

T.C
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN YAPILARA MANYETİK ALANIN
ETKİSİ

Abdullah KIZILET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Figen KARACA BOZ

EDİRNE, 2012

T.C
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN YAPILARA MANYETİK ALANIN
ETKİSİ

Abdullah KIZILET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Figen KARACA BOZ

EDİRNE, 2012

T.C.
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN YAPILARA MANYETİK ALANIN ETKİSİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
ABDULLAH KIZILET

Bu tez 23/08/2012 tarihinde Aşağıdaki Jüri Tarafından Kabul Edilmiştir.



Prof. Dr. Aydın ULUBEY
Üye



Doç. Dr. Hülya YAĞAR
Üye



Yrd. Doç. Dr. Figen KARACA BOZ
Danışman

Yüksek Lisans Tezi

Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılara Manyetik Alanın Etkisi

T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

ÖZET

Sonsuz silindirik GaAs(Galyum Arsenik) ve InP(İndiyum Fosfat) kuantum tellerinde bir elektronun elektronik özellikleri Runge-Kutta numerik çözümü kullanılarak incelendi. Tel yarıçapının artmasıyla enerjinin azaldığı görüldü. Silindirik teldeki bir elektron için azimuthal yönde uygulanan manyetik alan etkisinde taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjileri hesaplandı. İnce teller için manyetik alan etkisinin çok olmadığı gözlemlendi. Manyetik alanın artmasıyla eksenel dalga sayısı k_z ' nin değerlerine bağlı olarak enerjide ayrımlar oluşur. $k_z \leq 0$ için enerjiler lineer artar. Manyetik alanın belirli bir değerine kadar $k_z > 0$ için enerji azalır, bu değerden sonra lineer artış olur.

Sonuçlar literatürde hiper geometrik fonksiyonlar kullanılarak bulunan sonuçlarla uyum içinde olduğu belirlendi.

Yıl: 2012

Sayfa: 63

Anahtar Kelimeler: Azimuthal Manyetik Alan, Sonsuz Silindirik Kuantum Teli.

Master Thesis

The Effect of Magnetic Field on Low-Dimensional Semiconductor Structures

Trakya University Institute of Naturel Sciences

Department of Physics

SUMMARY

The electronic properties of an electron in a infinite cylindrical GaAs and InP quantum wires have been investigated using Runge-Kutta method. It is seen that the energy of the electron decreases as the radius of the wire increased. In a magnetic field applied in the azimuthal direction, the ground state and the first excited state energies have been calculated for the electron in a cylindrical wire. It is observed that the magnetic field is ineffective on the energy for thin wires. As the magnetic field increases, the energy splitting occurs depending on axial k_z values. For $k_z \leq 0$, the energy increases linearly. However, the energy decreases down to a certain value of the field strength, then it increases linearly for $k_z > 0$. The results are in agreement to those found by using hyper geometric functions in the literature.

Year: 2012

Pages: 63

Keywords: Azimuthal Magnetic Field, Infinite Cylindrical Quantum Wire.

TEŞEKKÜR

Yapmış olduğum bu tezde, alıőmalarım boyunca bana yardım ve katkılarını esirgemeyen danıőmanım Yrd. Do. Dr. Figen KARACA BOZ'a ve emeiği geen herkese teőekkürlerimi sunarım.

SİMGELER

- \hbar : Planck sabiti
- m^* : Elektronun etkin kütlesi
- a^* : Etkin Bohr yarıçapı
- R^* : Etkin Rydberg enerjisi
- ε : Dielektrik sabiti
- γ : Manyetik alanın boyutsuz değeri
- ψ : Dalga fonksiyonu
- θ : Kartezyen koordinatlarda x eksenine ile yaptığı açı
- φ : Silindirik koordinatlarda açı
- m : Azimutal kuantum sayısı
- k_z : Elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni
- ρ : Silindirik koordinatlardaki konum değişkeni
- m_0 : Serbest elektron kütlesi

KISALTMALAR

- MBE : Moleküler Işın Epitaksi
LPE : Sıvı Faz Epitaksi
VPE : Buhar Faz Epitaksi
MOCVD : Moleküler Kimyasal Buhar Depolama

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	III
SUMMARY	IV
TEŞEKKÜR.....	V
SİMGELER	VI
KISALTMALAR	VII
İÇİNDEKİLER.....	VIII
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	X
BÖLÜM 1: GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2 : DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN YAPILAR	3
2.1.Yarıiletkenlerin genel özellikleri	3
2.2. Katların ve Yarıiletkenlerin bant yapıları	4
2.3. Düşük Boyutlu Yapılar	5
2.3.1. Kuantum Kuyusu	6
2.3.2. Kuantum Telleri	12
2.3.3. Kuantum Noktaları	14

BÖLÜM-3 : SİLİNDİRİK SONSUZ KUANTUM TELİNDE HAPSEDİLEN ELEKTRONA AZİMUTHAL MANYETİK ALANIN ETKİSİ	16
BÖLÜM 4 : SONUÇLAR VE TARTIŞMA	24
4.1 GaAs Silindirik Kuantum Telleri	24
4.2 InP Silindirik Kuantum Telleri	40
KAYNAKLAR	60
ÖZGEÇMİŞ	63

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

	sayfa
Şekil 2.1: Kristallerin bant yapısı	5
Şekil 2.2: Kuantum Yapıları.....	6
Şekil 2.3 Ga _{1-x} Al _x As/GaAs/ Ga _{1-x} Al _x As Kauntum Kuyusu.....	7
Şekil 2.4: Sonsuz Kuantum Kuyusu	8
Şekil 2.5: Sonlu Kuantum Kuyusu	10
Şekil 2.6: Dairesel ve Kare Kesitli Sonsuz Kuantum Telleri	12
Şekil 3: Silindirik sonsuz kuantum telinin şematik gösterimi	16
Şekil 4.1: R= 300 Å yarıçaplı GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T' da sabit tutulduğunda, m=0 (a) ve m=1 (b) için ilk üç enerji seviyesinde normalize radyal dalga fonksiyonunun $\frac{\rho}{R}$ ' ye bağlı değişimi.....	25
Şekil 4.2: R= 100 Å yarıçaplı GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T' da sabit tutulduğunda, m=0 (a) ve m=1 (b) için ilk üç enerji seviyesinde normalize radyal dalga fonksiyonunun $\frac{\rho}{R}$ ' ye bağlı değişimi.....	26
Şekil 4.3: R= 200 Å yarıçaplı GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T' da sabit tutulduğunda, m=0 (a) ve m=1 (b) için ilk üç enerji seviyesinde normalize radyal dalga fonksiyonunun $\frac{\rho}{R}$ ' ye bağlı değişimi.....	27
Şekil 4.4: R=50 Å yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimuthal manyetik alan artışına bağlı değişimi. Burada sırasıyla {m,k _z R}'de, m; azimuthal kuantum numarası ve k _z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.....	29
Şekil 4.5: R=100 Å yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimuthal manyetik alan artışına bağlı değişimi. Burada sırasıyla {m,k _z R}'de, m; azimuthal kuantum numarası ve k _z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.....	30

Şekil 4.6: R=200 Å yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimutal manyetik alan artışına bağlı değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m; azimutal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir	31
Şekil 4.7: R=300 Å yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimutal manyetik alan artışına bağlı değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m; azimutal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.....	32
Şekil 4.8: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=0$ ve $k_z R=0.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.....	34
Şekil 4.9: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=0$ ve $k_z R=2.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.....	35
Şekil 4.10: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=0$ ve $k_z R=-2.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.....	36
Şekil 4.11: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=1$ ve $k_z R=0.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.....	37
Şekil 4.12: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=1$ ve $k_z R=2.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.....	38
Şekil 4.13: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=1$ ve $k_z R=-2.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi	39
Şekil 4.14.a: InP silindirik kuantum telinde, azimutal manyetik alan 5 T' da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri R= 100 Å ve $m=0$ ' da silindirik bir telin $\frac{p}{R}$ ' ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değişimi.....	41
Şekil 4.14.b: InP silindirik kuantum telinde, azimutal manyetik alan 5 T' da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri R= 100 Å ve $m=1$ ' de silindirik bir telin $\frac{p}{R}$ ' ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değişimi.....	42

Şekil 4.15.a : InP silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T’da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri yarıçap değeri R= 200 Å ve m=0’ da silindirik bir telin $\frac{p}{R}$ ’ ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değışimi	43
Şekil 4.15.b : InP silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T’da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri yarıçap değeri R= 200 Å ve m=1’ de silindirik bir telin $\frac{p}{R}$ ’ ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değışimi	44
Şekil 4.16.a : InP silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T’da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri yarıçap değeri R= 300 Å ve m=0’ da silindirik bir telin $\frac{p}{R}$ ’ ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değışimi	45
Şekil 4.16.b : InP silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T’da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri yarıçap değeri R= 300 Å ve m=1’ de silindirik bir telin $\frac{p}{R}$ ’ ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değışimi	46
Şekil 4.17 : InP için yarıçap değeri 50 Å’da Azimuthal manyetik alan artışına bağlı enerji değışimi. Burada sırasıyla {m,k _z R}’de, m; azimuthal kuantum numarası ve k _z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.....	48
Şekil 4.18 : InP için yarıçap değeri 100 Å’da Azimuthal manyetik alan artışına bağlı enerji değışimi. Burada sırasıyla {m,k _z R}’de, m; azimuthal kuantum numarası ve k _z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.....	49
Şekil 4.19 : InP için yarıçap değeri 200 Å’da Azimuthal manyetik alan artışına bağlı enerji değışimi. Burada sırasıyla {m,k _z R}’de, m; azimuthal kuantum numarası ve k _z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.....	50
Şekil 4.20 : InP için yarıçap değeri 300 Å’da Azimuthal manyetik alan artışına bağlı enerji değışimi. Burada sırasıyla {m,k _z R}’de, m; azimuthal kuantum numarası ve k _z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.....	51
Şekil 4.21 : InP silindirik kuantum telinde, m=0’ da, k _z R=0’ da azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m; azimuthal kuantum numarası, k _z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R; yarıçap (Å), E; enerji seviyesi (meV)’ tur.....	53

Şekil 4.22 : InP silindirik kuantum telinde, $m=0$ ' da, $k_z R = 2$ ' de azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å),
E; enerji seviyesi (meV)'tur.....54

Şekil 4.23 : InP silindirik kuantum telinde, $m=0$ ' da, $k_z R = -2$ ' de azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å),
E; enerji seviyesi (meV)'tur55

Şekil 4.24 : InP silindirik kuantum telinde, $m=1$ ' de, $k_z R = 0$ ' da azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å),
E; enerji seviyesi (meV)'tur.....56

Şekil 4.25 : InP silindirik kuantum telinde, $m=1$ ' de, $k_z R = 2$ ' de azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å),
E; enerji seviyesi (meV)'tur57

Şekil 4.26 : InP silindirik kuantum telinde, $m=1$ ' de, $k_z R = -2$ ' de azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å),
E; enerji seviyesi (meV)'tur.....58

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Bardeen ve Brattain tarafından 1947 yılında transistörün keşfinden itibaren yarıiletkenlerden elde edilen heteroyapılar hızlı bir şekilde gelişmektedir (Bardeen ve Brattain, 1948, Shockley, 1949). Devam eden dönemlerde Hall ve arkadaşları tarafından 1962' de yarıiletken lazerin icat edilmesi, yine 1962'de birbirinden farklı en az iki yarıiletken malzeme kullanılarak oluşturulan heteroyapıların ortaya çıkışı kuantum mekaniğinin, katıhal elektroniği ve optoelektronik teknolojisinde daha etkin bir şekilde kullanılmasına katkı sağlamıştır (Çakır, 2007). Bu gelişmeler günümüz teknolojisine önemli ölçüde katkı sağlamaktadır. Nanometre düzeyindeki düşük boyutlu sistemler, katıhal fiziği için geniş bir alanda araştırma imkanı sağlamıştır. Yarıiletkenlerin birleştirilmesiyle oluşan heteroyapılar üzerine yapılan teorik ve deneysel çalışmalar, yüksek performanslı devre elemanlarının yapılmasını sağlamıştır. Bu devre elemanları ile istenilen büyüklükte potansiyel engel oluşturulması, nanometre düzeyinde oldukları için çok az yer kaplamaları, çok hızlı bir şekilde iletkenlik ve yalıtkanlık arasında geçiş yapabilmeleri vb. gibi özelliklerinden dolayı günümüz teknolojik aygıtlarının yapımında kullanılmaları tercih edilmektedir.

Yarıiletken fiziği ve teknolojisinde moleküler ışın epitaksi (MBE), sıvı faz epitaksi (LPE), buhar faz epitaksi (VPE) ve moleküler kimyasal buhar depolama (MOCVD) gibi epitaksiyel büyütme teknikleriyle kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları gibi düşük boyutlu yapıları üretmek mümkündür (Elagöz vd. 2008).

Bu geliřmelerle beraber, dűřűk boyutlu yapılar űzerine bir çok arařtırmalar yapılmaktadır. Literatűrde dıřarıdan uygulanan elektrik ve manyetik alanın dűřűk boyutlu yapılarda yaptıęı deęiřiklikler arařtırılmaktadır.

Literatűrde kare ve silindirik kuantum telleri çalıřılmıřtır.(Boz vd. 2005,icek 2004). 2002’de Masale azimuthal uygulanan manyetik alanın kuantum tellerine etkisini çalıřmıřtır (Masale, 2002). Bu çalıřmada dűřűk boyutlu yapılardan sonsuz silindirik GaAs ve InP kuantum telindeki bir elektronun azimuthal uygulanan manyetik alan altında elektronik űzelliklerini incelenmiřtir.

BÖLÜM 2

DÜŞÜK BOYUTLU YARIİLETKEN YAPILAR

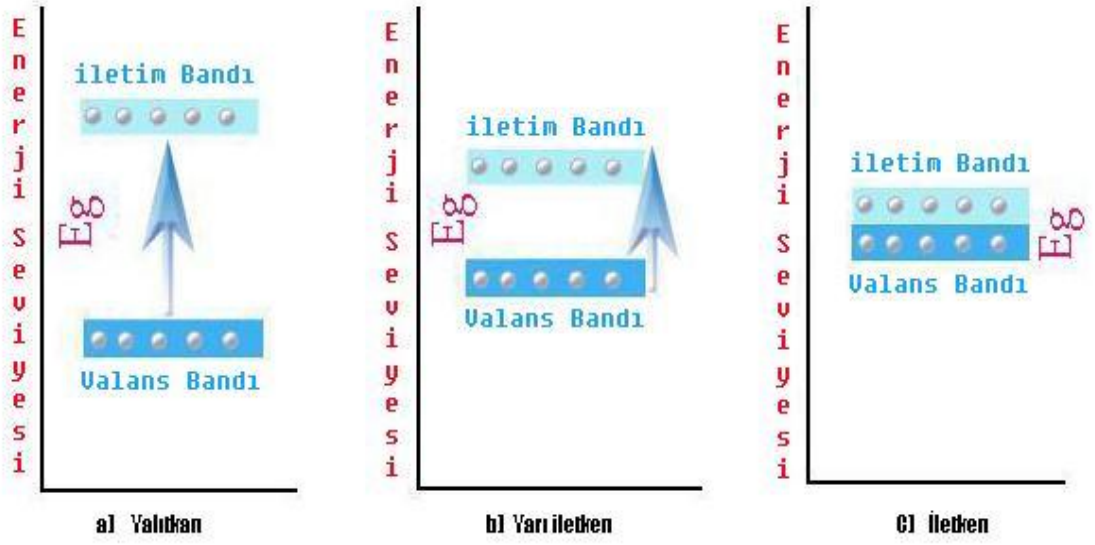
2.1.Yarıiletkenlerin genel özellikleri

Yarıiletken maddeler, elektrik iletkenliği bakımından, iletken ile yalıtkan arasında kalan maddelerdir. Normal durumda yalıtkan olan bu maddeler ısı, ışık, manyetik etki veya elektriksel etki gibi dış etkenler uygulandığında bir miktar değerlik elektronlarını serbest hale geçirerek iletken duruma gelirler. Uygulanan bu dış etki veya etkiler ortadan kaldırıldığında ise yalıtkan duruma geri dönerler. Bu özellikleri, elektronik alanında yoğun olarak kullanılmalarını sağlamıştır. Yarıiletkenlerin değerlik yörüngelerinde dört elektron bulunmaktadır. Bu yüzden yarıiletkenler, iletkenlerle yalıtkanlar arasında yer almaktadır. Elektronik elemanlarda en yaygın olarak kullanılan yarıiletkenler, germanyum ve silisyum elementleridir. Yarıiletken malzemeler; iletkenlerden 10^{-10} defa daha az iletken, yalıtkanlara göre 10^{14} defa daha fazla iletkenlerdir. Tüm yarıiletkenler kararlı hale geçebilmek için son yörüngelerindeki elektron sayısını sekize çıkarma çabasındadırlar. Bu nedenle saf bir germanyum elementinde komşu atomlar son yörüngelerindeki elektronları kovalent bağ ile birleştirerek ortak kullanırlar. Atomlar arasındaki bu kovalent bağ, germanyum elementine kristal özelliğini kazandırır. Silisyum da özellik olarak germanyum elementi ile benzerlik gösterir. Yarıiletkenli devre elemanlarında daha çok silisyum kullanılır. (<http://320volt.com/yari-iletkenler-ve-diyot/>)

Silisyum ve germanyum devre elemanı üretiminde saf olarak kullanılmaz. Bu maddelere katkı katılarak değerlik bandı enerji seviyesi yukarıya veya aşağıya çekilir. Valans bandının yukarıya çekildiği yarıiletkenlere P tipi yarıiletken, iletken bandının aşağıya çekildiği yarıiletkenlere ise N tipi yarıiletken denir. Ayrıca günümüzde Güneş enerjisini elektrik enerjisine dönüştürmede yarıiletkenlerden azami ölçüde faydalanılır. Zira güneşten gelen foton tanecikleri yarıiletkenlerin atomik yapısındaki zayıf molekül bağlar sayesinde elektronların serbest kalmalarını sağlarlar ve bu diğer bir yarıiletken yapıya elektron akışını mümkün kılar. Günümüzde kullanılan bazı hesap makineleri, bu yapı ile çalışmaktadır. Yarıiletkenler germanyum, silisyum, selenyum gibi elementler olabildiği gibi; galyum arsenit, indiyum fosfat, bakır oksit, kurşun sülfür gibi bileşiklerde olabilir (<http://tr.wikipedia.org>)(<http://tr.wikipedia.org/wiki/yariiletken>).

2.2. Katıların ve Yarıiletkenlerin bant yapıları

Genel olarak kristal yapıları, en dış yörünge olarak adlandırılan ve elektron koparılmasının en kolay olduğu valans bandı ve valans bandından kopan elektronun en yüksek ihtimal ile hareket edeceği elektron bandının yakınlıkları ile üç gruba ayrılması mümkündür. Valans bandı ile iletim bandı arasında bir bölge bulunur. Bu bölge yasak enerji bandı olarak adlandırılır. Elektron bu bölgeyi geçebilmek için minimum bu bölge kadar enerjiye sahip olmalıdır. Yasak enerji aralığını geçip, valans bandından iletim bandına geçebilmesi için elektrona dışarıdan enerji verilmelidir. Bu enerjiler; elektrik, ısı, ışık, manyetik alan gibi enerji kaynakları olabilir. Eg ile gösterilen bu bölgede elektronların bulunma ihtimali yoktur. Şekil 2.1'de görüldüğü gibi yasak enerji aralığı azaldıkça kristal yapıların iletkenliği artmaktadır. Örneğin Eg değeri sıfır ya da valans ve iletim bandı iç içe geçmiş durumda ise bu yapıları iletkenler olarak adlandırabiliriz. Altın, demir, gümüş gibi kristal yapılar bunlara örnektir. Bu da bize iletkenlerin valans ve iletim bandlarının neredeyse iç içe olduğunu göstermektedir. Yasak enerji aralığı mesafe olarak arttıkça, elektronun bu bölgeyi aşması için gerekli olan enerjide artacaktır.



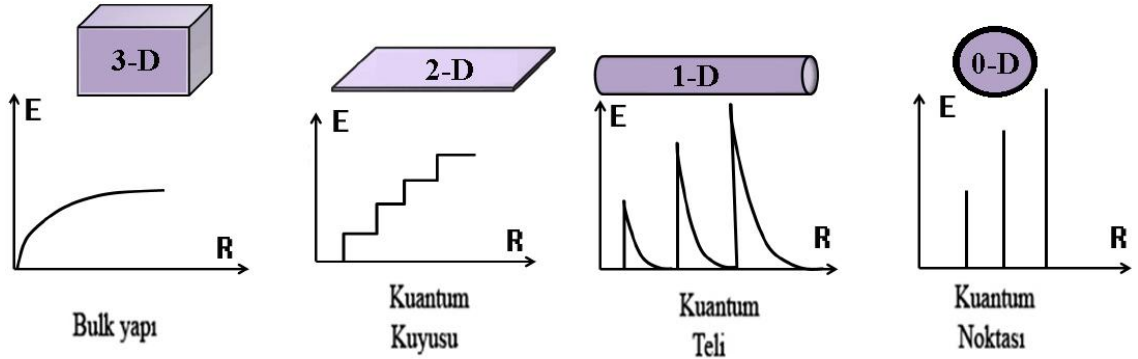
Şekil 2.1: Kristallerin bant yapısı

Yasak enerji aralığı yaklaşık olarak 5 eV olan yapıları ise yalıtkanlar olarak adlandırırız. Tahta, plastik, hava gibi maddeler yalıtkanlara örnek verilebilir. Yasak enerji aralığı 0-5 eV aralığındaki yapılar üzerinde çalışmış olduğumuz yarıiletken malzemelerdir. Oda sıcaklığında E_g değerleri sırasıyla 1.424 eV, 1.344 eV (<http://www.ioffe.ru>), 3.39 eV (Chov ve Ghezzeo, 1996), 0.661 eV, 1.12 eV olan GaAs (Galyum Arsenik), InP (İndiyum Fosfat), GaN (Galyum Nitrit), Ge (Germanyum) ve Si (Silisyum) bu yapıları örnektir. Çalışmamızın bundan sonraki aşamasında GaAs ve InP yarıiletken malzemelerinden oluşturulmuş sonsuz kuantum telindeki bir elektronun özellikleri incelenecektir.

2.3.Düşük Boyutlu Yapılar

Değişik kimyasal kristaller (GaAs, InP, GaAlAs, Ge, Si vb) kullanılarak elektronun hareket serbestliği kısıtlanarak elde edilen yapılara düşük boyutlu yapılar denir. Farklı yasak bant aralığına sahip bu yarıiletken malzemeler üst üste getirilerek elektronun serbestlik hareketini etkileyecek şekilde potansiyel farkın oluşmasıyla düşük

boyutlu yapılar elde edilir. Elde edilen bu yapılar; üç boyutlu (3D) bulk yapı, iki boyutlu (2D) kuantum kuyusu, bir boyutlu (1D) kuantum teli ve sıfır boyutlu (0D) kuantum noktalarıdır (Atasever, 2007). Elektronun serbestlik hareketinin kısıtlanması ile oluşan bu düşük boyutlu yapıların şekilleri Şekil-2.2’de gösterilmektedir.

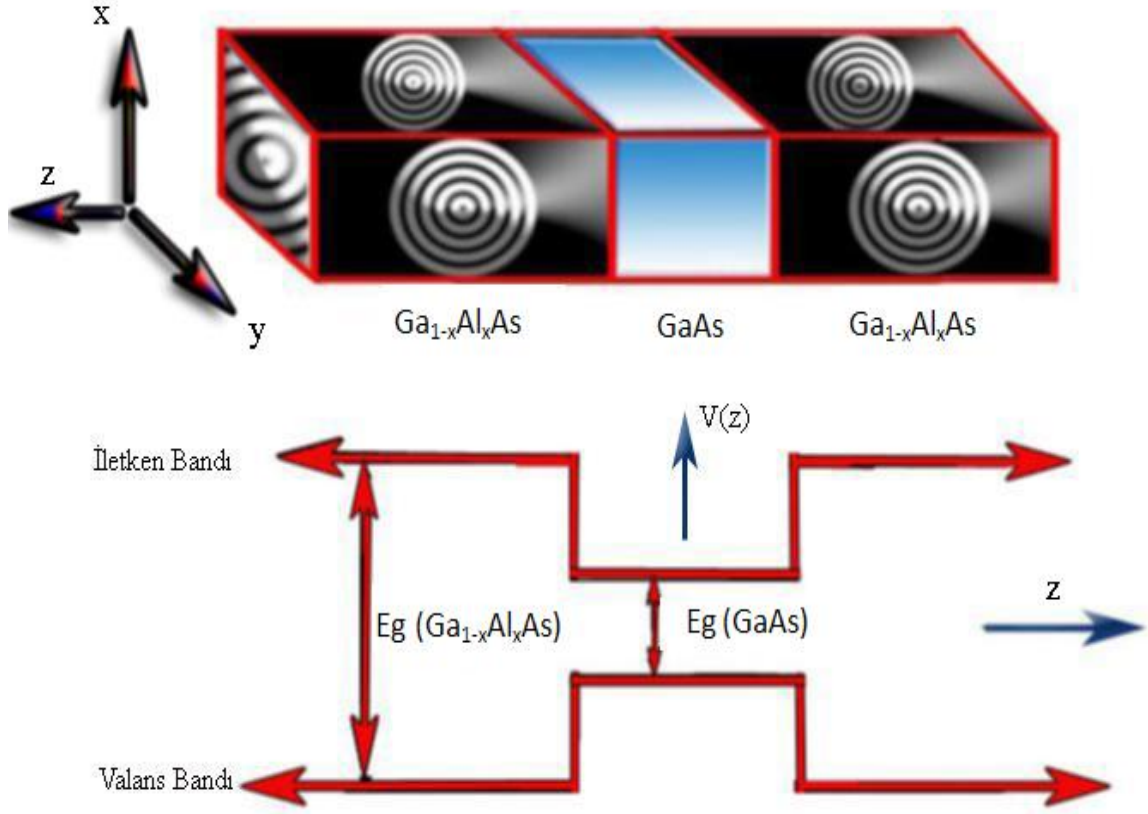


Şekil 2.2: Kuantum Yapıları

(<http://www.edn.com/design/led/4391796/White-LEDs-Printed-on-Paper-A-Doctoral-Thesis-PartI>)

2.3.1. Kuantum Kuyusu

Düşük boyutlu yapılar olarak adlandırdığımız sistemlerden biri olan kuantum kuyularının iki farklı yarıiletken malzemelerin üst üste sıralanmasıyla oluşturulur. Örneğin $Ga_{1-x}Al_xAs$ yarıiletken tabakanın üzerine GaAs yarıiletken tabakası ve bu tabaka üzerine tekrardan $Ga_{1-x}Al_xAs$ yarıiletken tabakası getirilerek oluşturulur. Şekil 2.3’te modellendiği gibi oluşur. Buradaki şekilde görüldüğü gibi kuantum malzemesi içerisine hapsedilmiş bir elektronun hareketini, $Ga_{1-x}Al_xAs / GaAs$ yapısındaki “x” in yani alüminyum konsantrasyonunun yoğunluğu ile kontrol edebilir. Al konsantrasyonunun yoğunluğuna göre değişiklik gösteren potansiyel duvarın yüksekliğine göre sonlu ya da sonsuz kuantum kuyuları oluşturabilir. Bu kuantum kuyularının içerisine hapsedilmiş olduğumuz elektronun hareketini incelerken Schrödinger dalga denklemi çözümünden faydalanırız.



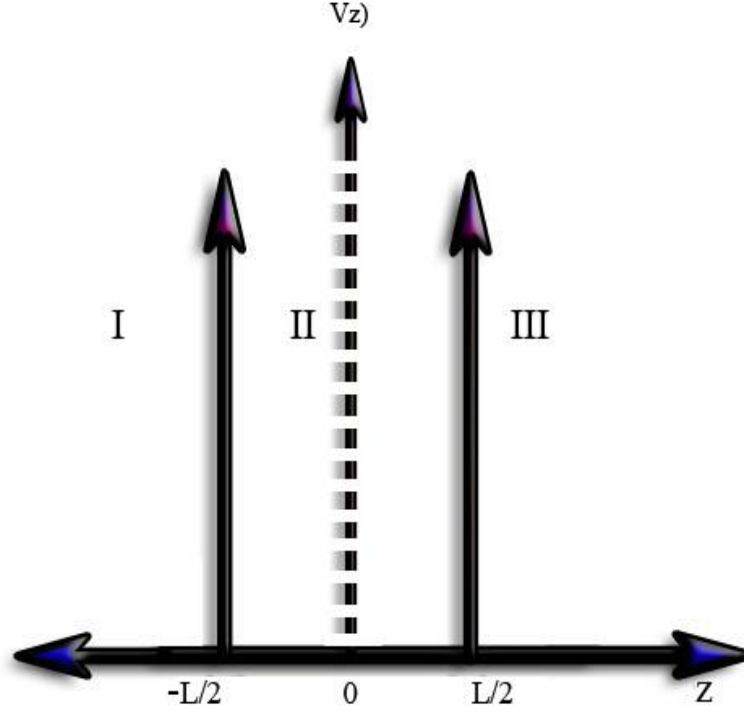
Şekil 2.3 : Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/ Ga_{1-x}Al_xAs Kauntum Kuyusu

Elektronu hapsettiğimiz potansiyel duvarını sonsuz kabul ettiğimizde potansiyel enerji fonksiyonunun Şekil-2.4’de görülen I. II. ve III. Bölgeler için değeri;

$$V(z) = \begin{cases} \infty & \infty < z < -\frac{L}{2} \\ 0 & -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2} \\ \infty & \frac{L}{2} < z < \infty \end{cases} \quad (1)$$

olarak tanımlanır. Burada “x” ve “y” yönünde herhangi bir sınırlama olmadığı için sadece “z” yönündeki fonksiyonun çözümünden bahsedebiliriz. Şekil 2.4’teki kuantum

kuyusu için I. ve III. bölgelerde elektron bulunma ihtimali olmadığından dalga fonksiyonu sifıra eşittir. Bu nedenle sadece II. bölge için çözüm söz konusudur.



Şekil 2.4: Sonsuz Kuantum Kuyusu

Bu durumda iki tane mümkün çözüm vardır;

$$\psi_n(z) = B\cos(k_n z) \quad n=1,3,5,\dots \quad (2)$$

$$\psi_n(z) = A\sin(k_n z) \quad n=2,4,6,\dots \quad (3)$$

Burada ;

$$k_n = \frac{n\pi}{L} \quad (4)$$

olarak verilir. A ve B katsayıları boylandırma sabitleridir. Bu sabitleri normalizasyon şartı ile bulmak mümkündür.

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \psi_n^*(z) \psi_n(z) dz = 1 \quad (5)$$

Enerji özdeğeri ise ;

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* L^2} \quad (6)$$

olarak bulunur.

Denklem (6) dan anlaşılacağı gibi potansiyel kuyu içerisindeki bir parçacığın alabileceği enerji değerleri bir “n” tam sayısına bağlı olarak kesikli değerlerle elde edilir. (Karaoğlu ,1994)

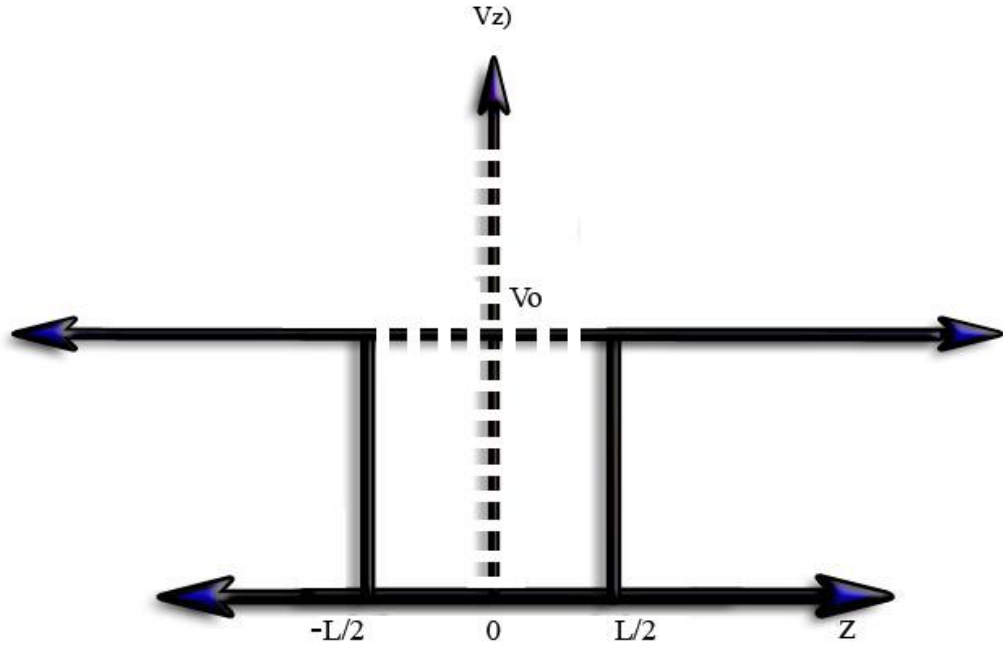
Şekil 2.5’teki sonlu kuantum kuyusu ele alındığında, potansiyel;

$$V(z) = \begin{cases} 0 & -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2} \\ V_0 & \text{diğer bölgelerde} \end{cases} \quad (7)$$

olarak tanımlanır. Bu durumda Schrödinger denklemi ;

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + V(z) \psi(z) = E_n \psi(z) \quad (8)$$

ile verilir.



Şekil 2.5: Sonlu Kuantum Kuyusu

Denklem (8) çözüldüğünde dalga fonksiyonlarının çift ve tek çözümler söz konusu olur. Çift çözümler;

$$\psi_{\text{çift}}(z) = \begin{cases} C \exp\left(\frac{\alpha L}{2}\right) \cos\left(\frac{k_z L}{2}\right) \exp(\alpha z) & -\infty < z < -\frac{L}{2} \\ C \cos\left(\frac{k_z L}{2}\right) & -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2} \\ C \exp\left(\frac{\alpha L}{2}\right) \cos\left(\frac{k_z L}{2}\right) \exp(-\alpha z) & \frac{L}{2} < z < \infty \end{cases} \quad (9)$$

olur.

Tek çözümler ise;

$$\Psi_{\text{tek}}(z) = \begin{cases} -D \exp\left(\frac{\alpha L}{2}\right) \sin\left(\frac{k_z L}{2}\right) \exp(\alpha z) & -\infty < z < -\frac{L}{2} \\ D \sin\left(\frac{k_z L}{2}\right) & -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2} \\ D \exp\left(\frac{\alpha L}{2}\right) \sin\left(\frac{k_z L}{2}\right) \exp(-\alpha z) & \frac{L}{2} < z < \infty \end{cases} \quad (10)$$

şeklinde bulunur. C ve D boylandırma sabitleridir (Karaoğlu, 1994).

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} (V_0 - E)} \quad (11)$$

ve

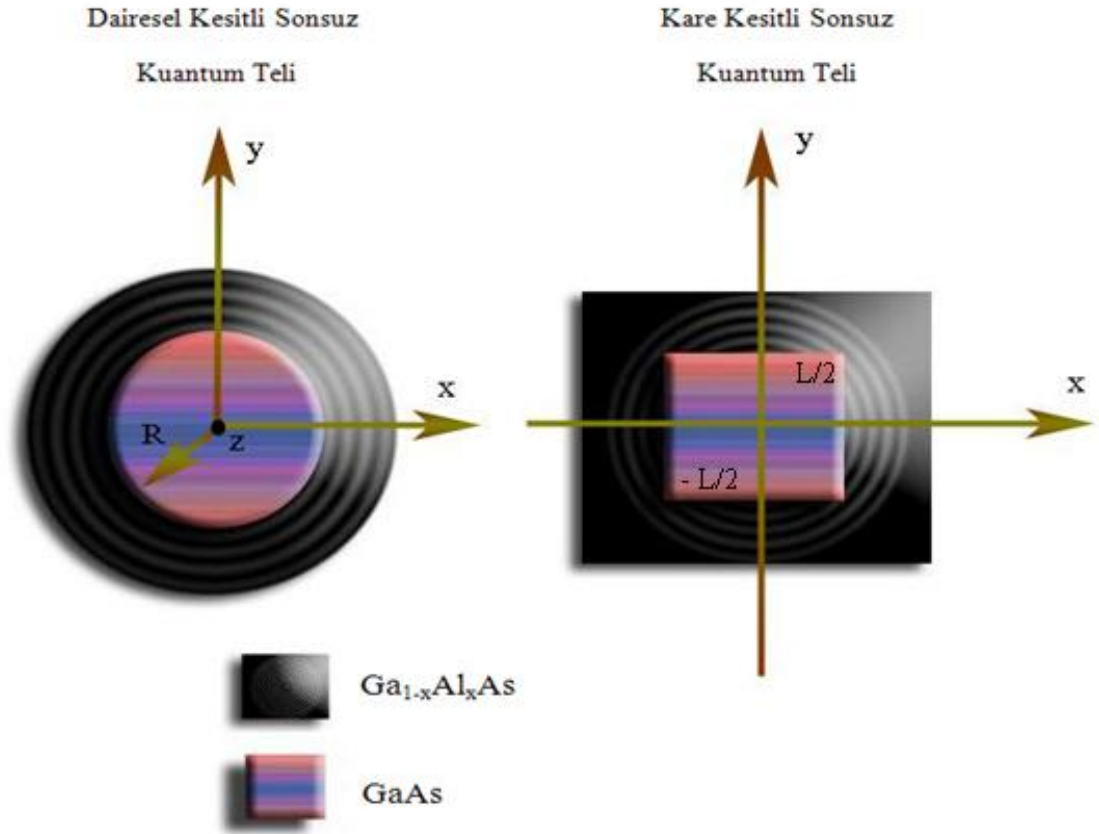
$$k_z = \frac{2m^* E}{\hbar^2} \quad (12)$$

olarak tanımlanır.

Sonlu kuantum kuyuları değişik geometrik şekillerde yapılabilir. Parabolik, üçgen, kare gibi kuantum kuyularının çoklu kullanımları da literatürde mevcuttur. Örneğin çift parabolik kuantum kuyusu, V- biçimli kuantum kuyusu (Kim vd., 2000; Deng vd., 2001; Kasapoğlu vd., 2003), Kare kesitli kuantum kuyuları (Bilekkaya, 2008)

2.3.2. Kuantum Telleri

Kuantum tellerinin oluşturulması, diğer düşük boyutlu sistemlerin oluşturulduğu gibi iki farklı yarıiletken malzemenin bir araya gelmesiyle oluşur. Bu yapılarda elektronun hareketinin iki boyutta sınırlandırılır, diğer boyutta ise serbesttir. Kuantum tellerini oluştururken parçacıkların x ve y düzleminde kısıtlandığında iki farklı kuantum teli yapılabilir. Şekil 2.6'da dairesel kesitli silindirik ve karekesitli sonsuz kuantum telleri gösterilir.



Şekil 2.6: Dairesel ve Kare Kesitli Sonsuz Kuantum Telleri

Burada 'x' Ga_{1-x}Al_xAs heteroyapısındaki alüminyum yoğunluğunu yani konsantrasyonunu göstermektedir. Bu nedenle tel içerisine hapsedilen bir elektrona uygulanan potansiyel engelinin de sonsuz büyüklükte kabul edilmesi gerekmektedir. Elektronun 'z' eksenini boyunca serbest hareket edip, diğer tüm yönlerden kısıtlanmış olması gerekir. Şekil 2.6'da görüldüğü üzere dış yapıdaki Ga_{1-x}Al_xAs heteroyapısındaki Ga konsantrasyonu (1-x) sıfır değerini almalıdır. Bu değer sıfır olması için x=1 seçilerek mümkün olur. Bu durumda yapı AlAs/GaAs malzemesine dönüşecektir. Tel içerisine hapsedtiğimiz elektron düşük enerji değeri olan GaAs yapısını tercih edecektir ve dış yapıdaki AlAs'ı sonsuz bir potansiyel engel olarak görecektir. (Sakaki, 1980; Brum vd, 1985; Narayani ve Sukumar, 1994; Ulaş vd. 1998)

Kuantum tellerinde elektronun hareketi iki yönde sınırlandırılır. Şekil 2.6'da verilen kare kesitli kuantum telinde elektron 'x' ve 'y' yönlerinde potansiyel engel ile hapsedilmiştir (Bilekkaya, 2008). Sonsuz kuantum teli için potansiyel;

$$V(x, y) = \begin{cases} 0 & |x| \leq L_x/2 \quad \text{ve} \quad |y| \leq L_y/2 \\ \infty & |x| > L_x/2 \quad \text{ve} \quad |y| > L_y/2 \end{cases} \quad (13)$$

şeklindedir. Sonsuz kuantum telinde bir elektron için Schrödinger denklemini yazarsak;

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} + V(x, y) \right) \right] \psi_0(x, y, z) = E_0 \psi_0(x, y, z) \quad (14)$$

'z' yönünde sınırlama olmadığı için elektron bu yönde parçacık gibi davranır ve diğer yönlerde kuantize olur. Bu sebeple dalga fonksiyonu;

$$\psi_0(x, y, z) = \psi_0(x, y) \psi_0(z) \quad (15)$$

Şeklinde alınarak Schrödinger denkleminin çözümü ;

$$\psi_0(x, y, z) = A \cos\left(\frac{\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{L_y} y\right) \exp(ik_z z) \quad (16)$$

olur. Elektronun taban durum enerjisi ise

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_y}\right)^2 \right] + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (17)$$

olarak bulunur.

2.3.3. Kuantum Noktaları

Tüm boyutta elektron hareketinin sınırlandırıldığı hetero yapılara kuantum nokta yapıları denir. Bu sistemlerde elektron hareketi üç boyutta sınırlanmasına rağmen, her üç boyutta da kuantum etkisi görülmektedir. Kuantum nokta yapıları için Schrödinger denklemi ;

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} \right) \psi(x, y, z) + V(x, y, z) \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z) \quad (18)$$

şeklinde yazılır.

Elektrona uygulanan üç boyuttaki engel potansiyelini sonsuz kabul edersek, kuantum nokta yapısı içerisinde $V(x,y,z) = 0$ olur. Sınır şartları çözümleri yapılırsa dalga vektör bileşenleri;

$$k_{n_x} = \frac{n_x}{L_x}, \quad k_{n_y} = \frac{n_y}{L_y}, \quad k_{n_z} = \frac{n_z}{L_z} \quad \text{ile verilir.}$$

Enerji özdeğerleri ise;

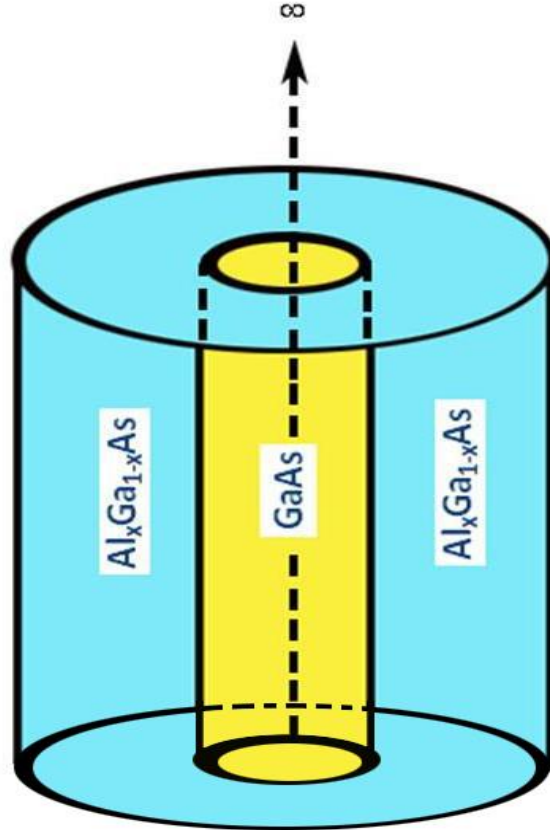
$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\left(\frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right) \quad (19)$$

olarak elde edilir.(Çakır, 2007).

BÖLÜM-3

SİLİNDİRİK SONSUZ KUANTUM TELİNDE HAPSEDİLEN ELEKTRONA AZİMUTHAL MANYETİK ALANIN ETKİSİ

AlAs/GaAs/AlAs malzemeleriyle oluşturulan, silindirik sonsuz kuantum teli şekil 3'deki gibi oluşturulur.



Şekil 3: Silindirik sonsuz kuantum telinin şematik gösterimi

Çok uzun R yarıçaplı katı silindirden I akımı geçtiğinde silindirin içinde oluşan manyetik alan $\vec{B} = (0, \frac{B_s \rho}{R}, 0)$ olarak Amper yasasından bulunur (Young ve Freedman, 2008). Buradaki $B_s = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$, R yarıçaplı telin yüzeyindeki manyetik alandır. Bu tezde sonsuz kuantum teline etki eden manyetik alan yukarıdaki şekilde tanımlanır. Bu manyetik alanın oluşturduğu vektör potansiyel

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (20)$$

eşitliğinden

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} \hat{\rho} & \hat{\phi} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial \rho} & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_\rho & A_\phi & A_z \end{pmatrix} \quad (21)$$

olarak bulunur.

Azimuthal yönde manyetik alanın oluşturduğu vektör potansiyeli (Masale, 2002)

$$A_z = -\frac{1}{4} \mu_0 J \rho^2 \quad (22)$$

dir ve sadece z bileşenli olur. \vec{A} vektör potansiyel

$$\vec{A} = (0, 0, -\frac{1}{4} \mu_0 J \rho^2) \quad (23)$$

dir bu denklemde J akım yoğunluğu

$$J = \frac{I}{\pi R^2} \quad (24)$$

ifade edilir.

Azimuthal yönde uygulanan manyetik alanın altında hareket eden bir elektronun silindirik kuantum telinde Hamiltonyen

$$H = \frac{1}{2m^*} (\vec{p} + e\vec{A})^2 + V(\rho) \quad (25)$$

olur. Burada $V(\rho)$ potansiyel enerjisi

$$V(\rho) = \begin{cases} 0 & \rho \leq R \\ \infty & \rho > R \end{cases} \quad (26)$$

sonsuz kuantum teli olduğunda bu şekilde tanımlanır. Sonsuz kuantum telindeki Schrödinger denklemi

$$H\Psi(\rho, \varphi, z) = E \Psi(\rho, \varphi, z) \quad (27)$$

olarak tanımlanır. Schrödinger denklemi silindirik koordinatlarda yazılır. Silindirik koordinatlarda

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial \rho} \hat{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} \hat{\varphi} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \quad (28)$$

ve

$$\nabla^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (29)$$

operatörler tanımlanır. Denklem (25)'deki Hamiltonyen'de $\vec{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$ ifadesini kullanılırsa

$$H = \frac{1}{2m^*} (-\hbar^2 \nabla^2 - i\hbar \vec{\nabla} \cdot \vec{A} - i\hbar \vec{A} \cdot \vec{\nabla} + e^2 A^2) \quad (30)$$

olur. Bu denklemde $\vec{p} \cdot \vec{A} = \vec{A} \cdot \vec{p}$ olduğundan

$$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m^*} - \frac{2e\hbar \vec{A} \cdot \vec{\nabla}}{2m^*} + \frac{e^2 \vec{A}^2}{2m^*} \quad (31)$$

olur. \vec{A} vektör potansiyel Hamiltonyen'de yerine yazıldığında

$$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m^*} - \left(\frac{-e\hbar i B_s \rho^2}{m^*} \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{e^2 B_s^2 \rho^4}{2m^* 4R^2} \quad (32)$$

ifadesi elde edilir. Hamiltonyen ifadesine geri dönecek olursak denklem (30)' un düzenlenmiş hali;

$$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m^*} + \frac{i\hbar e B_s \rho^2}{2m^* R} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{e^2 B_s^2 \rho^4}{2m^* 4R^2} \quad (33)$$

olur. Bundan sonraki aşamada Hamiltonyeni Rydberg birim sisteminde ifade etmek için bazı sabitler tanımlanması gerekir. Bu sabitler;

$$R^* = \frac{m^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon_0^2} \quad (34)$$

$$a^* = \frac{\hbar^2 \epsilon_0}{m^* e^2} \quad (35)$$

$$\gamma = \frac{e\hbar B}{2m^* R^*} \quad (36)$$

ile verilir.

Denklem (36)' un yani gama sabitinin karesini alırsak;

$$\gamma^2 = \frac{e^2 \hbar^2 B^2}{4m^{*2} R^{*2}} \quad (37)$$

$$e^2 B^2 = \frac{\gamma^2 4m^{*2} R^{*2}}{\hbar^2} \quad (38)$$

buluruz.

Denklem (38) 'i “2m^{*}” ile çarpıp, “2m^{*}” a bölünürse;

$$e^2 B^2 = \frac{\gamma^2 2m^{*2} R^{*2}}{\frac{\hbar^2}{2m^*}} \quad (39)$$

elde edilir.

Denklem (35)'nin karesini alıp denklem (34) ile çarpılırsa;

$$R^* a^{*2} = \frac{m^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon_0^2} \frac{\hbar^4 \epsilon_0^2}{m^{*2} e^4} \quad (40)$$

eşitlik

$$R^* a^{*2} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \quad (41)$$

ifadesi elde edilir. Denklem (41)' i denklem (38)' de yerine yazarsak;

$$e^2 B^2 = \frac{\gamma^2 2m^* R^*}{a^{*2}} \quad (42)$$

ifadesi bulunur. Rydberg birim sistemine göre Hamiltonyen

$$H = -\vec{\nabla}^2 + \frac{i\gamma\rho^2}{R} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\gamma^2\rho^4}{4R^2} \quad (43)$$

ile verilir.

Denklem (27)'deki Schrödinger denklemi silindirik koordinatlarda

$$\left[-\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{i\gamma\rho^2}{R} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\gamma^2\rho^4}{4R^2} \right] \Psi(\rho, \varphi, z) = E_{ml} \Psi(\rho, \varphi, z) \quad (44)$$

olur. Dalga fonksiyonu ise

$$\Psi(\rho, \varphi, z) = C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\varphi} \cdot \chi(\rho) \quad (45)$$

olarak tanımlanır. Burada $m=0, \pm 1, \pm 2 \dots$ gibi değerlikleri alabilen manyetik kuantum sayısıdır. Denklem (45) ifadesini denklem (44)' te yerine yazılırsak;

$$\left[-\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{i\gamma\rho^2}{R} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\gamma^2\rho^4}{4R^2} \right] [C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)] =$$

$$E_{ml} [C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)] \quad (46)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemde dalga fonksiyonu parantez içerisine dağıtılsa

$$\underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho))}_1 - \underbrace{\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho))}_2$$

$$- \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial z^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho))}_3 + \underbrace{\frac{i\gamma\rho^2}{R} \frac{\partial}{\partial z} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho))}_4$$

$$+ \underbrace{\frac{\gamma^2\rho^4}{4R^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho))}_5 = E_{ml} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) \quad (47)$$

denklemini elde edilir. Denklemin sol tarafında bulunan beş tane terimin türevlerini alınıp sırasıyla çözümlenmeleri yapılırsa;

$$1-) -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) \quad (48)$$

$$2-) \frac{-(i)^2 m^2}{\rho^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) = +\frac{m^2}{\rho^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) \quad (49)$$

$$3-) -(i)^2 k^2 (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) = +k^2 (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) \quad (50)$$

$$4-) \frac{(i)^2 k\gamma\rho^2}{R} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) = -\frac{k\gamma\rho^2}{R} (C_{ml} \cdot e^{ik_z z} \cdot e^{im\theta} \cdot \chi(\rho)) \quad (51)$$

$$5-) \frac{\gamma^2 \rho^4}{4R^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi} \cdot \chi(\rho)) = \frac{\gamma^2 \rho^4}{4R^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi} \cdot \chi(\rho)) \quad (52)$$

elde edilir.

Bu sonuçlar denklem (45)'te yerlerine yazılır;

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} (C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi} \cdot \chi(\rho)) + \frac{m^2}{\rho^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi} \cdot \chi(\rho)) + \\ & k^2 (C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi} \cdot \chi(\rho)) - \frac{k\gamma\rho^2}{R} (C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi} \cdot \chi(\rho)) + \\ & \frac{\gamma^2 \rho^4}{4R^2} (C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi} \cdot \chi(\rho)) = E_{ml} \chi(\rho) C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi} \end{aligned} \quad (53)$$

denklemini elde edilir. Denklem (53)' te bütün terimlerdeki ($C_{ml} \cdot e^{ik_{zz}} \cdot e^{im\phi}$) çarpanı sadeleştirilirse;

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \chi(\rho) + \frac{m^2}{\rho^2} \chi(\rho) + k_z^2 \chi(\rho) - \frac{k_z \gamma \rho^2}{R} \chi(\rho) + \frac{\gamma^2 \rho^4}{4R^2} \chi(\rho) = E_{ml} \chi(\rho) \quad (54)$$

denklemini elde edilir. Denklem (54) düzenlenirse;

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \chi(\rho) + \left[\frac{m^2}{\rho^2} + k_z^2 - \frac{k_z \gamma \rho^2}{R} + \frac{\gamma^2 \rho^4}{4R^2} - E_{ml} \right] \chi(\rho) = 0 \quad (55)$$

Bu ikinci derece diferansiyel denklem confluent hipergeometrik fonksiyonlarla çözülebilir (Masale, 2002). Bu tezde bu denklemi nümerik çözüm yöntemlerinden biri olan Runge–Kutta yöntemini kullanarak çözüyoruz. (Boz, 2005). Bu yöntemi kullanarak $\chi(\rho)$ ve E_{ml} yazdığımız bilgisayar programı ile hesaplanır.

BÖLÜM 4

SONUÇLAR VE TARTIŞMA

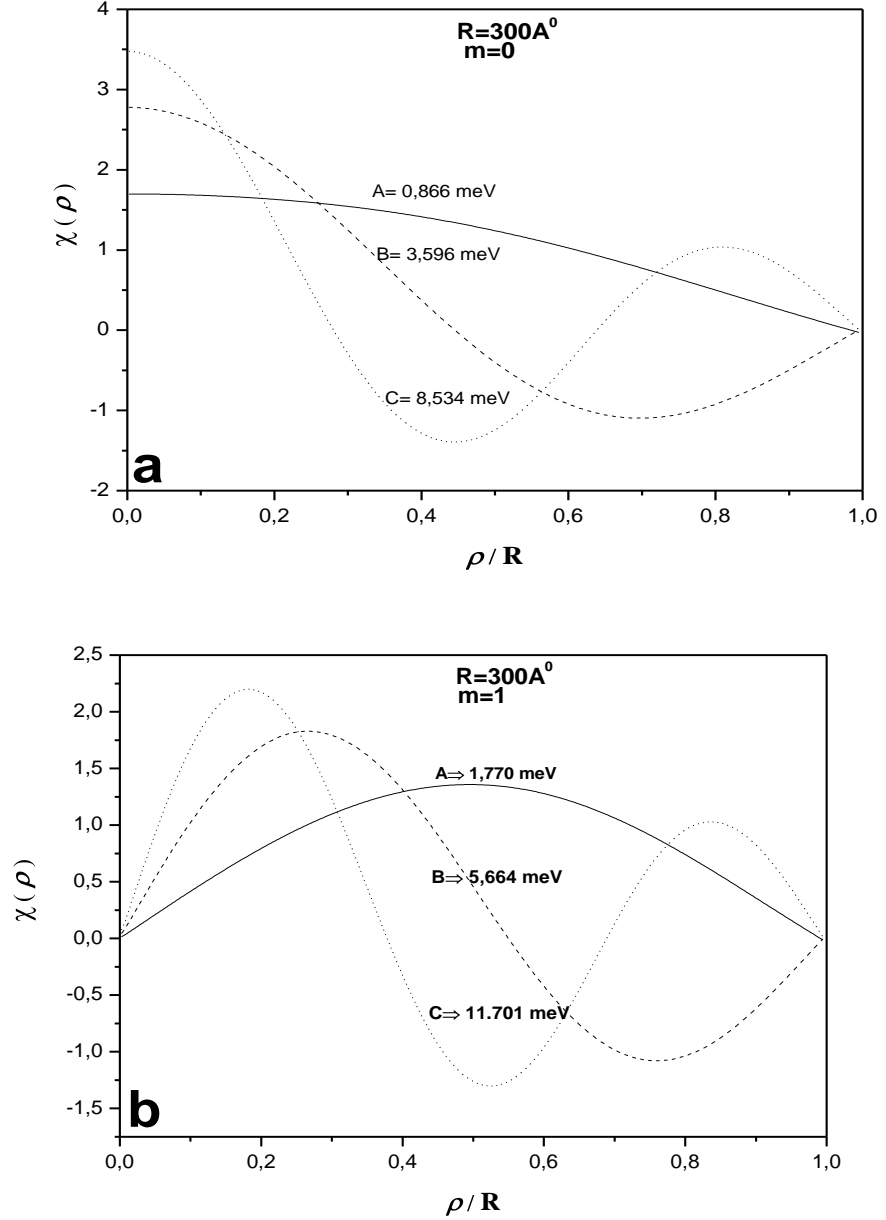
Bu çalışmada Masale'nin 2002 yılında yapmış olduğu çalışmadan yola çıkarak GaAs ve InP sonsuz kuantum tellerine azimuthal uygulanan manyetik alanın etkisinde tel yarıçapına bağlı olarak elektronun enerji seviyeleri incelendi (Masale, 2002). Bölüm 3'te sonsuz kuantum telinin enerji seviyelerini bulmak için yapılan analitik ve nümerik işlemler kullanılarak yazılan bilgisayar programlarının çıktıları bu bölümde verildi ve sonuçlar yorumlandı.

4.1 GaAs Silindirik Kuantum Telleri

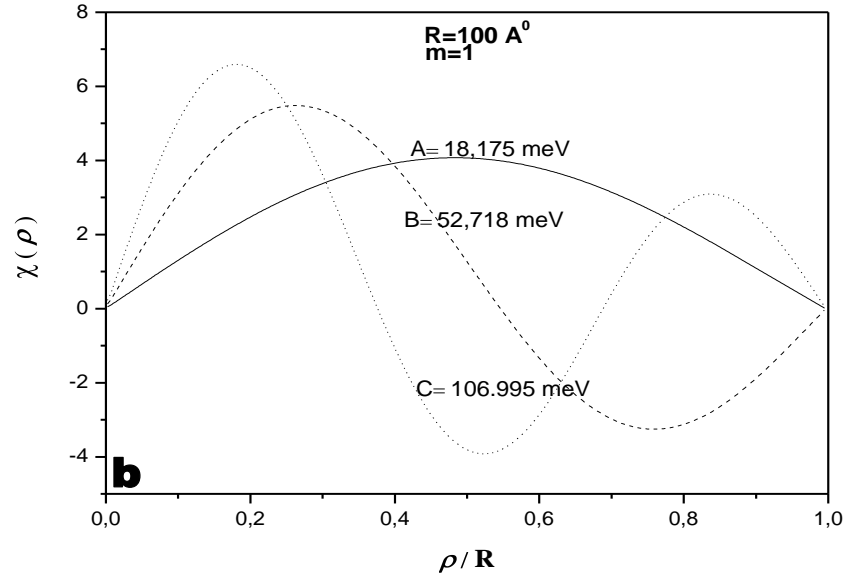
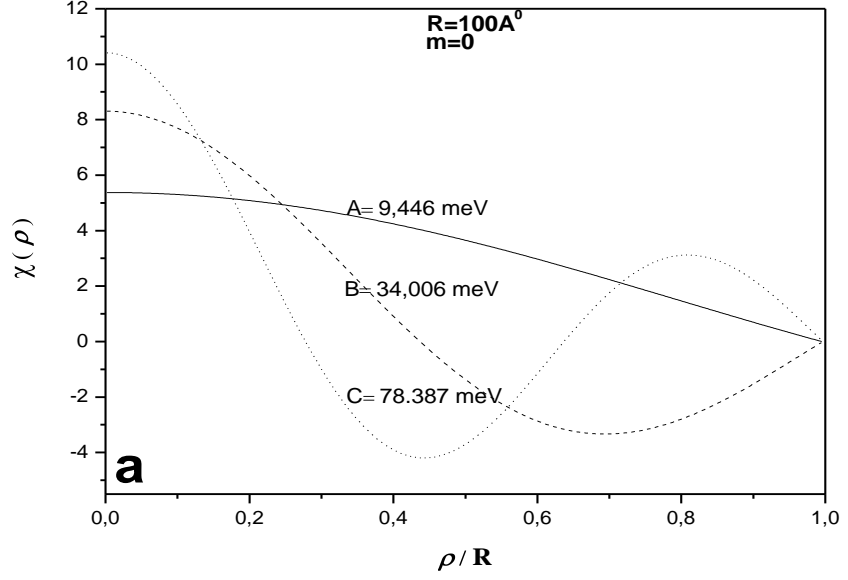
Bu bölümde sonsuz GaAs kuantum teli incelendi. Hesaplamalarda etkin kütle yaklaşımı kullanıldı. GaAs için etkin kütle $m^*=0,067m_0$ ve dielektrik sabiti $\epsilon=12,53$ alınmıştır (Hilbert, 1999). Burada m_0 elektronun serbest kütesidir. Nümerik çözümlerde GaAs için uzunluk birimi olarak etkin Bohr yarıçapı $a^*=98,7\text{Å}$ ve enerji birimi olarak Rydberg enerjisi $R^*=5,83\text{ meV}$ alınmıştır.

Öncelikle manyetik alanın tel yüzeyindeki değeri $B_s=5\text{T}$ 'da ve $k_zR=2.0$ için radyal dalga fonksiyonunun ρ/R' e bağlı olarak enerjileri hesaplanır. Şekil 4.1'de tel yarıçapı $R=300\text{Å}$ için $m=0$ (a) ve $m=1$ (b) azimuthal kuantum sayı değerleri için ilk üç enerji seviyesinde radyal dalga fonksiyonunun ρ/R' e bağlılığı gösterilmiştir.

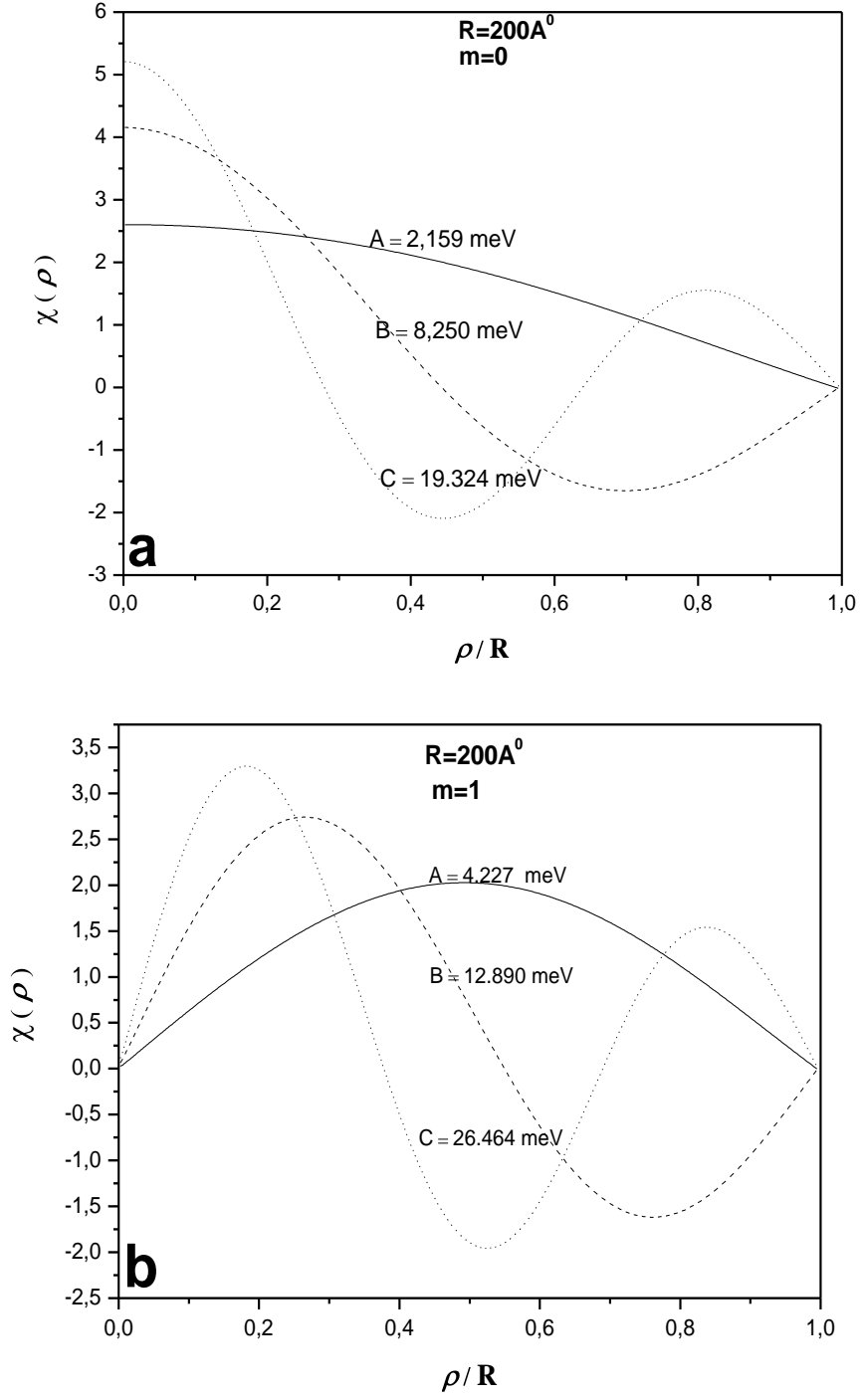
Bu grafikler Masale'nin 2002 yılında yaptığı çalışmadaki grafiklerin tekrarıdır. Masale bu çalışmada radyal dalga fonksiyonunu ve enerjilerini confluent hipergeometrik fonksiyonlarını kullanarak hesaplamıştır. Bu çalışmada radyal dalga fonksiyonunu ve enerjileri dördüncü derece Runge-Kutta nümerik yöntemini kullanarak hesaplandı ve sonuçlar birbiriyle uyumlu olduğunu görüldü.



Şekil 4.1: $R= 300 \text{ \AA}$ yarıçaplı GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde, azimutal manyetik alan 5 T ' da sabit tutulduğunda, $m=0$ (a) ve $m=1$ (b) için ilk üç enerji seviyesinde normalize radyal dalga fonksiyonunun $\frac{\rho}{R}$ ' ye bağlı değişimi.



Şekil 4.2: $R= 100 \text{ \AA}$ yarıçaplı GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T da sabit tutulduğunda, $m=0$ (a) ve $m=1$ (b) için ilk üç enerji seviyesinde normalize radyal dalga fonksiyonunun $\frac{\rho}{R}$ 'ye bağlı değişimi.



Şekil 4.3: $R = 200 \text{ \AA}$ yarıçaplı GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde, azimutal manyetik alan 5 T ' da sabit tutulduğunda, $m=0$ (a) ve $m=1$ (b) için ilk üç enerji seviyesinde normalize radyal dalga fonksiyonunun $\frac{\rho}{R}$ ' ye bağlı değişimi.

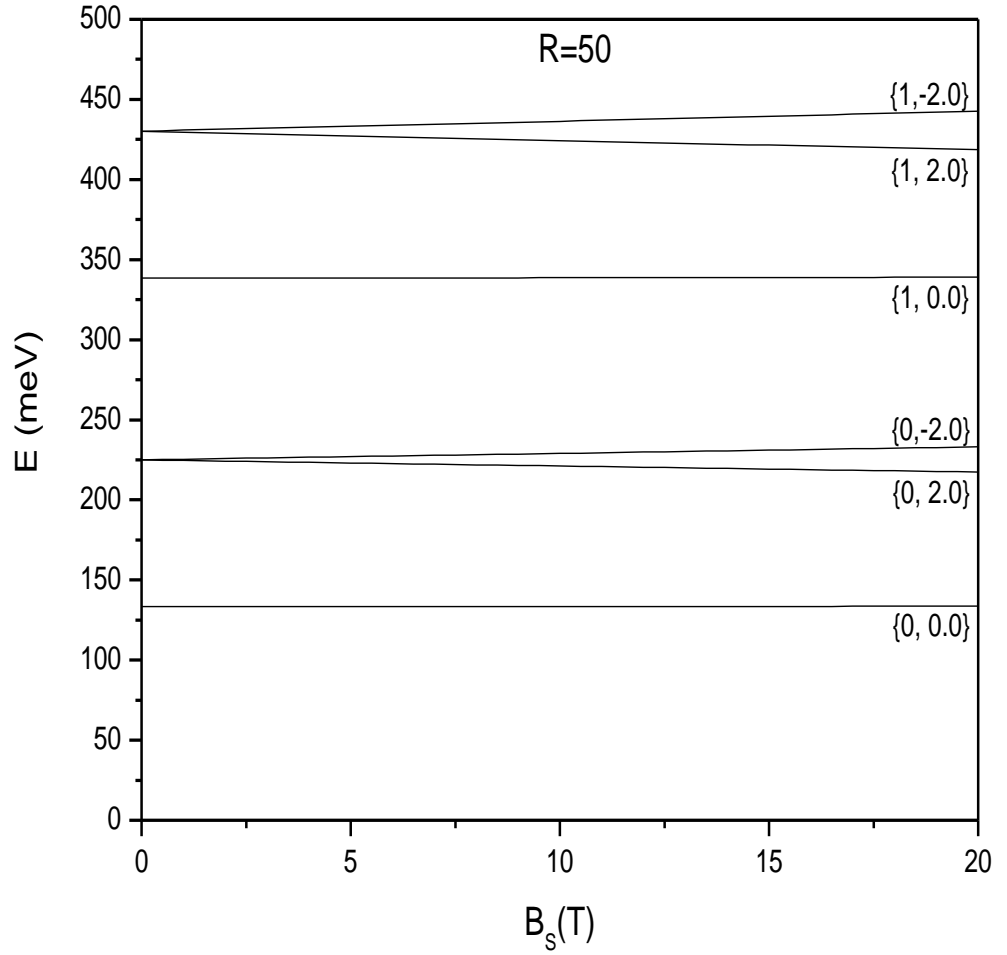
Şekil 4.2 ve 4.3'te sırasıyla $R=100 \text{ \AA}$ ve $R=200 \text{ \AA}$ değerleri için ilk üç enerji seviyesi için normalize radyal fonksiyonunun $\frac{\rho}{R}$ ye bağlı değişim gösterilmiştir. $m=0$ için orjinde dalga toplanmış fakat $m=1$ değeri için orjinde sıfırdır. Bu grafiklerde enerji seviyelerine bakıldığında tel yarıçapının artmasıyla enerji değerleri düşmektedir.

Manyetik alanın tel yüzeyindeki değeri değiştirildiğinde taban durum ve uyarılmış durum enerjilerinin değişimleri farklı tel yarıçapları için Şekil 4.4'ten Şekil 4.7'ye kadar gösterilmiştir.

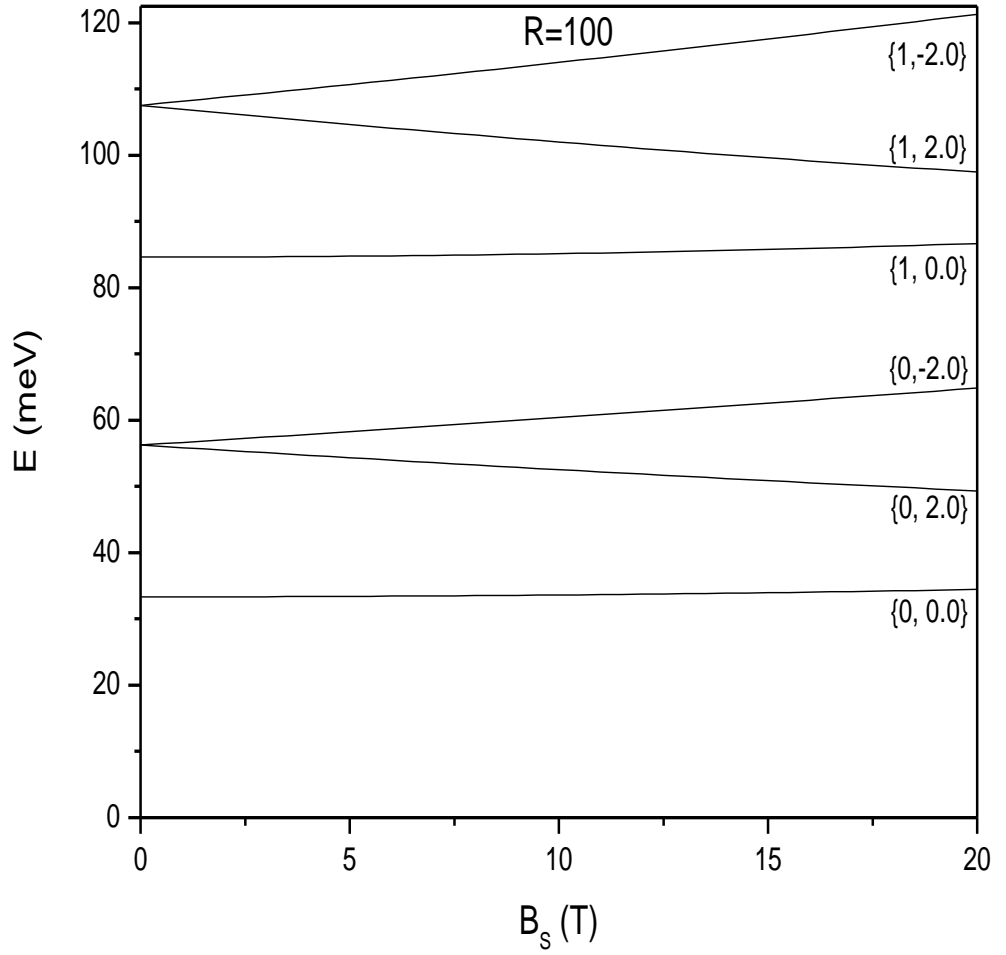
Şekil 4.4'te $R=50 \text{ \AA}$ yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimuthal manyetik alan artışına bağlı değişimi gösterilmiştir. Bu yarıçap değeri için manyetik alanın etkisi çok fazla olduğu görülmemiştir.

$R=100 \text{ \AA}$ yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimuthal manyetik alan artışına bağlı değişimi şekil 4.5'te gösterilmiştir. Manyetik alan tel yüzeyindeki $k_z R$ 'nin -2 ve $+2$ değerlerinde etkisini göstermeye başlamıştır. Enerji değerlerindeki farklar artmıştır. Azimuthal manyetik kuantum sayısının $-2/R$ ve $2/R$ değerlerinde lineer bir artış ve azalma gözlemlenir. k_z değerleri enerjileri ikiye ayırmıştır.

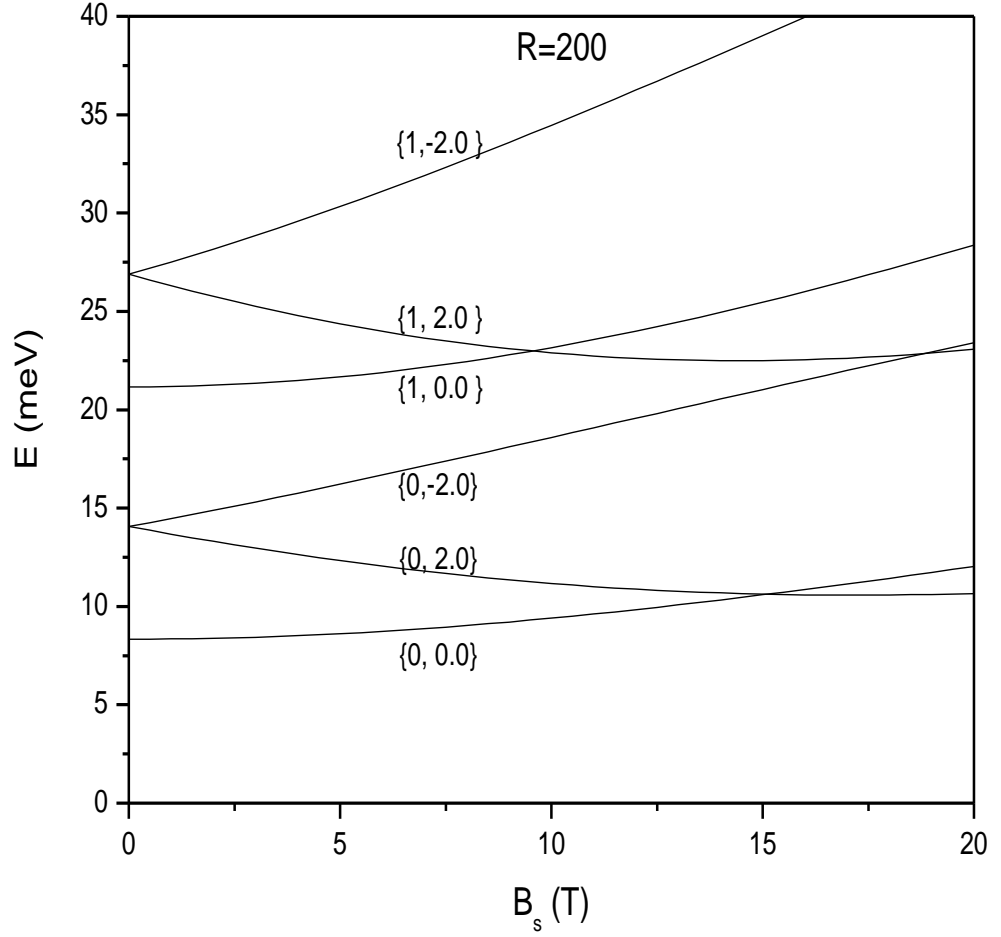
Şekil 4.6 ve şekil 4.7'de sırasıyla tel yarıçapı $R=200 \text{ \AA}$ ve $R=300 \text{ \AA}$ değerleri için GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimuthal manyetik alan artışına bağlı değişimi gösterilmiştir. Bu şekillerde manyetik alanın daha etkili olduğu görülmüştür. Bu yarıçap değerlerinin altında enerji değerleri bir birini kesmezken, bu yarıçaplarda özellikle daha büyük yarıçap değerlerinde enerjiler birbirini kesmektedir. Enerji artımları ve azalışları küçük yarı çaplarda lineer olurken büyük yarıçaplarda bazı durumlar için parabolik değişimler gözlenmiştir. k_z değerlerine bağlı olarak enerji ayrımlarında, $k_z \leq 0$ değerlerinde enerjiler lineer artarken, $k_z > 0$ değerlerinde enerjiler manyetik alanla bir minimum yapıp, kritik manyetik alan değerlerinden sonra tekrar lineer bir artış gözlemlenmiştir.



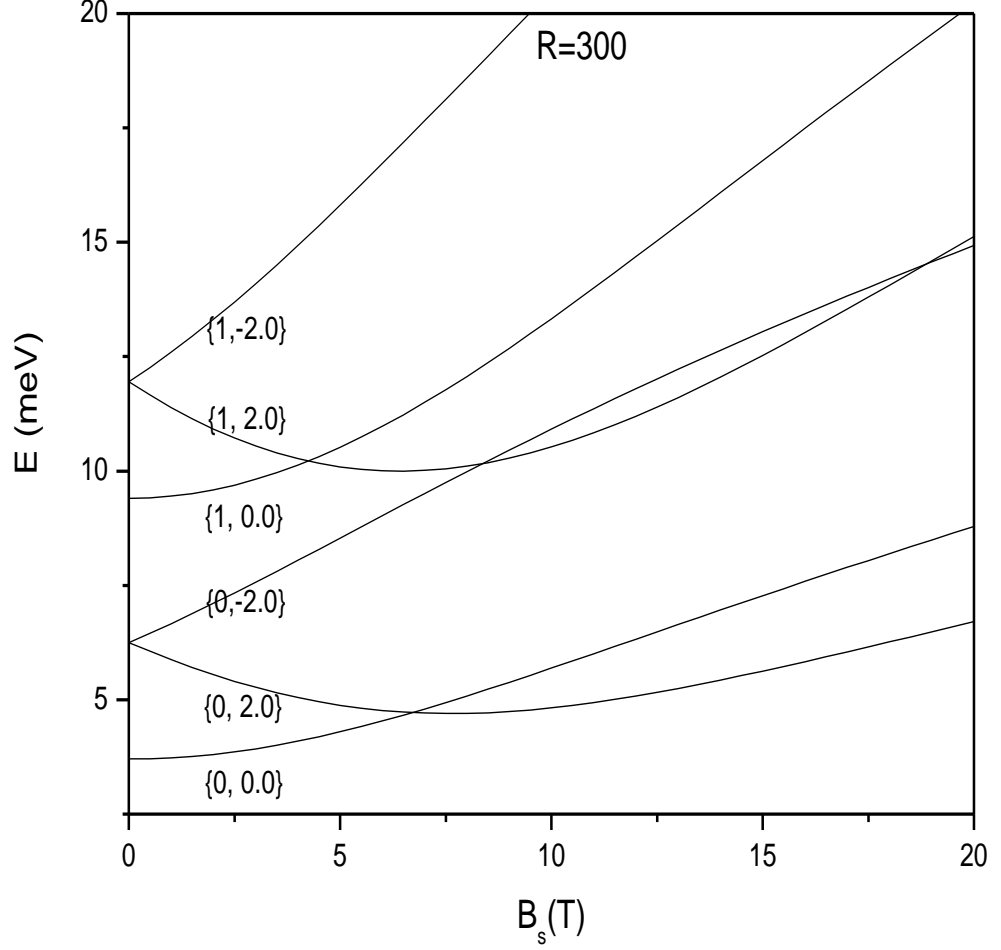
Şekil 4.4: $R=50$ Å yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimutal manyetik alan artışına bağlı değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m ; azimutal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.



Şekil 4.5: $R=100$ Å yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimutal manyetik alan artışına bağlı değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m ; azimutal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.



Şekil 4.6: $R=200$ Å yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimutal manyetik alan artışına bağlı değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m ; azimutal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.



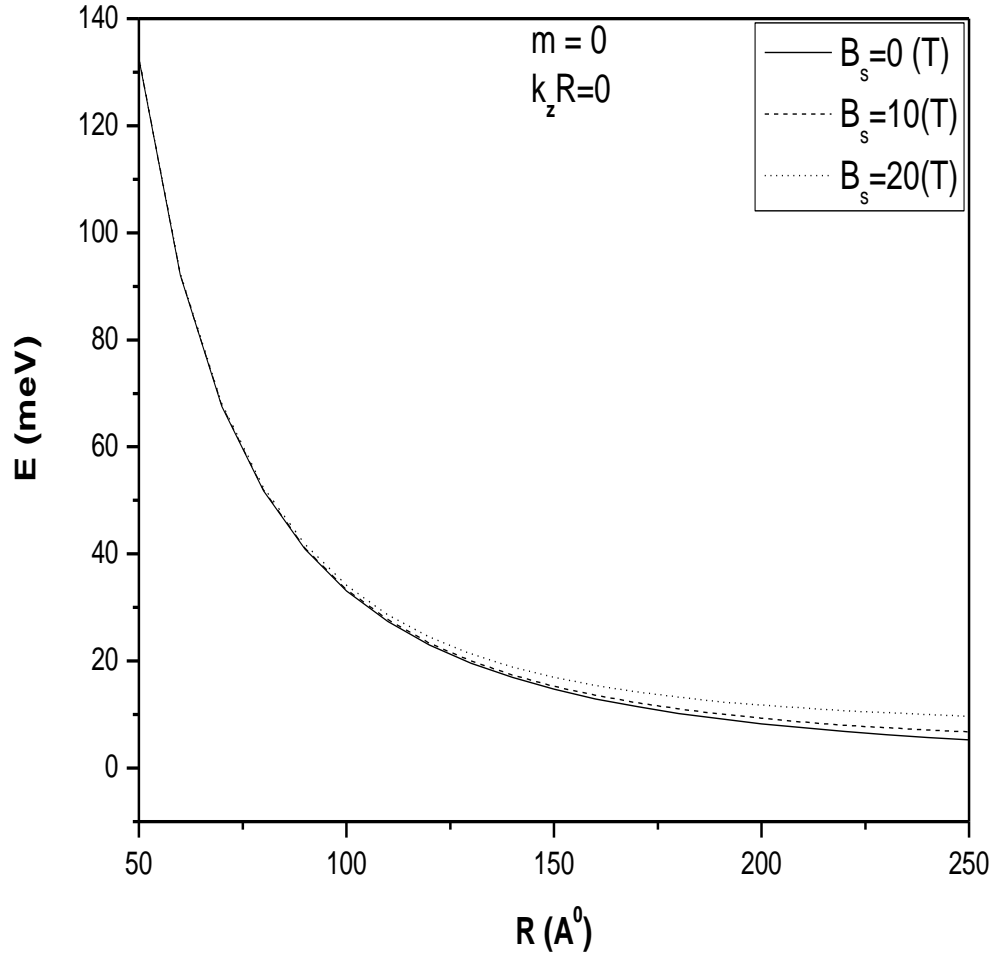
Şekil 4.7: $R=300 \text{ \AA}$ yarıçaplı GaAs kuantum telinin taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjilerinin azimutal manyetik alan artışına bağlı değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m ; azimutal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.

Sonsuz GaAs kuantum tellerinde taban durumda ve uyarılmış durumda tel yarıçapına bağlı elektron enerji değişimleri bu kısımda incelenmiştir. Şekil 4.8’de $m=0$ ve $k_z R=0$ durumunda manyetik alanın sırasıyla $B_s=0$, $B_s=10T$ ve $B_s=20T$ değerleri için tel yarı çapına bağlı enerji değişimleri verilmiştir. Bu durum için yarıçapın küçük değerlerinde manyetik alanın etkisinin çok az olduğu görülmüştür. Tel yarıçapının artmasıyla enerji değerinin azaldığı görülmüştür.

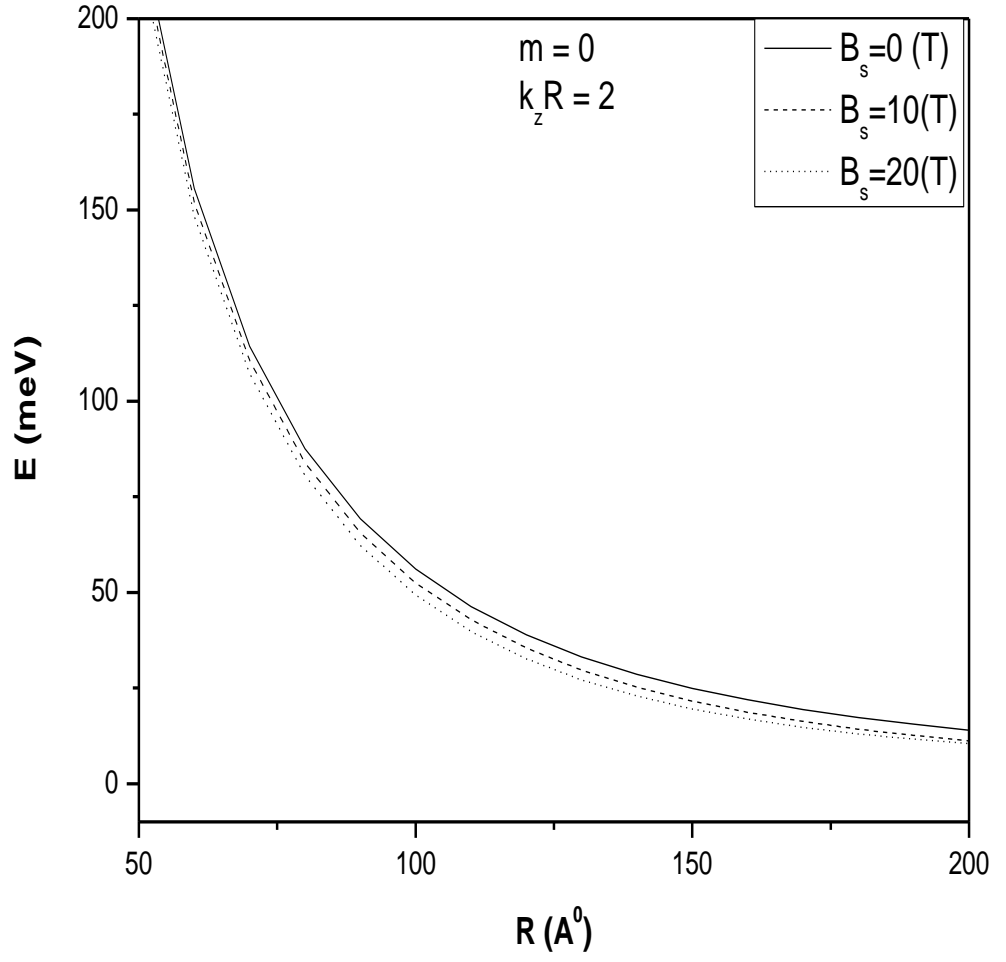
Şekil 4.9’da GaAs sonsuz silindirik kuantum değerleri için, manyetik alanın $B_s=0$, $B_s=10T$ ve $B_s=20T$ değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi gösterilmiştir. Bu grafikte manyetik alanın artmasıyla enerji değerlerinde düşme gözlenmiştir. $k_z R=+2$ değeri için küçük yarıçap değerinde manyetik alanın etkisi gözlenir.

$m=0$ ve $k_z R=-2$ değerleri için GaAs sonsuz kuantum telinde farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapına bağlı enerji değişimi şekil 4.10’da gösterilmiştir. Bu grafikte manyetik alanın sıfır olduğu durumlara kıyasla manyetik alan uygulandığında enerji değerlerinde artış gözlenmektedir.

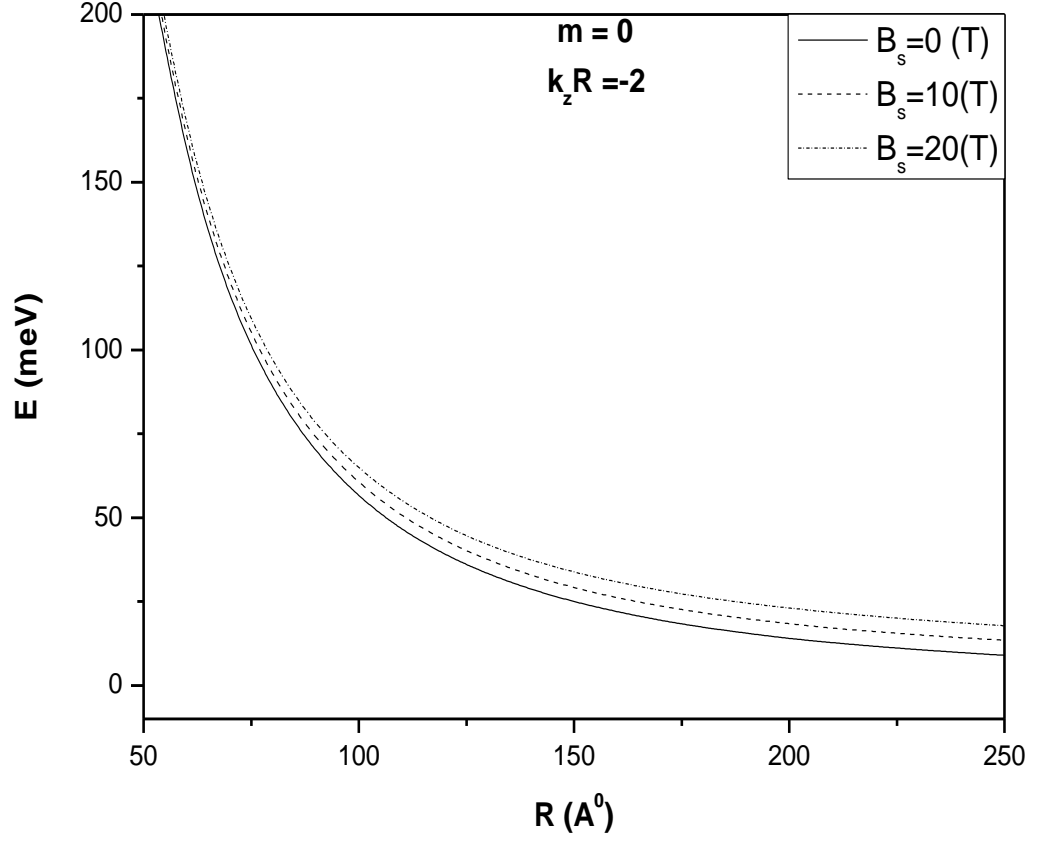
Aynı kuantum sayıları için birinci uyarılmış durumun ($m=1$) yarıçapa bağlı enerji değerleri sırasıyla şekil 4.11, şekil 4.12 ve şekil 4.13’te gösterilmiştir. $m=0$ değeri için gösterilen davranışın aynısı gözlenmektedir.



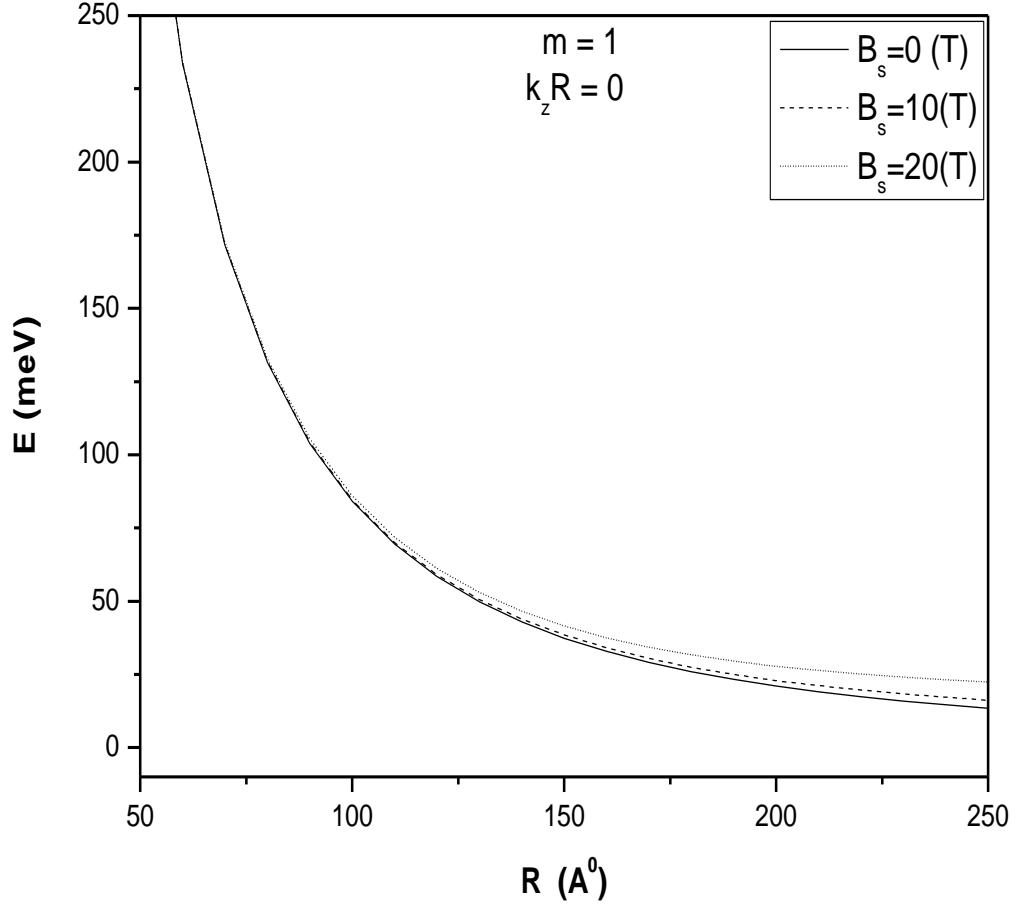
Şekil 4.8: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=0$ ve $k_z R=0.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.



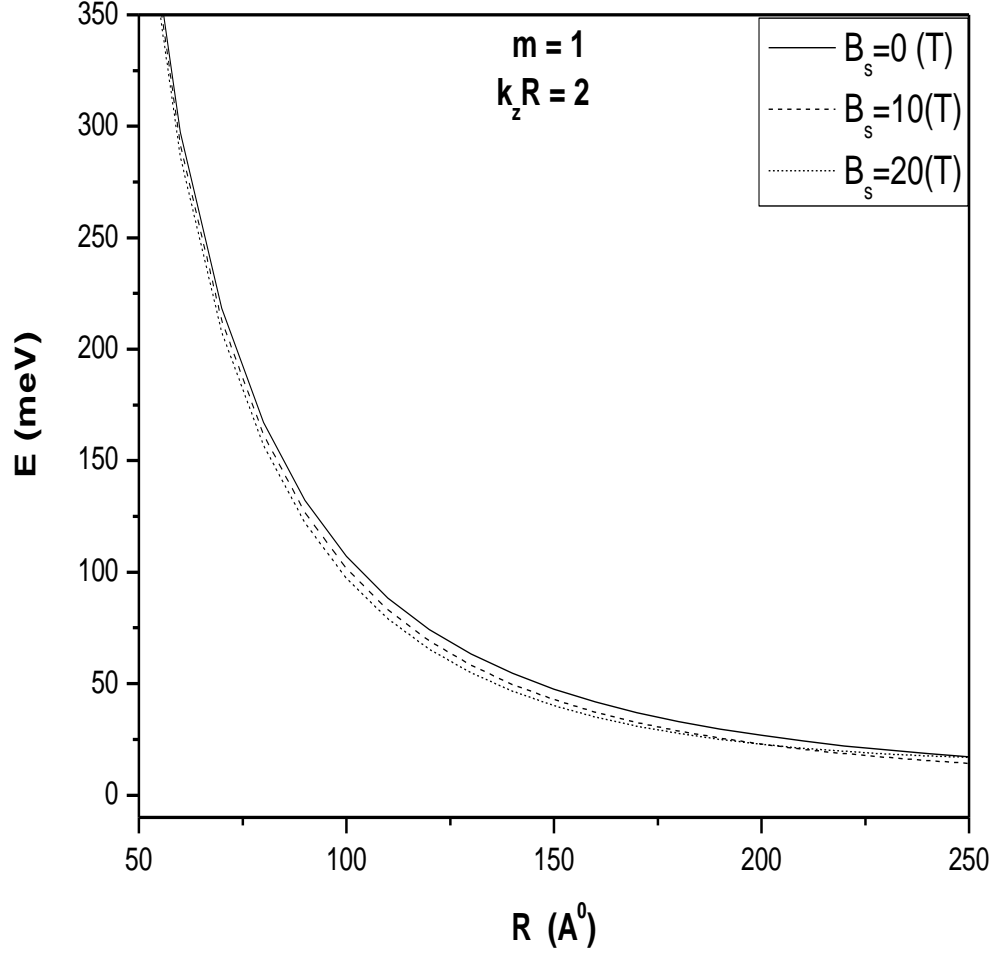
Şekil 4.9: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=0$ ve $k_z R=2.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.



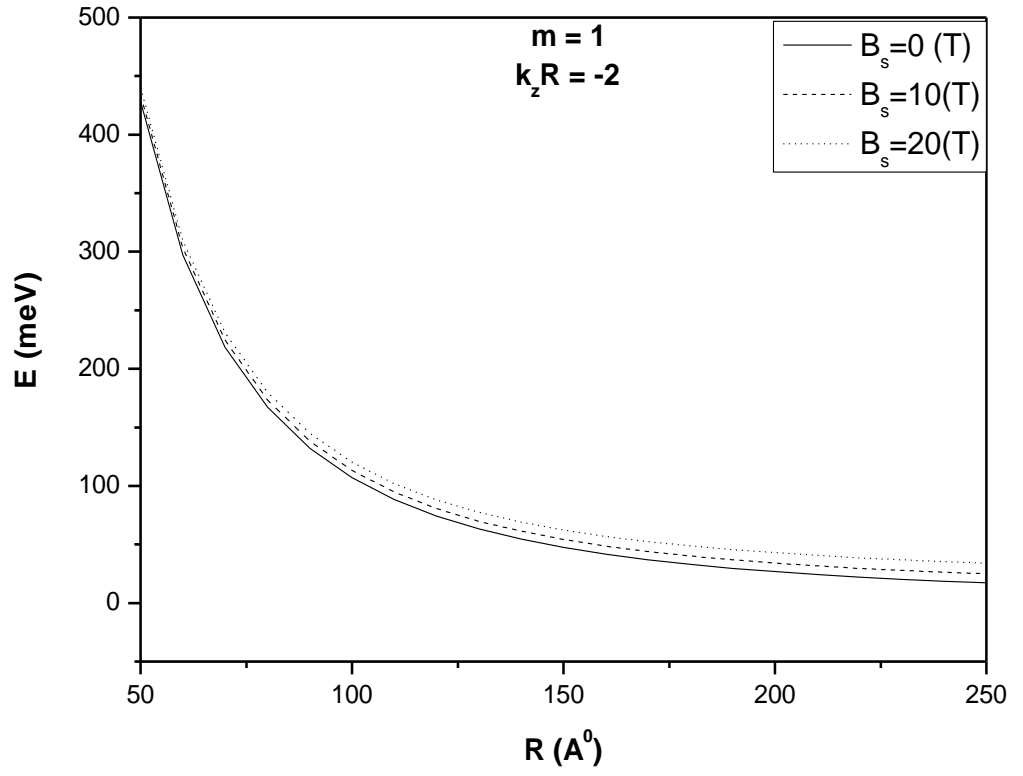
Şekil 4.10: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=0$ ve $k_z R=-2.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.



Şekil 4.11: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=1$ ve $k_z R=0.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.



Şekil 4.12: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=1$ ve $k_z R=2.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.

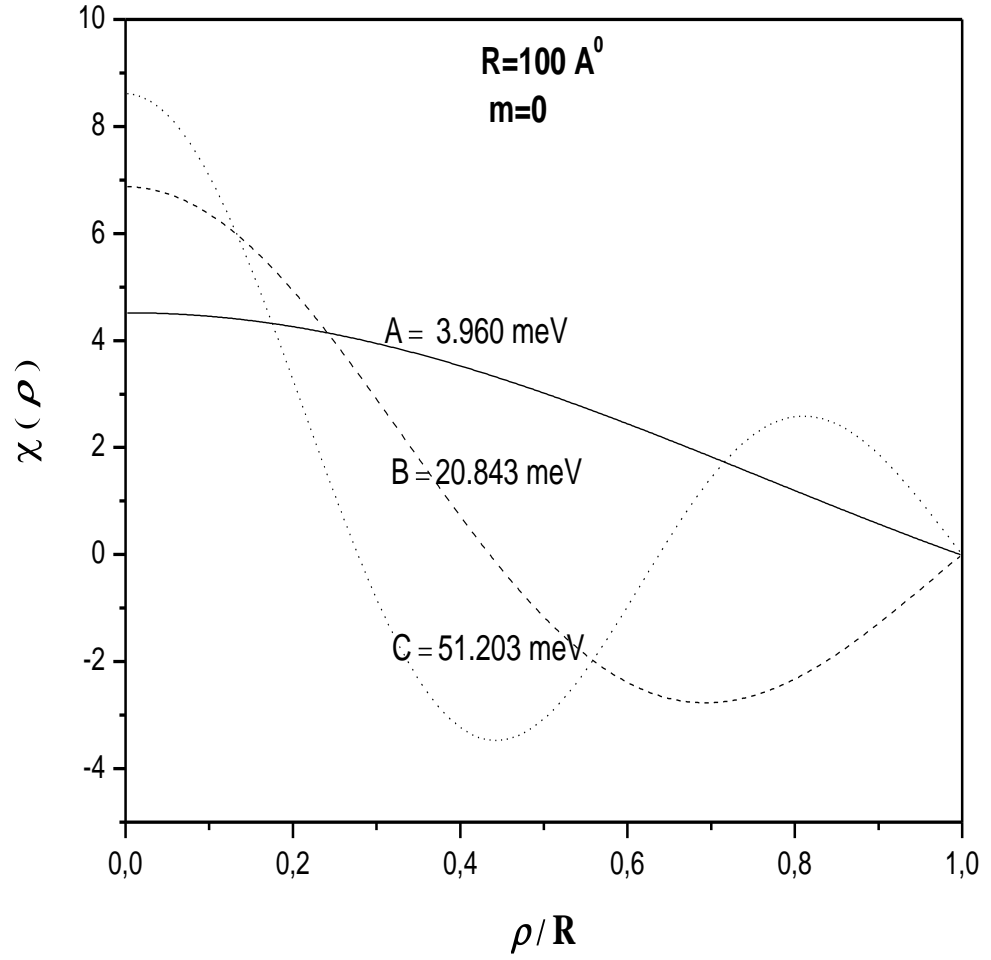


Şekil 4.13: GaAs sonsuz silindirik kuantum telinde $m=1$ ve $k_z R=-2.0$ değerleri için, farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapıyla enerji değişimi.

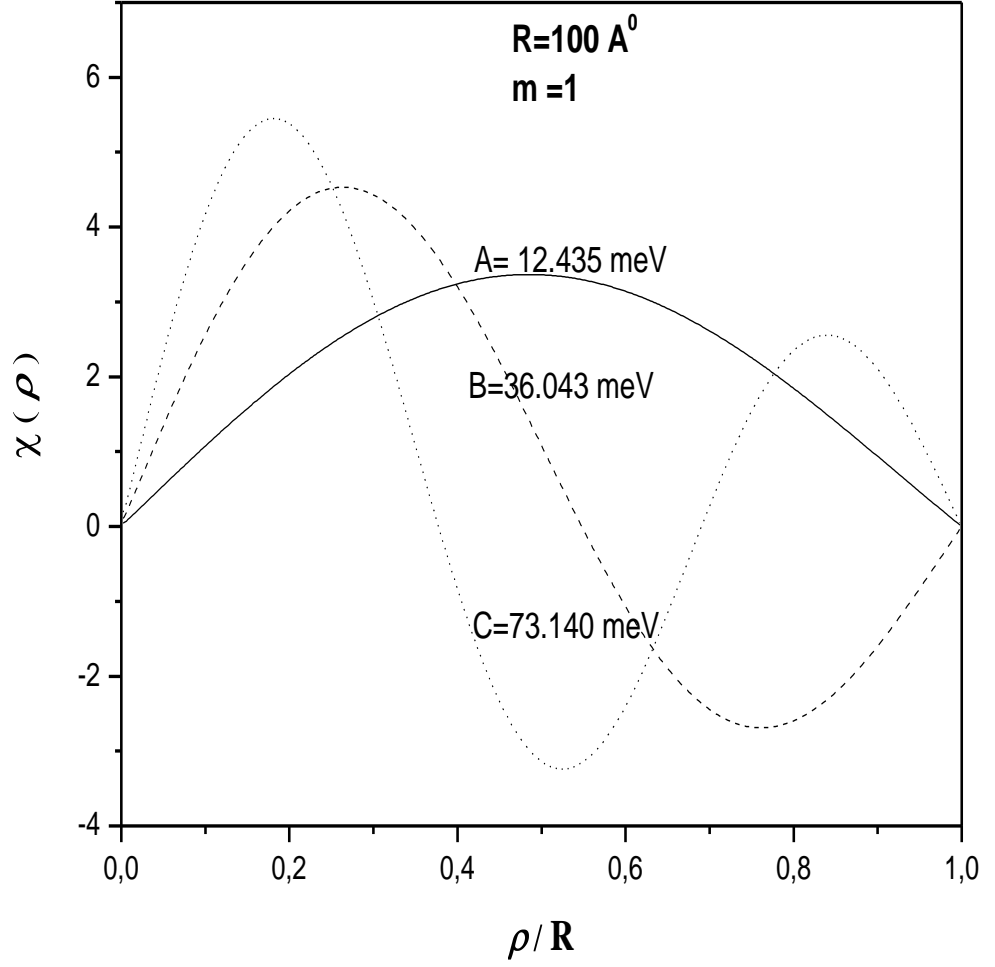
4.2 InP Silindirik Kuantum Telleri

Bu bölümde sonsuz InP kuantum teli incelendi. Sonsuz InP kuantum telinde GaAs kuantum telinde incelediğimiz bütün durumları inceledik. Bütün hetero yapılarında değişkenlik gösteren etkin kütle m^* ve ϵ dielektrik sabiti InP için $m^*=0,08m_0$ ve dielektrik sabiti $\epsilon=12,5$ alınır (<http://www.ioffe.ru>). Nümerik çözümlerde InP için uzunluk birimi olarak etkin Bohr yarıçapı $a^*=82,7\text{Å}$ ve enerji birimi olarak Rydberg enerjisi $R^*=6,96\text{meV}$ alınarak yapılmıştır. Öncelikle manyetik alanın tel yüzeyindeki değeri $B_s=5T$ 'da ve $k_zR=2.0$ için radyal dalga fonksiyonu ρ/R' e bağlı olarak hesaplanır. Bu hesaplamalarda ilk üç enerji durumuna göre radyal dalga fonksiyonu gösterilmiştir. Şekil 4.14.a', şekil 4.15.a ve şekil 4.16.a'da sırasıyla tel yarıçapının 100Å , 200Å ve 300Å değerlerinde $m=0$ ve şekil 4.14.b, şekil 4.15.b ve şekil 4.16.b' de $m=1$ için radyal dalga fonksiyonu incelenmiştir. Bu grafiklerde $m=0$ değerlerinde elektronun orjinde yer aldığı fakat $m=1$ durumunda orjinde sıfır olduğu görülmüştür. Bu grafiklerde enerji değerleri incelendiğinde ise yarıçapın artmasıyla enerji değerlerinin azaldığı görülmüştür.

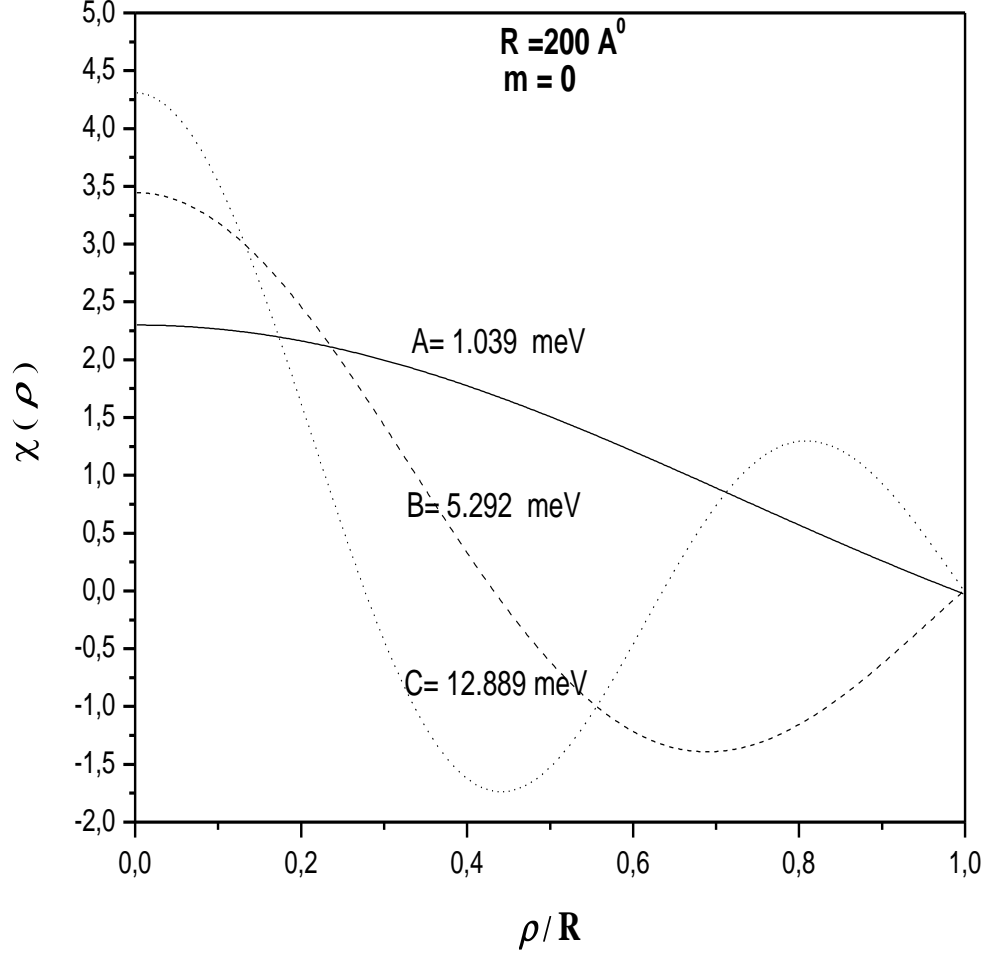
GaAs sonsuz kuantum teli için bulunan sonuçlarla karşılaştırıldığında radyal dalga fonksiyonlarının karakteristiklerinin aynı olduğu gözlenmiştir. Fakat aynı durumlarda InP sonsuz kuantum telinin enerji değerleri GaAs sonsuz kuantum telinden daha küçük bulunmuştur.



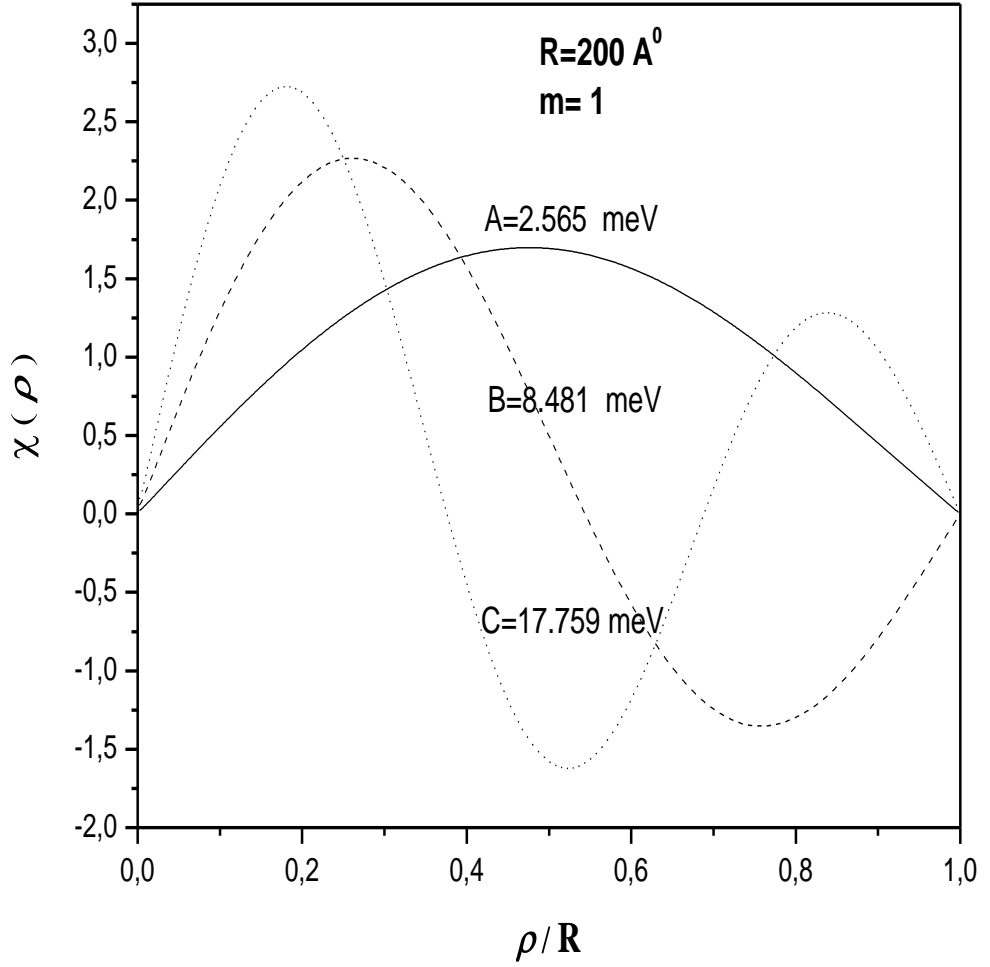
Şekil 4.14.a : InP silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T’ da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri $R= 100 \text{ \AA}$ ve $m=0$ ’ da silindirik bir telin $\frac{\rho}{R}$ ’ ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değişimi.



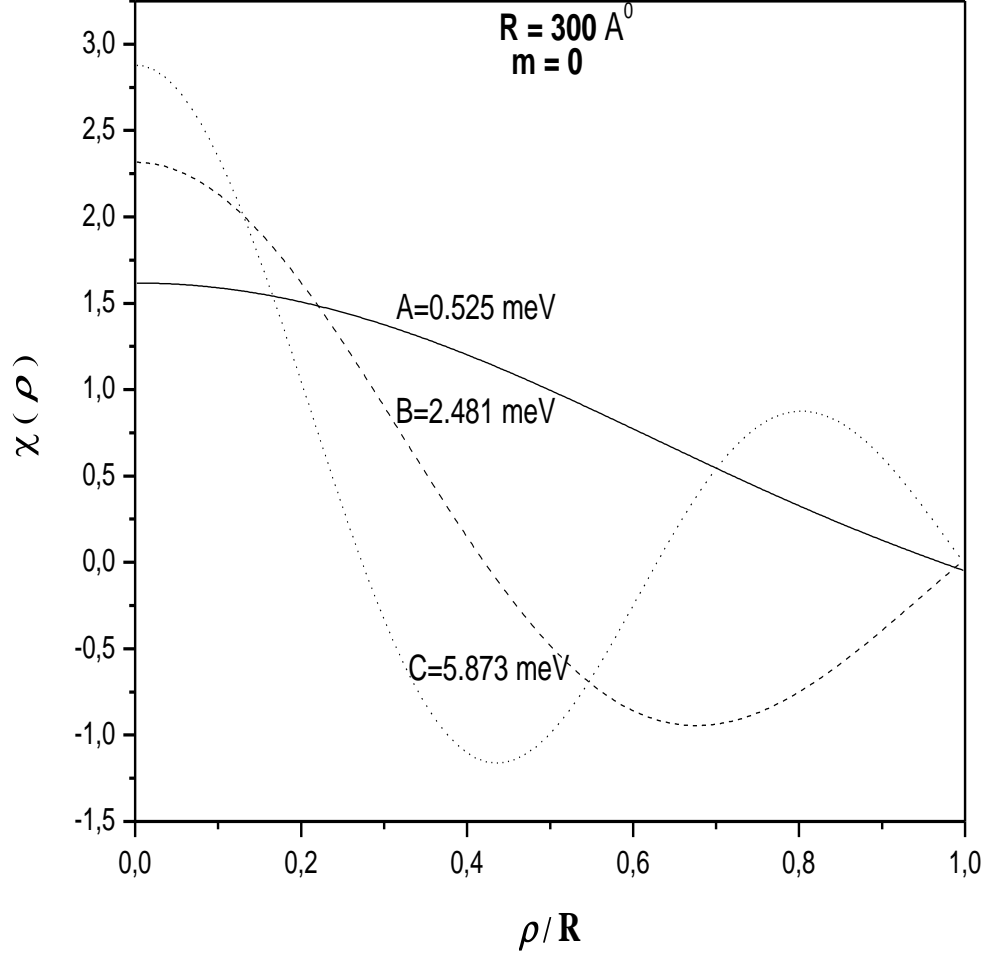
Şekil 4.14.b : InP silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T’ da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri $R= 100 \text{ \AA}$ ve $m=1$ ’ de silindirik bir telin $\frac{\rho}{R}$, ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değışimi.



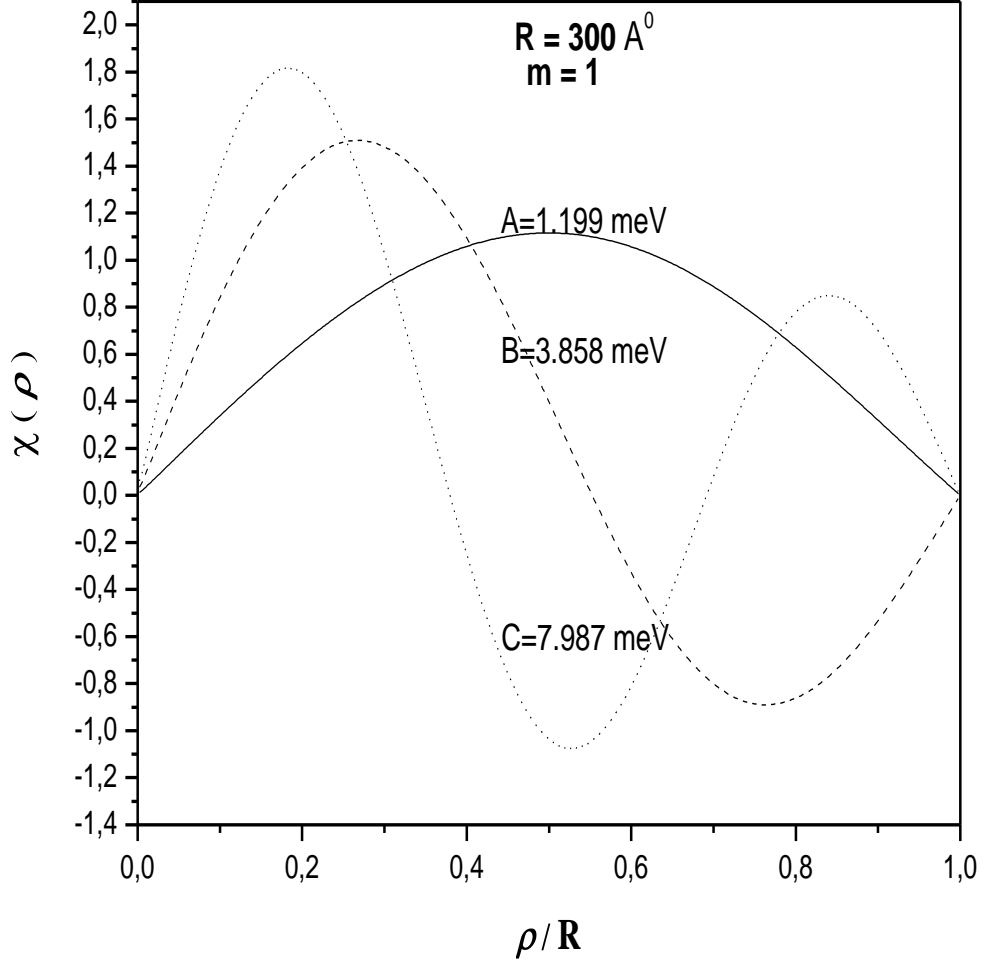
Şekil 4.15.a : InP silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T’ da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri $R= 200 \text{ \AA}$ ve $m=0$ ’ da silindirik bir telin $\frac{\rho}{R}$ ’ ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değişimi.



Şekil 4.15.b : InP silindirik kuantum telinde, azimuthal manyetik alan 5 T’ da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri $R = 200 \text{ \AA}$ ve $m=1$ ’ de silindirik bir telin $\frac{\rho}{R}$ ’ ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değışimi.



Şekil 4.16.a : InP silindirik kuantum telinde, azimutal manyetik alan 5 T’ da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri $R = 300 \text{ \AA}$ ve $m=0$ ’ da silindirik bir telin $\frac{\rho}{R}$ ’ ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değışimi.



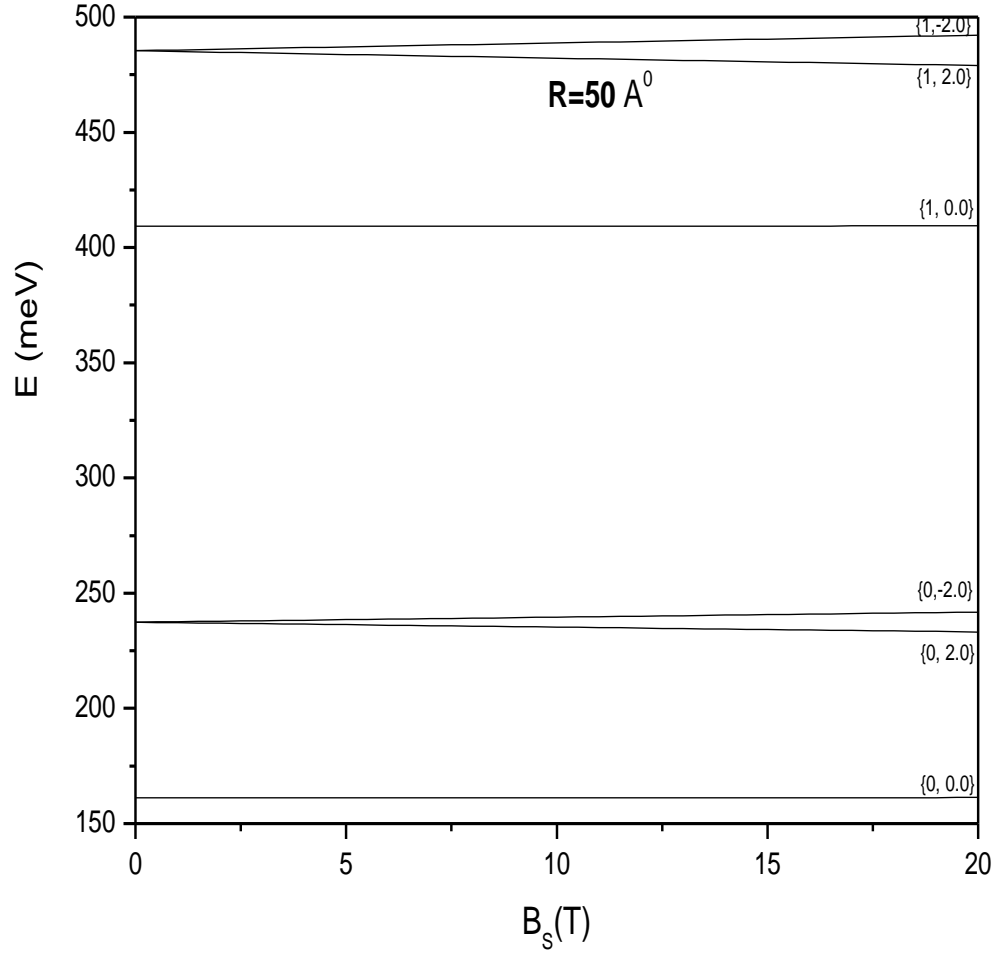
Şekil 4.16.b : InP silindirik kuantum telinde, azimutal manyetik alan 5 T' da sabit tutulduğunda, yarıçap değeri $R = 300 \text{ \AA}$ ve $m=1$ ' de silindirik bir telin $\frac{\rho}{R}$ ' ye bağlı normalize radyal dalga fonksiyonunun değişimi.

Manyetik alanın tel yüzeyinde aldığı azimuthal manyetik alan değişimine bağlı olarak farklı kuantum sayılarında enerji değişimi InP sonsuz kuantum teli için şekil 4.17 den şekil 4.20'e kadar gösterilmiştir.

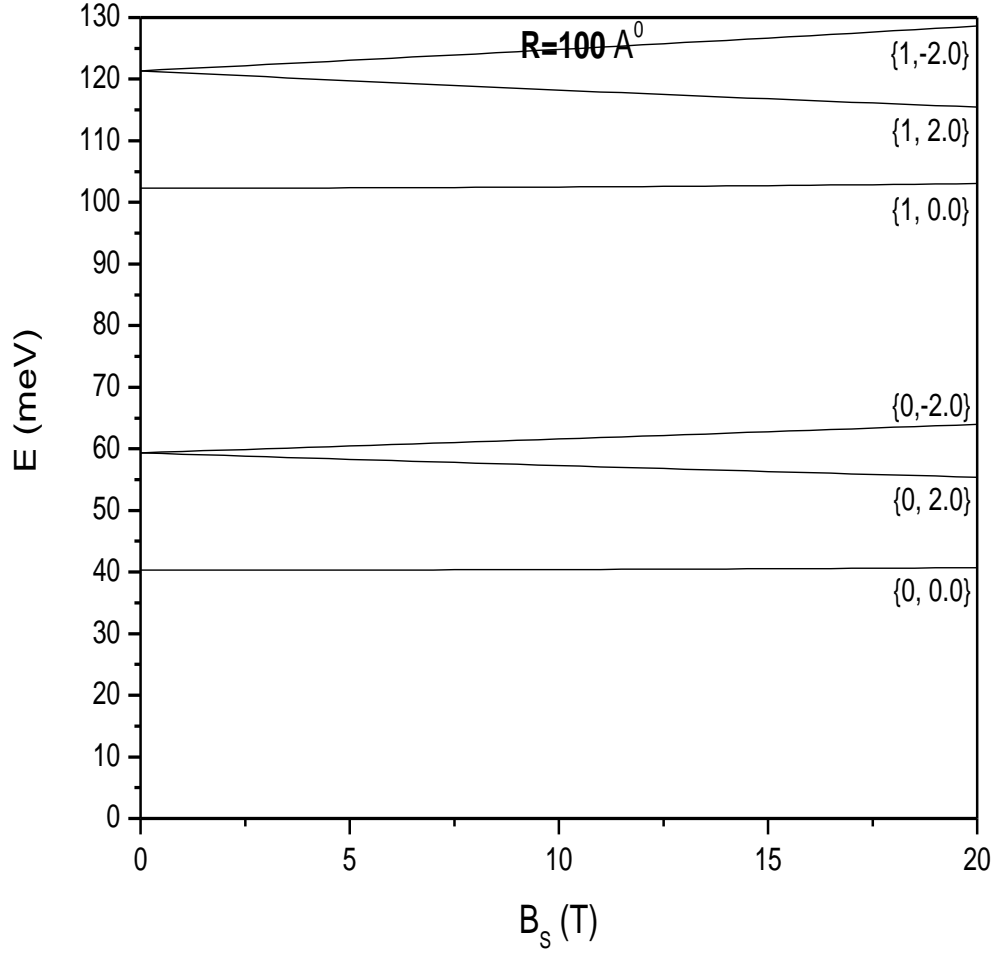
Şekil 4.17'de tel yarıçapı 50 Å olduğunda manyetik alanın artışıyla $\{m, k_z R\}$ değerleri sırasıyla $\{0, 0.0\}$ ve $\{1, 0.0\}$ için enerji değişmemiştir. Fakat $\{0, 2.0\}$, $\{0, -2.0\}$, $\{1, 2.0\}$ ve $\{1, -2.0\}$ değerlerinde manyetik alanın artmasıyla bu durumlarda enerjinin ayrılması gözlenmiştir. Bütün durumlarda enerji değerimiz yüksektir. Bu sonsuz kuantum telinin genel özelliğidir.

Bu tezde sonsuz InP kuantum teli için taban durum ve uyarılmış durumlarda tel yarıçapıyla enerji değişimi incelendi. Sonsuz uzunlukta 100 Å yarıçapında InP silindirik kuantum teline azimuthal uygulanan manyetik alan şiddetine bağlı enerji değişimleri şekil 4.18' de verilmiştir. Şekil 4.17 ve şekil 4.18 karşılaştırıldığında tel yarıçapının artmasıyla, bütün durumlarda manyetik alanın artışıyla çok az da olsa lineer değişimler gözlenmeye başlamıştır.

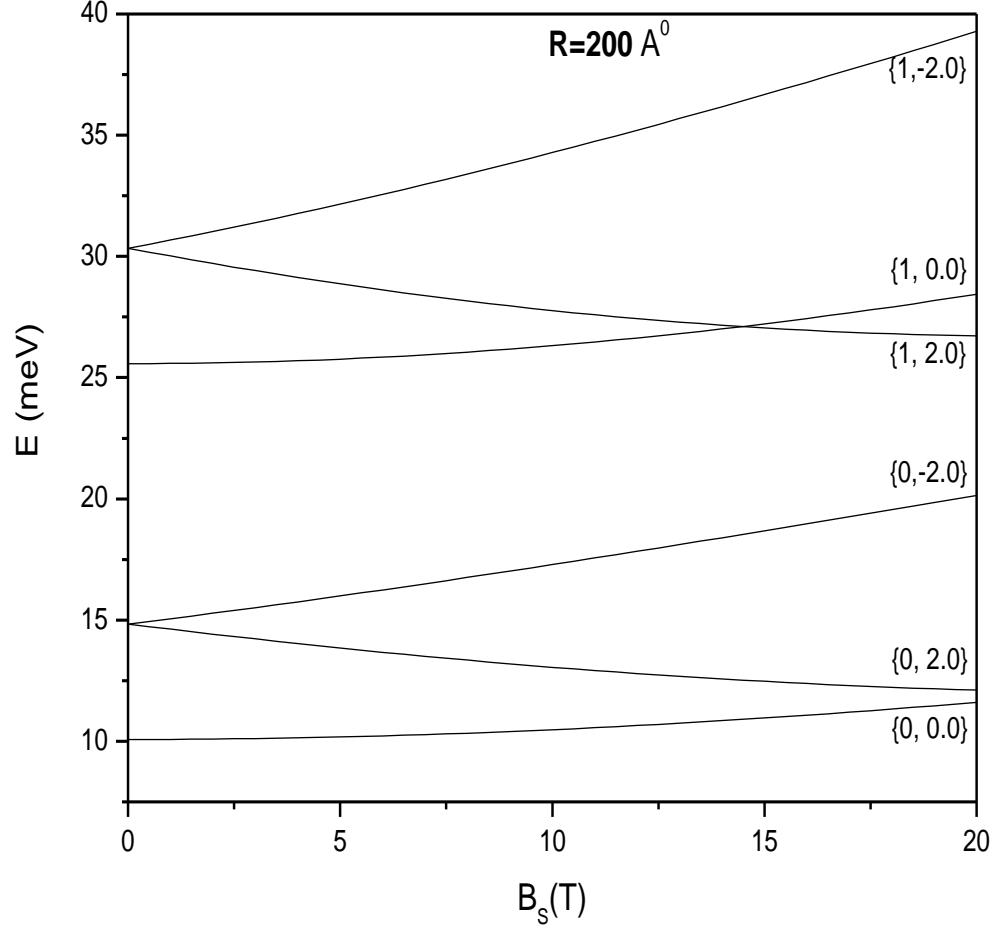
Şekil 4.19 ve şekil 4.20' de sırasıyla tel yarıçapının 200 Å ve 300 Å değerleri için azimuthal manyetik alanla enerji değişimleri gösterilmiştir. Bu grafiklerde enerjinin manyetik alana etkisinin fazla olduğu görülmüştür. Bu grafiklerde bazı durumlar için enerjinin minimum olup tekrardan lineer artış yaptığı gözlenmiştir.



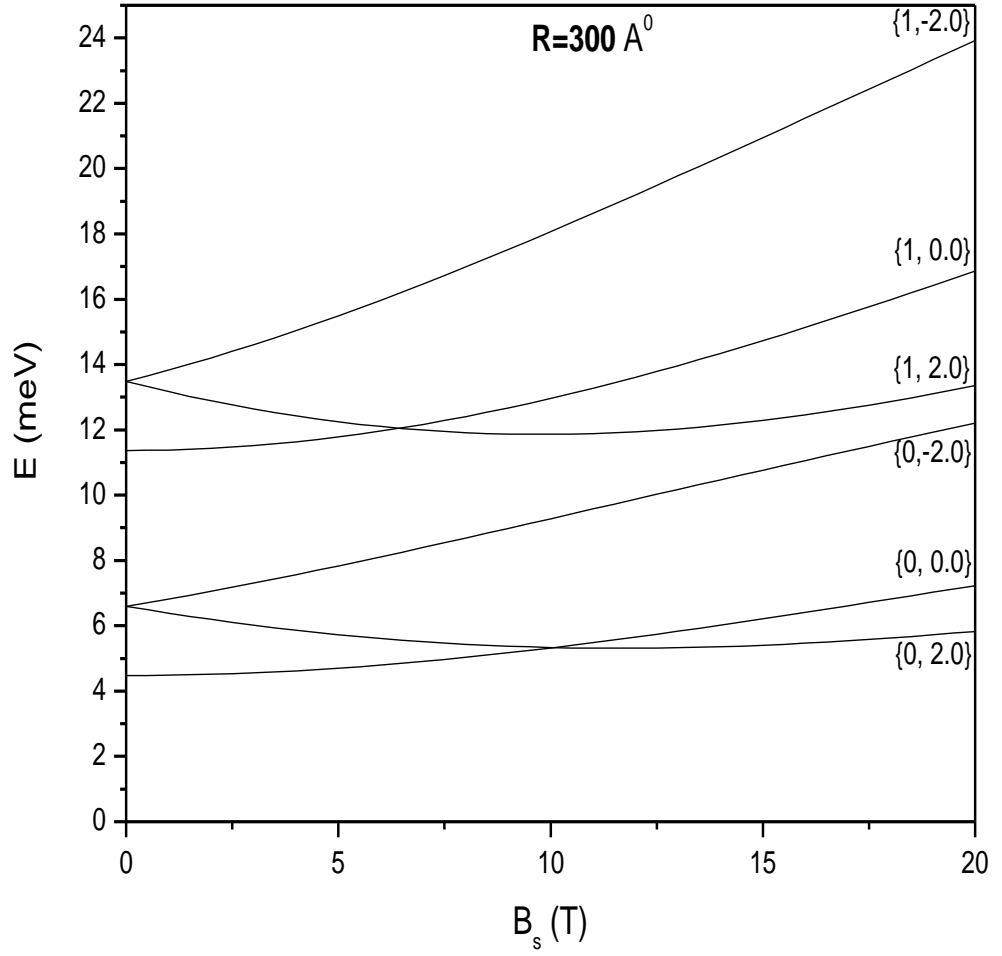
Şekil 4.17 : InP için yarıçap değeri 50 Å'da Azimuthal manyetik alan artışına bağlı enerji değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m ; azimuthal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.



Şekil 4.18 : InP için yarıçap değeri 100 Å'da Azimuthal manyetik alan artışına bağlı enerji değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m ; azimuthal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.



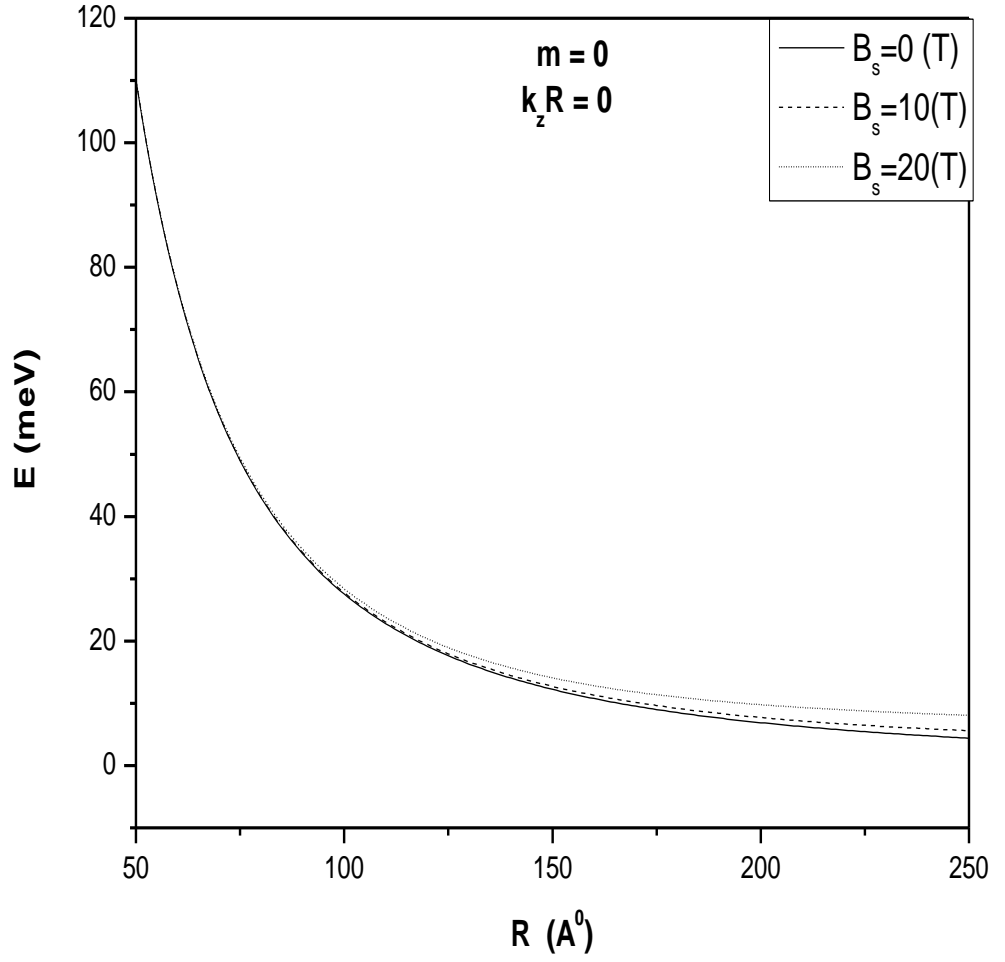
Şekil 4.19: InP için yarıçap değeri 200 Å'da Azimuthal manyetik alan artışına bağlı enerji değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m ; azimuthal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.



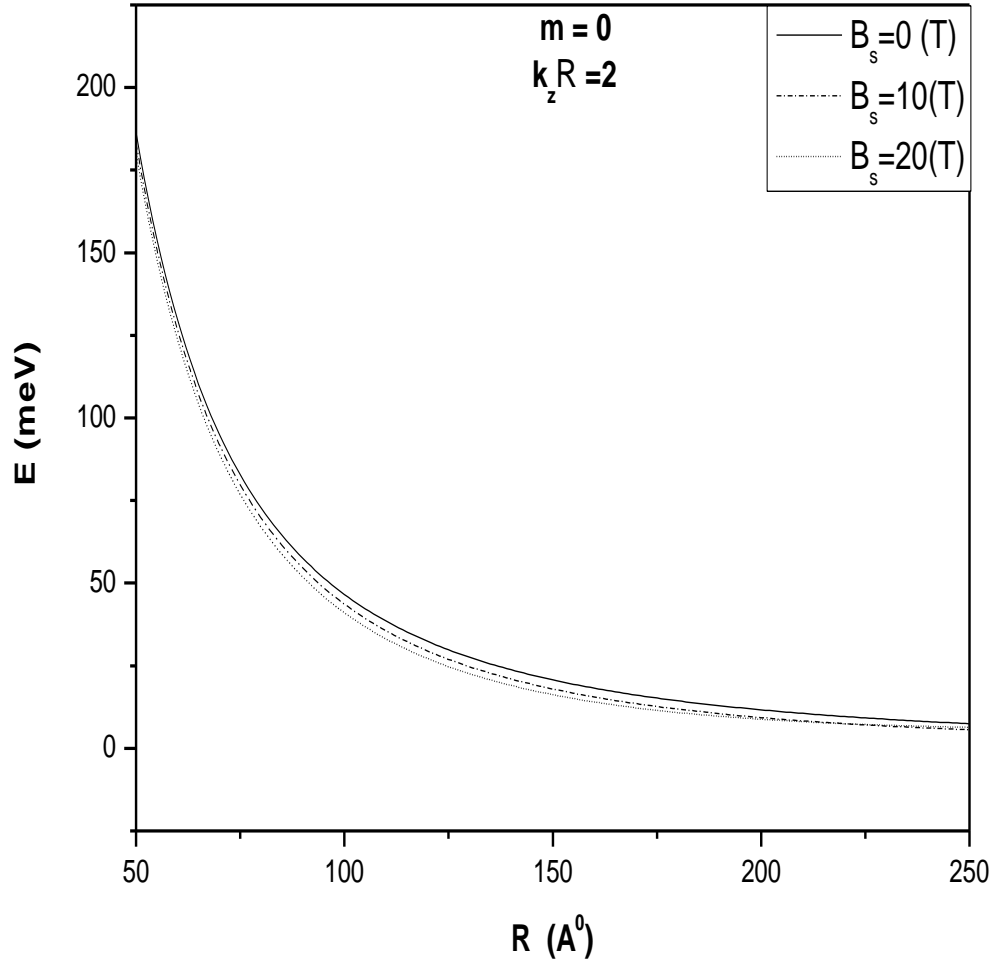
Şekil 4.20: InP için yarıçap değeri 300 \AA 'da Azimuthal manyetik alan artışına bağlı enerji değişimi. Burada sırasıyla $\{m, k_z R\}$ 'de, m ; azimuthal kuantum numarası ve k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşenidir.

Şekil 4.21’de $m=0$ ve $k_z R=0$ değerleri için manyetik alan yokken ve manyetik alan uygulandığında, tel yarıçapına bağlı olarak enerji değişimleri incelendi. Bu grafikte tel yarıçapı küçüldükçe enerji değerlerinin arttığı gözlemlendi. Manyetik alan uygulandığında tel yarıçapının azalmasıyla enerji artışı gözlemlenmiştir. Fakat küçük yarıçap değerlerinde manyetik alanın etkisi görülmezken, yarıçap büyüdükçe manyetik alanın etkisi gözlemlenir.

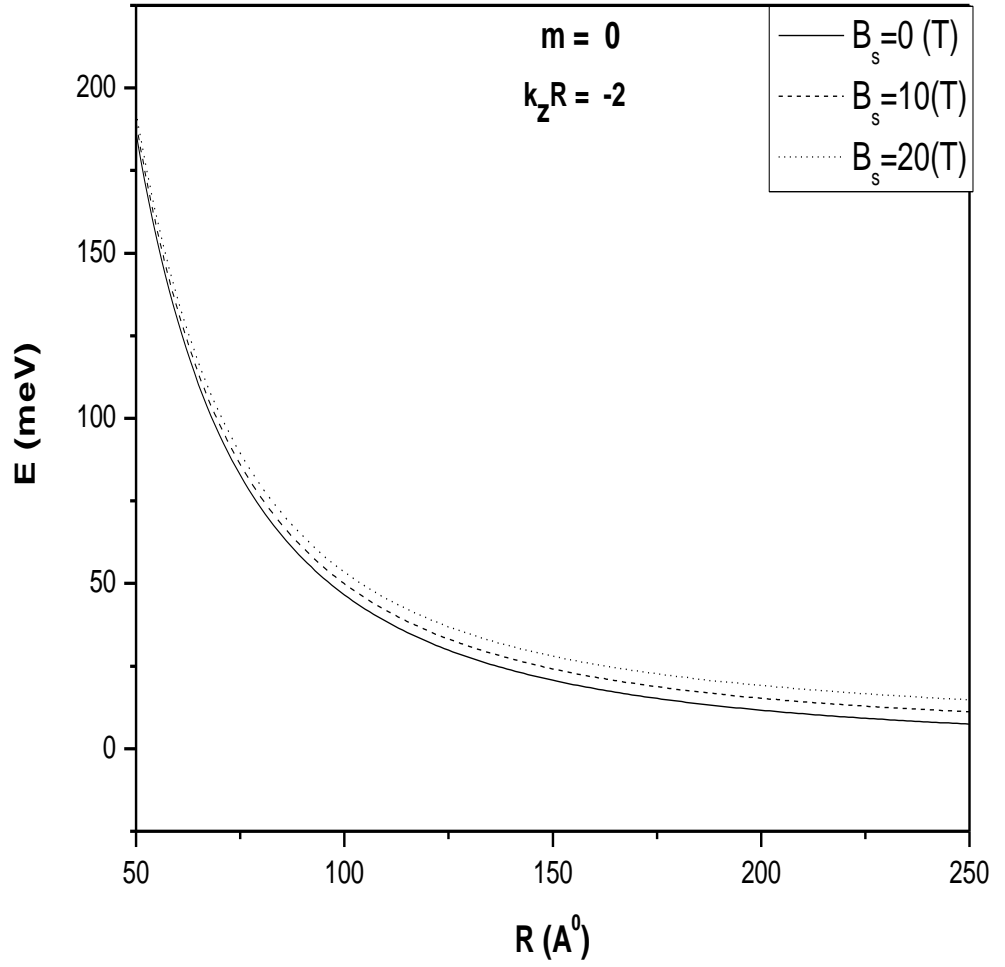
Sonsuz InP silindirik kuantum teli için taban durumunda $k_z R=+2$ ve $k_z R=-2$ durumları için farklı manyetik alan değerlerinde tel yarıçapına bağlı enerji değişimleri sırasıyla şekil 4.22 ve şekil 4.23’te gösterilmiştir. Bu iki şekilde dikkat çeken noktalar $k_z R=2$ değeri için manyetik alan uygulandığında, manyetik alan sıfıra kıyasla daha düşük enerjiler gözlemlenmiştir. $k_z R=-2$ değeri için tam tersi bir durum gözlemlenmiştir. Manyetik alan uygulanmadığı duruma göre manyetik alan uygulanması daha yüksek enerji gözlemlenmesini sağlamıştır. Bu grafiklerde tüm yarıçap değerlerinde manyetik alanın etkisi az ya da çok gözlemlenir.



Şekil 4.21 : InP silindirik kuantum telinde, $m=0$ ' da, $k_z R=0$ ' da azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å), E ; enerji seviyesi (meV)'tur.

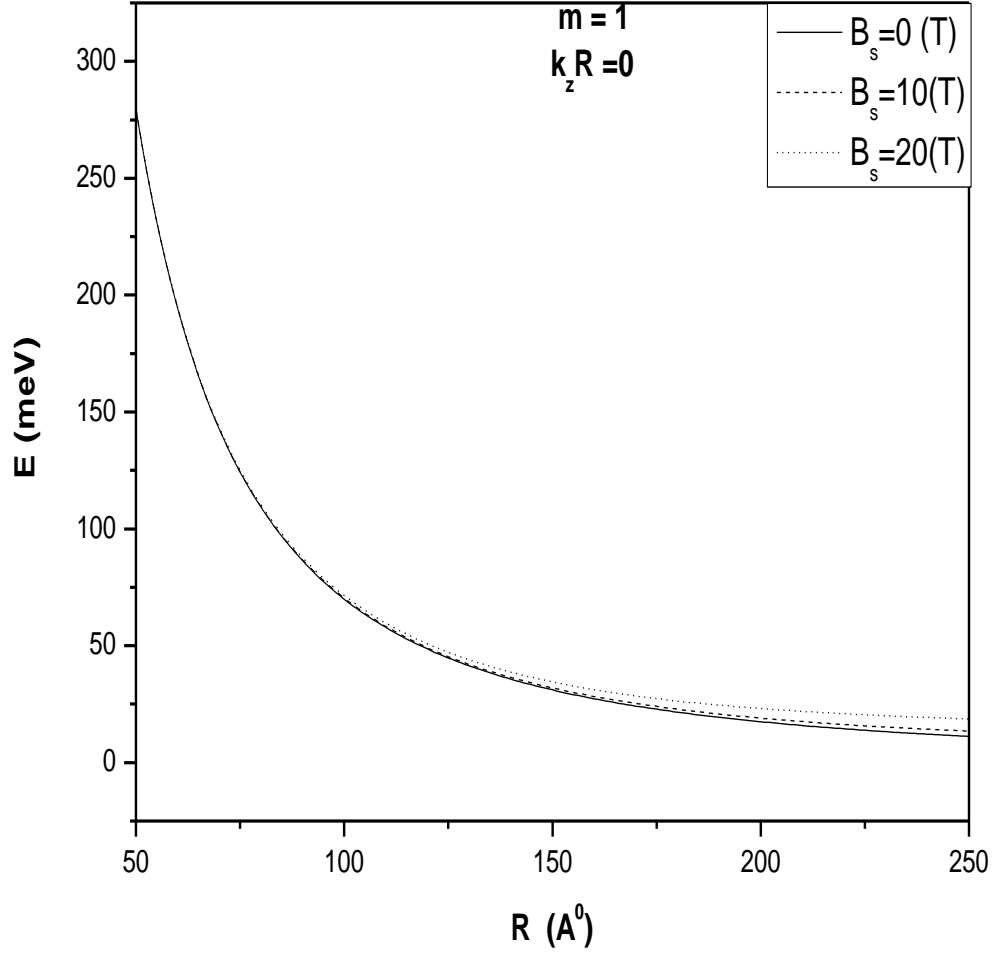


Şekil 4.22 : InP silindirik kuantum telinde $m=0$ ' da, $k_z R = 2$ ' de azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å), E ; enerji seviyesi (meV)'tur.

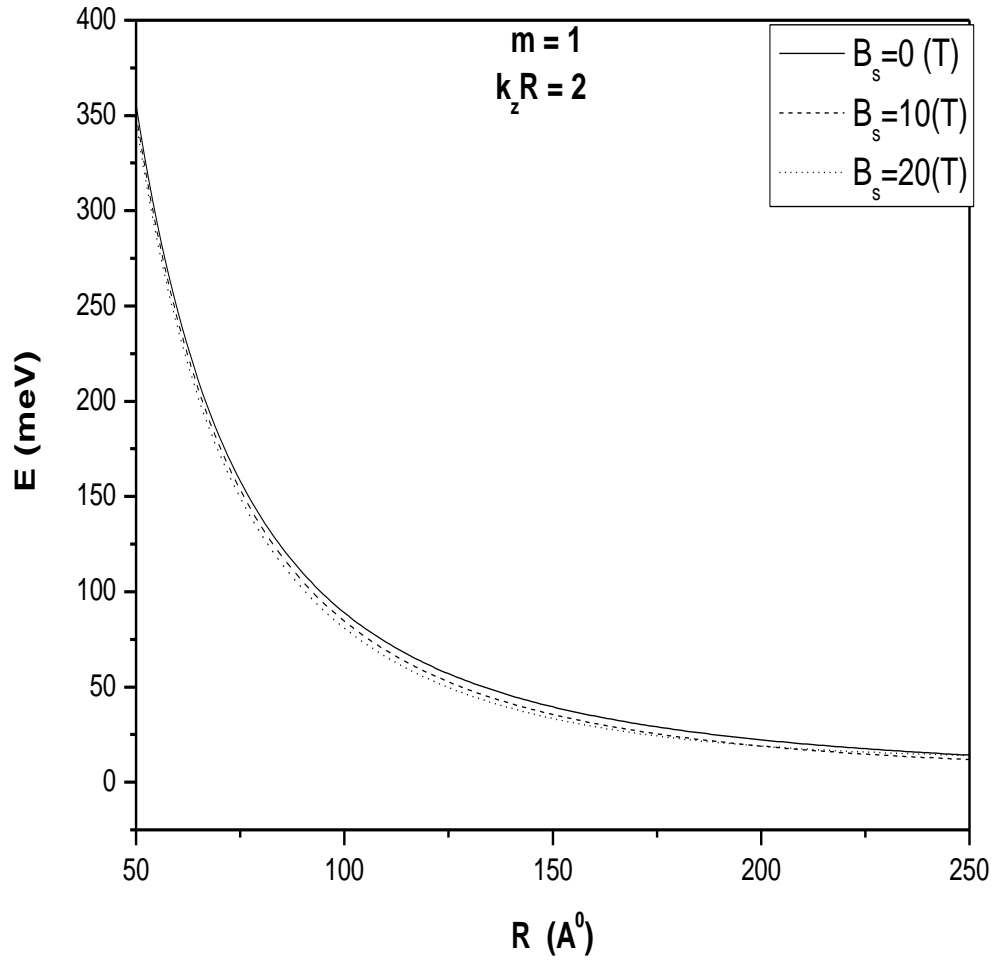


Şekil 4.23 : InP silindirik kuantum telinde, $m=0$ 'da, $k_z R = -2$ ' de azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å), E ; enerji seviyesi (meV)'tur.

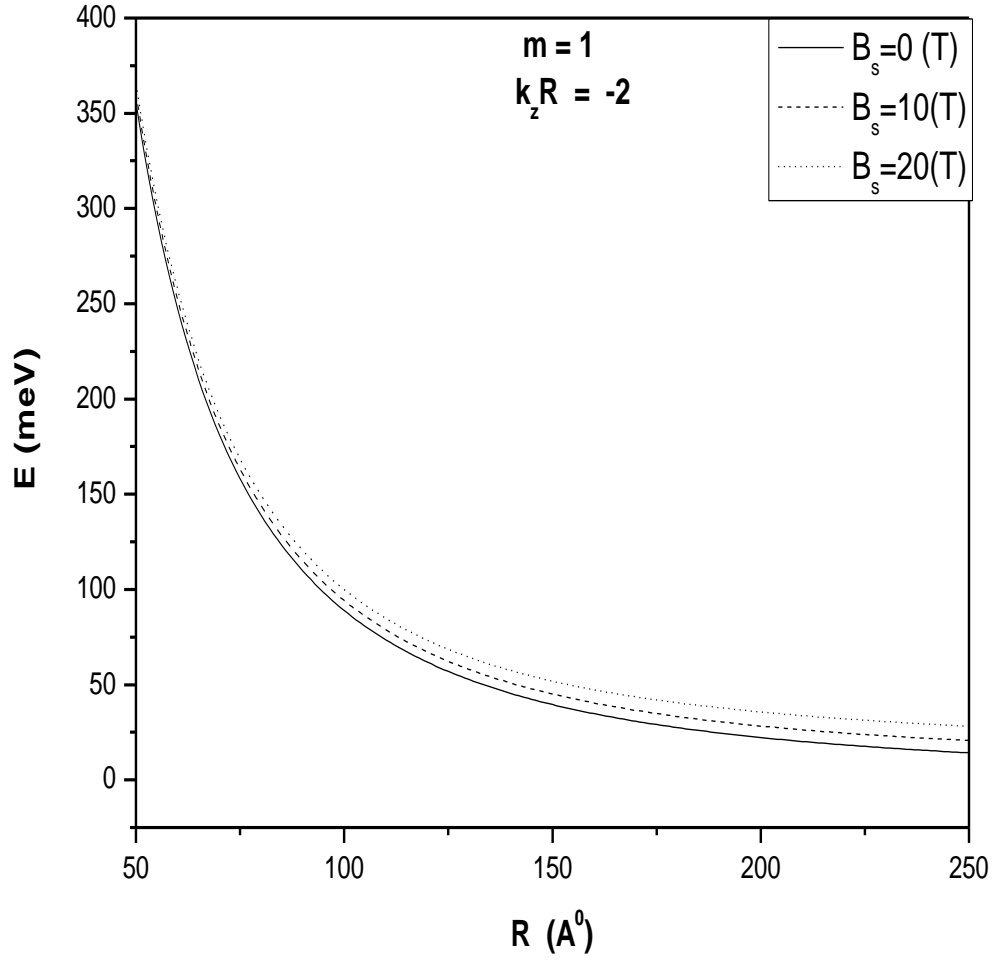
Sonsuz InP telinin $m=1$ değeri için uyarılmış durumlarda $k_z R=0.0, 2.0, -2.0$ değerlerinde sırasıyla Şekil 4.24, 4.25 ve Şekil 4.26’ da yarıçapa bağlı enerji değişimleri gösterilmiştir. Bu şekillerde taban durum için bulunan davranışlar gözlemlenmiştir.



Şekil 4.24 : InP silindirik kuantum telinde, $m= 1$ ’de, $k_z R = 0$ ’ da azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å), E ; enerji seviyesi (meV) ’tur.



Şekil 4.25 : InP silindirik kuantum telinde, $m = 1$ ' de, $k_z R = 2$ 'de azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å), E ; enerji seviyesi (meV) 'tur.



Şekil 4.26 : InP silindirik kuantum telinde, $m=1$ 'de, $k_z R = -2$ ' de azimuthal manyetik alan arttıkça yarıçapa bağlı enerji seviyesi. Burada m ; azimuthal kuantum numarası, k_z ; elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni, R ; yarıçap (Å), E ; enerji seviyesi (meV)'tur.

Sonuç olarak sonsuz GaAs ve InP silindirik kuantum telleri azimuthal manyetik alan etkisi altında incelenmiştir. Azimuthal uygulanan manyetik alanın etkisinin büyük yarıçaplı silindirik kuantum tellerinde daha büyük olduğu gözlenmiştir. Elektronun dalga vektörünün eksensel bileşeni k_z ' nin aldığı değerlerinin azimuthal yönde uygulanan manyetik alan altında enerjiyi lineer arttırdığı ve azalttığı gözlenmiştir. InP ve GaAs yarıiletken malzemelerinin seçiminde daha düşük enerji değerleriyle çalışmak istenilirse InP yarıiletken malzemesi seçilmesinin gerektiği görüldü.

KAYNAKLAR :

- 1-) ATASEVER K., 2007 “Silindirik Kuantum Kuyusunda Dielektrik Sabiti Uyuşmazlığının Hidrojenik Safsızlık Bağlanma Enerjisine Etkileri”, Yüksek Lisans Tezi, C.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Sivas .
- 2-) BARDEEN, J., BRATTAIN, W. H., 1948 “The transistor, a semi-conductor triode” *Physical Review*, **74**: 230.
- 3-) BİLEKKAYA A., 2008 “Çoklu kuantum tel ve noktalarının elektronik özellikleri”, Doktora tezi , T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Edirne.
- 4-) BOZ F.K., 2005, “Düşük boyutlu yapılarda yabancı atom problemi ve eksitonlar”, Doktora tezi , T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Edirne.
- 5-) BRUM J.A, PRIESTER C., ALLON G., 1985 “ Electric field dependence of the the binding energy of shallow donors in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells” *Phys. Rev. B* **32(4)**, 2378.
- 6-) ÇAKIR B., 2007 “Çok elektronlu kuantum nokta yapıların elektronik özelliklerinin incelenmesi”,Doktora tezi,S.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü,Konya.
- 7-) CHOW, T.P, GHEZZO, 1996. “SiC power devices. in *III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices*. Eds. Gaskill D.K, Brandt C.D. ve Nemanich R.J., *Material Research Society Symposium Proceedings*, Pittsburgh, PA.**423**, 69-73”.
- 8-) ÇİÇEK E.,2004 “Kuantum tellerinde geometri, elektrik alan ve yabancı atom pozisyonunun bağlanma enerjisine etkileri”, Yüksek Lisans Tezi, T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Edirne.
- 9-) DENG Z-Y., OHJI T., 2001, “Exciton binding energy in V-shaped GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs quantum wires”, *Solid State Communications* **118**, 557.

- 10-) ELAĞÖZ S., USLU O., BAŞER P., 2008 “Çift parabolik kuşatma altında kuantum sistemi elektronik enerji düzeyleri”, Fen Bilimleri Enstitü Dergisi, Marmara Ü., İstanbul.
- 11-) HİLBERT E., 1999 “ Division of Applied Sciences”, Harvard University, USA/Boston.
- 12-) KARAOĞLU B., 1994, “Kuantum Mekaniğine Giriş”, Bilgitek Yayıncılık, İstanbul.
- 13-) KASAPOĞLU E. SARI H. SÖKMEN I. 2003, “Geometrical effects on shallow donor impurities in quantum wires” *Physica E*, **19**, 332.
- 14-) KIM T. G., WANG X. –L, SUZUKI Y., KOMORI K., OGURA M., 2000, “Characteristics of the Ground State Lasing Operation in V-groove Quantum-Wire Lasers”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**, 511.
- 15-) MASALE M., 2002, “Electron states in quasi-one-dimensional structures; azimuthal applied magnetic field” *Physica Scripta.*, **65**, 459.
- 16-) NARAYANI V., SUKUMAR S., 1994 “Polarizability of a shallow donor in a quantum well wire - geometric effects “*Sol. Stat. Comm.* **90(9)**, 575.
- 17-) SAKAKI A., 1980 “Scattering Suppression and High-Mobility Effect of Size-Quantized Electrons in Ultrafine Semiconductor Wire Structures” *Jpn. J. Apply. Phys.* **19(12)**, L735.
- 18-) SHOCKLEY, W, 1949 “The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors” *Bell System, Technical Journal* **28**: 435.
- 19-) ULAŞ M., AKBAŞ H., TOMAK M., 1998 “Shallow Donors in a Quantum Well Wire; Electric Field and Geometrical Effects“ *Tr. J. of Phys.* **22**, 369.
- 20-) YOUNG, HUGN D., FREEDMAN A., 2010 “Fizik İlkeleri”, Palme Yayıncılık, Ankara

21-) <http://www.ioffe.ru>

22-) <http://tr.wikipedia.org>)(<http://tr.wikipedia.org/wiki/yariiletken>

23-) <http://320volt.com/yari-iletkenler-ve-diyot/>

24-) <http://www.edn.com/design/led/4391796/White-LEDs-Printed-on-Paper-A-Doctoral-Thesis-Part-I>

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Abdullah KIZILET

Doğum yeri ve Yılı : Gümüşhane-1983

Medeni Hali : Bekar

Öğrenim Durumu :

2005-2010 Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fizik Bölümü (Lisans)

2010- T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı (Yüksek Lisans)