

**T.C.**  
**TRAKYA ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**BİR BOYUTLU ELEKTRON GAZININ**

**ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ**

**Engin ÇİÇEK**

**DOKTORA TEZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Danışman : 1. Yrd. Doç. Dr. Mustafa ULAŞ**

**2. Doç. Dr. Afif SİDDİKİ**

**EDİRNE – 2010**




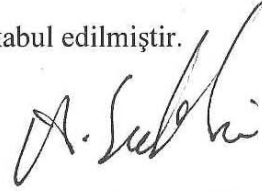
T.C.  
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ


**BİR BOYUTLU ELEKTRON GAZININ ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ**

DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANA BİLİM DALI  
Engin ÇİÇEK


Bu tez 15.10.2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından kabul edilmiştir.

  
Prof. Dr. Hasan AKBAŞ  
Üye

  
Doç. Dr. Afif SİDDİKİ  
II. Danışman

  
Yrd. Doç. Dr. Mustafa ULAŞ  
I. Danışman

  
Yrd. Doç. Dr. Ercan BULUŞ  
Üye

  
Yrd. Doç. Dr. Şaban AKTAŞ  
Üye

Doktora Tezi  
Bir Boyutlu Elektron Gazının Elektronik Özellikleri  
Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

## ÖZET

Bu çalışmada, yarı iletken bir kristal yapı içerisinde elde edilen iki boyutlu elektron gazı (2BEG) incelenmiştir. Yapıda 2BEG' nın geometrisini belirlemek için kapı, kesme ve streç kapı tanımlı yöntemler kullanılmıştır. 2BEG' da ek bir kısıtlama getirebilmek için ise kuantum nokta kontaklar (KNK) kullanılmıştır. KNK' ların geometri, boyut, uç nokta açıklığı ve sistemde tek veya çift bulunmasından 2BEG' daki toplam potansiyel ve elektron yoğunluğu etkilenmektedir. Elektron-elektron ve donör-elektron arası etkileşmelerde Coulomb etkileşmesi baskın kısmı oluşturmaktadır. Yarı iletken yapının modellenmesinde kristal büyütme parametreleri, sistem boyutları, kullanılan teknikler de hesaba katılarak üç boyutlu Poisson denklemi açık sınır koşulları için öz uyumlu olarak çözülmüştür. Bu hesap için EST3D isimli kod kullanılmıştır. 2BEG' da KNK uçlarındaki bir boyutlu toplam potansiyeli gören bir elektronun enerji ve bulunma olasılıkları ise sonlu farklar metodu ile hesaplanmıştır. z ve y eksenleri doğrultusunda farklı uzaklıklarda bulunan bir yabancı atom varlığında elektronun bulunma olasılıkları ve bağlanma enerjileri varyasyon metodu ile elde edilmiştir. KNK uçlarındaki bir boyutlu potansiyelin enerji ve genişlikleri kenar tanımlamalarına ve KNK özelliklerine göre değişmektedir. Kesme tanımlı ve KNK açıklığının az olduğu durumlarda kuyu potansiyelinin enerji değerinin arttığı ve kuyunun daraldığı gösterilmiştir. Bundan dolayı elektron bulunma olasılıkları ve enerji değerleri önemli şekilde değişmektedir.

Yıl: 2010

Sayfa:112

Anahtar Kelimeler: İki Boyutlu Elektron Gazı, Kuantum Nokta Kontaklar, Yabancı Atom, Bağlanma Enerjisi

PhD Thesis

The Electronic Properties of the One Dimensional Electron Gas

Trakya University, Graduate School of Natural and Applied Science

Department of Physics

## SUMMARY

In this work, we investigate the two dimensional electron gas (2DEG) induced at the semiconductor structure. To determine the geometry of the 2DEG at the device, we employed gate, etch and trench gate methods. An additional confinement in one dimension is imposed on the 2DEG by quantum point contacts (QPC). The total potential energy and electron distribution are affected by the geometry, size, opening width and the number of QPCs defined on the structure. The Coulomb interaction is the dominant ingredient of the electron-electron and donor-electron interactions. For the modeling of the semiconductor structure, we solved the three dimensional Poisson equation self consistently taking into account crystal growth parameters, system size and different definition techniques, considering open boundary conditions. The numerical algorithm EST3D is utilized for our calculations. Electron probabilities and energies are calculated using finite difference method for the one dimensional potential profile which is obtained at the 2DEG considering the opening of the QPC. The probabilities and energies of the electrons are obtained using a variational approach in the presence of an impurity, investigating the effect of different locations of the impurity at  $z$  and  $y$  directions. Numerical value and shape of the one dimensional potential energy at the cross-section of the QPC are influenced by the edge definition and properties of the QPC. We show that the potential energy of the well increases and the width of the well decreases for a narrow QPCs and if they are etch defined. Therefore, the electron probabilities and energies change significantly.

Year: 2010

Pages: 112

Key Words: Two Dimensional Electron Gas, Quantum Point Contact, Impurity, Binding Energy

## TEŞEKKÜR

Tüm doktora çalışma sürecim boyunca çalışmayı yönlendiren, danışmanlığımı üstlenen ve çalışmanın her adımında bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım danışmanlarım, sayın hocalarım Doç. Dr. Afif SİDDİKİ ve Yrd. Doç. Dr. Mustafa ULAŞ'a,

Çalışmanın tamamı boyunca yardımını ve bilgisini hiç esirgemeyen hocam Yrd. Doç. Dr. Şaban AKTAŞ'a,

Ders aşamasında bilgilerinden faydalandığım Fizik bölümü hocalarıma,

Çalışmanın yapım ve yazım aşamalarında yaptığı sayısız ve paha biçilmez yardımlarından dolayı Arş. Gör. Dr. Ali İhsan MEŞE ve değerli arkadaşım Deniz EKŞİ' ye,

Ayrıca bu tez Trakya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Müdürlüğü tarafından TÜBAP-871 nolu projeyle desteklenmiştir. Trakya Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Müdürlüğü'ne,

Çalışma ayrıca, TÜBİTAK 109T083 nolu proje ile de desteklenmiştir. TÜBİTAK' a,

Her an yanımda olup, sevgilerini hiç eksik etmedikleri için Eşim ve Anneme, sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
SUMMARY	ii
TEŞEKKÜR	iii
SEMBOLLER ve KISALTMALAR	v
TABLolarIN ve ŞEKİLLERİN LİSTESİ	vii
1. GİRİŞ	1
2. HETERO YAPILAR	4
2.1 Hetero Yapıların Genel Özellikleri	4
2.2 Hetero Yapıların Büyütülmesi	6
2.2.1 Moleküler ışın epitaksisi	6
2.3 Katmanlı Yapılar: Kuantum Kuyuları ve Bariyerleri	8
2.3.1 Bariyer tünelleme	9
2.3.2 Kuantum kuyusu	9
2.3.3 İkili engel: yansımali tünelleme	10
2.4 Katkılı Hetero Yapılar	11
2.4.1. Uyumlu katılama	12
2.5 Kuyu, Tel, Nokta ve Uygulamaları	13
3. HETERO YAPILARIN MODELLENMESİ	29
3.1 Kapı Tanımlı Yapılar	29
3.2 Kesme Tanımlı Yapılar	47
3.3 Streç (Trench) Kapı Tanımlı Yapılar	56
4. 2BEG' da KNK UÇLARINDAKİ YABANCI ATOM ETKİLERİ	66
4.1 KNK Uçlarında Bir Boyutlu Kuşatma Potansiyelinin eldesi	67
4.2 Kuyu Potansiyeli Gören Elektronun, Dalga Fonsiyonu ve Enerji	

Değerlerinin Eldesi	71
4.3 KNK Uçlarındaki Bir Elektronun Yabancı Atom Etkisi	77
5. SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME	88
KAYNAKLAR	91
ÖZGEÇMİŞ	98

## SEMBOLLER ve KISALTMALAR

### SEMBOLLER

$\psi(r)$	: Dalga fonksiyonu
$\phi(z)$	: Elektrostatik potansiyel enerji
$k$	: Dalga sayısı
$V(r)$	: Toplam potansiyel enerji
$E_f$	: Fermi enerji seviyesi
$V_{ext}(r)$	: Dış potansiyel enerji
$V_{per}(r)$	: Perdelenmiş potansiyel enerji
$\epsilon_0$	: Statik Dielektrik sabiti
$\epsilon(r)$	: Hermanson Dielektrik Fonksiyonu
$\epsilon(q)$	: Thomas-Fermi dielektrik fonksiyonu
$a_B^*$	: Etkin Bohr yarıçapı
$m^*$	: Etkin kütle
$m_0$	: Serbest elektron kütlesi
$\lambda$	: Varyasyon parametresi
$\beta$	: Varyasyon parametresi



$N$	: Normalizasyon sabiti
$K_0$	: İkinci tür sıfırncı dereceden düzeltilmiş Bessel fonksiyonu
$K_1$	: İkinci tür birinci dereceden düzeltilmiş Bessel fonksiyonu
$E_0$	: Subband enerjisi
$E_B$	: Bağlanma enerjisi
$x_i$	: Yabancı atomun x-eksenindeki konumu
$y_i$	: Yabancı atomun y-eksenindeki konumu
$z_i$	: Yabancı atomun z-eksenindeki konumu
$\rho_i$	: Yabancı atomun silindirik koordinatlardaki konumu

## KISALTMALAR

2BEG	: İki Boyutlu Elektron Gazı
KNK	: Kuantum Nokta Kontak
KNKA	: Kuantum Nokta Kontak Açıklığı
MIE	: Moleküler Işın Epitaksisi
AKE	: Atomik Katman Epitaksisi
MOKBT	: Metal Organik Kimyasal Buharlaştırma Tortusu
MKAET	: Modülasyon Katkılı Alan Etkili Transistör
EST3D	: Üç Boyutta Elektostatik Potansiyel Eldesi Programı
UHV	: Ultra yüksek vakum

## TABLolar

Tablo 4.1. $X^8$ KNK geometrisine sahip durum için elektronun yabancı atom olmadığı durumdaki enerjileri ve yabancı atoma bağlanma enerjilerinin farklı yabancı atom konumları için gösterimi.	85
Tablo 4.2. $X^2$ KNK geometrisine sahip durum için elektronun yabancı atom olmadığı durumdaki enerjileri ve yabancı atoma bağlanma enerjilerinin farklı yabancı atom konumları için gösterimi.	86

## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil-2.1. Farklı yarıiletkenlerin örgü sabitinin, eV biriminde minimum bant genişliğine ve dalga uzunluğuna göre değişimi.	5
Şekil-2.2. MIE cihazının sadeleştirilmiş şematik gösterimi.	7
Şekil-2.3. İletim bandının farklı katmanlı yapılar için profilleri.	10
Şekil-2.4. Katkılı AlGaAs ile GaAs arayüzeyinde iletim bandı gösterimi.	12
Şekil-2.5. Metal kapıların, elektron ışını ile litografik olarak oluşturulması ve kaldırılması.	14
Şekil-2.6. İki boyutlu elektron gazında, (a) derin kesme, (b) sığ kesme ve (c) metal kapılara negatif voltaj uygulanarak telin oluşturulması.	14
Şekil-2.7. Yabancı atomun merkezde konumlandığı durumda, bağlanma enerjisinin her üç tipteki kuyunun genişliğine göre değişimi.	18
Şekil-2.8. Yabancı atomun merkezde konumlandığı durumda, bağlanma enerjisinin telin yarıçapına göre değişimi.	22
Şekil-2.9. Sabit tel genişliği için, bağlanma enerjisinin yabancı atom konumuna göre değişimi.	23

- Şekil-2.10. Elektrik alan var ve yok iken, yabancı atom konumunun sabit tutularak, silindirik telin yarıçapına göre hidrojenik olmayan durum için bağlanma enerjisinin değişimi. 23
- Şekil-2.11. Elektrik alan var ve yok iken, tel yarı çapı sabit tutularak, yabancı atom konumuna göre hidrojenik olmayan durum için bağlanma enerjisinin değişimi. 24
- Şekil-2.12. Yabancı atomun merkezde konumlandığı durumda, bağlanma enerjisinin noktanın hacmine göre değişimi ((a) kübik, (b) silindirik nokta). 28
- Şekil-2.13. Yabancı atomun merkezde konumlandığı durumda, bağlanma enerjisinin noktanın sabit hacimde ( $V = 6a^3$ ) z- yönünde uygulanan elektrik alana göre değişimi ((a) kübik, (b) silindirik nokta). 28
- Şekil-3.1. Örneğin yüzey görüntüsü. 31
- Şekil-3.2. Verilen malzeme özelliklerine göre elde edilen elektron gazının bulunduğu katmandaki dış potansiyel. 31
- Şekil-3.3. Elektron gazının eldesinde kullanılan katman profili. 32
- Şekil-3.4. Örnekte siyah bölgeler ile yüzeye yerleştirilmiş ve -1.8 V uygulanmış kapılar gösterilmektedir. 34
- Şekil-3.5. (a) Si katkılama yapılmış hetero yapıda, elektron gazı GaAs/AlGaAs arayüzde – işaretli olarak betimlenmiş ve metalik kapılar ise yüzeyde gösterilmiştir. Donor yoğunluğu ise  $4 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  alınmıştır. Kapı voltajı -1.7 V alınarak, kapıların bulunduğu katmanda (b), katkılama yapılan katmanda (c), elektron gazının bulunduğu katmanda (d) yük dağılımları gösterilmiştir. 35
- Şekil-3.6. Elektron dağılımının kapı voltajına bağlı olarak uzaysal dağılımı. 36
- Şekil-3.7. KNK' ların ortasından alına bir kesite göre, iki farklı KNK geometrisi için potansiyel dağılımları. 37
- Şekil-3.8. Hetero yapının yüzey görüntüsü. 39
- Şekil-3.9. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 100 nm, tek KNK, kapı tanımlı yapı). 40
- Şekil-3.10. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 200 nm, tek KNK, kapı tanımlı yapı). 41
- Şekil-3.11. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları

(KNKA 300 nm, tek KNK, kapı tanımlı yapı).	42
Şekil-3.12. Sistemde çift KNK bulunması durumunda, bunların sistemdeki boyutları ve şematik gösterimi.	43
Şekil-3.13. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 100 nm, çift KNK, kapı tanımlı yapı).	44
Şekil-3.14. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 200 nm, çift KNK, kapı tanımlı yapı).	45
Şekil-3.15. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 300 nm, çift KNK, kapı tanımlı yapı).	46
Şekil-3.16. Kesme tanımlı hetero yapının şematik gösterimi.	48
Şekil-3.17. (a)Yüzeyden itibaren uygulanan kesme işleminden dolayı oluşan yan yüzey yüklerinin ve bu yan yüzey yüklerinin 2BEG' te oluşturduğu potansiyelin gösterimi. (b)Yüzeyde yerleştirilmiş kapının (Gate) oluşturduğu potansiyelin gösterimi.	49
Şekil-3.18. Yüzeyden itibaren uygulanan kesme işleminden dolayı oluşan yan yüzey yüklerinin kesme derinliğine göre değişimi.	49
Şekil-3.19. (a,c) elektron dağılımlarını, (b,d) potansiyel profillerini göstermektedir. KNKA 150 nm alınmıştır.	50
Şekil-3.20. Yüzeyden itibaren ~ 63 nm kesme işlemi uygulandığını ve iki katmana donör katkılama işleminin yapıldığını gösteren figür.	52
Şekil-3.21. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 100 nm, tek KNK, kesme tanımlı yapı).	53
Şekil-3.22. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 200 nm, tek KNK, kesme tanımlı yapı).	54
Şekil-3.23. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 300 nm, tek KNK, kesme tanımlı yapı).	54
Şekil-3.24. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 100 nm, çift KNK, kesme tanımlı yapı).	55
Şekil-3.25. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 200 nm, çift KNK, kesme tanımlı yapı).	55
Şekil-3.26. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 300 nm, çift KNK, kesme tanımlı yapı).	56

- Şekil-3.27. F. E. Camino 2005 tarafından yapılan çalışmada kullanılan örneğin yüzey görüntüsü. 58
- Şekil-3.28. (a) ve (c)' de sadece kapı tanımlı, (b) ve (d)' de ise streç kapı uygulanmış durumlar gösterilmiştir. (c) ve (d) elektron dağılımlarını göstermektedir. 59
- Şekil-3.29. Kenarlara 32 nm kesme ve kesme yapılan derinliğe kapı konulan hetero yapının şematik gösterimi. 59
- Şekil-3.30. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 100 nm, tek KNK, trench kapı tanımlı yapı). 60
- Şekil-3.31. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 200 nm, tek KNK, trench kapı tanımlı yapı). 61
- Şekil-3.32. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 300 nm, tek KNK, trench kapı tanımlı yapı). 62
- Şekil-3.33. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 100 nm, çift KNK, trench kapı tanımlı yapı). 63
- Şekil-3.34. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 200 nm, çift KNK, trench kapı tanımlı yapı). 63
- Şekil-3.35. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları (KNKA 300 nm, çift KNK, trench kapı tanımlı yapı). 64
- Şekil-4.1. Örnek boyutlarının küçültüldüğü ve  $X^2$  geometrisine sahip KNK için örneğin yüzey görüntüsü. 67
- Şekil-4.2.  $X^2$  geometrisine sahip KNK ve KNKA 70 nm olduğu durum için elektron dağılımı (kenarlara kesme işlemi uygulanmıştır.). 68
- Şekil-4.3.  $X^2$  geometrisine sahip KNK ve KNKA 70 nm olduğu durum için, KNK uçlarından alınmış potansiyel grafiklerinin gösterimi. 69
- Şekil-4.4.  $X^8$  geometrisine sahip KNK ve KNKA 70 nm olduğu durum için, KNK uçlarından alınmış potansiyel grafiklerinin gösterimi 70
- Şekil-4.5. Sonlu farklar yöntemi ile fonksiyon gösterimi. 72
- Şekil-4.6. Kuantum kuyusuna sonlu farklar yönteminin uygulanışı. 74
- Şekil-4.7.  $X^2$  KNK geometrisine sahip durum için (a) kenarlara kapı, (b) kesme ve (c) streç kapı uygulanan durum için potansiyel profili ve bulunma olasılıklarının gösterimi. 75

- Şekil-4.8.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için (a) kenarlara kapı, (b) kesme ve (c) streç kapı uygulanan durum için potansiyel profili ve bulunma olasılıklarının gösterimi. 76
- Şekil-4.9.  $X^2$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara kapı uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi. 82
- Şekil-4.10.  $X^2$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara kesme uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi. 82
- Şekil-4.11.  $X^2$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara trench kapı uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi. 83
- Şekil-4.12.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara kapı uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi. 83
- Şekil-4.13.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara kesme uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi. 84
- Şekil-4.14.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara trench kapı uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi. 84

## **BÖLÜM 1**

### **GİRİŞ**

Yarı iletken kristallerde serbestçe hareket edebilen elektronların hareketlerinin bir ve birden fazla boyutta kısıtlanması ile elde edilen yapılara düşük boyutlu yapılar denilmektedir. Bu yapıların iletkenlik özellikleri kısıtlama özelliklerine göre önemli değişiklikler göstermektedir. Genel olarak düşük boyutlu yapılar kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları olarak isimlendirilir. Bu yapıların eldesi için farklı bant genişliklerine sahip iki yarı iletkenin ara yüzlerinin birleştirilmesi gerekmektedir. Bant genişliklerinin farklılığından dolayı yük taşıyıcıları bir yada daha fazla boyutta tuzaklanır ve enerji seviyeleri kuantize değerler alır.

Düşük boyutlu yapıların üretiminde ise güncel olarak moleküler ışın epitaksisi (MIE) ve metal organik kimyasal buharlaştırma tortu (MOKBT) yöntemleri kullanılmaktadır. Bu yöntemler farklı kalınlıktaki yarıiletken kristallerin birbiri üzerinde büyütülmesi esasına dayanmaktadır. Dolayısı ile farklı bant genişliklerine sahip ara yüzeyler oluşturulabilmekte, yük taşıyıcıları da bu ara yüzlerde tuzaklanarak kuantize enerji değerleri elde edilebilmektedir.

Diğer yandan yarı iletkenlerin elektrik iletimleri incelenirken yük taşıyıcıları en önemli etkiyi oluşturmaktadırlar. Kristaldeki yük taşıyıcılarının yoğunluğu ise yapıdaki donör konsantrasyonun değiştirilmesi ile ayarlanabilir.

Elde edilen yapının geometrisi, kaç boyutta kısıtlama yapıldığı, katkılama miktarı, kullanılan yarı iletkenlerin neler olduğu, yapının boyutları gibi birçok özellik iletim özelliklerini etkilemektedir. Yapılan güncel uygulama ve araştırmalar içerisinde olan iki boyutlu elektron gazı (2BEG) önemli bir yer tutmaktadır. 2BEG'nin eldesi için MIE ve MOKBT gibi yöntemlerle yarı iletken kristal üç boyutlu olarak büyütülür. Büyütme işlemi sırasında farklı bant genişliklerine sahip iki yarı iletkenin arayüzünde oluşan kuantum kuyuları ile elektronlar büyütme doğrultusunda tuzaklanır. Diğer iki boyutta ise serbestçe hareket edebilmektedirler. Böylece bu iki farklı bant genişliğine sahip ara yüzde elektronların iki boyutta serbest hareket edebildiği bir düzlem elde

edilebilmektedir. 2BEG' nin yoğunluğu ise büyütme sırasında farklı katmanlara ve farklı yoğunluklarda yerleştirilebilen donör katkılarları ile değiştirilebilmektedir.

Üç boyutlu kristalde istenilen bir düzlemde elde edilen 2BEG' nin homojen bir dağılım göstermemesi istenebilir. Yani 2BEG' nin geometrisi ve elektron yoğunluklarının farklı olması istenebilir. Bu durumlarda kullanılan yöntemlerden biri ise kristalin yüzeyine metalik kapı yerleştirilip farklı voltajlarla yüklenip 2BEG' daki yük yoğunluklarının değiştirilip geometrinin belirlenmesidir. Diğer bir yöntem ise yarı iletken kristale kimyasal kesme işlemi uygulanarak yan yüzey yükleri ile elektron gazının yoğunluğunun ve geometrisinin değiştirilmesine dayanır. Son bir yöntem olarak ise hem kesme hem de kapı uygulanan durumlar ile yoğunluk ve geometri belirlenebilir. Bu yöntemlerin deneysel uygulamalarda birbirine göre bazı üstünlük ve dezavantajları bulunmaktadır. Yapılan analitik ve sayısal hesaplamalar ile uygun değer ve parametrelerin belirlenmesi deneysel çalışmalar için zaman ve maddi kazanç sağlayabilir.

Kristal yapıda çok sayıda yüklü parçacık bulunmakta ve bu parçacıklar ise birbirleri ile etkileşmektedirler. Bu etkileşmeler içerisinde en baskın olanı ise Coulomb etkileşmesidir. Kristalde donörler, elektronlar ve yüzey durumları nedeni ile bir çok yük bulunmaktadır ve bunlar mesafeye bağlı olarak potansiyel enerjileri oluşturmaktadırlar. Gerçekçi bir hesap için parçacıklar arası oluşan bu etkileşme potansiyelinin hesaplanması gerekmektedir. Örneğin 2BEG, kristal yapıda belirli bir derinlikte elde edilmektedir. Buradaki elektronların oluşturduğu potansiyel enerji tek enerji değeri değildir. Katkılamadan dolayı farklı seviyede ve yoğunlukta donörler bulunmaktadır. Bunlarında 2BEG' nin bulunduğu katmanda oluşturduğu bir potansiyel olmaktadır. Kısıtlamalar için kullanılan tekniklerden dolayı da bu katmanda farklı potansiyeller oluşmaktadır. Bunların hepsi yapılan araştırmalarda hesaba katılırsa gerçekçi bir inceleme yapılmış olacaktır.

2BEG' da elektronlar iki boyutta serbestliğe sahiptir. Ancak elektronları bir boyuta kısıtlayabilirsek bir boyutlu taşınım özellikleri incelenebilir. Bunu sağlamak için kullanılan yapılar ise kuantum nokta kontaklar (KNK) olarak verilebilir. Bu yapılar elektriksel iletkenliğe sahip iki bölgenin bir noktada daraltılması ve bir boyuta indirgenmesine dayalı olarak çalışmaktadır. KNK' lar ilk olarak 1988 yılında iki farklı çalışma grubu tarafından rapor edilmiştir ve 2BEG' nin bir boyuta indirgenmesi ve bir



boyutlu taşınım özelliklerinin incelenmesi için kullanılmıştır ( Van Wees 1988, Wharam 1988).

Üretilen yarı iletken kristalde üretim aşamasında, istenerek veya istemeyerek bir takım safsızlıklar oluşmaktadır. Elde edilen düşük boyutlu yapıdan belirli uzaklıklarda yabancı atom bulunabilmektedir. Yabancı atom elektronun bulunma olasılıklarını etkiler ve enerji seviyelerini daha vurgulanmış hale getirir (Greene ve Bajaj 1985, Jarosik vd. 1985, Aktas vd. 2000). Dolayısı ile yapının taşınım özellikleri, optik ve elektronik özellikleri yabancı atom varlığında farklılıklar gösterir. Bundan dolayı yarı iletken devre elemanın özellikleri incelenirken yabancı atom varlığındaki incelemeler göz önünde tutulmalıdır (Charroux vd. 2000, Jian-Hui ve Wen-Fang. 2009, Ulas vd. 2004, Boz ve Aktas 2005, Ulas vd. 2005, Akbas vd. 2009).

Bu çalışmada, yarı iletken üç boyutlu bir kristal içerisinde elde edilen 2BEG göz önüne alınmış, kapı, kesme ve streç kapı teknikleri kullanılarak, KNK' ların etkileri incelenmiştir. Sistemdeki etkileşmelerden dolayı oluşan toplam potansiyel enerji Poisson denkleminin üç boyutlu olarak, iç tutarlı bir biçimde çözülmesi ile elde edilmiştir. 2BEG' na farklı uzaklıklarda konumlanan yabancı atom varlığında yapılan hesaplamalarda elde edilen bu toplam potansiyel kullanılmıştır. Bu toplam potansiyeli gören ve KNK uçlarında yer alan tek bir elektronun yabancı atom varlığında ve yokluğundaki bulunma olasılıkları ve enerji seviyeleri hesaplanmıştır.

Nümerik hesaplarda, Poisson denkleminin üç boyutlu çözümü için EST3D (electrostatic in three dimension ) isimli bir kod kullanılmıştır (Weichselbaum ve Ulloa 2006, S. Arslan 2008.). Bulunma olasılıkları ve enerji seviyelerinin belirlenmesinde ise Fortran programlama dili kullanılmıştır.

## BÖLÜM 2

### HETERO YAPILAR

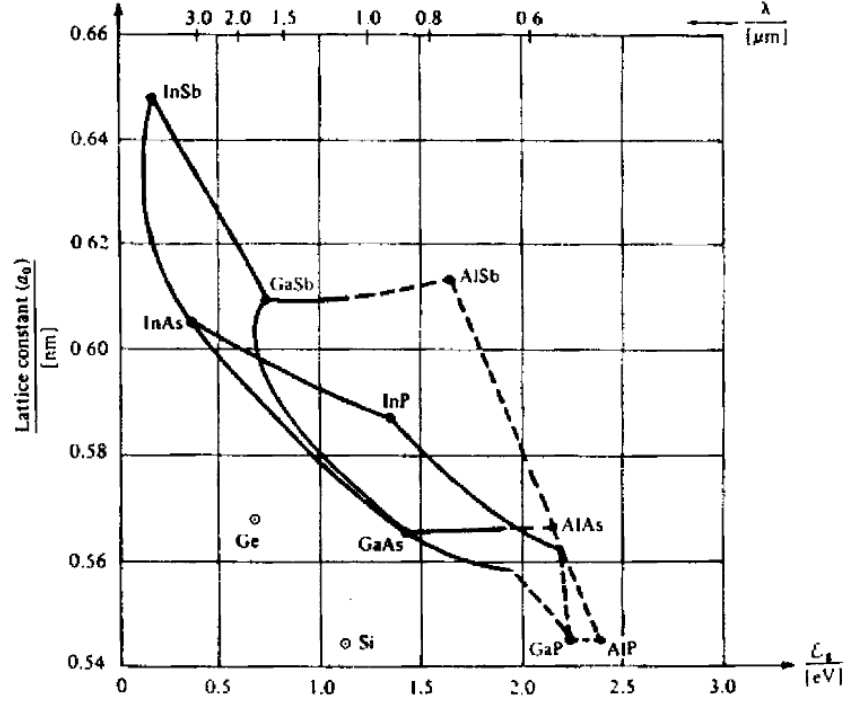
Bu bölümde hetero yapılar üzerine açıklayıcı bilgiler verilecektir. Bu bölümde esas kaynak olarak J.H. Davies'in "The Physics of Low-Dimensional Semiconductor" isimli kitabından yararlanılmıştır.

Bu bölümde, birden fazla materyal kullanılarak oluşturulmuş yarı iletkenler ile elde edilmiş farklı yapıların genel özelliklerine bakılacaktır. Bant mühendisliği sayesinde, yapılardaki çeşitlilik ile elektronların ve boşlukların hareketi düzenlenebilmektedir. İki materyalin bir araya geldiği farklı eklemlerin bant yapısının uyumu esas tema olmasına rağmen, bu yapının en iyi bilinen ve çalışılmış olan GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As eklem için bile saptanması pek kolay değildir. Bu zorluklara rağmen, ilk çalışmalar örgü sabiti özdeş olan materyaller üzerine odaklanmıştır. Ancak günümüzde birçok çalışmada "zorlamalı katmanlar" olarak bilinen birbirine uygun olmayan materyallerin özelliklerine de ihtiyaç duyulmaktadır. Çok geniş bir çeşitliliğe sahip, elektronik ve optik uygulamaları olan birçok cihaz, hetero yapılar ile üretilebilmektedir.

#### 2.1. Hetero Yapıların Genel Özellikleri

Birkaç tanesinin ortak kullanımlara sahip olmasının yanında, III-V materyallerin yarıiletken özellikleri ayrıntılı olarak incelenmektedir. Alaşımların bazı bileşimleri geniş bir kullanıma sahiptir ve bilinen özellikleri giderek artmaktadır. Bilinen Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As alaşımı, yaygın olarak AlGaAs olarak bilinir ama bu kimyasal formülünü tam

olarak karşılamaz. Farklı materyallere ait bilinen ve önemli iki özellik olan “bant genişlikleri” ve “örgü sabitleri” Şekil-2.1.’de gösterilmiştir.



Şekil-2.1. Farklı yarıiletkenlerin örgü sabitinin, eV biriminde minimum bant genişliğine ve dalga uzunluğuna göre değişimi. Düz çizgiler direkt bant genişliğini, kesikli çizgiler ise indirekt bant boşluğunu göstermektedir.

Hetero yapılarda, aktif bölge ara yüzlerin yakın ya da birbirine temas ettiği yerdedir. Bu gerçek sadece III-V bileşenlerinde geçerli değildir. Belki de ekonomik olarak en değerli yarıiletken olan, metal-oksit-yarıiletken-alan-etkili-transistör (MOFSET)’de elektron Si ve SiO<sub>2</sub> ara yüzde hareket eder. Bu durumda Si kristal fakat SiO<sub>2</sub> amorf (kristal olmayan) yapıdadır. İki materyali eksiz birleştirmek imkânsızdır ve elektron ara yüzde hareket ederken kusurluluklardan dolayı saçılmalara uğrar. Bu pürüzsüz yüzey saçılması oksitteki kusurlardan kaynaklanır ve düşük sıcaklıklarda MOFSET teki elektron mobilitelerini ( $4 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ) sabit tutar. III-V yapıların iyi çalışması isteniyorsa iki materyalinde hemen hemen aynı pürüzsüzlükte ara yüzde sahip olmaları gerekmektedir. Büyütme ile sağlanacak bu kusursuzluk, kaliteli ancak pahalıya mal olan moleküler-ışın-epitaksisi (MIE) ve metal-organik- kimyasal-buhar-tortu (MOKBT) bırakma yöntemleri ile sağlanabilir.

Prensipte iki materyali ideal bir hetero yapı olarak birleştirmek mümkündür. Bu ilk olarak materyallerin aynı kristal yapıya sahip olmalarını gerektirir ve bu III-V materyalleri için sağlanmaktadır. İkinci gereksinim ise, yapıda bir zorlama yok ise iki örgü sabitinin yaklaşık olarak eşit olmasını gerektirir.

## **2.2. Hetero Yapıların Büyütülmesi**

Önceki bölümde hetero yapıların iyi çalışması isteniyorsa yüksek kaliteli ara yüzlere sahip olması gerektiğini gördük. Atomik yapıların birbiri ile eşleşmesi gerekir ve ara yüzün impuritiler ve diğer kusurları barındırmaması gerekir. Bunun sağlanması için kullanılan en geniş ve en kapsamlı metotlar ise moleküler-ışın-epitaksisi ve metal-organik-kimyasal-buhar-tortu bırakma yöntemleridir.

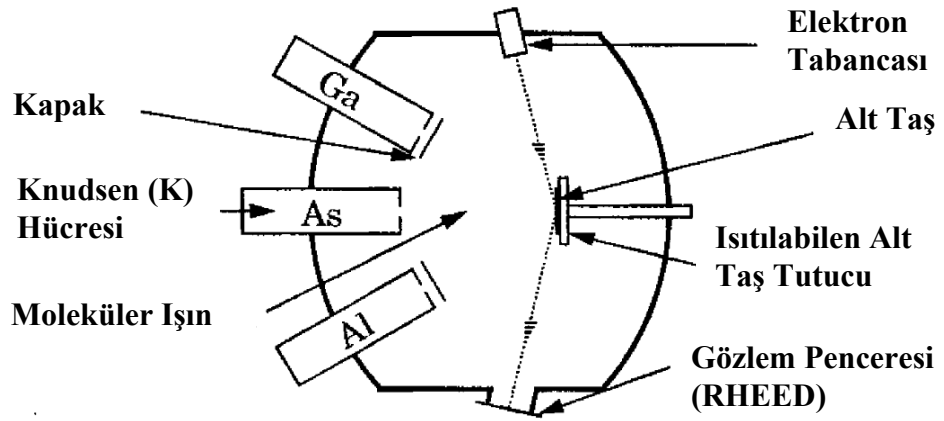
### **2.2.1. Moleküler ışın epitaksisi**

Moleküler ışın epitaksisi (MIE) prensipte gayet basit bir tekniktir. Cihaz Şekil-2.2.' de sadeleştirilmiş olarak gösterilmektedir. Hetero yapının büyütüleceği alt taş, ısıtmalı bir tutucu üzerinde yer almaktadır ve bu çok yüksek bir vakum altında bulunmaktadır. (UHV,  $5 \cdot 10^{-11}$  mbar (atmosfer basıncı 1000 mbar)) Hetero yapıyı oluşturacak bileşenler Ga,As ve Al , fırınlar içinde buharlaştırılır ve çıkış yerleri alt taşa

yöneltilmiştir. Fakat bunların alt taşa sürekli nüfus etmemesi için birer kapak ile çıkış noktaları kapatılmıştır. Bu düşük basınç altında moleküllerin çarpışmalarındaki ortalama serbest yolu reaksiyon odasından çok daha büyüktür.

K-hücrelerinden çıkan moleküller, bir molekül ışığı formunda, yüksek basınç altında hiçbir gaza nüfus etmeden, çarpışmaya uğramadan doğrusal bir yol ile alt taşa veya herhangi bir yere şiddetle çarpar. Büyütme kapaklar açılınca başlar ve her bir elementin hareketliliği her bir fırının sıcaklığı ile kontrol edilebilir.

Katkılar ek fırınlar kullanılarak eklenir. Alışlagelen donör silisyumdur. Silisyum periyodik tabloda IV. grupta yer almaktadır. III-V grup bileşenler için donör



Şekil-2.2. Üç tane K-hücre, ısıtmalı dönebilen alt taş tutucu ve yüzeyi analiz etmekte kullanılan RHEED gösterimleri ile oldukça sadeleştirilmiş MIE cihazının şematik gösterimi.

yada akseptör olarak davranacağı açık bir şekilde belli değildir. Uygulamada genelde donör olarak kullanılır. Çok yüksek konsantrasyonlarda hem donör hem de akseptör verilmesine yol açacaktır ( $10^{25} \text{ m}^{-3}$  civarı). Alışlagelen akseptör ise Be' dur.

Her ne kadar prensipte kolay olsa da, bazı fikirlerin uygulanmasında MIE uygulamasının kolay olmadığı gösterilmiştir. Katmanlar, eğer özellikleri safsızlıklar tarafından bozulmadıysa, mükemmel bir saflıkla oluşturulmalıdır. Bu saflık materyallerin K-hücrelerine yerleştirilmesi ile başlar. Buharlaştırıcıdaki basınç çok düşük tutularak kirlilik azaltılmaya çalışılır.. K-Hücrelerindeki hareketlilik değişken

olmamalıdır, yoksa alt taş üzerindeki dağılım farklılıklar gösterir. Fırınlardaki sıcaklık kontrolü ile bu hareketlilik aynı derecede sabit tutulabilir. Alt taşın sıcaklığı da önemlidir; çünkü düşük sıcaklıklarda çabuk sertleşmeler olduğundan kusurları bertaraf edecek zaman olmamaktadır, yüksek sıcaklıklarda ise istenmeyen birbirine karışmalar meydana gelebilir.

MIE yavaş bir süreçtir, her bir katmanın büyütülmesi 1 sn sürer veya 1  $\mu\text{m}$  1 saatte oluşturulur. MIE'nin avantajları ise farklı materyallerin aniden değiştiği eklemlerin oluşturulabilmesi, çok ince katmanları kontrol edebilmesi ve sonuç veren yapıların çoğaltılabilmesidir. Dezavantajları ise maliyetin yüksek ve üretim miktarının düşük olmasıdır.

MIE'nin en önemli özelliği UHV koşulunda çalışmasıdır. Bunun anlamı incelemeye yönelik birçok büyütme tekniğinin kullanılabilir olmasına imkân tanınmasıdır. Bunların en yaygını Şekil-2.2.' de gösterilen, yüksek enerjili yansıyan elektron kırınımıdır (RHEED). Elektron demeti neredeyse örneğin yüzeyini sıyrıp geçecek şekilde yönlendirilir ve kırınım deseni floresans ekrandan gözlenir. Yüzey her bir katmanın büyütülmesi ile periyodik olarak değişir ve bu yoğunluk ve RHEED deseninde gözlenebilir. Ayrıca kırınım deseni yüzeyin yapısını göstermektedir.

MIE ile elektronik uygulamalar için en iyi materyaller üretilebilmektedir. İyonize impuritelerin yoğunluğunun  $\langle 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  olduğunu gösteren, katkısız GaAs teki en yüksek elektron mobilitesinin ölçütü bunu göstermektedir. Diğer bir test ise elektron mobilitesinin  $1000 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  değerini aştığı yani elektronun serbest yolunun 0,1 mm değerine yaklaştığını gösteren testtir. AlGaAs büyütme, problematik olan AlGaAs üzerine GaAs büyütme göre daha kolaydır. Diğer bir kullanımı olan materyal  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ' in kontrolü daha zordur.

### 2.3. Katmanlı Yapılar: Kuantum Kuyuları ve Bariyerleri

Bu bölümde büyütmenin bir boyutta yapıldığı, iletim ve valans bantlarının nasıl oluşturulduğu gösterilecektir. Bu katmanlı yapılar, daha karmaşık cihazların yapı

parçalarını oluşturmaktadır. Bu kısımda bu yapılar ayrıntıya girmeden incelenecektir. Araştırmalar en çok iletim bandındaki elektronlar ile ilgilidir. Fakat boşluklar için olan araştırma ve incelemeler valans bandının karmaşıklıklarını içermektedir. Ancak iletim bandı da  $x > 0,45$  durumunda karmaşıklıklara sahiptir.

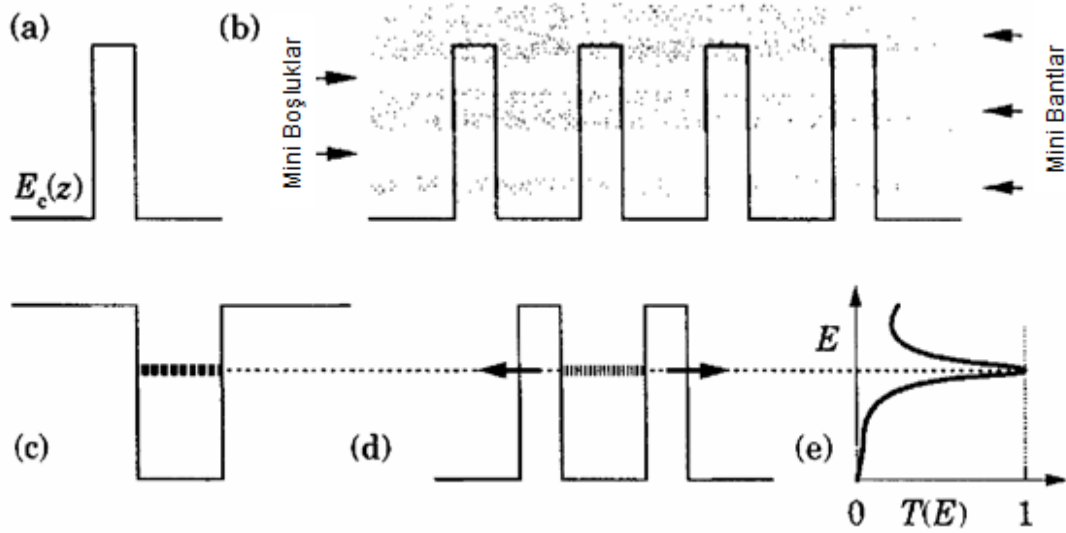
### **2.3.1. Bariyer tünelleme**

Bariyer tünelleme için AlGaAs katmanın GaAs ile çevrelendiği durumu basit bir örnek olarak verebiliriz (Şekil-2.3.(a)). Dikdörtgen bariyer, ders kitaplarında kuantum mekaniğini anlatabilmek için kullanılan temel örneklerden biridir. Klasik olarak elektronun kinetik enerjisi bariyerin üstünden geçmesi için yeterli değildir, fakat kuantum mekaniği olarak elektron bariyerin içinden geçebilmektedir. Pratik uygulamaları olan basit bir bariyer bile, örneğin sıcak elektron transistörlerinde içeri alınan elektronların kontrolünde bir vana görevi üstlenmektedir. Geçiş katsayısı tünelleme bölgesinde hızlı bir şekilde azalır dolayısıyla yüksek enerjili elektronlar bariyer vasıtasıyla seçilmiş olur.

### **2.3.2. Kuantum kuyusu**

Kuantum kuyusu, bariyerin tersidir ve ince bir katman GaAs' in iki katman AlGaAs ile sandviç edilmesiyle elde edilir.

Eğer tip-I cinsinden bir hetero eklem varsa hem iletim hem de valans bandı olan bir kuyu oluşur (AlGaAs içinde GaAs). Bu durumda kuyu hem elektronlar hem de boşluklar için bir tuzak oluşturur ve enerji seviyeleri optik deneyler ile ölçülebilir.



Şekil-2.3. İletim bandının farklı katmanlı yapılar için profilleri: (a) bariyer tünellme, (b) süperörgü (mini band yapısı), (c) kuantum kuyusu; kuantize seviyeyi gösteren, (d) çift bariyer, (e) çift bariyerde tünelleme enerjisine göre iletim kat katsayısının gösterimi.

Gerçekte materyalin üç boyutlu olduğu hatırlanmalıdır ve Şekil-2.3.(c)' de büyütme doğrultusundaki değişim gösterilmektedir. Bu geleneksel olarak z-doğrultusu olarak alınır. Elektron ve boşluklar kuyuda sadece iki serbestlik derecesine sahiptir ve bir boyutta bir kısıtlamaya maruz kalmaktadırlar.

### 2.3.3. İkili engel: yansımali tünelleme

Kuantum kuyusu her iki tarafta da son derece kalın bariyerlere sahiptir. Yeni fizik araştırmaları, ayrıca bariyerler ince ise sorusu ile de ilgilenmeye başlamıştır (Şekil-2.3.(d)). Elektron dışarı sızabileceği 'yarı bağlı' veya 'yansımali' bir durumdur. Bu çift bariyer yapıları, 'yansımali tünelleme diyotların aktif bölgesini oluşturur.



Elektronların, E enerjisi ile bariyere sol taraftan vurduğu düşünülür. Bunların bariyerin içinden geçme olasılığına, T geçiş katsayısı denir. Birçok durumda, iki bariyerden oluşan sistemin geçiş katsayısı kabaca  $T \approx T_L \cdot T_R$  ifadesi ile bulunur.  $T_L$  ve  $T_R$  klasik bariyerler için küçük değerler almaktadır. Yansımali tünellemenin ayırt edici özelliği ise T,  $T_L \cdot T_R$  ye göre rezonans enerjisi civarında çok daha büyük değerler alır (Şekil-2.3.(e)). Özdeş bariyerlere sahip bir yapıda rezonans anında geçiş mükemmeldir, bununla birlikte her bir  $T_L$  ve  $T_R$  değeri küçüktür. Bu pikin genişliği,  $T_L + T_R$  ile ters orantılıdır, dolayısı ile daha opak bariyerlerin geçirgenliğinin daha az olacağı yönünde öngörüler vardır.

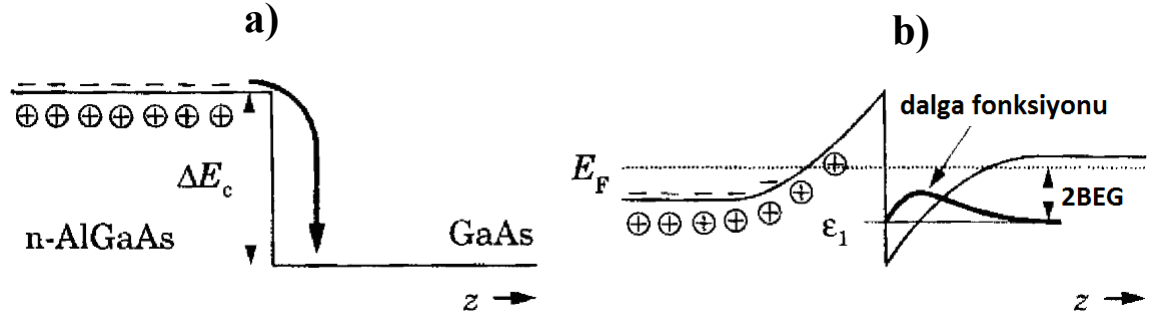
#### 2.4. Katkılı Hetero Yapılar

Katkılama ile ortaya çıkan elektron ve boşlukların iletme olan katkıları ile ilgili bazı cihazlar örneğin rezonans tünelleme diyotu daha önce tartışıldı. Aynı olay p-n ekleme yerleştirilmiş bir kuantum kuyusu ile elde edilen kuantum kuyu lazeri için opto elektronik olarak ta geçerlidir. Dolayısı ile katkılamanın bant yapısına olan etkileri incelenmelidir. Genel prensipler homo yapılara uymakla beraber hetero yapılar, serbest impuriti ve taşıyıcıların daha iyi kontrol edilmesini sağlar.

Yapılar dikey olsa da, akım büyütme doğrultusunda ise, ara yüzlere dik olarak akar. Bunun tersi bir durumda ise akım ara yüzlere paralel akar. Bu MOSFET ile eşdeğerdir ve hetero yapılardaki ana uygulama olan alan etkili transistordür. Elektron gazının bu iki kullanımı bir çok elektronik yapının temelini oluşturmaktadır.

### 2.4.1. Uyumlu katkılama

Kullanımda olan cihazlarda taşıyıcıları sağlamanın yolu, elektron ve boşlukların istendiği bölgelere katkı yapmaktır ve maalesef elektron ve boşlukların elde edilmesinden sonra açığa çıkan yüklü donörler ve akseptörler taşıyıcıları Coulomb etkileşimleri ile saptırmaktadırlar (iyonize impuriti saçılması). Dikkatlice büyütülen yapının içindeki bu kusurların yayılımı ile enerji seviyeleri belirsizleşir.



Şekil-2.4. Katkılı AlGaAs ile GaAs ara yüzeyinde iletim bandı gösterimi. Elektronların donörlerinden nasıl iki boyutlu elektron gazına geçtikleri gösterilmektedir.

Çözüm uzak veya uyumlu katkılama ile sağlanır. Katkılama bir bölgede yapılır fakat elektronlar buradan başka bir yere nakil olurlar. Bu n-AlGaAs ile katkısız GaAs ara yüz için Şekil-2.4' te gösterilmektedir. Materyal nötrdür ve eğer elektronlar n-AlGaAs' te donörlerine bağlı ise bant yapısı düzdür (Şekil-2.4.(a)). Ancak elektronların bazıları GaAs malzemeye doğru geçiş yaparlar. Elektronlar enerji kaybeder ve tuzaklanırlar. Çünkü  $\Delta E_c$  enerji farkından dolayı yukarı çıkış gerçekleştiremezler. Bu hareket negatif yüklü elektronları pozitif donörlerinden ayırır. Bu ise elektronları AlGaAs malzemeye çekmeye çalışan bir  $\phi(z)$  elektrostatik potansiyeli oluşturur.

Elektronların toplam enerjisi iki terimin toplamından oluşur. Kinetik enerjileri bant yapısı ile verilir. Bu malzeme içinde değişmez,  $\Delta E_c$  deki kesiklilikten dolayı hetero ekleme değişir. İkinci terim ise elektronlar için olan  $-\phi(z)$  elektrostatik potansiyeli ile ilişkili olan potansiyel enerjidir. İletim bandının dibindeki toplam enerjinin bulunması için kinetik enerjiye eklenmesi gerekir (Şekil-2.4.(b)). Terimler sıradan p-n eklemesinin bant diagramı gibi olan yapılar için birebir aynıdır ( $\Delta E_c$ ' ye ait ekstra terimler hariç). Bu kesiklilik temel etkiyi oluşturur çünkü elektronlardan donörlere doğru yönelen

elektrik alanı engeller. Bu alan elektronların üçgen bir kuyuda tuzaklandığı yerde, elektronları ara yüze doğru sıkıştırır. Bu kuyu yaklaşık 10 nm genişliktedir. Enerji seviyeleri ise kare kuyu da olduğu gibi kuantize haldedir. Genelde en düşük enerji seviyeleri dolu durumdadır. z-yönündeki hareket için elektronların tamamı aynı seviyede bulunmaktadır fakat diğer iki yönde (x ve y) serbesttirler. Bu ise iki boyutlu elektron gazı (2BEG) denilen yapıyı oluşturmaktadır.

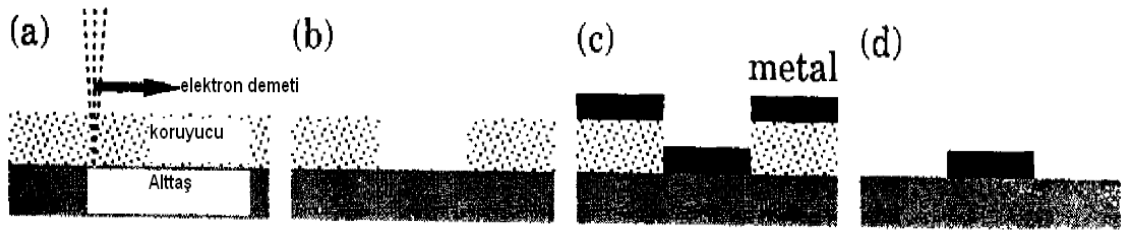
Bu uyumlu katılamanın iki faydası vardır: iyonize impuritelere olan saçılmaları azaltmak için elektronları donörlerden ayırır ve elektronları iki boyuta sınırlar. n-AlGaAs ile GaAs arasına yapılan katkısız AlGaAs ara katman ile elektronlar ve donörler arası boşluk artırılır. Ancak bu 2BEG' daki elektron yoğunluğunu azaltsada saçılmaları azaltacaktır. Elektron yoğunluğunun önemsiz olduğu, bir çok fizik deneyinde mobilite çok önemlidir. Dolayısı ile kalın bir ara yüz kullanılır. Ancak mühendislikte genellikle bunun tersi gereksinimler de vardır.

## 2.5. Kuyu, Tel, Nokta ve Uygulamaları

Katmanlı yapılarla tanımlanan ve kübik, düzlemsel veya bir boyutlu potansiyeller ile taşıyıcıların sınırlandırıldığı yapılar bulunmaktadır. Örnek bir doğrultuda büyütüldüğünde, serbest harekette bundan dolayı diğer iki yönde olmaktadır.

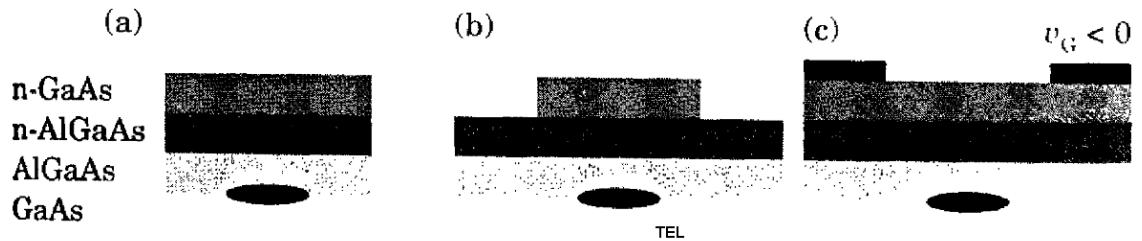
Katmanlar genelde iki aşamada modellenir. İlk olarak kalması istenilen alan litografik olarak korunur ve model kimyasal eritme ile yarıiletkenine aktarılır. Veya bu işlem örneğin yüzeyine yerleştirilen metal kapılar ile sağlanabilir. Basit bir örnek olarak Şekil-2.5.'te metal kapıların elektron ışını kullanılarak üretimi ve kaldırılması gösterilmiştir. Koruyucu ince bir katman yüzeyde bulunmaktadır. Elektron ışını koruyucu bulunan tüm katman üzerinde bir elektron mikroskobu gibi gezdirilir. Böylelikle koruyucunun bulunmadığı bölgedeki yapı uzaklaştırılmış olur. Bu tekniğin

avantajı küçük ölçeklerde ayrıntılı ve başarılı çalışma imkanı tanınmasıdır, dezavantajı ise yavaş bir işlem sürecine sahip olmasıdır. Elektron demeti polimer zincirini kolayca kırar ve uzaklaştırılmamış olan bölgelerin daha kolay çözünmesini sağlar. Devamında örneğin tüm yüzeyine metal bir katman yerleştirilir. Son olarak ta örnek bir çözücü içine daldırılır ve kalan koruyucuda ortadan kaldırılır. Böylelikle koruyucu üzerindeki metal de kalkmış olur. En son olarak yüzeyde istenilen yerde bir metal kapı tanımlanmış olur.



Şekil-2.5. Metal kapıların, elektron ışını ile litografik olarak oluşturulması ve kaldırılması. (a) Koruyucunun elektron demetine maruz kalması. (b) koruyucunun değişimi, (c) metallerin yerleştirilmesi, (d) istenmeyen metallerin uzaklaştırılması.

Ancak çok daha geniş bir kullanımı olan diğer bir süreçte kullanımdadır. Özellikle, kullanılan koruyucu kimyasal kesme işleminde kalması istenilen bölge için bir maske olarak kullanılabilir. Kesme kimyasal çözümler kullanılarak ıslak olarak yapılabilir veya plazma kullanılarak kuru olarak yapılabilir. Islak kesme daha zararsızdır ve kullanılan kimyasalın içeriğine göre kesilecek bölgenin uzaklaştırılması için farklı birçok süreç sunar. Kuru kesme işlemi ile daha keskin hatlara sahip kesme işlemleri gerçekleştirilebilir ancak kesme yüzeyine verdiği hasar çoktur.



Şekil-2.6. İki boyutlu elektron gazında, (a) derin kesme, (b) sığ kesme ve (c) metal kapılara negatif voltaj uygulanarak telin oluşturulması.

Şekil-2.6.' da elektronların sadece boylamsal olarak hareket edebildiği, iki boyutlu elektron gazı içerisindeki kuantum teli denilen dar bir şeride sınırlanmasının üç yolu gösterilmiştir. Beklide bunu sağlamanın en kolay yolu istenmeyen materyalin elektron gazının bulunduğu katmanın da kesilerek dar bir hat bırakarak telin oluşturulmasıdır. Yapıda elektronların birçoğu yüzeylere kaçar ve elektronların bulunmadığı bölgelerin oluşmasına sebep olur. Telin aktif genişliği ise kesme yapılan bölge genişliğinden daha dardır. (Şekil-2.6.(a)). Burada elektron gazı da uzaklaştırılmıştır ve bu katmanda bir miktar hasar görmüştür. Bu özellik sayesinde derin kesme işleminin şart olmadığı görülmektedir. Sığ kesme yapılarak elektronların uzaklaştırılması sağlanabilir ve elektron gazının da zarar görmemesi sağlanmış olur. (Şekil-2.6.(b)). Üçüncü metot olarak ise yüzeye konulan kapılar ile istenilen yapın oluşturulmasıdır (Şekil-2.6.(c)). Yerleştirilen bu kapılara negatif voltaj uygulanması ile altlarında kalan elektronları uzaklaştırmaları ve bu sayede tel formundaki yapının oluşturulması sağlanır. Burada bu kapılara uygulanan voltajın değiştirilmesi ile telin genişliği kontrol edilebilir. Bu deneysel çalışmalarda çok önemli bir kontrol ve müdahale imkanı sağlamaktadır. Bu yöntem ile sistem çok yönlü olarak kontrol edilmekte ve karmaşık tel yapıları oluşturulabilmektedir.

Her üç metodunda dezavantajı ise elektronların gördüğü potansiyelin kontrolünün kısıtlı olmasıdır. Burada yerleştirilen kapıların arasındaki boşluk her değeri alamamaktadır ve genelde 50 nm civarında bir sınır değere sahiptir. Elektronlar da yüzeyden 50 nm veya daha derine yerleştirilebilmektedir. Kapıların oluşturduğu elektrostatik potansiyelin elektron gazının bulunduğu katmana keskin bir sınırlayıcılık sağlayacak şekilde modellenmesi mümkündür. Telin daha kesin kontrolü için ise taşıyıcıların her boyutta sınırlanması ile mümkün olmaktadır. Bunun sağlanması ise ancak telin direkt büyütülmesi ile mümkündür. Bir çok işlemle beraber alttaşın da büyütme başlangıcında bir şekilde yerleştirilmesi gerekmektedir.

Anlatılan bu teknikler ile elektronların tüm boyutlarda sınırlandırılması ile kuantum noktaları oluşturulmaktadır. En son anlatılan teknikte, üretilmek istenilen yapının sağlanması için yüzeysel bir tanımlama veya kesme gerekmemektedir. Kuantum noktalarının oluşturulması için, GaAs üzerine ince bir InAs katman yerleştirmek doğal olarak kuantum noktalarının oluşmasını sağlamaktadır. Bunlara kendi kendine organize olan yapılar da denilmektedir.

Yapılan birçok çalışmada, kuantum kuyu, tel ve noktalarında yabancı atom varlığında bağlanma enerjisi hesaplanmaktadır. Bu hesaplamaların birçoğunda varyasyonel yöntem kullanılmaktadır. Bu yöntem elektronun subband enerjileri ve dalga fonksiyonları bulunduktan sonra, yabancı atom varlığında hidrojenik bir deneme dalga fonksiyonu seçimine dayanmaktadır. Bu deneme dalga fonksiyonu ile sistemin toplam enerjisi bulunur ve bir değişim (varyasyon) parametresine bağlı olarak sistem enerjisinin minimum vermesi şartı sağlanılır. Bunun nedeni ise doğada en kararlı durumun en düşük enerji değerlerinde oluşmasıdır. Yabancı atom yokluğunda ve varlığındaki bulunan enerji ifadelerinin farkı alınır ise aradaki farktan yabancı atom bağlanma enerjisi elde edilmiş olur. Literatürde bu yöntem kullanılarak birçok çalışma yapılmıştır.

Kuantum kuyularında, enerji seviyelerinin tespiti ile ilgili yapılan ilk çalışmalardan birinde (Bastard 1981), varyasyonel yöntem kullanılarak bağlanma enerjileri kuyu genişliğine ve yabancı atom konumuna göre hesaplanmıştır. Bağlanmanın kuyu genişliği arttıkça, ve yabancı atomun kuyu kenarına doğru konumlandırıldığı durumlarda azaldığı gösterilmiştir.

Mailhiot vd.'nin 1982 tarihli çalışmasında ise enerji seviyelerinin, malzeme konsantrasyonuna ve farklı yabancı atom konumlarına göre nasıl değiştiği incelenmiştir. Malzeme konsantrasyonuna göre kuyunun kuşatma potansiyeli değişmekte buda bağlanmayı arttırıp azaltabilmektedir. Bu çalışmada da yabancı atom kuyu kenarında konumlandığında bağlanma enerjisi azalmaktadır.

Yine Bastard vd. tarafından 1983 yılında yapılan diğer bir varyasyonel hesap ile yabancı atom varlığında, sisteme elektrik alan uygulanması durumunda enerji seviyeleri hesaplanmıştır. Dar kuyularda elektrik alanın, enerji değerlerinde önemli bir değişikliğe neden olmadığı, ancak kuyu genişliğinin artması ile enerji değerlerinde önemli bir fark olduğu gösterilmiştir.

Brum 1985 yılında sonlu kuantum kuyusunda, farklı yabancı atom konumlarını göz önüne alarak, elektrik alanın bağlanma enerjisi üzerindeki etkilerini incelemiştir. Elektrik alanın bağlanma enerjisini bazı durumlarda arttırdığı bazı durumlarda ise azalttığı rapor edilmiştir. Bağlanma enerjisinin bu şekilde farklı karakterler sergilemesinin nedeni ise yabancı atomun konumuna bağlanmıştır.

Kuantum kuyularında Kasapoğlu vd. 'nin (2003) yaptığı temel bir çalışmada varyasyonel yöntem kullanılarak, farklı geometrilere sahip kuyular için yabancı atom bağlanma enerjileri hesaplanmıştır. Bu çalışmada elektrik alan ve yabancı atom varlığında, Hamiltonian,

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \bar{\nabla}^2 + V(z) - \frac{e^2}{\varepsilon_0 |\vec{r}|} + eFz, \quad (2.1)$$

olarak yazılır. Burada  $\varepsilon_0$  statik dielektrik sabiti,  $m^*$  elektron etkin kütlesi,  $\vec{r}$  ise elektron ve yabancı atom arası uzaklığı göstermektedir ( $|\vec{r}| = \sqrt{\rho^2 + (z - z_i)^2}$  ve  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ).  $F$  elektrik alan şiddeti,  $V(z)$  ise  $z$  doğrultusundaki sonlu sınırlayıcı potansiyeldir. Parabolik kuantum kuyusu (PQW),  $V$  şekilli kuantum kuyusu (VQW), kare kuantum kuyusu (SQW) için potansiyel tanımlamaları ise,

$$V(z)^{PQW} = \begin{cases} V_0, & z < -L/2, \\ \frac{4V_0}{L^2} z^2, & -L/2 < z < L/2, \\ V_0, & z > L/2, \end{cases} \quad (2.2)$$

$$V(z)^{VQW} = \begin{cases} V_0, & z < -L/2, \\ \frac{2V_0}{L} |z|, & |z| < L/2, \\ V_0, & z > L/2, \end{cases} \quad (2.3)$$

$$V(z)^{SQW} = \begin{cases} V_0, & z < -L/2, \\ 0, & -L/2 < z < L/2, \\ V_0, & z > L/2. \end{cases} \quad (2.4)$$

olarak verilir ( $V_0 = 228 \text{ meV}$ ). Her üç kuyu içinde bağlanma enerjileri geleneksel varyasyonel yöntem kullanılarak bulunmuştur. Her üç geometrideki sınırlayıcı potansiyeller için deneme dalga fonksiyonu,

$$\psi_0(r) = \psi(z)\varphi(\rho, \lambda), \quad (2.5)$$

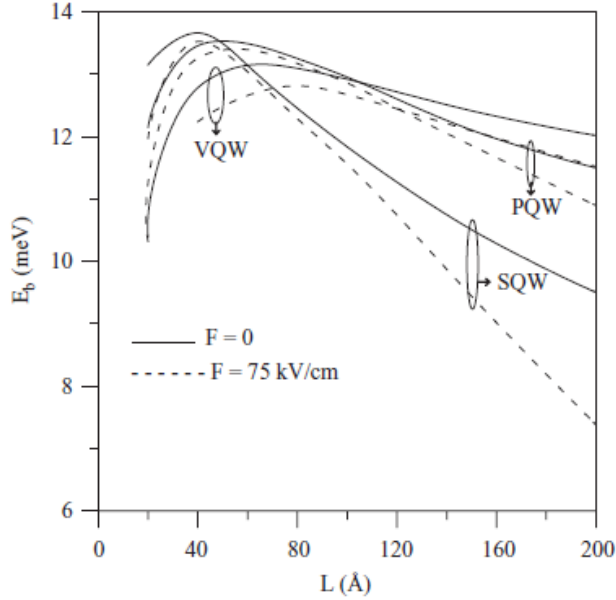
şeklinde verilmiştir. İki boyutlu deneme dalga fonksiyonu,

$$\varphi(\rho, \lambda) = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} e^{-\rho/\lambda}, \quad (2.6)$$

olarak seçilir ,  $\lambda$  varyasyon parametresidir. Taban durum yabancı atom bağlanma enerjisi,

$$E_b = E_z - \min_{\lambda} \langle \psi | H | \psi \rangle, \quad (2.7)$$

olarak hesaplanır.  $E_z$  yabancı atom yok iken elde edilen elektronun taban durum enerjisidir. Çalışmada etkin kütle  $m^* = 0.067m_0$ , statik dielektrik sabiti 12.56, alınmıştır.



Şekil-2.7. Yabancı atomun merkezde konumlandığı durumda, bağlanma enerjisinin her üç tipteki kuyu genişliğine göre değişimi (Kasapoğlu vd. 2003).



Şekil-2.7.' de (Kasapoğlu vd. 2003) her üç geometrideki kuyu içinde bağlanma enerjisi kuyunun çok küçük olduğu durumlarda, kuyu genişlikleri arttıkça artmaktadır. Belli genişliklerde ise bağlanma enerjileri maksimum değerini almakta, kuyu genişliği arttırılmaya devam ettikçe bu sefer bağlanma azalmaktadır. Bunun nedeni ise kuyuların çok dar olduğu durumlarda bulunma olasılıkları kuyunun dışında önemli bir dağılım göstermekte, kuyu çok dar olsa da bağlanma maksimum değerinin altındadır. Kuyunun çok geniş olduğu durumlarda da elektronun sınırlanması az olacağı için yabancı atomla bağlanma enerjileri kuyu genişliği arttıkça azalmaktadır. Her tip kuyu için belli bir genişlikte, dalga fonksiyonun dağılımı ve kuşatma potansiyeli bağlanma enerjisinin maksimum değer almasını sağlamaktadır.

Kuantum tellerinde bağlanma enerjisinin varyasyonel yöntem kullanılarak hesaplanmasına yönelik ilk çalışmalardan biri ise Weber vd. tarafından 1988 yılında yapılmıştır. Çalışmada dikdörtgen kesite sahip sonsuz kuantum teli alınarak farklı genişliklerdeki kuantum telleri için bağlanma enerjisi hesaplanmıştır.

Kuantum tellerine elektrik alanın etkileri ise ilk olarak 1997 yılında Ulas vd. tarafından incelenmiştir. İlgili çalışmada farklı geometrilere sahip tellerde, elektrik alan etkileri incelenmiştir. Geometrinin kuşatmayı farklı bir karaktere çevirmesinden dolayı bağlanma enerjisinin geometriye önemli bir şekilde bağlı olduğu gösterilmiştir. Elektrik alanın yine kuyularda olduğu gibi bağlanma enerjisinin azaltma eğiliminde olduğu gösterilmiştir.

M. Ulas vd.'nin 2004 yılında yaptığı bir çalışmada silindirik kesite sahip kuantum telinde dielektrik fonksiyonuna bağlı olarak etkin kütle yaklaşımı ile varyasyonel yöntem kullanılarak bağlanma enerjileri hesaplanmıştır. Bu çalışmada GaAs/AlGaAs malzeme kullanılarak sonsuz potansiyele sahip bir silindirik tel incelenmiştir. Silindirik tel için Hamiltonian,

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) + V(\rho, \varphi), \quad (2.8)$$

olarak verilir. Burada  $m^*$  etkin küttedir ve  $V(\rho, \varphi)$  sonsuz sınırlayıcı potansiyel ise,

$$V(\rho, \varphi) = \begin{cases} 0, & \rho \leq d \\ \infty, & \rho > d \end{cases}, \quad (2.9)$$

olarak tanımlıdır.  $d$  silindirik kuantum telinin yarı çapını göstermektedir. Taban durum dalga fonksiyonu,

$$\psi_0(\rho, \varphi) = N_0 J_0(r_{10}\rho), \quad (2.10)$$

şeklindedir. Burada  $N_0$  normalizasyon sabitidir.  $J_0(r_{10}\rho)$  ise sıfırıncı derece düzeltilmiş Bessel fonksiyonudur ( $r_{10} = 2.4048/d$ ). Tel eksenine dik ve pozitif x-ekseni yönünde bir elektrik alan uygulanması durumunda Hamiltonian,

$$H_1 = H_0 + \eta\rho \cos \varphi, \quad (2.11)$$

ile verilir ve  $\eta = |e|F$  olarak verilir.  $F$  elektrik alanın büyüklüğünü göstermektedir. Deneme dalga fonksiyonu ise,

$$\psi_1(\rho, \varphi) = N_1 \psi_0(\rho, \varphi) e^{-\beta\rho \cos \varphi}, \quad (2.12)$$

olarak seçilebilir.  $N_1$  normalizasyon sabiti,  $\beta$  ise varyasyon parametresidir. Hidrojenik bir yabancı atom varlığında ise tel içerisinde Hamiltonian,

$$H_h = H_1 - \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{e^2}{\epsilon_0 \sqrt{z^2 + |\vec{\rho} - \vec{\rho}_i|^2}}, \quad (2.13)$$

formunda verilir.  $\rho_i$  yabancı atomun konumunu göstermektedir. Hesaplamalarda  $|\vec{\rho} - \vec{\rho}_i| = \sqrt{\rho^2 + \rho_i^2 - 2\rho\rho_i \cos \varphi}$  olarak alınmıştır.  $\hbar$  simgesi hidrojenik durumu göstermektedir ve  $\epsilon_0$  statik dielektrik sabitini göstermektedir. Yabancı atom varlığında ise deneme dalga fonksiyonu, denklem 2.14' teki gibi alınır.

$$\psi_h(\rho, \varphi, z) = N_h \psi_1(\rho, \varphi) e^{-\lambda_h \sqrt{z^2 + |\vec{\rho} - \vec{\rho}_i|^2}}, \quad (2.14)$$

$N_h$  normalizasyon sabiti,  $\lambda_h$  ise varyasyon parametresidir. Hidrojenik olmayan durumda ise Hamiltonian,

$$H_{nh} = H_1 - \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{e^2}{\varepsilon(r) \sqrt{z^2 + |\vec{\rho} - \vec{\rho}_i|^2}}, \quad (2.15)$$

formundadır.  $\varepsilon(r)$  Hermanson uzaysal perdeleme fonksiyonudur ve açık gösterimi denklem 2.16' da verilmiştir.

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \frac{1}{\varepsilon_0} + \left( 1 - \frac{1}{\varepsilon_0} \right) e^{-r/c}, \quad (2.16)$$

$c$  perdeleme sabitidir. Hermanson dielektrik fonksiyonunun kullanılması durumunda deneme dalga fonksiyonu,

$$\psi_{nh}(\rho, \varphi, z) = N_{nh} \psi_1(\rho, \varphi) e^{-\lambda_{nh} \sqrt{z^2 + |\vec{\rho} - \vec{\rho}_i|^2}}, \quad (2.17)$$

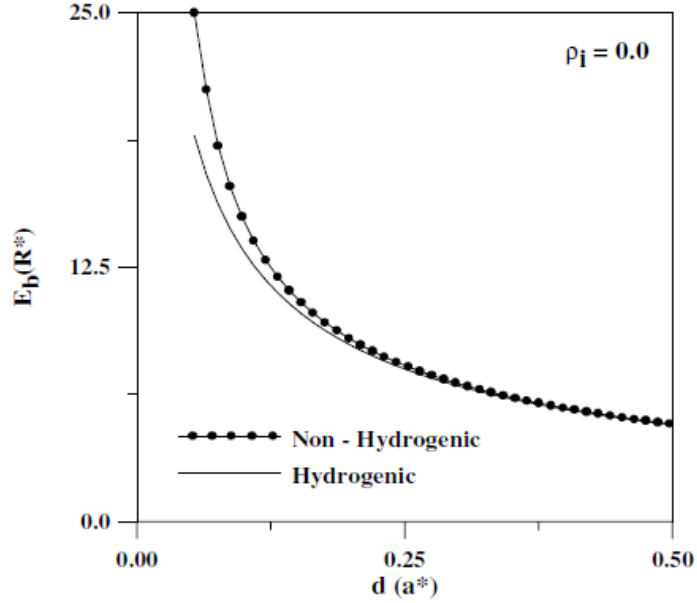
olarak seçilir.  $N_{nh}$  normalizasyon sabiti,  $\lambda_{nh}$  ise varyasyon parametresidir. Hidrojenik ve hidrojenik olmayan durum için bağlanma enerjileri,

$$E_b^{nh} = \left[ \frac{\langle \psi_1(\rho, \varphi) | H_1 | \psi_1(\rho, \varphi) \rangle}{\langle \psi_1(\rho, \varphi) | \psi_1(\rho, \varphi) \rangle} \right]_{\beta_{\min}} - \left[ \frac{\langle \psi_{nh}(\rho, \varphi, z) | H_{nh} | \psi_{nh}(\rho, \varphi, z) \rangle}{\langle \psi_{nh}(\rho, \varphi, z) | \psi_{nh}(\rho, \varphi, z) \rangle} \right]_{\lambda_{\min}}, \quad (2.18)$$

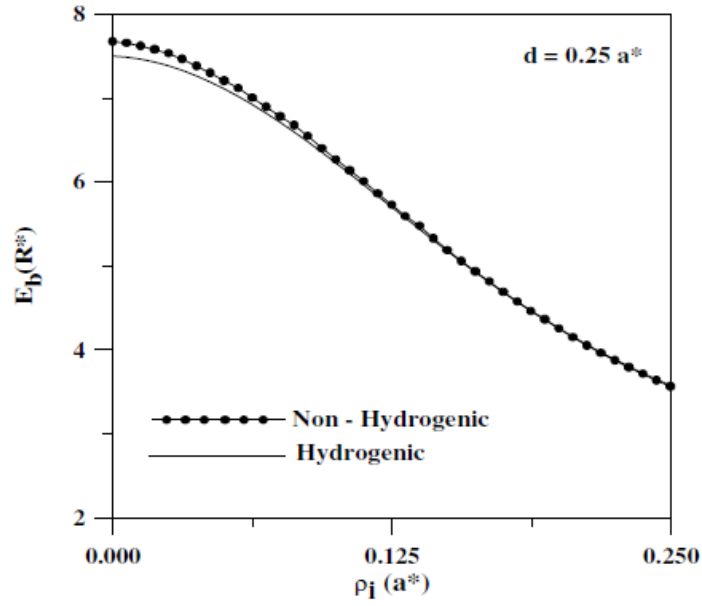
denklemini ile elde edilir. Hidrojenik durumda ise  $nh$  indisi yerine  $h$  indisi alınarak denklem düzenlenir ve ilgili Hamiltonian ve dalga fonksiyonları alınarak bağlanma enerjisi elde edilir.

Yapılan bu çalışmadaki hesaplamalarda etkin kütle  $m^* = 0.067m_0$ , statik dielektrik sabiti 12.56, ve perdeleme sabiti  $c = 0.00428a^*$  alınmıştır. Enerjiler etkin Rydberg enerji biriminde,  $R^* = e^2 / 2\varepsilon_0 a^*$ , ve uzunluklar ise etkin Bohr yarıçapı olarak alınmıştır,  $a^* = \hbar^2 \varepsilon_0 / m^* e^2$ .

Şekil-2.8.' de yabancı atomun tel kesitinin, merkezinde konumlandığı durumda, tel genişliği değiştirilmiştir. Hidrojenik ve hidrojenik olmayan durumda bağlanma enerjileri tel genişliği arttıkça azalmaktadır. Telin dar olduğu durumlarda hidrojenik ve hidrojenik olmayan durumların bağlanma enerjileri arasında perdeleme fonksiyonuna bağlı olarak bir fark oluşmaktadır. Dar tellerde Hermanson dielektrik fonksiyonun kullanılması daha uygun olmaktadır.

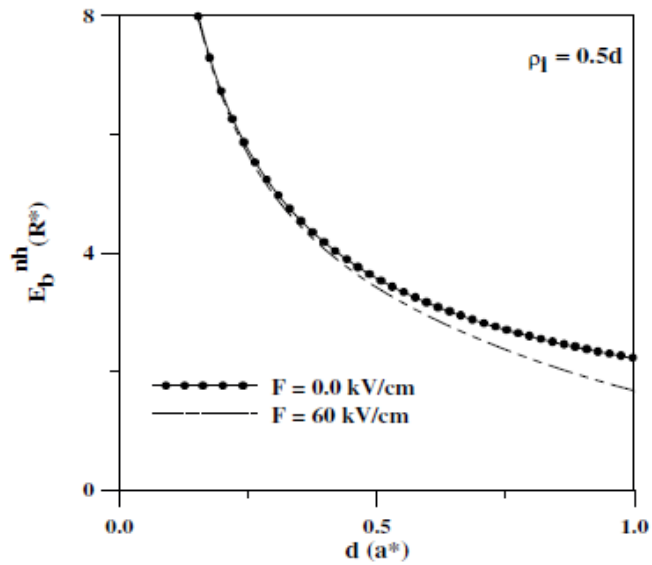


Şekil-2.8. Yabancı atomun merkezde konumlandığı durumda, bağlanma enerjisinin telin yarıçapına göre değişimi (Ulas vd. 2004).



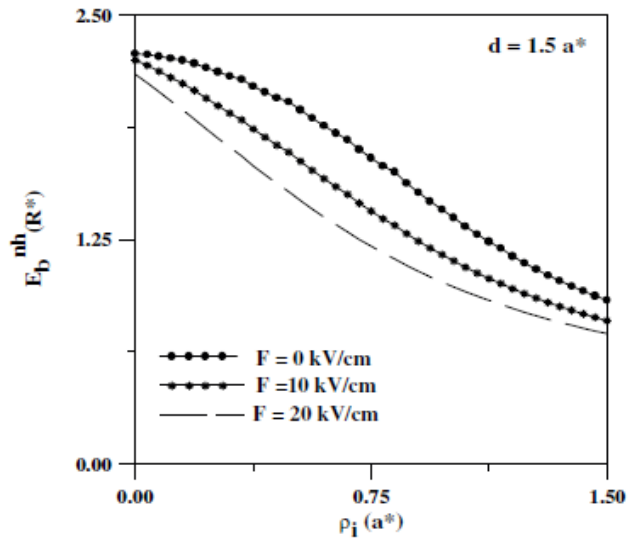
Şekil-2.9. Sabit tel genişliği için, bağlanma enerjisinin yabancı atom konumuna göre değişimi (Ulas vd. 2004).

Şekil-2.9.' da tel yarıçapının sabit olduğu durumda yabancı atom konumu değiştirilmiştir. Hidrojenik ve hidrojenik olmayan durumda bağlanma enerjileri yabancı atom merkezden uzaklaştıkça azalmaktadır. Tel yeterince dar seçildiğinde hidrojenik ve hidrojenik olmayan durumlarda bağlanma enerjileri arasında yabancı atom merkeze yaklaştıkça bir fark oluşmaktadır.



Şekil-2.10. Elektrik alan var ve yok iken, yabancı atom konumunun sabit tutularak, silindirik telin yarıçapına göre hidrojenik olmayan durum için bağlanma enerjisinin değişimi (Ulas vd. 2004).

Şekil-2.10.' da hidrojenik olmayan durumda, kuyu genişliğinin artması ile bağlanmanın azaldığı görülmektedir. Yabancı atom  $\rho_i = 0.5d$  konumunda sabit tutulmuştur. Elektrik alan uygulanması ile bağlanma dar tellerde değişmemekte, ancak tel yarıçapı arttıkça bağlanma enerjisi elektrik alanla daha düşük değerler almaktadır. Bunun nedeni ise yabancı atom ve elektrona elektrik alanın zıt kuvvetler uygulaması ve birbirlerinden daha uzak konumlanmalarına neden olarak bağlanmayı azaltmasıdır.



Şekil-2.11. Elektrik alan var ve yok iken, tel yarı çapı sabit tutularak, yabancı atom konumuna göre hidrojenik olmayan durum için bağlanma enerjisinin değişimi (Ulas vd. 2004).

Şekil-2.11.' de ise Şekil-2.10' dan farklı olarak hidrojenik olmayan bağlanma enerjisinin yabancı atomun silindirik telin kenarına gittikçe azaldığı gösterilmiştir. Elektronun tel kenarındaki bulunma olasılığı, merkezde bulunma olasılığına göre daha düşüktür. Dolayısı ile yabancı atom kenarda iken bağlanma enerjisi daha düşük olmaktadır.

Porras - Montenegro vd. 1993 yılında küresel kuantum noktası için bağlanma enerjilerini hesaplamıştır. Kuantum kuyu ve telleri ile boyutlara bağlı olarak benzer sonuçlar elde edilmiş, ancak kısıtlamanın kuyu ve tellere göre daha fazla olmasına bağlı olarak daha büyük değerler aldığı rapor edilmiştir.

Sucu vd.' nin 2008' de yaptığı bir çalışmada silindirik kesite sahip olan kuantum noktası,

$$V(\rho, z) = \begin{cases} 0, & \rho < R \text{ ve } |z| \leq \frac{L}{2}, \\ \infty, & \text{diğer yerler} \end{cases} \quad (2.19)$$

potansiyel tanımı ile verilir. Burada  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  ve  $R$  ve  $L$  ise sırasıyla kuantum noktasının yarı çapı ve yüksekliğini göstermektedir. Merkezde bulunan bir yabancı atom varlığında ve elektrik alan varlığında, elektron için Schrödinger denklemi,

$$\left[ \frac{p^2}{2m^*} - U(\rho, z) + \eta z \right] \psi_1 = E_1 \psi_1, \quad (2.20)$$

olarak verilir. Burada  $\eta = |e|F$  olarak tanımlıdır ve  $F$  ise z-ekseni doğrultusunda uygulanan elektrik alanın büyüklüğünü göstermektedir.  $m^*$  etkin kütedir ve değeri  $0.067m_0$ ' dır. Elektrostatik potansiyel enerji ise, silindirik koordinatlarda,

$$U(\rho, z) = -\frac{e^2}{\epsilon \sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad (2.21)$$

olarak tanımlıdır.  $\epsilon$  noktanın oluşturulduğu malzemenin dielektrik sabitidir. Deneme dalga fonksiyonu ise,

$$\psi_1(\rho, z) = N_1 \psi_0(\rho, z) e^{-\lambda \sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad (2.22)$$

olarak seçilmiştir. Burada  $N_1$  normalizasyon sabiti,  $\lambda$  ise yabancı atom varlığındaki enerjinin minimize edilmesini sağlayacak varyasyon parametresidir. Taban durum subband enerjisini hesaplanmasında ise potansiyel enerjinin değeri sıfır alınmış ve aşağıda yazılan dalga fonksiyonu kullanılarak  $E_0$  bulunmuştur.

$$\psi_0(\rho, z) = N_0 J_0(a_{10} \cdot \rho) \cos \frac{\pi z}{L} e^{-\beta z}, \quad (2.23)$$

$N_0$  normalizasyon sabiti,  $\beta$  ise varyasyon parametresidir.  $J_0(a_{10}, \rho)$  ise sıfırıncı dereceden birinci tür Bessel fonksiyonudur ( $\chi = a_{10}R = 2.4048$ ). Buradan, bağlanma enerjisi ise,

$$E_b = (E_0)_{\beta_{\min}} - (E_1)_{\lambda_{\min}}, \quad (2.24)$$

ifadesi ile elde edilir (Sucu 2008).

Kübik kesite sahip olan sonsuz kuantum noktası,

$$V(\rho, z) = \begin{cases} 0, & |x| \leq \frac{L}{2}, |y| \leq \frac{L}{2}, z \leq \frac{L}{2}, \\ \infty, & \text{diğer yerler} \end{cases} \quad (2.25)$$

potansiyel tanımı ile verilir. Merkezde bulunan bir yabancı atom varlığında ve elektrik alan varlığında, elektron için Schrödinger denklemi,

$$\left[ \frac{P^2}{2m^*} - U(x, y, z) + \eta z \right] \psi_1 = E_1 \psi_1, \quad (2.26)$$

olarak verilir. Burada  $\eta = |e|F$  olarak tanımlıdır ve F ise z-ekseni doğrultusunda uygulanan elektrik alanın büyüklüğünü göstermektedir. Elektrostatik potansiyel enerji ise, kübik koordinatlarda,

$$U(x, y, z) = -\frac{e^2}{\epsilon |\vec{r}|}, \quad (2.27)$$



olarak tanımlıdır.  $\varepsilon$  noktanın oluşturulduğu malzemenin dielektrik sabitidir ve  $|\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  olarak tanımlıdır.  $E_1$  enerjisinin minimizasyonunda kullanılan deneme dalga fonksiyonu ise,

$$\psi_1(x, y, z) = N_1 \psi_0(x, y, z) e^{-\lambda|\vec{r}|}, \quad (2.28)$$

olarak seçilmiştir. Burada  $N_1$  normalizasyon sabiti,  $\lambda$  ise yabancı atom varlığındaki enerjinin minimize edilmesini sağlayacak varyasyon parametresidir. Taban durum subband enerjisini hesaplanmasında ise potansiyel enerjinin değeri sıfır alınmış ve aşağıda yazılan dalga fonksiyonu kullanılarak  $E_0$  bulunmuştur.

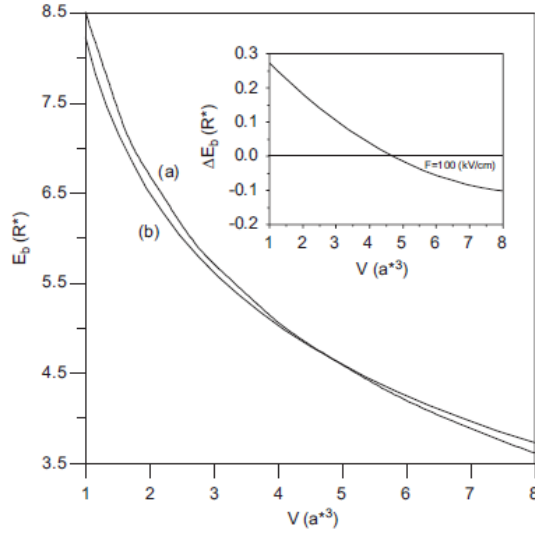
$$\psi_0(x, y, z) = N_0 \cos \frac{\pi x}{L} \cos \frac{\pi y}{L} \cos \frac{\pi z}{L} e^{-\beta z}, \quad (2.29)$$

$N_0$  normalizasyon sabiti,  $\beta$  ise varyasyon parametresidir. Buradan, bağlanma enerjisi ise,

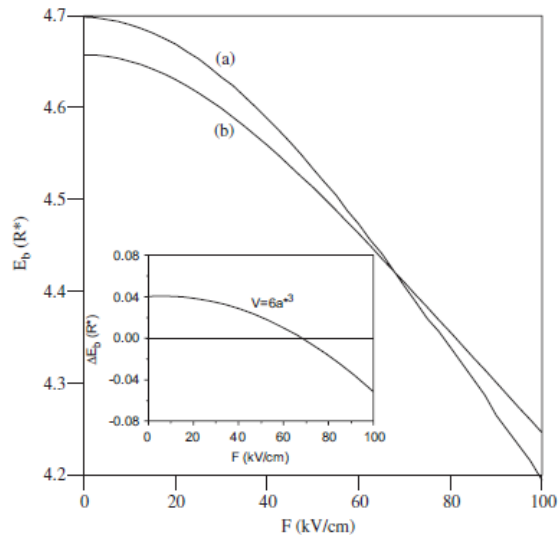
$$E_b = (E_0)_{\beta_{\min}} - (E_1)_{\lambda_{\min}}, \quad (2.30)$$

ifadesi ile elde edilir (Sucu 2008). Silindirik ve kübik sonsuz kuantum noktaları için sabit elektrik alan altında bağlanma enerjileri Rydberg birim sisteminde, Şekil-2.12.' de verilmiştir.

Şekil-2.12.' de noktanın hacmi arttıkça her iki geometride de bağlanma enerjisi azalmaktadır. Bunun nedeni olarak elektronun bulunma olasılığının daha geniş bir bölgeye yayılmasıdır. Küçük hacimlerde ise bağlanma, sınırlayıcılık arttığı için dalga fonksiyonu bulunma olasılığı daha lokalize olacak ve yabancı atom bağlanma enerjisi de artacaktır. Bu grafikte elektrik alan sıfır alınırsa bağlanma enerjileri daha büyük değerler alacaktır. Elektron ve donör zıt yüklü parçacıklar olduğu için elektrik alan varlığında üzerlerine etkiyen kuvvet nedeni ile birbirlerinden daha uzakta bulunmaya zorlanacaklardır. Bu elektrik alan bağlanmalarını zayıflatacaktır, bununla ilgili bir grafik ise Şekil-2.13.' te gösterilmektedir.



Şekil-2.12. Yabancı atomun merkezde konumlandığı durumda, bağlanma enerjisinin noktanın hacmine göre değişimi ((a) kübik, (b) silindirik nokta). Elektrik alan  $F = 100 \text{ kV cm}^{-1}$  olarak sabit alınmıştır (Sucu vd. 2008). İç grafik ise silindirik ve kübik noktaların nokta hacmine göre bağlanma enerjilerindeki farkı göstermektedir.



Şekil-2.13. Yabancı atomun merkezde konumlandığı durumda, bağlanma enerjisinin noktanın sabit hacimde ( $V = 6a^3$ ) z- yönünde uygulanan elektrikle alanına göre değişimi ((a) kübik, (b) silindirik nokta). İç grafik ise silindirik ve kübik noktaların bağlanma enerjilerinin elektrikle alanına göre farkını göstermektedir (Sucu vd.2008).

## **BÖLÜM 3**

### **HETERO YAPILARIN MODELLENMESİ**

Kuantum bilgi işlenmesi yönündeki çalışmalar son zamanlarda, küçük ölçekli cihazların içsel özelliklerinin anlaşılması yönünde artan bir ilgi göstermektedir. Küçük ölçekli bu cihazlarda kuantize enerji seviyeleri oluşmakta ve sonuçta sistemin fiziksel parametrelerini değiştirmektedir. Hetero yapılar yarı iletken malzemelerin üretiminde oldukça yaygın ve etkin kullanılan sistemlerdir. Bu yapılarda bir çok özellik malzemenin sağlaması istenilen şartları etkilemekte ve değiştirmektedir. Hetero yapıda yasak bant aralıkları farklı olan malzemeler, yoğunlukları değiştirilebilen donör katmanları kullanılmaktadır. Voltaj uygulanan kapılar, kimyasal kesme, streç kapı teknikleri ile elde edilmek istenilen düşük boyutlu yapının geometrisi değiştirilebilmektedir. Bu tekniklerin birbirine göre bazı avantaj ve dezavantajları vardır. Bu özelliklerin farkını inceleyen bir çok deney yapılmıştır. Sistemin yük ve potansiyel dağılımı Poisson denkleminin üç boyutlu olarak nümerik çözümü ile elde edilmektedir. Gerçekçi bir çözüm olabilmesi için sistem parametreleri ve elektron-elektron etkileşmeleri de hesaba katılmıştır. Bu bölüm içinde bu teknikler arasında ne gibi farklar olduğu gösterilecektir. Ayrıca yine hetero yapılarda kullanılan ve sistemdeki yük taşıyıcıların hareket derecesini bir kademe azaltmamızı, örneğin iki boyutlu bir sistemde hareketi bir boyuta indirgemeyi sağlayan kuantum nokta noktalar (KNK) incelenecek ve bunların fiziksel özelliklerinin sistemi nasıl etkilediği gösterilecektir.

#### **3.1. Kapı Tanımlı Yapılar**

Yapılan birçok teorik çalışmada (Krafft vd. 2001, Klein vd. 2004, Sıddıki vd. 2008, Sıddıki vd. 2008, Horas vd. 2008, Sun vd. 2009), hetero yapıda elektron gazının

oluştugu katmanda, yüzeye yerleştirilmiş kapılara uygulanan negatif veya pozitif voltajın elektron dağılımını nasıl etkilediği araştırılmıştır. Ancak yapılan bu çalışmalarda kesme etkileri veya streç kapı etkileri incelenememiştir. Kapı tanımlı yapıların deneysel olarak avantajı örnekte geri dönülmesi mümkün olmayan etkiler yaratmamasıdır. Örneğin kapılara uygulanan voltajın değeri az veya çok gelmiş ise bu değer uygun değerlere çekilebilir, yani sistem kontrol edilebilir bir durumdur. Ancak bazı hetero yapılarda ise (elektron gazının yüzeyden çok derinde bulunduğu durumlar) yüzeydeki kapılara uygulanan voltajın çok yüksek değerler gerektirmesi nedeni ile elektronların uzaklaştırılma veya toplanma işlemi başarılı bir şekilde yapılamamaktadır. Siddiki ve Marquardt (2007)'in yaptığı çalışmada kuantum nokta kontaklar kullanılarak bunların sistem üzerindeki etkileri incelenmiştir. Çalışma ilk olarak bariyer sınırlamalarının, yüzey görüntüsüne bağlı olarak elde edilmesine dayanmaktadır (Siddiki ve Marquardt 2007, Davies ve Larkin 1994). Verilen yüzey görüntüsüne bağlı olarak, yüzeyde bulunan ve voltaj değeri  $V_g(x, y, 0)$  olan kapıların, yüzeyden aşağıda bulunan 2BEG üzerinde oluşturduğu dış potansiyel (Davies ve Larkin 1994),

$$V_{ext}(\vec{r}, z) = \frac{1}{\epsilon} \int \frac{|z|}{2\pi(z^2 + |\vec{r} - \vec{r}'|^2)^{3/2}} V_g(\vec{r}', 0) d\vec{r}' \quad (3.1)$$

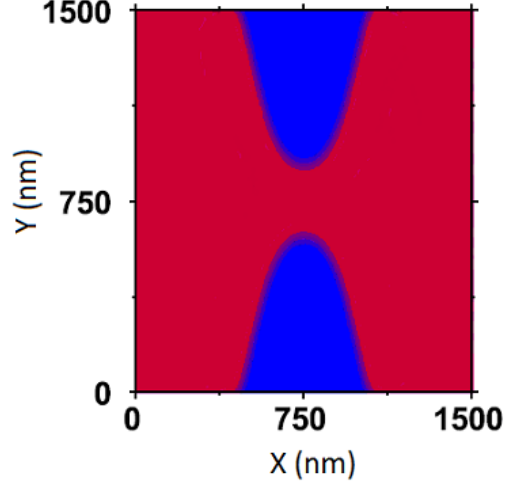
olarak elde edilmektedir. Buradaki  $\epsilon$  hetero yapının dielektrik sabitidir (GaAs/AlGaAs için  $\approx 12.4$ ) ve  $\vec{r} = (x, y)$  olarak tanımlıdır. Konum uzayında elde edilen  $V_{ext}$  potansiyeli ile, Thomas-Fermi perdeleme fonksiyonu kullanılarak momentum ( $q$ ) uzayında perdelenmiş potansiyel doğru bir şekilde elde edilir.

$$V_{per}(q) = \frac{V_{ext}(q)}{\epsilon(q)} \quad (3.2)$$

Thomas-Fermi dielektrik fonsiyonu ise,

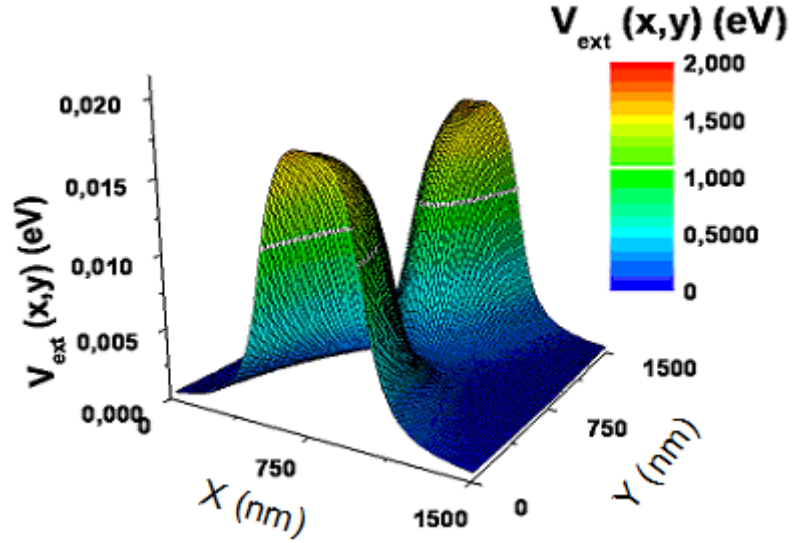
$$\epsilon(q) = 1 + \frac{2}{a_B^* |q|} \quad (3.3)$$

ile tanımlıdır. Burada  $a_B^*$  efektif Bohr yarıçapıdır ve GaAs için 9.8nm' dir. Yapılan çalışmada örneğin yüzey görüntüsü Şekil-3.1.' deki gibi alınmıştır.



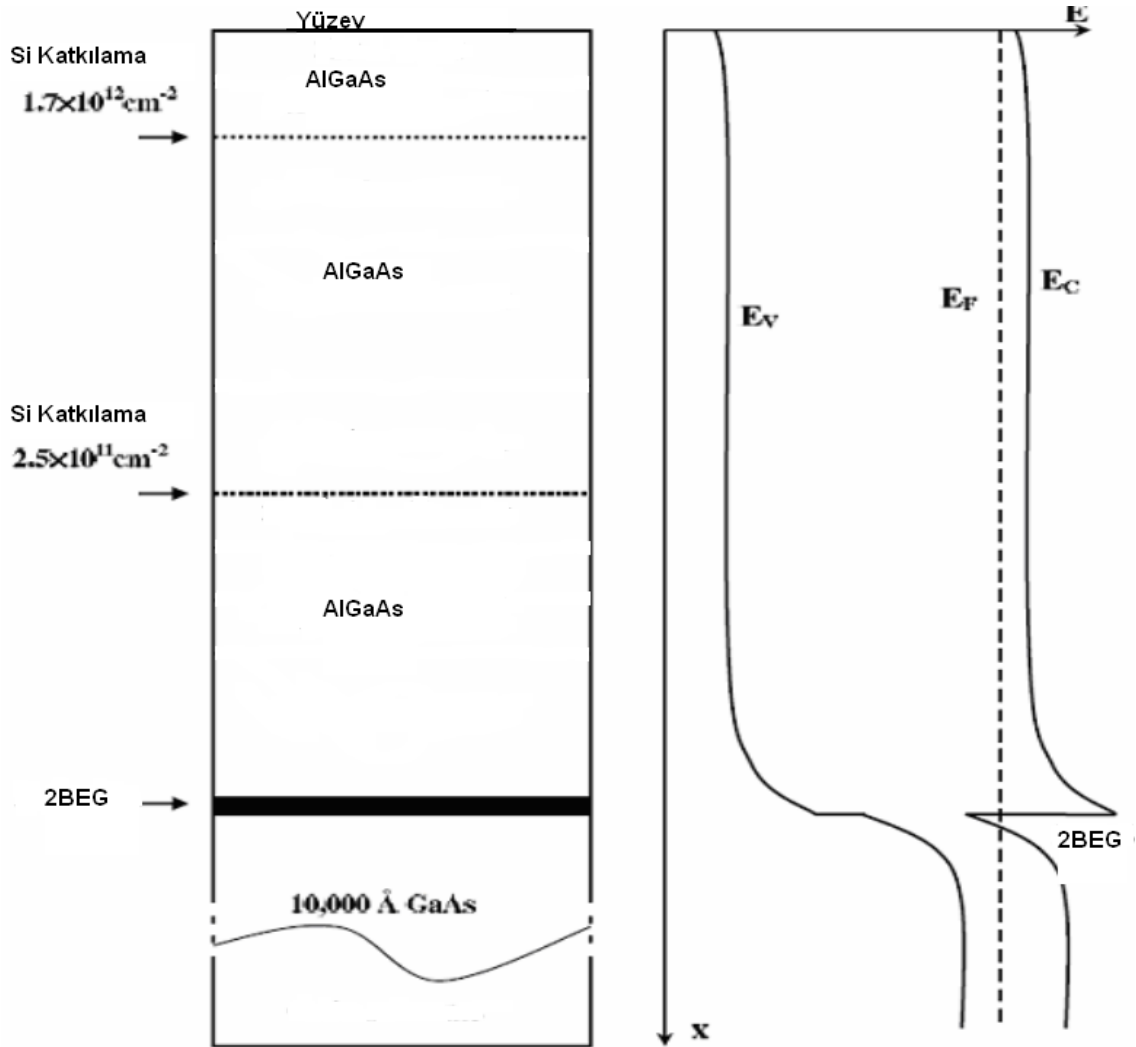
Şekil-3.1. Mavi bölgeler ile yüzeyde kapı tanımlı kuantum nokta kontaklar gösterilmektedir. Kuantum nokta kontakın uçları arasındaki açıklık yaklaşık 300 nm alınmış ve -0.3 V ile yüklenmiştir. Elektron gazı ise yüzeyden ~85 nm derinlikte seçilmiştir. Örnek ise 1500x1500 nm<sup>2</sup> kare alınarak kare bir birim hücre tanımlanmıştır.

Şekil-3.1 için verilen yüzey görüntüsü ile elektron gazında elde edilen dış potansiyel Şekil-3.2 deki gibi elde edilmektedir.



Şekil-3.2. Verilen malzeme özelliklerine göre elde edilen elektron gazının bulunduğu katmandaki dış potansiyel.

Yaptığımız araştırmalar ise iki boyutlu elektron gazının eldesi ve bu sistemde çeşitli kısıtlamalarla hareketin bir boyuta indirgenmesi temeline dayandırılmıştır. İlk olarak yüzeyde tanımlanmış ve negatif voltaj uygulanan kapılar ile hetero yapıdaki GaAs-AlGaAs ara yüzeyde oluşan iki boyutlu elektron gazının daha dar bir kanala hapis edilmesine yönelik incelemeler yapılmıştır. Çalışmalarda kullanılan hetero yapıya ait katman modeli, Camino vd. 2005, Camino vd. 2007 yaptığı deneysel bir çalışmada kullanılan katman modeli ile aynı seçilmiştir (şekil-3.3.). Ancak kullanılan yüzey görüntüsü ve uygulanan değerler farklı seçilmiştir.

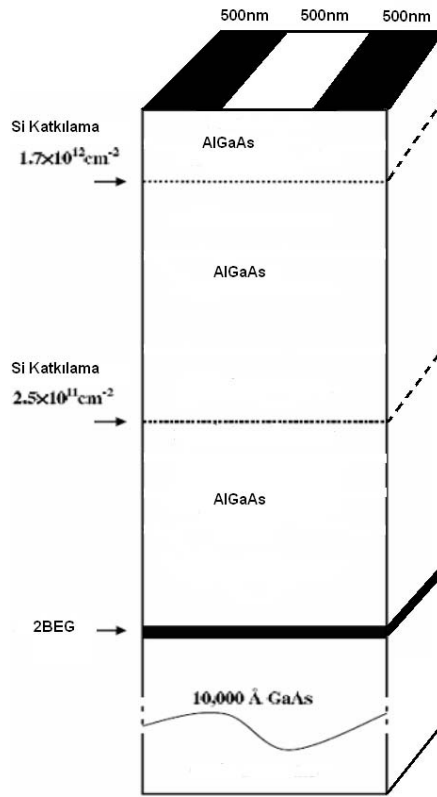


şekil-3.3. Elektron gazının eldesinde kullanılan katman profili. 2BEG yüzeyden yaklaşık 310 nm aşağıda alınmıştır. İki katman Si katkılama yapılmıştır.

Şekil-3.3.' te gösterilen katman modelinde iki katman Si katkılama yapılmıştır. İlk donör katmanı yüzeyden yaklaşık 55 nm aşağıda, ikinci donör katmanı ise ilk katmandan yaklaşık 130 nm aşağıda seçilmiştir. Bu donör katmanlarında donörlere bağlı bulunan elektronlar enerjisi daha düşük iki bölge tercih edeceklerdir. Birincisi hetero yapının yüzeyinin üstünde kalan boşluk olacaktır. AlGaAs malzemenin dielektrik sabiti  $\epsilon_d=12.4$  alınmıştır. Diğer bir daha düşük enerjili bölge ise GaAs-AlGaAs eklem bölgesinde bulunan kuyu olacaktır. Yüzeğe yakın kullanılan donör katmanı bu katmandaki elektronların yüzeye gitmesini ve yüzeyin elektron yoğunluğunun artarak daha aşağıdaki katmandan sağlanacak elektronların ise GaAs-AlGaAs ara yüzeyde oluşan kuyularda tuzaklanmasını sağlamak olacaktır. Hetero yapıda oluşan elektron gazının yüzeyden olan derinliğinin fazla olmasının tercih edilmesinin nedeni ise yüzey ile elektron gazı arası mesafenin açılması dolayısı ile elektronlardan bir kısmının yüzey yerine ara yüzeyde oluşan kuyuyu tercih etmesidir. Ortalama elektron yoğunluğu  $\bar{n}_{el}(x, y)$ , yapılan katkılamadan dolayı, kapı voltajlarından, kesme derinliğinden direkt olarak etkilenmektedir. Bu değerlerin uygun seçilmemesi elektron gazının oluşmamasına sebep olabilir. Yaptığımız çalışmada sistemin yüzey alanını  $1500 \times 1500 \text{ nm}^2$  seçtik. Sistemin yük yoğunluklarını bulmak için ise Weichselbaum ve Ulloa (2006) tarafından yazılan, ve Arslan M.T. (2008) ile geliştirilen hetero yapıların modellenmesi için kullanılan, Poisson denkleminin üç boyutta çözümünü sağlayan nümerik kod kullanılmıştır. Gerçekçi bir modelleme olması için Poisson denkleminin sistem parametreleri, yüzey görüntüsü ve verilen sınır şartları için çözülmesi gerekmektedir. Katkılama yoğunluğu, kapı voltajları, kesme derinliği sabit tutularak, ve sistem parametreleri de işin içine katılarak yapılan nümerik çözüm ile gerçeğe yakın, sisteme ait yük ve potansiyel dağılımları bulunabilir.

Tipik bir nano ölçekli cihaz için, elektronların bulunduğu bölgeler tanımlanarak, klasik elektrostatik kullanılarak yük dağılımları ve enerji değerleri iyi bir yaklaşıklıkla bulunabilir. Yapılan çözümlerinde parçacıklar arası Coulomb etkileşme enerjisi baskın enerji değerini göstermektedir. Ayrıca sistemde kapılara uygulanan voltajdan dolayı oluşan elektrik alan da sistemde elektron gazı üzerinde ayrışmalara, boşaltılmış alanların oluşmasına neden olmaktadır. Bu büyüklüklerin kabullenmesi ile, iç tutarlı ve denge durumunun oluşmasını sağlayan başarılı bir çözüm yapılabilmektedir.

Kapı uygulanarak yaptığımız çalışmada örneğin yüzeyini kare ve  $1500 \times 1500 \text{ nm}^2$  seçtik. Yüzeyde ilk olarak tanımladığımız kapılar ile elektron gazındaki elektronları daha dar bir kanala hapsetmek için, örnekte aynı yöndeki iki kenara 500 nm lik kapılar yerleştirdik ve ilk olarak bu kapıların altındaki elektronları kapılara uyguladığımız voltaj değerleri ile uzaklaştırarak daha dar bir kanala sıkıştırmış olduk. Bunun için elverişli kapı voltajını  $-1.8 \text{ V}$  olarak elde ettik. Buna yönelik şematik gösterim Şekil-3.4.' te verilmektedir.

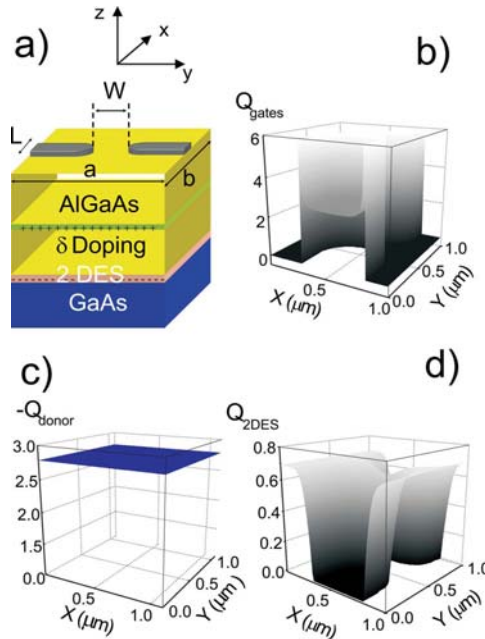


Şekil-3.4. Örnekte siyah bölgeler ile yüzeye yerleştirilmiş ve  $-1.8 \text{ V}$  uygulanmış kapılar gösterilmektedir.

Elektron gazının eldesinde elektron gazının oluşumuna engel olmayacak şekilde yüzeyde tanımlı kuantum nokta kontaktlar kullanılmıştır. Bunların geometrik şeklide oluşan elektron gazındaki elektron ve potansiyel dağılımını etkilemektedir. Kuantum nokta kontaktlar üzerinde çokça çalışılan ve bir çok uygulaması olan elektronik cihaz uygulamalarında kullanılmaktadır. KNK' lar bir çok farklı metot kullanılarak çalışılacak olan hetero yapıdaki elektron gazının bulunduğu katmandaki elektrostatik



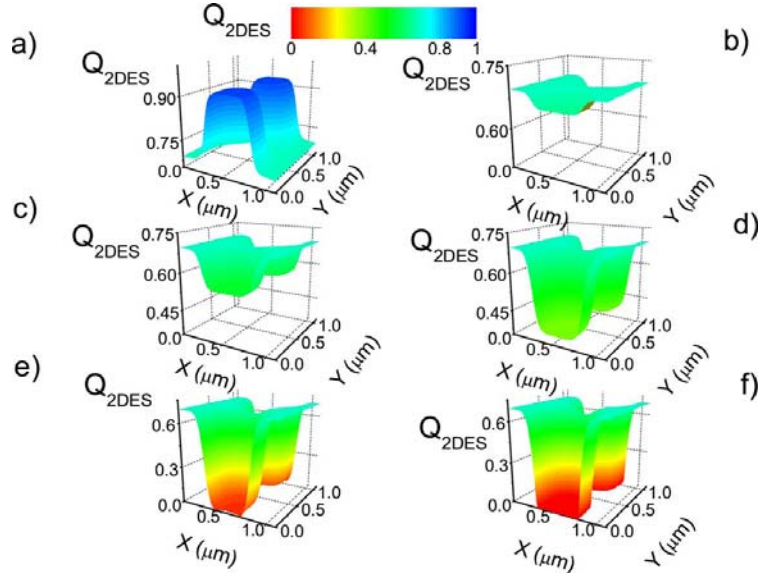
potansiyeli değiştirmek için kullanılır. KNK' lar yüzeyde kapı olarak tanımlanabilir ve pozitif ve negatif voltajlar uygulanarak elektrostatik potansiyeli değiştirmek için kullanılabilir. Uygulanan voltaj değerlerine göre potansiyel enerji farklılıklar gösterebilir. Elektronların tanımlanan KNK' ların altından tamamen uzaklaştırılması sağlanabileceği gibi bazı durumlarda da bir miktar elektronun bazı bölgelerde kalması veya yoğunluğunun daha da artması sağlanabilir. KNK' lar iki boyutlu bir sistemde sahip oldukları yükler nedeniyle sistemdeki belli bölgelerdeki serbestliğin bir boyuta düşürülmesi için kullanılmaktadır. Akım akıtılan bir sistemde akıma dik doğrultuda KNK' lar yerleştirilirse bir boyutta kuantize enerji seviyeleri oluşacaktır. Eğer akıma katılan elektronun enerjisi KNK' ların uçlarındaki en düşük enerji seviyesinden daha düşük ise elektron KNK uçlarından geçemez ve iletim sağlanamaz. Taşınım özellikleri incelenirken KNK' lar önemli bir araç olarak kullanılmaktadır. KNK' ların etkilerini farklılaştıran bir çok parametre vardır; örneğin şekli, elektron gazına olan uzaklığı, boyutu, uç noktalarının uzaklıkları, sistemde tanımlamaları yapılırken kullanılan teknikler (Kapı tanımlı, kesme tanımlı, streç kapı tanımlı) bu parametrelere örnek verilebilir.



şekil-3.5.(a) Si katkılama yapılmış hetero yapıda, elektron gazı GaAs/AlGaAs arayüzde – işaretli olarak betimlenmiş ve metalik kapılar ise yüzeyde gösterilmiştir. Donor yoğunluğu ise  $4 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  alınmıştır. Kapı voltajı  $-1.7 \text{ V}$  alınarak, kapıların bulunduğu katmanda (b), katkılama yapılan katmanda (c), elektron gazının bulunduğu katmanda (d) yük dağılımları gösterilmiştir.

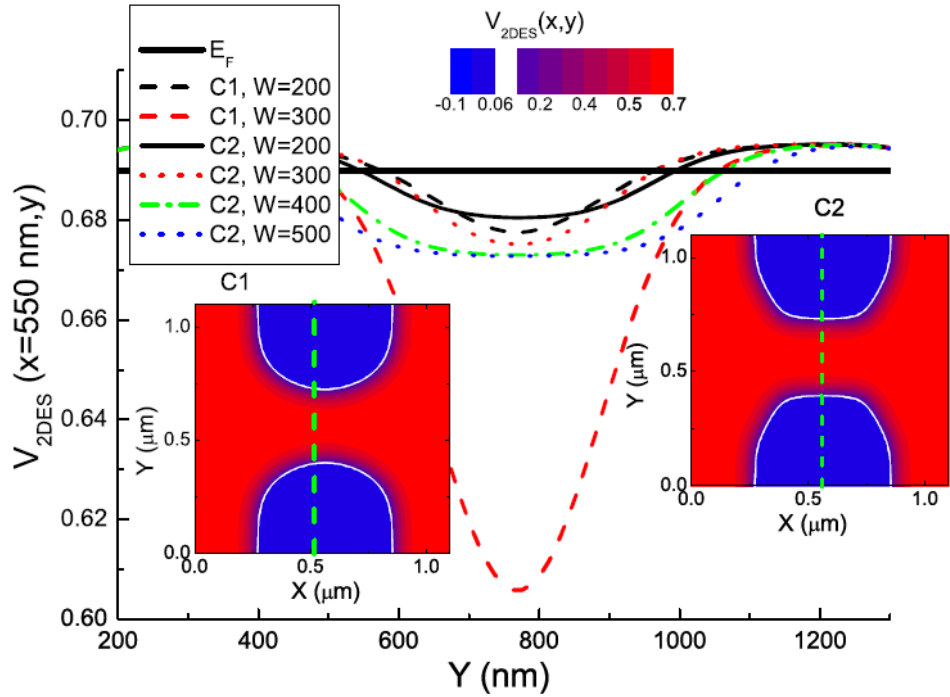
Yaptığımız bir çalışmada (Arslan vd. 2008) KNK' lar kesme uygulanarak ve kapı tanımlı olarak incelenmiş elektron ve potansiyel dağılımları incelenmiştir. Şekil-3.5.' te sistemin şematik gösterimi ve tanımlamaları yapılmıştır. Yapılan çalışmada örnek boyutları  $1.5 \times 1.5 \mu\text{m}^2$  alınmış ve hetero yapı toplam 156 nm derinliğe sahip olacak şekilde seçilmiştir. Elektron gazı yüzeyden 56 nm aşağıda konumlandırılmış, Si katkılama yapılan katman ise yüzeyden 43 nm aşağıda konumlandırılmıştır. KNK tanımlamasında kullanılan metalik kapılar ise yapının yüzeyinde konumlandırılmış ve -1.7 V ile yüklenmişlerdir. Donor dağılımının ise homojen olduğu varsayılmıştır (Şekil-3.5. (c)). Metalik kapılarda ise yük dağılımında homojen olmayan dağılımların olduğu izlenmiştir (Şekil-3.5. (b)). Elektronlar ise metalik sınır koşullarından dolayı metalik kapıların kenarında toplanmaktadır. Şekilden anlaşılacağı üzere elektronların önemli bir kısmı yüzeyde toplanmaktadır. Şekildeki yük yoğunlukları ortalama elektron yoğunluğu ile, potansiyel enerji ise tek elektronun enerjisi (-eV) ile normalize edilmiştir.

Yine aynı çalışmada (Arslan vd. 2008) elektron gazının yük dağılımı yüzeye yerleştirilen metalik kapılara farklı kapı voltajları uygulanarak sistematik olarak incelenmiştir. Buna ait bir grafik Şekil -3.6.' da gösterilmektedir.



Şekil-3.6. Elektron dağılımının kapı voltajına bağlı olarak uzaysal dağılımı. Sıfır voltajda (a) elektronların çoğu kapıların altında bulunmakta, negatif voltaj ile birlikte elektronlar (b)-(d)' de uzaklaştırılmaya başlamakta ( kapı voltajı -0.3 V (b), -0.7 V (c), -1.0 V (d)). (e) ve (f)' de ise kapıların altında, elektronlar tamamen uzaklaştırılmaktadır (kapı voltajı -1.5 V (e), kapı voltajı -2.0 V (e)).

Şekil-3.6.'dan anlaşılacağı gibi elektron gazı yüzeye uygulanan kapı voltajından önemli bir şekilde etkilenmektedir. Bunun avantajı ise istediğimiz geometrik şekli kapılara vererek sistemi tanımlamamıza yardımcı olması, yük dağılımlarını değiştirmemizi sağlamasıdır. Elektron yoğunluğunu istediğimiz bölgede azaltabilir veya tamamen uzaklaştırabiliriz. Yapılan bu çalışmada potansiyel dağılımı KNK' ların uç noktalarından bir kesit olarak, KNK' ların farklı uç mesafeleri ve iki farklı geometri için de incelenmiştir (Şekil-3.7.).



Şekil-3.7. KNK' ların ortasından alınan bir kesite göre, iki farklı KNK geometrisi için potansiyel dağılımları.  $C_1$  ile daha yumuşak kenar özelliği gösteren KNK,  $C_2$  ile ise daha keskin kenar dağılımı gösteren KNK betimlenmiştir. Koyu mavi bölgeler ile elektronların uzaklaştırıldığı bölgeler gösterilmektedir. Bu bölgelerde lokal potansiyel Fermi enerjisinden daha büyüktür. Bu Fermi enerjisi ise koyu siyah yatay çizgi ile gösterilmiştir. Beyaz çizgi ise elektronların boşaltıldığı bölgenin sınırını göstermektedir. KNK genişliği 200 nm alınmıştır.  $W$  ile gösterilen KNK uç mesafesi ise farklı değerler alınarak incelenmiştir.

Şekil-3.7.'de iki farklı geometri ve kapı voltajının -2.0 V değerinde sabitlendiği durumlar için uç açıklığına göre potansiyel profilleri incelenmiştir. Daha yumuşak bir kenar dağılımına sahip olan KNK ( $C_1$ ) için uç mesafesini 200 nm' den 300 nm' ye çıkarmak potansiyel profilinde daha keskin lineer olmayan bir değişime yol açmaktadır.

Bu şu gerçeğe dayanmaktadır; eğer KNK' nın uçları arasında daha fazla elektron var ise bu elektronlar dış etkileri daha iyi perdeleyecekler dolayısı ile potansiyel enerji değeri daha küçük değerler alacaktır. Bununla beraber perdelenmiş potansiyel  $V_{per}(x, y)$ , dış potansiyel  $V_{ext}$  kullanılarak Thomas-Fermi perdeleme bağıntısı ile

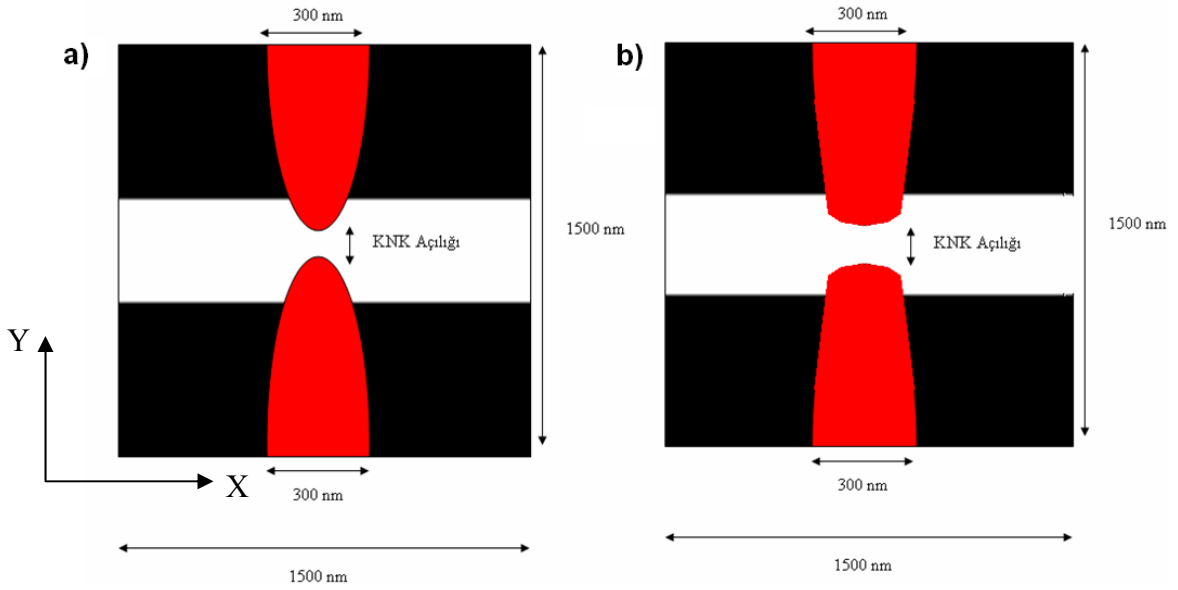
$$V_{per}(q) = \frac{V_{ext}(q)}{\varepsilon(q)} \quad (3.4)$$

ile hesaplanır. Burada  $\varepsilon(q) = 1 + 2/a_B^*|q|$  Thomas-Fermi dielektrik fonksiyonudur.  $q$  momentum ve  $a_B^*$  ise (GaAs için 9.8 nm) etkin Bohr yarı çapıdır. Etkin Bohr yarı çapı ile kıyaslandığında büyük  $q$  değerlerine sahip olan uzun erimli salınımlar, kısa erimli salınımlara göre daha az perdelenirler. Şekil-3.7.'de yumuşak kenar dağılımlı KNK' lar ile elde edilen potansiyel dağılımları keskin dağılım gösteren KNK' lara kıyasla uç mesafesinin değişimine daha hassas bir şekilde bağlıdır. Deneysel açıdan bakarsak ideal olan bir potansiyel profili için ani değişim göstermeyen potansiyel profili daha tercih edilir ve kontrolü daha kolaydır. Dolayısı ile kenar dağılımı keskin olan KNK' lar daha tercih edilir.

Bizim yaptığımız bu çalışmada, örneğin yüzey görüntüsü, kullanılan kapı, kesme, veya streç kapı tanımlamaları, malzeme özellikleri, donör yoğunlukları kullanılarak Poisson denkleminin üç boyutta çözümüne dayanarak elektron gazının bulunduğu katmanda yük ve potansiyel enerji dağılımları elde edilmiştir. Bunu yaparken sistemde tek ve çift KNK kullanılmıştır. KNK' ların boyutları tekli ve çiftli olma durumuna göre malzeme boyutlarına uygun olacak şekilde ayarlanmıştır. Şekilleri ise taban genişlikleri sabit kalacak şekilde  $X^2$  ve  $X^8$  geometrilerine uyacak şekilde seçilmiştir. Uçları arasındaki açıklık ise farklı değerlerde alınarak sistematik bir araştırma yapılmıştır.

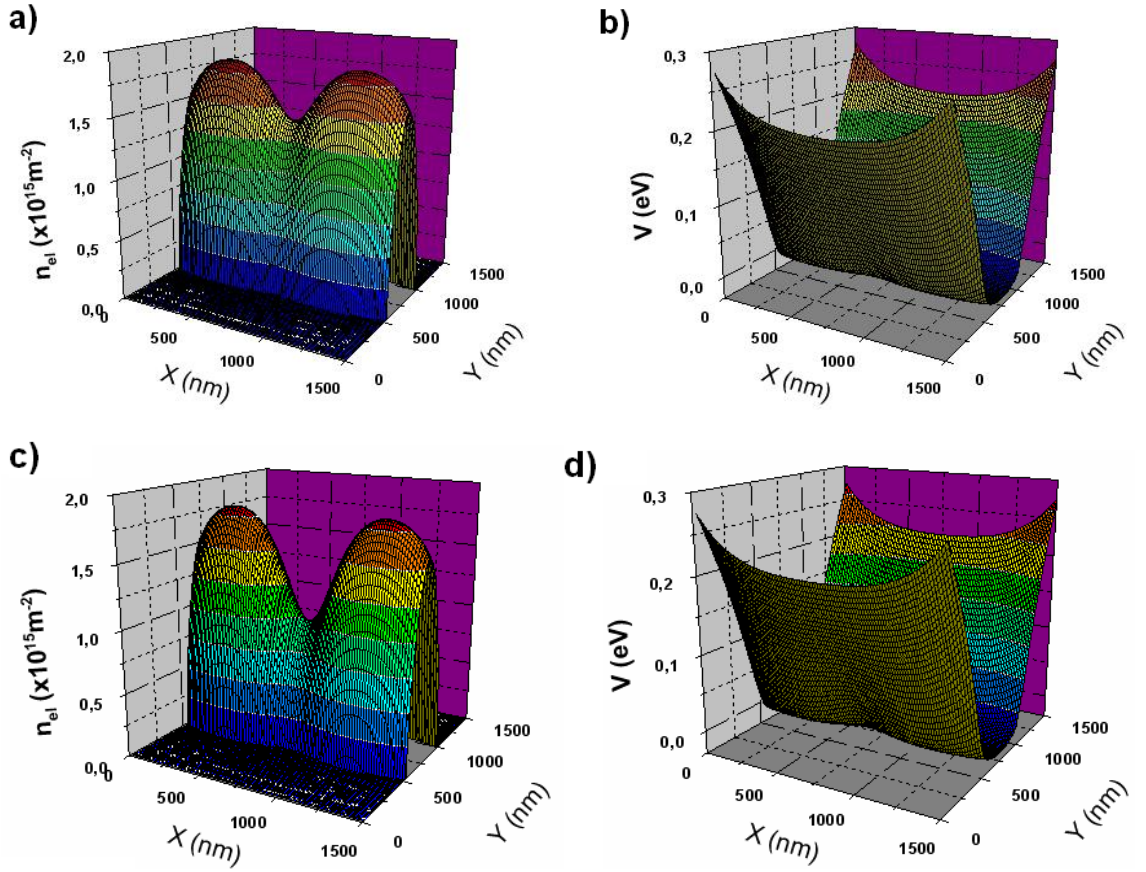
Malzeme boyutlarını  $1.5 \times 1.5 \mu\text{m}^2$  alınmıştır. Malzemenin iki yanında,  $0.5 \mu\text{m}$  lik alanlara ise yüzeyde kapı yerleştirerek  $-1.8 \text{ V}$  negatif voltaj uygulanmıştır. Bu değeri seçmemizin nedeni ise bu bölgelerdeki elektronları uzaklaştırarak daha dar bir alana hapsetmektir. Daha sonraki bölümlerde ise bu bölgelere, farklı uygulamalar ile elektronları buradan uzaklaştırma yönünde işlem yapılacak ve bu değişik uygulamaların

birbirine göre ne gibi farklılıkları olduğu, avantaj ve dezavantajları olduğu tartışılacaktır. Yüzeydeki bu  $0.5 \mu\text{m}$ ' lik, örneğin her iki yanında yer alan kapı uygulanmış bölgeler Şekil-3.4.' teki, yüzeyde yer alan siyah olarak tanımlanmış bölgelerdir. Uygulanan KNK' lar bu bölümde yüzeyde metal kapı olarak seçilmiştir ve şekilleri  $X^2$  ve  $X^8$  yapısında alınmıştır. Örneğin yüzey görüntüsü her iki geometri içinde Şekil-3.8.' de verilmiştir.



Şekil-3.8. Hetero yapının yüzey görüntüsü. Tek KNK olan sistemde KNK' ların taban genişlikleri 300 nm alınmıştır.(a)'da  $X^2$  yapısında olan KNK' lar gösterilmektedir. (b)'de ise  $X^8$  yapısındaki KNK betimlenmiştir. Her iki geometride de KNK açıklığı (KNKA) 100nm-200nm-300nm alınarak incelemeler yapılmıştır. Siyah olan bölgeler ise bu bölümde metal kapı uygulanan ve  $-1.8 \text{ V}$  uygulanan bölgeleri göstermektedir. Şekil-3.4.' teki katman modeli kullanılarak incelemeler yapılmıştır.

Bundan sonraki çalışmada ise kenarlara yerleştirilmiş ve y-ekseni doğrultusundaki genişlikleri 500 nm olan ve yüzeyde metal kapı ile  $-1.8 \text{ V}$  uygulanan bölgelerin etkisine ve KNKA değiştirilerek yine  $-1.8 \text{ V}$  uygulanan KNK'ların 2BEG' nin bulunduğu katmandaki toplam potansiyelin ve buna bağlı olarak elektron dağılımının incelenmesine yönelik sistematik bir çalışmayı kapsamaktadır. Her iki tip geometriye sahip KNK'ların, KNKA ve sistemin kenarına uygulanan üretim tekniğinin etkilerini açığa çıkarmak hedef alınmıştır.

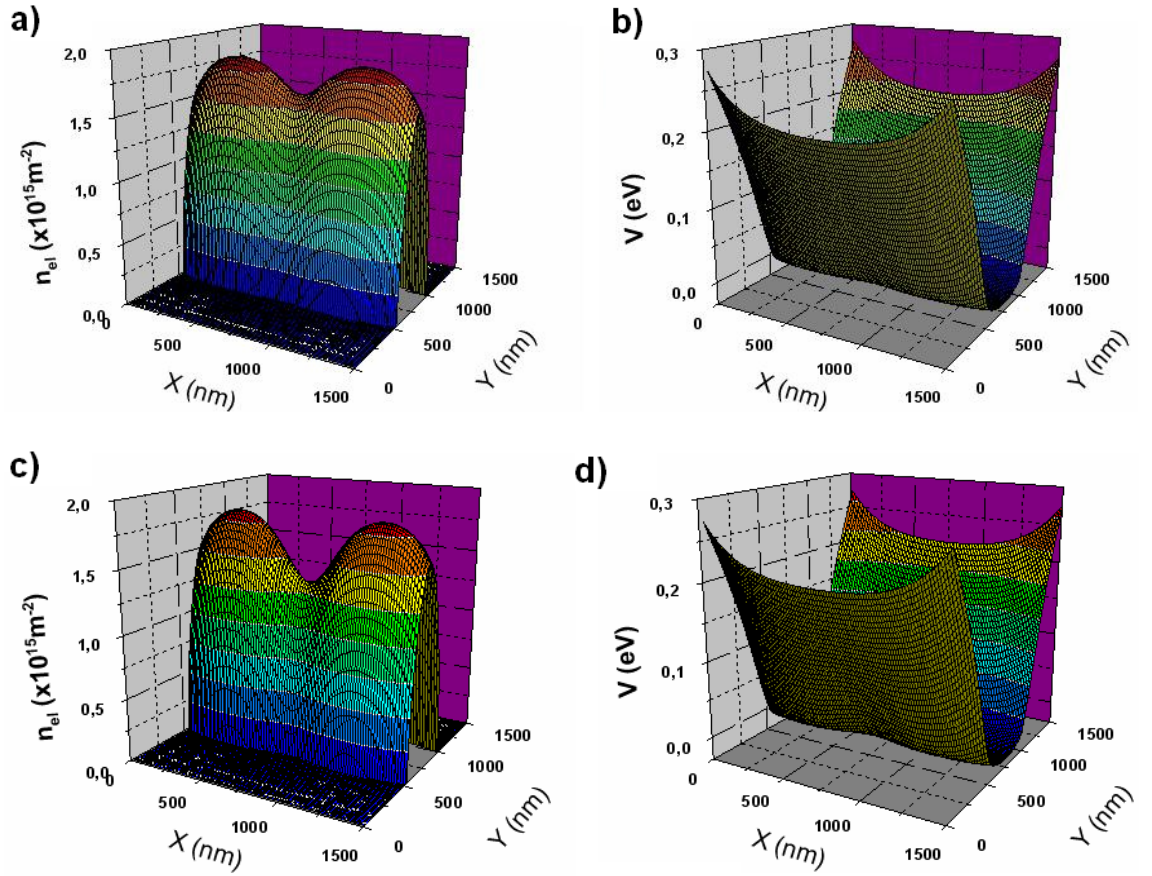


Şekil-3.9. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 300 nm, KNKA ise ortak olarak 100 nm alınmıştır.

Şekil-3.9.' da taban genişlikleri, KNKA ve sistemin kenarlarına uygulanan teknik (500 nm genişlikli ve -1.8 V uygulanan, yüzeydeki metal kapılar) ortak olmasına rağmen geometriden kaynaklanan farklılıklar oluşmaktadır. Keskin kenar dağılımına sahip  $X^8$  yapısındaki KNK için potansiyel profili incelenirse KNK uç noktaları civarındaki perdelenmiş potansiyel değerlerinin, yumuşak kenar dağılımına sahip olan  $X^2$  yapısındaki duruma göre daha büyük olduğu görülmektedir. Bu ise bu bölgelerde perdelemenin daha zayıf olduğunu göstermektedir. İki farklı geometriye ait KNK'ların 2BEG gazının bulunduğu katmandaki elektron dağılımlarına bakarsak keskin kenar dağılımına sahip olan durum için değerlerin daha küçük olduğu görülmektedir. Elektron sayısının daha az olması uç bölgelerde keskin kenarlara sahip KNK için elektronların

daha başarılı bir şekilde uzaklaştırıldığı anlamına gelmektedir. Elektron sayısının az olmasından dolayı da elektronlar dış etkileri iyi bir şekilde perdeleyememektedirler ve buna bağlı olarak keskin kenarlara sahip KNK'ın uç bölgelerinde potansiyelin değeri daha büyüktür.

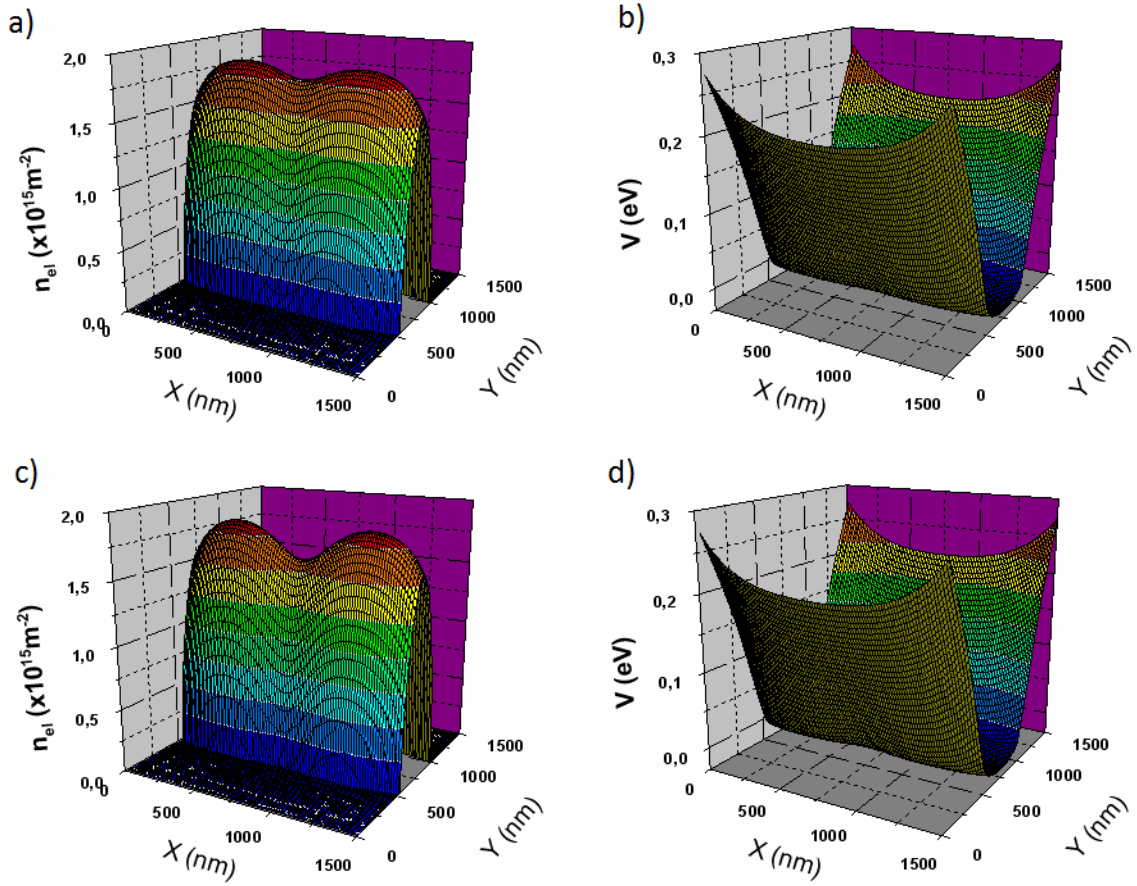
KNKA değiştirilerek 2BEG'deki dağılımlar incelenmiştir. KNKA'nı 100 nm'den 200 nm'ye çıkartılarak keskin ve yumuşak kenar dağılımları için elde edilen veriler Şekil-3.10.'da gösterilmiştir.



Şekil-3.10. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 300 nm, KNKA ise ortak olarak 200 nm alınmıştır.

Şekil-3.10.'da ise KNKA'nın artırılmasının, 2BEG'da KNK uçlarındaki elektron dağılımlarında, KNKA'nın 100 nm olan duruma göre daha büyük değerler almasına

neden olmaktadır. Yani KNK uçlarındaki elektronlar KNKA'nın 100 nm olduğu duruma göre daha az başarılı bir şekilde uzaklaştırılabilmektedir. Elektron sayının bu bölgede artmasına bağlı olarak perdeleme daha başarılı yapılmakta ve KNK uçlarına denk düşen bölgedeki toplam perdelenmiş potansiyel KNKA'nın 100 nm olduğu duruma göre daha küçük değerler almaktadır. Kenarlara uygulanan 500 nm genişlikteki -1.8 V'luk metal kapıların etkileri daha sonraki bölümlerde bu bölgelere farklı etkilerin uygulanması ile daha kapsamlı olarak incelenecektir. KNK genişliğini 300 nm alınması durumunda ise beklenen etki olarak her iki geometride de KNK uçları arasında denk düşen bölgedeki elektron yoğunluğunun daha etkisiz azalması beklenmektedir.



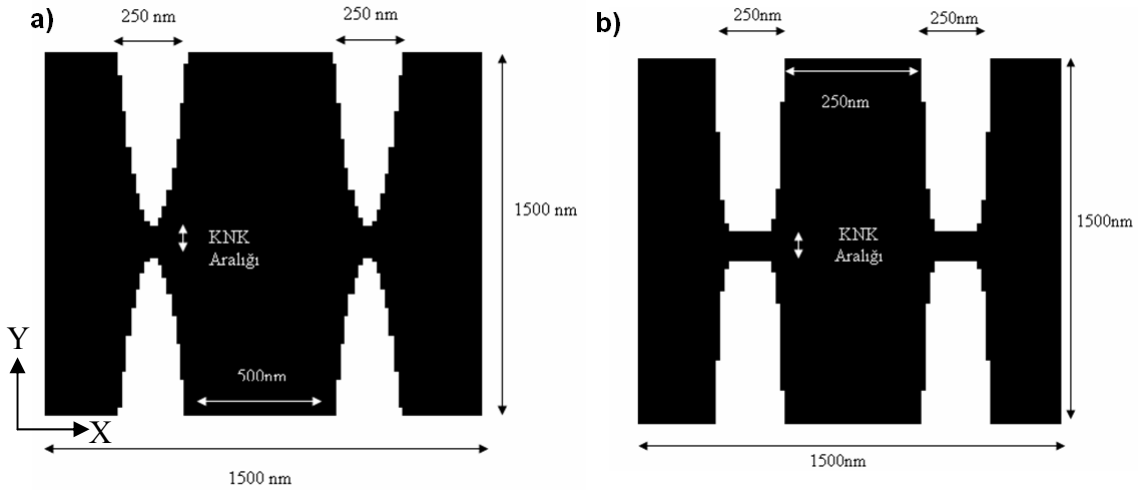
Şekil-3.11. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 300 nm, KNKA ise ortak olarak 300 nm alınmıştır.

Bunun nedeni olarak KNK' nin uçlarındaki itici kuvvet değerini kaybedecek, elektron sayısı yoğunluğu bu bölgede artacaktır. Elektron sayısı yoğunluğunun artması ise bu



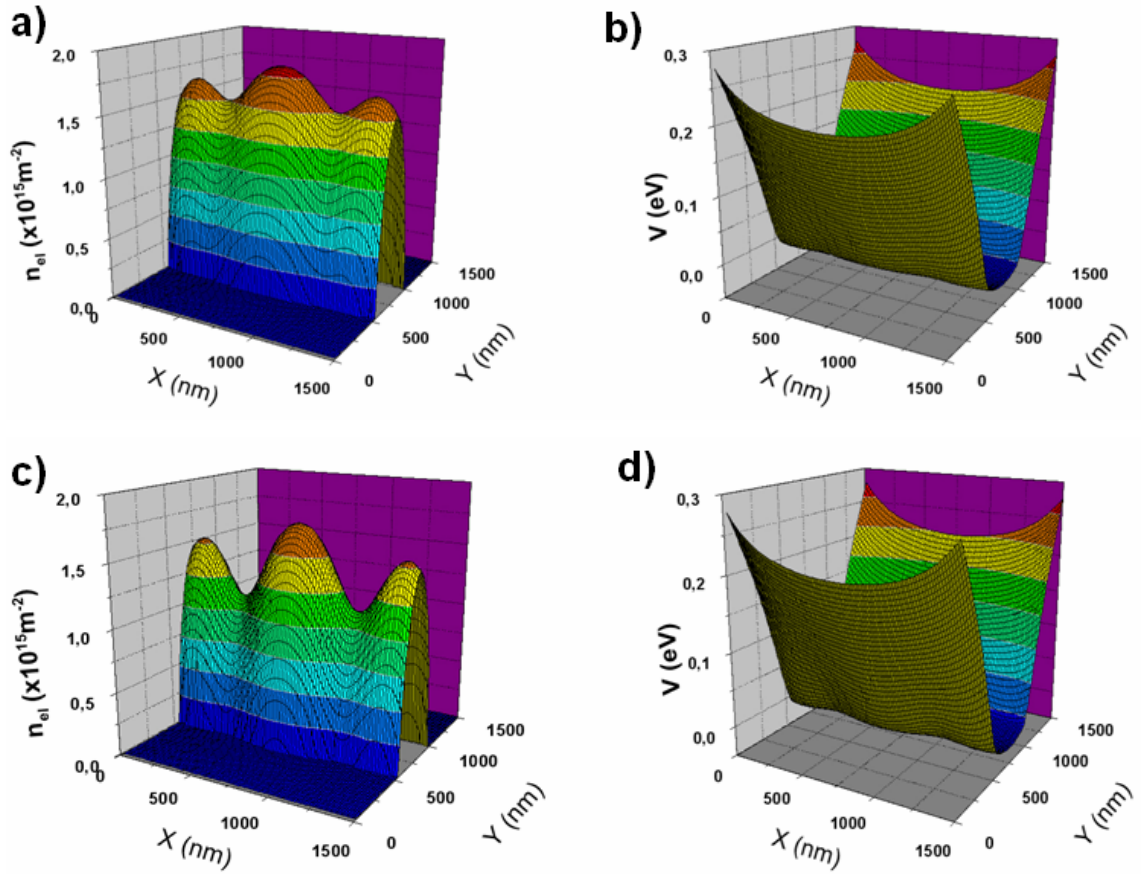
bölgedeki perdelenmiş toplam potansiyelin önceki KNKA'larına göre daha da küçülmesine neden olacaktır. Bunun nedeni ise elektron sayısının fazla olmasından dolayı perdelemenin iyi olmasıdır. Şekil-3.11.' de ise KNKA' nın 300 nm olduğu durum gösterilmiştir. Bu durumda da önceki iki şekilde anlatılan durumlar göz önüne alındığında KNK uçlarına denk düşen bölgedeki elektron ve potansiyel değişimleri açıklanabilmektedir. KNKA' nı arttırmak bu bölgedeki elektron yoğunluğunu etkilemekte ve buna bağlı olarak ta toplam perdelenmiş potansiyeller değişmektedir.

Bu incelemelerin ardından ise eğer kenar etkilerini oluşturan 500 nm'lik kapı uygulanan bölgeler değer ve özellikleri aynı kalmak üzere, sistemde yine keskin ve daha yumuşak kenar dağılımına sahip KNK'lar toplam iki adet olacak şekilde kullanılırsa sistemde ne gibi değişiklikler olduğu incelenmiştir.



Şekil-3.12. Sistemde çift KNK bulunması durumunda, bunların sistemdeki boyutları ve şematik gösterimi. (a)' da yumuşak kenar dağılımına sahip olan KNK, (b)' de ise kenar dağılımının keskin olduğu durum gösterilmektedir.

Şekil-3.12.' da gösterimi yapılan KNK' ların hetero yapının yüzeyine konumlanması ve yine sistemde tek KNK olması durumundaki gibi, -1.8 V yüklenmesi ile elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron ve potansiyel dağılımları incelenmiştir. İlk olarak yine KNKA' nın 100 nm olduğu durum göz önüne alınmıştır. Dağılım grafikleri Şekil-3.13.' de gösterilmiştir.

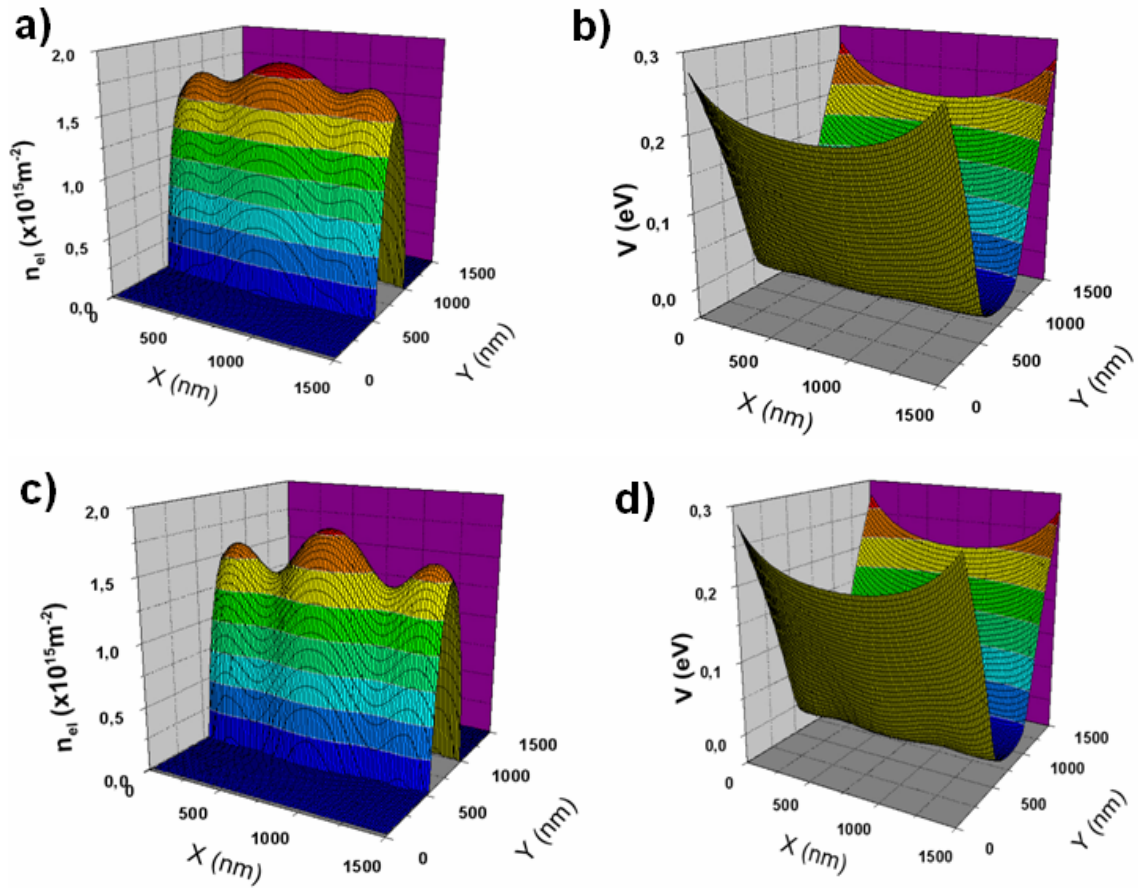


Şekil-3.13. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 250 nm, KNKA ise ortak olarak 100 nm alınmıştır.

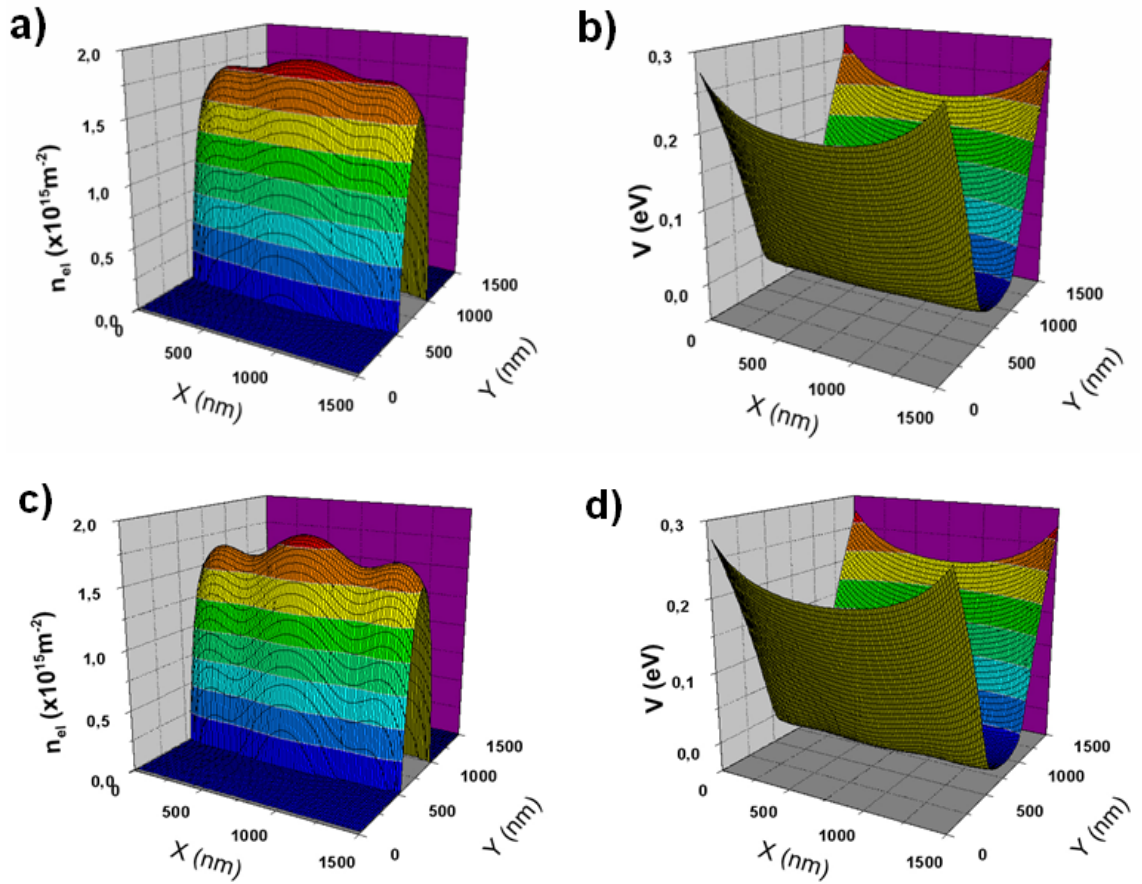
Şekil-3.13. incelendiğinde yine keskin kenar dağılımına sahip olan KNK' ların bulunduğu durumda, elektron dağılımı KNK uçlarına denk gelen bölgede, yumuşak kenar dağılımına sahip olan duruma göre daha küçüktür. Elektronlar daha etkili olarak uzaklaştırılmış, dolayısı ile perdeleme daha zayıf olmuş ve bu bölgedeki toplam perdelenmiş potansiyel daha büyük değerler almıştır. Bunlara ek olarak sistemde kenarlarda, x- eksenine doğrultusunda ve genişlikleri 500 nm olan negatif voltaj uygulanmış bölgeler çift KNK bulunan durumda da mevcuttur. Şimdiye kadar verdiğimiz grafiklerde elektron dağılımlarının gösteriminde elektronların x- ekseninde her iki yanda da belirli bir genişlikte bulunmaması bu bölgelerden kaynaklanmaktadır. Bundaki amaç ise elektronları daha dar bir alana sıkıştırmak ve kuantize durumlarının daha iyi görünmesini sağlamaktır. 2BEG, başlangıçta yüzeyden 310 nm aşağıda konumlanacak şekilde hetero yapının dizaynı yapılmıştı. z-

yönündeki elektronlar, başlangıçta sınırlanmış durumdadır. y-ekseni yönündeki kısıtlamayı da bu şekilde arttırmaktayız.

Çift KNK bulunan yapıda elektron bulunan orta bölgede, KNK uçlarına denk gelen kısımda elektron sayı yoğunluğu azalmaktadır. Ayrıca elektron



Şekil-3.14. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 250 nm, KNKA ise ortak olarak 200 nm alınmıştır.



Şekil-3.15. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 250 nm, KNKA ise ortak olarak 300 nm alınmıştır.

bulunan bu ortadaki şerit halindeki bölgede elektron yoğunluğunun KNK uçlarına düşmeyen herhangi bir bölgedeki değeri, tek KNK bulunan duruma göre çift KNK bulunan durumda daha küçük değerler almaktadır. Bunun nedenini ise şöyle verebiliriz; sisteme tek KNK uygulanan durumda KNK ile negatif voltaj uygulanan durumdaki bu negatif yüklü alan, çift KNK uygulanan duruma göre daha küçüktür. Yani çift KNK uygulanan durumda 2BEG' e yüzeyden iticilik gösteren alan daha büyüktür ve elektronların bir kısmı daha 2BEG' in bulunduğu katmana gitmektense enerjisi daha düşük olan bölgelere kaçacaktır. Dolayısı ile tek KNK ve çift KNK bulunan durumlara bakıldığında (KNKA 100 nm olan durum göz önüne alınırsa) elektron sayı yoğunluğu

elektron yoğunluğunun bulunduğu orta şerit boyunca tek KNK bulunan durumlarda daha büyük değerler almaktadır.

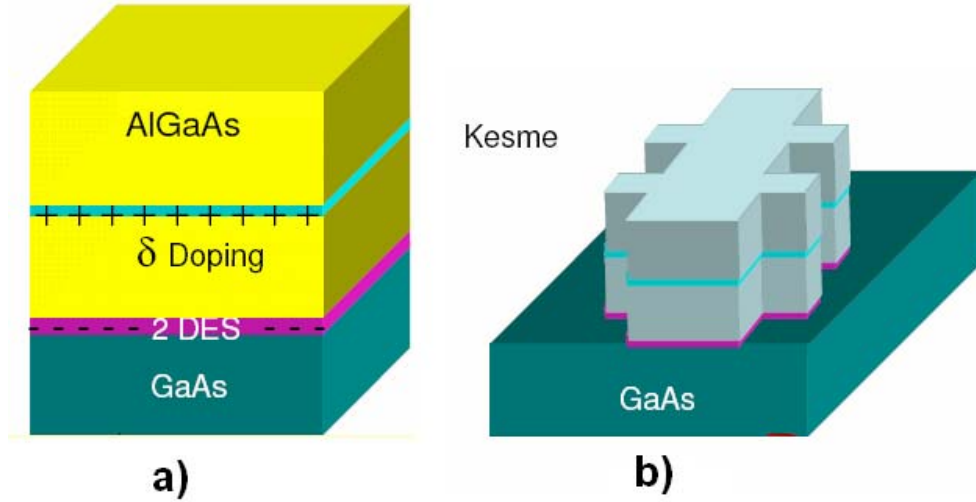
Çift KNK bulunan durumda KNKA'nı değiştirerek yine tek KNK bulunan durudaki benzer değişimleri gözlemlememiz gerektiğini düşünerek KNKA 200 nm-300 nm değerlerini alarak sistemin 2BEG'teki elektron ve potansiyel dağılımlarını inceledik. Bu KNKA'na karşılık gelen dağılım grafiklerini ise Şekil-3.14. ve Şekil-3.15' te gösterdik.

Belirtilmesi gereken diğer bir nokta ise şudur; KNK' lar kullanılarak sistemde kısıtlamanın tek boyutta arttırıldığı bölgeler oluşturabiliriz. Eğer çift KNK kullanılırsa elektronları belirli bir bölgeye sıkıştırarak bir kuantum noktası oluşturabilir. Bunu ise sistemde kenarlara kimyasal kesme ve streç kapı uyguladığımız durumlarda daha ayrıntılı olarak göstereceğiz.

### **3.2. Kesme Tanımlı Yapılar**

Hetero yapıda, elektron dağılımını değiştirmenin bir başka yoluda sistemde kimyasal kesme işleminin uygulanmasıdır (Arslan vd. 2008, Wang vd. 2009, Wang ve Dai 2010). Kimyasal kesmenin uygulanması Bölüm-2' de anlatılmıştı. Sistemde kimyasal olarak kesme işleminin uygulanması, istenilen geometrinin elde edilmesi için kimyasal bir eritme malzemesinin yüzeye sürülmesi ile başlar. Genelde bu kimyasal ışıkla tepkimeye girer ve bir takım reaksiyonlar sonucu malzemede istenilen derinliğe kadar eritme (kesme) işleminin gerçekleşmesini sağlar. İşlemden ışığın bu özelliğinden faydalanılarak, elde edilmek istenilen geometri (kalması istenilen bölgeler) yüzeyden bu geometriyi veren bir maske uygulanarak sağlanır. Böylece malzemedeki bazı bölgeler ışığa maruz kalmaz ve böylece bu bölgelerde kesme işlemi gerçekleşmez. Işık alan

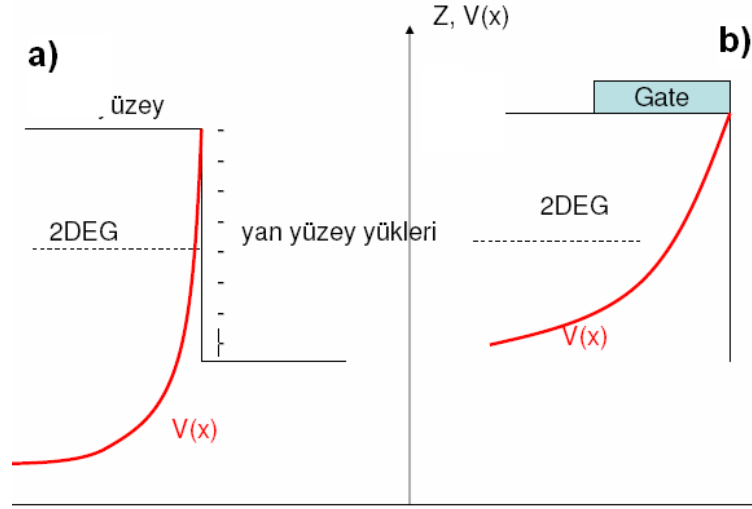
diğer bölgeler ise kesme işlemine maruz kalır. Sonuçta istenilen malzeme geometrisi sağlanmış olur. Buna ilişkin bir örnek Şekil-3.16.' da verilmiştir.



Şekil-3.16. Hetero yapının şematik gösterimi. (a)' da yapı yüzeyde herhangi bir kapı ve ya bir kesme işlemi olmaksızın gösterilmiştir. Gösterimde tek donör katmanı kullanılmış ve AlGaAs/GaAs arayüzeyde elektron gazı gösterilmiştir. (b)' de ise kimyasal kesme işlemi gösterilmiştir. Kalması istenilen bölgeler maskelenerek korunmuş, diğer bölgeler ise kimyasal kesme işlemin sonucu uzaklaştırılmıştır. Ayrıca (b)' de kesme işleminin elektron gazına kadar yapıldığı görülmektedir. (A. Sıddıki Elektro-Nano Taşınım Sunumları).

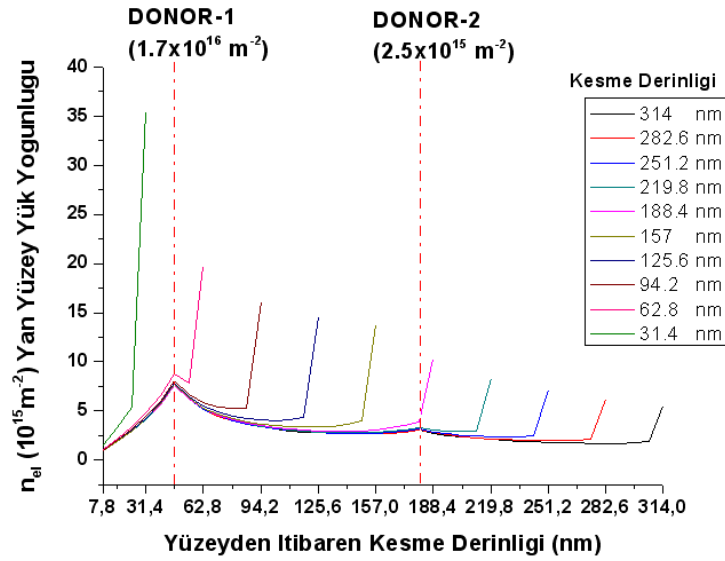
Kesme işlemi literatürde “sığ kesme” ve “derin kesme” olarak iki ayrı şekilde tanımlanmaktadır. Sığ kesme işleminde yüzeyden itibaren gerçekleşecek olan kesme işlemi elektron gazının bulunduğu katmana kadar inmez. Derin kesmede ise elektron gazına kadar inebilmektedir. Hatta derin kesmede elektron gazının istenilen bölgeleri bile uzaklaştırılabilir. Kapı işleminde elektron gazındaki elektron dağılımının yapısını belirlemek için yüzeye metalik kapılar koyarak negatif veya pozitif yükleyerek elektron dağılımını şekillendirebiliyorduk. Kesme işleminde ise yine yüklerin iticiliğinden faydalanarak elektron gazını şekillendirebilmekteyiz. Kesme işlemi gerçekleştirildiğinde hetero yapının dışında kalan boşluğu elektron gazına daha yakın bir hale getirmekteyiz. Dolayısı ile donör katmanından sağlanan elektronların bir kısmı elektron gazı yerine, malzemenin yan yüzeylerine kaçar. Bu elektronlarda elektrostatik olarak elektron gazındaki elektronlara itici bir kuvvet uygularlar. Bu yan yüzey yüklerinin 2BEG’ de oluşturduğu potansiyel, kapı uygulanan duruma göre daha keskin

bir itici potansiyelin oluşmasını sağlar. Bunun şematik bir gösterimi Şekil-3.17.'de gösterilmektedir.



Şekil-3.17. (a)Yüzeyden itibaren uygulanan kesme işleminden dolayı oluşan yan yüzey yüklerinin ve bu yan yüzey yüklerinin 2DEG' te oluşturduğu potansiyelin gösterimi. (b)Yüzeyde yerleştirilmiş kapının (Gate) oluşturduğu potansiyelin gösterimi.

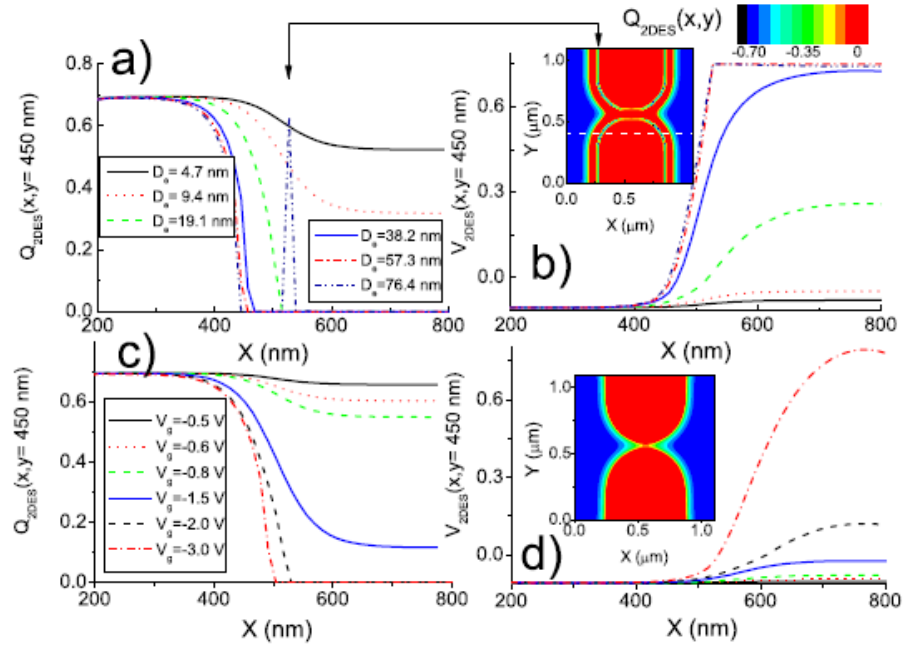
Yaptığımız diğer bir çalışmada ise kesme ile oluşan bu yan yüzey yüklerinin, hetero yapıda kesme yapılan yan yüzeydeki yoğunluklarını inceledik. İncelemeyi hetero yapının katman modelini Şekil-3.3.'te gösterdiğimiz katman modelini kullanarak yaptık. Boyut olarak  $1500 \times 1500 \text{ nm}^2$ 'lik bir örnek alınmıştır.



Şekil-3.18. Yüzeyden itibaren uygulanan kesme işleminden dolayı oluşan yan yüzey yüklerinin kesme derinliğine göre değişimi.

Örneğin tam yarısı olacak kadarlık bir alana yüzeyden itibaren farklı derinliklerde kesme işlemini uyguladık ve bunun neticesinde yan yüzeylerdeki elektron yoğunluklarının kesme derinliğine bağlı olarak bir grafiğini Şekil-3.18.' de gösterdiğimiz şekilde elde ettik. Tüm kesme derinlikleri için donörların bulunduğu katmanlarda yan yüzeyde bulunan elektron yoğunluğu bir artış göstermektedir. Kesme derinliği arttıkça yan yüzeydeki toplam elektron sayısı artmakta, fakat toplam yan yüzey alan olarak büyüdüğünden yan yüzey yük yoğunluğu tüm yan yüzeylerde azalmaktadır.

Yaptığımız diğer bir çalışmada KNK' ların kapı tanımlı değilde kesme tanımlı olması durumunda incelenmiştir (Arslan vd. 2008). Bölüm 3.1' de bahsettiğimiz ve ilgili makaleye ait verdiğimiz katman modeli, sistem parametreleri aynı kalmak üzere KNK' lar kapı olarak değil de kesme yapılarak tanımlanmıştır. Bu yolla oluşan yan yüzey yüklerinin yardımı ile elektronların uzaklaştırılmasının istenildiği bölgelerde boşaltma işlemi gerçekleştirilmiştir. Kapı tanımlı KNK' lar ile kıyaslanarak elde edilen elektron dağılımları arasındaki farklılıkların kesmeden kaynaklanan toplam potansiyelin kapı tanımlı durumdaki toplam potansiyele göre daha keskin bir dağılım göstermesine bağlanmıştır. Şekil-3.19.'da KNK' ların  $C_1$  tipinde alınması durumunda bu kez

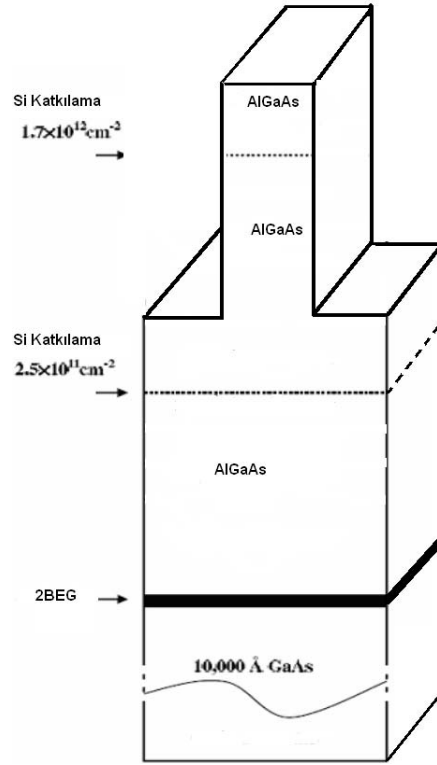


Şekil-3.19. (a,c) elektron dağılımlarını, (b,d) potansiyel profillerini göstermektedir. KNKA 150 nm alınmıştır. Üstteki figürler farklı kesme derinliklerine göre çizilmiştir, alttaki figürler ise farklı kapı voltajlarına göre çizilmiştir.



potansiyel ve elektron dağılımları için x- eksenini doğrultusunda bir kesit alınması durumundaki dağılımlar incelenmiştir. Şekil-3.19. (a)' da farklı kesme derinlikleri uygulanarak  $y=450$  nm' den alınan bir kesitle elektron dağılımı incelenmiştir. Burada kesme derinliği arttıkça yan yüzey yüklerinin yoğunluğu arttığı için elektronlar KNK tanımlı bölgelerden uzaklaştırılmakta, hatta KNK tanımlı bölgeden daha ileriye doğru itilerek uzaklaştırılmaktadır. Şekil-3.19. (a)' da kesme derinliğinin 76.4 nm alınması durumunda elektron gazındaki yük dağılımında bir pik görülmektedir. Bu ise kesme yapılan sınırdaki yan yüzeydeki elektron yoğunluğunu göstermektedir. Aynı şeklin (b) figüründe ise elektronların bu şekilde dağılması sonucunda oluşan toplam perdelenmiş potansiyel gösterilmiştir. Elektron dağılımının bulunduğu bölgede elektronlar dış etkileri perdeleyebildikleri için burada potansiyel değeri sıfırlanmaktadır. Elektronların uzaklaştırıldığı bölgelerde ise potansiyel perdelenmemektedir. Şekil-3.19. (c)' de ise KNK' lar yüzeyde kapı olarak tanımlanmış ve farklı kapı voltajları uygulanmıştır. Voltaj değerleri arttıkça elektronlar daha etkili olarak uzaklaştırılabilmektedir. Buna bağlı potansiyel dağılımı ise aynı şekilde (d) figüründe verilmektedir. Bu şekillerden görülen dağılımlara dayalı olarak kesme yapılan durumda elde edilen potansiyel dağılımı KNK kenarları civarında daha keskin bir dağılım göstermektedir. Kapı olan durumda ise potansiyel dağılımı daha yumuşak bir dağılım göstermektedir. Kesme uygulanan durumda yan yüzey yükleri dolayısı ile elektronlar sadece KNK tanımlı bölgelerden değil KNK kenarlarından daha ileri bölgelere kadar uzaklaştırılmaktadır ve daha keskin bir şekilde elektron bulunan ve bulunmayan bölgeler tanımlanabilmektedir.

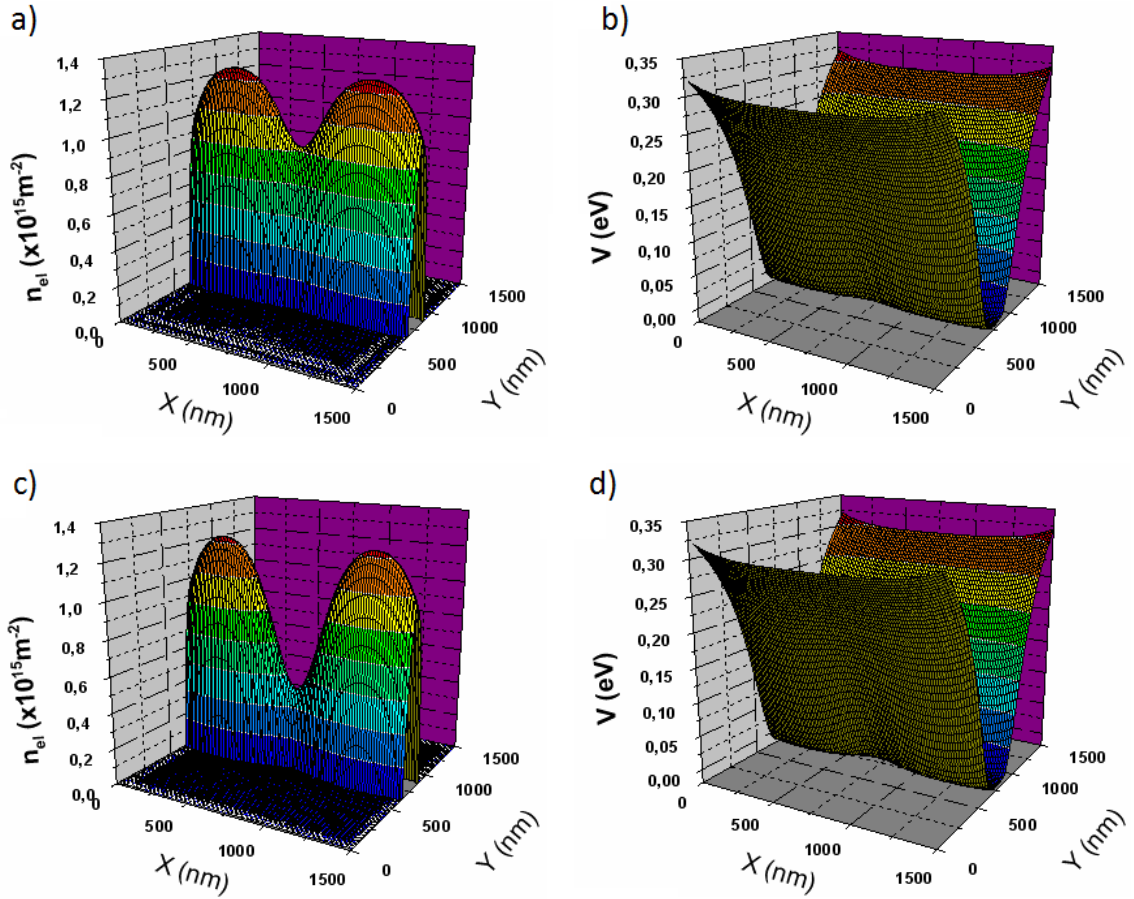
Yaptığımız çalışmalarda yine Şekil-3.3.'teki katman profilini kullanarak  $1500 \times 1500$  nm<sup>2</sup>'lik alana sahip olan örnekte kenarlardan, y-ekseni yönünde 500 nm genişliğe sahip ve x-ekseni yönünde uzanan bölgelere bu defa kesme işlemi uyguladık. Burada kesme derinliğini bu alanların altındaki elektronların tamamının uzaklaştırıldığı derinliği seçerek başladık (yaklaşık 63 nm). KNK şekil ve boyutları Şekil-3.8. ve Şekil-3.12.'daki grafiklerde verildiği şekilde seçilmiştir. KNK' ları ise yüzeyde konumlandırdık ve itici özellik gösterecek şekilde -1.8 V ile yükledik. Kesme işleminin şematik bir grafiği Şekil-3.20.' de gösterilmiştir.



Şekil-3.20. Yüzeiden itibaren  $\sim 63$  nm kesme işlemi uygulandığını ve iki katmana donör katkılama işleminin yapıldığını gösteren figür.

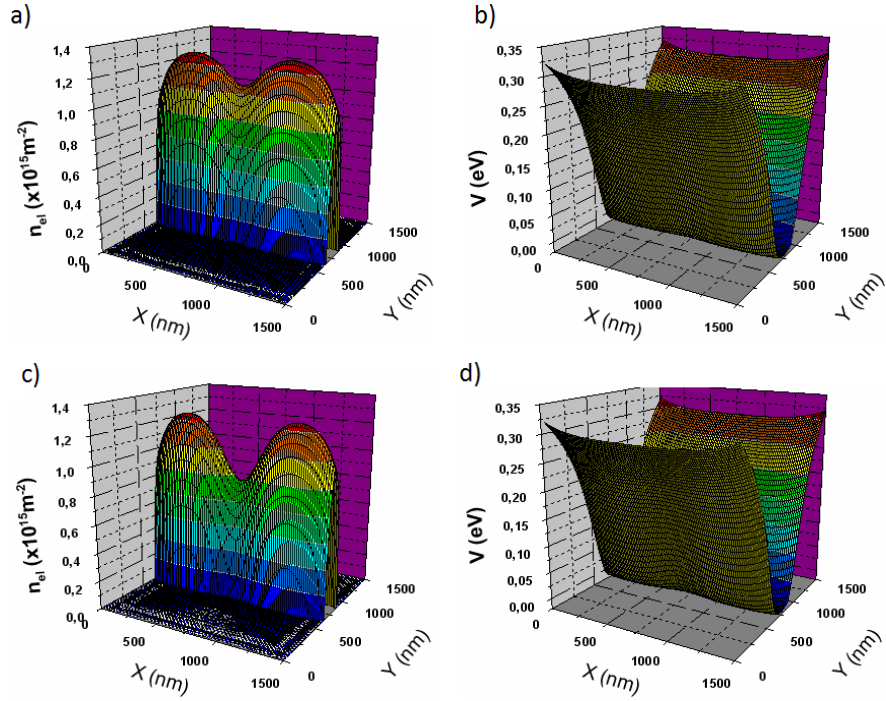
Buna bağlı olarak ilk önce tek KNK bulunan sistemde elektron ve potansiyel dağılımları incelenmiştir. Burada yine farklı KNKA değerleri kullanılmıştır. Şekil-3.21.' de  $X^2$  ve  $X^8$  kenar özelliği gösteren KNK' lar için bu dağılımları gösterdik. Kenarlarda kesme uygulanan bu durumda sistemdeki en yüksek elektron yoğunluğuna sahip olan bölgeler  $1.4 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 'lik bir değere sahiptir. Sadece kapı uygulanan durumda ise bu değer yaklaşık olarak  $2.0 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  gibi bir değere sahiptir yani elektron yoğunluğu kapı olan durumlara göre biraz daha az yoğunluğa sahiptir. Bunun nedeni ise kesme işlemi sonucunda elektronların yan yüzeylere kaçması olarak verilir. Şekil-3.21. (a) ve (c)'deki elektron dağılımları kıyaslandığında KNK uçları arasındaki elektron yoğunluğunun  $X^8$  geometrisine sahip olan durumda daha az olduğu görülmektedir. Bu geometrinin kesme işlemine sahip olması durumunda kenarlarında daha fazla elektron bulunacağı için elektronların KNK uçları arasında daha etkili bir şekilde uzaklaştırdığı görülmektedir. Dolayısı ile KNK uçlarındaki toplam perdelenmiş potansiyellere bakılırsa (Şekil-3.21. (b) ve (d))  $X^8$  tipindeki KNK için daha büyük değerler aldığı

görülür. Bu ise elektron yoğunluğunun  $X^2$  geometrisine göre KNK uçlarındaki elektron yoğunluğunun daha küçük olması ve dış potansiyelin elektronlar tarafından iyi perdelenemediğini göstermektedir.

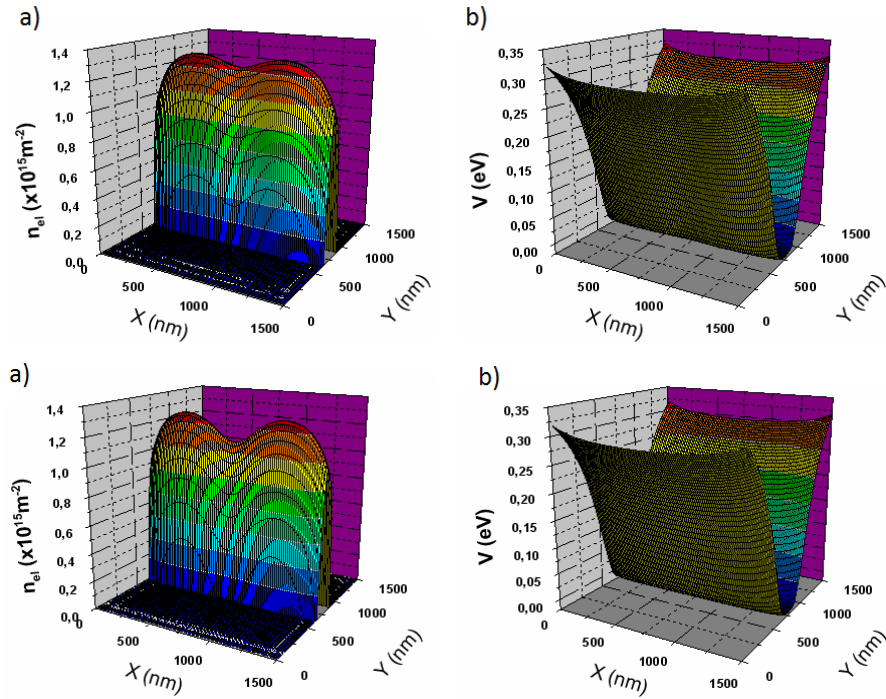


Şekil-3.21. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 250 nm, KNKA ise ortak olarak 100 nm alınmıştır. Kenarlarda kesme derinliği  $\sim 63$  nm alınmıştır. KNK'lara  $-1.8$  V uygulanmıştır.

Şekil-3.21., Şekil-3.22. ve Şekil-3.23.'de ise KNKA sırası ile 100 nm, 200 nm ve 300 nm alınarak dağılımlar incelenmiştir. Şekil-3.22. ve Şekil-3.23.'de KNK açıklığının artması ile KNK'lar tarafından KNK uçlarına denk düşen bölgedeki itici potansiyelin değeri azalmakta ve buna bağlı olarak ta KNKA'nın 200-300 nm alınması durumunda KNK uçlarındaki elektron yoğunluğu giderek artmaktadır. Buna bağlı olarak ta toplam perdelenmiş potansiyelin sıfır olduğu bölgenin genişliği artmaktadır.

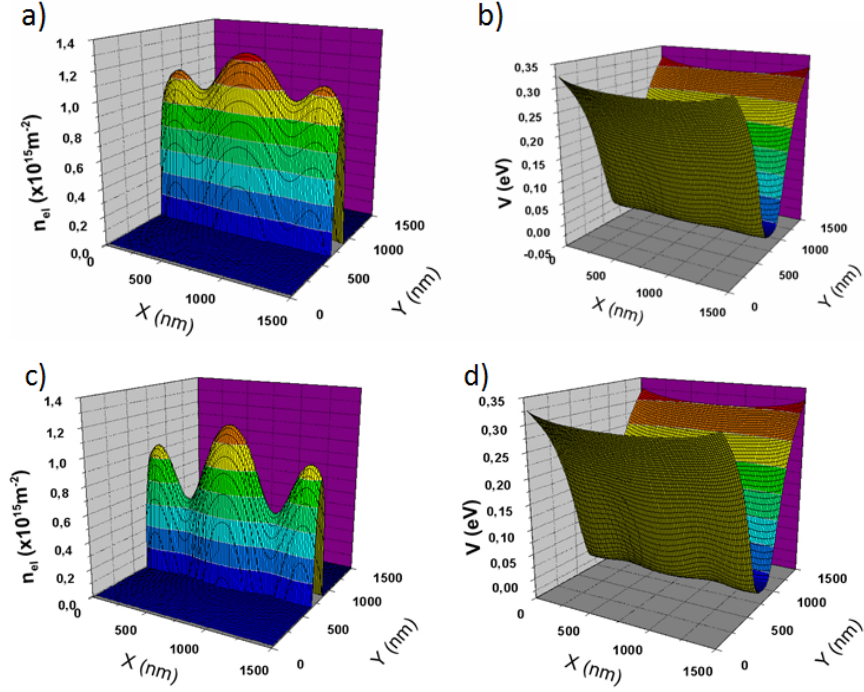


Şekil-3.22. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 250 nm, KNKA ise ortak olarak 200 nm alınmıştır. Kenarlarda kesme derinliği  $\sim 63$  nm alınmıştır. KNK' lara  $-1.8$  V uygulanmıştır.

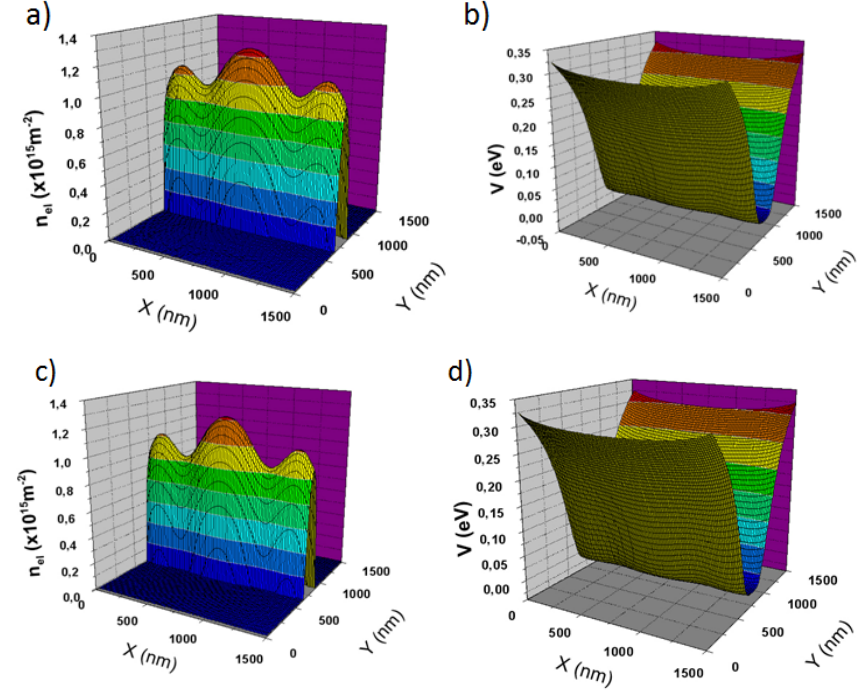


Şekil-3.23. Elektron gazının bulunduğu katmandaki elektron (a,c) ve potansiyel dağılımları (b,d). (a) ve (b)'de yumuşak kenar dağılımına sahip ( $X^2$ ) KNK için dağılımlar, (c) ve (d)'de keskin kenar dağılımına sahip ( $X^8$ ) KNK için dağılımlar gösterilmektedir. Her bir KNK için taban genişlikleri 250 nm, KNKA ise ortak olarak 300 nm alınmıştır. Kenarlarda kesme derinliği  $\sim 63$  nm alınmıştır. KNK' lara  $-1.8$  V uygulanmıştır.

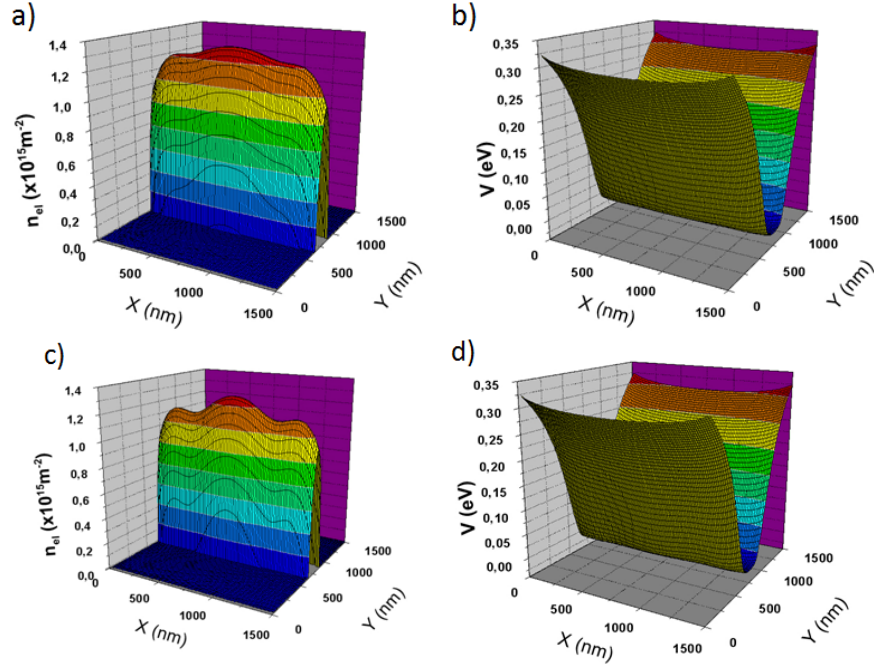
Çalışmanın devamında ise çift KNK bulunan her iki tip KNK geometrisi incelenmiş ve buna bağlı dağılım grafikleri Şekil-3.24., Şekil-3.25., Şekil-3.26.’ da verilmiştir. KNK geometrisi ise Şekil-3.12.’ daki gibi alınmıştır.



Şekil-3.24. KNKA 100 nm alınarak  $X^2$  (üstteki grafikler) ve  $X^8$  (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG’teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları.



Şekil-3.25. KNKA 200 nm alınarak  $X^2$  (üstteki grafikler) ve  $X^8$  (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG’teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları.



Şekil-3.26. KNKA 300 nm alınarak X<sup>2</sup> (üstteki grafikler) ve X<sup>8</sup> (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG’teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları.

Kesme uygulanan bu bölüm grafikleri incelendiğinde, toplam potansiyelin kapı uygulanmış duruma göre daha keskin olduğu ve elektronların uzaklaştırılmasının da daha başarılı olduğu görülmektedir. Elektronların bulunmadığı bölgede ise perdelemenin zayıflamasına bağlı olarak toplam potansiyel daha büyük değerler almaktadır. Ayrıca kesme nedeni ile 2BEG’teki elektron yoğunluğu kapı olan durumlara göre daha küçük olmaktadır. Keskin kenarlı KNK, geometrisine bağlı olarak yumuşak kenarlı KNK’ya göre elektronların uzaklaştırılmasını daha başarılı olarak gerçekleştirmektedir.

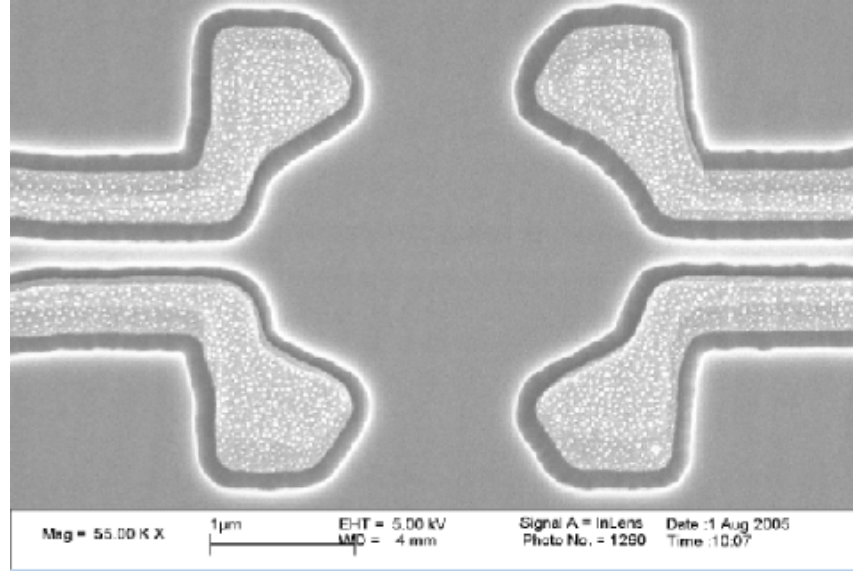
### 3.3. Streç (Trench) Kapı Tanımlı Yapılar

Hetero yapıda, elektronların uzaklaştırılması istenilen bölgelerde uygulanabilen bir diğer teknikte şudur: elektron sayı yoğunluğunun azaltılması yada arttırılması

istenilen bölgenin geometrisine uygun olarak belirli bir derinliğe kadar kimyasal kesme işlemi gerçekleştirilir, devamında ise kesme yapılan derinliğe ve geometriye metal kapılar yerleştirilerek negatif veya pozitif voltaj uygulanır. Kesme işleminden dolayı sistemdeki elektronların bir kısmı kesme geometrisine bağlı olarak yan yüzeylere kaçar ve oluşan 2BEG' teki elektronlara itici bir potansiyel uygular. Kesme yapılan derinliğe yerleştirilen metal kapılar ile de ekstra bir iticilik veya çekicilik sağlanır. Bölüm-3.1 ve Bölüm-3.2' de kullanılan tekniklerin bazı avantaj ve dezavantajları vardır. Kapı uygulanan durumlarda örnek derinliğinin az olduğu durumlarda uygulanan negatif voltajlar ile elektronlar başarılı bir şekilde uzaklaştırılabilmektedir. Ancak derin örneklerde elektronların uzaklaştırılması için yüksek gerilim değerlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bunun deneysel olarak uygulanabilirliği ise bazı durumlarda mümkün değildir. Yerleştirilen metal kapılara yüksek voltaj değerlerinin uygulanması örneğe zarar verebilmektedir. Dolayısı ile kapı uygulanan durumlarda yüksek voltaj değerlerine çıkılması gerekmiyorsa kapı tanımlı örnekler kontrol edilebilirliği açısından avantajlara sahiptir. Ancak yüksek gerilim gereken durumlar ise örneğin korunabilmesi açısından dezavantajlıdır. Kesme tanımlı yapılarda ise örneğe zarar verme gibi bir durum olmamasına rağmen kesme derinliğinin yanlış seçilmesi durumunda, deneysel çalışan gruplar açısından geri dönüşü olmayan bir duruma yol açmaktadır. Bu ise emek ve maddi açıdan kayıplara neden olur. Yaptığımız çalışmaların bu açıdan literatüre yardımcı olacağını umuyoruz.

Streç kapı tanımlı yapıları anlatacağımız bu bölümde ise bu yapıların kapı ve kesme uygulanan yapılara göre nasıl avantajları olduğunu anlatacağız. Streç kapı tanımlı yapılarda çalışmada sorun olmayacak derinliğe kadar bir kesme işlemi gerçekleştirilir (kesme ile sağlanması düşünülen duruma göre daha az). Devamında ise bu bölgelere kapılar yerleştirilir. Bunun sayesinde yerleştirilen kapılar fiziksel olarak birbirinden uzaklaştığı için daha yüksek voltaj değerlerine çıkılabilir. Kesme sayesinde daha keskin bir potansiyel elde edilir. Kesme derinliğinin sabit kalmasına rağmen voltaj değerleri değiştirilerek sistemin müdahale edilebilirliği ise arttırılmış olur. Yaptığımız bir çalışmada ise verilen yüzey geometrisine bağlı olarak, deneysel çalışan bir grubun elde ettiği değerleri çok yakın olarak elde ettik (Camino vd. 2005). Yapılan çalışmada kullanılan örneğin yüzey görüntüsü Şekil-3.27.' de verilmiştir. Örneğin boyutları  $5900 \times 5900 \text{ nm}^2$  alınmıştır. Örnekte açık gri ile gösterilen bölgelere kapı ve streç kapı

uygulanmıştır. Yapılan çalışmada Şekil-3.3.' teki katman modeli kullanılmıştır. Bu çalışmada ise elektron gazının kenar ve merkezindeki elektron sayı yoğunluğu farkının yaklaşık %3.5 olduğu verilmektedir. Biz de elimizdeki kod ile yapıyı modelledik ve bu oranı yakalamaya çalıştık.

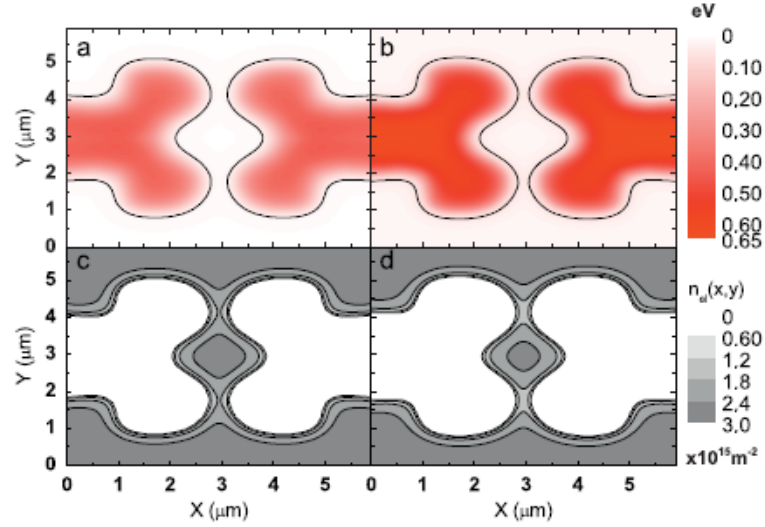


Şekil-3.27. Camino (2005) tarafından yapılan çalışmada kullanılan örneğin yüzey görüntüsü. Örnek boyutları  $5900 \times 5900 \text{ nm}^2$  alınmıştır. Açık gri olan bölgeler elektronların tamamen uzaklaştırılmasının istenildiği bölgelerdir. Koyu gri bölgeler ise elektron gazında elektronların bulunmasının istenildiği bölgelerdir.

Yaptığımız bir çalışmada (Cicek vd. 2010) Şekil-3.27.' teki yüzey görüntüsünü kullanarak ve Şekil-3.3.' teki katman modelini kullanarak açık gri bölgelere kapı ve streç kapı uygulayarak 2BEG' teki elektron ve potansiyel dağılımlarını elde ettik ve Camino vd. (2005) tarafından elde edilen merkez ve kenar arasındaki %3.5 luk elektron sayı yoğunluğu farkını elde ettik. Bu dağılımları gösteren grafik Şekil-3.28.' te gösterilmiştir.

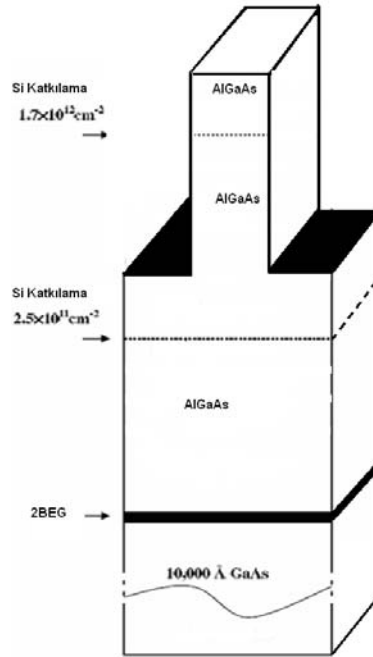
Şekil-3.28. (a) ve (c)' de sadece kapı tanımlı örneğe ait dağılımları, (b) ve (d)' de ise streç kapı tanımlı yapıya ait dağılımları gösterdik. Üstteki grafikler toplam perdelenmiş potansiyeli, alttakiler ise elektron dağılımlarını göstermektedir. Streç kapı uygulanan durumda elde edilen potansiyel daha keskin ve büyük değerlere sahiptir. Buna bağlı olarak ta streç kapı uygulanmış durumdaki elektron dağılımına bakılırsa merkezdeki elektron sayı yoğunluğu kapı uygulanmış duruma göre daha küçüktür. Bu yine yan yüzey yüklerinden kaynaklanmaktadır.





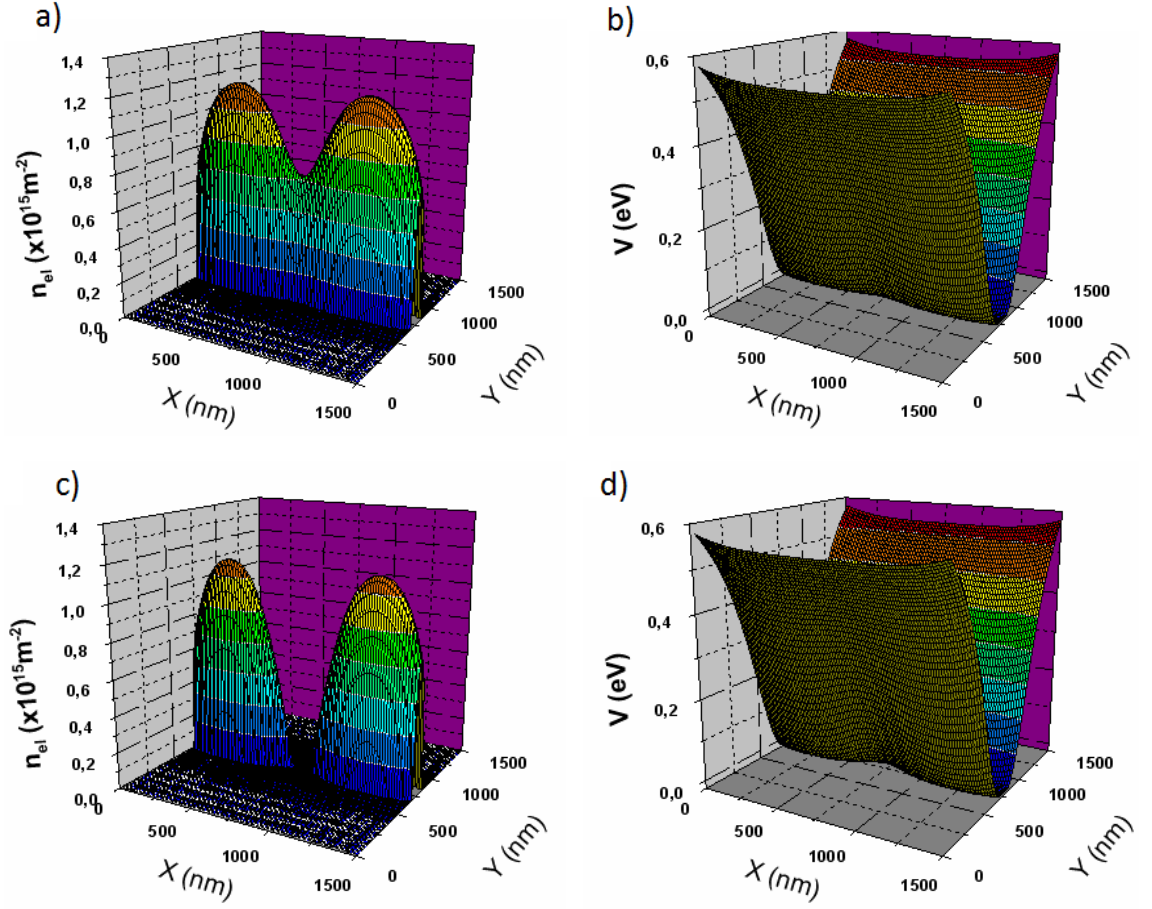
Şekil-3.28. (a) ve (c)' de sadece kapı tanımlı, (b) ve (d)' de ise streç kapı uygulanmış durumlar gösterilmiştir. (c) ve (d) elektron dağılımlarını göstermektedir. Her bir durumda kapılara uygulanmış voltaj değeri  $-1.8$  V olarak ayarlanmıştır. Streç kapı olan durumda potansiyel daha keskin bir karaktere sahip, ve merkezdeki elektron yoğunluğu kapı olan duruma göre daha küçüktür. Kesme uygulanan durumda kesme derinliği yüzeyden  $\sim 32$  nm olarak ayarlanmıştır. (Cicek vd. 2010)

KNK etkilerinin incelenmesi için ise kenarlara hem kesme uygulanarak, hem de kapı konularak bir araştırma yapılmıştır.



Şekil-3.29. Kenarlara 32 nm kesme ve kesme yapılan derinliğe kapı konulan hetero yapının şematik gösterimi. Siyah bölgeler kapıları göstermektedir ve  $-1.2$  V ile yüklenmiştir.

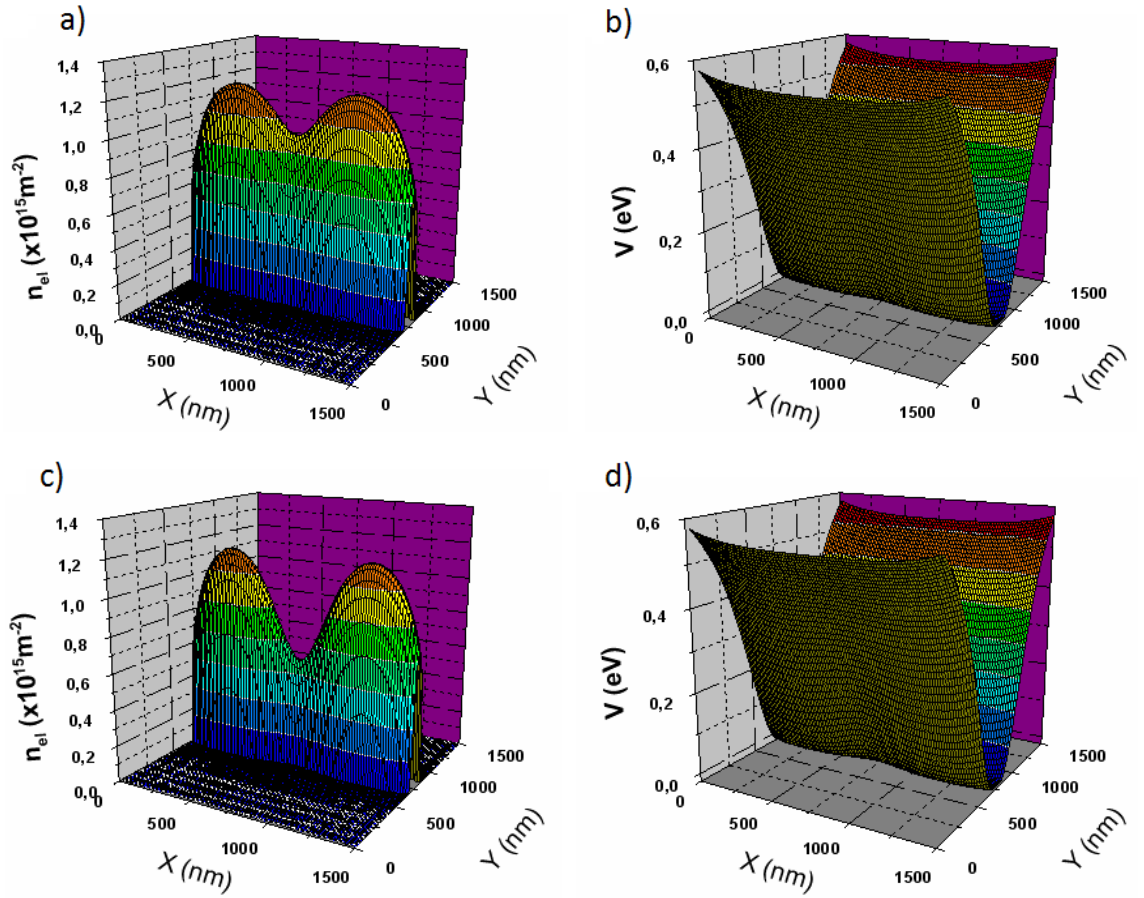
Şekil-3.29.' da streç kapı uygulanan kenarların şematik gösterimi yapılmaktadır. Kesme ve kapı uygulanan bu durumda yine bu bölgelerin altında elektron kalmayacak şekilde sonuç veren kesme derinliği ve kapı voltajı seçilmiştir. KNK' lar ise yüzeye yine aynı iki geometride olacak şekilde, tekli ve çiftli olarak yerleştirilmiştir. Bunların geometri, boyut, konum ve değerleri ise önceki bölümlerdeki ile aynı olacak şekilde alınmıştır.



Şekil-3.30. KNKA 100 nm alınarak  $X^2$  (üstteki grafikler) ve  $X^8$  (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG'teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları. Kesme derinliği  $\sim 32$  nm, kapı voltajı ise  $-1.2$  V olarak ayarlanmıştır.

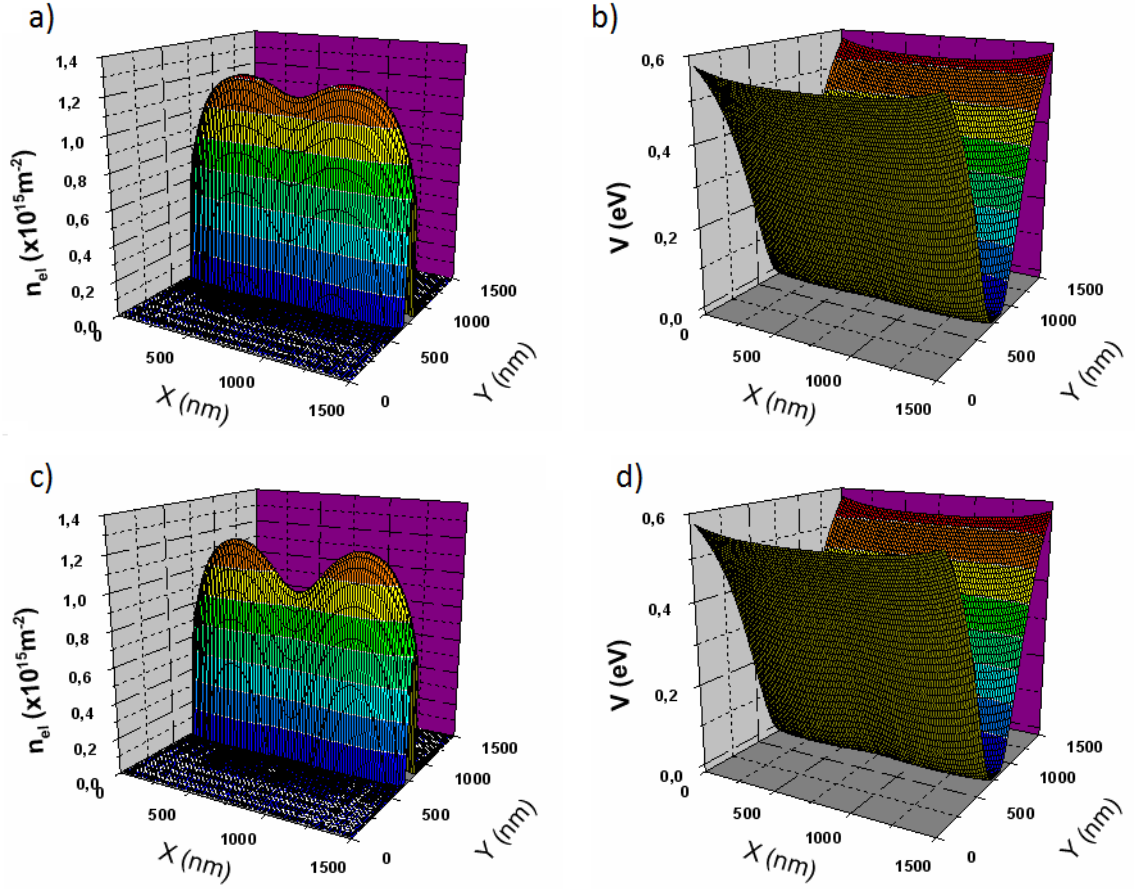
Şekil-3.30.' de tek KNK olan durumda, KNKA' nın 100 nm olması durumunda her iki KNK geometrisi için dağılımlar gösterilmektedir. Streç kapı uygulanmış bu yapıda kenarlardaki toplam potansiyel değerleri diğer iki teknik ile elde edilen kenar potansiyel değerlerine göre daha büyüktür. Elektronlar kenarlardan çok daha başarılı olarak uzaklaştırılmıştır. Kenarlardan gelen iticiliğin etkisi ile elektron yoğunluğu kapı ve kesme olan duruma göre biraz daha azalmıştır. Aynı değerlere ve geometriye sahip

KNK' lar kullanılmasına rağmen KNK uçlarındaki elektron yoğunluğunun daha da düşük çıkmasının nedeni budur. KNKA' nın 100 nm alındığı durumu gösteren Şekil-3.30.' da keskin kenar dağılımı gösteren KNK için KNK uçlarındaki elektronların tamamı uzaklaştırılmıştır. Böylece örnekte işlem gören kenarların ortasındaki elektron dağılımında orta noktada bir kesinti olmuştur. Burada perdeleme zayıftır ve KNK uçlarındaki potansiyel değeri büyümüştür. Yumuşak kenar dağılımı gösteren KNK için ise KNK uçları arasında halen elektron bulunmaktadır. Şekil-3.31. ve Şekil-3.32.' de ise KNKA 200 nm ve 300 nm alınarak dağılımlar elde edilmiştir.



Şekil-3.31. KNKA 200 nm alınarak X<sup>2</sup> (üstteki grafikler) ve X<sup>8</sup> (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG'teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları. Kesme derinliği ~32 nm, kapı voltajı ise -1.2 V olarak ayarlanmıştır.

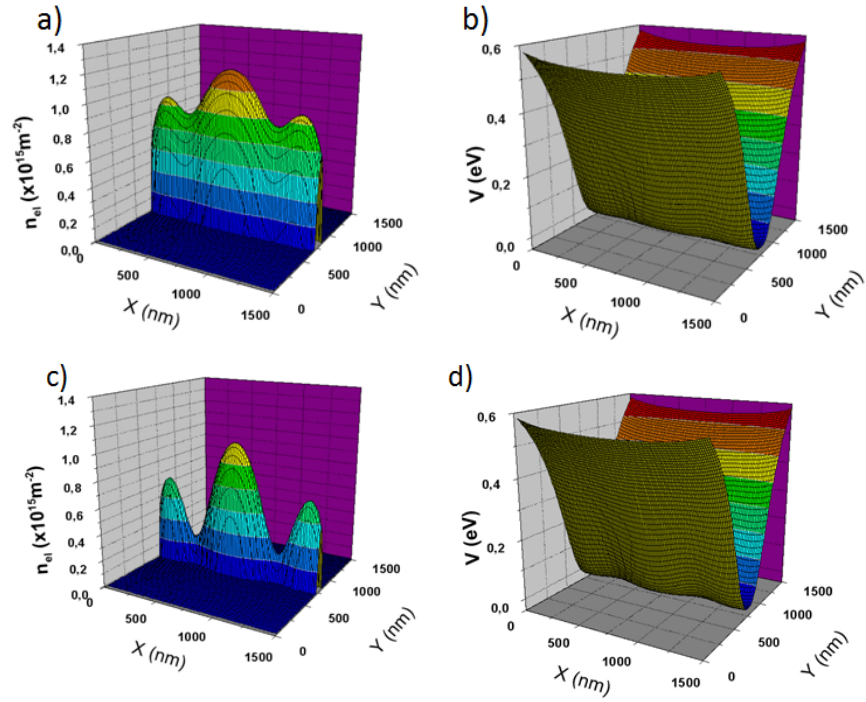
Şekil-3.31.' de KNKA' nın artması ile KNK uçlarında elektron yoğunluğu KNKA' nın 100 nm olduğu duruma göre artmıştır. Elektron yoğunluğunun artmasına bağlı olarak ta her iki tip KNK uçlarındaki toplam potansiyelin değeri büyümüştür.



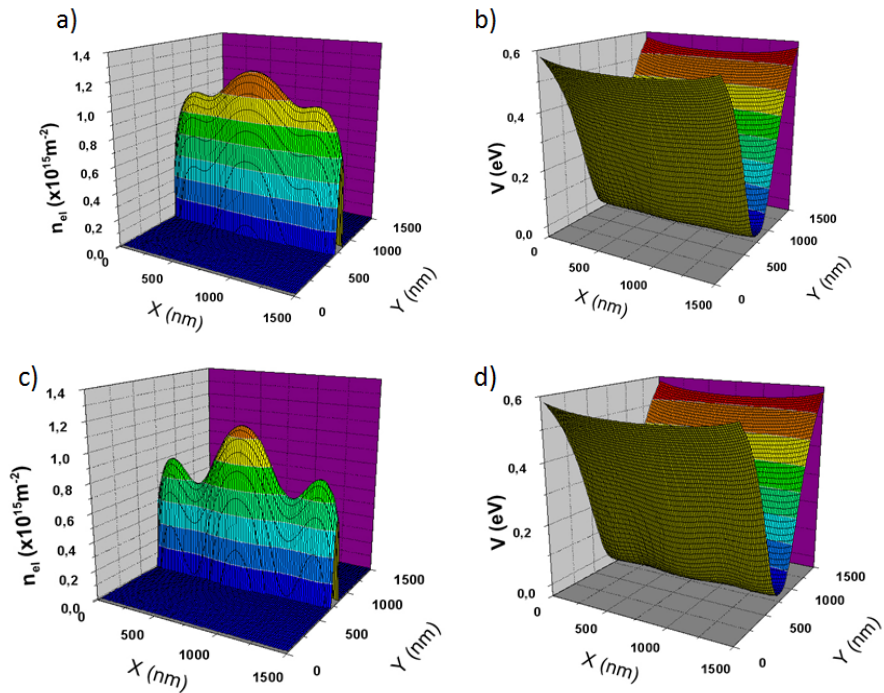
Şekil-3.32. KNKA 300 nm alınarak  $X^2$  (üstteki grafikler) ve  $X^8$  (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG’teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları. Kesme derinliği  $\sim 32$  nm, kapı voltajı ise  $-1.2$  V olarak ayarlanmıştır.

KNKA’ nın 300 nm’ye çıkarılması ile KNK uçlarındaki iticilik iyice azaldığı için elektron sayı yoğunluğu diğer KNKA’larına göre daha da büyümüş ve KNK uçlarındaki potansiyel daha iyi perdelenerek toplam perdelenmiş potansiyel sıfıra yaklaşmıştır. Her durumda keskin kenar dağılımlı KNK’ lar için uçlar arasındaki toplam potansiyel daha büyük değerler almaktadır.

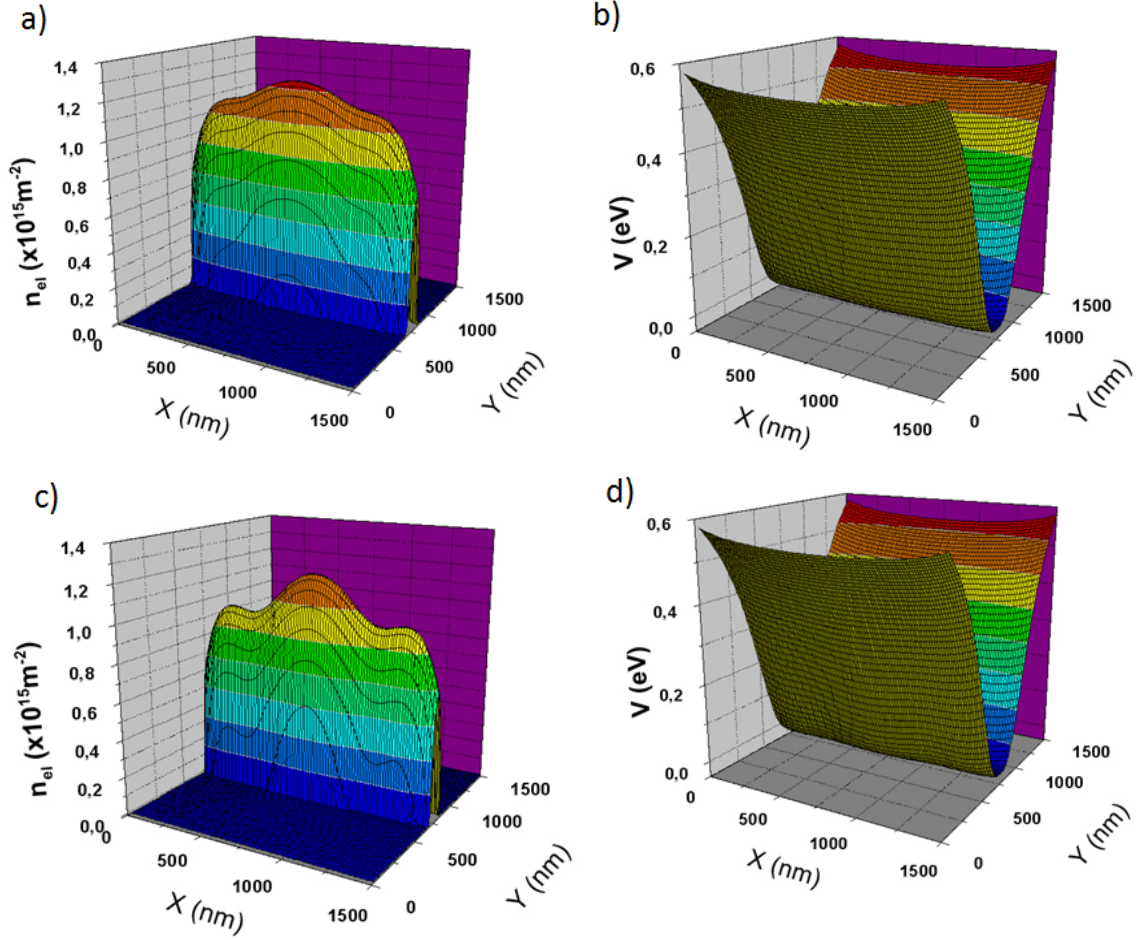
Bölümde son olarak ise kenarlara streç kapı uygulanmış durum için önceki kısımlarla aynı değerlere sahip, çift KNK’ lar için dağılımlar elde edilmiştir. Şekil-3.33., Şekil-3.34. ve Şekil-3.35. ile KNK açıklığının 100-200-300 nm olduğu durumları gösteren elektron ve toplam potansiyelin dağılımları incelenmiştir.



Şekil-3.33. Çift KNK için, KNKA 100 nm alınarak  $X^2$  (üstteki grafikler) ve  $X^8$  (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG’teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları. Kesme derinliği  $\sim 32$  nm, kapı voltajı ise  $-1.2$  V olarak ayarlanmıştır.



Şekil-3.34. Çift KNK için, KNKA 200 nm alınarak  $X^2$  (üstteki grafikler) ve  $X^8$  (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG’teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları. Kesme derinliği  $\sim 32$  nm, kapı voltajı ise  $-1.2$  V olarak ayarlanmıştır.



Şekil-3.35. Çift KNK için, KNKA 300 nm alınarak  $X^2$  (üstteki grafikler) ve  $X^8$  (alttaki grafikler) KNK geometrileri için 2BEG’teki elektron (a,c) ve potansiyel (b,d) dağılımları. Kesme derinliği  $\sim 32$  nm, kapı voltajı ise  $-1.2$  V olarak ayarlanmıştır.

Tek ve çift KNK bulunan, streç kapı uygulanan dağılım grafiklerinde, elektronlar kenarlarda örneğin ortasına daha etkili olarak itilmiş aynı zamanda örneğin kenarları başarılı bir şekilde elektronlardan arındırılmıştır. Sistemdeki toplam elektron yoğunluğu ise kapı ve kesme olan durumlara göre daha küçük değerler almıştır. Bunun nedeni ise elektronların yan yüzeylere kaçması ve yerleştirilen kapılar sayesinde ilave olarak bir iticiliğin olmasıdır. İncelemeler sonunda ise KNK kenar dağılımının keskin kenar özelliği gösterdiği durumlarda elektronların KNK uçlarından daha başarılı olarak uzaklaştırıldığı veya yoğunluğun daha da azaltılabildiği çıkmaktadır. Yaptığımız bu çalışmalar ile deneysel çalışan gruplara çalışma öncesinde yol gösterebileceğimizi düşünmekteyiz. Yan yüzey yüklerinin bulunduğu durumlarda potansiyel dağılımı daha keskin bir karakter sergilemektedir. Elektron yoğunluğunun yüksek olduğu durumlarda

ise perdelemenin iyi olduğu ve dış potansiyeli sıfırlayabildiğini görmekteyiz. Streç kapı olan sistemler, kapı ve kesme olan durumlara göre daha kontrol edilebilir özellikler göstermektedir.

Son zamanlarda, 2BEG üzerinde gerçekleştirilen bir çok deneyde KNK' lar kullanılmaktadır (Ji vd. 2003, Roddaro vd. 2005, Aidala vd. 2007). Deneylerin bir kısmında, yüksek manyetik alanda kuantize Hall şartları altında taşınım özellikleri incelenmektedir (Stormer 1984, Leadley vd. 1997). Kuantum Hall olayında (Sıddıki vd. 2004), taşınımın sıkıştırılmaz şeritlerden gerçekleştiği bilinmektedir. Sıkıştırılmaz şeritlerin şekil ve genişlikleri ise kenar fiziğine bağlı olarak değişmektedir. Diğer birçok çalışmada ise, Mach-Zender (Ji vd. 2003, Neder vd. 2006, Roulleau vd. 2007, Litvin vd. 2008, Roulleau vd. 2008) ve Aharonov-Bohm (Camino vd. 2005, Cicek vd. 2010) gibi interferometreler kullanılarak elektron girişim desenleri anlaşılmaya çalışılmaktadır. Girişim deneylerinde de kenar etkileri ve KNK' lar kullanılarak, yük taşıyıcıları için farklı şekil ve uzunlukta yollar tanımlanmaktadır. Çalışmalarda farklı kenar ve KNK tanımlamaları için kapı, kesme ve streç kapı gibi yöntemler kullanılmaktadır. Tanımlamalardan dolayı 2BEG' da elektron ve potansiyel profilleri değişmekte, buna bağlı olarak ta taşınım özellikleri ve girişim desenleri farklılaşmaktadır. Yaptığımız bu çalışmada elde edilen sonuçlar sayesinde interferometre ve kuantize Hall deneylerinin daha iyi analiz edilebileceği düşünölmektedir.

## BÖLÜM 4

### 2BEG' DA KNK UÇLARINDAKİ ELEKTRONA YABANCI ATOM ETKİLERİ

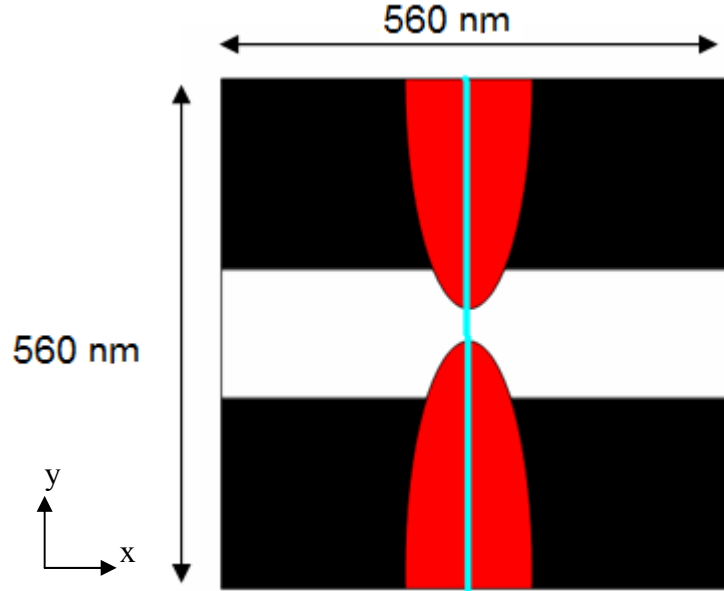
Çağımız teknolojisindeki gelişmeler sonucu olarak MBE (Molecular Beam Epitaxy), CVD (Chemical Vapour Deposit) gibi bir çok üretim teknikleri ile küçük boyutlu yarıiletken devre elemanlarının yapımı mümkün olmaktadır. Bu yarıiletken devre elemanları düşük boyutlu yapılar olarak adlandırılır. Kuantum kuyuları, telleri ve noktaları (Wegscheider vd. 1993, Akiyama vd. 1996, Brown ve Spector 1985) olarak adlandırılan hetero yapılar ilginç fiziksel özellikleri (Sakaki 1980, Woggon vd. 1997) ve teknolojide çok geniş bir uygulanabilirliğe sahip olmasından dolayı artan bir çalışma aralığına sahiptirler. Düşük boyutlu yapıda yer alan yabancı atom, yapının elektronik mobilite ve optik özelliklerini değiştirmektedir. Yabancı atom için bağlanma enerjileri farklı geometri, boyut ve dış etkiler altında, kuantum kuyuları (Sakaki 1980, Weber 1992, Hassan ve El-Meshad 1997), kuantum telleri (Brum 1985, Porras-Montenegro vd. 1991, El-Said ve Tomak 1992, Montes vd. 1998), kuantum noktaları (Yoffe 1993, Sucu 2008) için incelenmeye devam etmektedir. Düşük boyutlu yapılarda boyutların küçültülmesi ile kuantum özellikleri daha belirgin hale gelmekte ve Coulomb etkileşmelerinin şiddeti giderek artmaktadır.

Bu bölümde, Bölüm-2-3 ışığı altında, modellemesini yaptığımız hetero yapıda 2BEG' teki potansiyel dağılımlarını ele alarak buradan KNK uçlarındaki potansiyelin yapısı çıkartılmıştır. Devamında ise hetero yapıda konumlanan yabancı atomun, 2BEG'teki KNK uçlarındaki potansiyeli gören bir elektrona etkileri incelenmiştir. Bu incelemeyi yaparken ise sistemde yabancı atom var iken ve yok iken ki elektronun enerji farkını alarak, elektronun yabancı atoma bağlanma enerjisi farklı yabancı atom konumları için incelenmiştir. Yabancı atom yok iken elektronun taban durum enerji ve dalga fonksiyonlarını elde etmek için sonlu farklar metodu kullanılmıştır. Buradan elde edilen dalga fonksiyonu ve taban durum enerjileri kullanılarak yabancı atom varlığındaki incelemeler gerçekleştirilmiştir.



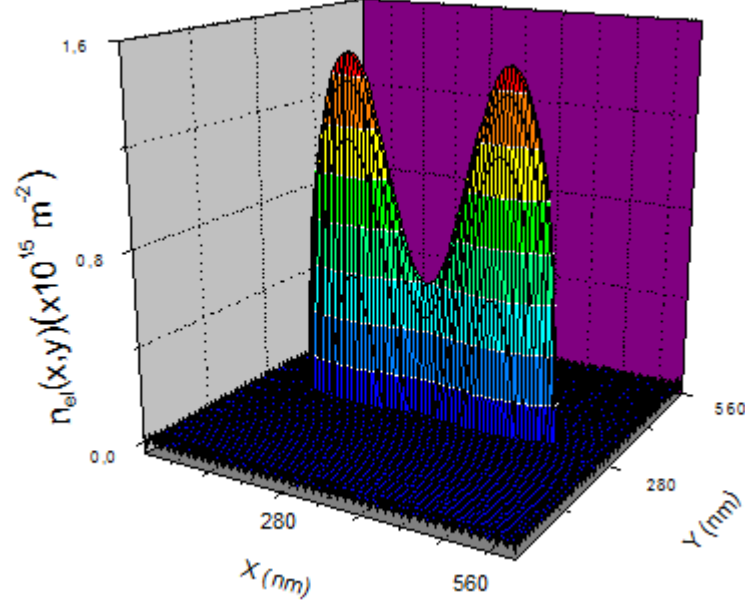
#### 4.1. KNK Uçlarında Bir Boyutlu Kuşatma Potansiyelinin Eldesi

Önceki bölümde hetero yapı içinde tanımlı elektron gazında oluşan elektron ve potansiyel dağılımları farklı KNK geometri ve KNKA'ya bağlı olarak ayrıntılı olarak incelenmişti. KNK uçlarındaki sınırlayıcı potansiyelin, yapıda kenarlara farklı işlemler uygulanarak elde edilen tüm durumlarda daha büyük değerlere sahip olduğu gösterilmiştir. Keskin kenarlı KNK için bunun daha büyük potansiyel değerleri verdiği gösterilmiştir. Bundan sonra ilk inceleme, Bölüm-3'teki inceleme özelliklerine bağlı kalarak, kuantize etkilerin daha ön plana çıkması için örneğin boyutlarının küçültülmesine dayanmaktadır. Bunun için Şekil-3.8.'deki yüzey geometrisi kullanılmış ancak sistemin boyutları  $560 \times 560 \text{ nm}^2$  alınarak inceleme yapılmıştır. KNK uç açıklığı ise  $70 \text{ nm}$  alınarak, KNK taban genişliği de  $112 \text{ nm}$  alınarak  $X^2$  ve  $X^8$  yapısında olan KNK'lar için potansiyel ve elektron dağılımları elde edilmiştir. Buradan da tek boyutta KNK uçlarındaki y-ekseni doğrultusundaki potansiyel değerleri kullanılmıştır. Yüzey görüntüsüne ait bir gösterim Şekil-4.1.'de verilmiştir.



Şekil-4.1. Örnek boyutlarının küçültüldüğü ve  $X^2$  geometrisine sahip KNK için örneğin yüzey görüntüsü. KNK taban genişliği  $120 \text{ nm}$  alınmış, KNKA  $70 \text{ nm}$  seçilmiştir. Mavi çizgi ise KNK uçlarındaki bir boyutlu potansiyelin seçildiği yeri göstermektedir. Siyah bölgeler ise kenarlara kapı, kesme ve streç kapı uygulanan bölgeleri göstermektedir.

Buna bağı olarak elde edilmiş elektron dağılımına örnek olarak ise Şekil-4.2.'deki grafik verilmiştir.

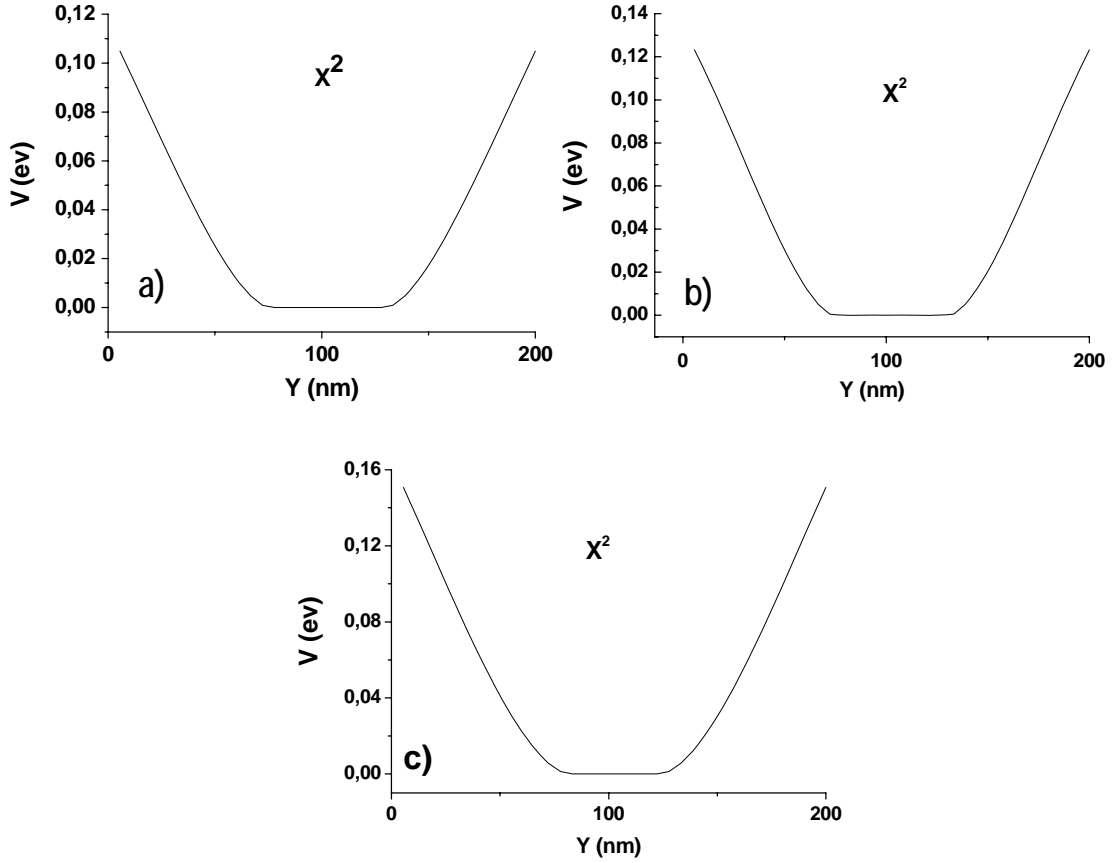


Şekil-4.2.  $X^2$  geometrisine sahip KNK ve KNKA 70 nm olduğu durum için elektron dağılımı (kenarlara kesme işlemi uygulanmıştır.).

Örneğin boyutlarını küçültüğümüz bu durumda elektron gazını yüzeyden 100 nm aşağıda konumlanmış olarak seçilmiştir. Sistemde bu sefer tek donör katmanı kullanılmıştır ve bu katman hetero yapıda yüzeyden 60 nm derinlikte ve  $1.75 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  yoğunluğa sahip olacak şekilde seçilmiştir. Kenarlara kapı uyguladığımız durumda kapılar yüzeyde ve -2.0 V' luk voltaj değerine sahip olacak şekilde konumlandırılmıştır. Kesme yapılan durumda ise kesme derinliğini 40 nm olacak şekilde, streç kapı uyguladığımız durumda ise kesme derinliği 25 nm ve bu katmana yerleştirilen kapılara -1.4 V' luk gerilim uygulanarak çalışılmıştır. Tüm durumlarda KNK voltaj değeri de -1.4 V seçilmiştir. Bu değerlerin seçilmesindeki amaç ise elektronları 2BEG' te daha dar bir alana sıkıştırmaktır. Bu gerilim ve kesme değerlerinden daha küçük değerlerde kenarlardaki elektronlar tam olarak uzaklaştırılamamakta, daha derin ve büyük gerilim değerlerinde ise elektron gazının oluşumu sağlıklı bir şekilde elde edilememektedir. Elektronun KNK uçlarında gördüğü bir boyutlu potansiyel ise Şekil-4.1.'de gösterdiğimiz mavi çizgi boyunca seçilebilir. Ayrıca aynı KNKA ve sistem özellikleri

için  $X^8$  geometrisine sahip olan KNK içinde bir boyutlu olarak bu potansiyel elde edilebilmektedir.

$X^2$  formundaki KNK geometrisi içinde elde edilen bu bir boyutlu potansiyellerin gösterimi Şekil-4.3.' te verilmiştir.

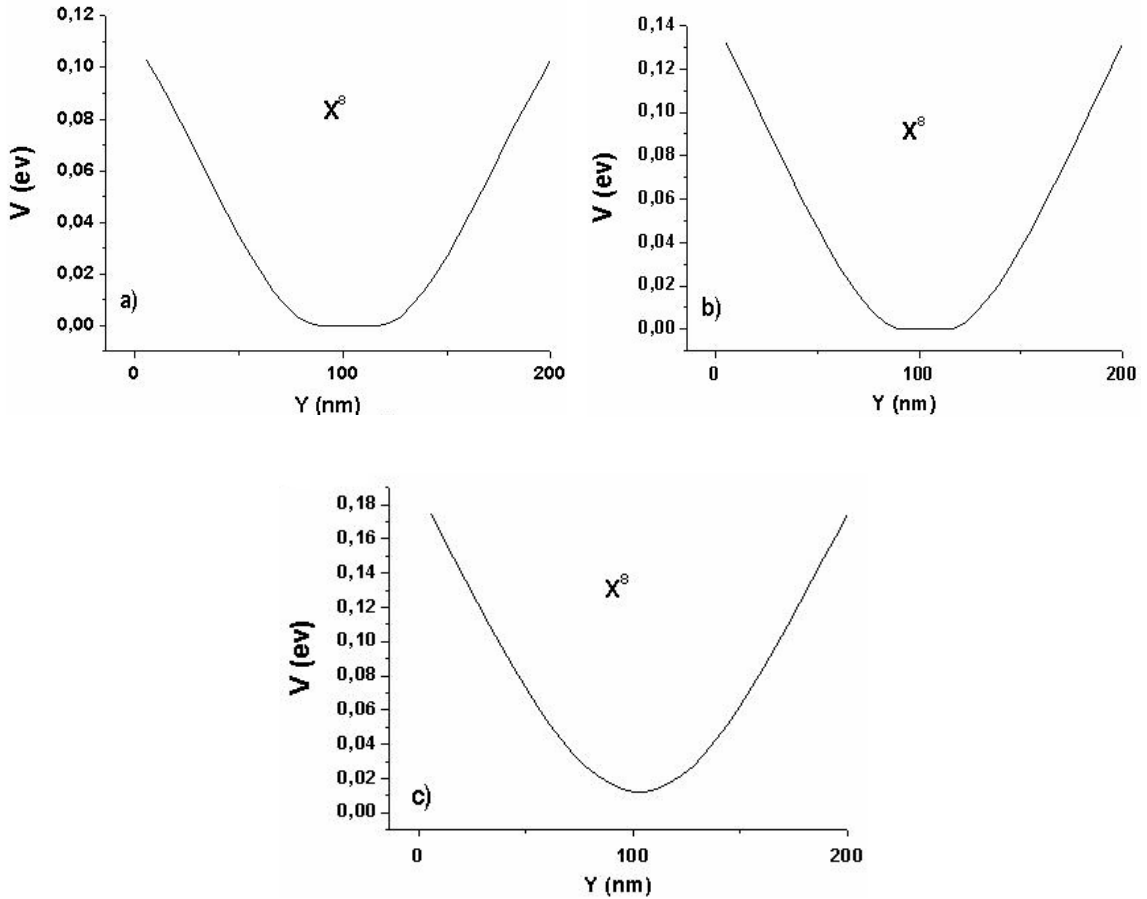


Şekil-4.3.  $X^2$  geometrisine sahip KNK ve KNKA 70 nm olduğu durum için, KNK uçlarından alınmış potansiyel grafiklerinin gösterimi. (a) kenarlara kapı uygulanmış durum (-1.4 V), (b) kenarlara kesme uygulanan durum (40 nm), (c) streç kapı uygulanan durum (25 nm kesme derinliği, kapı voltajı -1.2 V).

Şekil-4.3.' te elde edilen bir boyutlu potansiyeller göz önüne alındığında, (a)' da elde edilen potansiyelin en yüksek değeri 0.11 eV olarak elde edilmiştir. Kesme uygulanan durumda ise (Şekil-4.3. (b)) potansiyelin en yüksek değeri 0.13 eV' luk bir değere çıkmaktadır. Ayrıca ortada potansiyelin en küçük değerini aldığı bölgenin genişliği kapı olan duruma göre daralmıştır. Bunun nedeni ise kesme yapılan durumda elektronlara yan yüzey yükleri tarafından daha etkin bir itici kuvvet uygulandığı için elektronlar bu orta bölgede yoğunluk olarak daha az bulunmaktadır. Bunun neticesinde

ise dış potansiyel kapı olan duruma göre daha kötü bir şekilde perdelenmektedir ve toplam potansiyel daha büyük değerler alabilmektedirler. (c)' de ise potansiyelin en büyük değeri 0.16 eV luk değerlere çıkmakta ortada ise toplam potansiyelin en düşük değere sahip olduğu bölge ise diğer iki duruma göre daha da daralmaktadır. Kuyu potansiyeli olarak baktığımızda kuyunun potansiyel değeri giderek artmasına rağmen orta bölgede bununla beraber daralmaktadır. Bu 2BEG' daki elektronların oluşturduğu toplam potansiyelin kenar etkilerinden gelen potansiyeli ne ölçüde ve nerelerde ne kadar perdeleyebildiğine bağlı olarak değişmektedir.

KNK geometrisini  $X^8$  tipinde seçmemiz durumunda ise elde ettiğimiz bir boyutlu potansiyeller Şekil-4.4.' te verilmiştir.



Şekil-4.4.  $X^8$  geometrisine sahip KNK ve KNKA 70 nm olduğu durum için, KNK uçlarından alınmış potansiyel grafiklerinin gösterimi. (a) kenarlara kapı uygulanmış durum (-1.4 V), (b) kenarlara kesme uygulanan durum (40 nm), (c) streç kapı uygulanan durum (25 nm kesme derinliği, kapı voltajı -1.2 V).

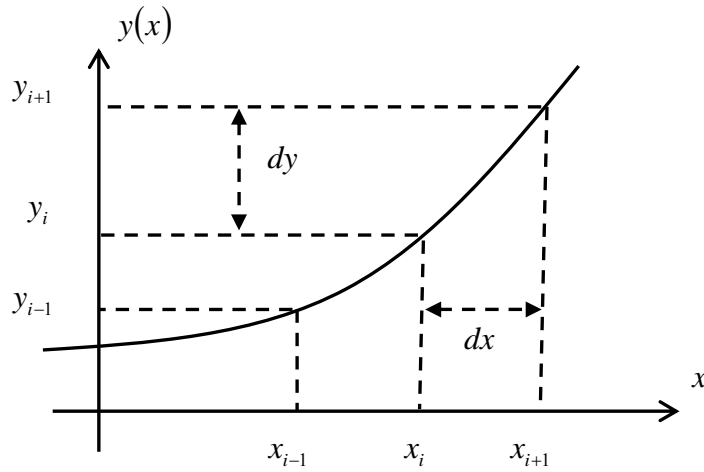
Şekil-4.4.' te  $X^8$  geometrisine sahip KNK' lar için elde edilen bir boyutlu potansiyel değerleri incelendiğinde ise  $X^2$  geometrisine sahip olan KNK' lara göre orta bölgelerde dış potansiyelin tam perdelendiği bölgelerin daha da daraldığı görülmektedir. Şekil-4.4.(a)-(b)-(c)' de elde edilen potansiyel değerleri Şekil-4.3.(a)-(b)-(c)' de elde edilen potansiyel değerlerine göre daha büyüktür. Çünkü KNK uçlarındaki elektron sayı yoğunluğu daha da azaldığından elektronların dış potansiyeli perdeleme etkisi daha da azalmıştır. Şekil-4.4.(c)' deki potansiyele baktığımızda ise orta bölgedeki elektron sayı yoğunluğu o kadar azalmıştır ki diğer tüm durumlarda gösterilen ve orta bölgede toplam potansiyelin sıfır değerini aldığı yerlerde artık toplam potansiyel sıfır değerine düşmemektedir. Bu ise perdelemenin iyice zayıfladığını göstermektedir. Grafikler de genişlikler 200 nm alınarak gösterimler yapılmıştır. Bunun nedeni olarak ise kenar etkilerinden dolayı elektronların orta bölgeye toplanması verilir. Kenarlardaki elektronlar ise tamamen uzaklaştırılmıştır. 200 nm alınarak gösterilen bu potansiyel değerlerinin, 200 nm' den daha geniş olan bölgelerde, kuyu genişliği daha da arttığı için KNK uçlarındaki elektronun kuantize etkilerini incelerken ihmal edilebilir olmasını sağlamaktadır.

Yapılan bu incelemede KNK boyut ve özelliklerinin aynı tutulmasına rağmen, kenar etkilerinden kaynaklanan potansiyel değişimlerinin önemli farklılıklar gösterebileceğini ortaya koymaktadır. Önemli noktalardan biri ise kuyu potansiyel değerlerinin değişmesinin yanında potansiyel değerinin sıfır olduğu bölgelerin genişliği de önemli ölçüde değişmektedir.

## **4.2. Kuyu Potansiyeli Gören Elektronun, Dalga Fonksiyonu ve Enerji Değerlerinin Eldesi**

Sadece kuyu potansiyeli gören bir elektronun enerji ve dalga fonksiyonun eldesi için kullanılan yöntemlerden biri ise “sonlu farklar” metodudur. Diferansiyel

denklemlerin çözümünde sıkça kullanılan nümerik bir yöntemdir. Schrödinger denklemini analitik olarak çözmek ve enerji düzeyleri ile dalga fonksiyonlarını belirlemek bazen çok zor veya olanaksız olmaktadır. Bu gibi Schrödinger denkleminin doğrudan tam çözümünün yapılamadığı durumlarda sonlu farklar yöntemi kullanılabilir (Karaoğlu 2004). Genellikle interpolasyon, türev ve integral alma işlemleri fonksiyonu yerel olarak öz polinom ile temsil etmeye dayanır. Özellikle türevde fonksiyonun alınacak türev mertebesine kadar türevlenebilir olması gereklidir. İntegralde ise fonksiyonun süreklilik şartı aranmaz.



Şekil-4.5. Sonlu farklar yöntemi ile fonksiyon gösterimi.

Herhangi bir diferansiyel denklem aşağıdaki

$$y'_i = \frac{y_i - y_{i-1}}{\Delta x} \quad (4.1)$$

$$y''_i = \frac{y_{i+1} - 2y_i + y_{i-1}}{\Delta x^2} \quad (4.2)$$

ileri farklar,

$$y'_i = \frac{y_{i+1} - y_i}{\Delta x} \quad (4.3)$$

$$y_i'' = \frac{y_{i-1} - 2y_i + y_{i+1}}{\Delta x^2} \quad (4.4)$$

geri farklar, ve

$$y_i' = \frac{y_{i+1} - y_{i-1}}{2\Delta x} \quad (4.5)$$

$$y_i'' = \frac{y_{i-1} - 2y_i + y_{i+1}}{\Delta x^2} \quad (4.6)$$

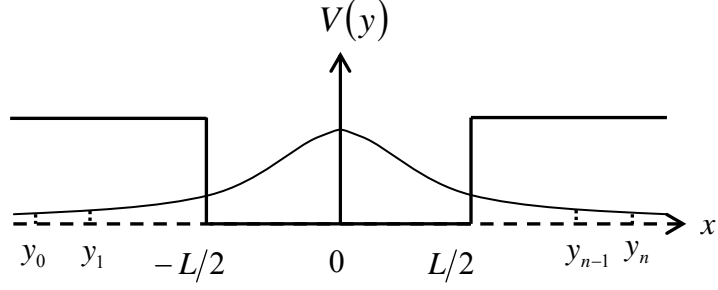
merkezi farklar operatörleri ile tanımlanabilir. Kuantum kuyu çözümlerinde, enerji ve dalga fonksiyonlarını elde etmek için Schrödinger denkleminin çözülmesi gerekmektedir. Buna göre,

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi(y)}{dy^2} + [V(y) - E]\Psi(y) = 0 \quad (4.7)$$

denklem 4.4.' te verilen ve  $V(y)$  potansiyelini gören bir elektron için yazılmış olan Schrödinger denkleminin çözülmesi gerekmektedir. Denklem çözümlerde kolaylık sağlayan Rydberg birimleri kullanılarak ( GaAs için  $a_B^* = 98.73A^0$  ve Rydberg enerjisi ise  $R^* = 5,83meV$  verilir.) yazılırsa,

$$-\frac{d^2\Psi(y)}{dy^2} + [V(y) - E]\Psi(y) = 0 \quad (4.8)$$

şeklini alır ve çözmemiz gereken denklem budur. Herhangi bir kuyu için sonlu farkların uygulanışını gösteren grafik Şekil-4.6.' da verilmiştir.



Şekil-4.6. Kuantum kuyusuna sonlu farklar yönteminin uygulanışı.

i. nokta için Schrödinger denkleminin merkezi farklar uyarlanırsa,

$$-\frac{\Psi_{i-1} - 2\Psi_i + \Psi_{i+1}}{dy^2} + [V(y_i) - E]\Psi_i = 0 \quad (4.9)$$

ifadesi elde edilir. Diğer tüm noktalar için denklem (4.9) uygulanırsa,

$$i=1 \text{ için, } -\frac{1}{dy^2} [(\Psi_0 - (2 + V_1 dy^2)\Psi_1 + \Psi_2)] = E\Psi_1 \quad (4.10)$$

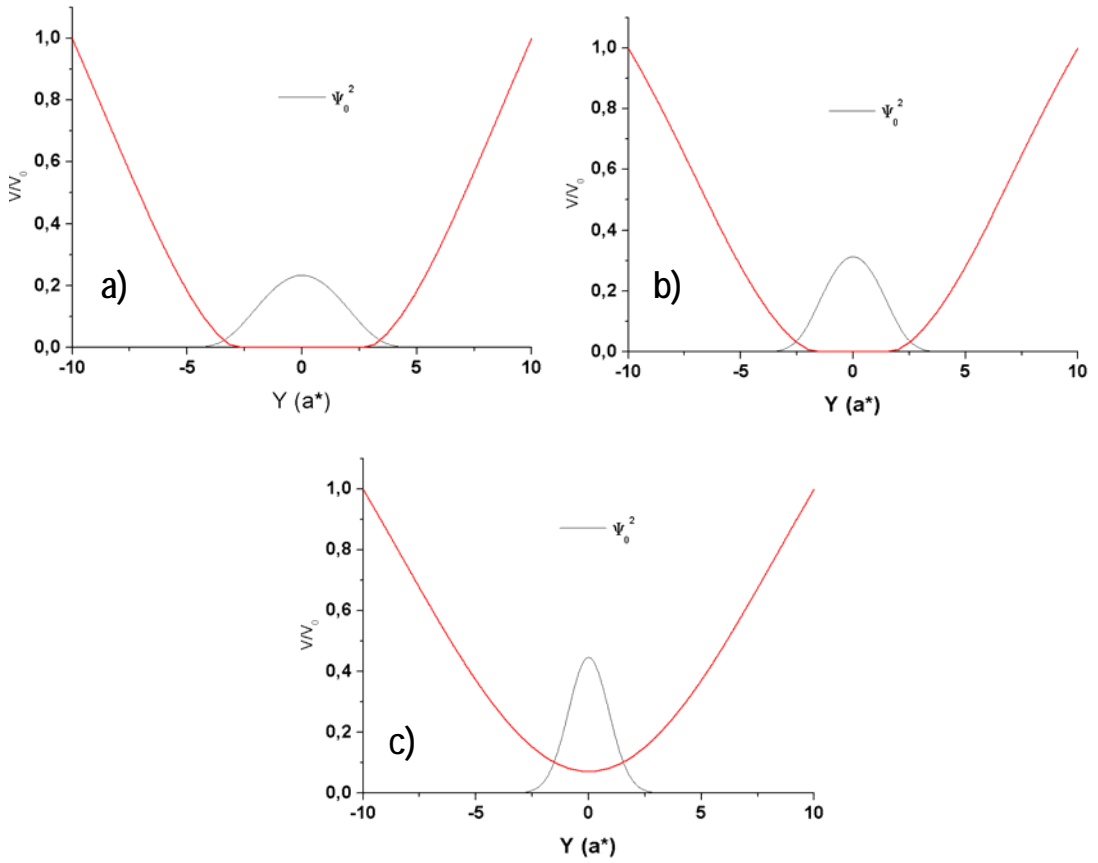
$$i=2 \text{ için, } -\frac{1}{dy^2} [(\Psi_1 - (2 + V_2 dy^2)\Psi_2 + \Psi_3)] = E\Psi_2 \quad (4.11)$$

$$i=3 \text{ için, } -\frac{1}{dy^2} [(\Psi_2 - (2 + V_3 dy^2)\Psi_3 + \Psi_4)] = E\Psi_3 \quad (4.12)$$

şeklinde n tane denklem türetilebilir. Bu denklemleri matris formunda aşağıdaki gibi yazabiliriz.







Şekil-4.8.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için (a) kenarlara kapı, (b) kesme ve (c) streç kapı uygulanan durum için potansiyel profili ve bulunma olasılıklarının gösterimi. Kuyu potansiyelleri en büyük enerji değerine göre normalize edilmiştir.

Şekil-4.7. ve Şekil-4.8.' de iki tip KNK geometrisi için kuyu potansiyeli ve buna karşılık bu potansiyeli gören bir elektronun bulunma olasılıkları gösterilmiştir. Her iki KNK geometrisinde de elektronun merkezde bulunma olasılıkları sterç kapı uygulanan durumdan kapı olan duruma doğru azalmaktadır. Bunun nedeni olarak ise streç kapı olan durumlarda potansiyel duvarlarının enerjisi diğer durumlara oranla daha büyüktür ve bu elektronun merkezdeki bulunma olasılığını arttırmaktadır. Ayrıca streç kapı olan durumda kuyu potansiyelinin minimum enerjili bölgesi diğer iki duruma göre daha dardır buda elektronun bu bölgede bulunma olasılığını arttırmaktadır. Aynı durum kesme olan durum ile kapı olan durum göz önüne alındığında da görülmekte, kesme uygulanmış durumlardaki bulunma olasılıkları kapı olan durumlara göre daha büyük çıkmaktadır. Özetle kuyunun minimum enerjili bölgesi daralıp, bariyer yüksekliği

arttıkça elektronun merkezde bulunma olasılığı artmakta, aksi durumda ise bulunma olasılığı diğer bölgelerde de artarak merkezdeki olasılık azalmaktadır.

### 4.3. KNK Uçlarındaki Bir Elektronun Yabancı Atom Etkisi

Hetero yapıda bulunan safsızlıklar sonucunda sistemde pozitif yüklü ve elektron için çekici özellik gösteren yabancı atomlar bulunabilir. Bu üretim aşamasında istenmeden oluşan ve elektronlarını kaybeden bir atom olabilir veya kasıtlı olarak katkılama ile sisteme yerleştirilmiş bir atom olabilir. Yabancı atom ve elektron arasında Coulomb etkileşmesi sonucunda yabancı atomun konumuna bağlı olarak etkileşmenin şiddeti değişir. Yabancı atom elektron için zıt yüklü olduğu için çekici bir özellik gösterir ve bunun sonucunda elektron yabancı atomdan etkilenebilecek kadar yakın ise yabancı atom konumu civarında bulunma olasılığı artar. Yabancı atom ve elektron arasındaki Coulomb potansiyel enerjisi,

$$-\frac{e^2}{\epsilon|\vec{r}|} \quad (4.14)$$

denklemleri ile verilir. Burada  $\epsilon$  dielektrik sabitidir, ve boşluktaki değeri 1 olarak verilir. Ancak çalıştığımız malzeme bir hetero yapı olduğu için çalışılan malzemenin dielektrik sabitinin alınması gereklidir. Dolayısıyla Coulomb etkileşmesi dielektrik sabiti büyüdükçe bir perdelenmeye uğrar. Elektron etrafındaki kristal örgüden etkilenir ve kütlesi de artık bildiğimiz elektron kütlesi olarak alınmaz. Bunun yerine GaAs malzemedeki bulunan bir elektron için kütle değeri  $m^*=0.067 m_0$  olarak alınır. Bu değer GaAs malzemedeki yer alan bir elektronun etkin kütesidir. Denklem 4.14.' te ki  $|\vec{r}|$

ifadesi ise etkileşme mesafesidir ve  $|\vec{r}| = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}$  olarak verilir. Kartezyen koordinatlarda yabancı atom konumu  $x_i, y_i, z_i$  ile gösterilmektedir.

Yaptığımız çalışmada, bu kısma kadar elektron-elektron, donör-elektron ve dış etkilerin oluşturduğu toplam potansiyelin KNK uçlarındaki değerlerini kullandık. 2BEG' nin hetero yapıda üç boyutlu bir inceleme ile eldesini sağladık. Elde ettiğimiz elektron gazının bulunduğu katmanı  $z=0$  olarak kabul ettik ve hetero yapıda yabancı atomun, elektron gazı dışında farklı konumlarda olması durumunda elektronun bulunma olasılıklarını, taban durum enerji değerlerini ve elektronun yabancı atoma bağlanma enerjisini hesapladık. Yabancı atom varlığında Hamiltonian,

$$H_1 = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{e^2}{\epsilon \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}} + V(x, y, z) \quad (4.15)$$

olarak verilir, Rydberg birim sisteminde ise,

$$H_1 = -\nabla^2 - \frac{2}{\sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}} + V(x, y, z) \quad (4.16)$$

olarak yazılır. Elektron gazındaki bir elektronun, KNK uçlarındaki bir boyutlu potansiyeli ( $V(y)$ ) görmesi ve yabancı atomun  $z$  doğrultusunda konumlanması durumunda bulunma olasılıklarını ve enerji değerleri hesaplamak için Hamiltonian'ı,

$$H_{imp} = -\nabla^2 - \frac{2}{\sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}} + V(y) \quad (4.17)$$

formunda aldık.  $z_i$  burada yabancı atomun  $z$  doğrultusunda elektron gazından olan uzaklığını,  $y_i$  ise  $y$ -eksenindeki konumunu göstermektedir. Yabancı atom  $x$ - eksen yönünde ise merkezde (KNK uçlarına denk gelen  $x$ -konumu ( $x_i=0$ )) alınmıştır. Bu durumda yabancı atom varlığındaki Schrödinger denklemi ise,

$$\left[ -\nabla^2 + V(y) - \frac{2}{\sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}} \right] \psi_{imp}(x, y) = E \psi_{imp}(x, y) \quad (4.18)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\psi_{imp}(x, y)$  deneme dalga fonksiyonunu göstermektedir ve hidrojenimsi bir dalga fonksiyonuna benzemelidir ve bunun için literatürde bir çok çalışmada kullanılmış (Hermanson 1966, Bryant 1984, Bryant 1985, Csavinszky ve Oyoko 1990, Ulaş vd. 1997, Ulaş vd. 1998, Montes vd. 1998, Kasapoğlu vd. 2002, Ulaş vd. 2004) denklem-4.19.'deki deneme dalga fonksiyonu seçilmiştir.

$$\psi_{imp}(x, y) = N \cdot \psi_0(y) \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}}{\lambda}\right) \quad (4.19)$$

burada  $\lambda$  varyasyon parametresini, N ise normalizasyon katsayısını göstermektedir.  $\psi_0(y)$  ise yabancı atom yokken sonlu farklar metodu ile elde edilmiştir. Varyasyon parametresi çözümlerde minimum enerji verecek şekilde tespit edilirse, çözümler yapılmış olur. Yabancı atom varlığında elektronun enerjisi,

$$E_{imp} = \left[ \frac{\langle \psi_{imp}(x, y) | H_{imp} | \psi_{imp}(x, y) \rangle}{\langle \psi_{imp}(x, y) | \psi_{imp}(x, y) \rangle} \right]_{\lambda_{min}} \quad (4.20)$$

bağıntısı ile hesaplanır ve,

$$E_{imp} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{\int_{-L_y/2}^{\infty+L_y/2} \int_{-L_y/2}^{\infty+L_y/2} \psi_0^2(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx \cdot dy}{\int_{-L_y/2}^{\infty+L_y/2} \int_{-L_y/2}^{\infty+L_y/2} \psi_0^2(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx \cdot dy}$$

$$\frac{\int_{-L_y/2}^{\infty+L_y/2} \int_{-L_y/2}^{\infty+L_y/2} \psi_0(y) \psi_0''(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx \cdot dy}{\int_{-L_y/2}^{\infty+L_y/2} \int_{-L_y/2}^{\infty+L_y/2} \psi_0^2(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx \cdot dy}$$

$$\begin{aligned}
& \int_0^{\infty} \int_{-L_y/2}^{+L_y/2} V(y) \psi_0^2(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx dy \\
& + \frac{\int_0^{\infty} \int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \psi_0^2(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx dy}{\int_0^{\infty} \int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \left( \frac{\psi_0^2(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right)}{\sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}} \right) dx dy} \\
& - 2 \frac{\int_0^{\infty} \int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \psi_0^2(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx dy}{\int_0^{\infty} \int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \psi_0^2(y) \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx dy}
\end{aligned} \tag{4.21}$$

olarak verilir. Burada Denklem 4.22. ve Denklem 4.23. ile,

$$\int_0^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right)}{\sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}} dx = K_0\left(\frac{2}{\lambda} \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2}\right) \tag{4.22}$$

$$\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{2}{\lambda} \sqrt{x^2 + (y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dx = \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2} K_1\left(\frac{2}{\lambda} \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2}\right) \tag{4.23}$$

denklem 4.21. tekrar yazılırsa,

$$\begin{aligned}
E_{imp} &= \frac{1}{\lambda^2} - \frac{\int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \psi_0(y) \psi_0''(y) \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2} K_1\left(\frac{2}{\lambda} \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dy}{\int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \psi_0^2(y) \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2} K_1\left(\frac{2}{\lambda} \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dy} \\
& + \frac{\int_{-L_y/2}^{+L_y/2} V(y) \psi_0^2(y) \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2} K_1\left(\frac{2}{\lambda} \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dy}{\int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \psi_0^2(y) \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2} K_1\left(\frac{2}{\lambda} \sqrt{(y - y_i)^2 + z_i^2}\right) dy}
\end{aligned}$$

$$-2 \frac{\int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \psi_0^2(y) K_0\left(\frac{2}{\lambda} \sqrt{(y-y_i)^2 + z_i^2}\right) dy}{\int_{-L_y/2}^{+L_y/2} \psi_0^2(y) \sqrt{(y-y_i)^2 + z_i^2} K_1\left(\frac{2}{\lambda} \sqrt{(y-y_i)^2 + z_i^2}\right) dy} \quad (4.24)$$

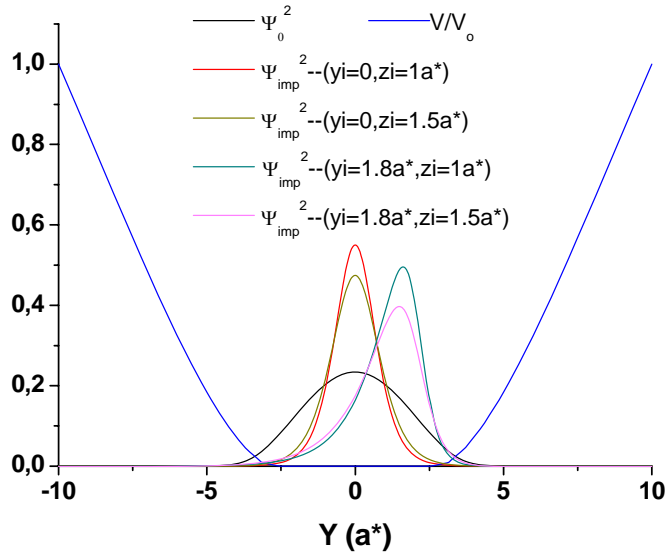
olarak elde edilir. Burada  $K_0$  ve  $K_1$  sıfır ve birinci derece modifiye Bessel fonksiyonlarıdır ve alınacak olan integralleri tek kata düşürmek için kullanılmaktadır.  $x$  değişkeni üzerinden alınacak integrallerde sınırlar sıfırdan sonsuza alınmıştır. Bunun nedeni  $y$ -yönündeki kısıtlamaya göre  $x$ - doğrultusundaki boyut çok büyüdüğü için sınır sıfırdan sonsuza olacak şekilde seçilebilir. Elde edilen bu sonuçlar kullanılırsa varyasyon parametresinin enerjisi minimum yaptığı değerde yabancı atom varlığındaki elektron enerjisi ve dalga fonksiyonları elde edilmiş olur. Burada  $\psi_0(y)$  değerleri yabancı atom yokken sonlu farklar metodu ile elde edilmiştir.

Elektronun yabancı atoma bağlanma enerjisi ise,

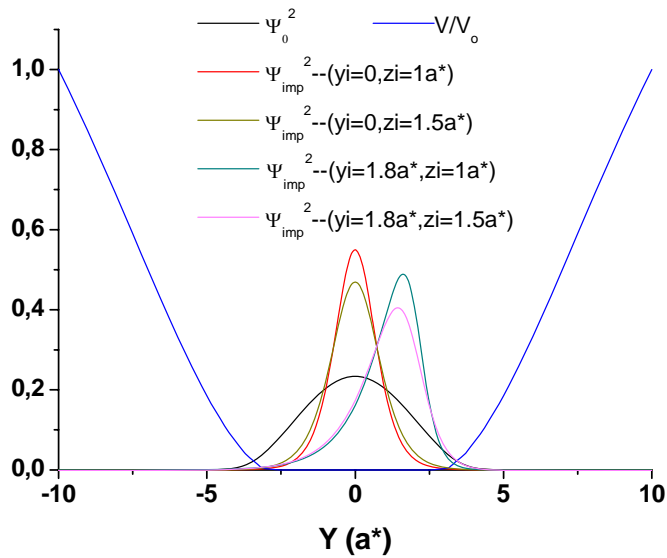
$$E_B = E_0 - E_{imp} \quad (4.25)$$

ifadesi ile hesaplanır. ( $E_0$  yabancı atom yok iken elektronun taban durum enerjisi)

Çalışmanın bundan sonraki kısmında ise yabancı atomun farklı  $y_i$  ve  $z_i$  konumları için KNK uçlarındaki potansiyeli gören bir elektronun bağlanma enerjileri ve bulunma olasılıkları hesaplanmıştır. Yabancı atom  $y$ -ekseninde  $y_i=0$  ve  $y_i=1.8$   $a^*$  konumlarında iken  $z$ -eksenindeki konumları ise (elektron gazına olan uzaklıklarını)  $z_i=1.0$   $a^*$  ve  $z_i=1.5$   $a^*$  olacak şekilde konumlandırılmıştır. Yabancı atomun bu konumlarında ise elektronun bulunma olasılıkları kuantum kuyusu değerleri ile konuma bağlı olarak  $X^2$  geometrisine sahip KNK için Şekil-4.9., Şekil-4.10. ve Şekil-4.11.' de gösterilmiştir. Yabancı atom varlığında bu geometri KNK için elektronun bulunma olasılıkları yabancı atomun konumuna göre şekillenmekte, kuyu potansiyelindeki değişimlerden önemli ölçüde etkilenmemektedir. Elde edilen dalga fonksiyonları nümerik hataları minimize etmek için fitlenerek çizilmiştir.

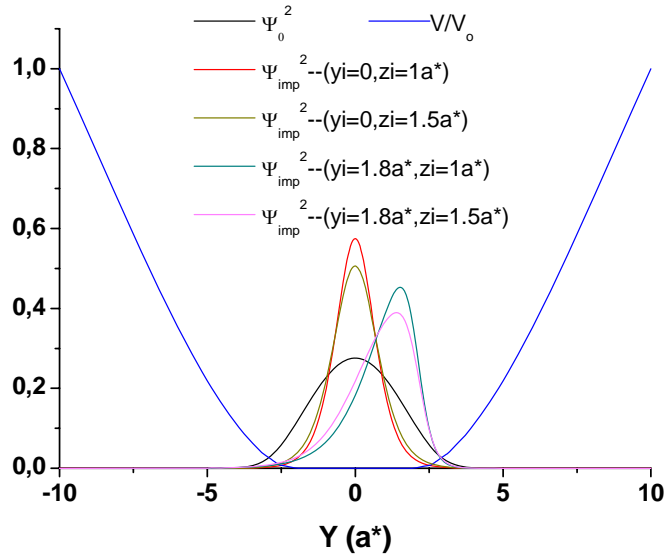


Şekil-4.9.  $X^2$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara kapı uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi.



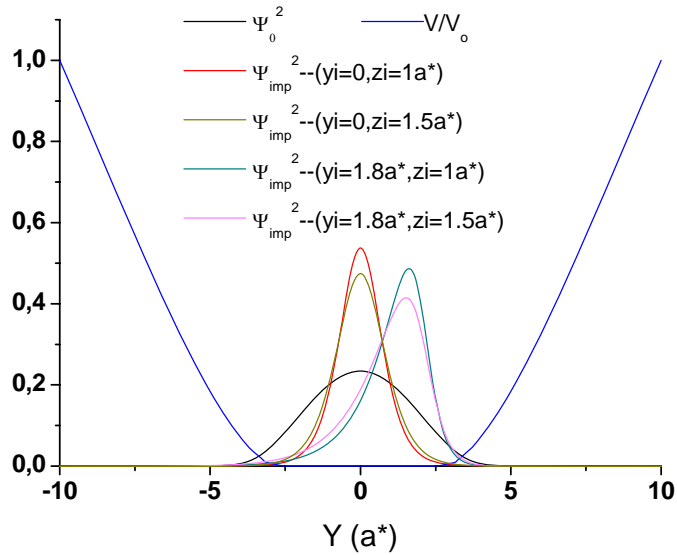
Şekil-4.10.  $X^2$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara kesme uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi.



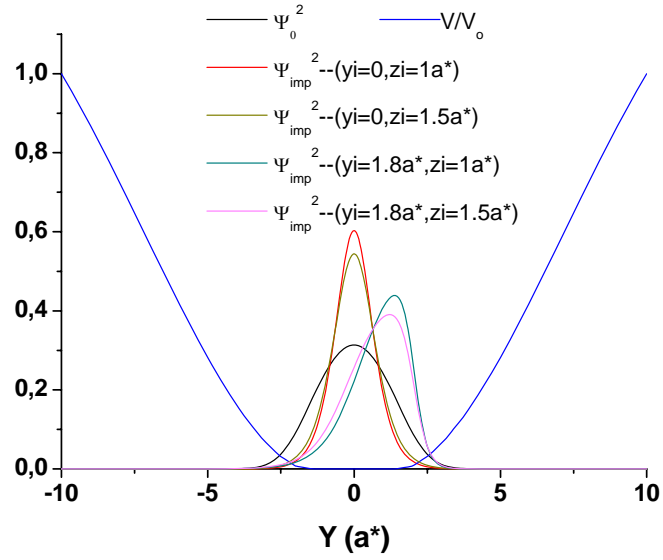


Şekil-4.11.  $X^2$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara streç kapı uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi.

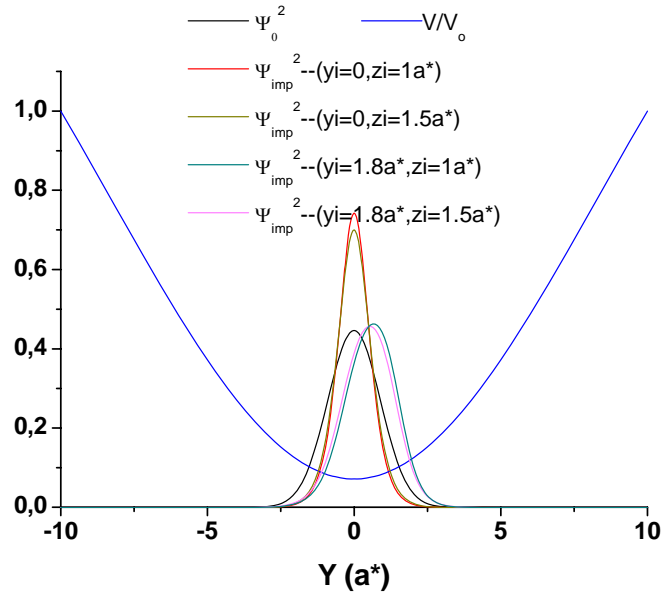
KNK geometrisinin  $X^8$  tipinde olmasının durumunda ise, bulunma olasılıklarının gösterimi Şekil-4.12., Şekil-4.13. ve Şekil-4.14.' te verilmiştir.



Şekil-4.12.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara kapı uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi.



Şekil-4.13.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara kesme uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi.



Şekil-4.14.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için kenarlara streç kapı uygulanmış durum için yabancı atomun farklı konumlarına göre elektronun bulunma olasılıklarının KNK uçlarındaki potansiyel ile gösterimi.

$X^8$  geometrisine sahip KNK ile elde edilmiş dağılımlara bakıldığında ise elektronun bulunma olasılıkları elektronun yabancı atomun  $y_i=0$  olan konumlarında, kenarlara kapı uygulanmış durumlarda en küçük, streç kapı uygulanan durumda ise en yüksek olmaktadır. Bunun nedeni ise kuyunu potansiyel değerinin sıfır olduğu bölgelerin streç kapı olan durumda en dar şeklini alması ve potansiyel enerji değerlerinin ise giderek artmasıdır. Yabancı atomun ise  $y_i=1.8 a^*$  olan konumlarında ise  $z_i=1.0 a^*$  ve  $z_i=1.5 a^*$  olan durumlarda, kapı olan durumlardaki elektron bulunma olasılığı en yüksek, streç kapı olan durumlarda ise en düşüktür. Bunun nedeni ise kapı olan durumda potansiyelin sıfır olduğu bölgenin genişliği artmış ve elektronun buradaki bulunma olasılığı artmıştır. Streç kapı olan durumda ise potansiyelin minimum enerjili kısmı daralmış ve daha büyük değerler almaya başlamıştır. Yabancı atomdan dolayı elektron kenara gitmek istese de potansiyelin yüksek değer almasından dolayı bu olasılığı azalmakta ve kuyu merkezine yakın olan kısımlardaki bulunma olasılığı daha yüksek olmaktadır.

Denklem 4.25. ile tanımlanmış olan elektronun yabancı atoma bağlanma enerjisi hesaplandığında ise  $X^2$  ve  $X^8$  geometrilik KNK' lar için farklı kenar etkileri için hesaplanmış olan bağlanma enerjileri farklı yabancı atom konumları için Tablo 4.1. ve Tablo 4.2.' de verilmiştir.

Yabancı Atom Konumu	Kenarları Kapı Tanımlı Durum	Kenarları Kesme Tanımlı Durum	Kenarları Streç Kapı Tanımlı Durum
$y_i=0; z_i=1a^*$	$E_0=0.14 R^*$ $E_B=0.89 R^*$	$E_0=0.25 R^*$ $E_B=0.94 R^*$	$E_0=2.76 R^*$ $E_B=1.06 R^*$
$y_i=0; z_i=1,5a^*$	$E_0=0.14 R^*$ $E_B=0.68 R^*$	$E_0=0.25 R^*$ $E_B=0.72 R^*$	$E_0=2.76 R^*$ $E_B=0.76 R^*$
$y_i=1.8a^*; z_i=1a^*$	$E_0=0.14 R^*$ $E_B=0.82 R^*$	$E_0=0.25 R^*$ $E_B=0.78 R^*$	$E_0=2.76 R^*$ $E_B=0.73 R^*$
$y_i=1.8a^*; z_i=1.5a^*$	$E_0=0.14 R^*$ $E_B=0.64 R^*$	$E_0=0.25 R^*$ $E_B=0.62 R^*$	$E_0=2.76 R^*$ $E_B=0.60 R^*$

Tablo-4.1.  $X^8$  KNK geometrisine sahip durum için elektronun yabancı atom yok iken ki enerjileri ve yabancı atoma bağlanma enerjilerinin farklı yabancı atom konumları için gösterimi.

Yabancı Atom Konumu	Kenarları Kapı Tanımlı Durum	Kenarları Kesme Tanımlı Durum	Kenarları Streç Kapı Tanımlı Durum
$y_i=0; z_i=1a^*$	$E_0=0.13 R^*$ $E_B=0.87 R^*$	$E_0=0.14 R^*$ $E_B=0.88 R^*$	$E_0=0.19 R^*$ $E_B=0.92 R^*$
$y_i=0; z_i=1,5a^*$	$E_0=0.13 R^*$ $E_B=0.67 R^*$	$E_0=0.14 R^*$ $E_B=0.68 R^*$	$E_0=0.19 R^*$ $E_B=0.71 R^*$
$y_i=1.8a^*; z_i=1a^*$	$E_0=0.13 R^*$ $E_B=0.81 R^*$	$E_0=0.14 R^*$ $E_B=0.81 R^*$	$E_0=0.19 R^*$ $E_B=0.80 R^*$
$y_i=1.8a^*; z_i=1.5a^*$	$E_0=0.13 R^*$ $E_B=0.63 R^*$	$E_0=0.14 R^*$ $E_B=0.62 R^*$	$E_0=0.19 R^*$ $E_B=0.61 R^*$

Tablo-4.2.  $X^2$  KNK geometrisine sahip durum için elektronun yabancı atom yok iken ki enerjileri ve yabancı atoma bağlanma enerjilerinin farklı yabancı atom konumları için gösterimi.

Tablo-4.1. ve Tablo-4.2. incelendiğinde, yabancı atom  $y_i=0$  ve  $y_i=1.8 a^*$  konumunda iken  $z$  doğrultusundaki uzaklığını arttırmak bağlanma enerjisini azaltmaktadır. Buna karşılık streç kapı ve kesme olan durumlarda yabancı atom  $y$ - ekseninde merkezin dışına konumlandırıldığında bağlanma enerjisi merkez konumuna göre daha küçük değerler almaktadır.  $X^2$  ve  $X^8$  olan durumlar karşılaştırıldığında ise  $X^2$  geometrisine sahip olan KNK bulunan durumlarda yabancı atomun  $y$ - ekseninde merkezinde iken elde edilen bağlanma enerjileri  $X^8$  tip KNK olan duruma göre daha küçük olmaktadır. Kuyunun minimum enerjili potansiyel genişliği fazla olduğu için geniş bir kuyu gördüğünden bağlanma zayıflamaktadır.

Bağlanma enerjisi yorumlanırken KNK geometrisi, kenarlara uygulanan işlemler sonucunda elde edilen potansiyel profili göz önüne alınarak, nerelerde kuyunun minimum enerjili kısımları daralmış, duvar yüksekliği artmış incelenmelidir. Streç kapı olan durumlarda kuyu hem daralmakta hemde potansiyel enerji değeri yan yüzey yüklerinden dolayı artmaktadır.  $X^2$  ve  $X^8$  tip KNK bulunan uygulamalarda, potansiyel profilleri incelendiğinde, kapı uygulanmış durumda potansiyel enerjinin aldığı en büyük değer diğer kenar uygulamalarında elde edilen maksimum potansiyel enerji değerlerine göre en küçük değeri almaktadır. Streç kapı uygulanmış durumda ise potansiyel

enerjinin maksimum değeri diğer kenar uygulamalarına göre en büyük değere sahip olmaktadır. Ster kapı uygulamalarında potansiyel enerjinin tam perdelendiği aralık en dar, kapı uygulanan durumda ise en geniş dağılıma sahip olmaktadır. Dolayısıyla streç kapı uygulamalarında yabancı atomun merkezde ( $y_i=0$ ) bulunduğu durumlarda bulunma olasılıkları ve bağlanma enerjileri en büyük değerleri almaktadır. Yabancı atomun merkezde olduğu durumlarda en zayıf bağlanma ise kenarlarda kapı uygulamasının tercih edildiği durumlarda elde edilmektedir. Ancak yabancı atom merkez dışında konumlandığında ( $y_i=1.8a^*$ ) bağlanma enerjisi kenarlara kapı uygulanmış durumda en büyük, streç kapı uygulanmış durumlarda ise en küçük değere sahip olmaktadır.

Bu bölümde kenar uygulamalarının ve KNK geometrilerinin, KNK uçlarındaki potansiyel enerjiyi hem karakter hem de değer olarak etkilediği, bununda bulunma olasılıklarını ve bağlanma enerjilerini etkilediği gösterilmiştir. Elde edilen sonuçların 2BEG'da taşınım özelliklerinin incelendiği çalışmalara ışık tutacağı dşnlmektedir.

## BÖLÜM 5

### SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME

Bu çalışmada, hetero yapıda farklı bant genişliklerine sahip yarı iletkenlerin eklem ara yüzeyinde iki boyutlu elektron gazı elde edilmiş ve yapılan hesaplamalarda kullanılan potansiyel enerji profili elektron gazının bulunduğu katmanda üç boyutlu Poisson denklemi çözülerek incelenmiştir. Deneysel birçok çalışmada 2BEG' nın geometrisinin belirlenmesinde kapı, kesme ve streç kapı yöntemleri kullanıldığından bu etkileri inceleyerek sonuçlarını yaptığımız çalışmalarda kullandık. Yapıda parçacıklar arasındaki Coulomb etkileşmelerini göz önüne alarak sistemdeki toplam potansiyel enerjiyi kullanmayı hedefledik ve bunun için Poisson denklemini üç boyutta öz uyumlu olarak, etkileşmeleri, kristal büyütme parametrelerini ve yapılan tanımlamaları da hesaba katarak çözdük. Bölüm-3' te yaptığımız incelemelerde kenarlarda kapı bulunan durumlarda, 2BEG' da kapı altında kalan elektronları başarılı bir şekilde uygun voltaj değerlerini vererek uzaklaştırabilmekteyiz. Kesme uyguladığımız durumlarda ise, kesme yapılan bölgenin altındaki elektron gazında bulunan elektronlar daha etkili bir şekilde uzaklaştırılabilmektedir. Bunun nedeni ise kesme işleminden dolayı elektronların bir kısmının kesme işlemine maruz kalan yan yüzeylere kaçması ve kapı olan durumlara göre daha keskin bir potansiyel profili oluşturmasıdır. Elektronların bir kısmının kesme işleminden dolayı yan yüzeye kaçmaları nedeni ile kesme tanımlı durumlardaki, 2BEG' nın elektron yoğunluğu kapı uygulanmış durumlara göre daha düşük çıkmaktadır. Streç kapı uygulanan durumlarda ise uygulamanın yapıldığı bölgenin altındaki elektronlar önceki iki durumdan da başarılı bir şekilde uzaklaştırılmakta ve 2BEG' daki toplam elektron yoğunluğu diğer iki duruma göre daha düşmektedir. 2BEG' daki elektronlar, sisteme uygulanan teknikler ve donör katmanından gördükleri potansiyel enerjiyi sıfırlayabilmek için dağılımlarını değiştirmektedirler. Kenarlardaki elektronlar tamamen uzaklaştırıldığından bu bölgelerde elektronlar tarafından perdeleme gerçekleştirilememekte ve toplam potansiyel enerji en büyük değerlerini almaktadır. 2BEG' nın orta kısmında ise elektron

yoğunluğu bulunduğundan bu bölgedeki dış potansiyel tamamen perdelenmektedir. Bölüm-3' te kesme işlemi sonucunda oluşan yan yüzey yükleri gösterilmiş, elektronların uzaklaştırıldığı bölge sınırının bu konumdan daha ileride olduğu saptanmıştır.

Çalışmanın devamında ise 2BEG' daki orta bölgedeki kısıtlamanın artması ve elektronların bir doğrultuda serbestliğe sahip olmaları için KNK' lar hetero yapıda yüzeyde tanımlanmıştır. Çalışmalarda sistemde tek ve çift KNK olacak şekilde incelemeler yapılmıştır. KNK' ların keskin ve yumuşak kenar dağılımına sahip olmaları durumunda sistemdeki etkileri araştırılmıştır. Keskin kenar dağılımına sahip olan KNK' ların kullanılması durumunda KNK uçlarındaki elektron yoğunluğunun daha düşük değerler aldığı sonucuna varılmıştır. Ayrıca KNK açıklığının artması da KNK uçlarındaki elektron yoğunluğunun artmasına neden olmaktadır. KNK kenar dağılımının keskin olduğu durumda elde edilen bir boyutlu potansiyel enerjinin büyüdüğü anlaşılmıştır. KNK uçlarındaki elektron yoğunluğunun azalmasından dolayı perdeleme azalmakta ve toplam potansiyel enerji değeri buna bağlı olarak artmaktadır. KNK uçlarındaki bir boyutlu potansiyel incelendiğinde kesme olan durumlarda aynı zamanda potansiyel profilinin merkezinde potansiyelin tamamen perdelenemediği bölgenin de daralmasından dolayı potansiyel enerjinin büyümesi ile birlikte perdelemenin tam yapıldığı bölgede daralmaktadır. Bu ise KNK uçlarındaki kuşatıcı potansiyelin hem değer hem de profilinin önemli bir şekilde değişmesi demektir.

Yaptığımız bu incelemeler ışığında, KNK uçlarında bir elektronun göreceği toplam potansiyelin kenar tanımlamaları ve KNK özelliklerine göre değişeceği aşikardır. Bu bir boyutlu potansiyeli gören elektronun bulunma olasılıkları ve enerji değerlerini ise sonlu farklar metodu olarak adlandırılan nümerik bir yöntem ile inceledik. Streç kapı ve keskin kenar dağılımlı KNK kullanılan durumda potansiyel enerji en büyük ve perdeleme de dar bir bölgede yapıldığı için bu potansiyeli gören elektronun bulunma olasılığı bu durumda en yüksek çıkmaktadır. Perdelemenin geniş bir bölgede yapıldığı ve potansiyel enerjinin en düşük çıktığı kapı uygulanan durumlarda ise bulunma olasılıkları en düşük çıkmaktadır.

Çalışmada kristal z- doğrultusunda büyütülmüş ve elektron gazının bulunduğu katman  $z=0$  düzlemi olarak kabul edilmiştir. Elde ettiğimiz bir boyutlu potansiyeli gören bir elektronun sistemde yabancı atom bulunması durumunda yabancı atoma

bağlanma enerjileri ve bu durumdaki bulunma olasılıkları da varyasyonel bir yöntem kullanılarak hesaplanmıştır. Bunun için hidrojenik bir deneme dalga fonksiyonu varyasyon parametresine bağlı olarak seçilmiştir. Yabancı atom z-doğrultusunda ve KNK kesiti doğrultusunda (y-doğrultusu) farklı konumlarda seçilmiş ve varyasyon parametresi minimum enerji verecek şekilde seçilerek çözüm yapılmıştır. Yabancı atom z- doğrultusunda uzaklaştırıldığında bağlanma her durumda zayıflamaktadır. Yabancı atom y- doğrultusunda kenara doğru yerleştirildiğinde ise kenar tanımlamaları ve KNK geometrisine göre bağlanma enerjisi ve bulunma olasılıkları bir boyutlu potansiyel enerjinin profiline göre değişik özellikler sergilemektedir. Streç kapı uygulanan durumda enerji değeri kenarda yüksek ve perdelemenin tam yapıldığı bölge dar olduğu için,  $y_i = 1.8a^*$  iken bağlanma en zayıf, bulunma olasılığı bu durumda en düşük çıkmaktadır. Kapı olan durumda ise bunun tam tersi olarak potansiyel enerjinin tam perdelendiği bölge geniş, potansiyel enerjide küçük olduğu için bağlanma enerjisi en büyük çıkmaktadır.

Sonuç olarak, bu tezde 2BEG'daki potansiyel ve elektron dağılımları farklı kenar tanımlamaları ve KNK geometrileri için elde edilmiştir. KNK uçlarında bir boyutlu potansiyel gören elektronun yabancı atom varlığında ve yokluğundaki bulunma olasılıklarının, enerji değerlerinin ve bağlanma enerjilerinin nasıl değiştiği araştırılmıştır. Elde edilen sonuçların bir boyutlu taşınım özelliklerinin anlaşılmasında aydınlatıcı olacağı düşünülmektedir.



**KAYNAKLAR**

Aidala K. E., Parrott R. E., Kramer T., Heler E. J., Westervelt R. M, Hanson M. P., Gossard A. C., 2007, “*Imaging magnetic focusing of coherent electron waves*”, Nature Physics 3, 464.

Akbas H., Dane C., Guleroglu A., Minez S., 2009, “*The effect of magnetic field in a GaAs/AlAs spherical quantum dot with a hydrogenic impurity*”, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 41, 605.

Akiyama H., Someya T., Sakaki H., 1996, “*Dimensional crossover and confinement-induced optical anisotropy in GaAs T-shaped quantum wires*”, Phys. Rev. B 53, R10520.

Aktas S., Okan S. E., Erdogan I., Akbas H., Tomak M., 2000, “*Donor binding energies in GaAs quantum wells considering the band nonparabolicity effects and the wavefunction elongation*”, Superlattices and Microstructures 28, 165.

Arslan S., 2008, “*Image Processed Modelling of Quantum Point Contacts*”, master tezi.

Arslan S., Cicek E., Eksi D., Aktas S., Weichselbaum A., ve Siddiki A., 2008, “*Modeling of quantum point contacts in high magnetic fields and with current bias outside the linear response regime*”, Phys. Rev. B 78, 125423.

Bastard G., 1981, “*Hydrogenic impurity states in a quantum well: A simple model*”, Phys. Rev. B 24, 4714.

Bastard G., Mendez E. E., Chang L. L., Esaki L., 1983, “*Variational calculations on a quantum well in an electric field*”, Phys. Rev. B 28, 3241.

Boz F. K., Aktas S, 2005, “*Magnetic field effect on the binding energy of a hydrogenic impurity in coaxial GaAs/ Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum well wires*”, Superlattices and Microstructures 37, 281.

Brown J.W., Spector H.N., 1985, “*Hydrogen impurities in quantum well wires*”, J. Appl. Phys. 59 (4), 1179.

Brum J. A., 1985, “*Position-dependence of the impurity binding energy in quantum well wires*”, Solid State Communications 54, 179.

Bryant G.W., 1984, “*Hydrogenic impurity states in quantum well-wires*”, Phys. Rev. B Vol.29, Num. 12, 6632.

Bryant G.W., 1985, “*Hydrogenic impurity states in quantum well-wires: Shape effects*”, Phys. Rev. B Vol.31, Num. 12, 7812.

Camino F. E., Zhou W., ve Goldman V. J., 2005, “*Aharonov-Bohm electron interferometer in the integer quantum Hall regime*”, Phys. Rev. B 72, 155313.

Camino F. E., Zhou W., ve Goldman V. J., 2007, “*Quantum transport in electron Fabry-Perot interferometers*”, Phys. Rev. B 76, 155305.

Charroux R., Bouhassoune M., Fliyou M., Bria D., Nougaoui A., 2000, “*Binding energy of hydrogenic impurities in polar cylindrical quantum dot*”, J. Phys.: Condens. Matter 12 4817.

Cicek E., Mese A.I., Ulas M., Siddiki A., 2010, “*Spatial distribution of the incompressible strips at AB interferometer*”, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 42, 1095.

Csavinszky P., Oyoko H., 1990, “*Binding energy of on-axis hydrogenic and nonhydrogenic donors in a GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum well wire of circular cross section*”, Phys. Rev. B Vol. 43 Num.11, 9262.

Davies J. H., 1998, “*The Physics of Low-Dimensional Semiconductor*”, Cambridge University Press.

Davies J. H., Larkin I. A., 1994, “*Theory of potential modulation in lateral surface superlattices*”, Phys. Rev. B 49, 4800.

Dereli T., Verçin A. 1998, Kuantum Mekaniği I, ODTÜ Geliştirme Vakfı Yayıncılık ve İletişim A.Ş.

El-Said M., Tomak M., 1992, “*Polarizabilities of Shallow Donors in Quantum Well Wires*”, *physica status solidi (b)* 171, 29.

Greene R. L., Bajaj K. K., 1985, “*Effect of magnetic field on the energy levels of a hydrogenic impurity center in GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum-well structures*”, *Phys. Rev. B* 31,913.

Hassan H. H., El-Meshad N., 1997, “*Hydrogenic Impurity in Quantum Well Structures, 1p and 2s States Energy Calculations*”, *physica status solidi (b)* 201, 381.

Hermanson J., 1966, “*Exciton and impurity states in Rare-Gas Solids*”, *Phys. Rev.* 150, 660.

Horas J., Siddiki A., Moser J., Wegscheider W., Ludwig S., 2008, “*Investigations on unconventional aspects in the QH regime of narrow gate defined channels*”, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 40, 1130.

Jarosik N. C., McCombe B. D., Shanabrook B. V., Comas J., Ralston J., Wicks G., 1985, “*Binding of Shallow Donor Impurities in Quantum-Well Structures*”, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1283.

Ji Y., Chung Y., Sprinzak D., Heiblum M., Mahalu D., Shtrikman H., 2003, “*An electronic Mach-Zehnder interferometer*”, *Nature* 422, 415.

Jian-Hui Y., Wen-Fang X., Li-Li H., 2009, “*Shallow Donor Impurity Ground State in a GaAs/AlAs Spherical Quantum Dot within an Electric Field*”, *Commun. Theor. Phys.* 52, 710.

Karaoğlu B. 2008, İkinci Baskı, “*Kuantum Mekaniğine Giriş*”, Seçkin Yayıncılık.

Karaoğlu B. 2004, “*Sayısal Fizik*”, Seyir Kitabevi.

Kasapoglu E., Sari H., Somken I., 2003, “*Binding energies of shallow donor impurities in different shaped quantum wells under an applied electric field*”, *Physica B* 339, 17.

Kasapoğlu E., Sarı H., Sökmen I., 2002, “*Hydrogenic impurities in graded GaAs-(Ga,Al)As quantum-well wires in an electric field*”, Physica B 315, 261.

Kittel C. 2005, Sekizinci Baskı, Introduction to the Solid State Physics, Univ. Of California, Berkley.

Klein L. J., Slinker K. A., Truitt J. L., Goswami S., Lewis K. L. M., Coppersmith S. N., van der Weide D. W., Friesen M., Blick R. H., Savage D. E., Lagally M. G., Tahan C., Joynt R., Eriksson M. A., 2004, “*Coulomb blockade in a silicon-germanium two-dimensional electron gas quantum dot*”, APPLIED PHYSICS LETTERS 84, 20.

Krafft B., Förster A., van der Hart A., Schäpers Th., 2001, “*Control of Aharonov–Bohm oscillations in a AlGaAs/GaAs ring by asymmetric and symmetric gate biasing*”, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 9, 635.

Leadley D. R., Nicholas R. J., Maude D. K., Utjuzh A. N., Portal J. C., Harris J. J., Foxon C. T., 1997, “*Fractional Quantum Hall Effect Measurements at Zero g Factor*”, Phys Rev Letters 79, 21.

Litvin L. V., Helzel A., Tranitz H.P., Wegscheider W., Strunk C., 2008, “*Edge-channel interference controlled by Landau level filling*”, Phys. Rev. B 78, 075303.

Mailhiot C., Chang Y., McGill T. C., 1982, “*Energy spectra of donors in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum well structures in the effective-mass approximation*”, Phys. Rev. B 26, 4449.

Montenegro N. P., Gondar L. J., Oliveira L. E., 1991, “*Binding energies and density of impurity states of shallow hydrogenic impurities in cylindrical quantum-well wires*”, Phys. Rev. B 43, 1824.

Montes A., Duque C.A., Montenegro P., 1998, “*Binding energy of the ground and first few excited states of a shallow donor impurity in rectangular cross-sectional area GaAs quantum well wires under applied electric field*”, phys. stat. sol. (b) 210, 731.

Neder I., Heiblum M., Levinson Y., Mahalu D., Umansky V., 2006, “*Unexpected behavior in a two-path electron interferometer*”, Phys Rev Letters 96, 016804.

Porras - Montenegro N., Pérez - Merchancano S. T., Latgé A., 1993, “*Binding energies and density of impurity states in spherical GaAs - (Ga,Al)As quantum dots*”, Journal of Applied Physics, 74, 7624.

Roddaro S., Pellegrini V., Beltram F., N Pfeiffer L., West K. W., 2005, “*Particle-hole symmetric Luttinger liquids in a quantum Hall circuit*”, Phys Rev Letters 95(15):156804.

Roulleau P., Portier F., Glatli D. C., Roche P., Cavanna A., Faini G., Gennser U., Mailly D., 2007, “*Finite bias visibility of the electronic Mach-Zehnder interferometer*”, Phys. Rev. B 76, 161309.

Roulleau P., Portier F., Roche P., Cavanna A., Faini G., Gennser U., Mailly D., 2008, “*Direct Measurement of the Coherence Length of Edge States in the Integer Quantum Hall Regime*”, Phys. Rev. Lett. 100, 126802.

Sakaki H., 1980, “*Scattering Suppression and High-Mobility Effect of Size-Quantized Electrons in Ultrafine Semiconductor Wire Structures*”, Jpn. J. Appl. Phys. 19, 735.

Sıddıki A. ve Gerhardt R. R., 2004, “*Incompressible strips in dissipative Hall bars as origin of quantized Hall Plateaus*”. Phys.Rev. B 70, 195335.

Sıddıki A., Marquardt F., 2007, “*Self-consistent calculation of the electron distribution near a quantum point contact in the integer quantum Hall effect*”, Phys. Rev. B 75, 045325.

Sıddıki A., Cicek E., Eksi D., Mese A.I., Aktas S., Hakioglu T., 2008, “*Where are the edge-states near the quantum point contacts? A self-consistent approach*”, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 40,1160.

Sıddıki A., Kavruk A.E., Öztürk T., Atav Ü., Şahin M., Hakioglu T., 2008, “*The self-consistent calculation of the edge states at quantum Hall effect (QHE) based Mach-Zehnder interferometers (MZI)*”, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 40, 1398.

Stormer H.L., 1984, “*The fractional quantum hall effect (experiment)*”, Physica B+C 126, 250.

Sucu S., Mese A.I., Okan S.E., 2008, “*The Role of Confinement and Shape on the Binding Energy of an Electron in a Quantum Dot*”, Physica E, 40, 2698.

Sun J., Larsson M., Maximov I., Hardtdegen H., Xu H. Q., 2009, “*Gate-defined quantum-dot devices realized in InGaAs/InP by incorporating a HfO<sub>2</sub> layer as gate dielectric*”, Appl. Phys. Lett. 94, 042114.

Ulas M., Erdogan I., Cicek E., Senturk Dalgic S., 2005, “*Self polarization in GaAs-(Ga, Al)As quantum well wires: electric field and geometrical effects*”, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 25, 515.

Ulaş M., Akbaş H., Tomak M., 1997, “*Shallow donors in a quantum well wire: Electric field and geometrical effects*”, phys. stat. sol. (b) 200, 67.

Ulaş M., Akbaş H., Tomak M., 1998, “*Shallow donors in a quantum well wire: Electric field and geometrical effects*”, Tr. J. Of Physics 22, 369.

Ulaş M., Cicek E., Dalgic S. S. , 2004, “*Electric field effect on the binding energy of a non-hydrogenic donor impurity in a cylindrical cross-sectional quantum well wire*”, physica status solidi (b) 241, 2968.

van Wees B. J., van Houten H., Beenakker C. W. J., Williamson J. G., Kouwenhoven L. P., van der Marel D., Foxon C. T., 1988, “*Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas*” Phys. Rev. Lett. 60, 848.

Wang L., Kim D., Adesida I., 2009, “*Direct contact mechanism of Ohmic metallization to AlGaN/GaN heterostructures via Ohmic area recess etching*”, Appl. Phys. Lett. 95, 172107.

Wang X., Dai H., 2010, “*Etching and narrowing of graphene from the edges*”, Nature Chemistry 2, 661.

Weber G., 1992, “*Electron-confined-phonon interaction in quantum wells: Reformulation of the slab model*”, Phys. Rev. B 46, 16171.

Weber G., Schulz P. A., Oliveira L. E., 1988, “*Density of states and energy spectra of hydrogenic impurities in quantum-well wires*”, Phys. Rev. B 38, 2179.

Wegscheider W., Pfeiffer L. N., Dignam M. M., Pinczuk A., West K. W., McCall S. L., Hull R., 1993, "*Lasing from excitons in quantum wires*", Phys. Rev. Lett. 71, 4071.

Weichselbaum A., Ulloa S. E., 2006, "*Tunability of qubit Coulomb interaction: Numerical analysis of top-gate depletion in two-dimensional electron systems*", Phys. Rev. B 74, 085318.

Wharam D. A., Thornton T. J., Newbury R., Pepper M., Ahmed H., Frost J. E. F., D. G. Hasko, Peacock D. C., Ritchie D. A. ve Jones G. A. C., 1988, "*One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance*", Journal of Physics C: Solid State Physics 21, L209.

Woggon U., Petri W., Dinger A., Petillon S., Hetterich M., Grün M., O'Donnell K. P., Kalt H., Klingshirn C., 1997, "*Electronic states and optical gain in strained CdS/ZnS quantum structures*", Phys. Rev. B 55, 1364.

Yoffe A. D., 1993, "*Low-dimensional systems: quantum size effects and electronic properties of semiconductor microcrystallites (zero-dimensional systems) and some quasi-two-dimensional systems*", Adv. Phys. 42, 173.

## ÖZGEÇMİŞ

1979 yılının, Mayıs ayında Kars'ın Sarıkamış ilçesinde doğdum. İlkokulu Edirne'de İstiklal İlkokulu ve Trakya Birlik İlköğretim Okulu'nda tamamladım. Ortaokulu yine Trakya Birlik ilköğretim okulu'nda, lise eğitimimi ise Edirne Lisesi'nde tamamladım. 1997 yılında Trakya Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'ne girdim ve 2001 yılının Haziran ayında mezun oldum. Aynı yıl Trakya Üniversitesi Fen-Bilimleri Enstitüsü'nün yüksek lisans sınavını kazandım ve 2004 yılında mezun oldum. 2004 yılında Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında doktora eğitimime başladım. 2002 yılından bu yana Trakya Üniversitesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaktayım. Lisans üstü eğitimimin bu aşamasına kadar Science Citation Index' te taranan yedi, ve bir adette ulusal yayınım bulunmaktadır.