı iletken kontaklarda akım iletimi, p-n bağlantısındaki çoğunluk taşıyıcılarının farkından doğar. Bu , üç farklı yaklaşımla izah edilebilir(van der Ziel, 1968; Sze, 1981).

- a) Termoionik emisyon teorisi
- b) Difüzyon teorisi
- c) İlk iki teoremin birleşimi olan termoionik emisyon - difüzyon teorisi

3.5.1. Termoionik emisyon teorisi

Termoionik emisyon teorisinde :

- a) Engel yüksekliği $q\phi_{Bn} \gg kT$ kabul edilir.
- b) Tükenim bölgesinde elektron çarpışmaları önemsizdir.
- c) Hayali kuvvet etkisi ihmal edilir.

Bu kabullerden akım akışı engel yüksekliğine bağlıdır. Yarı iletkenenden metale $J_s \rightarrow m$ akım yoğunluğu standart termoionik emisyon denklemi ile verilir.

$$J_{s \rightarrow m} = qn (kT/2\pi m^*)^{1/2} \exp(-m^* v_{ox}^2 / 2kT) \quad (3.29)$$

Burada v_{ox} hızı engeli yenmek için gerekli x -doğrultusundaki minimum hızdır ve aşağıdaki bağıntı ile verilir.

$$1/2 m^* v_{ox}^2 = q (V_{bi} - V) \quad (3.30)$$

Burada V_{bi} hacimsel potansiyel ve V ise uygulanan voltajdır (V doğru besleme için pozitifdir).

Elektron konsantrasyonu ise

$$n = N_c \exp\{ -(E_c - E_F) / kT \} = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2} \exp(-qV_n / kT) \quad (3.31)$$

olur. 3.29 denklemine 3.30 ve 3.31 eşitlikleri yerleştirilirse

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \exp(qV / kT) \quad (3.32)$$

bulunur. Burada

$$A^* = 4\pi q m^* k^2 / h^3$$

değerine sahiptir. Serbest elektronlar için $A^* = 120 \text{ Amp./cm}^2/\text{K}^2 = A$ dir . Bu sabit vakumda termiyonik emisyon için Richardson sabitidir (Hökelek vd., 1981 ; Sriram vd., 1982).

Metalden yarı iletken içine hareket eden elektronlar için engel yüksekliği değişmediğine göre, yarı iletken içine akım akışı, böylece uygulanan voltaj ile etkilenmemiştir. Bu yüzden, $V = 0$ olduğu zaman termal dengede metalden yarı iletkene akım akışı, yarı iletkeniden metale akım akışına eşit olmalıdır. $V = 0$ alınarak denklem 3.32 den , metalden yarı iletkene akım akışı

$$J_{m \rightarrow s} = - A^* T^2 \exp(- q\phi_{Bn} / kT) \quad (3.33)$$

olarak bulunur. Toplam akım yoğunluğu, yarı iletkeniden metale ve metalden yarı iletkene akım akışının toplamı ile verilir.

$$J_n = \{ A^* T^2 \exp(- q\phi_{Bn} / kT) \} \{ \exp(qV/kT) - 1 \}$$

veya

$$J_n = J_{ST} \{ \exp(qV/kT) - 1 \} \quad (3.34)$$

Burada

$$J_{ST} = A^* T^2 \exp(- q\phi_{Bn} / kT) \quad (3.35)$$

olarak elde edilir. pn-eklemi için 3.34 denklemi Schottky denklemine benzerdir(Sze, 1981).

3.5.2. Difüzyon teorisi

Difüzyon teorisi aşağıdaki kabüller üzerine kurumuştur:

- $q\phi_{Bn} \gg kT$
- Tükenim bölgesinde elektron çarpışmaları etkisinin var olduğu
- $x = 0$ ve $x = W$ da taşıyıcı konsantrasyonları akım akışı ile etkilenmez. Yani denge değerlerine sahiptir.
- Yarı iletkenin safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir.

Tükenim bölgesindeki akım, bölgesel alana ve konsantrasyon gradyentine bağlı olduğuna göre aşağıdaki akım yoğunluğu denklemi kullanılır.

$$\begin{aligned}
J_x = J_n &= q \{ n(x)\mu E + D_n (\partial n / \partial x) \} \\
&= q D_n \{ (-qn(x) / kT) [\partial V(x) / \partial x] + (\partial n / \partial x) \}
\end{aligned} \tag{3.36}$$

Bu denklemin çözümünün eldesinde mevcut olan sınır şartları ise;

$$qV(0) = -q (V_n + V_{bi}) = -q\phi_{Bn}$$

$$qV(W) = -qV_n - qV$$

$$n(0) = N_c \exp \{ - [E_c(0) - E_F] / kT \} = N_c \exp \{ -q\phi_{Bn} / kT \} \tag{3.37}$$

$$n(W) = n = N_c \exp \{ -qV_n / kT \}$$

dir. Bu sınır şartları kullanılıp, hayali kuvvet etkisi ihmal edilerek ve $qV_{bi} \gg kT$ şartı da kullanılarak akım yoğunluğu

$$J_n = \{ [q^2 D_n N_c / kT] [q(V_{bi} - V) 2N_D / \epsilon_s]^{1/2} \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \} [\exp (qV / kT) - 1]$$

$$J_n = J_{SD} \{ \exp (qV / kT) - 1 \} \tag{3.38}$$

olarak bulunur. Difüzyon ve termoiyonik yayınım teorilerindeki akım yoğunluğu ifadeleri , denklem(3.34) ve denklem(3.38) , temel olarak birbirlerine benzerdir. Ancak doyma akım yoğunluğu J_{SD} , difüzyon teorisinde voltaj ile çok hızlı değişir. Termoiyonik yayınım teorisinde ise , doyma akım yoğunluğu J_{ST} sıcaklığa daha az duyarlıdır.

3.5.3. Termoiyonik emisyon - difüzyon teorisi

Bu yaklaşım, metal yarı iletken arayüzeyi yakınında termoiyonik yeniden düzenlenme hızı v_R nin sınır şartından türetilmiştir. Ayrıca Schottky engeli tarafından elektronların quantum mekaniksel yansımalarının elektron enerji dağılımına katkısı olduğu kabul edilmiştir(van der Ziel, 1968; Sze, 1981).

Taşıyıcıların difüzyonu , difüzyon oluşan bölgede potansiyel gösterimi ile tahmin edildiğine göre , şekil 3.5 de görülen metal-yarı iletken engel için uzaklığa karşı elektron potansiyel enerjisi $q\psi(x)$ in gösterimi göz önüne alınacaktır.

ve W arasındaki bölgenin izotermal olduğunu ve elektron sıcaklığının örgü sıcaklığına eşit olduğunu kabul edelim. Eğer engelin bu kısmı elektronlar için bir çukur gibi davranırsa , akım akışı potansiyel enerji maksimumunda v_R cinsinden tanımlanabilir.

$$J = q (n_m - n_o) v_R \quad (3.41)$$

olur. Burada n_m akım akışı olduğunda X_m deki elektron yoğunluğudur. n_o ise X_m deki denge elektron yoğunluğudur. Buradan

$$\phi_n(W) = -V$$

$$n_o = N_c \exp(-q\phi_{Bn} / kT)$$

$$n_m = N_c \exp\{ [-q\phi_n(x_m) - q\phi_{Bn}] / kT \} \quad (3.42)$$

elde edilir. Burada $q\phi_{Bn}$ engel yüksekliğidir ve $q\phi_n(x_m)$ ise x_m de $(-q\phi_n)$ dir.

Denklem 3.39 ve 3.40 dan n yok edilip ve ϕ_n için bulunan ifade x_m ve W arasında integre edilirse akım yoğunluğu için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$J = \{ qN_c v_R / (1 + v_R/v_D) \} \exp[-q\phi_{Bn} / kT] [\exp(-qV / kT) - 1] \quad (3.43)$$

Burada

$$v_D = \left\{ \int_{x_m}^w (q / \mu kT) \exp[(-q/kT)(\phi_{Bn} + \psi)] dx \right\}^{-1} \quad (3.44)$$

dir. v_D hızı tükenim tabakası kenarı W dan potansiyel enerji maksimumuna elektronların geçişi ile tanımlanan etkin difüzyon hızıdır.

Eğer elektron dağılımı $x \geq x_m$ için Maxwell dağılımına uygunsa , yarı iletken termoiyonik verici gibi davranır . O zaman

$$v_R = A^* T^2 / qN_c \quad (3.45)$$

elde edilir. Burada A^* etkin Richardson sabitidir. Eğer $v_D \gg v_R$ ise denklem 3.43 deki üstel terim öntündeki ifade etkin olur. Eğer $v_D \ll v_R$ ise difüzyon yöntemi hakim olur .Şayet hayali kuvvet etkisi ihmal edilir ve elektron mobilitesi elektrik alandan bağımsızsa v_D , μE ye eşit olacaktır. Burada E yarı iletkende sınır kenarındaki elektrik alandır. Buradan standart Schottky

diffüzyonu kolayca bulunabilir.

$$J \cong qN_{\text{c}}\mu E \exp[-q\phi_{\text{Bn}}/kT] [\exp(qV/kT) - 1] \quad (3.46)$$

Bu eşitliktende J - V karakteristiğinin tam ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir(Sze, 1981).

$$J = J_{\text{s}} [\exp(qV/kT) - 1] \quad (3.47)$$

$$J_{\text{s}} = A^{**} T^2 \exp[-q\phi_{\text{Bn}}/kT] \quad (3.48)$$

Burada birinci yaklaşımdaki gibi potansiyel maksimumu üzerindeki elektron emisyonu ihtimali f_{p} ve göz önüne alınan tünelleme ve kuantum mekaniksel yansıma toplam akım akışının teorik oranı f_{Q} olmak üzere A^{**} değeri

$$A^{**} = f_{\text{p}}f_{\text{Q}} A^* / [1 + f_{\text{p}}f_{\text{Q}} v_{\text{R}}/v_{\text{D}}]$$

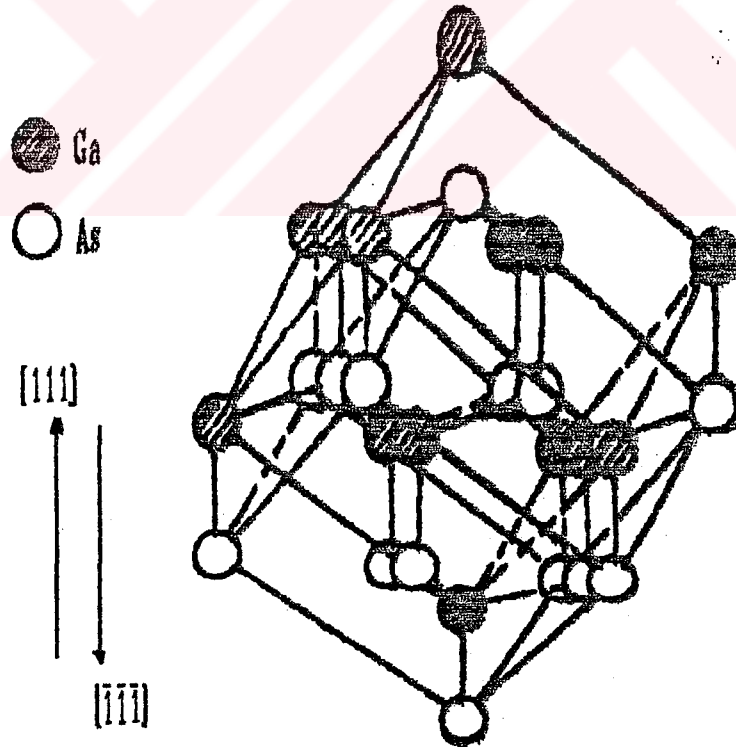
olarak verilir(Sze, 1981).

4. MATERYAL VE METOD

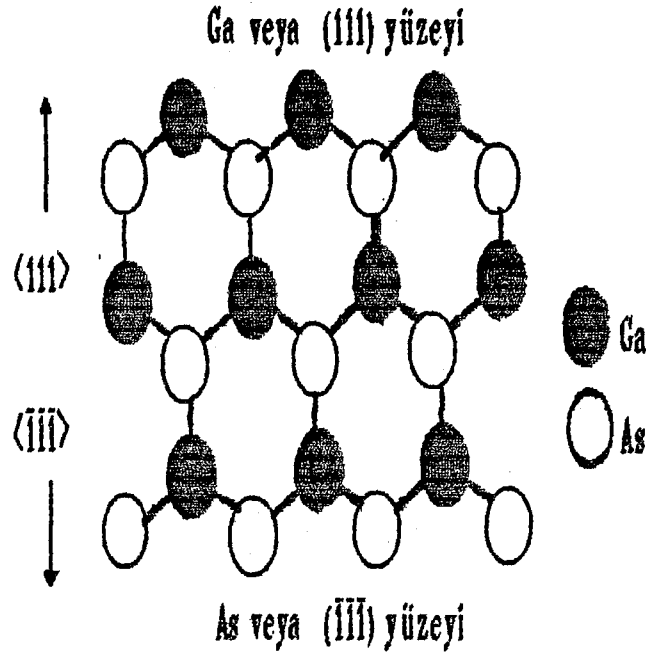
Bu bölümde incelenen GaAs kristalinin bazı fiziksel ve elektriksel özellikleri tanımlandı. Elektriksel bağlantı yapmak için ohmik kontak ve kimyasal aşındırma yöntemleri ile dislokasyon çoğaltma metotları ele alındı.

4.1. GaAs nin Kristal Yapısı

Periyodik tablonun III-a elementlerinden galyum ve V-a elementlerinden arsenikten oluşan GaAs kristali çinko sülfür (Zinc Blende) yapıdadır (Hilsum , 1961 ; Blakemore , 1982). Bu yapı iç içe iki yüzey merkezli kübik örgüden oluşur(Şekil 4.1). GaAs tabakaları $[111]$ yönünde As-Ga .As-Ga .As-Ga dizilişinde , $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ yönünde ise Ga-As. .Ga-As. .Ga-As dizilişindedir (Şekil 4.2). Şekilde görüldüğü gibi, (111) düzlemi (111) Ga yüzeyi ve $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ düzlemide $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ As yüzeyi olarak adlandırılır(Ghandhi , 1983).



Şekil 4.1. Çinko sülfür yapıdaki GaAs kristal birim hücresi



Şekil 4.2. (110) düzleminde GaAs örgütünün yapısı

4.2. Ohmik Kontak Metodları

Yarı iletken tabanlarda ohmik kontak kullanmakla metal-yarı iletken arayüzey düzleminin kontak direnci azaltılır ve engel yüksekliği minimuma indirilir (Gupta , vd.,1987). Kristalin tipine göre, farklı ohmik kontak yöntemleri mevcuttur(Piotrowska, vd.,1983). p-GaAs kristaline ohmik kontak yapmak daha kolay olmasına rağmen , n-GaAs kristaline ohmik kontak yapmak daha zordur ve karmaşık bir yapıya sahiptir(Kamada, vd., 1990). Yarı iletken tabanlı aygıtlarda en büyük problemlerden biri yarı iletken iyi bir ohmik kontak yapmaktır. Fabrikasyon olarak bu tam olarak kontrol edilememiştir. Arayüzeyin fiziksel mekanizması denetlenemediği için, GaAs kristaline çeşitli elementler kullanılarak ohmik kontak yapılmaya çalışılmıştır(Harris, vd.1969 ; Yoder, 1980 ; Nathan, vd.,1982). Genellikle Ni, Al, Au-Ge, Au-Ge-Ni, Ge-Ni-Au, Ti-Sn-Ge-Au, Pt, Ti gibi saf metaller ve alaşımlar kullanılmıştır. n-GaAs de ohmik kontak malzemesi olarak, sıklıkla yapıldığı ve uygun olduğu görüldüğü için Ni, Au-Ge kullanılmıştır (Gupta, vd. 1985; Figueredo, vd.1986; Bruce, vd. 1987; Alamo, vd.1988; Kamada, vd. 1990; Blanc, vd. 1990).

Ti-Pt-Au malzemesi ile yapılan ohmik kontakta, kontak direnci 5×10^{-7} ohm-cm² olarak bulunmuştur(Yoder, 1980). GaAs tabanı üzerine Ni , Au-Ge kullanılarak yapılan ohmik kontakta ise, minimum kontak direnci Ge / Ni / Au için $5,6 \times 10^{-6}$ ohm-cm² , Au-Ge / Ni / Au için $1,6 \times 10^{-5}$ ohm-cm² ve Au-Ge / Ni için ise $9,3 \times 10^{-6}$ ohm-cm² olarak bulunmuştur(Bruce, vd., 1987).

Au-Ge için minimum erime sıcaklığı 360° civarındadır. GaAs için ise 500° den yukarı sıcaklıklar kristal yapıyı bozacağından ohmik kontak yapıldığı zaman bu sıcaklığın üzerinde numune ısıtılmamalıdır. Bunun için AuGe filmin erime sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklar filmi eritecek ve eriyen filmin hareketi yarı iletken yüzeyde aşındırma etkisi yapacaktır. Böylece alaşım ile yarı iletkenin birlikte eridiği durumlar oluşur. Soğutma esnasında Au ve Ge kristal içine difüzyonla yayılırken , galyum atomlarının dışarıya doğru yöneldiği sanılır. Böylece GaAs de , Au ve Ge dışarı doğru yayılan galyum boşluklarına yerleşir (Ebeoğlu, 1989).

Örnekler vakumda azot gazı altında ~ 450° C tepe sıcaklığında tutulup anlık tavlama yapılırsa, tavlama esnasında galyum atomları yarı iletkenin Au tane sınırları içine yayılır ve kristal yüzeyde galyum boşlukları oluşur(Gupta, vd., 1985). Alaşım kontakta nikelin bulunması , eutektik filminde Au nun erime esnasında tutulmasını sağlar ve toplanma etkisini azaltır . Deney verilerine göre en iyi sonuçlar nikel miktarının uygun seçilmesiyle oluşan kontaklarda görülür(Ghandhi, 1983).

X-ışınları saçılması, geçirmeli elektron mikroskop (TEM) ve diğer yeni tekniklerin kullanılmasıyla elde edilen sonuçlarda germanyum ve nikelin alaşım bölgesinde GaAs yüzeyini delip içeri yayıldığını , fakat düzgün olmayan bir dağılımda bulunduğunu göstermiştir (Yoder, 1980 ; Bruce, vd., 1987).

4.3. Kimyasal Aşındırma Metodları

GaAs kristal tabanın gerek kesme ve gerekse indentasyon uygulandıktan sonra yüzeyde oluşacak kirlenmeleri temizlemek , yüzeyde oluşan çatlakları ve dislokasyon rozetlerini gözlemek için değişik dağlama çözeltileri deneylerde kullanılmıştır. Parlatma ve dağlama için farklı çözeltiler kullanılmakla birlikte bu çözeltilerin uygulama zamanları ve sıcaklıkları farklıdır. Kullanılan çözeltilere bağlı olarak elektriksel parametreler değişir(Aydınlı, 1982).Yapılan deneylerde kullanılan bazı çözeltiler tablo 4.1 de verilmiştir.

4.4. İndentasyon ve Dislokasyon Oluşturulma Metodu

Kristallerin yapısında mevcut olan dislokasyonlar katılma süresinde oluşur. Katılma süresinde bir metal kristalinde $\sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ civarında bir dislokasyon yoğunluğu oluşur(Hull, vd. 1984). III-V grubu bileşiklerde ise $\sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-2}$ dislokasyon yoğunluğu gözlenir(Goodman, 1978 ; Gerthsen, vd. 1989 ; Stirland, 1989 ; Alexander,1989 ; Yonenaga ,vd., 1992 ; Figielski, 1992).

Tablo.4.1. GaAs için kimyasal parlatma ve dağlama çözeltileri

<i>Çözeltiler ve oranları</i>	<i>Kimyasal şartlar</i>	<i>Referans</i>
H ₂ O: AgNO ₃ : CrO ₃ : HF (2 ml - 8 gr - 1 gr- 1 ml)	65°C de 10 dakika dağlama	Abrahams, vd. 1965
0.2 Fe ⁺³ : 6 HCl:	82°C de 10 dakika dağlama	Gatos, vd. 1960
KOH	350°C de dağlama	Warren, vd. 1984
2 HNO ₃ :1 HF :1CH ₃ COOH	350°C de dağlama	Bell, vd.1966
1 HF :1 HNO ₃ :2 H ₂ O	15 saniye, oda sıcak., parlatma	Qin, vd. 1989
1 HF :3 HNO ₃ : 2 H ₂ O	bir kaç dak., oda sic., parlatma	Choi, vd.1977
4 H ₂ O :1 HF :1 H ₂ O ₂	27°C , ~10-15 sn. parlatma	Kökçe, vd. 1987

Dislokasyon yoğunluğu dağlama çukurlarından bulunur(Zozime, vd., 1989 ; Stirland, 1989 ; Chen, vd., 1992). Fakat yüksek dislokasyon yoğunluklarında tavlama çukurlarını saymak güvenilir olmadığından aşağıdaki formül kullanılarak dislokasyon yoğunluğunu hesaplamak mümkündür ve daha elverişlidir(Gerthsen, vd., 1993).

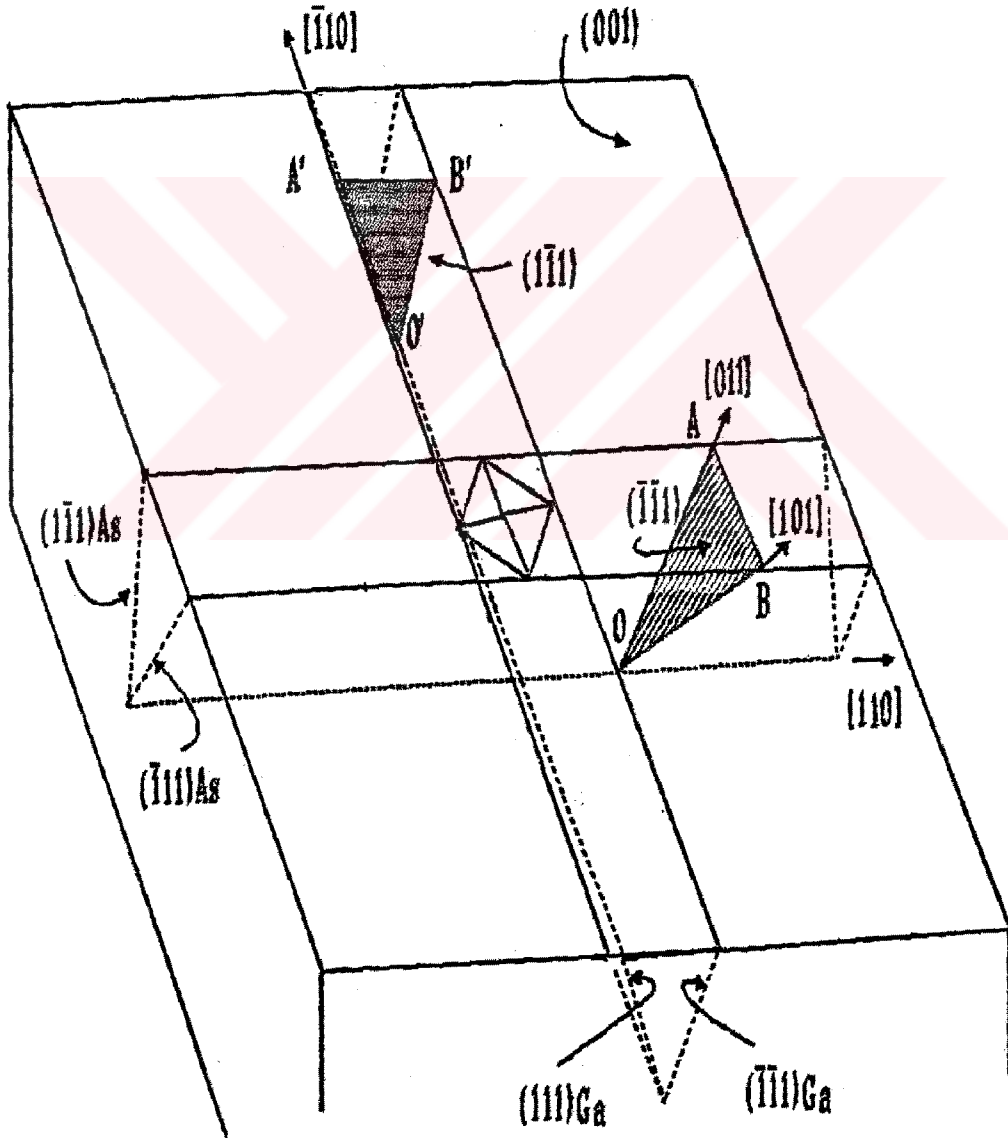
$$N_{Dis} = \tau_{ly} / \alpha Gb \quad (4.1)$$

Burada N_{Dis} dislokasyon yoğunluğu , τ_{ly} uygulanan düşük zor , α numunenin geometrik faktörü G kesme modülü ve b ise Burgers vektörünün büyüklüğüdür.

III-V grubu bileşiklerde mikro indentasyon uygulanarak çatlaklar(crack) ve dislokasyon rozetleri oluşturulabilir(Ferre, vd.,1978 ; Höche, vd., 1984 ; Qin, vd., 1989 ; Zozime, vd., 1989). Çinko sülfür yapıda {001} yüzeyi üzerine uygulanan indentasyon civarındaki dislokasyon rozetinin oluşturduğu düzlemler şematik olarak şekil 4.3. de gösterildi(Warren , vd., 1984). Şekilde görüldüğü gibi α dislokasyon kolları β dislokasyon kollarından daha uzundur. Bunun nedeni ise α dislokasyonunun hızının β dislokasyonunun hızından farklı olmasındandır.Meydana gelen çatlaklar ise simetriktr (Warren, vd., 1984 ; Höche, vd., 1984 ; Alexander, vd., 1989 ; Cox, vd., 1990).

n-GaAs de α dislokasyon hızı β dislokasyonlarınkinden ~100 kere daha büyüktür. p-GaAs de ise β dislokasyon hızı α dislokasyon hızından ~2 -10 kere daha hızlıdır. n-GaAs deki β dislokasyon hızı p-GaAs deki β dislokasyon hızından ~10²-10³ katı kadar küçüktür. n- GaAs ve p-GaAs deki α -dislokasyonlarının hızları yaklaşık olarak eşittir(Choi, vd., 1977).

GaAs kristaline 20 °C - 400 °C arası sıcaklıklarda ve 20 gr - 500 gr arası ağırlıklarla mikro indentasyon uygulanarak çatlaklar ve dislokasyon (α , β dislokasyon) rozetleri meydana getirilir (Warren, vd., 1984 ; Qin, vd., 1989 ; Rabier, 1989 ; Rabier, vd., 1990 ; Gerthsen, vd., 1993). Yüksek sıcaklıklarda düşük zorlama oranlarına ihtiyaç duyulurken ,oda sıcaklığında numunede dislokasyon oluşturmak için $\sim 10^8$ N/m² lik zor uygulanması gerekmektedir(Cooman, vd., 1987 ; Gerthsen, vd., 1993). Silisyum dope edilmiş($\sim 10^{18}$ cm⁻³) GaAs kristalinde α ve β dislokasyonu



Şekil 4.3. Çinko sülfür yapıda {001} yüzeyi üzerinde indentasyon etrafında dislokasyon rozetinin gösterimi

oluşturmak için uygulanması gereken kritik zor $\sim 1 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ dir(Yonenaga, vd., 1987 ;Yonenaga, vd., 1989-A). Oda sıcaklığında daha büyük zor uygulandığında numunede çatlaklar ve kırılmalar oluşur. Oluşan bu dislokasyonları numune dağıldıktan sonra optik ve elektron mikroskobu ile gözlemek mümkündür.(Warren, vd., 1984 ; Cox, vd., 1990). Optik mikroskop ve SEM ile sadece yüzeyde oluşan dislokasyon rozetlerini , TEM ile atomik boyutta dislokasyonları gözlemek mümkündür. Ancak atomik boyutta gözlemek için yüksek teknoloji gerektiren numune hazırlama laboratuvarına ve yüksek çözünürlüklü elektron mikroskobuna ihtiyaç vardır(Sharan , vd., 1989 ; Wurzinger , vd., 1989 ; Boivin ,vd., 1990 -A ; Boivin ,vd., 1990-B ; Ueno , vd., 1990).

4.5. Diyot Parametrelerinin Tayin Edilmesi

4.5.1. Akım - gerilim ölçümleri

Metal- n-tipli yarı iletken diyotlar için iletim mekanizması şekil 4.4 de gösterildiği gibidir. Düşük seviyede dope edilmiş ($N_d \ll 10^{23} \text{ m}^{-3}$) yarıiletkenler için akım akışı şekil 4.4.a da görüldüğü gibi engel üzerine uyarılan elektronlar (termoiyonik emisyon) ile oluşur. Taşıyıcı yoğunluğu N_d , ($10^{23} < N_d < 10^{25} \text{ m}^{-3}$) aralığında ise termoiyonik alan emisyonu ile (şekil 4.4.b) ve ($10^{25} < N_d \text{ m}^{-3}$) ise alan emisyonu ile (şekil 4.4.c.) akım akışı sağlanır (Schroder , 1990). Akımın büyüklüğü

$$I = I_s [\exp(\beta(V - IR))]$$

ifadesiyle verilir. Burada I_s doyma akımıdır ve

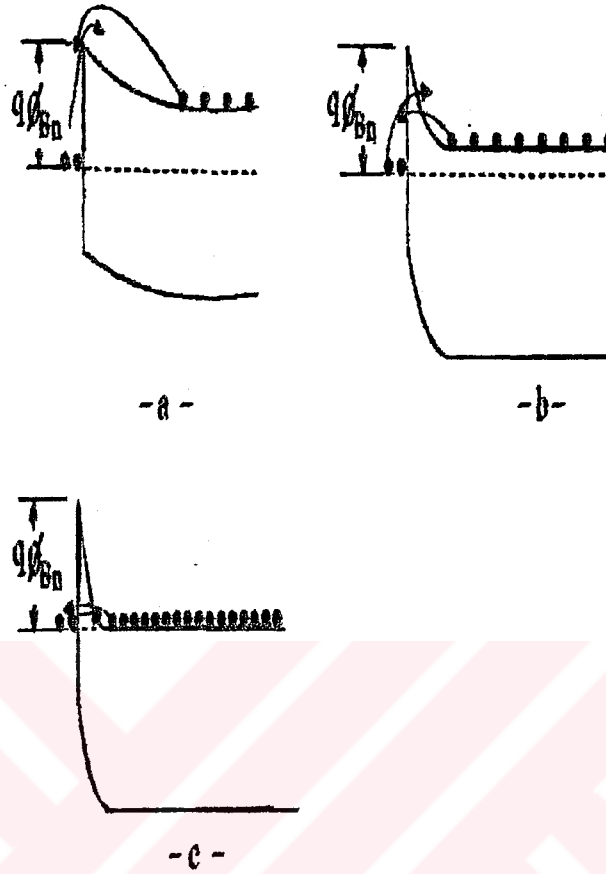
$$I_s = S A^* T^2 [\exp(-\beta\Phi_{BN})] \quad \text{ve} \quad \beta = q / kT$$

olarak tanımlanır.

Termoiyonik emisyon teorisinin geçerli olduğu ideal Schottky diyotlarda , diyot idealite çarpanı $n = 1$ olarak alınır ve doğru beslem I-V karakteristikleri

$$I = I_s [\exp(qV / kT) - 1] \quad (4.2)$$

denkleminde verilir(Sze, 1981 ; Bhattacharya, vd., 1981 ; Schroder, 1990). Fakat ideal durumdan



Şekil 4.4.Doping konsantrasyonunun artışı ile değişen akım akışı .a) ($10^{23} \leq N_d \text{ m}^{-3}$) Termoiyonik emisyon, b) ($10^{23} < N_d < 10^{25} \text{ m}^{-3}$) termoiyonik-alan emisyonu , c) ($10^{25} < N_d \text{ m}^{-3}$) alan emisyonu

sapmalar nedeniyle I-V karakteristikleri

$$I = I_s [\exp(qV / n kT) - 1] \quad (4.3)$$

denkleminde uyar (Cheung , vd., 1986 ; Yalçın, vd., 1989 ; Schroder, 1990). Burada V Schottky engelinde düşen gerilim ve ideal diyotlarda $n = 1$ olur. 4.3. denklemindeki doyma akımı I_s

$$I_s = S A^* T^2 \exp(-q\phi_{Bn} / kT) \quad (4.4)$$

ifadesi ile verilir. Burada S diyodun etkin alanıdır ve A^* ise Richardson sabitidir. Diyodun R gibi bir seri dirence sahip olması durumunda, yapıya uygulanan gerilim , Schottky bölgesinde düşen gerilimle R direnci üzerinde düşen gerilimin toplamı olduğu kabul edilerek ve doyma akımının doğru besleme akımı yanında ihmal edilmesi ile

$$V = IR + n\phi_{Bn} + (n/\beta) \ln(I / S A^* T^2) \quad (4.5)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\beta = q/kT$ dir ve $V_d \gg 3kT/q$ alınarak bulunmuştur. Denklem 4.5 in $\ln I$ ya göre türevi alınarak

$$dV / d(\ln I) = IR + n / \beta \quad (4.6)$$

ifadesi elde edilir. Engel yüksekliği ϕ_{Bn} yi bulmak için

$$H(I) = V - (n/\beta) \ln(I / S A^* T^2) \quad (4.7)$$

fonksiyonu tanımlanmıştır. (4.5) denklemi (4.7) denkleminde yerine yazılırsa

$$H(I) = IR + n\phi_{Bn} \quad (4.8)$$

olduğu bulunur. Denklem(4.6) ve (4.8) ye göre $dV/d(\ln I) - I$ ve $H(I)-I$ grafikleri birer doğrudur. Bu doğruların $dV / d(\ln I)$ ve $H(I)$ eksenlerini kestiği noktalardan n ve ϕ_{Bn} . eğimlerinden R tayin edilebilir (Cheung , vd., 1986 ; Yalçın, vd., 1989).

Ters besleme durumunda ise , akım iletimi termoiyonik emisyonla ϕ_{Bn} engelini aşarak metalden yarı iletkene geçen taşıyıcılarla sağlandığından akım bağıntısı (4.4) denklemiyle verilir. Ancak Schottky etkisinden dolayı engelin gerilime bağlı olarak alçalması nedeniyle akım, zayıfca gerilime bağlıdır ve $I-V$ karakteristiği

$$I = S A^* T^2 \exp(-q \phi_{Bn} / kT) \exp[\alpha (V_d + V)^{1/4}] \quad (4.9)$$

ile verilir. Burada α sabiti aşağıdaki gibidir.

$$\alpha = \{ (q^7 N_a) / [8(\epsilon \epsilon_0)^3 \pi^2 (kT)^4] \}^{1/4} \quad (4.10)$$

Burada N_a akseptör yoğunluğu, ϵ yarıiletkenin dielektrik sabiti ve ϵ_0 ise serbest uzayın dielektrik sabitidir. Denklem (4.9) dan $\ln I - (V_d + V)^{1/4}$ grafiğinde $\ln I$ eksenini kestiği noktadan denklem 4.4. kullanılarak, engel yüksekliği

$$\phi_{Bn} = (kT/q) \ln (S A^* T^2 / I_0) \quad (4.11)$$

ifadesinden bulunur .

4.5.2. Kapasite - gerilim ölçümleri

Ters besleme yapıldığında akım bağıntısı, denklem 4.9 ile verilir. Schottky etkisinden dolayı engelin gerilime bağlı olarak alçalmasından dolayı I-V karakteristiği

$$I = SA^*T^2 \exp(-q\phi_{\text{BN}} / kT) \exp[\alpha (V_d + V)^{1/4}]$$

ile verilir. Burada α sabiti

$$\alpha = \{ (q^7 N_a) / [8 (\epsilon \epsilon_0)^3 \pi^2 (kT)^4] \}^{1/4}$$

şeklindedir.

Schottky tabakasının genişliği

$$d = \{ [(2 \epsilon \epsilon_0) / (q N_a)] (V_d + V) \}^{1/2} \quad (4.12)$$

eşitliğiyle verilmektedir. Bu tabakadaki yük yoğunluğu $-qN_a$ olduğundan, d genişliği ve S yüzeyine sahip Schottky engeli bölgesindeki toplam yük ;

$$Q = -qN_a S d = -S [(2 \epsilon \epsilon_0 q N_a) (V_d + V)]^{1/2} \quad (4.13)$$

olur. Uygulanan gerilimle Q yükünün değişim miktarı küçük sinyal sığası olduğundan C-V karakteristiği

$$C = (dQ/dV) = -S [(\epsilon \epsilon_0 q N_a) / 2 (V_d + V)]^{1/2} \quad (4.14)$$

ifadesinden bulunur. C-V karakteristiği

$$C^{-2} = [2 (V_d + V) / (S^2 q \epsilon \epsilon_0 N_a)] \quad (4.15)$$

denklemine uyacaktır. Buna göre $C^{-2} - V$ grafiğinin eğimi akseptör yoğunluğu N_a ve doğrunun V eksenini kestiği nokta ise difüzyon potansiyeli V_d yi verir(van der Ziel, 1968).

$1/C^2 - V$ grafiği ters besleme bölgesinde lineer olmayan bir eğridir. Schottky engel kapasitesi

$$1 / C_{eq} = 1/C_i + 1/(C_D + C_o)$$

den bulunur. C_i ince filmler için çok büyük olduğundan $1/C_i = 0$ dir. Lineer olmayan $1/C^2 - V$ eğrisi yerine, eğriyi lineer hale getiren doğrultulmuş $1/(C-C_0)^2 - V$ eğrisinden engel yüksekliği ve taşıyıcı yoğunluğu bulunabilir (Hesse, vd., 1972 ; Beleicher , vd., 1973 ; Vasudev , vd., 1976 ; Pellegrini , vd., 1978 ; Juang , vd., 1989).



5. METAL - YARI İLETKEN DİYOD YAPIMI

Bu bölümde ölçümlerde kullanılan , indentasyon uygulanmış Schottky diyod yapımı tanıtılacaktır.

GaAs kristali MCP Ltd (UK) den satın alınmış olup firmaca verilen özellikleri aşağıda verilmiştir ;

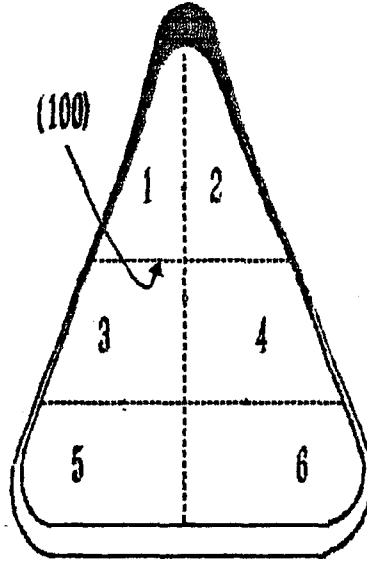
Kristal	; GaAs S/C (XK 7338)
Tipi	; n - tip
Katkı	; Silisyum
Katkı yoğunluğu	; $1,7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Direnç	; $10,6 \text{ m}\Omega$
Yönelim	; (100)
Kalınlık	; 1,5 mm , bir yüzü parlatılmış

5.1. Kesme

GaAs kristalini kırmadan ve kirlenmeden kesmek için, şekil 5.1. deki gibi olan numune ultra saflıktaki wax ile mat yüzeyinden mikro pozisyoner üzerine tutturuldu. 0,1 mm lik silisyum-karbit testere ile düşük devirde kesildi. Kesim sırasında kristalin çok kırılgan olmasından dolayı testere titreşimlerinden korumak ve kristalin ısınmasını önlemek için kesim esnasında yüksek saflıkta etilen glikol damlatıldı. Kesimden sonra kristaldeki wax kalıntılarını temizlemek için aşağıdaki kimyasal işleme tabi tutuldu ve her basamakta beş dakika işlem görüldü.

- Xylol I
- Xylol II
- Diklor Etanol
- Aseton
- DI (Deiyonize su) $18 \text{ M}\Omega$

Bu işlemten sonra kesim sırasında oluşan kristal parçalarını temizlemek için bir dakika kadar ultrasonik temizleyicide tutuldu Ultrasonik temizleyicide temizlendikten sonra tekrar DI su ile temizlenip kuru azot gazı ile kurutulup , deneyde kullanacağımız parçalar sonraki işleme kadar vakum altında saklandı.



Şekil 5.1. GaAs (100) kristali ve deneyde kullanılan kesilmiş parçaların şekli

5.2. Ohmik Kontak Yapımı

GaAs kristaline ohmik kontak yapmak için Au-Ge, Ni malzemesi kullanıldı. Ohmik kontak yapılacak kristalin parlak yüzeyi kirlenmeye karşı tekrar wax ile kaplandı. Mat yüzeyde yapılacak ohmik kontakların yüksek kaliteli olmalarını sağlamak için, mat yüzey 0,05 μm lik alümina parlatma tozu kullanılarak yüzey parlatıldı. Parlatma sırasındaki yüzey ısınmasını önlemek için sıvı olarak %50 DI su ve %50 etilen glikol karışımı kullanıldı.

Mekanik olarak parlatılan kristaller DI su ile yıkandı ve yıkamayla gitmeyen kalıntılarda ultrasonik temizleyici ile temizlendi. Parlatılan mat yüzey aşındırma çözeltisi (%85 H_3PO_4 + %30 H_2O_2 + $\text{H}_2\text{O}(\text{DI})$) ile bir dakika 0,4 $\mu\text{m}/\text{dak}$ aşındırma hızıyla aşındırılıp tekrar DI su ile yıkandı ve azot gazı ile kurutularak ohmik kaplama yapmaya hazır hale getirildi.

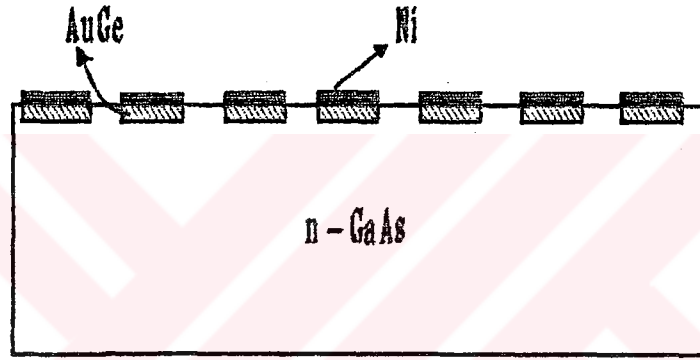
Ohmik kontak için ötektik Au-Ge kullanılacağından ,wax ile delikleri 1 mm çaplı, her delikle komşu delikler arası mesafe 1 mm ve hegzagonal dizilişte olan deliklere sahip maskeye tutturulan kristal vakum odasına alındı.

Vakum 10^{-7} milibar'a ulaşınca tungsten pota kullanılarak 150 mg Au-Ge buharlaştırıldı. Böylece kristal yüzeyinde, 1 mm çaplı hegzagonal dizilişte Au-Ge eutektik filmi oluşturuldu. Daha sonra vakum odasında tungsten potaya Ni yerleştirilerek 10^{-7} milibar basınç altında buharlaştırılıp, Au-Ge filmi üzerine Ni tabakası oluşturuldu .

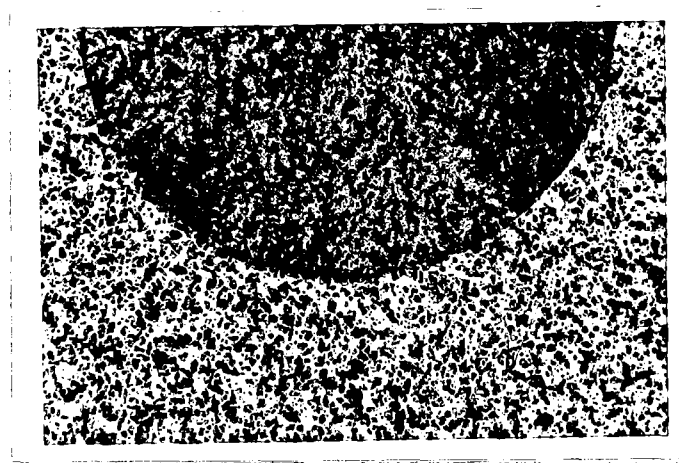
Vakum odasından alınan kristal maskeden sökülerek kaplama esnasında kullanılan waxlar sırayla Xylol I ,II , diklor etanol , aseton ve DI su içinde beşer dakika tutularak temizlendi. Kuru

azot gazı ile kurutulduktan sonra kristal vakum odasında hazırlanan geniş yüzeyli tungsten ısıtıcının üzerine yerleştirilerek 10^{-7} milibar civarındaki bir vakum altında, Au-Ge₂Ni nin GaAs kristali içine daha iyi dağılması için, anlık tavlama tabi tutuldu.

Anlık tavlama yapıldıktan sonra kristal vakum odasından alınarak, ohmik kontakların oluşup oluşmadığını görmek için iki ohmik kontak noktası arasında kontak direnciyle birlikte ölçüm yapıldı. Ortalama 1Ω toplam direnç ölçüldüğü için ohmik kontakın oluştuğu görüldü. Böylece GaAs kristalinin mat yüzeyine ohmik kontak yapımı tamamlanmış oldu. Bu işlem sonucunda kristalin bir yüzeyinde oluşturduğumuz yapının kesiti şekil 5.2.a da ve mikro filmi şekil 5.2.b de görülmektedir. Şekil 5.3 de ise anlık tavlama grafiği verilmiştir.

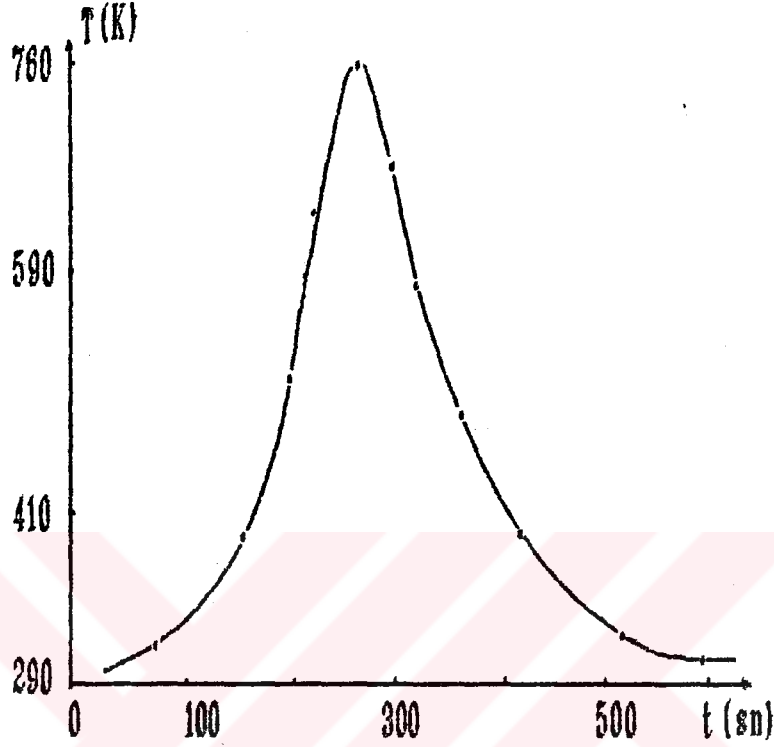


- a -



- b -

Şekil 5.2. a) Au-Ge₂Ni kaplama sonrası n-GaAs kristalinin şematik görünümü
b) Ohmik kontak yapılmış n-GaAs kristalinin (100) yüzeyinin mikro filmi (x 100)



Şekil 5.3. Au,Ge ,Ni kaplanmış GaAs kristalinin anlık tavlama grafiği

5.3. Dislokasyonların Oluşturulması ve Sertlik Ölçümü

Bir yüzüne ohmik kontak yapılmış numunede dislokasyon oluşturmak için oda sıcaklığında diğer parlak yüzeyine indentasyon uygulanması yöntemi kullanıldı .

Önce aynı numuneden kesilen diğer parça kullanılarak uygulanacak zorun oda sıcaklığında numunede kırılmalara yol açıp açmayacağı incelendi. Numune Mikro Sertlik Cihazı (Leitz Wetzlar marka, 136° piramit elmas uc , 10 gr ile 2 kg arası yük uygulama kapasiteli ve uygulama süresi 30 sn) tabanına yerleştirildi. Uygulanan zor nedeniyle numunede oluşan indentasyon noktalarının genişliği (meydana gelen izin taban köşegeni)ölçüldü . Bu ölçüm sonuçları tablo 5.1 de verildiği gibidir. Vickers sertlik değeri , kg olarak ifade edilen deney yükünün (mm^2) olarak ifade edilen iz alanına bölünmüştür. Buradan VSD sertlik değeri

Tablo 5.1. Vickers sertlik değeri ölçmek için uygulanan zor ve indentasyon noktalarının genişliği

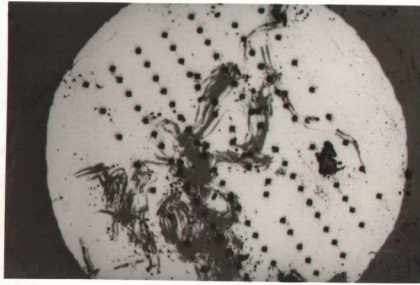
Uygulanan kuvvet gr	Taban köşegeni mm
100	$17,9 \times 10^{-3}$
200	$25,4 \times 10^{-3}$
300	$31,0 \times 10^{-3}$
500	$39,0 \times 10^{-3}$

$$VSD = 2P \sin(\alpha/2)/d^2$$

formülü kullanılarak 580 VSD/0,2/30 olarak bulundu. Burada P; kg-f cinsinden uygulanan kuvvet, α tepe açısı (136°), d ; taban köşegenidir.

Kristal, ohmik kontak yapılan yüzey altına kalacak şekilde Mikro Sertlik Cihazı tabanına yerleştirildi. Metal kontak yapmada kullanılan maske 1 mm aralıklı ve 1 mm çapında deliklere sahip olduğu için yapılacak indentasyonlar bu deliklere gelecek şekilde ayarlandı. 1 mm çaplı daire içerisinde her indentasyon noktası arası 50 μ m olacak şekilde önce 100 gramlık ağırlık kullanılarak 10 x 10 indentasyon uygulandı.

Daha sonra aynı işlemler sırayla 200 gr ve 300 gramlık ağırlıklarla farklı noktalara uygulandı. Şekil 5.4. de görülen bir yerleşim düzeni içerisinde numunenin farklı bölgelerinde kusurlar oluşturuldu. 500 gramlık indentasyon kırılmalara yol açtığı için 100 gr ,200 gr ,300 gr lık indentasyon uygulanması uygun görüldü (Şekil 5.5. a , b).



Şekil 5.4. İndentasyon uygulanmış GaAs kristalinin (100) yüzey fotoğrafı (x 100)

Aynı işlemler diğer parçalar içinde uygulandı. Her parça farklı ağırlıklı (100 gr , 200 gr ve 300 gr) yüz indantasyona tabi tutuldu. Bu parçalara temizleme işlemi uygulandıktan sonra fotoğrafları çekilmek üzere vakum altında korumaya alındı.

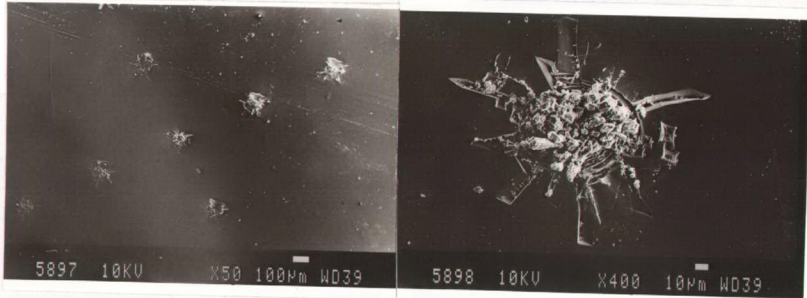
Kusur oluşturulan bir yüzü ohmik kontak noktalarına, gümüş pasta kullanılarak gümüş telli, teflon mantolu kablolarla elektrik kontağı yapıldı. Ohmik kontak yüzeyi ve kenarlar elektriksel ve kimyasal izolasyon için waxla kaplandı . İndantasyon oluşturulan yüzey, 20 ml DI suya üç damla HF katarak 30 saniye bu çözeltide tutuldu ve tekrar DI su ile yıkandı ve metal kontak yapmaya hazır GaAs kristali elde edilmiş oldu.

Daha sonra numunenin ohmik kontak noktalarına, gümüş pasta kullanılarak gümüş telli, teflon mantolu kablolarla elektrik kontağı yapıldı. Ohmik kontak yüzeyi ve kenarlar elektriksel ve kimyasal izolasyon için waxla kaplandı . İndantasyon oluşturulan yüzey, 20 ml DI suya üç damla HF katarak 30 saniye bu çözeltide tutuldu ve tekrar DI su ile yıkandı ve metal kontak yapmaya hazır GaAs kristali elde edilmiş oldu.

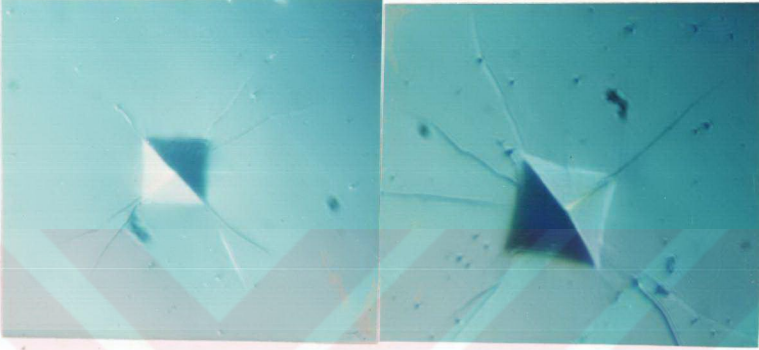
5.4. İndantasyonlu Numunelerin Optik ve Elektron Mikroskopla İncelenmesi

Bölüm 5.3. de mikro filimleri çekilmek için ayrılan numunelerden 500 gr indantasyonlu numune % 85 H_3PO_4 + %10 H_2O_2 + $H_2O(DI)$ çözeltisinde 15 saniye dağıldı. Kuru azot gazıyla kurutulduktan sonra SEM (JEOL JXA-840A Elektron Probe Mikroanalizer 10 KV) yüzey fotoğrafları çekildi(Şekil 5.5. a , b).

Vakum altında saklanan (100 gr, 200 gr ve 300 gr indantasyonlu) numuneler doğrudan ayırma gücü 0,5 μm - 4000 μm olan optik Mikroskopu kullanılarak yüzey fotoğrafları çekildi. Yüzey fotoğrafları şekil 5.6.a-b-c de görülmektedir.

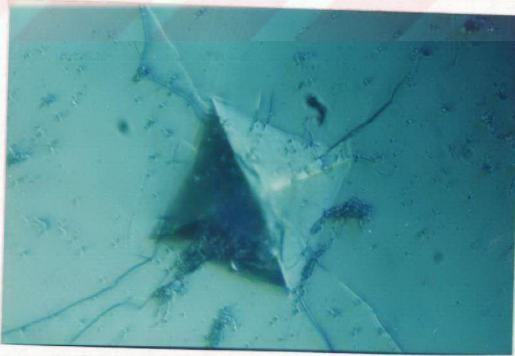


Şekil 5.5. 500 gram indantasyon uygulanmış n-GaAs (100) yüzeyinde oluşan çatlakların tarama elektron mikroskopundan elde edilen yüzey fotoğrafları



- a -

- b -



- c -

Şekil 5.6. a) N100 (100 gr) , b) N200 (200 gr) , c) N300(300 gr) indentasyonlu numunelerde gözlenen çatlakların optik mikroskop fotoğrafları (x 1000)

5.5. Metal Elektrod Yapımı

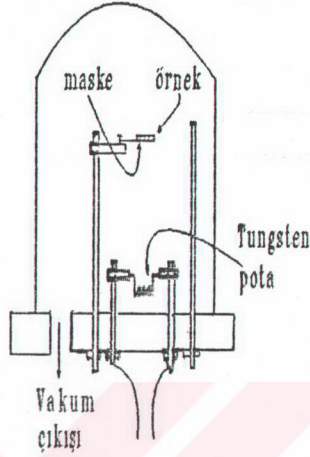
Metal kontak yapmaya hazır halde bulunan GaAs kristali , indentasyon uygulanan bölgeler maskedeki 1 mm çaplı deliklere gelecek şekilde optik mikroskop altında, temizleme işlemine (DI su + kuru azot gazı) tabi tutulmuş maskeye yerleştirildi . Numunenin şekli çizilerek indentasyonlu numuneler taslak üzerinde işaretlendi.

Maskeye yerleştirilen numune vakum odasına alındı. Tungsten potaya % 99.99 saflıkta alüminyum konuldu ve maskeye yerleştirilmiş numunenin (100) yüzeyi tungsten potanın üstüne gelecek şekilde ayarlandı(şekil 5.7).

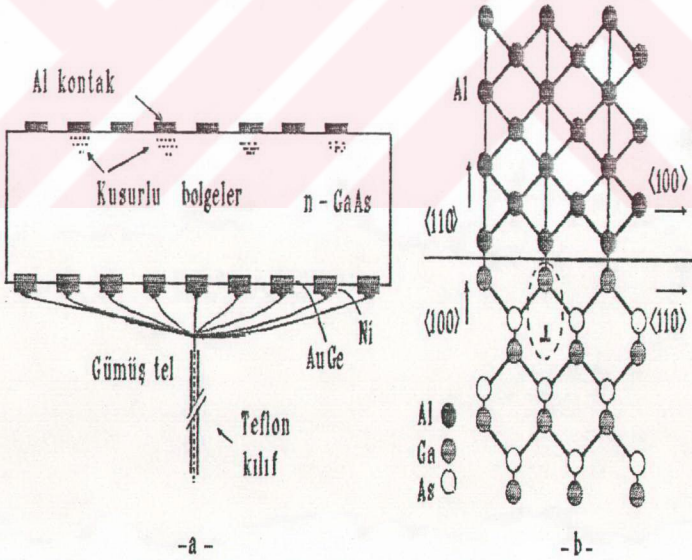
n-GaAs ye farklı metaller (Cu , Ag , Al , Mn , Cr) kullanılarak metal kontak yapılır (Newman, vd., 1985 ; Chin , vd., 1990). Kontak yapılacak metal değişikçe diyodun engel yüksekliği ve diğer parametreleri değişir. Bu nedenle ölçümlerde kullanacağımız diyotlarda Al metalini kullandık.

Vakum 10^{-6} milibar mertebesine düştünce tungsten potanın uçları akım kaynağına bağlanarak (Buharlaştırma kaynağı max 300 volt-1200 amper) saf alüminyum buharlaştırıldı ve istenilen kalınlıkta alüminyum kaplandı. Numune vakum odasından alınarak maskeden söküldü. Böylelikle numune üzerine metal elektrod yapımı tamamlanmış oldu. Schottky diyodun engel yüksekliği , idealite sabiti gibi parametreleri metal kontağın özelliğine bağlıdır(Barret, vd., 1993).

Metal kontak yapılmış GaAs tabanlı metal-yarı iletken diyodun kesiti şekil 5.8 a da şematik olarak görülmektedir. Şekil 5.8.b de ise Al metal kontak noktasının örgü yapısı görülmektedir (Eglash, vd., 1987). Şekil 5.8.b de görüldüğü gibi yüzeyde biten bir dislokasyon çizgisi kontak arayüzeyinde kusur oluşturur. Burada görülen her metal kontak noktası bir metal-yarı iletken diyoda karşılık gelmektedir. Bu noktalara uygulanan ön besleme gerilimi ile elde edilen I-V ve C-V karakteristikleri Schottky diyodu karakteristikleri ile karşılaştırıldığında her metal kontak noktasının bir Schottky diyod oluşturduğu belirlendi(Sze, 1981 ; Yalçın, vd., 1981). 70 tane metal kontak yapılmış olup , bunların 10 tanesi indentasyon bölgelerini kapsayan kontak noktaları, diğerleri ise kusursuz olan bölgelerde oluşturulan kontak noktalarıdır. Burada elde edilen indentasyona tabi tutulmuş ve tutulmamış olan kontaklar elektronik özelliklerin incelenmesine hazır hale getirildi.



Şekil 5.7. Vakum odası ve maskenin yerleştirilmesi



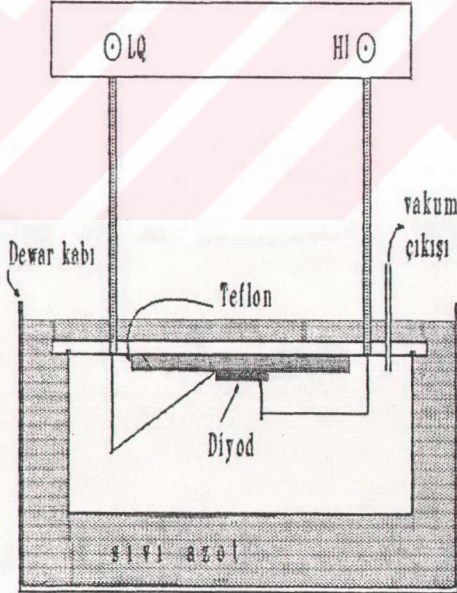
Şekil 5.8.a) $\langle 100 \rangle$ yüzeyine indantasyon uygulanmış n-GaAs tabanlı Al metal kontaklı metal-yarı iletken diyodun kesiti b) Al - GaAs metal kontak noktasının örgü yapısının şematik görünüşü

5.6. Deneysel Düzenekler

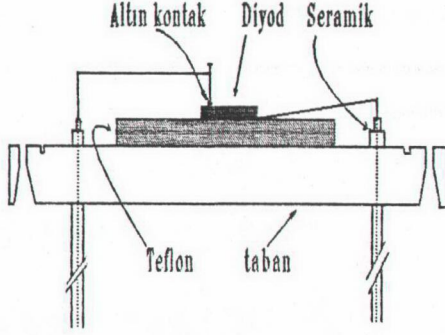
5.6.1. Soğutma düzeneği

Hazırlanan kusurlu(dislokasyonlu) ve kusursuz Al/GaAs yapıların elektriksel özelliklerini belirlemek ve uygulanan indentasyon ile oluşturulan dislokasyonların bu özellikleri nasıl etkilediğini ortaya çıkarmak için, vakum altında hem oda sıcaklığı hem de sıvı azot sıcaklığında ölçümler gerektiğinden ,  rneęi 77 K 'ne kadar soğutup, oda sıcaklığına kadar ısıtabilen bir sistem gerekli idi. Bu ihtiyaç  ekil 5.9 de görülen düzenek kullanılarak giderildi.

Diyod yüzeyine düşen ışık etkisiyle diyod parametreleri değişebilir (Heasell , 1981). Bu düzenekte, diyodun elektriksel özelliklerinin belirlenmesi esnasında diyodu, ortam aydınlatmasından , elektro manyetik etkilerden korumak mümkün oldu . Kullanılan soğutucu düzenekte , sıvı azot sıcaklığında metal-yarı iletken diyoda bağlı kontak uçlarının kontaklarının sıcaklıkla değişiminden etkilenmemesi için yalıtım malzemesi olarak teflon taban kullanıldı. Ölçümler esnasında düzenek sürekli vakumda çalıştırıldı ve termoo t ile sıcaklığı ölçüldü. Şekil 5.10 da kullanılan düzenekte diyod bağlantı şekli şematik olarak görülmektedir.



Şekil 5.9. Metal-yarı iletken diyod tutucu ve soğutucu düzeneğinin g r n ş ş 



Şekil 5.10. Numune tutucu ve soğutucu düzenekte metal -yarı iletken diyodun bağlantı şekli

5.6.2. Kapasite - gerilim ve akım - gerilim ölçüm düzeneği

Metal - yarı iletken diyodlarda C -V ve I - V özelliklerini belirlemek ve buradan taşıyıcı yoğunluğunu, kapasitedeki değişimleri ,engel yüksekliğini ve dislokasyon enerjileriyle aralarında olan ilişkiyi belirlemek için yapılan ölçümlerdir. Ölçüm düzeneği şekil 5.11 de görülmektedir. Soğutucu düzenek içerisine yerleştirilen numune önce, bir ucu ohmik kontaktan alınan , diğer ucu ise kusursuz bölgeyi ihtiva eden Al metal elektrottan alınan uçlar şekil 5.11 deki gibi devreye bağlandı. Metal elektrod noktasına temas eden altın kontakın Al elektrodu çizmemesine özen gösterildi. Daha sonra ağız kapatılan soğutucu düzenekte $\sim 10^{-3}$ mbarlık vakum elde edildi.

C -V ve I - V özelliklerini belirlemek üzere ilk ölçümler oda sıcaklığında yapıldı. Bu düzeneğe numuneye uygulanan tarama geriliminin değişme hızı, sinyal jeneratörü ile istenilen değere ayarlanabilmektedir. Sistem içinde numuneye uygulanan alternatif gerilim 1 MHz ve 15 mV_{RMS} dir. Frekans arttıkça C-V karakteristik eğrisi lineerliğe gider(Chan, vd., 1993).

Numunenin kontak noktalarına (ohmik ve metal kontak) -10 V ile + 10 V arasında gerilimler uygulandı. Kapasitemetre (Boonden Capacitometer 72B) kullanılarak yazıcı ile C-V karakteristiği çizdirildi ve ayrıca analog girişiyle datalar bilgisayara kaydedildi .

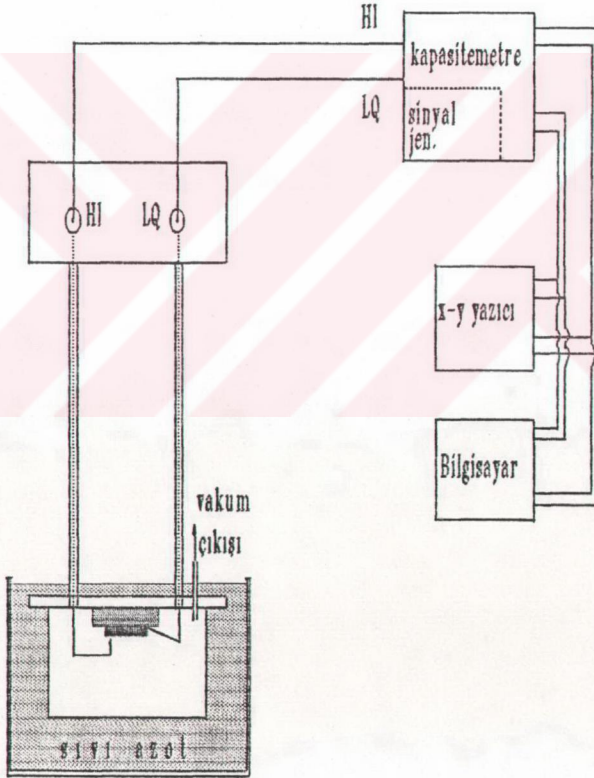
Numunenin kontak noktaları değiştirilmeden kapasitemetre devreden çıkarılarak akımı ölçmek için elektrometre (Keithley 617 programmable electrometer) devreye bağlandı. ± 2 volt arasında gerilim değişimi uygulandı. Bu gerilim değişimine karşılık akım değerleri okundu ve bilgisayara da aynı datalar kaydedildi.

Daha sonra soğutucu kab sıvı azotla dolu Dewar kabına daldırıldı. Daldırma işlemi ani soğutmayla kontak noktalarının açılmasını önlemek için adım adım yapıldı. Soğutucunun iç

sıcaklığı termočifte bağı voltmetreden okunan değerle ölçüldü. Termočiftin uçları NiCr-Ni (Chromel-alumunel) olduğundan, $\sim 5,89$ mV gerilim okunduğunda NiCr-Ni tablosundan -200 °C veya 77 K sıcaklığına inildiği görüldü.

I-V karakteristiği ölçme durumuna hazır olan devrede sıvı azot sıcaklığında akım-gerilim ölçümleri (± 2 volt) yapıldı. Devreden tekrar elektrometre çıkarılarak yerine kapasitemetre bağlandı. Sıvı azot sıcaklığında aynı işlemler uygulanarak C-V karakteristiği çizdirildi ve datalar bilgisayara aktarıldı.

Aynı işlemler 100 gr, 200 gr ve 300 gr indantasyonlu bölgelerde de, oda ve sıvı azot sıcaklığında tekrarlandı. C-V ve I-V eğrileri elde edildi.



Şekil 5.11. C-V ve I-V ölçüm düzeneği

6. ÖLÇÜM SONUÇLARI

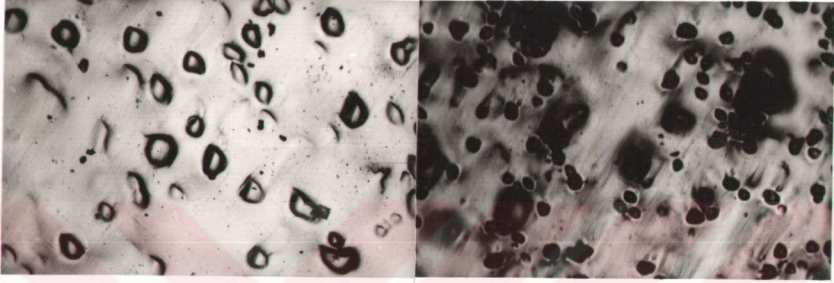
6.1 Dislokasyon Yoğunluğu ve Enerjisi

Silisyum dope edilmiş n-GaAs kristalinin 300 K sıcaklığında katkı yoğunluğu $1,7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ dir. Kristali büyüme esnasında meydana gelen dislokasyon yoğunluğu ise $\sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ dir (Goodman, 1978 ; Figielski, 1992 ; Yonenaga, vd., 1992 ; Petrauskas, vd., 1993). Değişik indantasyonlar uygulanarak 300 K sıcaklığında farklı zorlama oranlarına bağlı olarak dislokasyonlar oluşturuldu (şekil 6.1). Numune 1 HNO₃ ; 2 H₂O çözeltilisinde 20 °C de 15 dakika dağıldı. Şekil 6.1.a daki n-GaAs kristalinin (100) yüzeyindeki dağılama tepcikleri sayıldı ve buradan dislokasyon yoğunluğu $\sim 5 \times 10^9 \text{ m}^{-2}$ bulundu. İndantasyonlu numenelerde (Şekil 6.1. b, c, d,) yüksek dislokasyon yoğunluğu gözlemlendi ve denklem 4.1 kullanılarak dislokasyon yoğunlukları belirlendi. Ayrıca bilgisayar programı (Ek.1) yardımıyla birim dislokasyonun enerjisi 84 mJ/m² olarak hesaplandı ve sonuçlar tablo. 6.1 verildi (Brar, vd., 1984). Burada n-GaAs için kesme modülü $C_{11} = 119 \times 10^9 \text{ N/m}^2$, $C_{12} = 53.8 \times 10^9 \text{ N/m}^2$, $C_{44} = 59.5 \times 10^9 \text{ N/m}^2$ alınarak $G = (C_{11} - C_{12}) / 2 = 3.26 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, geometrik faktör $a = 1/3$, Burgers vektörü $b = a/2 < 110 >$, ve örgü sabiti $a = 5.65 \times 10^{-10} \text{ m}$ olarak alındı (Booyens, vd., 1979 ; Blakemore, 1982 ; Maree, vd., 1987 ; Bloch, vd., 1990 ; Miyazaki, vd., 1990 ; Gerthsen, vd., 1993).

Tablo 6.1. Si-GaAs kristaline uygulanan zor ve meydana gelen dislokasyon yoğunluğu ile dislokasyon enerjileri

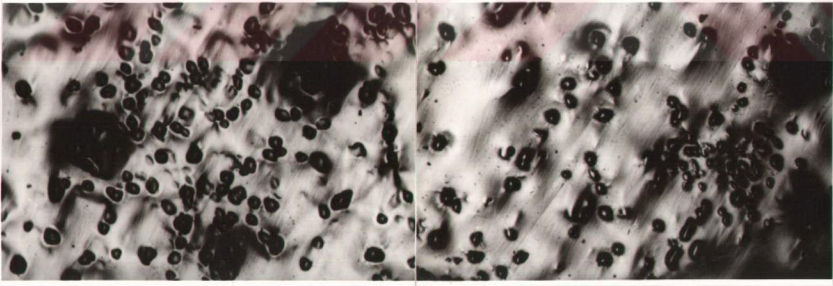
Uygulanan Zor (N/m ²)	Dislokasyon Yoğunluğu (1/m ²)	Toplam Dislokasyon Enerjisi. (mJ/m ²) *
0.0 (N0)	5.00×10^9	$4,2 \times 10^{11}$
1.24×10^8 (N100)	8.15×10^{14}	$6,8 \times 10^{16}$
2.49×10^8 (N200)	32.89×10^{14}	$27,6 \times 10^{16}$
3.74×10^8 (N300)	74.21×10^{14}	$62,4 \times 10^{16}$

* Dislokasyonun birim uzunluğu başına enerjisi 84 mJ/m²



- a -

- b -



- c -

- d -

Şekil 6.1. n-GaAs kristalinde (100) yüzeyinde gözlenen dağlama izlerinin optik mikroskop fotoğrafları a) N0 (x1000) ; b) N100 (x 500), c) N200 (x 500), d) N300 (x 500)

6.2. 300 K ve 77 K de C-V Eğrileri

N_d taşıyıcı konsantrasyonu , ϕ_{en} engel yüksekliği , V_d diffüzyon potansiyeli ve C_o fazlalık kapasitesini bulmak için $T = 300 \text{ K}$ ve 77 K de vakum altında şekil 5.11 de görülen ölçüm düzeneği ile sırayla kusursuz, 100 gr, 200 gr ve 300 gr (N0, N100, N200, N300) indentasyon uygulanan numunelerin C - V ölçümleri yapıldı. Ölçüm sonuçları ve bulunan değerler şekil 6.2 (300 K) ve şekil 6.3 (77 K) de verildi.

Tükünim bölgesinde taşıyıcı konsantrasyonu sabit olduğundan denklem 3.12 kullanılarak her numune için $1/C^2 - V$ grafikleri sırayla 300 K ve 77 K çizildi (şekil 6.4 ve şekil 6.5). Grafiklerden V_d ve N_d değerleri bulundu. Bulunan sonuçlar tablo 6.2 de 300 K ve tablo 6.3 de 77 K sıcaklıkları için verildi.

$1/C^2 - V$ eğrileri tükenim bölgesinde lineer olmadığından C_o fazlalık kapasitesinin değerlerini bulmak için denklem 3.12

$$1/C^2 = 2(V_d - V - kT/q) / q\epsilon_s N_d$$

kullanılarak $C - (V_d - V - kT/q)^{1/2}$ grafiği çizildi (şekil 6.6 ve 6.7). Eğrinin C eksenini kestiği nokta yani $V = 0$ olduğu noktadan C_o değeri bulundu. Teorik olarak denklem 3.12 kullanılarak $V = 0$ da C_o kapasitesi $V_d \sim 1$ volt , diyot alanı $A = 7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$, $\epsilon_s = 10,9\epsilon_o$ alındığında $V_d \gg kT/q$ için $\sim 90 \text{ pF}$ bulunur. Deneysel olarak C_o kapasitesi kusursuz kristal için 110 pF olarak bulundu. Dislokasyon oluşturulan numunelerde yapılan hesaplamalarda fazlalık kapasitelerinden kusursuz kristalin fazlalık kapasitesi çıkarılmıştır.

$1/C^2 - V$ grafiklerinde, tükenim bölgesinde gözlenen lineer olmayan eğriyi lineer duruma getirmek için $1/(C-C_o)^2 - V$ grafiği çizilirse eğrinin V eksenini kestiği noktadan engel yüksekliği bulunabilir (şekil 6.8 ve 6.9). Bulunan engel yükseklikleri tablo 6.2 de 300 K ve tablo 6.3 de 77 K sıcaklıkları için verildi.

Kusursuz kristal durumunda bulunan sonuçlarla kusurlu kristallerdeki sonuçlar arasındaki değişimler Tablo 6.4 de 300 K ve Tablo 6.5 de 77 K için verildi.

Tablo 6.2. 300 K sıcaklığında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu , difüzyon potansiyelleri , fazlalık kapasitesi ve engel yükseklikleri

	Taşıyıcı Yoğunluğu N_d m^{-3}	Difüzyon Potansiyeli V_d Volt	Fazlalık Kapasitesi C_o pF	Engel Yüksekliği ϕ_{bn} eV
N0	2.25×10^{23}	0.80	110	0.68
N100	2.19×10^{23}	0.92	230	0.72
N200	2.05×10^{23}	1.10	280	0.79
N300	1.92×10^{23}	1.25	295	0.95

Tablo 6.3. 77 K sıcaklığında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu , difüzyon potansiyelleri ,fazlalık kapasitesi ve engel yükseklikleri

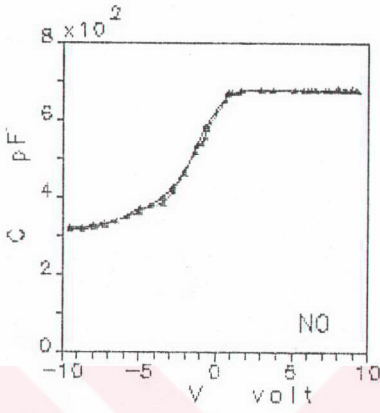
	Taşıyıcı Yoğunluğu N_d m^{-3}	Difüzyon Potansiyeli V_d Volt	Fazlalık Kapasitesi C_o pF	Engel Yüksekliği ϕ_{bn} eV
N0	2.15×10^{22}	0.92	120	0.75
N100	1.86×10^{22}	1.05	240	0.90
N200	1.69×10^{22}	1.20	310	1.02
N300	1.39×10^{22}	1.32	340	1.15

Tablo 6.4. 300 K sıcaklığında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu, difüzyon potansiyelleri, fazlalık kapasitesi ve engel yüksekliklerinin kusursuz kristaldaki değerlerle karşılaştırılması (+ işareti artışı; - işareti azalışı temsil eder).

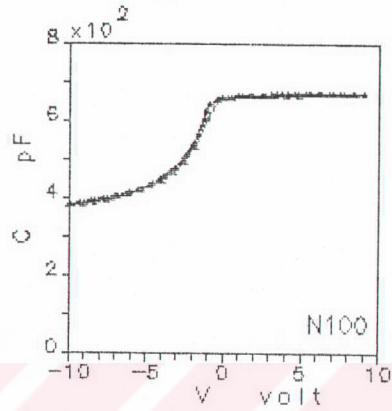
	Taşıyıcı Yoğunluğu değişimi (m^{-3})	Difüzyon Potansiyeli değişimi (volt)	Fazlalık Kapasitesi değişimi (pF)	Engel Yüksekliği değişimi (eV)
N100	-0.06×10^{23}	+0.12	+120	+0.04
N200	-0.20×10^{23}	+0.30	+170	+0.11
N300	-0.33×10^{23}	+0.45	+185	+0.27

Tablo 6.5. 77 K Sıcaklığında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu, difüzyon potansiyelleri, fazlalık kapasitesi ve engel yüksekliklerinin kusursuz kristaldaki değerlerle karşılaştırılması (+ işareti artışı; - işareti azalışı temsil eder).

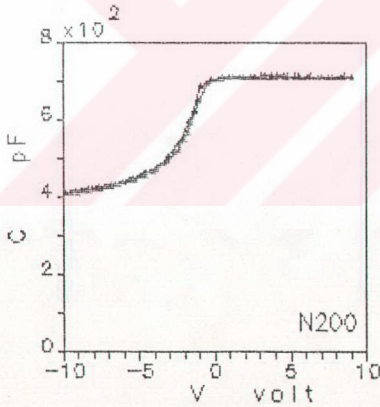
	Taşıyıcı Yoğunluğu değişimi (m^{-3})	Difüzyon Potansiyeli değişimi (volt)	Fazlalık Kapasitesi değişimi (pF)	Engel Yüksekliği değişimi (eV)
N100	-0.29×10^{22}	+0.13	+120	+0.15
N200	-0.46×10^{22}	+0.28	+190	+0.27
N300	-0.76×10^{22}	+0.40	+220	+0.40



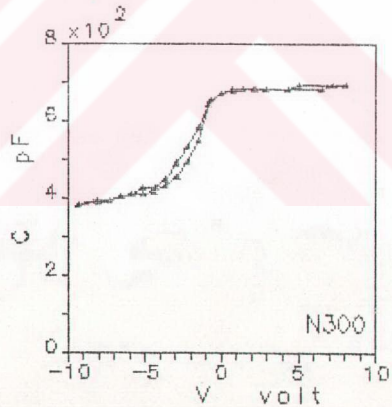
-a-



-b-

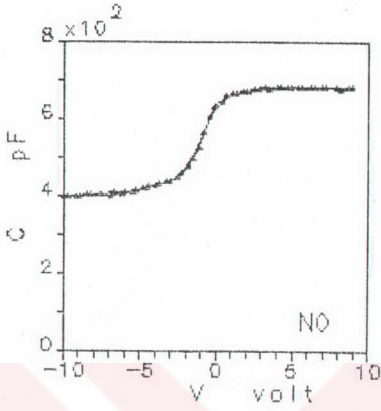


-c-

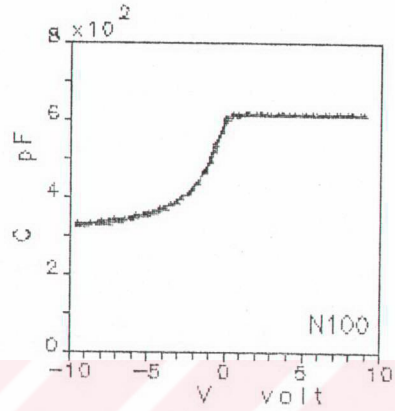


-d-

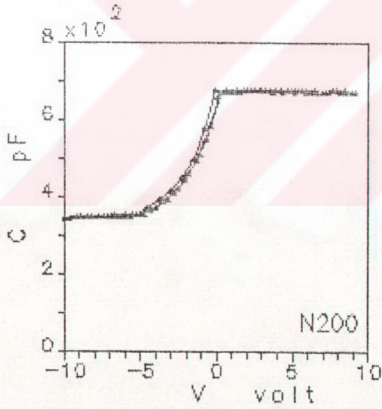
Şekil 6.2. 300 K sıcaklığında C-V karakteristikleri a) N0; b) N100; c) N200 ve d) N300



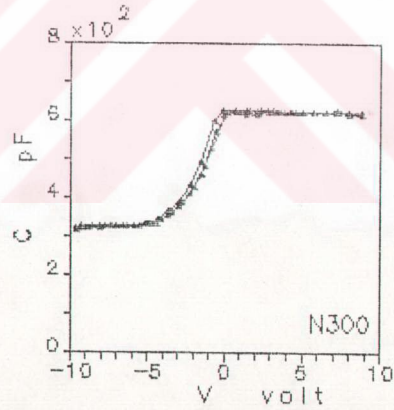
- a -



- b -

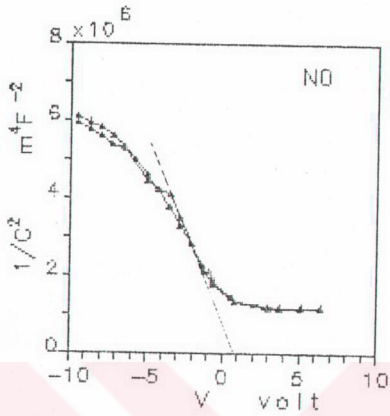


- c -

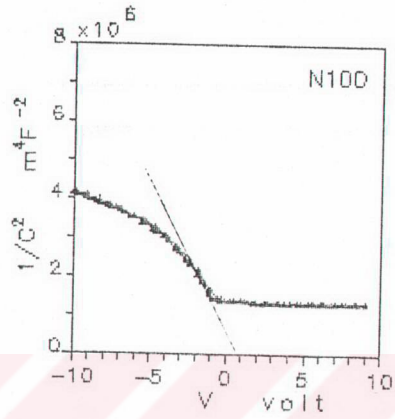


- d -

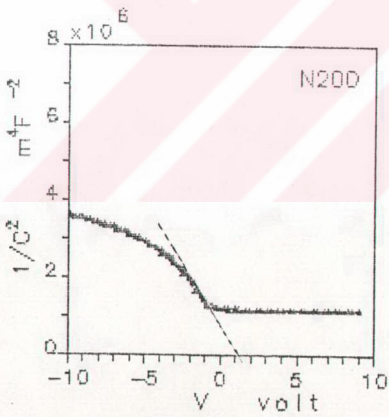
Şekil 6.3. 77 K sıcaklığında C-V karakteristikleri a) N0; b) N100; c) N200 ve d) N300



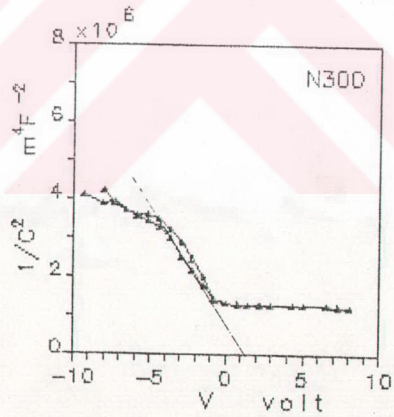
- a -



- b -

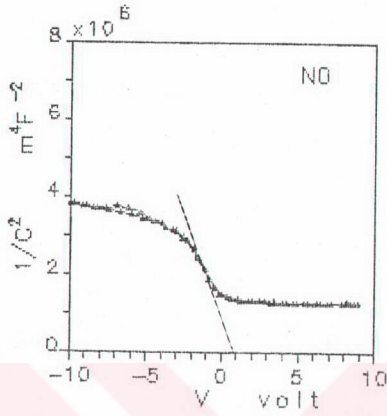


- c -

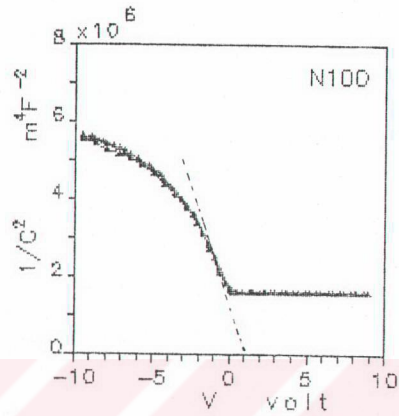


- d -

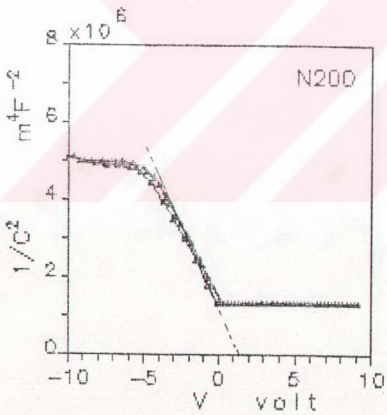
Şekil 6.4.300 K sıcaklığında $1/C^2$ -V karakteristikleri a) N0; b) N100; c) N200 , d) N300



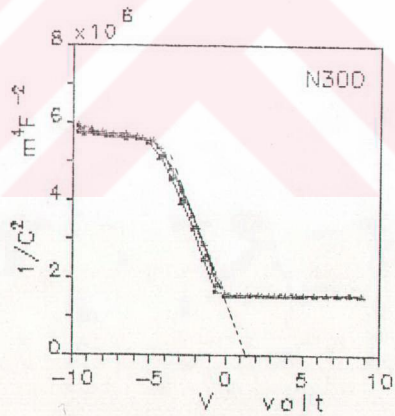
-a-



-b-

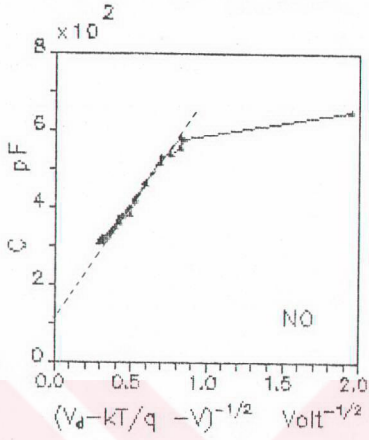


-c-

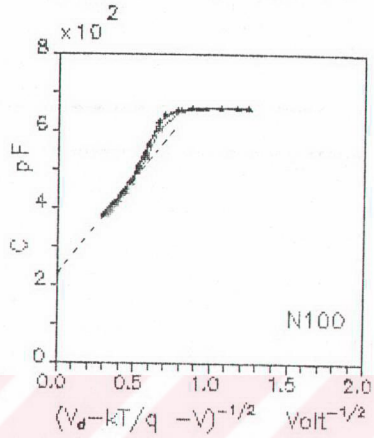


-d-

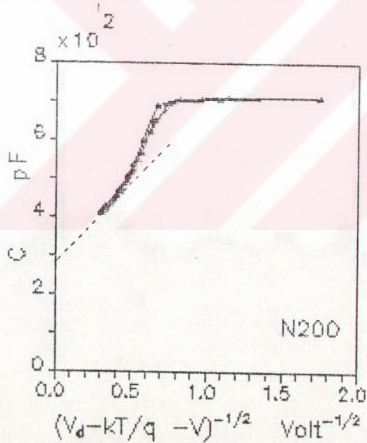
Şekil 6.5. 77 K sıcaklığında $1/C^2 - V$ karakteristikleri a) N0; b) N100; c) N200 ve d) N300



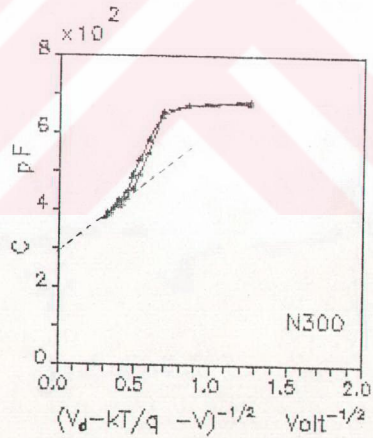
- a -



- b -

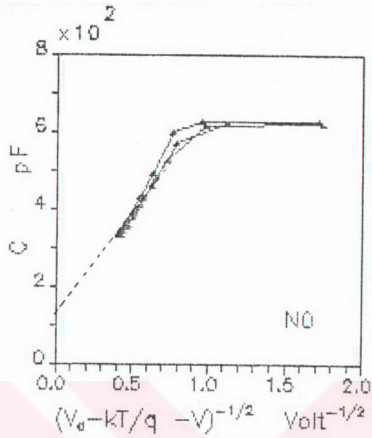


- c -

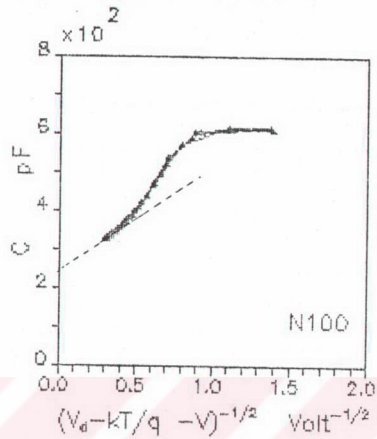


- d -

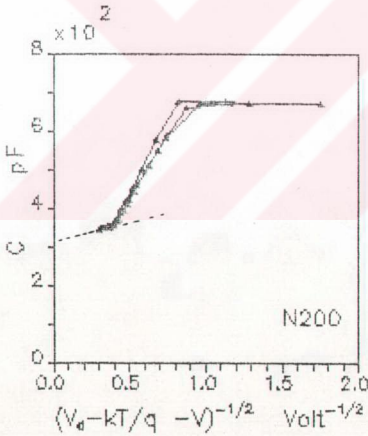
Şekil 6.6. 300 K sıcaklığında $C - (V_d - V - kT/q)^{-1/2}$ karakteristikleri a) N0; b) N100; c) N200 ve d) N300 . Eğrinin C eksenini kestiği nokta fazlalık kapasiteyi verir.



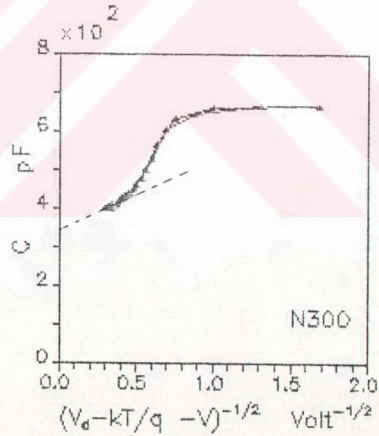
- a -



- b -

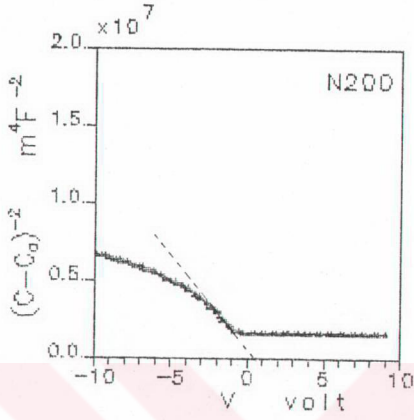


- c -

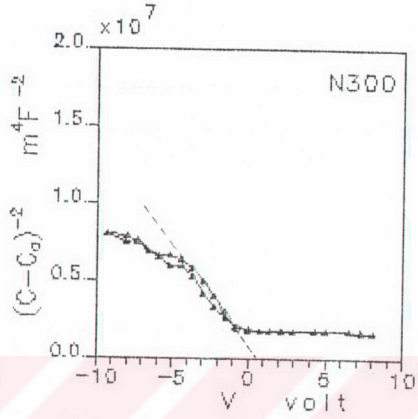


- d -

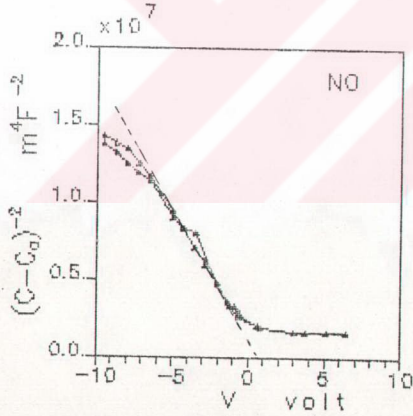
Şekil 6.7. 77 K sıcaklığında $C - (V_d - V - kT/q)^{-1/2}$ karakteristikleri a) N0; b) N100; c) N200 ve d) N300 . Eğrinin C eksenini kestiği nokta fazlalık kapasitesiyi verir.



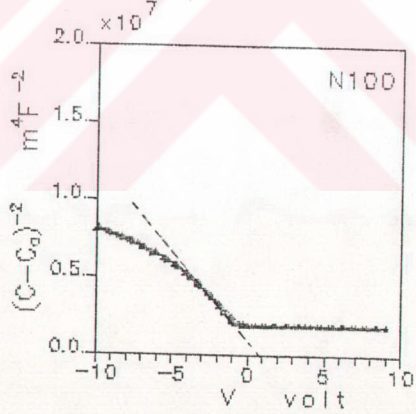
-a-



-b-

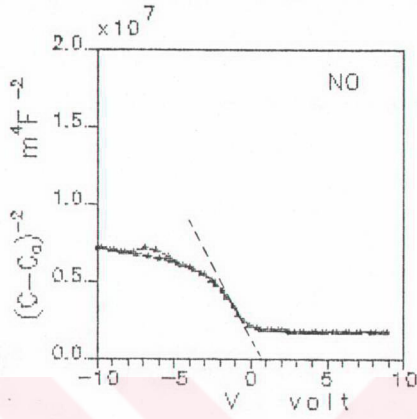


-c-

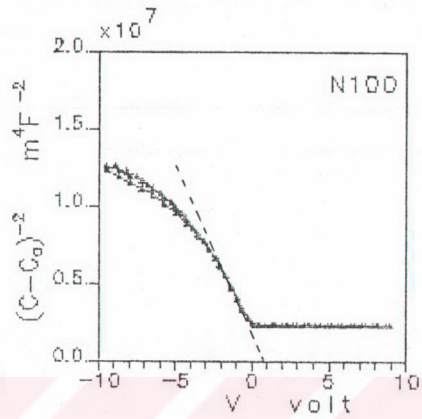


-d-

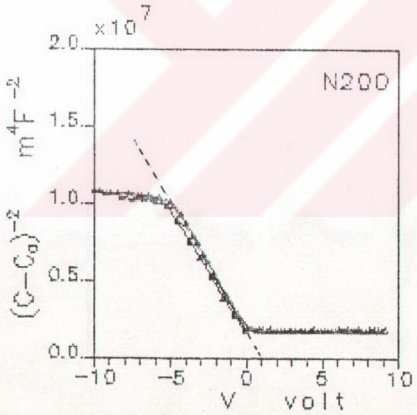
Şekil 6.8. 300 K sıcaklığında $1/(C-C_0)^2 - V$ karakteristikleri a) N0; b) N100; c) N200 ve d) N300. Eğrinin V eksenini kestiği nokta engel yüksekliği ϕ_{Ba} yi verir.



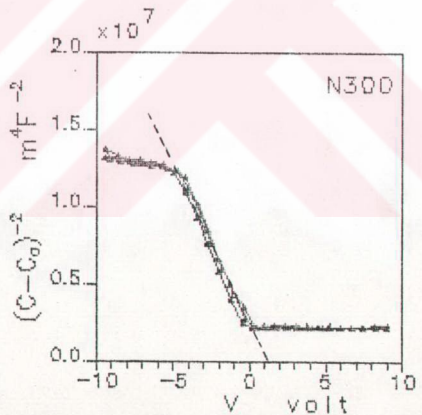
-a-



-b-



-c-



-d-

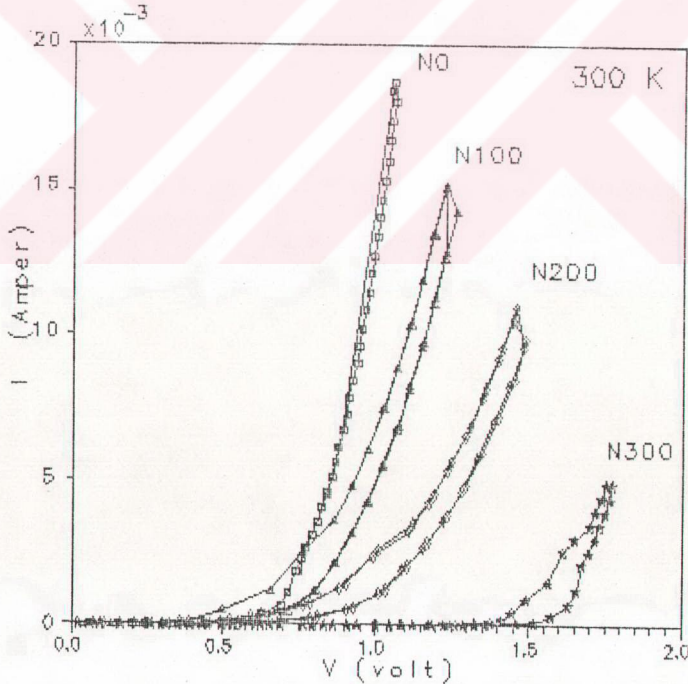
Şekil 6.9. 77 K sıcaklığında $1/(C-C_0)^2 - V$ karakteristikleri a) N0; b) N100; c) N200 ve d) N300. Eğrinin V eksenini kestiği nokta engel yüksekliği ϕ_{Bn} yi verir.

6.3. 300 K ve 77 K de I-V Eğrileri

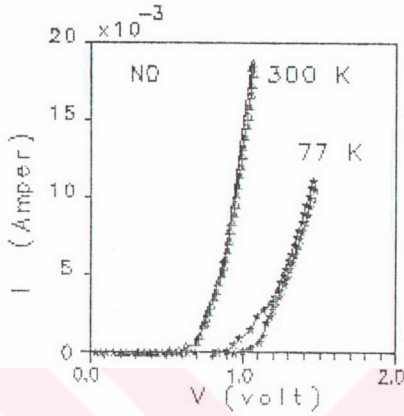
Metal - yarı iletken diyotta Schottky engel yüksekliğini, doyma akım yoğunluğunu, idealite faktörü ve diyod seri direncini hesaplamak için 300 K ve 77 K sıcaklığında şekil 5.11. deki devre kullanılarak , sırayla N0, N100, N200 ve N300 numunelerinde I -V ölçümleri yapıldı. Bulunan değerlerle 300 K sıcaklığı için I - V grafikleri çizildi (şekil 6.10). Ayrıca 300 K ve 77 K sıcaklıklarında I - V grafikleri, her numune için ayrı ayrı çizildi (şekil 6.11).

200 K den daha düşük sıcaklıklarda Richardson sabiti (A^*), $\ln J_s/T^2 - 1/T$ eğrisinin lineerlikten uzaklaşması sonucu hesaplanamaz (Srivastava , vd., 1981-B ; Schroder, 1990). $273 K < T < 373 K$ aralığında A^* ve ϕ_{Bn} değerleri sıcaklıktan bağımsızdır (Sze, 1981). Bu nedenle 77 K sıcaklığındaki I - V ölçümleri değerlendirilemedi . 77 K sıcaklığı için engel yüksekliği farklı sıcaklıklarda yapılan ölçümler kullanılarak bulunabilir (Srivastava, vd., 1981-A ; Srivastava, vd., 1981-B).

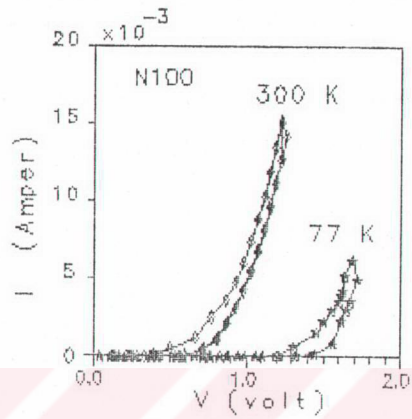
Diyod parametrelerinin tayin edilmesi için farklı yöntemler mevcuttur (Sze ,1981 ; Schroder, 1990). Birinci metotta diyodun ideal diyod olmadığı ($n > 1$) kabul edilerek ve en genel durum



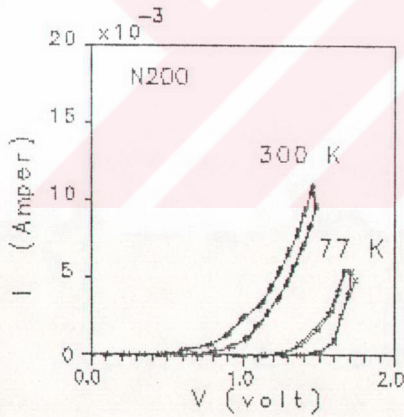
Şekil 6.10. 300 K sıcaklığında ölçülen I - V grafikleri



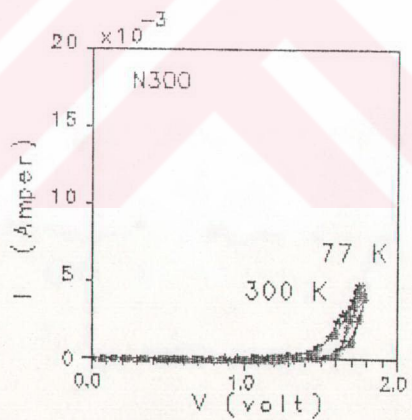
-a-



-b-



-c-



-d-

Şekil 6.11. 300 K ve 77 K sıcaklıklarında ölçülen I - V grafikleri a) N0 , b) N100 , c) N200, d) N300

gözönüne alındı (Kunze, vd., 1988). Denklem 4.3. kullanılarak

$$\ln I = \ln I_s + (q / nkT) V \quad (6.1)$$

bağıntısından $\ln I - V$ grafikleri çizildi (şekil 6.12). Eğrinin $\ln I$ eksenini kestiği noktadan I_s akımları ve eğrilerin eğiminden

$$n = (q/kT) [d \ln I / dV]^{-1} \quad (6.2)$$

bağıntısı kullanılarak diyod idealite çarpanı n bulundu. Bulunan I_s akımı 4.4 denkleminden bulunan

$$\phi_{Bn} = (kT/q) \ln [SA^*T^2 / I_s] \quad (6.3)$$

eşitliğinde yerine yazılarak engel yükseklikleri her numune için ayrı ayrı hesaplandı. Burada GaAs Richardson sabiti $A^* = 8.4 \text{ A/cm}^2/\text{K}^2$ alındı (Murarka, 1974 ; Figueredo, vd., 1986). Diyodun etkin yüzeyi ise $S = 7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ dir. Bulunan diyot parametreleri tablo 6.6 da topluca verildi.

İkinci metotta ise Cheung' ların geliştirdiği yöntem kullanılarak engel yükseklikleri ve diyodun seri direnci bulunabilir (Cheung , vd., 1986). Cheung' lar denklem 4.7 ile verilen bir $H(J)$ fonksiyonu tanımlamışlardır ($J = I/S$, S ; diyodun etkin yüzeyidir).

$$H(J) = V - (nkT/q) \ln (J / A^*T^2) \quad (6.4)$$

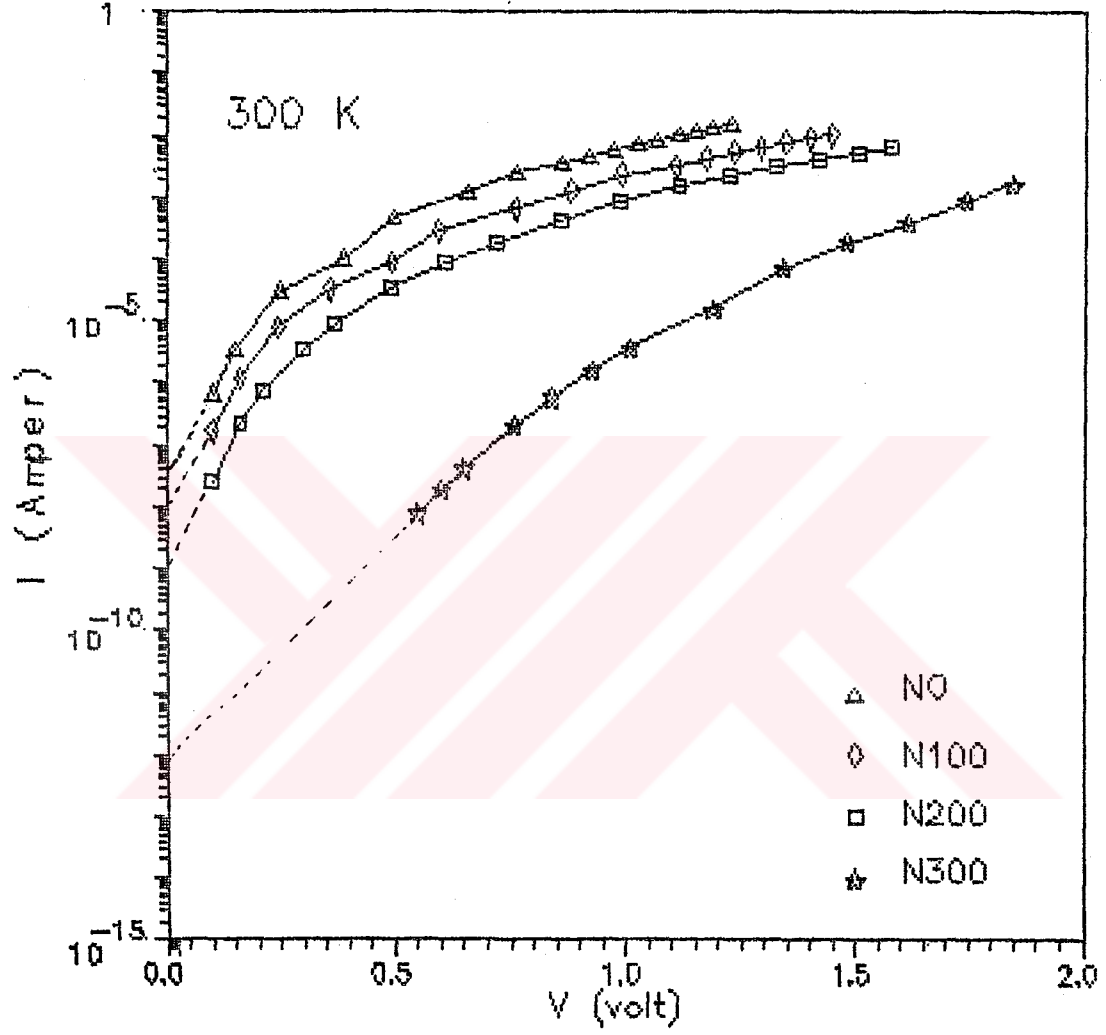
ve denklem 4.8 de

$$H(J) = RSJ + n \phi_{Bn} \quad (6.5)$$

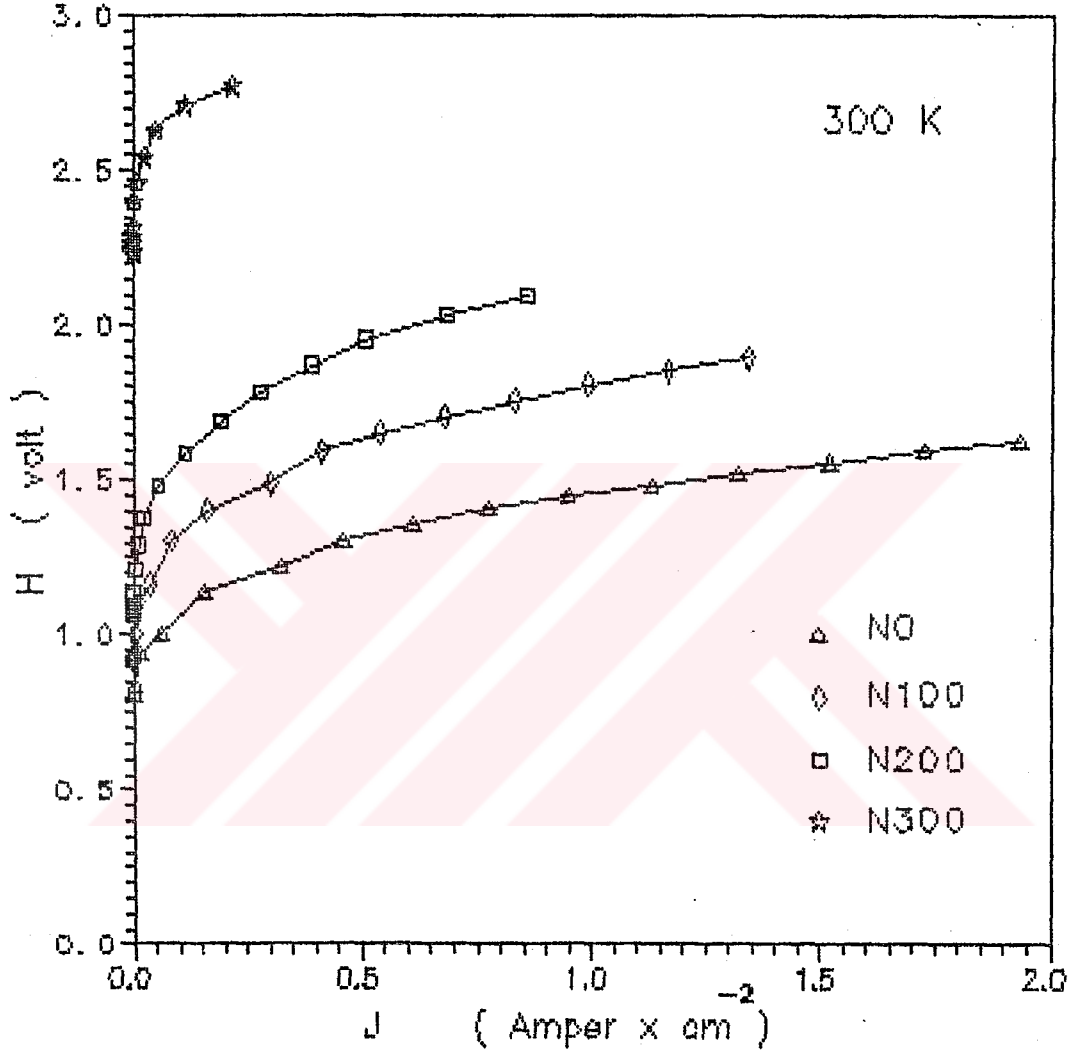
kullanılarak $H(J) - J$ grafiğinde eğrinin $H(J)$ eksenini kestiği noktadan ϕ_{Bn} ve eğrinin lineer kısmının eğiminden diyod seri direnci R bulundu (şekil 6.13). Bulunan değerler tablo 6.6 da gösterildi.

Tablo 6.6. 300 K sıcaklığında $I - V$ ölçümlerinden bulunan diyod parametreleri

	1.metod Doyma akımı I_s (A)	1. metod İdealite faktörü (n)	1.metot engel yüksek. ϕ_{Bn} (eV)	II.metod diyot seri dir. R (ohm)	II.metod engel yüksek. ϕ_{Bn} (eV)
N0	4×10^{-8}	1.199	0.666	22.3	0.667
N100	1×10^{-8}	1.305	0.702	47.0	0.704
N200	1×10^{-9}	1.460	0.761	55.2	0.764
N300	9×10^{-13}	2.380	0.943	101.9	0.947



Şekil 6.12. 300 K de $\ln I$ - V grafikleri

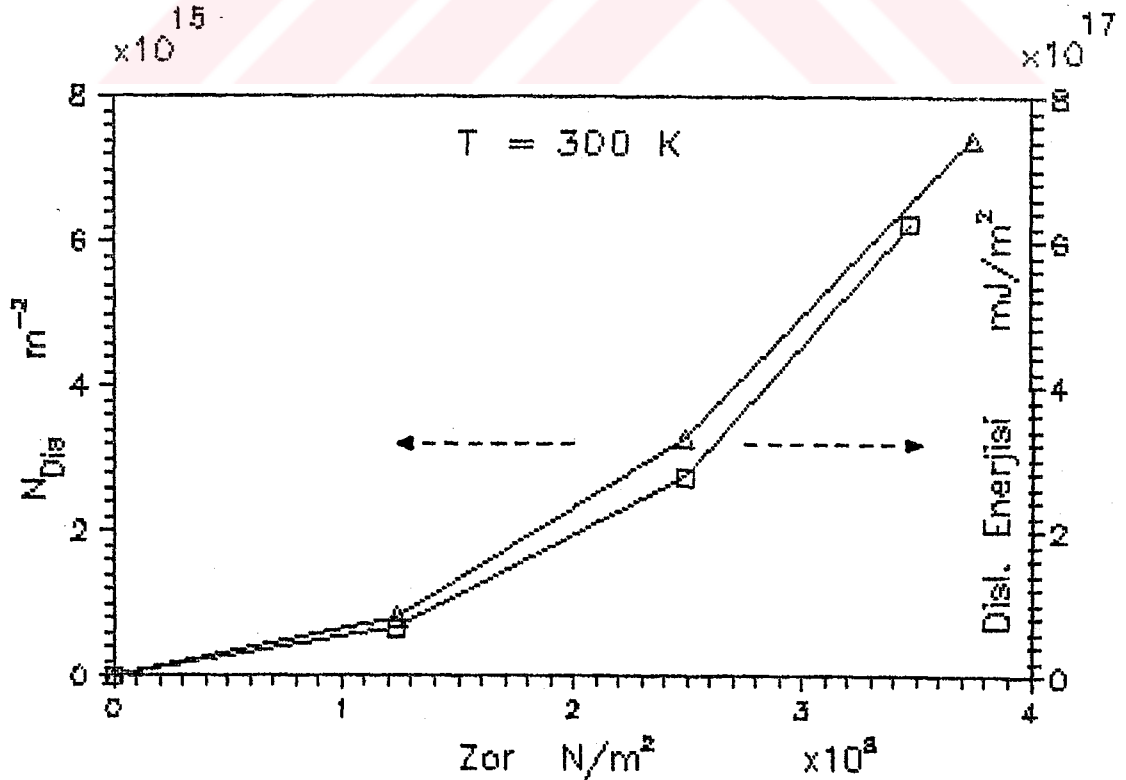


Şekil 6.13. 300 K sıcaklığında $H(J)$ - J eğrileri

7. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu çalışmada, n- GaAs kristalinde 300 K sıcaklığında oluşturulan dislokasyonların elastik zorlanma enerjisinin, yarı iletkenin elektriksel-elektroniksel özelliklerini nasıl etkilediği Schottky diyod yapılarak araştırıldı.

III - V grubu yarı iletken kristaller büyüttmeleri esnasında $\sim 10^8 \text{ m}^{-2}$ yoğunluklu dislokasyon içerirler. 300 K sıcaklığında numuneye $1.24 \times 10^8 \text{ N/m}^2$, $2.49 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ ve $3.74 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ lik toplam zor uygulanarak 60° dislokasyonlar çoğaltıldı. Numuneler 1: HNO_3 ; 2: H_2O çözeltisinde 20° sıcaklıkta 15 dakika dağlandı. Şekil 6.1.a da görülen N0 numunesinde $\sim 5 \times 10^9 \text{ m}^{-2}$ dislokasyon yoğunluğu bulundu. Şekil 6.1. b , c ve d de indentasyon noktaları civarında dağlama çukurları iç içe girdiğinden saymak güvenilir değildir. Bu nedenle 4.1. denklemi kullanılarak dislokasyon yoğunlukları bulundu. Bu yöntem Yonenaga, vd., tarafından yapılan çalışmalara uygundur(Yonenaga , vd., 1992). GaAs kristalinde , kristal yapısından dolayı meydana gelen 60° dislokasyonlarında Burgers vektörü $b = a/2 < 110 >$, kayma sistemi $\{001\}<110>$ ve $a = 5.65 \times 10^{-10}$ metredir(Qin, vd., 1989) . Ek.1 deki bilgisayar programı yardımıyla 60° dislokasyonların birim uzunluğu başına enerjisi 84 mJ/m^2 olarak bulundu. Bulunan dislokasyon yoğunlukları ve enerjilerinin uygulanan zor ile değişimi şekil 7.1 de verildi. Bulunan bu değerler yapılan çalışmalar ile uyum içerisinde olduğu görüldü (Gerthsen, vd., 1993).



Şekil 7.1. Dislokasyon yoğunluğu ve enerjisinin uygulanan zor ile değişimi

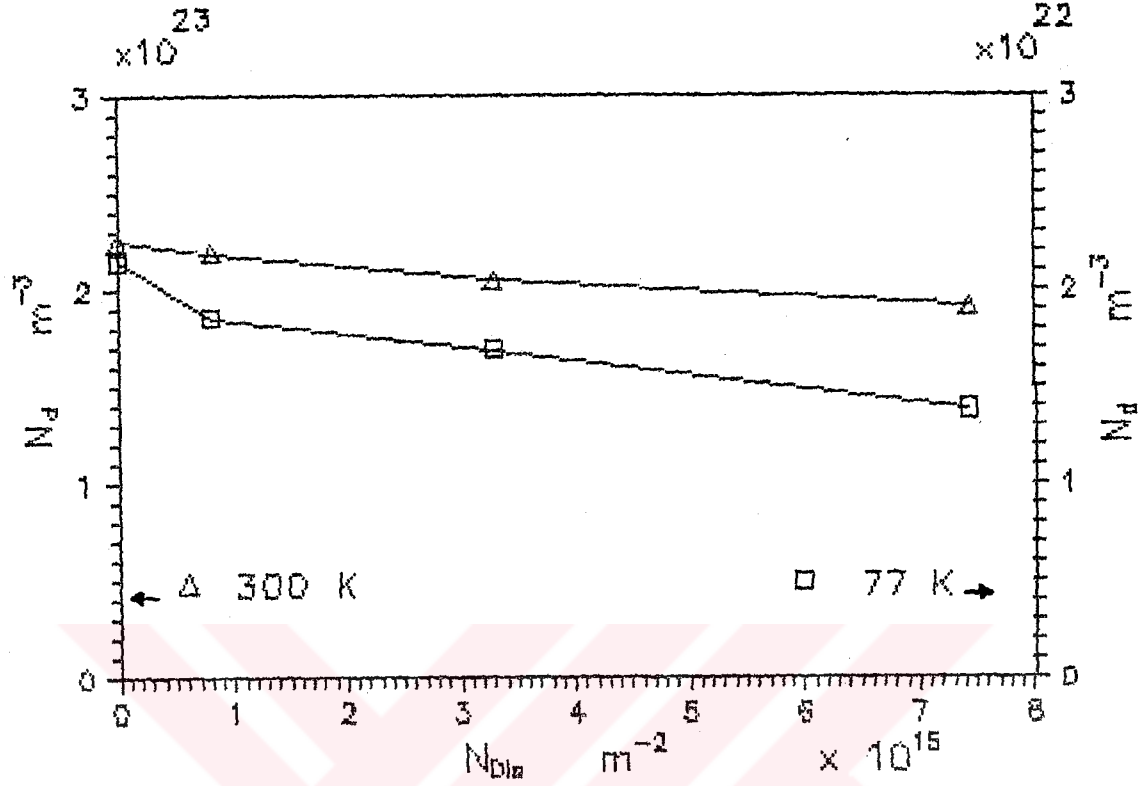
Bu dislokasyonların yarı iletkenin elektriksel-elektroniksel özelliğini nasıl etkidiğini görmek için metal- yarı iletken kontak yapımı gerçekleştirildi. Gerek ohmik kontak ve gerekse metal kontak yapımında kullanılan metaller , parlatma çözeltileri ve metal kontakın kalınlığı diyod parametrelerinde etkili olduğundan ölçüm yapılan N0 , N100 , N200 ve N300 numuneleri için şartların eşit olması sağlandı.

AuGe-Ni ohmik kontak noktalarının direnci ölçüldü ve 1 ohm civarında olduğu görüldüğünden ohmik kontakın sağlanmış olduğu sonucuna varıldı . Yarı iletken yüzeyde gerek kullanılan çözelti ve gerekse hava teması nedeniyle oluşacak oksit tabakası MOS (metal-oksit-yarıiletken) yapı oluşturacağından , Al metal kontak yapımında numunenin oksitlenmemesi sağlandı.

Yapılan metal kontakın Schottky diyod oluşturduğunu görmek için I-V grafiğine bakıldı. I-V grafiklerinin Schottky diyod karakteristiğine uyduğu görüldü.

Daha sonra 300 K ve 77 K sıcaklıklarında C-V ve I-V ölçümleri yapıldı. Şekil 6.2. b , c , d de 300 K sıcaklığında C-V karakteristiklerinde histeresizler gözlemlendi . Bu histeresiz şekil 6.3. c ve d de 77 K sıcaklığında artmaktadır. Bu histeresiz , başlangıçta kusur düzeylerinin kısmen boş olması ve dönüşte ise bu düzeylerin dolu olması nedeniyle ortaya çıkmışlardır(Weiguo, 1991 ;Letartre, vd., 1992). Histeresizlerdeki artışın , oluşturulan dislokasyon yoğunluğu artışı ile ilgili olduğu sonucuna varıldı. 77 K sıcaklığında histeresizin daha da genişlemesi , serbest taşıyıcıların bu sıcaklıkta enerjilerinin azalması ve dolayısıyla gidiş yönünde kusur düzeylerini geçmesi için daha büyük bir uyarılmaya ihtiyaç duymasındandır. Dönüşte dislokasyon düzeyleri dolu olduğundan serbest taşıyıcılar bu düzeyi daha küçük uyarılmayla geçer.

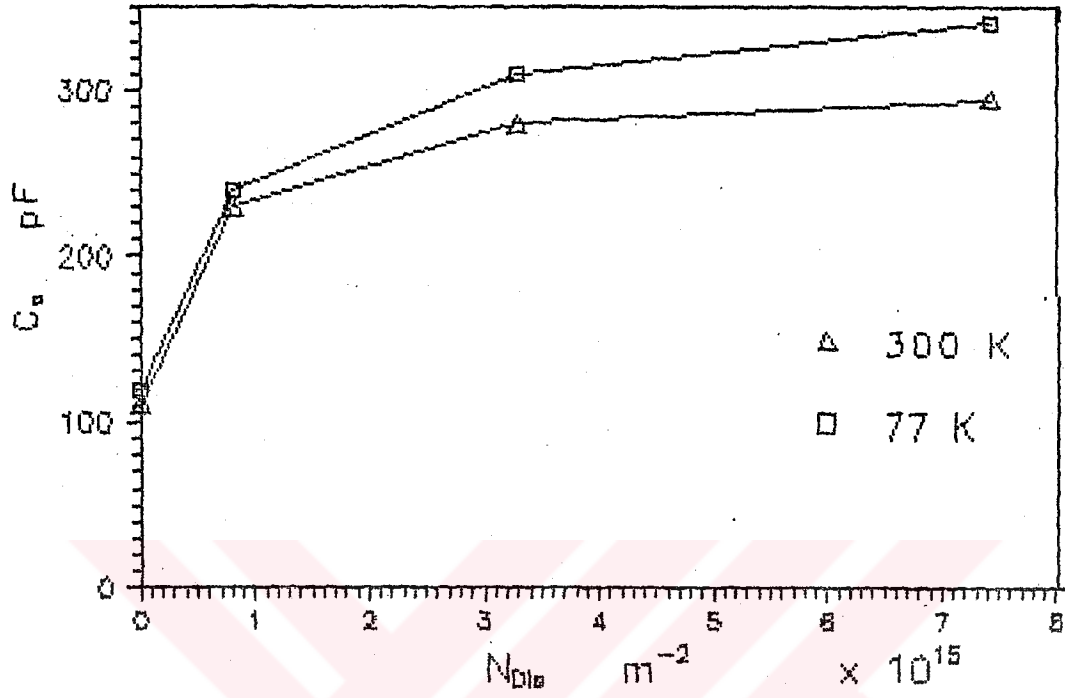
Şekil 6.4. a , b , c ve d de $1/C^2 - V$ eğrilerinden 300 K sıcaklığında , şekil 6.5. a , b , c , d de 77 K sıcaklığında N0 , N100 , N200 , N300 diyodları için difüzyon potansiyelleri ve taşıyıcı yoğunlukları bulundu. N0 için bulunan 300 K ve 77 K sıcaklıklarındaki V_d potansiyelleri yapılan çalışmalarla uyum içerisinde. Ancak N100 , N200 ve N300 örnekleri için bulunan V_d potansiyellerinde bir artış görülmektedir. Bu artış dislokasyon yoğunluğu artışıyla artmaktadır. Bunun nedeni ise dislokasyon düzeylerini geçmesi için serbest elektronların daha büyük uyarılma enerji değerlerine ihtiyaç göstermesidir . Yine aynı eğrilerin eğiminden hesaplanan serbest taşıyıcı yoğunluklarında da şekil 7.2. de görüldüğü gibi dislokasyon yoğunluğu artışına bağlı olarak bir azalma gözlemlendi. Bu azalma serbest taşıyıcıların dislokasyonlar tarafından tuzaklanmış olması sonucudur .Yani 60° dislokasyonlar n-GaAs kristalinde alıcı gibi davranırlar. Yapılan çalışmalarda zorlama oranı arttıkça taşıyıcı konsantrasyonunun azaldığı ve kusurların alıcı gibi davrandıkları bilinmektedir (Booyens , vd., 1979 ; George, vd., 1979 ; Sumramanian , vd., 1981 ; Shikin, vd., 1988 ; Wosinski , vd., 1989). Fonash tarafından yapılan çalışmada da uygulanan zor arttıkça V_d potansiyelinin arttığı bulunmuştur(Fonash , 1973). Zor artışıyla dislokasyon yoğunluğu artışı gözlemlendiğinden , bu artışın yine dislokasyon yoğunluğu ve kristalin elastik sabitleriyle ilgili olduğu söylenebilir .



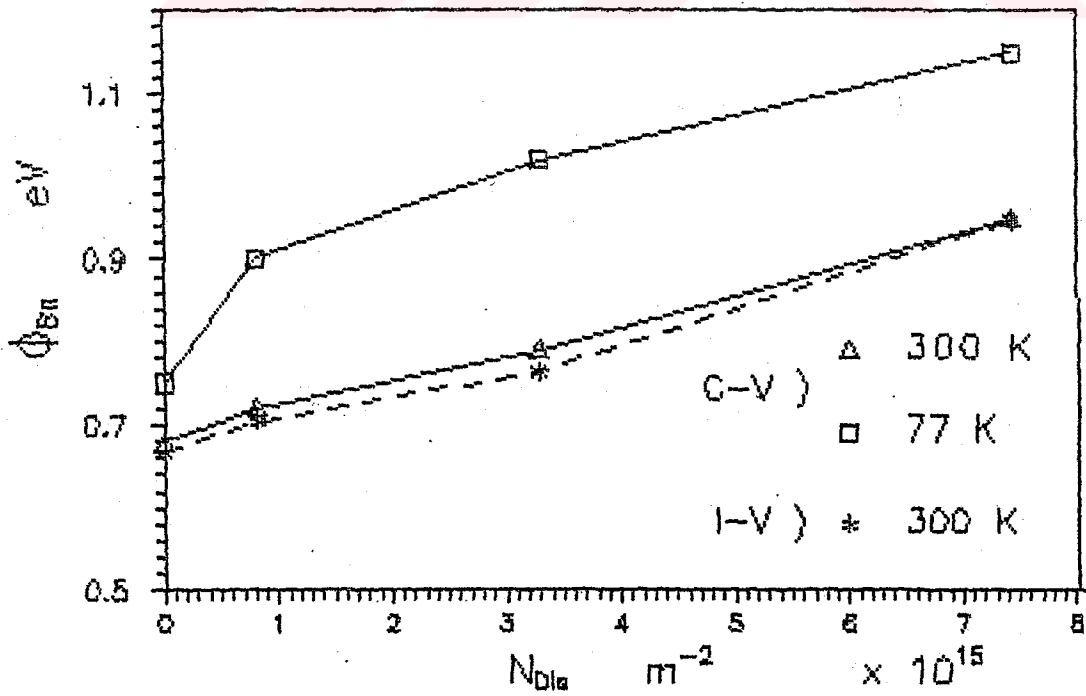
Şekil 7.2. Taşıyıcı yoğunluklarının dislokasyon yoğunluğu ile değişimi

Şekil 7.3. de 300 K ve 77 K sıcaklıklarında N0, N100, N200, N300 diyodları için fazlalık kapasitelerinin dislokasyon yoğunluğuna bağlı olarak değişimi görülmektedir. N0 için grafikten bulunan C_o (deneysel) = 110 pF kapasitesi teorik olarak hesaplanan C_o (teorik) = 90 pF değerleriyle uyudur. Ancak N100, N200, N300 diyodları için bulunan fazlalık kapasitelerinde artış görüldü. Bu artış yarı iletkendeki dislokasyonların alıcı gibi davranmalarından kaynaklanır. 77 K sıcaklığında bu artışın 300 K sıcaklığındaki değerlerden büyük olması, dislokasyon zorlanma alanı içerisinde bulunan taşıyıcıların enerjilerinin daha düşük olmasından dolayı zorlanma alanından kurtulma ihtimalinin azalması nedeniyle tuzaklanan taşıyıcı sayısının artması sonucunda oluşur.

Şekil 6.8 deki 300 K ve şekil 6.9 daki 77 K sıcaklıklarında N0, N100, N200, N300 diyodları için $1/(C-C_o)^2 - V$ eğrilerinden bulunan $\phi_{Bn}(C-V)$ engel yüksekliklerinin dislokasyon yoğunluğuna bağlı değişimi şekil 7.4 de verildi. N0 için bulunan engel yüksekliği ($\phi_{Bn}(C-V) = 0.80$ eV) Al metal kontaklı n-GaAs için literatürlerde bulunan değerlerle { $\phi_{Bn}(C-V) = 0.84$ eV (Chin, vd., 1990); $\phi_{Bn}(C-V) = 0.78 - 0.93$ eV (Newman, vd., 1985); $\phi_{Bn}(C-V) = 0.75 - 0.84$ eV (Waldrop, 1985)} uyum içerisindedir. N100, N200 ve N300 diyodları için bulunan engel yüksekliklerinde artış gözlemlendi.



Şekil 7.3. Fazlalık kapasitelerinin dislokasyon yoğunluğu ile değişimi



Şekil 7.4. ϕ_{Bn} engel yüksekliklerinin dislokasyon yoğunluğu ile değişimi

Bu artışın dislokasyonların yarı iletken kristalin fermi enerjisinden yukarıda yasak enerji aralığında bir enerji düzeyi oluşturmastandır(Jones ,1979 ; Penchina, vd., 1982). Dislokasyon yoğunluğu artışıyla artan toplam dislokasyon enerjisi bu enerji düzeyini genişletir ve yarı iletkenin yasak enerji aralığında artış gözlenir. C-V ölçümlerinden dislokasyon enerji düzeyinin değişimi 0.04 eV ile 0.4 eV arasında bulundu (Tablo 7.1).

Şekil 6.10 da 300 K sıcaklığında ölçülen I-V grafiklerinde N100 , N200 ve N300 eğrilerinde histeresiz artmaktadır. Bunun nedenide C-V ölçümlerinde görülen histerisizin kaynağı ile aynıdır. Başlangıçta kısmen boş olan dislokasyon düzeyleri dönüşte dolu olduğu için serbest taşıyıcılar dislokasyon tarafından tuzaklanamadığından aynı gerilimde başlangıca göre daha büyük akım geçer. Bu da histeresize sebep olur. N100 ,N200 ve N300 eğrilerinde görüldüğü gibi diyodun iletme geçmesi için uygulanması gereken ön besleme gerilimi artmaktadır . Şekil 6.11 a , b, c, d de ise sıcaklık 77 K değerine indirildiğinde diyodun iletme geçmesi için uygulanması gereken ön besleme geriliminin daha da arttığı görülmektedir.

Şekil 6.12.de , Ln I - V grafiklerinden eğrinin Ln I eksenini kestiği noktadan hesaplanan I_s doyma akım yoğunlukları kullanılarak bulunan I.metodtaki $\phi_{Bn}(I-V)$ değerleri , II. metod olan Cheng' lerin metodu ile bulunan $\phi_{Bn}(I-V)$ değerlerine eşittir. I -V grafiklerinin değerlendirilmesinde bu iki metodun da uygulanabileceği görüldü. N0 numunesi için bulunan $\phi_{Bn}(I-V) = 0.667$ eV değeri literatürlerdeki değerler ile { $\phi_{Bn}(I-V) = 0.80$ eV ; $\phi_{Bn}(I-V) = 0.83$ eV (Newman, vd., 1985) ; $\phi_{Bn}(I-V) = 0.74$ eV (Waldrop , 1985)} uyum içindedir. Her iki literatürde de Al-GaAs kontak durumunda idealite faktörü $n = 1.04$ olarak bulunmuştur. Bu çalışmada N0 için idealite faktörü $n = 1.199$ olarak bulunmuştur. N100 , N200 ve N300 diyodların engel yüksekliklerinde N0 diyoduna göre bir artış görülmektedir. Bu artış , yarı iletkenin fermi düzeyinden yukarıda dislokasyon artışı nedeniyle genişleyen dislokasyon düzeyinin varlığından kaynaklanmaktadır(şekil 7.5). I - V ölçümlerinden bulunan engel yükseklikleri değişiminden dislokasyon enerji düzeyi genişlemesi ~ 0.03 eV ile 0.3 eV arasında olduğu bulundu. Bu enerji değişimi C-V ölçümleriyle bulunan dislokasyon enerji düzeyi artışı ile benzerlik gösterir. 300 K sıcaklığında C-V ölçümleriyle bulunan $\phi_{Bn}(C-V)$ engel yükseklikleri ile I-V ölçümlerinden bulunan $\phi_{Bn}(I-V)$ değerleri birbirlerine yakın büyüklüktedir.

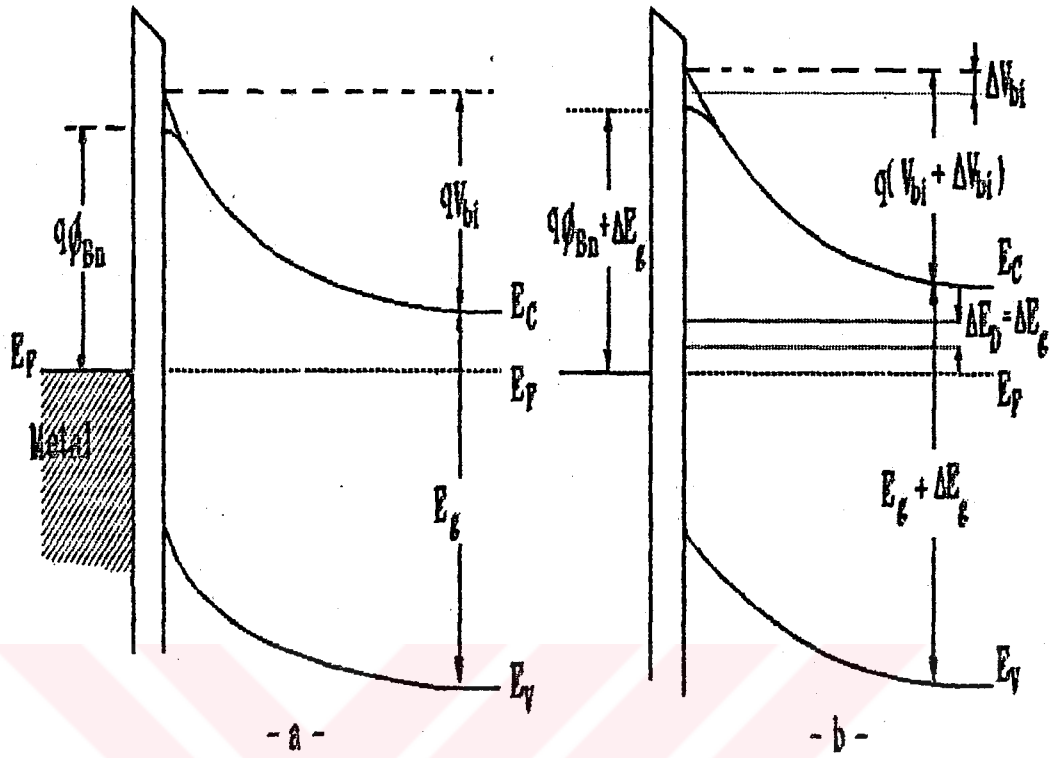
Diyod seri direncinde de artış gözlenmiştir. Serbest taşıyıcıların dislokasyonlar tarafından tuzaklanmasıyla birlikte , serbest taşıyıcıların dislokasyon elastik zorlanma alanından saçılmaları nedeniyle enerjilerinde bir azalma oluşur. Serbest taşıyıcıların enerjilerinin azalması diyod seri direncini artırır.

Hesaplanan ve ölçüm sonuçlarından , sonuçlar tablo 7.1 de topluca verildi.

Yapılan deney sonuçlarından görüldüğü gibi ϕ_{Bn} engel yükseklikleri oluşturulan dislokasyon yoğunlukları artışı ile 0.1 eV - 0.4 eV arasında bir değişim göstermektedir. Bu da oluşturulan dislokasyonların yarı iletkenin özelliklerini etkilediğini göstermektedir.

Tablo 7.1. Tüm örneklerden elde edilen sonuçlar

Al / n-GaAs kontak	N0	N100	N200	N300
$N_{Dis} \text{ m}^{-2}$	5.0×10^9	8.15×10^{14}	32.89×10^{14}	74.21×10^{14}
$N_d \text{ m}^{-3}$ 300 K	2.25×10^{23}	2.19×10^{23}	2.05×10^{23}	1.92×10^{23}
$N_d \text{ m}^{-3}$ 77 K	2.15×10^{22}	1.86×10^{22}	1.69×10^{22}	1.39×10^{22}
$V_d \text{ volt}$ 300 K	0.80	0.92	1.10	1.25
$V_d \text{ volt}$ 77 K	0.92	1.05	1.20	1.32
$\phi_{Bn}(C-V) \text{ eV}$ 300 K	0.68	0.72	0.79	0.95
$\phi_{Bn}(C-V) \text{ eV}$ 77 K	0.75	0.90	1.02	1.15
$C_o \text{ pF}$ 300 K	110	230	280	295
$C_o \text{ pF}$ 77 K	120	240	310	340
$I_s \text{ Amper}$ 300 K	4.0×10^{-8}	1.0×10^{-8}	1.0×10^{-9}	9.0×10^{-13}
n 300 K	1.119	1.305	1.460	2.380
$\phi_{Bn}(I-V) \text{ eV}$ 300 K	0.667	0.704	0.764	0.947
$R \text{ ohm}$ 300 K	22.3	47.0	55.2	101.9
$\Delta E_g(C-V) \text{ eV}$ 300 K	-	0.04	0.11	0.27
$\Delta E_g(C-V) \text{ eV}$ 77 K	-	0.15	0.27	0.40
$\Delta E_g(I-V) \text{ eV}$ 300 K	-	0.037	0.097	0.280



Şekil 7.5. Dislokasyon enerjisi artışıyla değişen yasak enerji aralığı ve engel yüksekliğinin şematik gösterimi a) N0 , b) N100 , N200 , N300 için ΔE_D enerjisi farklıdır.

Elde edilen sonuçlar topluca sıralanırsa :

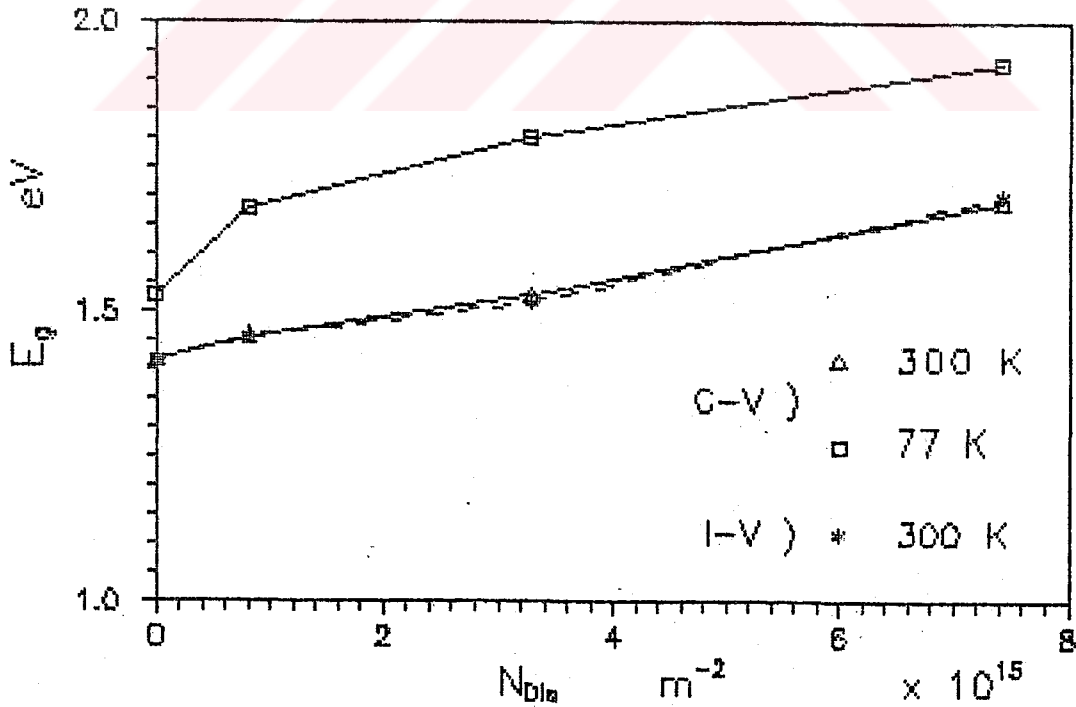
1) Dislokasyonların , yarı iletkenin yasak enerji aralığı bölgesinde fermi seviyesinden yukarıda 0.03 eV - 0.4 eV genişliğinde bir ΔE_D enerji aralığı oluşturduğu görüldü(şekil 7.5). Dislokasyon yoğunluğu arttıkça dislokasyon enerji düzeyi genişlediğinden yasak enerji aralığıda artar. GaAs yarı iletkeninin 300 K deki yasak enerji aralığı $E_g = 1.43$ eV , 77 K ise $E_g = 1.53$ eV dir (Blakemore , 1982). Dislokasyon yoğunluğu artışı yasak enerji aralığını 300 K de 0.04 -0.28 eV , 77 K de ise 0.15 - 0.40 eV kadar artırır (şekil 7.6). Yapılan teorik çalışmalarda dislokasyon enerji düzeyinin fermi seviyesinden yukarıda olduğu gösterilmiş ancak büyüklüğü hakkında bir değer verilmemiştir (Farvacque ,vd., 1989 ; Vignaud , vd., 1990). Jones ise çalışmasında valans bandından yukarıda $E_v + 0.25$ ve $E_v + 0.75$ eV düzeyinde iki dislokasyon enerji seviyesi olacağını göstermiştir(Jones, 1979). Ghahramani , vd., tarafından yapılan çalışmada ; yarı iletkene uygulanan zor arttıkça yasak enerji aralığının lineer olarak artacağı teorik olarak gösterilmiştir (Ghahramani , vd., 1989). Bu çalışmada bu artışın kaynağının zor ile artan yasak enerji bölgesindeki dislokasyon enerji düzeyi olduğu sonucuna varıldı.

2) Metal -yarı iletken kontak ara yüzeyinde dislokasyonlar serbest elektronlara karşı tuzak gibi davranırlar ve tükenim bölgesindeki taşıyıcı yoğunluğunu azaltır. Yarı iletken teknolojisinde

büyük öneme sahip olan arayüzey tuzaklarına dislokasyonların katkısının olduğu belirlendi.

3) Dislokasyon yoğunluğu artışı nedeniyle kusurlu bölgelerde kristalin elastik sabitlerindeki değişmeye bağlı olarak elektron hızları değişir (Wong , 1982) . Dislokasyonun elastik zorlanma alanından ve dislokasyon özünden saçılan elektronların hızları azalır (Zivanov , vd., 1993). Ve yasak enerji aralığının da artması nedeniyle metal -yarı iletken diyodlarda diyod seri direnci artar . Bu direnç artışı Goldberg , vd., tarafından yapılan çalışmada yasak enerji artışına , Sumino ve Penchina , vd., nin ayrı ayrı yaptığı çalışmalarda da dislokasyon yoğunluğu artışına bağlanmıştır (Penchina, vd., 1981 ; Goldberg , vd., 1988 ; Sumino , 1989). Dmowski , vd., ise yaptığı çalışmada basınç ile elektronların enerjilerinin azaldığını ve bununla iletimi engellediğini göstermiştir (Dmowski , vd., 1991). Yaptığımız çalışmada da bu görüşler desteklenmiştir.

4) Şekil 6.6 ve şekil 6.7 de görüldüğü gibi dislokasyon yoğunluğu arttıkça eğrilerin kapasite eksenini kesecek olan ucunda bükülmeler meydana gelir. Bu bükülme 77 K sıcaklığında N200 ve N300 ölçümlerinde dahada fazlalaşır ve dislokasyon yoğunluğu artışına bağlı olarak C_0 değeri artar. N0 için teorik olarak bulunan $C_0 = 90$ pF ve deneyde bulduğumuz $C_0 = 110$ pF değeri ile uyum içerisinde. Fazlalık kapasitesindeki artışın kusurların varlığıyla oluştuğu ve sıcaklık azalmasıyla artacağı ileri sürülmüştür (Vasudev ,vd., 1976 ; Juang , vd., 1989). Dislokasyon yoğunluğu artışı ve 77 K sıcaklığında fazlalık kapasitesindeki artış bu görüşü doğrular.



Şekil 7.6. n-GaAs yarı iletkeninde E_g yasak enerji aralığının dislokasyon yoğunluğu ile değişimi

5) Diyod idealite çarpanı n deki artışlar , dislokasyon yoğunluğu artışıyla açıklanabilir. Metal-kontak arayüzeyinde , dislokasyonlar ara yüzey tuzak etkisi gösterdiğinden diyod , ideal diyod olma özelliğinden uzaklaşır ve diyod idealite çarpanı artar . Türüt , vd., tarafından yapılan çalışmalarda idealite faktörünün artışı ara yüzey tabakasına bağlanmıştır (Türüt , vd., 1992-A ; Türüt , vd., 1992-B). $n > 3.8$ durumu yüksek yoğunluklu ara yüzey durumlarına karşılık geldiği bulunmuştur (Prasad, vd., 1985). Yaptığımız çalışmada şekil 5.8.b de görüldüğü gibi , yarı iletkenin yüzeyinde son bulan dislokasyon sarkık bağları , metal-yarı iletken kontak arayüzeyinde metale geçmeye çalışan serbest elektronları tuzakladığı sonucuna varılmıştır.

6) Vakum altındaki bir yarı iletken 300 K ve 77 K sıcaklıklarında elektron enerjilerindeki fark büyük değildir (Dmowski , vd., 1991). Bulunan sonuçlarda , aynı numuneler için 77 K sıcaklığında doyma akımları azalmakta ve engel yükseklikleri ϕ_{Bn} artmaktadır. Vakumda elektron enerjilerinde çok küçük değişim olduğu kabul edilirse , bu değişimlere , yarı iletkenin yasak enerji aralığının artmasına neden olan dislokasyon enerji düzeylerinin sebep olduğu görülür.

7) Engel yüksekliği ϕ_{Bn} , yarı iletken iletim bandının tepe noktası ve fermi enerji düzeyi arasındaki farktır. Dislokasyon yoğunluğunun artmasıyla ϕ_{Bn} engel yüksekliğinin artması , oluşturduğumuz dislokasyonların enerji düzeyinin (E_D) , E_F fermi düzeyi ve E_C iletim bandının alt seviyesi arasında ve 0.03 eV ile 0.4 eV büyüklüğünde bir genişliğe sahip olduğunu gösterir (şekil 7.5). Bulunan sonuçlardan yarı iletkenin yasak enerji aralığının artmasına α dislokasyonlarının artışı etkili olduğu söylenebilir. Yonenaga, vd., tarafından yapılan çalışmada düşük sıcaklıklarda β dislokasyonu oluşturmak için uygulanan zor , α dislokasyonu oluşturmak için uygulanan zorun on katı büyüklükte olması gerektiği bulunmuştur (Yonenaga, vd., 1987 ;Yonenaga , vd., 1989-A). Buradan , oluşturduğumuz dislokasyonların çoğunlukla α dislokasyonları olduğu sonucuna varılabilir.

8) Ölçüm sonuçları ve sonuçların değerlendirilmesinden dislokasyonların , III - V grubu bileşik olan n-GaAs yarı iletkeninin elektriksel ve elektroniksel özelliğini etkilediği görüldü . $N_{Dis} > 8 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ yoğunluklu dislokasyon içeren yarı iletkenlerde dislokasyon enerji düzeyinin etkisi ihmal edilemez büyüklüktedir. Zivanov ,vd., tarafından yapılan teorik çalışmada $N_{Dis} > 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ olduğu zaman dislokasyonların etkisinin ihmal edilemeyeceği gösterilmiştir(Zivanov , vd.,1993). Yaptığımız deneysel çalışma , Zivanov, vd., tarafından yapılan teorik çalışmayı destekler niteliktedir. Uyguladığımız Schottky diyod C-V ve I-V ölçüm yöntemi ile kusur analizi Cola , vd., tarafından da Ti-GaAs kristali için uygulanmıştır (Cola , vd., 1993). Bu sonuçlar aynı kristal yapıya sahip diğer III-V grubu bileşikler için genişletilebilir.

9) Termoionik emisyon teorisinin geçerli olduğu ideal Schottky diyotlarda 4.2. denklemi ile verilen doğru beslem I-V karakteristiğinde I_s doyma akım yoğunluğu ifadesine , $N_{Dis} > 8 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ yoğunluklu dislokasyon içeren yarı iletkenlerde dislokasyon enerji teriminden gelen katkıyı da eklemenin uygun olacağı ve yeni oluşan I-V karakteristiği ifadesi

$$I = I_s [\exp(qV / kT) - 1]$$

dir. Burada I_s

$$I_s = SA^*T^2 \exp[-q/kT(\phi_{Bn} + \Delta E_D(N_{Dis}))] \quad N_{Dis} > 8 \times 10^{14} \text{ m}^{-2} \text{ için}$$

gibi yazılabileceği sonucuna varıldı. Burada $\Delta E_D(N_{Dis})$; dislokasyon yoğunluğu ile değişen dislokasyon enerji düzeyindeki değişimdir.

KAYNAKLAR

- ABRAHAMMS, M.S. ve BUIOCCHI, C.J., (1965). Etching of Dislocations on the Low-Index Faces of GaAs. *Journal of Applied Physics*. 36, 9, 2855-2863.
- ALAMO, J.A. ve MIZUTANI, T., (1988). AuGeNi Ohmic Contacts to n-InP for FET Applications. *Solid State Electronics*. 31, (11), 1635-1639.
- ALEXANDER, H., (1989). On Dislocation Generation in Semiconductor Crystals. *Radiation Effects and Defects in Solids*. 111, (1), 1-12.
- ALEXANDER, H. ve GOTTSCHALK, H., (1989). Mobility of Dislocation in Gallium Arsenide. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, (3), 281- 292.
- ASHKINAZI, G., HADAS, Tz., MEYLER, B., NATHAN, M., ZOLOTARAVSKI, L. ve ZOLOTARAVSKI, O., (1993). Nickel-Gallium Arsenide High - Voltage Power Schottky Diodes. *Solid State Electronics*. 36, (1), 13-18.
- AYDINLI, A. ve MATTAUCH, R.J., (1982). The Effects of Surface Treatments on The Pt/n-GaAs Schottky Interface. *Solid State Electronics*. 25, (7), 551-558.
- BALASUBRAMANIAN, K., (1990). Electronic Structure of (GaAs)₂. *Chemical Physics Letters*. 171, (1), 58-62.
- BALIAN, R., KLEMAN, M. ve POIRIER, J.P., (1981). *Physics of Defects*. North-Holland Publishing, Amsterdam, New York.
- BARRET, C. ve MAAREF, H., (1993). Study of Cleaved Metal - InP (n) Contacts. *Solid-State Electronics*. 36, (6), 879-884.
- BELL, R. L. ve WILLOUGHBY, A.F.W., (1966). Etch-Pit Studies of Dislocations in Indium Antimonide. *Journal of Materials Science*. 1, 219-228.
- BHATTACHARYA, P.K. ve YEAMAN, M.D., (1981). Enhanced Barrier Height of Au-In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} Scottky Diodes. *Solid State Electronics*. 24, 297-300.
- BLAKEMORE, J.S., (1982). Semiconducting and other Major Properties of Gallium Arsenide *J. Appl. Phys.* 66, (5), 1997-2001.

- BLANC, N., GUERET, P., BUCHMANN, P., DATWYLER, K. ve VETTIGER, P., (1990). Conductance Statistics of Small- Area Ohmic Contacts on GaAs. *Appl. Phys. Lett.* 56, (22), 2216-2218.
- BLOCH, R., BAHR, D., OLDE, J., BRÜGEMANN, L. ve PRESS, W., (1990). X-Ray Diffraction Measurements from Imperfect GaAs Crystals: Evidence for Near-Surface Defects. *The American Physical Society*. 42, 5093-5099.
- BOIVIN, P., RABIER, J. ve GAREM, H., (1990). Plastic Deformation of GaAs Single Crystals as A Function of Electronic Doping I:Medium Temperatures(150-650°C) *Philosophical Magazine A*. 61, (4), 619-645.
- BOIVIN, P., RABIER, J. ve GAREM, H., (1990). Plastic Deformation of GaAs Single Crystals as A Function of Electronic Doping II:Low Temperatures(20-300°C). *Philosophical Magazine B*. 61, 4, 647-672.
- BOOYENS, H. ve VERMAAK, J.S., (1979). Piezoelectrik Coupling and Dislocations in III-V Compounds. *J.Appl.Phys.* 50, (6), 4302-4306.
- BRAR, N.S. ve WICKS, L.R., (1984). Program for Calculating Elastic Dislocation Energy By The Eshelby , Read and Schockley Method. *Computer & Structures*. 19, (4), 635-651.
- BRUCE, R.A. ve PIERCY, G.R., (1987). An Improved Au-Ge-Ni Ohmic Contact to n-Type GaAs. *Solid State Electronics*. 30, (7), 729-737.
- CADDELL, R.B.,(1980). *Deformation and Fracture of Solids*. Prentice-Hall Inc. New Jersey.
- CHAN, K.K., AMARATUNGA, G.A.J., WONG, S.P. ve VEERASAMY. V.S.,(1993). Capacitance - Voltage Characteristics of A Metal-Carbon-Silicon Structure.*Solid-State. Electronics*. 36, (3), 345-349.
- CHEN, T.P., CHEN, F.R., CHUANG, Y.C., GUO,Y.D., PENG, J.G., HUANG, T.S. ve CHEN, L.J., (1992). Study of Twins in GaAs, GaP ve InAs Crystals. *Journal of Crystal Growth*. 118, 109-116.
- CHENG, H., ZHANG, X.J. ve MILNES, A.G., (1984). Schottky Barrier Diodes of MBE-Deposited Antimony on n and p Gallium Arsenide. *Solid-State. Electronics*. 27, (12), 1117-1122.

- CHEUNG, S.K. ve CHEUNG, N.W., (1986). Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current - Voltage Characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 49(2), 85-87
- CHIN, V.W.L., GREEN, M.A., ve STOREY, J.W.S., (1990). Correlation Between Current-Voltage and Capacitance-Voltage Schottky Barrier Height on (100) and (110) GaAs and (110) InP Surfaces. *J. Appl. Phys.* 68, (7), 3470-3474.
- CHOI, S.K., MIHARA, M. ve NINOMIYA, T., (1977). Dislocation Velocities in GaAs. *Japanese Journal of Applied Physics*. 16, (5), 737-745.
- COLA, A., LUPO, M.G., VASANELLI, L. ve VALANTINI, A., (1993). Characterization of A Defect Layer At A Schottky Barrier Interface by Current And Capacitance Measurements. *Solid-State Electronics*. 36, (5), 785-789.
- COOMAN, B.C. ve CARTER, C.B., (1987). TEM Studies of Deformation-Induced Defects in Gallium Arsenide. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 87, (4), 259-263.
- COX, G., SZYNKA, D., POPPE, U., GRAF, H.K. ve URBAN, K., (1990). Scanning Tunneling Microscopy of Crystal Dislocations in Gallium Arsenide. *Physical Review Letters*. 64, (20), 2402-2405.
- CROWELL, C.R. ve ROBERTS, G.I., (1969). Surface State and Interface Effects on The Capacitance-Voltage Relationship in Schottky Barriers. *Journal of Applied Physics*. 40, (9), 3726-3730.
- DANNEFAER, S., (1989). Defects in Semiconductors. *Radiation Effects and Defects in Solids*. 112, 1, 65-76.
- DMOWSKI, L., WISNIEWSKI, P., SKIERBISZEWSKI, C., SUSKI, T., WEL, P.J., SINGLETON, J., KOSSUT, J., PLOOG, K. ve HARRIS, J. J., (1991). High Pressure Studies of Electron Mobility in Heavily Doped GaAs: Fitting of The Absolute Value. *Semicond. Sci. Technol.* 6, 969-972.
- DOBSON, T.W. ve WAGER, J.F., (1989). Enthalpy of Formation of Antisite Defects and Antistructure Pairs in III-V Compound Semiconductors. *J. Appl. Phys.* 66, (5), 1997-2001.
- EBEOĞLU, M.A., (1989). *Anodik Oksidasyon Parametrelerinin n-GaAs MOS yapıların Elektrik/Elektronik Özelliklerine Etkilerinin İncelenmesi*. D. Tezi. Diyarbakır.

- EGLASH, S.J., NEWMAN, N., PAN, S., MO, D., SHENAI, K., SPICER, W. E., PONCE, F.A. ve COLLINS, D.M., (1987). Engineered Schottky Barrier Diodes for the Modification and Control of Schottky Barrier Heights. *J. Appl. Phys.* 61, (11), 5159-5169.
- ESHELBY, J.D., READ, W.T. ve SHOCKLEY, W., (1953). Anizotropic Elasticity with Applications to Dislocation Theory. *Acta Metall.* 1, 251-259.
- FARVACQUE, J.L., VIGNAUND, D., DEPRAETERE, E., SIEBER, B. ve LEFEBVRE, A., (1989). Electrical and Optical Properties of Dislocations in GaAs. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, (2), 141-150.
- FERRE, D. ve FARVACQUE, J. L., (1978). Asymmetrical Behaviour of 60° Dislocation Glide in Indium Antimonide. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 49, 737-745.
- FIGIELSKI, T., WOSINSKI, T. ve MAKOSA, A., (1992). Gettering or Generation of EL2 Defects at Dislocations in GaAs? *Phys. Stat. Sol. (a)*, 131, 369-375.
- FIGUEREDO, D.A., ZURAKOWSKI, M.P. ve ELLIOTT, S.S., (1986). Schottky Barrier Lowering on Gallium Arsenide by Submicron Ohmic Contacts. *Solid State Electronic.* 29, (9), 959-965.
- FONASH, S.J., (1973). The Effect of Stress on Metal Semiconductor Junctions. *Solid-State Electronics.* 16, 253-263.
- FOREMAN, A.J.E., (1955). Dislocation Energies in Anisotropic Crystals. *Acta Metall.* 3, 322-329.
- GATOS, H.C. ve LAVINE, M.C., (1960), Characteristics of The (111) Surfaces of The III-V Intermetallic Compounds. *J. The Electrochemical Society.* 107, (5), 427-433.
- GEORGE, A. ve CHAMPIER, G., (1979). Velocity of Screw and 60° Dislocations in n- and p-Type Silicon. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 53, 529-540.
- GERTHSEN, D., PONCE, F.A. ve ANDERSON, G.B., (1989). High-Resolution Transmission Electron Microscopy of 60° Dislocations in Si-GaAs. *Philosophical Magazine A*, 59, (5), 1045-1058
- GERTHSEN, D., ve CARTER, C.B., (1993). Stacking-Fault Energies of GaAs. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 136, (29), 29-43.

- GHAHRAMANI, E. ve SIPE, J.E., (1989). Pressure Dependence of the Band Gaps of Semiconductors. *Physical Review B* . 40, (18), 12516-12519.
- GHANDHI, S.K., (1983). *VLSI Fabrication Principles*. John Wiley and Sons Inc. New York.
- GOLDBERG, Y.A., L'VOVA, T.V., KHASIEVA, R.V. ve TSARENKOV, B.V., (1988). Dependence of The Resistance of A Semiconductor - Metal Ohmic Contact on The Width of The Band Gap of The Semiconductor. *Sov. Phys. Semicond.* 22, (9), 1081-1082.
- GOODMAN, A.M., (1963). Metal-Semiconductor Barrier Height Measurement by the Differential Capacitance method -One carrier System. *J. Applied Physics*. 34, (2), 329-338.
- GOODMAN, C.H.L., (1978). *Crystal Growth Theory and Techniques* .Volume 2.Plenum Press New York.
- GUPTA, R.P. ve KHOKLE, W.S., (1985). Gallium- Vacancy-Dependent Diffusion Model of Ohmic Contacts to GaAs. *Solid State Electronics*. 28, 8, 823-830.
- GUPTA, R.P. ve KHOKLE, W.S., (1987). A Design Criterion to Ameliorate Ohmic Contact to n-GaAs. *J. Appl. Phys.* 61, (9), 4694-4696.
- HANNAY, N.B., (1959). *Semiconductors*. R. Publishing Corporation. New York.
- HARRIS, J.S., NANNICHI, Y. ve PEARSON, G.L., (1969). Ohmics Contacts to Solution-Grown Gallium Arsenide. *Journal of Applied Physics*. 40, (11), 4575-4581.
- HEASELL, E.L., (1981). The Influence of Illumination on The Majority-Carrier Quasi-Fermi-Level in The Scottky Barrier Diode. *Solid State Electronics*. 24, (10), 889-895.
- HESSE, K. ve STRACK, H., (1972). On The Frequency Dependence of GaAs Schottky Barrier Capacitances. *Solid State Electronics*. 15, 767-774.
- HILSUM, C. and ROSE-INNES, A.C., (1961). *Semiconducting III-V Compounds*. Pergamon Press. Oxford, London.
- HIRSCH, P.B., (1985). Dislocations in Semiconductors. *Materials Sci. and Tech.* 1, 666-677.
- HIRTH, J.P. ve LOTHE, J., (1982). *Theory of Dislocations*. J. Wiley and Sons Inc. New York.

- HÖCHE, H.R. ve SCHREIBER, J., (1984). Anisotropic Deformation Behaviour of GaAs. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 86, 229-236.
- HOKELEK, E. ve ROBINSON, G.Y., (1981). A Comparison of Pd Schottky Contacts on InP, GaAs and Si. *Solid State Electronics*, 24, 99-103.
- HOLT, D.B., (1962). Defects in The Sphalerite Structure. *J. Phys. Chem. Solids*, 23, 1353-1362.
- HULL, D. ve BACON, D.J., (1984). *Introduction to Dislocations*. Üçüncü Baskı, Pergamon Press. Oxford, New York.
- JONES, R., (1979). Dislocation States in Gallium Arsenide. *Philos. Magazine B*, 39, (1), 21-25.
- JUANG, F.S. ve SU, Y.K., (1989). Electrical Properties of Al/n-GaSb Contacts. *Solid State Electronic*, 32, (8), 661-664.
- KAMADA, M., SUZUKI, T., TAIRA, K. ve ARAL, M., (1990). Electrical Inhomogeneity in Alloyed AuGe-Ni Contact Formed on GaAs. *Solid-State Electronics*, 33, (8), 999-1003.
- KILIÇOĞLU, T., (1988). *Anodik Oksitli Al/SiO₂/ Si Yapılarının Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi*. D. Tezi. Diyarbakır.
- KITTEL, C., (1976). *Introduction to Solid State Physics*, Beşinci baskı. John Wiley, New York, Toronto.
- KOVACS, I. ve ZSOLDOS, L., (1973). *Dislocations and Plastic Deformation*. Pergamon Press. Oxford, New York.
- KÖKÇE, A. ve CEYLAN, M., (1987). X-Ray Topography Studies Dislocations in InSb Single Crystal. *The Journal of Firat University*, 2, (1), 85-92.
- KREHER, K., (1993). Capacitance-Voltage Characteristics of a Quantum Well within a Schottky Layer. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 135, 597-603.
- KUNZE, U. ve KOWALSKY, W., (1988). Characterization of Schottky Barrier Diodes by Means of Modulation Technique. *J. Appl. Phys.*, 63, (5), 1597-1602.
- LETARTRE, X. ve STIEVENARD, D. (1992). Electrical Behaviour of A Sheet of Defects. *Solid State Electronics*, 35, (1), 83-87.

- LONG D., (1968). *Energy Bands in Semiconductors*. John Wiley and Sons Inc. New York.
- MANIFACIER, J.C., BRORTRYB, R.A. ve CHARLES, J.P. (1988) Schottky Diode :
Comments Concerning the Diode Parameters Determination from the Forward I-V
Plot. *J. Appl. Phys.* 64, (5), 2502-2504.
- MAREE, P.M.J., BARBOUR, J.C. ve VEEN, J.F., (1987). Generation of Misfit Dislocations in
Semiconductors. *J. Appl. Phys.* 62, (11), 4413-4420.
- MATARE, H.F., (1971). *Defect Electronics in Semiconductors*. J.Wiley and Sons Inc. New
York.
- MEAD, C.A., (1966). Metal - Semiconductor Surface Barriers. *Sol. St. Electronics.* 9, 1023-
1033.
- MIYAZAKI, N., HAGIHARA, S. ve MUNAKATA, T., (1990). Elastic Constant Matrix
Required For Thermal Stress Analysis of Bulk Single Crystals During Czochralski
Growth. *Journal of Crystal Growth* . 106, 149-156.
- MOISON, J.M., ROMPAY, M.V., BARTHE, F., HOUZAY, F. ve BENSOUSSAN, M.,
(1989). Buildup of III-V Compound Semiconductor Heterojunctions: Structural
and Electronic Properties of Monolayer-Thick III-V Overlayers on III-V Substrates.
Physical Review B. 39, (3), 1772-1785.
- MURARKA, S.P., (1974). Forward I-V Characteristics of Pt/n-GaAs Schottky Barrier Contacts.
Solid State Electronics. 17, 985-991.
- NABARRO, F.R.N., (1952). The Mathematical Theory of Stationary Dislocations.
Philosophical Magazine. ., 1, (3), 269-395.
- NABARRO, F.R.N., (1979). *Dislocations in Solids*. Volume 1,2,3. North-Holland Publishing
Company. Amsterdam, New york.
- NATHAN, M. I. ve HEIBLUM, M., (1982). An Improved AuGe Ohmic Contact to n-GaAs.
Solid State Electronics. 25, (10), 1063-1065.
- NEWMAN, N., KENDELEWICZ, T., THOMSON, D., PAN, S.H., EGLASH, S.J. ve
SPICER, W.E., (1985). Schottky Barriers On Atomically Clean Cleaved GaAs.
Solid State Electronics. 28, 3, 307-312.

- NICOLLIAN, E.H. ve BREWS, J.R., (1982). *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. John Wiley and Sons Inc. New York.
- PARKER, G.H., MCGILL, T.C. ve MEAD, C.A., (1968). Electric Field Dependence of GaAs Schottky Barriers. *Solid State Electronics*. 11, 201-204.
- PELLEGRINI, B. ve SALARDI, G., (1978). Excess Capacitance in Metal-GaAs Contacts as An Effect of Nonlinear Dielectric Susceptibility. *Solid State Electronics*. 21, 465 -469
- PENCHINA, C.M., FARVACQUE, J.L. ve MASUT, R., (1982). Electrical Conductivity of III-V Dislocated Semiconductors. *J. Appl. Phys.* 53, 7, 4970-4974.
- PETRAUSKAS, M., JUODKAZIS, S., NETIKSIS, V., KILIULIS, R., MASTEIKA, R., ve UTENKO, V., (1993). The Influence of High-Temperature Annealing on the Photoelectric Properties of Semi-Insulating GaAs. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 136, 161-170.
- PIOTROWSKA, A., GUTVARCH, A. ve PELOUS, G., (1983). Ohmic Contacts to III-V Compound Semiconductor : A Review of Fabrication Techniques. *Solid State Electronics*. 26, (3), 179-197.
- PRASAD, J. J., KRISHNA, R., SRIDEVI, J., MAJHI, K.V.R. ve SOBHANADRI, J., (1985). Characteristics of n-CuInSe₂/Au Schottky Diodes.. *Solid State Electronics*. 28, (12), 1251-1254.
- QIN, C. D. ve ROBERTS, S.G., (1989). {001}<110> Slip in GaAs. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, (3), 321- 326.
- RABIER, J., (1989). The Plasticity of GaAs at medium and Low Temperatures. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, (4), 327-338.
- RABIER, J. ve BOIVIN, P., (1990). Dislocation Mobilities and Low-Temperature Macroscopic Plasticity of III-V Compound Semiconductors. *Philosophical Magazine (A)*. 61, (4), 673-683.
- SAJOVEC, F., WOLF, R., FATTAH, A., BICKMANN, K., WENZL, H., NAGEL, G., RUFER, H., TOMZIG, E. ve BIEVRE, P.D., (1990). Defect Analysis on GaAs Crystals by Precision Measurements of Density and Lattice Parameter. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 122, 139- 152.

- SCHRODER, D.K., (1990) *Semiconductor Material and Device Characterization* John Wiley and Sons Inc. New York.
- SHARAN, S. ve NARAYAN, J., (1989). Strain Relief Mechanisms and The Nature of Dislocations in GaAs/Si Heterostructures. *J. Appl. Phys.* 66, (6), 2376-2380.
- SHARMA, S.B., SHARMA, S.C., SHARMA, B.S. ve BEDI, S.S., (1992). Analysis of Dielectric Properties of I-VII, II-VI ve III-V Crystals with ZnS Structure. *J. Phys. Chem. Solids.* 53, 2, 329-335.
- SHIKIN, V.B. ve SHIKINA, N.I., (1988). Charged Dislocations in Semiconductors. *Sov. Phys. Solid State.* 30, 5, 752-756.
- SIMMONS, J.G. ve TAYLOR, G.W., (1983). Generalized Theory of Conduction in Schottky Barriers. *Solid State Electronics.* 26, (7), 705-709.
- SINGH, R.K. ve SINGH, S., (1989). Structure Phase Transition and High-Pressure Elastic Behavior of III-V Semiconductors. *Physical Review B.* 39, (1), 671-676.
- SMITH, S.R. ve EVWARAYE, A.O., (1989). Observation of A Deep Level Due to in p-Type GaAs. *J. Appl. Phys.* 65, (3), 1130-1132.
- SOMA, T., TAHATA, S. ve KAYAGA, H.M., (1990). Interstitial Atom in The Zincblende-Type Lattice. *Phys. Stat. Sol. (b).* 157, 509-518.
- SPICER, W.E., CAO, R., MIYANO, K., KENDELEWICZ, T., LINDAU, I., WEBER, E., LILIENTAL-WEBER, Z. ve NEWMAN, N., (1989). From Synchrotron Radiation to I - V Measurements of GaAs Schottky Barrier Formation. *Applied Surface Science.* 41/42, 1-16.
- SRIVASTAVA, A.K. ve ARORA, B.M., (1981-A). Effect of Annealing on The Richardson Constant of Al-GaAs Schottky Diodes. *Solid State Electronics.* 24, (11), 1049-1052.
- SRIVASTAVA, A.K., ARORA, B.M. ve GUHA, S., (1981-B). Measurement of Richardson Constant of GaAs Schottky Barriers. *Solid State Electronics.* 24, 185-191.
- STEINHARDT, H. ve HAASEN, P., (1978). Creep and Dislocation Velocities in Gallium Arsenide. *Phys. Stat. Sol. (a).* 49, 93- 101

- STIRLAND, D.J., (1989). Observation of Dislocation Distributions and Associated Point Defects in Bulk-Grown GaAs. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, (5), 431-442.
- SUBRAMANIAN, S., ARORA, B.M. ve GUHA, S., (1981). An Investigation of The Origin of The Main Electron Trap in GaAs. *Solid. State. Electronics.* 24, 287-291.
- SUMINO, K., (1989) Impurity Effects on Dynamic Behaviour of Dislocations in Semiconductors. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, (3), 245-256.
- SZE, S.M., (1981). *Physics of Semiconductor Devices*. İkinci Baskı. J. W. and Sons Inc. New York
- TANG SAH, C., (1991). *Fundamentals of Solid State Electronics*. Singapore, New Jersey.
- TÜRÜT, A., YALÇIN, N. ve SAĞLAM, M., (1992-A). Parameter Extraction From non-ideal C-V characteristics of a Schottky Diode with and without Interfacial Layer. *Solid State Electronics*. 35, (6), 835-841.
- TÜRÜT, A., TÜZEMEN, S., YILDIRIM, M., ABAY, B. ve SAĞLAM, M., (1992-B). Barrier Height Enhancement by Annealing Cr-Ni-Co Alloy Schottky Contacts on Lcc GaAs. *Solid State Electronics*. 35, (10), 1423-1426.
- UENO, K. ve YOSHIDA, T., (1990). Epitaxial Al Schottky Contacts Formed on (111) GaAs. *Appl. Phys. Lett.* 56, (22), 2204-2206.
- VAN DER ZIEL, A., (1968) *Solid State Physical Electronics*. İkinci Baskı. Prentice-Hall International, Inc. London, Toronto.
- VASUDEV, P.K., MATTES, L.B., PIETRAS, E. ve BUBE, R.H., (1976). Excess Capacitance and Non-Ideal Schottky Barriers on GaAs. *Solid State Electronics*, 19, 557-559.
- VIGNAUD, D. ve FARVACQUE, J.L., (1990). Dislocation Energy Bands in GaAs: An Optical Absorption Study. *J. Appl. Phys.* 67, (1), 281-286.
- WALDROP, J.R., (1985). Direct Variation of Metal-GaAs Schottky Barrier Height by The Influence of Interface S, Se, and Te. *Appl. Phys. Lett.* 47, (12), 1301-1303.
- WARREN, P.D., PIROUZ, P. ve ROBERTS, S.G., (1984). Simultaneous Observation of α - and β - Dislocation Movement and Their Effect on The Fracture Behaviour of GaAs. *Philosophical Magazine A*. 50, 5, L23-L28.

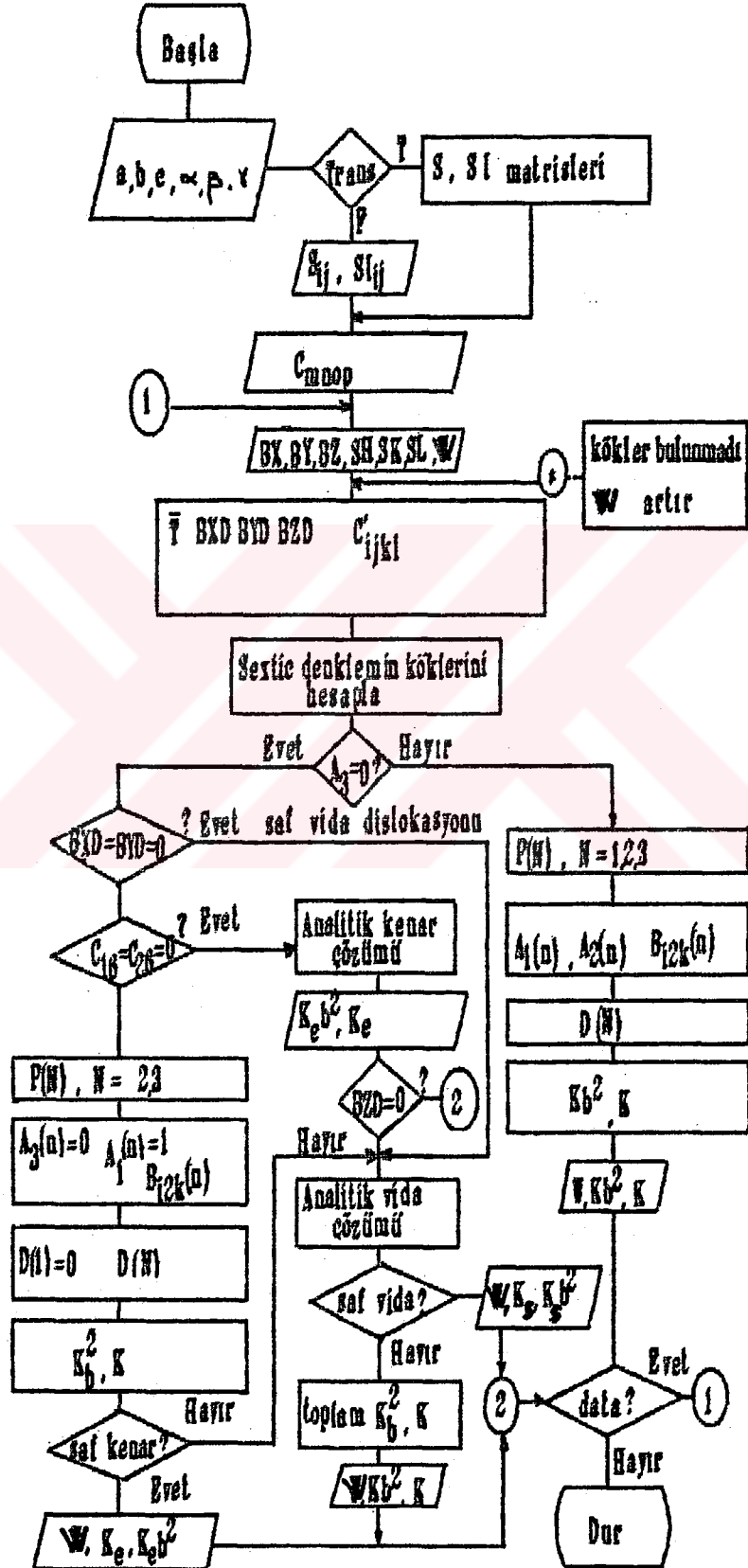
- WARSCHAUER, D.M., (1959). *Semiconductor and Transistor*. Mc Graw-Hill. New York.
- WEIGUO, S., (1991). Strain Effects in InSb p+ /n Diodes and Metal-Insulator-Semiconductor Devices. *J. Appl. Phys.*, 69 (4), 2673-2675.
- WONG, C. ve GARIKEPATI, P., (1982). Electronic Effects on The Elastic Constant of n-Type Gallium Antimonide. *J. Appl. Phys.* 53, (12), 8529 - 8531.
- WOSINSKI, T. ve FIGIELSKI, T., (1989). Electronic Properties of Dislocations and Associated Point Defects in GaAs. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, (2), 151-162.
- WURZINGER, P., OPPOLZER, H., PONGRATZ, P. ve SKALICKY, P., (1989). TEM Investigations of Semi-Insulating GaAs Substrates. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 100, (5), 383 -390.
- YALÇIN, N., (1975). Al-pSi-Au SCL Diyotlarının Elektronik Özellikleri. *T.B.T.A.K. V. Bilim Kongresi*, 79-90.
- YALÇIN, N., SAFFAR, İ.S. ve TOMLINSON, R.D., (1981). Space-Charge-Limited Current Effects in n-type CuInSe₂/Au Schottky Diodes. *J. Appl. Phys.* 52 (9), 5857-5858.
- YALÇIN, N., TÜRÜT, A. ve TÜZEMEN, S., (1989). Ag/p-Si Schottky Diyot Yapısının Bazı Parametrelerinin Tayini. *Erçyes Ünl. Fen Bil. Derg.* 5, (1-2), 790-798.
- YAMAGUCHI, E., (1988). Superlattice Approach to The Interface States in III-V Semiconductors. *Journal of the Physical Society of Japan.* 57, (7), 2461-2475.
- YODER, M.N., (1980). Ohmic Contacts in GaAs. *Solid State Electronics.* 23, 117-120.
- YONENAGA, I. ve SUMINO, K., (1987). Effects of In Impurity on the Dynamic Behavior of Dislocations in GaAs. *J. Appl. Phys.* 62, (4), 1212-1219.
- YONENAGA, I. ve SUMINO, K., (1989-A). Impurity Effects on The Generation, Velocity and Immobilization of Dislocations in GaAs. *J. Appl. Phys.* 65, (1), 85-92.
- YONENAGA, I. ve SUMINO, K., (1989-B). Mechanical Properties and Dislocation Dynamics of Compound and Alloy Semiconductors. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, (3), 309-314.
- YONENAGA, I. ve SUMINO, K., (1992). Mechanical Properties and Dislocation Dynamics of III-V Compound, Semiconductors. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 131, 663-670.

ZIVANOV, M.B. ve JEVTIC, M.,(1993). Majority Carrier Mobility in Ultra Heavily Doped n-Type Si in The Presence of Defects and Dislocations. *Solid State Electronics*.36, (6), 891-898.

ZOZIME, A. ve CASTAING, J., (1989). High Temperature Plasticity of III-V semiconductors. *Ins. Phys. Conf. Ser.* 104, 3, 339-348.



EK 1 GaAs kristali içinde oluşturulan 60° dislokasyonların enerjisinin hesabı için Fortran IV programı ve akış diyagramı (Brar , vd., 1984 , programının 60° dislokasyonlarına uygulanması)



C

```

INTEGER O,P
DIMENSION C(3,3,3,3),CP(3,3,3,3),BR(3,3,3,3),BI(3,3,3,3)
DIMENSION S(3,3),SI(3,3),ST(3,3),COF(3,3),T(3,3)
DIMENSION C0(3,3),C1(3,3),C2(3,3),ANKR(3,3),ANKI(3,3)
DIMENSION DR(3,3),DI(3,3),DRR(3),DII(3),AKP(3),AKN(3)
DIMENSION BQ0(2),BQ1(2),BQ2(2),BQ3(2),BQ4(2),BQ5(2),BQ6(2)
DIMENSION CDN(4),B(12),ROOTR(10),ROOTI(10),X(10,11)
DIMENSION AC(12),BC(12),CC(12),RTR(10),RTI(10)
DIMENSION XX(10,11),XR(11),JP(10),JR(10)
COMPLEX PN(3),PNSQ(3),AIK(3,3,3),ANK(3,3),COND(4)
COMPLEX DIV
COMPLEX QRS,RSQ,SRQ
LOGICAL IND,PSD,TRANS
PI=4.*(ATAN(1.0))
RAD=PI/180.

```

C TRANS =T İSE KÜBİK DÖNÜŞÜM MATRİSLERİNİ HESAPLAR

```

TRANS=.TRUE.
OPEN(UNIT=4,FILE=*.*,STATUS='OLD')
OPEN(UNIT=5,FILE=*.*,STATUS='NEW')
READ(4,110)AX,BX,CX,ALP,BET,GAM
NPT=1.0
WRITE(5,912)

```

912 FORMAT(1X,'***** SICAKLIK = **** DERECE *****')

```

IF (NPT.EQ.0) GOTO 101
WRITE(5,100)AX,ALP,BX,BET,CX,GAM
100 FORMAT(/,9X,'CRYSTAL A=',D7.2,'ANG. ALPHA=',F10.4
1,'DEG.',/,9X,'B=',D7.2,9X,'BETA=',F10.4,/,9X,'C='
2,D7.2,8X,'GAMMA=',F10.4)

```

C NDATA=1 İSE SADECE BİR KAYMA SİSTEMİNİ OKUR

```

101 READ(4,111)NDATA,NIT,NTRIES,DL1,DL2,OMINC
111 FORMAT(3I3,3D7.2)
WRITE(5,111)NDATA,NIT,NTRIES,DL1,DL2,OMINC
IF (.NOT.TRANS) GOTO 116
ALP=ALP*RAD
BET=BET*RAD
GAM=GAM*RAD

```

```

SALP=SIN(ALP)
CALP=COS(ALP)
SBET=SIN(BET)
CBET=COS(BET)
COSG=(COS(GAM)-CALP*CBET)/(SALP*SBET)
SI(1,2)=0.0
SI(3,1)=0.0
SI(3,2)=0.0
SI(3,3)=1.0
ACX=AX/CX
BCX=BX/CX
SI(1,1)=ACX*SBET
SI(1,3)=ACX*CBET
SI(2,1)=BCX*SALP*COSG
SI(2,3)=BCX*CALP
SI(2,2)=BCX*SALP*SQRT(1.-COSG**2)
AD=SI(1,1)*(SI(2,2)*SI(3,3)-SI(3,2)*SI(2,3))
BD=SI(1,2)*(SI(3,1)*SI(2,3)-SI(2,1)*SI(3,3))
CD=SI(1,3)*(SI(2,1)*SI(3,2)-SI(3,1)*SI(2,2))
DET=AD+BD+CD
IF(DET.EQ.0.0)STOP
DO 104 I=1,3
DO 104 J=1,3
M=0
IS=(-1)**(I+J)
DO 102 K=1,3
IF(LEQ.K) GOTO 102
M=M+1
N=0
DO 103 L=1,3
IF(J.EQ.L) GOTO 103
N=N+1
ST(M,N)=SI(K,L)
103 CONTINUE
102 CONTINUE
104 COF(I,J)=(ST(1,1)*ST(2,2)-ST(1,2)*ST(2,1))*IS
DO 105 I=1,3

```

```

DO 105 J=1,3
  ST(L,J)=0.
105 S(L,J)=COF(L,J)/DET
  IF(NPT.EQ.0) GOTO 114
  DO 106 I=1,3
    DO 106 K=1,3
      DO 106 J=1,3
        106 ST(L,K)=ST(L,K)+S(L,J)*SI(J,K)
      WRITE(5,108)
108 FORMAT(1X,9HSI MATRİSİ)
      WRITE(5,107)(SI(L,J),J=1,3),I=1,3)
107 FORMAT(3(1X,3F20.14/))
      WRITE(5,109)
109 FORMAT(1X,3HS MATRİSİ)
      WRITE(5,107)(S(L,J),J=1,3),I=1,3)
      WRITE(5,112)
112 FORMAT(1X,14HÇARPIM MATRİSİ)
      WRITE(5,137)(ST(L,J),J=1,3),I=1,3)
      GOTO 114
116 READ(4,666)(S(L,J),J=1,3),I=1,3)
      READ(4,666)(SI(L,J),J=1,3),I=1,3)
C   KRİSTALİN ELASTİK SABİTLERİ
114 READ(4,666)C(1,1,1,1),C(1,1,2,2),C(1,1,3,3),C(1,1,2,3),C(1,1,1,3),C(1,1,1,2)
      READ(4,666)C(2,2,1,1),C(2,2,2,2),C(2,2,3,3),C(2,2,2,3),C(2,2,1,3),C(2,2,1,2)
      READ(4,666)C(3,3,1,1),C(3,3,2,2),C(3,3,3,3),C(3,3,2,3),C(3,3,1,3),C(3,3,1,2)
      READ(4,666)C(2,3,1,1),C(2,3,2,2),C(2,3,3,3),C(2,3,2,3),C(2,3,1,3),C(2,3,1,2)
      READ(4,666)C(1,3,1,1),C(1,3,2,2),C(1,3,3,3),C(1,3,2,3),C(1,3,1,3),C(1,3,1,2)
      READ(4,666)C(2,1,1,1),C(1,2,2,2),C(1,2,3,3),C(1,2,2,3),C(1,2,1,3),C(1,2,1,2)
666 FORMAT(9G)
  DO 118 M=1,3
    DO 118 N=1,3
      DO 118 O=1,3
        DO 118 P=1,3
          IF(C(M,N,O,P).EQ.0.0)GOTO 118
          C(N,M,O,P)=C(M,N,O,P)
          C(M,N,P,O)=C(M,N,O,P)
          C(N,M,P,O)=C(M,N,O,P)

```

```

      C(O,P,M,N)=C(M,N,O,P)
118 CONTINUE
C
C   *** YENİ KAYMA SİSTEMİ İÇİN TEKRARLAR ****
120 NTRY=1
      READ(4,115)BX,BY,BZ,SH,SK,SL,OMEGA
115 FORMAT(6F4.1,1F6.3)
      WRITE(5,911)
911 FORMAT(////,1X,'****YENİ KAYMA SİSTEMİ****',/)
110 FORMAT(3F5.3,3F4.2)
      GOTO 126
113 FORMAT(6F4.2)
122 OMEGA=OMEGA+OMINC
124 IF(NTRY.GE.NTRIES) STOP
      NTRY=NTRY+1
126 WRITE(5,128)
128 FORMAT(3X,50HBURGERS VEKTÖRÜ      KAYMA DÜZLEMİ      AÇI)
      WRITE(5,130)BX,BY,BZ,SH,SK,SL,OMEGA
130 FORMAT(1X,3F6.2,6X,3F6.2,3X,F6.2)
      DO 132 I=1,3
        AKP(I)=0.0
        AKN(I)=0.0
      DO 132 J=1,3
        DR(LJ)=0.0
        DI(LJ)=0.0
      DO 132 K=1,3
      DO 132 L=1,3
132 CP(LJ,K,L)=0.0
      SHC=S(1,1)*SH+S(1,2)*SK+S(1,3)*SL
      SKC=S(2,1)*SH+S(2,2)*SK+S(2,3)*SL
      SLC=S(3,1)*SH+S(3,2)*SK+S(3,3)*SL
      BXC=SI(1,1)*BX+SI(2,1)*BY+SI(3,1)*BZ
      BYC=SI(1,2)*BX+SI(2,2)*BY+SI(3,2)*BZ
      BZC=SI(1,3)*BX+SI(2,3)*BY+SI(3,3)*BZ
      W=OMEGA*RAD
      BCMOD=SQRT(BXC*BXC+BYC*BYC+BZC*BZC)
      Q=SQRT(SHC*SHC+SKC*SKC+SLC*SLC)

```

```

U=SIN(W)/Q
T(2,1)=SHC/Q
T(2,2)=SKC/Q
T(2,3)=SLC/Q
T(3,1)=(COS(W)*BXC+U*(SKC*BZC-SLC*BYC))/BCMOD
T(3,2)=(COS(W)*BYC+U*(SLC*BXC-SHC*BZC))/BCMOD
T(3,3)=(COS(W)*BZC+U*(SHC*BYC-SKC*BXC))/BCMOD
T(1,1)=T(2,2)*T(3,3)-T(2,3)*T(3,2)
T(1,2)=T(2,3)*T(3,1)-T(2,1)*T(3,3)
T(1,3)=T(2,1)*T(3,2)-T(2,2)*T(3,1)
BUX=CX*BXC
BUY=CX*BYC
BUZ=CX*BZC
C  DİSLOKASYON SİSTEMİNDE BURGERS VEKTÖRÜ
BXD=T(1,1)*BUX+T(1,2)*BUY+T(1,3)*BUZ
BXD=AIN(T(BXD*1E5+0.5)
BXD=BXD*1E-5
BYD=T(2,1)*BUX+T(2,2)*BUY+T(2,3)*BUZ
BYD=AIN(T(BYD*1E5+0.5)
BYD=BYD*1E-5
BZD=T(3,1)*BUX+T(3,2)*BUY+T(3,3)*BUZ
BZD=AIN(T(BZD*1E5+0.5)
BZD=BZD*1E-5
BE2=BXD**2+BYD**2
BM2=BE2+BZD**2
IF(NPT.EQ.0)GOTO 133
WRITE(5,134)
134 FORMAT(1X,8HT MATRİSİ)
WRITE(5,137)((T(L,J),J=1,3),I=1,3)
WRITE(5,136)BXD,BYD,BZD
136 FORMAT(1X,5HBXD= ,F15.5,5X,5HBYD= ,F15.5,5X,5HBZD= ,F15.5)
C  DİSLOKASYON SİSTEMİNDE ELASTİK SABİTLER
133 DO 138 I=1,3
DO 138 J=1,3
DO 138 K=1,3
DO 138 L=1,3
DO 138 M=1,3

```

```

DO 138 N=1,3
DO 138 O=1,3
DO 138 P=1,3
138 CP(I,J,K,L)=CP(I,J,K,L)+T(I,M)*T(J,N)*T(K,O)*T(L,P)*C(M,N,O,P)
IF(NPT.EQ.0)GOTO 164
WRITE(5,142)
142 FORMAT( 5X,'DİSLOKASYON SİSTEMİNDE ELASTİK SABİTLER')
LINE=1
151 M=1
N=1
GOTO 160
152 M=2
N=2
GOTO 160
153 M=3
N=3
GOTO 160
154 M=2
N=3
GOTO 160
155 M=3
N=1
GOTO 160
156 M=1
N=2
GOTO 160
157 M=3
N=2
GOTO 160
158 M=1
N=3
GOTO 160
159 M=2
N=1
GOTO 160
160 WRITE(5,137)CP(M,N,1,1),CP(M,N,2,2),CP(M,N,3,3),CP(M,N,2,3),
2CP(M,N,3,1),CP(M,N,1,2),CP(M,N,3,2),CP(M,N,1,3),CP(M,N,2,1)

```

```

LINE=LINE+1
IF(10-LINE)164,164,162
162 GOTO (151,152,153,154,155,156,157,158,159),LINE
137 FORMAT(1X,9F7.4)
164 DO 168 I=1,3
    DO 168 K=1,3
        C0(I,K)=CP(I,1,K,1)
        C1(I,K)=CP(I,1,K,2)+CP(I,2,K,1)
        C2(I,K)=CP(I,2,K,2)
168 CONTINUE
    I=1
    K=2
    M=3
    DO 178 IS=1,2
        BQ0(IS)=0.0
        BQ1(IS)=0.0
        BQ2(IS)=0.0
        BQ3(IS)=0.0
        BQ4(IS)=0.0
        BQ5(IS)=0.0
        BQ6(IS)=0.0
    DO 170 J=1,3
        L=J+1
        IF(L.GT.3) L=L-3
        N=L+1
        IF(N.GT.3) N=N-3
        IF(IS.EQ.2) GOTO 172
        GOTO 174
172 IH=L
    L=N
    N=IH
174 F0=C0(K,L)*C0(M,N)
    F1=C0(K,L)*C1(M,N)+C1(K,L)*C0(M,N)
    F2=C0(K,L)*C2(M,N)+C1(K,L)*C1(M,N)+C2(K,L)*C0(M,N)
    F3=C1(K,L)*C2(M,N)+C2(K,L)*C1(M,N)
    F4=C2(K,L)*C2(M,N)
    BQ0(IS)=BQ0(IS)+(C0(I,J)*F0)

```

**T.C. YÜSEFİ KÂSİMLİ KÜLTÜR
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

```

BQ1(IS)=BQ1(IS)+(C0(LJ)*F1+C1(LJ)*F0)
BQ2(IS)=BQ2(IS)+(C0(LJ)*F2+C1(LJ)*F1+C2(LJ)*F0)
BQ3(IS)=BQ3(IS)+(C0(LJ)*F3+C1(LJ)*F2+C2(LJ)*F1)
BQ4(IS)=BQ4(IS)+(C0(LJ)*F4+C1(LJ)*F3+C2(LJ)*F2)
BQ5(IS)=BQ5(IS)+(C1(LJ)*F4+C2(LJ)*F3)
170 BQ6(IS)=BQ6(IS)+(C2(LJ)*F4)
178 CONTINUE
    B0=BQ0(1)-BQ0(2)
    B1=BQ1(1)-BQ1(2)
    B2=BQ2(1)-BQ2(2)
    B3=BQ3(1)-BQ3(2)
    B4=BQ4(1)-BQ4(2)
    B5=BQ5(1)-BQ5(2)
    B6=BQ6(1)-BQ6(2)
    B(1)=B5/B6
    B(2)=B4/B6
    B(3)=B3/B6
    B(4)=B2/B6
    B(5)=B1/B6
    B(6)=B0/B6
    IF(NPT.EQ.0)GOTO 180
    WRITE(5,182)
182 FORMAT(1X,'SEXTİC DENKLEMİN KATSAYILARI')
    WRITE(5,184)B6,B5,B4,B3,B2,B1,B0
184 FORMAT(1X,7F9.4)
    WRITE(5,186)(B(I),I=1,6)
186 FORMAT(//1X,6F10.5)
180 N=6
    CALL POLYB(B,N,NIT,DL1,DL2,NPT,ROOTR,ROOTI,IND)
    IF(NPT.EQ.0)GOTO 188
    WRITE(5,190)
190 FORMAT(//1X,'SEXTİC DENKLEMİN KÖKLERİ')
    WRITE(5,192)(ROOTR(I),ROOTI(I),I=2,6,2)
192 FORMAT(//1X,2F11.5)
188 IF(IND)GOTO 196
    WRITE(5,194)
194 FORMAT(//1X,'KÖKLERİN BİRİNCİ SETİ BULUNAMADI')

```

```

IF(OMEGA.EQ.180.0) GOTO 120
GOTO 122
196 DO 200 N=1,3
  J=2*N
  PN(N)=CMPLX(ROOTR(J),ABS(ROOTT(J)))
  PNSQ(N)=PN(N)**2
  DO 200 I=1,3
    DO 200 K=1,3
      QRS=CMPLX(C0(I,K),0.0)
      RSQ=CMPLX(C1(I,K),0.0)
      SRQ=CMPLX(C2(I,K),0.0)
200 AIK(N,I,K)=QRS+RSQ*PN(N)+SRQ*PNSQ(N)
  COND(1)=AIK(1,1,2)*AIK(1,2,1)-AIK(1,1,1)*AIK(1,2,2)
  COND(2)=AIK(1,2,2)*AIK(1,3,1)-AIK(1,2,1)*AIK(1,3,2)
  COND(3)=AIK(2,1,2)*AIK(2,2,1)-AIK(2,1,1)*AIK(2,2,2)
  COND(4)=AIK(2,2,2)*AIK(2,3,1)-AIK(2,2,1)*AIK(2,3,2)
  DO 202 I=1,4
    CDN(I)=CABS(COND(I))
    CDN(I)=AINT(CDN(I)*(1E3)+0.5)
    CDN(I)=CDN(I)*1E-3
202 CONTINUE
  IF(CDN(1).EQ.0.0.AND.CDN(2).EQ.0.0)GOTO 300
  IF(CDN(3).EQ.0.0.AND.CDN(4).EQ.0.0)GOTO 300
  WRITE(5,204)
204 FORMAT(/1X,'NON-SEPARABLE CASE')
  IF(NPT.EQ.0)GOTO 212
  WRITE(5,206)
206 FORMAT(1X,'AIK(N,I,K)')
  WRITE(5,208)((AIK(N,I,K),K=1,3),I=1,3),N=1,3)
208 FORMAT(/1X,3F12.6/,1X,3F12.6)
212 DO 214 N=1,3
  DIV=AIK(N,1,1)*AIK(N,2,2)-AIK(N,1,2)*AIK(N,2,1)
  DO 214 K=1,3
    IF(K.EQ.3)GOTO 216
    J=3-K
    ANK(N,K)=(AIK(N,1,J)*AIK(N,2,3)-AIK(N,2,J)*AIK(N,1,3))
    I*(-1)**J/DIV

```

```

      GOTO 218
216 ANK(N,K)=(1.0,0.0)
218 ANKR(N,K)=REAL(ANK(N,K))
214 ANKI(N,K)=AIMAG(ANK(N,K))
      IF(NPT.EQ.0)GOTO 222
      WRITE(5,220)((N,K,ANK(N,K),K=1,3),N=1,3)
220 FORMAT(3X,4HANK(I1,1H,I1,3H)=(,F10.4,1H,F10.4,1H))
222 DO 226 I=1,3
      DO 226 N=1,3
      DO 226 K=1,3
      BR(LN,2,K)=CP(L2,K,1)+CP(L2,K,2)*REAL(PN(N))
      BI(LN,2,K)=CP(L2,K,2)*AIMAG(PN(N))
      DR(LN)=DR(LN)+BR(LN,2,K)*ANKR(N,K)-BI(LN,2,K)*ANKI(N,K)
      DI(LN)=DI(LN)+BR(LN,2,K)*ANKI(N,K)+BI(LN,2,K)*ANKR(N,K)
226 CONTINUE
      DO 228 I=1,3
      P=I+3
      DO 228 J=1,3
      K=2*J
      L=K-1
      X(LI)=ANKR(J,I)
      X(LK)=-ANKI(J,I)
      X(P,L)=DR(L,J)
      X(P,K)=-DI(L,J)
228 CONTINUE
      X(1,7)=BXD
      X(2,7)=BYD
      X(3,7)=BZD
      X(4,7)=0.0
      X(5,7)=0.0
      X(6,7)=0.0
      IF(NPT.EQ.0)GOTO 234
      WRITE(5,230)
230 FORMAT(1X,'LINEER KATSAYILAR')
      WRITE(5,232)((X(L,J),J=1,7),I=1,6)
232 FORMAT(/1X,7F10.4)
234 CALL LINEL(X,6,TEST)

```

```

IF(TEST.EQ.0.0)GOTO 238
WRITE(5,236)
236 FORMAT(1X,'LINEER KÖKLER BULUNAMADI')
GOTO 122
238 DO 240 I=1,3
  DRR(I)=X(2*I-1,7)
240 DII(I)=X(2*I,7)
  IF(NPT.EQ.0)GOTO 244
  WRITE(5,242)(I,DRR(I),DII(I),I=1,3)
242 FORMAT(6X,17HI DRR(I) DII(I),3(/(5X,I2,2F8.4)))
244 DO 250 I=1,3
  DO 250 N=1,3
  DO 250 K=1,3
    AKP(I)=AKP(I)+BR(LN,2,K)*ANKI(N,K)*DRR(N)+BI(LN,2,K)*
    CANKR(N,K)*DRR(N)
    AKN(I)=AKN(I)+BR(LN,2,K)*ANKR(N,K)*DII(N)-BI(LN,2,K)*
    CANKI(N,K)*DII(N)
250 CONTINUE
  DMKB2=BXD*(AKP(1)+AKN(1))+BYD*(AKP(2)+AKN(2))+
  CBZD*(AKP(3)+AKN(3))
  DMK=DMKB2/BM2
  WRITE(5,256)
256 FORMAT(1X,'ENERJİ FAKTÖRÜ')
  WRITE(5,258)DMK,DMKB2
258 FORMAT(//1X,2F15.5)
  WRITE(5,260)OMEGA,DMK,DMKB2
260 FORMAT(1X,7HOMEGA= ,F6.2,3X,5HDMK= ,F12.8,3X,7HDMKB2= ,F12.8)
  IF(NDATA.EQ.1) STOP
  IF(OMEGA.LE.180.0) GOTO 122
  NDATA=NDATA-1
  GOTO 120
  PSD=.FALSE.
  IF(BXD.EQ.0.0.AND.BYD.EQ.0.0)GOTO 430
  IF(BZD.EQ.0.0)WRITE(3,304)
304 FORMAT(/5X,'SAF KENAR DİSLOKASYONU')
  C11=CP(1,1,1,1)
  C12=CP(1,1,2,2)

```

```

C16=CP(1,1,1,2)
C22=CP(2,2,2,2)
C26=CP(2,2,1,2)
C66=CP(1,2,1,2)
CP16=AJNT(C16*1E5)
CP16=CP16*1E-5
CP26=AJNT(C26*1E5)
CP26=CP26*1E-5
IF(CP16.EQ.0.0.AND.CP26.EQ.0.0)GOTO 368
WRITE(5,258)CP16,CP26
WRITE(5,306)
306 FORMAT(/1X,'GENEL KENAR ÇÖZÜMÜ')
BNORM=C22*C66-C26**2
B(4)=C11*C66-C16**2
B(1)=2.*(C16*C22-C26*C12)
B(3)=2.*(C11*C26-C12*C16)
B(2)=C11*C22-C12**2+2.*(C16*C26-C12*C66)
DO 308 I=1,4
308 B(I)=B(I)/BNORM
N=4
CALL POLYB(B,N,NTT,DL1,DL2,NPT,ROOTR,ROOTI,IND)
IF(NPT.EQ.0)GOTO 312
WRITE(5,310)
310 FORMAT(/1X,'SEXTİC İLERİN KÖKLERİ, KENAR BİLEŞENİ)
WRITE(5,192)(ROOTR(I),ROOTI(I),I=2,4,2)
312 IF(IND)GOTO 316
WRITE(5,314)
314 FORMAT(/1X,'QUADRATİK KÖKLER BULUNAMADI')
GOTO 114
316 PN(2)=CMPLX(ROOTR(2),ABS(ROOTI(2)))
PN(3)=CMPLX(ROOTR(4),ABS(ROOTI(4)))
DO 318 N=2,3
PNSQ(N)=PN(N)**2
DO 318 I=1,3
DO 318 K=1,3
QRS=CMPLX(C0(I,K),0.0)
RSQ=CMPLX(C1(I,K),0.0)

```

```

      SRQ=CMPLX(C2(L,K),0.0)
318 AIK(N,I,K)=QRS+RSQ*PN(N)+SRQ*PNSQ(N)
      IF(NPT.EQ.0)GOTO 322
      WRITE(5,320)
320 FORMAT(/1X,'AIK(N,I,K)')
      WRITE(5,137)((AIK(N,I,K),K=1,3),I=1,3),N=2,3)
322 DO 324 N=2,3
      ANK(N,1)=(1.0,0.0)
      ANK(N,2)=-AIK(N,1,1)/AIK(N,1,2)
      ANK(N,3)=(0.0,0.0)
      DO 324 K=1,3
      ANKR(N,K)=REAL(ANK(N,K))
324 ANKI(N,K)=AIMAG(ANK(N,K))
      IF(NPT.EQ.0)GOTO 328
      WRITE(5,220)((N,K,ANK(N,K),K=1,3),N=2,3)
328 DO 334 I=1,3
      DO 334 N=2,3
      DO 334 K=1,2
      BR(I,N,2,K)=CP(I,2,K,1)+CP(I,2,K,2)*REAL(PN(N))
      BI(I,N,2,K)=CP(I,2,K,2)*AIMAG(PN(N))
      DR(I,N)=DR(I,N)+BR(I,N,2,K)*ANKR(N,K)-BI(I,N,2,K)
      C*ANKI(N,K)
      DI(I,N)=DI(I,N)+BR(I,N,2,K)*ANKI(N,K)+BI(I,N,2,K)
      C*ANKR(N,K)
334 CONTINUE
      DO 336 I=1,2
      P=I+2
      DO 336 J=2,3
      K=2*(J-1)
      L=K-1
      X(I,L)=ANKR(J,I)
      X(I,K)=-ANKI(J,I)
      X(P,L)=DR(I,J)
      X(P,K)=-DI(I,J)
336 CONTINUE
      X(1,5)=BXD
      X(2,5)=BYD

```

```

X(3,5)=0.0
X(4,5)=0.0
IF(NPT.EQ.0)GOTO 348
WRITE(5,340)
340 FORMAT(/1X,'LINEER KATSAYILAR')
WRITE(5,342)((X(L,J),J=1,5),I=1,4)
342 FORMAT(/1X,5F10.4)
348 CALL LINEL(X,4,TEST)
IF(TEST.EQ.0.0) GOTO 352
WRITE(5,350)
350 FORMAT(/1X,'LINEER KÖKLER BULUNAMADI')
GOTO 122
352 DRR(2)=X(1,5)
DII(2)=X(2,5)
DRR(3)=X(3,5)
DII(3)=X(4,5)
DRR(1)=0.0
DII(1)=0.0
IF(NPT.EQ.0)GOTO 356
WRITE(5,242)(I,DRR(I),DII(I),I=1,3)
IF(BXD.NE.0.0) HLFBXD=BXD/2.
WRITE(5,354)HLFBXD
354 FORMAT(/1X,6HHLFBXD,F15.5)
IF(BYD.NE.0.0) HLFBYD=BYD/2.
WRITE(5,355)HLFBYD
355 FORMAT(/1X,6HHLFBYD,F15.5)
356 DO 358 I=1,2
DO 358 N=2,3
DO 358 K=1,2
AKP(I)=AKP(I)+BR(LN,2,K)*ANKI(N,K)*DRR(N)+BI(LN,2,K)
C*ANKR(N,K)*DRR(N)
AKN(I)=AKN(I)+BR(LN,2,K)*ANKR(N,K)*DII(N)-BI(LN,2,K)
C*ANKI(N,K)*DII(N)
358 CONTINUE
EKB2=BXD*(AKP(1)+AKN(1))+BYD*(AKP(2)+AKN(2))
EK=EKB2/BE2
WRITE(5,360)OMEGA,EK,EKB2

```

```

360 FORMAT(/,7HOMEGA= ,F6.2/,1X,30HENERJİ FAKTÖRÜ KENAR BİLEŞENİ=/,1X
1,5HEK= ,F10.4/,1X,7HEKB2= ,F10.4)
GOTO 388
368 WRITE(5,370)
370 FORMAT(1X,'ANALİTİK KENAR ÇÖZÜMÜ')
EKK=0.0
EKY=0.0
CBAR=SQRT(C11*C22)
EF=CBAR+C12
ENUM=C66*(CBAR-C12)
EDEN=CBAR+C12+2*C66
IF(BXD.EQ.0.0) GOTO 378
EKK=EF*SQRT(ENUM/(EDEN*C22))
378 IF(BYD.EQ.0.0) GOTO 382
EKY=EF*SQRT(ENUM/(EDEN*C11))
WRITE(5,384)EKY,BYD
384 FORMAT(/1X,6HEKY= ,F15.5/,1X,6HBYD= ,F15.5)
382 EKB2=EKK*(BXD**2)+EKY*(BYD**2)
EK=EKB2/BE2
WRITE(5,389)OMEGA,EK,EKB2
388 IF(BZD.NE.0.0)GOTO 432
WRITE(5,389)OMEGA,EK,EKB2
389 FORMAT(1X,8HOMEGA= ,F6.2/,1X,8HEK= ,F15.5,
1/,1X,8HEKB2= ,F15.5)
IF(NDATA.EQ.1) STOP
IF(OMEGA.LE.180.0)GOTO 122
NDATA=NDATA-1
GOTO 120
C **** VİDA BİLEŞENİ ****
430 WRITE(5,434)
434 FORMAT(1X,'SAF VİDA DİSLOKASYONU')
PSD=.TRUE.
432 SK=SQRT(CP(2,3,2,3)*CP(3,1,3,1)-CP(2,3,3,1)**2)
SKB2=SK*BZD**2.
IF(.NOT.PSD) WRITE(3,436)
436 FORMAT(1X,'ENERJİ FAKTÖRÜ, VİDA BİLEŞENİ')
WRITE(5,438)SKB2,SK

```

```

438 FORMAT(/1X,7HSKB2= ,F15.5/,1X,7HSK= ,F15.5)
      IF(PSD) GO TO 440
      TOTKB2=EKB2+SKB2
      TOTALK=TOTKB2/BM2
      WRITE(5,4438)TOTKB2,TOTALK
4438 FORMAT(1X,9HTOTKB2= ,F15.5/,1X,9HTOTALK= ,F15.5)
      WRITE(5,260)OMEGA,EK,EKB2
      GOTO 441
440 WRITE(5,443)OMEGA,SK,SKB2
443 FORMAT(1X,8HOMEGA= ,F6.2/,1X,8HSK= ,F12.8,
      1/,1X,8HSKB2= ,F12.8)
441 IF(NDATA.EQ.1) GOTO 555
      IF(OMEGA.LE.180.0)GOTO 122
      NDATA=NDATA-1
      GOTO 120
555 STOP
      END
C  ** BAIRSTOW ITERASYONU İLE POLİNOMUN ÇÖZÜMÜ *****
      SUBROUTINE POLYB(AC,NN,ITN,DEL1,DEL2,NT,RTR,RTI,ID)
      DIMENSION AC(12),BC0(3),BC(-1:6),CC0(3),CC(-1:6),RTR(10),RTI(10)
      EQUIVALENCE (BC0(3),BC(1)),(CC0(3),CC(1))
      LOGICAL ID
      DO 4 I=1,NN
      RTR(I)=1E6
4 RTI(I)=1E6
      BC(0)=1.0
      CC(0)=1.0
      PR=1.0
      BC(-1)=0.0
      CC(-1)=0.0
      U=0.0
      V=0.0
      SR=0.0
      L=2
      AS=-AC(1)
      AP=(-1)**NN*AC(NN)
      NH=NN

```

```

ID=.TRUE.
10 DO 15 M=1,ITN
  DO 12 K=1,NN
    BC(K)=AC(K)-U*BC(K-1)-V*BC(K-2)
    IF(K.EQ.NN) GOTO 12
    IF(K.EQ.NN-1) GOTO 50
    CC(K)=BC(K)-U*CC(K-1)-V*CC(K-2)
    GOTO 12
50 CC(K)=-U*CC(K-1)-V*CC(K-2)
12 CONTINUE
  CDET=CC(NN-2)**2-CC(NN-1)*CC(NN-3)
  IF(CDET.EQ.0.0) CDET=1.0
  DU=(BC(NN-1)*CC(NN-2)-BC(NN)*CC(NN-3))/CDET
  IF(DU.EQ.0.0) DU=1.0
  DV=-(BC(NN-1)*CC(NN-1)-BC(NN)*CC(NN-2))/CDET
  IF(DV.EQ.0.0) DV=1.0
  IF(ABS(DU).LE.DEL1.AND.ABS(DV).LE.DEL1) GOTO 16
  U=U+DU
  V=V+DV
15 CONTINUE
16 RTR(L)=-U/2.0
  ARG=V-RTR(L)**2
  IF(ARG.LT.0.0)GOTO 52
  GOTO 54
52 ID=.FALSE.
  GOTO 24
54 RTI(L)=SQRT(ARG)
  L=L+2
  IF(NT.NE.0)WRITE(3,72)M
72 FORMAT(/1X,2HM=,J5)
  IF(NN.LE.4)GOTO 20
  NN=NN-2
  DO 18 I=1,NN
18 AC(I)=BC(I)
  GOTO 10
20 RTR(L)=-BC(1)/2.0
  ARG=BC(2)-RTR(L)**2

```

```

      IF(ARG.LT.0.0)GOTO 56
      GOTO 58
56 ID=.FALSE.
      GOTO 24
58 RTI(L)=SQRT(ARG)
      DO 22 L=2,NH2
      SR=SR+2*RTR(L)
22 PR=PR*(RTR(L)**2+RTI(L)**2)
      IF(ABS(SR-AS).GT.DEL2.OR.ABS(PR-AP).GT.DEL2)ID=.FALSE.
      IF(NT.NE.0)WRITE(3,74)SR,AS,PR,AP
74 FORMAT(/1X,4F10.4)
24 RETURN
      END
C *****GAUSS ELEME YÖNTEMİ İLE LİNEER DENKLEMLERİN ÇÖZÜMÜ*****
      SUBROUTINE LINEL(CX,NR,TST)
      DIMENSION CX(10,11),XR(11),JP(10),JR(10)
      NP1=NR+1
      NM1=NR-1
      TST=0.0
      DO 30 I=1,NR
      JP(I)=I
30 CX(LNP1)=-CX(L,NP1)
      DO 36 K=1,NR
      XMAX=0.0
      XR(K)=0.0
      DO 32 I=K,NR
      DO 32 J=K,NR
      ABSX=ABS(CX(I,J))
      IF(ABSX.LE.XMAX)GOTO 32
      XMAX=ABSX
      IR=I
      JC=J
32 CONTINUE
      JR(K)=JP(JC)
      JP(JC)=JP(K)
      DO 33 I=1,NR
      XH=CX(I,JC)

```

```

      XX(LJC)=XX(LK)
33 XX(LK)=XH
      DO 34 J=1,NP1
      XH=XX(IR,J)
      XX(IR,J)=XX(K,J)
34 XX(K,J)=XH
36 CONTINUE
      DO 38 K=1,NM1
      DO 38 I=K,NM1
      IP1=I+1
      DO 38 J=K,NR
      JP1=J+1
      IF(XX(K,K).EQ.0.0)GOTO 60
      GOTO 62
60 TST=-1.0
      GOTO 46
62 XX(IP1,JP1)=XX(IP1,JP1)-XX(IP1,K)*XX(K,JP1)/XX(K,K)
38 CONTINUE
      XR(NP1)=1.0
      DO 42 I=NR,1,-1
      SUM=0.0
      IP1=I+1
      DO 40 J=IP1,NP1
40 SUM=SUM-XX(I,J)*XR(J)
42 XR(I)=SUM/XX(I,I)
      DO 44 I=1,NR
      IJ=JR(I)
44 XX(IJ,NP1)=XR(I)
46 RETURN
      END

```