

**T.C.**  
**YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Yüksek Lisans Tezi**

**MERKEZİ OLMAYAN KUANTUM KUTULARINDA LİNEER VE LİNEER  
OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİN ELEKTRİK ALAN, BASINÇ VE  
SICAKLIĞA GÖRE DEĞİŞİMİ**

**Derya BAĞCILAR**

**Tez Danışmanı**

**Prof. Dr. Sait YILMAZ**

**Yozgat 2019**

**T.C.**  
**YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Yüksek Lisans Tezi**

**MERKEZİ OLMAYAN KUANTUM KUTULARINDA LİNEER VE LİNEER  
OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİN ELEKTRİK ALAN, BASINÇ VE  
SICAKLIĞA GÖRE DEĞİŞİMİ**

**Derya BAĞCILAR**

**Tez Danışmanı**

**Prof. Dr. Sait YILMAZ**

**Yozgat 2019**



# YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ

## TEZ ONAY FORMU

T.C.  
YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLER ENSTİTÜSÜ

Enstitümüzün Fizik Anabilim Dalı Tezli Yüksek Lisans Programı 70110514001 numaralı öğrencisi Derya BAĞCILAR'ın hazırladığı “merkezi olmayan kuantum kutularında lineer ve lineer olmayan optik özelliklerin elektrik alan, basınç ve sıcaklığa göre değişimi” başlıklı tezi ile ilgili tez savunma sınavı, Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği'nin ilgili maddeleri gereğince 29/08/2019 perşembe günü saat 09:00'da yapılmış, tezin onayına oy birliği/oy çokluğu ile karar verilmiştir.

**Başkan** : Prof. Dr. Sait YILMAZ

**Jüri Üyesi (Danışman)** : Prof. Dr. Sait YILMAZ

**Jüri Üyesi** : Doç. Dr. Mehmet ERTAŞ

**Jüri Üyesi** : Doç. Dr. Muharrem KIRAK

### ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulu'nun 4/9/19 tarih ve 4/ sayılı Enstitü Yönetim Kurulu Kararı ile onaylanmıştır.

4/9/2019  
T.C.  
YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLER ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ  
Prof. Dr. Mustafa SACMACI  
Müdür

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	ii
ABSTRACT.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
TABLolar LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vi
KISALTMALAR LİSTESİ.....	viii
GİRİŞ.....	1
I. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR.....	5
1.1. Düşük Boyutlu Yapılar.....	5
1.1.1. Kuantum Kuyular.....	5
1.1.2. Kuantum Teller.....	6
1.1.3. Kuantum Noktalar.....	6
1.2. Düşük Boyutlu Sistemlerin Enerji Seviyeleri ve Durum Yoğunluğu.....	7
1.3. Düşük Boyutlu Yapıların Üretim Metotları.....	9
1.4. Kuantum Noktaların Teknolojik Uygulamaları.....	11
II. FİZİKSEL YAKLAŞIMLAR VE HESAPLAMA YÖNTEMLERİ.....	13
2.1. Etkin Kütle Yaklaşımı.....	13
2.2. Varyasyon Metodu.....	14
2.3. Hidrojen Tipi Safsızlığın Oluşturulması.....	16
III. LİNEER OLMAYAN OPTİK.....	20
3.1. Lineer Olmayan Alınganlıkların Kuantum Mekanığı.....	21
IV. MERKEZİ OLMAYAN KUANTUM KUTULARINDA OPTİK ÖZELLİKLERİN ELEKTRİK ALAN, BASINÇ VE SICAKLIĞA GÖRE DEĞİŞİMİ.....	28
4.1. Dalga Fonksiyonlarının Elde Edilmesi.....	28
4.2. Elektrik Alan, Sıcaklık ve Basıncın Bağlanma Enerjisi Üzerine Etkisi.....	30
4.3. Elektrik Alan, Sıcaklık Ve Basıncın Soğurma Katsayıları Ve Kırılma İndisleri Üzerine Etkisi.....	35
V. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	42
KAYNAKLAR.....	44
ÖZGEÇMİŞ.....	49

**MERKEZİ OLMAYAN KUANTUM KUTULARINDA LİNEER  
VE LİNEER OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİN ELEKTRİK  
ALAN, BASINÇ VE SICAKLIĞA GÖRE DEĞİŞİMİ**

**Derya BAĞCILAR**

**Yozgat Bozok Üniversitesi**

**Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Yüksek Lisans Tezi**

**2019; Sayfa: 49**

**Tez Danışmanı: Prof. Dr. Sait YILMAZ**

**ÖZET**

Bu çalışmada, merkezi olmayan kuantum kutusunun elektronik ve optik özellikleri teorik olarak incelenmiştir. Hesaplamalarda etkin kütle yaklaşımı altında varyasyon metodu kullanılmıştır. Safsızlığın varlığında ve yokluğunda elektrik alan, basınç ve sıcaklığa göre bağlanma enerjisi, lineer ve lineer olmayan soğurma katsayıları ve kırılma indisi değişimleri incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar, elektronik ve optik özelliklerin üzerinde sıcaklık, basınç ve elektrik alanın önemli bir etkiye sahip olduğunu göstermiştir. Elektronik ve optik özelliklerin sıcaklık, basınç ve elektrik alan ile kontrol edilebileceği gözlenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Kuantum Kutu, Hidrojenik Safsızlık, Elektrik Alan, Basınç, Sıcaklık

# **CHANGE OF LINEAR AND NON LINEAR OPTICAL PROPERTIES WITH ELECTRIC FIELD, PRESSURE AND TEMPERATURE IN OFF CENTRAL QUANTUM BOXES**

**Derya BAĞCILAR**

**Yozgat Bozok University**

**Graduate School of Natural and Applied Sciences**

**Department of Physics**

**Master of Science Thesis**

**2019; Page: 49**

**Thesis Supervisor: Professor. Dr. Sait YILMAZ**

## **ABSTRACT**

In this study, the electronic and optical properties of off-centered quantum box are theoretically examined. In calculation, the variation method is used within the frame of effective mass approach. The binding energy, linear and nonlinear absorption coefficients and refractive index changes according to electric field, pressure and temperature are investigated in the presence and absence of impurity. The results show that temperature, pressure and electric field have a significant effect on optical and electronic properties. It is observed that the electronic and optical properties can be controlled by temperature, pressure and electric field.

**Keywords:** Quantum Box, Hydrogenic Impurity, Electric Field, Pressure, Temperature

## TEŞEKKÜR

Tez alıŐmamın tamamlanmasında her daim destek olan ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Prof. Dr. Sait YILMAZ'a ve Do. Dr. Muharrem KIRAK'a teşekkür eder, sonsuz minnet ve Őukranlarımı sunarım.

ÇalıŐmalarım süresince her zaman yanımda olan maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen eŐim Ali BAĞCILAR'a, kız kardeŐim Dilek ERKEKLİ'ye, oğullarım Yusuf İhsan BAĞCILAR, Yunus Alper BAĞCILAR'a ve tüm aileme sonsuz minnet ve Őukranlarımı sunarım.

## TABLÖLAR LİSTESİ

<b>Tablo 4. 1:</b> Soğurma katsayılarının farklı elektrik alan değerleri için karşılaştırılması (P=20Kbar, T=100 K, L=0.2 a.b., Z=0).....	36
<b>Tablo 4. 2:</b> Kırılma indislerinin farklı elektrik alan değerleri için karşılaştırılması (P=20Kbar, T=100 K, L=0.2 a.b., Z=0).....	40





## ŞEKİLLER LİSTESİ

- Şekil 1. 1:** Kuantum nanoyapılar (a) Üç boyutlu hacimsel yapı, (b) Tek boyutta sınırlandırılmış kuantum kuyusu, (c) İki boyutta sınırlandırılmış kuantum teli, (d) Üç boyutta sınırlandırılmış kuantum nokta. [46]..... 5
- Şekil 1. 2:** Kuantum kuyusunun şematik gösterimi. [47] ..... 6
- Şekil 1. 3:** (a) Hacimsel Yapı İçin Durum Yoğunluğu-Enerji Değişimi. (b) Kuantum kuyu için durum yoğunluğu-enerji değişimi. (c) Kuantum tel için durum yoğunluğu-enerji değişimi. (d) Kuantum nokta için durum yoğunluğu-enerji değişimi. [48]..... 8
- Şekil 1. 4:** Asit ile aşındırma yöntemi ile kuantum nokta üretimi. [46] ..... 10
- Şekil 1. 5:** Elektrik alan ile kuantum nokta üretimi.[46] ..... 10
- Şekil 1. 6:** MBE Cihaz taslağı.[46]..... 11
- Şekil 2. 1:** Donor safsızlığın şematik gösterimi. [54] ..... 16
- Şekil 2. 2:** Enerji-bant diyagramı (a) Donor safsızlık için (b) Akseptör safsızlık için. [2] ..... 17
- Şekil 2. 3:** Sistem büyüklüğünün (r) fonksiyonu olarak Coluomb enerjisi ve sınırlama enerjisi arasındaki mukayese. [47] ..... 19
- Şekil 4. 1:** Farklı elektrik alan büyüklükleri için ( $E=20, 40, 60$  ve  $80$  a.b.) bağlanma enerjisinin merkezi olmayan kuantum kutu genişliğine bağlı değişimi. a) Taban durumu ( $n=0$ ) için, b) Birinci uyarılmış durum ( $n=1$ ) için. .... 32
- Şekil 4. 2:** Farklı sıcaklık değerleri için ( $T=0, 100, 200$  ve  $300$  K) bağlanma enerjisinin merkezi olmayan kuantum kutu genişliğine bağlı değişimi. a) Taban durumu ( $n=0$ ) için, b) Birinci uyarılmış durum ( $n=1$ ) için. .... 33
- Şekil 4. 3:** Farklı basınç değerleri için ( $P=0, 40$  ve  $80$  Kbar) bağlanma enerjisinin merkezi olmayan kuantum kutu genişliğine bağlı değişimi. a) Taban durumu ( $n=0$ ) için, b) Birinci uyarılmış durum ( $n=1$ ) için. .... 34

<b>Şekil 4. 4:</b> Elektrik alan ( $E=20, 40, 60$ ve $80$ a.b.) için lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimi. ....	37
<b>Şekil 4. 5:</b> Basınç ( $P=0, 20, 40, 60$ ve $80$ Kbar) için lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimi. ....	37
<b>Şekil 4. 6:</b> Sıcaklık ( $T=0, 100, 200$ ve $300$ K) için lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimi. ....	38
<b>Şekil 4. 7:</b> Kutu genişliği ( $L=0.2, 0.25, 0.3$ ve $0.4$ a.b.) için lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimi. ....	38
<b>Şekil 4. 8:</b> Basınç ( $P=0, 20, 40, 60$ ve $80$ Kbar) için lineer, lineer olmayan ve toplam kırılma indislerinin foton enerjisi ile değişimi. ....	41
<b>Şekil 4. 9:</b> Sıcaklık ( $T=0, 100, 200$ ve $300$ K) için lineer, lineer olmayan ve toplam kırılma indislerinin foton enerjisi ile değişimi. ....	41
<b>Şekil 4. 10:</b> Kutu genişliği ( $L=0.2, 0.25, 0.3$ ve $0.4$ a.b.) için lineer, lineer olmayan ve toplam kırılma indislerinin foton enerjisi ile değişimi. ....	42

## KISALTMALAR LİSTESİ

<b><math>E_{g1}</math></b>	: Büyük Yasak Enerji Aralığı
<b><math>E_{g2}</math></b>	: Küçük Yasak Enerji Aralığı
<b>MBE</b>	: Moleküler Işın Epitaksi
<b>CVD</b>	: Kimyasal Buhar Biriktirme
<b>MOCVD</b>	: Metal Organik Kimyasal Buhar Deposizyonu
<b>MBE</b>	: Moleküler Demet Epitaksi
<b>LPE</b>	: Sıvı Faz Epitaksi
<b>VPE</b>	: Buhar Faz Epitaksi
<b>LED</b>	: Işık Yayan Diyot
<b>QD</b>	: Kuantum Nokta
<b>AlGaAs</b>	: Alüminyum Galyum Arsenit
<b>GaAs</b>	: Galyum Arsenit

## GİRİŞ

Doğayı işleyerek medenileşmek ve refah düzeyini artırmak insanoğlu için geçmişten günümüze kadar önemli bir araştırma konusunu oluşturmaktadır. 19. Yüzyılın başında yaşanan sanayi devrimi ve 20. Yüzyılın başında otomotiv alanında gerçekleştirilen büyük gelişmeler ve bu gelişmelerin devamındaki otomotiv devriminin yapılmasına rağmen 19. yüzyılın sonlarına doğru hala bir gerçeğe inanılıyordu. Bütün fiziksel olayları açıklayabilmek için klasik fiziğin yeterli olduğu. Örneğin; Newton yasaları mekanik olayları açıklayabilirken, Maxwell denklemleri elektrik ve optik olayları, termodinamik olayları ise yeni başlamakta olan istatistik mekanik teorisi açıklayabiliyordu. Bu dönemde yapılan bir dizi deneysel çalışmaları ise klasik fizik açıklamakta yetersiz kalıyordu. Bu deneysel çalışmalar klasik fiziğin duvarlarını yıkmaya başlamış ve yeni kavramlara ihtiyaç olduğunun farkına varılmasına neden olmuştur. Yaklaşık 30 yıllık bir araştırma sonunda klasik fizik yerini ilk kez Planck tarafından öne sürülen ve Pauli, Dirac, Schrödinger, Heisenberg gibi bilim adamları tarafından geliştirilen ve olasılıklar üzerine kurulan kuantum fiziğine bırakmıştır. Böylece molekül, atom, çekirdek, temel parçacıklar ve kuarklar gibi küçük parçacıkları inceleyen kuantum fiziği doğmuştur.

20. yüzyıldaki gelişmeler ise 1940'lardan itibaren W.H. Brattain ve J. Bardeen [1] tarafından transistörün keşfi ile katıhal elektroniğine kuantum fiziğinin etkisi başlar. 1950'li yıllarda Leo Esaki'nin [2] tünel diyotunu icadı, 1958 yılında Franz ve Keldysh[3-4] tarafından elektron soğurma sürecinin keşfedilmesi, 1960'larda Hall ve arkadaşlarının [5] yarıiletken lazeri keşfi, Anderson'un [6] 1962'de yaptığı çalışmalardan sonra heteroeklemlerin ortaya çıkışı, katı hal elektroniğinde kuantum fiziğinin önemini artırır. Arthur ve Cho'nun [7] Moleküler demet epitaksi yöntemini buluşu, heteroeklem yapılarında kuantum malzeme alanının hızla gelişmesine yol açar.

1970'li yıllarda, Esaki ve Tsu'nun [8] çok kuantum kuyulu süper örgüler üzerindeki çalışmaları, Chang ve arkadaşlarının [9] rezonans tünellemesi çalışmaları, Dingle ve arkadaşlarının [10] modülasyon katkılama deneyleri, Esaki ve Chang [11] tarafından yapılan transport deneyleri ve Dingle ve arkadaşlarının [12] yaptığı optik soğurma ölçümleri sonucu, kuantum kuyulardaki enerji seviyelerinin kesikli olduğu ortaya

çıkmiştir. Böylece fiziksel ilerlemeler hız kazanmış ve günümüzde kuantum fiziği nanoteknoloji, optik, elektronik ve tıp gibi birçok alanda uygulama olanağı bulmuş, yarıiletken kuantum yapıların davranışlarını açıklama imkanı sunmuştur.

Elektronik ve optoelektronik devrelerde düşük boyutlu yapıları özelliklerini (kuantum nokta, kuantum tel ve kuantum kuyu) ve bu özellikler altında yatan fiziği anlamak için deneysel ve teorik birçok çalışma devam etmektedir [13-14]. Kuantum noktalar, optoelektronik devre elemanlarının atomik karakterlerini diğer düşük boyutlu yapılara göre daha iyi ortaya koyduğu için yapay atom olarak da adlandırılır ve kuantum noktalar üzerine yapılan çalışmalar oldukça fazladır [15-16]. Nanoyapılarda optik özellikleri değiştirebilen örgü içerisine yabancı atomların katılanması ile elde edilen safsızlığı anlamak oldukça önemlidir [17]. Bastard ve Bose [18-19] heteroyapılar içinde kısıtlanmış donör safsızlık elektronunun hidrojenik bağlanma enerjisi üzerine çalışmalar yapmış daha sonra Bastard [20] bu çalışmasını ilk kez kuantum kuyuda incelemiştir. Lazano [21],  $\text{GaAs} \pm (\text{Ga}, \text{Al})$  'da sığ hidrojenik donör safsızlıklarının bağlanma enerjisinin, kuantum kutusunun büyüklüğü azaldığında, arttığını göstermiştir. Hidrojenik safsızlık problemi genişletilerek daha sonra küresel kuantum noktaya uygulanmıştır. Bu uygulamada safsızlığın iletim ve optik özellikler üzerine etkileri incelenirken varyasyon metodu [22-23] ve pertürbasyon yaklaşımı [24] gibi metot kullanılmıştır. Hidrojen safsızlıklarının bağlanma enerjisi üzerine çalışan Mendoza [25], safsızlıkların bağlanma enerjisinin safsızlık konumuna büyük ölçüde bağlı olduğunu bulmuştur.

Elektrik alan, basınç ve manyetik alan gibi dış faktörlerin düşük boyutlu yapılar üzerine etkisi ve bu etkiler altında kuantum nano yapıların optik ve elektronik özelliklerinin ayarlanabilmesi yeni optoelektronik cihazların yapılmasında büyük rol oynamaktadır [26-27]. Moleküler ışın epitaksi, metal-organik kimyasal-buhar biriktirme ile birleştirilmiş elektron ışın litografi gibi deneysel tekniklerin geliştirilmesiyle, hidrojen safsızlık durumlarının anlaşılması için birçok çalışma yapılmıştır. Elektrik alanın, düşük boyutlu sistemlerin fiziksel özellikleri üzerindeki etkileri, bu sistemlerin yeni yarıiletken cihazların geliştirilmesindeki önemi nedeniyle hem teorik hem de teknolojik açıdan önemli bir araştırma konusu olmuştur. Özellikle, bir elektrik alanın hetero-yapının büyümesi yönünde uygulanması,

kutuplanmaya ve kuantum yapılarda enerji kaymasına neden olmuştur. Bu etkiler, optoelektronik cihazların yoğunluk çıkışı kontrol etmek ve modüle etmek için kullanılacak taşıyıcıların enerji spektrumunda önemli değişiklikler meydana getirmektedir [28]. Bu dış faktörlerden elektrik alan etkisi ile kuantum enerji durumlarının ve bağlanma enerjilerinin değiştiği görülmüştür. Montenegro ve Murillo [29] yaptıkları çalışmada dış bir elektrik alan uygulandığında elektron dağılımlarının kutuplandığını ve kuantum enerjilerinin kaydığını görmüşlerdir. Harold ve Lee [30], elektrik alanın uygulanması, düşük alanlarda ikinci dereceden, ancak yüksek alanlarda ise neredeyse doğrusal hale gelen elektron enerjilerinin Stark kaymasına neden olduğunu gözlemlemişler ve elektrik alanın uygulanması sonucunda enerji seviyelerinin düştüğünü belirtmişlerdir. Bununla birlikte, kuantum kutunun optik soğurma spektrumundaki zirveleri, uygulanan elektrik alana göre optik alanın kutuplanmasına bağlı olacak şekilde kaydırıldığını göstermişlerdir. Dış bir elektrik alan altındaki kübik GaAs/AlAs kuantum noktasının elektron alt-bant enerjisi, değişken bir şema içinde teorik olarak inceleyen Dane ve arkadaşları [31], elektron alt-bant enerjisinin elektrik alan kuvveti ile azaldığını, elektrik alanın yönüne bağlı olarak değiştiğini gözlemlemişlerdir. Parabolik sınırlandırılmış hidrojen atomu için dış bir elektrik alan uygulandığında elektron dağılımlarının kutuplandığını ve kuantum enerjilerinin kaydığını pertürbasyon metodu kullanarak Xie [32] incelemiştir. Yaptığı çalışma ile Xie kuantum nokta yarıçapı ve dış bir elektrik alan altında bağlanma enerjisini hesaplamıştır.

Sıcaklık ve basıncın bağlanma enerjisi üzerine etkileri de inceleme konuları arasında yer almaktadır. Kuantum kutuların optik özelliklerinin potansiyel sınırlandırılmasının asimetrik olmasına bağlılığı gösterilmiştir. Potansiyel sınırlandırmada simetri ve asimetri bir kuantum kutuya elektrik alan uygulayarak elde edilebilir [33-34]. Soğurma katsayılarındaki değişimlerin, asimetrik kuantum kuyularda kare kuantum kuyularına göre daha büyük olduğu ispatlanmıştır [35-36]. Uygulanan basınç ile sınırlandırılmış taşıyıcıların farklı enerji düzeyleri arasındaki geçişlerin kontrol edilebileceği görülmüştür [37-38]. Khordad ve arkadaşları [39] hidrostatik basıncın hem bantlar arası optik soğurma katsayıları hem de kırılma indisi değişiklikleri üzerindeki etkisini, kuantum noktası için incelemişler ve basıncın bantlar arası optik soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimlerinin kübik kuantum noktasında önemli

bir rol oynadığını bulmuşlardır. Sali ve Satori [40], donör bağlanma enerjisinin dış basınçla daha erken arttığını ve değişkenliğin dar noktalar için daha büyük olduğunu ve sıcaklık ile hafifçe düştüğünü bulmuşlardır.

Soğurma katsayıları ve kırılma indisinin bantlar arası geçişlerde foton enerjisine bağlılığı tekli ve çoklu kuantum kutularda incelenmiştir [41-42]. Bir kuantum kutusundaki bantlar arası optik geçişlerle ilişkili soğurma ve kırılma indislerindeki değişikliklerin analitik formlarını, kompakt yoğunluklu matris yaklaşımı kullanarak elde eden Karabulut ve arkadaşları [43-44], sayısal sonuçları tipik bir AlGaAs / GaAs kuantum kutusu için sunmuş ve lineer, üçüncü dereceden lineer olmayan toplam kırılma indisi ve soğurma katsayılarını, optik yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak incelemişlerdir. Elde edilen sonuçlar optik yoğunluğunun toplam soğurma ve kırılma indisi değişimleri üzerinde büyük bir etkisi olduğunu göstermişlerdir. Khordad [45], kübik kuantum noktasında pozisyona bağlı etkin kütleleri incelemek için analitik bir ilişki elde etmiş ve etkin kütlelerin bantlar arası optik soğurma katsayısı üzerindeki etkisi ve kuantum noktasındaki kırılma endeksi değişimi incelenmiştir. Etkin kütlelerin bir kübik kuantum noktasında optik soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişiminde önemli bir rol oynadığını göstermiştir. İletişim teknolojisinde, optik anahtarlama ve daha hızlı iletişim hatları için kuantum kuyuların lineer ve lineer olmayan özelliklerine ihtiyaç duyulmaktadır. Tüm bu çalışmalar bu özellikleri ortaya koyabilmek için yapılmıştır.

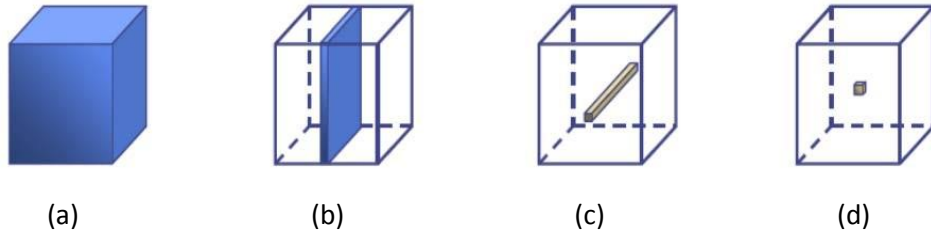
Bu çalışmada, kuantum kutularda elektrik alan, basınç ve sıcaklık değişimleri altında bağlanma enerjisi, lineer ve lineer olmayan optik özellikler etkin kütle yaklaşımı altında varyasyon metodu kullanılarak incelenmiştir. Bu çalışmanın konuyla ilgilenenler için özet özelliğinde olacağı ve burada yapılan hesaplamaların ve elde edilen sonuçların merkezi olmayan kuantum kutuların optik özelliklerini anlatmakta bir nebze katkı sağlayacağı düşünülmektedir.

# I. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR

## 1.1. Düşük Boyutlu Yapılar

Doğadaki tüm yapıları, boyutlarını dikkate alarak; parçacık hareketlerini istatistiksel olarak tanımlamamıza imkan sağlayan makroskobik yapılar, atom ve molekül mertebesindeki ( $\approx 1 \text{ \AA}$ ) mikroskobik yapılar ve bu iki yapı arasında kalan ve boyutları  $10\text{\AA}$ - $1000 \text{ \AA}$  arasında değer alan mezoskopik yapılar olmak üzere üç başlık altında sınıflandırabiliriz. Taşıyıcılar üç boyutta serbest hareket edebilme özelliklerini yitirdiği ve belli bir bölge içinde sınırlandırılan yapılara mezoskopik yapılar denir.

Bu yapılar için durum yoğunluğu sürekli değildir ve tanecik sayısı ile birçok fiziksel özellik sıkı bir şekilde bağlıdır. Boyutlar çok küçük olduğundan dolayı kuantum mekaniksel etkiler önemli hale gelmeye başlar. Taşıyıcı hareketinin sınırlandırıldığı boyut sayısına bağlı olarak hacimsel yapı, kuantum kuyusu, kuantum teli ve kuantum noktasının şematik gösterimi Şekil 1.1.'de verilmiştir.



**Şekil 1. 1.** Kuantum nanoyapılar (a) Üç boyutlu hacimsel yapı, (b) Tek boyutta sınırlandırılmış kuantum kuyusu, (c) İki boyutta sınırlandırılmış kuantum teli, (d) Üç boyutta sınırlandırılmış kuantum nokta. [46]

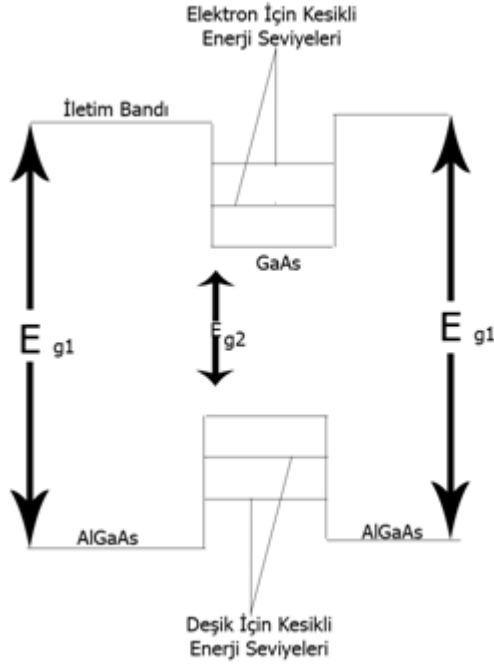
### 1.1.1. Kuantum Kuyular

Elektronların bir boyutta sınırlandırılması ile oluşturulan düşük boyutlu yapılara kuantum kuyusu adı verilir. Bu yapıda taşıyıcıların hareketi belirli boyutlarda sınırlandırılırken yapıyı oluşturan malzemelerin bant aralıklarındaki farklılıklardan yararlanılmıştır. Düşük yasak enerji aralığına ( $E_{g2}$ ) sahip başka bir yarıiletken malzemenin atom katmanları büyütülerek yasak enerji aralığı büyük ( $E_{g1}$ ) olan



yariletken bir malzeme içerisinde katkılındığında bu yasak enerji farkından dolayı potansiyel engel oluşturulur.

Elektronların hareketleri genellikle büyüme yönünde bu potansiyelde sınırlandırılır. Bu tür bir sınırlandırma kuantum kuyusu olarak adlandırılır. Şekil 1.2’de GaAs yariletkeni, AlGaAs yariletkenler arasında yerleştirilerek oluşturulan kuantum kuyusunun şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 1. 2: Kuantum kuyusunun şematik gösterimi. [47]

### 1.1.2. Kuantum Teller

İki boyutta elektronların hareketlerinin sınırlandırılması sonucu elektronun tek boyutta rahat hareket edebildiği nanoyapılara kuantum telleri denir. Fotolitografi veya elektron-ışın litografisiyle modellenen standart bir kuantum kuyu tabakası, kuantum kuyu maddesi aşındırma yöntemiyle tek bir şerit halinde bırakılır. Boyutları bir elektronun de Broglie dalga boyu ( $\sim 500\text{Å}$ ) mertebesindeki mikroyapılara taşıyıcı hareketi iki yönde (x-y) sınırlanırken üçüncü yön (z) doğrultusunda serbesttir.

### 1.1.3. Kuantum Noktalar

Elektronların serbest hareketinin tüm yönlerde sınırlandırılması sonucu kuantum noktalar oluşturulur ve bu sınırlandırılma neticesinde davranış olarak atomlara benzediğinden dolayı yapay atomlar olarak da adlandırılırlar. Kuantum noktalar elektronik özellikleri şekil ve boyutlarına bağlı olan yarıiletken heteroyapılardır. Üretim teknikleri olarak, genellikle epitaksiyel teknikler ya da litografik teknikler kullanılır.

## 1.2. Düşük Boyutlu Sistemlerin Enerji Seviyeleri ve Durum Yoğunluğu

Düşük boyutlu sistemlerin enerjileri, durum yoğunlukları ve diğer fiziksel özellikleri üç boyutlu hacimsel yapılardan oldukça farklıdır. Düşük boyutlu yapıların serbestlik derecelerine göre enerji değerleri ve birim enerji aralığındaki izinli durumların sayısını veren durum yoğunlukları aşağıdaki şekilde sıralanmıştır.

Üç boyutta serbest hacimsel yapı için,

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (1.1)$$

$$D^{(3B)}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E} \quad (1.2)$$

şeklinde olup burada  $\hbar$  Planck sabiti,  $k$  dalga vektörü ve  $m^*$  elektronun etkin kütesidir. Hacimsel yapıda eletron hareketi genellikle serbest ve enerji spektumu süreklidir (Şekil 1.3 (a)).

Kuantum kuyularındaki enerji seviyelerini bulmak için ,

$$E^{(2B)} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} n_z^2\right) = \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}^*} (k_{\perp}^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} n_z^2) \quad (1.3)$$

eşitliği kullanılırken, kuantum kuyu için durum yoğunluğu

$$D^{(2B)}(E) = D_{\perp}^{(2B)}(E) + D_z^{(2B)}(E) \quad (1.4)$$

$$D^{(2B)}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_{\perp}^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} E_{\perp}^{3/2} + \frac{m_z^*}{\pi\hbar^2} \sum_{n_z=1} \Theta(E - E_{n_z}) \quad (1.5)$$

şeklinde elde edilir. Burada  $\Theta(E - E_{n_z})$  adım fonksiyonudur. Kuantum kuyusunun

için durum yoğunluğu üç boyutlu hacimsel yapıdaki gibi artan  $E^{1/2}$  fonksiyonu değil adım fonksiyonu şeklindedir (Şekil 1.3 (b)).

Kuantum tellerinde elektron iki boyutta sınırlandırıldığı için enerji seviyeleri,

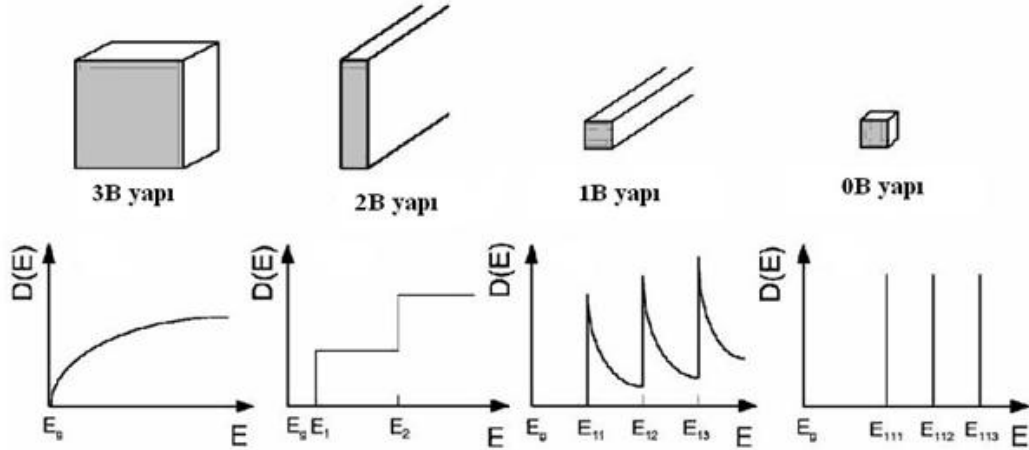
$$E^{(1B)} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( k_x^2 + \frac{\pi^2}{L_y^2} n_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} n_z^2 \right) \quad (1.6)$$

ile verilir.  $E_i$  altbant minimum enerjisi için  $n$  tane sınırlandırılmış durum varsa, kuantum telde durum yoğunluğunu,

$$D^{(1D)}(E) = D_x^{(1D)}(E) + D_{y,z}^{(1D)}(E) \quad (1.7)$$

$$D^{(1D)}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_{\perp}^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} E_{\perp}^{3/2} + \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi\hbar} \sum_{i=1}^n \frac{1}{(E-E_i)^{1/2}} \Theta(E-E_i) \quad (1.8)$$

şeklinde yazabiliriz.  $D(E)$  fonksiyonunda  $E^{1/2}$  faktörü ile indirgenmesine elektronun hareketi için serbestlik derecesinin azalmasının neden olduğu kolaylıkla görülebilmektedir (Şekil 1.3 (c)).



**Şekil 1. 3.** (a) Hacimsel Yapı İçin Durum Yoğunluğu-Enerji Değişimi. (b) Kuantum kuyu için durum yoğunluğu-enerji değişimi. (c) Kuantum tel için durum yoğunluğu-enerji değişimi. (d) Kuantum nokta için durum yoğunluğu-enerji değişimi. [48]

Kuantum noktalarda elektronun hareketi üç boyutta ( $x, y, z$ ) sınırlandırıldığı için enerji seviyeleri

$$E E^{(0B)} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\pi^2}{L_x^2} n_x^2 + \frac{\pi^2}{L_y^2} n_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} n_z^2 \right) \quad (1.9)$$

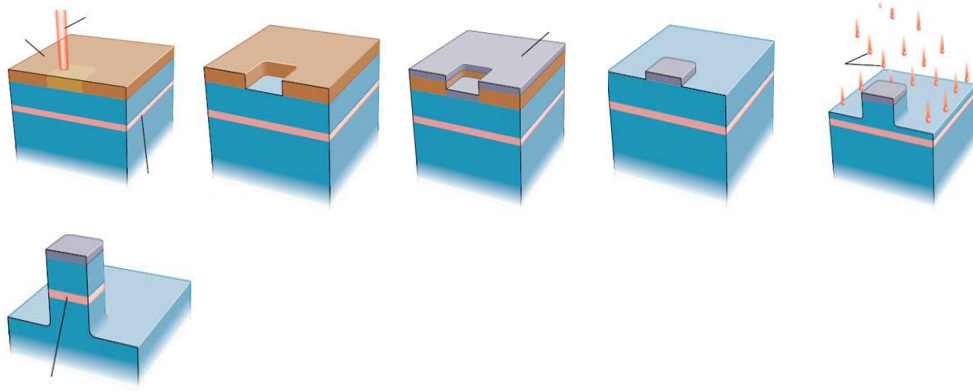
olarak elde edilir. Daha yüksek boyutlu yapıların durum yoğunlukları, kuantum noktaların durum yoğunluğundan farklıdır. Taşıyıcılar üç boyutta sınırlandırıldığı için dağılım eğrileri yoktur ve durum yoğunluğu,

$$D^{(0D)}(E) = 2 \sum_{i=1}^{n_i} \delta(E - E_i) \quad (1.10)$$

şeklinindedir. Burada  $\delta$ , delta fonksiyonudur. Sınırlandırılmış enerji seviyesinde iki durum olması neticesinde durum yoğunluğunun enerji ile değişimi delta fonksiyonun serisi şeklinde olacaktır. Durum yoğunluğunun keskinliğini arttıran faktör enerji spektrumunun kesikli olmasıdır. Kuantum nokta için durum yoğunluğunun enerji ile değişimi Şekil 1.3 (d)'de gösterilmiştir.

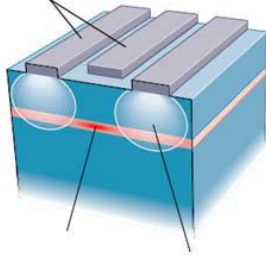
### 1.3. Düşük Boyutlu Yapıların Üretim Metotları

Litografik tekniklerle kuantum kuyusunun yüzeyine elektrotların yerleştirilmesi ve yarıiletken heteroyapılarda iki boyutlu elektron gazının asitle yakılması sonucunda kuantum noktalar üretilebilir. İlk adım olarak bir kuantum kuyu malzemenin tabaka içeren yarıiletken yüzeyi polimer maske ile kaplanır ve maskeye elektron demeti gönderilir ve ışına maruz bırakılan bölgeden polimer tabaka uzaklaştırılır. Daha sonra yüzey üzerine ince metal bir tabaka kaplanır. Kimyasal çözücü yardımıyla elektron demetine maruz bırakılan bölgenin dışında kalan bölgeler çıkarılarak metalle korunan bölgenin dışı asitle yakılır ve böylece kuantum nokta elde edilir (Şekil 1.4). Bu teknik asit ile aşındırma yöntemi olarak adlandırılır [49].



**Şekil 1. 4.** Asit ile aşındırma yöntemi ile kuantum nokta üretimi. [46]

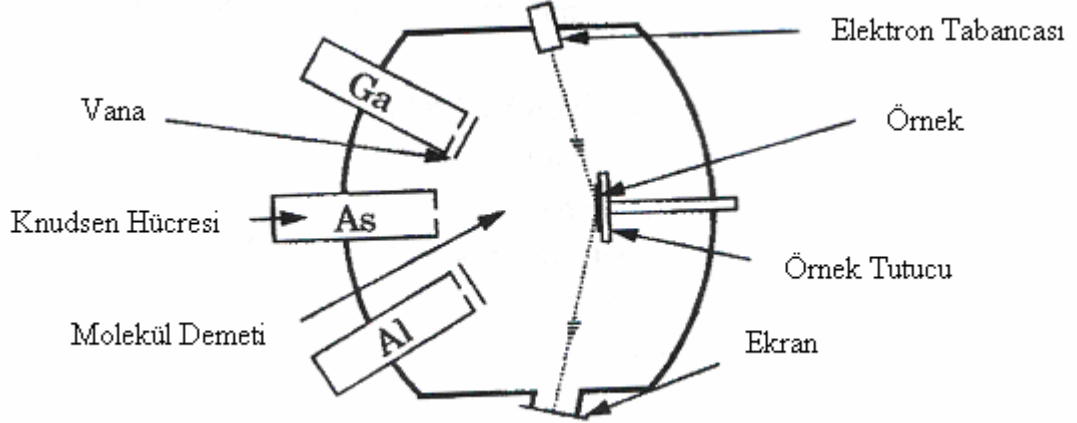
Gömülü kuantum kuyusu tabakası üzerine elektrotların yerleştirilip elektrotlara gerilim uygulandığında bir elektrik alan oluşturulur. Bu alan, elektronların tabakanın dışında küçük sınırlı bölgelerde hapsolmesini sağlar. Gerilimin değişimiyle bu bölgelerin sınırlama derecesi ayarlanabilir [49]. Elektrik alan ile üretilmiş kuantum noktasının şematik gösterimi Şekil 1.5.'de gösterilmiştir.



**Şekil 1. 5.** Elektrik alan ile kuantum nokta üretimi.[46]

Nanoteknolojik gelişmeler sayesinde yüksek performanslı optoelektronik cihazları üretilmiş ve böylece yüksek kalitede yarıiletken yapıların üretimi de mümkün hale gelmiştir. Son yıllarda kullanılan modern yarıiletken kristal büyütme yöntemleri üç ana grupta toplanabilir. Moleküler demet epitaksi (MBE), sıvı faz epitaksi (LPE) ve buhar faz epitaksi (VPE) [50].

Bununla birlikte, kimyasal buhar biriktirme (CVD) ve metal-organik kimyasal buhar biriktirme (MOVCD) gibi farklı epitaksi yöntemler vardır.



**Şekil 1. 6.** MBE Cihaz taslağı.[46]

Şekil 1.6' da taslak olarak verilen MBE Cihazı ile yapılan moleküler ışın epitaksi (MBE) yönteminde yarıiletken tabaka ısıtılarak buharlaştırılır ve moleküler bir demet oluşturulması sağlanarak büyütme gerçekleştirilir. Yüksek kalitede malzeme büyütmesine imkan sağladığından dolayı bu yöntem tercih edilmektedir.

Büyütme sırasında yüzeyi kontrol etmesi (yüzeyin düzgün ve pürüzsüz olması), katkı konsantrasyonunu belirlemesi düşük büyütme sıcaklıkları, kalınlık hassasiyetini ayarlaması, ve çevreye zararlı maddeleri yaymaması moleküler demet epitaksi (MBE) tekniğini diğerlerinden ayıran özelliklerdir [51].

Metal organik kimyasal buhar çöküntüsü veya MOCVD (metal organik buharlaşma-faz epitaksi veya MOVPE olarak da bilinir) yüksek nitelikli heteroyapıların üretilmesinde kullanılan başka bir yöntemdir. Alet çok zehirli gazları bulundurmasına rağmen MBE'ye göre daha kullanışlı olduğu söylenebilir. MOCVD daha iyi optoelektronik aygıt üretmede MBE'den daha avantajlıdır. Ayrıca daha hızlıdır ve ticari üretim için başarılıdır. Aynı anda çok sayıda dilim büyütülebilir [46].

#### **1.4. Kuantum Noktaların Teknolojik Uygulamaları**

Birçok atomdan oluşan yapay devasa atomlar kuantum noktalardır ve kuantum noktaya atom eklenip, çıkartılabilir. Kuantum noktaların boyutları değiştirilebildiğine göre enerji seviyeleriyle oynanabilen bir malzeme ile karşılaşılır ki bu eşsiz ve çok

sıra dışı bir özelliktir. Uyarılmış bir elektron Bohr yarıçapı kadar uzağa gitmek istediğinde sınırlandırılmış olduğu için gidemeyecek ve kuantum mekaniğine özgü özellikler gösterecektir. Hacimsel bir malzemede sınırlandırma yoktur, kuantum kuyusunda bir boyutta, kuantum telde iki boyutta ve kuantum noktada ise tüm yönlerde sınırlandırma söz konusudur. Kuantum noktada tüm yönlerde (x, y, z) sıkışan elektron enerjisini üst seviyelere çıkararak harcayamadığı için kinetik enerjisi artmaya başlar ve bundan dolayı dalga boyunu kısaltır. Bunun sonucunda elektronun yaptığı ışımın rengi değişir ve bununla beraber daha yüksek enerjiye sahip olduğu için yaptığı ışıma da daha parlak (daha şiddetli) olur. Malzemenin boyutu Bohr yarıçapının altına indirildiğinde sıra dışı bir kuantum özelliği olan malzemenin renginin değişmesi özelliği ortaya çıkar.

Kuantum noktalarda boyut kontrol edilebilir bir değişken olduğu için de noktanın boyutunu değiştirerek rengini de kontrol edebilme kabiliyetine sahip olunur. Bu durum da mühendislik uygulamaları için inanılması güç bir alan daha açıyor; tıpta teşhis için kullanılan biyo-ajanlar, daha verimli çalışan güneş panelleri, daha fazla aydınlatan ve az enerjiyle çalışan ampuller, çok daha az enerjiyle çalışan lazerler istenilen renkte LED aydınlatmalar, çok daha az enerjiyle çalışan ekran ve plazma televizyon v.b. Bunlar kuantum noktaların düşünölen uygulama alanlarından sadece birkaçıdır [52].

## II. FİZİKSEL YAKLAŞIMLAR VE HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

Analitik çözümün mümkün olmadığı karmaşık problemler için bir takım fiziksel yaklaşımların yapılması kaçınılmazdır. Bu tür problemlerde uygun sınır şartları ve yaklaşımlar ile sistem karakterize edilir. Bu karakterize etme sırasında Schrödinger denklemi oluşturulur ve Pertürbasyon Teorisi, Hartree Fock Modeli, Varyasyon metodu gibi hesaplama teknikleri etkin kütle yaklaşımı altında yapılır.

### 2.1. Etkin Kütle Yaklaşımı

Deneysel olarak katıların özellikleri incelenirken (optik, elektronik, termal...) elektronun kütlesine göre bu katıların özelliklerinin değiştiği gözlemlenmiştir. Elektronun kristal içindeki potansiyelle az da olsa etkileşmesinden dolayı boş uzaydaki kütle ( $m_0$ ) yerine kristal örgüdeki etkin kütle ( $m^*$ ) dikkate alınır. Etkin kütle serbest elektron kütlesinden farklı olmasının nedeni ise elektronlar ile kristal atomları arasındaki etkileşimdir. Etkin kütle tanımlamak için öncelikle iletkenlik bandındaki elektronun hızı göz önüne alınır. Elektronun enerjisinin, elektronun açısal frekansı cinsinden ifadesi,

$$E = \hbar\omega \quad (2.1)$$

şeklindedir ve dalga hızı,

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} = \left(\frac{1}{\hbar}\right) \left(\frac{dE}{dk}\right) \quad (2.2)$$

ile ifade edilir. Parçacığın ivmesi grup hızı cinsinden,

$$a = \frac{dV_g}{dt} = \left(\frac{1}{\hbar}\right) \left(\frac{d^2E}{dkdt}\right) = \left(\frac{1}{\hbar}\right) \left(\frac{d^2E}{dk^2}\right) \left(\frac{dk}{dt}\right) \quad (2.3)$$

olarak bulunur. Periyodik örgüde elektrona bir  $F_{dış}$  kuvvet uygulanırsa elektronun hareket denklemi Newtonun II. hareket yasasına göre,

$$\vec{F} = \vec{F}_{iç} + \vec{F}_{dış} = \frac{d\vec{p}}{dt} = m^* \vec{a} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = m^* \left(\frac{1}{\hbar}\right) \left(\frac{d^2E}{dk^2}\right) \left(\frac{dk}{dt}\right) \quad (2.4)$$



olur. Burada  $\vec{p}$  kristal momentumu ve  $\vec{k}$  dalga vektörüdür. Bu denklemden etkin kütle çekilirse,

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{d^2E}{dk^2}\right)} \quad (2.5)$$

şeklinde elde edilir. Eşitliğe göre etkin kütle, enerjinin dalga vektörüne göre ikinci türevinin tersi ile orantılıdır [47].

## 2.2. Varyasyon Metodu

Bir sisteme ait özellikleri belirleyen değişkenlerde küçük değişimler yapıldığında, sistemin genelinde meydana gelen değişimlerin belirlenmesi için kullanılan yöntem varyasyon metodu denir. Varyasyon metodu hesaplamaları için ilk önce sistemi en iyi ortaya koyacak deneme dalga fonksiyonu tayin edilir. Deneme dalga fonksiyonu sistemin yapısına göre bir veya birden fazla değişim parametresi içerebilir. Değişim parametrelerinin fazla oluşu hesaplamaları zorlaştıracağından bu değerler deneme dalga fonksiyonun enerji değeri minimum olana kadar ayarlanır. Böylece deneme dalga fonksiyonu ve enerji özdeğeri, gerçek dalga fonksiyonu ve enerji özdeğerine yaklaşır [55].

Deneme dalga fonksiyonunun enerji durumlarını  $E$  ve bu fonksiyonu  $\Phi$  ile gösterelim. Bu enerji değeri kesin taban durum enerjisinden,  $E_0$ , her zaman daha büyüktür. Her deneme fonksiyonu kesin özfonksiyonların,  $\psi_i$ , lineer birleşimi olarak genişletilebilir.

Uygulamada, analitik olarak çözemediğimiz probleme varyasyon metodu uyguladığımızdan dolayı  $\psi_i$  fonksiyonunu bilmiyoruz. Ancak bu bize deneme dalga fonksiyonunu  $\psi_i$ 'nin tüm seti olarak ifade etmemizi engellemez. Böylece deneme dalga fonksiyonu,

$$\Phi = \sum_i c_i \psi_i \quad (2.6)$$

ve bu dalga fonksiyonuna karşılık gelen yaklaşık enerjiyi,

$$E(\Phi) = \frac{\int \Phi^* H \Phi}{\int \Phi^* \Phi} \quad (2.7)$$

şeklinde yazabiliriz. Eşitlik (2.6)'daki ifadeyi kesin dalga fonksiyonu üzerinden (2.30) denkleminde yerine yazarsak,

$$E(\Phi) = \frac{\sum_{ij} c_i^* c_j \int \psi_i^* H \psi_j}{\sum_{ij} c_i^* c_j \int \psi_i^* \psi_j} \quad (2.8)$$

olarak elde ederiz. Burada  $c_i$  katsayıları, varyasyon integralinin minimize edilmesiyle elde edilen ve  $\sum_i |c_i|^2 = 1$  şartını sağlayan katsayılardır.  $c_i^*$  ise  $c_i$  katsayısının kompleks eşleniğidir.  $\psi_i$  fonksiyonları  $\hat{H}$  hamiltonyen operatörünün kesin özfonksiyonları olduğundan dolayı  $\hat{H}\psi_j = E_j\psi_j$  ifadesini kullanarak,

$$E(\Phi) = \frac{\sum_{ij} c_i^* c_j E_j \int \psi_i^* \psi_j}{\sum_{ij} c_i^* c_j \int \psi_i^* \psi_j} \quad (2.9)$$

elde ederiz. Şimdi hermityen bir operatörün özfonksiyonlarının ortonormal kümesi biçiminde olduğunu göz önüne alırsak bu ifade,

$$E(\Phi) = \frac{\sum_i c_i^* c_i E_i}{\sum_i c_i^* c_i} \quad (2.10)$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitliğin her iki tarafından da kesin taban durum enerjisi  $E_0$  çekilirse,

$$E(\Phi) - E_0 = \frac{\sum_i c_i^* c_i (E_i - E_0)}{\sum_i c_i^* c_i} \quad (2.11)$$

elde edilir. Eşitliğin sol tarafının da sıfırdan büyük ya da sıfıra eşit olması eşitliğin sağ tarafındaki her terimin sıfırdan büyük ya da sıfıra eşit olmasından dolayıdır. Yani,

$$E(\Phi) \geq E_0 \quad (2.12)$$

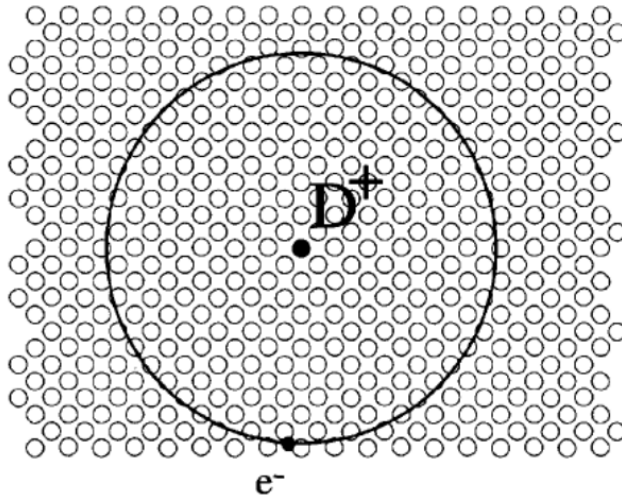
yazılabilir. Deneme dalga fonksiyonun enerjisi, gerçek taban durum enerjisinden daima büyüktür ya da eşittir. Deneme fonksiyondaki her değişim enerji değerini düşürerek gerçek çözüme daha yaklaştırmaktadır. Dış kuvvetler ve potansiyeller içeren her boyutta denklemler için elverişli olması, hesapların hızlı yapılması ve

çoğu zaman nümerik simülasyonlara oldukça benzer sonuçlar vermesi metodun avantajları arasında yer almaktadır. Ele alınan sistemi en iyi derecede tanımlayabilecek bir deneme dalga fonksiyonunun seçilmesi ile ancak bu avantajlar mümkün olmaktadır [49].

### 2.3. Hidrojen Tipi Safsızlığın Oluşturulması

Yarıiletkenler, iletkenlik bakımından metaller ve yalıtkanlar arasında yer alırlar. Genellikle Ge ve Si gibi tek cins atomların birleşmesiyle oluşan elementel yarıiletkenler ve periyodik cetvelin III-V ve II-VI grubu elementlerinin birleşiminden oluşan bileşik yarıiletkenler olmak üzere ikiye ayrılırlar. Yarıiletkenlerin taşıyıcı yoğunlukları farklı safsızlık atomları eklenerek kontrol edilebilir. Safsızlık, örgü içine yabancı atomların kontrollü olarak katılanmasıdır. Yabancı atomların örgü içine doğrudan yerleştirilebilmesi, elektronik ve optoelektronik cihazların özelliklerinin değişmesine yol açmaktadır.

Elektron vermeye yatkın olan atomlara donör (verici) safsızlık atomu (Şekil 2.1.) adı verilir.



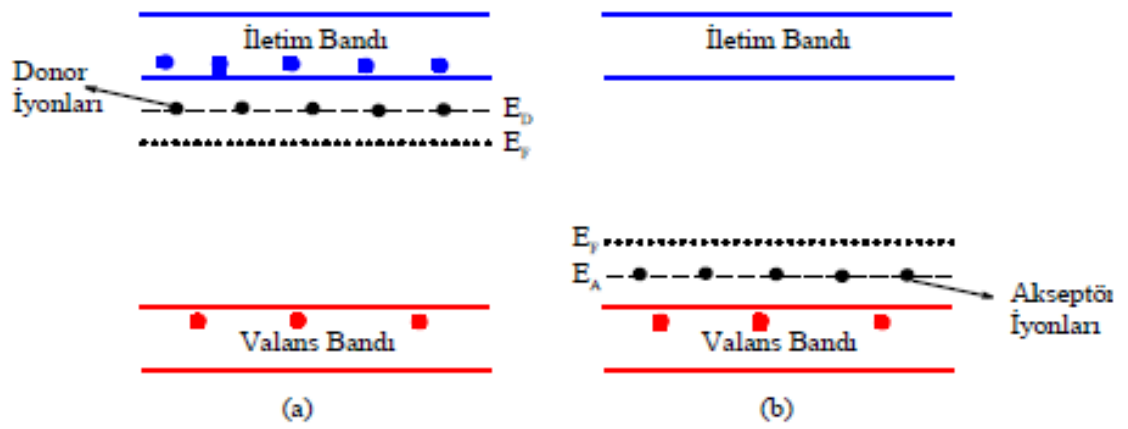
Şekil 2. 1. Donör safsızlığın şematik gösterimi. [53]

Şekil 2.2 (a)'dan görüldüğü gibi, verici iyonlarının enerji düzeyleri iletim bandına yakın bir konumda yer alır. Dalga fonksiyonları ile enerji seviyeleri, etkin kütle yaklaşımı dikkate alındığında,

$$\left(-\frac{\hbar}{2m^*}\nabla^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}\right)\psi = E\psi \quad (2.13)$$

şeklinde yazılabilir ve Schrödinger denkleminin çözümü ile elde edilir. Burada,  $\hbar$  indirgenmiş Planck sabiti,  $m^*$  elektronun etkin kütlesi,  $\epsilon_0$  boşluğun dielektrik sabiti,  $\epsilon$  ortamın dielektrik sabiti olarak karşımıza çıkar.

Örneğin bir Si kristaline, bir Si atomu yerine üç tane değerlik elektronuna sahip III. grup elementlerinden bor (B) atomu yerleştirilirse üç elektron bağ yapar ve Si atomundaki elektronlardan birinin açıkta kaldığı görülür. Açıkta kalan elektron, kristaldeki diğer Si atomlarındaki bir elektronla bağ yapar. Bu elektronun ayrıldığı kısımda bir boşluk oluşur. Bu durumda Si atomu elektron almaya yatkın hale gelir. Bu tür elektron almaya yatkın atomlara akseptör (alıcı) atom denir. Şekil 2.2 (b)'de de görüldüğü üzere, akseptör iyonların enerji seviyeleri valans bandının hemen üzerinde yer alır.



**Şekil 2. 2.** Enerji-bant diyagramı (a) Donor safsızlık için, (b) akseptör safsızlık için [2].

Bir verici elektronu iletim bandına çıkarmak için gerekli olan enerji ise iyonizasyon enerjisi olarak adlandırılır. İyon ve elektron arasındaki Coulomb kuvveti ve elektronun merkezci kuvveti birbirine eşit olduğunda, elektron kararlı bir yörüngede hareket edecektir. Elektronun hızı  $v$  ve yörünge yarıçapı  $r_n$  olmak üzere,

$$-\frac{e^2}{4\pi\epsilon r_n^2} = -\frac{m^*v^2}{r_n} \quad (2.14)$$

eşitliği yazılabilir. Açısal momentumun kuantumlanmasından yararlanarak,

$$m^*vr_n = n\hbar \quad (2.15)$$

yazılabilir.  $n$  tamsayı olmak koşuluyla  $r_n$  yörünge yarıçapı,

$$r_n = \frac{n^2\hbar^2 4\pi\epsilon}{m^*e^2} \quad (2.16)$$

olarak elde edilir. Bohr yarıçapı,

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_0e^2} = 0.529\text{Å} \quad (2.17)$$

olarak tanımlanır [53]. Donor yörüngesinin yarıçapının Bohr yarıçapı cinsinden ifadesi,

$$r_n = a_0 \frac{n^2\epsilon}{m^*} \quad (2.18)$$

ve

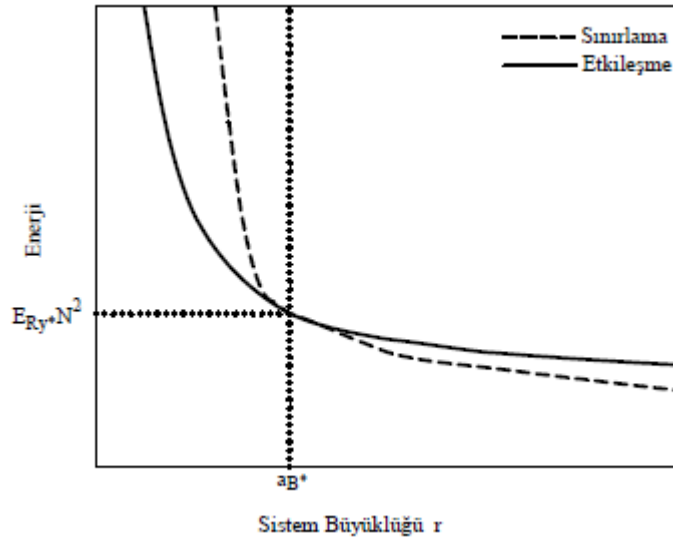
$$R^* = \frac{e^2}{2\epsilon a_0} \quad (2.19)$$

bulunur. Burada,  $\epsilon$  ortamın dielektrik sabiti,  $m_0$  elektronun serbest kütlesi ve  $m^*$  ise ortam içerisindeki kütlesidir. Elektronun toplam enerjisi ise,

$$E_n = \frac{m^*e^4}{2(n\hbar)^2(4\pi\epsilon)^2} \quad (2.20)$$

şeklindedir. Eşitlik (2.16) ve (2.18)'den görüldüğü üzere donor yörüngesinin yarıçapı, donor-elektron çiftinin bağlanma enerjisi kullanılan malzemeye göre değişiklik arz etmektedir. Düşük boyutlu yarıiletken yapılardaki elektron, sınırlamalarla ekstra bir enerji kazanır ve Coulomb enerjisi bu enerji ile rekabet halindedir. Sınırlama ve Coulomb enerjisi arasındaki karşılaştırma sistem büyüklüğünün ( $r$ ) fonksiyonu olarak Şekil 2.3' de gösterilmiştir. Etkin Bohr yarıçapı sistem büyüklüğünden çok çok küçük ise,  $r \gg a^*$ , kuantum noktanın

etkileşme enerjisi toplam enerji üzerine daha baskındır. Ters bir durum olursa ,  $r \ll a^*$  gibi, sınırlama enerjisi daha baskındır. Bu iki bölge arasındaki geçiş Bohr yarıçapı kadardır. Bohr yarıçapı GaAs malzeme için yaklaşık 10 nm civarındadır. Daha büyük kuantum noktalarda ise iki boyutlu elektron gazının yanal sınırlandırılması ile üretilen n-GaAs malzemede Coulomb enerjisi sınırlama enerjisinden daha etkindir.



**Şekil 2. 3.** Sistem büyüklüğünün ( $r$ ) fonksiyonu olarak Coluomb enerjisi ve sınırlama enerjisi arasındaki mukayese [47].

### III. LİNEER OLMAYAN OPTİK

Elektromanyetik dalga olan ışığın madde ile etkileşimini ve bu etkileşim sırasında meydana gelen olayları inceleyen bilim dalı optik olarak adlandırılır. Doğrusal optikte düşük şiddetli ışık ile malzemenin etkileşimi incelenirken, lineer olmayan optik ise yüksek şiddetli ışık ile malzemenin etkileşmesi sonucu optik özelliklerin şiddete bağlı olarak değişimini araştırır. Lineer olmayan optik özellikler üzerine ilk gözlem Franken [13] tarafından kuartzlarda ikinci harmonik üretimi 1961'de yapılmıştır.

Lineer optikte, polarizasyon (kutuplanma) yalnızca optiksel elektrik alan ve lineer alınganlık ile tanımlanır ve bu ilişki,

$$P(t) = \chi^{(1)}E(t) \quad (3.1)$$

şeklindedir. Burada,  $\chi^{(1)}$  lineer alınganlıktır. Bu bağıntı polarizasyonun  $P(t)$ , uygulanan optiksel elektrik alanına  $E(t)$ , bağlı olduğunu bize gösterir. Lineer olmayan ortamın özellikleri ise belirli sayıdaki lineer olmayan optik alınganlıklar ve polarizasyonun optiksel alanın kuvvet serisi olarak yazılabilmesi ile tanımlanır ve bu ilişki,

$$P(t) = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \quad (3.2)$$

veya

$$P(t) = \chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots \quad (3.3)$$

şeklinde verilir. Burada  $\chi^{(2)}$  ve  $\chi^{(3)}$  sırasıyla ikinci ve üçüncü dereceden lineer olmayan optik alınganlıklardır [14].

Tek boyutta uygulanan elektrik alanının,

$$E(t) = E_0 \cos \omega t \quad (3.4)$$

olduğu durum göz önüne alınarak gerekli trigonometrik fonksiyonlar kullanılır ve kutuplanma,

$$P(t) = \frac{1}{2}\chi^{(2)}E^2 + \left(\chi^{(1)}E + \frac{3}{4}\chi^{(3)}E^3\right)\cos\omega t + \frac{1}{2}\chi^{(2)}E^2\cos 2\omega t + \frac{1}{4}\chi^{(3)}E^3\cos 3\omega t \quad (3.5)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (3.5)'ten de görüldüğü üzere ilk terim frekanstan bağımsızdır ve statik bir elektrik alanın malzeme içinde oluştuğu görülür. Bu süreç optiksel doğrultma (OR) olarak adlandırılır. Yoğun bir optik ışın geçişindeki lineer olmayan ortamda yarı-DC kutuplanma üretiminde oluşan ve lineer olmayan optik süreç optiksel doğrultmadır [59].

### 3.1. Lineer Olmayan Alınganlıkların Kuantum Mekanikliği

Bu bölümde lineer olmayan alınganlık ifadelerini elde etmek için kuantum mekaniğinin yoğunluk matris formalizminden yararlandık. Kuantum mekaniğinde yoğunluk matrisi bir sistemin bulunduğu durumu ifade etmeye yarayan operatördür.  $\psi$  öz fonksiyonu ile gösterilen her bir atomun kuantum mekaniksel durumu için etkileşme Hamiltonyeni,

$$H_{int}(t) = -\mu \cdot E(t) = \begin{bmatrix} 0 & \mu_{12} \cdot E & \dots & \mu_{1n} \cdot E & \dots \\ \mu_{21} \cdot E & \mu_{22} \cdot E & \dots & \mu_{2n} \cdot E & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mu_{n1} \cdot E & \mu_{n2} \cdot E & \dots & \mu_{nn} \cdot E & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

matris formunda yazılır. Burada  $\mu_{mn} = -e(\psi_m|r|\psi_n)$  dipol momentin matris bileşenleri ile ifadesidir. Taban durum dalga fonksiyonunun kütle merkezinde seçilen orjin ile  $\mu_{11} = 0$  olur. Merkezi simetrisinin olmaması durumunda diğer köşegen dipol momentler sıfırdan farklı olur. Sistemin durumu yoğunluk matrisi,

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \dots & \rho_{1n} & \dots \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \dots & \rho_{2n} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \rho_{n1} & \rho_{n2} & \dots & \rho_{nn} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

şeklinde ifade edilebilir. Yoğunluk matris operatörü Liouville denklemi olarak da bilinen

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 + H_{int}, \rho] \quad (3.8)$$



hareket denklemini sağlar. Burada  $H_{int}$  uygulanan optik alanla malzemenin etkileşme Hamiltonyen operatörü  $H_0$  pertürbe olmamış Hamiltonyen operatörüdür. Bu denklem ile etkileşmeler sonucu yoğunluk matrisinin zamanla değişimini gösterilmektedir. Ancak bu denklem, atomlar arası çarpışmalardan kaynaklanan etkileşmeleri içermez ve bu etkileşmelerin etkisi, sönüm teriminin denkleme ilave edilmesiyle dikkate alınır. Bu durumda, hareket denklemini,

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 + H_{int,\rho}]_{nm} - \Gamma_{nm}(\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad (3.9)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemdeki  $\Gamma_{nm}$ ,  $n$  ve  $m$  seviyeleri arasındaki bozulma hızı olarak alınıp  $\Gamma_{nm} = \Gamma_{mn}$  olduğu kabul edilmiştir.  $\rho_{nm}^{(eq)}$  ise termal dengedeki yoğunluk matrisinin değerini göstermektedir.

Denklem (3.9)'un çözümü için pertürbasyon tekniğinden yararlanılabilir.  $H_{int}$ , dipol yaklaşımı kullanılarak,

$$H_{int} = -\mu \cdot E(t) \quad (3.10)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\mu = -er$  elektrik dipol operatörüdür. (3.10) denklemini, (3.9) denkleminde yerine yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = & -i\omega_{nm}\rho_{nm} + \frac{1}{i\hbar} \sum_k \{(H_{int})_{nk}\rho_{km} - \rho_n(H_{int})_{km}\} \\ & -\Gamma_{nm}(\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(eq)}) \end{aligned} \quad (3.11)$$

şeklinde bir ifade elde edilir. Bu denklemin pertürbasyon teriminin eldesi için  $H_{int}$  ifadesi  $\lambda H_{int}$  ile değiştirilir ve  $\lambda$  parametresi 0 ile 1 arasında değer alan pertürbasyon kuvvetini belirleyen bir parametredir. Denklem 3.11' in  $\lambda$  'nın kuvvet serisi cinsinden bir çözümü olduğunu ve bu çözümün

$$\rho_{nm} = \rho_{nm}^{(0)} + \lambda \rho_{nm}^{(1)} + \lambda^2 \rho_{nm}^{(2)} \quad (3.12)$$

şeklinde olduğunu varsayalım.  $\lambda$  parametresinin önündeki her bir katsayı Denklem (3.11)'yi sağlaması gerektiğinden dolayı

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(0)}}{\partial t} = -i\omega_{nm}\rho_{nm}^{(0)} - \Gamma_{nm}(\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(1)}}{\partial t} = -i(\omega_{nm} + \Gamma_{nm})\rho_{nm}^{(1)} + \frac{1}{i\hbar} [H_{int}, \rho^{(0)}]_{nm} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(2)}}{\partial t} = -i(\omega_{nm} + \Gamma_{nm})\rho_{nm}^{(2)} + \frac{1}{i\hbar} [H_{int}, \rho^{(1)}]_{nm} \quad (3.15)$$

eşitliklerini yazabiliriz. Çiftlenimli lineer diferansiyel denklemlerden oluşan bu denklemler,  $q_{nm}$  bilindiğinde, denklemlerin integrallerinin alınmasıyla  $\rho_{nm}^{(k)}$  ifadesinin daha yüksek mertebeleri elde edilir. Denklem 3.15'in kararlı çözümü

$$\rho_{nm}^{(0)} = \rho_{nm}^{(eq)} \quad (3.16)$$

olarak alınabilir. Denklem 3.14'ün integralinin alınmasıyla  $\rho_{nm}^{(1)}$  ifadesi

$$\rho_{nm}^{(1)} = \int_{-\infty}^t \frac{1}{i\hbar} [H_{int}(t'), \rho^{(0)}]_{nm} \exp\{(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})(t' - t)\} dt' \quad (3.17)$$

şeklinde elde edilirken daha yüksek mertebeli terimleri benzer işlemlerle hesaplayabiliriz. Alınganlık hesaplarını yaparken, uygulanan optik alan

$$E(t) = \sum_s E_s \exp(-i\omega_s t) \quad (3.18)$$

olarak ele alınırsa, (3.10), (3.17) ve (3.18) denklemleri kullanılarak  $\rho_{nm}^{(1)}$

$$\rho_{nm}^{(1)} = (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) \sum_s \frac{\mu_{nm} E_s \exp(-i\omega_s t)}{\hbar[\omega_{nm} - \omega_s - i\Gamma_{nm}]} \quad (3.19)$$

olarak yazılabilir.  $P = N\mu$  kutuplanma ifadesinden yararlanarak lineer kutuplanmayı

$$P^{(1)} = N \cdot \text{tr}(\rho^{(1)} \mu) \quad (3.20)$$

şeklinde yazılabilir ve  $P^{(1)} = \chi^{(1)} E$  ifadesi kullanılarak lineer alınganlık bağıntısı

$$\chi^{(1)}(\omega_s) = N \sum_{nm} (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) \frac{\mu_{mn} \mu_{nm}}{\hbar[\omega_{nm} - \omega_s - i\Gamma_{nm}]} \quad (3.21)$$

şeklinde olur. Denklem 3.21'den de görüldüğü gibi dipol matris elemanının karesi ile lineer alınganlık ifadesi orantılıdır. Benzer işlemler yapılarak ikinci ve üçüncü derece lineer alınganlık ifadeleri sırasıyla,

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_s + \omega_r, \omega_s, \omega_r) = \frac{N}{2\hbar^2} \sum_{mnv} (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{vv}^{(0)}) \times \left\{ \begin{array}{l} \frac{\mu_{mn}^i \mu_{nv}^j \mu_{vm}^k}{[\omega_{nm} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{nm}][\omega_{vm} - \omega_r - i\Gamma_{vm}]} \\ + \frac{\mu_{mn}^i \mu_{nv}^j \mu_{vm}^k}{[\omega_{nm} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{nm}][\omega_{vm} - \omega_s - i\Gamma_{vm}]} \\ - \frac{\mu_{mn}^i \mu_{nv}^j \mu_{vm}^k}{[\omega_{vm} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{vn}][\omega_{vm} - \omega_r - i\Gamma_{vm}]} \\ - \frac{\mu_{mn}^i \mu_{nv}^j \mu_{vm}^k}{[\omega_{vn} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{vn}][\omega_{vm} - \omega_r - i\Gamma_{vm}]} \end{array} \right\} \quad (3.22)$$

ve

$$\chi_{kjih}^{(3)}(\omega_q + \omega_s + \omega_r, \omega_q, \omega_s, \omega_r) = \frac{N}{\hbar^3} P_l \sum_{nmvl} \left\{ \begin{array}{l} \frac{(\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{ll}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{nv}^j \mu_{vl}^i \mu_{lm}^h}{[\omega_{lm} - \omega_r - i\Gamma_{lm}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ \frac{(\rho_{ll}^{(0)} - \rho_{vv}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{nv}^j \mu_{vl}^i \mu_{lm}^h}{[\omega_{vl} - \omega_r - i\Gamma_{vl}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ \frac{(\rho_{vv}^{(0)} - \rho_{ll}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{nv}^j \mu_{nl}^i \mu_{lv}^h}{[\omega_{vl} - \omega_r - i\Gamma_{lm}][\omega_{nv} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{nv}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ \frac{(\rho_{ll}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{nv}^j \mu_{lv}^i \mu_{nl}^h}{[\omega_{nl} - \omega_r - i\Gamma_{nl}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \end{array} \right\} \quad (3.23)$$

elde edilir. 3.23 Denkleminde  $P_1$ ,  $\omega_r$ ,  $\omega_q$  ve  $\omega_s$  giriş frekanslarının tüm olası pertürbasyonları üzerinden ortalama alındığını gösteren pertürbasyon operatörüdür.  $h, i$  ve  $j$  indisleri de giriş frekansı ile pertürbasyona uğrarlar. Elde edilen alınganlık ifadelerinden yola çıkarak sistemin lineer olmayan optik özellikleri hesaplanabilir [61-62]. Denklem 3.21 ve 3.23'ten lineer ve üçüncü dereceden lineer olmayan alınganlıklar,

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2}{(E_{10} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{10})} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 (E_{10} - \hbar\omega)}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} + i \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 \hbar\Gamma_{10}}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} \quad (3.24)$$

ve

$$\chi^{(3)}(\omega) = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 |E|^2}{(E_{10} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{10})} \times \left[ \frac{4|\mu_{10}|^2}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} - \frac{(\mu_{11} - \mu_{00})^2}{(E_{10} - i\hbar\Gamma_{10})(E_{10} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{10})} \right] \quad (3.25)$$

şeklinde yazılır.

Üzerine elektromanyetik ışınım gönderilen maddelerde soğurma, kırma gibi olaylar gözlemlenebilir. Bu olayların gözlemlenmesi malzemenin metal, yarı metal ve ametal oluşu ile fotonun enerjisine ve maddenin atom dizilişine bağlıdır. Yarıiletken malzemelerde optik özelliklerin anlaşılması oldukça önemlidir.

Optik soğurma gönderilen elektromanyetik ışınımdaki fotonların maddedeki elektronları uyarması ve elektronların izinli bir üst seviyeye uyarılmaları ile gerçekleşir. Elektronun başlangıç durumundan son duruma birim zamanda geçiş olasılığı Fermi'nin Altın Kuralı,

$$\Gamma_{i \rightarrow} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_i |\langle f|V|i \rangle|^2 \delta(E) \quad (3.26)$$

ile hesaplanır. Burada  $E, E=E_f - E_i \mp \hbar\omega'$  dir.  $E_f$  ve  $E_i$  sırasıyla son durumda ve başlangıç durumda parçacığın enerjisidir.  $\langle f|V|i \rangle$  ise başlangıç ve son durum arasında geçiş matris elemanıdır.  $V$  parçacıklar arasındaki saçılma potansiyelidir.  $\langle f|$  ve  $|i \rangle$  sırasıyla son durum ve başlangıç durum dalga fonksiyonlarıdır. (+) işareti yaymaya (emisyon) ve (-) işareti soğurmaya karşılık gelmektedir.

Optik özelliklerden olan soğurma katsayısı, optik alınganlıktan yola çıkılarak,

$$\alpha(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \text{Im}(\epsilon_0 X(\omega)) \quad (3.27)$$

ile verilir.  $\text{Im}$ , alınganlık ifadesinin sanal kısmını ifade etmektedir. Lineer soğurma katsayısı Denklem (3.26) kullanılarak,

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 \hbar\Gamma_{10}}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} \quad (3.28)$$

şeklinde ve üçüncü derece lineer olmayan soğurma katsayısı da denklem (3.25) yardımıyla

$$\alpha(3)(\omega, 1) = -2\omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left( \frac{I}{n_r \varepsilon_0 c} \right) \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^4 \hbar \Gamma_{10}}{[(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2]^2} \times \left[ 1 - \frac{|\mu_{11} - \mu_{00}|^2}{4|\mu_{10}|^2} \right] x \frac{\{(E_{10} - \hbar\omega)^2 - (\hbar\Gamma_{10})^2 + 2E_{10}(E_{10} - \hbar\omega)\}}{E_{10}^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} \quad (3.29)$$

olarak hesaplanır. Toplam soğurma katsayısı, lineer ve lineer olmayan soğurma katsayılarının toplamı olarak,

$$\alpha(\omega, 1) = \alpha(1)(\omega) + \alpha(3)(\omega, 1) \quad (3.30)$$

yazılmaktadır. Burada,  $n_r$  kırılma indisi,  $\sigma_s$  elektron yoğunluğu,  $\varepsilon_0$  dielektrik sabiti,  $c$  ışık hızı,  $E_{ij} = E_i - E_j$  iki farklı elektronik durum arasındaki enerji farkıdır. Kutuplanmış elektromanyetik radyasyon  $z$  yönünde seçilmiştir.  $\Gamma_{ij}$  ve  $\mu_{ij}$  sırasıyla  $i$  ve  $j$  durumları arasındaki durulma oranı ve matris elemanıdır.  $\Gamma_{ij} = I / T_{ij}$  ve  $\mu_{ij} = \langle \psi_i | e z | \psi_j \rangle$  şeklinde tanımlanır.  $T$  durulma zamanı,  $\psi_i$  ve  $\psi_j$  sırasıyla başlangıç ve son durumların dalga fonksiyonudur. Kırılma indisi değişimi ile optik alınganlık arasındaki bağıntı

$$\frac{\Delta n(\omega)}{n_r} = R e \left( \frac{\chi(\omega)}{2n_r^2} \right) \quad (3.31)$$

ile verilir. Denklem (3.24)'ten lineer kırılma indisi değişimi

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{1}{2n_r \varepsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 (E_{10} - \hbar\omega)}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} \quad (3.32)$$

ve denklem (3.25)'dan üçüncü derece lineer olmayan kırılma indisi değişimi

$$\frac{\Delta n^{(3)}(\omega, 1)}{n_r} = \left( \frac{\mu c}{4n_r^3 \varepsilon_0} \right) \frac{\sigma_s}{[(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2]^2} x \left[ (4E_{10} - \hbar\omega) |\mu_{10}|^2 - \frac{|\mu_{11} - \mu_{00}|^2}{E_{10}^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} x \{ (E_{10} - \hbar\omega) [E_{10}(E_{10} - \hbar\omega) - (\hbar\Gamma_{10})^2] - (\hbar\Gamma_{10})^2 (2E_{10} - \hbar\omega) \} \right] \quad (3.33)$$

olarak hesaplanabilir. Toplam kırılma indisi değişimi, lineer ve lineer olmayan kırılma indisi değişiminin toplamı olarak

$$\frac{\Delta n(\omega,1)}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\omega)}{n_r} \quad (3.34)$$

şeklinde ifade edilir [47].



## IV. MERKEZİ OLMAYAN KUANTUM KUTULARINDA OPTİK ÖZELLİKLERİN ELEKTRİK ALAN, BASINÇ VE SICAKLIĞA GÖRE DEĞİŞİMİ

Bu bölümde merkezi olmayan kuantum kutularında optik özelliklerin elektrik alan, basınç ve sıcaklığa göre değişimi incelenecektir.

### 4.1. Dalga Fonksiyonlarının Elde Edilmesi

Bir kuantum kutu içinde hapsedilmiş donör safsızlık merkezindeki bir elektron, uygulanan dış elektrik alan içindeyken Hamiltonyen ifadesi,

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*(P,T)} \nabla^2 + |e|F_z + V_c(x,y,z) - \frac{Ze^2}{\varepsilon(P,T)|r|} \quad (4.1)$$

haliyle verilir. İfadede  $m^*(P,T)$  ve  $\varepsilon(P,T)$  sırasıyla basınç ve sıcaklığa bağlı etkin kütle ile dielektrik sabitini vermektedir. Burada  $\hbar$ , Planck sabiti,  $e$  elektronun yükü,  $F$   $z$ -doğrultusunda uygulanan elektrik alanı,  $P$  hidrostatik basıncı,  $T$  sıcaklığı,  $r$  elektronun konum vektörünü,  $|r| = \sqrt{(x)^2 + (y)^2 + (z)^2}$  göstermektedir.  $Z$  safsızlık yüküdür ve  $Z = 0$  hidrojenik safsızlığı olmadığı durumlara,  $Z=1$  ise safsızlığın olduğu durumlara karşılık gelmektedir. Sınırlandırıcı potansiyel,  $V_c(x,y,z)$  olmak üzere,

$$V_c(x,y,z) = \begin{cases} 0, & x < \left|\frac{L_x}{2}\right|, y < \left|\frac{L_y}{2}\right|, z < \left|\frac{L_z}{2}\right|, \\ \infty, & \text{Diğer durumlarda} \end{cases} \quad (4.2)$$

Burada  $L_x, L_y, L_z$  sırasıyla  $x, y$  ve  $z$  eksenlerindeki kuantum kutu genişliğidir.  $L=L_x=L_y=L_z$  alınır ve  $m^*(P,T)$  kullanılarak,

$$\frac{m_0}{2m^*(P,T)} = 1 + E_p^\Gamma \left[ \frac{2}{E_g^\Gamma(P,T)} + \frac{1}{E_g^\Gamma(P,T) + \Delta_{so}} \right] \quad (4.3)$$

ifadesi yazılabilir. Bu ifadede  $m_0$  serbest elektronun kütlesini,  $E_g^\Gamma = 7510 \text{ meV}$  momentum matris elemanına bağlı enerjisi,

$\Delta_{so} = 341 \text{ meV}$  GaAs için için valans bandının dönüş yörüngesinde bölünmesini verir.  $E_g^\Gamma(P,T)$  enerji aralığının hidrostatik basınç ve sıcaklıkla değişimi,

$$E_g^\Gamma(P, T) = E_g^\Gamma(0) + bP \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (4.4)$$

ifadesi ile bulunur. Burada  $E_g^\Gamma(0)=1519$  meV basınç yokken ( $P=0$ ) olan enerji aralığı,  $b=107.3$  meV/GPa lineer basınç katsayısı ve  $\alpha=0.5405$  meV/K ve  $\beta=204$ K Varshni parametre değerleridir.

GaAs için basınç ve sıcaklığa bağlı statik dielektrik sabiti  $\varepsilon(P, T)$ ,

$$\varepsilon(P, T) = \begin{cases} 12.47 \exp[-16.7 \times 10^{-3} P] \exp[9.4 \times 10^{-5} (T - 75.6)], & T < 200K, \\ 13.18 \exp[-17.3 \times 10^{-3} P] \exp[20.4 \times 10^{-5} (T - 300)], & T \geq 200K. \end{cases} \quad (4.5)$$

şeklinde verilir.

Basınç ile kuantum kutu genişliğinin değişimi,

$$L(P) = L_0 C(P), \quad C(P) = [1 - 3(S_{11} + S_{21})P]^{1/3} \quad (4.6)$$

ile bulunur. Burada  $L_0$ , kuantum kutusunun orjinal uzunluğudur.  $S_{11}=1.16 \times 10^{-2} \text{GPa}^{-1}$  ve  $S_{21}=0.37 \times 10^{-2} \text{GPa}^{-1}$  dönüşüm sabitleridir.

Deneme dalga fonksiyonu,

$$\Psi(x, y, z) = N \cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right) \left[ B_i(\xi) - \frac{B_i(\xi_1)}{A_i(\xi_1)} A_i(\xi) \right] \times \exp(-\lambda \sqrt{(x)^2 + (y)^2 + (z)^2}) \quad (4.7)$$

şeklinde yazılabilir.  $\xi_1 = \xi(z = -L_z/2)$  ve  $\xi_2 = \xi(z = L_z/2)$ ' dir. burada  $N$ , normalizasyon sabiti,  $B_i(\xi)$  ve  $A_i(\xi)$  Airy fonksiyonları olup  $\xi$  parametresi,

$$\xi = \left( \frac{2m^*(P, T)eF}{\hbar^2} \right)^{-2/3} \left[ \frac{2m^*(P, T)}{\hbar^2} (|e|F_z - E_0 + \left(\frac{\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_y}\right)^2) \right] \quad (4.8)$$

ile bulunur.  $E_0$ , hidrojenik safsızlığın olmadığı durumlar için taban enerjisi ile safsızlığın olduğu durumdaki enerji  $E_{min}$  arasındaki fark,

$$E_B = E_0 - E_{min} \quad (4.9)$$



ile verilir. Safsızlığın olduğu durumdaki enerji,

$$E_{min} = \min_{\lambda} \frac{\langle \psi(x,y,z) | H | \psi(x,y,z) \rangle}{\langle \psi(x,y,z) | \psi(x,y,z) \rangle} \quad (4.10)$$

denkleminin varyasyon parametresine göre minimize edilmesiyle bulunabilir.  $\min_{\lambda}$  terimi  $\lambda$  varyasyon parametresine karşılık gelen safsızlık enerjisinin minimum değeri anlamına gelmektedir. Bu terim (4.1) denkleminde verilen Hamiltonyenin beklenen değeri minimumudur.[62]

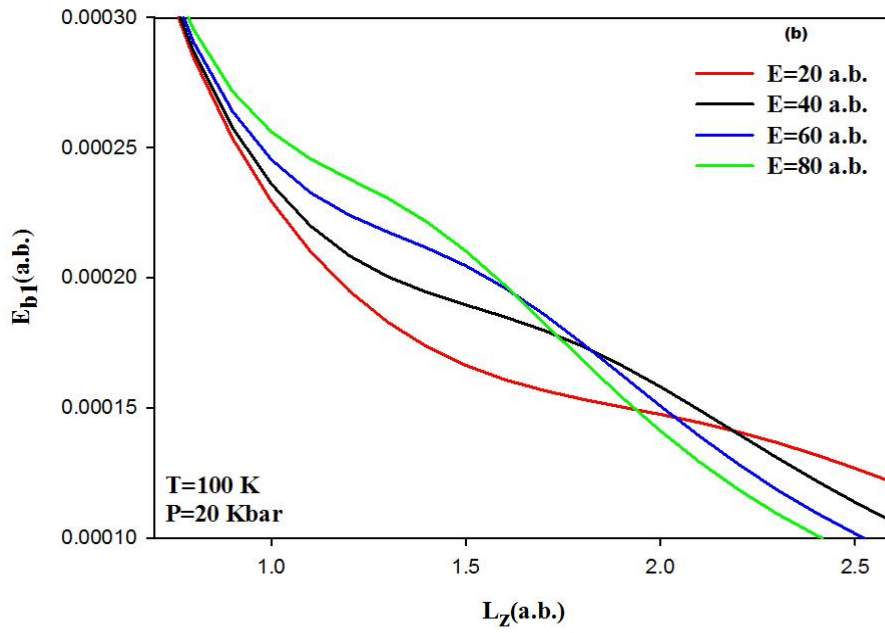
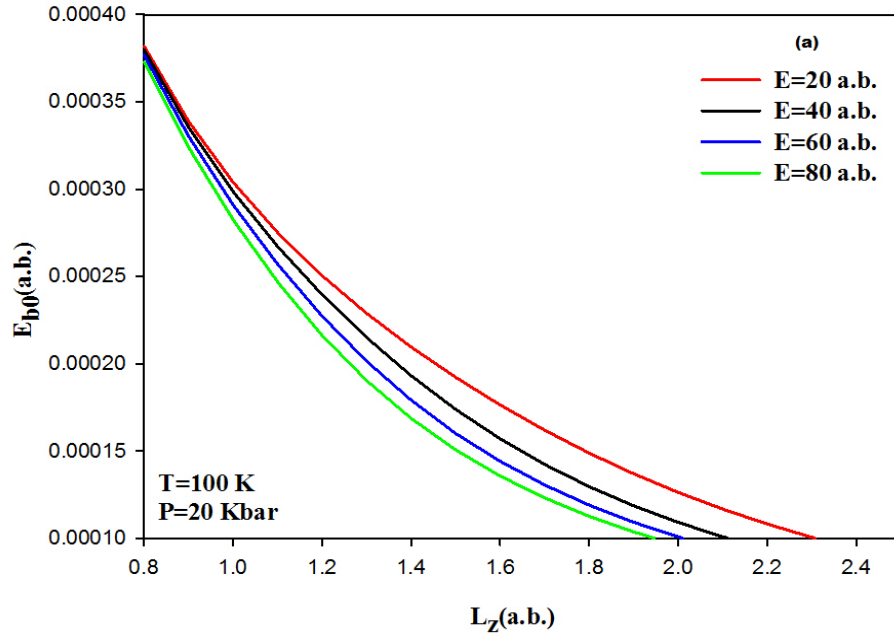
#### 4.2. Elektrik Alan, Sıcaklık ve Basıncın Bağlanma Enerjisi Üzerine Etkisi

Bu kısımda elektrik alan, sıcaklık ve basıncın bağlanma enerjileri üzerine etkisi ve sonuçları üzerinde durulacaktır. Değerlendirmeler yapılırken elektrik alan birimi atomik birim(a.b.), sıcaklık K ve basınç birimi olarak da Kbar alınmıştır.

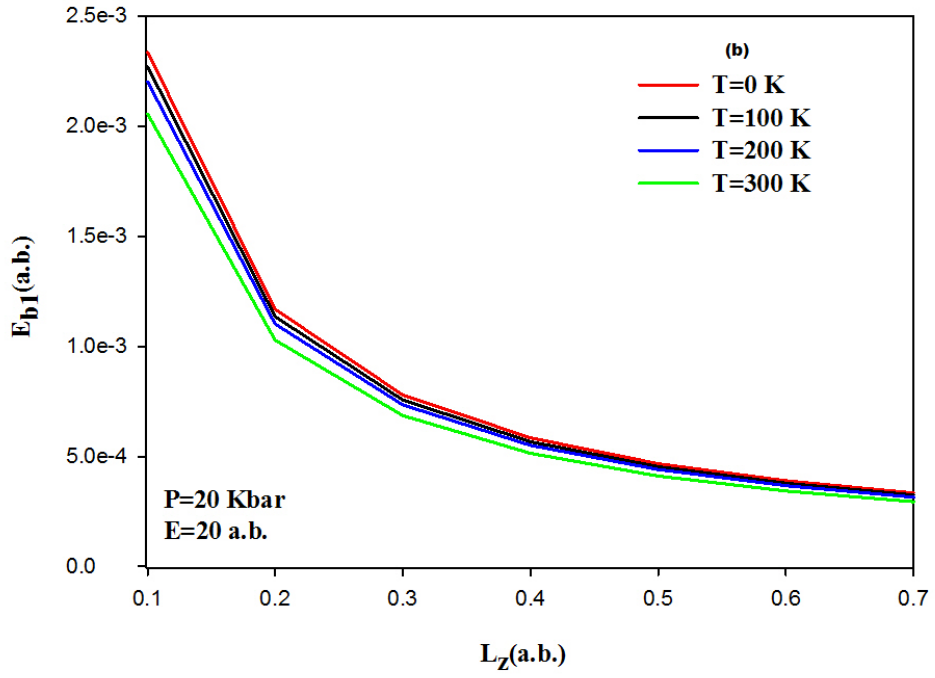
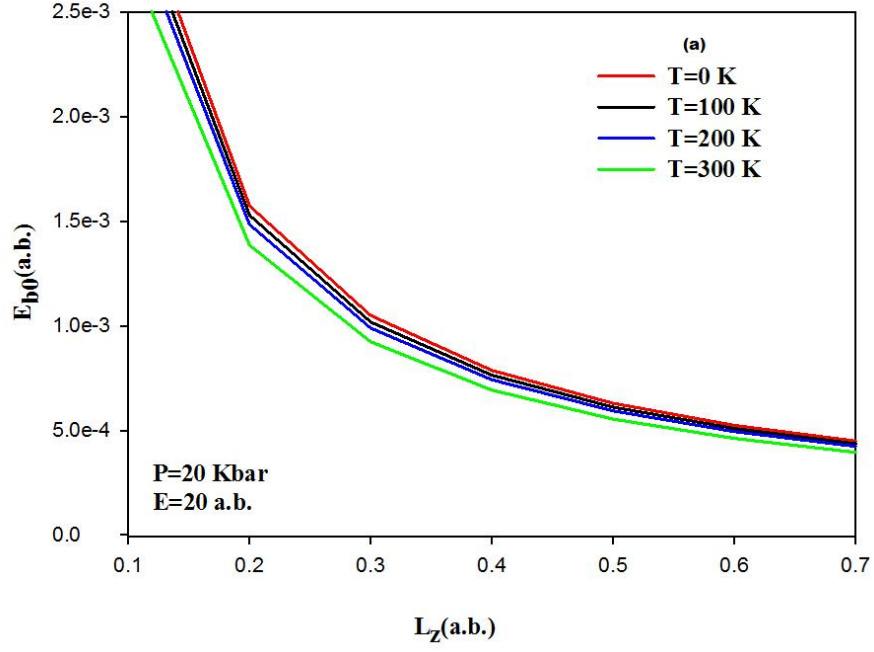
Şekil 4.1 'de safsızlığın olmadığı durumda ( $Z=0$ ) farklı elektrik alan değerlerinde ( $E=20, 40, 60$  ve  $80$  a.b.) kuantum kutu genişliğinin bir fonksiyonu olarak taban durum ( $0s$ ) ve birinci ( $1p$ ) uyarılmış durum için bağlanma enerji değişimleri gösterilmektedir. Şekil 4.1(a) ve Şekil 4.1(b)'de görüldüğü gibi taban durum ve uyarılmış durum için enerji seviyeleri kuantum kutu genişliğinin artması ile azalmaktadır. Elektrik alan uygulandığında, elektron alanın ters yönüne itilir ve safsızlıktan ayrılmak zorunda kalır. Bu etki elektron ve safsızlık arasındaki mesafenin artmasına neden olur. Bu nedenle, Coulomb etkileşimi zayıfladığından, bağlanma enerjisi elektrik alanı ile azalır. Fakat Şekil 4.1(b)'de görüldüğü gibi etkileşim potansiyelinden dolayı enerji seviyeleri azalırken omuz bölgeleri oluştuğu görülmektedir. Şekil 4.2(a) ve 4.2(b)'te safsızlığın olmadığı durum için taban durumu ve birinci uyarılmış durum için bağlanma enerji değişimlerinin sıcaklık ve kutu genişliği ile değişimi gösterilmektedir ve grafikte de görüldüğü gibi sıcaklık ( $T=0, 100, 200$  ve  $300$  K) ile kuantum kutu genişliği arttıkça enerji değerleri azalmaktadır. Sıcaklık arttıkça etkin kütle azalırken, ortamın dielektrik sabiti artar ve böylece sistemin bağlanma enerjisi düşer. Şekil 4.2'de sıcaklık arttıkça elektron ekstra kinetik enerji kazanacağından bağlanma enerjisi azalacaktır. Ayrıca dielektrik sabiti de sıcaklıkla artar, böylece coulomb etkileşimi artmış olur. Şekil 4.2'de,  $T \geq 200$  K için bağlanma enerjisinin, iki sıcaklık aralığı arasındaki fark nedeniyle

$T < 200$  K' dan daha hızlı bir şekilde azaldığını açıkça görüyoruz. Bu dielektrik sabitindeki sıcaklık katsayıları arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Şekil 4.3(a) ve Şekil 4.3(b)'de ise basınç ( $P=0, 40$  ve  $80$  Kbar) ve kuantum kutu genişliğine göre enerji değerleri gösterilmiştir. Basıncın artmasıyla elektronun etkin kütlesi artarken, elektron ve safsızlık arasındaki Coulomb etkileşiminin de artmasına neden olur. Böylece basınç arttıkça bağlanma enerjisi de artmış olur. Şekil 4.3'te basınç artışı ile enerji değerlerinin arttığı görülmektedir.

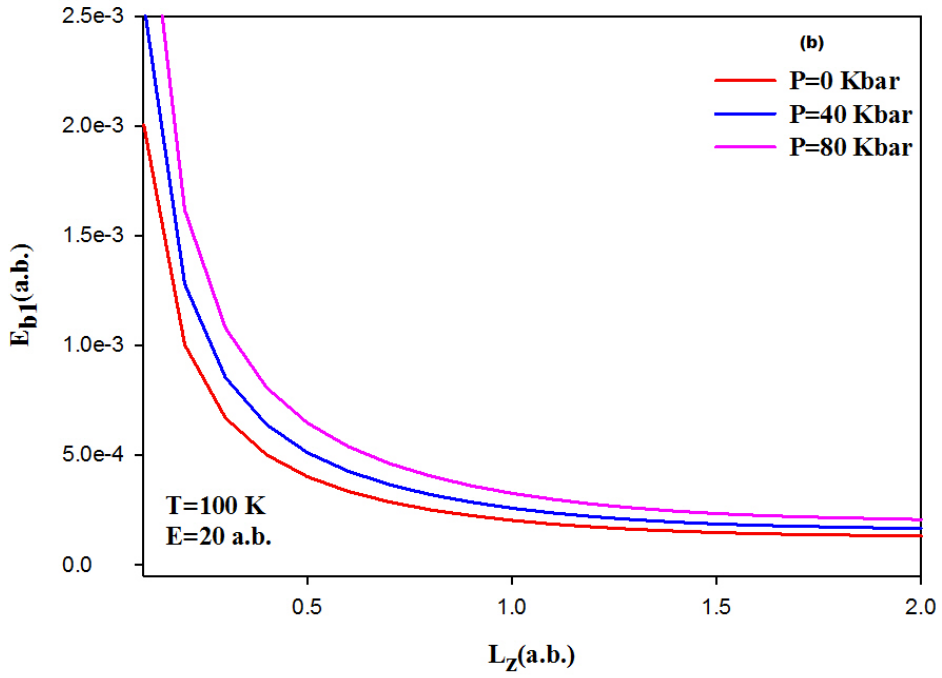
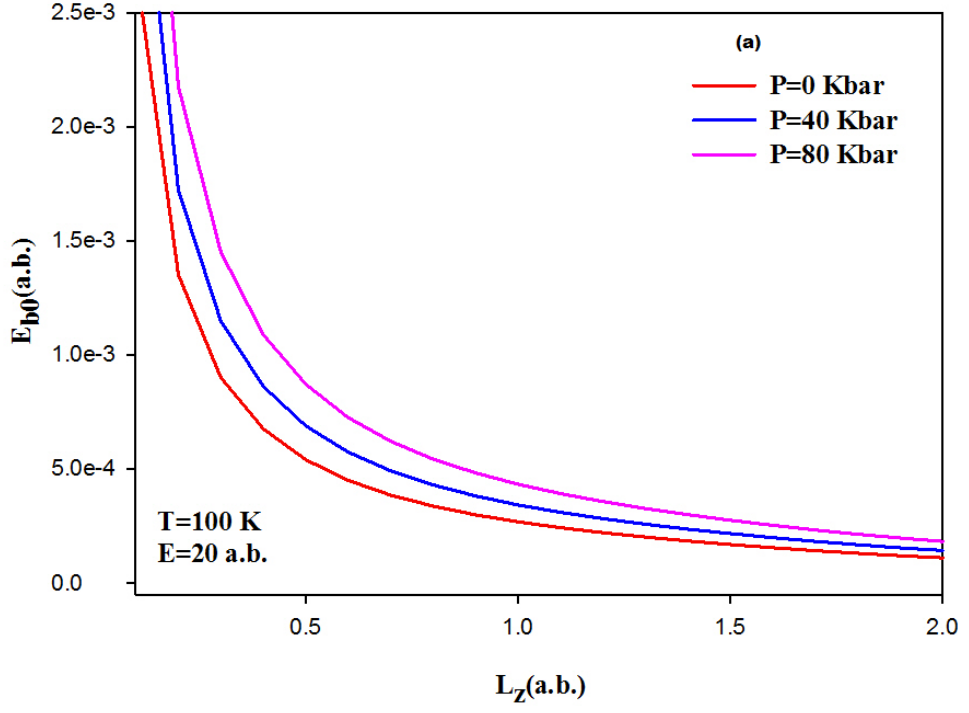




**Şekil 4. 1.** Farklı elektrik alan büyüklükleri için ( $E=20, 40, 60$  ve  $80$  a.b.) bağlanma enerjisinin merkezi olmayan kuantum kutu genişliğine bağlı değişimi. a) Taban durumu ( $n=0$ ) için, b) Birinci uyarılmış durum ( $n=1$ ) için.



**Şekil 4. 2.** Farklı sıcaklık değerleri için ( $T=0, 100, 200$  ve  $300$  K) bağlanma enerjisinin merkezi olmayan kuantum kutu genişliğine bağlı değişimi. a) Taban durumu ( $n=0$ ) için, b) Birinci uyarılmış durum ( $n=1$ ) için.



**Şekil 4. 3.** Farklı basınç değerleri için ( $P=0, 40$  ve  $80$  Kbar) bağlanma enerjisinin merkezi olmayan kuantum kutu genişliğine bağlı değişimi. a) Taban durumu ( $n=0$ ) için, b) Birinci uyarılmış durum ( $n=1$ ) için.

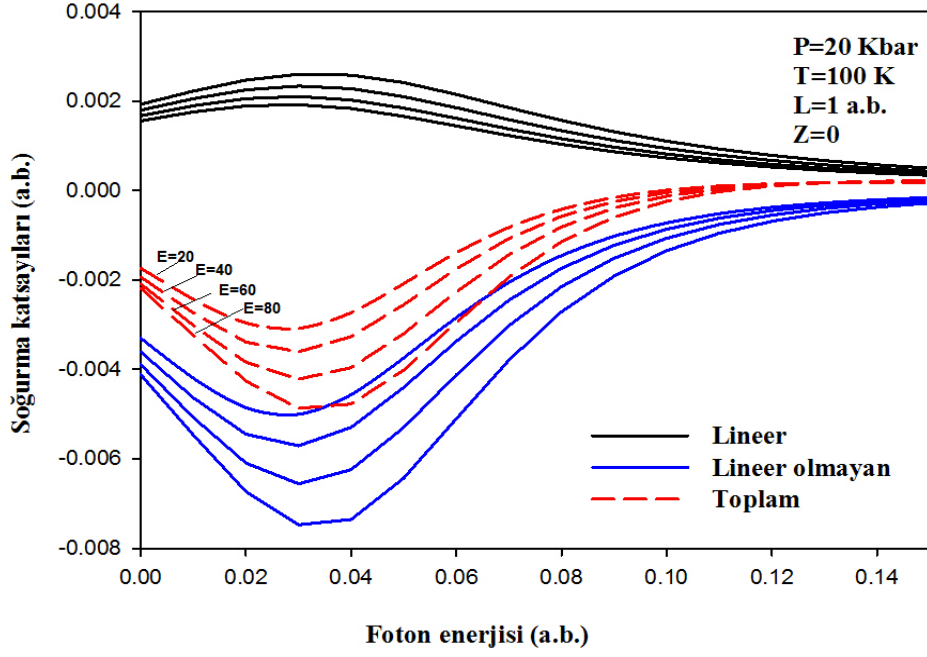
### 4.3. Elektrik Alan, Sıcaklık ve Basıncın Soğurma Katsayıları ve Kırılma İndisleri Üzerine Etkisi

Elektrik alan, sıcaklık ve basıncın soğurma katsayıları ve kırılma indisleri üzerine etkisi bu bölümde incelenmiştir. Burada taban durum için soğurma katsayıları ve kırılma indislerinin değişimleri elektrik alan ( $E=20, 40, 60$  ve  $80$  a.b.), basınç ( $P=0, 20, 40, 60$  ve  $80$  Kbar), sıcaklığa ( $T=0, 100, 200$  ve  $300$  K) bağlı değişimleri incelenmiştir. Sıcaklık ve kuantum kutu genişliğinin artmasıyla fotonun enerjisinin azaldığı, basınç arttıkça kuantum kutu genişliğinin azaldığı görülürken foton enerjisinin arttığı görülürken, soğurma katsayılarının ve kırılma indisi değerlerinin maksimumlarının karşılık geldiği foton enerjisi değerlerinin aynı olduğu şekillerde görülmektedir.

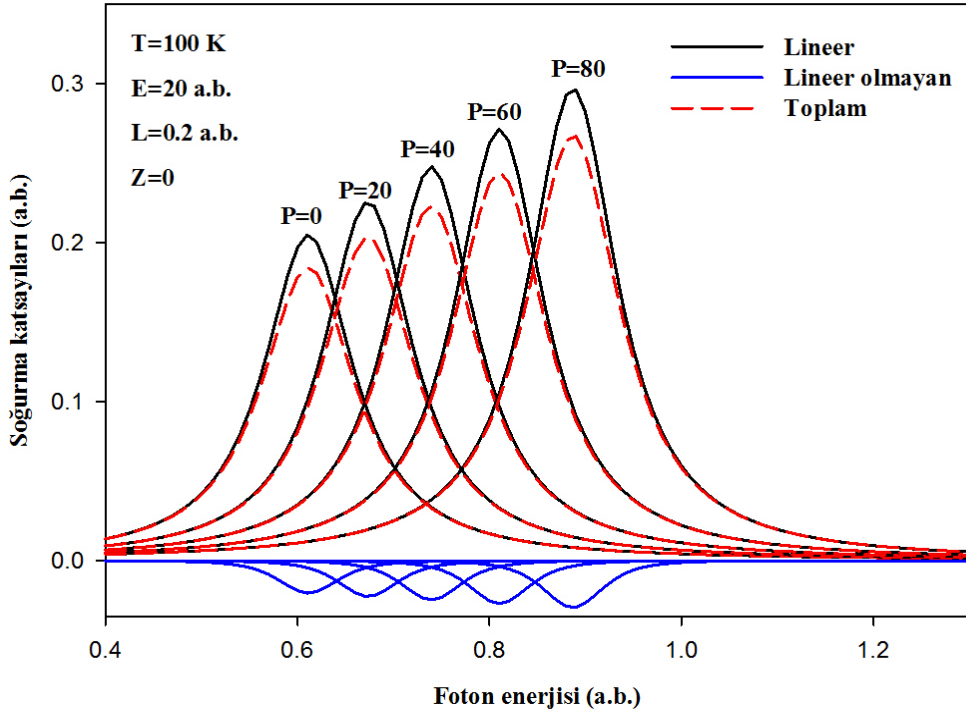
Şekil 4.4' de elektrik alan ( $E=20, 40, 60$  ve  $80$  a.b.), Şekil 4.5' de basınç ( $P=0, 20, 40, 60$  ve  $80$  Kbar), şekil 4.6' da sıcaklığın ( $T=0, 100, 200$  ve  $300$  K), Şekil 4.7' de kuantum kutu genişliğinin ( $L=0.2, 0.25, 0.3$  ve  $0.4$  a.b.) donör safsızlığında lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayıları foton enerjisinin fonksiyonu olarak çizilmiştir. Lineer durumda soğurma katsayıları pozitif değerler alırken lineer olmayan durumlarda soğurma katsayısının işaretinden dolayı toplam soğurma katsayısını indirgenir ve toplam soğurma katsayıları azalır. Şekil 4.4' te görüldüğü gibi elektrik alan varlığında soğurma katsayıları çok yakın değerler almaktadır. Bu değerlerin bazıları ise Tablo 2'de gösterilmektedir. Şekil 4.5' te basınca bağlı olarak soğurma katsayıları değişimi gösterilmekte ve basınç değerleri arttıkça soğurma katsayıları sağa doğru artmakta yani daha büyük foton enerjilerine kaymaktadır. Bu olay maviye kayma olarak adlandırılır. Şekil 4.6' da sıcaklığın artmasıyla soğurma katsayıları sola doğru azalmakta ve foton enerjisi azalmaktadır. Bu durum ise kırmızıya kayma olarak adlandırılır. Şekil 4.7' de ise kuantum kutu genişliği arttıkça foton enerjisinin azaldığı ve soğurma katsayılarının sıcaklık değişiminde olduğu gibi sola kaydığı görülmektedir. Şekillerde de görüldüğü gibi bazı özellikler değiştirilerek optik özellikler kontrol edilebilir.

**Tablo 4. 1.** Soğurma katsayılarının farklı elektrik alan değerleri için karşılaştırılması  
(P=20Kbar, T=100 K, L=0.2 a.b., Z=0)

Lineer soğurma katsayısı pik değerler			
E=20 a.b.	E=40 a.b.	E=60 a.b.	E=80 a.b.
1.5893e-3	1.5900e-3	1.5906e-3	1.5916e-3
1.6373e-3	1.6379e-3	1.6386e-3	1.6396e-3
1.6874e-3	1.6880e-3	1.6887e-3	1.6898e-3
1.7398e-3	1.7405e-3	1.7412e-3	1.7423e-3
1.7947e-3	1.7954e-3	1.7962e-3	1.7973e-3
Lineer olmayan soğurma katsayısı pik değerler			
-1.1141e-6	-1.1150e-6	-1.1159e-6	-1.1175e-6
-1.1823e-6	-1.1832e-6	-1.1842e-6	-1.1859e-6
-1.2557e-6	-1.2568e-6	-1.2578e-6	-1.2596e-6
-1.3350e-6	-1.3361e-6	-1.3372e-6	-1.3391e-6
-1.4206e-6	-1.4217e-6	-1.4229e-6	-1.4250e-6
Toplam soğurma katsayısı pik değerler			
1.5882e-3	1.5889e-3	1.5895e-3	1.5905e-3
1.6361e-3	1.6367e-3	1.6374e-3	1.6384e-3
1.6861e-3	1.6868e-3	1.6875e-3	1.6885e-3
1.7385e-3	1.7392e-3	1.7399e-3	1.7409e-3
1.7933e-3	1.7940e-3	1.7947e-3	1.7959e-3

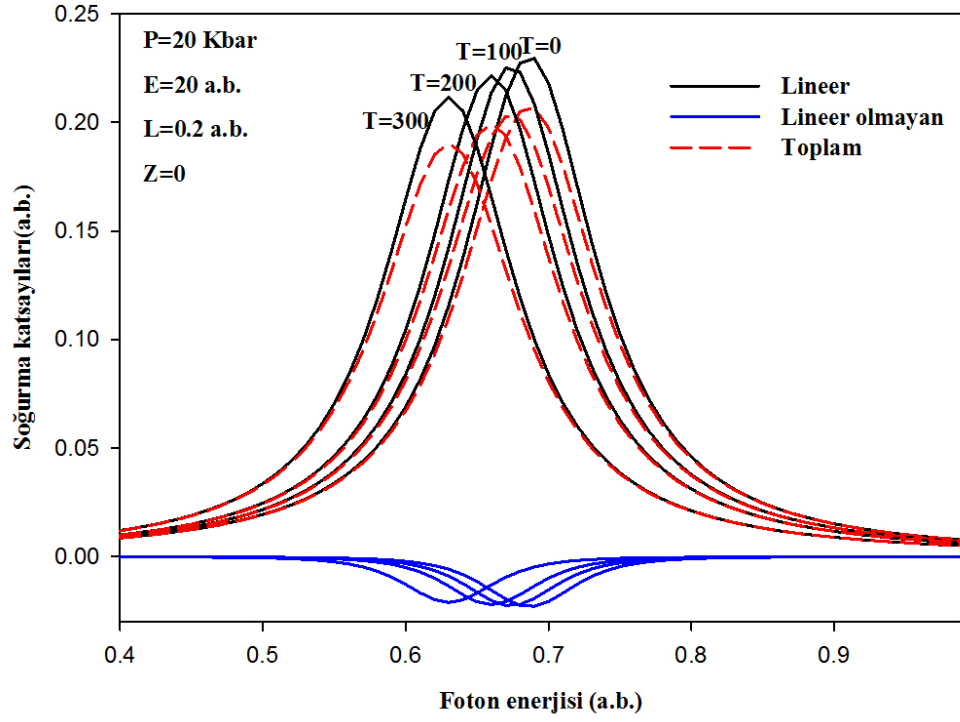


Şekil 4. 4. Elektrik alan ( $E=20, 40, 60$  ve  $80$  a.b.) için lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimi.

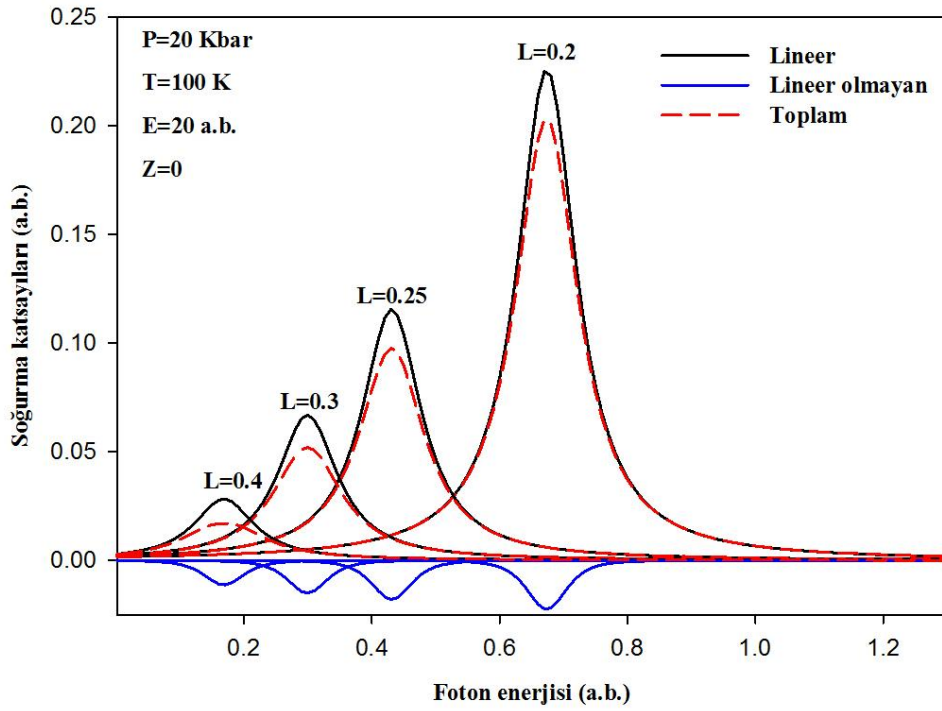


Şekil 4. 5. Basınç ( $P=0, 20, 40, 60$  ve  $80$  Kbar) için lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimi.





Şekil 4. 6. Sıcaklık ( $T=0, 100, 200$  ve  $300$  K) için lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimi.

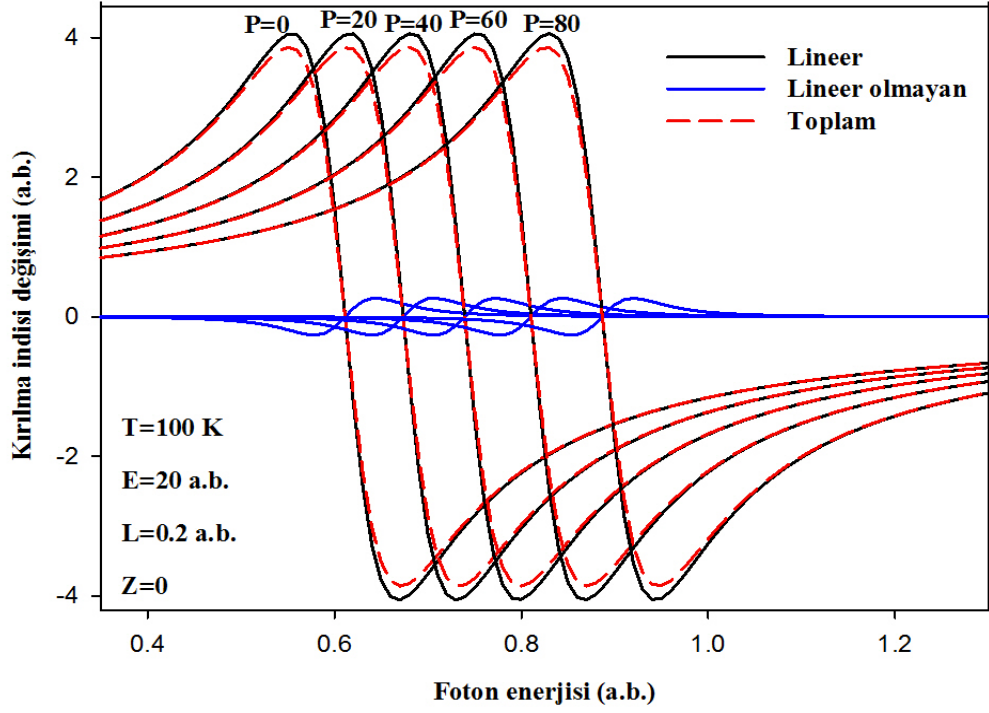


Şekil 4. 7. Kutu genişliği ( $L=0.2, 0.25, 0.3$  ve  $0.4$  a.b.) için lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimi.

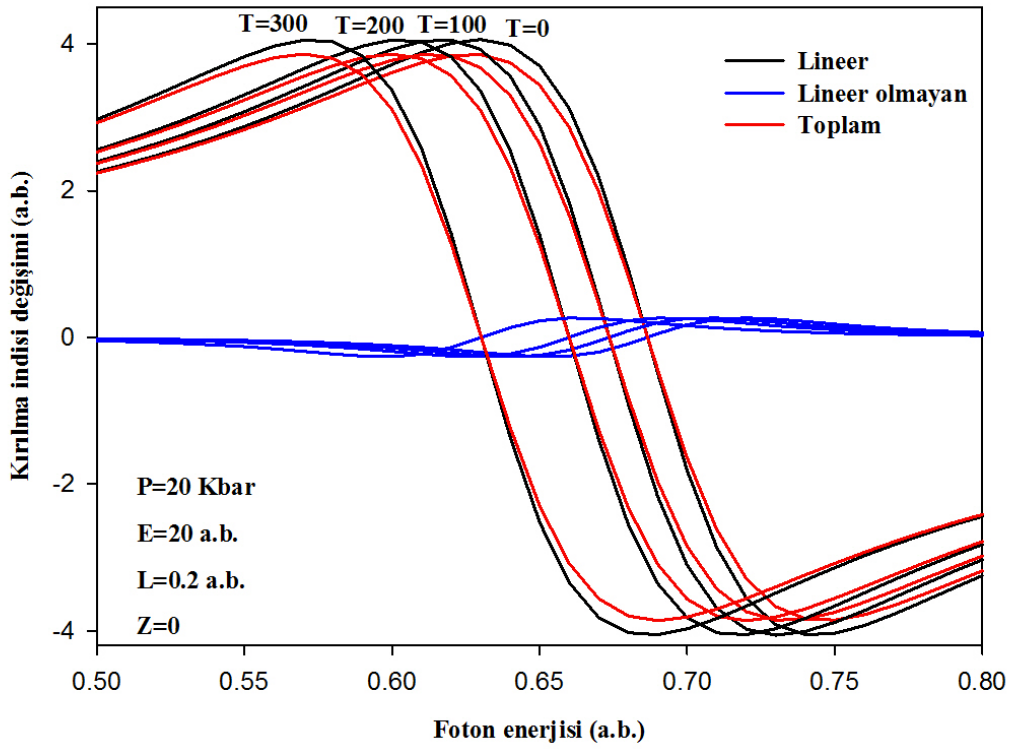
Şekil 4.8'te kuantum kutularında sıcaklık (  $T=0, 100, 200$  ve  $300$  K ), şekil 4.9'de basınç (  $P=0, 20, 40, 60$  ve  $80$  Kbar ) ve şekil 4.10'da kutu genişliğinin (  $L=0.2, 0.25, 0.3$  ve  $0.4$  a.b. ) değişimine bağlı olarak kırılma indisleri gösterilmiştir. Toplam kırılma indisi hesaplanırken lineer kırılma indisi ile lineer olmayan kırılma indisi arasındaki fark alınır ve toplama en çok katkıyı lineer kırılma indisinin getirdiği görülmektedir. Şekil 4.9' da sıcaklık arttıkça kırılma indislerinin sağa (maviye kayma) kaydığı görülürken Şekil 4.8' de ise basınç arttıkça kırılma indislerinin sola (kırmızıya kayma) kaydığı gösterilmektedir. Şekil 4.10' da ise kutu genişliğinin değişimiyle kırılma indisi incelenmiştir ve kutu genişliği arttıkça kırılma indisi azalmaktadır. Foton enerjisi kırmızıya kaymaktadır. Elektrik alan varlığında kırılma indisleri birbirine çok yakın değerler aldığından grafik üzerinde bir ayırım gözlenememiştir. Elektrik alan varlığında kırılma indislerinin bazıları Tablo 4.2'te verilmiştir.

**Tablo 4. 2.** Kırılma indislerinin farklı elektrik alan değerleri için karşılaştırılması  
(P=20Kbar, T=100 K, L=0.2 a.b., Z=0)

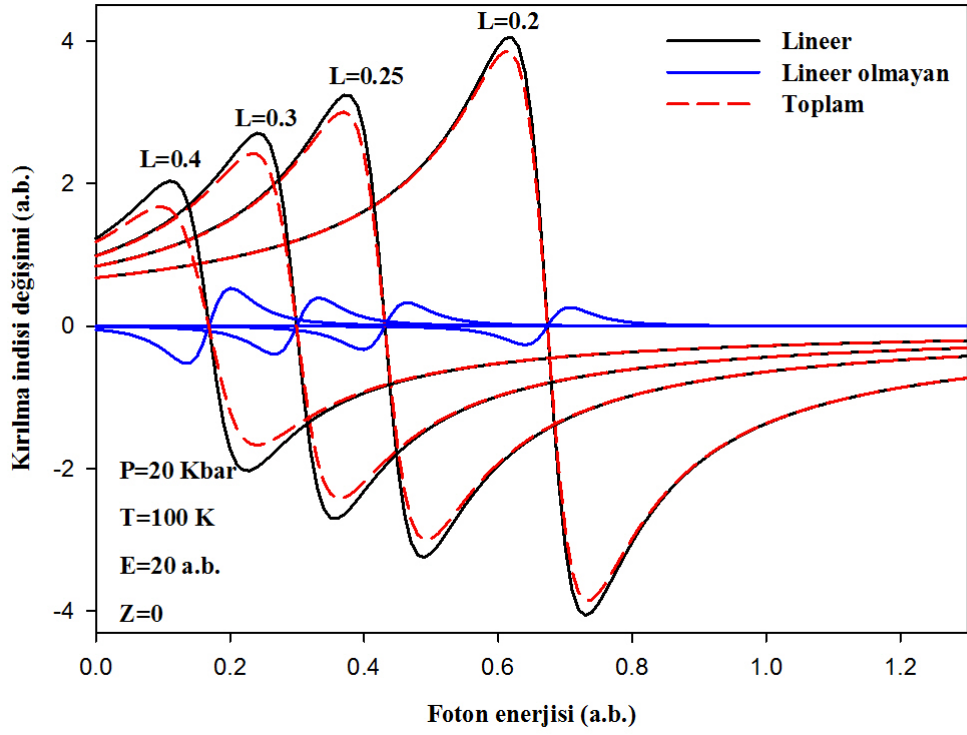
Lineer kırılma indisleri			
E=20 a.b.	E=40 a.b.	E=60 a.b.	E=80 a.b.
0.6787	0.6790	0.6793	0.6797
0.6888	0.6891	0.6893	0.6898
0.6992	0.6994	0.6997	0.7002
0.7099	0.7101	0.7104	0.7109
0.7209	0.7212	0.7215	0.7219
Lineer olmayan kırılma indisleri			
-4.7887e-4	-4.7926e-4	-4.7964e-4	-4.8032e-4
-5.0063e-4	-5.0104e-4	-5.0144e-4	-5.0215e-4
-5.2373e-4	-5.2415e-4	-5.2458e-4	-5.2532e-4
-5.4827e-4	-5.4871e-4	-5.4915e-4	-5.4994e-4
-5.7436e-4	-5.7482e-4	-5.7529e-4	-5.7612e-4
Toplam kırılma indisleri			
0.6782	0.6785	0.6788	0.6792
0.6883	0.6886	0.6888	0.6893
0.6986	0.6989	0.6992	0.6996
0.7093	0.7096	0.7099	0.7103
0.7203	0.7206	0.7209	0.7213



Şekil 4. 8. Basınç ( $P=0, 20, 40, 60$  ve  $80$  Kbar) için lineer, lineer olmayan ve toplam kırılma indislerinin foton enerjisi ile değişimi.



Şekil 4. 9. Sıcaklık ( $T=0, 100, 200$  ve  $300$  K) için lineer, lineer olmayan ve toplam kırılma indislerinin foton enerjisi ile değişimi.



Şekil 4. 10. Kutu genişliği ( $L=0.2, 0.25, 0.3$  ve  $0.4$  a.b.) için lineer, lineer olmayan ve toplam kırılma indislerinin foton enerjisi ile değişimi.

## V. SONUÇ VE TARTIŞMA

Kuantum kutuların elektronik ve optik özellikleri dış faktörlerle (elektrik alan, sıcaklık ve basınç) kontrol edilebilmektedir. Bu çalışmada, teknolojik uygulamada yer bulan kuantum kutularının elektronik ve optik özellikleri teorik olarak incelenirken, kuantum kutular hakkında genel bilgi verildi. Kuantum kutusunu oluşturan yarıiletken malzemenin, sayısal değerleri çok iyi bilinen ve üretimi daha kolay olan GaAs olduğu kabul edilmiştir. Hesaplamalar etkin kütle yaklaşımı altında varyasyon metodu kullanılarak yapılmıştır. Safsızlığın varlığında ve yokluğunda sistemin enerjisi hesaplanarak elektrik alanın, basıncın ve sıcaklığın bağlanma enerjisi üzerine etkisi ele alınmış ve soğurma katsayısı ve kırılma indisi gibi optik özellikler incelenmiştir.

Bu çalışma iki kısımdan oluşmuştur. Birinci kısımda kuantum kutunun elektronik özellikleri incelenmiştir. Elektrik alan ve sıcaklık arttıkça bağlanma enerji değerlerinin azaldığı görülürken basınç arttıkça bağlanma enerji değerlerinin de arttığı görülmüştür. İkinci kısımda ise bir elektrik alana konulan kuantum kutuda elektrik alanın artması ile soğurma katsayıları ve kırılma indislerindeki değişimler fark edilemeyecek kadar küçük olduğu görüldü ve bu değerler tablolarla gösterildi. Daha sonra kuantum kutularda sıcaklığın ve kutu genişliğinin artmasıyla soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimi azalmakta ve sola (kırmızıya) doğru kaymaktadır. Ancak kuantum kutu üzerindeki basıncın artırılması ile birlikte soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimi artmakta dolayısıyla sağa (maviye) doğru kaymaktadır.

Yapılan bu incelemeler sonucunda kuantum kuyularının elektronik ve optik özelliklerinin basınç, sıcaklık ve elektrik alan değişimine bağlı olduğu görülmüştür. Düşük boyutlu kuantum yapılarla dış faktörlerle bu sistemlerin fiziksel özelliklerinin değiştirilebileceği görülmektedir.

## KAYNAKLAR

1. Bardeen, J., Brattain, W. H., Physical Principles Involved in Transistor Action, *Physics Rev.*, 75, 1208, 1949.
2. Esaki, L., *New Phenomenon in Narrow Germanium p-n Junctions*, Tokyo, 1957.
3. Franz, W., Einfluss eines elektrischen Feldes auf die optische Absorptionskante, *Zeitschrift für Naturforschung*, 1958.
4. Keldysh, L. V., The effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystals, *Soviet Phys. JETP*, 34:788–790, 1958.
5. Hall, R. N., Fenner, G. E., Kingsley, J. D., Soltys, T. J., & Carlson, R. O., Coherent Light Emission From GaAs Junctions, *Physical Rev. Lett.* 9, 366-368, 1962.
6. Anderson, R. L., Experiments on Ge-GaAs heterojunctions, *Solid-State Electron*, 5, 341-344, 1962.
7. Cho, A. Y., Arthur, J. R., Molecular beam epitaxy, *Solid State Chemistry*, 10, 157-191, 1975.
8. Esaki, L., Tsu, R., Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors, *IBM Journal of Research and Development*, 14, 61-65, 1970.
9. Chang, L. L., Esaki, L., Tsu, R., Resonant tunneling in semiconductor double barriers, *Phys. Letters*, 24, 593-595, 1974.
10. Dingle, R., Störmer, H. L., Gossard, A. C., Wiegmann, W., Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices, *Phys. Letters*, 33, 665-667, 1978.
11. Esaki, L., Chang, L. L., New Transport Phenomenon in a Semiconductor Superlattice, *Phys. Rev. Lett.*, 33, 495, 1974.
12. Dingle, R., Wiegmann, W., Henry, C. H., Quantum states of confined carriers in very thin  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  heterostructures, *Physical Review Letters*, 33: 827-830, 1974.
13. Kelly, M.J., *Low Dimensional Semiconductors: Materials, Phys.Tech., Devices*, Oxford, Clarendon, 1995.
14. E.L. Ivchenko and G.E. pikus, *Superlattices and Other Heterostructures*, Springer-Verlag, 1997.
15. S.-W. Lee, K. Hirakawa ve Y. Shimada, Bound-to- Continuum Intersubband Photoconductivity of Self-Assembled Inas Quantum Dots in Modulation-Doped Heterostructures, *Appl. Physics Letters.*, 75, 1428-1431, 1999.

16. Yilmaz, S., Safak, H., Oscillator strengths for the intersubband transitions in a CdS–SiO<sub>2</sub> quantum dot with hydrogenic impurity. *Physica E: Low- dimensional Systems and Nanostructures*, 36 (1):40–44, 2007.
17. Xiao, Z., Zhu, J., He, F., Effect of the parabolic potential on the binding energy of a hydrogenic impurity in a spherical quantum dot, *Superlattices and Microstructures*, 19(2), 137-149, 1999.
18. Bastard, G., Hydrogenic impurity states in a quantum well wires: Shape effects, *Physics Rev. B.*, 24, 4714-4722,1981.
19. Bose, C., C. K. Sarkar, Effect of a parabolic potential on the impurity binding energy in spherical quantum dots, *Physica B*, 253, 238-241, 1998.
20. Bastard, G., Hydrogenic impurity states in a quantum well. *Surface Sciences*, 113 (1-3): 165-169, 1982.
21. Lozano, J. C., Montenegro, N.P., Effects of an Electric Field on the Binding Energy of Shallow Hydrogenic Impurities in GaAs±(Ga,Al)As Quantum Boxes, Colombia, *Physics Stat. Sol. (b)* 210, 717, 1998.
22. Bose, C., Binding energy of impurity states in spherical quantum dots with parabolic confinement. *Journal of Applied Physics*, 83 (6): 3089-3092, 1998.
23. Montenegro, P. N., Merchancano, P. S. T., Hydrogenic impurities in GaAs- (Ga, Al) as quantum dots. *Physical Review B*, 46 (15): 9780-9783, 1992.
24. Bose, C., Sarkar, C. K., Perturbation calculation of donor states in a spherical quantum dot. *Solid-State Electronics*, 42 (9): 1661-16633, 1998.
25. Mendoza, C. I., Gerardo, J. V., Mussot, M. C., Spector, H. N., Splitting of impurity binding energies in a cubic quantum box due to an applied electric field, *Physics Stat. Sol. (c)* 1, No. 1, S74–S77, 2004.
26. Noda, S., Uemura, T., Yamashita, T., Sasaki, A., All-optical modulation using an n-doped quantum-well structure. *Journal of Applied Phys.*, 68, 6529-6531, 1990.
27. Nizamoğlu, S., Demir, H. V., Hybrid white light sources based on layer-by-layer assembly of nanocrystals on near- UV emitting diodes, *Nanotechnology*, 18, 405702, 2007.
28. Montes, A., Duque, C. A., Montenegro, N.P., The binding energies of shallow donor impurities in GaAs quantum-well wires under applied electric fields, *Physics Stat. Sol. (b)* 220, 181, 2000.
29. Murillo, G., Montenegro, P. N., Effects of an electric field on the binding energy of a donor impurity in a spherical GaAs–(Ga,Al)As quantum dot with parabolic confinement. *Physica Status Solidi (b)*, 220 (1) 187-190, 2000.
30. Harold N. Spector, H.N., Lee, J., Stark effect in the optical absorption in cubical



quantum boxes, *Physica B* 393, 94–99, 2007.

31. Dane, C., Akbaş, H., Talip, N., Kasapoğlu, K., Effect of spatial electric field on the sub-band energy in a cubic GaAs/AlAs quantum dot, *Physica E* 39, 95–98, 2007.

32. He, L., Xie, W., Effects of an electric field on the confined hydrogen impurity states in a spherical parabolic quantum dot. *Superlattices and Microstructures*, 47 (2): 266-273, 2010.

33. Öztürk, E., Sökmen, İ., Intersubband transitions in an asymmetric double quantum well, *Superlattices Microstruct*, 41, 36-43, 2007.

34. Chen, B., Guo, K. X., Wang, R. Z., Zhang, Z. H., Liu, Z. L., Linear and nonlinear intersubband optical absorption in double triangular quantum wells. *Solid State Communications*, 149 , 310-314, 2009.

35. Miller, D. A. B., Chemla, D. S., Schmitt-Rink, S., Relation between electroabsorption in bulk semiconductors and in quantum wells: The quantum-confined Franz-Keldysh Effect, *Phys. Rev. B.*, 33, 6976, 1986.

36. Yuh, P. F., Wang, K. L., Large stark effects for transitions from local states to global states in quantum well structures, *IEEE J. Quantum Electron*, QE-25, 1671-1676, 1989.

37. Chandrasekhar, M., Chandrasekhar, H. R., Electronic transitions in semiconductor quantum wells and epilayers under pressure, *High Pressure Res.*, 9, 57, 1992.

38. Chandrasekhar, M., Chandrasekhar, H. R., Optical studies of strained pseudomorphic semiconductor heterostructures under external pressure, *Phil. Mag. B.*, 70, 369, 1994.

39. Khordad, R., Rezaei, G., Vaseghi, B., Taghizadeh, F., Kenary, H. A., Study of optical properties in a cubic quantum dot, *Opt Quant Electron* 42, 587–600, 2011.

40. Sali, A., Satori, H., The combined effect of pressure and temperature on the impurity binding energy in a cubic quantum dot using the FEM simulation, *Superlattices and Microstructures* 69, 38–52, 2014.

41. Kan, Y., et al., Field effects on the refractive index and absorption coefficient in AlGaAs quantum well structures and their feasibility for electrooptic device, *Applications IEEE J. quantum electron*, 23, 2167-2180, 1987.

42. Kasapoğlu, E., Sökmen, İ., The effects of intense laser field and electric field on intersubband absorption in double graded quantum well, *Physica B.*, 403, 3746-3750, 2008.

43. Ünlü, S., Karabulut, İ., Şafak, H., Calculation of the changes in the absorption and refractive index for intersubband optical transitions in a quantum box, *phys.*

stat. sol. (b) 242, No. 14, 2902–2909, 2005.

44. Ünlü, S., Karabulut, İ., Şafak, H., Linear and nonlinear intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a quantum box with finite confining potential, *Physica E* 33, 319–324, 2006.

45. Khordad, R., Effect of position-dependent effective mass on linear and nonlinear optical properties of a cubic quantum dot, 2011.

46. Tez, S., Kane Tipi Kuantum Noktalarında Tünel Olayı, Yüksek Lisans Tezi, Süleyman Demirel Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta, 56 s, 2006.

47. Kırak, M., Küresel Kuantum Noktalarında Dış Elektrik ve Manyetik Alanda Hidrojenik Safsızlık Problemi, Doktora Tezi, Erciyes Ü., Kayseri, 2011.

48. Altınok, Y., Elektrik Alan, Sıcaklık ve Basıncın Küresel Kuantum Noktanın Elektronik ve Optik Özellikleri Üzerine Etkisi, Yüksek Lisans Tezi, Bozok Ü., Yozgat, 2013.

49. Sahin, M., Yarıiletken Kuantum Nokta Yapıların Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Selçuk Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya, 161 S.-8. (Jacak, L., Hawrylak, P., Wojs, A., 1998. *Quantum Dots*. Springer Verlag, Berlin, 118 Pp, 2005.

50. Baser, P., Düşük Boyutlu Sistemlerin Elektronik Özellikleri: Dış Manyetik Alan Etkisinde Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As /GaAs Silindirik Kuantum Telinde Hidrojenik Safsızlıklar ve Eksitonların Bağlanma Enerjileri, Doktora Tezi, Cumhuriyet Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Sivas, 255 S., 2007.

51. Aydın, G. C., MBE ile Büyütülen Si Delta-katkılı GaAs'nin Elektriksel ve Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 90 S., 2007.

52. Durmuşoğlu, E. G., Kuantum nokta, (Web page: [https://www.metalurji.org.tr/dergi/dergi160/d160\\_3134.pdf](https://www.metalurji.org.tr/dergi/dergi160/d160_3134.pdf)), basım yeri ve tarihi bilinmiyor, TMMOB Metalurji Mühendisleri Odası.

53. Harrison, P., *Quantum Wells, Wires and Dots*. Second Edition, John Wiley Sons Ltd., West Sussex, 455 pp., 2007.

54. Kilinc, T., Zn<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>S İnce Filmlerin Fiziksel Özelliklerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Sütçü İmam Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Kahramanmaraş, 46 s., 2006.

55. Sherill, C. D., A brief of elementary quantum chemistry. (Web page: <http://vergil.chemistry.gatech.edu/notes/quantrev/node28.html>), (Date accessed: August 2011).

56. Jacak, L., Hawrylak, P., Wojs, A., *Quantum dots*. Springer Verlag, Berlin, 118 pp., 1998.

57. Franken, P., Hill, A., Peters, C., Weinreich, G., Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, 7 (4): 118-119, 1961.
58. Chen, Y.Y., Lee, J.R., Weng, M.L., Lu, C.R, Wu, B.R., Ho, W.J., Optical Properties of GaNAs/GaAs Triple Quantum Well Structures. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 65(11):1857-1860, 2004.
59. Zhian J., *Linear and Nonlinear Optical Properties of Tellurite Glasses*, Lehigh University, Electrical Engineering, PhD Thesis, Bethlehem, 148 pp, 2010.
60. Khordad, R., Khaneghab, S. K., Masoumic, M., Effect of pressure on intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a V-groove quantum wire. *Superlattices and Microstructures*, 47, 538-549, 2010.
61. Dimoulas, A., Leng, J., Giapis, K. P., Georgakilas, A., Halkias, G., Christou, A., Electric field dependence of allowed and forbidden transitions in In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As single quantum wells by room temperature modulation spectroscopy. *Applied Surface Science*, 63 (1-4): 191-196, 1993.
62. Yılmaz, S., Kırak, M., An investigation on the effect of impurity position on the binding energy of quantum box under electric field with pressure and temperature, *International Journal of Modern Physics B*, 32, 13, 2018.

## ÖZGEÇMİŞ

Derya BAĞCILAR 24.10.1979 tarihinde Yozgat'ta doğdu. İzmir Uzundere İlkokulu ve Eskiizmir Naci Şensoy Lise'sinin orta okul bölümünde ilköğretimini tamamladı. Lise öğrenimini ise İzmir Göztepe Anadolu Kız Meslek Lise'sinde bitirdi. Yüksek öğrenimini Erciyes Üniversitesi Yozgat Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde 2004 yılında tamamladı. 2014 yılında Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans eğitimine hak kazandı. Halen aynı bölümde yüksek lisans eğitimine devam etmektedir.

### İletişim Bilgileri:

Adres: Yukarı Nohutlu Mah. Korkmaz Sokak Sıla Apt. A Blok 7/5

66100 YOZGAT

Tel: +90 (505) 535 51 12

E-posta: dgozdeb@gmail.com