GaAs / AlAs KUANTUM TELLERİNE HİDROSTATİK BASINCIN ETKİSİ

Elvan ÖZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. İlhan ERDOĞAN

EDİRNE – 2010

T.C.

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GaAs / AlAs KUANTUM TELLERİNE HİDROSTATİK BASINCIN ETKİSİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

ELVAN ÖZ

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. İlhan ERDOĞAN

EDİRNE – 2010

T.C.

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GaAs / AlAs KUANTUM TELLERİNE HİDROSTATİK BASINCIN ETKİSİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

ELVAN ÖZ

Bu Tez 17/09/2010 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Tarafından Kabul Edilmiştir

Prof.Dr. Hasan AKBAŞ
Jüri Başkanı

Yrd.Doç.Dr. Cengiz DANE
Üye

Yrd.Doç.Dr. İlhan ERDOĞAN
Danışman

Yüksek Lisans Tezi

GaAs / AlAs Kuantum Tellerine Hidrostatik Basıncın Etkisi

Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

ÖZET

Bu çalışmada GaAs/AlAs kuantum telleri çalışılmıştır. Kare ve silindir kesitli kuantum tellerinde elektrik alanın ve yabancı atomun etkisi araştırılmıştır. Daha sonra sonsuz kare ve silindir kesitli kuantum tellerinde hidrostatik basıncın etkisine bakılmış ve bağlanma enerjileri hesaplanmıştır. Bütün çalışmalarda yaklaşık çözüm yöntemi olan varyasyon yöntemi kullanılarak nümerik hesaplar yapılmıştır.

Birinci ve ikinci bölümde teze genel bir giriş yapılmış, kare ve silindir kesitli teller tanıtılmıştır.

Üçüncü bölümde sonsuz potansiyel engelli kare kesitli kuantum teline dışarıdan düzgün elektrik alan uygulanmış, yabancı atom ve hidrostatik basıncın etkisine bakılmıştır.

Dördüncü bölümde sonsuz potansiyel engelli silindir kesitli kuantum teline dışarıdan düzgün elektrik alan uygulanmış, yabancı atom ve hidrostatik basıncın etkisine bakılmıştır.

Tezin son kısmı olan sonuç ve tartışma bölümünde, yapılan hesaplar ve çizilen grafikler açıklanmıştır. Sonuç olarak hidrostatik basınç, elektrik alan, yabancı atom ve yapı geometrisinin elektronun enerjisini etkilediği görülmüştür.

Yıl:2010

Sayfa:

Anahtar Kelimeler: GaAs/AlAs Kuantum telleri, Kare ve Silindir kesitli kuantum telleri, Elektrik Alan, Yabancı Atom, Hidrostatik Basınç

M.S. Thesis

The effect of hydrostatic pressure on GaAs / AlAs quantum well wires

Trakya Üniversity, Graduate School of Natural and Applied Science

Department of Physics

SUMMARY

In this study, GaAs / AlAs quantum wires were studied. Electric field in quantum wires with square and cylindrical cross-section and the influence of impurity atoms have been investigated. Then, the infinite quantum wires with square and cylindrical cross-section have been looking at the effects of hydrostatic pressure and the binding energy was calculated. In all studies, the approximate solution method, numerical calculations were made using a variation method.

In the first and second part is a general introduction to the thesis, wires with square and cylindrical cross-section were introduced.

In the third section, an electric field was applied from the outside to infinite square quantum wire, and was investigated the effect of the hydrostatic pressure and the impurity atoms.

In the fourth section, an electric field was applied from the outside to infinite cylindrical quantum wire, and was investigated the effect of the hydrostatic pressure and the impurity atoms.

The last section of the thesis describes the calculations and graphs. As a result, hydrostatic pressure, electric field, geometry of structure and impurity atoms were found to affect the energy of the electrons.

Year:2010

Page:61

Keywords: GaAs/AlAs Quantum Wires, Square and Cylindrical cross-section Quantum Wires, Electric Field, Impurity atoms, Hydrostatic pressure

TEŞEKKÜR

Tez danışmanlığımı üstlenerek, çalışmalarım sırasında çalışma ortamını ve imkânlarını sağlayan, engin bilgilerinin yanında manevi desteğini de esirgemeyen, Trakya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi sayın hocam Yrd. Doç. Dr. İlhan ERDOĞAN'a, teşekkür ederim.

Bu çalışma süresince gerekli olan tüm imkanları sağlayan Trakya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölüm Başkanı Prof. Dr. Hasan AKBAŞ'a teşekkür ederim.

Çalışmalarım esnasında benden desteğini esirgemeyen sayın Olcay YAMAN'a ve Trakya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü çalışanlarına teşekkür ederim.

Çalışmalarımda yardımlarını ve manevi desteklerini esirgemeyen eşim Ayten ve kızlarım Ayselen Bilge ve Elif Başak'a da sonsuz teşekkürler.

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖZET……...……İ

SUMMARY……...……...…..İİ

TEŞEKKÜR……...……...……...….İİİ

İÇİNDEKİLER……..……...….İV

SİMGELER DİZİNİ……...…….…..Vİ

ŞEKİL DİZİNİ……..…….…..Vİİ

1. GİRİŞ……1

2. KUANTUM TELLERİNİN OLUŞTURULMASI……..2

2.1. Kare Kesitli Kuantum Teli……...…**2**

2.2. Silindirik Kuantum Teli……..**3**

3. SONSUZ POTANSİYEL ENGELLİ KARE KESİTLİ KUANTUM TELLERİNDE ELEKTRİK ALAN VE YABANCI ATOM ETKİSİ……5

3.1. GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Teli……...**5**

3.2. GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Telinde Düzgün Elektrik Alanın Etkisi**……..…….…..….....9**

3.3. GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Telinde Yabancı Atomun Etkisi**……...….14**

3.4. GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Telinde Düzgün Elektrik Alanın ve Yabancı Atomun Etkisi**…….……...…17**

3.5. Düzgün Elektrik Alan altındaki GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Telinde Bulunan Elektrona Yabancı atomun ve Hidrostatik Basıncın Etkisi ……...……..……..**25**

4. SONSUZ POTANSİYEL ENGELLİ SİLİNDİRİK KUANTUM TELLERİNDE ELEKTRİK ALAN VE YABANCI ATOM ETKİSİ……31

4.1. GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik Kuantum Teli…… …**31**

4.2. GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik Kuantum Telinde Düzgün Elektrik Alanı Etkisi……**36**

4.3. GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik Kuantum Telinde Yabancı Atomun Etkisi……**38**

4.4. GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik Kuantum Telinde Düzgün Elektrik Alanın ve Yabancı Atomun Etkisi……..…..**42**

4.5. Düzgün Elektrik Alan altındaki GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik Kuantum Telinde Bulunan Elektrona Yabancı atomun ve Hidrostatik Basıncın Etkisi…….**48**

SONUÇ ve TARTIŞMA……...……..54

KAYNAKLAR.....……...**56**

ÖZGEÇMİŞ……....60

SİMGELER DİZİNİ

m^*	Elektronun etkin kütlesi
ψ	Dalga fonksiyonu
λ	Varyasyonel parametresi (yabancı atom için)
β	Minimizasyon sabiti(Elektrik alan için)
E	Enerji
Eb	Bağlanma enerjisi
a^*	Etkin Bohr yarıçapı
R^*	Etkin Rydberg enerjisi
η	Elektrik alan terimi
F	Elektrik alan siddeti
∇^2	Laplasyen

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil A: Kare kesitli sonsuz kuantum teli ……...…….....**3**

Şekil B: Silindirik sonsuz kuantum teli ..……...……...……**4**

Şekil C: Kare kesitli sonsuz kuantum teli…...……...……...**5**

Şekil D : Düzgün elektrik alan altında kare kesitli sonsuz kuantum teli……...…….**9**

Şekil E: Yabancı atomun etkisindeki kare kesitli sonsuz kuantum teli……..……..**14**

Şekil F: Kare kesitli sonsuz kuantum teli……..……..**25**

Şekil G : Silindirik sonsuz kuantum teli……...…….……...…….**31**

Şekil H : Düzgün elektrik alan altında silindirik sonsuz kuantum teli……...…….……**36**

Şekil I : Yabancı atom etkisi altında silindirik sonsuz kuantum teli……...……..…...**38**

Şekil J: Elektrik alan , yabancı atom ve hidrostatik basıncın etkisi altında silindirik sonsuz kuantum teli……..…….……..…**48**

Şekil 1: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için elektronun enerjisinin ($E(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L(a^*)=L_x(a^*)=L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği……..……..**12**

Şekil 2: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için elektronun enerjisinin ($E(R^*)$) kuantum telinin y eksenindeki genişliğine ($L_y(a^*)$ bağlı olarak değişim grafiği.($L_x=1a^*$))……..……...…….**13**

Şekil 3: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri ve $x_i(a^*)=y_i(a^*)=0$için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L_x(a^*)= L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği……...……..**20**

Şekil 4: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna ($x_i(a^*)= y_i(a^*)$) göre değişim grafiği…….....**21**

Şekil 5: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri ve $x_i= y_i=L_x/4$ için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L_x(a^*)= L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği…….……...……...……**22**

Şekil 6: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı ($x_i(a^*)= y_i(a^*)$) değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) , elektrik alana (F(kV/cm)) bağlı değişim grafiği……...**23**

Şekil 7: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı ($x_i(a^*)= y_i(a^*)$) değerleri, elektrik alan F=25kV/cm ve $L_y=100$ değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) ,(L_x (a*)) telin x-eksenini yönündeki genişliğine göre değişim grafiği …….....….....**24**

Şekil 8: Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki kare kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin tel genişliğine göre değişim grafiği……..……..**29**

Şekil 9: Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki kare kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişim grafiği……...….…**30**

Şekil 10: Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı yabancı atom konumları (ρ_i) ve F= 0 kV/cm için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına (d(a*)) göre değişim grafiği…….…...**41**

Şekil 11: Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına (d(a*)) göre değişim grafiği. (ρ_i=0)…….……...**45**

Şekil 12: Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri içinbağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına (d(a*)) göre değişim grafiği. (ρ_i=d/4)….……....**46**

Şekil 13: Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) yabancı atomun konumuna göre değişim grafiği…….....…...**47**

Şekil 14: Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki silindir sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin tel yarıçapına göre değişim grafiği……**52**

Şekil 15: Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki silindir sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişim grafiği……**53**

1.GİRİŞ

Düşük boyutlu yapıların çalışma alanlarından biri olan kuantum telleri son yıllarda büyük önem kazanmıştır. Düşük boyutlu yapılar, farklı tür yarı iletkenlerin bir araya getirilmesiyle oluşturulmaktadır. Elektronik devre teknolojisinde sağlanan gelişmeler,düşük boyutlu yapıların önemini gün geçtikçe kuvvetlendirmiştir.Yeni elektronik devre elemanlarının yapımı bir çok fizik problemlerini doğurmuş ve bu problemler üzerine çok geniş çalışmalar yapılmıştır. Günümüzde düşük boyutlu yapıların araştırılması kuantum fiziği ile açıklanabilen yeni elektronik devre elemanlarının üretilmesini mümkün kılmıştır ve buda bilim dünyasında büyük ilgi çekmiştir. Düşük boyutlu sistemlerden elde edilen elektronik cihazlar günümüz bilgisayar ve haberleşme endüstrisinde kullanılan devrelerin temelini oluşturmaktadır. Bu cihazların fiziğine bilim dünyası ne kadar yakın olursa ve onu anlarsa, teknolojideki ilerlemeler o kadar daha hızlı ve kullanışlı olacaktır. Bu bilgilerin ışığında düşük boyutlu yapı olarak tanınan kuantum kuyusu, kuantum teli ve kuantum noktası üzerine birçok çalışma yapılmıştır. (Chao H.T.vd., 1995, Montes A, vd.,1998, Morales AL, 2001).

Düşük boyutlu yapılara dışarıdan bir elektrik alan uygulandığında, kuantum enerji durumları değişir, yani elektron dağılımında bir polarizasyon gözlenir.(H.akbaş,vd.,2006 I.erdogan,vd., 2004). Elektrik alanının incelenmesi enerji değişimini sağladığı için önemlidir. Yapılan çalışmalarda varyasyonel yöntem kullanılarak silindir ve kare kesitli kuantum tellerine dışarıdan uygulanan düzgün elektrik alanın yabancı atom bağlama enerjileri üzerindeki etkileri araştırılmıştır (Dugue CA,vd., 1998 , Brum JA,vd., 1985, Santhı M,vd., 2010). Bu çalışmalarda bağlanma enerjisinin telin geometrik biçimine, yabancı atomun konumuna ve uygulanan elektrik alanın şiddetine bağlı olarak artma veya azalma gösterdiği gözlenmiştir.

Hidrostatik basınç etkisi düşük boyutlu yapılar için önemlidir. Hidrostatik basınçta elektrik ve manyetik alan gibi bir dış etkidir yani elektrik alan ve manyetik alan gibi elektronun enerjisinde değişime neden olur. Bu çalışmada hidrostatik basıncın etkisi; elektrik alan, yabancı atom gibi etkenlerle beraber çalışılmıştır. Bu çalışmada hidrostatik basıncın kuantum teli içinde hapsedilmiş olan bir elektronun bağlanma enerjisini arttırdığı gözlenmiştir. (Bryant GW.vd, 1985, Kasapoglu E,vd. 2010)

Düşük boyutlu yapıların incelenmesi schrödinger denkleminin çözümüyle mümkündür. Bu yapılarda analitik çözümler zor olduğu için yaklaşık çözüm yöntemleri kullanılmaktadır. Bu çalışmada bu yaklaşık çözüm yöntemlerinden biri olan varyasyon yöntemi kullanılmıştır.

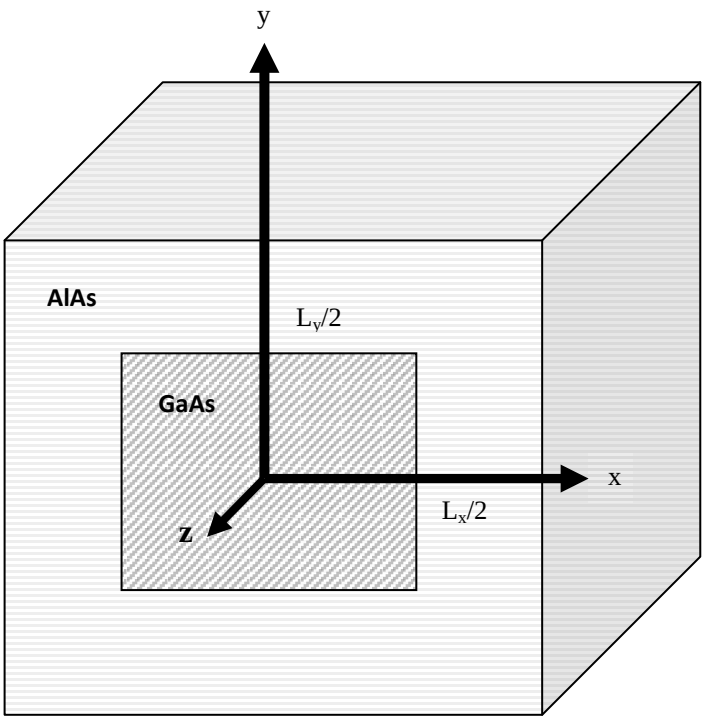
2. KUANTUM TELLERİNİN OLUŞTURULMASI

Son günlerde laboratuarlarda değişik üretim teknikleriyle kuantum kuyuları, kuantum telleri ve kuantum noktaları özelliğinde elektronik devre elemanları üretilmiştir. Bu devre elemanları fizik ve elektronik dünyasında büyük ilgi görmüştür. Bu tür yapılar kısaca düşük boyutlu yapılar olarak adlandırılır. Düşük boyutlu yapılarda boyut kavramı elektronun serbest olarak hareket edebileceği yön sayısını ifade eder. Kuantum kuyularında taşıyıcı hareketi bir boyutta, kuantum tellerinde iki boyutta ve kuantum noktalarında ise her üç boyutta sınırlandırılmıştır. (H .Akbaş.vd. ,2001, Boz F.vd. ,2004).

Bu yapılar farklı tür yarı iletkenlerin bir araya getirilmesiyle oluşturulur. $Ga_{1-x}Al_x$ As ve GaAs malzemeleriyle bir kuantum teli oluşturulduğunda, oluşan yapının "x" ve "y" yönündeki potansiyel değişimi aşağıdaki gibi olur. Burada "x" alimünyum mol kesridir (O.Yaman,vd.,2010). x=1 için sonsuz potansiyel kuantum telini elde ederiz. $0<x<1$ durumunda ise sonlu potansiyel kuantum telini elde ederiz. Burada parçacık (elektron) sadece ±x ±y yönünde potansiyel enerji engeli ile karşılaşmaktadır. z yönünde hiçbir engelle karşılaşmamaktadır. Potansiyel engel yüksekliği (Vo) x değişkenine yani Al miktarına göre belirlenir. Yukarıda belirtilen Al miktarını gösteren x ile yönü gösteren x in aynı olmadığının bilinmesi gerekir.

2.1. Kare Kesitli Kuantum Teli

$Ga_{1-x}Al_x$ As/GaAs malzeme ile kare kesitli sonsuz kuantum teli ekseni "z" ve kesiti "x-y" düzlemi olacak şekilde şekil A gibi oluşturulur.(E.Çiçek.vd., ,2004).

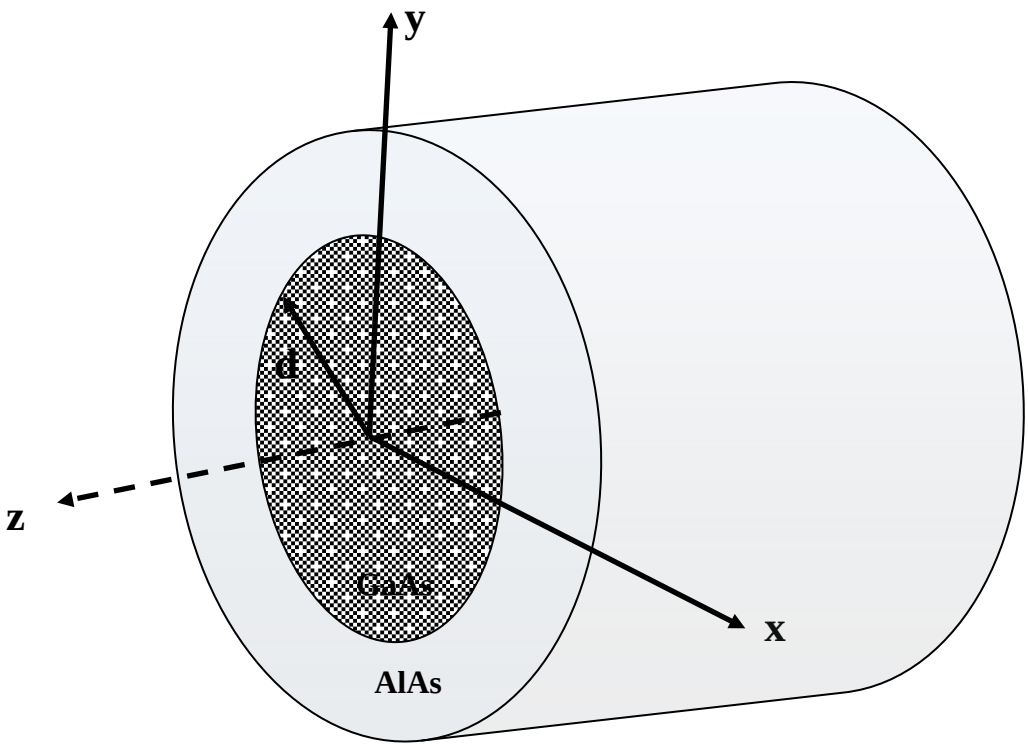


Şekil A: Kare kesitli sonsuz kuantum teli

x=1, durumunda sonsuz potansiyel kuantum telini elde ederiz. 0<x<1, durumunda ise sonlu potansiyel kuantum telini elde ederiz. Burada parçacık (elektron) x ve y yönünde potansiyel enerji engeli ile karşılaşmaktadır. z yönünde hiçbir engelle karşılaşmamaktadır.

2.2. Silindirik kuantum Teli

Ga $_{1-x}$ Al $_{x}$ As/GaAs malzeme ile silindirik sonsuz kuantum teli ekseni "z" ve kesiti "x-y"düzlemi olacak şekilde şekil B gibi oluşturulur.(S.Senturk Dalgıc.vd., 2004, I.Erdoğan.vd., 2006)



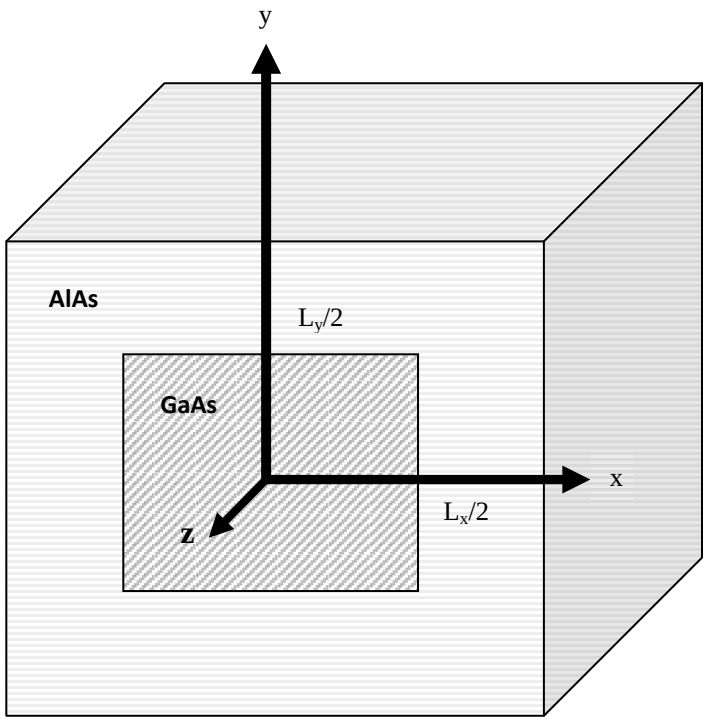
Şekil B: Silindirik sonsuz kuantum teli

x=1, durumunda sonsuz potansiyel kuantum telini elde ederiz. 0<x<1, durumunda ise sonlu potansiyel kuantum telini elde ederiz. Burada parçacık (elektron) x ve y yönünde potansiyel enerji engeli ile karşılaşmaktadır. z yönünde hiçbir engelle karşılaşmamaktadır.

3. SONSUZ POTANSİYEL ENGELLİ KARE KESİTLİ KUANTUM TELLERİNDE ELEKTRİK ALAN VE YABANCI ATOM ETKİSİ

3.1. GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Teli

GaAs/AlAs malzeme ile kare dik kesitli sonsuz kuantum teli ekseni z kesiti x-ydüzlemi olacak şekilde şekil C daki gibi verilir(Chao H.T.,vd,1995., El.Said M, ,vd,1992).



Şekil C: Kare kesitli sonsuz kuantum teli

Al mol kesri x=1 ise kuantum teli sonsuz olur ve bu durumunda hapsedilen potansiyel enerji konuma bağlı olarak;

$$V(x,y) = \begin{cases} \infty & |x| > L_x/2 \quad ; \quad |y| > L_y/2 \\ 0 & |x| \leq L_x/2 \quad ; \quad |y| \leq L_y/2 \end{cases} \qquad [3.1.1]$$

Olur.

Elektron GaAs bölgesinde hapis olmuştur. Dolayısıyla $\psi(x,y)$ dalga fonksiyonunu GaAs malzemenin dışındaki bölgeler için sıfır olur. Schrödinger denklemini yalnız GaAs içinde çözmek yeterlidir. Schrödinger denklemi;

$$H_0\psi_0(x,y) = E_0\psi_0(x,y) \qquad [3.1.2]$$

Hamiltonien denklemide;

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \qquad [3.1.3]$$

olur. [3.1.3] eşitliğini. m^*=0,067.m_0 (m_0 serbest elektronun kütlesi) $R*$, a^* birim sisteminde tekrar düzenlersek;

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} = 1$$

olur. Burada

$$\underbrace{R^*}_{Rydberg\ sbt} = \frac{\hbar^2}{2m^*a^{*2}} \qquad [3.1.4]$$

$$\underbrace{a^*}_{Bohr\ Yarıçapı} = \frac{\hbar^2\mathcal{E}}{m^*.e^2}$$

GaAs $\mathcal{E}$=12,5 ve m^*=0,067.m_0 *için* a^*=98,73 A^0 *ve* R^*=*5,83* meV olarak hesaplanır.

Hamiltonien denklemi aşağıdaki şekli alır.

$$H_0 = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \qquad [3.1.5]$$

olur.

Bu durumda Schrödinger denklemi;

$$-\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\psi_0(x,y)=E_0\psi_0(x,y) \qquad [3.1.6]$$

dir.

$\psi_0(x,y)$dalga fonksiyonu $\psi_0(x)$ve $\psi_0(y)$ nin çarpımı

$$\psi_0(x,y)=\psi_0(x)\psi_0(y) \qquad [3.1.7]$$

olarak verilir ve enerji;

$$E_0=E_{0x}+E_{0y} \qquad [3.1.8]$$

olarak yazılır. Bu durumda denklem [3.1.5]den

$$-\frac{d^2}{dx^2}\psi_0(x)=E_{0x}\psi_0(x) \qquad [3.1.9]$$

$$-\frac{d^2}{dy^2}\psi_0(y)=E_{0y}\psi_0(y) \qquad [3.1.10]$$

Yalnız x ve yalnız y bağlı iki Schrödinger denklemi yazılabilir. Her iki denklem sınırda ψ ler ve türevleri süreklilik uygulanırsa

$$k_x=\frac{\pi}{L_x} \quad ve\ k_y=\frac{\pi}{L_y} \qquad [3.1.11]$$

ve

$$\psi_0(x)=Acos(\frac{\pi x}{L_x}) \qquad [3.1.12]$$

ve

$$\psi_0(y) = Bcos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right) \qquad [3.1.13]$$

bulunur. Bir deneme dalga fonksiyonu tanımlarsak;(Aktaş Ş. vd,2004 ,Montes A. vd 1998)

$$\psi_0(x,y) = N.cos(\frac{\pi x}{L_x})cos(\frac{\pi y}{L_y})$$

olur.Taban durum enerjisi de;

$$E_0 = \frac{\langle\psi_0(x,y)|H_0|\psi_0(x,y)\rangle}{\langle\psi_0(x,y)|\psi_0(x,y)\rangle} \qquad [3.1.14]$$

olur.

Bu E_0 enerjisi daha açık olarak yazılırsa;

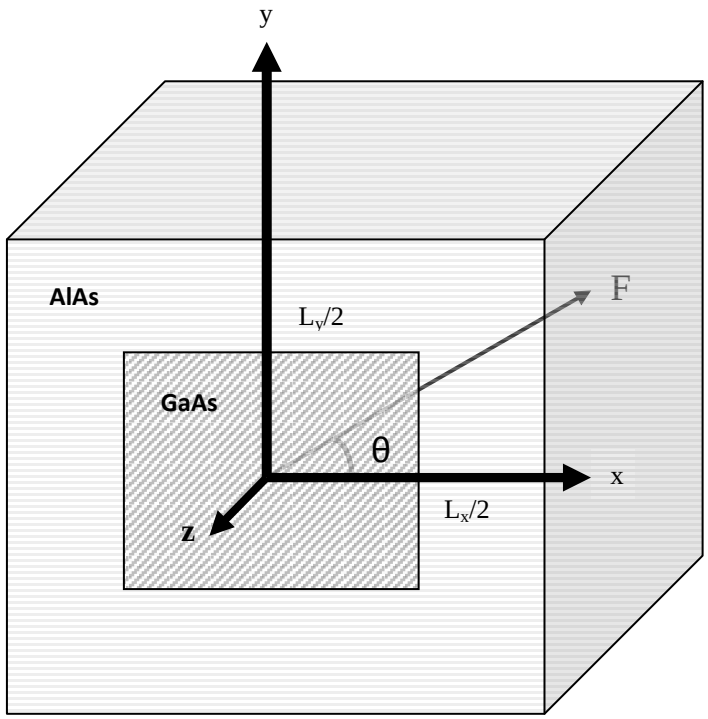
$$E_0 = \frac{\int_{-Lx/2}^{Lx/2}\int_{-Ly/2}^{Ly/2} N^2 cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right)cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right)\left[-\frac{d^2}{dx^2}-\frac{d^2}{dy^2}\right]cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right)cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right)dx\,dy}{\int_{-Lx/2}^{Lx/2}\int_{-Ly/2}^{Ly/2} N^2 cos(\frac{\pi x}{L_x})cos(\frac{\pi y}{L_y})cos(\frac{\pi x}{L_x})cos(\frac{\pi y}{L_y})dx\,dy} \qquad [3.1.15]$$

$$E_0 = \frac{\pi^2}{{L_x}^2} + \frac{\pi^2}{{L_y}^2} \qquad [3.1.16]$$

bulunur.

3.2. GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Telinde Düzgün Elektrik Alanın Etkisi

AlAs/GaAs malzemeden oluşturulan kare kesitli sonsuz kuantum teline, x-y düzleminde ve x-ekseni ile θ açısı yapacak olacak şekilde şekil D daki gibi düzgün bir elektrik alan uygulayalım. (H.Akbaş.vd., 2004, M.Tomak.vd., 2000,)



Şekil D: Düzgün elektrik alan altında kare kesitli sonsuz kuantum teli

Tel potansiyel enerjisinin konuma göre değişimi;

$$V(x,y) = \begin{cases} \infty & |x| > L_x/2 \quad ; \quad |y| > L_y/2 \\ 0 & |x| \leq L_x/2 \quad ; \quad |y| \leq L_y/2 \end{cases} \qquad [3.2.1]$$

olur.

Tel içinde bulunan bir elektronun Hamiltonieni seçilen elektrik alandan gelen katkı

$$H_F = eF.\rho.\cos\left(\vec{r},\vec{F}\right) = eF(xcos\theta + ysin\theta)$$

olur.

Burada F elektrik alan şiddeti kV/cm biriminde seçilir. $\eta = \mathrm{eF} = \frac{(0{,}01)\ a*}{R*}\ \ \mathrm{F}\left(\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}\right)$ dir. R*, a* birim sisteminde Hamiltonien,

$$H_1 = H_0 + \eta\ (xcos\theta + ysin\theta) + V(x,y) \qquad [3.2.2]$$

$$H_1 = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) + \eta.\ (xcos\theta + ysin\theta) + V(x,y) \qquad [3.2.3]$$

ve ilgili Schrödinger denklemi.(Morales AL.vd., 2001)

$$H_1\psi_1(x,y) = E_1\psi_1(x,y)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\psi_1(x,y) + eF\rho\psi_1(x,y) = E_1\psi_1(x,y) \qquad [3.2.4]$$

$$-\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\psi_1(x,y) + \eta.\ (xcos\theta + ysin\theta)\psi_1(x,y) = E_1\psi_1(x,y) \qquad [\ 3.2.5]$$

olur. Schrödinger denkleminden taban durum deneme dalga fonksiyonu;

$$\psi_1(x,y) = \psi_0(x,y)\ e^{-\beta(xcos\theta + ysin\theta)} \qquad [3.2.6]$$

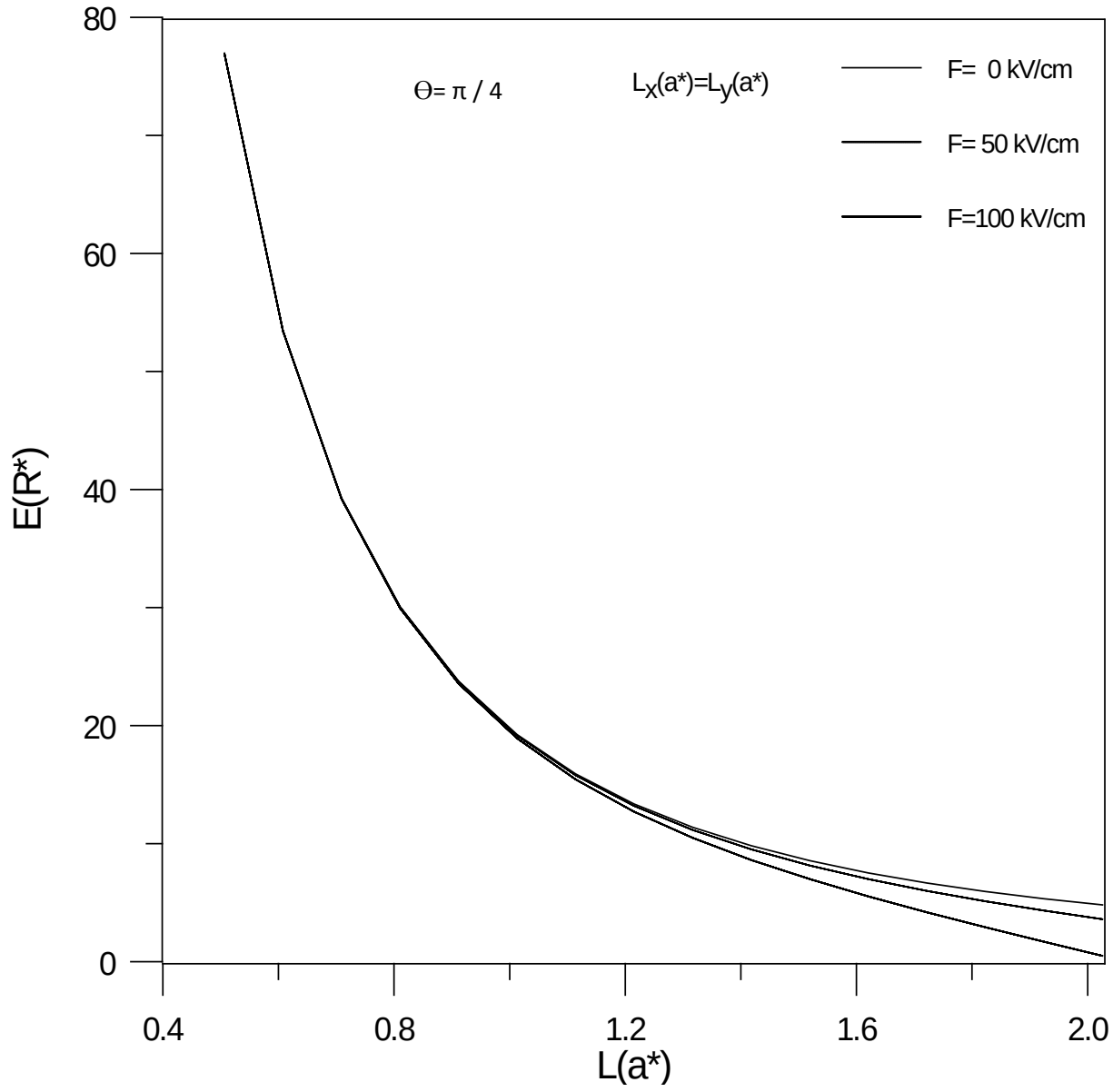
$$\psi_1(x,y) = N.cos(\frac{\pi x}{L_x})cos(\frac{\pi y}{L_y})\ e^{-\beta(xcos\theta + ysin\theta)} \qquad [3.2.7]$$

şeklinde seçilmesi ile varyasyonel yöntemle çözülür. Taban durum enerjiside;(Borges AN.vd., 1997, Sukumar.B.vd.,1990)

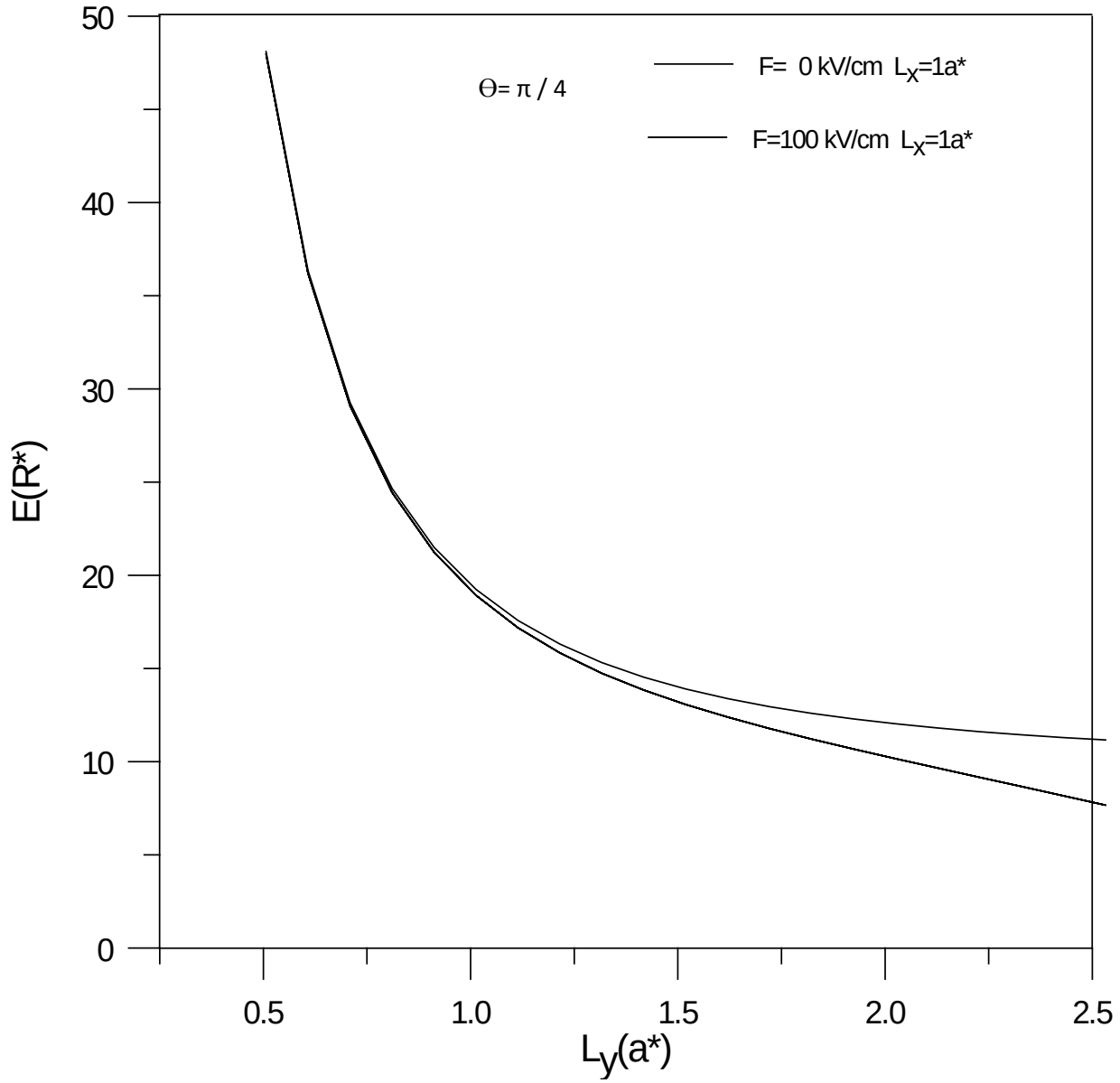
$$E_1 = \left[\frac{\langle\psi_1(x,y)|H_1|\psi_1(x,y)\rangle}{\langle\psi_1(x,y)|\psi_1(x,y)\rangle}\right]_{\beta_{min}} \qquad [3.2.8]$$

bulunur.

Şekil 1'de sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için elektronun enerjisinin ($E(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L(a^*)= L_x(a^*)= L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği çizilmiştir. **Şekil 2**'de sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için elektronun enerjisinin ($E(R^*)$) kuantum telinin y eksenindeki genişliğine ($L_y(a^*)$ bağlı olarak değişim grafiği çizilmiştir ($L_x=1a^*$)).



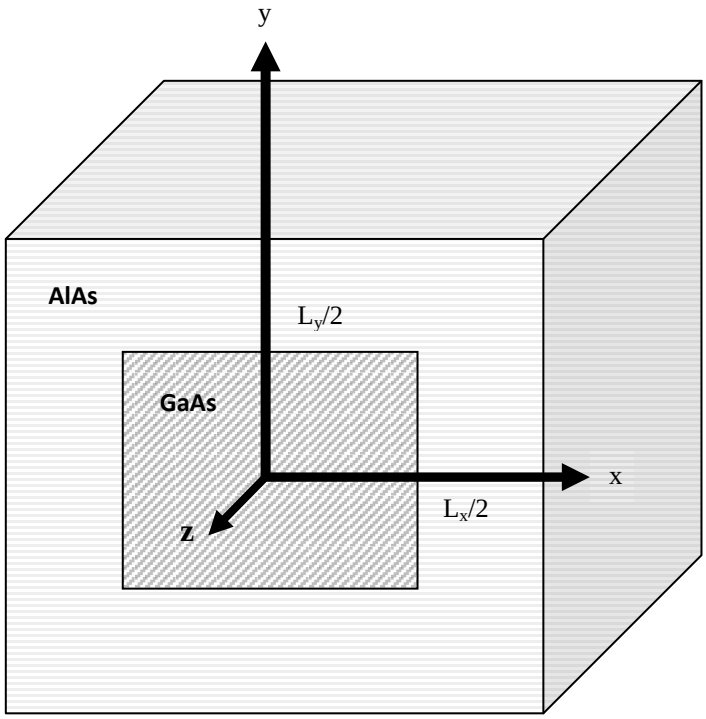
Şekil1: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için elektronun enerjisinin ($E(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L(a^*)= L_x(a^*)= L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği.



Şekil2: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için elektronun enerjisinin ($E(R^*)$) kuantum telinin y eksenindeki genişliğine ($L_y(a^*)$ bağlı olarak değişim grafiği. ($L_x=1a^*$))

3.3. GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Telinde Yabancı Atomun Etkisi

Bu sefer AlAs/GaAs malzemeden oluşturulan kare kesitli sonsuz kuantum telinde bulunan elektrona yabancı atomun etkisini inceleyeceğiz. (Peter AJ.vd., 2010)



Şekil E: Yabancı atomun etkisindeki kare kesitli sonsuz kuantum teli

Sonsuz kuantum teli içindeki bir elektrona yabancı bir atomun etkisi durumunda elektronun Hamiltonien'i

$$H_2 = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) - \frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}} \qquad [3.3.1]$$

şeklinde olur

$$H_2\,\psi_2(x,y,z) = E_2\,\psi_2(x,y,z)$$

Sistemin Schrödinger denklemini yazacak olursak

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}}\right]\psi_2(x,y,z) = E_2\,\psi_2(x,y,z)$$

[3.3.2]

olur.Deneme dalga fonksiyonu tanımlarsak;

$$\psi_2(x,y,z) = \psi_0(x,y,z)\; e^{-\frac{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}}{\lambda}} \qquad [3.3.3]$$

$$\psi_2(x,y,z) = N.cos\left(\frac{\pi x}{L_x}\right)cos\left(\frac{\pi y}{L_y}\right)\; e^{-\frac{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}}{\lambda}} \qquad [3.3.4]$$

olur.(OkanS.E.vd,2000.,KasapoğluE.vd.,2002,BrownJW.vd1985,Brayant.,GW.1984.)

Elektronun yabancı atomun etkisi altındaki enerjisi;

$$\mathrm{E_2} = \left[\frac{\langle\,\psi_2(\mathrm{x,y,z})|\mathrm{H_2}|\,\psi_2(\mathrm{x,y,z})\rangle}{\langle\,\psi_2(\mathrm{x,y,z})|\,\psi_2(\mathrm{x,y,z})\rangle}\right]_{\lambda_{\mathrm{min}}} \qquad [3.3.5]$$

ifadesi ile bulunur.

Yabancı atom etkisi altındaki elektronun bağlanma enerjisi;

$$E_b = E_0 - E_2$$

$$E_b = \left[\frac{\langle\psi_0(x,y)|H_0|\psi_0(x,y)\rangle}{\langle\psi_0(x,y)|\psi_0(x,y)\rangle}\right] - \left[\frac{\langle\,\psi_2(x,y,z)|H_2|\,\psi_2(x,y,z)\rangle}{\langle\,\psi_2(x,y,z)|\,\psi_2(x,y,z)\rangle}\right]_{\lambda_{min}} \quad [3.3.6]$$

şeklinde tanımlanır.

Burada daha önce bulunduğu gibi;

$$H_0 = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)$$

$$\psi_0(x,y) = N.cos(\frac{\pi x}{L_x})cos(\frac{\pi y}{L_y})$$

dir.

3.4. GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Telinde Düzgün Elektrik Alanın ve Yabancı Atomun Etkisi

Önceki bölümlerde sonsuz kuantum telinde bulunan bir elektrona elektrik alanı ve yabancı atomun katkısını ayrı ayrı olarak ele almıştık. Şimdi ise elektrik alanı ve yabancı atomun birlikte etkisini inceleyeceğiz.

Elektrik alanın katkısı R* ve a* biriminde,

$$H_F = \eta.(xcos\theta + ysin\theta) \qquad [3.4.1]$$

Yabancı atomun katkısı

$$H_{\dot{I}} = -\frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}} \qquad [3.4.2]$$

Burada Hamiltonien'imiz a* ve R* biriminde aşağıda ki gibi olur (Montes A. vd,1998,Osorio FAP.vd,1997.Thoaı DBT.vd,1997.Narayanı V. vd,1994.Sukumar B.vd,1990).

$$H_3 = -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \eta.(xcos\theta + ysin\theta) - \frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}} \qquad [3.4.3]$$

Bu katkıları denklemde yerine koyacak olursak Schrödinger denklem aşağıdaki gibi olur.

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \eta.(xcos\theta + ysin\theta) - \frac{2}{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}}\right]\psi_3(x,y,z) = E_3\psi_3(x,y,z) \qquad [3.4.4]$$

Yukarıdaki fonksiyonun dalga denklemi çözümü aşağıdaki gibidir.

$$\psi_3(x,y,z) = \psi_2(x,y,z)\, e^{-\beta(x\cos\Theta + y\sin\Theta)} \qquad [3.4.5]$$

$$\psi_3(x,y,z) = N.\cos(\frac{\pi x}{L_x})\cos(\frac{\pi y}{L_y})\, e^{-\beta(x\cos\Theta + y\sin\Theta)}\ e^{-\frac{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}}{\lambda}} \qquad [3.4.6]$$

Burada β ve λ varyasyon parametresidir. Deneme Dalga fonksiyonunu elde ettikten sonra E enerjisini buluruz.

$$E_3 = \left[\frac{\langle\psi_3(x,y,z)|H_3|\psi_3(x,y,z)\rangle}{\langle\psi_3(x,y,z)|\psi_3(x,y,z)\rangle}\right]_{\beta_{min}}^{\lambda_{min}} \qquad [3.4.7]$$

Yabancı atom ve elektrik alan etkisi altında bağlanma enerjisi

$$E_b = E_1 - E_3$$

$$E_b = \left[\frac{\langle\psi_1(x,y)|H_1|\psi_1(x,y)\rangle}{\langle\psi_1(x,y)|\psi_1(x,y)\rangle}\right]_{\beta_{min}} - \left[\frac{\langle\psi_3(x,y,z)|H_3|\psi_3(x,y,z)\rangle}{\langle\psi_3(x,y,z)|\psi_3(x,y,z)\rangle}\right]_{\beta_{min}}^{\lambda_{min}} \qquad [3.4.8]$$

buradan bağlanma enerjisi hesaplanır.

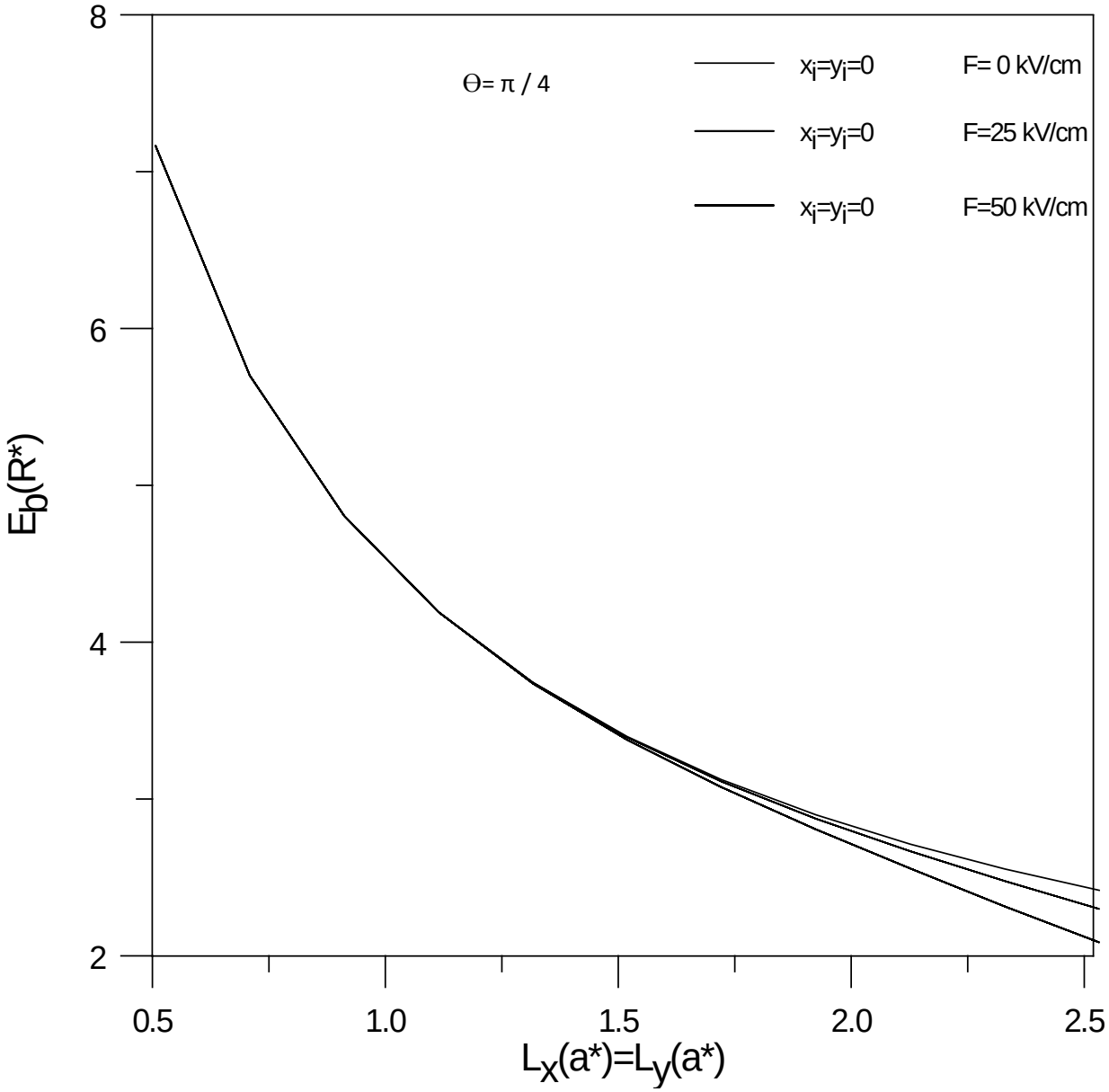
Daha önceden bulunan;

$$H_1 = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) + \eta.(xcos\theta + ysin\theta) + V(x,y)$$

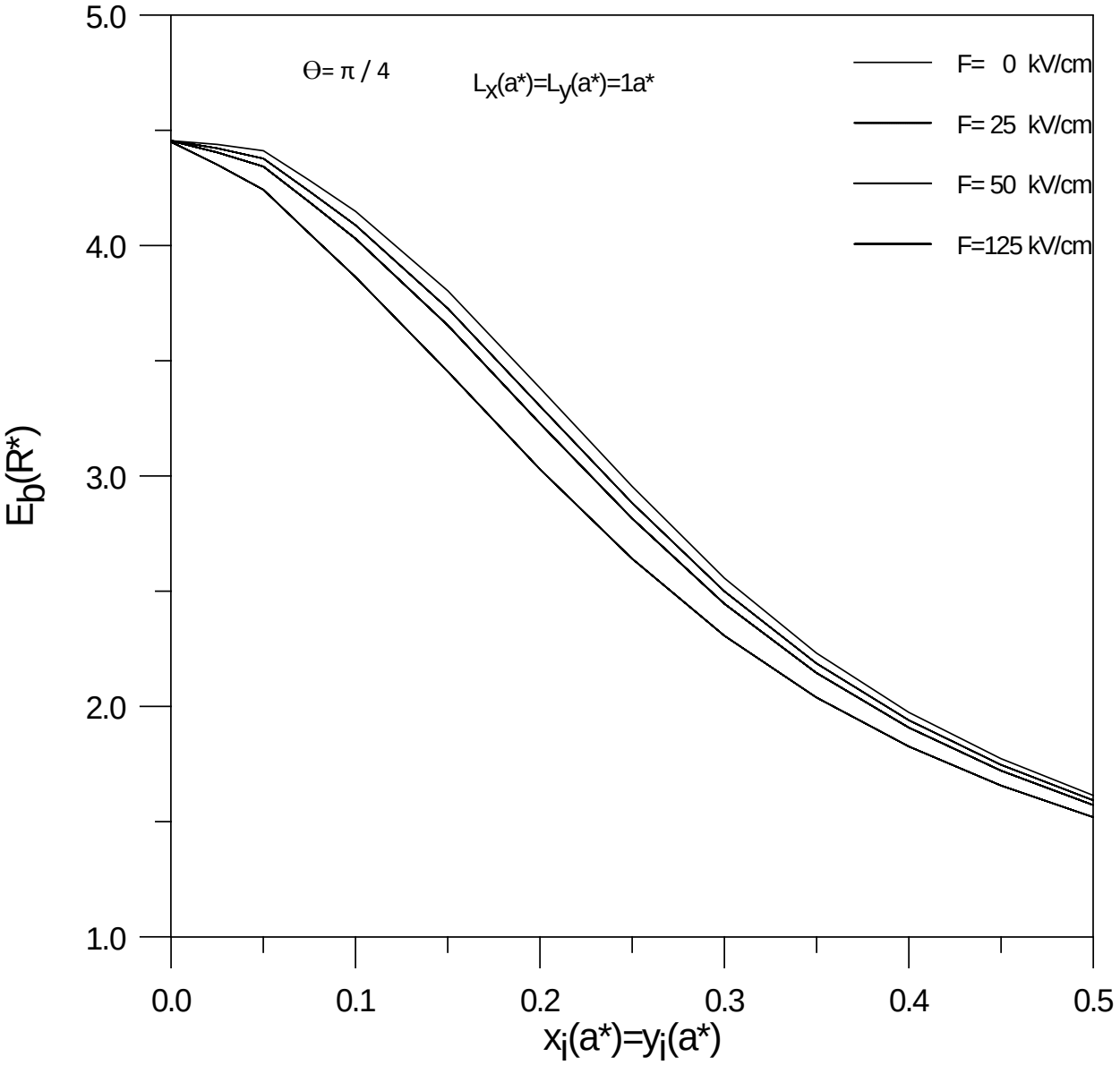
$$\psi_1(x,y) = N.cos(\frac{\pi x}{L_x})cos(\frac{\pi y}{L_y})\, e^{-\beta(xcos\theta + ysin\theta)}$$

dir.

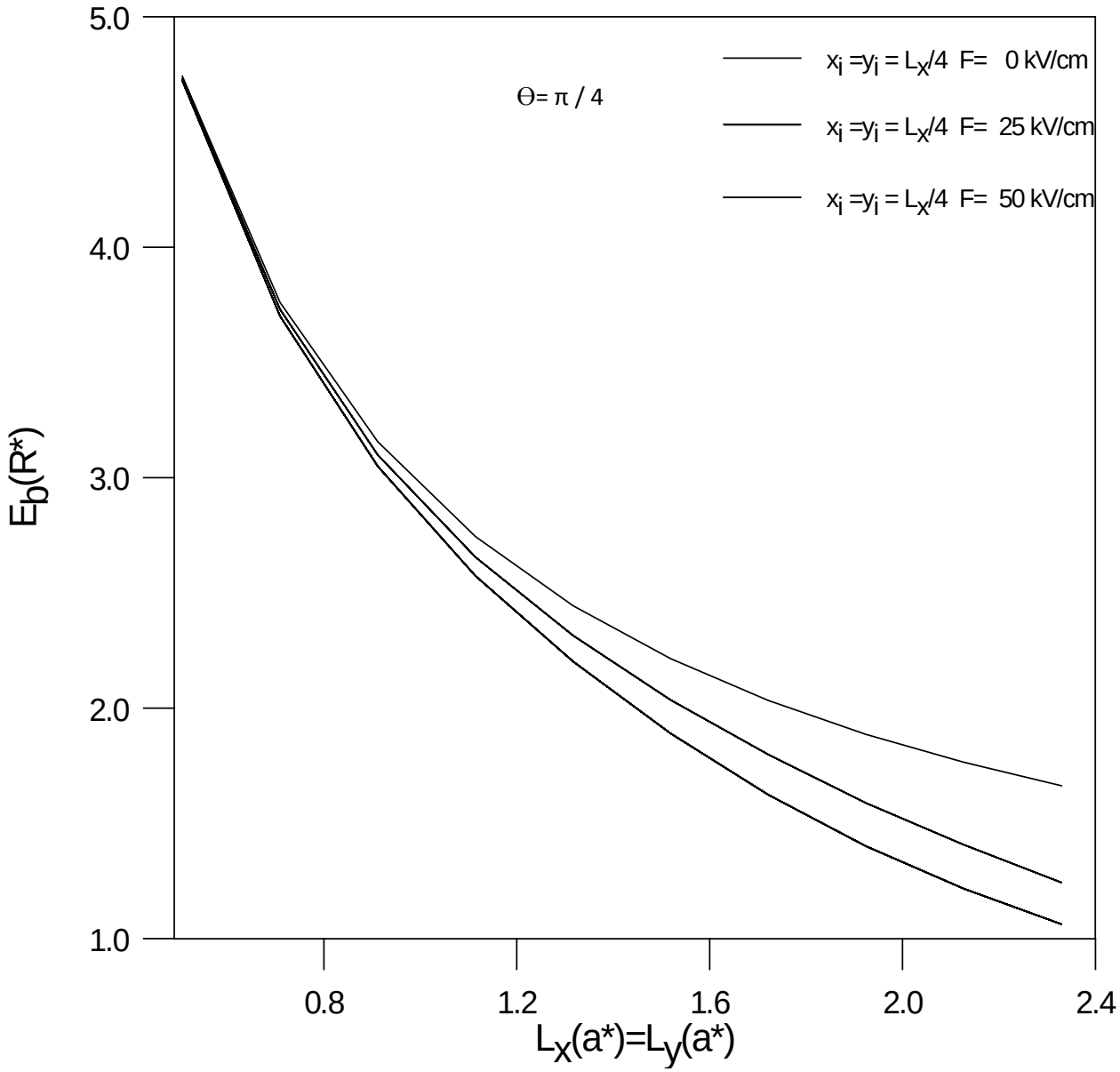
Şekil.3'de Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri ve $x_i(a^*)= y_i(a^*)=0$ için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L_x(a^*)= L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği çizilmiştir. **Şekil 4**'de Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna ($x_i(a^*)= y_i(a^*)$) göre değişim grafiği çizilmiştir. **Şekil 5'**de Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri ve $x_i= y_i=L_x/4$ için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L_x(a^*)= L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği çizilmiştir. **Şekil.6'**da Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı ($x_i(a^*)= y_i(a^*)$) değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$),elektrik alana (F(kV/cm)) bağlı değişim grafiği çizilmiştir. **Şekil.7'**de Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı ($x_i(a^*)= y_i(a^*)$) değerleri, elektrik alan F=25kV/cm ve L_y=100 değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) , (L_x (a*)) telin x eksenini yönündeki genişliğine göre değişim grafiği çizilmiştir.



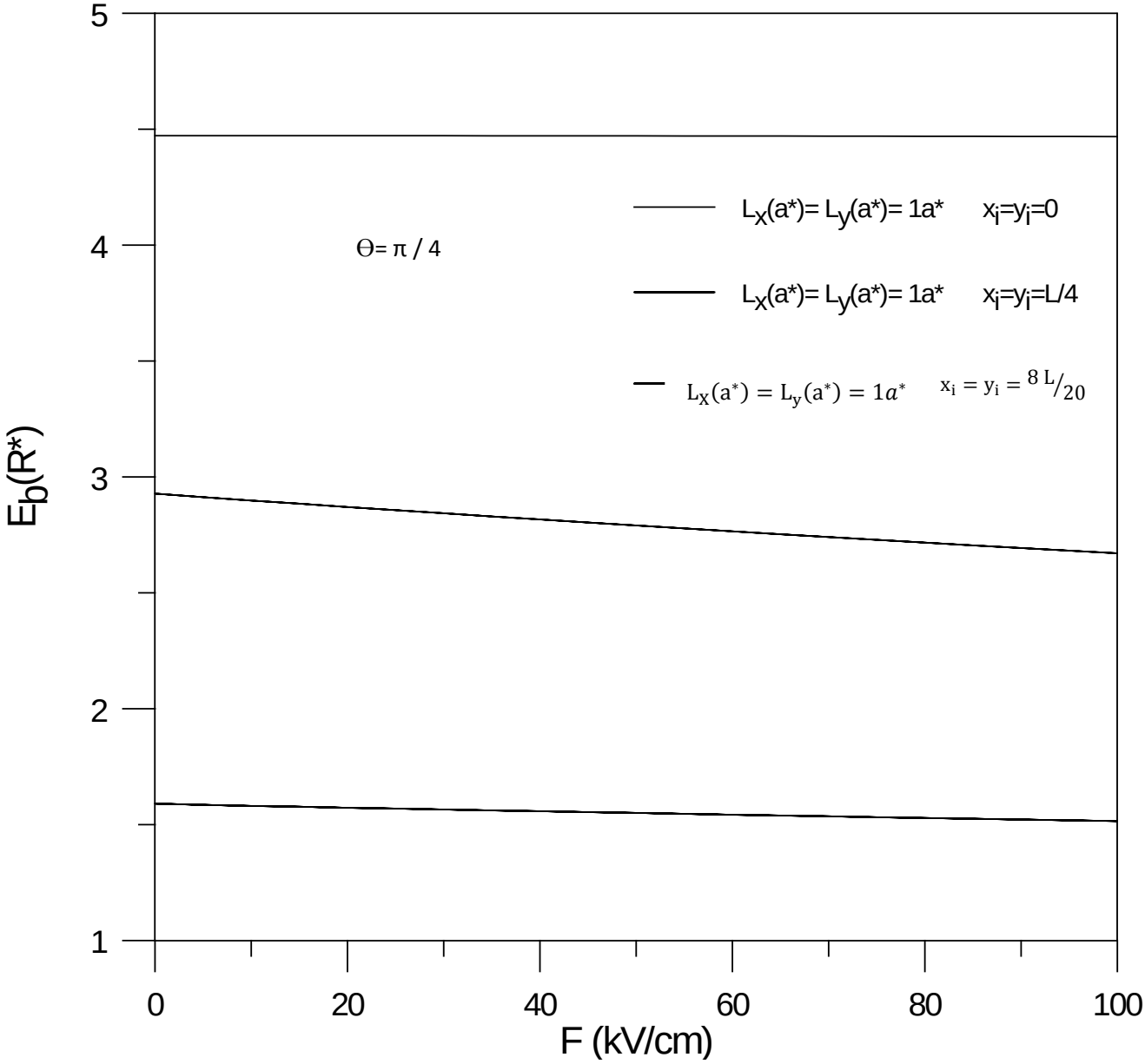
Şekil 3: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri ve $x_i(a^*)=y_i(a^*)=0$ için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L_x(a^*)=L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği



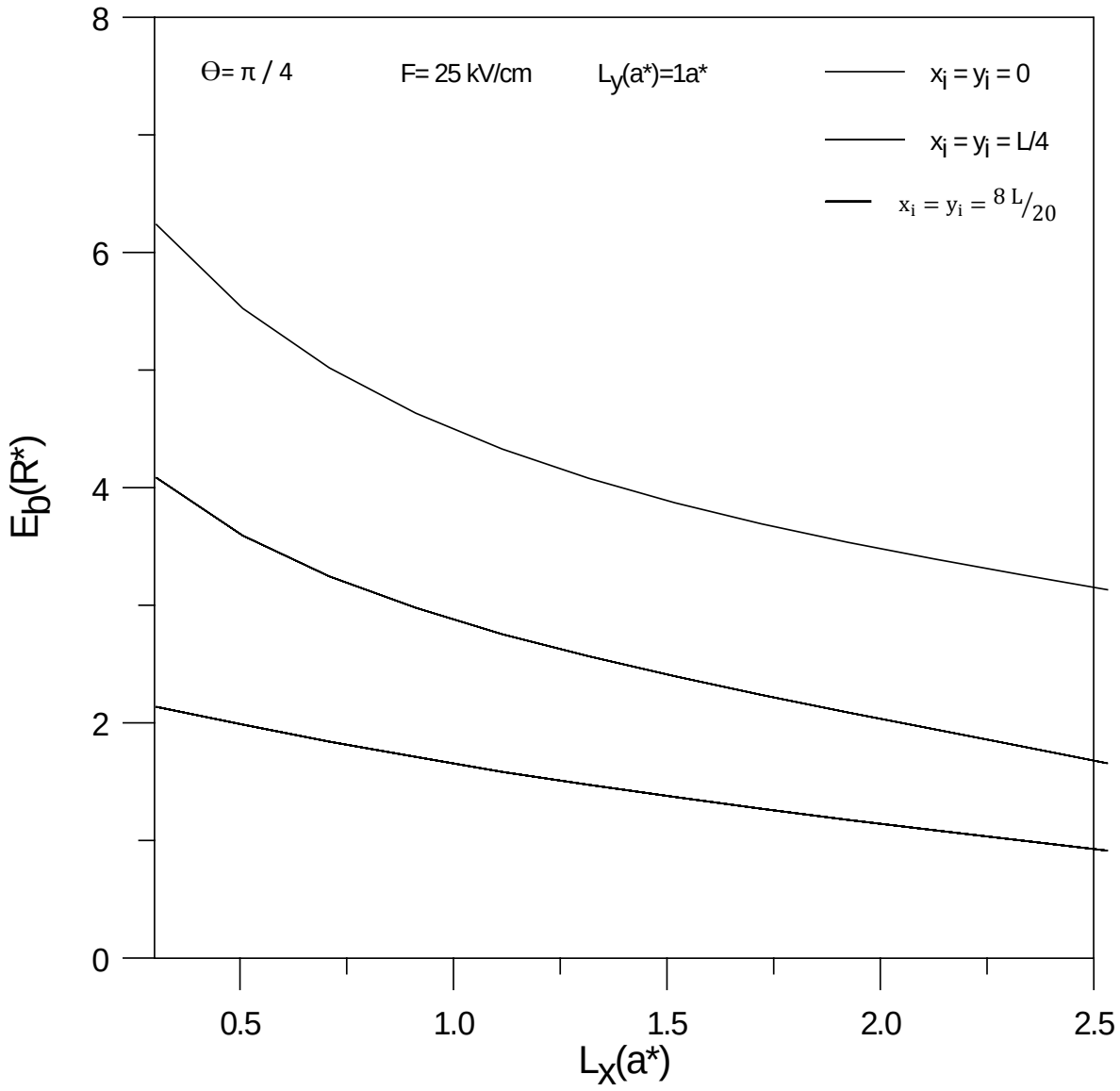
Şekil 4: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri için bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna $(x_i(a^*)= y_i(a^*))$ göre değişim grafiği.



Şekil 5: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı elektrik alan (F) değerleri ve $x_i = y_i = L_x/4$ için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) kuantum telinin genişliğine ($L_x(a^*) = L_y(a^*)$) bağlı olarak değişim grafiği.

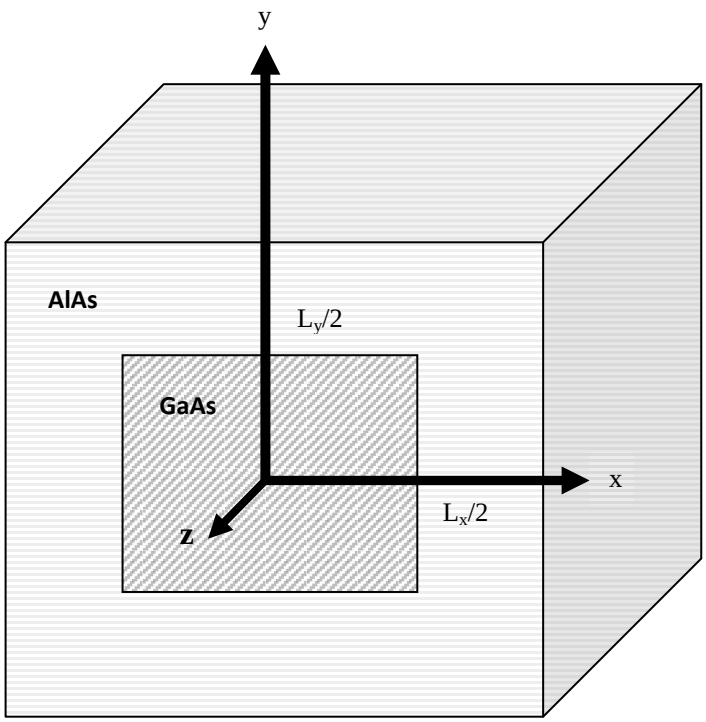


Şekil 6: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı ($x_i(a^*)= y_i(a^*)$) değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) , elektrik alana (F(kV/cm)) bağlı değişim grafiği.



Şekil 7: Sonsuz potansiyel kuantum telinde farklı ($x_i(a^*)= y_i(a^*)$) değerleri, elektrik alan F=25kV/cm ve L_y=100 değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) ,(L_x (a*)) telin x- eksenini yönündeki genişliğine göre değişim grafiği.

3.5. Düzgün Elektrik Alan altındaki GaAs /AlAs Sonsuz Kuantum Telinde Bulunan Elektrona Yabancı atomun ve Hidrostatik Basıncın Etkisi



Şekil F: Kare kesitli sonsuz kuantum teli

Etkin kütle yaklaşımı kullanılarak düzgün elektrik alan, yabancı atom ve hidrostatik basınç etkisindeki elektron için Hamiltonian aşağıdaki gibi yazılır, (Barseghyan MG,vd. 2009, Santhı M.vd., 2010)

$$H_P = -\frac{\hbar^2}{2m^*(P)}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) + e\,F.(x\cos\theta + y\sin\theta) - \frac{e^2}{\varepsilon(P)\,\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}} + V(x,y,P)$$

[3.5.1]

Burada; $m^*(P)$ etkin kütle , $\varepsilon(P,)$ dielektrik sabiti ve $V(x,y,P)$ kuantum telinin sonsuz yükseklikteki potansiyelidir. kuantum telinde tel genişliği, dielektrik sabiti, donor elektronunun kütlesi ve bariyer(engel) yüksekliği hidrostatik basınç uygulanmasıyla değişir. Burada bariyer yüksekliği sonsuz olduğu için hesaba katılmaz. Bu bilgiler ışığında basıncın etkisiyle aşağıdaki ifadeler yazıla bilir.

Basıncın etkisiyle, tel genişliği,

$$L_X = L_{X_0}\,(1 - 1.5082 \times 10^{-3}\ P) \qquad [3.5.2]$$

$$L_Y = L_{Y_0}\,(1 - 1.5082 \times 10^{-3}\ P) \qquad [3.5.3]$$

Burada; P hidrostatik basınç, L_{X_0} ve L_{Y_0} kuantum telinin basıncın sıfır olduğu durumdaki genişlikleridir. Basınçla dielektrik sabitinin değişimi,

$$\varepsilon(P) = \ 13.13 - 0.088\,P \qquad [3.5.4]$$

şeklinde ifade edilir. Etkin kütle ise

$$m^*(P) = m^*(0)\ \exp\,(0.078\,P) \qquad [3.5.5]$$

İfadesi ile hesaplanır. Burada serbest elektronun kütlesi m_o olmak üzere $m^*(0) = 0.067\,m_o\ dır.$ Buradaki denklemlerde basıncı gösteren P GPa biriminde olup, 1 kbar= 0.1GPa'dır (Gonzales Jw.Porras-Montenegro N.Duque Ca.2006)

Bu bilgilerin ışığı altında basıncın etkisiyle tel genişliğinin, dielektrik sabitinin Etkin kütlenin, örgü sabitlerinin (L_X, L_Y) ve bariyer yüksekliğinin değiştiği görülmektedir. Buna paralel olarak Bohr yarıçapı $\mathrm{a^*(P)} = \frac{\hbar^2 \varepsilon(\mathrm{P})}{\mathrm{m^*(P)\ e^2}}$ ve etkin Rydberg sabiti $\mathrm{R^*(P)} = \frac{\mathrm{m^*(P)\ e^4}}{2\,\hbar^2\ \varepsilon(\mathrm{P})^2}$ şeklinde ifade edilir.

Bu bilgilere göre tel içinde bulunan elektron için Schrödinger denklemi

$$H_P\,\psi_P(x,y.z) = E\,\psi_P(x,y.z) \qquad [3.5.6]$$

şeklinde yazılır.

Bu denklemin yaklaşık çözümü aşağıdaki gibi alınabilir.

$$\psi_P(x,y,z) = N.cos(\frac{\pi x}{L_x})cos(\frac{\pi y}{L_y})\; e^{-\beta(xcos\Theta+ysin\Theta)}\; e^{-\frac{\sqrt{(x-x_i)^2+(y-y_i)^2+(z)^2}}{\lambda}} \qquad [3.5.7]$$

Burada β ve λ varyasyon parametresidir. Deneme Dalga fonksiyonunu elde ettikten sonra E enerjisini buluruz.

$$E = \left[\frac{\langle\psi_P(x,y,z)|H_P|\psi_P(x,y,z)\rangle}{\langle\psi_P(x,y,z)|\psi_P(x,y,z)\rangle}\right]^{\lambda_{min}}_{\beta_{min}} \qquad [3.5.8\ ]$$

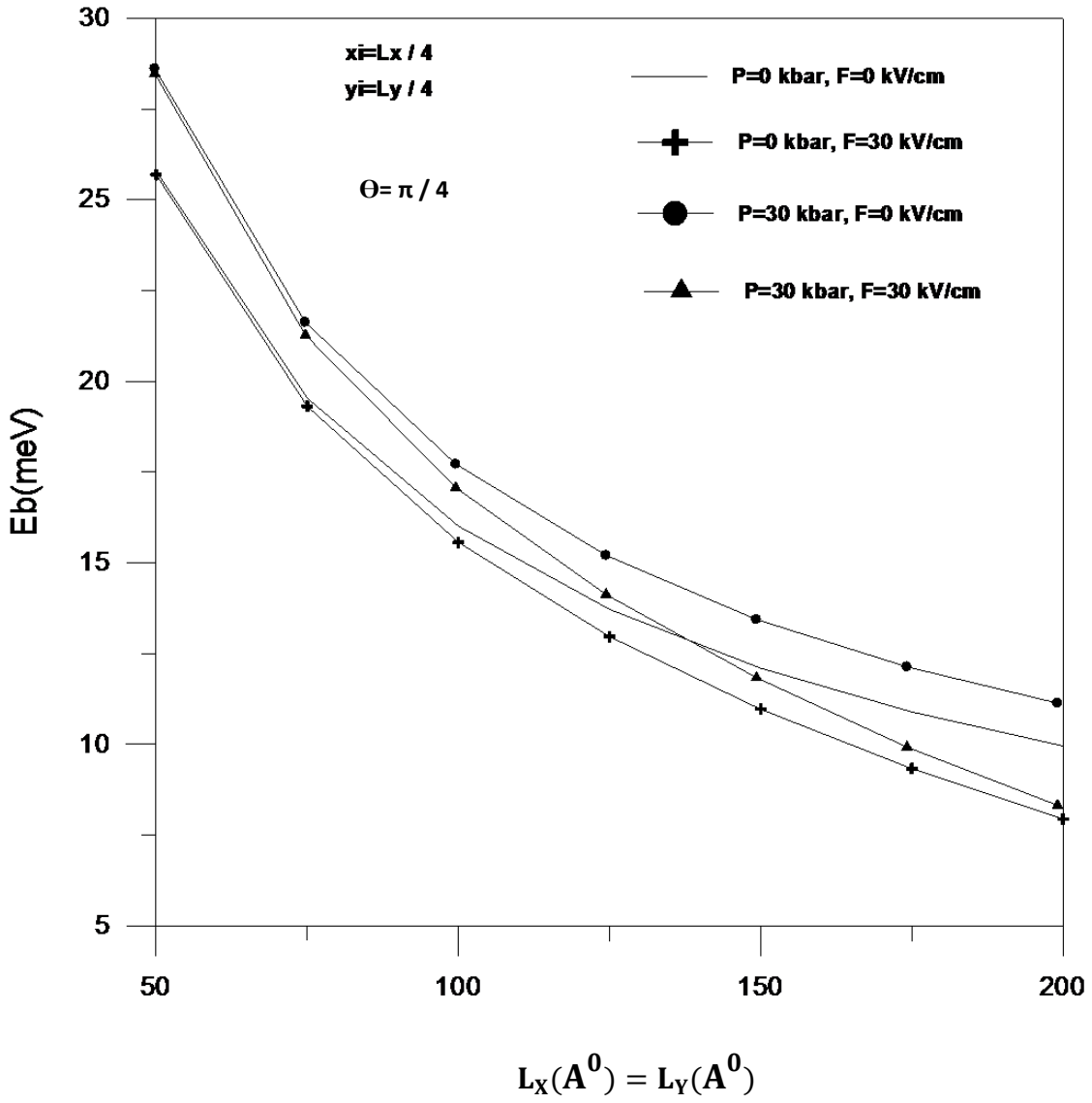
Bağlanma enerjisi ise

$$E_b = E_1 - E$$

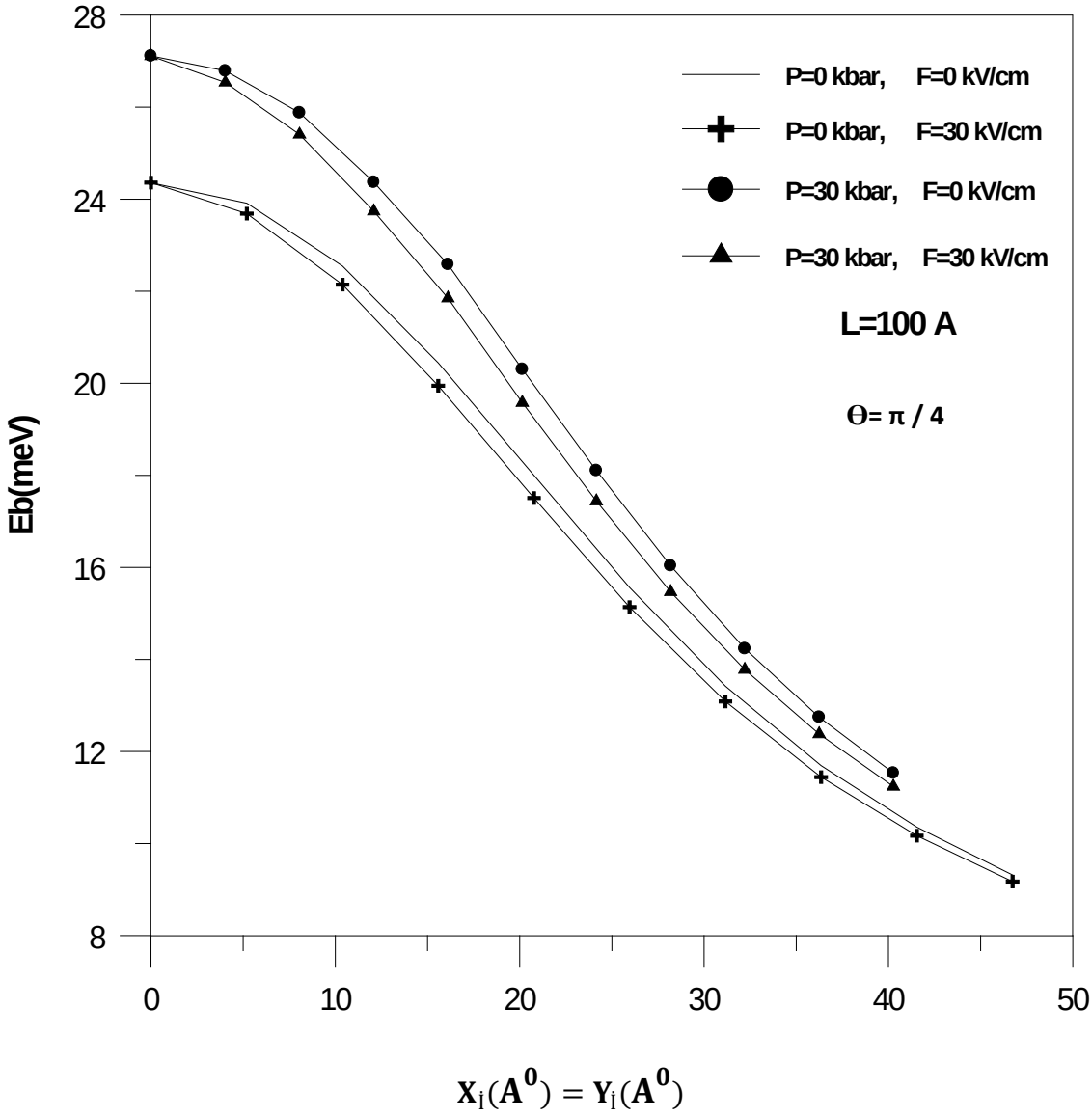
Şeklinde yazılır.

Buradaki E_1 enerjisi tanımladığımız sistemde yabancı atomun olmadığı durumdur. E_1 ifadesinin açık şekli bölüm[3.2]'de mevcut olup hidrostatik basıncının etkisiyle değişen yeni $a^*(P)$ ve $R^*(P)$ ile hesaplar yapılmıştır.

Şekil 8'de Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki kare kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin tel genişliğine göre değişim grafiği çizilmiştir. **Şekil 9**'da Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki kare kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişim grafiği çizilmiştir.



Şekil 8: Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki kare kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin tel genişliğine göre değişim grafiği.

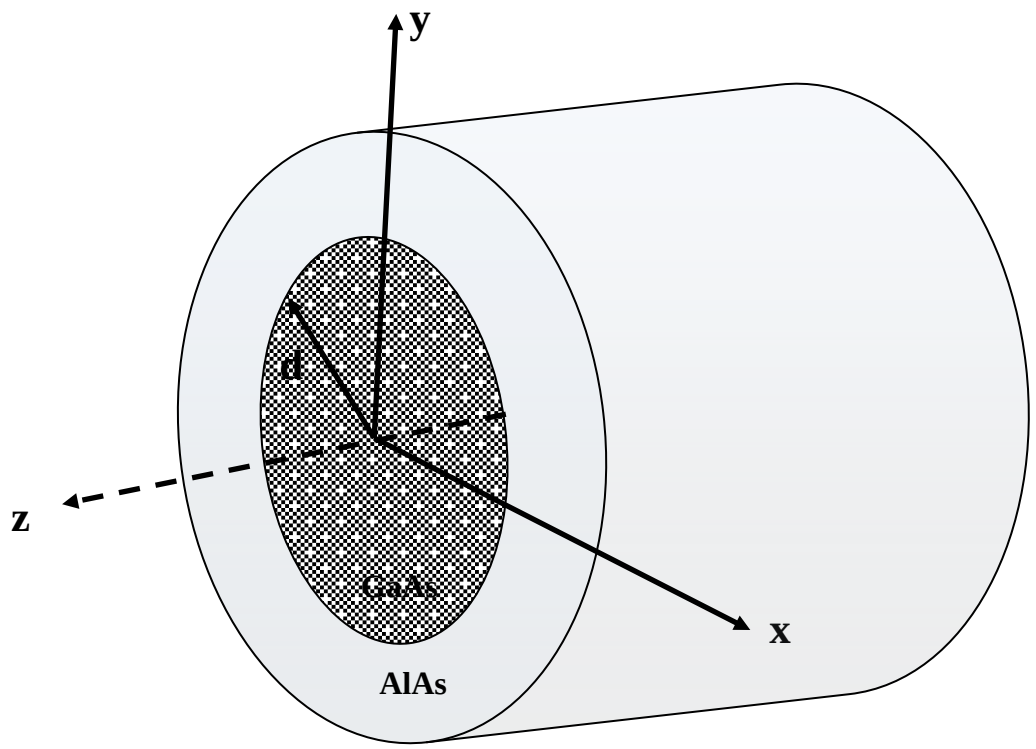


Şekil 9: Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki kare kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişim grafiği.

4. SONSUZ POTANSİYEL ENGELLİ SİLİNDİRİK KUANTUM TELLERİNDE ELEKTRİK ALAN VE YABANCI ATOM ETKİSİ

4.1. GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik kuantum Teli

AlAs/GaAs malzeme ile oluşturulan, dairesel kesitli silindirik kuantum teli yarıçapı d, kesiti x-y düzleminde ve ekseni z-ekseni olacak biçimde şekil G'deki gibi oluşturulur.



Şekil G: Silindirik sonsuz kuantum teli

Burada d telin yarıçapını (GaAs bölge) göstermektedir. Potansiyel enerji engeli,

$$V(\rho,\varphi) = \begin{cases} 0 & \rho \le d \\ \infty & \rho > d \end{cases} \qquad [4.1.1]$$

olarak verilir.

Elektron $\rho \leq d$ olan bölgede (GaAs) hapis edilmiş, z-ekseni doğrultusunda ise serbest bırakılmıştır. $\Psi_{mn}(\rho,\varphi)$ dalga fonksiyonu $\rho > d$ olan bölgede.(Kırakosyan AA.vd., 2009) sıfır olmalı ve çözüm $\rho \leq d$ olan bölgede aranmalıdır. Yani Schrödinger denklemi GaAs malzemenin bulunduğu bölge için çözülmelidir. Schrödinger denklemi yazılırsa,

$$H_s\psi_{mn}(\rho,\varphi) = E_{mn}\psi_{mn}(\rho,\varphi) \qquad [4.1.2]$$

olur. Silindirik koordinatlarda Hamiltoniyen,

$$H_s = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right) + V(\rho,\varphi) \qquad [4.1.3]$$

ile verilir(I.Erdogan.vd.2006.E.Çiçek.2004). Denklem (4.1.3) ile potansiyel enerjinin sıfır olduğu bölgede çözüm arandığı dikkate alınarak Schrödinger denklemi,

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right)\right)\psi_{mn}(\rho,\varphi) = E_{mn}\psi_{mn}(\rho,\varphi) \qquad [4.1.4]$$

olarak yazılır.dalga fonksiyonu $\psi_{mn}(\rho,\varphi) = \psi(\rho)\psi(\varphi) = R(\rho)\Phi(\varphi)$ şeklinde ve denklem (4.1.4) etkin bohr yarıçapı (a*) ve etkin Rydbörg (R*) enerji birimi sisteminde,

$$\frac{\Phi(\varphi)}{R(\rho)\Phi(\varphi)}\frac{\partial^2 R(\rho)}{\partial\rho^2} + \frac{\Phi(\varphi)}{\rho R(\rho)\Phi(\varphi)}\frac{\partial R(\rho)}{\partial\rho} + \frac{R(\rho)}{\rho^2 R(\rho)\Phi(\varphi)}\frac{\partial^2\Phi(\varphi)}{\partial\varphi^2} = k_{mn}^2 \qquad [4.1.5]$$

olarak yazılır. Burada k_{mn} bir sabittir. R(ρ) ve Φ (φ) li kısımlar denklemin sağ ve sol tarafında ayrılır, her iki kısımda ρ^2 ile çarpılır,

$$\frac{\rho^2}{R(\rho)}\frac{\partial^2 R(\rho)}{\partial\rho^2} + \frac{\rho}{R(\rho)}\frac{\partial R(\rho)}{\partial\rho} + k_{mn}^2\rho^2 = -\frac{1}{\Phi(\varphi)}\frac{\partial^2\Phi(\varphi)}{\partial\varphi^2} \qquad [4.1.6]$$

çözüm için denklemin her iki tarafı aynı sabite eşitlenir. Bu sabite n denir.

$$\frac{\rho^2}{R(\rho)}\frac{\partial^2 R(\rho)}{\partial\rho^2} + \frac{\rho}{R(\rho)}\frac{\partial R(\rho)}{\partial\rho} + k_{mn}^2\rho^2 = -\frac{1}{\Phi(\varphi)}\frac{\partial^2\Phi(\varphi)}{\partial\varphi^2} = n^2 \qquad [4.1.7]$$

Φ (φ) kısmın çözümleri için,

$$-\frac{1}{\Phi(\varphi)}\frac{\partial^2\Phi(\varphi)}{\partial\varphi^2}=n^2 \qquad [4.1.8]$$

ve

$$\frac{\partial^2\Phi(\varphi)}{\partial\varphi^2}+n^2\Phi(\varphi)=0 \qquad [4.1.9]$$

olur. Buradan da $\Phi(\varphi)$,

$$\Phi(\varphi)=Bexp(\pm in\varphi) \qquad [4.1.10]$$

olarak bulunur. Burada B normalizasyon sabitidir.

$R(\rho)$ lu kısmın çözümleri için,

$$\frac{\rho^2}{R(\rho)}\frac{\partial^2R(\rho)}{\partial\rho^2}+\frac{\rho}{R(\rho)}\frac{\partial R(\rho)}{\partial\rho}+k_{mn}^2\rho^2=n^2 \qquad [4.1.11]$$

denklemi $R(\rho)$ ile çarpılır;

$$\rho^2\frac{\partial^2R(\rho)}{\partial\rho^2}+\rho\frac{\partial R(\rho)}{\partial\rho}+(k_{mn}\rho^2-n^2)R(\rho)=0 \qquad [4.1.12]$$

ve şekline gelir. Burada $U=k_{mn}\rho$ dönüşümü ile $\partial U_{mn}=k_{mn}\partial\rho$ ve $\partial U_{mn}/\partial\rho=k_{mn}$ elde edilir.

Bunun ardından,

$$\frac{\partial^2 R(\rho)}{\partial \rho^2} = k_{mn}^2 \frac{\partial^2 R(U_{mn})}{\partial {U_{mn}}^2} \qquad [4.1.13]$$

bağıntısı , denklem [4.1.12] de yerine yazılırsa

$$U_{mn}^2 \frac{\partial^2 R(U_{mn})}{\partial {U_{mn}}^2} + U_{mn} \frac{\partial R(U_{mn})}{\partial U_{mn}} + (U_{mn}^2 - n^2) R(U_{mn}) = 0 \qquad [4.1.14]$$

olarak bessel denklemi elde edilmiş olur (Ulaş M.vd.2004.) Bu denklemin çözümlerine n. Mertebeden birinci tür Bessel fonksiyonu denir ve $J_n(U_{mn})$ olarak gösterilir. Bu fonksiyonun köklerini bulmak için $J_n(U_{mn}) = 0$ (m≥ 1 tamsayı) dersek $U_{10} = 2.4048 \ldots$, $U_{11} = 5.5 \ldots$ olarak kökler bulunur. Temel durum incelendiği için fonksiyonu ilk sıfır yapan kök alınır ve $U_{mn} = k_{mn}\rho$ hatırlanırsa , $\rho = d$ sınır şartında,

$$\begin{pmatrix} R(\rho)=N\ J_n(k_{mn}\rho) \\ R(d)=N\ J_n(k_{mn}d) \end{pmatrix} \qquad [4.1.15]$$

denklemleri için $k_{mn} = U_{mn} \,/\, d$ $(n = 0,1,2,3)$ bulunur. N normalizasyon sabitidir.

$$k_{10} = U_{10} \,/\, d \qquad\qquad k_{10} = 2.4040../d$$

dalga fonksiyonu $\psi_{mn}(\rho, \varphi) = R(\rho)\Phi(\varphi)$ bağıntısı ile,

$$\psi_{mn}(\rho, \varphi) = \big(N\ J_n(k_{mn}\rho)\big)\big(B exp\ (\pm in\varphi)\big) \qquad [4.1.16]$$

olarak bulunur.

Temel durum için n=0,m=1 dir. Taban durumda dalga fonksiyonunda φ ye bağlı terim alınmaz.

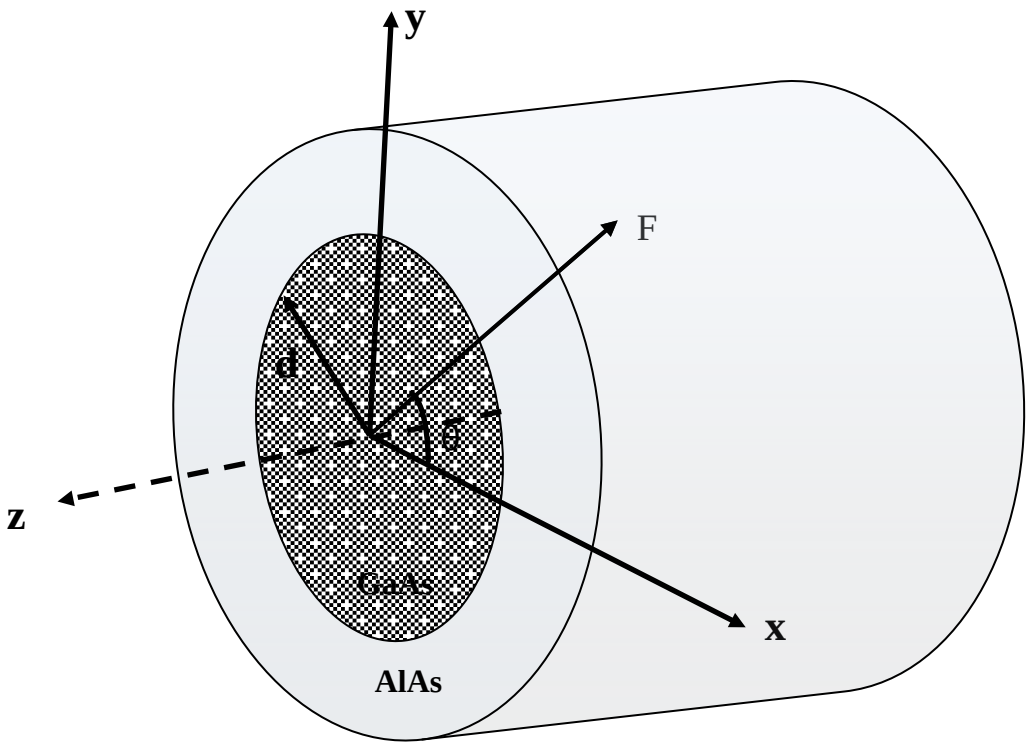
$$\psi_{10}(\rho) = C \;\; J_0\left(\frac{2.4040..}{d}\rho\right) \qquad [4.1.17]$$

şeklinde yazılır (C=N.B). C normalizasyon sabitidir. Elektron enerjisi ise etkin Bohr yarıçapı (a^*) ve etkin Rydberg (R^*) enerji birim sisteminde $E_{mn} = k_{mn}^2$ bağıntısı ile denklem[4.1.18] daki gibi bulunur.(Sarı H.vd., 2010, Raıgoza N.vd., 2006)

$$E_{10} = E_0 = k_{10}^2 = \left(\frac{2.4040..}{d}\right)^2 \qquad [\,4.1.18]$$

4.2. GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik kuantum Telinde Düzgün Elektrik Alanın Etkisi

Bir sonsuz potansiyel silindirik kuantum teline elektrik alan uygulayalım.



Şekil H: Düzgün elektrik alan altında silindirik sonsuz kuantum teli

$$V(\rho) = \begin{cases} 0 & \rho \le d \\ \infty & \rho > d \end{cases} \qquad [4.2.1]$$

Bu denklemdeki gibi potansiyel enerji engeli gören $\rho \le d$ olan bölgeye (GaAs malzeme) konulmuş bir elektron z-eksenine dik ve x eksenine θ açısı yapacak biçimde bir dış F elektrik alanı uygulanırsa bu şekildeki gibi gösterilebilir.

Silindir tel içinde bulunan bir elektronun Hamiltonien'i seçilen elektrik alandan gelen katkı.(H.Akbaş.vd., 2009, I.Erdogan.vd., 2009.,Cepeda-Gıreldo O.vd., 2004,)

$$H_F = e\vec{F}.\rho = eF\rho\cos(\theta-\varphi) = \eta\rho\cos(\theta-\varphi)$$

Bu sistem için $\eta = eF = \frac{(0{,}01)\,a*}{R*}\ F\left(\frac{kV}{cm}\right)$ olmak üzere Hamiltonien;

$$H_{s1} = H_s + \eta\,\rho\,cos\,(\theta-\varphi) + V(\rho) \qquad [4.2.2]$$

$$H_{s1} = -\nabla^2 + \eta\,\rho\,cos\,(\theta-\varphi) + V(\rho) \qquad [4.2.3]$$

Laplasyen

$$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right) \qquad [4.2.4]$$

Bu sistem için Schrödinger denklemi ;

$$H_{s1}\psi_{s1}(\rho) = E_{s1}\psi_{s1}(\rho) \qquad [4.2.5]$$

$$\left(-\nabla^2 + \eta\,\rho\,cos\,(\theta-\varphi)\right)\psi_{s1}(\rho) = E_{s1}\psi_{s1}(\rho) \qquad [4.2.6]$$

olarak yazılır. Deneme dalga fonksiyonu,

$$\psi_{s1}(\rho) = \psi_s(\rho)exp\left(-\beta\,\rho\,cos\,(\theta-\varphi)\right) \qquad [4.2.7]$$

$$\psi_{s1}(\rho) = N_1 J_0(k_{10}\rho)exp\left(-\beta\,\rho\,cos\,(\theta-\varphi)\right) \qquad [4.2.8]$$

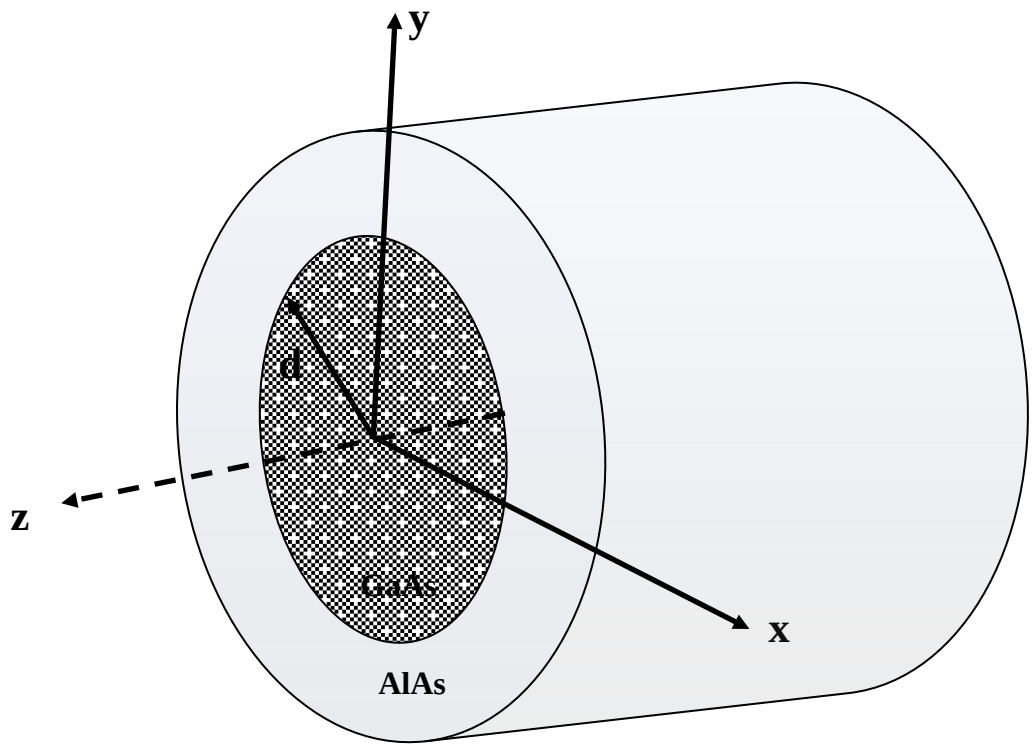
olarak seçilir. Buradan sistemin enerjisi

$$E_{s1} = \left[\frac{<\psi_{s1}(\rho)|H_{s1}|\psi_{s1}(\rho)>}{<\psi_{s1}(\rho)|\psi_{s1}(\rho)>}\right]_{\beta_{min}} \qquad [4.2.9]$$

olarak hesaplanır. Hesaplarımızda elektrik alanın x-ekseni ile yaptığı açıyı yani θ açısını sıfır olarak alıp, grafiklerimiz çizilmiştir.

4.3. GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik kuantum Telinde Yabancı Atomun Etkisi

AlAs/GaAs malzeme ile oluşturulan, dairesel kesitli silindirik kuantum telinde bulunan elektrona yabancı atomun etkisini inceleyelim.



Şekil I: Yabancı atom etkisi altında silindirik kesitli sonsuz kuantum teli

Potansiyel enerji engeli,

$$V(\rho) = \begin{cases} 0 & \rho \le d \\ \infty & \rho > d \end{cases} \qquad [4.3.1]$$

Sonsuz potansiyel engeline sahip dairesel kesitli bir kuantum teline içine konulmuş bir elektron için etkin kütle yaklaşımında;

Hamiltonien, (Porras-Montenegro N.vd. 2004)

$$H_{s2} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 - \frac{e^2}{\varepsilon_0\sqrt{(\vec{\rho}-\vec{\rho_i})^2+z^2}} + V(\rho) \qquad [4.3.2]$$

şeklinde olur. Laplasyen;

$$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \qquad [4.3.3]$$

Sistemin R*ve a* biriminde Schrödinger denklemini yazacak olursak.

$$H_{s2}\psi_{s2}(\rho,z) = E_{s2}\psi_{s2}(\rho,z) \qquad [4.3.4]$$

$$\left(-\nabla^2 - \frac{2}{\sqrt{(\vec{\rho}-\vec{\rho_i})^2+z^2}}\right)\psi_{s2}(\rho,z) = E_{s2}\psi_{s2}(\rho,z) \qquad [4.3.5]$$

olur. Deneme dalga fonksiyonu tanımlarsak;

$$\psi_{s2}(\rho,z) = \psi_s(\rho,z)exp\left(-\lambda\sqrt{(\vec{\rho}-\vec{\rho_i})^2+z^2}\right) \qquad [4.3.6]$$

$$\psi_{s2}(\rho,z) = N_1J_0(k_{10}\rho)exp\left(-\lambda\sqrt{(\vec{\rho}-\vec{\rho_i})^2+z^2}\right) \qquad [4.3.7]$$

olur. Elektronun yabancı atomun etkisi altındaki enerjisi;

$$E_{s2} = \left[\frac{<\psi_{s2}(\rho,z)|H_{s2}|\psi_{s2}(\rho,z)>}{<\psi_{s2}(\rho,z)|\psi_{s2}(\rho,z)>}\right]_{\lambda_{min}} \qquad [4.3.8]$$

ifadesi ile bulunur.

Yabancı atom etkisi altındaki elektronun bağlanma enerjisi;

$$E_b = E_s - E_{s2}$$

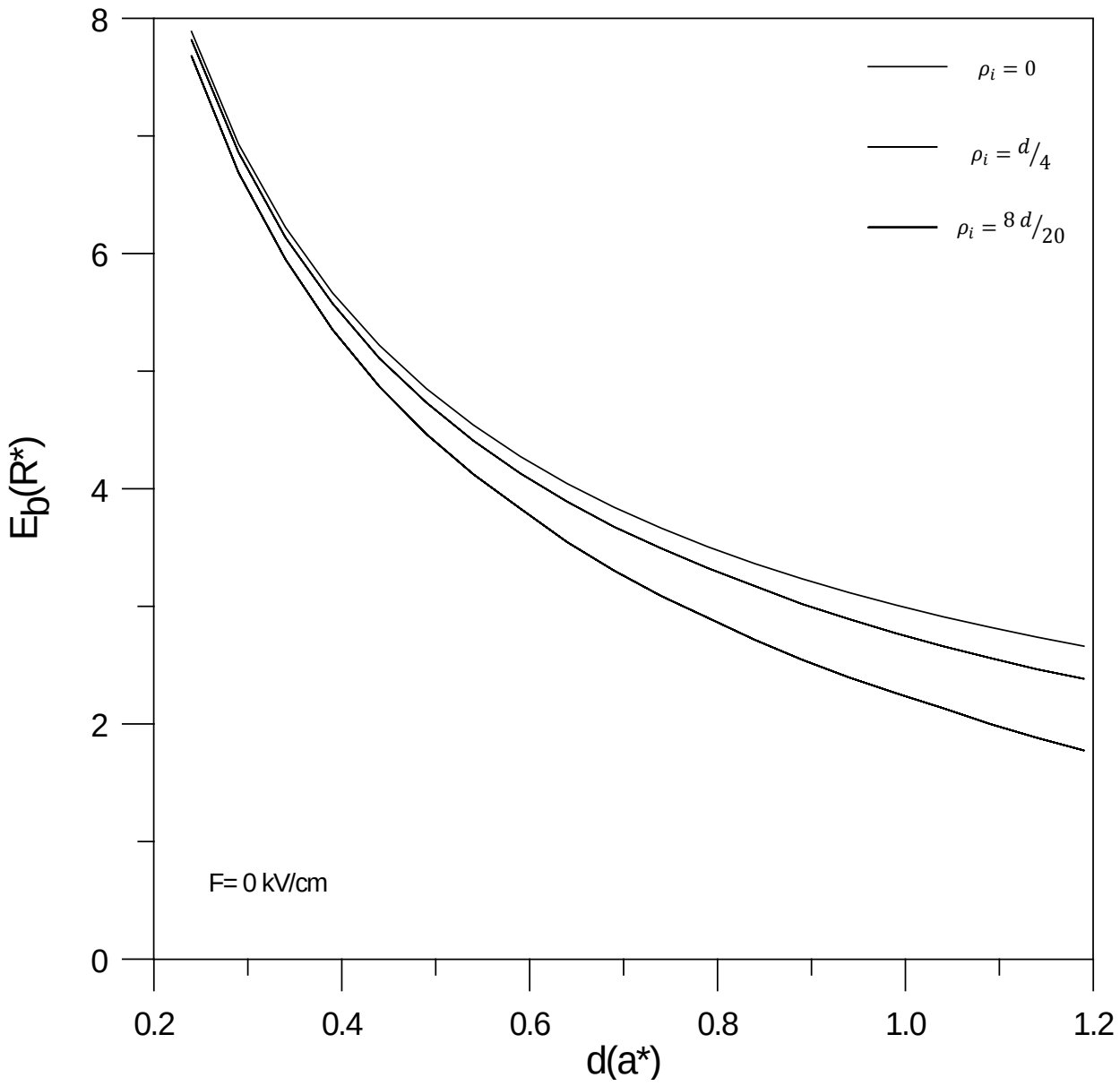
$$E_b = E_s - \left[\frac{<\psi_{sy}(\rho,z)|H_{sy}|\psi_{sy}(\rho,z)>}{<\psi_{sy}(\rho,z)|\psi_{sy}(\rho,z)>}\right]_{\lambda_{min}} \qquad [4.3.9]$$

şeklinde tanımlanır. Burada daha önceden bulduğumuz gibi ;

$$E_s = k_{10}^2 = \left(\frac{2.4040..}{d}\right)^2$$

dir.

Şekil 10' da Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı yabancı atom konumları (ρ_i) ve F= 0 kV/cm için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına (d(a*)) göre değişim grafiği çizilmiştir.



Şekil 10: Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı yabancı atom konumları (ρ_i) ve F= 0 kV/cm için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına (d(a*)) göre değişim grafiği.

4.4. GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik kuantum Telinde Düzgün Elektrik Alanın ve Yabancı Atomun Etkisi

Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde bulunan elektrona elektrik alanın veyabancı atomu etkisini ayrı ayrı uygulayarak incelemiştik. Bu bölümde elektrik alanı ve yabancı atomu birlikte uygulayacağız.

Elektrik alanın katkısı;

$$H_F = \eta\ \rho\ cos\ (\theta - \varphi) \qquad [4.4.1]$$

olur.

Yabancı atomun katkısı;

$$H_{\text{İ}} = -\frac{e^2}{\varepsilon_0\sqrt{(\vec{\rho}-\vec{\rho_i})^2+z^2}} \qquad [4.4.2]$$

olur. Buradan Hamiltonien;

$$H_{s3} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 - \frac{e^2}{\varepsilon_0\sqrt{(\vec{\rho}-\vec{\rho_i})^2+z^2}} + \eta\ \rho\ cos(\theta - \varphi) + V(\rho) \qquad [4.4.3]$$

şeklinde yazılır. Laplasiyen denklemi ise aşağıdaki gibidir.

$$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \qquad [4.4.4]$$

Schrödinger denklemini R* ve a* biriminde yazacak olursak.

$$H_{s3}\psi_{s3}(\rho,z) = E_{s3}\psi_{s3}(\rho,z) \qquad [4.4.5]$$

$$\left(-\nabla^2 - \frac{2}{\sqrt{(\vec{\rho}-\overrightarrow{\rho_i})^2+z^2}} + \eta\ \rho\ cos\ (\theta-\varphi)\right)\psi_{s3}(\rho,z) = E_{s3}\psi_{s3}(\rho,z) \qquad [4.4.6]$$

olur. $\psi_{s3}(\rho,z)$ deneme dalga denklemini tanımlarsak;

$$\psi_{s3}(\rho,z) = \psi_s(\rho,z)exp\left(-\lambda\sqrt{(\vec{\rho}-\overrightarrow{\rho_i})^2+z^2}\right)exp\left(-\beta\ \rho\ cos\ (\theta-\varphi)\right) \qquad [4.4.7]$$

Burada ki $\psi_s(\rho,z)$ 'yi yerine yazarız.(I.Erdogan.vd,2006, O.Yaman,2010. Ulaş.Akankan O vd,2006)

$$\psi_{s3}(\rho,z) = N_1 J_0(k_{10}\rho)exp\left(-\lambda\sqrt{(\vec{\rho}-\overrightarrow{\rho_i})^2+z^2}\right)exp\left(-\beta\ \rho\ cos\ (\theta-\varphi)\right) \qquad [4.4.8]$$

Bu deneme dalga fonksiyonuna göre sistemin enerjisini yazacak olursak;

$$E_{s3} = \left[\frac{<\psi_{s3}(\rho,z)|H_{s3}|\psi_{s3}(\rho,z)>}{<\psi_{s3}(\rho,z)|\psi_{s3}(\rho,z)>}\right]^{\lambda_{min}}_{\beta_{min}} \qquad [4.4.9]$$

şeklinde olur.

Bu sistemin bağlanma enerjisi ise aşağıdaki gibi olur.

$$E_b = E_{s1} - E_{s3}$$

$$E_b = E_{s1} - \left[\frac{<\psi_{s3}(\rho,z)|H_{s3}|\psi_{s3}(\rho,z)>}{<\psi_{s3}(\rho,z)|\psi_{s3}(\rho,z)>}\right]_{\beta_{min}}^{\lambda_{min}} \qquad [4.4.10]$$

Daha önceden bulunan ;

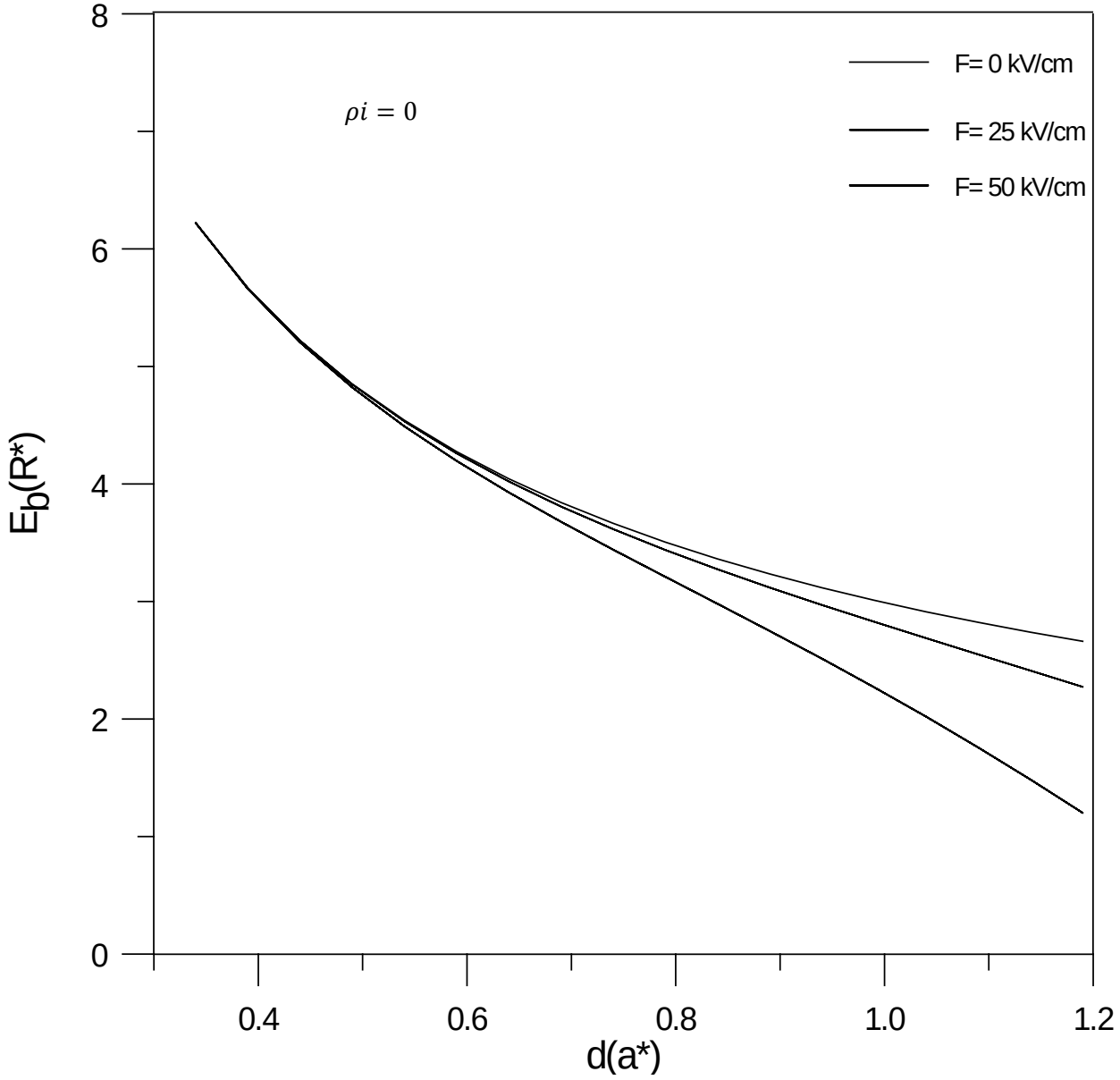
$$E_{s1} = \left[\frac{<\psi_{s1}(\rho)|H_{s1}|\psi_{s1}(\rho)>}{<\psi_{s1}(\rho)|\psi_{s1}(\rho)>}\right]_{\beta_{min}}$$

$$\psi_{s1}(\rho) = N_1 J_0(k_{10}\rho) exp\left(-\beta\ \rho\ cos\ (\theta - \varphi)\right)$$

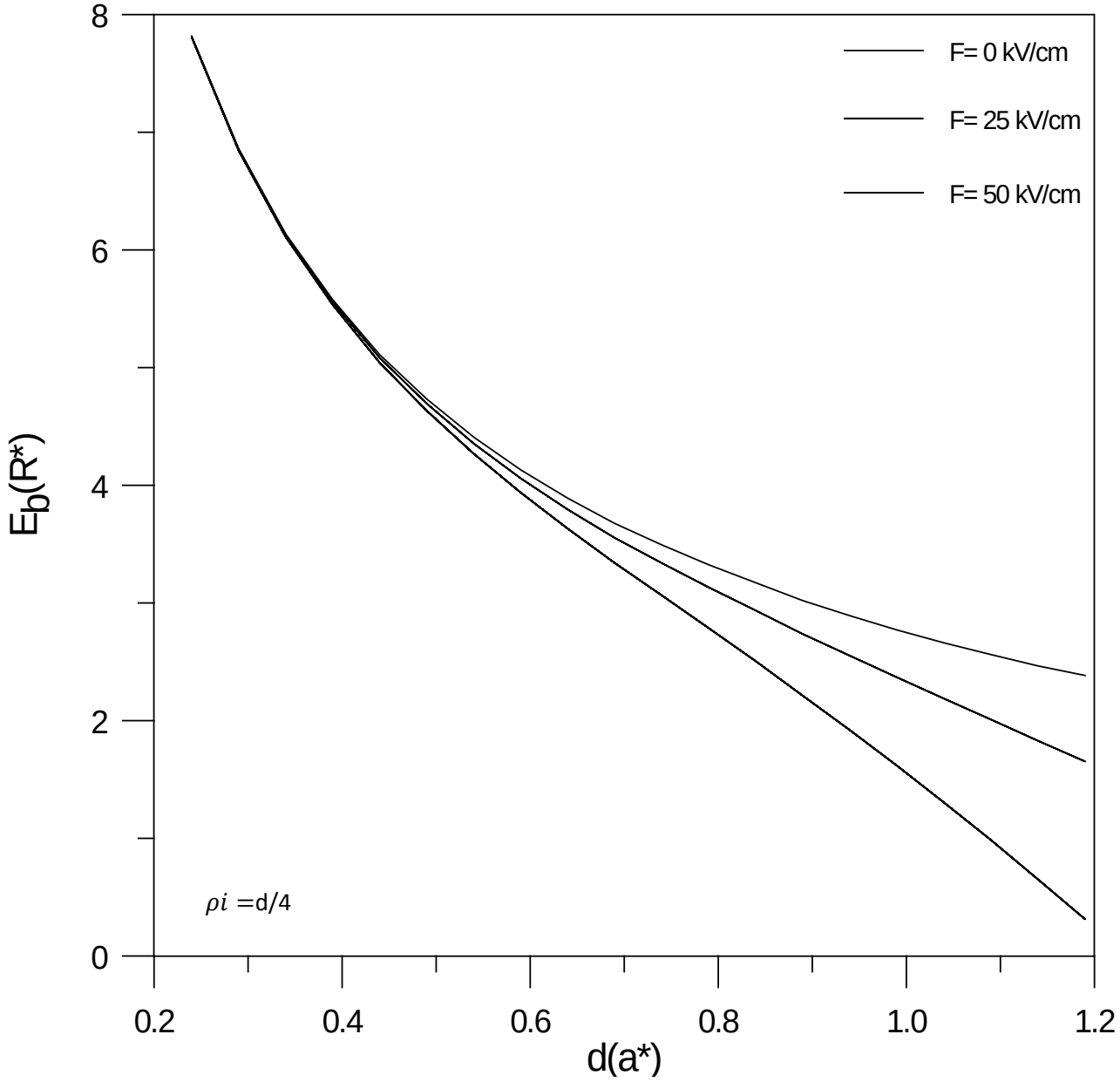
$$H_{s1} = -\nabla^2 + \eta\ \rho\ cos\ (\theta - \varphi) + V(\rho)$$

dir.

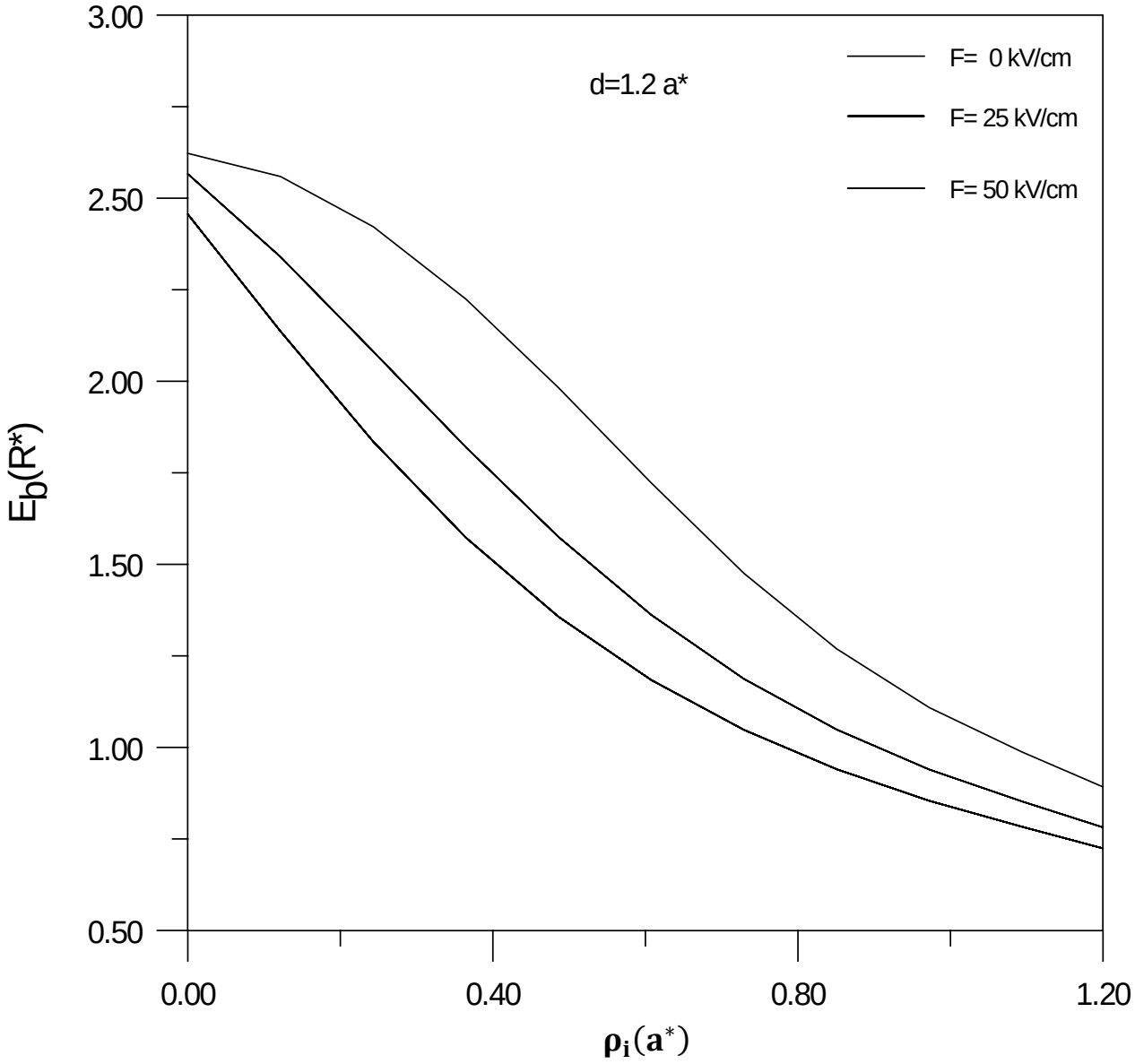
Şekil 11'de Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına ($d(a^*)$) göre değişim grafiği çizilmiştir (ρ_i=0)**.** **Şekil 12'**de Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına ($d(a^*)$) göre değişim grafiği çizilmiştir.(ρ_i=d/4). **Şekil 13'**de Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) yabancı atomun konumuna göre değişimi çizilmiştir.



Şekil 11: Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına (d(a*)) göre değişim grafiği.(ρ_i=0)



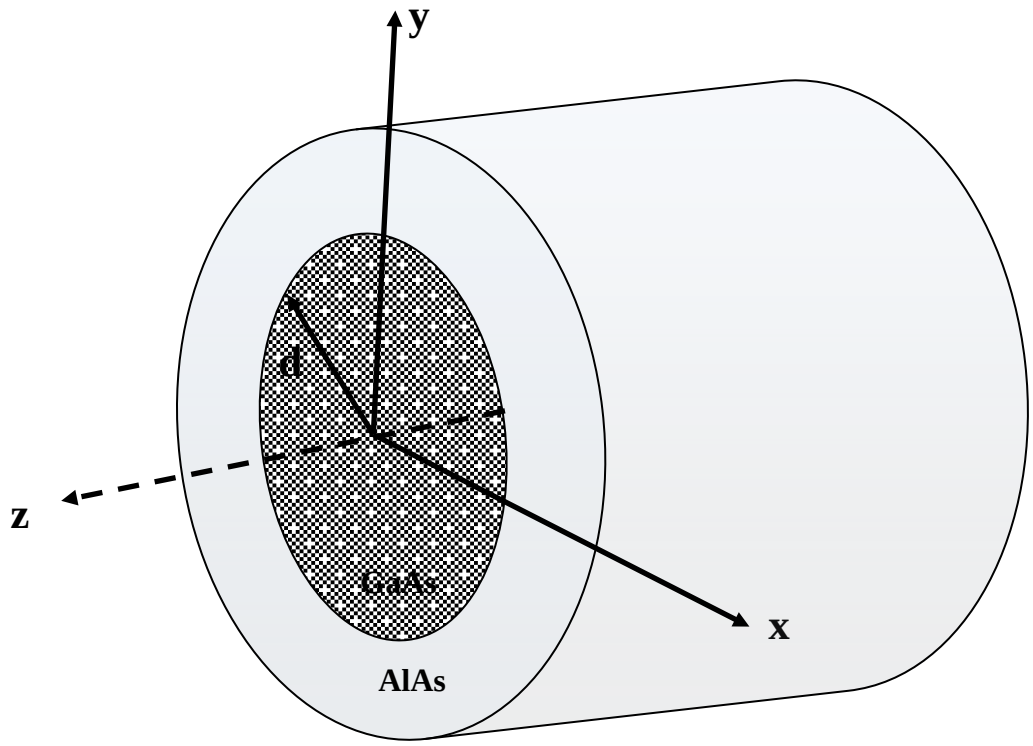
Şekil 12: Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) tel yarıçapına (d(a*)) göre değişim grafiği.(ρ_i=d/4)



Şekil 13: Sonsuz potansiyel silindirik kuantum telinde farklı elektrik alan değerleri için bağlanma enerjisinin ($E_b(R^*)$) yabancı atomun konumuna göre değişim grafiği.

4.5. Düzgün Elektrik Alan altındaki GaAs /AlAs Sonsuz Silindirik Kuantum Telinde Bulunan Elektrona Yabancı atomun ve Hidrostatik Basıncın Etkisi

AlAs/GaAs malzeme ile oluşturulan, dairesel kesitli silindirik kuantum telinde bulunan elektrona elektrik alan, yabancı atom ve hidrostatik basıncın etkisini inceleyelim.



Şekil J: Elektrik alan, yabancı atom ve hidrostatik basıncın etkisi altında silindirik sonsuz kuantum teli

Etkin kütle yaklaşımı kullanılarak düzgün elektrik alan, yabancı atom ve hidrostatik basınç etkisindeki elektron için Hamiltonian aşağıdaki gibi yazılır,

$$H_{Ps} = -\frac{\hbar^2}{2m^*(P)}\left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)-\frac{e^2}{\varepsilon(P)\sqrt{(\vec{\rho}-\vec{\rho_1})^2+z^2}}+e\,F\,\rho\cos(\Theta-\varphi)+V(x,y,P)$$

[4.5.1]

Burada; $m^*(P)$ etkin kütle , $\varepsilon(P)$ dielektrik sabiti ve $V(x,y,P)$ kuantum telinin sonsuz yükseklikteki potansiyelidir. kuantum telinde tel genişliği, dielektrik sabiti , donor elektronunun kütlesi ve bariyer(engel) yüksekliği hidrostatik basınç uygulanmasıyla değişir. Burada bariyer yüksekliği sonsuz olduğu için hesaba katılmaz. Bu bilgiler ışığında basıncın etkisiyle aşağıdaki ifadeler yazılabilir. (Cepeda-Gıreldo O.vd., 2004)

Basıncın etkisiyle, tel yarıçapıdır,

$$d = do\ (1 - 1.5082 \times 10^{-3}\ P) \qquad [4.5.2]$$

Burada; P hidrostatik basınç, do kuantum telinin basıncın sıfır olduğu durumdaki yarıçapıdır. Basınçla dielektrik sabitinin değişimi,

$$\varepsilon(P) = 13.13 - 0.088\,P \qquad [4.53]$$

şeklinde ifade edilir. Etkin kütle ise

$$m^*(P) = m^*(0)\ \exp\ (0.078\,P) \qquad [4.5.4]$$

İfadesi ile hesaplanır. Burada serbest elektronun kütlesi m_o olmak üzere $m^*(0) = 0.067\,m_o\ dır$. Buradaki denklemlerde basıncı gösteren P; GPa biriminde olup, 1 kbar= 0.1GPa'dır. (Gonzales jw.vd2006 , Peter aj vd 2005)

Bu bilgilerin ışığı altında basıncın etkisiyle tel yarıçapının, dielektrik sabitinin, etkin kütlenin, örgü sabitlerinin (do) ve bariyer yüksekliğinin değiştiği görülmektedir. Buna paralel olarak. Bohr yarıçapı $a^*(P) = \frac{\hbar^2 \varepsilon(P)}{m^*(P)\ e^2}$ ve etkin Rydberg sabiti $R^*(P) = \frac{m^*(P)\ e^4}{2\,\hbar^2\ \varepsilon(P)^2}$ şeklinde ifade edilir.

Bu bilgilere göre tel içinde bulunan elektron için R* ve a* biriminde Schrödinger denklemi

$$H_{Ps}\psi_{Ps}(\rho,z) = E_{Ps}\psi_{Ps}(\rho,z) \qquad [4.5.5]$$

$$\left(-\nabla^2 - \frac{2}{\sqrt{\left(\vec{\rho}-\vec{\rho_i}\right)^2 + z^2}} + \eta\ \rho\, cos(\theta-\varphi)\right)\psi_{Ps}(\rho,z) = E_{Ps}\psi_{Ps}(\rho,z) \qquad [4.5.6]$$

Olur

$\psi_{Ps}(\rho,z)$ deneme dalga denklemini tanımlarsak;

$$\psi_{Ps}(\rho,z) = N_1 J_0(k_{10}\rho) exp\left(-\lambda\sqrt{(\vec{\rho}-\vec{\rho_i})^2 + z^2}\right) exp\left(-\beta\ \rho\ cos\ (\theta-\varphi)\right) \qquad [4.5.7]$$

Bu deneme dalga fonksiyonuna göre sistemin enerjisini yazacak olursak;

$$E_{Ps} = \left[\frac{<\psi_{Ps}(\rho,z)|H_{S3}|\psi_{Ps}(\rho,z)>}{<\psi_{Ps}(\rho,z)|\psi_{Ps}(\rho,z)>}\right]^{\lambda_{min}}_{\beta_{min}} \qquad [4.5.8]$$

şeklinde olur. Bu sistemin bağlanma enerjisi ise aşağıdaki gibi olur.

$$E_b = E_{s1} - E_{s3}$$

$$E_b = E_{s1} - \left[\frac{<\psi_{Ps}(\rho,z)|H_{S3}|\psi_{Ps}(\rho,z)>}{<\psi_{Ps}(\rho,z)|\psi_{Ps}(\rho,z)>}\right]^{\lambda_{min}}_{\beta_{min}} \qquad [4.5.9]$$

Daha önceden bulunan ;

$$E_{s1} = \left[\frac{<\psi_{s1}(\rho)|H_{s1}|\psi_{s1}(\rho)>}{<\psi_{s1}(\rho)|\psi_{s1}(\rho)>}\right]_{\beta_{min}}$$

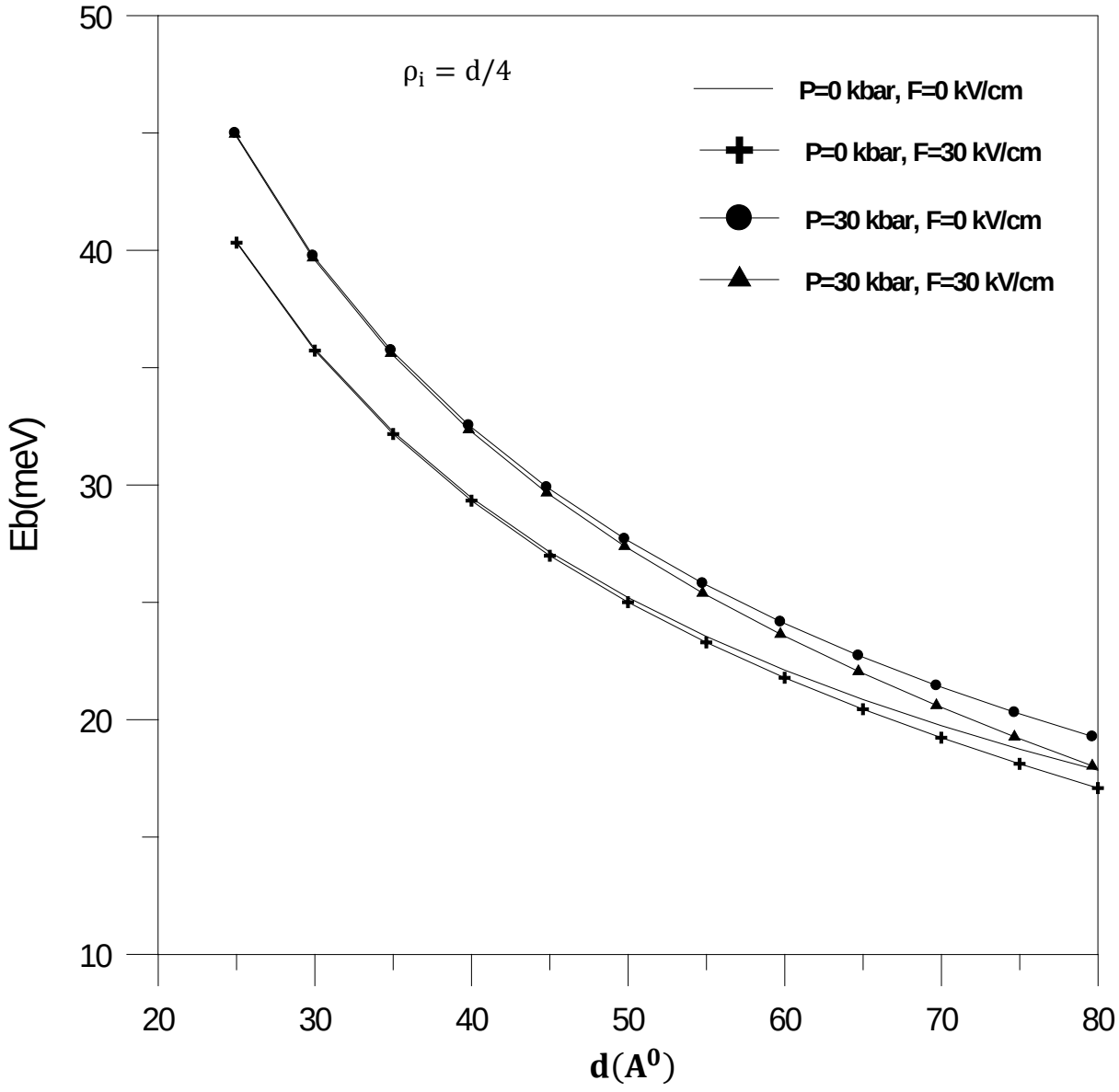
$$\psi_{s1}(\rho) = N_1 J_0(k_{10}\rho) exp\big(-\beta\ \rho\ cos\ (\theta - \varphi)\big)$$

$$H_{s1} = -\nabla^2 + \eta\ \rho\ cos\ (\theta - \varphi) + V(\rho)$$

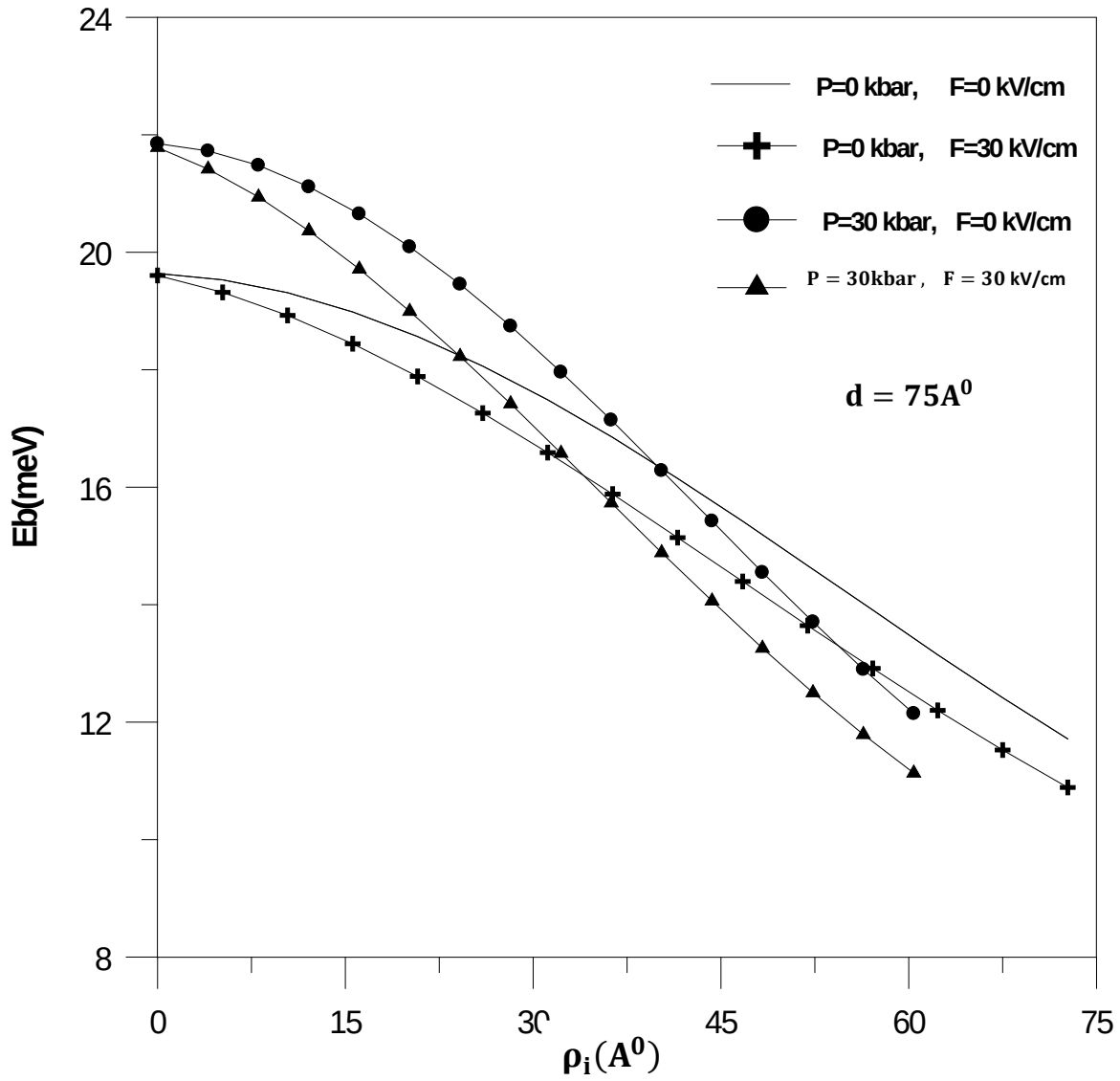
dir.

Buradaki E_{s1} enerjisi tanımladığımız sistemde yabancı atomun olmadığı durumdur. E_1 ifadesinin açık şekli. Bölüm[4.2.9]'da mevcut olup hidrostatik basıncının etkisiyle değişen yeni $a^*(P)$ ve $R^*(P)$ ile hesaplar yapılmıştır.

Şekil 14'de Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki silindir kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin tel yarıçapına göre değişim grafiği çizilmiştir. **Şekil 15'**de Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki silindir kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişim grafiği çizilmiştir.



Şekil 14: Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki silindir kesitli Sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin tel yarıçapına göre değişim grafiği



Şekil 15: Hidrostatik basınç ve elektrik alan etkisi altındaki silindir kesitli sonsuz kuantum telinde hapsedilen elektronun bağlanma enerjisinin yabancı atomun konumuna göre değişim grafiği.

SONUÇ ve TARTIŞMA

Bu çalışmada kare ve silindir kesitli kuantum tellerine hapsedilmiş bir elektronun davranışı incelenmiştir. Kuantum teline elektrik alan ve hidrostatik basınç uygulanarak elektronun bağlama enerjilerinin nasıl değiştiğine bakılmıştır. Yabancı atomun konumu değiştirilerek enerjilerin nasıl değiştiğine bakılmıştır. Elektrik alanın, yabancı atomun ve hidrostatik basıncın etkisiyle elektronun bulunma olasılığının yerinin değiştiği ve buna bağlı olarak ta enerjilerinde değiştiği görülmüştür.

Şekil 1 ve Şekil 2'de kare kesitli telde elektronun enerjisinin farklı elektrik alan değerleri için tel genişliğine göre grafikler çizilmiş ve tel genişliği artıkça elektronun enerjisinin azaldığı gözlenmiştir.

Şekil 3 ve Şekil 4'de kare kesitli telde yabancı atomun konumuna göre bağlama enerjilerinin nasıl değiştiğine bakılmış ve elektrik alan arttıkça bağlama enerjisinin azaldığı gözlenmiştir. Şekil 3 ve Şekil 4'de bulunanları daha iyi gözlemlemek ve akla gelen sorulara cevap için Şekil 5, Şekil 6, Şekil 7' de çizilmiştir.

Daha sonra bu yapılan çalışmaların üzerine ek olarak hidrostatik basıncın kare kesitli kuantum teli içerisindeki elektrona etkisine bakılmış ve Şekil 8 ve Şekil 9'da yapılan hesaplamaların sonuçları gösterilmiştir. Bu şekillere göre hidrostatik basıncın bağlama enerjisini arttırdığı gözlenmiştir.

Şekil 10-15'de yukarıdaki yapılanların aynısı silindir kesitli kuantum teli için tekrarlanmış, sonuçların kare kesitli telle uyum içinde olduğu görülmüş ve literatürle karşılaştırılmıştır. Sonuçların literatürle uyum içinde olduğu gözlenmiştir.

Sonuç olarak bu çalışmada kare ve sindir kesitli kuantum tellerinde bulunan bir elektronun Schrödinger denklemleri yazılarak çözümlerine bakılmış ve bu denklemlerin çözümünün yapılamadığı yerlerde yaklaşık çözüm yöntemi olan varyasyon yöntemiyle nümerik hesaplar yapılmıştır. Dışarıdan uygulanan hidrostatik basınç ve elektrik alanın elektronun bağlanma enerjisine etkisine bakılmıştır. Kuantum telleri içine yanı GaAs Bölgesine yabancı atom konulmuş ve elektronun bağlama enerjilerine bakılmıştır. Burada varyasyon yönteminin kullanılmasının sebebi deneysel sonuçlara en yakın cevabı vermesinden dolayıdır. Bu çalışmada elektronun sadece taban durumu enerjilerine bakılmış ve hesaplamalarda Fortran programlama dili kullanılarak bulunan sonuçlar literatürle uyumlu olduğu görülmüştür

Düşük boyutlu yapılarda dışarıdan uygulanan hidrostatik basıncın elektrik alanı ve tel içine konulan yabancı atomun hapsedilen elektronun enerjileri üzerinde kayda değer bir etkisi olduğu gözlenmiştir.

KAYNAKLAR

1. AKTAŞ Ş., OKAN Ş.E., AKBAŞ H., "*Electric field effect on the binding energy of a hydrogenic impurity in coaxial* $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ *quantum well-wires" Supperlattices and Microstructures,* 30(3),129-134,2001.

2. AKTAŞ Ş., BOZ F., "*The binding energy of a hydrogenic impurity in triple GaAs/AlxGa1-xAs quantum well-wire under applied electric field", Trakya Univ. J. Sci.*, 5(2), 159. , 2004.

3. AKTAŞ. S.E.OKAN , I.ERDOGAN H.AKBAŞ, M.TOMAK "*Donor binding energies in GaAs quantum wells considering the nonparabolicity effects and the wave function elengation*" ,Supperlattices and Microstructures, 28, 165-169, 2000.

4. A.KANKAN O., ERDOĞAN I., AKBAŞ H.,"*Spatial electric field effect on the self-polarization in GaAs/AlAs square quantum-well wires*",2006

5.AKTAŞ Ş,OKAN SE,AKBAŞ H,"*Electric field effect on the binding energy of a hydrogenic* impurity *in coaxial* Ga As/$Al_xGa_{1-x}As$ *quantum* well- wires*"* supperlattices and Microstructures,30(3),129-134,2001

6. BRUM JA"*Position-Dependence of the impurity binding energy in quantum well wires"*,Sol.stat.comm.,Vol 54,Num.2,pp.179-181,1985

7. BROWN JW., SPECTOR HN., *Hydrogen impurities in quantum well wires."*J.Appl.Phys.59(4),pp.1179.1985.

8. BRYANT GW., *"Hydrogenic impurity states in quantum-well wires:,Shape effects"*, Phys.Rev.B.,Vol.31, Num.12.,pp.7812,1985.

9. BRYANT GW., *Hydrogenic impurity states in quantum-well wires"* ,Phys.Rev.B.,Vol.29, Num.12., pp.6632,1984.

10. BARSEGHYAN MG, KIRAKOSYAN AA.DUQUE CA"*Donor impurity related binding energy and photoinization cross-section in quantum dost electric and magnetic fields and hydrostatic pressure effects"*European Physical Journal B Vol.72, Issue:4 Pages:591-529 Published:DEC 2009

11. BARSEGHYAN MG, KIRAKOSYAN AA.DUQUE CA"*Hydrostatic pressure electric and magnetic field effects on shallow donor impurity states and photoization cross section in cylindrical GaAs-$Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum dots."*13th ınternational conference on High Pressure Semicconductor Physics(HPSP-13) ,Physıca Status Solıdı B-Basıc Solıd State Physıcs,Vol.246 Issue:3 Pages:626-629 Published:MAR:2009

12. CHAO H.T., TRAN THOAI D.B. "*Effect of the electric field on a hydrogenic impurity in a quantum-well wire"*,*Physica B,* 205, 273. , 1995

13. CORREA JD,CEPEDA-GIRELDO O,PORRAS-MONTENEGRO N,ET AL."*Hydrostatic pressure effects on the donor impurity-related photoionization cross-sectionin cylindrical-shaped GaAs/GaAlAs quantum well wires ."11th intrnational conference on High-Pressure semiconductor Physics(HPSP-11),AUG 02-05,2004 Berkeley.CA.* Physical Status Solidi B-Basic Research Vol.241 Issue:14 Pages:3311-3317,Published:NOV 2004

14. DUGUE CA,MONTES A,MORALES AL. "*Binding energy and polarizability in GaAs-(Ga,Al)As quantum well-wires"*Physica B302-(2001)84-87,2001

15. DUQUE CM, BARSEGHYAN MG,DUQUE CA"*Donor impurity in vertically-coupled quantum-dots under hydrostatic pressure and applied electric field"*European Physical Journal B. Vol.73,ıssue:3,pages:309-319 Published:FEB 2010

16. E.ÇİÇEK "*Kuantum tellerinde geometri,elektrik alan ve yabancı atom pozisyonunun bağlanma enerjisine etkisileri*",yüksek lisans tezi-Edirne,2004

17. EL-SAID M., TOMAK M.,"*Polarizabilities of shallow donors in quantum well-wires"*,Phys.stat.sol.(b)171,K29,1992

18. GONZALES JW.,PORRAS-MONTENEGRO N.,DUQUE CA"*Hydrostatic pressure and electric-field effects on the shallow donor impurity states in GaAs-GaO.7AIO.3As quantum-well wires".12th Latin American Congress of Surface Science and its Applications(CLACSA-12) DEC05-09.2005 Rio de Janeiro,*BRAZILIAN JOURNAL OF PHYSICS Volume:36,Issue:3b Pages:944-947 Published:sep.2006

19. I.ERDOGAN,O.AKANKAN,H.AKBAŞ," *Binding energy and self-polarization as function of energy density in GaAs/AlAs quntum well-wires* Physica E:Low-dimensional systems and Nawnostructures, volume 35,Issue l, Octoben 2006 Pages 27-32

20. I.ERDOGAN, O.AKANKAN,H.AKBAS**,** *Electric and magnetic field effects on the self-polarization in GaAs/AlAs eylndrical quantum well-wires,* Physica E:Low-dimensional systems and Nawnostructures, volume 33,Issue,Juna 2006,pages 83-87

21. ILAIWI KF.,TOMAK M.,"*Polarizabilities of shallow donors in finite-harrier quantum wires"*,Phys.Rev.B.,Vol.42,Num.5 pp.3132,1990

22. I.ERDOGAN, O.AKKANKAN, H.AKBAŞ,"*Effects of hdrostatic pressure on the self-polarization in GaAs/*Ga_{1-x} Al_x *As quantum wells under the electric field"* Low-dimensional Systems and Nanostructures.Vol.42.Issue 2,Dec.2009,pages 136-140

23. KASAPOĞLU E,SARI H.SOKMEN I,"*Hydrogenic impurities ingraded GaAs-(Ga.Al)As quantum-well wires in an electric field", Physica B 315 (2002)261-266,2002*

24. KASAPOGLU E, UNGAN F, SARI H,ET AL"*The hydostatic pressure and temperature effects on donor impurities in cylindrical quantum wire under the magnetic field"*Physıca E-Low-Dımensıonal Systems&Nanostrucres.Vol.42, ıssue:5, Pages:1623-1626 Published:Mar.2010

25. MONTES A., DUQUE C.A., PORRAS-MONTENEGRO N.,'' *Density of shallow-donor impurıty states in rectangular cross section GaAs quantum-well wires under applied electric field*'', *J. Physc.: Condens Matter,* 11, 5351-5358. , 1998.

26. MONTES A, DUGUE CA,"*Electric field effects on the states of a donor impurity in rectangular cross-section vacuum quantum-well wires",* j.Appl phys, Vol.84,Num.3 pp.1421,1998

27. MONTES A, DUGUE CA , P.MONTENEGRO N."*Binding energy of the ground and first few excited states of a shallow donor impurity in rectangular-cross-sectional area GaAS quantum well wires under applied electric field",* Phys stat sol (b)210,731(1998)

28. NARAYANI V.,SKUMAR S," *Polarizability of a shallow donor in a quantum well wire-geometric effects"*,sol.stat.comm,Vol 90,Num 9,pp.575-579,1994

29. O.YAMAN" Kuantum kuyu ve tellerinde hapsedilen elektronun özellikleri;Elektrik alan ve yabancı atomun etkileri",yüksek lisans tezi-Edirne,2010.

30. OSORIO FAP,BORGES AN,CAPARICA AA,LEITE JR."*Polarizability of a donor impurity in a* GaAs-AlGaAs *qunatum wire*", Sol.stat comm.,Vol.103,Num.6.pp.375-380.1997

31. OSORIO FAP.,DEGANI MH., HIPOLITO O.,*" Bound impurity in GaAs-$Ga_{1-x}Al_xAs$ quantum wires","*Phys.Rev.B.,Vol.37,Num.13,pp.1402,1988

32. PETER AJ.*"The effect of hydrostatic pressure on binding energy of impunty states in spherical quantum dos* PHYSICA E-LOW-DIMENSIONAL SYSTEMS&NANOSTRUCRES. Volume:28 ıssue:3 Pages:225-229 Published:AUG.2005

33. RAIGOZA N,DUQUE CA,PORRAS-MONTENEGRO N.ET.AL*"Correlated electron-hole transition enegies in quantum-well wires Effects of hydrostatic pressure."*Physıca B-Condensed Matter Vol.371 Issue:1 Pages:153-157 Published.JAN 15 2006

34. SUKUMAR B., NEVENEETHAKRISHNAN K.*"Effect of dielectric screening on the donor states in a quantum well wire"*,sol.stat.comm.,Vol.74,Num.4,pp.295-297,1990

35. SUKUMAR B., NEVENEETHAKRISHNAN K *,"Polarizability of a carrier in an isolated well of a quantum-well wire",* Phys.Rev.B.,Vol.41.Num.18.pp 12911.1990

36. SNIDER GL.,TAN IH.,HU EL.,*"Elektron states in mesa-etched one-dimensional quantum well wires"*J.Appl.Phys.68(6),pp.2849,1990

37. SANTHI M, PETER AJ.*"The binding energy of excitons in a cylindrical quantum wire under the influence of laser field intensity"*.Physıca E-Low-Dimensional Systems &Nanostrucres Vol.42 Issue:5 Pages:1643-1647 Published:Mar:2010

38. S.E.OKAN, I.ERDOGAN, H.AKBAŞ,**"***Anomalous polarization in an electric field and self-polarization in GaAs/AlAs quantum wells and quantum well wires*Physica E:Low-dimensional systems and Nawnostructures, volume 21,Issue l, February 2004Pages 91-95

39. THOAI DBT.,NINH QC., CAO HT.,*"Polarizability of a hydrogenic impurity in a quantum-well wire: Effect offinite barrier heingt and nonsquare cross-section"*,sol.stat.comm.,vol.104,Num.1,pp.11-15,1997.

40. THOAI DBT.,*"Hydrogenic impurity in quantum-well wires Effects of the image charges",* sol stat comm.,Vol.81,Num.11,pp,945-947,1992

41. ULAŞ M,AKBAŞ H,TOMAK M,"*Shallow donors in a quantum well wire,Electric field and geometrical effects"*,Phys stat.sol.(b)200, 67-73(1997)

42. ULAS M., ERDOĞAN I., CİCEK E., S.SENTURK DALGIC "*Self polarization in GaAs-(Ga,A)As quantum-well wires: electric field and geometrical effects "*,2004

ÖZGEÇMİŞ

1970 yılında Çankırı ili Kurşunlu ilçesinde doğdum. İlköğretimimi Dağtarla İlköğretim Okulu ve İstanbul Kurtuluş İlköğretim Okulunda tamamladım. Lise öğrenimi ise Feriköy 50.yıl Lisesinde tamamladım.1990 yılında Trakya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne girdim 1994 yılında mezun oldum ve bu yıldan itibaren Edirne, Aydın,Isparta ve İstanbul'da çeşitli özel ve resmi eğitim kurumlarında Fizik öğretmenliği yaptım. Halen İstanbul'da Prof. Dr. Sabahattin Zaim Anadolu Lisesi Fizik Öğretmenliği görevime devam etmekteyim.