

ÖZET**Yüksek Lisans Tezi****Kuantum Kuyularında Dielektrik Perdelemenin
Donor Diamanyetik Alınganlığı Üzerindeki Etkisi**

Süleyman ÖZMEN
Cumhuriyet Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
2009

Danışman: Prof. Dr. Hüseyin SARI

Bu çalışmada, donör katkılı GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs kuantum kuyusunda dielektrik perdelemenin donör bağlanma enerjisi ve diamanyetik alınganlık üzerindeki etkisi etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel hesap tekniği ile incelendi. Ayrıca farklı kuyu genişlikleri için safsızlık atomunun konumuna bağlı olarak bağlanma enerjisi ve diamanyetik alınganlık hesaplandı.

Anahtar Kelimeler: Kuantum Kuyusu, Uzaysal Perdeleme, Donör Bağlanma Enerjisi,
Diamanyetik Alınganlık

SUMMARY

MSc Thesis

**THE DIELECTRIC SCREENING EFFECT ON THE DIAMAGNETIC
SUSCEPTIBILITY OF THE DONOR IN QUANTUM WELLS**

Süleyman ÖZMEN

Cumhuriyet University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Hüseyin SARI

In this study, the effect of the spatial dependent screening on the donor binding energy and diamagnetic susceptibility is investigated in the frame work of the effective mass approximation, using a variational method in the doped quantum well. Furthermore the donor binding energy and diamagnetic susceptibility is obtained as a function of the impurity position

Key Words: Quantum Well, Spatial Dependent Screening, Diamagnetic Susceptibility, Donor Binding Energy

1. DÜŞÜK BOYUTLU SİSTEMLER

1.1. Giriş

Yarıiletkenlerin bir "alttabaka (substrate)" üzerinde atomik tabakalar kalınlığında epitaksiyel olarak büyütülmesi ile oluşturulan düşük boyutlu yapılar, (genel anlamda, boyutlarındaki daralmalara bağlı olarak) nano-yapılar olarak da adlandırılırlar. Bu yapılar, günümüzde çeşitli kristal büyütme yöntemleri ile yapılabilmektedir. Bu yöntemlerden birisi de "Molecular Beam Epitaxy (MBE)" dir. Çok yüksek vakum altında kontrollü bir şekilde yarıiletkenlerin buharlaştırılarak epitaksiyel olarak büyütüldüğü bu yöntemde, büyütme esnasında yarıiletken kristal içerisinde oluşabilecek kirlilikler de en az seviyeye indirilebilmektedir. Dolayısıyla çok saf düşük boyutlu yarıiletken yapılar oluşturmak mümkün olmaktadır.

Düşük boyutlu sistemlerin külçe malzemelere göre ilginç olmaları, bu sistemlerdeki boyut farklılığından kaynaklanır. Fiziksel bir olayın anlaşılmasında üzerinde çalışılan sistemin boyutu önemli bir parametredir. Dışarıdan uygulanan bir etki ile, bir sistemi daha düşük boyuta indirgeyerek, sistemin önemli bazı fiziksel büyüklükleri (elektronik yapı, yük yoğunluğu, saçılmaya bağlı hareketlilik) ayarlanabilir duruma getirilebilir. Böylece uygulama alanında amaca yönelik koşullar sağlanabilir. Örneğin; bu sistemlerde elektron veya boşluk (hole) yoğunluğu geniş bir dilimde istenildiği biçimde değiştirilebilir. Ayrıca düşük boyutlu sistemlerde dar ve iyi tanımlanmış enerji durumlarını elde etmek olasıdır. Bu da, bu sistemlerin çok iyi belirlenmiş kesikli enerji düzeylerini test edebilme olanağını sağlar.

Düşük boyutlu yapılarda, büyütme doğrultusunda oluşan kuantizasyon, yüklü taşıyıcıların hareketini büyütme doğrultusunda sınırlayacağından, külçe yapılardan farklı olarak üç-boyut yerine, iki-boyutta hareketten bahsedilebilir. Sanki iki-boyuttaki hareketin söz konusu olduğu bu yapılarda, iki-boyuta sıkıştırılmış elektron gazı özelliği gözlenir. Bu durum metallerde olduğu gibi, düşük sıcaklıklarda yapıdaki saçılma olaylarının azalması sonucunda, elektronların hareketliliklerinde ortaya çıkan artışa karşılık gelmektedir. Dolayısıyla külçe yapılardan farklı olarak, düşük boyutlu yapılarda gözlenen yüksek hareketlilikten yararlanılarak daha hızlı çalışabilen elektronik düzenekler yapmak mümkündür.

İki- boyutlu sistemleri elektronik özellikleri açısından ilginç kılan bir başka durum ise, yük taşıyıcılarının yaşam süreleri ile yük taşıyıcıların yoğunluklarının değiştirilebilir olmasıdır. Düşük boyutlu sistemler üzerinde ilk çalışma Esaki ve Tsu[1] tarafından, iki boyutlu sistemlerin elektronik özellikleri konusunda temel sayılabilecek bir çalışma da Ando ve Ark.[2] tarafından yapılmıştır. Düşük boyutlu yarıiletken yapılarda gözlenen fiziksel olayların açıklanabilmesi için yapılan çalışmalar günümüzde de yoğun olarak devam etmektedir.

1.2. Yarıiletkenler

Yarıiletkenlerin en belirgin özelliği; iletkenliklerinin iyi iletkenlerle yalıtkanlar arasında oluşu ve sıcaklığın artışıyla artmasıdır. Diğer bir önemli özelliği ise, iletkenliklerinin yabancı madde konsantrasyonu arttıkça artmasıdır. Yarıiletkenlerin önemi, elektronikte kullanım alanlarının çoğalması ile hızla artmıştır. Bunlar günümüzde birçok elektronik devrenin ve çeşitli düzeneklerin temel yapı elemanlarını oluşturarak, yaşantımız içinde önemli bir yer tutarlar. Birçok elektronik yapı tasarımında yarıiletkenler hareketli yüklerin kaynağını sağlamak için kullanılır ve yüklerin aktığı, denetlendiği ortamı oluşturur.

1980'li yıllara kadar yapay kristallerin büyütülmesindeki yetersizlikten dolayı yarıiletken malzemelerden elde edilen devre elemanları, Ge, Si ve benzeri temel yarıiletkenler üzerine kuruluydu. Daha sonraları geliştirilen yöntemler ile yüksek mobiliteli transistörler ve devre elemanları yapılmaya başlandı. Sözü edilen MBE ve MOCVD gibi kristal büyütme yöntemleriyle birkaç atomik tabakalı düşük boyutlu sistemlerin çok temiz olarak büyütülmesi, yeni teknolojik sonuçlar doğurmuş ve buna bağlı olarak hemen hemen bütün ülkelerin yarıiletken araştırma laboratuvarlarının ön sırasında yer alan yeni araştırma konuları ortaya çıkarmıştır. Bu yöntemler ile elde edilebilen III-V yarı iletken bileşiklerine örnek olarak GaAs-GaAlAs, InAs-GaSb ve GaSb-AlSb bileşiklerini verebiliriz. Ge ve Si gibi temel yarıiletken malzemeler oksitlenebilme avantajının yanında indirekt yasak enerji aralıklı ve düşük elektron hareketlilikli olduklarından, yüksek elektronik performanslı (yüksek iletkenlikli, frekans yükselticili) devre elemanlarının yapılmasına olanak tanımamaktadırlar. GaAs, InP ve GaSb gibi direkt yasak enerji aralıklı materyaller ise yüksek hareketlilikli yarıiletken yapılarıdır.

Saf bir yarıiletkende elektriksel bir iletimin gerçekleşmesi, elektronların valans bandından herhangi bir etkenle (ışık, sıcaklık, basınç vb. gibi) iletkenlik bandına geçmesi ile mümkün olacaktır. Yarıiletkenlerde, elektronların valans bandından E_g kadar enerji kazanarak iletkenlik bandına geçmeleri sonucunda, valans bandında elektronların bıraktıkları boş yerlere “boşluk (hole)” adı verilir. Boşluklar pozitif yüklü tanecikler gibi davranırlar ve alan altında elektronlara zıt yönde hareket ederler. Böylece yarıiletkenlerde, elektronlar ve boşluklar olmak üzere iki tür taşıyıcının varlığından bahsedilebilir.

İdeal bir yarıiletken kristalde, örgü kusurları ve yabancı atomların oluşturdukları safsızlıklar yoktur ve bu yarıiletkenler katkısız veya saf yarıiletkenler olarak bilinirler. Böyle bir yarıiletkendeki elektron yoğunluğu n , boşluk yoğunluğu p ise, $n = p = n_i$ olacaktır. Burada n_i , yarıiletkendeki saf taşıyıcı yoğunluğudur.

Saf yarıiletkenlerdeki kuvvetli bağlanma yüzünden fazla ek enerji harcamadıkça oldukça az sayıda taşıyıcı oluşur. Bundan dolayı elektriksel özellikleri yalıtkanlarınkine benzer ve elektronik aletlerde kullanmak için pek uygun değildirler. Çok sayıda taşıyıcı oluşturmak için

kullanılan en yaygın yöntem, yarıiletken içine dikkatli bir şekilde belirlenmiş safsızlık maddesi katmaktır.

Yarıiletken bir malzemenin diyod ya da transistör yapımında kullanılabilmesi için diğer malzemelerle katkılanması zorunludur. Bu durumda yaratılan çoğunluk taşıyıcıları kendini yaratan katkılama atomlarının etkilerini üzerlerinde hissedeceklerdir.

Saf bir yarıiletken içerisine kasıtlı olarak yabancı atomlar katılırsa, bu işleme *katkılama* adı verilir. Katkı atomuna bağlı olarak, bir kristaldeki elektronların veya boşlukların üstünlüğü sağlanabilir. Yarıiletkenlerde katkılama sonucunda n-tipi veya p-tipi yarıiletken oluşturmak mümkündür. Bunların elektriksel iletkenlikleri uygulama alanındaki yaygınlığı nedeniyle büyük önem taşır. İletkenlik, katkı atomlarının cinsine ve konsantrasyonuna bağlı olarak değişmektedir.

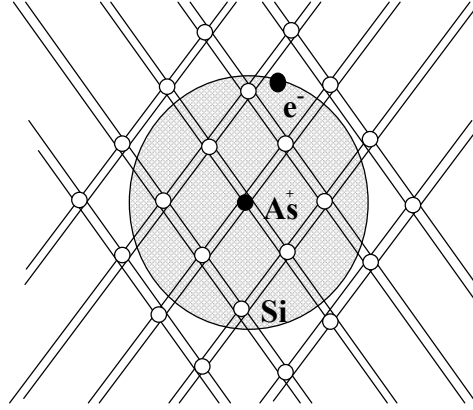
Her tip safsızlık, bir çeşit taşıyıcının çoğunlukta olduğu bir yarıiletken oluşturur. Hareketli taşıyıcılar, kristal içindeki çeşitli noktalarda ana madde atomları yerine safsızlık atomlarının yerleştirilmesiyle oluşturulur. Genellikle kullanılan safsızlık yoğunluğu 10^6 ile 10^8 cm^{-3} arasında ana madde atomuna karşılık bir safsızlık atomudur. Bundan dolayı, fiziksel ve kimyasal özelliklerinin çoğu temel olarak ana yarıiletkenin özellikleridir. Yalnız elektriksel özellikler dikkati çekecek biçimde değişir ve yapay maddenin daha çok metallere benzemesine neden olur.

Bir yarıiletken kristal yapısında bulunan yabancı atomlar veya kristal yapı bozukluğu, yasak enerji bölgesinde ara enerji seviyelerinin oluşmasına neden olur. Örneğin; Şekil 1-1 de görüldüğü gibi, 4-bağ elektronlu Si ve Ge kristallerine 5-bağ elektronlu atomlardan teşkil edilmiş olan P, As, Sb gibi elementler, kristalin örgü yapısını bozmayacak şekilde örgüdeki normal bir atomla yer değiştirirse, 5-bağ elektronlu bu atomların 5 elektronundan 4 tanesi elektron çifti bağını yapar, geride bir valans elektronu kalır. Bu elektron katkı iyonunun $e^2/\epsilon r$ Coulomb potansiyelinde hareket eder. Burada ϵ , kovalent bir kristal ortamında statik dielektrik sabitidir. Yarıiletken kristalin perdelemesi yüzünden, Coulomb etkileşmesi oldukça zayıftır. Her atom başına serbest kalan bu tek elektronun bağlanma enerjisi çok küçük olup, serbest elektron gibi davranır. Bu sebeple oda sıcaklığında iletkenlik bandında bulunur. Kristale karıştırılan 5-bağ elektronlu yabancı atomlara elektron verici anlamına gelen "donor" ve donor atomlarının iletkenlik bandına çok yakın olan enerji seviyesine "donor seviyesi", yeni oluşan katkılı yarıiletkene ise "n-tipi yarıiletken" adı verilir. Örneğin; Si' de oluşabilecek donor seviyesinin enerjisi ~ 30 meV, Ge' de ~ 10 meV, GaAs da ise ~ 6 meV kadardır. Verici yörünge yarıçapı ise Si, Ge ve GaAs için sırasıyla ~ 30 Å, ~ 80 Å ve ~ 100 Å kadardır.

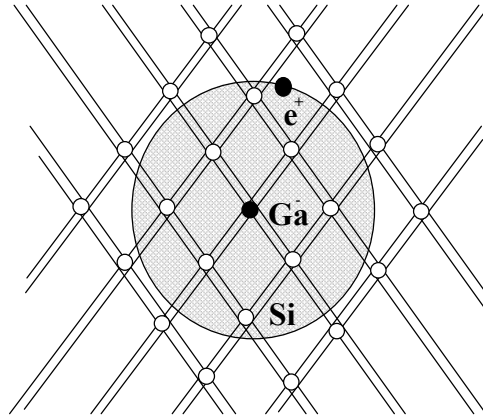
Ge ve Si kristallerine 3-bağ elektronlu atomlardan yapılmış Ga, Al, B gibi maddeler katıldığında, yapılacak her bir "elektron çifti" bağı için bir elektron eksik kalacak veya başka bir deyişle bağ başına bir boşluk meydana gelecektir. Böyle bir kristale elektrik alan uygulanırsa, komşu atomlardaki elektronlardan biri kolayca bu elektron boşluğunu doldurur ve böylece boşluk yer değiştirmiş olur. Boşluğun gittiği yerdeki komşu atomların elektronlarından biri yine elektron boşluğunu doldurabilir. Bu şekilde de elektron boşluğunun hareketi ile elektrik akımının taşınması gerçekleşir. Sonuçta boşluklar valans bandında bulunacak, yabancı atomlar negatif yüklenerek iyonize olacaklardır. Kristale karıştırılan 3-bağ elektronlu yabancı atomlara elektron alıcı veya "akseptör", akseptörlerin valans bandına yakın olan enerji seviyesine "akseptör seviyesi", yeni oluşan katkılı yarıiletken de "p-tipi yarıiletken" adı verilir.

Alıcı ve vericinin her ikisinin de enerji seviyesi yasak enerji aralığına düşmektedir. Bu bölge ise band modeline göre, girilebilir durumların bulunamayacağı bir yerdir. Bunda bir çelişki yoktur, çünkü burada tartışılan mükemmel kristallerin değil, alıcı ve vericinin enerji seviyesidir. Bunlar ise, safsızlık durumunu temsil ederler. Bu farkın bir başka sebebi de, safsızlık durumunun yerleşik olması, yani Bloch elektronları gibi kristalin içinde hareket serbestisine sahip olmamasıdır. Bu yüzden safsızlık durumları iletme katkıda bulunmazlar. n-tipi veya p-tipi yarıiletkenlerde sıcaklığın artırılmasıyla, elektronların donör seviyesinden iletkenlik bandına veya valans bandından akseptör seviyesine geçişi mümkündür.

Şekil 1-2 de her iki tip katkılama için, $T=0$ K ve $T \gg 0$ K de enerji band diyagramlarının durumu gösterilmiştir. Valans bandının altında yüksek sıcaklıklarda ne kadar boşluk varsa yarıiletkende de o kadar yabancı atom var demektir. Böylece valans bandındaki boşluklar, iletkenlik bandındaki elektronlar gibi iletkenliğe katkıda bulunurlar. Bunların sayısı sıcaklıkla artar.

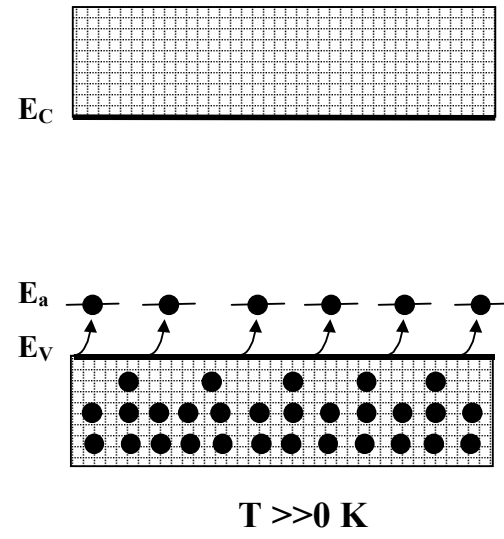
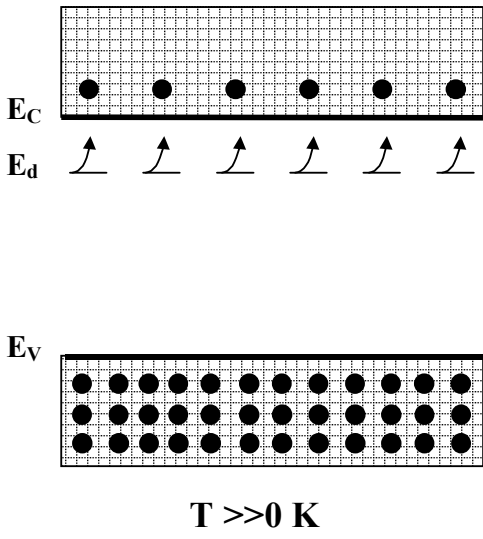
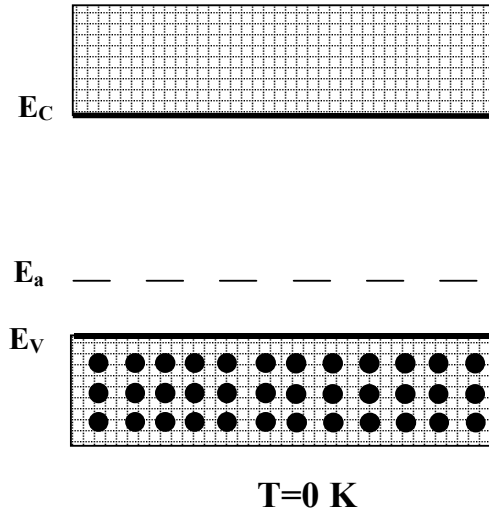
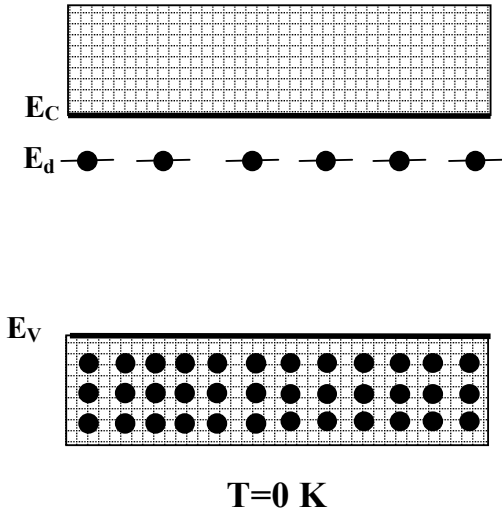


(a)



(b)

Şekil 1.1: Silisyum kristali içindeki; (a) As safsızlık atomu ve kristal içinde bir elektronun verici etrafındaki yörüngesi, (b) Ga safsızlık atomu ve kristal içinde bir boşluğun alıcı etrafındaki yörüngesi.



(a)

(b)

Şekil 1.2: $T=0\text{ K}$ ve $T \gg 0\text{ K}$ için; (a) E_d donör seviyesindeki elektronların iletkenlik bandına geçiş durumları, (b) E_a akseptör seviyesine valans bandındaki elektronların geçiş durumları

2. Heteroyapılar ve Kuantum Kuyuları

2.1. Giriş

Birbirinden farklı iki yarıiletkenin biraraya getirilmesi ile oluşan yapıya, yarıiletken literatüründe heteroyapı adı verilir. Heteroyapıyı oluşturan külçelerin benzer yapıda (örgü sabitleri birbirine yakın) olmaları, uygulamada önemli sonuçların alınmasını sağlar. Aynı zamanda bu koşul ile elektron dalga vektörünün arayüzeyde değişmemesi de sağlanmış olur. Heteroyapıyı oluşturan bir yarıiletkenin kristal potansiyeli ile elektronik yapısının, arayüzey düzlemine kadar değişmediği kabul edilir. Ara yüzeyde elektronik yapı ve kristal potansiyel, aniden diğer külçenin özelliklerini sergileyecek biçimde değişir. Zaten teknolojik uygulamada önemli olan yarıiletkenlerin çoğu, aynı simetri grubuna sahip olduklarından, heteroyapı için kabul edilen koşullar sağlanmış olur. Genel olarak külçelerin örgü sabiti, heteroyapı için uygunluk sabiti olarak değerlendirilir. Benzer örgüye sahip materyaller arasında yapılan ekleme ile yapının iletim ve valans bantlarında süreksizlikler meydana gelir. Bu süreksizlikler tekrarlanarak kuantum çukuru/çukurlarını oluştururlar ve böylece yük taşıyıcılarının büyütme doğrultusundaki hareketlerini sınırlayarak, kuşatmaya neden olurlar. Bu yapı içerisinde artık kuantum etkileri söz konusu olur ve enerji durumları kesikli bir spektrum oluştururlar. Yarıiletken mikroyapı uygulamalarının çoğunda basit heteroyapılar esas alınır ve bu uygulamalarda GaAs ve GaAlAs materyalleri sıkça kullanılır.

Örgü sabitleri birbirine yakın yarıiletkenlerin oluşturdukları heteroyapıda, eğer bu yarıiletkenin temel band aralığı direkt ise, band süreksizlik profili, kuantum çukuru modelini temsil eder. Kuantum çukurunu oluşturan yarıiletkenlerin band yapıları, band sınırlarında benzer olduklarından dolayı, engelde ve çukurda etkin kütle farkı önemsenmeyebilir. Bir boyutlu potansiyel içinde kuşatılan elektron ve boşluk, kuşatma doğrultusuna dik (x-y) düzlemde serbest parçacık karakterinde olup, sanki iki boyutlu davranış gösterirler. Heteroyapı bileşenlerinin birinde katkı maddeleri (dopant) nin olması durumunda heteroyapıda bir uzay yükü bölgesi oluşur ve band bükülmesine neden olur. Katkılanan yarıiletken heteroyapılar, uygulama alanında yeni olanaklar sağlar. Heteroyapılarda hareketlilik, GaAs/Al_xGa_{1-x}As yapılarına uygulanan düzenli (modulasyon) katkılama tekniği ile artırılabilir [3].

2.2. Heteroyapılar

Yarıiletken heteroyapıların katkılanmasındaki amaç, yarıiletkenlerde serbest taşıyıcı yoğunluk değişimini kontrollü bir şekilde yapmaktır. Bu, dopantların iyonize olmasını gerektirir. Donor iyonize olduğunda, kristalin içinde pozitif yüklü bir iyon vardır. Bu sabit yüklü merkez, serbest elektronlar için saçılmaya neden olur ve iyonize safsızlık saçılması, önemli bir saçılma merkezidir. Saçılma, elektronların geçiş özelliklerinde bir bozulma (deterioration)ya neden olur. Saçılma olmaksızın kontrol edilebilir yüksek hareketlilikli sanki iki boyutlu elektron gazının oluşturulması, Dingle ve Ark.[3] ile Stormer ve Ark.[4] tarafından GaAs/Al_xGa_{1-x}As heteroyapılara uygulanan düzenli (modulation) katkılama tekniği ile mümkün olmuştur. Bu yöntemde, heteroyapı büyütülür ve yasak enerji band aralığı büyük olan engel karakterindeki bölge katkılanır. Engeldeki donörlerin iyonlaşmasıyla ortaya çıkan elektronlar, dar yasak enerjili GaAs bölgesindeki düşük enerji durumlarını görür, bu bölgeye geçer ve burada kuşatılırlar. Bu şekilde yük taşıyıcıları ve safsızlık iyonları, uzaysal olarak birbirinden ayrılmış olur. GaAs da yoğunlaşan elektron konsantrasyonu, katkılama miktarına ve böylece Fermi enerjisine bağlı olacaktır. Pozitif yüklü donörler ve negatif yüklü elektronların bu uzaysal ayırımı, Şekil 2-3 den de görüldüğü gibi, bir band bükülmesine sebep olur. İyonize safsızlık saçılması, hareketli elektronlar ve sabit iyonize saçılma merkezleri arasındaki bu fiziksel ayırımla ortadan kaldırılır. Sonuç olarak GaAs, yapıda katkı atomlarından arınmış bölge olduğundan, düşük sıcaklıklarda hareketliliği azaltan safsızlık saçılması ortadan kalkmış olur ve elektronların hareketliliği yüksek değerlere ulaşır. Yani elektronlar, donör atomlarının lokalize taban durumundan daha düşük enerji düzeylerinde olduğu için, malzemenin niteliğinin saf olması koşuluyla, en düşük sıcaklıklarda bile hareketli kalırlar. Bu tür yapılar temel alınarak düzenli katkılı alan etkili transistörler (Modulation Doped Field Effect Transistors- MODFETs) düşük sıcaklıklarda yapılabilir ve genellikle uzaydan çok zayıf sinyalleri ölçmede, az gürültü gerektiren diğer cihaz uygulamalarında da kullanılırlar.

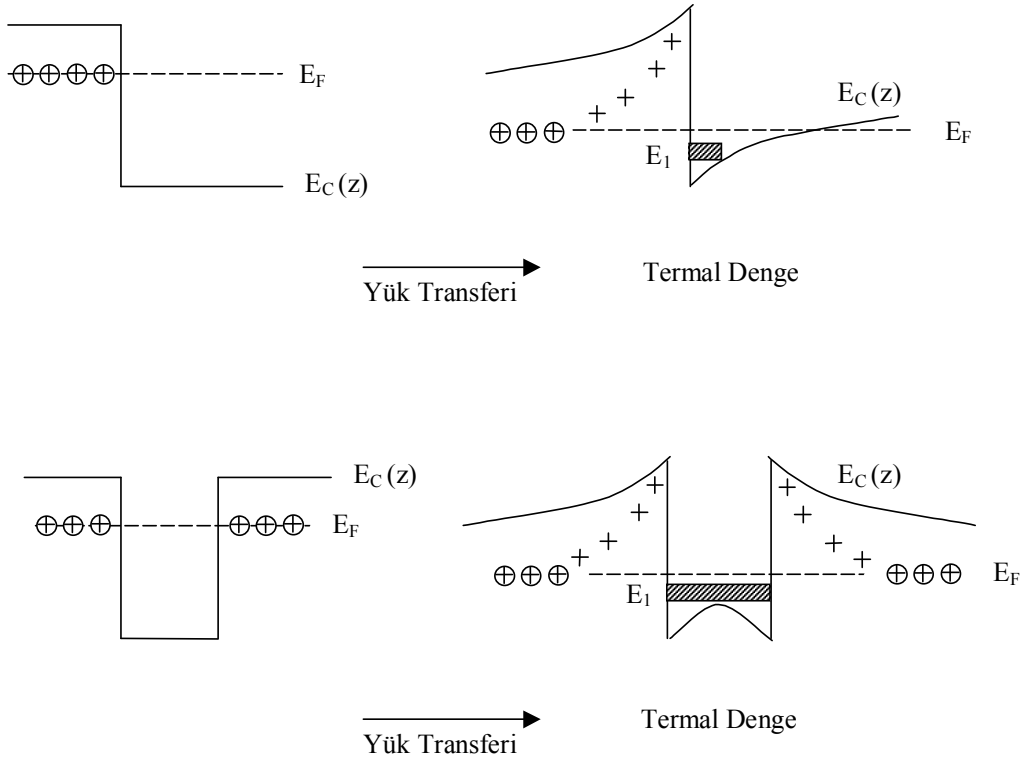
Sadece engel karakterinde olan materyalin katkılanması, kuyu etkili materyale aynı anda ve tersinmez bir yük transferine neden olur. Elektronlar ve onlara kaynaklık eden donörlerin konumlarının uzaysal olarak ayrılması, iki önemli sonuç doğurur.

i-) Pozitif yüklü iyonize donörler ile negatif yüklü hareketli elektronlar arasında oluşan dipolden dolayı bir band bükülmesi görülür. Yük ayırımından dolayı yaratılan elektrik alan, bir kuantum kuyusunun oluşumuna neden olur ve sonuçta elektronların hissettiği potansiyelin biçimi, ara yüzeye yakın bölgede sözde üçgen kuantum kuyusu şeklindedir (Şekil 2.1). Sonuç olarak, z doğrultusundaki hareket için, kuantum kuyusu E_1, E_2, \dots, E_3 enerjileriyle başlayan altbandlara sahiptir ve buradaki taşıyıcı hareketi de etkin olarak sözde-iki-boyutlu olacaktır.

ii-) (x-y) düzleminde serbest taşıyıcıların varlığından dolayı, $T= 0$ K de bile elektriksel iletim oluşabilir. Diğer taraftan, elektronların z doğrultusundaki hareketinin büyüklüğüne bağlı kuantizasyondan dolayı, z eksenini boyunca akım artışı çok zordur. Düzenli katkılamının bir avantajı, özellikle safsızlıklardan kaynaklanan saçılma söz konusu iken, taşıyıcılar (elektronlar) ile iyonize donörlerin farklı yerlerde bulunmalarından dolayı, hareketlilikte önemli bir artışın sağlanmasındandır. Bu uzaysal aralık, sözde-iki boyutlu elektron gazı ile donörler arasında katkısız bir engel konularak artırılabilir [5].

Birçok araştırmacı değişik yaklaşım metotları kullanarak düzenli katkılı heteroyapıları ele almıştır[3-6]. Bu sistemin yukarıda belirtilen bazı üstün özelliklerinin olmasına rağmen, yüksek nitelikte $Al_xGa_{1-x}As$ tabakalarını büyütmedeki zorluklar ve yüksek Al konsantrasyonlarında (≥ 0.2) yaratılan DX merkezleri, elektronik cihazların performansını düşürmektedir. Bununla birlikte, heteroyapı alan etkili transistörlerde (heterojunctions field effect transistors -HFET) iki boyutlu elektron gazı konsantrasyonunun 10^{12} cm^{-2} den daha aza sınırlanması, oldukça yüksek dirençlere yol açtığından bu durum, alet performansını azaltmaktadır. Bu nedenlerden dolayı, son zamanlarda hem çok yüksek elektron hareketlilik ve yoğunluklarıyla hem de kuantum-elektronik ve fotonik alet araştırmalarıyla, düzenli-katkılı $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ heteroyapıların yapımında önemli bir rol oynayacak olan δ -katkılama tekniği geliştirilmiştir [7-12].

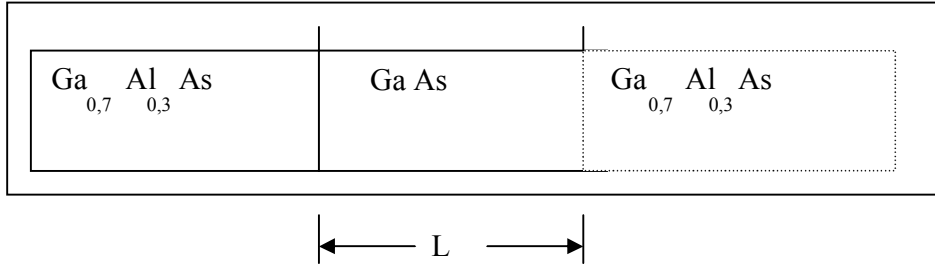
Gelecekteki yüksek performanslı devreler için yüksek hızlı alan etkili transistörlerin (FET) üretimi, III-V grubu yarıiletkenler üzerinde çeşitli katkılama yapılarının oluşturulmasını da beraberinde getirmektedir. İletkenlik kanallarına göre, "two dimensional electron gas field effect transistor (TEGFET)", "modulation doped field effect transistor (MODFET)" veya "high electron mobility transistor (HEMT)" olmak üzere sınıflandırılan FET' lerin hepsi, düşük sıcaklıklarda yüksek elektron hareketlilikli gaz özelliği gösterirler.



Şekil 2.1: Düzenli katkılı tek ve çift GaAs/Al_xGa_{1-x}As heteroyapılardaki yük transfer etkisinin şematik gösterimi

2.3. Kuantum Kuyuları

Yarıiletken mikroyapı uygulamalarının çoğunda basit heteroyapılar esas alınır. Örgü sabitleri birbirine yakın yarıiletkenlerin oluşturduğu heteroyapılarda, yarıiletkenlerin temel bant aralığı direkt ise, bant süreksizliğinin profili kuantum çukuru modeli ile temsil edilir. Uygulamada GaAs ve GaAlAs materyalleri sıkça kullanılır. İnce bir GaAs tabakasının iki tarafına daha kalın $Ga_{1-x}Al_xAs$ eklenerek elektronik yapı oluşturur (Şekil 2.2)



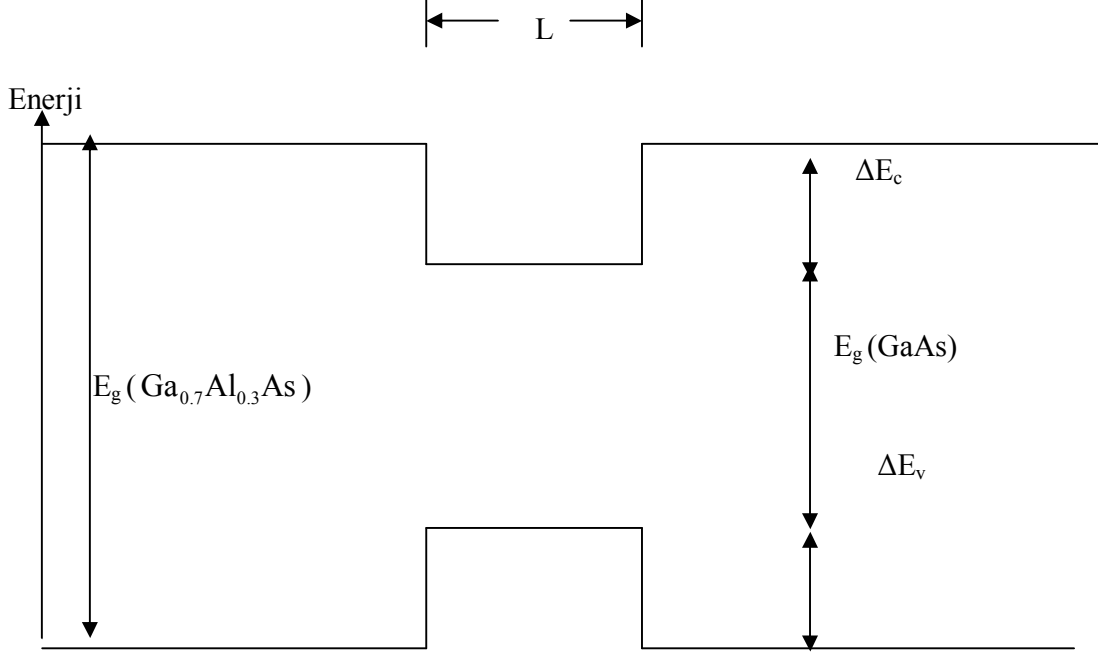
Şekil 2.2: GaAs – $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ heteroyapı örneği

Şekil 2.2 deki gibi bu malzemeler birleştirildiğinde, iletkenlik ve valans bantlarında Şekil 2.3 de gösterildiği gibi süreksizlikler oluşur ve bunun sonucunda taşıyıcılar büyütme doğrultusundaki GaAs katmanında kuşatılmış olurlar. Taşıyıcılar diğer iki boyutta serbestçe hareket edip, büyütme doğrultusunda kuşatıldıkları için yapı artık iki- boyutlu hale gelmiştir ve bu nedenle “kuantum kuyusu“ ile temsil edilebilir. Şekil2.3 deki yapıda kuantum etkileri yapının özelliklerini önemli ölçüde değiştirebilir[13]. Örneğin GaAs katmanında oluşan kuantum kuyusunun soğurma eşik enerjisi GaAs külçesinin eşik enerjisinden büyüktür.

$$E_g(2D) = E_g(GaAs) + E_{e1} + E_{h1} \quad (2.1)$$

burada E_{e1} ve E_{h1} elektron ve hole'ün taban durum enerjileridir. İncelenen yapıda Al konsantrasyonu % (30-35) arasında alınırsa alaşımın direkt geçişlilik özelliği korunur. GaAs tabakasının kalınlığının $20 \text{ \AA}^0 - 400 \text{ \AA}^0$ arasında olması sağlanırsa (GaAs içinde elektronun

ortamla serbest yolundan küçük, GaAs kristalinin makroskobik özelliklerini gösterecek kadar büyük) GaAs katmanı külçe özelliklerini gösterir ve elektron bir çarpışma yapmadan kuyunun bir ucundan diğer ucuna gidilebilir.



Şekil 2.3: GaAlAs-GaAlAs heteroyapı enerji bandı şematik gösterimi

Kuantum kuyusunda bulunan elektronun enerjisi

$$E = E_{e1} + (\hbar^2 k^2) / 2 m_e^* \quad (2.2)$$

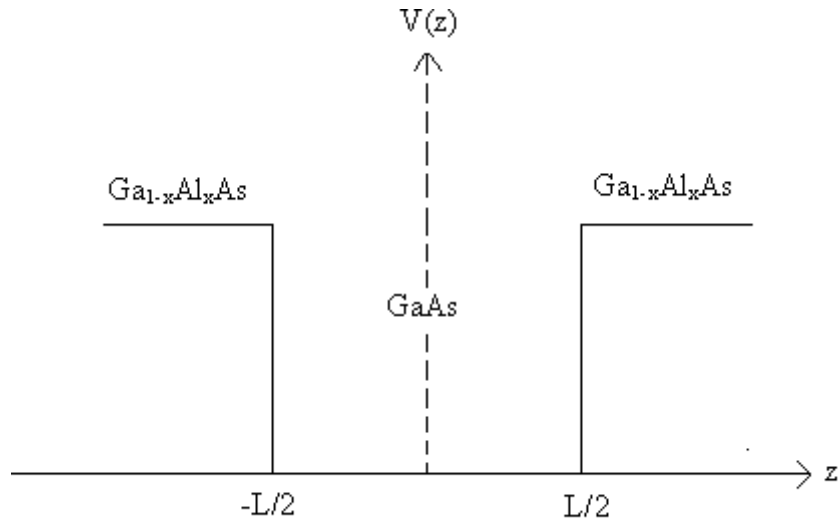
eşitliği ile verilir. Burada m_e^* GaAs' in en düşük iletkenlik bandındaki elektronun külçe etkin kütlesi, E_{e1} iletkenlik bandı sınırındaki enerji değeridir. \mathbf{k} ise E_c iletkenlik bandı sınırında sıfır değerini alan dalga vektörüdür (kuantum kuyularında elektronların GaAs tabakasında kuşatılmalarının nedeni alabilecekleri minimum enerjinin bu katmanda olmasıdır).

Bu durumda bir kutudaki parçacık problemine ulaşılmış olur. Aradaki tek fark elektronun etkin kütlesidir. Buda elektronun serbest uzay değil de GaAs' in içinde hareket ediyor olmasından kaynaklanır. Etkin kütlenin büyüklüğü kristal potansiyelinin şiddetini yansıtır ve bu değer maddeye göre değişir. GaAs için elektronun etkin kütle değeri m_0 serbest elektronun kütlesi olmak üzere $0,06 m_0$, AlAs için ise $0,1m_0$ kadardır [4]. Kuantum kuyusunun oluşmasını sağlayan

iki yarıiletkenin bant yapıları birbirlerine çok benzer olduğu için GaAs ve $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ arasındaki etkin kütle farkı ihmal edilebilir.

3. DONOR KATKILI GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs KUANTUM KUYUSU

Tez çalışmamızda potansiyel profili Şekil 3.1’de verilen GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs kuantum kuyusundaki, elektron ve safsızlık atomunun oluşturduğu yapıda dielektrik perdelemenin bağlanma enerjisi ve diamanyetik alınganlık üzerindeki etkisi farklı kuyu genişlikleri için varyasyonel hesap tekniği ile araştırılmıştır.



Şekil 3.1: GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs kuantum kuyusu potansiyel profili.

z doğrultusunda kuşatılmış elektron- safsızlık atomu sisteminin Hamiltonian’i

$$H = \frac{\bar{p}^2}{2m_e^*} + V(z) + V_c \quad (3.1)$$

biçiminde verilir. Kuşatma potansiyelinin fonksiyonel formu aşağıdaki gibidir.

$$V(z) = \begin{cases} V, & z \leq -L/2 \\ 0, & -L/2 < z < L/2 \\ V, & z \geq L/2 \end{cases} \quad (3.2)$$

Burada \bar{p} elektronun momentumu, e elektronun yükü, m_e^* elektronun etkin kütlesi ve V_c

$$V_C = \frac{-e^2}{\varepsilon(r)\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}} \quad (3.3)$$

elektron ile safsızlık atomu arasındaki Coulombic potansiyel ve $\varepsilon(r)$ konuma bağlı ortamın dielektrik sabitidir[14]. Burada (x_i, y_i, z_i) safsızlık atomunun konumunu, (x, y, z) ise elektronun konumunu göstermektedir. Konuma bağlı dielektrik sabiti

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left[1 + (\varepsilon_0 - 1) e^{-\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2} / b} \right] \quad (3.4)$$

bağıntısı ile verilir [14]. Burada b sabiti perdeleme uzunluğudur. Hesaplamalarda kullanılan fiziksel parametrelerin değerleri $m_e^* = 0.0665 m_0$ (m_0 , serbest elektronun kütlesi), $\varepsilon_0 = 12.58$, GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As yapısının iletkenlik bandı süreksizliği $V = 228$ meV olarak alınmıştır [14]. V_C , Coulombic potansiyelinin değeri yerine yazılırsa sistemin Hamiltonian'ı

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(z) - \frac{e^2}{\varepsilon(r)\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}} \quad (3.5)$$

şeklinde elde edilir. Hamiltonian'deki tüm uzunluklar Bohr yarıçapı ($a_B = \frac{\varepsilon_0 \hbar^2}{m_e^* e^2}$) ve tüm

enerji terimleri Rydberg ($R = \frac{m_e^* e^4}{2\varepsilon_0^2 \hbar^2}$) cinsinden yazılarak boyutsuz Hamiltonian

$$\tilde{H} = - \left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} \right) + \tilde{V}(\tilde{z}) + \frac{2}{\sqrt{((\tilde{x} - \tilde{x}_i)^2 + (\tilde{y} - \tilde{y}_i)^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2)^{1/2}}} \left[1 + (\varepsilon_0 - 1) e^{-\sqrt{((\tilde{x} - \tilde{x}_i)^2 + (\tilde{y} - \tilde{y}_i)^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2)^{1/2}} / \tilde{b}} \right] \quad (3.6)$$

biçiminde elde edilir.

$$\begin{aligned}
x &= \rho \sin\phi \\
y &= \rho \cos\phi \\
z &= z
\end{aligned} \tag{3.7}$$

dönüşümü yapılarak silindirik koordinatlardaki Hamiltonian ifadesi

$$\tilde{H} = -\left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{\rho}^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\rho}} + \frac{1}{\tilde{\rho}^2} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\phi}^2}\right) - \frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + \tilde{V}(\tilde{z}) - \frac{2}{\tilde{r}} \left[1 + (\epsilon_0 - 1)e^{-\tilde{r}/\tilde{b}}\right] \tag{3.8}$$

biçiminde elde edilir. Burada elektron ile safsızlık atomu arasındaki uzaklık $\tilde{r} = \sqrt{(\tilde{x} - \tilde{x}_i)^2 + (\tilde{y} - \tilde{y}_i)^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}$ biçimindedir. Elektron-safsızlık atomu sistemi için Schrödinger denklemi,

$$\tilde{H}\Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) = \tilde{E}\Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) \tag{3.9}$$

biçiminde yazılabilir. $\tilde{H}_z = -\frac{\partial^2}{\partial \tilde{z}^2} + \tilde{V}(\tilde{z})$ olmak üzere, Denklem (3.8) de verilen Hamiltoniyen

$$\tilde{H} = -\left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{\rho}^2} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial \tilde{\rho}} + \frac{1}{\tilde{\rho}^2} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\phi}^2}\right) + H_z - \frac{2}{\tilde{r}} \left[1 + (\epsilon_0 - 1)e^{-\tilde{r}/\tilde{b}}\right] \tag{3.10}$$

Yeniden yazılırsa sistemi tanımlayan genel dalga fonksiyonu

$$\Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \alpha) = \Psi(\tilde{z}) g(\tilde{\rho}, \alpha) \tag{3.10}$$

biçiminde verilebilir. Burada elektronun z doğrultusundaki hareketi,

$$\tilde{H}_z \Psi(\tilde{z}) = \tilde{E}_z \Psi(\tilde{z}) \tag{3.11}$$

özdeğer denkleminin çözümü olan $\Psi(\tilde{z})$ dalga fonksiyonu ile tanımlanmıştır.

Üzerinde durduğumuz sistemde x ve y doğrultularında kuşatma olmadığı için elektronun x-y düzlemindeki hareketi sadece Coulombic etkileşme etkisindedir. Elektron ile safsızlık atomu arasındaki bu etkileşme hidrojen atomu benzeri bir yapı ile temsil edilebilir. Böylece elektronun x-y düzlemindeki hareketini tanımlamak için hidrojen benzeri atomları tanımlayan Gaussian tipi orbital dalga fonksiyonları kullanılabilir. Denklem (3.10)'da tanımlanan dalga fonksiyonu

$$g(\tilde{\rho}, \lambda) = \sqrt{2/\pi} \frac{1}{\lambda} \text{Exp}\left[-\frac{\tilde{\rho}}{\lambda}\right] \quad (3.12)$$

biçimindedir [15]. Burada λ varyasyon parametresidir. Elektronun z doğrultusundaki hareketini tanımlayan özdeğer denklemini farklı üç bölgeye ayırarak çözebiliriz. Böylece

$$\Psi(\tilde{z}) = \begin{cases} A \text{Exp}[q\tilde{z}] & , & \tilde{z} < -\tilde{L}/2 \\ B \text{Cos}[k\tilde{z}] + C \text{Sin}[k\tilde{z}] & , & -\tilde{L}/2 < \tilde{z} < \tilde{L}/2 \\ D \text{Exp}[-q\tilde{z}] & , & \tilde{z} > \tilde{L}/2 \end{cases} \quad (3.13)$$

çözümü elde edilir. Burada $q = \sqrt{\tilde{V}_0 - \tilde{E}_z}$ ve $k = \sqrt{\tilde{E}_z}$ biçiminde tanımlanmıştır. $\Psi(\tilde{z})$ ve türevinin süreklilik koşulundan

$$\begin{bmatrix} e^{-qL/2} & -\text{Cos}(kL/2) & \text{Sin}(kL/2) & 0 \\ q e^{-qL/2} & -k \text{Sin}(kL/2) & -k \text{Cos}(kL/2) & 0 \\ 0 & \text{Cos}(kL/2) & \text{Sin}(kL/2) & -e^{-qL/2} \\ 0 & -k \text{Sin}(kL/2) & k \text{Cos}(kL/2) & q e^{-qL/2} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = 0 \quad (3.14)$$

eşitliği yazılır ve katsayı matrisinin determinantından E_z enerji özdeğerleri elde edilir.

Sistemin toplam enerjisi

$$\tilde{E} = \min_{\lambda} \langle \Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) | \tilde{H} | \Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) \rangle \quad (3.15)$$

eşitliği ile elde edilir.

Taban durumunda bulunan safsızlık atomunun bağlanma enerjisi

$$\tilde{E}_B = \tilde{E}_z - \langle \Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) | \tilde{H} | \Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) \rangle \quad (3.16)$$

ifadesi ile tanımlanır. Burada \tilde{E}_z elektronun z doğrultusundaki hareketine karşılık gelen normalize taban durum enerjisidir. Bağlanma enerjisi için yapılan tanımlama ile $x_i = y_i = 0$ alınarak

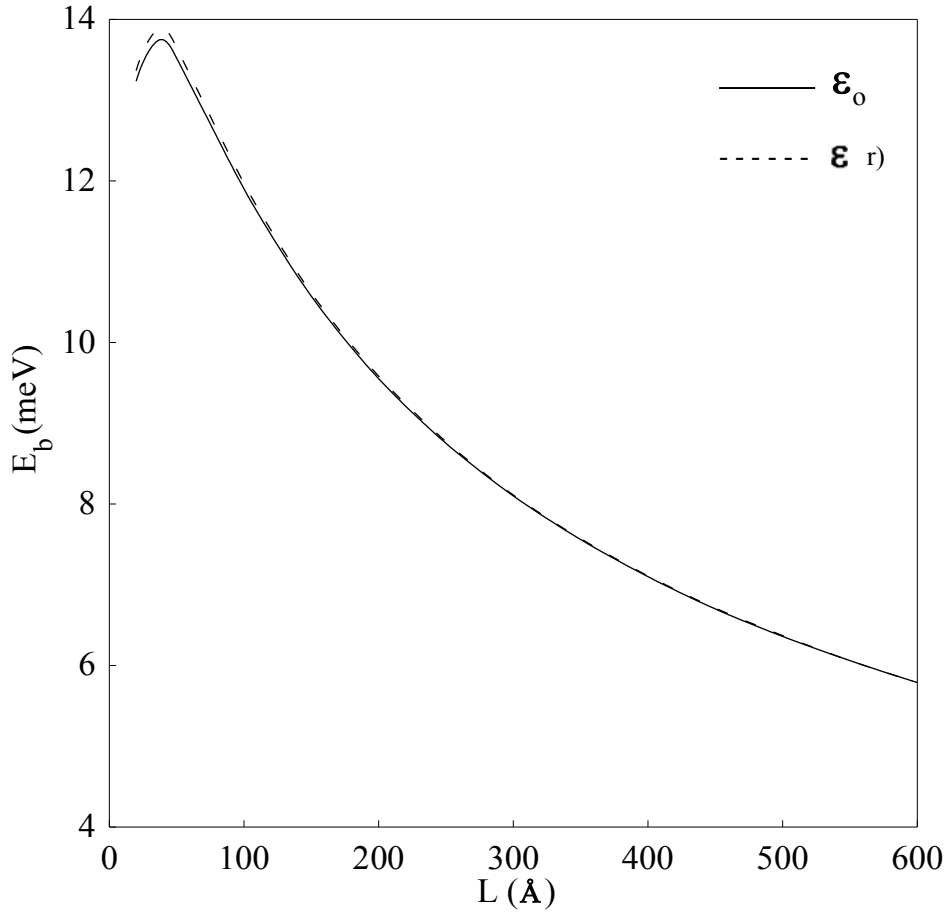
$$\tilde{E}_B = -\frac{1}{\lambda^2} + \langle \Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) | \frac{2}{\sqrt{\tilde{\rho}^2 + (\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2}} | \Phi(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \lambda) \rangle \quad (3.17)$$

eşitliği elde edilir.

Çalışmamızda son aşamasında kuantum kuyusunda bulunan donör safsızlık atomunun diamanyetik alınganlığı üzerinde durulmuştur. İki boyutlu sistemde safsızlık atomu diamanyetik alınganlığı

$$\chi = -\frac{1}{6m^* \epsilon_0 c^2} \langle r^2 \rangle \quad (3.18)$$

eşitliği ile verilir [16]. Burada m^* donör elektronu etkin kütlesi ve c ışık hızıdır.

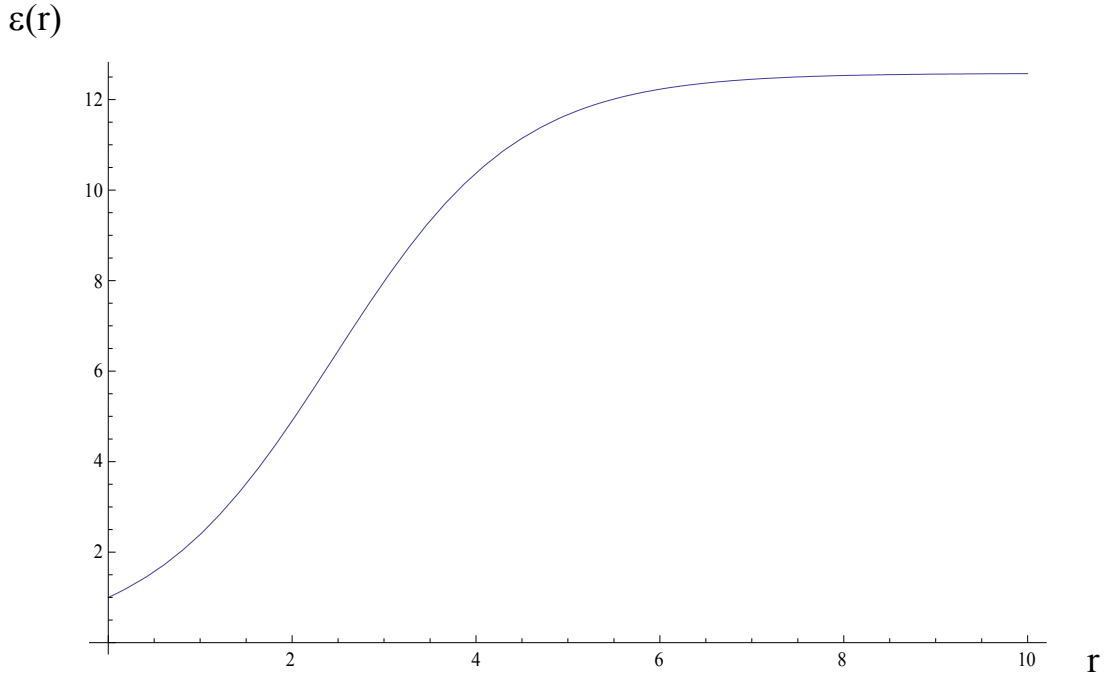


Şekil 3.2: Safsızlık atomu bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine göre değişimi. Kesikli eğri uzaysal perdeleme içindir.

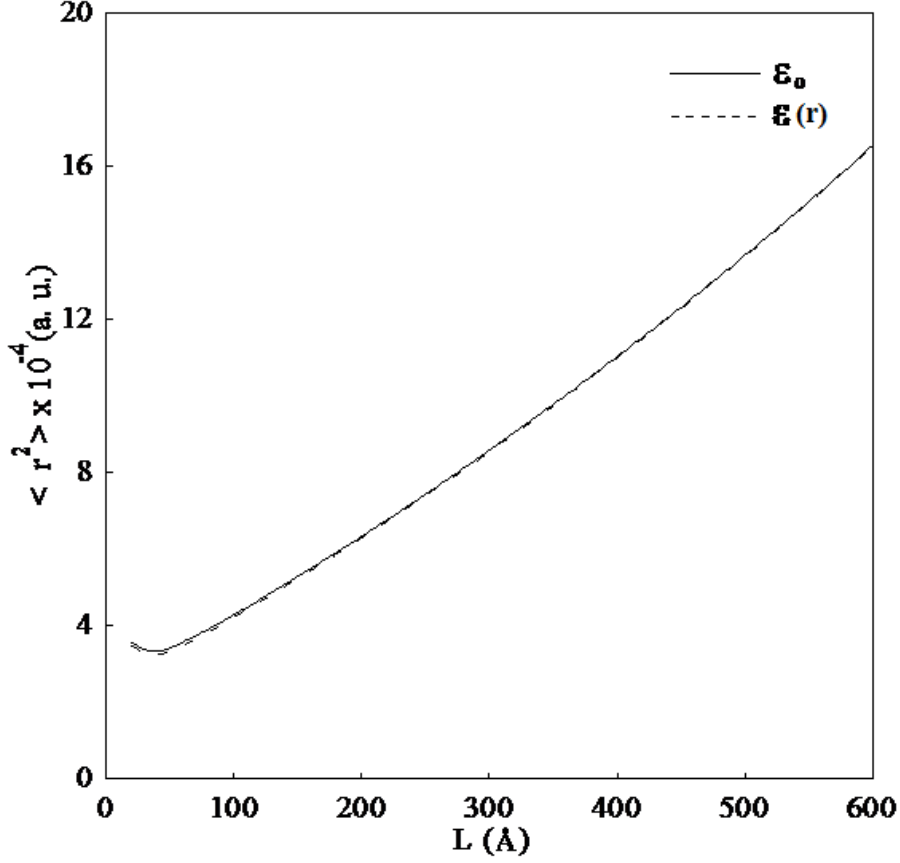
Şematik gösterimi Şekil 3.1’de verilen potansiyel kuyusunda bulunan safsızlık atomu bağlanma enerjisinin kuyu genişliğinin fonksiyonu olarak Şekil 3.2’de verilmiştir. Şekil 3.2’de açıkça görüldüğü gibi dar kuyularda konuma bağlı dielektrik sabitinin alındığı bağlanma enerji değerleri daha büyüktür. Oysa büyük kuyu genişliklerinde konuma bağlı dielektrik perdelemenin etkisi önemsenmeyecek kadar küçüktür. Çünkü kuşatmanın zayıf olduğu durumlarda elektron ile safsızlık atomu arasındaki uzaklık daha büyük olduğundan uzaysal perdeleme daha etkili olur ve konuma bağlı dielektrik sabiti ϵ_0 değerine yakınsar. Bu

davranışı daha iyi açıklamak amacıyla konuma bağlı dielektrik sabitinin değişimi Şekil 3.3 de verilmiştir. Bu fonksiyonun değişiminden de görüldüğü gibi artan r değerleriyle birlikte dielektrik sabiti hızla büyür ve buna bağlı olarak elektron safsızlık atomu arasındaki Coulombic etkileşme zayıflar. Ayrıca bağlanma enerjisinin kuyu genişliğine göre değişimi incelendiğinde artan kuyu genişliği ile bağlanma enerjisinin önce artarak maksimum değere ulaştığı ve daha sonra azalmaya başlayarak külçe değerine yaklaştığı görülür.

Bilindiği gibi dar ve geniş kuyu rejiminde elektron kuşatılması zayıf olduğundan sistem üç boyutlu gibi davranır ve bunun sonucu olarak bağlanma enerjisi azalır. Oysa elektron lokalizasyonunun en iyi olduğu kuyu genişliğinde ($L \sim 50 \text{ \AA}$) sistem iki boyutlu gibi davranır ve elektron ile safsızlık atomunun birbirini aynı düzlemde görme olasılıkları artar. Buna bağlı olarak aralarında etkileşme artar ve dolayısıyla bağlanma enerjisi maksimum değerine ulaşır.

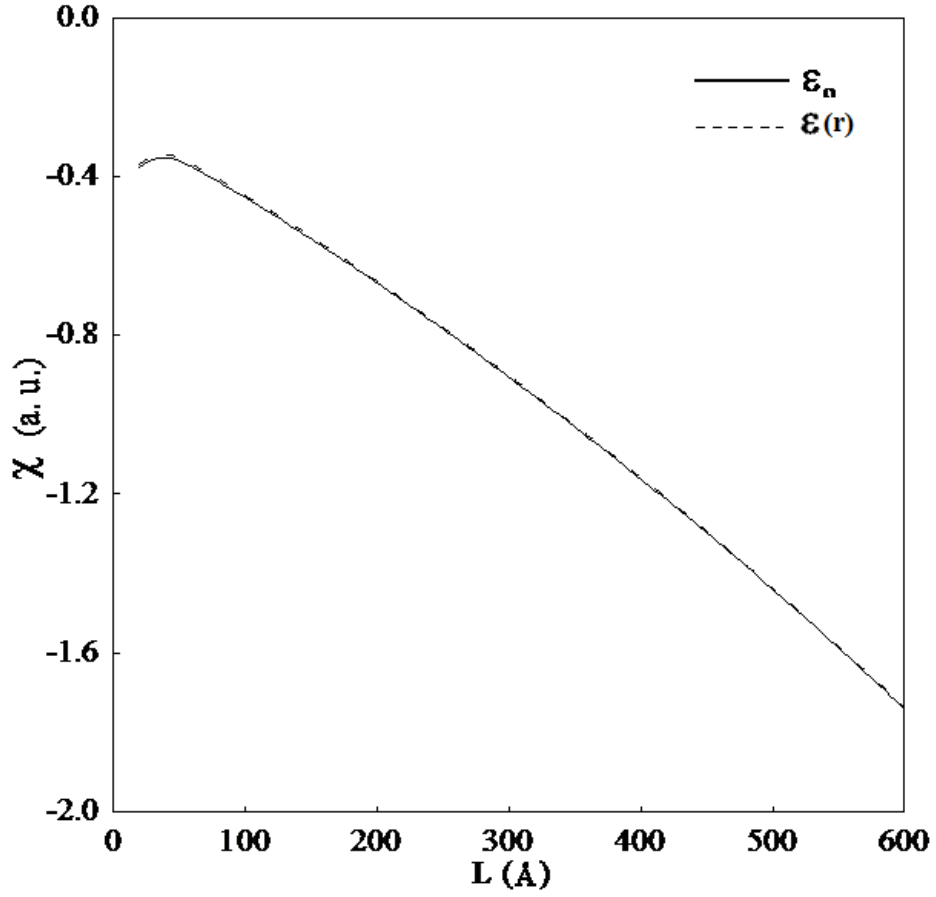


Şekil 3.3: Uzaysal (konuma bağlı) perdelemenin değişimi



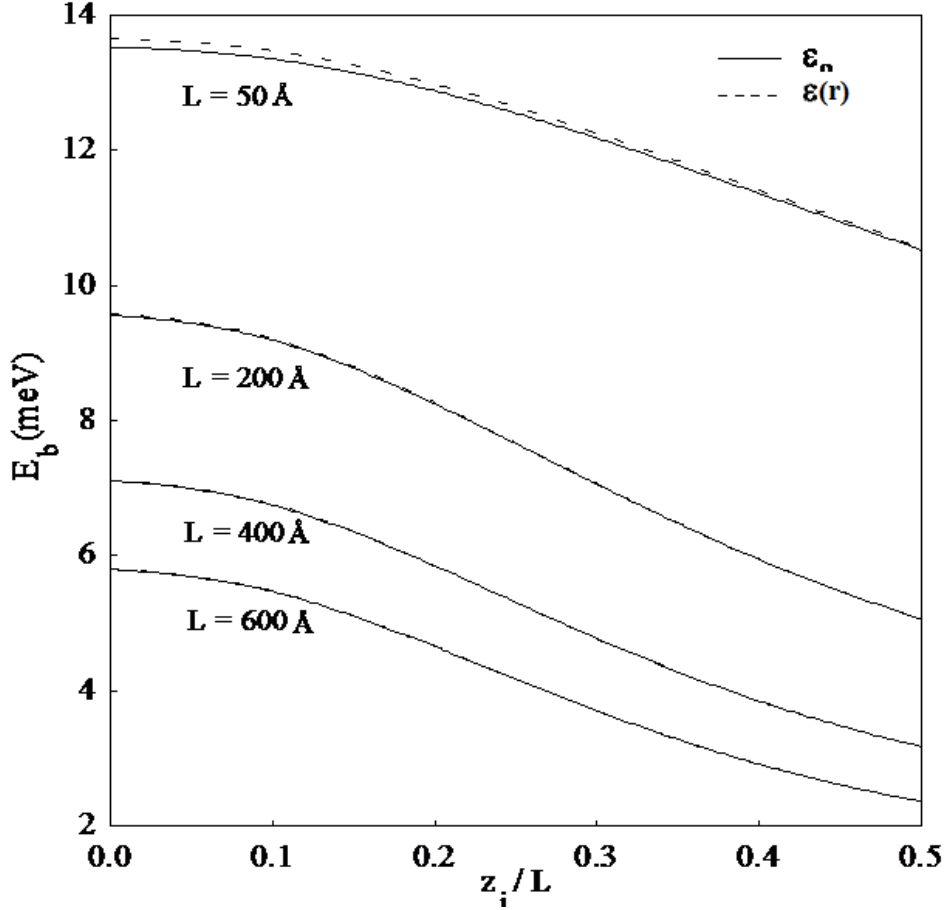
Şekil 3.4: Safsızlık atomu ile elektron arasındaki uzaklığın karesinin beklenen değerinin kuyu genişliğine göre değişimi. Kesikli eğri uzaysal perdeleme içindir.

Denklem 3.18 ile verilen diamanyetik alıngalık ifadesinin $\langle r^2 \rangle$ 'ye bağlılığını göz önünde bulundurarak safsızlık atomu ile elektron arasındaki uzaklığın karesinin beklenen değerinin kuyu genişliğine göre değişimi Şekil 3.4'te verilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü gibi elektron-safsızlık atomu arasındaki mesafenin kuyu genişliğine göre değişimi bağlanma enerjisinin tersi biçiminde bir davranış sergilemektedir. Beklendiği gibi büyük L değerlerinde sistem üç boyutlu benzeri bir davranış sergiler ve elektron safsızlık atomu arasındaki mesafe artar. Ayrıca konuma bağlı dielektrik sabitinin elektron-safsızlık atomu arasındaki mesafe üzerinde önemli bir etki oluşturmadığı görülmektedir. $\epsilon(r)$ eğrisi ile ϵ_0 eğrisinin alınan tüm L değerleri için yaklaşık olarak çakışık oldukları görülmektedir.



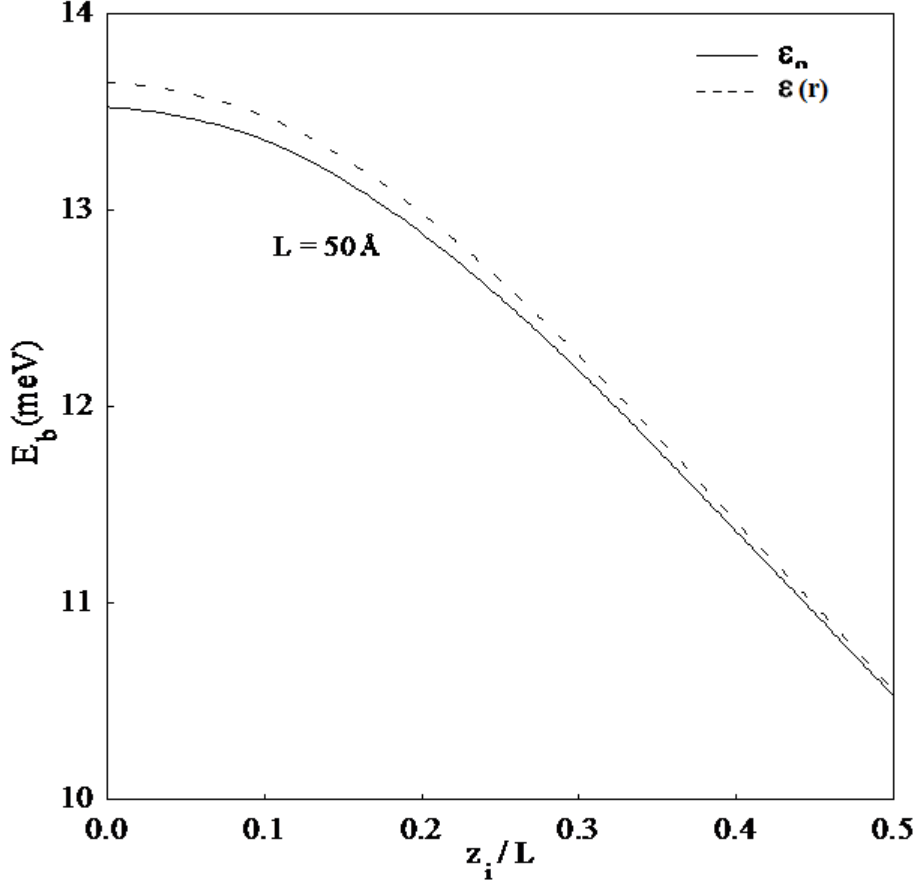
Şekil 3.5 Daimanyetik alınganlığın kuyu genişliğine göre değişimi. Kesikli eğri uzaysal perdeleme içindir.

Daimanyetik alınganlığın kuyu genişliğine göre değişimi Şekil 3.5’ de verilmiştir. Beklendiği gibi kuyu genişliğinin artması ile birlikte elektronun lokalizasyonu zayıflar ve diamanyetik alınganlık hızla daha büyük negatif değerler kayarak külçe değerine yaklaşır. Elektron-safsızlık atomu arası uzaklığın değişimine benzer biçimde diamanyetik alınganlığın uzaysal perdelemeye bağlılığı oldukça zayıftır.



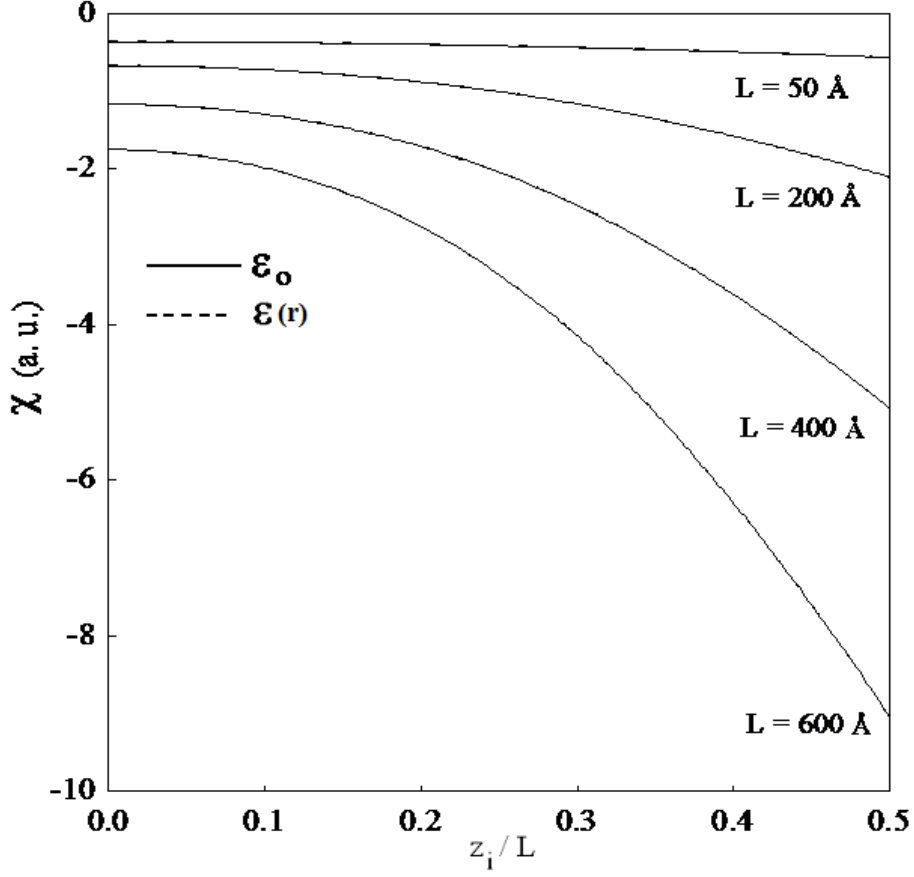
Şekil 3.6: Safsızlık atomu bağlanma enerjisinin farklı kuyu genişlikleri için safsızlık atomu konumuna bağlı değişimi.

Şematik gösterimi Şekil 3.1'de verilen potansiyel kuyusunda bulunan safsızlık atomunun bağlanma enerjisi farklı kuyu genişlikleri için safsızlık atomu konumu z_i 'nin fonksiyonu olarak Şekil 3.6'da verilmiştir. Kuşatma potansiyelinin simetrisine bağlı olarak kuyu merkezinde bulunan safsızlık atomunun bağlanma enerjisi en büyük değere ulaşmaktadır. Safsızlık atomunun konumu merkezden uzaklaştıkça elektron-atom arası etkileşme azalır ve doğal olarak bağlanma enerjisi de azalarak külçe değerine yaklaşır. Ayrıca şekilde görüldüğü gibi küçük L değerlerinde kuyu merkezi civarında bulunan safsızlık atomu için konuma bağlı dielektrik sabitinin kullanıldığı bağlanma enerjisi daha büyüktür. Beklendiği gibi kuyu merkezinden uzaklaştıkça $\epsilon(r)$ ve ϵ_0 için hesaplanan bağlanma enerjileri aynı sonucu vermektedir.



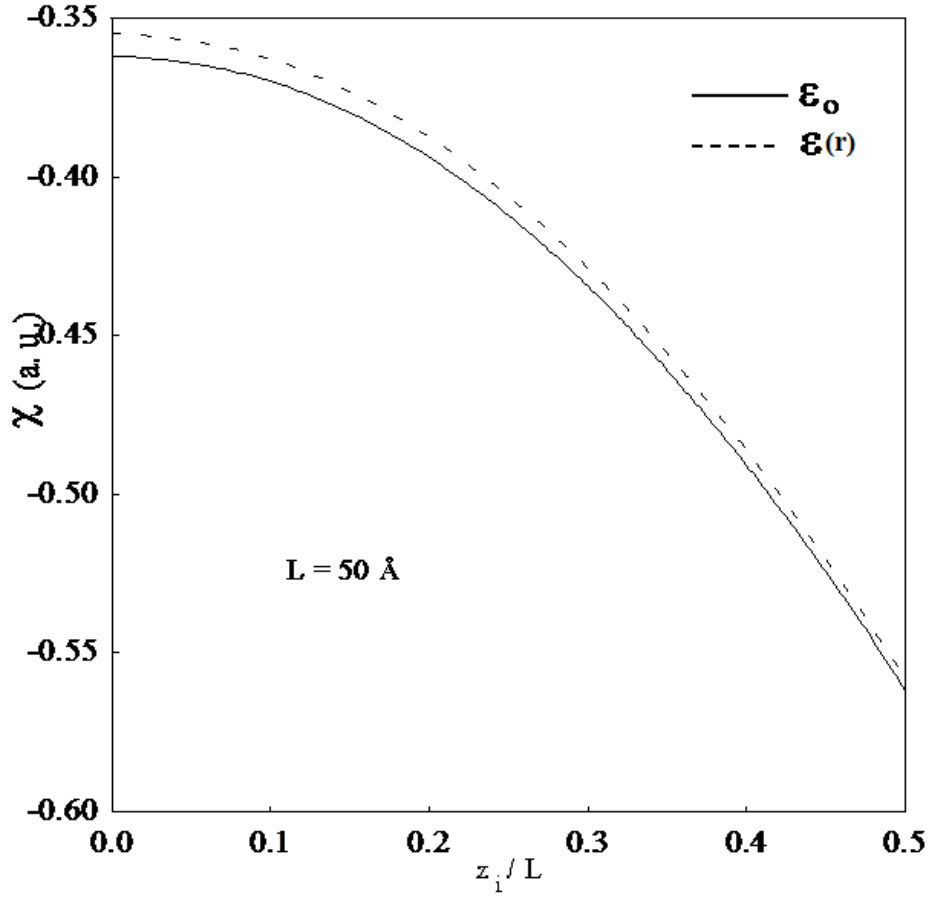
Şekil 3.7: Bağlanma enerjisinin $L = 50 \text{ \AA}$ için safsızlık atomu konumuna bağlı değişimi.

Farklı safsızlık atomu konumları için bağlanma enerjisinin uzaysal perdelemeye bağlılığını daha ayrıntılı inceleyebilmek amacıyla Şekil 3.7’ de bağlanma enerjisinin safsızlık atomu konumuna bağlı değişimi verilmiştir. Uzaysal perdeleme dar kuyularda etkili olduğu için burada kuyu genişliği $L = 50 \text{ \AA}$ alınmıştır. Şekilde açıkça görüldüğü gibi elektron kuyu merkezinde yerleşik olduğundan kuyu merkezinden uzak noktalarda bulunan safsızlık atomu için bağlanma enerjisi hızla azalır ve bu noktalarda uzaysal perdelemenin etkisi de önemsizleşecek değere ulaşır.



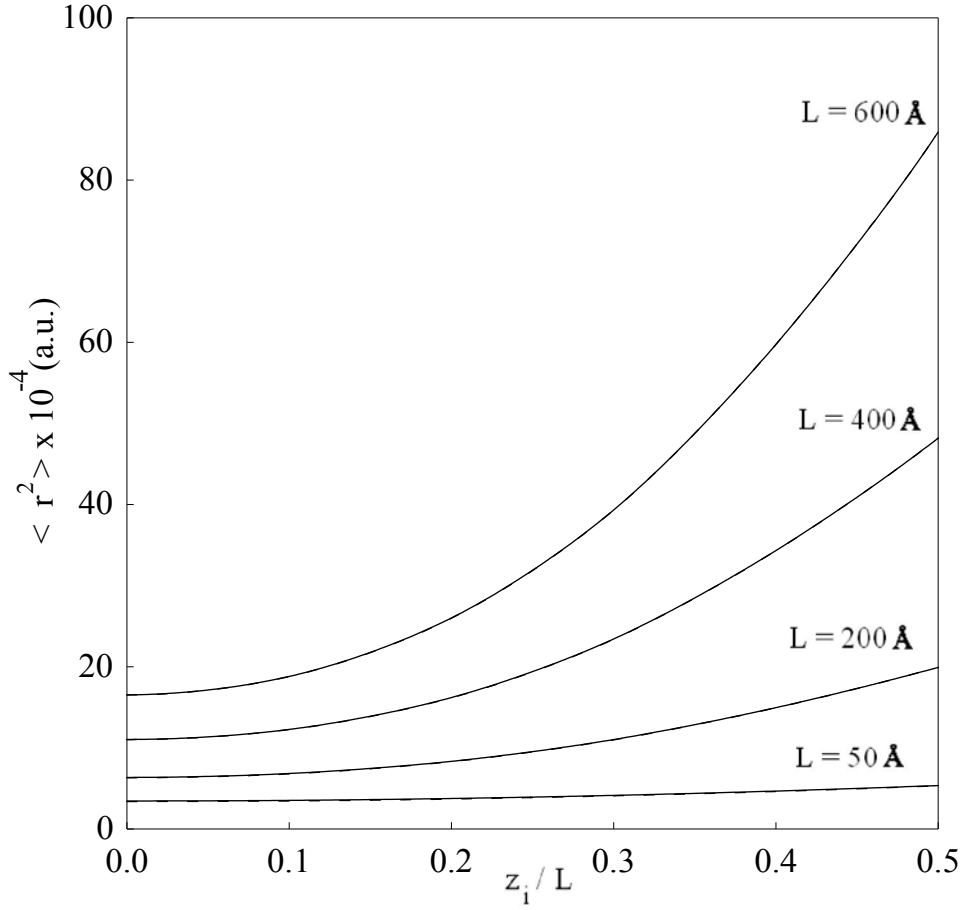
Şekil 3.8: Diamanyetik alınganlığın farklı kuyu genişlikleri için safsızlık atomu konumuna bağlı değişimi.

Çalışmamızın bu aşamasında diamanyetik alınganlığın farklı kuyu genişlikleri için safsızlık atomu konumuna bağlı değişimi üzerinde durulmuştur. Şekil 3.8’de diamanyetik alınganlık safsızlık atomu konumu z_i ’nin fonksiyonu olarak verilmiştir. Elde edilen sonuçlara göre dar kuyularda diamanyetik alınganlık safsızlık konumuna duyarlı değildir. Bunu davranışı dar kuyularda elektronun iyi kuşatılması ve buna bağlı olarak elektron ile safsızlık arası mesafenin yeterince küçük olması ile açıklayabiliriz. Elektron kuşatmasının zayıf olduğu geniş kuantum kuyularında ise diamanyetik alınganlığın safsızlık konumuna oldukça duyarlı olduğu görülmektedir. Ayrıca şekilden görüldüğü gibi konuma bağlı dielektrik sabitinin χ üzerindeki etkisi oldukça zayıftır. Uzaysal perdelemenin sadece dar kuyuda ve kuyu merkezi civarında bulunan safsızlık atomları için diamanyetik alınganlık üzerinde etkili olduğu Şekil 3.9’da görülmektedir.



Şekil 3.9: Diamanyetik alınganlığın $L = 50 \text{ \AA}$ için safsızlık atomu konumuna bağlı değişimi.

Çalışmamızın son aşamasında farklı kuyu genişlikleri için safsızlık konumuna bağlı olarak $\langle r^2 \rangle$ 'nin değişimi verilmiştir. Beklendiği gibi geometrik kuşatmanın zayıf olduğu geniş kuyularda elektron safsızlık arası mesafe hızla büyümektedir. Buna bağlı olarak elektron safsızlık arası Coulombic etkileşme zayıflar ve yukarıda da işaret edildiği gibi sistemin bağlanma enerjisi azalarak üç boyutlu külçe değerine yaklaşır.



Şekil 3.10: Safsızlık atomu ile elektron arasındaki uzaklığın karesinin beklenen değerinin farklı kuyu genişlikleri için safsızlık konumuna göre değişimi.

Küçük kuyu genişliklerinde elektronla safsızlık atomu arasındaki uzaklığın karesinin beklenen değeri safsızlık atomunun konumuna bağlı değildir. Büyük kuyu genişliklerinde uzaklığın karesinin beklenen değeri uzaklıkla artar.

4. Tartışma ve Sonuç

Bu çalışmada donör katkılı bir kuantum kuyusu ele alınarak sistem içerisinde bulunan elektron ve donör atomu arasındaki bağlanma enerjisinin ve diamanyetik alınganlığın kuyu genişliği, katkı atomunun konumu ve uzaysal perdelemeye bağıllığı üzerinde duruldu. İki boyutlu heteroyapıdaki hidrojenik donör problemi için özdeğer denklemi etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde varyasyonel hesap tekniği ile çözüldü. Yapılan hesaplamalarda GaAs/GaAlAs heteroyapısında Alüminyum konsantrasyonu $x = 0.3$ alındı.

Çalışmamızda elde edilen sonuçlara göre geometrik kuşatmanın iyi olduğu dar kuantum kuyularında bağlanma enerjisi ve diamanyetik alınganlık uzaysal perdelemeye duyarlıdır. Geniş kuantum kuyularında ise elektron ile safsızlık atomunun aynı düzlemde bulunma olasılıkları azalır ve buna bağılı olarak hidrojenik donör sistemin kararlılığı zayıflar.

Bu çalışmada elde edilen bulguların bu konuda daha önce yapılan çalışmalarla uyumlu olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

- [1] L. Esaki and R. Tsu (1969), IBM. Res. Note, RC-2414
- [2] T. Ando, A.B. Fowler and F. Stern (1982), Rev. Mod. Phys., 54, 437
- [3] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard and W. W. Wiegman (1978), Appl. Phys. Lett., 33, 665
- [4] H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. W. Wiegman and M. D. Sturge (1979), J. Vac. Sci. Technol., 16, 1517
- [5] G. Bastard, “Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures” (1992) (Paris : Les Editions de Physique)
- [6] K. T. Kim, S. S. Lee, S. L. Chuang (1991), J. Appl. Phys., 69, 9
- [7] L. Ioriatti (1990), Phys. Rev. B, 41, 8340
- [8] M. H. Degani (1991), Phys. Rev. B, 44, 5580
- [9] H. W. Liu, C. Delalande, G. Bastard et al. (1989), Phys. Rev B 39, 13537.
- [10] A. Ben Jazia, H. Mejri, H. Maaref and K. Souissi (1997), Semicond. Sci. And Tech., 12, 1388
- [11] J. A. Cuesta, A. Sanchez and F. Domingez-Adame (1995), Semicond. Sci. Tech., 10,1303
- [12] E. F. Schubert, A. Fischer, K. Ploog (1986), IEEE Trans. on Electron Devices, ED 33 (5),
- [13] M. Jaros, “Physics and Applications of Semiconductor Microstructures” (1990) (Oxford; Clarendon Press)
- [14] J. Hermanson (1966), Phys. Rev. B 150, 660.
- [15] A. Balandin and S. Bandyopadhyay (1996), Superlattices and Microstructures 23, 1197.
- [16] Rajashabala and K. Navaneethakrishnan (2008), Superlatt. Microstruc. 43, 247.

4- ÖZGEÇMİŞ

Adı soyadı : Süleyman ÖZMEN

Doğum Yeri- Yılı : Sarız/Kayseri -1968

Medeni Durumu : Evli ve iki çocuk babası

İş Adresi : Sivas Fen Lisesi

İş Telefonu : 0346 2279797

Lisans(1988-1992) : Cumhuriyet Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi

Yüksek Lisans : Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı