

Title	多端子ホール測定および高周波測定によるオーミック金属 下半導体の特性評価法とその応用
Author(s)	瓜生, 和也
Citation	
Issue Date	2023-03
Type	Thesis or Dissertation
Text version	ETD
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10119/18431">http://hdl.handle.net/10119/18431</a>
Rights	
Description	Supervisor:鈴木 寿一, 先端科学技術研究科, 博士

博士論文

多端子ホール測定および高周波測定による  
オーミック金属下半導体の特性評価法とその応用

瓜生 和也

主指導教員 鈴木 寿一

北陸先端科学技術大学院大学  
先端科学技術研究科 [マテリアルサイエンス]

令和5年3月

## Abstract

For all kinds of semiconductor devices, formation of Ohmic contacts is a key technological element. In general, electrical properties of semiconductors are modified by formation of Ohmic-metals; the sheet resistance, the carrier concentration, the carrier mobility, and the depletion width under the formed Ohmic-metals differ from those before the formation. In order to clarify mechanisms of Ohmic contacts, it is important to evaluate semiconductor properties under Ohmic-metals. For measurements of the modified electrical properties, the end and floating contact resistance methods have been developed. However, these methods can measure only the sheet resistance; the carrier concentration and mobility cannot be evaluated. For a semiconductor with an Ohmic-metal, since the current is distributed in both the semiconductor and the Ohmic-metal, without knowing the current distribution, Hall measurements cannot determine the carrier concentration and mobility in the semiconductor. By knowing the potential and current distribution in the semiconductor, the carrier concentration and mobility under the Ohmic-metal should be evaluated, but the depletion width cannot be directly measured. The depletion width can be evaluated by measuring the depletion capacitance. However, it is difficult to accurately measure the depletion capacitance for Ohmic contacts by using a MHz-band LCR meter, because the imaginary part of admittance is much less than the parallel real part. By using a GHz-band measurements, where the imaginary part is comparable to the real part, the depletion capacitance should be evaluated.

In this work, in order to evaluate the carrier concentration and mobility under an Ohmic-metal, we proposed a characterization method using multi-probe Hall devices, from which we can know the voltage and current distribution. In addition, we proposed a characterization method to evaluate the depletion width under an Ohmic-metal from high-frequency measurements of floating contact impedance. The usefulness of these methods is exemplified by an application to Ohmic contacts for n-type GaN and AlGaIn/GaN heterostructures.

By multi-probe Hall characterization for n-GaN and AlGaIn/GaN heterostructures, we find that the sheet electron concentration under the Ohmic-metal is larger than that before the Ohmic-metal formation, indicating that high-doping takes place in the semiconductor. The electron mobility under the Ohmic-metal is also larger than that before the formation. This cannot be explained by donor doping with ionized impurity scattering. Considering polarization doping induced by a strain due to the Ohmic-metal, the increase in the electron mobility can be quantitatively explained based on a theoretical calculation taking into account ionized impurity and polar optical phonon scattering. This suggests that polarization doping is essential to the high-density doping in the semiconductor.

Furthermore, in order to confirm that high-density donors do not exist in the semiconductors under the Ohmic-metals, we investigated the semiconductor electrical properties after the Ohmic-metal removal. Multi-probe Hall characterization shows that the sheet electron concentration after the Ohmic-metal removal return to the value before the Ohmic-metal formation. In addition, we find that the Ni/Au Schottky contacts on the semiconductor before the Ohmic-metal formation and after the Ohmic-metal removal show the almost same characteristics. These results indicate that donors do not exist after the Ohmic-metal removal, suggesting that, although high-density doping takes place, high-density donors are not formed under the Ohmic-metal. Therefore, we conclude that the high-density doping in the semiconductor under the Ohmic-metals is attributed to polarization doping, playing a significant role in Ohmic contact formation.

Characterization methods proposed in this work are useful to obtain insights into Ohmic contact formation in various semiconductors.

**Keywords:** Ohmic contact, multi-probe Hall measurement, transmission line model, n-GaN, AlGaIn/GaN heterostructure

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>5</b>
1.1	半導体デバイスに対するオーミックコンタクト抵抗低減の重要性 . . . . .	5
1.2	オーミック金属下半導体の特性変化 . . . . .	9
1.3	GaN 系デバイスに対するオーミックコンタクト形成 . . . . .	11
1.4	本研究の目的と本論文の構成 . . . . .	14
<b>第 2 章</b>	<b>多端子ホール測定によるオーミック金属下半導体特性評価法</b>	<b>16</b>
2.1	従来のオーミック金属下半導体の特性評価法 . . . . .	16
2.2	多端子ホール測定による特性評価法の原理 . . . . .	21
2.3	オーミック金属下 n 型 GaN への適用 . . . . .	27
2.3.1	素子構造 . . . . .	27
2.3.2	特性評価結果 . . . . .	28
2.4	オーミック金属下 AlGaN/GaN ヘテロ構造への適用 . . . . .	38
2.4.1	素子構造 . . . . .	38
2.4.2	特性評価結果 . . . . .	39
2.5	まとめ . . . . .	46
<b>第 3 章</b>	<b>高周波測定によるオーミック金属下半導体特性評価法</b>	<b>47</b>
3.1	MHz 帯におけるオーミック金属下空乏層容量測定の課題 . . . . .	47
3.2	GHz 帯におけるオーミック金属下空乏層容量測定の原理 . . . . .	50
3.3	フローティングコンタクトインピーダンスの高周波測定手法 . . . . .	55
3.4	まとめ . . . . .	56
<b>第 4 章</b>	<b>オーミック金属除去後の特性</b>	<b>58</b>



4.1	n 型 GaN の場合 . . . . .	58
4.2	AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> ヘテロ構造の場合 . . . . .	64
4.3	走査透過型電子顕微鏡による評価 . . . . .	71
4.4	まとめ . . . . .	75
<b>第 5 章</b>	<b>総括</b>	<b>76</b>
	<b>参考文献</b>	<b>78</b>
	<b>謝辞</b>	<b>86</b>

# 第1章

## 序論

### 1.1 半導体デバイスに対するオーミックコンタクト抵抗低減の重要性

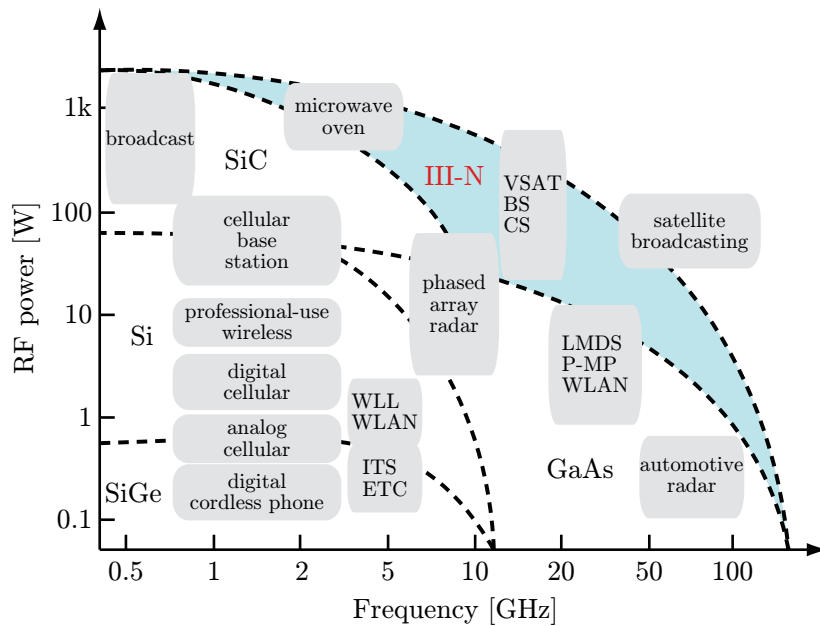


図 1.1: 情報通信用半導体デバイスの周波数と出力の関係とその応用例.

現代社会の発展は情報通信技術の進歩に大きく支えられている。例えば現在では 5G, クラウドコンピューティング, IOT といった技術が登場しており, 将来的にはこれらの技術やその発展を利用して, 乗用車の自動運転や産業用・医療用ロボットの遠隔操作などの

実用化が見込まれている。これら情報通信技術を根本で支えているのが半導体デバイスである。今後も情報通信の大容量化・高速化が進んでいくのは確実であり、半導体デバイスの性能向上が重要となる。情報通信技術高速・高出力電子デバイスには、図 1.1 に示すように利用形態に応じて必要とされる周波数や出力が異なる [1]。例えば、スマートフォンなどの移動体通信端末において必要な出力は数 W 程度、移動体通信基地局においては数十-数百 W 程度であり、この領域では Si-LDMOSFET (laterally diffused metal-oxide-semiconductor field-effect transistor) [2], GaAs-HBT (heterojunction bipolar transistor) [3], GaAs-HFET (heterojunction FET) [4], InP-HFET [5], などの半導体デバイスが用いられている。また、図 1.1 をみるとわかるように、半導体デバイスの周波数と出力はトレードオフの関係にある。しかし、周波数が高くなるほどに電磁波の到達距離が短くなることから、情報通信の信頼性を保つために出力を増大させる必要があり、高速かつ高出力な半導体デバイスの実現が求められる。

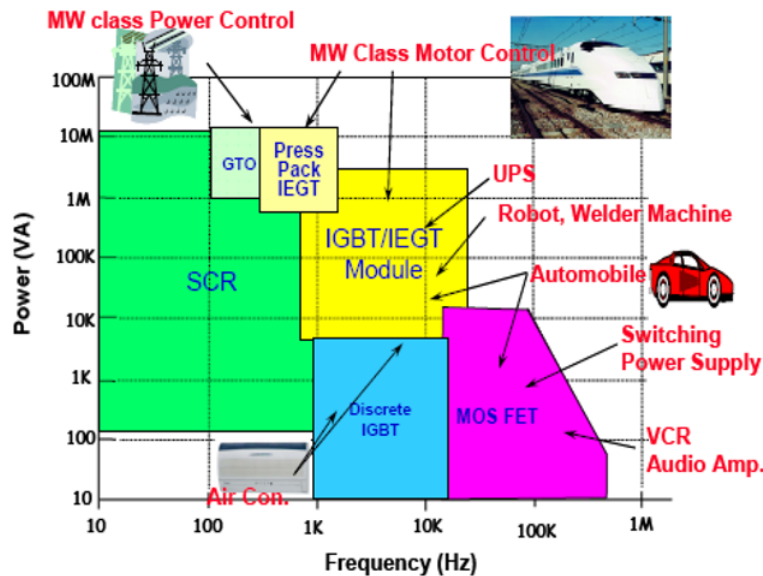


図 1.2: パワーデバイスの周波数と出力の関係とその応用例.

ここまで、情報通信応用のための半導体デバイス的高速・高出力化について述べたが、同様の議論は電力制御用の半導体デバイス (パワーデバイス) に対しても成り立つ。図 1.2 にパワーデバイスの周波数と出力の関係およびその応用例について示す。情報通信応用と比較すると周波数帯が低く、高出力ではあるものの、周波数と出力にトレードオフの関係があることは同様である。さらに、パワーエレクトロニクスシステムの高度化にともない、

その電力密度は増大し続けており、オン電力損失の低減も課題となっている [6].

半導体デバイスで広く用いられる FET (Field Effect Transistor) の高速化・高出力化のためには、ゲート長の微細化やキャリア速度増加によるデバイス真性部の性能向上はもちろん重要であるが、デバイス寄生部、特に純粋な寄生抵抗であるオーミックコンタクト抵抗の低減も重要となる。FET の動作周波数の指標の 1 つである電流利得遮断周波数  $f_T$  は、遅延時間  $\tau$  を用いて

$$f_T \simeq \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.1)$$

で表される。この周波数において電流利得が 1 となり、それ以上の周波数では電流が増幅できないことを意味している。すなわち、 $\tau$  を低減することで  $f_T$  が向上し、高速化が実現できる。 $\tau$  はゲート直下のキャリア走行時間に対応する真正遅延成分  $\tau_{\text{int}}$  と、その他の寄生遅延成分に分けることができ、

$$\tau = \tau_{\text{int}}(1 + g_{\text{ds}}R_p) + C_{\text{gd}}R_p = \frac{L_G}{v}(1 + g_{\text{ds}}R_p) + C_{\text{gd}}R_p \quad (1.2)$$

で表される。ここで、 $R_p$  は寄生抵抗、 $g_d$  は出力コンダクタンス、 $C_{\text{gd}}$  はゲート-ドレイン間容量、 $L_G$  はゲート長、 $v$  はキャリア速度である。この式から  $\tau_{\text{int}}$  を低減するにはゲート長  $L_G$  の短縮、キャリア速度  $v$  の増加が有効であることがわかる。しかしながら、ゲート長  $L_G$  の短縮を進めるほどに寄生抵抗に起因する成分の割合が増加していく。そのため、例えば図 1.3 に示すように AlGaIn/GaN ヘテロ構造 FET における  $f_T$  の文献値を  $L_G$  に対してプロットすると、 $L_G$  の短縮にともない寄生抵抗の影響により  $f_T$  は  $1/L_G$  から外れ飽和傾向を示すことがわかる。このように寄生抵抗は FET の高速化を妨げる。さらに、増幅器への応用に対しては最大発振周波数  $f_{\text{max}}$  という指標が重要である場合が多い。この周波数において電力利得が 1 となり、それ以上の周波数では電力が増幅できないことを意味している。 $f_{\text{max}}$  は  $R_p$ ,  $g_d$  を用いて、

$$f_{\text{max}} \simeq \frac{f_T}{2\sqrt{R_p g_d}} \quad (1.3)$$

で表される。この式からわかるように寄生抵抗の増大は  $f_{\text{max}}$  を低下させる。そのため、デバイスの高速化のためには  $f_T$  を増加させるとともに寄生抵抗を低減する必要がある。

また、パワーデバイスに対しても寄生抵抗の低減は重要である。例として、図 1.4 に GaN 系パワーデバイスの耐圧とオン抵抗の関係を示す。既に Si の材料限界を超えた特性が実現しているものの、GaN の材料限界には到達していない。この限界値に到達するた

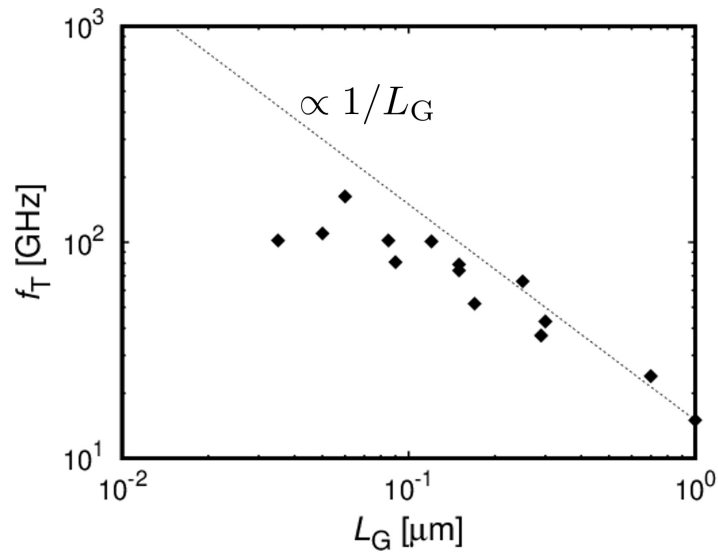


図 1.3: AlGaIn/GaN ヘテロ構造 FET におけるゲート長と  $L_G$  の関係 [7-19].

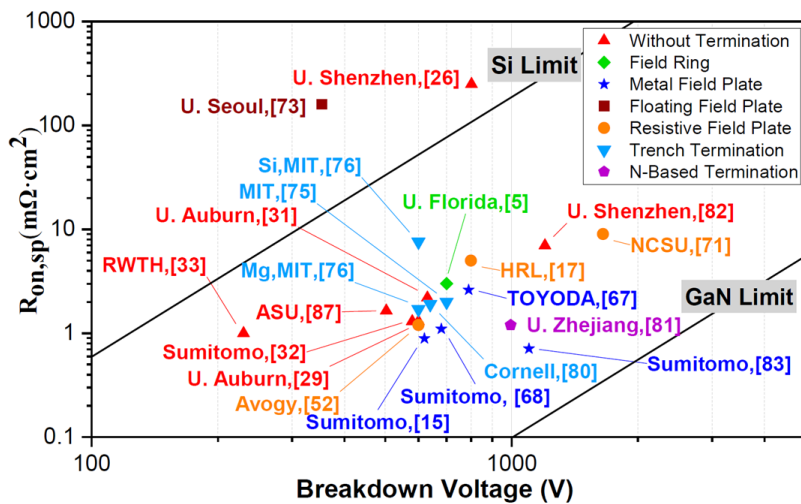


図 1.4: GaN 系パワーデバイスにおける耐圧とオン抵抗の関係 [20].

めのアプローチ 1 つとして寄生抵抗の低減は重要となる。寄生抵抗の低減によりオン抵抗は減少し、理論限界に近い特性が実現できる。それにより、パワーエレクトロニクスシステムのオン電力損失の低減が期待される。

以上のように、FET の高速・高出力化やパワーデバイスのオン抵抗低減のために、寄生抵抗、特にオーミックコンタクト抵抗の低減は重要である。そのためにはオーミックコンタクト形成機構の理解が求められる。

## 1.2 オーミック金属下半導体の特性変化

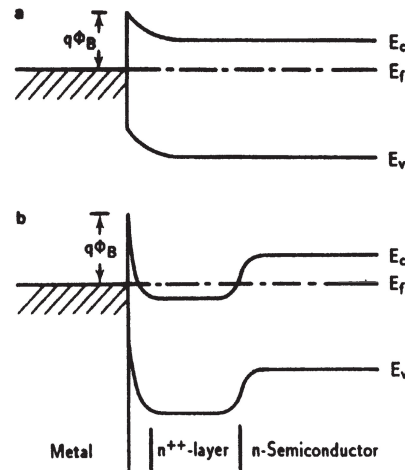


図 1.5: ショットキーコンタクトとオーミックコンタクト [21].

一般に、半導体上への金属の堆積およびアニールによりオーミックコンタクトが形成されるが、このときのオーミック金属下の半導体の電気的特性はオーミックコンタクト形成前とは異なっている [22, 23]. すなわち、オーミック金属下半導体中のシート抵抗、キャリア密度・移動度、そしてトンネル効果に影響を与える空乏層幅はオーミック金属形成前のものから変化している. 例えば、n-型半導体の表面に金属を堆積しただけでは、図 1.5a に示すショットキーコンタクトしか得られないが、その後のアニールによりオーミックコンタクトが得られる. このとき、オーミック金属下半導体には図 1.5b に示すように、高濃度ドーピングが生じ、それによりキャリア密度は増加していると考えられている. その結果として、空乏層幅は短くなりトンネル効果によってオーミックコンタクトが実現する. したがって、オーミックコンタクトの形成機構を理解し、オーミックコンタクト抵抗を低減するためには、オーミック金属下の電気的特性評価が重要となる

オーミック金属下半導体のシート抵抗を測定するためにこれまでエンドコンタクト抵抗法と、[24–34] それと等価なフローティングコンタクト抵抗法 [35–37] が用いられてきた. しかし、これらの手法で得られるのはシート抵抗だけであり、オーミック金属下半導体のキャリア密度と移動度は得ることはできない. オーミック金属下半導体のキャリア密度と移動度をホール測定によって評価しようとしても、図 1.6 に示すように電流  $J_0$  が半

導体側とオーミック金属側に分配されるため、半導体側に流れる電流が正確に分からないと、キャリア密度と移動度は測定できない。すなわち、半導体中の電位・電流分布を求めることで、オーミック金属下半導体のキャリア密度と移動度を評価できる筈である。ただし、これにより空乏幅は直接評価できない。

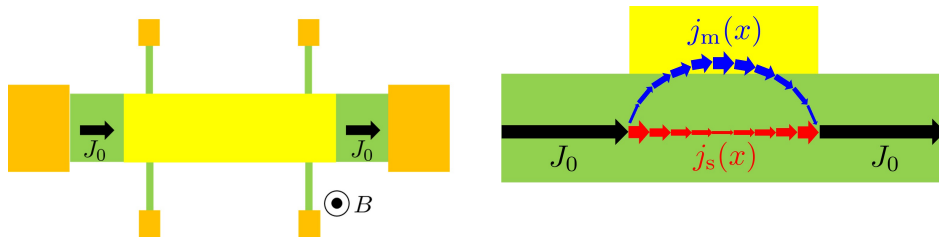


図 1.6: オーミック金属が形成された系におけるホール測定.

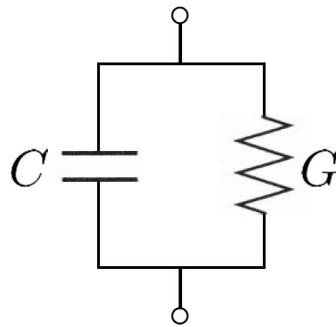


図 1.7: オーミック金属下半導体の等価回路モデル.

一方、オーミック金属下において短縮している空乏層幅は、空乏層容量を測定することで評価できる筈である。しかし、通常の LCR メータの測定周波数である MHz 帯では、オーミックコンタクトの空乏層容量を求めようとしても、容量を与えるアドミッタンスの虚部に対して、実部であるコンダクタンスがはるかに大きいため、精度よく測定することは困難である。このことを図 1.7 に示すオーミック金属下半導体の等価回路モデルを用いて説明する。オーミック金属下半導体の空乏層幅は典型的に数 nm、空乏層容量  $C$  としては数  $\mu\text{F}/\text{cm}^2$  であり、MHz 帯におけるアドミッタンスの虚部は  $C\omega \sim 10 \text{ S}/\text{cm}^2$  となる。一方、容量と並列なアドミッタンスの実部は典型的に  $G > 10^4 \text{ S}/\text{cm}^2$  と極めて大きいため、空乏層容量を精度よく求めることができない。そのため、精度よく空乏層容量を測定するためにはアドミッタンスの虚部と実部が同程度となるように測定周波

表 1.1: 様々な半導体の物性値 [38–40].

	Si	GaAs	InAs	GaN	AlN	InN
energy bandgap $E_g$ [eV]	1.12	1.42	0.36	3.39	6.2	0.76
effective electron mass $m_e/m_0$	0.32	0.063	0.023	0.2	0.4	0.04
electron mobility $\mu$ [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ]	1500	9400	34000	1350	300	5400
optical phonon energy $\hbar\omega_{\text{op}}$ [eV]	64	35	30	92	99	73
saturation velocity [ $10^7$ cm/s]	1.0	2.0	3.0	2.7	1.8	4.5
breakdown field [ $10^5$ V/cm]	3	4	0.4	30	100	10

数を高くすることが有効である. 先ほどの例の場合では測定周波数を 1 GHz とすれば  $C\omega \sim 10^4$  S/cm<sup>2</sup> となり,  $G$  と同程度となる. したがって, オーミック金属下半導体の空乏層容量を精度よく評価するには GHz 帯の高周波測定を用いる必要がある.

### 1.3 GaN 系デバイスに対するオーミックコンタクト形成

表 1.1 に示すように窒化物半導体 GaN は, 約 3.4 eV と広いバンドギャップを持つため, 高い絶縁破壊強度を持ち高出力化に有利な材料である. しかし, 広いバンドギャップを持つことは図 1.8 に示すように有効質量が大きいということでもあり, そのために移動度は GaAs や InAs に比べて小さい. ただし, GaN は移動度こそ高くないものの, その大きい光学フォノンエネルギーのために飽和電子速度は GaAs より高く, InAs にも匹敵し, 高速化にも有利な材料である. このように, 高速・高出力化のトレードオフを打破する材料として期待されている.

六方晶構造をとる窒化物半導体では, 結晶内対称性のくずれから  $c$  軸方向に自発分極が生じている. さらに, GaN 上に AlN と GaN の混晶である AlGaN を成長させると, 図 1.9 (左) に示すこれらの材料の格子定数差により AlGaN 層に引っ張り歪が発生し,  $c$  軸方向の piezo 分極も生じる. これらの分極効果によって, 図 1.9 (右) に示すように, AlGaN/GaN ヘテロ界面には, GaN と AlGaN の分極電荷の差により, 二次元電子ガス (Two-Dimensional Electron Gas: 2DEG) が形成される [42, 43]. つまり, AlGaAs/GaAs や InAlAs/InGaAs ヘテロ接合のように AlGaN 層に変調ドーピングを



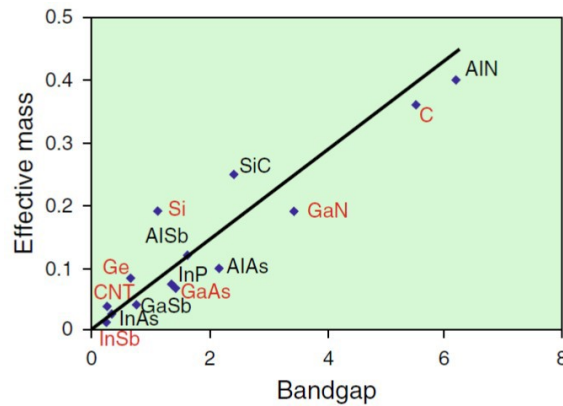


図 1.8: 種々の半導体材料における有効質量とバンドギャップの関係 [41].

行わなくても、2DEG が形成できることを意味している。また、AlGaIn/GaN ヘテロ接合の 2DEG シート電子密度は AlGaIn の III 族組成比や膜厚によって制御でき、典型的な Al 組成 20-30% と膜厚 20-30 nm において、 $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  と AlGaAs/GaAs や InAlAs/InGaAs より 1 桁程度高い値が得られる。そのため、高速・高出力デバイスとして期待される AlGaIn/GaN ヘテロ構造 FET [44] の研究開発が進展してきた。

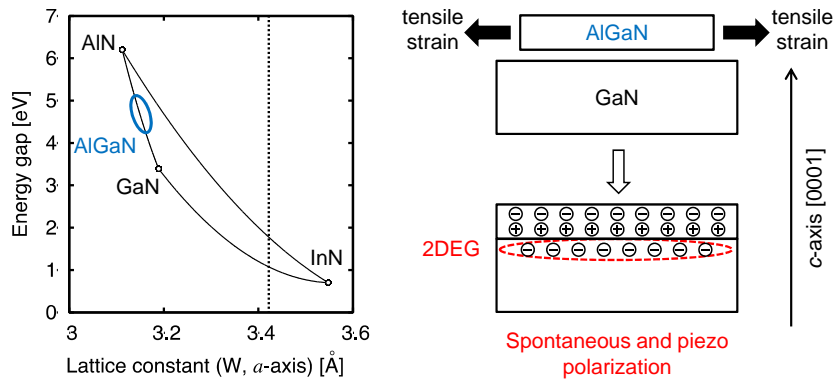


図 1.9: 窒化物半導体における格子定数とエネルギーギャップの関係 (左) と AlGaIn/GaN ヘテロ構造における分極効果 (右).

しかしながら、窒化物半導体に対するオーミックコンタクトは、その大きいバンドギャップのために金属-半導体間の障壁が高く、形成が難しいという課題がある。これまでに、AlGaIn/GaN ヘテロ構造に対して様々な積層構造のオーミックコンタクトが形成されてきた [45]。このオーミックコンタクトでは、図 1.10 に示すように表面金属とその直下の二次元電子ガス (2DEG) が AlGaIn 障壁層ごしに電氣的接続をする必要

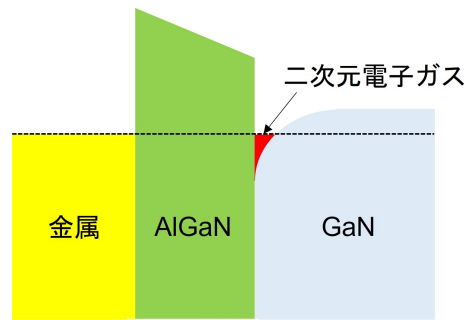


図 1.10: AlGaN/GaN ヘテロ構造のバンド図.

がある. 初期の検討においては  $\geq 800$  °C の高温アニールが採用され, コンタクト抵抗  $R_c = 0.12\text{-}1.2 \Omega\text{mm}$  が Ti/Al 系 [46–51] で,  $R_c = 0.20\text{-}0.24 \Omega\text{mm}$  が Ta/Al 系 [52–55] の積層構造で得られている. しかし, サーマルバジェットを低減するため, また図 1.11 に示すような表面モフォロジー悪化や電極形状劣化 [29, 56] を抑制するために, より低温でのオーミックコンタクト形成が望まれる. 近年,  $500\text{-}600^\circ\text{C}$  の低温アニールにおいても,  $R_c = 0.21\text{-}0.80 \Omega\text{mm}$  [56–61] というデバイス応用上有用な低い値が得られている. 実際に,  $R_c \sim 0.3 \Omega\text{mm}$  の Ta 系低温アニールオーミックコンタクトを用いて, 低オン抵抗  $\sim 4 \Omega\text{mm}$  を有するノーマリオフ AlGaN/GaN MOSFET が実現されている [62].

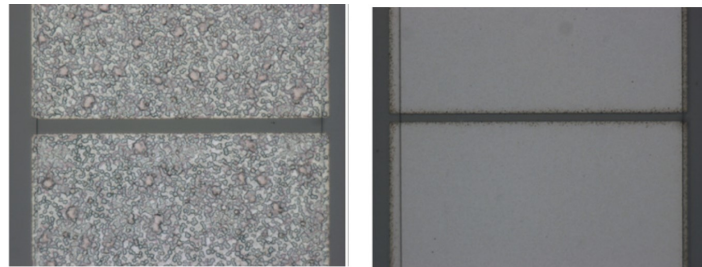


図 1.11: 高温 ( $830^\circ\text{C}$ ) アニールオーミックコンタクト (左) および低温 ( $550^\circ\text{C}$ ) アニールオーミックコンタクト (右) 表面の光学顕微鏡写真 [56].

AlGaN/GaN ヘテロ構造に対するオーミックコンタクト形成機構として, 半導体中への金属や金属窒化物の侵入 [47, 63], AlGaN 中の窒素空孔ドナーによる高濃度ドーピング [50, 56, 60, 61] が提案されている. 低温アニールオーミックコンタクトでは, 高温アニールオーミックコンタクトで観測される金属や金属窒化物の侵入が観測されず [56, 59–61], 窒素空孔ドナーによる高濃度ドーピングが有力な機構であると考えられてきた. 窒素空孔

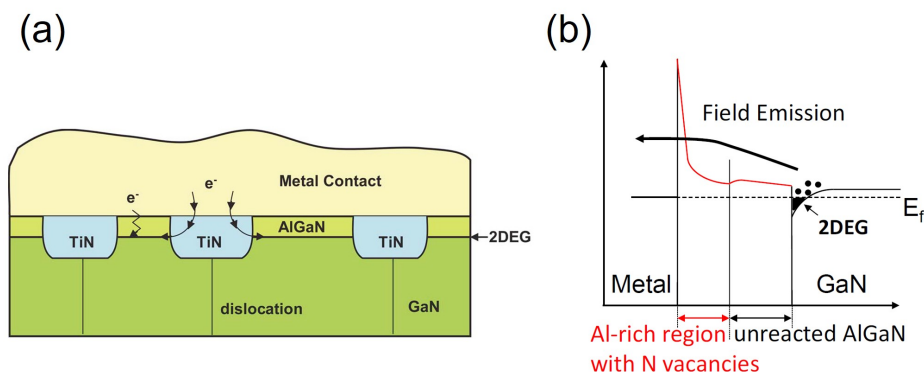


図 1.12: 提案されているオーミックコンタクトの形成機構. (a) 半導体中への金属や金属窒化物の侵入 [47]. (b) 窒素空孔による高濃度ドナードーピング [50]

ドナードーピングによるオーミックコンタクト形成は、n 型 GaN (n-GaN) 単層においても同様に有力な機構であると考えられている [64, 65]. しかし、この機構を前提とすると、表面から AlGaIn/GaN 中数  $\mu\text{m}$  に渡って  $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  の窒素空孔ドナーが存在することになり、量的に疑問があるという指摘もある [51]. また、窒化物中の窒素空孔を直接観測することは困難であり、この機構は実証されていない. このように、窒化物半導体に対する低温アニールオーミックコンタクトの形成機構は十分に明確におらず、さらなるオーミックコンタクト抵抗低減のため、その形成機構の理解が求められる.

## 1.4 本研究の目的と本論文の構成

1.2 節で述べたオーミック金属下半導体の電気的特性評価における困難を解決するため、本研究では新たな特性評価法を提案する. 図 1.13 に示す多端子ホール素子を用いて、オーミック金属下半導体の電位・電流分布を明らかにすることにより、オーミック金属下

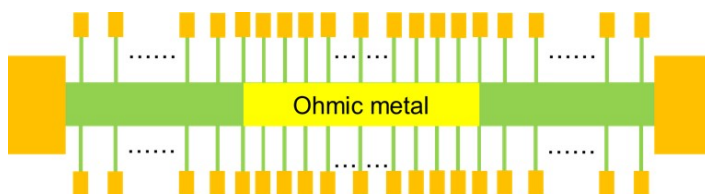


図 1.13: 多端子ホール素子

半導体のシート抵抗に加え, キャリア密度, 移動度を得ることを検討する. また, この手法を n 型 GaN および AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造に対する低温アニールオーミックコンタクトに応用する. これにより, オーミック金属下半導体の特性を明らかにし, その形成機構に対する知見を得ることで, 提案する特性評価法の有効性を示す.

また, GHz 帯での高周波測定からオーミック金属下半導体の空乏層幅を評価する手法について検討する.

以下に本論文の構成を示す.

- 第 1 章: 本研究の背景・目的・構成について述べる.
- 第 2 章: 本研究で新たに提案する, 多端子ホール測定による特性評価法の原理について説明する. さらに, この手法をオーミック金属下 n 型 GaN および AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造に応用した結果について述べる
- 第 3 章: 高周波測定によるオーミック金属下半導体の特性評価法の原理について述べる.
- 第 4 章: オーミックコンタクト形成機構についての知見を得るため, n 型 GaN および AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造に形成したオーミック金属を除去した後の特性を評価した結果について述べる.
- 第 5 章: 以上の結果を総括する.

## 第2章

# 多端子ホール測定によるオーミック金属下半導体特性評価法

本章では、多端子ホール測定によるオーミック金属下半導体特性評価法について説明する。まず、従来のオーミック金属下半導体の特性評価法について述べる。そして、従来の手法を発展させた多端子ホール測定において、無磁場下および磁場下におけるポテンシャルの解析法を示し、オーミック金属下半導体の特性を評価する手法について述べる。さらに、多端子ホール測定による特性評価法を n-GaN および AlGaIn/GaN ヘテロ構造に応用した結果について説明する。

### 2.1 従来のオーミック金属下半導体の特性評価法

オーミック金属が形成されたとき、図 2.1 に示すように、オーミック金属とその直下の半導体はオーミック金属下半導体のシート抵抗  $\rho_s$  とコンタクト比抵抗  $\rho_c$  を用いて伝送線路モデルで記述される。そして、前述したように、オーミック金属下における半導体特性は変化しているため、オーミック金属下半導体のシート抵抗  $\rho_s$  はオーミック金属が無い領域のシート抵抗  $\rho_{s0}$  とは異なる。そのため、オーミックコンタクトの評価に広く用いられている transfer length method (TLM) では、コンタクト抵抗  $R_c$  と  $\rho_{s0}$  は測定できるものの、 $\rho_s$  を測定することができない。そこで、オーミック金属下半導体のシート抵抗  $\rho_s$  を測定するためにエンドコンタクト抵抗法 [24–34] それと等価なフローティングコンタクト抵抗法 [35–37] が進展してきた。それぞれの手法について説明する。

エンドコンタクト抵抗法は図 2.2 に示すコンフィギュレーションで測定を行う。長さ  $L$

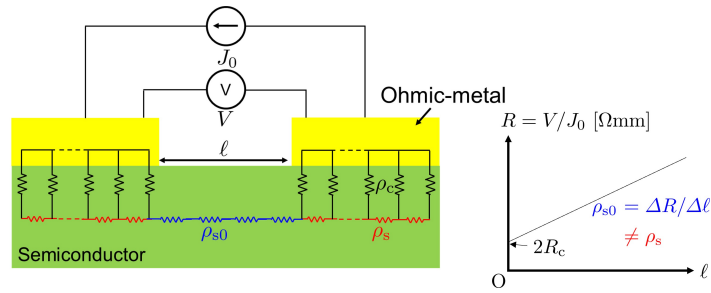


図 2.1: transfer length method (TLM) の概略図.

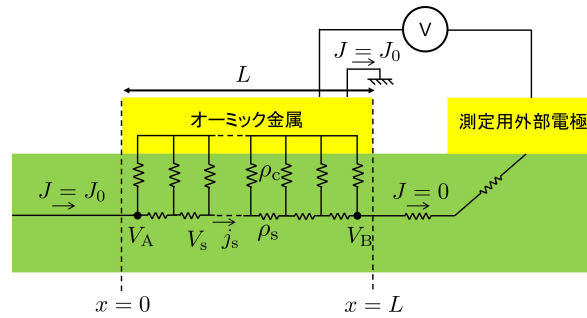


図 2.2: エンドコンタクト抵抗法のコンフィギュレーション.

のオーミック金属を接地し、電流  $J_0$  を印加したときの外部電極で測定した電位  $V_B$  と  $J_0$  の比がエンドコンタクト抵抗  $R_{ec}$  である. このとき、オーミック金属下半導体は伝送線路モデルで記述され、

$$\frac{dj_s}{dx} = -\frac{V_s}{\rho_c} \quad (2.1)$$

$$\frac{dV_s}{dx} = -\rho_s j_s, \quad (2.2)$$

が成り立つ. ここで、 $V_s$  は半導体中のポテンシャル、 $j_s$  は半導体中の電流密度 (単位 [A/mm]) である. 式 (2.1), (2.2) から、

$$\frac{d^2 j_s}{dx^2} = \frac{\rho_s}{\rho_c} j_s \quad (2.3)$$

$$\frac{d^2 V_s}{dx^2} = \frac{\rho_s}{\rho_c} V_s, \quad (2.4)$$

が得られる. この微分方程式を、 $x = 0$  で  $j_s = J_0$ 、 $x = L$  で  $j_s = 0$  という境界条件のもとで解くと、

$$j_s(x) = -\frac{\sinh(\gamma(x-L))}{\sinh(\gamma L)} J_0, \quad (2.5)$$

$$V_s(x) = \sqrt{\rho_s \rho_c} \frac{\cosh(\gamma(x-L))}{\sinh(\gamma L)}, \quad (2.6)$$

となる. ここで,  $\gamma = \sqrt{\rho_s/\rho_c}$  である. これより, エンドコンタクト抵抗  $R_{ec}$  は

$$R_{ec} = \frac{V_B}{J_0} = \frac{V_s(L)}{J_0} = \frac{\sqrt{\rho_s \rho_c}}{\sinh(\gamma L)} \quad (2.7)$$

で表される [24]. この  $R_{ec}$  の  $L$  依存性から  $\rho_s$  と  $\rho_c$  を決定できる. 図 2.3 に  $\rho_s = 1000 \text{ } \Omega/\square$ ,  $\rho_c = 1 \times 10^{-4} \text{ } \Omega\text{cm}^2$  を用いて  $R_{ec}$  の  $L$  依存性を計算した例を赤線で示す. 実際の測定においては, オーミック金属へのプロービングが可能な大きい  $L$  (例えば  $\geq 50 \text{ } \mu\text{m}$ ) に対するデータのみが利用できるが, その領域での抵抗値が小さいことから精度よく測定することは困難である. なお, コンタクト抵抗  $R_c$  は

$$R_c = \frac{V_A}{J_0} = \frac{V_s(0)}{J_0} = \frac{\sqrt{\rho_s \rho_c}}{\tanh(\gamma L)} \quad (2.8)$$

で表され,  $R_{ec}$  と同様に  $L$  依存性を有する. ただし, 図 2.3 に青線で示すようにその依存性は弱く, 特にプロービングが可能な大きい  $L$  に対してはほぼ一定となるので  $\rho_s$ ,  $\rho_c$  を決定することは困難である.

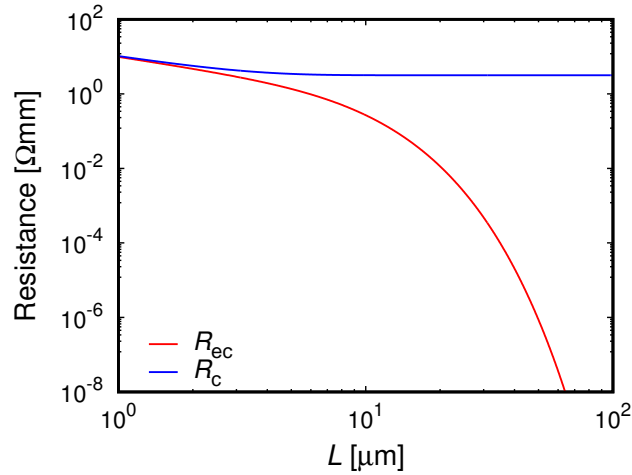


図 2.3: エンドコンタクト抵抗  $R_{ec}$  とコンタクト抵抗  $R_c$  のオーミック金属長さ  $L$  依存性の計算例.

フローティングコンタクト抵抗法は図 2.4 に示すコンフィギュレーションで測定を行う. オーミック金属をフローティングとしたときの, 電位差  $V_A - V_B$  と電流  $J_0$  の比がフローティングコンタクト抵抗  $R_{fc}$  である. この手法ではオーミック金属のシート抵抗  $\rho_m$

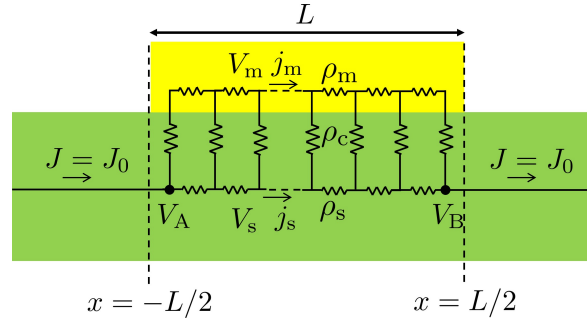


図 2.4: フローティングコンタクト抵抗法のコンフィギュレーション.

を含めて解析でき, オーミック金属とその直下の半導体では,

$$\frac{dV_s}{dx} = -\rho_s j_s, \quad (2.9)$$

$$\frac{dV_m}{dx} = -\rho_m j_m, \quad (2.10)$$

$$\frac{dj_s}{dx} = -\frac{V_s - V_m}{\rho_c} \quad (2.11)$$

$$\frac{dj_m}{dx} = -\frac{V_m - V_s}{\rho_c} \quad (2.12)$$

$$j_s + j_m = J_0 \quad (2.13)$$

が成り立つ. ここで,  $V_m$  はオーミック金属中のポテンシャル,  $j_m$  はオーミック金属中の電流密度 (単位 [A/mm]) である. 式 (2.11)-(2.13) から,

$$\frac{d^2 j_s}{dx^2} = \frac{\rho_s + \rho_m}{\rho_c} j_s - \frac{\rho_m}{\rho_c} J_0, \quad (2.14)$$

$$\frac{d^2 j_m}{dx^2} = \frac{\rho_s + \rho_m}{\rho_c} j_m - \frac{\rho_s}{\rho_c} J_0 \quad (2.15)$$

が得られる. この微分方程式を  $x = \pm L/2$  で  $j_s = J_0$ ,  $j_m = 0$  という境界条件のもとで解くと,

$$j_s(x) = \frac{J_0}{\rho_s + \rho_m} \left( \rho_m + \rho_s \frac{\cosh(\gamma_0 x)}{\cosh(\gamma_0 L/2)} \right), \quad (2.16)$$

$$j_m(x) = \frac{J_0}{\rho_s + \rho_m} \left( \rho_s - \rho_s \frac{\cosh(\gamma_0 x)}{\cosh(\gamma_0 L/2)} \right) \quad (2.17)$$



となる. ここで,  $\gamma_0 = \sqrt{(\rho_s + \rho_m)/\rho_c}$  である. そして, 式 (2.9) から

$$V_s(x) = -\rho_s \int_0^x j_s dx = \frac{-\rho_s J_0}{\rho_s + \rho_m} \left( \rho_m x + \rho_s \frac{\sinh(\gamma_0 x)}{\gamma_0 \cosh(\gamma_0 L/2)} \right) \quad (2.18)$$

となる. したがって, フローティングコンタクト抵抗  $R_{fc}$  は,

$$R_{fc} = \frac{V_A - V_B}{J_0} = \frac{V_s(-L/2) - V_s(L/2)}{J_0} = \frac{\rho_s L_{fc}}{\rho_s + \rho_m} \left( \rho_m + \rho_s \frac{\tanh(\gamma_0 L_{fc}/2)}{\gamma_0 L_{fc}/2} \right) \quad (2.19)$$

で表される [37].  $R_{fc}$  の  $L$  依存性から  $\rho_s$  と  $\rho_c$  に加え,  $\rho_m$  を決定できる. 図 2.5 に  $\rho_s = 1000 \text{ } \Omega/\square$ ,  $\rho_c = 1 \times 10^{-4} \text{ } \Omega\text{cm}^2$ ,  $\rho_m = 1 \text{ } \Omega/\square$  を用いて  $R_{fc}$  の  $L$  依存性を計算した例を示す. この手法では, エンドコンタクト抵抗法とは異なりオーミック金属へのプロービングが不要なため, 小さい  $L_{fc}$  に対するデータも利用可能である.

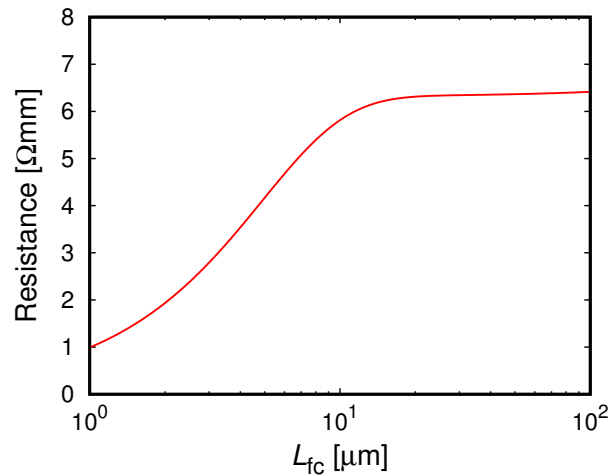


図 2.5: フローティングコンタクト抵抗  $R_{fc}$  のオーミック金属長さ  $L$  依存性の計算例.

しかし, 以上の手法で測定できるのはオーミック金属下半導体のシート抵抗のみであり, キャリア密度, 移動度は得られない. そこで, これらの手法をホール測定に応用し, オーミック金属下半導体のキャリア密度, 移動度を得ることを試みる.

## 2.2 多端子ホール測定による特性評価法の原理

図 2.6 上に多端子ホール素子の構造を示す. この素子は, 測定電極である電流注入電極と多数の電圧プローブ電極を有しており, 半導体チャンネル上に長さ  $L$ , 幅  $W$  のオーミック金属が  $-L/2 \leq x \leq +L/2$ ,  $-W/2 \leq y \leq +W/2$  の領域に形成されている. 実際の多端子ホール素子の光学顕微鏡写真を図 2.7 に示す. これは半導体チャンネル, 電圧プローブ電極のアーム作製時のレジストパターンを示している. この素子に対し, 電流注入電極から電流  $J_0$  (単位 [A/mm]) を印加したときの磁場  $B = 0$  における横方向電位  $V_L$  と,  $B \neq 0$  におけるホール電圧  $V_H$  の位置  $x$  依存性を電圧プローブ電極を用いて測定する.

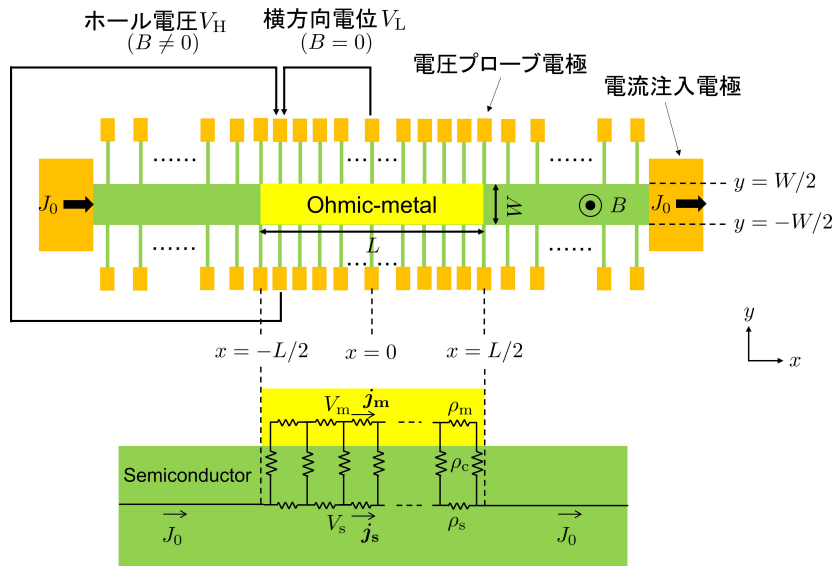


図 2.6: 多端子ホール素子の上面図 (上), および断面図 (下).

このときオーミック金属とその直下の半導体は図 2.6 下の伝送線路モデルで記述され,

$$\begin{aligned}
 \mathbf{j}_s &= -\frac{1}{(1 + \mu_s^2 B^2)\rho_s} \begin{pmatrix} 1 & -\mu_s B \\ \mu_s B & 1 \end{pmatrix} \text{grad } V_s \\
 &= -\frac{1}{\tilde{\rho}_s} \begin{pmatrix} 1 & -\mu_s B \\ \mu_s B & 1 \end{pmatrix} \text{grad } V_s,
 \end{aligned}
 \tag{2.20}$$

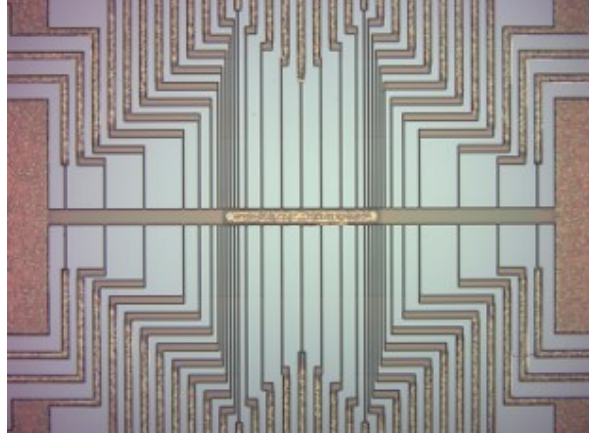


図 2.7: 多端子ホール素子の光学顕微鏡写真.

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_m &= -\frac{1}{(1 + \mu_m^2 B^2)\rho_m} \begin{pmatrix} 1 & -\mu_m B \\ \mu_m B & 1 \end{pmatrix} \text{grad } V_m \\ &= -\frac{1}{\widetilde{\rho}_m} \begin{pmatrix} 1 & -\mu_m B \\ \mu_m B & 1 \end{pmatrix} \text{grad } V_m, \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\text{div } \mathbf{j}_s = -\frac{V_s - V_m}{\rho_c}, \quad \text{and } \text{div } \mathbf{j}_m = -\frac{V_m - V_s}{\rho_c} \quad (2.22)$$

が成り立つ. ここで  $V_s(x, y)$  と  $V_m(x, y)$  は半導体中とオーミック金属中のポテンシャル,  $\mathbf{j}_s$  と  $\mathbf{j}_m$  は半導体中とオーミック金属中の電流密度 (単位 [A/mm]),  $\mu_s$  と  $\mu_m$  は半導体とオーミック金属のキャリア移動度である. まず,  $B = 0$  の場合の  $V_L(x)$  および  $j_s(x)$  を導出する. このとき,  $y$  依存性が無くなるため, 式 (2.20)-(2.22) はフローティングコンタクト抵抗法における微分方程式 (2.11)-(2.13) に帰着し, 同様の境界条件で解くことができ,

$$V_L(x) = V_s(x, \pm W) = \frac{-\rho_s J_0}{\rho_s + \rho_m} \left( \rho_m x + \rho_s \frac{\sinh(\gamma_0 x)}{\gamma_0 \cosh(\gamma_0 L/2)} \right) \quad (2.23)$$

が得られ,  $j_s(x)$  と  $j_m(x)$  はそれぞれ, 式 (2.16) と (2.17) で与えられる. この,  $V_L$  の位置  $x$  依存性から,  $\rho_s, \rho_c, \rho_m$  を決定できる. 図 2.8 に  $\rho_s = 1000 \Omega/\square$ ,  $\rho_c = 1 \times 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ ,  $\rho_m = 1 \Omega/\square$ ,  $L = 200 \mu\text{m}$ ,  $W = 20 \mu\text{m}$  を用いて  $V_L, j_s, j_m$  の位置  $x$  依存性を計算した例を示す. 電極長さ  $L$  が特性長  $1/\gamma_0$  と比べて十分に大きければ, 原点  $x = 0$  近傍では,  $j_s, j_m$  における双曲線関数項が無視でき, これらの電流は半導体とオーミック金属のシート抵抗の比で分配され, 一定値となることがわかる. これは, 原点近傍では半導体とオーミック金属のシート抵抗成分の並列接続と等価になっていることを意味して

いる. そして,  $x = 0$  における半導体中の横方向電位  $V_L$  の微分係数と電流密度  $j_s$  から, 半導体とオーミック金属のシート抵抗  $\rho_s, \rho_m$  がそれぞれ求まる. そして,  $V_L$  の電極端 ( $x = \pm 100 \mu\text{m}$ ) における双曲線関数項のフィッティングから  $1/\gamma_0 = \sqrt{\rho_c/(\rho_s + \rho_m)}$  が求まり,  $\rho_c$  が得られる.

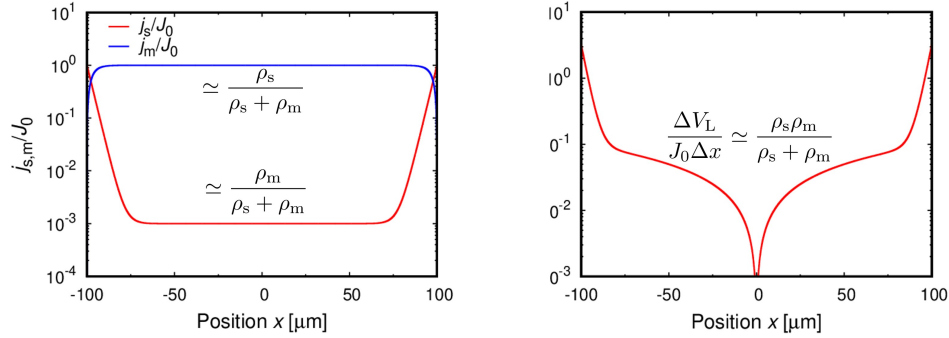


図 2.8: 半導体中とオーミック金属中の電流密度 (左), および半導体の横方向電位  $V_L$  (右) の位置  $x$  依存性の計算例.

つぎに,  $B \neq 0$  の場合のホール電圧  $V_H$  について導出する. 前述したように,  $L$  が特性長  $1/\gamma_0$  に比べて十分に大きければ, 原点  $x = 0$  近傍において半導体中の電流値は一定となる. また, 磁場を印加した場合のホール電圧には, 幅  $W$  に依存した特性長を有する級数項が加わる [66] が, この級数項は  $4 > L/W$  とすれば原点近傍において無視できる. これらの条件を満たす  $L$  であれば, 原点近傍において電流に比例する  $V_H$  も一定値となり, これを求めることでキャリア密度, 移動度を決定できる. そこで, 原点  $x = 0$  近傍において式 (2.20)-(2.22) を解いていくこととする. これらの式から,

$$\Delta V_s = \frac{\tilde{\rho}_s}{\rho_c} (V_s - V_m), \quad (2.24)$$

$$\Delta V_s = \frac{\tilde{\rho}_s}{\rho_c} (V_s - V_m) \quad (2.25)$$

が得られる. ここで,  $\phi = V_s - V_m$ ,  $\varphi = \varepsilon V_s + (1 - \varepsilon)V_m$ ,  $\varepsilon = \tilde{\rho}_m/(\tilde{\rho}_s + \tilde{\rho}_m)$  とおくと,

$$\Delta \phi = \gamma_B^2 \phi, \quad (2.26)$$

$$\Delta \varphi = 0 \quad (2.27)$$

と、ヘルムホルツ方程式とラプラス方程式に帰着する. ここで,  $\gamma_B = \sqrt{(\tilde{\rho}_s + \tilde{\rho}_m)/\rho_c}$  である. 原点近傍では, ある偶関数  $f_1(y)$ ,  $f_2(y)$ , およびある奇関数  $g_1(y)$ ,  $g_2(y)$  を用いて,

$$V_s(x, y) \simeq f_1(y)x + g_1(y) \quad (2.28)$$

$$V_m(x, y) \simeq f_2(y)x + g_2(y) \quad (2.29)$$

と表されるため, 式 (2.26) から,

$$\begin{aligned} \phi_{xx} + \phi_{yy} &= \gamma_B^2 \phi \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} [(f_1(y) - f_2(y))x] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} [g_1(y) - g_2(y)] &= \gamma_B^2 [(f_1(y) - f_2(y))x + (g_1(y) - g_2(y))] \\ \frac{\partial^2}{\partial y^2} [g_1(y) - g_2(y)] &= \gamma_B^2 [(f_1(y) - f_2(y))x + (g_1(y) - g_2(y))] \end{aligned} \quad (2.30)$$

となる. この式の両辺を比較すると,

$$f_1(y) = f_2(y) = a \text{ (a constant)}, \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} [g_1(y) - g_2(y)] = \gamma_B^2 (g_1(y) - g_2(y)) \quad (2.32)$$

が得られる. 幅方向の電極端での境界条件  $\partial V_s / \partial y|_{y=\pm W/2} = \mu_s B \partial V_s / \partial x|_{y=\pm W/2}$  より,

$$\begin{aligned} x \frac{\partial f_1}{\partial y} \Big|_{y=\pm W/2} + \frac{\partial g_1}{\partial y} \Big|_{y=\pm W/2} &= \mu_s B f_1(\pm W/2) \\ \frac{\partial g_1}{\partial y} \Big|_{y=\pm W/2} &= \mu_s B a \end{aligned} \quad (2.33)$$

となり,  $V_m$  についても同様に,

$$\begin{aligned} x \frac{\partial f_2}{\partial y} \Big|_{y=\pm W/2} + \frac{\partial g_2}{\partial y} \Big|_{y=\pm W/2} &= \mu_m B f_2(\pm W/2) \\ \frac{\partial g_2}{\partial y} \Big|_{y=\pm W/2} &= \mu_m B a \end{aligned} \quad (2.34)$$

となる. つぎに, ラプラス方程式 (2.27) より,

$$\begin{aligned} -\Delta \varphi &= -\varepsilon \Delta V_s - (1 - \varepsilon) \Delta V_m \\ &= (1 - \varepsilon) \Delta (V_s - V_m) - \Delta V_s \\ &= (1 - \varepsilon) \gamma_B^2 (g_1(y) - g_2(y)) - \frac{\partial^2 g_1}{\partial y^2} = 0 \end{aligned} \quad (2.35)$$

となり,

$$\frac{\partial^2 g_1}{\partial y^2} = (1 - \varepsilon)\gamma_B^2(g_1(y) - g_2(y)), \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial^2 g_1}{\partial y^2} = (1 - \varepsilon)\gamma_B^2(g_1(y) - g_2(y)) \quad (2.37)$$

が得られる.  $g_1(y)$  と  $g_2(y)$  は奇関数であるので, これらの一般解は定数  $A, C$  を用いて,

$$g_1(y) = (1 - \varepsilon)A \sinh(\gamma_B y) + Cy, \quad (2.38)$$

$$g_2(y) = -\varepsilon A \sinh(\gamma_B y) + Cy \quad (2.39)$$

で表される. そして, 式 (2.33), (2.34) より,

$$(1 - \varepsilon)\gamma_B A \cosh(\gamma_B W/2) + C = \mu_s B a, \quad (2.40)$$

$$-\varepsilon\gamma_B A \cosh(\gamma_B W/2) + C = \mu_m B a \quad (2.41)$$

となり,

$$A = \frac{\mu_s B - \mu_m B}{\gamma_B \cosh(\gamma_B W/2)} a, \quad (2.42)$$

$$C = \frac{\rho_s \mu_m B + \rho_m \mu_s B}{\rho_s + \rho_m} a$$

が得られる. また,  $\partial V_s / \partial x|_{y=\pm W/2} = a$  であり, これは原点近傍における  $x$  方向の電圧降下に対応しているため, 半導体の電流密度  $j_s(0) \simeq \rho_m J_0 / (\rho_s + \rho_m)$  を用いて

$$a = \rho_s j_s(0) \simeq \frac{\rho_s \rho_m J_0}{\rho_s + \rho_s} \quad (2.43)$$

となる. したがって, 式 (2.31), (2.38), (2.42), (2.43) を用いて,

$$V_s(x, y) \simeq \frac{\rho_s \rho_m J_0}{\rho_s + \rho_m} \left( x + \frac{\rho_s B (\mu_s - \mu_m)}{\rho_s + \rho_m} \frac{\sinh(\gamma_B y)}{\gamma_B \cosh(\gamma_B W/2)} + \frac{\rho_m \mu_s + \rho_s \mu_m}{\rho_s + \rho_m} B y \right) \quad (2.44)$$

が得られる. よってホール電圧は,

$$V_H(x) = V_s(x, W/2) - V_s(x, -W/2)$$

$$\simeq \frac{\rho_s \rho_m B J_0}{\rho_s + \rho_m} \left( \frac{\rho_s (\mu_s - \mu_m)}{\rho_s + \rho_m} \frac{\tanh(\gamma_B W/2)}{\gamma_B/2} + \frac{\rho_m \mu_s + \rho_s \mu_m}{\rho_s + \rho_m} W \right) \quad (2.45)$$

となる。よって測定される移動度  $\mu_{\text{meas}}$  は原点近傍のホール電圧  $V_{\text{H}}$  と電流密度  $j_s$  の比から、

$$\begin{aligned}\mu_{\text{meas}} &= \frac{V_{\text{H}}(0)}{j_s(0)BW\rho_s} \simeq \frac{\rho_s(\mu_s - \mu_m) \tanh(\gamma_{\text{B}}W/2)}{\rho_s + \rho_m} \frac{1}{\gamma_{\text{B}}W/2} + \frac{\rho_m\mu_s + \rho_s\mu_m}{\rho_s + \rho_m} \\ &= \mu_s - \frac{\rho_s(\mu_s - \mu_m)}{\rho_s + \rho_m} \left(1 - \frac{\tanh(\gamma_{\text{B}}W/2)}{\gamma_{\text{B}}W/2}\right) \\ &= \mu_s \quad (\gamma_{\text{B}}W \ll 1)\end{aligned}\quad (2.46)$$

で表される。すなわち、 $\mu_{\text{meas}}$  は電極幅  $W$  に依存しており、 $W$  が短い極限で、真の移動度  $\mu_s$  になることを意味している。図 2.9 に  $\rho_s = 1000 \text{ } \Omega/\square$ ,  $\rho_c = 1 \times 10^{-4} \text{ } \Omega\text{cm}^2$ ,  $\rho_m = 1 \text{ } \Omega/\square$ ,  $\mu_s = 1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,  $\mu_m = 10 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  を用いて  $\mu_{\text{meas}}$  の  $W$  依存性を計算した例を示す。このように  $W$  依存性を取得することで、オーミック金属下半導体の移動度  $\mu_s$  とシートキャリア密度  $n_s = 1/(q\rho_s\mu_s)$  を決定できる。

以上のように多端子ホール測定による特性評価法を用いることにより、オーミック金属下半導体のシート抵抗に加え、従来評価できなかったシートキャリア密度・移動度が評価できる。この特性評価法をオーミック金属下 n-GaN および AlGaIn/GaN ヘテロ構造に応用した。

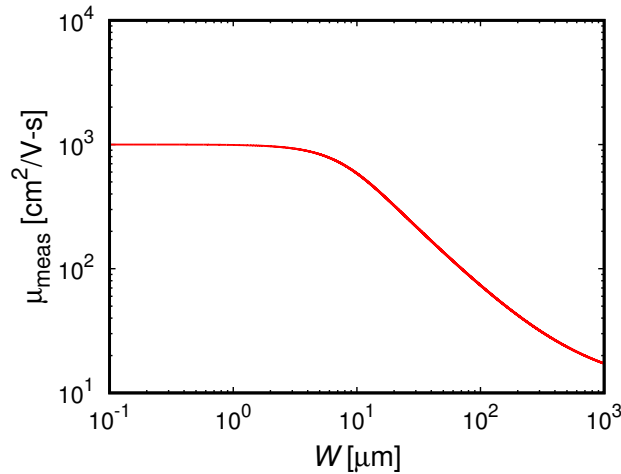


図 2.9:  $\mu_{\text{meas}}$  のオーミック金属幅  $W$  依存性の計算例。

## 2.3 オーミック金属下 n 型 GaN への適用

### 2.3.1 素子構造

素子作製に用いた n-GaN のエピ構造を図 2.10 に示す. SiC(0001) 基板の上に n-GaN(50 nm)/UID-GaN(1000 nm) が成長されている. n-GaN 層には  $\sim 4\text{-}5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  の Si がドーピングされている. ホール効果測定からシート抵抗  $\rho_{s0} \simeq 5300 \text{ } \Omega/\square$ , シート電子密度  $n_s \simeq 4.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , 電子移動度  $\mu_s \simeq 250 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  を得た. 得られた  $n_s$  に基づき, 1D Poisson-Schrödinger を用いた計算により, ドナードーピング濃度  $N_{\text{dd}}$  とバンドダイアグラムを見積もった. この計算の際, 表面ポテンシャルには  $0.4 \text{ eV}$  [67], GaN 中の Si ドナー準位には  $22 \text{ meV}$  [68] を用い,  $n_s = 4.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  を再現するように  $N_{\text{dd}}$  を決定した. オーミック金属前の n-GaN のバンドダイアグラムを図 2.11 に示す. このとき,  $N_{\text{dd}} = 4.4 \text{ cm}^{-3}$  と見積もられ, 空乏層近似を用いた空乏層幅  $W_d$  は,

$$W_d = \sqrt{\frac{2k\varepsilon_0\Phi_B}{qN_D}} \simeq 10 \text{ nm} \quad (2.47)$$

である. ここで  $k$  は半導体の比誘電率,  $\varepsilon_0$  は真空の誘電率,  $\Phi_B$  は障壁高さ,  $N_D$  はドーピング濃度である.  $N_D$  を  $N_{\text{dd}}$  とし, GaN の  $k$  は  $9.5$  を用いた.

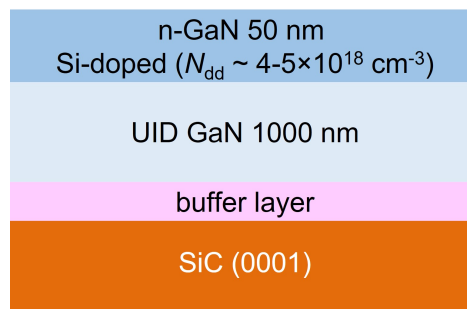


図 2.10: 素子作製に用いたエピ構造

このエピ構造を用いて, 図 2.6 に示す多端子ホール素子を作製した. オーミック金属と測定電極である電流注入・電圧プローブ電極には, 抵抗加熱蒸着で堆積した Ti/Al/Ti/Au ( $5/200/100/50 \text{ nm}$ ) を  $\text{N}_2$  雰囲気, 温度  $575^\circ\text{C}$ , 5 分の条件のアニールで形成したものを用いた. オーミック金属の長さ  $L$  は, 原点近傍での半導体中の電流が一定値になるよう充分大きくとり,  $200 \text{ } \mu\text{m}$  とした. また, オーミック金属の幅  $W$  には, 前述した測定される



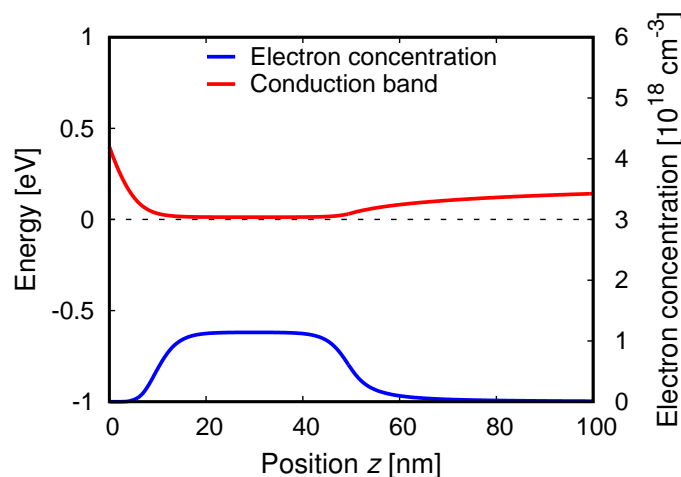
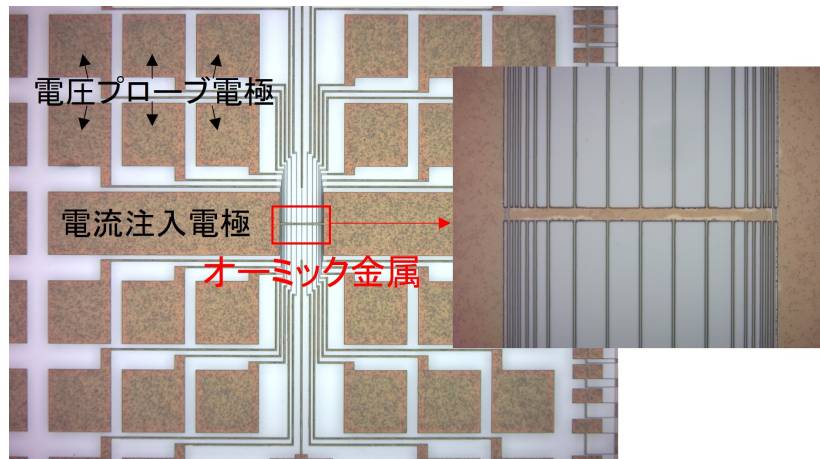


図 2.11: オーミック金属形成前 n-GaN のバンドダイアグラム

移動度  $\mu_{\text{meas}}$  の  $W$  依存性を取得するため, 1.7, 4.6, 9.7, 20.0  $\mu\text{m}$  の 4 種類とした. 半導体チャンネルと電圧プローブ電極のアーム形成には, イオン注入による素子分離を用いた. ドーズ量  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  の  $\text{B}^+$  を加速電圧 30 keV, 50 keV, 100 keV の三段階で注入した. イオン注入の際に用いたレジストパターンニング後の光学顕微鏡写真を図 2.12 に示す. 幅 2  $\mu\text{m}$  の電圧プローブ電極アームを上下 17 対,  $x = -100, -96, -92, -86, -80, -70, -50, -25, 0, 25, 50, 70, 80, 86, 92, 96, 100 \mu\text{m}$  に配置した. 図 2.8 をみるとわかるように, 電極端近傍 ( $x \sim \pm 100 \mu\text{m}$ ) では特性変化が大きいため電圧プローブ電極の間隔を小さくし, 特性が一定になる原点近傍 ( $x \sim 0$ ) では間隔を大きくした. さらに, オーミック金属の移動度  $\mu_{\text{m}}$ , シートキャリア密度  $n_{\text{s}}$  を測定するため, オーミック金属に直接コンタクトする電圧プローブ電極を  $x = \pm 10 \mu\text{m}$  に配置した. この多端子ホール素子に測定電流として  $-500 \text{ mA/mm} \leq J_0 \leq +500 \text{ mA/mm}$  を印加し, 磁場  $B = 0$  における横方向電位  $V$  と, 磁場  $B = 0.32 \text{ T}$  におけるホール電圧  $V_{\text{H}}$  を測定した.

### 2.3.2 特性評価結果

図 2.13 に横方向電位  $V_{\text{L}}(x)/J_0$  の測定結果を, (2.23) を用いたフィッティングにより得られた曲線とともに示す. これにより, オーミック金属下における  $\rho_{\text{s}} \simeq (2400 \pm 340) \Omega/\square$ ,  $\rho_{\text{c}} \simeq (0.9 \pm 0.3) \times 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ ,  $\rho_{\text{m}} \simeq (1.2 \pm 0.1) \Omega/\square$ ,  $R_{\text{c}} \simeq \sqrt{\rho_{\text{s}}\rho_{\text{c}}} = (1.5 \pm 0.3) \Omega\text{mm}$  を得た. オーミック金属下のシート抵抗  $\simeq 2400 \text{ cm}^{-2}$  はオーミック金属形成前のシート抵抗  $\simeq 5300 \text{ cm}^{-2}$  と比べて半分程度に小さくなっている. 図 2.14 に

図 2.12: イオン注入に用いたレジストパターン ( $W = 20 \mu\text{m}$ )

ホール電圧  $V_H(x)/I_0 = V_H(x)/J_0W$  の測定結果を示す. 原点  $x = 0$  近傍の  $V_H(0)/I_0$  から, (2.46) を用いて得た  $\mu_{\text{meas}}$  を表 2.1 にまとめる.  $W$  が小さくなるにつれて,  $\mu_{\text{meas}}$  が大きくなっていることがわかる. 図 2.15 に  $\mu_{\text{meas}}$  の  $W$  依存性を (2.46) を用いたフィッティングにより得られた曲線とともに示す. これにより,  $\mu_s \simeq (320 \pm 10) \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,  $n_s = 1/q\mu_s\rho_s \simeq (8.1 \pm 1.1) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  を得た. 得られたオーミック金属下 n-GaN の電気特性を, オーミック金属形成前の結果とともに表 2.2 にまとめる. オーミック金属下のシート電子密度はオーミック金属形成前より増加している. このことから, オーミック金属下 n-GaN においてドーピングが増加していることが示唆される. また, 同時に電子移動度もオーミック金属形成前より増加しており, 単純なドナードーピングでは説明できず, 何が起きているか明らかにする必要がある.

表 2.1:  $\mu_{\text{meas}}$  の測定結果.

$W$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\mu_{\text{meas}}$ [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ]
20	$17 \pm 1.4$
9.7	$38 \pm 2.8$
4.6	$86 \pm 4.4$
1.7	$200 \pm 12$

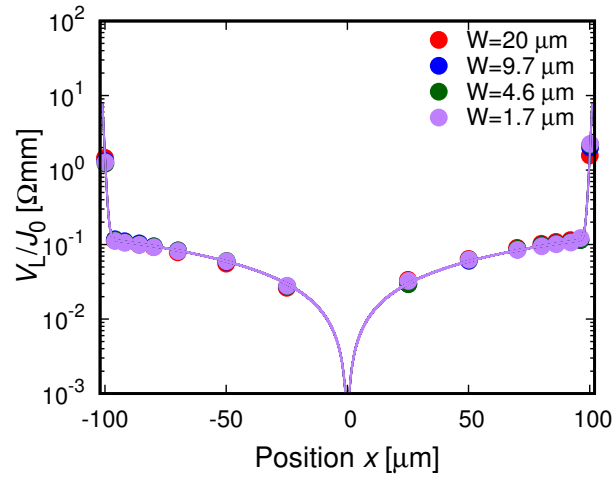
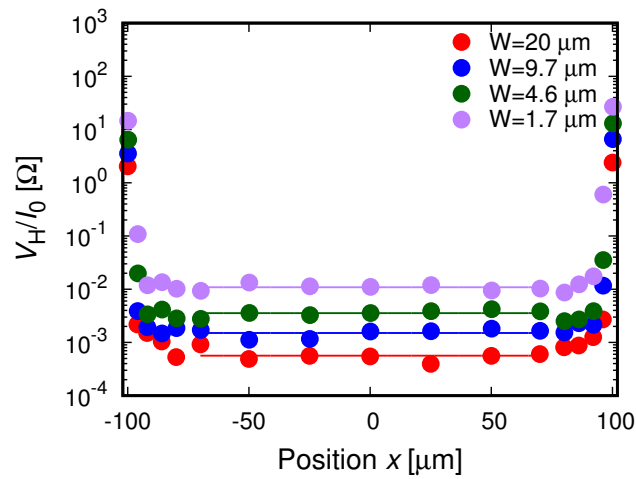
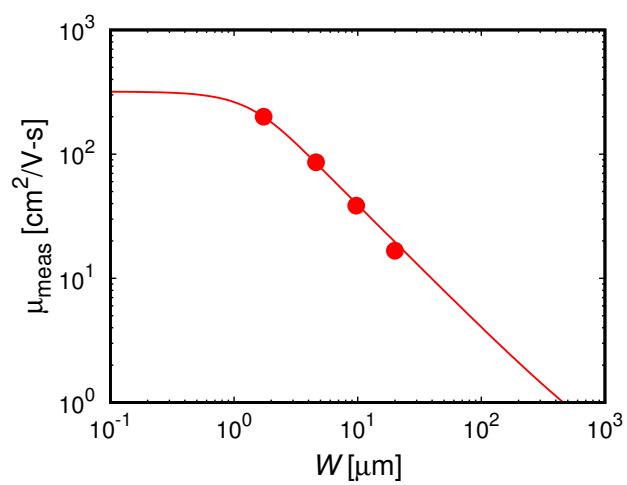
図 2.13:  $V_L/J_0(x)$  の測定結果図 2.14:  $V_H/I_0(x)$  の測定結果.

表 2.2: n-GaN の電気特性のまとめ.

	シート抵抗 [ $\Omega/\square$ ]	シート電子密度 [ $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ]	電子移動度 [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ]
オーミック金属下	$2400 \pm 340$	$8.1 \pm 1.1$	$320 \pm 10$
オーミック金属形成前	5300	4.6	250

図 2.15:  $\mu_{\text{meas}}$  の  $W$  依存性.

そこで、オーミック金属下 n-GaN のドーピング濃度  $N_D$ 、障壁高さ  $\Phi_B$  を求めるため、300-370 K で  $V_{L(x)}$  を測定し、コンタクト比抵抗  $\rho_c$  の温度依存性を得た。図 2.16 に  $W = 20.0 \mu\text{m}$  の素子の、温度  $T = 300\text{-}370 \text{ K}$  における  $V_L/J_0$  の測定結果を、(2.23) を用いたフィッティングにより得られた曲線とともに示す。これにより得られた  $\rho_c$  の温度依存性を図 2.16 に、電界放出 (FE) モデルおよび熱電界放出 (TFE) モデル [69] をそれぞれ適用したフィッティングで得られた曲線とともに示す。フィッティングに用いた FE モデル、TFE モデルはそれぞれ、

$$\text{FE: } \rho_c = \left[ \frac{A^* \pi q T}{k_B \sin(\pi c k_B T)} \exp\left(\frac{-\Phi_B}{E_{00}}\right) - \frac{A^* q}{c k_B^2} \exp\left(\frac{-\Phi_B}{E_{00}} - c E_F\right) \right]^{-1}, \quad (2.48)$$

$$\text{TFE: } \rho_c = \frac{k_B^2 \cosh\left(\frac{E_{00}}{k_B T}\right) \sqrt{\coth\left(\frac{E_{00}}{k_B T}\right)}}{A^* q \sqrt{\pi(\Phi_B + E_F) E_{00}}} \exp\left[ \frac{\Phi_B + E_F}{E_{00} \coth(E_{00}/k_B T)} - \frac{E_F}{k_B T} \right] \quad (2.49)$$

で表される [69]。ここで、 $A^* = 4\pi m^* k_B^2 / h^3$  はリチャードソン定数、 $k_B$  はボルツマン定数、 $m^*$  は有効質量、 $h$  はプランク定数、 $T$  は温度、 $E_F$  はフェルミエネルギー、 $E_{00} = q\hbar\sqrt{N_D/m^*k\varepsilon_0}/2$ 、 $c = 1/2E_{00} \ln(4\Phi_B/E_F)$  である。このとき、GaN の有効質量  $m^*/m_0 = 0.22$  を用いた。FE モデルを適用したフィッティングにより、ドーピング濃度  $N_D \simeq 3.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、障壁高さ  $\Phi \simeq 0.42 \text{ eV}$  を、TFE モデルを適用したフィッティングにより、 $N_D \simeq 1.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、 $\Phi \simeq 0.42 \text{ eV}$  を得た。ただし、これらの伝導モデルが成立するのは、

$$\text{FE: } k_B T < \frac{2E_{00}}{\ln(\Phi_B/E_F) + (2E_{00}/E_F)^{1/2}}, \quad (2.50)$$

$$\text{TFE: } T k_B > \frac{2E_{00}}{\ln(\Phi_B/E_F)} \quad (2.51)$$

の満たすときである [70]。これらの条件を、それぞれの伝導モデルで得られた  $N_D$  とともに図 2.18 に示す。FE モデルは測定温度の全範囲で上記のクライテリアを満たしているが、TFE モデルは  $\lesssim 340\text{K}$  で満たしていない。したがって、伝導機構は FE モデルが妥当であると考えられ、オーミック金属下 n-GaN には  $N_D \simeq 3.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  の高濃度ドーピングが生じている。それにもかかわらず、オーミック金属形成前よりも移動度が増加しており、この結果はイオン化不純物散乱をとまなうドナードーピングでは説明できない。

この実験結果は、分極ドーピング [71] により説明できる。分極  $\mathbf{P}$  に空間分布がある場合、ダイポールの不均衡によって  $N_D = -\nabla \cdot \mathbf{P}$  で表される分極ドーピングが生じる。分極ドーピングの特徴として、ドナーが存在しないためイオン化不純物散乱をとまなわず、

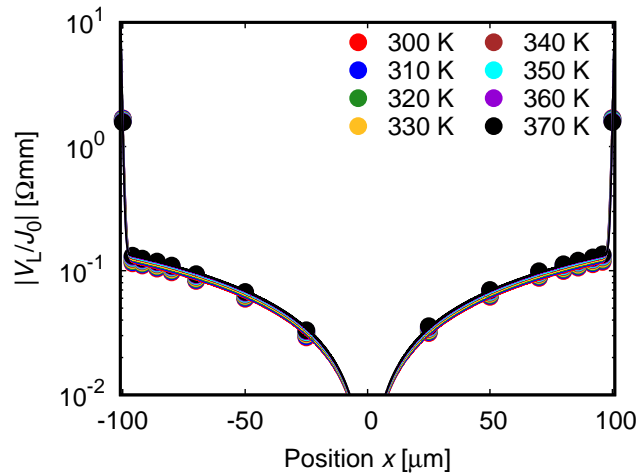


図 2.16: 温度  $T = 300\text{--}370\text{ K}$  における  $V_L/J_0(x)$  の測定結果.

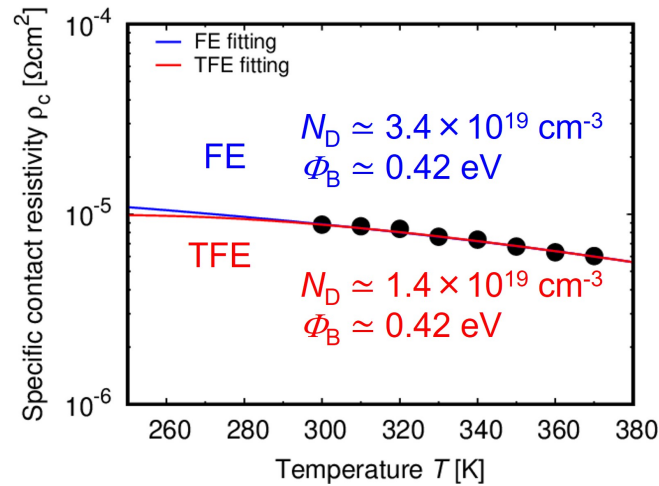


図 2.17: コンタクト比抵抗  $\rho_c$  の温度依存性の測定結果.

高いドーピング濃度に対しても高い電子移動度が得られることが報告されている [71–73]. オーミック金属下 n-GaN においては, 図 2.19 のようにオーミック金属が GaN に引っ張り歪みを与えることで, 分極ドーピングが発生している可能性がある. それにより, イオン化不純物濃度は変わらずに電子密度が増加したことで, スクリーニング効果で移動度が増加したことが考えられる.

このことを確認するために, まず得られた  $N_D$  と  $\phi_B$  に基づき, オーミック金属下 n-GaN のバンドダイアグラムを計算した. このとき, ドーピング濃度分布  $N(z)$  が,

$$N(z) = (N_D - N_{dd}) \exp\left(-\frac{z}{\xi}\right) + N_{dd} \quad (2.52)$$

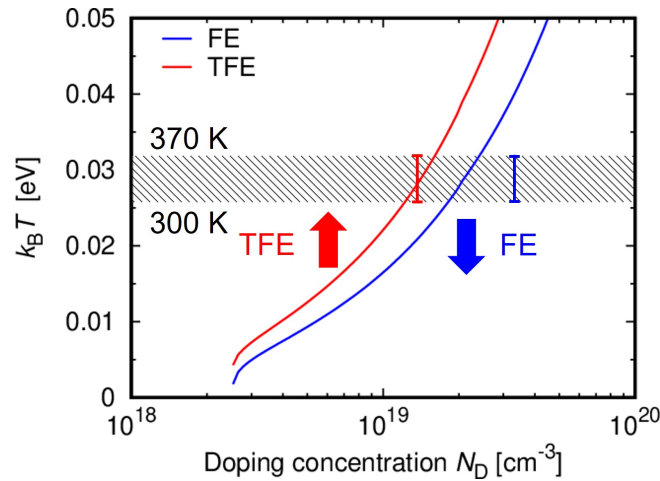


図 2.18: FE および TFE モデルの適用有効範囲.

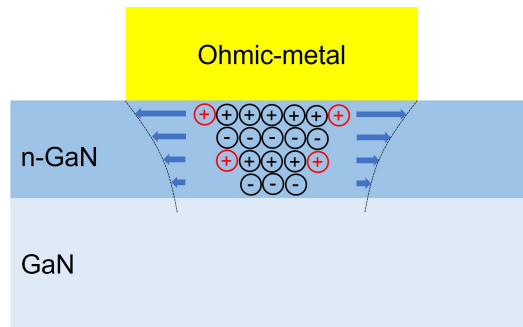


図 2.19: オーミック金属が GaN に与える歪による分極ドーピングの模式図.

で表されると仮定した. ここで,  $z$  は表面からの距離,  $\xi$  は特性長であり, 第 1 項は分極ドーピングによるもの, 第 2 項はドナードーピングによるものである. 歪みが指数関数的に緩和することから [74], 分極ドーピングによる項は指数関数で減少するとした. そして,  $\xi \simeq 4 \text{ nm}$  とすることで, 多端子ホール測定により得られた  $n_s$  を再現できた. 得られたドーピング濃度分布, バンドダイアグラムおよび局所的電子密度  $n$  分布の計算結果を図 2.20 に示す. オーミック金属形成前のバンドダイアグラム (図 2.11) と比較すると, 表面近傍の高濃度ドーピングにより, 空乏層幅が短くなる ( $\simeq 10 \text{ nm} \rightarrow \simeq 3.6 \text{ nm}$ ) ことで, トンネル伝導によりオーミックコンタクトが形成されと考えられる.

つぎに, 得られた局所的電子密度  $n$  に基づき, 移動度を計算した. イオン化不純物散乱

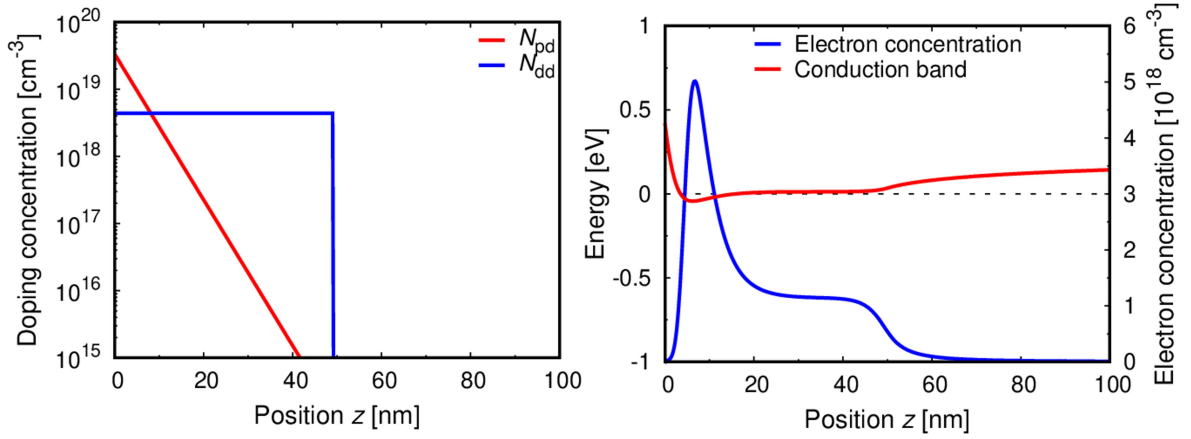


図 2.20: オーミック金属下におけるドーピング濃度分布 (左) および n-GaN のバンドダイアグラム (右) の計算結果.

による局所的電子移動度  $\mu_{II}$  は,  $n$  を用いて,

$$\mu_{II} = \frac{3(k\varepsilon_0)^2 h^3 n}{q^3 m^{*2} N_I} \left[ \ln(1 + \beta) - \frac{\beta}{1 + \beta} \right]^{-1} \quad (2.53)$$

$$\beta = \frac{4\pi k\varepsilon_0 \hbar^2}{q^2 m^*} (3\pi n)^{1/3} \quad (2.54)$$

で与えられる [75]. ここで  $N_I$  はイオン化不純物濃度であり, 分極ドーピングで濃度が増加するために一定とした. また, 極性光学フォノン散乱による移動度 [76]

$$\begin{aligned} \mu_{PO} &= \frac{3\sqrt{2\pi^3} \hbar^2}{qm^{*3/2} (\hbar\omega_{op})^{1/2}} \left( \frac{1}{\varepsilon_\infty \varepsilon_0} - \frac{1}{k\varepsilon_0} \right)^{-1} \\ &\times \frac{\exp(\hbar\omega_{op}/k_B T) - 1}{(\hbar\omega_{op}/k_B T)^{2/3} \exp(\hbar\omega_{op}/2k_B T) K_1(\exp(\hbar\omega_{op}/2k_B T))} \\ &\simeq 3000 \text{ cm}^2/\text{Vs} \end{aligned} \quad (2.55)$$

も考慮し,  $\mu = 1/(1/\mu_{II} + 1/\mu_{PO})$  で移動度を計算した. ここで,  $\varepsilon_\infty$  は高周波比誘電率,  $\hbar\omega_{op}$  は光学フォノンのエネルギー,  $K_1$  は変形ベッセル関数である. これらを用いて, 全体の移動度

$$\mu_s = \frac{\int n(z)\mu(z)^2 dz}{\int n(z)\mu(z) dz} \quad (2.56)$$

を計算した. これは,  $k$  種類のチャネルにおいて平行伝導が生じているときのホール



移動度が

$$\mu_s \simeq \frac{\sum_k n_k \mu_k^2}{\sum_k n_k \mu_k} \quad (2.57)$$

[77-81] のように重み付き平均で表されることを、空間分布が連続的に変化する場合に適用している。オーミック金属形成前およびオーミック金属下において、計算した局所的電子密度・移動度の分布を図 2.21 に示す。図中赤線で (2.56) により得られた  $\mu_s$  を示している。得られた  $\mu_s$  を実験結果とともに表 2.3 にまとめる。計算により得られた  $\mu_s$  は実験結果とよく一致しており、このことから分極ドーピングによるスクリーニング効果により移動度が向上することを理論的に説明できた。

表 2.3: n-GaN における移動度の計算結果および測定結果のまとめ。

	$\mu_s$ (計算)	$\mu_s$ (測定)
	[cm <sup>2</sup> /V-s]	[cm <sup>2</sup> /V-s]
オーミック金属形成前	230	250
オーミック金属下	340	320

以上より、オーミック金属下における高濃度ドーピングは、窒素空孔などのドナードーピングではなく、オーミック金属が n-GaN に引っ張り歪みを与えることで生じた分極ドーピングに起因することが強く示唆される。

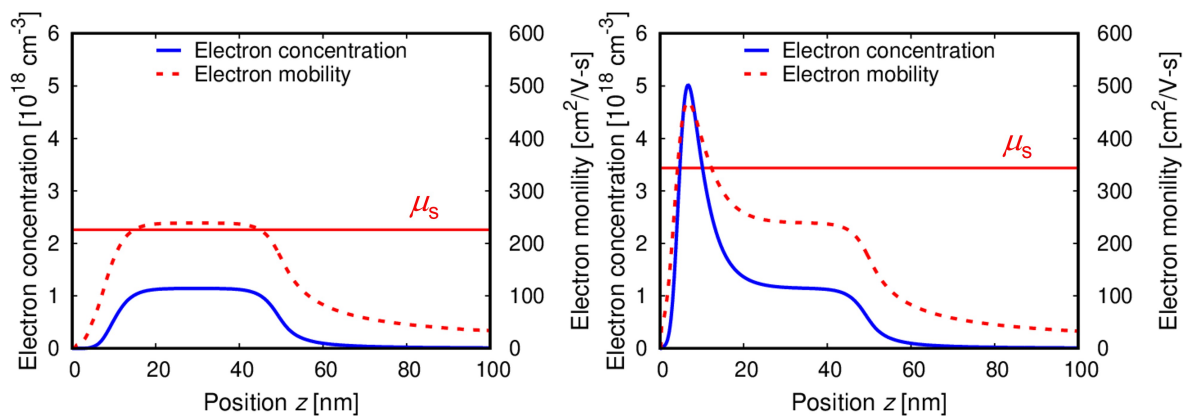


図 2.21: オーミック金属形成前 (左) およびオーミック金属下 (右) の電子密度・移動度分布.

## 2.4 オーミック金属下 AlGa<sub>0.24</sub>N/GaN ヘテロ構造への適用

### 2.4.1 素子構造

素子作製に用いた AlGa<sub>0.24</sub>N/GaN ヘテロ構造のエピ構造を図 2.22 に示す。サファイア (0001) 基板の上にアンドープ Al<sub>0.24</sub>Ga<sub>0.76</sub>N(20 nm)/GaN(3000 nm) が成長されている。ホール効果測定からシート抵抗  $\rho_{s0} \simeq 580 \Omega/\square$ , シート電子密度  $n_s \simeq 7.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , 電子移動度  $\mu_s \simeq 1500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  を得た。得られた  $n_s$  に基づき, 1D Poisson-Schrödinger を用いた計算により, バンドダイアグラムを見積もった。この計算の際,  $n_s = 7.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  を再現するように表面ポテンシャルには 1.5 eV を用いた。図 2.23 にオーミック金属前の AlGa<sub>0.24</sub>N/GaN ヘテロ構造のバンドダイアグラムを示す。

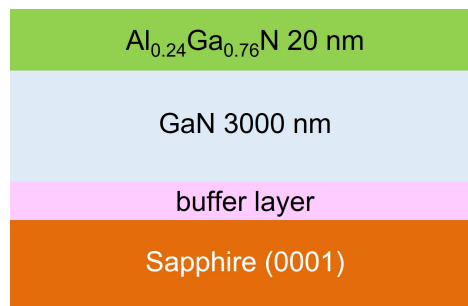


図 2.22: 素子作製に用いたエピ構造

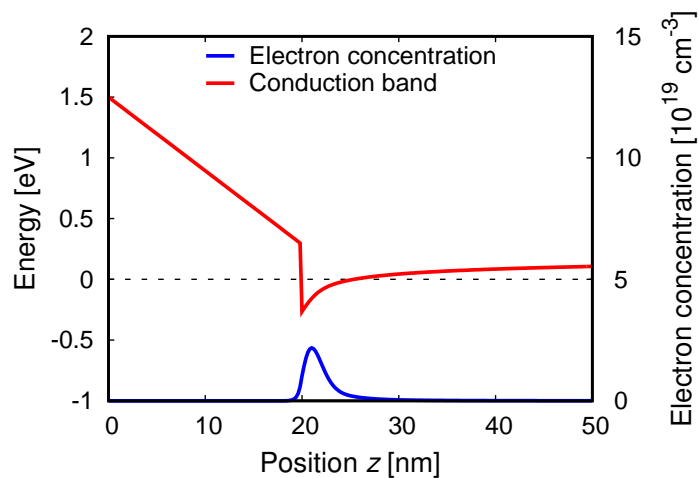


図 2.23: オーミック金属形成前 AlGa<sub>0.24</sub>N/GaN ヘテロ構造のバンドダイアグラム。

このエピ構造を用いて、図 2.6 に示す多端子ホール素子を作製した。作製に用いたオーミック金属の形成条件、素子分離のためのイオン注入の条件、電圧プローブ電極の配置は n-GaN の場合と同様である。オーミック金属の寸法は  $L = 200 \mu\text{m}$ ,  $W = 2.3, 5.2, 10.4, 20.0 \mu\text{m}$  である。この多端子ホール素子に測定電流として  $-500 \text{ mA/mm} \leq J_0 \leq +500 \text{ mA/mm}$  を印加し、磁場  $B = 0$  における横方向電位  $V$  と、磁場  $B = 0.32 \text{ T}$  におけるホール電圧  $V_H$  を測定した。

## 2.4.2 特性評価結果

図 2.24 に横方向電位  $V_L/J_0$  の測定結果を、(2.23) を用いたフィッティングにより得られた曲線とともに示す。これにより、オーミック金属下における  $\rho_s \simeq (370 \pm 30) \Omega/\square$ ,  $\rho_c \simeq (2.5 \pm 0.1) \times 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ ,  $\rho_m \simeq (6.9 \pm 0.7) \Omega/\square$ ,  $R_c \simeq \sqrt{\rho_s \rho_c} = (1.6 \pm 0.1) \Omega\text{mm}$  を得た。図 2.25 にホール電圧  $V_H(x)/I_0$  の測定結果を示す。原点近傍の原点  $x = 0$  近傍の  $V_H(0)/I_0$  から、(2.46) を用いて得た  $\mu_{\text{meas}}$  を表 2.4 にまとめる。図 2.26 に  $\mu_{\text{meas}}$  の  $W$  依存性を (2.46) を用いたフィッティングにより得られた曲線とともに示す。これにより、 $\mu_s \simeq (1590 \pm 30) \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,  $n_s = 1/q\mu_s\rho_s \simeq (1.1 \pm 0.1) \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  を得た。得られたオーミック金属下 AlGaIn/GaN ヘテロ構造の電気特性を、オーミック金属形成前の結果とともに表 2.5 にまとめる。オーミック金属形成前と比べて、 $\mu_s$  は  $\sim 6\%$  増加、 $n_s$  は  $\sim 40\%$  増加している。n-GaN の場合と同様に、分極ドーピングが生じたことで、 $n_s$  が増加していると考えられる。

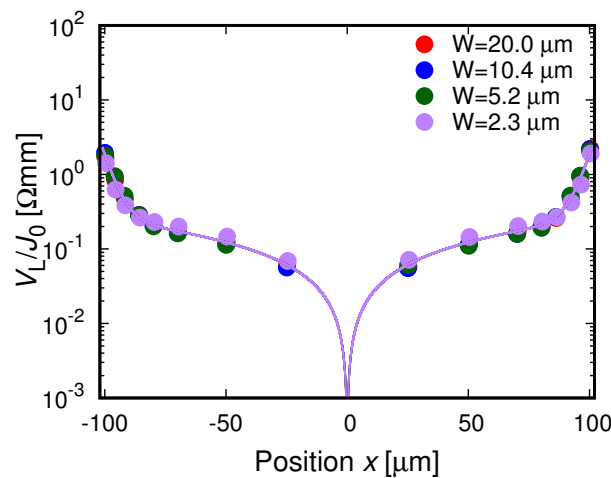
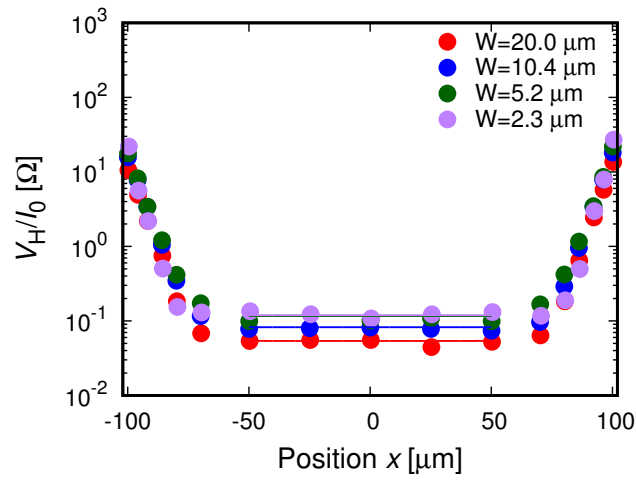


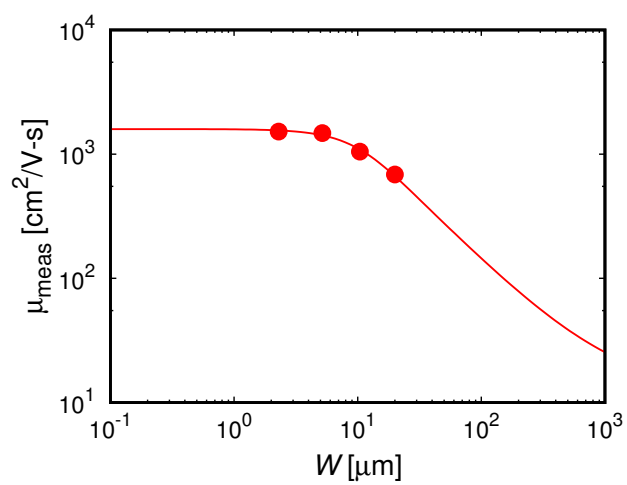
図 2.24:  $V_L/J_0$  の測定結果.

図 2.25:  $V_H/I_0$  の測定結果.表 2.4:  $\mu_{\text{meas}}$  の測定結果.

$W$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\mu_{\text{meas}}$ [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ]
20	$690 \pm 30$
10.4	$1050 \pm 40$
5.2	$1480 \pm 120$
2.3	$1520 \pm 60$

表 2.5: AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造の電気特性のまとめ.

	シート抵抗 [ $\Omega/\square$ ]	シート電子密度 [ $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ]	電子移動度 [ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ]
オーミック金属下	$370 \pm 30$	$11 \pm 1$	$1590 \pm 30$
オーミック金属形成前	580	7.2	1500

図 2.26:  $\mu_{\text{meas}}$  の  $W_{\text{fit}}$  依存性.

つぎに、バンドダイアグラムを見積もるため、温度可変の  $V_L/J_0$  の測定から  $\rho_c$  の温度依存性を求めた。図 2.27 に  $W = 20 \mu\text{m}$  の素子の、温度  $T = 300\text{-}370 \text{ K}$  における  $V_L/J_0(x)$  の測定結果を、(2.23) を用いたフィッティングにより得られた曲線とともに示す。これにより得られた  $\rho_c$  の温度依存性を、(2.48) の FE モデルおよび (2.49) の TFE モデルを適用したフィッティングにより得られた曲線とともに示す。このとき、AlGa<sub>N</sub> の比誘電率  $k = 10.5$ 、有効質量  $m^*/m_0 = 0.26$  を用いた。FE モデルを適用したフィッティングによりドーピング濃度  $N_D \simeq 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、障壁高さ  $\Phi \simeq 0.48 \text{ eV}$  を、TFE モデルを適用したフィッティングにより  $N_D \simeq 4.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 $\Phi \simeq 0.35 \text{ eV}$  を得た。伝導モデルが有効である条件 (2.50), (2.51) を得られた  $N_D$  とともに図 2.29 に示す。AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造の場合はどちらの伝導モデルも測定温度範囲内で条件を満たしており、どちらの伝導モデルも妥当である。また、空乏層幅  $W_d$  は (2.47) を用いて、FE モデルの場合、 $W_d \simeq 4.5 \text{ nm}$  であり、TFE モデルの場合、 $W_d \simeq 9.4 \text{ nm}$  である。

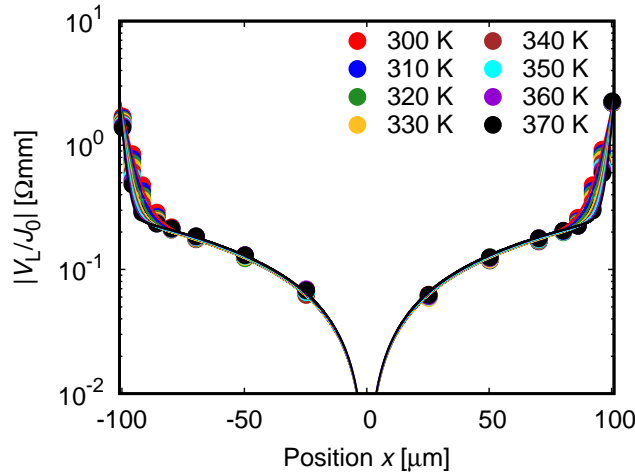


図 2.27: 温度  $T = 300\text{-}370 \text{ K}$  における  $V_L/J_0(x)$  の測定結果.

バンドダイアグラムもそれぞれの伝導モデルに対応して、2通り考えられる。まず、FE モデルを適用したフィッティングにより得られた  $N_D$  と  $\Phi_B$  に基づき、バンドダイアグラムを計算した。n-GaN の場合と同様に、オーミック金属下のドーピング濃度分布  $N(z)$  が指数関数的に減少し、

$$N(z) = N_D \exp\left(-\frac{z}{\xi}\right) \quad (2.58)$$

で表されると仮定した。  $N_D$  に  $\rho_c$  の温度依存性から得られた  $\simeq 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  を用い、 $\xi \simeq (4 \pm 1) \text{ nm}$  とすると、多端子ホール測定により得られた  $n_s$  を説明できる。得られた

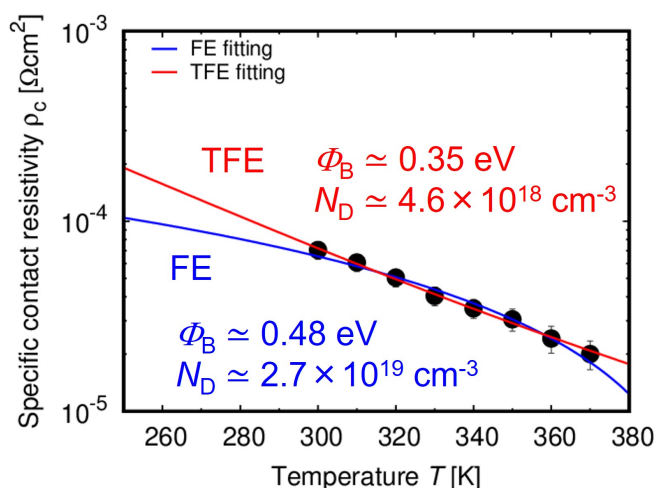


図 2.28: コンタクト比抵抗  $\rho_c$  の温度依存性の測定結果.

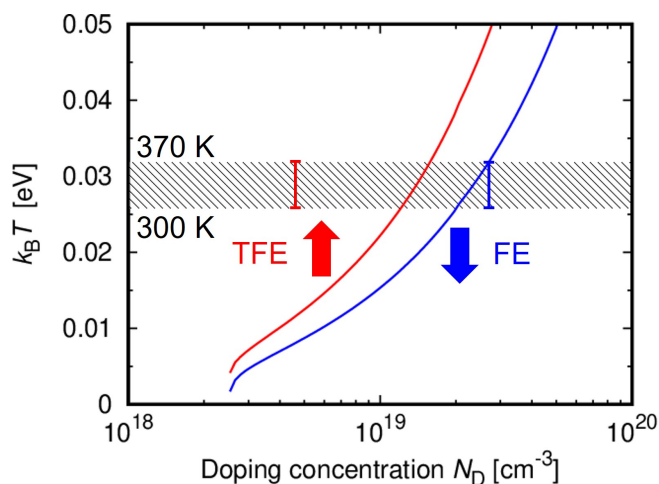


図 2.29: FE および TFE モデルの適用有効範囲.

バンドダイアグラムおよびドーピング濃度分布の計算結果を図 2.30 に示す. このとき, 空乏層はオーミック金属側だけでなく, AlGaIn/GaN ヘテロ界面側にも広がっている. そのため, 抵抗となる障壁が 2 つ存在することになり, オーミックコンタクトが形成されるかは疑問が残る. つぎに, TFE モデルを適用したフィッティングにより得られた  $N_D$  と  $\phi_B$  に基づき, 同様にバンドダイアグラムを計算した. しかし,  $N_D$  に  $\rho_c$  の温度依存性から得られた値を用いると, 多端子ホール測定により得られた  $n_s$  を説明できない. そこで, 空乏層がオーミック金属側ではなく, AlGaIn/GaN ヘテロ界面側に広がっていると仮定し, 計算を試みた. オーミック金属と AlGaIn 表面近傍の電子が一体となるように  $\phi_B = 0.1$  eV



とし、空乏層端 ( $z = 9.4$  nm) においてドーピング濃度が  $\rho_c$  の温度依存性から得られた値  $\simeq 4.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  となるように、 $N_D \simeq 5.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  を用い、 $\xi \simeq (4 \pm 1)$  nm とすることで、多端子ホール測定の実験結果を説明できる。得られたバンドダイアグラムおよびドーピング濃度分布の計算結果を図 2.31 に示す。この場合には、AlGa<sub>0.15</sub>N 界面側の空乏層のみが障壁となり、オーミックコンタクトが形成され得ると考えられる。このとき、AlGa<sub>0.15</sub>N/GaN ヘテロ界面の 2 次元電子ガスの  $\gtrsim 95\%$  が、フェルミエネルギーより 0.12 eV 低い基底準位に存在している。そのため、この場合の障壁高さは、AlGa<sub>0.15</sub>N/GaN 界面の AlGa<sub>0.15</sub>N の伝導帯上端 (0.18 eV) と基底準位との差  $\sim 0.3$  eV に相当し、実験より得られた値  $\simeq 0.35$  eV と概ね整合している。以上のように 2 通りのバンドダイアグラムが考えられるが、どちらが妥当であるか決定するには、別の手法で空乏層幅を評価することが必要である。したがって、後述する高周波測定によるオーミック金属下半導体の空乏層容量測定が重要となる。

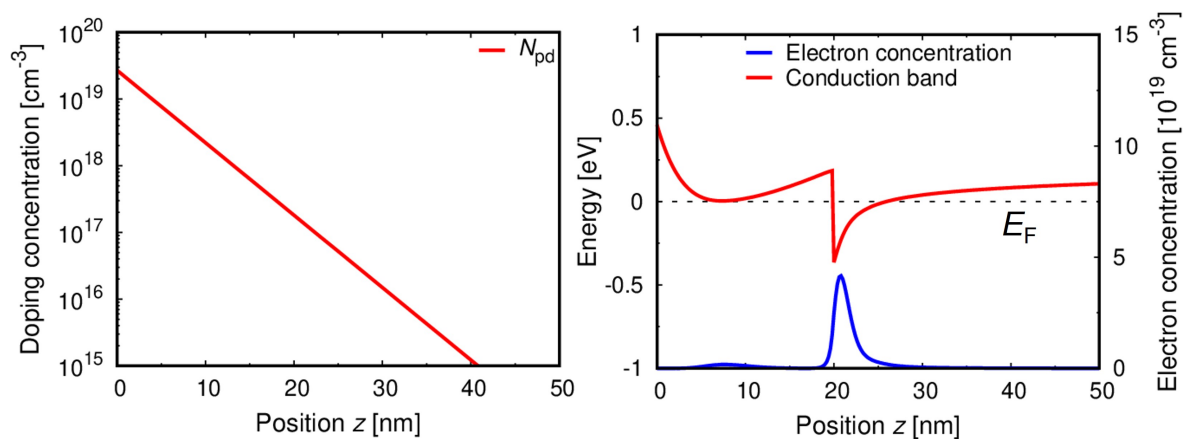


図 2.30: FE モデルに基づいた、オーミック金属下におけるドーピング濃度分布 (左) および AlGa<sub>0.15</sub>N/GaN ヘテロ構造のバンドダイアグラム (右) の計算結果。

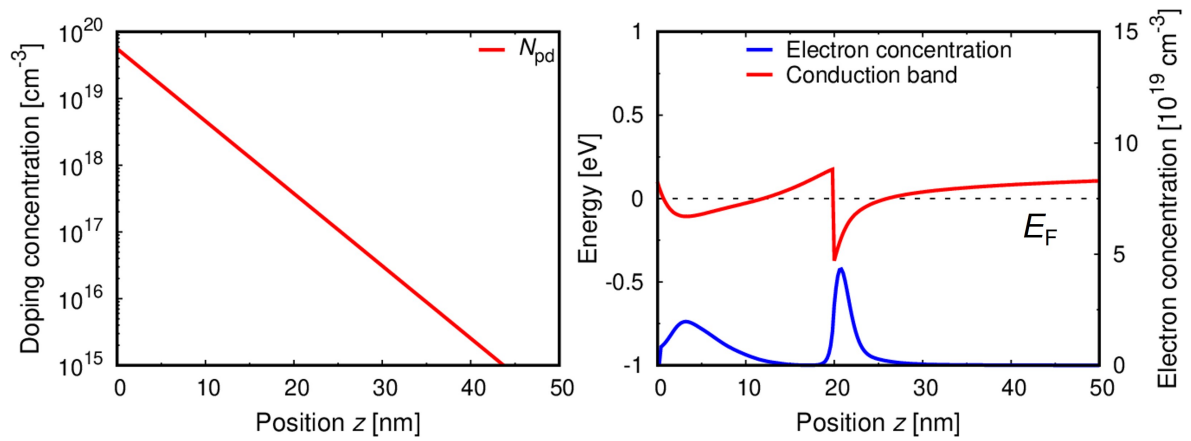


図 2.31: TFE モデルに基いた、オーミック金属下におけるドーピング濃度分布 (左) および AlGaIn/GaN ヘテロ構造のバンドダイアグラム (右) の計算結果.

## 2.5 まとめ

多端子ホール測定によるオーミック金属下半導体特性評価法について説明した。無磁場下におけるオーミック金属下におけるポテンシャル分布の解析から横方向電位  $V_L$  の位置  $x$  依存性を導き、 $V_L(x)$  の測定からオーミック金属下半導体のシート抵抗  $\rho_s$ 、オーミック金属のシート抵抗  $\rho_m$ 、およびコンタクト比抵抗  $\rho_c$  が得られることを示した。さらに、磁場下においてポテンシャル分布の解析から、原点  $x = 0$  近傍における  $V_H$  を導いた。それから得られる移動度  $\mu_{\text{meas}}$  の  $W$  依存性から、オーミック金属下の移動度  $\mu_s$  およびシートキャリア密度  $n_s$  が得られることを示した。さらに、この特性評価法を n-GaN および AlGaIn/GaN ヘテロ構造に対する低温アニールオーミックコンタクトに応用した。その結果、オーミック金属下 n-GaN においてシート電子密度・移動度がともに増加していることを明らかにした。また、 $\rho_c$  の温度依存性から、表面近傍の高濃度ドーピングにより空乏層が短くなったことでオーミックコンタクトが形成されることを示した。さらに、ドーピング濃度が増加しているにもかかわらず移動度が増加していることから、オーミック金属が半導体に与える歪による分極ドーピングが高濃度ドーピングに寄与していることを示した。オーミック金属下 AlGaIn/GaN ヘテロ構造においてもシート電子密度・移動度がともに増加しており、分極ドーピングが生じていることが示唆された。また、 $\rho_c$  の温度依存性から、オーミック金属下 AlGaIn/GaN ヘテロ構造のバンドダイアグラムを見積もった。しかし、オーミック金属-半導体間の伝導機構に 2 通りの可能性があることに対応して、2 通りのバンドダイアグラムが考えられ、決定できなかった。これを決定するためには、オーミック金属下半導体の空乏層容量を測定することが必要である。

## 第 3 章

# 高周波測定によるオーミック金属下半導体特性評価法

本章では、高周波測定によるオーミック金属下半導体特性評価の原理について説明する。まず、MHz 帯におけるオーミック金属下半導体の空乏層容量測定の課題を示すとともに、高周波測定の必要性について述べる。つぎに、GHz 帯の高周波特性によるオーミック金属下半導体の空乏層容量評価の原理と、実際の測定手法について述べる。

### 3.1 MHz 帯におけるオーミック金属下空乏層容量測定の課題

通常の LCR メータにより、MHz 帯において空乏層容量を測定することを考える。表面金属下半導体の等価回路モデルは最も単純には図 1.7 のように容量  $C$  とコンダクタンス  $G$  の真正成分で表されるが、実際には半導体内部のアクセス抵抗や外部のプロープ抵抗などに起因する直列抵抗  $R$  (典型的に  $\sim 10 \Omega$ ) と、測定用ケーブルなどに起因する直列インダクタンス  $L$  (典型的に  $\sim 1 \mu\text{H}$ ) の寄生成分が存在するため、図 3.1 に示す等価回路モデルとなる。この等価回路のアドミタンス  $Y_m$  の実部と虚部は

$$\text{Re}Y_m = \frac{AG + BC\omega^2}{A^2 + B^2\omega^2}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\text{Im}Y_m}{\omega} = \frac{AC - BG}{A^2 + B^2\omega^2}, \quad (3.2)$$

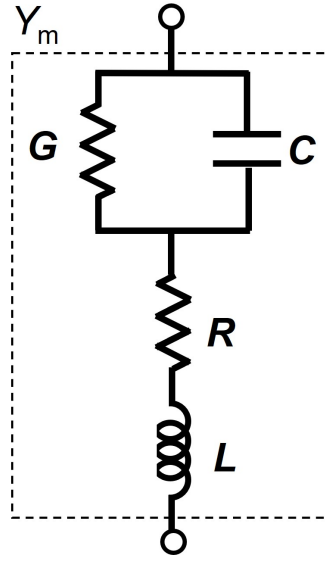


図 3.1: 寄生成分  $R, L$  を考慮した表面金属下半導体の等価回路モデル.

$$\begin{aligned} A &= 1 + RG - LC\omega^2, \\ B &= RC + GL \end{aligned} \quad (3.3)$$

で表される. 表面金属がショットキーコンタクトである場合,  $G$  は高々  $10^{-3}$  S/cm<sup>2</sup> であり, 典型的な空乏層幅数十 nm に対する  $C$  は数百 nF/cm<sup>2</sup>, MHz 帯における  $C\omega \sim 1$  S/cm<sup>2</sup> なので  $C\omega \gg G$  である. さらに, 真正成分に比べて寄生成分が小さく,  $1/C\omega, 1/G \gg R, L\omega$  であるならば, (3.1), (3.2) は

$$\operatorname{Re}Y_m \simeq G + RC^2\omega^2, \quad (3.4)$$

$$\frac{\operatorname{Im}Y_m}{\omega} \simeq C \quad (3.5)$$

で表される. すなわち, アドミタンスの虚部はそのまま空乏層容量  $C$  を与える一方で, アドミタンスの実部には寄生  $R$  の効果により周波数依存の項が加わるため真のコンダクタンス  $G$  とは異なる. しかしながら,  $\operatorname{Re}Y_m$  の周波数依存性を取得することで  $G$  を求めることは難しくない. 一方, 表面金属がオーミックコンタクトである場合, これまでの測定結果からわかるように, コンダクタンスは典型的に  $G = 1/\rho_c \gtrsim 10^5$  S/cm<sup>2</sup> であり, 典型的な空乏層幅数 nm に対する  $C$  は数  $\mu\text{F}/\text{cm}^2$ , MHz 帯における  $C\omega \sim 10$  S/cm<sup>2</sup> なので  $C\omega \ll G$  である. さらに,  $1/C\omega, 1/G \gg R, L\omega$  であるならば, (3.1), (3.2) は

$$\operatorname{Re}Y_m \simeq G, \quad (3.6)$$

$$\frac{\text{Im}Y_m}{\omega} \simeq C - LG^2 \quad (3.7)$$

で表される。すなわち、アドミタンスの実部はそのまま  $G$  を与える一方で、アドミタンスの虚部は寄生  $L$  の効果により減少する。この場合には、バイアスを変化させた  $\text{Im}Y_m/\omega$  の  $G^2$  依存性から  $C$  を求めることが考えられる。しかし、バイアスを変化させたときに  $C$  も変化するのに加え、前述のように  $C$  に比べて  $G$  がはるかに大きいため、精度よく測定することは困難である。このように MHz 帯の LCR メータによってオーミック金属下半導体の空乏層容量を精度よく測定することは困難である。そこで GHz 帯のネットワークアナライザを用いた高周波測定により、オーミック金属下半導体の空乏層容量を測定することを検討する。10 GHz では  $C_d\omega \sim 10^5 \text{ S/cm}^2$  となり、 $G$  と同程度になることに加え、寄生  $L$  成分を精度よく校正できるため、精度のよい測定が可能になる。

### 3.2 GHz帯におけるオーミック金属下空乏層容量測定の実理

GHz帯の高周波測定では、試料表面に対するプレーナプローブを用いる必要があることをふまえ、図3.2(上)に示すフローティングコンタクト素子のインピーダンス $Z_c$ の測定から、空乏層容量 $C_d$ を抽出することを検討する。フローティングコンタクト素子には半導体チャンネル上に長さ $L_{fc}$ 、幅 $W$ のオーミック金属が形成されており、このとき、オーミック金属とその直下の半導体は図3.2(下)に示すように $C_d$ を含んだ高周波伝送線路モデルで記述される。これは、2.1のフローティングコンタクト抵抗 $R_{fc}$ を高周波に拡張したものであり、 $R_{fc}$ の導出(2.9)-(2.19)において、 $\rho_c \rightarrow \rho_c + 1/(iC_d\omega)$  ( $i$ : 虚数単位,  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$ : 周波数)と置き換えることで全く同様に解くことができ、フローティングコンタクトインピーダンスは

$$Z_{fc} = \frac{\rho_s}{\rho_s + \rho_m} \left( \rho_m L_{fc} + 2\rho_s \frac{\tanh(\tilde{\gamma}L_{fc}/2)}{\tilde{\gamma}} \right), \quad (3.8)$$

$$\tilde{\gamma} = \sqrt{\frac{\rho_s + \rho_m}{\rho_c} (1 + i\rho_c C_d \omega)} \quad (3.9)$$

で表される。図3.3に $\rho_s = 500 \Omega/\square$ ,  $\rho_m = 1 \Omega/\square$ ,  $\rho_c = 1 \times 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ ,  $C_d = 1500 \text{ nF}/\text{cm}^2$ ,  $L_{fc} = 100 \mu\text{m}$ を用いて、 $Z_{fc}$ の周波数依存性を計算した例を示す。このと

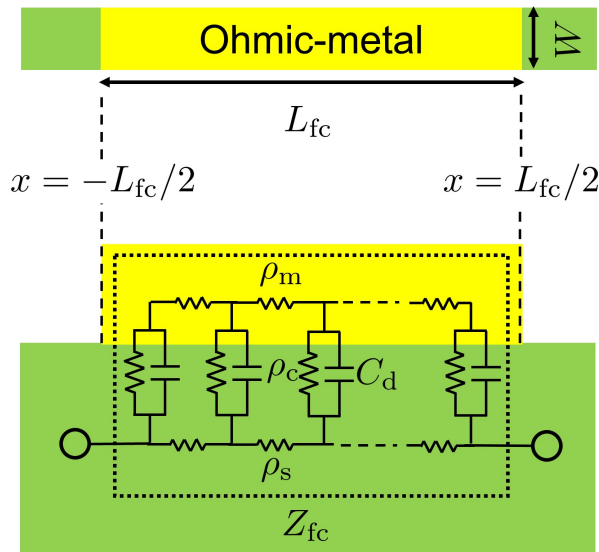


図3.2: フローティングコンタクト素子の構造(上)とその高周波伝送線路モデル(下)。

き, (3.8) において  $\tanh(\tilde{\gamma}L_{fc}/2) = 1$  で近似し,

$$Z_{fc} \simeq \frac{\rho_s}{\rho_s + \rho_m} \left( \rho_m L_{fc} + \frac{2\rho_s}{\tilde{\gamma}} \right) \quad (3.10)$$

で計算した曲線も同時にプロットした.  $\tilde{\gamma}L_{fc}/2$  が充分大きく, この近似が成り立ってい

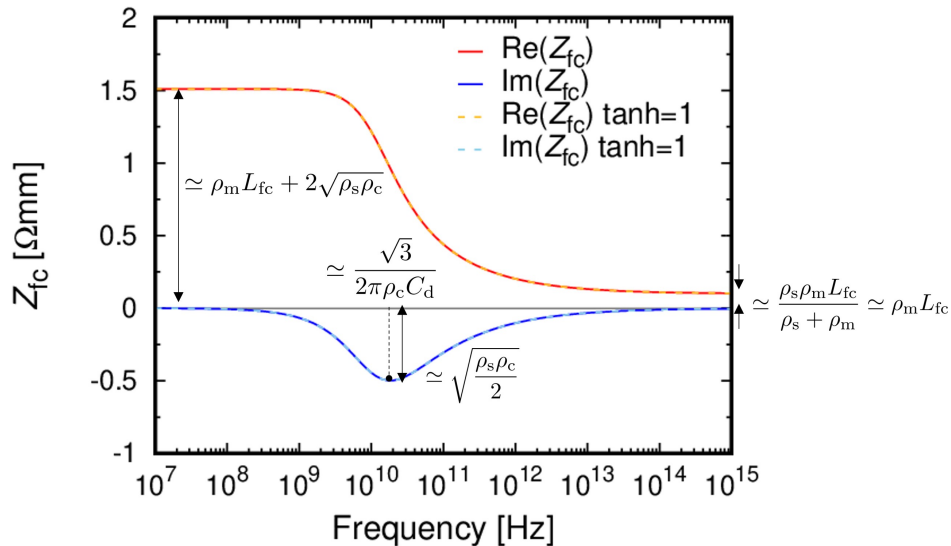


図 3.3: フローティングコンタクトインピーダンス  $Z_{fc}$  の周波数依存性の計算例.

ることがわかる.  $\text{Re}(Z_{fc})$  は低周波領域では一定であり, 周波数が高くなるほど減少する.  $\text{Im}(Z_{fc})$  は低周波および高周波領域では 0 であり,  $1/\rho_c \sim C_d \omega$  となる周波数付近で負のピークをとる. ここで  $\tanh(\tilde{\gamma}L_{fc}/2) = 1$  の近似の下で, 低周波, 高周波, 中間周波数それぞれの領域における  $Z_{fc}$  のふるまいについて考察する. まず, 低周波領域 ( $\lesssim 10^7$  Hz) では,  $1/\rho_c = 10^5$  S/cm<sup>2</sup> に対して  $C_d \omega \lesssim 10^2$  S/cm<sup>2</sup> であるため,  $C_d$  は図 3.4 に示すように伝送線路モデル中で AC 的に開放で近似される. そのため,  $\tilde{\gamma} \simeq \sqrt{(\rho_s + \rho_m)/\rho_c}$  と実部のみになり,  $Z_{fc}$  の実部と虚部はそれぞれ,

$$\begin{aligned} \text{Re}(Z_{fc}) &\simeq \frac{\rho_s}{\rho_s + \rho_m} \left( \rho_m L_{fc} + \frac{2\rho_s}{\sqrt{(\rho_s + \rho_m)/\rho_c}} \right) \simeq \rho_m L_{fc} + 2\sqrt{\rho_s \rho_c} \quad (\because \rho_s \gg \rho_m), \\ \text{Im}(Z_{fc}) &\simeq 0 \end{aligned} \quad (3.11)$$

で与えられる. つぎに, 高周波領域 ( $\gtrsim 10^{15}$  Hz) では,  $C_d \omega \gtrsim 10^{10}$  S/cm<sup>2</sup> と  $1/\rho_c \ll C_d \omega$  であるため,  $C_d$  は図 3.5 に示すように伝送線路モデル中で AC 的に短絡で近似され



る. そのため,  $\rho_s$  と  $\rho_m$  の並列抵抗のみが残り,  $Z_{fc}$  の実部と虚部はそれぞれ,

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(Z_{fc}) &\simeq \frac{\rho_s \rho_m L_{fc}}{\rho_s + \rho_m} \simeq \rho_m L_{fc}, \\ \operatorname{Im}(Z_{fc}) &\simeq 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

で与えられる. そして中間周波数 ( $\sim 10^{10}$  Hz) の場合には,  $C_d \omega \gtrsim 10^{10}$  S/cm<sup>2</sup> と  $1/\rho_c$  と同程度となるため, 伝送線路モデルは図 3.6 に示すように容量成分  $C_d$  が残る.

ここで,  $\operatorname{Im}(Z_{fc})$  の負のピークを与える周波数を求めることにする.  $Z_{fc}$  を (3.10) で

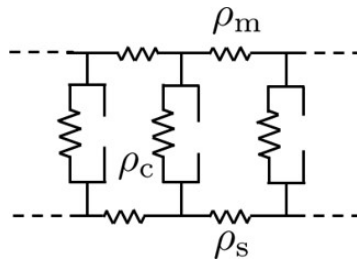


図 3.4: 低周波領域における伝送線路モデル.

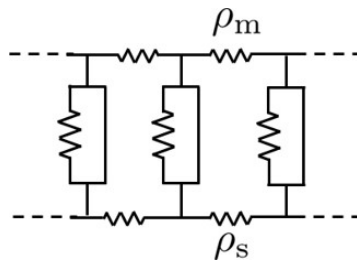


図 3.5: 高周波領域における伝送線路モデル.

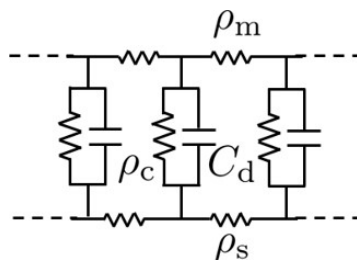


図 3.6: 中間周波数領域における伝送線路モデル.

近似した場合,  $\operatorname{Im}(Z_{fc})$  の負のピークは  $L_{fc}$  に依存せず  $1/\tilde{\gamma}$  のみで決まる. そこで,

$1/\tilde{\gamma} \sim 1/\sqrt{1+i\rho_c C_d \omega}$  の虚部の極値を与える周波数を求める.  $\rho_c C_d \omega = p$  とすると

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{1+ip}} &= \frac{1}{\sqrt{(\sqrt{p^2+1}+1)/2+i\sqrt{(\sqrt{p^2+1}-1)/2}}} \\ &= \frac{\sqrt{\sqrt{p^2+1}+1}-i\sqrt{\sqrt{p^2+1}-1}}{\sqrt{2(p^2+1)}} \end{aligned} \quad (3.13)$$

であり,  $p^2+1=y$  とおくと (3.13) の虚部は  $-\sqrt{\sqrt{y}-1}/\sqrt{2y} = g(y)$  と表される.  $g(y)$  の極値を与える  $y$  を求めると,

$$\begin{aligned} \frac{dg(y)}{dy} &= -\frac{(\sqrt{\sqrt{y}-1}-1)'\sqrt{2y}-\sqrt{\sqrt{y}-1}-1(\sqrt{2y})'}{2y} \\ &= -\frac{\frac{\sqrt{2}}{4}(\sqrt{y}-1)^{-1/2}-((\sqrt{y}-1)-1)/2y)^{1/2}}{2y} = 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

であり,  $y > 0$  から分子が0となるため,

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{2}}{4}(\sqrt{y}-1)^{-1/2} &= \left(\frac{\sqrt{y}-1-1}{2y}\right)^{1/2} \\ \frac{1}{2} &= \frac{\sqrt{y}-1}{\sqrt{y}} \\ \therefore y &= 4 \end{aligned} \quad (3.15)$$

になる. これを元の表式に戻すと,

$$\begin{aligned} y &= 4 \\ p^2+1 &= 4 \\ p &= \sqrt{3} \quad (\because p > 0) \\ \rho_c C_d \omega &= \sqrt{3} \\ \therefore f &= \frac{\sqrt{3}}{2\pi\rho_c C_d} \end{aligned} \quad (3.16)$$

と,  $\text{Im}(Z_{fc})$  の負のピークを与える周波数が得られる. また, この周波数における  $Z_{fc}$  の実部と虚部はそれぞれ,  $1/\sqrt{1+i\rho_c C_d \omega}$  が  $\sqrt{3}/2\sqrt{2}$  と  $1/2\sqrt{2}$  になるため,

$$\begin{aligned} \text{Re}(Z_{fc}) &\simeq \frac{\rho_s}{\rho_s+\rho_m} \left( \rho_m L_{fc} + 2\rho_s \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_s+\rho_m}} \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \right) \simeq \rho_m L_{fc} + \sqrt{\frac{3\rho_s\rho_c}{2}}, \\ \text{Im}(Z_{fc}) &\simeq \frac{2\rho_s^2}{\rho_s+\rho_m} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_s+\rho_m}} \frac{1}{2\sqrt{2}} \simeq \sqrt{\frac{\rho_s\rho_c}{2}} \end{aligned} \quad (3.17)$$

で与えられる。ここで重要なことは、 $\text{Im}(Z_{fc})$  の負のピークを与える周波数を求めることで、 $\rho_c$  と  $C_d$  の積が得られることである。したがって、高周波測定によって  $\rho_c C_d$  を抽出し、フローティングコンタクト抵抗  $R_{fc}$  の長さ  $L$  依存性、あるいは多端子ホール素子の  $V_L$  の位置  $x$  依存性の解析から  $\rho_c$  を決定すれば、 $C_d$  を求めることができる。

以上のように、フローティングコンタクトインピーダンス  $Z_c$  の高周波測定から、オーミック金属下の空乏層容量を抽出できることを示した。

### 3.3 フローティングコンタクトインピーダンスの高周波測定手法

本節では、GHz 帯のネットワークアナライザを用いて、フローティングコンタクトインピーダンス  $Z_{fc}$  の高周波測定を行う手法について説明する。高周波におけるオンチップ測定では、コプレーナ導波路などの伝送線路を用いる必要があることをふまえ、測定素子は図 3.7 (左) に示すレイアウトととする。黒点線で囲んだ領域は素子分離がされておらず、キャリアが存在し、半導体チャネルを形成している。この半導体チャネル上に長さ  $L_{fc}$ 、幅  $W$  のオーミック金属が形成されている。このオーミック金属の左右に、高周波信号導入用のオーミック金属が形成されている。そして、これらのオーミック金属の上下に、GND 用の電極 Pad が形成されている。この素子の等価回路は図 3.8 (左) の 2 端子対回路で表される。ここで、 $Y_{p1}$ 、 $Y_{p2}$  は並列寄生アドミタンス、 $Z_p$  は直列寄生インピーダンスである。この等価回路のアドミタンス ( $Y$ ) パラメータ  $Y_{meas}$  は

$$Y_{meas} = \begin{pmatrix} Y_{p1} + Y_{p2} + \frac{1}{Z_{fc} + 2Z_p} & -Y_{p1} - \frac{1}{Z_{fc} + 2Z_p} \\ -Y_{p1} - \frac{1}{Z_{fc} + 2Z_p} & Y_{p1} + Y_{p2} + \frac{1}{Z_{fc} + 2Z_p} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

で与えられる。このように、測定素子の評価結果には寄生成分が含まれており、 $Z_{fc}$  を抽

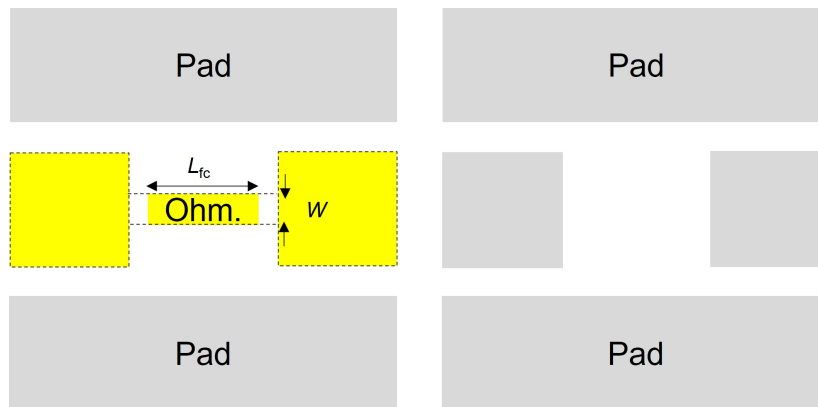


図 3.7: 測定素子 (左) およびオープン補正素子 (右) のレイアウト。

出するには、 $Y_{p1}$ 、 $Y_{p2}$ 、 $Z_p$  を除去する必要がある。 $Y_{p1}$ 、 $Y_{p2}$  は図 3.7 (右) に示すオープン補正素子を用いて除去する。この素子には、素子分離された半導体上に測定素子と、中央のオーミック金属が無いことを除いて、同様のレイアウトで電極 Pad が形成されてい

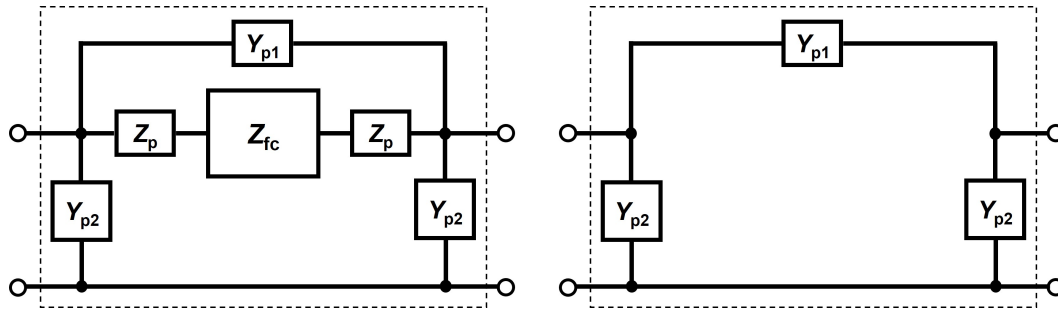


図 3.8: 測定素子 (左) およびオープン補正素子 (右) の等価回路.

る. この素子の等価回路は図 3.8 (右) で表され, その  $Y$  パラメータ  $Y_{\text{open}}$  は

$$Y_{\text{open}} = \begin{pmatrix} Y_{p1} + Y_{p2} & -Y_{p1} \\ -Y_{p1} & Y_{p1} + Y_{p2} \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

で与えられる. したがって, 測定素子とオープン補正素子の測定から得られた  $S$  パラメータをそれぞれ  $Y$  パラメータに変換し,  $Y_{\text{meas}} - Y_{\text{open}}$  とすることで,

$$\tilde{Y}_{\text{meas}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{Z_{\text{fc}} + 2Z_{\text{p}}} & -\frac{1}{Z_{\text{fc}} + 2Z_{\text{p}}} \\ -\frac{1}{Z_{\text{fc}} + 2Z_{\text{p}}} & \frac{1}{Z_{\text{fc}} + 2Z_{\text{p}}} \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

が得られる. このように,  $\tilde{Y}_{\text{meas}}$  の各成分は, 絶対値が同一であり,  $Z_{\text{fc}} + 2Z_{\text{p}}$  を与える. これにより得られた値から, フィッティングにより  $Z_{\text{p}}$  を除去する.  $Z_{\text{p}}$  が図 3.9 の等価回路で表されると仮定すると,

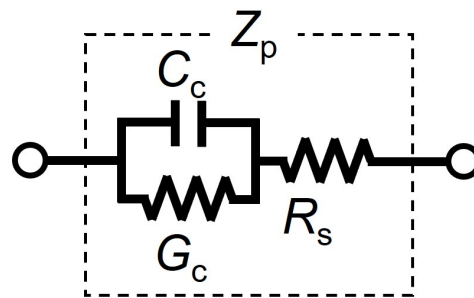
$$Z_{\text{p}} = \frac{1}{G_{\text{c}} + iC_{\text{c}}\omega} + R_{\text{s}} \quad (3.21)$$

で表される. ここで  $G_{\text{c}}$ ,  $C_{\text{c}}$  は高周波信号導入用のオーミック金属のコンダクタンスと容量,  $R_{\text{s}}$  はアクセス抵抗を表している. 測定から得られた  $Z_{\text{fc}} + 2Z_{\text{p}}$  に対し, (3.8), (3.21) を用いてフィッティングすることで,  $Z_{\text{fc}}$  を抽出することができる.

以上の手法を用いることでオーミック金属下の空乏層容量を抽出し, 空乏層幅を評価できる. 今後, この手法を実際のオーミック金属下半導体に適用し, その有効性を検証することが必要である.

### 3.4 まとめ

高周波測定によるオーミック金属下半導体特性評価の原理について説明した. MHz 帯では, オーミック金属下において, 空乏層用容量  $C_{\text{d}}$  を与えるアドミタンスの虚部に比べ

図 3.9:  $Z_p$  の等価回路.

て、それと並列な実部のコンダクタンスが数桁大きいいため、 $C_d$  を精度よく評価することが難しいことを示した。そこで GHz 帯において、フローティングコンタクトインピーダンス  $Z_{fc}$  を測定し、高周波伝送線路モデルに基づき、 $C_d$  を抽出することを検討した。そして、 $Z_{fc}$  の虚部の負のピーク周波数から、コンタクト比抵抗  $\rho_c$  と空乏層容量  $C_d$  の積が得られることを示した。また実際の  $Z_{fc}$  測定に用いる素子レイアウトや、 $Z_{fc}$  の抽出方法についても示した。今後、この手法をオーミック金属下半導体に適用し、その有効性を検証することが必要である。

## 第4章

# オーミック金属除去後の特性

2章において、オーミック金属下 n-GaN および AlGaIn/GaN ヘテロ構造における高濃度ドーピングに分極ドーピングが寄与していることがわかり、高濃度ドナーが存在しないことが示唆された。もし仮に、高濃度ドナーの寄与があるとすれば、オーミック金属除去後においても高濃度ドナーの存在が確認できると考えられる。本章では、オーミック金属形成前、除去後の特性を比較し、高濃度ドナーの存在が否定できることを示す。

### 4.1 n 型 GaN の場合

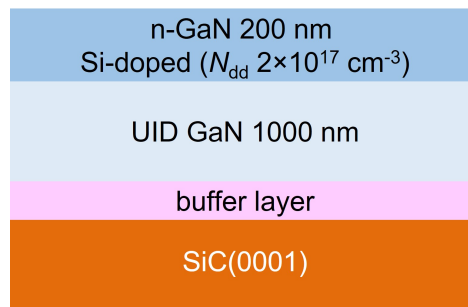


図 4.1: 素子作製に用いたエピ構造

図 4.1 に示すエピ構造を用いて、多端子ホール素子を用いた特性比較を行った。プロセスフローを図 4.2 に示す。半導体チャンネル上にオーミック金属を形成していない素子、すなわちオーミック金属形成前の素子 (before Ohmic-metal formation) に、Ti/Al/Ti/Au を堆積し、575°C・5 分のアニール条件でオーミック金属を形成した (w/ Ohmic-metal)。

オーミック金属の長さ  $L = 200 \mu\text{m}$ , 幅  $W = 20 \mu\text{m}$  である. その後, オーミック金属および測定電極 (電流注入・電圧プローブ電極) を  $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4 (1:9)$  と HF を用いたウェットエッチングで除去した後, 測定電極を再形成した (after Ohmic-metal removal). オーミック金属形成前, 形成後, 除去後の素子それぞれに対し, 多端子ホール測定を行った. また, オーミック金属が除去できたか確認するため, 走査型電子顕微鏡 (SEM) 装置内において, エネルギー分散型 X 線分光法 (EDS) により, 加速電圧 15 keV で分析を行った. 図 4.3 に示すオーミック金属形成前および除去後の SEM 像における,  $\times$  印の位置で取得した EDS スペクトルを図 4.4 に示す. 両者のスペクトルは一致しており, Ti, Au のピークが検出されないことから, オーミック金属が除去できていることが確認できた.

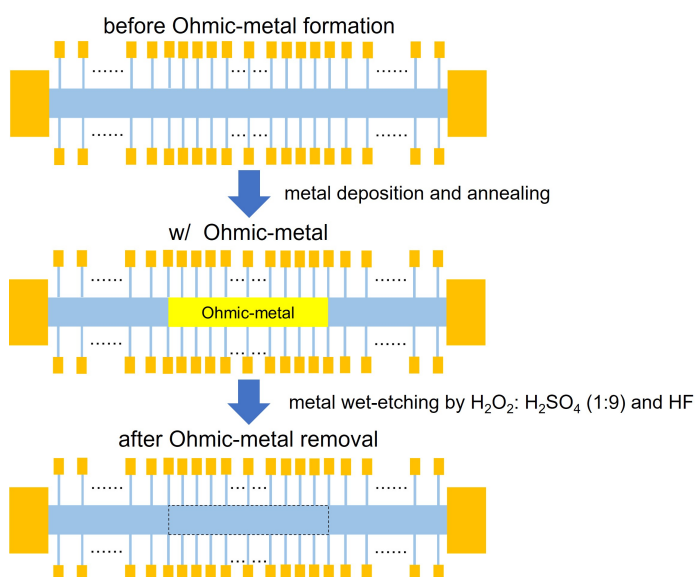


図 4.2: 多端子ホール素子のオーミック金属形成および除去のプロセスフロー.

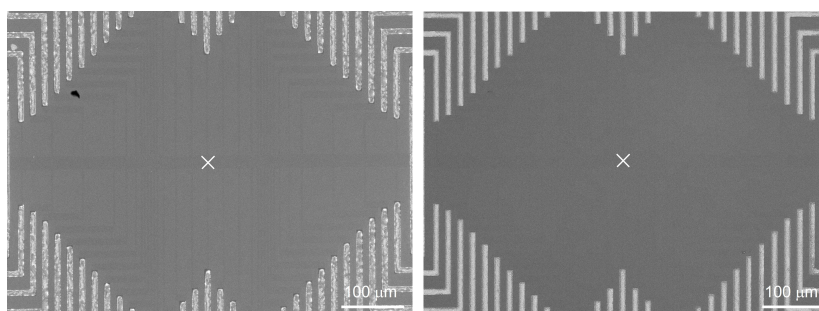


図 4.3: オーミック金属形成前 (左) および除去後 (右) の SEM 像.



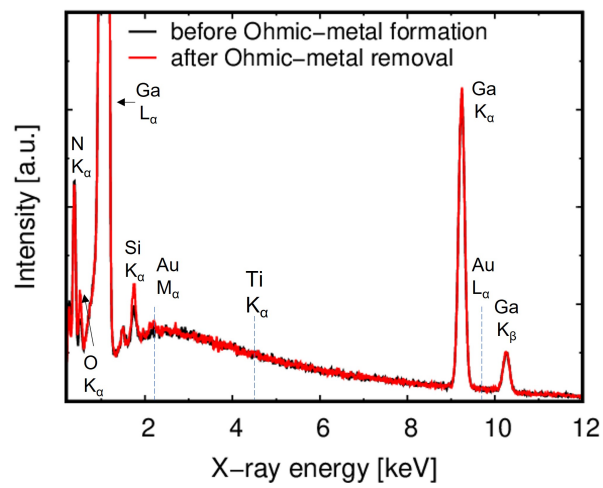


図 4.4: オーミック金属形成前および除去後の EDS スペクトル.

図 4.5 にオーミック金属形成前, 形成後, 除去後の  $V_L(x)/J_0$  および  $V_H(x)/J_0$  の測定結果を示す. オーミック金属形成後の素子に対して, (2.23) を用いて  $V_L(x)/J_0$  をフィッティングすることで, オーミック金属下の  $\rho_s \simeq (4700 \pm 70) \Omega/\square$ ,  $R_c \simeq (2.7 \pm 0.8) \Omega\text{mm}$  を得た. オーミック金属形成前とオーミック金属除去後の素子に対して,  $V_L(x)/J_0$  の線形フィッティングからシート抵抗を,  $V_H(x)/J_0$  からシート電子密度・移動度を得た. これにより得られた, オーミック金属形成前と除去後の電気特性を表 4.1 にまとめる. オーミック金属除去後において, 若干の電子移動度の低下がありシート抵抗は増加しているものの, シート電子密度は形成前の値に戻っていることがわかる. このことから, オーミック金属形成時に高濃度ドナーは存在されなかったと考えられる.

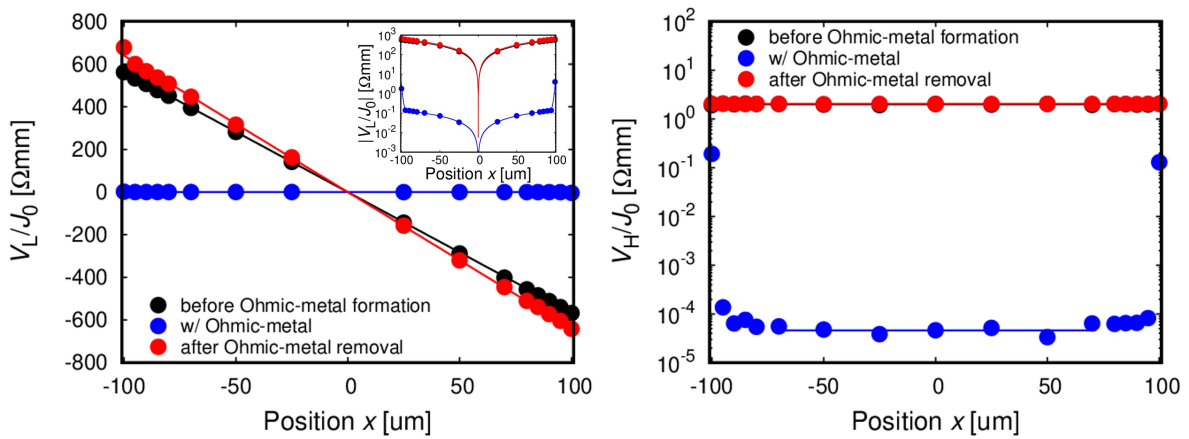


図 4.5: オーミック金属形成前, 形成後, 除去後における  $V_L(x)/J_0$  および  $V_H(x)/J_0$  の測定結果. 左図の挿入図: 対数スケールにおける  $V_L(x)/J_0$  の測定結果.

表 4.1: オーミック金属形成前と除去後における n-GaN の電気特性のまとめ.

	シート抵抗	シート電子密度	電子移動度
	$[\Omega/\square]$	$[10^{12} \text{ cm}^{-2}]$	$[\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}]$
オーミック金属形成前	5700	2.0	560
オーミック金属除去後	6400	2.0	500

さらに, Ni/Au ショットキーコンタクトを用いた特性比較を行った. オーミック金属形成前とオーミック金属除去後の n-GaN に対して, 図 4.6 に示すプロセスフローで Ni/Au (5/100 nm) ショットキーコンタクトを形成し, 容量-電圧 ( $C$ - $V$ ) 特性および電流-電圧

( $J$ - $V$ ) 特性を測定した.  $C$ - $V$  測定は, 測定周波数 1 MHz において,  $V_G$  を 0.36 V/s で掃引して行った. 図 4.7 (左) に示すように, オーミック金属形成前と除去後において,  $C$ - $V$  特性は変化していない. すなわち, オーミック金属の形成と除去によって, n-GaN の誘電特性は変化していないことがわかる. さらに, 図 4.7 (右) に示すように,  $J$ - $V$  特性はほぼ変化しておらず, ショットキー特性も変化していない. この結果は, オーミック金属除去後において, n-GaN に高濃度ドナーが存在しないことを示している.

多端子ホール測定, ショットキーコンタクト測定の結果からオーミック金属下 n-GaN において, 高濃度ドーピングが生じているにもかかわらず, 窒素空孔などの高濃度ドナーは形成されていないことが示された. すなわち, 高濃度ドーピングは, オーミック金属が半導体に与える歪に起因するドナーをともなわない分極ドーピングによって生じていると考えられる.

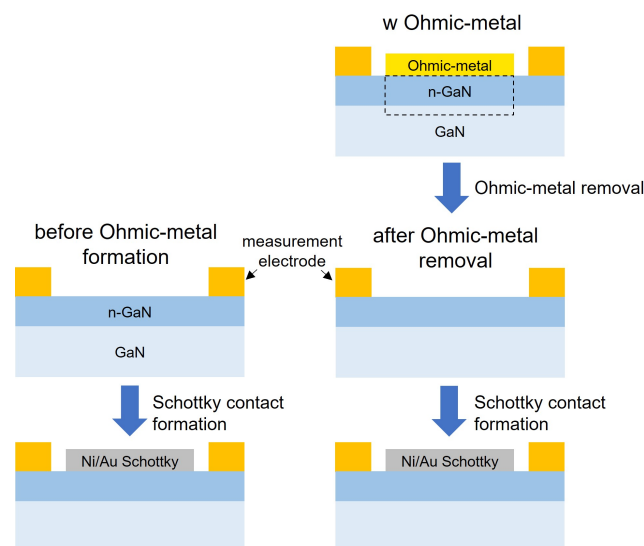


図 4.6: Ni/Au ショットキーコンタクトのプロセスフロー.

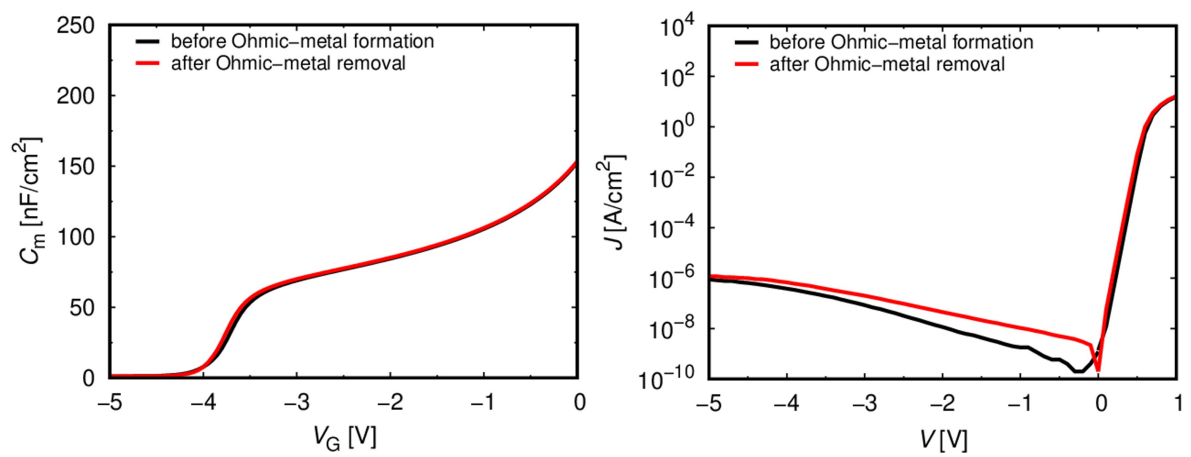


図 4.7: オーミック金属形成前と除去後の n-GaN に形成した Ni/Au ショットキーコンタクトの  $C$ - $V$  特性 (左),  $J$ - $V$  特性 (右) の測定結果.

## 4.2 AlGaIn/GaN ヘテロ構造の場合

オーミック金属下 AlGaIn/GaN ヘテロ構造においても、高濃度ドナーの有無を確認するため、オーミック金属形成前と除去後の特性を比較した。

まず、多端子ホール素子による特性比較を行った。プロセスフローを図 4.8 に示す。オーミック金属形成前の素子 (before Ohmic-metal formation) に、Ta/Al/Ta もしくは Ti/Al/Ti/Au を堆積し、575°C、5 分のアニール条件でオーミック電極を形成した (w/ Ohmic-metal)。オーミック金属の長さ  $L = 200 \mu\text{m}$ 、幅  $W = 20 \mu\text{m}$  である。その後、オーミック金属および測定電極を  $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4 (1:9)$  と HF を用いたウェットエッチングで除去した後、測定電極を再形成した (after Ohmic-metal removal)。オーミック金属形成前、形成後、除去後の素子それぞれに対し、多端子ホール測定を行った。また、オーミック金属が除去できたか確認するため、SEM-EDS により、加速電圧 15 keV で分析を行った。Ta/Al/Ta オーミック金属形成前および除去後の SEM 像 (図 4.9) における × 印の位置で取得した EDS スペクトルを図 4.10 に示す。両者のスペクトルは一致しており、Ta のピークが検出されないことから、オーミック金属が除去できていることが確認できた。Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前および除去後についても同様に SEM 像 (図 4.11) と EDS スペクトル (図 4.12) を示す。両者のスペクトルは一致しており、Ti, Au のピークが検出されないことから、オーミック金属が除去できていることが確認できた。

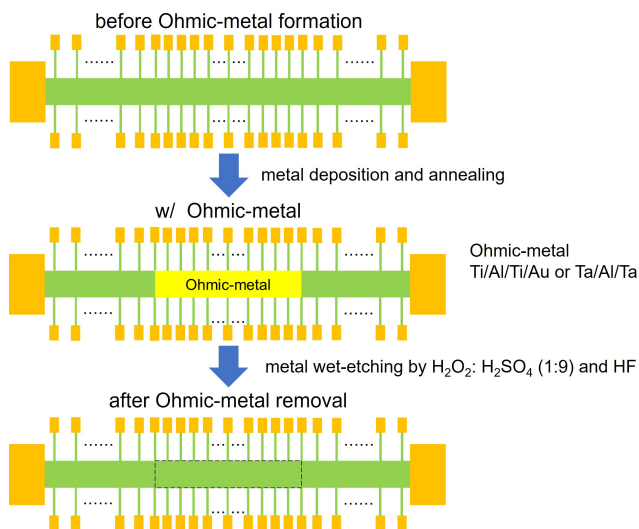


図 4.8: 多端子ホール素子のオーミック金属形成および除去のプロセスフロー.

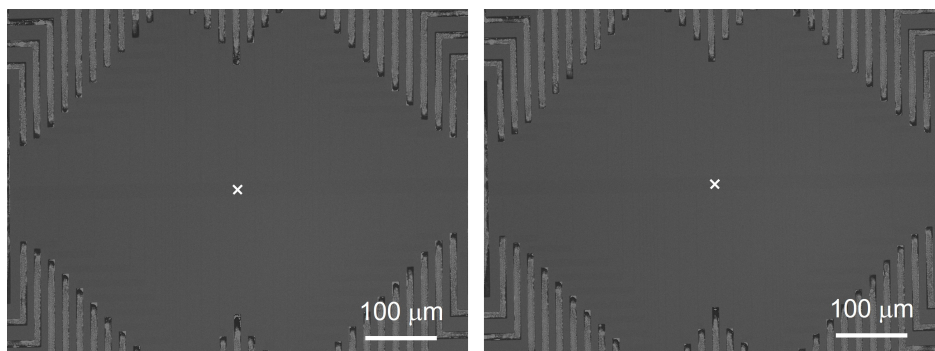


図 4.9: Ta/Al/Ta オーミック金属形成前 (左) および除去後 (右) の SEM 像.

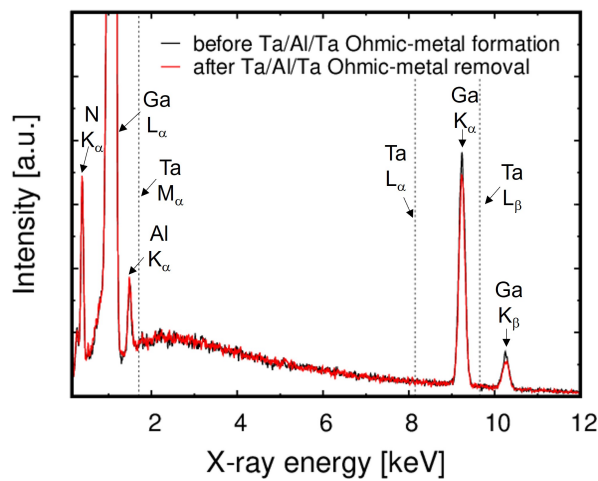


図 4.10: Ta/Al/Ta オーミック金属形成前および除去後の EDS スペクトル.

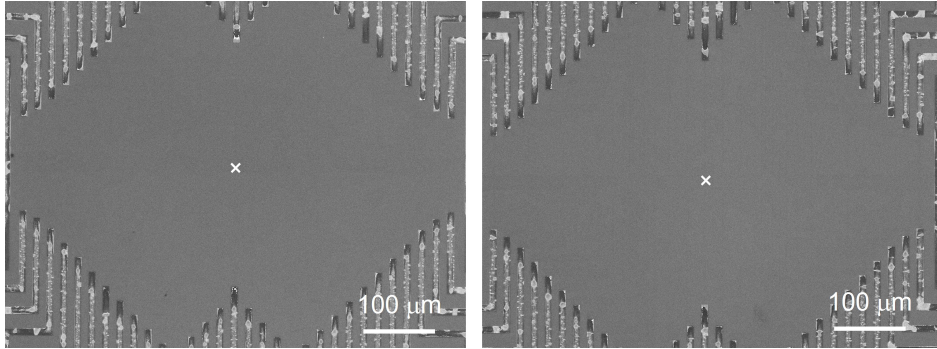


図 4.11: Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前 (左) および除去後 (右) の SEM 像.

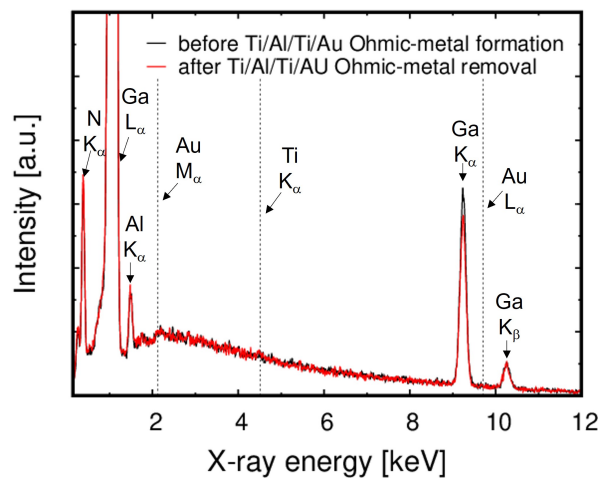


図 4.12: Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前および除去後の EDS スペクトル.

Ta/Al/Ta オーミック金属形成前, 形成後, 除去後および Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前, 形成後, 除去後の  $V_L/J_0(x)$ ,  $V_H/J_0(x)$  の測定結果を図 4.13 および図 4.14 にそれぞれ示す. オーミック金属形成後の素子に対して, (2.23) を用いて  $V_L/J_0(x)$  をフィッティングすることで, Ta/Al/Ta オーミック金属下の  $\rho_s \simeq (400 \pm 50) \Omega/\square$  と  $R_c \simeq (0.45 \pm 0.1)\Omega\text{mm}$  を, Ti/Al/Ti/Au オーミック金属下の  $\rho_s \simeq (350 \pm 40) \Omega/\square$  と  $R_c \simeq (1.1 \pm 0.2)\Omega\text{mm}$  を, 得た. オーミック金属形成前と除去後の素子に対して,  $V_L/J_0(x)$  の線形フィッティングからシート抵抗を, 一定である  $V_L/J_0(x)$  からシート電子密度・移動度を得た. 表 4.2 に Ta/Al/Ta オーミック金属形成前および除去後の特性を, 表 4.3 に Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前および除去後の特性をそれぞれまとめる. どちらのオーミック金属下においても, オーミック金属形成前と比べてシート抵抗は低下している. そして, オーミック金属除去後において, シート抵抗, シート電子密度, 電子移動度がほぼオーミック金属形成前の値に戻っている. このことから, AlGaIn/GaN ヘテロ構造においてもオーミック金属形成時に高濃度ドナーは形成されなかったと考えられる.

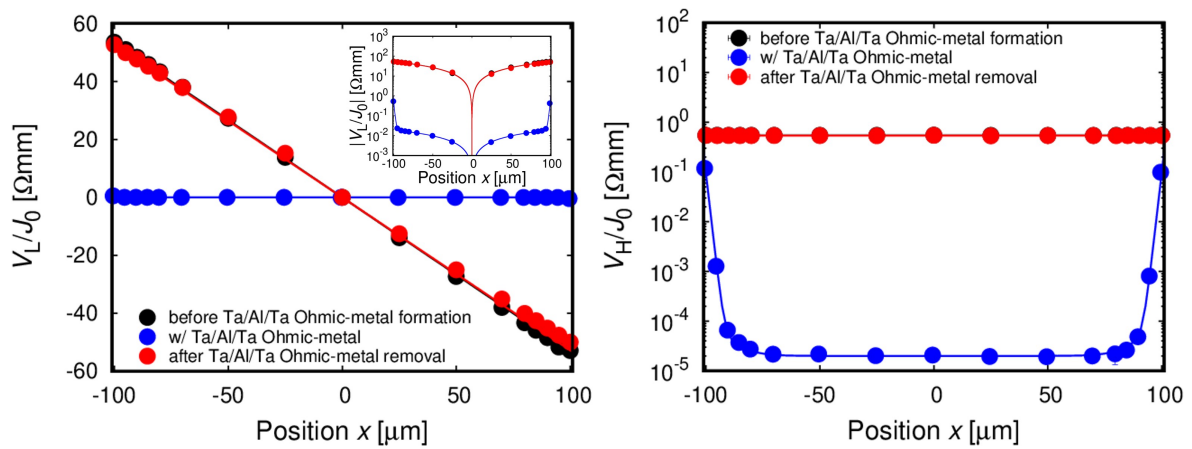


図 4.13: Ta/Al/Ta オーミック金属形成前, 形成後, 除去後における  $V_L(x)/J_0$  (左) および  $V_H(x)/J_0$  (右) の測定結果. 左図の挿入図: 対数スケールにおける  $V_L(x)/J_0$  の測定結果.



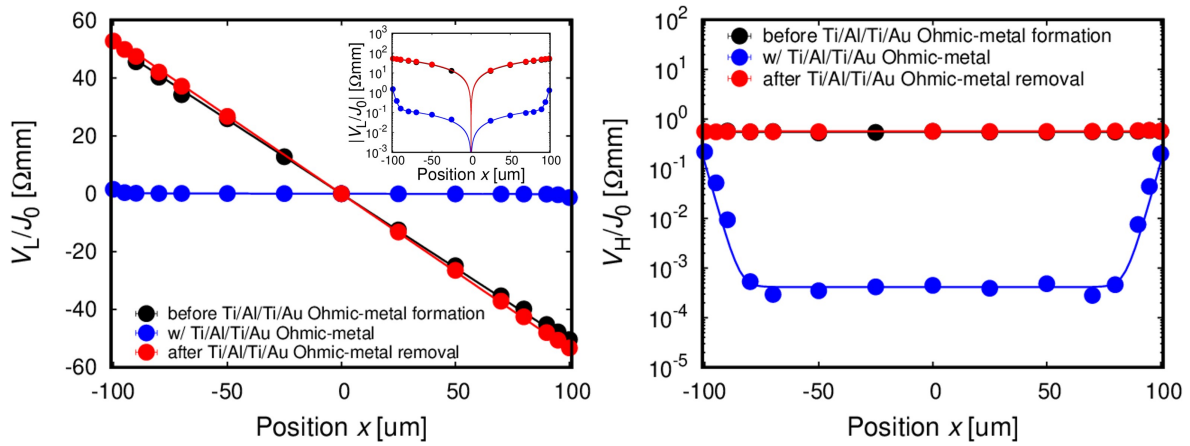


図 4.14: Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前, 形成後, 除去後における  $V_L(x)/J_0$  (左) および  $V_H(x)/J_0$  (右) の測定結果. 左図の挿入図: 対数スケールにおける  $V_L(x)/J_0$  の測定結果.

表 4.2: Ta/Al/Ta オーミック金属形成前および除去後における AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造の電気特性まとめ.

	シート抵抗 [Ω/□]	シート電子密度 [10 <sup>12</sup> cm <sup>-2</sup> ]	電子移動度 [cm <sup>2</sup> /V-s]
オーミック金属形成前	530	1600	7.3
オーミック金属除去後	520	1650	7.2

表 4.3: Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前および除去後における AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造の電気特性まとめ.

	シート抵抗 [Ω/□]	シート電子密度 [10 <sup>12</sup> cm <sup>-2</sup> ]	電子移動度 [cm <sup>2</sup> /V-s]
オーミック金属形成前	510	1690	7.2
オーミック金属除去後	540	1650	7.0

つぎに, Ni/Au ショットキーコンタクトを用いた特性比較を行った. オーミック金属形成前とオーミック金属除去後の AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN ヘテロ構造に対して, 図 4.15 に示すプロセスフローで Ni/Au (5/100 nm) ショットキーコンタクトを形成し,  $C$ - $V$  特性および電流-電圧  $J$ - $V$  特性を測定した.  $C$ - $V$  測定は, 測定周波数 1 MHz において,  $V_G$  を 0.36 V/s で掃引して行った. 図 4.16 に Ta/Al/Ta オーミック金属形成前および除去後の  $C$ - $V$  特性および  $J$ - $V$  特性の測定結果を示す. どちらの特性もオーミック金属形成前と除去後で変化していない. このことは, オーミック金属形成・除去により AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN ヘテロ構造の誘電特性, ショットキー特性は変化しておらず, 高濃度ドナーが存在しないことを示している. すなわち, 高濃度ドーピングはドナーをとみなさない分極ドーピングによって生じていると考えられる. つぎに, 図 4.17 Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前および除去後の  $C$ - $V$  特性および  $J$ - $V$  特性の測定結果を示す. こちらの場合は, 若干の特性変化があるものの, オーミック金属除去後において AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN 中に高濃度ドナーが存在しないことを示している. すなわち, 高濃度ドーピングはドナーをとみなさない分極ドーピングによって生じている. ただし, オーミック金属形成後の容量増加から, AlGa<sub>0.3</sub>N 層が  $\sim 1$  nm 薄くなっていることがわかる. また, これにより逆方向電流が増加していると考えられる. このことから, Ta 系金属と異なり Ti 系金属と AlGa<sub>0.3</sub>N に何らかの反応が生じていることが示唆される. 以上のように, オーミック金属下 AlGa<sub>0.3</sub>N/GaN ヘテロ構造においても, 高濃度ドナーは存在しないことが示され, 分極ドーピングによりシート電子密度が増加していると考えられる.

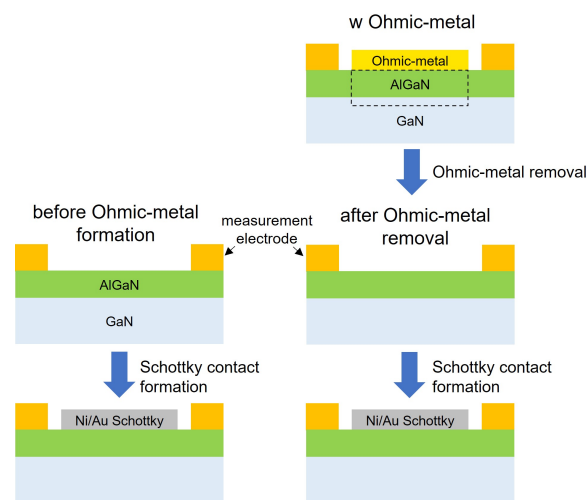


図 4.15: Ni/Au ショットキーコンタクトのプロセスフロー.

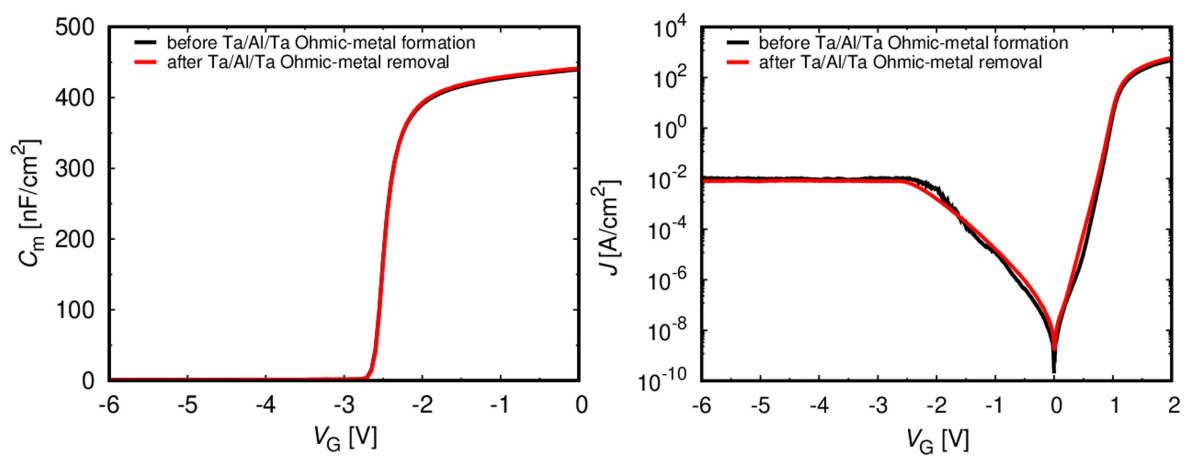


図 4.16: Ta/Al/Ta オーミック金属形成前と除去後の AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造に形成した Ni/Au ショットキーコンタクトの  $C$ - $V$  特性 (左) および  $J$ - $V$  特性 (右) の測定結果.

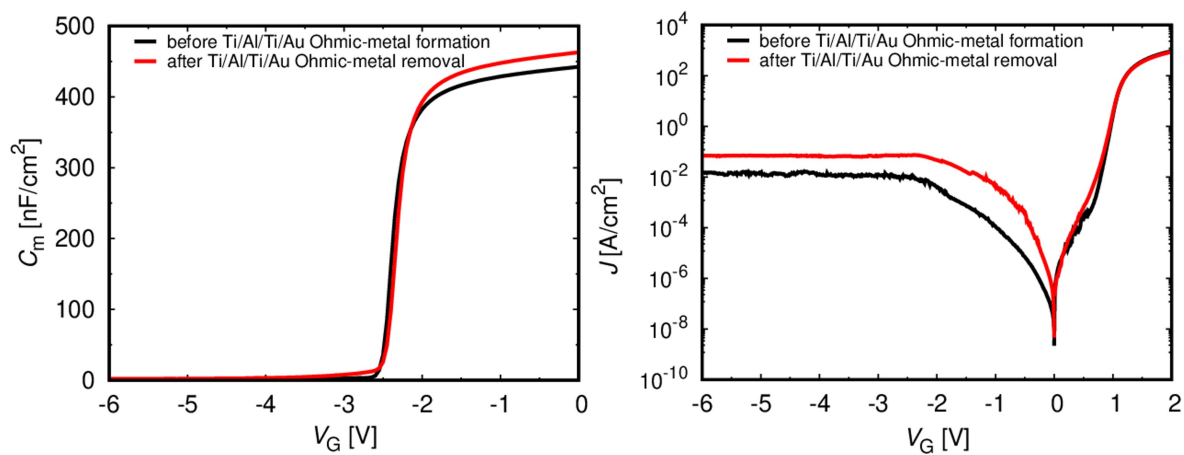


図 4.17: Ti/Al/Ti/Au オーミック金属形成前と除去後の AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造に形成した Ni/Au ショットキーコンタクトの  $C$ - $V$  特性 (左) および  $J$ - $V$  特性 (右) の測定結果.

### 4.3 走査透過型電子顕微鏡による評価

オーミックコンタクト形成機構についての知見を得るため、オーミック金属下 AlGaN/GaN ヘテロ構造に対して、走査型透過電子顕微鏡 (scanning transmission electron microscopes: STEM) による観察を行った。観察領域は図 4.18 の赤枠で示す通りであり、オーミック金属は Ta/Al/Ta および Ti/Al/Ti/Au の 2 種類である。図 4.19 に得られた HAADF (high-angle annular dark-field) 像を示す。このとき、電子線の加速電圧は 200 keV、スポット径は  $\sim 1 \text{ \AA}$  である。どちらのサンプルにおいても、オーミック金属と AlGaN との界面に  $\sim 2 \text{ nm}$  の暗い変性層が生じていることがわかる。HAADF 像では原子量が小さいほど暗くなることから、AlGaN の組成が変化し、表 1 に示すように Ga に比べて原子量の小さい Al や N の割合が増加したことが考えられる。このことを確認するために、今後 EDX を用いた詳細な元素分析を進める。さらに、オーミック金属と AlGaN の界面をさらに高倍率で観察した HAADF 像を図 4.20 に示す。どちらのサンプルにおいても、オーミック金属が格子を組んでいる様子がみられる。このことから、オーミック金属と AlGaN の格子定数差により、半導体に歪みが生じ分極ドーピングが発生している可能性がある。なお、AlGaN 層の格子間隔には変化がなく、これらの像からは歪みが生じていることを確認できなかった。これは、歪みが生じていたとしても、STEM 観察のためにサンプルを数十 nm に薄片化したことで歪みが緩和した可能性が高いと考えている。今後オーミック金属の結晶構造や格子間隔を推定し、オーミック金属が半導体に歪みを与えているか検証を進める。

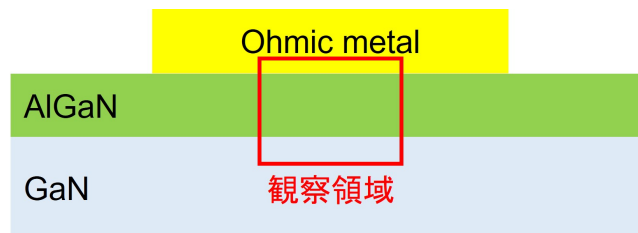


図 4.18: STEM 観察領域.

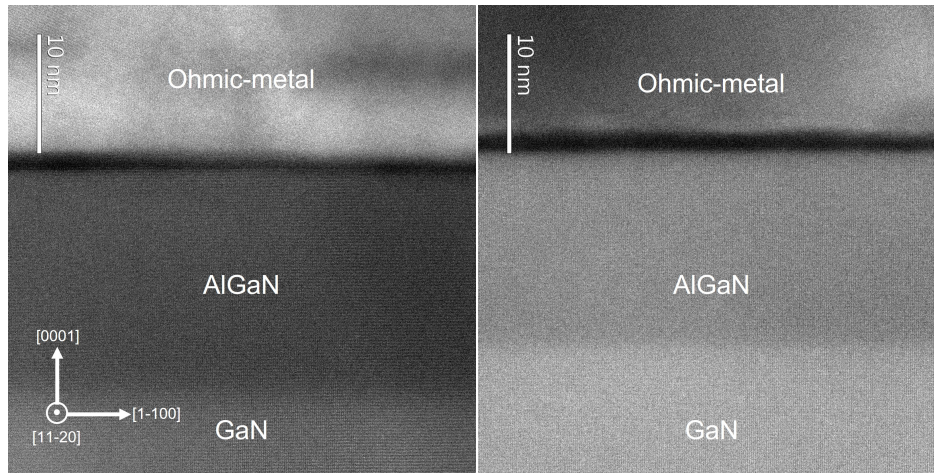


図 4.19: (左) Ta/Al/Ta オーミック金属下および (右) Ti/Al/Ti/Au オーミック金属下における AlGaN/GaN ヘテロ構造の HAADF 像.

表 4.4: 各元素の原子量.

N	Al	Ti	Ga	Ta	Au
14.0	27.0	47.9	69.7	180.9	197.0

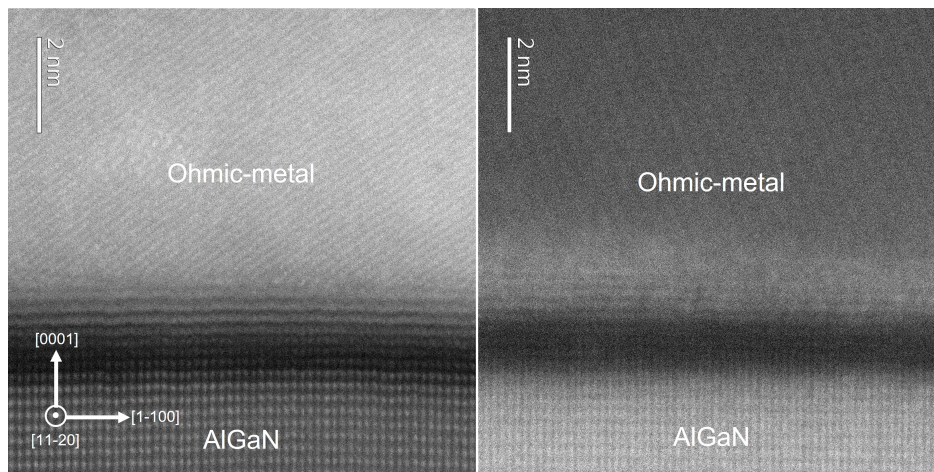


図 4.20: (左) Ta/Al/Ta オーミック金属および (右) Ti/Al/Ti/Au オーミック金属下と AlGaN との界面の高倍率 HAADF 像.



さらに, 4.2 節で作製した, オーミック金属形成前および除去後の AlGa<sub>N</sub> 上に形成した Ni/Au ショットキーコンタクト (図 4.15) についても STEM 観察を行った. 図 4.21 に Ta 系オーミック形成前および除去後のサンプルの HAADF 像を示す. オーミック金属除去後において, オーミック金属と AlGa<sub>N</sub> との界面に生じた暗い変性層はみられなかった. また, オーミック金属形成前と除去後の AlGa<sub>N</sub> 膜厚はほぼ変化していない. これらのことから, 変性層はオーミック金属側で形成されており, オーミック金属除去時にともに除去されたと考えられる. つぎに, Ti 系オーミック形成前および除去後のサンプルの HAADF 像を図 4.22 に示す. こちらの場合は, オーミック金属除去後に変性層はみられなかったものの, AlGa<sub>N</sub> 膜厚が ~ 1 nm 薄くなっており, 図 4.17 の C-V 特性と整合していることが確認された. このことから, 変性層はオーミック金属側だけでなく AlGa<sub>N</sub> 層でも形成されており, AlGa<sub>N</sub> 表面がウェットエッチングで除去可能な金属的な層に変化したことが示唆される. これを明らかにするために, 今後 EDX を用いた詳細な元素分析を進める必要がある.

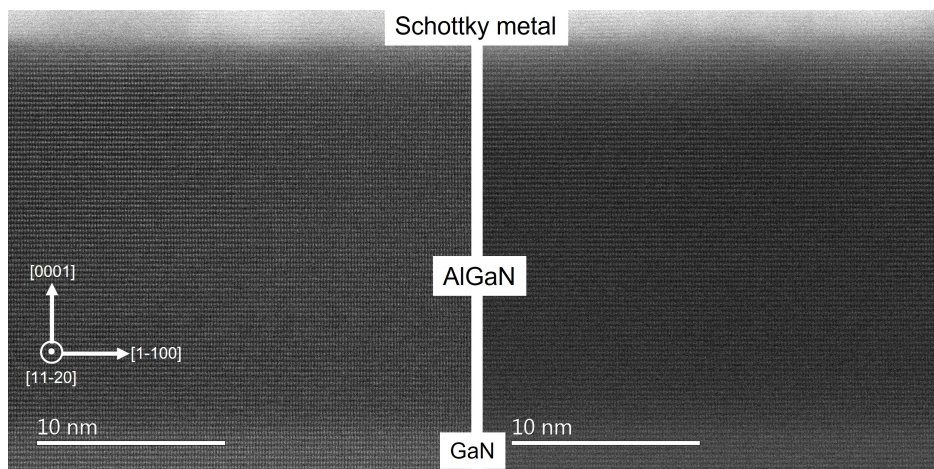


図 4.21: Ta 系オーミック金属形成前 (左) および除去後 (右) における Ni/Au ショットキーコンタクト直下 AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造の HAADF 像.

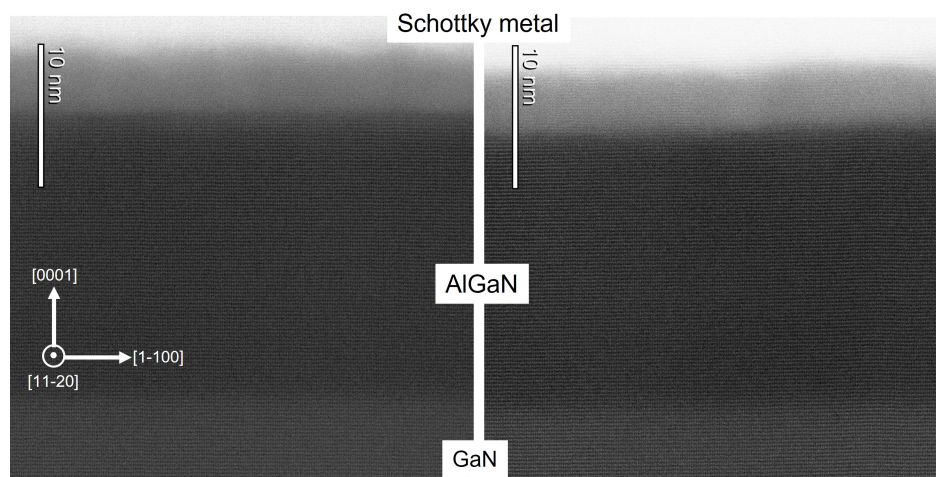


図 4.22: Ti 系オーミック金属形成前 (左) および除去後 (右) における Ni/Au ショットキーコンタクト直下 AlGaN/GaN ヘテロ構造の HAADF 像.

## 4.4 まとめ

オーミック金属下 n-GaN および AlGaIn/GaN ヘテロ構造における高濃度ドナーの有無を確認するため、オーミック金属形成前および除去後の特性を比較した。多端子ホール測定およびショットキーコンタクト測定を行った結果、オーミック金属除去後の特性は、ほぼ形成前の特性に戻ることを確認した。このことから、オーミック金属下において、高濃度ドーピングが生じているにもかかわらず、窒素空孔などの高濃度ドナーは形成されていないことが示された。すなわち、高濃度ドーピングは、オーミック金属が半導体に与える歪に起因するドナーをともなわない分極ドーピングによって生じていると考えられる。



## 第5章

# 総括

### 2章

多端子ホール測定によるオーミック金属下半導体特性評価法について説明した。無磁場下におけるオーミック金属下におけるポテンシャル分布の解析から横方向電位  $V_L$  の位置  $x$  依存性を導き、 $V_L(x)$  の測定からオーミック金属下半導体のシート抵抗  $\rho_s$ 、オーミック金属のシート抵抗  $\rho_m$ 、およびコンタクト比抵抗  $\rho_c$  が得られることを示した。さらに、磁場下においてポテンシャル分布の解析から、原点  $x = 0$  近傍における  $V_H$  を導いた。それから得られる移動度  $\mu_{\text{meas}}$  の  $W$  依存性から、オーミック金属下の移動度  $\mu_s$  およびシートキャリア密度  $n_s$  が得られることを示した。このように、多端子ホール測定を用いることで、これまで評価できなかったオーミック金属下半導体のシートキャリア密度、電子移動度を求めることができる。さらに、この特性評価法を n-GaN および AlGaIn/GaN ヘテロ構造に対する低温アニールオーミックコンタクトに応用した。その結果、オーミック金属下 n-GaN においてシート電子密度・移動度がともに増加していることを明らかにした。また、 $\rho_c$  の温度依存性から、表面近傍の高濃度ドーピングにより空乏層が短くなったことでオーミックコンタクトが形成されることを示した。さらに、ドーピング濃度が増加しているにもかかわらず移動度が増加していることから、オーミック金属が半導体に与える歪による分極ドーピングが高濃度ドーピングに寄与していることを示した。オーミック金属下 AlGaIn/GaN ヘテロ構造においてもシート電子密度・移動度がともに増加しており、分極ドーピングが生じていることが示唆された。また、 $\rho_c$  の温度依存性から、オーミック金属下 AlGaIn/GaN ヘテロ構造のバンドダイアグラムを見積もった。しかし、オーミッ

ク金属-半導体間の伝導機構に 2 通りの可能性があることに対応して, 2 通りのバンドダイアグラムが考えられ, 決定できなかった. これを決定するためには, オーミック金属下半導体の空乏層容量を測定することが必要である.

### 3 章

高周波測定によるオーミック金属下半導体特性評価の原理について説明した. GHz 帯において, フローティングコンタクトインピーダンス  $Z_{fc}$  を測定し, 高周波伝送線路モデルに基づき,  $C_d$  を抽出することを検討した. そして,  $Z_{fc}$  の虚部の負のピーク周波数から, コンタクト比抵抗  $\rho_c$  と空乏層容量  $C_d$  の積が得られることを示した. また実際の  $Z_{fc}$  測定に用いる素子レイアウトや,  $Z_{fc}$  の抽出方法についても示した. 今後, この手法をオーミック金属下半導体に適用し, その有効性を検証することが必要である.

### 4 章

オーミック金属下 n-GaN および AlGaIn/GaN ヘテロ構造における高濃度ドナーの有無を確認するため, オーミック金属形成前および除去後の特性を比較した. 多端子ホール測定およびショットキーコンタクト測定を行った結果, オーミック金属除去後の特性は, ほぼ形成前の特性に戻ることを確認した. このことから, オーミック金属下において, 高濃度ドーピングが生じているにもかかわらず, 窒素空孔などの高濃度ドナーは形成されていないことが示された. すなわち, 高濃度ドーピングは, オーミック金属が半導体に与える歪に起因するドナーをとみなわない分極ドーピングによって生じていると考えられる. 以上のことから, GaN 系半導体において分極ドーピングが高濃度ドーピングに, ひいてはオーミックコンタクト形成に大きく寄与していることが明らかになった.

本研究における特性評価法は, 様々な半導体の様々なオーミックコンタクトに応用可能であり, オーミックコンタクトの形成機構の理解, ひいてはコンタクト抵抗低減へ貢献可能である.

## 参考文献

- [1] 上田大助, 松井康, 石川修, 伊藤国雄, 太田順道, 田中毅, 「情報通信の新時代を拓く—高周波・光半導体デバイス」(電子情報通信学会, 1999).
- [2] S. Colak, B. Singer, and E. Stupp, *IEEE Electron Device Lett.* **1**, 51 (1980).
- [3] H. Kroemer, *Proceedings of the IRE* **45**, 1535 (1957).
- [4] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **19**, L225 (1980).
- [5] P. Chao, A. Tessmer, K. Duh, P. Ho, M. Kao, P. Smith, J. Ballingall, S. Liu, A. Jabra, G. Co, et al., *IEEE Electron Device Letters* **11**, 59 (1990).
- [6] H. Ohashi, I. Omura, S. Matsumoto, Y. Sato, H. Tadano, and I. Ishii, *IEICE Trans. Commun.* **87**, 3422 (2004).
- [7] A. Ping, Q. Chen, J. Yang, M. Khan, and I. Adesida, *IEEE Electron Device Letters* **19**, 54 (1998).
- [8] M. Micovic, *Electronics Letters* **36**, 358 (2000).
- [9] L. Eastman, V. Tilak, J. Smart, B. Green, E. Chumbes, R. Dimitrov, H. Kim, O. Ambacher, N. Weimann, T. Prunty, M. Murphy, W. Schaff, and J. Shealy, *IEEE Transactions on Electron Devices* **48**, 479 (2001).
- [10] W. Lu, J. Yang, M. Khan, and I. Adesida, *IEEE Transactions on Electron Devices* **48**, 581 (2001).
- [11] A. Endoh, Y. Yamashita, K. Ikeda, M. Higashiwaki, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamizu, and T. Mimura<sup>1</sup>, *physica status solidi (c)* **n/a**, 2368 (2003).
- [12] A. Chini, *Electronics Letters* **39**, 625 (2003).
- [13] V. Kumar, A. Kuliev, R. Schwindt, M. Muir, G. Simin, J. Yang, M. Asif Khan, and I. Adesida, *Solid-State Electronics* **47**, 1577 (2003).

- 
- [14] A. Kuliev, V. Kumar, R. Schwindt, D. Selvanathan, A. Dabiran, P. Chow, and I. Adesida, *Solid-State Electronics* **47**, 117 (2003).
- [15] C. Oxley and M. Uren, *IEEE Transactions on Electron Devices* **52**, 165 (2005).
- [16] T. Inoue, Y. Ando, H. Miyamoto, T. Nakayama, Y. Okamoto, K. Hataya, and M. Kuzuhara, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **53**, 74 (2005).
- [17] K. Shiojima, T. Makimura, T. Suemitsu, and N. Shigekawa, *Japanese Journal of Applied Physics* **44**, 8435 (2005).
- [18] M. Higashiwaki, T. Matsui, and T. Mimura, *IEEE Electron Device Letters* **27**, 16 (2006).
- [19] M. Uren, K. Nash, R. Balmer, T. Martin, E. Morvan, N. Caillas, S. Delage, D. Ducatteau, B. Grimbert, and J. De Jaeger, *IEEE Transactions on Electron Devices* **53**, 395 (2006).
- [20] Y. Sun, X. Kang, Y. Zheng, J. lu, X. Tian, H. Wu, W. Wang, K. Wei, X. Liu, K. Zhang, and G. Zhang, *Electronics* **8**, 575 (2019).
- [21] S. Li, *Semiconductor Physical Electronics* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006).
- [22] D. K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization* (John Wiley & Sons, Ltd, 2005).
- [23] H. Morkoç, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices, Electronic and Optical Processes in Nitrides* (John Wiley & Sons, Ltd, 2008).
- [24] H. Berger, *Solid State Electron.* **15**, 145 (1972).
- [25] G. K. Reeves and H. B. Harrison, *IEEE Electron Device Lett.* **3**, 111 (1982).
- [26] H. Kattelus, J. Tandon, and M.-A. Nicolet, *Solid State Electron.* **29**, 903 (1986).
- [27] H. G. Henry, *IEEE Trans. Electron Devices* **36**, 1390 (1989).
- [28] M. Ahmad, A. Shah, D. Sharma, N. Roy, and B. Arora, *Solid State Electron.* **46**, 505 (2002).
- [29] Y. Sun, X. Chen, and L. F. Eastman, *J. Appl. Phys.* **98**, 053701 (2005).
- [30] M. Hajłasz, J. J. T. M. Donkers, S. J. Sque, S. B. S. Heil, D. J. Gravesteijn, F. J. R. Rietveld, and J. Schmitz, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 242109 (2014).

- 
- [31] M. Hajlasz, J. J. T. M. Donkers, S. J. Sque, S. B. S. Heil, D. J. Gravesteijn, F. J. R. Rietveld, and J. Schmitz, in Proceedings of the 2015 International Conference on Microelectronic Test Structures (IEEE, 2015), pp. 158–162.
- [32] M. Spera, C. Miccoli, R. L. Nigro, C. Bongiorno, D. Corso, S. Di Franco, F. Iucolano, F. Roccaforte, and G. Greco, Mater. Sci. Semicond. Process **78**, 111 (2018).
- [33] S. Venica, F. Driussi, A. Gahoi, P. Palestri, M. C. Lemme, and L. Selmi, IEEE Trans. Electron Devices **65**, 1589 (2018).
- [34] M. König, G. Ruhl, A. Gahoi, S. Wittmann, T. Preis, J.-M. Batke, I. Costina, and M. C. Lemme, IEEE J. Electron Devices Soc. **7**, 219 (2019).
- [35] L. Floyd, T. Scheuermann, P. Herbert, and W. Kelly, Solid State Electron. **37**, 1579 (1994).
- [36] D. Sawdai, D. Pavlidis, and D. Cui, IEEE Trans. Electron Devices **46**, 1302 (1999).
- [37] M. Lijadi, F. Pardo, N. Bardou, and J.-L. Pelouard, Solid State Electron. **49**, 1655 (2005).
- [38] S. M. Sze and K. K. Ng, Physics of Semiconductor Devices (Wiley-Interscience, 2006).
- [39] S. Adachi, *Properties of group-iv, iii-v and ii-vi semiconductors* (2007).
- [40] 赤崎勇, III-V 族化合物半導体 (培風館, 1994).
- [41] S. Oktyabrsky and P. D. Ye, Fundamentals of III-V Semiconductor MOSFETs (Springer, 2010).
- [42] P. Asbeck, E. Yu, S. Lau, G. Sullivan, J. Van Hove, and J. Redwing, Electronics letters **33**, 1230 (1997).
- [43] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck, J. Appl. Phys. **85**, 3222 (1999).
- [44] M. Khan, A. Bhattarai, J. Kuznia, and D. Olson, Appl. Phys. Lett. **63**, 1214 (1993).
- [45] G. Greco, F. Iucolano, and F. Roccaforte, Appl. Surf. Sci **383**, 324 (2016).

- 
- [46] Q. Z. Liu, L. S. Yu, F. Deng, S. S. Lau, Q. Chen, J. W. Yang, and M. A. Khan, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1658 (1997).
- [47] L. Wang, F. M. Mohammed, and I. Adesida, *J. Appl. Phys.* **101**, 013702 (2007).
- [48] H.-S. Lee, D. S. Lee, and T. Palacios, *IEEE Electron Device Lett.* **32**, 623 (2011).
- [49] S. Arulkumaran, S. Vicknesh, N. G. Ing, S. L. Selvaraj, and T. Egawa, *Appl. Phys. Express* **4**, 084101 (2011).
- [50] D. H. Zadeh, S. Tanabe, N. Watanabe, and H. Matsuzaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 05FH06 (2016).
- [51] A. Shriki, R. Winter, Y. Calahorra, Y. Kauffmann, G. Ankonina, M. Eizenberg, and D. Ritter, *J. Appl. Phys.* **121**, 065301 (2017).
- [52] D. Qiao, L. Jia, L. S. Yu, P. M. Asbeck, S. S. Lau, S.-H. Lim, Z. Liliental-Weber, T. E. Haynes, and J. B. Barner, *J. Appl. Phys.* **89**, 5543 (2001).
- [53] S. Arulkumaran, G. I. Ng, S. Vicknesh, H. Wang, K. S. Ang, C. M. Kumar, K. L. Teo, and K. Ranjan, *Appl. Phys. Express* **6**, 016501 (2013).
- [54] Y. Li, G. I. Ng, S. Arulkumaran, C. M. M. Kumar, K. S. Ang, M. J. Anand, H. Wang, R. Hofstetter, and G. Ye, *Appl. Phys. Express* **6**, 116501 (2013).
- [55] Y. Li, G. I. Ng, S. Arulkumaran, G. Ye, C. M. M. Kumar, M. J. Anand, and Z. H. Liu, *Appl. Phys. Express* **8**, 041001 (2015).
- [56] A. Malmros, H. Blanck, and N. Rorsman, *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 075006 (2011).
- [57] M. Van Hove, S. Boulay, S. R. Bahl, S. Stoffels, X. Kang, D. Wellekens, K. Geens, A. Delabie, and S. Decoutere, *IEEE Electron Device Lett.* **33**, 667 (2012).
- [58] J. Zhang, X. Kang, X. Wang, S. Huang, C. Chen, K. Wei, Y. Zheng, Q. Zhou, W. Chen, B. Zhang, and X. Liu, *IEEE Electron Device Lett.* **39**, 847 (2018).
- [59] A. Pooth, J. Bergsten, N. Rorsman, H. Hirshy, R. Perks, P. Tasker, T. Martin, R. Webster, D. Cherns, M. Uren, and M. Kuball, *Microelectronics Reliability* **68**, 2 (2017).
- [60] Y.-K. Lin, J. Bergsten, H. Leong, A. Malmros, J.-T. Chen, D.-Y. Chen, O. Kordina, H. Zirath, E. Y. Chang, and N. Rorsman, *Semicond. Sci. Technol.* **33**, 095019 (2018).

- 
- [61] A. Calzolaro, R. Hentschel, I. F. Edokam, V. Sizov, T. Mikolajick, and A. Wachowiak, *Semicond. Sci. Technol.* **35**, 075011 (2020).
- [62] T. Sato, K. Uryu, J. Okayasu, M. Kimishima, and T. Suzuki, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 063505 (2018).
- [63] F. Iucolano, G. Greco, and F. Roccaforte, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 201604 (2013).
- [64] S. Ruvimov, Z. Liliental - Weber, J. Washburn, K. J. Duxstad, E. E. Haller, Z. Fan, S. N. Mohammad, W. Kim, A. E. Botchkarev, and H. Morko, *Applied Physics Letters* **69**, 1556 (1996).
- [65] Y.-J. Lin, Y.-M. Chen, T.-J. Cheng, and Q. Ker, *Journal of Applied Physics* **95**, 571 (2004).
- [66] M. J. Moelter, J. Evans, G. Elliott, and M. Jackson, *Am. J. Phys. Appl.* **66**, 668 (1998).
- [67] R. Kudrawiec, M. Gladysiewicz, L. Janicki, J. Misiewicz, G. Cywinski, C. Chze, P. Wolny, P. Prystawko, and C. Skierbiszewski, *Applied Physics Letters* **100**, 181603 (2012).
- [68] R. A. Ferreyra, C. Zhu, A. Teke, and H. Morkoç, *Group III Nitrides* (Springer International Publishing, Cham, 2017), pp. 1–1, ISBN 978-3-319-48933-9.
- [69] A. Yu, *Solid State Electron.* **13**, 239 (1970).
- [70] F. Padovani and R. Stratton, *Solid State Electron.* **9**, 695 (1966).
- [71] D. Jena, S. Heikman, D. Green, D. Buttari, R. Coffie, H. Xing, S. Keller, S. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra, and I. Smorchkova, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4395 (2002).
- [72] S. Rajan, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, H. G. Xing, and D. Jena, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 042103 (2006).
- [73] M. Zhu, M. Qi, K. Nomoto, Z. Hu, B. Song, M. Pan, X. Gao, D. Jena, and H. G. Xing, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 182102 (2017).
- [74] M. Murakami and R. W. Vook, *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences* **11**, 317 (1983).
- [75] I. Halidou, Z. Benzarti, Z. Chine, T. Boufaden, and B. El Jani, *Microelectronics Journal* **32**, 137 (2001).

- 
- [76] C. Hamaguchi, *Basic Semiconductor Physics* (Springer Berlin Heidelberg, 2013).
- [77] R. L. Petritz, *Phys. Rev.* **110**, 1254 (1958).
- [78] G. Ghibaudo and G. Kamarinos, *Rev. Phys. Appl. (Paris)* **17**, 133 (1982).
- [79] G. Ghibaudo, *J. Phys. C* **19**, 767 (1986).
- [80] S. Lisesivdin, N. Balkan, and E. Ozbay, *Microelectronics Journal* **40**, 413 (2009).
- [81] M. A. Negara, D. Veksler, J. Huang, G. Ghibaudo, P. K. Hurley, G. Bersuker, N. Goel, and P. Kirsch, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 232101 (2011).



# 研究発表

## 学術誌論文

- K. Uryu, S. Kiuchi, and T. Suzuki, “Electrical characterization of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures under Ohmic metals by using multi-probe Hall devices”, Applied Physics Letters **119**, 023505 (2021).
- K. Uryu, S. Kiuchi, T. Sato, and T. Suzuki, “Mechanism of low-temperature-annealed Ohmic contacts to AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures: A study via formation and removal of Ta-based Ohmic-metals”, Applied Physics Letters **120**, 052104 (2022).

## 国際会議

- K. Uryu and T. Suzuki, “High-frequency and multi-probe-Hall characterizations for AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures under Ohmic-metals”, 14th Topical Workshop on Heterostructure Microelectronics (TWHM 2022), Hiroshima, Japan, August (2022). ポスター発表
- K. Uryu and T. Suzuki, “Depletion width in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures under Ohmic-metals”, 2022 International Conference on Solid State Devices and Materials (SSDM 2022), Chiba, Japan, September (2022). 口頭発表

## その他

- 瓜生和也, 木内翔太, 佐藤拓, 鈴木寿一, “多端子ホール素子によるオーミック金属下半導体の特性評価法と AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造への適用” 電気学会電子デバイス研究会, EDD-22-022, (3 月 2022).
- 瓜生和也, 木内翔太, 佐藤拓, 鈴木寿一, “オーミック金属下 AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造の多端子ホール測定”, 第 69 回応用物理学会春季学術講演会, 22a-E302-7, 青山学院大学相模原キャンパス (3 月 2022).
- 瓜生和也, 木内翔太, 佐藤拓, 鈴木寿一, “多端子ホール素子によるオーミック金属下半導体の特性評価法”, 電子情報通信学会電子デバイス研究会, ED2022-15, (5 月 2022).
- 瓜生和也, 鈴木寿一, “多端子ホール測定および高周波測定によるオーミック金属下 AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> ヘテロ構造空乏層幅の解析”, 第 8 回応用物理学会秋季学術講演会, 東北大学川内北キャンパス (9 月 2022).

# 謝辞

本研究を遂行するにあたり、主指導教官である鈴木寿一教授には、研究の進め方、研究者としての心構え、論文の書き方について一から厚くご指導いただき、誠に感謝しております。実験データに妥協せず真摯に向き合い、物事の本質を追究できたことは得がたい経験となりました。また、休日・夜間を問わず、議論や様々なご相談に熱心にのっていただき、またどんな時でも私が納得・理解できるまでご指導いただきましたこと重ねて御礼申し上げます。

副指導教官である赤堀誠志准教授には、実験を進めるうえで様々なご助言をいただけたこと、またクリーンルームでの装置トラブルに関して度々ご相談にのっていただき、円滑に研究を進めることができました。深く感謝しております。

副テーマ指導教官である金子峰雄教授には、専門分野が大きく異なるにもかかわらずご指導をひきうけていただきました。研究を通して最適化問題に関する見識を広げるとともに、プログラミングを学ぶよい経験にもなりました。深く感謝しております。

北海道大学量子集積エレクトロニクス研究センター佐藤威友准教授には、博士論文審査の過程、さらには学会・研究会において度々議論を交わしていただき、有益なアドバイスをいただきました。また、国際学会における発表の際に、質問の意図がつかめなかった時に助けていただけたこと深く感謝しております。

本学徳光永輔教授には、博士論文審査の過程においてご助言いただけたこと感謝しております。オーミック金属がどのように半導体に歪みを与えているかについてのご質問をいただき、メカニズムをより深く検討する機会になりました。

本学村田英幸教授には、博士論文審査の過程においてご助言いただけたこと感謝しております。本研究で提案した手法の意義を強調して説明することを検討する機会になりました。

本学ナノマテリアルテクノロジーセンター東嶺孝一技術専門員には、オーミック金属-

半導体界面の STEM 観察を行っていただきました。STEM の基礎知識をご教授いただき、またどのように像をとればよいか何度もご相談にのっていただいたこと深く感謝しております。

本学ナノマテリアルテクノロジーセンター伊藤暢晃技術専門職員には、サンプル作製、特にイオン注入で何度もお世話になりました。深く感謝しております。

本学鈴木・赤堀研究室の学生皆様に感謝申し上げます。特に、Deng Yuchen 氏 (本学博士後期課程) には、博士課程の同期として普段から活発に議論を交わしていただいたこと、また何度も実験のサポートをしていただいたこと深く感謝しております。Nguyen Dai Duong 博士 (本学 研究員) には、露光装置や ALD 装置などの使い方を教えていただき、研究をスムーズに進めることができました。深く感謝しております。木内翔太氏 (現 京都製作所) には、サンプル作製や測定など実験を手伝っていただき、深く感謝しております。

アドバンテスト研究所君島正幸社長には、研究所の研究開発の人員に余裕がないなかのように学位取得に挑戦させる機会をいただいたこと深く感謝しております。本学で得られた知識・経験を活かして今後の会社の技術発展に貢献していく所存です。重ねて御礼申し上げます。

最後に、単身赴任で苦勞をかけたにもかかわらず、学位取得を応援し、精神的な支えとなってくれた妻 絢子に深く感謝いたします。