

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GaInP/GaAs KUANTUM KUYULU YAPILARDA ALAŞIM
DÜZENSİZLİĞİ VE ARAYÜZEY PÜRÜZLÜLÜĞÜ SAÇILMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tuğba DENİZLİ

Balıkesir, Haziran - 2006

T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

$Ga_{0.51}In_{0.49}P/GaAs$ KUANTUM KUYULU YAPILARDA ALAŞIM
DÜZENSİZLİĞİ VE ARAYÜZEY PÜRÜZLÜLÜĞÜ SAÇILMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tuğba DENİZLİ

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN

Sınav Tarihi : 04.07.2006

Jüri Üyeleri : Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN , FEF Fizik Bölümü

Yrd. Doç. Dr. Orhan ZEYBEK , FEF Fizik Bölümü

Yrd. Doç. Dr. Halil GÜLER , FEF Kimya Bölümü

Balıkesir, Haziran - 2006

ÖZET

GaInP/GaAs KUANTUM KUYULU YAPILARDA ALAŞIM DÜZENSİZLİĞİ ve ARAYÜZEY PÜRÜZLÜLÜĞÜ SAÇILMASI

Tuğba Denizli

Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

**(Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN)
Balıkesir, 2006**

Bu çalışmada, GaInP/GaAs katkısız tekli kuantum kuyulu yapıda elektron Hall mobilitesi üzerine alaşım ve ara yüzey pürüzlülüğünden (IFR) ileri gelen saçılma mekanizmalarının etkisi teorik olarak araştırılmıştır. Teorik hesaplamalar, literatürdeki yayınlanmış verilere uygulanmıştır.

Teori ile deneysel sonuçları karşılaştırmak için analitik formüller kullanılmıştır. Teori ve deneyin karşılaştırılmasından, GaInP/GaAs kuantum kuyulu yapı için ara yüzey düzleminden düzgün oranda sapma uzunluğu (Λ) ve ortalama sapma değeri (Δ) tahmin edilmiş ve düşük sıcaklıklarda ara yüzey pürüzlülüğü saçılmasının alaşım düzensizliği saçılmasından daha baskın olduğunu görülmüştür.

Ayrıca GaInP/GaAs heteroarayüzeyde, ara yüzey pürüzlülüğünden ve kuantum kuyusu genişliğindeki dalgalanmalardan saçılan hapsolmuş fononların momentum durulma zamanları teorik olarak araştırılmıştır.

ANAHTAR SÖZCÜKLER : GaInP/GaAs / ara yüzey pürüzlülüğü saçılması / Hall mobilitesi / taşıma özellikleri

ABSTRACT

ALLOY DISORDER and INTERFACE ROUGHNESS SCATTERING IN GaInP/GaAs QUANTUM-WELL STRUCTURES

Tuğba Denizli

Balikesir University, Institute of Science, Physics Department

(Supervisor : Assist. Prof. Dr. Sibel GÖKDEN)
Balikesir, 2006

In this work, the effect of interface roughness (IFR) and alloy scattering mechanisms on the electron Hall mobility in the undoped-GaInP/GaAs quantum well structure has been considered theoretically. Theoretical calculations have been applied on the recently published data in the literature.

In order to compare the theory with the experimental results, the analytical formulas have been used. From the comparison of the theory and experiment, the correlation length (Λ) and lateral size (Δ) of roughness for GaInP/GaAs quantum well are estimated and it has been shown that the interface roughness scattering has more dominant mechanism than the alloy scattering at low temperatures.

The momentum relaxation times for confined phonons scattering from well-width fluctuations and the interface roughness in the GaInP/GaAs heterointerface have been also determined theoretically.

KEY WORDS : GaInP/GaAs / interface roughness scattering (IFR) / Hall mobility / transport properties.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TABLO LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
SEMBOL	viii
ÖNSÖZ	ix
1. GİRİŞ	1
2. KUANTUM KUYULU YAPILAR ve GaInP/GaAs YARIİLETKENİ	5
2.1. Kuantum Kuyulu Yapılar	5
2.1.1. Tekli Kuantum Kuyusu	9
2.1.2. Çoklu Kuantum Kuyusu	10
2.1.3. Süperörgüler	10
2.2. GaInP/GaAs Yarıiletkeni	12
2.2.1. GaInP/GaAs Yarıiletkeninin Özellikleri	12
2.2.2. GaInP/GaAs Yarıiletkeninin Kristal Yapısı	13
3. TAŞIMA ÖZELLİKLERİ ve SAÇILMA MEKANİZMALARI	16
3.1. Mobilite	16
3.2. Elektronların Saçılması	17
3.3. Saçılma Mekanizmaları	19
3.3.1. Fonon Saçılması	20

3.3.2. İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	22
3.3.3. Alaşım düzensizliği saçılması	23
3.3.4. Arayüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Saçılmalar	28
4. TEORİK ve DENEYSEL SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI	33
5. SONUÇ ve TARTIŞMA	42
KAYNAKÇA	43

TABLO LİSTESİ

<u>Tablo Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.	Ga _{0.51} In _{0.49} P ve GaAs yapılarına ait Parametreler	15
Tablo 2.	Hesaplamalarda kullanılan parametreler	34

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>SayfaNo</u>
Şekil 1.1. ZnS (çinko sülfür) yapı.	2
Şekil 1.2. MOCVD büyütme tekniğinin şematik gösterimi.	3
Şekil 2.1. B-A-B kuantum kuyusunun şematik olarak gösterimi. (a)çok ince dar bant aralıklı bir A aktif tabakası, iki kalın ve daha geniş bant aralıklı B tabakaları arasına sandviçlenmiştir. (b)elektronlar sonlu bir kare potansiyeli ile ince A tabakasında tuzaklanmaktadır.	5
Şekil 2.2. Bir B-A-B kuantum kuyusu yapısında oluşan kesikli enerji seviyelerindeki, $\Delta n = 0$ kuralına karşılık gelen izinli geçişler.	8
Şekil 2.3. Tekli kuantum kuyusu. E_v , valans bandı enerji seviyesi. E_c , iletkenlik bandı enerji seviyesi.	9
Şekil 2.4. (a) çoklu kuantum kuyusu, (b) süperörgü. L_b bariyer genişliği ve L_w kuantum kuyusunun genişliği.	11
Şekil 2.5. Kübik çinko sülfürün (ZnS) kristal yapısı.	14
Şekil 2.6. GaInP'in kristal yapısı	14
Şekil 3.1. $V(r)$ gibi bir saçılma potansiyelinden $\hbar k$ momentumlu bir elektronun saçılması.	18
Şekil 3.2. Titreşimlerin optiksel ve akustik dallardaki atomların yerleri.	20
Şekil 3.3. A-B gibi bir alaşımın kristal potansiyelinin ve atomik potansiyelinin şeması.	24
Şekil 3.4. Saçılmanın yapısal kaynağı: (a) potansiyel dalgalanmaları oluşturduğu lokalizasyonlar, (b) dejenere	29

gaz için potansiyel dalgalanmaların etkisi, (c) moleküler tek tabakalarda ara yüzey düzensizliğinde kuyu genişliği değişimleri.

Şekil 4.1.	Büyütülen $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{GaAs}$ tabakasının yapısı.	33
Şekil4.2.	50Å kuyu genişlikli numune için Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı grafiği.	34
Şekil 4.3.	$\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{GaAs}$ kuantum kuyulu yapı için alaşım düzensizliği saçılmasından ileri gelen mobilitenin sıcaklıkla değişimi.	35
Şekil 4.4.	GaInP/GaAs tekli kuantum kuyulu yapı için hesaplanan iki boyutlu elektron mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişim grafiği.	37
Şekil 4.5.	Mobilitenin Λ' 'ya bağlı grafiği.	38
Şekil 4.6.	Mobilitenin kuyu genişliğine bağlı grafiği.	39
Şekil 4.7.	GaAs kuyusundaki kuyu genişliği dalgalanmalarından saçılan ($n=1,2$) hapsolmuş fononlar için momentum durulma zamanları.	40
Şekil 4.8.	GaAs kuantum kuyusu için ara yüzey pürüzlülüğünden saçılmada hapsolan fononlar için momentum durulma zamanı.	41

SEMBOL LİSTESİ

<u>Simge</u>	<u>Adı</u>	<u>Tanımı/Değeri</u>	<u>Birimi</u>
a_0	Örgü sabiti (x-y düzleminde atomlar arası uzaklık)		Å
\hbar	Planck sabiti	1.054×10^{-31}	J.s
H	Hamiltoniyen operatörü		J
k	Elektron dalga vektörü		m^{-1}
e	Elektron yükü	1.6×10^{-19}	C
m_e^*	Elektron etkin kütlesi		kg
ω	Frekans		Hertz
E_g	Enerji bant aralığı		eV
L_w	Kuantum kuyu genişliği		Å
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti		Fm^{-1}
μ	Mobilite		$m^2/V.s$
k_B	Boltzman sabiti	1.38×10^{-23}	$J K^{-1}$
N_s	2 BEG taşıyıcı yoğunluğu		m^{-2}
T	Sıcaklık		K
τ	Durulma zamanı		s
v_s	Ses hızı		m/s
Δ	Ortalama sapma		Å
Λ	Ara yüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğu		Å

ÖNSÖZ

Hayatta her güzel şeyin bir sonu varmış. Bu teze başlarken heyecan ve coşku içindeydim. Tez çalışması süresince yeni bilgiler öğrenmek, bana hep şevk verdi. Zaman zaman tedirgin olduğum, umutsuzluğa kapıldığım oldu. Geldiğim bu noktada mutluluk ve burukluk duyguları arasında gidip geliyorum. Ancak her sonun bir başlangıcı vardır; tamamladığım tez çalışmamla bilim dünyasına bir başlangıç yapmamın verdiği duyguyu hazzı içerisindeyim.

Özellikle zorlandığım anlarda bir melek gibi bana destek veren, yardımını hiç bir zaman esirgemeyen, karanlıklarına ışık olan, aydınlıklarında ufkumu açan, azim ve kararlılıkla üstesinden gelinemeyecek zorluk olmadığını gösteren, yeri geldiğinde gerçek bir eğitmen, yeri geldiğinde bir abla sıcaklığını hissettiğim danışman hocam Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN'e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Her ihtiyacım olduğunda zamanını ve bilgisini benden hiç bir zaman esirgemeyen Araş. Gör. Remziye BARAN'a teşekkür ederim.

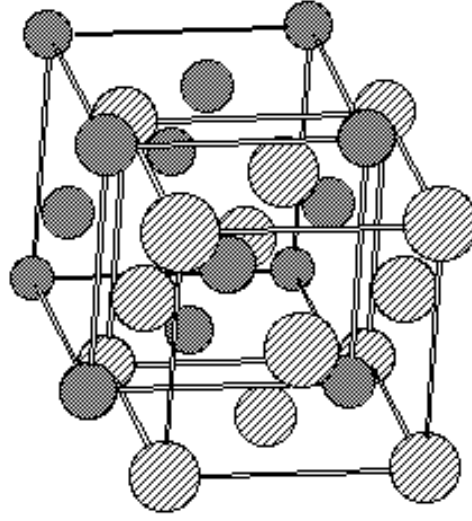
Tez çalışması sırasında benim başaracağıma inanan, bana güvenen, her zaman yanımda bana güç veren değerli aileme çok teşekkür ederim. İyi ki varsınız.

1.GİRİŞ

GaP,InP gibi III-V grubu yarıiletkenler optoelektronik ve elektronik teknolojisinin temelini oluşturan pek çok materyali sağlamaktadır. Çok az örnek, yüksek elektron mobiliteli ve heteroyapılı bipolar transistörler, diyot lazerler, ışık yayan lazerler, fotodetektörler, elektro-optik modülatörler ihtiva eder. Bu aletlerin işlem karakterleri, materyali oluşturan elementlerin fiziksel özelliklerine bağlıdır. Materyaldeki elementler kuantum heteroyapılarda elde edilirler. Bu heteroyapılar nanometre boyutlarında sınırlanmış taşıyıcılar içerirler [1]. Son yıllarda üretilen aletlerin temeli, kalınlığı 10nm'den az ve genişliği çok daha az olan yarıiletken yapılara dayanır. Bundan başka III-V grubu yarıiletkenler, daha hızlı, daha geniş spektruma sahiptirler. Mevcut kullanılan yapılara göre daha yüksek güç ve yüksek sıcaklığa sahiptirler. Bu özellikler, cihazın daha uzun ömürlü ve daha ucuza mal olmasını sağlar [2].

Kuantum kuyulu yapılar, örneğin, bir galyum arsenik (GaAs) bölgesinin iki tane galyum alüminyum arsenik (AlGaAs) bölgelerinin arasına sandviç edilmesiyle oluşur. Kuantum kuyuları tekli, çoklu ve süperörgüler olmak üzere üçe ayrılır. Bu tezde sunulan GaInP/GaAs yarıiletkeni, tekli kuantum kuyusuna ve sonlu bariyere sahiptir. Dar enerji bant aralıklı GaAs, daha geniş bant aralıklı GaInP yarıiletkenleri arasına sandviç edilir. Çoklu kuantum kuyuları ise tekli kuantum kuyulu yapıların ardı ardına büyütülmesi ile elde edilir.

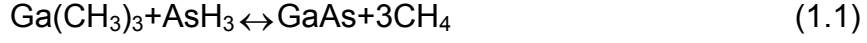
III-V yarıiletkenler çinkosülfür (ZnS) ya da wurtzite (hcp) yapılarda kristalleşirler. GaInP/GaAs yarıiletkeni çinkosülfür yapıda kristalleşir. (Şekil1.1)



Şekil 1.1. ZnS (çinko sülfür) yapı.

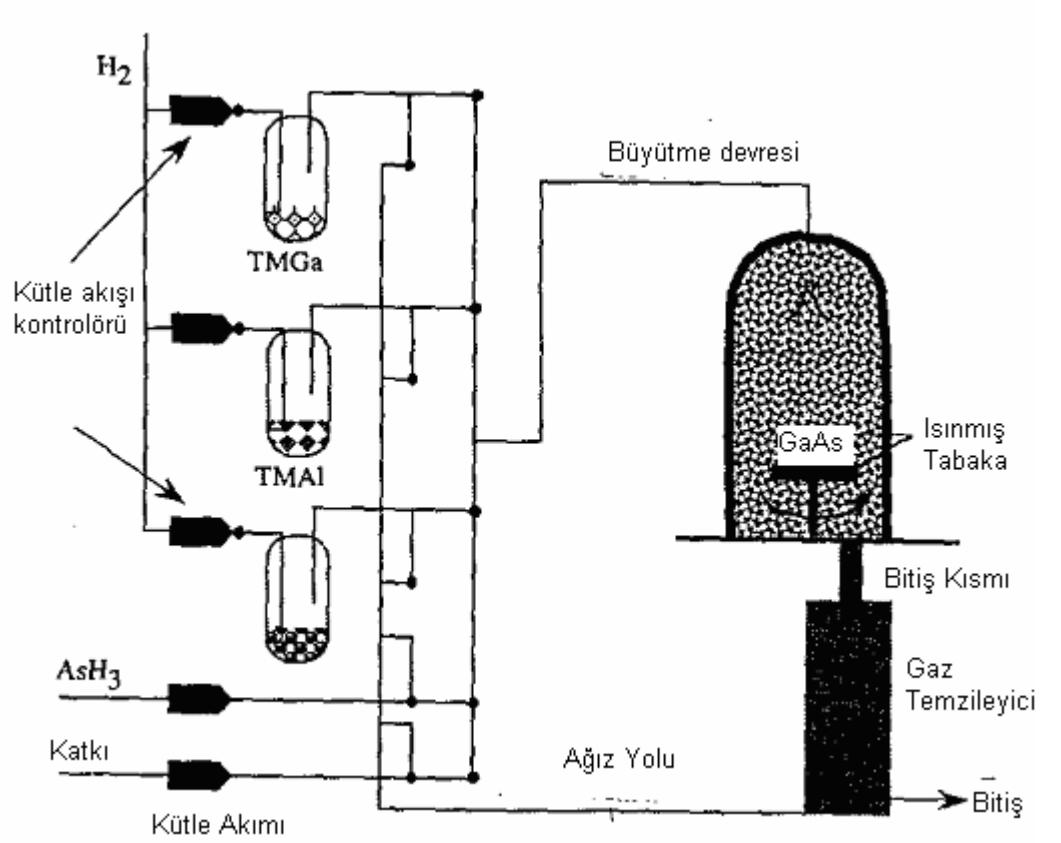
GaInP/GaAs yarıiletkeni, AlGaAs/GaAs yarıiletkenine alternatif bir yapı olarak ortaya çıkmıştır. Bunun nedeni Al elementinden doğan bazı problemler ve GaInP/GaAs yarıiletken yapısının avantajlarıdır. Yaygın kullanım alanları, HBT (heteroeklemlı bipolar transistörler), MODFET (modülasyon katkılı alan etkili transistörler), IR detektörleri, ışık yayan diyotlar, lazerler gibi aletlerdir.

GaInP/GaAs yarıiletkeni, başlıca LP-MOCVD (Düşük Basınç-Metal Organik Kimyasal Buhar Biriktirmesi), MOCVD (Metal Organik Kimyasal Buhar Biriktirmesi), MBE (Moleküler Demet Epitaksi) teknikleriyle büyütülmektedir. LP-MOCVD tekniğı InP, GaAs, GaN temeline dayalı materyaller gibi III-V yarıiletkenlerin çok ince filmlerinin epitaksiyel büyütülmesinde sıklıkla kullanılır. MOCVD sisteminin çalışma prensibi Şekil 1.2'de gösterilmiştir. MBE'den farklı olarak, MOCVD'de kullanılan gazlar tekli elementlerden oluşmaz. Kristali oluşturmak için Ga veya As gibi elementleri içeren karmaşık moleküller kullanılır. Böylece, büyütme, ısıtılmış alt tabaka yüzeyinde oluşan kimyasal reaksiyona bağlıdır. Örneğın, GaAs'ın büyütülmesinde $Ga(CH_3)_3$ ve AsH_3 kullanılır. Kristal büyütme şu reaksiyona bağlıdır:



Atmosferik MOCVD'de büyütme odası önemlidir. Bu yüzden büyütme için büyük miktarlarda gaza ihtiyaç vardır. LP-MOCVD'de büyütme odası basıncı düşük tutulur. Büyütme oranı MBE durumundan daha yavaştır [3].

Teorik hesaplamaların yapıldığı bu çalışmada kullanılan numune, LP-MOCVD tekniği ile büyütülmüştür [4].



Şekil 1.2. MOCVD büyütme tekniğinin şematik gösterimi. (TMGa: Galyum içeren organik bileşik, TMAI: Alüminyum içeren organik bileşik, AsH₃:Arsenik içeren bileşik.)

Büyütmeler sırasında tabakalar arasında bir takım kusurlar ve bunlardan kaynaklanan saçılmalar oluşur. Bu saçılmalar, safsızlık saçılması, fonon saçılması, ara yüzey pürüzlülüğü saçılması ve alaşım saçılmalarıdır. Bu çalışmada, düşük sıcaklıklarda baskın iki mekanizma olan ara yüzey pürüzlülüğü ve alaşım düzensizliği saçılması üzerine teorik sonuçlar sunulmuş ve literatürde yayınlanmış deneysel Hall mobilite değeri hesaplamalarda kullanılmıştır [4].

Alaşım düzensizliği saçılması, alaşımı oluşturan elementlerin potansiyel farklılıklarından kaynaklanır. Böylece ortalama potansiyelden sapma meydana gelir ve parçacık düzensiz bir potansiyel ile karşılaşır. Bu da saçılmaya neden olur.

Ara yüzey pürüzlülüğü saçılmasında, tabakalar büyütülürken tabakalar arasında pürüzler oluşur. Bu pürüzler, Δ (ortalama sapma) ve Λ (ara yüzey düzlemindeki düzgün oranda sapma uzunluğu) gibi iki parametre ile ifade edilir. Taşıyıcılar, düzgün olmayan yüzeye gelip saçılmaya uğrarlar.

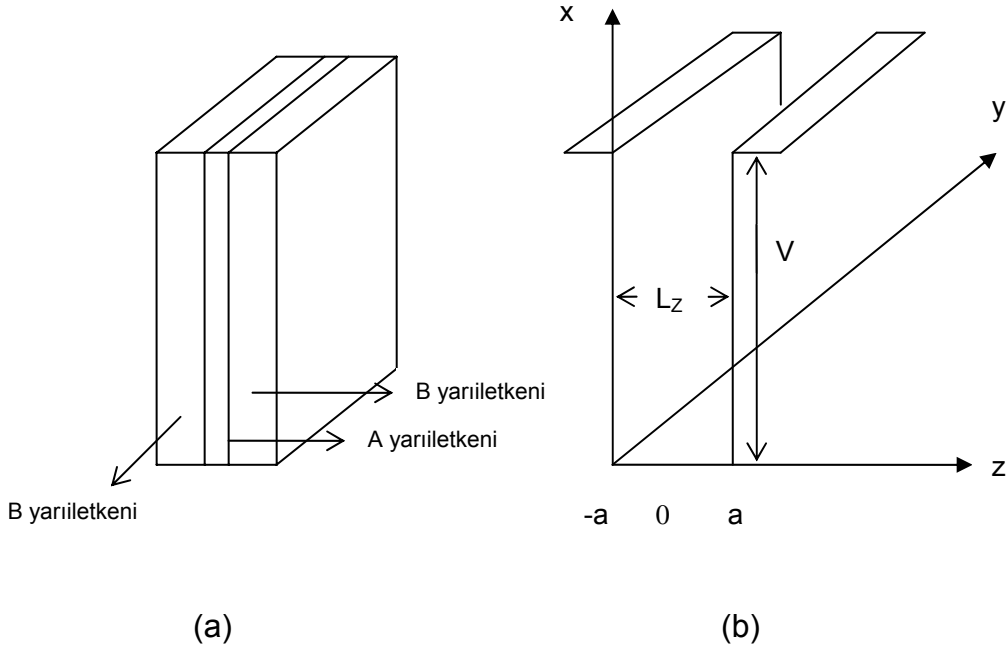
Bu saçılmalar, parçacıkların enerjisinde ve momentumunda değişime neden olur. Bu da elektronların mobilitesi üzerinde önemli etki yapar.

Bu çalışmada saçılma mekanizmalarından alaşım düzensizliği saçılması mobilitesinin sıcaklıkla değişimi incelenmiş ve ara yüzey pürüzlülüğü saçılmasının mobilitesi Matthiessen's kuralından yola çıkarak, düşük sıcaklıklardaki deneysel mobilite değerine fit edilerek Λ ve Δ değerleri bulunmuştur.

2. KUANTUM KUYULU YAPILAR VE GaInP/GaAs YARIİLETKENİ

2 1. Kuantum Kuyulu Yapılar

Elektron-boşluk çiftlerinin daha verimli yeniden birleşme olayını gerçekleştirmesi, ince tabakalı yarıiletkenin, daha küçük enerji bant aralığına sahip p veya n tipi yarıiletken ile birleşmesiyle oluşabilir. Böyle bir yapıdaki tabaka kalınlığının değeri, De Broglie dalga boyuna yaklaştığında (yarıiletken lazer diyotlarda yaklaşık 10 nm civarındadır) elektronların hareketi kuantum etkisi göstermeye başlar [5]. Elektronların bu özelliğinin gözlemlendiği en basit kuantum kuyulu yapı, dar enerji bant aralığına sahip ince tabakalı yarıiletken (A yarıiletkeni) ile daha geniş bant aralığına sahip ve daha kalın tabakalı yarıiletkenlerden (B yarıiletkeni) oluşur [6]. Şekil 2.1' deki enerji diyagramında B-A-B yarıiletkenlerinin üst üste büyütülmesiyle oluşmuş olan yapı gösterilmiştir.



Şekil 2.1. B-A-B kuantum kuyusunun şematik olarak gösterimi. (a) çok ince dar bant aralıklı bir A aktif tabakası, iki kalın ve daha geniş bant aralıklı B tabakaları arasında sandviçlenmiştir. (b) elektronlar sonlu bir kare potansiyeli ile ince A tabakasında tuzaklanmaktadır. V: kuantum kuyusunun

yüksekliği. L_z : kuantum kuyusunun genişliği. a ve $-a$: kuantum kuyusunun sınır şartları.

A tabakasındaki elektronların hareketleri, sonlu bir kuantum kuyusunda sınırlanmıştır. İletkenlik bandının kenarları elektronlar için, valans bandının kenarları boşluklar için bir potansiyel kuyusu oluşturur. A yarıiletkeninin bant aralığı, B yarıiletkeninin bant aralığından daha küçüktür. Bu nedenle, A bir kuantum kuyusu gibi davranır ve B elektron ve boşlukların her ikisi için de bir potansiyel engeli oluşturur. A ve B yarıiletkenlerinin bant yapılarındaki bu farklılıktan dolayı, sistemin bant diyagramında, iletkenlik ve valans bandı kenarları arasındaki geçiş bölgesinde basamak şeklinde süreksizlikler oluşmaktadır. Bu basamakların yükseklikleri "iletkenlik bandı süreksizliği", ΔE_c , ve "valans bandı süreksizliği", ΔE_v , olarak adlandırılmaktadır.

Kuantum kuyularındaki elektron ve boşlukların enerji seviyeleri, Hamiltonyen yaklaşımıyla hesaplanabilmektedir. Şekil 2.1 'de gösterilmiş olan kuantum kuyusu yapısı için, kuantum kuyusunun genişliği L_z nin, diğer boyutlardan (L_x ve L_y) çok küçük olması nedeniyle, Hamiltonyen operatöründe şu yaklaşım yapılabilmektedir:

$$H_{\text{toplam}} = H_{xy} + H_z \quad (2.1)$$

H_{xy} , iki boyutlu elektron gazı için tek parçacık Hamiltonyeni ve H_z tek boyutlu sonlu potansiyel kuyusu için Hamiltonyendir. Burada asıl amaç, üç boyutlu sistemi, iki boyutlu sisteme tek boyutlu sistemi ekleyerek uygun olarak ayırmaktır. İnce A tabakasındaki bir elektron (veya boşluk) enerjisi, H_{xy} ve H_z ile birleşmiş enerjilerin toplamı ile verilmektedir;

$$E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{m_e^*} + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{m_e^*} \quad (2.2)$$

veya,

$$E(k_x, k_y, n) = E_n + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_e^*} \quad (2.3)$$

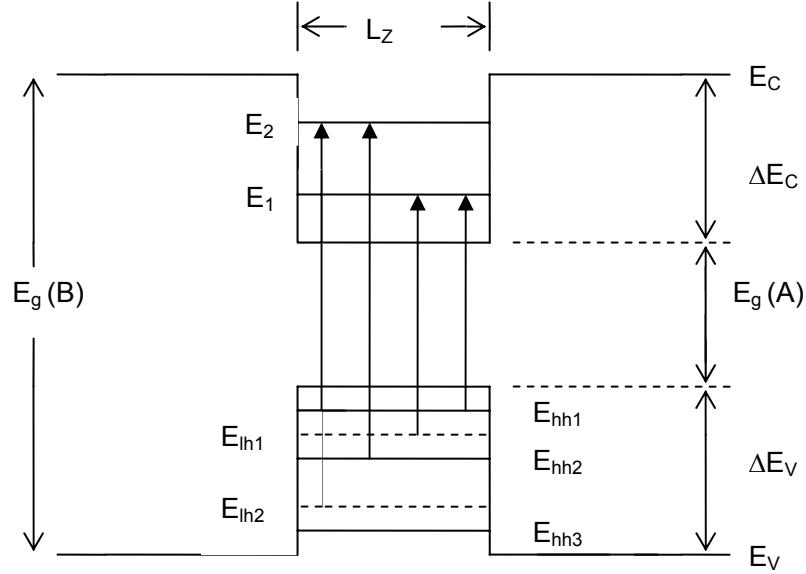
dir. Burada $E_n = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*}$ enerjisi, potansiyel kuyusundaki n. enerji seviyesine karşılık gelen elektron enerjisidir. m_e^* elektronun etkin kütesidir. \hbar indirgenmiş Planck sabiti ve k_x ve k_y kristal momentumunun x ve y bileşenleridir. n. seviyeye karşılık gelen boşluk enerjileri de, $E_n = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_b^*}$ ifadesi ile verilmektedir. Bu ifadedeki m_b^* elektronun bağıl hareketinden kaynaklanan boşluğun etkin kütesidir. E_n enerjisinin n=1, 2, 3,... seviyelerine karşılık gelen değerleri elektronlar için E_1, E_2, E_3, \dots ile, ağır boşluklar için $E_{hh1}, E_{hh2}, E_{hh3}, \dots$ ile ve hafif boşluklar için $E_{lh1}, E_{lh2}, E_{lh3}, \dots$ ile gösterilmektedir

Şekil 2. 2' de B-A-B yarıiletkenlerinden oluşmuş olan kuantum kuyusu içerisindeki elektron, ağır boşluk ve hafif boşluk enerji seviyeleri ve bu seviyeler arasındaki geçişler gösterilmiştir. Yalnızca, $\Delta n=0$ seçim kuralına karşılık gelen geçişler izinlidir.

Yasak enerji aralığından büyük olan $\hbar\omega$ enerjisindeki bir ışığın, $\Delta n=0$ seçim kuralına uygun olarak, bir elektronun, valans bandından iletkenlik bandına geçişini sağlayabilmesi için,

$$\hbar\omega = E_{g1} + E_n + H_n - E_{exn} \quad (2.4)$$

enerjisinde olması gerekmektedir. Bu ifadedeki, E_{g1} kuantum kuyularına karşılık gelen malzemenin (A) yasak enerji aralığıdır. E_n ve H_n sırasıyla, elektron ve boşlukların enerji seviyeleri ve E_{exn} elektron-boşluk çiftinin yani eksitonun bağlanma enerjisidir. Bu bağlanma enerjisi, kuantum kuyusu genişliğine ve kuantum seviyelerine bağlı olarak değişmektedir. Kuyu genişliği arttıkça bağlanma enerjisi azalmaktadır.



Şekil 2.2. Bir B-A-B kuantum kuyusu yapısında oluşan kesikli enerji seviyelerindeki, $\Delta n = 0$ kuralına karşılık gelen izinli geçişler. (A : GaAs)

Kuantum kuyuları ve süperörgülerde ise bağlanma enerjileri aynı zamanda bariyer genişliğine de bağlıdır. Yeterince dar bariyer genişliği durumlarında ($L_B < 30 \text{Å}$) bağlanma enerjileri, kuantum kuyusunu oluşturan (A) bulk malzemedeki değerine yaklaşmaktadır. Düşük boyutlu bir yapıda, eksitonların bağlanma enerjisi,

$$E_{ekn} = \frac{\mu^* e^4}{2\varepsilon^2 \left(n - \frac{1}{2}\right)^2} \quad (2.5)$$

bağıntısıyla ifade edilmektedir. Burada, μ^* indirgenmiş eksiton kütlesi, ε dielektrik sabiti ve e elektron yüküdür. $n=0$ seviyesine karşılık gelen enerji,

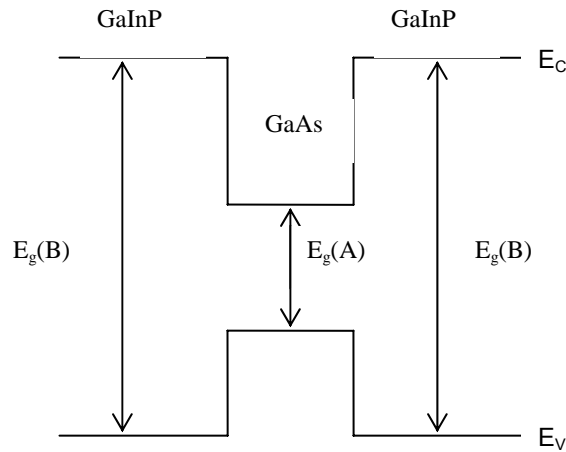
$$E_{ek0} = \left[\frac{4(\mu^* / m_0)}{\varepsilon^2} \right] R \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilmektedir. Burada R , Rydberg enerjisi ve m_0 elektronun kütlesidir. $[(\mu^* / m_0) / \epsilon^2] R = R^*$ biçiminde yazılmaktadır. Bu durumda $E_{ek0} = 4R^*$ olur. R^* "etkin Rydberg enerjisi" olarak adlandırılmaktadır. Bu ifadeden, düşük boyutlu yapıdaki bir eksitonun bağlanma enerjisinin, üç boyutlu yapıdaki eksitonun bağlanma enerjisinden dört kez daha büyük olduğu anlaşılmaktadır. Eksitonik davranış, oda sıcaklığında bulk GaAs için gözlenemezken [6], kuantum kuyusu yapılarında oda sıcaklığında bile gözlenebilmektedir [6].

Kuantum kuyuları, büyütülen tabakaların sayısına, kalınlığına ve büyütülen yapıların özelliklerine göre, tekli ve çoklu kuantum kuyuları ve de süperörgüler olmak üzere üçe ayrılır [7].

2.1.1 Tekli Kuantum Kuyusu

Tekli kuantum kuyuları, dar enerji bant aralığına sahip yarıiletkenin, daha geniş bant aralığına sahip iki yarıiletken arasına sandviç edilmesiyle oluşur [8]. Şekil 2.3 tekli kuantum kuyusunu göstermektedir. Dar enerji bant aralığına sahip yarıiletken, kuantum kuyusunu oluşturur.



Şekil 2. 3 Tekli kuantum kuyusu (E_v : valans bandı enerji seviyesi; E_c : iletkenlik bandı enerji seviyesi).

Bu çalışmada incelenen numune de tekli kuantum kuyulu yapıdır. GaAs kısmı kuantum kuyusunun olduğu kısım olup, dar enerji bant aralığına sahip iken GaInP kısmı ise geniş bant aralığına sahiptir.

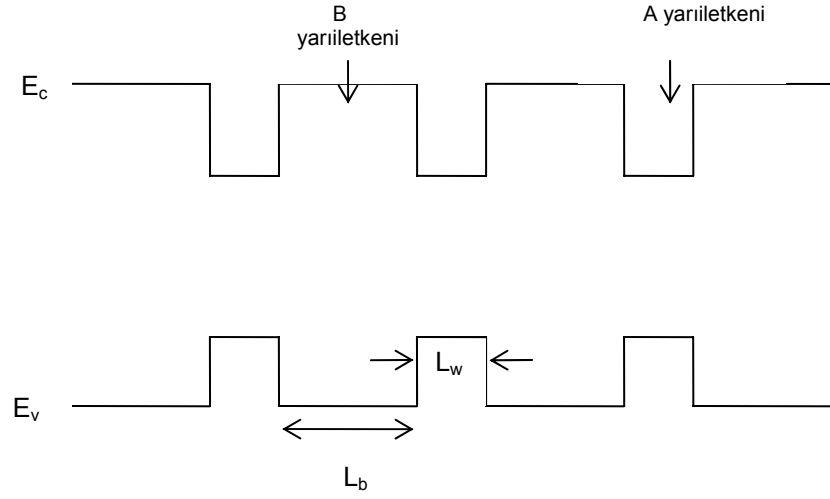
2.1.2 Çoklu Kuantum Kuyusu

Tekli kuantum kuyulu yapıların ard arda büyütülmesi ile çoklu kuantum kuyulu yapılar elde edilir. Çoklu kuantum kuyulu yapılarda, potansiyel bariyerinin genişliği, kuyu genişliğinden büyüktür. Bu genişlik iki komşu kuyunun dalga fonksiyonlarının üst üste binmesini engellemeye yetecek kadar fazladır. Her bir kuantum kuyusu diğerinden yalıtıldığından, farklı sınırlı seviyeler takımını tanımlamak için, taşıyıcılar her kuyuda sınırlanırlar. Bu nedenle her bir kuyu bağımsız olarak tabakalara paralel, boyuna harekete katkıda bulunur.

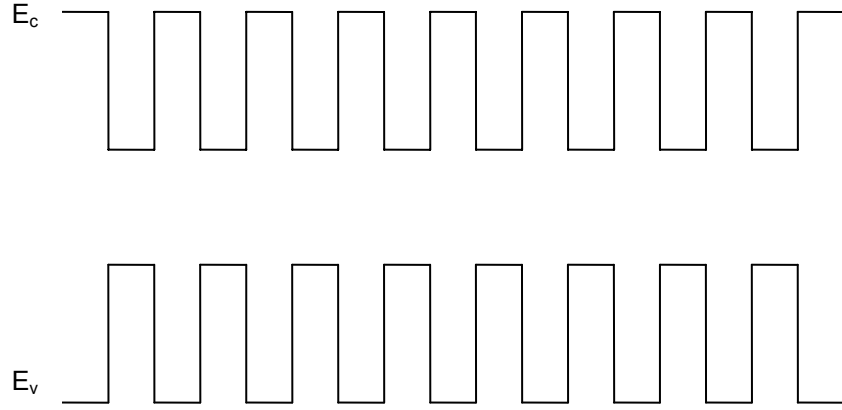
2.1.3. Süperörgüler

Süperörgülerde ise, bariyer genişliği, kuantum kuyularına göre daha dar olduğundan yüklü parçacıklar bir kuyudan diğer kuyuya tünellenebilmektedir, (dalga fonksiyonları üst üste binmesine izin verecek kadar), yani kuantum kuyusu içerisindeki elektron ve boşlukların dalga fonksiyonlarının kuyrukları ince bariyerleri rahatlıkla aşabilmekte ve komşu kuyulara ulaşabilmektedir [7]. Burada taşıyıcılar (elektron ve boşluklar) küçük bantların bir serisine yerleşirler ve paralel iletim bulk yapıdakine benzer şekilde baskın hale gelir. Dikey hareket bu tip yapılarda artar.

Şekil 2.4'de tipik bir çoklu kuantum kuyusu ve süperörgüye ait enerji bant diyagramları çizilmiştir.



(a)



(b)

Şekil 2.4 (a) çoklu kuantum kuyusu, (b) süperörgü. L_b bariyer genişliği ve L_w kuantum kuyusunun genişliği.

2. 2 GaInP/GaAs Yarıiletkeni

2. 2. 1 GaInP/GaAs Yarıiletkenin Özellikleri

AlGaAs/GaAs yarıiletkeni, on seneden fazla bir süredir yaygın olarak çalışılan heteroeklemlı yapıdır. Bu yapı, moleküler ışın epitaksisi (molecular beam epitaxy) yöntemiyle büyütüldüğünde çok yüksek elektron mobiliteleri gösterir. Bu özellik, elektronik araçların uygulamalarında ve temel araştırmalarda çok yarar sağlamaktadır. AlGaAs/GaAs, yüksek elektron mobiliteli transistörlerde, modülasyon katkılı alan etkili transistörlerde, heteroeklemlı bipolar transistörlerde ve mikrodalga aletlerde kullanılır. Ancak AlGaAs/GaAs yarıiletkeninde, AlGaAs kullanımından doğan bazı dezavantajlar vardır. Bu yüzden GaInP/GaAs yarıiletkeni, AlGaAs/GaAs yarıiletkenine alternatif bir yapı olarak ortaya çıkmıştır. AlGaAs yapısındaki alüminyum neme ve oksijene duyarlı bir elementtir. Alüminyumun oksitlenmesi, ara yüzeylerin hatta tüm yapının bozulmasına neden olur. Büyütme sırasında nem ve oksijenin varlığı yüksek direnç ve kötü optiksel sonuçlar sağlar. Bu durum, özellikle AlGaAs metal organik buharlaşma faz epitaksisi yöntemiyle büyütülürken çok daha önemli olmaktadır [10-11] .

GaInP/GaAs yarıiletkeni, geniş direkt bant aralığına ($E_g=1.9$ eV 300K'de) sahip olduğundan, görünür bölgedeki optiksel aletlerin uygulamalarından olan mikrodalga aletlerde, güneş pillerinde, kırmızı ışık yayan lazer diyotlarda kullanılır [12-13] .

GaInP/GaAs heteroeklemlı yapı, modülasyon katkılı alan etkili transistörler ve geniş bant aralıklı npn heteroeklemlı bipolar transistörler gibi potansiyel uygulamalarda yine AlGaAs/GaAs sistemine önemli bir alternatif yapı olarak ortaya çıkmıştır. Özellikle, heteroeklemin valans bandı süreksizliğinin (ΔE_v), iletkenlik bandı süreksizliğinden daha büyük olması GaInP/GaAs yapısını mantık uygulamalarda ilgi çekici kılar [14-16] . Ayrıca GaInP/GaAs yapısının kapasitans-voltaj (C-V) profil metoduyla ölçülen bant

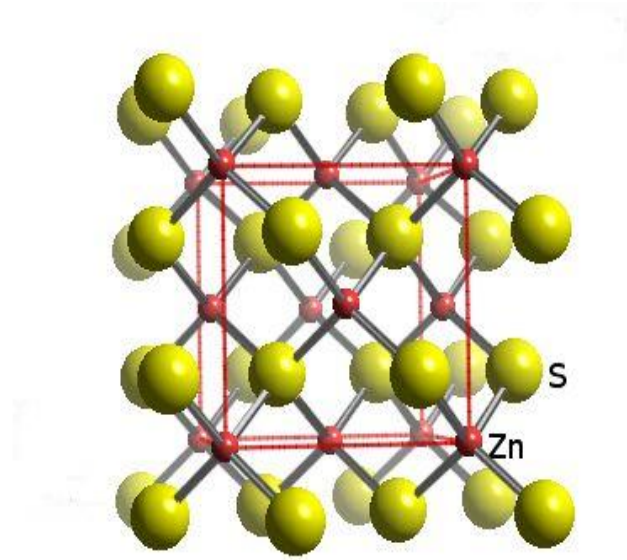
sırası , bu heteroeklemlili yapının heteroeklemlili bipolar transistörler (HBT) için çok uygun olduğunu gösterir [17] .

GaInP/GaAs yarıiletkeninin, AlGaAs/GaAs yarıiletkenine göre avantajlarından bir diğeri de, düşük yüzey yeniden birleşme (rekombinasyon) hızı göstermesidir. Düşük yüzey rekombinasyon hızı, cihazların düşük frekanslı seslerinde azalmaya neden olur, gürültüyü engeller. Bu durum, görünür ışık yayan cihazlarda ve yüksek elektron mobiliteli transistörler gibi yüksek hız uygulamalarında GaInP/GaAs yarıiletkenini ilgi çekici kılar.

AlGaAs/GaAs yarıiletkeni DX merkezleri olarak bilinen derin kusur seviyelerine sahiptir. DX merkezlerinin varlığı, sürekli fotoiletkenliği (PPC) sağlar. Bu durum da alan etkili transistörlerde (FET) akım voltaj (I-V) eğrilerinde dengesizliğe sebep olur. GaInP yapısındaki, Γ -L valley geçiş kısmının enerjisi, DX merkezlerinin Γ valleyin üzerine yerleşmesini sağlayacak kadar büyük değerdedir. Böylelikle PPC azalır ya da tamamiyle kaybolur. Bu durum GaInP 'ı, AlGaAs/GaAs heteroeklemlilerinde AlGaAs yerine uygun madde haline getirir [18].

2.2.2 GaInP/GaAs Yarıiletkenin Kristal Yapısı

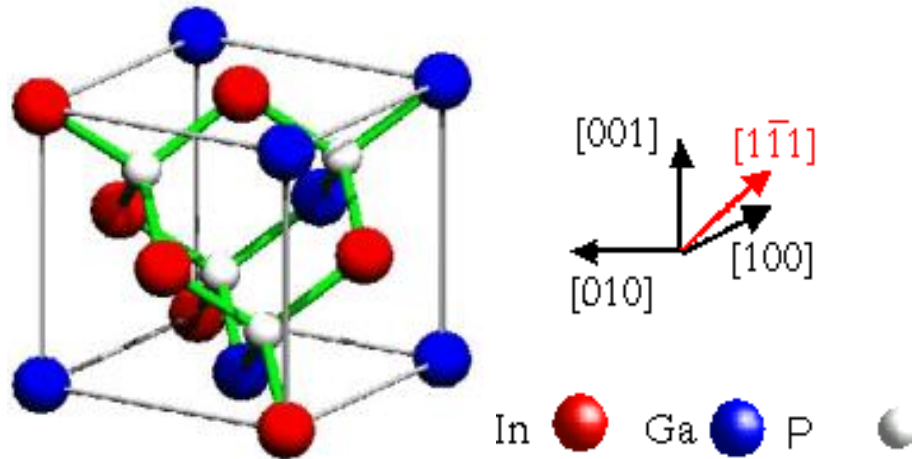
GaInP, çinkosülfür (ZnS) yapıda kristalleşir. Bu yapı birbirinden çeyrek cisim köşegeni uzunluğu kadar ötelenmiş iki fcc (yüzey merkezli kübik yapı) yapısı olarak düşünülebilir. Temelinde sekiz atom vardır. Bu fcc örgülerinden birinde Zn (çinko) atomları diğeri ise S (sülfür) atomları bulunmaktadır. Bazı oluşturan S atomunun koordinatları (000) ise, Zn atomlarının koordinatları $(\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4})$ konumundadır. (Şekil 2.5)



Şekil 2. 5 Kübik çinko sülfürün (ZnS) kristal yapısı

Saf bileşiklerin kristal yapıları tetrahedral ZnS yapısındadır ve alaşımlar tetrahedral ZnS yapısının özelliklerini gösterir. ZnS yapısında en yakın komşu uzaklığı $a\sqrt{3}/4$ kadardır. Örgüdeki her bir atom arasındaki açı 109.5° olacak şekilde dört tane komşu atoma sahiptir [19].

$Ga_xIn_{1-x}P$ yapısı, üç atomdan meydana gelmiştir. Bunun ZnS yapıya yerleşmiş hali şekil 2. 6'de verilmiştir. Burada temelindeki sekiz atomun dört tanesi mol yüzdesi x ve $1-x$ oranlarında olacak şekilde Ga ve In atomları tarafından paylaşılır. Geri kalan dört atom P atomudur.



Şekil 2. 6 GaInP'in kristal yapısı

$\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$, örgü uyumlu GaAs alt tabakası üzerine büyütülür. Tablo 1'de iki yapıya ait parametreler verilmiştir.

Tablo 1. $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ ve GaAs yapılarına ait parametreler

	$\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$	GaAs
1cm ³ deki atom sayısı	4.46×10^{22}	4.42×10^{22}
Dielektrik sabiti	$11.8 \epsilon_0$	$12.9 \epsilon_0$
Elektronun etkin kütlesi	$0.088 m_0$	$0.063 m_0$
Elektron ilgisi (eV)	4.1	4.07
Örgü sabiti (Å)	5.653	5.65325
Optik fonon enerjisi (meV)	46.575	35
Enerji bant aralığı (eV)	1.991	1.424

3. TAŞIMA ÖZELLİKLERİ VE SAÇILMA MEKANİZMALARI

3.1. Mobilite

Mobilite, saçılma özelliklerini belirleyen önemli bir parametre olup, yüklü parçacıkların elektrik alana karşı kazandıkları hız yani hareketliliğidir. Drude yaklaşımını göz önüne alınırsa;

i) Yarıiletkenlerdeki elektronlar diğer her bir elektron ile etkileşmezler. Bu yaklaşım serbest elektron yaklaşımı olarak adlandırılır.

ii) Elektronlar çeşitli saçılma kaynaklarından çarpışmalara maruz kalırlar. τ , birbiri ardınca olan çarpışmalar arasındaki durulma zamanıdır.

iii) Çarpışmalar arasındaki serbest elektron denkleminde göre elektron hareketi

$$\frac{\hbar d\vec{k}}{dt} = \vec{F}_{\text{dış}} \quad (3.1)$$

Bir çarpışmadan sonra, elektronlar fazla olan enerjilerinin tümünü kaybederler. Bu yüzden elektron gazı termal dengededir. Bu varsayım gerçekte çok düşük elektrik alanlarında geçerlidir.

Bu varsayımlara dayanarak, bir çarpışmadan sonra elektron hızı hemen hemen, termal denge durumlarıyla verilen ile aynıdır. Böylece çarpışmadan sonraki ortalama hız sıfırdır. Elektronlar sadece τ zamanı için çarpışmalar arasında bir hız kazanırlar.

τ zamanı için, \vec{F} bir elektrik alanında, hareket eden m^* kütleli elektronun kazandığı ortalama hız;

$$\vec{v}_{\text{ort}} = -\frac{e\vec{F}\tau}{m^*} = \vec{v}_s \quad (3.2)$$

Burada v_s sürüklenme hızıdır. Akım yoğunluğu;

$$\vec{J} = -ne\vec{v}_s = \frac{ne^2\tau}{m^*}\vec{F} \quad (3.3)$$

Burada n , birim hacimdeki elektron yoğunluğudur.

Ohm kanunu ile karşılaştırdığımızda elektriksel iletkenlik σ ;

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \quad (3.4)$$

Mobilitenin tanımından, μ , elektronlar için;

$$\vec{v}_s = \mu\vec{F} \quad (3.5)$$

buradan;

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad (3.6)$$

Mobilitenin $\frac{1}{m^*}$ bağımlılığı denklemden açıkça görülür. τ , saçılma oranının durum yoğunluğuna bağımlılığından dolayı m^* ile azalmaktadır. Böylece mobilite, taşıyıcı kütlesine güçlü bir şekilde bağlıdır. Taşıma parametrelerinde kullanılan etkin kütle, iletkenlik kütlesidir [20].

3.2. Elektronların Saçılması

Saçılma problemi kuantum mekanikteki pertürbasyon teorisi kullanılarak açıklanır. Kuantum mekanik probleminin çözümü;

$$H\phi = E\phi \quad (3.7)$$

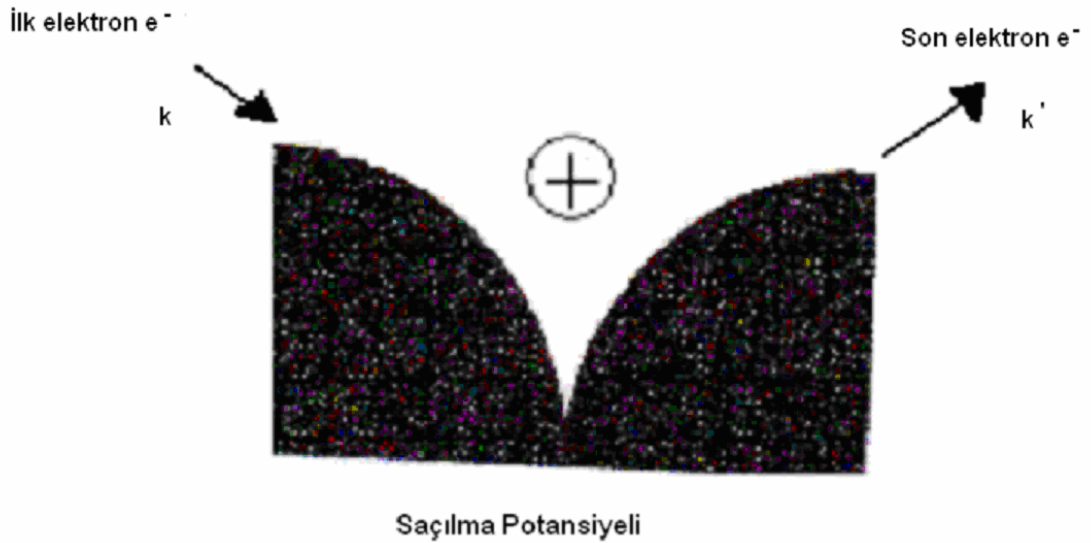
Burada H , problemin Hamiltoniyenidir. (potansiyel enerji+kinetik enerji) Mükemmel kristalin Hamiltoniyen toplamı, H_0 ve kusurlardan kaynaklanan saçılmaya tekabül eden V 'nin toplamı olan, enerji operatörüdür. Böylece;

$$H = H_0 + V \quad (3.8)$$

ve

$$H_0 \psi = E \psi \quad (3.9)$$

Bu denklem yarıiletkenin bant yapısını verir. Pertürbasyon teorisi, pertürbasyonun etkisinin V , elektronun mükemmel bir kristal durumundan diğerine saçılmasına neden olduğu yaklaşımını kullanır. Bu teori eğer kristal küçük ise iyi bir şekilde çalışır. Saçılmanın şeması şekil 3.5'de gösterilir.



Şekil 3.1. $V(r)$ gibi bir saçılma potansiyelinden $\hbar k$ momentumlu bir elektronun saçılması.

Başlangıçta i durumunda olan elektronun bir f durumuna, pertürbasyonun varlığında saçılma frekansı;

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{ij}|^2 \delta(E_i \pm \hbar\omega - E_f) \quad (3.10)$$

$|M_{ij}|^2$: Saçılmanın matris elementidir;

$$|M_{ij}|: \int \psi_f^* V(r) \psi_i d^3 r \quad (3.11)$$

şeklinde yazılan “Fermi’nin Altın Kuralı” ile verilir. Burada $V(r)$ saçılma potansiyelidir. Matris elementi ise potansiyel çiftlerin ilk ve son durumunu açıklar.

$\delta(E_i \pm \hbar\omega - E_f)$: δ fonksiyonu, enerji korunumunun bir gösterimidir.

Burada,

$$E_f = E_i + \hbar\omega \quad (3.12)$$

olup soğurmayı temsil eder.

$$E_f = E_i - \hbar\omega \quad (3.13)$$

işlemi ise emisyon olarak adlandırılır [20].

3.3. Saçılma Mekanizmaları

Taşıyıcılar yarıiletken içerisinde hareket ederken çeşitli saçılmalara maruz kalırlar. Saçılmaya uğrayan taşıyıcıların momentumunda ve enerjisinde azalma olur. Bununla beraber mobilitesinde de bir değişme olur. Taşıyıcı mobilitesini belirleyen bu saçılma mekanizmaları, kristal içerisinde hareket eden elektronların momentumundaki değişme hızını veren durulma zamanı ile karakterize edilir. Elektron mobilitesi ile durulma zamanı arasında;

$$\mu = e\tau/m^* \quad (3.14)$$

bağıntısı vardır. Burada m^* etkin kütle, τ ise durulma zamanını göstermektedir. Elektronun hareketi farklı saçılma mekanizmaları tarafından sınırlandırılıyorsa toplam durulma zamanının tersi her bir saçılma mekanizmalarının terslerinin toplamı olarak ifade edilen Matthiessen’s kuralı ile ifade edilir [21]:

$$\frac{1}{\tau_t} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (3.15)$$

Burada i , her bir saçılma mekanizmasını göstermektedir.

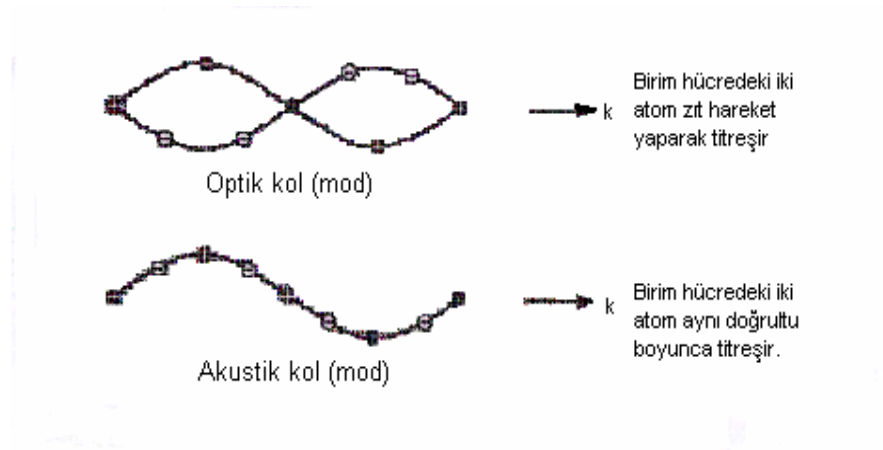
$\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{GaAs}$ kuantum kuyulu yapıda oluşan 2 boyutlu elektron gazı mobilitesi hesaplanırken alaşım düzensizliği ve ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmalar göz önüne alınmıştır.

3.3.1. Fonon Saçılması

Kristal içindeki atomlar titreşirler. Bu örgü titreşimleri fonon olarak adlandırılır. Örgü titreşimlerinin titreşimi, genlik, u , frekans, ω , ve dalga vektörü q arasındaki ilişki ile gösterilir. Belirli bir atomun titreşimi [20];

$$\vec{u}_i(q) = u_i \exp i(\vec{q}\vec{r} - \omega t) \quad (3.16)$$

Bu denklem, periyodik yapıların tüm çözümlerinin sahip olduğu düzlem dalga formudur. Bir yarıiletkenin temelinde iki farklı atom vardır. Örgü titreşimlerinin akustik ve optik olmak üzere iki çeşidi vardır. Buna ek olarak, her bir titreşim tipi için, titreşimin bir boyuna ve iki enine modları vardır. Akustik kol, temel birim hücrede iki atomun aynı genlikle titreştiği titreşimlerdir. Optiksel titreşimde ise iki atom zıt genlikte titreşir. (Şekil 3.2)



Şekil 3.2. Titreşimlerin optiksel ve akustik kollardaki atomların yerleri.

Dağılım (dispersiyon) bağıntısı, izin verilen örgü titreşim kollarını gösterir. ω frekanslı fononların sayısı Bose-Einstein istatistiğine göre;

$$n_{\omega} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (3.17)$$

ifadesi ile verilir.

Örgü titreşim problemi matematiksel olarak harmonik osilatör problemine benzer. Kuantum mekanikte, harmonik osilatörün enerjisi,

$$E_{\omega} = \left(n_{\omega} + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \quad (3.18)$$

ile verilir. Eğer fononlar, belirli bir modda yoksa, bu modda bir sıfır nokta enerjisi ($\frac{1}{2}\hbar\omega$) vardır.

Fonon saçılması saçılmanın ana kaynağıdır ve optoelektronik ve elektronik aletlerin performansını sınırlar. Elektronların (boşluklar) saçılması potansiyel düzensizliğe neden olur. Akustik fononlar kristalde gerilme alanı oluştururlar ve elektronlar, düzensizliğin oluşturduğu bir potansiyel ile karşılaşır:

$$V_{AP} = D \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.19)$$

Burada D, deformasyon potansiyeli olarak adlandırılır ve birimi eV'dur. $\frac{\partial u}{\partial x}$ ise atomik titreşimin gradyantıdır.

Optiksel fononlar, atomik titreşim genliği ile orantılı bir potansiyel düzensizlik oluşturur. Optiksel titreşimde, temeldeki iki atom birbirlerine karşı titreşirler.

$$V_{op} = D_0 u \quad (3.20)$$

Burada D_0 , optiksel deformasyon potansiyelidir.

Kristal yapısının temelinde iki atom bulunan bileşik yarıiletkenlerde, optiksel fononlardan kaynaklanan önemli bir saçılma potansiyeli daha vardır. İki atom farklı olduğunda her bir atomda etkin pozitif ve negatif yük e^* vardır. Optiksel titreşim olduğunda birim hücredeki etkin dipol, polarizasyon alanları oluşturarak titreşir. Polar optiksel fonon olarak adlandırılan bu saçılmanın sahip olduğu saçılma potansiyeli de

$$V_{po} \approx e^* u \quad (3.21)$$

ile verilir.

Akustik fonon saçılmasında, elektronun enerjisi saçılmadan sonra çok fazla değişmez. Bununla beraber, optiksel fonon saçılması için, saçılma, elektronların soğurma veya emisyonlarının oluşup oluşmadığına bağlı olarak elektronun enerjisini $\hbar\omega$ kadar artırır ya da azaltır.

E_k enerjili bir elektronun akustik fonon saçılma frekansı [22];

$$W_{ac}(E_k) = \frac{2\pi D^2 k_B T N(E_k)}{\hbar \rho v_s^2} \quad (3.22)$$

Burada $N(E_k)$ elektron durum yoğunluğu, ρ yarıiletkenin yoğunluğu, v_s ses hızı ve T sıcaklıktır.

3.3.2. İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

Bu saçılma mekanizması, kusurlar veya katkılanan safsızlıklar tarafından oluşturulan yüklü merkezlerin uzun mesafeli Coulomb potansiyelinin, serbest taşıyıcıları saptırması ile oluşur. Saçılma potansiyeli, perdelenme etkisiyle potansiyelin tutulduğu durumlar haricinde kulombiktir. Perdelenme, iyonun etrafında bir bulut oluşturan diğer serbest elektronların varlığından dolayı oluşur. Bu yüzden potansiyelin etkisi kısa mesafededir.

İyonize olmuş safsızlık saçılması için çeşitli modeller vardır [23].
Perdelenmiş kulombik (coulombic) potansiyel;

$$V(r) = \frac{e^2}{\varepsilon} \frac{e^{-\lambda r}}{r} \quad (3.23)$$

Burada

$$\lambda^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon k_B T} \quad (3.24)$$

n , serbest elektron yoğunluğudur. E_k enerjili ve $\hbar k$ momentumlu bir elektron için saçılma frekansı [20];

$$W(k) = 4\pi F \left(\frac{2k}{\lambda}\right)^2 \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda}{2k}\right)^2} \right] \quad (3.25)$$

$$F = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{e^2}{\varepsilon}\right)^2 \frac{N(E_k)}{32k^4} N_i$$

Burada N_i iyonize olmuş safsızlık yoğunluğudur.

3.3.3. Alaşım düzensizliği saçılması

Yarıiletkenler karıştırılıp alaşım haline getirildiğinde, uygun anyon veya kation bölgelerindeki farklı atomların dağılımı rasgele olur. Böylece ortalama potansiyelden bir sapma olur. A_xB_{1-x} alaşımına hareket eden elektron rasgele bir potansiyel ile karşılaşır. Böylece potansiyelde sıçramalar meydana gelir. Bu olay, büyütme sırasında konsantrasyonda dalgalanmalara neden olur ve örgünün periyodikliği bozulur.

Bir A_xB_{1-x} alaşımı için;

atomik potansiyellerin ortalaması veya sıkı bağ matris elementleri Şekil 3.3'deki sıçrama çizgileriyle gösterilen ortalama bir periyodik potansiyel;

$$\{M\}_{all} = x\{M\}_A + (1-x)\{M\}_B \quad (3.29)$$

olarak verilir. Gerçek potansiyel ile varsayılan kristal potansiyeli arasındaki fark, her bir birim hücredeki yerel potansiyel ile gösterilir. Örneğin A atomu için,

$$\begin{aligned} E_{all} - E_A &= xE_A + (1-x)E_B - E_A \\ &= (1-x)(E_B - E_A) \\ &= (1-x)U_{all} \end{aligned} \quad (3.30)$$

Benzer şekilde, B atomu için kristal potansiyeli arasındaki fark;

$$\begin{aligned} E_B - E_{all} &= x[E_B - E_A] \\ &= xU_{all} \end{aligned} \quad (3.31)$$

olarak verilir.

$[E_B - E_A] = U_{toplam}$ ifadesi elektron ilgileri arasındaki fark veya yapı iki sistemden oluşmuşsa bant kenarlarındaki fark veya iki yapının bant aralıkları arasındaki fark olarak tanımlanır. $[E_B - E_A]$ genellikle alaşım potansiyeli olarak adlandırılır.

Saçılma potansiyelinin iki türlü seçim şekli vardır;

$$\begin{aligned} \Delta U(r) &= U_0 \quad |r| \leq r_0 \text{ ise} \\ &= 0 \quad |r| > r_0 \text{ ise} \end{aligned} \quad (3.32)$$

r_0 ; atomlar arası uzaklıktır. Eğer saçılma frekansını hesaplamak için "Fermi'nin Altın Kuralı"nı kullanılırsa;

$$W(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_k |M_{kk'}|^2 \delta(E_k - E_{k'}) \quad (3.33)$$

ve

$$M_{kk'} = \int e^{i(k-k')r} \Delta U(r) d^3r \quad (3.34)$$

Bu ifade, saçılma potansiyelini birim hücrenin üzerine ve bu küçük uzaklığın üzerine genişletilerek kullanılırsa,

$$e^{i(k-k')r} \approx 1 \quad (3.35)$$

Böylece;

$$M_{kk'} = \frac{4}{3} r_0^3 U_0 \quad (3.36)$$

ve

$$W(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{4\pi}{3} r_0^3 U_0 \right)^2 N(E_k) \quad (3.37)$$

$$r_0 = \frac{\sqrt{3}}{4} a$$

a; yüzey merkezli bir örgü için küpün ayrıtıdır.

$$\left(\frac{4\pi}{3} r_0^3 \right)^2 = \frac{3\pi^2}{16} V_0^2 \quad (3.38)$$

Burada $V_0 = \frac{a^3}{4}$, birim hücredeki molekülün hacmidir. Sonuç olarak saçılma frekansı için;

$$W(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{3\pi^2}{16} V_0^2 \right) U_0^2 N(E_k) \quad (3.39)$$

Tüm saçılmaların birbirinden bağımsız saçılmalara neden olduğu kabul edilir. Bu yüzden saçılma frekanslarını basit bir şekilde toplayabiliriz. A tipi atom için saçılma frekansı;

$$W_A(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{3\pi^2}{16} V_0^2 \right) (1-x)^2 U_{all}^2 N(E_k) \quad (3.40)$$

B atomu için oran;

$$W_B(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{3\pi^2}{16} V_0^2 \right) x^2 U_{asll}^2 N(E_k) \quad (3.41)$$

Toplam saçılma frekansı [24];

$$W_{toplam} = \frac{3\pi^3}{8\hbar} V_0 U_{all}^2 N(E_k) x(1-x) \quad (3.42)$$

Matris elementi \vec{k} , \vec{k}' bağıllığına sahip değildir, ve açısal bir bağıllığı yoktur. Durum yoğunluğu izotropik ise saçılma oranının $W(\vec{k}, \vec{k}')$ açısal bağımlılığı olmayacaktır. Bunun aksine safsızlık saçılmasında açısal tercihlerde güçlü bir bağımlılık söz konusudur. Alaşım düzensizliği saçılması için durulma zamanı basit bir ifadedir [24];

$$\frac{1}{\langle\langle\tau\rangle\rangle} = \frac{3\pi^3}{8\hbar} V_0 U_{all}^2 x(1-x) \frac{m^{*3/2} (k_B T)^{1/2}}{\sqrt{2}\pi^2 \hbar^3} \frac{1}{0.75} \quad (3.43)$$

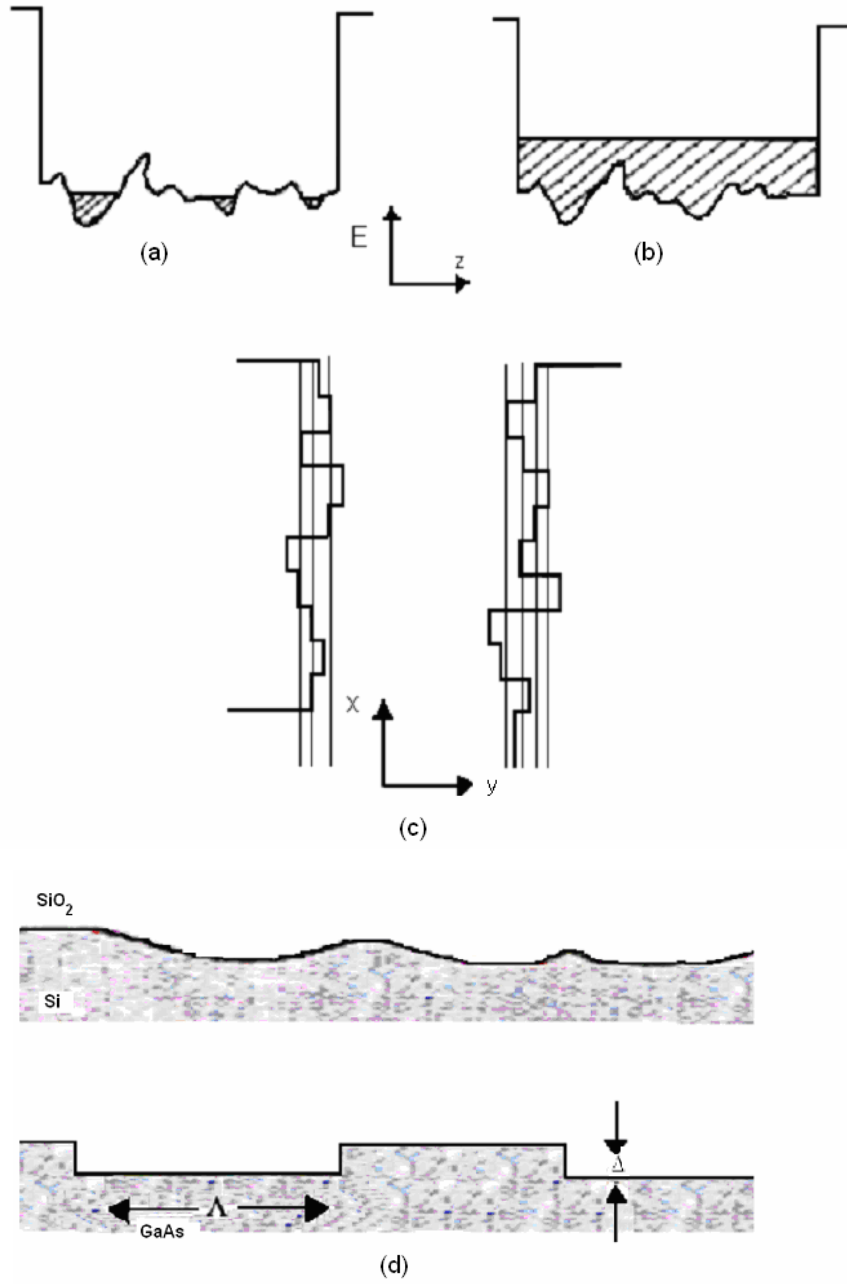
Alaşım düzensizliği saçılmasından dolayı sıcaklık mobiliteye;

$$\mu_0 \propto T^{-1/2} \quad (3.44)$$

Buna göre üç boyutlu sistemlerde mobilitte sıcaklıkla azalır. Bu durum iyonize olmuş safsızlık saçılmasında tam tersi bir durum sergiler. U_{all} 'un değeri basit bir hesaplama ile, mobilitenin sıcaklığa bağlı datalarına fit edilerek elde edilir. U_{all} 'un değeri InGaAs için 0.5eV büyüklüğündedir ve alaşımdaki bir araya toplama etkilerinden dolayı, U_{all} değerini belirlemek oldukça zordur [24].

3.3.4. Ara yüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Saçılmalar

Kristal büyütmede son yıllarda meydana gelen gelişmelere rağmen mükemmel ara yüzeylere veya bağımsız potansiyel değişimlere sahip çok katlı tabakalı yapıları büyütme her zaman mümkün değildir. Ara yüzeylere yakın kısımlarda sınırlanan elektronlar düzensizliklere karşı oldukça duyarlıdır. Bu durum ara yüzeyde veya monolayer basamaklarında safsızlıklara neden olabilir [4]. Ara yüzey düzensizliklerinden kaynaklanan saçılmalar, düşük sıcaklıklarda meydana gelir. Bu saçılma mekanizması, metal-oksit yarıiletkenlerin inversiyon tabakalarındaki yüksek yoğunluklu, iki boyutlu elektron gazının mobilitesine etki eder. Ancak bu saçılma mekanizmasının iki nedenden dolayı heteroeklemlili yapılar da önemli bir rol oynamadığı ileri sürülmektedir. Bu nedenlerden birincisi, yüksek kalitedeki kristallerin atomiksel yapılarının akım kristal büyütme metotlarıyla kolaylıkla belirlenmesi, ara yüzeylerin düzensiz olmadığını gösterir. İkinci neden ise, tekli kuantum kuyulu heteroeklemlili bir yapıda, elektronun hapsediği potansiyel (üçgen potansiyel kuyusu) zayıftır, bu durum elektron sisteminin ara yüzeylere sıkıca bağılı olmadığını gösterir. Bu tip yapılar da safsızlık saçılması baskındır. Ancak bu durum dar kuantum kuyulu yapılar da tamamıyla farklıdır. Çünkü dar kuantum kuyulu yapılar da ara yüzeylerdeki en ufak bir düzensizlik, iki boyutlu elektron gazının kuantum enerjisinde çok büyük bir dalgalanmaya neden olabilir. Bu büyük dalgalanmalar da çok güçlü saçılmalara neden olur [25].



Şekil 3.4. Saçılmanın yapısal kaynağı: (a) potansiyel dalgalanmaların oluşturduğu lokalizasyonlar, (b) dejenere gaz için potansiyel dalgalanmaların etkisi, (c) moleküler tek tabakalarda ara yüzey düzensizliğinde kuyu genişliği değişimleri, (d) ara yüzey oluşumu ve IFR parametreleri.

Şekil 3.4'de saçılmanın yapısal kaynağı ve ara yüzey oluşum şemasının diyagramı gösterilmiştir. Ara yüzey pürüzlülüğünün ölçütleri olan $\Delta(r)$, ara yüzeyin ortalama konumdan z -doğrultusunda sapması, $\Lambda(r)$ ara

yüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğudur. Elektronun bu ara yüzeydeki düzensizliğinden sapması, alt bant enerjilerini, dalga fonksiyonlarını ve böylece elektronun hareketini yani mobilitiyi etkiler.

Eğer $\Delta(r)$ küçük ise, dalga fonksiyonu fark edilir şekilde değişmez. Bu durumda saçılma frekansının miktarını belirleyen matris elementinde karışık olmayan çözümler kullanılabilir. Eğer sapma, bir enerji değişimi meydana getirirse bu durumda saçılma frekansı da fark edilir derecede değişir.

Bir sonraki bölümde düşük sıcaklıklarda baskın olan bu saçılma mekanizması GaInP/GaAs yapı için teorik olarak incelenmiş ve Λ ve Δ parametreleri deneysel mobiliteye fit değerinden bulunmuştur. Ara yüzey pürüzlülüğünden ileri gelen saçılma frekansı, kuantum kuyusu genişliği, L_w , ve IFR parametreleri, Δ ve Λ' ya bağlı olarak [26],

$$\frac{1}{\tau_{IFR}} = 4 \left(\frac{\pi^2 \hbar^2}{m^* L_w^3} \right)^2 \frac{\Delta^2 \Lambda^2 m^*}{\hbar^3} \int_0^1 \frac{x^4 e^{-k^2 \Lambda^2 x^2}}{\left[x + \left(\frac{q_s}{2k} \right) \right]^2 [1 - x^2]^{1/2}} dx \quad (3.45)$$

eşitliği ile verilir. Burada, q_s , perdeleme sabitidir ve;

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \epsilon_s \hbar^2} F(q) f(0) \quad (3.46)$$

eşitliği ile verilir. Burada $f(0)$, alt bant sınırındaki işgal edilme olasılığı, 1'dir. $F(q)=0.5$ form faktörü olmak üzere [27];

$$F(q) = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' [f(z)]^2 [f(z')]^2 \exp(-q|z - z'|) \quad (3.47)$$

$f(z)$, Fang-Howard dalga fonksiyonu değişimidir [28].

Optiksel cihazlarda IFR'nin varlığı eksitonik spektrumda genişleme veya yarıma gibi bazı istenmeyen etkilere neden olabilir. Bu etki dar kuantum kuyulu yapılarda çok daha fazladır. Ayrıca ara yüzey pürüzlülüğü etkisi boyuna taşıma ölçümlerinde gözlenir. Bundan başka, yüksek elektrik alanlarda denge durumunda olmayan boyuna optiksel fononların ara yüzey pürüzlülüğü saçılması sürüklenme olmayan sıcak fonon popülasyonuna neden olabilir. Bu olay da yüksek alanlı elektron sürüklenme hızının doyuma ulaşmasını ve negatif diferansiyel direncin (NDR) azalmasına neden olur.

Numunedeki safsızlıkların belirlenmesi çok kolay olmadığı için ara yüzey safsızlıklarının mobilite üzerine etkisi tam anlamıyla açıklanamaz. Ara yüzeylerdeki dalgalanmaların birbiriyle gelişigüzel bir şekilde ilişkili olduğu kabul edilir. Bu ilişki, gaussian dağılımı ile anlatılır ve bu da potansiyelde bir değişimin oluşmasına neden olduğu için elektronların bu potansiyele maruz kalmasına sebebiyet verir.

Kuantum kuyulu yarıiletkenlerde, ara yüzey polaritonlarının (IP) ve fononların momentum durulması için çeşitli mekanizmalar vardır. Bu saçılmalar, alaşım dalgalanmaları, yüklü safsızlık merkezlerinden saçılma (boyuna optiksel fononlar ve ara yüzey polariton (IP) modları için) ve ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmadır (IFR). Bu üç saçılma boyuna optiksel fononların elastik saçılmasına önemli katkıda bulunabilirken, ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma, ara yüzey polaritonlarının (IP) momentum durulması için tek önemli kaynağıdır. Ara yüzey pürüzlülüğünün boyutunun minimum değeri iki ve beş tekli tabaka (mono layer) arasındadır. Bu çalışmada ayrıca sınırlı fononların ara yüzey pürüzlülüğünden ve kuyu genişliği dalgalanmalarından saçılması için momentum durulması araştırıldı.

Kuyu genişliğinden kaynaklanan fononların momentum durulma frekansı ise [29];

$$W_L(\text{fonon}) = \frac{n^4 \pi^4 v_s^2 \Delta^2 \Lambda^2}{2 \omega_0 L_w^6} Z_p \quad (3.48)$$

eşitliği ile verilir.

Burada Z_p ;

$$Z_p = \int_0^{2\pi} (1 - \cos \theta) \cos^2 \theta \exp[-q^2 \Lambda^2 \sin^2(\theta/2)] d\theta \quad (3.49)$$

ile verilir. Burada θ saçılma açısıdır.

Momentum durulma zamanı $\tau_L = 1/W_L$ 'dir. Bu çalışmada $n=1$ tek ve $n=2$ çift fonon modları için hesaplamalar yapılmış ve sonuçlar yorumlanmıştır.

Kuyu genişliği dalgalanmaların etkisine ek olarak, ara yüzeydeki kuyu genişliği dalgalanmalarının ve diğer kusurların oluşması, fononların ara yüzeydeki kuvvet sabitine ve iyonik kütlelerdeki değişmelere duyarlı olmasını sağlayacaktır. Bu etki, bu yüzden alaşım dalgalanmalarından kaynaklanan saçılmaya benzer şekilde, ara yüzey pürüzlülüğünden dolayı fonon momentum durulma frekansı da [29];

$$W_{IFR}(\text{fonon}) = (\delta\omega_{AB})^2 \frac{\omega_0}{2v_s^2} \Lambda^2 \alpha^2 Z_p \quad (3.50)$$

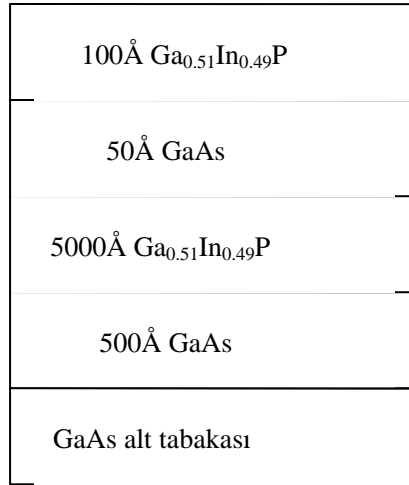
eşitliği ile verilir. Burada α faktörü [29];

$$\alpha(\text{fonon}) = \left[1 - \frac{q_z^2 - q^2}{q_z^2 + q^2} \frac{\sin(2q_z \Delta)}{2q_z \Delta} \right] \frac{\Delta}{L_w} \quad (3.51)$$

eşitliği ile verilir ve $q_z = \frac{n\pi}{L_w}$ 'dir.

4.TEORİK VE DENEYSEL SONUÇLAR

Bu çalışmada incelenen numune [4], düşük basınç metal organik kimyasal buhar biriktirmesi (LP-MOCVD) yöntemiyle 76 torr basınç altında ve 510°C sıcaklıkta, (100) doğrultusundan 2° yönelmiş GaAs tabakası üzerine büyütülmüştür. Bu GaAs tabakası yarıyalıtkandır. In(CH₃)₃ ve Ga(C₂H₅)₃, indiyum ve galyum kaynağı olarak kullanılmıştır. Saf (AH₃) ve (PH₃) sırasıyla arsenik ve fosforu sağlarlar. Hidrojen taşıyıcı gazı olarak kullanılmıştır. Şekil 4.1'de gösterildiği gibi GaAs alt tabakasının üzerine 0.05µm (500Å) GaAs tampon tabakası, bunun üzerine 0.5µm (5000Å) Ga_{0.5}In_{0.49}P bariyeri büyütülmüştür. Sonra tek kuantum kuyulu, 50Å genişliğinde, GaAs büyütülmüş ve son olarak da 100Å genişliğine sahip katkısız Ga_{0.5}In_{0.49}P tabakasıyla numune örtülmüştür.

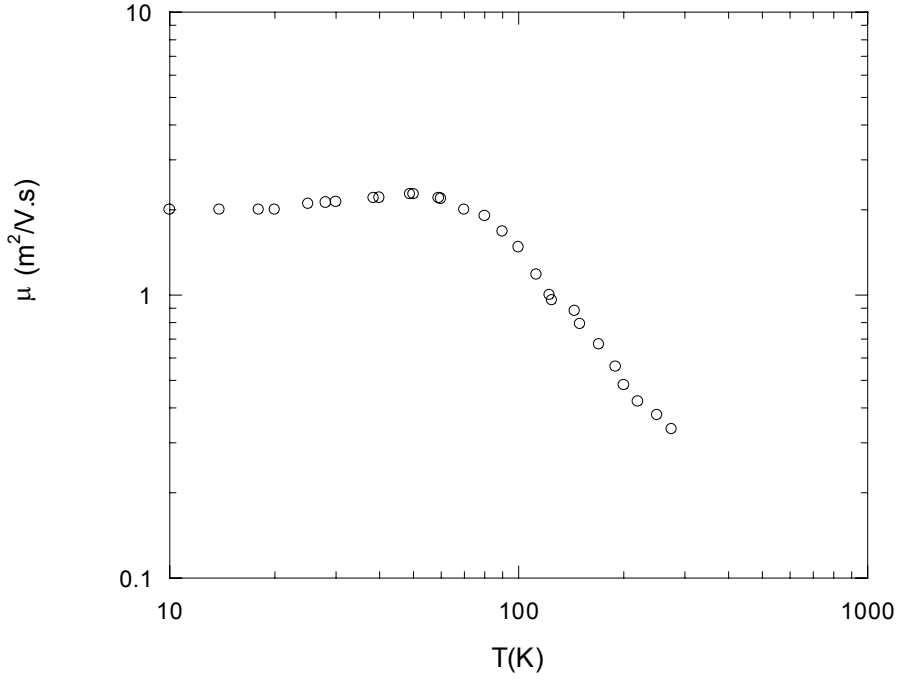


Şekil 4.1. Büyütülen Ga_{0.5}In_{0.49}P/GaAs tabakasının yapısı [4].

Ga_{0.5}In_{0.49}P yapısında, %51 oranında Ga ve %49 oranında In vardır. Hall ölçümlerinden ölçülen taşıyıcı yoğunluğu $N_s=4 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ dir.

Tablo 2. Hesaplamlarda kullanılan parametreler

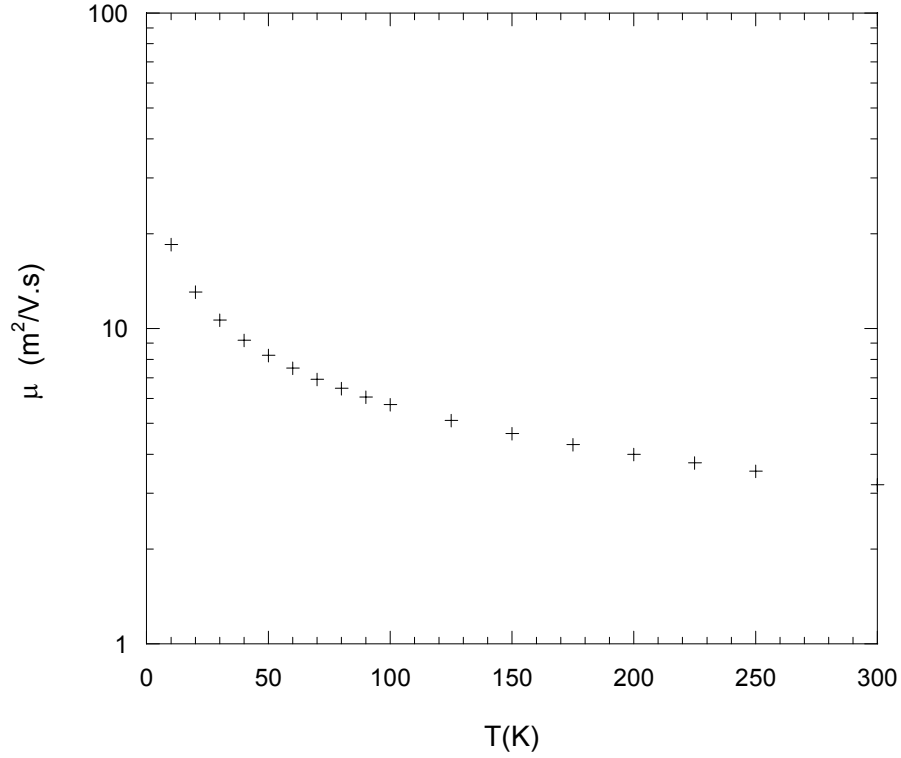
GalnP/GaAs yapısının kuyu genişliği, L_w (Å)	50
InP ve GaP yapılarının elektron ilgileri arasındaki fark, U_{all} (eV)	0.58
Form faktörü, $F(q)$	0.5
Alt bant kenarındaki işgal edilme olasılığı, $f(0)$	1
Ses hızı, \mathcal{G}_s (m/s)	4.5×10^3
Fonon mod frekansı ω_0 (s^{-1})	5×10^{13}
$\langle \delta\omega_{AB} \rangle^2$ (s^{-2})	0.3678×10^{26}



Şekil 4.2. 50Å kuyu genişlikli numune için Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı grafiği [4].

Bu çalışmada, $Ga_{0.51}In_{0.49}P/GaAs$ tekli kuantum kuyulu yapılar için düşük sıcaklıklarda alaşım düzensizliği saçılması ve ara yüzey pürüzlülüğü saçılması araştırılmıştır. Deneysel Hall mobilitesinin 10K ve 300K arasında

sıcaklığa bağlı grafiği Şekil 4.2'deki gibidir. $T < 20\text{K}$ sıcaklık değerinde mobilite değeri $2\text{m}^2/\text{V.s}$ olup sabittir. 20K 'den sonra yavaşça artmakta ve 50K 'den itibaren sıcaklıkla azalmaya başlamaktadır.



Şekil 4.3. $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{GaAs}$ kuantum kuyulu yapı için alaşım düzensizliği saçılmasından ileri gelen mobilitenin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.3'de alaşım düzensizliği saçılmasından ileri gelen iki boyutlu elektron mobilitesinin sıcaklıkla değişimi denklem (3.43)'den elde edilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan parametreler Tablo 2' de verilmiştir. Şekil 4.3'den de görüleceği gibi $T=20\text{K}$ 'de mobilite değeri yaklaşık $10\text{m}^2/\text{V.s}$ iken sıcaklığın artmasıyla mobilite azalmakta ve $T=300\text{K}$ 'de değeri yaklaşık $3.2\text{m}^2/\text{V.s}$ 'dir.

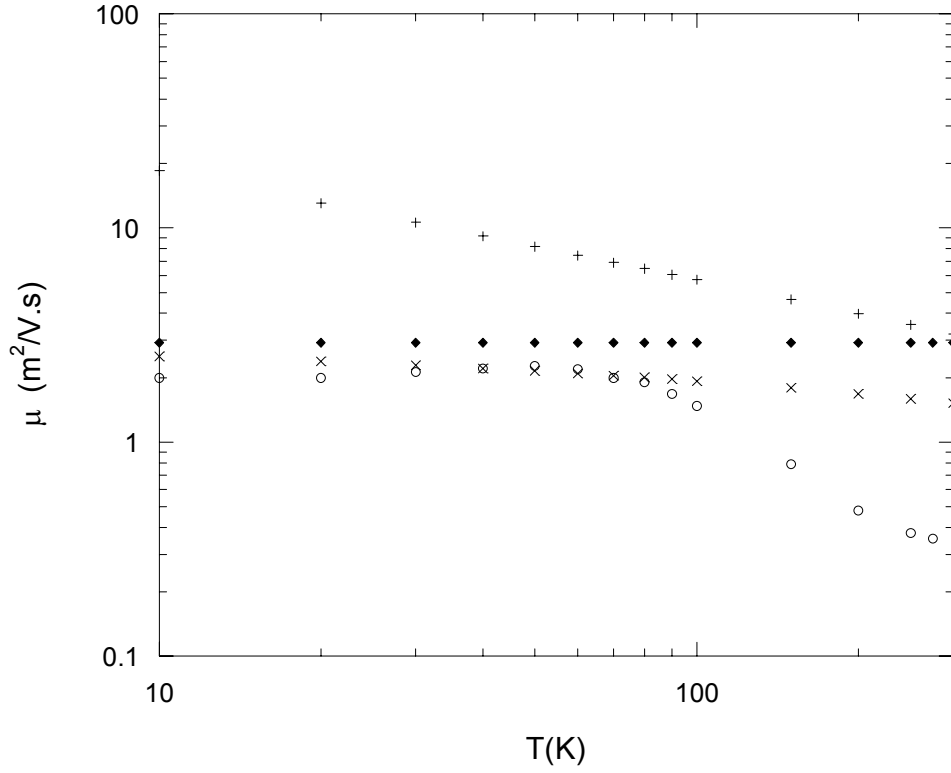
İki boyutlu elektron gazındaki elektronların ara yüzeydeki dalgalanmalardan nasıl etkilendiğini araştırmak için, ara yüzey pürüzlülüğü saçılmasının temel parametreleri olan Λ (ara yüzey düzleminde düzgün

oranda sapma uzunluğu) ve Δ (ara yüzeydeki basamak yüksekliği yani ortalama sapmadır) parametreleri bu numune için araştırılmıştır. şöyle ki; Matthiessen's kuralını düşük sıcaklıklardaki saçılma mekanizmalarına uygularsak,

$$\frac{1}{\mu_{top}} = \frac{1}{\mu_{alloy}} + \frac{1}{\mu_{IFR}} \quad (4.1)$$

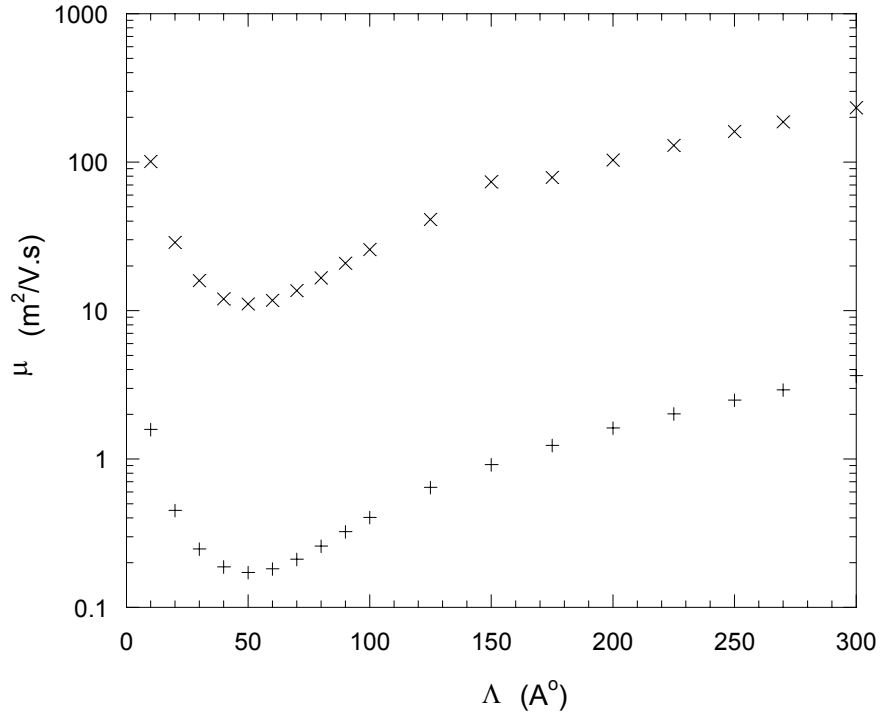
şeklinde yazılır. Alaşım düzensizliği saçılmasının sıcaklıkla değişiminden ileri gelen mobilite değeri belirlendiğinden toplam mobilite düşük sıcaklıklardaki deneysel değerine eşitlenirse, IFR'den ileri gelen mobilite değerı tespit edilir. Bu değer denklem (3.45)'de yerine konulursa Δ ve Λ değerı hesaplanır. Bu işlemler neticesinde 50Å'luk kuyu genişliğinde GaInP/GaAs yapı için Δ ve Λ değerleri sırayla 2.809Å, ve 270Å olarak bulunmuştur. Sonuçlar, bu numune için bu çalışmada tespit edilmiştir. Sonuçlar literatür [4] ile uyum içindedir.

şekil 4.4'den düşük sıcaklıklarda IFR' nin alaşım düzensizliği saçılmasından daha baskın bir saçılma mekanizması olduğu görölmektedir. Toplam mobilite değerleri, yüksek sıcaklıklarda deneysel mobilite değerlerinden farklıdır. Bunun nedeni yüksek sıcaklıklarda baskın olan optik fonon saçılmasının varlığıdır. Bu çalışmada optik fonon saçılması dikkate alınmamıştır.



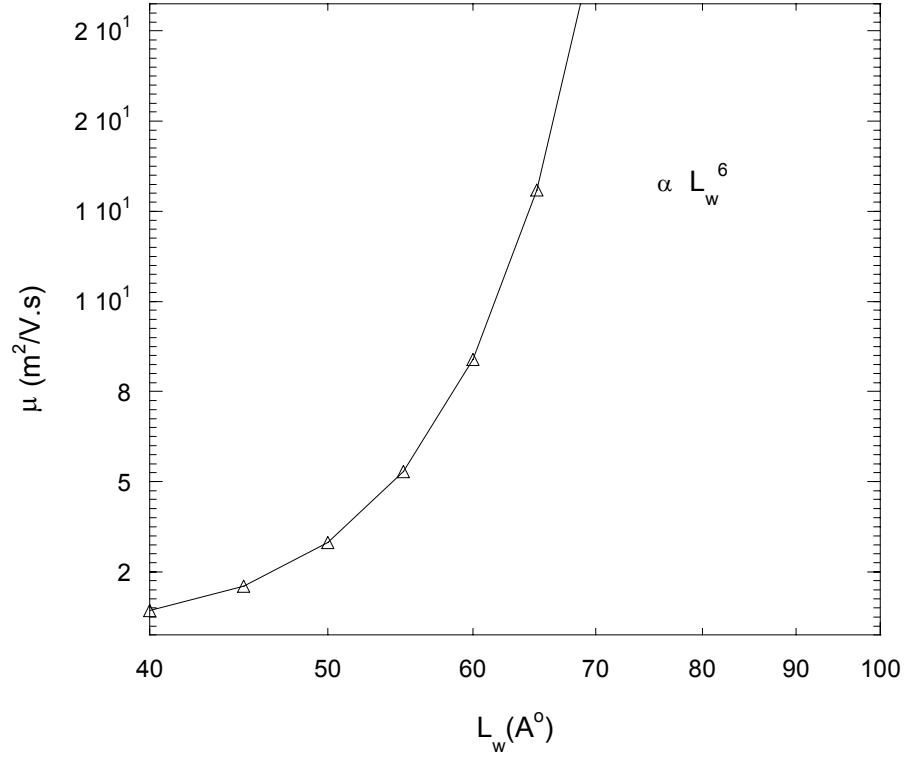
Şekil 4.4. GaInP/GaAs tekli kuantum kuyulu yapı için hesaplanan iki boyutlu elektron mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişim grafiği. x : Matthiessen's kuralından hesaplanan toplam mobilite. +: Alaşıım düzensizliği saçılması; o: Deneysel sonuçlar; ♦: Ara yüzey pürüzlülüğü (IFR) saçılması .

Şekil 4.5'de $L_w=50\text{Å}$ kuantum kuyu genişliği ve $\Delta=2.809\text{Å}$ için mobilitenin Λ' ya bağlı değişim grafiği verilmiştir. $\Lambda=50\text{Å}$ ' un altındaki değerlerde elektronlar ara yüzeydeki düzensizliklerden sıkça etkilenir ve sağılır. Enerjisinde ve momentumunda azalma meydana gelir. Buna bağlı olarak mobilitesi de azalır. $\Lambda=50\text{Å}$ ' un üzerindeki değerlerde ise ara yüzeydeki düzensizlik azalmaya başlar ve elektronun saçılması azalır. Dolayısıyla Λ değeri arttıkça mobilite artar. GaAs için bu sınır değer yaklaşık 50Å 'dur [4-28].



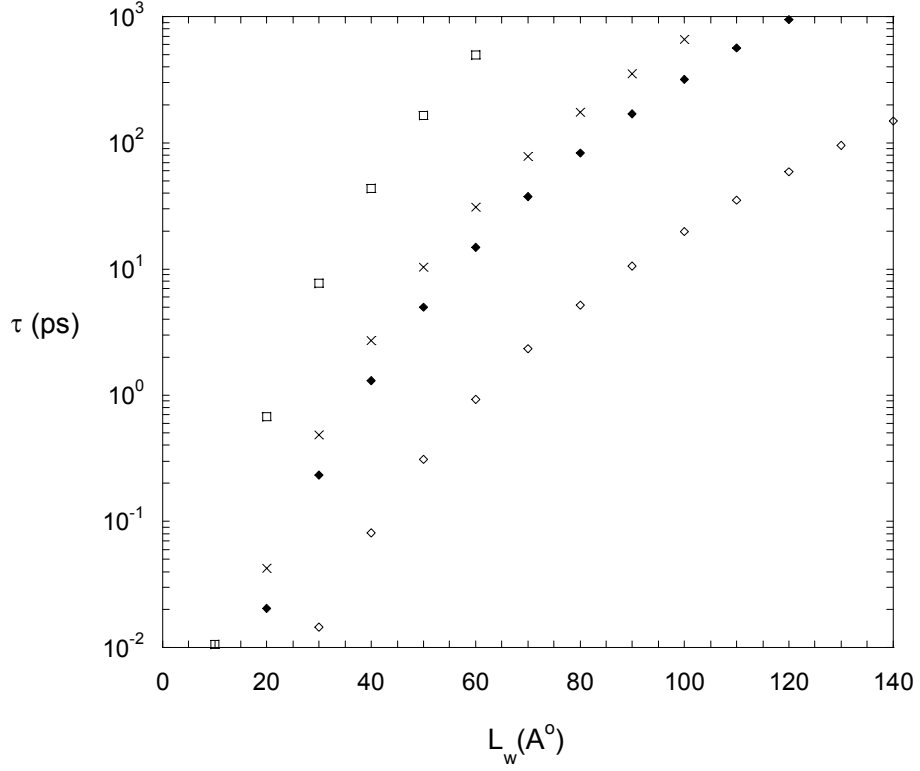
Şekil 4.5. Mobilitenin Λ ' ya bağlı grafiği. +: $L_w=50\text{\AA}$ ve x : $L_w=100\text{\AA}$ 'u göstermektedir. Hesaplarda $\Delta=2.809\text{\AA}$ alınmıştır.

(3.45) denkleminde faydalanarak Şekil 4.6'da mobilitenin kuyu genişliğine bağlılığı elde edilmiştir. Mobilite, kuyu genişliği arttıkça artmaktadır. Bu artış L_w^6 ile orantılıdır. Grafikten görüleceği gibi mobilite, kuyu genişliği 50\AA değerinden sonra hızlı bir artış göstermektedir. Bu artış değeri GaAs için literatürdeki değer ile uyum içindedir [4].



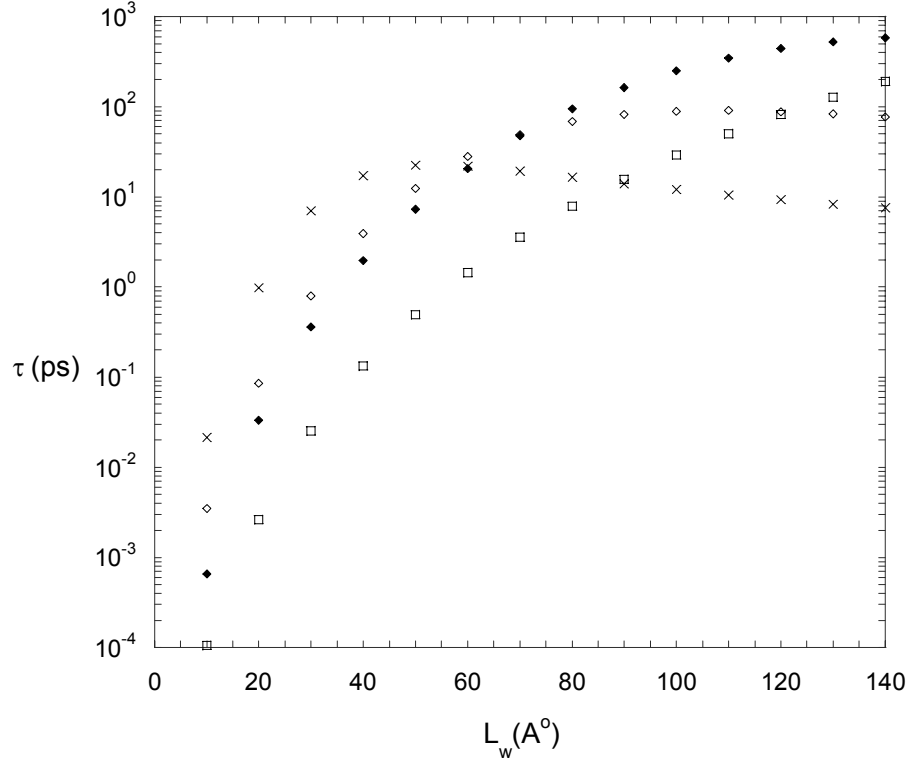
Şekil 4.6. Mobilitenin kuyu genişliğine bağlı grafiği. $\Lambda=270\text{Å}$ ve $\Delta=2.809\text{Å}$

Şekil 4.7'de kuantum kuyusu dalgalanmalarından kaynaklanan saçılmada, hapsolan (confined) fononlar için durulma zamanının kuyu genişliğine bağlı grafiği gösterilmiştir. Bu değişim eğrisi denklem (3.48) ve (3.49)'dan elde edilmiştir. Bu denklemlerde $\Delta=2.809 \text{ Å}$, $\Lambda=270\text{Å}$ değerleri alınmıştır. İki farklı fonon dalga vektörü ($q_1=1\times 10^7\text{m}^{-1}$ ve $q_2 =1\times 10^8\text{m}^{-1}$) kullanılmıştır. Momentum durulma zamanı farklı fonon modları ve farklı dalga vektörleri için farklı değerler vermektedir. Bu durum, momentum durulma zamanının kuyu genişliğinin dışında dalga vektörüne ve fonon modlarına da sıkı sıkıya bağlı olduğunu göstermektedir. Grafikten görüleceği gibi kuantum kuyu genişliği arttıkça durulma zamanı artmaktadır. Kuyu genişliğinin artması kuyu genişliği dalgalanmalarının azalmasına neden olur yani fononların saçılması azalır. Böylelikle fononlar yok olmadan hayatta kalabilirler ve elektronlarla uzun süre etkileşirler. Bu durum, elektronların mobilitelerini azalmasına neden olur.



Şekil 4.7. GaAs kuyusundaki kuyu genişliği dalgalanmalarından saçılan ($n=1,2$) hapsolmuş fononlar için momentum durulma zamanları. ◆: $n=1$ $q=1 \times 10^7 \text{m}^{-1}$, □: $n=1$ $q=1 \times 10^8 \text{m}^{-1}$, ◇: $n=2$ $q=1 \times 10^7 \text{m}^{-1}$, x: $n=2$ $q=1 \times 10^8 \text{m}^{-1}$

Şekil 4.8'de ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmaya bağlı olarak hapsolan fononların durulma zamanının kuyu genişliğine bağlı grafiği verilmektedir. Bu değişim eğrisi denklem (3.50)'den elde edilmiştir.



Şekil 4.8. GaAs kuantum kuyusu için ara yüzey pürüzlülüğünden saçılmada hapsolan fononlar için momentum durulma zamanı. ◆: $n=1$ $q=1 \times 10^7 \text{m}^{-1}$, □: $n=2$ $q=1 \times 10^7 \text{m}^{-1}$, ◇: $n=2$ $q=1 \times 10^8 \text{m}^{-1}$, x : $n=1$ $q=1 \times 10^8 \text{m}^{-1}$

Şekil 4.7 ile 4.8 karşılaştırılırsa τ_{IFR} 'nin kuyu genişliğine bağlı değişimi, τ_L 'nin kuyu genişliğine bağlı değişiminden daha karmaşıktır. GaAs kuantum kuyusu için ara yüzey pürüzlülüğünden saçılmada hapsolan ve $q=1 \times 10^8 \text{m}^{-1}$ fonon dalga vektörüne sahip fononlar için $n=1$ ve $n=2$ modlarındaki momentum durulma zamanının kuantum kuyu genişliğine bağlı değişimi, Şekil 4.7'dekine göre daha karmaşık bir yapı sergilemektedir.

5.SONUÇ VE TARIŞMA

Bu çalışmada, GaInP/GaAs katkısız tekli kuantum kuyulu yapı için iki boyutlu elektron gazının Hall mobilitesine saçılma mekanizmasının etkisi teorik araştırılmıştır. Başlıca saçılma mekanizmaları olarak alaşım düzensizliği saçılması ve ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmalar göz önüne alınmıştır. Teorik hesaplamalarda literatürdeki [4] deneysel Hall verileri kullanılmıştır.

Teorik ve deneysel sonuçların karşılaştırılmasından aşağıdaki sonuçlar bulunmuştur:

- i. Alaşım düzensizliği saçılması sıcaklıkla azalmaktadır.
- ii. Ara yüzey pürüzlülüğü (IFR) saçılması sıcaklıktan bağımsızdır.
- iii. Düşük sıcaklıklarda IFR saçılması alaşım düzensizliği saçılmasından daha baskındır.
- iv. Düşük ve ara sıcaklık değerlerinde IFR saçılması baskınken yüksek sıcaklıklarda optik fonon saçılması daha baskındır.
- v. IFR parametreleri $\Lambda=270\text{\AA}$, $\Delta=2.809\text{\AA}$ olarak bulunmuştur.
- vi. IFR'den ileri gelen mobilitenin kuyu genişliği ile değişimi L^6 dır.
- vii. Ara yüzey pürüzlülüğünden ve kuantum kuyusu genişliğindeki dalgalanmalardan saçılan hapsolmuş fononların momentum durulma oranları şekil 4.7 ve 4.8'de görüldüğü gibi bulunmuştur.

Bu çalışmanın bir kısmı 23. Uluslararası Türk Fizik Derneği Kongresi'nde (2005-Muğla) poster bildiri olarak sunulmuş olup yayın aşamasına hazırlanmaktadır.

KAYNAKÇA

[1] Wurgaftman I., Meyer, J.R., Ram Mohan L.R., "Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys", *J.Appl.Phys.* 89, (2001), 5815.

[2] Bayraktar, T., "Al_xGa_{1-x}N/GaN Heteroyapılardaki 2BEG'nin Elektriksel ve Optiksel karakterizasyonu" Yüksek lisans tezi, Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, (2003), 2.

[3] <http://www.hmi.de/bereiche/SE/SE4/arbeiterg/preparation/mocvd-en.html>, (07.01.2006).

[4] Elhamri, Said, Ahoujja, M., Newrock, R.S., Mast, D.B., Herbert, S.,T., "Electrical properties of undoped Ga_xIn_{1-x}P/GaAs quantum wells", *Phys. Rev. B* 54, (1996), 10688.

[5] <http://britneyspears.ac/physics/fbarr/fbarr.html>, (28.11.2005).

[6]<http://www.utdallas.edu/dept/ee/freasley/technical/hetphys/nodell.html>, (28.11.2005).

[7] <http://www.istanbul.edu.tr/fen/fizik/ssp/calismakonulari/lids/lids.htm>, (30.11.2005).

[8] Teke, A., "Hot electron light emission in GaAs/Al_xGa_{1-x}A heterostructures", PhD thesis at Physics Department of Essex University, UK (1997),11.

[9] Cardona, M., Yu,Y.,Peter, "Fundamentals of Semiconductors", Germany, USA, (2001), 473.

- [10] Mitchel, W. C., Brown, G., "Interface roughness scattering in thin, undoped GaInP/GaAs quantum wells", *J., Appl. Phys.Lett.* 65, (1994), 1578.
- [11] Faleh, M.S., Tasselli, J., Boilbe, J.P., Morty, A., "Transistor-based evaluation of conduction-band offset in GaInP/GaAs", *Appl. Phys.Lett.* 69, (1996), 1288.
- [12] Giroudi, A., Palouro, E.C., "Low-temperature dc characteristics of S- and Si-doped Ga_{0.51}In_{0.49}P/GaAs high electron mobility transistors grown by metalorganic molecular beam epitaxy", *Appl.Phys.Lett.* 60, (1992), 3162.
- [13] Razeghi, M., Defour, M., Omnes, F., "Extremely high electron mobility in a GaAs-Ga_xIn_{1-x}P heterostructure grown by metalorganic chemical vapor deposition", *Appl.Phys.Lett.* 55, (1989), 457.
- [14] Razeghi, M., Manuel, P., Omnes, F., "First observation of the two-dimensional properties of the electron gas in Ga_{0.51}In_{0.49}P/GaAs heterojunctions grown by low pressure metalorganic chemical vapor deposition", *Appl.Phys.Lett.* 48, (1986), 1267.
- [15] Olsan, J.M., Ahrenkiel, R.K., Dunlavy, D.J., "Ultralow recombination velocity at Ga_{0.5}In_{0.5}P/GaAs heterointerfaces", *Appl. Phys. Lett.* 55, (1989), 1208.
- [16] Biswas, D., Defour, N., Omnes, F., "Conduction- and valence-band offsets in GaAs / Ga_{0.5}In_{0.5}P single quantum wells grown by metalorganic chemical vapor deposition", *Appl. Phys. Lett.* 56, (1989), 833.

[17] Kobayoshi, T., Taina, K., Nakamura, F., Kawai, H., "Band lineup for a GaInP/GaAs heterojunction measured by a high-gain Npn heterojunction bipolar transistor grown by metalorganic chemical vapor deposition", J. Appl. Phys 65, (1989), 4898.

[18] Jiang, Z.P., Fischer, P.B., Chov, S.Y., "Novel high mobility $Ga_{0.51}In_{0.49}P/GaAs$ modulation-doped field-effect transistor structures grown using a gas source molecular beam epitaxy", J. Appl. Phys. 71, (1992), 4632.

[19] Kittel, C., "Introduction to Solid State Physics", USA, 6.edition, (1986), 14.

[20] Wolfe, C.M., Holonyak, N., Stillman, G.E., "Physical Properties of semiconductors", USA, (1989).

[21] Hsu, L., Walukiewicz, W., "Electron mobility in $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ heterostructures", *Phys. Rev. B*, 50, (1997), 1520.

[22] Hess, K., *Appl. Phys. Lett.* "Impurity and phonon scattering in layered structures", *Phys. Lett.* 35, (1979), 484.

[23] Gökden, S., Baran, R., Balkan, N., Mazzucato, S., "GaN/AlGaN 2 boyutlu elektron gazı üzerine ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmanın etkisi", *Physica E*, 24, (2004), 249.

[24] Singh, J., "Physics of semiconductor and their heterostructures" University of Michigan, USA, (1993), 369.

[25] Zanato, D., Gökden, S., Balkan, N., Ridley, B.K., Schaff, W.J., "The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in Ga/AlGaN", *Semicond. Sci. Technol.* 19, (2004), 427.

[26] Ridley, B. K., "Electrons and phonons in semiconductor multilayers", University of Essex, (1997), 231.

[27] Hirakawa, K., Sakaki, H., "Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n -type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions with controlled electron concentrations", *Phys. Rev. B*, 33, (1986), 8291.

[28] Stern, F., "Self-Consistent Results for n -Type Si Inversion Layers", *Phys. Rev. B*, 5, (1972), 4891.

[29] Gupta, Rita, Ridley, B.K., "Elastic scattering of phonons and interface polaritons in semiconductor heterostructures", *Phys. Rev. B* 48, (1993), 11972.