

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

**İKİ VE ÜÇ BOYUTLU III-V YARIİLETKENLERDE SICAK ELEKTRON
DİNAMIĞI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Zeynep USLU

Balıkesir, Ekim - 2006

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

İKİ VE ÜÇ BOYUTLU III-V YARIİLETKENLERDE SICAK ELEKTRON
DİNAMIĞI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Zeynep USLU

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN

Sınav Tarihi : 06.10.2006, Saat : 10.00

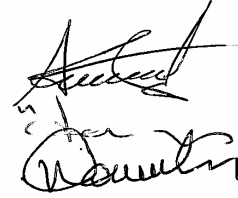
Jüri Üyeleri : Doç. Dr. Ali Teke (BAÜ)

Yrd. Doç. Dr. Sibel Gökden (Danışman – BAÜ)

Yrd. Doç. Dr. Hilmi Namlı (BAÜ)

Yrd. Doç. Dr. Mustafa Göktepe (BAÜ) (Yedek)

Doç. Dr. Raif Kurtaran (BAÜ) (Yedek)



Balıkesir, Ekim - 2006

ÖZET

İKİ VE ÜÇ BOYUTLU III-V YARIİLETKENLERDE SICAK ELEKTRON DİNAMİĞİ

Zeynep USLU

Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı

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

Balıkesir, 2006

Bu çalışmada iki ve üç boyutlu III-V yarıiletkenlerde elektronların yüksek alan taşıma özellikleri üzerine sıcak fonon üretiminin etkisi çalışılmıştır. Ortalama fonon sayısı ve etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığı ile değişimi teorik olarak incelenmiştir. Ayrıca 300 K örgü sıcaklığında ve farklı taşıyıcı yoğunluklarında elektrik alanla sürüklenme hızının değişimi araştırılmıştır.

İki ve üç boyutlu III-V yarıiletkenlerde, ortalama fonon sayısı artan elektron sıcaklığı ile artmakta ve sıcak fonon etkilerinden dolayı etkin enerji durulma zamanı azalmaktadır. Sürüklenme hızı da elektrik alan ile artmakta ve artan fonon sayısı nedeniyle belli bir elektrik alan değerinde doyuma ulaşmaktadır.

Elde edilen sonuçlar, literatürdeki çalışmalar ile karşılaştırılarak analiz edilmiştir.

ANAHTAR SÖZCÜKLER : sıcak fonon / yüksek alan taşıması / sürüklenme hızı / iki ve üç boyutlu yarıiletkenler / III-V bileşikler.

ABSTRACT

HOT ELECTRON DYNAMICS IN TWO AND THREE DIMENSIONAL III-V SEMICONDUCTORS

Zeynep Uslu

Balıkesir University, Institute of Science, Physics Department

(Supervisor : Assist. Prof. Dr. Sibel GÖKDEN)

Balıkesir, 2006

In this work, the effect of hot phonon production on the high field transport properties of electrons in two and three dimensional III-V semiconductors has been studied. Dependences of the average phonon number and effective energy relaxation time on the electron temperature have been investigated theoretically. Additionally, the drift velocity versus electric field characteristics have been investigated for the different carrier densities at lattice temperature $T_L = 300$ K.

In two and three dimensional III-V semiconductors, the effective energy relaxation time decreases due to the hot phonon effects while the average phonon number increases with increasing electron temperature, we also show that the drift velocity increases with electric field and saturates at the certain electric field values due to increasing phonon population.

The obtained results were also compared the previous publications.

KEY WORDS: hot phonon / high field transport / drift velocity / two and three dimensional semiconductors / III-V compounds.

İÇİNDEKİLER

| | <u>Sayfa</u> |
|--|--------------|
| ÖZET, ANAHTAR SÖZCÜKLER | ii |
| ABSTRACT, KEY WORDS | iii |
| İÇİNDEKİLER | iv |
| TABLO LİSTESİ | v |
| ŞEKİL LİSTESİ | vi |
| SEMBOL LİSTESİ | viii |
| ÖNSÖZ | ix |
| | |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| | |
| 2. SICAK TAŞIYICILAR | 8 |
| 2.1 İKİ VE ÜÇ BOYUTLU YARIİLETKENLERDE SICAK TAŞIYICI ETKİSİ | 8 |
| 2.2 ÜÇ BOYUTLU YAPI İÇİN TAŞIMA MODELİ | 16 |
| 2.3 İKİ BOYUTLU YAPI İÇİN TAŞIMA MODELİ | 20 |
| | |
| 3. TEORİK SONUÇLARLA LİTERATÜRDEKİ SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI | 23 |
| 4. SONUÇ VE TARTIŞMA | 42 |
| | |
| KAYNAKÇA | 44 |

TABLO LİSTESİ

| <u>Tablo Numarası</u> | <u>Adı</u> | <u>Sayfa</u> |
|-----------------------|---|--------------|
| Tablo 2.1 | Hesaplamlarda kullanılan materyal parametreleri | 22 |

EKİLLER LİSTESİ

| <u>ekil Numarası</u> | <u>Adı</u> | <u>Sayfa</u> |
|----------------------|--|--------------|
| ekil 1.1 | InN'in bant yapısı | 3 |
| ekil 1.2 | III-V bileşiklerin enerji bant aralığının örgü sabitine bağımlılığı | 4 |
| ekil 1.3 | GaN'in bant yapısı | 5 |
| ekil 1.4 | GaAs'in bant yapısı | 6 |
| ekil 1.5 | GaAs'in kristal yapısı (ZnS) | 7 |
| ekil 1.6 | GaAs, InN ve GaN'in 77 K'de yapılan fotoluminesans (PL) ölçümleri sonucunda elde edilen enerji bant aralıkları | 7 |
| ekil 2.1 | Yüksek optiksel-uyarılma yoğunlukları için soğuma şekli | 12 |
| ekil 3.1 | $T_L = 300$ K'de GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersine bağımlılığı. | 23 |
| ekil 3.2 | 300 K'de GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazı için ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 25 |
| ekil 3.3 | 300 K'de InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazı için ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 25 |
| ekil 3.4 | GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 27 |
| ekil 3.5 | $T_L = 300$ K'de GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazı için etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 28 |

| | | |
|------------|---|----|
| Şekil 3.6 | InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazındaki etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 28 |
| Şekil 3.7 | $T_L = 300$ K'de GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi. | 29 |
| Şekil 3.8 | 300 K örgü sıcaklığında GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazı için sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi. | 30 |
| Şekil 3.9 | InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazında sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi. | 32 |
| Şekil 3.10 | $T_L = 300$ K'de bulk GaAs ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 33 |
| Şekil 3.11 | Bulk GaN için 300 K örgü sıcaklığında hesaplanan ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 33 |
| Şekil 3.12 | $T_L = 300$ K'de bulk InN deki ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 34 |
| Şekil 3.13 | Bulk GaAs in $T_L = 300$ K'de hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 35 |
| Şekil 3.14 | $T_L = 300$ K'de bulk GaN in hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 35 |
| Şekil 3.15 | Bulk InN'in $T_L = 300$ K'de hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi. | 36 |
| Şekil 3.16 | 300 K'de bulk GaAs için elektron sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi. | 37 |
| Şekil 3.17 | 300 K örgü sıcaklığında bulk GaN için hesaplanan elektron sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi. | 38 |
| Şekil 3.18 | $T_L = 300$ K'de bulk InN için elektron sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi. | 38 |
| Şekil 3.19 | Wurtzite GaN, InN, AlN ve zincblende (ZnS) GaAs materyallerine ait hız alan karakteristikleri. | 40 |

SEMBOL LİSTESİ

| <u>Simge</u> | <u>Adı</u> | <u>Tanımı/Değeri</u> | <u>Birimi</u> |
|--------------|----------------------------|-------------------------|-------------------|
| e | Elektronun yükü | 1.6×10^{-19} | C |
| \hbar | Planck sabiti | 1.054×10^{-34} | J s |
| k_B | Boltzmann sabiti | 1.38×10^{-23} | J K ⁻¹ |
| T | Sıcaklık | | K |
| n_{2D} | 2 BEG taşıyıcı yoğunluğu | | m ⁻² |
| E_g | Bant enerji aralığı | | meV |
| ϵ_0 | Boşluğun dielektrik sabiti | | F m ⁻¹ |
| k | Elektron dalga vektörü | e | m ⁻¹ |
| m^* | Elektronun etkin kütlesi | | kg |
| L | Kuantum kuyu genişliği | | Å |
| V | Voltaj | | V |
| I | Elektrik akımı | | A |
| B | Manyetik alan | | T |

ÖNSÖZ

2 yıllık emeğin bir ürünü olan bu tez çalışmam ile umarım benden sonra bu konuda çalışacak kişilere yardımcı olabilirim.

Tezin başlangıcından bitişine kadar her türlü konuda yol gösteren tez danışmanım Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN'e teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Maddi ve manevi tüm konularda desteğini esirgemeyen aileme ve eşime sonsuz teşekkürler.

Balıkesir, 2006

Zeynep Uslu

1. GİRİŞ

III-V bileşikler, üzerinde detaylı olarak çalışılmış yarıiletken materyal gruplarından biridir. III-V bileşikler uzun zaman, mavi ve morötesi dalga boylarında yarıiletken cihaz uygulamaları için, onlara çok benzer biçimde kızılötesi, kırmızı, ve yeşil dalga boylarında çalışan yüksek derecede başarılı As-tabanlı ve P-tabanlı nitritler kadar ümit verici bir sistem olarak görülmüştür.

Hem wurtzite (hcp) hem de zinc-blende (ZnS) yapıda kristalleşebilen III-V nitritler, doğrudan ve geniş bir bant aralığına sahiptirler. Doğrudan bant aralığına sahip III-V yarıiletkenlerin enerji bant aralıkları, 300 K'de InN için 0.7-0.8 eV iken GaN için 3.4 eV ve AlN için 6.1 eV dur [1,2]. Sahip oldukları fiziksel özelliklerden dolayı InN, GaN, AlN gibi III-V yarıiletkenleri, ışık yayan diyotlar (LED), lazer diyotlar, UV sensörler ve yüksek sıcaklık ve yüksek güçlü alan etkili transistörler (FET) gibi elektronik ve optoelektronik uygulamaların temelini oluşturmaktadırlar [3]. Galyum Nitrit (GaN) tabanlı mavi ışık yayan diyotların üretilmesi sayesinde günümüzde bu yarıiletkenler trafik ışıklarında, cep telefonlarının ekranlarında ve daha pek çok alanda kullanılmaktadır. Aynı zamanda bu materyaller yüksek güçlü, yüksek frekanslı cihazların yapımında da kullanılırlar. InN ise hakkında yalnızca sınırlı bilgilere sahip olduğumuz potansiyel bir III-V yarıiletkenidir. InN pek çok yönden GaN'e benzemektedir. Örneğin her ikisi de III-V grup yarıiletkenidir ve termodinamik olarak denge kristal yapısı wurtzite yapıdır. Her ikisi için de kübik ZnS yapı GaAs gibi kübik alt tabakaların (111) kristal düzlemleri üzerinde ince filmler büyütülerek elde edilmiştir.

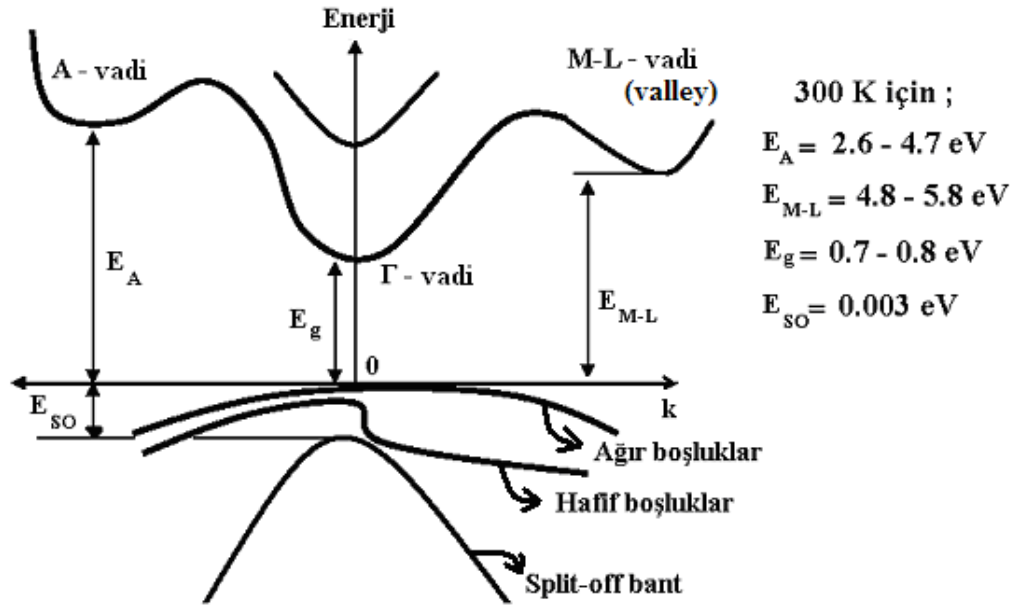
Hem GaN hem de $In_xGa_{1-x}N$ göreceli olarak yüksek yoğunluktaki yapısal kusurlara rağmen küçük x değerleri için çok etkin ışık yayan diyotların yapısında bulunmaktadır [4]. Bunun aksine InN çok düşük verimli bir ışık yayıcıdır. InN önceleri GaN ve AlN kadar dikkat çekmemiştir. Uygun bir alt tabaka eksikliği ve yüksek doğal kusur yoğunluğu InN'in optoelektronik uygulamalarda tercih edilmemesine neden olmuştur. Ayrıca zayıf termal kararlılığı nedeniyle CVD (kimyasal buhar biriktirme) gibi yüksek sıcaklıklarda büyütmeye izin veren büyütme teknikleri ile de büyütülemediği. Sonuç olarak uygulamaları daha çok GaN ve AlN

ile yaptığı InGaAs, AlInN gibi alaşımlar ile sınırlı kalmıştır. In ve N' in atomik yarıçapları arasındaki büyük fark da yüksek kaliteli InN elde etmeyi zorlaştırmaktadır. Püskürtme teknikleri ve MOVPE (Metal Organik Buhar Faz Epitaksisi) ile büyütülen InN ince filmleri üzerinde yapılan ilk optiksel soğurma işlemleri sonucunda temel enerji bant aralığının yaklaşık 2 eV olduğu bildirilmiştir [5,6]. Enerji bant aralığının bu değeri yaygın olarak kabul edilmiş ve InGaN alaşımlarındaki bant aralığını tahmin etmek için son nokta değeri olarak kullanılmıştır. Ancak bu çalışmalarda 2 eV civarındaki enerji bant aralığı ile ilişkili olarak ışık yayınlanmadığı gözlenmiştir. Daha sonraları ise Si alt tabakalar üzerinde büyütülen InN'e 1.81 eV dan 2.16 eV enerji değerine kadar çok zayıf fotoluminesans pikleri gözlenmiştir [7].

Epitaksiyel büyütme tekniklerindeki son gelişmeler, InN filmlerin daha düşük elektron yoğunluğuna ve çok daha yüksek mobiliteye sahip olmasını sağlamıştır. Günden güne geliştirilen teknikler ile büyütülen InN filmler, yaklaşık 1 eV enerji değerinde kuvvetli bir fotoluminesans göstermiştir [8,9]. Kuvvetli soğurmanın başlangıcı ile ilişkili fotoluminesans enerjisinin pozisyonu olan yaklaşık 1 eV enerji değerindeki optiksel geçişin, InN'in temel bant aralığına karşılık geldiği kabul edilmiştir. Son yıllardaki soğurma, fotomodüle yansıtma (PR), hidrostatik basınç ve sıcaklığa bağımlı fotoluminesans (PL) çalışmaları InN'in temel bant aralığının 0.7 eV ile 0.8 eV arasında olduğunu göstermiştir. Şekil 1.1'de 300 K'de InN'e ait bant yapısı gösterilmiştir. Ayrıca düşük bant aralığının alışılmadık sıcaklık ve basınç bağımlılığına sahip olduğu bulunmuştur [10]. Bu beklenmedik keşif kızıl ötesi yayıcılar gibi optoelektronik cihazların fabrikasyonu için yeni fırsatlar doğurmuştur.

Wurtzite yapıda kristalleşen InN, GaN ile $In_xGa_{1-x}N$ üçlü bileşiğini oluşturur. Bu bileşik küçük x değerleri için çok etkin bir ışık yayıcıdır ve görünür bölgede çalışan optoelektronik cihazlardaki aktif tabakalar için kullanılır. InN ile zenginleştirilmiş malzemeler, çoğunlukla çoklu tabakalar kullanılan ve yüksek verimli güneş enerjisi sistemlerde kullanılır. Wurtzite InN, oda sıcaklığındaki örgü sabitleri $a = 3.548 \text{ \AA}$ ve $c = 5.760 \text{ \AA}$ olan hegzagonal bir yapıdır. GaN ve AlN ile karşılaştırıldığında büyük örgü sabitlerine sahip olan InN'in enerji bant aralığı GaN

ve AlN dan küçüktür. Şekil 1.2' de görüldüğü gibi AlN'ın enerji bant aralığı mor ötesi bölgeyi kapsarken, GaN'ın enerji bant aralığı görünür bölgeyi kapsamaktadır. InN'ın bant aralığı ise kızıl ötesi bölgeyi kapsamaktadır. Dolayısıyla InN kırmızı dalga boyunda çalışan güneş (solar) sistemlerinin, fotonik cihazların ve yüksek doyum hızına sahip olmasından dolayı daha hızlı optoelektronik cihazların yapımına izin verir.

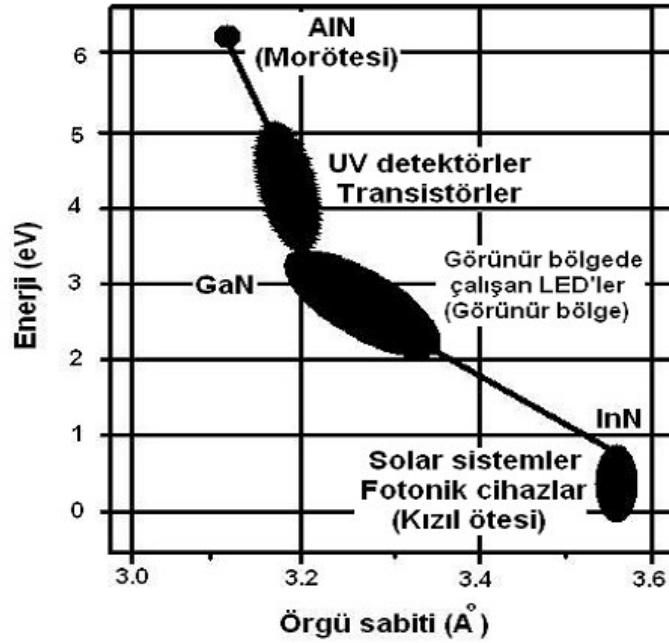


Şekil 1.1 InN'ın bant yapısı [11]

InN tüm nitrit yarıiletkenler arasında elektronlarının etkin kütlesi en küçük olan materyaldir. Yüksek taşıyıcı yoğunluğu ile çiftlenimin parabolik olmamasından dolayı InN'deki etkin kütle değeri üzerinde hala bir kesinlik yoktur. Deneysel pseudopotential metodu kullanarak hesaplanan değer $0.07m_0$ olarak bulunmuştur [12]. Daha sonraki yıllarda elipsometri ve Hall verilerine dayanarak bulunan değer $0.14 m_0$ olmuştur [13]. Son yıllardaki çalışmalar iletkenlik bandındaki etkin kütle değerinin $0.04m_0$ olduğunu bildirmiştir. Bu özellik elektronların yüksek mobilitesi ve yüksek doyum hızıyla sonuçlanır. Teorik hesaplamalar göstermiştir ki InN, GaN ile karşılaştırıldığında üstün elektriksel özelliklere sahiptir. Aynı şekilde InN'deki elektron mobilitesi de GaN'daki elektron mobilitelerinden yüksektir. Bundan dolayı InN tabanlı yüksek hızlı, yüksek frekanslı cihazların GaN tabanlı cihazlardan daha

iyi performans göstermesi beklenir. Sonuç olarak InN'in taşıma özellikleri GaN'in taşıma özelliklerinden daha üstün ve GaAs' in taşıma özellikleri kadar iyidir.

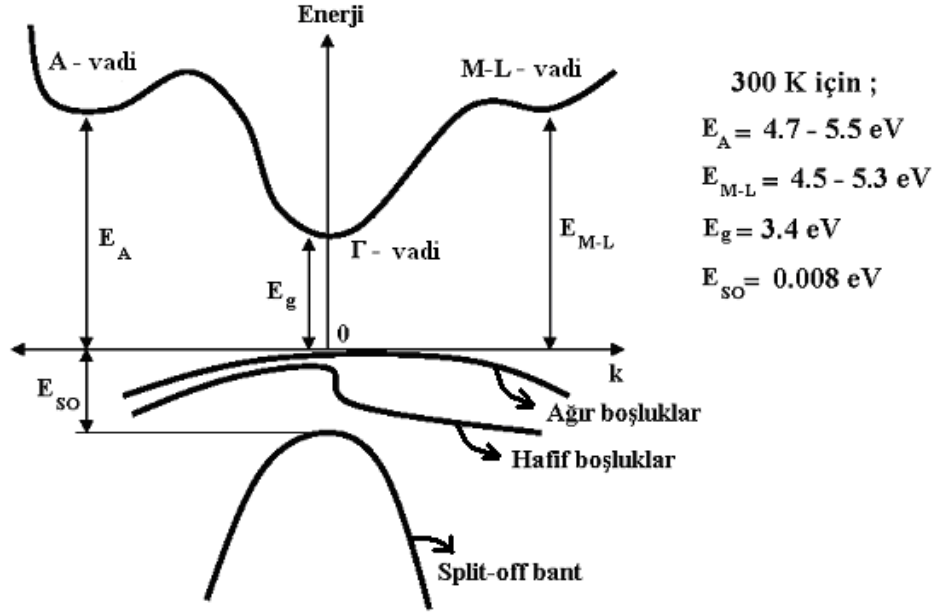
GaN, III-V yarıiletkenler içinde en çok çalışılan materyalidir. Geçmişte GaN araştırmacılarının önüne çıkan en büyük engeller, yaygın olarak nitrojen boşluklarından kaynaklanan doğal kusurların neden olduğu düşünülen büyük arka plan n-tipi taşıyıcı konsantrasyonu, uygun alt tabakanın eksikliği ve arka plan n-tipi taşıyıcı konsantrasyonunun küçük olduğu durumlarda bile başarısız p-tipi katkılama idi. Son yıllarda mavi ışık yayıcı olarak potansiyelin artmasından dolayı ve gelişen kristal büyütme ve işleme teknikleri sayesinde GaN üzerindeki ilgi artmıştır.



Şekil 1.2 III-V bileşiklerin enerji bant aralığının örgü sabitine bağımlılığı

Şekil 1.3'de görüldüğü gibi geniş ve doğrudan bant aralığına ve yüksek termal kararlılığa sahip olmasından dolayı GaN, yüksek sıcaklıkta çalışan FET'lerde, ışık yayan diyotlar ve lazerlerde, yüksek yoğunlukta veri depolayan cihazlarda yaygın olarak kullanılır [14]. GaN, SiC gibi yarıiletkenlere göre daha düşük omik kontak direncine ve daha büyük elektron doyum hızına sahip olmasından dolayı geniş bant aralıklı malzemelerin uygulamalarında sıklıkla kullanılır. Ayrıca GaN/AlGaN heteroyapıların büyütülmesi sonucu kuantum kuyuları, seçici katkı

heteroyapılar, süperörgüler, mor ötesi çeyrek dalga yansıtıcıları gibi optoelektronik cihazlar üretilmiştir.



Şekil 1.3 GaN'ın bant yapısı [15]

GaN'in kullanıldığı alanları şöyle özetleyebiliriz:

A. Lazerler

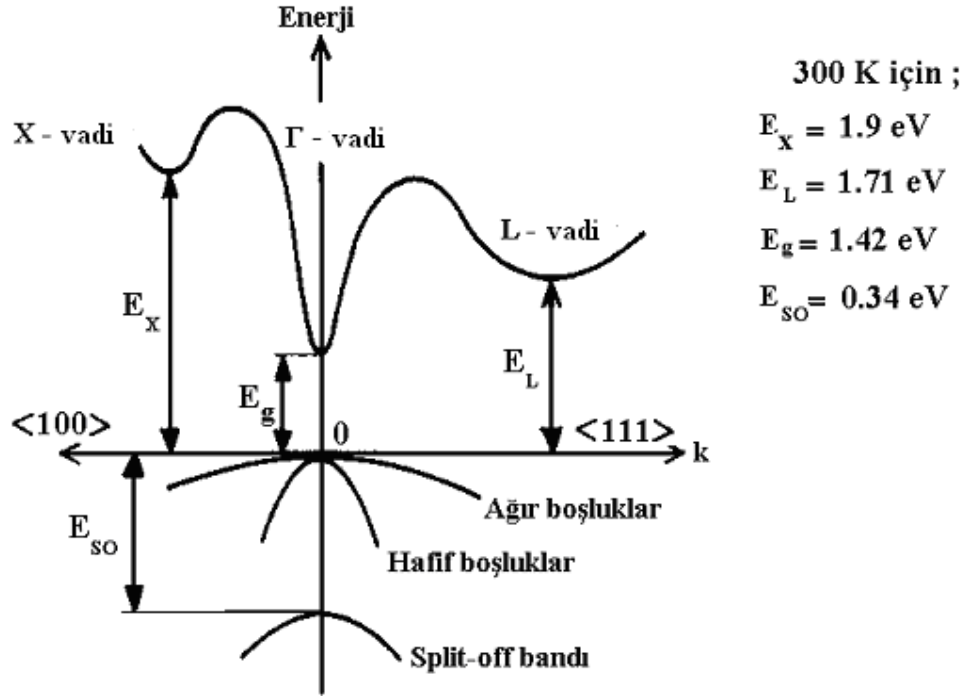
1. Tıbbi uygulamalar
2. Lazer yazıcılar
3. Renkli projeksiyonlar
4. Askeri uygulamalar

B. Işık Yayan Diyotlar

1. Trafik ışıkları
2. Otomobil ışıkları
3. Video ekranları
4. Genel aydınlatma
5. Telefon ekranları

C. Morötesi Detektörleri

1. Hava kirliliği detektörleri
2. Ozon monitörleri
3. Analitik araç-gereç
4. Yangın deteksiyonu

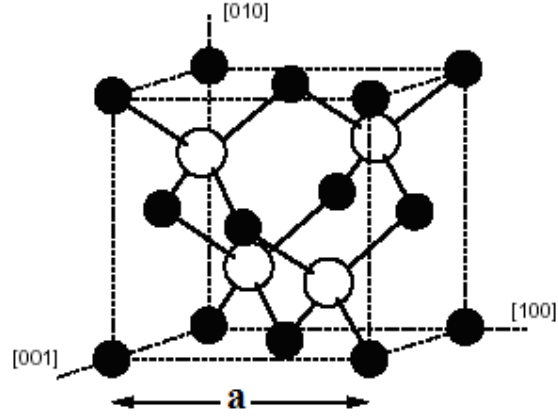


Şekil 1.4 GaAs'in bant yapısı [16]

Şekilde 1.4'de görüldüğü gibi GaAs de GaN ve InN gibi doğrudan bant aralığına sahiptir. Valans ve iletkenlik bantları arasındaki geçişlerde silikon gibi dolaylı bant aralıklı yarıiletkenlerden farklı olarak yalnızca enerjide bir değişim olur, momentumda bir değişim olmaz. Bu özellik GaAs'i ışık yayan diyotlar (LED) ve yarıiletken lazerlerin yapımı için ideal bir malzeme haline getirir. Alternatif olarak gelen bir foton valans banttan iletkenlik bandına bir elektron uyardığı zaman GaAs fotodetektör olarak da kullanılabilir. GaAs, ZnS yapıda kristalleşir ve örgü parametreleri $a = 3.548 \text{ \AA}$, $c = 5.760 \text{ \AA}$ dür. Şekil 1.5'de GaAs'e ait kristal yapı görülmektedir.

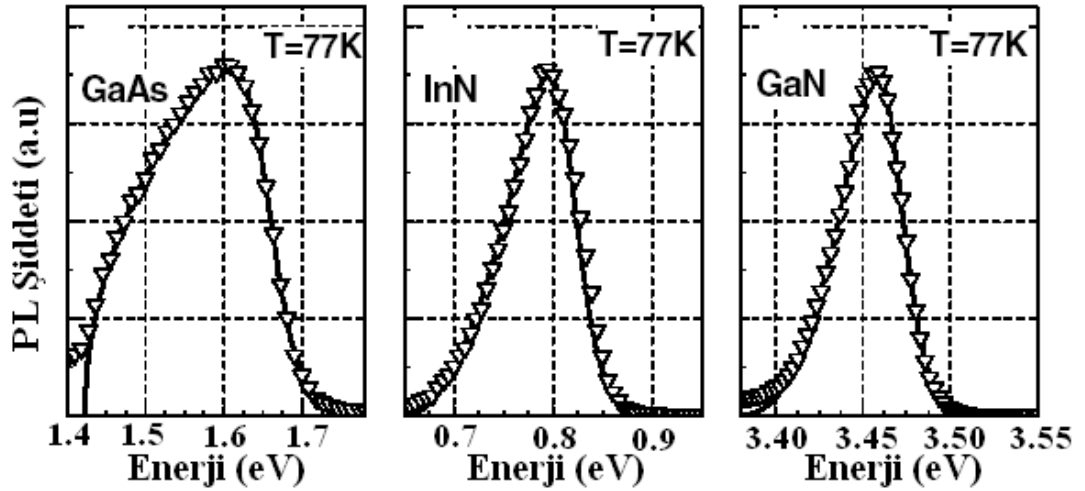
Hiç bir yarıiletken kristal materyal mükemmel değildir ve GaAs de kristal büyütme ve işleme tekniklerindeki tüm gelişmelere rağmen kristal kusurları, dislokasyonlar ve safsızlıklar içerir. Bu kusurlar GaAs'in elektronik özellikleri üzerinde hem istenen hem de istenmeyen etkilere sahiptir. Nokta kusurları, boşluk kusuru, interstiyal kusur ve yabancı atom kusuru olmak üzere üç çeşittir. Materyaldeki kusurların tipi, sayısı ve difüzyonu arasında kuvvetli bir bağlantı

olduğundan kusurların azaltılması önemlidir. Bir yarıiletkenin elektriksel özellikleri, büyütme ve işleme basamakları boyunca materyal içine kimyasal kusurlar (safsızlıklar) eklenerek ayarlanabilir. Bununla birlikte materyalde bulunan doğal kusurlar da GaAs'in davranışında önemli rol oynar. GaAs'deki doğal kusurlar hem Arsenik hem de Galyum boşluklarıdır.



Şekil 1.5 GaAs'in kristal yapısı (ZnS)

Şekil 1.6'da GaAs, InN ve GaN'in fotoluminesans (PL) ölçümlerinden elde edilen yasak enerji aralıklarına ait spektrumlar görülmektedir [17].



Şekil 1.6 GaAs, InN ve GaN'in 77 K'de yapılan fotoluminesans (PL) ölçümleri sonucunda elde edilen enerji bant aralıkları.

2. SICAK TAŞIYICILAR

2.1 İKİ VE ÜÇ BOYUTLU YARIİLETKENLERDE SICAK TAŞIYICI DİNAMIĞI

Yarıiletkendeki sıcak taşıyıcıların etkisinin incelenmesi yarıiletken fiziğinde önemli bir rol oynar. Sıcak taşıyıcı olayı, öncelikle bant yapıları ve taşıyıcı-fonon saçılma işlemleri ile belirlenir. Bundan dolayı sıcak taşıyıcı olayı incelenerek taşıyıcı-fonon etkileşimleri hakkında önemli bilgiler elde edilebilir. Diğer taraftan sıcak taşıyıcı fiziği yüksek elektrik alanlarda çalışan çok hızlı ve çok küçük cihazların davranışını belirler. Bu nedenlerden dolayı bulk yarıiletkenlerdeki yüksek alan taşınması (high field transport) ve sıcak taşıyıcı etkilerinin incelenmesi günden güne daha çok dikkat çekmektedir.

Sıcak elektronların enerji durulma oranlarını ölçmek için kullanılan iki “deneysel teknik” vardır. İlki elektron-boşluk çiftinin sıcak popülasyonunu üretmek ve hem denge durumunda hem de zaman çözümlenmeli (time-resolved) optiksel spektrumda elektron-boşluk plazmasının enerji durulmasını incelemek için kullanılan optiksel uyarılmadır. İkinci teknik ise sıcak elektron fotoluminesansı (HEPL) olarak bilinir ve taşıyıcıları ısıtmak için yüksek bir elektrik alan gerektirir. Bu teknik sayesinde düşük şiddetli optiksel uyarılma altında denge durumundaki optiksel spektrum gözlenir.

Literatürün kısa bir araştırması, boşluk durulma frekansının (rate) standart modellerle uyumlu olduğunu söylerken yüksek alandaki denge durumu deneylerinin elektronlar için anormal olarak yavaş bir enerji durulma frekansı verdiğini göstermektedir [18,19]. Düşük enerji durulma frekansının nedeni için araştırılan pek çok olasılık arasında ana nedenin boyuna optiksel fononların dengede olmayan büyük popülasyonunun varlığı (sıcak fononlar) olduğu gösterilmiştir. Boyuna optiksel fonon yayınlanması ile sıcak elektron gazının soğuması sırasında, akustik fononlara bozunmadan önce, boyuna optiksel fonon popülasyonu sonlu bir ömre τ_p sahipse yayınlanan boyuna optiksel fononun sıcak elektron gazı tarafından tekrar

soğurulma olasılığı vardır. Sonuç olarak etki, enerji durulma frekansında τ_{eff} beklenir [20].

Sıcak fononları tanımlamak için iki model kullanılmıştır: “Drifting ve non-drifting model”. “Drifting model”, fonon momentum durulma frekansının bozunma frekansıyla belirlendiğini ve bundan dolayı dengede olmayan fononların varlığının elektronların momentum durulması üzerine etki etmediğini kabul eder [21]. “Non-drifting” modelde ise gerçek numunelerde fonon momentum durulma oranının bozunma oranından daha hızlı olduğunu kabul eder [22]. Sonuç olarak non-drifting model, sürüklenme hızlarının ve diğer yüksek alan etkilerinin baskın olması sonucunda oluşan momentum durulma oranının artışı tahmin eder [23].

Son yıllarda üç boyutlu ve iki boyutlu yarıiletkenlerdeki fononların elastik saçılmasına katkı yapan çeşitli mekanizmalar ele alınmış ve fonon momentum durulma frekansının numuneye bağlı olduğu ispatlanmıştır [24]. Bulk yarıiletkenlerde momentum durulması için baskın saçılma mekanizması, yüklü safsızlık merkezlerinden boyuna optiksel fononların saçılmasıdır. Bunlara ek olarak alarım dalgalanmaları olduğunda nötr safsızlık saçılması da baskın kaynak olmaktadır. İki boyutlu sistemlerdeki fonon momentumunun durulmasında bu süreçlerin hepsi eşit olarak etkindir. Ayrıca bu mikro yapılar hem elektronlar hem de fononların elastik saçılmasına katkı yapan ara yüzey düzensizliği ile karakterize edilirler.

Yukarıda da kısaca bahsedildiği gibi enerjideki durulma, optiksel ve akustik fononların yayınlanması ile gerçekleşir. Burada ortaya çıkan soru örgü titreşimlerinin spektrumunun düşük boyutlu sistemlerde nasıl değiştiğidir. Kuantum sınırlaması yalnızca elektronları etkilemez aynı zamanda fononları da etkiler. Ayrıca yüksek elektron yoğunlukları, ortak plazma osilasyonlarının ve onların kuantaları olan plazmonların ortaya çıkmasına neden olur. Plazmonlar sıcak bir elektron ile yayınlanabilir ve bundan dolayı enerji durulma işlemlerinin bir parçası olurlar ve ısınabilirler. Ayrıca polar optiksel fononlarla çiftlenirler. Çiftlenen iki mod her birinin tek elektronları ile etkileşmesini dinamik olarak perdeler ve modifiye ederler. Bundan dolayı durulma, sıcak elektron gazı, sıcak fononlar, sıcak plazmonlar

ve belki sıcak boşluklar ile etkileşmenin ve bunların örgü ve çevresindeki diğer modlarla nasıl etkileştiğinin derecesi olarak verilir. Bu nedenle iki, bir ve sıfır boyutlu sistemlerdeki kuantum sınırlamasının neden olduğu etkiler elektriksel ve optiksel özelliklerin tam olarak anlaşılması için önemlidir.

Düşük boyutlu sistemlerde saçılma kaynakları mevcuttur ve kuantum sınırlaması ile yüksek taşıyıcı yoğunluğunun numuneyi nasıl etkilediğini bilmek gerekir. Tüm saçılma işlemleri, elektronun hareket doğrultusunu değiştirdiğinden mobilite bu saçılma işlemleri ile belirlenir. Bundan dolayı tüm saçılma işlemleri momentum durulmasına neden olur. Arayüzey düzensizliği, yüklü veya nötr safsızlık ve alaşım dalgalanması saçılmaları temel olarak elastik saçılma işlemleridir ve enerji değiş tokuşu olmaz. Elektronların akustik fononlarla etkileşmesi elastik değildir fakat enerji durulması nispeten daha zayıftır. Yine de bu işlem düşük elektron sıcaklıklarında baskın enerji durulması işlemidir. Elektronların boşluklar ile saçılması da kütle farkından dolayı, zayıf olarak inelastiktir. Elektron-elektron saçılmasında kütle farkı yoktur. Bunun için enerji durulması kuvvetlidir. Fakat bu durumda enerji ve momentum, yalnızca elektron gazı içinde tekrar dağılmış olur. Elektronların fononlarla olan en önemli enerji durulma işlemi ise kuşkusuz optiksel fononların özellikle de III-V bileşiklerde ve onların alaşımlarındaki boyuna polarize olmuş optiksel fononların yayınlanmasıdır. Çünkü bu bileşiklerde elektronlarla kuvvetli şekilde etkileşen boyuna optiksel dalgalar iyonik polarizasyon içerir.

Böylece enerji durulma oranını azaltan bu sıcak fononlar, anharmonik etkileşme yoluyla kısa dalga boylu iki fonona dönüşürken dislokasyonlar, kuyu genişliği dalgalanmaları ve noktasal kusurlar momentum durulmasına neden olurlar ancak enerji durulmasına neden olmazlar.

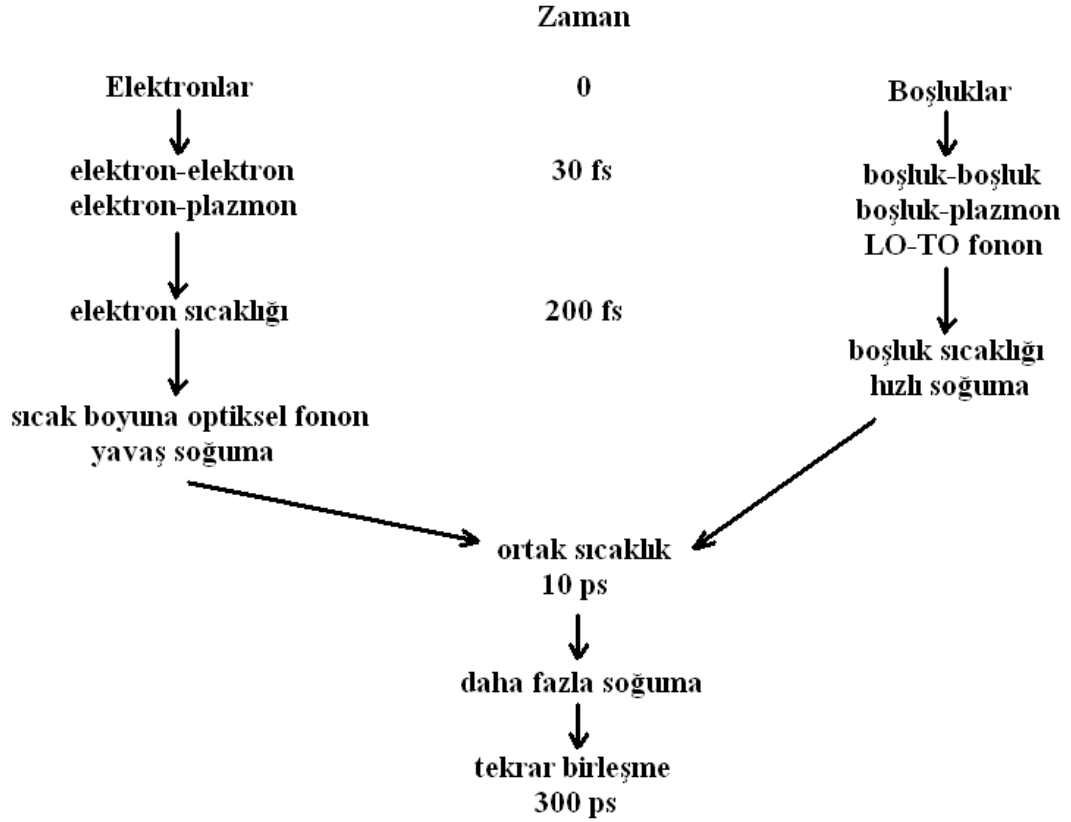
Elektron ve boşlukların maruz kaldığı çeşitli saçılma işlemleri son yıllarda femtosaniye lazer pulsları ve optiksel deneylerin kullanımı ile önemli ölçüde aydınlatılmıştır. Bu deneylerdeki genel düşünce, yarıiletkenin yasak bant aralığı içine uyarılma yoluyla elektron ve boşlukların sıcak popülasyonunu üretmek için hızlı bir optiksel puls kullanmak ve daha sonra durulma sürecini bozmayacak kadar zayıf bir puls ile elektron-boşluk plazmasının enerji durulmasını gözlemektir. Bu teknik

yaklaşık 10 fs kadar kısa bir zamanda meydana gelen işlemleri araştırmada kullanılan bir tekniktir. Tekniğin en büyük avantajı hiç bir elektriksel kontak gerektirmemesidir.

Detaylar hakkında genel bir fikir birliği olmamasına rağmen taşıyıcıların enerji durulması ve termalizasyonu hakkında çok tartışmalı bir durum söz konusu değildir. Düşük yoğunluklarda ($< 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) durulma, 100 ve 200 fs arasında bir yerdeki karakteristik bir zaman sabiti ile öncelikle optiksel fononların yayılması yoluyla belirlenir. Elektron-elektron saçılmasının elektron gazı içinde kalan enerjiyi gelişi güzel dağıtması bir kaç yüz femtosaniye alacaktır. Elektron-boşluk saçılmasının elektron ve boşluk popülasyonu için ortak olan bir sıcaklığa ulaşması bir aç on piko saniye alacaktır. Elektronlar başlangıçta daha üstteki bir iletkenlik bandına çıkmasını sağlayacak kadar uyarılırlarsa durulma süreci uygun şekilde yavaşlayabilir. Eğer örgü sıcaklığı yeterince düşükse ($< 40 \text{ K}$) termalizasyonun son bölümleri bir kaç nanosaniye süren akustik fononların yayınlanması ile devam eder.

Şekil 2.1'de görüldüğü gibi yüksek yoğunluklarda ($\geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) durum farklıdır. Elektron-elektron ve elektron-plazmon işlemleri ile ilişkili durulma zamanları 100 fs nin altında hatta 10 fs kadar düşük görünür. Elektronlar için yaygın sıcaklık 200 fs iken boşluklar için bu süre biraz daha fazladır. Boşluklar çok hızlı soğur fakat elektronlar soğumaz. Bu alandaki şaşırtıcı gözlemlerden biri elektronlar için enerjinin durulma zamanının anormal olarak uzun süre almasıdır. Bu süre beklenen 200 fs nin 10 katından fazladır ve bazen de bu 10 kattan fazla olabilir. Bu çelişkinin açıklaması sıcak fonon etkisinde bulunmuştur. Elektronlar tarafından yayınlanan boyuna optiksel fononlar oda sıcaklığında yaklaşık 4 ps den sonra iki boyuna polarize olmuş akustik moda (LA) dönüşür. Bu 200 fs lik yayınlanma zamanı ile karşılaştırıldığında uzun bir süredir. Elektronların yüksek yoğunluğu göreceli olarak dar bir dalga vektörü bandı içine boyuna optiksel fononları yayınlar ve sonuç olarak bu banttaki fononlar ısınır. Yani örgü sıcaklığı yükseldiğinde mod başına işgal sayısı artar. Fonon popülasyonunun artması demek bir fononun tekrar soğurulabilme olasılığının artması demektir. Böyle bir durumda bir elektron tarafından fonon yayınlanması vasıtasıyla kaybedilen enerji bir diğerine verilir ve elektron gazında bir bütün olarak enerji durulması meydana gelmez.

Heteroeklemler ve kuantum kuyuları gibi 2 boyutlu sistemlerdeki taşıyıcı-fonon etkileşimleri bulk yarıiletkenlerdeki etkileşimlerden farklıdır. İki boyutlu sistemlerdeki sıcak taşıyıcılar üzerindeki ilginin başka sebebi de 2 boyutlu heteroyapılardan üretilmiş yüksek hızlı cihazlardaki şiddetli akım hareketleridir. Böyle cihazlara en iyi örnek seçici olarak katılanmış heteroyapılı transistörlerdir. Sıcak elektron olayları böyle cihazların davranışını ve çalışmasını etkiler.



Şekil 2.1 Yüksek optiksel-uyarılma yoğunlukları için soğuma şekli.

Lineer olmayan akım-voltaj ölçümleri ve ilgili taşıma ölçümlerinin incelenmesi yarıiletkenlerdeki sıcak taşıyıcı olayını açıklamada kullanılan geleneksel bir yöntemdir. İki boyutlu sistemlerdeki sıcak taşıyıcı etkilerinin ilk olarak incelenmesi bu teknik kullanılarak yapılmıştır. Bu ölçümler sayesinde taşıyıcı özellikleri hakkında önemli bilgiler elde edilebilir. Bununla birlikte taşıyıcı nicelikleri, taşıyıcı dağılım fonksiyonu üzerinden bir ortalama olarak belirlenir ve bu işlem mikroskobik saçılma oranları hakkında doğrudan bilgi vermez. Böyle bir bilgi

taşıyıcı dağılım fonksiyonunun doğrudan ölçümü ile elde edilebilir. Optiksel spektroskopi, uygulanan bir elektrik alan veya şiddetli bir optiksel uyarma olduğunda dağılım fonksiyonunu belirlemek için en iyi yöntemdir. Son olarak optiksel spektroskopi yöntemi ile birleşik olarak hız-alan karakteristiğinin doğrudan ölçümü iki boyutlu sistemlerdeki sıcak taşıyıcıların davranışı hakkında yeni bilgiler sağlamıştır.

Yeterince düşük elektrik alanlarda taşıyıcıların uygulanan alandan kazandığı enerji, taşıyıcıların alan yokken ki sahip olduğu ortalama enerjiyle karşılaştırıldığında küçüktür. Bu şartlar altında taşıyıcıların dağılım fonksiyonu, sürüklenme hızına yol açan momentum uzayındaki küçük bir değişme hariç elektrik alandan etkilenmez. Taşıyıcıların mobilitesini belirleyen saçılma oranları taşıyıcı dağılım fonksiyonuna bağlı olduğundan taşıyıcı mobilitesi uygulanan alandan bağımsız kalır ve bu düşük alanlarda Ohm kanununa uyar.

Taşıyıcıların uygulanan alandan kazandığı enerji, taşıyıcıların alan yokken ki sahip olduğu ortalama enerjiyle karşılaştırıldığında artık ihmal edilemez büyüklükte ise durum oldukça değişir. Taşıyıcı dağılım fonksiyonunun denge durumundan önemli biçimde değiştiği bölgeye “sıcak taşıyıcı bölgesi” adı verilir. Bundan dolayı taşıyıcıların mobilitesi daha fazla elektrik alandan bağımsız kalmaz ve Ohm kanunundan sapma başlar. Doğrudan bant aralıklı III-V yarıiletkenler için Brillouin bölgesindeki L ve X noktalarında yardımcı iletkenlik bandı miniması ile elektronlar yüksek elektrik alanlarda bu yan bölgelere geçerler. Bu bölgelerde daha düşük elektrik alanın varlığından dolayı elektronların mobilitesi çok daha düşüktür ve böyle bir geçiş bu yarıiletkenlerde çok iyi bilinen negatif diferansiyel dirence (NDR) yol açar.

Denge durumu koşullarında sıcak elektron olayı, uygulanan elektrik alan gibi dış bir perturbasyondan elektronik sistem içine giren güç ile genellikle taşıyıcıların fononlarla yaptığı inelastik çarpışmalar sırasında kaybettiği güç arasındaki denge ile yönetilir. Geçici durumlarda perturbe olan dağılım fonksiyonunun zaman değişimi de taşıyıcı-taşıyıcı ve taşıyıcı-fonon çarpışmaları ile belirlenir. Bundan dolayı

taşıyıcıların fononlar ve diğer taşıyıcılar ile saçılması yarıiletkenlerdeki sıcak taşıyıcı olaylarında önemli rol oynar.

Saçılma işlemlerini dolayısıyla yarıiletkenlerdeki sıcak taşıyıcı olayını anlamamanın kilit noktası taşıyıcı dağılım fonksiyonudur. En basit durumlarda taşıyıcı-taşıyıcı çarpışması diğer saçılmalara göre daha etkin olduğu zaman dağılım fonksiyonu, taşıyıcı sıcaklığı T_e nin örgü sıcaklığı T_L den daha büyük olması ile karakterize edilen sürüklenmiş Maxwell veya Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile tanımlanır [25]. Bununla birlikte bu her zamanki durum değildir. Çeşitli şartlar altında dağılım fonksiyonunun belirlenmesi deneysel ve teoriksel sıcak elektron araştırmalarının önemli bir problemidir.

2 boyutlu sistemlerdeki sıcak taşıyıcı etkileri, taşıyıcı-fonon etkileşmelerini hesaplamamanın elektronik dalga fonksiyonlarından, bir kaç alt bandın varlığından ve 2 boyutlu fonon modlarının doğasından ortaya çıkan karmaşıklıktan dolayı daha karışık olmasının haricinde 3 boyutlu sistemlerdeki aynı temel olaylar ile yönetilir. Bundan başka 2 boyutlu tabaka kalınlığı da karışıklığa ek bir parametre olarak girer. Son olarak kuantum kuyularında taşıyıcıların bir bariyer tabaka içine girme olasılığı da göz önüne alınır ve hesaplara dahil edilir.

Sıcak taşıyıcı olaylarının anlaşılmasında taşıyıcı-fonon etkileşmelerinin analizini şöyle özetleyebiliriz: Taşıyıcılar hem akustik hem de optiksel fononlarla etkileşmeye girerek saçılırlar. Akustik fononlar için ömürlerinin sıcaklıkla hızlı olarak azalmasından dolayı bu durumlar yalnızca en düşük örgü sıcaklıklarında baskındır ve dengede olmayan fononların olası etkisi akusto-elektrik ve ilgili olaylarla bağlantılı olarak incelenir. Belirli durumlarda akustik dalgaların artması çok şiddetlidir ki kristalin elektriksel özellikleri tamamen değişir. Bu duruma akustoelektrik etki adı verilir. Akustik modlar için düşük taşıyıcı-fonon saçılma oranlarından dolayı taşıma özelliklerinin değiştirilmesi için yeterince yüksek sayıda fonon oluşur. Akustik durumun tersine optiksel modlar ve karşılık gelen elektrik-optik taşıyıcı cevabındaki değişimler oda sıcaklığından daha yüksek sıcaklıklara kadar tüm aralıklarda meydana gelebilir. Fakat optiksel fononların ömrü kadar elektronik saçılma zamanları da pikosaniye mertebesinde olduğundan böyle etkiler

daha kısa bir zaman diliminde gerçekleşir. Etkileşmeler ele alınırken elektron-fonon ve boşluk-fonon etkileşmeleri ayrı ayrı ele alınmalıdır. Çünkü simetri işlemleri doğrudan bant aralıklı III-V yarıiletkenlerdeki elektronların optiksel fononlarla yalnızca polar etkileşme yapmasına izin verirken boşluklar optiksel fononlarla polar olmayan etkileşme kadar polar etkileşme de yapar. Boşluk-fonon etkileşmesi valans bandın karmaşık yapısından dolayı bulk yarıiletkenlerde oldukça karışık idi.

Etkin enerji durulma zamanı, bir fononun çarpışma sıklığının ortamdaki fonon sayısı ile orantılı olmasından ve taşıyıcı yoğunluklarının yüksek olduğu bölümlerde sıcak fonon etkilerinin ortaya çıkmasından dolayı artan taşıyıcı yoğunluğu ile artar ve uyarılmış fonon sayısının sıcaklık ile orantılı olmasından dolayı her bir taşıyıcı yoğunluğu için artan sıcaklık ile azalır. Etkin enerji durulma zamanı iki boyutlu yapılarda kuantum kuyu genişliğine bağlı iken bulk yapılarda kuyu genişliğinden bahsedilmez.

Sıcak elektron gazları tarafından meydana getirilen dengede olmayan sıcak fononlar düşük boyutlu yapılardaki elektron taşıma olayını şiddetli biçimde etkiler. Bu etkiler özellikle elektron ve fonon hareketine getirilen sınırlamalar nedeniyle GaAs/AlAs gibi heteroyapılı kuantum tellerinde etkili olur. Optiksel fonon oluşum ve yok olma zamanlarındaki önemli fark kadar GaAs/AlAs heteroarayüzeyleri ile sınırlı GaAs bölgesi içindeki sınırlama da dengede olmayan optiksel fonon popülasyonunun büyümesine yol açar. Bir boyutlu sistemlerde oluşan sıcak fonon popülasyonunun etkisi aynı elektron yoğunlukları için bulk materyallerde ve kuantum kuyularında oluşan sıcak fonon etkisinden daha kuvvetlidir.

Tek bir kuantum telinde sıcak optiksel fononların elektron taşımaya etkilerinin iki kat daha fazla olduğu ispatlanmıştır [26]. Oda sıcaklığında sıcak optiksel fononlar, kuantum tellerinde elektron sürüklenme hızının önemli bir artışına yol açarlar. Bu sıcak fonon sürüklenme etkisi, kuvvetli olarak oda sıcaklığında yapıdaki asimetrik dengede olmayan fonon dağılımından kaynaklanır. Geriye doğru geçişler için soğurulma (bu saçılmadan dolayı elektrik alan doğrultusunda elektron momentum kazanır) baskın iken ileriye doğru geçişler için fonon soğurulması (negatif yüklü elektron elektrik alana karşı momentum kazandığı zaman) artar.

Bundan dolayı elektron sürüklenme hızı ve düşük alan mobilitesi artar. Oda sıcaklığında dengedeki fonon popülasyonu ihmal edilebilir olduğu zaman sıcak optiksel fononlar tarafından elektronların ısınması, sıcak fonon sürüklenmesi ve elektron sürüklenme hızının azalmasında baskın rol oynar.

Bir boyutlu kuantum tellerindeki dengede olmayan elektron-fonon sistemlerinin dinamiği ile ilgili yapılan çalışmalar göstermiştir ki böyle yapılarda sıcak fonon olayı, bulk yarıiletkenlerde ve kuantum kuyularında mevcut olmayan tuhafliklar sergilerler. Örneğin dengede olmayan fononlar ve bu fononların elektron durulmasındaki rolü şiddetli biçimde enjekte edilen veya ışık ile uyarılan elektronların başlangıçtaki dağılımının şekline bağlıdır [27,28].

Bu çalışmada taşıyıcıların düşük ve yüksek elektrik alanlardaki sürüklenme hızlarının değişimi, etkin enerji durulma zamanlarının ve fonon dağılımının elektron sıcaklığı ile ilişkisi GaAs, GaN ve InN bulk yapıları için ve de GaAs/AlGaAs, GaN/AlGaN, InN/InGaN 2 boyutlu yapılar için teorik olarak araştırılmış ve sonuçlar literatürdeki deneysel ve teorik diğer modellerin sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

Aşağıda hem bulk yapı için hem de 2 boyutlu yapı için kullanılan modeller özetlenmiştir.

2.2 ÜÇ BOYUTLU YAPI İÇİN TAŞIMA MODELİ

Bu modelde tek bir parabolik banttaki elektronların polar etkileşme yoluyla sadece boyuna polarize optiksel fononlar ile etkileştiği kabul edilmiştir. Elektronlar ile ilgili olarak basitleştirilmiş iki varsayım göz önüne alınmıştır [25].

- (i) Elektron-elektron saçılması Maxwell dağılımı meydana getirecek kadar kuvvetlidir. Burada eski bir yöntem takip edilir. Bu yöntem, elektron-elektron saçılmasının enerji ve momentum durulmalarını belirlediğini ifade eder. Bu varsayıma göre sürüklenme hızı, elektronların gelişigüzel termal hızına göre daima çok küçük değerler alır. Fononlar daha çok ısındığında bu varsayımın

geçerliliği artmaktadır ki bu durumda dağılım fonksiyonu üzerine elektron-elektron saçılmasının önemli etkileri, sıcak fonon etkileri göz önüne alındığında ihmal edilemez hale gelir. Bundan dolayı yapılan Maxwell kabulü doğaldır.

- (ii) Yapılan çalışmalar dejenere olmayan istatistiklerin uygulandığı durumları içermektedir. Bu durumlar, dağılım fonksiyonu üzerinden alınan integraller için analitik ifadeler elde etmeye imkan tanır.

Fononlar için de göz önüne alınan başlıca iki varsayım şöyledir:

- (iii) Fonon dağılımı, elektron dağılımına benzer şekilde dalga vektöründen bağımsız ve düz olarak alınır. Fonon işgali emisyon için eşik değerdeki faz uyumlu modun işgali ile belirlenir. Yani q fonon dalga vektörü için mod

$$\eta\omega = \frac{\eta^2 q^2}{2m^*} \quad (2.1)$$

şeklindedir. Burada $\hbar\omega$ fonon enerjisidir ve genellikle dalga vektöründen (q) bağımsız olarak alınır.

- (iv) Bir optiksel fononun ömrü, faz uyumlu mod için dalga vektöründen bağımsız olarak alınır. Faz uyumlu mod, enerji ve kristal momentumunun korunumu için gerekli duruma göre dönen elektron-fonon etkileşmesinin yakınında bir eksendir.

Bulk model için, elektron sıcaklığının fonksiyonu olarak fonon işgali;

$$n(\omega) = \frac{n_0(\omega) + (\tau_p / \tau_0)(n_{3D} k_B T_e / 2N_{3DC} \eta\omega) \exp(-\eta\omega / k_B T_e)}{1 + (\tau_p / \tau_0)(n_{3D} k_B T_e / 2N_{3DC} \eta\omega)(1 - \exp(-\eta\omega / k_B T_e))} \quad (2.2)$$

olarak verilir. Burada τ_p ; fonon ömrü; τ_0 , e-LO fonon etkileşme zamanı; n_{3D} , 3 boyutlu taşıyıcı yoğunluğu; k_B Boltzmann sabiti ve T_e elektron sıcaklığıdır. $N_{3DC} =$

$2 \cdot (2 \pi m^* k_B T_e / h^2)^{3/2}$ ise etkin durum yoğunluğudur. $n_{3D} = 0$ ve $T_e = T_L$ için $n(\omega) \rightarrow n_0(\omega)$ olur. Bu durumda fonon işgali elektron sıcaklığı ile belirlenir ve

$$n_0(\omega) = \frac{1}{\exp(\eta\omega/k_B T_e) - 1} \quad (2.3)$$

eşitliği ile verilir. Denklem (2.2) bundan dolayı tüm nitel özellikleri içerir.

Maxwell dağılımındaki elektron başına güç kaybı

$$\begin{aligned} eFv_d &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{\eta\omega}{\tau_0} [(n(\omega) + 1) \exp(-\eta\omega/k_B T_e) - n(\omega)] \\ &\times \left(\frac{\eta\omega}{2k_B T_e}\right) \exp(\eta\omega/2k_B T_e) K_0(\eta\omega/2k_B T_e) \end{aligned} \quad (2.4)$$

eşitliği ile verilir. Burada F elektrik alan, v_d elektronların sürüklenme hızı ve $K_0(x)$ Modifiye Bessel fonksiyonudur. Denklem (2.3)'deki $n_0(\omega)$ (2.4)'de yerine yazılırsa sıcak fononlar da işleme dahil edilmiş olur. Böylece denklem (2.4)

$$\begin{aligned} eFv_d &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{\eta\omega}{\tau^*} [(n_0(\omega) + 1) \exp(-\eta\omega/k_B T_e) - n_0(\omega)] \\ &\times \left(\frac{\eta\omega}{2k_B T_e}\right) \exp(\eta\omega/2k_B T_e) K_0(\eta\omega/2k_B T_e) \end{aligned} \quad (2.5)$$

olarak yazılır.

Tüm sıcak fonon etkileri kendilerini

$$\tau^* = \tau_0 + \tau_p (n_{3D} k_B T_e / 2N_{3DC} \eta\omega) (1 - \exp(-\eta\omega/k_B T_e)) \quad (2.6)$$

ile verilen etkin durulma zamanında gösterirler. Denklem (2.6), etkin durulma zamanının elektron sıcaklığı ile ilgili bir sabit olmadığını gösterir. N_{3DC} , $T_e^{3/2}$ ile

değiştirdiğinden τ^* ’ında $T_e^{-1/2}$ ile değişmesi beklenir. Ancak bu değişim oldukça zayıftır ve neredeyse sabittir. Ayrıca bu denklem, etkin enerji durulma zamanının taşıyıcı yoğunluğu ile lineer olarak arttığını ve sıcak fonon etkisinin şiddetinin taşıyıcı yoğunluğunun oluşumu ve fonon ömrü ile orantılı olduğunu belirtir. Bu çalışmada literatürden alınan diğer yarıiletken fonon ömürlerinden farklı olarak InN için fonon ömrü $\tau^* = \tau_0 + (\tau_p/2q_0L) (\pi k_B T_e / \eta \omega)^{1/2} (n_{2D}/N_c) (1 - \exp(-\eta \omega / k_B T_e))$ denklemi kullanılarak elde edilmiştir.

Elektron sıcaklığı ve elektrik alan arasında ilişki, sürüklenme hızı için yazılan momentum denge denkleminin çözümünden elde edilir: Yani, v_d , sürüklenme hızı

$$\begin{aligned}
v_d &= \frac{eF\tau_0}{m^*} 3\pi^{1/2} \left(\frac{k_B T_e}{\eta \omega} \right)^{3/2} \\
&\times \{ [(n(\omega) + 1) \exp(-\eta \omega / k_B T_e) + n(\omega)] \\
&\times \exp(\eta \omega / 2k_B T_e) K_1(\eta \omega / 2k_B T_e) + \\
&[(n(\omega) + 1) \exp(-\eta \omega / k_B T_e) - n(\omega)] \\
&\times \exp(\eta \omega / 2k_B T_e) K_0(\eta \omega / 2k_B T_e) \}^{-1}
\end{aligned} \tag{2.7}$$

olarak ifade edilir. Denklem (2.7)’e $n(\omega)$ ’ın (2.2)’deki ifadesi yazılırsa,

$$\begin{aligned}
v_d &= \frac{eF\tau^*}{m^*} 3\pi^{1/2} \left(\frac{k_B T_e}{\eta \omega} \right)^{3/2} \\
&\times \{ [(n_0(\omega) + 1 + (\tau_p / \tau_0)(n_{3D} k_B T_e / N_{3DC} \eta \omega)) \times \exp(-\eta \omega / k_B T_e) + n_0(\omega)] \\
&\times \exp(\eta \omega / 2k_B T_e) K_1(\eta \omega / 2k_B T_e) + \\
&[(n_0(\omega) + 1) \exp(-\eta \omega / k_B T_e) - n_0(\omega)] \\
&\times \exp(\eta \omega / 2k_B T_e) K_0(\eta \omega / 2k_B T_e) \}^{-1}
\end{aligned} \tag{2.8}$$

elde edilir. Böylece denklem (2.8), denklem (2.5)’de yerine yazılırsa elektrik alan ve sürüklenme hızı arasındaki ilişki elde edilir.

2.3 İKİ BOYUTLU YAPI İÇİN TAŞIMA MODELİ

3 boyutlu yapı için yapılan tüm yaklaşımlara ve sınırlamalara ek olarak 2 boyutlu yapıda üç varsayım daha göz önüne alınır [22].

- (i) Elektronlar üçgen kuantum kuyusundaki en düşük alt banda sınırlandırılmışlardır.
- (ii) Elektronların fononlarla etkileşmesi de aynı kuantum kuyusuna sınırlandırılmıştır.
- (iii) Basitlik için baştaki modlar ile etkileşmenin zayıf olduğunu ve temel etkileşmenin ara yüzey modları ile olduğu varsayılmıştır.

2 boyutlu taşıma modeli için denge durumunda fonon işgal sayısı, $n(\omega)$,

$$n(\omega) = \frac{n_o(\omega) + (\tau_p / 2\tau_o q_o L)(\pi k_B T_e / \eta\omega)^{1/2} (n_{2D} / N_C) \exp(-\eta\omega / k_B T_e)}{1 + (\tau_p / 2\tau_o q_o L)(\pi k_B T_e / \eta\omega)^{1/2} (n_{2D} / N_C)(1 - \exp(-\eta\omega / k_B T_e))} \quad (2.9)$$

ile verilir. Burada $q_o = (2m^* \omega / \hbar)^{1/2}$ faz uyumlu dalga vektörü, L üçgen kuantum kuyu genişliğidir. n_{2D} 2 boyutlu taşıyıcı yoğunluğu ve N_c 'de 2 boyutlu yapı için durum yoğunluğu olup $N_c = m^* k_B T_e / \pi \hbar^2 L$ ifadesi ile verilir. Elektron başına güç kaybı

$$eFv_d = \frac{\eta\omega}{\tau_o} \left(\frac{E_L}{\eta\omega}\right)^{1/2} [(n(\omega) + 1)\exp(-\eta\omega/k_B T_e) - n(\omega)] \quad (2.10)$$

ile verilir. Burada $E_L = \hbar^2 \pi^2 / 2m^* L^2$ üçgen kuantum kuyusundaki en düşük alt bandın enerji değişimidir. Denklem (2.9), (2.10) da yerine yazılırsa

$$eFv_d = \frac{\eta\omega}{\tau^*} \left(\frac{E_L}{\eta\omega}\right)^{1/2} [(n_o(\omega) + 1)\exp(-\eta\omega/k_B T_e) - n_o(\omega)] \quad (2.11)$$

elde edilir. Burada, τ^* ,

$$\tau^* = \tau_o + (\tau_p/2q_oL) (\pi k_B T_e / \eta \omega)^{1/2} (n_{2D} / N_c) (1 - \exp(-\eta \omega / k_B T_e)) \quad (2.12)$$

şeklinde verilir. Görüldüğü gibi etkin durulma zamanı kuyu genişliğinden bağımsız olup iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu ile orantılıdır.

Ara yüzey modları ile etkileşme yoluyla meydana gelen momentum durulması sadece emisyon tarafından etkilenir. Bundan dolayı sürüklenme hızı, v_d ,

$$v_d = \frac{eF\tau_o}{m^*} \frac{k_B T_e}{(\eta \omega E_L)^{1/2}} [(n(\omega) + 1) \exp(-\eta \omega / k_B T_e)]^{-1} \quad (2.13)$$

ifadesi ile verilir. Denklem (2.9) (2.13)'de yerine yazılırsa

$$v_d = \frac{eF\tau^*}{m^*} \frac{k_B T_e}{(\eta \omega E_L)^{1/2}} \{ [n_o(\omega) + 1 + (\tau_p / 2q_o L \tau_o) \times (\pi k_B T_e / \eta \omega)^{1/2} (n_{2D} / N_c)] \exp(-\eta \omega / k_B T_e) \}^{-1} \quad (2.14)$$

denklemini elde edilir. Bu eşitlik ile elektronun sürüklenme hızı ve elektrik alan arasındaki ilişki elde edilir. Bulk ve iki boyutlu yapılar için hesaplamalarda kullanılan parametreler Tablo 2.1'de verilmiştir.

| Özellik | GaN | InN | GaAs |
|---|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| Kristal Yapısı | Wurtzite (hcp) | Wurtzite (hcp) | Zincblende (ZnS) |
| Örgü sabitleri (Å) | a = 3.189 [a] c = 5.185 | a = 3.548 [a] c = 5.760 | a = 3.548 [a] c = 5.760 |
| Kristal yoğunluğu (kg.m ⁻³) | 6.15 [a] | 6.81 [a] | 5.36 [a] |
| Yüksek frekans bağıl dielektrik sabiti (ϵ_0) | 5.35 [a] | 8.4 [a] | 10.9 [a] |
| Düşük frekans bağıl dielektrik sabiti (ϵ_0) | 8.9 [a] | 15.3[a] | 12.9 [a] |
| Etkin kütle (m_0) | 0.22 [a] | 0.04 [b] | 0.067 [a] |
| Enerji bant aralığı (eV) | 3.4 [a] | 0.7-0.8 [b] | 1.42 [a] |
| Boyuna optiksel fonon enerjisi (meV) | 92 [a] | 73 [c] | 36 [a] |
| Fonon ömrü (τ_p) (ps) | 5 [d] | 2 [bizim] | 7 [e] |
| Elektron-LO fonon etkileşme zamanı (τ_0) (fs) | 8 [d] | 31 [a] | 108 [e] |

Tablo 2.1 Hesaplamalarda kullanılan materyal parametreleri

[a] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond>.

[b] Arnaudov B., Paskova T., Paskov P. P., Magnusson B., Valcheva E., Monemar B., Lu H., Schaff W. J., Amano H. and Akasaki I., Phys. Rev. B 69 (2004) 115216.

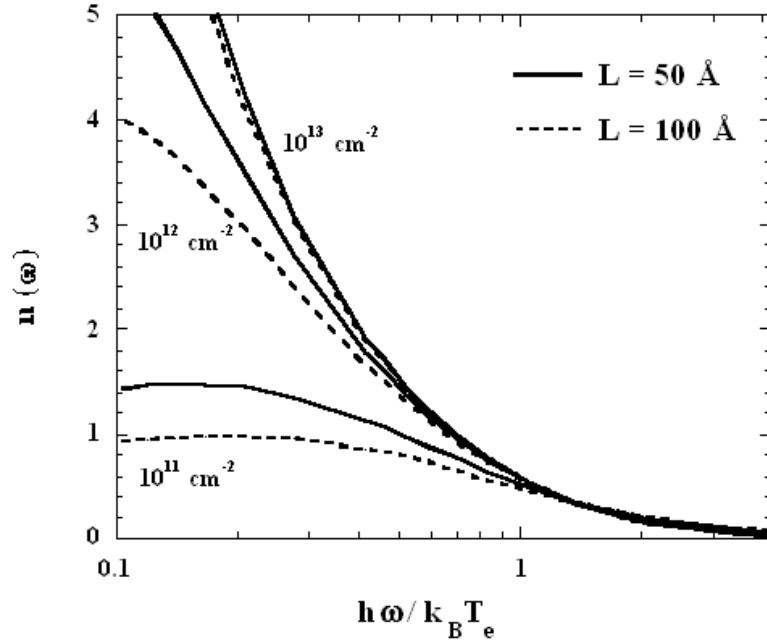
[c] Kasic A., Schubert M., Saito Y., Nanishi Y. and Wagner G., Phys. Rev. B 65 (2002) 115206.

[d] Barker J. M., Akis R., Ferry D. K., Goodnick S. M., Thorton T. J., Koleske D. D., Wickenden A. E., Henry R. L., Physica B, 314, (2002), 39.

[e] Ridley B. K., Semicond. Sci. Technol., 4, (1989), 1142-1150.

3. TEORİK SONUÇLARLA LİTERATÜRDEKİ SONUÇLARIN KARŞILAŞTIRILMASI

Kesim 2.3'den yola çıkarak GaAs/AlGaAs, GaN/AlGaN ve InN/InGaN iki boyutlu elektron gazı için, elektron sıcaklığının fonksiyonu olarak fonon işgal sayısının, etkin enerji durulma zamanının değişimi teorik olarak incelenmiş ve bu yapılar için elektrik alan ile elektronların sürüklenme hızlarındaki değişim araştırılmıştır.



Şekil 3.1 $T_L = 300$ K örgü sıcaklığında GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersine bağlılığı.

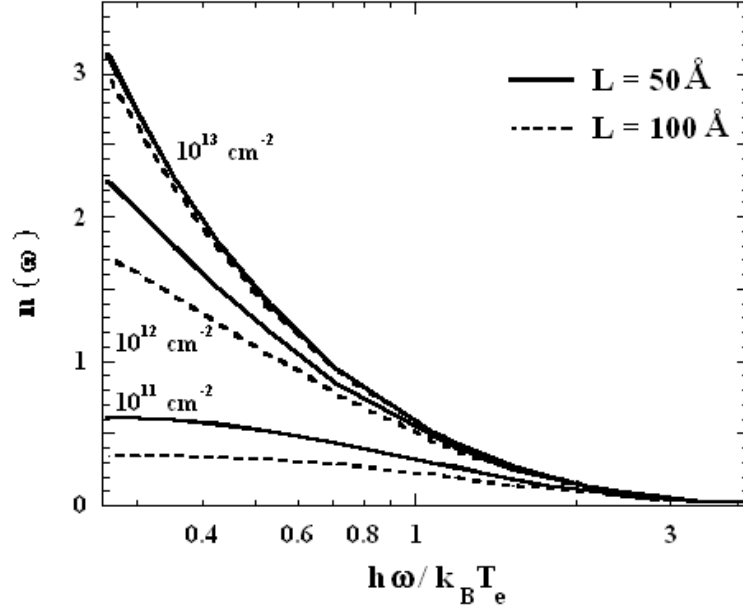
Şekil 3.1, 300 K örgü sıcaklığında $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunlukları için GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazındaki fonon işgal sayısının, $n(\omega)$, 50 Å ve 100 Å kuyu genişliklerinde elektron sıcaklığının tersinin fonksiyonu olarak değişimini göstermektedir. Şekil 3.1'den görüldüğü gibi ortalama fonon sayısı artan taşıyıcı yoğunluğu ve elektron sıcaklığı ile artmaktadır. Çünkü örgü titreşimlerinin kuantumlu parçacıkları olan fononlar birer bozon olup Bose-Einstein istatistiğine uyarlar ve bu dağılım fonksiyonuna göre de sıcaklık arttıkça örgünün titreşimi artacağından fonon sayısı artmaktadır. Kuyu genişliği yüksek sıcaklıklarda ortalama fonon sayısı üzerinde etkili iken düşük sıcaklıklarda ortalama

fonon sayısı kuyu genişliğinden hemen hemen bağımsız hale gelir. Beklenildiği gibi dar kuantum kuyulu yapılarda fonon sayısı daha fazladır. Böylece elektron sıcaklığının ve taşıyıcı yoğunluğunun artması ile sıcak fonon etkileri de ortaya çıkmaktadır. Farklı kuantum kuyu genişliği için yapılan bu hesaplar literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Hesaplamalarımızda Şekil 3.1'den de görüleceği gibi 300 K örgü sıcaklığında, 50 Å kuyu genişliği ve $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğu için fonon sayısı 3000 K elektron sıcaklığı için yaklaşık 1.47'dir. Literatürlerde aynı örgü sıcaklığı için hesaplar olmamakla birlikte [22] no'lu literatürde 4K örgü sıcaklığı için aynı taşıyıcı yoğunluğu ve kuantum kuyusu genişliği için hesaplar yapılmış ve 3000 K elektron sıcaklığı için fonon sayısı 1.47'den daha küçük bir değerdir. Bu sonuç da beklenen bir sonuçtur çünkü örgü sıcaklığı arttıkça fonon sayısı artacaktır.

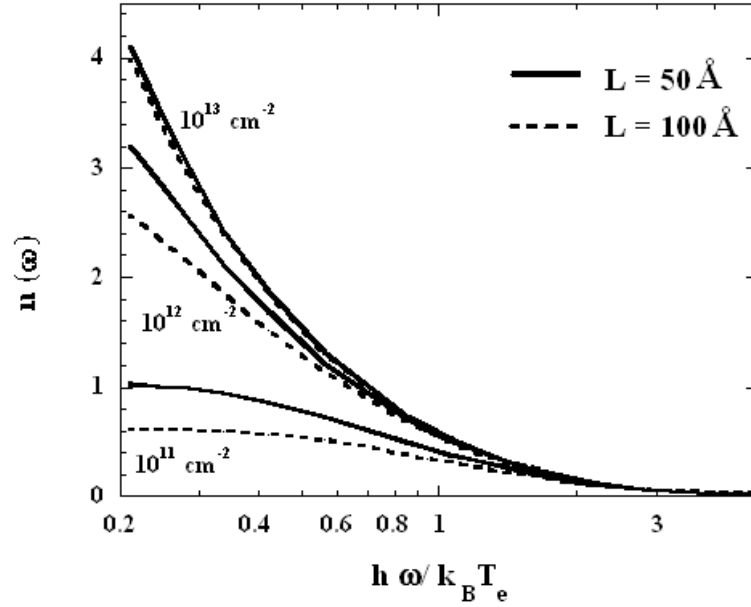
GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazındaki ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi ise Şekil 3.2'de görülmektedir. Hesaplamalar, $T_L = 300 \text{ K}$ örgü sıcaklığında ve 50 Å ile 100 Å kuyu genişliklerinde $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunlukları için yapılmıştır. Taşıyıcı yoğunluğu ve elektron sıcaklığı arttıkça ortalama fonon sayısının arttığı görülmektedir. Ortalama fonon sayısı düşük sıcaklıklarda kuyu genişliğinden bağımsız hale gelir. GaN/ AlGaN 2 boyutlu elektron gazı için elde edilen sonuçlar literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Bu çalışmada 300 K örgü sıcaklığında, $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğu ve 50 Å kuyu genişliği için 300 K elektron sıcaklığında ortalama fonon sayısı 0.021 bulunmuştur. 65 Å kuyu genişliği için literatür 0.035 değerini vermektedir [29].

$T_L = 300 \text{ K}$ 'de 50 Å ve 100 Å kuyu genişlikleri için InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazındaki ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi de benzer hesaplamalar sonucunda Şekil 3.3'de verilmiştir. $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunlukları için yapılan hesaplamalarda, taşıyıcı yoğunluğunun artması ile ortalama fonon sayısının arttığı görülmektedir. Bu yapı için literatürde sıcak elektron dinamiğine ait teorik sonuçlar olmadığından bu sonuçlar ilk olarak bu çalışmada elde edilmiş ve sunulmuştur. Şekil 3.3'den de görüleceği gibi, kuyu genişliği yüksek sıcaklıklarda ortalama fonon sayısı üzerinde etkili iken düşük

sıcaklıklarda ortalama fonon sayısı kuyu genişliğinden hemen hemen bağımsız hale gelir.



Şekil 3.2 300 K’de GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazı için ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.



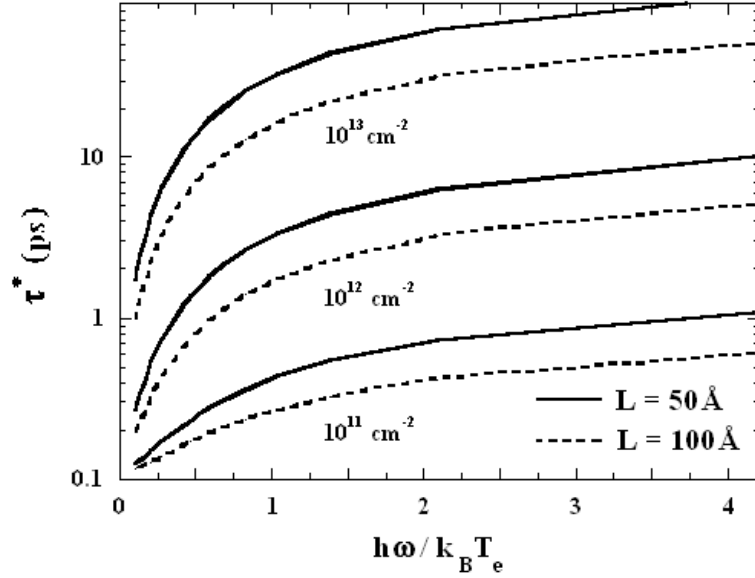
Şekil 3.3 300 K’de InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazı için ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.

Özet olarak, $T_L = 300$ K örgü sıcaklığında 50 \AA ve 100 \AA kuyu genişlikleri için GaAs / AlGaAs, GaN / AlGaN ve InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazlarının $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluklarındaki ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi incelendiğinde bu üç yapı için aynı taşıyıcı yoğunluğu, kuyu genişliği ve elektron sıcaklığı ele alındığında GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazının içerdiği ortalama fonon sayısı, diğerlerine göre daha fazladır. InN (~ 73 meV) ve GaN'e (~ 92 meV) göre düşük optiksel fonon enerjisine sahip olan GaAs'de (~ 36 meV) özellikle yüksek sıcaklıklarda elektronların optiksel fononlarla daha az etkileşmesi nedeniyle ortalama fonon sayısı diğer yapılara göre daha fazladır.

Etkin enerji durulma zamanı, bir fononun çarpışma sıklığının ortamdaki fonon sayısı ile orantılı olmasından ve taşıyıcı yoğunluklarının çok olduğu yerlerde sıcak fonon etkilerinin ortaya çıkmasından dolayı artan taşıyıcı yoğunluğu ile artar. Sıcak fononlar dengede olmayan boyuna optik fononlar olarak tanımlanır. Yüksek elektron sıcaklıklarına gidildikçe daha fazla örgü modları ortaya çıkar ve bu durumda da sıcak fonon etkileri kaybolmaya başlar. Bu nedenle de yüksek elektron sıcaklıklarına gidildikçe etkin enerji durulma zamanı azalmaya başlar. Düşük elektron sıcaklıklarına doğru non-dejenere kabullenmesi geçersiz olmaya başlar.

Şekil 3.4'de $L = 50 \text{ \AA}$ ve 100 \AA kuyu genişlikleri için GaAs / AlGaAs iki boyutlu elektron gazı için etkin enerji durulma zamanının farklı taşıyıcı konsantrasyonları için elektron sıcaklığının tersi ile değişimi elde edilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi düşük elektron sıcaklıklarından yüksek elektron sıcaklıklarına gidildikçe etkin enerji durulma zamanı, örgü modlarının artmasından dolayı sıcak fonon etkileri azalır ve yok olur ve böylece etkin enerji durulma zamanı da azalır. Ridley tarafından [22], GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için farklı taşıyıcı yoğunluklarında ve 50 \AA ve 100 \AA kuantum kuyu genişlikleri için edilen sonuçlara bakıldığında, $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğu ve 50 \AA 'luk kuyu genişliği için etkin enerji durulma zamanları karşılaştırıldığında hemen hemen aynı sonuçların elde edildiği görülür. GaAs/AlGaAs için literatürde elde edilmiş ve bizim de tekrarlayarak elde ettiğimiz bu sonuçlar aşağıda aynı yaklaşım kullanılarak

GaN/AlGaN ve InN/InGaN yapılarına da uygulanmış ve teorik neticeler bu çalışmada ilk kez sunulmuştur.

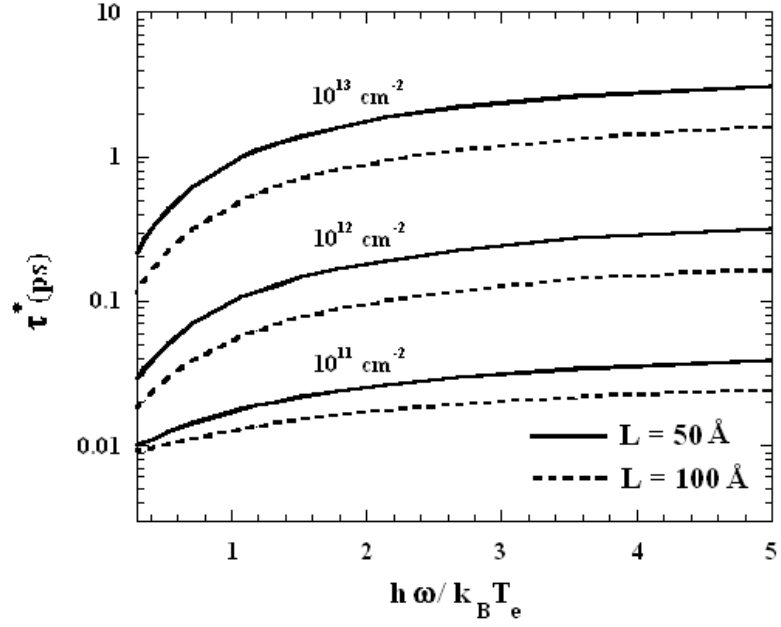


Şekil 3.4 GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.

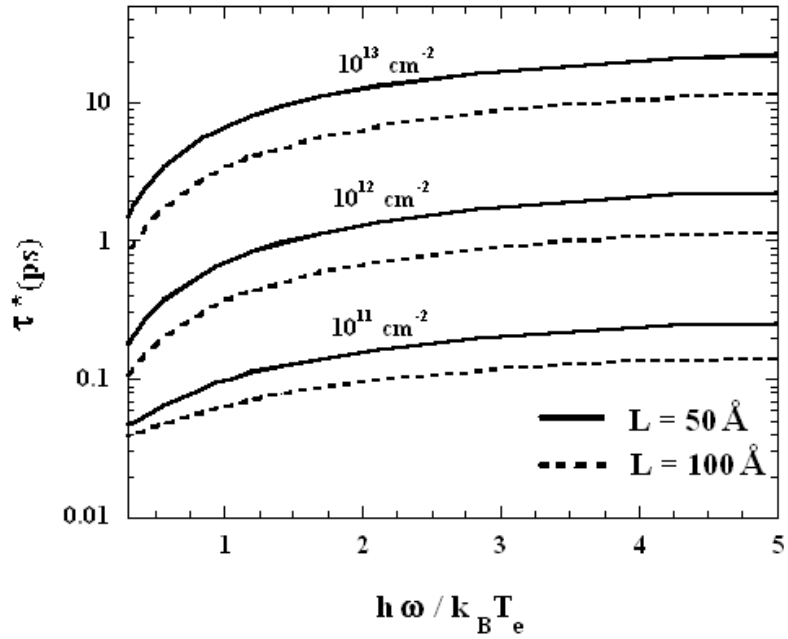
GaN / AlGaN için aynı taşıyıcı konsantrasyonları için etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi Şekil 3.5’de görülmektedir. Sıcak fonon etkilerinin olmadığı yani örgü sıcaklığının elektron sıcaklığına eşit olduğu sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara gidildikçe beklenildiği gibi etkin enerji durulma zamanı azalır. GaN / AlGaN için etkin enerji durulma zamanı Şekil 3.5’den de görüleceği üzere 50 Å kuyu genişliği ve $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğu için 0.2 ps olarak elde edilmiştir. Bu sonucun literatür [30] deki değer ile örtüştüğü görülmektedir.

50 Å ve 100 Å kuyu genişlikleri için InN / InGaN numunedeki $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluklarında hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi Şekil 3.6’da verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi etkin enerji durulma zamanı kuyu genişliğine, taşıyıcı yoğunluğuna ve elektron sıcaklığına sıkı sıkıya bağlıdır. Bu netice InN/InGaN için bu çalışmada

ilk defa sunularak sürüklenme hızının elektrik alan ile değişimi araştırılmış ve sonuçlar GaAs ve GaN ile karşılaştırmalı olarak verilmiştir.



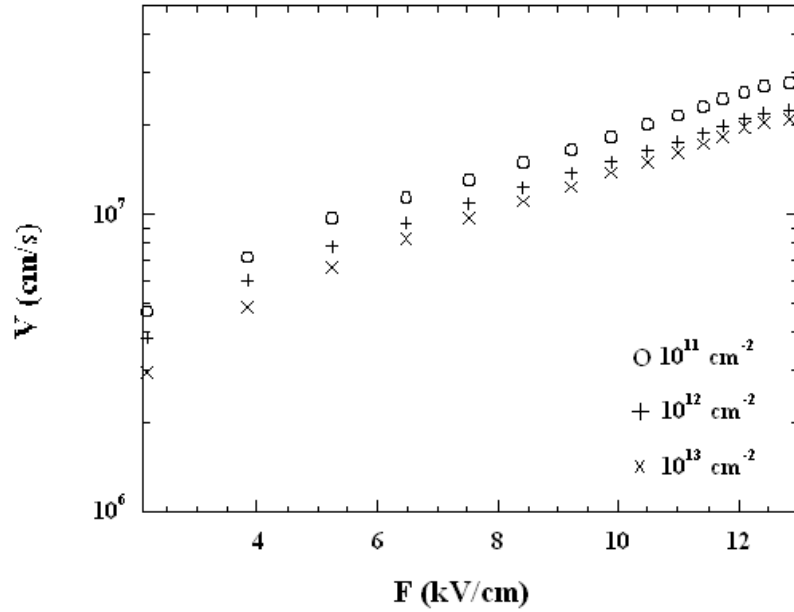
Şekil 3.5 GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazı için etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.



Şekil 3.6 InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazındaki etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.

Özet olarak GaAs / AlGaAs, GaN / AlGaN ve InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazlarının 50 Å ve 100 Å kuyu genişlikleri için $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluklarında etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi araştırılmıştır. Üç yapı için de aynı taşıyıcı yoğunluğu, kuyu genişliği ve elektron sıcaklığı dikkate alındığında GaAs / AlGaAs için etkin enerji durulma zamanı GaN / AlGaN ve InN / InGaN yapılarından daha büyüktür.

Aşağıda, yukarıda bahsedilen her üç yapı için yüksek elektrik alanlara gittikçe artan fonon sayısının nasıl değiştiği ve bu değişimin sürüklenme hızı dolayısı ile mobilite üzerine etkisini araştırmak üzere her bir yapı için sürüklenme hızlarının elektrik alanla değişimleri incelenmiştir.

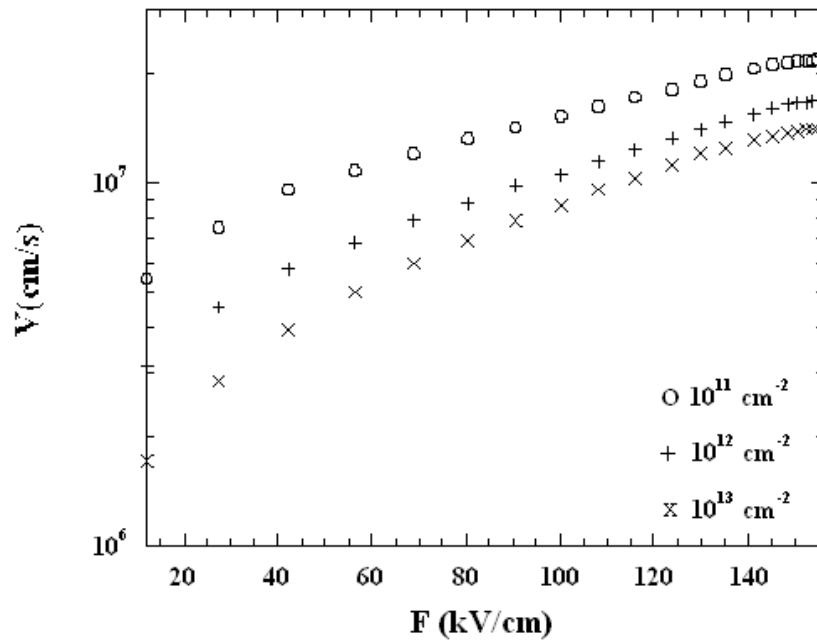


Şekil 3.7 $T_L = 300 \text{ K}$ 'de GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi.

Şekil 3.7, 300 K örgü sıcaklığında $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunlukları için sürüklenme hızı – elektrik alan değişimini vermektedir. Şekilden görüldüğü gibi düşük elektrik alan değerleri için sürüklenme hızı elektrik alan ile lineer olarak artmakta yani omik davranış göstermektedir. Yüksek elektrik alanlara doğru gidildikçe elektron doğrusal olmayan davranış göstermeye başlar ve

bundan dolayı elektron optiksel fonon saçılması baskın olur ve hız yavaş yavaş doyuma ulaşmaya başlar. Netice olarak da LO fonon saçılması nedeni ile mobilite artan alanla azalır. Ayrıca Şekil 3.7, sürüklenme hızının, beklenildiği gibi, artan taşıyıcı yoğunluğu ile azaldığını da göstermektedir. Ayrıca elde edilen bu neticenin, Şekil 3.1 ile olan ilişkisi aşıkardır. Şekil 3.1’de belli bir elektron sıcaklık değeri için ortalama fonon sayısının artan taşıyıcı yoğunluğu ile arttığı görülmüştü. Bu sonuç dengede olmayan fononların (LO fononlar) artmasıyla sürüklenme hızındaki azalmayı artırdığını doğrulamakta ve neticesi de Şekil 3.7’de görülmektedir.

Şekil 3.7’deki elde edilen bu sonuçlar Ridley tarafından [22] elde edilmiş olup, uygulanan bu model GaN/AlGaN ve InN/AlGaN yapılara uygulanmış ve gerek kendi içlerinde gerekse literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılarak bu yapılara da bu modelin uygulanabileceği neticesi ortaya konulmuştur. Literatür [22]’deki değişim eğrileri incelendiğinde, $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğu ve 4 kV/cm lik elektrik alan değerinde sürüklenme hızının $8 \times 10^6 \text{ cm/s}$ olduğu görülebilir ki bu netice bizim bulduğumuz sonucu desteklemektedir.

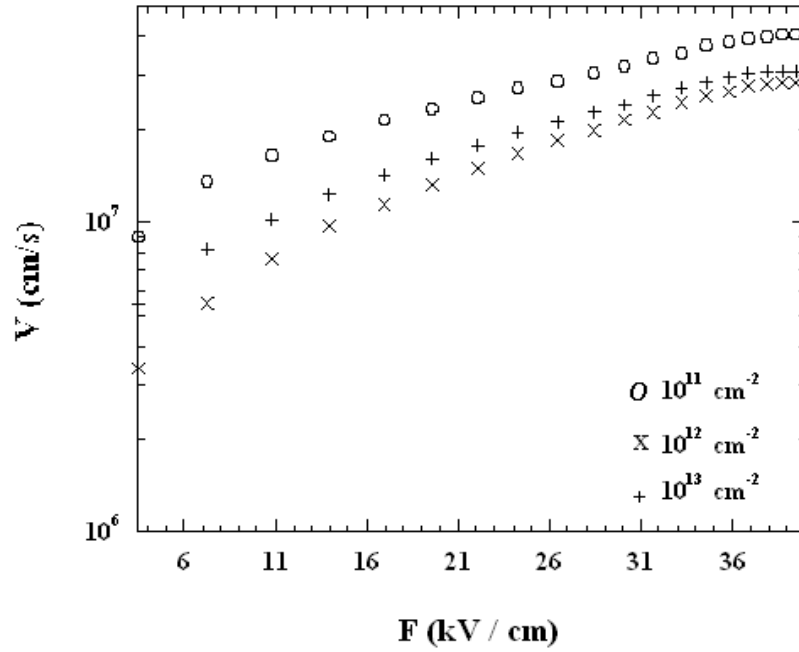


Şekil 3.8 300 K örgü sıcaklığında GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazı için sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi.

300 K örgü sıcaklığında GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazında aynı taşıyıcı yoğunlukları için sürüklenme hızının elektrik alan ile değişimi Şekil 3.8’de görülmektedir. Lineer olarak artışa devam eden sürüklenme hızı 150 kV/cm elektrik alan değerinden itibaren doyuma ulaşmaya başlar. $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunlukları için 12.1 kV/cm elektrik alan değerinde elde edilen hız değerleri sırasıyla $5.43 \times 10^6 \text{ cm/s}$, $3.14 \times 10^6 \text{ cm/s}$ ve $1.72 \times 10^6 \text{ cm/s}$ iken 155.8 kV/cm gibi yüksek elektrik alan değerinde elde edilen doyum hızı değerleri sırasıyla $2.18 \times 10^7 \text{ cm/s}$, $1.68 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ve $1.42 \times 10^7 \text{ cm/s}$ dir. GaN/AlGaN yapı için elde edilen bu sonuçlar literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmıştır. 12.1 kV/cm elektrik alan altında elde edilen hız değerleri literatürde $2 \times 10^6 \text{ cm/s}$ iken bu çalışmada bulunan değer $5.43 \times 10^6 \text{ cm/s}$ dir [31].

Şekil 3.9, InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazında sürüklenme hızının elektrik alanla değişimini vermektedir. 38 kV/cm değerine kadar elektrik alan ile orantılı olarak artan hız, bu değerden sonra doyuma ulaşmaya başlar. 300 K örgü sıcaklığında $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunlukları için 3.48 kV/cm değerindeki elektrik alanda elde edilen hız değerleri sırasıyla $9 \times 10^6 \text{ cm/s}$, $5.48 \times 10^6 \text{ cm/s}$ ve $3.4 \times 10^6 \text{ cm/s}$ iken 39.5 kV/cm değerindeki elektrik alanda elde edilen hız değerleri sırasıyla $4.07 \times 10^7 \text{ cm/s}$, $3.1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ve $2.84 \times 10^7 \text{ cm/s}$ dir.

300 K örgü sıcaklığında $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğu için GaAs/ AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için doyum hızını veren elektrik alan değeri, GaN/ AlGaN ve InN/InGaN yapılarınkine göre daha küçüktür. GaN/ AlGaN ve InN/InGaN yapıları karşılaştırıldığında ise InN / InGaN için doyum hızını veren elektrik alan değeri GaN / AlGaN yapınınkinden daha küçüktür. GaAs’de özellikle yüksek sıcaklıklarda elektronların optiksel fononlarla daha az etkileşmesi nedeniyle ortalama fonon sayısı diğer yapılara göre daha fazladır. Dengeye olmayan fononların (LO fononlar) artması sürüklenme hızındaki azalmayı arttıracığından üç yapı arasında GaAs en düşük elektrik alana ve bu değere karşılık gelen sürüklenme hızına sahiptir.

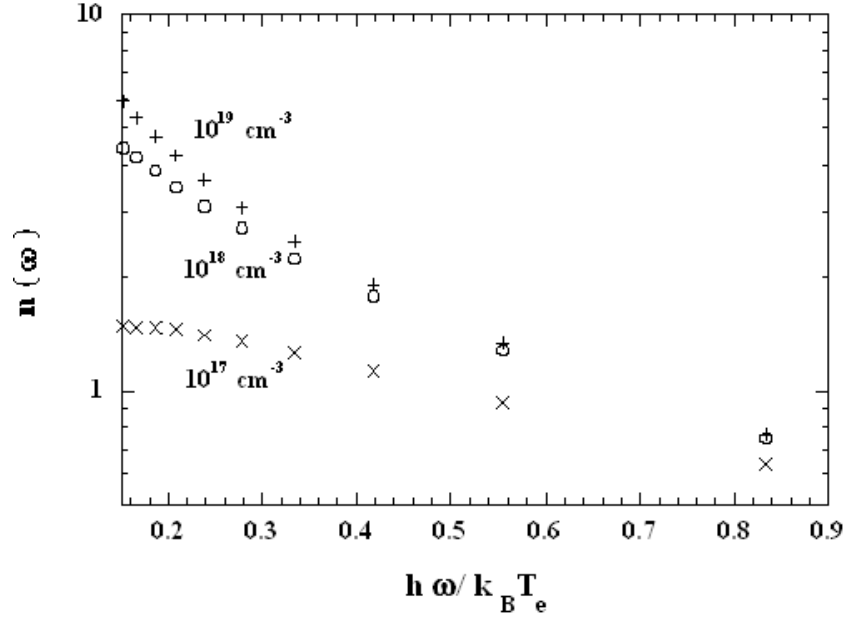


Şekil 3.9 InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazında sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi.

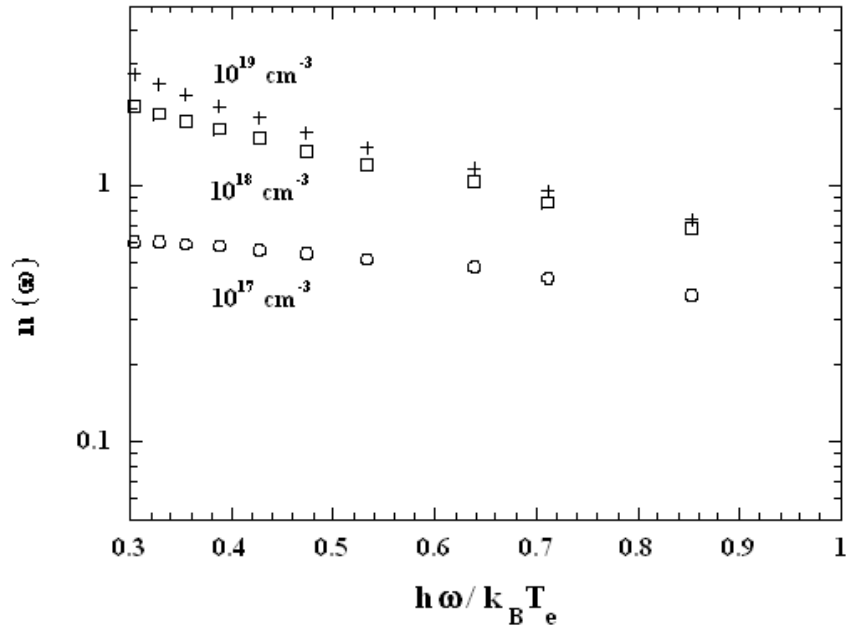
Bundan sonraki kısımda, iki boyutlu elektron gazı için elde edilen sonuçlar, bulk yapılar için de elde edilmiş ve sonuçlar kendi içinde ve literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Şekil 3.10, $T_L = 300 \text{ K}$ örgü sıcaklığında bulk GaAs için ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimini vermektedir. Şekilden de görüleceği gibi artan taşıyıcı yoğunluğu ve elektron sıcaklığı ortalama fonon sayısını arttırmaktadır.

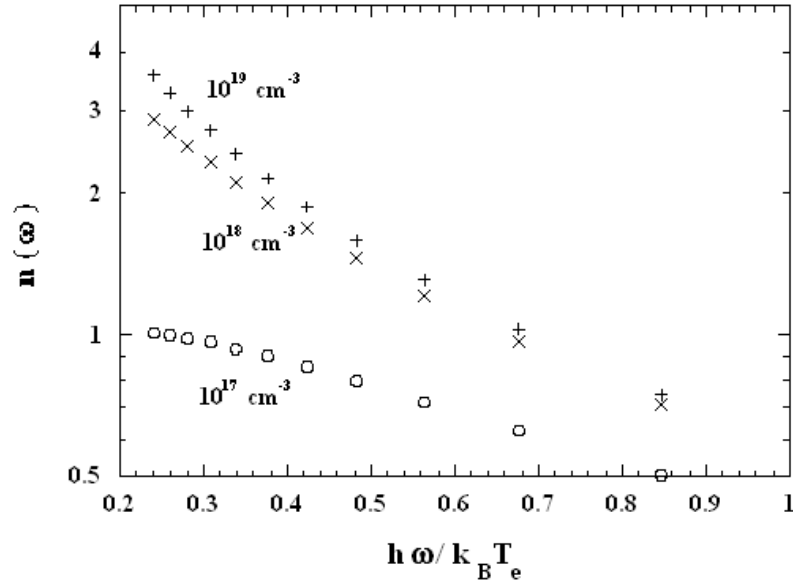
Bulk GaN numune için de üç farklı taşıyıcı yoğunluğu için hesaplanan ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığı ile değişimi Şekil 3.11'de elde edilmiştir. Ortalama fonon sayısı elektron sıcaklığının ve taşıyıcı yoğunluğunun artması ile artmaktadır.



Şekil 3.10 $T_L = 300$ K'de bulk GaAs ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.



Şekil 3.11 Bulk GaN için 300 K örgü sıcaklığında hesaplanan ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.

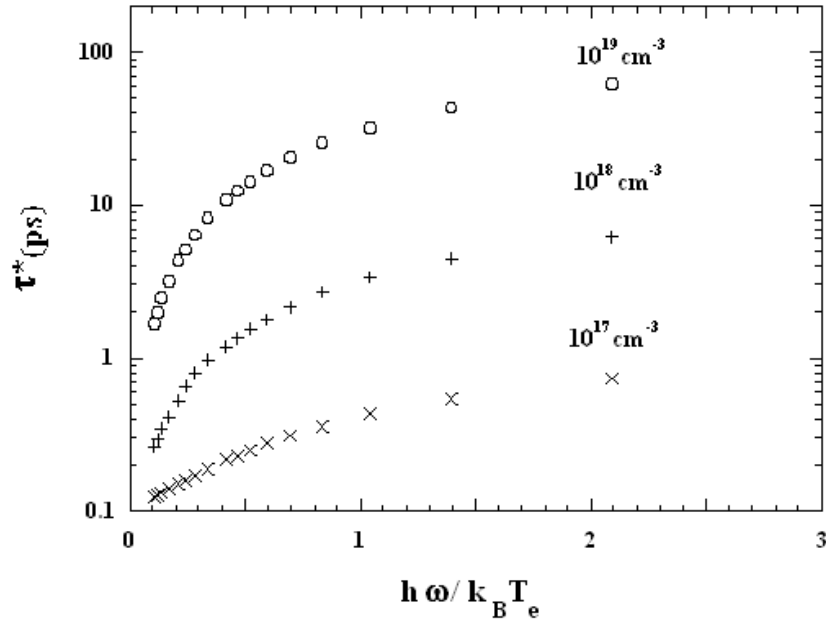


Şekil 3.12 $T_L = 300$ K’de bulk InN deki ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.

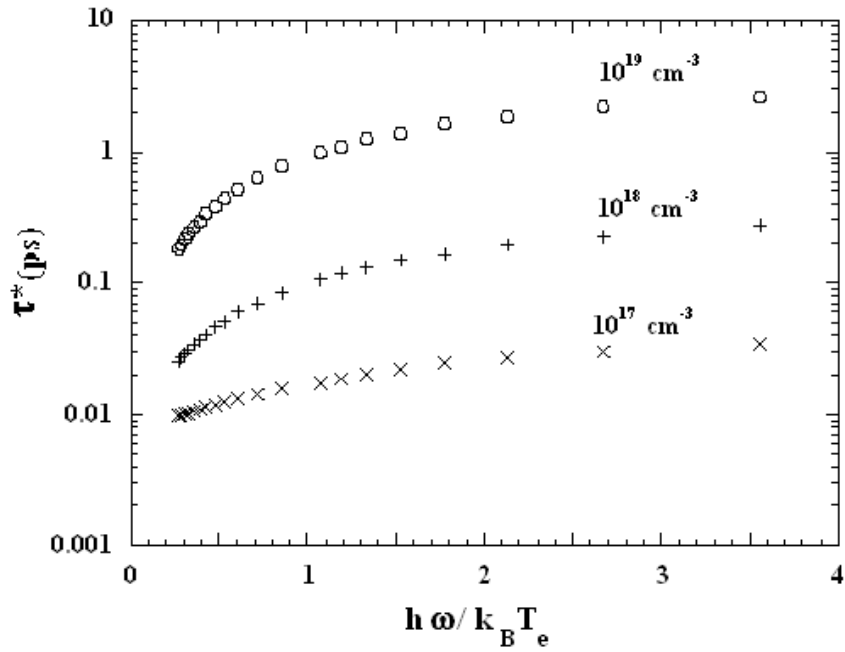
Bu üç değişim eğrisi karşılaştırıldığında, $T_L = 300$ K’de yapılan hesaplara göre elektron sıcaklığı ve taşıyıcı yoğunluğu arttıkça ortalama fonon sayısının arttığı görülmüştür. Aynı elektron sıcaklığı ve taşıyıcı yoğunluğu için en yüksek ortalama fonon sayısına sahip yapı ise GaAs dir.

Şekil 3.13, bulk GaAs in etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimini göstermektedir. Artan sıcaklık ile azalan etkin enerji durulma zamanı artan taşıyıcı yoğunluğu ile artar.

Şekil 3.14’de bulk GaN in üç farklı taşıyıcı yoğunluğu için $T_L = 300$ K’de hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi görülmektedir. GaAs numuneye benzer olarak artan elektron sıcaklığı ile etkin enerji durulma zamanı azaltmakta ve artan taşıyıcı yoğunluğu ile artmaktadır. İki numune kıyaslandığında GaN numunedeki etkin enerji durulma zamanı daha küçük değerler alır. Bunun nedeni GaN’in GaAs’e göre daha yüksek optiksel fonon enerjisine sahip olması dolayısıyla optiksel fononların elektronlarla daha çok etkileşmesidir.

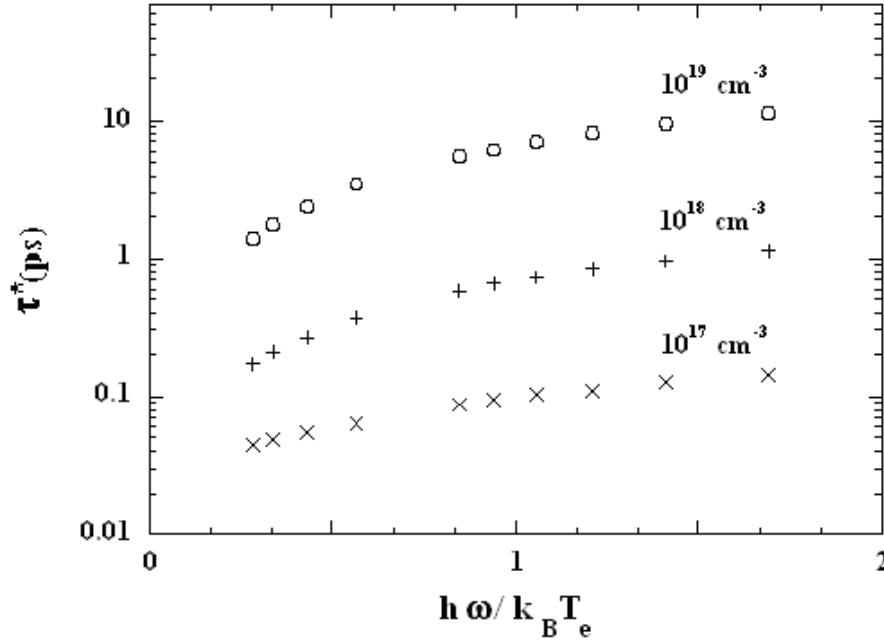


Şekil 3.13 Bulk GaAs'in $T_L = 300$ K'de hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.



Şekil 3.14 $T_L = 300$ K'de bulk GaN in hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.

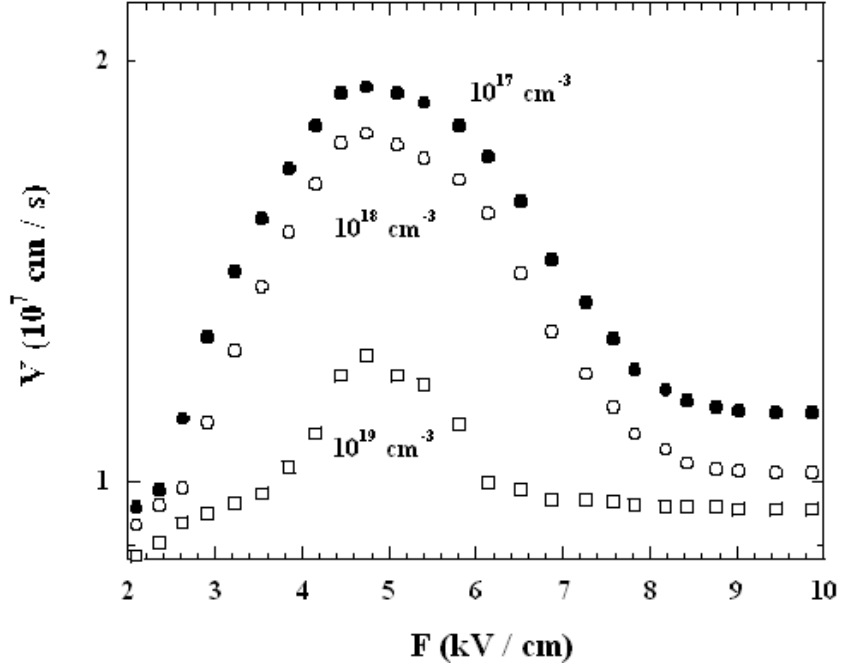
Bulk InN için hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersinin fonksiyonu olarak değişimi Şekil 3.15’de görülmektedir. Bu neticeler bulk InN için ilk kez bu çalışmada verilmiştir. 3 yapıyı birlikte karşılaştırırsak GaAs numunedeki etkin enerji durulma zamanı en büyük değeri, GaN numunede en düşük değeri alırken InN için bu değer ikisinin arasında yer alır. GaN’in optiksel fonon enerjisinin (~ 92 meV), GaAs (~ 36 meV) ve InN (~ 73 meV) göre büyük olmasından dolayı etkin enerji durulma zamanı kısaldır. Çünkü optiksel fononların enerjisi ne kadar büyükse elektronlarla etkileşmeleri o kadar fazla olur. Etkin enerji durulma zamanı çarpışma sıklığının bir ölçüsü olduğundan ne kadar çok çarpışma olursa etkin enerji durulma zamanı o kadar küçük olur.



Şekil 3.15 Bulk InN’in $T_L = 300$ K’de hesaplanan etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığının tersi ile değişimi.

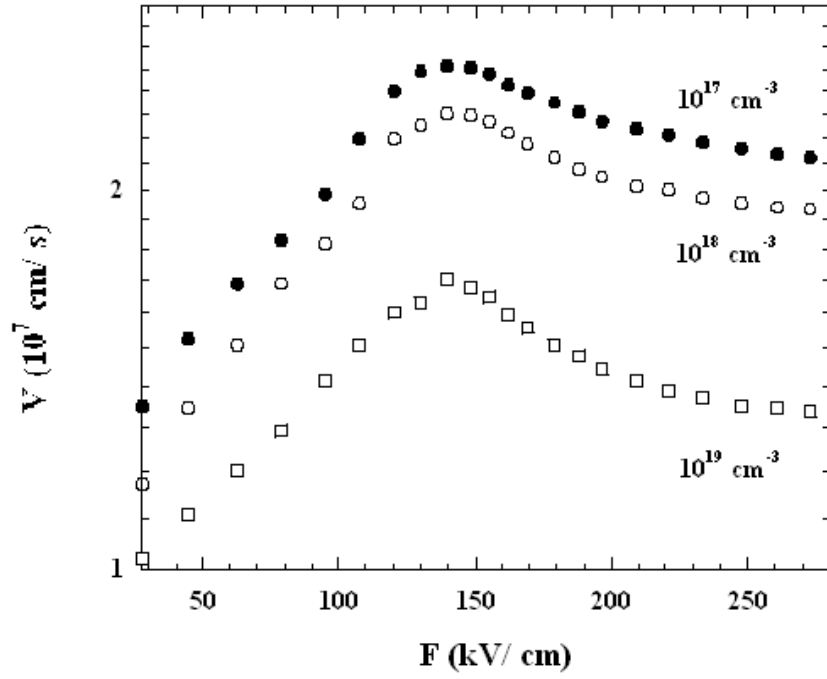
Şekil 3.16’da değişik taşıyıcı yoğunlukları için bulk GaAs’deki elektron sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi görülmektedir. Şekil 3.16’da görüldüğü gibi tüm taşıyıcı yoğunlukları için 4.6 kV/cm lik alan değerine kadar artan sürüklenme hızı bu değerden sonra azalma göstermekte ve 10 kV/cm değerinden itibaren doyuma ulaşmaktadır. Yine Şekil 4.16’dan görüleceği gibi azalan taşıyıcı yoğunluğu ile sürüklenme hızı artmaktadır. GaAs için elde edilen bu sonuçlar

literatürdeki GaAs için elde edilmiş Monte Carlo Yönteminin sonuçlarıyla uyum içindedir. Bu çalışmada doyum hızı 1.75×10^7 cm/s olarak bulunurken literatürde bu değer 1.75×10^7 cm/s dir [32,33].

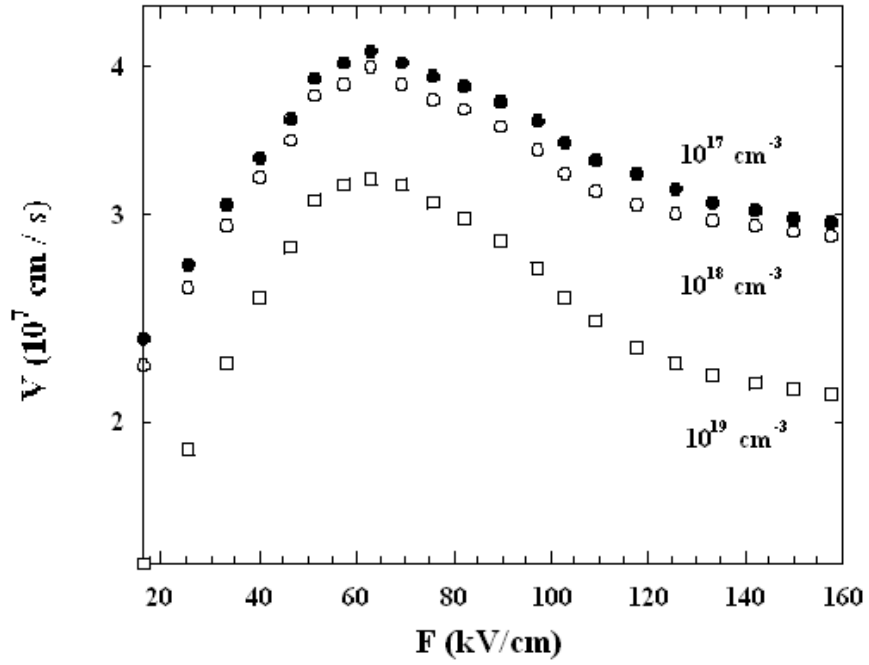


Şekil 3.16 300 K'de bulk GaAs için elektron sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi.

Bulk GaN numune için elektron sürüklenme hızının elektrik alan ile değişimi Şekil 3.17'de görülmektedir. Üç farklı taşıyıcı yoğunluğu için yapılan hesaplarda yüksek elektrik alan değerlerine (~ 140 kV/cm) kadar sürüklenme hızında artış olduğu ve bu kritik değerden sonra bir azalmanın gerçekleştiği görülmektedir. ~ 250 kV/cm lik alan değerinde ise sürüklenme hızı doyuma ulaşmaktadır. Bu hesaplar literatürdeki değerlerle iyi bir uyum içerisindedir. Literatürde bulk GaN'in pik sürüklenme hızı 2.53×10^7 cm/s olarak verilmiştir. Bu çalışmada hesaplanan değer ise 2.5×10^7 cm/s dir [32].



Şekil 3.17 300 K örgü sıcaklığında bulk GaN için hesaplanan elektron sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi.



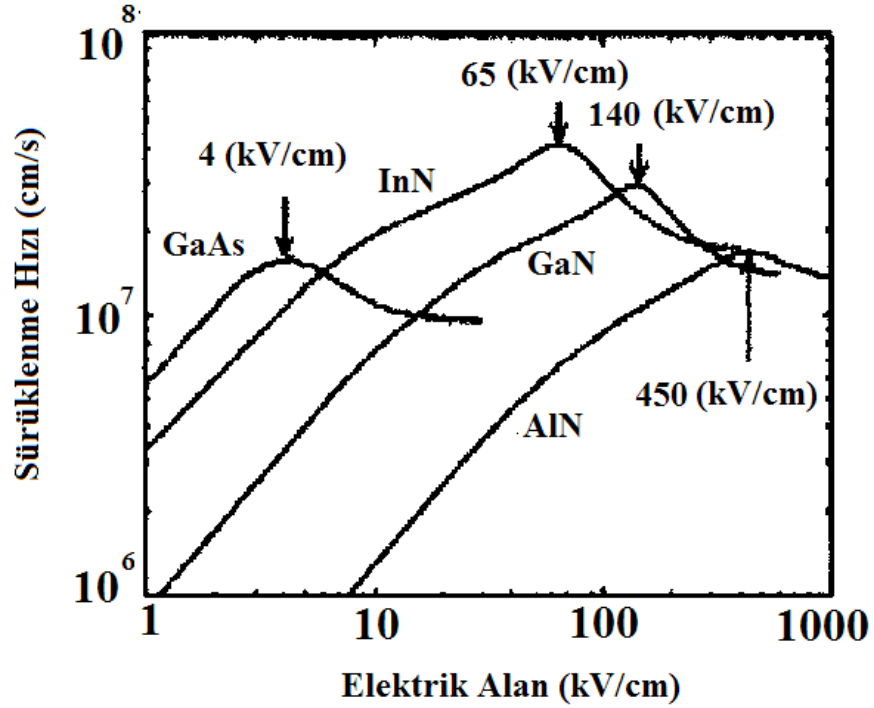
Şekil 3.18 $T_L = 300 \text{ K}$ 'de bulk InN için elektron sürüklenme hızının elektrik alana göre değişimi.

Şekil 3.18’de bulk InN numune için 300 K örgü sıcaklığında üç farklı taşıyıcı yoğunluğu için hesaplanan elektron sürüklenme hızının elektrik alan ile değişimi görülmektedir. InN’de sürüklenme hızı ~ 65 kV/cm lik alan değerinde maksimum değere ulaşırken bu değerden sonra hızlı bir azalmanın olduğu ve daha sonra ~ 160 kV/cm lik alan değerinde ise hızın doyuma ulaştığı bulunmuştur.

Şekil 3.16, 3.17 ve 3.18’ den en düşük etkin kütleye sahip olan InN’in bu özelliğinden dolayı diğer materyallere oranla yüksek mobilite ve yüksek doyum hızına sahip olduğu görülmektedir. Aynı taşıyıcı yoğunluğu ve elektron sıcaklığı dikkate alındığında pik sürüklenme hızlarının InN için 4.1×10^7 cm/s, GaN için 2.53×10^7 cm/s ve GaAs için 1.75×10^7 cm/s olduğu hesaplanmıştır. Materyaller karşılaştırıldığında doyum hızına karşılık gelen en büyük elektrik alan değeri ise GaN’e (~ 250 kV/cm) aittir.

Elde edilen bu sonuçlarla literatürdeki sonuçlar karşılaştırıldığında iyi bir uyum içinde olduğu görülmektedir: Şekil 3.19’da wurtzite GaN, InN, AlN ve zincblende (ZnS) GaAs materyalleri için literatürdeki hız alan karakteristikleri görülmektedir [32]. Şekilden görüleceği gibi hız-alan grafiklerinde bu yarıiletkenlerin her birine ait bir pik bulunmaktadır. InN 4.2×10^7 cm/s ile bu yarıiletkenler arasında en yüksek pik sürüklenme hızına sahip materyaldir. Aynı şartlarda GaN 2.9×10^7 cm/s, AlN 1.7×10^7 cm/s ve GaAs 1.6×10^7 cm/s lik pik sürüklenme hızına sahiptir. Şekil 3.19’daki değişim eğrileri 300 K örgü sıcaklığında ve 1×10^{17} cm⁻³ taşıyıcı konsantrasyonunda elde edilen Monte Carlo Metoduna ait sonuçlardır.

Her üç bulk yapı için elde edilen sürüklenme hızı-elektrik alan değişim eğrileri dikkatlice incelendiğinde, belli bir tepe değerinden sonra sürüklenme hızı azalmakta ve sonra doyuma ulaşmaktadır. Bunun sebebi Negatif Elektriksel Direnç (NDR) olayı ile açıklanmakta olup, valans banttan iletkenlik bandına uyarılan elektronların çok yüksek elektrik alanda kazandıkları enerjiden dolayı buldukları valley (vadi) den (Γ valleyden) daha yayvan olan bantlara (L valley) geçmelerinden kaynaklanmaktadır. Aşağıda GaAs için bu durum detaylı bir şekilde açıklanmıştır:



Şekil 3.19 Wurtzite GaN, InN, AlN ve zincblende (ZnS) GaAs materyallerine ait hız alan karakteristikleri [33].

Elektriksel direnç normal olarak bir iletkende ısı şeklindeki elektrik enerjisinin harcanması ile ilişkilidir. Bundan dolayı bir negatif elektriksel direnç elektrik enerjisinin böyle bir ortamda yaratılabileceğini söyler.

GaAs'deki en düşük iletkenlik bandı minimumu Brillouin bölgesi merkezinde meydana gelirken (Γ valley), yaklaşık 0.3 eV daha yüksek enerjide bulunan L noktalarındaki iletkenlik bandında da bulunurlar. Bu L bölgelerindeki elektronların etkin kütlesi izotropik değildir. Bölgelerin eksenleri boyunca hareket için enine kütle $0.075m_0$ iken boyuna kütle $1.9m_0$ dır. Bu kütleler Γ bölgesindeki elektronların $0.067m_0$ lık etkin kütesinden (m_{Γ}^*) çok daha büyüktür. Bu durumda Γ bölgesindeki elektronların mobilitesinin L bölgelerindeki elektronların mobilitesinden çok daha büyük olması beklenir. Düşük elektrik alanlarda tüm elektronlar Γ bölgesindedir ve elektron mobilitesi küçük m_{Γ}^* den dolayı yüksektir. Alan arttığı zaman bazı elektronlar bantlar arası (intervalley) saçılma yoluyla L bölgelerine transfer olacak kadar enerjiye sahip olana dek elektronlar enerji kazanır. Bu intervalley saçılması

artık optiksel fononlardan saçılma yoluyla meydana gelen intervalley durulması ile yarışır. GaAs'de bir elektronun Fröhlich etkileşmesi yoluyla bir boyuna optiksel fonon yayınlaması yaklaşık 200 fs lik bir zaman alır. Oda sıcaklığında Γ bölgesine benzer olarak L intervalley saçılma zamanı 100 fs den daha azdır. Ancak elektronun Γ bölgesine dönmesi pikosaniye mertebesinde zaman alır. Çünkü Γ bölgesinin durum yoğunlukları L bölgesininkinden daha küçüktür. Sonuç olarak yüksek yeterlilikte elektrik alanlar için elektronların önemli bir kısmının L bölgelerine uyarılmaları beklenir ve elektron iletkenliği

$$\sigma = e (N_{\Gamma} \mu_{\Gamma} + N_L \mu_L)$$

olacaktır. Burada N_{Γ} ve N_L sırasıyla Γ ve L bölgelerindeki elektron sayısıdır. μ_{Γ} , μ_L den daha küçük olduğundan iletkenlik, NDR'ye yol açacak şekilde artan alan ile azalır. Daha yüksek alanlarda bile ($E > E_b$) L bölgesinde bulunan elektronlar Γ bölgesinde bulunanlardan daha çok olacaktır. Çünkü L bölgesi daha yüksek durum yoğunluğuna sahiptir ve elektronların intervalley transferini durdurur. Artık L bölgelerindeki elektronlar bir dış alan ile ivmelendirilirler ve hızları alan ile çizgisel olarak artar. Sürüklenme hızının azalmaya başladığı eşik alanı, E_c kritik alan olarak adlandırılır. GaAs'deki NDR'ye elektronların X bölgelerine transferinin neden olduğu düşünülmüştü. L bölgelerinin X bölgelerinden daha düşük enerjili olduğu ispatlandıktan sonra L bölgelerine transfer, GaAs'deki NDR'den sorumlu mekanizma olarak kabul edilmiştir.

NDR'yi incelemek için şu şartları sağlamak gerekir. Burada yüksek elektrik alan altında taşıyıcıların uyarılabileceği daha yüksek enerjili bölgeler olmalıdır. Daha yüksek enerjili bölgelerdeki taşıyıcıların mobilitesi daha düşük enerjili bölgelerden çok daha küçüktür. Daha yüksek enerjili bölgelerin daha düşük enerjili bölgelerden ayrımı $k_B T$ den çok daha büyük olmalıdır. Burada T, daha yüksek bölgeler termal olarak dolmadan ki cihazın çalışma sıcaklığıdır. Ancak bu ayrım bant aralığından daha büyük olmamalıdır. Öte yandan taşıyıcılar daha yüksek bölgelere transfer için gerekli enerjiyi alandan kazanmadan önce taşıyıcıları valans banttan iletkenlik bandı içine etki iyonizasyonu yoluyla uyarabilirler. Bu şartlar GaAs, InP ve $In_x Ga_{1-x} As$ ($x < 0.5$) üçlü alaşımının iletkenlik bantları tarafından sağlanır.

4. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada iki boyutlu GaN/AlGaN, GaAs/AlGaAs ve InN/InGaN yarıiletkenler ve GaN, GaAs ve InN üç boyutlu yarıiletkenlerde elektronların yüksek alan taşıma özellikleri üzerine sıcak fonon üretiminin etkisi araştırılmıştır. Hesaplamalarda dejenere olmayan istatistik kullanılmıştır. Fonon işgal sayısının ve etkin enerji durulma zamanının elektron sıcaklığına bağlılığı teorik olarak incelenmiş ve elektronların sürüklenme hızlarının elektrik alan ile değişimi elde edilerek analiz edilmiştir.

300 K örgü sıcaklığında $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ve $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunlukları için 2 boyutlu elektron gazlarındaki fonon işgal sayısının elektron sıcaklığı ile değişimi kuyu genişliğine bağlı olarak incelenmiştir. Yüksek elektron sıcaklıklarında ortalama fonon işgal sayısı kuyu genişliğine bağlı iken düşük sıcaklıklarda gidildikçe hemen hemen bağımsız hale gelir. Bu yapılarda elektron sıcaklığının ve iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğunun artması sıcak fonon etkilerini doğurur. Fononların çarpışma sıklığının ölçüsü olan etkin enerji durulma zamanı da farklı kuantum kuyu genişliğine ve elektron sıcaklığına bağlı olarak incelenmiştir. Düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara gidildikçe dengede olmayan fononların etkisi (sıcak fonon etkisi), yüksek sıcaklıklarda örgü modlarının artmasından dolayı kaybolmakta ve etkin enerji durulma zamanı bu nedenle de azalmaktadır. Aynı taşıyıcı yoğunlukları ve kuyu genişlikleri dikkate alındığında GaAs / AlGaAs için etkin enerji durulma zamanının, GaN / AlGaN ve InN / InGaN 2 boyutlu elektron gazlarındaki değerden daha büyük olduğu görülmüştür. Elektron sıcaklığının fonksiyonu olarak elektronların sürüklenme hızlarının elektrik alan ile değişimi üç farklı taşıyıcı yoğunluğu için 300 K örgü sıcaklığında incelenmiştir. Elektrik alanın küçük değerleri için lineer olarak artan hız, yüksek alanlara ulaştıkça optiksel fonon etkilerinin ortaya çıkmasıyla lineer olmaktan sapar ve doyuma ulaşır. GaAs / AlGaAs 2 boyutlu elektron gazı için sürüklenme hızı 13 kV/cm elektrik alan değerinden itibaren doyuma ulaşmaya başlar. Bu alan değerinde $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ taşıyıcı yoğunluğu için doyum hızı $1.9 \times 10^7 \text{ cm/s}$ dir. 150 kV/cm lik elektrik alan değerine doğru doyuma ulaşmaya başlayan GaN / AlGaN 2 boyutlu elektron gazı için bu

değer 1.42×10^7 cm/s iken 39.5 kV/cm alan değerinde doyuma ulaşan InN / InGaN için bu değer 2.84×10^7 cm/s dir. İki boyutlu yapı için elde edilen sonuçlar literatürdeki sonuçlarla uyum içerisindedir.

Bulk yapılar için de 300 K örgü sıcaklığı ve 1×10^{17} cm⁻³, 1×10^{18} cm⁻³ ve 1×10^{19} cm⁻³ taşıyıcı yoğunluklarında ortalama fonon sayısının elektron sıcaklığı ile değişimi incelenmiştir. Ortalama fonon sayısı, kuyu genişliğinden bağımsız olup artan elektron sıcaklığı ve taşıyıcı yoğunluğu ile artmaktadır. Üç farklı bulk yapı, aynı elektron sıcaklığı ve taşıyıcı yoğunluğu dikkate alınarak karşılaştırıldığında bulk GaAs'ın en yüksek ortalama fonon sayısına sahip olan materyal olduğu görülmektedir. Bulk GaAs, GaN ve InN için etkin enerji durulma zamanlarının farklı taşıyıcı yoğunluklarında elektron sıcaklığı ile değişimi kuyu genişliğinden bağımsız olarak incelenmiştir. Elektron sıcaklığının artması etkin enerji durulma zamanını azaltmakta artan taşıyıcı yoğunluğu ise artırmaktadır. Üç yapı birlikte karşılaştırıldığında en yüksek etkin enerji durulma zamanına GaAs sahipken GaN büyük optiksel fonon enerjisinden dolayı en küçük değeri alır. 2 boyutlu yapılardan farklı olarak bulk yapılarda ortalama fonon sayısı ve etkin enerji durulma zamanı kuyu genişliğinden bağımsızdır. Elektron sürüklenme hızının elektrik alan ile değişimi iki boyutlu yapılara benzer şekilde üç farklı taşıyıcı yoğunluğu için 300 K örgü sıcaklığında incelenmiştir. Bulk GaAs'de üç taşıyıcı yoğunluğu için de 4.6 kV/cm alan değerinde sürüklenme hızının en yüksek değeri aldığı, bu değerden sonra azalma gösterdiği ve 10 kV/cm değerinde doyuma ulaştığı bulunmuştur. Yaklaşık 140 kV/cm alan değerinde maksimum değere ulaşan bulk GaN'deki elektron sürüklenme hızının bu değerden sonra azalmaya başladığı ve yaklaşık 250 kV/cm değerinde doyuma ulaştığı görülmüştür. InN yapı için ise sürüklenme hızının yaklaşık 65 kV/cm değerine kadar artış gösterdiği ve bu değerden sonra 160 kV/cm alan değerine kadar azalma göstererek bu değerde doyuma ulaştığı bulunmuştur. Aynı taşıyıcı yoğunluğu ve örgü sıcaklığı için yapılan karşılaştırmada en büyük doyum hızının, en düşük etkin kütleyle sahip InN'e ait olduğu görülmüştür. Bulk yapılar için elde edilen sonuçların, literatürdeki Monte Carlo Yöntemi ile elde edilen sonuçlarla uyum içerisinde olduğu gösterilmiştir.

KAYNAKÇA

- [1] Strite, S. and Morkoç, H., *J. Vac. Sci. Technol. B* 10, (1992), 1237.
- [2] Wu, J., Walukiewicz, W., Shan, W., Yu, K.M., Ager III, J.W., Haller, E.E., Lu Hai and Schaff, W.J., *Phys. Rev. B* 66, (2002), 201403.
- [3] Kapolnek, D., Wu, X.H., Heying, B., Keller, S., Keller, B.P., Mishra, U.K., DenBaars, S.P. and Speck, J.S., *Appl. Phys. Lett.* 67, (1995), 1541.
- [4] Hori, M., Kano, K., Yamaguchi, T., Saito, Y., Araki T., Nanishi, Y., Teraguchi, N., and Suzuki, A., *Phys. Stat. Sol. (b)* 234, No.3, (2002), 750-754.
- [5] Tansley, T. L., Foley, C. P., *J. Appl. Phys.*, 59, (1986), 3241.
- [6] Guo, Q., Yoshida, A., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33, (1994), 2453.
- [7] Yodo, T., Yona, H., Ando, H., Nosei, D., and Harada, Y., *Appl. Phys. Lett.* 80, (2002), 968.
- [8] Inushima, T., Mamutin, V. V., Vekshin, V. A., Ivanov, S. V., Sakon, T., Motokawa, M., and Ohoya, S., *J. Cryst. Growth*, 481, (2001), 227-228.
- [9] Davydov, V. Y., Klochikhin, A. A., Seisyan, R. P., Emtsev, V. V., Ivanov, S. V., Bechstedt, F., Furthmuller, J., Harima, H., Mudryi, A. V., Aderhold, J., Semchinova, O., and Graul, J., *Phys. Stat. Sol. (b)* 229, (2002), R1.
- [10] Wu, J., Walukiewicz, W., Yu, K.M., Ager III, J.W., Haller, E.E., Lu Hai, Schaff, W.J., Saito Yoshiki and Nanishi Yasushi, *Appl. Phys. Lett.* 80, (2002), 21.
- [11] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/InN/bandstr.html>.
- [12] Pugh S. K., Brand D. J. and Abram R. A., *Semicond. Sci. Technol.*, 14, (1999), 23.
- [13] Kasic A., Schubert M., Saito M., Nanishi Y. and Wagner G., *Phys. Rev. B* 65, (2002), 115206.
- [14] Morkoç, H., *Nitride Semiconductors and Devices*, Springer Verlag, Heidelberg (1999).
- [15] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/GaN/bandstr.html>.
- [16] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/bandstr.html>.
- [17] Davydov, V. Y., Klochikhin, A. A., Emtsev, V. V., Kurdyukov, D. A., Ivanov, S. V., Vekshin, V. A., Bechstedt, F., Furthmuller, Aderhold, J., Graul, J., Mudryi, A. V., Harima, H., Hashimoto, A., Yamamoto, A., and Haller, E.E., *Stat. Sol. (b)* 234, No.3, (2002), 787-795.

- [18] Shah J., Pinczuk A., Gossard A. C. and Wiegmann W., *Phys. Rev. Lett.* 54, (1985), 2045.
- [19] Pugno M., Collet J. and Cornet A. *Solid State Commun.* 38, (1981), 531.
- [20] Balkan N., Gupta R., Ridley B. K., Emeny M., Roberts J. and Goodridge I., *Solid State Electronics*, 32, (1989), 1641-1646.
- [21] Rieger M., Kocevar P., Lugli P., Bordone P., Reggiani L. and Goodnick S. M., *Phys. Rev. B* 39, (1989), 7866.
- [22] Ridley B. K., *Semicond. Sci. Technol.*, 4, (1989), 1142-1150.
- [23] Gupta, R., Balkan, N., and Ridley, B. K., *Phys. Rev. B* 46, (1992), 12.
- [24] Ridley B. K. and Gupta R., *Phys. Rev. B*.
- [25] Shah J., *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, QE-22, (1986), 9.
- [26] Mickevicius R., Mitin V., Paulavicius G., Kochelap V., Stroschio M. A. and Iafrate G. J., *J. Appl. Phys.*
- [27] Gaska R., Mickevicius R., Mitin V., Stroschio M. A., Iafrate G. J. and Grubin H. L., *J. Appl. Phys.* 76, (1994), 1.
- [28] Mickevicius R., Gaska R., Mitin V., Stroschio M. A., Iafrate G. J., *Semicond. Sci. Technol.*, 9, (1994), 889.
- [29] Gökden, S., Balkan, N., Ridley, B. K., *Semicond. Sci. Tech.*, 18, (2003), 1-6.
- [30] Gökden, S., *Physica E*, 23, (2004), 198.
- [31] Gelmont B., Kim K. and Shur M., *J. Appl. Phys.* 74, (1993), 1818.
- [32] Bhuiyan, A. G., Hashimoto, A., Yamamoto, A., *J. Appl. Phys.* 94, (2003), 2779.
- [33] Foutz B. E., O'Leary S. K., Shur M. S. and Eastman L. F., *J. Appl. Phys.* 85, (1999), 7727.

