

**T.C.  
KİLİS 7 ARALIK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**KANE TİPİ YARI İLETKEN KUANTUM HALKASINDA  
FAZ GECİKME ZAMANI**

**Mehmet BOZTAŞ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**KİLİS  
2011**

**T.C.  
KİLİS 7 ARALIK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**KANE TİPİ YARI İLETKEN KUANTUM HALKASINDA  
FAZ GECİKME ZAMANI**

**Mehmet BOZTAŞ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Danışman: Yrd. Doç. Dr. Şükrü ÇAKMAKTEPE**

**KİLİS  
2011**

**Her hakkı saklıdır**

## TEZ ONAYI

Yrd. Doç. Dr. Şükrü ÇAKMAKTEPE danışmalığında, Mehmet BOZTAŞ tarafından hazırlanan “**Kane Tipi Yarı İletken Kuantum Halkasında Faz Gecikme Zamanı**” adlı tez çalışması 01/06/2011 Tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Kilis 7 Aralık Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **.YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

### Jüri Üyeleri

### İmza

**Danışman** Yrd.Doç. Dr. Şükrü ÇAKMAKTEPE  
(Kilis 7 Aralık Üniv. Fen-Edeb. Fak. Fizik Böl.)

**Üye** Prof. Dr. Abdülkadir  
(Kilis 7 Aralık Üniv. Fen-Edeb. Fak. Fizik Böl.)

**Üye** Yrd. Doç. Dr. Osman ŞAHİN  
(Mustafa Kemal Üniv. Fen-Edeb. Fak. Fizik Böl.)

**Prof. Dr. Ahmet ÇAKIR**  
**Enstitü Müdürü**

# ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

KANE TİPİ YARI İLETKEN KUANTUM HALKASINDA FAZ GECİKME ZAMANI

Mehmet BOZTAŞ

Kilis 7 Aralık Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Şükrü ÇAKMAKTEPE

Yıl:2011

Sayfa: 36

Bu tez çalışmasında yarı iletken kuantum halkalarında tünel olayı, iki farklı geometride, bantlar arası etkileşmeyi dikkate alan Kane modeli kullanılarak incelenmiştir. Birinci kısımda GaAs'ın gerçek bant yapısı (Kane Modeli) dikkate alınarak kuantum dalga kılavuzu teorisi GaAs yarı iletken kuantum halkası için uygulanmış, kuantum halkasında geçme katsayısının fiziksel değişkenlere bağlı olarak değişimi incelenmiştir. İkinci kısımda ise yine GaAs'ın gerçek bant yapısı dikkate alınarak, GaAs yarı iletken kuantum halkasında yansıma modunda faz gecikme zamanı üzerinde durulmuştur. Faz gecikme zamanı için analitik bir çözüm yapılmış ve Aharonov-Bohm akısının etkisi de dikkate alınarak fiziksel değişkenlerin faz gecikme zamanına etkileri incelenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Faz gecikme zamanı, Aharonov-Bohm akısı, Kuantum dalga kılavuzu, Hartman olayı

## ABSTRACT

MSc. Thesis

### PHASE DELAY TIME IN KANE TYPE QUANTUM RING

Mehmet BOZTAŞ

Kilis 7 Aralık University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physic

Supervisor: Assoc. Prof. Şükrü ÇAKMAKTEPE

Year: 2011 Page: 36

In the present thesis, tunneling effect at semiconductor rings is investigated for two different geometries using Kane model which takes account of coupling of bands. In the first part, quantum waveguide theory is implemented to the GaAs semiconductor quantum rings taking account of the real band structure of GaAs and variation of the transmission coefficient through quantum ring with respect to physical parameters is investigated.

In the second part, considering the real band structure of GaAs it has been examined (dwelled on) the phase delay time in the reflection mode of the quantum ring. An analytic solution is done for the phase delay time and the effect of physical parameters on the phase delay time is also investigated taking account under the effect of Aharonov-Bohm flux.

**Keywords:** Phase delay time, Aharonov-Bohm flux, Quantum waveguide, Hartman effect

## TEŞEKKÜR

Kilis 7 Aralık Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Programı çerçevesinde hazırladığım “Kane Tipi Yarı iletken Kuantum Halkasında Faz Gecikme Zamanı” konulu bu tez çalışmasının her aşamasında değerli katkılarıyla bana yol gösteren, Danışman Hocam Yrd. Doç Dr. Şükrü ÇAKMAKTEPE’ye, yüksek lisans derslerinde bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim değerli hocalarım Doç. Dr. İsmail Hakkı KARAHAN ve Yrd. Doç. Dr. Murat ODUNCUOĞLU’na, bir yıl süreyle tez danışmanlığımı yapan Prof. Dr. Abdülkadir YILDIZ’a teşekkür ederim.

Mehmet BOZTAŞ

Kilis, Haziran 2011

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	ii
ABSTRACT .....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	viii
1.GİRİŞ.....	1
2.MATERYAL VE METOT.....	7
2.1.Kane Tipi Yarı İletkenlerin Bant Yapısı.....	7
2.2.Kuantum Tünel Olayı.....	12
2.3. Aharonov Bohm Olayı.....	17
3. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	19
3.1.Bir Boyutlu Kuantum Dalga Kılavuzu Teorisinin GaAs Kuantum Halkasına Uygulanması .....	19
3.2.GaAs Kuantum Halkasında Faz Gecikme Zamanı .....	24
4.SONUÇ VE ÖNERİLER .....	31
5.KAYNAKLAR .....	33
ÖZGEÇMİŞ .....	36

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$E_g$	Yasak enerji aralığı
$k_{\pm}$	Momentum operatörü
$\hbar$	Planck sabiti
$L$	Kuantum halkasının çevresi
$\Delta L$	Kuantum halkasının kol uzunlukları farkı
$P$	Kane parametresi
$k_{\pm}$	Momentum operatörü
$\vec{A}$	Vektör potansiyeli
$e$	Elektronun yükü
$m_0$	Serbest elektronun kütlesi
$\Gamma_6$	İletkenlik bandının taban noktası
$\Gamma_7$	Spin orbital parçalanma bandının tepe noktası
$\Gamma_8$	Valans bandının tepe noktası
$\Delta_3$	Üç boyutlu Laplasyen
$k_x$	Dalga vektörünün $x$ bileşeni
$k_y$	Dalga vektörünün $y$ bileşeni
$k_z$	Dalga vektörünün $z$ bileşeni
$\Delta\phi$	Faz farkı
$T$	Periyot
$\Phi$	Aharonov-Bohm akısı
$\Phi_0$	Akı kuantumu
$\sigma$	Spin terimi
$\tau$	Faz gecikme zamanı
$k$	Dalga vektörü
$lb_n$	Kuantum halkasının kol uzunluğu



$E$	Serbest elektronun enerjisi
$R$	Yansıma kat sayısı
$g$	Geçme kat sayısı
$\delta$	Basamak potansiyelini geçen dalga için dalga vektörü
$p_x$	Momentum operatörünün $x$ bileşeni
$p_y$	Momentum operatörünün $y$ bileşeni
$p_z$	Momentum operatörünün $z$ bileşeni
$\Delta$	Spin orbital parçalanma
$m_n$	Etkin kütle

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil1.1 Kuantum nanoyapılar.....	3
Şekil1.2 Kuantum halkası.....	3
Şekil 2.1.1 Çinko sülfürün kristal yapısı.....	7
Şekil 2.1.2 Kane tipi yarı iletkenlerin bant yapısı.....	8
Şekil 2.2.1 Basamak potansiyelinin şematik olarak gösterimi.....	12
Şekil 2.2.2 Basamak potansiyeli çözümleri.....	15
Şekil 2.3.1 Aharonov-Bohm olayının şematik gösterimi.....	17
Şekil 3.1.1 İki kollu kuantum halkası.....	20
Şekil 3.1.2 Manyetik alanın bulunmadığı durumda $ g ^2$ nin sabit sabit $k\Delta L$ değerleri için $kL$ ye göre değişimi.....	22
Şekil 3.1.3 Manyetik alanın bulunmadığı durumda $ g ^2$ nin sabit $kL$ değerleri için $k\Delta L$ ye göre değişimi.....	23
Şekil 3.2.1 GaAs Kuantum Halkası.....	24
Şekil 3.2.2 Bariyer genişliği $V_I$ olan, GaAs yarı iletken kuantum halkasında faz gecikme zamanının $L$ ye bağlı değişimi.....	29
Şekil 3.2.3 Faz gecikme zamanın Parabolik model ve Kane Modeli için $L$ ye bağlı değişimi.....	29
Şekil 3.2.4 Kane Modeline göre Faz gecikme zamanının bazı $L$ değerleri için $\Phi$ ye bağlı değişimi.....	30

## 1. GİRİŞ

Herhangi bir fiziksel büyüklüğün milyarda birini ifade etmek için nano ifadesi kullanılır. Nanoyapılardan büyütülmüş malzemelerin boyutları yaklaşık 10-100 atom mertebesinde ki bu da  $10^{-9}$  m seviyesinde bir uzunluğa karşılık gelmektedir. Nanometre mertebesinde boyutlara sahip kristallerin bulk yapıdaki malzemelerden çok farklı olarak yeni ve faydalı özellikleri ortaya çıkmaktadır. Örneğin elektriksel iletim özelliği bakımından incelendiğinde bulk malzemelerde süreklilik gösteren enerji seviyelerinin yerini nanoyapılarda kesikli enerji seviyeleri almaktadır. Benzer şekillerde nanoyapıların elektronik, optik, manyetik ve kimyasal özellikleri de bulk yapılardan farklıdır. Örneğin çağımızda çok önemli bir malzeme olan silisyum yarı iletken bir malzeme iken silisyumdan yapılan bir telin çapı nanometre boyutuna yaklaştığında iletken özelliği gösterdiği bilinmektedir (Çıracı, 2005). Bu farklı özellikler, nanoyapıların davranışlarının klasik fizikle değil, kuantum fiziği yasaları ile açıklanabilmesinden kaynaklanır. Malzemelerin nanometre boyutunda işlenmesiyle ortaya çıkan faydalı özelliklerini kullanarak yeni teknolojik malzemeler ve aygıtlar yapmak mümkün olmuştur. Atomik kuvvet mikroskobu ve tarama tünelleme mikroskobu kullanarak atomları farklı şekillerde bir araya getirmek, dizilişlerini ve kristal yapılarını değiştirmek mümkün olmuştur.

Nanoyapıların keşfedilen faydalı özellikleri teknolojide yeni bir dönem başlatmış ve nanoteknoloji olarak isimlendirilen ve çok sıkça duyduğumuz yeni bir kavram ortaya çıkmıştır. Atom ve molekül seviyesinde üretilen elektronik aygıtlar çok farklı alanlarda faydalı uygulamaların yapılmasını mümkün kılmıştır. Elde edilen yeni malzemeler tıp, kimya, uzay bilimleri, tekstil, gıda, ilaç sanayi gibi birçok alanda kullanılmaya başlanmıştır. Örneğin karbon nanotüpler yüksek yüzey hacim oranları sayesinde hidrojen depolama için ideal malzemelerdir. Ancak hidrojen atomları karbon nano tüplere doğrudan bağlanamamaktadır. İç ve dış yüzeylerini Ti atomları ile kaplayarak, karbon nano tüplerin  $H_2$  depolama kapasitesini çok yüksek seviyelere çıkarmak mümkün olmuştur (Çıracı, 2005).

Her geçen gün gelişen ve yeni bilgilerin ortaya çıktığı bu alandaki çalışmaların sonucu olarak, bilgisayar ve iletişim teknolojileri çok hızlı bir şekilde gelişmektedir. Yakın bir

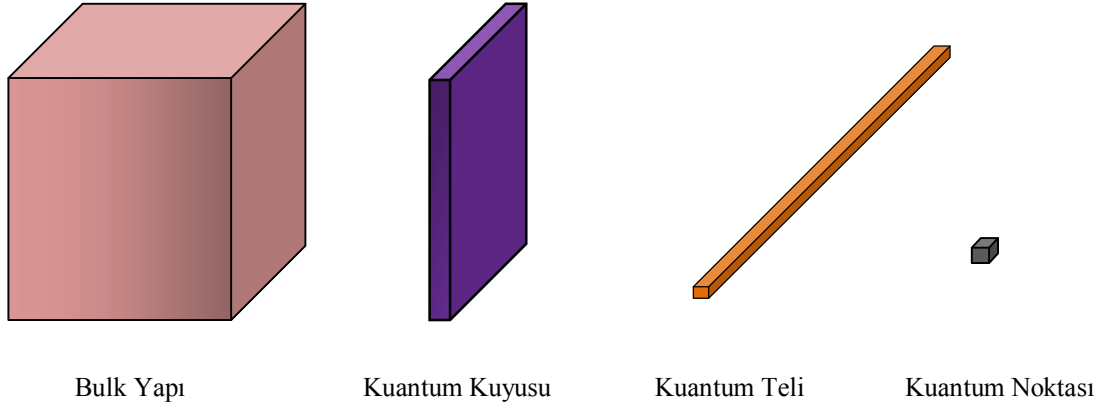
gelecekte üretilmesi mümkün olacak nano robotlar sayesinde tıp alanında yeni teşhis ve tedavi yöntemleri uygulanabilir olacak, bugün tedavisi olmayan veya çok zor olan bazı hastalıkların tedavisi mümkün ya da daha kolay olmaya başlayacaktır. Yine çok küçük boyutlarda üretilen bazı malzemeleri kullanarak bilgi güvenliği ile ilgili çok gelişmiş sistemler kurmak mümkün olacaktır. Tekstil alanında yapılan çalışmaların bir ürünü olarak günümüzde leke tutmayan kumaşlar üretilmeye başlanmıştır. Gelecekte de çok faydalı özellikleri olan çok hafif kendi kendini temizleyen tekstil malzemelerinin üretilbileceği mümkün gözükmektedir. Nano teknolojinin bir diğer kullanım alanı ise havacılık ve uzay bilimleridir. Nano teknoloji ile geliştirilen malzemeler sayesinde daha hafif ve daha sağlam araçlar yapmak elektronik sistemlerin hem boyutlarını, hem ağırlıklarını hem de enerji sarfiyatlarını azaltmak mümkün olacaktır. Diğer yandan molekül boyutunda üretilen bazı aygıtlar insan beynine uyarlanmak suretiyle insan hafızası güçlendirilip, dil öğrenme gibi bazı alanlarda çok büyük yeniliklerin önü açılabilir.

Bilgisayar işlemcilerinin kapasitesi ve boyutlarının gelişim ve değişimi arasındaki ilişkiyi açıklayan Moore kuralına göre her 18 ayda bir, işlemcilerin hızı iki katına çıkmakta, boyutları ise yarıya düşmektedir. Bu kural günümüze kadar geçerliliğini korumuştur. Bu gelişimin aynı şekilde devam etmesi durumunda çok yakın zamanda gözle görülemeyecek bilgisayarlar üretililecektir.

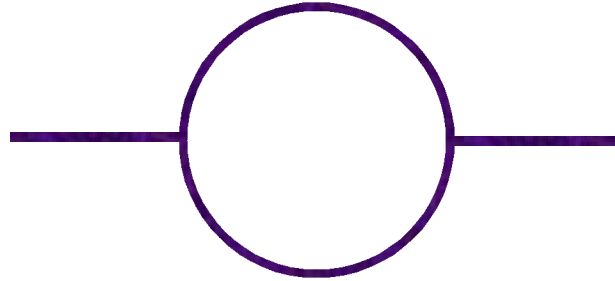
Nano teknoloji adı altındaki çalışmalar farklı farklı birçok sektörde faydalı uygulamalara imkân hazırlarken diğer yandan nanoyapıların üretilmesi ve özelliklerinin keşfedilmesi ile ilgili görüntüleme ve ölçüm yöntemlerinin geliştirilmesini sağlamaktadır. Malzemeleri işlemedeki hassasiyet arttıkça çok hassas ölçüm ve görüntüleme aygıtlarının yapılması da mümkün olmaktadır. Cornell Üniversitesi'nden Harold Craighead ve arkadaşları,  $10^{-18}$  gram gibi küçük kütleleri ölçebilen bir nano elektromekanik aygıt tasarlamışlardır (Craighead, 2004).

Yarı iletken bir malzemede, boyutta küçültme işlemi yapılarak yük taşıyıcıların sınırlandırılması sonucunda yarı iletken davranışında büyük değişiklikler olduğu görülmüştür. Yük taşıyıcıların içinde bulunduğu bir ortamı farklı şekillerde küçülterek

elde edilen nanoyapılar; iki boyutlu kuantum kuyuları, bir boyutlu kuantum telleri ve boyutsuz kuantum noktalarıdır. Bu yapıların boyutları yük taşıyıcıların de Broglie dalga boyuna yaklaştığında enerji seviyelerinin kuantumlandığı görülür. Bu sebeple son zamanlarda nanoyapıların enerji spektrumları ve optik özelliklerini araştırmak hem deneysel hem de teorik olarak çok popüler olmuştur (Bimberg ve ark., 2001).



Şekil 1.1 Kuantum nanoyapılar



Şekil 1.2 Kuantum halkası

Nanoyapılarla ilgili çalışmalarda Kane tipi yarı iletkenler (GaAs, InAs, HgTe, InSb) çok fazla tercih edilmektedir. Nanoyapılarla ilgili deneysel çalışmalarda, yasak enerji aralığı küçük olan yarı iletkenler kullanılırken, bu yarı iletkenlere ait gerçek bant yapısı dikkate alınmalıdır. Çünkü basit parabolik bant yapısı gerçek yarı iletkenlerin elektronik ve optik özellikleri için ayrıntılı bir tanımlama yapamaz, sadece nitel bir tanımlama elde etmek amacıyla kullanılabilir. Nanokristallerin optik özellikleri elektronlar ve deşikler arasındaki geçişler sonucu ortaya çıkar, dolayısıyla yük taşıyıcılarına ait enerji seviyeleri bu yarı iletkenlerde bulunan gerçek bant yapısı dikkate alınarak hesaplanmalıdır (Efros ve Rosen, 1998). Kane modeli yarı iletkenlerde yük taşıyıcıların enerji spektrumunu elde etmek amacıyla iletkenlik bandı ile hafif deşikler ve spin-

orbital parçalanma deşiklerinden oluşan üç bandın etkileşmesini dikkate alarak kurulmuştur. Bantlar arası etkileşme Kane parametresi olarak tanımlanan  $P$  matris elemanı ile karakterize edilmektedir (Askerov, 1970).

Webb ve arkadaşları tarafından Aharonov-Bohm olayı deneysel olarak ispatlandığından bu yana nanoyapılar fiziğinde önemli gelişmeler olmuştur (Webb ve ark.,1985). Aharov-Bohm olayı, bir boyutlu kuantum halkaları teorisine dayanmaktadır (Buttiker ve ark., 1983). Ve Buttiker ile arkadaşları tarafından önerilen çok kanallı elektron iletim teorisi ile genelleştirilmiştir (Gafen ve ark., 1984; Buttiker ve ark., 1985). Kùçük boyutlu sistemlerde elektron iletimi ile ilgili ilk çalışmaların çoğunda birbiriyle iç içe geçmiş bantlar içeren metalik örnekler kullanılmıştır. Daha yakın zamanlarda yapılan çalışmalarda ise yarı iletken teknolojisindeki ilerlemeler sayesinde sadece alt bantları işgal edilmiş, yüksek mobiliteye sahip kuantum tellerinin yapılması mümkün olmuştur. Yarıma kapısı (splitting-gate) yapısına ait deneyler elektron iletiminde dalga kılavuzu teorisini doğrulamaktadır (van Wees ve ark.,1988;Wharam ve ark., 1988). Datta ve Bandyopadhyay tarafından iletken nanoyapılarda Aharonov-Bohm olayı için basit bir teori sunulmuştur (Datta ve Bandyopadhyay, 1987). Son yıllarda kuantum girişim etkisine dayalı birçok cihaz tasarımı ön plana çıkmıştır (Capasso ve Datta, 1990). Sols ve arkadaşları transistör görevi yapan yarı iletken T yapılarla ilgili teorik bir çalışma yapmıştır (Sols ve ark., 1989).

Kuantum tünel olayı geniş uygulama alanına sahip olmakla birlikte modern teknolojinin en önemli fenomenlerinden biridir. Tünelleme zamanı lazerler, foto dedektörler gibi çoğu optoelektronik cihazın frekans duyarlılıklarını dizayn etmede oldukça önemlidir. Farklı uygulamalarda ortaya çıkan kayda değer başarılarına rağmen temel soru hala cevap bulabilmiş değildir. Bir parçacığın bariyeri geçerken ne kadar zamana ihtiyacı vardır (tünelleme zamanı problemi)? Bu konsept ile ilgili olarak parçacığın tünelleme zamanını anlamak üzere farklı zaman skalaları ortaya koyulmuştur (Muga ve ark., 2008). Bunlardan bazıları, dwell zamanı, Larmor zamanı, sojourn zamanı (Ramakrishna ve Kumar, 2002;Benjamin ve Jayannavar, 2002) ve Bohm'un gorüşünü dikkate alan faz gecikme zamanıdır (Leavens, 2008).

Faz gecikme zamanı, genellikle bariyere gelen Gaussian dalga paketleri piklerinin, bariyere ulaşma süreleri arasındaki farklarından hesaplanır. Faz gecikme zamanı ( $\tau$ ) saçılma matrisine ait faz farkının enerjiye göre türevi cinsinden ifade edilir. Kuantum tünel olayında, opak bir bariyer kullanılırsa faz gecikme zamanı bariyer genişliğine bağlı olmamaktadır. Bu fenomen Hartman olayı olarak isimlendirilmektedir (Winful, 2002). Bu ise yeterince geniş bariyerler kullanıldığında, parçacığın efektif hızının oldukça büyük değerler alabileceğini, hata ışığın boşluktaki hızından bile büyük olabileceği anlamına gelmektedir. Protonların süperlüminal hızlarla hareket ettikleri deneysel olarak gözlenmiştir (Steinberg, Kwiat ve Chiao, 1993; Guerent, Marclay ve Meier, 1988). Teorik olarak Hartman olayı farklı şekillerde ele alınabilir. Bunlar arasında, duble bariyer, farklı geometrik şekiller ve Aharonov-Bohm akısının olduğu sistemler sayılabilir. Bir telle birleştirilmiş bir halka modelinde, Buttiker sürekli akımın gecikme zamanını çalışmıştır (Buttiker, 1985). Bu çalışmanın devamı niteliğinde bir çalışmada Akkermans, yansıma fazının termodinamik niceliklerle ilişkisini araştırmıştır (Akkermans,1991). Bu konuda heyecan verici bir çalışma çok yakın zamanda Winful tarafından gerçekleştirilmiştir (Winful, 2003). Winful'a göre gözlenen zaman gecikmesi, enerji depolanması ve salıverilmesinden kaynaklanmakta ve yayılma ile bir ilgisi yoktur. Tünelleme yapan parçacık veya dalga paketinin superluminal bir hızla ilerlemediğini aslında duran bir dalga olduğunu savunmaktadır. Winful tarafından bir boyutta, bir bariyer potansiyeline sahip genel bir yapıda Hartman olayı için klasik bir hesaplama yapılmıştır (Winful, 2003). Bandopadhyay ve arkadaşları Hartman olayını bir boyutta ve Aharonov-Bohm akısının olduğu durumda çalışmıştır (Bandopadhyay, Krishnan ve Jayannavar, 2004). Bandopadhyay ve arkadaşları farklı bir çalışmalarında tünel olayı için gecikme zamanını yansıma modunda araştırmıştır (Bandopadhyay ve Jayannavar, 2007). Sistemleri, halka şeklindeki bir telin yarı sonsuz uzunluklu bir tele birleştirilmesinden oluşmuş ve Aharonov-Bohm akısı da hesaplamalara dahil edilmiştir. Çakmaktepe ise Hartman olayını yarı iletken InSb kuantum halkalarının gerçek bant yapısını dikkate alarak geçme modunda araştırmış ve elde ettiği sonuçları parabolik bant yapısına sahip yarı iletkenler ile karşılaştırmıştır.

( Çakmaktepe, 2007).

Bu tez çalışmasında kuantum tünel olayı yarı iletken nanohalkaların gerçek bant yapıları dikkate alınarak iki farklı şekilde incelenmiştir.

Birinci kısımda bir boyutlu dalga kılavuzu teorisi Kane tipi yarı iletken (GaAs) kuantum halkası için uygulanmıştır.

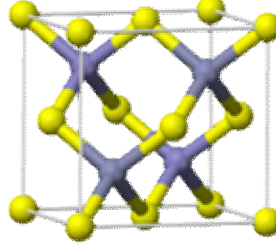
İkinci kısımda temel olarak Wigner faz gecikme zamanına üzerine odaklanılmış ve yarı iletken bir kuantum halkasında Aharonov-Bohm akısına bağlı olarak faz gecikme zamanı hesaplanmıştır. Kuantum halkaları kuantum tellerinin farklı geometrilerde birleştirilmesi ile elde edilir. Çalışmamızda kullanılan kuantum halkası GaAs yarı iletken kuantum telinden elde edilmiştir. Çalışmada GaAs ın gerçek bant yapısı dikkate alınarak hesaplamalar yapılmıştır.



## 2. MATERYAL VE METOT

### 2.1. Kane Tipi Yarı İletkenlerin Bant Yapısı

Tez çalışmasında bir GaAs yarı iletken kuantum halkası dikkate alınmıştır. Periyodik tablonun 3A ile 5A grubu elementlerinin oluşturdukları GaAs, InSb, InP, InAs, AlSb gibi yarı iletken kristaller çinko sülfür yapıdadır.



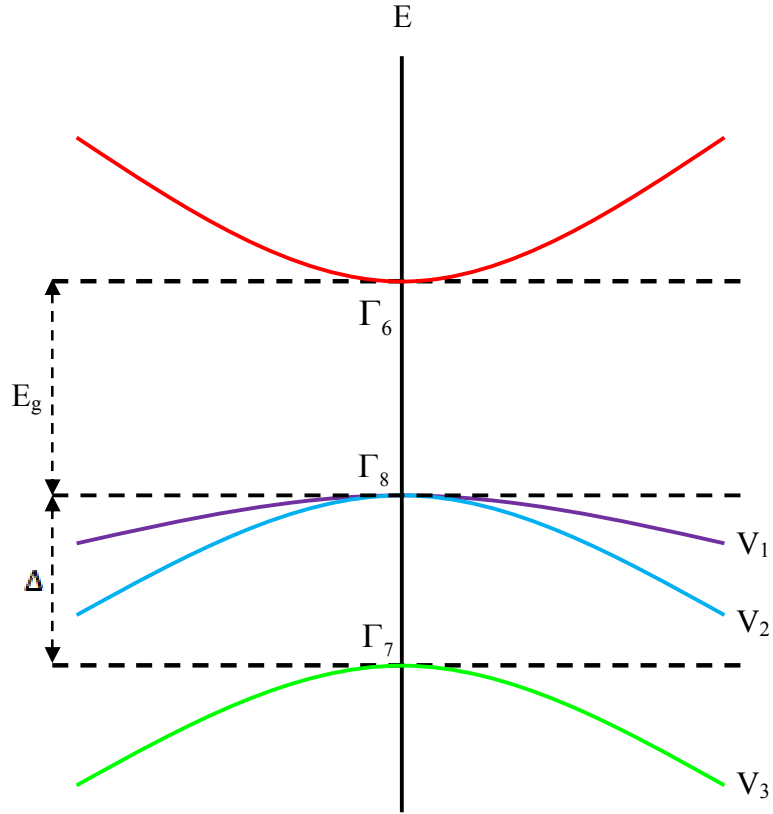
Şekil 2.1.1. Çinko sülfürün kristal yapısı

Çinko sülfür yapı elmas yapı ile benzer özellik gösterir. Elmas yapı birbirinden cisim köşegeninin dörtte bir uzunluğu kadar ötelenmiş iç içe iki fcc yapı olarak düşünülebilir. Çinko sülfür yapı (ZnS) ise bu fcc örgülerinden birinde Zn atomları diğerinde ise S atomlarının yerleşmesi ile oluşur. Zn atomlarının koordinatları  $000$ ,  $0\frac{1}{2}\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{2}0\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{2}\frac{1}{2}0$  ve S atomlarının koordinatları ise  $\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{4}\frac{3}{4}\frac{3}{4}$ ,  $\frac{3}{4}\frac{1}{4}\frac{3}{4}$ ,  $\frac{3}{4}\frac{3}{4}\frac{1}{4}$  şeklindedir. Örgü yapısı fcc'dir. İlkel hücrede dört tane ZnS molekülü bulunur. Her atomun çevresinde karşı cinsten dört atom düzgün bir dörtyüzlünün köşelerinde bulunurlar. Elmas yapıda her komşu iki atomun orta noktasına göre inversiyon simetrisi vardır. İversiyon işlemi  $\vec{r}$ 'deki bir atomu  $-\vec{r}$ 'ye getirir. ZnS yapının ise inversiyon simetrisi yoktur. Çinko sülfür yapı ile birinci elmas yapının birinci Brillouin bölgesi aynıdır (Kittel, 1995 ).

Spin dikkate alınmadığında, III-V tipi yarı iletkenlere ait valans bandının en üst noktası  $k=0$ 'dadır ve Ge ve Si ile aynı yapıya sahiptir. Tüm III-V tipi yarı iletkenlerde iletkenlik bandının tabanı birinci Brillouin bölgesinin merkezinde değildir. Örneğin GaP ve AlSb yarı iletkenlerinin iletkenlik bantlarının minimumları  $[100]$  doğrultusundadır. Bununla birlikte, III-V tipi yarı iletkenlerin çoğunda iletkenlik bandının tabanları birinci Brillouin bölgesinin merkezine yani  $\Gamma_6$  noktasına denk gelmektedir.  $A^3B^5$  tipi yarı

iletkenlerden, iletkenlik bantlarının tabanları  $\Gamma_6$  noktasına karşılık gelenler, InSb tipi yarı iletkenler olarak isimlendirilirler (Askerov, 1994).

InSb için  $\Gamma$  noktası komşuluğunda, bantlara ait dağılım kanunu Kane tarafından türetilmiştir (Kane, 1957). Kane, Löwdin'in metodunu kullanarak (Löwdin, 1951), iletkenlik ve valans bantları  $V_1, V_2, V_3$  arasındaki etkileşmeyi dikkate almış, üstte kalan bantların etkisini ise  $\vec{k} \cdot \vec{p}$  metodu ile hesaplamıştır. Şekil 2.1.2'de InSb tipi yarı iletkenlere ait enerji bant yapısı verilmiştir.  $V_1$  değerlik bandı iletkenlik bandı ile etkileşmemektedir. Bu yüzden, bant şekli iletkenlik bandı ile hafif deşik ( $V_2$ ) ve spin-orbital parçalanma deşik ( $V_3$ ) bantlarının etkileşmesine bağlı olarak şekillenir.



Şekil 2.1.2. Kane tipi yarı iletkenlerin bant yapısı

Kristal yapı için periyodik bir  $V(r)$  potansiyelini ve spin-orbital etkileşmesini içeren Schrödinger dalga denklemi;

$$\left( \frac{p^2}{2m_0} + V(r) + \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} (\vec{\sigma} \times \vec{\nabla} V) \cdot \vec{p} \right) \cdot \varphi_{nk}(r) = \varepsilon_{nk} \varphi_{nk}(r) \quad (2.1.1)$$

şeklindedir.

Burada  $m_0$  serbest elektronun kütlesi,  $c$  ise ışık hızıdır. Bilindiği gibi, periyodik potansiyelde hareket eden bir elektronun dalga fonksiyonu Bloch fonksiyonu ile temsil edilmektedir (Ashcroft ve Mermin, 1976):

$$\varphi_{nk}(r) = u_{nk}(r) \cdot e^{ik \cdot r} \quad (2.1.2)$$

Schrödinger denkleminin çözümü için gerekli ara işlemler yapıldığında Kane denklemleri olarak adlandırılan 8 tane denklem elde edilir (Çakmaktepe, 2006).

Bu denklemler;

$$-E_1 \psi_1 - \frac{Pk_-}{\sqrt{2}} \psi_3 + \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z \psi_4 + \frac{Pk_+}{\sqrt{6}} \psi_5 + \frac{Pk_z}{\sqrt{3}} \psi_7 + \frac{Pk_+}{\sqrt{3}} \psi_8 = 0 \quad (2.1.3)$$

$$-E \psi_2 - \frac{Pk_-}{\sqrt{6}} \psi_4 + \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z \psi_5 + \frac{Pk_+}{\sqrt{2}} \psi_6 + \frac{Pk_-}{\sqrt{3}} \psi_7 - \frac{Pk_z}{\sqrt{3}} \psi_8 = 0 \quad (2.1.4)$$

$$-\frac{Pk_+}{\sqrt{2}} \psi_1 - (E + E_g) \psi_3 = 0 \quad (2.1.5)$$

$$\sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z \psi_1 - \frac{Pk_+}{\sqrt{6}} \psi_2 - (E + E_g) \psi_4 = 0 \quad (2.1.6)$$

$$\sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z \psi_2 + \frac{Pk_-}{\sqrt{6}} \psi_1 - (E + E_g) \psi_5 = 0 \quad (2.1.7)$$

$$\frac{Pk_-}{\sqrt{2}} \psi_2 - (E + E_g) \psi_6 = 0 \quad (2.1.8)$$

$$\frac{Pk_z}{\sqrt{3}} \psi_1 + \frac{Pk_+}{\sqrt{3}} \psi_2 - (\Delta + E + E_g) \psi_7 = 0 \quad (2.1.9)$$

$$\frac{Pk_-}{\sqrt{3}} \psi_1 - \frac{Pk_z}{\sqrt{3}} \psi_2 - (\Delta + E + E_g) \psi_8 = 0 \quad (2.1.10)$$

GaAs taki iletkenlik bandı, diğer iki değerlik bandı ( $V_2$  hafif deşik bandı ve  $V_3$  spin-orbital parçalanma bandı) ile etkileşir. Bu etkileşmeleri dikkate alıp, yukarıdaki sekiz denklem ilk iki denklemde birleştirildiğinde enerji için aşağıdaki denkleme ulaşılır.

$$E'(E'+E_g)(E'+E_g + \Delta) - k^2 P^2 \left( E'+E_g + \frac{2}{3} \Delta \right) = 0 \quad (2.1.11)$$

Bu denklem ile, etkileşen bantlara ait dağınım kanunu tanımlanabilir. Burada enerji, iletkenlik bandının tabanı referans kabul edilerek ( $\Gamma_6$  noktası) hesaplanmıştır,

$$E' = E - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} = E - E_0, \quad m_0 \text{ serbest elektronun kütlesi, } E_g = E(\Gamma_6) - E(\Gamma_8) \text{ yasak enerji}$$

aralığıdır.

$$P = -i \frac{\hbar}{m_0} \langle S | p_x | X \rangle = -i \frac{\hbar}{m_0} \langle S | p_y | Y \rangle = -i \frac{\hbar}{m_0} \langle S | p_z | Z \rangle \text{ olup, burada } P \text{ iletkenlik ve}$$

valans bantları arasındaki etkileşmeyi açıklayan matris elemanıdır.  $S$  ve  $X, Y, Z$  s ve p simetrisine sahip dalga fonksiyonları ve  $\hat{P}_x, \hat{P}_y, \hat{P}_z$  ise momentum bileşen operatörleridir.

$$\Delta = -3i \left( \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} \right) \langle X | \Delta V_x P | Z \rangle \text{ ise spin-orbital parçalanma bandı enerjisidir.}$$

(2.1.11)'teki enerji denkleminde görüleceği gibi,  $k=0$ 'da enerjinin üç tane öz değeri vardır ve bunlar;

$$E = 0, \quad E_{V_2} = -E_g, \quad E_{V_3} = -E_g - \Delta$$

dır. Bu öz değerler sırasıyla, iletkenlik bandına, hafif deşik bandına ve spin-orbital parçalanma bandına karşılık gelir.

Yukarıdaki denklemler ayrı ayrı enerji denkleminde yerine konulduklarında, her bir enerji bandı için  $k$  yaklaşıklığında aşağıdaki dağınım ifadeleri elde edilir.

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \frac{k^2 P^2}{3} \left( \frac{2}{E_g} + \frac{1}{\Delta + E_g} \right) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} \quad (2.1.12)$$

$$E_{V2} = -E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} - \frac{2k^2 P^2}{2E_g} = -E_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_2} \quad (2.1.13)$$

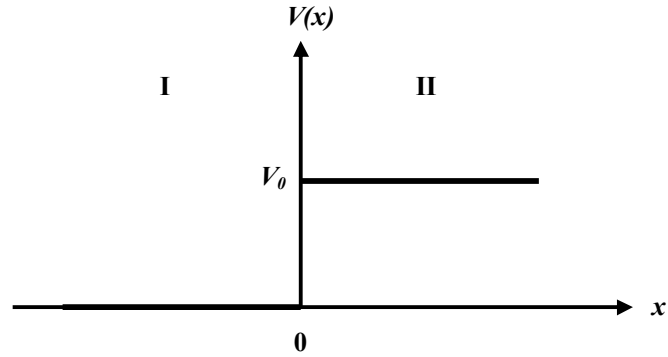
$$E_{V3} = -E_g - \Delta + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} - \frac{2k^2 P^2}{3(E_g + \Delta)} = -E_g - \Delta - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_3} \quad (2.1.14)$$

Burada  $m_n$ ,  $m_2$  ve  $m_3$  her biri sırasıyla, iletkenlik bandının tabanında, hafif deşik bandının ve spin-orbital parçalanma bandının üstündeki etkin kütlelerdir.

## 2.2. Kuantum Tünel Olayı

Kuantum tünel olayı klasik fizik ile açıklanamayan, kuantum mekaniksel olarak açıklanabilen ve faydalı uygulamaları bulunan bir olaydır. Kuantum tünel olayını anlamak için bir basamak potansiyeline doğru ilerleyen serbest elektronun davranışını inceleyelim.

Başlangıçta, parçacığın soldan sağa doğru ilerlediğini varsayalım. Parçacık soldaki düzlükte iken hareketi serbest olup toplam enerjisi  $E=p^2/2m$  dir. Parçacığa ancak potansiyel basamağını tırmanırken  $F=-dV/dx$  kadar bir kuvvet etki eder. Klasik mekaniğe göre burada iki durum söz konusudur: Parçacığın toplam enerjisi  $V_0$  dan büyükse ( $E>V_0$ ) engeli aşar ve sağdaki düzlükte yine serbest fakat toplam enerjisi  $E-V_0$  olarak yoluna devam eder.  $E<V_0$  ise, parçacık yokuşta gittikçe yavaşlar ve  $E=V(a)$  olan bir  $a$  noktasından geri döner (klasik dönüm noktası). Parçacığın bu durumda, engeli sızma olasılığı yoktur. Bu klasik çerçeveyi belirledikten sonra, aynı problemi kuantum mekaniğinde inceleyelim. Matematik zorlukları en aza indirmek amacıyla, şekil 2.2.1'de gösterilen şematik bir basamak potansiyelini ele alalım.



Sekil 2.2.1 Basamak potansiyelinin şema olarak gösterimi

Potansiyel,

$$V(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ V_0, & x > 0 \end{cases} \quad (2.2.1)$$

olarak tanımlanır. Kararlı durum dalga fonksiyonlarını bulmak üzere zamandan bağımsız Schrödinger dalga denklemi,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)\psi(x) = E\psi(x) \quad (2.2.2)$$

her bir bölge için ayrı-ayrı yazılırsa

$$\text{I. bölgede } (x < 0) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x) \quad (2.2.3)$$

$$\text{II. bölgede } (x > 0) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V_0\psi(x) = E\psi(x) \quad (2.2.4)$$

olur. Bu aşamada enerjinin  $V_0$  dan büyük veya küçük oluşuna göre çözümler farklı olur.  $E > V_0$  durumunda her bir bölge için, sırasıyla,

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad \text{ve} \quad k'^2 = \frac{2m(E - V_0)}{\hbar^2} \quad (2.2.5)$$

gibi iki pozitif dalga sayısı tanımlarsak, denklemler ve çözümleri

$$\text{I. Bölgede} \quad \frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k^2\psi_1 = 0 \rightarrow \psi_1 = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (2.2.6)$$

$$\text{II. Bölgede} \quad \frac{d^2\psi_2}{dx^2} + k'^2\psi_2 = 0 \rightarrow \psi_2 = Ce^{ik'x} + De^{-ik'x} \quad (2.2.7)$$

olur. (Burada  $A, B, C, D$  integrasyon sabitleridir). Bu çözümler, her bölgede  $\pm x$  yönlerinde ilerleyen düzlem dalgalarıdır.

Şimdi problemin başlangıç ve sınır koşullarını koyalım: Başlangıçta parçacığın I. bölgeden II.'ye gönderildiği varsayılmıştı. Buna göre basamak noktası ( $x=0$ ) dan ötede ancak sağa doğru ilerleyen bir dalga (yani,  $e^{ikx}$ ) oluşabilir. Bu koşulu sağlamanın tek yolu  $e^{-ik'x}$  teriminin katsayısını sıfır yapmaktır. Potansiyel sonlu bir sıçrama yapsa bile, dalga fonksiyonu ve onun 1. türevi sürekli olmalıdır. Bu iki koşul  $x=0$  sınırında uygulanırsa,

$$\psi_1(x=0) = \psi_2(x=0) \rightarrow A + B = C \quad (2.2.8)$$

$$\left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0} \rightarrow ikA - ikB = ik'C \quad (2.2.9)$$

yazılır. Bu iki denklemden  $B$  ve  $C$  sabitleri  $A$  cinsinden bulunabilir.

$$B = \frac{k - k'}{k + k'} A \quad \text{ve} \quad C = \frac{2k}{k + k'} A \quad (2.2.10)$$

Komple çözüm

$$\psi(x) = \begin{cases} Ae^{ikx} + A \frac{k-k'}{k+k'} e^{-ikx}, & x < 0 \\ A \frac{2k}{k+k'} e^{ik'x}, & x > 0 \end{cases} \quad (2.2.11)$$

olur. Bu çözüm klasik beklentiye tamamen uymaz. Mekanikte parçacık  $E > V_0$  enerjisiyle ikinci bölgeye mutlak geçiyordu. Oysa şimdi, geri yansıma olasılığı da vardır. Bu dalga özelliğinin bir sonucudur.

Klasik dalga kuramındaki yansıma ve geçme katsayılarının benzerleri

$$R = \left| \frac{B}{A} \right|^2 = \left( \frac{k-k'}{k+k'} \right)^2 \quad \text{ve} \quad T = \frac{k}{k'} \left| \frac{C}{A} \right|^2 = \frac{4kk'}{(k+k')^2} \quad (2.2.12)$$

tanımlanırsa,

$$R+T=1 \quad (2.2.13)$$

olduğu kolayca görülebilir (Karaoğlu, 2008). Geçme ve yansıma olasılıklarının toplamının 1 oluşu olasılık korunumunun başka bir türlü ifadesidir.

$E < V_0$  durumunda her bir bölge için;

Yine, her iki bölge için pozitif sabitler,

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad \text{ve} \quad \delta^2 = \frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2} \quad (2.2.14)$$

tanımlayalım.

$$\text{I. Bölgede: } \frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k^2\psi_1 = 0 \rightarrow \psi_1 = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (2.2.15)$$

$$\text{II. Bölgede: } \frac{d^2\psi_2}{dx^2} - \delta^2\psi_2 = 0 \rightarrow \psi_2 = Ce^{i\delta x} + De^{-i\delta x} \quad (2.2.16)$$

olur. Birinci bölgede yine her iki yönde ilerleyen düzlem dalga vardır. İkinci bölgede bu kez reel üstel fonksiyonlar oluşur.



Sınır koşullarına bakalım:  $\psi_2$  nin  $x \rightarrow +\infty$  da sonlu kalması gerektiğinden  $x^{+\delta x}$  terimi kabul edilemez. Bunun için  $D=0$  olmalıdır. Dalga fonksiyonu ve 1. türevinin  $x=0$  da sürekli olma koşulları,

$$\psi_1(x=0) = \psi_2(x=0) \rightarrow A + B = C \quad (2.2.17)$$

$$\left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0} \rightarrow ikA - ikB = -\delta C \quad (2.2.18)$$

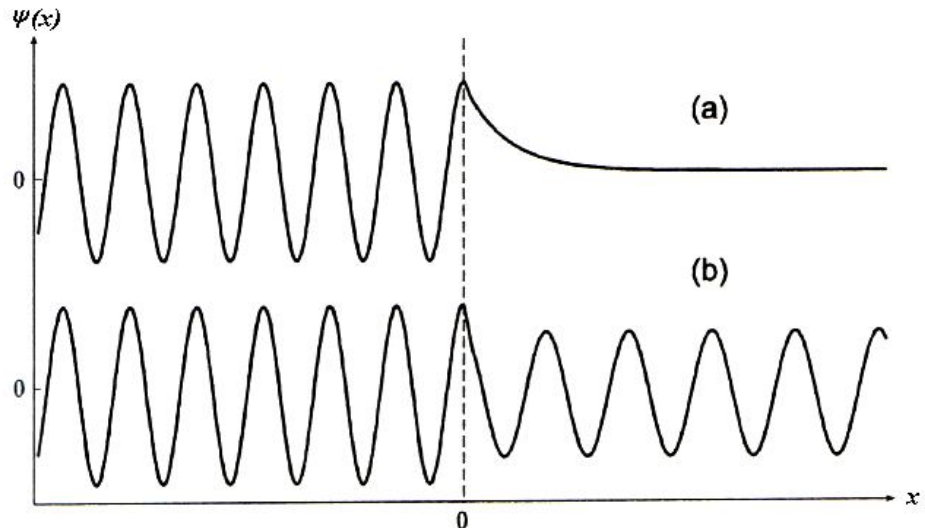
denklemlerini verir. Buradan

$$B = \frac{k - i\delta}{k + i\delta} \quad \text{ve} \quad C = \frac{2k}{k + i\delta} \quad (2.2.19)$$

bulunur. Tam çözüm

$$\psi(x) = \begin{cases} Ae^{ikx} + A \frac{k - i\delta}{k + i\delta} e^{-ikx}, & x < 0 \\ A \frac{2k}{k + i\delta} e^{-\delta x}, & x > 0 \end{cases} \quad (2.2.20)$$

olur.



Şekil 2.2.2 Basamak Potansiyel çözümleri (a)  $0 < E < V_0$  durumu (b)  $E > V_0$  durumu (Karaoğlu, 2008)

Klasik çözümde  $E < V_0$  olduğunda parçacık ikinci bölgeye kesinlikle giremiyordu.

Oysa şimdi 2. bölgede  $x^{-\delta x}$  dalga fonksiyonu, dolayısıyla  $|\psi|^2 = e^{-2\delta x}$  olasılık yoğunluğu olduğu görülür. Bu beklenen bir sonuçtur, çünkü gerçek bir deneyde ölçme aleti parçacık boyutlarına göre basamaktan çok uzakta ( $x \rightarrow +\infty$ ) bulunacaktır. Bu mesafelerde bulunma olasılığı ise  $\lim_{x \rightarrow \infty} e^{-2\delta x} \rightarrow 0$  olur ve parçacık II. Bölgede gözlenmez.

Bunu görmenin diğer bir yolu, yukarıda tanımlanan yansıma katsayısına bakmaktır:

$$R = \left| \frac{B}{A} \right|^2 = \left( \frac{k - i\delta}{k + i\delta} \right)^2 = \frac{k^2 + \delta^2}{k^2 + \delta^2} = 1 \quad (2.2.21)$$

Bu sonuca göre de parçacık mutlaka yansiyacaktır. Potansiyel basamağı için bulunan sonuçlar şekil 2.2.2'de toplu olarak verilmiştir. Potansiyel basamağı sonsuz olması durumunda ise yukarıdaki sonuçlarda  $V_0 \rightarrow \infty$  kullanıldığında,

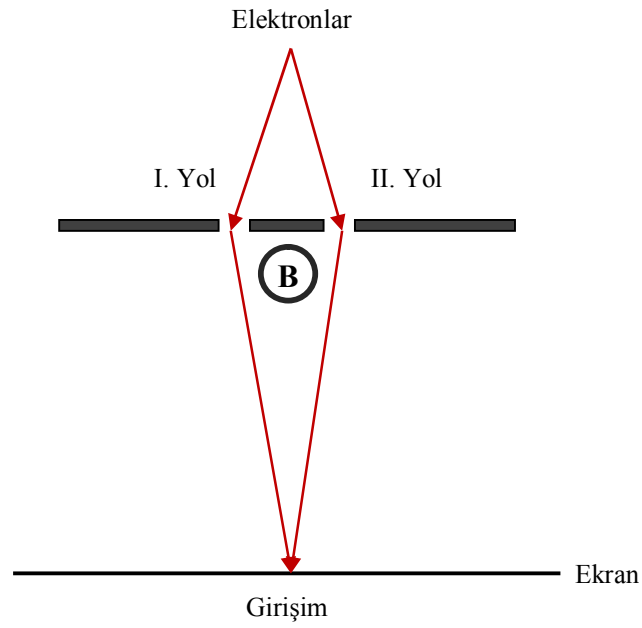
$$\delta = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar} \rightarrow \infty \quad \text{ve} \quad \psi_2 = 0 \quad (2.2.22)$$

olması beklenen bir sonuçtur. Potansiyelin sonsuz olması durumunda dalga fonksiyonu sıfırdır (Karaoğlu, 2008).

### 2.3. Aharonov Bohm Olayı

Klasik fiziğe göre yüklü bir parçacığın hareketi, içerisinde bulunmadığı bir manyetik alandan etkilenmez. Fakat kuantum mekaniksel açıdan bu durum incelendiğinde farklı bir durum ortaya çıkar.

Aharonov-Bohm olayını gözleyebileceğimiz bir düzenek şekil 2.3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 2.3.1 Aharonov-Bohm olayının şematik gösterimi

Şekil 2.3.1'de aynı kaynaktan yayılan elektron demetinin ikiye ayrılıp, sıkıca sarılmış bir selenoidin etrafından dolaşarak ekrana ulaştıkları görülmektedir. Manyetik alanın olmadığı durumda aynı fazda eşit yolları alan elektron demetlerinin ekran üzerinde düzgün bir girişim deseni oluşturması beklenir. Elektron demetlerinin hareket ettiği düzleme dik bir B manyetik alanı oluşturulduğunda selenoidin sağından ve solundan geçen elektron demetleri arasında faz farkı olduğu görülür. Aharonov ve Bohm yaptıkları hesaplamalarda manyetik vektör potansiyeli  $A$ 'nın elektronların fazını değiştirdiğini göstermişlerdir.

$$\Delta\phi = \left(\frac{e}{\hbar}\right) \int A \cdot dl \quad (2.3.1)$$

burada  $dl$  ortalama yola bağlı bir elemandır. Stokes teoreminden;

$$\int A \cdot dl = \int \vec{\nabla} \times A \cdot ds = \int B \cdot ds \quad (2.3.2)$$

yazılabilir. Dalgalar arasındaki faz farkı dalgalar selenoidi geçtiğinde;

$$\Delta\phi = \left(\frac{e}{\hbar}\right) B \pi r^2 \quad (2.3.3)$$

olarak yazılabilir. Burada  $r$  selenoidin yarıçapıdır. Manyetik alan artırılarak faz farkının sürekli olarak değiştirilmesi mümkündür ve  $\Delta\phi$  her seferinde  $2\pi$  kadar değişir. Girişim tam bir daire boyunca yıkıcıdan yapıcıya değişir. Elektronların girişimindeki bu değişimin anlamı, selenoidin direnci manyetik alanın salınımlı bir fonksiyonudur ve periyot  $T = \frac{h}{e\pi r^2}$  olması, selenoid boyunca akının  $\frac{h}{e}$  miktarınca artışına karşılık gelir. Bu olay 1985 yılında Webb ve arkadaşları tarafından deneysel olarak doğrulanmıştır (Webb ve ark., 1985). 2004 yılında ise kuantum tellerinde deneysel olarak doğrulanmıştır (Coşkun ve ark., 2004).

### 3. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışma iki bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde GaAs in gerçek bant yapısı dikkate alınarak kuantum dalga kılavuzu teorisi GaAs yarı iletken kuantum halkası için uygulanmış ve sonuçları incelenmiştir. İkinci bölümde ise Hartman olayı GaAs yarı iletken kuantum halkasında, manyetik alanın varlığında ve sıfır olduğu durumda incelenmiştir.

#### 3.1. Bir Boyutlu Kuantum Dalga Kılavuzu Teorisinin GaAs Kuantum Halkasına Uygulanması

Yarı iletken nanoyapılar ile ilgili çalışmalar III-V tipi yarı iletkenlere dayanmaktadır. Bu yarı iletkenler ile yapılan çalışmalarda gerçek bant modeli (Kane Modeli; düşük yasak enerji aralıklı, güçlü spin orbital etkileşmeye sahip) dikkate alınmalıdır.

Bu bölümde kuantum dalga kılavuzu teorisi GaAs yarı iletken kuantum halkası için uygulanmıştır. Bir boyutlu dalga kılavuzunu tam olarak anlayabilmek için Kane denklemlerinin çözümü:

$$\left\{ -\frac{P^2}{3} \left[ \frac{2}{E + E_g} + \frac{1}{E + E_g + \Delta} \right] \Delta_3 \right\} \psi_{1,2}(r) = E \psi_{1,2}(r) \quad (3.1.1)$$

eşitliğini sağlamalıdır. Bu denklem sekiz tane Kane denkleminin ilk iki denklemde birleştirilmesi ile elde edilir. Burada  $\Delta_3$  üç boyutlu Laplasyendir.

Başlangıç noktası Schrödinger dalga denklemdir. Burada yapının uzunluğu ile karşılaştırıldığında genişliğinin yeterince küçük olduğu ve böylelikle kuantum enerji seviyeleri arasındaki aralığın, boyuna iletme ait enerji değerinden daha büyük olduğu kabul edilmiştir. Bu sebeple denklem (3.1.1) bir boyutlu bir denkleme dönüştürülebilir. Asıl problem bir noktadan çıkan ikiden fazla kolun bir araya geldiği sınır şartlarındadır.  $\psi_i$  inci koldaki dalga fonksiyonudur. Kesişme noktasında süreklilik şartı sağlanmalıdır.

$$\psi_1 = \psi_2 = \psi_3 = \dots = \psi_n \quad (3.1.2)$$

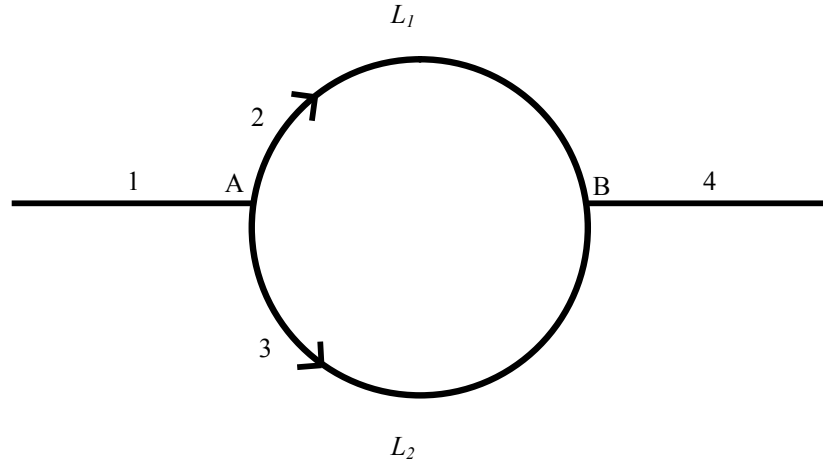
Griffith sınır koşullarında akım yoğunluğunun korunması gerektiğinden;

$$\sum_i \frac{\alpha \psi_i}{\alpha x_i} = 0 \quad (3.1.3)$$

Her dalga fonksiyonu ters dalga vektörlerine sahip iki düzlem dalganın birleşimidir.

$$\psi_i(x) = c_{1i} e^{ikx} + c_{2i} e^{-ikx} \quad (3.1.4)$$

Dikkate alınan iki kollu halka Şekil 3.1.1’de gösterilmiştir.



Şekil 3.1.1 İki kollu GaAs kuantum halkası

İki kollu kuantum halkasının  $L_1$  ve  $L_2$  kol uzunlukları birbirinden farklıdır. Farklı bölgelerdeki dalga fonksiyonları şu şekilde yazılabilir;

$$\psi_1 = e^{ikx} + a e^{-ikx} \quad (3.1.5)$$

$$\psi_2 = c_1 e^{ikx} + c_2 e^{-ikx} \quad (3.1.6)$$

$$\psi_3 = d_1 e^{ikx} + d_2 e^{-ikx} \quad (3.1.7)$$

$$\psi_4 = g e^{ikx} \quad (3.1.8)$$

Burada dalga vektörü  $k$  olan bir elektronun 1. bölgeden, 4. bölgeye hareket ettiği varsayılmıştır.  $a$  ve  $g$  sırasıyla yansıma ve geçme katsayılarıdır. Denklem (3.1.2) ve (3.1.3) teki sınır şartları A ve B noktasında denklem (3.1.5)-denklem (3.1.8) deki dalga fonksiyonları için yazılabilir.

$$1 + a = c_1 + c_2 \quad (3.1.9)$$

$$1 + a = d_1 + d_2 \quad (3.1.10)$$

$$1 - a = c_1 - c_2 + d_1 - d_2 \quad (3.1.11)$$

$$c_1 e^{ikL_1} + c_2 e^{-ikL_1} = g \quad (3.1.12)$$

$$d_1 e^{ikL_2} + d_2 e^{-ikL_2} = g \quad (3.1.13)$$

$$c_1 e^{ikL_1} - c_2 e^{-ikL_1} + d_1 e^{ikL_2} - d_2 e^{-ikL_2} = g \quad (3.1.14)$$

(3.1.9)- (3.1.14) denklemlerinin çözümünden elde edilen katsayılar aşağıdaki gibidir;

$$a = \frac{1}{\Delta_L} (-8 + 3e^{ikL} + 3e^{-ikL} + e^{ik\Delta L} + e^{-ik\Delta L}) \quad (3.1.15)$$

$$c_1 = \frac{2}{\Delta_L} (2 - 3e^{-ikL} + e^{ik\Delta L}) \quad (3.1.16)$$

$$c_2 = \frac{2}{\Delta_L} (-2 + e^{ik\Delta L} + e^{-ik\Delta L}) \quad (3.1.17)$$

$$d_1 = \frac{2}{\Delta_L} (2 - 3e^{-ikL} + e^{-ik\Delta L}) \quad (3.1.18)$$

$$d_2 = \frac{2}{\Delta_L} (-2 + e^{ikL} + e^{ik\Delta L}) \quad (3.1.19)$$

$$g = \frac{16i}{\Delta_L} \sin \left[ k \frac{L}{2} \right] \cos \left[ k \frac{\Delta L}{2} \right] \quad (3.1.20)$$

Burada;

$$L = L_1 + L_2 \quad (3.1.21)$$

$$\Delta L = L_2 - L_1 \quad (3.1.22)$$

$$\Delta_L = 9 - e^{ikL} - 9e^{-ikL} + e^{ik\Delta L} + e^{-ik\Delta L} \quad (3.1.23)$$

dir.

Denklem (3.1.15)-denklem (3.1.20) den aşağıdaki eşitlikler elde edilir;

$$|g|^2 = \frac{64}{\Delta_L^2} [1 - \cos(kL)][1 + \cos(k\Delta L)] \quad (3.1.24)$$

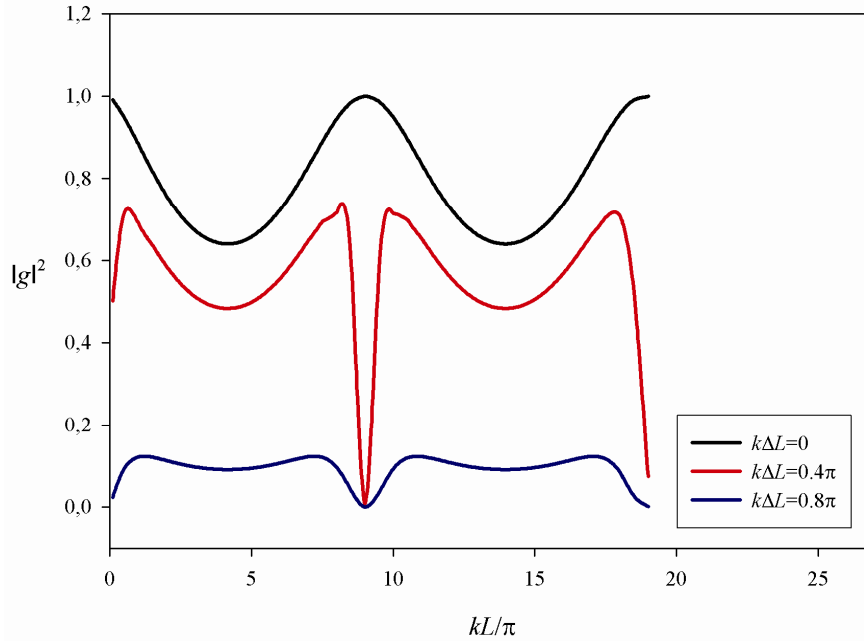
$$\Delta_L^2 = 4 \left\{ [4 - 5 \cos(kL) + \cos(k\Delta L)]^2 + [4 \sin(kL)^2] \right\} \quad (3.1.25)$$

Burada  $k$ , Kane denklemleri uyarınca aşağıdaki şekli alır;

$$k = \sqrt{\frac{2m_0 E_g (\Delta L)^2 3E(E+1) \left( E+1 + \frac{\Delta}{E_g} \right)}{\hbar^2 E_p / E_g \left( 3E+3 + 2 \frac{\Delta}{E_g} \right)}} \quad (3.1.26)$$

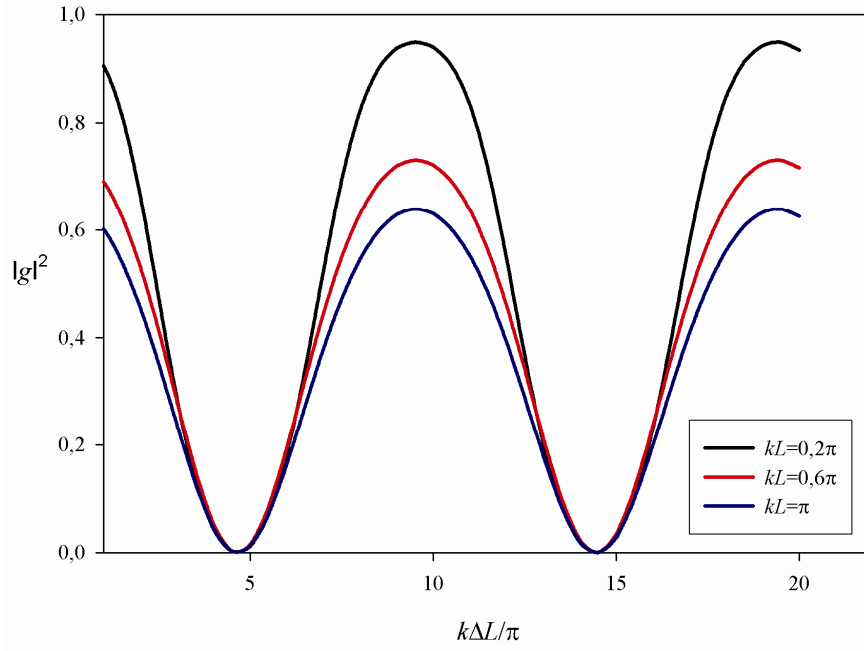
Denklem (3.1.21) den anlaşıldığı üzere iletkenlik, sabit  $L$  değeri için  $\Delta L$  nin fonksiyonu veya sabit  $\Delta L$  değeri için  $L$  nin fonksiyonu olarak periyodik şekilde değişmektedir.

$|g|^2$  nin sabit  $k\Delta L$  değerleri için  $kL$  ye göre değişimi şekil 3.1.2’de, sabit  $kL$  değerleri için  $k\Delta L$  ye bağlı değişimi ise şekil 3.1.3’te gösterilmiştir.



Şekil 3.1.2 Manyetik alanın bulunmadığı durumda  $|g|^2$  nin sabit  $k\Delta L$  değerleri için  $kL$  ye göre değişimi



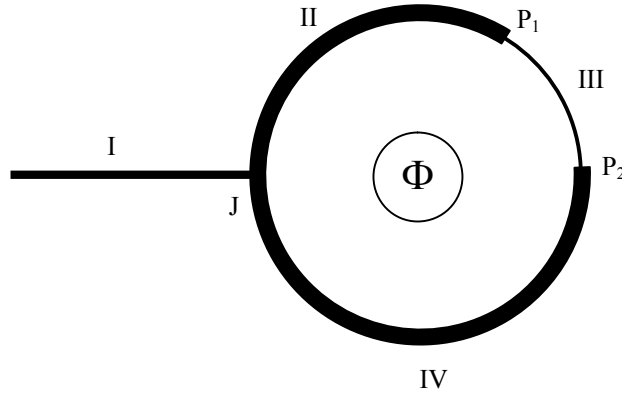


Şekil 3.1.3 Manyetik alanın bulunmadığı durumda  $|g|^2$  nin sabit  $kL$  değerleri için  $k\Delta L$  ye göre değişimi

Grafiklerden anlaşıldığı üzere  $|g|^2$  de meydana gelen salınımlar karşılaştırıldığında,  $kL$  ye kıyasla  $k\Delta L$  ye bağlı salınımın daha büyük olduğu görülmektedir.

### 3.2. GaAs Kuantum Halkasında Faz Gecikme Zamanı

Tez çalışmasının bu bölümünde Wigner faz gecikme zamanı Kane tipi yarı iletken kuantum halkası için hesaplanmıştır. Faz gecikme zamanı genellikle opak bariyere gelen dalga ile bariyeri geçen dalga arasındaki zaman farkı olarak ifade edilir. Faz gecikme zamanı( $\tau$ ),  $R$  yasıma katsayısının argümentinin enerjiye göre türevinden hesaplanır. Aynı hesaplamanın  $T$  geçme zamanı için yapılması da mümkündür. GaAs yarı iletken kuantum halkası şekil 3.2.1’de gösterilmiştir. Kuantum halkasının merkezinde sayfa düzleminden dışarı doğru yönelmiş bir manyetik alan bulunmaktadır. Aharonov Bohm akısının faz gecikme zamanına etkisi de aynı yapı dikkate alınarak hesaplanmıştır.



Şekil 3.2.1 GaAs Kuantum Halkası

Şekil 3.2.1’deki yapıda faz gecikme zamanı hesaplanırken GaAs’a ait gerçek bant yapısı dikkate alınmıştır. Bölüm 2.1 de verilen sekiz adet denklemden(Kane Denklemleri) denklem (2.1.3) ile denklem(2.1.8), denklem(2.1.1) ve denklem (2.1.2) de yerine yazılıp,  $k_x=0$  ve  $k_y=0$  olarak kabul edilirse  $z$  doğrultusunda bir boyutlu aşağıdaki denklem elde edilir;

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 - \frac{3E(E + E_g)(E + E_g + \Delta)}{\varepsilon_p(3E + 3E_g + 2\Delta)} \right) \psi_1 = 0 \quad (3.2.1)$$

Burada  $\varepsilon_p = \frac{2m_0}{\hbar^2} P^2 = 28,9 \text{ eV}$  ,  $\Delta = 0,34 \text{ eV}$  ve  $E_g = 1,52 \text{ eV}$  tur.  $P$ , GaAs için Kane parametresidir (Efros,Rosen,1998).

Kararlı durumda gelen dalga, birim genlikli bir düzlem dalga  $e^{ikx}$  ile temsil edilir. Manyetik alanın olmadığı durumda farklı bölgelerdeki dalga fonksiyonları (Kane denklemlerinin çözümü olan) aşağıdaki gibidir;

$$\psi_0(x_0) = e^{ikx_0} + Re^{-ikx_0} \text{ (I. bölgede)} \quad (3.2.2)$$

$$\psi_1(x_1) = A_1e^{iq_1x_1} + B_1e^{-iq_1x_1} \text{ (II. bölgede)} \quad (3.2.3)$$

$$\psi_2(x_2) = A_2e^{ikx_2} + B_2e^{-ikx_2} \text{ (III. bölgede)} \quad (3.2.4)$$

$$\psi_3(x_3) = A_3e^{iq_2x_3} + B_3e^{-iq_2x_3} \text{ (IV. bölgede)} \quad (3.2.5)$$

Burada  $R$  yansımaya katsayısı ve  $k$  ise kuantum halkasına gelen elektronun dalga vektörüdür.

$$k = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2} \frac{3E(E + E_g)(E + E_g + \Delta)}{\varepsilon_p(3E + 3E_g + 2\Delta)}} \quad (3.2.6)$$

$$q_1 = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2} \frac{3(V_1 - E)(V_1 - E - E_g)(V_1 - E - E_g - \Delta)}{\varepsilon_p(3(V_1 - E) + 3E_g + 2\Delta)}} \quad (3.2.7)$$

ve

$$q_2 = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2} \frac{3(V_3 - E)(V_3 - E - E_g)(V_3 - E - E_g - \Delta)}{\varepsilon_p(3(V_3 - E) + 3E_g + 2\Delta)}} \quad (3.2.8)$$

Kane tipi GaAs kuantum halkasındaki dalga vektörleridir. Burada  $V_{1,3} \neq 0$  dır.

Denklem (3.2.6) ve (3.2.7) de  $E \ll E_g$  kabul edilirse GaAs yarı iletken kuantum halkasında parabolik bant modeli için dalga vektörü elde edilir.  $x_0$  ve  $x_1$  koordinatlarının merkezi J noktası kabul edildiğinde,  $x_2$  ve  $x_3$  ün sırasıyla  $P_1$  ve  $P_2$  noktalarına karşılık geldiği görülür.  $P_1$  noktasında  $x_1 = lb_1$ ,  $P_2$  noktasında  $x_2 = w$  ve J noktasında  $x_3 = lb_3$  tür. Burada  $lb_1$  ve  $lb_3$ ,  $w$  genişliğinde boşluk ile ayrılan halkanın iki kol uzunluğudur. Halkanın toplam çevre uzunluğu  $L = lb_1 + lb_3 + w$  dir.

Bu problemin çözümünde Griffith sınır şartları kullanıldığında (Griffith, 1953);

$$\psi_0(0) = \psi_1(0) = \psi_3(lb_3) \quad (3.2.9)$$

ve J birleşim noktasında;

$$\left. \frac{\partial \psi_0(x_0)}{\partial x_0} \right|_J + \left. \frac{\partial \psi_1(x_1)}{\partial x_1} \right|_J + \left. \frac{\partial \psi_3(x_3)}{\partial x_3} \right|_J = 0 \quad (3.2.10)$$

Birleşim noktasında dalga fonksiyonlarının her iki tarafta da türevleri alınıp, P<sub>1</sub> ve P<sub>2</sub> noktaları için aynı sınır şartları aşağıdaki gibi uygulanır (Bianchi, 1986);

P<sub>1</sub> noktasında:

$$\psi_1(lb_1) = \psi_2(0) \quad (3.2.11)$$

$$\left. \frac{\partial \psi_1(x_1)}{\partial x_1} \right|_{P_1} + \left. \frac{\partial \psi_2(x_2)}{\partial x_2} \right|_{P_1} = 0 \quad (3.2.12)$$

P<sub>2</sub> noktasında:

$$\psi_1(w) = \psi_3(0) \quad (3.2.13)$$

$$\left. \frac{\partial \psi_2(x_2)}{\partial x_2} \right|_{P_2} + \left. \frac{\partial \psi_3(x_3)}{\partial x_3} \right|_{P_2} = 0 \quad (3.2.14)$$

Manyetik alanın bir ölçüsü olarak seçilen vektör potansiyeli açıkça Hamiltoniyen içerisinde değil, sınır koşullarında yazılmıştır (Xia, 1992). Saat yönünde ve saat yönünün tersi yönünde yayılan elektronlar zıt fazlı olacaktır. J noktasından itibaren faz değerleri P<sub>1</sub> noktasında  $i\alpha_1$ , P<sub>2</sub> noktasında  $i(\alpha_1 + \alpha_2)$  ve halka boyunca  $i(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)$  olur.

Halka boyunca toplam faz  $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 2\pi \Phi / \Phi_0$  dır. Burada  $\Phi$  ve  $\Phi_0$  sırasıyla manyetik akı ve akı kuantasıdır. Buradan itibaren yayılan dalgalar için yukarıdaki sınır şartları uygulandığında;

$$1 + R - A_1 - B_1 \exp(-i\alpha_1) = 0 \quad (3.2.15)$$

$$A_3 \exp(-\kappa_3 lb_3) \exp(i\alpha_3) + B_3 \exp(\kappa_3 lb_3) - 1 - R = 0 \quad (3.2.16)$$

$$\begin{aligned} ik(1 - R) + \kappa_1 (A_1 - B_1 \exp(-i\alpha_1)) \\ - \kappa_3 A_3 \exp(-\kappa_3 lb_3) \exp(i\alpha_3) - \kappa_3 B_3 \exp(\kappa_3 lb_3) = 0 \end{aligned} \quad (3.2.17)$$

$$A_1 \exp(-\kappa_1 lb_1) \exp(i\alpha_1) + B_1 \exp(-\kappa_1 lb_1) - A_2 - B_2 \exp(-i\alpha_2) = 0 \quad (3.2.18)$$

$$\kappa_1 A_1 \exp(-\kappa_1 lb_1) \exp(i\alpha_1) + \kappa_1 B_1 \exp(\kappa_1 lb_1) - ikA_2 - ikB_2 \exp(-i\alpha_2) = 0 \quad (3.2.19)$$

$$A_2 \exp(ikw) \exp(i\alpha_2) + B_2 \exp(-ikw) - A_3 - B_3 \exp(-i\alpha_3) = 0 \quad (3.2.20)$$

$$ikA_2 \exp(ikw) - ikB_2 \exp(-ikw) \exp(-i\alpha_2) - \kappa_3 A_3 - \kappa_3 B_3 \exp(-i\alpha_3) = 0 \quad (3.2.21)$$

denklemlerine ulaşılır. Burada  $\kappa_1$  ve  $\kappa_3$ , kuantum halkasında potansiyelleri  $V_1$  ve  $V_3$  olan iki potansiyel engelinin bulunduğu durumdaki sanal dalga vektörleridir.

Sönümlü dalga problemlerinde, düğüm noktasında  $q$  dalga vektörü  $ik$  şeklinde gösterilmiştir. Yansıma faz zamanının  $R$  yansıma katsayısının enerjeye göre türevinden hesaplandığı bilinmektedir (Wigner, 1955).

$$\tau = \hbar \frac{\partial \text{Arg}[R]}{\partial E} \quad (3.2.22)$$

Faz gecikme zamanı kavramı ilk olarak Wigner tarafından ortaya atıldı (Wigner, 1955). İlk defa Wigner tarafından tanımlanan faz gecikme zamanı, kuantum mekaniksel olarak engele gelen bir dalğanın saçılma esnasında ne kadar bir gecikmeye maruz kaldığını tahmin eden bir kavramdır. Engele ulaşan dalğanın yansıma katsayısı için analitik bir çözüm yapmak amacıyla kullanılan yapı şekil 3.2.1'de gösterilmiştir.  $R$  katsayısının hesaplanmasında denklem (3.2.15)-denklem (3.2.21) kullanılmış, bu denklemlerde

$A_3=0, B_3=0, A_2=A_1, B_2=B_1$ , denklemler (3.2.4) ve (3.2.5) deki dalga fonksiyonlarında  $\kappa_1 = \kappa_3$  alınmıştır. J noktasında  $x_1=L$  alınmıştır. Gerekli işlemler yapıldığında yansıma katsayısı;

$$R = \frac{-\kappa_1(2\cos(\alpha) - \exp(kL)) + i\frac{k}{2}\exp(kL)}{\kappa_1(2\cos(\alpha) - \exp(kL)) + i\frac{k}{2}\exp(kL)} \quad (3.2.23)$$

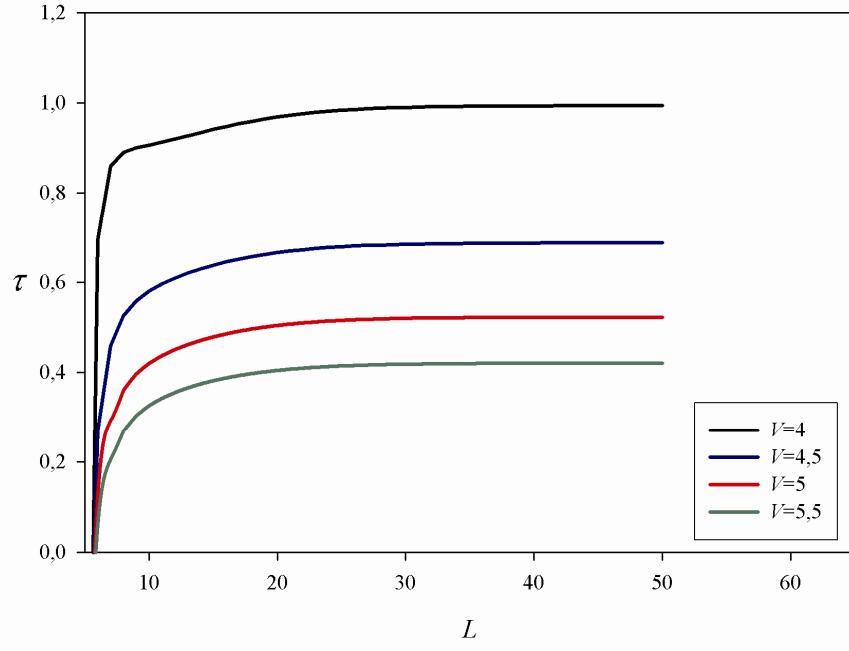
olarak bulunur, burada  $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$  tür.

$\hbar$  ve  $2m$  boyutsuz olarak kabul edilmiş, tüm fiziksel nicelikler boyutsuz hale getirilmiştir. Örneğin potansiyel bariyeri yükseklikleri  $V_n$  yasak enerji aralığı cinsinden yazılabilir. ( $V_n \equiv V_n/E_g$ ),  $lb_n$  uzunlukları  $k^{-1}$  cinsinden ( $lb_n \equiv klb_n$ ), burada  $k = \sqrt{E_g}$  ve faz gecikme zamanı  $\tau$  da yasak enerji aralığı cinsinden ( $\tau \equiv E_g\tau$ ) dir.

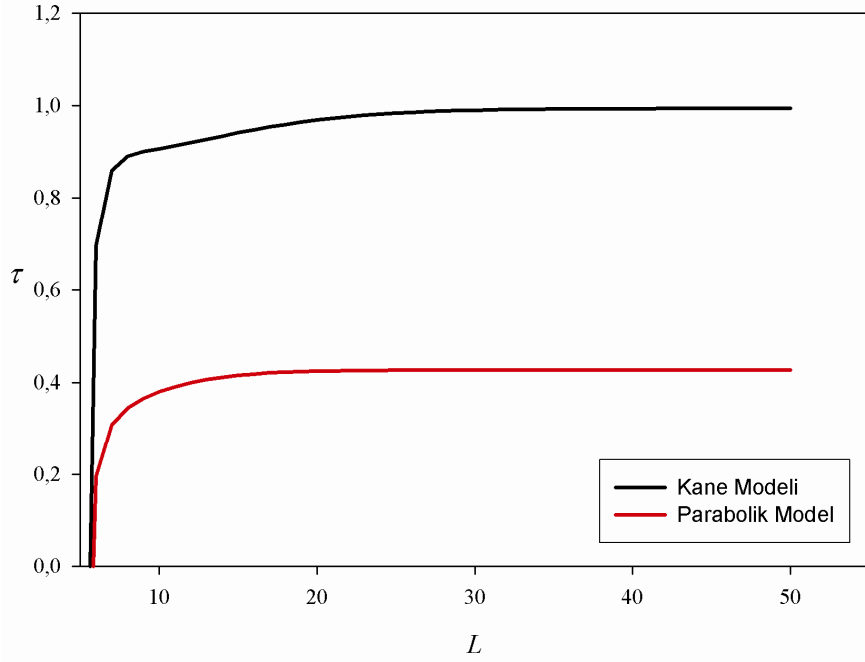
Fiziksel değişkenlerin fonksiyonu olarak  $\tau$  analiz edilmiştir. Şekil 3.2.2’de GaAs yarı iletken kuantum halkasında, manyetik akının bulunmadığı durumda ( $\Phi=0$ ) yansıma modunda faz gecikme zamanı  $\tau$  nun, gerçek bant yapısı (Kane Modeli) dikkate alınarak  $L$  ye bağlı değişimi gösterilmiştir. Yine aynı şekilde  $L$  nin bir fonksiyonu olarak  $\tau$  nun farklı  $V$  değerlerine bağlı olarak değişimi gösterilmiştir.

Şekil 3.2.2’de manyetik akının olmadığı durumda  $L$  nin bir fonksiyonu olan faz gecikme zamanı  $\tau$  nun,  $L$  den bağımsız olarak bir doyma değerine ( $\tau_s$ ) sahip olduğu görülmektedir. Doyma gecikme zamanı  $\tau_s$ ,  $V$  değerindeki artışa bağlı olarak azalmaktadır.

Şekil 3.2.3’te GaAs yarı iletken kuantum halkasında manyetik akının bulunmadığı durum için faz gecikme zamanı  $\tau$  nun  $L$  ye bağlı değişimi, parabolik bant yapısı ve gerçek bant yapısı dikkate alınarak gösterilmiştir. Burada parabolik bant modeli ve Kane modeli için elde edilen  $\tau_s$  değerlerinin farklı olduğu görülmektedir. Parabolik bant modeli dikkate alındığında elde edilen  $\tau_s$  değeri 0,427 iken, Kane modeline göre elde edilen  $\tau_s$  değeri 0,993 olmaktadır.

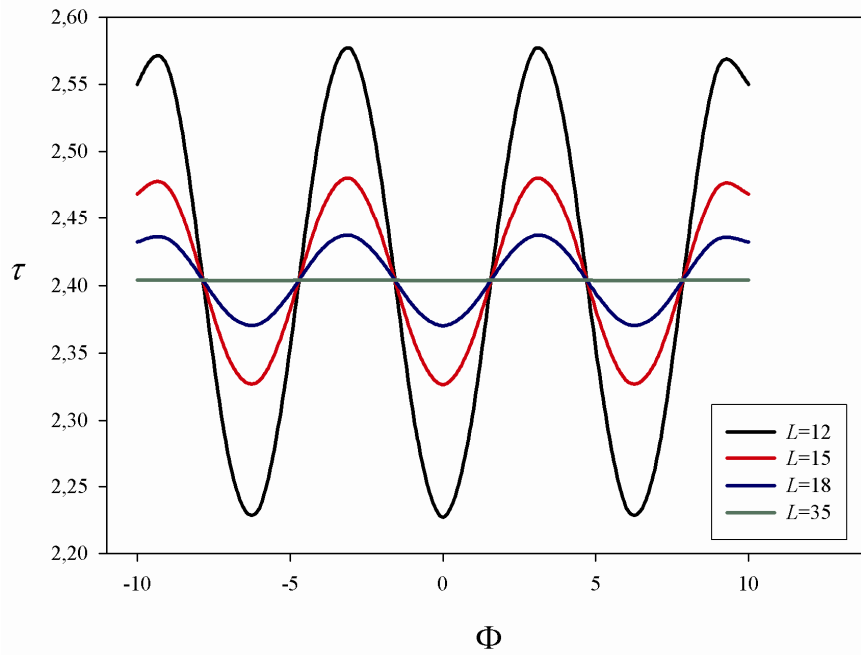


Şekil 3.2.2 Bariyer genişliği  $V_1$  olan, GaAs yarı iletken kuantum halkasında faz gecikme zamanının  $L$  ye bağlı değişimi.  $E=1$  ve  $\Phi =0$  olarak alınmıştır.



Şekil 3.2.3 Faz gecikme zamanının Parabolik model ve Kane Modeli için  $L$  ye bağlı değişimi.  $E=1$ ,  $\Phi =0$  olarak alınmıştır.

Şekil 3.2.4'te manyetik akının Hartman olayına etkisi gösterilmiştir. Şekil 3.2.4'teki grafik aynı yapı için fakat manyetik akının sıfırdan farklı olduğu durumlar için, yani Aharonov-Bohm akısı dikkate alınarak elde edilmiştir. Şekil 3.2.4'te faz gecikme zamanı  $\tau$  nun  $\Phi$  ye bağlı olarak periyodik şekilde değiştiği görülmektedir. Farklı  $L$  değerleri için  $\tau$  nun  $\Phi$  ye bağlı değişimi incelendiğinde  $L$  değeri arttıkça faz gecikme zamanındaki salınımın arttığı görülmektedir. Şekil 3.2.4'ten faz gecikme zamanının Aharonov-Bohm akısından bağımsız olduğu anlaşılmaktadır. Farklı  $L$  değerleri için faz gecikme zamanının ortalama değerinin değişmediği de aynı grafikten anlaşılmaktadır.



Şekil 3.2.4 Kane Modeline göre Faz gecikme zamanının bazı  $L$  değerleri için  $\Phi$  ye bağlı değişimi



#### 4. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında üç bantlı Kane modeli kullanılarak, iki faklı kuantum halkasında tünel olayı uygulamaları yapılmıştır.

Çalışmanın ilk bölümünde GaAs yarı iletken kuantum halkasında, GaAs ın gerçek bant yapısı dikkate alınarak kuantum dalga kılavuzu teorisi uygulanarak geçme katsayısının  $kL$  ve  $k\Delta L$  ye bağlı değişimleri incelenmiştir. Elde edilen verilerden geçme katsayısının  $k\Delta L$  bağlı değişiminin  $kL$  ye göre daha fazla salınımına sahip olduğu görülmüştür. Böylelikle B. Xia'nın sonuçları, gerçek bant yapısına sahip yarı iletken kuantum halkaları için de doğrulanmıştır. Daha sonraki çalışmalarımızda, dikkate alınan geometrik yapının merkezinde bir Aharonov-Bohm akısı varlığında geçme katsayısının değişiminin incelenmesi planlanmaktadır.

Çalışmanın ikinci bölümünde ise, tünelleme zamanının kuantum sınırları içinde kalmak üzere potansiyel engel uzunluğuna bağlı olarak değişmediğini ortaya koyan Hartman olayı GaAs yarı iletken kuantum halkası için incelenmiştir. Hesaplamalarda, yansıma modunda faz gecikme zamanı için bir çözüm elde edilmiş, faz gecikme zamanının ayrı ayrı gerçek bant yapısına sahip ve parabolik bant yapısına sahip kuantum halkasının uzunluğuna bağlı olarak değişimleri karşılaştırmalı olarak incelenmiştir. Yine aynı geometrik yapıda faz gecikme zamanı  $L$ 'nin bir fonksiyonu olarak farklı  $V$  değerleri için incelenmiş olup, doyma gecikme zamanının  $L$  den bağımsız olduğu görülmüştür.  $V$  değerine bağlı olarak faz gecikme zamanının değişimi incelendiğinde  $V$  değeri arttıkça doyma gecikme zamanının azaldığı görülmüştür. Ayrıca Aharonov-Bohm akısı etkisiyle faz gecikme zamanının değişimi incelenmiş, akı değişimine bağlı olarak faz gecikme zamanının periyodik bir salınım gösterdiği anlaşılmıştır.

GaAs kuantum halkasının gerçek bant yapısının dikkate alınması ile elde edilen sonuçlar, kuantum mekaniksel tünelleme zamanı dikkate alınarak yapılan elektronik aygıt tasarımları için basit parabolik modele göre daha ayrıntılı sonuçlar ortaya koymaktadır. Bu bilgiler ışığında lazerler, foton detektörleri ve elektron mikroskopları gibi daha hızlı kuantum elektronik aygıtların yapılmasına ve yüksek frekans duyarlılığına sahip elektronik cihazlar geliştirilmesine dikkate değer katkı sağlanmıştır.

Doktora çalışmalarında farklı potansiyellere sahip daha komplike kuantum halkalarında tünel olayı ve Hartman etkisinin nümerik olarak çalışılması planlanmaktadır.

## 5. KAYNAKLAR

- Akkermans, E., Auerbach, A., Avron, J. E., Shapiro, B., 1991. Relation between persistent currents and the scattering matrix. *Phys. Rev. Lett.* 66, 76-79 p.
- Anatha Ramakrishna, S., Kumar, N., 2002. Correcting the quantum clock: Conditional sojourn times. *Europhys. Lett.* 60,491 p.
- Ashcroft N. W., Mermin N. D., 1976. *Solid State Physics*, Brooks Cole; 1 Edition.
- Askerov, B.M., 1970. *Kinetic Effects in Semiconductors*. Nauka, Leningrad.
- Askerov, B.M., 1994. *Electron transport phenomena in semiconductors*. World Scientific, Singapore.
- Bandopadhyay, S., Krishnan, R., Jayannavar, A.M., 2004. Hartman Effect in presence of Aharonov–Bohm flux . *Solid State Commun.* 131,447-4451 p.
- Bandopadhyay, S., Jayannavar, A.M., 2007. Phase time for a tunneling particle. *Int. J. Mod. Phys. B* 21 (10),1681-1704 p.
- Benjamin, C., Jayannavar, A.M., 2002. Wave attenuation to clock Sojourn Times. *Solid State Commun.* 121,591-595 p.
- Bimberg, D., Grundman, M., Ledentsov, M., 2001. *Quantum Dot Heterostructures*. John Wiley, New York.
- Buttiker, M., Imry, Y., and Launder, R., 1983. Josephson behavior in small normal one-dimensional rings. *Phys. Rev. Lett.* 96A, 365-367 p.
- Buttiker, M., Imry, Y., and Launder, R., and Pinkas, S., 1985. Generalized many-channel conductance formula with application to small rings. *Phys. Rev. B* 31,6207-6215 p.
- Buttiker, M., 1985. Small normal-metal loop coupled to an electron reservoir. *Phys. Rev. B* 32, 1846-1849 p.
- Capasso, F., Datta, S., 1990. Quantum electron devices. *Phys. Today* LB2,74 p.
- Coskun, U. C, Wei, T. C., Vishveshwara, S., Goldbart, P. M., Bezryadin, A., 2004.  $h/e$  magnetic flux modulation of the energy gap in nanotube quantum dots. *Science* vol. 304, 1132-1134 p.
- Çakmaktepe, Ş., 2006. Kane Tipi Yarı İletken Kuantum Tellerinde Yükt taşıyıcıların Enerji Spektrumları. Doktora Tezi, Isparta Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.
- Çakmaktepe, S., 2007. Hartman effect in a Kane-type semiconductor quantum ring *Phys. Scripta* 75,142 p.
- Çıracı, S., 2005. Nanoteknolojinin doğuşu. *Yeni Ufuklara Türkiyede Nano Teknoloji Bilim Ve Teknik Dergisi Eki*, Ağustos 2005, 6-10 s.
- Çıracı, S., Yıldırım, T., 2005. Nanoteknolojinin doğuşu. *Yeni Ufuklara Türkiyede Nano Teknoloji Bilim Ve Teknik Dergisi Eki*, Ağustos 2005, 6-10 s.
- Datta, S., Bandyopadhyay, S., 1987. Aharonov-Bohm Effect in semiconductor microstructures. *Phys. Rev. Lett.* 58, 717-720 p.
- Datta, S., 1989. Quantum devices. *Superlattice and Microstructures* 6, 83-89.
- de Bianchi, M.S., 1986. *Eur. J. Phys.* 35,375 p.
- Efros, Al. L., Rosen, A., 1998. Quantum size level structure of narrow-gap semiconductor nanocrystals: Effect of band coupling. *Phys. Rev. B* 58, 7120 p.
- Enders, A., Nimtz, G. J., 1992. On superluminal barrier traversal. *Journal de Physique I* 2,1693-1698 p.
- Gafen, Y., Imry, Y., Azbel, M. Ya., 1984. Quantum oscillations and the Aharonov-Bohm Effect for parallel resistors. *Phys. Rev. Lett.* 52, 129-132 p.

- Griffith, J. S., 1953. A Free-Electron Theory of conjugated molecules. Transactions of the Faraday Society 49, 345-351 p.
- Guerent, P., Marclay, E., Meier, H., 1988. Investigation of possible dynamic polarization effects on the transmission probability of n-GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/n-GaAs tunnel barriers. Solid State Commun. 68,977-979 p.
- Gülseren, O., 2005. Nano haberler.Yeni Ufuklara Türkiyede Nano Teknoloji Bilim Ve Teknik Dergisi Eki, Ağustos 2005, 12-13 s.  
[http://en.wikipedia.org/wiki/Zinc\\_sulfide](http://en.wikipedia.org/wiki/Zinc_sulfide)
- Ilic, B., Craighead, H. G., Krylov, S., Senaratne, W., Ober C., Neuzil, P., 2004. Attoqram detection using nanoelectromechanical oscillators. Journal of Applied Physic 95, 3694-3703 p.
- Kane, E.O., 1957. Band Structure of Indium Antimonide. J. Phys. Chem. Solids, 1, 4.
- Karaoğlu, B., 2008. Basamak Potansiyeli. Kuantum Mekaniğine Giriş 6. Baskı. Ankara, 63-67 s.
- Kittel, C., 1995. Introduction to Solid State Physics, Wiley; 7 edition, London.
- Kirczenov, G., 1989. Resonant conduction in ballistic quantum channels. Phys. Rev. B 39,10452-10455 p.
- Leavens, C.R., 2008.Bohm trajectory approach to timing electrons. Lecture Notes in Physics, vol. 734,129–162 p.
- Löwdin P.J., (1951). A Note on the quantum-mechanical perturbation theory. Chem. Phys. 19, 1396 p.
- Muga, J.G., Sala Mayato, R., Egusquiza (Eds.), I.L., 2008. Time in Quantum Mechanics. Lecture Notes in Physics, vol. 734, , Originally published as volume m 72 in the series: Lecture Notes in Physics, 2nd ed., XIV, 456 p.
- Sols, F., Macucci, M., Ravaioli, U., and Hess, K., 1989. Theory for a quantum modulated transistor. J. Appl. Phys. 66, 3892-3906 p.
- Steinberg, A.M., Kwiat, P.G., Chiao, R.Y., 1993. Measurement of the single-photon tunneling time. Phys. Rev. Lett. 71,708-711 p.
- van Wees, B. J., van Houten, H., Beenakker, C. W. J., Willamson, J. G., Konwenhoven, L. P., Van der Marel, P., and Foxon, C. F., 1988. Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas. Phys. Rev. Lett. 60, 848-850 p.
- Wharam, D. A., Thorton, T. J., Newbury, R., Pepper, M., Ahmed, H., Frost, J. E. F., Hasko, D. G., Peacock, D. C., Ritchie, D.A., and Jones, G. A. C., 1988. One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance. J. Phys. C21, L209.
- Webb, R. A., Washburn, S., Umbach, C. P., and Laibowitz, R. B., 1985. Observation of  $h/e$  Aharonov-Bohm oscillations in normal-metal rings. Phys. Rev. Lett. 54, 2696-2699 p.
- Webb, R., Washburn, S., Umbach, C., Laibowitz, R., 1985. Phys. Rev. Lett. 54, 2696.
- Coskun U. C., Wei T. C., Vishreshwara S., Goldbart P. M., Bezryadin A., 2004.  $h/e$  magnetic flux modulation of the energy gap in nanotube quantum dots. Science 304, 1132-1134 p.
- Wigner, E.P., 1955. Lower limit for the energy derivative of the scattering phase shift Phys. Rev. 98,145-147 p.
- Winful, H.G., 2002. Energy storage in superluminal barrier tunneling: Origin of the Hartman Effect. Opt. Express 10,1491-1496 p.

- Winful, H.G., 2003. Nature of "superluminal" barrier tunneling. Phys. Rev. Lett. 90, 23901-23904 p.
- Winful, H.G., 2003. Group delay, stored energy, and the tunneling of evanescent electromagnetic waves. Phys. Rev. E 68, 016615-016624 p.
- Winful, H.G., 2003. Delay time and the Hartman Effect in quantum tunneling. Phys. Rev. Lett. 91, 260401-260404 p.
- Xia, J.B., 1992. Quantum waveguide theory for mesoscopic structures. Phys. Rev. B 45, 3593 p.

## ÖZGEÇMİŞ

**Adı Soyadı :** Mehmet BOZTAŞ

**Doğum Yeri :** ADANA

**Doğum Tarihi :** 05.06.1980

**Medeni Hali :** Evli

**E-posta :** [mehmetboztas@hotmail.com](mailto:mehmetboztas@hotmail.com)

**Yabancı Dili :** İngilizce

### **Eğitim Durumu**

**Orta Öğretim :** Mersin Dumlupınar Lisesi, 1997

**Lisans :** Marmara Üniversitesi Atatürk Eğitim Fakültesi, Fizik Öğretmenliği, 2001

**Yüksek Lisans :** Kilis 7 Aralık Üniversitesi, 2011

### **Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl:**

Teke İlköğretim Okulu, Fen Bilgisi Öğretmeni, 2002-2005

Şile İMKB 50. Yıl Ç.P.L., Fizik Öğretmeni, 2005-2006

Nizip Ticaret Meslek Lisesi, Fizik Öğretmeni, 2006

Bnb. Dünder Taşer Sağlık Meslek Lisesi, Fizik Öğretmeni, 2006-2007

Şahinbey İMKB Anadolu Lisesi, Fizik Öğretmeni, 2007-.....