

ソーラーブラインドAlGaN 紫外光センサーの開発

橋詰 保 [北海道大学量子集積エレクトロニクス研究センター/教授]
友澤 秀征 [京都セミコンダクター/主任研究員]
葛西 誠也 [北海道大学大学院情報科学研究科/助教授]
藤倉 序章 [日立電線アドバンスリサーチセンター/研究員]

背景・目的

波長280nm以下の紫外光はオゾン層による吸収のため、通常、地上での太陽光スペクトルには含まれない波長帯である(solar-blind光)。また、火炎は250~280nmに特有の発光スペクトルを有している。したがって、このような波長領域に選択的感度を有する光センサーは、人体に有害な紫外光検出、オゾンホール観測、および太陽光や室内照明光のもとでの火炎検出に利用可能となる。

現行では光電管型センサーがsolar-blind光検出に対応可能ではあるが、大型装置であり、また、耐温度・感度・応答速度・寿命・コストの面で、特殊用途以外の応用は望めない。Al組成40%以上のAlGaN混晶のバンドギャップは、波長280nm以下の光吸収端に対応するため、solar-blind光の高感度のセンシング動作が可能である。しかも、高温環境(300~500°C)でも動作可能であり、また、レーザーやトランジスタとの集積化により、様々な耐環境システムが実現可能となり、極めて広範囲の応用が見込まれる。実際のセンサーには、金属-半導体ダイオード(ショットキーダイオード)構造やpn接合ダイオード構造が用いられるが、いずれの場合も、光を照射しない場合のダイオード漏れ電流が物性値から予想される理論値よりも何ケタも高く、このため、実用的な感度を有するセンサーの実現に至っていない。

以上を背景として本研究では、ショットキーダイオード型AlGaNセンサーにおいて、厳密な数値計算法に基づき漏れ電流の機構を解明するとともに、低エネルギー表面改質プロセスとナノメートルオーダーの酸化アルミニウムを用いた界面制御構造を適用し、漏れ電流の抑制に基づいた高感度AlGaN solar-blind紫外光センサーを開発することを目的とした。

2. 研究成果

2.1 GaN系ショットキー接合電流-電圧特性の厳密数値計算法の開発

III-V窒化物半導体への高品質なショットキー接合の形成は、高周波高出力H-FET、FET、電力用整流器、紫外線検知器、ガスセンサーといった多くのデバイス応用において非常に重要な要素である。特に空乏層幅の正確な制御、デバイス動作の安定性/信頼性、消費電力、雑音、寿命の観点から、逆方向リーク電流の抑制が

デバイス応用への鍵となる。しかし、実際のGaN系ショットキー接合では熱電子放出理論(TE)より何桁も大きな逆方向リーク電流が観測され[1-8]、FETのゲートリーク電流[9]、センサーの暗電流といった致命的な問題を引き起こす。さらに最近我々は、大きなショットキーゲートリーク電流がAlGaN/GaN HEMTにおける電流コラプス現象にも関係していることを示した[8]。

GaN系ショットキー接合に関する過去の膨大な研究において、その多くは順方向電流輸送機構にのみ着目したもので、逆方向リーク電流機構まで含んだ詳しい解析は今だ不十分なままである。最近我々は意図せずに導入された表面欠陥ドナーの存在がショットキーケーブルを薄層化し、熱電子電界放出(TFE)/電界放出(FE)を促進することが順方向・逆方向リーク電流の主たる要因であるとするモデル(Thin Surface Barrierモデル: TSBモデル)を提案した[7]。このモデルによる計算は初めてGaNおよびAlGaNショットキー接合のI-V温度依存性を再現した。しかし矩形の表面欠陥分布、浅いドナー準位といった簡単な条件においてのみ得られる近似的な解析式の制限により、理論と実験の定量的な一致は不十分であった。

GaN系ショットキー接合のリーク電流機構をさらに詳しく調べるために、TSBモデルに基づいた厳密なコンピュータシミュレーションを行った。図1に示す任意ショットキーケーブルにおける電流輸送機構を考える。半導体から金属へ流れる電流 I は次の一般式で与えられる。

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{2q}{\hbar} \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 [f_s(E) - f_m(E)] \times T(E_x) \left(\frac{dE_x}{dk_x} \right) dk_x dk_y dk_z \quad (1)$$

ここで q は電子電荷、 \hbar はプランク定数、 k_y と k_z は界面に平行な波数で、 f_s と f_m は半導体および金属のフェルミディラック分布関数である。トンネル確率 $T(E_x)$ は x 方向のエネルギー成分 $E_x = h^2 k_x^2 / 4\pi m^*$ (k_x は界面に垂直な波数、 m^* は電子の有効質量) の関数である。

k_y と k_z の二重積分を界面に平行なエネルギー成分 $E_p = h^2 (k_y^2 + k_z^2) / 4\pi m^*$ に関する積分に置換すると(1)式は次のようになる。

$$J = \frac{4\pi q m^*}{h^3} \int_0^{\infty} T(E_x) \int_0^{\infty} |f_s(E_p + E_x) - f_m(E_p + E_x)| dE_p dE_x \quad (2)$$

トンネル確率 $T(E_x)$ を求めるにあたり、Wentzel-Kramers-Brillouin(WKB)近似を用いた。

WKB近似によれば、 $T(E_x)$ は次式で与えられる。

$$T(E_x) = \exp \left[-2 \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\phi(x) - E_x} dx \right] \quad (3)$$

ここで $\phi(x)$ は任意ポテンシャル、 x_1 および x_2 は図1に示す。

これまでにPadovaniとStrattonが均一ドープ半導体のショットキー接合におけるトンネル電流機構を調べ、式(3)と(4)をもとにI-V特性の近似的な解析式を導出している[10]。しかし解析的な取り扱いは均一ドーピングされた半導体にのみ適用可能といった大きな制約がある。

これに対し今回開発したコンピュータシミュレーションは(2)、(3)式を厳密に数値計算している。ショットキー障壁のポテンシャル形状は以前に我々のグループで開発されたシミュレーションプログラムを用いて、ポアソン方程式を逐次速度緩和法により解くことによって得た。このため今回のシミュレーション手法は任意のドナー分布に対応でき、非常に汎用性が高い。さらに、我々の計算はFE/TFEのトンネル成分だけでなくバリアの上を通過するTE機構の寄与も計算に取り入れている。つまり界面で可能性のある電流輸送機構を全て取り入れた厳密な計算ができる。

PadovaniとStrattonによる近似式の適用できる範囲を調べるため、一様ドーピング濃度の条件でI-V特性を計算し、近似式とコンピュータシミュレーションの結果を比較した。その結果、順方向領域ではどちらの計算結果もほぼ同じであった。次に逆方向リーク電流のコンピュータシミュレーションと近似式による計算結果を破線と実線で図2に示す。ショットキー障壁高さ ϕ_B は0.85eV、バルクのドナー密度は $N_D = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ を用いた。ここでも二つの計算結果はよく一致しているが、 N_D が $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度まで増加すると、近似式には避けることのできない以下の理由によって計算結果に不一致が生じる。PadovaniとStrattonはFEが支配的な高バイアス領域と、TFEが支配的な低バイアス領域に対してそれぞれに近似式を導出しているため、二つの近似式の切り替わる領域ではその近似誤差が大きくなる。さらに、二つの近似式による計算結果の人为的な接続が必要なため、I-V特性は滑らかな曲線が描けず、FEとTFEの切り替わる点で折れ曲がりが存在してしまう[7]。

SiやGaAsショットキー接合のI-V特性はPadovaniとStrattonの近似式を用いて非常に再現できると報告がされている[10]。そこでGaNショットキー接合においても近似式が適用可能かどうか調べるために、我々のグループで測定した $N_D = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ のNi/n-GaNショット

キーダイオードの実験結果を図2に示した。実際のリーク電流は近似式の計算結果より何桁も大きく、温度依存性も理論的予測より遙かに小さい。したがって、単純な均一ドーピングを仮定したFE/TFEモデルでは、GaNで見られるような大きな逆方向リーク電流を全く説明することができない。

GaN系ショットキーダイオードの大きなリーク電流を説明するために、長谷川と小山は図3(a)に示すようなThin SurfaceB arrier(TSB)モデルを提案した[7]。このモデルは半導体表面に意図せずに導入された表面欠陥ドナーが高密度に存在し、ショットキー障壁を薄層化し、FE/TFE機構を促進することが順方向・逆方向リーク電流の主要な機構と考えるものである。

これまでに表面近傍に矩形分布の浅い欠陥ドナー準位が存在する簡単な場合において解析式を導出し、大きなリーク電流をよく説明することができた[7]。しかし、簡単な矩形分布と浅いドナー準位の条件においてのみ得られる解析式による計算のため、実験と理論の定量的な一致は不十分であった。

欠陥ドナーの起源として、以前の論文[7]で我々は窒素空孔欠陥またはその複合欠陥を提案している。しかし、浅いドナー準位のみを扱える以前の解析的な計算では、欠陥ドナー準位が浅いか深いかを決定することができなかった。窒素空孔欠陥準位に関する理論計算では、浅いドナーとして働くという報告[11,12]と、 $E_{DD} = 0.3 \text{ eV}$ 程度の深いs-likeドナー準位を形成するという報告がある[13]。また、我々は、様々な表面処理を施したゲートレスH FETの過渡電流測定より、窒素空孔欠陥が $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ 表面で $E_{DD} = 0.37 \text{ eV}$ の深い準位を形成するという結果を得ている[8]。任意の深さの欠陥ドナー準位が計算に取り込める厳密なI-V-Tシミュレーションは、様々な計算結果や実験結果が報告されるドナー準位の深さを決定するのに有効である。表面付近の欠陥ドナー分布として、ピークを持つ分布と減衰分布を用いてフィッティングを試みた。図3に示すようにピークを持つ分布として矩形分布、パラボラ分布、ガウス分布、減衰分布としては直線的、二次関数的、指数関数的減衰分布を取り扱った。

2.2 厳密計算法によるGaN系ショットキー接合の漏れ電流機構の考察

我々のGaNおよびAlGaNダイオードの試料構造を図4に示す。n-GaNおよびn-AlGaN層はMOVPE成長されたもので、電子移動度はそれぞれ $500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 、 $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ である。オーミックリングはTi/Al/Ti/Au(20/80/20/50nm)を600°Cで2分間熱処理して得た。

円形のショットキー電極(半径100 μm ~300 μm)はオーミックリングの中央に通常の電子ビーム(EB)蒸着により形成した。

ショットキー電極の半径に関わらず測定される電流密度-電圧特性は一致し、測定に表面電流の影響がないことを確認している。

我々は図3(b)に示す様々な分布、ドナー深さ E_{DD} を仮定し、詳細な計算を行った。その結果、図3(b)の(i)~(v)までの分布の場合には、実験結果を再現することが不可能であることが判明した。矩形分布の場合の例を図5に示す。ドナー深さ $E_{\text{DD}}=0.25\text{eV}$ 、 $\phi_{\text{B}}=0.85\text{eV}$ を用いた。このとき、順方向のI-V-T特性の計算結果は実験値と比較的良好な一致を見せるが、逆方向の場合、計算値は実験値より遙かに大きな値となり、そのバイアス依存性・温度依存性も全く異なるものとなった。

シミュレーションでは一見複数のパラメータの組み合わせによって実験結果を再現可能なように思えるかもしれない。しかし、適切な表面欠陥分布、ドナー深さでなければ順方向特性・逆方向特性さらに温度依存性を一つのパラメータのセットで同時に再現することは難しい。これは各パラメータのわずかな変化や、欠陥分布に対してトンネル確率が非常に敏感に変化するためと考えられる。

様々な条件で計算を繰り返した結果、図6(a)に示す指數関数的減衰分布(ピーク濃度 $N_0=5\times10^{18}\text{cm}^{-3}$ 、減衰定数 $\lambda=11\text{nm}$)、 $E_{\text{DD}}=0.25\text{V}$ 、 $\phi_{\text{B}}=0.85\text{eV}$ の条件でNi/GaNダイオードの実験結果を最もよく再現することができた。フィッティング結果を図6(b)に示す。ここで計算には $0.5\sim13\Omega\text{cm}^2$ の直列抵抗を導入している。適切な表面欠陥分布、ドナー深さを仮定したシミュレーションにより、順方向・逆方向I-V-T特性の振る舞いをほぼ完全に再現することができた。

以前の簡単な矩形分布、浅いドナーの条件においてのみ得られる解析式による計算結果[7]も、順方向では同様の良いフィッティング結果が得られたが、逆方向領域でのフィッティング結果は今回の結果に比べると満足できないものである。さらに、前述したようにFEとTFE機構の解析式の切り替わりが原因で、以前のI-V曲線には折れ曲がりの点が生じていた[7]。今回の厳密なコンピュータシミュレーションは、これらの問題を全て解決した。欠陥ドナーの深さは $0.2\text{eV}\sim0.35\text{eV}$ 程度の範囲で実験結果を再現でき、特に 0.25eV が最適であった。したがって、欠陥ドナー準位は浅いドナー準位というよりは深いドナー準位である。この結果は窒素空孔欠陥のs-likeドナーモデルの理論的な計算結果[13]とよく一致している。

Al_{0.15}Ga_{0.85}NショットキーダイオードのI-V-T特性につ

いても調べた。図7に示すようにNi/AlGaNダイオードのリーク電流は非常に大きく、その温度依存性はGaN以上に非常に小さい。上記GaNの場合同様に、ここでも深いドナー準位、指數関数的減衰分布を用いたときに、最もよく実験結果を再現することができた(図7挿入図)。また、 $B=1.14\text{eV}$ である。ドナー深さは以前にゲートレスAlGaN/GaN HFETs[8]で得られた $E_{\text{DD}}=0.37\text{eV}$ を用い、この値がフィッティングに適していることも分かった。

シミュレーション結果からGaN以上に高濃度の欠陥ドナーがAlGaN表面付近に存在すると思われる。実験結果の大きなリーク電流、極端に小さな温度依存性はそれを反映するものである。欠陥ドナーの起源は、文献8で詳しく議論されているように窒素空孔欠陥またはその複合欠陥と考えられる。

他のグループから報告されている色々なGaNショットキーダイオードのI-V特性についてもシミュレーションで再現することを試みた。

図8(a)は3つのPt/n-GaNダイオードのフィッティング結果である。S1はGuoら[1]、S2はSchmitzら[2]、S3は我々の実験結果[7]である。それぞれ図8(a)右に示す指數関数的減衰分布を用いて3つの実験結果を全て忠実に再現できた。エネルギー深さはGaNダイオードの結果と同じ $E_{\text{DD}}=0.25\text{eV}$ を用いている。ここで図8(a)を見ると全てPt/n-GaNダイオードであるにも関わらず、3つのダイオードの振る舞いが大きく異なる。これを詳しく調べるため、 -1.5V でトンネル電子の分布を計算した結果を図8(b)に示す。

S1ダイオードは最も高い欠陥密度を持ち、最も薄い表面ポテンシャルが形成されるため、ガウス分布が最も大きくなっているのが分かる。つまり最も大きな電流となる。それに比べてS2、S3ダイオードはピーク欠陥密度が低く、広く分布しているため、低バイアスではガウス分布のピークが小さくなるため電流も小さい。つまり欠陥ドナー分布はトンネル電子分布のピークの大きさやピーク位置を大きく左右し、I-V特性の振る舞いに多大な影響を与える重要な要素である。この結果は表面欠陥ドナーがGaNショットキーダイオードのリーク電流の振る舞いを決める主要な要因であることを示している。

これまで実験結果をよく再現してきたシミュレーション結果には、以下に示す特徴がある。(1)表面から指數関数的に減衰する分布が最もよく実験結果を再現する。(2)実験結果を再現するのに最良なドナー深さはGaNで 0.25eV 、Al_{0.15}Ga_{0.85}Nで 0.37eV である。(3)表面欠陥ドナーの指數関数分布を決める N_0 、 λ は、それぞれダイオードごとに大きく異なり、 N_0 は $1.5\times10^{18}\sim$

$4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、 λ は $3.5 \sim 30 \text{ nm}$ の範囲で変化した。以上の特徴(1)、(2)は試料に関わらず欠陥は同じもので、その起源は窒素空孔欠陥又はその複合欠陥であることを示唆している[7, 8, 14]。これらの欠陥は結晶成長中またはプロセス中に表面から導入されたものと考えられる。

我々は欠陥ドナーの形成機構として通常の真空蒸着、EB蒸着、スパッタ堆積といった高エネルギーの金属原子に表面が曝されるプロセス中に導入されると提案している。このような場合導入されるドナー欠陥はプロセス条件に依存し、バルクへ深く浸透する。実際に、EB蒸着やスパッタ堆積を行ったGaAsやGaNでは 100 nm 以上深くまで欠陥が形成されることも報告されている[16-20]。したがって、今回のシミュレーションで得られた $\lambda = 30 \text{ nm}$ という値は非常に現実的な値である。また、 $N_0 \lambda$ で与えられる欠陥のシート密度は、計算結果より $4 \times 10^{12} \sim 1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ で、これもプロセスによって導入される欠陥としては典型的な値である。 N_0 が大きければ λ が小さいという傾向は、基板温度、熱処理温度そして冷却条件といったプロセス時の熱的な環境に関係しているものと思われる。上記(3)の特徴はプロセス条件を反映した結果といえる。

フィッティングに最も適切な分布であった指数関数減衰分布も、プロセスが導入する欠陥の状況によく一致している。欠陥を形成する過剰なエネルギーが一定の割合で表面からバルクへ減少していくならば、欠陥ドナー密度の分布は指数関数的な減衰分布となるだろう。したがって窒素空孔欠陥又はその複合欠陥が金属蒸着によって導入されると考えるTSBモデルに基づいた今回のシミュレーションは、実験結果の特徴を非常によく説明しうるものである。

2.3 界面制御構造による漏れ電流の抑制

電流-電圧特性温度依存性の詳細な実験と厳密数値計算の比較により、GaNおよびAlGaN表面に導入された窒素空孔関連欠陥のイオン化による障壁の薄層化が、GaN系ショットキー接合の漏れ電流の主因であることが明らかにされた。ソーラーブラインド紫外光センサーへの応用を考えた場合、感度上昇のためには暗電流を減少させることが必須であり、そのためには、漏れ電流の抑制が重要なポイントとなる。

ここでは、表面欠陥の導入を低減する表面制御プロセスを考案し、その効果を実験した。第一に、低温低エネルギープロセスの電気化学法を用いてショットキー障壁形成を行い、電子ビーム蒸着法との比較を行った。図9に、室温におけるI-V特性の実験値と、シミュレーション結果を示す。電子ビーム蒸着法により形成したショットキー接合に比較して、電気化学プロセスにより形成した接合は、逆バイアス領域の漏れ電

流が2~3桁程度減少しているのがわかる。シミュレーションより得られた表面欠陥密度分布より明らかなように、電気化学プロセスを用いることによって、関連表面欠陥の導入を大幅に抑制し、その密度はドーピングされた浅い不純物密度以下になっていることが明らかになった。低温低エネルギープロセスの採用によって窒素脱離を生じる表面反応が大幅に抑制されたものと考えられる。

次に、表面反応の抑制と表面不活性化を同時に達成する手法として、超薄アルミナ界面制御層による表面制御構造の適用を試みた。Al₂O₃を用いた不活性化構造はAlGaN/GaNヘテロ構造トランジスタの安定性向上に非常に有効であることが実証されている[21-24]。形成プロセスの概略図を図10に示す。まず、AlGaN表面にECR励起窒素プラズマ処理を施し、クリーニングと窒素空孔欠陥の回復を行う[21]。次に分子線堆積法により1nmのAl膜を堆積する。ECR励起プラズマ酸化法により超薄Al₂O₃膜を形成し、原子レベルで制御されたAl₂O₃不活性化構造を実現する。これらのプロセスは真空一環システム内で全て行われた。光電子分光法によるその場評価の結果、界面反応が抑制されたプロセスであることが証明され、不活性化構造として適したバンド不連続量を有していることが明らかになっている[22-24]。

図11に、N_i/AlGaN接合のI-V特性におけるAl₂O₃界面制御構造の効果を示す。Al₂O₃界面制御構造の適用により、窒素空孔関連表面欠陥の導入が抑制され、漏れ電流が2桁程度低減していることがわかる。なおAl₂O₃の膜厚は1nmと極めて薄いため、直接トンネル電流は図10で得られた電流値よりはるかに高い値であるため、漏れ電流の低減はAl₂O₃膜挿入による絶縁効果ではなく、界面制御効果による表面欠陥密度の低減によるものである。

3.まとめ

本研究では、高感度AlGaN solar-blind紫外光センサーを開発することを目的とし、GaNおよびAlGaNショットキー接合の漏れ電流の機構とその抑制に関して検討を行った。得られた主な研究成果を以下にまとめる。

- 1) 任意のポテンシャル形状を有するショットキー接合に対して、熱電子放出過程、熱励起電界放出過程および電界放出過程を全て取り入れた、厳密な電流電圧特性シミュレーションプログラムを開発した。
- 2) 詳細な実験とシミュレーションとの比較により、GaNおよびAlGaNショットキーダイオードのリーク電流機構を詳細に調べた。その結果、表面から指数関数減衰分布で存在する窒素空孔欠陥に関連する深いドナー準位のイオン化がショットキー障壁の薄層化を引き起こし、その結果起こるトンネル輸送の増大が、GaN系ショットキー接合のリーク電流機構の主要な要因であることが明らかになった。

3) 低温低エネルギープロセスの電気化学法によるショットキー障壁の形成と超薄Al₂O₃面制御構造を適用し、GaNおよびAlGaNショットキー接合の漏れ電流を2~3桁低減することに成功した。シミュレーションの結果、電気化学プロセスと界面制御層の効果により、表面欠陥準位の導入が抑制され、漏れ電流の低減が実現したことが明らかになった。

以上の成果は、高感度AlGaN solar-blind紫外光センターの開発に非常に極めて有用な知見を与えるものである。

文献

- [1] J.D. Guo, M.S. Feng, R.J. Guo, F.M. Pan and C.Y. Chang, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2657(1995).
- [2] A.C. Schmitz, A.T. Ping, M.A. Kahn, Q. Chen, J.W. Yang, I. Adesida, *J. Electron. Mat.* **27**, 255 (1998).
- [3] J.C. Carrano, T. Li, P.A. Grudowski, C.J. Eiting, R.D. Dupuis, J.C. Campbell, *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) 542.
- [4] X.A. Cao, S.J. Pearton, G.Dang, A.P. Zhang, F. Ren and J.M. Van Hove, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 4130(1999).
- [5] E. Monroy, F. Calle, T. Palacios, J. Sanchez-Orsido, M. Verdu, F.J. Sanchez, M.T. Montrojo, F. Omnes, Z. Bougrina, I. Moerman and P. Ruterana, *phys. stat. sol. (a)*, **188**, 367(2001).
- [6] S. Oyama, T. Hashizume and H. Hasegawa, *Appl. Surf. Sci.* **190**, 322(2002).
- [7] H. Hasegawa and S. Oyama, *J. Vac. Sci. Technol. B* **20**, 1647(2002).
- [8] H. Hasegawa, T. Inagaki, S. Ootomo and T. Hashizume, *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 1844 (2003).
- [9] S. Mizuno, Y. Ohno, S. Kishimoto, K. Maezawa and T. Mizutani, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, 5125(2002).
- [10] F. A. Padovani and R. Stratton, *Solid State Electron.* **9**, 695 (1966).
- [11] J. Neugebauer and C. G. Van de Walle, *Phys. Rev. B* **50**, 8067(1994).
- [12] P. Boguslauski, E. L. Briggs and J. Bernholc, *Phys. Rev. B* **51**, 17255(1995).
- [13] E. Yamaguchi, and M. R. Junnarkar, *J. Crystal Growth* **189/190**, 570(1998).
- [14] H. Hasegawa and T. Hashizume, *Materials Research Society Proceedings*, **743**, L2.6.1, 45 (2003).
- [15] M. Konishi, T. Hashizume, and H. Hasegawa, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **170**, 837 (2002).
- [16] F.D. Aurent, S.A. Goodman, G. Myberg, F.K. Koschnik, J.M. Spaeth, B. Beaumont, and P. Gibart, *Physica B* **273-274**, 84(1999).
- [17] F.D. Aurent, S.A. Goodman, F.K. Koschnik, J.M. Spaeth, B. Beaumont, and P. Gibart, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2173(1999).
- [18] D.C. Look and Z.Q. Fang, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 84(2001).
- [19] R. Kleinhenz, P.M. Mooney, C.P. Schneider, and O. Paz, *Proc. of 13th Int. Conf. Defects in Semiconductors*, eds. L.C. Kimerling and J.M. Parsey, *Metallurgical Society of AIME*, New York, p.627, 1985.
- [20] M. Nel and F.D. Aurent, *J. Appl. Phys.* **64**, 2422(1988).
- [21] T. Hashizume, S. Ootomo, S. Oyama, M. Konishi and H. Hasegawa, *J. Vac. Sci. Technol. B* **19**, pp. 1675(2001).
- [22] S. Ootomo, T. Hashizume and H. Hasegawa, *phys. stat. sol. (c)*, **0**, 90(2002).
- [23] T. Hashizume, S. Ootomo, and H. Hasegawa, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2952(2003).
- [24] T. Hashizume, S. Ootomo, T. Inagaki and H. Hasegawa, *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 1828(2003).

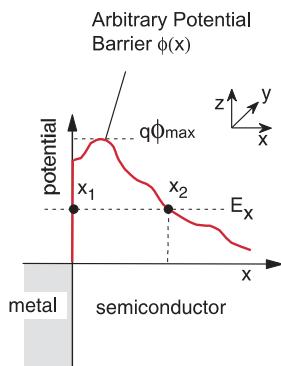


図1 任意ポテンシャルの金属-半導体接合

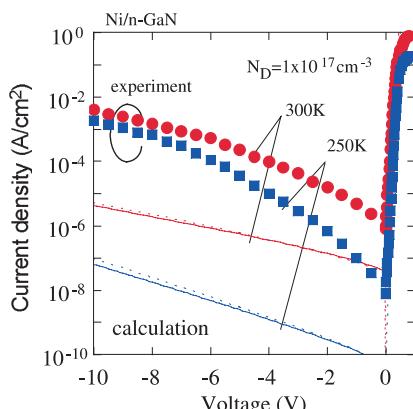


図2 TFE計算結果とNi/n-GaN接合の実験結果

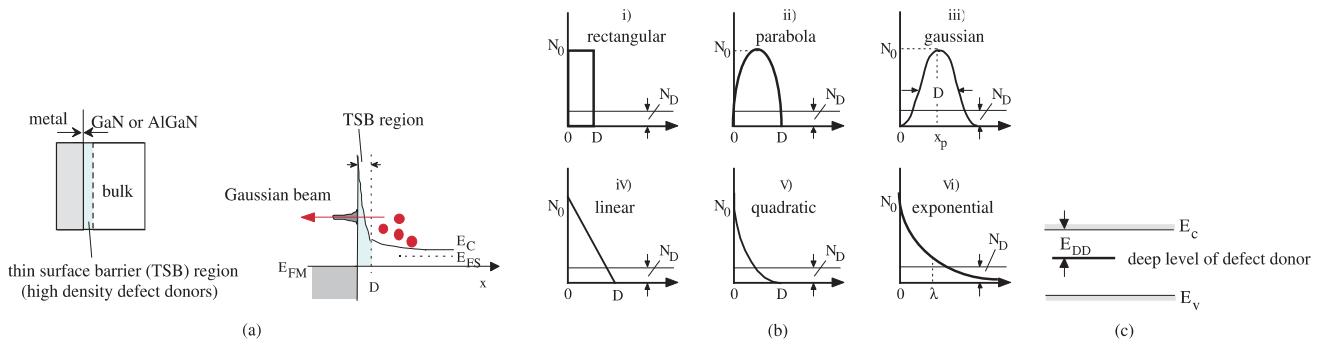


図3(a) TSBモデルと、計算に考慮した(b)表面欠陥ドナー分布と(c)欠陥ドナーのエネルギー深さ。

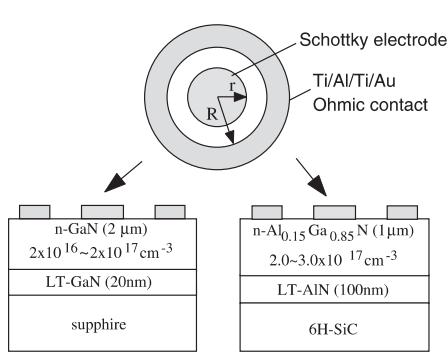


図4 試料構造

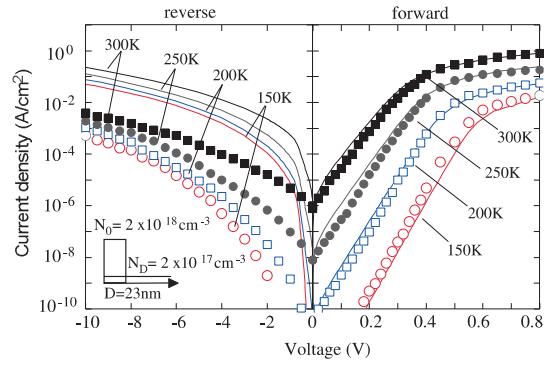


図5 矩形分布を用いたI-V-Tシミュレーション結果

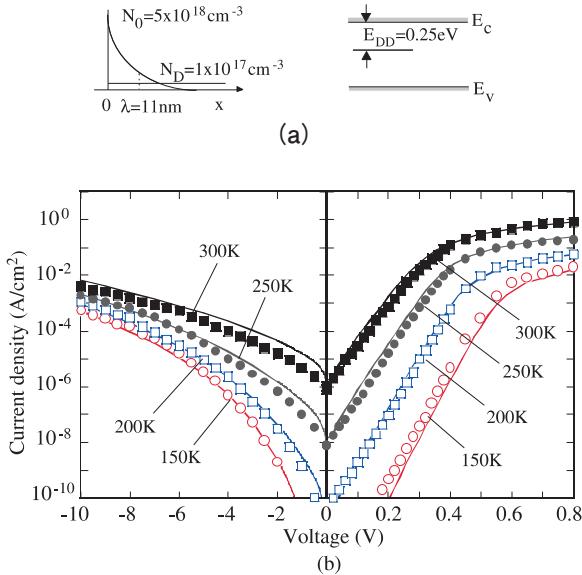


図6(a) 表面欠陥分布とドナー深さ、(b) Ni/n-GaN ダイオードのフィッティング結果

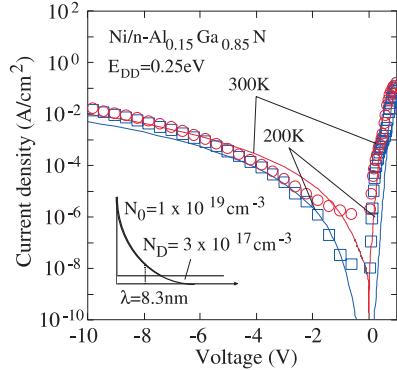


図7 Ni/n-Al_{0.15}Ga_{0.85}Nダイオードのフィッティング結果

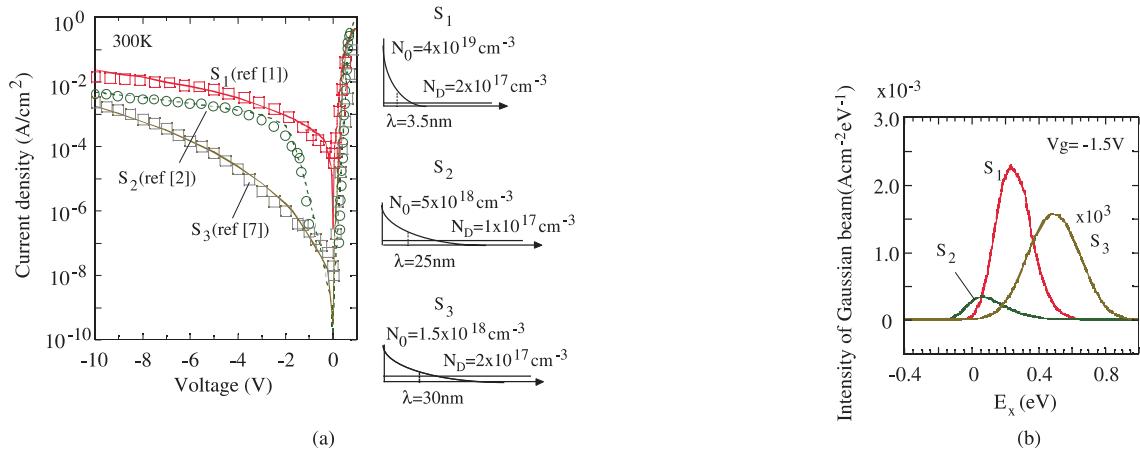


図8 (a) Pt/n-GaNダイオードのフィッティング結果、(b)トンネル電子のエネルギー分布

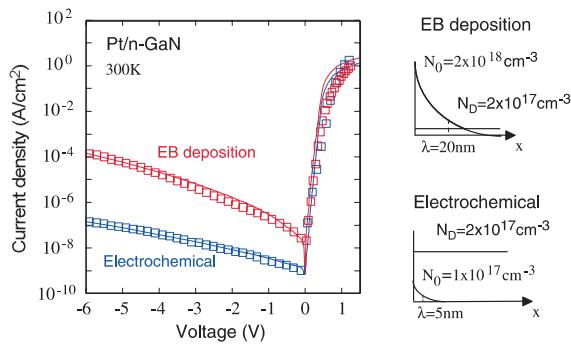


図9 電気化学プロセスと電子ビーム蒸着法により形成したPt/n-GaNダイオードのI-V特性の比較

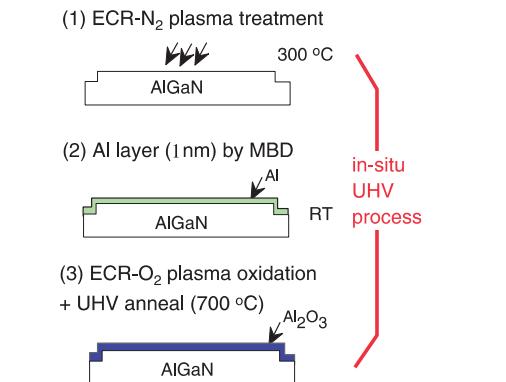


図10 超薄Al-oxide膜を利用した表面不活性化構造の形成プロセス

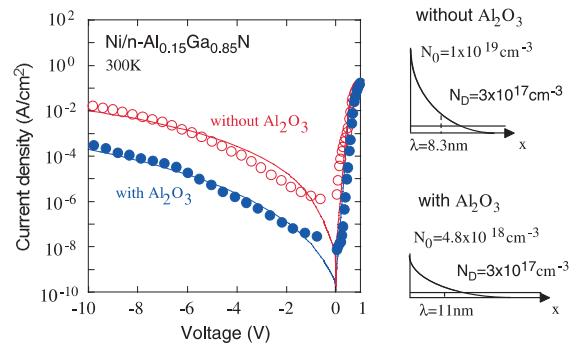


図11 Ni/n-AlGaN接合におけるAl₂O₃界面制御層の効果