

Nイオン注入4H-SiCの結晶性と電気特性の評価

鈴木, 知之 / SUZUKI, Tomoyuki

(発行年 / Year)

2006-03-24

(学位授与年月日 / Date of Granted)

2006-03-24

(学位名 / Degree Name)

修士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)

法政大学 (Hosei University)

2005 年度 修士論文

論文題名

N イオン注入 4H-SiC の結晶性と電気特性の評価

指導教授 佐藤政孝教授

大学院工学研究科

電気工学専攻修士課程

学生証番号 04R3228

スズキ トモユキ
鈴木 知之

概要

シリコンカーバイド(SiC)は Si に比べ絶縁破壊電界強度、飽和電子速度、熱伝導度などが高い物性値を有している。これをパワー半導体デバイスに適用できれば、小型化とともに、電力変換時の損失を大幅に低減できると考えられている。さらに Si では 150°C程度とされている電子デバイスの動作上限温度を 400~500°Cとすることができるなどの利点がある。したがって、SiC パワー半導体デバイスの実現によって、電力変換機器の大幅な効率向上と高性能化が期待できる。

デバイスを製作する上で重要なプロセスの一つに不純物ドーピングがある。SiC への不純物ドーピングには、SiC 中の不純物拡散定数が極めて小さいことから、イオン注入法が有用である。しかし、六方晶 SiC(0001)に非晶質化をとまなうイオン注入を行った場合、熱処理によってイオン注入層は欠陥を多く含む立方晶 SiC に再結晶化する。このため、高濃度にイオン注入を行う場合には基板の温度を高温に保ち結晶性を崩すことなくイオン注入を行う必要がある。一方、六方晶 SiC(1100)および(1120)に形成された非晶質層は、700°C程度で熱処理を行うことで固相エピタキシャル成長し、元の結晶構造に再結晶化することが報告されている。また、イオン注入プロセスを最適化するにあたり、イオン注入層の再結晶化過程を明らかにすることは重要であり、6H-SiC(0001)、(1100)、(1120)と、4H-SiC(1120)におけるイオン注入非晶質層の再結晶化速度及びその活性化エネルギーについて調査が行われている。このようなイオン注入によって SiC 中に発生する欠陥の熱処理過程の調査は、注入温度や臨界注入量などの注入条件の最適化において重要である。しかし、イオン注入欠陥の熱処理過程の詳細な検討は未だ十分ではない。

本研究では、4H-SiC(0001)に窒素(N)イオン注入を行い、それによって導入されたイオン注入欠陥の 1000°C以下の低温熱処理における欠陥の消滅過程および高温活性化アニールによる注入 N 不純物の電氣的活性化過程を調査した。

4H-SiC(0001)に犠牲酸化を行い、犠牲酸化膜除去後に N イオンを加速エネルギー15~120keV で、N 不純物の濃度が $1 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ 、注入層の厚さが 300nm となるように多段注入を行った。注入後の熱処理には赤外線加熱炉を用いて Ar 雰囲気中にて 200~1000°Cの温度範囲で 5~15 分間の熱処理を行った。熱処理後の欠陥量および分布を評価するために、RBS 測定および TEM 観察を行った。

RBS 測定において、注入直後のイオン注入層のアラインスペクトルはランダムスペクトルと一致した。200°Cにおける低温熱処理による欠陥消滅の進行が確認できる。また、200~600°Cでの熱処理によって高速な欠陥の消滅が起こり、その過程はイオン注入層/基板界面側から進行する。イオン注入時に導入された

欠陥の濃度が、表面側において高いと考えられる。一方 600°C以上の熱処理では、600°C以下での熱処理とは異なり欠陥の消滅速度が低下していた。欠陥の消滅がイオン注入層/基板界面から進んだことにより表面側に熱的安定性の高い欠陥が残留していると考えられる。

N イオン注入層の TEM 観察において、N イオン注入による高ダメージ層が確認できた。400°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った場合、欠陥領域の厚さは変化しないが、欠陥領域全体で欠陥の消滅が確認できた。600°C以上の熱処理を行うことにより欠陥領域の厚さは徐々に減少していくが、1000°Cにおいて 5 分間の熱処理後も依然として欠陥を確認することができる。完全な欠陥の除去には 1000°C以上の熱処理が必要であることが分かった。

一方、イオン注入された N 不純物の電気的な活性化には 1500°C程度の高温での活性化熱処理が必要であった。しかし、高温活性化アニール後の SiC 表面ではステップバンチングによる表面荒れが発生した。高温活性化アニールにおける表面荒れの抑制を目的として、本研究では熱処理保護膜として DLC(Diamond-like-carbon)を用いて、熱処理後の表面形状の変化と、電気特性の関係について調査した。

上述した N イオン注入 4H-SiC(0001)について、Ar 雰囲気中にて 1000~1700°Cの温度範囲で 5 分間の熱処理を行った。熱処理後の表面モフォロジーの評価には AFM 観察、電気特性の評価にはホール効果測定を用いた。

AFM 観察から、N イオン注入直後、1000~1200°Cにおいて 5 分間の熱処理後では 0.3nmRMS と平坦な表面状態を維持しているが、1300°C以上の熱処理で表面荒れが発生し、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理で表面荒れの大きさは 5.4nmRMS であった。一方、電気特性の評価において、熱処理温度の増加に伴い注入された N 不純物の活性化を示し、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理によって 1.1k Ω /□のシート抵抗が得られた。DLC を保護膜として用いることにより、1500°Cおよび 1700°Cのどちらの熱処理によっても、1 割程度シート抵抗が減少した。DLC を保護膜として用いることによって、活性加熱処理後の表面荒れの抑制だけでなく、注入層の保護膜にもなっておりシート抵抗の低減になっていると考えられる。

目次

概要

1. 序論

1.1. 自動車業界から見たパワーエレクトロニクスの現状

1.2. SiC の特徴

1.3. 研究目的

2. 評価方法

2.1. 原子間力顕微鏡 (AFM)

2.2. ラザフォード後方散乱法 (RBS)

2.3. ホール効果測定

2.3.1. ホール効果

2.3.2. van der Pauw 法

2.4. 透過電子顕微鏡 (TEM)

3. 実験結果および考察

3.1. N イオン注入欠陥の低温アニール特性の評価

3.1.1. 実験条件

3.1.2. 実験結果

3.2. N イオン注入層の電気特性の評価

3.2.1. 実験条件

3.2.2. 実験結果

4. 結論

謝辞

参考文献

学会発表リスト

1. 序論

1.1. 自動車業界から見たパワーエレクトロニクスの現状

1886年の電気式点火装置、1911年のスタータ及び1930年の小型発電機の三大発明によって自動車が一般の人々にとって極めて使いやすい機械に変身を遂げた。以来およそ一世紀にわたって車の基本機能すなわち「走る」・「曲がる」・「止まる」の各機能が電子制御によって高度化されてきた。例えば、電子式燃料噴射装置(EFI)による内燃機関の燃費向上とクリーンエミッション化、車両走行安定性の向上と衝突防止、また最近ではモータとエンジンの両方を動力とするハイブリットシステムを搭載した新しいパワーとレイン(HV)による画期的な燃費攻城技術などが実用化されている。

今後、一般的な大衆車においても、上記の電気・電子システムに加え、電動ブレーキ、電動ステアリングあるいはエネルギー回生・充放電制御などの主として電力を扱うパワーエレクトロニクス、また、予防安全・衝突安全に必要なセンシングと制御のエレクトロニクス、ナビゲーションシステムさらにインテリジェント・トランスポート・システム(ITS)なる言葉に代表されるクルマの情報通信エレクトロニクスなど、いろいろな機能の電子システムが次々と搭載されてくる。そのために必要となる電力需要は少なく見積もってもクルマ1台あたり現在の2倍から3倍になるものと予想されている。

図 1.1 は将来のハイブリット車ならびに電気自動車(EV)も含めて動力源別の電力需要の伸びを示したものである¹⁾。ハイブリット車では約30kW、電気自動車では50kWの電力になることが予想されている。この様な電力需要に対応するために電源ケーブルは太くなる一方であり、搭載上の制約ならびに重量の増加の両面から車の設計に大変不利となる。電気走行モードを持ったハイブリット車の場合、ケーブルの太さを100A級に抑えるために300V級電源を使用している。消費電力の増大に対応して電力ケーブルの太さを一定以下に抑えるためにはシステムのさらなる高電圧化は避けられない。それに従って自動車エレクトロニクス用半導体デバイスには、高速スイッチング性、低損失性に加えて高電圧性が強く要求されてくる。

自動車業界では、既存のSiを用いた半導体では性能的限界から、上述したような要求に応える電子デバイスの製造が困難な状況にある。そこで、Siに比べて優れた物性を有するSiCを用いた高耐圧、低損失パワーデバイスの実現が期待されている。

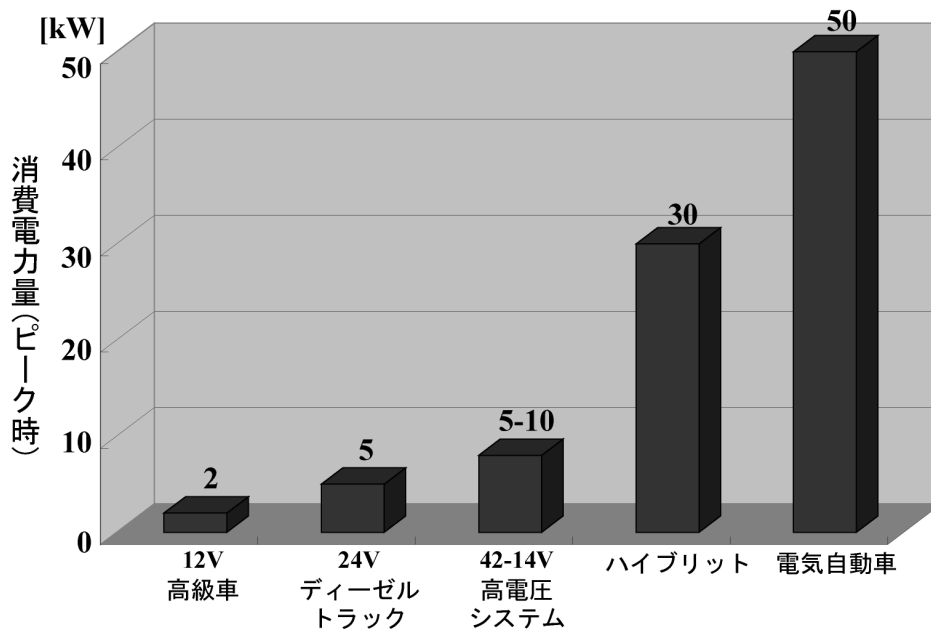


図 1.1 動力源別の電力需要見込

1.2. SiC の特徴

SiC は、常圧では液相が存在せず、2000°C程度の高温まで熱的に安定であることに加え、化学的、機械的安定性を有する材料である。また、SiC は広い禁制帯幅(2.2~3.2eV)をもつIV-IV族化合物半導体として古くから知られ、優れた物性値を有し、Si 電子デバイスの性能の限界を打破する高性能デバイスの可能性が示されていた。

SiC は共有結合結晶であり、結晶学的には同一の組成で c 軸方向に対して Si と C の化学結合(ジックブレンドとウルツァイト結合)が多様な積層構造をとることで、結晶多形(ポリタイプ)現象を示す材料である。このポリタイプ現象は、Si、C 原子単位層の最密充填構造を考えた時の原子の積み重なるの違いにより記述できる。SiC では 200 種類以上のポリタイプが確認されているが、応用上重要なのは、3C-、4H-、6H-、15R-SiC(Ramsdell の表記法)である。この表記法で、最初の数字は積層方向(c 軸方向)の一周期中に含まれる Si-C 単位層の数を示し、後の C、H、R は結晶系(C: 立方晶、H: 六方晶、R: 菱面体)を表している。図 1.2 に 3C-、4H-、6H-SiC の積層構造の模式図を示す。同図における“A、B、C”の表記は、六方最密度充填構造における 3 種類の原子の占有位置を意味している。なお、他の半導体結晶でよく現われる閃亜鉛鉱(zincblende)構造は 3C、ウルツ鉱(wurtzite)構造は 2H と表記できる。

SiCはポリタイプによって熱的安定性が異なり、高温(2000°C以上)では6H-、15R-および4H-SiCのポリタイプが成長する確率が高く、低温(1800°C以下)では3C-SiCが発生しやすい。SiCは、各ポリタイプで禁制帯幅だけでなくキャリアの移動度や不純物イオンエネルギーなどの電子物性が異なるので、基礎物性の分野でも興味深い材料として注目されている。表1.1に代表的なSiCポリタイプの主な物性を示す。SiCは、Si-C原子間距離が0.189nmと短く、結合エネルギーが高い(約4.5eV)ことに起因して、禁制帯幅、絶縁破壊電界やフォノンのエネルギーが大きい。また、すべてのSiCポリタイプは、Siと同様に間接遷移型のバンド構造を有する。

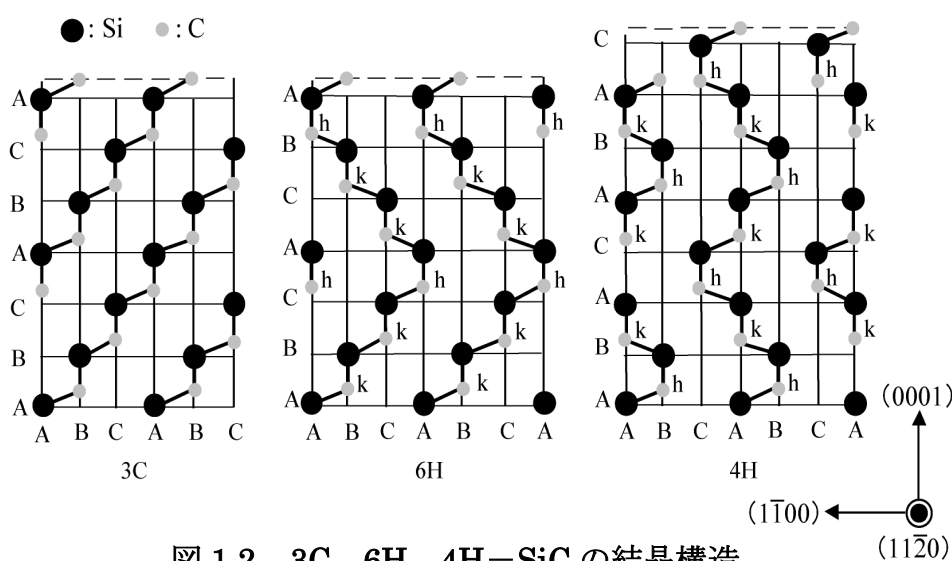


図 1.2 3C、6H、4H-SiC の結晶構造

表 1.1 代表的な SiC のポリタイプ及び Si、GaN の物性値

半導体	Si	GaN	SiC		
			3C	4H	6H
最近接原子間距離 [nm]	0.235	0.195	0.189		
禁制帯幅 [eV]	1.12	3.39	2.20	3.02	2.86
熱伝導度 [W/cmK]	1.51	1.30	4.90	4.90	4.90
電子移動度 [cm ² /V·s]	1500	900	800	1000	460
正孔移動度 [cm ² /V·s]	450	400	70	120	10
飽和ドリフト速度 [cm/s]	1.0 × 10 ⁷	2.7 × 10 ⁷	2.7 × 10 ⁷	2.7 × 10 ⁷	2.0 × 10 ⁷
絶縁破壊電界強度 [MV/cm]	0.3	2.6	3.0	3.5	3.0
真性半導体温度 [K]	600	2000	1000	1400	1300

表 1.1 に示したように、SiC は Si の約 10 倍の絶縁破壊電界強度を有することから、Si の理論限界を大幅に凌駕する低損失(オン抵抗)パワーデバイスを実現することが可能である。SiC パワーデバイスが Si より小さいオン抵抗を示す理由を図 1.3 を用いて簡単に説明する。片側階段接合に逆方向耐圧(V_B)を印加したときの空乏層内の電界分布は図 1.3 のようになる。接合界面における電界はすなわち絶縁破壊電界強度(E_B)に等しく、空乏層幅(W_M)も最大となる。このときの耐圧は、電界分布を示す直線を辺にもつ直角三角形の面積で表される($V_B = E_B W_M / 2$)。SiC では絶縁破壊電界が Si の 10 倍であるので、同耐圧のデバイスを製作する場合に、図に示すように「縦長」の三角形で耐圧 V_B を維持することができる。したがって、SiC では Si の場合より空乏層幅(パワーデバイスの活性層(ドリフト領域))が 1/10 とすることができる。また空乏層内の電界の傾き(図中の直線の傾き)は、ドーピング濃度(N_D)に比例することから、この領域のドーピング濃度 N_D を 100 倍にすることができる。この結果、同耐圧の Si 電子デバイスと比較すると SiC ではドリフト領域の抵抗を二桁から三桁程度に小さくできる。高耐圧 Si 電子デバイスのオン抵抗のうち、ドリフト領域の抵抗が最も大きな成分となるので、SiC を用いることによって、オン抵抗が小さい、すなわち低損失パワーデバイスを実現することができる。

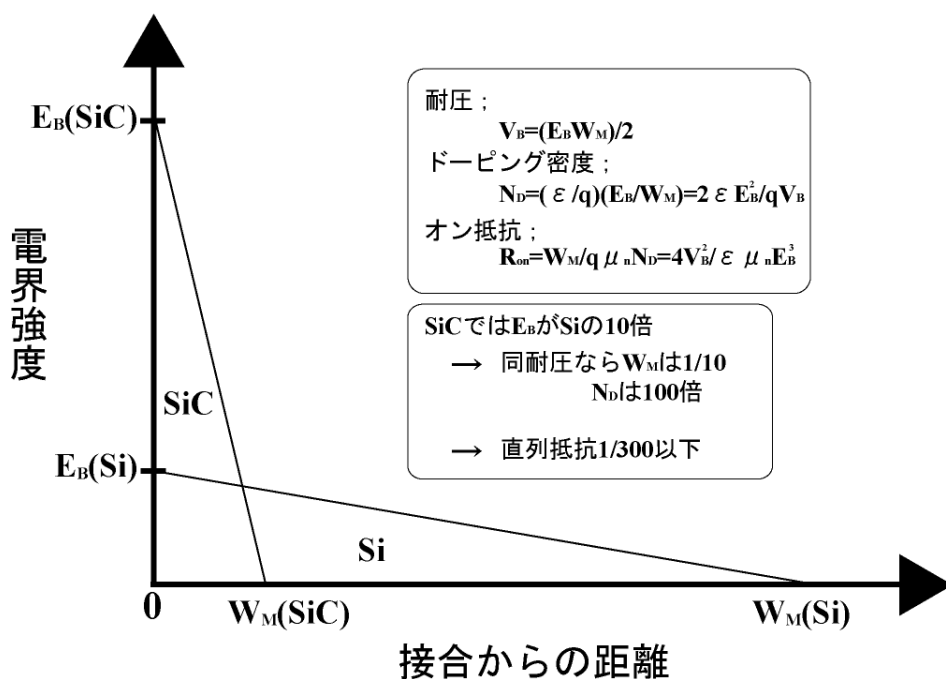


図 1.3 Si、SiC 片側階段接合の絶縁は開示における空乏層内の電界分布

1.3. 研究目的

数多くの SiC ポリタイプの中で、現在最もデバイスへの応用に適していると考えられているのは 4H-SiC である。この理由として、電子移動度、禁制帯幅や絶縁破壊電界が大きいこと、電気伝導の異方性が小さいこと、ドナーやアクセプタ準位が比較的浅いこと、良質の単結晶ウェハが入手でき、その上に高品質なエピタキシャル成長層を形成できることなどが挙げられる。

デバイスを製作する上で重要なプロセスの一つに不純物ドーピングがある。SiC への不純物ドーピングには、SiC 中の不純物拡散定数が極めて小さいことから²⁾、イオン注入法が不純物注入技術として重要になる。イオン注入は拡散プロセスに比べて、不純物ドーピングを正確かつ再現性良く制御することが可能で、プロセス温度が低いという利点がある。反面、基板にダメージを与えることから、熱処理によって結晶性を回復しイオン注入された不純物の電気的な活性化を行う必要がある。

4H-SiC(0001)とは垂直な結晶方位を有する 4H-SiC($\bar{1}\bar{1}00$)、($11\bar{2}0$)において、イオン注入によって形成された非晶質層は 700°C程度の熱処理で元の結晶構造に再結晶化することが報告されている³⁾。また、イオン注入プロセスを最適化するにあたり、イオン注入層の再結晶化過程を明らかにすることは重要であり、6H-SiC(0001)、($\bar{1}\bar{1}00$)、($11\bar{2}0$)と、4H-SiC($11\bar{2}0$)のイオン注入非晶質層の再結晶化速度及びその活性化エネルギーについて、報告されている⁴⁻⁶⁾。しかし、電子デバイスへの応用上最も重要である 4H-SiC(0001)におけるイオン注入欠陥の熱処理過程の詳細な検討は未だ十分ではない。

本研究では、4H-SiC(0001)に窒素(N)イオン注入を行い、それによって導入された注入欠陥の 1000°C以下の低温領域における欠陥の消滅過程および高温活性化アニールによる注入 N 不純物の電気的活性化過程を調査した。しかし、高温活性化アニールによって SiC 表面ではステップバンチングによる表面荒れが発生するため、表面劣化の抑制が高温活性化アニール法の課題となっている。本研究では熱処理保護膜として DLC(Diamond-like-carbon)を用いた場合の、熱処理後の表面形状の変化と、電気特性の関係について調査した。

2. 評価方法

2.1. 原子間力顕微鏡 (AFM)

AFM とは探針先端の原子を試料に近づけた際に働く原子間力を利用して、表面構造を観察するプローブ型の顕微鏡である。カンチレバー先端の探針を試料表面に微小な力で接触させ、カンチレバーのたわみ量が一定になるように、探針・試料間の距離を制御しながら操作することで、表面形状を画像化する。本研究ではセイコーインスツルメンツ社製の原子間力顕微鏡(ナノピクス)を用いた。分解能は垂直方向において 0.3nm である。カンチレバーには自己検知型シリコンカンチレバーを装備しており、従来の光てこ検出器のような光軸調整が不要である。この自己検知型のカンチレバーにはピエゾ抵抗体が内蔵されており、電流を流して操作すると、試料の凹凸に応じてレバーがたわみ、内蔵した、抵抗体の抵抗値が変動する。この抵抗値が一定になるようにフィードバックを行い、フィードバック量から観察画像を取り込むことができる。また、この装置には図 2.1 に示すような、二つの観察モードがある。

- **コンタクトモード**: カンチレバーが常時試料表面に微小な力で接触した状態で形状観察を行うモード。
- **ダンピングフォースモード (DFM)**: 共振させたカンチレバーの振動振幅が一定になるように探針・試料間の距離を制御しながら走査することにより、表面形状を画像化するモード。樹脂などの柔らかい試料でも、試料を傷つけずに測定が可能である。

この二つのモードを測定試料の材料、測定条件、試料表面の状態により、使い分け、測定を行う。

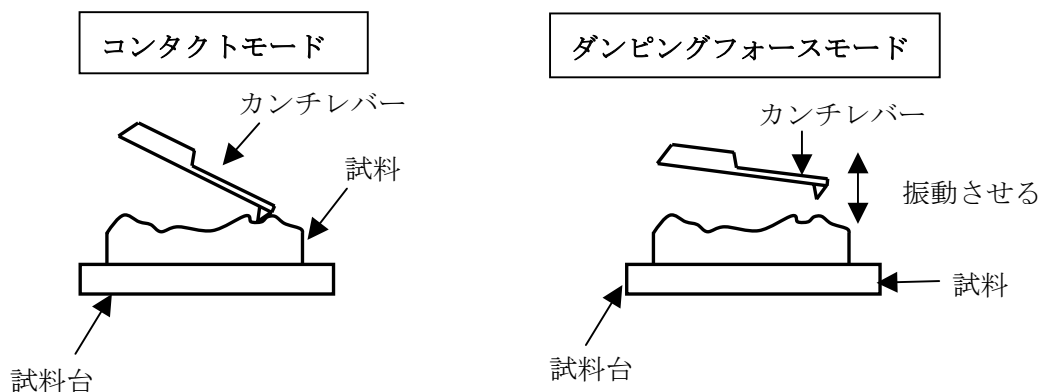


図 2.1 コンタクト、ダンピングフォースモードの観察原理図

2.2. ラザフォード後方散乱法 (RBS)

RBS は MeV レベルの H^+ や He^+ を試料に照射し、試料原子の原子核との近接衝突(ラザフォード散乱)で、後方散乱された H^+ や He のエネルギーを半導体検出器で測定する分析方法である。測定結果として、エネルギースペクトルが得られる。これにより試料の元素分析、深さ方向の組成分析や結晶性の評価、欠陥解析などを行うことができる。

(1) カイネマティック因子 K (運動学因子)

RBS では、入射高エネルギーイオンと試料原子の原子核間でのクーロン力の反発によるラザフォード散乱を利用するが、このエネルギー領域においては入射イオンと試料原子との衝突は単純な弾性衝突として扱ってよい。静止している質量 M_2 の試料原子に、質量 M_1 の入射粒子(イオン)がエネルギー E_0 で弾性衝突し、エネルギー E_1 で後方散乱されるとき、カイネマティック因子 K は、

$$K = \frac{E_1}{E_0} \quad (1)$$

で定義される。 K は入射エネルギー E_0 のイオンが、どのくらいの大きさのエネルギーで後方散乱されるかを示す指標になるものである。 M_1 の後方散乱角を θ として、衝突前後におけるエネルギーと運動量の総和が保存されるという条件から、

$$K = \left\{ \frac{M_1 \cos \theta + (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{M_2 + M_1} \right\}^2 \quad (2)$$

と表される。特に後方散乱角 $\theta = 180^\circ$ の場合には、

$$K = \left(\frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2 \quad (3)$$

となる。式(1)、(2)で E_0 、 θ 、 M_1 は測定上既知の値であり、 E_1 を測定すれば M_2 すなわち試料原子を同定することができる。

(2) 微分散乱断面積

図 2.1 のように Q 個のイオンを、原子密度 $N(\text{atom}/\text{cm}^3)$ 、厚さ t の試料に照射した時に、角度 θ 方向の微小立方角 $d\Omega$ (sr:steradian→球面上に、その球の半径の 2 乗に等しい面積を切り取る中心立体角)に散乱される割合として、微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega(\text{cm}^2/\text{sr})$ が次のように定義される。

$$d\sigma/d\Omega = \left(\frac{1}{Nt} \right) \left(d\sigma/d\Omega \right) \quad (4)$$

なお微分断面積は次式で表される。

$$\frac{dQ}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0} \right) \frac{\left[\left\{ 1 - (M_1 M_2 \sin \theta)^2 \right\}^{1/2} + \cos \theta \right]^2}{\left[1 - \left\{ \left(\frac{M_1}{M_2} \right) \sin \theta \right\}^2 \right]^{1/2}} \cdot \frac{4}{\sin^4 \theta} \quad (5)$$

ここで、 Z_1 、 Z_2 はそれぞれ入射イオンとターゲット原子の原子番号である。これから、 $d\sigma/d\Omega$ は、

- 1) Z_1 の 2 乗に比例する。すなわち $H^+(Z_1=1)$ より、 $He^+(Z_1=2)$ のほうが散乱数が 4 倍多い。
- 2) Z_2 の 2 乗に比例する。すなわち重い元素のほうが散乱数が多い。
- 3) 入射イオンのエネルギーの 2 乗に反比例する。
- 4) θ のみに依存する軸対称散乱である。
- 5) $M_1 \ll M_2$ のとき、ほぼ $\sin^4(\theta/2)$ に反比例する。これは θ が小さくなると、散乱数が増えることを意味する。

この微分散乱断面積は RBS の感度に相当するが、実際の RBS の測定では、試料に対してある角度 θ のところに、ある有限の大きさ Ω の立体角を有する検出器によってなされる。したがってこのような有限大きさの立体角 Ω に散乱される粒子の割合として、平均の微分散乱断面積 σ を次のように定義する。

$$\sigma = 1/\Omega \int (d\sigma/d\Omega) d\Omega \quad (6)$$

この平均の微分散乱断面積 σ を用いて、 Q 個のイオンを試料に照射した時、角度 θ に設置された検出器に入ってくる後方散乱粒子数 A は、

$$A = \sigma \cdot \Omega \cdot Q \cdot Nt \quad (7)$$

で表される。もし、検出器の立方角が小さいときには、平均の微分散乱断面積 σ は、微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ とほぼ一致すると考えてよい。すなわち、式(7)の σ の値として、式(5)で計算される $d\sigma/d\Omega$ の値を用いればよいことになる。

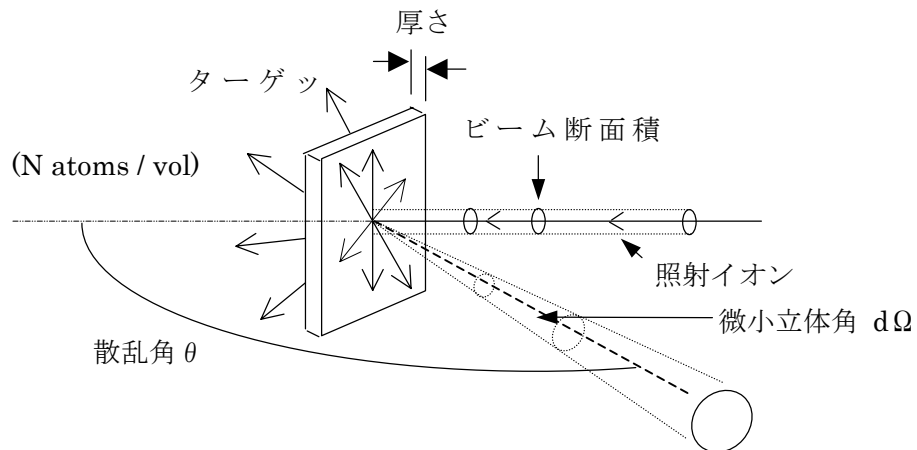


図 2.1 RBS の測定系と微分散乱断面積の説明図

(3) 阻止能

MeV レベルの H^+ や He^+ (以下 He^+ を入射イオンとする) 固体に照射されると固体原子との衝突により、そのエネルギーを次第に失っていく。このエネルギー領域でのエネルギーの損失の機構は主に電子との相互作用によるものである。すなわち電子の励起、電離等を引き起こしながらエネルギーを失っていくわけである。単位距離を進む間にイオンが失うエネルギーを阻止能 (dE/dx : specific energy loss) といい、エネルギーの関数となる。

これに対し、阻止断面積 ε (stopping cross section) というパラメータがよく使われる。これは、

$$\varepsilon = 1/N \cdot dE/dx \quad (eV \cdot cm^2) \quad (8)$$

と定義されている。阻止能は実験的に表として与えられており、また理論式も提示されている。

入射粒子が深さ t から散乱された場合に検出されるエネルギーを考える。入射粒子 (入射エネルギー: E_0) は均質な試料中を深さ t 間で進む間に ΔE_{in} だけエネルギーを失い、衝突直前のエネルギーは $(E_0 - \Delta E_{in})$ となる。そして衝突後のエネルギーは $K(E_0 - \Delta E_{in})$ となる。さらに衝突後、後方散乱粒子が試料表面まで戻ってくる間に失うエネルギーを ΔE_{out} とすると、検出器に到達した時のエネルギーは、

$$K(E_0 - \Delta E_{in}) - \Delta E_{out} \quad (9)$$

となる。 ΔE_{in} および ΔE_{out} は t が厚くなればともに大きくなる。したがって、深い位置で散乱されるほど検出器に到達したときのエネルギーは低くなる。これらのことより深さ方向の情報が得られることが分かる。

なお化合物 $A_m B_n$ の阻止断面積 ε_{AB} は、Bragg's rule により、単体 A、B それぞれの阻止断面積 ε_A 、 ε_B を用いて次式より求める。

$$\varepsilon_{AB} = m\varepsilon_A + n\varepsilon_B \quad (10)$$

(4) チャネリング法

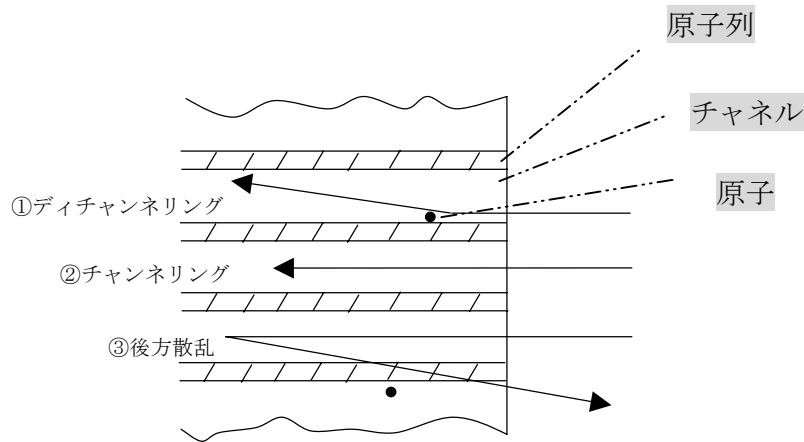


図 2.2 チャネリングの断面モデル図

結晶性材料(バルク及び薄膜)を結晶軸方向から見ると、原子列で囲まれた大きな空間がある、これをチャンネルと呼んでいる。これを横から見ると図 2.2 のようになる。結晶軸に平行に入射 He^+ のほとんどのものは、チャンネルの中を原子列と連続に相互作用しつつ、周期的に振動しながら奥深く侵入していく。これをチャネリング(channeling)現象という。

He^+ イオンビームを結晶軸に平行に入射するアライン(aligned)入射で、結晶性材料の RBS 測定を行うと He^+ 後方散乱率が大幅に減少する。しかし、図 2.1 に示すように、結晶内格子位置にない原子が存在すると、 He^+ イオンがその原子と衝突し次の 2 通りの過程で後方散乱の収率が増加する。

- 近接衝突し、直接後方散乱される
- 小角散乱してランダム成分となり(ディチャネリング過程)、その後ほかの原子と近接衝突して後方散乱される。

したがって欠陥が存在したり結晶性がよくないほど後方散乱収率が増加する。

このようなチャネリング現象を用いる、いわゆるチャネリング法によって結晶性の評価、注入イオンの格子位置の決定、注入による欠陥分布あるいは表面の結晶構造の乱れや不純物原子の検出などが可能である。

2.3. ホール効果測定

2.3.1. ホール効果

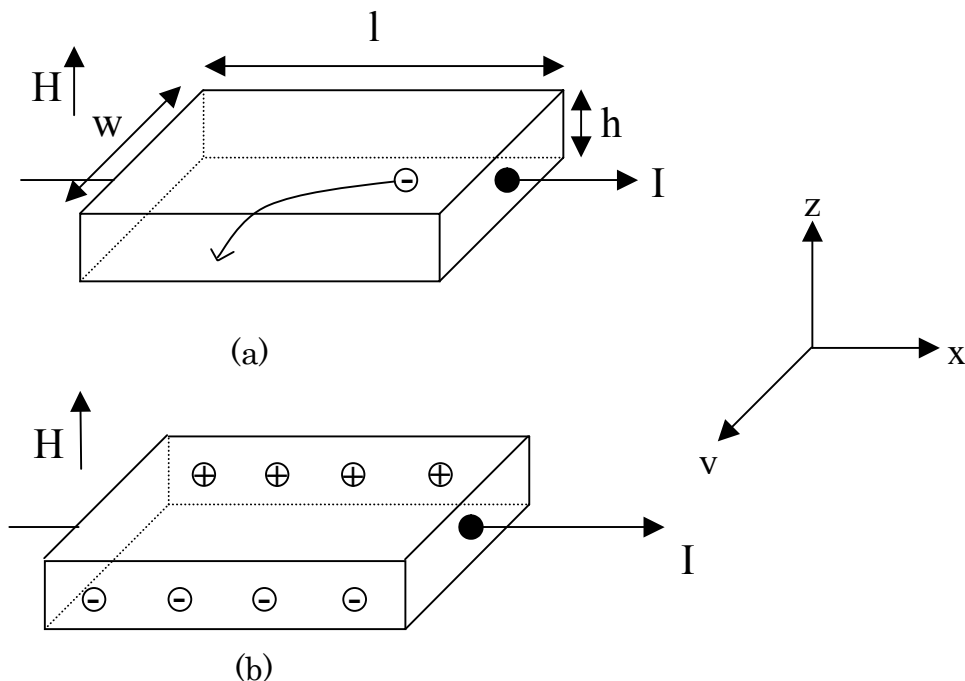


図 2.3 ホール効果

半導体の電気特性を正確に求めるためには、ホール効果測定が基本的かつ実用的な方法である。図 2.3(a)の様に x 方向に向かう均一な磁界 H_z の中に直方体(長さ l 、幅 w 、高さ h)の n 型半導体試料を置き、電流 I_x を左から右に流すと、電荷 $(-e)$ をもった電子が半導体中を右から左へと流れる。ここで簡単のために、電子の無秩序な熱運動を無視し、電子はすべて平均ドリフト速度 v_x で流れるものとする。この速度 v_x で磁界 H_z 中を運動する電子(電荷 $-e$)が受けるローレンツ力 F_y は

$$F_y = \left(\frac{-e}{c} (-v_x) H_z \right) \quad (1)$$

ここで c は光速である。この y 方向への電子の運動により、磁界がなければ平均して左から右に流れるはずの電子の経路が y 方向に曲げられ、瞬時に試料内に分極が生じる。この分極によってできた逆電界 E_y による電子の流れ μE_y が、ローレンツ力による流れ $\mu (e/c) v_x H_s$ を打ち消すようになり、やがて定常状態に達する。これがホール効果(Hall effect)である。ここで μ_H は、ホール効果に現

われる移動度であり、ホール移動度とよび、 μ とは区別する。このとき

$$\begin{aligned}\mu_H \left(\frac{-e}{c} (-v_x) H_s \right) + \mu (-e E_y) &= 0 \\ \mu_H \left(\frac{-e}{c} (-v_x) H_s \right) + \mu \left(-e \frac{V_H}{w} \right) &= 0\end{aligned}\quad (2)$$

ここで V_H は、 y 方向に発生した電圧で、ホール電圧とよぶ。このような定常状態での電子の経路は、平均すると再び y 方向を向き、試料が十分に強い n 型で、電流に対する正孔の寄与を無視しうるとすると

$$I_x = n(-e)(-v_x)hw \quad (3)$$

としてよい。ここで n は電子のキャリア密度である。式(2)、式(3)より

$$V_H = \frac{\mu_H}{\mu} \frac{I_x H_s}{cn(-e)h} = \frac{I_x H_s}{ch} R_H \quad (4)$$

となる。ここで R_H は

$$R_H = \frac{\mu_H}{\mu} \frac{1}{n(-e)} \quad (5)$$

であり、ホール係数(Hall coefficient)とよばれる。ホール電圧の大きさが実用単位 V で表されるように式(4)の右辺を 300 倍すると

$$V_H = \frac{10^{-8} R_H I_x H_s}{h} \quad (6)$$

を得る。

半導体が n 型でなく p 型であれば、電流は主として左から右に流れる正孔によって運ばれ、 $-e$ を e 、 $-v_x$ を v_x にすれば良く、この場合ホール電圧は正となり、ホール係数も正となる。従って、ホール電圧が正か負かであるかによって、キャリアの種類、すなわち n 型か p 型かを正確に知ることができる。今簡単のために $\mu_H = \mu$ とすると

$$R_H = \frac{1}{n(-e)} \quad (7)$$

となるから、 R_H からキャリア濃度 n を求めることができる。

$$n = \frac{1}{(-e)R_H} \quad (8)$$

また、

$$\sigma = n(-e)\mu \quad (9)$$

であるから、式(5)、式(9)より

$$\mu_H = n(-e)\mu R_H = \sigma R_H \quad (10)$$

となり、低効率 ($\rho = 1/\sigma$) の測定と合わせることにより、ホール移動度 μ_H を求めることができる。すなわちホール測定により、キャリアの種類、濃度、及び移

動度を知ることができ、低効率の測定とともに半導体の最も基本的な測定手段となっている。

2.3.2. Van der Pauw 法

この方法は、試料の作成が比較的簡単のためよく用いられているもので、サンプルの厚さが一様であれば形状が任意であっても 4 個のオーミック電極を設けることにより、低効率、およびホール係数を測定する方法である。この方法は、小さな試料でも測定可能で、電極間の距離等の幾何学的測定が不要で、しかも幾何学的な位置による誤差を生じないなどの利点がある。

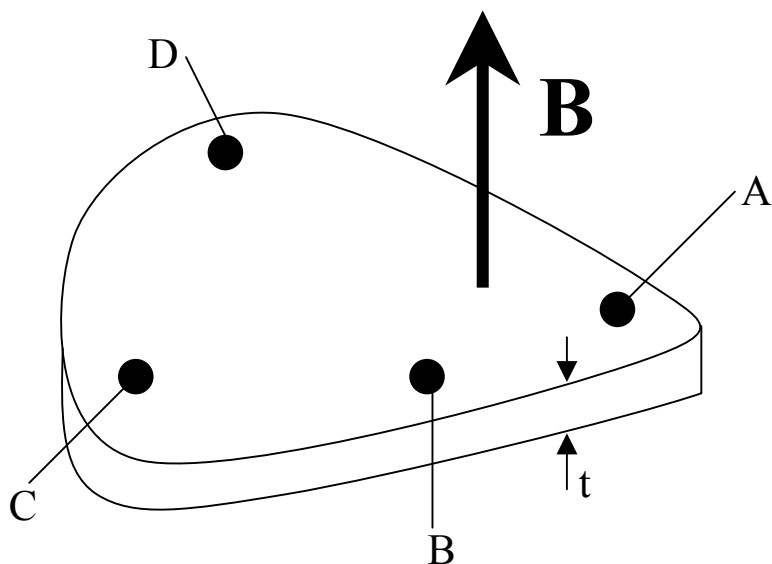


図 2.4 van der pauw 法に用いられる試料

今、図 2.4 のような、厚さ t の試料を考える。まず、C—D 間に電流 I_{CD} を流し、A—B 端に現われる電圧 V_{AB} を計測する。これらを用いて

$$R_{AB,CD} = \frac{V_{AB}}{I_{CD}} \quad (1)$$

と定義する。同様に

$$R_{BC,DA} = \frac{V_{BC}}{I_{DA}} \quad (2)$$

と定義する。これらを用いると、試料の低効率 ρ は

$$\rho = \frac{\pi t}{\ln 2} \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2} f\left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,DA}}\right) \quad (3)$$

で与えられる。ここで f は $R_{AB,CD}/R_{BC,DA}$ の関数で、次の関係を満たしている。

$$\frac{R_{AB,CD} - R_{BC,DA}}{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}} = \text{farreosh} \left\{ \frac{\exp(\ln 2/f)}{2} \right\} \quad (4)$$

次に、A-C 間に電流を流したとき、B-D 端に生ずる電圧を測定し

$$R_{BD,AC} = \frac{V_{BD}}{I_{AC}} \quad (5)$$

と表すと、ホール係数は次のように与えられる。

$$R_H = \frac{t}{H} \Delta R_{BD,AC} \quad (6)$$

ただし、 $\Delta R_{BD,AC}$ は試料に垂直な磁界 B をかけないときと、かけたときの式(5)の変化分である。

$$R_{BD,AC} = R_{BD,AC}(B=B) - R_{BD,AC}(B=0) \quad (7)$$

さらに、ホール移動度は

$$\mu_H = \frac{t}{\rho B} \Delta R_{BD,AC} \quad (8)$$

で与えられる。

実際の測定において、キャリアの濃度、移動度、低効率の深さ方向プロファイルは次のようにして求める。

表面から x の深さにある Δx の厚さの層を考え、その層の平均キャリアの度を $n(x)$ とすると

$$n(x) = \frac{\Delta \sigma_s(x)}{e\mu(x)\Delta x} \quad (9)$$

となる。ここで $\Delta \sigma_s(x)$ は、表面から x および $x + \Delta x$ の深さで測定したシート伝導率の差を表し、 $\mu(x)$ は深さ x での移動度を表す。ここでキャリア濃度 n と移動度 μ の関係がわかっているならば、式(9)の関係から逐次表面層をエッチングする測定により、キャリア濃度の深さ方向分布 $n(x)$ を求めることができる。しかし、イオン打ち込み層のように移動度の値が完全結晶における値とは異なることが予想される場合にはこの方法は使えず、次の方法によって $\mu(x)$ を求める。

$\mu(x)$ は、シートホール係数 R_{HS} の表面から深さ x および $x + \Delta x$ の場所での値の差から、同様の実験によって

$$\mu(x) = \frac{\Delta \{ \rho(x)^2 R_{HS}(x) \}}{\Delta \rho_s(x)} \quad (10)$$

の関係から求められる。ここでシートホール係数 R_{HS} は

$$R_{HS} = \frac{\Delta \int_0^{x_i} n(x) \mu(x)^2 dx}{e \left[\int_0^{x_i} n(x) \mu(x) \right]^2} \quad (11)$$

で表される量を表す。 R_{HS} は式(6)、 ρ_S は式(3)より次のように変形できる。

$$R_{HS} = \frac{1}{B} \Delta R_{BD,AC} \quad (12)$$

$$\rho_S = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{R_{AB,CD} + R_{BC,DA}}{2} f \left(\frac{R_{AB,CD}}{R_{BC,DA}} \right) \quad (13)$$

この式(12)、(13)により R_{HS} および ρ_S を層ごとに求め、順次式(10)および式(11)に代入することにより、 $\mu(x)$ および $n(x)$ を求めることができる。つまり、逐次の表面層をエッチングしながら測定し、その都度この計算を繰り返せば μ および n の深さプロファイルを求めることができる。

2.4. 透過電子顕微鏡 (TEM)

非常に薄い試料に高速の電子を照射すると、大部分の電子はとおりに抜ける(透過電子)。TEM では透過電子、弾性散乱電子(散乱時にエネルギーが保存される)、あるいはそれらの干渉波を拡大、結像した像を観察する。本研究では電圧 200kV で加速させた電子線を用いた。200keV のエネルギーを持つ電子は試料によっても異なるが、試料厚が約 50nm で十分透過する。分解能は nm 以下であり、断面観察により数 100nm のイオン注入層を十分評価できる。これらの電子線を干渉波像として結像したものを、試料の断面を観察していることから、本研究では断面 TEM 像(XTEM 像)とよぶ。イオン注入層の XTEM 像から、注入欠陥や二次欠陥の深さ方向の観察などができる。弾性散乱電子は試料結晶面とブラッグ則による回折現象を生じた結果であるので、透過した試料の結晶構造や入射軸を晶帯軸とした晶帯面(入射軸に平行な結晶面)の面間隔や角度関係などの情報を含んでいる。ある特定の方向に回折した電子線を集束させ、スポットとして結像したものを本研究では、THEED(Transmission High Energy Electron Diffraction)と呼ぶ。回折スポットは二次元のパターンを示し、SiC 結晶の THEED 観察により、様々な結晶構造を評価することができる。また、制限視野絞りを挿入することで、XTEM 像のある特定領域から THEED パターンを得ることができ、微小欠陥領域の観察ができる。例えば、イオン注入層領域を選択し、得られた THEED パターンから結晶系、面方位などの評価ができる。また、対物絞りを挿入することによって、特定の方向へ回折した電子線の XTEM 像が得られる。透過スポットのみを結像した像を明視野像と呼び、その他のスポットを結像した場合、暗視野像と呼ぶ。例えば、欠陥に起因するスポットの暗視野像を観察することにより、選択した欠陥のみを強調して XTEM 観察することができ、特定の欠陥の分布などの情報が得られる。XTEM 像と THEED を併用することで、欠陥の角度関係や分布の評価をより詳細に行える。例えば、双晶を含んだ結晶の THEED パターンはそれぞれの結晶から得られるパターンが重なって現れる。このパターンから互いの結晶方位などの情報が得られ、また双晶に起因するスポットの暗視野像から双晶の分布および、双晶界面の様子が観察できる。また、本研究では行ってはいないが、異なる結晶軸方向に電子線を入射させ、観察することによって、三次元的に解析する手法などもある。

3. 実験結果および考察

3.1. N イオン注入欠陥の低温アニール特性

3.1.1. 実験条件

試料には p 形 4H-SiC(0001) 基板を使用した。イオン注入プロセスを図 3.1 に示す。窒素イオンを注入エネルギー15~120keV で、窒素不純物の濃度が $1 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ 、注入層の厚さが 300nm となるように多段注入を行った。詳細な注入条件を表 3.1 に示す。図 3.2 には SRIM(The Stopping and Range of Ions in Matter)シミュレーション⁷⁾を用いた、イオン注入プロファイルの計算結果を示す。注入後、赤外線加熱炉を用いて Ar 雰囲気中にて 200°C~1000°Cの温度範囲で 5 分~15 分間の熱処理を行った。熱処理後の欠陥量および分布の評価には、ラザフォード後方散乱方(RBS)および透過電子顕微鏡(TEM)観察を用いた。

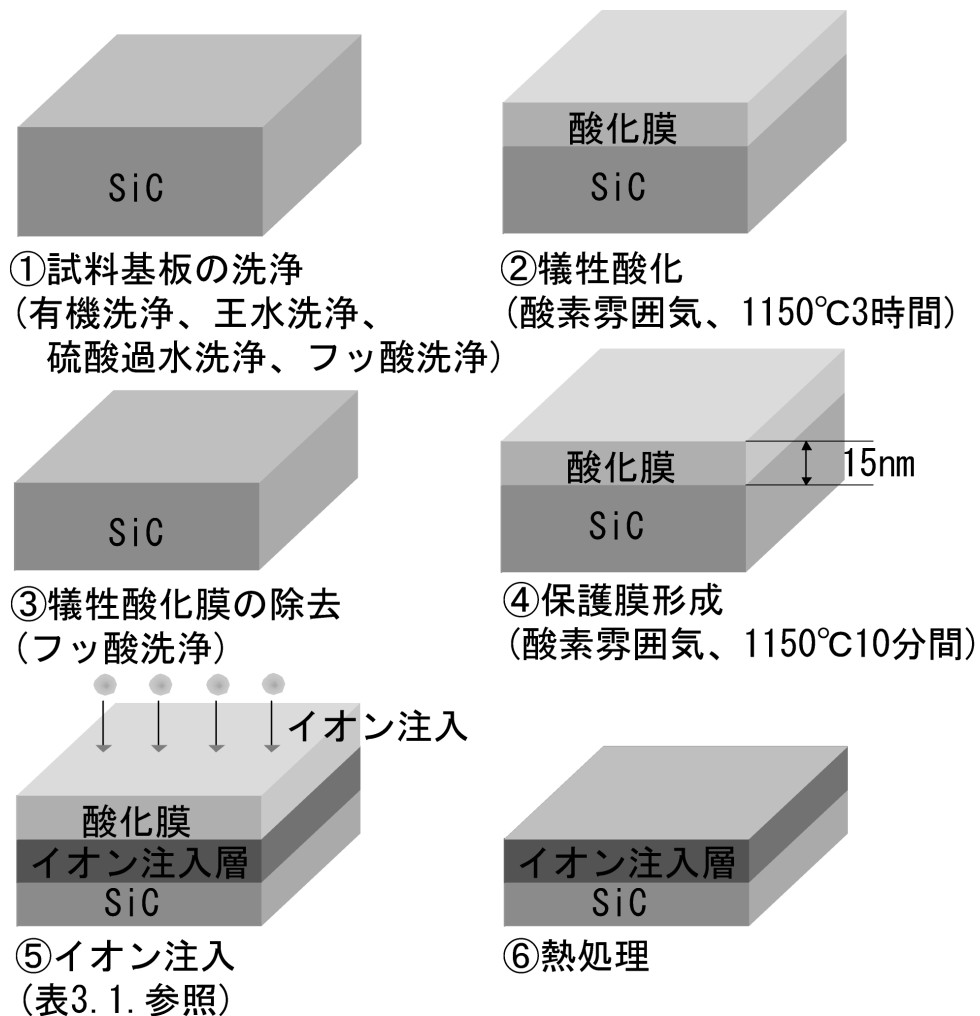


図 3.1 イオン注入プロセス

表 3.1 イオン注入条件

イオン種	窒素(N)	
注入エネルギー 注入量	15keV	$2.0 \times 10^{14}/\text{cm}^2$
	30keV	$3.0 \times 10^{14}/\text{cm}^2$
	50keV	$1.5 \times 10^{14}/\text{cm}^2$
	60keV	$4.0 \times 10^{14}/\text{cm}^2$
	90keV	$4.2 \times 10^{14}/\text{cm}^2$
	110keV	$4.0 \times 10^{14}/\text{cm}^2$
	120keV	$5.3 \times 10^{14}/\text{cm}^2$
総注入量	$2.4 \times 10^{15}/\text{cm}^2$	
注入温度	室温	

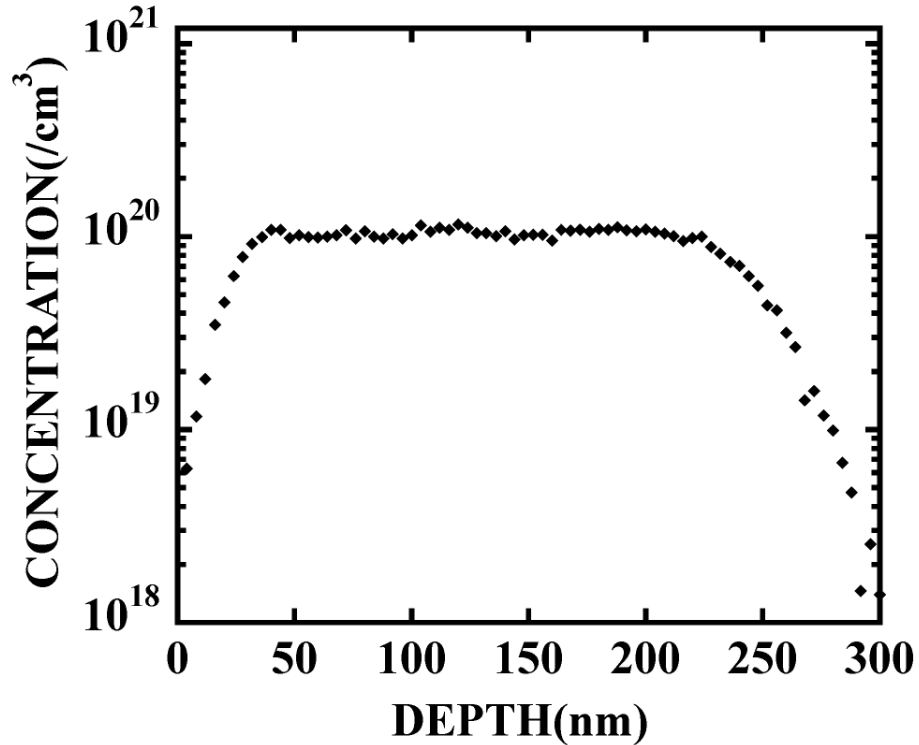


図 3.2 SRIM シミュレーション

3.1.2. 実験結果

図 3.3 に 200~1000°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトルを示す。高濃度イオン注入によって表面側にダメージが導入された試料では、結晶性を有する基板の結晶軸に整軸して測定したアラインスペクトルにおいて、欠陥領域からの後方散乱イオン数はランダムスペクトルと同程度となる。ダメージが導入された試料に対して熱処理等を行い、基板結晶軸に沿って再結晶化が生じた場合、再結晶層において、基板と同様にチャネリングが生じることから、アライン測定により得られる散乱イオン数はランダム測定における散乱イオン数に比べ減少する。したがって、再結晶化前後のアラインスペクトルを比較することにより、結晶性の変化を評価することができる。

図 3.3 に示すように、注入直後のアラインスペクトルはランダムスペクトルに一致しており、欠陥領域の形成が確認できる。熱処理温度の増加とともにアラインスペクトルは減少していることから、欠陥の消滅が進んでいる。また、200°Cにおいて 5 分間の熱処理においてもアラインスペクトルが減少していることから、低温熱処理においても欠陥の消滅が進んでいることが確認できる。

図 3.4 に χ_{\min} の熱処理温度依存性を示す。ここで、 χ_{\min} とはアラインスペクトル/ランダムスペクトルで結晶性を表す指標であり、本研究では RBS スペクトルの 260~285 チャネルの間で評価した。 $\chi_{\min}=100\%$ は測定試料が結晶性を持たないことを表している。 χ_{\min} の熱処理温度依存性において、ステージ I (熱処理温度：200~400°C)、II (熱処理温度：400~600°C)、III (熱処理温度：600°C以上)と 3 段階の欠陥消滅過程の存在が確認できる。そこで、それぞれのステージについて詳細な調査を行った。

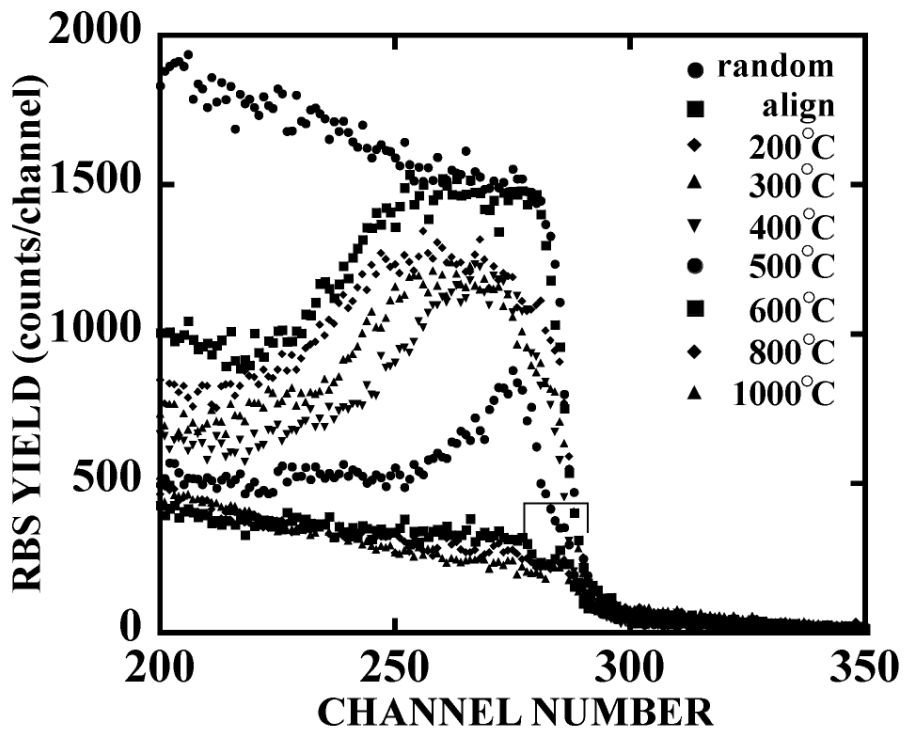


図 3.3 200~1000°C5 分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトル

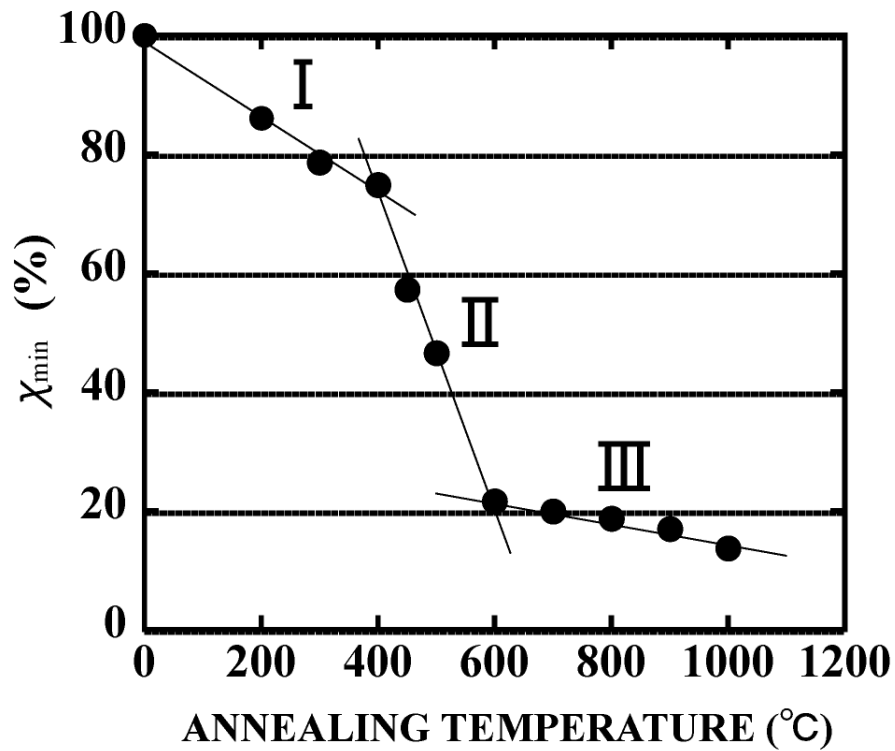


図 3.4 200~1000°C5 分間の熱処理を行った試料から得られた χ_{\min} の熱処理温度依存性

図 3.5、図 3.6 および図 3.7 にそれぞれステージ I における RBS スペクトル、イオン注入層の断面 TEM 像および欠陥消滅のモデル図を示す。ステージ I は 200~400°C の熱処理温度範囲で観察される。

図 3.5 に示すように、ステージ I では熱処理温度の増加とともにアラインイーランドが注入層全体で徐々に減少していることから、欠陥の消滅が進んでいることは分かる。しかし、欠陥領域の厚さには減少が観察されない。また、ステージ I では 200°C 程度の低温熱処理においても欠陥が消滅することが分かった。

断面 TEM 観察では、イオン注入層中の欠陥分布を評価するために、透過電子線を選択し、結像した像である、明視野像の撮影を行った。欠陥を含む領域を透過する電子線は異常回折を受け、欠陥の無い領域における透過電子線と比較してその強度は低下する。このため、明視野像においては欠陥を含む領域が暗部として観察される。図 3.6 に示す注入直後の断面 TEM 像から、200nm 程度の厚さまでに黒色の斑点模様が観察でき、N イオン注入による欠陥領域であることが確認できる。400°C において 5 分間の熱処理によって、注入直後に観察された黒色の斑点模様は少なくなっており、欠陥の消滅が進んでいることが分かる。しかし、黒色の斑点模様全体が分布する領域の厚さは減少していない。これは図 3.7 に示したように、イオン注入層に分布している注入欠陥濃度が熱処理により減少したと考えられる。

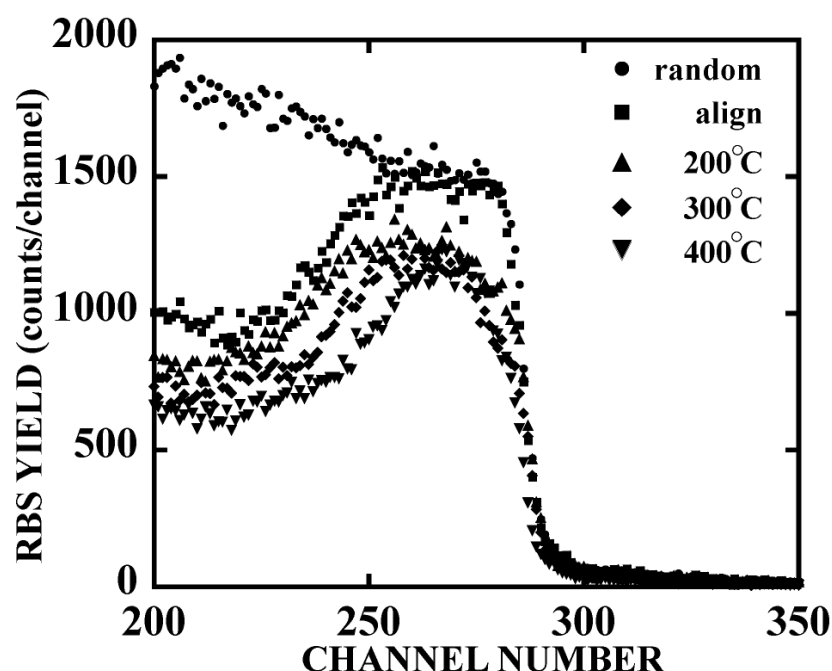


図 3.5 200~400°C 5 分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトル

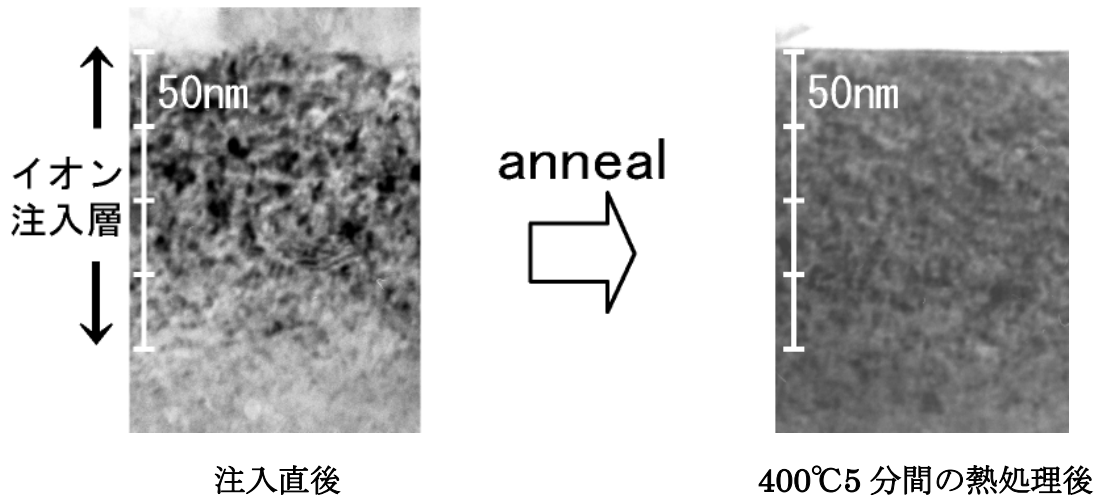


図 3.6 ステージ I における断面 TEM 像

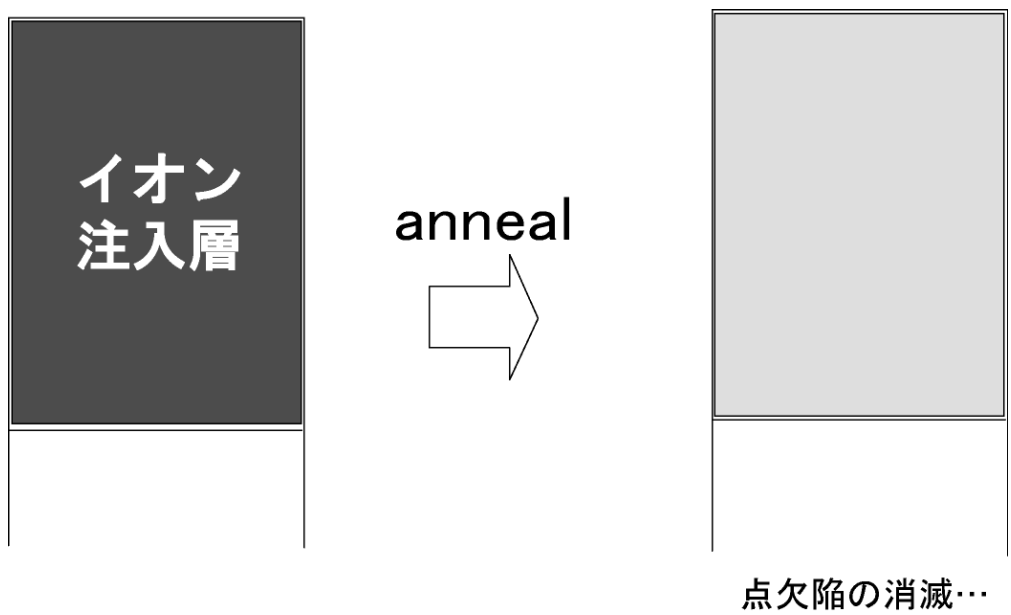


図 3.7 ステージ I における欠陥消滅のモデル図

図 3.8、図 3.9 および図 3.10 にそれぞれステージ II における RBS スペクトル、イオン注入層の断面 TEM 像および欠陥消滅のモデル図を示す。ステージ II は 400~600°C の熱処理温度範囲で観察される。

図 3.8 に示すように、ステージ II では熱処理温度の増加とともに、アラインイールドの減少が確認できる。特に 250 チャネル辺りの注入飛程端付近で、熱処理温度の増加とともに著しくアラインイールドが減少している。これは、ステージ II における 400~600°C において 5 分間の熱処理によって、イオン注入による欠陥領域が減少しているためである。さらに、600°C において 5 分間の熱処理によって、注入による欠陥領域の大部分が回復している。しかし、600°C において 5 分間の熱処理によっても、表面付近からアラインイールドが増加している。これは、依然として高濃度な欠陥領域が表面側に残留しているためだと示唆される。

図 3.9 に示すように、600°C において 5 分間の熱処理を行った断面 TEM 像から、黒色の斑点として観察されるイオン注入による欠陥領域の減少が確認できる。これは図 3.8 に示した RBS スペクトルと同様の結果である。しかし、600°C における熱処理後も黒色斑点として観察されるイオン注入による欠陥領域が確認でき、欠陥の残留が示唆される。

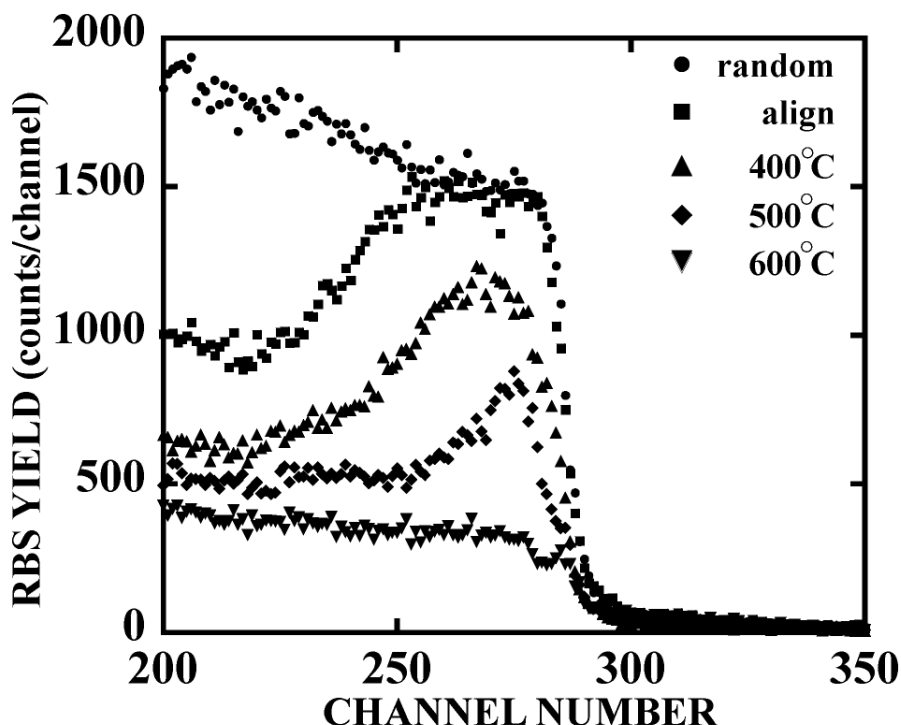


図 3.8 400~600°C 5 分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトル

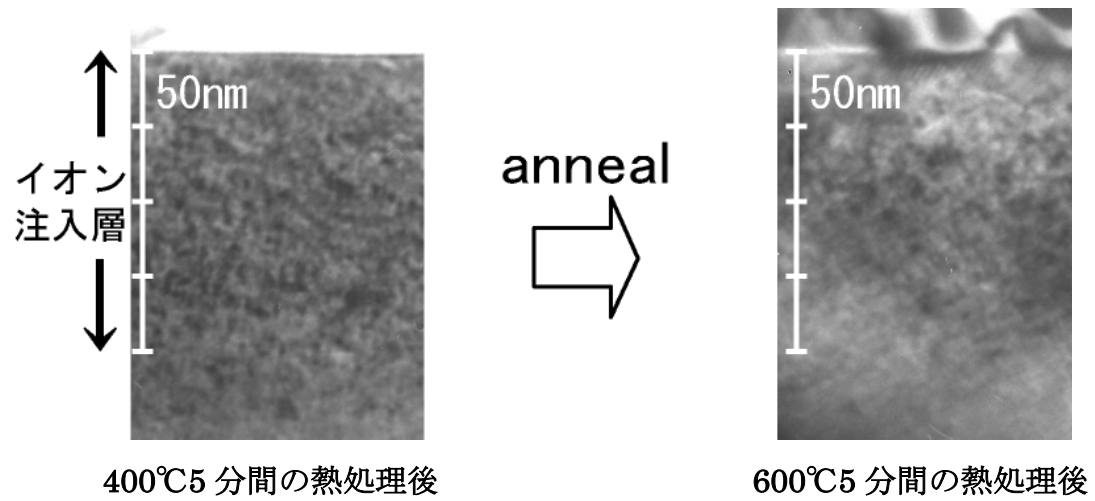


図 3.9 ステージⅡにおける断面 TEM 像

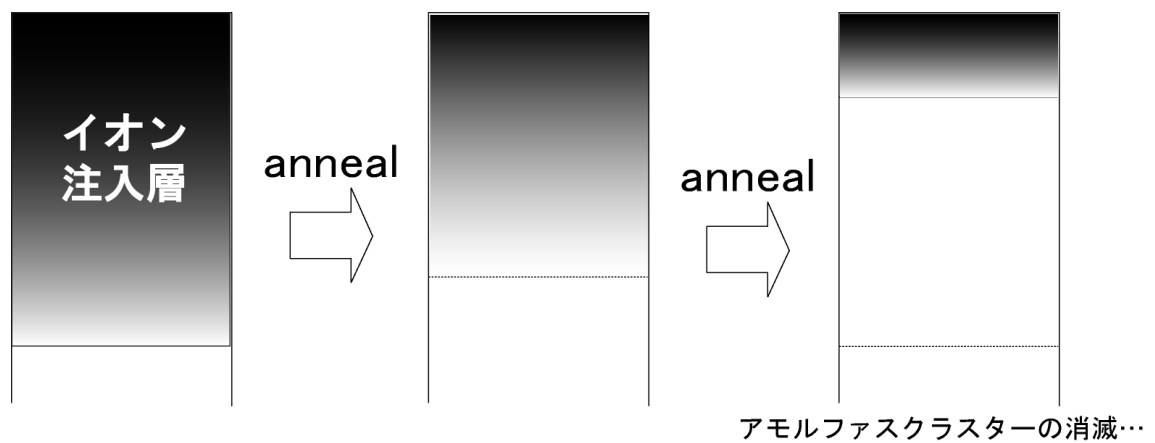


図 3.10 ステージⅡにおける欠陥消滅のモデル図

次にステージⅡにおける熱処理時間依存性を調査した。図 3.11、図 3.12 および図 3.13 に 400~500°Cで 5 分~15 分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトルを示す。400°Cの低温熱処理では、熱処理時間が増加してもアラインスペクトルの減少は観察されず、欠陥の消滅が進んでいない。しかし、500°Cにおいては熱処理時間を増加することで徐々に欠陥が減少し、15 分間の熱処理によって表面付近の欠陥が半分近くまでに減少している。しかし、依然としてアラインイールドは高く表面では欠陥が残留していることが分かる。

以上のことからステージⅡではステージⅠとは異なる過程で欠陥が消滅することが示唆される。モデル図に示すようにステージⅡでは熱処理により欠陥は徐々に減少するが、表面付近では欠陥が残留すると考えられる。

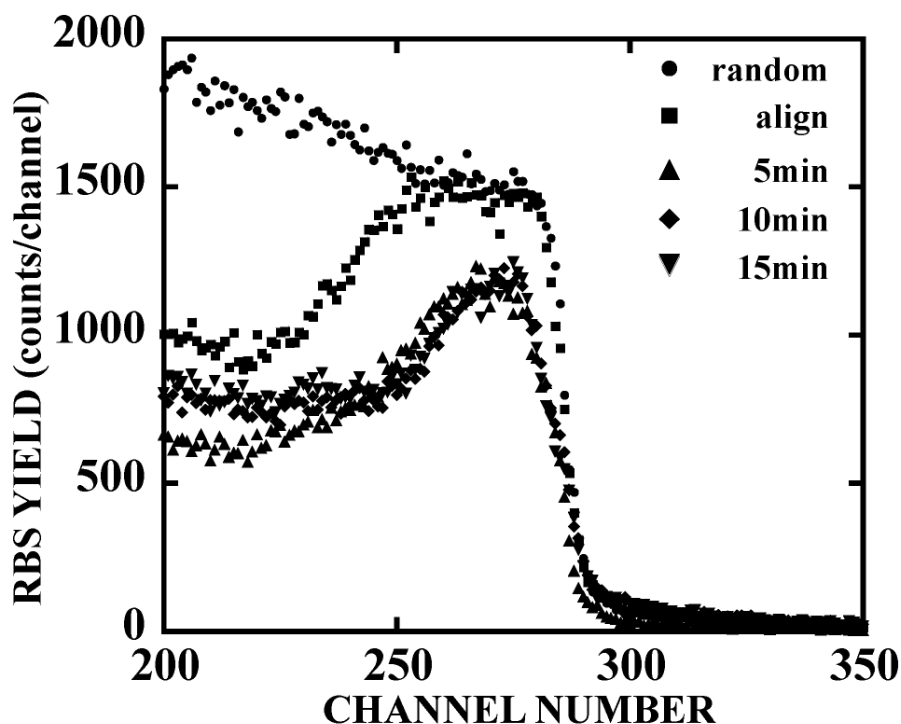


図 3.11 400°C5 分、10 分、15 分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトル

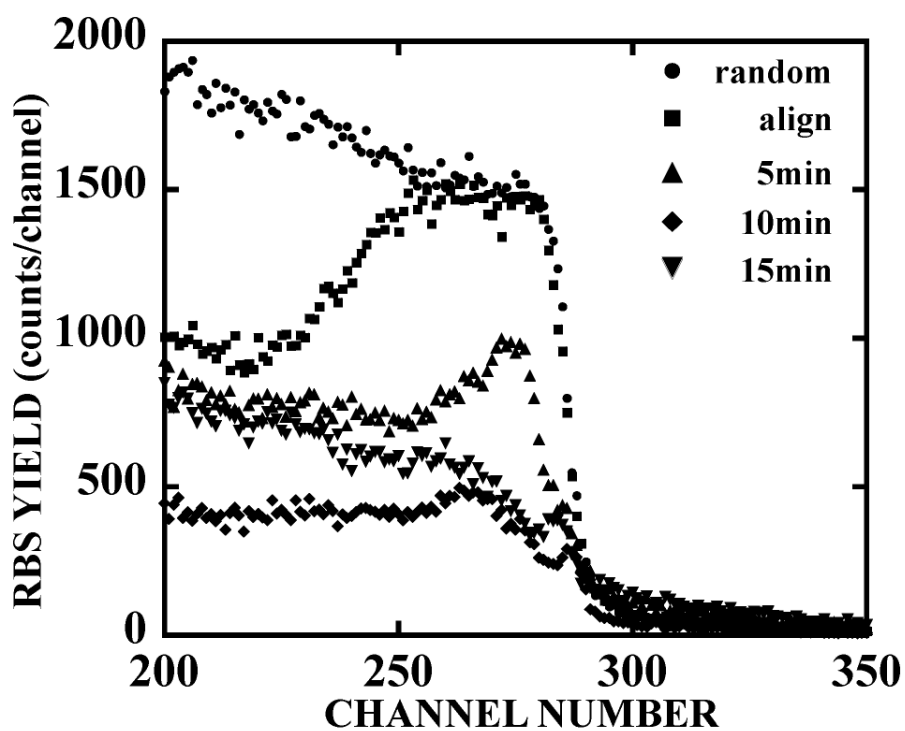


図 3.12 450°C5分、10分、15分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトル

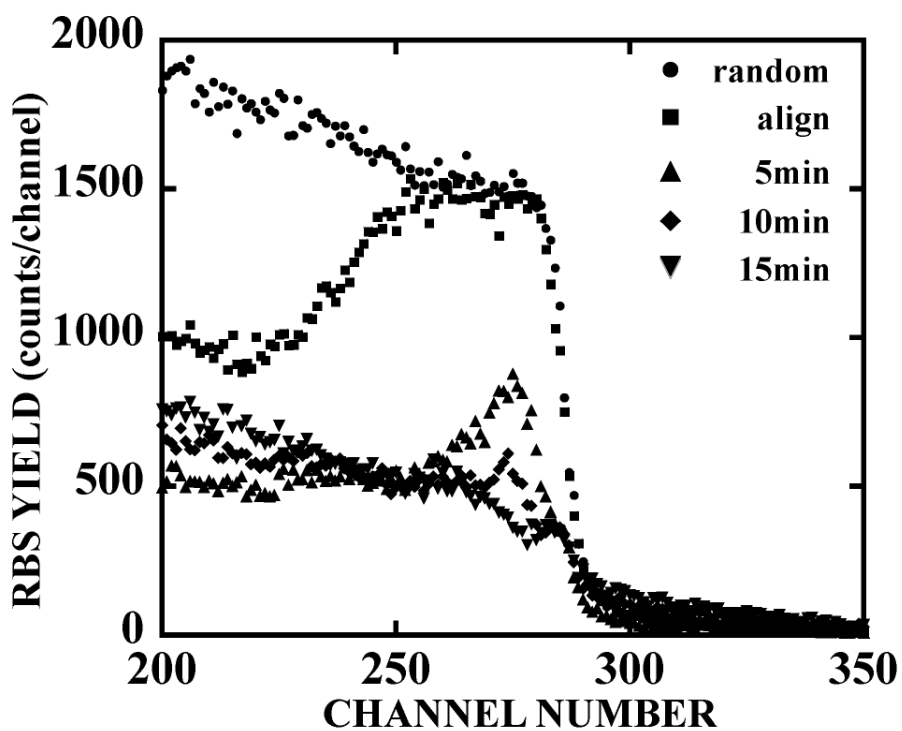


図 3.13 500°C5分、10分、15分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトル

図 3.14、図 3.15 および 3.16 にそれぞれステージⅢにおける RBS スペクトル、イオン注入層の断面 TEM 像および欠陥消滅のモデル図を示す。ステージⅢは 600~1000°C の熱処理温度範囲で観察される。

図 3.14 に示すように、ステージⅢでは熱処理温度を増加しても、アラインメントの減少は観察されない。このことは、ステージⅢでは欠陥の消滅速度がステージⅠ、Ⅱに比べて低速であることを示唆している。

図 3.15 に示すように、熱処理温度を増加しても欠陥領域の厚さに減少は観察されない。また、1000°C において 5 分間の熱処理によっても表面付近に欠陥が残留している。これは図 3.16 に示したように、表面付近に残った欠陥が熱処理温度の増加とともに徐々に減少するが、表面付近には消滅しきらない欠陥が残留している。この欠陥の消滅には 1000°C 以上の熱処理が必要であると考えられる。

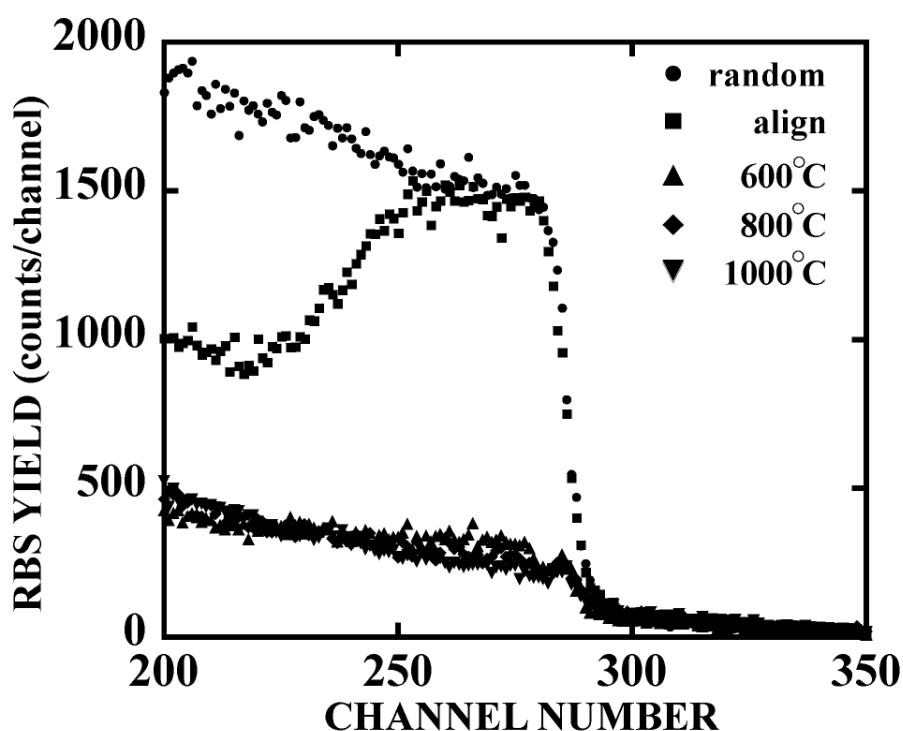


図 3.14 600~1000°C 5 分間の熱処理を行った試料から得られた RBS スペクトル

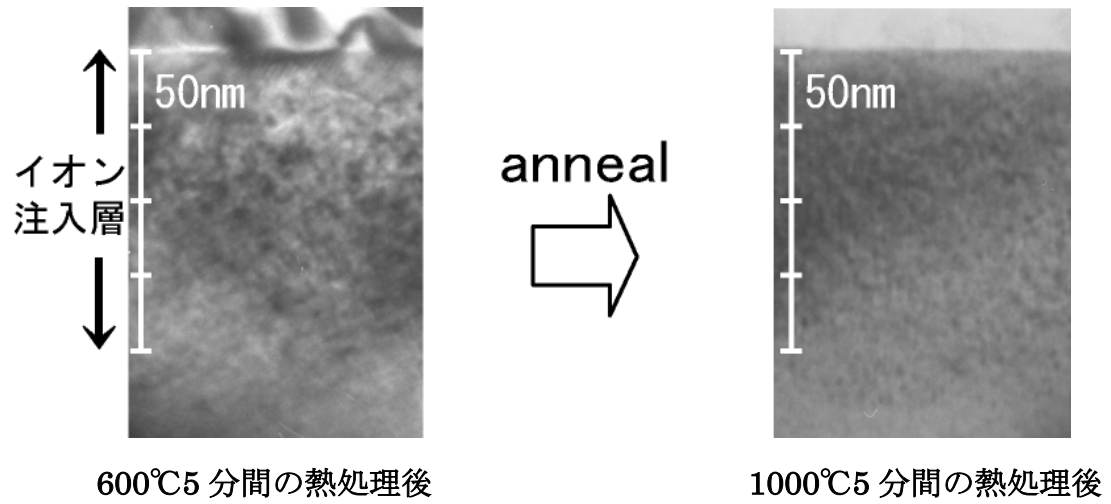


図 3.15 ステージⅢにおける断面 TEM 像

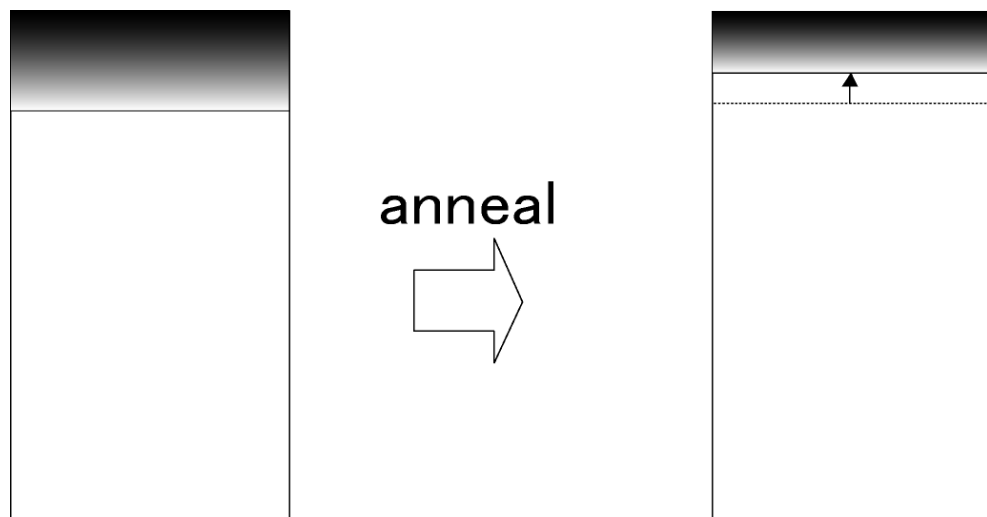


図 3.16 ステージⅢにおける欠陥消滅のモデル図

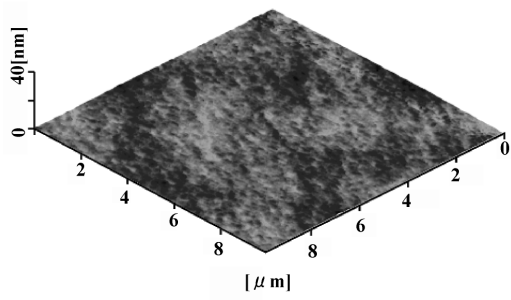
3.2. N イオン注入の電気特性の評価

3.2.1. 実験条件

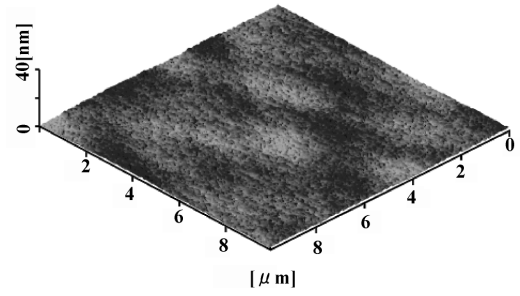
試料には p 形 4H-SiC(0001)エピタキシャル基板を用いた。N イオン注入プロセス、注入条件は前節に述べたイオン注入と同様である(図 3.1 および表 3.1 参照)。イオン注入後の活性化アニールは、RF 加熱炉を用いて Ar 雰囲気中にて 1000~1700°Cの温度範囲で 5 分間の熱処理を行った。活性化アニール後の表面モフォロジーの評価には AFM 観察、電気特性の評価にはホール効果測定を行った。

3.2.2. 実験結果

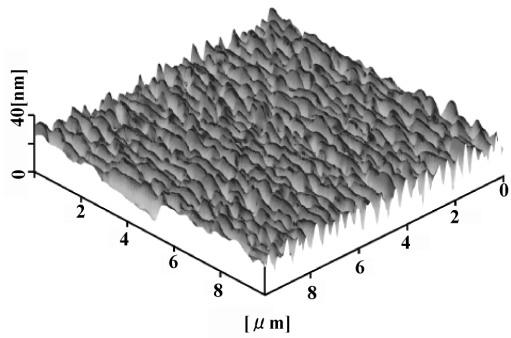
図 3.17 にイオン注入直後と 1000~1700°Cで 5 分間の活性化アニールを行った試料から得られた試料表面の AFM 像を示す。N イオン注入直後、1000~1200°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った試料では、表面荒れの大きさは 0.3nmRMS 程度と平坦な表面状態を維持している。しかし、熱処理温度の増加とともに徐々に表面荒れの大きさが増大し、1500°Cにおいて 5 分間および 1700°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った試料では、表面荒れの大きさは 5.9nmRMS および 5.4nmRMS を示した。このような形状の表面荒れはステップバンチングと呼ばれ、4H-SiC(0001)基板の $\langle 0001 \rangle$ 軸が試料表面の法線から $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 軸方向に 8°程度傾いているために発生すると考えられている⁸⁾。



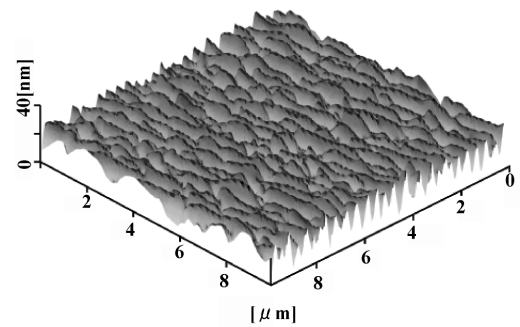
注入直後
0.2mRMS



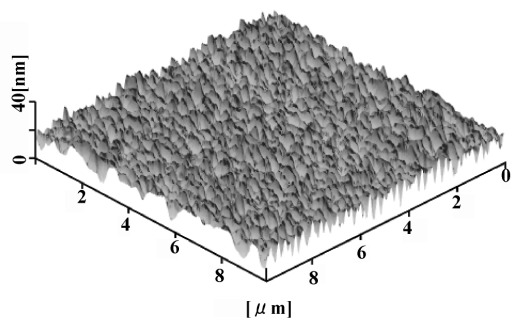
1200°C for 5min
0.4nmRMS



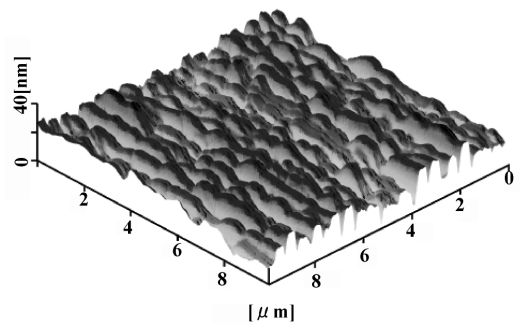
1400°C for 5min
5.5mRMS



1500°C for 5min
5.9nmRMS



1600°C for 5min
4.9mRMS



1700°C for 5min
5.4mRMS

図 3.17 注入直後および熱処理後の AFM 像

図 3.18 および図 3.19 に 1300°C~1700°Cにおいて 5 分間の活性化アニールを行った試料から得られた、シートキャリア濃度、シート移動度およびシート抵抗の熱処理温度依存性を示す。1400°Cにおいて 5 分間の熱処理によって $2.1 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ だったシートキャリア濃度が、1500°Cにおいて 5 分間の熱処理によって $2.2 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ 、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理後で $7.5 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ のシートキャリア濃度と熱処理温度の増加とともにシートキャリア濃度も増加した。一方、シート移動度は熱処理温度の増加とともに減少し、1500°Cにおいて 5 分間の熱処理によって $136.7\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理によって $73.5\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ を示した。これは、キャリアの増加による散乱因子の増加であると考えられる。また、シート抵抗は熱処理温度の増加とともに減少し、1400°Cにおいて 5 分間の熱処理によって $2.5\text{k}\Omega/\square$ 、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理によって $1.1\text{k}\Omega/\square$ のシート抵抗が得られた。

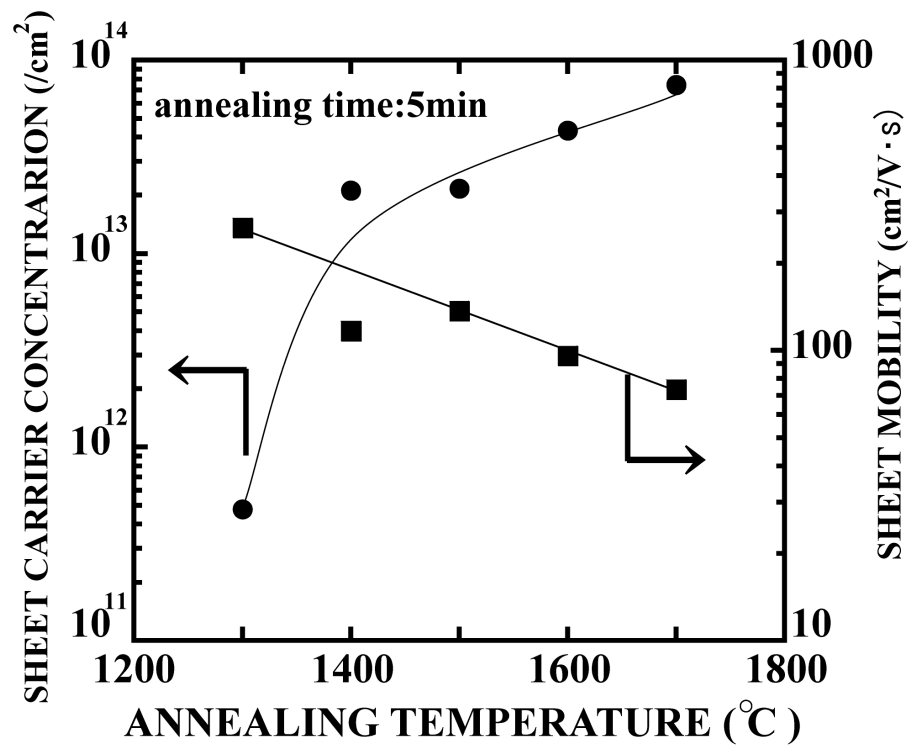


図 3.18 シートキャリア濃度およびシート移動度の熱処理温度依存性

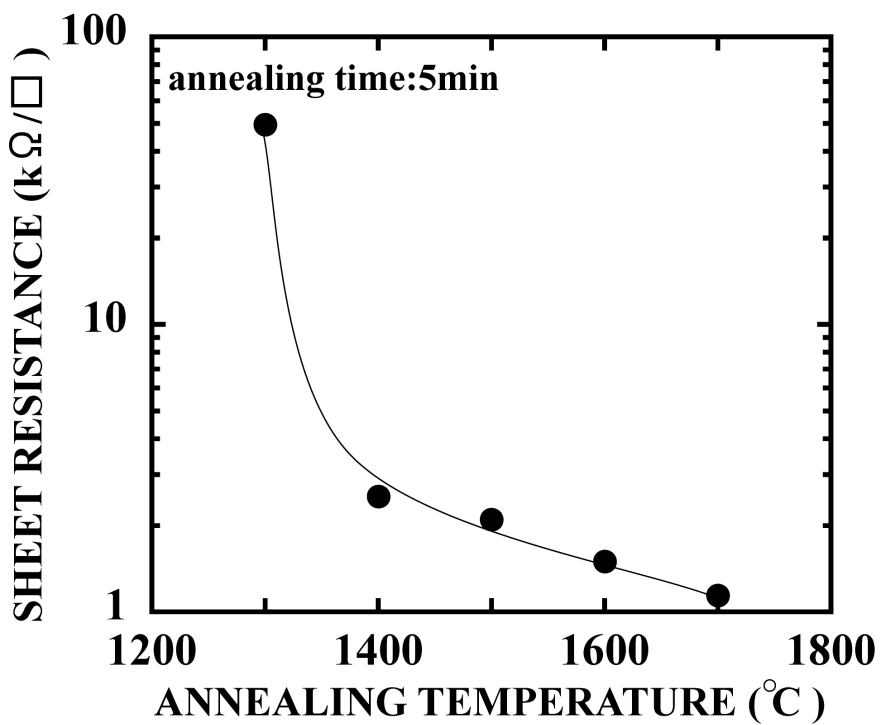


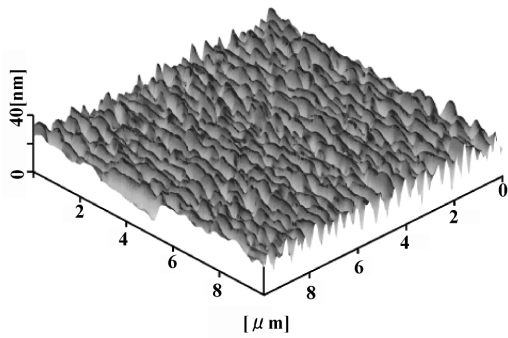
図 3.19 シート抵抗の熱処理温度依存性

4H-SiC(0001)への N イオン注入では、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理によって 1.1k Ω /□のシート抵抗を得ることができた。しかし、試料表面はステップバンチングによる表面荒れが発生し、表面荒れの大きさは 5.4nmRMS と熱処理前(0.3nmRMS)に比べて大きくなった。ステップバンチングはイオン注入後の酸化膜、電極の形成などのデバイス製作過程に影響をおよぼすことが分かっている⁹⁾。そこで、本研究ではステップバンチングを抑制するために熱処理保護膜として DLC(Diamond-like-carbon)を用いて、イオン注入試料の熱処理を行った。

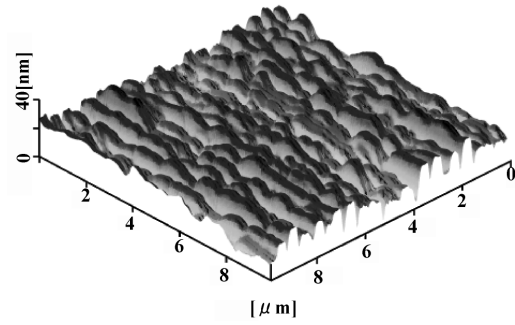
N イオン注入後のサンプル表面に、全方位型イオン注入装置を用い原料ガスに C₂H₂として、400°Cにおいて DLC 膜を約 1.2 μ m の厚さに堆積した。活性化アニールには、RF 加熱炉を用いて、Ar 雰囲気中にて 1500°Cにおいて 5 分間および 1700°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った。活性化アニール後に、酸素雰囲気中にて 1000°Cにおいて 1 時間の低温熱処理酸化することで DLC 膜を除去した。なお、この温度での SiC の酸化は、無視できるほどに小さい。

図 3.20 に DLC を保護膜として用いて 1500°Cにおいて 5 分間、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った試料、および保護膜なしで 1500°Cにおいて 5 分間、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った試料から得られた SiC 表面の AFM 像を示す。DLC を保護膜として用いることで、1500°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った試料では、表面荒れの大きさは 0.2nmRMS で注入直後と同程度の値を示し、ステップバンチングによる表面荒れの発生は観察されなかった。また、DLC を保護膜として用いて 1700°Cにおいて 5 分間の熱処理を用いた試料からも、表面荒れの大きさは 1.6nmRMS とステップバンチングによる表面荒れの発生は観察されなかった。

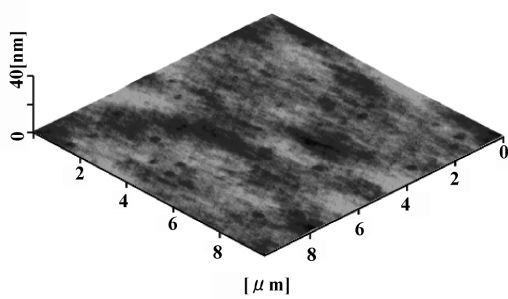
表 3.2 には DLC を保護膜として用いて 1500°Cにおいて 5 分間、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理後および保護膜なしで 1500°Cにおいて 5 分間、1700°Cにおいて 5 分間の熱処理を行った試料から得られたホール効果測定の結果を示す。1500°Cおよび 1700°Cにおけるどちらの熱処理によっても、DLC を保護膜として用いることによって 1 割程度シート抵抗が減少した。DLC を保護膜として用いることによって、活性化アニールによるの表面荒れの抑制だけでなく、イオン注入不純物の電氣的活性化過程にも保護の利用は有用であると考えられる。



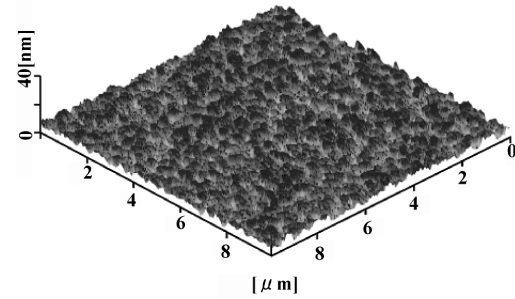
DLC 無し
1500°C for 5min
5.9nmRMS



DLC 無し
1700°C for 5min
5.4nmRMS



DLC 有り
1500°C for 5min
0.2nmRMS



DLC 有り
1700°C for 5min
1.6nmRMS

図 3.20 DLC の有無による熱処理後の SiC 表面

表 3.2 DLC の有無による熱処理後の電気特性

DLC \ 温度 (°C)	有	無
1500	1.8 / 3.0×10^{13}	2.1 / 2.2×10^{13}
1700	1.0 / 7.3×10^{13}	1.1 / 7.4×10^{13}

Rs(kΩ/□) / Ns(/cm²)

4. 結論

本研究では、N イオン注入 4H-SiC についてイオン注入層の結晶性および注入 N 不純物の電氣的活性化過程の熱処理温度依存性を調査した。本研究で得られた N イオン注入 4H-SiC(0001)の結晶性および電気特性の熱処理温度依存性を図 4.1 に示す。これらの結果から以下の結論が得られた。

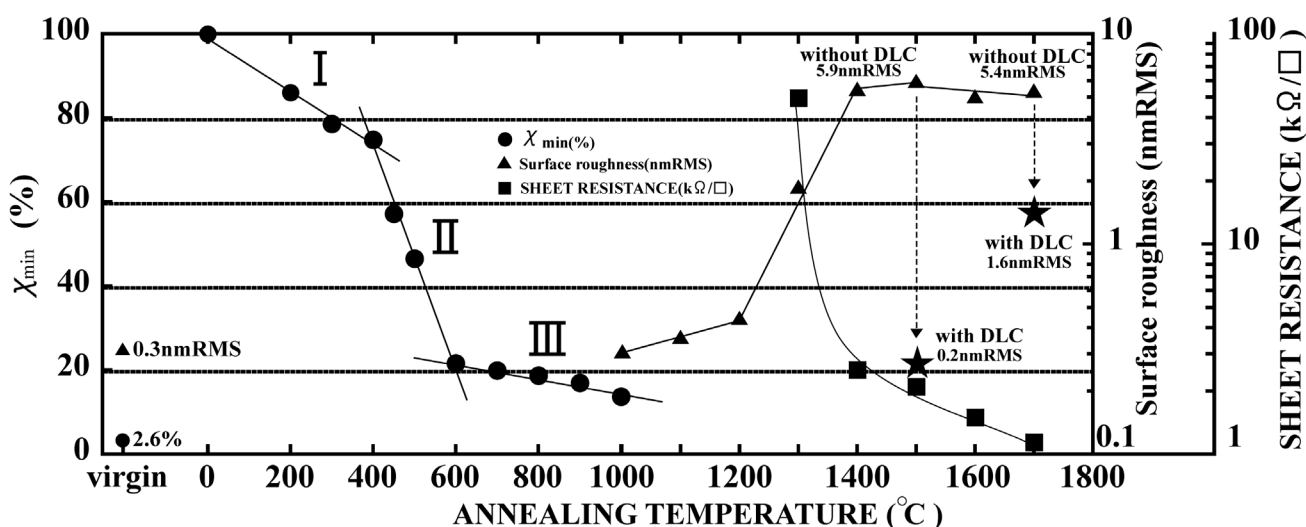


図 4.1 N イオン注入 4H-SiC(0001)の結晶性と電気特性

1. 4H-SiC(0001)において、N イオン注入を行った試料の低温領域(200～1000°C)における欠陥消滅の過程には3つのステージがあり、それぞれのステージでは欠陥の消滅過程が異なる。
2. 4H-SiC(0001)において、N イオン注入を行った試料では1700°Cにおいて5分間の熱処理によって、シート抵抗1.1kΩ/□を得ることができた。しかし、表面形状はステップバンチングによる表面荒れが増大し、5.4nmRMSと高い値となる。
3. 4H-SiC(0001)において、DLCを熱処理保護膜として用いることで、1500°Cにおいて5分間の熱処理によって0.2nmRMS、1700°Cにおいて5分間の熱処理によって1.6nmRMSと良好な表面形状を維持することができた。

謝辞

本研究を進めるにあたりご指導いただいた、法政大学イオンビーム工学研究所佐藤政孝教授に心から感謝いたします。本研究に対しご協力いただいた宮川晋悟氏、田口悦司氏、八尾典明氏、松尾浩氏、鴨下純一氏に感謝いたします。また、日頃の研究の準備や研究に対する議論をしていただいた、法政大学情報電気電子工学科佐藤研究室の工藤尚宏氏、鈴木優氏、時田康貴氏に感謝いたします。最後に、本研究を遂行するにあたって、研究に対する理解と、惜しみない協力をいただいた私の家族に感謝いたします。

参考文献

- (1) 川橋 憲：応用物理学会スクール B, (2002) p.3.
- (2) Properties of Silicon Carbide, EMIS Datareviews series No.13 G.L.Harris, (INSPEC, London, 1995).
- (3) M. Satoh, Y. Nakaike, K. Uchimura, and K. Kuriyama Mater. Sci. Forum 338-342, 905 (2000).
- (4) M. Satoh, Y. Nakaike, and T. Nakamura, J. Appl. Phys. 89, 1986 (2001)
- (5) T. Nakamura, S. Matsumoto, and M. Satoh, Abstract of the 13th Int. Conf. of Crystal Growth (Aug. 2001, Kyoto, Japan), p.217.
- (6) M. Satoh, and T. Suzuki, Mater.Sci.Forum (2005)
- (7) J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, THE STOPPING AND RANGE OF IONS IN SOLIDS
- (8) 半導体 SiC 技術と応用 松波弘之編著 日刊工業新聞社
- (9) H. Matsunami, Mater.Sci.Forum Vols. 338-342(2000) pp.125-130

学会発表リスト

- (1) SiC 中のイオン注入欠陥の低温アニール特性
鈴木知之、宮川晋悟、八尾典明、佐藤政孝
平成 16 年秋季 第 65 会応用物理学会学術講演会
- (2) Recrystallization process of phosphorus ion implanted 4H-SiC(112-0)
M. Satoh, T. Suzuki, T. Hitomi
14th International Conference on Ion Beam Modification of Materials
(IBMM 2004)
- (3) SiC 中のイオン注入欠陥の低温アニール特性
鈴木知之、宮川晋悟、八尾典明、佐藤政孝
2004 年 第 13 回 SiC 及び関連ワイドギャップ半導体研究会
- (4) SiC 中のイオン注入欠陥の低温アニール特性
鈴木知之、宮川晋悟、八尾典明、佐藤政孝
2004 年 第 23 回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム
- (5) 高濃度イオン注入 4H-SiC(112-0)における電気特性のドーズ依存性
鈴木知之、宮川晋悟、佐藤政孝
平成 17 年春季 第 52 回応用物理学会学術講演会
- (6) Annealing Behavior of Implantation-Induced Defects in SiC at Low
Temperatures
M. Satoh, T. Suzuki, S. Miyagawa
International Conference on Silicon Carbide and Related Materials 2005
- (7) DLC を保護膜に用いた窒素イオン注入 4H-SiC のアニール特性
鈴木知之、宮川晋後、八尾典明、佐藤政孝
2005 年 第 14 回 SiC 及び関連ワイドギャップ半導体研究会