

博士論文

AlGa_N への電子注入と その電子素子応用に関する研究

博士（工学）学位論文

2023 年 12 月

東京大学 大学院 工学系研究科
応用化学専攻

前田 亮太

目次

第1章 序論.....	4
1.1 窒化物半導体.....	4
1.2 窒化物半導体の結晶成長	5
• 1.2.1 化学気相成長法.....	6
• 1.2.2 物理気相成長法.....	9
1.3 窒化物半導体の電子デバイス応用にむけた研究.....	13
• 1.3.1 横型 GaN デバイス.....	14
• 1.3.2 縦型 GaN デバイス.....	20
1.4 AlGaN を用いた次世代パワーデバイスの登場と課題	21
• 1.4.1 AlN・AlGaN 電子素子の性能指数	21
• 1.4.2 n 型 AlGaN をチャンネルに用いたデバイス	24
• 1.4.3 AlGaN の二次元電子ガスを利用したデバイス	25
1.5 AlN 基板上に成長した AlN/AlGaN HEMT	26
1.6 本研究の目的と本論文の構成	29
1.7 参考文献.....	31
第2章 スパッタリング法による AlN/AlGaN ヘテロ構造の作製と評価.....	37
2.1 背景	37
2.2 実験方法.....	38
2.3 スパッタリング法を用いた AlN 薄膜の作製	44
2.4 スパッタリング法により作製した AlN/AlGaN 薄膜の構造特性	51
2.5 スパッタリング法により作製した AlN/AlGaN 薄膜の電気特性	58
2.6 まとめ.....	61
2.7 参考文献.....	62
第3章 AlN/AlGaN HEMT への d-GaN 選択再成長	64
3.1 背景	64
3.2 実験方法.....	67
3.3 選択再成長した縮退 GaN の構造特性評価.....	71
3.4 選択再成長した縮退 GaN の電気特性評価.....	78
3.5 まとめ.....	80
3.6 参考文献.....	81
第4章 d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の接触抵抗に関する評価	83
4.1 背景	83
4.2 実験方法.....	83
4.3 d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の接触抵抗.....	89

4.4 TFE モデルによる d-GaN と AlGa _N 間のエネルギー障壁の解析	95
4.5 d-GaN のフェルミレベルと d-GaN による AlGa _N への電子注入の考察	101
4.6 まとめ.....	104
4.7 参考文献.....	105
第 5 章 d-GaN 再成長 AlN/AlGa _N HEMT の素子特性	107
5.1 背景	107
5.2 実験方法.....	107
5.3 AlN/AlGa _N HEMT の DC デバイス特性.....	110
5.4 AlN/AlGa _N HEMT の温度依存特性	114
5.5 AlN/AlGa _N HEMT の耐圧特性	117
5.6 まとめ.....	120
5.7 参考文献.....	121
第 6 章 まとめと今後の展望	123
謝辞.....	126
研究業績	128
学術論文.....	128
国際学会.....	128
国内学会.....	129
受賞	131

第1章 序論

1.1 窒化物半導体

半導体はパソコンやスマートフォンを始めとした電子デバイスには必要不可欠であり、我々のデジタル社会を支えている。シリコン(Si)を用いたトランジスタ(MOSFET)は 1960 年に報告 [1]されて以来、高密度集積化に伴いナノスケールでの微細化が進んでいる。このような Si を用いたデバイスはロジック半導体やメモリー半導体として広く使われている。また、ガリウムヒ素(GaAs)やインジウムリン(InP)を始めとした化合物半導体の技術の進展とともに [2]、大容量・高速の光通信技術が発展し近年の情報化社会が実現した。総務省の発表 [3]によると半導体の市場は 2022 年には 12 兆 5,493 億円と報告されており、AI 分野の発展や IoT の利用拡大の見込みから今後も大きく市場の拡大が予測される。その一方で、地球環境保全の観点から、より高効率、省エネルギー化が求められるようになった。Si を用いたデバイスは構造の工夫も限界に近づいたことからデバイス性能もその物性限界に近付いており、これ以上の高効率化の余地が少ない。そこで近年は Si より優れた絶縁破壊電界や電子移動度などの物性を有する窒化ガリウム(GaN)や炭化ケイ素(SiC)などのワイドバンドギャップ半導体に焦点が当てられ、高耐圧での電力変換素子や高周波通信素子の応用に向けて研究が進んでいる。各半導体の応用周波数帯と出力電力の関係を図 1-1 に示す。

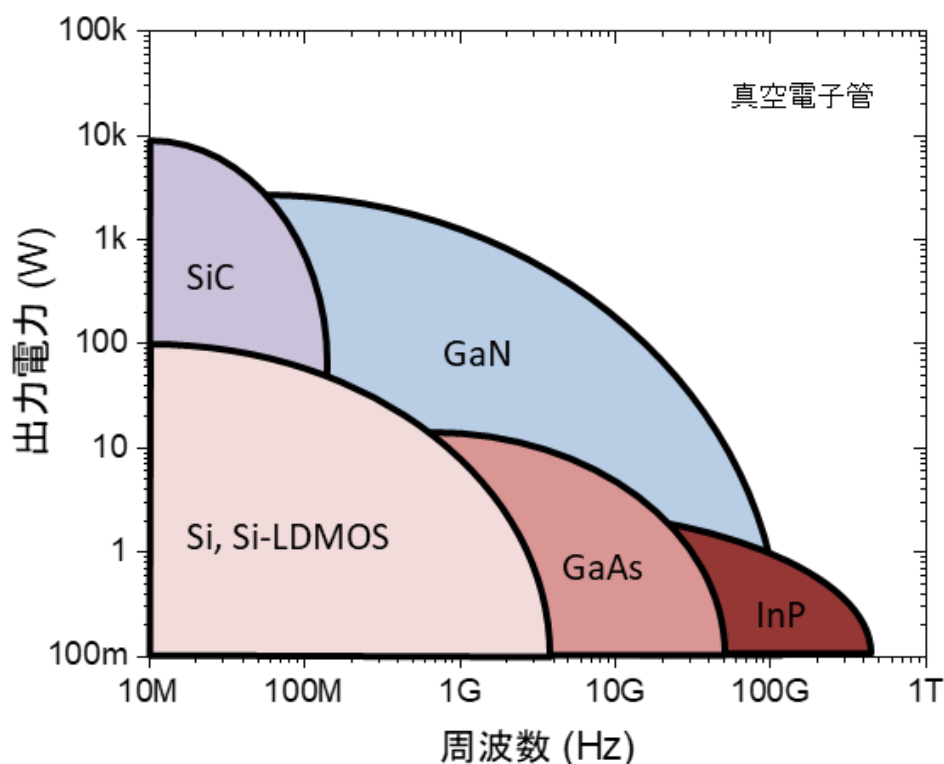


図 1-1. 各半導体の応用周波数帯と出力電力の関係

13 族元素であるホウ素(B)、アルミニウム(Al)、ガリウム(Ga)、インジウム(In)と 15 族元素である窒素(N)、リン(P)、ヒ素(As)、アンチモン(Sb)の化合物はⅢ-V族化合物と呼ばれる。これらは半導体としての性質を持つことからⅢ-V族半導体とも呼ばれる。13 族元素と N の化合物による半導体をⅢ族窒化物半導体と呼ぶ。これらのⅢ族窒化物半導体のうち、BN を除いた AlN、GaN、InN およびこれらの三元または四元の混晶からなる半導体は直接遷移型のバンド構造を持ち、発光素子としての応用が研究されている。GaN を用いた青色発光ダイオード・レーザーダイオードは近年多くの研究グループから報告されている。また、AlN、GaN、InN の混晶を用いることで 0.64 eV ~ 6.1 eV の範囲でバンドギャップを制御でき、紫外～赤外の範囲の発光波長をもつ発光デバイスの作製が可能である。2019 年以降、コロナウイルスの感染拡大により殺菌に対する需要が増加した。殺菌には UV-C 帯の光が用いられ、この波長に対応した AlGaIn を用いた LED の研究が進んでいる [4]。窒化物半導体は赤、緑、青の発光波長をモノリシックに集積可能なため、AR や VR を始めとする xR デバイス実現のためには素子サイズの小さなマイクロ LED の実現に向けた開発も行われている [5] [6]。

発光素子の研究が進む一方でパワーデバイスとしての研究も進められている。特に GaN はワイドバンドギャップ材料で Si のバンドギャップ 1.1 eV よりも大きい 3.4 eV のバンドギャップの値を取り [7]、パワー半導体として注目され近年研究が進んでいる。GaN を用いたデバイスはカスコード接続 [8]を用いた AC-DC 変換や、基地局間での高周波通信素子としての応用に向けて研究が進んでいる。これらの素子には 1.3 で詳述する GaN 高電子移動度トランジスタ(High electron mobility transistor: HEMT)が用いられている。更なる高耐圧化に向けて、GaN よりも大きい 6.1 eV のバンドギャップを持つ AlN や AlN と GaN の混晶である AlGaIn を用いたパワーデバイスの研究も進められている。

このように窒化物半導体は Si ベースのトランジスタよりも高効率なオプトエレクトロニクス、パワーエレクトロニクスの応用に向けて近年研究が進められている材料である。このような素子の実現には高効率化に向けてデバイスの低抵抗化が必要不可欠である。

1.2 窒化物半導体の結晶成長

前節では窒化物半導体がデバイス応用に向けて様々な研究が報告されていることを述べた。デバイスに向けた応用のためには転位の少ない単結晶薄膜の結晶成長が必要不可欠である。窒化物半導体はバンドギャップが大きく化学的に安定であるために、その物性制御が困難であった。これらの課題を克服すべく、近年は様々な窒化物半導体の単結晶の成長技術が報告されている。図 1-2 に示すように、窒化物半導体の結晶成長は主に液相成長と気相成長に大別される。液相成長は特に低転位 GaN 自立基板開発の開発に向けて研究が進められてきた。主な例としてナトリウム(Na)フラックス法とアモノサーマル法が挙げられる。Na フラックス法は Ga 単体に比較して窒素の溶解度の大きい Na-Ga 融液を形成することで

GaN を合成する方法で、1997 年に初めて報告されている [9] [10]。同手法により BN と AlN の生成も報告されている [11]。アミノサーマル法は人工水晶の作製に用いられる水熱合成法をベースにしており、アンモニア溶媒を高温高圧環境下で超臨界状態にさせて GaN を成長させる手法である。この手法により転位密度が 10^3 cm^{-2} の低転位 GaN バルク結晶が報告されている [12]。結晶成長に高温高気圧を必要とするために実用化に課題があったが、近年アミノサーマル法による GaN 基板の量産に向けた研究が注力されている。

気相成長法は一般的に素子作製を目的とした薄膜作製に用いられ、化学気相成長法 (CVD, Chemical Vapor Deposition) と物理気相成長法 (PVD, Physical Vapor Deposition) に分けられる。化学気相成長法は、結晶の構成元素を含むガスを反応容器内に供給し、基板表面や気相中の化学反応により薄膜を堆積させる手法である。化学気相成長法には MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition, 有機金属気相堆積) 法や HVPE (Hydride Vapor Phase Epitaxy, ハイドライド気相成長) 法などがある。これらは熱やプラズマなどの反応を励起する手段や、原料ガスの種類などが異なる。一方、物理気相成長法は、原料を熱やプラズマなどにより気化させ、基板表面に堆積させる手法である。物理気相成長法には昇華法や MBE (Molecular Beam Epitaxy, 分子線エピタキシー) 法、スパッタリング法などがある。本節では気相成長法についての基本的な原理について詳述する。

窒化物半導体の 結晶成長手法	液相成長		Naフラックス法
			アミノサーマル法
	気相成長	化学気相成長 CVD	MOCVD法
			HVPE法
		物理気相成長 PVD	昇華法
			MBE法
			スパッタリング法

図 1- 2. 窒化物半導体の結晶成長手法

・ 1.2.1 化学気相成長法

・ 有機金属気相成長法

MOCVD 法はⅢ族窒化物半導体結晶やその混晶である InGaN、AlGaN の薄膜成長において最も一般的に用いられる手法である。有機金属化合物を原料として用い、加熱された基板上にガスを送り込むことで薄膜の成長を行う。基板の結晶配向に合わせてエピタキシャル成長する場合は MOVPE (Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy) とも呼ばれる。Ⅲ族窒化物を始め、ヒ化ガリウムなどのヒ素化物などのⅢ-V 族化合物やⅡ-VI 族化合物においても用いられている [13]。

Ⅲ族窒化物半導体の薄膜成長では、Ⅲ族元素の原料として有機金属化合物であるトリメ

チルガリウム (trimethylgallium, TMGa)、トリメチルアルミニウム (trimethylaluminum, TMAI)、トリメチルインジウム (trimethylindium, TMIn) などを用いる。これらを V 族元素である N を含むアンモニア (NH_3) とともに基板上に供給することで成長を行う [9]。キャリアガスとして H_2 や N_2 を用いる。

MOCVD 法では意図的な不純物ドーピングも可能である。原料ガスに Si を含むシラン (SiH_4) やジシラン (Si_2H_6)、テトラエチルシラン (TESi) などを使えば、ドナー不純物として Si をドーピングできる。また、原料ガスに Mg を含むビス(シクロペンタジエニル)マグネシウム (Cp_2Mg)を用いることでアクセプタ不純物として Mg をドーピングできる [14]。

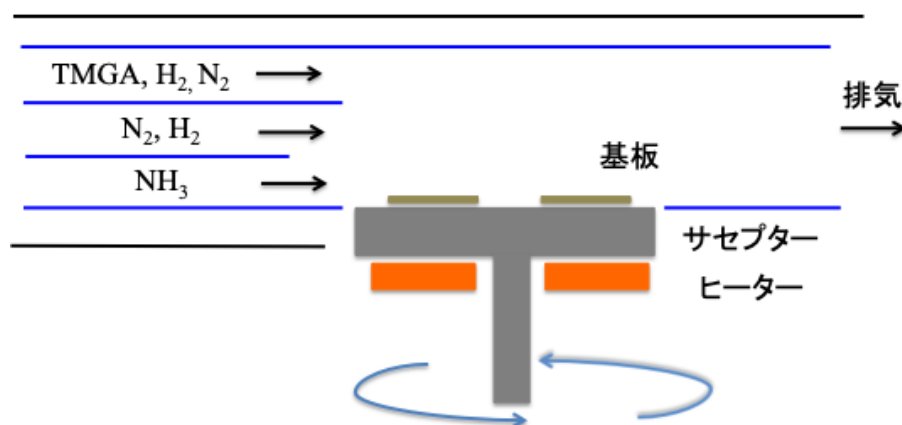


図 1- 3. MOCVD 装置の模式図

図 1-3 に MOCVD 装置の模式図を示す。TMGa や TMAI と NH_3 は室温においても付加反応し、アダクトと呼ばれる付加化合物を形成する。特に TMAI と NH_3 の反応は、重合反応を誘発することで成長を阻害する可能性がある。そのため、有機金属化合物原料と NH_3 はサセプターの直前まで分離し供給する。原料ガスの供給を均一化するためにサセプターは回転させる。基板表面では化学反応が進行して結晶成長が進むが、様々な副反応が考えられる系であり、その反応経路は未だに解明されていない [15]。理論手法を用いた解析もされているが、現状では追いついていない。MOCVD 法の利点として、優れた量産性、制御性が挙げられる。反応炉内に基板を複数設置することで何枚も並行して結晶成長を行うことができる。また、原料ガスの流量を調節するだけで成長速度、不純物濃度、混晶の場合は組成も容易に制御できる。有機金属化合物を原料に使うため、単体の金属元素と比較して蒸気圧が高く、原料部での特別な高温加熱を必要としない。後述する HVPE 法と違い、反応性の高いハロゲンを用いないことで、成長装置に金属部分を多く用いても腐食やエッチングの問題も少ない。

一方、MOCVD 法の問題点として、原料からの不純物混入、高温の成長温度などが挙げられる。原料として使われる有機金属化合物から、C や H といった意図的でない不純物の混入が避けられない。GaN の結晶成長では、C の混入は n 型・p 型の両方で観測されてい

る [16] [17]。いずれの場合でも補償中心として働き、低濃度ドーピングを行う際に課題となっている。H の混入は p 型 GaN のみで観測される。しかしこの場合はドーピングした Mg とほぼ同量の H が混入しており、ほとんどすべての Mg アクセプタを不活性化してしまう [18]。このため MOCVD 法で作製した p 型 GaN は、成長直後は絶縁性を示す。このように、C や H によりドーピング濃度の精密な制御が妨げられてしまう。一方で n 型の高濃度ドーピングを行う際も、自己補償効果のためにキャリア濃度は 10^{19} cm^{-3} に制限されている。Si をドーパントとした高濃度 n 型 GaN は抗界面活性効果に起因する Stranski-Krastanov と呼ばれる成長モードのために、結晶品質が劣化してしまうといった課題もある [19] [20]。本手法は成長を進行させるために基板を 1000 °C 以上の温度まで加熱する必要がある。そのため基板には原料ガスとの反応性が低く耐熱性の高い基板を用いる必要がある。In 組成の高い InGaN は長波長発光デバイスに利用できるが、InGaN は高温下で相分離を起こしやすい [21]。そのため MOCVD 法でこのようなデバイスを作製するのは原理的に難しい。

・ハライド気相成長(HVPE)法

HVPE 法は、Ⅲ族元素の材料としてⅢ族金属のハロゲン化物ガス、Ⅴ族元素の材料として NH_3 などの水素化物ガスを用い、基板表面における化学反応により結晶成長を行う手法である。本手法は素子作製のみならずバルク結晶の作製にも用いられる手法である。

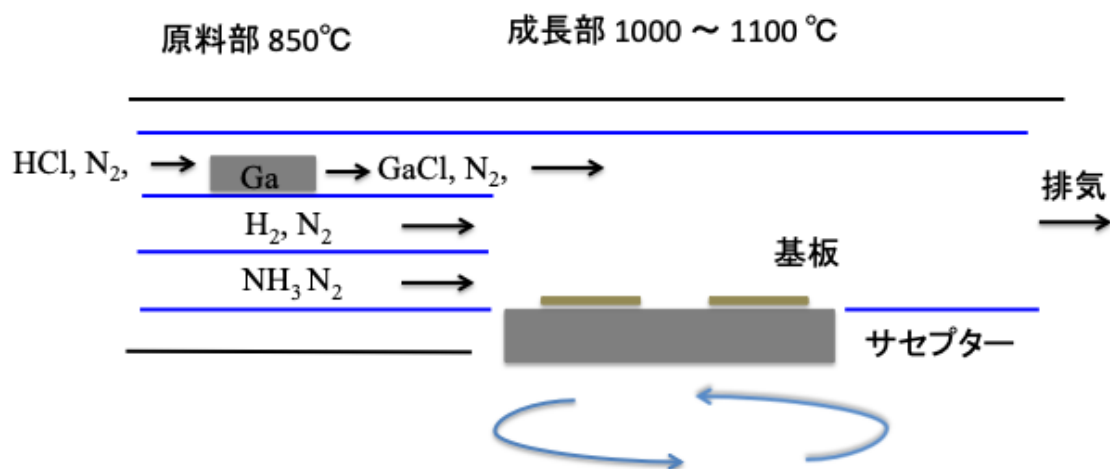
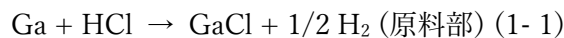


図 1- 4. HVPE 装置の模式図 [22]

図 1-4 に HVPE 装置の模式図 [22]を示す。装置は原料部と成長部に分かれている。原料部には Ga 金属が置かれており、HCl ガスと約 850℃の温度で反応させることで GaCl ガスを生成し、このガスを反応部に供給することでⅢ族原料として用いる。Ⅴ 族原料には NH_3 ガスを用いる。キャリアガスとして N_2 や H_2 ガスを用いる。GaCl ガス、 NH_3 ガスはそれぞれ石英で作られた導入管により成長部まで輸送され、そこで混合される。成長部には基板が置かれており、1000 °Cから 1100 °Cまで加熱されている。混合された原料ガスの化学反応

により GaN が成長される。原料部と成長部での化学反応式を示す。



原料部に In の金属を置くことで、同様に HCl ガスと反応させることで InCl ガスを生成し InN や InGaN の In 系結晶の薄膜を作製することができる。AlN や AlGaN などの Al 系結晶の薄膜を作製する場合、同様の手法では Al の金属と HCl ガスの反応により生じる AlCl が高温の石英と激しく反応してしまう。そこで原料部の温度を 500°C とすることで、石英と反応しない AlCl₃ を生成し、Ⅲ族原料に用いた例 [23] など、HVPE 法を用いた AlN の成長が報告されている。

HVPE 法の利点として高い成長速度と炭素の不純物が入らないことが挙げられる。HVPE 法での成長速度は 100 μm/h を超える。バルク単結晶を得るために HVPE 法が用いられることが多い。バルク単結晶は、基板上に暑膜を成長させ、その後基板を分離することで得られるため、成長速度の速い HVPE 法が適している。MOCVD 法と異なり、原料部に炭素を含まないことから、意図しない炭素の不純物の混入を防ぐことができる。

HVPE 法の欠点としては石英管からの O や Si などの混入や、MOCVD 法に比べて結晶品質や表面平坦性の悪さ、膜圧の制御性の難しさなどが挙げられる。そこで、サファイア基板上に最初の数百 nm を MOCVD 法で AlN を成膜し、その後に成長速度の速い HVPE 法を用いて AlN を成膜することで、20 μm ほどの結晶性の高い、AlN の薄膜を作製できたという報告もある [24]。また、HVPE 法により成長速度が 1 μm/min と速い AlGaIn 薄膜の成長も報告されており、紫外発光 LED の作製に向けて近年研究が進んでいる [25]。

・ 1.2.2 物理気相成長法

・ 昇華法

昇華法はⅢ族窒化物の素子作製ではなく主にバルク基板成長に用いられる手法である。AlN のバルク基板成長では昇華法で作製されるものが多い。昇華法による AlN の成長の装置の模式図を図 1-5 に示す [26] [27]。

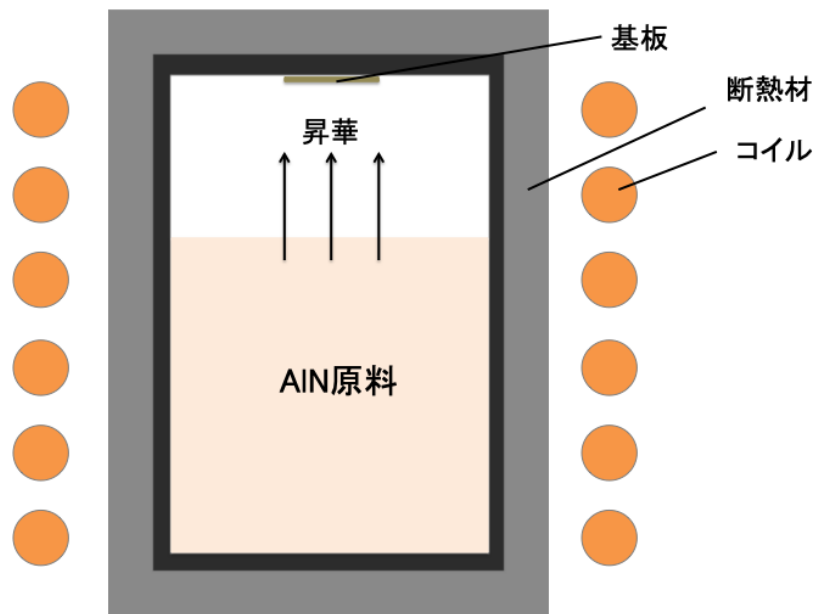


図 1- 5.昇華法の模式図 [26]

AlN 原料を成長容器内に入れ、高周波誘導加熱により成長容器約 2000℃になるように加熱し、原料の昇華分解を行うことで、昇華された原料が基板に向かう。基板を原料部よりも相対的に温度が低い所に配置することで、基板上で過飽和状態を起こし結晶を再凝結させる。

昇華法の利点としては成長速度が 100 $\mu\text{m/h}$ 以上と非常に速いことが挙げられる。そのためバルク基板の成長手法としては有利である。近年では転位密度が 10^4 cm^{-2} と極めて少ない AlN 結晶の作製が報告 [28]されており、ホモエピタキシャル成長用の基板に対して非常に有用となる。

昇華法の欠点として、高い不純物の取り込みが多いことが挙げられる。これは速い成長速度に起因する。不純物の取り込みにより結晶が着色し、AlN においては紫外光に対する透明性が低くなってしまう。

・分子線エピタキシー(MBE)法

MBE 法は原料を高真空中で加熱し、原料から発生した分子線を基板に照射することで薄膜を堆積する手法である。図 1-6 に MBE 法の装置の模式図を示す。III 族窒化物の作製に用いる原料には、Ga、Al、In の固体単体を分子線源として用いる。ドーピング原料として Mg や Si の固体単体を用いる。一方、V 族原料としては気体を用いる。N₂ 分子の解離エネルギーは 9.5 eV と大きく、単に N₂ ガスと III 族金属ガスを基板表面に供給するだけでは成長が進行しない。また、N の供給源には固体単体を用いることができない。そこで NH₃ を基板表面で熱分解させて N 原子を (NH₃-MBE) [17], [18]方法で N を供給するか、N₂ を RF (Radio Frequency) プラズマや ECR (Electron Cyclotron Resonance) プラズマなどで分解して N 原

子を供給する（plasma-assisted MBE, PA-MBE）[29]方法で供給するのが一般的である。

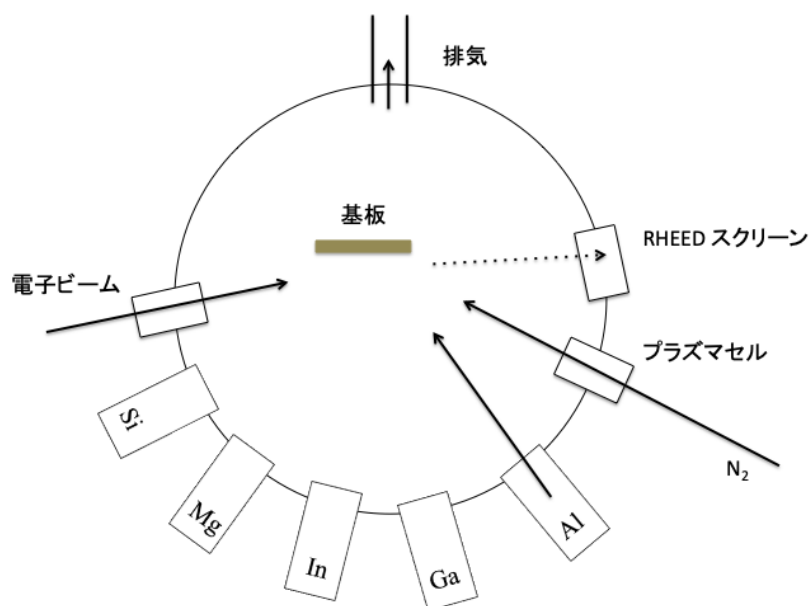


図 1- 6. MBE 装置の模式図

MBE 法の長所として、成長中の表面観察、単原子層レベルの成長制御、組成制御が容易な点が挙げられる。超高真空中での成長であることから、反射高速電子回折（reflection high energy electron diffraction, RHEED）を用いることができ、成長表面の状態を観察できる。また図 1-6 に示すように、独立した原料を複数備え付けられ、それらの供給制御が可能となり、組成制御が容易となる。成長速度の調整も可能なため、単原子層単位で急峻なヘテロ界面を持つ結晶の成長も可能である。さらに原料に H や C を用いておらず、超高真空中での成長であるため、不純物の混入を防ぐことができる。また、照射分子線のもつエネルギーの高さゆえに供給原料のみ温度が高い状態を疑似的に作り出せる。そのため MOCVD 法と比較してより低い基板温度での成長が可能となり、非平衡性も高いことが利点となる。実際に MBE 法では結晶性の高い GaN 薄膜が得られており $1265 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ と高い移動度 [30]や $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ のキャリア濃度を示す GaN 薄膜 [31]が報告されている。

一方、MBE 法の短所としてはプラズマ活性により N を供給することから、その供給量が少なく成長速度が数百 nm/h と比較的遅いといった点が挙げられる。

・スパッタリング法

スパッタリングとは、加速された入射イオンが固体表面に衝突したとき、固体を構成する原子あるいは分子とスパッタ粒子のエネルギー移動により固体表面から空間にはじき出される現象である。スパッタリング法とは真空中に Ar などの不活性ガスを流しながら高電圧をかけることで不活性ガスをイオン化し、グロー放電によって加速したイオンをターゲット

に衝突させ、はじき出された材料を基板上に成膜する方法である。電源に直流電源を使用する DC (direct current)スパッタ法と交流電源を使用する RF (radio-frequency)スパッタ法の 2 つに大きく分けることができる。スパッタリング法は大面積基板への高速成長が可能である。

PSD(Pulsed-sputter-deposition)法はスパッタリング法の一類に分類される手法である。 N_2 ガス、Ar ガスの雰囲気中で DC パルス電源を用いてプラズマを発生させ、これを成長原料に高速で衝突させて原料をスパッタすることで、基板へ間欠的に高エネルギー状態の原料を供給して結晶成長を行う手法である。

PSD 法では、DC スパッタリングの一種である DC マグネトロンスパッタリングを用いる。マグネトロンスパッタリング法は、ターゲットの裏側に強力な永久磁石を取り付けることで薄膜の成膜速度を向上させることのできる方法である。永久磁石の設置によりターゲットの表面には磁界が発生し、ターゲットに垂直にかかる電界と併せて、ターゲットにスパッタガスのイオンが衝突した際に生じる 2 次電子を捕獲することができる。捕獲された 2 次電子はローレンツ力によって $E \times B$ 方向に螺旋運動するため、電子が直接陽極に向かうことによるイオン化率の低下を防ぐことができる。そのため、低い放電ガス圧でも放電可能であり、低い放電電圧、高い成膜速度を実現できる。また永久磁石の配置を変えることでターゲット上空間における磁界の分布を変えることができる。プラズマ状態をコントロールすることにより、膜質をコントロールすることができる。図 1-7 にマグネトロンスパッタリングの模式図を示す。

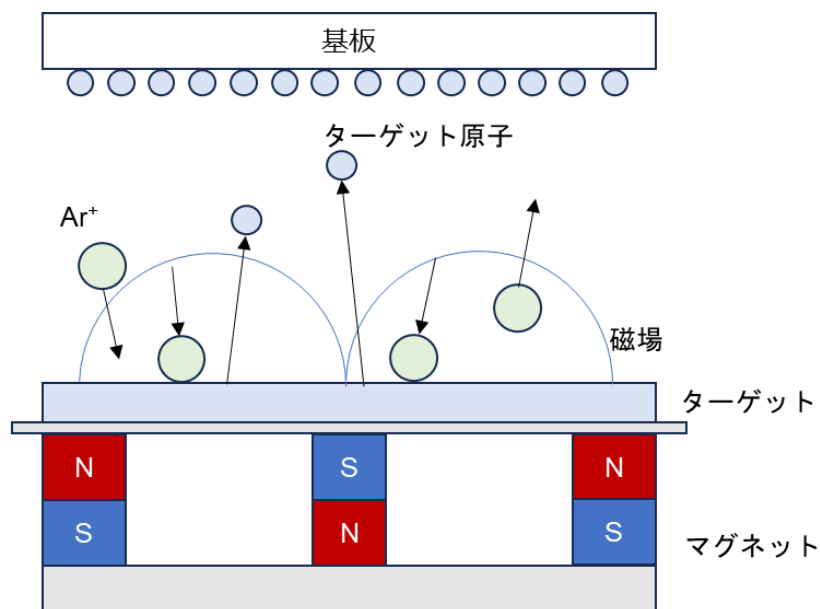


図 1-7. マグネトロンスパッタリングの模式図

PSD 法の特徴について挙げる。原理的には金属や半導体はすべてスパッタ原料として用いることができるため原料の自由度が比較的高い。また O_2 などの反応性ガスを成長雰囲気を導入することで化合物の作製も可能となる。MOCVD 法と比べると、毒性の高い有機金属を使用しないため、環境負荷も小さく無毒化のコストも抑えられることが利点となる。一般的なスパッタリング法と同様に投入電力やターゲットのサイズを大きくすることで、高速成長・大面積成長が可能であることも特徴として挙げられる。他にも、原料のパルス供給により表面マイグレーションが促進されることから、低温での結晶成長が可能となる。これによりガラスやポリマーといった耐熱性の低い基板にも III 族窒化物の成長が可能となる。PSD 法によるガラス基板上への LED 作製や、ポリイミド基板・ガラス基板上への薄膜トランジスタの作製が報告されている [32] [33] [34]。他にも、SiC 基板上への AlN 成長において原子レベルで平坦なステップアンドテラス構造を有する臨界膜厚を大幅に超えた結晶成長が室温で可能であることが報告されている [35]。ドーピングを行う上では、成長原料に H や C を含まないことから、高純度な結晶を作製可能であることも長所として挙げられる。PSD 法では、Si ドープ n 型 GaN の成長において、電子濃度が 10^{16} cm^{-3} 台の低濃度ドーピング領域で $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ を超える高い電子移動度を得られることが報告されている [36]。一方で電子濃度が 10^{20} cm^{-3} の高濃度ドーピング領域で電子移動度を $110 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ と高い値を得られることが報告されており [37]、他の手法と比較してより高濃度な n 型ドーピングを行える。Ge や Sn をドーパントとした n 型ドーピングも行われており 10^{20} cm^{-3} を超える電子濃度を実現している [38] [39]。このような PSD 法による高濃度 n 型ドーピング GaN を用いたトンネル接合コンタクトを用いた UV-A LED [40] やカスケード LED [41] が報告されている。GaN の他にもサファイア基板上に成長した Si ドープ n 型 AlN 薄膜は $8.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の電子濃度において $141 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ という高い移動度を示したことを報告 [42] している。Si ドープ n 型 AlGaIn に対しても Al 組成 60% までの薄膜に対して $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ のキャリア濃度、Al 組成 81% まで $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ のキャリア濃度を示し、他グループよりも低い抵抗率が報告されている [43]。

以上のようにスパッタリング法は、非平衡性の高さ、残留不純物濃度の低さから低温成長、高濃度ドーピングを可能とした III 族結晶窒化物半導体の作製手法である。本研究においてもスパッタリング法を用いた結晶成長を行う。

1.3 窒化物半導体の電子デバイス応用にむけた研究

前節では AlN や GaN などの窒化物半導体の結晶成長手法に関して述べた。近年は低転位密度の高品質なバルク AlN とバルク GaN の開発が進んだことで、それらを用いた電子デバイスの研究が幅広く行われるようになった。本節では近年研究されてきた GaN の電子デバイスについて説明する。一般的に GaN は c 軸方向に結晶成長が行われ、その積層方向に対して垂直の方向に電流を流す横型の電子デバイスと、平行な方向に電流を流す縦型の電子デバイスがある。それらのデバイスについて説明する。

・ 1.3.1 横型 GaN デバイス

横型の GaN デバイスは結晶の分極を利用して電気伝導層を形成する。まずはⅢ族窒化物半導体の結晶構造について説明する。BN を除く AlN、GaN、InN のⅢ族窒化物半導体の結晶構造は常温常圧下において六方晶系のウルツ鉱型が最も安定である。これらの混晶についてもウルツ鉱型の結晶構造をとる。ウルツ鉱型をもつ GaN の結晶構造を図 1-8 に示す。表 1-2 にⅢ族窒化物のウルツ鉱型におけるそれぞれの格子定数を示す[42]。ウルツ鉱型構造は空間群 $P_{63}mc$ に属し反転対称中心を持たない構造である。そのため[0001]方向、[000-1]方向を区別して扱わなければならない。

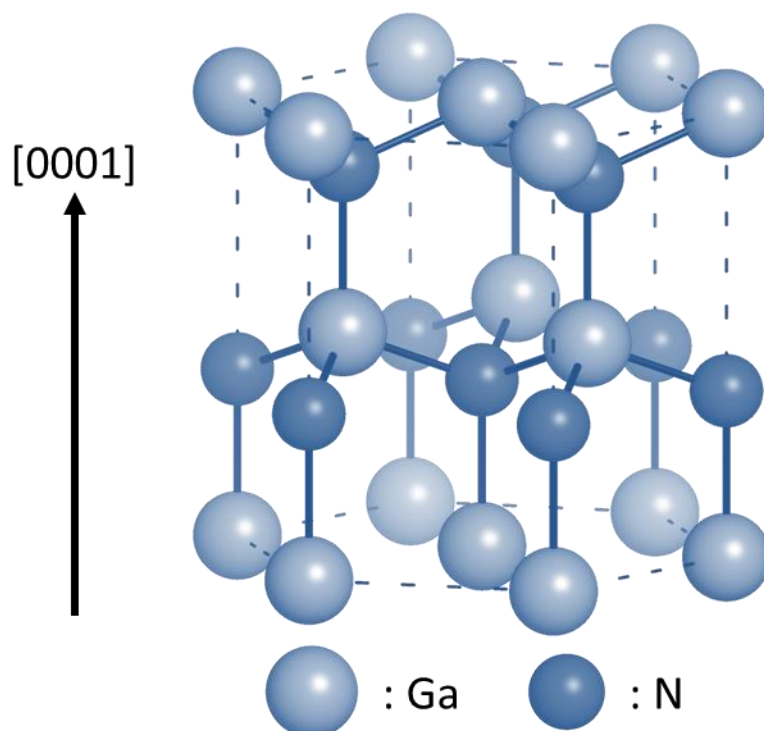


図 1- 8. ウルツ鉱型をもつ GaN の結晶構造

表 1- 1. Ⅲ族窒化物のウルツ鉱型結晶の格子定数 [44]

	InN	GaN	AlN
a 軸 (Å)	3.548	3.189	3.112
c 軸 (Å)	5.760	5.185	4.892

GaN を例にして、原子の結合の向きの違いによって発生する極性の違いを図 1-9 に示す。GaN を c 軸方向[0001]に成長する場合、成長方向に対して Ga 原子の直上に N 原子が結合しているものを Ga 極性 (Ga-polar)、対照的に N 原子の直上に Ga 原子が結合しているも

のを N 極性 (N-polar) と呼ぶ。AlN や InN においても、同様に Al 極性 (Al-polar) と N 極性 (N-polar)、In 極性 (In-polar) と N 極性 (N-polar) と呼ぶ。III 族原子 (Ga、Al、In) 極性を +*c* 極性、N 極性を -*c* 極性とも呼ぶ。

窒化物半導体は、極性の違いで表面状態、成長速度、電気特性、エッチング速度といった諸性質が異なることが知られている。GaN の成長において、一般的に Ga 極性で成長すると平坦な表面が得られる。その一方、N 極性で成長する場合、六角形のヒロックが析出することが知られている [45]。成長条件により極性の制御が可能であることも知られている。

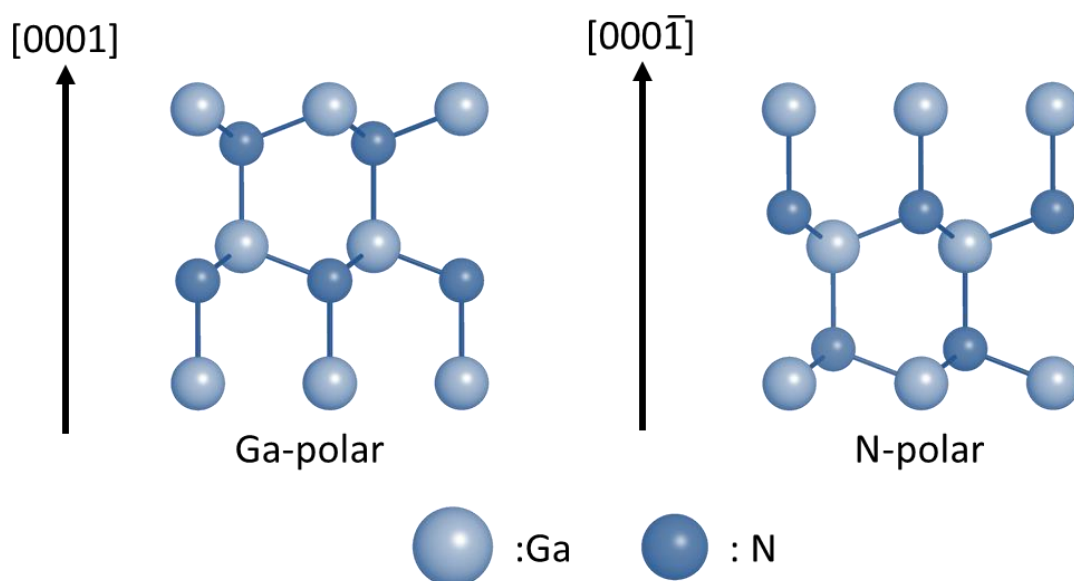


図 1-9. ウルツ鉱型をもつ GaN の極性

電気陰性度の差から、III 族原子と N 原子はそれぞれ正の電荷、負の電荷をもち、各原子間に双極子が発生する。III 族原子に対して N 原子が正四面体の頂点に位置する場合、この双極子は全体として打ち消される。しかし実際には結晶の非対称性から双極子が打ち消されず、自発分極が生じる。また、結晶にひずみがかかると双極子がさらに打ち消されなくなり、*c* 軸方向にピエゾ分極が発生する [29]。III 族窒化物を用いたデバイスでは、これらの分極により様々なデバイス特性の変化が起こることが報告されている。電子デバイスにおいてはヘテロ接合を形成することで結晶同士の分極差が生じ、ヘテロ接合界面に二次元電子ガス (two-dimensional electron gas: 2DEG) や二次元ホールガス (two-dimensional hall gas: 2DHG) が誘起される。結晶に印加する電圧等を調整することでフェルミレベルは伝導帯端より上に存在する状態となり、このとき半導体中には電子が充満する。これを電子ガスと呼び、これらは通常半導体中で二次元状に分布するため二次元電子ガスと呼ばれる。このような 2DEG は III 族窒化物半導体のみならず、GaAs 系でも観察され、デバイスとして応用が研究されてきた。また、2004 年に発見されたグラフェン [46] や六方晶 BN (*h*BN) [47] などの二次元物質でも、2DEG を利用したトランジスタの研究が報告されている [48]。GaN 系は

分極によって 2DEG が誘起される一方で、グラフェンは、 p_z 軌道に由来する π 電子が担う。二次元物質は層状態で安定で、層数によって新規物性の探索が可能であるが、高品質な結晶成長などの課題が残されている。

近年、このような AlN や GaN の分極を用いた高電子移動度トランジスタ (GaN High-electron-mobility-transistor: GaN HEMT) が報告されている。HEMT は電界効果トランジスタ (Field Effect transistor: FET) の一種であり、ソース (S)、ドレイン (D)、ゲート (G) と呼ばれる 3 つの電極から構成され、電流を流す (on) 状態や電流を流さない (off) 状態を制御できる。HEMT は一般に化合物半導体で作製され、1979 年に T. Mimura により初めて GaAs 系の HEMT が発明された [49]。他にも、InP 系、GaN 系、AlGaIn 系、SiGe 系などがある [50]。図 1-14 に GaAs 系 HEMT の構造を、図 1-15 に GaAs 系 HEMT のヘテロ界面近傍のエネルギー準位図を示す。

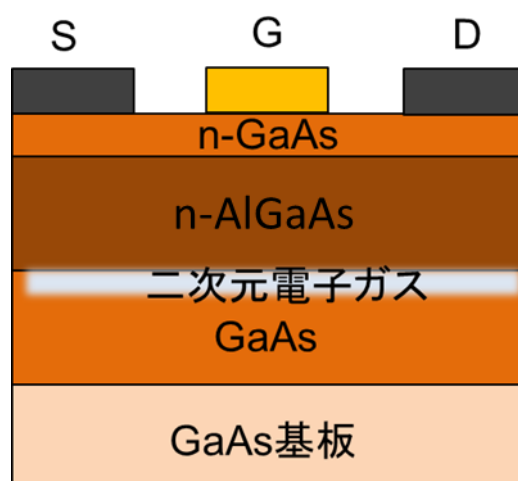


図 1-10. GaAs 系 HEMT の構造

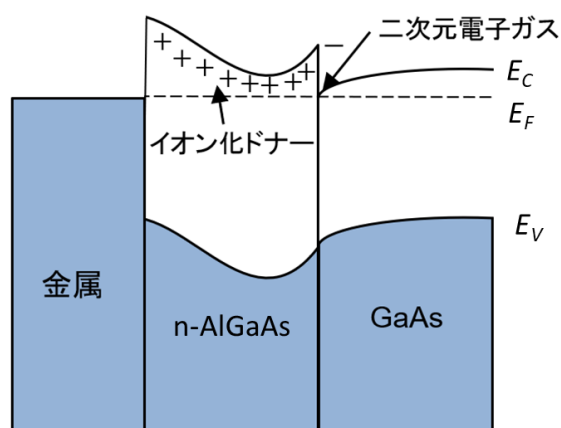


図 1-11. GaAs 系 HEMT のバンド図

GaAs にはドーピングを行わず、AlGaAs のみに n 型ドーピングをすると、AlGaAs にドーピングされた不純物から励起された電子が、GaAs のエネルギー準位のくぼみに流れ込み、GaAs 層に伝導電子である 2DEG が発生する。バンドギャップの異なる二種類の半導体が接触することで、そのヘテロ界面に伝導帯(Ec)と価電子帯(Ev)のバンド不連続が生じる。伝導帯の不連続量は二つの電子親和力の差で決まり、GaAs 系の場合は GaAs 側のエネルギーがおよそ 0.2 eV ほど低くなる。そのため n 型の AlGaAs のドナーから発生した電子は GaAs 側に集まり、界面付近の 10 nm ほどの厚さの領域に分布する [51]。この場合、イオン化した不純物と電子が分離されるために、電子移動度に及ぼす不純物散乱の影響がほとんどなくなる。そのため低温領域におけるキャリア移動度の減少はなくなり、低温において移動度は非常に大きくなる。移動度が高いことから HEMT は周波数特性に優れ、高速動作が可能となる。このような 2DEG に対して電子注入を行う電極をソース・ドレイン電極(図中の S・D)、電圧印加により空乏層をコントロールすることで 2DEG の電子濃度を増減させ、ソース・ドレイン電極間の電流量を調節する電極をゲート電極と呼ぶ。

GaN は Si や GaAs と比較してもバンドギャップが大きく飽和電子速度が大きいことから高出力かつ高速の電子デバイスへの応用が期待されている。特に GaN と GaN と AlN の混晶である AlGaIn のヘテロ構造を用いた AlGaIn/GaN HEMT は携帯電話基地局の高出力高周波通信機に広く使われており、Si や GaAs に代替することで無線通信技術の発展、低消費電力化に期待されている [50]。

AlGaIn/GaN HEMT は AlGaIn と AlN のヘテロ界面に誘起される 2DEG を電子伝導チャネルとしている。GaN 及び AlGaIn はウルツ鉱構造を有しているため自発分極(P_{SP})を c 軸方向に生じる。GaN 結晶の Ga 極性面上に GaN よりも格子定数の小さな AlGaIn をエピタキシャル成長させることで、図 1-12 に示すように AlGaIn 層に引っ張り応力が生じピエゾ分極(P_{PE})が発生する。これら 2 つの AlGaIn/GaN ヘテロ界面に正の固定電荷が生じ、2DEG が生じる。これにより意図的に n 型不純物をドーピングせずともチャネル領域を形成することができる。よってこの場合でもイオン化した不純物と電子が分離されるため、電子移動度に及ぼす不純物散乱の影響がほとんどなくなる。

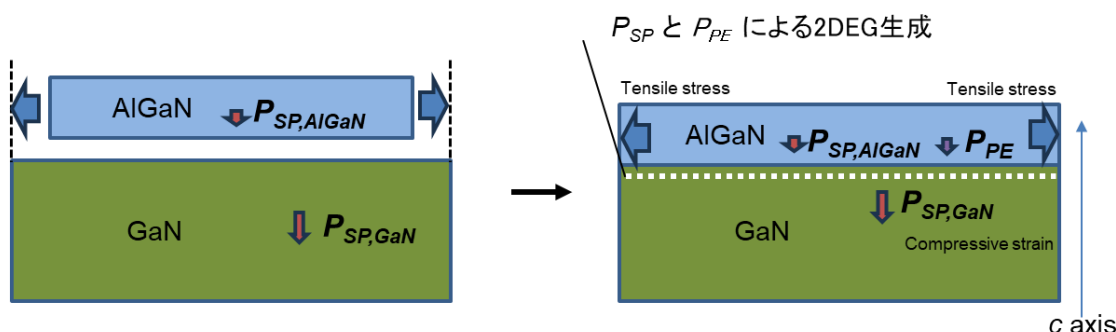


図 1-12. AlGaIn/GaN ヘテロ構造に発生する分極

ここで GaN と AlN のそれぞれの格子定数、弾性定数、ピエゾ定数をもとに横軸を Al の組成比としてヘテロ界面に発生する 2DEG のシートキャリア密度を求める。

GaN と AlN の自発分極はそれぞれ

$$P_{GaN}^{SP} = -0.034 \text{ Cm}^{-2}, P_{AlN}^{SP} = -0.090 \text{ Cm}^{-2} \quad (1-4 [52])$$

となり、AlGaIn の自発分極は Al の組成を x とすると

$$P_{AlGaIn}^{SP} = P_{AlN}^{SP} \times x + P_{GaN}^{SP} \times (1-x) \quad (1-5)$$

となる。上式 AlGaIn より、GaN と AlGaIn の自発分極差 ΔP^{SP} は各自発分極の引き算となるので

$$\Delta P^{SP} = P_{AlGaIn}^{SP} - P_{GaN}^{SP} \quad (1-6)$$

と求められる。

次にピエゾ分極を求めるために用いる格子定数、弾性定数、ピエゾ定数の値を表 1-2 に示す。

表 1-2. GaN と AlN の格子定数、弾性定数、ピエゾ定数 [52] [53]

	a (Å)	C_{33} (GPa)	C_{13} (GPa)	e_{33} (Cm ⁻²)	e_{31} (Cm ⁻²)
GaN	3.1894 [53]	354	68	0.67	-0.34
AlN	3.1197 [53]	377	94	1.5	-0.53

これらの値から Al 組成 x の AlGaIn の格子定数 a_{AlGaIn} 、弾性定数 $C_{13AlGaIn}$, $C_{33AlGaIn}$ 、ピエゾ定数 $e_{33AlGaIn}$, $e_{31AlGaIn}$ をそれぞれ求めると

$$a_{AlGaIn} = a_{AlN} \times x + a_{GaN} \times (1-x) \quad (1-7)$$

$$C_{33AlGaIn} = C_{33AlN} \times x + C_{33GaN} \times (1-x) \quad (1-8)$$

$$C_{13AlGaIn} = C_{13AlN} \times x + C_{13GaN} \times (1-x) \quad (1-9)$$

$$e_{33AlGaIn} = e_{33AlN} \times x + e_{33GaN} \times (1-x) \quad (1-10)$$

$$e_{31AlGaIn} = e_{31AlN} \times x + e_{31GaN} \times (1-x) \quad (1-11)$$

となるので、AlGaIn が GaN に緩和して成長した場合の AlGaIn と GaN の間に生じるピエゾ分極は

$$P_{AlGaN}^{PE} = 2 \left(\frac{a_{GaN} - a_{AlGaN}}{a_{AlGaN}} \right) \left(e_{31AlGaN} - e_{33AlGaN} \frac{C_{13AlGaN}}{C_{11AlGaN}} \right) \quad (1-12)$$

と求まる。これより分極によるシートキャリア密度の総量は

$$P_{total} = P_{AlGaN}^{PE} + \Delta P^{SP} \quad (1-13)$$

となる。電気素量を $-1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ として式 1-13 をグラフにしたものを図 1-13 に表す。

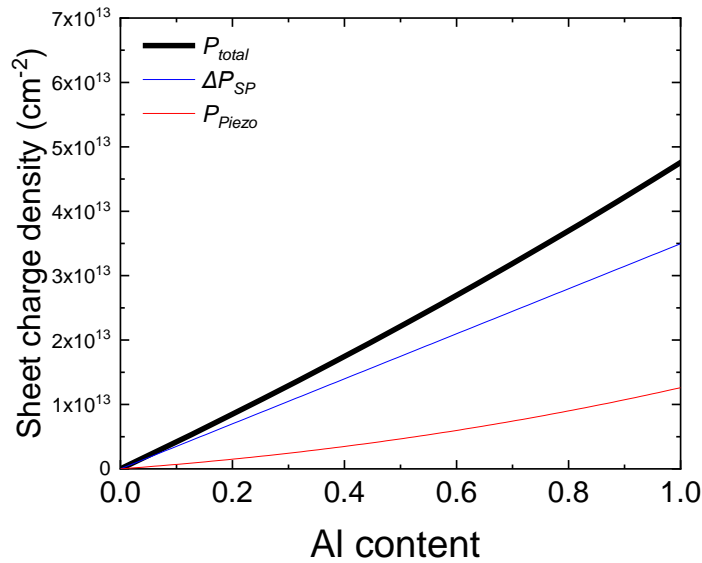


図 1-13. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ ヘテロ界面に生じる 2 次元電子ガスのシートキャリア密度

一般的に AlGaN/GaN HEMT の界面の 2DEG に対しては、図 1-14(a)に示すように、 AlGaN バリア層表面に Ti/Au を数十ナノメートル堆積させ、 600°C 程度でアニール処理を行うことでソース・ドレイン電極を形成し電子注入を行う。 AlGaN は熱化学的安定性が高いが、高温でアニールを行うことで AlGaN バリア層中に導電性の高い TiN が形成され 2DEG への電子注入が可能となる。このような AlGaN/GaN ヘテロ構造を利用した AlGaN/GaN HEMT が 1993 年に初めて報告され [54]、その後 AlGaN/GaN HEMT の高周波特性に関する報告もされた [55]。耐圧特性向上のために、 SiN のゲート絶縁膜層を用いたもの [56]や、フィールドプレート構造を施した報告 [57]もある。そして現在、 600 V までの電圧に耐えられるスイッチングデバイスが報告されている [58]。電極部に発生する接触抵抗低減のために、図 1-14(b)に示すような n 型 GaN を電極部に選択再成長する手法も報告されている [59]。

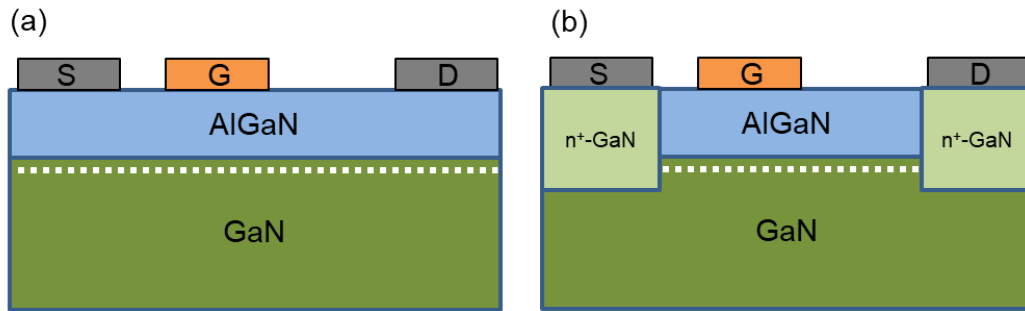


図 1- 14. (a)メタルアロイコンタクト AlGaN/GaN HEMT と (b)n⁺-GaN 再成長 AlGaN/GaN HEMT の模式図

・ 1.3.2 縦型 GaN デバイス

横型 GaN デバイスでは分極が面内に生じることから、*c* 軸の積層方向に対して垂直な方向に電流が流れる。そのため、基板同表面上に電極の形成が必要となり素子の小型化に限界がある。Si や SiC を用いたデバイスでは、チップ前面に電流を流す縦型が一般的である。このような縦型構造では大電流化が可能なこと、n 型層のドーピング密度と膜厚制御により更なる高耐圧化が可能である。1.2 でも述べたように、近年では低転位 GaN 基板の開発やデバイス形成のための薄膜成長の技術が進歩したことから、デバイス特性の優れた縦型 GaN MOSFET が報告されている [60]。縦型 GaN MOSFET の基本的な構造を図 1-15 に示す。このような MOSFET は 1 チップで 50 A を超えるドレイン電流を示しており実用化に向けての研究が進められている。

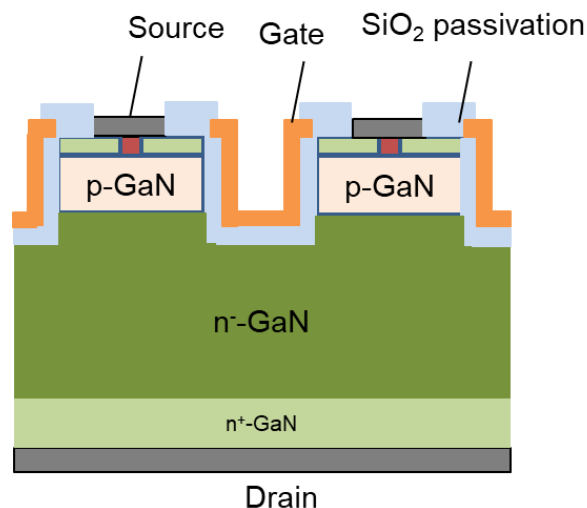


図 1- 15. 縦型 GaN MOSFET の模式図

1.4 AlGaN を用いた次世代パワーデバイスの登場と課題

前節では GaN を用いた電子デバイスについて説明した。表 1-3 には主要な半導体の物性値を示す。AlN 及び AlGaN は GaN よりも大きい 3.4~6.1eV のバンドギャップと最大で 17 MV/cm の絶縁破壊電界と 340 W/mK の熱伝導率などの優れた物性を示す [61, 62]。このようなワイドギャップ材料は構成原子間の結合エネルギーが大きく、放射線のような高エネルギー粒子照射による衝突電離や格子変位に対して高い耐性を示す。したがって、AlGaN を用いた超高耐圧・高出力エレクトロニクスは、高温厳環境、電動航空機や宇宙空間用途の小型・軽量な高効率全固体電力変換素子や高出力通信素子として有望である。このような AlGaN 系デバイスは 2008 年に初めて報告 [63]されて以来、横型のデバイスを中心に複数報告されている。本節では AlN・AlGaN 系デバイスの性能指数について説明し、その素子応用の有望性を示す。その後、n 型ドーピングにより電気伝導層を形成した n 型 AlN 及び n 型 AlGaN の電子素子と、AlGaN のヘテロ接合により誘起される 2DEG の電気伝導層を形成した電子素子について説明する。

表 1- 3. 主要な半導体の物性値一覧 [64] [65]

半導体	Si	SiC	GaN	AlN
バンドギャップ [eV]	1.1	3.3	3.4	6.1 [66]
電子移動度 μ [cm ² /Vs]	1500	1000	1240 [38]	426 [67]
絶縁破壊電界 E_c [MV/cm]	0.3	3.0	3.3	17 [62]
飽和電子速度 v_{sat} [10 ⁷ cm/s]	1.0	2.0	2.5	2.2
熱伝導率 K [mW/K]	150	270	150	340 [61]

・ 1.4.1 AlN・AlGaN 電子素子の性能指数

FET を始めとするデバイス进行评估する指標として性能指数が挙げられる。その中でも特に用いられるものにバリガの性能指数(Baliga's figure of merit : BFOM) [66]やジョンソンの性能指数 (Johnson's figure of merit :JFOM) [67]が挙げられる。ここではこれらの性能指数について説明する。

バリガの性能指数について説明する。この性能指数を考える上でまず絶縁破壊電圧 V_B について説明する。図 1-16 に示すように一般的な p⁺-n⁺接合を考え、縦軸を絶縁破壊電界、横軸を p⁺側からの距離を x として考える [62]。

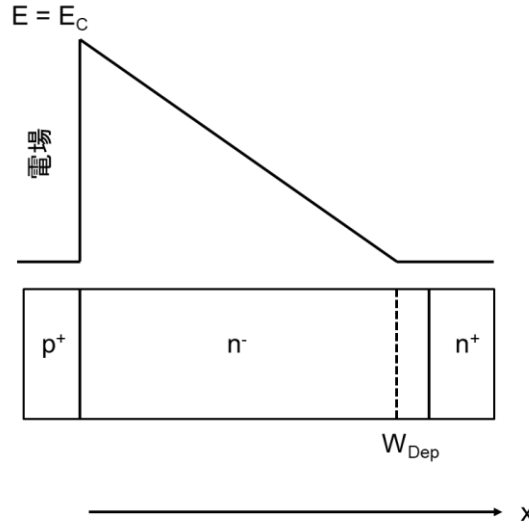


図 1- 16. 絶縁破壊電界の定義より導かれる p-n 接合における位置と電場の関係 [68]

このときの絶縁破壊が生じるときの位置 x を W_{Dep} とする。このとき、絶縁破壊電圧 V_B は

$$V_B = \frac{W_{Dep} E_C}{2} \quad (1-14)$$

と定義される。また、ガウスの法則より誘電率 ϵ 、電荷 q 、不純物濃度を N_D として

$$\epsilon E_C = q N_D W_{Dep} \quad (1-15)$$

が導けるので、式 1-14 と式 1-15 より

$$V_B = \frac{\epsilon E_C^2}{2 q N_D} \quad (1-16)$$

となる。キャリアの輸送は電子のドリフトのみによるとして考え、ドリフト領域の移動度を μ_n 、 $R_{on,sp}$ を特性オン抵抗とすると次式が導かれる。

$$R_{on,sp} = \frac{W_{Dep}}{q \mu_n N_D} \quad (1-17)$$

式 1-6 と式 1-7 よりバリガの性能指数は以下のように定義される。

$$BFOM = \frac{V_B^2}{R_{on,sp}} = \frac{\varepsilon\mu_n E_c^3}{4} \quad (1-18)$$

上式よりバリガの性能指数は絶縁破壊電界の 3 乗に比例することが分かる。1-18 式から各半導体のオン抵抗と絶縁破壊電圧の関係を示すと図 1-17 のようになる。

計算には表 1-3 に示す値を用いた。

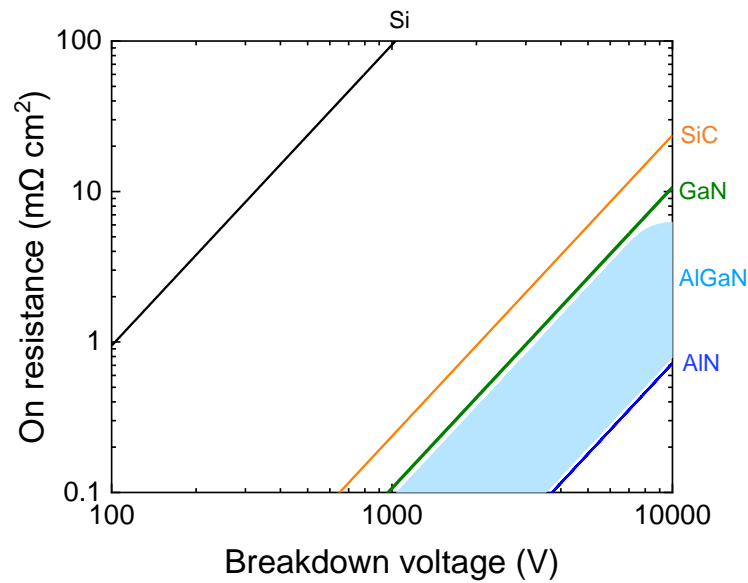


図 1- 17. オン抵抗と絶縁破壊電圧の関係

以上より AlN および AlGaN 系デバイスは次世代の電子素子として有望であることがわかる。

続いて高周波数デバイスの性能を表すジョンソンの性能指数について説明する。ジョンソンの性能指数は以下のように定義される

$$JFOM = V_B f_T = \frac{E_c v_{Sat}}{2\pi} \quad (1-19)$$

ここで v_{Sat} は飽和電子速度、 f_T は遮断周波数である。遮断周波数とは電流増幅率が 1 となる周波数を指す。JFOM はドレイン電流からゲート電流の比 $g_m/2\pi f C_G$ より導くことができる。ここで g_m は相互コンダクタンス、 f は周波数、 C_G はゲート容量である。また、

$$g_m = \frac{C_G}{\tau_g} \quad (1-20)$$

とも表せ、 τ_g はゲート下における電子の通過時間である。 $f = f_T$ のとき、電流増幅率は1となり、電子の通過時間が飽和電子速度によって決まるような場を仮定すると、式 1-9 が導かれる。

表 1-3 に示すように、飽和電子速度については AlN と GaN では Si ほど大きい差はない。一方で、バンドギャップの大きい AlN および AlGaN は大きいデバイスの絶縁破壊電圧の値が見込めるため、GaN よりも優れた高周波特性に期待ができる。Al 組成が 50%を超える AlGaN 横型デバイスにおいて Johnson の性能指数は最大で 4 倍の値を示すことが報告されている [69]。

・ 1.4.2 n 型 AlGaN をチャネルに用いたデバイス

このような AlN・AlGaN 系材料の応用には半導体結晶内に電気伝導層を形成する必要がある、様々な研究がなされてきた。電気伝導層形成のためには、AlN・AlGaN への n 型ドーピングが挙げられる。実際に n 型の AlN をチャネルにもつ AlN MESFET はサファイア基板上 [70] と SiC 基板上 [71]に作製されたものが報告されており GaN デバイスより優れた耐熱性や耐圧性を示しているが、最大電流密度はそれぞれ $8.7 \mu\text{A}/\text{mm}$, $400 \mu\text{A}/\text{mm}$ の値を示しており、 $10^3 \Omega\text{mm}$ を超える高い接触抵抗が課題となっている。

Al 組成が 50%以上の高 Al 組成の n 型 AlGaN をチャネルに持つ MESFET [72] [73]も報告されており、AlN MESFET より高い $108 \text{ mA}/\text{mm}$ の電流密度が報告されているが、依然として接触抵抗は $10^2 \Omega\text{mm}$ を超え大きい課題となっている。n 型 AlGaN をチャネルに持つ MOSFET [74]は Al 組成が 70%で $500 \text{ mA}/\text{mm}$ と比較的高い電流密度と $3.65 \text{ MV}/\text{cm}$ の絶縁破壊電界を示しているが、デバイスのオフ状態となる閾値電圧が -55 V と比較的大きい値を必要とする。これらの AlN および AlGaN 薄膜への n 型ドーピングは、電気特性を向上させるうえで障壁となる様々な性質を有しており、その 1 つに DX センターの形成が挙げられる。

化合物半導体へドナー不純物を添加したとき、不純物原子がホスト原子の結晶位置で置換されると伝導帯の底から数 10 meV の位置に浅い準位を生成するが、不純物原子が結晶位置から大きく離れた位置で置換されると禁制帯中に深い準位を生成する。このとき、中性のドナー原子 d^0 が別のドナー原子から電子を 1 つ受け取った際に格子緩和が起こり、ドナー原子が格子位置から外れる。これにより負の電荷を帯びた DX センター (DX^-) が形成される。



AlN や AlGaN への n 型ドーパントとして一般的に用いられる Si は DX センターを形成すると考えられており、n 型 AlN において Si の深い準位の形成は Si ドープ AlN の大きなドナーの活性化エネルギーと関係し 280 meV を超える大きな値が報告 [75]されている。実

験的には Si ドープ AlN の光導電性特性と電子常磁性共鳴測定により、Si が DX センターを形成することが示されている [76]。DFT (Density functional theory) を用いた計算により、Si とは別の n 型ドーパントである Ge や、残留不純物として結晶中に存在する O も DX センターになりうることを示されている [77] [78]。LDA (Local density approximation) を用いた計算では Al 組成が 60 %以上の AlGa_{0.4}N で Si が安定に DX センターを形成すること [79]や、24 %以上の AlGa_{0.24}N で Si が DX センターとなる結果 [80]が報告されている。Ge についても LDA による計算で Al 組成が 30 %を超える AlGa_{0.3}N で DX センターが安定に形成されるという結果 [79]が得られている。O についても GGA (Generalized gradient approximation) を用いた計算において、Al 組成が 46 %以上の AlGa_{0.46}N [78]及び 20 %以上の AlGa_{0.2}N [80]で DX センターを形成することが示されている。HSE (Heyd-Scuseria-Ernzerhof) 混成汎関数による計算結果では Al 組成が 94 %以上で Si が、52% 以上で Ge が、61%以上で O が DX センターを形成する [77]ことが示されている。これらの計算結果より、AlN 及び高 Al 組成 AlGa_{0.4}N ではドナー不純物や残留酸素不純物による DX センターの形成の影響を受けやすく、電気特性の向上において障害となることが分かる。

・ 1.4.3 AlGa_{0.4}N の二次元電子ガスを利用したデバイス

GaN HEMT と同様に AlGa_{0.4}N 混晶も自発分極とピエゾ分極を持つため、AlGa_{0.4}N 界面に 2DEG が誘起される。AlGa_{0.4}N/AlGa_{0.4}N HEMT や AlN/AlGa_{0.4}N HEMT が報告されている。

Al 組成が 50%未満の低 Al 組成 AlGa_{0.4}N/AlGa_{0.4}N HEMT は複数報告されており [63] [64][81-85]、GaN HEMT よりも優れた耐圧特性が実験的に示されている [64]。これらの AlGa_{0.4}N HEMT の電極形成は従来の GaN HEMT の電極形成で用いられる金属アロイオーミックコンタクトやイオン注入のプロセスが行われており、 $\sim 10^{-1} \Omega \text{mm}$ と比較的小さい接触抵抗が得られている [83]。

Al 組成が 50%以上の AlGa_{0.4}N HEMT も複数報告されている [86-90]。しかしながら、バリア層の Al 組成の増加に伴い、電子親和力が小さくなるため (AlN: $\sim 0.3 \text{ eV}$) 金属とのオーミック接触の形成が本質的に困難である。そのため高 Al 組成 AlGa_{0.4}N 電気伝導層に対しての電子注入が難しく、電極部において $\sim 100 \Omega \text{mm}$ 程度の接触抵抗が生じることから、良好なデバイス特性が得られていないといった課題がある。このような AlGa_{0.4}N 系デバイスの接触抵抗の課題に対して、Zr 系金属を用いたメタルアロイコンタクト [81]や n 型 GaN の選択再成長 [91-94] が検討されてきたが、依然として $10 \Omega \text{mm}$ を超える接触抵抗が報告されている [94]。このような接触抵抗に課題がある中でも、80 nm のゲート長を持つ Al_{0.85}Ga_{0.15}N/Al_{0.70}Ga_{0.30}N HEMT では、最大電流密度が 160 mA/mm、耐圧が 0.8~2.5 MV/cm を示し、カットオフ周波数 28.4 GHz、最大発振周波数 18.5 GHz といった RF 特性が報告され、高電力密度・高速 AlGa_{0.4}N HEMT の実現可能性を示している [95]。

また、高い接触抵抗の他にも、AlGa_{0.4}N をチャネル層にもつトランジスタのシート抵抗が GaN と比較して高い要因の一つに合金散乱による移動度の低下が挙げられる。合金散乱は

以下の式で表される。

$$\mu_{\text{alloy}} = \frac{q\pi\hbar^4}{U_0x(1-x)\Omega m^{5/2}\sqrt{E_F}} \quad (1-22)$$

ここで x は Al 組成、 Ω は単一セルサイズ、 E_F はフェルミレベル、 m は有効質量である。このような合金散乱のために AlGa_N 系デバイスでは本質的にチャンネルの抵抗が高くなる。

1.5 AlN 基板上に成長した AlN/AlGa_N HEMT

前節では AlGa_N をチャンネルに用いたデバイスの展望と課題を述べた。このような AlGa_N チャンネルデバイスの中でも、AlN 上に作成する AlN/AlGa_N HEMT は厳環境で応用する高耐圧・高周波デバイスとして有望である。その理由として以下の 4 つが挙げられる。

- 1 2DEG 高密度化
- 2 バンドオフセットの最大化
- 3 AlN 層の合金散乱の抑制
- 4 下地 Buffer 層の耐圧向上

2DEG の高密度化について述べる。本構造においての界面に誘起される 2DEG は以下のように求まる。ウルツ鉱構造をもつ AlN は自発分極を c 軸方向に生じる。AlGa_N/Ga_N HEMT 同様に、AlN の Al 極性面上に AlN よりも格子定数の大きい AlGa_N をエピタキシャル成長させることで AlGa_N のピエゾ分極(P_{PE})と自発分極(P_{SP})の差により、AlN/AlGa_N ヘテロ構造は界面に 2次元電子ガスを誘起する。AlN/AlGa_N ヘテロ構造の場合は AlGa_N/Ga_N ヘテロ構造とは異なり、図 1-18 に示すように AlGa_N が緩和せずに AlN と格子定数を揃えて面内に圧縮歪を受けて成長する。これらの分極差により AlGa_N/Ga_N ヘテロ構造と同様に意図的に n 型不純物をドーピングせずにチャンネル領域を形成することができる。特に n 型ドーピングの難しい AlN や高 Al 組成 AlGa_N でも電気特性の向上が見込める。

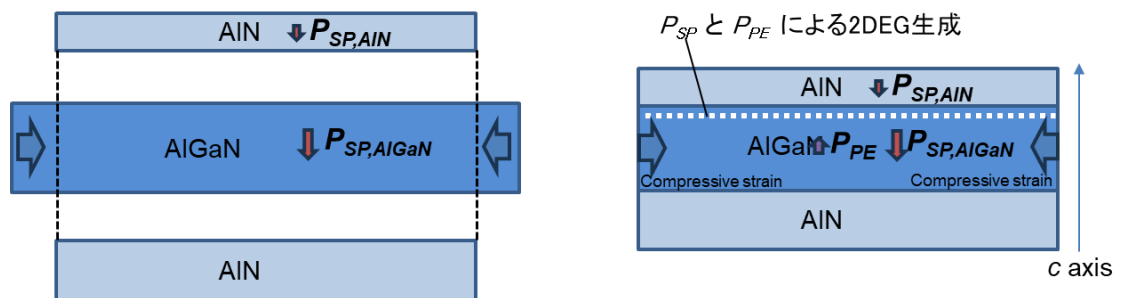


図 1-18. AlN/AlGa_N ヘテロ構造に発生する分極

1.3 で AlGaIn/GaN ヘテロ界面の 2DEG のシートキャリア密度を求めたように、ここでも GaN と AlN のそれぞれの格子定数、弾性定数、ピエゾ定数から AlN/AlGaIn ヘテロ界面に発生する 2DEG のシートキャリア密度を求める。

1.3.1 で求めた式 1-12 の AlGaIn 自発分極と AlN の自発分極差 ΔP^{SP} は各自発分極の引き算となるので

$$\Delta P^{SP} = P_{AlN}^{SP} - P_{AlGaIn}^{SP} \quad (1-23)$$

と求められる。

表 1-2 をもとに式 1-7 から式 1-11 で求めた Al 組成 x の AlGaIn の格子定数 a_{AlGaIn} 、弾性定数 $C_{13AlGaIn}$ 、 $C_{33AlGaIn}$ 、ピエゾ定数 $e_{31AlGaIn}$ 、 $e_{33AlGaIn}$ から、AlGaIn が AlN に緩和せずに成長した場合の AlGaIn と AlN の間に生じるピエゾ分極は

$$P_{AlGaIn}^{PE} = 2 \left(\frac{a_{AlN} - a_{AlGaIn}}{a_{AlGaIn}} \right) \left(e_{31AlGaIn} - e_{33AlGaIn} \frac{C_{13AlGaIn}}{C_{33AlGaIn}} \right) \quad (1-24)$$

と求まる。これより分極によるシートキャリア密度の総量は

$$P_{total} = P_{AlGaIn}^{PE} + \Delta P^{SP} \quad (1-25)$$

となる。AlGaIn 層が圧縮される方向に成長することから、ピエゾ分極は正の値を示し自発分極を打ち消すように働くが、 $|P_{AlGaIn}^{PE}| < |\Delta P^{SP}|$ のため、ヘテロ界面の 2DEG のシートキャリア密度は Al 組成比に依存する。電気素量を $-1.602 \times 10^{-19} \text{C}$ として式 1-25 をグラフにしたものを図 1-19 に表す。

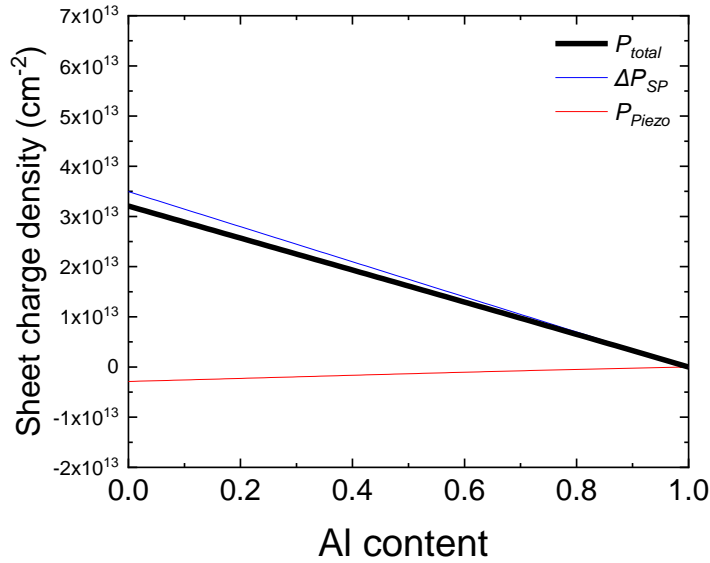


図 1-19. AlN/Al_xGa_{1-x}N ヘテロ界面に生じる 2 次元電子ガスのシートキャリア密度

AlN をバリア層に用いることで、チャンネルの AlGaIn 層とのバンドオフセットが最大化される。バンドオフセットとはヘテロ接合を形成した各半導体の価電子帯端と伝導帯端間のエネルギー差である。Al50%において図 1-20 に示すようなバンド図を示す。

AlN/AlGaIn ヘテロ構造では、界面に誘起される 2DEG の合金散乱を抑制し、移動度の向上が見込める。実際に AlGaIn/GaN HEMT において、ヘテロ界面に数ナノメートルの AlN スペース層を設けることで、その界面に誘起される 2DEG の移動度が改善されることが報告されている [96] [97]。

デバイスの高耐圧化を目指すうえで、下地基板の高耐圧化も必要である。下地基板の耐圧性が低いと、デバイスのチャンネルではないところでの絶縁破壊が生じてしまう。意図的に不純物を添加していない Al 組成 60%の AlGaIn 層において 10 MV/cm を超える絶縁破壊電界が報告 [98]されており、AlN バッファ層においても 4 kV の電圧をかけても絶縁破壊の生じないバッファ層 AlN 層が報告されている [90]。また AlN/GaN/AlN 構造を有した GaN HEMT は、従来の AlGaIn/GaN HEMT に比べて高い 2.0 MV/cm の絶縁破壊電界が報告されている [99]。以上のことから、下地バッファ層に AlN を用いることはデバイスの耐圧化に有望である。

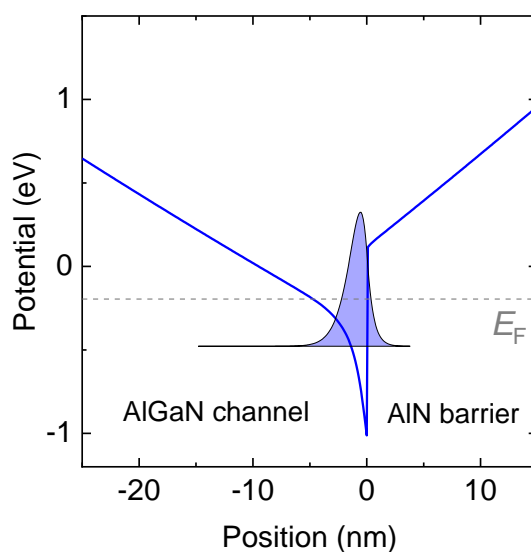


図 1- 20 AlN/AlGaIn ヘテロ構造のエネルギーバンド図

AlN/AlGaIn ヘテロ構造は以上に記したような利点があるが、デバイスへの応用にあたり 1.4 でも述べた AlGaIn 層に誘起される 2DEG 層への電子注入に大きな課題を残している。特に従来の金属合金アニールを用いた電極形成プロセスでは、Al 組成が 50%以上の高 Al 組成チャンネル層を持つトランジスタに対して、10 Ω mm を超える接触抵抗が報告されている [94]。AlGaIn/GaN HEMT では 10⁻¹ Ω mm の接触抵抗を示しており、AlN/AlGaIn HEMT でこの値と同等の接触抵抗を示すことは、次世代の超高耐圧・高出力 AlGaIn 素子の実現にむけてのブレークスルーとなる。

1.6 本研究の目的と本論文の構成

本論文はスパッタリング法を用いた結晶成長技術による AlN/AlGaN ヘテロ構造の作製とその薄膜の結晶性の高品質化、および n 型縮退 GaN 再成長プロセス技術の開発を通して、低抵抗な AlGaN への電子注入の実現とそのメカニズム解明、AlGaN を用いた高耐圧電子素子の評価について述べる。

AlN 及び AlN と GaN の混晶である AlGaN は 3.4~6.1 eV のバンドギャップをもつ直接遷移型半導体であり、最大で 17 MV/cm の高い絶縁破壊電界と 340 W/mK の熱伝導率などの優れた物性を示す。このようなワイドギャップ材料は構成原子間の結合エネルギーが大きく、放射線のような高エネルギー粒子照射による衝突電離や格子変位に対して高い耐性を示す。したがって、AlGaN を用いた超高耐圧・高出力エレクトロニクスは、高温厳環境、電動航空機や宇宙空間用途の小型・軽量な高効率全固体電力変換素子や高出力通信素子として期待されている。

特に AlN/AlGaN ヘテロ構造は各結晶の自発分極とピエゾ分極により界面に 2DEG を誘起し、高耐圧半導体媒質中に良質な電子伝導チャネルを形成する。そのため AlN/AlGaN ヘテロ構造は AlGaN 高電子移動度トランジスタ (AlGaN HEMT) への応用が期待される。AlGaN HEMT の作製には電子注入のために 2DEG へ接触する電極の形成が必要である。GaN を基盤とした電子素子で用いられる従来の電極形成プロセスでは、金属電極をアニールすることで 2DEG へのコンタクト形成が行われる。しかしながら図 1-21(a) に示すように AlGaN HEMT においては AlGaN の電子親和力が低いことや熱化学的安定性が高いためこのような金属電極を用いての 2DEG への電氣的な接触が本質的に困難である。そのため現在報告されている AlGaN HEMT は接触抵抗が高く、素子の実用化には AlGaN への低抵抗な電子注入が大きな課題となっている。そこで本研究ではこのような課題に対して、スパッタリング法を用いて作製可能な n 型縮退 GaN (degenerate GaN: d-GaN) に着目した。d-GaN は 10^{20} cm^{-3} 台の電子濃度と低い抵抗率を示し、電子親和力の小さい AlGaN 材料への接触抵抗の低減に有利な可能性がある。本論文ではスパッタリング法を用いて作製した AlN/AlGaN ヘテロ構造に対して、電極部への d-GaN の選択再成長というアプローチから図 1-21(b) に示すような AlGaN HEMT を作製し、AlGaN への電子注入のメカニズム解明とその電子素子の評価を目的とした。

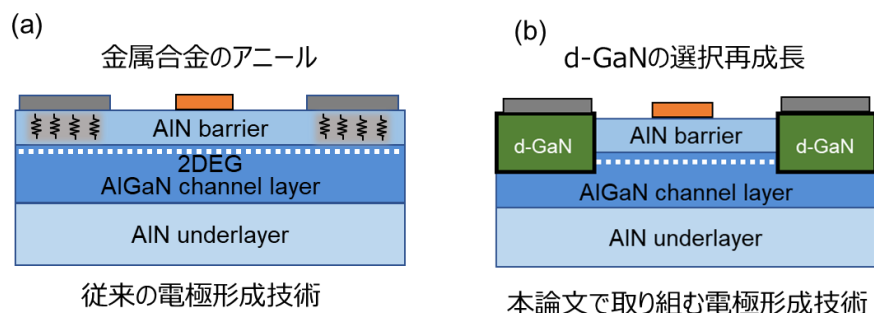


図 1- 21. AlN/AlGaN ヘテロ構造への (a) 従来の電極形成と (b) d-GaN による電極形成

本論文は以下の 6 章から構成されている。

第 1 章では GaN を始めとした 13 族窒化物半導体の結晶成長技術や電子素子応用に関する現状について述べた後に、AlGaN を用いた次世代高耐压電子素子の応用とその課題について論じている。以上の背景を踏まえた上で、AlN 上に作製した AlN/AlGaN ヘテロ構造についての利点に着目し、本研究の目的を提示した。

第 2 章では AlN/Sapphire テンプレート基板へのスパッタリング法を用いた AlN のエピタキシャル成長と AlN/AlGaN ヘテロ構造の作製について論じられている。Al 組成の異なる AlN/AlGaN ヘテロ構造を作製し、その構造特性、電気特性について論じている。

第 3 章では、AlN/AlGaN ヘテロ構造に対しての d-GaN の選択再成長プロセスの開発について論じている。フォトリソグラフィと SiO₂ ハードマスクを用いた d-GaN のエピ・ポリ同時成長プロセスにより、d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の作製を行った。再成長した d-GaN の構造特性と電気特性を評価し、d-GaN 選択再成長プロセスが HEMT の電極部の形成に適用可能かどうかについて議論している。

第 4 章では、第 3 章で作製した d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の接触抵抗に関する評価と d-GaN による AlGaN への電子注入のメカニズムについて論じている。具体的には Transfer Length Methods 法により得られた接触抵抗の温度依存特性を Thermal Field Emission(TFE)モデルを仮定し解析を行い、素子の d-GaN の電子濃度から、非放物線バンドを仮定して d-GaN のフェルミレベルの位置を計算することで デバイスの電子輸送について考察を行った。

第 5 章では、d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の素子特性について論じている。電流電圧特性の温度依存特性と耐压特性の評価から、素子のオーミック特性、リーク電流、絶縁破壊特性について議論している。そして本素子の高温環境下及び高電圧での応用についての展望について論じている。

第 6 章では本論文のまとめと今後の展望について述べる。

1.7 参考文献

- [1] D. Kahng, M. M. Atalla, IRE Device Research Conference, 1960.
- [2] T. Mimura, Jpn. J. Appl. Phys, vol.19, No.5, 1980.
- [3] “総務省 HP,” 11 2023. [オンライン]. Available: <https://www.soumu.go.jp/johotsusintokei/whitepaper/ja/r05/html/nd245400.html>.
- [4] P. Monthanat, R. Natta, R. Ploisyne, Photodermatol Photoimmunol Photomed. 37. 12-19, 2021.
- [5] T.Wu, C. W. Sher. Y. Lin, C. F. Lee, S. Liang, Y. Lu, S. H. Chen, W. Guo, H. C. Kuo, and Z. Chen, Appl. Sci., vol. 8, p. 1557, 2018.
- [6] Y. Robin, F. Hemeret, G. D'Inca, M. Pristovesk, A. Trassoudaine, and H. Amano, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 58, SCCC06, 2019.
- [7] N. Kaminski, Proc. of the EPE 2009, 2009.
- [8] X. Huang, Q. Li, Z. Liu, and F. C. Lee, IEEE Transactions on Power Electronocs, vol.29, No.5, 2014.
- [9] H. Yamane, M. Shimada, S. J. Clarke and F. J. DiSalvo, Chem. Mater., 9 413, 1997.
- [10] M. Kawahara, F. Kawamura, M. Yoshimura, Y. Mori, T. Sasaki, S. Yanagisawa, and Y. Morikawa, J. Appl. Phys., 101 66106, 2007.
- [11] M Yano, M Okamoto, Y.K Yap, M Yoshimura, Y Mori, and T Sasaki, Damond and related materials, volume 9, 512-515, 2000.
- [12] R. Dwiliński, R. Doradziński, J. Garczyński, L.P. Sierzputowski, A. Puchalski, Y. Kanbara, K. Yagi, H. Minakuchi, H. Hayashi, Journal of Crystal Growth, 311 3015–3018, 2009.
- [13] A. G. Thompson , Materials Letters 30, 255-263, 1997.
- [14] C. Guarneros, V. Sánchez, Materials Science and Engineering B 174 263–265, 2010.
- [15] Y. Kangawa, A. Kusaba, P. Kempisty, K. Shiraishi, S. Nitta, and H. Amano, Crystal Growth & Design, 21, 3, 1878-1890 (Review), 2021.
- [16] T. Narita, K. Tomita, Y. Tokuda, T. Kogiso, M. Horita, and T. Kachi, J. Appl. Phys., vol. 124, no. 21, p. 215701, 2018.
- [17] N. Sawada, T. Narita, M. Kanechika, T. Uesugi, T. Kachi, M. Horita, T. Kimoto, and J. Suda, Appl. Phys. Express, vol. 11, p. 041001, 2018.
- [18] Y. Ohba and A. Hatano, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 33, no. 10A, pp. 1367–1369, 1994.
- [19] S. Fritze, A. Dadgar, H. Witte, M. Bugler, A. Rohrbeck, J. Bl € €asing, A. Hoffmann,

- and A. Krost, Appl. Phys. Lett. 100, 122104, 2012.
- [20] T. Markurt, L. Lymperakis, J. Neugebauer, P. Drechsel, P. Stauss, T. Schulz, T. Remmele, V. Grillo, E. Rotunno, and M. Albrecht, Phys. Rev. Lett. 110, 036103, 2013.
 - [21] G. T. Thaler, D. D. Koleske, S. R. Lee, K. H. A. Bogart, and M. H. Crawford, J. Cryst. Growth, vol. 312, pp. 1817–1822, 2010.
 - [22] M. Iwinska, Y. Ivanov, A. Miluski, P. Kruszewska, R. Piotrkowska, E. Litwin-Staszewska, B. Lucznik, M. Fijalkowski, T. Sochacki, H. Teisseyre, H. Murakami and M. Bockowski, Journal of Crystal Growth, Volume 480, p102-107, 2017.
 - [23] Y. Kumagai, T. Yamane, T. Miyaji, H. Murakami, Y. Kangawa, and A. Koukitsu, physica status solidi (c), (7), 2498-2501, 2003.
 - [24] Q. Fareed, V. Adivarahan, M. Gaevski, T. Katona, J. Meil, F. A. Ponce and A. Khan, Jpn. J. Appl. Phys. 46 L752.
 - [25] H. Fujikura, T. Konno, and T. Kimura, Appl. Phys. Express 15, 085504, 2022.
 - [26] I. Sato, S. Arakawa, K. Tanizaki, M. Miyanaga, T. Sakurada, Y. Yamamoto, and H. Nakahata, SEI Technical review 177, 2010.
 - [27] C. Hartmann, A. Dittmar, J. Wollweber and M. Bickermann, Semicond. Sci. Technol. 29 084002, 2014.
 - [28] R. Dalmau, B. Moody, J. Xie, R. Collazo, Z. Sitar, Phys. Status Solidi a 208 1545–7, 2011.
 - [29] O. Oda, Compound Semiconductor Bulk Materials and Characterizations, Singapore: World Scientific, 2012.
 - [30] E. C. H. Kyle, S. W. Kaun, P. G. Burke, F. Wu, Y. R. Wu, and J. S. Speck, J. Appl. Phys. 115 193702, 2014.
 - [31] L. Lugani, M. Malinverni, S. Tirelli, D. Marti, E. Giraud, J.-F. Carlin, C. R. Bolognesi, and N. Grandjean, Appl. Phys. Lett. 105 202113, 2014.
 - [32] J. W. Shon, J. Ohta, K. Ueno, A. Kobayashi, and H. Fujioka, Sci. Rep., vol. 4, pp. 13–16, 2014.
 - [33] K. S. Lye, A. Kobayashi, K. Ueno, J. Ohta, and H. Fujioka, Appl. Phys. Lett., vol. 109, no. 3, p. 032106, 2016.
 - [34] T. Itoh, A. Kobayashi, K. Ueno, J. Ohta, and H. Fujioka, Sci. Rep., vol. 6, no. July, p. 29500, 2016.
 - [35] K. Sato, J. Ohta, S. Inoue, A. Kobayashi, and H. Fujioka, Appl. Phys. Express, 2(1), 0110031-0110033, 2009.

- [36] Y. Arakawa, K. Ueno, H. Imabeppu, A. Kobayashi, J. Ohta, and H. Fujioka, Appl. Phys. Lett., vol. 110, no. 4, p. 042103, 2017.
- [37] K. Ueno, T. Fudetani, Y. Arakawa, A. Kobayashi, J. Ohta, and H. Fujioka, APL Mater., vol. 5, no. 12, p. 126102, 2017.
- [38] K. Ueno, Y. Arakawa, A. Kobayashi, J. Ohta, and H. Fujioka,, Appl. Phys. Express 10, 101002, 2017.
- [39] Y. Nishikawa, K. Ueno, A. Kobayashi, and H. Fujioka, , Appl. Phys. Lett. 122, 082102, 2023.
- [40] T. Fudetani, K. Ueno, A. Kobayashi, and H. Fujioka,, Appl. Phys. Lett. 118, 072101, 2021.
- [41] S. Morikawa, K. Ueno, A. Kobayashi, and H. Fujioka, , Crystals 12, 499 , 2022.
- [42] Y.Sakurai, K.Ueno, A.Kobayashi, J.Ohta, H.Miyake and H.Fujioka, APL Mater., 6, 111103, 2018.
- [43] Y. Nishikawa, K. Ueno, A.Kobayashi, and H. Fujioka, Appl. Phys. Lett. 122, 232102, 2023.
- [44] O.Oda, Compound Semiconductor Bulk Materials and Characterizations, Singapore: World Scientific, 2012.
- [45] E.S.Hellman, The Polarity of GaN: a Critical Review, MRS Internet J. nitride Semicond. Res. 3, 1-11, 1998.
- [46] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov, Science 306, 666 , 2004.
- [47] K. Watanabe, T. Taniguchi, and H. Kanda, Nat. Mater. 3, 404, 2004.
- [48] L. Britnell, R. V. Gorbachev, R. Jalil, B. D. Belle, F. Schedin, A. Mishchenko, T. Georgiou, M. I. Katsnelson, L. Eaves, S. V. Morozov, N. M. R. Peres, J. Leist, A. K. Geim, K. S. Novoselov, and L. A. Ponomarenko, Science 335, 947 (2012)., 2012.
- [49] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii and K. Nanbu, Jpn. J. Appl. Phys. 19 L225, 1980.
- [50] S. Sano, K. Ebihara, T. Yamamoto, T. Satoh, N. Miyazawa, SEI Technical review 192, 2018.
- [51] X. L. Lei, Joseph L. Birman, and C. S. Ting, Journal of Applied Physics 58, 2770, 1985.
- [52] A. Zoroddu, F. Bernardini and P. Ruggerone, PHYSICAL REVIEW B, VOLUME 64, 045208, 2001.
- [53] W. Paszkowicz, S. Podsiadło, R. Minikayev, Journal of Alloys and Compounds 382 100–106, 2004.

- [54] M. Asif Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, *Appl. Phys. Lett.* 63, 1214, 1993.
- [55] M.A. Khan, Q. Chen, M.S. Shur, B.T. Dermott, J.A. Higgins, J. Burm, W. Schaff, L.F. Eastman, *Electron. Lett.* 32, 357, 1996.
- [56] B. M. Green, K. K. Chu, E. M. Chumbes, J. A. Smart, J. R. Shealy, and L. F. Eastman, *IEEE Electron Device Lett.* 21, 268, 2000.
- [57] Y. Ando, Y. Okamoto, H. Miyamoto, T. Nakayama, T. Inoue, and M. Kuzuhara, *IEEE Electron Device Lett.* 24, 289, 2003.
- [58] E. A. Jones, F. Wang, and D. Costinett, *IEEE J. Emerg. Sel. Top. Power Electron.* 4, 707, 2016.
- [59] J. Guo, Y. Cao, C. Lian, T. Zimmermann, G. Li, J. Verma, X. Gao, S. Guo, P. Saunier, M. Wistey, D. Jena, and H. G. Xing, *Phys. Status Solidi A* 208, No. 7, 1617–1619 , 2011.
- [60] T. Oka, *Jpn. J. Appl. Phys.* 58 SB0805, 2019.
- [61] J. Singhal, R. Chaudhuri, A. Hickman, V. Protasenko, H. G. Xing, and D. Jena, *APL Mater.* 10, 111120 , 2022.
- [62] A. G. Baca, A. M. Armstrong, B. A. Klein, A. A. Allerman, E. A. Douglas, and R. J. Kaplar, *J. Vac. Sci. Technol. A* 38, 020803, 2020.
- [63] T. Nanjo, M. Takeuchi, M. Suita, Y. Abe, T. Oishi, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, *Appl. Phys. Express* 1 011101, 2008.
- [64] T. Nanjo, M. Takeuchi, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, *Appl. Phys. Lett.* 92, 263502, 2008.
- [65] T. Nanjo, A. Imai, Y. Suzuki, Y. Abe, T. Oishi, M. Suita, E. Yagyu, and Y. Tokuda, *IEEE Trans. Electron Devices* 60, 1046, 2013.
- [66] B. J. Baliga, , *Fundamentals of Power Semiconductor Devices*, New York: , Chap. 3., 2008.
- [67] E. Johnso, *RCA Rev.* 26, 163, 1965.
- [68] A. G. Baca, A. M. Armstrong, B. A. Klein, A. A. Allerman, E. A. Douglas, and R. J. Kaplar, *Al-rich AlGa_N based transistors*, *J. Vac. Sci. Technol. A* 38, 020803, 2020.
- [69] M. E. Coltrin, A. G. Baca, R. J. Kaplar , *ECS J. Solid State Sci. Technol.* 6 S3114, 2017.
- [70] H. Okumura, S. Suihkonen, J. Lemettinen, A. Uedono, Y. Zhang, D. Piedra, and T. Palacios, *Japanese Journal of Applied Physics* 57, 04FR11, 2018.
- [71] M. Hiroki, Y. Taniyasu, and K. Kumakura, *IEEE Electron Dev Lett*, 43, 3,, 2022.

- [72] S. Muhtadi, S. Hwang, A. Coleman, F. Asif, A. Lunev, M. V. S. Chandrashekhar, and A. Khan, Appl. Phys. Lett. 110, 171104, 2017.
- [73] S. Muhtadi, S. Hwang, A. Coleman, F. Asif, A. Lunev, M. V. S. Chandraashekhar, and A. Khan, Appl. Phys. Lett. 110, 193501, 2017.
- [74] S. Bajaj, A. Allerman, A. Armstrong, T. Razzak, V. Talesara, W. Sun, S. H. Soheli, Y. Zhang, W. Lu, A. R. Arehart, F. Akyol, and S. Rajan, IEEE Electron Device Letters 39 (2), 2018.
- [75] Y. Taniyasu, M. Kasu and T. Makimoto, Appl. Phys. Lett., 89, 182112, 2006.
- [76] R. Zeisel, M. W. Bayerl, S. T. B. Goennenwein, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. S. Brandt and M. Stutzmann, Phys. Rev. B., 61(24), R16283-R16286, 2000.
- [77] L. Gordon, J. L. Lyons, A. Janotti and C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B, 89, 085204, 2014.
- [78] C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B, 57(4), R2033, 1998.
- [79] P. Boguslawski and J. Bernholc, Phys. Rev. B, 56(15), 9496-9505, 1997.
- [80] C. H. Park and J. Bernholc, Phys. Rev. B, 55(19), 12995-13001, 1997.
- [81] N. Yafune, S. Hashimoto, K. Akita, Y. Yamamoto, H. Tokuda, M. Kuzuhara, Electron. Lett. 50, 211, 2014.
- [82] X. Hu, S. Hwang, K. Hussain, R. Floyd, S. Mollah, F. Asif, G. Simin, and A. Khan, , IEEE Electron Dev. Lett. 39, 1568, 2018.
- [83] A. Raman, S. Dasgupta, S. Rajan, J. S. Speck, and U. K. Mishra, Jpn. J. Appl. Phys. 47, 3359, 2008.
- [84] E. A. Douglas, B. Klein, A. A. Allerman, A. G. Baca, T. Fortune, and A. M. Armstrong, J. Vac. Sci. Technol. B 37, 021208, 2019.
- [85] N. Yafune, S. Hashimoto, K. Akita, Y. Yamamoto, and M. Kuzuhara, Jpn. J. Appl. Phys. 50, 100202, 2011.
- [86] H. Tokuda, M. Hatano, N. Yafune, S. Hashimoto, K. Akita, Y. Yamamoto, and M. Kuzuhara, Appl. Phys. Express 3, 121003, 2010.
- [87] H. Xue, S. Hwang, T. Razzak, C. Lee, G. Ortiz, Z. Xia, S. Soheli, J. Hwang, S. Rajan, A. Khan, and W. Lu, , Sol. Stat. Electron. 164, 107696, 2020.
- [88] S. Muhtadi, S. M. Hwang, A. Coleman, F. Asif, G. Simin, M. V. S. Chandrashekhar, and A. Khan, IEEE Electron Device Lett. 38, 914, 2017.
- [89] A. G. Baca, B. A. Klein, A. A. Allerman, A. M. Armstrong, E. A. Douglas, C. A. Stephenson, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, ECS J. Solid State Sci. Technol. 6, Q161,

- 2017.
- [90] I. Abid, R. Kabouche, F. Medjdoub, S. Besendörfer, E. Meissner, J. Derluyn, S. Degroote, M. Germain, H. Miyake, Vienna, Austria: 2020 32nd International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), pp. 310-312, 2020.
 - [91] A. G. Baca, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, E. A. Douglas, C. A. Sanchez, M. P. King, M. E. Coltrin, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, Appl. Phys. Lett. 109, 033509, 2016.
 - [92] E. A. Douglas, S. Reza, C. Sanchez, D. Koleske, A. Allerman, B. Klein, A. M. Armstrong, R. J. Kaplar, and A. G. Baca, Phys. Status Solidi A 214, 1600842 , 2017.
 - [93] J. Singhal, E. Kim, A. Hickman, R. Chaudhuri, Y. Cho, H. G. Xing, and D. Jena, Appl. Phys. Lett. 122, 222106, 2023.
 - [94] I. Abid, J. Mehta, Y. Cordier, J. Derluyn, S. Degroote, H. Miyake, and F. Medjdoub, Electronics 10, 635, 2021.
 - [95] A. G. Baca, B. A. Klein, J. R. Wendt, S. M. Lepkowski, C. D. Nordquist, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, E. A. Douglas, and R. J. Kaplar, IEEE Electron Device Lett. 40, 17 , 2019.
 - [96] L. Shen, S. Heikman, B. Moran, R. Coe, N. Q. Zhang, D. Buttari, I. P. Smorchkova, S. Keller, S. P. DenBaars and U. K. Mishra, IEEE Electron Device Lett., 22, 457., 2001.
 - [97] S. Tan, T. Suzue, S. L. Selvaraj and T. Egawa, Jpn. J. Appl. Phys., 48, 111002 · 1., 2009.
 - [98] D. Khachariya, S. Mita, P. Reddy, S. Dangi, J. H. Dycus, P. Bagheri, M. H. Breckenridge, R. Sengupta, S. Rathkanthiwar, R. Kirste, E. Kohn, and Z. Sitar , Appl. Phys. Lett. 120, 172106 , 2022.
 - [99] A. Hickman, R. Chaudhuri, S. J. Bader, K. Nomoto, K. Lee, H. G. Xing, and D. Jena , IEEE Electron Dev. Lett. 40, 1293 , 2019.
 - [100] H. Morkoc, Nitride Semiconductor Devices, Willey-VCH Weinheim , 2013.
 - [101] S. Kato, Y. Satoh, H. Sasaki, I. Masayuki, and S. Yoshida, J. Crystal Growth 298, 2007.
 - [102] D. Jena, A. C. Gossard, U. K. Mishra, Appl. Phys. Lett. 76, 2000.
 - [103] D. Jena and U. K. Mishra, Appl. Phys. Lett. 80, 2002.

第2章 スパッタリング法による AlN/AlGa_N ヘテロ構造の作製と評価

2.1 背景

AlN/AlGa_N HEMT への応用には構造特性、電気特性に優れた AlN/AlGa_N ヘテロ構造の作製が必要不可欠である。AlGa_N/AlGa_N ヘテロ構造に関しては 2008 年に T. Nanjo らが初めて報告 [1]して以来、40%以下の Al チャネル組成を中心に多く報告されてきた [2] [3]。高組成側の AlGa_N/AlGa_N ヘテロ構造に関しても H. Tokuda ら、A. G. Baca らのグループを中心に複数報告されてきた [4] [5]。一方で AlN/AlGa_N ヘテロ構造の報告は少なく、MOCVD 法を用いた手法ではチャネルの Al 組成が 85% [6]、60% [7]、50% [8]の報告にとどまっている。

AlN/AlGa_N ヘテロ構造では AlGa_N の Al 組成が減少すれば各結晶間の分極差が大きくなるため、ヘテロ界面に高密度な 2DEG を誘起することができる。その一方で AlN との格子定数差は大きくなるため、ミスフィット転位の生成が起りやすくなり、高品質な AlGa_N 薄膜のエピタキシャル成長は困難となる。AlGa_N 膜に転位が生じることで AlGa_N の表面は平坦性を失い、AlN/AlGa_N ヘテロ界面の急峻性が失われる。そのためヘテロ界面に誘起される 2DEG の電気特性の悪化の要因になり得る。またエピタキシャル成長する上で、堆積する薄膜は下地の結晶性を引き継ぎやすいことから、AlGa_N の結晶性の悪化はバリア層の AlN の結晶性の悪化にもつながる。そのためバリア層の表面平坦性等の悪化からデバイスデバイスクオリティの薄膜作製の障壁となる。SiC や Si 基板上の AlGa_N/Ga_N HEMT では、チャネル層の Ga_N の貫通転位密度が $10^8 \sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 程度存在していても良好なシート抵抗の値が得られたことが報告 [9]されており、理論的にも 2DEG の移動度に対する転位の影響が少ないことも報告 [10] [11]されている。一方で、AlGa_N をチャネル層にもつ Al_{0.5}Ga_{0.5}N/Al_{0.3}Ga_{0.7}N HEMT において 2DEG のシート抵抗の低減には AlGa_N 層の転位の低減が必要であることが報告 [12]されている

本章ではスパッタリング法による AlN/AlGa_N ヘテロ構造の作製を行い、その構造特性と電気特性について詳細に解析する。良好な構造特性を有する AlN/AlGa_N ヘテロ構造作製のためには、低転位密度の下地の AlN 基板の検討と結晶性の高いバッファ層のエピタキシャル成長が必要不可欠である。スパッタリング法ではこれまで SiC 基板上に結晶の *a* 軸を揃えてコヒーレントに成長した AlN [13]や、良好な n 型の電気伝導性を有する AlN 薄膜 [14]を実現してきた。しかしながら AlN/AlGa_N ヘテロ構造の作製に関する報告はされていない。そこで、まずは転位の少ない市販のサファイア上 Al 極性 AlN テンプレート基板を用いて、スパッタリング法による AlN の成長を行い、成長条件の検討と評価を行った。その後、最適な製膜条件で成長した AlN 上に AlGa_N 薄膜を成長し AlGa_N の成長条件の検討と評価を行った。そして Al 組成の異なる AlN/AlGa_N ヘテロ構造の作製に取り組み、構造特性や電気特性の評価を行った。

2.2 実験方法

図 2-1 に示すような AlN/AlGaN ヘテロ構造作製のために、結晶成長基板の検討、AlN バッファ層の成長条件の検討、AlN/AlGaN ヘテロ構造の成長条件検討を行った。

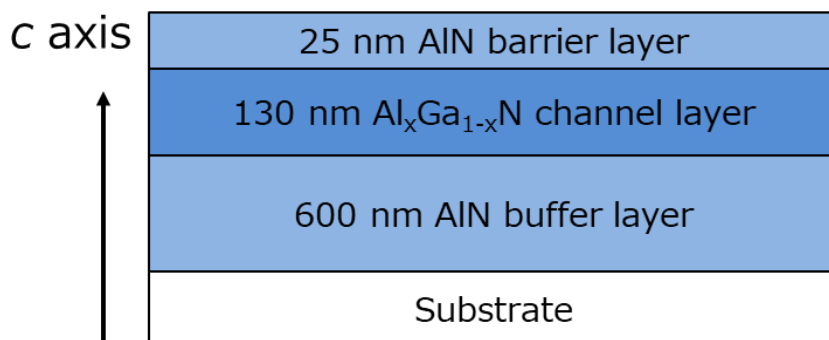


図 2- 1. スパッタリング法で作製する AlN/AlGaN ヘテロ構造

AlN/Sapphire (0001)基板をアセトン中で3分間超音波洗浄した後、エタノール中で3分間超音波洗浄を行った。その後、基板を10倍希釈したフッ酸中での攪拌を2分間、塩酸中での攪拌を2分間行い、1分間の流水洗浄を行った。この基板を真空中に搬送し600℃程度で30分間加熱することで表面の有機物や水分を除去するプレヒート処理を行った。その後結晶成長を行うチャンバー内に搬送しスパッタリング法により試料を作製した。最初に結晶成長手法の異なる AlN/ Sapphire (0001)テンプレート基板に AlN 薄膜を 600 nm 作製した。

良好な結晶性を有する AlN 薄膜の条件が得られた後に、AlN/AlGaN ヘテロ構造の作製を行った。AlN/ Sapphire (0001)基板に対して上記と同様の洗浄と基板搬送を行った。その後、スパッタリング法により AlN バッファ層を 600 nm 成長し、Al 組成の異なる AlGaN チャネル層を 130 nm 成長し、25 nm の AlN バリア層を成長した。作製した組成試料に対し、AFM (Atomic Force Microscopy, 原子間力顕微鏡)、XRD (X-ray diffraction, X 線回折)測定、XRR (X 線反射率)測定により構造特性を、C-V(空乏層容量-電圧)測定やホール効果測定といった手法により電気特性の評価を行った。各測定の原理を述べる。

・AFM 測定

AFM は探針と試料間に作用する原子間力を利用して、表面構造等を測定する顕微鏡である。探針は先端が原子レベルで先鋭で、カンチレバーと呼ばれる小さな板バネの先端に取り付けられている。カンチレバーに対してはレーザー光が照射され、その反射光は検知器により測定されている。表面形状により探針とカンチレバーは変位するため、形状に応じて反射レーザー光も変位する。針を走査し、この変位を二次元にマッピングすることで試料の表面形状を原子レベルの分解能で測定することができる。AFMの原理の模式図を図2-2に示す。

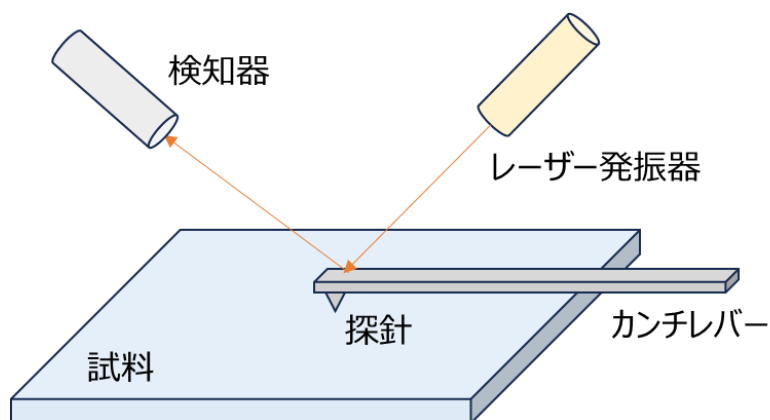


図 2- 2 AFM の原理

・ XRD

XRD は結晶に侵入した X 線のブラッグ回折からその結晶性を評価する手法である。結晶構造と構成原子が分かれば、その結晶がどのような回折ピークを生じるかが求まる。完全結晶の場合はその回折ピークに従うが、実際の基板やエピタキシャル成長させた薄膜には転位などが存在しピークに広がりを生じる。この広がり ω 方向に対するロックングカーブ測定 2θ のピークの広がりとして検出される。この測定法では回折角に 2θ を固定し、 ω 軸に沿ってスキャンすることで散乱ベクトル \mathbf{K} のチルト方向のばらつき具合、すなわち配向性を見る。結晶方位のばらつきの程度は、結晶方位が揃っていると得られるピークの半値幅 (FWHM) が小さく、結晶方位がばらばらだと FWHM は大きくなる。図 2-3 に測定原理を示す。

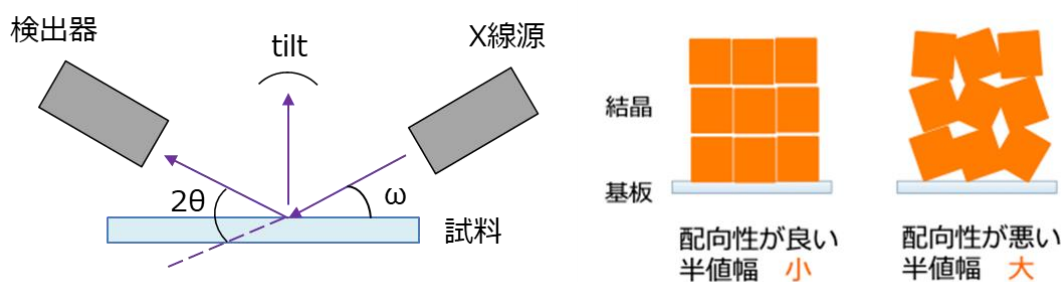


図 2- 3 X 線ロックングカーブ測定 2θ の原理

・ X 線反射率測定 (XRR)

XRR は試料表面に X 線を 0~5 度の浅い角度で入射させ、その反射強度を測定する。浅い角度で入射した X 線は試料表面を全反射されるが、臨界角を超えると X 線は薄膜中に侵入する。入射角をさらに大きくすることで、薄膜同士の界面や薄膜と基板の界面で X 線が反射し、反射 X 線同士が干渉し振動プロファイルが得られる。このプロファイルは物質の膜厚、密度、表面粗さに応じた特有のプロファイルとなる。この測定により得られた反射 X 線

強度のプロファイルをフィッティングしパラメーターを最適化することで、試料の膜厚などを評価することができる。

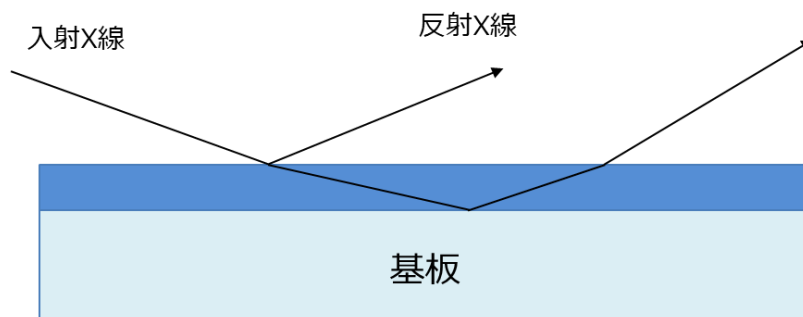


図 2- 4. X 線反射率測定の原理

・ C-V 測定

空乏層容量に対する電圧の依存測定は比較的簡便に精度よくキャリア密度を決定できる。その原理に関して述べる。

空乏層の振る舞いはポアソン方程式を適当な境界条件のもとで解くことで解析できる。空乏層の横方向への二次元的な広がり効果を考慮せず、接合面に対して垂直方向に x 軸をとった一次元問題として取り扱う。このとき、ポアソン(Poisson)方程式は次のようになる。

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0\epsilon_s} \quad (2-1)$$

$$\rho(x) = q[N_d^+(x) - N_a^-(x) + p(x) - n(x)] \quad (2-2)$$

ここで ϕ は静電ポテンシャル、 ϵ_0 は半導体の比誘電率、 $\rho(x)$ は空間電荷密度で、 N_d^+ はイオン化したドナー密度、 N_a^- はイオン化したアクセプター密度である。 p は自由正孔密度、 n は自由電子密度である。

まず、簡単のため $p(x) = n(x) = 0$ (空乏近似)、 $N_d^+(x) - N_a^-(x) = N_d = \text{一定}$ とする。外部から電圧 V (金属側が正のときにプラスになるように符号をとる) を印加すると、境界条件は空乏層の端 $x = W$ において以下になる。

$$\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=W} = 0 \quad (2-3)$$

$$\phi|_{x=0} - \phi|_{x=W} = V - V_{bi} \quad (2-4)$$

ここで V_{bi} は拡散電位で、障壁高さを ϕ_{Bn} 、伝導帯の有効状態密度を N_c とすると

$$V_{bi} = \phi_{Bn} \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \quad (2-5)$$

となる。式2-3の境界条件から、空乏層の幅 W を求めると次のようになる

$$\rho(x)W = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s(V_{bi}-V)}{qN_d} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-6)$$

単位面積当たりの空乏層領域 C は、電圧の微小変化 dV に対する空間電荷の変化 dQ で定義される(微分容量)

$$C \equiv \frac{dQ}{dV} = \frac{-d(qN_dW)}{dV} \quad (2-7)$$

$$= \frac{\varepsilon_0\varepsilon_s}{W} \quad (2-8)$$

この結果から空乏層領域は、その幅 W が電極間隔であるような平行平板コンデンサとみなすことができる。

上記の理由から、空乏層容量は、直流バイアスに小振幅の交流電圧を重ねて測定される。測定周波数としては 1MHz 程度が用いられる。

式 2-7、2-8 から C^2 - V のグラフにおいて、電圧に対する傾きは N_d に反比例することが分かる。次に、 N_d が一定でない場合について考える。印加電圧が V から $V + dV$ まで変化したとすれば

$$dV \sim - \left(\frac{dQ}{\varepsilon} \right) W = - \frac{qN_d(W)d(W^2)}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} \quad (2-9)$$

となる。したがって、空乏層端におけるドナー密度 $N_d(W)$ は次式で与えられる。

$$N_d(W) = \left(\frac{C^3}{q\varepsilon_0\varepsilon_s A^2 dC/dV} \right) \quad (2-10)$$

$$W = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_s A}{C} \quad (2-11)$$

ここで C は容量、 A は電極面積を示す。測定試料に高周波電源を印加すると測定信号に至が発生する。直流電源から試料にバイアス直流電圧を印加し、さらに交流電圧を重ねたうえで LCR メーターを用いて容量を測定することで試料の C - V 特性が得られる。

・ホール効果測定

ホール効果測定の原理を図 2-6 に示す。半導体の電気特性として重要なものにキャリア移動度 μ やキャリア濃度 n 、抵抗率 ρ 、 p または n の伝導型である。ホール効果測定では、ホール電圧と抵抗率を得ることでこれらの物性値の測定を行う。直方体の試料に対し、電圧 V を印加して電流 I を流しオームの法則から抵抗率が求まる。さらに電流の方向とは垂直な向きに磁束密度 B の磁場を印加する。ローレンツ力により、キャリアは上側または下側に蓄積され、ホール電圧 V_H が生じる。このとき、 R_H をホール係数、 q を電気素量、 D を磁束方向の試料の厚さとしたとき、下式より多数キャリア濃度と多数キャリア移動度が見積もれる。

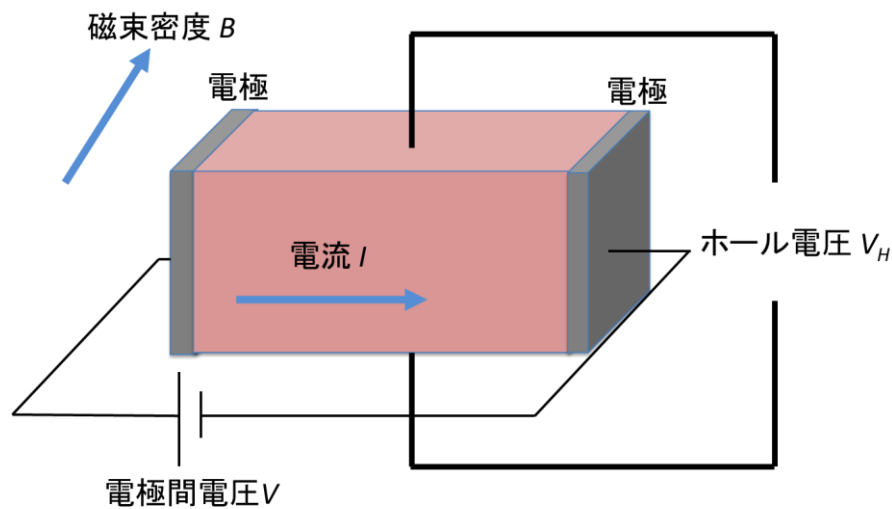


図 2- 6. ホール効果測定の原理

$$V_H = R_H \frac{IB}{D} \quad (2-12)$$

$$|R_H| = \frac{1}{qn} \quad (2-13)$$

$$\rho = \frac{1}{qn\mu} \quad (2-14)$$

本研究では Van der Pauw 法でホール効果測定を行った。Van der Pauw 法の原理を図 2-7 に示す。Van der Pauw 法は試料の 4 点からホール電圧を測定することで電気特性を評価できる。4 点の対角線間の抵抗が著しく高い試料や穴の開いている試料での測定は困難だが、試料の二次元的な形状によらずどのような形状であっても適用が可能である。磁場は成長表面から基板表面の向きに印加し、電流源を対角線上の接点に接続し、もう一方の対角線上の接点間の電圧を測定することでホール電圧を測定する。以下に示す式より、比抵抗 ρ が求まる

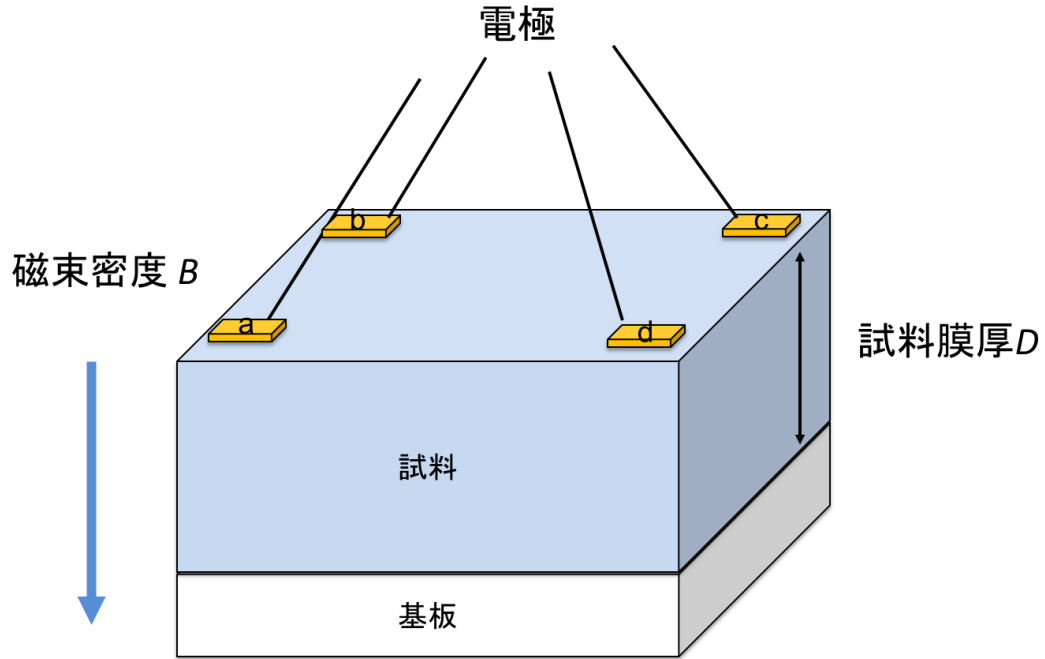


図 2- 7. .Van der Pauw 法の原理

$$\rho = \frac{\pi D}{\ln(2)} \frac{(R_{ab,dc} + R_{bc,ad})}{2} f \quad (2- 15)$$

$$\left| \frac{R_{ab,dc} - R_{bc,ad}}{R_{ab,dc} + R_{bc,ad}} \right| = \frac{f}{\ln(2)} \operatorname{arccosh} \left[\frac{\exp\{\ln(2)/f\}}{2} \right] \quad (2- 16)$$

ここで、 $R_{ab,dc}$ は電極 ab 間に電流 I_{ab} を流した時の電極 dc 間の電圧 V_{dc} から求めることができる。

$$R_{ab,dc} - R_{bc,ad} = \frac{V_{DC}}{I_{AB}} \quad (2- 17)$$

D は試料の膜厚である。さらに電極 a から電極 c に電流 I_{ac} を流し、その際に同時に磁場を印加したときの電極 db 間に発生する電圧 V_{db} を測定することでホール電圧を求める。この値からキャリア濃度とキャリアの移動度が求まる。キャリアの移動度が低いサンプルにおいては、DC 電流において 0.1 Hz 程度の低周波数の AC 磁場を加え、周波数を持つ周期的信号の振幅と位相を測定信号と参照信号とを比較することにより算出するロックインアンプを用いて、生成された AC ホール電圧の振幅および位相が測定される。この AC 磁場ホール測定を用いて電気特性の評価を行った。

2.3 スパッタリング法を用いた AlN 薄膜の作製

異なる成長手法で作製された AlN/ Sapphire (0001)テンプレート基板上に AlN をスパッタリング法により 600 nm 成長し、良好な結晶性を持つ薄膜の条件検討を行った。条件検討を行った基板について以下にまとめる。

表 2- 1. AlN/ Sapphire テンプレート基板

基板	成長手法	膜厚
AlN(MOCVD)/sap	MOCVD	3000 nm
AlN(Sputtering)/sap	スパッタリング	300~400 nm
AlN(HVPE)/sap	HVPE	300~400 nm

各基板の表面平坦性を AFM により評価した。図 2-7 に結果をまとめる。

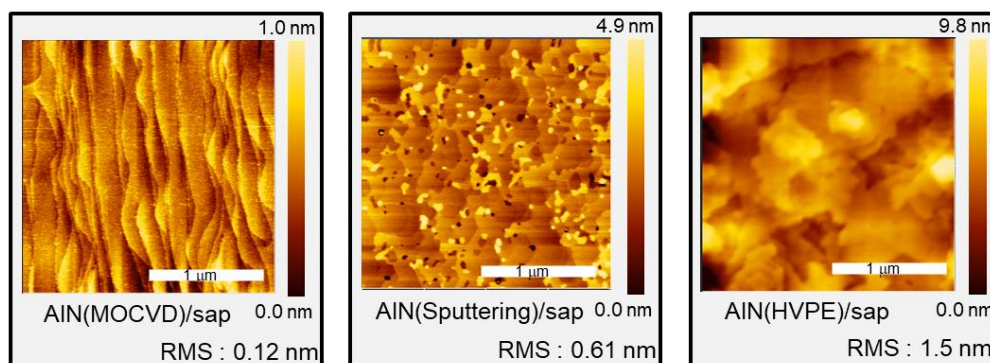


図 2- 5. 市販 AlN テンプレート基板の AFM 像

AlN(MOCVD)/sap 基板について、明瞭なステップアンドテラス構造が確認できる。これは下地サファイア基板にオフ角をつけて研磨し AlN の成長を行ったことで出現する。この表面モフォロジーは結晶表面に原子層レベルの段差(step)が形成されていることを示しており、表面平坦性が高いことが分かる。結晶の成長には気相の原子が表面に衝突して付着する 2 つの機構からなる。また、図 2-8 に示すように、結晶には kink と呼ばれる欠陥と terrace と呼ばれる欠陥が存在する。成長面に付着する原子は結晶面を表面拡散する。表面拡散した原子は kink や step に到達し、結晶に取り込まれ結晶が成長する。すなわち、結晶成長は kink と step を覆うようにして進み、下の terrace が覆われる。そして新たに原子が表面に衝突し新たな結晶成長が行われる。一般に結晶に kink や step が存在すればそこに衝突原子が取り込まれ成長する。ステップアンドテラス構造を有する薄膜に対しては、step に衝突原子が取り込まれながら結晶成長が進む。今回の基板は、AFM の測定結果から、100nm の terrace に対して 0.25 nm の step 高さを持つことから、オフ角は 0.15 度のオフ角を持つことが分かった。

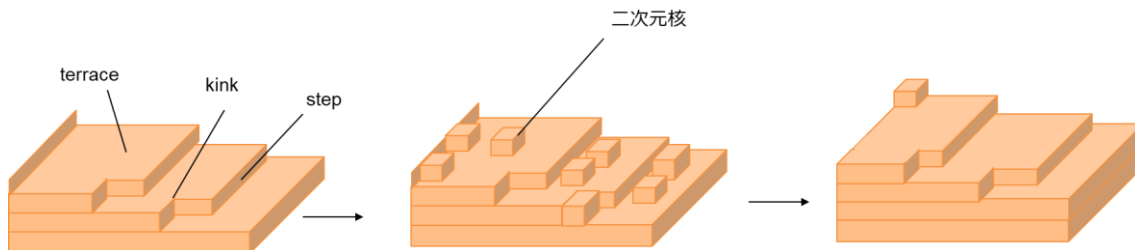


図 2- 6. 結晶成長とステップアンドテラス構造の形成

AlN(Sputter)/sap 基板においても kink が目立つが、ステップアンドテラス構造が確認できる。また、表面に粒状のパーティクルが見られるが、これは基板のアニール処理により原子が凝集し出現したものと考えられる。

AlN(HVPE)/sap にはステップアンドテラス構造は確認されず、二次元核成長に由来するヒロックが確認できた。これは、step 部分に衝突原子がとどまらず、結晶表面に二次元状の核が生成され、そこから結晶が成長にすることで、このような構造が出現したことが考えられる。二乗平均粗さである RMS 値も他サンプルに比べて 1.5 nm と大きい値を示しており比較的荒い表面が目立つ。

また、それぞれの X 線ロッキングカーブ測定による 0002 面と 10-12 面の結晶構造解析結果を図 2-9 に示す。

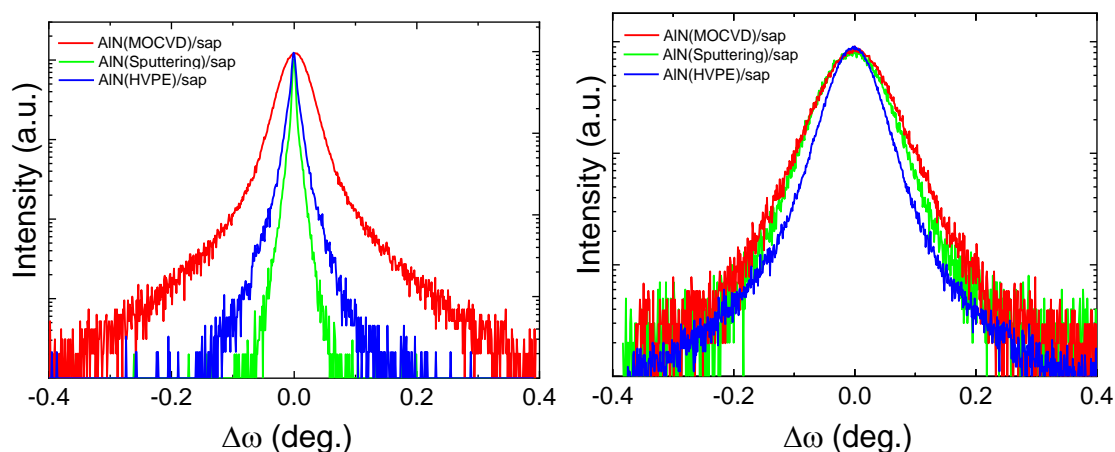


図 2- 7. AlN テンプレート基板の(a)X 線 AlN 0002 ロッキングカーブ測定結果と(b)X 線 AlN 10-12 ロッキングカーブ測定結果

それぞれの半値幅を以下の表にまとめる。

表 2- 2. AlN/サファイアテンプレート基板

基板	AlN 0002 FWHM	AlN 10-12 FWHM
AlN(MOCVD)/sap	164 arcsec	424 arcsec
AlN(Sputtering)/sap	23 arcsec	338 arcsec
AlN(HVPE)/sap	34 arcsec	270 arcsec

回折ピークの半値幅から、結晶の転位密度を評価することができる。一般に、サファイア基板上にエピタキシャル成長した AlN などのヘテロ接合基板には、格子定数の違いなどから格子欠陥を生じる。格子欠陥には点欠陥、線欠陥、面欠陥の三つに分類される。特に線欠陥に関しては窒化物半導体のヘテロエピタキシャル成長でしばし観測される欠陥で、刃状転位、らせん転位、その2つの複合転位の三つに分類される。図 2-10 に刃状転位とらせん転位の模式図を示す。結晶にはらせん転位と刃状転位が存在する。刃状転位は転位線とバーガースベクトルが直交しており、らせん転位は転位線とバーガースベクトルが並行している。六方晶の場合、刃状転位のバーガースベクトルは $\mathbf{b}=1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$ 、らせん転位のバーガースベクトルは $\langle 0001 \rangle$ であり、ロックングカーブ測定 of 半値幅から式(2-18, 2-19, 2-20)を用いることで AlN の刃状転位の転位密度 N_E とらせん転位の転位密度 N_S を求めることができる [15]。

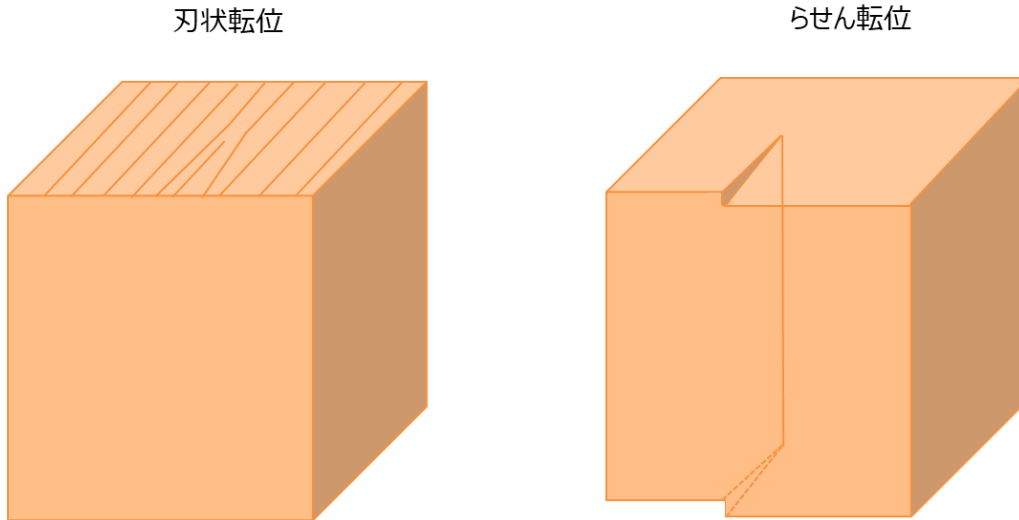


図 2- 8. 刃状転位とらせん転位

$$N_E = \frac{\beta_E}{4.35|b_E|} \quad (2-18)$$

$$N_S = \frac{\beta_S}{4.35|b_S|} \quad (2-19)$$

$$\beta_{10-12}^2 = (\beta_S \cos x)^2 + (\beta_E \sin x)^2 \quad (2-20)$$

ここで β_E はAlN 10-10の回折ピークの半値幅、 β_S はAlN 0002回折ピークの半値幅、 β_{10-12}^2 はAlN 10-12の回折ピークの半値幅、 χ は(10-12)面と(0002)面のなす角、 b_E は刃状転位のバーガースベクトル長、 b_S はらせん転位のバーガースベクトル長である。以上の式からそれぞれの転位密度を算出し、AFM測定から得られたRMS値とともに表2-3にまとめる。

表 2- 3. AlN/サファイアテンプレート基板の構造特性

基板	表面粗さ	らせん転位密度	刃状転位密度
AlN(MOCVD)/sap	0.23 nm	$5.9 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$	$7.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$
AlN(Sputtering)/sap	0.61 nm	$1.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$	$6.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$
AlN(HVPE)/sap	1.5 nm	$2.9 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$	$5.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$

いずれのサンプルも刃状転位密度は同程度の値であるのに対し、らせん転位密度はAlN(MOCVD)/sap基板が最も相対的に大きい値を示している一方で表面粗さは最も低い。AlN(Sputtering)/sapとAlN(HVPE)/sapは転位密度にそれぞれ大差はないが、比較的AlN(Sputtering)/sap基板の方が表面平坦性に優れている。

以上のような構造特性を有する基板に対して、スパッタリング法を用いてAlN薄膜の成長を行い、構造特性を評価した。それぞれのAFM測定結果、XRD測定結果を示す

・ AlN(MOCVD)/sap 基板

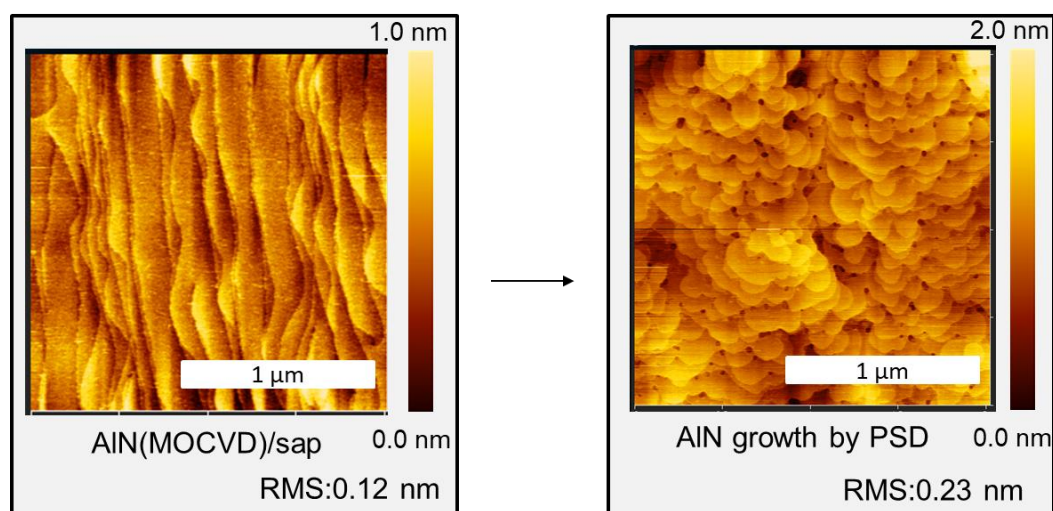


図 2- 9. AlN(MOCVD)/sap 基板への AlN 薄膜成長後の AFM 像

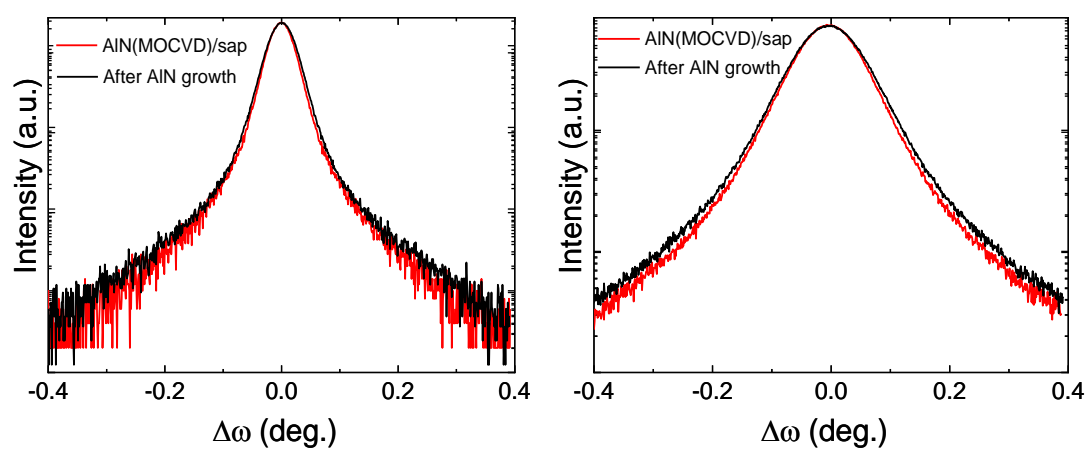


図 2- 10. AlN(MOCVD)/sap 基板への AlN 成長後の(a)X 線 AlN 0002 ロッキングカーブ測定結果と(b)X 線 AlN 10-12 ロッキングカーブ測定結果

表 2- 4. AlN(MOCVD)/sap 基板への AlN 成長後の X 線ロッキングカーブ測定の半値幅

試料	AlN 0002 FWHM	AlN 10-12 FWHM
AlN(MOCVD)/sap	164 arcsec	424 arcsec
AlN 結晶成長後	178 arcsec	457 arcsec

・ AlN(Sputtering)/sap 基板

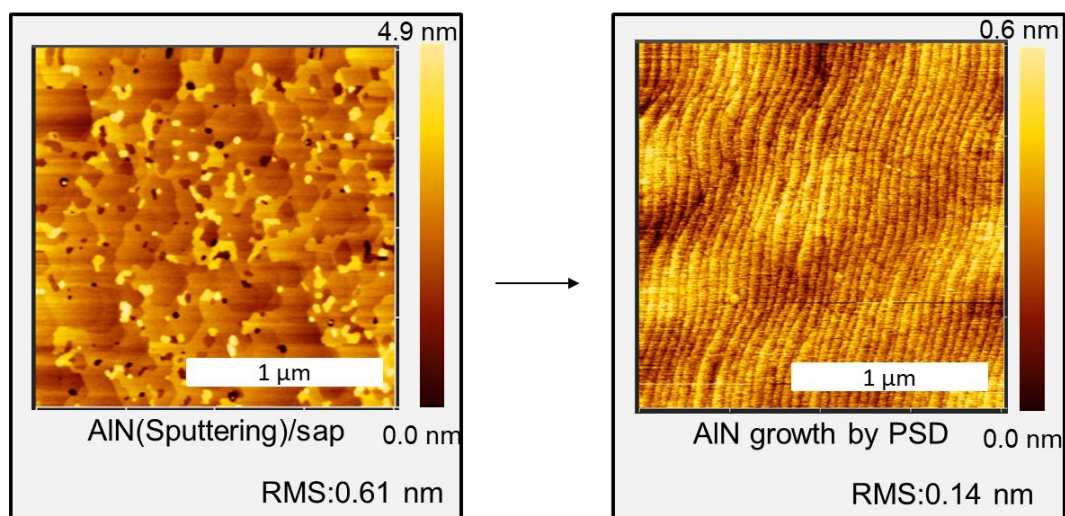


図 2- 11. AlN(Sputtering)/sap 基板への AlN 薄膜成長後の AFM 像

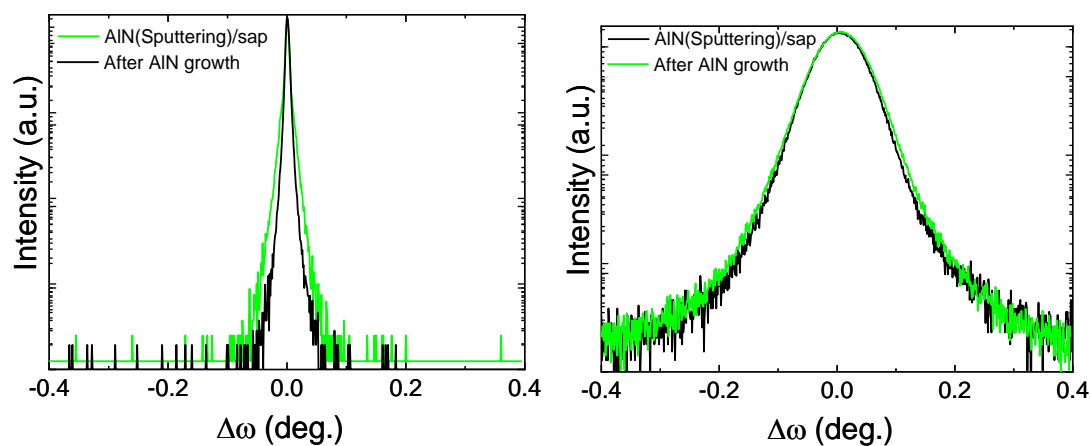


図 2- 12. AlN(Sputtering)/sap 基板への AlN 成長後の(a)X 線 AlN 0002 ロッキングカーブ測定結果と(b)X 線 AlN 10-12 ロッキングカーブ測定結果

表 2- 5. AlN(Sputtering)/sap 基板への AlN 成長後の X 線ロッキングカーブ測定の半値幅

試料	AlN 0002 FWHM	AlN 10-12 FWHM
AlN(Sputtering)/sap	23 arcsec	338 arcsec
AlN 結晶成長後	23 arcsec	332 arcsec

・ AlN(HVPE)/sap 基板

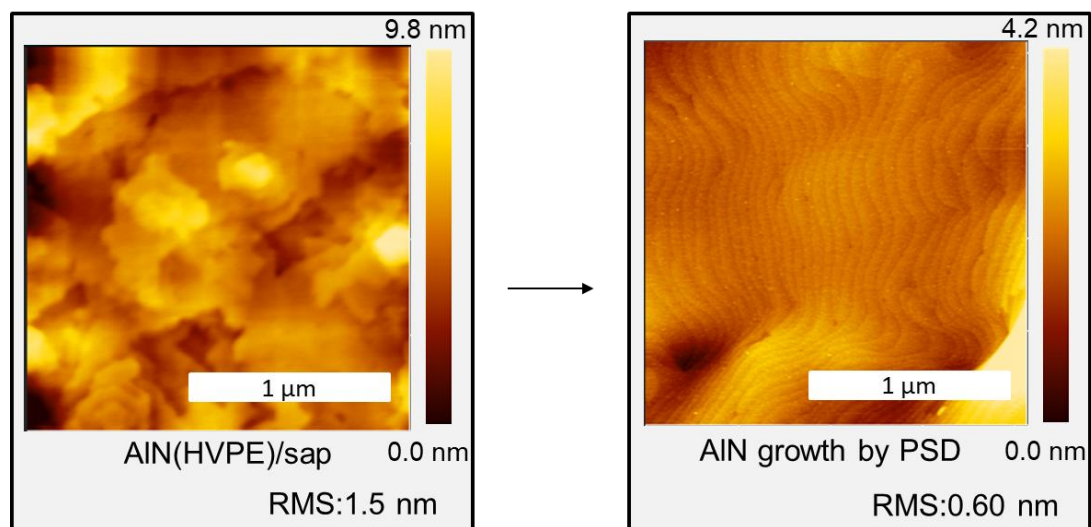


図 2- 13. AlN(HVPE)/sap 基板への AlN 薄膜成長後の AFM 像

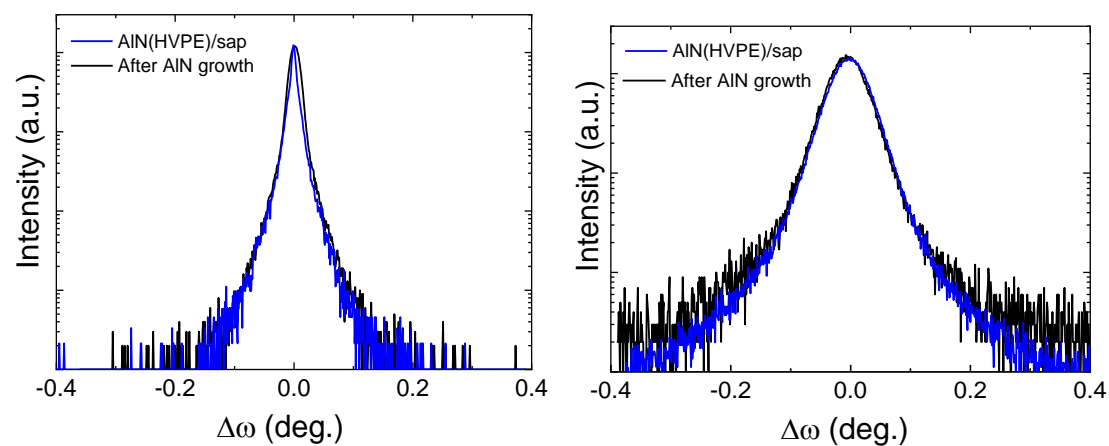


図 2- 14. AlN(HVPE)/sap 基板への AlN 成長後の(a)X 線 AlN 0002 ロッキングカーブ測定結果と(b)X 線 AlN 10-12 ロッキングカーブ測定結果

表 2- 6. AlN(HVPE)/sap 基板への AlN 成長後の X 線ロッキングカーブ測定の半値幅

試料	AlN 0002 FWHM	AlN 10-12 FWHM
AlN(HVPE)/sap	34 arcsec	270 arcsec
AlN 結晶成長後	40 arcsec	238 arcsec

いずれの AlN の結晶成長からも、下地基板と同程度の結晶成長を有する結晶を得ることができた。表面粗さに関してもステップアンドテラス構造が確認でき、原子レベルで平坦な薄膜を得ることができた。

図 2-11 に示した AlN(MOCVD)/sap 基板に AlN を成長した後の AFM 測定結果は、RMS 値が 0.23 nm と原子層レベルで小さい値は得られているものの基板と比較して大きい値を示している。薄膜成長後は貫通転位とらせん転位が目立つ表面が観察された。らせん転位は 3 つ確認でき、その転位密度は $7.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ と求まる。表 2-4 に示した XRD AlN 0002 の半値幅から転位密度を算出すると $5.9 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ と求まり、AFM の測定結果と概ね一致する。

図 2-13 に示した AlN(HVPE)/sap 基板に AlN を成長した後の AFM 測定結果は、RMS 値が 0.12 nm と大幅に改善し、明瞭なステップアンドテラス構造が確認できた。テラス 50 nm に対して 0.25 nm のステップ高さが得られ、オフ角は 0.30 度と求まった。

図 2-15 に示した AlN(HVPE)/sap 基板に AlN を成長した後の AFM 測定結果は、貫通転位と下地基板の凹凸を引き継いだような表面モフォロジーも確認できた。

以上の結果をふまえると、特に AlN(Sputtering)/sap は転位密度が比較的 low、AFM 像からは貫通転位が目立たないこと、明瞭なステップアンドテラス構造を示しており、非常に良好な薄膜を得られている。2DEG の形成には急峻なヘテロ界面が必要なため、AlN/AlGaIn ヘテロ構造の作製とその条件検討に関しては AlN(Sputtering)/sap 基板を出発基板として結晶成長を行う。

2.4 スパッタリング法により作製した AlN/AlGaIn 薄膜の構造特性

前節では市販の基板にそれぞれ AlN をスパッタリング法により成長し、いずれの基板に対しても原子レベルで平坦な結晶性の高い薄膜を得た。その結果、AlN(Sputtering)/sap において高い構造特性が得られた。この基板を用いて AlN/AlGaIn の成長を行う。結晶成長には N_2 、Al、Ga の供給量と温度を変化させることで AlGaIn を作製した。AlN の成長は熱電対表示で 900°C 程度、AlGaIn の成長は熱電対表示が 700~900°C 程度の範囲で行った。AlN の標準生成ギブズエネルギーは -318 kJmol^{-1} に対し GaN の標準生成ギブズエネルギーは -110 kJmol^{-1} である [16]。AlN の生成は GaN に比べてエネルギー的に有利である。すなわち、Al が過剰に供給されると AlGaIn ではなく AlN が生成される。そのため、 N_2 の供給量に対して、Al を供給しすぎないように注意しながら AlGaIn の結晶成長を行った。Al 組成は 30%~70% の間で変化させその構造特性を解析した。

作製した試料の X 線 10-15 面の逆格子マッピング測定の結果を図 2-17 に示す。横軸は面内方向 (Q_x : m 軸方向) の格子定数、縦軸は積層方向 (Q_z : c 軸方向) の格子定数の逆数に対応する。また、AlN のピークから斜めのストリーク形状のピークが確認できるが、これは光源の入射ビームの角度の広がり由来するピークである [17]。

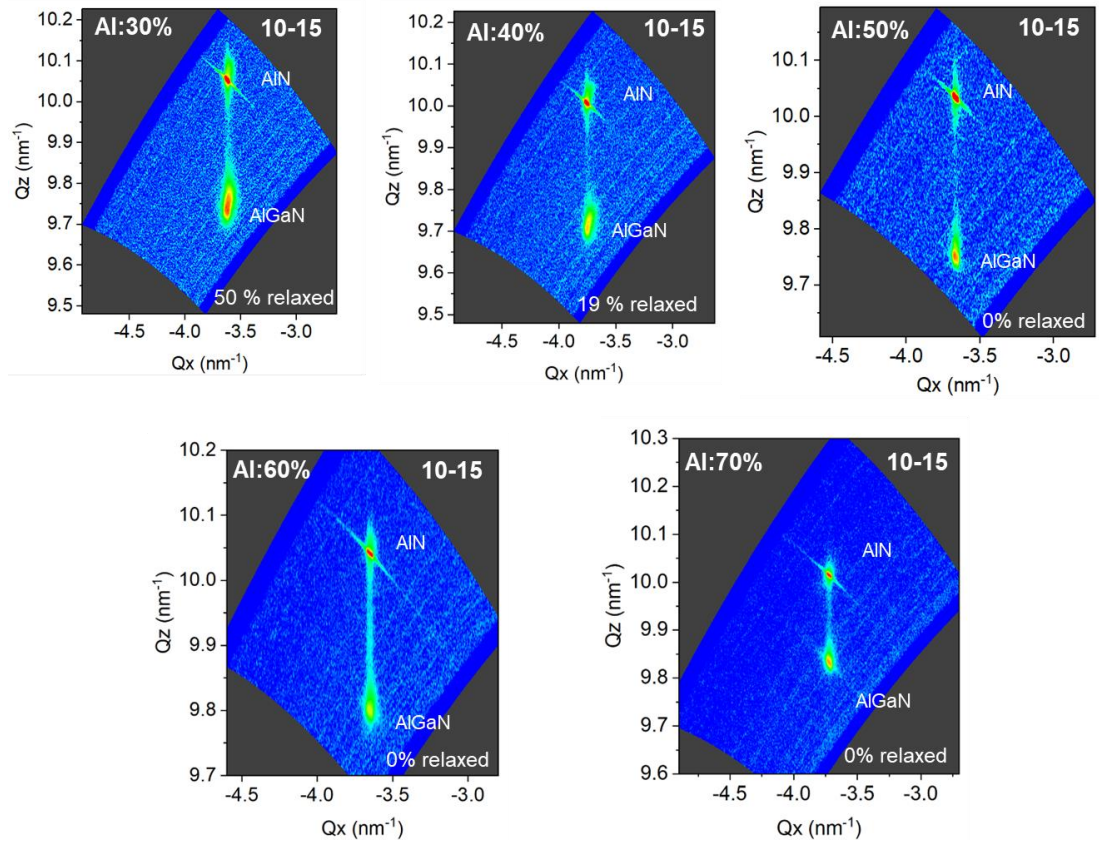


図 2- 15. AlN/AlGaN ヘテロ構造の X 線 10-15 面の逆格子マッピング測定結果

逆格子マッピング測定の結果から AlGa_xN にかかる歪、AlN と GaN の弾性定数、格子定数を用いて AlGa_xN の組成を算出することができる。図中の左上に示した組成は以下の式から求めた。

AlGa_xN の組成を Al_xGa_{1-x}N と表すと、*a* 軸方向の歪 $\varepsilon_{xx}(x)$ は

$$\varepsilon_{xx}(x) = \frac{(a_{\text{measured}} - a_0(x))}{a_0(x)} \quad (2-21)$$

と表される。ここで a_{measured} は逆格子測定より求まる *a* 軸長、 $a_0(x)$ は歪が存在しない完全緩和した時の *a* 軸長を表す。 $a_0(x)$ は Vegard 則から

$$a_0(x) = a_{\text{AlN}}(x) + a_{\text{GaN}}(1 - x) \quad (2-22)$$

と表せる。

c 軸方向の歪 $\varepsilon_{zz}(x)$ も同様に逆格子測定より得られた *c* 軸長 c_{measured} と完全緩和したときの *c* 軸長 $c_0(x)$ を用いて次のように表される。

$$\varepsilon_{zz}(x) = \frac{(c_{measured} - c_0(x))}{c_0(x)} \quad (2-23)$$

$$c_0(x) = c_{AlN}(x) + c_{GaN}(1-x) \quad (2-24)$$

式 2-21 と式 2-23 より表される $\varepsilon_{xx}(x)$ と $\varepsilon_{zz}(x)$ の間には式 2-25 の関係があるので、これにより組成を求める。

$$\varepsilon_{zz}(x) = -2 \frac{C_{13}(x)\varepsilon_{xx}(x)}{C_{33}(x)} \quad (2-25)$$

ここで、 C_{13} と C_{33} は弾性定数である。AlGaN の弾性定数は、

$$C_{33AlGaN} = C_{33AlN} \times x + C_{33GaN} \times (1-x) \quad (2-26)$$

$$C_{13AlGaN} = C_{13AlN} \times x + C_{13GaN} \times (1-x) \quad (2-27)$$

から求められる。

AlN に対して AlGaN の回折ピークの横軸が一致しているとき、下地 AlN 層に対して AlGaN 薄膜が面内に圧縮歪を受けて a 軸を揃えて成長する。このような成長をコヒーレント成長という。このとき、AlN/AlGaN ヘテロ界面では新たなミスフィット転位の生成は十分に抑制されていることを示しており、高品質なヘテロ界面が実現しているといえる。一般に結晶は下地の結晶の格子定数を引き継ぎながら成長するが、ある膜厚を超えると圧縮歪または引っ張り歪を受け、ミスフィット転位を形成し歪が解放される。この膜厚を臨界膜厚という。図中の右下の百分率は緩和率を示している。緩和率は成長した AlGaN の格子定数と本来の AlGaN の格子定数の比を表し、AlN と格子定数を揃えているときは 0%、本来の AlGaN の格子定数を示すときに 100% となる。50% 以上の Al 組成を有する試料において緩和率は 0% を示しており、コヒーレント成長した AlGaN 薄膜が得られている。一方で、Al 組成 40% 以下の試料に対しては、その Al 組成が下がるごとに緩和率が上昇していく傾向が見られた。Al の組成が減少するとその格子定数は GaN の格子定数に近付くため、下地の AlN との格子定数差は大きくなる。そのため臨界膜厚は減少し、低 Al 組成 AlGaN の緩和率が上昇したことが考えられる。

続いて XRD $2\theta/\omega$ 測定結果を図 2-18 示す。X 線逆格子マッピング測定から得られた緩和率をもとに得られた $2\theta/\omega$ 測定結果に対してフィッティングを行うことで Al 組成を求めることができる。いずれの試料に対しても、 $2\theta/\omega$ 測定結果と逆格子マッピング測定の組成はよく一致していた。また、いずれの試料からもペンデル干渉膜が確認できた。これは結晶のヘテロ界面が急峻なとき、ブラッグ回折に起因して現れる干渉膜である。すなわち、AlN/AlGaN ヘテロ界面が急峻であることを示している。

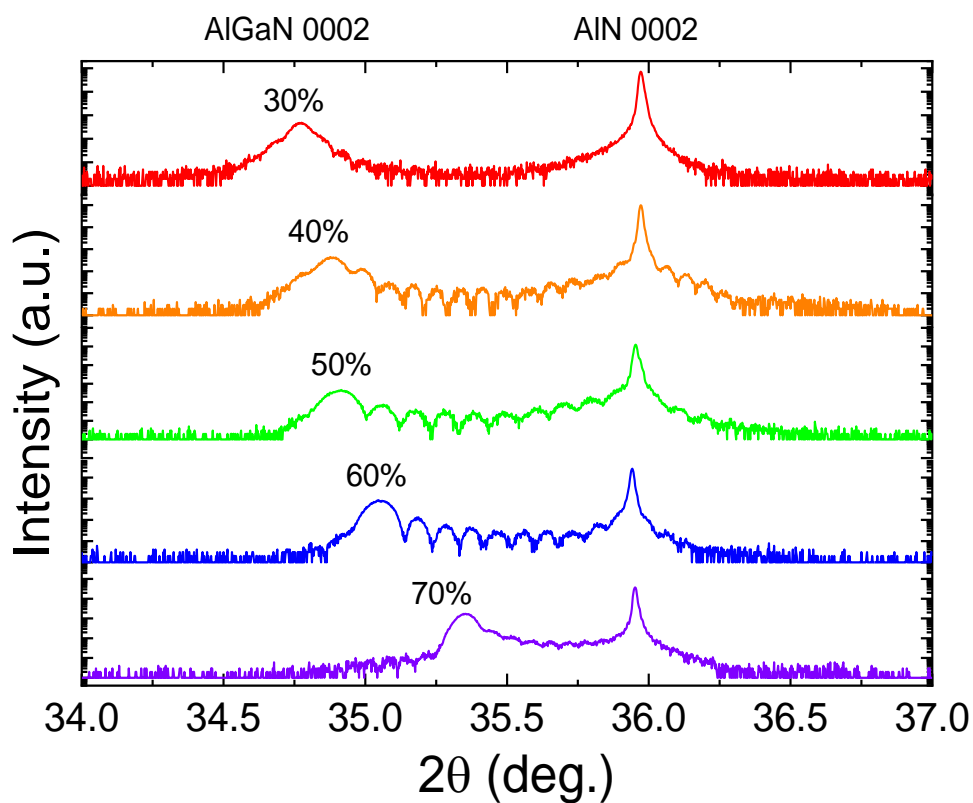


図 2- 16. ALN/AlGaN ヘテロ構造の XRD $2\theta/\omega$ 測定結果

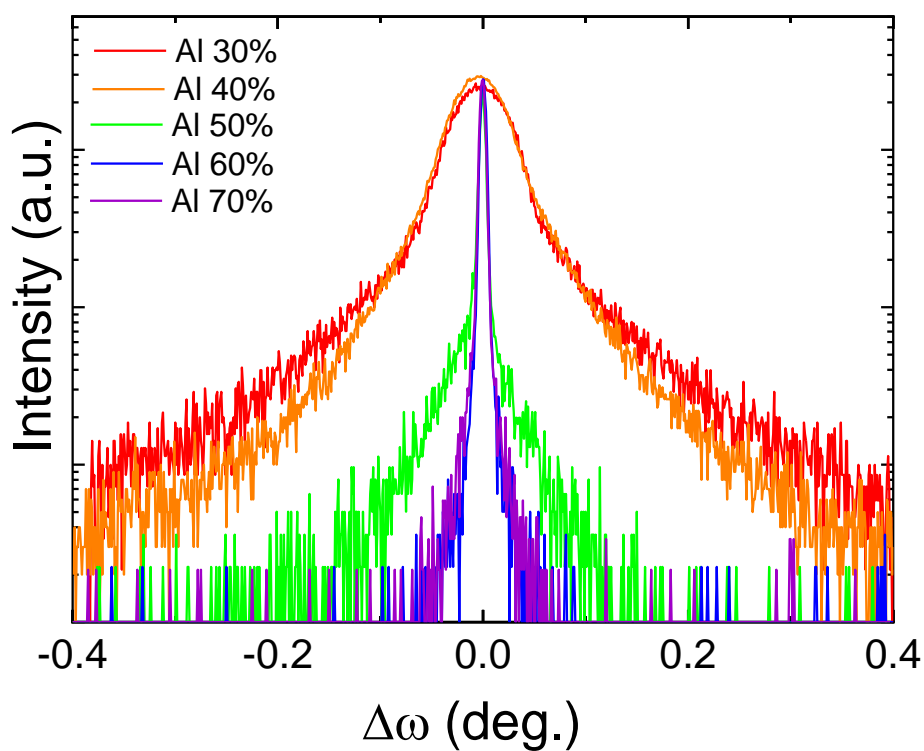


図 2- 17. AlGaN 0002 の X 線ロッキングカーブ測定結果

表 2- 7. AlGa_N 0002 の X 線ロックイングカーブ測定で得られた半値幅

Al 組成	AlGa _N 0002 FWHM
30%	257 arcsec
40%	225 arcsec
50%	23 arcsec
60%	24 arcsec
70%	23 arcsec

また、AlGa_N 0002 の X 線ロックイングカーブ測定結果を図 2-19 に示す。合わせて表 2-7 にその半値幅を示す。コヒーレント成長した Al 組成が 50~70%の試料に関しては AlN 基板と同程度の半値幅が得られた一方で、緩和した Al 組成が 30%、40%の AlGa_N 0002 の半値幅は AlN 基板に対して大きい値を取っている。これは、圧縮歪が解放されミスフィット転位が AlGa_N 結晶に生じたためと考えられる。

図 2-20 には緩和した Al 組成 40%とコヒーレントな Al 組成 50%の AlGa_N10-12 X 線ロックイングカーブ測定結果を示す。他の組成の試料に関しては測定の都合上十分なピーク強度が得られなかったため 40%と 50%の試料の結果のみを示している。表 2-8 にはそれぞれの半値幅と刃状転位密度の値を示す。刃状転位密度の算出には表 2-7 の半値幅の値も用いて計算した。緩和した Al 組成 40%の AlGa_N の刃状転位密度はコヒーレントに成長した 50%の AlGa_N の刃状転位密度より大きい値を示している。AlGa_N が緩和したことでミスフィット転位が結晶内に生じ、刃状転位密度が増大したことが考えられる。より詳細な評価には TEM などによる解析が必要である。

図 2-21 には Al 組成 50%の AlN/AlGa_N ヘテロ構造の XRR 測定結果を示す。は AlN/AlGa_N ヘテロ界面の反射に起因する X 線の回折ピークが確認でき、本測定結果からも急峻な界面が得られたことがわかる。試料のフィッティングは図 2-1 の構造を用い、Al 組成を 50%とした。フィッティング結果と測定ピークはよく一致しており、設計通りの薄膜を作製することができた。

表 2- 8. AlGa_N 10-12 の X 線ロックイングカーブ測定で得られた半値幅と刃状転位密度

Al 組成	FWHM	刃状転位密度
40%	784 arcsec	$3.1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$
50%	457 arcsec	$9.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$

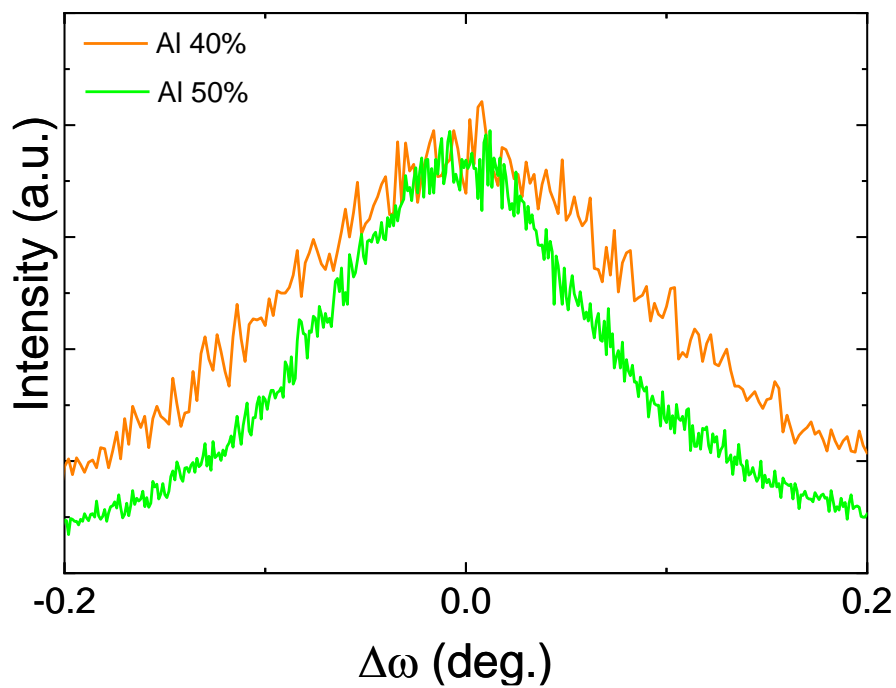


図 2-20. AlGaN 10-12 の X 線ロッキングカーブ測定結果

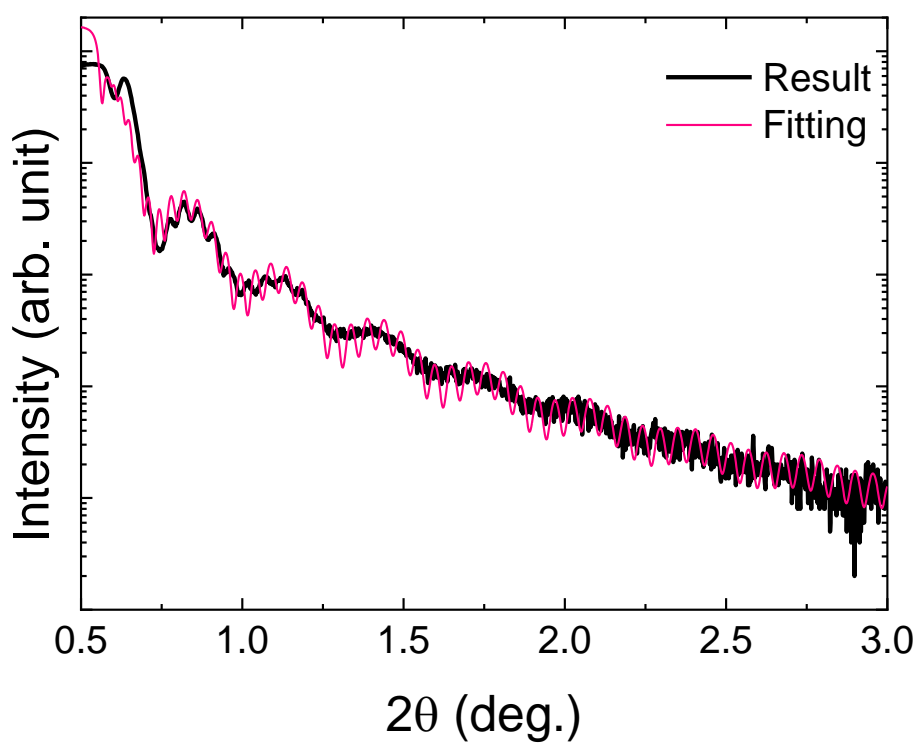


図 2-21. AlN/AlGaN ヘテロ構造の XRR 測定結果

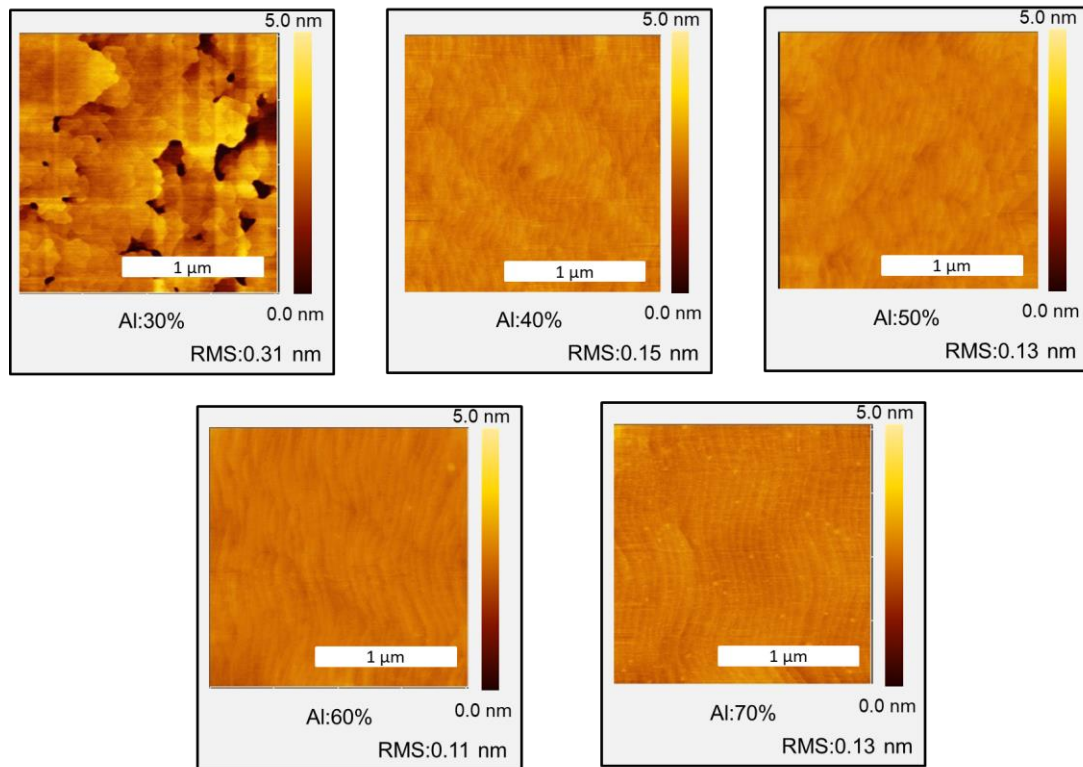


図 2-22. AlN/AlGaN ヘテロ構造の AFM 測定結果

最後に、作製した Al 組成 30~70% の AlN/AlGaN ヘテロ構造の表面 AFM 像を図 2-22 に示す。Al 組成 30% の試料表面において貫通転位が確認できる。また RMS 値も Al 組成 40% 以上の試料と比較して 0.31 nm と大きい値が得られている。逆格子マッピング測定の結果から Al 組成 30% の試料は AlGaN 層の緩和が確認されており、X 線ロッキングカーブ測定 of AlGaN 0002 の半値幅も AlN 基板よりも大きい値が得られている。すなわち、Al 組成 30% の AlGaN 層の膜中にミスフィット転位が生じ、その転位を AlN バリア層が引き継ぎ、図に示すような表面モフォロジーが得られたことが考えられる。

Al 組成 40% の試料に対しても、AlGaN 0002 の半値幅は Al 組成 30% の試料と同程度の値が得られているが、表面モフォロジーは AlN テンプレート基板に AlN 薄膜を成長した表面状態に近い構造が現れている。Al 組成 40% の AlGaN の緩和率は 19% を示しており、Al 組成 30% の AlGaN の緩和率の 50% と比較して小さい。Al 組成 40% の AlGaN は緩和が比較的抑えられているため、ミスフィット転位は Al 組成 30% の AlGaN ほど発生しておらず、AlN の表面に貫通転位が観察されないことが考えられる。

Al 組成 50% 以上の試料に対しては、いずれも AlN テンプレート基板に AlN 薄膜を成長した表面に近い形状が得られており、原子レベルで平坦な AlN バリア層を作製できた。

2.5 スパッタリング法により作製した AlN/AlGaN 薄膜の電気特性

AlN/AlGaN ヘテロ構造は界面に分極差により 2DEG を形成する。今回スパッタリング法で作製した試料に対して 2DEG が形成されているかどうかを C-V 測定、ホール効果測定により求めた。電気特性測定のために高濃度縮退 GaN(d-GaN)の再成長と Ti/Al/Ti/Au によるオーミック電極の形成と Ni/Au によるショットキー電極の形成を行った。電極の直径は $200\mu\text{m}$ である。電極形成の詳細に関しては 3 章で詳しく述べる。

作製した AlN/AlGaN ヘテロ構造に対して、図 2-23 に示す構造を用いて 100k Hz の周波数を用いて C-V 測定を行い、深さ方向に対する電子濃度のプロファイルを行った。Al 組成 50%の試料の測定結果を図 2-24 に示す。25 nm の深さの領域に $5\times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ の極大値をもつ電子の蓄積が確認できた。その領域の面積を求めることでシートキャリア密度を算出することができる。シートキャリア密度を算出すると $1.7\times 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ と求めた。以上の結果から、AlN/AlGaN ヘテロ界面に $1.7\times 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ のシートキャリア密度を有する電子の蓄積を確認した。

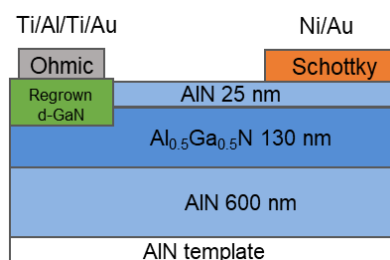


図 2-23. C-V 測定に用いた構造

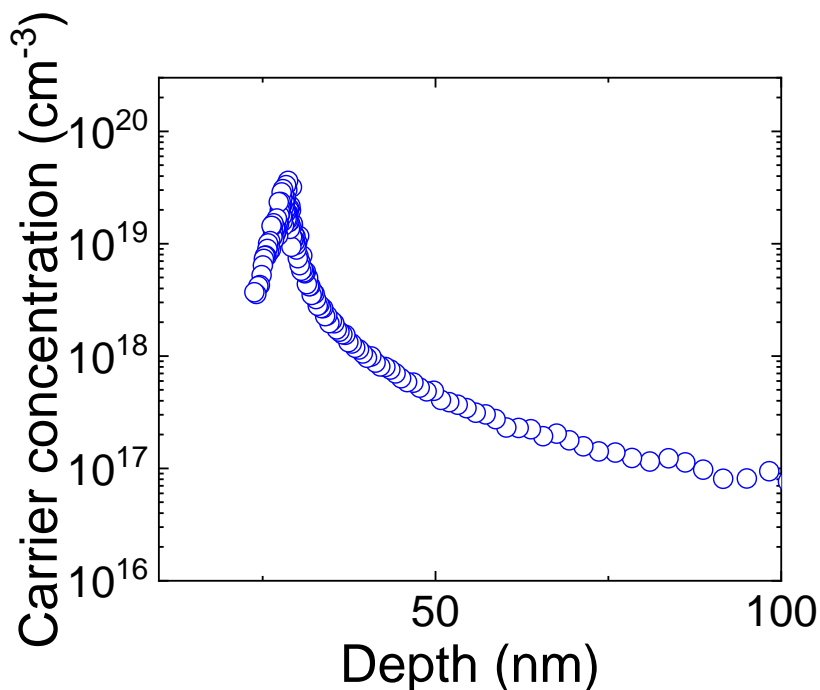


図 2-24. 深さ方向に対するキャリア濃度の分布

このような電子の蓄積に対して、ホール効果測定により Al 組成が 30%~70 %の試料において電気特性を評価した。ホール効果測定には van der Pauw パターンを用いて測定を行った。表 2-9 に各電気特性の結果をまとめる。また、図 2-25 に $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ チャネル層 Al 組成に対してのシートキャリア密度をプロットした結果を示す。実線は、AlN および GaN の物性値をもとに、AlGaN が AlN に対してコヒーレントに成長したときの 2DEG 濃度の計算値である。計算は 1 章で算出したように、表 2-10 に示す弾性定数、圧電定数を用いて行った。図 2-25 においてシートキャリア密度は計算値に近い値を示していることから、AlN/AlGaN ヘテロ界面には 2DEG が生成されていることが分かった。以上の結果は AlGaN 膜内に余計なチャージが発生していないことを示している。このことからドナーとなる不純物や電荷を補償する点欠陥などの生成が抑えられていることが分かる。また、シートキャリア密度は Al 組成の減少とともに増大しており、Al 組成 30%において最も高い $3.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ という値が得られた。一方で、30%、40%の試料に対しては計算値よりも大きい値を示している。逆格子マッピング測定の結果から、30%と 40%の試料は緩和が始まっているため、結晶に圧縮歪を十分に受けていない。AlGaN に圧縮歪がかかる場合のピエゾ分極は自発分極とは反対の方向に発生する。そのためピエゾ分極の発生が小さく、2DEG の計算値よりも大きい値が得られたことが考えられる。

表 2- 9. 作製した AlN/AlGaN ヘテロ構造の電気特性

Al 組成	シート抵抗	シートキャリア密度	移動度
70%	$8.7 \times 10^3 \ \Omega/\square$	$1.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$65 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
60%	$8.2 \times 10^3 \ \Omega/\square$	$1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$59 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
50%	$3.3 \times 10^3 \ \Omega/\square$	$2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$85 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
40%	$2.7 \times 10^3 \ \Omega/\square$	$2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$97 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
30%	$2.8 \times 10^3 \ \Omega/\square$	$3.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$77 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

表 2- 10. GaN と AlN の格子定数、弾性定数、ピエゾ定数 [18] [19]

	$a \text{ (Å)}$	$C_{33} \text{ (GPa)}$	$C_{13} \text{ (GPa)}$	$e_{33} \text{ (Cm}^{-2}\text{)}$	$e_{31} \text{ (Cm}^{-2}\text{)}$
GaN	3.1894 [17]	354	68	0.67	-0.34
AlN	3.1197 [17]	377	94	1.5	-0.53

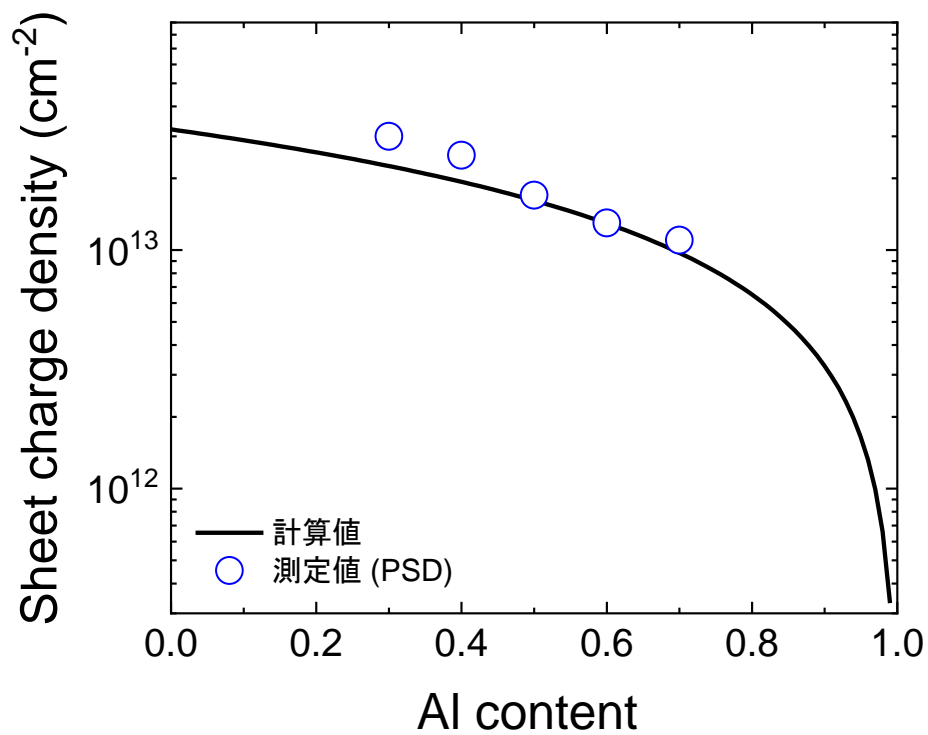


図 2- 25. AlN/Al_xGa_{1-x}N ヘテロ界面に誘起される 2DEG のシートキャリア密度

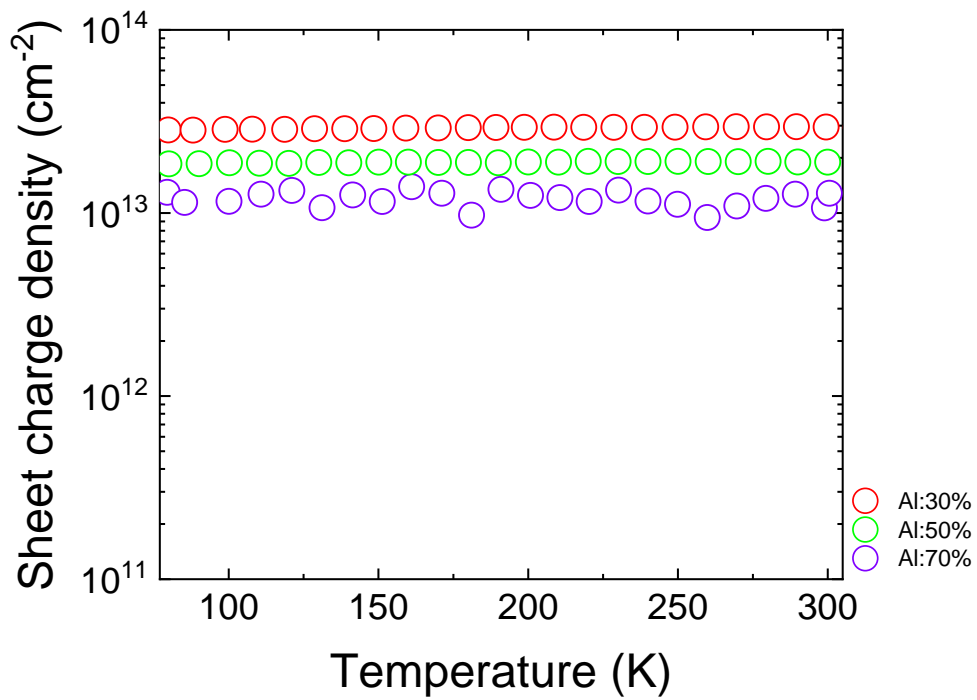


図 2- 26. AlN/AlGa_xN ヘテロ構造のシートキャリア密度の温度依存性

続いてホール効果測定を用いて、温度を 78 ~ 300 K まで変化させてシートキャリア密度の測定を行った。AlN/AlGa_xN ヘテロ構造の電気特性を評価には Al 組成が 30 %、50%、70% の試料を用いた。結果を図 2-26 に示す。78 ~ 300 K の範囲において AlN/AlGa_xN ヘテロ構造のキャリアには温度依存性が無いことが分かった。一般に AlN と AlGa_xN の自発分極とピエゾ分極は温度を変化させても、分極の値に大きな変化はなく、誘起される 2DEG のシートキャリア密度に大きな影響を及ぼさない。ホール効果測定、C-V 測定の結果より、AlN/AlGa_xN ヘテロ構造の電気特性を評価したところ、キャリアは温度に依存せず、ヘテロ界面付近に存在していることが確認できた。以上の結果からも、今回作製した AlN/AlGa_xN ヘテロ構造の界面には高密度の 2DEG が形成されていることが分かる。

2.6 まとめ

本章ではスパッタリング法により AlN/AlGa_xN ヘテロ構造の作製を行い、その構造特性と電気特性を評価した。最初にスパッタリング法により良好な構造特性の得られる AlN 薄膜の条件検討を行い、原子レベルで平坦な表面モフォロジーを有する AlN 薄膜の成長を実現した。XRD から算出した転位密度は基板と同程度に抑えられていた。

AlN 薄膜の条件検討の後、Al 組成が 30~70% の AlN/AlGa_xN ヘテロ構造を作製し、その諸特性に関して評価した。AFM 測定の結果から、いずれの組成の試料に対して原子レベルで平坦な表面を得られた。XRD 逆格子マッピングの結果から、Al 組成が 50% までの試料において、AlGa_xN 薄膜は AlN に対して面内で原子間隔を揃えてコヒーレントに成長しており、ミスフィット転位の発生は抑えられていた。XRD 2 θ / ω 測定の結果からはベンデル干渉膜が確認でき、急峻なヘテロ界面を得られたことが分かった。急峻な AlN/AlGa_xN ヘテロ界面には電子の蓄積が確認でき、77 K から室温にかけてシートキャリア密度の温度依存性が無かった。実験的に得られたシートキャリア密度は自発分極とピエゾ分極の計算によって説明できる値であった。以上の結果から AlN/AlGa_xN ヘテロ界面には 2DEG が誘起されていることが確認できた。スパッタリング法により構造特性と電気特性に優れた AlN/AlGa_xN ヘテロ構造を作製できた。

次章では、ここで作製した AlN/Al_xGa_{1-x}N ヘテロ構造に対しての縮退 GaN 選択再成長を行う。

2.7 参考文献

- [1] T. Nanjo, M. Takeuchi, M. Suita, Y. Abe, T. Oishi, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, Appl. Phys. Express 1 011101, 2008.
- [2] T. Nanjo, M. Takeuchi, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, Appl. Phys. Lett. 92, 263502, 2008.
- [3] T. Nanjo, A. Imai, Y. Suzuki, Y. Abe, T. Oishi, M. Suita, E. Yagyu, and Y. Tokuda, IEEE Trans. Electron Devices 60, 1046, 2013.
- [4] H. Tokuda, M. Hatano, N. Yafune, S. Hashimoto, K. Akita, Y. Yamamoto, and M. Kuzuhara, Appl. Phys. Express 3, 121003, 2010.
- [5] A. G. Baca, B. A. Klein, A. A. Allerman, A. M. Armstrong, E. A. Douglas, C. A. Stephenson, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, ECS J. Solid State Sci. Technol. 6, Q161, 2017.
- [6] A. G. Baca, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, E. A. Douglas, C. A. Sanchez, M. P. King, M. E. Coltrin, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, Appl. Phys. Lett. 109, 033509, 2016.
- [7] N. Yafune, S. Hashimoto, K. Akita, Y. Yamamoto, H. Tokuda, M. Kuzuhara, Electron. Lett. 50, 211, 2014.
- [8] I. Abid, R. Kabouche, F. Medjdoub, S. Besendörfer, E. Meissner, J. Derluyn, S. Degroote, M. Germain, H. Miyake, Vienna, Austria: 2020 32nd International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), pp. 310-312, 2020.
- [9] S. Kato, Y. Satoh, H. Sasaki, I. Masayuki, and S. Yoshida, J. Crystal Growth 298, 2007.
- [10] D. Jena, A. C. Gossard, U. K. Mishra, Appl. Phys. Lett. 76, 2000.
- [11] D. Jena and U. K. Mishra, Appl. Phys. Lett. 80, 2002.
- [12] I. Sato, S. Arakawa, K. Tanizaki, M. Miyanaga, T. Sakurada, Y. Yamamoto, and H. Nakahata, SEI Technical review 177, 2010.
- [13] K. Sato, J. Ohta, S. Inoue, A. Kobayashi, and H. Fujioka, Appl. Phys. Express, 2(1), 0110031-0110033, 2009.
- [14] Y. Sakurai, K. Ueno, A. Kobayashi, J. Ohta, H. Miyake and H. Fujioka, APL Mater., 6, 111103, 2018.
- [15] M. A. Moram and M. E. Vickers, Rep. Prog. Phys. 72 036502, 2009.
- [16] M. R. Ranade, F. Tessier, A. Navrotsky, and R. Marchand, J. Mater. Res., Vol. 16, No. 10, 2001.
- [17] M. B. Tellekamp, M. K. Miller, L. Zhou and A. Tamboli, J. Mater. Chem. C, 11, 13917–

13923, 2023.

- [18] A. Zoroddu, F. Bernardini and P. Ruggerone, PHYSICAL REVIEW B, VOLUME 64, 045208, 2001.
- [19] W. Paszkowicz, S. Podsiadło, R. Minikayev, Journal of Alloys and Compounds 382 100–106, 2004.
- [20] A. Tanaka, O. Barry, K. Nagamatsu, J. Matsushita, M. Deki, Y. Ando, M. Kushimoto, S. Nitta, Y. Honda, and H. Amano, Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci. vol. 214, no. 8, 2017.
- [21] D.F Wang, F. Shiwei, C. Lu, A. Motayed, M. Jah, S. N. Mohammad, K. A. Jones and L.Salamanca-Riba, J. Appl. Phys., 89(11), 6214-6217, 2001.
- [22] A. G. Baca, A. M. Armstrong, B. A. Klein, A. A. Allerman, E. A. Douglas, and R. J. Kaplar, J. Vac. Sci. Technol. A 38, 020803, 2020.

第3章 AlN/AlGaN HEMT への d-GaN 選択再成長

3.1 背景

1 章でも述べたように AlN/AlGaN HEMT の大きな課題として 2DEG との高い接触抵抗が挙げられる。接触抵抗とは、デバイスの電極部に発生する抵抗のことである。従来の電極形成技術として金属アロイコンタクト技術があるが、AlN の熱化学的安定性から電子注入が困難となり、電極部での抵抗が増加してしまう。このような高い接触抵抗という課題に対して、電極部に対しての n^+ -GaN 再成長コンタクト技術が有望である。

AlGaN/GaN HEMT においては、Ti を用いたメタルアロイコンタクトでは電極部において $1\Omega\text{mm}$ 前後の接触抵抗が報告されている [1]。これは AlGaN の Al 組成が低いため AlN ほどの熱化学的安定性がないため 600°C 前後のアニールにより電極の Ti が N と反応して TiN を形成し、2DEG へ良好に接触する。アニールを施すことで各金属層同士および試料側の Ti 層と AlGaN 層が反応し、TiN が生成される。その際に N 空孔が AlGaN の表面に生成され、ドナーとして働く。電極の Al 層は Ti と反応することで、AlN 表面からの Al 拡散が電極表面の Au に達するのを防ぐ働きを持つ。Al 層と Au 層に挟まれている方の Ti 層は、Al の酸化を防ぎ Au は抵抗が低いため電気特性の際のプローブとの抵抗を低くする [2]。Ti の他にも V や Mo を用いたメタルアロイコンタクトが研究されてきた [3] [4]。

更なる接触抵抗改善のために、AlGaN/GaN HEMT では n^+ -GaN による電子注入に関する研究も行われてきた。 n^+ -GaN コンタクト形成のために、電極部に Si をイオン注入する方法 [5] や、電極領域をエッチングし、 n^+ -GaN を選択的に再成長する方法が報告されている。特に n^+ -GaN 再成長による電子注入では $0.1\Omega\text{mm}$ 台の接触抵抗が MOCVD 法 [6] [7]、MBE 法により報告されている [8] [9]。

AlGaN チャネル HEMT に対しても、このような n^+ -GaN 選択再成長による電子注入のされたデバイスが報告されているが [10]、Al 組成 50% において接触抵抗は $21\Omega\text{mm}$ [11] と AlGaN/GaN HEMT と比較して高い値が報告されている。これは AlGaN の小さい電子親和力によるためと考えられるが、その電子輸送に関して詳細に解析された報告はない。

スパッタリング法ではこれまで、GaN に対して Si, Ge, Sn の n 型ドーパントを高濃度に添加した薄膜を実現してきた [12] [13] [14]。電子濃度は最大で $5 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ を実現しており [13]、抵抗率は最も低い $0.16\text{ m}\Omega\text{cm}$ を実現している [12]。高濃度に不純物を添加することでフェルミエネルギーは伝導帯や価電子帯の中に存在する。後に詳述するが、このような半導体のことを縮退半導体という。

本論文では、スパッタリング法で作製できる縮退した GaN を d-GaN (degenerate GaN) と呼ぶ。このような低抵抗 d-GaN は電子親和力の小さい AlGaN 材料への接触抵抗の低減に有利な可能性がある。そこで本章では、AlN/AlGaN HEMT に対して d-GaN の選択再成長を検討し、再成長 d-GaN の構造特性と電気特性を評価することを目的とした。

・非縮退半導体と縮退半導体

半導体に不純物を添加した時のバンド構造について説明する。許容される状態のエネルギーバンド内部においてエネルギー値を指定した時、その状態を電子が占有している確率は Fermi-Dirac 統計分布関数により表され次式で与えられる。

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{(E-E_F)}{kT}} + 1} \quad (3-1)$$

ここで E_F はフェルミエネルギー、 T は温度、 k はボルツマン定数である。不純物濃度が少ないとき、伝導帯内の状態を電子が占める確率または価電子帯内の状態を正孔が占める確率は低くなる。「低い」という状態を 10% 以下と定義すると、フェルミエネルギーは伝導帯 E_C と価電子帯 E_V から $2.3kT$ 離れてバンドギャップ内に存在していなければならない

$$E_V + 2.3kT < E_F < E_C - 2.3kT \quad (3-2)$$

という関係が成立する。このような半導体を「非縮退半導体」という。非縮退半導体では式 3-1 を Boltzmann 近似することができ、分布関数は

$$f(E) = e^{-\frac{(E-E_F)}{kT}} \quad (3-3)$$

と表せる。熱平衡状態における電子密度 n_0 と正孔濃度 p_0 は

$$n_0 = N_C e^{-\left(\frac{E_C-E_F}{kT}\right)} \quad (3-4)$$

$$p_0 = N_V e^{-\left(\frac{E_F-E_V}{kT}\right)} \quad (3-5)$$

と表される。 n_0 と p_0 の積は真性半導体の電子密度 n_i を用いて

$$n_0 p_0 = n_i^2 = N_C N_V e^{-\frac{E_G}{kT}} \quad (3-6)$$

と表される。ここで、真性半導体のバンドギャップは $E_G = E_C - E_V$ を用いた。非縮退半導体では低温領域において電子がドナー原子に束縛されたり、正孔がアクセプター原子に束縛される。この状態を凍結(freeze out)という。一方で高温では電子—正孔対が熱的に励起さ

れるためにキャリア密度は高くなる。

ここまではバンドギャップが不純物濃度に依存せず、Boltzmann 近似可能な非縮退半導体について述べてきた。一方で、Boltzmann 近似が破綻するような半導体を縮退半導体とよぶ。極端な別の定義では、縮退半導体のフェルミエネルギーは伝導帯内もしくは価電子帯内にある。

縮退 n 型半導体を考える。不純物濃度が十分に高く、不純物原子同士が互いに影響を及ぼしあうほど近接するとき、不純物原子の離散的なエネルギー準位が重なり合い、ミニバンドが形成される。ミニバンドが母体である半導体の伝導帯と重なると、伝導帯の実効的な下端 E_C は真性半導体の伝導帯の下端 E_{C0} から重なり合う不純物バンドの底まで低下する。その結果、バンドギャップは小さくなる。伝導帯の下端の変化量 ΔE_C は次のように表される。

$$\Delta E_C = E_{C0} - E_C \quad (3-7)$$

不純物濃度の増加により ΔE_C は増加する。これは主として等エネルギーで空間的に重なり合う不純物準位数の増加と、これらの不純物バンドのエネルギー的な広がり効果によって起こる。不純物濃度が特に高いときは不純物原子の基底状態も重なり合う。伝導帯下端が低下することでバンドギャップは ΔE_G だけ縮小する。 E_{G0} を真性半導体のバンドギャップ、 $E_G(N_D)$ をドナー濃度におけるバンドギャップとすると

$$\Delta E_G = E_{G0} - E_G(N_D) \quad (3-8)$$

である。一方で、不純物濃度の増加とともにフェルミ準位も上昇しバンド端に近づく。ある不純物濃度を超えるとフェルミ準位は伝導帯内部に入り込む。この場合、価電子帯の電子を励起するのに必要となるエネルギーはみかけのバンドギャップ E_G^* を用いて

$$E_F - E_V = E_G^* \quad (3-9)$$

と表される。よって不純物による見かけのバンドギャップ縮小は

$$\Delta E_G^* = E_{G0} - E_G^* \quad (3-10)$$

という式で与えられる。見かけの伝導帯の下端 E_C^* を、不純物による伝導帯下端の低下を ΔE_C^* としたとき、見かけのバンドギャップ縮小は

$$\Delta E_G^* \approx \Delta E_C^* = E_{C0} - E_C^* \quad (3-11)$$

と近似できる。この半導体ではドナー状態が重なり合い、エネルギー的に半導体の伝導帯とも重なっているため、電子の束縛状態が存在せず

$$n_0 = N_D \quad (3-12)$$

である。 N_D はドナー濃度である。フェルミ準位は価電子帯から十分に離れているため、 p_0 は Boltzmann 近似を適用でき、

$$p_0 = N_V e^{-\left(\frac{E_F - E_V}{kT}\right)} = N_V e^{-\left(\frac{E_G^*}{kT}\right)} = N_V e^{-\left(\frac{E_{G0} - E_G^*}{kT}\right)} \quad (3-13)$$

したがって、 n_0 と p_0 の積は

$$n_0 p_0 = N_D N_V e^{-\frac{E_{G0}}{kT}} e^{\frac{\Delta E_G^*}{kT}} \quad (3-14)$$

となり N_C を導入して

$$n_0 p_0 = \left(\frac{N_D}{N_C} e^{\frac{\Delta E_G^*}{kT}} \right) \left(N_C N_V e^{-\frac{E_{G0}}{kT}} \right) = \frac{N_D}{N_C} e^{\frac{\Delta E_G^*}{kT}} n_i^2 \quad (3-15)$$

と表される。同様に p 型縮退半導体では

$$n_0 p_0 = \frac{N_A}{N_V} e^{\frac{\Delta E_G^*}{kT}} n_i^2 \quad (3-16)$$

となる。

非縮退半導体では低温領域において電子がドナー原子に束縛されたり、正孔がアクセプター原子に束縛されてキャリアの凍結が生じるが、不純物濃度が高い縮退半導体では、各不純物同士の基底状態が互いに重なり合っているためキャリアの凍結は起こらない。

3.2 実験方法

一般に薄膜のデバイス形成はクリーンルーム内にてフォトリソグラフィと呼ばれる技術を用いて行われる。この技術は、フォトレジストと呼ばれる感光性の有機材料を試料に塗布し、露光、現像を経てパターンを形成する技術である。概要を図 3-1 に示す。

フォトレジストを試料に塗布すると面内に膜ムラが生じるため、スピンコーターと呼ば

れる装置を用いて基板を 3000~7000rpm の速度で回転させ、遠心力によりフォトリソレジストを試料表面に均一にコーティングさせる。回転速度を制御することでフォトリソレジストの膜厚をマイクロメートルオーダーで制御できる。コーティングの際に基板上にわずかでも汚れや不純物が付着しているとデバイスの仕上がりに影響するため、コーティング前の洗浄や洗浄後の取り扱いには注意が必要である。

フォトリソレジストを塗布した後に、ホットプレート等で 80~100℃まで基板を加熱させフォトリソレジストの有機溶媒を蒸発させる。その後、紫外レーザー光を照射することで電極パターンを描画する。電極パターンはパソコン上で回路図作成アプリ等を用いることで作成できる。照射領域の面積によりマイクロメートルサイズからナノメートルサイズのデバイス形成が可能である。

露光した基板を 2.4%程度の TMAH(テトラメチルアンモニウム＝ヒドロキシド)などが溶解したリンス液に浸すことでパターンが形成される。現像の際に紫外光が照射された部分が残るフォトリソレジストをネガ型、紫外光が照射された部分が溶解するフォトリソレジストをポジ型と呼ぶ。

その後、再びホットプレート上で 100~120℃まで基板を加熱することでフォトリソレジストを基板に焼き付ける。この操作をポストバークと呼び、この後行われるエッチングの工程に耐えられるようにする。エッチングとは表面を削る工程で、溶液中で表面を化学反応により浸食させるウェットエッチングと、反応性の気体やイオン、ラジカルによってエッチングを行うドライエッチングに分けられる。イオンやラジカルで半導体をエッチングすることを反応性イオンエッチング(RIE)とも呼ぶ。

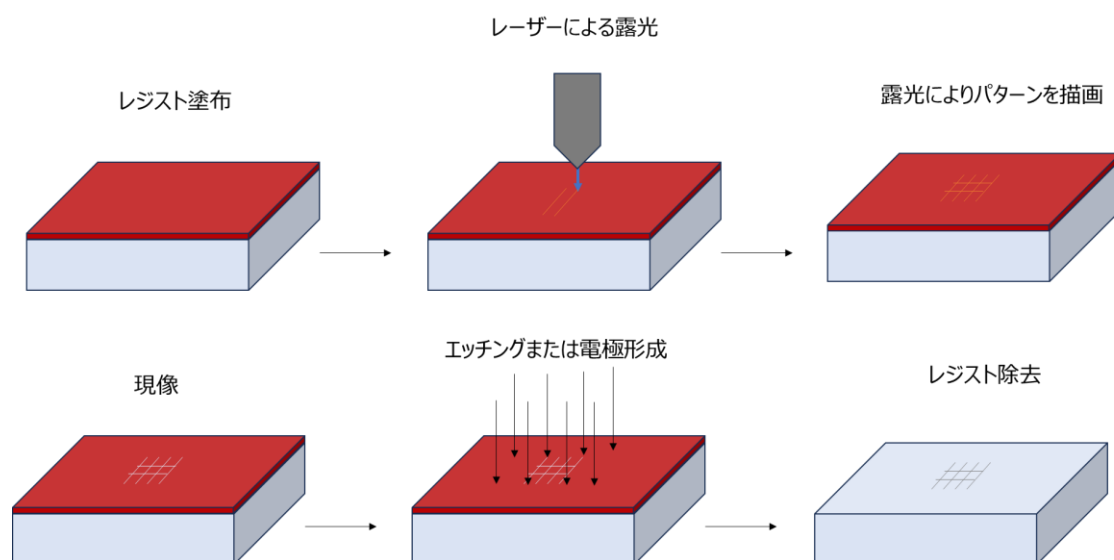


図 3-1. フォトリソグラフィの手順

AlN/AlGaN ヘテロ構造に対しての選択再成長は以下の手順で行った。図 3-2 に概要を示す。図 3-3 にはフォトリソグラフィで描画したパターンの一部を示す。赤い領域は d-GaN 再成長領域、深緑色の領域はオーミック電極領域、縞の入った緑の領域がゲート電極領域、縞の入った無色の領域がデバイス形成のためにエッチングから保護した領域である。

1. d-GaN 再成長のために、スパッタ法を用いて作製した AlN/AlGaN ヘテロ構造に対して、電子線蒸着により SiO_2 ハードマスクを堆積した。
2. フォトリソグラフィにより再成長領域のパターニングを行い、100 倍希釈のフッ酸によるウェットエッチングと RIE エッチングにより再成長領域を形成した。
3. 試料を洗浄し、スパッタ法により d-GaN を 150 nm 再成長した。
4. フッ酸により SiO_2 ハードマスクをリフトオフした。
5. フォトリソグラフィによりデバイス部分をパターニングし、ICP-RIE エッチングにより素子領域を形成し、フォトリソグラフィによりオーミック電極部分をパターニングし、電子線蒸着によりオーミック電極を形成した。
6. リソグラフィによりゲート電極部分をパターニングし、電子線蒸着によりゲート電極を形成し d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT を作製した。

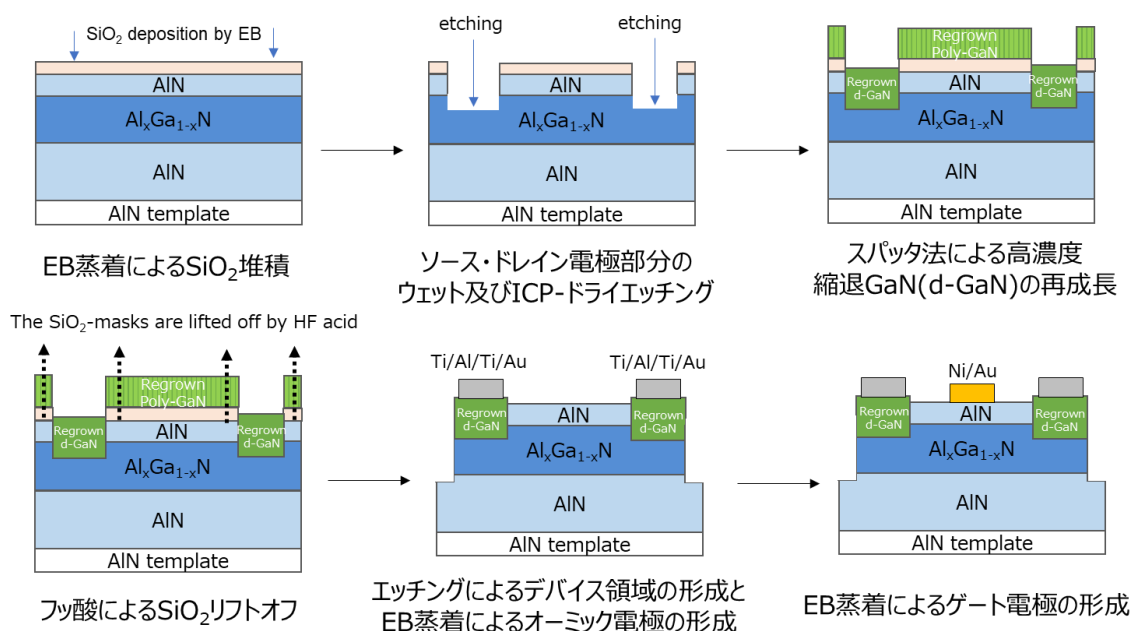


図 3- 2. AlN/AlGaN ヘテロ構造への d-GaN 再成長

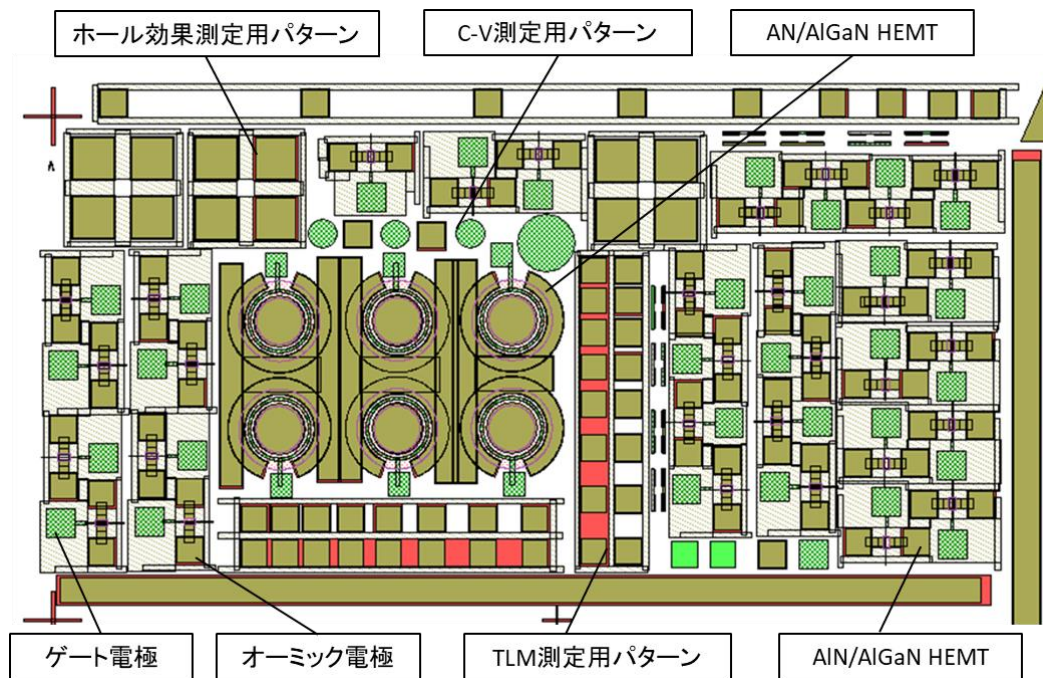


図 3- 3. 回路作成アプリ (L-Edit) で作製したデバイスパターンの一例

AlN/AlGaIn HEMT に対して再成長した d-GaN の構造特性を AFM、XRD、走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope: SEM) 及び SEM を用いた電子線後方散乱回折 (Electron Back Scattered Diffraction: EBSD) 法で評価し、電気特性をホール効果測定で評価した。走査型電子顕微鏡を用いた解析について説明する。

・走査型電子顕微鏡 (SEM)

SEM は電子線を試料に照射しその表面を観察する装置である。図 3-3 に SEM の原理を示す。電子銃から 100~20000 V で加速された電子は集束レンズと対物レンズを通過して電子スポットとして試料上に集束する。電子スポットは走査コイルにより移動させることができ、これを電子線走査という。電子線照射点から発生した信号電子は検出器により変換され、信号電子の量を各点の明るさで表示したものを SEM 像という。

また、試料に 60 度程度の角度をつけて電子線を照射することで、Bragg の法則により試料表面から 50 nm 以下の領域の各結晶面で回折電子線が得られる。ここで得られる回折パターンを菊池パターンと呼ぶ。菊池パターンは結晶構造や結晶方位により異なるので得られた菊池パターンを解析することで、結晶性試料の方位解析の情報を得ることができる。

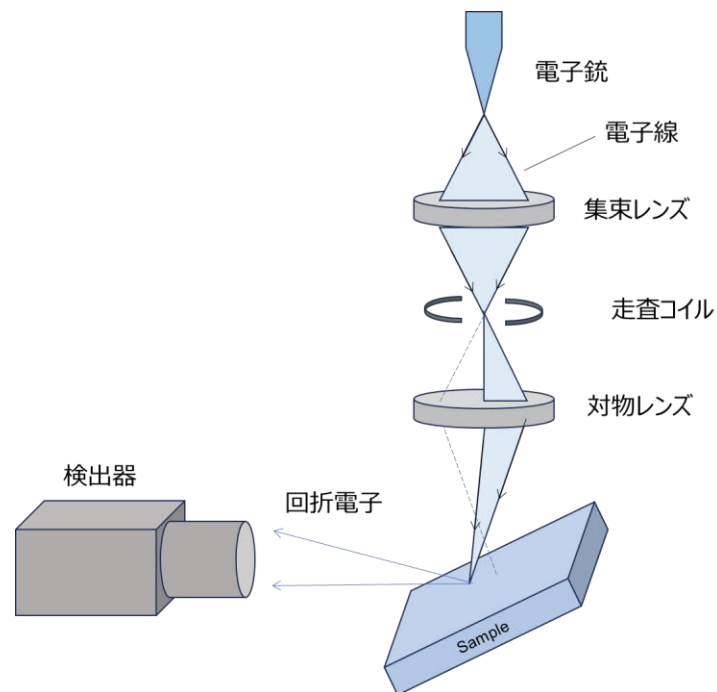


図 3- 4. 走査型電子顕微鏡の原理

3.3 選択再成長した縮退 GaN の構造特性評価

AlN/AlGa_N ヘテロ構造へ選択再成長した d-GaN の SEM による解析結果を図 3-5 に示す。解析領域には Van der Pauw パターンを選んだ。また合わせて、EBSD による結晶方位のマッピングを行った。サンプルノーマル方向は試料の測定面に対して垂直な方向である。ノーマル方向を xyz 座標系において z 軸としたときの y 軸をトランスバース方向、x 軸をローリング方向という。いずれの方位によるマッピングにおいても Van der Pauw パターンに沿った方位マッピングが得られた。

図 3-6(a)には再成長した d-GaN の SiO₂ と AlGa_N 界面の SEM 像を示す。図 3-6(b)には EBSD 測定により得られた d-GaN 領域の{11-21}方向の極点図測定結果を示す。ウルツ鉱型に起因する 6 回対称のピークが確認でき、以上の結果は単結晶の d-GaN が AlGa_N 上に成長していることを示している。その模式図を図 3-6(c)に示す。

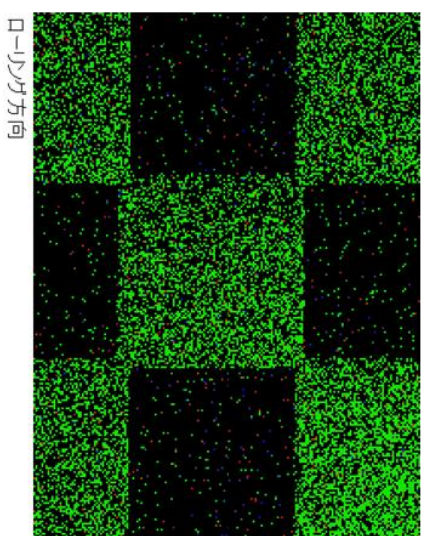
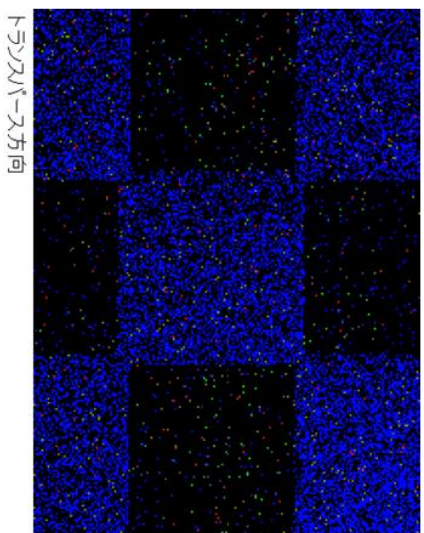
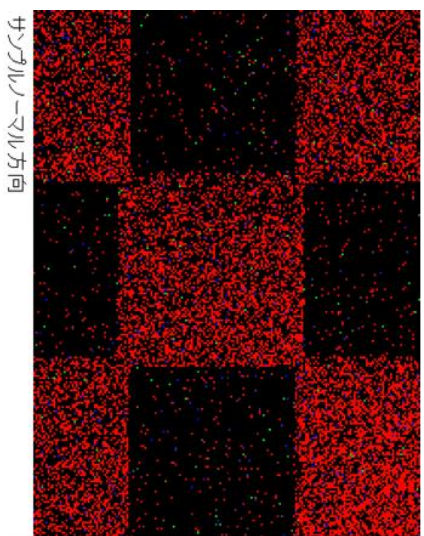
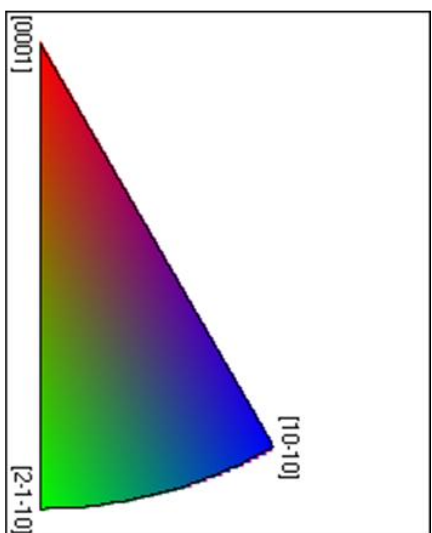
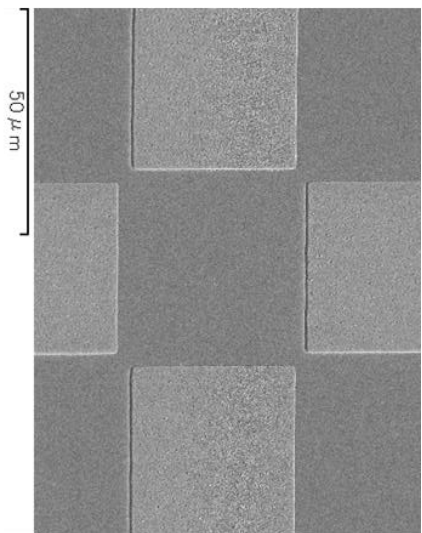


図 3-5. AlN/AlGa_N へテロ構造へ選択再成長した d-GaN の SEM 像と方位解析結果

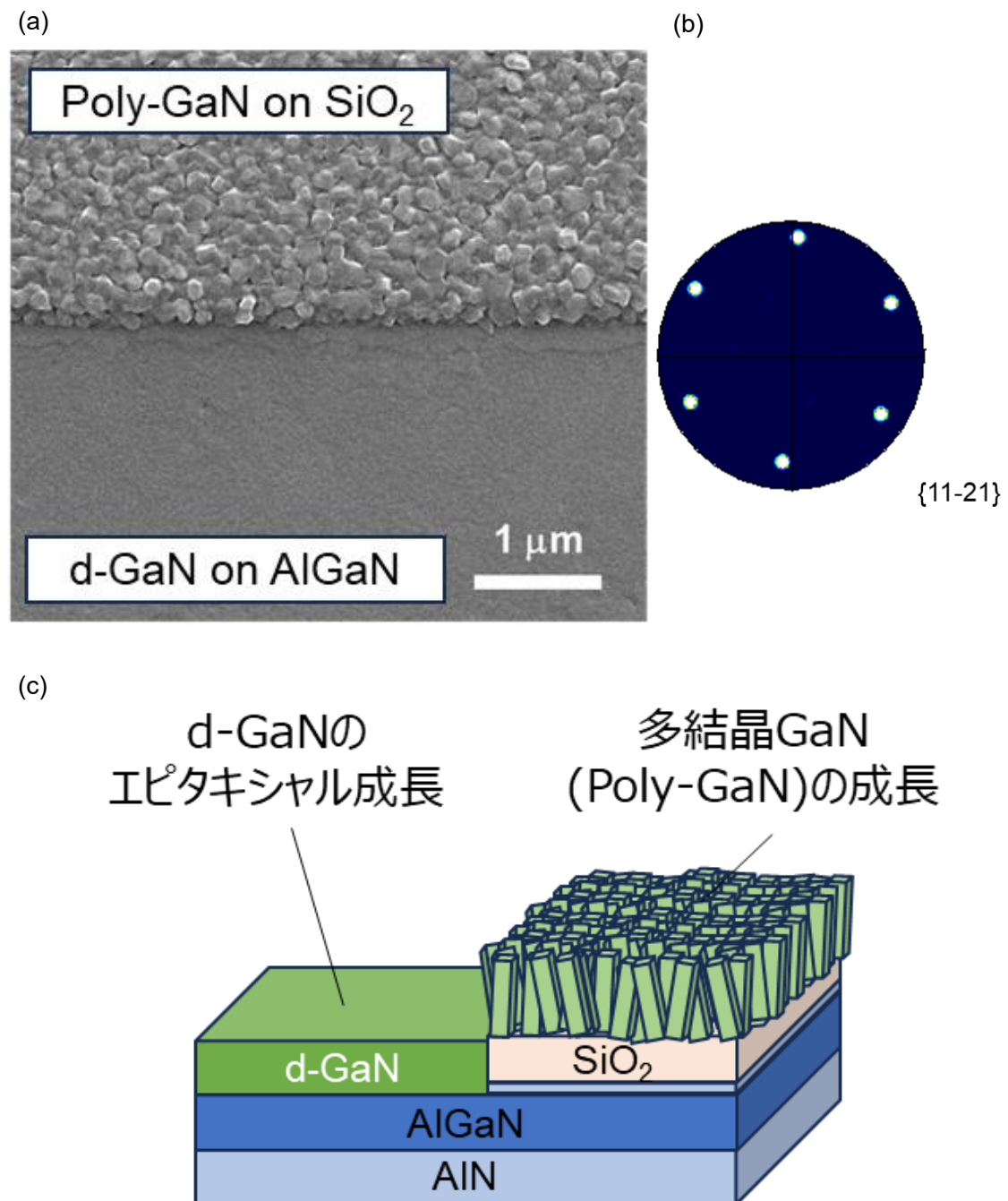


図 3- 6. (a)再成長した d-GaN の SiO₂ と AlGa_{0.3}N 界面の SEM 像 (b) EBSD 測定により得られた d-GaN 領域の{11-21}方向の極点図測定結果 (c)d-GaN 選択再成長の模式図

以上の結果は、マイクロメートルスケールの微小領域に対してもスパッタ法により d-GaN がエピタキシャル成長可能なことを示している。SiO₂ 上に成長した d-GaN については、T.Araki らにより報告されている SiO₂ 上に成長した GaN と似た表面モフォロジーが得られており、このような表面形状は成長形態として柱状成長が支配的であり、*c* 軸に配向して成長する一方でその *a* 軸方向に配向性は示さない多結晶であることが報告されている [15]。

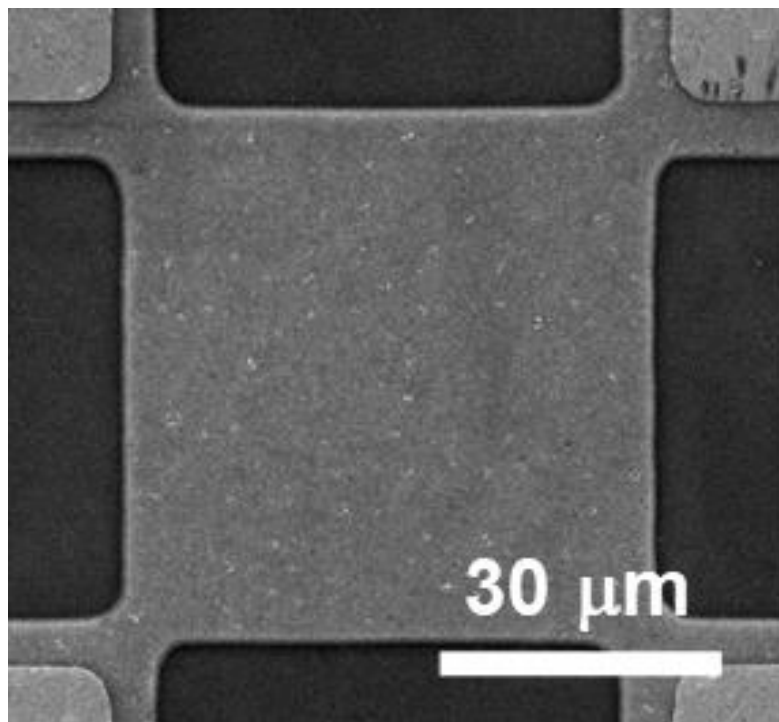


図 3- 7. 再成長 d-GaN の Van der Pauw パターンの SEM 像

図 3-7 には一連の d-GaN 再成長プロセスを終えた後の Van der Pauw パターンの SEM 像を示す。SiO₂ ハードマスクは綺麗にリフトオフされており、d-GaN が綺麗に AlGaIn 上に選択形成されていることがわかる。

Al 組成 50%の AlN/AlGaIn ヘテロ構造に対して d-GaN を再成長した後の X 線 10-15 面の逆格子マッピング測定結果を図 3-8 に示す。AlGaIn はコヒーレントに成長しているのに対して、d-GaN は AlGaIn 上に緩和して成長していることが確認された。AlGaIn は AlN に対してコヒーレント成長しているため AlN の格子定数を有する。そのため、AlGaIn 上に成長した d-GaN は格子定数差が大きく、緩和して成長したことが考えられる。

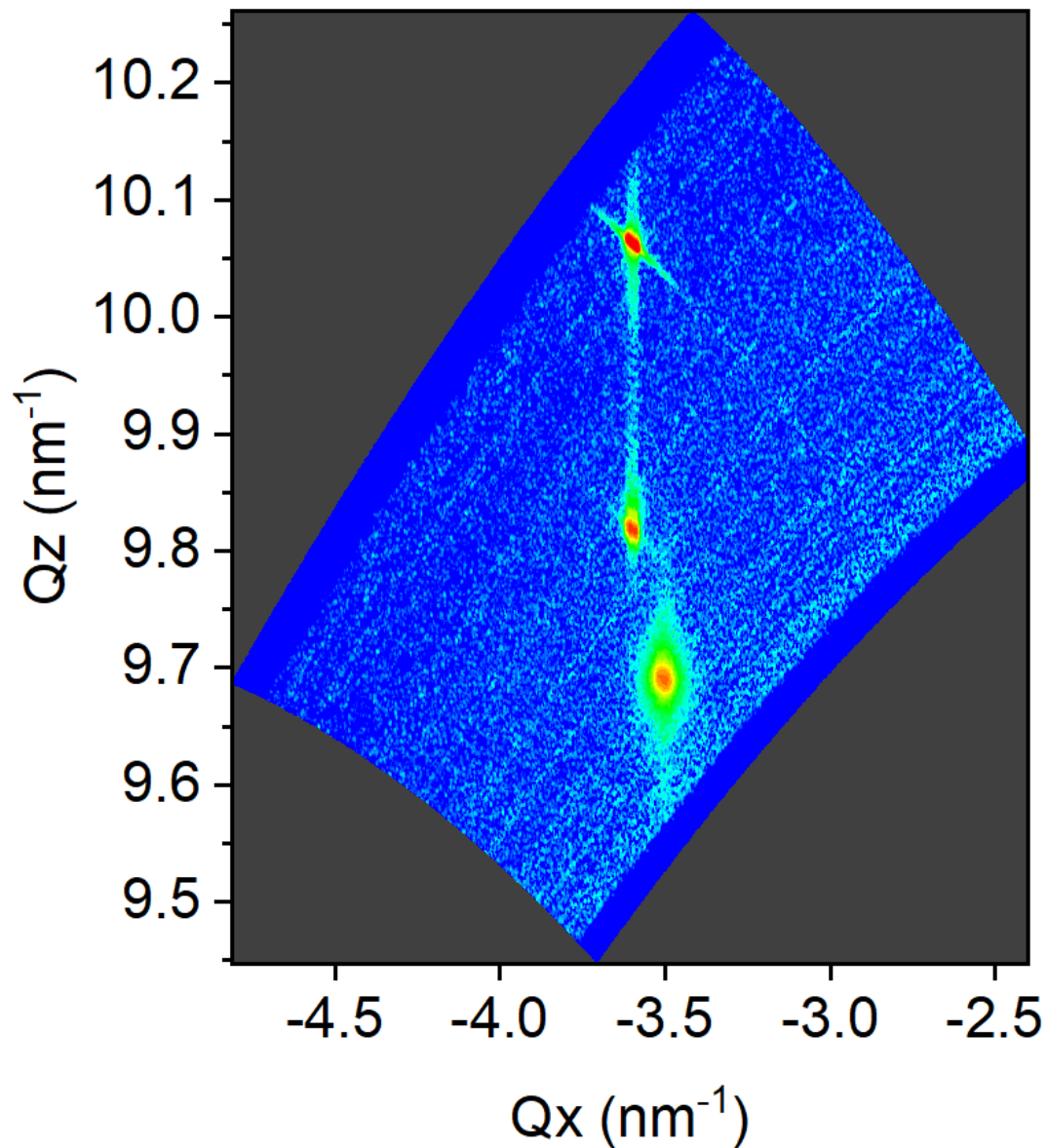


図 3- 8. d-GaN 再成長後の AlN/AlGaIn ヘテロ構造の逆格子マッピング測定結果

また、再成長した d-GaN の X 線 0002 ロッキングカーブ測定結果を図 3-9 に示す。再成長領域の面積が小さいことから十分な強度は得られていないものの、81 arcsec の半値幅の値が得られた。AlN および AlGaIn の X 線 0002 ロッキングカーブ測定の半値幅である 23 arcsec に対しては d-GaN の半値幅は大きい値を示しており、らせん転位密度は $1.4 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ と求まった。AlN/サファイアテンプレート基板上に成長した GaN に対して、らせん転位密度は $6 \sim 2 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ の値が報告されており [16]、今回の再成長 d-GaN は比較的転位の発生は抑えられていることがわかる。

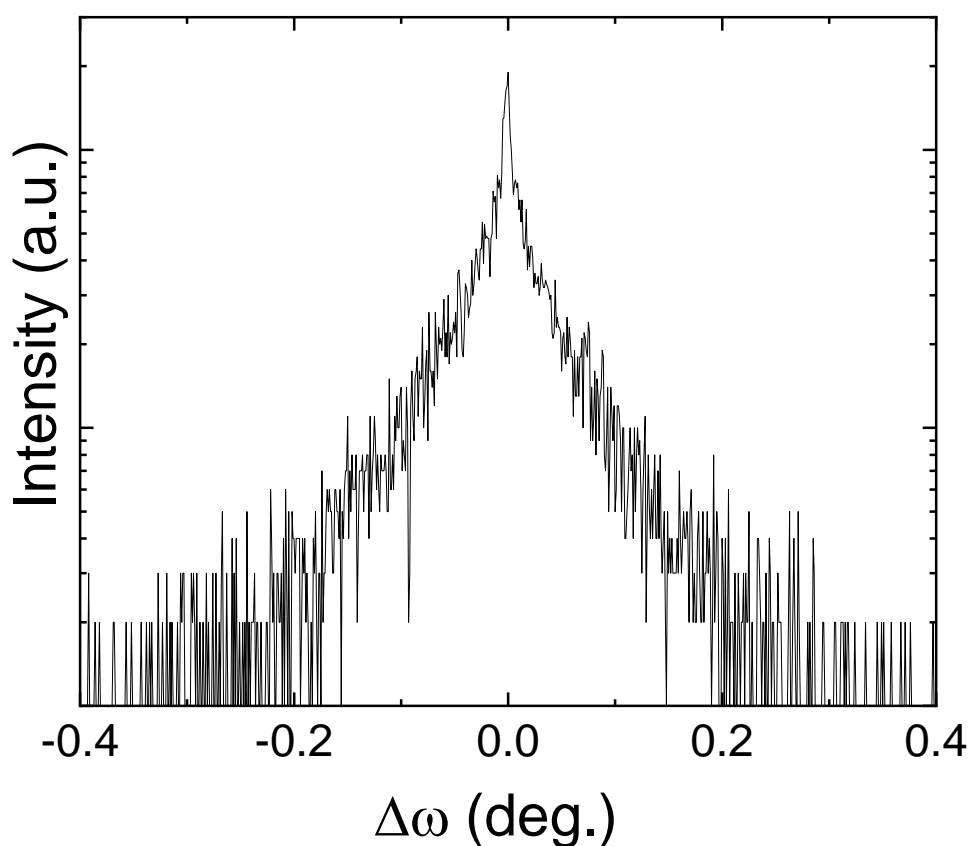


図 3-9. 再成長した d-GaN の X 線 0002 ロッキングカーブ測定

続いて、d-GaN 再成長前のエッチングされた AlGaIn 表面の AFM 像を図 3-10、再成長した d-GaN の AFM 像を図 3-11 に示す。再成長後の d-GaN の RMS 値は 2.5 nm と求まり貫通転位が目立つ表面形態が得られた。再成長領域の AlGaIn の表面の RMS 値が 1.8 nm と比較的粗いこと、GaIn が緩和しているため薄膜にミスフィット転位が導入されていることが考えられる。また Si は GaIn の Ga サイトに取り込まれるが、Si イオンの原子半径は 26 pm と Ga イオンの 47 pm に対して 45%の大きさとなっている。この大きい原子半径のミスマッチにより格子歪が GaIn に導入されていることも考えられる。AFM 像から貫通転位密度はおよそ $1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ と求まった。

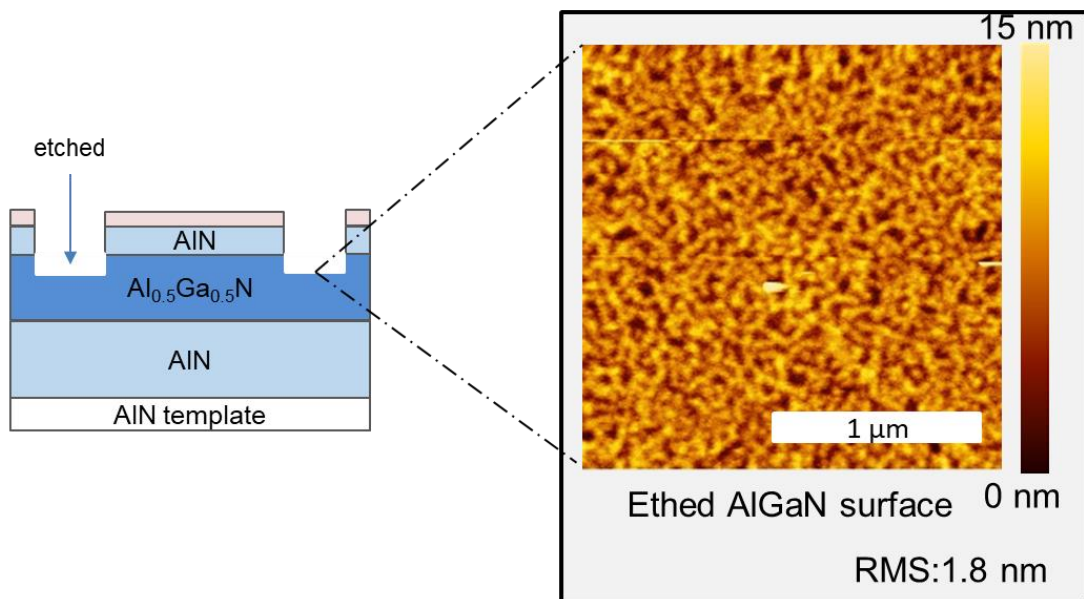


図 3- 10. d-GaN 再成長前の AlGaN 層のエッチング表面の AFM 測定結果

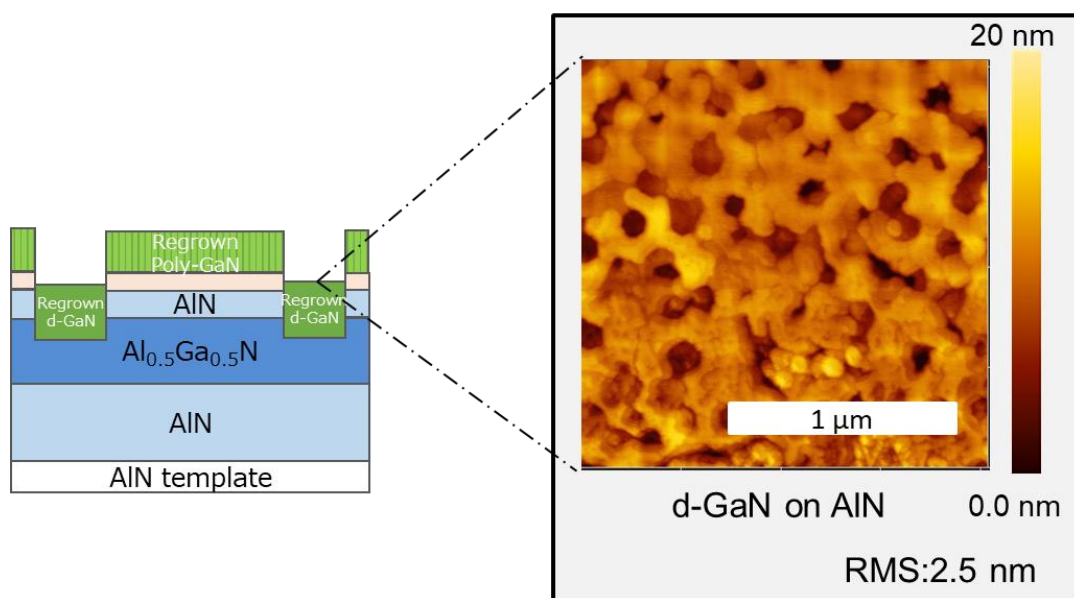


図 3- 11. 再成長した d-GaN の AFM 測定結果

3.4 選択再成長した縮退 GaN の電気特性評価

図 3-7 に示した Van der Pauw パターンを用いて選択再成長を行った d-GaN のホール効果測定を行った。図 3-12 には室温で電子濃度が $2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の d-GaN の温度依存特性結果を示す。77 K から室温にかけて電子濃度の温度依存性がないことが確認でき、選択再成長した Si 添加 GaN は縮退していることが確認できた。

複数のサンプルに対して評価を行い、電子濃度と抵抗率の関係を図 3-13 に、電子濃度と移動度の関係を図 3-14 に示す。いずれのサンプルの対しても、 10^{20} cm^{-3} を超える電子濃度を示しており、高濃度に n 型ドーピングがされていることが分かる。抵抗率は $3.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ において $0.16 \text{ m}\Omega\text{cm}$ の値を示しており、n 型 GaN の中でも最も低いを示している。また、移動度に関してもいずれの電子濃度において $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ を超える値を示しており、良好な電気特性を得られている。

ガリウム空孔などに起因する d-GaN の補償欠陥密度は多く見積もっても $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ と求まる。今回得られた d-GaN はいずれも 10^{20} cm^{-3} を超える電子濃度を示している。この電子濃度に対して補償欠陥密度はおよそ 1% 程度となり、欠陥による電子の補償は十分に無視できる。そのため、結晶性が格子緩和などにより劣化しても、再成長 d-GaN の電気特性には大きい影響を及ぼさないことが示された。

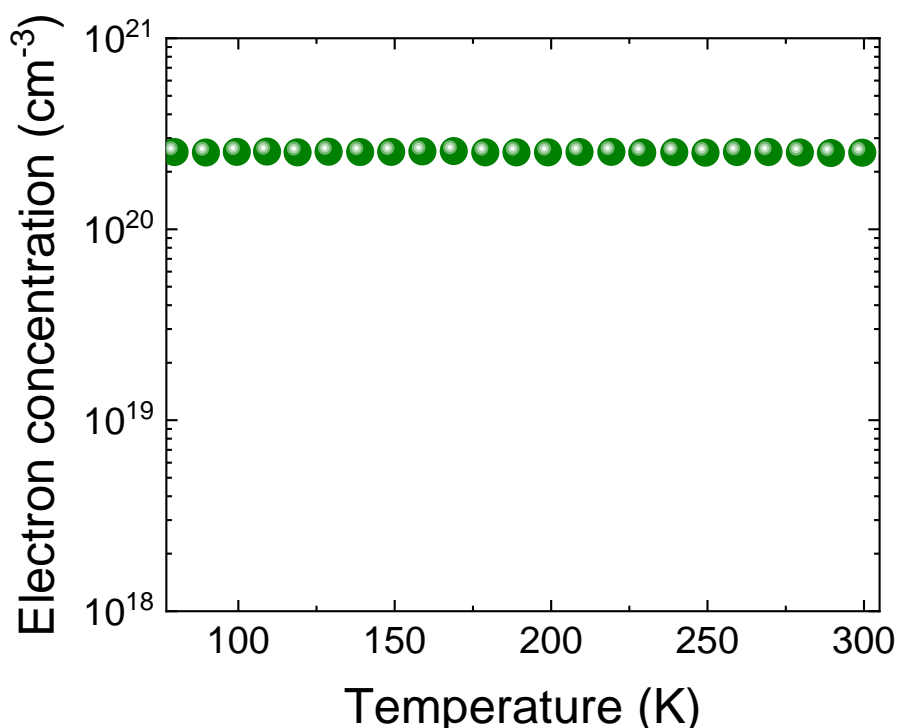


図 3- 12. 再成長した d-GaN の電子濃度の温度依存特性

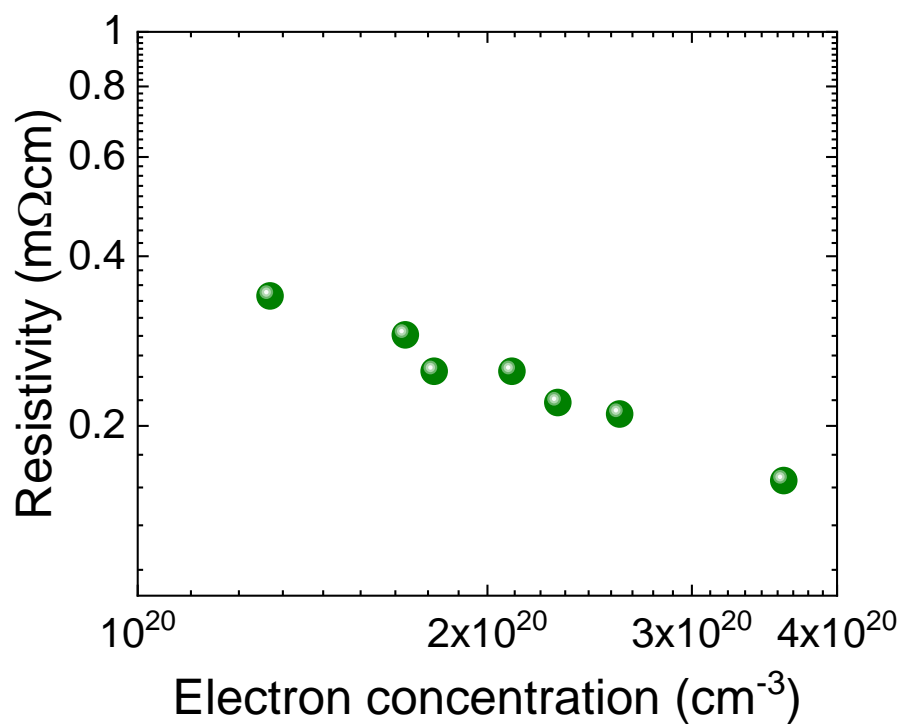


図 3- 13. 再成長した d-GaN の電子濃度と抵抗率の関係

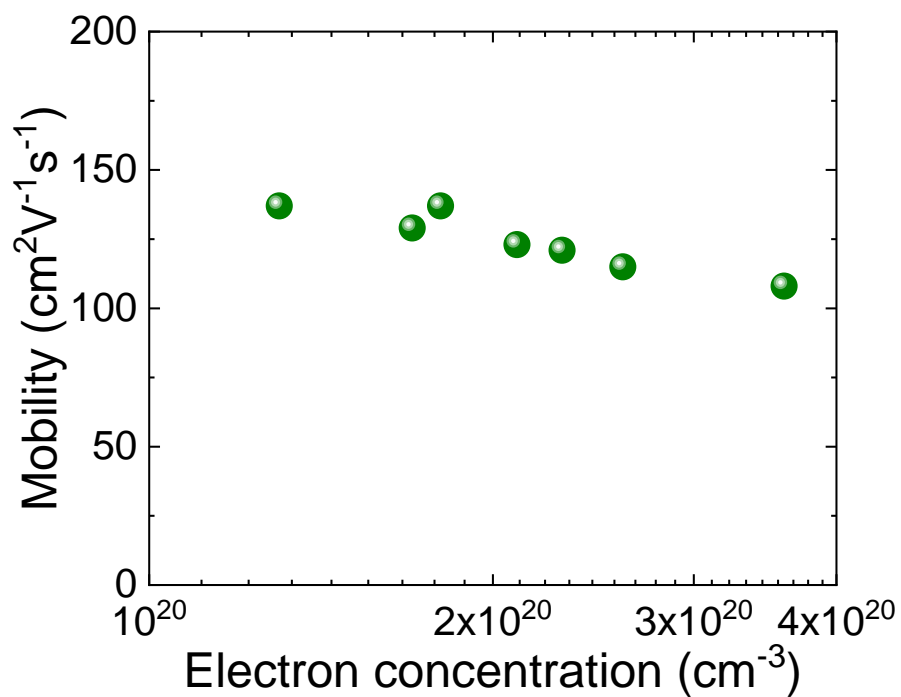


図 3- 14. 再成長した d-GaN の電子濃度と電子移動度の関係

3.5 まとめ

本章では、AlN/AlGaN ヘテロ構造に対しての d-GaN の選択再成長プロセスの開発について論じた。フォトリソグラフィと SiO₂ ハードマスクを用いた d-GaN のエピ・ポリ同時成長プロセスにより、d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の作製を行った。フッ酸溶液を用いた SiO₂ ハードマスクのリフトオフによって、HEMT の電極部に対して d-GaN の選択的形成を実現した。電子線後方散乱回折による測定から、微小領域に再成長した d-GaN は単結晶であることがわかった。微小領域に再成長した d-GaN は 10^{20} cm^{-3} 超える電子濃度と $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ を超える電子移動度を実現しており、低抵抗な電気特性を示した。以上の結果は d-GaN 選択再成長プロセスが HEMT の電極部の形成に適用可能であることを示している。

3.6 参考文献

- [1] H. Tokuda, T. Kojima, and M. Kuzuhara, Appl. Phys. Lett. 101, 262104, 2012.
- [2] A. N. Bright, P. J. Thomas, M. Weyland, D. M. Tricker, and C. J. Humphreys, Appl. Phys. 89, 3143–3150, 2001.
- [3] S. M. Jung, C. T. Lee and M. W. Shin,, Semicond. Sci. Technol. 30, 07501 , 2015.
- [4] D. Selvanathan, F. M. Mohammed, A. Tesfayesus and, I. Adesida, J. Vac. Sci. Technol. B 22, 2409–2416, 2004.
- [5] F. Recht, L. McCarthy, S. Rajan, A. Chakraborty, C. Poblentz, A. Corrión, J. S. Speck, and U. K. Mishra , IEEE Electron. Dev. Lett, 27, 4, 2006.
- [6] X. C. Fu, Y. Lv, L. J. Zhang, T. Zhang, X. J. Li, X. Song, Z. Zhang, Y. Fang, and Z. Feng, Electronics Lett. 54 No. 12, 2018.
- [7] L. Zhang, Z. Cheng, Y. He, J. Xu, L. Jia, X. Wang, S. Zhang, W. Tan, and Y. Zhang, Appl. Phys. Lett. 119, 262104, 2021.
- [8] J. Guo, Y. Cao, C. Lian, T. Zimmermann, G. Li, J. Verma, X. Gao, S. Guo, P. Saunier, M. Wistey, D. Jena, and H. G. Xing, Phys. Status Solidi A 208, No. 7, 1617–1619 , 2011.
- [9] J. GuO, G. Li, F. Faria Y. Cao, R. Wang, J. Verma, X Gao, S. Guo, E. Beam, A. Ketterson, M. Schuette, P. Saunier, M. Wistey, and D. Jena, IEEE Electron Dev. Lett. 33 525 , 2012.
- [10] A. G. Baca, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, E. A. Douglas, C. A. Sanchez, M. P. King, M. E. Coltrin, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, Appl. Phys. Lett. 109, 033509 , 2016.
- [11] I. Abid, J. Mehta, Y. Cordier, J. Derluyn, S. Degroote, H. Miyake, and F. Medjdoub, Electronics 10, 635, 2021.
- [12] K. Ueno, T. Fudetani, Y. Arakawa, A. Kobayashi, J. Ohta, and H. Fujioka, APL Mater., vol. 5, no. 12, p. 126102, 2017.
- [13] K. Ueno, Y. Arakawa, A. Kobayashi, J. Ohta, and H. Fujioka,, Appl. Phys. Express 10, 101002, 2017.
- [14] Y. Nishikawa, K. Ueno, A. Kobayashi, and H. Fujioka, Appl. Phys. Lett. 122, 082102 , 2023.
- [15] T. Araki and Y. Nanishi, *The Japanese Association for Crystal Growth*, 第 卷 vol.30, 第 No.2, 2003.
- [16] D. Morita, A. Fujioka, T. Mukai, and M. Fukui, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 46, No. 5A, 2007.

- [17] T. Nanjo, M. Takeuchi, M. Suita, Y. Abe, T. Oishi, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, Appl. Phys. Express 1 011101, 2008.

第4章 d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の接触抵抗に関する評価

4.1 背景

前節では AlN/AlGaN HEMT へ d-GaN 再成長を行いその特性を評価した。本節では再成長した d-GaN による AlN/AlGaN HEMT の接触抵抗を評価し、2DEG への電子注入について考察する。n⁺-GaN 再成長 AlGaN/GaN HEMT では 0.2 Ωmm と低い接触抵抗の値が報告されており、その抵抗成分に関しても金属電極と n⁺-GaN の接触抵抗、n⁺-GaN の抵抗、n⁺-GaN と 2DEG の接触抵抗の 3 要素に分けて詳細に報告されている [1]。

本章では d-GaN 再成長により低い接触抵抗を実現したため、前述したように抵抗を各成分に分けて解析を行った。また、チャネルの Al 組成の増加に伴い、2DEG と d-GaN の接触抵抗に増加の傾向が確認できたので、熱電界放出(Thermal Field Emission)モデルを仮定し d-GaN による AlGaN への電子注入の機構の考察を行った。

4.2 実験方法

d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の接触抵抗を評価するために、AlN/AlGaN HEMT に Transfer Length Method (TLM)測定用のパターンを形成した。TLM パターンの形成には 3 章で示した素子作製プロセスと同様の手法を用いた。TLM パターンは 100 μm 四方の電極パッドを用い、電極間距離は 4 μm~80 μm の間で変化させた。また、d-GaN とオーミック電極の接触抵抗を評価するための TLM パターンも合わせて作製した。それぞれの TLM 測定用パターンの顕微鏡写真と模式図を図 4-1 に示す。TLM 測定には半導体パラメータアナライザを用いた。また接触抵抗の温度依存特性も行い、結果に対して熱電界放出を仮定してフィッティングによる解析も行った。TLM 測定の原理および、半導体の電子輸送について説明する。



図 4- 1. TLM 測定パターン

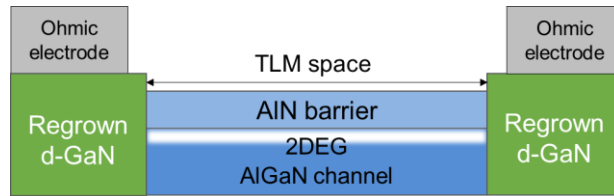


図 4- 2. d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の TLM パターン模式図



図 4- 3. d-GaN の TLM パターン模式図

・ TLM 法

TLM 法はデバイスの接触抵抗を評価するのに使う手法である。接触抵抗とは二つの導体を接触させたときに生ずる抵抗のことで、その全体の抵抗は各導体の抵抗の和よりも大きくなる。これは余分な抵抗が導体の接触面に生ずるためである。これは導体表面の凹凸や、酸化物等により生じる。このような接触抵抗は図 4-4 に示すような電極幅 W の半導体膜に対して、電極間距離 d を変えた電極対を複数用意しその抵抗 R_T をプロットすることで求まる。プロットに関しては図 4-5 のように電極間距離を横軸、抵抗値を縦軸にした散布図を描き、そのプロットの一時近似直線切片から接触抵抗の値 R_c が求まる。また直線の傾きからシート抵抗 R_{SH} が求まる。

$$R_T = 2R_c + \frac{R_{SH}d}{W} \quad (4- 17)$$

シート抵抗は薄膜の電気抵抗を表し、 Ω/\square の単位で表される。シート抵抗は抵抗率を薄膜の厚さで割ることで求めることができ、ホール効果測定からも求めることができる。また、 x 切片の絶対値を伝搬長 L_t と呼び、接触抵抗の値に対して積を取ることで特性接触抵抗が求まる。

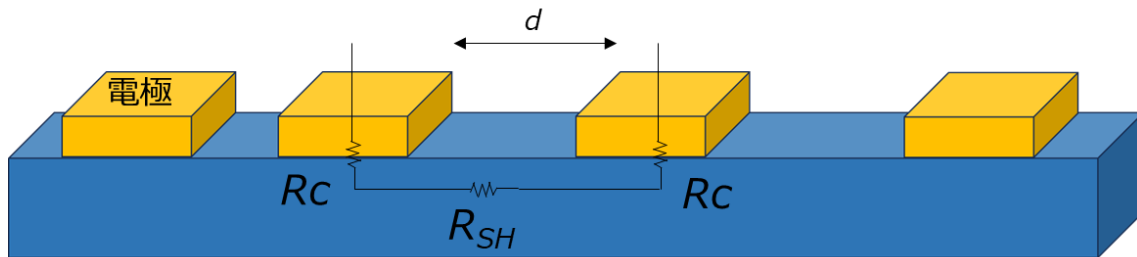


図 4- 4. TLM 測定用パターンの模式図

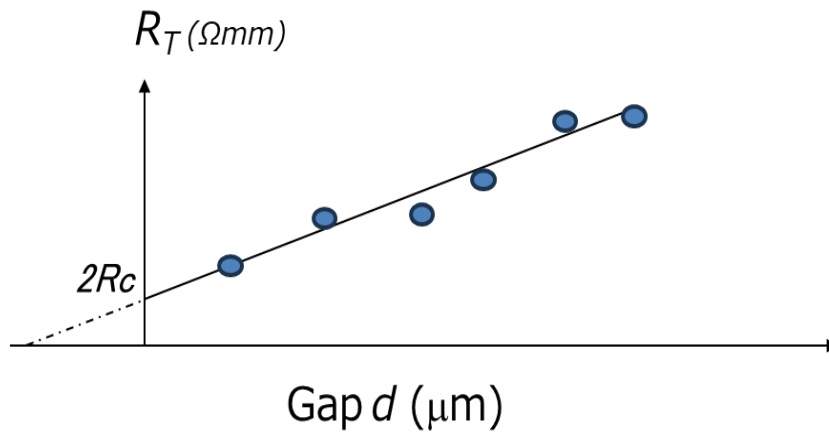


図 4- 5. TLM 測定のプロットと接触抵抗の算出

・半導体の電子輸送

金属と n 型半導体の電子輸送について説明する。仕事関数 Φ_m を持つ金属と電子親和力 χ_s 、仕事関数 Φ_s の n 型半導体の接触した場合を考える。図 4-6 に金属と n 型半導体が接触した時のエネルギーバンド図を示す。

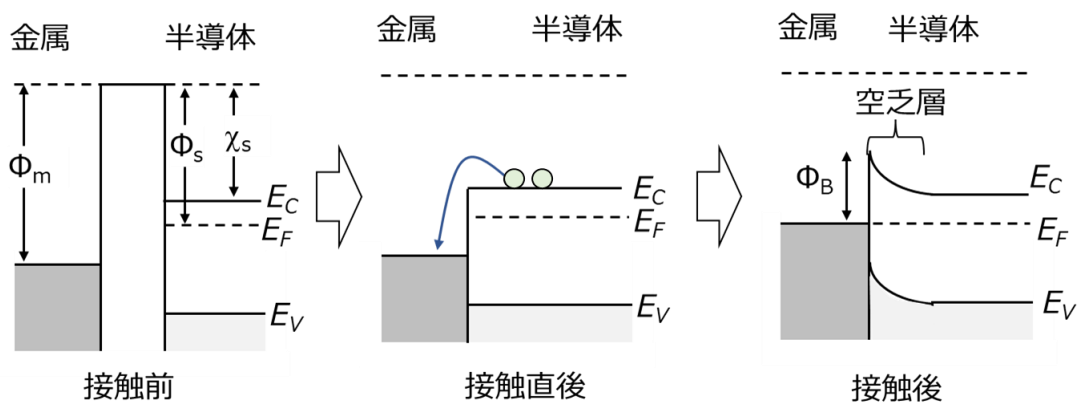


図 4- 6. 金属と n 型半導体が接触したときのバンド図

ここで E_C は伝導帯、 E_V は価電子帯、 E_F はフェルミレベル、 Φ_B はショットキー障壁高さを示す。理想的な接触を考えた場合、ショットキー障壁高さは以下のように表される。

$$\Phi_B = \Phi_m - \chi_s \quad (4-18)$$

このような金属半導体界面に生じる障壁高さ Φ_B を電子が通過する機構には2種類あり、熱エネルギーにより障壁を超える電子輸送と、トンネル効果による電子輸送があげられる。また、それら二つの電子輸送が同時に生じる場合もある。

図 4-7 に示すように熱エネルギーを持った電子が障壁高さ Φ_B を超えることによって流れるモデルを熱電子放出(Thermionic Emission: TE)モデルという。

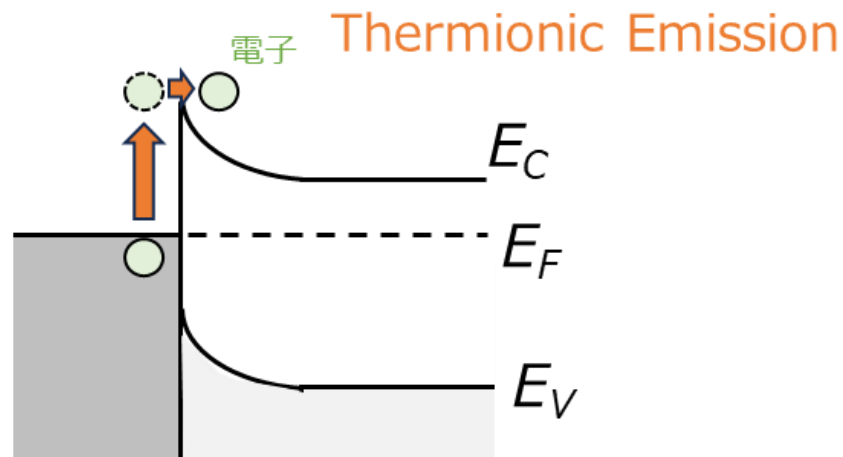


図 4-7. Thermionic Emission モデル

順方向に電圧を印加した時に熱的に大きいエネルギーを持った電子が障壁を超えて電流が流れるとき、金属中の電子密度を n_m として電子分布がマクスウェルボルツマン分布に従うとき、金属から障壁高さ Φ_B を超えて半導体に流れるエネルギーを持った電子の電流密度 J_1 は

$$J_1 = en_M \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{\Phi_B}{kT} \right) \quad (4-19)$$

と表される。 m_n^* は電子の有効質量、 k はボルツマン定数である。一方で半導体から金属への電流 J_2 は

$$J_2 = \frac{4\pi em_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp \left(-\frac{\Phi_B}{kT} \right) \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (4-20)$$

と表される。印加電圧が 0 のとき

$$J_1 = J_2 \quad (4-21)$$

となるので

$$n_M \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{4\pi e m_n^* k^2 T^2}{h^3} \quad (4-22)$$

が成立し、障壁高さ Φ_B を超えて流れる電流 J は

$$J = J_2 - J_1 \quad (4-23)$$

より

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (4-24)$$

となる。ここで

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \quad (4-25)$$

となり、 A^* をリチャードソン定数という。

このときの固有接触抵抗 ρ_C は

$$\rho_C^{-1} = \left(-\frac{dJ}{dV} \right)_{V \rightarrow 0} \quad (4-26)$$

で求め、

$$\rho_C = \frac{k}{eA^* T} \exp\left(\frac{e\Phi_B}{kT}\right) \quad (4-27)$$

となる。これが熱放出モデルにおける固有接触抵抗の式である。

金属半導体接触において、空乏層による絶縁性を失わせることで、双方向に線形的な電流電圧特性を示すオーミック接触を得られる。そのためには空乏層幅 W を十分薄くすることでトンネル効果により電流が流れればよい。不純物濃度が高い半導体に対して、仕事関数の大きい金属を接触させた場合、半導体側の伝導帯 E_C はフェルミレベル E_F より下の位置に存在する。このとき狭い空乏層幅が形成され、電子は容易にトンネル伝導するためオーミック接触が得られる。このような伝導を電界放出(Field Emission: FE)という。

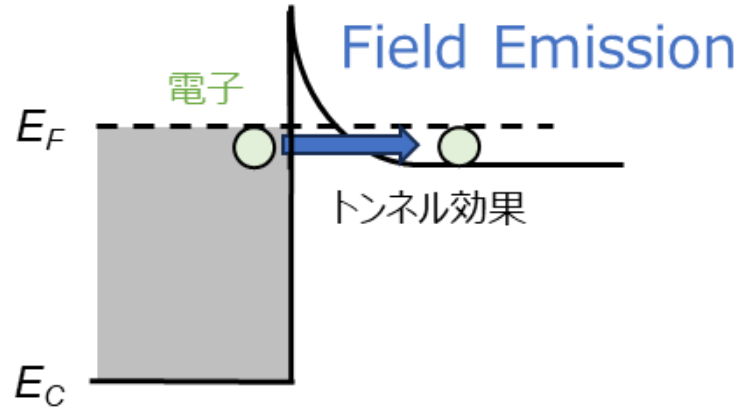


図 4- 8.Field Emission モデル

このトンネル電流密度はトンネル確率と電子のエネルギー分布の積を取り、エネルギーで積分することで得ることができる。TE モデルと同様に固有接触抵抗を求めると以下の式となる [2]。

$$\rho_c = \left[\frac{A^* \pi e T}{k \sin(\pi c_1 k T)} \exp\left(-\frac{e \Phi_B}{E_{00}}\right) - \frac{A^* c_1 e}{(c_1 k)^2} \exp\left(-\frac{e \Phi_B}{E_{00}}\right) - e c_1 E_n \right]^{-1} \quad (4-28)$$

$$c_1 = -\frac{\ln \frac{4 \Phi_B}{E_n}}{2 E_{00}} \quad (4-29)$$

$$E_{00} = \frac{e \hbar}{2} \left(\frac{N_D}{m^* \varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4-30)$$

ここで ε は比誘電率、 N_D は不純物濃度、 E_n は伝導帯下端とフェルミレベルのエネルギー差である。

TE モデルと FE モデルのどちらで電流が流れるかは空乏層幅によって決まる。空乏層幅が厚いときは TE モデル、薄いときは FE モデルの電子輸送となる。図 4-9 に示すような、これら二つが同時に生じる領域が存在する。熱によりエネルギーを持った電子がトンネル効果により空乏層幅を通過する熱電界放出(Thermal Field Emission)モデルと呼ぶ。

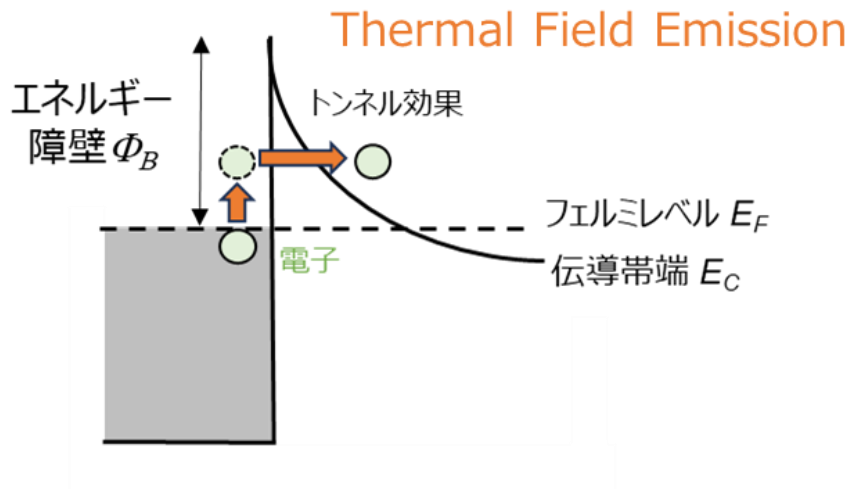


図 4- 9. Thermal Field Emission モデル

このときの固有接触抵抗は

$$\rho_c = \left(\frac{1}{qA^*} \right) \frac{k_B^2}{\sqrt{\pi(\Phi_B + E_n)E_{00}}} \times \cosh \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \sqrt{\coth \left(\frac{E_{00}}{kT} \right)} \exp \left(\frac{\Phi_B + E_n}{E_0} - \frac{E_n}{k_B T} \right) \quad (4-31)$$

と表される [2]。

4.3 d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の接触抵抗

TLM 法を用いて Al 組成 30% 及び 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の接触抵抗を測定した。各サンプルの I - V 特性結果を図 4-10、図 4-11 にそれぞれ示す。電極間距離は SEM により決定した。いずれのサンプルも線形的な I - V 直線を示しており、良好なオーミック接触を形成していることが分かる。各電極間の抵抗値をプロットしたものをそれぞれ図 4-12、図 4-13 に示す。

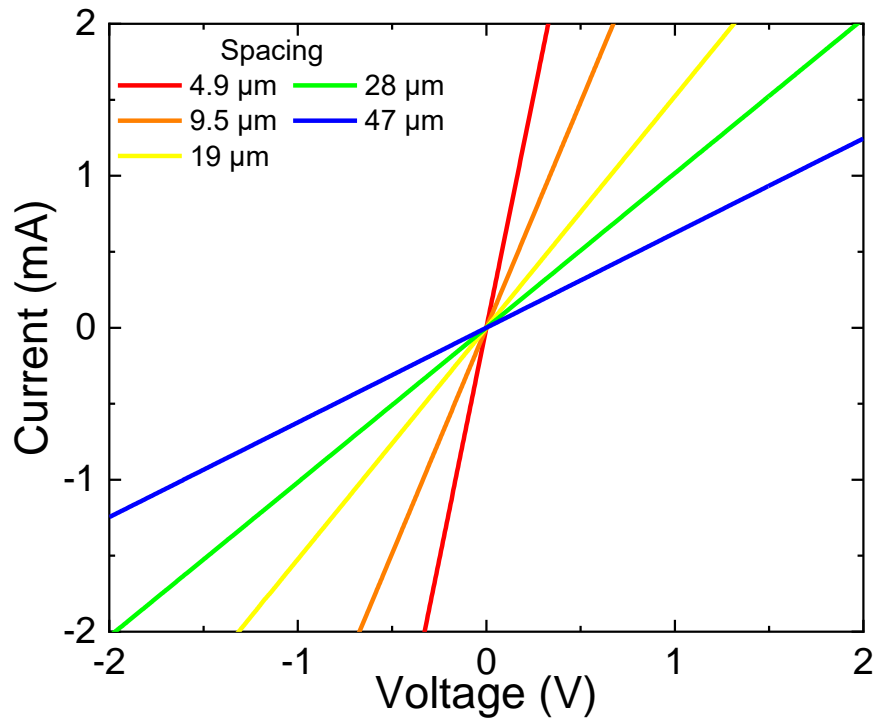


図 4- 10. Al 組成 30%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の各電極間の I-V 特性

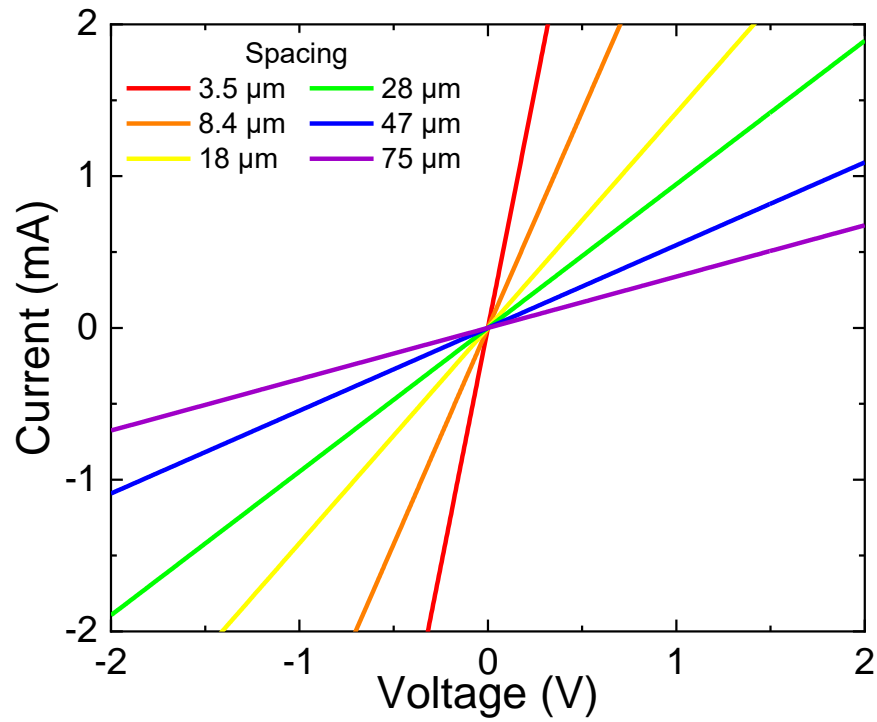


図 4- 11. Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の各電極間の I-V 特性

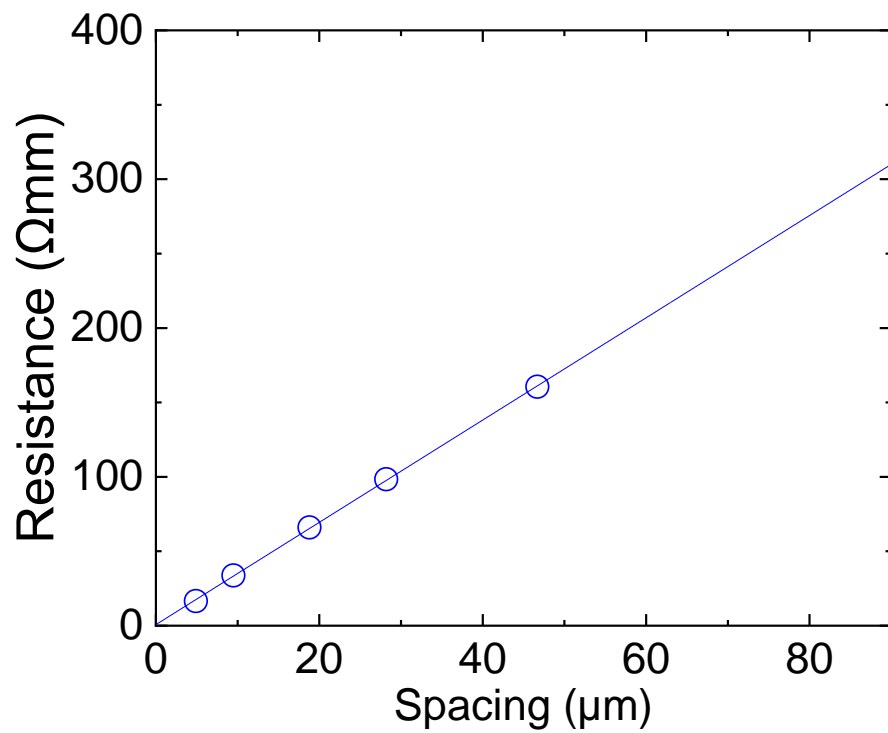


図 4- 12. Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の TLM 測定結果

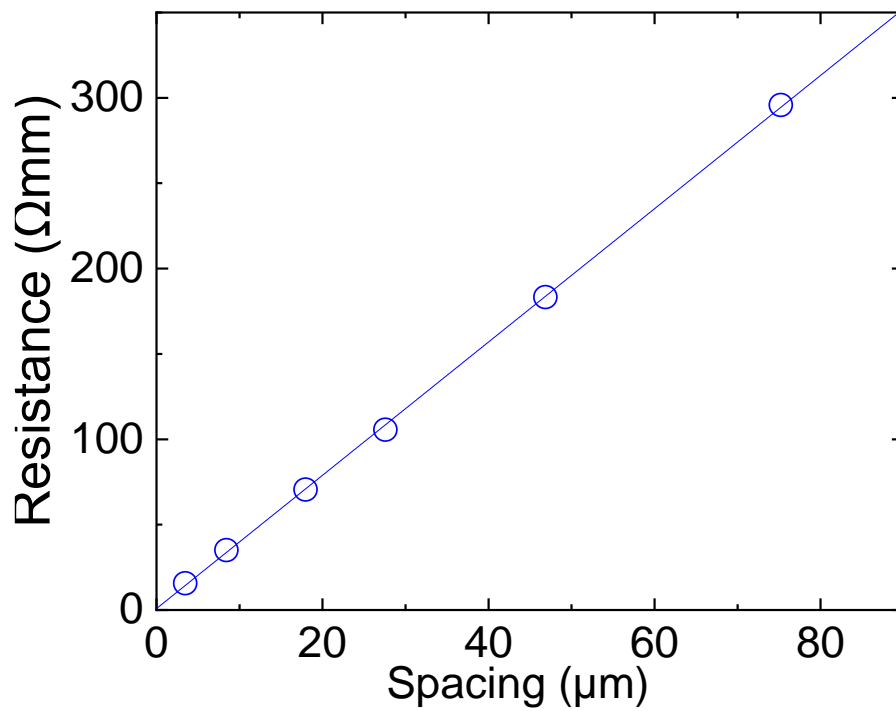


図 4- 13. Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の TLM 測定結果

図 4-12、図 4-13 の切片から接触抵抗を求めたところ、Al 組成 30%において $0.34 \text{ } \Omega\text{mm}$ 、Al 組成 50%において $0.43 \text{ } \Omega\text{mm}$ と低い接触抵抗の値が得られた。またシート抵抗は Al 組成 30%において $3.4 \text{ k}\Omega/\square$ 、50%において $3.8 \text{ k}\Omega/\square$ の値が得られた。今回得られた値と現在報告されている AlGaIn チャンネル HEMT の接触抵抗を比較した散布図を図 4-14 に示す。今回得られた接触抵抗の値はそれぞれの組成において他グループよりも 1 桁~2 桁低く、最も低い値が得られた。AlN/AlGaIn HEMT に対して d-GaN を再成長することで、AlGaIn チャンネルデバイスの課題である接触抵抗の低減に成功した。

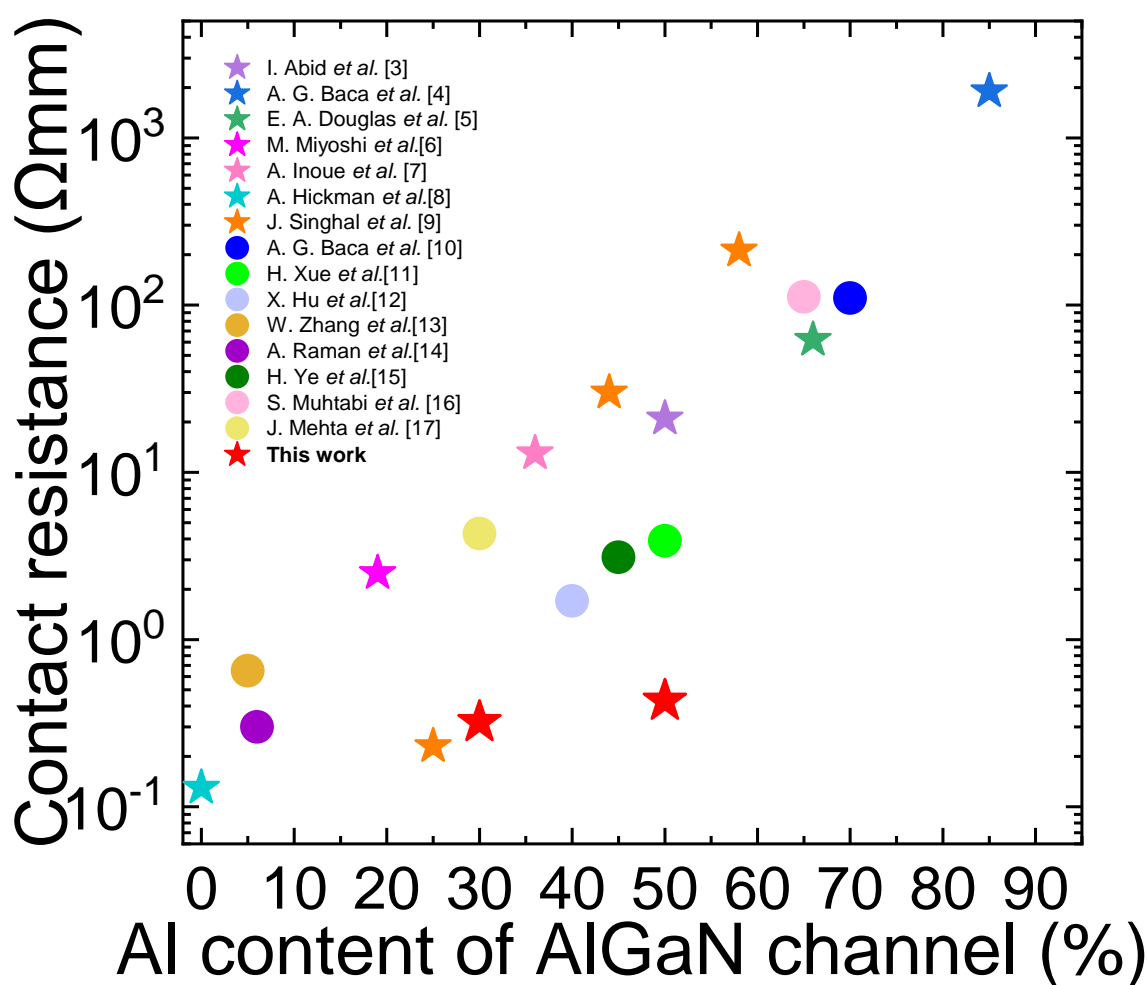


図 4-14. AlGaIn HEMT の接触抵抗の Al 組成依存性[3-17]

得られた接触抵抗をより詳細に解析するために、d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の電極部の抵抗についての評価を行う。図 4-2 に示した d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の TLM 測定パターンの模式図より、その電極部の抵抗成分は図 4-15 に示すように以下 R_1 、 R_2 、 R_3 の三つに大別できる。

R_1 : d-GaN とオーミック電極の接触抵抗

R_2 : d-GaN の抵抗

R_3 : d-GaN と 2DEG の接触抵抗

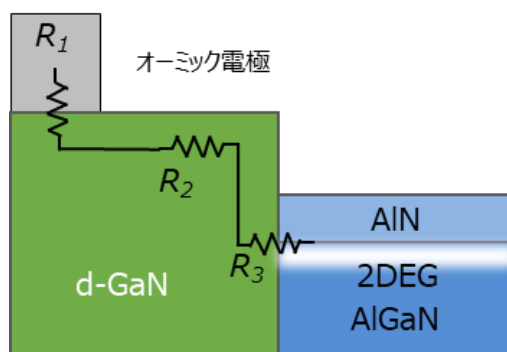


図 4- 15. d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の電極部の抵抗成分

図 4-12,図 4-13 から得られたデバイスの接触抵抗は R_1 、 R_2 、 R_3 の合計値である。 R_1 は d-GaN とオーミック電極の TLM を測定することで求まる。 R_2 に関してはオーミック電極からチャネル部分の距離と d-GaN のシート抵抗を測定することで求まる。 R_3 はデバイスの接触抵抗から R_1 と R_2 を引くことで求まる。

Al 組成 30%および 50%の AlGaN HEMT に再成長した d-GaN の R_1 を図 4-3 に示した TLM パターンから求めた。Al 組成 30%の AlGaN HEMT に再成長した d-GaN の TLM 測定結果を図 4-16 に、Al 組成 50%の AlGaN HEMT 再成長した d-GaN の TLM 測定結果を図 4-17 にそれぞれ示す。 R_1 の値は 30%において $0.13 \text{ } \Omega\text{mm}$ 、50%において $0.12 \text{ } \Omega\text{mm}$ と求まった。

続いて R_2 の値を求めた。オーミック電極から AlGaN チャネルの距離は SEM によりいずれのサンプルも $3\mu\text{m}$ と求まった。ホール効果測定の結果から Al 組成 30%の AlGaN HEMT に再成長した d-GaN のシート抵抗は $17 \text{ } \Omega/\square$ 、Al 組成 50%の AlGaN HEMT に再成長した d-GaN のシート抵抗は $15 \text{ } \Omega/\square$ と求まった。 R_2 はそれぞれの値の積を取ることでそれぞれ $0.10 \text{ } \Omega\text{mm}$ 、 $0.09 \text{ } \Omega\text{mm}$ と求まった。

R_3 は R_1 、 R_2 、 R_3 の合計値の $0.34 \text{ } \Omega\text{mm}$ と $0.43 \text{ } \Omega\text{mm}$ から R_1 、 R_2 を引くことで、Al 組成 30%において $0.11 \text{ } \Omega\text{mm}$ 、Al 組成 50%において $0.22 \text{ } \Omega\text{mm}$ と求まった。

得られた結果を表 4-1 にまとめる。合わせて、MBE 法により作製された $\text{n}^+\text{-GaN}$ 再成長 AlGaN/GaN HEMT の電極部の各抵抗成分の報告値も示す [1]。

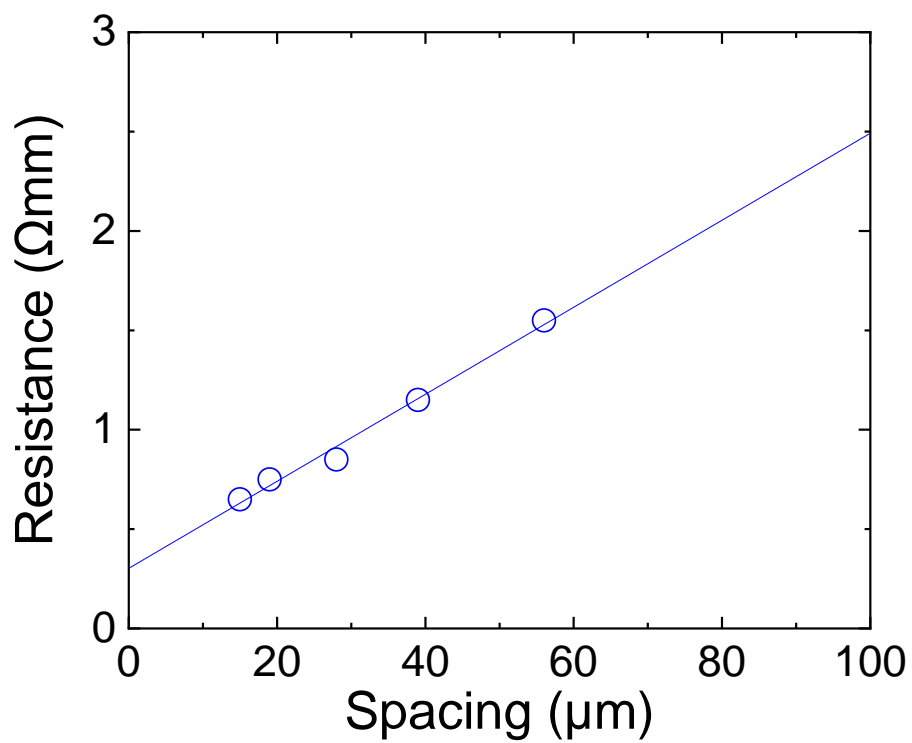


図 4- 16. Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT の TLM 測定結果

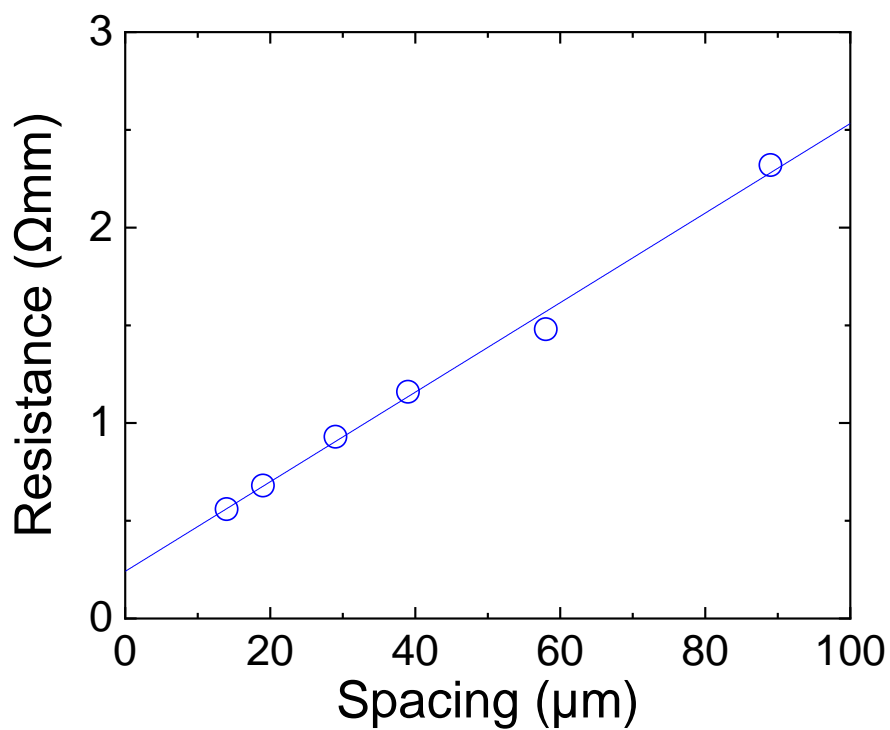


図 4- 17. Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT の TLM 測定結果

表 4- 1. GaN 再成長 HEMT の各抵抗成分

Al 組成	GaN とオーミック電極の接触抵抗 R_1	GaN の抵抗 R_2	GaN と 2DEG の接触抵抗 R_3
0% [1]	0.16 Ωmm	0.04 Ωmm	0.05 Ωmm
30%	0.13 Ωmm	0.10 Ωmm	0.11 Ωmm
50%	0.12 Ωmm	0.09 Ωmm	0.22 Ωmm

今回得られた R_1 の値は十分に低いことが分かる。d-GaN は縮退しておりほとんど金属とみなせるため、Ti/Al/Ti/Au 電極との接触抵抗は低い。n 型 GaN と Ti 系金属の接触抵抗は概ね $10^{-1}\Omega\text{mm}$ 台の接触抵抗が報告されており [18]、妥当な値が得られていることがわかる。 R_2 に関しては参考の GaN HEMT と比較して大きい値が得られているが、これはデバイス形成におけるフォトリソグラフィの精度に依存する。リソグラフィの制度を向上することや電子線描画などの微細化プロセスを用いることで更なる改善が可能である。 R_3 に関して、Al 組成の増加に伴い抵抗が増加する傾向が確認できた。次節ではこの現象について考察する。

4.4 TFE モデルによる d-GaN と AlGaIn 間のエネルギー障壁の解析

前節では d-GaN と 2DEG の接触抵抗 R_3 について、Al 組成の増加に伴い抵抗が上昇することを確認した。そこでこのような抵抗の増加について詳細に調べるために、77 K から 380 K において、接触抵抗の温度依存性を評価した。Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT と Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の各温度での TLM 測定結果を図 4-18 と図 4-19 に示す。各図の内側には切片の拡大図を示す。Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT は切片がほとんど一定の値に収束しているのに対し、Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT は温度によって切片の値が異なっていることが確認された。

図 4-18 と図 4-19 にて得られた各温度における接触抵抗の値に対して、d-GaN とオーミック電極の接触抵抗 R_1 と d-GaN の抵抗 R_2 は温度依存変化が無いと仮定して求めた d-GaN と 2DEG の接触抵抗 R_3 をプロットすると図 4-20 のようになる。Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT においては接触抵抗の温度による変化は少ないが、一方で Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT においては 77 K から室温にかけての接触抵抗の減少が確認できた。

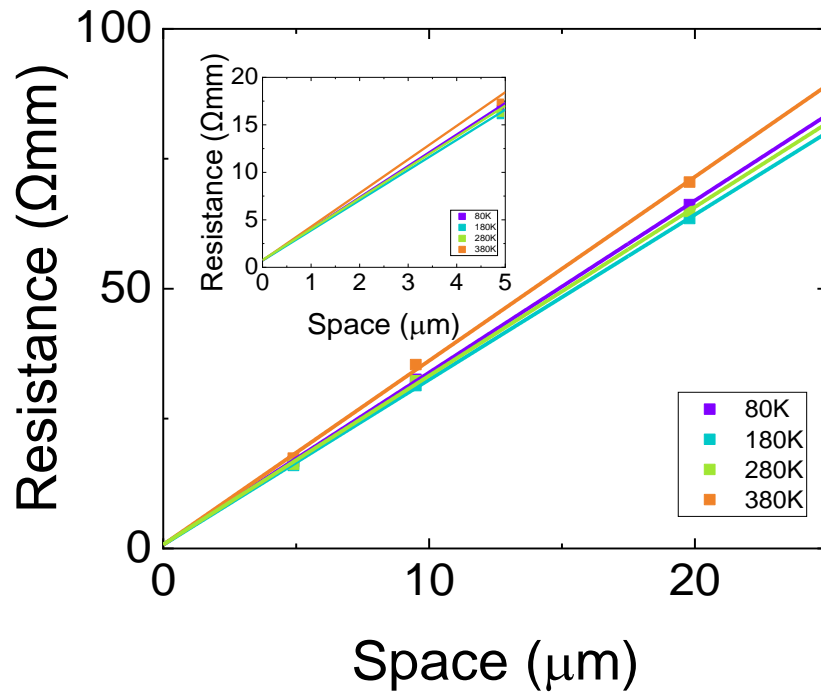


図 4- 18. Al 組成 30%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の TLM 温度依存測定

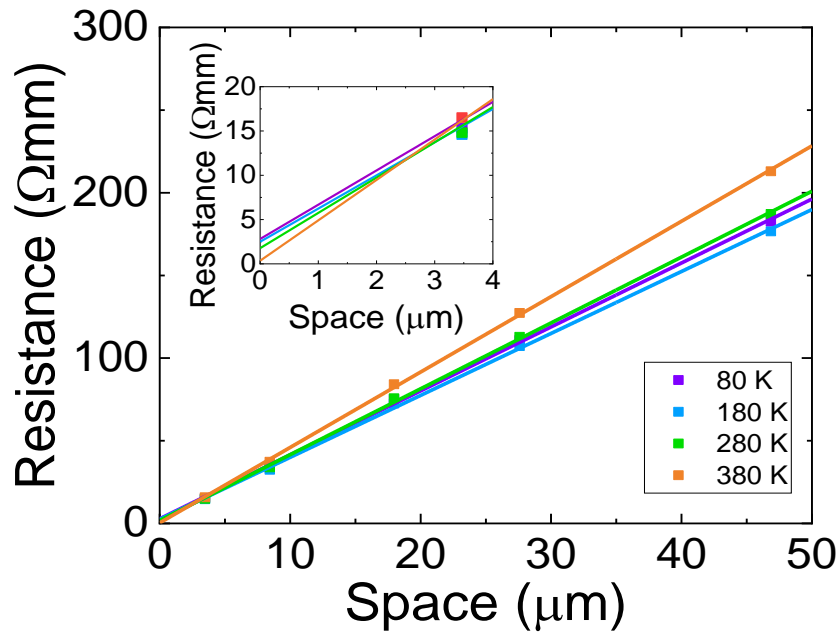


図 4- 19. Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の TLM 温度依存測定

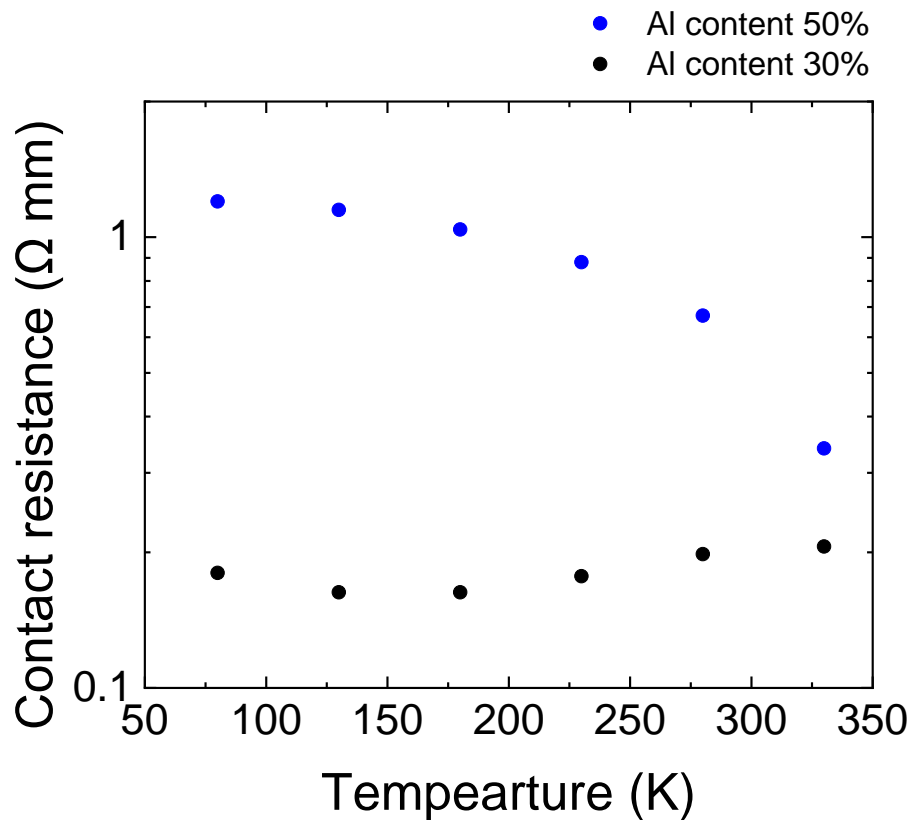


図 4- 20. d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の接触抵抗の温度依存特性

図 4-20 で得られた結果に対してそれぞれの電子輸送について考察する。今回は図 4-6 で示したような積層方向に対する接触ではなく、面内方向に対しての 2DEG への接触を考えている。図 4-23 に Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の積層方向のバンド図のイメージ、図 4-24 に面内方向の d-GaN と 2DEG の接触を考えたバンド図のイメージを示す。

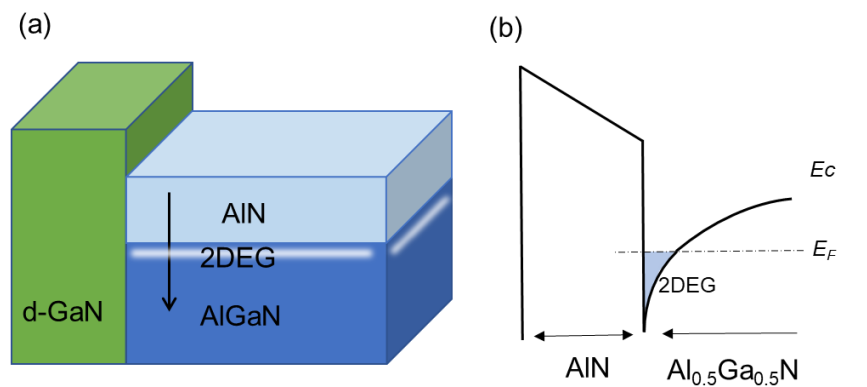


図 4- 21. (a)d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の模式図 (b)積層方向に対するバンド図のイメージ

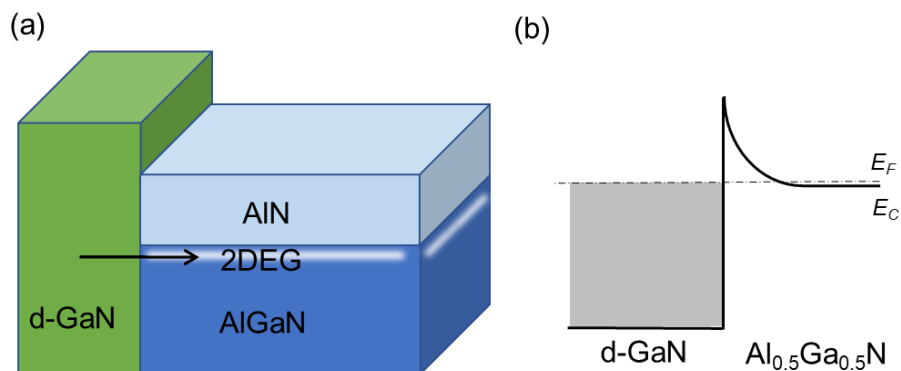


図 4- 22. (a)d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の模式図 (b)面内方向の d-GaN と AlGaN の接触に対するバンド図のイメージ

図 4-22 で示したようなバンド図のモデルをここでは仮定する。Al 組成 30%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT に対しては温度による接触抵抗は小さく、低温でも $0.1 \Omega\text{mm}$ の接触抵抗を示している。このことから図 4-23 に示すような電界放出(Field Emission: FE)モデルの電子輸送が考えられる。ここで、d-GaN は縮退しているため金属のように振舞うとみなした。

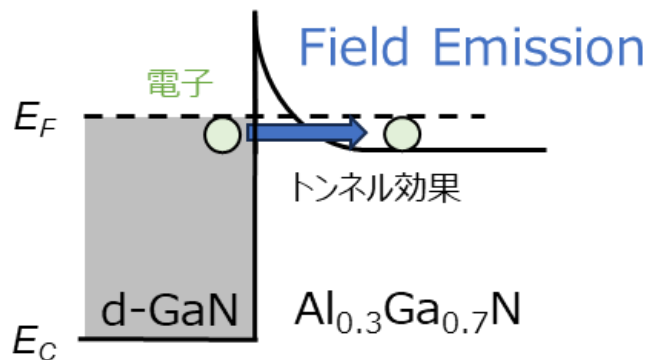


図 4- 23. Field Emission モデルを仮定した Al 組成 30%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の電子輸送

一方で、Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT に対しては 77K から室温にかけての温度上昇に伴い、接触抵抗が減少することから、d-GaN と AlGaN の間にエネルギー障壁 Φ_B の存在が示唆される。そこで図 4-24 に示すような熱電界放出(Thermal Field Emission: TFE)モデルを仮定する。

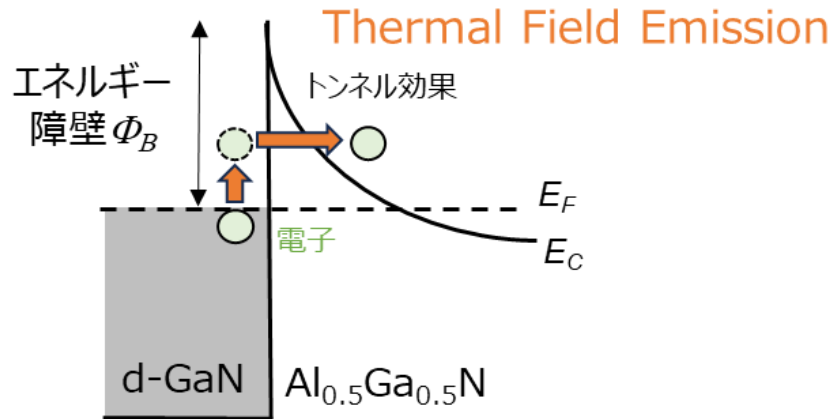


図 4- 24. Thermal Field Emission モデルを仮定した Al 組成 50% の d-GaN 再成長
AlN/AlGa_{0.5}N HEMT の電子輸送

得られた接触抵抗に対して、TLM 測定から得られた x 切片の伝搬長から特性接触抵抗を算出し、以下の式(4-16)を用いて TFE を仮定してフィッティングを行った [19]。その結果を図 4-25 に示す。フィッティングパラメーターには GaN と AlGa_{0.5}N のエネルギー障壁 ϕ_B 、伝導帯端とフェルミレベルのエネルギー差 E_n 、2DEG チャネルの電子濃度 N_D を用いた。

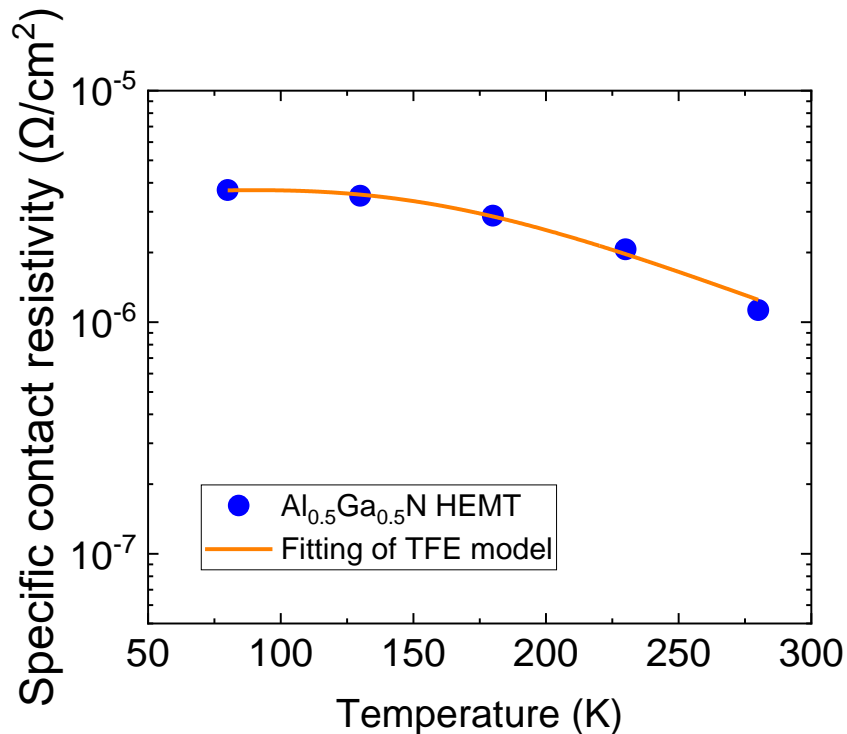


図 4- 25. Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_{0.5}N HEMT 接触抵抗の温度依存性に対する
Thermal Field Emission モデルを仮定したフィッティング結果

$$\rho_C = \left(\frac{1}{qA_{Ri}} \right) \frac{k_B^2}{\sqrt{\pi(\Phi_B + E_n)E_{00}}} \times \cosh \left(\frac{E_{00}}{k_B T} \right) \sqrt{\coth \left(\frac{E_{00}}{k_B T} \right)} \exp \left(\frac{\Phi_B + E_n}{E_0} - \frac{E_n}{k_B T} \right) \quad (4-32)$$

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{N_D}{m_n^* \varepsilon}} \quad (4-33)$$

$$E_0 = E_{00} \coth \left(\frac{E_{00}}{k_B T} \right) \quad (4-34)$$

$$A_{Ri} = \frac{4\pi m_n^* q k_B^2}{h^3} \quad (4-35)$$

$$m_n^* = 0.35 m_e \quad (4-36)$$

$$\varepsilon = 8.8 \varepsilon_0 \quad (4-37)$$

フィッティングの結果、フィッティングパラメーターは以下の値が得られた。

$$\Phi_B = 0.24 \text{ eV}$$

$$E_n = 0.03 \text{ eV}$$

$$N_D = 8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

以上の結果より、Al 組成 50%の AlGaN と d-GaN には図 4-26 に示すように 0.24 eV のエネルギー障壁が存在することが分かった。本測定で得られた結果は TFE モデルを用いた 1 次元的な解析である。より詳細な解析のためには d-GaN の接触した面に対してのエネルギー状態について解く必要がある。すなわち二次元的なシュレディンガー方程式、ポアソン方程式、連続の式を計算する必要がある。このように、実際には多くのパラメータを含むことが示唆されるが、今回の TFE モデルによる解析でエネルギー障壁が存在することが明らかになった。

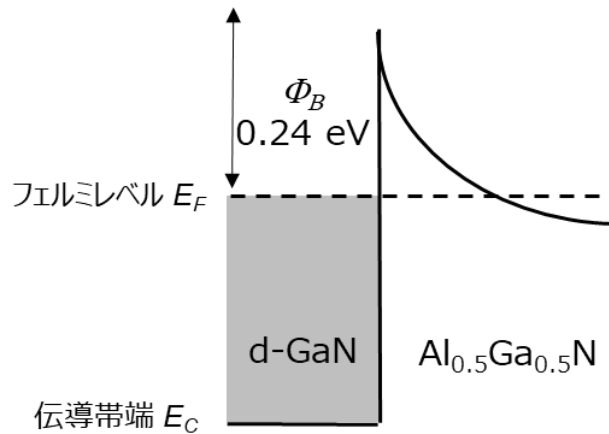


図 4- 26. Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT のエネルギー障壁

4.5 d-GaN のフェルミレベルと d-GaN による AlGaIn への電子注入の考察

前節では Al 組成 50% の AlGaIn と d-GaN には 0.24 eV のエネルギー障壁が存在することが TFE モデルのフィッティングにより明らかになった。この電子輸送をさらに解明するために、d-GaN のフェルミレベルを求める。

3 章でも述べたように縮退半導体では高濃度に不純物を添加することでフェルミレベルは上昇し、一方でバンドギャップが減少する。図 4-27 に示すように高濃度にドーピングのされた縮退半導体はフェルミレベルが上昇し、吸収端は高エネルギー側にシフトする。このような効果を Moss-Burstein 効果と呼び 1954 年に Moss [20] と Burstein [21] によって独立に発見された。高濃度に不純物を添加すると、電子濃度の増加に伴いバンドギャップエネルギーが減少する。この効果をバンドギャップナローイングと呼ぶ [22]。

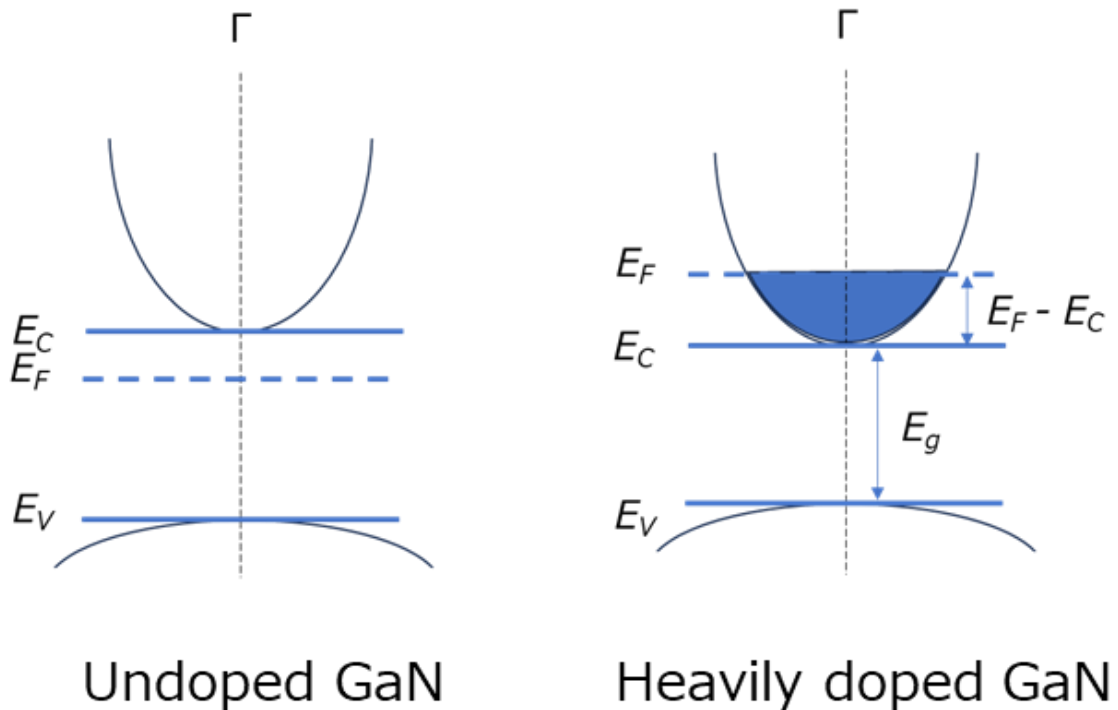


図 4-27. 非縮退半導体と縮退半導体のエネルギーバンド図

Al 組成 50% の AlGaIn に再成長した d-GaN の電子濃度はホール効果測定により $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ と求めたため、この値から非放物線バンドを仮定し、Moss-Burstein 効果とバンドギャップナローイングの考慮した以下の式から d-GaN のフェルミレベルを求める [23] [24]。式 4-22 電子濃度に対する伝導帯下端からのフェルミレベルの位置として図 4-28 のように表される。また、GaN の伝導帯の底部は主として Ga の 4s 軌道から構成されている。d-GaN のフェルミレベルの位置は伝導帯下端から 0.63 eV に位置することが求めた。

$$E_F = E_{F0} - (1 - \frac{\alpha E_{F0}}{E_g}) \quad (4-38)$$

$$E_{F0} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (4-39)$$

$$m^* = 0.22 m_0 \quad (4-40)$$

$$\alpha = \left(1 - \frac{me}{m_0}\right)^2 \quad (4-41)$$

$$E_g = E_{g0} - Kn^{-1/3} \quad (4-42)$$

ここで K は $2.4 \times 10^{-8} \text{ eV cm}$ の値を持つ経験則パラメータである。

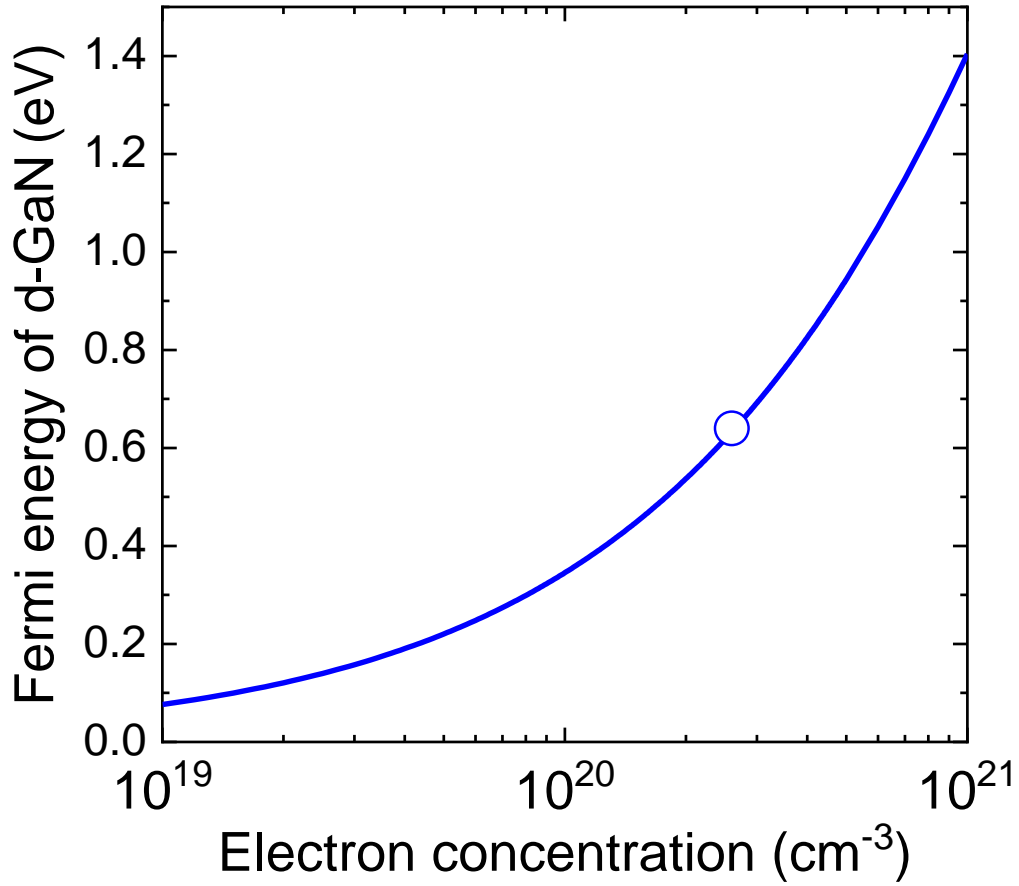


図 4- 28. d-GaN の電子濃度に対する伝導帯下端からのフェルミレベルの値

得られたフェルミレベルの値と TFE モデルによる一次元的な解析から得られたエネルギー障壁の値が適当かどうかについて考察する。GaN と AlGa_{0.5}N のバンドオフセットは、P. Reddy らによるとバンドギャップの差の 2/3 倍であることが報告されている [25]。Al 組成 50% の AlGa_{0.5}N のバンドギャップはボーイングパラメーター b を用いることで以下の式から求められる

$$E_G^{AlGaN} = xE_G^{GaN} + (1-x)E_G^{AlN} - bx(1-x) \quad (4-43)$$

ここで $b = 0.85 \text{ eV}$, $E_G^{GaN} = 3.4 \text{ eV}$, $E_G^{AlN} = 6.1 \text{ eV}$ の値を用いた。

その結果、GaN と Al 組成 50% の AlGa_{0.5}N のバンドオフセットは 0.9 eV と求まった。図 4-29 に示すように今回求めたエネルギー障壁 Φ_B と d-GaN のフェルミレベルの和は 0.87 eV と求まり、今回求めたそれぞれの値は、電子輸送を説明するのに妥当な値であることがわかった。

以上の結果から、Moss-Burstein 効果によりフェルミレベルの位置が伝導帯下端から 0.63 eV まで上昇した d-GaN が Al 組成 50% の AlGa_{0.5}N とのエネルギー障壁を 0.24 eV まで低減するため、室温で 0.43 Ωmm と他グループよりも低い接触抵抗を実現できたことが分かった。

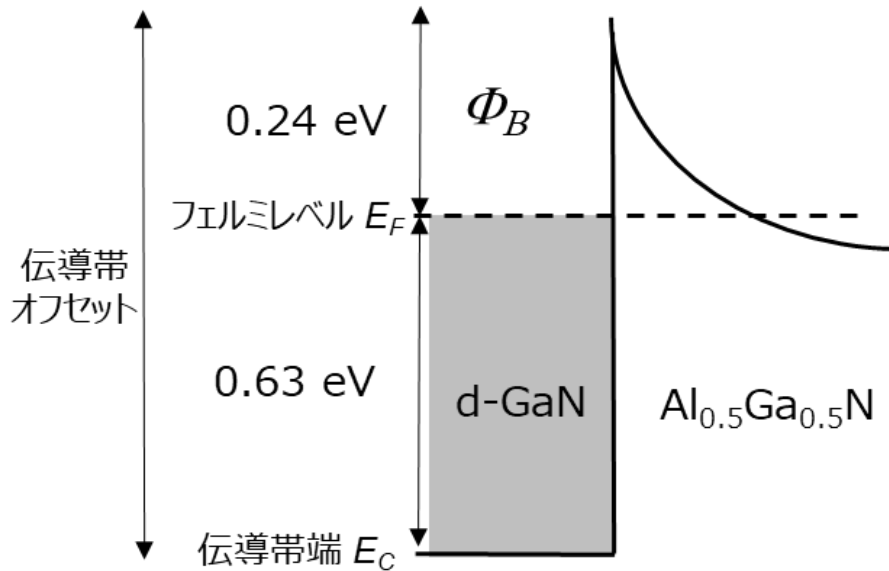


図 4-29. Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_{0.5}N HEMT のエネルギー障壁とフェルミレベルの関係

4.6 まとめ

本章では、第3章で作製した d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の接触抵抗に関する評価と d-GaN による AlGaN への電子注入のメカニズムについて論じた。Al 組成 30%および 50%の素子に対して TLM 法を用いて接触抵抗を求めたところ、室温での接触抵抗は Al 組成 30%で $0.34\ \Omega\text{mm}$ 、50%で $0.43\ \Omega\text{mm}$ と求まった。この値はそれぞれの組成において現在報告されている AlGaN HEMT の中で最も低い値である。

d-GaN による AlGaN への低抵抗な電子注入のメカニズムを解明するために、TLM 法を用いて接触抵抗の 77 K から室温までの温度依存特性を測定した。Al 組成 30%の試料においては 2DEG と d-GaN の接触抵抗は温度依存の変化が小さい一方で、Al 組成 50%の試料では 77 K から室温にかけて抵抗が減少する温度依存特性が確認できた。この温度依存特性に対して、d-GaN と Al 組成 50%の AlGaN 間にエネルギー障壁 Φ_B が存在する TFE モデルを仮定しフィッティングを行った。その結果エネルギー障壁 Φ_B は 0.24 eV の値が得られた。

この素子の d-GaN の電子濃度はホール効果測定から $2.6 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$ と求まった。電子濃度の値から、非放物線バンドを仮定して d-GaN のフェルミレベルの位置を計算したところ、d-GaN のフェルミレベルは Moss-Berstein 効果によって伝導帯下端から 0.63 eV 高い位置に存在していることが分かった。

フェルミレベルが高く実効的に仕事関数の低い d-GaN が AlGaN とのエネルギー障壁 Φ_B を 0.24 eV まで低減したことで、他グループよりも低い接触抵抗を実現できたことが分かった。

4.7 参考文献

- [1] J. GuO, G. Li, F. Faria Y. Cao, R. Wang, J. Verma, X Gao, S. Guo, E. Beam, A. Ketterson, M. Schuette, P. Saunier, M. Wistey, and D. Jena, IEEE Electron Dev. Lett. 33 525 , 2012.
- [2] A. Y. C. Yu, Solid State Electron, 13 (2) 239-247, 1970.
- [3] I. Abid, J. Mehta, Y. Cordier, J. Derluyn, S. Degroote, H. Miyake, and F. Medjdoub, Electronics 10, 635, 2021.
- [4] A. G. Baca, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, E. A. Douglas, C. A. Sanchez, M. P. King, M. E. Coltrin, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, Appl. Phys. Lett. 109, 033509, 2016.
- [5] E. A. Douglas, S. Reza, C. Sanchez, D. Koleske, A. Allerman, B. Klein, A. M. Armstrong, R. J. Kaplar, and A. G. Baca, Phys. Status Solidi A 214, 1600842 , 2017.
- [6] M. Miyoshi, A. Inoue, M. Yamanaka, H. Harada, and T. Egawa, Mater. Sci. Semicond. Process. 133, 105960 , 2021.
- [7] A. Inoue, A. Tanaka, T. Egawa, M. Miyoshi, Jpn. J. Appl. Phys. 61 SC1039, 2022.
- [8] A. Hickman, R. Chaudhuri, S. J. Bader, K. Nomoto, K. Lee, H. G. Xing, and D. Jena, , IEEE Electron Dev. Lett. 40, 1293 , 2019.
- [9] A. G. Baca, B. A. Klein, A. A. Allerman, A. M. Armstrong, E. A. Douglas, C. A. Stephenson, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, ECS J. Solid State Sci. Technol. 6, Q161, 2017.
- [10] J. Singhal, E. Kim, A. Hickman, R. Chaudhuri, Y. Cho, H. G. Xing, and D. Jena, Appl. Phys. Lett. 122, 222106, 2023.
- [11] H. Xue, S. Hwang, T. Razzak, C. Lee, G. Ortiz, Z. Xia, S. Sohel, J. Hwang, S. Rajan, A. Khan, and W. Lu, , Sol. Stat. Electron. 164, 107696, 2020.
- [12] X. Hu, S. Hwang, K. Hussain, R. Floyd, S. Mollah, F. Asif, G. Simin, and A. Khan, , IEEE Electron Dev. Lett. 39, 1568 , 2018.
- [13] W. Zhang, L. Fu, X. Liu, J. Zhang, S. Zhao, Z. Wang, and Y. Hao,, J. Electron. Dev. Soc. 9, 348 , 2021.
- [14] A. Raman, S. Dasgupta, S. Rajan, J. S. Speck, and U. K. Mishra, Jpn. J. Appl. Phys. 47, 3359 , 2008.
- [15] H. Ye, M. Gaevski, G. Simin, A. Khan, and P. Fay, Appl. Phys. Lett. 120, 103505 , 2022.
- [16] J. Mehta, I. Abid, J. Bassaler, J. Pernot, P. Ferrandis, M. Nemoz, Y. Cordier, S. Rennesson, S. Tamariz, F. Semond, F. Medjdoub, Advances in Electrical Engineering,

Electronics and Energy 3 100114, 2023.

- [17] S. Muhtadi, S. M. Hwang, A. Coleman, F. Asif, G. Simin, M. V. S. Chandrashekhar, and A. Khan,, IEEE Electron Device Lett. 38, 914, 2017.
- [18] A. Motayed, R. Bathe, M. C. Wood, O. S. Diouf, R. D. Vispute, and S. N. Mohammad, J. Appl. Phys. 93, 1087–1094 , 2003.
- [19] Z. H. Liu, S. Arulkumaran, G. I. Ng, Appl. Phys. Lett. 94, 142105, 2009.
- [20] T. S. Moss, Proc. Phys. Soc. B. 67, p775, 1954.
- [21] E. Burstein, Phys. Rev. 93, p632, 1954.
- [22] K. E. Berggren, and B. E. Semilius, Phys. Rev. B., 24, p1971, 1981.
- [23] K. Ueno, T. Fudetani, Y. Arakawa, A. Kobayashi, J. Ohta, and H. Fujioka, APL Mater., vol. 5, no. 12, p. 126102, 2017.
- [24] I. Halidou, Z. Benzarti, Z. Chine, T. Boufaden, and B. E. Jani, Microelectron. J. 32, 137 , 2001.
- [25] P. Reddy, I. Bryan, Z. Bryan, J. Tweedie, S. Washiyama, R. Kirste, S. Mita, R. Collazo, and Z. Sitar, Appl. Phys. Lett. 107, 091603, 2015.

第5章 d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の素子特性

5.1 背景

本節では3章で作製した d-GaN 再成長コンタクト AlN/AlGaN HEMT の特性について述べる。AlGaN 系デバイスは、GaN 系デバイスよりも高い絶縁破壊電圧を得られることから、高耐圧環境下での応用に期待されている。これまでの AlGaN HEMT は接触抵抗の高さから、デバイスの詳細な評価が困難であった。しかしながら4章でも述べたように、d-GaN の選択再成長技術により低抵抗な AlGaN HEMT の作製に成功したため、デバイスの詳細な解析が可能となった。具体的には、室温でのデバイスの電流電圧特性を評価に加え、デバイスの温度依存特性についても評価した。本章では AlGaN 電子素子の応用に向けて、今回作製した d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT を評価した結果について述べる。

5.2 実験方法

3章で示した手法で作製した Al 組成 30%と 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT に対して、半導体パラメータアナライザを用いた3端子測定によりデバイスの DC 特性の評価を行った。1章でも述べたように、トランジスタにはチャンネルに電圧印加を行うソース・ドレイン電極と、その電流量を調節するゲート電極から構成されるため、デバイスの評価にはそれぞれの3つ電極に端子を接続して評価を行う。また、Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の I-V 特性の 77 ~ 473 K の範囲で温度依存評価を行った。

最後に、作製したデバイスの耐圧特性の Al 組成依存性を測定するために Al 組成が 30~60%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT に対して耐圧特性評価を行った。

デバイスの素子構造と顕微鏡写真を図 5-1 に示す。

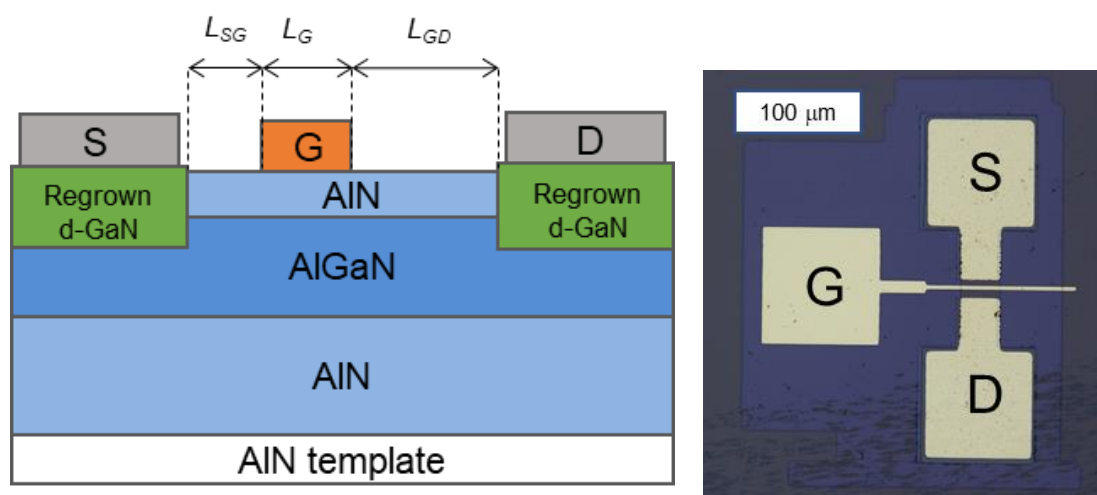


図 5- 1. d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の模式図と Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT 顕微鏡写真

ここでトランジスタの動作原理について説明する。図 5-1(a)に示したトランジスタは図 5-2 のように表すことができる。

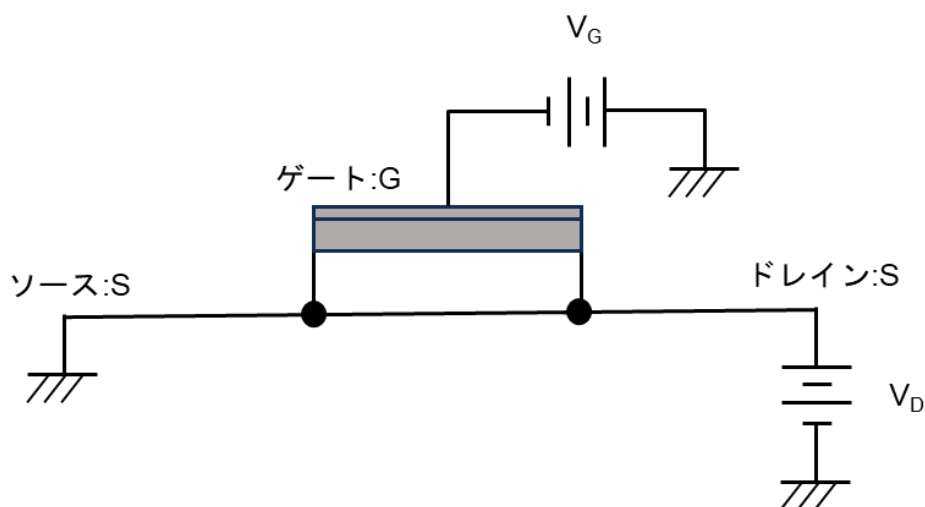


図 5-2. トランジスタの回路概要図

ソースはアースされており、ゲートとドレインの電圧はソースに対して決まる。ゲートに電圧が印加されておらず、ドレイン電圧 V_D が小さい場合、チャンネルには小さなドレイン電流が流れる。この電流はチャンネル部分の抵抗と接触抵抗を受け、オーミック接触の場合図 5-3 に示すようにドレイン電流はドレイン電圧に対して直線的に立ち上がる。この領域を線形領域とよぶ。

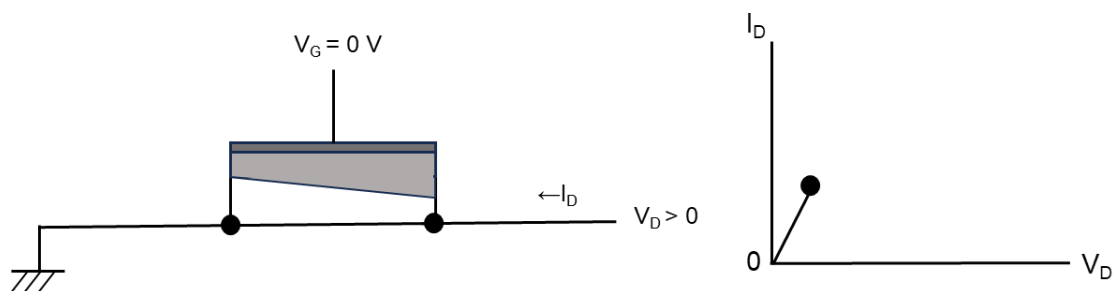


図 5-3. $V_G = 0\text{ V}$ 、 V_D が小さい場合のトランジスタの動作

灰色に塗りつぶされた領域は空乏層領域を示している。さらにドレイン電圧を増加させると、空乏層幅は図 5-4 に示すように絶縁領域にまで広がる。このようなことが起きる電圧を飽和ドレイン電圧 V_{sat} 、その時のドレイン電流を飽和ドレイン電流 I_{sat} とよぶ。この状態をピンチオフとよび、図中の点 P をピンチオフ点とよぶ。

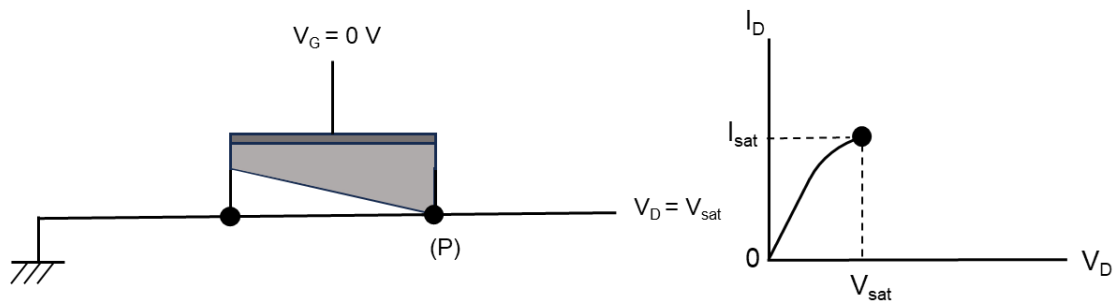


図 5- 4. $V_G = 0 \text{ V}$ 、 $V_D = V_{\text{sat}}$ の場合のトランジスタの動作

ピンチオフ点を超えて、ドレイン電圧がさらに増加すると、図 5-5 に示すように点 P はソース側に移動し、空乏層幅領域は広がる。しかしながら、点 P の電位は一定で V_{sat} に等しく、ソースから点 P までの電圧降下は変わらないため、チャネルの電流は変わらない。この領域を飽和領域と呼ぶ。

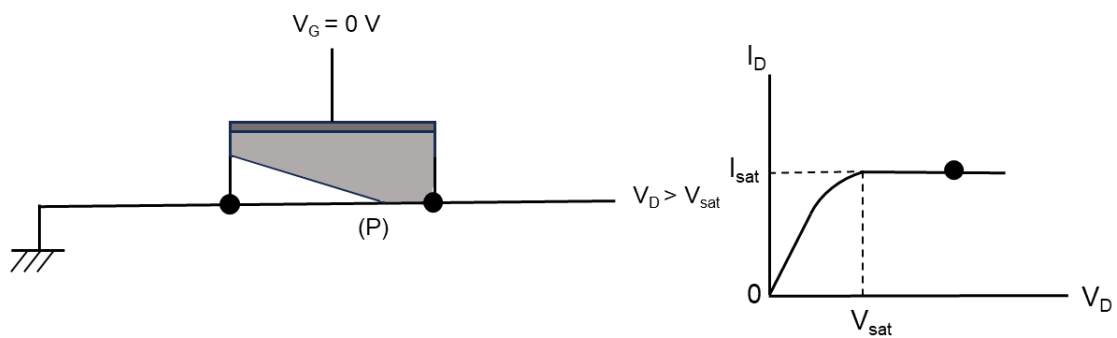


図 5- 5. $V_G = 0 \text{ V}$ 、 $V_D > V_{\text{sat}}$ の場合のトランジスタの動作

ゲートに逆方向電圧が印加されると空乏層幅が広がる。 V_D が小さい場合、空乏層幅が広がっているため、チャネルの抵抗が増加する。トランジスタの動作は図 5-6 のようになる。

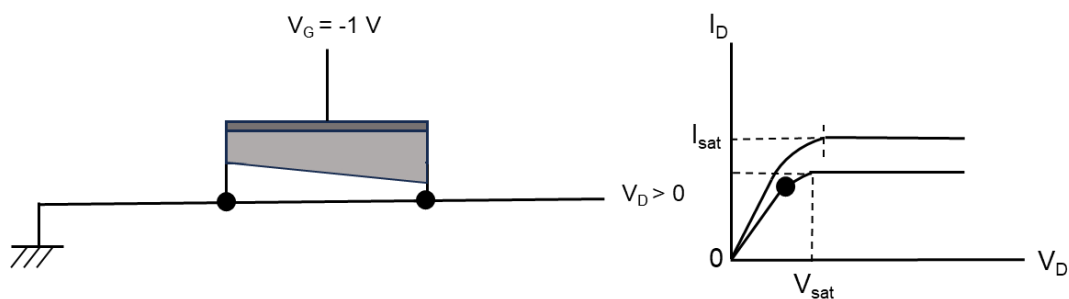


図 5- 6. $V_G = -1 \text{ V}$ 、 V_D が小さい場合のトランジスタの動作

5.3 AlN/AlGaIn HEMT の DC デバイス特性

図 5-7 と図 5-8 に室温で測定した Al 組成 30% と 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT のドレイン電流 I_D とドレイン電圧 V_D の関係を示す。 I_D に関してはチャネル幅 Z で割って得られた電流密度の値を示している。Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT はゲート電圧 V_G を 2 V から -17 V まで -2V のステップで変化させた。デバイスのゲート長は $2.4\text{ }\mu\text{m}$ ソース・ゲート間距離は $2.0\text{ }\mu\text{m}$ 、ゲート・ドレイン間距離は $6.6\text{ }\mu\text{m}$ 、チャネル幅は $11\text{ }\mu\text{m}$ である。Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT はゲート電圧 V_G を 2 V から -9 V まで -1V のステップで変化させた。デバイスのゲート長は $4.4\text{ }\mu\text{m}$ ソース・ゲート間距離は $0.6\text{ }\mu\text{m}$ 、ゲート・ドレイン間距離は $1.0\text{ }\mu\text{m}$ 、チャネル幅は $30\text{ }\mu\text{m}$ である。それぞれの距離は SEM を用いて決定した。

図 5-9 と図 5-10 には Al 組成 30% と 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT のドレイン電圧 V_D が 10 V の時のドレイン電流 I_D とゲート電圧 V_G の関係を示す。また、ゲート電圧 V_G の変化に対するドレイン電流 I_D の変化率で定義されるトランスコンダクタンス g_m も合わせて示す。

図 5-7 と図 5-8 で示した Al 組成 30% と 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の I_D - V_D 特性からはいずれも線形的な電流の立ち上がりが確認でき、良好なトランジスタのオーミック特性が得られたことがわかる。いずれのサンプルも飽和領域が確認でき一般的なトランジスタの DC 特性が得られた。Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の最大電流密度は 580 mA/mm の値が得られた。線形的に立ち上がった領域の傾きから求まるオン抵抗は $25\text{ }\Omega\text{mm}$ と求まり、低抵抗なデバイス動作が確認できた。一方で Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の最大電流密度は 250 mA/mm の値が得られた。オン抵抗は $28\text{ }\Omega\text{mm}$ と求まり、こちらも低抵抗なデバイス動作が確認できた。

Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の飽和電流密度は Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT に対しておよそ 2.3 倍の値を示す。これはデバイスの閾値電圧の違いが性能に大きく寄与していることが考えられる。デバイスの飽和電流密度の特性は次の式で近似されることが知られている。

$$\frac{I_{Dsat}}{Z} \approx \frac{\mu_n \epsilon_s}{2L(d+\Delta d)} (V_G - V_T)^2 \quad (5-1)$$

ここで Z はチャネル幅、 $d + \Delta d$ はバリア層と 2DEG の厚さ、 L はチャネルの長さ、 μ_n は電子移動度、 ϵ_s は比誘電率、 V_G はゲート電圧、 V_T は閾値電圧である。閾値電圧はトランジスタがオフする電圧のことで、図 5-7 と図 5-8 の I_D - V_G 特性から求まる。今回、Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の I_D - V_G 特性からトランジスタのオフする閾値電圧 V_T を求めたところ -16.8 V と求まった。Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の I_D - V_G 特性から V_T を求めたところ -8.6 V と求まった。特に閾値電圧を含む項は 2 乗で飽和

電流密度に対して寄与し、 $(V_G - V_T)^2$ の値は Al 組成 30%で 353.44 V²、Al 組成 50%で 112.36 V²の値をとる。電子移動度 μ_n は Al 組成 30%で 77 cm²/Vs、Al 組成 50%で 85 cm²/Vs の値が得られている。また比誘電率は GaN で 9.5 AlN で 8.5 の値をとることから、Al 組成に対して線形近似をすると Al 組成 30%で 9.2、Al 組成 50%で 9.0 の値が求まった。デバイスのチャンネルの長さはそれぞれのゲート長とソース・ゲート間距離から Al 組成 30%で 4.4 μ m Al 組成 50%で 5.0 μ m の値をとる。XRR 測定の結果から、AlN バリア層の厚さは Al 組成 30%において 32 nm、Al 組成 50%において 25 nm の値が得られている。以上の値を、式 (5-1) の右辺にそれぞれ代入して得られる比は 2.3 となり、今回得られた各デバイスの飽和電流密度の比を説明できる。

Al 組成 30%の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_xN HEMT は、 I_D - V_G 特性からオフ状態でもリーク電流は 10⁻⁵ A/mm に抑えられており、オン状態とオフ状態の比で表される I_{ON}/I_{OFF} 比は 10⁵に近い値が得られた。また、トランスコンダクタンスは V_G が-10.7 V のときに最大で 28 mS/mm の値が得られた。一方で、Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_xN HEMT の I_D - V_G 特性からトランジスタのオフする閾値電圧 V_{th} を求めたところ-8.6 V と求まった。オフ状態でもリーク電流は 10⁻⁷ A/mm に抑えられており、オン状態とオフ状態の比で表される I_{ON}/I_{OFF} 比は 10⁶を超える値が得られた。また、トランスコンダクタンスは V_G が-1.8 V のときに最大で 32 mS/mm の値が得られた。

リーク電流が Al 組成 30%の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_xN HEMT において Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_xN HEMT よりも高い値が得られている。AlGa_xN/GaN HEMT において、転位密度の増加に伴いリーク電流が増大することが報告されている [1]。2章で示したように、Al 組成 30%の AlGa_xN 層は 50%緩和していることから、AlN バリア層および AlGa_xN チャンネル層に転位が導入されている。このことから、Al 組成 30%の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_xN HEMT においてリーク電流が増大していることが考えられる。

トランスコンダクタンス g_m に関して考察する。トランスコンダクタンスは以下の式で表すことができる。

$$g_m = \frac{\partial I_{Dsat}}{\partial V_G} = \frac{Z\epsilon_s v_s}{d + \Delta d} (5-2)$$

v_s は飽和電子速度である。 v_s は等しいと仮定したとき、AlN バリア層は今回それぞれ 32 nm と 25 nm であること、またそれぞれの比誘電率から、式 (5-2) に代入して得られる比は今回得られたトランスコンダクタンスの比 1.2 に近い値をとった。式から分かるようにトランスコンダクタンスを得るにはバリア層の厚さをより薄くすれば良いことがわかる。

以上の結果からデバイスの良好なオーミック特性とスイッチング特性が確認でき、それぞれ得られる電気特性の違いはデバイスの構造の違いと電気特性の違いで説明できた。

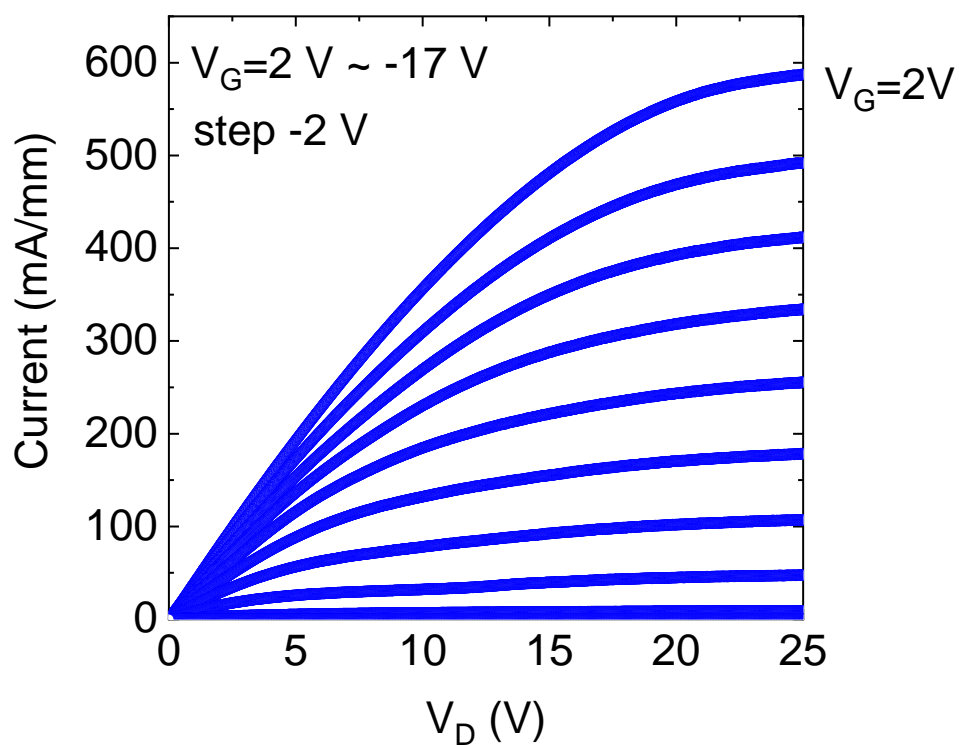


図 5- 7. Al 組成 30% の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT の I_D - V_D 特性

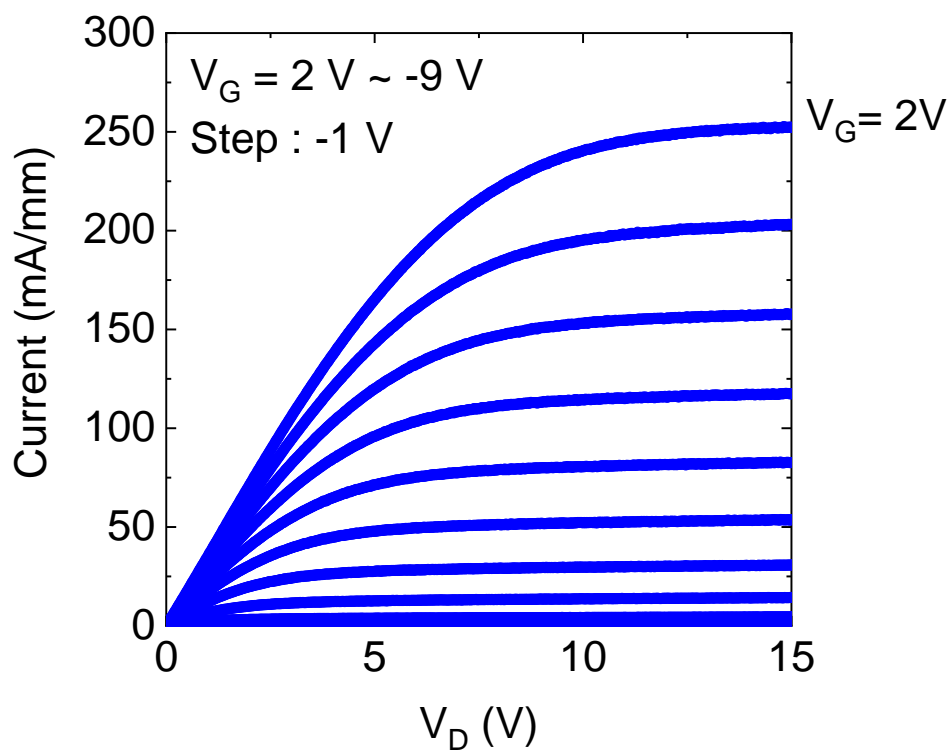


図 5- 8. Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT の I_D - V_D 特性

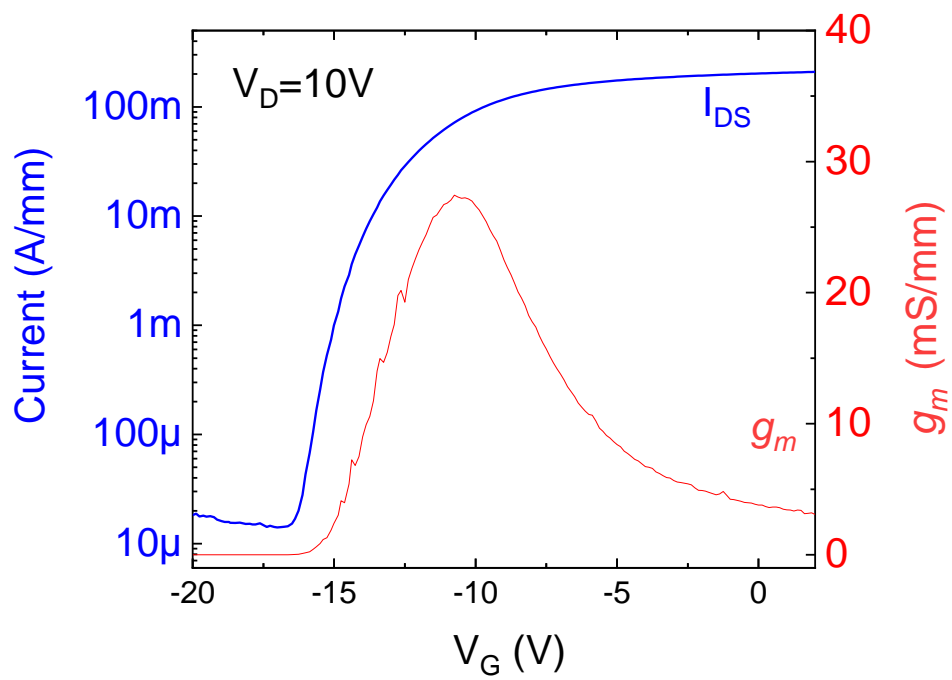


図 5- 9. Al 組成 30%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の I_D - V_G 特性

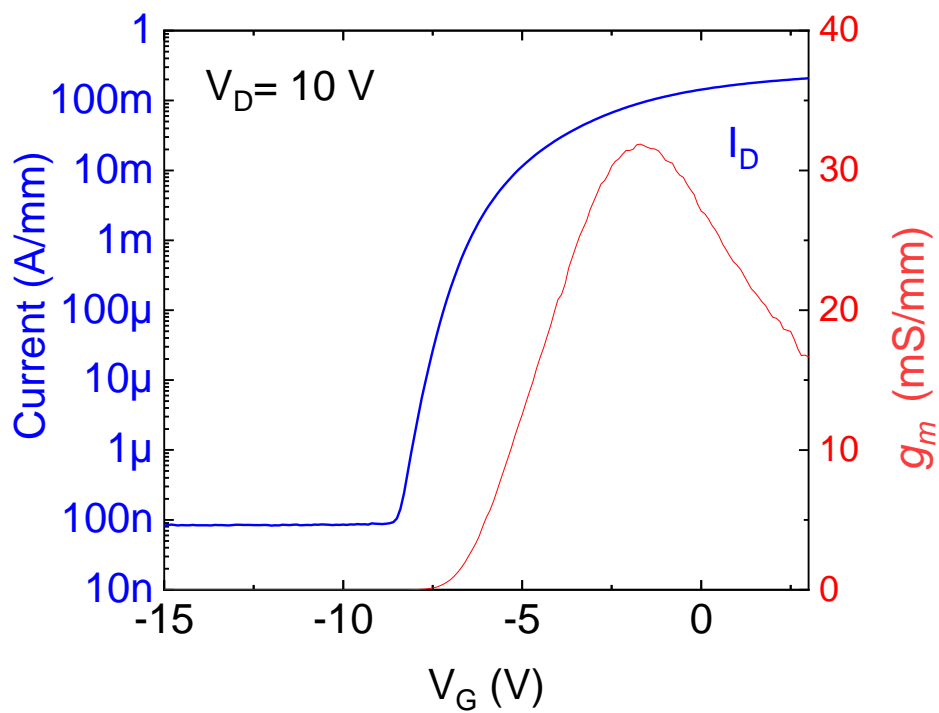


図 5- 10. Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の I_D - V_G 特性

5.4 AlN/AlGaN HEMT の温度依存特性

続いて Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT に対して 77~473 K の範囲で測定したデバイスの I-V 特性を図 5-11 に示す。測定に用いたデバイスのゲート長は 3.0 μm ソース・ゲート間距離は 5.0 μm 、ゲート・ドレイン間距離は 6.0 μm 、チャンネル幅は 30 μm である。それぞれの距離は SEM を用いて決定した

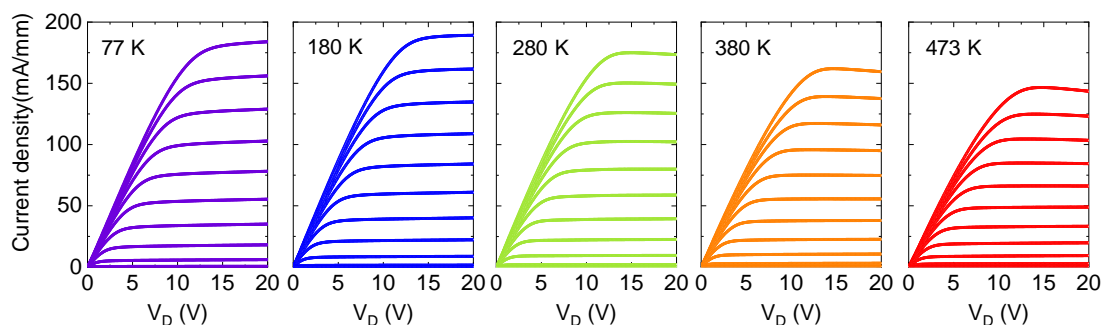


図 5- 11. Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の I_D - V_D 温度依存特性

測定温度域において電流は電圧に対して線形的な立ち上がりを示し、良好なオーミック接触が確認できる。温度上昇に伴い、飽和電流密度がドレイン電圧の増加に対してわずかに減少する電流コラプスが確認できた。この減少は AlGaIn/GaN HEMT でも確認されている現象で、デバイスの膜界面や結晶欠陥に起因するトラップに電子が捕獲されることにより生じる [2]。AlGaIn/GaN HEMT では温度上昇に伴い AlGaIn バリア層のキャリアトラップにより電流コラプスが生じることが等温容量過渡分光法と深い準位過渡分光法による解析から報告されている [3]。本デバイスの電流コラプスについても、AlN バリア層によるキャリアトラップが考えられるが、詳細な評価が必要である。図 5-6 の I_D - V_D 特性から得られたオン抵抗と、ホール効果測定により得られたシート抵抗について測定温度域についてまとめたグラフを図 5-12 に示す。

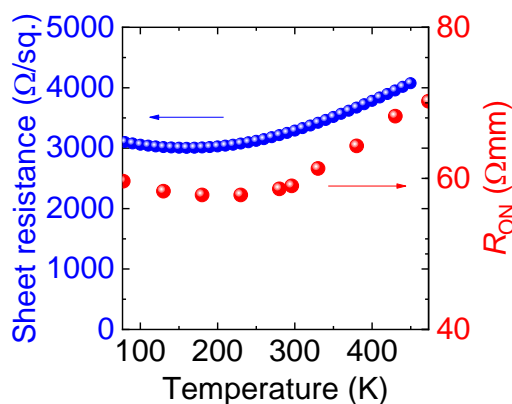


図 5- 12. Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT のシート抵抗とオン抵抗の温度依存特性

473 K でのオン抵抗 R_{on} は室温に対して 17%の増加にとどまっていることが分かった。AlGaIn/GaN HEMT では 473 K においてオン抵抗が室温に対して 50%増加することが報告されている [4]。オン抵抗は式 5-3 に示すように、シート抵抗 R_{SH} と接触抵抗 R_C の要素から成る。

$$R_{on} = R_{SH} + 2R_C \quad (5-3)$$

第 4 章で、Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の接触抵抗は室温で 0.43 Ω mm と求まった。この値はオン抵抗に対して無視できる。そのため、図 5-7 に示された温度上昇に伴うオン抵抗の増加はシート抵抗の増加によることがわかった。このシート抵抗の増加は式 5-4 で示される極性光学フォノン散乱に起因することが知られている [5, 6]。

$$\mu_{POP} = \frac{137q \exp(T_{LO}/T)}{2m^* \sqrt{\frac{m^* c_{Light}^2}{2k_B T_{LO}} \left[\frac{1}{\epsilon_\infty \epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon_s \epsilon_0} \right] \omega_0}} \quad (5-4)$$

ここで、 c_{Light} は光速、 T_{LO} はデバイ温度、 ϵ_∞ は高周波誘電率、 m^* は電子の有効質量である。

図 5-13 に Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/Al_{0.5}Ga_{0.5}N HEMT の I_D - V_G 温度依存特性を示す。 I_{on}/I_{off} 比は最大で 10^7 を超える値を示し良好なスイッチング特性が確認でき GaN HEMT では 463 K において $\sim 10^{-4}$ A/mm のリーク電流が報告されているが [7]、AlN/Al_{0.5}Ga_{0.5}N HEMT は 473 K においても $\sim 10^{-7}$ A/mm に抑えられていることを確認した。AlGaIn/GaN HEMT では温度上昇に伴うリーク電流の原因はゲート電極と AlGaIn 界面のドナー型トラップの形成によるショットキー障壁の薄層化が挙げられ、温度上昇に伴いショットキー障壁を電子が TFE によりゲート電極に流れ込むためにリークが生じることが知られている [8]。AlN は AlGaIn と比較して電子親和力が小さいことから高いショットキー障壁を形成している。AlN 膜中に仮にドナー型のトラップが形成されていたとしても、電子は高いショットキー障壁を超えることができないことが示唆される。そのため Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/Al_{0.5}Ga_{0.5}N HEMT では温度を上昇しても AlGaIn/GaN HEMT よりもリーク電流を抑えられていることが考えられる。

図 5-14 には Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT のトランスコンダクタンスの温度依存特性を示す。トランスコンダクタンスの減少は 473 K においても 15%にとどまっており、AlGaIn/GaN HEMT では 30%の減少が報告されている [7]。

以上の結果は今回作製した AlN/AlGaIn HEMT が高温環境下での十分なデバイス動作に期待できることを示している。

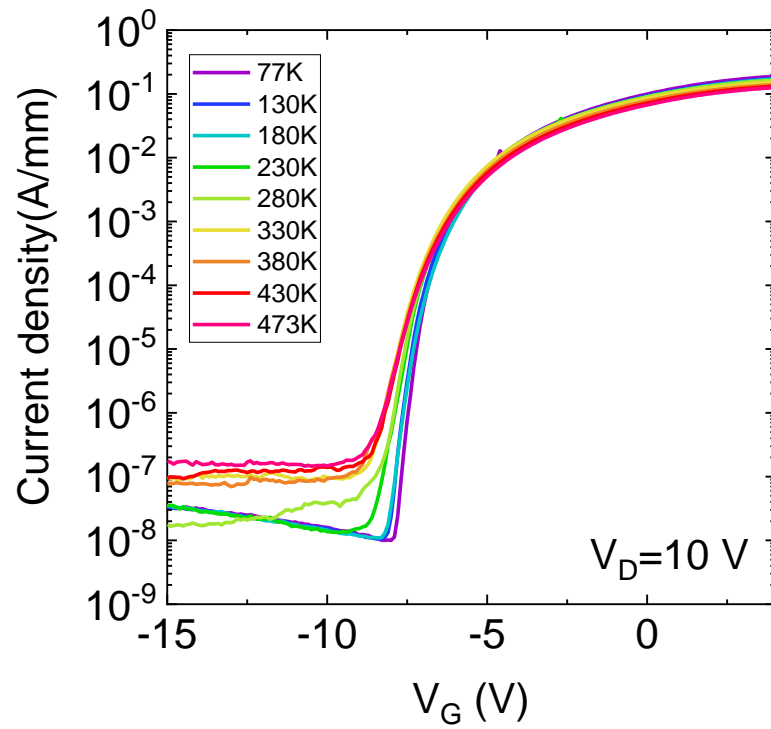


図 5- 13. Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT の I_D - V_G 温度依存特性

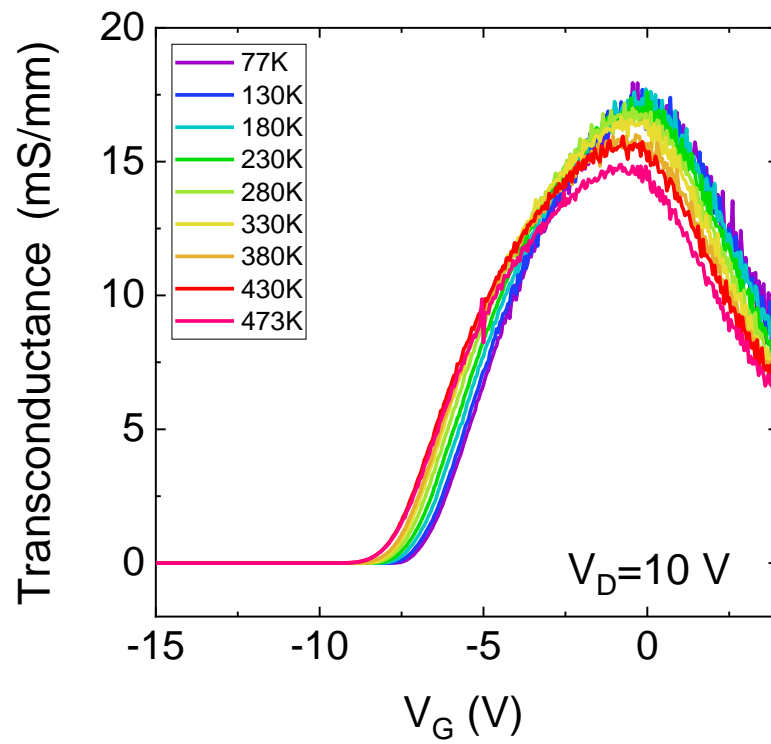


図 5- 14. Al 組成 50%の d-GaN 再成長 AlN/AlGaIn HEMT のトランスコンダクタンスの温度依存特性

5.5 AlN/AlGaN HEMT の耐圧特性

最後に、作製した d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の耐圧測定結果を示す。図 5-15 には Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の絶縁破壊電圧の測定結果を示す。測定に用いたデバイスのゲート長は $4.4\ \mu\text{m}$ ソース・ゲート間距離は $3.8\ \mu\text{m}$ 、ゲート・ドレイン間距離は $5.4\ \mu\text{m}$ 、チャンネル幅は $30\ \mu\text{m}$ である。それぞれの距離は SEM を用いて決定した。Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT はリーク電流を $200\ \text{nA/mm}$ に抑えたまま $1635\ \text{V}$ の絶縁破壊電圧を示した。図中のプロットは各ゲート・ドレイン間距離で得られた絶縁破壊電圧をプロットしたものである。この傾きから絶縁破壊電界を求めることができ、 $3.0\ \text{MV/cm}$ の値が得られた。

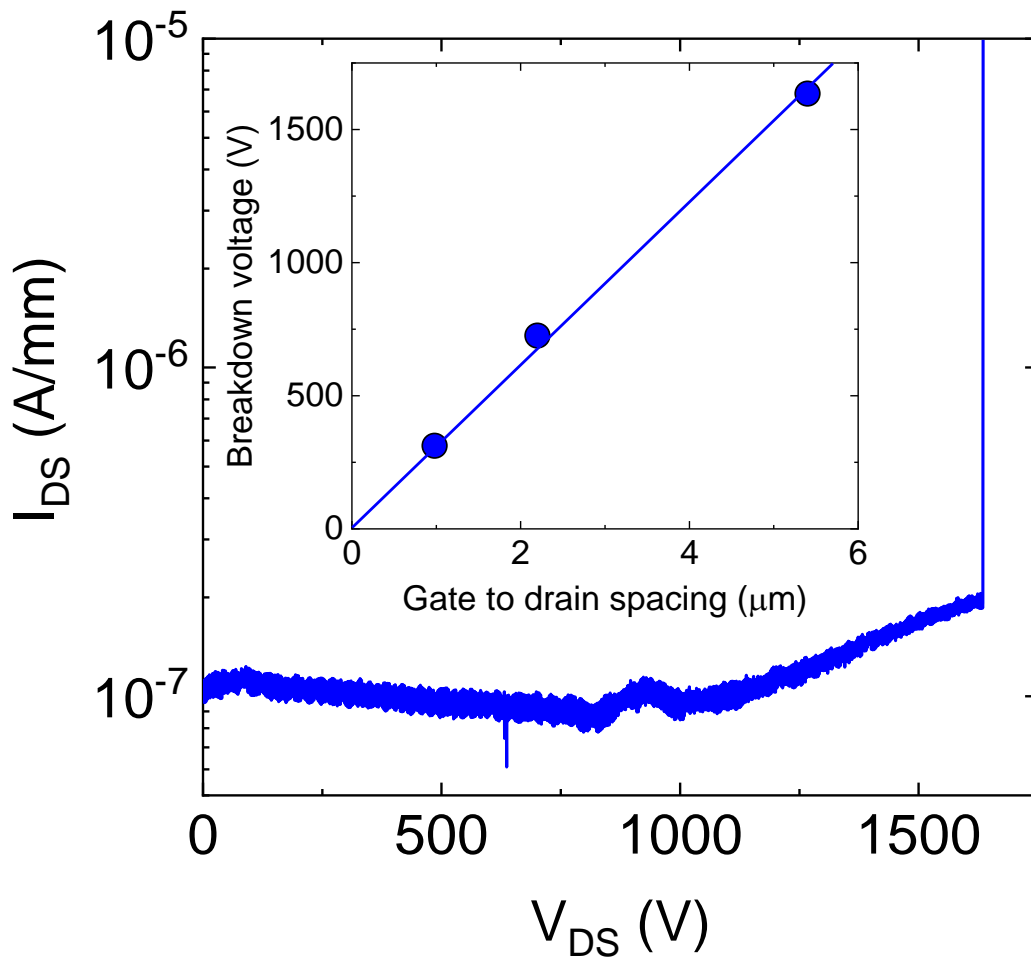


図 5- 15. Al 組成 50% の d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の絶縁破壊電圧の測定結果

同様の手法を用いて、Al 組成 30%から 60%において d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT の絶縁破壊電界を求めた。その結果を図 5-16 に示す。合わせて、現在報告されている AlGa_N 系トランジスタの絶縁破壊電界も示す。今回作製した素子は、Al 組成の増加に対して、絶縁破壊電界が増大する傾向が確認できた。また、d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT Al 組成 60%において最も高い 5.4 MV/cm の値が得られ、Al 組成 40%の d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT において 4.0 MV/cm の値が得られた。いずれの組成に対しても他グループと比較して比較的高い絶縁破壊電界の値を得られたことが分かった。このような高耐圧性を示す素子が得られたのは、スパッタリング法によりミスフィット転位の導入が抑えられたコヒーレントな AlN/AlGa_N 構造を作製できたことが考えられる。しかしながら、絶縁破壊の機構に関しては解明されていないことが多いため、AlN/Sapphire テンプレート基板よりも転位密度の小さいバルク AlN 基板に AlN/AlGa_N HEMT を作製し、転位密度と絶縁破壊電圧の関係を調べるなどの検討が必要である。また、素子の更なる高耐圧化のためには、より Al 組成の高いデバイスを作製することや、フィールドプレート構造を適用するといったデバイス構造の最適化を検討することも必要である。

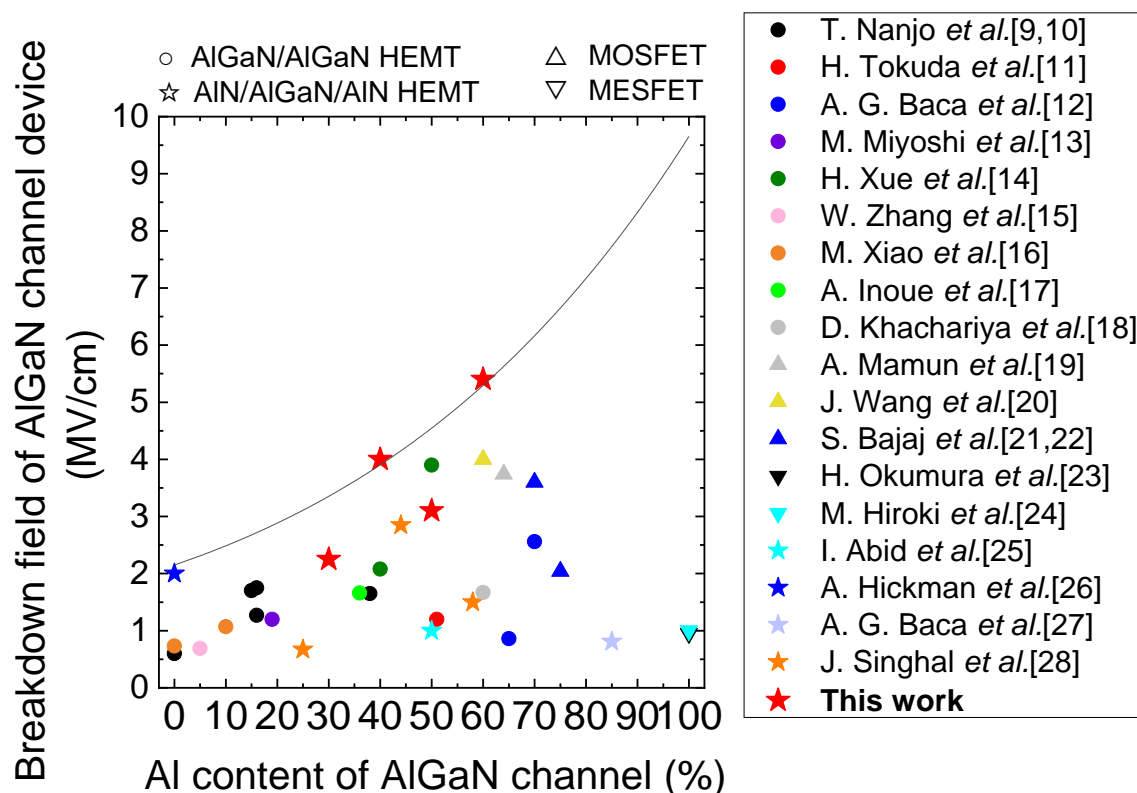


図 5- 16. AlGa_N 系トランジスタの絶縁破壊電界の Al 組成依存性[9-28]

最後に絶縁破壊電圧と特性オン抵抗の値から 1.4.1 でも述べたバリガの性能指数(Baliga's Figure of Merit: BFOM)を今回作製したデバイスについて求める。また併せて、現在報告されている高 Al 組成($\text{Al} \geq 50\%$) AlGaN 系トランジスタの BFOM の値を表 5-1 に示す。今回作製したデバイスの BFOM の値は 243 MWcm^{-2} と他のグループと比較して比較的高い値を示していることがわかる。BFOM は耐圧に対してオン抵抗で割ることによって求まる。絶縁破壊電圧上昇のためにはゲート・ドレイン間距離を長くする必要があるが、その分チャンネルの距離が長くなるためオン抵抗にシート抵抗の成分を含む割合が高くなる。そのため、オン抵抗を低減するためにシート抵抗の低減が必要不可欠である。図 5-17 にはオン抵抗と絶縁破壊電圧の関係も示す。今回得られた試料は 1635 V と比較的高い絶縁破壊電圧を示しており、接触抵抗を低減したことからオン抵抗も 1000 V を超える絶縁破壊電圧を示す素子の中で低い値に位置することが分かった。一方で、各半導体材料の理論物性値の線からはいずれの値も改善の余地があるため、更なる低抵抗化、高耐圧化が必要である。

表 5- 1 高 Al 組成 AlGaN 系トランジスタのバリガの性能指数

Al 組成 (%)	絶縁破壊電圧 (V)	特性オン抵抗 (Ωcm^2)	BFOM (MW cm^{-2})
50 [本研究]	1635	1.1×10^{-2}	243
51 ^[11]	1800	1.89×10^{-1}	9
60 ^[18]	850	3.50×10^{-2}	125
60 ^[20]	3000	4.32×10^{-2}	108
64 ^[19]	959	2.26×10^{-3}	460
70 ^[12]	493	2.84×10^{-3}	87
70 ^[21]	620	1.28×10^{-3}	125

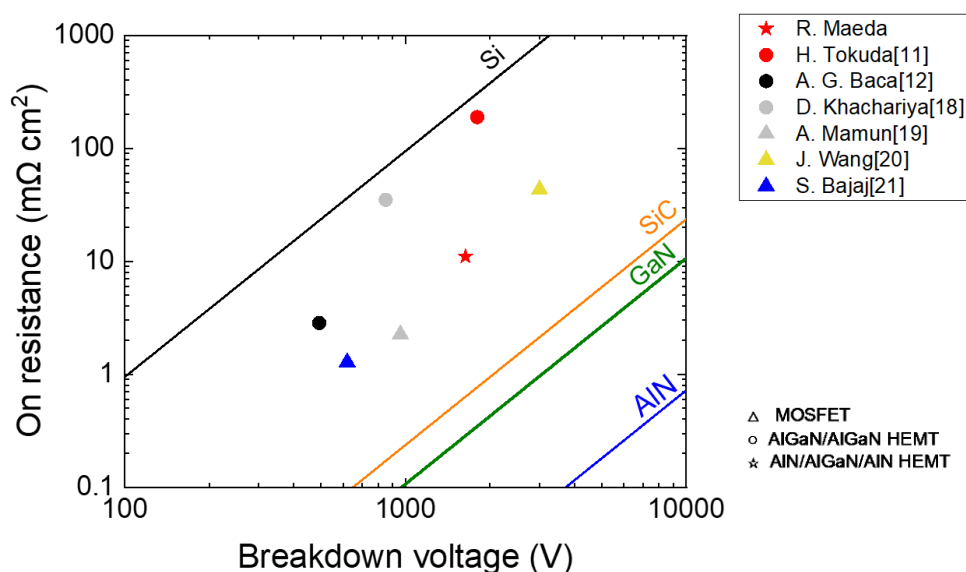


図 5-17. AlGaN 系トランジスタの絶縁破壊電界の Al 組成依存性[11,12,18-21]

5.6 まとめ

本章では、d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT の素子特性について論じた。I-V 測定により、Al 組成 30%と 50%の素子について評価したところ、電流は電圧に対して線形的な立ち上がりを示し、良好なオーミック特性が確認できた。Al 組成 50%の AlN/AlGa_N HEMT の I-V 特性について 77~473 K の範囲での温度依存特性を評価したところ、測定温度全域にわたってオーミック特性を示した。473 K での最大電流密度は室温に対して 17%の減少にとどまっていた。この減少は、温度上昇に伴うシート抵抗の増加によることがホール効果測定で温度依存測定から分かった。このような抵抗の増加はフォノン散乱により AlGa_N の電子移動度が減少することに起因する。各温度におけるドレイン電流とゲート電圧の関係を測定したところ、素子のオン状態とオフ状態の電流密度の比である I_{on}/I_{off} 比は最大で 10^7 を超える値を示し、良好なスイッチング特性が確認できた。473 K においてもオフ状態時のリーク電流は $\sim 10^{-7}$ A/mm に抑えられていることを確認した。

作製した AlN/AlGa_N HEMT の耐圧特性についても評価したところ、スパッタリング法で作製した AlN/AlGa_N HEMT は Al 組成 60%において 5.4 MV/cm の絶縁破壊電界の値を示した。この値は現在報告されている AlGa_N 系トランジスタの中で最も大きい値である。またバリガの性能指数は 50%のサンプルにおいて現在報告されている AlGa_N 系トランジスタの中で比較的高い 243 MV/cm の値が得られた。

以上の結果は d-GaN 再成長 AlN/AlGa_N HEMT は高温環境下及び高電圧での動作が可能であり、次世代パワーエレクトロニクスに応用に十分期待できることを示している。

5.7 参考文献

- [1] S. Besendörfer, E. Meissner, and J. Friedrich, Appl. Phys. Express 15 095502, 2022.
- [2] T. Mizutani, Y. Ohno, M. Akita, S. Kishimoto, and K. Maezawa, IEEE Trans. on Electron. Dev., 50, no.10 , 2003.
- [3] K. Akahori, A. Otake, S. Nakano, R. Kuze, K. Yamanaka and H. Taguchi, MES2017, 2D1-2, 2017.
- [4] P. Kordos, D. Donoval, M. Florovic, J. Kovac, and D. Gregusova, Appl. Phys. Lett., 92, pp. 152113, 2008.
- [5] J. Simon, A. K. Wang, H. Xing, S. Rajan, and D. Jena, Appl. Phys. Lett. 88, 042109 , 2006.
- [6] E. C. H. Kyle. S. W. Kaun, P. G. Burke, F. Wu, Y. .R Wu and J. S. Speck, J. Appl. Phys. 115, 193702 , 2014.
- [7] R. Gaska, Q. Chan, J. Yang, A. Osinsky, M. A. Kahn and M. S. Shur, IEEE Electron Device Lett., 18, pp. 492 , 1997.
- [8] H. Sasaki, Y. Kamo and K. Kadoiwa, *Mitsubishi Denki Giho*, 第 卷 89, 第 5, p. 19, 2015.
- [9] T. Nanjo, M. Takeuchi, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, Appl. Phys. Lett. 92, 263502, 2008.
- [10] T. Nanjo, A. Imai, Y. Suzuki, Y. Abe, T. Oishi, M. Suita, E. Yagyu, and Y. Tokuda, IEEE Trans. Electron Devices 60, 1046, 2013.
- [11] H. Tokuda, M. Hatano, N. Yafune, S. Hashimoto, K. Akita, Y. Yamamoto, and M. Kuzuhara, Appl. Phys. Express 3, 121003, 2010.
- [12] A. G. Baca, B. A. Klein, A. A. Allerman, A. M. Armstrong, E. A. Douglas, C. A. Stephenson, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, ECS J. Solid State Sci. Technol. 6, Q161, 2017.
- [13] M. Miyoshi, A. Inoue, M. Yamanaka, H. Harada, and T. Egawa, Mater. Sci. Semicond. Process. 133, 105960 , 2021.
- [14] H. Xue, S. Hwang, T. Razzak, C. Lee, G. Ortiz, Z. Xia, S. Sohel, J. Hwang, S. Rajan, A. Khan, and W. Lu, , Sol. Stat. Electron. 164, 107696, 2020.
- [15] W. Zhang, L. Fu, X. Liu, J. Zhang, S. Zhao, Z. Wang, and Y. Hao,, J. Electron. Dev. Soc. 9, 348 , 2021.
- [16] M. Xiao, J. Zhang, X. Duan, W. Zhang, H. Shan, J. Ning, and Y. Hao, IEEE Electron

Device Letters 39 (8), , 2018.

- [17] A. Inoue, A. Tanaka, T. Egawa, M. Miyoshi, Jpn, J. Appl. Phys. 61 SC1039, 2022.
- [18] D. Khachariya, S. Mita, P. Reddy, S. Dangi, J. H. Dycus, P. Bagheri, M. H. Breckenridge, R. Sengupta, S. Rathkanthiwar, R. Kirste, E. Kohn, and Z. Sitar , Appl. Phys. Lett. 120, 172106 , 2022.
- [19] A. Mamun, K. Hussain, R. Floyd, D. Alam, M. Chandrashekhar, G. Simin, and A. Khan, Appl. Phys. Express 16 061001, 2023.
- [20] J. Wang, H. Zhou, S. Alghamdi, J. Zhang, X. Zheng and Y. Hao, IEEE Electron Device Lett. 43 2141, 2022.
- [21] S. Bajaj, A. Allerman, A. Armstrong, T. Razzak, V. Talesara, W. Sun, S. H Sohel, Y. Zhang, W. Lu, A. R. Arehart, F. Akyol, and S. Rajan, IEEE Electron Device Letters 39 (2), 2017.
- [22] S. Bajaj, F. Akyol, S. Krishnamoorthy, Y. Zhang, and S. Rajan , Applied Physics Letters 109 (13), 2016.
- [23] H. Okumura, S. Suihkonen, J. Lemettinen, A. Uedono, Y. Zhang, D. Piedra, and T. Palacios, Japanese Journal of Applied Physics 57, 04FR11, 2018.
- [24] M. Hiroki, Y. Taniyasu, and K. Kumakura, IEEE Electron Dev Lett, 43, 3,, 2022.
- [25] I. Abid, J. Mehta, Y. Cordier, J. Derluyn, S. Degroote, H. Miyake, and F. Medjdoub, Electronics 10, 635, 2021.
- [26] A. Hickman, R. Chaudhuri, S. J. Bader, K. Nomoto, K. Lee, H. G. Xing, and D. Jena, , IEEE Electron Dev. Lett. 40, 1293 , 2019.
- [27] A. G. Baca, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, E. A. Douglas, C. A. Sanchez, M. P. King, M. E. Coltrin, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, Appl. Phys. Lett. 109, 033509 , 2016.
- [28] J. Singhal, E. Kim, A. Hickman, R. Chaudhuri, Y. Cho, H. G. Xing, and D. Jena, Appl. Phys. Lett. 122, 222106, 2023.

第 6 章 まとめと今後の展望

AlN 及び AlN と GaN の混晶である AlGaN は高温厳環境、電動航空機や宇宙空間用途の小型・軽量な高効率全固体電力変換素子や高出力通信素子として期待されている。特に AlN/AlGaN ヘテロ構造は各結晶の自発分極とピエゾ分極により界面に 2 次元電子ガスを誘起し、高耐圧半導体媒質中に良質な電子伝導チャネルを形成する。そのため AlN/AlGaN ヘテロ構造は AlGaN 高電子移動度トランジスタ (AlGaN HEMT) への応用が期待される。

AlGaN HEMT の作製には電子注入のために 2DEG へ接触する電極の形成が必要である。従来の金属合金アニールによる電極形成は AlGaN の電子親和力が低いことや熱化学的安定性が高いために 2DEG への電氣的な接触が本質的に困難である。そのため現在報告されている AlGaN HEMT は接触抵抗が高く、素子の実用化には AlGaN への低抵抗な電子注入が大きな課題となっている。

このような課題に対して、スパッタリング法を用いて作製可能な n 型縮退 GaN (degenerate GaN: d-GaN) に着目した。d-GaN は 10^{20} cm^{-3} 台の電子濃度と低い抵抗率を示し、電子親和力の小さい AlGaN 材料への接触抵抗の低減に有利な可能性がある。そこで本研究ではスパッタリング法を用いて作製した AlN/AlGaN ヘテロ構造に対して、電極部への d-GaN の選択再成長というアプローチから AlGaN HEMT を作製し、AlGaN への電子注入のメカニズム解明とその電子素子の諸特性の評価を目的とした。

以下に本研究で得られた知見を各章ごとにまとめる。

第 1 章では GaN を始めとした 13 族窒化物半導体の結晶成長技術や電子素子応用に関する現状について述べた後に、AlGaN を用いた次世代高耐圧電子素子の応用とその課題について論じている。以上の背景を踏まえた上で、AlN 上に作製した AlN/AlGaN ヘテロ構造についての利点に着目し、本研究の目的を明確化した。

第 2 章では AlN/Sapphire テンプレート基板へのスパッタリング法を用いた AlN のエピタキシャル成長と AlN/AlGaN ヘテロ構造の作製について論じられている。一般に薄膜の結晶性は下地基板の結晶性を引き継ぐため、結晶性に優れた AlN/AlGaN ヘテロ構造の実現には、下地の AlN 層の結晶性の向上が必要不可欠である。そこで最初にスパッタリング法により良好な構造特性の得られる AlN 薄膜の条件検討を行った。その後 Al 組成の異なる AlN/AlGaN ヘテロ構造を作製し、その構造特性と電気特性に関して Al 組成依存性を評価した。Al 組成が 50% までの試料において、AlGaN 薄膜は AlN に対して a 軸を揃えてコヒーレントに成長しており、ミスフィット転位の発生は抑えられていた。AlN/AlGaN ヘテロ界面には電子の蓄積が確認でき、77 K から室温にかけてシートキャリア密度の温度依存性が無かった。実験的に得られたシートキャリア密度は自発分極とピエゾ分極の計算によって説明できる値であった。以上の結果から AlN/AlGaN ヘテロ界面には 2DEG が誘起されていることが確認できた。スパッタリング法により構造特性と電気特性に優れた AlN/AlGaN ヘテロ構造を作製できた。

第 3 章では、AlN/AlGaN ヘテロ構造に対しての d-GaN の選択再成長プロセスの開発に

について論じている。フォトリソグラフィと SiO_2 ハードマスクを用いた d-GaN のエピ・ポリ同時成長プロセスにより、d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の作製を行った。フッ酸溶液を用いた SiO_2 ハードマスクのリフトオフによって、HEMT の電極部に対して d-GaN の選択的形成を実現した。電子線後方散乱回折による測定から、微小領域に再成長した d-GaN は単結晶であることがわかった。微小領域に再成長した d-GaN は 10^{20} cm^{-3} 超える電子濃度と $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ を超える電子移動度を実現しており、低抵抗な電気特性を示した。以上の結果は d-GaN 選択再成長プロセスが HEMT の電極部の形成に適用可能であることを示している。

第4章では、第3章で作製した d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の接触抵抗に関する評価と d-GaN による AlGaN への電子注入のメカニズムについて論じている。Al 組成 30% および 50% の素子に対して Transfer Length Methods (TLM) 法を用いたところ、室温での接触抵抗は Al 組成 30% で $0.34 \Omega\text{mm}$ 、50% で $0.43 \Omega\text{mm}$ と求まった。この値はそれぞれの組成において現在報告されている AlGaN HEMT の中で最も低い値である。d-GaN による AlGaN への低抵抗な電子注入のメカニズムを解明するために、TLM 法を用いて接触抵抗の 77 K から室温までの温度依存特性を測定した。Al 組成 30% の試料においては 2DEG と d-GaN の接触抵抗は温度依存の変化が小さい一方で、Al 組成 50% の試料では 77 K から室温にかけて抵抗が減少する温度依存特性が確認できた。この温度依存特性に対して、d-GaN と Al 組成 50% の AlGaN 間にエネルギー障壁 Φ_B が存在する Thermal Field Emission (TFE) モデルを仮定しフィッティングを行った。その結果エネルギー障壁 Φ_B は 0.24 eV の値が得られた。この素子の d-GaN の電子濃度はホール効果測定から $2.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ と求まった。電子濃度の値から、非放物線バンドを仮定して d-GaN のフェルミレベルの位置を計算したところ、d-GaN のフェルミレベルは Moss-Berstein 効果によって伝導帯下端から 0.63 eV 高い位置に存在していることが分かった。フェルミレベルが高く実効的に仕事関数の低い d-GaN が AlGaN とのエネルギー障壁 Φ_B を 0.24 eV まで低減したことで、他グループよりも低い接触抵抗を実現できたことが分かった。

第5章では、d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT の素子特性について論じている。電流電圧 (I-V) 測定により、Al 組成 30% と 50% の素子について評価した。電流は電圧に対して線形的な立ち上がりを示し、良好なオーミック特性が確認できた。Al 組成 50% の AlN/AlGaN HEMT の I-V 特性について 77~473 K の範囲での温度依存特性を評価したところ、測定温度全域にわたってオーミック特性を示した。473 K での最大電流密度は室温に対して 17% の減少にとどまっていた。この減少は、温度上昇に伴うシート抵抗の増加によることがホール効果測定の温度依存測定から分かった。このような抵抗の増加はフォノン散乱により AlGaN の電子移動度が減少することに起因する。各温度におけるドレイン電流とゲート電圧の関係を測定したところ、素子のオン状態とオフ状態の電流密度の比である I_{on}/I_{off} 比は最大で 10^7 を超える値を示し、良好なスイッチング特性が確認できた。473 K においてもオフ状態時のリーク電流は $\sim 10^{-7} \text{ A/mm}$ に抑えられていることを確認した。

作製した AlN/AlGaN HEMT の耐圧特性についても評価した。スパッタリング法で作製した AlN/AlGaN HEMT は Al 組成 60%において 5.4 MV/cm の絶縁破壊電界の値を示した。この値は現在報告されている AlGaN 系トランジスタの中で最も大きい値である。以上の結果は d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT は高温環境下及び高電圧での動作が可能であり、次世代パワーエレクトロニクスに応用に十分期待できることを示している。

以上、本研究はスパッタリング法による結晶成長技術を用いて AlN/AlGaN ヘテロ構造の作製とその薄膜の結晶性の高品質化、及び d-GaN 再成長プロセス技術の開発を通して、低抵抗な AlGaN への電子注入の実現とそのメカニズム解明、AlGaN を用いた高耐圧電子素子の評価について述べたものである。スパッタリング法により構造特性および電気特性に優れた結晶性の高い AlN/AlGaN ヘテロ構造を実現した。SiO₂ ハードマスクを用いたスパッタリング法による d-GaN 再成長プロセスを開発し、微小領域への低抵抗な d-GaN の選択再成長を実現した。TFE モデルを仮定することで d-GaN と Al 組成 50%の AlGaN には 0.24 eV のエネルギー障壁が存在することが分かった。Moss-Burstein 効果によりフェルミレベルの上昇した d-GaN は、GaN と AlGaN のエネルギー障壁を 0.24 eV まで低減し、低抵抗な AlGaN への電子注入を実現することがわかった。d-GaN 再成長 AlN/AlGaN HEMT は耐熱・耐圧に優れた素子特性を示した。

本論文で得られた知見は、厳環境応用に向けた超高耐圧・高出力 AlGaN 素子の実現に向けて一役担うものと考えられる。

謝辞

本論文に執筆した研究を遂行するにあたって、5年間にわたり丁寧なご指導・ご助言を賜りました東京大学工学系研究科 応用化学専攻教授 藤岡洋先生に謹んで感謝申し上げます。藤岡先生には不自由のない実験環境や、学会発表を始めとする勉強と成長の機会を数多く提供していただきました。コロキウムの際には的確な助言をしていただき、半導体の結晶成長やデバイスについての基礎や実験結果の考察、方針の検討など、研究者として必要なことを多く学ばせていただきました。本研究を博士論文としてまとめることができたのは、ひとえに藤岡先生の多大なご指導とご支援のおかげです。ここに深く感謝いたします。

上野耕平助教には、研究が始まった日から常に暖かくご指導いただき深く感謝いたします。実験結果に対するディスカッションや発表スライドのチェックなど、研究のあらゆる面でお世話になりました。私の知識の浅さや見通しの甘さから負担をかけることが多かったと思いますが、辛抱強くご指摘いただきありがとうございました。深く感謝の意を表します。

小林篤先生(現 東京理科大学准教授)には、コロキウムや日々の研究生活で様々なご指摘を頂きました。理科大に着任されてからも気にかけていただき、特に ICNS-14 の学生イベント開催にあたっては多くの助言とご指導をありがとうございました。深くお礼申し上げます。

技官の高野早苗様には、日々の研究生活において様々なサポートをしていただき、深く感謝しております。薬品の在庫管理や講習などの事務手続き、廃液処理や空調など、多くのご負担とご迷惑をおかけしましたが、我々が円滑に研究を行える環境を整えていただきありがとうございました。

学術支援職員の小田浩人様にはクリーンルームでのプロセス関連の装置類・薬品類の使い方や EB 蒸着の装置の使い方を教えていただき大変お世話になりました。博士1年の冬頃からはデバイスの作製を請け負っていただきました。小田様の多大なサポートにより円滑に本研究を遂行することができました。ここに記して深くお礼申し上げます。

秘書の中村桂子様には日ごろの事務手続きについて大変お世話になりました。私の注意不足等から多くのご迷惑をおかけしたと思いますが、こうして私が博士論文を執筆、製本できたのは中村様の支えがあったからだと思います。深く感謝申し上げます。

藤岡研究室でお世話になったスタッフ・卒業生・学生の皆様には日ごろの研究生活でお世話になりました。この場を借りて深くお礼申し上げます。特に、修士課程同期の森川創一朗様(現 東京エレクトロン株式会社)、後輩の西川祐人様(現 三菱ケミカル株式会社)、高山明都様(現 SONY 株式会社)には卒業後もプライベートで気にかけていただきありがとうございました。学生時代の皆様の日々の研究姿勢には影ながら刺激を受けており、博士課程を過ごすうえでの活力となっていました。深く感謝申し上げます。

後輩の小坂鷹生氏はテーマも近く、日々の議論や装置のメンテナンスなどお世話になりました。深くお礼申し上げます。今後も学位取得に向けて頑張ってくださいと思います。

5年間の研究を支えてくれた藤岡研究室の N チャンバーをはじめとする実験装置たちに

も感謝申し上げます。

ICNS-14 の学生イベント開催にあたって共にスタッフとして運営に携わった学生の皆様、ご指導いただいた先生方に感謝いたします。

また、博士課程の3年間にわたって奨学金の経済的援助をしてくださった日本化学工業協会、並びに参画されている化学企業の関係者の皆様にこの場を借りて厚く御礼申し上げます。

最後に、日ごろから精神的・経済的に支えてくれた両親と妻に感謝いたします。

2023 年 12 月 前田亮太

研究業績

学術論文

本論文に関するもの

- [1] R. Maeda, K. Ueno, A. Kobayashi and H. Fujioka
“AlN/Al_{0.5}Ga_{0.5}N HEMTs with heavily Si-doped degenerate GaN contacts prepared via pulsed sputtering”
Appl. Phys. Express **15** 031002 (2022)

- [2] R. Maeda, K. Ueno, A. Kobayashi and H. Fujioka
“Temperature-dependent characteristics of AlN/Al_{0.5}Ga_{0.5}N HEMTs with highly-degenerate n-type GaN regrown ohmic contacts”
physica status solidi (a), in preparation

関連論文

- [1] R. Maeda, K. Ueno and H. Fujioka
“Pulsed sputtering selective epitaxial formation of highly degenerate n-type GaN ohmic contacts for GaN HEMT applications”
Appl. Phys. Express, **17** 011006 (2024)

国際学会

- [1] R. Maeda, T. Kozaka, K. Ueno, A. Kobayashi and H. Fujioka
“Selectively regrown heavily Si-doped degenerate GaN contact to AlN/AlGa_{0.5}N HEMTs prepared via pulsed sputtering”
14th International Conference on Nitride Semiconductors, November 12-17, Fukuoka (Japan), GR9-4 (2023)

- [2] T. Kozaka, R. Maeda, K. Ueno and H. Fujioka
“Fabrication of AlN/AlGa_{0.5}N/AlN multi-channel structures with sputtering-regrown highly degenerate n⁺-Ga_{0.5}N ohmic contacts”
14th International Conference on Nitride Semiconductors, November 12-17, Fukuoka (Japan), GR9-1 (2023), **invited**

国内学会

- [1] 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「パルススパッタ堆積法による AlN/AlGa_xN ヘテロ構造の作製と評価」
第 12 回 ナノ構造・エピタキシャル成長講演会 2020 年 7 月 31 日
- [2] 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「コヒーレント AlN/AlGa_xN ヘテロ構造の作製とトランジスタ応用」
第 68 回 応用物理学会 春季学術講演会 2021 年 3 月 18 日
- [3] 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「スパッタ法による n⁺-Ga_{0.5}N 再成長コンタクト AlN/AlGa_xN HEMT の作製」
第 82 回 応用物理学会 秋季学術講演会 2021 年 9 月 10 日
- [4] 紀平俊矢, 前田亮太, 小林篤, 上野耕平, 藤岡洋
「表面平坦化処理を施した AlN 上への NbN エピタキシャル成長」
第 82 回 応用物理学会 秋季学術講演会 2021 年 9 月 10 日
- [5] 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「AlN/AlGa_xN HEMT へのスパッタ再成長 n⁺-Ga_{0.5}N 低抵抗コンタクトの形成」
第 13 回ナノ構造・エピタキシャル成長講演会 2021 年 12 月 3 日
- [6] 前田亮太, 西川祐人, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「AlN/Al_{0.5}Ga_{0.5}N ヘテロ界面へのスパッタ再成長高濃度縮退 n⁺-Ga_{0.5}N オーミック
コンタクトの形成」
第 69 回応用物理学会春季学術講演会 2022 年 3 月 22 日
- [7] 前田亮太, 西川祐人, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「スパッタ再成長高濃度縮退 n⁺-Ga_{0.5}N オーミックコンタクト AlN/Al_xGa_{1-x}N
HEMT の特性評価」
第 69 回応用物理学会春季学術講演会 2022 年 3 月 25 日
- [8] 西川祐人, 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「スパッタ法による高濃度縮退 n 型 AlGa_xN 薄膜の成長と評価」
第 69 回応用物理学会春季学術講演会 2022 年 3 月 25 日

- [9] 前田亮太, 西川祐人, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「スパッタ法による $\text{AlN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ヘテロ構造への高濃度縮退 $n^+\text{-AlGaN}$ (d-AlGaN) オーミックコンタクトの形成」
第 83 回応用物理学会秋季学術講演会 2022 年 9 月 20 日
- [10] 西川祐人, 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「スパッタ法で作製した高濃度 Si 添加 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 薄膜の光学特性評価」
第 83 回応用物理学会秋季学術講演会 2022 年 9 月 20 日
- [11] 西川祐人, 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「スパッタ法で作製した高濃度 n 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 薄膜の特性」
第 14 回ナノ構造・エピタキシャル成長講演会 2022 年 11 月 25 日
- [12] 西川祐人, 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「スパッタ法による高 Al 組成 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ への高濃度縮退 n 型ドーピング」
第 70 回応用物理学会春季学術講演会 2023 年 3 月 18 日
- [13] 小坂鷹生, 前田亮太, 上野耕平, 藤岡洋
「d-GaN 選択成長技術を用いた AlN/AlGaN マルチチャネル構造の特性評価」
第 15 回ナノ構造・エピタキシャル成長講演会 2023 年 6 月 15 日
- [14] 前田亮太, 小坂鷹生, 上野耕平, 藤岡洋
「スパッタ法により作製した $\text{AlN}/\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$ HEMT の耐圧特性評価」
第 84 回応用物理学会秋季学術講演会 2023 年 9 月 21 日
- [15] 小坂鷹生, 前田亮太, 上野耕平, 藤岡洋
「 AlN/AlGaN マルチチャネル構造ショットキーバリアダイオード」
第 84 回応用物理学会秋季学術講演会 2023 年 9 月 21 日
- [16] 小坂鷹生, 前田亮太, 上野耕平, 藤岡洋
「スパッタ法による Al-rich AlGaN マルチチャネルダイオードの作製」
第 71 回応用物理学会春季学術講演会 2024 年 3 月 発表予定
- [16] 前田亮太, 上野耕平, 小林篤, 藤岡洋
「スパッタ法により作製した縮退 GaN 再成長コンタクトを有する AlN/AlGaN HEMT」
第 71 回応用物理学会春季学術講演会 2024 年 3 月 招待公演予定

受賞

- [1] 第 12 回 ナノ構造・エピタキシャル成長講演会
「パルススパッタ堆積法による AlN/AlGaN ヘテロ構造の作製と評価」
日本結晶成長学会ナノエピ分科会発表奨励賞, 2020 年 7 月 31 日

- [2] 14th International Conference on Nitride Semiconductors
“Selectively regrown heavily Si-doped degenerate GaN contact to AlN/AlGaN HEMTs prepared via pulsed sputtering”
Best Student Award, November 17th, 2023

- [3] 第 45 回 (2023 年度) 応用物理学会論文賞
“AlN/Al_{0.5}Ga_{0.5}N HEMTs with heavily Si-doped degenerate GaN contacts prepared via pulsed sputtering”, Appl. Phys. Express **15** 031002 (2022).
応用物理学会論文奨励賞, 2024 年 2 月 1 日