

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİMDALI**

**SEÇİCİ KATKILI $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ HETEROEKLEMLİ
YAPILARDA SAÇILMA MEKANİZMALARI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Leyla KILIÇ

Balıkesir, Haziran-2006

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİMDALI**

**SEÇİCİ KATKILI $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ HETEROEKLEMLİ
YAPILARDA SAÇILMA MEKANİZMALARI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Leyla KILIÇ

Balıkesir, Haziran-2006

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

SEÇİCİ KATKILI $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ HETEROEKLEMLİ YAPILARDA
SAÇILMA MEKANİZMALARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Leyla KILIÇ

Tez Danışmanı: Yrd.Doç.Dr. Sibel GÖKDEN

Sınav Tarihi : 30.06.2006

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

Yrd. Doç. Dr. Mustafa GÖKTEPE , FEF Fizik Bölümü

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

Balıkesir, Haziran - 2006

ÖZET

SEÇİCİ KATKILI $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ HETEROEKLEMLİ YAPILARDA SAÇILMA MEKANİZMALARI

Leyla KILIÇ

Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

(Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN)

Balıkesir, 2006

Bu çalışmada, seçici katkılı $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ heteroeklemlı yapıda elektron Hall mobilitesini etkileyen saçılma mekanizmaları teorik olarak incelenmiştir. Başlıca saçılma mekanizmaları olarak akustik fonon, optiksel fonon, uzaklaştırılmış ve arka plan iyonize olmuş safsızlık saçılmaları, alaşım düzensizliği ve ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmalar göz önüne alınmıştır. Teorik hesaplamalar, literatürde yayınlanmış Hall mobilite ölçümlerine uygulanmıştır.

Teorik ve deneysel sonuçların karşılaştırmalarından, düşük sıcaklıklarda alaşım düzensizlik saçılmasının, yüksek sıcaklıklarda ise polar optik fonon saçılmasının baskın olduğu bulunmuştur. Bununla birlikte uzaklaştırılmış-iyonize olmuş saçılmasının, arka plan-iyonize olmuş saçılmasının, deformasyon potansiyel ve piezoelektrik saçılmalarının ve ara yüzey pürüzlülüğü saçılmasının elektron Hall mobilitesi üzerine etkileri tüm sıcaklıklarda alaşım düzensizliği saçılmasından çok daha küçüktür. Ayrıca farklı tampon tabaka kalınlıkları için alaşım düzensizliği saçılma potansiyelinin değerleri bulunmuş ve literatürdeki diğer değerlerle karşılaştırılmıştır.

ANAHTAR SÖZCÜKLER: $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ / İki Boyutlu Sistemler / Seçici Tipi Katkılama / Saçılma Mekanizmaları/ Alaşım Düzensizliği Saçılma Potansiyeli.

ABSTRACT

SCATTERING MECHANISMS IN MODULATION DOPED $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ HETEROJUNCTIONS

Leyla KILIÇ

Balikesir University, Institute of Science, Physics Department

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

In this work, the effect of scattering mechanisms on the electron Hall mobility in modulation-doped $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ heterostructures was investigated theoretically. The acoustic phonon scattering, remote-ionized impurity scattering, background-ionized impurity scattering, polar optical phonon scattering, alloy disorder scattering and interface roughness scattering were considered as major scatterings. The theoretical calculations were applied the recently published experimental Hall mobility data in the literature.

From the comparison of the theoretical results with the experimental results, it is found that alloy disorder scattering mechanisms is dominant at lower temperatures while polar optical phonon scattering is dominant at high temperatures. However, the effects of remote-ionized impurity scattering, background-ionized impurity scattering, acoustic phonon scattering, polar optical phonon scattering and interface roughness scattering on the electron Hall mobility are much smaller than that alloy disorder scattering at all temperatures.

Finally, the alloy disorder scattering potential was also calculated for the different spacer layer thicknesses and compared with the other values in literature.

KEY WORDS: $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ / Two Dimensional Systems/Modulation Doping/
Scattering Mechanisms/ Alloy Disorder Scattering Potential

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SEMBOL LİSTESİ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	vii
TABLO LİSTESİ	viii
ÖNSÖZ	ix
1. GİRİŞ	1
2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR	4
2.1 İki Boyutlu Elektron Sistemleri	5
2.1.1 MOSFET(Metal Oksit Yarıiletken Alan Etkili Transistör)	5
2.1.2 Heteroyapılar	6
2.1.2.1 Heteroeklemlerin Atomik Yapısı	8
2.1.3 Sıvı He Yüzeyi	9
2.2 Seçici Katkılama	10
2.3 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ Yapısının Özellikleri	11
3. MOBİLİTE VE SAÇILMA MEKANİZMALARI	15
3.1 Mobilite	15
3.2 Saçılma Mekanizmaları	16
3.2.1 İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	18

3.2.1.1 Uzaklaştırılmış Vericiler Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	18
3.2.1.2 Arka Plan Safsızlıklar Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması	20
3.2.2 Fonon Saçılması	21
3.2.2.1 Akustik Fonon Saçılması	21
3.2.2.1.a Deformasyon Potansiyeli Saçılması	21
3.2.2.1.b Piezoelektrik Saçılması	22
3.2.2.2 Polar Optik Fonon Saçılması	23
3.2.3 Alaşım Düzensizliği Saçılması	24
3.2.4 Arayüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Saçılma	29
4. TEORİK VE DENEYSEL SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI	31
5.SONUÇ VE TARTIŞMA	37
KAYNAKLAR	38

SEMBOL LİSTESİ

<u>Simge</u>	<u>Adı</u>	<u>Tanımı / Değeri</u>	<u>Birimi</u>
Ξ	deformasyon potansiyeli		eV
e	elektron yükü	1.6×10^{-19}	C
ϵ	dielektrik sabiti		F/m
m^*	etkin elektron kütlesi	9.1×10^{-31}	kg
T	sıcaklık		K
k_B	Boltzman sabiti	1.38×10^{-23}	J/K
E_g	enerji bant aralığı		eV
\hbar	indirgenmiş Planck sabiti	1.05×10^{-34}	Js
k	elektron dalga vektörü		m^{-1}
μ	mobilité		m^2/Vs
U_a	alaşım saçılma potansiyeli		eV

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1	Si-MOSFET yapısının şematik gösterimi	5
Şekil 2.2	Bir heteroeklem oluşumunun şematik gösterimi	7
Şekil 2.3	a-Bulk ve b-Seçici katkılı yapılarda mobilite-sıcaklık grafiği	10
Şekil 2.4	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ yapısının enerji-bant diyagramı	11
Şekil 2.5	Çinkosülfür yapıda kristalleşen InGaAs kristali	12
Şekil 2.6	Seçici katkılı $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ heteroyapının yük transferinden önce (sol) ve sonraki (sağ) şematik enerji bant diyagramı. Φ elektron eğilimi. ΔE_C ve ΔE_g sırasıyla iletim ve değerlik bant kıyıları farkı. E_F Fermi enerjisi. I_d katkısız $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ tabakası kalınlığı. I_a katkısız $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ tabakası kalınlığı.	14
Şekil 3.1	A_xB_{1-x} alaşımının gerçek kristal potansiyelinin (düz çizgiler) ve ortalama sanal potansiyelinin (kesikli çizgiler) şematik gösterimi	25
Şekil 3.2	Gruplanmış A_xB_{1-x} alaşımının şematik gösterimi	28
Şekil 4.1	Çalışmada kullanılan seçici katkılı $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heteroeklem yapıların şematik gösterimi	31
Şekil 4.2	Hall mobilitésinin sıcaklığa bağılı grafiği	32
Şekil 4.3	Baskın saçılma mekanizmalarının etkisinde a) 0Å b) 100Å c) 200Å d) 400Å tampon tabaka kalınlığına sahip numuneler için hesaplanan saçılma mekanizmaları etkisinde mobilite-sıcaklık grafiği: IMP(BI+RI), iyonize safsızlık saçılması (arka plan+uzaklaştırılmış iyonize olmuş safsızlıklardan kaynaklanan). AC(DP+PE), Akustik fonon saçılması (deformasyon potansiyeli saçılması+piezoelektrik saçılması). PO, Polar optik fonon saçılması. IFR, Arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma. A, Alaşım düzensizliği saçılması. TOPLAM, Matthiessen's Kuralı ile hesaplanan toplam mobilite. EXP, Deneysel Hall mobilitési.	35

TABLO LİSTESİ

<u>Tablo Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Tablo 2.1	Hesaplamalarda kullanılan $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 'e ait parametreler	14
Tablo 4.1	Seçici katkılı $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.42}\text{Al}_{0.58}\text{As}$ heteroyapılarda farklı tampon tabaka kalınlıkları için $T=3.3\text{K}$ 'de hesaplanan mobilite, form faktör ve alaşım düzensizliği saçılma potansiyeli değerleri.	36

ÖNSÖZ

Dördüncü sınıfta ilk Katıhal Fiziği dersinden çıktığımda bu konuda yüksek lisans yapmaya karar vermişim. Şu an bu amacımı gerçekleştirdiğim için çok mutluyum.

Yüksek lisans yaptığım bu süreçte edindiğim akademik bilgilerin yanı sıra düzenli çalışmayı da öğrendim. Bunu danışman hocam Yard. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN'e borçluyum. Tecrübelerini ve engin bilgilerini benden esirgemediği, ayrıca umutsuzluğa düştüğüm anlarda beni cesaretlendirdiği için kendisine teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Annem başta olmak üzere bütün aileme ve emeği geçen sevgili arkadaşım Remziye BARAN'a desteklerinden dolayı teşekkür ederim.

Balıkesir, 2006

Leyla KILIÇ

1. GİRİŞ

1970’li yılların başlarından itibaren, gelişen optoelektronik teknolojisiyle birlikte $Ga_xIn_{1-x}As$ alaşımı üzerinde yapılan teorik ve deneysel çalışmalar da artmıştır. Bu sistem teknolojinin ihtiyaçları ve gelişmesi açısından yarıiletken metaryallerin en iyi örneklerindedir.

$Ga_xIn_{1-x}As$ yapısının özelliklerini ve önemini anlamak için teknolojideki tarihine ve kullanım alanlarına göz atmak yararlı olacaktır [1]. Bu yapı, ilk kez 1970’lerin ilk yıllarında 1.06 μm dalga boyunda ışık yayan LED (ışık yayıcı diyot) yapısında kullanılmıştır. Yapı GaAs alt tabakası üzerine buhar-fazı yöntemiyle büyütülmüştür. Bu yıllarda minimum optik fiber inceltmesi 1.06 μm civarındadır ve $Ga_xIn_{1-x}As$ bu dalga boyunda çalışan yarıiletken kaynakların ve dedektörlerin yapımında kullanılmıştır.

1970’lerin ortalarında InP üzerine sıvı-fazı yöntemiyle $Ga_xIn_{1-x}AsP_{1-y}$ büyütülmüştür. Böylece optik fiberlerde 1.3 μm dalga boyunda bir geçirgenlik incelmeye ulaşılmıştır. InP/ $Ga_xIn_{1-x}AsP_{1-y}$ /InP ikili heteroyapılı lazer, ticari alanda önem kazanmıştır. 1970’lerin sonlarında 1-1.7 μm dalga boyları arasında $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ /InP fotodiyotları yapılmıştır. $Ga_xIn_{1-x}As$ yapısının teknolojik önemini ortaya çıkaran bir kaç yenilik olmuştur. Bunlardan ilki, InP üzerine örgü uyumlu olarak büyütülen $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ sistemi için doyum sürüklenme hızını içeren taşıma hesaplarıdır. Sonuçlar GaAs hesaplarından büyük çıkmıştır. Bu da yapıyı mikrodalga yarıiletken cihazları için vazgeçilmez bir materyal haline getirmiştir. İkinci önemli gelişme yüksek kaliteli InP/ $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ /InP ikili-heteroyapılı lazerlerin yapılmasıdır. Üçüncü yenilik seçici katkılı heteroyapıların üretilmesidir. Bu da FET(alan-etkili transistör) ‘lerde taşıyıcı hızlarının yükselmesini sağlamıştır.

1980'lerin başlarında ise, $Ga_xIn_{1-x}As$ yapıları için pek çok önemli ve olası uygulamalar başlamıştır. Bunların ilki 'pseudomorphik tabakalar' olarak bilinen süperörgülerin geliştirilmesidir. Bu tarihlerde örgü uyumlu $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$ heteroyapılarının geliştirilmesi de uygulamaların çeşitliliği açısından yararlı olmuştur. 1980'lerin ortalarında, düşük-eşikli kuantum kuyulu lazerler yapılmıştır. Bir kaç yıl sonra, bu sistem, optik fiber iletişim sistemleri için Erbiyum katkılı ilk yükseltici, erbiyum-katkılı fiber yükseltici ön işlemci, son işlemci ve çizgi cevaplayıcı formunda kullanılmıştır. MBE (Moleküler Işın Demeti) ve MOCVD (Metal Organik Kimyasal Buharlaştırma Yöntemiyle Biriktirme) gibi büyütme tekniklerinin geliştirilmesi istenilen incelikte ve keskin arayüzlere sahip çok katlı yeni kararlı yapıların büyütülmesini mümkün hale getirmiştir. Bu tekniklere dayanılarak üretilen çeşitli optoelektronik cihazlar elektronik ve optik özelliklerin istenildiği gibi ayarlanabileceğini göstermiştir. Böylece $Ga_xIn_{1-x}As$ heteroyapılarının çeşitliliği için istenilen incelikteki çok katlı tabakaların hazırlanması da mümkün olmuştur. Bu noktadan sonra $Ga_xIn_{1-x}As$ yapısı üzerindeki teorik ve deneysel çalışmaların ve yapılan cihazların sayısı artmıştır. Bu cihazlar fotodiyotlar, metal-yarıiletken-metal fotodedektörler, heteroyapılı lazerler, yüzey-yayıcı dik-kaliteli lazerler, rezonans tünelleme yapıları, kuantum kuyuları ve noktaları, MODFET'ler (seçici katkılı alan etkili transistörler) ya da HEMT'ler (yüksek elektron mobiliteli transistörler) ve optoelektronik entegre devreleri gibi heteroeklemlili-bipolar transistörlerdir. $Ga_xIn_{1-x}As$ heteroyapılı lazerler için eşik akımı mA civarındadır ve akım kesim frekansları f_T , 100 GHz'i geçmiştir.

Günümüzde de $Ga_xIn_{1-x}As$ alaşımı ve daha geniş enerji-bant aralığına sahip yarıiletkenlerle oluşturulan heteroyapıları, yüksek performanslı elektronik ve optoelektronik cihazların geliştirilmesinde ve kuantum sistemleri üzerindeki çalışmalarda merkezi bir rol oynamaktadır. InP ile örgü uyumlu $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ kompozisyonu hariç, diğer bütün kompozisyonlar genellikle GaAs ve InP alt yüzeyler üzerine büyütülür ve örgü uyumu göstermeyen materyallerdir.

$Ga_xIn_{1-x}As$ bütün kompozisyon bölgesi için direk bant yapılı bir yarıiletkendir. InP ile örgü uyumu gösteren $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ (oda sıcaklığında yasak enerji aralığı

$E_g=0.74\text{eV}$ [1]) cihaz uygulamaları için önemli bir materyaldir. Çok yüksek elektron mobilitesi, yüksek elektron hızı ve geniş iletim bandı ayrımı bu yapının olumlu özelliklerinin sadece bir kaçıdır. Bu bileşiğin kullanıldığı MODFET gibi heteroyapılı cihazlar oda sıcaklığında ve çok daha düşük sıcaklıklarda DC kaydı, yüksek frekans ve ses performansı göstermektedir. $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$, $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{AsP}_{1-y}$ ve $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_y\text{In}_x\text{Al}_{1-y-x}\text{As}$ örgü uyumu gösteren heteroyapılardır. Ayrıca bu yapının bant aralığı optik fiberlerin çok düşük kayıp ve dağılım gösterdiği spektral bölgeye denk gelmektedir. Bu yüzden $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ optik iletişim sistemleri için detektör, modülatör ve kaynak geliştirilmesinde kullanılmaktadır. Elektronik ve optoelektronik uygulamaların her ikisi için de uygun bir materyal bulmak zordur. Bu yüzden GaInAs ve heteroyapıları optoelektronik entegre devrelerin yapımı için kullanılmaktadır.

Örgü uyumu göstermeyen $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ alaşımlarının geliştirilmesi ve teknolojiye uygulamaları da önemlidir. Bu tip yarıiletkenler FET'ler (alan etkili transistörler) ve kuantum kuyulu lazerler gibi cihazların performansını artırmak için kullanılır.

$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ ($E_g=1.74\text{ eV}$ [1]) seçici katkılı $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}-\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}-\text{InP}$ heteroeklemi ilk kez 1982'de incelenmiştir. Bu sistem III-V bileşikleri arasında en yüksek iletim-bandı süreksizliğine sahip materyaldir. Ayrıca $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ sistemiyle karşılaştırıldığında bir çok avantaj sunar [2, 3] : GaInAs tabakası (iletim kanalı) içerisindeki etkin elektron kütlesi daha küçüktür. Daha geniş iletim bandı süreksizliğine 0.55 eV sahiptir [4, 5]. Bu özellikler de %50 daha yüksek düşük-alan mobilitesine neden olur. Fakat bir dezavantaj potansiyel kuyusunun üçlü bir alaşım olmasıdır. Bu da alaşım saçılması etkisinin artmasına neden olur [6]. Bu durum iletim kanalı bölgesindeki In miktarının artırılmasıyla düzeltilebilir [7]. Böylece sistem zorlanmış hale gelir. Alaşım saçılmasının etkisi azaltılmış, ayrıca daha düşük bir etkin elektron kütlesi ve kuyu potansiyeli elde edilmiş olur. Sonuç olarak daha da yüksek elektron mobilitesi elde edilir.

2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR

Bulk materyallerde ve yarıiletkenlerde elektronlar her üç boyutta (x,y,z) da serbestçe hareket edebilmektedir. Bu serbestlik belirli doğrultularda kısıtlanırsa, sistemin boyutu azaltılmış olur. Örneğin, 2-boyutlu bir sistemde elektronlar sadece bir düzlemde hareket edebilir. Bu düzleme dik doğrultuda hareket edemez [8]. Doğada kendiliğinden yarı iki boyutlu davranış gösteren materyallere örnek olarak grafit verilebilir. Bu materyalde tabakalar boyunca ölçülen direnç, tabakalar arasındakinden düşüktür. İki boyutlu sistemlere polimer tabakalar ve sıvı He yüzeyindeki elektronlar da örnek verilebilir. İki boyutlu yarıiletken sistemlere örnek olarak da MOSFETler (Metal Organik Yarıiletken Alan Etkili Transistörler), heteroeklemler ve kuantum kuyuları verilebilir. Elektron hareketinin bir düzleme sınırlanmasıyla, yüzey girişleriyle yüklerin gerçek pozisyonunu kontrol etmek mümkündür. Bütün silikon elektronik endüstrisini şekillendiren bu temeldir.

Sistemin boyutunu azaltmak parçacıkların konumunu sınırlandırmakla kalmaz, sistemin izinli enerji seviyelerini de değiştirir. Çünkü mümkün momentum durumları sınırlanmaktadır. m kütleli serbest bir parçacığın enerjisi;

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (1.1)$$

ifadesi ile verilir. Burada $k(=k_x, k_y, k_z)$ dalga vektörüdür. z-doğrultusunda sınırlanmış iki boyutlu bir sistemde k_z terimi farklı E_i altbant enerjilerine denk gelen bir kaç uygun değer alacaktır. x-y düzleminde hareket serbesttir. Ayrıca enerjinin durum yoğunluğuna bağlılığı da değişir. D boyutlu bir sistemde durum yoğunluğu fonksiyonu;

$$g(\varepsilon) \cong E^{\frac{D-2}{2}} \quad (1.2)$$

ile verilir. Bu nedenle de iki boyutlu sistemler her enerji yoğunluğu için sabit durum yoğunluğuna sahiptir.

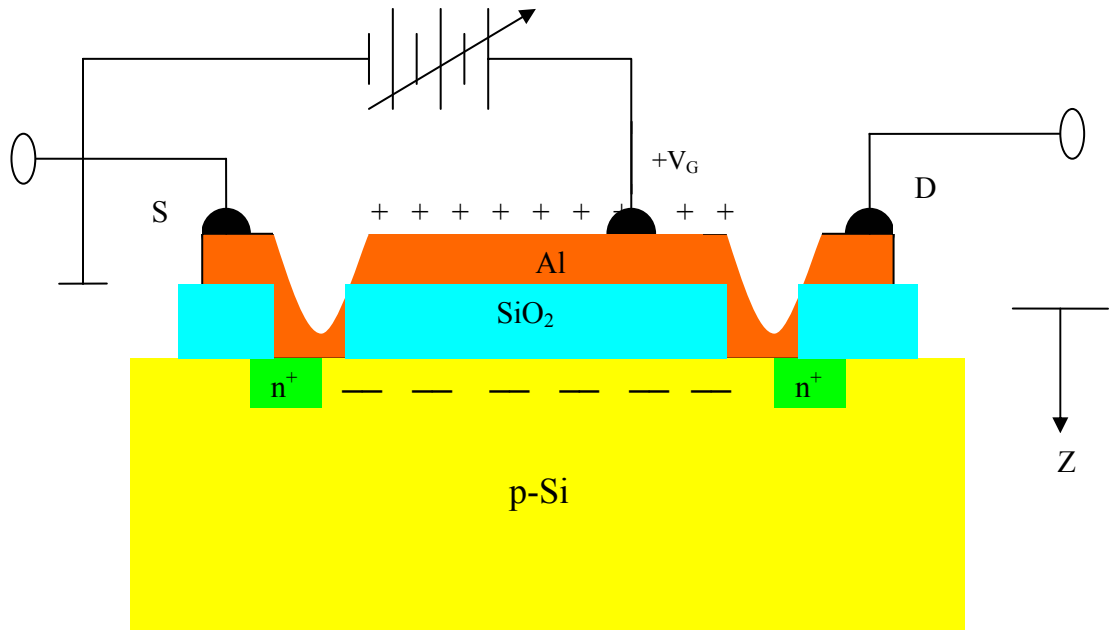
Hareketin sadece bir çizgi boyunca olduğu bir boyutlu sistemler de doğal olarak oluşabilir. Bu yapılara örnek bir polimer zinciri boyunca hareket ve kuantum teller olarak da bilinen yarıiletkenler verilebilir. Son olarak bütün hareket olasılığı 0 boyutlu bir sisteme dönüştürülebilir. Bu sistemlere de doğal örnek atomlar ve kuantum noktalarıdır. 0 boyutlu sistem k bileşenlerinin aynı olduğu ve sadece kesikli enerji seviyelerine sahip bir durum olarak tanımlanabilir.

2.1 İki Boyutlu Elektron Sistemleri

İki boyutlu elektron gazı sistemlerinin üç ana şekli vardır:

1.MOSFET, 2.Heteroyapılar ve 3.Sıvı He yüzeyi.

2.1.1 MOSFET(Metal Oksit Yarıiletken Alan Etkili Transistör)



Şekil 2.1 Si-MOSFET yapısının şematik gösterimi

MOSFET yapısında, ters tabakalar arayüzeyde yarıiletken ve yalıtkan arasında (ya da biri yalıtkan görevi gören) iki yarıiletken arasında oluşur. Silikon MOSFET yapısı da bu şekilde oluşturulur [9]. Bu sistemler Kuantum Hall Olayının gözlemlendiği ve iki boyutlu elektron gazı fiziğinin çalışıldığı ilk sistemdir. Yarıiletken olarak silisyum, yalıtkan olarak SiO_2 kullanılmıştır. Şekil 2.1’de Al girişe ve p-tipi katkılanmış Si kristal yüzeye sahip bir Si MOSFET şeması gösterilmektedir. Bu yapıda ters tabaka şu şekilde oluşur: arayüzeye dik olan elektrik alan elektronları yarıiletkenden ters tabakaya doğru çeker. Bu elektronlar elektrik alan ve arayüzey tarafından oluşturulan bir kuantum kuyusuna hapsedilir. Arayüzeye dik hareket kuantumlanır. Böylece bu doğrultuda hareketin serbestlik derecesi azalmış olur. Sonuç iki boyutlu elektron gazı sistemidir. Ayrıca bu elektronların dalga boyları parabolik bantlardaki etkin kütle yaklaşımına uyum sağlayacak kadar uzundur. Elektronların maruz kaldığı potansiyel ‘bant bükülmesi’ ile tanımlanır. Yani periyodik örgü potansiyelinin doğurduğu enerji bantlarını oluşturur. Yavaş yavaş değişen elektriksel potansiyel de bükülmeye uğrar.

2.1.2 Heteroyapılar

Heteroyapılar gelişmiş yarıiletken cihazların bir çoğunun temelinde yer almaktadır. Yüksek performanslı optik kaynaklar ve dedektörler için vazgeçilmez bir elemandır. Yüksek hızlı ve yüksek frekanslı analog cihazların yapımında giderek artan bir uygulama alanına sahiptir. Heteroyapılar farklı yasak enerji aralığına sahip iki yarıiletkenin birbiri üzerine büyütülmesiyle oluşur.

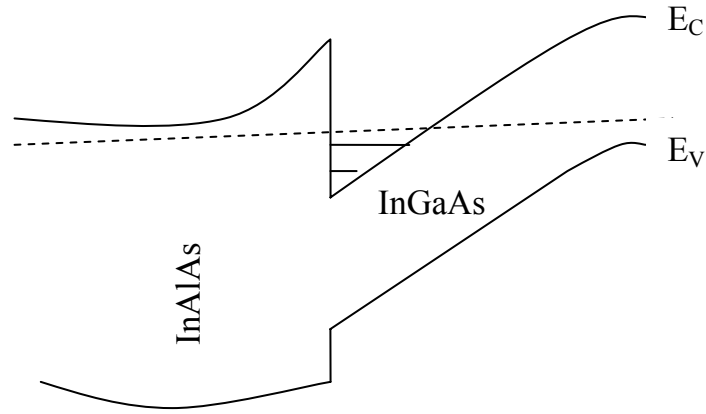
Bir heteroyapı, kimyasal bileşim miktarının konuma göre değiştiği bir yarıiletken yapı olarak tanımlanır [10]. En basit heteroyapı, iki farklı yarıiletken arasındaki arayüzeydir. Örneğin; GaSb ve $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, InAs ve GaAs yarıiletkenleri arasındaki heteroeklem. Bir çok deneysel cihaz ya da numune birden çok heteroeklem içerir. Şekil 2.2 bir heteroeklemede iki boyutlu elektron gazının (2BEG) nasıl oluştuğunu ve kabaca enerji seviyelerini göstermektedir.

Bir heteroyapı örneği olarak InGaAs/InAlAs heteroeklemi gösterilebilir. InAlAs kristalinin yapısı InGaAs kristalinin yapısına çok benzemektedir. Ancak

InAlAs kristalinin yasak enerji bant aralığı daha geniştir. Böyle bir yapıda yasak enerji bandındaki değişim süreksizlik gösterir ve bu süreksizliğin banttaki sıçramadan kaynaklandığı kabul edilir. Yasak bant aralığı ve bant sıçraması [11] ;

$$E_g(\text{InAlAs}) = E_g(\text{InGaAs}) + \Delta E_v + \Delta E_c \quad (2.1)$$

eşitliği ile verilir.



Şekil 2.2 Bir heteroeklem oluşumunun şematik gösterimi

Heteroeklemlerin devrelerde kullanım alanlarına örnek olarak MODFET (Seçici katkılı alan etkili transistör) verilebilir. Bu durumda heteroeklemin neden önemli olduğunu anlamak için, transistörün anahtarlama hızına bakmak gerekir. Anahtarlama hızı elektron veya boşlukların transistörün kapı bölgesini geçebilmesi için geçen zamandır, böylece devreyi hızlandırmanın yollarından biri kapı uzunluğunu azaltmaktır. Alternatif bir yaklaşım ise taşıyıcıların sürüklenme hızını artırmaktır.

Sürüklenme hızı taşıyıcıların ortalama serbest yoluna bağlıdır, bu metallerde tanımladığımız gibi yarıiletkenlerde de aynıdır. Diğer bir deyişle, ana faktörler atomların termal titreşimleri, safsızlıklar ve kristal kusurlarıdır. Oda sıcaklığında termal titreşimler ve sürüklenme hızı, sıcaklık düşürülerek artırılabilir. Sınırlandırıcı faktörler ise iyonize olmuş verici veya alıcı safsızlıklarıdır.

Bu problemin üstesinden gelmenin bir yolu olmalıdır. Bu da heteroeklemin kullanılması ve ya seçici katkılama (modülasyon katkılama) diye bilinen tekniktir. Bu teknikte InAlAs katkılanır, InGaAs katkılanmaz. İletkenlik elektronlar katkılanmış InAlAs bölgesinde harekete başlasalar da, InGaAs tabakasına doğru yayılıma uğrarlar. Elektronlar bu bölgede düşük enerji durumuna geçince, bir daha InAlAs tarafına geçecek enerjii bulamazlar. Böylece InGaAs tabakasında yüksek elektron konsantrasyonu oluşur. Bu tabaka katkılanmadığı için elektronların hareketini engelleyecek iyonize safsızlık atomları yoktur. Ve düşük sıcaklıklarda sürüklenme hızı katkılanmış yarıiletkenlerden daha fazladır.

2.1.2.1 Heteroeklemlerin Atomik Yapısı

İdeal bir heteroeklem, içinde özdeş atomların yayıldığı aniden değişen bir düzleme sahip yarıiletken kristalden ibarettir [10]. Pratikte de bazı sistemlerde yaklaşık olarak ideal yapıya ulaşılmıştır. Yüksek kaliteli bile olsa bir çok heteroeklemlerde arayüzey keskindir. Periyodik örgü potansiyelinde ideal yapıdan sapmalar vardır. Bu durum kristal kusurlarından kaynaklanmaktadır. Kristal kusurlarının en önemli nedeni ise yarıiletkeni oluşturan örgüler arasındaki uyumsuzluktur. InAlAs ve InGaAs örgülerinin örgü sabitleri eşittir. Bu nedenle bu iki materyal birbiriyle iyi uyum sağlar. Fakat Si ve Ge'un örgü sabitleri tamamen farklıdır. Bu nedenle heteroeklem düzleminin büyük bir bölümünde her Si atomu Ge atomuyla bağ yapmaz. Bu durum heteroeklemi oluşturan iki yarıiletkenin birinde dislokasyon formunda kusurlar oluşturur. Bu dislokasyonlar genellikle yük taşıyıcılarını tutan konumlar yaratarak sistemin elektriksel özelliklerini etkiler. Bu konumlar, yoğunlukları fazlaysa, arayüzeyin elektriksel özellikleri üzerinde baskın bir rol oynar. Bu genellikle kontrol edilemeyen arayüzeylerde görülür. Heteroeklem terimi, dislokasyonların ihmal edilebilir bir rol oynadığı arayüzeyler için kullanılır. Bu nedenlerle 'Yüksek kaliteli heteroeklemler oluşturmak için ilk şart bileşen yarıiletkenlerin örgü uyumu göstermeleridir.' görüşü uzun yıllar boyunca kabul edilmiştir. Fakat daha sonraları 'zorlanmış tabaka' ya da 'sanal sistemler' denilen yüksek kaliteli heteroeklemler yapılmıştır. Burada önemli olan düşünce şudur: Heteroeklemi oluşturan yarıiletkenlerden biri ince tabaka ise, örgü uyumsuzluğu bu

tabakada deformasyonla(zorlamayla) düzenlenir, elverişli hale getirilir. Bu yaklaşımla Si ve $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ heteroeklemini oluşturmak mümkün hale gelmiştir.

Heteroyapılar genellikle epitaksiyel büyütme teknikleriyle hazırlanır. Bu teknikler MBE ve MOCVD'dir. LPE (sıvı fazı yöntemi) en eski heteroyapı teknolojisidir. Yerini MBE ve MOCVD almıştır. Çünkü LPE, yapılar büyütülürken hassas kontrole izin vermez.

Heteroeklem numuneler kimyasal olarak benzer materyallerden oluşur. Yani bileşenler periyodik tabloda aynı grupta olan elementler içerir. Kimyasal olarak benzer olmayan yarıiletkenler arasında da heteroeklem oluşturmak mümkündür (Ge-GaAs, GaAs-ZnSe). Böyle eklemeler heteroyapı teknolojisinin ilk yıllarında geniş olarak çalışılmıştır. Buna rağmen bu heteroeklemlerde bazı problemler vardır. Bu eklemelerin elektronik yapılarının basit modeline dayanarak yerleşik arayüzey durumlarının yüksek yoğunlukta olması beklenebilir. Daha da önemlisi belki, her bileşen yarıiletken, diğeriyle bileşik oluşturduğunda katkılanmış gibi davranır. Böylece eklemde herhangi bir ara geçiş kontrolü zor elektriksel etki yaratır. Bu nedenlerle son çalışmalar birbirine kimyasal olarak uyumlu sistemler üzerinde yapılmaktadır.

Eğer heteroeklem, aralarında süreklilik bulunan iki materyal arasında oluşturulmuşsa, (GaAs ve AlAs, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $0 \leq x \leq 1$), kimyasal geçişin aniden olması gerekmez. Bunun yerine heteroeklem belirlenmiş bir mesafe üzerine eğimli olmalıdır. Yani x parametresi konuma bağlı bir fonksiyon olmalıdır. Böyle heteroeklemler birçok uygulamalar için istenen özelliklere sahiptir.

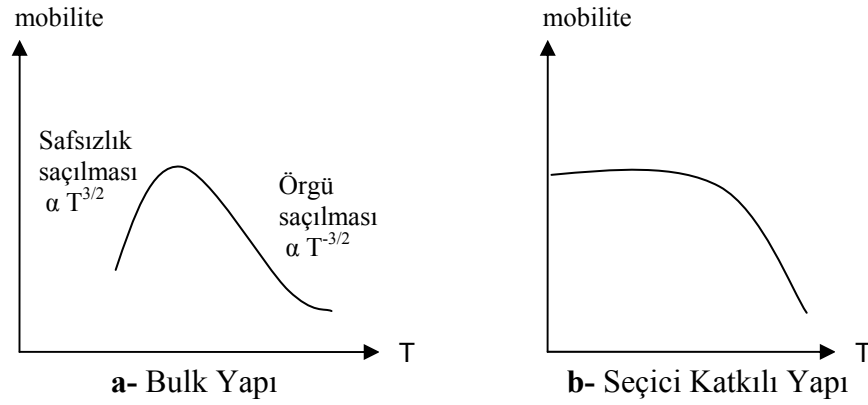
2.1.3 Sıvı He Yüzeyi

2BE sistemi sıvı He yüzeyinde de oluşabilir. Sıvı He yüzeyinde 1eV civarında bir potansiyel bariyeri vardır. Bu da elektronların sıvı içerisine geçişini sağlar. Diğer taraftan, potansiyel yüzeydeki elektronları çeker ve 2BE sistemi oluşur.

2.2 Seçici Katkılama

Katkılama işlemi yarıiletken cihazların tamamlayıcı bir parçasıdır. Katkılamadaki amaç ise serbest taşıyıcı yoğunluğunu kontrollü bir şekilde değiştirebilmektir [12,13]. Bu da katkılanan kısmın pozitif yüklü olarak iyonlaşmasını gerektirmektedir. Sonuçta da serbest elektronların saçılmasına neden olan iyonize safsızlık saçılmasıyla karşılaşılır. Bu noktada akla saçılmanın minimuma indirilebileceği bir katkılama yönteminin olup olmadığı sorusu gelir. İşte bu sorunun cevabı seçici katkılama kavramıdır.

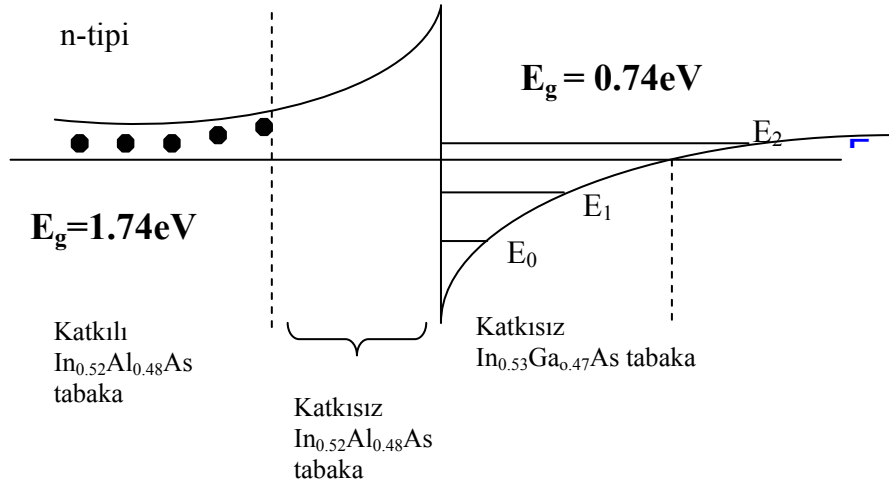
Sıcaklığa bağlı mobilite grafiklerine bakıldığında (a) bulk yapı için düşük sıcaklıklarda iyonize safsızlık saçılmasının mobiliteyi belirgin bir şekilde sınırladığı görülmektedir. Bu saçılmanın etkisini azaltmak ve mobilite değerini artırmak için Störmer, seçici tipi katkılama yöntemini bulmuştur [12]. Bu yöntemi ilk kez Esaki ve Tsu kullanmıştır [14].



Şekil 2.3 a- Bulk ve b- Seçici katkılı yapılarda mobilite-sıcaklık grafiği

Seçici katkılamada hemen hemen aynı örgü sabitine, fakat farklı bant aralığına sahip iki materyal heteroeklemi oluşturmak için bir biri üzerine büyütülür. Böylece heteroeklemlerde serbest taşıyıcıların yayılımına bağlı olarak güçlü bir elektrik alan oluşur ve bant bükülmesi meydana gelir. Taşıyıcılar bant bükülmesiyle oluşan üçgensel bir potansiyel kuyusunda hapsolür. Hapsolan taşıyıcılar 2BEG'ni oluşturur. Artık taşıyıcılar vericilerden ayrılmıştır. Bunun anlamı vericilerle taşıyıcılar

arasındaki Coulomb etkileşmesinin azalmış olmasıdır. Bu etkileşmeyi daha da azaltmak için heteroekleme katkılanmamış tampon tabaka konur. Böylece düşük sıcaklıklarda elektron mobilitesi Şekil 2.3 b'deki gibi artmış olacaktır. Yüksek sıcaklıklarda ise fonon saçılması hala mobilitayı sınırlayan baskın mekanizma olacaktır. Bu esaslara dayanılarak yapılan transistörler düşük sıcaklıklarda çalışabilmektedir



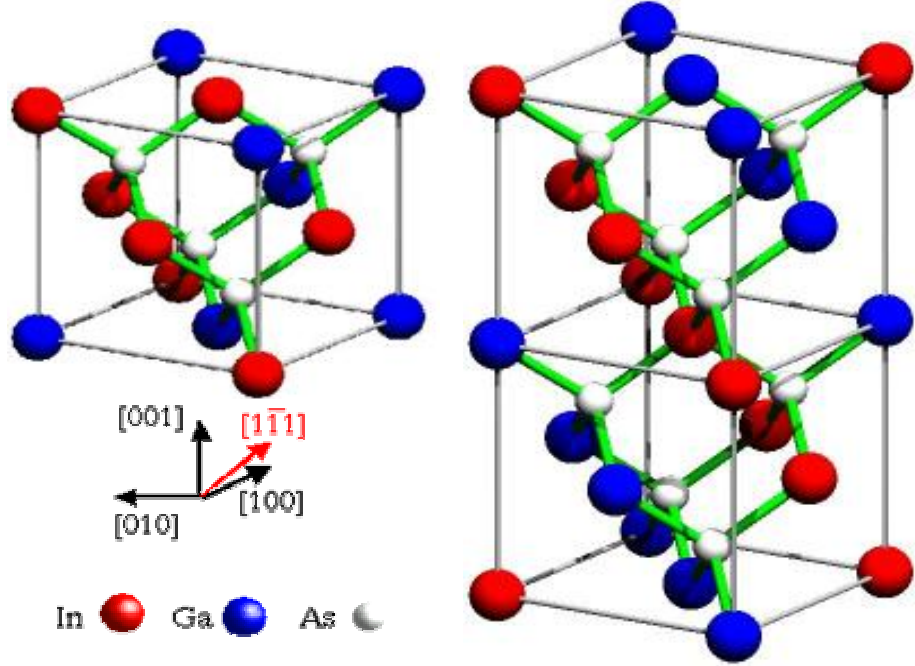
Şekil 2.4 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ yapısının enerji-bant diyagramı

2.3 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Yapısının Özellikleri

Elektronik ve optoelektronik için önemli olan çoğu yarıiletken genelde yüzey merkezli kübik (fcc) örgü yapısına sahiptir. Buna rağmen bu yarıiletkenlerin temelinde 2 atom vardır. Bu iki temel atomdan biri (000), diğeri bundan $\frac{1}{4}$ kadar ötelenmiş $(a/4)(111)$ konumunda bulunur. Her atom kendi fcc örgüsünde bulunduğu için, temelinde 2 atom bulduran bu basit yapı iç içe geçmiş iki fcc örgü olarak düşünülebilir. Bu örgüde bir fcc örgü diğerinden $(a/4)(111)$ kadar uzakta yer almaktadır [12,15]. Bu örgünün temelindeki iki atom aynıysa yapı elmas (CC) yapı (Si, Ge, C gibi), farklıysa zincblende (ZnS) yapı (çinkosülfür) adını alır (GaAs, AlAs ve CdS gibi).

Elmas yapıya sahip olan yarıiletkenler genellikle element yarıiletkenler, ZnS yapıya sahip olanlar ise bileşik yarıiletkenler olarak adlandırılır. Bileşik yarıiletkenler atomların periyodik tablodaki pozisyonlarıyla da gösterilir. Örneğin GaAs, AlAs ve InP III-V yarıiletkenleri olarak adlandırılırken, CdS, CdSe ve CdTe II-VI yarıiletkenleri olarak adlandırılır.

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ çinkosülfür yapıda kristalleşen, III-V yarıiletkenlerindedir. Her bir fcc hücrenin temelinde iki tip atom vardır. İlkel (birim) hücre küptür ve ilkel hücrede 8 tane atom vardır. Doluluk oranı 0.34'dür. Atomlar arasındaki açı 109° 'dir. En yakın komşu sayısı 4'dür. Terslenme simetrisine sahip değildir.



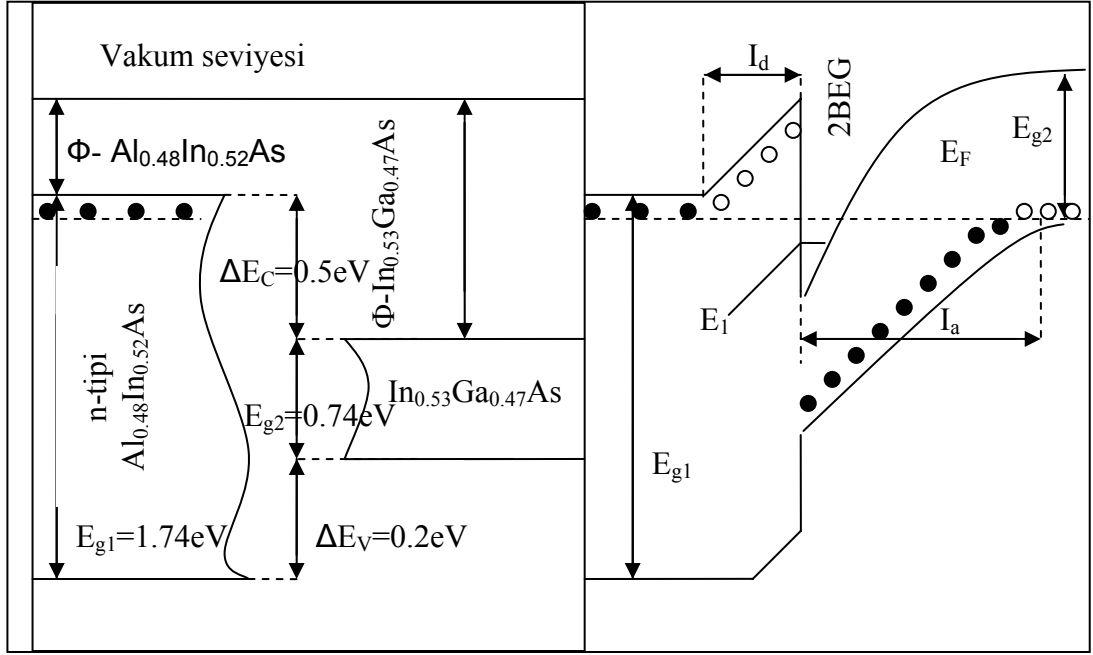
Şekil 2.5 Çinkosülfür yapıda kristalleşen InGaAs kristali

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ doğrudan bant yapısına sahip bir yarıiletkendir ve enerji bant aralığı $T=300\text{K}$ 'de $E_g=0.74\text{ eV}$ olup, dar bir bant aralığına sahiptir [1].

Bu çalışmada incelenen numune [16] $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ seçici katkılanmıştır. Seçici katkılı yapı heteroeklemlili ve ya kuantum kuyulu yapının geniş bant aralığına sahip kısmının isteğe göre n-tipi ve ya p-tipi katkılanması ile elde edilir. Seçici katkılanmada amaç, yük taşıyıcılarının verici ve alıcı safsızlık atomlarından ayrılmasıdır. n-tipi katkılanmış $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ yapının enerji bant

diyagramını göz önüne alındığında bu katkılama yöntemi Şekil 2.6'daki gibi açıklanabilir: Burada n-tipi katkılanmış geniş bant aralığına sahip bir yarıiletken olan $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$ ve dar bant aralığına sahip katkısız $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ yapı söz konusudur. $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ tabakasının iletim bandının maksimumu, $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$ tabakasının donör enerji seviyesinin altındadır. Bu yüzden elektronlar eklemde termal denge durumunda Fermi enerji seviyesini sabit tutmak için $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$ tabakasından $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ tabakasına difüz eder. Bu da $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ tabakasında güçlü bir elektrik alan oluşturur. Elektrik alan bant bükülmesine neden olur. Bant bükülmesiyle arayüzey üçgensel bir potansiyel kuyusu halini alır ve elektronlar burada hapsolür. Böylece elektron hareketi dikey doğrultuda sınırlı durumlar oluşturarak kuantumlanmıştır. Bu hareket arayüzey boyunca engellenmeden kalır. Ve elektronlar artık iyonize donörlardan ayrılmıştır. Böylece taşıyıcılarla safsızlık atomları arasındaki Coulomb etkileşimleri zayıflar. Bu etkileşimi daha da azaltmak için arayüzeye katkısız $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$ tabakası yerleştirilebilir. Bu tabakanın araya yerleştirilmesi ile düşük sıcaklıklarda elektron mobilitesi artırılır. Düşük sıcaklıklarda yüksek saflıkta elde edilen bulk yapıların mobilitesiyle karşılaştırıldığında seçici katkılı yapıların avantajı açıkça görülmektedir (Şekil 2.3).

Tablo.1'de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ için kullanılan parametreler verilmiştir [1, 8, 17].



Şekil 2.6 Seçici katkılı $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ heteroyapının yük transferinden önce (sol) ve sonraki (sağ) şematik enerji bant diyagramı. Φ elektron eğilimi. ΔE_C ve ΔE_g sırasıyla iletim ve değerlik bant kıyıları farkı. E_F Fermi enerjisi. I_d katkısız $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ tabaka kalınlığı. I_a katkısız $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ tabaka kalınlığı.

Tablo 2.1 Hesaplamalarda kullanılan $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 'e ait parametreler

Elektronon etkin kütlesi(m_0)	$m^* = 0.041$
Yüksek frekans dielektrik sabiti(ϵ_∞)	$\epsilon_\infty = 11.6$
Statik dielektrik sabiti(ϵ_0)	$\epsilon = 13.9$
LO-fonon enerjisi(meV)	$\hbar\omega = 34$
Boyuna akustik fonon hızı(m/s)	$u_l = 4.253 \times 10^3$
Enine akustik fonon hızı(m/s)	$u_t = 2.9737 \times 10^3$
Kristalin yoğunluğu(kg/m^3)	$\rho = 5.506 \times 10^3$
Deformasyon potansiyeli(eV)	$\Xi = 7.79$
Piezoelektrik sabiti(V/m)	$h_{14} = 2.77 \times 10^8$
Örgü sabiti(Å)	$a = 5.8687$

3. MOBİLİTE VE SAÇILMA MEKANİZMALARI

3.1 Mobilite

Mobilite uygulanan elektrik alana karşı yük taşıyıcılarının sahip olduğu hızdır.

$$\mu = \frac{\mathcal{J}}{E} \quad (3.1)$$

Bu ifadelerde E uygulanan elektrik alan, \mathcal{J} elektronların kendi hızlarına ek olarak elektrik alana karşı kazandıkları sürüklenme hızıdır. Mobilite ile iletkenlik σ , arasında;

$$\sigma = ne\mu \quad (3.2)$$

bağıntısı vardır.

İletkenlerde mobilite: İletkenlerde değerlik bandı ile iletkenlik bandı çakışık olduğundan değerlik bandındaki tüm elektronlar, iletkenlik bandında kabul edilirler. Sıcaklığın artması veya azalması $E_g \approx 0$ olduğu için elektron konsantrasyonunu değiştirmez. Ancak elektronların mobilitesi;

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad (3.3)$$

ile verilir. Burada m^* etkin kütle, τ momentum durulma zamanıdır. Sıcaklık arttıkça iletkenlik bandı elektronları daha çok etkileşir. Etkileşen elektronlar enerji kaybeder ve hızları azalır. Buna bağlı olarak mobilite de azalır. Sonuç olarak mobilite iletkenlerde sıcaklıkla ters orantılıdır.

Yarıiletkenlerde mobilite: Yarıiletkenlerde taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklıkla değişimine benzer şekilde mobilite de sıcaklıkla önemli ölçüde değişir. Çünkü ortalama serbest zaman τ , her elektron için sıcaklıkla önemli ölçüde değişir.

τ ve \mathcal{G} , elektronların bant içindeki yerine bağlı olarak değişir. Yani her elektron için farklı hız ve farklı ortalama serbest zaman söz konusudur. Ve herhangi bir elektron için hız arttıkça ortalama serbest zaman azalır. Bu ikisinin çarpımından oluşan ortalama serbest yol sabit kabul edilebilir.

$$\bar{\ell} = \bar{\tau}\bar{\mathcal{G}} \quad (3.4)$$

Eğer bu ifadeyi mobilite formülünde yerine yazılırsa;

$$\mu = \frac{e \bar{\ell} T^{-1/2}}{\sqrt{m} * 3k} \quad (3.5)$$

İfadesi elde edilir. Düşük sıcaklıklarda $\ell \propto T^2$ 'dir. Bu durumda mobilite;

$$\mu = A T^{3/2} \quad (3.6)$$

ile orantılıdır. Burada A sabit katsayıdır. Yüksek sıcaklıklarda; yarıiletken içerisinde çok sayıda fonon olduğundan yük taşıyıcıları fononlar tarafından saçılır. Bu bölgede ortalama serbest yol $\ell \propto T^{-1/2}$ 'dir. Bu durumda mobilite;

$$\mu = \frac{B}{T} \quad (3.7)$$

ile orantılıdır.

3.2 Saçılma Mekanizmaları

Bir yarıiletkende taşıyıcılar hareketsiz değildir. Denge halinde bir taşıyıcı termal bir hıza sahiptir, genellikle rastgele hareket eder ve net yerdeğiştirmesi sıfırdır.

Taşıyıcılar, konsantrasyon miktarına bağlı olarak ve uygulanan iç alanların etkisiyle belirli bir yönde de hareket edebilir. Örgü içerisinde böyle bir hareket fononlar, safsızlıklar ve kusurlar tarafından saçılma mekanizmalarıyla sınırlanır. Seçici katkı yapılarında görülen ana saçılmalar safsızlıklardan ve fononlardan kaynaklanmaktadır [18].

Mükemmel bir periyodik potansiyeli altında, hiç bir kuvvete maruz kalmadan hareket eden bir elektron sabit bir hıza sahiptir ve kristalin atomları tarafından saçılmaz. Elektronu bir kuvvet uygulandığında, ivmesi değiştirilmiş Newton kuralıyla bulunabilir. Bu kuralda mükemmel periyodik kristal potansiyeline göre değişen etkin kütle yer almaktadır. Bu yüzden kristal kusurları tarafından elektronun yavaşlatılmasını ya da saçılmasını tanımlamak için, kusurların mükemmel periyodik kristal potansiyeli üzerinde oluşturduğu değişimi incelemek gerekir. Bu değişime saçılma potansiyeli denir ve saçılma potansiyeli enerji birimindedir. Genelde bir kristalde bant kenarı potansiyelini ve dolayısıyla periyodik kristal potansiyelini değiştiren herhangi bir etki taşıyıcıları saçmaktadır [19].

Her saçılma mekanizmasının birbirinden bağımsız gerçekleştiği kabul edilir. Bu nedenle toplam mobilite, her bir saçılma mekanizmasının tersinin toplamı olarak ifade edilen Matthiessen's Kuralı ile bulunur [13]. Yani;

$$\frac{1}{\mu_{toplam}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\mu_i} \quad (3.8)$$

olarak verilir. Bu çalışmada, seçici katkı $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ yapısında oluşan 2BEG için incelenen saçılma mekanizmaları; iyonize olmuş safsızlık saçılması, akustik deformasyon potansiyeli saçılması, piezoelektrik saçılması, polar optik fonon saçılması, alaşım düzensizliği saçılması ve arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmadır.

3.2.1 İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

Kristal yapı büyütülürken, ortamda istenmeyen bir takım safsızlık atomları yer alabilir. Her ne kadar deneysel çalışmalarda kristal yapı bu safsızlık atomlarından arındırılmak istense de bir miktar safsızlık atomu kalır. Elektronların bu yabancı atomlar tarafından saçılmasına iyonize safsızlık saçılması denir. İyonize safsızlık için saçılma olayı, safsızlığın ve taşıyıcının yükü arasındaki uzun mesafeli elektriksel (Coulomb etkileşimi) etkileşimden kaynaklanır. Seçici katkılı heteroeklemlerde bu saçılma iki farklı yolla gerçekleşmektedir:

3.2.1.1 Uzaklaştırılmış Vericiler Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

Bariyerdeki iyonize olmuş vericilerin neden olduğu saçılmadır. Bu saçılmadan kaynaklanan mobilite [20,21] ;

$$\mu_{RI} = \frac{64 \pi \hbar^3 \varepsilon S_0^2 (2\pi n_s)^{3/2}}{e^3 m^*} \left[\frac{1}{L_0^2} - \frac{1}{L_0'^2} \right]^{-1} \quad (3.9)$$

eşitliği ile verilir. Burada ε statik dielektrik sabiti, m^* etkin kütle, n_s $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ tabakasındaki 2-boyutlu taşıyıcı yoğunluğudur. S_0 (m^{-1}), perdeleme dalga vektörü olup;

$$S_0 = \frac{e^2 m^*}{2\pi \varepsilon \hbar^2} \quad (3.9-a)$$

ifadesiyle bulunur. L_0 ve L_0' uzunlukları sırasıyla;

$$L_0 = d_i + Z_1 \quad (3.9-b)$$

$$L_0' = d_1 + d_i + Z_1 \quad (3.9-c)$$

ifadeleri ile bulunur. Burada; d_1 , tampon tabaka (katkısız $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$) tabakası kalınlığıdır (Å). d_1 , boşalma tabakasının genişliği olup;

$$d_1 = \frac{n_s}{N_d} \quad (3.9-d)$$

ifadesi ile bulunur. Burada N_d ($\approx 10^{24} \text{ m}^{-3}$) bariyer tabakadaki verici atomların konsantrasyonudur. Z_1 , arayüzeyden elektronik dalga fonksiyonun ortalama uzaklığı olup;

$$Z_1 = \frac{3}{b} \quad (3.9-e)$$

ifadesi ile bulunur. Burada b dalga fonksiyonu parametresidir ve;

$$b = \left[\left(\frac{12m^*e^2}{\epsilon_s \hbar^2} \right) \left(N_{dep} + \frac{11n_s}{32} \right) \right]^{1/3} \quad (3.9-f)$$

ifadesi ile bulunur. N_{dep} , boşalma bölgesindeki safsızlık konsantrasyonudur ve;

$$N_{dep} = \left[\frac{2\epsilon_s V_b (N_d - N_a)}{e} \right]^{1/2} \quad (3.9-g)$$

ifadesi ile bulunur. Burada V_b (0.53 eV [6]), iletim bandı enerji ofsetidir. N_a ($\approx 10^{23} \text{ m}^{-3}$), iki boyutlu elektron gazının oluştuğu tabakadaki alıcı atomların konsantrasyonudur.

3.2.1.2 Arka Plan Safsızlıklar Nedeniyle İyonize Olmuş Safsızlık Saçılması

İki boyutlu elektron gazının olduğu tabakada bulunan iyonize olmuş safsızlıkların neden olduğu saçılmadır. $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ heteroekleminin $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ tarafındaki iyonize safsızlık yoğunluğu $2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 'dür [16].

Bu yapıda iyonize safsızlık saçılması için arka plan safsızlıklar nedeniyle iyonize olmuş safsızlık saçılması (BI) baskındır. Çünkü seçici katkılama tekniğinin ve tampon tabakanın kullanılması uzaklaştırılmış vericiler nedeniyle iyonize olmuş safsızlık saçılmasının mobilite üzerindeki etkisini azaltmaktadır. Bu saçılmadan kaynaklanan mobilite [21,22] ;

$$\mu_{BI} = \frac{8 \pi \hbar^3 \varepsilon^2 q_F^2}{e^3 m^{*2} N_{BI}} I_{\beta}(\beta) \quad (3.10)$$

ile verilir. Bu bağıntıda; N_{BI} , potansiyel kuyusunda arka plan safsızlıklara ya da ara yüzey yüküne bağlı iyonize safsızlık konsantrasyonu olup,

$$N_{BI} (\text{m}^{-2}) = N_{BI} (\text{m}^{-3}) Z_0 \quad (3.10-a)$$

ile formülde yerine konur. Burada Z_0 kuantum kuyusu genişliği olup;

$$Z_0 = \frac{2\pi}{q_F}$$

ifadesi ile bulunur. $I_{\beta}(B)$ iki boyutlu elektron gazı yoğunluğuna bağlı bir integraldir. Bu integralde θ saçılma açısıdır ve β ;

$$I_{\beta}(\beta) = \int d\theta \sin^2 \theta / (\sin \theta + \beta)^2 \quad (3.10-b)$$

$$\beta = \frac{S_0}{2q_F} \quad (3.10-c)$$

ile verilir. Burada q_F , Fermi dalga vektörü olup, $q_F = \sqrt{2\pi m_s}$ ile bulunur.

3.2.2 Fonon Saçılması

Fonon saçılmasında, temel saçılma mekanizması, elektronlarla örgü titreşimlerinin kuantumlandırılmış parçacıkları olan fononların etkileşimine bağlıdır. Değerlik bandındaki bir elektron, iletkenlik bandına uyarıldığı zaman denge konumuna gelirken fononlar tarafından saçılmaya uğrar. Bu saçılma esnasında açığa çıkan fonon enerjisi, optik fonon frekans bölgesine düşüyorsa optik fonon saçılması, akustik fonon frekans bölgesine düşüyorsa akustik fonon saçılması adını alır. Seçici katkılı heteroeklemler için en önemli fonon saçılmaları şunlardır:

3.2.2.1 Akustik Fonon Saçılması

Bir kristaldeki akustik fononlar taşıyıcıları iki farklı ve birbirinden bağımsız yolla saçabilir. Bunlar deformasyon potansiyeli saçılması ve piezoelektrik saçılması olarak adlandırılır.

3.2.2.1.a Deformasyon Potansiyeli Saçılması

Komşu atomlar arasındaki uzaklığı, boyuna akustik fononlar (LA) çok etkilerken, enine akustik fononlar (TA) az etkiler. Örgü sabitiyle bant aralığı değişimi, sıkı-bağ modelinden, LA fononlarının iletim ve değerlik bant kenarlarında (ϵ_c ve ϵ_v), bir değişim meydana getireceğini görürüz. Bu değişim kristal potansiyelinin periyodikliğini bozar ve deformasyon potansiyeli adını alır. Bu saçılmadan kaynaklanan mobilite [22];

$$\mu_{DP} = \frac{e\hbar^3 \rho Z_0 u_l^2}{\Xi^2 m^{*2} k_B T} I_A(\gamma_l) \quad (3.11)$$

ile verilir. Burada, ρ kristal yoğunluğu, u_l boyuna akustik fonon hızı, Ξ deformasyon potansiyelidir. $I_A(\gamma_l)$, boyuna akustik fonon hızına ve iki boyutlu elektron gazı yoğunluğuna bağlı bir integraldir ve;

$$I_A(\gamma_l) = \frac{2\gamma_l}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left(\frac{2}{e^{\gamma_l \sin \theta} - 1} + 1 \right) \sin^3 \theta d\theta \quad (3.11-a)$$

$$\gamma_l = \frac{2\hbar u_l q_F}{k_B T} \quad (3.11-b)$$

ile verilir.

3.2.2.1.b Piezoelektrik Saçılması

Bir veya daha çok atom içeren bazı yarıiletken kristaller inversiyon simetrisine sahip değildir. Bu kristallerde LA fononları tarafından oluşturulan zorlama, iyonları polarize eder, zaman ve uzaya göre değişen iç elektrik alanlar yaratır. Bu elektrik alanların neden olduğu taşıyıcı saçılması piezoelektrik saçılması olarak adlandırılır. Piezoelektrik ve deformasyon potansiyeli saçılmalarının momentum durulma zamanları arasında [22];

$$\frac{\tau_{DP}}{\tau_{PE}} = \frac{Z_0}{\pi q_F} \left[\frac{9}{32} + \frac{13}{32} \left(\frac{u_l}{u_t} \right)^2 \frac{I_A(\gamma_t)}{I_A(\gamma_l)} \right] \frac{eh_{14}}{\Xi} \quad (3.12)$$

şeklinde bir ilişki vardır. Burada h_{14} piezoelektrik sabiti, u_t enine akustik fonon hızı ve $I_A(\gamma_t)$ enine akustik fonon hızına ve iki boyutlu elektron gazı yoğunluğuna bağlı bir integraldir ve;

$$I_A(\gamma_t) = \frac{2\gamma_t}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left(\frac{2}{e^{\gamma_t \sin\theta} - 1} + 1 \right) \sin^3 \theta d\theta \quad (3.12-a)$$

$$\gamma_t = \frac{2\hbar u_t q_F}{k_B T} \quad (3.12-b)$$

eşitlikleri ile bulunur. Böylece piezoelektrik saçılması için mobilite ;

$$\mu_{PE} = \mu_{DP} \frac{\tau_{PE}}{\tau_{DP}} \quad (3.12-c)$$

ifadesi elde edilir.

3.2.2.2 Polar Optik Fonon Saçılması

Optik fonon polar mod saçılması, birim hücredeki iyonların polarizasyonundan kaynaklanan elektrik alana bağlıdır. Si, Ge, C gibi bazı 4. grup yarıiletkenleri hariç bir çok yarıiletkenlerde atomlar + ve – yük taşırlar. Bileşik yarıiletkenlerin iyonik doğasına bağlı olarak, örgü titreşimlerinde var olan polarizasyon alanlarından oluşan ek bir kuvvet vardır. Bu polarizasyon alanları sadece boyuna modlarda üretilir, enine modlarda üretilmez.

GaAs, InAs gibi polar metaryellerde katyon ve anyon boyuna optik fonon modunda birbirine karşı titreştiklerinde, polarizasyon alanı oluşur. Bu da elektronlar için polar optik fonon saçılmasıyla sonuçlanan güçlü bir pertürbasyona neden olur. Polar optik fonon saçılması için mobilite [20,21] ;

$$\mu_{PO} \propto \frac{4\pi\epsilon_p \hbar^2}{e\omega m^* Z_0} \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (3.13)$$

eşitliği ile verilir. Burada ω , optik fonon enerjisi frekansıdır. ϵ_∞ yüksek frekans dielektrik sabiti olmak üzere, polarlanma dielektrik sabiti, ϵ_p , ise;

$$\frac{1}{\varepsilon_p} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon} \quad (3.13-a)$$

ile verilir.

3.2.3 Alaşım Düzensizliği Saçılması

Alaşım kristallerinde, bileşen atomlar örgüde rastgele bir dağılım gösterirler. Bu yüzden mikroskobik bir periyodiklikten bahsedilemez. Bunun nedeni de büyütme sırasında konsantrasyonun düzensiz değişimidir. Bu değişim sonucu potansiyelde bir sapma olur. Bu da saçılmalara neden olur [14].

Alaşım düzensizliği saçılması için bir model oluştururken iki ana problemle karşılaşılır [23]:

1. Alaşımda bulunan düzenin ya da düzensizliğin miktarını veren bir model olmalıdır. Bu model için Warren-Cowley düzen parametreleri kullanılır.
2. Örgü düzensizliğine bağlı olarak saçılma potansiyelini ya da etkileşimi doğru seçmek gerekir.

Alaşım kristallerinde mikroskobik bir periyodiklik yoktur. Örneğin $(\text{InAs})_x(\text{GaAs})_{1-x}$ alaşımında, anyon alt örgüsünde her zaman As, katyon alt örgüsünde rastgele dağılan In ve Ga vardır. Mükemmel bir rastgele alaşımda bölgenin komşu bileşenini önemsemeden In atomu tarafından işgal edilen anyon kısmı olasılığı x , Ga atomu tarafından işgal edilen anyon kısmı olasılığı $1-x$ 'dir. Diğer taraftan eğer alaşım gruplandırılmışsa, atom tipinin bulunma olasılığı x ya da $1-x$ 'den büyük olur. Gruplandırma, alaşımların mobilitesinde önemli bir rol oynar [13, s. 369]. Bu yüzden alaşımların atomik dağılımındaki düzeni veren Warren-Cowley düzen parametreleri kullanılır. A_xB_{1-x} alaşımı için;

$$C_\tau = 1 - x \quad \tau \text{ bölgesindeki atom A tiyise}$$

$$C_\tau = x \quad \tau \text{ bölgesindeki atom B tiyise}$$

Düzen parametreleri de;

$$\alpha_{\tau} = \sum_{\tau'}^N \frac{C_{\tau'} C_{\tau'+\tau}}{Nx(1-x)} \quad (3.14)$$

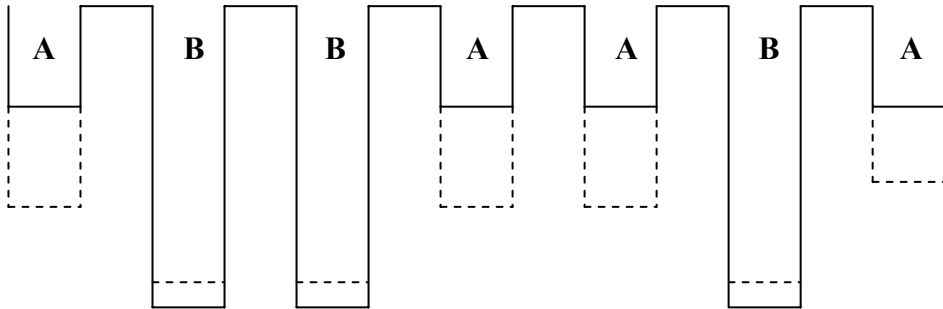
$\alpha_0 = 1$ 'dir ve rastgele bir alaşım için;

$$\alpha_{\tau \neq 0} = \frac{1}{N} \quad (3.15)$$

Genelde, α_{τ} niceliğinin terimlerinde rastgele olmayan saçılma için saçılma oranı hesaplanabilir. Alaşım düzenli bir süperörgü olmadıkça, saçılma oranı artar.

Mükemmel bir rastgele alaşımında, saçılma olayını göz önüne alalım. Kristal potansiyelinin rastgele titreştiği en küçük fiziksel boyut birim hücredir. A_xB_{1-x} alaşımında hareket eden bir elektron Şekil 3.1'de gösterilen rastgele bir potansiyelin etkisinde kalacaktır. Sanal kristal yaklaşımında alaşımın ortalama potansiyeli ve ortalama bant yapısı en düşük düzen olarak tanımlanır. Bu yaklaşımda, atomik potansiyellerin ortalaması;

$$\{M\}_a = x\{M\}_A + (1-x)\{M\}_B \quad (3.16)$$



Şekil 3.1 A_xB_{1-x} alaşımının gerçek kristal potansiyelinin (düz çizgiler) ve ortalama sanal potansiyelinin (kesikli çizgiler) şematik gösterimi

terimiyle ifade edilir. Bu terim, Şekil 3.1‘de kesikli çizgiyle gösterilen kısım ortalama periyodik potansiyeli verir. Bir diğer önemli yaklaşımda da bu potansiyel şu şekilde bulunur: A tipi atomlar için potansiyel;

$$E_a - E_A = xE_A + (1-x)E_B - E_A \quad (3.17)$$

$$E_a = (1-x)[E_B - E_A] \quad (3.18)$$

$$E_a = (1-x)U_a \quad (3.19)$$

Benzer şekilde B tipi atomlar için potansiyel;

$$E_B - E_a = x[E_B - E_A] \quad (3.20)$$

$$E_a = xU_a \quad (3.21)$$

E_A , E_B ve E_a nicelikleri saçılma teorisinde tam olarak tanımlanmamıştır. Farklı tip atomlara uyumlu bazı enerji seviyelerini gösterirler. Ama bu seviyelerden hangisi olduğu net değildir. Örneğin, $U_a = [E_B - E_A]$ atomların elektron ilgileri ya da enerji bandı arasındaki fark mı ya da heteroyapı iki sistemden oluşuyorsa bant başlangıçları arasındaki fark mı belli değildir. Genellikle alaşım potansiyeli olarak adlandırılan $[E_B - E_A]$, deneysel datalarla uyum içinde olması için ayarlanır.

Saçılma potansiyeli aşağıdaki şekilde seçilir:

$$\Delta U(r) = U_0, \quad |r| \leq r_0 \quad \text{için,} \quad (3.22.a)$$

$$= 0, \quad |r| > r_0 \quad \text{için.} \quad (3.22.b)$$

Burada r_0 atomik ara uzaklıktır. Saçılma oranını hesaplamak için Fermi'nin Altın Kuralı kullanılırsa, saçılma frekansı;

$$\omega(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum |M_{kk'}|^2 \delta(E_k - E_{k'}) \quad (3.23)$$

$$M_{kk'} = \int e^{i(k-k')r} \Delta U(r) d^3r \quad (3.24)$$

ile verilir. Saçılma potansiyelinin sadece birim hücre ve bu küçük mesafe üzerinden yayıldığı göz önüne alınır;

$$e^{i(k-k')r} \approx 1 \quad (3.25)$$

$$M_{kk'} = \frac{4\pi}{3} r_0^3 U_0 \quad (3.26)$$

$$\omega(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{4\pi}{3} r_0^3 U_0 \right)^2 N(E_k) \quad (3.27)$$

$$r_0 = \frac{\sqrt{3}}{4} a \quad (3.28)$$

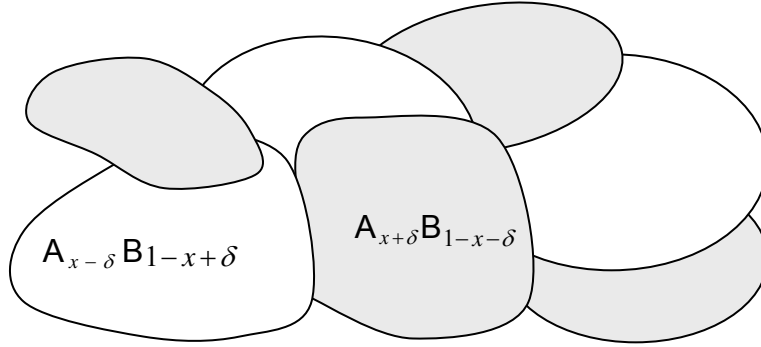
$$\left(\frac{4}{3} \pi r_0^3 \right)^2 = \frac{3\pi^2}{4} V_0^2 \quad (3.29)$$

yazılabilir. Bütün saçılma olaylarının inkoherent olduğu varsayılırsa, A ve B tipi atomlar için saçılma oranlarının basit bir toplamı yapılabilir. Toplam saçılma oranı;

$$\omega_{top} = \frac{3\pi^3}{2\hbar} V_0 U_a^2 x(1-x) N(E_k) \quad (3.30)$$

U_a datası saçılma teorisinden kesin olarak bilinemez. Bu değer sıcaklığa bağlı mobilite değerinde dikkatli bir ayarlama yapılarak elde edilir. Genellikle 0.5eV civarındadır ve alaşımdaki gruplama etkileri nedeniyle belirlemek zordur.

Bu işlemler alaşımanın gruplanmadığı ve düzensizliğin bulunduğu en küçük bölgenin birim hücre olduğu varsayılarak yapılmıştır. Buna rağmen, bazı alaşımlarda alaşım gruplanması beklenebilir. Şekil 3.2'de $A_{x+\delta}B_{1-x-\delta}$ ve $A_{x-\delta}B_{1-x+\delta}$ bileşenleriyle mikroskobik bölgelerden oluşan makroskobik A_xB_{1-x} alaşımı gösterilmektedir.



Şekil 3.2 Gruplanmış A_xB_{1-x} alaşımının şematik gösterimi

Artık toplam saçılma frekansı, her birim hücredeki saçılmanın birbirinden bağımsız olduğu varsayılarak hesaplanamaz. r_c boyutuyla grup içindeki atomlar koherent saçılmaya neden olur ve problem daha karmaşık bir hale gelir. Şekilde gösterilen alaşım için yapılabilecek bir yaklaşım aşağıdaki saçılma potansiyelini kullanmaktır.

$$\Delta U(r) = U_a \delta, \quad |r| \leq r_c \quad \text{için}$$

$$= 0, \quad |r| > r_c \quad \text{için}$$

Burada potansiyel, daha küçük bir değerle fakat daha geniş bir mesafeye dağılmış olarak alınmıştır. r_c geniş olduğu için sabit faz yaklaşımı kullanılamaz. Bu yüzden saçılma oranı grup boyutu ve sıcaklığa çok bağlıdır.

Alaşım düzensizliği saçılması için mobilite [24];

$$\mu_A = \frac{16e\hbar^3}{m^{*2} \Omega_0 [\Delta U]^2 x(1-x)3b} \quad (3.31)$$

olup,

$$b = \left[\left(\frac{12m^{*2} e^2}{\epsilon\hbar^2} \right) \left(N_{dep} + \frac{11N_{2D}}{32} \right) \right]^{1/3} \quad (3.32)$$

ifadeleriyle bulunur. Burada; ΔU alaşım düzensizliği saçılması potansiyeli, Ω_0 birim hücredeki bir molekülün hacmi, b dalga fonksiyonu parametresi, N_a , katkılanmamış $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ tabakasındaki alıcı konsantrasyonu, N_d , Si katkı $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}$ tabakasındaki verici konsantrasyonudur.

3.2.4 Arayüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Saçılma

Heteroyapılar iki yarıiletken arasında arayüzeyler içerir. Bu arayüzeyler genellikle kırılmamış bağlarla yüksek kalitededir (zorlanan yapılardaki dislokasyonlar hariç). Ancak üretilen tekli ya da ikili tabakalarda arayüzey düzensizliği vardır. Bu düzensizlik ideal olmayan büyütme koşulları ya da yarıiletken parçacıkların anahtarında hassas olmayan kapak kontrolünden kaynaklanmaktadır. Altta ki örgünün kristallliği ve periyodikliği korunur ancak kimyasal parçalar arayüzey düzlemlerinde biraz düzensizliğe sahiptir. Arayüzeydeki düzensizliğin ölçütleri Λ ve Δ 'dır. Bu nicelikler sırayla düzensizliğin genişliğini ve boyunu verir.

Arayüzey pürüzlülüğünden (IFR) kaynaklanan saçılmanın doğurduğu mobilite [21,22] ;

$$\mu_{IFR} = \frac{4\epsilon^2 \hbar^3}{m^{*2} e^3 n_s^2 \Delta^2 \Lambda^2 J_{IFR}} \quad (3.33)$$

eşitliğinden bulunur. Burada;

$$J_{IFR} = \int_0^{2k} \frac{\exp(-q^2 \Lambda^2 / 4)}{2k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} q^4 dq \quad (3.34)$$

ile verilir. k elektron dalga vektörü ($k=19.1 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$), q_s iki boyutta ters perdeleme uzunluğudur.

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \epsilon \hbar^2} F(q) f(0) \quad (3.35)$$

$f(0)$ enerji seviyelerinin elektronlar tarafından doldurulma olasılığını ifade eder. Burada $F(q)$ form faktörü olup [25] ;

$$F(q) = \frac{8 + 9\left(\frac{q}{b}\right) + 3\left(\frac{q}{b}\right)^2}{8\left[1 + \left(\frac{q}{b}\right)\right]^3} \quad (3.36)$$

ile verilir. q optik fonon rezonans dalga vektörüdür ve;

$$q = \left(\frac{2m^* \omega_L}{\hbar}\right)^{1/2} \quad (3.37)$$

ifadesiyle bulunur.

Arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan mobilitiyi hesaplamak için Λ ve Δ parametreleri için daha önce fotoluminesans ölçümleriyle [26] belirlenen $\Delta=2.8\text{\AA}$ ve $\Lambda=100\text{\AA}$ değerleri kullanılmıştır.

4. TEORİK VE DENEYSEL SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI

Bu çalışmada bir önceki bölümde detayları ile anlatılan saçılma mekanizmalarının seçici katkılı $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ yapının mobilitesi üzerine etkileri teorik olarak incelenmiştir. Hesaplamalarda, literatürdeki yayınlanmış Hall mobilitesi ölçümleri kullanılmıştır [16].

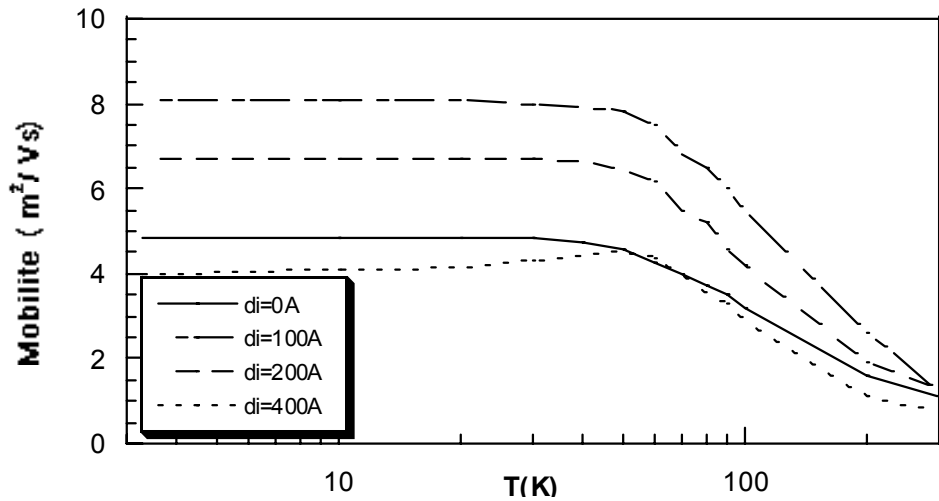
Bu numuneler MBE tekniği ile büyütülmüştür. Hall-bar geometrisinde hazırlanmıştır. Omik kontaklar Au/Ge/In alaşımları difüz edilerek oluşturulmuştur. Numunelerin bütün özellikleri $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ tampon tabaka kalınlığı hariç aynıdır. Şekil 4.1’de büyütülen numunelerin yapısı şematik olarak gösterilmektedir. Her numune için direç (R_{xx}) ve düşük-alan Hall direnci (R_{xy}) ölçümleri yapılmıştır. Ölçümler soğutucu, nanometre ve sabit akım kaynağından oluşan dc tekniğiyle yapılmıştır. Bu ölçümler, karanlıkta

GaAs	50Å (katkısız)	} bariyer tabaka ($n^+ \approx 10^{24}\text{m}^{-3}$)
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	$d_1 = 250\text{Å}$	
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	$t_s = 0, 100, 200$ ve 400Å	} tampon tabaka(katkısız)
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	6000Å	} 2BEG'nin oluştuğu tabaka (katkısız)
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	2000Å	} $p \approx 10^{23}\text{m}^{-3}$
InP (Fe)		} taban kristal

Şekil 4.1 Çalışmada kullanılan seçici katkılı $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ heteroeklem yapıların şematik gösterimi [16]

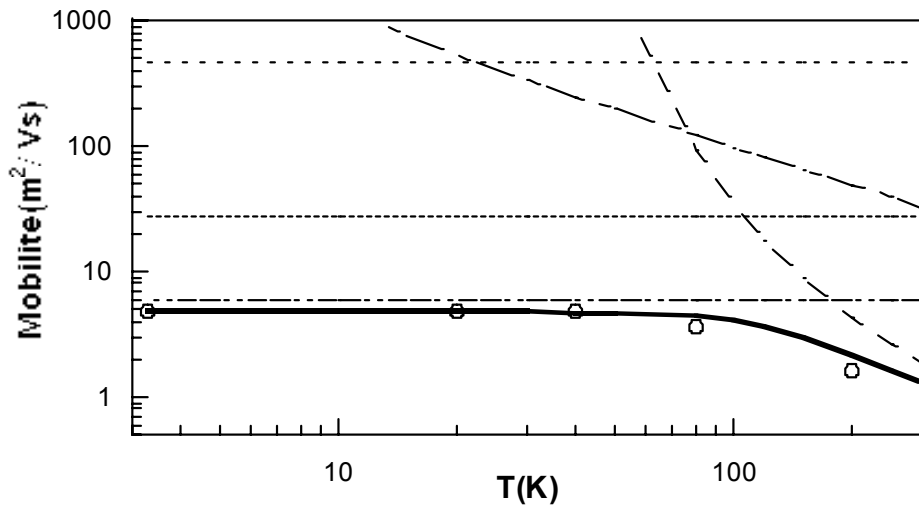
yapılmıştır ve sıcaklık 3.3K'den 295K'e kadar değiştirilmiştir. Taşıyıcı ısınmasının önlenmesi ve omik şartların sağlanması için numunelerden geçen dc akım yeteri kadar düşük tutulmuştur. Akım iki boyutlu elektron gazı düzleminde akmaktadır ve manyetik alan bu düzleme dik uygulanmıştır. Manyetik alan değeri 1T'nin altındadır.

Şekil 4.2'de dört farklı tampon tabaka kalınlığına sahip seçici katkılı $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ numunelerin her biri için ölçülen Hall mobilitelerinin sıcaklığa bağlı değişimi verilmiştir [16]. Düşük sıcaklıklarda Hall mobilitesi 50K'e kadar sabit kalmaktadır. 50K'den itibaren artan sıcaklıkla monoton olarak azalmaktadır. 80K'in üzerinde ise sıcaklık arttıkça hızla azalmaktadır. 50K'in altındaki sıcaklık bölgesinde mobilite değeri hemen hemen sıcaklıktan bağımsızdır. Bu da düşük sıcaklıklarda teorik değerlerle uyum içerisindedir. Ayrıca düşük sıcaklıklarda, Hall mobilitesi tampon tabaka kalınlığı d_i , 0'dan 100Å'a çıktığında önemli ölçüde artar ve 200Å ve 400Å tampon tabaka kalınlıkları için mobilite azalmaktadır. Bunun sebebi arada tampon tabaka genişliğinin artmasıyla, iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğunun azalmasıdır. 200K'in üzerindeki sıcaklık bölgesinde ise Hall mobilitelerinin tampon tabaka kalınlığından hemen hemen bağımsız olduğu görülmektedir.

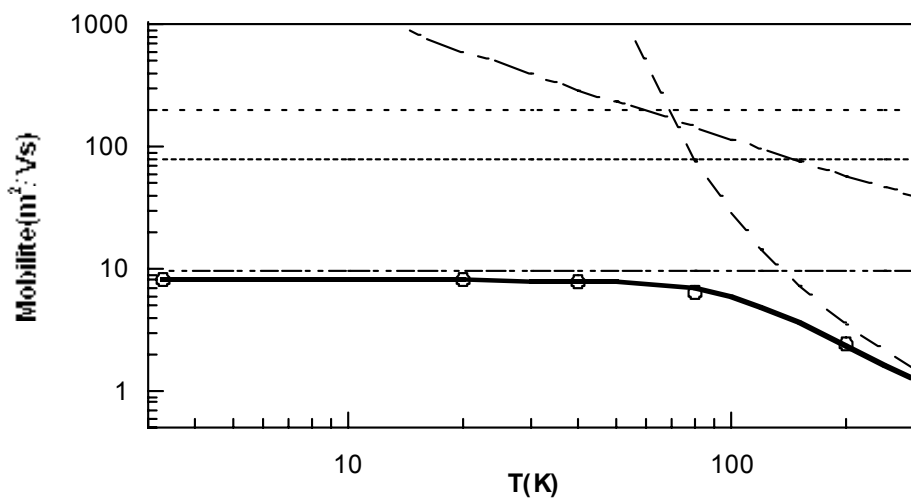


Şekil 4.2 Hall mobilitelerinin sıcaklığa bağlı grafiği [16]

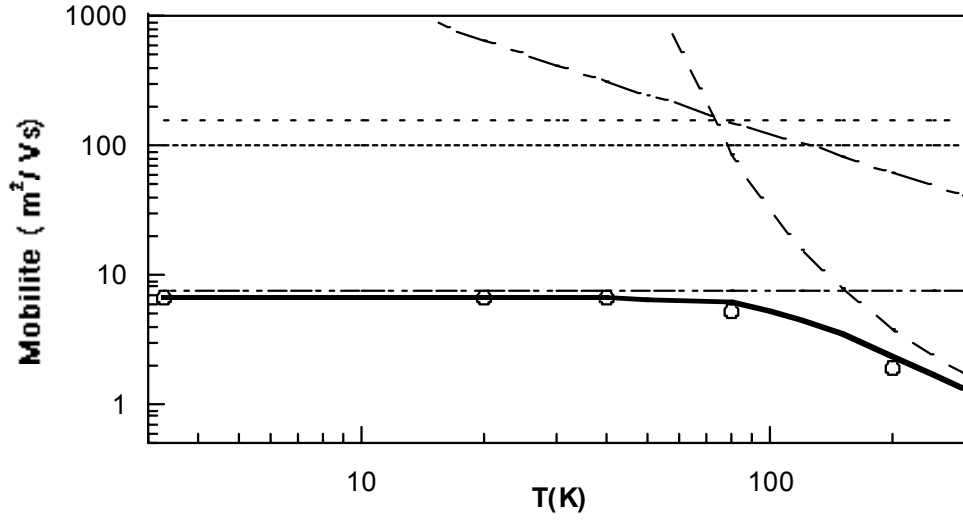
Şekil 4.3’de her bir numune için, tüm saçılma mekanizmalarına ait hesaplanan mobilitenin sıcaklıkla değişimi görülmektedir. Hesaplanan toplam mobilite, deneysel sonuçlarla uyum içerisindedir. Farklı tabaka kalınlıklarına sahip bu numunelerde, düşük sıcaklıklarda mobilite hemen hemen sıcaklıktan bağımsızdır ve 50K’den sonra monoton olarak düşmektedir. Bu sıcaklık aralığında iyonize safsızlık saçılmaları, arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma ve alaşım düzensizliği saçılması mobiliteyi sınırlayan başlıca saçılma mekanizmalarıdır. Diğerleriyle karşılaştırıldığında alaşım düzensizliği saçılması, düşük sıcaklıklarda baskın saçılmadır ve daha yüksek sıcaklıklarda da mobilite üzerindeki etkisi devam etmektedir. 200K’in üzerindeki sıcaklıklarda ise polar optik fonon saçılması daha baskındır. Bununla birlikte uzaklaştırılmış-iyonize olmuş safsızlık saçılmasının, arka plan-iyonize olmuş safsızlık saçılmasının, deformasyon potansiyel ve piezoelektrik saçılmalarının ve ara yüzey pürüzlülüğü saçılmasının elektron Hall mobilitesi üzerine etkileri tüm sıcaklıklarda alaşım düzensizliği saçılmasından çok daha küçüktür. Mathiessen’s Kuralı’ndan hesaplanan toplam mobilite, deneysel sonuçlarla iyi bir uyum göstermiştir. Bu çalışmada ayrıca atomların elektron ilgileri arasındaki fark olarak tanımlanan alaşım düzensizlik saçılma potansiyelinin değeri, farklı tampon tabakalı numuneler için, deneysel data'lara fit edilerek hesaplanmış ve literatürde daha önceden bulunan sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Tablo 4.1’de bu değerler verilmiştir.



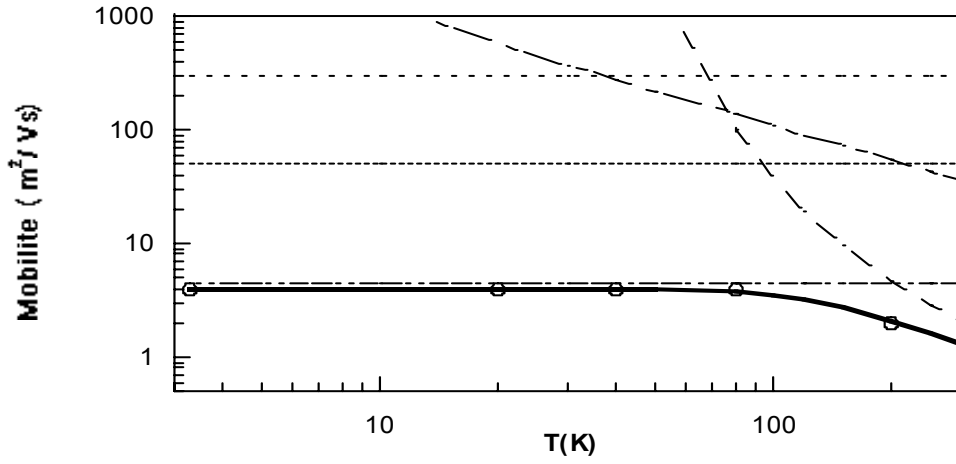
(a)



(b)



(c)



(d)

Şekil 4.3 Baskın saçılma mekanizmalarının etkisinde a) 0Å b)100Å c)200Å d)400Å tampon tabaka kalınlığına sahip numuneler için hesaplanan saçılma mekanizmaları etkisinde mobilite-sıcaklık grafiği: - - - -IMP(BI+RI), iyonize safsızlık saçılması (arka plan+uzaklaştırılmış iyonize olmuş safsızlık saçılması). - - - — AC(DP+PE), Akustik fonon saçılması(deformasyon potansiyel saçılması+piezoelektrik saçılması). — — — — PO, Polar optik fonon saçılması.IFR, Arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma. - - - - - - - - - - A, Alaşım düzensizliği saçılması. ————— TOPLAM, Matthiessen's Kuralı ile hesaplanan toplam mobilite. o o o o EXP, Deneysel Hall mobilitesi.

Tablo 4.1 Seçici katkılı $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.42}\text{Al}_{0.58}\text{As}$ heteroyapılarda farklı tampon tabaka kalınlıkları için $T=3.3\text{K}$ 'de hesaplanan mobilite, form faktör ve alaşım düzensizliği saçılma potansiyeli değerleri.

Tabaka kalınlığı, d_i (Å)	0	100	200	400
Hesaplanan toplam mobilite, μ_T (m^2/Vs)	4.82	8.1	6.7	3.9
İyonize olmuş safsızlık saçılması için mobilite $\mu_{\text{IMP(RI+BI)}}$ (m^2/Vs)	467.96	199.56	158.35	303.48
Alaşım düzensizliği saçılması için mobilite, μ_A (m^2/Vs)	5.9	9.48	7.52	4.41
Akustik fonon saçılması için mobilite, μ_{AC} (m^2/Vs)	46731	8461.6	8411.4	8412.5
Ara yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma için mobilite, μ_{IFR} (m^2/Vs)	27.76	77.76	101.775	49.483
Form faktörü, $F(q)$	0.49	0.44	0.43	0.47
Alaşım düzensizliği saçılma potansiyeli, $\Delta U(\text{eV})$ (Bizim) [27] [28]	0.95	0.8	0.9	1.1
	0.99	0.78	0.92	1.17
	1.01	0.81	0.91	0.81

5.SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, seçici katkılı $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ yarıiletkenine ait başlıca saçılma mekanizmaları teorik olarak araştırılmıştır. Teorik hesaplamalar, literatürde yayınlanmış [16] farklı tampon tabakalar için ölçülmüş deneysel Hall mobilitesi değerlerine uygulanmıştır. İncelenen başlıca saçılma mekanizmaları; uzaklaştırılmış ve arka plan safsızlıklardan kaynaklanan iyonize olmuş safsızlık saçılması, akustik fonon deformasyon potansiyeli saçılması, piezoelektrik saçılması, polar optik fonon saçılması, arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılma ve alaşım düzensizliği saçılmasıdır.

Ayrıca alaşım düzensizliği saçılmasının temel parametresi olan alaşım düzensizliği saçılma potansiyeli, basit bir hesaplama ile Matthiessen's Kuralı kullanılarak elde edilmiştir. Bu parametre Hall mobilitesine fit edilerek elde edilebilen ayarlanabilir bir parametredir. Sonuçlar literatürde farklı araştırmacılar tarafından bulunan değerlerle karşılaştırmalı olarak sunulmuştur.

Teorik ve deneysel sonuçlar karşılaştırıldığında, düşük sıcaklıklarda alaşım saçılmasının iyonize safsızlık saçılmaları ve arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan saçılmaya oranla daha baskın olduğu, yüksek sıcaklıklarda ise polar optik fonon saçılmasının alaşım düzensizliği saçılmasına oranla daha baskın olduğu bulunmuştur.

KAYNAKLAR

- [1] Pallab, B., Properties of lattice-matched and strained InGaAs, 611.8, Inspec, United Kingdom, (1993), p. 1.
- [2] Drummond, T.J., Morkoç, H., Cheng, K.Y., Cho, A.Y., “*Current transport in modulation-doped $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ heterojunctions at moderate electric fields*“, J. Appl. Phys., 53(5), (1982), 3654.
- [3] Hong, W., Sing, J., Bhattacharya, P.K., “*Interface Roughness Scattering in Normal and Inverted $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ modulation-doped heterostructures*“, IEEE Electron Device Letters, vol. EDL-7, no 8, (1986), 480.
- [4] Pamulapati, J., R. Lai, Ng, G.I., Chen, C., Berger, P.R., Bhattacharya, P.K., Sing J., Pavlidis, D., “*The relation of the performance characteristics of pseudomorphic $In_{0.53+x}Ga_{0.47-x}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ ($0 \leq x \leq 0.32$) modulation-doped field-effect transistors to molecular-beam epitaxial growth modes*“, J. Appl. Phys., 68(1), (1990), 347.
- [5] Tischler M.A., Parker B.D., “*Effect of structural parameters on transport characteristic of GaInAs/AlInAs two-dimensional electron gases grown by molecular beam epitaxy*“, Appl. Phys. Lett., 58(15), (1991), 1614.
- [6] Bastard, G., “*Energy levels and alloy scattering in In-In(Ga)As heterojunctions*“, Appl. Phys. Lett., 43(6), (1983), 591.
- [7] Tournie, E., Tapfer, L., Bever, T., Pool, K., “*Structural properties and transport characteristics of pseudomorphic $In_xGa_{1-x}As/In_{1-y}Al_yAs$ modulation-doped heterostructures grown by molecular-beam epitaxy*“, J. Appl. Phys. 71(4), (1990), 1790.
- [8] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/GaInAs/reference.html>,1999
- [9] Qin, Y., Introduction to the Quantum Hall Effect, Department of Physics and Astronomy, John Hopkins University, United States, 1997 .
- [10] Frensley, W.R., Heterostructures and Quantum Devices, Einspruch editors, a volume of VLSI Electronics, Academic Press, San Diago, 1995, p.1.
- [11] Prof. Dr. Yoğurtçu, Y.K., Katıların Fiziği, Aktif Yayınevi, Erzurum, 2005, 240.
- [12] Yu, P.Y., Cardona, M., Fundamentals of semiconductors, Treiber, P., Bachem, C.D., ISBN 3540413235, Springer, New York, 1999, p. 223.

- [13] Singh, J., Physics of semiconductors and their heterostructures, Brown, A.T., QC611.S584, McGraw-Hill series, United States of America, 1993, p. 274., 434.
- [14] Teke, A., “ Hot electron light emission in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterostructures“, PhD thesis at Physics Department of Essex University, UK, 1997.
- [15] Kittel, C., Introduction to solid state physics, 6th edition, John Willey & Sons, 1986, p.14.
- [16] Altınöz, S., Tıraş, E., Bayraklı A., Çelik, H., Cankurtaran, M., Balkan, N., “*The effects of spacer thickness and temperature on the transport properties of modulation-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As heterojunctions*“, Phys. Stat. Sol. (a)182, (2000), 717.
- [17] People, R., Jayaraman, A., Wecht, K.W., Sivco, D.L., Cho, A.Y., “*Measurement of the pressure dependence of the direct band gap of In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As using stimulated emission*“, Appl. Phys. Lett. 52(25), (1988), 2124.
- [18] Bhattacharya, P, Semiconductor Optoelectronic Devices, (2nd ed.), Prentice Hall 1997, p. 168.
- [19] Wolfe, C.M., Holonyak N.Jr., Stillman. G.E., Physical properties of semiconductors, ISBN 0136699618, Prentice-Hall, 1989, p. 175.
- [20] Mathieu, H., Physique des semiconducteurs et des composant electroniques, Mosson, ISBN 2-225-81013-3, 1987.
- [21] Gökden, S., “*Mobility of two-dimensional electrons in an AlGaN/GaN modulation-doped heterostructure*“, Phy. Stat. Sol. (a) 200, (2003), 369.
- [22] Lee, K., Shur, M.S., Drummond, T.J., Morkoç, H., “*Low field mobility of 2-d electron gas in modulation-doped Al_xGa_{1-x}As/GaAs layers*“, J.Appl.Phys., 54(11), (1993), 6432.
- [23] Harrison, J.W., Hauser, J.R., “*Alloy scattering in ternary III-V compounds*“, Physical Review B, 13(12), (1976), 5347.
- [24] Kearney, M.J., “*The effect of alloy scattering on the mobility of holes in a Si_{1-x}Ge_x quantum wells*“, Semicond. Sci. Technol., vol 13, (1998), 174.
- [25] Tripathi, P., Ridley, B.K., “*Dinamically screened electron-electron scattering in two dimensions*“, J. Phys.: Condens. Matter, 15, (2003), 1057.
- [26] Juang, F.Y., Bhattacharya, P.K., Sing, J., “*Determination of the microscopic quality of In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As single heterojunctions*“, Appl. Phys. Lett. 48, (1980), 290.

[27] Altınöz, S., Tıraş, E., Bayraklı A., Çelik, H., Cankurtaran, M.,Balkan, N.,
“*Determination of the alloy scattering potential in modulation doped
In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As heterojunctions from magnetotransport measurements*“,
Phys. Stat. Sol. (a)182, 717, (2000), 6391.

[28] Kobayashi, E., Matsuoka, T., Taniguchi, K., Hamaguchi,C.,
"Monte Carlo Simulation of Hot Electrons in InAlAs /InGaAs Heterojunctions" 6th
Hot Carriers in Semicond., Scottsdale, Jul. 23-28, Arizona, (1989), p. 24.