



**MANYETİK ALAN VE AHARONOV-
BOHM ALANINDA TOPOLOJİK KUSURA
SAHİP GaAs KUANTUM NOKTASININ
DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN
OPTİK ÖZELLİKLERİ**

Yüksek Lisans Tezi

Ahmet Necati ÖZDEMİR

Eskişehir 2023

Bu tez çalışması BAP Komisyonu tarafından kabul edilen 22LÖT197 no.lu proje kapsamında desteklenmiştir.

**MANYETİK ALAN VE AHARONOV-BOHM ALANINDA TOPOLOJİK
KUSURA SAHİP GAAS KUANTUM NOKTASININ DOĞRUSAL VE
DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİ**

AHMET NECATİ ÖZDEMİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Matematiksel Fizik Bilim Dalı

Danışman: Doç Dr. Nuray CANDEMİR

Eskişehir

Eskişehir Teknik Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü

Ocak 2023

JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI

Ahmet Necati Özdemir'in MANYETİK ALAN VE AHARONOV-BOHM ALANINDA TOPOLOJİK KUSURA SAHİP GaAs KUANTUM NOKTASININ DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİ başlıklı tezi 24/04/2023 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından değerlendirilerek Eskişehir Teknik Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği'nin ilgili maddeleri uyarınca, Fizik Anabilim dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Unvan Adı Soyadı

İmza

Üye

:Doç. Dr. Nuray CANDEMİR

.....

Üye

:Prof. Dr. Engin TIRAŞ

.....

Üye

:Doç. Dr. Sema KURTARAN

.....

Prof. Dr. Murat TANIŞLI
Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Müdürü

24/04/2023

DANIşMAN ONAYI

Danişmanlığını yürüttüğüm Yüksek Lisans ğrencisi Ahmet Necati ÖZDEMİR, MANYETİK ALAN VE AHARONOV-BOHM ALANINDA TOPOLOJİK KUSURA SAHİP GaAs KUANTUM NOKTASININ DOğRUSAL VE DOğRUSAL OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİ başlıklı tez çalışmasını tamamlamıştır. Hazırlamış olduğu tez tarafımda incelenmiş ve öğrencinin tez savunma sınavına alınması bilimsel ve etik açıdan uygun grlmştr.

Tez Danişmanı
Doç. Dr. Nuray CANDEMİR

ÖZET

MANYETİK ALAN VE AHARONOV-BOHM ALANINDA TOPOLOJİK KUSURA SAHİP GaAs KUANTUM NOKTASININ DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİ

Ahmet Necati ÖZDEMİR

Fizik Anabilim Dalı

Matematiksel Fizik Bilim Dalı

Eskişehir Teknik Üniversitesi, Lisansüstü Eğitim Enstitüsü, Ocak 2023

Danışman: Doç. Dr. Nuray CANDEMİR

Bu çalışmada öncelikle yarıiletkenler, düşük boyutlu yarıiletken sistemler, doğrusal olmayan optik, Aharonov-Bohm olayı ve topolojik kusurlar hakkında genel bilgi verilmiştir. Daha sonra parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile tanımlı ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum nokta yapısının, doğrusal, doğrusal olmayan, toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimleri üzerindeki potansiyel parametreleri, kusur parametresi, uygulanan manyetik alan ve Aharonov-Bohm akı alanının etkileri teorik olarak incelenmiştir. Sayısal hesaplamalar ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktası için elde edilen enerji özdeğer ve özfonksiyonları kullanılarak doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişim denklemleri ile yapılmıştır. Elde edilen sayısal sonuçlar foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak sunulmuştur. Bu sayısal sonuçların, ilgili deneysel çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırılarak, opto-elektronik cihazların tasarlanmasına katkıda bulunması öngörülmektedir.

Anahtar sözcükler: Kuantum nokta, Topolojik kusur, Manyetik alan, Aharonov-Bohm akı alanı, Doğrusal olmayan optik özellikler.

ABSTRACT
LINEAR AND NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES OF GaAs QUANTUM DOT
WITH TOPOLOGICAL
DEFECT IN MAGNETIC FIELD AND AHARONOV BOHM FIELD

Ahmet Necati ÖZDEMİR

Department of physics

Programme in Mathematical Physics

Eskişehir Technical University, Institute of Graduate Programs, January 2023

Supervisor: Assoc. Prof. Nuray CANDEMİR

In this study, general information is provided about semiconductors, low-dimensional semiconductor systems, nonlinear optics, the Aharonov-Bohm effect, and topological defects. Then, the potential parameters, defect parameters, applied magnetic field, and effects of the Aharonov-Bohm flux on the linear, nonlinear, total absorption coefficient, and refractive index changes of the GaAs quantum dot structure with a disclination defined by parabolic and inverse square well potential are theoretically examined. Numerical calculations were performed using the linear, nonlinear, and total absorption coefficient and refractive index change equations obtained with the energy eigenvalues and eigenfunctions obtained for the GaAs quantum dot. with disclination defect The obtained numerical results are presented as a function of photon energy. It is anticipated that these numerical results will contribute to the design of optoelectronic devices by being compared with the results of relevant experimental studies.

Keywords: Quantum dot, Topological defect, Magnetic field, Aharonov-Bohm flux, Nonlinear optical properties.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmam süresince tezimin her aşamasında bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen değerli danışman hocam Doç. Dr. Nuray CANDEMİR'e en içten saygı ve teşekkürlerimi sunuyorum. Ayrıca yüksek lisansım sürecim boyunca bana manevi desteğini esirgemeyen sevgili eşim Ayşegül'e ve oğlum Sarp'a teşekkürlerimi sunuyorum

Ahmet Necati ÖZDEMİR



ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Bu tezin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu; çalışmamın hazırlık, veri toplama, analiz ve bilgilerin sunumu olmak üzere tüm aşamalarında bilimsel etik ve kurallara uygun davrandığımı; bu çalışma kapsamında elde edilen tüm veri ve bilgiler için kaynak gösterdiğimi ve bu kaynaklara kaynakçada yer verdiğimi; bu çalışmanın Eskişehir Teknik Üniversitesi tarafından kullanılan “bilimsel intihal tespit programı”yla tarandığını ve hiçbir şekilde “intihal içermediğini” beyan ederim. Herhangi bir zamanda, çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçları kabul ettiğimi bildiririm

Ahmet Necati ÖZDEMİR

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
BAŞLIK SAYFASI	I
JÜRİ VE ENSTİTÜ ONAYI.....	II
DANIŞMAN ONAYI	III
ABSTRACT.....	V
ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ.....	VII
TABLolar DİZİNİ.....	X
ŞEKİLLER DİZİNİ	XI
GÖRSELLER DİZİNİ	XVII
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	XVIII
1. GİRİŞ	1
2. YARI İLETKENLER.....	6
2.1. P-Tipi Yarıiletkenler	8
2.2. N-Tipi Yarıiletkenler	9
2.3. PN Birleşimi(junction):.....	10
3. DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN SİSTEMLER.....	11
3.1. Kuantum Kuyusu	11
3.2. Kuantum Telleri	12
3.2. Kuantum Noktaları.....	13
3.3. Kuantum Nokta Yapılarının Uygulama Alanları	14
3.2.1. Biyolojik uygulamalar	15
3.2.2. Fotovoltaik uygulamalar	15
3.2.3. Led (light-emittin dioede) 'ler ve ekran uygulamaları.....	15
3.2.4. Bilgi teknolojisi ve bilgi depolama	16
3.2.5. Kuantum bilgisayarlar	17
4. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK.....	18
4.1. Kuantum mekaniğinin yoğunluk matrisi formalizmi.....	18

5. DIŞ ALANLARIN ETKİSİNDE PARABOLİK VE TERS KARE KUŞATMA POTANSİYELİ İLE TANIMLI AYRIM (DISCLINATION) KUSURUNA SAHİP KUANTUM NOKTALARIN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ	24
5.1. Aharonov-Bohm (AB) Olayı.....	24
5.2. Topolojik Kusurlar	28
5.3 Elektronun Dalga Fonksiyonları ve Enerji Özdeğerleri.....	30
6. DIŞ ALANLARIN ETKİSİNDE PARABOLİK VE TERS KARE KUŞATMA POTANSİYELİ İLE TANIMLI AYRIM (DISCLINATION) KUSURUNA SAHİP KUANTUM NOKTALARIN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİ.....	35
7.SONUÇ	58
ÖZGEÇMİŞ	

TABLÖLAR DİZİNİ

Sayfa

Tablo 2.1. Bazı yarıiletken maddelerin bant aralığı değerleri.....	7
Tablo 2.2. Katıların öz direnç değerlerine göre sınıflandırılması	8
Tablo 2.3. Bazı elektronik devre elemanları ve yapıldıkları yarıiletkenler.....	8



ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1. Enerji bant aralıkları	6
Şekil 2.2. P-tipi yarıiletken	9
Şekil 2.3. N-tipi yarıiletken	9
Şekil 2.4. PN birleşimi.....	10
Şekil 3.1. Kuantum yapılar	11
Şekil 3.2. Kuantum kuyusunun enerji bant yapısı	12
Şekil 3.3. Kare kesitli kuantum teli	13
Şekil 3.4. Boyut değişimine göre kuantum noktalarının yaptığı farklı renkteki ışımlar.	14
Şekil 5.1. Aharanov- Bohm olayı	24
Şekil 5.2. Volterra süreciyle tanımlanan bozulmaların bazıları,(a) ortası delik bir silindirin başlangıç (bozulmamış) durumu , (b,c) –xy düzlemi ne dik olan b vektörlü kenar kusurları, (d) silindir düzlemine paralel uzanmış b Burgers vektörlü vida kusuru, (e, f ,g) dislokasyonlarda var olan Burgers vektörüne benzer şekilde, ayrımlarda f Frank vektörünün düzleme paralel ve dik olduğu özel durumlar,	29
Şekil 5.3. (a) Kusursuz kristal, (b) çizgi kusuru	30
Şekil 5.4. Kristal yapılarda ayırım kusurları.:(a) $\pi/2$ gücünde pozitif kama ayırımı, (b) $\pi/3$ gücünde pozitif kama ayırımı.....	30
Şekil 5.5. Ayırım için Volterra süreci: (a) içi boş silindir xy düzlemi boyunca kesilir, (b) $2\pi\alpha$ kadarlık bir kama çıkarılır, (c) ve son olarak eksik malzeme eklenir ve kesik birbirine yapıştırılır.	31

- Şekil 6.1.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve dört farklı α değerleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları36
- Şekil 6.2.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 0T$, $\gamma = 0.5$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve dört farklı α değeri için..... 36
- Şekil 6.3.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 5T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve beş farklı α değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları 37
- Şekil 6.4.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 5T$, $\gamma = 0.5$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve beş farklı α değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları 37
- Şekil 6.5.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}s^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve $\alpha = 5/6$ ve altı farklı B değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları 38
- Şekil 6.6.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 6/5$ ve altı farklı B değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları 39
- Şekil 6.7.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve dört farklı γ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları 40

Şekil 6.8. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0.5$, $\alpha = 5/6$ ve dört farklı γ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları	40
Şekil 6.9. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0.5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları	42
Şekil 6.10. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0,5$, $\xi = 0.5$ ve $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları	42
Şekil 6.11. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0.5$ ve $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları	43
Şekil 6.12. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\gamma = 5$, $\xi = 0.5$ ve $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları	43
Şekil 6.13. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 3/4$ ve üç farklı ξ 'nin değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları	45
Şekil 6.14. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları	45

- Şekil 6.15.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 10\text{T}$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları 46
- Şekil 6.16.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0\text{T}$, $\gamma = 0,5$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları 46
- Şekil 6.17.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 0\text{T}$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve beş farklı α için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri..... 47
- Şekil 6.18.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 0\text{T}$, $\gamma = 0,5$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve beş farklı α için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri..... 48
- Şekil 6.19.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 5\text{T}$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve beş farklı α için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri..... 48
- Şekil 6.20.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 5\text{T}$, $\gamma = 0,5$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve beş farklı α için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri..... 49
- Şekil 6.21.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde disklinasyon kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve $\alpha = 5/6$ ve altı farklı B değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri 50

Şekil 6.22. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve $\alpha = 6/5$ ve altı farklı B değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri	50
Şekil 6.23. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve dört farklı γ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri.....	51
Şekil 6.24. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 10T$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve γ 'nın dört farklı değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri	52
Şekil 6.25. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri.....	53
Şekil 6.26. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0,5$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri.....	53
Şekil 6.27. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri.....	54
Şekil 6.28. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri.....	54

- Şekil 6.29.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 3/4$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri..... 56
- Şekil 6.30.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri..... 56
- Şekil 6.31.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 10T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri..... 57
- Şekil 6.32.** Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde disklinasyon kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0,5$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri 57

GÖRSELLER DİZİNİ

Sayfa

Görsel 5.1. Dispiration	29
-------------------------------	----



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

LCD	: Liquid crystal display
LED	: Light emitting diode
nm	: Nanometre
QD-LED	: Quantum dot light emitting diode
QD	: Kuantum nokta
GaAs	: Galyum arsenik
AlGaAs	: Aliminyum Galyum Arsenit
AB	: Aharonov-Bohm
Si	: Silisyum
Ga	: Galyum
P	: Fosfor
AlAs	: Alemiyum aresenit
CdSe	: Kadmiyum selenid
İnAs,	: İndiyum Arsenit
GaN	: Galyum Nitrit
InGeAs,	: İndiyum germanium arsenit
CdTe	, Kadmiyum tellürid
PbS	: Kurşun sülfür
PbSe	: Kurrşun selenyum
Cs	: Sezyum
Pb	: Kurşun
FeCl ₃	: Demir üç klorür
H ₂ O	: İki hidrojen bir oksijen
Ψ	: Dalga fonksiyonu
H	: Hamiltonyen operatörü,
E	: Enerji,
M	: Manyetik dipol moment,
M_{mn}	: Manyetik dipol momentin matris bileşenleri
ρ	: Yoğunluk matris elemanı
H_0	: Serbest elektron için Hamiltonyen operatörü
$\hbar$	: Plank sabiti,J.s
Γ_{12}	: 1 ve 2 durumlarında durulma oranı

H_{int}	: Etkileşme Hamiltonyeni
$\rho_{\text{nm}}^{(\text{eq})}$	: Termal dengedeki yoğunluk matris değeri
P	: Pertürbasyon operatörü
N	: Normalizasyon katsayısı
$X^{(1)}$	: Doğrusal alınganlık
$X^{(2)}$	: İkinci dereceden doğrusal olmayan optik alınganlık
X^3	: Üçüncü dereceden doğrusal olmayan optik alınganlık
E_{21}	: Birinci enerji özdeğeri ile taban enerji özdeğerinin farkı,
ϵ_R	: Bağlı alınganlık sabiti
μ_0	: Manyetik doygunluk
I	: Optik yoğunluk,
n_r	: Materyalin kırılma indisi.
c	: Işık hızı
σ_s	: Elektron yoğunluğu
ϵ_0	: Boşluğun dielektirik sabiti,
τ	: Durulma zaman
V_0	: Kuşatma potansiyeli büyüklüğü
m	: Elektronun etkin kütlesi
g_{ij}	: Metrik tensör,
g^{ij}	: Metrik tensörün tersi
m	: Manyetik kuantum sayısı
$\vec{x}$	: Konum operatörü
α	: Topolojik kusur parametresi
$\alpha(\omega)$	: Toplam soğurma katsayısı
$\alpha^{(1)}(\omega)$	: Doğrusal soğurma katsayısı
$\alpha^{(3)}(\omega, I)$	: Doğrusal olmayan soğurma katsayısı
ω	: Fotonun açısal frekansı
ω_0	: Harmonik kuşatma frekansı
ξ	: Ters kare potansiyelinde boyutsuz bir parametre
$\vec{B}$	: Manyetik alan vektörü
e	: Elektron yükü,
$\vec{A}$	: Vektör potansiyeli
f	: Skaler potansiyel

$\vec{p}$	: Momentum operatörü
Φ	: Manyetik akı değeri
Φ_0	: Manyetik akı kuantası
q	: Elektrik yükü, C
$\Delta\varphi$	: Faz farkı
$\vec{f}$	: Frank vektörü
$\vec{b}$	: Burgers vektör
$\delta^2(r)$	: İki boyutlu Dirac-delta fonksiyonu
R_{12}^{12}	: Riemann tensörü
R_1^2	: Ricci tensörü
$V(r)$	: Kuşatma potansiyeli,
g_{ij}	: Metrik tensör
$L_n^L(x)$	: Laguerre polinomudur
n	: Baş kuantum sayısı
$\Delta n^{(1)}(\omega)$	: Doğrusal kırılma indisi değişimi
$\Delta n^{(3)}(\omega, I)$	: Doğrusal olmayan kırılma indis değişimi
$\Delta n(\omega, I)$	: Toplam kırılma indis değişimi

1. GİRİŞ

Bir maddenin fiziksel ve kimyasal özelliklerini taşıyan en küçük yapı taşı olan atom, merkezde bulunan bir çekirdek ile bu çekirdeğin etrafındaki enerji seviyelerinde dönen elektronlardan oluşur. Negatif yüklü bu elektronların hareketi, bir malzemenin elektrik akımını iletebilme yeteneğinin ölçüsü olan elektriksel iletkenliğini belirlemektedir. Elektriksel iletkenlik, bir malzemenin üzerinde bir potansiyel fark uygulandığında, birim zamanda malzemenin birim alanından geçebilecek elektrik yükünün miktarı olarak tanımlanır. Dolayısıyla maddelerin elektrik akımı iletebilme yetenekleri serbest elektron sayısı tarafından belirlenir ve maddeler elektriksel iletkenliklerine göre iletkenler, yalıtkanlar ve yarıiletkenler olmak üzere sınıflandırılabilir. İletkenler, yüksek elektriksel iletkenliğe sahip malzemelerdir ve yüksek sayıda serbest elektron içerdiklerinden elektrik akımının kolayca akmasına izin verirler. Yalıtkanlar, çok az sayıda serbest elektrona sahiptirler, bu nedenle elektrik akımını iletemezler. Yarı iletkenler ise elektrik iletkenliği iletken ve yalıtkan malzemelerin arasında bir malzemedir. Yarı iletkenler, eşsiz elektriksel ve optik özelliklere sahip önemli bir malzeme sınıfıdır. Bu özellikleri nedeniyle yarı iletkenler modern teknolojiye kritik bir rol oynamaktadır ve basit ev aletlerindeki devrelerden gelişmiş bilgisayar işlemcilerine, güneş pillerinden, sensörler ve bellek çiplerine kadar geniş bir uygulama alanına sahiptir. Genel olarak, yarı iletken cihazlardan, güvenilir, verimli, düşük maliyetli, yüksek hızlı, hafif ve küçük olması beklenir. Üretilen malzemelerin boyutlarının giderek küçülmesiyle düşük boyutlu yapılar (low dimensional structures) da denilen nano yapıların üretimi günümüz teknolojisindeki gelişmeler neticesinde mümkün hale gelmiştir. Nano yapıların üretildiği teknolojiye nanoteknoloji denir. Nanoteknoloji, tipik olarak 1 ila 100 nanometre (nm) aralığında malzemelerin ve cihazların bilimi, mühendisliği ve uygulamasıdır. Nanometre (nm), nesneleri çok küçük ölçekte ölçmek için nanoteknolojide yaygın olarak kullanılan bir uzunluk birimidir ve bir nanometre, bir metrenin bir milyarda birine veya 0,000000001 metre'ye eşittir. Bu ölçekte, malzemeler ve yapılar daha büyük ölçeklerdekinden farklı özellikler sergilerler, bu da yüksek performans ve işlevselliğe sahip yeni teknolojiler ve ürünler geliştirmeyi mümkün kılar.

Kuantum noktası (QD), benzersiz optik ve elektronik özelliklere sahip nanometre ölçekli yarıiletken bir malzemedir. Kuantum noktaları, kuantum sınırlaması ve kesikli

enerji seviyeleri gibi kuantum mekaniğinin benzersiz özelliklerini kullanarak, elektronların ve fotonların davranışını nanometre ölçeğinde kontrol etmek ve manipüle etmek için kullanılır. Kuantum noktaları elektronları küçük bir alanda sınırlayarak yarı iletken malzemede ayırık enerji seviyelerine yol açar. Bu enerji seviyeleri, kuantum noktanın boyutu ve bileşimi ayarlanarak kontrol edilebilir ve bu sayede kuantum noktaları belirli frekanslarda ışık yayar ve bu frekanslar ayarlanarak bir dizi renk üretmek için kullanılabilir. Bu durum, kuantum noktalarını, aydınlatma, tıbbi görüntüleme, güneş pilleri, biyolojik görüntüleme, sensörler ve veri depolama gibi çeşitli uygulamalar için kullanışlı hale getirir. Bu uygulama alanlarının iyileştirilebilmesi ve geliştirilebilmesi için özellikle kuantum noktaların elektronik ve optik özelliklerinin iyi anlaşılması gerekir. Bu nedenle, kuantum noktaları üzerine birçok deneysel ve teorik çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalar, genellikle kuantum noktaların şekil ve boyutları değiştirilerek yapılmıştır. Örneğin, kübik [1], küresel [2], disk şeklinde [3], silindirik [4], eliptik [5] kuantum noktaları bazı araştırmacılar tarafından incelenmiştir. Kuantum noktaların elektronik ve optik özellikleri üzerinde etkiye sahip safsızlık [6,7], spin-yörünge etkileşimi [8], hidrostatik basınç [9,10], sıcaklık [9,10] gibi birçok fiziksel faktör de vardır. Safsızlıkların kuantum noktaların enerji spektrumunda önemli değişikliğe neden olduğu ve bununla kontrollü optik geçişler yaratılabileceği araştırmacılar tarafından gösterilmiştir [6,7]. Khord [8], çift halka tipli kuantum noktanın elektrik ve optik özellikleri üzerinde spin yörünge etkileşiminin etkisini yoğunluk matris formalizasyonu kullanarak incelemiştir. Enerji seviyelerinin spin orbital parametresinin artması ile arttığı göstermiştir. Rashba parametresi arttığında toplam kırılma indeksi değişiminin ve toplam soğurma katsayısının daha düşük enerjilere doğru kaydığı sonucuna varmıştır. Chang ve arkadaşları [10] ayarlanabilir kuantum noktanın kırılma indeks değişimleri üzerinde sıcaklık ve hidrostatik basıncının etkisini teorik olarak incelemişlerdir. Sıcaklık artışıyla kırılma indeks değişimlerinin tepe noktalarının arttığını ve tepe konumlarının yüksek enerjilere doğru hareket ettiğini, basıncın artmasıyla kırılma indeks değişimlerinin tepe noktalarının azaldığını ve tepe konumlarının düşük enerjilere doğru hareket ettiğini göstermişlerdir.

Kuantum noktaların elektronik özellikleri nokta içindeki diğer tüm özellikleri kontrol ettiğinden, kuantum yapısındaki sınırlama potansiyelini değiştirmek de çok faydalı bir yöntemdir. Bu nedenle, birkaç araştırmacı, genelleştirilmiş Hulthén [11],

Manning-Rosen [12], Pöschl-Teller [13], Tietz[14], Kratzer 15] ve uyarlanmış Möbius kare [16] potansiyeli gibi çeşitli potansiyel modellerle kuantum noktaların elektronik ve optik özelliklerini araştırmışlardır. Bu çalışmalarda, potansiyel parametrelerinin, sistemin enerji spektrumunu değiştirerek optik katsayılarının (soğurma katsayıları ve kırılma indeks değişimleri) büyük oranda değiştirdiği göstermişlerdir [11,16].

Kuantum noktalara uygulanan elektrik [17,18], manyetik [18-21], Aharonov-Bohm akı alanı [21], yüksek frekanslı yoğun lazer alanları (ILF) [22-23], gibi dış alanların, kuantum noktalarının optik spektrum üzerindeki etkisi de yoğun bir şekilde araştırılmış ve halen araştırılmaktadır. Bu çalışmalar, dış alanların kuantum noktaların optik katsayılarındaki pik enerjilerini ve genliklerini büyük oranda değiştirdiğini göstermektedir. Harici problemlerle, dış alanların değiştirilerek farklı enerji ve genliklere ayarlanabilecek optoelektronik cihazların tasarlanabileceği öngörülmektedir

Kuantum noktaların elektronik ve optik özelliklerde değişikliğe neden olan bir diğer etki de malzemelerindeki topolojik kusurdur. Katılarda, doğrusal topolojik kusurlar; dislokasyonlar (vida ve kenar dislokasyonları), ayırım (diciination) (kama ve burulma ayırımı) ve dispirationlar olarak sınıflandırılırlar. Katılardaki doğrusal topolojik kusurları ile kozmik çerçevede, erken evrende simetri kırılmasının neden olduğu faz geçişleri sırasında oluşan kozmik sicimler, alan duvarları ve küresel tekillikler gibi topolojik kusurlar arasında dikkat çekici bir benzerlik vardır. Kusurların geometrik teorisi, bu benzerlikten yararlanarak katılardaki topolojik kusurları yerçekimi teorisindeki geometrik yöntemlerle tanımlamıştır. Bu teoriye göre, topolojik kusurlara sürekli ortamdaki elastik bozulmalar sebep olur. Sürekli elastik bir ortam Riemann-Cartan manifoldu ile tasvir edilir ve üç boyutlu Einstein-Cartan denklemlerinin çözülmesi ile elde edilen bir metrikle tanımlanır. Manifolddaki, burulma, dislokasyonu kusurunu tanımlayan Burger vektörüyle ve eğri, ayırımı tanımlayan Frank vektörüyle ilişkilendirilir [24-28]. Yarıiletken sistemlerin elektronik [29-38], optik [39-42] ve termodinamik [43] özellikleri üzerinde kusurların etkileri geometrik kusur teorisiyle ayrıntılı olarak araştırılmıştır. Örneğin, vida kusurunun taşıyıcı hareketliliğini etkilediğini bunun da düşük arıza voltajı ve yüksek akım bağlantısı yaratarak cihaz performanslarına zarar verebileceği üzerine çalışmalar yapılmıştır. [37-38,40]. Baimuratov ve ark [42], yarıiletken nanokristallerdeki (kuantum noktası, kuantum çubuğu ve kuantum diski), optik aktiviteyi teorik olarak incelemişlerdir. Optik aktivitenin, nanokristal büyütmesi sırasında doğal olarak gelişebilen vida

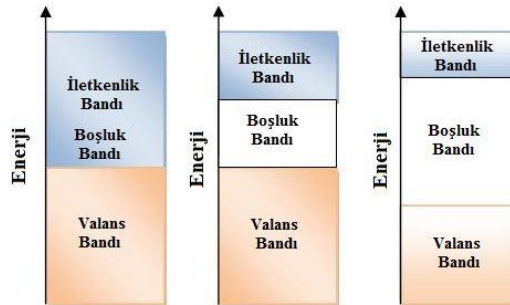
dislokasyonundan kaynaklandığını bulmuşlardır. Screw (vida) dislokasyonlu nanokristallerin optik aktivitelerinin tıbbi görüntüleme ve ilaç endüstrisinde kullanılan kiral moleküllerinden büyük ölçüde fazla olduğunu göstermişlerdir. Kusura sahip (dislokasyon, ayırım) nanokristallerin üretim yöntemlerinin geliştirilmesinin mühendislik, biyoloji ve tıba büyük fayda sağlayacağı öngörmüşlerdir. Soheibi ve ark [43], dışarıdan uygulanan manyetik alan ve Aharonov-Bohm alanı altında deformasyona uğramış Kratzer potansiyelini dikkate alarak, iki boyutlu bir katı üzerindeki nonrelativistik elektronların enerji seviyeleri üzerinde vida dislokasyonunun etkisini araştırmışlardır. Bağlı durum enerji özdeğerleri denklemi ve buna karşılık gelen dalga fonksiyonları elde edildikten sonra, emilim eşik frekansının ve kuantum pseudodotundaki doğrudan aralıksız ışık emilim katsayısının hesaplanmasının kolaylaştığını ifade etmişlerdir. Rojas ve ark.[44], manyetik alan ve ayırım kusurunun sahip ortamda psödo harmonik etkileşim etkisi altında, dönen iki boyutlu elektron gazının enerji seviyelerini incelemişlerdir. Bantlar arası ışık emiliminin önemli ölçüde değiştiğini, ayrıca, dönme, manyetik alan ve topolojik kusurun birleşik etkisinin ışık emilimini sergilemeyen manyetik alan değerleri aralığına yol açtığını bulmuşlardır. Bahar ve ark.[45], Rosen-Morse kuşatma potansiyeline sahip bir GaAs/GaAlAs heteroyapısı tarafından üretilen bir vida dislokasyonlu kuantum noktasını ele almışlardır. Rosen-Morse kuantum noktasındaki vida dislokasyon kusurunun etkileri dış manyetik alan ve Aharonov-Bohm (AB) akı alanı uygulanarak önlenmiştir. Vida dislokasyon kusuru, dış manyetik alan ve AB akı alanının toplam kırılma indisi değişiklikleri ve toplam soğurma katsayıları üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Vida dislokasyon kusurunun artmasıyla gözlenen kırmızı kaymanın, dış manyetik alanın artması veya Aharonov-Bohm akı alanının azaltılmasıyla belli bir dereceye kadar durdurulabileceğini bulmuşlardır. Ayrıca Rosen-Morse kuantum noktasının vida dislokasyon kusuruna rağmen mükemmel davranış sergilediği rezonans frekanslarını da belirlemişlerdir.

Bu tez kapsamında, manyetik alan ve Aharonov-Bohm (AB) akı alanında parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile karakterize edilen ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikleri üzerinde, kusur parametresinin, potansiyel parametrelerinin ve uygulanan dış alanların etkileri teorik olarak araştırılmıştır.

Tezin giriş bölümünde tez kapsamına ilişkin literatür gözden geçirilmektedir. Tezin ikinci üçüncü ve dördüncü bölümlerinde sırasıyla Yarıiletkenler, düşük boyutlu yarıiletken sistemler ve doğrusal olmayan optik hakkında genel bilgi verilmiştir. Dördüncü bölümde AB olayı ve topolojik kusurlar tanıtıldıktan sonra dış alanların etkisinde parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile tanımlı ayırım kusuruna sahip kuantum noktasındaki elektron için hamiltonyen elde edilmiştir. Daha sonra bu Hamiltonyen kullanılarak yazılan Schrödinger denkleminin etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde analitik çözümü yapılarak, sistemin enerji özdeğer ve özvektörleri elde edilmiştir. Elde edilen bu enerji özdeğer ve özvektörlerinden yararlanarak, sistemin doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikleri hesaplanarak yorumlanmıştır. Bu hesaplamaları sayısal olarak yapmak için Matemetica programı kullanılmıştır.

2. YARI İLETKENLER

Elektriksel iletkenliklerine göre maddeler iletkenler, yalıtkanlar ve yarı iletkenler olmak üzere üçe ayrılırlar. Maddelerin elektriksel özellikleri enerji bant teoremi ile açıklanır. Enerji bantı teorisi, fizikte elektronların katılardaki davranışını tanımlayan bir kavramdır. Elektronların katı bir malzeme içindeki enerji seviyelerini veya bantları nasıl işgal ettiğini ve malzemenin özelliklerinin elektron davranışıyla nasıl ilişkili olduğunu açıklar. Elektronların hareket halindeki yörüngelerinin, atomun çekirdeğine olan mesafeleri enerji seviyeleri olarak ifade edilir ve bu seviyeler katıların iletkenlik davranışını belirler. Temelde üç enerji seviyesi vardır. Bunlar değerlik (valans) bandı, yasak bant ve iletkenlik bandıdır. Değerlik (Valans) bandı elektronlarla doludur ve malzemenin fiziksel ve kimyasal özelliklerini belirler. Yasak bant aralığı, değerlik bandının en yüksek enerji seviyesi ile elektronlar için izin verilen enerji durumlarının bulunmadığı iletim bandının en düşük enerji seviyesi arasındaki enerji aralığıdır. İletim bandı ise, değerlik bandının aksine, elektronların atom çekirdeğine sıkı bir şekilde bağlı olmadığı ve malzeme içinde serbestçe hareket edebildiği banttır. Atomun çekirdeğinin elektronlara uyguladığı çekim kuvveti nedeniyle elektronların büyük çoğunluğu değerlik bandında bulunurlar. Herhangi bir elektronun değerlik bandından iletim bandına geçebilmesi için yasak bant aralığını geçebilecek enerjiye sahip olması gerekir. Yasak bant aralığı ne kadar büyükse elektronun bu boşluğu geçmek o kadar fazla enerjiye sahip olması gerekir. Dolayısıyla bant boşluğu malzemenin iletkenliği konusunda belirleyici bir rol oynamaktadır. Şekil 2.1’de enerji bant aralıkları gösterilmektedir.



Şekil 2.1. Enerji bant aralıkları

Değerlik bandı ve iletim bandı üst üste binerek, elektronların içinde serbestçe hareket edebileceği bandı oluşturan maddelere iletken denir. Bu örtüşme, elektronların değerlik bandından iletim bandına kolayca hareket etmesini ve malzemenin elektrik akımını iletmesini sağlar. İletkenlik bandı tamamen boş olan ve elektriği iletemeyen maddelere yalıtkan adı verilir. Yalıtkan malzemelerde yasak bant aralığı çok büyüktür ve elektronların bu bant aralığını geçebilmesi için çok büyük enerjilere ihtiyaç duyulur. Bir katı malzemede değerlik bandındaki elektronlar yasak enerji aralığını geçerek bir üst enerji seviyesi olan iletimlik bandına geçebilmek için ihtiyaç duydukları enerjiyi ısı, elektrik alan ve foton gibi dış uyaranlar sayesinde elde edebilirler. Dış uyaranlar sayesinde iletimlik özelliği kazanan malzemelere yarıiletken malzeme denir. Tablo 2.1’de bazı yarıiletken malzemelerin yasak enerji bant aralığı değerleri verilmiştir.

Tablo 2.1. Bazı yarıiletken maddelerin bant aralığı değerleri

Yarıiletken	Bant Aralığı (eV)
V_2O_5	2,4
TiO_2	3,0
CdS	2,5
ZnO	3,2
SnO_2	3,5
Cu_2O	2,2
ZnS	3,6
SiC	3,0
Fe_2O_3	2,3

Yarıiletkenlerin iletkenlikleri yalıtkanlardan fazla, iletkenlerden ise azdır. Metallerin iletkenlikleri sıcaklığa göre değişmektedir ve bu da yarıiletkenlerden metalleri ayıran bir özelliktir. Sıcaklığın az olduğu durumlarda metaller iletkenliklerini devam ettirirken, yarıiletkenler bu sıcaklıklarda yalıtkan olmaktadır. Elektriksel öz direnci 10^{-2} ile $10^9 \Omega \text{ cm}$ aralığında değerlere sahip olana malzemeler yarıiletken sınıfına dahil edilir. Tablo 2.2’de de katıların öz direnç değerlerine göre sınıflandırılması verilmektedir.

Tablo 2.2. Katıların özdirenç değerlerine göre sınıflandırılması

Katı Cinsi	Özdirenç değeri ($\Omega^{-1}cm^{-1}$)
Süper İletken	$> 10^{10}$
Metal	$10^5 - 10^{10}$
Yarı Metal	$10^2 - 10^5$
Yarıiletken	$10^{-9} - 10^2$
Yalıtkan	$< 10^{-9}$

Yarıiletken malzeme oluşturmak için kullanılabilecek birçok farklı element vardır, ancak en yaygın kullanılanlar silisyum ve germanyumdur. Yarıiletken malzemeler olan silisyum ve germanyum, diyotlar, transistörler ve entegre devreler gibi elektronik bileşenlerin oluşturulması için kullanışlıdır. Silisyum ve germanyumun kristal yapısı, elektriksel özelliklerin değiştirilebilmesi için katkı maddeleri eklemeye olanak sağlar. Bu işleme doping denilmektedir ve elektronik cihazların birçoğunun yapı taşı oluşturulan p-tipi ve n-tipi yarıiletkenlerin elde edilmesinde kullanılır.

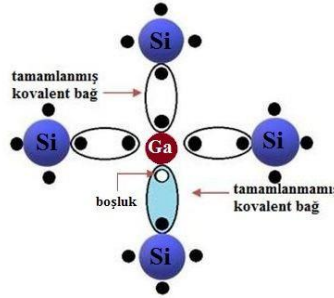
Tablo 2.3. Bazı elektronik devre elemanları ve yapıldıkları yarıiletkenler

Devre elemanı	Kullanılan yarıiletken
Diyot, entegre, transistör	Germanyum
Diyot, entegre, transistör	Silisyum
Diyot	Selenyum
Diyot	Bakır oksit
diyot, lazer, led,	Galliyum Arsenid
Transistör, diyot	İndiyum fosfor
Güneş pili	Kurşun Sülfür

2.1. P-Tipi Yarıiletkenler

Saf yarıiletken malzemeye (silisyum veya germanyum) bor, alüminyum veya galyum gibi elementlerin ilave edilmesiyle oluşturulan yarıiletkene p-tipi yarıiletken denir. Son yörüngesinde üç elektrona sahip olan galyum, bor gibi elementlerin son yörüngesinde dört elektron bulunduran Germanyum ve silisyuma katılmasıyla elektronlar kovalent bağ oluştururlar. Fakat bağ yapacak elektron bulamayan bir elektron elektrona ihtiyaç duyar, elektron ihtiyaç duyulan yere hole ya da boşluk

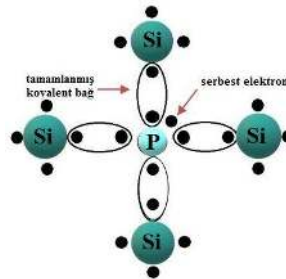
denilmektedir. Boşluk, elektron alma isteğinden dolayı pozitif yüklü kabul edilir. Boşluklar malzeme içinde hareket ederek, pozitif yüklü yük taşıyıcıları gibi davranıp elektrik akımını iletebilirler. Şekil 2.2’de Galyum ile Silisyumun meydana getirdiği p-tipi yarı iletken görülmektedir.



Şekil 2.2. P-tipi yarıiletken

2.2. N-Tipi Yarıiletkenler

Bir n-tipi yarıiletken, fosfor veya arsenik gibi katkı maddeleri eklenmiş bir yarıiletken malzeme türüdür. Son yörüngesinde dört elektron bulunduran silisyum ve germanyuma son yörüngesinde beş elektron bulunan arsenik ve fosfor gibi elementler katılırsa, silisyum ve germanyumdaki dört elektron söz konusu beş elektronun dört ile kovalent bağ yapar ve bir elektron boşta kalır. Bağ yapacak elektron bulamayan serbest elektron malzemenin iletkenliğinin artmasını sağlayacaktır. Germanyum ve silisyuma katılan katkı maddelerinin atomlarının adedi kontrol edilerek serbest elektronların sayısı da ayarlanabilir. Bu özellikleri sebebiyle n-tipi yarıiletken malzemeler elektriği verimli ve iyi bir şekilde iletme yeteneğine sahiptirler ve bu durum onları transistörler ve entegre devreler gibi elektronik cihazlarda kullanılmak için ideal hale getirir. Şekil 2.6’da Fosfor ile silisyumun meydana getirdiği n-tipi yarı iletken görülmektedir.

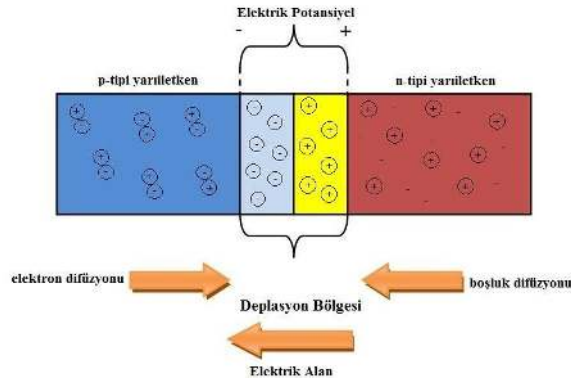


Şekil 2.3. N-tipi yarıiletken

2.3. PN Birleşimi(junction):

PN birleşimi, bir n-tipi yarıiletken malzeme ve bir p-tipi yarıiletken malzemenin birleştirilmesiyle oluşan bir yarıiletken cihazdır. N-tipi yarıiletkenin elektron fazlalığı nedeniyle negatif yüklü bir yük taşıyıcısı olan serbest elektronlar içerdiği, p-tipi yarıiletkenin ise elektron eksikliği nedeniyle pozitif yüklü bir yük taşıyıcısı olan boşluklar içerdiği bilinmektedir. Serbest elektronların ve boşlukların karşılaşıp birbirlerini nötrledikleri, iki farklı yarıiletken malzeme arasındaki ara yüzde yer alan PN birleşimindeki ince bölgeye deplasyon bölgesi denir. Bu bölgede meydana gelen nötrleme, yük taşıyıcıların p-tipi yarıiletken malzemeden n-tipi yarıiletken malzemeye doğru akışını engeller ve yalnızca bir yönde akım geçişini mümkün kılar. Bu nedenlerden dolayı, deplasyon bölgesi PN birleşimi üzerindeki özelliklerin belirlenmesinde önemli bir rol oynar. Akım ve gerilim akışını kontrol etme, alternatif akımı doğru akıma dönüştürme, ışık üretme veya yayma gibi birçok özelliğe sahip olan PN birleşimleri elektronik ve yarıiletken teknolojisinin temel bileşenidir.

Şekil 2,4'te PN birleşimi gösterilmektedir.



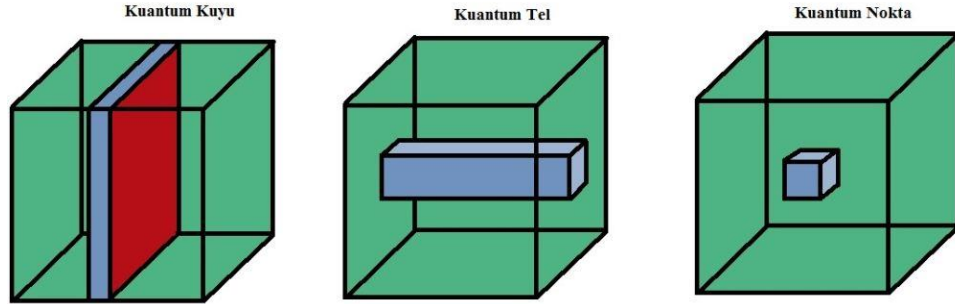
Şekil 2.4. PN birleşimi

3. DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN SİSTEMLER

Kuantum yapı, atomlar, moleküller ve elektronlar, protonlar gibi atom altı parçacıklar seviyesinde çok küçük ölçekte madde ve enerjinin temel yapı taşlarını ve bu parçacıkların davranışlarını ve etkileşimlerini tanımlayan kuantum mekaniği teorisinin temelidir. Kuantum yapısı, dalga-parçacık ikiliği, üstünlük, kuantum dolanıklığı ve belirsizlik dahil birkaç önemli özellik tarafından karakterize edilir. Bu özellikler, parçacıkların aynı anda birden fazla durumda var olması ve enerjinin kuantizasyonu gibi klasik fiziğin gözlemlenen davranışlarından farklı davranışlar sergilemesine izin verir. Başka bir ifade ile malzemenin boyutu taşıyıcıların dalga boyu olan de Broglie dalga boyu ile kıyaslanabilir hale gelirse, kuantum etkileri ortaya çıkar. Bu durumda, taşıyıcılar için bazı sınırlamalar meydana gelir ve enerji kesikli değerler alır. Bu tür malzemelere düşük boyutlu yapılar denir.

Düşük boyutlu yarı iletkenler birkaç nanometre mertebesinde bir veya daha fazla boyuta sahip olacak şekilde yapılandırılmış malzemelerdir. Düşük boyutlu yarıiletken sistemler Kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları olmak üzere üç grupta sınıflandırılırlar.

Şekil 3.1 kuantum yapılarını göstermektedir.

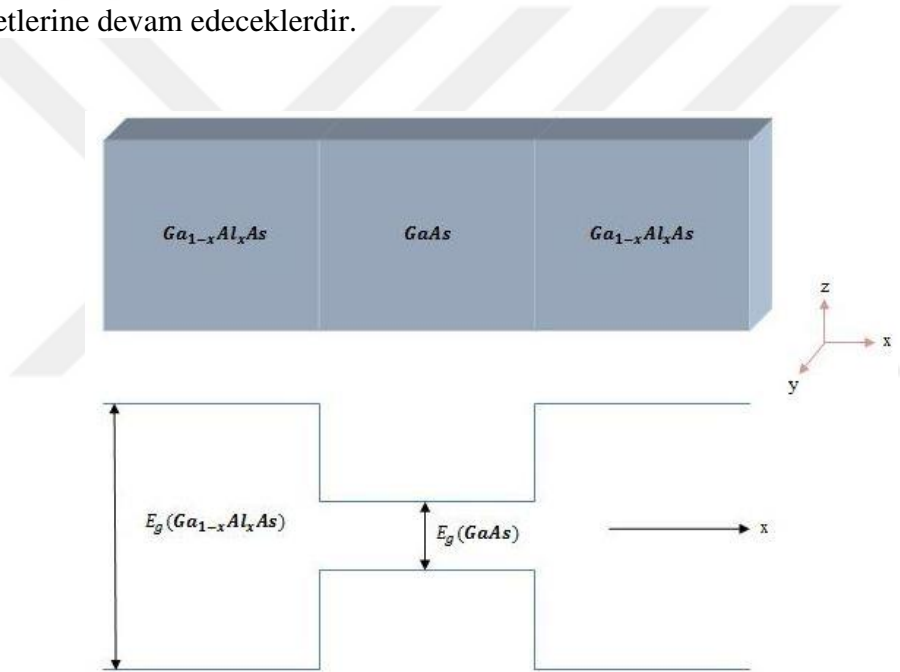


Şekil 3.1. Kuantum yapılar

3.1. Kuantum Kuyusu

Kuantum kuyuları, farklı çeşitteki bir yarıiletken tabakanın iki yarıiletken tabaka arasına eklenmesiyle oluşturulur. Kuantum kuyuları sayesinde elektronların hareket serbestliği, karşılıklı duran iki potansiyel duvar yardımı ile sınırlandırılarak üç boyuttan iki boyuta düşürülür. Bu sınırlama nedeniyle kuantum kuyusu içerisindeki bir elektron ayrık enerji seviyelerine sahip olur. Kuantum kuyuları oluşturmak için yasak enerji bandının düşük olduğu GaAs ile yasak enerji bandının yüksek olduğu GaAlAs gibi

farklı malzemeler kullanılabilir. Kullanılan farklı yasak enerji değerlerinden dolayı potansiyel kuyusu oluşur. Yük taşıyıcıları bu potansiyel kuyusunda hapsedildiğinde, yük taşıyıcılarının yapının büyütme doğrultusunda kuantum etkileri altında hareketleri sınırlanır, ancak diğer yönlerde serbest hareket edebilirler. Şekil 3.2’de bariyer olarak kullanılan $Ga_{1-x}Al_xAs$ yarıiletkenleri arasında GaAs yarıiletkeni yerleştirilerek oluşturulan kuantum kuyusu gösterilmektedir [46,47]. Burada x yarıiletkendeki alüminyum miktarını belirler. Kuantum kuyularında serbest elektronlar potansiyel duvar engelleri ile sınırlandırıldıklarından hareketleri tek yönlüdür. Şekil 3.2’de x doğrultusunda potansiyel duvar engeli olduğu düşünülürse elektronlar x doğrultusunda tek boyutta sınırlandırılmış şekilde hareket ederlerken, y ve z doğrultusunda serbest hareketlerine devam edeceklerdir.



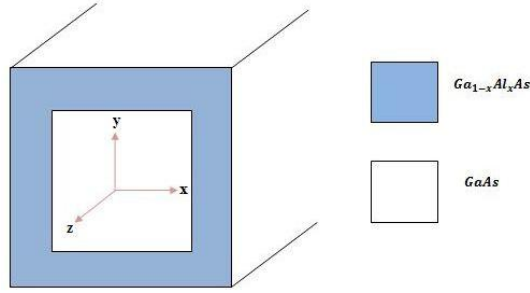
Şekil 3.2. Kuantum kuyusunun enerji bant yapısı

3.2. Kuantum Telleri

Kuantum tel, nanometreler düzeyinde genişliği ve mikrometreler düzeyinde uzunluğu olan dar ve uzun yarı iletken bir malzemeden yapılmış bir nano yapıdır. Kuantum tellerinde elektron hareketi iki boyutta sınırlandırılmıştır. Bu yapılar farklı tür yarıiletken yapıların bir araya getirilmesiyle elde edilir. Kuantum kuyularında olduğu gibi sıklıkla $Ga_{1-x}Al_xAs$ ve GaAs malzemeleri tercih edilir. Burada x alüminyum miktarını ifade etmektedir. Ga ve Al arasındaki potansiyel enerji farkı çok yüksektir, elektronun çevresinde sonsuz bir potansiyel enerji engeli yaratabilmek için $x=1$

seçilmelidir. Bu durumda yapı AlAs/GaAs malzemesinden oluşacaktır. GaAs bölgesindeki elektron, AlAs nin olduğu bölgeyi sonsuz bir enerji olarak görür. Dolayısıyla elektron serbest x-y düzleminde z-ekseni boyunca hapsedilmiş olur [48].

Şekil 3.3'te kare kesitli kuantum teli gösterilmektedir.



Şekil 3.3. Kare kesitli kuantum teli

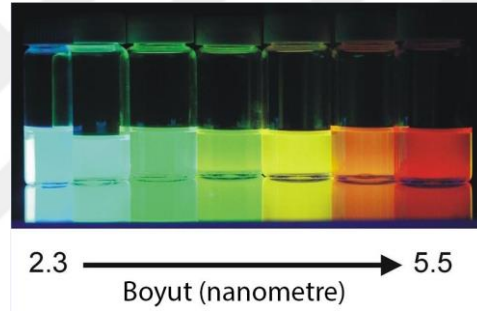
3.2. Kuantum Noktaları

Kuantum noktaları Maksym ve Chakroborty tarafından bilimsel yazına "yapay atomlar" olarak katılan kavramdır [49]. Genellikle çapları 2 ila 10 nanometre arasında olan ve kadmiyum selenit veya indiyum arsenit gibi malzemelerden yapılan üzerlerine enerji uygulandığında belirli dalga boylarında foton yayan, boyut ve şekillerinden dolayı benzersiz optik ve elektronik özelliklere sahip nanometre ölçekli yarı iletken parçacıklardır.

Elektronlar atom çekirdeğinin çevresinde belirli yörüngelerde hareket ederler. Farklı yörüngelerin farklı enerjileri olduğundan, elektron farklı bir enerji seviyesine geçtiğinde, elektronun sahip olduğu enerji bir önceki enerjisinden farklı olacaktır. Elektronun daha yüksek bir enerji seviyesinden daha düşük bir enerji seviyesine atlama işlemi sırasında, elektronun kaybettiği enerji, bir foton adı verilen elektromanyetik radyasyon demeti şeklinde yayılır. Bu foton emisyonu, atomların ışık yaydığı süreçtir ve enerji seviyelerinin değişmesiyle birlikte gerçekleşir. Kuantum noktaları, birden fazla atomun bir ara gelmesiyle oluşan yapay atomlardır ve atom ekleyip veya çıkartılarak boyutları değiştirilebilir. Bu durum enerji seviyelerinin ayarlanabileceği ve ihtiyaca göre malzeme üretmeye olanak sağlayacağı anlamına gelir. Kuantum noktalarının enerji seviyelerinin ayarlanabiliyor olması durumu kuantum noktalarında elektronların enerji seviyelerinin değiştirilerek farklı dalga boylarında ve enerjilerde fotonlar yayacağı,

elektronik ve optik özelliklerinin boyutları, şekilleri veya bileşimleri değiştirilerek ayarlanabileceği anlamına gelmektedir. Yani, kuantum noktaları, enerji seviyelerinin ayırık hale geldiği kuantum sınırlaması etkisi altındadır, bundan dolayı kuantum noktalarının boyutları küçüldükçe enerji seviyeleri arasındaki boşluklar artar. Bu da farklı renklerde ışımaya yapabilmeyi olanaklı kılar. Bu özellik sayesinde kuantum noktaları ayarlanabilir ve farklı enerji seviyeleri yaratılarak farklı soğurma ve yayılım spektrumlarına ulaşmak mümkündür [50]. Kuantum noktaları görünür ışık ve kızılötesi ışımaya yapabilmektedirler. Kuantum noktaları, boyutlarına göre, yeşil, mavi veya kırmızı gibi farklı renklerde ışımaya yapabilirler

Şekil 3.2’de boyut değişimine göre kuantum noktalarının yaptığı farklı renkteki ışımalar gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Boyut değişimine göre kuantum noktalarının yaptığı farklı renkteki ışımalar [http-1].

Kuantum noktaları koloidal sentez, kimyasal buhar biriktirme, litografik [51] ve epitaksiyel[52] gibi çeşitli teknikler kullanılarak üretilirler. Metal ve yarıiletken elementlerin olduğu periyodik cetvelin II-VI, III-V grubu kullanılarak CdSe, InAs, CdS, GaN, InGeAs, CdTe, PbS, PbSe ve ZnS gibi bileşikler elde edilebilir. Bu bileşikler optik ve elektriksel özelliklerinden dolayı, en çok üretilen kuantum noktalarıdır.

3.3. Kuantum Nokta Yapılarının Uygulama Alanları

Kuantum nokta yapıları benzersiz optik ve elektronik özellikleri nedeniyle biyoteknolojiden elektroniğe, yenilenebilir enerjiden aydınlatma ve biyomedikal görüntülemeye kadar geniş bir uygulama yelpazesine sahiptir. Kuantum nokta yapılarının temel uygulama alanlarından bazıları şunlardır:

3.2.1. Biyolojik uygulamalar

Kuantum noktaları, kızılötesi ışık ve görünür bütün ışıklarda ışıma yaparak özellikle kanserli hücrelerin ve dokuların tespitinde yaygın olarak kullanılmaktadırlar. Kuantum nokta yapıları, çeşitli moleküllerle işlevselleştirilerek ve ilaçlarla yüklenerek doğal floresanı sayesinde kanserli hücreleri ve dokuları işaretleyebilirler. Bu işaretlemeler sayesinde hücrelerin ve dokuların davranışları ve etkileşimleri takip edilebilmektedir. Kuantum noktaların renk oluşum aşamaları floresan boyalara göre çok daha kısa ve verimlidir [53] ve bu nedenlerle kuantum noktaları immüno analizlerde floresan boyaların yerini almıştır. Kuantum noktalarının gıda güvenliği ve çevre taramasında patojenlerin tespiti [54] başta olmak üzere daha birçok biyolojik alanda kullanılma potansiyeli vardır.

3.2.2. Fotovoltaik uygulamalar

Güneş, tükenmeyen ve temiz bir enerji kaynağı olup yaklaşık $3,9 \times 10^{26}$ W güç yayar. Ancak atmosferin dışında her metrekaareye düşen ortalama güç sadece 1.367 watt'tır[http-2]. Kuantum noktalarının fotovoltaik uygulamaları, güneş enerjisi dönüştürme verimliliğinin artırılmasına yardımcı olmaktadır. Kuantum noktaları, güneş ışığının yüksek enerjili dalga boylarını emip, düşük enerjili dalga boylarına dönüştürerek fotovoltaik hücrelerin daha geniş bir dalga boyu aralığından enerji elde etmesini sağlar. Ayrıca, geleneksel silikon tabanlı güneş panellerine kıyasla daha ince film tabakaları kullanılarak daha hafif ve esnek güneş panelleri üretmek de mümkün olabilir.

3.2.3. Led (light-emittin dioede) 'ler ve ekran uygulamaları

Kuantum noktaları, ışık yayan katmanlarda kullanılarak LED cihazlarının verimliliğini artırmaktadır. QD-LED'ler adı verilen kuantum nokta ışık yayan cihazlar, ince film ekranlarda geliştirilmiş renk doygunluğu sağlar ve yüksek renksel geriverim indeksli beyaz aydınlatma gibi uygulamalarda kullanılır. Kuantum noktalarının bu uygulamaları, ilk kez kullanılmaya başlandığı günden bu yana büyük bir ilgi görmüştür. [56] Kuantum noktaları, spektrumu sürekli olan ışık üretebilme özellikleri sayesinde daha verimli bir ışık kaynağıdır ve bu nedenle ekran uygulamalarında sıklıkla tercih edilirler. Ayrıca LED cihazlarının üretiminde kullanılan kuantum noktaları için birçok malzeme seçeneği mevcuttur. Bu malzemelerin arasında InAs/GaAs kuantum yapıları en iyi çalışanlardır. Ayrıca belirli spektral aralıklar yayan kuantum noktaları elde etmek

için de farklı malzemeler kullanılır. Örneğin, Silicene kuantum noktaları, birkaç katmanla sınırlı $\text{FeCl}_3 - 6\text{H}_2\text{O}$ mavi ışık yayan diyotlarda ışık yayıcılarında potansiyel uygulamalar için önerilmektedirler [57]. Halojenürle değiştirilmiş $\text{CsPb}(\text{Br/I})_3$ ve CsPbI_3 kuantum noktaları gelişmiş yapısal ve optik özellikler göstermektedir ve 670 nm emisyonlu LED'lere uygulanmaktadır [58].

Yeni nesil LCD ekranlarında, aydınlatma sistemi bir kuantum nokta filtre sistemi ve mavi LED'lerden oluşur. Kuantum noktaları içeren bu filtre, mavi ışığın bir kısmını kırmızı ve yeşil noktalara dönüştürür ve daha parlak ve daha geniş bir renk yelpazesi sağlar. Bu düzenleme aynı zamanda enerji tüketimini de azaltır. Kırmızı kuantum nokta polimer kompozitlerinin bahçecilikte kullanılabileceği bilinmektedir.

Bitkiler, klorofili sayesinde özellikle kırmızı ve mavi ışık dalgalarını yakalarlar ve yeşil dalgaları yansıtırlar. Bu nedenle, bitkilerin foto sentetik aktivitelerini arttırmak için, mavi LED'li bir aydınlatma sistemi ve kırmızı yayan kuantum noktalara sahip bir polimer kompozit kullanılabilir. Bu sayede bitkiler, aşırı ısınma riski olmadan daha yüksek miktarda foto sentetik aktif radyasyon alabilirler [http-3].

3.2.4. Bilgi teknolojisi ve bilgi depolama

Bugün, bilgi bilimi ve teknolojisi, bilgi işleme, iletişim, veri depolama ve veri güvenliği gibi birçok alanda uygulanmaktadır. Bilgi teknolojileri, ağ oluşturma, bilgisayar tasarımı, veri tabanı, yazılım tasarımı, kriptografi, donanım cihazları gibi konulara odaklanmaktadır. Bu tür cihazlar temel fiziksel limitlere yakın çalışır, hatta kuantum limitlerini de içerebilirler. Bu nedenle, bu cihazların nasıl çalıştığına dair anlayış, kuantum fiziği de dahil olmak üzere fizik bilgisi gerektirir. Bilgi, fiziğin bir parçası olarak taşınır ve iletilir ve bitlerde depolanır. Bilgi depolama ve aktarımının sınırları fiziksel argümanlarla belirlenir. Bilgi güvenliği için kullanılan protokoller, kuantum bilgisinin araştırılması ve kuantum yasalarının keşfiyle geliştirildi. Bu sayede, klasik protokollerin sınırları aşarak, bilgi güvenliği daha etkili hale getirilebilir [59].

Kendi kendini organize edebilen kuantum noktaları, bellek depolama için oldukça umut verici bir teknolojidir. Bu teknoloji, hızlı yazma hızı ve uzun süreli depolama özelliklerini birleştirebilir. Bu sayede, bilgi depolama ve aktarımı daha verimli hale gelebilir [60,61]. Potansiyel olarak, kuantum noktalarına dayalı bellek depolama, daha hızlı ve daha uzun ömürlü bellek depolama cihazları üretmek için kullanılabilir. Kendi kendini organize eden kuantum noktalara dayalı bir bellek, taşıyıcı yakalama süresinin

fiziksel sınırı pikosaniye aralığında olduğundan çok hızlı yazma hızları sağlayabilir. Bu da başka bir popüler depolamaya göre avantaj sağlar [62].

3.2.5. Kuantum bilgisayarlar

Kuantum bilgisayarlar, kuantum mekaniği prensiplerine dayanan ve klasik bilgisayarlardan farklı olarak aynı anda birden çok işlemi yapabilen bilgisayarlardır. Kuantum bilgisayarları, klasik bilgisayarlarla benzer şekilde bilgi işleme yapan cihazlardır. Ancak kuantum bilgisayarları, işlemlerini atom altı parçacıkların özelliklerine dayandırdıkları için klasik bilgisayarlara kıyasla çok daha hızlı çalışabilirler. Klasik bilgisayarlar için işlem sağlayıcılar olarak kullanılan bitlerin yerine, kuantum bilgisayarları qubit adı verilen işlem sağlayıcılar kullanır. Bir bit, sadece 0 veya 1 değerlerini alabilen matematiksel bir nesnedir. Ancak bir qubit, aynı zamanda 0 ve 1 değerleri arasındaki tüm olası ara değerleri de alabilir. qubitler, 2^n boyutlu sayıları n ile artan uzay vektörleri olarak ifade edilirler ve dalga özelliklerini kullanarak çalışırlar [63].

Kuantum bilgisi, bilginin sadece sıfır veya bir gibi basit sayısal hallerle değil, geniş bir yelpazede karmaşık sayısal hallerle depolandığı bir sistemdir. Bu depolama şekli, bilgi kayıt boyutuyla birlikte açıkça katlanarak artar. Ancak, kuantum bilgisi ölçümlendiğinde, birçok bilgi kaybedilir ve gizlenir. Fakat ölçüm yapmadan sadece qubitlerin birbirleriyle etkileşim kurmasına izin verirse, tüm bilgi korunabilir. Bu, kuantum hesaplamalarının temelinde yatan devasa kuantum paralelliği oluşturur[64].

4. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK

Günlük hayatta sık sık karşılaşılan ışık, hem boşlukta hem de maddelerde hareket ederek dünya hakkında görsel bilgiler sağlar. Işık, odaklama veya yansıma gibi basit optik olaylardan, gökkuşağı gibi renkli spektrumlara kadar farklı şekillerde kendini gösterir. Bu optik olaylar, materyallerin küçük optik parametreleri sayesinde açıklanabilir. Bu parametreler, ışığın yoğunluğundan bağımsız olarak sabit kalır ve optik fenomenlerin gözlemlenmesine olanak tanır. Bu alana doğrusal optik denir.

Doğrusal olmayan optik, ışığın materyallerdeki hareketinin, doğrusal olmayan yani doğrusal olmayan denklemlerle açıklanması gereken optik olaylara verilen isimdir. Doğrusal optikte, optik parametreler, ışığın yoğunluğuna bağlı olarak değişmez. Ancak doğrusal olmayan optikte, ışığın yoğunluğundaki değişimler, ışığın materyallerdeki hareketi üzerinde büyük bir etkiye sahiptir. Doğrusal olmayan optik teorisi iyi anlaşılmış doğrusal optiğin özellikle ışık ve maddenin etkileşimi olarak bilinen kısmı üzerine kurulmuştur. Sıradan bir madde pozitif yüklü çekirdekler ve bunları çevreleyen negatif yüklü elektronlardan oluşur. Işık öncelikle değerlik elektronları aracılığıyla madde ile etkileşime girer. Işık tarafından indüklenen malzemenin polarizasyonu ışık-madde etkileşimi teorisindeki temel parametredir. Bu parametrenin doğrusal olmayan optik sisteminde tanımlanması yüksek yoğunlukta zengin optik olay çeşitliliğinin açıklanmasına izin verir [65].

4.1. Kuantum mekaniğinin yoğunluk matrisi formalizmi

Bir kuantum sisteminin istatistiksel durumunu tanımlamak için kuantum teorisinde bir yoğunluk matrisi veya yoğunluk operatörü kullanılır. Klasik istatistiksel mekanikte bir faz-uzay yoğunluğunun (konum ve momentumun olasılık dağılımı) kuantum-mekanik analogudur. Yoğunluk matrisleri yoluyla istatistiksel bir tanımlamaya duyulan ihtiyaç, yalnızca ket vektörleri tarafından temsil edilen durumları kullanarak ölçüm gibi genel kuantum işlemlerinden geçen bir kuantum mekanik sistemini tanımlamanın mümkün olmaması nedeniyle ortaya çıkar [http-4]. Kuantum mekaniksel bir durum için etkileşme Hamiltonyenin, her bir atomun Ψ özfonksiyonuyla gösterildiği matris ifadesi

$$H_{int}(t) = -M \cdot E(t) = \begin{bmatrix} 0 & M_{12} \cdot E & \dots & M_{1n} \cdot E & \dots \\ M_{21} \cdot E & M_{22} \cdot E & \dots & M_{2n} \cdot E & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{n1} \cdot E & M_{n2} \cdot E & \dots & M_{nn} \cdot E & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

şeklindedir. Burada $M_{mn} = -e\langle\Psi_m|r|\Psi_n\rangle$ ile dipol momentin matris bileşeni ifade edilir. Kütle merkezinde seçilen orjinin taban durum dalga fonksiyonu, $M_{11} = 0$ olmasını sağlar. Merkezi simetrisinin olmaması diğer köşegen momentleri sıfırdan farklı yapar. Dolayısıyla sistemin yoğunluk matrisi aşağıdaki gibi olur.

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \dots & \rho_{1n} & \dots \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \dots & \rho_{2n} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \rho_{n1} & \rho_{n2} & \dots & \rho_{nn} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

Ayrıca yoğunluk matris operatörü aşağıdaki hareket denklemini de sağlar. Bu hareket denklemi yoğunluk matrisinin zamanla değişimini de gösterir ve Liouville denklemi olarak da bilinir.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 + H_{int}, \rho] \quad (4.3)$$

Pertürbe olmamış Hamiltonyen operatörü yukarıda H_0 ile gösterilir. Liouville denkleminin (4.3) bu hali her durumu içermez. Örneğin atomlar arasındaki etkileşim sönüm terimi ile ilave edildiğinde hareket denklemi,

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 + H_{int}, \rho]_{nm} - \Gamma_{nm}(\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad (4.4)$$

ile ifade edilir. Denklemden n ve m seviyeleri arasındaki bozulma hızı Γ_{nm} ve matrisin termal denge değeri $\rho_{nm}^{(eq)}$ 'dir. (4.4) denkleminin çözümü için pertürbasyon tekniği kullanılır ve

$$H_{int} = -M \cdot E(t) \quad (4.5)$$

olarak yazılır. Denklem (4.5)'de ki dipol moment operatörü $M = -er$ 'dir. (4.4) denklemi (4.3) yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = & -i \omega_{nm} \rho_{nm} + \frac{1}{i\hbar} \sum_k \{ (H_{int})_{nk} \rho_{km} - \rho_{nk} (H_{int})_{km} \} \\ & - \Gamma_{nm}(\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(eq)}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

elde edilir. Denklemden H_{int} yerine λH_{int} yazılırsa denklemin pertürbasyon terimi elde edilebilir. λ parametresi, 0 ile 1 arasında değişen değerlere sahiptir ve pertürbasyon kuvvetini belirler. Denklem (4.6)'nın λ parametresinin kuvvet serisi türünden bir çözümünün

$$\rho_{nm} = \rho_{nm}^{(0)} + \lambda \rho_{nm}^{(1)} + \lambda^2 \rho_{nm}^{(2)} + \dots \quad (4.7)$$

gibi olduğunu kabul edelim. λ 'ın katsayıları denklem (4.6)'yı sağlaması gerektiğinden

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(0)}}{\partial t} = -i \omega_{nm} \rho_{nm}^{(0)} - \Gamma_{nm} (\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(1)}}{\partial t} = -i(\omega_{nm} + \Gamma_{nm}) \rho_{nm}^{(1)} + \frac{1}{i\hbar} [H_{int}, \rho^0]_{nm} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial \rho_{nm}^{(2)}}{\partial t} = -i(\omega_{nm} + \Gamma_{nm}) \rho_{nm}^{(2)} + \frac{1}{i\hbar} [H_{int}, \rho^1]_{nm} \quad (4.10)$$

Bu denklemlerde integraller alınarak ve buna ek olarak $\rho_{nm}^{(0)}$ değerinin bilinmesi durumunda daha yüksek mertebeli ρ_{nm}^k ifadesi elde edilebilir. Denklem (4.8)'in kararlı çözümü

$$\rho_{nm}^{(0)} = \rho_{nm}^{(eq)} \quad (4.11)$$

dir. Denklem (4.9)'da integral alınır

$$\rho_{nm}^{(1)} = \int_{-\infty}^1 \frac{1}{i\hbar} [H_{int}(t'), \rho^0]_{nm} \exp\{i(\omega_{nm} + \Gamma_{nm})(t' - t)\} dt' \quad (4.12)$$

elde edilir. Daha yüksek dereceli terimler benzer işlemlerle bulunabilir. Alınganlık hesaplamaları için aşağıdaki optik alanı tanımlanmış olsun.

$$E(t) = \sum_s E_s \exp(-i\omega_s t) \quad (4.13)$$

Denklem (4.5), (4.12), (4.13) kullanılarak

$$\rho_{nm}^{(1)} = (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) \sum_s \frac{M_{nm} E_s \exp(-i\omega_s t)}{\hbar[\omega_{nm} - \omega_s - i\Gamma_{nm}]} \quad (4.14)$$

ifadesi elde edilebilir. $P = NM$ kutuplanma ifadesinden yararlanarak

$$P^{(1)} = N \cdot \text{tr}(P^1 M) \quad (4.15)$$

şeklinde doğrusal kutuplanmayı yazabiliriz. Doğrusal alınganlık ifadesi, $P^{(1)} = X^{(1)}E$ bağıntısı yardımıyla

$$X^{(1)}(\omega_s) = N \sum_{nm} (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) \frac{M_{mn} M_{nm}}{\hbar[\omega_{nm} - \omega_s - i\Gamma_{nm}]} \quad (4.16)$$

şeklinde olur. Doğrusal alınganlık ifadesi (4.13) denkleminde de görüldüğü gibi dipol matris elemanın karesiyle doğru orantılıdır. İkinci ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan alınganlıklar yukarıda yapılan benzer işlemlerle hesaplanabilir.

$$\begin{aligned}
X_{ijk}^{(2)}(\omega_s + \omega_r, \omega_s, \omega_r) = & \frac{N}{2\hbar^2} \sum_{mnp} (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_w^{(0)}) \times \\
& \left[\frac{M_{mn}^i M_{nv}^j M_{vm}^k}{[\omega_{nm} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{nm}][\omega_{vm} - \omega_r - i\Gamma_{vm}]} \right] \\
& + \frac{M_{mn}^i M_{nv}^k M_{vm}^j}{[\omega_{nm} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{nm}][\omega_{vm} - \omega_s - i\Gamma_{vm}]} - \frac{M_{nv}^i M_{mn}^j M_{vm}^k}{[\omega_{vm} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{vn}][\omega_{vm} - \omega_r - i\Gamma_{vm}]} \\
& - \frac{M_{mn}^i M_{nv}^j M_{vm}^k}{[\omega_{vn} - \omega_s - \omega_r - i\Gamma_{vn}][\omega_{vm} - \omega_s - i\Gamma_{vm}]} \quad (4.17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
X_{kjih}^{(3)}(\omega_q + \omega_s + \omega_r, \omega_q, \omega_s, \omega_r) = \\
\frac{N}{\hbar^3} P_1 \sum_{nmvl} \left\{ \begin{aligned} & \frac{(\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{ll}^{(0)}) M_{mn}^k M_{nv}^j M_{vl}^i M_{lm}^h}{[\omega_{lm} - \omega_r - i\Gamma_{lm}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ & - \frac{(\rho_{ll}^{(0)} - \rho_{vv}^{(0)}) M_{mn}^k M_{nv}^j M_{vl}^i M_{lm}^h}{[\omega_{vl} - \omega_r - i\Gamma_{vl}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ & - \frac{(\rho_{vv}^{(0)} - \rho_{ll}^{(0)}) M_{mn}^k M_{vm}^j M_{nl}^i M_{lv}^h}{[\omega_{vl} - \omega_r - i\Gamma_{lm}][\omega_{nv} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{nv}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \\ & - \frac{(\rho_{ll}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) M_{mn}^k M_{vm}^j M_{lv}^i M_{nl}^h}{[\omega_{nl} - \omega_r - i\Gamma_{nl}][\omega_{vm} - \omega_r - \omega_s - i\Gamma_{vm}][\omega_{nm} - \omega_r - \omega_s - \omega_q - i\Gamma_{nm}]} \end{aligned} \right\} \quad (4.18)
\end{aligned}$$

denklem (4.17) ve (4.18) ikinci ve üçüncü derece alınganlık ifadeleridir. (4.18) denkleminde giriş frekansları $\omega_q, \omega_r, \omega$ tüm olası pertürbasyonları üzerinden ortalama alındığını gösteren pertürbasyon operatörü P_1 'dir. h, i ve j indisleri de giriş frekansı ile pertürbasyon uğrarlar. Dolayısıyla incelenen sistemin doğrusal olmayan optik özellikleri elde edilen alınganlık ifadeleri ile hesaplanabilir [54,55].

$$\begin{aligned}
X^{(1)}(\omega) = & \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_s |M_{21}|^2}{E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{21}} \\
= & \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_s |M_{21}|^2 (E_{10} - \hbar\omega)}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 - (\hbar\Gamma_{21})^2} + i \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_s |M_{21}|^2 \hbar\Gamma_{21}}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{21})^2} \quad (4.19)
\end{aligned}$$

$$X^{(3)}(\omega) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_s |M_{21}|^2 |E|^2}{(E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{21})} \times \left[\frac{4|M_{21}|^2}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{21})^2} - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21} - i\hbar\Gamma_{21}) + (E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_{21})} \right] \quad (4.20)$$

Denklem (4.19) ve (4.20) sırasıyla doğrusal ve üçüncü mertebeden doğrusal olmayan alınganlıklardır. Aşağıda verilen ifadeler doğrusal olmayan alınganlıklara bağlı optik özelliklerdir. doğrusal $\alpha^{(1)}(\omega)$ ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ soğurma katsayıları,

$$\alpha(\omega) = 2\pi\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_R}} IM(\varepsilon_0 \chi(\omega)) \quad (4.21)$$

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_R}} \frac{|M_{21}|^2 \sigma_v \hbar \Gamma_{12}}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \quad (4.22)$$

$$\alpha^{(3)}(\omega, I) = -\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_R}} \left(\frac{I}{2\varepsilon_R n_r c} \right) \frac{|M_{21}|^2 \sigma_v \hbar \Gamma_{12}}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2]^2} \times \left[4|M_{21}|^2 - \frac{(M_{22} - M_{11})^2 [3E_{21}^2 - 4E_{21}\hbar\omega + \hbar^2(\omega^2 - \Gamma_{12}^2)]}{E_{21}^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \right] \quad (4.23)$$

şeklindedir ve denklem (4.22) ve (4.23)'ün toplamı

$$\alpha(\omega, I) = \alpha^{(1)}(\omega) + \alpha^{(3)}(\omega, I) \quad (4.24)$$

şeklindedir.

Doğrusal $\Delta n^{(1)}(\omega)$, üçüncü mertebeden doğrusal olmayan $\Delta n^{(3)}(\omega, I)$ kırılma indislerinin değişimleri ve bu değişimlerin toplamaları ise aşağıdaki formüllerle ifade edilir.

$$\frac{\Delta n(\omega)}{n_r} = Re \left(\frac{\chi(\omega)}{2n_r^2} \right) \quad (4.25)$$

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{1}{2n_r^2 \varepsilon_0} \frac{\sigma_v |M_{21}|^2 (E_{21} - \hbar\omega)}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} \quad (4.26)$$

$$\frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r} = \frac{1}{4n_r^3 \varepsilon_0} \frac{\sigma_v |M_{21}|^2}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2]^2} \times \left\{ 4(E_{21} \hbar\omega) |M_{21}|^2 - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{E_{21}^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} x (E_{21} - \hbar\omega) \right\} \quad (4.27)$$

ve

$$\frac{\Delta n(\omega, I)}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r} \quad (4.28)$$

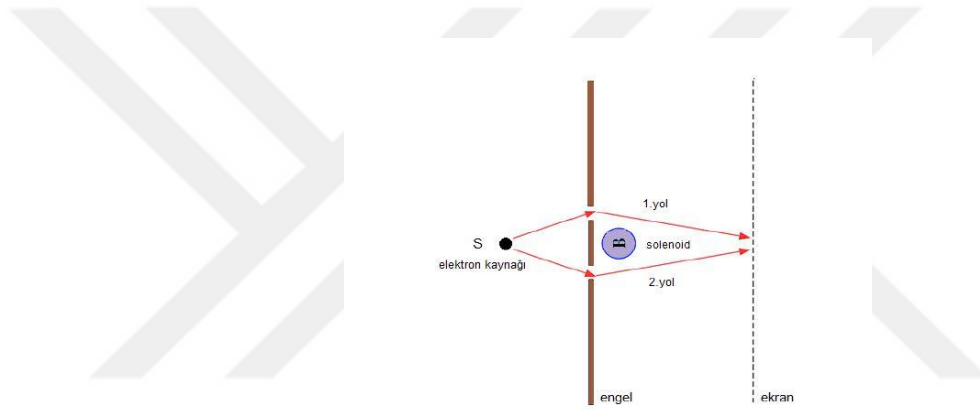
şeklindedir. Denklemlerde c ışık hızı, I optik yoğunluk, σ_s elektron yoğunluğu, μ_0 manyetik doygunluk, n_r materyal noktanın kırılma indisi. $\hbar\omega$ foton enerjisi, ε_0 boşluğun dielektirik sabiti, $E_{21} = E_2 - E_1$ iki enerji seviyesi arasındaki fark, $\Gamma_{12} = 1/\tau$ 1 ve 2 durumlarında durulma oranı, τ durulma zamanı, $M_{ij} = e\langle\Psi_i|z|\Psi_j\rangle$ i ve j durumları arasındaki dipol geçiş matris elemanlarıdır [55].

5. DIŞ ALANLARIN ETKİSİNDE PARABOLİK VE TERS KARE KUŞATMA POTANSİYELİ İLE TANIMLI AYRIM KUSURUNA SAHİP KUANTUM NOKTALARIN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

5.1. Aharonov-Bohm (AB) Olayı

Aharonov-Bohm (AB) olayı, yüklü parçacıkların giremediği bir bölgede bulunan manyetik alanın, manyetik alanın olmadığı ($\vec{B} = 0$) bir bölgede hareket eden yüklü parçacıkların kuantum mekanik davranışlarında gözlenebilir etkiler oluşturması olayıdır. Kuantum mekaniksel bir olayın klasik mekanikte bir karşılığı yoktur. AB olayını 1959 yılında Y. Aharonov ve D. Bohm tarafından önerilmiştir.

Şekil 5.1 de AB olayını gösteren deney düzeneği gösterilmektedir.



Şekil 5.1. Aharonov-Bohm olayı

Deney düzeneğine yerleőtirilen selenoidden akım geçmezse elektron kaynağından yayılan elektron demetleri beklenildiği üzere ekranda normal girişim desenleri oluştururlar. Akım geçen selenoidin içerisinde geçen akımdan kaynaklı manyetik alan oluşur, fakat selenoidin dışında manyetik alan sıfır olur. Manyetik alanın sıfır olmasına karşın elektronların oluşturduğu girişim desenlerinde kuantum mekaniksel faz etkisinden dolayı kaymalar gözlemlenir.

Solenoidden akı geçmediğinde solenoidin içinde ve dışındaki bölgelerde manyetik alan sıfır ($\vec{B} = 0$) olur. Bu durum da serbest elektronun hareketi

$$\hat{H}_0 = \frac{\vec{p}^2}{2m} \quad (5.1)$$

Hamiltoniyeni ile tanımlanır. Solenoidden akım geçtiği zaman solenoid içinde manyetik alan ($\vec{B} \neq 0$) sıfırdan farklı, solenoidin dışında manyetik alan ($\vec{B} = 0$) sıfırdır. Bu durumda ise elektronların hareketi

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 \quad (5.2)$$

Hamiltoniyeni ile verilir. Burada, vektör potansiyeli ile manyetik alan arasında

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (5.3)$$

bağıntısı vardır. Ayar değişmezliği fiziksel gözlenebilirlerde bir değişiklik yapmadığından vektör potansiyeli

$$\vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} f \quad (5.4)$$

şeklinde yazılabilir. Burada f uzay ve zamana göre türevlenebilen skaler bir fonksiyondur. Denklem (5.4)'ün rotasyoneli alınır

$$\vec{\nabla} \times \vec{A}' = \vec{\nabla} \times \vec{A} + \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} f) \quad (5.5)$$

olur. Burada $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} f) = 0$ olmalıdır. Kuantum mekaniğinde konum ve momentum operatörleri ayar dönüşümü altında değişmez. Bunun için

$$\langle a | \vec{x} | a \rangle = \langle a' | \vec{x} | a' \rangle \quad (5.6)$$

$$\langle a | \vec{p} - e\vec{A} | a \rangle = \langle a' | \vec{p} - e\vec{A}' | a' \rangle \quad (5.7)$$

olmalıdır. Burada $|a\rangle$ ve $|a'\rangle$ farklı ayardaki öz durumlarıdır ve

$$\langle a | a \rangle = \langle a' | a' \rangle \quad (5.8)$$

olur. Bu durumlar arasında

$$|a'\rangle = \varphi |a\rangle \quad (5.9)$$

bağıntısı vardır. Burada φ bağıntıyı sağlayan bir operatördür. φ operatörü

$$\varphi^\dagger \vec{x} \varphi = \vec{x} \quad (5.10)$$

$$\varphi^\dagger (\vec{p} - e\vec{A}) \varphi = \vec{p} - e\vec{A}' \quad (5.11)$$

yukarıdaki iki koşulu birlikte sağlamalıdır. Bu koşulları sağlayan operatör

$$\varphi = \exp \left(i \frac{e}{\hbar} f \right) \quad (5.12)$$

şeklinde tanımlanmalıdır. Ayar dönüşümü Schrödinger denkleminde uygulanırsa

$$\frac{(\vec{p}-e\vec{A})^2}{2m}|a, t_0; t\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}|a, t_0; t\rangle \quad (5.13)$$

$$\frac{(\vec{p}-e\vec{A}-e\vec{\nabla}f)^2}{2m}|a', t_0; t\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}|a', t_0; t\rangle \quad (5.14)$$

olur. Burada $|a, t_0; t\rangle$ ile $|a', t_0; t\rangle$ durumları arasında denklem (5.12) ile verilen bir bağıntı olacaktır.

$$|a', t_0; t\rangle = \exp\left(i\frac{e}{\hbar}f\right)|a, t_0; t\rangle \quad (5.15)$$

Burada $|a', t_0; t\rangle = \Psi'$ ve $|a, t_0; t\rangle = \Psi_0$ öz fonksiyonlarıdır. Böylece denklem (5.15)

$$\Psi'(\vec{r}, t) = e^{i\frac{e}{\hbar}f}\Psi_0(\vec{r}, t) \quad (5.16)$$

olarak yazılır. Vektör potansiyeli $\vec{A}' = \vec{\nabla}f$ 'nın solenoidi çevreleyen kapalı bir yol üzerinden integrali alınır ve Stokes teoremi kullanılırsa

$$f = \oint \vec{A}' \cdot d\vec{r} = \oint (\vec{\nabla} \times \vec{A}') \cdot d\vec{r} = \int_C \vec{B} \cdot d\vec{S} = \Phi \neq 0 \quad (5.17)$$

elde edilir. Φ , $\vec{B}$ manyetik alanının oluşturduğu manyetik akıdır. Denklem (5.17) bize elektronların hareket ettiği bölgede manyetik alanın sıfır olduğu halde $\vec{B} = 0$, vektör potansiyelinin $\vec{A} \neq 0$ sıfır olmadığını ifade eder. Denklem (5.17)'den solenoidin dışındaki silindirik polar koordinatlarda vektör potansiyel

$$\vec{A} = \frac{\Phi}{2\pi r} \hat{\phi} \quad (5.18)$$

elde edilir. Manyetik akı

$$\Phi = \oint \vec{A}' \cdot d\vec{r} = \oint (\vec{\nabla}f) \cdot d\vec{r} = \Delta f \neq 0 \quad (5.19)$$

yazılır. Denklem (5.1) ve (5.2) deki Hamiltonyen için yazılan Schrödinger denkleminin çözümleri arasında seçilen ayardan dolayı $e^{i\frac{q}{\hbar}f}$ kadar bir değişim olur. $e^{i\frac{q}{\hbar}f}$ faz kayması olarak adlandırılır. Burada $q = -e$ 'dir.

Deney düzeneğini gösteren Şekil 1'de kaynaktan çıkan elektronlar birinci ve ikinci yolunu izleyerek ekranda üst üste gelir. Bu durumda, toplam dalga fonksiyonu

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi_1(\vec{r}, t) + \Psi_2(\vec{r}, t) \quad (5.20)$$

olarak yazılır. Birinci ve ikinci yoldan ilerleyen dalga fonksiyonları denklem (5.16) denklem (5.19)'da yerine yazılırsa

$$\Psi(\vec{r}, t) = e^{i\frac{q}{\hbar}\phi_1}\Psi_{01}(\vec{r}, t) + e^{i\frac{q}{\hbar}\phi_2}\Psi_{02}(\vec{r}, t) \quad (5.21)$$

olur. Burada Ψ_{01} ve Ψ_{02} sırasıyla birinci ve ikinci yoldan ilerleyen elektronun vektör potansiyelini olmadığı durumdaki dalga fonksiyonlarıdır. Denklem (16)'dan ϕ_1 ve ϕ_2 yerlerine yazılırsa

$$\Psi(\vec{r}, t) = e^{i\frac{q}{\hbar}f_1}\Psi_{01}(\vec{r}, t) + e^{i\frac{q}{\hbar}f_2}\Psi_{02}(\vec{r}, t) \quad (5.22)$$

elde edilir. Burada $q = -e$ ve $\hbar = h/2\pi$ tanımlarıyla yukarıdaki dalga fonksiyonu

$$\Psi(\vec{r}, t) = e^{-i\frac{2\pi e}{\Phi_0}f_1}\Psi_{01}(\vec{r}, t) + e^{-i\frac{2\pi e}{\Phi_0}f_2}\Psi_{02}(\vec{r}, t) \quad (5.23)$$

olur. Burada $\Phi_0 = h/e$ manyetik akı kuantasıdır. İki yoldan ilerleyen dalga fonksiyonları arasındaki faz farkı

$$\Delta\varphi = -2\pi \frac{f_1 - f_2}{\Phi_0} \quad (5.24)$$

ile belirlenir. Yukarıdaki denkleme, denklem (5.17)'de tanımlanan f_1 ve f_2 yazılır ve aşağıdaki işlemler yapılırsa

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\Phi_0} \left[\int_{(1)} \vec{A}' \cdot d\vec{r}' - \int_{(2)} \vec{A}' \cdot d\vec{r}'' \right]$$

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\Phi_0} \oint_C \vec{A}' \cdot d\vec{r}$$

$$\Delta\varphi = -2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (5.25)$$

ile verilen bir faz kayması oluşur. Ekrandaki girişim deseni, yani toplam dalga fonksiyonunun olasılık yoğunluğu

$$|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = \left| e^{-i2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}} \Psi_1 + \Psi_2 \right|^2 \quad (5.26)$$

ile verilir [66,67].

5.2. Topolojik Kusurlar

İdeal kristal katılar, atom veya moleküllerin düzenli bir şekilde sıralanmasıyla oluşan bir yapıya sahiptirler. Ancak gerçek kristaller hiçbir zaman tamamen kusursuz değildir ve atomların veya moleküllerin düzeninde her zaman kusurlar bulunur. Bu kusurların çoğu, küçük ve önemsiz gibi görünse de, aslında katının fiziksel ve kimyasal özelliklerinde büyük rol oynarlar. Kristalin bir bölümünün başka bir bölüme göre ötelenmesinden veya doğrusal yer değiştirmesinden kaynaklanan ve özellikle metallerde ve yarı iletkenlerde yoğun bir şekilde incelenen kristal kusura dislokasyon denilir. Metaller gibi sıradan üç boyutlu kristallerde nadiren gözlenen, katıda yapının bir parçasının ötelemeden ziyade dönüşle yer değiştirdiği kusura ise ayırım kusuru (disclination) denilmektedir. Ayırım kusuru sıvı kristaller adı verilen yönlendirilmiş molekül dizilerinde görünürler ve sıvı kristallerde, ilk kez C. Friedel tarafından tanımlanmışlardır. Ayırımlar, ferromanyetikler, iki boyutlu kristaller olan biyolojik membranlar, nanocons, fullerenler dahil nanotüpler ve grafenin yapısında görülebilir. Ayırım kusuru, kırınım olaylarının analizinde süperiletkenlerdeki vortex yapıları ve süper akışkan helyum, faz geçişleri, Dünya kabuğu kaymaları, uzay-zaman tekillikleri gibi konularda da kullanılmıştır [68,79].

Ayırım kusuru ve dislokasyon kusuru aynı kökeni paylaşan doğrusal topolojik kusurlardır. İlk kez İtalyan bilim insanı Volterra tarafından önerilen ve Volterra süreci olarak adlandırılan süreç kusurları elastik sürekli ortamlardaki bozulmalar olarak tanımlar ve onların topolojik özelliklerinden yararlanılarak kusur oluşumunu açıklamaktadır.

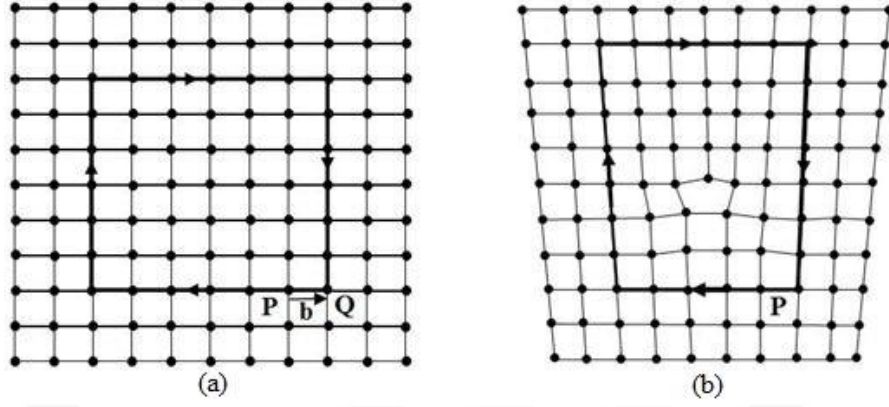
Volterra sürecinde bozulma oluşturmak için z-ekseni boyunca yönlendirilmiş silindirik bir malzeme, yz-düzlemi boyunca kesilir. Düzlemin iki tarafındaki malzemeler birbirlerine göre d kadar yer değiştirilir ve ardından birleştirilir [http-5].

Bir öteleme hareketi ve bir döndürme hareketi bir arada olduğunda dispiration denilen durum meydana gelir. Görsel 5.1 dispiration kusuru göstermektedir.



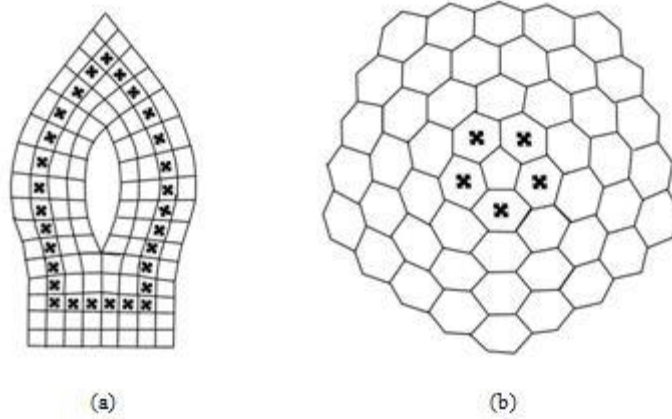
29

Şekil 5.3 kristal bir yapıdaki kusursuz durumu ve çizgi kusurunu göstermektedir ve kristalografik yönelimler parçacıkları birleştiren çizgiler yoluyla gösterilir.



Şekil 5.3. (a) Kusursuz kristal, (b) çizgi kusuru

Şekil 5.4. ayırım kusura sahip kristalleri göstermektedir



Şekil 5.4. Kristal yapılarda ayırım kusurları.: (a) $\frac{\pi}{2}$ gücünde pozitif kama ayırımı, (b) $\frac{\pi}{3}$ gücünde pozitif kama ayırımı

5.3. Elektronun Dalga Fonksiyonları ve Enerji Özdeğerleri

Ayırım (disclination) kusuruna sahip bir kristalde hareket eden elektronun için silindirik koordinatlarda sistemin metriği

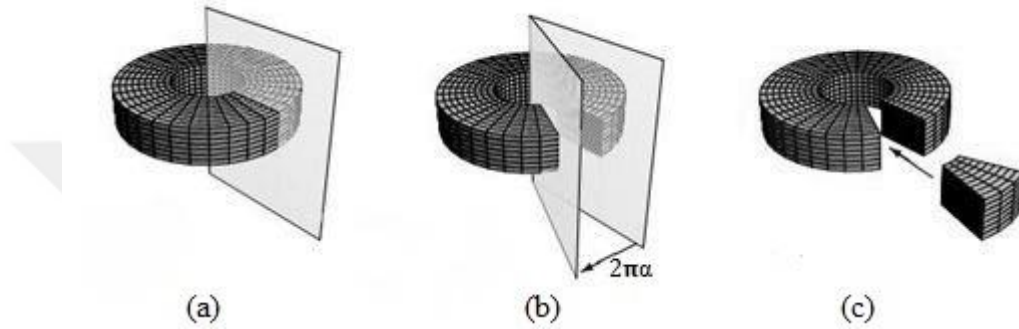
$$ds^2 = dr^2 + \alpha^2 r^2 d\phi^2 + dz^2 \quad (5.26)$$

ile tanımlanır. Bu kusurda, silindirik koordinatlardaki açısal değişken üzerindeki sınır koşulu $\phi \rightarrow \phi + 2\pi$ yerine $\phi \rightarrow \phi + 2\pi\alpha$ 'dır. Ayırım oluşturmanın Volterra sürecinde, $\alpha < 1$ ise, silindirden $2\pi(1 - \alpha)$ kadarlık bir kama açısının çıkarılır. Daha sonra kesğin

sınırları simetrik taşınarak birbirine yapıştırılır. $\alpha > 1$ ise bir kama eklenir (bkz. Şekil 5.5). Yukarıdaki metrik orjinde tekillığe sahip yerel olarak düz ortama uyar. Ortamın sıfır olmayan Riemann eğri tensörü ve Ricci tensörü

$$R_{12}^{12} = R_1^2 = R_2^2 = 2\pi \frac{1-\alpha}{\alpha} \delta^2(r) \quad (5.27)$$

ile verilir [80-83].



Şekil 5.5. Ayırım için Volterra süreci: (a) içi boş silindir xy düzlemi boyunca kesilir, (b) $2\pi\alpha$ kadarlık bir kama çıkarılır, (c) ve son olarak eksik malzeme eklenir ve kesik birbirine yapıştırılır.

Manyetik alan, AB akı alanı ve ayırım kusurunun etkisi altındaki bir elektronun Hamiltonyeni

$$H = \frac{1}{2m^*} \left[\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right]^2 + V(r) \quad (5.28)$$

olarak verilir. Burada $\vec{p} = -i\hbar\nabla$ momentum operatörü, m^* elektronun etkin kütlesi, e elektron yükü, c ışık hızıdır. $\vec{A}$ vektör potansiyelini gösterir ve silindirik koordinatlarda vektör potansiyelinin açısal bileşenleri,

$$\vec{A}_1 = \frac{Br}{2\alpha} \hat{\phi} \quad , \quad \vec{A}_2 = \frac{\Phi_{AB}}{2\alpha\pi r} \hat{\phi} \quad (5.29)$$

$$\vec{A} = \left(A_r = 0, A_\phi = \frac{B}{2\alpha} r + \frac{\Phi_{AB}}{2\pi\alpha} \frac{1}{r}, A_z = 0 \right) \quad (5.30)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{A}_1 = \vec{B}, \quad \vec{\nabla} \times \vec{A}_2 = 0 \quad (5.31)$$

şeklinde iki terimin toplamı $\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$ olarak yazılır[84,85]. $\vec{A}_2$, Φ_{AB} Aharonov-Bohm akı alanı tarafından üretilen vektör potansiyelidir. Vektör potansiyellerinin yarattığı manyetik alan $\vec{B} = (B + \Phi\delta^2(r))\hat{z}$ ile verilir. Burada $\delta^2(r)$ iki boyutlu Dirac delta fonksiyonudur.

Denklem (4.1)'de kuşatma potansiyeli $V(r)$

$$V(r) = \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 r^2 + \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\xi^2}{r^2} \quad (5.32)$$

şeklinde parabolik ve ters kare potansiyellerinden oluşur [86]. Burada ω_0 harmonik kuşatma frekansı ve ξ boyutsuz bir parametredir. Tanımlanan vektör potansiyelleri ile kuşatma potansiyeli Hamiltonyen denkleminde yerine yazılırsa, Hamiltonyen aşağıdaki biçime dönüşür.

$$H = \frac{1}{2m^*} \left[-\hbar^2 \vec{\nabla}^2 - 2i\hbar \frac{e}{c} \vec{A} \cdot \vec{\nabla}_\phi + \frac{e^2}{c^2} A^2 \right] + V(r) \quad (5.33)$$

Ayrım kusuruna sahip elastik bir ortamda spinsiz bir parçacık için Laplasyen-Beltrami operatörü

$$\vec{\nabla}^2 = \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_i (\sqrt{g} g^{ij} \partial_j) \quad (5.34)$$

şeklinde yazılır. Burada g_{ij} metrik tensör, g^{ij} metrik tensörün tersi ve $g = \det|g_{ij}|$ dir. Böylece ayrım kusuruna sahip bir ortamın Laplasyeni (z =sabit için)

$$\vec{\nabla}^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\alpha^2 r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (5.35)$$

olarak elde edilir. Ayrım kusurunu üç boyutta oluşturmak için büyük enerjiler gerekir bu nedenle bu kusur genellikle iki boyutta oluşur. Bu nedende z=sabit alınmıştır. Sistemin Schrödinger denklemi

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\alpha^2 r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} - \frac{m^{*2} \omega_c^2}{4\alpha^2 \hbar^2} r^2 - \frac{\gamma^2}{\alpha^2 r^2} - \frac{m^* \omega_c \gamma}{\alpha^2 \hbar} + \frac{2i}{\alpha^2} \left(\frac{m^* \omega_c}{2\hbar} + \frac{\gamma}{r^2} \right) \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{2m^*}{\hbar^2} (E - V(r)) \right\} \Psi = 0 \quad (5.36)$$

olarak elde edilir. Burada ω_c ve γ parametreleri

$$\omega_c = \frac{eB}{m^* c} \quad \gamma = \frac{\Phi_{AB}}{2\pi \Phi_0} \quad (5.37)$$

şeklinde tanımlanır. Burada $\Phi_0 = \hbar c/e$ tanımlar. Denklem (5.36)'da verilen sistemin toplam dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\Psi(r, \phi) = NR(r) \frac{e^{im_l \phi}}{\sqrt{2\pi}} \quad (5.38)$$

Burada $m_l = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ manyetik kuantum sayısı ve N normalizasyon sabitidir. Denklem (5.35)'e denklem (5.38) yerleştirilince radyal denklem

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \frac{m^{*2}}{\hbar^2} \Omega^2 r^2 - \frac{L^2}{r^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2} \left[E - \frac{\omega_c \hbar}{2\alpha^2} (m_l + \gamma) \right] \right\} R(r) = 0 \quad (5.39)$$

olur. Burada Ω ve L parametreleri

$$\Omega = \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4\alpha^2} + \omega_0^2} \quad L = \sqrt{\xi + \frac{(m_l + \gamma)^2}{\alpha^2}} \quad (5.40)$$

ile tanımlanır. Denklem (5.39)'de radyal dalga fonksiyonu

$$R(r) = r^{-1/2} \chi(r) \quad (5.41)$$

İle ifade edilen bir fonksiyon kullanılır ve denklem aşağıdaki forma dönüşür.

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \lambda^2 r^2 - \frac{L^2 - \frac{1}{4}}{r^2} + \kappa \right] \chi(r) = 0 \quad (5.42)$$

Burada λ ve κ fiziksel parametreler göre tanımlanır:

$$\lambda = \frac{m^*}{\hbar} \Omega \quad (5.43)$$

$$\kappa = \frac{2m^*}{\hbar^2} \left[E - \frac{\omega_c \hbar}{2\alpha^2} (m_l + \gamma) \right] \quad (5.44)$$

Denklem (5.42)'nin $\chi(r \rightarrow 0)$ ve $\chi(r \rightarrow \infty)$ 'da sınır koşullarını sağlayabilmesi için dalga fonksiyonu

$$\chi(r) = r^{L+\frac{1}{2}} e^{-\frac{\lambda}{2}r^2} u(r) \quad (5.45)$$

olarak seçilir. $\zeta = \lambda r^2$ değişken değişimi ve $a = \frac{1}{2} \left(L + 1 - \frac{\kappa}{2\lambda} \right)$, $b = L + 1$ parametre tanımları ile denklem (5.44)

$$\zeta \frac{d^2 u(\zeta)}{d\zeta^2} + (b - \zeta) \frac{du(\zeta)}{d\zeta} - a u(\zeta) = 0 \quad (5.46)$$

konfluent hipergeometrik denkleme dönüşür[87]. Denklem fiziksel çözümü

$$u(\zeta) = F(a, b, \zeta) \quad (5.47)$$

konfluent hipergeometrik fonksiyonudur. Böylece, sistemin radyal dalga fonksiyonu

$$R(r) = N r^{L+\frac{1}{2}} e^{-\frac{\lambda}{2}r^2} F(-n, b, \lambda r^2) \quad (5.48)$$

olarak elde edilir. $a = -n$ kullanılarak, sistemin enerji spektrumu

$$E_{nm_l} = (2n + 1 + L) \hbar \Omega + \frac{\hbar \omega_c}{2\alpha^2} (\gamma + m_l) \quad (5.49)$$

olarak elde edilir. N normalizasyon sabiti aşağıdaki bağıntı kullanılarak belirlenir[87].

$$L_n^\alpha(y) = \frac{\Gamma(\alpha+n+1)}{n! \Gamma(\alpha+1)} F(-n, \alpha+1; y) \quad (5.50)$$

$$\int_0^\infty y^\alpha e^{-y} L_n^\alpha(y) L_m^\alpha(y) dy = \frac{\Gamma(\alpha+n+1)}{n!} \delta_{nm} \quad (5.51)$$

Burada $\Gamma(x)$ gamma fonksiyonudur. Böylece normalize edilmiş dalga fonksiyonu

$$\Psi(r, \phi) = N r^{L+\frac{1}{2}} e^{-\frac{\lambda}{2}r^2} L_n^L(\lambda r^2) e^{im_l \phi} \quad (5.52)$$

olarak elde edilir.

$$N = \sqrt{\frac{2 \lambda^{L+1} n!}{\pi \Gamma(L+n+1)}} \quad (5.53)$$

normalizasyon sabiti ve $L_n^L (\lambda r^2)$ Laguerre polinomudur.

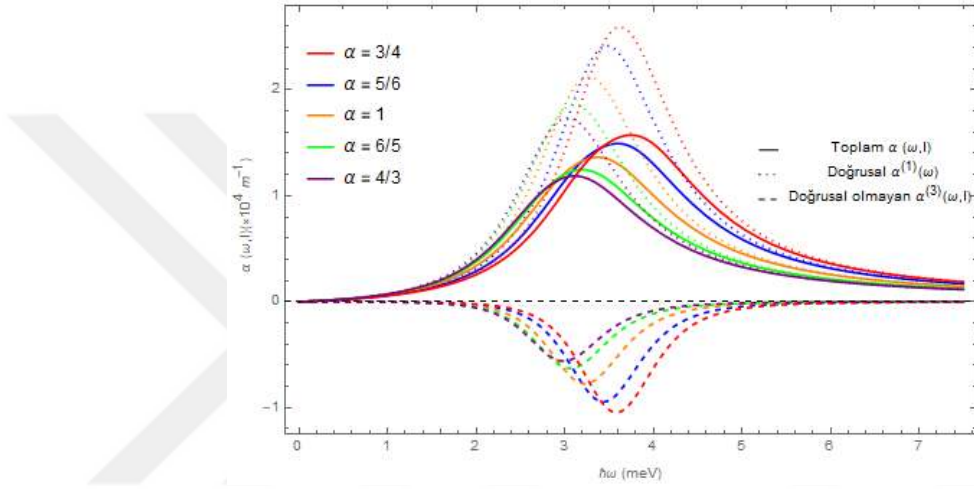


6. DIŞ ALANLARIN ETKİSİNDE PARABOLİK VE TERS KARE KUŞATMA POTANSİYELİ İLE TANIMLI AYRIM KUSURUNA SAHİP KUANTUM NOKTALARIN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİ

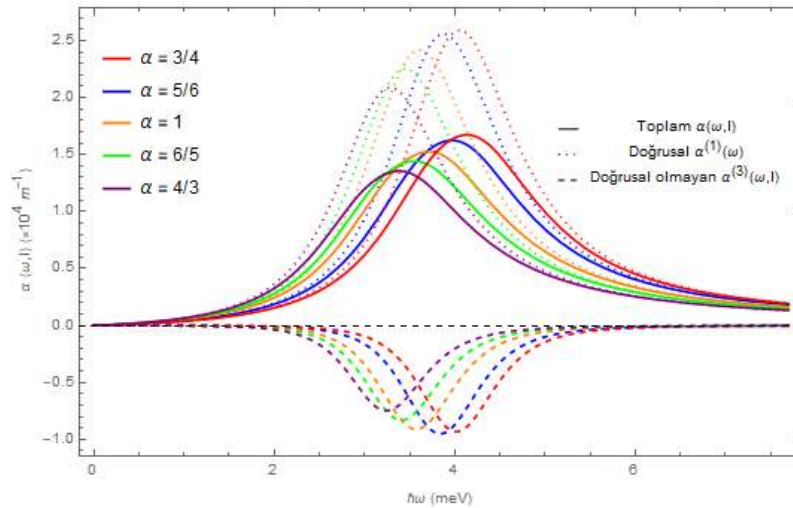
Bu bölümde önceki bölümde analitik olarak hesaplanan parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile tanımlı ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasını enerji özdeğer ve enerji özfonksiyon tarafından ve dördüncü bölümde elde edilen doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayıları ve kırılma indis değişimi denklemlerinden faydalanılarak sistemin optik özellikleri üzerine potansiyel parametrelerinin, kusur parametresinin, manyetik alan ve Aharonov-Bohm (AB) akı alanının değerinin etkisi teorik olarak incelenmiştir. Potansiyel parametreleri, kusuru parametresi, uygulanan manyetik alan ve AB akı alanının değerlerinin GaAs kuantum nokta yapısının doğrusal ve doğrusal olmayan, toplam soğuma katsayıları ve kırılma indis değişimleri üzerine etkisi hesaplanarak sayısal sonuçlar elde edilmiştir. Sayısal hesaplamalar için kullanılan fiziksel büyüklükler şu şekildedir: $m^* = 0,067m_0$ (m_0 serbest elektron kütesidir), $n_r = 3,2$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{Hm}^{-1}$, $\sigma_v = 5 \times 10^{22} \text{m}^{-3}$, $I = 1 \text{ MW/cm}^2$, $\Gamma = 1/\tau$, $\tau = 0,14 \text{ps}$.

Şekil 6.1’de parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayıları üzerine topolojik kusur parametresinin etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.2’de AB akı alanında, Şekil 6.3’te manyetik alanda, Şekil 6.4’te manyetik alan ve AB akı alanının etkisinde parabolik ve ters parabolik kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna sahip kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayıları üzerine topolojik kusur parametresinin etkisi gösterilmiştir. Şekil 6.1-4’te de görüldüğü üzere topolojik kusur parametresi artması ile toplam soğurma pikinin tepe noktası daha düşük enerji seviyelerine doğru (kırmızıya kayma) kayar. Bu kırmızıya kaymanın nedeni, topolojik kusur parametresinin artması ile izinli optik geçişin gerçekleştiği enerji seviyeleri E_{12} arasındaki enerji farkının azalmasından kaynaklanmaktadır. Şekil 6.1-3’de topolojik kusur parametresi artması ile toplam optik soğurma katsayısının genliğini azalmaktadır. Bu durum dipol matris elemanındaki $|M_{12}|$ azalmadan kaynaklanmaktadır. Şekil 6.1 ve Şekil 6.2-3 karşılaştırıldığında, sisteme uygulanan AB akı alanının toplam optik soğurma katsayısının genliğini arttırdığı ve uygulanan manyetik alanın toplam optik soğurma katsayısının genliğini azalttığı görülmektedir. Aynı zamanda sisteme

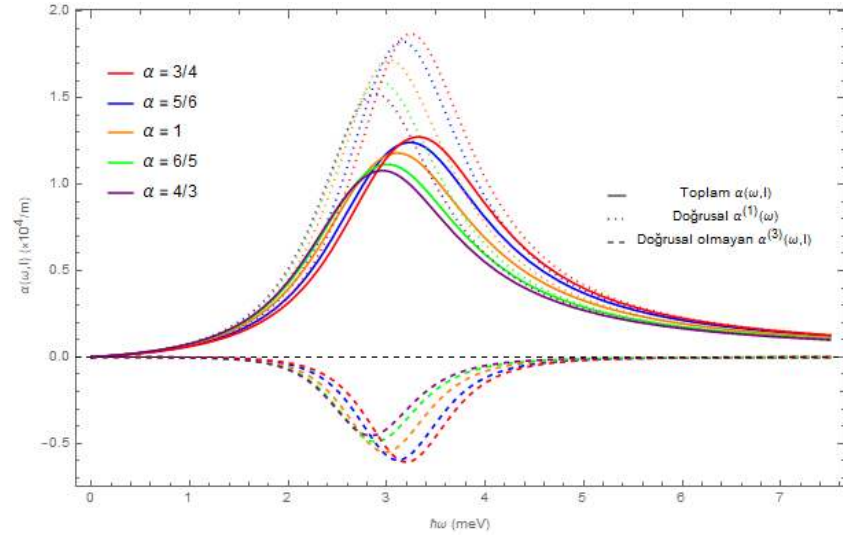
uygulan AB akı alanının toplam optik soğurma katsayısının tepe noktasını daha yüksek enerji seviyelerine doğru (maviye kayma) ve uygulanan manyetik alan alanının da toplam optik soğurma katsayısının tepe noktasını daha düşük enerji seviyelerine doğru (kırmızıya kayma) kaydıracağı görülmektedir. Şekil 6,4'te görüldüğü gibi, topolojik kusur parametresinin artması ile toplam optik soğurma katsayısının genliği topolojik kusur parametresinin birden küçük değerlerinde ($\alpha < 1$) artmakta, topolojik kusur parametresinin birden büyük değerlerinde ($\alpha > 1$) azalmaktadır.



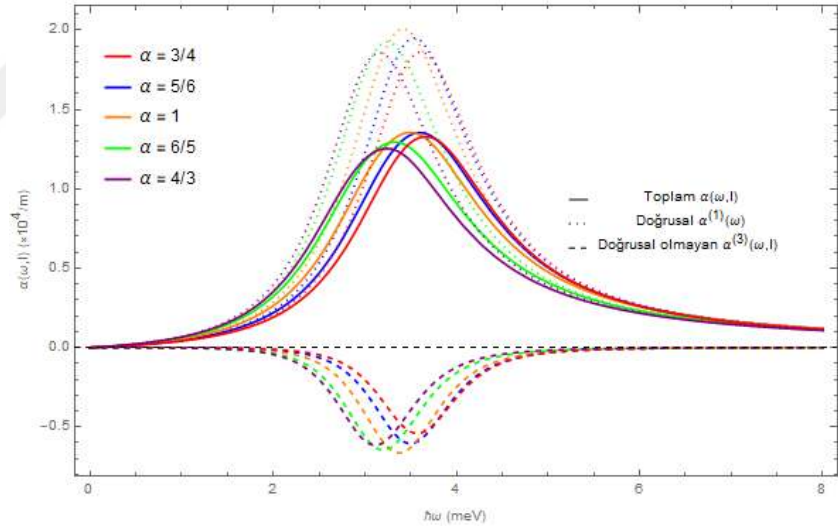
Şekil 6.1. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 0$ T, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} \text{s}^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve dört farklı α değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları



Şekil 6.2. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 0$ T, $\gamma = 0.5$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} \text{s}^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve dört farklı α değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

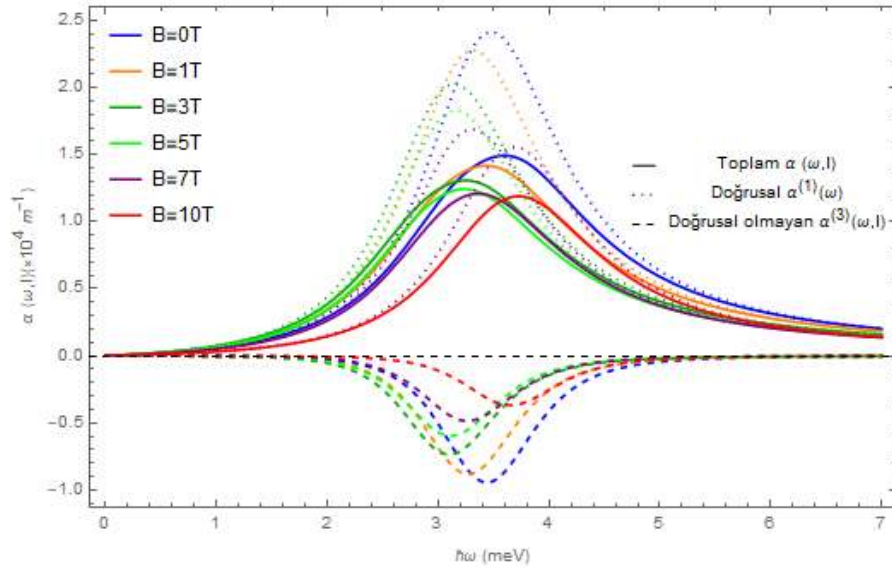


Şekil 6.3. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 5T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve beş farklı α değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

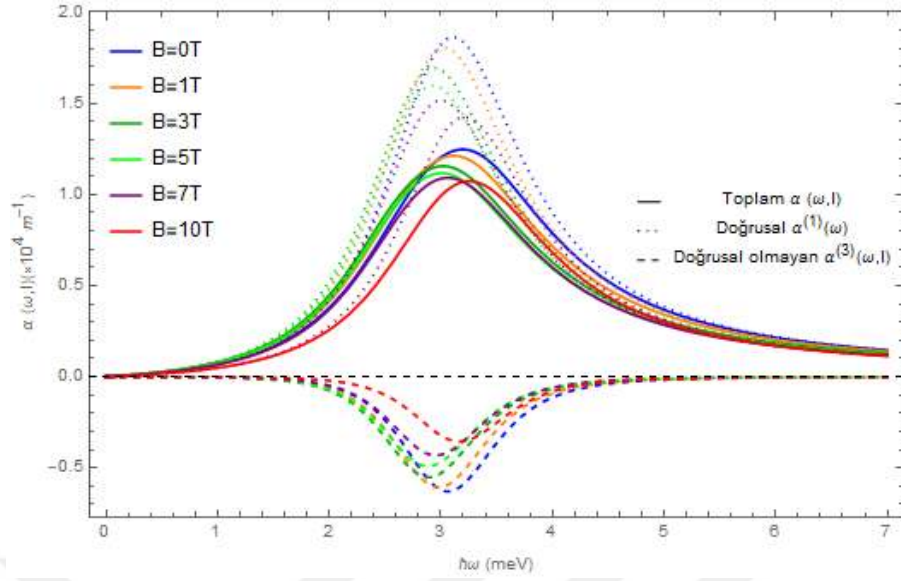


Şekil 6.4. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 5T$, $\gamma = 0.5$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve beş farklı α değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

Şekil 6.5 ve Şekil 6.6 dış manyetik alanda parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile tanımlanan sırasıyla $\alpha = 5/6$ ve $\alpha = 6/5$ topolojik kusur parametresine sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayıları üzerine uygulanan manyetik alanın etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu gösterilmiştir. Şekillerden görüldüğü gibi, manyetik alanın değerinin ($B=0-5T$) artması ile toplam optik soğurma katsayısının genliği küçülmekte ve toplam soğurma pikinin tepe noktası daha düşük enerjiler (kırmızıya kayma) kaymaktadır. Ayrıca, manyetik alan büyüklüğünün ($B=5-10T$) artması ile toplam optik soğurma katsayısının genliği ($B=5-7T$) önce azalır, sonra ($B=10T$) artar. Manyetik alanın bu aralığında ($B=5-10T$) tepe noktasının konumu daha küçük enerjilere doğru (maviye kayma) kayar. Şekil 6.5 ve Şekil 6.6 karşılaştırıldığında, büyük topolojik kusur parametresinde toplam optik soğurma katsayısının genliğinin daha küçük olduğu ve tepe noktasının konumunun daha küçük enerjilerde (kırmızı) olduğu görülmektedir. Bunun fiziksel nedeni, aynı manyetik alanda daha büyük kusur parametresine sahip sistemin enerji seviyeleri E_{12} arasındaki farkın ve manyetik dipol matris elemanın değerinin daha küçük olmasından kaynaklanmaktadır.

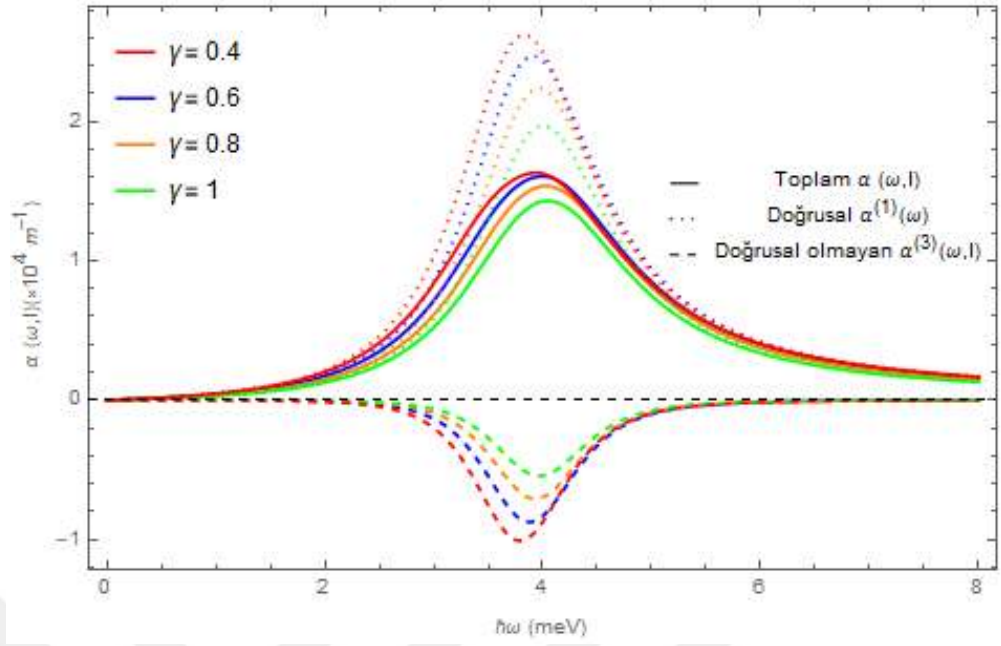


Şekil 6.5. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve $\alpha = 5/6$ ve altı farklı B değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

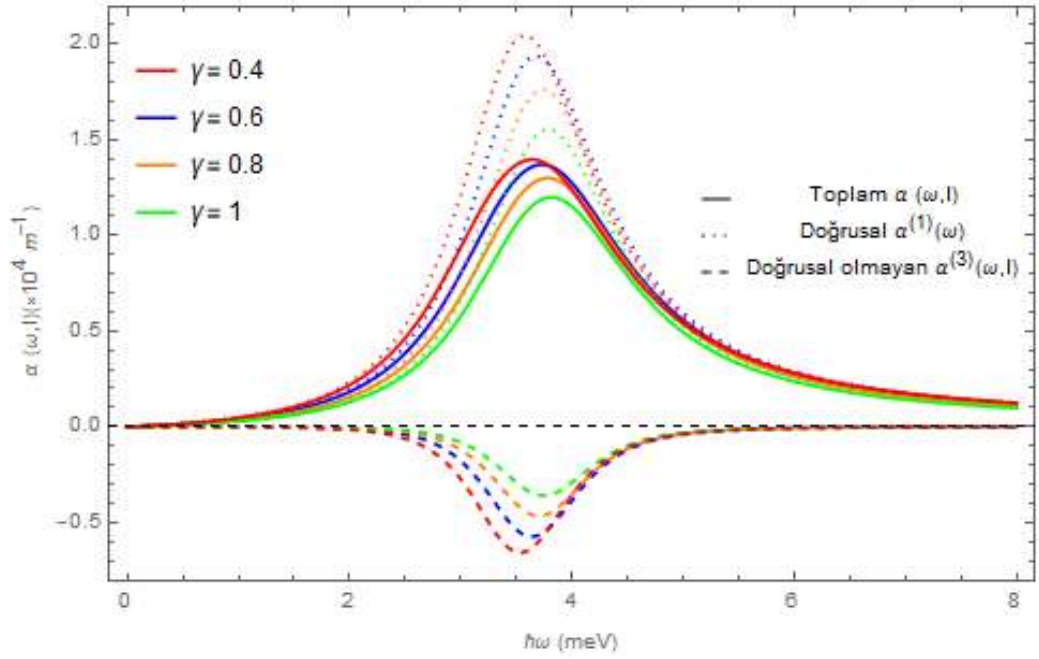


Şekil 6.6. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 6/5$ ve altı farklı B değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

Şekil 6.7’de parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile tanımlanan topolojik kusurlu GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayıları üzerine uygulanan dört farklı AB akı alanının etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu gösterilmiştir. Bu şekilden de açıkça görüldüğü gibi AB akı potansiyelinin artması ile soğurma pikleri çok azda olsa büyük enerji seviyelerine doğru kaymaktadır. Ayrıca toplam optik soğurma pikinin maksimum yüksekliği de azalmaktadır. Bu durum, izinli optik geçişin gerçekleştiği enerji seviyeleri E_{12} arasındaki enerji farkının artmasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca toplam soğurma pikinin genliğindeki azalma da dipol matris elemanındaki azalmadan kaynaklanmaktadır. Şekil 6.8’de manyetik alanda, parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile tanımlanan topolojik kusurlu GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayıları üzerine uygulanan dört AB akı alanının etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu gösterilmiştir. Sisteme uygulanan manyetik alanın etkisi doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayılarının genliğini önemli ölçüde azaltmaktadır. Aynı zamanda, bu etkinin toplam optik soğurma piklerinin tepe konumlarının da kırmızıya bölgeye kaydığı açıkça görülmektedir.

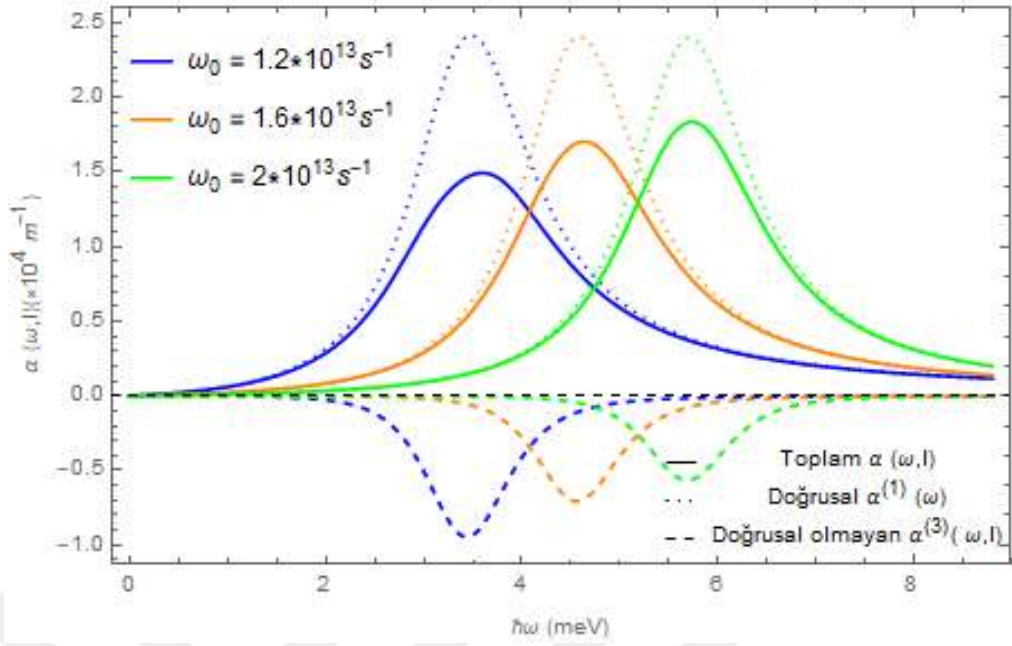


Şekil 6.7. Parabolik ve ters kare kışatma potansiyelinde ayrim kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve dört farklı γ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

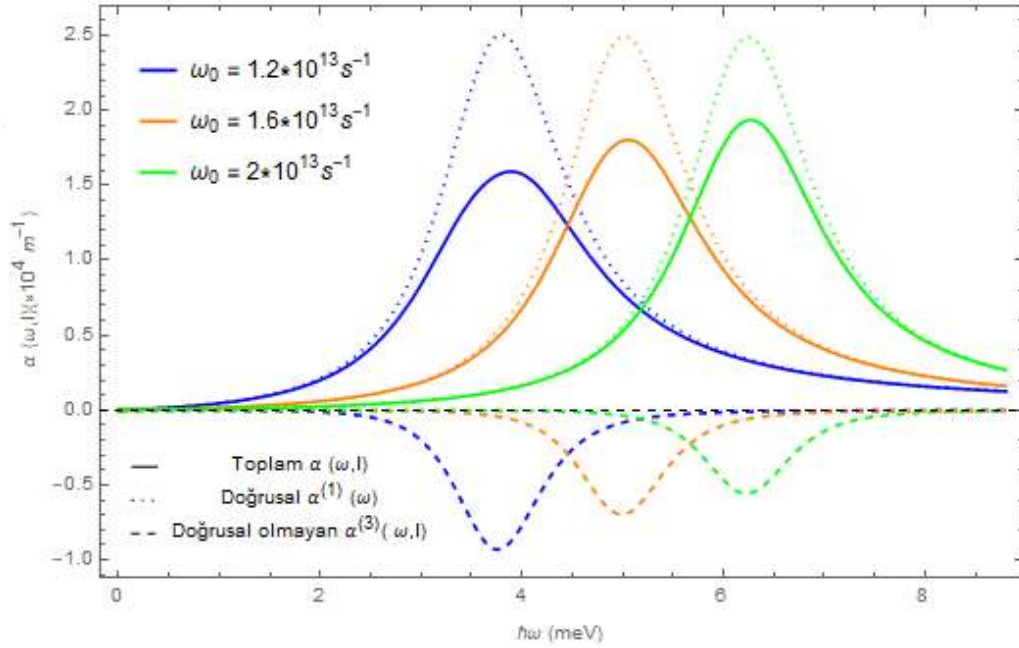


Şekil 6.8. Parabolik ve ters kare kışatma potansiyelinde ayrim kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve dört farklı γ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

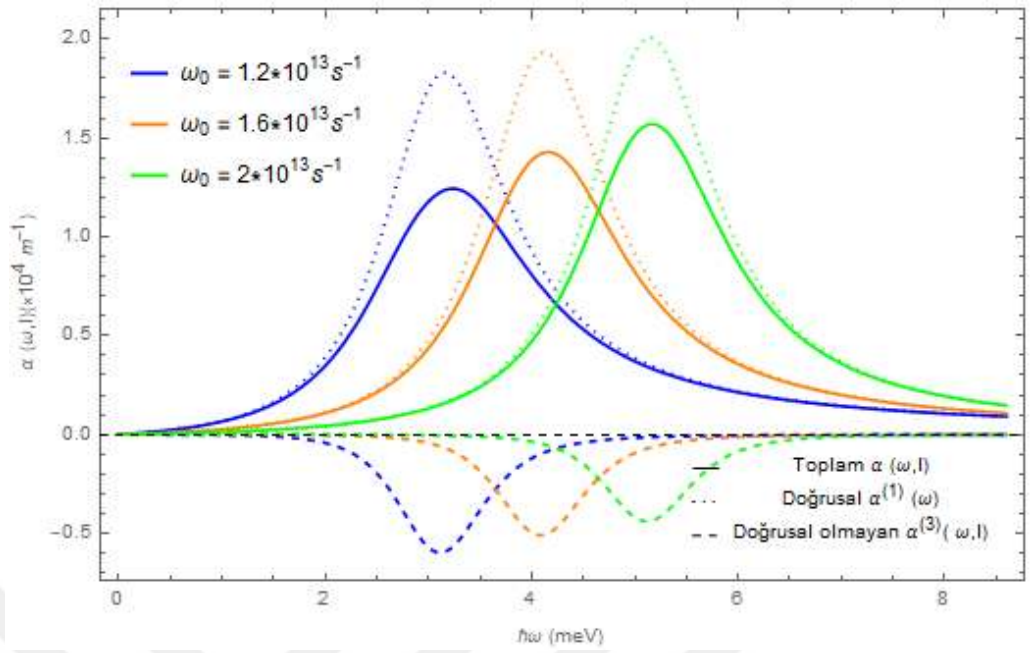
Şekil 6.9-12’de sırasıyla uygulanan bir dış alan olmadan, AB akı alanında, manyetik alanda ve manyetik alanı ile AB akı alanının birleşik etkisi altında parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna sahip kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayılarının gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı parabolik potansiyel parametresi için sunulmuştur. Şekil 6.9,10’da açıkça görüldüğü üzere, parabolik potansiyel parametresinin artması ile doğrusal soğurma katsayılarının genliği çok az azalır. Buna karşın doğrusal olmayan soğurma katsayıları önemli ölçüde azalır. Bunun sonucu toplam optik soğurma pikinin genliği artar ve tepe pozisyonu ise büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaymaktadır. Bu durumun fiziksel nedeni, izinli optik geçişler arasındaki enerji farkının E_{12} hızla artması ve dipol matris elemanındaki M_{12} hızlı azalmadan kaynaklanmaktadır. Şekil 6.11-12’ye bakıldığında, parabolik potansiyel parametresinin artması ile doğrusal soğurma katsayılarının genliği artar ve doğrusal olmayan soğurma katsayıları azalır. Bunun sonucu, toplam soğurma katsayılarının genliği parabolik potansiyel parametresinin artması ile artar. Şekil 6.10’a bakıldığında sisteme uygulanan AB akı alanı sistemin izinli optik geçişler arasındaki enerji farkının E_{12} arttırarak toplam soğurma katsayısının tepe pozisyonunu büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaymasına neden olduğu görülür. Aynı zamanda uygulanan AB akı alanı sistemin dipol matris elemanında M_{12} artmasına sebep olur. Bu sistemin toplam soğurma katsayısının genliğini az da olsa arttırır. Şekil 6.11’de ise sisteme uygulanan manyetik alanın sistemde izinli optik geçişler arasındaki enerji farkının E_{12} azaltarak sistemin toplam soğurma katsayısının tepe pozisyonunun küçük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kaymasına neden olduğu görülür. Bu durumda manyetik alan sistemin dipol matris elemanında M_{12} azalmasına sebep olur. Bu da sistemin toplam optik soğurma katsayısının genliğini önemli ölçüde azaltır. Benzer sonuç sisteme uygulanan manyetik alan ve AB akı alanının birleşik etkisi de görülür. Şekil 6.12’de, sisteme uygulanan manyetik alan ve AB akı alanının birleşik etkisinin sistemin toplam optik soğurma katsayısının tepe pozisyonunun daha büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaymasına neden olduğu görülmektedir.



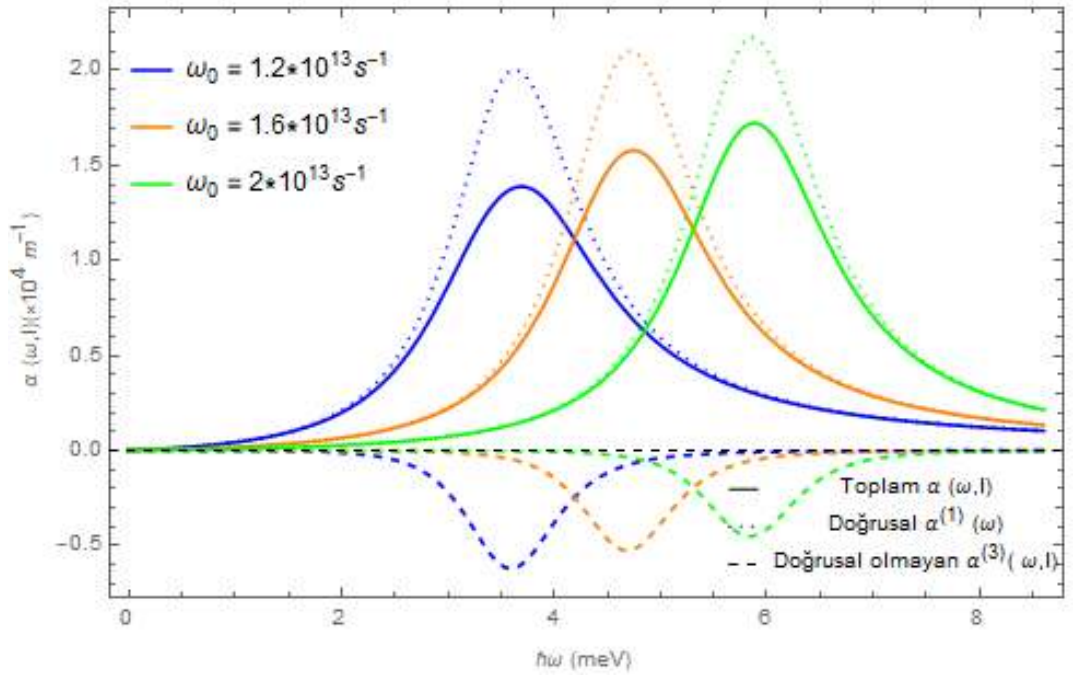
Şekil 6.9. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0.5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları



Şekil 6.10. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0.5$, $\xi = 0.5$ ve $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

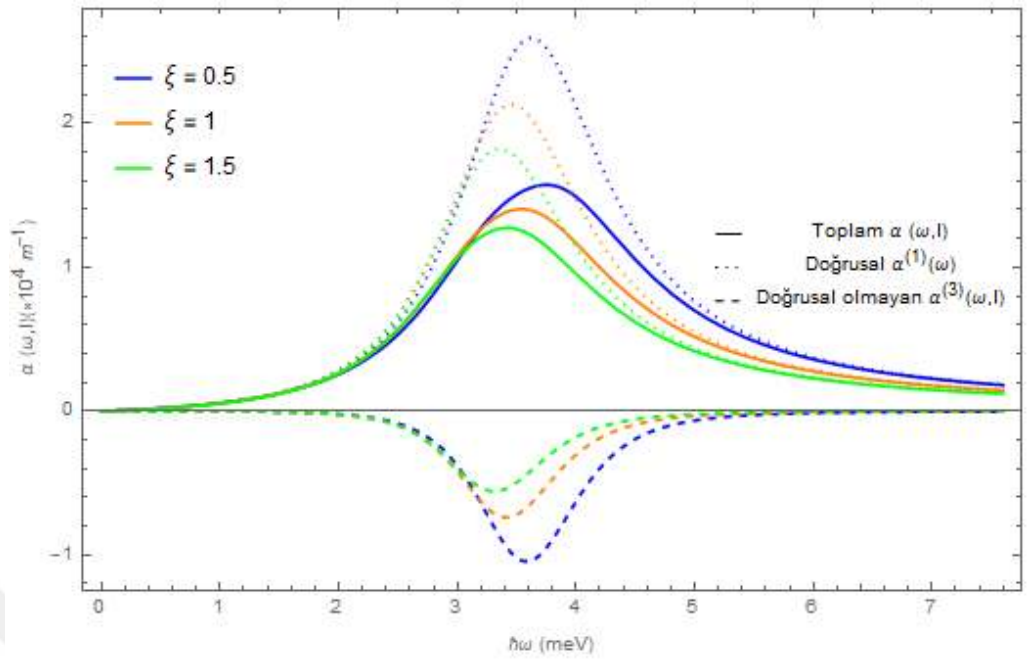


Şekil 6.11. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0.5$ ve $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

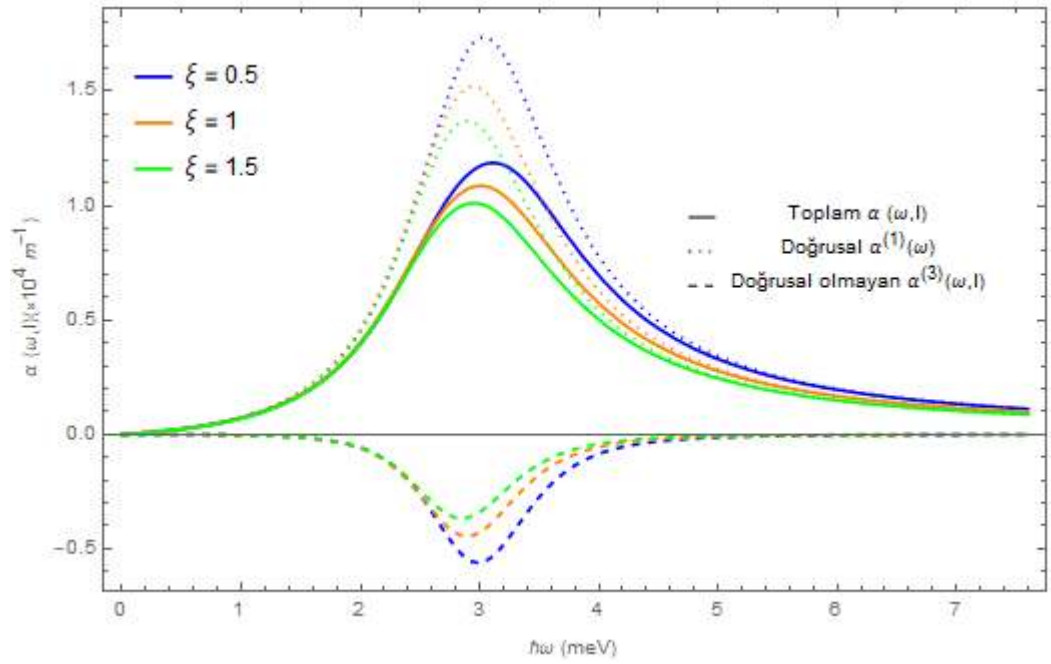


Şekil 6.12. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\gamma = 5$, $\xi = 0.5$ ve $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

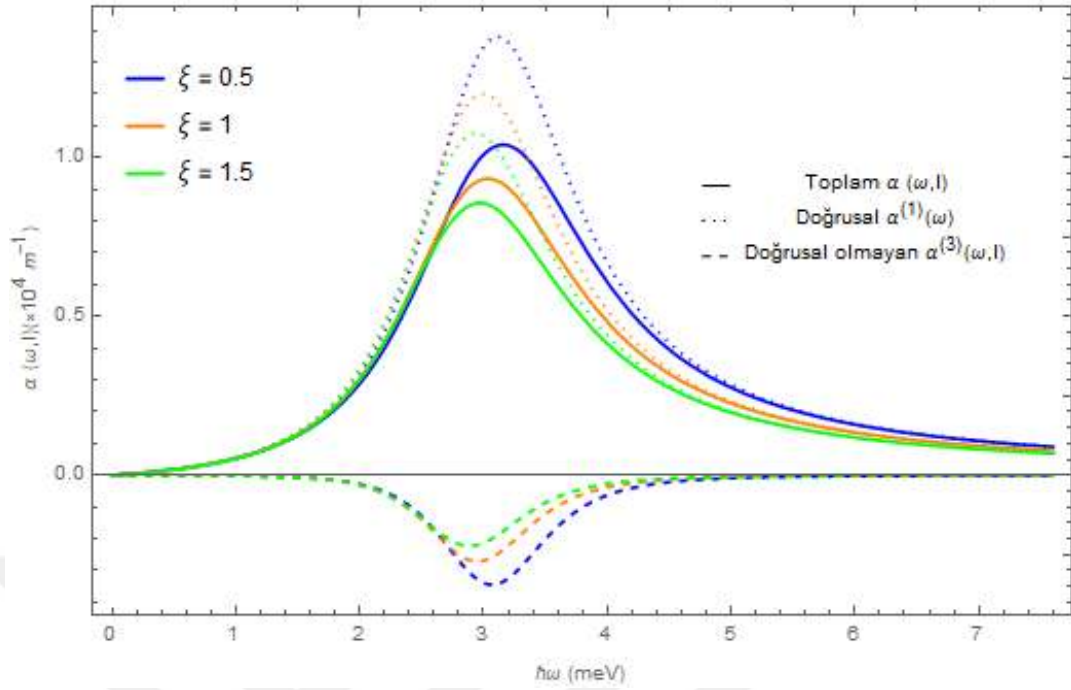
Şekil 6.13'te parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna ($\alpha = 3/4$) sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğuma katsayılarının gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı ters kare potansiyel parametresi için sunulmuştur. Şekilde görüldüğü gibi, ters kare kuşatma potansiyelinin değerinin artması ile toplam optik soğurma katsayısının genliği azalır ve tepe pozisyonu küçük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kayar. Şekil 6.14'te parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna ($\alpha = 4/3$) sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğuma katsayılarının gelen fotonun enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı ters kare potansiyel parametresi için sunulmuştur. Şekil 6.13'te olduğu gibi ters kare kuşatma potansiyelinin değerinin artması ile toplam optik soğurma katsayısının genliği azalır ve tepe pozisyonu küçük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kayar. Ancak bu durumda topolojik kusur parametresinin Şekil 6.13'teki topolojik kusur parametresine göre büyük olması toplam optik soğurma katsayısının genliği daha da azaltır ve tepe pozisyonu daha da küçük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kaymasına sebep olur. Şekil 6.15'te ve şekil 6.16'da sırasıyla manyetik alan ve AB akı alanında, parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna ($\alpha = 4/3$) sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayılarının gelen fotonun enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı ters kare potansiyel parametresi için sunulmuştur. Şekil 6.15 ve Şekil 6.16'da açıkça görüldüğü gibi sisteme uygulanan dış alanlar sistemin toplam optik soğurma katsayısının tepe pozisyonunun daha büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaymasına neden olmaktadır. Aynı zamanda, alanların etkisi ile toplam soğurma katsayısının genliğini bir miktar azaltmaktadır.



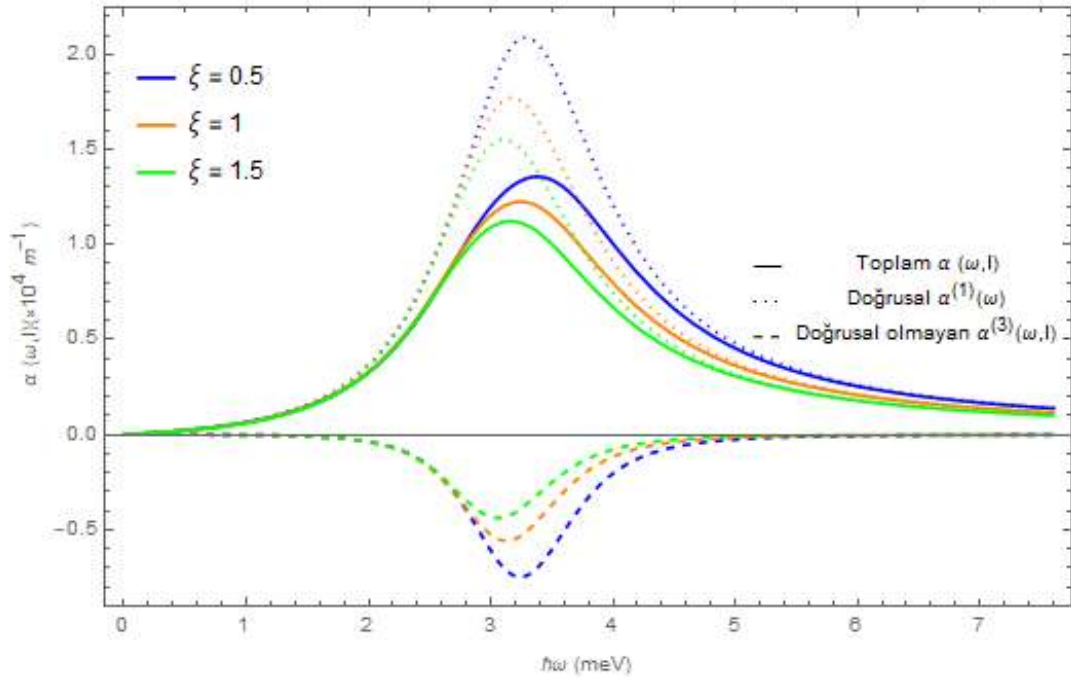
Şekil 6.13. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 3/4$ ve üç farklı ξ 'nin değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları



Şekil 6.14. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

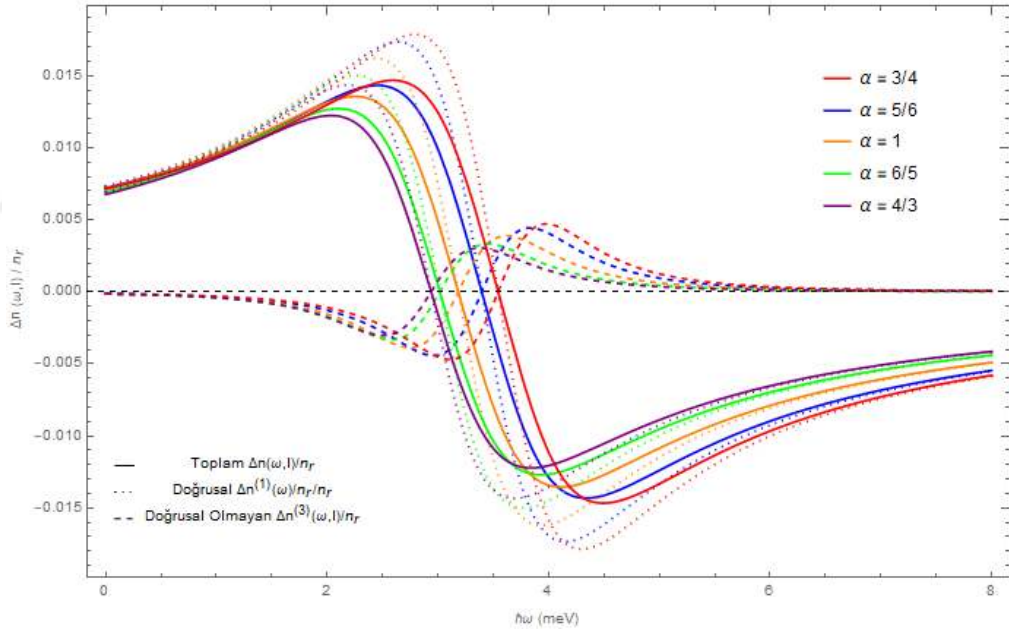


Şekil 6.15. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 10T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

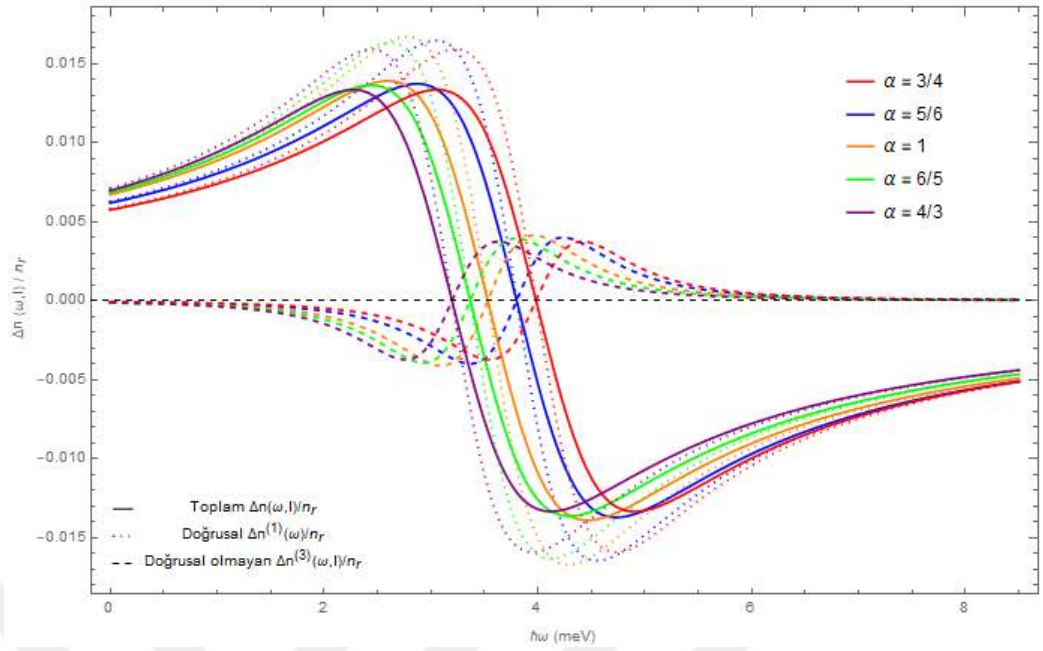


Şekil 6.16. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0,5$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optik soğurma katsayıları

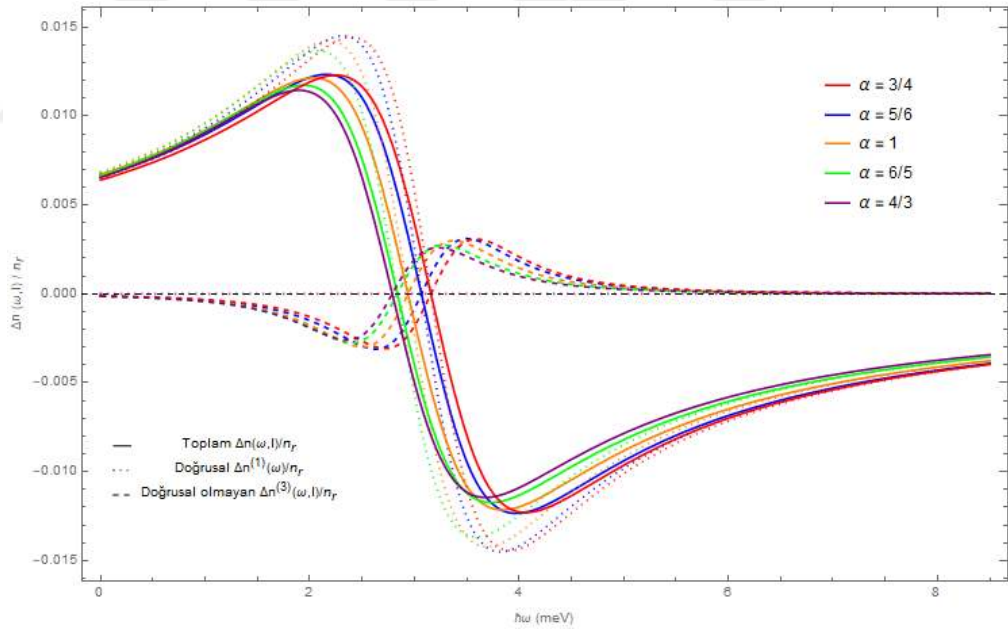
Şekil 6.17’de parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değişimleri gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak beş farklı topolojik kusur parametresi için sunulmuştur. Şekil 6.18-20 ‘de sırasıyla AB akı alanında, dış manyetik alanda, dış manyetik alan ve AB akı alanında doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değişimleri beş farklı topolojik kusur parametresi için sunulmuştur. Şekil 6.17’de ve şekil 6.20’de görüldüğü gibi topolojik kusur parametresinin artması ile toplam kırılma pikinin tepe noktası daha küçük enerji seviyelerine doğru (kırmızıya kayma) kaymıştır. Şekil 6.17, şekil 6.18 ve şekil 6.20’de topolojik kusur parametresinin artması ile toplam kırılma indis değişiminin genliği azalırken, Şekil 6.19’da önce artmış sonra azalmıştır. Bu davranışın fiziksel nedeni toplam soğurma katsayısının topoloji kusur parametresinin değişim grafiğinin sonuçlarında ayrıntılı olarak verilmiştir.



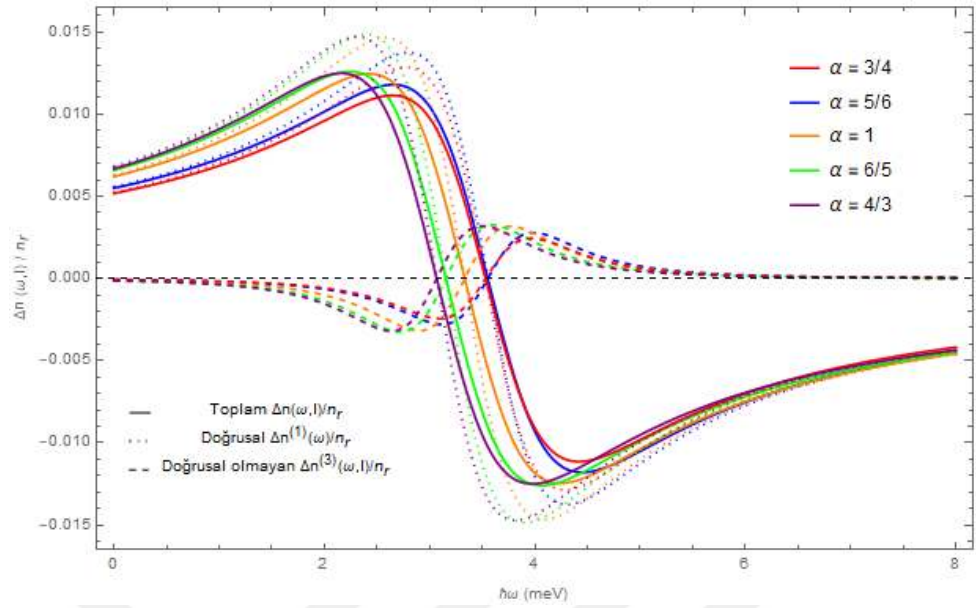
Şekil 6.17. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve beş farklı α için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri



Şekil 6.18. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 0T$, $\gamma = 0.5$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve beş farklı α için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri

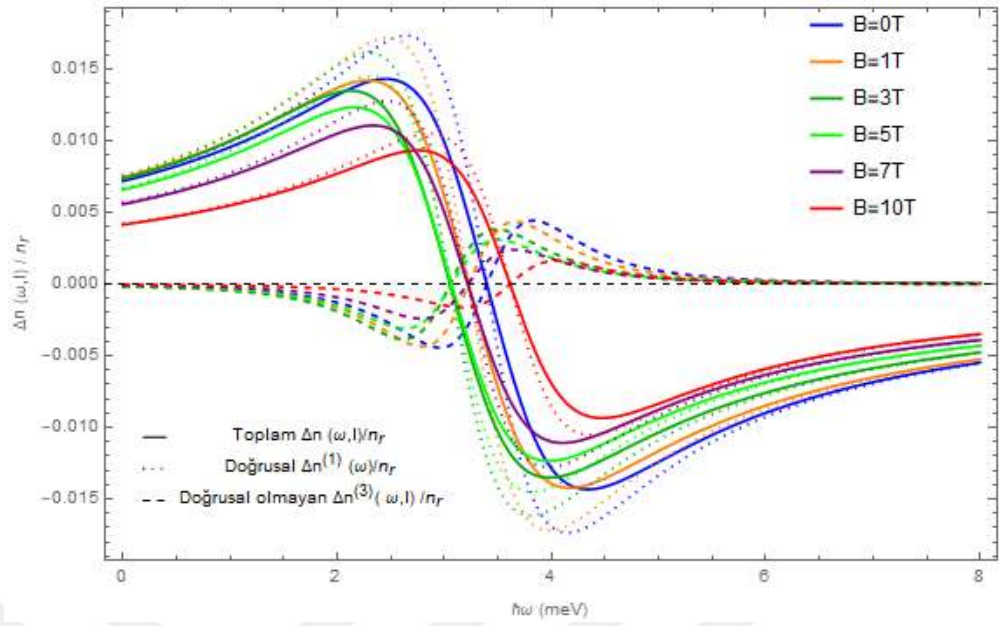


Şekil 6.19. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 5T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve beş farklı α için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri

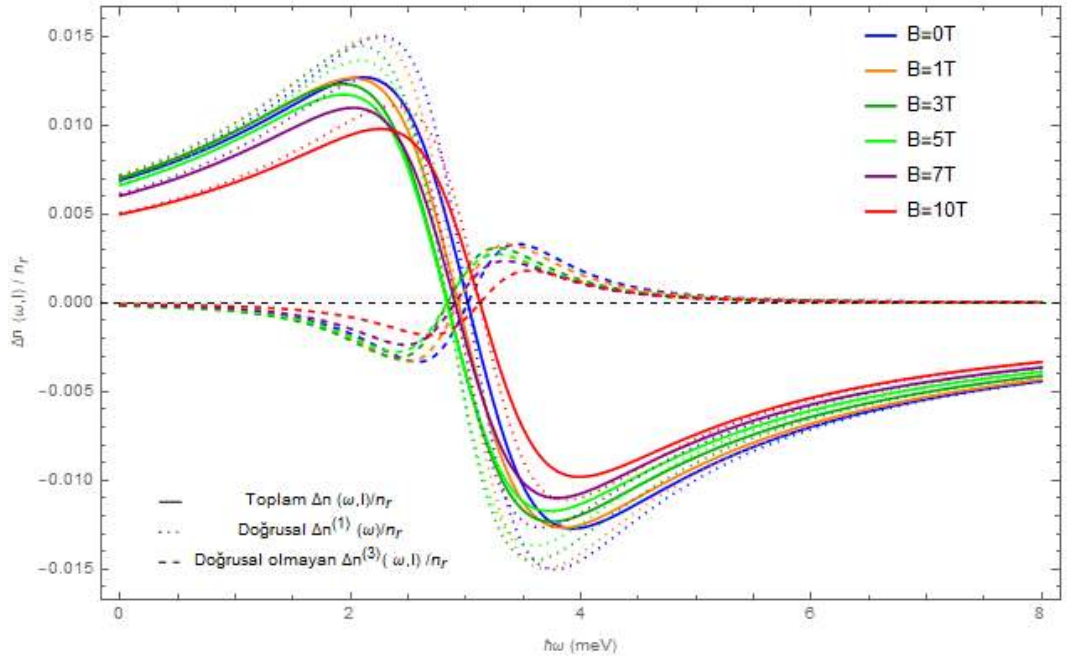


Şekil 6.20. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının $B = 5T$, $\gamma = 0.5$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0.5$ ve beş farklı α için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri

Şekil 6.21’de parabolik, ters kare kuşatma potansiyeli ile ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değişimleri üzerinde beş farklı manyetik alan değerinin etkisi gösterilmektedir. Şekillerden görüldüğü gibi manyetik alanın değeri artması ile toplam kırılma indis değişiminin genliği küçülmektedir. Ayrıca, manyetik alan büyüklüğünün ($B=0-3T$) artması ile toplam kırılma pikinin tepe noktası daha düşük enerjiler (kırmızıya kayma) kayar, sonra ($B=5-10T$) daha büyük enerjiler (maviye kayma) kayar. Şekil 6.21 ve Şekil 6.22 karşılaştırıldığında büyük topolojik kusur parametresinde toplam kırılma indisinin genliğinin daha küçük olduğu ve tepe noktasının konumunun daha küçük enerjilerde (mavi) olduğu görülmektedir. Bunun fiziksel nedeni, aynı manyetik alanda daha büyük kusur parametresine sahip sistemin enerji seviyeleri E_{12} arasındaki farkın ve manyetik dipol matris elemanın değerinin daha küçük olmasından kaynaklanmaktadır.

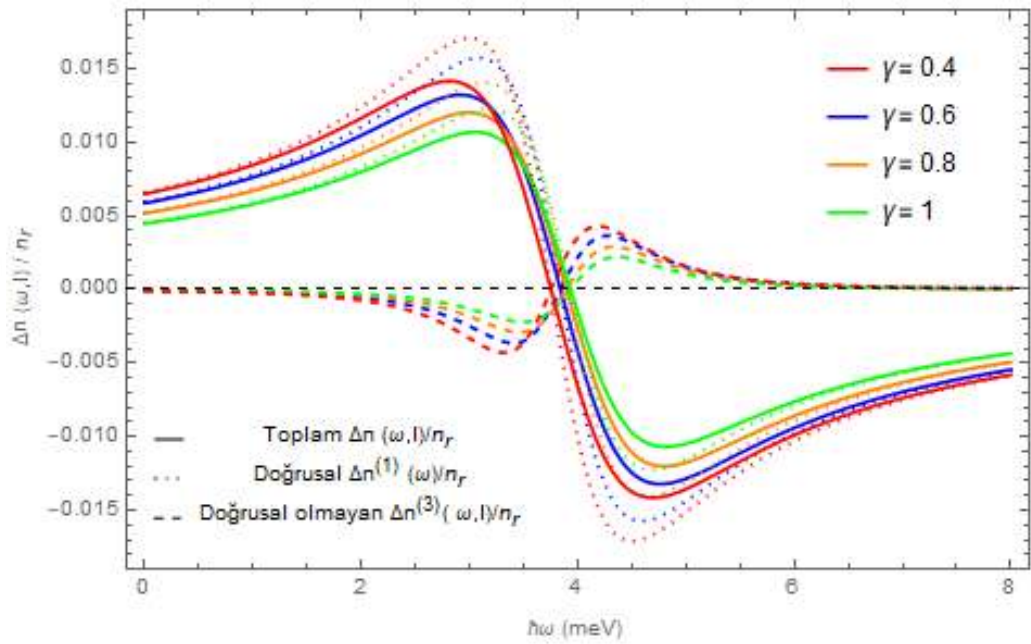


Şekil 6.21. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve $\alpha = 5/6$ ve altı farklı B değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değışimleri

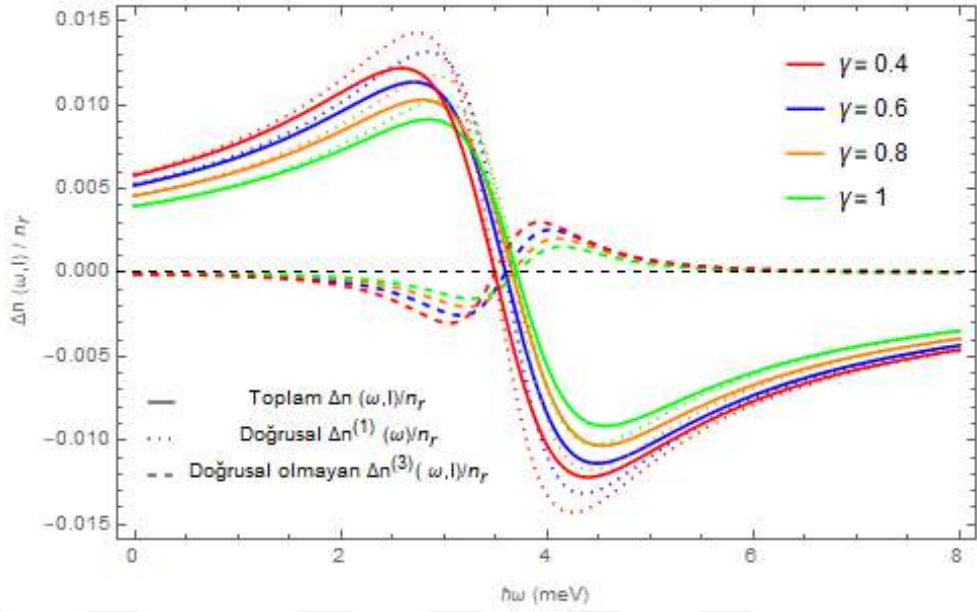


Şekil 6.22. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$ ve $\alpha = 6/5$ ve altı farklı B değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değışimleri

Şekil 6.23'te parabolik, ters kare kuşatma potansiyeli ile ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değişimleri üzerinde AB potansiyel akısının dört farklı değeri için toplam kırılma indis değişimi foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Şekilden açıkça görüldüğü gibi AB akı potansiyelinin değerinin artması ile toplam kırılma indis değişiminin genliği azalmakta ve toplam kırılma indis değişiminin tepe noktası daha küçük enerjili durumlara (maviye kayma) kaymaktadır. Şekil 6.24'te sisteme dış manyetik alan uygulanması durumundaki kırılma indis değişimlerinde meydana gelen değişimi gözlemleyebilmek için çizilmiştir. Şekillerden de açıkça görüldüğü gibi, manyetik alanın uygulanması toplam kırılma pikinin değerini azaltmakta ve pikinin tepe noktasının daha büyük enerjiler (maviye kayma) kaymasına neden olmaktadır.

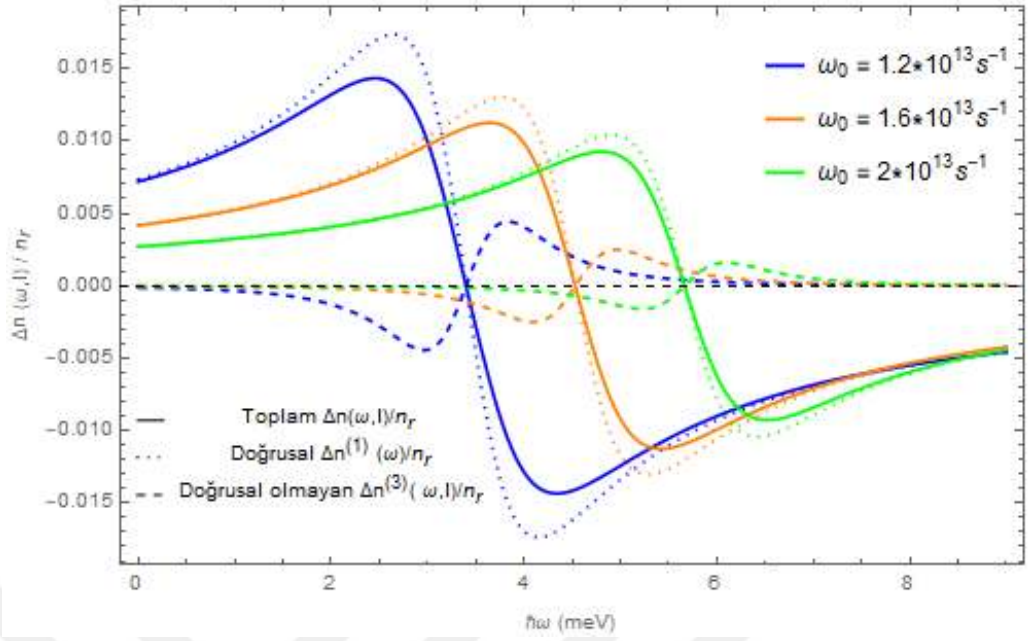


Şekil 6.23. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve dört farklı γ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri

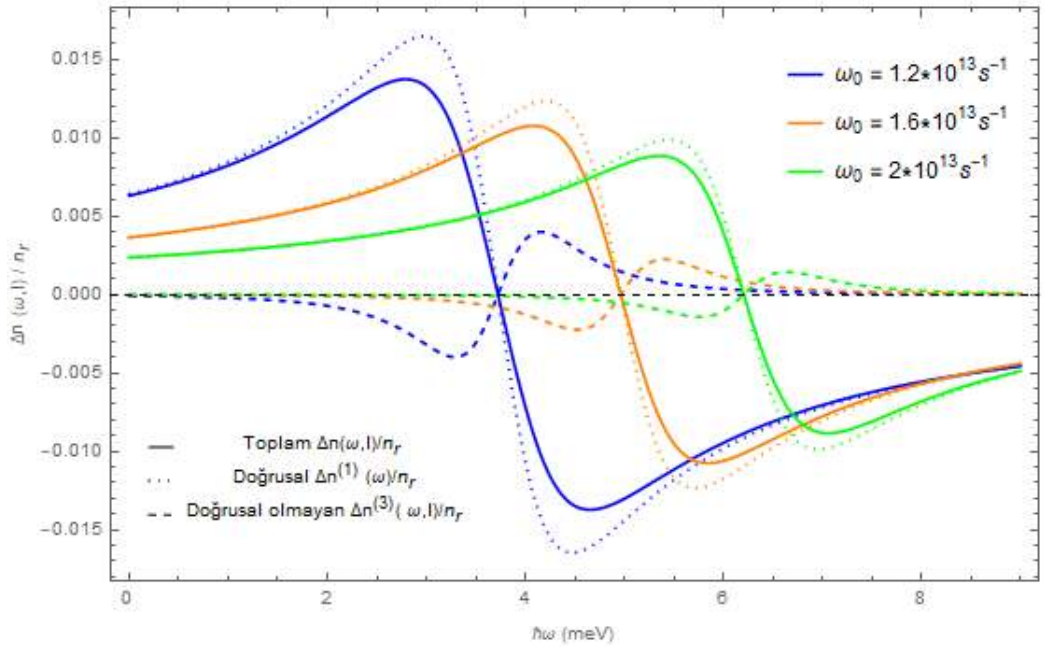


Şekil 6.24. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 10T$, $\omega_0 = 1,2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve γ 'nın dört farklı değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimler

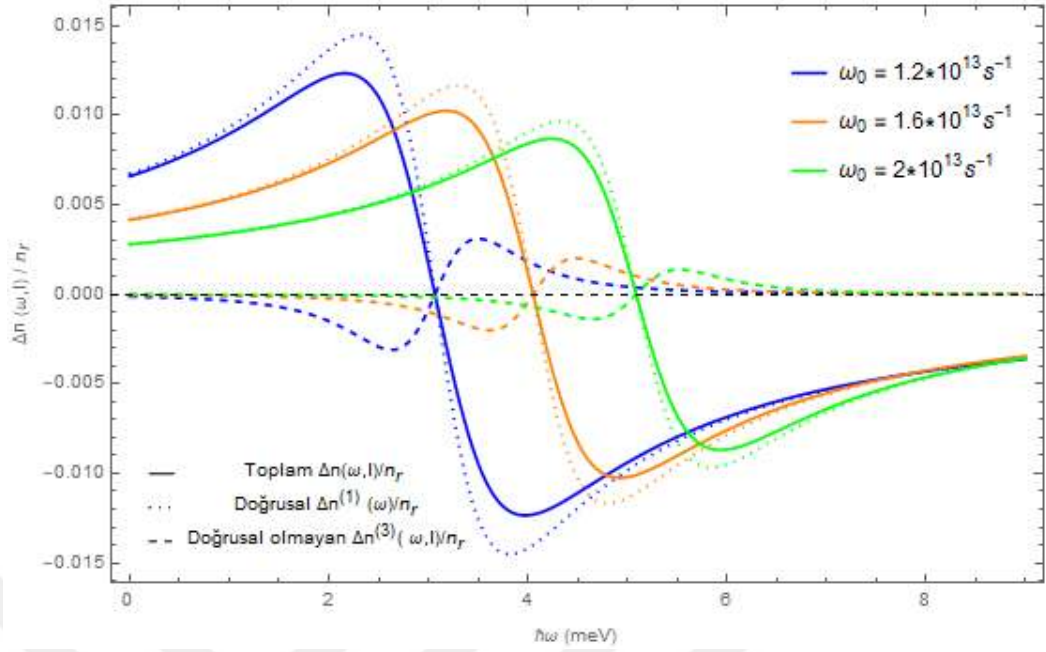
Şekil 6.25 -28'de sırasıyla uygulanan bir dış alan olmadan, AB akı alanında, manyetik alanda ve manyetik alan ile AB akı alanının etkisi altında parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna sahip kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değişimleri gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı parabolik potansiyel parametresi için çizilmiştir. Şekil 6.25-28'de de açıkça görüldüğü üzere, parabolik potansiyel parametresinin artması ile toplam kırılma indis değişiminin tepe pozisyonu büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaymaktadır. Bu durumun fiziksel nedeni, izinli optik geçişler arasındaki enerji farkının E_{12} hızla artmasıdır. Şekil 6.25, Şekil 6.26-28'e bakıldığında, sisteme uygulanan manyetik alanının sistemin toplam kırılma indis değişiminin daha küçük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kaydardığı görülür. Sisteme, uygulanan AB akı alanı ve manyetik alan ile AB akı alanının ise sistemin toplam kırılma indis değişiminin daha büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaydırmaktadır. Sisteme dışarıdan uygulanan tüm alanlar toplam kırılma indis değişiminin genliğini azaltmaktadır. Bunun fiziksel nedeni, uygulanan dış alanların sistemin manyetik dipol matris elemanın değerini azaltmasından kaynaklanmaktadır.



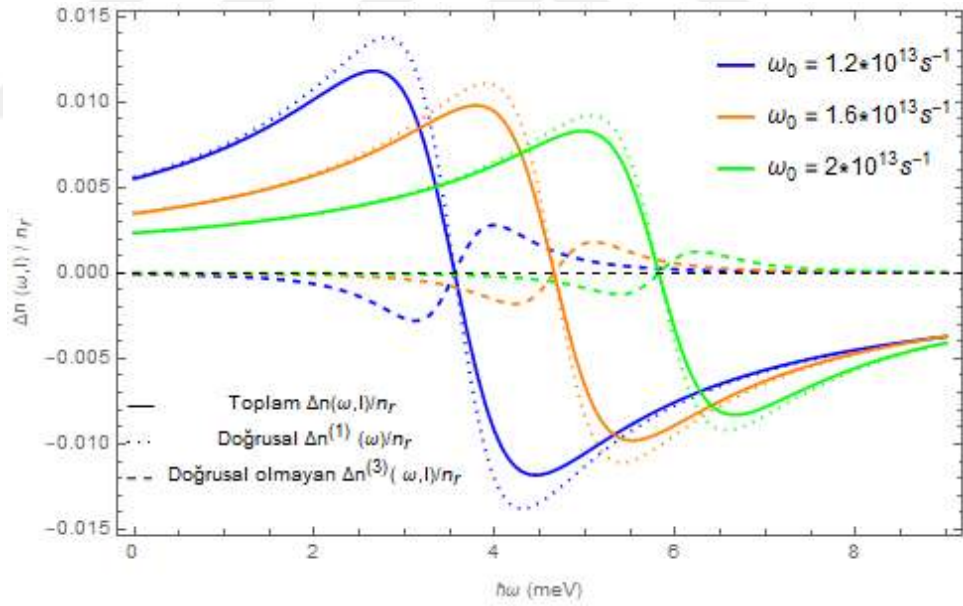
Şekil 6.25. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri



Şekil 6.26. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0,5$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri

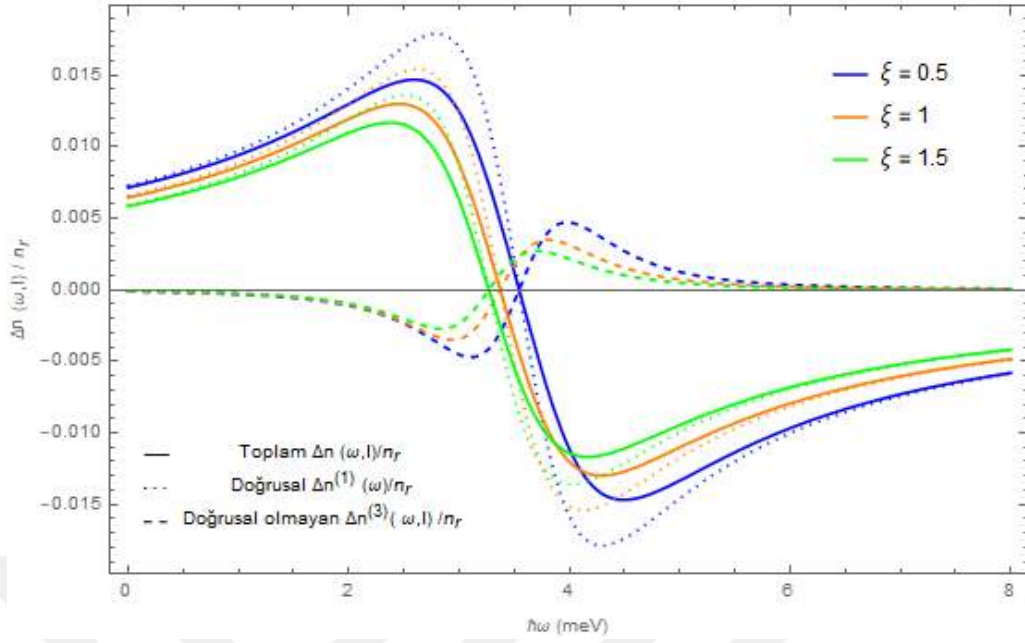


Şekil 6.27. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\gamma = 0$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri

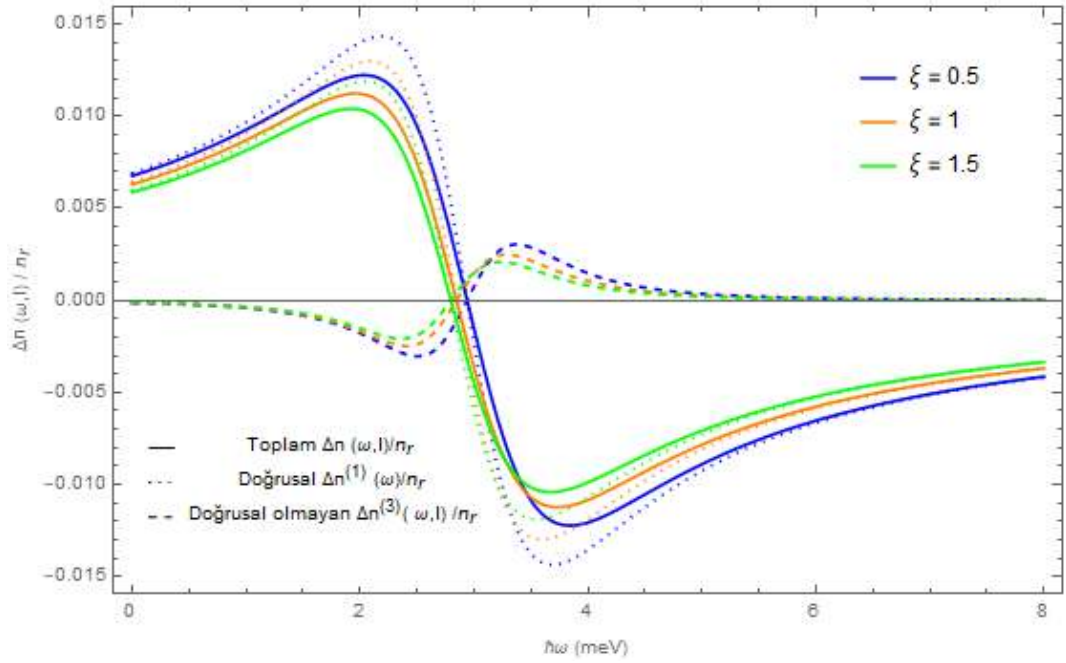


Şekil 6.28. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 5T$, $\gamma = 0,5$, $\xi = 0,5$, $\alpha = 5/6$ ve üç farklı ω_0 değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri

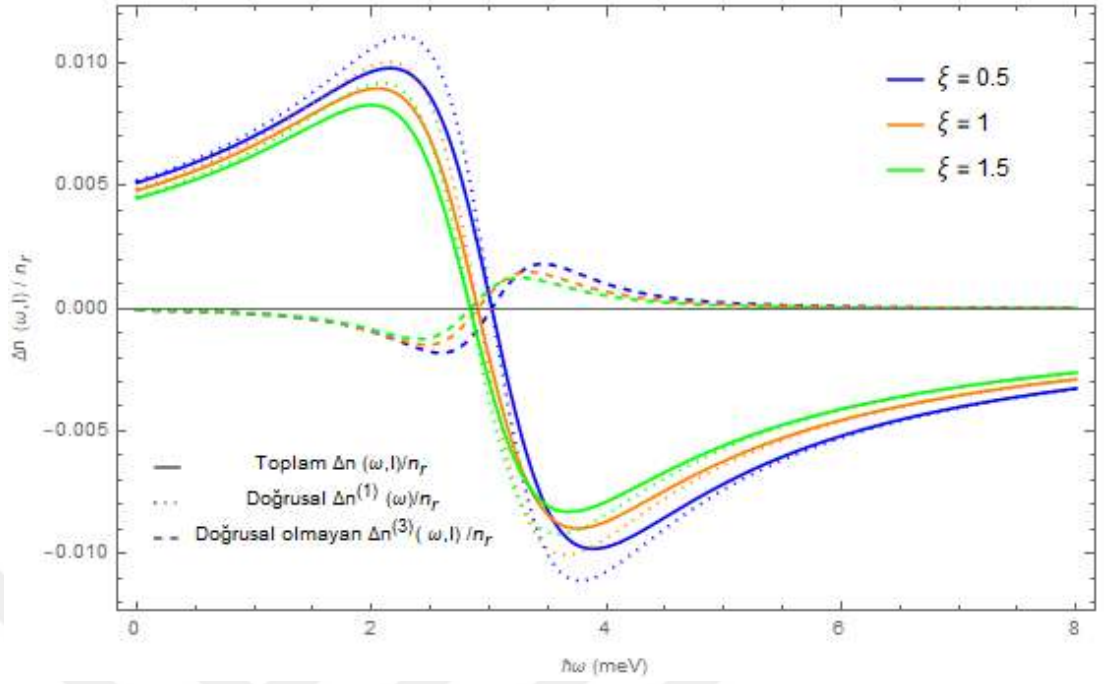
Şekil 6.29’da parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna ($\alpha = 3/4$) sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değişimleri gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı ters kare potansiyel parametresi için sunulmuştur. Şekilde görüldüğü gibi, ters kare kuşatma potansiyelinin değerinin artması ile toplam kırılma indisi değişim pikinin genliği azalır ve tepe pozisyonu küçük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kayar. Şekil 6.30’de parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna ($\alpha = 4/3$) sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değişimleri gelen fotonun enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı ters kare potansiyel parametresi için çizilmiştir. Şekil 6.29’da olduğu gibi ters kare kuşatma potansiyelinin değerinin artması ile toplam kırılma indisi değişiminin pikinin genliği azalır ve tepe pozisyonu küçük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kayar. Ancak bu durumda topolojik kusur parametresinin Şekil 6.29’daki topolojik kusur parametresine göre büyük olması toplam kırılma indis değişiminin genliği azda olsa azalırken, kırılma indisinin tepe pozisyonunun da önemli ölçüde küçük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kaymasına sebep olur. Şekil 6.31’de manyetik alanda, şekil 6.32’de AB akı alanında, parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna ($\alpha = 4/3$) sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değişimleri gelen fotonun enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı ters kare potansiyel parametresi için çizilmiştir. Şekil 6.31 ve şekil 6.32, Şekil 6.30 ile karşılaştırıldığında, sisteme uygulanan manyetik alan ve AB akı alanının sistemin toplam kırılma indis değişiminin tepe pozisyonunun bir miktar büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaydığı görülmektedir. Aynı zamanda, sisteme uygulanan manyetik alan toplam kırılma indis değişiminin genliğini azaltırken, uygulanan AB akı alanı ise toplam kırılma indis değişiminin genliğini arttırmaktadır.



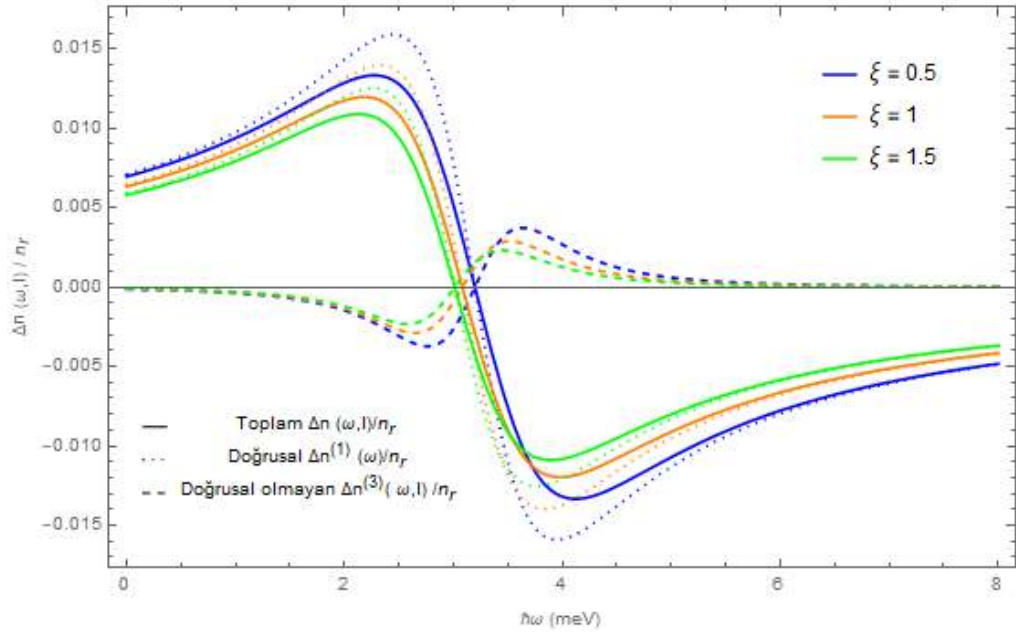
Şekil 6.29. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 3/4$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri



Şekil 6.30. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri



Şekil 6.31. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 10T$, $\gamma = 0$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri



Şekil 6.32. Parabolik ve ters kare kuşatma potansiyelinde ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum noktasının, $B = 0T$, $\gamma = 0,5$, $\omega_0 = 1.2 \times 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 4/3$ ve üç farklı ξ değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indis değişimleri

7. SONUÇ

Bu tez çalışmasında, ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum nokta yapısının doğrusal, doğrusal olmayan toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimleri üzerindeki potansiyel parametreleri, kusur parametresi, uygulanan manyetik alan ve Aharonov-Bohm (AB) akı alanının etkileri teorik olarak hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar GaAs kuantum noktasının enerji özdeğer ve enerji özfonksiyonları kullanılarak elde edilen doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişim denklemleri ile yapılmıştır. Bu çalışmada, ayırım kusuruna sahip GaAs kuantum nokta yapısı parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile karakterize edilmiştir. Yapılan hesaplamalar neticesinde aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

(i) Kuantum nokta yapısının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayıları üzerine topolojik kusur parametresinin etkisi, AB akı alanında, manyetik alanda, manyetik alan ve AB akı alanının etkisinde hesap edilmiştir. Topolojik kusur parametresinin artmasıyla toplam soğurma pikinin tepe noktası daha düşük enerji seviyelerine doğru kayarken ve toplam optik soğurma katsayısının genliği, parametrenin birden küçük değerlerinde artmaktadır, birden küçük değerlerinde azalmaktadır. Uygulanan AB akı alanı toplam optik soğurma katsayısının, genliğini arttırmış, tepe noktasını daha yüksek enerji seviyelerine doğru kaymasını sağlamıştır. Uygulanan manyetik alan ise toplam optik soğurma katsayısının genliğini azaltmış, tepe noktasını daha düşük enerji seviyelerine doğru kaydırmıştır.

(ii) $\alpha = 5/6$ ve $\alpha = 6/5$ ayırım kusur parametrelerine sahip GaAs kuantum nokta yapısının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayısı üzerine uygulanan farklı dış manyetik alan değerlerinin toplam optik soğurma katsayısının genliği ve toplam soğurma pikinin tepe noktası üzerindeki etkileri incelenmiştir. Manyetik alan değeri 0 ile 5 T arasında artan değerler alırken toplam optik soğurma katsayısının genliği küçülmekteyken, toplam soğurma pikinin tepe noktası daha düşük enerji seviyelerine kaymaktadır. Manyetik alan değerinin 5 T ile 7 T arasındaki artan değerler aldığında optik soğurma katsayısının genliği önce azalırken, manyetik alan değeri 10 T'ya doğru artarken katsayısının genliği artar. Manyetik alan değerinin 5 T ile 10 T aralığındaki değerlerinde soğurma pikinin tepe noktasının daha yüksek enerjilere kaydığı gözlenmektedir.

(iii) Kuantum nokta yapısının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayıları üzerine uygulanan dört farklı AB akı alanının etkisinin toplam optik soğurma katsayısının genliği ve toplam soğurma pikinin tepe noktası üzerindeki etkileri incelenmiştir. AB akı alanının artmasıyla toplam soğurma piklerinin tepe noktaları yüksek

enerji seviyelerine doğru kaydığı ve toplam optik soğurma katsayısının genliğinin arttığı gözlenmektedir. Aynı sisteme manyetik alan uygulandığında doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayılarının genliği önemli ölçüde azaltmaktadır.

(iv) Parabolik potansiyel parametresinin uygulanan bir dış alan olmadan, AB akı alanında, manyetik alanda ve manyetik alanı ile AB akı alanının birleşik etkisi altında parabolik ve ters kare kuşatma potansiyeli ile çevrili ayırım kusuruna sahip kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optik soğurma katsayılarının üzerindeki etkiler incelenmiştir. Parabolik potansiyel parametresinin artmasıyla doğrusal soğurma katsayılarının genliği çok az, doğrusal olmayan soğurma katsayıları önemli ölçüde azalır. Enerjiler daha büyük değerlere doğru kayar. Sisteme dışarıdan manyetik alan tek başına uygulandığında sistemin toplam soğurma katsayısının tepe pozisyonunun küçük enerjilere doğru kaydığı, AB akı alanıyla birlikte uygulandığında ise toplam soğurma katsayısının tepe pozisyonunun büyük enerjilere doğru kaydığı gözlenmektedir. Manyetik alan tek başına uygulandığında da AB akı alanıyla birlikte uygulandığında da toplam soğurma katsayısının genliği azalmaktadır...

(v) ($\alpha = 3/4$) ve ($\alpha = 4/3$) ayırım kusuru parametrelerine sahip GaAs kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayıları üzerinde üç farklı ters kare kuşatma potansiyelinin etkileri incelenmiştir. Her iki bozulma kusuru parametresinde de potansiyel değeri arttıkça, toplam optik soğurma katsayısının genliği azalmakta olduğu ve toplam soğurma katsayısının tepe pozisyonunun küçük enerjilere doğru kaydığı görülmektedir. Bununla birlikte büyük kusur parametresinde küçük kusur parametresine göre genlik daha da azalırken, tepe pozisyonu ise daha da küçük enerjilere kayar. Üç farklı ters kare kuşatma potansiyeli etkisinde, uygulanan manyetik alan ve AB akı alanı, ($\alpha = 4/3$) ayırım kusuru parametresine sahip GaAs kuantum noktasının toplam optik soğurma katsayısının tepe noktasının büyük enerjilere doğru kaymasına ve toplam optik soğurma katsayısının genliğinin biraz azalmasına neden olmuştur.

(vi) Farklı topolojik kusur parametrelerinin dış manyetik alan ve AB akı alanında kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indislerinin değişimleri üzerindeki etkileri incelenmiştir. Topolojik kusur parametresinin artması ile toplam kırılma pikinin tepe noktası daha küçük enerji seviyelerine doğru kaydığı, toplam kırılma indis değişiminin genliği azaldığı gözlenmiştir

(vii) Beş farklı manyetik alanı etkisi altında kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indislerinin değişimleri üzerindeki etkileri incelenmiştir.

Manyetik alan arttıkça toplam kırılma indisinin genliği küçölürken, kırılma pikinin tepe noktasının önce küçük enerjilere daha sonra büyük enerjilere kaydığı gözlenmiştir.

(viii) AB potansiyel akısının dört farklı değerin kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indislerinin değışimleri üzerindeki etkileri incelenmiştir. Akı değerin artmasıyla toplam kırılma indis değışimin genliği azalmakta toplam kırılma indis değışimin tepe noktası daha küçük enerjilere kaydığı, aynı sistemde manyetik alanın varlığında ise toplam kırılma pikinin azaldığı ve kırılma pikinin tepe noktasının daha yüksek enerjilere kaydığı gözlenmiştir.

(ix) Üç farklı parabolik potansiyel parametresinin, uygulanan bir dış alan olmadan, AB akı alanında, manyetik alanda ve manyetik alan ile AB akı alanın etkisi altında kuantum noktasının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indis değışimleri üzerindeki etkileri incelenmiştir. Dört durum altında da parabolik potansiyel parametresinin artması ile toplam kırılma indis değışiminin tepe pozisyonu büyük enerjilere kaymaktadır ve toplam kırılma indis değışimin genliği azalmaktadır. Aynı sistemde manyetik alan varlığında kırılma indis değışiminin daha küçük enerjilere doğru, tek başına AB akı alanı ve manyetik alanla birlikte AB akı alanı varlığında ise daha büyük enerjilere kaydığı gözlenmiştir.

Sonuç olarak sistemin doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikleri üzerinde yapı parametrelerinin ve dış elektromanyetik alanların büyük ölçüde etkiye sahip oldukları görölmüştür. Elde edilen bu sayısal sonuçların bu konuda yapılmış deneysel çalışmaların sonuçları ile karşılaştırılması ve opto-elektronik cihazların tasarlanması için teknolojiye katkıda bulunacağı beklenmektedir.

KAYNAKÇA

- [1] You, J., & Guo, K. (2022). Electronic and optical properties of cubic quantum dots subjected to terahertz laser field. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 49, 100994.
- [2] Máthé, L., Onyenegecha, C. P., Farcaş, A. A., Pioraş-Țimbolmaş, L. M., Solaimani, M., & Hassanabadi, H. (2021). Linear and nonlinear optical properties in spherical quantum dots: Inversely quadratic Hellmann potential. *Physics Letters A*, 397, 127262.
- [3] Liu, G., Guo, K., Hassanabadi, H., & Lu, L. (2012). Linear and nonlinear optical properties in a disk-shaped quantum dot with a parabolic potential plus a hyperbolic potential in a static magnetic field. *Physica B: Condensed Matter*, 407(17), 3676-3682.
- [4] Khordad, R. (2013). Effect of magnetic field on linear and nonlinear optical properties in a parabolic cylindrical quantum dot. *Journal of Optics*, 42(2), 83-91.
- [5] Rezaei, G., Mousazadeh, Z., & Vaseghi, B. (2010). Nonlinear optical properties of a two-dimensional elliptic quantum dot. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 42(5), 1477-1481.
- [6] Talwar, S. L., Lumb, S., & Prasad, V. (2022). Optical properties of hydrogenic impurity in a distorted quantum disk. *The European Physical Journal Plus*, 137(2), 175.
- [7] Toscano-Negrette, R. G., León-González, J. C., Vinasco, J. A., Morales, A. L., Koc, F., Kavruk, A. E., ... & Duque, C. A. (2023). Optical Properties in a ZnS/CdS/ZnS Core/Shell/Shell Spherical Quantum Dot: Electric and Magnetic Field and Donor Impurity Effects. *Nanomaterials*, 13(3), 550.
- [8] Khordad, R. (2017). The effect of Rashba spin-orbit interaction on electronic and optical properties of a double ring-shaped quantum dot. *Superlattices and Microstructures*, 110, 146-154.
- [9] Li, X., & Duan, Y. (2022). Third-harmonic generation in spherical quantum dots under Deng–Fan–Eckart potential: Effects of hydrostatic pressure, temperature and Al-concentration. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 144, 115453.
- [10] Chang, C., Li, X., Duan, Y., Zhao, Z., & Zhang, L. (2022). Effects of hydrostatic pressure and temperature on refractive index changes in tuned quantum dots under magnetic field. *Physica Scripta*, 97(6), 065803.
- [11] Onyeaju, M. C., Idiodi, J. O. A., Ikot, A. N., Solaimani, M., & Hassanabadi, H. (2016). Linear and nonlinear optical properties in spherical quantum dots: generalized Hulthén potential. *Few-Body Systems*, 57, 793-805.
- [12] Onyeaju, M. C., Idiodi, J. O. A., Ikot, A. N., Solaimani, M., & Hassanabadi, H. (2017). Linear and nonlinear optical properties in spherical quantum dots: Manning-Rosen potential. *Journal of Optics*, 46, 254-264.

- [13] Hayrapetyan, D. B., Kazaryan, E. M., & Tevosyan, H. K. (2013). Optical properties of spherical quantum dot with modified Pöschl–Teller potential. *Superlattices and Microstructures*, 64, 204-212.
- [14] Khordad, R., & Mirhosseini, B. (2015). Application of Tietz potential to study optical properties of spherical quantum dots. *Pramana*, 85, 723-737.
- [15] Baghdasaryan, D. A., Hakobyan, E. S., Hayrapetyan, D. B., Sarkisyan, H. A., & Kazaryan, E. M. (2019). Nonlinear optical properties of cylindrical quantum dot with Kratzer confining potential. *Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, 54(1), 46-56.
- [16] Onyenegecha, C. P. (2022). Linear and nonlinear optical properties in spherical quantum dots: Modified Möbius squared potential. *Heliyon*, 8(8), e10387.
- [17] Sakiroglu, S. (2016). Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in Morse quantum wells under electric field. *International Journal of Modern Physics B*, 30(30), 1650209.
- [18] Restrepo, R. L., Kasapoglu, E. S. İ. N., Sakiroglu, S. E. R. P. İ. L., Ugan, F. A. T. İ. H., Morales, A. L., & Duque, C. A. (2017). Second and third harmonic generation associated to infrared transitions in a Morse quantum well under applied electric and magnetic fields. *Infrared Physics & Technology*, 85, 147-153.
- [19] Hayrapetyan, D. B., Achoyan, A. S., Kazaryan, E. M., & Tevosyan, H. K. (2013). Electronic states in a cylindrical quantum dot with the modified Pöschl–Teller potential in the presence of external magnetic field. *Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, 48, 285-290.
- [20] Çakır, B., Yakar, Y., & Özmen, A. (2017). Linear and nonlinear absorption coefficients of spherical quantum dot inside external magnetic field. *Physica B: Condensed Matter*, 510, 86-91.
- [21] Liang, S., Xie, W., & Shen, H. (2011). Optical properties in a two-dimensional quantum ring: confinement potential and Aharonov–Bohm effect. *Optics Communications*, 284(24), 5818-5828.
- [22] Ugan, F. A. T. İ. H., Martínez-Orozco, J. C., Restrepo, R. L., & Mora-Ramos, M. E. (2019). The nonlinear optical properties of GaAs-based quantum wells with Kratzer–Fues confining potential: role of applied static fields and non-resonant laser radiation. *Optik*, 185, 881-887.
- [23] Turkoglu, A., Dakhlaoui, H., Mora-Ramos, M. E., & Ugan, F. A. T. İ. H. (2021). Optical properties of a quantum well with Razavy confinement potential: Role of applied external fields. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 134, 114919.
- [24] Katanaev, M. O. (2003). Wedge dislocation in the geometric theory of defects. *Theoretical and mathematical physics*, 135, 733-744.
- [25] Katanaev, M. (2021). Disclinations in the geometric theory of defects. *Proceedings of the Steklov Institute of Mathematics*, 313(1), 78-98.

- [26] Kroner, E., & Anthony, K. H. (1975). Dislocations and disclinations in material structures: The basic topological concepts. *Annual review of materials science*, 5(1), 43-72.
- [27] Puntigam, R. A., & Soleng, H. H. (1997). Volterra distortions, spinning strings, and cosmic defects. *Classical and Quantum Gravity*, 14(5), 1129.
- [28] De Padua, A., Parisio-Filho, F., & Moraes, F. (1998). Geodesics around line defects in elastic solids. *Physics Letters A*, 238(2-3), 153-158.
- [29] Razumova, M. A., & Khotyaintsev, V. N. (1995). Bound hole states in direct-gap semiconductors with screw dislocations. *physica status solidi (b)*, 188(2), 751-760.
- [30] Sitenko, Y. A., & Vlasii, N. D. (2007). Electronic properties of graphene with a topological defect. *Nuclear Physics B*, 787(3), 241-259.
- [31] Choudhari, T., & Deo, N. (2014). Graphene with wedge disclination in the presence of intrinsic and Rashba spin orbit couplings. *Europhysics Letters*, 108(5), 57006.
- [32] Li, J., Fang, Q., & Liu, Y. (2014). Interface effects on elastic behavior of a screw dislocation around double nanowires. *Physica B: Condensed Matter*, 442, 6-11.
- [33] Garcia, G. Q., Cavalcante, E., de M. Carvalho, A. M., & Furtado, C. (2017). The geometric theory of defects description for C 60 fullerenes in a rotating frame. *The European Physical Journal Plus*, 132, 1-9.
- [34] Bakke, K., & Furtado, C. (2013). One-qubit quantum gates associated with topological defects in solids. *Quantum information processing*, 12, 119-128.
- [35] Bakke, K., & Furtado, C. (2013). One-qubit quantum gates associated with topological defects in solids. *Quantum information processing*, 12, 119-128.
- [36] Bakke, K., & Moraes, F. (2012). Threading dislocation densities in semiconductor crystals: A geometric approach. *Physics Letters A*, 376(45), 2838-2841.
- [37] Li, J., Fang, Q., & Liu, Y. (2014). Interface effects on elastic behavior of a screw dislocation around double nanowires. *Physica B: Condensed Matter*, 442, 6-11.
- [38] Bausch, R., Schmitz, R., & Turski, Ł. A. (1999). Scattering of electrons on screw dislocations. *Physical Review B*, 59(21), 13491.
- [38] Taira, H., & Shima, H. (2014). Optical conductivity of semiconductor crystals with a screw dislocation. *Solid state communications*, 177, 61-64.
- [39] Soheibi, N., Hamzavi, M., Eshghi, M., & Ikhdair, S. M. (2017). Screw dislocation and external fields effects on the Kratzer pseudodot. *The European Physical Journal B*, 90, 1-6.
- [40] Filgueiras, C., Rojas, M., Aciole, G., & Silva, E. O. (2016). Landau quantization, Aharonov–Bohm effect and two-dimensional pseudoharmonic quantum dot around a screw dislocation. *Physics Letters A*, 380(45), 3847-3853.
- [41] Bahar, M. K., & Ungan, F. (2020). Magneto-optical specifications of Rosen-Morse quantum dot with screw dislocation. *International Journal of Quantum Chemistry*, 120(11), e26186.

- [42] Mishra, T., Sarkar, T. G., & Bandyopadhyay, J. N. (2014). Thermal properties of a particle confined to a parabolic quantum well in two-dimensional space with conical disclination. *Physical Review E*, 89(1), 012103.
- [43] Soheibi, N., Hamzavi, M., Eshghi, M., & Ikhdair, S. M. (2017). Screw dislocation and external fields effects on the Kratzer pseudodot. *The European Physical Journal B*, 90, 1-6.
- [44] Rojas, M., Filgueiras, C., Brandão, J., & Moraes, F. (2018). Topological and non inertial effects on the interband light absorption. *Physics Letters A*, 382(6), 432-439.
- [45] Bahar, M. K., & Ungan, F. (2020). Magneto-optical specifications of Rosen-Morse quantum dot with screw dislocation. *International Journal of Quantum Chemistry*, 120(11), e26186.
- [46] Adıyaman, R. (2013). *GaAs/GaAlAs kuantum kuyusu*. Master's thesis, Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [47] Bilekkaya, A. (2008). *Çoklu kuantum tel ve noktalarının elektronik özellikleri*. Master's thesis. Trakya Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [48] Çiçek, E. (2004). *Kuantum tellerinde geometri, elektrik alan ve yabancı atom pozisyonunun bağlanma enerjisine etkileri*. Master's thesis. Trakya Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [49] Chakraborty, T. (1999). *Quantum Dots: A survey of the properties of artificial atoms*. Hollanda:North-Holland.
- [50] Akçay, N. (2008). *Kuantum Noktaları Temelli Bellek Aygıtları*. İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 1-175.
- [51] Pettinari, G., Gerardino, A., Businaro, L., Polimeni, A., Capizzi, M., Hopkinson, M., ... & Felici, M. (2017). A lithographic approach for quantum dot-photonic crystal nanocavity coupling in dilute nitrides. *Microelectronic Engineering*, 174, 16-19.
- [52] T. D. Das, D. P. Samajdar, M. K. Bhowal, S. C. Das ve S. Dhar (2016). Photoluminescence studies of GaSbBi quantum dots grown on GaAs by liquid phase epitaxy, *CURR APPL PHYS*, 16, 1615-1621.
- [53] Chen, Z., Gao, S., Goh, B., L., Samsudin, I., B., Su, X., Lwe, K., W.,...,Zhu, C., (2019). Recent advances in non-toxic quantum dots and their biomedical applications, *Progress in Natural Science: Materials International*,s. 628-640 applications, *Progress in Natural Science: Materials International*,s. 628-640
- [54] Jing Y., Shi C., ChanY., PangW., Ye F., Tian J., Lyu Y., Zhang M., (2015) Yang A fluorescence resonance energy transfer (FRET) biosensor based on graphene quantum dots (GQDs) and gold nanoparticles (AuNPs) for the detection of mecA gene sequence of Staphylococcus aureus, *Progress in Natural Science: Materials International*,s. 595-600
- [55] Altınok, Y. (2013). *Elektrik alan, sıcaklık ve basıncın küresel kuantum noktanın elektronik ve optik özellikleri üzerine etkisi* . Master's thesis, Fen Bilimleri Enstitüsü).

- [56] Konstantatos, G and Sargent, E. (2013). *Colloidal Quantum Dot Optoelectronics and Photovoltaics*. London:Cambridge University Press.
- [57] Xu, X.; Zhou, L.; Ding, D.; Wang, Y.; Huang, J.; He, H.; Ye, Z. *Silicene Quantum Dots Confined in Few-Layer Siloxene Nanosheets for Blue-Light-Emitting Diodes*. *ACS Appl. Nano Mater.* 2020, s. 538–546.
- [58] Begum, R.; Chin, X. Y.; Damodaran, B.; Hooper, T. J. N.; Mhaisalkar, S.; Mathews, N. Cesium Lead Halide Perovskite Nanocrystals Prepared by Anion Exchange for Light-Emitting Diodes. *ACS Appl. Nano Mater.* 2020, 1766–1774.
- [59] Band, Yehuda B., and Yshai Avishai. Quantum Mechanics with Applications to Nanotechnology and Information Science, *Elsevier Science & Technology*, 2012.s 22
- [60] M. Geller, A. Marent, and D. Bimberg, “Speicherzelle und Verfahren zum Speichern von Daten (Memory cell and method for storing data),” Patent EP/2097904, 2006.
- [61] Bimberg, D. Grundmann, M. and Ledentsov, N. (1998). *Quantum Dot Heterostructures*. Chichester:John Wiley & Sons.
- [62] Nowozin, T., Bimberg, D., Daqrouq, K. Ajour, M., N., Awedh, M., (2014). Materials for future quantum dot-based memories,*journal of nanomaterials* 2013, 215613. s.2
- [63] Benslama, Malek, et al. Quantum Communications in New Telecommunications Systems : Applications to Equipment, *John Wiley & Sons, Incorporated*, 2017,s 15-16
- [64] Fox, M. (2006). *Quantum Optics An Introduction*. London:Oxford University Press, Incorporated,
- [65] Sutherland, R. L. (2003). *Handbook of nonlinear optics*. New york:CRC press.
- [66] Salman, S. (2012). *Kesirli Kuantize Hall etkisinin mikroskopik temelli perdeleme kuramı* .Doktora Tezi. Ankara Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü
- [67] Dereli, T. ve Verçin, A. (2000). *Kuantum Mekaniği II*. Ankara:Metu Press.]
- [68] Kleman, M. (1983). *Points, lines and walls*. New York: Wiley.
- [69] Bouligand Y. In: Balian R, Kleman M, Poirier JP, editors. Physique des defaults. Amsterdam: North-Holland; 1981. p. 665. [74] Frank FC. Disc Farad Soc 1958;25:19.
- [70] Bouligand Y. In: Balian R, Kleman M, Poirier JP, editors. Physique des defaults. Amsterdam: North-Holland; 1981. p. 777.
- [71] Sleytr UB, Messner P, Pum D, Saèra M, editors. Crystalline bacterial cell surface layers. Berlin: Springer-Verlag; 1988.
- [72] Chattopadhyay S, Chen L-Ch, Chen K-H. Critical Rev Sol State Mater Sci 2006;31:15.
- [73] Nye JF. Proc Roy Soc A 1983;387:105.
- [74] Anthony K. Solid State Phen 2002;87:15.

- [75] Anthony K, Essmann U, Seeger A, Trauble H. In: Kröner E, editor. *Mechanics of generalized continua*. Berlin: Springer;1968. p. 355.
 - [76] Salomaa MN, Volovik GE. *Rev Mod Phys* 1987;59:533.
 - [77] Nelson DR. *Defects and geometry in condensed matter physics*. Cambridge: Cambridge University Press; 2002.
 - [78] Chou T-W, Malasky HJ. *J Geophys Res B* 1979;84:6083.
 - [79] Duan YS, Zhao L. *Int J Modern Phys* 2007;22:1355.
 - [80] Rojas, M., Filgueiras, C., Brandão, J., & Moraes, F. (2018). Topological and non inertial effects on the interband light absorption. *Physics Letters A*, 382(6), 432-439.
 - [81] Azevedo, S., & Moraes, F. (1998). Topological Aharonov-Bohm effect around a disclination. *Physics Letters A*, 246(3-4), 374-376.
 - [82] Furtado, C., & Moraes, F. (1994). On the binding of electrons and holes to disclinations. *Physics Letters A*, 188(4-6), 394-396.
 - [83] de A Marques, G., Furtado, C., Bezerra, V. B., & Moraes, F. (2001). Landau levels in the presence of topological defects. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 34(30), 5945.
 - [84] Furtado, C., & Moraes, F. (2000). Harmonic oscillator interacting with conical singularities. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 33(31), 5513.
 - [85] Furtado, C., Rosas, A., & Azevedo, S. (2007). Landau quantization and curvature effects in a two-dimensional quantum dot. *Europhysics Letters*, 79(5), 57001.
 - [86] Liu, G., Guo, K., & Wang, C. (2012). Linear and nonlinear intersubband optical absorption in a disk-shaped quantum dot with a parabolic potential plus an inverse squared potential in a static magnetic field. *Physica B*, 40, 2334.
 - [87] Gradshteyn, I.S, & Ryzhik I. M (2007). *Table of integrals, series, and products*. Academic Press, New York, ABD
- http-1:**<https://www.bezelyedergi.net/post/kuantum-noktalar> (Erişim Tarihi: 13.02.2022)
- http-2:**<http://www.eie.gov.tr/yenilenebilir/genjekno.aspx> (Erişim Tarihi: 13.02.2022)
- http-3:**<https://www.sigmaaldrich.com/TR/en/technical-documents/technicalmaterials-science-and-eng>(Erişim Tarihi:29 11 2022)
- http-4:**<https://www.quantiki.org/wiki/density-matrix> (Erişim Tarihi: 29 11 2022)
- http-5:**<https://umet.univ-lille.fr/Projets/RheoMan/en/to-learn-more-about/disclinations> (Erişim Tarihi: 06.04.2023)

ÖZGEÇMİŞ

ORCID ID : 0000 0002 7769 1984

Adı Soyadı : Ahmet Necati ÖZDEMİR

Yabancı Dil : İngilizce

Eğitim ve Mesleki Geçmişi:

- 2009, Çukurova Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü
- 2009, Çukurova Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Matematik Bölümü
- 2018, Fizik Öğretmeni, Emine-Emir Şahbaz Bilim ve Sanat Merkezi