

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

Yüksek Lisans Tezi

**ELEKTRİK ALAN, SICAKLIK ve BASINCIN KÜRESEL
KUANTUM NOKTANIN ELEKTRONİK ve OPTİK
ÖZELLİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ**

Yasemin ALTINOK

**Tez Danışmanı
Doç. Dr. Sait YILMAZ**

Yozgat 2013

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

Yüksek Lisans Tezi

**ELEKTRİK ALAN, SICAKLIK ve BASINCIN KÜRESEL
KUANTUM NOKTANIN ELEKTRONİK ve OPTİK
ÖZELLİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ**

Yasemin ALTINOK

**Tez Danışmanı
Doç. Dr. Sait YILMAZ**

**Bu çalışma, Bozok Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi
tarafından 2012FBE/T26 kodu ile desteklenmiştir.**

Yozgat 2013

T.C.
BOZOK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TEZ ONAYI

Enstitümüzün Fizik Anabilim Dalı 70110511008 numaralı öğrencisi Yasemin ALTINOK' un hazırladığı “Elektrik Alan, Sıcaklık ve Basıncın Küresel Kuantum Noktanın Elektronik ve Optik Özellikleri Üzerine Etkisi” başlıklı YÜKSEK LİSANS tezi ile ilgili TEZ SAVUNMA SINAVI, Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği uyarınca 29/08/2013 Perşembe günü saat 10:00’da yapılmış, tezin onayına OY BİRLİĞİYLE karar verilmiştir.

Başkan : Yrd. Doç. Dr. Ümüt TEMİZER



Üye : Doç. Dr. Sait YILMAZ (Danışman)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Hatice KANBUR ÇAVUŞ



ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulu' nun 29/08/2013 tarih ve 20... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

29/08/2013

Enstitü Müdürü
(Ünvanı, Adı Soyadı)
Bozok Üniversitesi
Fen Bil.Enst.Müdürü

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR.....	v
TABLolar LİSTESİ.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vii
KISALTMALAR LİSTESİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR VE ÜRETİM TEKNİKLERİ	5
2.1. Kuantum Kuyusu.....	5
2.2. Kuantum Teli	6
2.3. Kuantum Noktası.....	6
2.4. Düşük Boyutlu Sistemlerin Enerji Seviyeleri ve Durum Yoğunluğu	6
2.5. Düşük Boyutlu Yapıların Üretim Teknikleri	8
2.5.1. Asitle Aşındırma Yöntemi	8
2.5.2. Seçici Büyütme Yöntemi	9
2.5.3. Modüle Edilmiş Elektrik Alan Yöntemi	10
3. FİZİKSEL YAKLAŞIMLAR VE HESAPLAMA YÖNTEMLERİ	11
3.1. Fiziksel Yaklaşımlar	11
3.1.1. Etkin Kütle Yaklaşımı	11
3.2. Hidrojen Tipi Safsızlığın Oluşturulması.....	13
3.3. Varyasyon Metodu	17
4. LİNEER OLMAYAN OPTİK	20
4.1. Kuantum Matris Formalizminin Kuantum Mekanikliği	21
5. ELEKTRİK ALAN, SICAKLIK ve BASINCIN KÜRESEL KUANTUM NOKTANIN ELEKTRONİK ve OPTİK ÖZELLİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ	28
5.1 Dalga Fonksiyonların Elde Edilmesi.....	28
5.2. Elektrik Alanın Dalga Fonksiyonları Üzerine Etkisi.....	32

5.3. Elektrik Alanın Bağlanma Enerjileri Üzerine Etkisi	34
5.4. Elektrik Alanın Dipol Matris Elemanları ve Üçüncü Harmonik Üretimi Üzerine Etkisi.....	42
5.5. Elektrik Alan, Sıcaklık ve Basıncın Bağlanma Enerjisi, Soğurma Katsayısı ve Kırılma İndisi Değişimi Üzerine Etkisi.....	49
SONUÇ ve TARTIŞMA.....	64
KAYNAKLAR.....	66
ÖZGEÇMİŞ	73

ELEKTRİK ALAN, SICAKLIK ve BASINCIN KÜRESEL KUANTUM NOKTANIN ELEKTRONİK ve OPTİK ÖZELLİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ

Yasemin ALTINOK

**Bozok Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

2013; Sayfa: 73

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Sait YILMAZ

ÖZET

Parabolik sınırlandırılmış küresel kuantum noktanın taban durum ve uyarılmış durumların elektronik, lineer ve lineer olmayan optik özellikleri üzerine dış elektrik alan, sıcaklık ve hidrostatik basıncın etkisi teorik olarak incelenmiştir. Kuantum noktanın enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları etkin kütle yaklaşımı altında varyasyon metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Sonuçlar dış faktörlerin sadece donör safsızlıktaki bağlanma enerjisini değil sistemin optik özelliklerini de etkilediğini göstermektedir. Buna ek olarak, THG katsayısının, sınırlandırıcı parabolik ve safsızlık konumuna ve durulma zamanına bağlı olduğunu ve toplam soğurma katsayısının safsızlığın varlığından, uygulanan optik yoğunluk ve durulma zamanından güçlü bir şekilde etkilendiğini de göstermektedir.

Anahtar Kelimeler: Kuantum nokta, Safsızlık, Bağlanma Enerjisi, Lineer Olmayan Optik

THE ELECTRIC FIELD, TEMPERATURE and PRESSURE EFFECTS ON THE ELECTRONIC AND OPTIC PROPERTIES OF SPHERICAL QUANTUM DOT

Yasemin ALTINOK

**Bozok University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Master of Science Thesis**

2013; Page: 73

Thesis Supervisor: Assoc. Prof. Sait YILMAZ

ABSTRACT

The influence of an external electric field, temperature and hydrostatic pressure on the electronic, the linear and nonlinear optical properties of the ground state and excited states for spherical quantum dot (QD) with parabolic confinement is investigated theoretically. The energy levels and wave functions of the QDs are calculated using by variational method within the effective-mass approximation. The results show that these external factors have a significant effect not only on binding energy of the donor impurity but also on the optical characteristics of the system. In addition, the THG coefficient also depends on the relaxation rate of the spherical QD with parabolic confinement and the position of impurity. Moreover, it is found that the total absorption coefficient is strongly affected by the existence of impurity, the incident optical intensity, and relaxation time.

Keywords: Quantum Dot, Impurity, Binding Energy, Nonlinear Optics

TEŞEKKÜR

Tez çalıőmamın tamamlanmasında emek ve yardımlarını esirgemeyen ve çalıőmalarım süresince değerli fikir ve tecrübeleri ile bana büyük destek sağlayan saygıdeğer hocam Doç. Dr. Sait YILMAZ'a içtenlikle teşekkür ederim.

Çalıőmalarım sırasında birçok konuda yardımlarını gördüğüm ilgi ve tecrübelerini esirgemeyen saygıdeğer hocam Yrd. Doç. Dr. Muharrem KIRAK' a teşekkür ederim.

Tez alıőması süresince 2012FBE/T26 kodlu proje kapsamında sağladıkları destekten dolayı Bozok Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (BAP) Birimine teşekkür ederim.

Ayrıca çalıőmalarım süresince maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen aileme ve arkadaşlarım Ayőegül ÖZKILIÇ, Tuğba KORKMAZ, Nisa Ebrar KOL ve Nuran KARAKÖSE'ye en içten dileklerle teőekkürlerimi sunarım.

TABLULAR LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 5.1: GaAs için malzeme parametreleri	31

ŞEKİLLER LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1:	Kuantum Nanoyapılar (a) Hacimsel Yapı (Bulk) (b) Tek Boyutta Sınırlandırılmış Kuantum Kuyusu (c) İki Boyutta Sınırlandırılmış Kuantum Teli (d) Üç Boyutta Sınırlandırılmış Kuantum Nokta	5
Şekil 2.2:	Kuantum Nanoyapılar (a) Bulk (b) Kuantum Kuyu (c) Kuantum Tel (d) Kuantum Nokta için Durum Yoğunluğu–Enerji Değişimi.....	8
Şekil 2.3:	Asit ile Aşındırma Yöntemiyle Kuantum Nokta Üretimi.....	9
Şekil 2.4:	Seçici Büyütme Yöntemiyle Kuantum Nokta Üretimi	9
Şekil 2.5:	Modüle Edilmiş Elektrik Alan Yöntemiyle Kuantum Nokta Üretimi.....	10
Şekil 3.1:	a) Enerjinin Dalga Vektörü ile Değişimi b) Etkin Kütleinin Dalga Vektörü ile Değişimi	13
Şekil 3.2:	Donor Safsızlığın Şematik Gösterimi	14
Şekil 3.3:	Enerji-Bant Diyagramı (a) Donor Safsızlık İçin (b) Akseptör Safsızlık için	14
Şekil 3.4:	Kuantum Nokta Yarıçapının (r) Fonksiyonu Olarak Coulomb Enerjisi ve Sınırlama Enerjisi Arasındaki Mukayese	16

Şekil 5.1:	Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri ($F = 0, 2$ ve 4 kV/cm) için Dalga Fonksiyonunun Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi a)0s b)1p c)2d ve d)3f için.....	32
Şekil 5.2:	Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri için ($F = 0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm) Safsızlığın Olmadığı Durumda Enerji Seviyelerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi a)0s için b) 1p için c) 2d için d) 3f için.....	35
Şekil 5.3:	Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri için ($F = 0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm)Safsızlığın Olduğu Durumda Enerji Seviyelerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi a)0s için b) 1p için c) 2d için d) 3f için.....	37
Şekil 5.4:	Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri için ($F = 0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm)Bağlanma Enerjilerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi a)0s için b) 1p için c) 2d için d) 3f için.....	39
Şekil 5.5:	Bağlanma Enerjilerinin Elektrik Alan ile Değişimiyle Değişimi a)0s için b) 1p için c) 2d için d) 3f için.....	41
Şekil 5.6:	Dipol Matris Elemanlarının Kuantum Nokta Yarıçapının Fonksiyonu Olarak Değişimi a) $F = 0.0 \text{ kV/cm}$ için b) $F = 10 \text{ kV/cm}$ için.....	44
Şekil 5.7:	$R = 0.2 a^*$ için Dipol Matris Elemanlarının Elektrik Alanının Fonksiyonu Olarak Değişimi.....	45

Şekil 5.8:	$F = 10 \text{ kV/cm}$ ve $\hbar\Gamma = 1.0 \text{ meV}$ için Kuantum Nokta Yarıçapının Farklı Değerlerinde Üçüncü Harmonik Üretim Katsayısının Foton Enerjisiyle Değişimi.....	45
Şekil 5.9:	$R = 0.2 \text{ a}^*$ ve $\hbar\Gamma = 1.0 \text{ meV}$ için Uygulanan Elektrik Alanın Farklı Değerlerinde Üçüncü Harmonik Üretim Katsayısının Foton Enerjisiyle Değişimi.....	46
Şekil 5.10:	$R = 0.2 \text{ a}^*$ ve $F = 10.0 \text{ kV/cm}$ 'de Durulma Sabitinin ($\hbar\Gamma = 1.0, 2.0, 3.0, \text{ ve } 4.0 \text{ meV}$) Değerleri için Üçüncü Harmonik Üretim Katsayısının Foton Enerjisiyle Değişimi	48
Şekil 5.11:	$R = 0.45 \text{ a}^*$ ve $F = 0.0 \text{ kV/cm}$ İçin Safsızlığın Farklı Konumlarında Üçüncü Harmonik Üretim Katsayısının Foton Enerjisiyle Değişimi.....	49
Şekil 5.12:	Taban Durumdaki Bağlanma Enerjisi E_B 'nin $P = 50 \text{ kbar}$ Basıncıta Kuantum Nokta Yarıçapı ve Sıcaklıkla Değişimi a) $F = 0.0 \text{ kV/cm}$ için b) $F = 57.2 \text{ kV/cm}$ için.....	52
Şekil 5.13:	Taban Durumdaki Bağlanma Enerjisi E_B 'nin $T = 200 \text{ K}$ Sıcaklıkta Kuantum Nokta Yarıçapı ve Basıncıla Değişimi a) $F = 0.0 \text{ kV/cm}$ için b) $F = 57.2 \text{ kV/cm}$ için.....	53
Şekil 5.14:	Taban durumdaki bağlanma enerjisi E_B 'nin $R = 5 \text{ nm}$ ve $F = 28.6 \text{ kV/cm}$ 'de sıcaklık ve basınçla değişimi	54
Şekil 5.15:	Taban Durum Enerjisi E_0 ve Normalize Bağlanma Enerjisi NE_B 'nin Farklı Sıcaklık Değerlerinde $R = 6.5 \text{ nm}$ ve $F = 57.2 \text{ kV/cm}$ için Basıncıla Değişimi.....	55

- Şekil 5.16:** Donor Safsızlıktaki Toplam Soğurma Katsayısı $AC \alpha(\omega, I)$ 'nin $R = 3 \text{ nm}$, $T = 200 \text{ K}$, $P = 20 \text{ kbar}$ ve $I = 1.0 \text{ MW / cm}^2$ 'de Foton Enerjisi ve Elektrik Alanın Fonksiyonu Olarak Değişimi... 56
- Şekil 5.17:** Donor Safsızlıktaki Toplam Soğurma Katsayısı $AC \alpha(\omega, I)$ 'Nin $R = 3 \text{ nm}$, $T = 200 \text{ K}$, $F = 85.8 \text{ kV / cm}$ ve $I = 1.0 \text{ MW / cm}^2$ 'de Foton Enerjisi ve Basıncın Fonksiyonu Olarak Değişimi 57
- Şekil 5.18:** Donor Safsızlıktaki Toplam Soğurma Katsayısı $AC \alpha(\omega, I)$ 'nin $R = 3 \text{ nm}$, $P = 20 \text{ kbar}$, $F = 85.8 \text{ kV / cm}$ ve $I = 1.0 \text{ MW / cm}^2$ 'de Foton Enerjisi ve Sıcaklığın Fonksiyonu Olarak Değişimi..... 58
- Şekil 5.19:** $R = 3 \text{ nm}$, $P = 20 \text{ kbar}$, $F = 85.8 \text{ kV / cm}$, $T = 100 \text{ K}$ için safsızlık varken ve yokken toplam soğurma katsayısının foton enerjisinin fonksiyonu olarak değişimi a) uygulanan farklı optik yoğunluklar (I) için b) farklı durulma zamanları (τ) için..... 60
- Şekil 5.20:** $P = 0, 20, 40 \text{ kbar}$, $R = 3 \text{ nm}$, $T = 100 \text{ K}$, $F = 85.8 \text{ kV / cm}$ ve $I = 1.0 \text{ MW / cm}^2$ İçin Kırılma İndisinin Foton Enerjisinin Fonksiyonu Olarak Değişimi a) Lineer ve Üçüncü Mertebe Lineer Olmayan Kırılma İndisi Değişimleri için b) Toplam Kırılma İndisi Değişimi için..... 61
- Şekil 5.21:** $T = 0, 100, 200, 300 \text{ K}$, $R = 3 \text{ nm}$, $P = 20 \text{ kbar}$, $F = 85.8 \text{ kV / cm}$ ve $I = 1.0 \text{ MW / cm}^2$ için Kırılma İndisinin Foton Enerjisinin Fonksiyonu Olarak Değişimi a) Lineer ve Üçüncü Mertebe Lineer Olmayan Kırılma İndisi Değişimleri için b) Toplam Kırılma İndisi Değişimi için..... 62

KISALTMALAR LİSTESİ

AC	:	Absorption Coefficient- Soğurma Katsayısı
OR	:	Optical Rectification- Optiksel Doğrultma
QD	:	Quantum Dot - Kuantum Nokta
QW	:	Quantum Well – Kuantum Kuyu
QWW	:	Quantum Well Wire – Kuantum Tel
RIC	:	Refractive Indice Change – Kırılma İndisi Değişimi
SHG	:	Second Harmonic Generation – İkinci Harmonik Üretimi
THG	:	Third Harmonic Generation – Üçüncü Harmonik Üretimi

1. GİRİŞ

Elektronik ve optoelektronik devrelerin potansiyel uygulamalarında büyük öneme sahip olan kuantum kuyu (QW), kuantum tel (QWW) ve kuantum nokta (QD) gibi düşük boyutlu yarıiletken yapıların özellikleri altında yatan fiziği anlamak için gerek deneysel gerekse teorik olarak birçok çalışma yapılmış ve bu yöndeki çalışmalar devam etmektedir [1-6]. Özellikle optoelektronik devre elemanlarının atomik özelliklerini diğer düşük yapılardan daha iyi ortaya koyduğu için kuantum noktalar, yapay atom olarak da adlandırılır, üzerine yapılan çalışmalar oldukça fazladır [7-11].

Safsızlık, örgü içerisinde yabancı atomların bulunmasıdır ve devre elemanlarının elektronik ve optik özelliklerini büyük ölçüde değiştirdiğinden, nanoyapılarda safsızlığın doğasını anlamak önemlidir [12]. Son yıllarda düşük boyutlu heteroyapıların içinde sınırlandırılmış donör safsızlık elektronunun hidrojenik bağlanma enerjisi üzerine etkisi ile ilgili çalışmalar yapılmıştır [13-20]. Hidrojenik safsızlığın bağlanma enerjisi zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin çözülmesi ile hesaplanabilir. Bastard [21] hidrojenik safsızlık bağlanma enerjisi problemini ilk kez kuantum kuyuda incelemiştir. Bu çalışmada, safsızlığın bağlanma enerjisi kuantum kuyudaki safsızlığın konumuna bağlı olarak araştırılmıştır. Daha sonra, hidrojenik safsızlık problemi genişletilerek varyasyonel yaklaşım ile küresel kuantum noktaya uygulanmıştır. Kuantum noktalarda safsızlığın hem iletim hem de optik özellikler gibi fiziksel özellikler üzerine etkisi varyasyon metodu [22-29] ve pertürbasyon yaklaşımı [30] gibi oldukça iyi bilinen metotlarla çalışılmıştır.

Bilindiği gibi kuantum sınırlanmış sistemlerin hem teorik hem de deneysel olarak gözlemlenen ilginç davranışlarından biri elektronik ve optik özelliklerinin dış faktörlerden etkilenmesidir. Bu yüzden bu sistemlerin bağlanma enerjilerinin elektrik ve manyetik alan, hidrostatik basınç ve sıcaklığa bağlılığı üzerine birçok çalışma yapılmış ve çalışmalar halen devam etmektedir. Bu dış faktörlerden elektrik alan sisteme uygulandığında elektron dağılımında kutuplanma olur ve kuantum enerji durumları değişir. Kuantum enerji durumlarının değişimi ile bağlanma enerjisi de değişeceği için elektrik alan etkisinin incelenmesi oldukça önemlidir. Murillo ve Montenegro [31], varyasyon metodunu kullanarak parabolik sınırlandırılmış küresel bir GaAs-(Ga, Al)As kuantum noktasında donör safsızlığın taban durumdaki

bağlanma enerjisini uygulanan elektrik alanın ve kuantum nokta yarıçapının bir fonksiyonu olarak hesaplamışlardır. Pertürbasyon metodu kullanılarak parabolik sınırlandırılmış hidrojen atomu Xie [32] tarafından incelenmiştir. Bu çalışmada, kuantum nokta yarıçapı ve uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak bağlanma enerjisi hesaplanmış ve elektrik alana sıkı bir şekilde bağlı olduğu görülmüştür. Ayrıca, küresel, parabolik ve dikdörtgen şeklindeki farklı sınırlamalar için kuantum noktalarda elektrik alanın bağlanma enerjisi üzerine etkisi araştırılmıştır [33-36]. Bağlanma enerjisi üzerine sıcaklık ve basıncın etkisi de yoğun olarak çalışılan konulardan biridir. Sisteme uygulanan hidrostatik basınç ile sınırlandırılmış taşıyıcıların farklı enerji seviyeleri arasındaki geçiş kontrol edilebilir [37, 38]. Öte yandan sıcaklık da kuantum noktaların Coulomb etkileşimi gibi elektronik özelliklerini değiştirebilir. Gerardin ve arkadaşları [39] tarafından parabolik sınırlandırılmış küresel kuantum noktanın donör safsızlıktaki bağlanma enerjisine elektrik alan ve basıncın etkisini incelenmiştir. Dane ve arkadaşları [40] merkezinde safsızlık bulunan küresel kuantum noktanın taban durumdaki normalize bağlanma enerjisini elektrik alan ve basınç varlığında varyasyon metoduyla incelemişlerdir. İki çalışmada da bağlanma enerjisinin basınç ve elektrik alana güçlü bir şekilde bağlı olduğu görülmüştür. Rezaei ve arkadaşları [41] matris köşegenleştirme metodunu kullanarak, küresel Gaussian kuantum noktanın merkezi olmayan safsızlıkta bağlanma enerjisine elektrik alan sıcaklık ve hidrostatik basıncın etkisini incelemişlerdir.

Kuantum nokta sistemlerin lineer ve lineer olmayan optik özellikleri konusunda da araştırmalar yapılmıştır. Birçok araştırmacı kuantum kuyu [42,43], kuantum tel [44,45] ve kuantum nokta [46-49] için üçüncü harmonik üretimini (Third Harmonic Generation-THG) incelemiştir. THG lineer olmayan kristal yapı üzerine lazer ışığı gibi yüksek şiddetli ışık gönderildiğinde uygulanan alanın frekansının üç katı kadar büyüklükte radyasyon üretimine verilen isimdir [50-52]. Sauvage ve arkadaşları [53] kendi oluşturdukları InAs/GaAs kuantum nokta için THG katsayısını teorik ve deneysel açıdan incelemiş ve oldukça büyük THG katsayısı elde etmişlerdir. Shao ve arkadaşları [54] tarafından sabit manyetik alandaki silindirik kuantum nokta için THG incelenmiştir. Bu çalışmada THG katsayısının hem parabolik sınırlama potansiyel ve hem de durgun manyetik alandan etkilendiğini ve büyüklüğünün

$10^{-10} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 'ye kadar çıkabildiği gösterilmiştir. 2009 yılında Zhang ve arkadaşları [55]. uygulanan elektrik alanla kübik kuantum noktalar için üçüncü harmonik üretimini incelemiştir. Sonuçlar THG'nin hem kübik kuantum noktanın uzunluğuna hem de uygulanan elektrik alana güçlü bir şekilde bağlı olduğunu göstermiştir. Li ve arkadaşları [56] uygulanan elektrik alanla silindirik küresel kuantum nokta için THG üzerine elektron-LO (Longitudinal Optical–Boyuna Optik) fonon etkileşmesini incelemiştir. Çok yakın zamanda, Liang ve Xie, [57], tarafından dış elektrik alanın varlığında, küresel kuantum nokta için THG üzerinde hidrostatik basınç ve sıcaklık etkisi incelenmiştir.

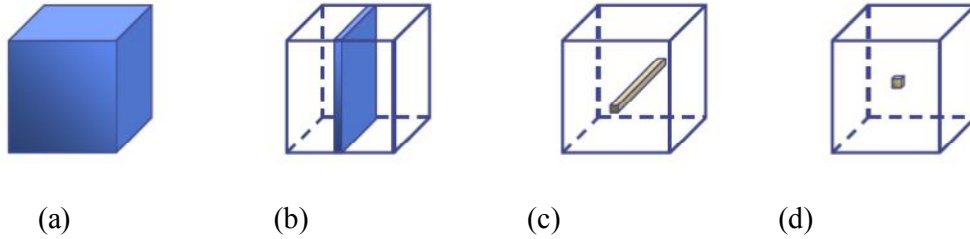
Son birkaç yıldır potansiyel uygulamalarından dolayı düşük boyutlu yarıiletken yapıların lineer olmayan optik özelliklerini anlamaya olan ilgi ve çalışmalar giderek artmıştır [58-61]. Örneğin, Karabulut ve Baskoutas [62] küresel kuantum noktada safsızlığın, elektrik alanın lineer ve lineer olmayan soğurma katsayısı (Absorbition Coefficient-AC) ve kırılma indisini değişimi (Refractive Index Change-RIC) üzerine etkisini incelemiştir. Sonuçlar, safsızlığın ve elektrik alanın soğurma katsayısının piklerini değiştirdiğini göstermiştir. Kirak ve arkadaşları [63] parabolik sınırlandırılmış küresel kuantum noktanın donör safsızlıktaki AC ve RIC üzerine elektrik alanın etkisini incelemiştir. Santhi ve arkadaşları [64] yüzeysel hidrojenik safsızlıkta GaAs/GaAlAs kuantum tel için AC ve RIC üzerine etkisini incelemiştir. Liang ve Xie [65], elektrik alan varlığında parabolik sınırlandırılmış disk şeklindeki kuantum noktanın hidrojenik safsızlıktaki soğurma katsayısı ve kırılma indisine hidrostatik basınç ve sıcaklığın etkisini araştırmış ve elde ettikleri sonuçlar basınç ve sıcaklığın soğurma katsayısı ve kırılma indisinde büyük rol oynadığını göstermiştir. Çok yakın bir zamanda Restrepo ve arkadaşları [66] etkin kütle yaklaşımı altında varyasyon metodunu kullanarak iki boyutlu GaAs kuantum halka için lineer AC ve RIC büyüklüklerini incelemiştir.

Giriş bilgilerinden sonra, ikinci bölümde düşük boyutlu yapılar ve kuantum noktaların elde edilmiş yöntemleri hakkında bilgi verilecektir. Üçüncü bölümde, çalışmada kullanılan fiziksel yaklaşımlar ve hesaplama tekniklerinden bahsedilecektir. Dördüncü bölümde, yoğunluk matris formalizminden yararlanılarak lineer ve lineer olmayan alınganlık ifadeleri analitik olarak elde edilecektir. Beşinci

bölümde, elektrik alan, sıcaklık ve basınç gibi dış etkenlerin küresel kuantum noktanın bağlanma enerjisi, lineer ve lineer olmayan optik özellikleri üzerine etkisi incelenecektir. Son bölümde ise, yapılan çalışma özetlenerek elde edilen sonuçların tartışılması yapılacaktır.

2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR VE ÜRETİM TEKNİKLERİ

Tabiattaki tüm yapıları boyutlarını esas alarak makroskobik, mikroskobik ve mezoskobik yapılar (nano boyutlu) olmak üzere üç sınıfa ayrılabiliriz. Parçacıkların hareketleri istatistiksel olarak tanımlanmasına yetecek mertebedeki yapılara makroskobik yapılar, boyutları atom ve molekül mertebesinde ($\approx 1\text{Å}$) olan yapılara mikroskobik yapılar denir. Son olarak, bu iki yapı arasında yer alan ve boyutları yaklaşık olarak $10\text{Å}-1000\text{Å}$ arasında değişen yapılar ise mezoskobik yapılar olarak adlandırılır. Mezoskobik yapılarda, taşıyıcılar üç boyutta serbest hareket etme özelliklerini kaybederler, belirli bir uzaysal bölge içerisinde sınırlandırılırlar. Bu yapılar için durum yoğunluğu sürekli değildir ve birçok fiziksel özellikleri tanecik sayısına sıkı bir şekilde bağlıdır. Boyutları diğer yapıların boyutlarından çok küçük olduğu için 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 2.1.'de verilmiştir.



Şekil 2.1. Kuantum Nanoyapılar (a) Hacimsel Yapı (Bulk) (b) Tek Boyutta Sınırlanmış Kuantum Kuyusu (c) İki Boyutta Sınırlanmış Kuantum Teli (d) Üç Boyutta Sınırlanmış Kuantum Nokta [67]

2.1. Kuantum Kuyusu

Kuantum kuyuları, taşıyıcının bir boyutta sınırlandırılması ile oluşturulan düşük boyutlu yapılardır. Bu yapılar yasak enerji aralığı büyük olan bir malzemenin içine, yasak enerji aralığı daha düşük olan bir malzemenin ince bir tabaka halinde yerleştirilip büyütülmesi ve böylece iki yasak enerji aralığındaki enerji farkının potansiyel engel oluşturmasıyla elde edilir.

2.2. Kuantum Teli

Taşıyıcı hareketinin iki doğrultuda sınırlandırıldığı yani tek bir doğrultuda serbest parçacık gibi davranabildiği düşük boyutlu yapılardır. Standart bir kuantum kuyu tabakası fotolitografi ya da elektro-ışın litografisiyle modellenir ve aşındırma yöntemiyle kuantum kuyu maddesi tek bir şerit halinde bırakılır. Boyutları elektronun de Broglie dalga boyu ($\sim 500\text{Å}$) mertebesindeki mikroyapılardır. Taşıyıcı hareketi iki yönde (x-y) sınırlı iken üçüncü yön (z) doğrultusunda serbesttir.

2.3. Kuantum Noktası

Kuantum noktalar, uzayın üç boyutunda kuantum mekaniksel olarak hapsedilmiş sistemler olarak bilinir. Kuantum noktası tüm yönlerde sınırlandırıldığından atomlara benzetilirler ki bu nedenle yapay atomlar olarak da adlandırılmaktadır. Kuantum noktalar elektronik ve optik karakteristikleri boyut ve şekillerine bağlı olan yarıiletken heteroyapılardır. Genelde, epitaksiyel tekniklerle ya da litografik tekniklerle üretilirler.

2.4. Düşük Boyutlu Sistemlerin Enerji Seviyeleri ve Durum Yoğunluğu

Düşük boyutlu sistemlerin enerjileri, durum yoğunlukları ve diğer fiziksel özellikleri üç boyutlu (bulk) kristallerden oldukça farklıdır. Düşük boyutlu yapıların serbestlik derecelerine göre enerji değerleri ve birim enerji aralığındaki izinli durumların sayısını veren durum yoğunlukları sırasıyla;

Üç boyutta serbest hacimsel yapı için,

$$E^{(3B)} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (2.1)$$

$$D^{(3B)}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} \quad (2.2)$$

şeklinindedir. Burada \hbar Planck sabiti, m^* etkin kütle, k dalga vektörüdür. Hacimsel yapıda, elektron hareketi genellikle serbesttir ve enerji spektrumu süreklidir. Bunun sonucu olarak, Şekil 2.2(a)'da görüldüğü gibi birim enerji aralığındaki izinli durumların sayısını veren durum yoğunluğu da sürekli olur.

İki boyutta serbest kuantum kuyu için,

$$E^{(2B)} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} n_z^2 \right) = \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}^*} \left(k_{\perp}^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} n_z^2 \right) \quad (2.3)$$

$$D^{(2B)}(E) = \frac{m_z^*}{\pi \hbar^2} \sum_{n_z=1}^{\infty} \Theta(E - E_{n_z}) \quad (2.4)$$

şeklinde. Burada n kuantum sayısı, $L_{x,y,z}$ taşıyıcının hapsedildiği yönün uzunluğu, $\Theta(E - E_i)$ ise adım fonksiyonudur ve

$$u(t) = \begin{cases} t < 0, & 0 \\ t \geq 0, & 1 \end{cases} \quad (2.5)$$

şeklinde ifade edilir. İki boyutlu kuantum kuyularında, toplam enerji, sınırlandırılmış doğrultudaki kuantumlanmış seviyeler ile sınırlandırılmış doğrultuya dik olan düzlemdeki kinetik enerjinin toplamına eşittir. Durum yoğunluğu, Şekil 2.2(b)'de görüldüğü gibi her bir basamağı n . alt banda karşılık gelen bir merdiven gibidir.

Bir boyutta serbest kuantum tel için,

$$E^{(1B)} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_x^2 + \frac{\pi^2}{L_y^2} n_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} n_z^2 \right) \quad (2.6)$$

$$D^{(1B)}(E) = \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_{i=1}^n \frac{1}{(E - E_i)^{1/2}} \Theta(E - E_i) \quad (2.7)$$

şeklinde. Bir boyutlu kuantum telinde enerji, iki boyutta sınırlandırılmış seviyeler ile tel uzunluğu boyunca sürekli olan enerjinin toplamına eşittir. Durum yoğunluğunun farklı olmasının sebebi, durum yoğunluğu her bir alt bandın tabanında birbirinden ayrılır daha sonra enerjinin artmasıyla azalır. Bu Şekil 2.2(c)'de açıkça görülmektedir.

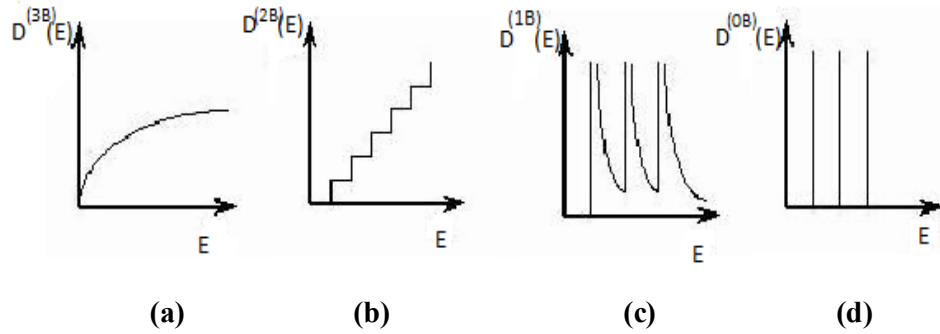
Üç boyutta sınırlı kuantum nokta için,

$$E^{(0B)} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi^2}{L_x^2} n_x^2 + \frac{\pi^2}{L_y^2} n_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} n_z^2 \right) \quad (2.8)$$

$$D^{(0B)}(E) = 2 \sum_{i=1}^{n_i} \delta(E - E_i) \quad (2.9)$$

şeklinde. Burada δ ; x 'in 0 hariç tüm değerleri için 0, $x = 0$ için ise sonsuz olarak tanımlanmış, integrali de 1 olan Dirac delta fonksiyonudur. Sınırlandırılmış enerji seviyesinde iki durum olacağından durum yoğunluğunun enerji ile değişimi delta fonksiyonun serisi şeklinde olur ve enerji spektrumunun kesikliliği Şekil 2.2(d)'de görüldüğü gibi durum yoğunluğunun keskinliğini artırır.

Durum yoğunluklarının kuantum nanoyapılara göre değişimleri Şekil 2.2'de verilmiştir.



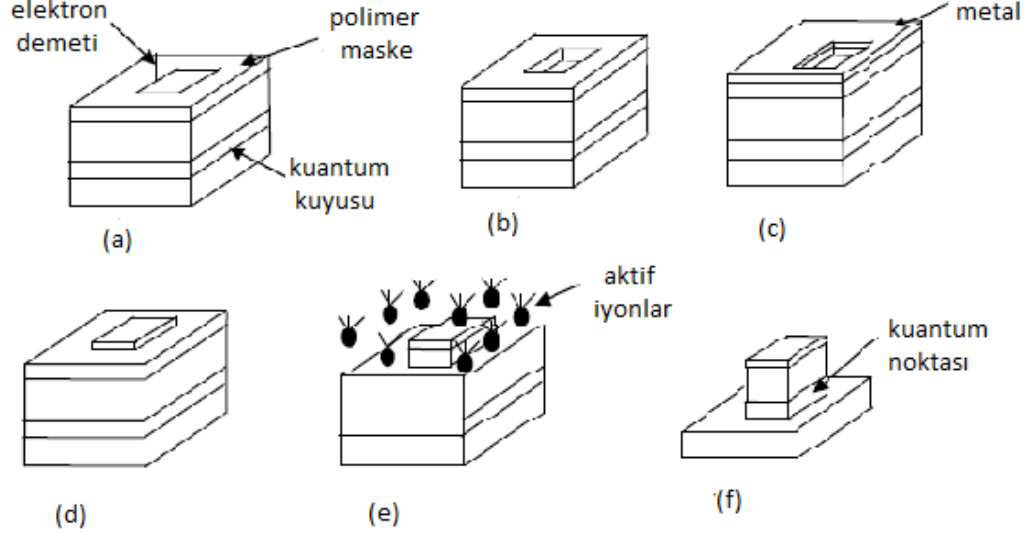
Şekil 2.2. Kuantum Nanoyapılar (a) Bulk (b) Kuantum Kuyu (c) Kuantum Tel (d) Kuantum Nokta İçin Durum Yoğunluğu–Enerji Değişimi [67]

2.5. Düşük Boyutlu Yapıların Üretim Teknikleri

Hızla gelişmekte olan teknoloji sayesinde düşük boyutlu yapıların üretimi için birçok yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemlerden birkaçı aşağıda verilmiştir.

2.5.1. Asitle Aşındırma Yöntemi

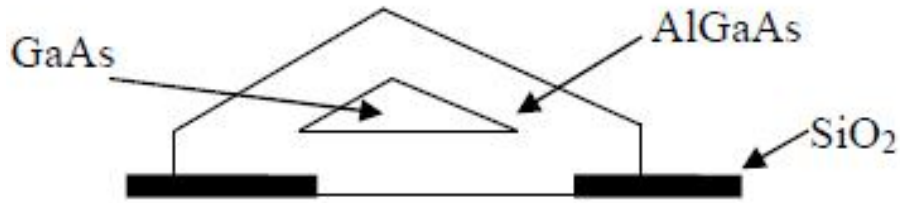
Kuantum nokta üretiminde kullanılan ilk yöntemdir. Bu yöntemde ilk olarak bir ya da daha fazla kuantum kuyusundan meydana gelen basit yapının yüzeyi polimer bir tabakayla kaplanır ve bu tabakaya elektron demeti gönderilir (Şekil 2.3a). Daha sonra ışına maruz kalan bölgeden polimer tabaka uzaklaştırılır (Şekil 2.3b) ve yüzey üzeri ince bir metal tabakayla kaplanır (Şekil 2.3c). Kimyasal çözücü yardımıyla elektron demetine maruz bölgenin dışında kalan kısımlar çıkarılır (Şekil 2.3d) ve metalle kaplı olan bölgenin dışında kalan yüzey asitle yakılarak (Şekil 2.3e) basit bir kuantum noktası elde edilir.



Şekil 2.3. Asit İle Aşındırma Yöntemiyle Kuantum Nokta Üretimi [68]

2.5.2. Seçici Büyütme Yöntemi

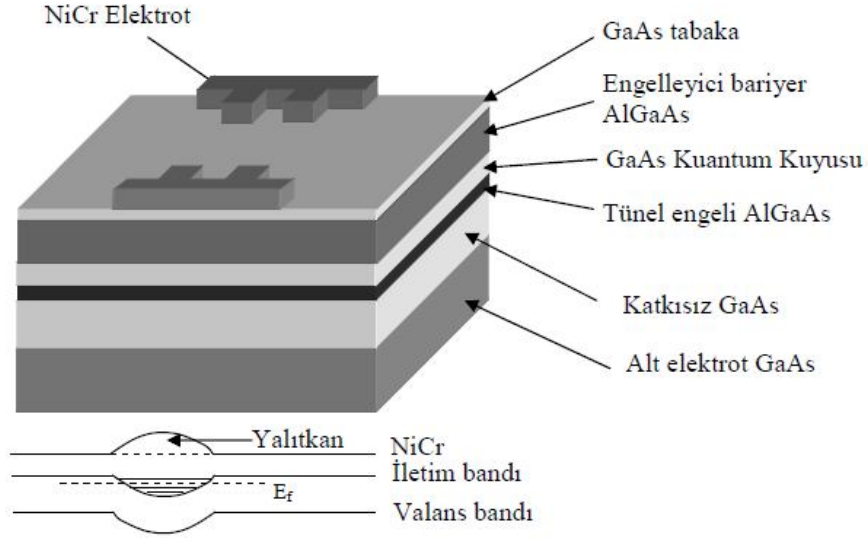
Bu yöntemde yasak enerji aralığı çok dar olan GaAs gibi yarı iletken bir malzeme yüzeyinin üzeri daha geniş yasak enerji aralığına sahip AlGaAs gibi malzemeyle kaplanır. Sonra bu tabakanın üzeri koruyucu bir tabakayla (SiO_2) kaplanır. Büyütmenin yapılacağı alan belirlenir ve alan üzerinde eritme yapılarak minyatür üçgenler oluşturulur. Bu üçgenlere Metal-Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) tekniği uygulanarak sıcaklıkları 700°C - 800°C 'ye kadar çıkarılır. Sıcaklık etkisiyle hacimleri büyüyen üçgen yüzeyler tetrahedral piramit haline dönüşür ve büyütme tamamlanmış olur. Bu yöntemle elde edilen bir kuantum noktanın yapısı Şekil 2.4'te gösterilmiştir.



Şekil 2.4. Seçici Büyütme Yöntemiyle Kuantum Nokta Üretimi [69]

2.5.3. Modüle Edilmiş Elektrik Alan Yöntemi

Bu yöntem kuantum kuyusu üzerine çok küçük elektrotlar yerleştirilmesi esasına dayanan litografik bir yöntemdir. Elektrotlara gerilim uygulandığında, oluşan elektrik alan elektronları tabakanın dışında küçük sınırlı bölgelerde hapsedmeye zorlar. Bu bölgelerde kuantum sınırlamanın derecesi elektrotlara uygulanan gerilimin değişimiyle ayarlanabilir [70-72]. Bu yöntemde eritme yönteminde oluşan malzeme kenar kusurları oluşmaz. Şekil 2.5'te yöntemin şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 2.5. Modüle Edilmiş Elektrik Alan Yöntemiyle Kuantum Nokta Üretimi [73]

3. FİZİKSEL YAKLAŞIMLAR VE HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

Bir sistemin fiziksel özelliklerinin belirlenmesi için ayrıntılı olarak incelenmesi gerekmektedir. Makroskobik sistemler fiziksel olarak Newton mekaniği ile incelenirken düşük boyutlu sistemlerin incelenmesi kuantum mekaniği ile mümkündür. Kuantum mekaniğinde ise karşımıza çıkan problemlerin çoğunda, sistemin Schrödinger denklemini analitik olarak çözmek zor veya imkânsızdır. Bu durumlarda, uygun sınır şartları ve yaklaşımlar ile sistemi karakterize eden Schrödinger denklemi oluşturulur ve hesaplama teknikleri kullanılarak çözüme ulaşılmaya çalışılır.

3.1. Fiziksel Yaklaşımlar

Tabiattaki her şeyin fiziksel olarak incelenmesi mümkün olmayabilir. Bu gibi durumlarda ele alınan sistemin özelliklerine bağlı olarak, etkin kütle yaklaşımı gibi bazı fiziksel yaklaşımlar model alınarak sistemi karakterize eden denklem yazılır. Ancak yaklaşım yapılırken fiziğin temel varsayımlarının dışına çıkılmamalı ve elde edilen sonuçlar ile gerçek sonuçlar arasında ciddi derecede fark olmamalıdır.

3.1.1. Etkin Kütle Yaklaşımı

Katıların elektronik, optik, termal gibi temel özelliklerinin elektronun kütlesine göre değişiklik gösterdiği deneysel olarak kanıtlanmıştır. Elektronun kristal içerisindeki potansiyelle az da olsa etkileşmesinden dolayı kütlesi genellikle etkin kütle olarak adlandırılır ve hesaplamalarda boş uzaydaki kütle (m_0) yerine etkin kütle (m^*) dikkate alınır [92]. Etkin kütlenin serbest elektronun kütlesinden farklılığının sebebi araştırmak istenirse, sürüklenen elektronlar ile kristal atomları arasındaki etkileşimin incelenmesi gerekir. Örneğin, elektrik alan içinde hızlandırılan bir elektron bazı atomlar ile çarpışarak yavaşlar. Buna bağlı olarak etkin kütleyi tanımlamak için elektronun enerjisini, elektronun açısal frekansı cinsinden ifade edersek

$$E = \hbar\omega \quad (3.1)$$

şeklinde olur ve dalganın grup hızı,

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} = \left(\frac{1}{\hbar}\right) \left(\frac{dE}{dk}\right) \quad (3.2)$$

olarak elektronun hızıdır. Parçacığın ivmesi grup hızı cinsinden,

$$a = \frac{dV_{\text{eg}}}{dt} = \left(\frac{1}{\hbar} \right) \left(\frac{d^2 E}{dk dt} \right) = \left(\frac{1}{\hbar} \right) \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right) \left(\frac{dk}{dt} \right) \quad (3.3)$$

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

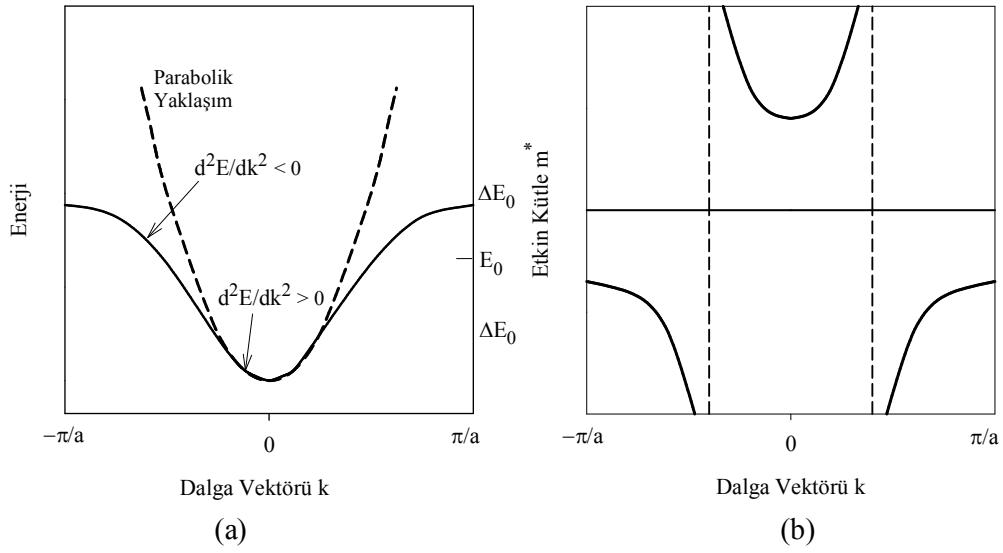
$$F = F_{\text{iç}} + F_{\text{dış}} = \frac{dp}{dt} = m^* a = \hbar \frac{dk}{dt} = m^* \left(\frac{1}{\hbar} \right) \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right) \left(\frac{dk}{dt} \right) \quad (3.4)$$

olur. Burada \mathbf{p} kristal momentumu ve \mathbf{k} dalga vektörüdür. Bu denklemden kütle çekilirse

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)} = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{d^2 E}{dk_i dk_j} \right)} \quad i, j = x, y, z \quad (3.5)$$

şeklinde elde edilir. Eşitliğin sağ tarafı, etkin kütle elektronun yönüne bağlı olan bir tensör olarak yazılabildiğini göstermektedir. Bu sonuca göre etkin kütle, enerjinin dalga vektörüne göre ikinci türevinin tersi ile orantılıdır.

Enerjinin dalga vektörüne göre değişimi Şekil 3.1(a)'da ve etkin kütle dalga vektörü ile değişimi Şekil 3.1(b)'de verilmiştir. Şekil 3.1(a)'dan görüldüğü gibi enerjinin ikinci türevi pozitif ise etkin kütle değeri pozitiftir. Fakat ikinci türevin negatif olduğu bölgeler de vardır. Bir F kuvvetinin etkisinde ivmelenen elektronlar, Brillouin bölgesinin merkezinde ($k=0$) yaklaşık serbest elektron gibi davranır. Elektronun etkin kütlesi de serbest elektronun kütlesine yaklaşık eşittir. Birinci Brillouin bölge sınırının yarısında ise etkin kütle sonsuz olur. Bunun anlamı elektronun hızı daha fazla artamaz. Yani grup hızı değişimi sıfır olur. Yani elektron bu bölgede bulunamaz. Birinci Brillouin bölge sınırına yaklaşıldığında ise etkin kütle negatif olur. Yani, zıt yöndeki kuvvetin etkisiyle ters yönde ivmelenmeye başlar. Etkin kütle negatif olması bundan kaynaklanmaktadır.

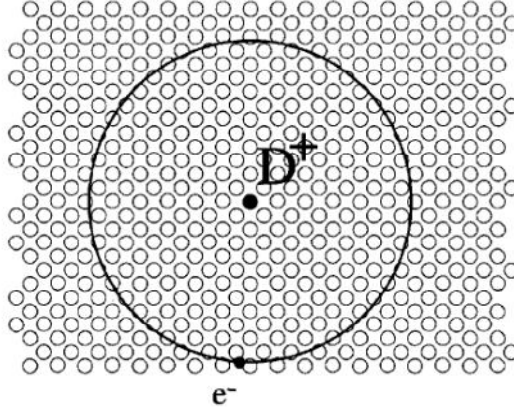


Şekil 3.1. a) Enerjinin Dalga Vektörü ile Değişimi b) Etkin Kütleinin Dalga Vektörü ile Değişimi [74]

3.2. Hidrojen Tipi Safsızlığın Oluşturulması

Safsızlık, örgü içerisinde yabancı atomların bulunmasıdır. Verici ya da alıcı safsızlıklar incelendiğinde, tek bir elektron ya da boşluk ile katkıda bulunan safsızlıklar, hidrojen atomuna benzer bir yapı oluşturduğu görülür. Bu nedenle bu yapılara hidrojen tipi safsızlık denir. Yarıiletkenlere, safsızlık atomu ekleyerek taşıyıcı yoğunlukları kontrol edilebilmektedir.

Kuantum nokta yapıların içerisine safsızlığın yerleştirilmesi, bu yapılarda çalışma sahasını geliştirmiştir. Bu yapıların içerisine konulan yabancı bir atomun elektron sayısı, kimyasal bağ yapmak için gerekenden fazla ise, fazla olan elektronlar iyonize olarak kristale geçer. Böylece elektron vermeye yatkın atomlara donör (verici) adı verilir. Eğer safsızlık atomunun bağ yapmaya yetecek kadar elektronu yoksa kristal örgü içerisinde yakın bir bağdan elektron alabilir. Bu tip elektron almaya yatkın atomlara ise akseptör (alıcı) adı verilir. Şekil 3.2 de donör safsızlığa bir örnek verilmektedir.

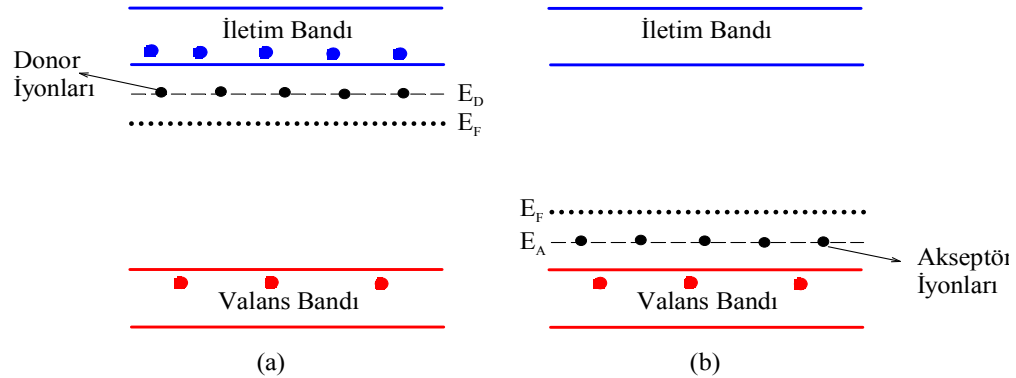


Şekil 3.2. Donor Safsızlığın Şematik Gösterimi [75]

Şekil 3.3(a)'da, donör iyonlarının enerji düzeyleri (E_D) iletim bandına yakın bir konumda yer aldığı Şekil 3.3(b)'de ise akseptör iyonlarının enerji düzeylerinin (E_A) iletim bandının hemen üzerinde olduğu görülmektedir. Donör iyonlarının enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları, etkin kütle yaklaşımı dikkate alınarak

$$\left(-\frac{\hbar}{2m^*} \nabla^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \right) \psi = E\psi \quad (3.6)$$

olarak yazılabilir ve Schrödinger denkleminin çözülmesi ile elde edilir. Burada, \hbar indirgenmiş Planck sabiti, m^* elektronun etkin kütlesi, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, ϵ ortamın dielektrik sabitidir.



Şekil 3.3. Enerji-Bant Diyagramı (a) Donör Safsızlık İçin (b) Akseptör Safsızlık için [74]

Donor elektronunu iletim bandına çıkarmak için gerekli olan enerjiye iyonizasyon enerjisi denir. İyon ve elektron arasındaki Coulomb etkileşme kuvveti ile elektronun merkezci kuvveti birbirine eşit olduğu durumda, elektron kararlı bir yörüngede hareket edecektir. r_n , n. mertebe yörüngesinin yarıçapı ve v elektronun hızı olmak üzere

$$-\frac{e^2}{4\pi\epsilon r_n^2} = -\frac{m^* v^2}{r_n} \quad (3.7)$$

olarak yazılabilir. Açısal momentumun kuantumlanmasından, yani

$$m^* v r_n = n\hbar \quad (3.8)$$

ifadesinden yararlanarak n tamsayı olmak üzere r_n yörünge yarıçapı

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2 4\pi\epsilon}{m^* e^2} \quad (3.9)$$

olarak bulunur. Bohr yarıçapı hidrojen atomu için

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_0 e^2} = 0.529 \text{Å} \quad (3.10)$$

olarak tanımlanır [71] ve donor yörüngesinin yarıçapı ve Ryberg sabiti Bohr yarıçapı cinsinden sırasıyla

$$r_n = a_0 \frac{n^2 \epsilon}{m^*} \quad (3.11)$$

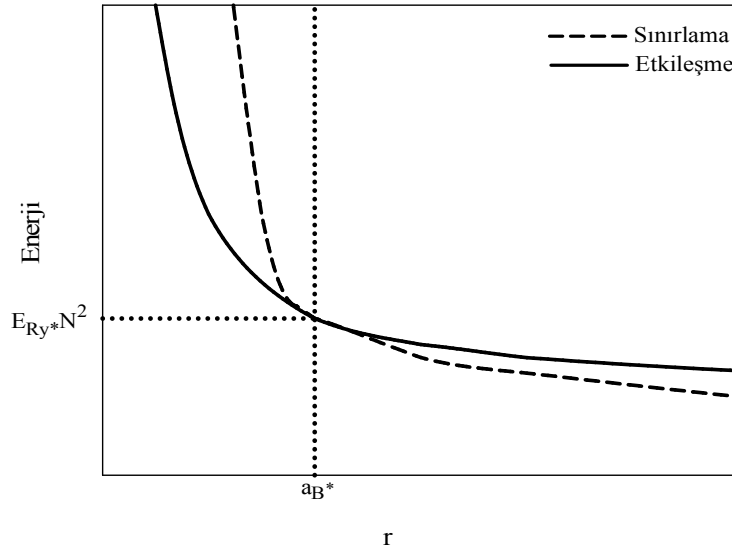
ve

$$R^* = e^2 / 2\epsilon a_0 \quad (3.12)$$

şeklinde elde edilir. Burada, ϵ ortamın dielektrik sabiti m_0 ve m^* sırasıyla elektronun serbest ve ortam içerisindeki kütlesidir. n. seviyede bulunan elektronun toplam enerjisi ise

$$E_n = \frac{m^* e^4}{2(n\hbar)^2 (4\pi\epsilon)^2} \quad (3.13)$$

şeklindedir. Eşitlik (3.11) ve (3.13)'ten görüldüğü gibi donör yörüngesinin yarıçapı ve donör-elektron çiftinin bağlanma enerjisi malzemeye göre değişiklik göstermektedir. Düşük boyutlu yarıiletken yapılarda elektron, sınırlamalardan dolayı ekstra bir enerji kazanır ve bu enerji ile Coulomb enerjisi rekabet halindedir. Coulomb enerjisi ve sınırlama enerjisi arasındaki mukayese kuantum nokta yarıçapının (r) fonksiyonu olarak Şekil 3.4'te verilmiştir. Kuantum nokta yarıçapı Bohr yarıçapından çok çok büyük ise, ($r \gg a^*$), kuantum noktanın toplam enerjisi üzerine etkileşme enerjisi daha baskındır. Bunun aksine, ($r \ll a^*$) olması halinde sınırlama enerjisi daha baskındır. Bu iki bölge arasındaki geçiş Bohr yarıçapıdır. GaAs malzemesi için Bohr yarıçapı yaklaşık 10 nm civarındadır. Daha büyük kuantum noktalar için, iki boyutlu elektron gazının yanal sınırlanması ile üretilen n tipi GaAs malzemesinde Coulomb enerjisi sınırlama enerjisinden daha baskındır.



Şekil 3.4. Kuantum Nokta Yarıçapının (r) Fonksiyonu Olarak Coulomb Enerjisi ve Sınırlama Enerjisi Arasındaki Mukayese [74]

3.3. Varyasyon Metodu

Varyasyon yöntemi, basitliği ve çabuk sonuca ulaşması açısından en çok kullanılan yaklaşık hesaplama tekniklerinden birisidir. Zamandan bağımsız bir Hamilton operatörü için bağlı durum enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını yaklaşık olarak bulmak için kullanılan, oldukça yararlı bir yöntemdir. Varyasyon metodu hesaplamaları için süreci kısaca şu şekilde özetleyebiliriz. Sistemi en iyi karakterize edecek şekilde deneme dalga fonksiyonu tayin edilir. Deneme dalga fonksiyonu sistemin yapısına göre bir ya da birden fazla varyasyon parametresi içerebilir. Ancak varyasyon parametresinin çokluğu yapılan hesaplamaları güçleştirecektir. Bu parametreler deneme dalga fonksiyonunun enerji değeri minimum olana kadar ayarlanır. Böylece deneme dalga fonksiyonu ve enerji özdeğeri, gerçek dalga fonksiyonu ve enerji özdeğerine yaklaşırlar [76].

Deneme dalga fonksiyonunu Φ ve bu fonksiyonun enerji durumlarını E ile göstereyim. Bu enerji değeri kesin taban durum enerjisi olan E_0 değerinden her zaman daha büyüktür. Her deneme fonksiyonu kesin özfonksiyonların, ψ_i , lineer birleşimi olarak genişletilebilir. Uygulamada, analitik olarak çözemediğimiz probleme varyasyon metodu uyguladığımızdan ψ_i fonksiyonunu bilmiyoruz. Ancak bu bizim deneme dalga fonksiyonunu, ψ_i 'nin tüm seti olarak ifade etmemizi engellemez. Böylece deneme dalga fonksiyonu,

$$\Phi = \sum_i c_i \psi_i \quad (3.14)$$

ve bu dalga fonksiyonuna karşılık gelen yaklaşık enerji özdeğeri,

$$E(\Phi) = \frac{\int \Phi^* \hat{H} \Phi}{\int \Phi^* \Phi} \quad (3.15)$$

olarak yazılabilir. 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. Eşitlik (3.14)'teki ifadeyi kesin dalga fonksiyonu üzerinden (3.15) denkleminde yerine yazarsak

$$E(\Phi) = \frac{\sum_{ij} c_i^* c_j \int \psi_i^* \hat{H} \psi_j}{\sum_{ij} c_i^* c_j \int \psi_i^* \psi_j} \quad (3.16)$$

ifadesi elde edilir. ψ_j fonksiyonları \hat{H} hamiltonyen operatörünün kesin özfonksiyonları olduğundan $\hat{H}\psi_j = E_j\psi_j$ ifadesini kullanarak,

$$E(\Phi) = \frac{\sum_{ij} c_i^* c_j E_j \int \psi_i^* \psi_j}{\sum_{ij} c_i^* c_j \int \psi_i^* \psi_j} \quad (3.17)$$

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

$$E(\Phi) = \frac{\sum_i c_i^* c_i E_i}{\sum_i c_i^* c_i} \quad (3.18)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu eşitliğin her iki tarafından da kesin taban durum enerjisini E_0 çıkarırsak,

$$E(\Phi) - E_0 = \frac{\sum_i c_i^* c_i (E_i - E_0)}{\sum_i c_i^* c_i} \quad (3.19)$$

olarak elde ederiz. Eşitliğin sağ tarafındaki her terim sıfırdan büyük ya da sıfıra eşit olduğundan dolayı, eşitliğin sol tarafı da sıfırdan büyük ya da sıfıra eşit olacaktır. Yani,

$$E(\Phi) \geq E_0 \quad (3.20)$$

olarak yazılabilir. Deneme dalga fonksiyonunun enerjisi, gerçek taban durum enerjisinden daima büyüktür ya da eşittir. Deneme fonksiyonundaki her değişim enerji değerini düşürerek gerçek çözüme daha da yaklaştırmaktadır. Dış kuvvetler ve potansiyeller içeren her boyutta denklemler için elverişli olması ve çoğu zaman nümerik simülasyonlara oldukça benzer sonuçlar vermesi bu metodun avantajları arasında yer almaktadır. Ancak bu avantajlar ele alınan sistemi en iyi derecede tanımlayabilecek bir deneme dalga fonksiyonunun seçilmesi ile mümkün olmaktadır [77].

Schrödinger denkleminin çözümünün analitik olarak yapılamadığı sistemler için çözüm varyasyon metodu, matris köşegenleştirme yöntemi, pertürbasyon teorisi, Hartree Fock modeli ve kuantum genetik algoritma gibi birçok yaklaşık hesaplama

yöntemleri ile yapılabilir. Matris köşegenleştirme yöntemi, Schrödinger denkleminin matris formunda yazılması ve oluşturulan bu matrisin özdeğerlerinin ve özfonksiyonlarının bulunmasından ibarettir. Pertürbasyon teorisi, kesin çözümü yapılamayan problemler için yaklaşık çözüm bulmayı sağlayan ve oldukça yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Bu teorinin ilk uygulamaları gök mekaniğinin çözümlenemeyen matematiksel problemlerinde karşımıza çıkmaktadır. Bununla birlikte, atom fiziği ve parçacık fiziği gibi birçok uygulama alanı vardır. Hartree Fock öz-uyumlu model, çok elektronlu sistemleri ele alan bir modeldir. Etkin atomik potansiyele ek olarak model aynı zamanda enerji özdeğerlerini ve dalga fonksiyonlarını tanımlar.

4. LİNEER OLMAYAN OPTİK

Zayıf ışık alanları ile oluşturulan optiksel olayların karakterleri ışığın şiddetine bağlı değildir. Yani ışığın ortamda yayılması ortamın optik özelliklerini değiştirmez. Böyle olaylara lineer optik olaylar, bu olayları inceleyen optiğe de lineer optik denir. Çok sayıda deneylerden çıkan sonuçlar göstermiştir ki, akım şiddeti 10^8 W/cm^2 ve bundan büyük olan ışık demetleri, ortamın optik karakterini değiştirir. Bu nedenle karakteri ışıma şiddetiyle ilgili olan optik olaylarını inceleyen fizik dalına lineer olmayan optik denir. Lineer olmayan optik özellikler üzerine ilk gözlem Franken [78] tarafından kuartzlarda (saf SiO_2 kristalleri) ikinci harmonik üretimi için 1961'de yapılmıştır.

Lineer optikte, kutuplanma ifadesi;

$$P(t) = \chi^{(1)} E(t) \quad (4.1)$$

şeklindedir. Burada, $\chi^{(1)}$ lineer alınganlıktır. Bu bağıntı bize kutuplanmanın, $P(t)$, (birim hacim başına dipol) uygulanan optiksel elektrik alana, $E(t)$, bağlı olduğunu gösterir. Lineer olmayan optikte ise bu ilişki

$$P(t) = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \quad (4.2)$$

ya da

$$P(t) = \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \quad (4.3)$$

şeklindedir. Burada $\chi^{(2)}$ ve $\chi^{(3)}$ sırasıyla ikinci ve üçüncü dereceden lineer olmayan optik alınganlıklardır [79].

Uygulanan elektrik alanın tek boyutta monokromatik (tek renkli) yani

$$E(t) = E_0 \cos wt \quad (4.4)$$

olduğu durum için gerekli trigonometrik fonksiyonlar kullanılarak kutuplanma,

$$P(t) = \frac{1}{2} \chi^{(2)} E^2 + \left(\chi^{(1)} E + \frac{3}{4} \chi^{(3)} E^3 \right) \cos wt + \frac{1}{2} \chi^{(2)} E^2 \cos 2wt + \frac{1}{4} \chi^{(3)} E^3 \cos 3wt \quad (4.5)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (4.5)'teki sağdan ilk terim frekanstan bağımsız olup malzeme içerisinde statik bir alan oluşturur. Bu süreç, optiksel doğrultma (Optical Rectification-OR) olarak adlandırılır. Denklem (4.5)'teki parantez içerisindeki terim, uygulanan alanın frekans değerine eşit frekansta bir katkıyı gösterir ve bu terim, kırılma indisine NL bir katkı verir. Üçüncü terim uygulanan alanın frekans değerinin iki katı büyüklüğünde frekansa sahip bir radyasyon üretimine neden olur. Bu süreç ise ikinci harmonik üretimi (Second Harmonic Generation-SHG) olarak adlandırılır. Denk. (4.5)'deki son terim ise uygulanan alan frekansının üç katı büyüklüğünde frekansa sahip bir radyasyonu tanımlar ve bu süreç, üçüncü harmonik üretimi (Third Harmonic Generation-THG) olarak adlandırılır [52-54].

4.1. Kuantum Matris Formalizminin Kuantum Mekanikliği

Bu bölümde kuantum mekaniğinin yoğunluk matris formalizminden yararlanarak lineer olmayan alınganlık ifadelerini elde edeceğiz. Yoğunluk matrisi kuantum mekaniğinde bir sistemin bulunduğu hali ifade etmeye yarayan operatördür. Her bir atomun ψ özfonksiyonuyla gösterildiği kuantum mekaniksel bir durum için etkileşme Hamiltonyeni,

$$H_{\text{int}}(t) = -\mu \cdot E(t) = \begin{bmatrix} 0 & \mu_{12} \cdot E & \dots & \mu_{1n} \cdot E & \dots \\ \mu_{21} \cdot E & \mu_{22} \cdot E & \dots & \mu_{2n} \cdot E & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mu_{n1} \cdot E & \mu_{n2} \cdot E & \dots & \mu_{nn} \cdot E & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

matris formunda yazılır. Burada $\mu_{mn} = -e \langle \psi_m | r | \psi_n \rangle$ dipol momentin matris bileşenleridir. Orjinin taban durum dalga fonksiyonun kütle merkezinde seçilmesi ile $\mu_{11} = 0$ olur ve merkezi simetrisinin olmaması nedeniyle diğer köşegen momentler sıfırdan farklıdır. Sistemin durumu yoğunluk matrisi ile

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \dots & \rho_{1n} & \dots \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \dots & \rho_{2n} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \rho_{n1} & \rho_{n2} & \dots & \rho_{nn} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 + H_{\text{int}}, \rho] \quad (4.8)$$

hareket denklemini sağlar. Burada H_0 pertürbe olmamış Hamiltonyen operatörüdür. Bu denklem yoğunluk matrisin zamanla değişimini gösterir. Bununla birlikte (4.8) denklemi atomlar arası etkileşmeler gibi bazı durumları içermez. Bu etkileşmeler denkleme sönüm terimi olarak ilave edilir. Böylece hareket denklemi,

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 + H_{\text{int}}, \rho]_{nm} - \Gamma_{nm} (\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(\text{eq})}) \quad (4.9)$$

halini alır. Bu denklemde Γ_{nm} , n ve m seviyeleri arasındaki bozulma hızı olup $\Gamma_{nm} = \Gamma_{mn}$ olduğu kabul edilmiştir. $\rho_{nm}^{(\text{eq})}$ ise yoğunluk matrisinin termal dengedeki değerini göstermektedir. Denklem (4.9)'u çözmek için pertürbasyon tekniğinden yararlanılır. H_{int} , dipol yaklaşımı kullanılarak,

$$H_{\text{int}} = -\mu \cdot E(t) \quad (4.10)$$

şeklinde yazılır. Burada $\mu = -er$ elektrik dipol operatörüdür. (4.9) denklemi, (4.8) denklemde yerine yazılır ve gerekli düzenlemeler yapılırsa

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = -iW_{nm}\rho_{nm} + \frac{1}{i\hbar} \sum_k \{ (H_{\text{int}})_{nk} \rho_{km} - \rho_{nk} (H_{\text{int}})_{km} \} - \Gamma_{nm} (\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(\text{eq})}) \quad (4.11)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemin pertürbasyon terimini elde etmek için denklemdeki H_{int} terimi λH_{int} ile değiştirilir. λ parametresi 0 ile 1 arasında değer alan pertürbasyon kuvvetini belirleyen bir parametredir. Denklem (4.11)'in λ 'nın kuvvet serisi cinsinden bir çözümünün olduğunu ve bu çözümün de

$$\rho_{nm} = \rho_{nm}^{(0)} + \lambda \rho_{nm}^{(1)} + \lambda^2 \rho_{nm}^{(2)} + \dots \quad (4.12)$$

şeklinde olduğunu varsayalım. λ parametresinin önündeki her bir katsayı denklem (4.11)'i sağlaması gerektiğinden dolayı

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(0)}}{\partial t} = -i\omega_{nm}\rho_{nm}^{(0)} - \Gamma_{nm}(\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(1)}}{\partial t} = -i(\omega_{nm} + \Gamma_{nm})\rho_{nm}^{(1)} + \frac{1}{i\hbar} [H_{int}, \rho^{(0)}]_{nm} \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(2)}}{\partial t} = -i(\omega_{nm} + \Gamma_{nm})\rho_{nm}^{(2)} + \frac{1}{i\hbar} [H_{int}, \rho^{(1)}]_{nm} \quad (4.15)$$

denklemlerini yazabiliriz. Bu denklemler çiftlenimli lineer diferansiyel denklemlerden oluşur. $\rho_{nm}^{(0)}$ bilindiğinde, denklemlerin integrallerinin alınmasıyla ρ_{nm}^k ifadesinin daha yüksek mertebeleri elde edilebilir. Denklem (4.13)'ün kararlı çözümü

$$\rho_{nm}^{(0)} = \rho_{nm}^{(eq)} \quad (4.16)$$

olarak alınabilir. Denklem (4.14)'in integrali alınmasıyla $\rho_{nm}^{(1)}$ ifadesi

$$\rho_{nm}^{(1)} = \int_{-\infty}^t \frac{1}{i\hbar} [H_{int}(t'), \rho^{(0)}]_{nm} \exp\{(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})(t' - t)\} dt' \quad (4.17)$$

şeklinde elde edilir. Daha yüksek mertebeli terimler benzer işlemlerle hesaplanabilir. Şimdi alınganlık hesaplamalarına geçebiliriz. Uygulanan optik alan,

$$E(t) = \sum_s E_s \exp(-i\omega_s t) \quad (4.18)$$

olarak ele alınırsa, (4.10), (4.17) ve (4.18) denklemleri kullanılarak $\rho_{nm}^{(1)}$

$$\rho_{nm}^{(1)} = (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) \sum_s \frac{\mu_{nm} E_s \exp(-i\omega_s t)}{\hbar [\omega_{nm} - \omega_s - i\Gamma_{nm}]} \quad (4.19)$$

şeklinde yazılabilir. Kutuplanmanın $P = N\mu$ ifadesinden yararlanarak lineer kutuplanmayı

$$P^{(1)} = N \cdot \text{tr}(\rho^{(1)}\mu) \quad (4.20)$$

yazabiliriz ve $P^{(1)} = \chi^{(1)}E$ bağıntısı kullanılırsa lineer alınganlık ifadesi

$$\chi^{(1)}(\omega_s) = N \sum_{nm} \left(\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)} \right) \frac{\mu_{mn} \mu_{nm}}{\hbar [\omega_{nm} - \omega_s - i\Gamma_{nm}]} \quad (4.21)$$

şeklinde olur.

Denklem (4.21)'den görüldüğü gibi lineer alınganlık ifadesi dipol matris elemanın karesi ile orantılıdır. Benzer işlemler yapılarak ikinci ve üçüncü derece lineer olmayan alınganlıklar hesaplanabilir. İkinci derece ve üçüncü derece alınganlık ifadeleri sırasıyla,

$$\begin{aligned} & \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_s + \omega_r, \omega_s, \omega_r) \\ &= \frac{N}{2\hbar^2} \sum_{mnp} \left(\rho_{mnp}^{(0)} - \rho_{pp}^{(0)} \right) \times \left\{ \frac{\mu_{mn}^i \mu_{np}^j \mu_{pm}^k}{[\omega_{nm} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{nm}][\omega_{vp} - \omega_r - i\Gamma_{vp}]} \right\} \\ &+ \frac{\mu_{mn}^i \mu_{np}^k \mu_{pm}^j}{[\omega_{nm} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{nm}][\omega_{vp} - \omega_s - i\Gamma_{vp}]} \\ &- \frac{\mu_{np}^i \mu_{mn}^j \mu_{pm}^k}{[\omega_{vp} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{vp}][\omega_{vm} - \omega_r - i\Gamma_{vm}]} \\ &- \frac{\mu_{np}^i \mu_{mn}^k \mu_{pm}^j}{[\omega_{vp} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{vp}][\omega_{vm} - \omega_s - i\Gamma_{vm}]} \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} & \chi_{kjih}^{(3)}(\omega_q + \omega_s + \omega_r, \omega_q, \omega_s, \omega_r) \\ &= \frac{N}{\hbar^3} P_1 \sum_{nmvl} \left\{ \begin{aligned} & \frac{(\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{ll}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{nv}^j \mu_{vl}^i \mu_{lm}^h}{[\omega_{lm} - \omega_r - i\Gamma_{lm}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ & - \frac{(\rho_{ll}^{(0)} - \rho_{vv}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{nv}^j \mu_{vl}^i \mu_{lm}^h}{[\omega_{vl} - \omega_r - i\Gamma_{vl}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ & - \frac{(\rho_{vv}^{(0)} - \rho_{ll}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{vm}^j \mu_{nl}^i \mu_{lv}^h}{[\omega_{vl} - \omega_r - i\Gamma_{lm}][\omega_{nv} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{nv}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ & + \frac{(\rho_{ll}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{vm}^j \mu_{lv}^i \mu_{nl}^h}{[\omega_{nl} - \omega_r - i\Gamma_{nl}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \end{aligned} \right\} \quad (4.23) \end{aligned}$$

olarak verilir. (4.23) denkleminde P_{1, ω_q} , ω_r ve ω giriş frekanslarının tüm olası permütasyonları üzerinden ortalama alındığını gösteren permütasyon operatörüdür. Giriş frekansı ile h , i ve j indisleri de permütasyona uğrarlar. Elde edilen bu alınganlık ifadelerinden hareketle incelenen sistemin lineer olmayan optik özellikleri hesaplanabilir [80,81]. Denklem (4.21) ve (4.23)'ten lineer ve üçüncü mertebeden lineer olmayan alınganlıklar sırasıyla,

$$\begin{aligned}\chi^{(1)}(\omega) &= \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2}{(E_{10} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{10})} \\ &= \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 (E_{10} - \hbar\omega)}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} + i \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 \hbar\Gamma_{10}}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2}\end{aligned}\quad (4.24)$$

ve

$$\begin{aligned}\chi^{(3)}(\omega) &= -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 |E|^2}{(E_{10} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{10})} \\ &\times \left[\frac{4|\mu_{10}|^2}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{10})^2} - \frac{(\mu_{11} - \mu_{00})^2}{(E_{10} - i\hbar\Gamma_{10})(E_{10} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{10})} \right]\end{aligned}\quad (4.25)$$

şeklinde. Lineer olmayan alınganlıklara bağlı olarak optik özellik ifadeleri aşağıda verilmiştir.

Lineer $\alpha^{(1)}(\omega)$ ve üçüncü dereceden lineer olmayan $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ soğurma katsayıları ve ikisinin toplamı sırasıyla

$$\alpha(\omega) = 2\pi\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_R}} \text{Im}(\epsilon_0 \chi(\omega)) \quad (4.26)$$

$$\alpha^{(1)}(\omega) = 2\pi\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_R}} \frac{\sigma_s e^2 |M_{fi}|^2 \hbar\Gamma_{12}}{(\hbar\omega - E_{21})^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \quad (4.27)$$

$$\alpha^{(3)}(\omega, \mathbf{I}) = -2\pi\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_R}} \left(\frac{\mathbf{I}}{2\epsilon_0 n_r c} \right) \frac{\sigma^s e^4 |M_{21}|^2 \hbar \Gamma_{12}}{\left[(\hbar\omega - E_{21})^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2 \right]^2} \quad (4.28)$$

$$\times \left\{ 4|M_{21}|^2 - \frac{(M_{22} - M_{11})^2 \left[3E_{21}^2 - 4E_{21}\hbar\omega + \hbar^2(\omega^2 - \Gamma_{12}^2) \right]}{E_{21}^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \right\}$$

ve

$$\alpha(\omega, \mathbf{I}) = \alpha^{(1)}(\omega) + \alpha^{(3)}(\omega, \mathbf{I}) \quad (4.29)$$

şeklindedir.

Lineer $\Delta n^{(1)}(\omega)$, üçüncü mertebeden lineer olmayan $\Delta n^{(3)}(\omega, \mathbf{I})$ kırılma indisindeki değişimler ve ikisinin toplamı sırasıyla

$$\frac{\Delta n(\omega)}{n_r} = \text{Re} \left(\frac{\chi(\omega)}{2n_r^2} \right) \quad (4.30)$$

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{1}{2n_r^2 \epsilon_0} \frac{\sigma_s |M_{21}|^2 (E_{21} - \hbar\omega)}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \quad (4.31)$$

$$\frac{\Delta n^{(3)}(\omega, \mathbf{I})}{n_r} = \frac{1}{4\epsilon_0 n_r^3} \frac{\sigma_s |M_{21}|^2}{\left[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2 \right]^2} \quad (4.32)$$

$$\times \left\{ 4(E_{21} - \hbar\omega) |M_{21}|^2 - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{E_{21}^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \right.$$

$$\left. \times (E_{21} - \hbar\omega) \left[E_{21}(E_{21} - \hbar\omega) - (\hbar\Gamma_{12})^2 \right] - (\hbar\Gamma_{12})^2 (2E_{21} - \hbar\omega) \right\}$$

ve

$$\frac{\Delta n(\omega, \mathbf{I})}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\omega, \mathbf{I})}{n_r} \quad (4.33)$$

şeklindedir. Üçüncü harmonik üretimi katsayısı ise

$$\chi_{3\omega}^{(3)} = \frac{e^3 \sigma_s}{\epsilon_0 \hbar^3} \frac{M_{01} M_{12} M_{23} M_{30}}{(\omega - \omega_{10} + i\Gamma_{10})(2\omega - \omega_{20} + i\Gamma_{20})(3\omega - \omega_{30} + i\Gamma_{30})} \quad (4.33)$$

şeklindedir. Yukarıdaki denklemlerde c ışık hızı, I optik yoğunluk, σ_s elektron yoğunluğu, μ_0 manyetik duyguluk, n_r materyal noktanın kırılma indisi, $\hbar\omega$ foton enerjisi, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $E_{21} = E_2 - E_1$ iki enerji seviyesi arasındaki fark, $\Gamma_{12} = 1/\tau$ 1 ve 2 durumlarında durulma oranı, τ durulma zamanı, $M_{ij} = e\langle\psi_i|z|\psi_j\rangle$ i ve j durumları arasındaki dipol geçiş matris elemanlarıdır.

5. ELEKTRİK ALAN, SICAKLIK ve BASINCIN KÜRESEL KUANTUM NOKTANIN ELEKTRONİK ve OPTİK ÖZELLİKLERİ ÜZERİNE ETKİSİ

Bu bölümde elektrik alan, sıcaklık ve basıncın küresel kuantum noktanın elektronik ve optik özellikleri üzerine etkisi incelenecektir.

5.1 Dalga Fonksiyonların Elde Edilmesi

Elektrik alan altında parabolik sınırlandırılmış donör safsızlığın merkezinde olmayan elektron için Hamiltonyen ifadesi

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 r^2 + |e| \xi r \cos \theta - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon |r - r_i|} \quad (5.1)$$

şeklinde. Bu denklemde, \hbar Planck sabiti, m^* elektronun etkin kütlesi, ω_0 harmonik salımcının karakteristik açısal frekansı, e elektronun yükü, ξ küresel koordinatlarda z yönünde uygulanan dış elektrik alan, ϵ_0 ve ϵ sırasıyla boşluğun ve kuantum nokta malzemenin dielektrik sabiti, r ve r_i sırasıyla elektronun ve hidrojenik donör safsızlığın konumudur. $Z=0$ safsızlığın olmadığı durumu, $Z=1$ ise safsızlığın olduğu durumu ifade etmektedir.

Etkin Rydberg enerjisi $R^* = e^2 / 2\epsilon a^*$, etkin Bohr yarıçapı $a^* = \epsilon \hbar^2 / m^* e^2$ indirgenmiş atomik birimler kullanılarak ve $\beta = m^* \omega_0 / \hbar$ ve $F = e a^* \xi / R^*$ değişkenleri tanımlanarak (5.1) denklemi,

$$H = -\nabla^2 + \beta r^2 + Fr \cos \theta - \frac{2}{|r - r_i|} \quad (5.2)$$

şeklinde yazılabilir.

z yönünde uygulanan elektrik alanın varlığında ve safsızlığın olmadığı durumda harmonik salımcı için $z = z + \frac{F}{2\beta^2}$ dönüşümü yapılarak dalga fonksiyonu

$$\psi_{n_x, n_y, n_z} = \phi_{n_x}(x) \phi_{n_y}(y) \phi_{n_z}(z + F/2\beta^2) \quad (5.3)$$

şeklinde bulunur. Burada

$$\phi_n(i) = N_n \exp(-\beta i^2 / 2) H(\sqrt{\beta} i), \quad (i = x, y, z) \quad (5.4)$$

normalize dalga fonksiyonudur ve

$$N_n = \left[\frac{\sqrt{\beta}}{\sqrt{\pi} 2^n n!} \right]^{1/2} \quad (5.5)$$

ile verilen normalizasyon sabitidir. $H(\sqrt{\beta} i)$ ise Hermite polinomudur ve birkaç değeri aşağıda verilmiştir.

$$H_0(x) = 1 \quad (5.6)$$

$$H_1(x) = 2x \quad (5.7)$$

$$H_2(x) = 4x^2 - 2 \quad (5.8)$$

$$H_3(x) = 8x^3 - 12x \quad (5.9)$$

Kuantum mekaniğinde, elektronların kuantum durumları baş kuantum sayısı $n = n_x + n_y + n_z$, açısıl momentum kuantum sayısı ℓ ve manyetik kuantum sayısı m ile tanımlanır. Bu durum, kuantum noktaları için de geçerlidir. Bununla birlikte, kuantum noktalardaki elektronlar Coulomb potansiyeline gereksinim duyulmadan sadece uzaysal sınırlamalarla da hapsedebileceğinden dolayı açısıl momentum kuantum sayısı ℓ , baş kuantum sayısı n 'den büyük olabilir. Bu çalışmada taban durumu ($n = 0$), birinci uyarılmış durum ($n = 0 + 0 + 1 = 1$), ikinci uyarılmış durum ($n = 0 + 0 + 2 = 2$) ve üçüncü uyarılmış durum ($n = 0 + 0 + 3 = 3$) olduğu ilk dört seviye incelenmiştir. Manyetik kuantum sayısı elektromanyetik kutuplanmanın z -yönünde seçildiğinden optik özellik hesaplamalarında sıfır olarak alındı.

Yukarıda verilen ifadeler kullanılarak taban durum ($n = \ell = m = 0$) için dalga fonksiyonu

$$\phi_0(x) = \left[\frac{\sqrt{\beta}}{\sqrt{\pi}} \right]^{1/2} \exp(-\beta x^2 / 2) \quad (5.10)$$

$$\phi_0(y) = \left[\frac{\sqrt{\beta}}{\sqrt{\pi}} \right]^{1/2} \exp(-\beta y^2 / 2) \quad (5.11)$$

$$\phi_0(z) = \left[\frac{\sqrt{\beta}}{\sqrt{\pi}} \right]^{1/2} \exp\left(-\beta\left(z + F/2\beta^2\right)^2 / 2\right) \quad (5.12)$$

ifadeleri küresel koordinatlarda (5.3) 'te yerine yazılarak $\psi_{n\ell m}$ dalga fonksiyonları,

$$\psi_{000}(r, \theta, \varphi) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{\beta}{2}r^2 - \frac{Fr \cos \theta}{2\beta} - \frac{F^2}{8\beta^3}\right) \quad (5.13)$$

şeklinde elde edilir. Birinci derece uyarılmış durum ($n = 1, \ell = 1, m = 0$) için $\phi_0(x)$ ve $\phi_0(y)$ fonksiyonları aynıdır. $\phi_0(z)$ ise $H_1(x) = 2x$ ifadesi kullanılarak

$$\phi_1(z) = \left[\frac{\sqrt{\beta}}{2\sqrt{\pi}} \right]^{1/2} 2\sqrt{\beta} \left(z + \frac{F}{2\beta^2}\right) \exp\left(-\frac{\left(z + \frac{F}{2\beta^2}\right)^2}{2}\right) \quad (5.14)$$

şeklinde hesaplanır. Bu ifadeler (5.3)'te yerine yazılır ve düzenlenirse, ψ_{110} dalga fonksiyonu,

$$\psi_{110}(r, \theta, \varphi) = \sqrt{2} \frac{\beta^{5/4}}{\pi^{3/4}} \left(r \cos \theta + \frac{F}{2\beta^2}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{2}r^2 - \frac{Fr \cos \theta}{2\beta} - \frac{F^2}{8\beta^3}\right) \quad (5.15)$$

elde edilir. İkinci ve üçüncü uyarılmış durumlar için de aynı hesaplamalar yapılırsa dalga fonksiyonları

$$\psi_{220}(r, \theta, \varphi) = \sqrt{2} \frac{\beta^{7/4}}{\pi^{3/4}} \left[\left(r \cos \theta + \frac{F}{2\beta^2}\right)^2 - \frac{1}{2\beta} \right] \exp\left(-\frac{\beta}{2}r^2 - \frac{Fr \cos \theta}{2\beta} - \frac{F^2}{8\beta^3}\right) \quad (5.16)$$

$$\begin{aligned} \psi_{330}(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\beta^{9/4}}{\pi^{3/4}} \left[2 \left(r \cos \theta + \frac{F}{2\beta^2}\right)^3 - 3 \left(\frac{r \cos \theta}{\beta} + \frac{F}{2\beta^3}\right) \right] \\ \times \exp\left(-\frac{\beta}{2}r^2 - \frac{Fr \cos \theta}{2\beta} - \frac{F^2}{8\beta^3}\right) \end{aligned} \quad (5.17)$$

şeklinde elde edilir.

Safsızlığın olduğu durumda bu dört seviye için deneme dalga fonksiyonu

$$\Psi_\lambda = \Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) \exp(-\lambda|r - r_i|) \quad (5.18)$$

ifadesiyle verilir. Burada λ varyasyon parametresidir. Hidrojenik safsızlığın bağlanma enerjisi, safsızlığın olmadığı durumdaki enerji E_0 ile donör safsızlığın varlığındaki enerji $E(D^0)$ arasındaki fark olarak

$$E_b = E_0 - E(D^0) \quad (5.19)$$

yazabiliriz. Safsızlığın olduğu durumdaki enerji,

$$E(D^0) = \min_\lambda \frac{\Psi_\lambda |H| \Psi_\lambda}{\Psi_\lambda | \Psi_\lambda} \quad (5.20)$$

denkleminin varyasyon parametresine göre minimize edilmesiyle bulunabilir.

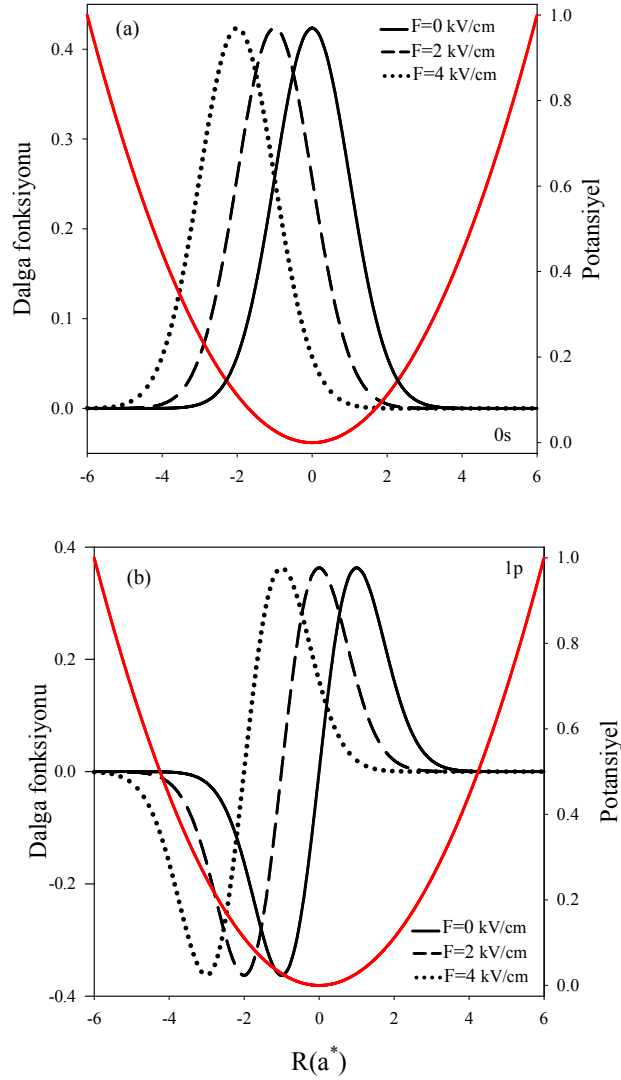
Safsızlığın varlığında kuantum noktanın enerji seviyelerini varyasyon yöntemiyle nümerik olarak hesaplayabiliriz. \min_λ ifadesi (5.1) denkleminde verilen Hamiltonyenin beklenen değerinin minimumudur. Bu ifade varyasyon parametresinin hesaplanmasıyla bulunur. Hesaplamalar indirgenmiş atomik birimlerde yapılmış ve $\hbar = m_0 = e = 1$ olarak alınmıştır. GaAs için malzeme parametreleri Tablo 5.1'de verilmiştir.

Tablo 5.1. GaAs için Malzeme Parametreleri

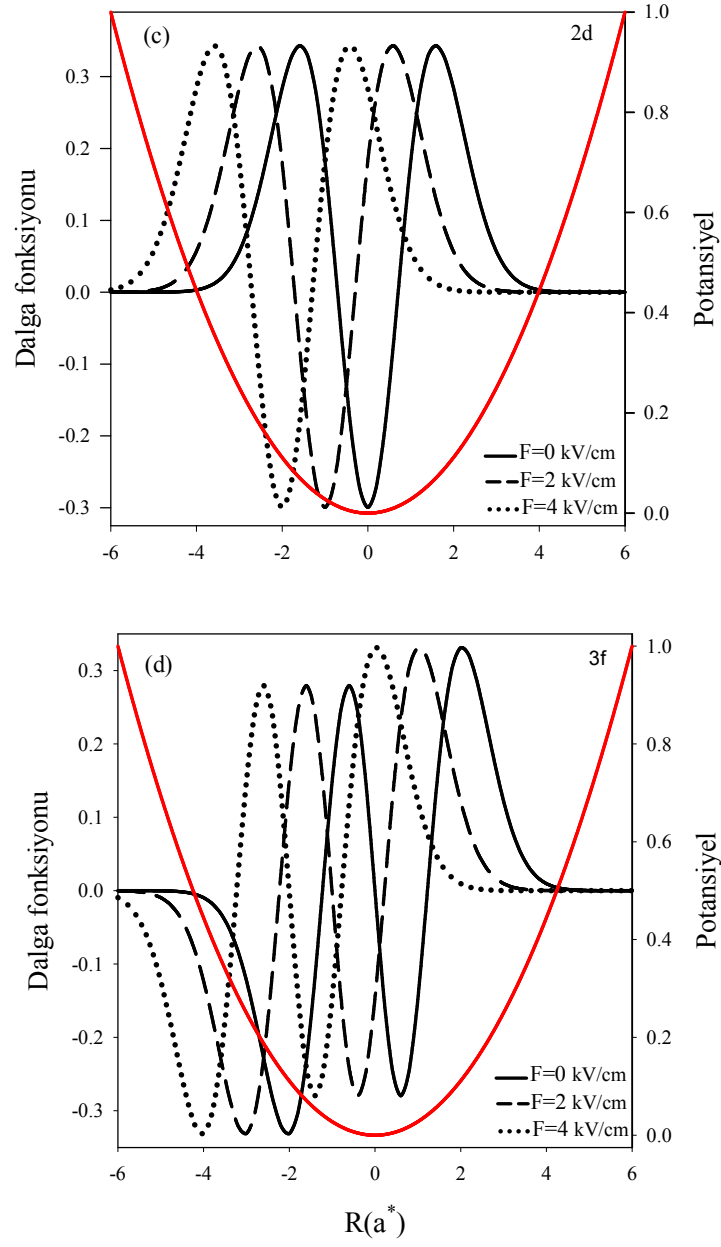
Nicelik	Sembol	Değer	Birim
Elektronun etkin kütlesi	m^*	0.0665	m_0
Dielektrik sabiti	ϵ	5.2	F/m
Etkin Bohr yarıçapı	a^*	100	Å
Etkin Rydberg sabiti	R^*	5.72	meV

5.2. Elektrik Alanın Dalga Fonksiyonları Üzerine Etkisi

Kuantum nokta yarıçapının fonksiyonu olarak taban durum ve uyarılmış durumlar dalga fonksiyonları üzerine elektrik alanın etkisi Şekil 5.1’de gösterilmiştir. Elektrik alanın yokluğunda, dalga fonksiyonları kuantum harmonik salıncının dalga fonksiyonlarına karşılık gelmektedir. Şekil 5.1’den görüldüğü gibi, elektrik alan dalga fonksiyonlarını etkilemekte ve sola doğru bir kaymaya neden olmaktadır.



Şekil 5.1. Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri ($F = 0, 2$ ve 4 kV/cm) İçin Dalga Fonksiyonunun Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi a) $0s$ b) $1p$ için

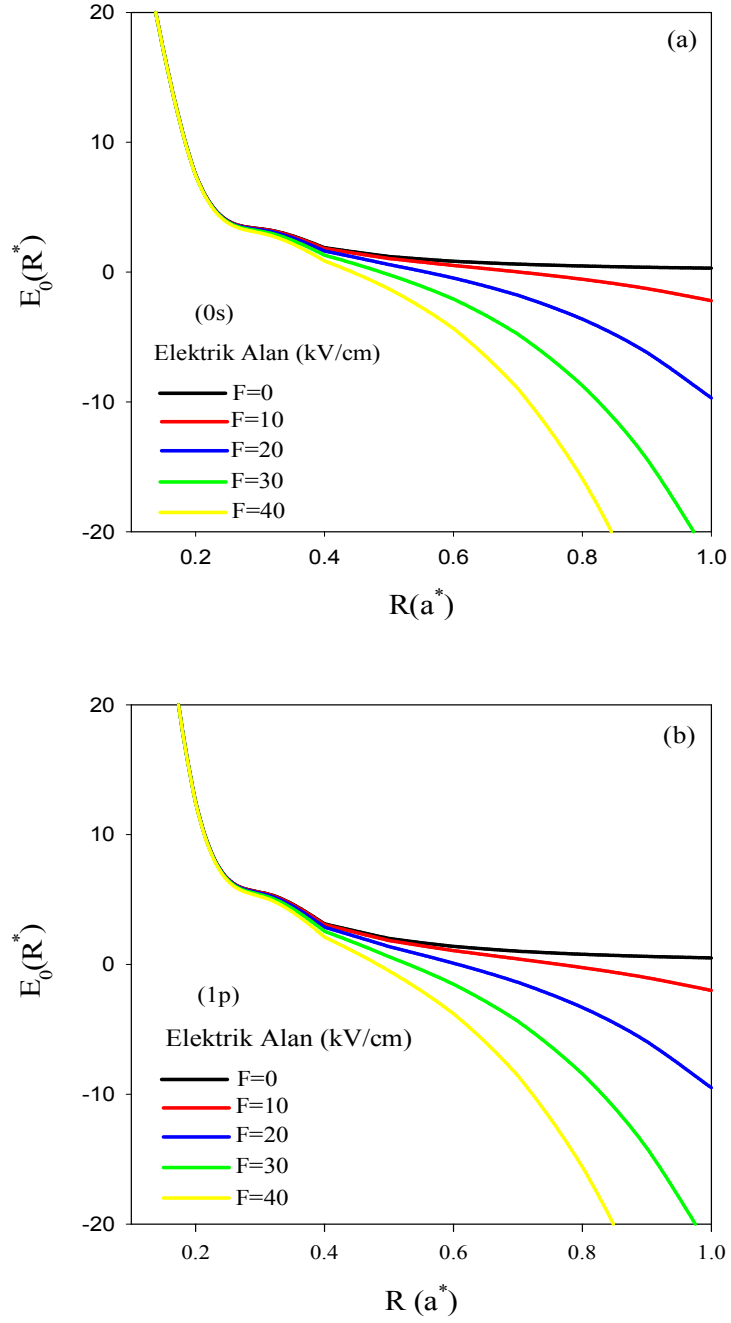


Şekil 5.1. Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri ($F = 0, 2$ ve 4 kV/cm) İçin Dalga Fonksiyonunun Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi c) 2d ve d) 3f için

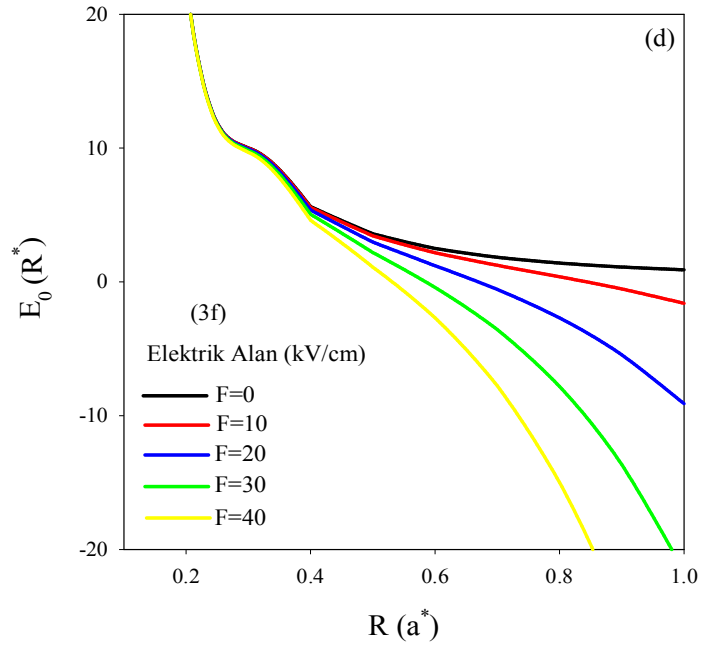
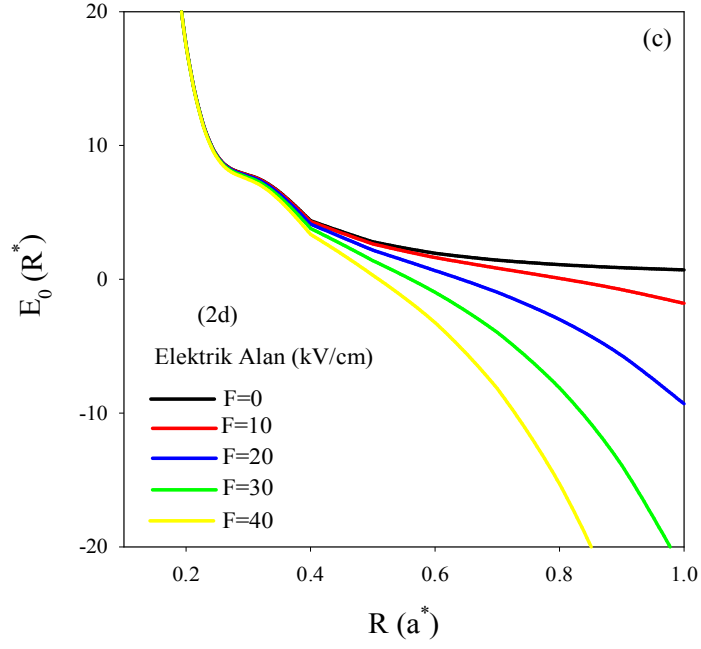
5.3. Elektrik Alanın Bağlanma Enerjileri Üzerine Etkisi

Bu kısımda elektrik alanın bağlanma enerjileri üzerine etkisinden ve sonuçlarından bahsedilecektir. Şekil 5.2 ve Şekil 5.3 sırasıyla, safsızlığın olmadığı durumda ($Z=0$) ve safsızlığın olduğu durumda ($Z=1$) farklı elektrik alan değerlerinde ($F=0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm) kuantum nokta yarıçapının fonksiyonu olarak taban durum ($0s$), birinci ($1p$), ikinci ($2d$) ve üçüncü ($3f$) uyarılmış durumlar için enerji seviyelerini göstermektedir. Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'ten görüldüğü gibi taban durum ve uyarılmış durumlar için enerji seviyeleri kuantum nokta yarıçapın artması ile azaldığı, ancak $0.2 a^*$ ve $0.4 a^*$ değerleri arasında omuz yaptığı görülmektedir. Elektrik alanın artmasıyla omuz büyür ve QD yarıçapının daha da artmasıyla enerji seviyeleri tekrar artmaya başlar. Bu nedenle omuz bölgesinde dış elektrik alan enerjisiyle sınırlandırma enerjisinin omuz bölgesinde karşılaşılabildiği sonucuna varabiliriz. Ayrıca elektrik alanın yüksek enerji seviyelerinde daha etkili olduğunu da söyleyebiliriz. Diğer yandan $Z=1$ durumunda omuzun, $Z=0$ durumundaki omuza göre biraz küçük olduğu görülmektedir. bunun nedeni $Z=1$ durumunda safsızlıktaki Coulomb çekimidir.

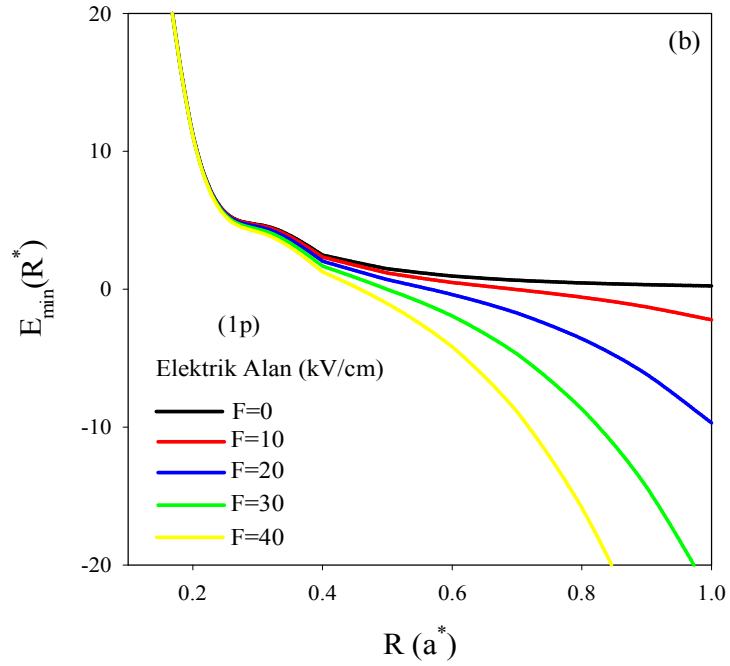
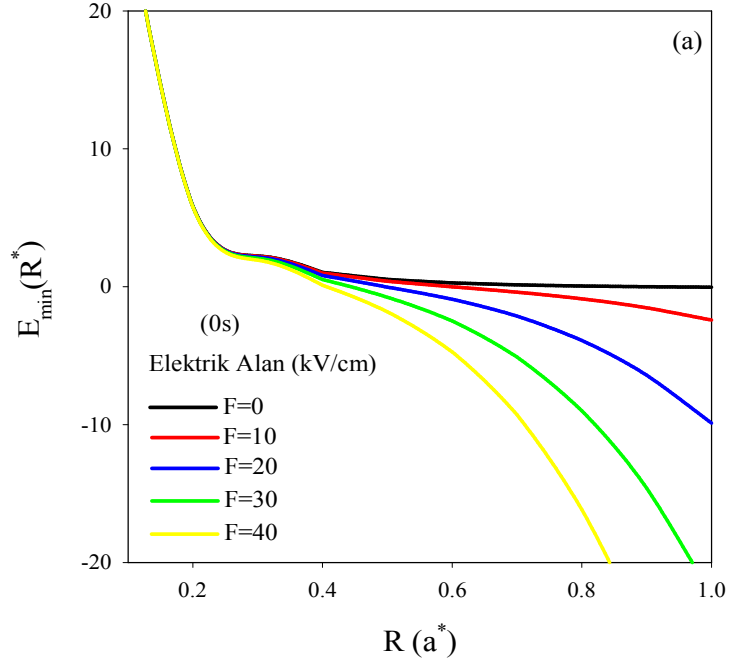
Elektrik alanın bağlanma enerjisi üzerindeki etkisini görmek için elektrik alanın farklı değerlerinde ($0s$), ($1p$), ($2d$) ve ($3f$) durumlarının bağlanma enerjilerinin kuantum nokta yarıçapıyla değişimi Şekil 5.4'te gösterilmektedir. Görüleceği üzere güçlü sınırlamalarda (küçük kuantum nokta yarıçaplarında) elektrik alanın bağlanma enerjisi üzerindeki etkisi oldukça küçüktür ve ihmal edilebilir. Taban durum için yaklaşık $0.4 a^*$ değerine kadar elektrik alan etkisi göz ardı edilebilir. Uyarılmış durumlar için bu durum daha küçük kuantum nokta yarıçap değerlerinde söz konusudur. Ancak, büyük kuantum nokta yarıçaplarında elektrik alan etkisi önemli hale gelmektedir. Elektrik alanın varlığındaki taban durum için bağlanma enerjisi, elektrik alanın yokluğundaki taban durum için bağlanma enerjisine göre daha küçüktür. Bu, sınırlama potansiyelinin profili üzerinde elektrik alan etkisinin bir sonucudur. Uyarılmış durumlar için bağlanma enerjisi, büyük nokta yarıçapları için benzer davranış sergilemektedir. Ayrıca, taban durum bağlanma enerjisi uyarılmış durumların bağlanma enerjisinden daha hızlı bir şekilde azalmaktadır.



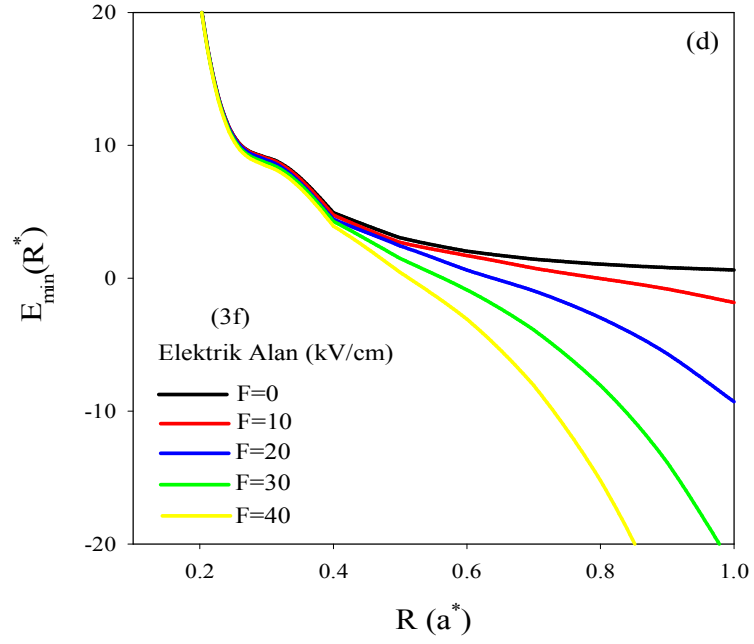
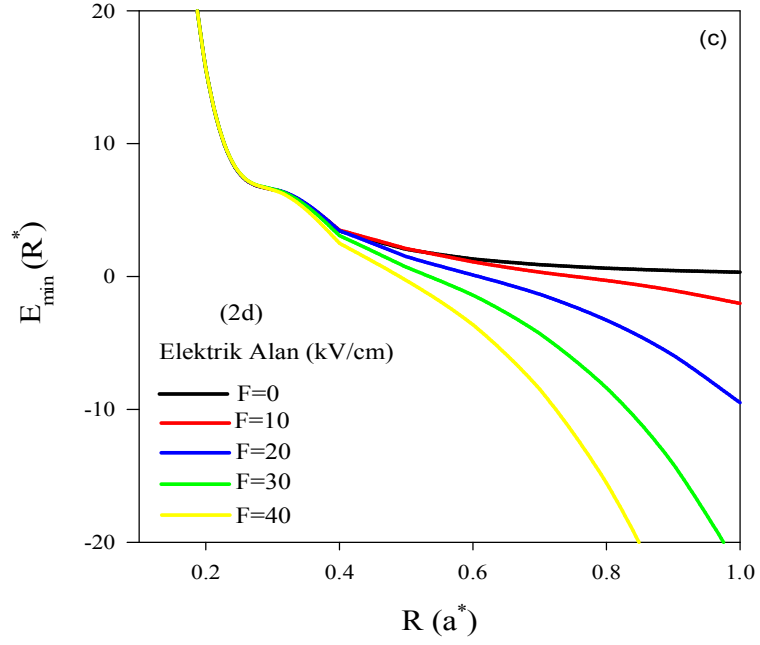
Şekil 5.2. Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri İçin ($F=0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm) Safsızlığın Olmadığı Durumda Enerji Seviyelerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi a) 0s için b) 1p için için



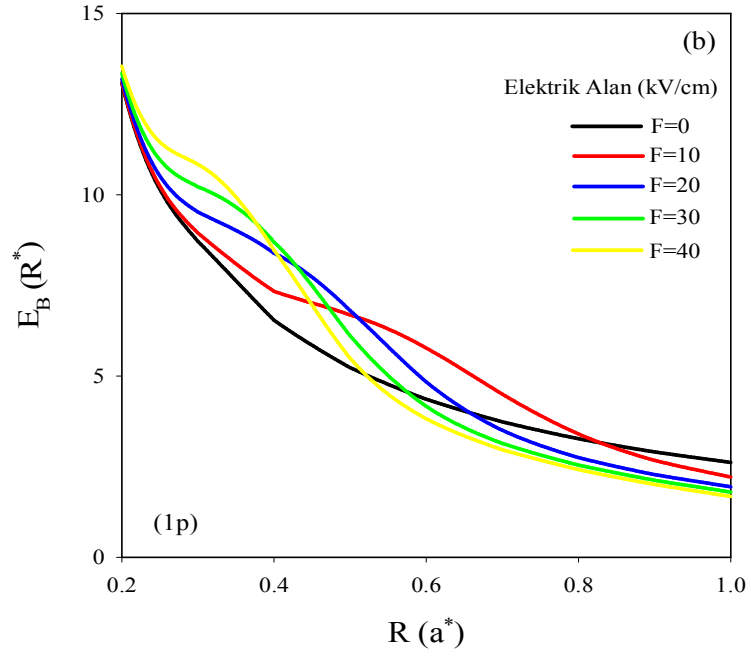
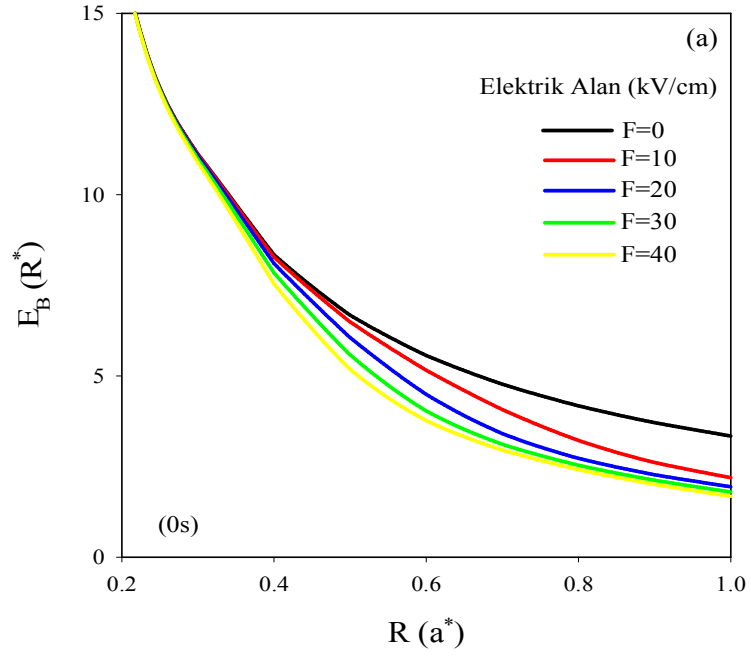
Şekil 5.2. Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri İçin ($F=0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm) Safsızlığın Olmadığı Durumda Enerji Seviyelerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi c) 2d için d) 3f için



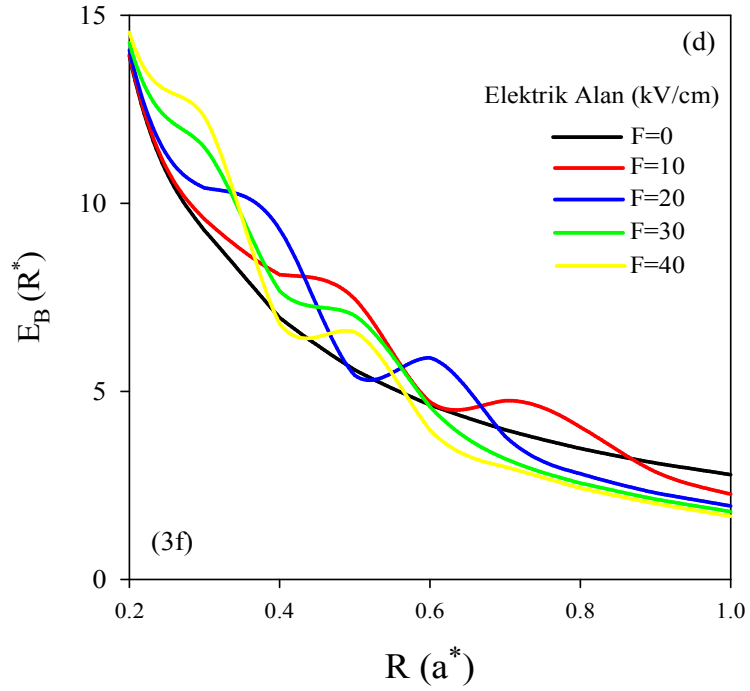
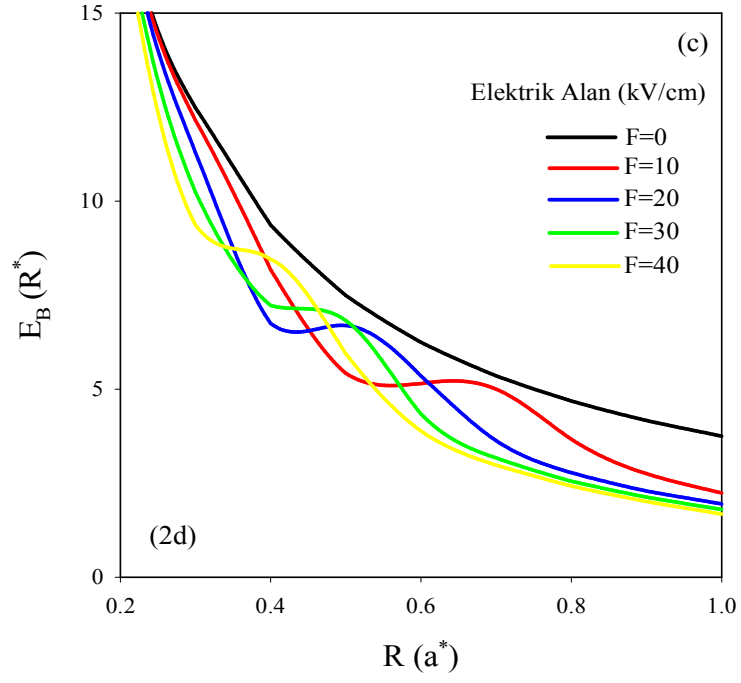
Şekil 5.3. Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri İçin ($F=0, 10, 20, 30$ ve 40 kV / cm) Safsızlığın Olduğu Durumda Enerji Seviyelerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi a) 0s için b) 1p için



Şekil 5.3. Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri için ($F=0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm) Safsızlığın Olduğu Durumda Enerji Seviyelerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi c) 2d için d) 3f için

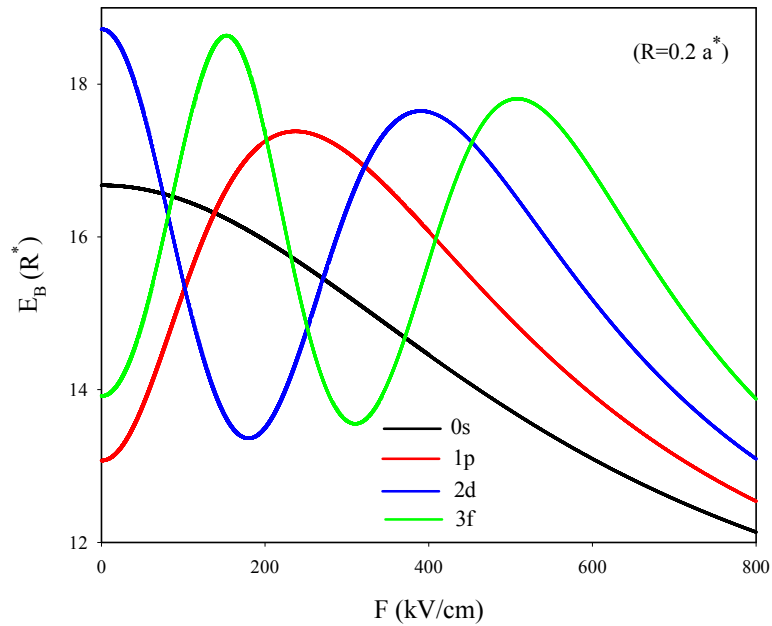


Şekil 5.4. Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri için ($F=0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm) Bağlanma Enerjilerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi a) 0s için b) 1p için



Şekil 5.4. Farklı Elektrik Alan Büyüklükleri için ($F=0, 10, 20, 30$ ve 40 kV/cm) Bağlanma Enerjilerinin Kuantum Nokta Yarıçapıyla Değişimi c) 2d için d) 3f için

Şekil 5.5 $R=0.2 a^*$ da aynı kuantum nokta için elektrik alanın fonksiyonu olarak taban durum($0s$), birinci($1p$), ikinci($2d$) ve üçüncü($3f$) uyarılmış durumlarda bağlanma enerjilerini göstermektedir. Elektrik alan şiddeti arttıkça taban durumdaki bağlanma enerjisi monoton bir şekilde azalmaktadır. Bu elektrik alanın, elektronik olasılık yoğunluğuna etkisinden ve sınırlama potansiyelinin parabolik şeklinden kaynaklanmaktadır. Birinci uyarılmış durumdaki bağlanma enerjisi artan elektrik alanla artar, maksimum değere ulaşır ve elektrik alanın daha da artmasıyla azalmaya başlar. İkinci ve üçüncü uyarılmış durumlarda da benzer değişimler gözlenmektedir. Ayrıca uygulanan elektrik alanın yüksek enerji seviyelerini daha fazla etkilediği görülmektedir. Sonuçlar $0s$, $1p$, $2d$, $3f$ durumlarında hidrojenik safsızlıkta bağlanma enerjisinin elektrik alana güçlü bir şekilde bağlı olduğunu göstermektedir.



Şekil 5.5. Bağlanma Enerjilerinin Elektrik Alan ile Değişimiyle Değişimi a) $0s$ için b) $1p$ için c) $2d$ için d) $3f$ için

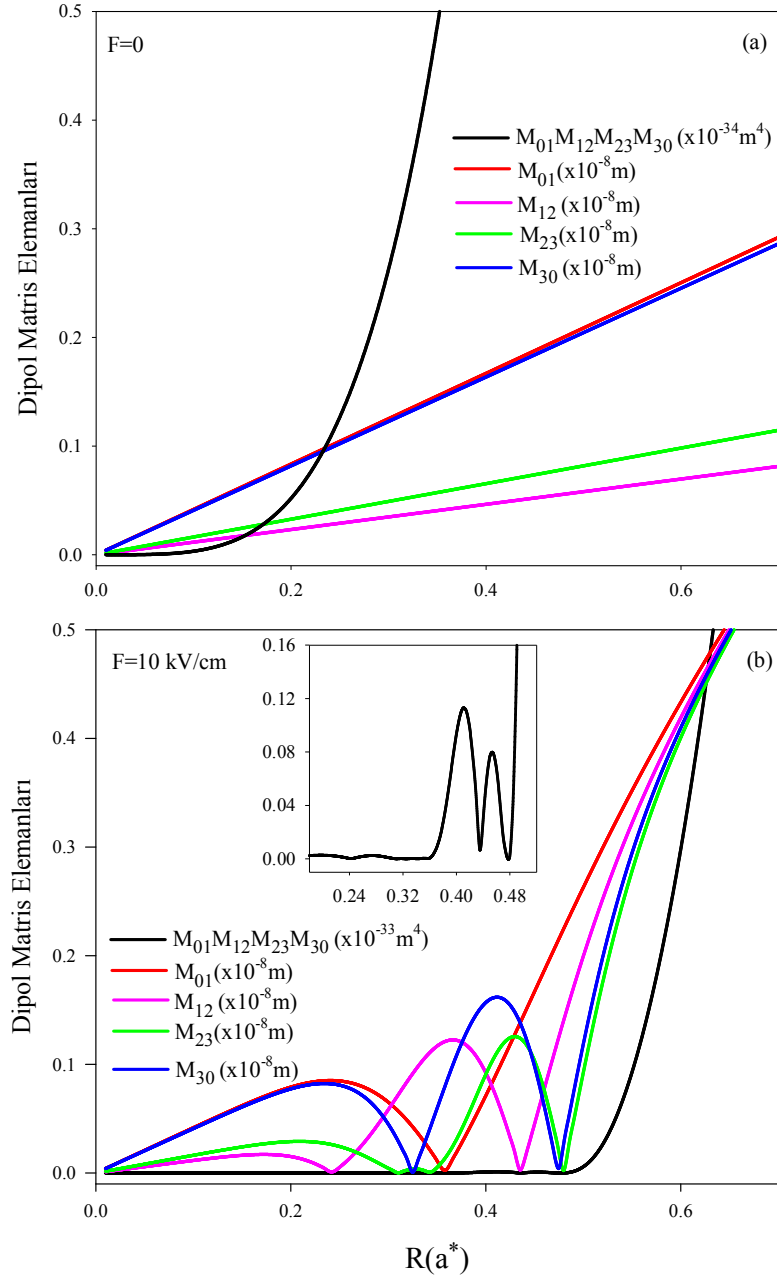
5.4. Elektrik Alanın Dipol Matris Elemanları ve Üçüncü Harmonik Üretimi Üzerine Etkisi

Bu başlık altında elektrik alanın dipol matris elemanları ve üçüncü harmonik üretimi üzerine etkisi incelenecektir. Durulma sabitinin $\hbar\Gamma = 1.0\text{meV}$ alındığı durumda dipol matris elemanları $M_{01}, M_{12}, M_{23}, M_{30}$ ve onların çarpımı $M_{01}M_{12}M_{23}M_{30}$ kuantum nokta yarıçapının fonksiyonu olarak Şekil 5.6(a)ve (b)'de sırasıyla $F = 0\text{kV/cm}$ ve $F = 10\text{kV/cm}$ elektrik alan değerlerinde çizilmiştir. Şekil 5.6(a)'da elektrik alan yokluğunda dipol matrislerin ve onların çarpımının kuantum nokta yarıçapının artışıyla monoton bir şekilde arttığı ve bunun da rezonans pik değerinin artmasına neden olduğu gözlenmektedir. Bunun nedeni alt örgüdeki genişletilmiş alanlarda dalga fonksiyonu R 'nin azalmasıyla artmasıdır. Sonuç olarak dipol geçiş matris elemanlarının hepsi artmaktadır. Şekil 5.6(b)'de dipol matris elemanlarının davranışlarının elektrik alanın olmadığı durumdan oldukça farklı olduğu aşıkardır. M_{01} , ilk önce arttığı, sonra azalarak $R = 0.36a^*$ da dip oluştuğu, son olarak da artan R değeriyle arttığı görülmektedir. M_{12} ve M_{30} 'ın da benzer davranış gösterdikleri ve iki kere dip oldukları, M_{23} ün ise sırasıyla kuantum nokta yarıçapının 0.31, 0.35 ve $0.48 a^*$ değerlerinde olmak üzere üç kere dip olduğu görülmektedir. Dip oluşmasının sebebi elektrik alan varlığındaki parabolik potansiyeldir, dolayısıyla bantlar arası dalga fonksiyonlarındaki etkileşim elektrik alanın olmadığı durumdan daha az olmaktadır. Şekil 5.6(b)'de güçlü sınırlamada matris elemanlarının çarpımının monoton olmadığı görülmektedir. Ancak bu duyarlılığının da monoton olmadığı anlamına gelmemektedir. Zayıf sınırlamada ise matris elemanları ve bunların çarpımı dalga fonksiyonundaki genişletilmiş alanın artmasından dolayı artmaktadır.

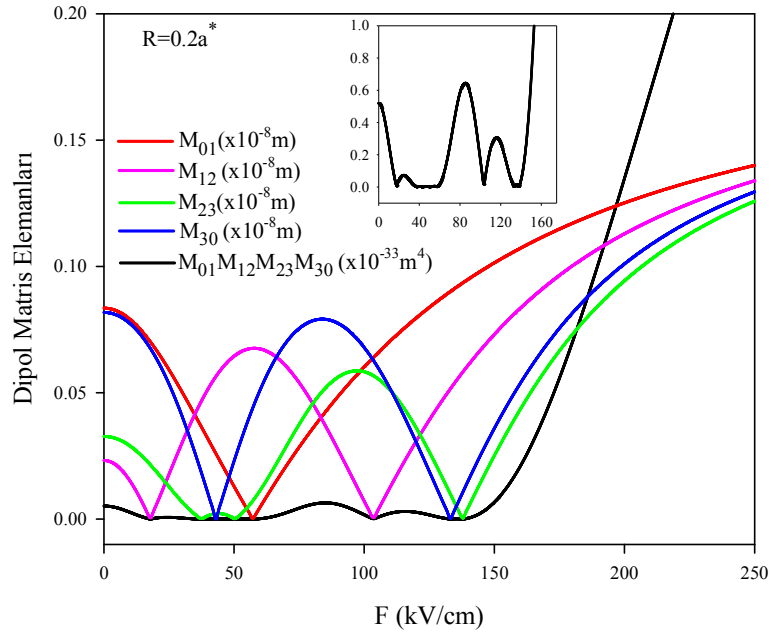
Şekil 5.7'de $R = 0.2a^*$ ve $\hbar\Gamma = 1.0\text{meV}$ için uygulanan elektrik alana karşı dipol matris elemanlarını çizdik. Elektrik alan, öz fonksiyonları ve öz enerjileri sonunda da dipol matris elemanlarının büyüklüğünü güçlü bir şekilde etkilemektedir. M_{10} dipol matris elemanının elektrik alanın artmasıyla azaldığı ve $F = 57\text{kV/cm}$ değerinde en düşük değeri aldığı ayrıca bu değerden sonra monoton bir şekilde arttığı görülmektedir. M_{12} ve M_{30} dipol matris elemanları sırasıyla $F = 18, 104\text{kV/cm}$ ve $F = 43.0, 133.0\text{kV/cm}$ değerlerinde minimum değer almışlardır. Matris

elemanlarının çarpımı elektrik alan enerjisi ve sınırlama enerjisi arasındaki rekabetten dolayı 140.0kV/cm 'ye kadar değişiklik göstermemiş, yüksek elektrik alan değerlerinde artmaya başlamıştır. Şekil 5.9'da de gösterildiği gibi bu etkiler uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak THG pik değerlerinin büyüklüğünün değişmesine de neden olur. Sonuçlar göstermektedir ki dipol matris elemanları ve onların çarpımı özellikle güçlü sınırlandırmada elektrik alanından büyük ölçüde etkilenmektedir.

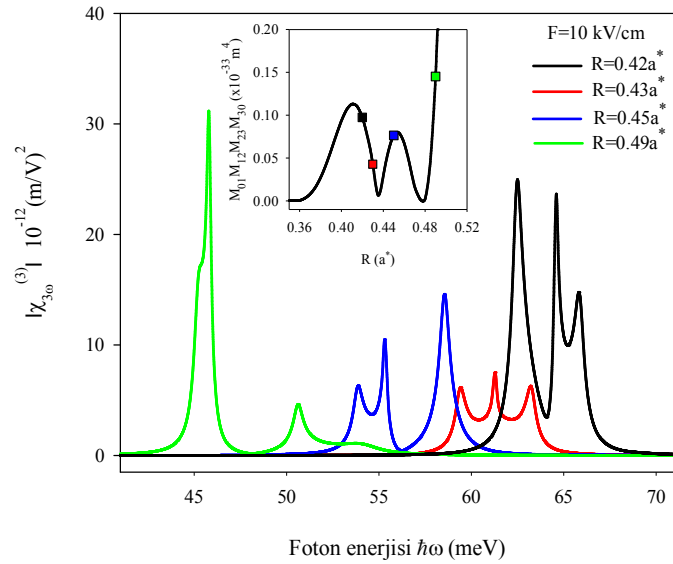
Şekil 5.8'de kuantum nokta çapının farklı değerlerinde ($R = 0.42, 0.43, 0.45$ ve $0.49a^*$), $F = 10\text{kV/cm}$ ve $\hbar\Gamma = 1.0\text{meV}$ için THG katsayısının foton enerjisinin fonksiyonu olarak değişimini görülmektedir. Şekil 5.8'da artan yarıçap değerleriyle THG katsayısının rezonans piklerinin düşük foton enerjilerine yani sola doğru kaydığı görülmektedir. Bu olay kırmızıya kayma (red shift) olarak adlandırılır. Kırmızıya kayma, fizikte bir nesneden yayılan görülebilen ışığın elektromanyetik tayfın kırmızı yönüne yaklaşmasıdır. Tersine, dalga uzunluğunun azalması ise maviye kayma (blue shift) olarak bilinir. THG katsayısının piklerinin sola kaymasına kuantum sınırlandırmanın sebep olduğu söylenebilir. Artan yarıçap değerleri kuantum noktadaki taşıyıcıların zayıf sınıflandırılmasına neden olur. Zayıf sınırlandırma azalan durumlarda enerji ayırımına neden olur ve böylece THG piki kırmızıya kayar. Enerji seviyelerinde eşit aralıkta olmayan üç farklı pik olduğu ve bu piklerin fotonların rezonanslarının artmasından kaynaklandığını söyleyebiliriz Ek olarak güçlü sınırlandırmanın rezonans pikleri üzerine etkisi büyüktür. $0.36a^*$ ve $0.52a^*$ yarıçap değerlerinde rezonans piklerin şiddetleri aynı değildir. Bu yüzden geometrik faktörde iki pik bulunmaktadır ve bu sonuçlar Şekil 5.6(b)'de tartıştığımız sonuçlara uymaktadır.



Şekil 5.6. Dipol Matris Elemanlarının Kuantum Nokta Yarıçapının Fonksiyonu Olarak Değişimi a) $F = 0.0$ kV / cm için b) $F = 10$ kV / cm için

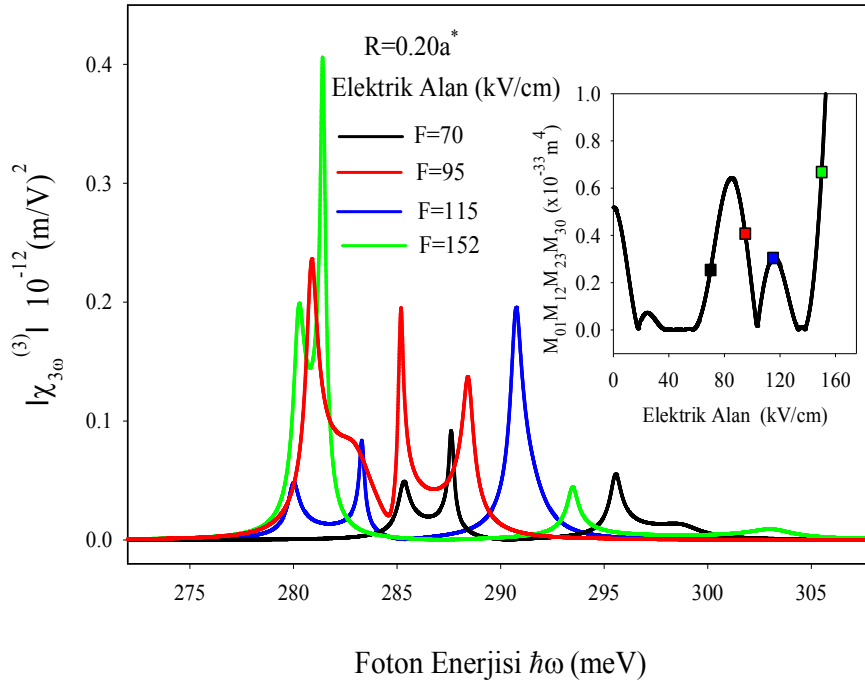


Şekil 5.7. $R = 0.2a^*$ için Dipol Matris Elemanlarının Elektrik Alanının Fonksiyonu Olarak Değişimi



Şekil 5.8. $F = 10 \text{ kV/cm}$ ve $\hbar\Gamma = 1.0 \text{ meV}$ için Kuantum Nokta Yarıçapının Farklı Değerlerinde Üçüncü Harmonik Üretim Katsayısının Foton Enerjisiyle Değişimi

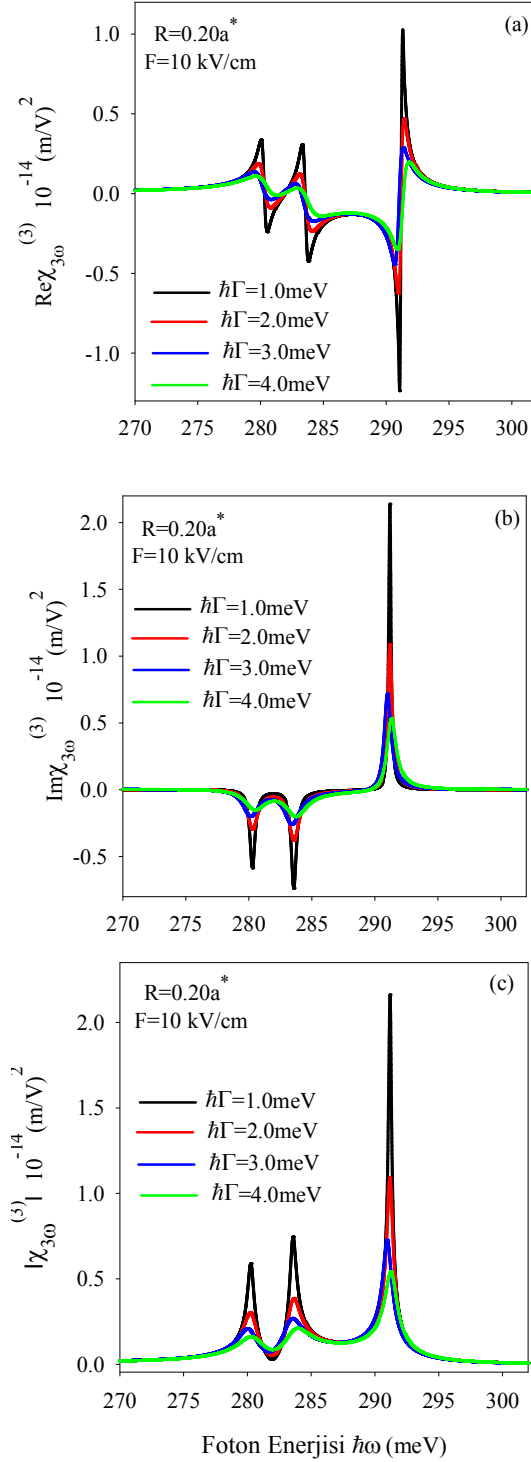
Şekil 5.9’da $R = 0.2a^*$ ve $\hbar\Gamma = 1.0\text{meV}$ ’ta uygulanan elektrik alanın dört farklı değeri ($F = 70, 95, 115$ ve 152kV/cm) için THG katsayısı foton enerjisinin fonksiyonu olarak çizilmiştir. Enerji seviyeleri eşit aralıkta olmadığından tek büyük pik yerine genlikleri farklı üç tane pik görülmektedir. Pik pozisyonları elektrik alanla monoton bir şekilde değişmez. Bu elektrik alanla kuantum sınırlama arasındaki rekabetten kaynaklanabilir. Şekil 5.9’da görüldüğü gibi THG katsayısı dış elektrik alandan büyük ölçüde etkilenmektedir ve $|\chi_{3\omega}^{(3)}|$ üzerine dış elektrik alanın etkisi bizim seçtiğimiz kuantum nokta yarıçapı gibi parametrelere de güçlü bir şekilde bağlıdır. Elektrik alanın farklı değerleri için THG piklerinin varyasyonu belirlenmiştir ve sonuçlar Şekil 5.7 ile uyum içindedir.



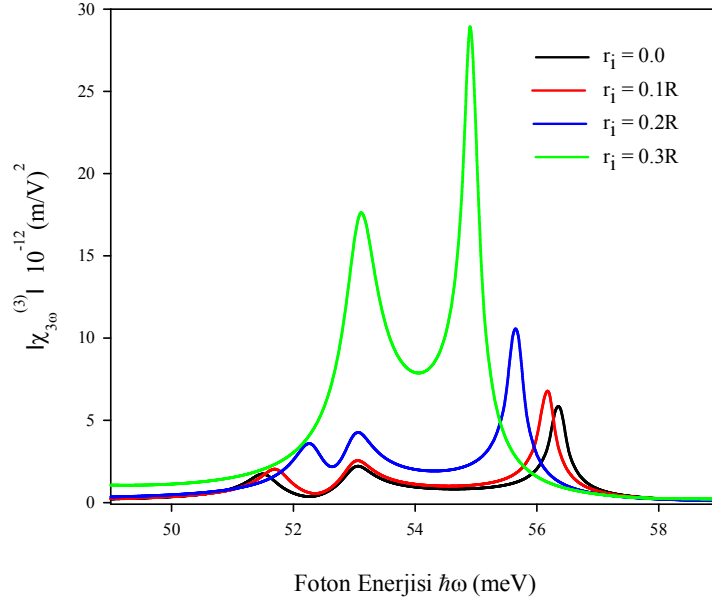
Şekil 5.9. $R = 0.2a^*$ ve $\hbar\Gamma = 1.0\text{meV}$ için Uygulanan Elektrik Alanın Farklı Değerlerinde Üçüncü Harmonik Üretim Katsayısının Foton Enerjisiyle Değişimi

$R = 0.2a^*$ ve $F = 10 \text{ kV/cm}$ 'de durulma sabitinin ($\hbar\Gamma = 1, 2, 3, \text{ ve } 4 \text{ meV}$) değerleri için Şekil 5.10(a) ve 5.10(b)'de sırasıyla THG katsayısının gerçel ve sanal kısmı, Şekil 5.10(c)'de THG alınganlığının foton enerjisiyle değişimi çizilmiştir. Şekil, durulma sabitinin THG katsayısının gerçel ve sanal kısmını azalttığını ve aynı zamanda düşük durulma sabitlerinde piklerin daha keskin ve yoğunluğunun daha büyük olduğunu göstermektedir. Yeterince yüksek durulma oranında üç foton rezonansta iki düşük pik yok olur ve baskın olan bir pik oluşur. Ancak THG alınganlığında piklerin pozisyonları durulma sabitiyle açıkça değişmez. Durulma zamanının tersi olan durulma oranının değerini deneysel olarak belirlemek ve teorik olarak tahmin etmek zordur. Deneysel sonuçlar kuantum nanoyapılar için durulma zamanının pikosaniye (ps) olduğunu göstermektedir [82]. Eğer uygun durulma oranı seçilir, teorik yaklaşımlar ile deneysel veriler uyum içinde olursa deneysel sonuçlar kuantum nanoyapıların lineer olmayan özelliklerini ortaya çıkarır. Bilindiği gibi durulma oranı sadece kuantum nokta malzemelerle değil, sıcaklık, sınır şartları, elektron-elektron, elektron-safsızlık ve elektron-foton saçılmaları gibi diğer parametrelerle de ilgilidir. Durulma oranının, tünel bariyer kalınlığına, sıcaklık ve enerji seviyelerinin ayırımına bağımlılığı, Kral ve arkadaşları [83] tarafından hesaplanmıştır. Bu yüzden büyük THG katsayılarını belirlemek istediğimizde sistem üzerindeki bu etkileri azaltmak gerekir.

Şekil 5.11'de $R = 0.45a^*$ ve $F = 0 \text{ kV/cm}$ 'da küresel kuantum noktada merkezi olmayan hidrojenik donör safsızlık için safsızlığın farklı konumlarında ($r_1 = 0.0, 0.1R, 0.2R \text{ ve } 0.3R$) THG alınganlığının foton enerjisinin fonksiyonu olarak değişimi çizilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi safsızlık merkezden uzaklaşıkça THG artmaktadır. Bunun sebebi safsızlığın merkezden uzaklaşmasıyla sistemin asimetrik olmaya başlamasıdır. Safsızlığın konumundaki artışla enerji sevipleri arasındaki farklılık azaldığından THG piklerinin konumlarının daha düşük foton enerjilerine doğru kaydığı açıkça görülmektedir. Bu nedenle THG'yi elde ederken kuantum noktanın merkezinde olmayan safsızlığın konumuna dikkat etmek gereklidir.



Şekil 5.10. $R = 0.2a^*$ ve $F = 10 \text{ kV/cm}$ 'de Durulma Sabitinin ($\hbar\Gamma = 1.0, 2.0, 3.0,$ ve 4.0 meV) Değerleri için Üçüncü Harmonik Üretim Katsayısının Foton Enerjisiyle Değişimi



Şekil 5.11. $R = 0.45 a^*$ ve $F = 0.0 \text{ kV/cm}$ için Safsızlığın Farklı Konumlarında Üçüncü Harmonik Üretim Katsayısının Foton Enerjisiyle Değişimi

5.5. Elektrik Alan, Sıcaklık ve Basıncın Bağlanma Enerjisi, Soğurma Katsayısı ve Kırılma İndisi Değişimi Üzerine Etkisi

Elektrik alan altında parabolik sınırlandırılmış donör safsızlığın merkezindeki elektron için Hamiltonyen ifadesi,

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*(P,T)}\nabla^2 + \frac{1}{2}m^*(P,T)\omega_0^2r^2 + |e|\xi r\cos\theta - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon(P,T)r} \quad (5.21)$$

Burada Z safsızlığın yükü, $m^*(P,T)$ elektronun sıcaklık ve hidrostatik basınca bağlı etkin kütedir ve aşağıdaki gibi ifade edilir [84,85].

$$m^*(P,T) = \frac{m_0}{1 + E_p^\Gamma \left[\left(\frac{2}{E_g^\Gamma(P,T)} + \frac{1}{(E_g^\Gamma(P,T) + \Delta_0)} \right) \right]} \quad (5.22)$$

Burada sırasıyla E_p^Γ ve Δ_0 , matris elemanlarına bağlı enerji ve valans bandının spin-yörünge bölünme enerjisidir. Bu parametreler GaAs için $E_p^\Gamma = 7.51 \text{ eV}$ ve

$\Delta_0 = 0.341 \text{ eV}$ olarak alınmıştır. $E_g^\Gamma(P, T)$, birimi eV olan GaAs kuantum noktası için Γ noktasında basınç ve sıcaklığa bağlı olan enerji aralığıdır [86-88].

$$E_g^\Gamma(P, T) = E_g^\Gamma(0, T) + 1.07 \times 10^{-2} P - 3.77 \times 10^{-5} P^2 \quad (5.23)$$

$$E_g^\Gamma(0, T) = 1.519 - \frac{5.405 \times 10^{-4} T^2}{T + 204}$$

$\varepsilon(P, T)$, basınç ve sıcaklığa bağlı dielektrik sabitidir ve

$$\varepsilon(P, T) = 12.74 \exp(-1.67 \times 10^{-3} P) \exp[9.4 \times 10^{-5} (T - 75.6)], \quad T \leq 200 \text{ K} \quad (5.24)$$

$$\varepsilon(P, T) = 13.8 \exp(-1.73 \times 10^{-3} P) \exp[20.4 \times 10^{-5} (T - 300)], \quad T \geq 200 \text{ K} \quad (5.25)$$

şeklindedir [89]

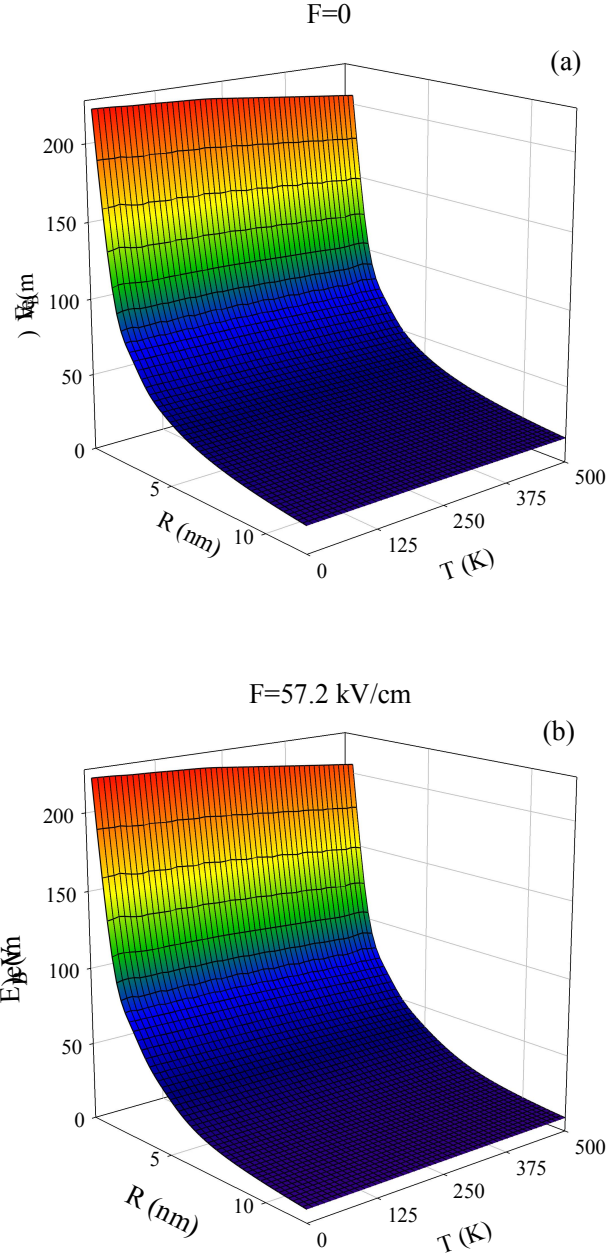
Dalga fonksiyonları ve bağlanma enerjisinin elde edilmesini bu bölümün başında vermiştik. Normalize bağlanma enerjisi ise ;

$$NE_B(P, T, F) = 1 - \frac{E(P, T, F)}{E_0(P, T, F)} \quad (5.24)$$

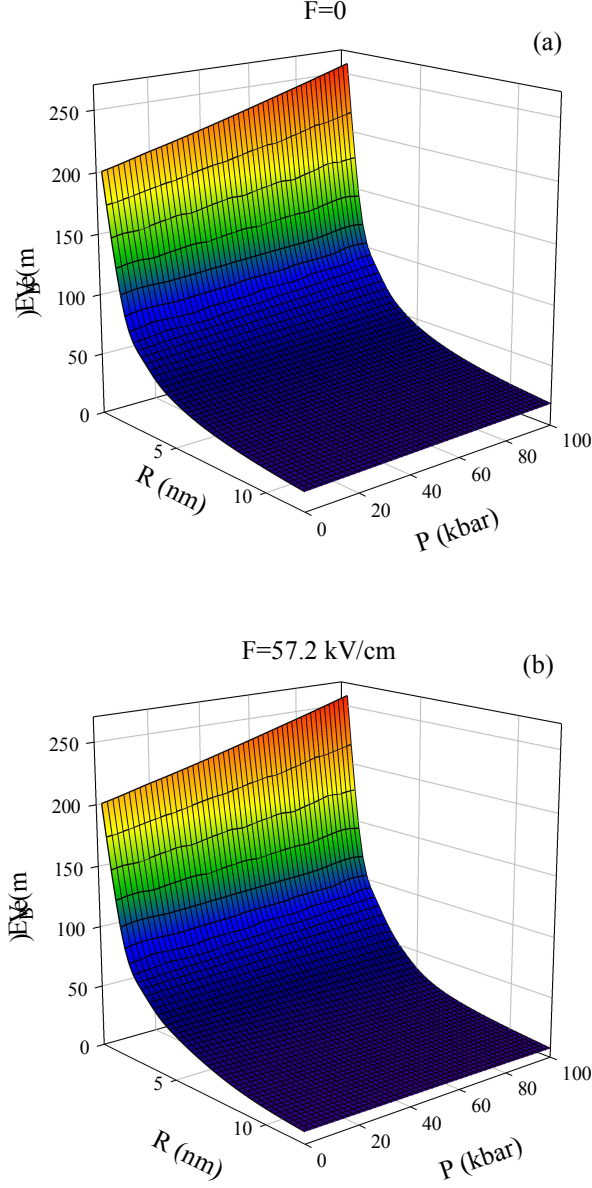
Şeklindedir [90]. Burada $E_0(P, T, F)$ ve $E(P, T, F)$ sırasıyla safsızlığın olmadığı ve olduğu durumlarda kuantum noktanın taban durum enerjisidir.

Şekil 5.12’de elektrik alanın yokluğunda (a) ve elektrik alanın varlığında (b) $P = 50$ kbar sabit basınç altında taban durumdaki bağlanma enerjisi E_B ’nin kuantum nokta yarıçapı (R) ve sıcaklıkla (T) değişimi görülmektedir. Şekil 5.12(a)’dan hidrojenik safsızlıkta bağlanma enerjisinin, sıcaklığın artmasıyla azaldığını görebiliriz. Sıcaklığın artmasıyla elektronun etkin kütlesi azalırken, dielektrik sabit artar, elektron ve safsızlık arasındaki Coulomb etkileşmesi azalır ve böylece sıcaklığın tüm değerlerinde donör bağlanma enerjisi azalır. $T < 200$ K değerleri için bu durum geçerli iken, $T > 200$ K değerlerinde bağlanma enerjisinin azalması daha yavaş olur. Bu sıcaklığın iki aralığı için dielektrik sabitindeki sıcaklık katsayılarının farklı olmalarından kaynaklanır. Elektrik alanın etkisini görebilmek için $F = 57.2$ kV/cm’de bağlanma enerjisini kuantum nokta yarıçapı ve sıcaklığın fonksiyonu olarak Şekil 5.12(b)’de verilmiştir. Şekil 5.12(a) ve (b)’yi karşılaştırdığımızda, elektrik alan varlığındaki bağlanma enerjisinin elektrik alanın yokluğundakinden daha küçük olduğunu görebiliriz. Bunun nedeni elektrik alan elektronun taban durumdaki dalga fonksiyon dağılımını tahrip etmesidir. Böylece elektron ve safsızlık arasındaki Coulomb etkileşmesi zayıflar. Sınırlamanın güçlü olduğu durumlarda (küçük yarıçap değerlerinde), elektrik alanın bağlanma enerjisi üzerine etkisi ihmal edilir. Bununla birlikte, bu etki QD yarıçap değerleri arttığında önemli olmaya başlar.

Şekil 5.13(a)’da elektrik alan yokluğunda $T = 200$ K için bağlanma enerjisinin hidrostatik basınç ve kuantum nokta yarıçapıyla değişimi çizilmiştir. Hidrostatik basınç artarken, nokta yarıçapı ve dielektrik sabit azalır, elektronun etkin kütlesi artar ve bu da elektronun nokta içinde daha güçlü sınırlandırılmasına neden olur. Sonuçta bu etkiler safsızlık bağlanma enerjisinin artmasına yol açar. Şekil 5.13(b)’de ise $F = 57.2$ kV/cm ve $T = 200$ K için bağlanma enerjisinin hidrostatik basınç ve kuantum nokta yarıçapıyla değişimi verilmiştir. Yukarıda bahsedilen elektrik alan etkilerinden dolayı, büyük QD yarıçap değerleri için elektrik alanın varlığında bağlanma enerjisi azalır.

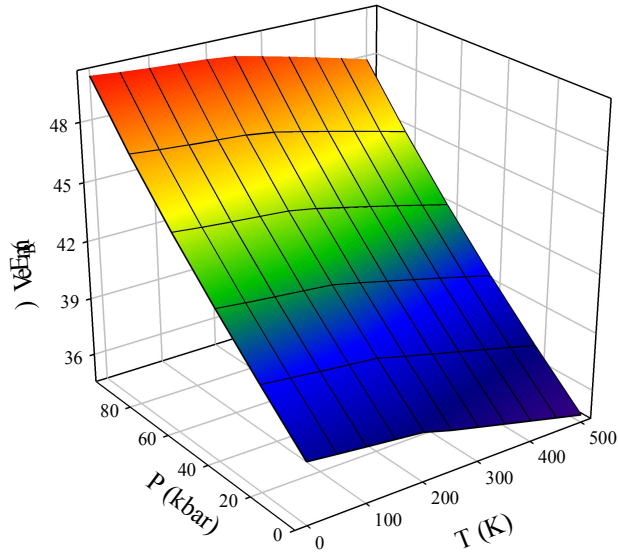


Şekil 5.12. Taban Durumdaki Bağlanma Enerjisi E_B 'nin $P = 50$ kbar Basınçta Kuantum Nokta Yarıçapı ve Sıcaklıkla Değişimi a) $F = 0.0$ kV / cm için b) $F = 57.2$ kV / cm için



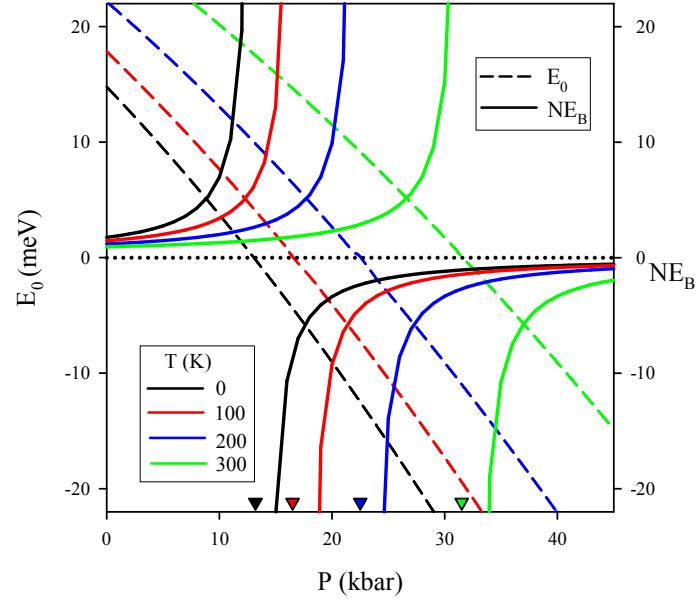
Şekil 5.13. Taban Durumdaki Bağlanma Enerjisi E_b 'nin $T = 200$ K Sıcaklıkta Kuantum Nokta Yarıçapı ve Basınca Değişimi a) $F = 0.0$ kV / cm için b) $F = 57.2$ kV / cm için

Şekil 5.14, $R = 5$ nm ve $F = 28.6$ kV / cm için bağlanma enerjisinin sıcaklık ve basıncın fonksiyonu olarak değişimini göstermektedir. Şekilden basıncın bağlanma enerjisi üzerine etkisinin sıcaklıktan daha açık olduğu görülmektedir. Bu sonuçlar taban durumdaki bağlanma enerjisinin elektrik alanın yanı sıra sıcaklık ve basınca güçlü bir şekilde bağlı olduğunu göstermektedir.



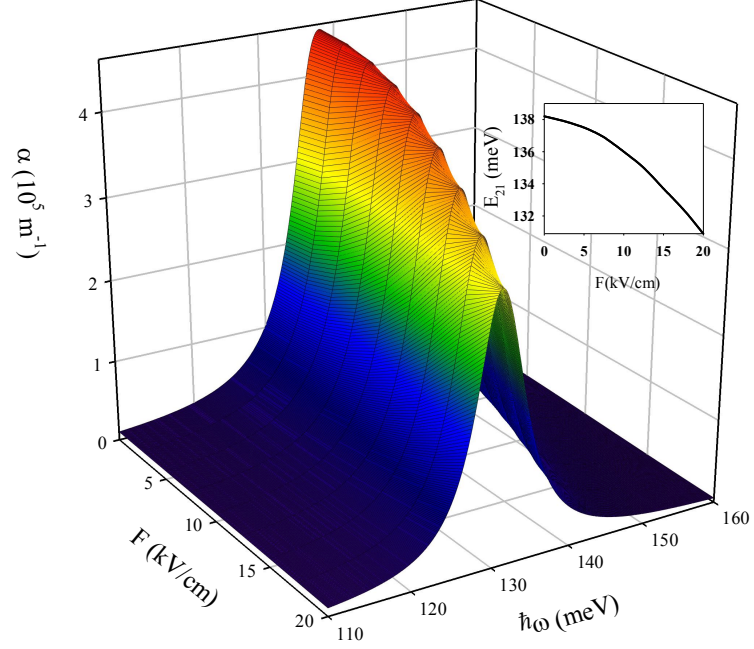
Şekil 5.14. Taban Durumdaki Bağlanma Enerjisi E_B 'nin $R = 5$ nm ve $F = 28.6$ kV/cm'de Sıcaklık ve Basınçla Değişimi

Şekil 5.15'te $R = 6.5$ nm ve $F = 57.2$ kV/cm için taban durumundaki enerji E_0 ve normalize bağlanma enerjisi NE_B 'nin farklı sıcaklık değerlerinde hidrostatik basıncın fonksiyonu olarak değişimi görülmektedir. Basınçla elektronun etkin kütlesi artacağından, E_0 basıncın artmasıyla azalmıştır. E_0 pozitiften negatife belirli basınç değerinde değişir, bu dönüm noktası (P_t) olarak bilinir ve ∇ şeklinde gösterilir. Normalize bağlanma enerjisi $P < P_t$ durumunda sıcaklığın her değerinde artan basınçla artar, $P = P_t$ 'de sonsuz olur ve $P > P_t$ değerinde büyük negatif değerler alır. Bu P_t değerleri $T = 0, 100, 200$ ve 300 K için sırasıyla 13.2, 16.5, 22.5 ve 31.5 kbar bulunmuştur. Elektron artan sıcaklıkla ekstra enerji kazandığında P_t daha yüksek basınç değerlerine doğru ilerler.



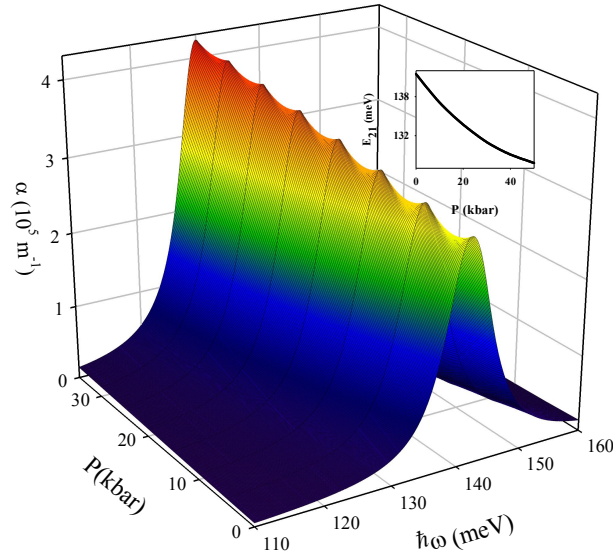
Şekil 5.15. Taban Durum Enerjisi E_0 ve Normalize Bağlanma Enerjisi NE_B 'nin Farklı Sıcaklık Değerlerinde $R = 6.5 \text{ nm}$ ve $F = 57.2 \text{ kV/cm}$ İçin Basınçla Değişimi

Şekil 5.16, $R = 3 \text{ nm}$, $T = 200 \text{ K}$, $P = 20 \text{ kbar}$ ve $I = 1.0 \text{ MW/cm}^2$ için toplam soğurma katsayısının elektrik alan ve foton enerjisinin fonksiyonu olarak çizimini göstermektedir. Şekilden toplam soğurma katsayısının rezonans pik değerinin elektrik alan gücüne yüksek derecede bağlı olduğunu görebiliriz. Elektrik alanın artmasıyla pikler daha düşük enerjisi seviyelerine kayar (kırmızıya kayma) ve soğurma pikleri sola doğru ilerler. Soğurma enerjisinin azalmasın nedeni komşu enerji seviyeleri arasındaki mesafenin elektrik alan şiddetinin artmasıyla daralmasıdır. Sonuç olarak, uygulanan dış elektrik alan değerinin uygun seçilmesi durumunda toplam soğurma katsayısının maksimum değer alabileceğini söyleyebiliriz.



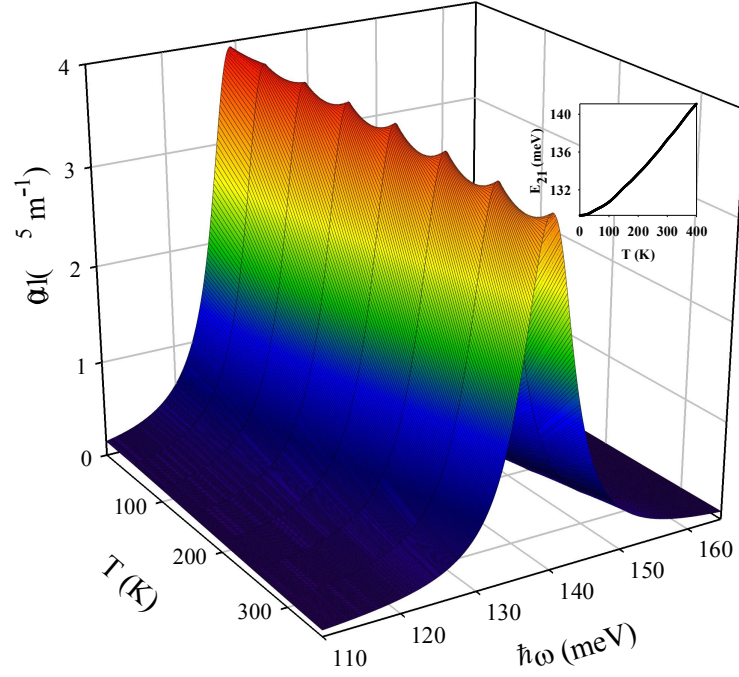
Şekil 5.16. Donor Safsızlıktaki Toplam Soğurma Katsayısı $AC \alpha(\omega, I)$ 'nin $R = 3 \text{ nm}$, $T = 200 \text{ K}$, $P = 20 \text{ kbar}$ ve $I = 1.0 \text{ MW/cm}^2$ 'de Foton Enerjisi ve Elektrik Alanın Fonksiyonu Olarak Değişimi

Şekil 5.17 $R = 3 \text{ nm}$, $T = 200 \text{ K}$, $F = 85.8 \text{ kV/cm}$ ve $I = 1.0 \text{ MW/cm}^2$ için donör safsızlıktaki toplam soğurma katsayısının, foton enerjisinin ve basıncın fonksiyonu olarak değişimini göstermektedir. Verilen grafikten basıncın artan değerlerinde piklerin düşük enerjisi seviyelerine doğru kaydığı ve soğurma piklerinin sola doğru ilerlediği görülmektedir. Kaymanın fiziksel nedeni başlangıç ve son enerji durumları arasındaki farkın basıncın artmasıyla azalmasıdır. Ayrıca basınç arttığında toplam soğurma katsayısının artacağı açıkça görülmektedir.



Şekil 5.17. Donor Safsızlıktaki Toplam Soğurma Katsayısı $AC \alpha(\omega, I)$ 'Nın $R = 3 \text{ nm}$, $T = 200 \text{ K}$, $F = 85.8 \text{ kV / cm}$ ve $I = 1.0 \text{ MW / cm}^2$ 'de Foton Enerjisi ve Basıncın Fonksiyonu Olarak Değişimi

$R = 3 \text{ nm}$ $F = 85.8 \text{ kV / cm}$ $P = 20 \text{ kbar}$ ve $I = 1.0 \text{ MW / cm}^2$ değerlerinde, toplam soğurma katsayısını sıcaklık ve foton enerjisinin fonksiyonu olarak çizdiğimiz Şekil 5.18'de sıcaklığın donör safsızlıktaki toplam soğurma katsayısı üzerindeki etkisi net bir şekilde görülmektedir. Sıcaklığın artmasıyla soğurma piklerinin değerleri azalır ve sıcaklığın daha da artmasıyla piklerin konumları daha yüksek foton enerjilerine doğru kayar (maviye kayma). Kaymanın nedeni, sıcaklığın etkisiyle enerji seviyeleri arasında fark oluşması ve daha büyük sıcaklıklarda farkın daha da artmasıdır. Şekil 5.16, Şekil 5.17 ve Şekil 5.18'de görüldüğü gibi elektrik alan gücü, sıcaklık ve hidrostatik basınç bize rezonans koşullarını ayarlamamız ve optik sistemlerdeki malzemelerin optik özelliklerini belirlememiz konusunda yardım eder.

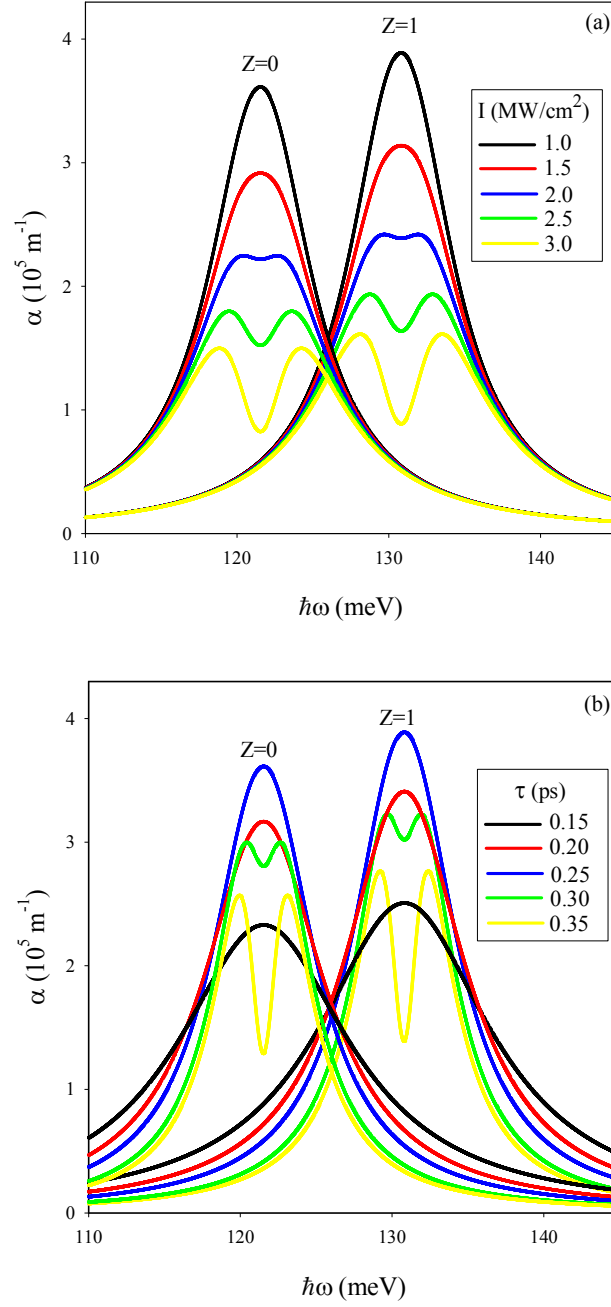


Şekil 5.18. Donor Safsızlıktaki Toplam Soğurma Katsayısı $AC \alpha(\omega, I)$ 'nın $R = 3 \text{ nm}$, $P = 20 \text{ kbar}$, $F = 85.8 \text{ kV/cm}$ ve $I = 1.0 \text{ MW/cm}^2$ 'de Foton Enerjisi ve Sıcaklığın Fonksiyonu Olarak Değişimi

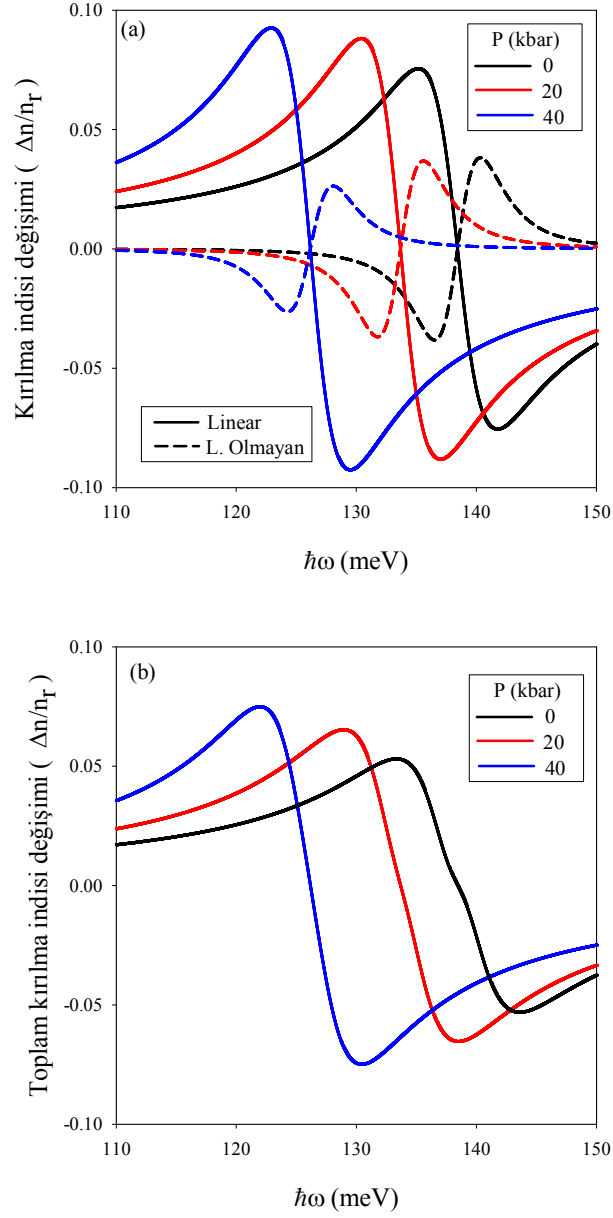
$R = 3 \text{ nm}$ $F = 85.8 \text{ kV/cm}$ $P = 20 \text{ kbar}$ için safsızlığın olduğu ve olmadığı durumda sırasıyla farklı optik yoğunluk (I) ve durulma zamanlarında (τ) toplam soğurma katsayısının foton enerjisinin fonksiyonu olarak değişimi Şekil 5.19(a) ve (b)'de görülmektedir. Şekil 5.19(a) bize toplam soğurma katsayısının belirli foton enerjisinde maksimum değer aldığını ve bu pik değerinin artan optik yoğunlukla azaldığını göstermektedir. Bu optik yoğunluğa güçlü bir şekilde bağlı olan üçüncü dereceden lineer olmayan terimin negatif etkisinden dolayıdır. Artan optik yoğunlukla pik pozisyonunda kayma olmaz; ama $I = 2.0 \text{ MW/cm}^2$ civarında saturasyon başlar. Optik yoğunluk bu değeri aştığında pik güçlü ağartmanın etkisiyle ikiye ayrılır. Şekil 5.19(b)'ye baktığımızda soğurma katsayısının artan durulma zamanıyla beraber attığını ve keskin bir pikten sonra bölünerek iki pik oluştuğunu görebiliriz. Bunun Şekil 5.19(a)'da bahsettiğimiz güçlü ağartmanın etkisi olduğunu söyleyebiliriz. Benzer sonuçlar Yakar ve arkadaşları [91] tarafından parabolik

potansiyeldeki küresel kuantum nokta için elde edilmiştir. Ayrıca toplam soğurma katsayısı safsızlığın olduğu ve olmadığı durum için incelendi. Safsızlığın olduğu durumda soğurma katsayısının pik değerinin daha büyük olduğunu ve pik konumunun yüksek enerji bölgelerine bir miktar kaydığını bunun Coulomb etkileşiminin etkisi olduğu söyleyebilir. Bu tip hidrojenik safsızlıkların nanoyapıların optik özelliklerini değiştirmede kullanılabileceği sonucuna varılabilir.

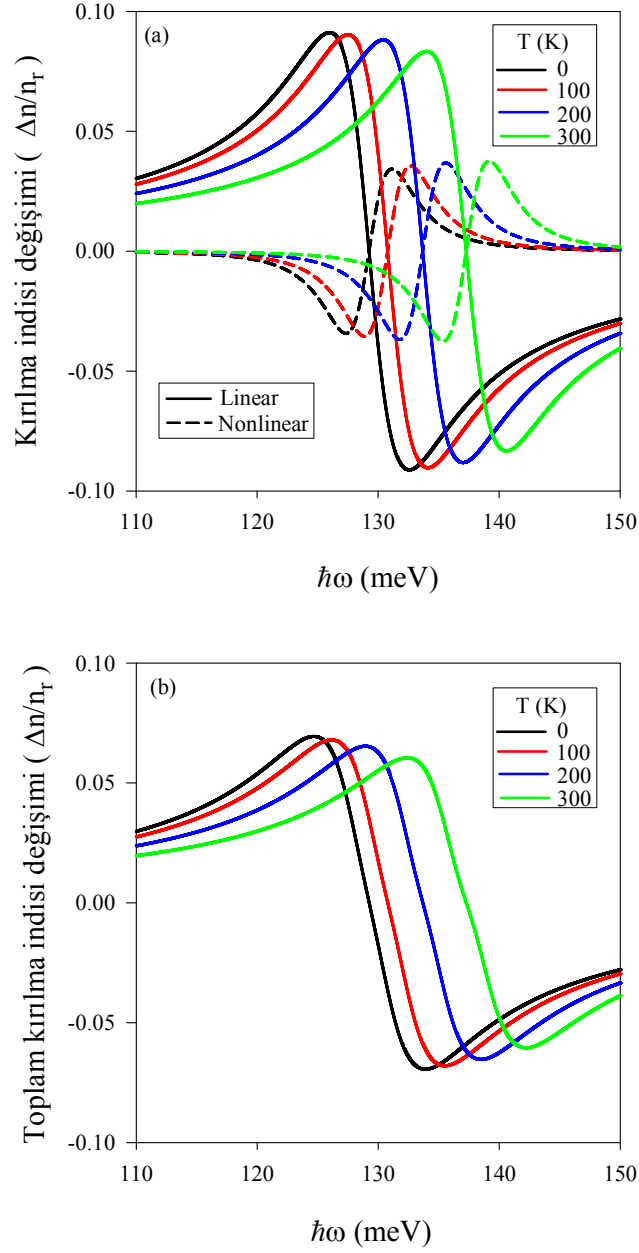
Kırılma indis değişimleri, kuantum noktaların optik çalışmalarındaki diğer önemli parametrelerdir. Şekil 5.20, donör safsızlıkta sırasıyla lineer ve üçüncü derece lineer olmayan kırılma indis değişimlerini ve toplam kırılma indis değişimlerini göstermektedir. Hesaplamalarda $R = 3 \text{ nm}$, $T = 100 \text{ K}$, $F = 85.8 \text{ kV/cm}$ $I = 1.0 \text{ MW/cm}^2$ ve $P = 0, 20, 40 \text{ kbar}$ değerleri dikkate alındı. Merkez çizgi üzerinde olmayan lineer terimden dolayı kırılma indis değişiminde önemli ölçüde değişim gözlemlenmektedir. Üçüncü merteye lineer olmayan terim ile lineer terim zıt işaretli olduklarından Şekil 5.20b'ye baktığımızda toplam kırılma indis değişiminin azaldığını görebiliriz. Bu davranış artan basınçla taban durum ve birinci uyarılmış durum arasındaki enerji farkının azalmasıyla açıklanabilir.



Şekil 5.19. $R = 3 \text{ nm}$, $P = 20 \text{ kbar}$, $F = 85.8 \text{ kV/cm}$, $T = 100 \text{ K}$ için safsızlık varken ve yokken toplam soğurma katsayısının foton enerjisinin fonksiyonu olarak değişimi a)uygulan farklı optik yoğunluklar (I) için b) farklı durulma zamanları (τ) için



Şekil 5.20. $P = 0, 20, 40$ kbar, $R = 3$ nm, $T = 100$ K, $F = 85.8$ kV/cm ve $I = 1.0$ MW/cm² için Kırılma İndisinin Foton Enerjisinin Fonksiyonu Olarak Değişimi a) Lineer ve Üçüncü Mertebe Lineer Olmayan Kırılma İndisi Değişimleri için b) Toplam Kırılma İndisi Değişimi için



Şekil 5.21. $T = 0, 100, 200, 300$ K, $R = 3$ nm, $P = 20$ kbar, $F = 85.8$ kV/cm ve $I = 1.0$ MW/cm² için Kırılma İndisinin Foton Enerjisinin Fonksiyonu Olarak Değişimi a) Lineer ve Üçüncü Mertebe Lineer Olmayan Kırılma İndisi Değişimleri için b) Toplam Kırılma İndisi Değişimi için

Şekil 5.21’te $R = 3 \text{ nm}$, $P = 20 \text{ kbar}$, $F = 85.8 \text{ kV/cm}$, $I = 1.0 \text{ MW/cm}^2$ ve $T = 0, 100, 200, 300 \text{ K}$ için sırasıyla lineer ve üçüncü dereceden lineer olmayan kırılma indis değişimleri ve toplam kırılma indis değişimleri çizilmiştir. Şekilden kırılma indis değişiminin maksimum değerinin sıcaklığın artmasıyla daha yüksek foton enerjisine doğru ilerlediğini ve enerji seviyeleri arasındaki farkın arttığını görülebilir.

SONUÇ ve TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında elektrik alan altında parabolik olarak sınırlandırılmış küresel kuantum noktanın elektronik ve optik özellikleri etkin kütle yaklaşımında varyasyon yöntemiyle incelendi. Malzeme olarak parametre değerleri iyi bilinen GaAs kullanıldı. Hesaplamalarda elektrik alanın etkisinin yanı sıra bazı durumlar için sıcaklık ve basıncın etkisi de göz önüne alındı. İlk olarak düşük boyutlu yapılar ve kullanılan yaklaşım ve yöntemlerden bahsedildi. İkinci olarak taban durum, birinci, ikinci ve üçüncü uyarılmış durumlar göz önüne alınarak safsızlığın olmadığı durum için dalga fonksiyonları analitik olarak elde edildi ve daha sonra sistemi karakterize eden deneme dalga fonksiyonu tayin edildi. Varyasyon metodu kullanılarak, Schrödinger denklemi nümerik olarak çözüldü ve taban durum ve uyarılmış durumlar için enerji özdeğerleri bulundu. Bundan sonraki incelemeler ve elde edilen sonuçlar aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. Kuantum nokta yarıçapının fonksiyonu olarak taban durum, birinci, ikinci ve üçüncü uyarılmış durum dalga fonksiyonları üzerine elektrik alanın etkisine bakıldığında, elektrik alan değeri arttıkça dalga fonksiyonlarının bundan etkilenerek sola doğru kaydığı görülmektedir.
2. Bağlanma enerjisinin elektrik alan, basınç ve sıcaklıkla değişimi incelendiğinde artan basınçla arttığı, sıcaklık ve elektrik alanın artmasıyla azaldığı gözlemlendi. Elde edilen şekillere bakıldığında bağlanma enerjisinin (özellikle taban durumda) elektrik alana güçlü bir şekilde bağlı olduğu, basıncın etkisinin ise sıcaklığın etkisinden daha fazla olduğu söylenebilir.
3. Elektrik alanın yokluğunda dipol matris elemanları ve çarpımları incelendiğinde artan kuantum nokta yarıçapıyla arttığı; ancak elektrik alan varlığında dipol matris elemanlarının davranışlarının elektrik alanın olmadığı durumdan oldukça farklı olduğu açıkça görülmektedir. Matris elemanlarının çarpımı güçlü sınırlamalarda (küçük yarıçap değerlerinde) belirli bir değere kadar değişken değerler gösterirken bu değerden sonra monoton olarak artmaya başladığı gözlemlenmiştir. Bu değişimlerin THG katsayısının büyüklüğünü etkileyeceği söylenebilir.

4. THG katsayısına elektrik alan, kuantum nokta yarıçapı, durulma zamanı ve kuantum nokta içerisindeki hidrojenik safsızlığın konumunun etkisi incelendiğinde, bu parametreleri kontrollü olarak artırıp azalttığımızda istenilen büyüklükte katsayı elde edilebileceği gözlemlendi. Elde edilen teorik verilerin tutarlı olması halinde deneysel çalışmalara da yön verebileceği söylenebilir.
5. Soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişiminin sabit sıcaklıkta artan basınçla düşük enerji seviyelerine kaydığı, sabit basınçta ise artan sıcaklıkla daha yüksek enerji seviyelerine kaydığı gözlemlendi. Ayrıca safsızlığın varlığının da küresel kuantum noktanın optik özellikleri önemli ölçüde etkilendiği görülmektedir.

Sonuç olarak yapılan incelemeler parabolik sınırlandırılmış küresel kuantum noktanın elektronik ve optik özelliklerinin elektrik alan, sıcaklık, hidrostatik basınç, yarıçap, durulma zamanı gibi dış parametrelere güçlü bir şekilde bağlı olduğu görülmüştür.

Bu çalışmada yapılan tüm hesaplamalar, etkin kütle yaklaşımı altında varyasyon metodu kullanılarak yapılmıştır. Gelecek çalışmalarda, dış elektrik ve manyetik alan, sıcaklık ve basıncın birden fazla elektron içeren kuantum noktaların elektronik ve optik özellikler üzerine etkisi, pertürbasyon teorisi ve kuantum genetik algoritma gibi farklı yaklaşımlar kullanılarak incelenebilir. Ayrıca, küresel potansiyelin dışında farklı potansiyellerde ve farklı geometrilerde kuantum noktaların elektronik ve optik özellikleri incelenebilir.

KAYNAKLAR

1. Kelly, M.J., Low-Dimensional Semiconductors: Materials, Physics Technology, Devices, Oxford, Clarendon, 1995.
2. Jacak, L., P. Hawrylak, and A. Wojs, Quantum Dots, (Springer- Verlag Berlin Heidelberg, 1998).
3. J.H. Davies, The physics of Low-Dimensional Semiconductors, an Introduction, Cambridge University Press, (1998).
4. D.K. Ferry and S.M. Goodnick, Transport in nanostructures, Cambridge University Press, (1997).
5. D. Harrison Quantum well, Wires and Dots, J.Wiley and S. Ltd, Chichester, (2005).
6. E.L. Ivchenko and G.E. Pikus, Superlattices and Other Heterostructures, Springer-Verlag, (1997).
7. S.-W. Lee, K. Hirakawa ve Y. Shimada, Bound-to-Continuum Intersubband Photoconductivity of Self-Assembled InAs Quantum Dots in Modulation-Doped Heterostructures, Appl. Phys Lett. 75 1428-1431 1999.
8. Shu-Shen Li ve Jian-Bai Xia , Intraband Optical Absorption in Semiconductor Coupled Quantum Dots, Phys. Rev B 55 15434-15437 1997.
9. R. Buczko ve F. Bassani, Bound and Resonant Electron States in Quantum Dots: The Optical Spectrum Phys. Rev 54 2667-2674 1996.
10. V. Bondarenko ve Y. Zhao, Resonant Photoionization Absorption Spectra of Spherical Quantum Dots J. Phys. Condens. Matter 15 1377 2013
11. S. Yılmaz, H. Şafak, Oscillator Strengths for The Intersubband Transitions In A CdS-SiO₂ Quantum Dot with Hydrogenic Impurity, Physica E (Amsterdam) 36 40-44 2007.
12. 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, 1996.
13. G. Bastard, Hydrogenic Impurity States in A Quantum Well: A Simple Model, Phys. Rev. B 24, 4714-4722, 1981.
14. G.W. Bryant, Hydrogenic Impurity States in Quantum-Well Wires: Shape Effects, Phys. Rev. B, 31, 7812-7818, 1985.

15. N.Porrás-Montenegro, J.Lo'pez-Gondar, L.E.Oliveira, Binding Energies And Density of Impurity States of Shallow Hydrogenic Impurities in Cylindrical Quantum-Well Wires, *Phys.Rev.B*, 43, 1824-1827, 1991.
16. J.W. Brown, H.N. Spector, Hydrogen Impurities in Quantum Well Wires, *J. Appl. Phys.* 59, 1179-1187, 1986.
17. F.C. Jiang, C.X. Xia, S.Y. Wei, Hydrogenic Impurity States in Zinc-Blende Ingan Quantum Dot, *Physica B*, 403, 165-169, 2008.
18. N.Porrás-Montenegro,S.T.Pe'Rez-Merchancano,A.Latge', Binding Energies And Density of Impurity States in Spherical GaAs-(Ga,Al)As Quantum Dots, *J.Appl.Phys.*, 74, 7624-7627, 1993.
19. W.F. Xie, "Binding Energy of An Off-Center Hydrogenic Donor in a Spherical Gaussian Quantum Dot," *Physica B*, 403, 2828-2831, 2008.
20. C. Bose, C.K. Sarkar, Effect Of A Parabolic Potential on The Impurity Binding Energy in Spherical Quantum Dots, *Physica B*, 253, 238-241, 1998.
21. Bastard, G., Hydrogenic Impurity States in a Quantum Well. *Surface Sciences*, 113 (1-3): 165-169, 1982.
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. Gerdova, I., Hache, A., Third-Order Non-Linear Spectroscopy of CdSe and CdSe/ZnS Core Shell Quantum Dots. *Optical Communication*, 246 (1-3): 205-212, 2005.
24. Moreelsa, I., Kockaert, P., Van Deunc, R., Driesen, K., Loicqd, J., Van Thourhoute D., Hensa, Z., The Non-Linear Refractive Index of Colloidal Pbse Nanocrystals: Spectroscopy and Saturation Behaviour. *Journal of Luminescence*, 121 (2): 369-374, 2006.
25. Yildirim, H., Tomak, M., Intensity-dependent refractive index of a Pöschl-Teller quantum well. *Journal of Applied Physics*, 99 (9): 093103-093108, 2006.
26. Zhang, L., Electric Field Effect on The Linear And Nonlinear Intersubband Refractive Index Changes in Asymmetrical Semiparabolic and Symmetrical Parabolic Quantum Wells. *Superlattices and Microstructures*, 37 (4): 261-272, 2005.
27. Turton. R., *The Quantum Dot-A Journey into the Future of Microelectronics*, Oxford University Press, New York, 174 s., 1995.
28. Bastard, G., Brum, J. A., Ferreira, R., Electronic States In Semiconductor Heterostructures. *Solid State Physics*, 44 (1): 229-415, 1991.

29. Montenegro, P. N., Merchancano, P. S. T., Hydrogenic Impurities in GaAs-(Ga, Al) As Quantum Dots. *Physical Review B*, 46 (15): 9780-9783, 1992.
30. Bose, C., Sarkar, C. K., Perturbation Calculation of Donor States in a Spherical Quantum Dot. *Solid-State Electronics*, 42 (9): 1661-16633, 1998.
31. 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.
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. Terzis, A. F., Baskoutas, S., Binding Energy of Donor States In a GaAs Quantum Dot: Effect of Electric and Magnetic Field. *Journal of Physics: Conference Series*, 10 (1): 77-80, 2005.
34. Peter, A. J., Lakshminarayana, V., Effects of Electric Field on Electronic States in a GaAs/GaAlAs Quantum Dot with Different Confinements. *Chinese Physics Letters*, 25 (8): 3021-3024, 2008.
35. Van Lien, N., Manh Trinh, N., Electric Field Effects on the Binding Energy of Hydrogenic Impurities in Quantum Dots With Parabolic Confinements. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 13 (11): 2563-2571, 2001.
36. Baskoutas, S., Paspalakis, E., Terzis, A. F., Electronic Structure and Nonlinear Optical Rectification in a Quantum Dot: Effects of Impurities and External Electric Field. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19 (39): 395024-395033, 2007.
37. M. Chandrasekhar, H. R. Chandrasekhar, Electronic Transitions in Semiconductor Quantum Wells and Epilayers Under Pressure, *High Pressure Res.*, 9, 57,1992.
38. M. Chandrasekhar, H. R. Chandrasekhar, Optical Studies of Strained Pseudomorphic Semiconductor Heterostructures under External Pressure, *Phil. Mag. B*, 70, 369,1994.
39. Gerardin Jayam, Sr., Navaneethkrishnan, K., Solid State Communication, Effects of Electric Field and Hydrostatic Pressure on Donor Binding Energies in a spherical quantum dot, 126, 681-685, 2003.
40. C. Dane, At. All. The Hydrostatic Pressure and Electric Field Effects on the Normalized Binding Energy of Hydrogenic Impurity in a GaAs/AlAs Spherical Quantum Dot, *Physica E*, 44, 186, 2011.

41. G. Rezaei, S. F. Taghizadeh, A. A. Enshaeian, External Electric Field, Hydrostatic Pressure and Temperature Effects on the Binding Energy of an Off-Center Hydrogenic Impurity Confined in a Spherical Gaussian Quantum Dot *Physica E*, 44, 1562, 2012.
42. Zaluzny, M., Bondarenko, V., Influence of the Depolarization Effect on Third-Harmonic Generation in quantum Wells , *J. Appl. Phys.*, 79, 6750-6754, 1996.
43. Yildirim, H., Tomak, M., Third-Harmonic Generation in a Quantum Well with Adjustable Asymmetry Under an Electric Field, *Phys. Stat. Sol. B*, 243, 4057-4063, 2006.
44. Wang, G., Third-Harmonic Generation in Cylindrical Parabolic Quantum Wires With an Applied Electric Field, *Phys. Rev. B*, 72, 155329-155333, 2005.
45. Wang, G., Guo, Q., Third-Harmonic Generation in Cylindrical Parabolic Quantum Wires with Static Magnetic Fields, *Physica B*, 403, 37-43, 2008.
46. Shao, S., et. al., Studies on the Third-Harmonic Generations in Cylindrical Quantum Dots with an Applied Electric Field, *Superlatt. Microstruct.*, 48, 541-549, 2010.
47. Yu, Y.B., Wang, H.J., Third-Harmonic Generation in Two-Dimensional Pseudo-Dot System with an Applied Magnetic Field, *Superlatt. Microstruct.*, 50, 252-260, 2011.
48. Sirtori, C., et.al, Giant, Triply Resonant, Third-Order Nonlinear Susceptibility $\chi_{3\omega}^{(3)}$ in Coupled Quantum Wells, *Phys. Rev.Lett.*, 68, 1010-1013, 1992.
49. Karabulut, I., Baskoutas, S., Second and Third Harmonic Generation Susceptibilities of Spherical Quantum Dots: Effects of Impurities, Electric Field and Size *J. Comp. Theo. Nanos.*, 6, 153-156, 2009.
50. Bass, M., Franken, P. A., Ward, J. F., Weinreich, G., Optical rectification. *Physical Review Letters*, 9 (11): 446-448, 1962.
51. Yildirim, H., Nonlinear Optical Properties of Semiconductor Heterostructures, Middle East Technical University, The Graduate School of Natural and Applied Sciences, PhD. Thesis, Ankara, 112 s., 2006.
52. Boyd, R. W., *Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego, 569 s., 2003.
53. Sauvage, S., et.al., Third-Harmonic Generation in InAs/GaAs Self-Assembled Quantum Dots, *Phys. Rev. B*, 59, 9830-9833, 1999.
54. S. Shao, K.X. Guo, Z.H. Zhang, N. Li, C. Peng, Third-Harmonic Generation in Cylindrical Quantum Dots in a Static Magnetic Field, *Solid State Commun.*, 151, 289-292, 2011.

55. Zhang, Zh.H., et.al., Third-Harmonic Generation in Cubical Quantum Dots, 46, 672-678, 2009.
56. Li, N., Guo, K.X., Shao, S., Polaron Effects on the Third-Harmonic Generations in Cylindrical Quantum Dots, Superlatt. Microstruct., 49, 468-476, 2011.
57. Liang, S.J., Xie, W.F., The Hydrostatic Pressure and Temperature Effects on a Hydrogenic Impurity in a Spherical Quantum Dot, Eur. Phys. J. B, 81, 79-84, 2011.
58. Fu, Y., Hellstrom, S., Agren, H., Nonlinear Optical Properties of Quantum Dots: Excitons in Nanostructures, J. Nonlinear Opt. Phys. Mater., 18, 195-226, 2009.
59. Gotoh, H., Kamada, H., Coherent Nonlinear Optical Properties in Quantum Dots, NTT Tech. Rev., 3, 19-26, 2005.
60. Bimberg, D., et. al., Nonlinear Properties of Quantum Dot Semiconductor Optical Amplifiers at 1.3 μ m, Chin Opt. Lett., 6, 724-726, 2008..
61. E. Rosencher, B. Vinter, Optoelectronics, Cambridge University Press, Cambridge, 2003.
62. Karabulut, I., Baskoutas, S., Linear And Nonlinear Optical Absorption Coefficients And Refractive Index Changes in Spherical Quantum Dots: Effects of Impurities, Electric Field, Size, And Optical Intensity. Journal of Applied Physics, 103 (7): 073512 -073517, 2008.
63. Kirak M., Yilmaz S., Sahin M., Gencaslan M., The Electric Field Effects on the Binding Energies and the Nonlinear Optical Properties of a Donor Impurity In A Spherical Quantum Dot. Journal of Applied Physics, 109 (9): 094309-094315, 2011.
64. Santhi, M., Peter, A.J., Yoo, C. K., Hydrostatic Pressure on Optical Absorption and Refractive Index Changes of a Shallow Hydrogenic Impurity in a GaAs/GaAlAs Quantum Wire, Superlattices and Microstructures, 52, 234–244, 2012.
65. S. Liang, W. Xie, Effects of the Hydrostatic Pressure and Temperature on Optical Properties of a Hydrogenic Impurity in the Disc-Shaped Quantum Dot, Physica B 406, 2224-2230, 2011.
66. Restrepo, R., L. At. All., Effects of Hydrostatic Pressure on the Nonlinear Optical Properties of a Donor Impurity in a GaAs Quantum Ring (Physica E 51 48-54, 2013.
67. Tez, S., Kane Tipi Kuantum Noktalarında Tünel Olayı. Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Isparta, 56 s., 2006.

68. Reed, M. A., Quantum dots. *Scientific American* 268(1): 118-123, 1993.
69. R. NoşTzel, T. Fukui, And H. Hasegawa, Atomic Force Microscopy Study of Strained InGaAs Quantum Disks Self-Organizing on GaAs (N11)B Substrates. *Appl. Phys. Lett.* 65, 2854, 1994.
70. Jacak, L., Hawrylak, P., Wojs, A.,. Quantum dots. Springer Verlag, Berlin, 118 s., 1998.
71. Jacak, L., Semiconductor Quantum Dots-Towards a New Generation of Semiconductor Devices. *European Journal of Physics*, 21 (6): 487-497.
72. Sahin, M., 2005. Yarıiletken Kuantum Nokta Yapıların Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Konya, 161 s., 2000.
73. Çakır, B.Çok Elektronlu Kuantum Nokta Yapıların Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi, 28.s., 2007.
74. Kırak M., Küresel Kuantum Noktalarında Dış Elektrik ve Manyetik Alanda Hidrojenik Safsızlık Problemi 2011.
75. Harrison, P., Quantum Wells, Wires and Dots. Second Edition, John Wiley Sons Ltd., West Sussex, 455.s., 2000.
76. Sherill, C. D., A Brief of Elementary Quantum Chemistry. (Web page: <http://vergil.chemistry.gatech.edu/notes/quantrev/node28.html>), (Date accessed: August 2011.
77. Lucien, M. N., A Study of the Theory of Nonlinear Optics with Application to Second Order Processes, University of Stellenbosch, African Institute for Mathematical Sciences, Master Thesis, Cape Town, 57.s., 2006.
78. Franken, P., Hill, A., Peters, C., Weinreich, G.,. Generation of Optical Harmonics. *Physical Review Letters*, 7 (4): 118-119, 1961.
79. 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.
80. 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, *Superlatt. Microstruct.*, 47 ,538-549, 2010.
81. Dimoulas, A., Leng, J., Giapis, K. P., Georgakilas, A., Halkias, G., Christou, A., Electric Field Dependence of Allowed and Forbidden Transitions in In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As Single Quantum Wells By Room Temperature Modulation Spectroscopy. *Applied Surface Science*, 63 (1-4): 191-196, 1993.

82. L.C. West, S.J. Eglash, First Observation of an Extremely Large-Dipole Infrared Transition within the Conduction Band of a GaAs Quantum Well, *Appl. Phys. Lett.* 46, 1156, 1985.
83. K. Kral, Z. Khas, P. Zdenek, M. Cernansky, C.Y. Lin, Relaxation of Electron Energy in Polar Semiconductor Double Quantum Dot, *Physica E* 12, 908-910, 2002
84. H.J. Ehrenreich, Band Structure and Transport Properties of Some 3-5 Compounds, *J. Appl. Phys.* 32, 2155-2167 1961.
85. B. Welber, M. Cardona, C. K. Kim, S. Rodriguez, Dependence of the Direct Energy Gap of GaAs on Hydrostatic Pressure, *Phys. Rev. B* 125729-5738, 1975.
86. A. M. Elabsy, Effect of Temperature on the Binding Energy of a Confined Impurity to a Spherical Semiconductor Quantum Dot, *Phys. Scr.*, 59, 328, 1999.
87. C. A. Duque, N. P. Montenegro, Z. Barticevic, M. Pacheco, L.E. Ohveiva, Effects of Applied Magnetic Fields and Hydrostatic Pressure on the Optical Transitions In Self-Assembled InAs/GaAs Quantum Dots, *J. Phys.: Condens. Matter* 18, 1877-1882, 2006.
88. C. A. M. Moreno, R. Franco, J. Silva-Valencia, *Phys. Status Solidi (B)*, Binding Energy of Heavy Excitons in Spherical Quantum Dots Under Hydrostatic Pressure, 3 486-490, 2009.
89. H. O. Oyoko, N. P. Montenegro, S. Y. Lopez, C. A. Duque, Comparative Study of the Hydrostatic Pressure and Temperature Effects on the Impurity-Related Optical Properties in Single and Double GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs Quantum Wells, *Phys. Status Solidi (C)*, 4, 298-300, 2007.
90. C. Dane, H. Akbas, S. Minez, A. Guleroglu, Electric Field Effect in a GaAs/AlAs Spherical Quantum Dot, *Physica E*, 41, 278, 2008.
91. Y. Yakar, B. Cakir, A. Ozmen, Calculation of Linear and Nonlinear Optical Absorption Coefficients of a Spherical Quantum Dot With Parabolic Potential. *Optics Commun.* 283, 1795-1800, 2010.
92. Sahin, M., Yarıiletken Kuantum Nokta Yapıların Elektronik Özelliklerinin İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Konya, 161 s., 2005.

ÖZGEÇMİŞ

1989 yılında Ankara' da doğan Yasemin ALTINOK, orta ve lise öğrenimini sırasıyla Kaşgarlı Mahmut İlköğretim Okulu ve Ulubey Lisesinde tamamlamıştır. 2007 yılında kazandığı Bozok Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü 2011 yılında başarıyla bitirmiştir.

2011 yılında yüksek lisans eğitimine Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başlamıştır.

Yayınlar

1. M. Kirak, Y. Altinok, The Electric Field Effects on the Third Harmonic Generation in Spherical Quantum Dots with Parabolic Confinement, European Physical Journal B, 85,344, 2012.
2. M. Kirak, Y. Altinok and S. Yilmaz, The Effects of the Hydrostatic Pressure and Temperature on Binding Energy and Optical Properties of a Donor Impurity in a Spherical Quantum Dot under External Electric Field , Journal of Luminescence 136, 415-421, 2013.

İletişim Bilgileri

Adres : Yeni cami mah. Söğütlüdere cad. Bağkur evleri A Blok No:66/8

66100 YOZGAT

Telefon: (312) 350 58 89

Faks: (312) 260 41 15

E-posta: altinok.yasemin.06@gmail.com