

改善した1次元半導体素子モデルと  
その素子設計及び動作解析への応用

中 川 明 夫

# 目 次

内 容 梗 概 .....	1
本文中に現れる主な記号一覧 .....	7
第 1 章 緒 論 .....	11
第 2 章 1次元半導体素子モデルの改善 .....	15
2 - 1 序 論 .....	15
2 - 1 - 1 1次元素子モデル .....	15
2 - 1 - 2 高不純物効果 .....	18
2 - 1 - 3 De Man の解析的扱い .....	19
2 - 1 - 4 Overstraeten 等の電流方程式の定式化 .....	21
2 - 1 - 5 Mock による電流方程式の定式化 .....	25
2 - 1 - 6 Slotboom 等の実験による $n_i$ の測定 .....	29
2 - 1 - 7 問 題 点 .....	30
2 - 2 $n_i$ が空間的に変化する場合の電流方程式 .....	31
— フェルミ統計の定式化	
2 - 3 不純物準位 (不純物帯) の扱い方 .....	37
2 - 4 特性パラメータ $n_i$ , $\omega$ の計算 .....	38
2 - 5 キャリア寿命と移動度について .....	45
2 - 6 結 言 .....	49
第 2 章に対する付録 .....	51
参 考 文 献 .....	54
第 3 章 素子モデルのパワートランジスタへの応用 .....	57
3 - 1 序 論 .....	57
3 - 2 素子の試作 .....	61
3 - 3 素子方程式の解析 .....	63
3 - 4 数値計算結果と実験との比較 .....	66
3 - 5 問 題 点 .....	76

3 - 6 結 言 .....	76
参 考 文 献 .....	78
第 4 章 低損失ダイオード設計への応用 .....	81
4 - 1 序 論 .....	81
4 - 2 モデルを使用したダイオードの設計 .....	85
4 - 2 - 1 1次元素子モデル .....	85
4 - 2 - 2 低い順電圧降下を得る方法 I .....	86
( i 層のキャリア寿命に関する検討 )	
4 - 2 - 3 低い順電圧降下を得る方法 II .....	99
( p エミッタに関する検討 )	
4 - 2 - 4 二つの方法の比較 .....	106
4 - 3 実際の素子の設計と実験結果との比較 .....	107
4 - 3 - 1 モデルを用いた素子の設計 .....	107
4 - 3 - 2 逆電圧, 順電圧降下, 逆回復時間の設計 .....	108
4 - 4 素子の試作と特性 .....	111
4 - 4 - 1 試作の概略プロセス .....	111
4 - 4 - 2 pn 接合の形状と p エミッタの形成方法 .....	113
4 - 3 - 3 完成した素子の特性 .....	116
4 - 5 結 言 .....	118
第 4 章に対する付録 .....	120
参 考 文 献 .....	121
第 5 章 GTO サイリスタへの応用 .....	123
5 - 1 序 論 .....	123
5 - 2 GTO サイリスタの設計 .....	128
5 - 2 - 1 2 トランジスタモデル .....	128
5 - 2 - 2 Wolley による 2 次元ターンオフモデル .....	130
5 - 2 - 3 ま と め .....	136
5 - 3 素子モデルの GTO への応用 .....	136
5 - 3 - 1 1次元素子モデル .....	137

5 - 3 - 2	計算結果と解釈 .....	138
5 - 3 - 3	ま と め .....	146
5 - 4	GTO素子の試作と特性 .....	147
5 - 4 - 1	素子の試作 .....	147
5 - 4 - 2	得られた素子の特性 .....	149
5 - 5	結 言 .....	155
	参 考 文 献 .....	156
第 6 章	GTOサイリスタのターンオフ時の破壊の解析への応用 .....	159
6 - 1	序 .....	159
6 - 2	大橋等との共同実験の紹介と1次元モデルによる解析 .....	161
6 - 3	電流方程式と熱伝導方程式の導出 .....	164
6 - 4	温度, 時間の変化を含めた時の素子方程式の解法 .....	168
6 - 5	GTOの導通領域の縮小を考慮した1次元ターンオフモデル...	171
6 - 6	計算結果と実験との比較 .....	175
6 - 7	電流集中の原因の解析 .....	182
6 - 8	$I_{ATO}$ の n ベース幅依存性と安全動作領域 .....	186
6 - 9	結 言 .....	191
	参 考 文 献 .....	192
第 7 章	結 論 .....	193
	謝 辞 .....	197
	筆者の論文一覧 .....	199
	筆者の学会発表等 .....	201

# 改善した1次元半導体素子モデルと その素子設計及び動作解析への応用

## 内 容 梗 概

この論文は実験と良く一致し、しかも簡単に計算が行えるように改善した1次元半導体素子モデルとその実際の素子設計への応用について論じたものである。

半導体素子を中性領域や接合部遷移領域に分けることなく直接にその素子特性を数値計算によって求める方法はGummel等の論文に端を発するが、これらの初期の半導体素子モデルによる計算を通して代表的な二つの大きな実験との不一致が見出された。一つはトランジスタにおいて不純物濃度が高くなると実際のトランジスタは計算値より小さい電流増幅率を示すことであり、二つ目は実際のサイリスタやダイオードの高注入領域では計算値よりも高い順電圧降下を示すことである。

ところで、高不純物濃度下での半導体の電気伝導の問題は半導体から金属への相転移の例として物性物理の研究分野における近年のトピックスの一つとなっているが、半導体素子の特性も当然この影響をうけているわけであり、上記の一つ目の不一致はこの例である。この高不純物濃度の影響を最初に素子モデルに採り入れたのはDe Manであり、高濃度の不純物によるバンドギャップの減少を電子正孔積の増大という形で電流方程式の内に採り入れた。以来この定式化は伝統的にうけつがれ、高不純物効果を定式化する際の有力な方法となってきた。そして、バンドギャップの減少を電子正孔積( $p \cdot n$ 積)  $n_i^2$  と電子と正孔の非対称性を表す $\omega$ という二つのパラメータを用いて、数学的に厳密な定式化はMockによってなされた。

しかし、一方、キャリア密度や不純物濃度が高くなると高不純物効果を表わす際にバンドギャップの変化を用いて表現する場合と、上述した $p \cdot n$ 積  $n_i^2$ を用いて表わす場合とで、同一であるべき電流の式が、ボルツマン近似を用いた場合には異ってしまい、正確な素子特性のシミュレーションがむずかしくなってしまう問題が明らかになってきた。もちろんフェルミ統計を用いれば両者は一致することになるが、フェルミ統計を簡潔に扱う方法が以前にはなかった。そこで筆者は、フェルミ統計を表わすために電子正孔積  $n_i^2$  と電子と正孔の間の非対称性を表す $\omega$ を同統計下で拡張して定義すれば、電流方程式はボルツマン統計のものと形式上同一となり、素子特性の計算を簡単に行うことができることを本論文で示す。この  $n_i$  の値としては、熱平衡状態の実測値を用いて充分正確に計算を行うこ

とができる。また、逆に素子特性の計算と実験との比較から  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  以上の高不純物濃度下での  $n_i$  の情報をも得ることが可能であり、より実験と一致するモデルの実現が可能となる。

次に、このような検討に基づいた素子モデルを二重拡散型のパワートランジスタについて適用する。高不純物のベースをもつ場合にはトランジスタの電流増幅率は顕著に低下するが、今まで  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  程度に高い不純物のベースを持つ場合にはほとんど解析が行われていなかった。ここでは、このような場合の解析を行うことで、エミッタ・ベース接合の不純物濃度  $C_{EB}$  に対して特に顕著な電流増幅率の依存性が見られるという実験結果を解明する。そして、 $C_{EB}$  は素子設計の際に電流増幅率をコントロールする上で重要なパラメータであることを示す。

2番目の応用の例として低損失ダイオードの設計を取り上げる。ダイオードでは2番目の問題である高注入で実験と一致することが必要になる。この問題はオージェ再結合、キャリア同士の散乱、及び半導体の温度上昇の三つの効果を付け加えることによってきわめて良く実験と一致することがすでに Adler によって示されている。温度上昇は約  $200 \text{A/cm}^2$  以上の電流密度で重要となるのでここでは考慮しないことにする。従って、高不純物効果の他にオージェ再結合とキャリア同士の散乱を導入することでほぼ完全なモデルとなる。

電子計算機の普及にともない低電圧大電流の電源が要求されるようになった今日では、その整流素子として逆電圧が高く、順電圧降下の低いかつスイッチングロスが少いダイオードが重要となってきている。この一例として Naito 等により pin ダイオードで p エミッタの不純物の総量を小さくしたダイオードが提案されているが、結局表面濃度を下げざるを得ず、オーミック電極を形成することがむずかしいという欠点を有している。ところで、ダイオードのキャリア寿命を小さくすると順電圧降下が増大することが一般の通説であったが、逆に下がるとする理論も J. P. McKelvey の本に見られる。しかし、誤った仮定を採用したために結果に一般性がなく、良く知られた理論とはならなかった。筆者はこれとは独立に先のモデルを用いて解析を行い、i 層が  $35 \mu\text{m}$  程度より薄い場合にはキャリア寿命が小さい時、流れる電流はそのほとんどが i 層中の再結合電流で占められるため、この電流を最大にするキャリア寿命  $\tau_0$  が存在し、この値を実現することで約  $200 \text{A/cm}^2$  までに渡ってダイオードの順電圧降下を下げられることを明らかとする。また、結果の理論的検討により、 $\tau_0$  の値を初めて解析的に次のように導く。

$$\tau_0 = q/kT (W_i^2 / 8\mu_i)$$

$W_i$  : i 層の幅

$\mu_i$  : i 層の実効的移動度

また、これとは別に低電圧を得る第2の有力な方法として、pエミッタの高濃度不純物領域のキャリア寿命を低下させ、pエミッタの拡散電流を増大させる方法を新たに提案する。

ところで、以上の素子モデルによる計算結果を通じて、モデルと実験結果とは10mV以内の精度で一致が見られるため、実際の実験を大幅に省略することが可能となる。また、ダイオードの目標定格、逆電圧200V、順電圧降下0.86V(30A時)を実現するためにはi層の幅は17 $\mu$ m、 $\tau_0$ は30nsecとモデル計算から求まり、この時の逆回復時間は実験結果より60nsec以下を得る。ダイオードという簡単な構造もあって、素子モデルが実験と良く一致する結果を与えるため本ダイオードの開発は1年以内という短い期間に終了しており、この素子は現在東芝トランジスタ工場生産され市販されるに至っている。

第3番目の応用の例としてゲートターンオフ(GTO)サイリスタをとりあげる。サイリスタは四層という多層であり同一の電圧に対して電流の解が複数存在することから解析が遅れており、またその動作理論も二つのトランジスタの結合として扱われることが多く、サイリスタの厳密な扱いは少ない。これからまだ解析が進められるべき分野である。

さて、GTOサイリスタに特徴的なことはゲートターンオフ時に導通領域の縮小がおこり、非常に小さな領域で熱発生がおこるためターンオフ可能なアノード電流( $I_{ATO}$ )が制限されてしまうことである。筆者等の実験によればこの $I_{ATO}$ の大きさはnエミッタとpベースの接合の逆電圧 $V_{J1}$ と同pベースのシート抵抗 $\rho_s$ の比 $V_{J1}/\rho_s$ に比例して増大する。従って、 $I_{ATO}$ を大きくしようとするときpベースのシート抵抗を小さくすること、すなわち、同ベースの不純物濃度を増大させる必要が生じる。このことは、すでに述べたようにnpn三層の電流増幅率 $\alpha_{npn}$ を低下させてしまう。一般にサイリスタではこの $\alpha_{npn}$ はトランジスタほど大きい必要はないが、他方の三層の増幅率 $\alpha_{pnp}$ との和が1.0以上で、かつ $\alpha_{pnp}$ が充分小さいことがスイッチング特性上必要となる。ところが、pベースの不純物濃度を高くした場合 $I_{ATO}$ の増大は見られるが、ある程度以上濃度が高いとサイリスタの電圧電流特性が大きく変化する事実が確認される。オン状態を維持するためにゲート電流は不用なので確かにサイリスタ特性であるがある電流密度に達すると急に順電圧降下が増大し、電圧電流特性がトランジスタのように折れまがってしまう。筆者はこの異常現象を解明するために先の素子モデルを適用する。高不純物効果を含まないモデルではこの異常

現象を再現することはできず、高不純物効果が主とした原因であることがわかる。トランジスタのように急に順電圧降下が増大するのは、素子モデルの結果から中央の接合に空乏層が生じてしまうためであることが初めて明らかとされる。また、このような異常現象のおきるのは素子内部のキャリア分布の最小の部分が p ベース中にあり、その付近の電界の多くは p ベースのイオン化したアクセプターによって作られているという事実起因している。電流の増大につれて  $\alpha_{\text{pnp}}$  が減少すると更に大きな電界がここに生じ、ついには空乏層を形成してしまうことになる。この異常を防ぐためにはキャリアの最小の部分を n ベース中に位置させれば良く、このためには  $\alpha_{\text{nnp}} > 0.73$  が必要となる。この結果は実験とも良く一致し、 $\alpha_{\text{nnp}}$  が高い場合には  $\alpha_{\text{pnp}}$  の値が小さい値をとってもこのような異常は見られず、むしろ保持電流が増大する。 $\alpha_{\text{nnp}}$  が小さい場合に限られるが、サイリスタ動作がこのように飽和からぬけだした二つのトランジスタに分解してしまうことはサイリスタ動作の概念の変更をしいることになる。

第 4 番目の応用の例としては、同じ GTO サイリスタのターンオフ時の破壊現象をとりあげる。高電流密度の素子特性を再現するためには、素子内部の熱発生を考慮しなければならない。筆者はまず、温度傾斜がある場合の電流方程式の検討を行い、以前から用いられて来た熱拡散による電流項に加えて、温度が場所によって異なることによって生ずるバンドギャップの変化による電流項を新たに見出し、しかも、電流の方向が互いに逆で後者の方が大きいことから、バンドギャップの変化による電流項を含める必要性を明らかとする。次に、ターンオフ時に特徴的な現象である導通領域の縮小を考慮した 1 次元の素子モデルを実験事実に基づいて構成し、2 次元の現象を等価的に含めたターンオフ現象の計算を初めて可能とする。これらの結果から、①ターンオフ時に電流集中を起こしている部分の電流密度は素子に印加されるアノード電圧の増大につれて増大し、ターンオフがほとんど終了してアノード電圧の上昇率が 0 となるまで減少せず、多大な熱発生を生じること、②アノード電圧の増大に伴って電流集中領域では n ベース中の過剰キャリアが排出され、正のゲート電流として働くので電流集中を支える原因となっていること、③電流集中の一つの原因は p ベースシート抵抗の不均一性にあること等を示す。そして、素子のゲートターンオフ能力は印加されるアノード電圧で制限されてしまうことや、同素子を利用する上で必要な概念である安全動作領域を明らかにする。

以上のように本論文は、実験とより良く一致する解を得る上で有効なしかも簡潔な素子モデルのための基本方程式の定式化を示し、かつ、実際の四つの例についてこれを応用し、



その有用さを実証することが目的である。特に、低損失ダイオードの例においては、モデルと実験との良い一致が得られるため、実際の実験の大幅な短縮が可能となる。また、他の例においても、その解析を通じて素子設計の新しい概念の確立に寄与することになる。

本論文中に現れる主な記号一覧

A. 全体を通じてよく使われる記号

$q$	素電荷 $1.6 \times 10^{-19}$ Coulomb
$\epsilon$	シリコンの誘電率 $1.04 \times 10^{-12}$ CV <sup>-1</sup> cm <sup>-1</sup>
$k$	ボルツマン定数 $1.38 \times 10^{-23}$ JK <sup>-1</sup>
$T$	温度 (K)
$\phi$	静電ポテンシャル
$\phi_n, \phi_p$	電子, 正孔の擬フェルミレベル (単にフェルミレベルと略称する)
$n, p$	電子, 正孔密度 (cm <sup>-3</sup> )
$n_i$	電子・正孔積 ( $p \cdot n$ 積と略す) の平方根
$n_{i0}$	不純物がない時の $n_i$
$\omega$	電子と正孔の非対称の程度を表すパラメータ
$R$	単位時間当りのキャリア再結合量 (単に再結合量と略す)
$\tau_n, \tau_p$	電子, 正孔の寿命
$J_n, J_p$	電子, 正孔電流密度 (cm <sup>-2</sup> )
$C_{EB}$	エミッタ・ベース接合の不純物濃度 (cm <sup>-3</sup> )
$\mu_n, \mu_p$	電子, 正孔の移動度

B. 主に第 2, 3 章で使われる記号

$E$	エネルギーの単位をもつ変数, バンドギャップの中央で $E=0$ となり, 電子に対しては伝導帯に向かう方向を正, 正孔に対しては価電子帯に向かう方向を正とする。
$E_G$	バンドギャップ幅のエネルギーの $\frac{1}{2}$
$m_e^*, m_h^*$	結晶中の電子, 正孔の有効質量
$F_n, F_p$	変数 $E$ と同じ測り方によった時の電子と正孔の擬フェルミエネルギー
$F_0$	熱平衡時の $F_n$
$n_0, p_0$	熱平衡時の $n, p$ (第 4 章では別の意味で用いられるので注意)
$N_D, N_A$	単位体積あたりのドナーまたはアクセプター量 (cm <sup>-3</sup> )

$\omega_n, \omega_p$	$n_i$ , $\omega$ と同様に高不純物効果を表す別のパラメータ
$\lambda$	不純物の作る電界のしゃへいを表すスクリーニング長
$\rho_n(E), \rho_p(E)$	電子及び正孔の状態密度関数
$\tau_i$	不純物濃度に依存したキャリア寿命
$\tau$	結晶欠陥やライフタイムキラー等によってきまるキャリア寿命 (高抵抗層中のキャリア寿命)
$J_E, J_B, J_C$	エミッタ, ベース, コレクタ電流密度 ( $\text{cm}^{-2}$ )
$V_{BE}, V_{CE}$	ベース・エミッタ間電圧, コレクタ・エミッタ間電圧
$\alpha, \beta$	ベース接地の電流増幅率, エミッタ接地の電流増幅率

C. 主に第4章で使われる記号

$n_0 (= p_0)$	i 層中の p エミッタ側のキャリア密度
$n_w (= p_w)$	i 層中の n エミッタ側のキャリア密度
$n_{p0}$	p エミッタ中の i 層側の電子密度
$p_{n0}$	n エミッタ中の i 層側の正孔密度
$\bar{n}$	i 層中の平均のキャリア密度
$\tau_{ne}$	p エミッタ中の電子の寿命
$\tau_{pe}$	n エミッタ中の正孔の寿命
$D_n$	p エミッタ中の電子の拡散定数
$D_p$	n エミッタ中の正孔の拡散定数
$L_n$	p エミッタ中の電子の拡散長
$L_p$	n エミッタ中の正孔の拡散長
$\mu_i$	i 層中の実効的キャリア移動度, $\frac{1}{2}(\mu_n + \mu_p)$
$N_p$	p エミッタの不純物濃度
$N_n$	n エミッタの不純物濃度
$h_n^2$	n エミッタ中の $n_i$ と i 層の $n_i$ の比の2乗
$h_p^2$	p エミッタ中の $n_i$ と i 層の $n_i$ の比の2乗
$W_i$	i 層の幅
$C_n^-$	i 層の不純物濃度
$J_R$	再結合電流

$J_D$	拡散電流
$V_i$	$i$ 層中の電圧降下
$V_J$	接合電圧
$V_F$	順電圧降下

#### D. 主に第 5 章で使われる記号

$\alpha_{npn}$	nnp 三層のベース接地の電流増幅率
$\alpha_{pnp}$	pnp 三層のベース接地の電流増幅率
$D_n$	p ベース中の電子の拡散定数
$L_n$	p ベース中の電子の拡散長
$W_p$	p ベースの厚み
$S$	エミッタの幅
$H$	エミッタの長さ
$I_g$	ゲート電流
$G_{max}$	最大ターンオフ利得
$V_{J1}$	ゲート・カソード間降伏電圧
$R_b$	ゲート電極から導通領域までの抵抗
$\rho_s$	p ベースのシート抵抗
$I_{ATO}$	最大ゲートターンオフ可能電流
$di/dt$	ゲート電流の立ち上がり率

#### E. 主に第 6 章で使われる記号

$\rho$	シリコンの密度
$C_p$	シリコンの比熱
$\kappa$	シリコンの熱伝導度
$Q$	単位時間単位体積あたりの熱発生
$G$	キャリアのなだれ増倍による発生率
$D^T$	温度傾斜によるキャリアの拡散係数
$V_G$	温度 $T$ の時のバンドギャップの幅 (eV) = $2 \cdot E_G / q$
$V_{G0}$	温度 $T_0$ の時のバンドギャップの幅

$\Delta V_{G0}$	温度 $T_0$ の時のバンドギャップのちぢみ
$V_A$	アノード電圧
$J_g$	ゲート電流密度
$J_A$	アノード電流密度
$E_h$	高電界領域の電界の値
$V_1$	ターンオフ時にアノード電流が 0 となった時に素子に印加している 電圧
$W_{NB}$	n ベースの厚み

## §1 緒 論

近年のエレクトロニクス技術の進歩はめざましく、特に集積回路技術はその極みともいえるものである。これらの技術の発達にともなって種々のよりすぐれた素子の開発が要求され、高度な専門知識と鋭い洞察力が必要となってきた。

一方、このように高度化した素子開発の補助手段として、素子モデルの有用性が認識され始めており、ここ10年間位の間には計算機を素子の設計や解析の補助手段とするいわゆるCAD (Computer Aided Design) と呼ばれる分野が急速に発達してきている。この方法は、今までのように近似によって素子の基本方程式を解かずに数値的に厳密に解を求めるために、素子の特性の予測が簡単かつ正確になり、適切な設計パラメータの決定が行えるためである。

ところが、一般にこのようなモデルは実験と傾向において一致しても値は異っている場合が多く、モデルで得られた結果を常に実験で確かめる必要があり、モデルは実験を行う際にあくまでも補助手段である場合が多い。しかし、もしモデルが実験と比較して充分正確な結果を与えることができるならば、実験とモデルの比重を逆転させることも可能となるであろう。そして、モデルで予測される一番適切な条件でだけ実験を行うか、あるいは全く実験を行うことなく素子の設計が行えることになる。しかし、モデルによる計算が実験を行う以上の時間を要するならば、もちろんその有効性はなくなってしまい訳だが、これは最近の計算機の発達によって杞憂となりつつある。従って、もし充分実験と一致するモデルが簡単に利用できるならば、素子開発期間の大幅な短縮が可能であるため、筆者はこのような実験とより良く一致し、しかも実用的な計算時間で解の得られる簡潔なモデルの開発にまず着手した。

筆者はダイオード、トランジスタ、サイリスタなどのいわゆる個別半導体素子の開発に従事することが多いので、本論文ではこのような単一素子で、しかもバイポーラ素子 (bipolar device) に主眼をおいている。

Shockley によって示された半導体の基本方程式は、二つの電流に関する方程式とポアソン方程式とからなっているが、これらの方程式を忠実に解いても高注入領域やエミッタの薄いトランジスタの電流増幅率などは実験と良く一致する解は得られない。しかし、最近になって高注入領域では、キャリア同士の散乱やオージェ再結合、発熱による温度の補正を行うことでほぼ一致することが示された。一方、トランジスタの電流増幅率を正し

く再現するためには高濃度の不純物ドーピングにともなういわゆる高不純物効果を含める必要があり、多くの努力がなされてきた。しかし、キャリア密度が  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  を越える場合には、今まで無視されてきたフェルミ統計の効果が大きくなっていくのでこれを無視できなくなる。ボルツマン近似を用いた場合には、バンド端のエネルギーを用いて電流を表した場合と、電子・正孔積  $n_i^2$  を用いた場合とで結果が異ってしまう問題が生じる。そこで、筆者は電子・正孔積 (p・n積)  $n_i^2$  の定義をフェルミ統計の場合にも拡張した上で、 $n_i$  が空間的に変化する場合の電流方程式を数値計算に利用しやすい形で導くことを試みこれに初めて成功した。この方法はフェルミ統計を含めてもほとんど計算時間が増大しない簡潔なもので、最近では一般的方法として多くの人々に使われ始めており、第2章で詳しく扱う。

次の第3章から第5章ではこの第2章の素子モデルを実際の素子に適用し、その設計及び解析を行いその有用性を明らかとする。まず、第3章ではパワートランジスタに適用する。このトランジスタは特にベースの不純物濃度を高くして高不純物効果を助長してあり、モデルの正確さの吟味に用いる。また、高不純物効果を測るパラメータの一つとしてエミッタ・ベース接合の不純物濃度  $C_{EB}$  を提案する。

次の第4章ではダイオードをとりあげる。ここでは i 層の薄い pin ダイオードの順電圧降下を低くするための議論を通じて、開発したモデルの設計への応用を試みる。そして、モデルが実験と良く一致する場合には、素子開発の期間が非常に短縮できることを実例をもって示す。また、pin ダイオードの順電圧降下を下げる有効な方法を提案する。

第5章では GTO サイリスタをとりあげる。GTO サイリスタは最近その大電流化が活発に試みられており、筆者等は 600A の大電流化に初めて成功した。この開発過程で、p ベースの不純物濃度が高い場合にはサイリスタの電圧電流特性がトランジスタのように折れまがってしまい現象に出会った。素子を一度オンさせれば導通状態を保つためにゲート電流を必要としないので、これは明らかにサイリスタの特性であるが、今までの素子モデルでは再現することができなかった。筆者は第2章の結果に基いた素子モデルによって、この異常特性は電流密度が高くなると中央接合に空乏層が生じてしまうためであることを初めて明らかにした。

最後に第6章では更に熱発生を含めることにより GTO のターンオフ時の破壊を再現する。このように破壊現象を素子の基本方程式を解くことによって再現することは最初の試みである。まず、この章では電流方程式に温度傾斜に依存する補正項を追加する。この項

は R. Stratton の導いた熱拡散による電流よりも大きく、しかも方向が逆であり初めて筆者が導入したものである。次に、ゲートターンオフ時に特徴的な導通領域の縮小を考慮に入れた筆者独自のターンオフ 1 次元モデルを提案する。このモデルに基づいて計算を行うことにより、ターンオフ失敗の解析を行い、実験結果を説明するとともに、電流集中のメカニズムを解明する。

このように本論文では、第 2 章の素子モデルが素子の設計及びその動作解析に非常に有効なものであることを明らかにすると共に、それによって得られた新しい素子設計の概念を紹介する。



## §2 1次元半導体素子モデルの改善

### 2-1 序 論

半導体素子モデルの究極の理想は、不純物プロファイルやキャリアの寿命等の入力データを与えれば実際の素子の特性を正確に予言できることである。このような素子モデルができれば、種々の半導体素子の開発期間を短くすることができ、また、素子の動作原理等を明らかにすることもできる。この節では、今までにこのような素子モデルがいかに発達して来たかを紹介することを通じて筆者の行ったことの位置づけを行う。

#### 2-1-1 1次元素子モデル

W. Shockley<sup>[1]</sup>によって初めて半導体素子理論の基礎及びその基本方程式が与えられて以来、多くの人々が半導体素子の特性を解明するための努力を続けて来た。これら初期のモデルは、半導体素子の空間を接合部遷移領域と空間電荷中性領域とに分割して、各々に対して適切な単純化を行い基本方程式の近似解を求める領域論的な手法であった。しかし、これらの領域論的手法によっては、半導体の基本方程式の低注入から高注入までの範囲にわたって正確な近似解を得ることがむずかしく、充分正確な特性の予測を行うことは困難であった。従って、この当時の中心的課題は、基本方程式を正確に解くことにあったといえる。1960年代に入って計算機の非常な発達によってぼり大な計算が短時間にできるようになると、何等の近似を用いることなく、また領域を区分することもなく、数値的に半導体の基本方程式を解くことが可能になった。とりわけ1969年に Sharfetter と Gummel<sup>[2]</sup>によってシリコンリードダイオード発振器の例において示された計算法は画期的なものであり、今日の進んだ数値解法の骨子もこの方法によっている。ここに至って、解析解によっては得られなかった方程式の忠実な解が得られるようになり、実際の実験結果ともかなり良く一致するようになったが、逆にいくつかの不一致がはっきりとしてきた。もちろんこの不一致は方程式の忠実な解を待つまでもなく、近似解を通してすでに予測されていたことである。第1の不一致は、ダイオードなどの高注入においてモデルより実際はずっと高い順電圧降下を示すこと、第2はトランジスタにおいてエミッタが薄い場合、電流増幅率がモデルよりも実際は低いことである。このような不一致は、もちろん先の方程式が数学的に正しく解けているか否かにあるのではなく、方程式そのものが正しく現象を表現

しているかどうかという問題によっている。いかえれば、領域論的手法によって解析解を得ようとしていた初期の時代は、方程式をより数学的に正しく解くことが中心的課題であったが、数値解の出現によって数学的に厳密に解くだけでなく、物理的にも正しい解を得るといった質的に異った問題が重要になってきたといえる。

さて、先に述べた二つの不一致のうち高注入に関するモデルの改善はかなり古くから行われ、すでに Fletcher によって 1957 年にダイオードの高注入においてキャリア同士の散乱による移動度の低下を考慮すべきことが指摘された。<sup>[3]</sup> さらに 1975 年になって、キャリア同士の散乱に加えてキャリア再結合過程にオージェ再結合を含めるべきことが、Engl 等によって数値解を用いて示された。<sup>[4]</sup> キャリア同士の散乱が数値解析の行われる以前において扱われているのは、移動度の取り扱いの方が再結合過程の扱いに比べて、解析解を得る場合に容易であるためであると推測される。1969 年になって、M. S. Adler によって  $200 \text{ A/cm}^2$  以上ではさらに内部の熱発生を加えることの必要性と、さらに次に述べる高不純物効果を加えることで実験と良く一致することが示され、<sup>[5]</sup> 高注入の領域においてはほぼ正しい解が得られるようになった。

一方、薄いエミッタを持つトランジスタにおいて電流増幅率が低いという事実の説明は、かなりの曲折をへている。エミッタのキャリア寿命が小さいとエミッタの注入効率が低下するという一般事実から、Whittier 等はこの考えに基いた理論を発表した。<sup>[6]</sup> 一方、1971 年に De Man によってエミッタでの高不純物のドーピングによるバンドギャップのせばまりを考慮に入れた理論が示された。それによると、エミッタの実効的な不純物濃度はバンドギャップのせばまりによって増大した  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  で割ったものになり、電流増幅率の低下が説明できるというものである。<sup>[7]</sup> Overstraeten, De Man, Mertens は、さらに理論的に  $p \cdot n$  積 ( $n_i^2$ ) を計算し、<sup>[8]</sup> エミッタ注入効率の上述の方法による予測値と実験値とが良く一致することを示した。<sup>[9]</sup> また、1973 年に Mock は、Overstraeten 等のバンドギャップのせばまりによる  $n_i$  の計算の際に用いられた、キャリアによるしゃへいを表すスクリーニング長をより一般的な式に変えることにより、Overstraeten 等の結果と高不純物濃度で異った結果を得た。<sup>[10,11]</sup> また、Mock はボルツマン統計の近似の下で、バンドギャップが空間的に変化している場合の電流方程式を厳密な形で導いた。一方、 $p \cdot n$  積 ( $n_i^2$ ) を実験的に求めることは、Slotboom 等によって行われ、<sup>[12,13]</sup> 先の理論計算と良く似た結果を得ている。

ところで、キャリア濃度が高くなると ( $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) ボルツマン統計の近似が悪くな

[14,15]
   
 るので、フェルミ統計を使う必要があることは多くの人々に指摘されている。しかし、フェルミ統計を用いる場合に、今までは一般化したアインシュタインの関係式  $D/\mu = n / (q \cdot \frac{\partial n}{\partial F})$  を用いなければならないために、高不純物効果に加えてこれを簡潔に扱う定式化は筆者以前にはなされていなかった。また、ボルツマン統計近似を用いた場合には、バンド端のエネルギーを用いて表す Overstraeten 等の方法と  $n_i$  を用いて表す Mock の方法とで高濃度キャリアがある場合は電流の方程式が異ってしまう。そこで筆者は、 $p \cdot n$  積  $n_i^2$  を定義する際にフェルミ統計の効果をその内に含めて表すという新しい計算方法を提案した。そして、 $n_i$  が空間的に変化する場合のフェルミ統計下での電流方程式を拡散電流とドリフト電流及び  $n_i$  に依存する電流の3項の和として表し、高不純物効果の簡潔な定式化を行った。この方法では、フェルミ統計を含めた時、電流方程式は等価的にボルツマン統計の場合と形式上同一のものとなるという利点がある。従って、いったん  $n_i$  の値を計算あるいは実験で求めておけば拡散定数と移動度の比  $D/\mu$  の値を知る必要がないので、伝導帯や不純物帯の正確な状態密度関数の形がわからなくてもフェルミ統計の効果はボルツマン統計近似の式と同じものを使って自動的に含めることができる。このような方法を用いることにより、初めてフェルミ統計と高不純物効果の両方を含めた計算が可能となった。<sup>[16]</sup> また、 $10^{19} \text{cm}^{-3}$  以上の不純物濃度領域の  $n_i$  の値はまだ求められていないが、フェルミ統計を含めたモデルと実際の素子特性の比較からこのようなフェルミ統計の効果の大きい領域での  $n_i$  の精密な議論が可能となる。

逆に、このような筆者の定式化を用いない場合には、より実験と一致するようなモデルを得ることは非常にむずかしくなる。すなわち、高不純物効果を正確に表現するためにはバンドギャップの変化を正確に知る必要があるが、実測できるのは  $n_i$  の値であるためこれからフェルミ統計の効果を引き去らなければならない。また、フェルミ統計を含めるためには拡散定数と移動度の比  $D/\mu$  を正しく知る必要がある。しかし、いづれも状態密度関数の形を仮定する必要があり、用いる関数形によって結果が大きく異ってしまう。一方、フェルミ統計を含めることを放棄した場合には、ボルツマン統計近似をどう行いかで二通りの方程式が生じ、この二つの方法はフェルミ統計が重要となる場合に大きく異なる結果を与えてしまう。

さて以上、素子モデルの実験との不一致の改良について述べてきたが、次の小節では高不純物効果の定式化、及び  $p \cdot n$  積の測定等の三つの代表例を詳しく紹介する。そして、2

- 2 ~ 5 節で筆者の 1 次元モデルを紹介する。

### 2 - 1 - 2 高不純物効果

半導体に 3 価または 5 価の不純物をドーピングして、半導体の抵抗を制御しうことは周知のところであるが、不純物の濃度が高くなると結晶格子にゆがみが生じいろいろな好ましくない現象が生じることは想像にかたくない。図 2 - 1 は Ge に Sb をドーピングした場合の比抵抗の変化を図示したものであるが、ここでは活性化エネルギー  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2, \epsilon_3$  が区別される (図 2 - 2)。ドナー濃度の低い (a) では活性化エネルギー  $\epsilon_1$  と  $\epsilon_3$  があり、 $\epsilon_3$  は低温であらわれドナー単位を介してとび移るホッピング伝導に必要な活性化エネルギーであり、 $\epsilon_1$  は高温側で見られるドナー準位から伝導帯への活性化エネルギーである。ところが、ドナー濃度が高くなると  $\epsilon_1$  と  $\epsilon_3$  の間に新しい活性化エネルギー  $\epsilon_2$  が現れる。 $\epsilon_2$  の大きさはドナー濃度の増大と共に減少して伝導の性質は活性型から金属型に移り、 $\epsilon_1 \sim \epsilon_3$  は観測されなくなる。高濃度の試料 (e) では抵抗の変化がほとんどなく金属型の伝導を示す。Si に P をドーピングした場合には、 $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  で  $\epsilon_2$  が現われ  $3.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  程度で消失する。さて、 $\epsilon_3 < \epsilon_2 < \epsilon_1$  であるという事実は、ドナーの局在した準位と伝導帯の間のエネルギーの領域でドナー準位から  $\epsilon_2$  程度上に新たなバンドがあり、これ

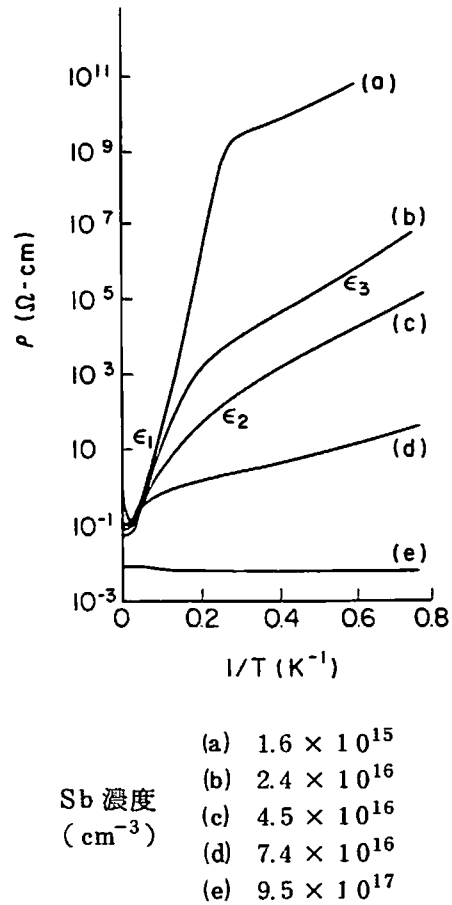


図 2 - 1 Sb ドープした Ge の比抵抗の温度依存性

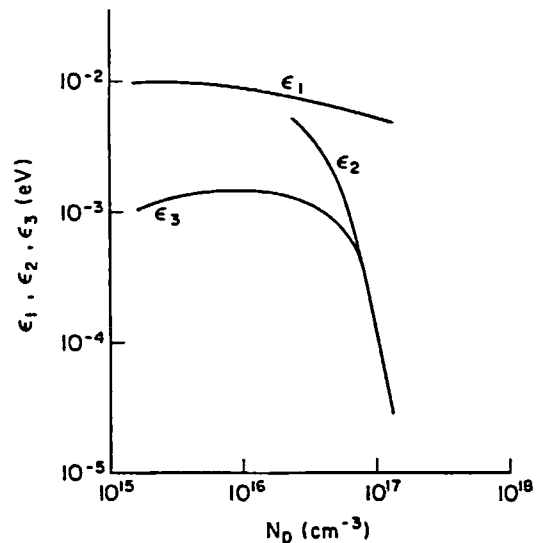


図 2 - 2 Sb ドープした Ge の活性化エネルギー ( $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ ) のドナー濃度依存性

が伝導に寄与することを示唆している。ところで、不純物濃度がさらに高くなるとドナー準位にある電子自身の波動関数の重なりも大きくなり、局在がとけて一種の伝導帯を作ると考えられる。これらの不純物による準位は不純物帯と呼ばれている。また、不純物イオンによって周期的ポテンシャルがくずされるために伝導帯等のバンドはすそ(テイル)を持つようになると考えられる。

最近では、トンネル効果を利用したスペクトロスコピーによって直接これらの不純物帯の存在が確かめられるに至って [17] いる。図 2-3 は p 型 GaAs の例を示しており、価電子帯の上にきれ目なしに不純物帯がつながっていることがわかる。

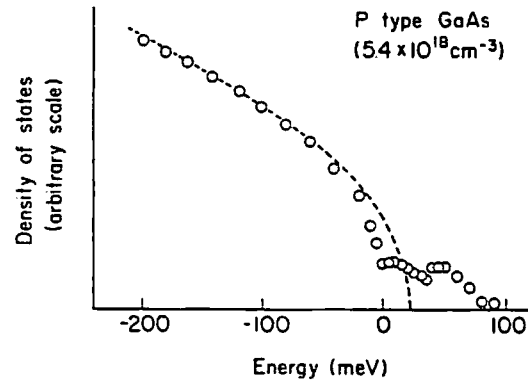


図 2-3 p 型 GaAs の不純物帯 (実測)

これら一連の現象は、いずれも半導体のバンドギャップを等価的にせまくしてお

り、いわゆる  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  を増大させることになる。また、このような高不純物のドーピングは、バンドギャップをせばめるだけでなくキャリアと不純物との散乱を招き、移動度の低下やキャリア寿命の低下を引き起こす。これら高濃度の不純物によって引き起こされる現象を高不純物効果と総称するが、狭い意味ではバンドギャップの狭くなること (band gap narrowing) をさす。

さて、このように複雑な高不純物効果を半導体の基本方程式の内に正確に反映させることは非常にむずかしい。しかし、我々に興味のあるのはマクロ的電気伝導の性質だけであるから、適切な単純化を行って扱いやすい形でとり入れることが可能である。以下に高不純物効果の電流方程式への定式化を詳しく取上げてみる。

### 2-1-3 De Man の解析的扱い <sup>[7]</sup>

トランジスタのエミッタにおいて、高不純物によるバンドギャップのせばまりを考慮すべきことは、最初に Kaufmann 等 <sup>[18,19]</sup> によって指摘されているが、De Man によって初めて高不純物効果 (Bandgap Narrowing Effects) を含めた電流方程式の簡単な定式化がなされた。

今、各点のバンドギャップの大きさが位置  $x$  の関数であるとする、 $p \cdot n$  積の平方根  $n_i$  も位置の関数  $n_i(x)$  と表される。また、npn 型のトランジスタを考え、エミッタ表面

を  $x=0$ , エミッタ・ベース接合を  $x=x_{eb}$  とすると, エミッタ中での少数キャリア濃度  $p_0(x)$  は次のように与えられる。

$$p_0(x) = \frac{n_i^2(x)}{N(x)} \dots\dots\dots (2-1)$$

ここで,  $N(x)$  は正味の不純物濃度を表すものとする。熱平衡での正孔電流はゼロであるから次の式が成立する。

$$J_{p0} = -q D_p \frac{\partial p_0}{\partial x} + q \mu_p p_0 E(x) = 0 \dots\dots\dots (2-2)$$

これから, 熱平衡時の電界  $E(x)$  は次のように求まる。

$$E(x) = \frac{D_p}{\mu_p} \left( \frac{2}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} - \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (2-3)$$

ここで, 低注入の場合を考え, 電界が熱平衡の場合とあまり変わっていないとすると, (2-3) 式を使って次の式が導かれる。

$$J_p = -q D_p \frac{\partial p}{\partial x} + q D_p \left( \frac{2}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} - \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (2-4)$$

これが最初に導かれた低注入での高不純物効果を考慮した電流方程式である。

さて, この式を用いて注入効率の Tannenbaum - Thomas <sup>[20]</sup> の式にあたるものを次に導こう。p ベースでは不純物濃度が比較的低いので高不純物効果はないものとして,  $p \cdot n$  積は  $n_{i0}^2$  とする。  $p(0) = 0$ ,  $p(x_{eb}) = n_{i0} \left[ \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right]$  の境界条件の下で

(2-4) 式を積分すると次の式が求まる。

$$|J_{pe}| = \frac{q n_{i0}^2}{\int_0^{x_{eb}} \frac{N(x) n_{i0}^2}{D_p(x) n_i^2(x)} dx} \left[ \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \dots\dots\dots (2-5)$$

一方, ベース領域を流れる電子電流を Moll-Ross の関係で表すと, 注入効率  $\gamma$  は次のように求まる。

$$\gamma = \frac{\int_0^{x_{eb}} N(x) \frac{n_{i0}^2}{n_i^2(x)} dx}{D_p} \bigg/ \frac{\int_{x_{eb}}^{x_{bc}} N(x) dx}{D_n} \dots\dots\dots (2-6)$$

$\bar{D}_p, \bar{D}_n$  はそれぞれエミッタ及びベースでの平均値を意味する。この式を基にして、De Man は実効的な不純物濃度  $N_{\text{eff}}$  を次のように導入した。

$$N_{\text{eff}}(x) = \frac{N(x) n_{i0}^2}{n_i^2(x)} \dots\dots\dots (2-7)$$

(2-7) 式によるおきかえをすることで(2-6)式は Tannenbaum - Thomas の式と一致し、 $p \cdot n$  積  $n_i^2$  が増大するとその値に反比例して実効的な不純物濃度は低下すると考えることができる。

De Man はバンドギャップのせばまり  $\Delta V_G$  として、次の式を用いて(2-6)式の評価を行っている。

$$\left. \begin{aligned} \Delta V_G &= 3.4 \times 10^{-8} (N^{\frac{1}{3}} - N_d^{\frac{1}{3}}) \text{ eV} \\ N_d &= 1.85 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2-8)$$

彼は、エミッタの表面濃度を  $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  より大きくしてもエミッタの注入効率  $\gamma$  は大きくならず、逆に低下することを示した。Tannerbaum - Thomas の式では、エミッタの表面濃度を増大させると単調に  $\gamma$  が増大してしまい実際とは大きはずれがあったが、(2-6)式はより実際に近い  $\gamma$  の値を与えることができた。De Man の評価すべき点は、非常に簡単な  $n_i$  という値だけを用いて高不純物効果の存在する場合の電流方程式の定式化を示したところであり、この方法は後の高不純物効果の定式化の原点ともなっている。しかし、キャリアの再結合が無視されていること、また電界  $E$  とポアソン方程式との関係がどうあるのかが示されていないことなど、まだ不完全な部分が多い。

#### 2-1-4 Overstraeten 等の電流方程式の定式化<sup>[8]</sup>

De Man の結果は、Overstraeten と Mertens が加わることによって、フェルミ統計を含め一般的な電流方程式の定式化へと拡張される<sup>[7]</sup>。

一般に、電流  $J_n, J_p$  は次のように書くことができる。

$$J_n = -q \mu_n n \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \dots\dots\dots (2-9)$$

$$J_p = -q \mu_p p \frac{\partial \phi_p}{\partial x} \dots\dots\dots (2-10)$$

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - F_n}{kT}\right)} \quad \dots\dots\dots (2-11)$$

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - F_p}{kT}\right)} \quad \dots\dots\dots (2-12)$$

ここでそれぞれの記号は通常用いられる物理量を示している。(2-9, 10)式がフェルミ統計の場合にも正しいことはこの章の附録に示す。以下、電子の場合に限ってを進めることにする。(2-11)式を使って(2-9)式を変形すると次の各式が得られる。

$$J_n = -q \mu_n n \frac{\partial}{\partial x} (\psi + DEC/q) + q D_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2-13)$$

$$\frac{D_n}{\mu_n} \equiv \frac{1}{q} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - F_n}{kT}\right)}}{\int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \frac{\partial}{\partial F_n} \left(\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - F_n}{kT}\right)}\right) dE} \quad \dots\dots (2-14)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (DEC) \equiv \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial}{\partial x} \rho_n(E)\right] \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - F_n}{kT}\right)}}{\int_{-\infty}^{\infty} \rho(E) \frac{\partial}{\partial F_n} \left(\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - F_n}{kT}\right)}\right) dE} \quad \dots\dots (2-15)$$

$$\text{ただし, } F_n = -q (\phi_n - \psi) \quad \dots\dots\dots (2-16)$$

これらの式はフェルミ統計下の電流方程式を拡散項とドリフト項とに分けて表すことに成功しているが、実際に計算を行う場合には、 $D_n/\mu_n$ の値とDECの値の両方を求めなければならず困難である。そこで、彼等はボルツマン統計の近似を導入し、いく分かの簡略化を試みている。この近似のもとでは(2-15)式は簡単に積分ができる。

$$DEC = kT \ln \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE}{\int_{-\infty}^{\infty} \rho_{n0}(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE} \right] \quad \dots\dots\dots (2-17)$$



ここで  $\rho_{n0}(E)$  は不純物が存在しない時の状態密度関数を示す。分母は実効的状态密度  $N_c$  と  $\exp(-E_G/kT)$  の積に等しいので

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \exp(-E/kT) dE = N_c \exp\left(\frac{DEC - E_G}{kT}\right) \dots\dots (2-18)$$

と表され、 $n$  は次のようになる。

$$n = N_c \exp\left[\frac{1}{kT}(-E_G + F_n + DEC)\right] \dots\dots\dots (2-19)$$

同様に、正孔に対しても DEV を定義すると、

$$p = N_v \exp\left[\frac{1}{kT}(-E_G + F_p + DEV)\right] \dots\dots\dots (2-20)$$

と表すことが出来る。(2-19, 20)式を使うと、 $n_i$  は次のように表される。

$$n_i^2 = p_0 \cdot n_0 = N_c \cdot N_v \exp\left[\frac{-2E_G + DEC + DEV}{kT}\right] \dots\dots (2-21)$$

今、伝導帯と価電子帯の非対称性を無視すると、

$$n = n_i \exp\frac{q}{kT}(\phi - \phi_n) \dots\dots\dots (2-22)$$

$$p = n_i \exp\frac{q}{kT}(\phi_p - \phi) \dots\dots\dots (2-23)$$

となる。

ボルツマン統計を用いることによって、DEC, DEVとキャリア濃度との対応が与えられ、その意味がわかりやすくなった。そして、DEC, DEVはそれぞれ伝導帯と価電子帯の下端及び上端のエネルギーの変化分と解することができる。しかし、実際の注入効率の計算にあたっては、De Manの式があいかわらず用いられあまり進歩の跡がみられない。これは彼等が数値計算にはあまり興味がなく、解析的な扱いに重点をおいていることをうかがわせている。彼等の主眼はむしろ  $p \cdot n$  積を理論的に求め、注入効率の低下を説明することにあつたと思われる。そこで、次に彼等の  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  の計算について述べることにする。

Overstraten等が  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  の計算に用いた状態密度関数  $\rho_n(E)$  の形は Kleppinger等 [22] の結果を少し変更したものである。以下、ここでは  $n$  型の半導体を考えることにする。

伝導帯に関しては、[23] Kaneや Bouch - Bruyevichによって、不純物が非常に多いという仮

定のもとに次の式が導かれている。

$$\rho_1(E) = m_e^* \frac{3}{2} (2 \frac{3}{2} \sigma)^{\frac{1}{2}} \pi^{-2} \hbar^{-3} y(E - E_G / \sqrt{2} \sigma) \quad \dots\dots (2-24)$$

$$\sigma = \left( \frac{q^4}{8 \pi \epsilon^2} \right)^{\frac{1}{2}} \lambda^{\frac{1}{2}} (N_D + N_A)^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots\dots (2-25)$$

$$\lambda = \left[ \left( \frac{3}{\pi^4} \right)^{\frac{1}{6}} \left( \frac{m_e^*}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{q}{\hbar} (N_D - N_A)^{\frac{1}{6}} \right]^{-1} \quad \dots\dots\dots (2-26)$$

$$y(x) = \pi^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} (x-z)^{\frac{1}{2}} \exp(-z^2) dz \quad \dots\dots\dots (2-27)$$

[24]  
不純物帯に関しては、Morgan によって同じ仮定のもとに次のように求められている。

$$\rho_2(E) = 2 N_D (2 \pi)^{-\frac{1}{2}} \sigma_{\text{eff}}^{-1} \exp \left( \frac{-(E - E_D)^2}{2 \sigma_{\text{eff}}^2} \right) \quad \dots\dots\dots (2-28)$$

(  $E_D$  : ドナーのエネルギーレベル )

$$\sigma_{\text{eff}} = 1.03 \exp \left[ - \left( 11.3806 \pi (N_D + N_A) \right)^{-\frac{1}{2}} \lambda^{-\frac{3}{2}} \right] \sigma \quad \dots\dots (2-29)$$

これらの状態密度関数は、局所的なクーロン場が不純物イオンによってゆらくためにテイルが生ずるとされ、テイルの大きさは、従って不純物の作る電界のしゃへの程度を表すスクリーニング長  $\lambda$  に依存するという非常に簡単な近似であり、不純物濃度が高い場合に妥当なものです。すべての濃度領域にわたって用いることは実際には適切ではない。

(2-28) 式はドナーに対するものであるが、 $N_D, E_D \leftrightarrow N_A, E_A$  とおきかえればアクセプターに対する式になる。また、価電子帯の式は(2-24)式で  $m_e^*, N_D \leftrightarrow m_h^*, N_A$  とおきかえれば良い。スクリーニング長  $\lambda$  の式(2-26)は縮退した電子によるしゃへいがおこっている場合のものである。これらの状態密度関数を用いて得られた結果は、不純物濃度が高く電子が縮退している場合に正しく、Overstraeten 等は  $|N_D - N_A| > 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  の場合に正しいとしている。

さて、全体の状態密度関数  $\rho_n(E)$  は  $\rho_1$  と  $\rho_2$  のいずれか大きい方の値、すなわち包絡線で与えられると彼等は仮定する。この理由として、不純物原子が格子の位置を占めシリコン原子とおきかわっていることを挙げている。この仮定は一つの近似であり、先の Kleppinger 等は  $\rho_1$  と  $\rho_2$  の和で与えられるとしている。

(2-11, 12) 式によって  $n, p$  を計算するためには少くとももう二つ式が必要であり、熱平衡状態で電荷中性の条件を仮定する。

$$N_D + p_0 = N_A + n_0 \quad \dots\dots\dots (2-30)$$

$$F_n = -F_p = F_0 \quad \dots\dots\dots (2-31)$$

これで  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  は次の式より求められる。

$$n_i^2 = p_0 \cdot n_0 \quad \dots\dots\dots (2-32)$$

このようにして求められた  $n_i$  の計算値を図 2-4 に示す。  $n_i$  の値は  $N_D - N_A$  または  $N_A$  の値が大きくなる程、すなわち、不純物濃度が増す程、またはコンベンションの程度が大きい程大きくなる傾向がある。

Overstraeten 等の  $n_i$  の計算が、高不純物効果による注入効率の低下を説明することを意識した初めての計算である点は評価されなければならない。しかし、計算に用いた状態密度関数は非常に多くの

近似を含んでおりその妥当性には疑問があり、実際  $n_i$  がどのようになっているかは実験によって確かめられねばならない。

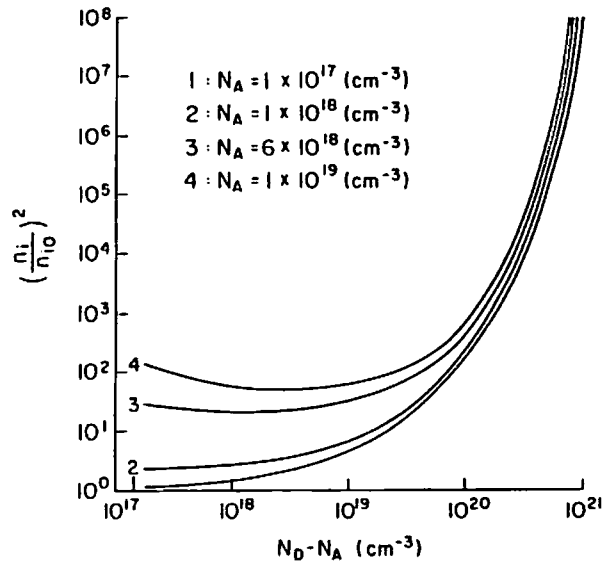


図 2-4 n 型シリコンにおける  $(n_i/n_{i0})^2$  の  $N_D - N_A$  に対する依存性 (Overstraeten 等による) ( $N_A$  が  $10^{17}$  以下は  $10^{17}$  の曲線と同じ)

### 2-1-5 Mock による電流方程式の定式化 <sup>[10,11]</sup>

Overstraeten 等の  $n_i$  の計算にすぐ前後して、Mock によって高不純物効果の定式化が試みられている。彼の特徴は、より数学的に厳密であるために価電子帯と伝導帯の非対称性を表す  $\omega$  というパラメータを次のように導入したことである。

$$\omega = \frac{kT}{2q} \ln \left( \frac{n_0}{p_0} \right) - F_0/q \quad \dots\dots\dots (2-33)$$

これによって高不純物効果は二つのパラメータ  $n_i$  と  $\omega$  によって表されることになる。

再びボルツマン統計の近似を導入することにする。  $n$  及び  $p$  は静電位  $\phi(x)$ , 擬フェルミ準位  $\phi_n(x)$ ,  $\phi_p(x)$  を用いて次のように書かれる。

$$n = \exp \frac{q}{kT} (\phi(x) - \phi_n(x)) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \exp \left( -\frac{E}{kT} \right) dE \dots\dots (2-34)$$

$$p = \exp \frac{q}{kT} (\phi_p(x) - \phi(x)) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \exp \left( -\frac{E}{kT} \right) dE \dots\dots (2-35)$$

熱平衡の条件  $\phi_p(x) = \phi_n(x)$  を代入し (2-32, 33) 式を用いると

$$n_i^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \exp(-E/kT) dE \int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \exp(-E/kT) dE \dots\dots (2-36)$$

$$\omega = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \exp(-E/kT) dE}{\int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \exp(-E/kT) dE} \right] \dots\dots (2-37)$$

を得る。今、(2-36, 37) 式を  $n_i, \omega$  の非平衡状態に拡張して用いるとすると、 $n, p$  は次のように表される。

$$n = n_i \exp \frac{q}{kT} (\phi + \omega - \phi_n) = n_i \exp \frac{q}{kT} (\chi - \phi_n) \dots (2-38)$$

$$p = n_i \exp \frac{q}{kT} (\phi_p - \phi - \omega) = n_i \exp \frac{q}{kT} (\phi_p - \chi) \dots (2-39)$$

$$\chi = \phi + \omega \dots\dots\dots (2-40)$$

また、逆に  $n_i, \omega$  は  $n, p$  を使って次のように表される。

$$n_i^2 = n \cdot p \exp \left( -\frac{F_n + F_p}{kT} \right) \dots\dots\dots (2-41)$$

$$\omega = \frac{1}{2q} \left[ kT \ln \left( \frac{n}{p} \right) + F_p - F_n \right] \dots\dots\dots (2-42)$$

(2-38, 39) 式及び (2-9, 10) 式を次の (2-43) 式とくみあわせることにより、 $n_i, \omega$  が空間的に変化する場合のキャリアの基本方程式が得られる。

$$\frac{\partial J_n}{\partial x} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} = qR \dots\dots\dots (2-43)$$

$$J_n = -q \mu_n n_i \exp \left[ \frac{q}{kT} (\chi - \phi_n) \right] \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \dots\dots\dots (2-44)$$

$$J_p = -q \mu_p n_i \exp \left[ \frac{q}{kT} (\phi_p - \chi) \right] \frac{\partial \phi_p}{\partial x} \dots\dots\dots (2-45)$$

一方、ポアソン方程式は次のように表される。

$$\begin{aligned} & \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial \phi}{\partial x} + N_D - N_A + p - n \\ &= \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial \chi}{\partial x} + \left( N_D - N_A - \epsilon \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + n_i \exp(\phi_p - \chi) - n_i \exp(\chi - \phi_n) \\ &= 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2-46)$$

これらの方程式では基本変量に  $\chi$ ,  $\phi_n$ ,  $\phi_p$  が選ばれているために、拡散電流とドリフト電流の形には表されていない点扱いにくい。

以上、(2-43~46)式はボルツマン統計の近似を用いている以外は、厳密な高不純物効果を含めた基本方程式を構成している。この点では高い評価をするべきであろう。彼は実際にこの式を用いてトランジスタの計算を数値的に行っている(第3章参照)。

次に、Mock の行った熱平衡の  $n_i$  の計算について述べる。計算に用いられる式は(2-11, 12, 30, 31, 32, 33)である。再掲すると

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - F_n}{kT}\right)} \quad \dots\dots\dots (2-11)$$

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - F_p}{kT}\right)} \quad \dots\dots\dots (2-12)$$

$$N_D + p_0 = N_A + n_0 \quad \dots\dots\dots (2-30)$$

$$F_n = -F_p = F_0 \quad \dots\dots\dots (2-31)$$

$$n_i^2 = n_0 \cdot p_0 \quad \dots\dots\dots (2-32)$$

$$\omega = \frac{kT}{2q} \ln\left(\frac{n_0}{p_0}\right) - F_0/q \quad \dots\dots\dots (2-33)$$

$\rho_n$ ,  $\rho_p$  の関数形は Overstraeten と同じように(2-24 及び 28)式の包絡線として与えられるが、偏差値  $\sigma$ ,  $\sigma_{\text{eff}}$  についてはカットオフパラメータ  $\gamma_0$  (= Si の格子定数の  $\frac{1}{2}$ ) を導入して次のように与えられる。

$$\rho_1(E) = m_e^{\frac{3}{2}} (2^{\frac{3}{2}} \sigma)^{\frac{1}{2}} \pi^{-2} \hbar^{-3} y \left( \frac{E - E_G}{\sqrt{2} \sigma} \right) \quad \dots\dots\dots (2-24)$$

(  $y$  は (2-27) 式による )

$$\rho_2(E) = 2 N_D (2\pi)^{-\frac{1}{2}} \sigma_{\text{eff}}^{-1} \exp\left(\frac{-(E - E_D)^2}{2\sigma_{\text{eff}}^2}\right) \quad \dots\dots\dots (2-28)$$

$$\sigma = \left( \frac{q^4}{8\pi\epsilon^2} \right)^{\frac{1}{2}} \lambda^{\frac{1}{2}} (N_D + N_A)^{\frac{1}{2}} \exp(-r_0/\lambda) \dots\dots\dots (2-47)$$

$$\sigma_{\text{eff}} = 1.03 \exp \left[ -1 / \left( (1.03)(2.3)(2\pi\lambda^3(N_D + N_A))^{\frac{1}{2}} \right) \right] \sigma \dots\dots\dots (2-48)$$

スクリーニング長 $\lambda$ については、一般的な次の式を用いる。

$$\epsilon \lambda^{-2} = q^2 \left( \frac{n_0}{E_{dn}} + \frac{p_0}{E_{dp}} + \frac{N_D + N_A}{E_{ion}} \right) \dots\dots\dots (2-49)$$

$$E_{dn} = \frac{n_0}{\frac{\partial n_0}{\partial F_0}} \dots\dots\dots (2-50)$$

$$E_{dp} = \frac{p_0}{\frac{\partial p_0}{\partial F_0}} \dots\dots\dots (2-51)$$

この式はキャリアが少ない時、不純物イオン自身がポテンシャルのしゃへいに寄与するとするもので、 $\lambda$ の発散を防いでいる。<sup>[10]</sup>  $E_{ion}$ は30 kTに選ばれている。これらの式を数値的に解くことによって、熱平衡状態での $n_i, \omega$ が求められる。 $n_i$ の結果を図2-5に示す。この熱平衡状態での計算ではフェルミ統計が使われているが、まだ $n_i, \omega$ を一般的に定義するまでには至っていない。事実、非熱平衡の場合の $n_i, \omega$ の計算については、すでにのべたように、簡単のためにボルツマン統計が採用され、(2-49)式は次のように変更される。

$$\epsilon \lambda^{-2} = q^2 \left( \frac{n+p}{kT} + \frac{N_D + N_A}{30kT} \right) \dots\dots\dots (2-52)$$

$n$ 及び $p$ の値が与えられれば(2-52)式より $\lambda$ が求まり、(2-24, 28)式で状態密度関数が、また、(2-36, 37)式で $n_i, \omega$ が求まる。

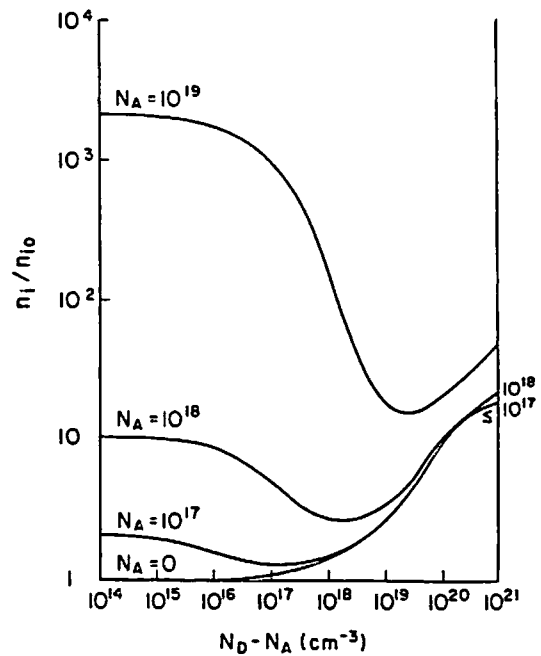


図2-5 n型シリコンにおける $n_i/n_{i0}$ の $N_D - N_A$ に対する依存性 ( $E_{ion} = 30kT$ , Mockによる)

Mock のモデルに特徴的なことは、図 2-5 に見られるように完全なコンベンションの場合にも  $n_i$  が求まることである。この時の  $n_i$  の値は非常に大きくなる。この結果が正しいかどうかは今後実験との比較を通じて明らかにされねばならない。もう 1 つの特徴は、 $n_i, \omega$  を (2-36, 37) 式によって定義したことにより、非平衡の場合でも求まるようにしたことである。しかし、一方で計算に用いる電流方程式 (2-44, 45) は基本変数が  $n, p, \phi$  でない点扱いにくい。

2-1-6 Slotboom 等の実験による  $n_i$  の測定 <sup>[12]</sup>

Overstraeten や Mock 等によって  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  の計算が行われる一方で、Slotboom 等はトランジスタのコレクタ電流がベース領域の  $n_i^2$  に比例すること等を利用して  $n_i$  の測定を行っている。

トランジスタのコレクタ電流は次のように書くことができる。

$$I_c = I_0 \exp \frac{qV_{BE}}{kT} \dots\dots\dots (2-53)$$

$$I_0 = A \cdot \frac{kT \mu_n n_i^2}{Q_B} \dots\dots\dots (2-54)$$

(A: 面積  $Q_B$ : ベースの全電荷量)

従って

$$n_i^2 = I_0 \frac{Q_B}{A \cdot kT \mu_n} \dots\dots\dots (2-55)$$

であり、 $Q_B, A, kT, I_0$  は測定できるのでこれから  $n_i$  が求められる ( $\mu_n$  は適当に与える)。

別の  $n_i$  の求め方は  $n_i$  が次のように書けることを使う。

$$n_i^2 = \text{const.} \cdot T^3 \exp(-qV_G/kT) \dots\dots\dots (2-56)$$

$V_G$  はバンドキャップのエネルギー (=  $2E_G/q$ ) を表す。(2-56) 式を (2-54) 式に代入して、 $Q_B$  が一定という条件のもとに  $T$  で微分すると次式を得る。

$$V_G - T \frac{dV_G}{dT} = (V_{BE} - T \frac{dV_{BE}}{dT}) - \frac{kT}{q} \left( 4 + T \frac{d}{dT} (\ln \mu_n) \right) \dots\dots\dots (2-57)$$

一方、 $T > 250K$  では、 $V_{G0}$  を不純物がない時の  $V_G$  の値とすると、次のような近似が成り立つ。

$$V_G = V_{G0} - \alpha T \quad \dots\dots\dots (2-58)$$

従って、 $V_G - T \frac{dV_G}{dT}$  は  $V_{G0}$  ( $= 1.206 \text{ eV}$ ) に等しい。 $\frac{kT}{q} \left( 4 + T \frac{d}{dT} (\ln \mu_n) \right)$  の値は、 $\mu_n$  の温度依存性を  $\mu_p$  の温度依存性に等しいと仮定すると、ベースのシート抵抗を実測することで求められる。一方、 $V_{BE} - T \frac{dV_{BE}}{dT}$  は実測できるので、(2-57)式の左辺、すなわち  $V_{G0}$  が求められる。一方、(2-56)式は  $V_{G0}$  を使って次のように書ける。

$$\begin{aligned} n_i^2 &= \text{const.} \exp\left(-\frac{q\alpha}{k}\right) T^3 \exp(-qV_{G0}/kT) \\ &= C T^3 \exp(-qV_{G0}/kT) \quad \dots\dots\dots (2-59) \end{aligned}$$

C の値は実験的に求められている ( $C = 9.6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-3}$ ) ので、(2-59)式より  $n_i$  が求められる。

以上の2通りの方法で求めた  $n_i$  の値は一致し、結果は図2-6のようになっている。この結果は、Mock や Overstraeten 等の結果と比較的良く一致しており、かなり信頼のおけるものと思われる。

ところで、彼等の実験においては、 $n_i$  の値を求めるためには  $\mu_n$  の値を仮定しなければならず、実際求められるのは  $\mu_n n_i^2$  である点に注意しなければならない。しかし、 $n_i$  の測定を最初に行ったものとして意義深く、特に  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  の理論計算に与えた裏づけは大きいものがある。

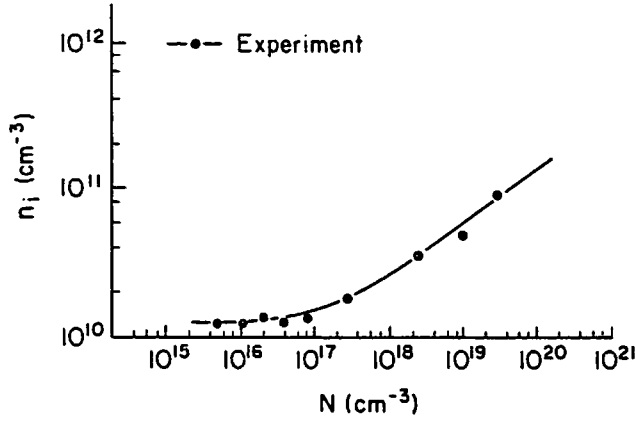


図2-6  $n_i$  のドナー濃度依存性(実験値, Slotboom等による)

2-1-7 問題点

この節では、今までのモデルが高不純物効果をいかに定式化してきたかを中心に述べてきた。その結果は、熱平衡においてはフェルミ統計を用いて  $p \cdot n$  積を計算することはできても、一般的非平衡の場合には電流方程式を簡単にするためにボルツマン統計の採



用を余儀なくされてきた。そのため、フェルミ統計下での非平衡状態での計算は行われていない。また、どのように近似的にフェルミ統計の効果を取り入れるべきかという方法も明らかではない。

ボルツマン統計近似を採用した時の大きな問題点は、用いる近似によって結果が大きく異ってしまうことである。例えば、(2-13)式で  $qD$  を  $\mu kT$  とおきかつ DEC を伝導帯の下端のエネルギー変化とする場合と、(2-44)式で  $n_i$  の値として実測値を用いる場合とでは、両式は(2-21)式が成立しないかぎり同一の結果を与えない。不純物濃度が  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  以上では(2-21)式は成立しないのでこれは大きな問題であり、フェルミ統計を導入しないかぎり正確な答は得られないことになる。

フェルミ統計下での電流方程式の定式化の試みはここでふれる以外にも、例えば [15] Marshak 等によってもなされているが、Overstraeten, Mock 等の領域を出るものとは言いがたい。また、 $p \cdot n$  積  $n_i^2$  の高不純物濃度下での計算を別の理論に基づいて行って [25] いる例もあるがここでは割愛した。

次の節以後では、フェルミ統計をいかに簡潔に電流方程式に採り入れるべきかを中心に、 $p \cdot n$  積  $n_i^2$  が空間的に変化している場合の電流方程式を導く。

## 2-2 $n_i$ が空間的に変化する場合の電流方程式 - フェルミ統計の定式化

半導体の素子特性をより実験と一致するようにするためには、電流方程式を解く際にフェルミ統計を使う必要があることをまず示しておこう。半導体中のキャリアは自由粒子として扱って良いので、自由粒子の縮退温度  $T_F$  を計算することによりその評価を行ってみる。 $T_F$  は  $h^2 (3n/\pi)^{2/3} / 8m_e^* k$  で与えられるのでキャリア密度  $n$  が  $10^{20} \text{cm}^{-3}$  の場合には約 840K となり常温よりかなり高くフェルミ統計の効果の問題としなければならない。事実、この場合にボルツマン統計を使うと、フェルミ統計を用いた場合のほぼ 2 倍のキャリア密度を与えてしまう。また、拡散定数と移動度の比  $D/\mu$  も 2 倍以上異っている。 $10^{20} \text{cm}^{-3}$  程度の不純物濃度は通常の素子で頻繁に用いられるのでフェルミ統計を含めた定式化が必要となる。また最近では Adler が、以下に示す著者と同じ方法によってフェルミ統計の効果バンドギャップの等価的变化として表し、それを実際のバンドギャップの縮みと比較して示している。この図 2-7 によればフェルミ統計の効果は一見して大きいことがわかる。しかし、以下で詳しく述べられるように、状態密度関数を求める際に、2

- 1 - 5 節の Mock のモデルを用いた場合にはフェルミ統計の  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  への影響は見かけ上小さくなり、上述の Adler 等の理論 (rigid band theory) の結果とは違った結論となる。フェルミ統計の効果そのものは上述のように大きいわけだが、そのデバイス特性への影響の大きさは理論によって異っている。しかし、このようなフェルミ統計のむずかしい議論をうまく回避して、いずれの理論に基づいても同じ結果となるフェルミ統計を含めた計算方法の定式

化が可能である。フェルミ統計を含めることができれば、ボルツマン統計近似を採用した時に生じる、近似方法によって結果が異ってしまうという問題点 (2-1-7 参照) も自然に解消してしまう。

Mock や Overstraeten 等によって示された高不純物効果を含めた電流方程式は、ボルツマン統計を採用することで簡潔な形で書き表すことができたが、フェルミ統計下ではまだ成功していない。筆者はこの節においてフェルミ統計を簡潔に含める方法を示す。

Mock に従えば、ボルツマン統計下ではキャリア密度  $n$ ,  $p$  は次のように表される。

$$n = n_i \exp \frac{q}{kT} (\psi + \omega - \phi_n) \quad \dots\dots\dots (2-38)$$

$$p = n_i \exp \frac{q}{kT} (-\psi - \omega + \phi_p) \quad \dots\dots\dots (2-39)$$

ボルツマン統計の扱いやすさは、実はこのように表される所にある。そこで、フェルミ統計下でも同様の式で表すことを考える。

まず、一般的な基本方程式を再掲しよう。

$$J_n = -q \mu_n n \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2-9)$$

$$J_p = -q \mu_p p \frac{\partial \phi_p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2-10)$$

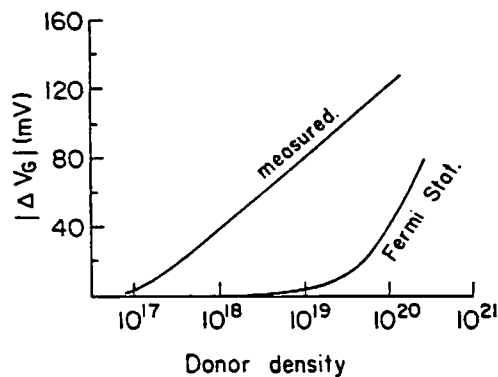


図 2 - 7 高不純物によるバンドギャップの変化とフェルミ統計の効果の比較 (フェルミ統計の効果を変化に換算してある)

$$\frac{\partial J_n}{\partial x} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} = qR \quad \dots\dots\dots (2-43)$$

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \frac{dE}{1 + \exp \frac{E - F_n}{kT}} \quad \dots\dots\dots (2-11)$$

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \frac{dE}{1 + \exp \frac{E - F_p}{kT}} \quad \dots\dots\dots (2-12)$$

(2-11, 12) 式を次のように展開する。これは解析的にみるといささか強引なきらいがあるが、数値計算上は何らさしつかえない。

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \frac{dE}{1 + \exp \frac{E - F_n}{kT}} \equiv n_{i0} \exp \frac{F_n + q\omega_n}{kT} \quad \dots (2-60)$$

同様に

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \frac{dE}{1 + \exp \frac{E - F_p}{kT}} \equiv n_{i0} \exp \frac{F_p + q\omega_p}{kT} \quad \dots (2-61)$$

ここで、係数は適当な定数で良いが、不純物がない時の個有の  $n_{i0}$  に選んでおくと便利である。次に、一般的  $p \cdot n$  積の平方根  $n_i$  及び  $\omega$  を次のように定義する。

$$n_i \equiv n_{i0} \exp \frac{q}{2kT} (\omega_n + \omega_p) \quad \dots\dots\dots (2-62)$$

$$\omega \equiv \frac{\omega_n - \omega_p}{2} \quad \dots\dots\dots (2-63)$$

(2-62, 63) 式を (2-60, 61) 式に代入して次式を得る。

$$n = n_i \exp \frac{q}{kT} (\phi + \omega - \phi_n) \quad \dots\dots\dots (2-64)$$

$$p = n_i \exp \frac{q}{kT} (-\phi - \omega + \phi_p) \quad \dots\dots\dots (2-65)$$

こうして、ボルツマン統計の場合と同じ式を得ることができた。しかし、ここでは  $n_i$ ,  $\omega$  の定義が異っていることを注意しておく。

次に (2-64, 65) 式を用いて (2-9, 10) 式を使いやすい形に変形しよう。(2-64) 式を  $x$  で微分すると、

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{n}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} + \frac{q}{kT} n \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (2-66)$$

が得られる。これを(2-9)式に代入すると、

$$J_n = kT \mu_n \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial}{\partial x} (\phi + \omega) - kT \mu_n \frac{n}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} \dots (2-67)$$

となる。第3項は簡単のためにドリフト項と同じに扱いと次式を得る。

$$J_n = kT \mu_n \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial}{\partial x} \left( \phi + \omega + \frac{kT}{q} \ln \frac{n_i}{n_{i0}} \right) \dots (2-68)$$

同様にして、次の正孔に対する式を得る。

$$J_p = -kT \mu_p \frac{\partial p}{\partial x} - q \mu_p p \frac{\partial}{\partial x} \left( \phi + \omega - \frac{kT}{q} \ln \frac{n_i}{n_{i0}} \right) \dots (2-69)$$

(2-68, 69)式は(2-64, 65)式を使って得た結果であり、一般的に  $n_i$  が空間的に変化している場合に成立する。このように  $n_i$  が変化している場合には、通常の拡散電流

とドリフト電流に  $-q \mu_n n \frac{\partial}{\partial x} \ln \left( \frac{n_i}{n_{i0}} \right)$  等の項が必要になることがわかる。この(2-

68, 69)の形の式は初めて筆者が導いたものである。

この形の電流方程式は、第3章の3節に示すように括弧内を仮想的電界とみなすことにより、拡散電流とドリフト電流だけで形式的に表せるので今までの計算プログラムをそのまま用いることができる利点がある。

さてフェルミ統計の場合においても(2-68, 69)式のうちの第2項の括弧内を上述し

たように電界とみると、あたかも  $D = \frac{kT}{q} \mu$  の関係が成立しているかのように見える。

これは後に示すように、(2-60, 61)式のように定義したために生じた結果であり、言い換えれば、 $n_i$ ,  $\omega$  が高不純物効果と同時にフェルミ統計の効果をも含んでいるために起こった結果である。従って、一度  $n_i$ ,  $\omega$  が求まれば、(2-64, 65, 68, 69)式を用いてあたかもボルツマン統計を扱っているかの如くに計算することができる。すなわち、高不純物効果とフェルミ統計の効果は全く別のものであるが、同じ効果として扱えるということである。高不純物効果はバンドキャップの幅が変化して  $n_i$ ,  $\omega$  の大きさが変化するのに対して、フェルミ統計の効果はバンドギャップの大きさは変化せず、用いる統計関数がボルツマン統計関数と異なるために  $n_i$ ,  $\omega$  が変化する。しかし、後者の  $n_i$ ,  $\omega$  の変化はそ

の変化分だけあたかもバンドギャップが変化しており，統計関数はボルツマン統計であるとして等価的に扱うことができるということである。筆者以前においては，フェルミ統計は拡散定数  $D$  と移動度  $\mu$  の関係がアインシュタインの式からずれるとして表されてきたが，この方法は，高不純物効果と同時に扱う場合には，2-1-4 節の Overstraeten 等の例にみるごとく事態をいたずらに複雑にするだけであった。筆者の方法を用いれば，今までのボルツマン統計の式をそのまま使うことができるため簡単にフェルミ統計を扱うことができる。

ところで，我々が実験によって  $n_i$  の値を求める場合にボルツマン統計の式を用いれば，これはとりもなおさず (2-60~63) 式で定義する一般的な  $n_i$  を求めていることになる。従って，後に示すように  $\omega$  は近似的に無視することができるので，実験で求めた  $n_i$  の値を用いれば，ボルツマン統計の式を用いて形式的にフェルミ統計を含めることができる。しかもこの場合には  $D/\mu$  の関係を知るために伝導帯や不純物帯の状態密度関数を正確に知る必要がなく，非常に簡単であり，より良く実験と一致する解を得ることができる。また，実験で  $n_i$  を求める際に，すでに述べたように，電流方程式はボルツマン統計のものを用いれば良いので，一般化したアインシュタインの関係式  $D/\mu = n / (q \cdot \frac{\partial n}{\partial F})$  を用いる必要がなく容易に  $n_i$  を求めることができる。

ところで， $n_i$  の値はフェルミ統計を含めて扱っても，2-4 節の計算例に示す如く，空乏層の存在する部分を除いて，キャリア密度が増大してもその増加分が  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  程度以下であればほとんど変化しない。一方，一般的な素子においては，キャリアの増加分が  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  を越えることはほとんどない為，次のような近似的扱いが可能となる。すなわち，熱平衡時の  $n_i$  を実験的に求めることができれば，この値を非平衡時にも用いて，(2-68, 69) 式によって充分正確に高不純物効果とフェルミ統計の両方を含めて扱うことができる。また，p-n 接合部分の不純物のコンペーンションが  $10^{17} \text{cm}^{-3}$  以下であれば，空乏層の部分に対しても上記の近似は充分正しいと思われる (2-4 節参照)。  $\omega$  が無視してさしつかえないことは次のように示される。半導体の基本方程式は，(2-43, 64, 65, 68, 69) 式に次のポアソン方程式を加えたものである。

$$\frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n - p + N_A - N_D \quad \dots\dots\dots (2-70)$$

今  $\phi + \omega \rightarrow \Psi$  のおきかえを行うと (2-70) 式以外には  $\omega$  は表れない。すなわち，

$$\frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = n - p + \left( N_A - N_D + \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right) \dots\dots\dots (2-71)$$

となる。ところで、 $\omega$ の値は最大 0.1 V 程度であり、従って、通常の素子では 1  $\mu$ m で

0.1 V 以上 $\omega$ が変化する場合は少いので、 $\frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2}$ の値は次に示すように高々  $10^{14} \text{cm}^{-3}$  である。

$$\frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \sim \frac{1.2 \times 10^{-12}}{1.6 \times 10^{-19}} \cdot \frac{0.1}{(10^{-4})^2} \sim 10^{14} (\text{cm}^{-3}) \dots\dots\dots (2-72)$$

従って、空乏層の部分を除いて、 $\frac{\epsilon}{q} \cdot \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2}$ は  $|N_D - N_A|$  に対して無視できる。キャリア密度が充分高い場合には、すべての領域で無視することができる。(正確さを期するために $\omega$ の値を用いる必要がある場合には、理論値を用いるのが簡単である。この場合には、次の節で示す如く、 $\omega$ は注入された過剰キャリア密度に対してほとんど変化しないので、熱平衡時の値を用いておけば十分であろう。)一方、表面での $\psi$ の値は電極で熱平衡の条件を用いれば(2-64, 65)式から直接求まるので、 $\omega$ の値を用いなくて近似計算を行うことができる。

次に拡散定数についてふれておこう。一般に、フェルミ統計だけを独立に扱う場合、電流方程式は拡散定数Dと移動度 $\mu$ を次のように関連づけることで表される。

$$J_n = q D_n \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial \phi}{\partial x} \dots\dots\dots (2-73)$$

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{1}{q} \frac{n}{\frac{\partial n}{\partial F_n}} \dots\dots\dots (2-74)$$

この場合、フェルミ統計の効果は拡散定数  $D_n$  がボルツマン統計と比べて小さいことに表れている。一方、筆者の方法によれば次のように表される。

$$J_n = kT \mu_n \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial \phi}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial}{\partial x} \left( \omega + \frac{kT}{q} \ln \frac{n_i}{n_{i0}} \right) \dots\dots\dots (2-75)$$

$$\begin{aligned} &= kT \mu_n \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial \omega}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ &= kT \mu_n \left( \frac{\partial n}{\partial x} - n \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{q \omega_n}{kT} \right) \right) - q \mu_n n \frac{\partial \phi}{\partial x} \dots\dots\dots (2-76) \end{aligned}$$

この方法では  $q \mu_n n \frac{\partial \omega_n}{\partial x}$  の項によってボルツマン統計からのずれが表されている。すなわち、 $\omega_n$ ,  $\omega_p$  (または  $n_i, \omega$ ) の内にはフェルミ統計の効果が含まれており、拡散定数  $D$  は  $kT \mu_n$  ではなく、実際には (2-74) 式によって求めなければならない。高不純物効果とフェルミ統計を同時に含めた場合には、 $q \mu_n n \frac{\partial \omega_n}{\partial x}$  の項は両方の効果を同時に含むことになる。

以上の定式化から明らかな如く、このフェルミ統計を含める方法は実測可能な  $n_i$  の値だけを用いて行うことが可能であり、定説のないフェルミ統計のデバイス特性へ及ぼす影響の大小の議論を回避することができ、正確な特性の計算が可能となる。

### 2-3 不純物準位 (不純物帯) の扱い方

不純物準位、あるいは不純物帯にある電子は、一般に伝導帯にある電子より小さい移動度を持っていると考えられるので、バンド間で異なる移動度を用いる必要がある。今簡単な場合として  $n$  型シリコンを考え、不純物帯及び伝導帯にある電子数をそれぞれ  $n_1, n_2$  とし、その移動度を  $\mu_{n1}, \mu_{n2}$  とすると、電流の方程式及びポアソン方程式は次のようになる。

$$J_n = -q (\mu_{n1} n_1 + \mu_{n2} n_2) \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2-77)$$

$$J_p = -q \mu_p p \frac{\partial \phi_p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2-78)$$

$$\frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n_1 + n_2 - p - N_D \quad \dots\dots\dots (2-79)$$

$$n_1 + n_2 = n_i \exp \frac{q}{kT} (\phi + \omega - \phi_n) \quad \dots\dots\dots (2-80)$$

$$p = n_i \exp \frac{q}{kT} (\phi_p - \phi - \omega) \quad \dots\dots\dots (2-81)$$

ここで少数キャリアである正孔に関する式は変わっていないので、注入効率を表す (2-6) 式等はそのまま成立する。このことは、不純物帯の移動度がたとえ 0 であっても、また逆に伝導帯と同じであっても、高不純物効果による注入効率  $\gamma$  の低下はほぼ同じ程度に生ずることを示唆している。すなわち、高不純物効果の影響は、不純物帯ができてそこに

あるキャリアが伝導に寄与するために生じるのではなく、不純物帯が伝導帯の下にできることによって、電子の擬フェルミレベルの位置が下がり、その分だけ正孔の擬フェルミレベルの位置が価電子帯に近づき、正孔密度が大きくなるために生じることを示している。従って、不純物帯の電子が伝導に寄与せずに局在化しているとして扱った場合にも、ほぼ同じような結果を得ることとなる。

不純物帯での異った移動度を考慮する簡単な方法は、実効的な移動度  $\mu_{\text{neff}}$  を次のように定義することである。

$$\mu_{\text{neff}} = \frac{\mu_{n1} n_1 + \mu_{n2} n_2}{n_1 + n_2} \quad \dots\dots\dots (2-82)$$

実効的移動度を用いることにより、電子電流は通常形に書くことができる。また、このような実効的移動度は実験的に求める上でも簡単になる。一様な不純物濃度の n 型シリコンの場合、電子電流は次のように書ける。

$$J_n = q \mu_{\text{neff}} n E \quad \dots\dots\dots (2-83)$$

電子の数は、不純物準位にあるものも含めると、不純物濃度  $N_D$  に等しいと考えて良いので、

$$\mu_{\text{neff}} = \frac{J}{q \cdot E \cdot N_D} \quad \dots\dots\dots (2-84)$$

上式から移動度が求められる。

#### 2-4 特性パラメータ $n_i$ , $\omega$ の計算

この節では実際に  $n_i$ ,  $\omega$  の値を簡単な場合について求め、以下の章での計算に用いることにする。 $n_i$ ,  $\omega$  は定義式(2-60~63)を変形して次の式から求められる。

$$n_i^2 = n \cdot p \exp \left[ -\frac{F_n + F_p}{kT} \right] \quad \dots\dots\dots (2-85)$$

$$\omega = \frac{1}{2q} \left[ kT \ln \left( \frac{n}{p} \right) + F_p - F_n \right] \quad \dots\dots\dots (2-86)$$

ただし、
$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \frac{dE}{1 + \exp \frac{(E - F_n)}{kT}} \quad \dots\dots\dots (2-11)$$



$$p = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - F_p}{kT}\right)} \dots\dots\dots (2-12)$$

(2-85, 86)式はボルツマン統計の時の式(2-41, 42)と全く同じである点に注意しよう。ただし, n, pの式(2-11, 12)は異っている。

さて, n, pを求めるためには $\rho_n(E)$ ,  $\rho_p(E)$ の関数形を与える必要がある。ここでは簡単のためにMockと同様の式を用いることにする。ただし, 後述するようにこれらの式を用いて $n_i$ の計算を行った場合, フェルミ統計とボルツマン統計での $n_i$ の差は小さい。しかし, この結果は用いる $\rho_n(E)$ ,  $\rho_p(E)$ の関数形によって異なることに注意しなければならない。また今の場合でも, ボルツマン統計関数とフェルミ統計関数の値の差は大きいので, もちろん, アインシュタインの関係式は成立せず,  $D/\mu$ の値は100%以上異なることになる。そして, 当然高不純物効果の大小を表すバンドギャップの縮み方は両統計間で異なるので, フェルミ統計の効果そのものは大きいといえる。また, 前述したようにLanyon等<sup>[25, 26]</sup>の別の理論(rigid band approximation)では, フェルミ統計の $n_i$ への効果は大きくなり相反する結果を与えている。しかし, フェルミ統計を含めた時の $n_i$ の値は現実の実測値に一致しなければならないはずで, すべての理論は同一の $n_i$ の値を与えるべきである。それ故実測可能な $n_i$ ,  $\omega$ だけを用いる前節のフェルミ統計を簡潔に含める定式化は, 正確なデバイス特性を得る上で有力な方法である。従って, Mockのモデルではフェルミ統計の $n_i$ への影響が小さいからといって, 前節の結果が不必要ということにはならない。

Mockの用いた状態密度関数の式を再掲する。

$$\rho_n(E) = \text{MAX}(\rho_1(E), \rho_2(E)) \dots\dots\dots (2-87)$$

$$\rho_1(E) = m_e^{\frac{3}{2}} (2^{\frac{3}{2}} \sigma)^{\frac{1}{2}} \pi^{-2} \hbar^{-3} y \left( \frac{E - E_G}{\sqrt{2} \sigma} \right) \dots\dots\dots (2-24)$$

(yは(2-27)式による)

$$\rho_2(E) = 2 N_D (2\pi)^{-\frac{1}{2}} \sigma_{\text{eff}}^{-1} \exp\left[-\frac{(E - E_D)^2}{2\sigma_{\text{eff}}}\right] \dots\dots\dots (2-28)$$

$$\sigma = \left(\frac{q^4}{8\pi\epsilon^2}\right) \lambda^{\frac{1}{2}} (N_D + N_A)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\gamma_0}{\lambda}\right) \dots\dots\dots (2-47)$$

$$\sigma_{\text{eff}} = 1.03 \exp\left[-\left\{11.2243 \pi \lambda^3 (N_D + N_A)\right\}^{-\frac{1}{2}}\right] \sigma \dots\dots\dots (2-48)$$

正孔に関する式は次のおきかえによって得られる。

$$m_e^* \leftrightarrow m_h^* , \quad E_D \leftrightarrow E_A , \quad N_D \leftrightarrow N_A$$

不純物帯はスピンによる縮退を考慮して2倍してある。

スクリーニング長 $\lambda$ は準平衡状態を仮定して次の式より求める。

$$\frac{\epsilon}{\lambda^2} = q^2 \left( \frac{n}{E_{dn}} + \frac{p}{E_{dp}} + \frac{N_p + N_A}{E_{ion}} \right) \quad \dots\dots\dots (2-88)$$

$$E_{dn} = \frac{n}{\frac{\partial n}{\partial F_n}} \quad \dots\dots\dots (2-89)$$

$$E_{dp} = \frac{p}{\frac{\partial p}{\partial F_p}} \quad \dots\dots\dots (2-90)$$

この論文の計算では $E_{ion}$ は20kTと仮定する。Mockの用いた値30kTを用いないのは、第3章の計算結果がより実験と合うようにするためである。

最初に熱平衡状態でのn型シリコンの場合について計算する。図2-8, 9は $T=300$ Kでの $n_i$ ,  $\omega$ の計算例である。一般に $N_D - N_A$ が大きい程, また $N_A$ が大きい程 $n_i$ は大きくなる。 $N_D - N_A$ が大きくなると不純物帯が大きくなり, 一方,  $N_A$ が大きくなると, コンベンションが増大するため $\lambda$ が大きくなり, 従って $\sigma$ が大きくなることがそ

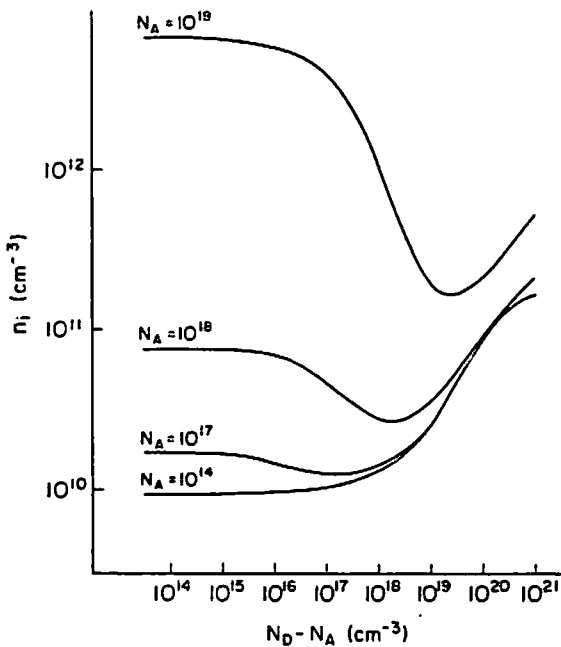


図2-8 n型シリコンにおける $n_i$ の $N_D - N_A$ に対する依存性 ( $T=300$ K)

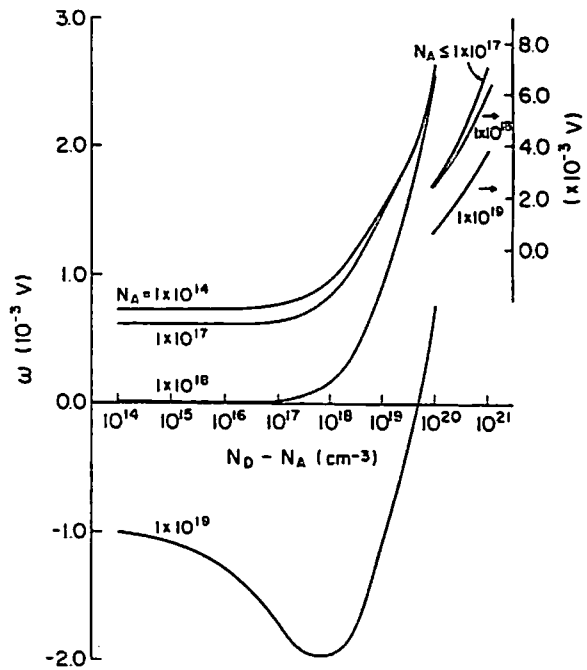


図2-9 n型シリコンにおける $\omega$ の $N_D - N_A$ に対する依存性 ( $T=300$ K)

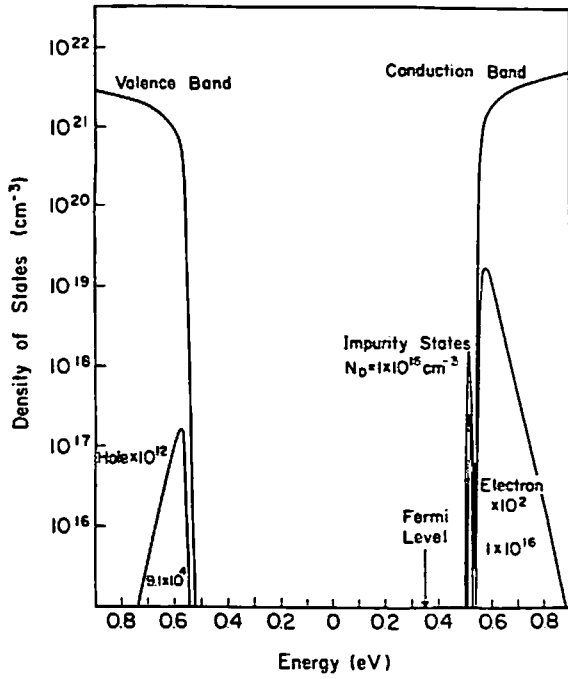


図 2-10 ドナー濃度が  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  の時の状態密度関数 ( $T = 300 \text{ K}$ ) と電子, 正孔の分布

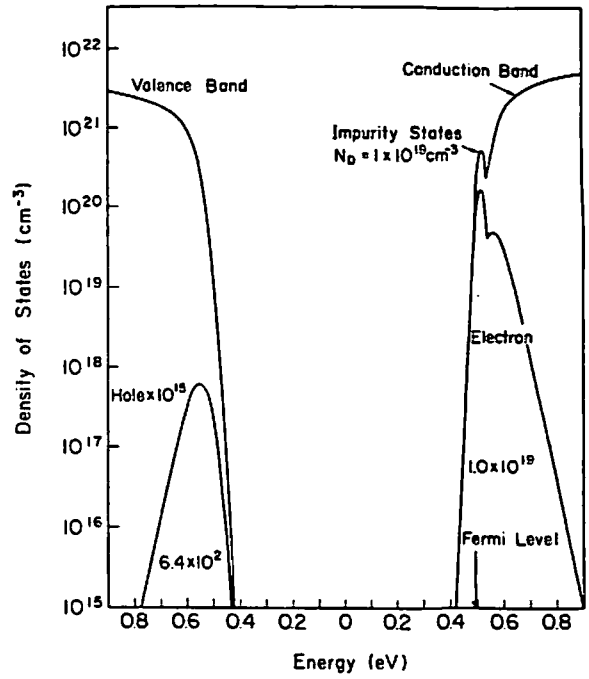


図 2-11 ドナー濃度が  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  の時の状態密度関数 ( $T = 300 \text{ K}$ ) と電子, 正孔の分布

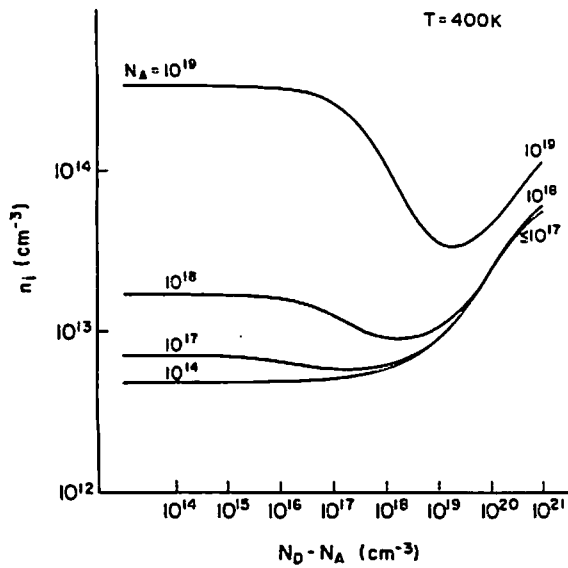


図 2-12 n 型シリコンにおける  $n_i$  の  $N_D - N_A$  に対する依存性 ( $T = 400 \text{ K}$ )

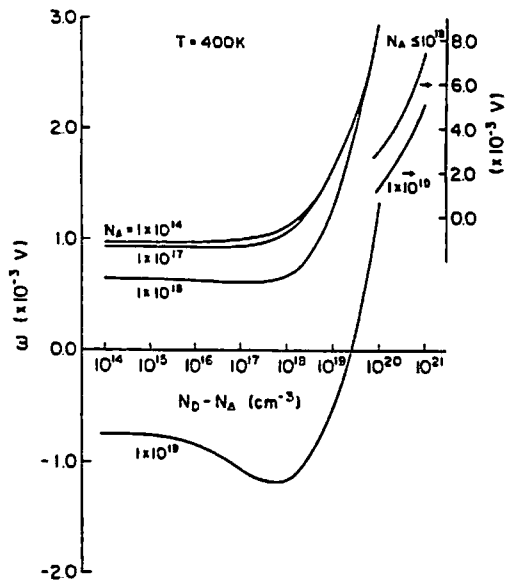


図 2-13 n 型シリコンにおける  $\phi$  の  $N_D - N_A$  に対する依存性 ( $T = 400 \text{ K}$ )

れぞれの主たる原因である。不純物濃度が低い場合と高い場合についての状態密度関数とキャリア密度の計算例を図2-10, 11に示しておく。図2-12, 13には $T=400\text{K}$ の場合の $n_i, \omega$ の計算例を示す。図2-8, 9との違いは、熱エネルギー $kT$ の大きさが増大し、それに比べてバンドギャップの縮まり方が相対的に小さくなるため、 $n_i$ の不純物濃度に対する変化の割合が小さくなっている点である。従って、高不純物効果の影響は温度の増大と共に小さくなるといえる。

次に、非平衡状態での $n_i, \omega$ の計算を行う。再び $N_D > N_A$ の場合を考える。また、電荷中性の条件、

$$N_D - N_A = n - p \quad \dots\dots\dots (2-91)$$

が成立している場合を扱う。厳密にはこの条件は成立してはいない。しかし、ほぼこれに近い状況にあり、この条件での計算は、実際の場合を十分に反映している。まず、特殊な場合として $N_D = N_A$ とする。この条件はpn接合の近傍に相当するものである。電荷中性の条件は $n = p$ となる。熱平衡(常温)では、 $n = p \sim 10^{10}\text{cm}^{-3}$ と小さいので、キャリア注入のある非平衡状態の場合、キャリア密度 $n, p$ は注入された過剰キャリア密度とみなしてさしつかえない。図2-14, 15はこの場合の $n_i, \omega$ の計算結果を示している。過剰キャリア密度 $p$ が増大すればする程、一般に $n_i$ は減少する。これはスクリーニング長

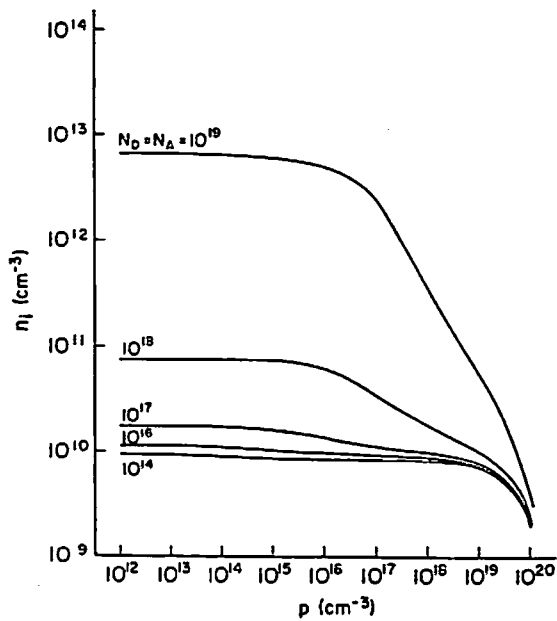


図2-14 非熱平衡状態 ( $N_A = N_D, n = p$ )の時の $n_i$ と $p$ の関係

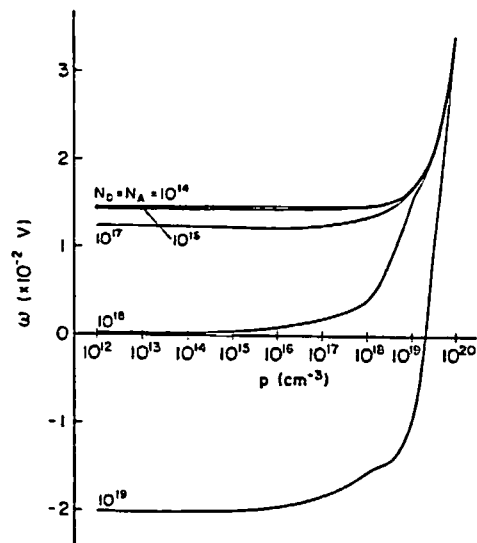


図2-15 非熱平衡状態 ( $N_A = N_D, n = p$ )の時の $\omega$ と $p$ の関係

$\lambda$  が減少するためである。これを説明するために (2-88) 式の第 1, 2 項の和と第 3 項の比  $r$  を考える。今, 簡単のために  $E_{dn} \sim E_{dp} \sim kT$  とすると,

$$r \cong \frac{n+p}{N_D + N_A} = \frac{p}{\left(\frac{N_D}{20}\right)} \dots\dots\dots (2-92)$$

となる。過剰キャリアが  $\lambda$  に影響するようになるのは,  $p$  が  $N_D/20$  より大きい場合であり,  $n_i$  は,  $p$  が  $N_D/20$  を越える頃減少し始める。過剰キャリア密度  $p$  が  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  以上で,  $n_i$  が急激に減少しているのはフェルミ統計の効果である。フェルミ統計はボルツマン統計より小さいキャリア密度を与えるために, 実効的  $n_i$  は小さくなる。実際に過剰キャリアが  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  を越えることはまずありえないので, この効果が問題になることはないであろう。

次に中性領域の計算を行う。簡単のために,  $N_A = 0$  の場合を考える。電荷中性の条件は  $n = N_D + p$  となる。この場合には, 正孔密度  $p$  を過剰キャリア密度とみなすことができる。計算結果を図 2-16, 17 に示す。  $n_i$  は先の場合と同様, キャリア密度  $p$  が増大すると減少するが, 減少し始める時の値  $p$  は先の場合よりも高い。今度の場合のスクリーニング長  $\lambda$  は (2-88) 式の最初の 2 項でほぼ決まる。

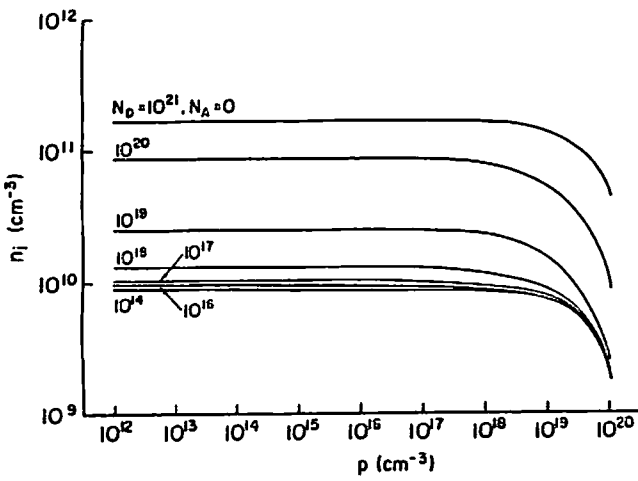


図 2-16 非平衡状態 ( $N_A = 0, n = N_D + p$ ) の時の  $n_i$  と  $p$  の関係

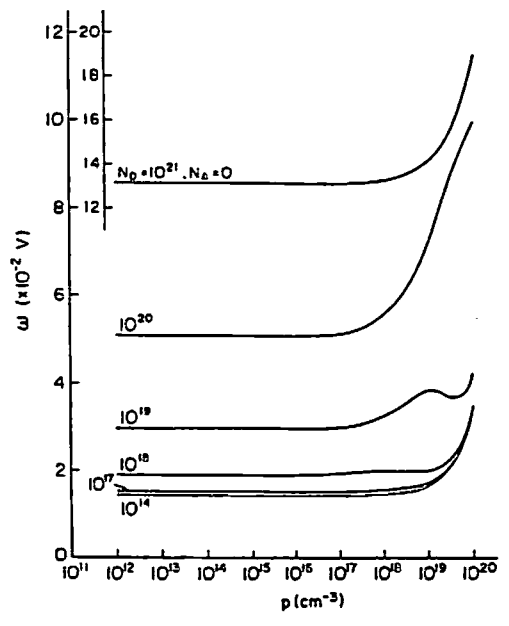


図 2-17 非平衡状態 ( $N_A = 0, n = N_D + p$ ) の時の  $\omega$  と  $p$  の関係 ( $N_D = 10^{21}$  の曲線は小さいスケールでプロットしてある。)

$$\frac{\epsilon}{\lambda^2} \cong q^2 \left( \frac{N_D + 2p}{kT} \right) \dots\dots\dots (2-93)$$

従って、 $2p$  が  $N_D$  に近づくと  $\lambda$  が減少し始めることになり、この時の  $p$  の大きさは、前の場合より1ケタ大きい。 $p$  が  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  以上で  $n_i$  が急に減少するのは、先にも述べたようにフェルミ統計の効果である。

さて、フェルミ統計だけを独立に考慮した場合について次に考えよう。今までの計算例では、高不純物効果が同時に含まれているためにフェルミ統計だけの効果を取り出して見ることはむずかしかったが、図2-14または図2-16の、 $N_D$  または  $N_A = 10^{14} \text{cm}^{-3}$  の場合の曲線は、ほぼこれに近い。今横軸の  $p$  を不純物濃度と見直すと縦軸は  $n_i$  ではなく  $n_i^2$  にほぼ比例した値とみれば良い。フェルミ統計だけを考慮した場合は、 $p \cdot n$  積  $n_i^2$  は不純物濃度が  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  以上で減少し、高不純物効果とは全く逆の結果をもたらす、トランジスタの注入効率を増大させる。フェルミ統計を考慮するとトランジスタの増幅率が增大することは、すでに Hachtel 等<sup>[14]</sup> によって実際に (2-73, 74) 式を用いての計算で示されているが、筆者の方法では高不純物効果と同じ考え方で理解される。

最後に、高不純物効果とフェルミ統計のかかわり具合について再び述べることにする。ここで用いたモデルに特徴的なことは、スクリーニング長  $\lambda$  を (2-88) 式を用いて求めたことにある。ボルツマン統計の下では常に  $E_{dn} = E_{dp} = kT$  であるが、フェルミ統計の場合には  $E_{dn}$ ,  $E_{dp}$  は一般に  $kT$  より大きな値をもち、キャリア密度が  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  を越えると  $kT$  からのずれが大きくなり  $\lambda$  及び  $n_i$  の値が異なってくる。フェルミ統計の場合には、同じキャリア密度  $n$ ,  $p$  に対して、ボルツマン統計を用いた場合より大きな  $\lambda$  の値となる。この結果  $\sigma$  の値が大きくなり  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  は大きくなる方向にある。ところが、一方、同じ  $\lambda$  の値に対して、フェルミ統計関数の方がボルツマン統計関数と比べて小さい  $n_i$  の値を与えるため、先の効果を打ち消し結果として  $n_i$  は小さくなる。このような特殊な理由から  $n_i$  の値のフェルミ統計とボルツマン統計での差異は0~20%と小さくなっている。しかし、前述したようにこのことをもってフェルミ統計を考慮する必要がないと結論するのは早計である。なぜなら、第1にフェルミ統計関数自身はキャリア密度が  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  を越えた場合大きな値の変化を与えており、しかもアインシュタインの関係式はこの場合成立しないからである。すなわち、 $n_i$  の値があまり違わなくても  $D/\mu$  の値は大きく  $\frac{kT}{q}$  と異なっており、またバンドギャップの縮み方も両統計間で大きく違う。従って、フェルミ統計を用いた場合の計算結果がボルツマン統計の場合と比べてどの程度異

るかを示すことは筆者の定式化を用いながざり簡単ではない。第2には、ここで用いた Mock の  $n_i$  を求めるモデルは多くの近似を用いているため非常に単純化されており、正しく実際の状態密度関数を反映していない可能性があることである。すなわち、 $n_i$  の値を他の理論から導いている論文では、不純物濃度が  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  以上ではフェルミ統計の効果によって  $n_i$  の値が大きく変化するとしている。<sup>[25,26]</sup> このように、フェルミ統計の  $n_i$  への効果は理論によって異っており、確かな定説がないのが現状である。

以上のような事実を背景として、ここでは Mock の状態密度関数を、次のような理由から  $n_i$  を求める一手段として用いる。①フェルミ統計が問題となる高不純物領域での  $n_i$  の実測値がないこと、②簡単なモデルでありながら既存の実測値と近い  $n_i$  の値を与えていること、③定性的な  $n_i$  の変化を知ることができること等である。そして、本論文の目的は上述したような複雑なフェルミ統計の議論を介することなく、実際に実測可能な  $n_i$  の値を用いて実用的なモデル計算を行うことにある。Mock のモデルは計算によって  $n_i$  の値を求める一手段として扱おうべきで、これによってフェルミ統計の効果を測ることは適切ではない。

## 2-5 キャリア寿命と移動度について

不純物濃度が高くなると  $p \cdot n$  積が大きくなるだけでなく、キャリア寿命や移動度の低下がおこる。この小節では、この変化を素子モデルに含めるために筆者が用いた式を紹介する。また、高注入状態の場合には、オージェ再結合過程が大きくなるとともにキャリア移動度の低下がおきるのであわせて取り扱う。

まず、キャリア寿命を取りあげよう。不純物濃度が高くなるとそれに伴って結晶欠陥などが増大したり、不純物とキャリアとの衝突確率が大きくなるために、Schockley - Read - Hall 型のキャリア寿命の低下がおきる。このキャリア寿命  $\tau_i$  が不純物濃度のいかなる関数であるかは議論の多い所であるが、次のような形を仮定することは悪くないであろう。

$$\tau_i = \frac{1}{(N_D + N_A) \exp} \dots\dots\dots (2-94)$$

Engl は上式の指数  $\exp$  を 1.0 と仮定しており、<sup>[4]</sup> 不純物量に比例した再結合中心の存在を意味している。また、Adler は 0.4 ~ 0.5 程度であるとしている。<sup>[5]</sup> 筆者は、この論文では、

Engl に従って  $\exp = 1.0$  を採用する。  $\exp$  を  $0.4 \sim 0.5$  と仮定しても、平均的なキャリア寿命の値を同じにしておけば計算結果に大きな差は生じないが、より正確な  $\exp$  の値を求めていく必要がある。

ところで、キャリア寿命は他の原因による結晶欠陥やライフタイムキラーなどによっても左右される。このような原因によるキャリア寿命を、(2-94)式と区別して単に  $\tau$  と書くことにする。実際の電子の寿命  $\tau_n$  は  $\tau_i$  と  $\tau$  の逆和で与えられると仮定しよう。これは、 $\tau_i$  と  $\tau$  を決めている原因が独立であるとするものである。この仮定に基づいた(2-95)式を用いることにより、実際に近いキャリア寿命の分布を与えることができる。また、正孔寿命  $\tau_p$  は  $\tau_n$  に等しいと近似する。この近似によって大きな誤差が生じることはない。

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau} \quad \dots\dots\dots (2-95)$$

$$\tau_i = \tau_0 \frac{1 \times 10^{18}}{N_D + N_A} \quad \dots\dots\dots (2-96)$$

$\tau_0$  は不純物濃度が  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  の時の  $\tau_i$  の値であり、本論文では  $3 \times 10^{-6} \text{ sec}$  に選んである。

さて、次にオージェ再結合についてふれよう。オージェ再結合過程は1対の電子と正孔が直接再結合し、そのエネルギーが他の電子または正孔を励起する過程である。単位時間あたりの再結合量  $R$  は実験により次のように求められている。<sup>[27,28]</sup>

$$R = G_n \cdot n^2 \cdot p + G_p \cdot p^2 \cdot n \quad \dots\dots\dots (2-97)$$

$$G_n, G_p \cong 1 \sim 2 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 / \text{sec} \quad \dots\dots\dots (2-98)$$

このオージェ再結合は不純物濃度が高い場合やキャリア密度の高い高注入状態で大きな値をもつ。例えば  $n$  型半導体を考えると電子密度は  $N_D$  にほぼ等しいので、

$$R \cong G_n N_D^2 p \quad \dots\dots\dots (2-99)$$

となる。一方、 $S \cdot R \cdot H$  型の単位時間あたりの再結合量  $R$  は、再結合中心をバンドギャップの中央にあると仮定して次のように与えられる。

$$R = \frac{p \cdot n - n_i^2}{\tau_n (p + n_i) + \tau_p (n + n_i)} \quad \dots\dots\dots (2-100)$$

(2-99)式は  $S \cdot R \cdot H$  型のキャリア寿命  $\tau_p$  が次のような値をもつことに相当している。



$$\tau_p = \frac{1}{G_n N_p^2} \dots\dots\dots (2-101)$$

また、高注入状態では電子密度と正孔密度は等しいのでオージェ再結合量は次のようになる。

$$R = (G_n + G_p) \cdot n^3 \dots\dots\dots (2-102)$$

これはS・R・H型のキャリア寿命に直すと

$$\tau_n = \tau_p = \frac{1}{2 \cdot (G_n + G_p) \cdot n^2} \dots\dots\dots (2-103)$$

に対応している。

本論文ではキャリアの再結合量Rは、S・R・H型の再結合量(2-100)式とオージェ再結合量(2-97)式の和として表すことにする。

次に、キャリア移動度(ドリフト移動度)について述べよう。不純物濃度が高くなるとキャリアと不純物との散乱が大きくなっていくため、移動度の低下がおこる。不純物とキャリアとの散乱の計算は多くの人によって行われているが、ここではIrvinの実測値を用いることにする。この場合の移動度の不純物濃度依存性は、G. Baccarani等によって次の式で近似できることが紹介されている。

$$\mu = \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N_D + N_A}{N_{\text{ref}}}\right)^\alpha} + \mu_{\min} \dots\dots\dots (2-104)$$

ここで各定数は次のようである。

表 2 - 1

	正 孔	電 子	( 単 位 )
$\mu_{\max}$	495	1330	} $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$
$\mu_{\min}$	47.7	65	
$\alpha$	0.76	0.72	
$N_{\text{ref}}$	$6.3 \times 10^{16}$	$8.5 \times 10^{16}$	$\text{cm}^{-3}$
$E_c$	$1.9 \times 10^4$	$8 \times 10^3$	$\text{V cm}^{-1}$
$\beta$	1.0	2.0	

高注入の場合にはキャリア同士（電子と正孔）の散乱によっても移動度の低下が生じる。この理論式は Fletcher<sup>[3]</sup> によるものが比較的実験と良く合う<sup>[33]</sup>。また、簡単なものとしては、(2-104) 式の分母に  $(\sqrt{np}/N'_{ref})^\alpha$  を加えるという近似が Adler<sup>[5]</sup> によって提案されている。ここで  $N'_{ref}$  は  $N_{ref}$  を 2.04 倍したものである。この Adler の近似式と Fletcher の理論式と実験との比較を図 2-18 に示そう。以下の本論文の計算では、簡単な Adler の式を用いることにする。

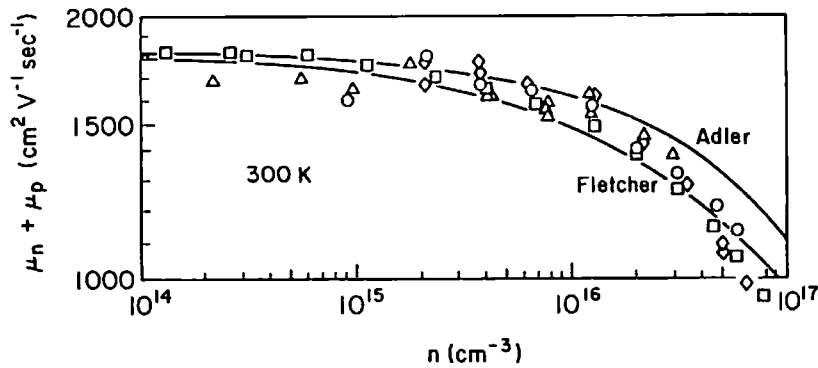


図 2-18  $\mu_n + \mu_p$  のキャリア密度依存性  
(実線は理論値を表す)

キャリア移動度は電界  $E$  によっても大きく変化する。この依存性も Baccarani 等によって次のような近似式が与えられている。記号の値は表 2-1 に示してある。

$$\mu = \mu_0 \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_c} \right)^\beta \right]^{-\frac{1}{\beta}} \quad (2-105)$$

ところで、キャリアと不純物との散乱やキャリア同士の散乱及び電界依存性を含めた移動度はどのような式になるべきかは議論の余地があるが、ここでは簡単に次の式で表す。

$$\mu = \left\{ \frac{\mu_{max} - \mu_{min}}{1 + \left( \frac{N_D + N_A}{N_{ref}} \right)^\alpha + \left( \frac{\sqrt{np}}{N'_{ref}} \right)^\alpha} + \mu_{min} \right\} \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_c} \right)^\beta \right]^{-\frac{1}{\beta}} \quad (2-106)$$

(2-106) 式の妥当性は個々の場合について調べてはいないが、以下の章の計算結果が実験とかなり良く一致していることから充分近似は良いものと思われる。

この小節で紹介したキャリア寿命及び移動度の表現式は、あまり物理的根拠のないカーブフィッティング的な色彩の強いものが多い。これは正確な理論式が一般に複雑であり、

必ずしも実際の結果と良く一致するとはかぎらないので、数値計算上はこのような実測値に基づいた近似式の方が便利であるからである。この是非はともかくとして、正確に素子特性を再現するためには、より近似の良い式が見出されていく必要がある。

## 2-6 結 言

高不純物濃度層を有する半導体素子において、高不純効果 (Bandgap - Narrowing) に加えてフェルミ統計の効果を含めなければならないとする文献は数多くあるが、実際にフェルミ統計のデバイス特性への影響を扱った文献は数が少く、また、その結論も様々である。一方、ボルツマン統計近似を用いた場合には採用する近似方法によって結果が異ってしまう。このような状況下では、フェルミ統計の複雑な議論を介することなく、実際に実測できる  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  だけを用いて、しかもフェルミ統計と高不純物効果を含めた計算を簡潔に行うことができる計算方法の定式化は非常に重要である。上記のような立場から、筆者は以下のような独自の方法を開発した。この方法は最近では多くの人々に採用されつつある。  
[26, 34, 35, 36]

- 1) 筆者以前においては高不純物効果とフェルミ統計はそれぞれ異なった方法で定式化されており、高不純物効果はバンドギャップの変化で表され、一方フェルミ統計は一般化したアインシュタインの関係式  $D/\mu = n / (q \cdot \frac{\partial n}{\partial F})$  で表されていたために、同時に含めることがむずかしくフェルミ統計の効果を含める必要がありながら、これを無視していた。筆者はフェルミ統計の効果をも  $n_i, \omega$  の変化としてその定義式に含めることにより、フェルミ統計のボルツマン統計からのずれによって生ずる  $n_i, \omega$  の変化をあたかもその変化分だけバンドギャップの幅が変化しており、しかもボルツマン統計に従うとして形式的に扱うことができることを示した。この方法によれば、パラメータは  $n_i$  と  $\omega$  の二つだけであり、ボルツマン統計を扱う場合と同じ計算時間でフェルミ統計を含めた計算を行うことができるため、筆者は以下の章に示すように、フェルミ統計と高不純物効果を同時に含めた計算を初めて行うことができた。
- 2) 上記のように  $n_i$  と  $\omega$  を定義すると、電流方程式はボルツマン統計と形式的に同じものとなるので、実験によって  $n_i$  を求める場合にも簡単となる。また、 $\omega$  は近似的に無視できるので、実測した  $n_i$  を用いて、しかもボルツマン統計の式を使いながら自動的にフェルミ統計を含めた計算を行うことができるため、実験と良く一致するモ

デルが可能となる。これに対して今までの方法は、高不純物効果を表すためのバンドギャップの変化とフェルミ統計を表すための  $D/\mu$  の比を別々に求める必要があり、フェルミ統計を無視せざるを得なかった。従って、この立場に立った場合には不純物濃度が  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  を越える場合に精密な議論は困難となり、より良く実験と一致するモデルの構成がむずかしくなる。

さて、本論文では  $n_i, \omega$  の近似値としては、Mock のモデルが簡単であり、また、 $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  以上の不純物濃度領域での  $n_i$  の実測値がないので、このモデルを用いる。ただし、本論文ではこのモデルを  $n_i$  と  $\omega$  の値を得るための一手段と解している。また、第4節では実際の計算に必要となるキャリア寿命及び移動度について付記した。

以上で1次元モデルの基本方程式を高不純物効果とフェルミ統計を含めた形で示すことができた。以下の第3～6章において、この1次元モデルを実際の素子へ適用していくことにする。

第 2 章に対する付録

ここではボルツマン方程式から (2-9, 10) 式を導き, フェルミ統計の場合にも (2-9, 10) 式が成立することを示す。

電流の方程式は拡散電流  $J_D$  とドリフト電流  $J_E$  に分けて書く時, 一般に次のように書かれる。

$$J_x = J_D + J_E \quad \dots\dots\dots (2-A1)$$

$$J_D = q D \frac{\partial n}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2-A2)$$

$$J_E = q \mu n E \quad \dots\dots\dots (2-A3)$$

さて, 線型化したボルツマン方程式は緩和時間近似を行って次のように与えられる。<sup>[37]</sup>

$$f(x, k) = f_0(x, k) - \tau \left( v_x \frac{\partial f_0}{\partial x} - q E v_x \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \quad \dots (2-A4)$$

$$\text{ただし, } v_x = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial}{\partial k_x} E(k) \quad \dots\dots\dots (2-A5)$$

ここで,  $f(x, k)$  は電子の分布関数を表し, 添字 0 は熱平衡状態を意味する。 $k$  は電子の波数ベクトルである。キャリア密度  $n(x)$  は  $f$  を波数空間で積分して与えられる。

$$n(x) = \int f(x, k) dk \quad \dots\dots\dots (2-A6)$$

$$\text{ただし, } \int dk \equiv \frac{1}{8\pi^3} \int d^3k \quad \dots\dots\dots (2-A7)$$

電流  $J_x$  は次の式で与えられる。

$$J_x = -q \int v_x f(x, k) dk \quad \dots\dots\dots (2-A8)$$

(2-A4) 式を代入すると  $J_D, J_E$  として次の二式を得る。

$$J_D = q \int \tau v_x^2 \frac{\partial f_0}{\partial x} dk \quad \dots\dots\dots (2-A9)$$

$$J_E = -q E \int \tau v_x^2 \frac{\partial f_0}{\partial E} dk \quad \dots\dots\dots (2-A10)$$

これから移動度  $\mu$  はただちに次のように求まる。

$$\mu = -q \frac{\int \tau v_x^2 \frac{\partial f_0}{\partial E} dk}{\int f_0 dk} \quad \dots\dots\dots (2-A11)$$

フェルミ統計下ではフェルミエネルギーをFとすると、

$$f_0 = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - F}{kT}} \quad \dots\dots\dots (2-A12)$$

であるから次の式が成立する。

$$\frac{\partial f_0}{\partial x} = - \frac{\partial f_0}{\partial E} \cdot \frac{\partial F}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2-A13)$$

一方、一般的にnは次のように書ける。

$$n = \int \rho(E) \frac{dE}{1 + \exp \left( \frac{E - F}{kT} \right)} \quad \dots\dots\dots (2-A14)$$

この式をxで微分して次の式を得る。

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \int \frac{\partial \rho(E)}{\partial x} \frac{dE}{1 + \exp \left( \frac{E - F}{kT} \right)} + \frac{\partial n}{\partial F} \frac{\partial F}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (2-A15)$$

(2-A13, A15)式を(2-A9)式に代入すると次式を得る。

$$J_D = \mu \frac{n}{\frac{\partial n}{\partial F}} \frac{\partial n}{\partial x} - \mu \frac{n}{\frac{\partial n}{\partial F}} \int \frac{\partial \rho(E)}{\partial x} \frac{dE}{1 + \exp \left( \frac{E - F}{kT} \right)} \quad (2-A16)$$

この式は(2-13~15)式からドリフト電流を取り去ったものと同じであり、従って(2-9, 10)式の正しいことが示された。また、qDは上式より次のようになる。

$$qD = \mu \frac{n}{\frac{\partial n}{\partial F}} \quad \dots\dots\dots (2-A17)$$

この関係は一般化されたアインシュタインの関係式である。

(2-A16)式からJ<sub>D</sub>は一般には(2-A2)のようには書けないことがわかる。一般的には

$$J_D = q \frac{\partial}{\partial x} (D' \cdot n) \quad \dots\dots\dots (2-A18)$$

と書ける。この場合の拡散定数  $D'$  は (2-A17) 式で定義されるものとは異なり、(2-A16) 式の第2項をも含んでいる。この場合の  $D'$  は (2-A9) と比較して次のように与えられる。

$$D' = \frac{\int \tau v_x^2 f_0 dk}{\int f_0 dk} \dots\dots\dots (2-A19)$$

(2-A16) 式の第2項は、拡散電流の一部であることがわかるが、本文中では便宜上ドリフト電流と同じ扱いをしていることを注意しておく。

## 参考文献

- [1] W. Shockley, Bell System Tech. J. 28, 435 (1949)
- [2] D.L. Scharfetter and H.K. Gummel, IEEE Trans. Electron Dev. ED-16, 64 (1969)
- [3] N.H. Fletcher, Proc. IRE 45, 862 (1957)
- [4] W. Anheier, W.L. Engl, O. Manck and A. Wieder, IEDM Tech. Digest, p.p. 363-366 (1975)
- [5] M.S. Adler, IEEE Trans. Electron Dev. ED-25, 16 (1978)
- [6] R.J. Whittier and J.P. Downing, in IEEE IEDM, 1968, Paper 12.4
- [7] H. De Man, IEEE Trans. Electron Dev. ED-18, 833 (1971)
- [8] R. Van Overstraeten, H. De Man and R. Mertens, IEEE Trans. Electron Dev. ED-20, 290 (1973)
- [9] R. Mertens, H. De Man and R. Van Overstraeten, IEEE Trans. Electron Dev. ED-20, 772 (1973)
- [10] Mock, Solid-St. Electron. 16, 1251 (1973)
- [11] Mock, Solid-St. Electron. 17, 819 (1974)
- [12] J.W. Slotboom and H.C. De Graaff, Solid-St. Electron. 19, 857 (1976)
- [13] J.W. Slotboom, Solid-St. Electron. 20, 279 (1977)
- [14] G.D. Hachtel, R.C. Joy and J.W. Cooley, Proc. IEEE 60, 86 (1972)
- [15] A.H. Marshak and K.M. van Vliet, Phys, Stat. Sol. (a) 42, 279 (1977)
- [16] A. Nakagawa, Solid-St. Electron. 22, 943 (1979)
- [17] 川村肇, 半導体の物理 (槓書店)
- [18] W.L. Kaufmann and A.A. Bergh, IEEE Trans. Electron Dev. ED-15, 732 (1968)
- [19] D. Buhanan, IEEE Trans. Electron Dev. ED-16, 117 (1969)



- [20] M. Tannenbaum and D.E. Thomas, Bell System Tech. J. 35, 1 (1956)
- [21] J.L. Moll and I.M. Ross, Proc. IRE 44, 72 (1956)
- [22] D.D. Kleppinger and F.A. Lindholm, Solid-St. Electron. 14, 407 (1971)
- [23] E.O. Kane, Phys. Rev. 131, 79 (1963)
- [24] T.N. Morgan, Phys. Rev. 139, 343 (1965)
- [25] H.P.D. Lanyon and R.A. Tuft, IEEE Trans. Electron Dev. ED-26, 1014 (1979)
- [26] M.S. Adler, GE internal report No. 81 CRD 239.
- [27] N.G. Nilsson, Solid-St. Commun. 11, 155 (1972)
- [28] J. Dziwior and W. Schmid, Appl. Phys. Lett. 31, 346 (1977)
- [29] C. Herring, Bell System Tech. J. 36, 237 (1955)
- [30] E. Conwell and V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 77, 388 (1950)
- [31] J.C. Irvin, Bell System Tech. J. 41, 387 (1962)
- [32] G. Baccarani and P. Ostoja, Solid-St. Electron. 18, 579 (1975)
- [33] F. Dannhäuser, Solid-St. Electron. 15, 1371 (1972)
- [34] A. H. Marshak, M.A. Shibib, J.G. Fossum and F.A. Lindholm, IEEE Trans. Electron Dev. ED-28, 293 (1981)
- [35] K.N. van Vliet and A.H. Marshak, Solid-St. Electron. 23, 49 (1980)
- [36] M.S. Lundstrom and R.J. Schuelke, presented at SIAM Conference 1982. (IEEE Conference on Numerical Simulation of VLSI Devices, Boston) 同時に IEEE Trans Electron Devices に発表予定。
- [37] 菅野卓雄, 半導体物性 (電気学会大学講座) に詳しい。

### § 3 素子モデルのパワートランジスタへの応用

#### 3-1 序 論

1960年頃のコンピュータの発達にともなって、素子の空間をキャリア空乏層領域と空間電荷中性の領域に分けることなく、しかも、キャリアの任意の注入水準で正確な解を求める非領域論による素子モデルがあらわれてきた。トランジスタに関するものでは、1964年に Gummel によって行われた1次元の直流定常解の計算法は、陰伏的方法によっており最初の本格的なものである。<sup>[1]</sup> この彼の計算法は、トランジスタの設計が高度化していくなかで、Ghosh<sup>[2]</sup> Caughey<sup>[3]</sup> や Pal 等<sup>[4]</sup> によって実際に素子の特性の予測に使われて、トランジスタのCADという後の大きな分野へと発展していく。

トランジスタの電圧電流特性は、すでに Moll - Ross の関係<sup>[5]</sup> として次のように求められていたが、

$$I = \frac{qAn_i^2 D_n \left[ \exp\left(\frac{q}{kT} V_{BE}\right) - \exp\left(\frac{q}{kT} V_{BC}\right) \right]}{\int_{\text{ベース領域}} |N(x)| dx} \quad \dots\dots\dots (3-1)$$

Gummel は非領域論に基いて、注入状態によらない形へ拡張した。

$$I = \frac{qA \left[ \exp\left(\frac{q}{kT} V_{BE}\right) - \exp\left(\frac{q}{kT} V_{BC}\right) \right]}{\int_{\text{素子全体}} \frac{1}{D_n(x)n_i(x)} \exp\left(-\frac{q}{kT}\psi(x)\right) dx} \quad \dots\dots\dots (3-2)$$

(ただし p ベース中の1点 x で  $\phi_p(x) = 0$  としてある)

上記の両式で A は断面積を表している。(3-2) 式の分母は p ベース中では  $p/D_n$  に等しく、p はほぼ不純物濃度に等しい。また n エミッタやコレクタ中では分母の指数関数は小さいので、平均の拡散係数  $\bar{D}_n$  を導入すれば (3-2) 式は容易に (3-1) 式に等しいことが示される。

さて、このような非領域論による解法が発展していく一方で、より忠実にモデルを実験と一致させようとする努力が行われている。特にエミッタが薄いトランジスタでは、電流増幅率が小さいことを説明するために De Man によってなされた高不純物効果の定式化は、すでに第2章で詳しくのべた通りである。この章では、第2章の筆者のモデルを実際

のトランジスタに適用した場合、どの程度正確に実験結果を説明できるか示してみよう。

最初のモデルと実験との比較は Mertens を中心とする De Man , Overstraeten 等のグループである。彼等は De Man の導いた注入効率  $\gamma$  の解析解の式 ( 2 - 6 ) を用いて、1973 年に実験との比較を行っている。<sup>[6]</sup>

$$\gamma = \frac{\bar{D}_n \int_0^{x_{eb}} (N_D - N_A) \left(\frac{n_{i0}}{n_i}\right)^2 dx}{\bar{D}_p \int_{x_{eb}}^{x_{bc}} (N_A - N_D) dx} \dots\dots\dots ( 2 - 6 )$$

彼等は、ベース層の厚みが 3~3.72  $\mu\text{m}$ 、エミッタの深さが 1.75~2.29  $\mu\text{m}$  の 5 種類のトランジスタを作りガンメルの方法<sup>[7]</sup>を用いて、まずベースのガンメル数  $Q_B/\bar{D}_n$  を求めた。次のエミッタ・ベース接合の深さ  $x_{eb}$  を、ベースのガンメル数の計算値が実験値と一致するように定めた。この時を用いる不純物プロファイルはガウス分布を仮定している。次に  $Q_E/\bar{D}_p$  を計算で求めることにより、( 2 - 6 ) 式から  $\gamma$  の理論値を求め実験との比較を行った。( 2 - 6 ) 式の計算に用いる  $n_i$  の値は Overstraeten 等の文献<sup>[8]</sup>の値を用いた。この比較結果はほぼ 5% 以内で一致し、悪い例でも 20% 程度の誤差であった。このように高不純物効果を含めると、エミッタの深さが浅い場合でもみごとに  $\gamma$  の値を正しく計算できることを示すことができた。これは大きな成果である。また、彼等はベース拡散の表面濃度を  $1 \times 10^{18}$  とし、ベース幅を 3  $\mu\text{m}$ 、エミッタの深さを 1.8  $\mu\text{m}$  とした時にエミッタの表面濃度をいろいろ変えて ( 2 - 6 ) 式によって  $\gamma$  を求め、 $\gamma$  の表面濃度依存性を求めている。その結果、図 3 - 1 のように、表面濃度が約  $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  の付近で  $\gamma$  が最大になると予言している。

このように、表面濃度が高くなるとかえって  $\gamma$  は低下するという彼等の結果から、実際に実験によって確かめようとした人たちがいる。例えば Martinelli 等<sup>[9]</sup>がそれで、ベース幅 32  $\mu\text{m}$ 、エミッタ深さが 11  $\mu\text{m}$  程度の素子において、表面濃度が  $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  と  $5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$  の 2 種類のトランジスタを作り、表面濃度の低い方が  $\gamma$  が少し高いことを示した。しかし、後に述べるように、Adler 等の計算<sup>[10]</sup>では、① Martinelli 等が実験に

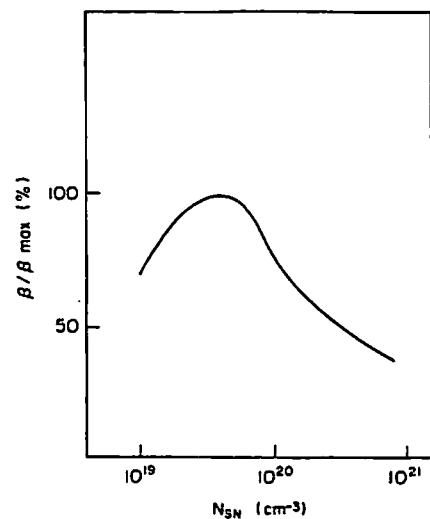


図 3 - 1 エミッタ接地の電流増幅率  $\beta$  の表面濃度依存性

用いた  $10\mu\text{m}$  もの厚いエミッタを持つトランジスタでは、表面濃度が高い程  $\gamma$  が高くなり、②低い表面濃度で  $\gamma$  が最大となるのはエミッタの深さが  $2\mu\text{m}$  より薄い場合であるとしており、先の Martinelli 等の結果とは異っている。このことに関しては新たな実験が待たれるところである。

さて、このような Mertens 等によって解析解による研究が行われる一方で、Mock によって高不純物効果を含めたトランジスタの数値解が求められている。<sup>[11]</sup> これは前章の 2-1-5 節で述べた Mock の高不純物効果のモデルを実際にトランジスタの計算に適用したものである。彼はトランジスタ全体で解を求めるかわりに、エミッタとベースのダイオードの部分だけで解を求めている。この計算ではボルツマン統計の近似を用い (2-50, 51) 式で  $E_{dn} = E_{dp} = kT$  とおき、(2-36, 37) 式によって高不純物効果のパラメータ  $n_i$ ,  $\omega$  を求めている。スクリーニング長  $\lambda$  は (2-52) 式より求めている。Mock は①ベースの不純物濃度が高くなると注入効率が低下すること、②従って、プレーナ型のトランジスタの場合エミッタの周辺の影響が重要であること、③ベースの不純物濃度が大きい場合、 $p \cdot n$  積  $n_i^2$  がエミッタ・ベース接合で非常に大きくなるために、この接合での再結合電流が増大し、電流密度が小さい場合に注入効率が著しく低下することを示した。しかし、Mock は理論的計算のみで、実験との比較を行っていないのが残念である。

高不純物効果を含めた数値解と実験との比較の試みは Adler 等によって 1976 年になって行われた。<sup>[10]</sup> 彼等は実験との比較を行うだけでなく、注入効率  $\gamma$  に影響のあるパラメータとして高不純物効果の他に、オージェ再結合、エミッタの深さ、S・R・H型の再結合等について詳細に調べている。まず、5A-600V タイプの実際のパワートランジスタにおいて、高不純物効果やオージェ再結合等を含め数値解と実験との比較を行い、互いに良く一致することを示した。そして、種々のパラメータを変えた一連の計算を行うことにより、①S・R・H型の再結合と高不純物効果が注入効率にもっとも大きく影響しており、オージェ再結合はあまり影響を与えないこと、②  $1\mu\text{m}$  程度の浅いエミッタのトランジスタでは高不純物効果が大きな影響をもつこと、③  $4\mu\text{m}$  以上のエミッタをもつトランジスタでは高不純物効果の影響は小さく、S・R・H型の再結合項が大きな影響をもつことなどを示した。この Adler 等の結果は総じて正しいが、ベースの不純物濃度が  $10^{17}\text{cm}^{-3}$  以下と小さいことに注意しておかねばならない。ベースの不純物濃度が高い場合には、エミッタが深い場合でも高不純物効果の影響が、実はかなり大きいことが次節以下で示される。Adler 等は、さらに注入効率がエミッタの表面濃度にどのように関係するかという問に関

して、いろいろなエミッタ深さについて表面濃度を変えた計算を行っている。その結果はすでに先にも述べたように、エミッタ深さが1~2 $\mu\text{m}$ と薄い場合にのみ、低い表面濃度で注入効率 $\gamma$ が最大になった。

以上の計算では、高不純物効果を表すパラメータ $n_i$ としてOverstraeten等の計算値を用いているが、この $n_i$ の値が変わると当然その計算結果も変わってくる。1978年にAdlerはこの $n_i$ の値として代表的な三者について、同じトランジスタを用いて計算を行い、比較を行っている。<sup>[12]</sup> その結果は、大きい $n_i$ の値を与える場合程低い注入効率を与える結果となった。 $n_i$ の値は、このように素子特性を計算する上で重要であり、今後より正しく $n_i$ の値を求めていくことが必要である。

さて、通常のトランジスタでは、電流増幅率を大きくする必要からベースの不純物濃度は $10^{17}\text{cm}^{-3}$ 程度に低くしてあり、従って、上記のトランジスタの計算もこのようなベース濃度の低い場合が扱われている。ところで、ベースの不純物濃度を $10^{18}\text{cm}^{-3}$ 程度まで上げていった場合はどうであろうか。ベースの不純物濃度が高い場合、電流増幅率が極端に低下してしまうために通常のトランジスタとしては決して作られることはない。しかし、サイリスタのような四層の素子では、このような制約はなくpベースの不純物濃度を高くすることも可能である。すなわち、サイリスタ動作は二つのnpnとpnpのトランジスタの組み合わせとして等価的に表すことができるが、サイリスタが導通状態にあるための条件は、それぞれのトランジスタの電流増幅率 $\alpha_{\text{npn}}$ と $\alpha_{\text{pnp}}$ の和が1.0より大きいことである。<sup>[13]</sup> 従って、 $\alpha_{\text{pnp}}$ を充分大きくしておけば、 $\alpha_{\text{npn}}$ はトランジスタのように1.0に近い必要はないことになる。後に第5章で詳しく述べるが、ゲートターンオフサイリスタでは、pベースのシート抵抗を下げることでアノード電流をゲートでターンオフする能力を大きくする上で重要である。このためにpベースの不純物濃度を $10^{18}\text{cm}^{-3}$ 近くまで大きく設計することになる。pベース濃度が高いトランジスタはそれ自身ではあまり役にたたないが、サイリスタの設計を行う上では、また高不純物効果の影響を知る上では重要な意味がある。しかし、まだ本格的にこの解析を行った人はいない。

筆者らは、pベースの不純物濃度の大きさのめやすとしてエミッタ・ベース接合の不純物濃度 $C_{\text{EB}}$ をとると、この値が $1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ をこえた場合、ベース接地の電流増幅率 $\alpha$ は特に小さくなることをサイリスタの三層npnを用いて明らかにした。図3-2は筆者等の得た結果である。<sup>[14]</sup> 使用したサイリスタは第5章において述べるものであり、その不純物プロファイルはnエミッタが10~15 $\mu\text{m}$ の深さでその表面濃度は約 $10^{20}$ ~ $10^{21}\text{cm}^{-3}$ ,

p ベース厚さは  $40\mu\text{m}$  程度であり、また p ベース拡散の表面濃度は  $1\sim 3\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$  の付近にある。図 3-2 から、電流増幅率  $\alpha$  は  $C_{EB}$  の値の増大と共に大きく減少することがわかる。このようにベースの不純物濃度が高い場合についても、第 2 章の高不純物効果のモデル（以後“フェルミ統計を含めた”を意味する）によって電流増幅率の低下を正しく再現することができる。以下の節で実際にトランジスタを試作し、実験と理論との対比を通じてこのことを明らかにしていくことにする。

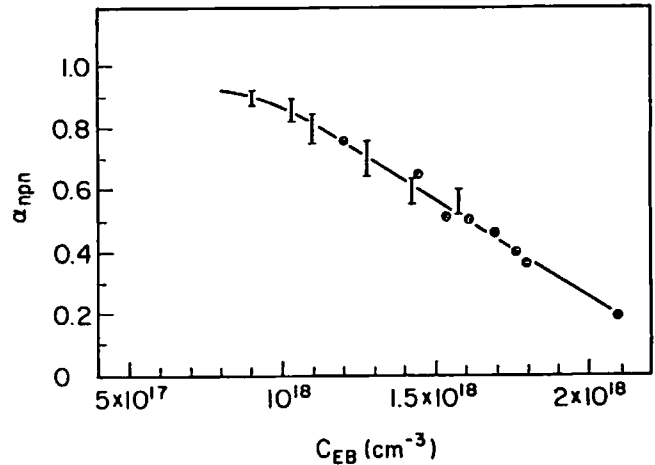


図 3-2 サイリスタの npn 三層のベース接地の電流増幅率  $\alpha$  と接合不純物濃度  $C_{EB}$  との関係

### 3-2 素子の試作

この節ではベースの不純物濃度を高くした一連のパワートランジスタの試作について述べる。次節以下でこのトランジスタについて計算を行い、理論と実験との比較を行う。

試作するトランジスタの p ベースの濃度は、エミッタ・ベース接合で  $1\sim 2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$  とする。これは第 5 章でのサイリスタへの応用を考慮しているが、この程度の p ベース濃度はサイリスタの場合でもやや高めである。

図 3-3 はこれから作ろうとするパワートランジスタの断面図である。高電圧大電流トランジスタは熱損失が大きいことを考慮して、エミッタとコレクタ電極は両側から圧力をかけて素子に密着させて用いるようになっている。各エミッタは  $20\mu\text{m}$  程度の深さの U 字形の溝で分割

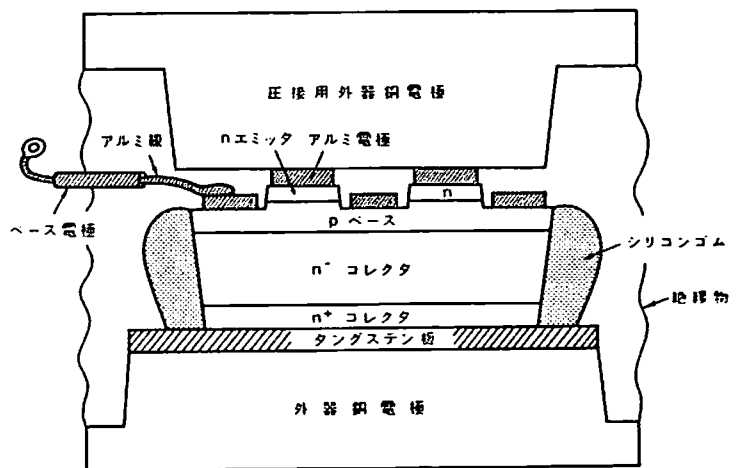


図 3-3 パワートランジスタの断面図

されたメサ構造になっており、谷の底の部分に設けられたベース電極はこの谷の間をぬって互いに連結している。

以下に、試作するパワートランジスタのプロセスについて述べよう。①まず、 $1\sim 2\times 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ 程度の不純物濃度を有する約 $250\mu\text{m}$ 厚のn型基盤ウェハを用意する。②これに、表面濃度 $2\sim 3\times 10^{18}\text{ cm}^{-2}$ 、深さ $50\mu\text{m}$ 程度のGaの熱拡散層を設け、ベース層とする。Gaは高電圧サイリスタやトランジスタでは一般的な不純物源である。トランジスタの場合には、片面にだけp型の拡散層を設ければよいわけであるが、裏面にGaが拡散するのを防ぐためには取り扱いの大変な窒化膜を用いなければならないので、簡単のために両側に拡散層を作り、後で裏側をエッチングでおとすことにする。③片側のp層をとり除いた後、両側に $\text{PoCl}_3$ の雰囲気中でリンの高濃度拡散層を $2\mu\text{m}$ 程度設ける。次に適度の酸化雰囲気中で高温( $1100^\circ\sim 1200^\circ\text{C}$ )の熱処理を行い、 $10\mu\text{m}$ 程度のn型エミッタ層を形成する。熱拡散層を形成する場合、通常このように熱処理を二回に分けて行う。これは第1には途中で拡散の状態をチェックして正確に拡散深さを制御するためであり、第2には二段階で行った方がエミッタ・ベース接合の降伏電圧が高くてできるためである。このn型エミッタ形成と同時に裏側にもn型拡散層を設け、コレクタ層とする。④次に各エミッタを分離するためのU字形の溝を選択的エッチングを行って形成する。

ここまでで、ほぼ素子は完成している。後は電極を形成すれば良い。⑤まず $5000\text{ \AA}$ 程度の酸化膜をつけ、エミッタ・ベース接合のバッシンベション膜とする。⑥次に、裏側にコレクタ電極として約 $2\text{mm}$ 厚のタングステン板をアルミのアロイ層を介してとりつける。タングステンは、圧力を加えた時薄いシリコン素子を保護する役目があり、Siと熱膨張係数が近いので良く用いられる。⑦表面のエミッタとベース電極の形成方法は、まず選択的エッチングを行ってエミッタとベースの電極が設けられる部分の酸化膜をとり除く。次に、アルミを $8\mu\text{m}$ 程度蒸着し、再び選択的エッチングによってベースとエミッタの電極とに分離する。⑧最後に第4章4節で詳しく説明するように、高電圧を得るために素子の端に露出したベース・コレクタ接合端にベベル面を設けて、シリコンゴムを塗り安定化させて完成する。

さて、上記の行程によって表3-1に示すような五種類のトランジスタを製作した。二種類の基盤濃度を用い、三種類のpベース拡散を行った。トランジスタB、D、Eは同じ基盤ウェハを用い、同一のpベース拡散及び同一のn型不純物のデポ(第1回目の不純物を入れる工程)を行い、その後の熱処理だけを変えてエミッタの深さを変えてある。ベース幅とエミッタ深さを加えたものが一定値でないのは、エミッタの拡散によってベースの

拡散層が押し出されているためである。拡散深さは銅メッキ法によって測定し、表面濃度は Irvin の表<sup>[15]</sup>によって算出してある。

表 3 - 1

Sam- ples	Emitter		Base		Collector	
	$N_{SN}(cm^{-3})$	$W_{NE}(\mu m)$	$N_{SP}(cm^{-3})$	$W_{PB}(\mu m)$	$N_C(cm^{-3})$	$W_{NC}(\mu m)$
A	$2.5 \times 10^{20}$	15.0	$2.2 \times 10^{18}$	42.0	$1 \times 10^{14}$	200
B	$2.5 \times 10^{20}$	15.4	$2.66 \times 10^{18}$	39.8	$2 \times 10^{14}$	150
C	$5.5 \times 10^{20}$	10.2	$2.12 \times 10^{18}$	45.8	$2 \times 10^{14}$	150
D	$4 \times 10^{20}$	11.6	$2.75 \times 10^{18}$	41.9	$2 \times 10^{14}$	150
E	$5 \times 10^{20}$	9.2	$2.8 \times 10^{18}$	43.3	$2 \times 10^{14}$	150

### 3-3 素子方程式の解法

ここでは、高不純物効果とフェルミ統計の効果を含むパラメータ  $n_i$ ,  $\omega$ がある場合の、半導体基本方程式の筆者独自の解法について述べる。

まず、基本方程式を解く場合の境界条件を次のように与える。エミッタとコレクタ表面ではオーミック接合が形成されているので、この条件として無限の再結合速度を仮定する。すなわち、表面では常に熱平衡状態が実現しており、キャリア密度は次のように与えられる。

$$n = n_0, \quad p = p_0 \quad \dots \dots \dots (3-3)$$

ここで  $p_0$ ,  $n_0$  はそれぞれ熱平衡状態のキャリア密度である。

一方、ベース電極の電位は次のように与える。まず、ベース中に一点を選び(例えば中点)、この点の正孔のフェルミレベル  $\phi_{p,B}$  とエミッタ表面の電子のフェルミレベル  $\phi_{n,E}$  の差をベース・エミッタ間電圧  $V_{BE}$  に等しいとおく。

$$\phi_{p,B} - \phi_{n,E} = V_{BE} \quad \dots \dots \dots (3-4)$$

これから、ベース電極の正孔密度は次のように求まる。

$$p = n_i \exp \frac{q}{kT} (-\phi - \omega + V_{BE} + \phi_{n,E}) \quad \dots \dots \dots (3-5)$$



実際のトランジスタでは、ベース電極は基本的に二次元の構造をなしており、これを1次元モデルに組み入れることは本来無理があり、ある程度の近似を導入せざるを得ない。しかし、ベース電極の位置をかえても結果はほとんど変わらないことからこの近似はかなり正しいと思われる。

さて、上記のようにベース・エミッタの電圧を束縛条件とするかわりに、ベース電流値を束縛条件とする境界条件の与え方もある。<sup>[16]</sup> この方法はベース中でベース電流に相当する分の正孔の発生をおこす方法である。すなわち、

$$\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} = -R + G \quad \dots\dots\dots (3-6)$$

$$\frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} = R \quad \dots\dots\dots (3-7)$$

$$q \int G dx = J_B \quad \dots\dots\dots (3-8)$$

とする。この方法ではGの分布をどのように与えるべきかに問題がのこる。しかし、ベース電流の値が決まっているような条件の場合の解を求めるには便利な方法である。

次に方程式の解法について述べよう。基本方程式を再掲すると、

$$J_n = \mu_n kT \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (3-9)$$

$$J_p = -\mu_p kT \frac{\partial p}{\partial x} - q \mu_p p \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (3-10)$$

$$\phi_1 = \phi + \omega + \frac{kT}{q} \ln(n_i/n_{i0}) \quad \dots\dots\dots (3-11)$$

$$\phi_2 = \phi + \omega - \frac{kT}{q} \ln(n_i/n_{i0}) \quad \dots\dots\dots (3-12)$$

$$\frac{\partial J_n}{\partial x} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} = qR \quad \dots\dots\dots (2-43)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{q}{\epsilon} (n - p + N_A - N_D) \quad \dots\dots\dots (2-70)$$

$$n_i^2 = n \cdot p \exp \left[ -\frac{1}{kT} (F_n + F_p) \right] \quad \dots\dots\dots (2-85)$$

$$\omega = \frac{1}{2q} \left[ kT \ln \left( \frac{n}{p} \right) + F_p - F_n \right] \quad \dots\dots\dots (2-86)$$

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_n(E) \frac{dE}{1 + \exp \frac{q}{kT} (E - F_n)} \quad \dots\dots\dots (2-11)$$

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_p(E) \frac{dE}{1 + \exp \frac{q}{kT} (E - F_p)} \quad \dots\dots\dots (2-12)$$

( $\rho_n(E)$   $\rho_p(E)$  の表現は第 2 章に与えてある)

となる。これらの式を一度に連立させて解くことはなかなかむずかしい。ここでは、今までの伝統的な解法が使えるように、これらの式を (3-9)~(2-70) までの六式と (2-85)~(2-12) までの四式 (この他にも  $\rho_n(E)$   $\rho_p(E)$  を求める式が含まれる) の二組に分け、後の四式で  $n_i, \omega$  を求め、この値をつかって最初の六式を Newton-Raphson 法を用いて解くという方法を用いる。Newton-Raphson 法によるくりかえし計算の際に、逐次新しいキャリア密度に対する  $n_i \cdot \omega$  の補正を後の四式で行う。

詳しい解法に先だち、(3-9, 10) 式の差分方程式を与えておこう。これらの式は、従来用いられている式と比べて静電ポテンシャル  $\phi$  が  $\phi_1$  と  $\phi_2$  でおきかわっているだけなので、従来の方法を拡張して使える。差分分割点として次のような点をとることにする。各点の位置を  $N$  で表し、点  $N$  と  $N+1$  の間の中点及びこの間で定義される量を表す時  $M$  を用いる。例えば、点  $N$  と  $N+1$  の距離は  $h(M)$  で表す。さて、(3-9, 10) 式の差分方程式は、解の安定性を良くするため積分形を用いる。<sup>[17]</sup> これは (3-9) 式を電子だけの微分方程式とみなして、区間  $N$  と  $N+1$  の間で積分する。この時、他の変数はすべて定数とみなす。得られた結果を  $J_n$  について解くと次式を得る。

$$J_n(M) = \frac{q}{h(M)} [A_n(M)n(N) + B_n(M)n(N+1)] \dots\dots\dots (3-13)$$

$$A_n(M) = \frac{kT}{q} \frac{\mu_n(M)\beta_n(M)}{1 - \exp[\beta_n(M)]} \dots\dots\dots (3-14)$$

$$B_n(M) = \frac{kT}{q} \frac{\mu_n(M)\beta_n(M)}{1 - \exp[-\beta_n(M)]} \dots\dots\dots (3-15)$$

$$\beta_n(M) = \frac{q}{kT} [\phi_1(N) - \phi_1(N+1)] \dots\dots\dots (3-16)$$

このように、(2-68, 69) 式の形は計算を行う上で今までの差分式がそのまま使える利点がある。正孔についても次のような同様の式が得られる。

$$J_p(M) = \frac{q}{h(M)} [A_p(M)p(N) + B_p(M)p(N+1)] \dots\dots\dots (3-17)$$

$$A_p(M) = \frac{kT}{q} \frac{\mu_p(M)\beta_p(M)}{1 - \exp[-\beta_p(M)]} \dots\dots\dots (3-18)$$

$$B_p(M) = \frac{kT}{q} \frac{\mu_p(M)\beta_p(M)}{1 - \exp[\beta_p(M)]} \dots\dots\dots (3-19)$$

$$\beta_p(M) = \frac{q}{kT} [\phi_2(N) - \phi_2(N+1)] \dots\dots\dots (3-20)$$

(2-43, 70) 式の差分方程式は通常のものを用いる。こうして得られた一連の差分方程式は、 $p(N) \rightarrow p(N) + \delta p(N)$ ,  $n(N) \rightarrow n(N) + \delta n(N)$ ,  $\phi(N) \rightarrow \phi(N) + \delta \phi(N)$  というおきかえを行い、非線型の部分は微少変位について展開し 1 次の項だけをとれば、微少変位に対する線型の差分方程式が得られる。後は適当な初期値を与えて、くりかえし計算を行えば良いが、詳しくは参考文献 [17, 18] がある。

繰り返し計算を行う際に、高不純物効果を表すパラメータ  $n_i, \omega$  は、キャリア密度の変化にともなって (2-11, 12, 85, 86) 式を満たすように適宜おきかえをしなければならない。キャリア密度  $n, p$  に対して  $n_i, \omega$  は一義的に定まるが、これを正しく求めるためには再びくりかえし計算を行わなければならない。ここでは、 $n_i, \omega$  の適切な近似値を求め、 $n, p, \phi$  が収束した時  $n_i, \omega$  も正しい値に収束するようにすることを考え、次のようにする。m 回目の値を添字 m で表そう。m-1 回目のフェルミレベル  $F_{n, m-1}, F_{p, m-1}$ , 拡散エネルギー  $E_{dn, m-1}, E_{dp, m-1}$  を使って新しい  $n_i, m, \omega_m$  を求める。このために新しいスクリーニング長  $\lambda_m$  をまず (2-88) 式に  $n_{m-1}, p_{m-1}, E_{dn, m-1}, E_{dp, m-1}$  を代入して求める。この  $\lambda_m$  を用いて  $\rho_n(E), \rho_p(E)$  が定まり、これを積分することにより修正されたキャリア密度  $n'_m, p'_m$  が求まる。そして、新しい  $n_i, m, \omega_m$  は (2-85, 86) 式で  $n = n'_m, p = p'_m, F_n = F_{n, m-1}, F_p = F_{p, m-1}$  として求められる。

新しい  $n_i, m, \omega_m$  の値は、すべてのくりかえし計算ごとに求める必要はない。特に収束計算の初期では  $n, p, \phi$  の値が真値から大きくずれているため、 $n_i, \omega$  の値のおきかえは好ましくない。 $n_i, \omega$  の値のおきかえは、ある程度の収束が得られた後で行うのが良い。また、新しい  $n_i, m, \omega_m$  の値が前回の値と大きくずれている場合、収束をそこをわなないように次のようなおきかえを行うのが良い。

$$\begin{aligned} n_{i, m} \cdot x + n_{i, m-1} \cdot (1-x) &\rightarrow n_{i, m} \\ \omega_m \cdot x + \omega_{m-1} \cdot (1-x) &\rightarrow \omega_m \\ (0 < x < 1) \end{aligned}$$

こうすることで発散を防ぐことができる。

### 3-4 数値計算結果と実験との比較 [19]

この節では 3-2 節で試作したトランジスタの不純物プロファイルに対する素子特性の計算を行う。<sup>[19]</sup> 使用するモデルは前章において述べたフェルミ統計下での高不純物効果

を含めたモデルを用いる。キャリア同士の散乱とオージェ再結合は Adler の検討によってあまり効果がないとされているので、ここでは含めないことにする。高不純物効果の他には、キャリアと不純物との散乱及びキャリア寿命の不純物濃度依存性を含める。n コレクタ層のキャリア寿命はダイオード電圧降下法によって測定し、約  $10 \mu\text{sec}$  を得た。従って、各点でのキャリア寿命は (2-95, 96) 式によって  $\tau_0 = 3 \mu\text{sec}$ ,  $\tau = 10 \mu\text{sec}$  として与えてある。また、コレクタ・エミッタ間電圧は以下の計算では  $5.0 \text{ V}$  に固定してある。

詳しい解析を行う前に少し準備をしておく。まず、pn 接合部では空間に固定した電荷は 0 であり、また、動作時でも全体の電荷は 0 と近似して良いので電子密度  $n$  と正孔密度  $p$  はほぼ等しい。一方、 $n$ ,  $n$  の積は次のように一般的に書ける。

$$p \cdot n = n_i^2 \exp \frac{q}{kT} (\phi_p - \phi_n) \quad \dots\dots\dots (3-21)$$

トランジスタのエミッタ・ベース接合では、接合部は薄くここでの電圧降下は無視できるので、 $\phi_p$  と  $\phi_n$  の差はベース・エミッタ間電圧  $V_{BE}$  に等しい。従って、

$$p \cong n \cong n_i \exp \frac{q}{2kT} V_{BE} \quad \dots\dots\dots (3-22)$$

と書ける。また、キャリア再結合量  $R_J$  は  $n/2\tau$  ( $\tau_n = \tau_p = \tau$  として) であるから

$$R_J \cong \frac{n_i}{2\tau} \exp \frac{q}{2kT} V_{BE} \quad \dots\dots\dots (3-23)$$

となる。次に、高濃度の n 層 (又は p 層) 中では、電子密度  $n$  は不純物濃度  $N$  とほぼ等しいので、少数キャリア密度  $p$  は (3-21) 式より次のようになる。

$$p \cong \frac{n_i^2}{N} \exp \frac{q}{kT} (\phi_p - \phi_n) \quad \dots\dots\dots (3-24)$$

今、エミッタ・ベース接合の近辺のエミッタを考えると、 $\phi_p$  と  $\phi_n$  の差はほぼ  $V_{BE}$  と等しいので

$$p \cong \frac{n_i^2}{N} \exp \frac{q}{kT} V_{BE} \quad \dots\dots\dots (3-25)$$

となる。また、再結合量  $R_E$  は  $p/\tau$  であるから

$$R_E \cong \frac{n_i^2}{N\tau} \exp \frac{q}{kT} V_{BE} \quad \dots\dots\dots (3-26)$$

である。

さて、次に表3-1の素子Dの計算結果について詳しく取りあげてみよう。図3-4, 5, 6はそれぞれキャリア密度と $n_i$ 及び $\omega$ の分布を示している。 $n_i$ はエミッタ中では $n_{i0}$ よりも平均して約1ケタ大きいために、エミッタ中の正孔の密度は高不純物効果を含まない場合より約2ケタ〔(3-25)式より〕程大きくなっている。参考のために高不純物効果を除いた場合の同じトランジスタDの計算結果を図3-7に示しておこう。図3-4でベース・エミッタ電圧 $V_{BE}$ が0.83V程度になると、ベース・コレクタ接合を越えて過剰キャリアがコレクタ高抵抗層にも存在するようになる。これはカーク(Kirk)効果として知られており、コレクタ層での再結合量が増大するために電流増幅率 $\alpha$ が低下する。図3-5で目につくことはエミッタ・ベース接合で $n_i$ のするどいピークがあることである。これはpn接合の部分では不純物のコンペーンションがおきているためで、詳しいことは2-4節ですでに述べた。 $V_{BE}$ が高くなると $n_i$ のピークが小さくなるのは、接合の部分でキャリア密度が増大するためであり、図2-14から容易に理解されよう。

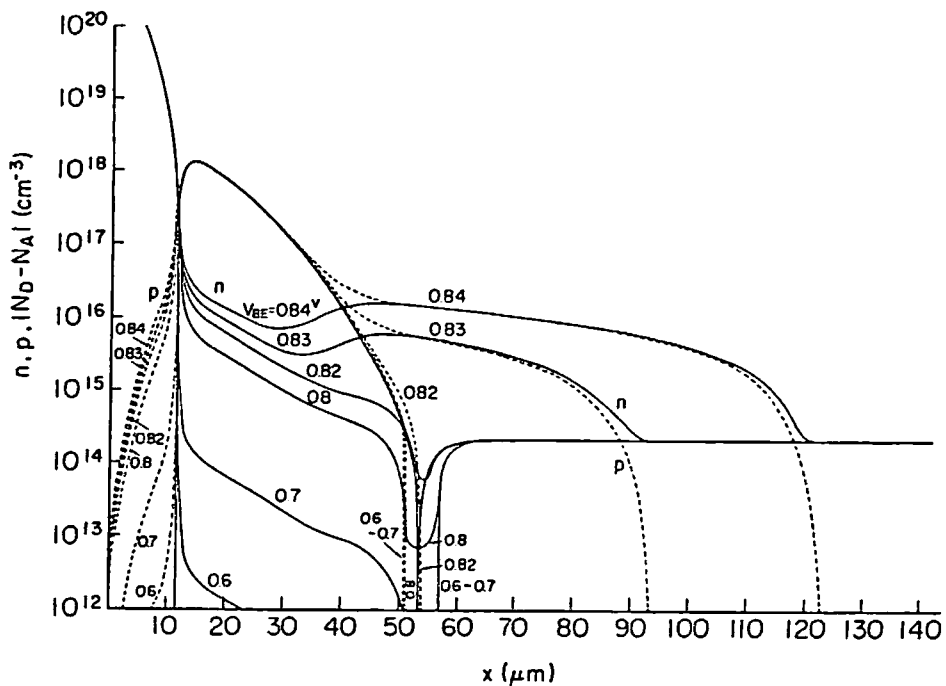
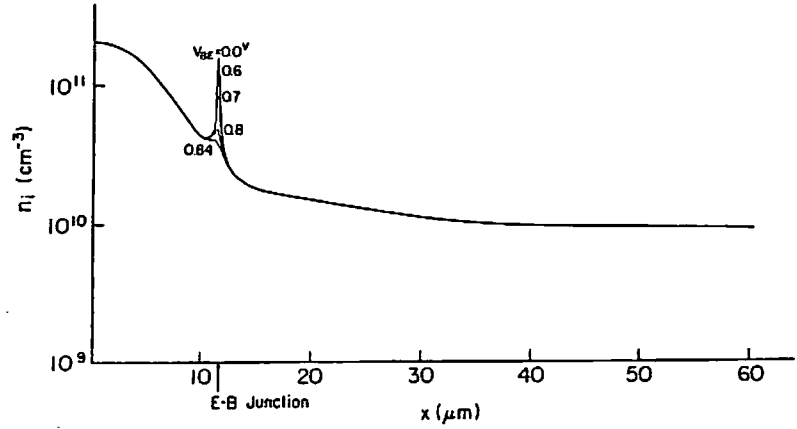


図3-4 トランジスタD内部のキャリア分布

単位時間あたりの再結合量 $R$ の分布を図3-8に示す。 $R$ の分布は明らかに $n_i$ の分布を反映している。ちなみに、高不純物効果を含まない場合の $R$ の分布は図3-9のようになる。 $R$ を全体で積分したものがベース電流を与えるので、エミッタ中で $R$ が大きいとベース電流が大きくなり、その結果、電流増幅率はすべての電流密度で低下する。エミッタ

中及びベース中での再結合量は(3-26)式より  $\exp\left(\frac{q}{kT} V_{BE}\right)$  に比例して変化し、一方エミッタ・ベース接合では(3-23)式から  $n_i \exp\left(\frac{q}{2kT} V_{BE}\right)$  で変化する。従って、図



3-8に示すように

図3-5 トランジスタD内部の  $n_i$  の分布

$V_{BE}$  が低い時は、エミッタ・ベース接合でのキャリア密度は小さいので  $n_i$  が大きくなり、従ってそこでの再結合量  $R$  は他の部分と比べて相対的に大きくなる。このため、低電流密度になるに従って加速的に  $\alpha$  が低下する。図3-10には電子電流のエミッタ端子電流に対する割合を示してある。コレクタ表面でのこの値は  $\alpha$  の値を示していることに注意しよう。

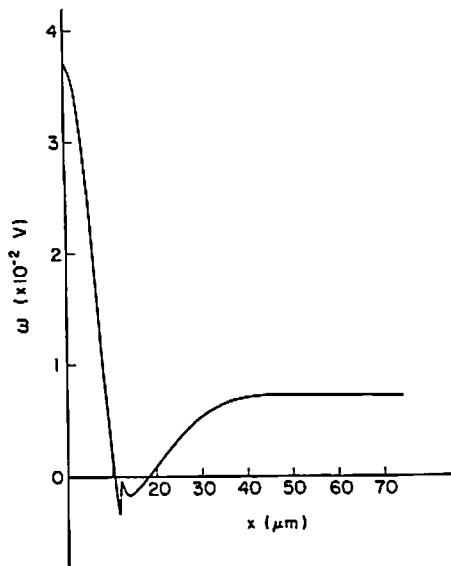


図3-6 トランジスタD内部の  $\omega$  の分布(熱平衡時)

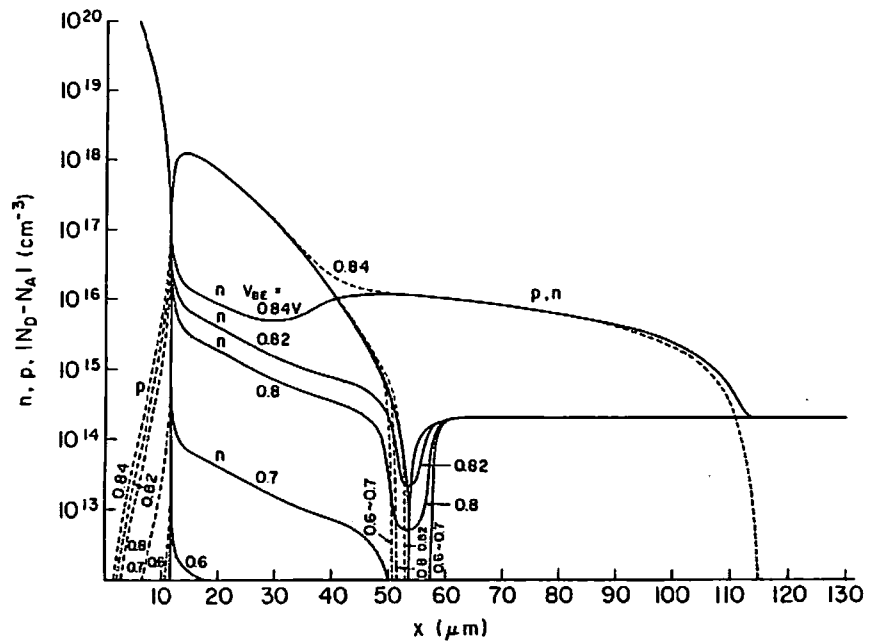


図3-7 高不純物効果を除いた時のトランジスタD内部のキャリア分布

また、図3-11は高不純物効果を除いた時の同様の図を示している。 $\alpha$ の値は大部分接合を含めた左側のエミッタ部分で決まっており、高不純物効果は注入効率  $\gamma$  を低下させてい

ることがよくわかる。また、 $V_{BE}$ が低い場合にはエミッタ・ベース接合の部分だけでほとんど $\alpha$ が決まっている。

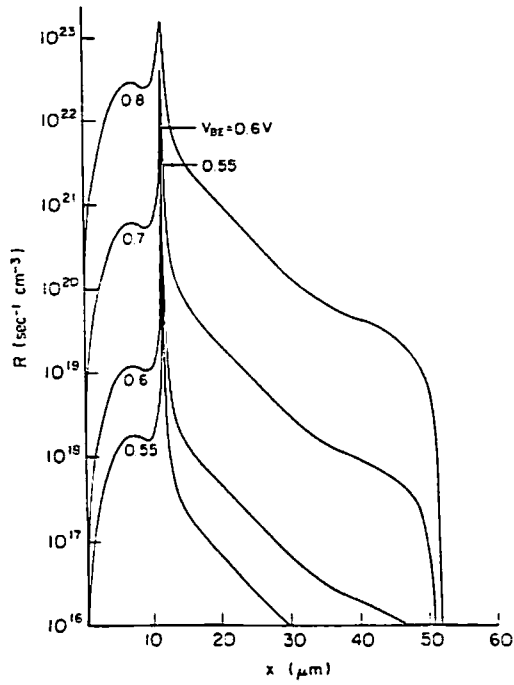


図 3 - 8 トランジスタ D 内部の単位時間あたりの再結合量 R の分布

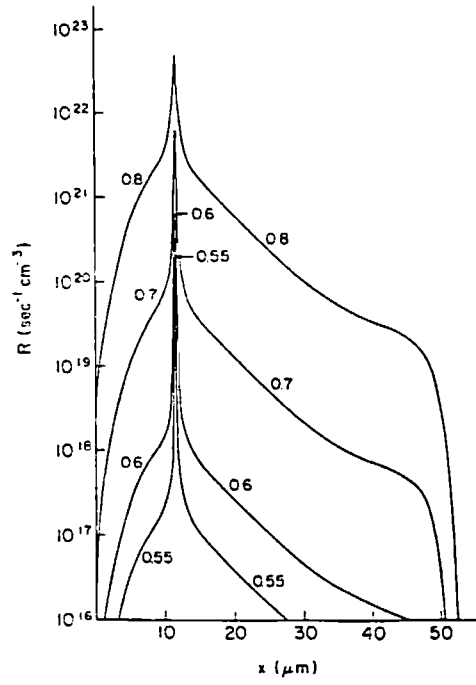


図 3 - 9 高不純物効果を除いた時のトランジスタ D 内部の単位時間あたりの再結合量 R の分布

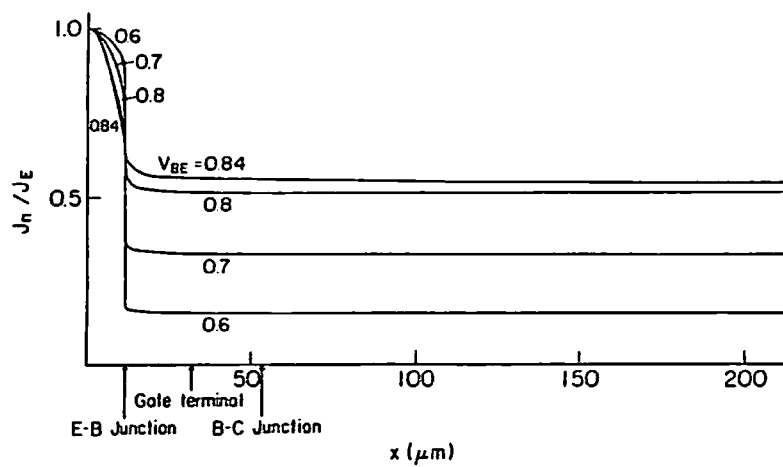


図 3-10 トランジスタ D 内部の電子電流とエミッタ電流の比  $J_n/J_E$  の分布

図3-12には端子電流の $V_{BE}$ に対する依存性を示す。コレクタ電流は Mott-Ross の式または Gummel の式 (3-1, 2) に示されるように  $\exp\left(\frac{q}{kT} V_{BE}\right)$  の傾斜をもっている。一方、ベース電流は $V_{BE}$ が低い時は接合での再結合電流が大きくなり  $\exp\left(\frac{q}{2kT} V_{BE}\right)$  の傾きに近づいている。この再結合電流は低電流密度で $\alpha$ が低下する原因となる。図3-13には高不純物効果がない時の端子電流の $V_{BE}$ 依存性を比較のために示してある。コレクタ電流の大きさはほぼ図3-12と同じであり、ベース電流とエミッタ電流が減少していることがわかる。

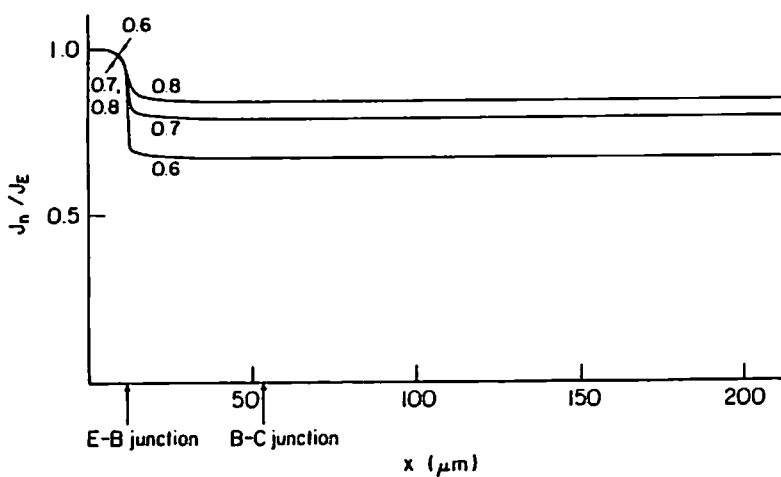


図3-11 高不純物効果を除いた時のトランジスタD内部の電子電流とエミッタ電流の比  $J_n/J_E$  の分布

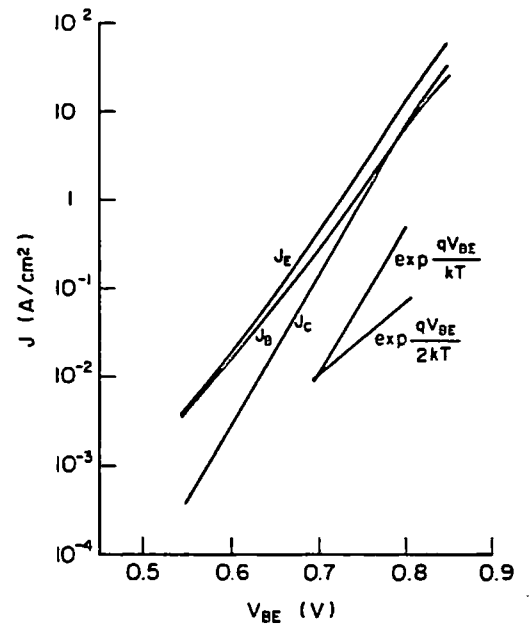


図3-12 トランジスタDの端子電流のエミッタ・ベース電圧 $V_{BE}$ に対する依存性

さて、図3-14に小信号電流増幅率の電流密度依存性を示そう。図中の実線が計算値を表している。一方点線は実験値を示し、これについては後で取りあげる。エミッタ電流 $J_E$ が $20\text{A}/\text{cm}^2$ 以上で $\alpha$ が低下しているのは、すでに図3-4で見たように、ベース・コレクタ接合を越えてキャリアがコレクタ高抵抗層まで存在している(カーク効果)ためである。さて、図3-14にはトランジスタBの計算値も一緒に示してある。トランジスタBはトランジスタDに比べてエミッタが深く電流増幅率は少し高い。トランジスタBとDの比較対照のために、トランジスタBのキャリア密度、再結合量、 $J_n/J_E$ のそれぞれの分布及び端子電流の $V_{BE}$ 依存性を図3-15, 16, 17, 18に示しておこう。



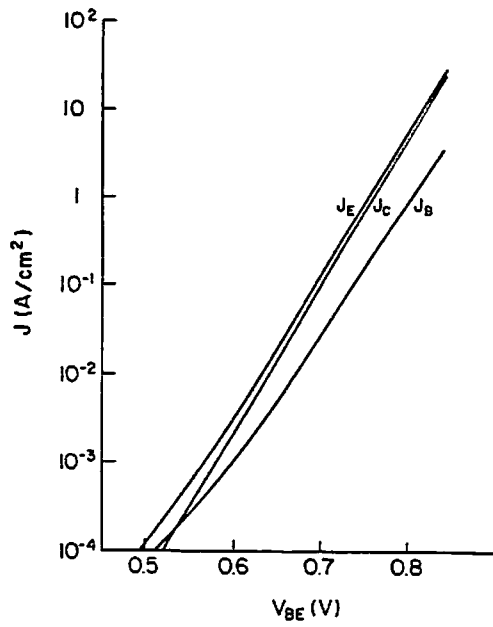


図 3-13 高不純物効果がない時のトランジスタ D の端子電流のエミッタ電圧  $V_{BE}$  に対する依存性

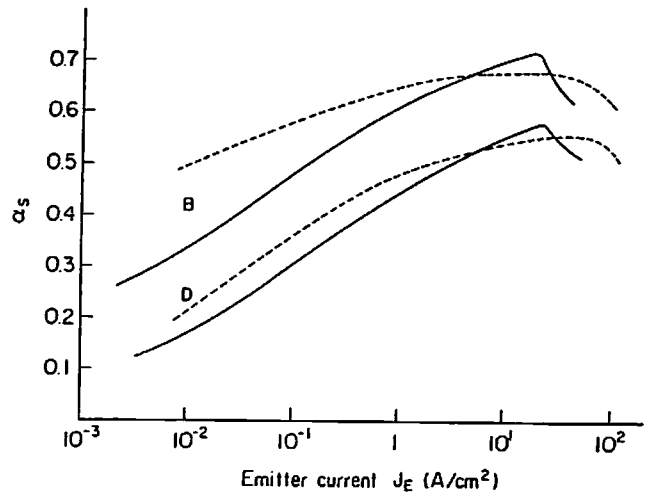


図 3-14 トランジスタ B, D のベース接地の小信号電流増幅率  $\alpha_s$  の電流密度依存性

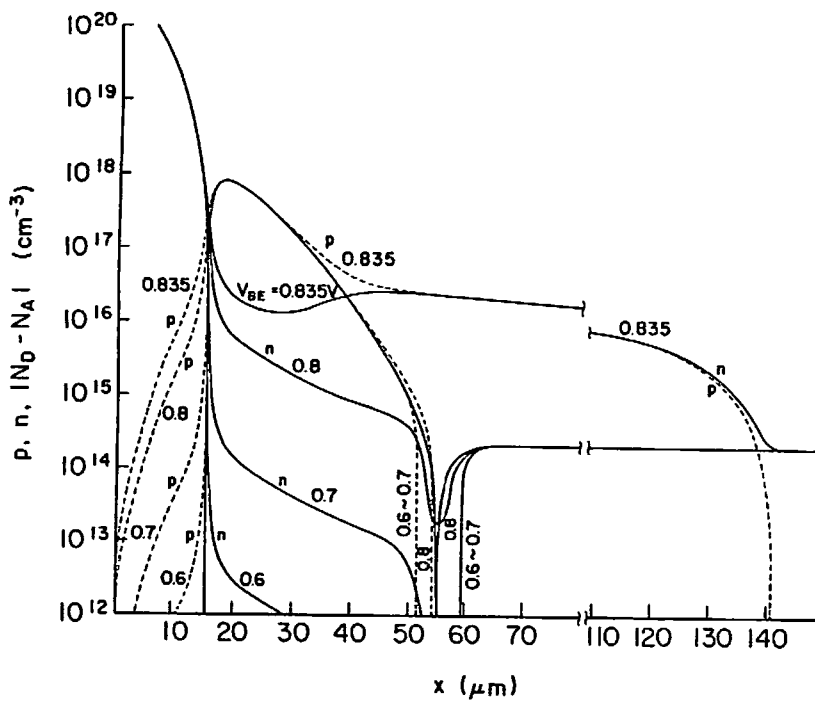


図 3-15 トランジスタ B 内部のキャリア分布

図3-14に示した点線の実測値は前節で試作したトランジスタの電流増幅率の実測値である。理論と実測値は完全には一致していない。この理由の一つには実験に用いた素子のベース濃度が高く、エミッタ・ベース接合のコンペンセーションが大きいためであろう。すなわち、このような領域では $n_i, \omega$ の値については過去にもMockの計算例があるのみで実験による $n_i$ の測定はなく、モデルが不正確であるためであると考えられる。

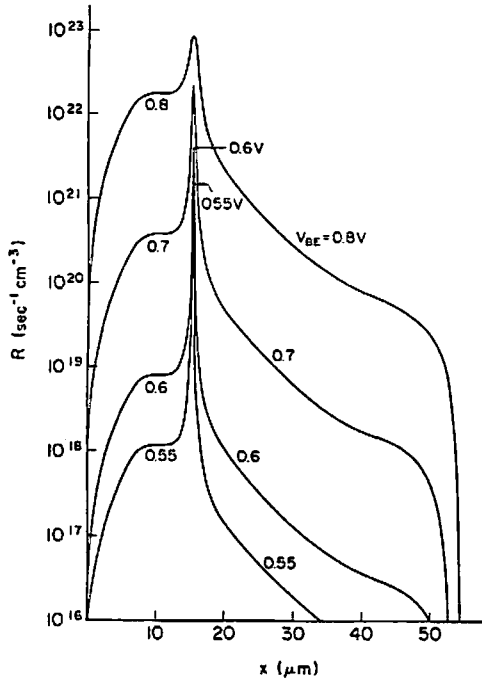


図3-16 トランジスタB内部の単位時間あたりの再結合量Rの分布

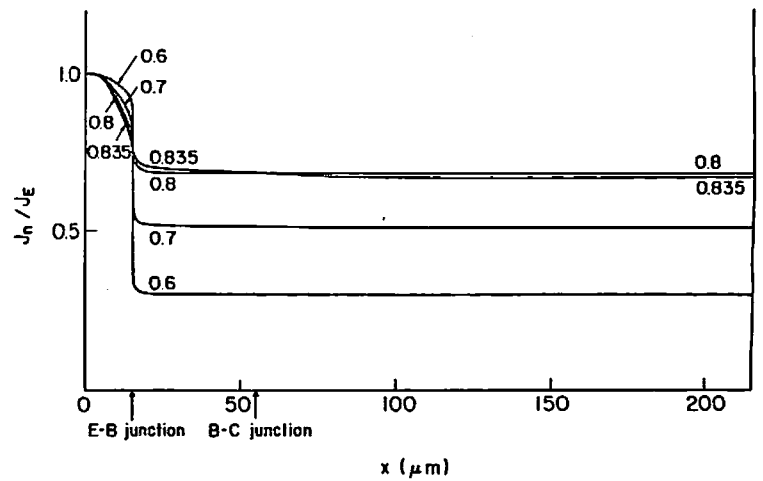


図3-17 トランジスタB内部の電子電流とエミッタ電流の比 $J_n/J_E$ の分布

次に、5種類のサンプルトランジスタについて電流密度が $0.5 \text{ A/cm}^2$ の時のエミッタ接地の小信号電流増幅率 $\beta$ の計算値と実験値とを $C_{EB}$ の値に対して図3-19に示す。モデルと実験とは概略良い一致を示している。参考のために、高不純物効果を除いた時の $\beta$ の計算値も一緒に図中に示してある。この場合には $\beta$ の値はかなり高い。Adlerの示した結果とは違って、エミッタが深い場合でも高不純物効果の影響はかなり大きいことがわかる。

さて、エミッタ・ベース接合の不純物濃度 $C_{EB}$ が高い場合の電流増幅率の低下は、以下のように解釈される。図3-17から明らかなように、ベース端子から入った正孔電流はエミッタ表面ではすべて電子電流におきかわっているので、ベース及びエミッタ中での再結合

量  $R$  を積分したものはベース電流と等しい。  $R$  の値は、図 3-8 よりベース中では小さいので無視すると、ベース電流は次のように表される。

$$J_B = \bar{R}_E \cdot L_p + \bar{R}_J \cdot W_J \quad \dots\dots\dots (3-27)$$

ここで、 $\bar{R}_E$   $\bar{R}_J$  は (3-23, 26) 式の平均値を表し、 $L_p$  は正孔のエミッタ中での拡散長、 $W_J$  はエミッタ・ベース接合の等価的厚みであり、 $n \cong p$  が成立している部分である。一方、コレクタ電流はベース中での再結合を無視すれば (3-28) 式で近似できる。

$$J_C = \frac{qn_i^2 \bar{D}_n \cdot \exp\left(\frac{q}{kT} V_{BE}\right)}{\int_{\text{ベース}} N(x) dx} \quad \dots\dots\dots (3-28)$$

今  $C_{EB}$  が増大したとすると、接合での  $n_i$  は急速に増大するので  $\bar{R}_J$  は増大する。また、不純物濃度の高いエミッタ中の  $\bar{R}_E$  は (3-26) 式の  $n_i^2/N$  が不純物濃度の増大に対してわずかに減少する関数であるから  $C_{EB}$  が増大してもあまり変化がないとして良い。一方、 $J_C$  に関しては  $C_{EB}$  が増大すればベースの不純物積分が増大するので  $J_C$  は低下する。従って、素子のベース幅とエミッタ深さをほぼ一定とすれば、 $C_{EB}$  が増大すると、 $J_B$  は増大し  $J_C$  は減少するので  $\beta (= \Delta J_C / \Delta J_B)$  は減少する。これに対して、後に示すように、エミッタの表面濃度だけをかえた場合には、 $\bar{R}_E$  だけが少し減少するだけで  $\beta$  の増大はわずかである。このように  $C_{EB}$  は電流増幅率に大きく影響するパラメータであることがわかる。

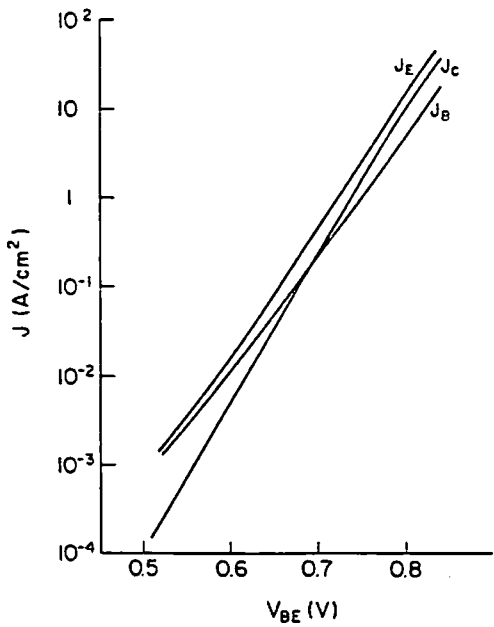


図 3-18 トランジスタ B の端子電流のエミッタ・ベース電圧  $V_{BE}$  に対する依存性

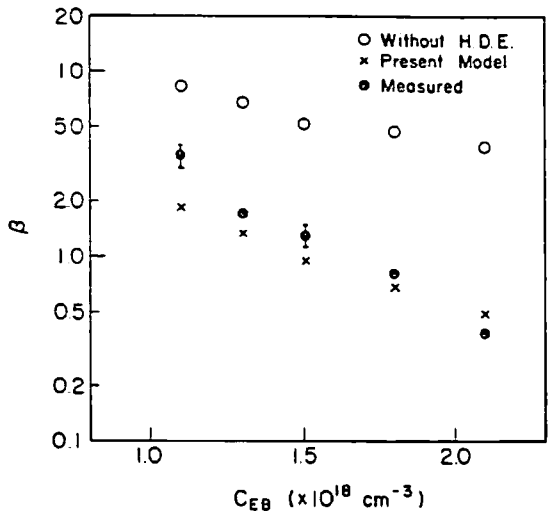


図 3-19 エミッタ接地の電流増幅率  $\beta$  と  $C_{EB}$  の関係

電流増幅率が  $C_{EB}$  の値の増大につれて低下することは大きな意味をもっている。例えば、トランジスタでは p ベースのシート抵抗をあまり下げることができないために電流がエミッタの端に集中してしまふ。また、GTOサイリスタでは第5章で詳しく述べるように、ターンオフできる最大の電流を制限してしまふことになる。

電流増幅率  $\alpha$  がこのように  $C_{EB}$  の値に大きく影響することから、 $\alpha$  を決定する一つの要因としてこの値を考慮することは重要である。すなわち、古典的には  $C_{EB}$  の値が大きい場合でも (エミッタの不純物の総量) / (ベースの不純物総量) の比を大きくしておけば  $\alpha$  は大きいことになるが、実際には高不純物効果のためにそうはならない。また、前述したように  $C_{EB}$  の値はエミッタの表面濃度よりも  $\alpha$  との関連が深い。たとえば、トランジスタ E においてエミッタの表面濃度を  $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$  から  $1 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$  までかえても、 $J_E = 0.5 \text{A/cm}^2$  の時の電流増幅率  $\alpha$  は 0.29 から 0.36 までしか変化しない。これは  $C_{EB}$  に対する  $\alpha$  の変化よりもかなり小さい。

最後にスクリーニング長  $\lambda$  を求める際に用いる  $E_{ion}$  の値についてふれておこう。不純物のコンペンセーションが大きい場合の熱平衡時の  $\lambda$  の値は、(2-88) 式において  $n \cong p \cong n_i$  であるから、 $N_D + N_A / E_{ion}$  の項によって決まる。従って、エミッタ・ベース接合の  $n_i$  の値は  $E_{ion}$  の値に大きく依存する。 $E_{ion}$  の値が 20kT と 30kT の場合についてトランジスタ E の  $\alpha$  の値の電流密度依存性を計算したものが図 3-20 である。 $E_{ion}$  が 30kT の場合は 20kT よりも、低電流密度域で  $\alpha$  の低下する割合が大きい。図 3-14 に示したように、実際の実験値は 30kT の場合ほど低電流密度で低下していないので、 $E_{ion}$  としてはより実際に近い 20kT を選んで計算してある。この論文では他の章でも  $E_{ion}$  はすべて 20kT に統一してある。

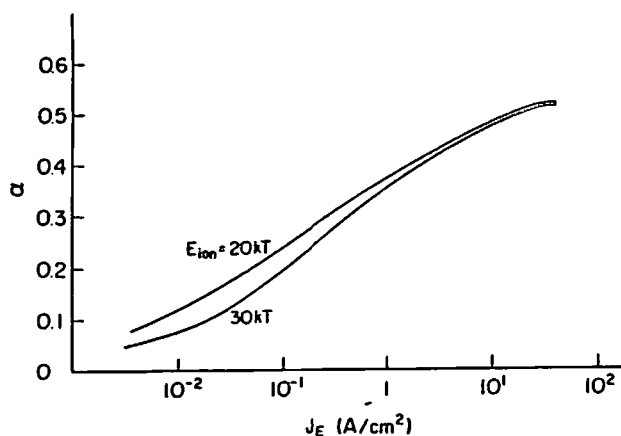


図 3-20  $E_{ion}$  が 20kT と 30kT の時の直流電流増幅率  $\alpha$  の電流密度依存性

### 3-5 問題点

ここでは不純物のコンペンセーションがある時の高不純物効果についてとりあげる。すでに図3-19で見たように、ここで用いた高不純物効果のモデルは $C_{EB}$ が大きくなった時の電流増幅率の低下をかなり良く説明することができた。しかし、図3-14に示したように、低電流密度で電流増幅率が少し小さくなりすぎるという不一致がみられた。このことからコンペンセーションが大きくなっても、 $n_j$ はモデルが予想する程大きくはならないのではないかという疑問が生じる。しかし、不純物のコンペンセーションが大きい場合の $n_j$ の測定は筆者の知るかぎり全くなく、この疑問に答えることはできない。また、使用した $n_j$ を求めるMockのモデル自体が、第2章で述べたように、充分信頼のおけるものではないことも確かであるが、これに代わる $n_j$ を与えるモデルがない。しかし、エミッタ・ベース接合の部分を除けば $n_j$ の実測値があり、Mockのモデルはこの値に近いので、接合の $n_j$ が実際にはMockのモデル程大きくはないとしても、本章の結論は不変である。従って、この問題は以後の問題として残すのが適当であろう。

高不純物効果は素子モデルに導入されてまだ歴史が浅く、その大きさを表す $p \cdot n$ 積 $n_j^2$ が不純物濃度にいかにか依存しているか、また特にここで述べたように、不純物のコンペンセーションの度合にいかにか依存しているかについて、定量的に正確に求めるまでには至っていない。しかし、高不純物効果を含めた場合には、素子の種々の特性をより良く再現することができる。この章でのトランジスタの計算もその一つの例であり、次の4・5章でも高不純物効果の同様の例を示すことができる。

### 3-6 結 言

この章では、エミッタ・ベース接合の不純物濃度( $N_D$ または $N_A$ ) $C_{EB}$ が $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 以上と大きく不純物のコンペンセーションが大きい二重拡散型のトランジスタについて実験と計算を行い比較を行った。計算にあたって使用したモデルは、前章で定式化したフェルミ統計下での高不純物効果を含めたものである。パラメータ $n_j$ 、 $\omega$ は素子内部の各点のキャリア密度及び不純物濃度に依存しており、首尾一貫した解を求めてある。

計算結果は、 $C_{EB}$ が大きくなった時の電流増幅率の低下をかなり正確に再現することができた。そして、エミッタが深い場合には高不純物効果は小さいとするAdler等の結果

〔10〕は疑問であり、必ずしもいつも成立することではないことがわかった。 $C_{EB}$  が大きい場合の電流増幅率の低下の大きな原因としては二つ考えられ、一つはベース中の不純物総量が大きくなっていることであり、もう一つは高不純物効果の影響が大きいことである。

計算結果を通じて、トランジスタの増幅率 $\alpha$ が $C_{EB}$  に強く依存することから、トランジスタの設計時にガンメル数と並んで $C_{EB}$  の値を制御することが重要であることがわかり、現在では実際の設計に採用されている。

一方、コンペンセーションが大きい場合に実際にモデルが予測するように $n_j$ が非常に大きくなるか否かについては、確かな結論を得ることはできなかった。この問題はこれからの大きな研究課題となろう。

また、3-3節には前章で導いた電流方程式の解法を述べ、高不純物効果を含めても今までと全く同じ解法が使えることを示した。

## 参考文献

- [1] H.K. Gummel, IEEE Trans Electron Dev. ED-11, 455 (1964)
- [2] H.N. Ghosh, F.H. dela Moneda and N.R. Nono, Solid-St. Electron. 10, 705 (1967)
- [3] D.M. Caughey, presented at European Meeting, Semiconductor Device Research Session 13, March (1969)
- [4] J.A. Pals and H.C. de Graaff, Philips Research Report, 24, 53 (1969)
- [5] J.L. Moll and I.M. Ross, Proc. IRE, 44, 72 (1956)
- [6] R. Mertens, H. De Man and R. Van Overstraeten, IEEE Trans. Electron Dev. ED-20, 772 (1973)
- [7] H.K. Gummel, Proc. IRE, 49, 834 (1961)
- [8] R. Van Overstraeten, H. De Man and R. Mertens, IEEE Trans. Electron Dev. ED-20, 290 (1973)
- [9] R. Martinelli and E. Jetter, 1976 IEDM Technical Digest, pp 162
- [10] M.S. Adler et al, IEEE Trans. Electron Dev. ED-23, 858 (1976)
- [11] M.S. Mock, Solid-St. Electron. 17, 819 (1974)
- [12] M.S. Adler, 1978 IEDM Technical Digest, pp 550
- [13] 例えばS.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Wiley-Interscience, 1969
- [14] M. Azuma, A. Nakagawa and K. Takigami, Jap. J. Appl. Phys. 17 Supplement 17-1, 275 (1977)
- [15] J.C. Irvin, Bell System. Tech. J. 41, 387 (1962)
- [16] B.V. Gokhale, IEEE Trans. Electron Dev. ED-17, 594 (1970)
- [17] D.L. Scharfetter and H.K. Gummel, IEEE Trans. Electron Dev. ED-16, 64 (1969)

[18] 例えば M. Kurata, IEEE Trans. Electron Dev. ED-19,  
1207 (1972)

[19] A. Nakagawa, Solid-St. Electron. 22, 943 (1979)



## § 4. 低損失ダイオードの設計への応用

### 4-1 序 論

近年電子機器のIC化やLSI化によりその供給電源である低電圧直流電源の需要が増大してきている。電源電圧が低くなると、これに使用する整流素子自身の電圧降下による損失が問題になってくる。また、電源を小型化するためには素子冷却のためのラジエータは小さい方が望ましい。ところで、電源の方式としてスイッチングレギュレータ<sup>[1]</sup>は装置の小型化に適しているため、最近の電源にはこの方式が多く使用されるようになってきた。この方式に適したダイオードには、順電圧降下が低だけでなくスイッチングスピードが早いことが要求される。このような要求を満たすダイオードの一つとしてショットキーバリアダイオード<sup>[2]</sup>がある。ショットキーバリアダイオードは小信号高周波用にはかなり古くから使われていたが、電力用にはまだ歴史が浅く初めて製品化されたのは1972年頃である。このダイオードでは、順電圧降下はかなり低く20~30Aで0.5~0.6V程度、またスイッチング時間を表す逆回復時間も50~100nsec程度に短いものが得られている。しかし、逆電圧は低く30~40Vであり、逆電流も125°Cで100~400mAと大きい。これに対して、いわゆるpn接合型ダイオードは、逆電圧は高くできるが順電圧降下は1V以上と大きく、また逆回復時間も0.3~1μsecと長い。このような点からショットキーバリアダイオードでは逆電圧を高める努力が行われ、一方pn接合型ダイオードでは順電圧降下や逆回復時間を下げる工夫が行われている。<sup>[3]</sup>このpn接合型ダイオードでは、逆電圧を高くし順電圧降下を小さくするのに有利なpin型の構成をとるのが普通である。最近ではこのようなpin型の構造をもつダイオードでは、逆電圧3000V程度、平均電流1000~2000Aのものがつくられるに至っているが、低い順電圧降下を得る試みはまだ手がけられたばかりである。

さて、pinダイオードの理論的考察はかなり古くから行われていた。<sup>[4-7]</sup>特に高注入の場合には解析的扱いが比較的簡単であるためにその歴史は古い。一方、数値解析による扱いもS. Choo等によって精力的に行われてきた。<sup>[8-11]</sup>しかし、pinダイオードの順電圧降下を下げようとの努力が本格的に行われるようになったのは最近のことである。筆者の知るかぎりでは、最初の理論的検討はM. Naito等によるものである。<sup>[12]</sup>従来、ダイオードの順電圧降下はpn接合の接合電位差と大きく関係することから、pエミッタま

たは n エミッタの不純物濃度を下げることが提案されてきた。また、電圧降下は大部分抵抗の高い i 層でおこるので i 層が薄いことが望ましい。このような観点から、高濃度の基盤ウェハに比抵抗の高いエピ層を形成し、その上に拡散で接合を作り、この拡散層の濃度を下げて接合電位差を小さくすることが従来から考えられてきた。この方法を押し進め、理論的解析を行ったものが Naito 等の論文である。

次に、少し詳しく彼等の解析結果を解説しよう。Naito 等は pin 三層のうちの p 層が非常に薄い非対称ダイオードを提案する。このようなダイオードでは、p エミッタ中の電子密度はその表面でほぼ 0 となるために、電子濃度の同層中での傾きが大きくなり、従って電子の拡散電流が非常に大きくなることから、正孔電流は相対的に無視できる程小さいと仮定する。正孔電流を 0 とすると、i 層中の電界は次のように与えられる（高注入状態を考えている）。

$$E = \frac{kT}{q} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (4-1)$$

従って、i 層中の電圧降下  $V_i$  は、

$$V_i = \int_0^{w_i} E dx = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_w}{p_0} \quad \dots\dots\dots (4-2)$$

となる。ここで、 $x=0$  は p-i 接合の、 $x=w_i$  は i-n 接合のそれぞれの位置を表し、 $p_0$ 、 $p_w$  は i 層中の両接合端での正孔密度を表す。一方、i 層の接合電圧  $V_J$  は次の式により求められる。〔付録に示した。〕

$$V_J = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_0 p_w}{n_i^2} \quad \dots\dots\dots (4-3)$$

全体の電圧降下  $V_F$  は  $V_J + V_i$  から求めることができる。

次に  $p_0$ 、 $p_w$  の値を求めよう。（4-1）式を用いると電子電流の式は次のようになる。

$$2qD_n(p) \frac{\partial p}{\partial x} = J_n = J_{total} \quad \dots\dots\dots (4-4)$$

ただし、 $n=p$  としてある。この式を p について積分すれば  $p_0$ 、 $p_w$  が求まるが、この時の境界条件を以下に定めてみよう。p エミッタ中では、電子電流は、拡散によって流れるので、次のように与えられる。

$$J_n = \frac{qD_n}{L_n} n p_0 \quad \dots\dots\dots (4-5)$$

ここで、 $L_n$  は p エミッタ中での電子の実効的拡散長であり、 $n_{p0}$  は p エミッタ中の p - i 接合端での電子密度である。 $N_p$  を p エミッタの不純物濃度とすると、 $p_0$  と  $n_{p0}$  の間には次の関係がある。

$$p_0 = \sqrt{N_p \cdot n_{p0}} \quad \dots\dots\dots (4-6)$$

p エミッタの厚み  $W_p$  が電子の拡散長よりずっと短ければ、 $L_n$  は  $W_p$  と等しくなるので、(4-6) に (4-5) を代入して次の式を得る。

$$p_0 = \sqrt{QJ/qD_n} \quad \dots\dots\dots (4-7)$$

ただし、 $Q = N_p \cdot W_p$  である。 $D_n(p)$  の形をキャリア同士の散乱を考慮に入れて、次のように近似する。

$$D_n(p) = \frac{a}{p + p_c}, \quad \dots\dots\dots (4-8)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし、} \quad p_c &= 9.39 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \\ a &= 3.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}. \end{aligned}$$

(4-7, 8) を使って (4-4) 式を積分し  $V_F = V_J + V_i$  を求めると

$$V_F = \frac{2kT}{q} \ln \left[ \frac{1}{n_i} \left\{ \left( \sqrt{\frac{QJ}{qD_n}} + p_c \right) \exp\left(\frac{JW_i}{2qa}\right) - p_c \right\} \right] \dots\dots (4-9)$$

を得る。この結果から、 $Q$  すなわち p エミッタの不純物量が小さい程順電圧降下  $V_F$  は低くなるのがわかる。従って、Naito 等は p エミッタの不純物量をできるだけ小さくすることが重要であると結論している。

さて、この結果は後に示すように筆者の数値解析の結果とも符合するものであり、解析解としては成功した例である。しかし、不純物量  $Q$  を下げる際に、実はいろいろな制約が存在することは彼等の論文では明らかにされていない。まず、彼等が提案する薄い p エミッタの仮定が成立するためには、表面で電子密度が 0 に近くなる必要から、エミッタの表面でのキャリア寿命が充分小さいこと、またそこでオーミックコンタクトがとれることが必要である。このためにはエミッタの表面濃度が充分に高くなければならない。この条件を満たした上で全体の  $Q$  を下げなければならない。

ところで、筆者は、この方法が実は p エミッタ厚みを非常に薄くすることを意味しており高い逆電圧の実現がむずかしくなることから、先に開発した 1 次元モデルを用いて順電圧降下を下げる他の有力な方法の検討を行った。<sup>[13-15]</sup> 数値計算モデルを用いた組織だった解析はこれが最初であり、一連の計算を通じて、i 層が薄い場合にはそのキャリ

寿命を適切に選ぶと順電圧降下が低くなることを明らかにした。従来、pinダイオードのi層のキャリア寿命を下げると順電圧降下が増大するとするのが定説であり、逆に下がるとする文献は筆者の知るわぎりでは二例のみである。<sup>[3]</sup> 一つはその原因を金拡散によってキャリア寿命が下がったためではなく、他に原因を求めている。もう一つの文献は、すでに絶版となった本で、複雑な解析解によって一般に順電圧降下が最底になる点があるとしているが、一般性のない仮定を用い、また最底の点がいつでも観測されるわけではなく誤った結論となっている。正しい解釈は正確なモデルを用いて初めて明らかとなり、i層の厚みが薄い時にのみ( $\leq 35 \mu\text{m}$ )充分高い電流密度で最底の点が観測されることが理解される。

このようなキャリア寿命を下げるだけで順電圧降下が下げられるという簡単な技術が長い間盲点であった理由は、大電力用ダイオードを作る場合にエピ層を使うことがコストを高くするために全くと言って良い程行われてこなかったためであろう。そして、通常は二重拡散によって作られるためにi層が厚くなっている。このようにi層が厚い場合には、i層のキャリア寿命を小さくすると通常の電流密度では順電圧降下が必ず増大するために、技術者の間に先入観念を植えつけてしまったのであろう。

筆者はi層のキャリア寿命を適切に小さくすることで、逆電圧200V、順電圧降下0.83V ( $150 \text{A}/\text{cm}^2$ の時)、逆回復時間50~60nsecの特性を有するダイオードを実現することができた。この特性はショットキーバリアダイオードと比較しても、順電圧降下では少し劣るものの、逆回復時間では同等、逆電圧では大きく上まわるものである。

この解析に用いたモデルは、簡単なダイオードでは10mV以内で実験と一致する正確さを示し、素子の設計の期間を大幅に短縮することができた。その結果、約1年というまれにみる短期間に素子開発が終了し、現在この素子は東芝トランジスタ工場で生産され市販されるに至っている。

以下の節では低損失ダイオードの設計理論を紹介し、実験との比較を試みることにしよう。まず4-2節では、1次元モデルを用いて種々の不純物プロファイル、キャリア寿命についての検討を行い、順電圧降下を下げる二つの有力な方法を提案する。また、4-3節では実際の実験結果との比較を行い、同時に逆回復時間に関する検討を行う。4-4節では素子の試作方法と総合特性について述べることにする。

## 4-2 モデルを使用したダイオードの設計 [13-15]

### 4-2-1 1次元素子モデル

この節で使用するモデルは第2章で用いたものと本質的に同じモデルである。ただし、ここではダイオードの高注入状態を計算するために第3章で用いたモデルにオージェ再結合とキャリア同士の散乱の二つを加える。キャリア同士の散乱は移動度の減少として表され、ここでは(2-106)式を用いる。また、オージェ再結合は次の式で表す。[16-18]

$$R_{\text{AUGER}} = 2 \times 10^{-31} \times (n^2 p + np^2) (\text{sec}^{-1} \text{cm}^{-3}) \quad \dots\dots\dots (4-10)$$

さて、種々の効果を含めることによってダイオードの電圧電流特性がどのように変更されるかを次に見てみよう。まず、高不純物効果について述べると、両エミッタでの  $p \cdot n$  積  $n_i^2$  が増大するため、拡散電流が増大し順電圧降下が下がる。これは、 $p$  エミッタ中の電子の拡散電流  $J_{Dn}$  が次のように書けることから明らかであろう。

$$J_{Dn} = qD_n \frac{n_i^2}{N_p L_n} \left\{ \exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right) - 1 \right\} \quad \dots\dots\dots (4-11)$$

ここで  $N_p$  は  $p$  エミッタ濃度、 $L_n$  は電子の拡散長、 $V_J$  は接合にかかる電圧を示している。ところで、 $i$  層での電圧降下が問題になる場合、たとえば、 $i$  層が厚い場合域いは電流密度が高い場合には、高不純物効果を含めると順電圧降下は逆に増大することになる。これは、エミッタの注入効率が低下することにより、 $i$  層中のキャリア濃度が減少し、同層での電圧降下が増大するためである。

一方、オージェ再結合とキャリア同士の散乱の効果はキャリア密度が大きい場合に現れ、いずれも順電圧降下の増大をひきおこす。これらの効果を示す一例を図4-1に示そう。これは  $i$  層が  $17 \mu\text{m}$  のダイオードの電圧電流特性を示している。図の曲線1はすべての効果を含めた時のもの、曲線2は高不純物効果をのぞいた時のもの、曲線3はキャリア同士の散乱とオージェ再結合を除いた時のものをそれぞれ示している。このように  $i$  層の薄いダイオードでは、高不純物効果を含めるとかなり高い電流密度まで順電圧降下が下がる。また、オージェ再結合やキャリア同士の散乱の効果は約  $200 \text{A/cm}^2$  以上の電流密度で現れてくることがわかる。

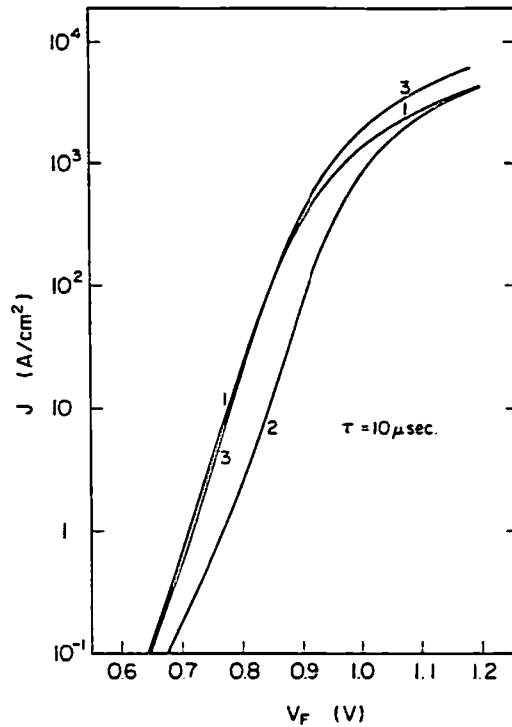


図 4 - 1 i 層が  $17\mu\text{m}$  のダイオード特性について種々の物理現象の効果を示す。

1. すべての効果を含む時
2. 高不純物効果を除いた時
3. キャリア同士の散乱とオージェ再結合を除いた時

#### 4 - 2 - 2 低い順電圧降下を得る方法 I

( i 層のキャリア寿命に関する検討 )

まず、以下の検討に使用する不純物プロファイルをいくつか図 4 - 2 に示しておく。各矢印はそれぞれのプロファイルの端を示している。プロファイル 1 は標準的なもので、 $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  の高濃度の n 型基盤  $200\mu\text{m}$  の上に  $2\mu\text{m}$  の遷移層を介して  $17\mu\text{m}$  の  $9 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  の濃度の i 層があり、さらに  $3\mu\text{m}$  の表面濃度  $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  の p 型の拡散層がある。プロファイル 2 は i 層が  $10\mu\text{m}$  と薄くなっている他はプロファイル 1 と同じである。プロファイル 3 は基盤層がないことと i 層の濃度が  $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  と低い点を除いてプロファイル 2 と同じである。プロファイル 4 は  $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  の濃度をもつ  $5\mu\text{m}$  の p エミッタ層と  $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  の濃度の i 層と  $2\mu\text{m}$  の n エミッタ層からなっている。プロファイル 5 は p

プロフィール4の表面に  $3\mu\text{m}$  の  $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  の表面濃度のp型拡散層をつけ加えたものである。(プロフィール3~5は次の節で用いる。)

図4-3にプロフィール1のダイオードの電圧電流特性の計算結果を示す。数本の曲線はそれぞれi層のキャリア寿命 $\tau$ が異なっている。そして、素子内の各点のキャリア寿命は(2-95, 96)式で与えてある。例えば、 $\tau = 10\mu\text{sec}$ の場合のキャリア寿命を図4-4に示す。また、高不純物効果を表す $n_i$ の分布は図4-5のように与えてある。さて、図4-3からキャリア寿命 $\tau$ が低下するに従ってかなり高い電流密度まで順電圧降下 $V_F$ が低下しているのがわかる。さらに、キャリア寿命が低下すると、今度は逆に順電圧降下が急に増大を始める。図

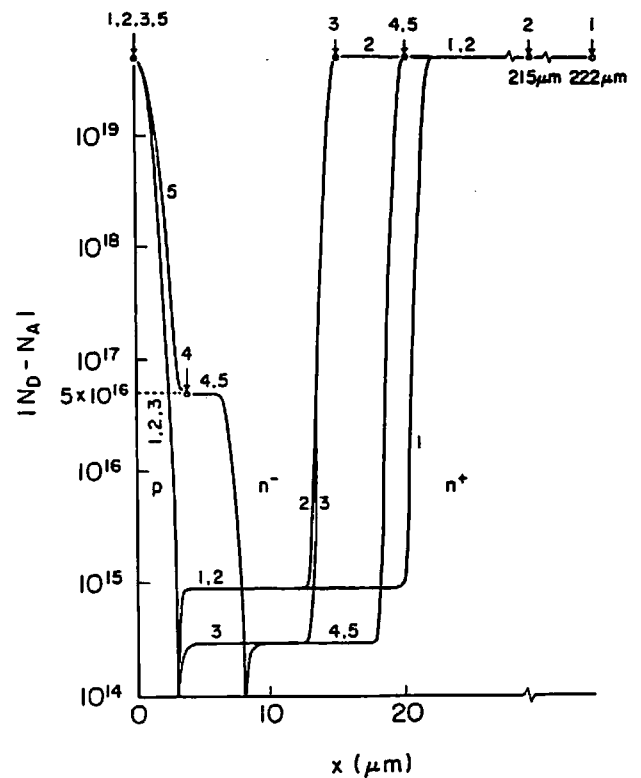


図4-2 種々のプロフィールを示す

4-3の場合には、キャリア寿命 $\tau$ が約30nsecまでは順電圧降下が減少し、これ以下では電流密度が低い場合を除いて順電圧降下が急激に増大する。図4-6, 7, 8にプロフィール1と同じで、i層の幅が $10\mu\text{m}$  (プロフィール2)及び $13\mu\text{m}$ ,  $24\mu\text{m}$ の場合の電圧電流特性を示そう。これらの図4-3, 6, 7, 8を比べてみると、i層の幅が減少するにつれて $\tau$ を下げることにより順電圧降下が低下する電流密度の領域が拡大すると共に、実現できる最低の順電圧降下の値が小さくなるのがわかる。また同時に、順電圧降下が最低になる時のキャリア寿命の値も低下する。この様子を電流密度が $150 \text{A/cm}^2$ の場合について図示したものが図4-9である。電流密度 $150 \text{A/cm}^2$ はほぼ通常用いられるダイオードの定格値と同程度の値であるから、図4-9の順電圧降下の値は製品化した場合の定格値に近い値である。キャリア寿命が $10^{-5} \text{sec}$ 程度に比較的高い場合は、i層の幅が変化してもほぼ順電圧降下は一定である。一方、キャリア寿命が $10^{-8} \text{sec}$ と小さい場合は、i層の幅が増大すると順電圧降下は急激に増大してくる。キャリア寿命をi層の幅に対してそれぞれ適切に選ぶことによって、図に破線で示したように順電圧降下は最低になる。今、i層の

幅を  $17\mu\text{m}$  とした場合、得られる最低の順電圧降下は約  $0.826\text{V}$  でありこの時の  $\tau$  は約  $30\text{ nsec}$  程度である。

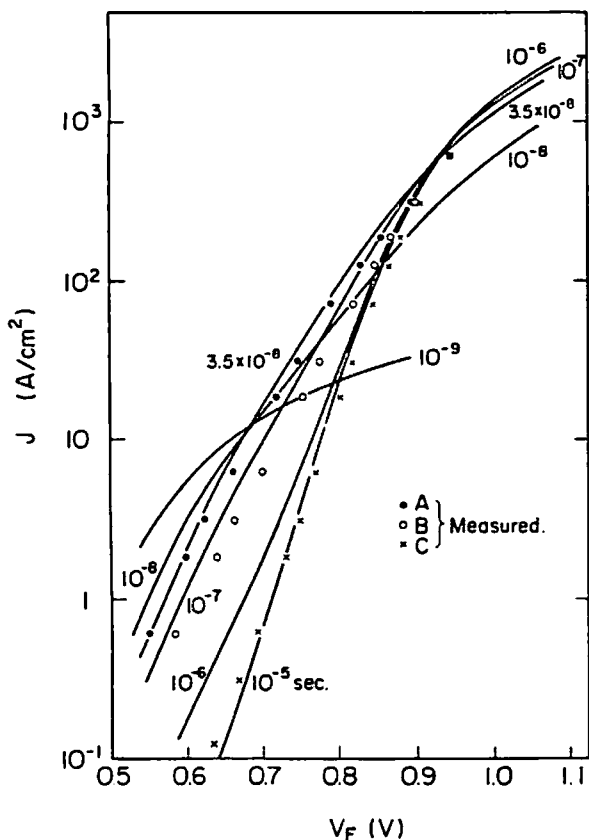


図 4 - 3 不純物のプロファイル 1 の電圧電流特性 (キャリア寿命をパラメータとする)

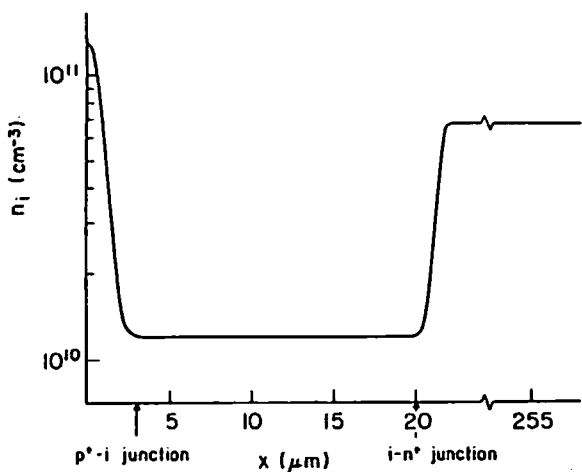


図 4 - 5 プロファイル 1 の場合の  $n_i$  の分布

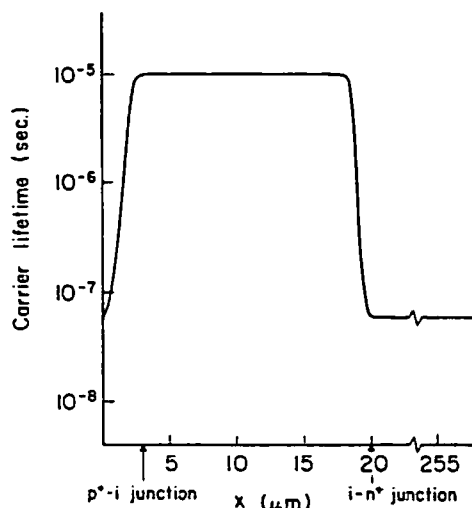


図 4 - 4 プロファイル 1 について  $\tau = 10^{-5}\text{ sec}$  の時のキャリア寿命の分布

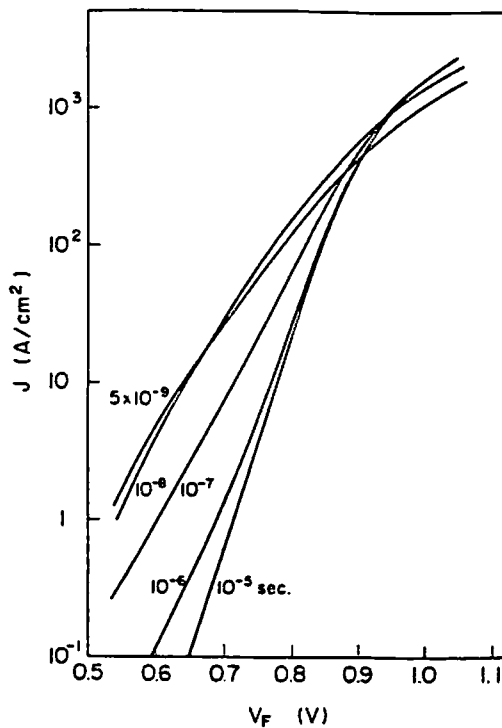


図 4 - 6 不純物プロファイル 2 の電圧電流特性 (キャリア寿命をパラメータとする)



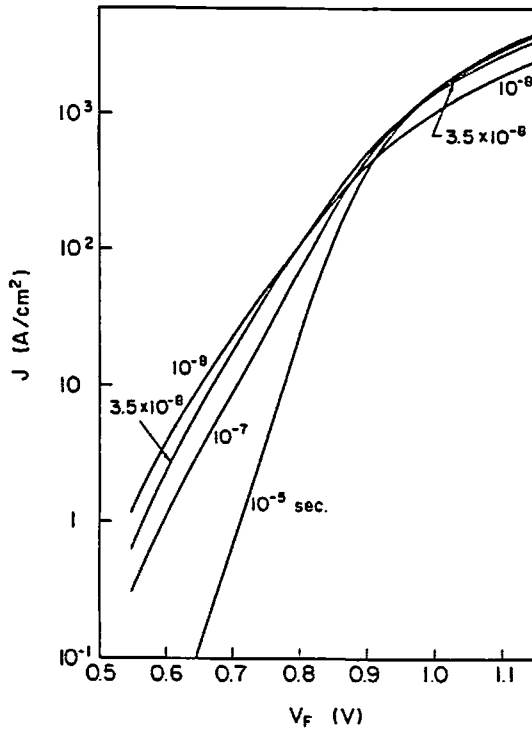


図 4 - 7 i 層が 13  $\mu\text{m}$  の時の電圧電流特性 ( キャリア寿命をパラメータとする )

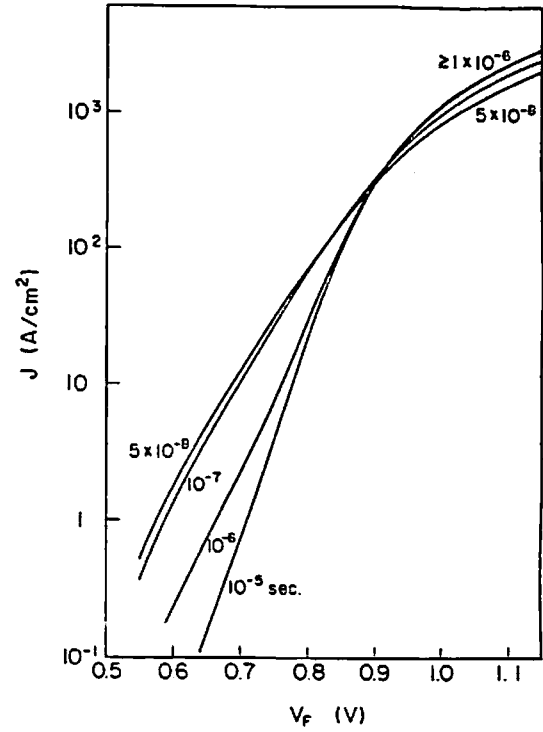


図 4 - 8 i 層が 24  $\mu\text{m}$  の時の電圧電流特性 ( キャリア寿命をパラメータとする )

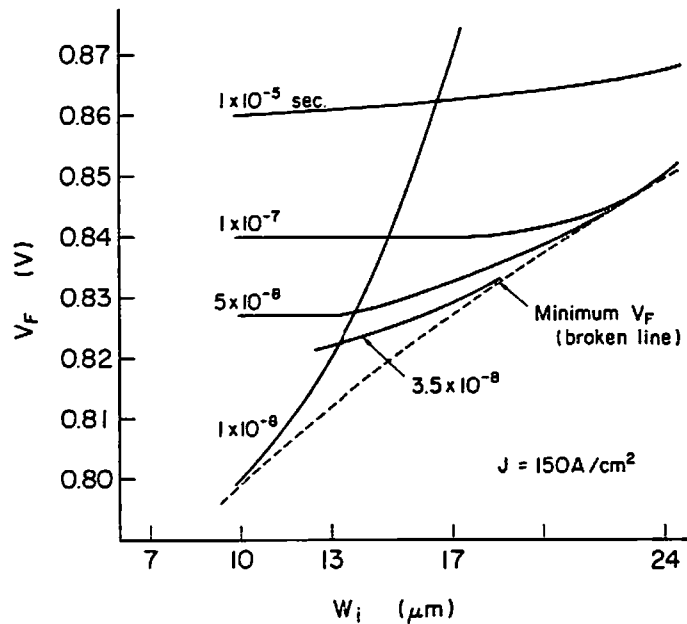


図 4 - 9 電流密度が  $150 \text{ A/cm}^2$  の時の順電圧降下の i 層の幅に対する依存性 ( キャリア寿命をパラメータとする, 点線は最小の順電圧降下を示す )

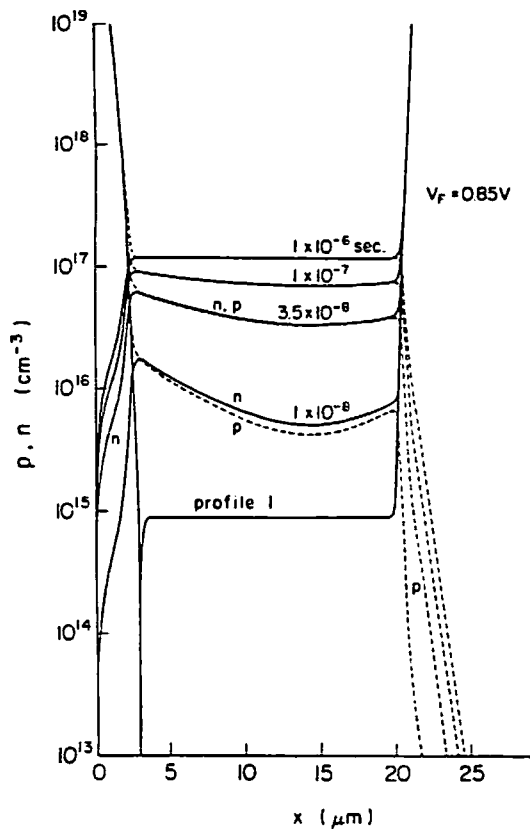


図 4-10 プロファイル 1 の場合のキャリア密度の分布 (キャリア寿命をパラメータとする)

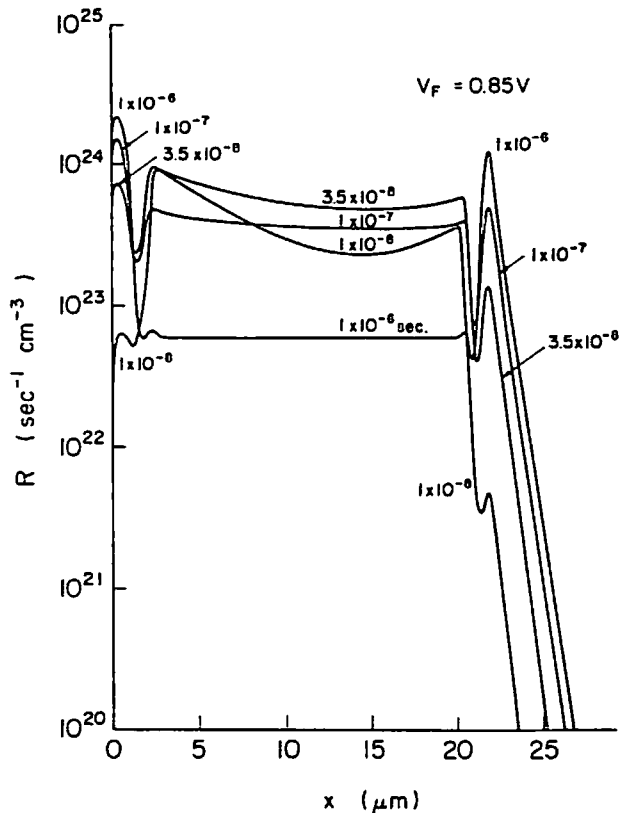


図 4-11 プロファイル 1 の場合の単位時間あたりの再結合量 R の分布

次に、内部のキャリア密度の分布を見てみよう。図 4-10 はプロファイル 1 の場合についてキャリア密度の分布をキャリア寿命  $\tau$  をパラメータとして示している。キャリア寿命が小さくなる程  $i$  層中のキャリア密度は低下する。キャリア寿命が 35 nsec 以下では急にキャリア密度が低下してしまう。図 4-11 にキャリアの単位時間あたりの再結合量  $R$  の分布を、同じく  $\tau$  をパラメータとして示してある。この図から次の特徴的な変化が理解される。すなわち、キャリア寿命が高いうちはキャリアの再結合はほとんど両エミッタ内でおこるが、キャリア寿命が低下するにつれて両エミッタでの再結合量が低下し、 $i$  層中での再結合量が増大する。そして、キャリア寿命が 35 nsec よりさらに低くなると、すべての部分で再結合量が低下するようになる。ところで、全再結合量を加えたものは全電流に等しいことを考慮すると、1) キャリア寿命が小さくなると両エミッタでの拡散電流が低下するが、それを上回って  $i$  層中での再結合電流が増大するため、結果として順電圧降下は低下する。2) 必要以上にキャリア寿命が低下すると  $i$  層のキャリア量

が低下しすぎるために、同層中での電圧降下が増大してしまい全体の順電圧降下が増大するという二点が理解できる。

次に、この様子をよりよく理解するために、すこし定量的に扱ってみよう。順電圧降下は両エミッタでの電圧降下を無視すれば、接合電圧 $V_J$ と $i$ 層での電圧降下 $V_i$ の和として与えられるので、接合電圧 $V_J$ を次の式によって見積ることにより、 $V_J$ と $V_i$ の割合が調べられる。

$$V_J = V_F - V_i = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_0 n_w}{n_i^2} \dots\dots\dots (4-3)$$

$V_F = 0.85V$ の時の $V_J$ と $V_i$ の値を式(4-3)で見積った値を表4-1に示す。この表から $i$ 層中の電圧降下のわずかな増大がキャリア密度を大きく低下させていることが理解される。

表4-1

$\tau$ (sec)	$1 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-7}$	$3.5 \times 10^{-8}$	$1 \times 10^{-8}$
$V_J$ (V)	0.835	0.816	0.788	0.711
$\sqrt{n_0 \cdot n_w}$ ( $cm^{-3}$ )	$1.2 \times 10^{17}$	$8.3 \times 10^{16}$	$4.9 \times 10^{16}$	$1.1 \times 10^{16}$
$V_i$ (V)	0.015	0.034	0.062	0.149

※  $V_i = 0.85V - V_J$ として求めた。

さて、次に適当な近似を導入することによって、ダイオードの電圧電流特性を解析的に導いてみよう。まず、準備として $i$ 層中のキャリア分布をHoward[4]に従って解析的に導く。電流方程式を再掲すると( $i$ 層中では $n_i$ ,  $\omega$ は一定なので)

$$J_n = \mu_n kT \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial \phi}{\partial x} \dots\dots\dots (2-68')$$

$$J_p = -\mu_p kT \frac{\partial p}{\partial x} - q \mu_p p \frac{\partial \phi}{\partial x} \dots\dots\dots (2-69')$$

$$\frac{\partial J_n}{\partial x} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} = qR \dots\dots\dots (2-43)$$

である。高注入の条件を考えると、 $i$ 層中では生じる電荷はキャリアの量と比べて極めて小さいので、 $n=p$ と仮定する。 $(2-68') \times \mu_p - (2-69') \times \mu_n$ を作り、これを $x$ で微分し

て(2-43)式を代入すると次の式を得る。

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{1}{L_a^2} n \quad \dots\dots\dots (4-12)$$

$$L_a^2 = \frac{q}{kT} \frac{\mu_n + \mu_p}{2\mu_n \mu_p} \cdot 2\tau \quad \dots\dots\dots (4-13)$$

(4-12)式の解は一般に、

$$n = A \cosh\left(\frac{x+a}{L_a}\right) \quad \dots\dots\dots (4-14)$$

で与えられる。 $L_a$ は高注入状態での拡散長を表す。今、電子と正孔の非対称性を無視して、極小の点を  $x=0$  に選ぶと  $i$ 層の端のキャリア密度は

$$n = A \cosh \frac{W_i/2}{L_a} \quad \dots\dots\dots (4-15)$$

となる。拡散長  $L_a$  が  $\frac{W_i}{2}$  より大きければ、キャリア密度の両端と中央での比  $S$  は

$$S \leq \cosh 1.0 \cong 1.5 \quad \dots\dots\dots (4-16)$$

となり、キャリア密度は  $i$ 層中でほぼ一定とみなすことができる。

さて、近似式を導くあたり簡単のため図4-12のような階段型の不純物プロファイルを考えてみる。両エミッタでは不純物濃度が高いために少数キャリア電流は拡散によって流れる。この電流を  $\Delta J_n, \Delta J_p$  で表すと次のようになる。

$$\Delta J_n = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \quad \dots\dots\dots (4-17)$$

$$\Delta J_p = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \quad \dots\dots\dots (4-18)$$

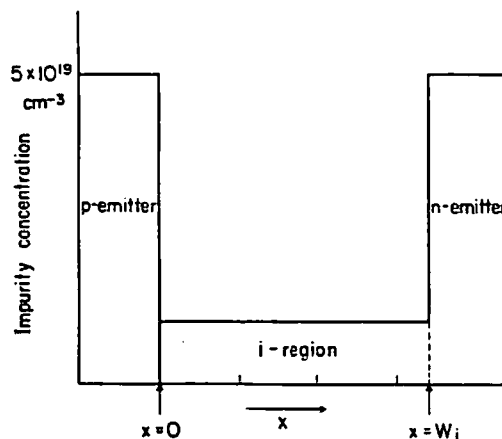


図 4-12 解析に用いる階段型の不純物プロファイル

ここで、 $n_{p0}$ ,  $p_{n0}$  はそれぞれ p エミッタ及び n エミッタの i 層側の端での少数キャリア密度を表し、 $L_n$ ,  $L_p$  はそれぞれの拡散長を表している。次に i 層中での再結合電流の大きさ  $\Delta J_i$  を求めよう。 $\Delta J_i$  は再結合の割合 R を積分して与えられる。

$$\Delta J_i = q \int_0^{W_i} R dx \quad \dots\dots\dots (4-19)$$

x の原点は p-i 接合に選んである。今、R として S·R·H 型の再結合だけを考慮しておけば良い。ちなみに、オージェ再結合による  $\Delta J_i$  を見積ってみよう。キャリア密度として、 $10^{17} \text{cm}^{-3}$  を (4-10) 式に代入すると、

$$\begin{aligned} R &\cong 2 \times 10^{-31} \cdot (10^{17})^3 \times 2 \\ &= 4 \times 10^{20} (\text{sec}^{-1} \text{cm}^{-3}) \quad \dots\dots\dots (4-20) \end{aligned}$$

これを (4-19) 式に代入すると  $\Delta J_i$  として約  $0.1 \text{A/cm}$  を得る。この値は無視できる程小さい。さて、S·R·H 型の再結合は次の形に書くことができる。

$$R = \frac{p \cdot n - n_i^2}{\tau_n (p + n_i) + \tau_p (n + n_i)} \quad \dots\dots\dots (4-21)$$

$$\cong \frac{n(x)}{2\tau} \quad \dots\dots\dots (4-22)$$

(4-21) 式は  $n \cong p$ ,  $\tau_n = \tau_p$ ,  $n, p \gg n_i$  を仮定すると (4-22) 式で近似できる。従って  $\Delta J_i$  は次式のように表される。

$$\Delta J_i = \int_0^{W_i} q \frac{n(x)}{2\tau} dx \quad \dots\dots\dots (4-23)$$

次に、簡単のために電子と正孔の間で対称性を仮定し  $\mu_n = \mu_p$  とし、また i 層の両端でのキャリア密度  $n_0$ ,  $n_w$  は互いに等しいとしよう。キャリア密度  $n_0$ ,  $n_w$  はこのような仮定をするまでもなく図 4-10 からわかるようにほぼ等しい。そして、このような近似を導入して得られた結果は実際の結果に比べて決して大きくずれることはない。それは、この近似からのずれは正負両方に生じ、結局互いに打ち消し合うからである。キャリア密度  $n_0$  と両エミッタの端での少数キャリア密度  $n_{p0}$ ,  $p_{n0}$  との間には次の関係がある。これは接合の両側でフェルミレベルが変化しないとして得られる。

$$n_0^2 = \frac{N_n \cdot p_{n0}}{h_n^2} = \frac{N_p \cdot n_{p0}}{h_p^2} \quad \dots\dots\dots (4-24)$$

ここで  $N_n$ ,  $N_p$  はそれぞれのエミッタの不純物濃度であり  $h_n^2$ ,  $h_p^2$  はそれぞれのエミッタ

での  $p \cdot n$  積と  $i$  層の  $p \cdot n$  積との比を示す量で高不純物効果を表している。

キャリア密度  $n_0$  は  $n_w$  と等しいから (4-3) 式を変形して

$$n_0 = n_i \exp \frac{q}{2kT} (V_F - V_i) \quad \dots\dots\dots (4-25)$$

で与えられる。次に、未知量  $V_i$  を求めてみよう。 $\mu_n = \mu_p$  の仮定のもとでは電子と正孔の拡散電流は互いに打ち消し合うので全電流はドリフトで流れているとして良い。従って

$$J = q \cdot 2 \mu_i \cdot \bar{n} \frac{V_i}{W_i} \quad \dots\dots\dots (4-26)$$

$$\text{ただし, } \mu_i = \frac{1}{2} (\mu_n + \mu_p) \quad \dots\dots\dots (4-27)$$

$\bar{n}$  は  $i$  層中の平均的なキャリア密度であり、(4-26) 式の右辺が成立するように選ぶことにする。

次に、(4-23) 式は同じ平均的  $\bar{n}$  を用いて次のように近似しよう。

$$\Delta J_i \cong q \frac{\bar{n}}{2\tau} W_i \quad \dots\dots\dots (4-28)$$

$i$  層中のキャリア密度は (4-15) 式に従って分布するので  $n_0$  と  $\bar{n}$  は適当な係数  $C$  で結ばれる。

$$n_0 = C \bar{n} \quad \dots\dots\dots (4-29)$$

拡散長  $L_a$  (4-13式) が  $\frac{W_i}{2}$  の時には  $i$  層の中央のキャリア密度は両端のほぼ  $\frac{2}{3}$  となり、従って、 $C$  の値はほぼ 1.3~1.4 程度の値となる。

さて全電流  $J$  は  $\Delta J_n + \Delta J_p + \Delta J_i$  で与えられる。

$$J = q \left( \frac{D_p}{L_p} \frac{h_n^2}{N_n} + \frac{D_n}{L_n} \frac{h_p^2}{N_p} \right) n_0^2 + q \cdot \frac{W_i}{2\tau} \cdot \bar{n} \quad \dots\dots\dots (4-30)$$

(4-30) 式と (4-26) 式から  $V_i$  は次のように求まる。

$$V_i = \frac{W_i}{2\mu_i} \left[ \left( \frac{D_p}{L_p} \frac{h_n^2}{N_n} + \frac{D_n}{L_n} \frac{h_p^2}{N_p} \right) C^2 \bar{n} + \frac{W_i}{2\tau} \right] \quad \dots\dots\dots (4-31)$$

(4-31) 式の拡散電流による最初の項は  $10^{-3}$  V 程度と小さい。たとえば、数値の例として次の値を入れてみると良い。

$$\left. \begin{aligned}
 D_p \sim D_n &\sim 1.5 \text{cm}^2 \text{sec}^{-1} \\
 L_p \sim L_n &= \sqrt{D_n \cdot \tau_{ne}} = \sqrt{1.5 \times 38 \times 10^{-9}} \cong 2.4 \times 10^{-4} \text{cm} \\
 h_n^2 \sim h_p^2 &\sim 36 \\
 \frac{\bar{n}}{N_n} \sim \frac{\bar{p}}{N_p} &\sim \frac{1 \times 10^{17}}{5 \times 10^{19}}, \quad \mu_i \sim 600 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1} \\
 W_i &= 17 \times 10^{-4} \text{cm}, \quad \tau = 10^{-7} \text{sec}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4-32)$$

$10^{-3} \text{V}$  という値は表 4 - 1 の  $\tau$  が高い場合の  $V_i$  と比べると約 1 ケタ小さいが、これはプロフィール 1 のエミッタの実効的不純物濃度が  $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  より小さいためである。(4-31) 式の最初の二項の値は表 4 - 1 の場合でも約  $10^{-2} \text{V}$  程度と小さいので、これを無視することにする。従って、キャリア密度  $n_0$  は次のように表すことができる。

$$n_0 = n_i \exp \frac{q}{2kT} \left( V_F - \frac{W_i^2}{4\mu_i \tau} \right) \dots\dots\dots (4-33)$$

VI 特性の式は (4-33) 式を (4-30) 式に代入して得られる。

$$\begin{aligned}
 J = q \left( \frac{D_p}{L_p} \frac{h_n^2}{N_n} + \frac{D_n}{L_n} \frac{h_p^2}{N_p} \right) n_i^2 \exp \frac{q}{kT} \left( V_F - \frac{W_i^2}{4\mu_i \tau} \right) \\
 + \frac{1}{C} q \frac{W_i}{2\tau} n_i \exp \frac{q}{2kT} \left( V_F - \frac{W_i^2}{4\mu_i \tau} \right) \dots\dots\dots (4-34)
 \end{aligned}$$

(4-34) 式で  $n^2$  に比例する前項はいわゆる拡散電流を表し、 $n$  に比例する後項は再結合電流を表している。

まず、再結合電流の式について考察してみよう。今  $\frac{W_i^2}{\tau}$  を  $x$  とおくと、再結合電流  $J_R$  は次のように書きかえられる。

$$J_R = \frac{q \cdot n_i}{2C} \frac{1}{W_i} x \exp \frac{q}{2kT} \left( V_F - \frac{1}{4\mu_i} x \right) \dots\dots\dots (4-35)$$

$C$  は  $x$  に対してゆるやかに変化するので  $\frac{\partial C}{\partial x} = 0$  とみなすと、

$$\frac{\partial J_R}{\partial x} = \frac{q \cdot n_i}{2C} \frac{1}{W_i} \left( 1 - \frac{q}{8\mu_i kT} x \right) \exp \frac{q}{2kT} \left( V_F - \frac{1}{4\mu_i} x \right) \dots\dots (4-36)$$

従って、 $x (= \frac{W_i^2}{\tau})$  が  $8\mu_i kT/q$  の時  $J_R$  は最大値をとることがわかる。この時の  $\tau$  を  $\tau_0$  とすると、

$$\frac{W_i^2}{\tau_0} = \frac{8\mu_i kT}{q} \dots\dots\dots (4-37)$$

である。ここで、 $x$  の値を (4-37) 式の値に固定し、同時に  $W_i$  を小さくしてみよう。この時  $J_R$  は常に最大値をとるが、その最大値は (4-35) 式から明らかのように  $1/W_i$

に比例して増大することがわかる。

次に拡散電流の式を考察してみよう。エミッタでのキャリア寿命を  $\tau_{pe}, \tau_{ne}$  とすると拡散電流  $J_D$  は次のように表される。

$$J_D = q \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_{pe}}} \frac{h_n^2}{N_n} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{ne}}} \frac{h_p^2}{N_p} \right) n_i^2 \exp \frac{q}{kT} \left( V_F - \frac{1}{4\mu_i} x \right) \dots (4-38)$$

キャリア寿命  $\tau_{pe}, \tau_{ne}$  は (2-95, 96) 式に沿って与えられる。

$$\frac{1}{\tau_{ne}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_i}, \quad \tau_i = 3 \times 10^{-6} \frac{1 \times 10^{18}}{N_p} \dots (4-39)$$

$\tau_{pe}$  も同様の式で表すことができる。キャリア寿命  $\tau$  が大きい場合には  $\tau_{ne}, \tau_{pe}$  はほとんど不純物濃度によって決定され、あまり変化しない。従って、 $\tau$  が減少し  $x$  が増大すると  $J_D$  は単調に減少する。一方、 $\tau$  が非常に小さくなると  $\tau_{ne}, \tau_{pe}$  は  $\tau$  とほぼ同じに変化する。この場合には  $J_D$  は (4-39) 式を使って次のように書ける。

$$J_D = q \left( \frac{\sqrt{D_p} h_n^2}{N_n} + \frac{\sqrt{D_n} \cdot h_p^2}{N_p} \right) \frac{1}{W_i} \left( x + \frac{W_i^2}{\tau_i} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left( V_F - \frac{1}{4\mu_i} x \right) \dots (4-40)$$

これを  $x$  で微分すると、

$$\frac{\partial J_D}{\partial x} = q \left( \frac{\sqrt{D_p} \cdot h_n^2}{N_n} + \frac{\sqrt{D_n} \cdot h_p^2}{N_p} \right) \frac{1}{W_i} \frac{1}{2} \left( x + \frac{W_i^2}{\tau_i} \right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ 1 - \frac{q}{2\mu_i kT} \left( x + \frac{W_i^2}{\tau_i} \right) \right\} \cdot \exp \frac{q}{kT} \left( V_F - \frac{1}{4\mu_i} x \right) \dots (4-41)$$

を得る。これから、 $x + \frac{W_i^2}{\tau_i} = \frac{2\mu_i kT}{q}$  の時微係数は 0 となる。ところで  $\frac{W_i^2}{\tau_i}$  と  $\frac{2\mu_i kT}{q}$  の値を  $W_i = 17 \mu\text{m}$  として見積ってみると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{W_i^2}{\tau_i} &\cong \frac{(17 \times 10^{-4})^2}{6.0 \times 10^{-8}} \cong 48 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \\ \frac{2\mu_i kT}{q} &\cong 31 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \end{aligned} \right\} \dots (4-42)$$

と計算され、 $x$  の値は負とならなければならない。従って拡散電流は  $\tau$  が小さくなる時常に減少すると言うことができる。

以上見てきたように、 $\tau$  が小さくなると拡散電流は減少し、再結合電流は増大する。しかも、再結合電流は (4-35) 式に示したように  $W_i$  に逆比例し、 $W_i$  が小さい素子では非常に大きくなる。図 4-12 のプロファイルについて ( $W_i = 17 \mu\text{m}$   $N_n = N_p = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ )



の場合), 拡散電流と再結合電流の大きさを  $\frac{W_i^2}{\tau}$  を横軸にとって図示したものが図 4-13 である。このように  $W_i$  がせまい場合には再結合電流が拡散電流より極めて大きくなり, 順電圧降下が最小になる時は再結合電流が最大になる時とほぼ一致する。この時のキャリア寿命  $\tau_0$  は先の議論から  $\frac{q}{kT} \cdot \frac{W_i^2}{8\mu_i}$  で与えられる。

この  $\tau_0$  の値を数値計算と比較してみよう。プロフィール 1 の場合について見てみる。順電圧降下が最低になる時のキャリア密度は  $3 \sim 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  程度にあるため,  $W_i$  の値としては不純物プロフィール上の  $i$  層の幅  $17 \mu\text{m}$  を使うべきではない。ここでは図 4-11 の再結合量がほぼ一定となっている区間の幅  $18.6 \mu\text{m}$  を用いる。また, 移動度  $\mu_i$  はキャリア同士の散乱を考慮して  $650 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sec}^{-1}$  を用いる。以上の条件で  $\tau_0$  の値を見積ると

$$\tau_0 = \frac{(18.6 \times 10^{-4})^2}{8 \cdot 650} \cdot \frac{q}{kT} \cong 26 \text{ nsec} \quad \dots\dots\dots (4-43)$$

となる。一方, 数値計算によると, 図 4-9 からわかるように最低の順電圧降下はプロフィール 1 の場合 ( $W_i = 17 \mu\text{m}$ ), キャリア寿命が  $35 \text{ nsec}$  より低い時に得られる。くわしい計算によると, これはほぼ  $30 \text{ nsec}$  の時であり, 上記の解析結果とかなり良く一致する。

ところで, 図 4-3 から明らかなように, 順電圧降下がキャリア寿命  $\tau_0$  の時に最低になるのは約  $10 \sim 200 \text{ A/cm}^2$  の領域だけである。  $200 \text{ A/cm}^2$  以上では再結合電流よりは拡散電流が大きくなっていくためであり, また  $10 \text{ A/cm}^2$  以下ではキャリア密度が低いために  $i$  層が高注入状態になっていないためである。

キャリア寿命を下げることによって順電圧降下が低下する領域の上限  $V_F(\text{max})$  は, キャリア寿命が大きい時の拡散電流とキャリア寿命が  $\tau_0$  の時の再結合電流を等置することによって次のように求まる。

$$V_F(\text{max}) = \frac{2kT}{q} \ln \frac{4\mu_i kT}{q e C A n_i W_i} \quad \dots\dots\dots (4-44)$$

ただし  $A = \frac{D_p}{L_p} \frac{h_n^2}{N_n} + \frac{D_n}{L_n} \frac{h_p^2}{N_p} \quad \dots\dots\dots (4-45)$

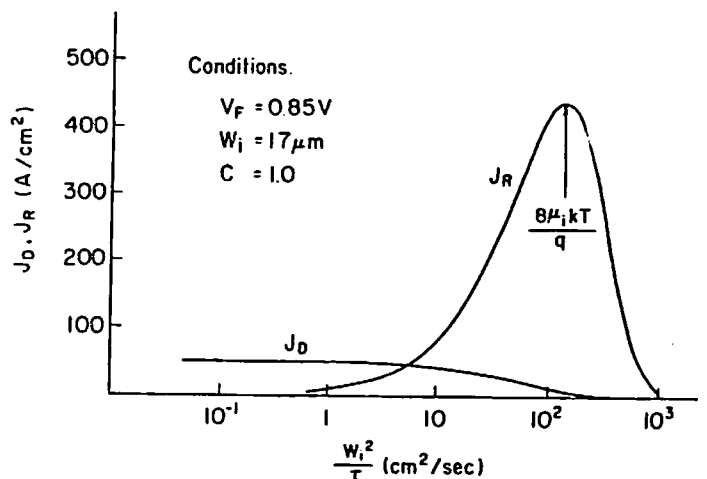


図 4-13 拡散電流  $J_D$  と再結合電流  $J_R$  の  $\frac{W_i^2}{\tau}$  依存性

また、この時の電流密度  $J(\max)$  は

$$J(\max) = \left(\frac{kT}{q}\right)^2 \frac{16q\mu_i^2}{e^2CAW_i^2} \dots\dots\dots (4-46)$$

となる。これから  $150\text{A}/\text{cm}^2$  以上の電流密度で順電圧降下が下がるためには  $W_i$  は約  $35\mu\text{m}$  より小さいことが必要になる。

さて、通常の高耐圧ダイオードでは  $W_i$  は  $100\mu\text{m}$  以上ある。このようなダイオードにはここで導いた解析解はキャリアの拡散長が非常に長い場合を除いて適用できない。しかし、定性的な傾向を得ることはできる。(4-46)式によれば、キャリア寿命を下げることによって順電圧降下が下げられる最大の電流密度は  $W_i^2$  に反比例している。従って  $W_i$  が10倍になればこの電流密度は  $\frac{1}{100}$  となり、通常用いる電流密度の領域ではキャリア寿命を下げると順電圧降下は増大するようになる。たとえば  $W_i = 420\mu\text{m}$  の場合の例を図4-14でみると、順電圧降下が低下する電流密度は約  $5\text{A}/\text{cm}^2$  以下であり、また、この時の順電圧降下も約  $0.8\text{V}$  と低い。

キャリア寿命を低下させることによって順電圧降下を低下させる場合、 $i$ 層の厚みが非常に重要な役割を果たすことが以上の解析から理解できる。そして、この $i$ 層の厚みとは不純物プロファイル上の $i$ 層のそれではなく、キャリア密度より充分小さい不純物濃度の領域の厚みを意味している。従って、不純物プロファイル上は同じ $i$ 層をもっていたとしても両側のエミッタの不純物濃度の傾斜がゆるやかであれば、キャリア密度が大きくなった場合実効的 $i$ 層の幅が増大してしまうことになる。その例として、同じ $17\mu\text{m}$ の $i$ 層をもち両方のエミッタの厚みがプロファイル1の10倍の $30\mu\text{m}$ と $20\mu\text{m}$ の場合の計算結果を図4-15に示す。図4-3と比較した場合、 $\tau$ が低い場合の順電圧降下が高くなっており、従って、実現できる最低の順電圧降下の値も高い。エミッタの不純物濃度の傾斜はこのような重要な意味をもつ。これは、 $i$ 層の厚いダイオードの場合でも同様である。

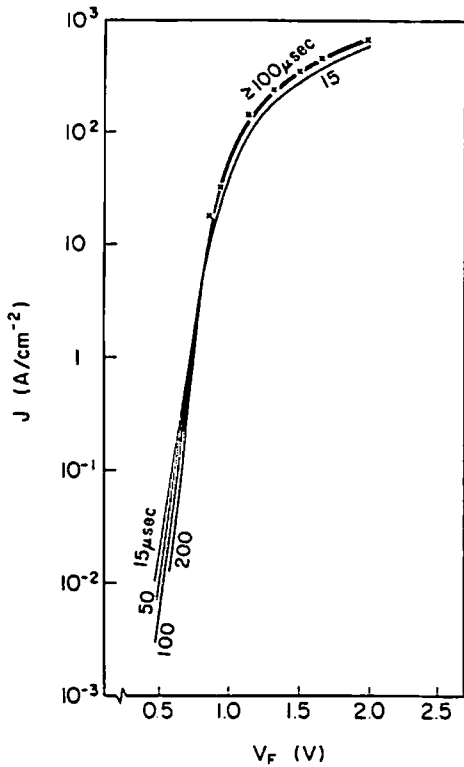


図 4-14 i 層が  $420\mu\text{m}$  のダイオードの電圧電流特性 ( キャリア寿命をパラメータとする )

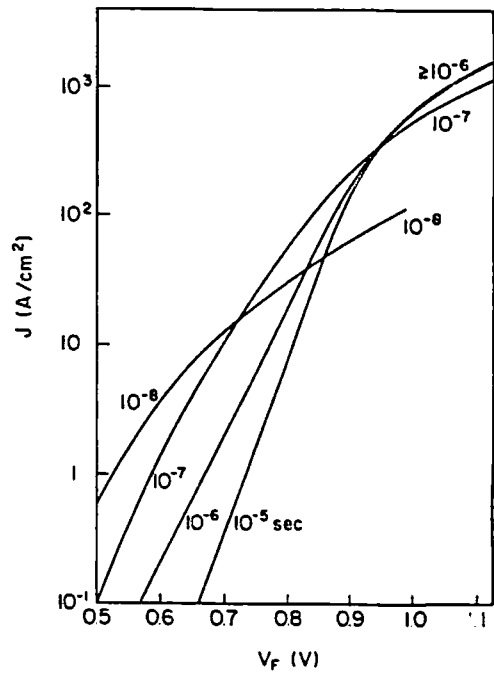


図 4-15 p エミッタが  $30\mu\text{m}$ , n エミッタが  $20\mu\text{m}$ , i 層が  $17\mu\text{m}$  の時のダイオードの電圧電流特性 ( キャリア寿命をパラメータとする )

#### 4-2-3 低い順電圧降下を得る方法 II

( p エミッタに関する検討 )

この節では p エミッタのパラメータについて検討を加える。まず p エミッタの表面濃度が低い場合の計算を行ってみる。図 4-16 の曲線 4 は表面濃度が  $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  の図 4-2 のプロファイル 4 に対応する計算結果を表している。キャリア寿命は同図ではすべて同じ  $10^{-6} \text{sec}$  に選んである。これを表面濃度が  $5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  と高いプロファイル 3 の計算結果である同図の曲線 3 と比較すると、曲線 4 は約  $0.07 \text{V}$  程度低い順電圧降下を与えている。このことから、表面濃度を低下させることによって順電圧降下を下げられることがわかる。しかし、 $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  の表面濃度では良好なオーミック接合を表面に形成することは困難であり、実際には順電圧降下は大変高くなってしまふ。そこで良好なオーミック接合を形成できるようにプロファイル 4 の表面に高濃度拡散層をつけることを考えてみよう。プロファイル 5 はプロファイル 4 の表面に、表面濃度が  $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  の  $3 \mu\text{m}$  の拡散層を追加

したものである。図4-16の曲線5がこの計算結果を表している。意に反して計算結果はプロファイル3と同じになり、低濃度エミッタの効果は全く失われてしまう。同図曲線5'は同じプロファイル5で $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ の低濃度の部分の幅を10倍の $30 \mu\text{m}$ としたものであるがこれによっても改善はみられない。さらに5''は5'と同じプロファイルをもつが $30 \mu\text{m}$ の $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ の濃度の層だけキャリア寿命を $10^{-8} \text{sec}$ と小さくした場合の計算結果である。この場合、低電流密度では順電圧降下が低くなるが、かんじんの $100 \text{A/cm}^2$ 付近では逆に増大してしまっている。これは低濃度エミッタ層のキャリア寿命が小さすぎるために、キャリア密度が $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 以上になることができず、この部分の抵抗がそのまま表れるためである。以上の検討の結果から推測されるようにエミッタの濃度を単に低下させるだけでは、低い表面濃度でオーミック接合が得られないかぎり、低い順電圧降下を実現することは無理のようである。

次に、エミッタの厚みについて検討してみよう。図4-17はプロファイル1についてpエミッタの厚み $X_{JP}$ だけを変えた場合の順電圧降下の計算結果を示したものである。エミッタの厚みが $3 \mu\text{m}$ 以下になると順電圧降下が低下し始め、 $0.5 \mu\text{m}$ 以下では顕著に低下する。しかし、 $0.5 \mu\text{m}$ 以下のエミッタで高い逆電圧を得ることは技術的にかなりむずかしく、工場で生産する方法としては有効とはいえない。

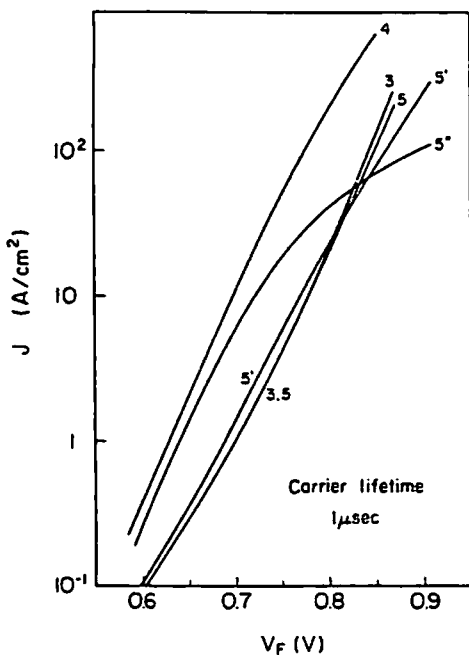


図4-16 種々のプロファイル3~5の電圧電流特性

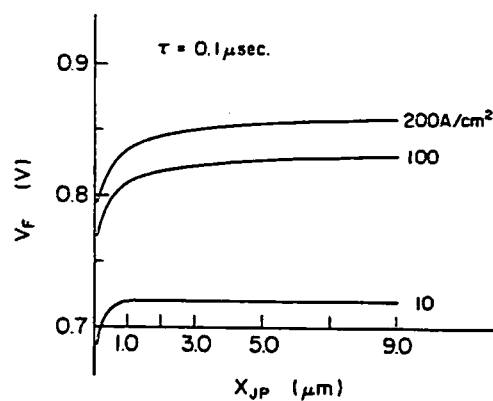


図4-17 順電圧降下のエミッタの厚みに対する依存性

さて、以上の結果はエミッタ中の不純物総量を低下させることによって順電圧降下を下げようとする Naito 等の結果と良く一致しているが、いずれも実際に実現する場合にはむずかしいということがわかった。ところで、4-1節でも明らかにしたように、エミッタの不純物量が低下した場合に順電圧降下が低下するのは、pエミッタ中での電子の拡散電流が大きくなっている結果である。すなわち、低い表面濃度のエミッタでは少数キャリアである電子密度が表面近くでも増大し、表面の無限に早い再結合によって非常に大きい電子の拡散電流となる。同様に薄いエミッタでは、表面の早い再結合のために少数キャリア密度の傾斜が急になり、大きな拡散電流を生ずる。従って、以上2つのいずれの場合も表面の早い再結合を利用して電子の拡散電流が大きくなっているといえる。ところで、エミッタ中のキャリア寿命を小さくすれば、表面の再結合を利用するまでもなく電子の拡散電流を増大させることができる。しかし、エミッタ全体でキャリア寿命を低下させると高い逆電圧を得ることが困難になる。そこで、エミッタの高濃度層の部分だけのキャリア寿命を低下させ、他の部分は高いキャリア寿命とする方法を考えてみる。図4-18はこのような条件のもとにプロファイル1について行った計算結果である。同図の曲線Aは一様なキャリア寿命  $10^{-5}$  sec の場合の計算結果であり、図4-3に示したものと同じものである。

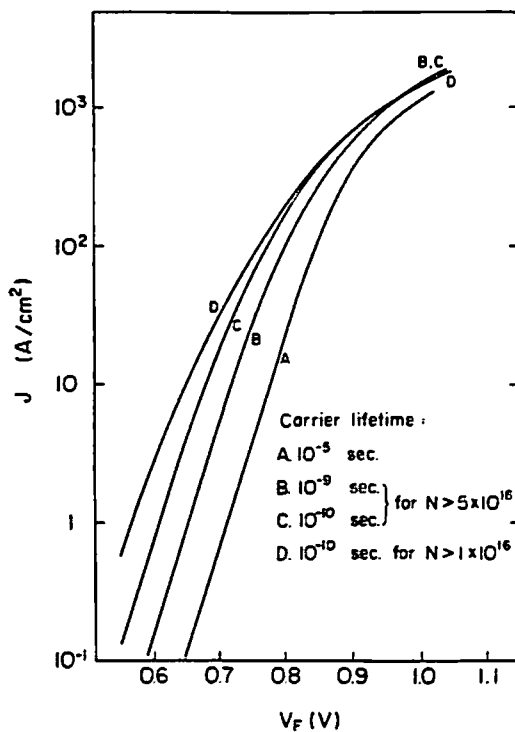


図4-18 プロファイル1のpエミッタのキャリア寿命が非常に低い時の電圧電流特性

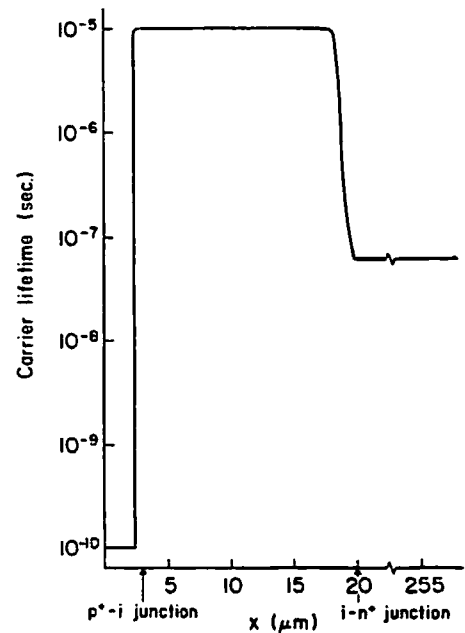


図4-19 図4-18の曲線Dの場合のキャリア寿命の分布

一方、曲線 B, C, D は不純物濃度が  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  または  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  以上の p エミッタの部分だけのキャリア寿命を  $10^{-9} \text{ sec}$  以下に落とし、他の部分は  $10^{-5} \text{ sec}$  とした時の V I 特性である。たとえば曲線 D の場合のキャリア寿命の分布は図 4-19 のようになっている。このように、エミッタ中のキャリア寿命を低下することによってエミッタの表面濃度を低下させた時と同様の結果を得ることができる。しかも、表面濃度が高くかつ厚いエミッタの場合でもこれは有効であり、高い逆電圧を得ることもできる。実際にこの方法を実現するためには次のような方法が考えられる。まず高濃度の  $n^+$  基盤に  $15 \sim 17 \mu\text{m}$  の i 層を成長させ、この上に  $1 \sim 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  の p 型の層をエビまたは拡散によって設ける。拡散による場合はあらかじめその分だけ余分に i 層を厚くしておく。次に、その上にキャリア寿命の低い高濃度の層、例えば高濃度のポリシリコン層を形成する。あるいはポリシリコン層のかわりに高濃度の拡散層を設け、表面に金を蒸着して熱処理することによって、Au-Si の合金層に変える方法も考えられる。いずれの場合も逆電圧は i 層と低濃度 p 層によって保たれるように設計しておく必要がある。この場合重要な点は低濃度の p エミッタ層を必要以上に厚くしないことである。なぜなら、この p 層は高注入状態では i 層と同等となり i 層が p 層の分だけ厚くなったことと同じとみなせるからである。

さて、図 4-18 の計算結果 B と D の場合について、 $0.85 \text{ V}$  の時の素子内部キャリアの分布と単位時間あたりの再結合量を図 4-20, 21 に示そう。i 層中ではキャリア分布が大きく傾いていることが目につく。これは p エミッタ中でのキャリア寿命が非常に小さいために、素子内部の再結合の大部分がこの p エミッタ中でおこり、従って、i 層中ではほとんどの電流が電子電流でなければならないためである。電子電流の全体の電流に対する比率を D の場合について示したものが図 4-22 である。このように i 層中では正孔電流が小さくなければならないために、正孔の拡散電流とドリフト電流が互いに逆向きとなり相殺する結果となっている。正孔電流が無視できる場合には 4-1 節の Naito 等の解析がそのまま使えるので、彼等の結果に基いた解析を行ってみよう。p エミッタの電子電流  $J_n$  は一般に次のように書ける。

$$J_n = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \dots\dots\dots (4-17)$$

ここで  $L_n$  は電子の拡散長であり、 $n_{p0}$  は p エミッタ中の p-i 接合端での電子密度である。キャリア寿命  $\tau_{ne}$  を使って  $n_{p0}$  について書きかえると、

$$n_{p0} = \frac{J_n L_n}{q D_n} = \frac{J_n}{q} \sqrt{\frac{\tau_{ne}}{D_n}} \dots\dots\dots (4-47)$$

となる。従って、(4-9)式は次のように書きかえられる。

$$V_F = \frac{2kT}{q} \ln \left\{ \frac{1}{n_i} \left\{ \left( \frac{N_p J}{q} \sqrt{\frac{\tau_{ne}}{D_n}} + p_c \right) \exp \left( \frac{J W_i}{2 q a} \right) - p_c \right\} \right\} \dots (4-48)$$

今、 $J=150A/cm^2$  の時の  $V_F$  を求めてみよう。図4-18の曲線Dの条件を用いる。

$\tau_{ne}=10^{-10}$  sec.  $D_n=10cm^2sec^{-1}$  とし、 $N_p$ としては、平均的値  $10^{17}cm^{-3}$ をとると、(4-48)式の  $V_F$  は 0.78Vとなる。一方、数値計算結果は 0.785Vであり非常によく一致している。

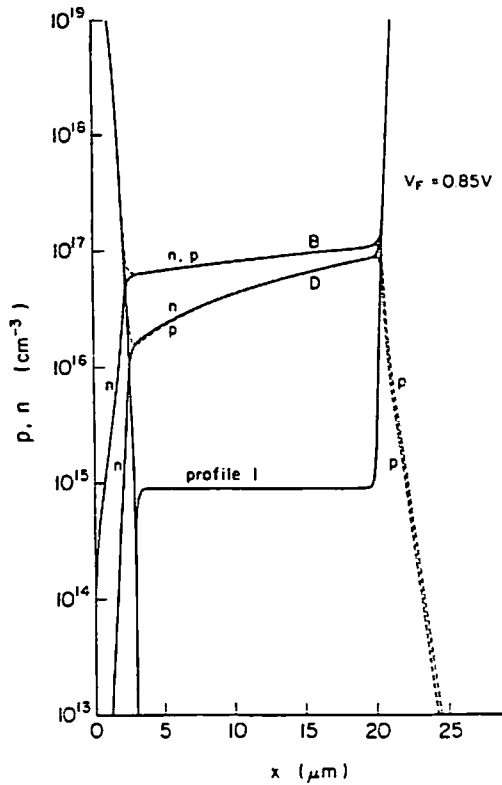


図4-20 図4-18の曲線B, Dの場合のキャリア密度の分布

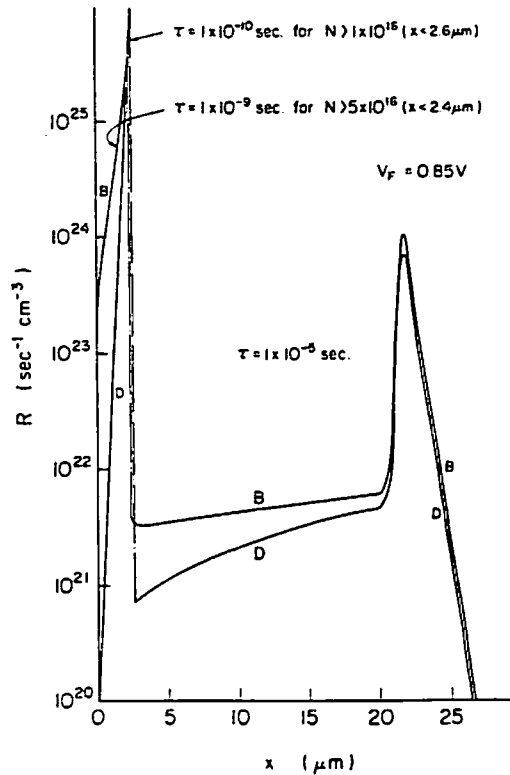


図4-21 図4-18の曲線B, Dの場合の単位時間あたりの再結合量の分布

さて、図4-18と前節の図4-3を比較することにより、i層全体のキャリア寿命を低下させて再結合電流を増大させるよりも、pエミッタだけのキャリア寿命を低下させ電子の拡散電流を増大させる方が順電圧降下をより低くできることがわかる。この理由はi層中のほとんどの電流が移動度の大きい電子によって運ばれるためであることが後に示される。

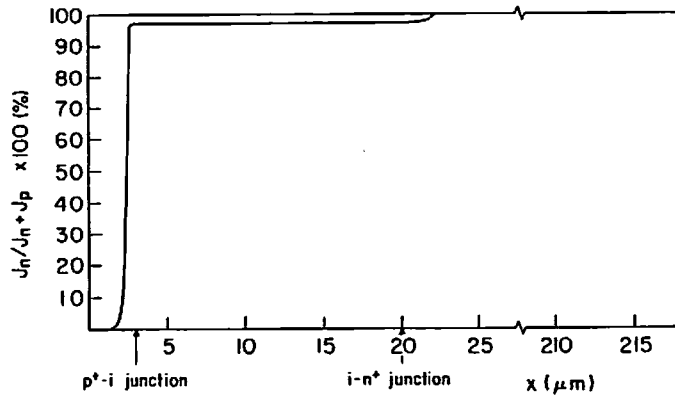


図 4-22 図 4-18 の曲線 D の場合の電子電流の全電流に対する比率の分布

ところで、p エミッタだけでなく n エミッタ中のキャリア寿命を同時に低下させた場合はどうなるであろうか。この場合は正孔の拡散電流も増大し、電流が電子と正孔の両方によって運ばれるために Naito 等の解析は使えず、むしろ前節の解析手法が応用できる。今、電子と正孔の電流が同様に増大したとしよう。前節の (4-30, 31, 33) 式において、再結合電流に関係する項を無視すると、次の 3 式を得る。C = 1 であり  $n_0 = n$  とする。

$$J = q \left( \frac{D_p}{L_p} \frac{h_n^2}{N_n} + \frac{D_n}{L_n} \frac{h_p^2}{N_p} \right) n^2 \quad \dots\dots\dots (4-49)$$

$$V_i = \frac{W_i}{2\mu_i} \left( \frac{D_p}{L_p} \frac{h_n^2}{N_n} + \frac{D_n}{L_n} \frac{h_p^2}{N_p} \right) n \quad \dots\dots\dots (4-50)$$

$$n = n_i \exp \frac{q}{2kT} (V_F - V_i) \quad \dots\dots\dots (4-51)$$

今、 $\frac{D_p}{L_p} \frac{h_n^2}{N_n} + \frac{D_n}{L_n} \frac{h_p^2}{N_p} = A$  とおくと、

$$V_F = \frac{W_i}{2\mu_i} \sqrt{\frac{JA}{q}} + \frac{2kT}{q} \ln \left( \frac{1}{n_i} \sqrt{\frac{J}{qA}} \right) \quad \dots\dots\dots (4-52)$$

$$n = \sqrt{\frac{J}{qA}} \quad \dots\dots\dots (4-53)$$

$$V_i = \frac{W_i}{2\mu_i} \sqrt{\frac{JA}{q}} \quad \dots\dots\dots (4-54)$$

が得られる。A の値はエミッタ中のキャリア寿命が低下すると増大する。一方、(4-52) 式の第 1 項は A の増加関数であり、逆に第 2 項は減少関数である。A が小さい間は第 1 項がほとんど 0 であるので、順電圧降下は第 2 項によってきまり、A の増大につれて減少する。A が十分大きくなると第 1 項が大きくなるために、逆に順電圧降下は増大するようになる。J = 150 A/cm<sup>2</sup> の時の順電圧降下の最小値を求めてみる。



$$\frac{dV_F}{dA} = \frac{W_i}{4\mu_i} \left(\frac{J}{q}\right)^{\frac{1}{2}} A^{-1} \left\{ A^{\frac{1}{2}} - 4 \frac{kT}{q} \left(\frac{q}{J}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\mu_i}{W_i} \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (4-55)$$

を満足する A の値は、

$$A = 16 \frac{q}{J} \left(\frac{kT}{q} \frac{\mu_i}{W_i}\right)^2 \cong 1.64 \times 10^{-12} \quad \dots\dots\dots (4-56)$$

である。 $\mu_i$  の値は n が約  $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  であるとして  $700 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sec}^{-1}$  とし、 $W_i$  は  $18.5 \mu\text{m}$  とした。この A の値を (4-52) 式に代入すると  $V_F$  の値として  $0.80 \text{ V}$  を得る。実際の数値計算の値はこれより少し高く約  $0.81 \text{ V}$  であり、p エミッタのキャリア寿命だけを低下させる場合より順電圧降下は高くなる。この主な理由は p エミッタだけのキャリア寿命を落とした場合には、i 層中の電流のほとんどが移動度の高い電子によって運ばれるために、i 層中の電圧降下が小さいことである。このことは順電圧降下の最小値を求めてみるとはつきりする。まず、両方のエミッタのキャリア寿命を落とした場合には、(4-56) 式を (4-52) 式に代入して次式を得る。

$$V_F(\text{min}) = \frac{2kT}{q} \ell_n \frac{e J W_i}{4\mu_i kT n_i} \quad \dots\dots\dots (4-57)$$

一方、p エミッタだけのキャリア寿命を落とした場合には、簡単のためにキャリア同士の散乱を無視して (4-8) 式を定数とおくと順電圧降下の最小値は次の式で表される。

$$V_F(\text{min}) = \frac{2kT}{q} \ell_n \frac{J W_i}{2\mu_n kT n_i} \quad \dots\dots\dots (4-58)$$

(4-57) 式と (4-58) 式で異っている所は  $e/4\mu_i$  と  $1/2\mu_n$  だけであるが、この差はすでに述べた電子移動度  $\mu_n$  と平均の移動度  $\mu_i$  の差及び他の原因からなる  $\frac{e}{2}$  の差とからなっている。この後の差  $e/2$  は、i 層中のキャリア密度が直線的に傾いていることが、(4-3) 式で求まる接合電圧を小さくすることに有利なためであると考えられる。

ところで、i 層全体のキャリア寿命を落として再結合電流を増大させる場合には、最低の順電圧降下は拡散電流の項を無視すると次のようになる。

$$V_F(\text{min}) = \frac{2kT}{q} \ell_n \frac{e C J W_i}{4\mu_i kT n_i} \quad \dots\dots\dots (4-59)$$

この結果は興味深いことに (4-57) 式と C の値を除いて全く同じである。このことは、i 層のキャリア寿命を低下させた場合得られる最低の順電圧降下が (4-57) 式の方法と比べて高いのは、i 層中のキャリア密度が中央で低下していることが原因であるといえる。

## 2 - 2 - 4 二つの方法の比較

前節までに順電圧降下を下げる二つの代表的な方法について検討してきた。この節では、ダイオードの総合的な特性に基いた比較検討を行う。低損失ダイオードの応用としては、序でも述べたようにスイッチングレギュレータなどの整流素子が主として考えられている。このような用途には、高い逆電圧と早いスイッチングスピードが、低い順電圧降下に劣らず重要である。例えば30Aを整流して、電圧50Vが印加される場合を考えてみよう。導通時の損失 $P_c$ は、導通の区間が30%であると仮定して、単位時間あたり、

$$P_c = 30A \times 0.85V \times 0.3 = 7.65 (W) \quad \dots\dots\dots (4-60)$$

である。一方スイッチング時の損失 $P_s$ は、簡単のために電流電圧が直線的に変化するとすると

$$P_s = 30A \times 50V \times \frac{t_s}{6} \times f (W) \quad \dots\dots\dots (4-61)$$

である。ここで $t_s$ ,  $f$ はスイッチング時間と周波数を示している。今、 $f$ として200kHzを考えると $P_s$ が少くとも $P_c$ より小さくなるためには、

$$t_s \lesssim 150 \text{ nsec} \quad \dots\dots\dots (4-62)$$

でなければならない。従って、スイッチング時間が150nsec付近であればスイッチング時の損失と導通時の損失はほぼ等しく、また逆にスイッチング時間が150nsec以下になっていなければ順電圧降下の低いメリットは失われてしまう。

このような意味から、ダイオードの順電圧降下だけでなく、スイッチングスピードの特性を表す逆回復時間を含めて、先の二つの方法を検討してみる。まずi層のキャリア寿命を一律に低下させる方法では、i層の幅を例えば17 $\mu$ mとした時、キャリア寿命 $\tau$ が約30nsec付近で最低の順電圧降下を示す。従って、この方法ではi層のキャリア寿命が小さいために小さな逆回復時間を期待できる。後に示す実験結果によれば、この時の逆回復時間は約50~60nsecであり充分小さい。一方、pエミッタの高濃度層だけのキャリア寿命を低下させる方法は、先の方法と比べて低い順電圧降下を得ることはできるが、i層のキャリア寿命が高いために小さい逆回復時間は期待できないという欠点がある。この二つの方法を比較してみると次の表4-2のようになる。

表 4 - 2

	i 層の $\tau$ を低下	p 層の高不純物領域の $\tau$ を低下
順電圧降下	0.83V	0.78~0.79V
逆回復時間	50~60 nsec	100~150 nsec

p 層のキャリア寿命を低下させる方法を採用した場合、順電圧降下で約 5% の改善が得られるだけで、逆回復時間については逆に 2 ~ 3 倍となり熱損失の点では劣っていると考えられる。ところで、p エミッタの高濃度層のキャリア寿命を下げるだけでなく、i 層のキャリア寿命も適切に小さくするという両者の折衷方式が考えられるが、順電圧降下が増大してしまうので好ましくない。従って筆者は i 層のキャリア寿命を下げる方法がダイオードの総合特性から判断してすぐれており、製作プロセスも簡単で工場での生産に適しているため、この方法を採用することにした。以下の節では実際の実験結果について述べることにする。

### 4-3 実際の素子の設計と実験結果との比較

#### 4-3-1 モデルを用いた素子の設計

まず前節までに使用したモデルがどの程度信頼できるか調べておこう。前節の図 4-3 及び 14 には計算結果と実際の実験結果の双方を示してある。図 4-3 の内の点 A, B, C はそれぞれ異った金拡散を施した素子の V I 特性を示している。実験値 C は金拡散を行っていないサンプルのものであり、キャリア寿命はかなり高いと推測されるが、キャリア寿命  $10^{-5}$  sec の曲線ときわめて良く一致している。一方、A, B はそれぞれ  $950^{\circ}\text{C}$  100 分及び  $880^{\circ}\text{C}$  100 分の金拡散を施したサンプルのものであり、適切なキャリア寿命を選べばその計算結果と良く一致させることができる。また、図 4-14 の×印は特別にキャリア寿命の高いシリコン基盤を使用し、i 層が  $420\mu\text{m}$  と厚い場合の実験結果を示している。この場合もキャリア寿命が高い曲線と良く一致している。さらに、後に示すようにキャリア寿命を低下させた時の最低の順電圧降下の計算値も実験と良く一致している。これらの事実から、ダイオードのように簡単な素子の場合には、モデルと実験は約  $\pm 10\text{mV}$  の良い精度

で一致すると考えられる。従って、その設計においては、実際に実験を行わなくてもモデルを用いた机上実験で充分であり、しかも、その得られた値までも信頼することができる。

このようにモデルが正確であるのは、高不純物効果やキャリア同士の散乱、オージェ再結合等を含んでいるためである。例えば、図4-1の曲線1（図4-3のキャリア寿命  $10^{-5}$  secの曲線と同じものである）は図4-3の実験値Aと良く一致するが、高不純物効果を含まない図4-1の曲線2はこれより高い順電圧降下を示し、実験とは一致しない。

さて、このようにモデルが正確であるために、ダイオードの順電圧降下の設計は机上で行えることとなり、大変に簡略化された。しかし、もう1つのダイオードの重要な特性である逆回復時間については、時間を含めたモデルが、当時筆者の手もとになかったために、実際に素子を作って確かめざるを得なかった。これはやや片手落ちの感があるが、ここでは単に上記の理由によって時間を含めたモデルは扱かわないことにする。しかし、時間を含めたモデルを使って静特性だけでなく動特性の設計も机上で行えることが理想であることにはかわりない。

以下の節では前節までの計算に基づいて、実際のダイオードの設計を行うことにする。

#### 4-3-2 逆電圧、順電圧降下、逆回復時間の設計

まず、逆電圧200Vを得るために必要なi層の厚みを算出しておこう。逆電圧200Vは100Vの交流電圧を考慮した場合必要と思われる電圧である。pエミッタは高濃度であるため階段接合の近似を用いることができる。i層中の電界は同層の不純物濃度を  $C_n^-$  とすると図4-23のように表される。p-i接合の部分の電界  $E_{max}$  が一番高く、この値がある境界値をこえるとなだれ降伏がおこる。 $E_{max}$  の値としてこの境界値  $2.3 \times 10^5$  V/cm を与えることによって接合の降伏電圧を求めることができる。<sup>[19]</sup> 降伏電圧  $V_a$  を不純物濃度  $C_n^-$  と厚み  $W_i$  の関数として表すと次のようになる。

$$V_a = E_{max} \cdot W_i - \frac{q C_n^-}{2\epsilon} W_i \quad \dots\dots\dots (4-63)$$

$$\text{ただし } W_i \leq \frac{\epsilon E_{max}}{q C_n^-} \quad \dots\dots\dots (4-64)$$

$V_a \geq 200$  Vとして  $W_i$  の値を求めると、

$$\left. \begin{array}{l} C_n^- = 0 \\ C_n^- = 3 \times 10^{14} \\ C_n^- = 8 \times 10^{14} \end{array} \right\} \text{の時 } \left. \begin{array}{l} W_i \geq 8.7 \mu\text{m} \\ W_i \geq 9.7 \mu\text{m} \\ W_i \geq 17.5 \mu\text{m} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (4-65)$$

となる。 $C_n^- = 8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  は降伏電圧 200V を実現できる最大の  $C_n^-$  の値である。これらの結果から  $W_i$  として  $17 \mu\text{m}$ 、または  $C_n^-$  として  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  以下を採用すれば、理論上降伏電圧 200V 以上を確実に得ることができる。

また、 $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  の濃度はエピ層としては、形成しやすい。従って、 $W_i = 17 \mu\text{m}$  を選べば逆電圧 200V を得る場合、充分余裕があり、逆電圧の歩留を高くすることができる。以下、 $W_i = 17 \mu\text{m}$  として話を進めることにする。また、 $i$  層の不純物濃度は  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  以下とし、以後あまり言及しない。それは、通常用いる電流密度ではキャリア

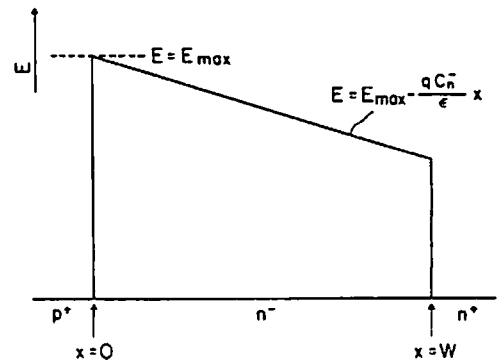


図 4 - 23  $i$  層中の電界の分布

密度は  $C_n^-$  よりはるかに大きく、従って、順電圧降下等の特性にほとんど影響しないためである。ちなみに、前節の電圧電流特性の計算では、 $C_n^-$  は  $9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  としてある。

さて、 $W_i = 17 \mu\text{m}$  の時の順電圧降下を求めてみよう。今、5mm 角のシリコンチップを使い、この内 4.4 mm 角の有効面積を考え、30A の電流で用いるとすると、この時の電流密度は約  $150 \text{ A/cm}$  であるから、図 4 - 9 より最低の順電圧降下は約 0.83V であり、その時のキャリア寿命は約 28nsec であることがわかる。また、もし  $W_i = 10 \mu\text{m}$  程度が実現できるとすれば、順電圧降下 0.80V を実現でき、この時のキャリア寿命は 10nsec と小さくできる。

さて、もう一つの重要な特性である逆回復時間を考えてみよう。この特性を計算するプログラムは現在筆者の手もとにはないので、実験結果を用いて議論することにする。順方向に電流が流れているダイオードを急に逆バイアスする時、内部のキャリアが両端子から排出されるか、または、内部の再結合によって消滅するまでの時間が逆回復時間であるため、内部のキャリア密度と  $i$  層の幅、及びキャリア寿命に逆回復時間  $t_{rr}$  は大きく依存する。 $W_i = 17 \mu\text{m}$  とした時の  $t_{rr}$  の実験結果を図 4-24 に示す。横軸はキャリア寿命を小さくするための金拡散の温度であり、拡散時間は 100 分で一定である。図には、この時の順電圧降下も一緒に示してある。測定条件は順方向に 30A 流し、逆バイアスを -30V かけて、 $-30 \text{ A}/\mu\text{sec}$  の割合で電流を逆転するというものである。順電圧降下が最低になる金拡散温度  $96.5^\circ\text{C}$  の時に、 $t_{rr}$  は約 50~55nsec となる。この時の順電圧降下 0.83V は先の理論値 0.826V ときわめて良く一致している。また、逆回復時間が 50~55nsec はキャリア寿命約 28nsec と比べて妥当な値である。

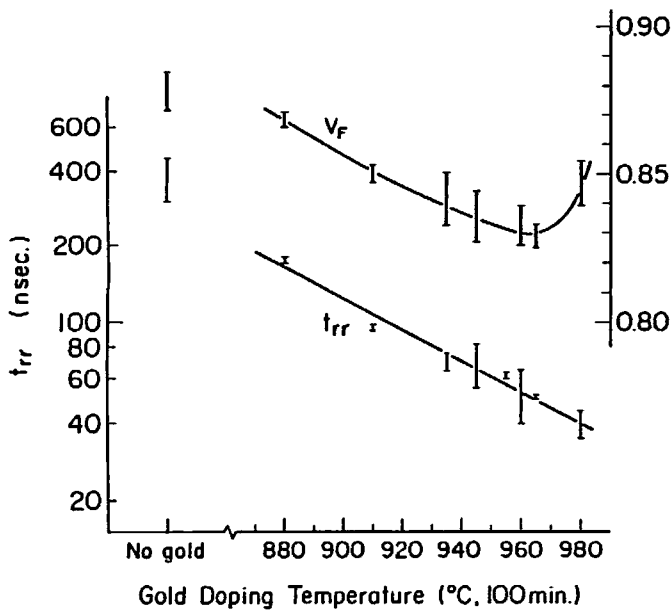


図4-24 i層が17 $\mu$ mの時の逆回復時間  $t_{rr}$  の金拡散温度の依存性

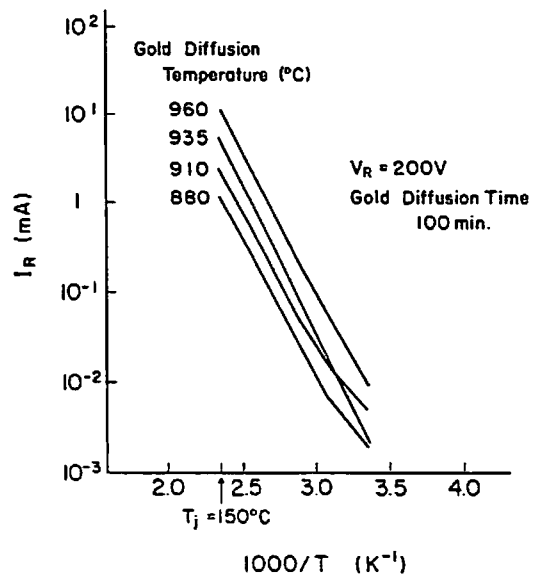


図4-25 ダイオードの逆電流の温度依存性 (キャリア寿命をパラメータとする)

次に、逆電圧200Vの時の逆電流をみてみよう。通常、このような素子では150°Cで動作することを保障するのが普通であり、この時の逆電流は小さいことが必要である。図4-25は温度を変えた時の逆電流を金拡散条件をパラメータとして示している。逆電流は温度に対してほぼ  $\exp(-E_G/kT)$  に比例して変化している。また、金拡散温度が高くなると、逆電流はほぼ指数関数的に増大する。図中温度が低い所で線が交差しているが、これはキャリア寿命によらない逆電流が存在するためで、例えば、ウェハの端でのp-n接合の欠陥等が考えられる。図には示していないが、965°C 100分の金拡散のサンプルは150°C、200Vで約15mAの逆電流を示す。この時の熱損失は  $200V \times 0.015A = 3W$  で、順方向に30Aが流れている場合に比べて約  $\frac{1}{10}$  であるが、逆電流としては許される上限と思われる。

ところで、逆回復時間の特性を重要視する場合には、順電圧降下を犠牲にしてキャリア寿命をさらに低下させることになるが、同時に逆電流がますます増大することから  $W_i = 17\mu m$  とした場合には、順電圧降下が最低になる条件があらゆる面で最適であると考えられる。一方、 $W_i$  をかりに12 $\mu m$ 程度にできて同じ逆電圧200Vを得ることができれば、逆電流を考慮して同じキャリア寿命としても順電圧降下0.82V以下、逆回復時間50nsecは容易に得ることができる。

さて、以上の結果から実際に得られるダイオードの定格を決めてみよう。今までの筋道

を追ってみると、まず必要な逆電圧 200V から  $W_i$  が決まり、これから最低の順電圧降下が定まり、その時のキャリア寿命から逆回復時間が決定するということであつた。ところで、一般に逆電圧はその歩留りが他の特性に比べて悪いことから、接合の降伏電圧は定格逆電圧より充分高く設計することとし、 $W_i = 17\mu\text{m}$  を選ぼう。また、将来 200kHz 以上の高周波への用途を考えると、逆回復時間は短いことが必要であるから 50nsec 程度とする。そして、逆回復時間の定格値としては少し大きい 60nsec を選ぶ。一方、逆回復時間 50nsec を常年实现するためには、金拡散温度は順電圧降下が最低になる  $965^\circ\text{C}$  よりわずかに高めにする必要があり、順電圧降下の定格は最低の値より少し高めの 0.86V とすることにする。この場合、逆電圧 200V の時の逆電流は 17~18mA 程度となり、逆電流の定格は 20mA とするのが適當である。以上をまとめると次の表 4 - 3 のようになる。

表 4 - 3

	定 格 値	典 型 的 値
逆 電 圧	200V	240V
順電圧降下 (30A 時)	0.86V	0.83~0.84V
逆回復時間	60 nsec	50 nsec
逆電流 (200V, $150^\circ\text{C}$ )	20mA	17~18mA

#### 4 - 4 素子の試作と特性

##### 4 - 4 - 1 試作の概略プロセス

この節では実際の素子の製作方法について述べることにする。図 4 - 26 に簡単な素子の製作プロセスを示す。まず、充分抵抗の低い n 型シリコン基盤を用意する。現在得られる最も抵抗の低い基盤は As をドーピングしたもので  $10^{-3}\Omega\cdot\text{cm}$  程度である。この基盤に i 層と p エミッタの厚みの和だけ気相成長法によってシリコン単結晶層を設ける。p 層の厚みは逆電圧の歩留りを上げるため充分厚く  $3\mu\text{m}$  とすると、全体の気相成長層の厚みは  $20\mu\text{m}$  となる。また、この層の不純物濃度は充分低く  $5\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$  以下となるようにする。次に、表面を酸化して  $\text{SiO}_2$  膜を  $1\mu\text{m}$  程度成長させ、選択的エッチングを行って  $\text{SiO}_2$  膜に p エミッタを形成すべき所に窓あけを行う。p 型の不純物であるボロンは  $\text{SiO}_2$  膜中で

は熱拡散係数が非常に小さいために、 $\text{SiO}_2$  膜のない部分だけボロンの拡散層を設けることができる。次に、イオン注入法により表面にボロンイオンを打ちこむ。 $\text{SiO}_2$  膜のある所ではこの膜の中にイオンが打ちこまれるために、シリコン中には入らない。注入したボロンは  $1100^\circ\text{C}$  の炉で熱処理し、 $3\mu\text{m}$  の p エミッタ層を形成する。ここまでするまで三層の pin 層は完成する。次に、シリコン中のキャリア寿命を適切にするために金拡散を行う。裏面の  $\text{SiO}_2$  膜をとりさり、真空蒸着によって金を  $2000\sim 3000\text{\AA}$  程度つけ、適当な温度で 100 分熱処理する。金の拡散係数は非常に大きいので、短かい時間でウェハ全体に金をドーピングすることができる。金拡散を行った後、表面の p エミッタ上の熱処理によって生じた  $\text{SiO}_2$  膜をとり除き、ウェハ両面に V-Ni-Au からなる三層の金属蒸着膜を形成する。この時、この金属電極との間に良いオーミック接合を形成するためにシリコン表面の不純物濃度は充分高くなっていることが必要である。再び、選択的エッチング法によって p エミッタ上の電極を残して、他の表面の部分はとりさる。ここまでするまで素子はほぼ完成である。後はウェハから一つ

一つの素子を切断し、パッケージに素子の裏面をハンダで固定し、同時に上面にリード線をハンダ付けしてとりだし、パッケージのふたをすれば完成する。このようにしてできあがった素子の概観を写真 4-1 に示す。

以上、素子の概略プロセスを示したが、次にこれらの試作プロセスの内の重要な部分について逐次述べていくことにする。

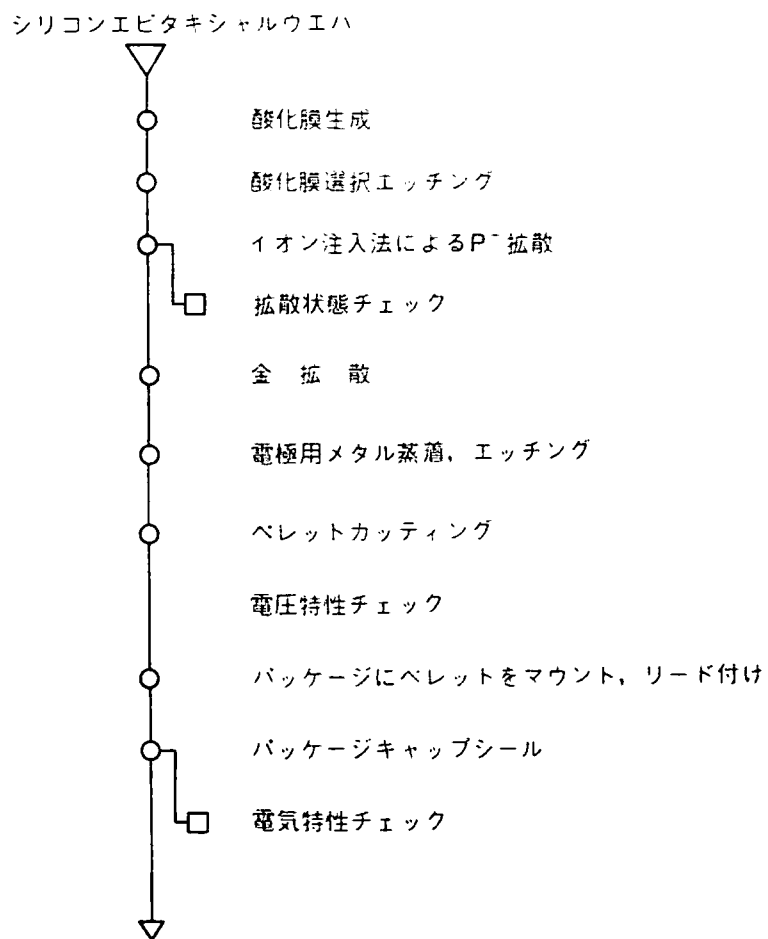


図 4-26 素子の試作プロセス



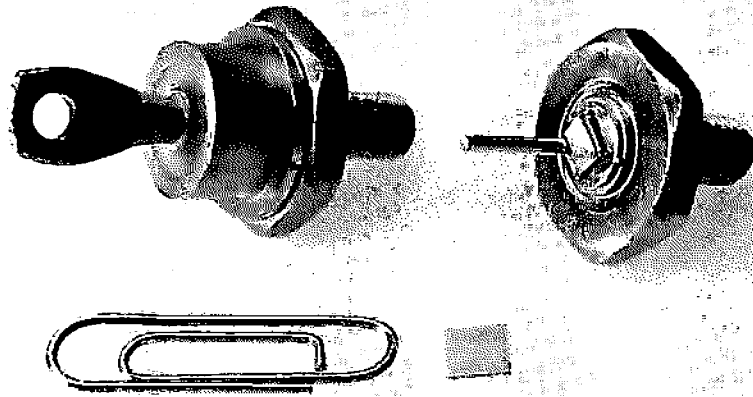


写真 4 - 1

#### 4 - 4 - 2 p n 接合の形状と p エミッタの形成方法

ここでは p n 接合の形状と p 型不純物ボロンの拡散方法について検討してみよう。p n 接合端面の形状として、代表的なものは図 4 - 27 に示すように①溝を掘るメサ型②適切な角度をもたせるべベル型③同一平面上に p n 接合端があるプレーナ型の 3 種類がある。2 番目のべベル型は通常、不純物濃度の低い方が断面積が小さくなるような方向の角度（正べベル）で切断したものである。この構造は図に点線で示したように空乏層が p n 接合の端で厚くなるために、その電界強度が弱まり、なだれ降伏が端の部分でおこらないようにする効果がある。従って、1000V 以上の高電圧を得ることができ、高電圧大電流タイプの素子によく用いられるが、工程が複雑であるために簡単な素子にはむかない。②の工程を簡単にしたものが①のメサ型であり、エッチングによって U 字型の溝を掘るといいうものである。正べベルは得られないので高電圧は期待できないが小型の素子には良く用いられる。③のプレーナ型はすべて拡散工程だけで形成できるため、微細なパターンを形成でき、小さな素子に向いている。しかし、絶縁膜として  $\text{SiO}_2$  の薄膜を用いるため表面に付着した電荷の影響を受けやすく、また空乏層が図に示すように表面で薄くなりガードリングや適切な基盤抵抗を選ばないと高い逆電圧が得られない欠点がある。

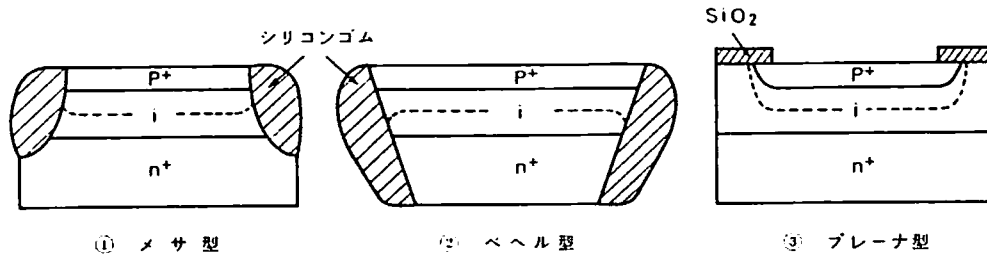


図 4 - 27 p n 接合端面の形状 (点線は空乏層の形成のされ方を示す)

さて、本素子の場合逆電圧は 200V であり、決して高い値ではないので①または③の方法が適当でありこの二つについて次に検討してみよう。また、p n 接合を熱拡散によって形成する場合の不純物源及びその拡散方法についても合わせて検討しておく。p 型不純物として代表的なものとしてはボロン、ガリウム、アルミニウムがある。ボロンはその拡散方法として BSG 膜 (ボロンをドーブした  $\text{SiO}_2$  膜) による方法、 $\text{B}^+$  イオンを高電圧で加速して打ちこむイオン注入法、不純物拡散源を溶剤にとかしておき塗布するだけで簡単にボロンを含んだ膜が得られる塗布拡散方法などいろいろ簡便な方法が開発されており、非常に高い逆電圧素子の場合を除いて多くの実績がある。一方、後の 2 つの不純物源は通常固体の形で存在するために封管法による拡散が一般的であり簡単ではないが、ガリウムは 1000 V 以上の高電圧素子で実績があり、またアルミニウムは拡散速度が速く比較的短時間で深い拡散層が得られる利点がある。このような背景から、この章で扱う素子にはボロンが最適である。また拡散方法としては簡便、安価で大量生産に向く塗布拡散法と、比較的純粋なソースが得られしかも表面濃度を正確に制御できる利点のあるイオン注入法の二つを比較検討してみよう。

さて、最初に塗布拡散法を用いてプレーナ型とメサ型の比較を行ってみる。このためのサンプルの製作について、まず簡単に述べておこう。プレーナ型のサンプルに関しては  $15\Omega \cdot \text{cm}$  の気相成長層をもつウェハに、まず 5000 Å の  $\text{SiO}_2$  膜をつけ選択的エッチング法によって p エミッタをつくるべきところに穴をあけ、ボロンソースを塗布して熱処理し、 $3\mu\text{m}$  の拡散層を形成した後、すべての  $\text{SiO}_2$  膜をとり除き、再び清浄な  $\text{SiO}_2$  膜を形成して、p n 接合の絶縁膜とした。一方メサ型のサンプルは、同様に塗布拡散によって  $3\mu\text{m}$  の同一の拡散層を形成し、選択的エッチング法によって各素子の間に U 字形の溝をほり、この溝に沿って各素子に分離し、パッケージにマウントし、p n 接合端を軽くエッチングして清浄にした後、シリコンゴムを絶縁物として塗布した。図 4-28 に実験結果を示す。A、B はそれぞれメサ型及びプレーナ型のサンプルの逆電流が  $100\mu\text{A}$  の時の逆電圧を示

している。同じ  $i$  層の幅に対してプレーナ型の方が  $10 \sim 15 \text{ V}$  程度高い逆電圧を示している。この結果から、一般的にメサ型がプレーナ型に比べて劣っていると考えるのは早計であるが、メサ型のサンプルは  $p-n$  接合がパッケージにマウントするまで露出しており、キズがつきやすい等の欠点がある。  $5 \text{ mm}$  角のような小さいサンプルではプレーナ型が適しているようである。

さて、次に同じプレーナ型を用いて塗布拡散法とイオン注入法との比較を行ってみる。図 4-28 の B, C はこの比較を示している。イオン注入法の方が塗布拡散よりも約  $20 \text{ V}$  程度逆電圧が高い。塗布拡散は簡便であるが塗布する工程で不純物を含みやすく、この実験結果は妥当なものと思われる。従って、筆者は実験サンプルとしてはイオン注入法を採用することとした。しかし、イオン注入法を採用した場合、適切な電極金属とのオーミック接合を得るために高い表面濃度が必要となり、打ち込みイオン量は  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  以上が要求され、コストが高くなる欠点がある。従って、工場で実際に大量生産する場合には塗布拡散を使用することになる。

実際にダイオードに要求される逆電圧として  $240 \text{ V}$  程度を選ぶとイオン注入法では  $W_i$  の幅として約  $12 \mu\text{m}$  以上が必要であり、塗布拡散の場合には約  $14 \mu\text{m}$  以上が必要となる。一方前章までの検討から順電圧降下を  $0.83 \text{ V}$  以下にするためには  $i$  層の幅は  $17 \mu\text{m}$  以下であれば良いので、イオン注入法を用いた場合許される  $i$  層の幅は  $12 \sim 17 \mu\text{m}$  となり、一方、塗布拡散の場合には  $14 \sim 17 \mu\text{m}$  となる。工場での大量生産を考えた場合塗布拡散の  $i$  層の幅の余裕は  $3 \mu\text{m}$  は妥当な値である。

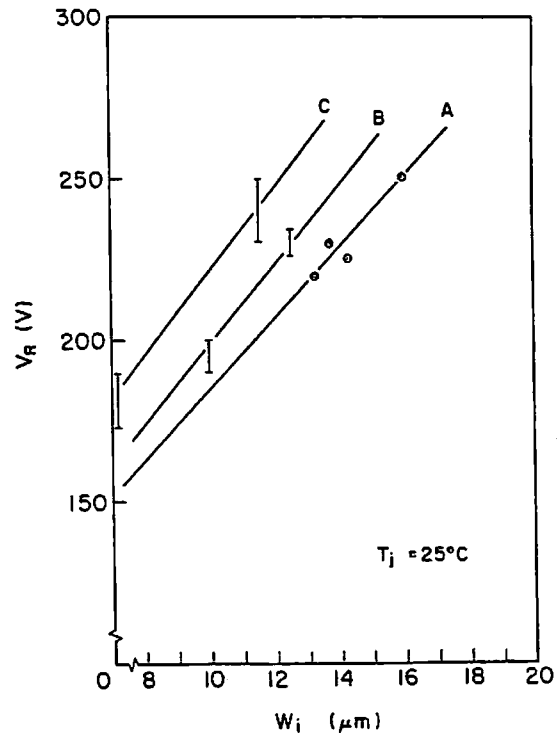


図 4-28 種々の条件下での逆電圧と  $i$  層の幅の関係 (実験値)

- A. 塗布拡散+メサ型
- B. 塗布拡散+プレーナ型
- C. イオン注入法+プレーナ型

目標である実験の省略を実現できた意義は大きいと思われる。本ダイオードの開発は、このような背景から約1年というまれにみる短期間で終了し、現在このダイオードは30DG15という名称で工場生産され市販されるに至っている。

#### 第4章に対する付録

ここでは次の関係式を導く

$$V_F - V_i = V_J = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_0 \cdot n_w}{n_i^2} \quad \dots\dots\dots (4-A1)$$

この関係式を導くあたり、次の仮定を行う。すなわち、i層は高注入状態にあり、同時に両エミッタでは低注入状態にあるとする。式で表すと、

$$(\text{エミッタの不純物濃度}) \gg (\text{i層のキャリア密度}) \gg (\text{i層の不純物濃度}) \quad \dots\dots\dots (4-A2)$$

となる。

i層中では電子密度と正孔密度は等しいので、

$$\phi_p(0) - \phi(0) = \phi(0) - \phi_n(0) \quad \dots\dots\dots (4-A3)$$

$$\phi_p(W_i) - \phi(W_i) = \phi(W_i) - \phi_n(W_i) \quad \dots\dots\dots (4-A4)$$

が成り立つ。一方、両エミッタは低注入状態にあるので多数のキャリアのフェルミレベルはほぼ一定である。従って、次の式が成立する。

$$\phi_p(0) - \phi_n(W_i) = V_F \quad \dots\dots\dots (4-A5)$$

また、 $V_i$  は次の式で与えられる。

$$V_i = \phi(0) - \phi(W_i) \quad \dots\dots\dots (4-A6)$$

(4-A3~A6)式より

$$[\phi(0) - \phi_n(0)] + [\phi_n(W_i) - \phi(W_i)] = V_F - V_i \quad \dots\dots\dots (4-A7)$$

であるから、両辺に $\frac{q}{kT}$ をかけて指数関数をとると次の式を得る。

$$n_0 \cdot n_w = n_{i0}^2 \exp \frac{q}{kT} [V_F - V_i] \quad \dots\dots\dots (4-A8)$$

この式は(4-A1)と同一である。

## 考 考 文 献

- [1] 長谷川章, 電子技術, 17, 21 (1975)
- [2] 例えば Sze, "Physics of Semiconductor Devices". John Wiley & Sons, Inc., New York
- [3] 日経エレクトロニクス 1977年6月13日号, pp. 50  
J.P. McKelvey, "Solid State and Semiconductor Physics", Harper & Row (1971)
- [4] N.R. Howard and G.W. Johnson, Solid-St Electron. 8, 275 (1965)
- [5] N.H. Fletcher, Proc. IRE 45, 862 (1957)
- [6] D.A. Kleinman, Bell System Tech. J. 35, 685 (1956)
- [7] A. Herlet, Z. Naturf. 11a, 498 (1956)
- [8] S.C. Choo, IEEE Trans. Electron Dev. ED-19, 954 (1972)
- [9] S.C. Choo, Solid-St. Electron. 16, 197 (1973)
- [10] S.C. Choo, IEEE Trans. Electron Dev. ED-20, 418 (1973)
- [11] A. De Mari, Solid-St. Electron. 11, 33 (1968)
- [12] M. Naito et al, IEEE Trans. Electron Dev. ED-23, 945 (1976)
- [13] A. Nakagawa and M. Kurata, IEEE Trans. Electron Dev. ED-28, 231 (1981)
- [14] 中川他, 東芝レビュー, 34, 951 (1979)
- [15] 中川他, 信学技報, 79, 9 (1980)
- [16] J. Dziewier and W. Schmid, Appl. Phys. Lett. 31, 346 (1977)
- [17] J.D. Beck and R. Conradt, Solid-St. Commun. 13, 93 (1973)
- [18] N.G. Nilson, Solid-St. Commun. 11, 155 (1972)
- [19] 例えば A.S. Grove, "Physics and Technology of Semiconductor Devices", John Wiley and Sons, Inc., New York
- [20] M.D. Miller, IEEE Trans. Electron Dev. ED-23, 1279 (1976)

## § 5. GTOサイリスタへの応用

### 5-1 序 論

ここではGTOサイリスタとその数値解析についての歴史、GTOサイリスタに特有な現象を説明し、この章で採りあげるサイリスタの一つの異常特性の紹介を行う。

pnpn四層のサイリスタが初めてShockleyによって提案されてすぐ後、1960年にサイリスタをオンさせるのとは逆の電圧をゲート電極に印加することによって200~300mAの電流をターンオフできることがVan LightenやNavon等をはじめとする多くの人々<sup>[1~5]</sup>によって報告された。これがGTOサイリスタの初めである。その後、サイリスタをターンオフさせようとする、導通領域がゲートから遠ざかっていくことが発見された。このことを考慮していろいろな形の細いカソードをもつパターンが提案され<sup>[6]</sup>10A程度のターンオフが可能になった。

一方、GTOサイリスタの解析は、まず二つのトランジスタの組み合わせとして行われターンオフ時の最大の電流利得 $G_{max}$ （アノード電流とゲート電流の比の最大値）はpベースにゲート電極があるとして、次のように表されることが示されている。<sup>[1, 3]</sup>

$$G_{max} = \frac{\alpha_{npn}}{\alpha_{npn} + \alpha_{pnp} - 1} \dots\dots\dots (5-1)$$

ここで $\alpha_{npn}$ と $\alpha_{pnp}$ は二つのnpn, pnpトランジスタのベース接地の電流増幅率である。この式から $\alpha_{npn}$ は充分1.0に近くし、同時に $\alpha_{pnp}$ は充分小さくし、かつその和は1.0よりわずかに大きくする（ $\alpha_{npn} + \alpha_{pnp} > 1$ はターンオンの条件）ようにすればGを大きくできることがわかる。1966年にはE. D. WolleyによってGTOの2次元の効果を含めた時の利得 $G_{max}$ が以下のように導かれている。<sup>[7]</sup>ゲートにオフパルスを加えるとゲートに近い部分の過剰キャリアがまず排出されその部分はオフするので、導通状態にあるのはゲート電極から遠い部分だけとなる。一方、サイリスタの順電圧降下は2~3V程度であるので、通常は外部の電源電圧に比べて充分低い。従って、サイリスタに流れる電流は外部電源電圧を直列抵抗 $R_L$ で割ったものになり、サイリスタの順電圧降下が大きくなりません限り、ほぼ一定に保たれる。従って、オフパルスを加えると、ゲートから遠い部分におしやられた導通領域の電流密度は非常に高くなる。このような導通領域の縮少をWolleyはスクイズ(Squeeze)と呼んでいる。今、図5-1のような幅S長さHの長方形のカソー

ド ( n エミッタ ) の周りにゲート電極がある場合を考えよう。オフパルスを印加するとスキューズはゲート電極から等距離に進むと仮定する。この導通領域の幅がある値より小さくなると、その電流密度がへり始め 1 次元的なターンオフが進むことになろう。この時の導通領域の幅は p ベースの少数キャリアの拡散長  $L_n$  の 2 倍に近いと考えられる。導通領域の幅が  $2 \cdot L_n$  になるまでのスキューズの時間  $t_s$  は、Wolleyによれば次の式で表すことができる。

$$t_s = (G-1) \frac{W_p}{2D_n} \ln \left( \frac{S \cdot L_n / W_p^2 + 2L_n^2 / W_p^2 - G + 1}{4L_n^2 / W_p^2 - G + 1} \right) \dots\dots (5-2)$$

ここで  $W_p$  は p ベースの厚み、 $D_n$  は同層での電子の拡散定数である。この  $t_s$  が無限大になる時の条件が最大のターンオフ利得を与えるので、

$$G_{max} = 1 + 4 \frac{L_n^2}{W_p^2} \dots\dots (5-3)$$

を得る。(5-3)式は 2 次元のスキューズモデルから得られた  $G_{max}$  であり、一方(5-1)式は 1 次元のターンオフの条件から得られており、両者のいずれか小さい方が実際の最大ターンオフ利得を与えるものと思われる。

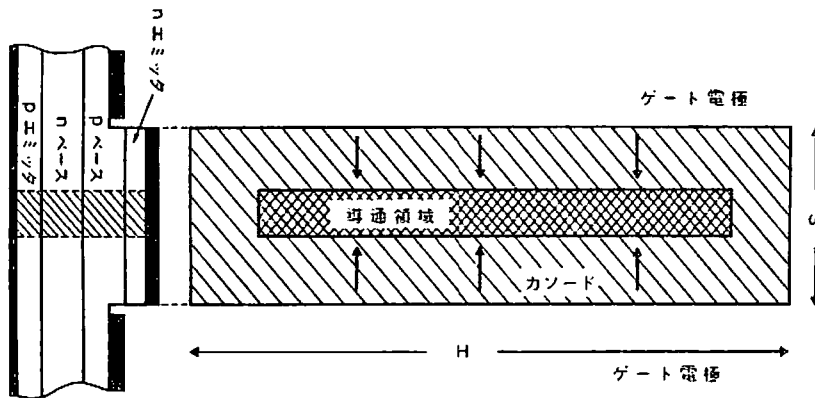


図 5 - 1 GTO を構成する 1 素子を示す。

Wolley は GTO の最大ターンオフ可能電流について以下のような示唆に富んだ式を導いている。Navon と Van Lighten は、p ベース層を流れるゲート電流自身の電圧降下がゲート・カソード間の降伏電圧  $V_{J1}$  より大きくなるとそれ以上のゲート電圧はかけられないので、最大のターンオフ可能電流の大きさが制限されることを指適している。[1] このことを式で表現すると

$$V_{J1} \geq \frac{I_g}{2} \cdot R_b \dots\dots (5-4)$$

$$R_b = \rho_s \left( \frac{S}{2} - L_n \right) / H \cong \rho_s \frac{S}{2} / H \quad \dots\dots\dots (5-5)$$

上式で  $R_b$  はゲート電極から導通領域までのベース層の抵抗， $\rho_s$  は同層のシート抵抗を表している。従って，最大のターンオフ可能電流  $I_{ATO}$  は

$$\begin{aligned} I_{ATO} &= G_{max} \cdot I_g(\max) \\ &= 2 G_{max} \cdot \frac{V_{J1}}{R_b} \quad \dots\dots\dots (5-6) \end{aligned}$$

となる。

さて，このような理論を背景にして GTO 素子の性能が向上した。1970 年に T. C. New 等によって 1000V 50A という大電力タイプの GTO が作られた。〔8〕彼等は文献のなかで，GTO の大電流化を阻む次のような大きな要因を強調している。GTO を大電流化する場合，小さな GTO 素子をたくさん並べて並列運転する必要があるが，アノード電流が小さいうちは各素子にほぼ均等に電流が分配されターンオフも各素子間で一様に進行する。しかし，アノード電流が大きくなってくると，ターンオフの遅い素子に電流が集中する傾向が現れてくる。すなわち，ターンオフの早い素子が先にオフしてしまいと全電流は遅い素子に移ってしまい，その素子の電流密度が増大する。これはスキューズが各素子の間でおこっているといえる。図 5-2 a, 2 b は筆者等の同様の実験結果を示している。2 a は十分なゲート電流を流した時のものであり，ターンオフは一様に進んでいる。2 b はゲート電流を少なくして高電流での様子を模したものであるが，少数の素子に電流が集中している様子が良くわかる。このように，ターンオフ時に電流の再配分がおこりわずかの素子に電流が集中すると，たくさんの素子を並べる意味がなくなってしまう。従って，いかにターンオフ時の並列運転をうまく行うかが重要なポイントとなる。

さて，1970 年には Wolley 等によって 200A のターンオフ能力をもつ GTO が作られた。〔9〕順方向の降伏電圧は 600~900V 程度あるが順電圧降下が 3.7~8V もあり，サイリスタ特性がかなり犠牲にされている。また，1977 年には筆者等のグループによって 600A の電流ターンオフ能力をもつ 600~1300V の GTO サイリスタが開発されている。〔10, 11〕これらの素子は順電圧降下も 2V 程度と低く，サージ電流耐量も 3000A に達し，通常のサイリスタ特性を兼ね備えている。一方，高周波動作では，H. W. Becke によって 1975 年に 400V 6A の 20kHz でのスイッチングが成功し，〔12〕また，1977 年には筆者等によって同じく 20kHz で 50A のターンオフに成功している。〔13〕



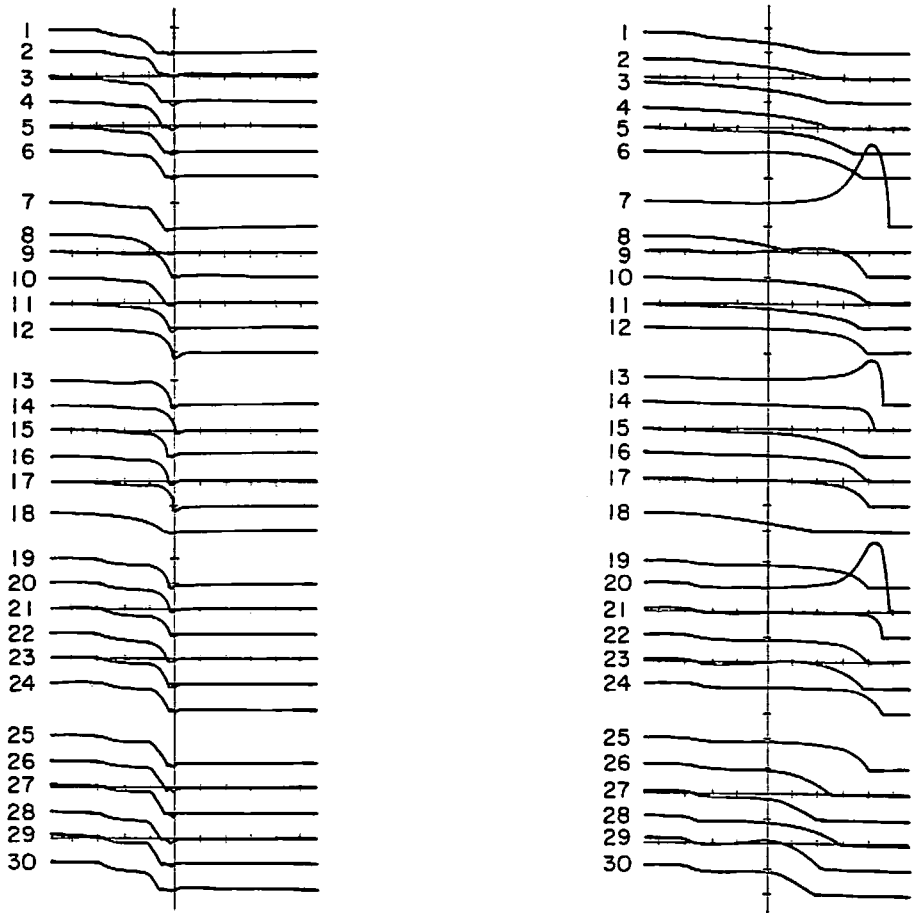


図5 - 2 a ゲート電流が十分の時の多数の素子のターンオフ波形 (1A/Div, 1 $\mu$ sec/Div) 図5 - 2 b ゲート電流が不十分の時の多数の素子のターンオフ波形 (1A/Div, 1 $\mu$ sec/Div)

ところで、サイリスタの数値計算は1975年にW. Anheier等によって初めて行われた。〔14〕彼等はオージェ再結合やキャリア同士の散乱を含め、サイリスタの特徴的なS字形の電圧電流特性を求めている。また、1976年には倉田によって境界条件を電圧ではなく電流値で与える新しいタイプのサイリスタモデルが提案された。〔15〕サイリスタの電圧電流特性は電圧の多価関数であるから、電圧を与えて電流を求めるような通常の求め方では特殊な技法が必要だが、この新しい方法では簡単に求められる。1978年にはAdlerによって高不純物効果や熱の流れ等の種々の効果を含めた1次元サイリスタモデルによる計算が行われ、実測と非常に良く一致した解が得られた。〔16〕一方、GTOサイリスタの2次元の効果であるスキューズを最初にモデルで表そうとしたものは、1974年の倉田による電荷制御モデルを用いた解析である。〔17〕彼は1次元のサイリスタを二つ並列に動作させ、ゲートに遠い方のサイリスタに電流が集中する様を明らかにした。また最近では、

Naito 等によって GTO サイリスタのターンオフのシミュレーションが時間を含めた 1 次元モデルを使って行われている。〔18〕

さて、以上のようにサイリスタの数値計算の歴史を追ってくと、サイリスタに関する解析は 1975 年以降であり、非常に新しいことがわかる。筆者等が大電流 GTO の開発を行ったのは 1974~1977 年であり、当時の数値計算モデルはまだ未熟で、ようやくサイリスタの順電圧降下や保持電流の設計に利用され初めたばかりであった。従って、GTO の設計において最も重要な、ゲートターンオフ能力を大きくするといったような問題はすべて実験によって設計を行わざるを得ない状態であった。すなわち、GTO のターンオフは本質的に 2 次元の現象であり、計算を行うとすれば非常に長い時間を要するからである。例えば、2 次元のトランジスタの計算を例にとっても、超高速の計算機で約 1 時間程度の計算時間を必要としており、〔19〕従って、パラメータをいろいろ変えて一連の計算を行うことはよほどめぐまれた状態にないと不可能である。さらに、ターンオフ可能電流を決定しているものは破壊現象であるため、モデル化が可能かどうかという問題もある。このような理由から、GTO の設計は実験的試行錯誤を経て確立したものである。

次の 5-2 節では、まず、GTO のゲートターンオフ可能な電流値を大きくするための設計に主眼をおいて、筆者等の実験結果〔10〕を述べよう。この 5-2 節は、次の 5-3 節で行うサイリスタの数値計算で採りあげる問題の背景を説明する意図もある。すなわち 5-2 節で述べるように、GTO のターンオフ能力をあげるためには p ベースの不純物濃度を大きくする必要があるが、この不純物濃度が高すぎると従来のサイリスタの電圧電流特性から大きくはずれた特性が現れる。〔20, 21〕図 5-3 はこの典型的な例を示しており、ある電流値以上で電圧電流曲線はトランジスタのように折れまがっている。しかし、これは次の理由から明らかにサイリスタの特性である。

すなわち、一度オンさせれば導通状態を保つのにゲート電流を必要としないからである。第 3 章でトランジスタの電流増幅率がエミッタ・ベース接合の不純物濃度  $C_{EB}$  に大きく依存することを述べたが、このサイリスタの電圧電流特性も  $C_{EB}$  の値と大きく関係している。図 5-3 のサンプルでは  $C_{EB}$  の値は  $2.1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  であり、 $\alpha_{npn}$  はかなり小さく

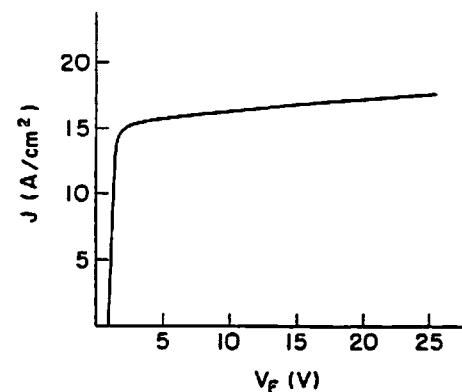


図 5-3 p ベースの不純物濃度が高い場合に現れる異常特性  
( $C_{EB} = 2.1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ )

なっている。

さて、このような異常な特性は今までのデバイスモデルでは再現することができなかった。筆者は高不純物効果やキャリア同士の散乱、オージェ再結合等の種々の効果を含めることによって初めてこの異常特性を再現することができた。〔21〕これらの解析の結果を5-3節で詳しく述べることにする。また、5-4節では5-2,3節での解析結果に基いたGTO素子の試作及び得られた特性について述べることにする。

## 5-2 GTOサイリスタの設計

この節では、GTOを特徴づける特性である最大ゲートターンオフ可能電流を大きくするための設計に主眼をおいて述べることにする。このゲートターンオフ可能な電流値を大きくするために筆者等は主に三つの方法を採用した。一つは古典的な2トランジスタモデルに基くものである。二つ目はWolleyの2次元のスクイーズモデルに基くものであり、三つ目は実験的に見出した筆者等独自のものである。以下順次これらについて述べることにする。

### 5-2-1 2トランジスタモデル

サイリスタは古くから二つのトランジスタの組み合わせとして理解されてきた。〔1-5〕このモデルによる重要な結論は二つある。一つはサイリスタがオンするための条件である。

$$\alpha_{npn} + \alpha_{pnp} \geq 1.0 \quad \dots\dots\dots (5-7)$$

もう一つは、最大ゲートターンオフ利得 $G_{max}$ を与える式である。

$$G_{max} = \frac{\alpha_{npn}}{\alpha_{npn} + \alpha_{pnp} - 1} \quad \dots\dots\dots (5-1)$$

(5-7)式は二つのトランジスタによってゲート電流や接合もれ電流等が無限に増幅されるための条件である。一方、サイリスタの動作時は常に $\alpha_{npn} + \alpha_{pnp} = 1.0$ であるから $\alpha_{npn}$ と $\alpha_{pnp}$ の和が大きい程サイリスタの動作時の飽和が深いことになる。従って、この和が大きい程順電圧降下が下がり、また、サイリスタ動作をする最低の電流値である保持電流も低下する。ところで、(5-1)式で与えられるターンオフ利得は、 $\alpha_{npn}$ と $\alpha_{pnp}$ の和が1.0に近い程、また $\alpha_{npn}$ が大きい程大きくなる。ターンオフ利得は大きい程好ま

しく、順電圧降下や保持電流は小さい方が好ましいので、二つの $\alpha$ の和は適度に1.0より大きく設計する必要がある。

ところで、通常のサイリスタは図5-4のような不純物プロファイルをもち、p型とn型の不純物の二重熱拡散によって形成される。pベースはnベースに比べて薄いためnpn三層の増幅率 $\alpha_{npn}$ が1.0に近いこと、そして、中央の接合に電圧が加わった場合空乏層はpベース側にはあまりひろがらないこと等の理由から、ゲート電極は普通pベースに設けられる。二重拡散によって四層ができあがった直後は、 $\alpha_{npn}$ と $\alpha_{pnp}$ の和は一般に1.0よりかなり大きいので、適切な値とするために金などのライフタイムキラーを拡散する。こうすると、主にnベースのキャリア寿命が下がり、スイッチング特性などの改善にもなる。金拡散を行って $\alpha$ の和を制御した時の順電圧降下、保持電流、最大ターンオフ利得の変化の一例を図5-5に示そう。この図は大電力GTOを構成する一つの素子についての測定値であり、 $\alpha$ の値はW.Fullopの方法〔22〕によって完成した素子で測定を行っている。順電圧降下、保持電流、最大ターンオフ利得とも $\alpha$ の和の値に対して予想通りの変化をしている。全体の素子の保持電流は図の値を約150倍したものに近い。一方、最大ターンオフ利得は、全体の素子に対して測定すると破壊につながるので行っていないが、最大ターンオフ可能電流値より小さい電流領域では同図と同様な傾向がみられるものと思われる。



図5-4 サイリスタの不純物拡散プロファイル

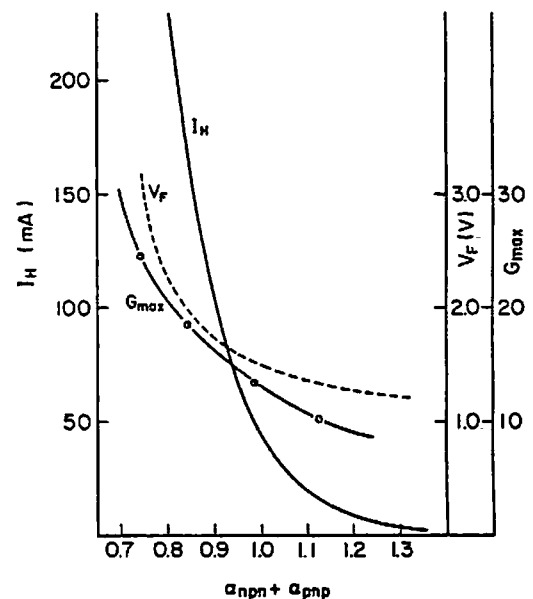


図5-5 順電圧降下 $V_F$ 、保持電流 $I_H$ 、最大ターンオフ利得 $G_{max}$ の $\alpha$ の和に対する依存性

さて、アノード電流とゲート電流はターンオフ利得 $G$ で結ばれるので、最大ターンオフ可能電流は最大ターンオフ利得 $G_{\max}$ と流し得る最大のゲート電流の積であろうと思われる。この考え方に立てば、素子のキャリア寿命を小さくして導通状態での飽和を浅くし、最大ターンオフ利得を大きくした素子は順電圧降下や保持電流は大きくなるが最大ターンオフ可能電流値 $I_{\text{ATO}}$ も大きくなるはずである。しかし、筆者等の実験によれば、この考えは正しくない。すなわち、図5-5に示した素子の $I_{\text{ATO}}$ を測定してみると、金拡散温度による差は素子間のバラツキよりも小さくその差は見出せない。ただし、これは低周波(10~50Hz)でのスイッチングの場合である。高周波では、スイッチング時の熱発生のために $I_{\text{ATO}}$ は素子のキャリア寿命に大きく関係してくる。このことについては後で詳しくのべる。

このように、 $I_{\text{ATO}}$ がキャリア寿命にあまり依存しないことは一つの大きな示唆をしているように思われる。すなわち、上記の考え方は素子を1次元的に扱った時のものであるが、実際の場合には、序でもすでに述べたように破壊は一ヶ所に電流が集中することによって起こっている。一度何らかの原因で集中がおこれば、その電流密度はいくらでも大きくなるので、ターンオフ利得が多少くらい変わっても何の役にも立たないことがその原因のように思われる。

2トランジスタモデルによる理論では、順電圧降下や保持電流及びターンオフ利得の定性的傾向をうまく説明することができた。そして、より定量的にこれらの特性を設計するためには数値計算が非常に有効であり、実際に不純物プロファイルやキャリア寿命の値を最適化する場合にはこれを用いる。しかし、これらのモデルは1次元であるため、2次元の現象である最大ターンオフ可能電流の設計には無力である。

#### 5-2-2 Wolleyによる2次元ターンオフモデル〔7〕

ゲートターンオフ能力を増大させるためには各素子間のバランスを保つことが重要であることはすでに指摘した通りである。しかし、どのようにしてこれを実現するかは大変むずかしい。第1に考えられることはすべての素子の特性を均一にそろえることであるが、広い領域にわたって特性をそろえることは技術的に不可能に近い。従って、少し位のバラツキは容認できるような方法を講じなければならない。恐らくこのことに対する一つの答えはゲート電流を多く流して強制的にターンオフをそろえることであろう。序の部分で示した図5-2 a, b からわかるように、ゲート電流が充分供給されればターンオフは均一に

なり電流集中は解消する。このことから GTO を使用する際にゲート電源の容量を大きくし、ゲートパルスの立上りを早くすることは重要である。しかし、これでは素子本来の能力を向上させたことにはならない。そこで、素子に流せるゲート電流を制限している要因を次に考えてみよう。Wolley の導いた (5-5, 6) 式はこの場合重要な指針となる。オフパルスが入り導通領域がスクイーズすると、導通領域からカソードの端まで p ベース中をゲート電流が流れる。この時、p ベース層の抵抗  $R_b$  によって生ずる電圧降下はカソード・ゲート間の降伏電圧  $V_{J1}$  以上にはなれないので、ゲート電流が制限される。従って、 $V_{J1}/R_b$  を大きくすれば流れるゲート電流が大きくなり  $I_{ATO}$  は大きくなると思われる。 $V_{J1}/R_b$  は次のように表される。

$$\frac{V_{J1}}{R_b} = \frac{V_{J1}}{\rho_s \cdot \frac{S}{2} \cdot \frac{1}{H}} \dots\dots\dots (5-8)$$

(5-8) 式から  $V_{J1}/R_b$  の値を大きくするためには四つの方法があることがわかる。そして、これらの方法は大きく二つに分けられる。一つはカソードすなわち n エミッタの形状である幅 S と長さ H である。もう一つは不純物プロファイルに関係したカソード・ゲート間降伏電圧  $V_{J1}$  と p ベースのシート抵抗  $\rho_s$  である。まずエミッタパターンに関する S と H について検討し、次に  $V_{J1}/\rho_s$  の項について検討しよう。

同一のウェハ上に長さが 4 mm 一定で幅だけを変えたサンプルを作り、同一の条件で  $I_{ATO}$  の値の測定を行った。この結果を図 5-6 に示す。エミッタの幅が狭くなるに従って、ほぼ直線的に  $I_{ATO}$  は増大している。しかし、(5-8) 式から予想される  $\frac{1}{S}$  の依存性はない。図 5-7 は同様のエミッタ幅の依存性を示す結果であるが、この図では全エミッタ面積が  $0.48 \text{ cm}^2$  となる条件下での測定であり、全素子の全長は幅が  $\frac{1}{2}$  になると 2 倍になっている。このために図 5-7 より傾斜が少し大きい。実際のエミッタパターンを設計する場合、図 5-6 よりは図 5-7 の方が参考になる。ところで、エミッタの幅が狭くなるとその分だけゲート電極の部分が増大し、全ウェハ面積に占める全エミッタ面積の割合が低下してしまふ。ゲート電極の幅として金属電極以外の部分も含めて  $200 \sim 300 \mu\text{m}$  程度は必要となるので、エミッタの幅をこれ以下にするとエミッタの占有面積は 50% より小さくなる。従って、エミッタの幅を必要以上に狭くすべきではない。

次に、エミッタの長さについて考えてみる。エミッタの長さを長くすることは、GTO の素子をたくさん並べることと同じである。これは電流集中の本質的な解決になっていな

いことは明らかであろう。各素子相互間のバランスが悪い場合には、素子数をふやしてもあまり効果はない。しかし、ある程度素子間のバランスがとれてくると数多く素子を並べればそれだけ  $I_{ATO}$  が増大し有効な手段となる。従って、ここでは長さについてはこれ以上言及しないことにする。

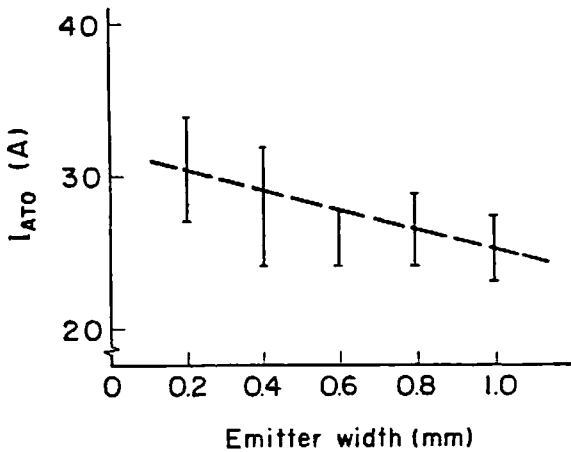


図 5 - 6 最大ターンオフ可能電流  $I_{ATO}$  のエミッタ幅に対する依存性 ( 1つの素子の場合 )

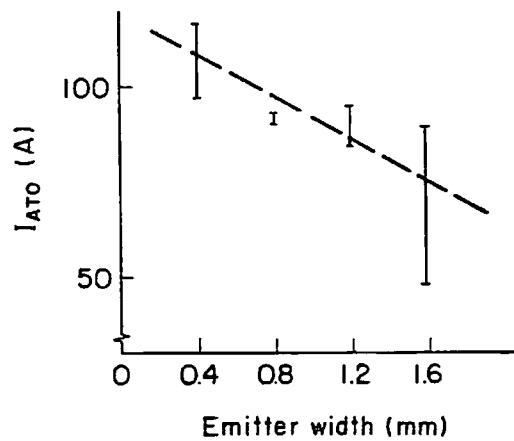


図 5 - 7 最大ターンオフ可能電流  $I_{ATO}$  のエミッタ幅に対する依存性 ( 全エミッタ面積一定の条件下,  $0.48 \text{ cm}^2$  )

さて、次に不純物プロファイルに関係する  $V_{J1}/\rho_s$  の値について述べよう。p ベースのシート抵抗  $\rho_s$  は不純物の分布  $N(x)$  が決まれば次の式から求められる。

$$\rho_s = \frac{1}{\int q\mu_p(x) N(x) dx} \quad \dots\dots\dots (5-9)$$

一方、カソード・ゲート間降伏電圧も同様に次の式から求められる。〔23〕

$$V_{J1} \cong 60 \left( \frac{2 \cdot E_G}{1.1} \right)^{1.2} \left( \frac{a}{3 \times 10^{20}} \right)^{-0.4} \quad (\text{ボルト}) \quad \dots\dots\dots (5-10)$$

ここで  $E_G$  はバンドギャップのエネルギーの  $\frac{1}{2}$  ( eV 単位 ) であり、  $a$  は接合の不純物傾斜 ( $\text{cm}^{-4}$ ) である。このように  $V_{J1}$  と  $\rho_s$  はいずれも不純物プロファイル が決まれば決まってしまうので、二つを切り離して考えるべきではない。  $V_{J1}/\rho_s$  の値を大きく設計すれば、(5-8)式よりゲート電流が多く流せるので GTO の各部分の並列運転がうまくいくことが予想される。実際この値が大きくなるように設計すると、図 5 - 8 に示すようにほぼ直線的に最大ターンオフ可能電流が増大した。この図は、全エミッタ面積が約  $2.8 \text{ cm}^2$  であり、写真 5 - 1 に示すような長さ 4 mm 幅 0.4 mm のエミッタを約 260 本並べた GTO での測定

値である。GTOサイリスタは先にも述べたように通常二回の不純物拡散で形成されるので、 $V_{J1}$ と $\rho_s$ を独立に変えることはできない。pベースの不純物濃度を高くするか、あるいは同層の厚みを厚くして $\rho_s$ を下げると、一般に $V_{J1}$ は低下するが $V_{J1}/\rho_s$ の比は増大する。 $V_{J1}$ の値を大きくして、かつ $V_{J1}/\rho_s$ の値を大きくするためには、二重拡散以外の方法を考える必要がある。例えば、カソード・ゲート接合の不純物濃度を気相成長による層を設けて低下させることが考えられるが、筆者等の実験によれば $\alpha_{npn}$ が低下してしまっているので良い方法ではない。

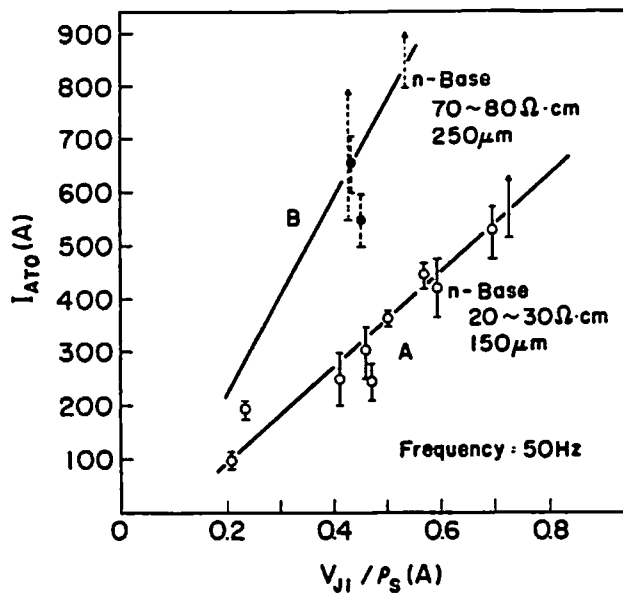


図5-8 最大ターンオフ可能電流  $I_{ATO}$  の  $V_{J1}/\rho_s$  に対する依存性 (全エミッタ面積  $2.8\text{cm}^2$ )

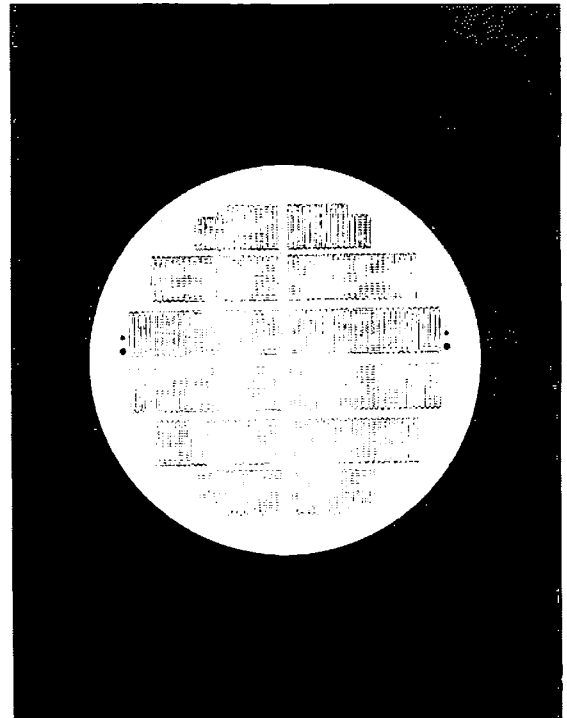


写真5-1 600A GTO素子のパターン

ところで、 $V_{J1}/\rho_s$ の値を大きくして $I_{ATO}$ を増大させることには限界がある。それは $\rho_s$ の値を下げるためには、pベースの不純物濃度をあげるか同層を厚くすることになるが、いずれもnpn三層の電流増幅率 $\alpha_{npn}$ を低下させてしまうからである。すなわち、第3章で明らかにしたように、トランジスタの電流増幅率とエミッタ・ベース接合の不純物濃度 $C_{EB}$ とは強い相関関係があり、 $C_{EB}$ が高くなると電流増幅率は顕著に減少する。pベースの不純物濃度が大きくなれば、 $C_{EB}$ の値も大きくなるので $\alpha_{npn}$ が減少する。また、pベースの厚みが増大した場合もpベースの不純物総量が増大するので、やはりその分



$\alpha_{npn}$  は低下するが、その減少の割合はいく分少ない。しかし、p ベースの厚みを極端に厚くすることは拡散時間が厚みのおよそ2乗に比例すること（ $50\mu\text{m}$  拡散するのに約20時間もかかる）と深い拡散がむずかしいこと等があつて得策ではない。従つて、ここで述べるGTOはp ベースの厚みを $40\sim 50\mu\text{m}$  程度に可能な限り厚くし、n エミッタは $10\sim 15\mu\text{m}$  程度で作つてある。このようにp ベースの厚みをほぼ一定とすると、 $V_{J1}/\rho_s$  の値と $\alpha_{npn}$  の値の間にはかなり強い相関関係がある。例えば、 $V_{J1}/\rho_s$  の値が $0.41\text{A}$  の素子では $\alpha_{npn}$  は約 $0.89$  であり、 $V_{J1}/\rho_s$  が $0.65\text{A}$  の素子では $\alpha_{npn}$  は約 $0.63$  という具合である。

さて、このように $\alpha_{npn}$  が低下した時にいかなる問題が起きるか次にあげてみよう。サイリスタ動作するための条件は(5-7)式で与えられるので、 $\alpha_{npn}$  が小さい場合には $\alpha_{pnp}$  が大きい必要があり、このためにはn ベースのキャリア寿命を高くしなければならない。キャリア寿命が大きいとスイッチング時に不都合なことがいくつか生じてくる。一つはターンオフした後にn ベース中に残留キャリアがいつまでもあるため、pnp 三層のトランジスタ作用で大きなテール電流が流れることである。オフパルスがなくなった後でも、テール電流が保持電流値程度に大きいと、オンパルスがなくても再び自然にオンしてしまうので、長いオフパルスが必要になる。また、オフした後は高い電圧が印加されるので、テール電流が大きいとパワーロスが大きくなり、動作可能な周波数が低下してしまう。二つ目の大きな欠点はサージ電流耐量の低下である。5-1節の図5-3に示した例はこの極端な例であるが、一般に比較的低い電流密度で順電圧降下が急上昇してしまう。サイリスタの大きな特徴の一つはサージ電流耐量が高いことであるから、この欠点は重大である。

ところで、図5-3のような特性がどうして生じてしまうのかを明らかにすることは、サイリスタの設計上非常に重要である。すなわち、いかなる設計をすればこの異常が回避されるのかを知る必要がある。また、サイリスタのどの部分に高電界が生じてしまうのかを解明することは、サイリスタの動作原理をよりよく理解する上で有益である。次節では、第2章のモデルの応用としてこの問題をとりあげることにする。

さて、以上のような理由から $V_{J1}/\rho_s$  の値を無制限に大きくすることはできないことがわかる。例えば、 $600\text{V}$  の順方向阻止電圧を有する素子の場合、通常n ベースは $20\sim 30\Omega\cdot\text{cm}$  の比抵抗で $150\mu\text{m}$  厚に設計するが、このような素子で $600\text{A}$  をターンオフするためには、図5-8の曲線Aからわかるように、 $V_{J1}/\rho_s$  の値は約 $0.8(\text{A})$  程度に大き

くしなければならぬ。ところが、このために $\alpha_{npn}$ の値が小さくなりすぎ、サージ電流耐量として3000A以上を実現することはむずかしくなる。従って、600A以上の最大ターンオフ可能電流 $I_{ATO}$ をこのような600V素子で実現するためには、 $I_{ATO}$ を増大させる他の因子を捜す必要がある。

以上の要求をほぼ満たす因子として実験的に見出されたものがnベースの比抵抗、またはその厚みである。図5-8の曲線BはAと全く同様に試作した1300Vタイプの素子の特性曲線であるが、 $I_{ATO}$ の $V_{J1}/\rho_s$ に対する傾きが約2倍程度大きい。この原因はnベースのパラメータの違い以外にはなく、同層の比抵抗または厚みが $I_{ATO}$ に大きく関係していることを示している。筆者等はnベースの厚みと比抵抗のどちらが $I_{ATO}$ と深く関係しているかを分離するための実験を行い、実は厚みの方が $I_{ATO}$ に深く関係している事実を確認した。図5-9はnベースの厚みだけを変えて試作した結果であり、 $I_{ATO}$ はnベースの厚みと大きく関係していることがわかる。図5-8と9を比較することにより、比抵抗の寄与はあまりないこともわかる。以上のことからnベースの厚みのある程度厚くしておけば $V_{J1}/\rho_s$ の値はそれほど大きくなくても良いことになり、上記の $\alpha_{npn}$ が小さいことによる欠点は解消され、大電力素子実現への道が開かれた。

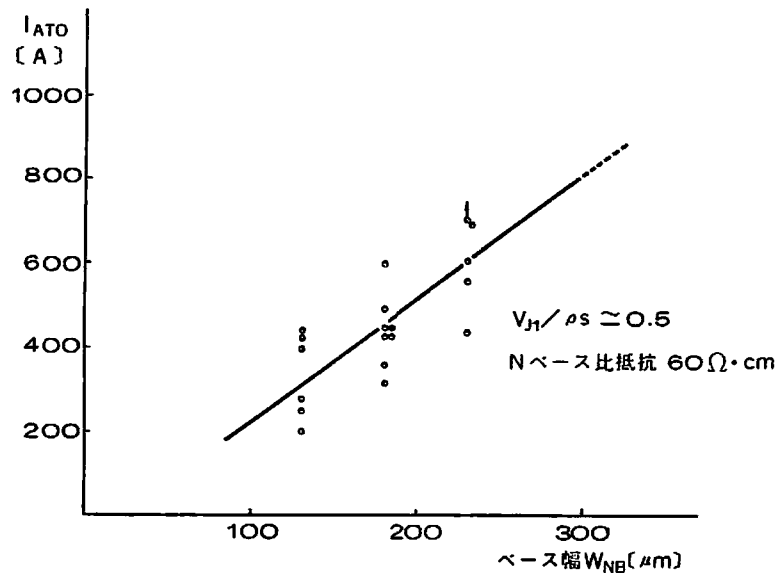


図5-9 最大ターンオフ可能電流 $I_{ATO}$ のnベース幅依存性

### 5-2-3 まとめ

GTOの開発において重要な点は、サイリスタの特性の良い点をそこなわずにターンオフ能力の設計をいかに行いかということである。古典的な2トランジスタモデルによって、順電圧降下や保持電流等の静特性の設計の定性的概念が与えられ、一方数値計算によって不純物プロファイルやキャリア寿命の値を具体的に求めることができた。また、2次元のスキューズのモデルから $I_{ATO}$ に関係するエミッタの幅や $V_{J1}/\rho_s$ の要因を見出し、最大ターンオフ可能電流の増大を実現できた。しかし、エミッタの幅を狭くするだけでは大きな電流のターンオフは実現できず、また $V_{J1}/\rho_s$ の値を大きくすればターンオフ可能な電流値は大きくなって $\alpha_{npn}$ が低下してしまうことから、周波数特性の劣化やサージ電流耐量の低下を招いてしまった。筆者等は最大ターンオフ可能電流を改善する因子として、他にnベースの厚みを見出し、上記の困難を克服することができた。

このようなプロセスを経て、1300V 600A、600V 600AのGTOが完成したが、興味ある問題としてnベースの厚みを大きくすると何故ターンオフ可能電流が増大するのか、また、 $\alpha_{npn}$ が小さいと $\alpha_{pnp}$ が大きい場合でも何故サージ電流耐量が減少するのか、さらに、高電圧はどこにかかっているのかは未解決の問題として残った。これらの問題を解くには数値計算モデルが大変有効である。特に後者は定常状態だけの解で良く、第2章のモデルの格好の例であり、次の節ではこの問題をとりあげ、第2章の定式化の吟味を行う。

### 5-3 素子モデルのGTOへの応用 [21]

この節では第2章の素子モデルをGTOの設計及びその解析に応用してみる。GTOの一番重要な特性であるゲートターンオフ能力についての設計にモデルを応用するためには、2次元の時間を含めたモデルが必要となるが、2次元のモデルは作るのに多くの時間を要する上に、答えを得るのに多くの計算時間が必要であり、現在ではまだ実用的ではない。しかし、トランジスタの時間を含めた2次元のモデル計算はすでに行われており、[19] GTOサイリスタに同様なモデルが適用され、ターンオフのプロセスや破壊のメカニズムが解明されるのはそう遠いことではないであろう。

現在簡単に素子の設計に利用できるものは1次元のモデルであるが、充分素子設計に役立つためには正確である必要がある。第2章で述べた種々の物理現象を含めたモデルはこ

の目的に十分沿うものであることを、すでにトランジスタの解析やダイオードの設計を通じて明らかにしてきた。ここではさらに、GTOへの応用として、順電圧降下の異常現象をとりあげモデルの有用さを示すことにする。

さて、1974~1977年にかけて、GTOの開発時に利用できたモデルはすでに述べたように倉田の開発した電荷制御モデル〔17〕と電流制御型のサイリスタモデル〔15〕である。これらのモデルは第2章の結果を含んでいないので、その計算結果は正確とはいえないが変化の傾向は正しく扱うことができる。実際にこれらのモデルを用いて順電圧降下や保持電流に関して不純物プロファイルの設計を行った。しかし、前節で述べた $\alpha_{npn}$ が低い場合に電圧電流特性がトランジスタのように折れまがってしまうことは再現することができなかった。このような異常現象は第2章の結果を含めて初めて再現することができる。以下、この異常現象の解析を示そう。

### 5-3-1 1次元素子モデル

ここで用いるモデルは第3.4章で用いたものと全く同じものであり、高不純物効果、フェルミ統計、キャリア同士の散乱、オーグエ再結合、不純物濃度に依存したキャリア寿命及びキャリアと不純物との散乱、電界に依存した移動度を含めてある。nベース層でのキャリア寿命 $\tau_n$ はダイオード電圧降下法によって得た $10\mu\text{sec}$ の値を用い、簡単のため $\tau_n = \tau_p$ としてある

さて、サイリスタは図5-10の模式図に示したように同じ電圧に対して三つの電流値をもっているのが、特別な計算方法を用いないと解が収束しない。ここでは筆者は次のような方法を用いて解を求めた。まず、不純物濃度の低いnベース層を同じ濃度のpベース層として扱い、 $n^+ p p^- p^+$ のダイオードの解を求める。この解は普通のダイオードのように求めにくいが高確率に求めることができる。次に、 $p^-$ 層内部のキャリア密度が $p^-$ 層の不純物濃度よりも1ケタ程度大きくなった時、 $p^-$ 層をもとの $n^-$ 層にもどしてやると $n^+ p n^- p^+$

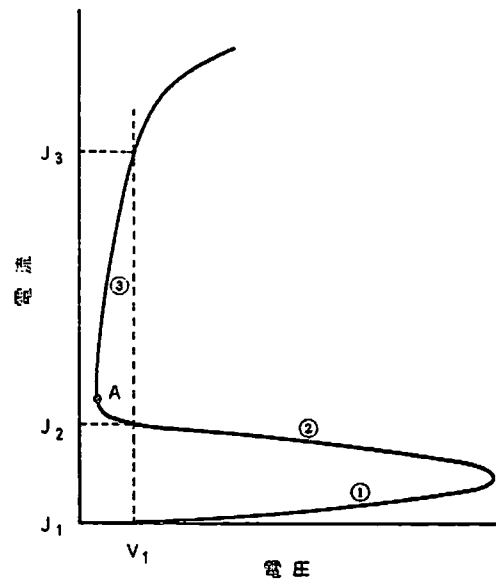


図5-10 サイリスタの電圧電流特性の模式図

の四層の解が簡単にもとまる。次に、保持電流の部分（図5-10の②）の解を求める方法を述べよう。この部分の解を求めるには、まず前に求めた①の部分の解を使って順次カソード・アノード間の電圧の低い解を求めてくる。ある電圧よりも低くなると突然解が求まらなくなる。この時図5-10のAの地点の解が求まっている。このようになったら、次に再び電圧を上げていくと自然に②の部分の解が求まる。単純に電圧を上げるだけで求まらない時は、初期試行値として与える $\phi$ の値として、増加分 $\Delta\phi$ がすべて中央の接合近辺にあるようにして与えると必ず求めることができる。残りの③の部分の解は通常あまり興味がないので省略する。

### 5-3-2 計算結果と解釈

この節で計算に用いる素子の不純物プロファイルはガウス分布を仮定し、その表面濃度及び拡散深さは表5-1に与えてある。この不純物プロファイルA, B, Cは、第3章で解析に用いたトランジスタの不純物プロファイルと同じものであり、全く同一の基盤ウェハと同一の不純物拡散を用いて形成されている。トランジスタの場合はサイリスタのベース拡散が終わった後、pエミッタをとりさり $n^+$ 層をエミッタ $n^+$ 拡散と同時に形成してある。従って、npn三層は全く同じ不純物プロファイルとなっている。

表5-1

Samples	n-emitter diffusion		p-emitter and p-base diffusion		n - base impurity conc. ( $cm^{-3}$ )	width ( $\mu m$ )	$C_{EB}$
	surface conc. ( $cm^{-3}$ )	depth ( $\mu m$ )	surface conc. ( $cm^{-3}$ )	depth ( $\mu m$ )			
A	$2.5 \times 10^{20}$	15.4	$2.66 \times 10^{18}$	55.2	$2 \times 10^{14}$	150	$1.27 \times 10^{18}$
B	$4.0 \times 10^{20}$	11.6	$2.75 \times 10^{18}$	53.5	$2 \times 10^{14}$	150	$1.79 \times 10^{18}$
C	$5 \times 10^{20}$	9.2	$2.8 \times 10^{18}$	52.5	$2 \times 10^{14}$	150	$2.09 \times 10^{18}$
D	$5 \times 10^{20}$	9.2	$2.8 \times 10^{17}$ ( $2.8 \times 10^{18}$ )	52.5	$2 \times 10^{14}$	150	$2.24 \times 10^{17}$

\* Device D is an imaginary one, and has different surface concentration  $2.8 \times 10^{17}$  for base diffusion and  $2.8 \times 10^{18}$  for p-emitter diffusion.

まず、サイリスタCを用いていろいろな高次の効果の影響をみてみよう。図5-11は、この結果である。曲線4は第2章で述べた高不純物効果やキャリア同士の散乱、オージェ再結合の三つとも除いた時の計算結果であり、不純物濃度に依存したSRH型のキャリア再結合及び不純物とキャリアとの散乱等を含んでいる。曲線3は高不純物効果とオージェ再結合の二つを除いた計算結果であり、曲線4にキャリア同士の散乱を加えたものである。曲線2は高不純物効果のみを除いた結果であり、曲線3にオージェ再結合を加えたものである。最後の曲線1は第2章で述べたすべての効果を含めた時の計算結果である。図5-3に示したこのサイリスタの電圧電流特性の実測値は約 $15\text{A}/\text{cm}^2$ の電流密度で急激な順電圧降下の上昇がおきているが、曲線1はこの実測の特性を良く再現している。また保持電流についても実測値は $0.4\text{A}/\text{cm}^2$ であり、計算値 $0.9\text{A}/\text{cm}^2$ と比較的良好一致を示している。一方、曲線2.3.4の保持電流の計算値は約 $1.5 \times 10^{-3}\text{A}/\text{cm}^2$ 程度であり、実測値と比べて小さすぎる。曲線1~4の変化の割合から、高不純物効果が順電圧降下の異常な上昇のもととも大きな原因であると思われる。

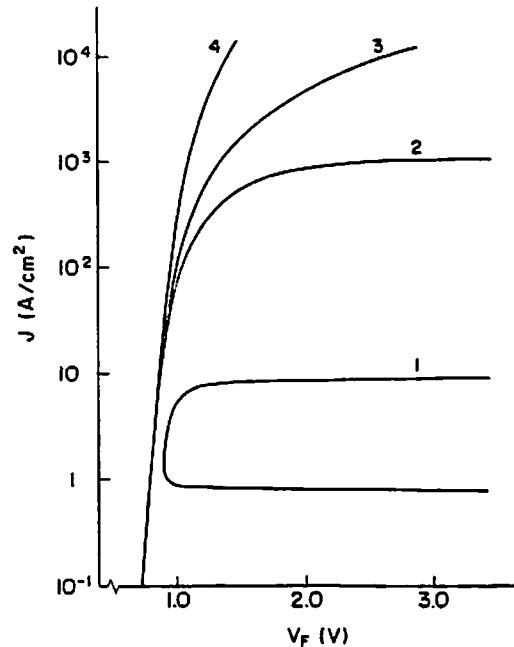


図5-11 サイリスタCの電圧電流特性について種々の効果を示す。

1. 本モデルの結果
2. 高不純物効果を除いた時
3. 2からオージェ再結合を除いた時
4. 3からキャリア同士の散乱を除いた時

次にA. B. C三つのGTOサイリスタの電圧電流特性の計算値を図5-12に示そう。これらのサイリスタはそれぞれ $1.3 \times 10^{18}$ ,  $1.8 \times 10^{18}$ ,  $2.1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ の $C_{EB}$ の値をもっている。この $C_{EB}$ の値が増大する程正常なサイリスタ動作の領域が減少している様子が良くわかる。もし、さらに大きな $C_{EB}$ の値をもつサイリスタを作ったとすると、この正常な動作領域はさらに縮小し、最後にはオンしなくなってしまう。このような変化は $C_{EB}$ の低い通常のサイリスタ素子において、金拡散等を行ってキャリア寿命を小さくし、主に電流増幅率 $\alpha_{pnp}$ を小さくした場合の電圧電流特性の変化とは大きく異っている。素子のキャリア寿命を小さくした場合、通常は、保持電流及び順電圧降下が大きくなる。そして、過度にキャリア寿命を小さくした場合は保持電流が大きくなりすぎて素子はオンできなくなるという過程をとる。ところが、pベースの不純物濃度を大きくして $\alpha_{npn}$ を小さくしていくと、保持

電流はあまり大きくなりえずに、サイリスタ動作する上限の電流密度が小さくなり、ついにはオンしなくなるという過程をとる。図 5-12 はこの様子を正確に再現している。

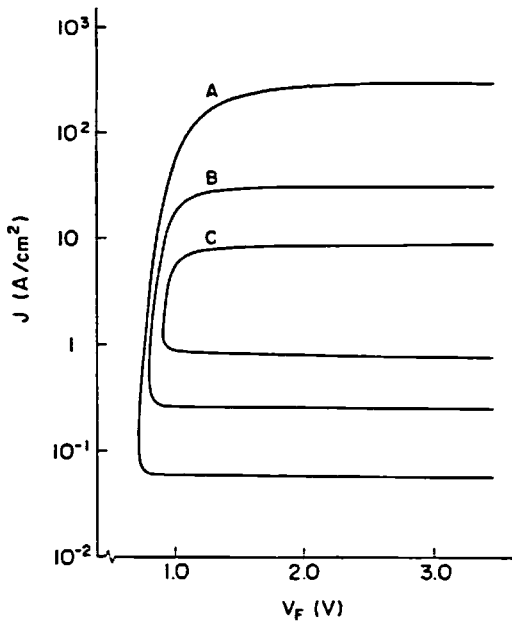


図 5-12 サイリスタ A, B, C の電圧電流特性の計算値

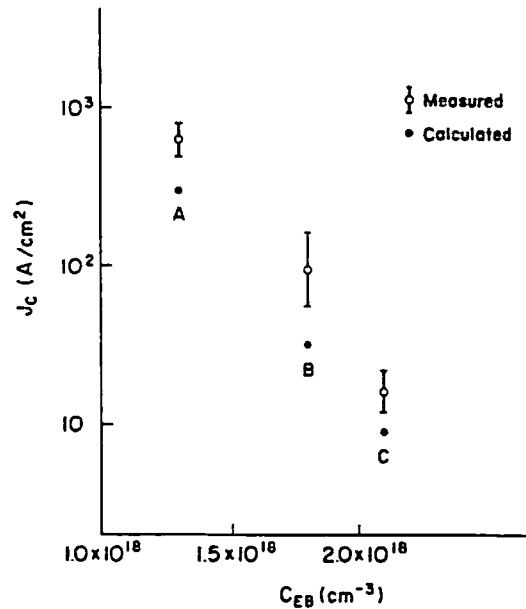


図 5-13 順電圧降下が 3 V の時の電流密度  $J_c$  の接合不純物濃度  $C_{EB}$  に対する依存性 (計算値と実測値を示す)

図 5-13 に実測値と計算値の比較を示そう。縦軸の  $J_c$  は順電圧降下が 3 V の時の電流密度を示しており、すでに順電圧降下の異常がおこっている時の電流密度である。図から明らかなように、モデルと実測とは概略良く一致している。モデルの方が少し低い電流密度を与えているが、この一つの原因は高不純物効果を表す  $n_i, \omega$  の値がまだ正確でないためであろう。第 4 章で扱った低損失ダイオードの場合には  $n_i, \omega$  の値が少し違っても、順電圧降下の変化はそれほど大きくはなく、十分正確に特性の予測を行うことができた。今の GTO の場合には、 $\alpha_{npn}$  のわずかな変化が大きな電流密度  $J_c$  の変化をひきおこすので、より正確な  $n_i, \omega$  の値が必要になる。もう一つの原因は計算に使用した不純物プロファイルと実際のそれとの違いである。図 5-13 の計算値と実測値の差を  $C_{EB}$  の値の差に直してみると  $0.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  程度であり、ガウス分布の近似及び測定上の誤差も大きな要因でありうる。

さて、図 5-14 にサイリスタ C の素子内部のキャリア密度の分布を、順電圧降下  $V_F$  をパラメータとして示す。このキャリア分布は通常のサイリスタとは大きく異っている。通常のサイリスタでは、中央接合付近はキャリア密度が大きくキャリア密度の最小部分は  $n$

ベース中にみられるが、サイリスタCの場合、キャリア密度の最小の部分は中央接合付近のpベース側にある。順電圧降下が増大すると、中央接合付近のキャリア密度が減少し、2.0Vの時には空乏層が生じている。図5-15は中央接合近辺の電界を图示したものであるが、順電圧降下が2.0Vになると中央接合に大きな電界が生じているのがわかる。これらの結果から異常な順電圧降下の上昇は、nベース中に高電界が生じているのではなく、中央接合に空乏層が生じてしまうためであることがわかる。

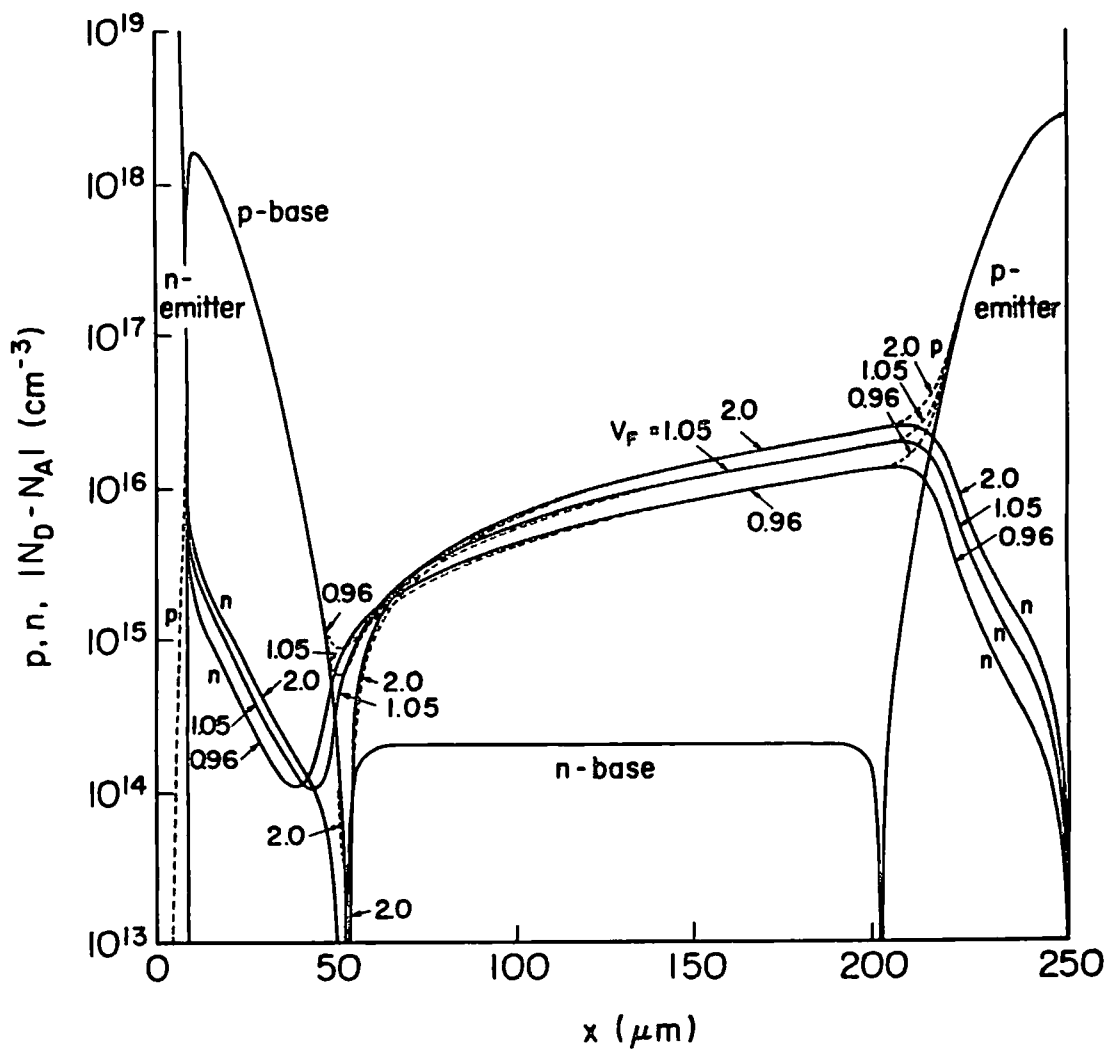


図5-14 サイリスタC内部のキャリア分布(順電圧降下 $V_F$ をパラメータとする)

次に、中央接合付近のキャリア分布を詳しくみてみよう。図5-16に順電圧降下が1.05Vの時の中央接合付近のキャリア密度と電荷の分布を示す。この図から中央接合近辺に生じている電荷は主にイオン化したpベースのアクセプターと同層中の正孔であることがわ



かる。すなわち、p ベース中ではアクセプター濃度の方が電子濃度より 10 倍以上大きくまた同層中の正電荷は正孔以外にはない。順電圧降下が 2.0 V の時の同様の図を図 5-17 に示す。この場合には、n ベース中でも、中央接合近辺では、正孔密度はドナー濃度より低くなっており、完全な空乏層が出現しているといえる。

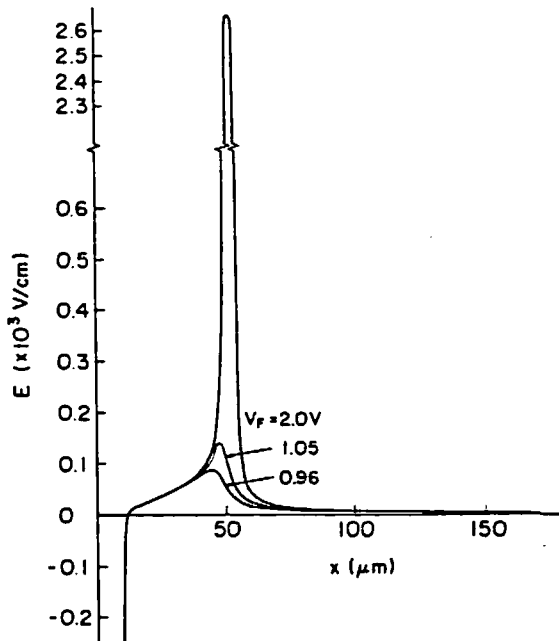


図 5-15 サイリスタ C の中央接合付近の電界の分布 (順電圧降下  $V_F$  をパラメータとする)

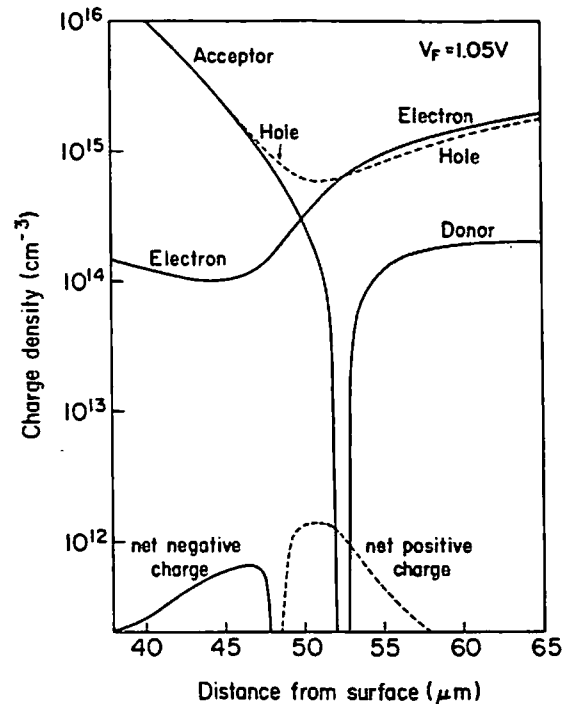


図 5-16 順電圧降下が 1.05V の時の中央接合付近のキャリア密度と電荷の分布

さて、このような空乏層が出現すると印加電圧の増加分はこの空乏層にかかってしまうために、順電圧降下が増大しても電流密度はほとんど増大しなくなる。このことはサイリスタ動作が完全に二つのトランジスタに分離してしまったことに等しい。そして、2 トランジスタモデルに従えば、二つのトランジスタの電流増幅率の和がある電流密度以上では 1.0 より小さくなってしまふことを意味している。npn 三層の増幅率  $\alpha_{npn}$  は、通常のトランジスタ同様かなり高い電流密度まで電流密度の増加関数であるから、電流密度の増大につれて減少するのは主に pnp 三層の増幅率  $\alpha_{pnp}$  である。この原因としては、オーグエ再結合による実質的キャリア寿命の低下、n ベース中のキャリアの増大による p エミッタの注入効率の低下、及びキャリア同士の散乱による移動度の低下等が考えられる。

ところで、異常な順電圧降下の上昇がおきる電流密度が  $C_{EB}$  の値に大きく依存していることはすでに述べたが、逆に  $C_{EB}$  の値を決めると、キャリア寿命をほぼ一定とすれば、順

電圧降下の急上昇する時の電流値  $I_C$  はほぼ決まってしまうことが多くの実験を通じてはつきりしている。この例を図 5-18 に示そう。従って、GTO を設計する際に  $C_{EB}$  の値を考慮することは非常に重要である。

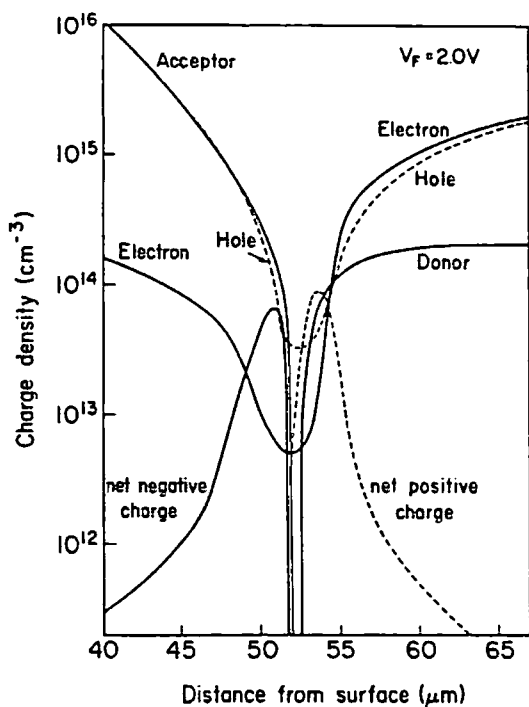


図 5-17 順電圧降下が 2.0 V の時の中央接合付近のキャリア密度と電荷の分布

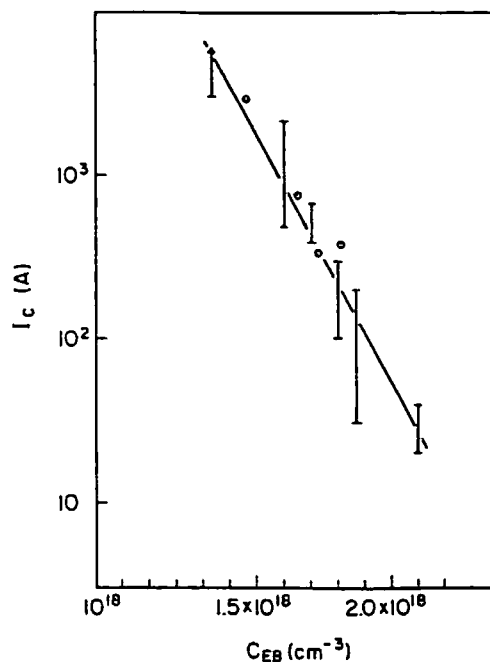


図 5-18 順電圧降下が急上昇する時の電流  $I_C$  と接合不純物濃度  $C_{EB}$  の関係 (実験値, エミッタ面積約  $2.8\text{cm}^2$ )

通常の  $C_{EB}$  の小さいサイリスタでは素子のキャリア寿命の大小にかかわらず、このような中央接合に空乏層が生じてしまうような異常は決して生じない。この理由を考えるために  $C_{EB}$  の低い表 5-1 の D について計算を行ってみよう。ただし、この D の不純物プロファイルは現実可能なプロファイルではないことを注意しておく。すなわち、単に計算上の便宜から表側のベース拡散の表面濃度と裏側の p エミッタ拡散の表面濃度が異っている。図 5-19 にサイリスタ D の電圧電流特性の計算値を示す。この特性は、キャリア寿命が小さくなると保持電流が大きく増大する、通常のサイリスタで良くみかける特性である。

次にキャリア寿命が  $1\ \mu\text{sec}$  と  $0.5\ \mu\text{sec}$  の時のキャリア密度の分布を図 5-20, 21 に示そう。先の図 5-14 と大きく異っている点は、順電圧降下が大きくなる程内部キャリア密度が増大し、p ベースの不純物濃度よりも大きくなっていることである。こうなると特性は pin ダイオードとほぼ同じになり、空乏層は生じない。図 5-21 で順電圧降下が 2.8 V の曲線は保持電流の領域を示しており、順電圧降下が高く、中央の接合に空乏層が生じ

ている。ところで、p, n 両ベース中でキャリア密度が一番低い所は先の図 5-14 では p ベース中にあったが図 5-20, 21 ではいずれも n ベース中にある。このことは、実は重要な意味をもっているので次に説明しよう。

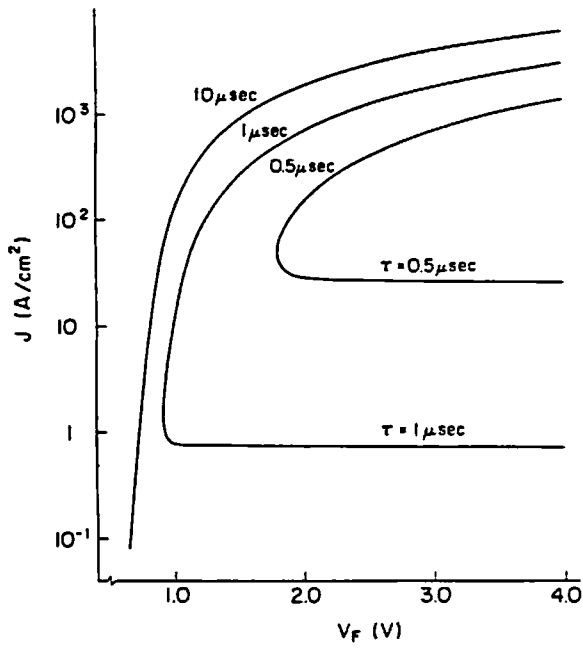


図 5-19 サイリスタ D の電圧電流特性の計算値 (キャリア寿命をパラメータとする)

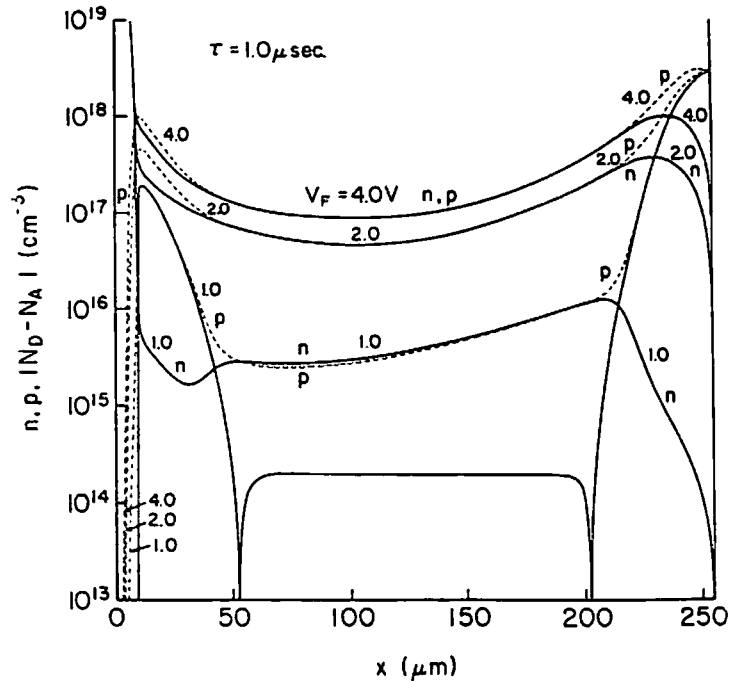


図 5-20 サイリスタ D 内部のキャリア分布 ( $\tau = 1 \mu\text{sec}$ , 順電圧降下  $V_F$  をパラメータとする)

まず、上記の計算の場合のようにキャリア密度の最小値が n ベース中にある場合を考えてみよう。また、高注入状態を仮定して、n ベースでは電子と正孔のキャリア密度は等しくその分布は電子と正孔の合成した拡散長 ( (4-13) 式 ) の関数である (4-14) 式に従って分布しているとしよう。さて、キャリア密度が極小の部分ではその傾きが 0 であるからすべての電流はドリフトで流れる。従って、電子電流と正孔電流の比は移動度の比  $\mu_n/\mu_p$  に等しいはずである。この比  $\mu_n/\mu_p$  は普通 2.7 程度の値である。今、キャリア密度の最小の部分 n ベース中にあるとしたので、中央接合の部分では電子電流と正孔電流の比  $J_n/J_p$  は 2.7 より大きい。逆に、中央接合での  $J_n/J_p$  の値が 2.7 より大きい場合にはキャリア密度の最小または極小の部分 n ベース中にあることが簡単に示される。一方、中央接合の部分で  $J_n/J_p$  の比が 2.7 より小さい場合には n ベース中にはキャリアの極小の部分は現れず、p ベース中にキャリア密度の最小値が現れる。ところで、キャリア密

度の最小の部分付近には高い電界が生じることを考えれば、この位置がどこに生ずるかは大変重要な意味がある。さて、中央接合での  $J_n/J_p$  の値は概略的には  $\alpha_{npn}/\alpha_{pnp}$  に等しいので、 $\alpha_{npn}$  の値あるいは  $C_{EB}$  の値の大小によってその位置が大きく左右される。

$C_{EB}$  が大きく  $\alpha_{npn}$  が小さい素子では、サイリスタ動作するためには  $\alpha_{pnp}$  が大きくなければならないので、 $\alpha_{npn}/\alpha_{pnp}$  の値は小さくなる。特に、高電流域での  $\alpha_{npn}$  が 0.73 より小さい時は  $\alpha_{npn}/\alpha_{pnp}$  の値は 2.7 より小さくなり、キャリア密度の最小の位置は p ベース中に生じる。そして、図 5-14 に見られるように電子と正孔とではその位置が異なる。ところで、高電圧のサイリスタでは n ベースはかなり厚く、 $\alpha_{pnp}$  はあまり大きくはないので、 $\alpha_{npn}$  と

$\alpha_{pnp}$  の和は 1.0 よりあまり大きくはない。電流密度が上昇すると、 $\alpha_{pnp}$  が減少してくるために p ベース中のキャ

リア密度の最小の部分に高電界が生じてくる。この電界の多くは先に図 5-16, 17 でみたように、空間に固定したイオン化したアクセプターと正孔によって与えられるので、電流の増加にはあまり寄与せず、キャリア密度がさらに減少して空乏層が生じてしまう。ところで、高電界が生じて中央接合のキャリア密度が減少してしまう原因は、実は、n ベース側のキャリア分布にもある。このことを含めて、次に何故  $C_{EB}$  が小さい素子では空乏層が中央接合に生じないかを考えてみよう。

$C_{EB}$  が小さく  $\alpha_{npn}$  の大きい素子では、 $\alpha_{npn}$  と  $\alpha_{pnp}$  の和は  $\alpha_{npn}$  が大きくなった分だけ大きくなり 1.0 より十分大きくなるために、高電流密度になって電流増幅率が低下しても 1.0 を割ることはない。しかし、このことが直接の理由ではない。すなわち、金拡散等を行って  $\alpha_{npn}$  と  $\alpha_{pnp}$  の和を 1.0 に近くしても決して中央接合に空乏層は生じない。この理由は、キャリア密度の極小値が n ベース中にあることにある。n ベース中にキャリア

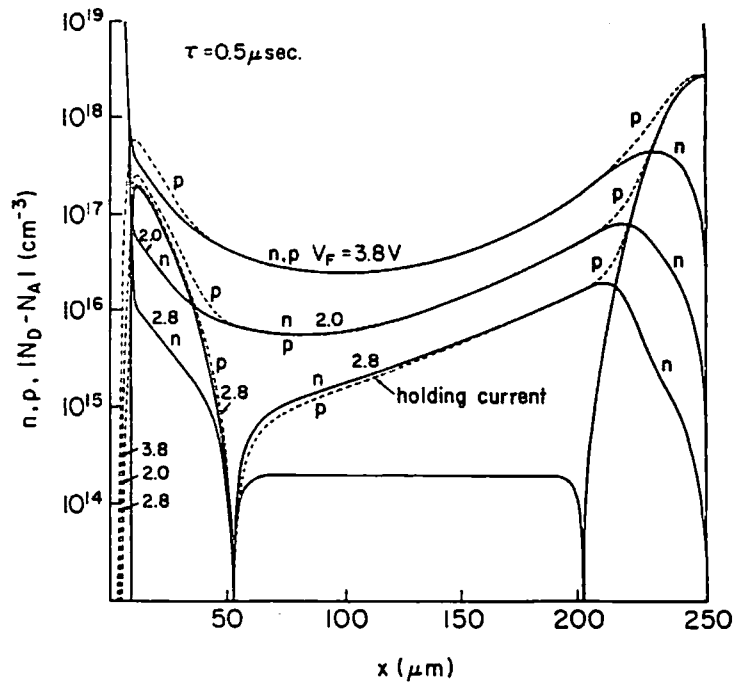


図 5-21 サイリスタ D 内部のキャリア分布 ( $\tau=0.5 \mu\text{sec}$ , 順電圧降下  $V_F$  をパラメータとする)

密度の極小値があると、先の議論から $\alpha_{npn}$ は0.73より大きく、 $\alpha_{pnp}$ は0.23より小さい状態で動作している。すなわち $J_n/J_p$ の値は中央接合で2.7より大きい。この状態で、キャリア分布を変えずにnベース中の電界を大きくする思考実験を試みよう。こうすると拡散電流は変化せずドリフト電流のみが大きくなる。ドリフト電流で流れる電子電流と正孔電流の比は2.7であるから、nベース中の各点で $J_n/J_p$ の値は2.7に近づく。従って、 $\alpha_{pnp}$ はnベース中に電界が生ずれば、いつでも、0.23までは大きくなる余裕をもっていることがわかる。また、電流密度が大きくなり $\alpha_{pnp}$ が減少して、キャリア密度の極小の付近の電界が増大しても、この電界はドリフト電流を有効に増大させ $\alpha_{pnp}$ の減少を防ぐので急激な順電圧降下の上昇にはならない。ところが、 $\alpha_{pnp}$ が0.23より大きい状態でサイリスタ動作をしている場合には、様子は全く異なる。 $\alpha_{pnp}$ が0.23より大きい分は正孔の拡散電流によっているので、キャリア密度が大きくなり、pエミッタの注入効率が減少するなどして正孔電流の割合が減少した場合、その分だけキャリア密度の傾きが増大して正孔電流を大きくしなければならぬ。これは必然的に中央接合のキャリア密度を小さくしてしまう。もし、nベース中の電界が増大したとすると、ドリフト電流が増大するために、さらに $\alpha_{pnp}$ を減少させてしまうことになる。従って、nベース中にキャリアの極小があるか否かによって、 $\alpha_{pnp}$ の減少した時の様子は全く異なることがわかる。また、 $C_{EB}$ が十分小さい時は、電流密度が大きくなってpベース中のキャリア密度が増大すると、その不純物濃度より大きくなる。この場合は、サイリスタはpinダイオードとみなすことができるため、中央接合に空乏層が生じる異常はおこらない。

ところで、nベース中にキャリア密度の極小があるためには中央接合での $J_n/J_p$ の値が2.7より大きいことが必要十分条件である。従って、サイリスタの動作する条件(5-7)式を考慮すると $\alpha_{npn}$ が0.73より大きいことが必要条件となる。この条件は $C_{EB}$ の値に直すと約 $1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度であり、GTOの設計の際に $C_{EB}$ の値をこの値以下にしておくことが、このような異常特性を回避するための簡便な方法である。

### 5-3-3 まとめ

この節ではGTOサイリスタの順電圧降下が、ある電流密度以上で急に上昇する異常現象を取りあげ、数値計算による解析を試みた。その結果、この異常現象を再現するためには第2章で述べたすべての物理現象を正しく導入することが必要であり、特に、高不純物効果によって $\alpha_{npn}$ が低下し、中央の接合に空乏層が生じてしまうことが原因であること

がわかった。この異常現象を避けるためには $\alpha_{npn}$ を0.73より大きく設計することが必要であり、簡便な方法としては $C_{EB}$ の値を約 $1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ より小さくすることである。

さて、この節の解析結果からも、第2章の定式化を含めた素子モデルは充分正しく素子特性を再現できることがわかった。また、モデルによる解析から得られた異常現象の原因である中央接合に空乏層が生じてしまうことは、東等の実験結果〔20〕から事実であることが確認されている。次の節では、2, 3節の結果に基づいて試作したGTOの諸特性について詳しく述べよう。

#### 5-4 GTO素子の試作と特性

この小節では1300V 600AタイプのGTOについてその試作プロセスについて述べ、次の小節ではその特性について述べよう。

##### 5-4-1 素子の試作

GTOの試作プロセス及びその電極とり出しの構造は、第3章で述べたパワートランジスタ(図3-3)とほぼ同じであるので簡略に述べよう。まず、n型の基盤ウェハとして1300V以上の降伏電圧を得るために $60 \sim 80 \Omega \cdot \text{cm}$ の比抵抗で $350 \mu\text{m}$ 厚のものを用意する。両側からガリウムを $50 \sim 55 \mu\text{m}$ 程度蒸着し、pベースとpエミッタを形成する。つぎにnエミッタとしてリンを $10 \sim 15 \mu\text{m}$ 程度拡散する。このようにして形成した四層のpベースにゲート電極を設けるため、深さ $20 \mu\text{m}$ 程度の溝をnエミッタ表面にほりメサを形成する。この溝は多数のGTO素子に分割する役目も果たしている。次に全体を酸化して $\text{SiO}_2$ 膜を形成し、メサの斜面の部分に露出しているゲート・カソード接合の保護膜とする。この段階で素子内部のキャリア寿命を適切にするために、金を裏面に蒸着し、適切な温度で拡散する。素子電極のとり出しは第3章で述べた圧接法を用いる。アノード側はアルミのアロイ層を介してタングステン板にとりつけてウェハが欠けるのを防ぎ、かつ、電極とする。表面には、ゲートとカソード電極のとり出しのために $\text{SiO}_2$ 膜に選択的穴あけを行う。この上にアルミを $8 \mu\text{m}$ 程度蒸着し、再び選択的エッチングを行い、ゲート電極とカソード電極とに分離する。最後にウェハの端に露出したpn接合端にベベルを設けシリコンゴムを塗布した後、圧接型のパッケージにとりつけ、不活性ガスを入れて封じれば良い。このようにして完成したGTO素子を写真5-2に示す。

さて、上記のプロセスのうち、特にキャリア寿命を制御するための金拡散行程について、次にくわしく述べておこう。金拡散の主たる目的は、すでに述べたように素子内部、特にnベース中のキャリア寿命を小さくすることによって、サイリスタのスイッチング特性を改善することである。nベースのキャリア寿命を小さくするとスイッチング後のテール電流が小さくなり、また、ターンオフ時間も短くなる。しかし、一方で図5-5からわかるように順電圧降下や保持電流、pn接合のもれ電流を増大させてしまう。従って、これらの特性を適切にするように金拡散条件を選ぶ必要がある。

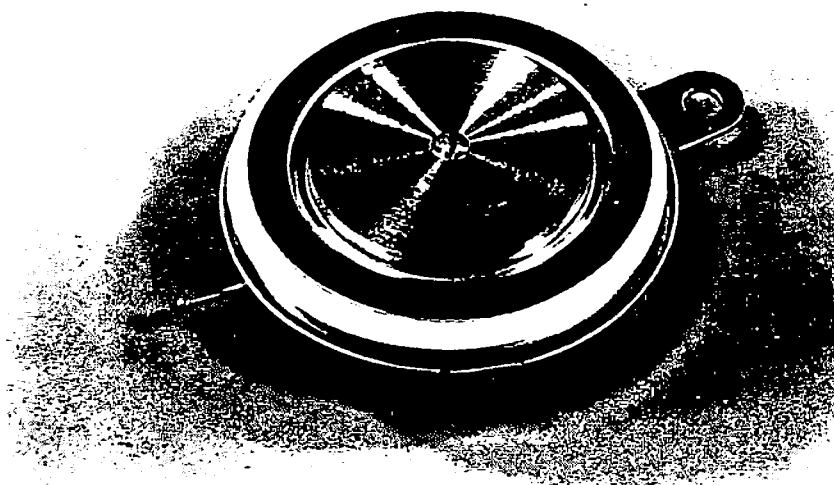


写真5-2 600A GTOの外観

金拡散を行った時の $\alpha_{\text{pnp}}$ の低下の様子を図5-22に示す。これはnベースが60~80  $\Omega \cdot \text{cm}$ で250  $\mu\text{m}$ の厚みを有する場合の結果である。 $\alpha_{\text{pnp}}$ の値は金拡散条件に対してほぼいつでも同じ値をとるが、 $\alpha_{\text{nnp}}$ の値に応じて適切に選ぶ必要がある。ところが通常 $\alpha_{\text{nnp}}$ などの諸特性を測ることができるのは素子に電極を形成した後なので、金拡散を行う時にはまだ条件は決めることができない。そこで、数枚のウェハに適切な条件で金拡散を行っておき、このウェハだけ先に完成させ、正確な条件を決めた後で、残りのウェハの金拡散を行うと良い。

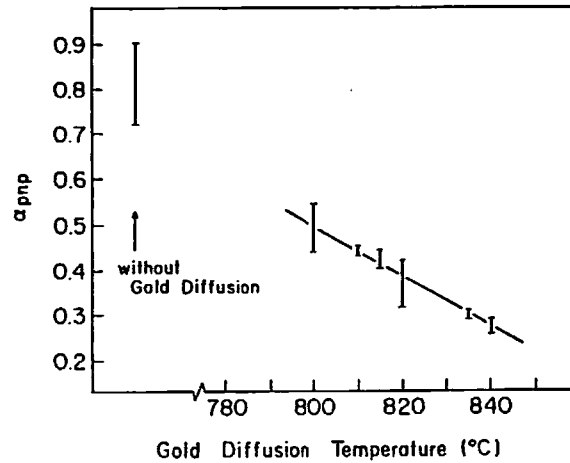


図5-22 pnp三層の電流増幅率 $\alpha_{pnp}$ と金拡散温度の関係 (nベース70~ $80 \Omega \cdot cm$ , 250 $\mu m$ 金拡散時間25分)

#### 5-4-2 得られた素子の特性

まず、表5-2に試作した素子の主な特性を示そう。順方向の阻止電圧はゲート・カソード間に $20 \Omega$ のシャント抵抗を入れた時、 $115^\circ C$ で1500Vという高電圧を得ている。シャント抵抗は中央接合での熱励起によるもれ電流によって自然にサイリスタが点弧してしまうのを防ぐ意味がある。すなわち、GTOはメサ構造でありカソードの面積は中央接合の面積の約30%しかなく普通のサイリスタよりは単位カソード面積あたりのもれ電流が大きくなるためである。図5-23には順電圧降下とアノード電流の関係を示す。順電圧降下は600Aで1.8V, 3000Aでも3V以下と普通のサイリスタと比べて遜色がない。これは先の5-3節で明らかにしたように $C_{EB}$ の値をできるだけ小さくしたための効果である。 $C_{EB}$ の値が小さいために $V_{J1}/\rho_s$ の値はそれほど大きくはなく0.5[A]程度である。そのかわりnベースの厚みを250 $\mu m$ と厚くし、最大ターンオフ可能電流600A以上と高電圧1300Vを同時に実現している。

図5-24は抵抗負荷によるチョッパー回路であり、GTOの最大ターンオフ可能電流やスイッチング時間の評価に用いたものである。GTOの評価にあたっては二つの回路条件を特に重視した。一つはGTOに印加される電圧を抑制するため図中に示したようなスナバー回路をGTOに並列においたことである。もう一つはターンオフ時に印加するゲート電流の立上がりを大きくし、かつその電圧を許される程度でゲート・カソード間の降伏電圧以上に大きくしたことである。最大ターンオフ可能電流が $V_{J1}$ に比例するのは(5-4)式から明らかなように、オフパルスの電圧が $V_{J1}$ よりずっと大きくはできないことになっている。従って、逆に $V_{J1}$ より低い電圧しか印加しないとゲート電流がその分だけ流れな



くなり最大ターンオフ可能電流は低下してしまう。素子の能力を十分引き出すためには、ゲートパルス電圧は $V_{J1}$ 以上かけるのが好ましい。ターンオフした後ゲート・カソード接合がなだれ降伏しても、多くの実験を通じて害のないことがわかっている。

表 5 - 2 High power GTO characteristics

$V_D$ =Anode-cathode voltage,  $t_g$ =Turn-on pulse width,  $T_j$ =Junction temperature,  $R_L$ =Load resistance,  $R_{GK}$ =Parallel resistance between gate and cathode.

Test Terms	Typical Values	Test Conditions
Maximum gate turn-off current	600 A	図 5 - 24 $T_j = 110^\circ\text{C}$
Turn-on time	11 $\mu\text{s}$	$I_g = 3\text{A}$ , $V_D = 650\text{V}$
Delay time	5 $\mu\text{s}$	$t_g = 20\mu\text{s}$ , $T_j = 25^\circ\text{C}$
On-state voltage	1.8V	$I_a = 600\text{A}$ , $T_j = 25^\circ\text{C}$
Gate turn-off time	12 $\mu\text{s}$	図 5 - 24 $T_j = 110^\circ\text{C}$
Minimum DC gate trigger current	300mA	$V_D = 24\text{V}$ , $T_j = 25^\circ\text{C}$
Minimum DC gate trigger voltage	0.63V	
Surge on-state current	more than 3500 A	50 Hz sinusoidal one-cycle peak
Gate-cathode breakdown voltage	14V	$T_j = 25^\circ\text{C}$
Holding/Latching current	3A	$T_j = 25^\circ\text{C}$ , $I_g = 3\text{A}$ $t_g = 20\mu\text{s}$ , $R_L = 5\Omega$
Forward blocking voltage	1500V	$T_j = 115^\circ\text{C}$ , $R_{GK} = 20\Omega$

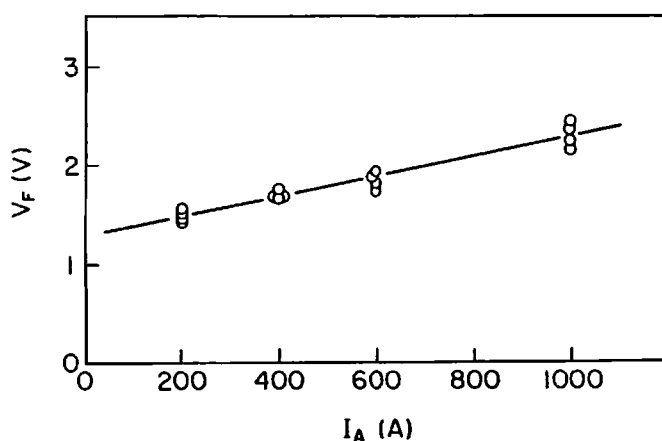


図 5 - 23 試作した素子の順電圧降下とアノード電流の関係

ゲートパルスの電圧が重要であることは次のような実験からも裏付けられる。図 5-25 は GTO の各素子の間で、ターンオフ時に電流のバランスがくずれ、1つの素子に集中し始める時のアノード電流値  $I_{Ba1}$  をゲート電流の立ち上がりの割合  $di/dt$  をかえて測定したものであるが、ゲート電流の  $di/dt$  が大きくなるにつれて、各素子間で電流バランスがくずれ始める時のアノード電流値は直線的に増大する。しかし、GTO にかかる電圧がゲート・カソード間の降伏電圧  $V_{J1}$  (この場合 12V) をこえるようになるとその傾きが

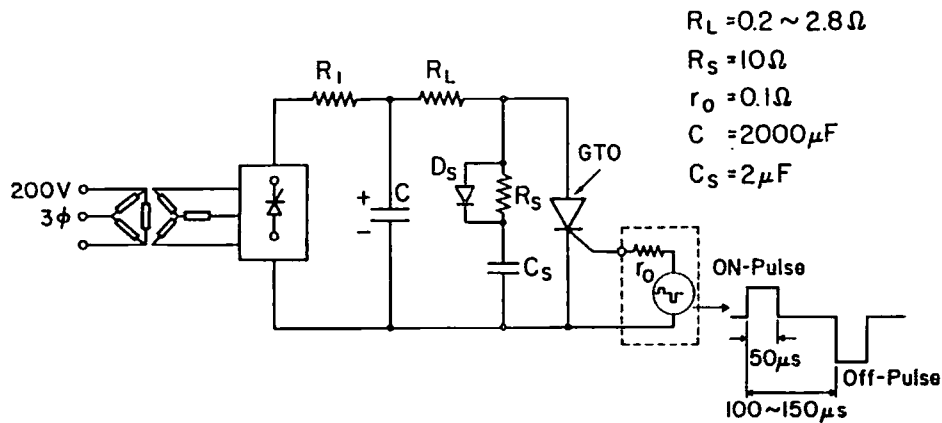


図 5-24 GTO の評価に用いた回路

急に変わる。また、ゲート・カソード間に 8 V のツェナーダイオードをつなぐと折れまがる時の  $di/dt$  の値が低下する (図 5-25 参照)。一方、ゲート・カソード間に印加される電圧を横軸にとってプロットしなおしてみると、図 5-26 に示すように、ほぼ一つの直線上にのる。すなわち、ゲート電流の

立ち上がりよりは印加される電圧の方が重要であることがわかる。このことは、流すことのできるゲート電流がベースの抵抗とゲート・カソード間にかかる電圧によって制限されているために、ターンオフ可能なアノード電流が決まってしまうとする Wolley 等の考え方を支持している。

さて、写真 5-3 に 600 A ターンオフ

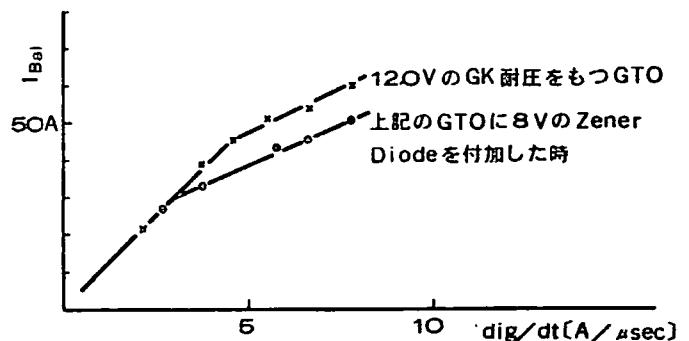


図 5-25 GTO の各素子間の電流バランスがくずれる時のアノード電流  $I_{Ba1}$  とゲート電流の関係

フ時の電流と電圧の波形を示そう。ターンオフ時間は約  $11\mu\text{sec}$  であり，そのうち蓄積時間は約  $9\mu\text{sec}$  である。この時のゲートパルスの立ちあがりの  $di/dt$  は約  $25\text{A}/\mu\text{sec}$  であり，電源電圧は  $20\text{V}$  である。また，アノード電流をゲート電流の最大値で割った時のターンオフ利得は約 4 である。

次に，最大ターンオフ可能電流を制限している他の二つの要因について述べよう。まず一つは周波数である。スイッチング時の単位時間あたりのパワーロスは，導通状態のロスに比べて約 10 倍以上大きい。従って，スイッチング周波数が大きくなると全体のパワーロスは非常に大きくなり，最大ターンオフ可能電流も低下する。図 5-27 は小さなサンプルでこ

の周波数依存性を測定したものである。この素子は特にキャリア寿命を小さくし，高周波用に設計したものであるが，約  $1\text{kHz}$  以上でターンオフ可能な電流値の低下がおこっている。高周波動作では， $n$  ベースのキャリア寿命が大きいとテール電流によるパワーロスが大きくなるため，キャリア寿命の制御が特に重要になる。例えば，図 5-28 はこの GTO を  $20\text{kHz}$  で動作させた時のパワーロス（1 サイクル）の大きさを示したものであるが，金拡散温度が低い素子ではテール電流が大きなパワーロスを占めており，このために，図 5-29 に示すように，ターンオフ可能な電流値は金拡散温度に大きく依存している。低周波では，最大ターンオフ可能電流値は金拡散温度にほとんど依存しないので，この結果は注目すべきものである。

もう一つの最大ターンオフ可能電

流を制限する要因は，オフパルスがなくなった後，自然に再点弧してしまう現象であり，

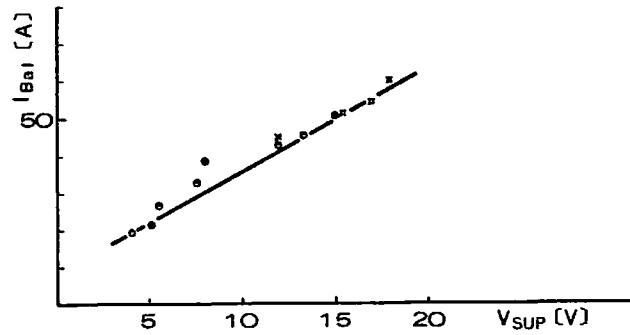


図 5-26 GTO の各素子間の電流バランスがくずれる時のアノード電流値  $I_{Bal}$  とゲートにかかる電圧  $V_{sup}$  との関係

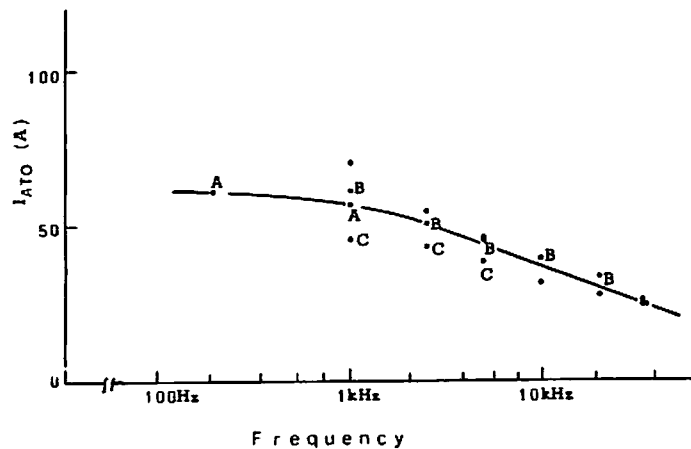
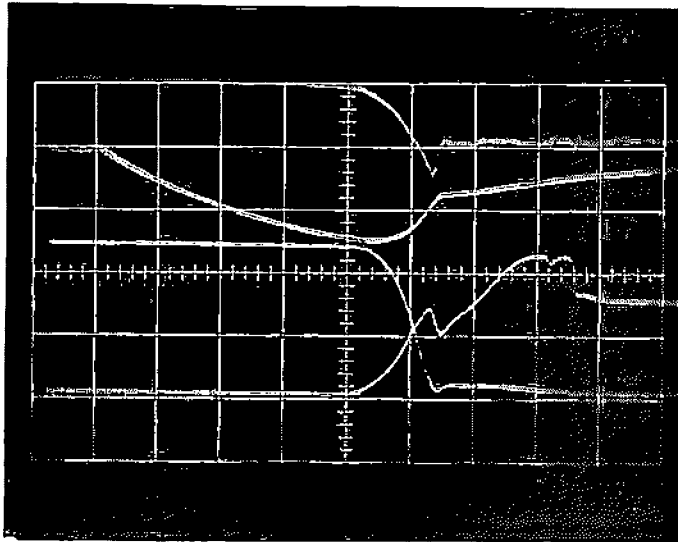


図 5-27 最大ターンオフ可能電流  $I_{ATO}$  の周波数依存性

キャリア寿命の大きすぎる場合にみられる。ターンオフした後、素子にはいわゆるテール電流といわれる p n p 三層のトランジスタ作用による電流が流れるが、この大きさは n ベースのキャリア寿命の時定数で減衰する。従って、n ベースのキャリア寿命が大きき  $\alpha_{\text{pnp}}$



$V_g$  20 V/D  
 $I_g$  100 A/D  
 $V_A$  200 V/D  
 $I_A$  250 A/D  
 $2 \mu \text{sec}/D$

写真 5 - 3 600 A ターンオフ時の波形

が大きいと、オフパルスが消失した後まである程度の電流が流れており、これが素子の保持電流程度に大きいと再び点弧してしまうことになる。もちろん、オフパルスの時間を長くすればターンオフできるが、あまり長くすることは実用上問題がある。今、このオフパルスの長さを  $170 \mu \text{sec}$  とした時の再点弧の起こるアノード電流値と  $\alpha_{\text{pnp}}$  の関係を図 5-30 に示そう。素子の概略の特性は  $\alpha_{\text{npn}}$  と  $\alpha_{\text{pnp}}$  によってきめられるので、 $V_{J1}/\rho_s$  の値を大きくして  $\alpha_{\text{npn}}$  を小さくした場合には、 $\alpha_{\text{pnp}}$  を大きくせざるを得なくなり、n ベースのキャリア寿命が大きくなるため、再点弧を招いてしまう。このように、 $V_{J1}/\rho_s$  の値を大きくして最大ターンオフ可能電流を増大させようとするとき、サージ電流耐量の低下や再点弧を招いてしまう。従って、適度に n ベースの厚みを大きくして、 $V_{J1}/\rho_s$  との兼ね合いをとることが重要である。また、一方 n ベース厚を大きくしすぎると順電圧降下の上昇を招く。そして、 $\alpha_{\text{pnp}}$  が小さい割に n ベースのキャリア寿命を大きくしなければならぬので、スイッチング時間が長くなり、周波数特性の劣化を招いてしまうので注意しなければならない。

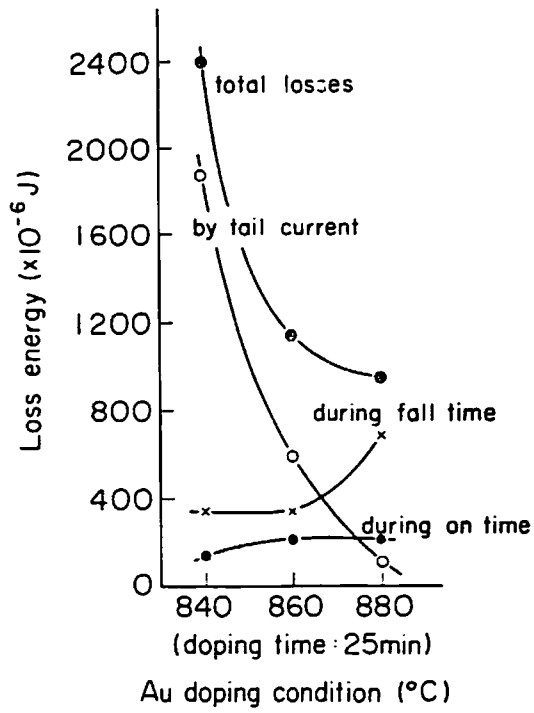


図 5-28 GTO の 20kHz 動作時のパワーロスの大きさ (1 サイクルの値) と金拡散温度との関係

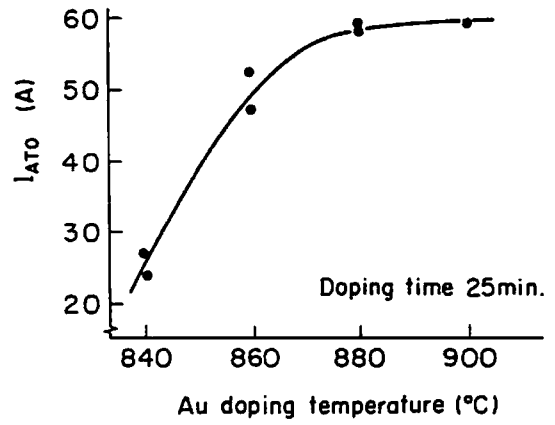


図 5-29 20kHz 動作時の最大ターンオフ可能電流と金拡散温度との関係

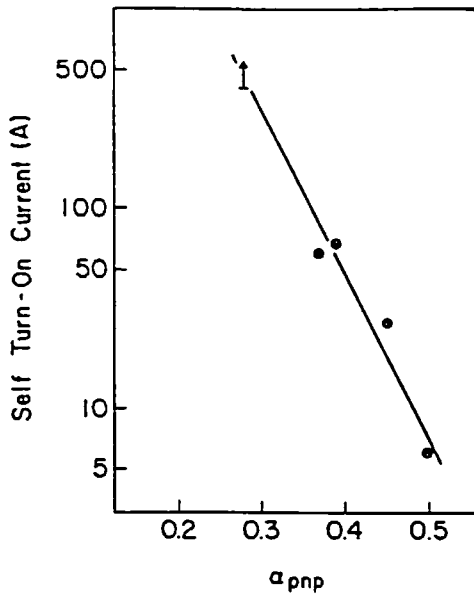


図 5-30 ゲートパルスが消失した後再点弧するアノード電流値と  $\alpha_{pnp}$  の関係

## 5-5 結 言

この章では大電力GTOサイリスタの設計について、特に最大ゲートターンオフ可能電流を例にあげて述べた。そして、その開発途上生じたサージ電流耐量の減少という問題を取りあげ、第2章の数値計算モデルを用いてその説明を行った。

GTOの最大ターンオフ可能電流を増大させるために適切な方法として、主にエミッタの幅を狭くすること、 $V_{J1}/\rho_s$ の値を大きくすること、nベースの厚みを大きくすることの三つがある。しかし、エミッタの幅を小さくしすぎるとエミッタの占有面積が低下してしまいこと、また $V_{J1}/\rho_s$ の値を大きくすると $\alpha_{npn}$ の値が低下し、サージ電流耐量が減少してしまうこと、nベースの厚みを大きくしすぎると順電圧降下の増大や周波数特性の劣化を招くことなどの不都合が生じるので、それぞれの値を適切にすることが必要である。

ところで、 $V_{J1}/\rho_s (C_{EB})$ の値が大きい場合のサイリスタの電圧電流特性はトランジスタのそれと酷似し、非常に奇妙な特性を示すことは筆者らによって初めて確認されたが、この特性を正確に再現できるか否かは第2章の定式化が正しいか否かを判断するのに適当な材料であると思われる。結果は満足できる程度の一致を示した。そして、このような $C_{EB}$ の値が大きい素子では、電流密度が高くなると中央のpn接合に空乏層が生じてしまうことが初めて明らかとなった。この結果は、東等の実験でも証明されており、[20]モデルの正確さを示すものである。また、この異常を避けるためには $\alpha_{npn} > 0.73$ が必要であることを示した。

さて、このような種々の実験及び理論的検討に基いて、高電圧大電流GTOの開発に成功した。従来存在していたGTOは、最大ターンオフ可能電流が200A程度であり、順電圧降下も3~5Vと高いものであったが、今回開発したGTOは最大ターンオフ可能電流600A以上、順電圧降下1.8V、1サイクルサージ電流耐量3000A以上であり、今までのサイリスタ特性を犠牲にすることなく開発することに成功した。なお、この600AタイプのGTOは1977年にトランジスタ事業部に業務移管され、現在同工場で生産されている。

## 参考文献

- [1] R.H. Van Lighten and D.H. Navon, IRE Wescon Conv. Rec., pt 3, pp 49-52 (1960)
- [2] A.K. Jonscher, Solid-St Electron, 2, 143 (1961)
- [3] J.M. Goldey, I.M. Mackintosh, and I.M. Ross, Solid-St Electron., 3 119 (1961)
- [4] T.A. Longo, M. Miller, A.L. Derek, and J.D. Eknian, IRE Wescon Conv. Rec. pt 3, pp 1-3 (1962)
- [5] F.H. Storm, paper 63-321, presented at the 1963 IEEE Winter General Meeting, New York, N.Y.
- [6] T.C.T. New, U.S. Patent 3,210,563.
- [7] E.D. Wolley, IEEE Trans. Electron Devices, ED-13, 590 (1966)
- [8] T.C. New, W.D. Frobenius, T.J. Desmond, and D.R. Hamilton, IEEE Trans. Electron Devices, ED-17, 706 (1970)
- [9] E.D. Wolley, R. Yu, R. Steigerwald, and F.M. Matteson, 1973 IEEE Conference Record, pp 251-257
- [10] M. Azuma, A. Nakagawa, and K. Takigami, Jap. J. Appl. Phys., 17 Supplement 17-1, 275 (1978)
- [11] K. Kishi, M. Kurata, K. Imai, and N. Seki, PESC 77 Record pp 268-274.
- [12] H.W. Becke, and J.M. Neilson, PESC 75 Record pp 292-299.
- [13] 中川, 赤木, 昭和 52 年秋応用物理学会学術講演会予稿集, 14a-N-6, p. 261
- [14] W. Anheier, W.L. Engl, O. Mank, and A. Wieder IEDM Tech. Digest, pp.363-366 (1975)
- [15] M. Kurata, Solid-St Electron., 19, 527 (1976)
- [16] M.S. Adler, IEEE Trans. Electron Devices, ED-25, 16 (1978)

- [17] M. Kurata, PESC 74 Record, pp 125-133.
- [18] M. Naito, T. Nagano, H. Fukui, and Y. Terasawa, IEEE Trans. Electron Devices, ED-26, 226 (1979)
- [19] V.C. Alwin, D.H. Navon, and L.J. Turgeon, IEEE Trans. Electron Devices, ED-24, 1297 (1977)
- [20] M. Azuma, and K. Takigami, IEEE Electron Dev. Lett. EDL-1, 203 (1980)
- [21] A. Nakagawa, Solid-St Electron. 24, 455 (1981)
- [22] W. Fullop, IEEE Trans. Electron Devices, ED-10, 120 (1963)
- [23] S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices," Wiley-Interscience, 1969



## § 6. GTOサイリスタのターンオフ時の破壊の解析への応用

### 6-1 序

前章までに示したように第2章の素子モデルは種々の素子特性を十分忠実に再現できることが明らかとなったが、大きな熱発生を伴うような現象のシミュレーションを行うためにはまだモデルを拡張する必要がある。熱発生を考慮に入れた素子特性の計算は比較的歴史が浅く筆者の知るかぎりでは1976年のS. P. Gaur と D. H. Navon による2次元のトランジスタの計算が最初であり、使った電流方程式は温度傾斜に依存する項を含めていない不完全なものであった。1977~1978年には、R. Stratton に従った温度傾斜に依存する補正項を加えることにより、素子の内部温度変化を含めた2次元トランジスタの計算がV. C. Alwin 他<sup>[3,4]</sup>によって行われた。また、1978年にはM. S. Adler が1次元のサイリスタの電圧電流特性を計算している<sup>[5]</sup>。

しかし、R. Stratton の補正項だけでは実は不十分であり、より正確な方程式は筆者が初めて導いた<sup>[6]</sup>。そして、温度の傾きによって流れる電流はR. Stratton の導いたものとは全く逆向きとなることが明らかとなった。

さて、以上のように温度を含めた素子特性の計算が可能になるとその有効な活用法として素子の熱破壊のシミュレーションが考えられるが、現段階ではキャリア寿命等の種々のパラメータの温度依存性がはっきりしていない等の理由から、まだ一度も行われていない。そこで、筆者はGTOのターンオフ時の破壊について数値計算モデルによる解析を試みた。破壊が生じるような電流領域でのGTOのターンオフの解析は、電流集中を伴うため特殊な取り扱いが必要であり、この筆者の解析が最初のものである<sup>[6,7]</sup>。

GTOサイリスタの設計については前章で詳しく扱ったが、GTOの最大ターンオフ可能電流の大きさはターンオフ時の破壊によって決定されるので、この破壊現象がどのようなメカニズムで起きるのかを解明することは素子の設計上からもまた使用する側からも非常に重要なことである。

GTO素子の最大ターンオフ可能電流を増大させるためには、ゲート電流が十分供給されるような設計をすることであり、具体的には次のような方法があることが実験的に示されている(第5章参照)

- ① カソードエミッタ幅を狭くする。

②  $V_{J1}/\rho_s$  ( $V_{J1}$ : G-K間逆降伏電圧,  $\rho_s$ : p ベースシート抵抗) の値を大きく設計する。

③ n ベースの厚みを大きくする。

一方, GTO を使用する場合に最大ターンオフ可能電流を低下させないようにするためには次のような方法が有効である。

④ 印加する負ゲートバイアスを大きく保つ。具体的には  $V_{J1}$  より少し大きくする。

⑤ ターンオフの際の電流の降下時間に素子に印加される電圧を抑制する。

さて, GTO のターンオフ時の破壊がいかに生ずるかに関しては, 筆者との共同研究である大橋等の実験を除いて皆無に等しい。<sup>[7,8]</sup> これは大電力タイプのGTOが現れてもいないため, その破壊現象の解析はまだあまり進んでいないからである。この大橋等との共同実験によって, 破壊時には電流が狭い領域に集中してしまい,  $10^4 \text{ A/cm}^2$  以上の高電流密度となっていることが明らかになった。

筆者はこの実験結果を解析するために, 1次元モデルを適用する。GTOのターンオフプロセスは導通領域の縮少を伴うので本質的に2次元の現象であり, 1次元モデルは単純には適用できない。そこで筆者は, 大橋等の実験を基にすると電流集中の起こっている狭い領域では1次元的なターンオフが起こっていることが期待されるので, 適切な仮定を導入すれば1次元モデルの適用が可能であることを見出だし, 初めてGTOの破壊が起きるような高電流密度領域でのシミュレーションを可能とした。この計算結果から①素子破壊のおきるような場合には素子の一部に電流集中がおこり, この部分の電流密度はアノード電圧の増大につれて増大するオーミック特性を示し, 電圧上昇率が0となるまで減少せず, 多大な熱損失が発生すること, ②電流集中領域では, ターンオフ時にnベース中に高電界領域が生じるが, その電界はアノード電圧が増大してもあまり増大せず, むしろその領域が拡大する。この高電界領域の拡大によってnベースの過剰キャリアが排出されるが, これは正のゲート電流として働くので電流集中を促進すること, ③電流集中の一原因は素子のpベース抵抗のバラツキであること等を明らかにした。④また, 実験と計算結果を用いて, 最大ターンオフ可能電流のnベース幅依存性を説明し, ⑤安全動作領域の概念を与えた。

さて, 次の節ではこの筆者の結果を説明するための準備として, 大橋等との共同実験を紹介する。次に, 6-3節で温度変化を含めた電流方程式と熱伝導方程式を導く。6-4節では複雑になった電流方程式を今までと同等の時間で解く筆者独自の方法を紹介し, 6-5節

では導通領域の縮小を考慮に入れた1次元素子モデルを導入する。最後に、6-6節では計算結果を紹介しながら実験結果と対照する。6-7,8節では以上の結果を用いて、電流集中の原因や $I_{ATO}$ のnベース幅依存性の議論を行い、またGTOの安全動作領域の概念を与える。

## 6-2 大橋等との共同実験の紹介と1次元モデルによる解析〔7〕

この節では6-3節の1次元モデルを仮定する際に利用する大橋等との共同実験結果を紹介する。

この実験では $0.35\text{mm} \times 5\text{mm}$ の細長いGTOのカソード電極に直径 $30\mu\text{m}$ の穴を多数設け、この観測窓を通してキャリアの再結合赤外線を観測することにより、ターンオフ時の導通領域の大きさの変化を観測している。この結果を図6-1,2,3,4に示す。図6-1,2は

ターンオフ時の電流電圧波形を示

しており、それぞれ5,10,20

$\mu\text{sec}$ のターンオフ時間の場合を示

している。図6-1の電流波形は

全体のターンオフ時間に対して基

格化してある。図6-3は導通領

域の幅が縮小する様子を示してお

り、ターンオフ時間の80%が過

ぎるまでにはほぼ $100\mu\text{m}$ の幅とな

り、以後変化していない。ただし、

導通領域の幅は赤外線強度の半値幅として

定義してある。また、図6-4は同じ場合

の長さ方向の導通領域の縮小を示している。

この場合には、ターンオフ時間の80%を

過ぎてから変化が大きくなる。以上の実験

結果から、導通領域の幅が $100\mu\text{m}$ に達し

た後は1次元のターンオフが進行すると解

釈できる。また、ターンオフ時間の80%

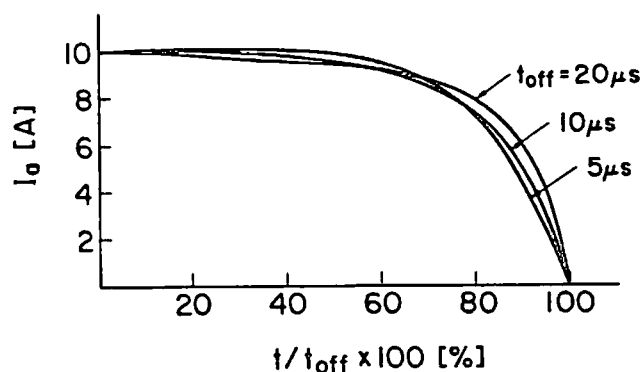


図6-1 ターンオフ電流波形(実測値, 全体のターンオフ時間 $t_{off}$ で規格化して示してある)

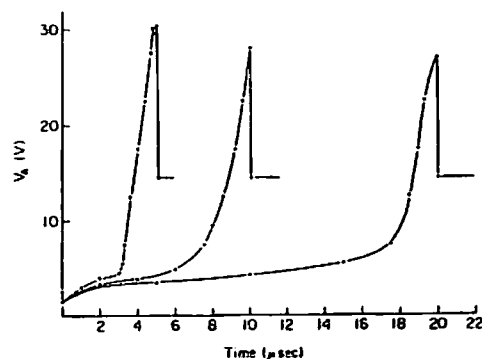


図6-2 図6-1に対応する電圧波形

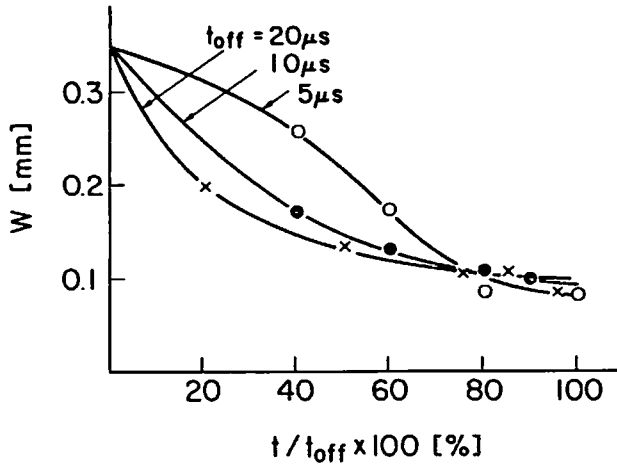


図 6 - 3 図 6 - 1 に対応する導通領域の幅の変化

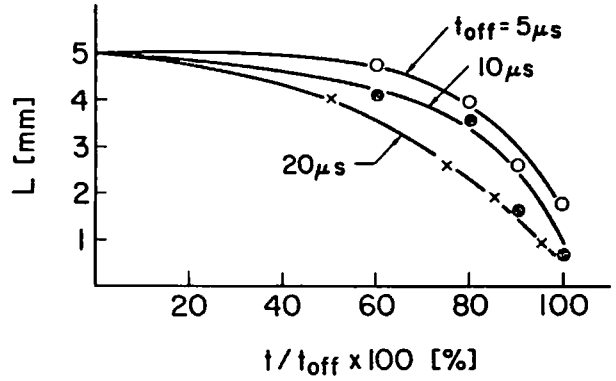


図 6 - 4 図 6 - 1 に対応する導通領域の長さの変化

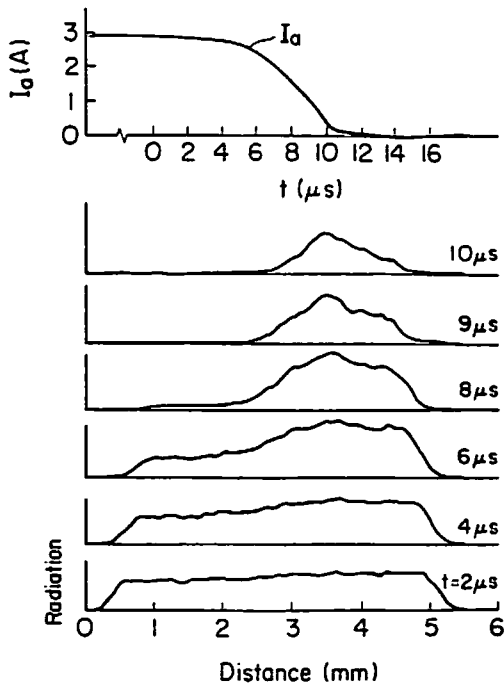


図 6 - 5 素子の断面方向からみたターンオフ時の再結合赤外線強度のエミッタの長さ方向の分布の時間変化

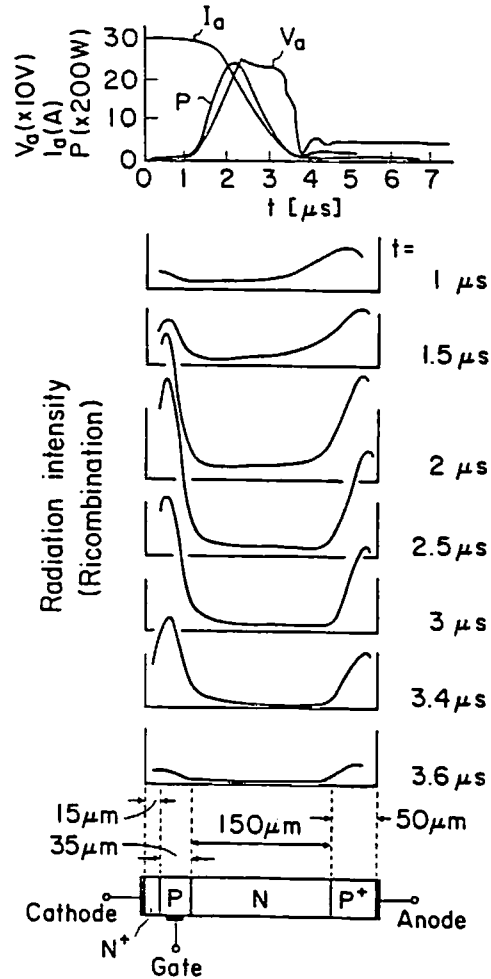


図 6 - 6 電流集中の起きている部分の再結合赤外線強度の素子内分布の時間変化

が過ぎた後導通領域の長さが急に短くなるのは、次の図6-5の実験で示されるように、導通領域のうちで電流密度が小さい部分は先にターンオフが進行するためであることがわかる。

図6-5は同じ素子を切断し、その断面からエミッタの長さ方向の赤外光強度分布を測定したものである。ターンオフ時間の80%以後は赤外強度が一様に低下しており、1次元的なターンオフが進んでいることがわかる。

さて、次の図6-6は図6-5と同様に素子の断面からキャリアの再結合光強度を測定することにより、電流集中の起きている部分について素子内部のキャリアの分布の時間変化を求めたものである。この時の電流電圧波形は上端に示してある。時刻2 $\mu$ secになるとカソード側から特に大きなキャリアの注入が起きている。このように大きなキャリア注入は破壊が起きる直前に特徴的な現象である。また、キャリア密度の最小値が1.5 $\mu$ sec付近ではカソード側にあるのに対して、2.5 $\mu$ sec以後はアノード側にシフトしている現象がみられる。また、図6-7は図6-6のJ<sub>1</sub>接合付近(GK接合)にある赤外線強度の極大値をその時のアノード電圧に対してプロットしたもので、

その部分のキャリア密度の積  $p \cdot n$  に比例した変化を示している。ところで、素子内の電流は、 $n$ エミッタ中の拡散電流が主になって流れているとすると、第4章の(4-17, 18, 30)式から明らかなようにその電流密度はこの赤外線強度に比例しているとして良い。なぜならば、赤外線がエミッタ中から出ているとすると、 $n$ はほぼ $N_D$ (ドナー濃度)であるから、赤外線強度は少数キャリア密度  $p$  に比例し、従って、正孔の拡散電流(4-18)式に比例する。一方  $n \approx p$  である  $n$ エミッタ・ $p$ ベース接合付近からでているとすると、赤外線強度は  $n^2$  に比例するが、(4-30)式から明らかなように、正孔の拡散電流はこの場合  $n^2$  に比例するので再び赤外線強度と比例する。従って、図6

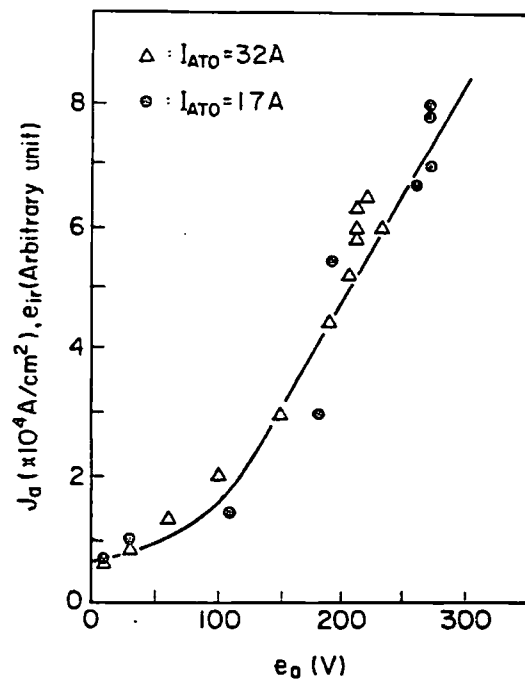


図6-7 電流集中の起きている部分のJ<sub>1</sub>(GK間)接合の赤外線強度の時間変化をアノード電圧に対してプロットしたもの

-7の赤外線強度の変化はほぼ素子内の電流密度の変化を与えていると考えられ電流集中を起こした部分の電流密度はアノード電圧に比例して増大する傾向を示す。詳しい実験によれば図の1目盛はほぼ $10^4 \text{ A/cm}^2$ に対応し、従って、アノード電圧が200Vになった時にはpベース中の導通領域の電流密度は約 $5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ にも達していると思われる。しかし、アノード側の電流密度は図6-6から明らかなようにほぼ初期の3倍程度( $9000 \text{ A/cm}^2$ )にしかなっていない。これは〔6〕筆者の2次元モデルの結果とも良く符号するのでほぼ正しい結果を与えていると思われる。

ところで、アノード側とカソード側の電流密度が大きく異っている事実は1次元モデルを用いて解析を行う場合に大きな障害となるが、1次元モデルの電流値はこの両者の中間を与えていると考えておけば良いであろう。また、定性的結果を得る場合には全くさしつかえはない。

### 6-3 電流方程式と熱伝導方程式の導出〔6〕

温度を含めた電流方程式は1972年にR. Strattonによってボルツマン方程式〔9〕から導かれているが〔2〕、彼の方程式はバンドギャップが一定の場合であることに注意する必要がある。R. Strattonの電流方程式は次のようである。

$$J_n = -q\mu_n n \frac{\partial \psi}{\partial x} + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} + qD_n^T n \frac{\partial T}{\partial x} \dots\dots\dots (6-1)$$

ただし、 $D_n^T = (\mu_{2n} - \frac{3}{2}\mu_n) \frac{k}{q} \dots\dots\dots (6-2)$

$$\mu_{2n} \equiv -\frac{q}{(m_e^*)^2 kT} \frac{\int \tau p_x^2 E \frac{\partial f_0}{\partial E} d^3p}{\int f_0 d^3p} \dots\dots\dots (6-3)$$

(6-3)式中 $f_0$ は熱平衡時の分布関数であり、 $E$ は電子のエネルギーを示す。緩和時間 $t$ を決める要因として音響型のフォノンを考えると $\mu_{2n}$ は $2\mu_n$ に等しい。

さて、バンドギャップが場所に依存している場合には、これを等価的な電界として含める必要がある。今、バンドギャップの変化を $\Delta V_G$ とするとこの変化には少なくとも三つの要因がある。第2章の議論から明らかなように、これらは不純物の量によるもの、フェルミ統計の効果によるものであり、また温度が一様でない場合には温度変化によるものも加えなければならない。従って、

$$V_G = V_{G0} - [\Delta V_{G0}(T=T_0) + \alpha(T)] \dots\dots\dots (6-4)$$

と書けるであろう。 $\Delta V_{G0}$  は第 2 章の議論に従って容易に求まる。 $\alpha$  の形は G. G. McFarlane 等<sup>[10]</sup> に従えば不純物濃度が低く、 $T > 300 \text{ K}$  の時

$$\alpha = 2 s (T - T_0), \quad 2 s = 2.82 \times 10^{-4} \quad \dots\dots\dots (6-5)$$

と書ける。ところで、この (6-5) 式は不純物濃度が高い場合でも正しいことが次のように示される。簡単のために rigid band を仮定し、バンドギャップが変化しても状態密度関数の形は不変とする。この場合には  $n_i^2$  と  $V_G$  (バンドギャップ) の間には次の関係があることは周知である。

$$n_i^2 = C_0 T^3 \exp\left(-\frac{q}{kT} V_G\right) \quad \dots\dots\dots (6-6)$$

さて、Slotboom 等によれば不純物の量が  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  以下であれば (6-6) 式はいつでも次のように書けることが実験的に確認されている<sup>[11]</sup>

$$n_i^2 = C_1 T^3 \exp\left(\frac{q}{kT} (-C_2 + \Delta V_{G0})\right) \quad \dots\dots\dots (6-7)$$

$$(C_1 = 9.6 \times 10^{32} (\text{cm}^{-3} \text{ K}^{-3}), \quad C_2 = 1.206 (\text{eV}))$$

(6-4, 6, 7) 式から  $\alpha$  の形はいつも (6-5) 式で表わされることがわかる。また、次の関係式が成立する。

$$2 S = \frac{k}{q} \ln(C_1 / C_0) \quad \dots\dots\dots (6-8)$$

$$C_2 = V_{G0} + 2 s T_0 \quad \dots\dots\dots (6-9)$$

以上から電子電流は次のように書ける。<sup>[6]</sup>

$$J_n = \mu_n kT \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial \phi_e}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (6-10)$$

$$\phi_e = \phi + (\omega_n + sT) - \frac{k}{2q} T \quad \dots\dots\dots (6-11)$$

上式において、 $\omega_n$  は高不純物効果とフェルミ統計の効果を表している。また、温度による伝導帯と価電子帯の端の変化は等しく、 $sT$  と仮定してある。一方、同様にして正孔の方程式は次のようになる。

$$J_p = -\mu_p kT \frac{\partial p}{\partial x} - q \mu_p p \frac{\partial \phi_h}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (6-12)$$

$$\phi_h = \phi - (\omega_p + sT) + \frac{k}{2q} T \quad \dots\dots\dots (6-13)$$

$$\text{ただし, } \omega_n + \omega_p = \Delta V_{G0} \quad \dots\dots\dots (6-14)$$

である。

次に熱伝導の方程式について述べる。

図6-8は熱伝導度 $\kappa$ の不純物濃度依存性を示している。 $\kappa$ はキャリア濃度にあまり強く依存していないので、ここでは格子による熱伝導だけを考え、キャリアによる熱伝導は無視することにする。以上の近似により熱伝導方程式は簡単になり次の式で表される。<sup>[5]</sup>

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial x} = Q + \text{div} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (6-15)$$

ここで $\rho$ はシリコンの密度、 $C_p$ は比熱、 $Q$ は単位の体積、時間あたりの熱発生を表す。 $\kappa$ の実験式は次のように表される。<sup>[1]</sup>

$$\kappa = 3110 T^{-\frac{4}{3}} (\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}) \dots\dots\dots (6-16)$$

$Q$ はキャリアによって発生するので、キャリアのエネルギーの収支を考えるために次の量を考える。

$$\frac{1}{q} \text{div} (J_n \epsilon_n + J_p \epsilon_p) \dots\dots\dots (6-17)$$

ここで $\epsilon_n, \epsilon_p$ はキャリアの平均のエネルギーを表わす。今、キャリアの運動エネルギーを無視すると、キャリア密度が極端に高くない時はキャリアはバンド端にあるとして良いので $\epsilon_n, \epsilon_p$ は良い近似で $E_c, E_v$ となる。一方、不純物濃度が非常に高く、擬フェルミレベルがバンド内にある場合にはキャリアは縮退しているとして $\epsilon_n, \epsilon_p$ は擬フェルミレベルとするのが良いと考えられる。これを式で表すと次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_n &= \text{MAX} \{ E_c, -q\phi_n \} \\ \epsilon_p &= \text{MIN} \{ E_v, -q\phi_p \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6-18)$$

さて、(6-17)式を変形する際に次の時間を含めた連続の式を用いる。

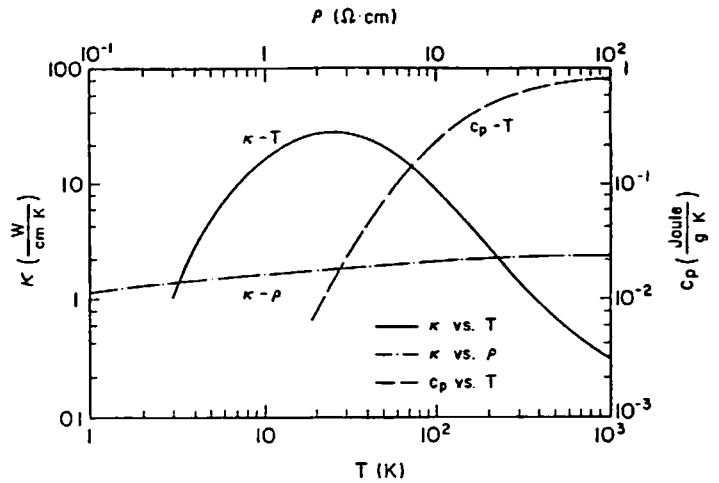


図6-8 シリコンの比熱 $C_p$ 、熱伝導度 $\kappa$ の温度依存性及び熱伝導度 $\kappa$ の比抵抗依存性



$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - R + G \quad \dots\dots\dots (6-19)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - R + G \quad \dots\dots\dots (6-20)$$

(6-19)式は次のように変形される。

$$(6-19) \text{式} = \epsilon_n \frac{\partial n}{\partial t} - \epsilon_p \frac{\partial p}{\partial t} + (\epsilon_n - \epsilon_p)(R - G) \\ + \frac{1}{q} \left( J_n \frac{\partial \epsilon_n}{\partial x} + J_p \frac{\partial \epsilon_p}{\partial x} \right) \quad \dots\dots\dots (6-21)$$

第1項はキャリア自身のエネルギーの増減は生じない項であるから、これを除くと熱発生Qは次のように表される。

$$Q = (\epsilon_n - \epsilon_p)(R - G) + \frac{1}{q} \left( J_n \frac{\partial \epsilon_n}{\partial x} + J_p \frac{\partial \epsilon_p}{\partial x} \right) \quad \dots\dots\dots (6-22)$$

このようにして、素子の基本方程式は次の6式となる。

$$J_n = \mu_n kT \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial}{\partial x} \left( \phi + \omega_n + sT - \frac{k}{2q} T \right) \quad \dots\dots\dots (6-23)$$

$$J_p = -\mu_p kT \frac{\partial p}{\partial x} - q \mu_p p \frac{\partial}{\partial x} \left( \phi - \omega_p - sT + \frac{k}{2q} T \right) \quad \dots\dots\dots (6-24)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - R + G \quad \dots\dots\dots (6-19)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - R + G \quad \dots\dots\dots (6-20)$$

$$\frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n - p + N_A - N_D \quad \dots\dots\dots (6-25)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = Q + \text{div} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad \dots\dots\dots (6-15)$$

磁場の効果は小さいので、これを無視して定常状態と同じポアソン方程式を用いる。

(6-19, 20)式に、(6-25)式をtで微分したものを代入すると、電流の保存則は次のように求まる。

$$J_n + J_p + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \text{const} \quad \dots\dots\dots (6-26)$$

第3項はいわゆる変位電流である。

#### 6-4 温度，時間の変化を含めた時の素子方程式の解法

この節では，方程式の解法について筆者独自の方法を含めて説明する。まず差分方程式を作る。

電子の方程式は次のように与えられる。

$$J_n = \mu_n kT \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial}{\partial x} \left( \phi + \omega_n + sT - \frac{k}{2q} T \right) \dots\dots\dots (6-27)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} - R + G \dots\dots\dots (6-28)$$

(6-27)式ではTが変数であるために，第2章で述べた方法が簡単には使えない。そこで筆者は次のような技巧を用いる。差分方程式を2点N, N+1の間で作ることとし，その中点をMとする。(6-27)式の第1項の係数にある温度Tはこの2点の間で定数と考え中点Mの値 $T^M$ に等しいとおくと(6-27)式は次のような形に書くことができる。

$$J_n = \mu_n kT^M \frac{\partial n}{\partial x} - q \mu_n n \frac{\partial}{\partial x} \phi_e \dots\dots\dots (6-29)$$

上式で等価的電位 $\phi_e$ は次のように与えられる。

$$\phi_e = \phi + \omega_n + sT - \frac{k}{2q} T \dots\dots\dots (6-30)$$

ここで，等価的電界 $\frac{\partial}{\partial x} \phi_e$ を2点間N, N+1の間で一定とみなすことにより，第3章で用いた同じ方法を用いることができる。

差分方程式は第3章3節と同様にして次のようになる。

$$J_n(M) = \frac{q}{h(M)} [A_n(M) n(N) + B_n(M) n(N+1)] \dots\dots\dots (6-31)$$

$$A_n(M) = \mu_n(M) \frac{\phi_e(N) - \phi_e(N+1)}{1 - \exp\left\{ \frac{q}{kT(M)} [\phi_e(N) - \phi_e(N+1)] \right\}} \dots\dots\dots (6-32)$$

$$B_n(M) = \mu_n(M) \frac{\phi_e(N) - \phi_e(N+1)}{1 - \exp\left\{ -\frac{q}{kT(M)} [\phi_e(N) - \phi_e(N+1)] \right\}} \dots\dots\dots (6-33)$$

以上のような筆者独自の技巧を用いることにより，(6-27)式のような場合にも，今までと同じ積分形の差分方程式(6-31)が得られるため，解の安定性が保証されるばかりでなく，計算時間も，この電流方程式だけに限ればほとんど同一の時間で解くことができると

いう利点が生じる。

次に(6-28)式の差分方程式について考える。(6-28)式の代わりに次のような一般形を扱う。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = f(n) \quad \dots\dots\dots (6-34)$$

時刻<sup>1</sup>tの時の値<sup>1</sup>nを知って時間kだけ後のnの値<sup>2</sup>nを求めるものとする。基本的な差分形式として次の三つの方法が考えられる。ここで左上の数字1,2は時刻<sup>1</sup>t,<sup>2</sup>tに対応したものであることを表している。

$$\frac{{}^2n - {}^1n}{k} = f({}^1n) \quad \dots\dots\dots (6-35)$$

$$\frac{{}^2n - {}^1n}{k} = \frac{1}{2}(f({}^2n) + f({}^1n)) \quad \dots\dots\dots (6-36)$$

$$\frac{{}^2n - {}^1n}{k} = f({}^2n) \quad \dots\dots\dots (6-37)$$

一番簡単に<sup>2</sup>nを求めることのできるのは(6-35)式の陽的解法であるが、正確な解がなかなか得られない欠点がある。一方、一番正確な形は(6-36)式のクランクニコルスンの方法と呼ばれる方法であり、(6-37)式と同様陰伏の解法に属する。(6-37)式は(6-35)式と同様(6-36)式より近似の度合いは低下するが最も陰伏度の強い解法である。筆者は(6-36)式と(6-37)式の両方による解法を試みたが、(6-36)式による方法は(6-37)式の方法に比べてきわめて収束の遅い場合があることがわかった。特に急激な変化のある場合には時間きざみkを極めて小さくとる必要があり、実質上解を得ることができなくなってしまった。これに対して(6-37)式の方法は極めて安定して解の収束を得ることができた。このような理由からこの章の計算は(6-37)式の方法に依っている。

具体的差分方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{{}^2n - {}^1n}{k} = & \frac{2}{h(M)+h(M-1)} \left\{ \frac{1}{h(M)} [{}^2A_n(M){}^2n(N) + {}^2B_n(M){}^2n(N+1)] \right. \\ & \left. - \frac{1}{h(M-1)} [{}^2A_n(M-1){}^2n(N-1) + {}^2B_n(M-1){}^2n(N)] \right\} \\ & - {}^2R(N) + {}^2G(N) \quad \dots\dots\dots (6-38) \end{aligned}$$

さて、<sup>2</sup>nを求めるためにNewton法を用いる。<sup>2</sup>n(N)の値を試行値<sup>2</sup><sub>0</sub>n(N)と補正值<sup>2</sup><sub>1</sub>n(N)との和と考え、次のように置きかえる。正孔、電位についても同様とする。

$$\left. \begin{aligned} {}^2n(N) &\rightarrow {}^2_0n(N) + \delta n(N) \\ {}^2p(N) &\rightarrow {}^2_0p(N) + \delta p(N) \\ {}^2\phi(N) &\rightarrow {}^2_0\phi(N) + \delta\phi(N) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6-39)$$

ただし,  $N = 1, 2, \dots, N, \dots, L$

ここでは温度  $T$  は  $n, p, \phi$  と結合させては解かないことにする。すなわち,  $T(N)$  は既知として扱い, くりかえし計算の前の値を用いる。この理由については後述する。

(6-39) 式を (6-38) 式に代入し, 補正項についてテーラー展開し 2 次以上の項を無視すると  $\delta n(N), \delta p(N), \delta\phi(N)$  についての連立方程式が  $L-2$  個得られる。同様に正孔と電位の方程式からもそれぞれ  $L-2$  個づつの式が得られ, まとめると次のような連立方程式となる。

$$\left( X(N) \right) \begin{pmatrix} \delta n(N-1) \\ \delta p(N-1) \\ \delta\phi(N-1) \end{pmatrix} + \left( Y(N) \right) \begin{pmatrix} \delta n(N) \\ \delta p(N) \\ \delta\phi(N) \end{pmatrix} + \left( Z(N) \right) \begin{pmatrix} \delta n(N+1) \\ \delta p(N+1) \\ \delta\phi(N+1) \end{pmatrix} = \left( F(N) \right) \dots\dots\dots (6-40)$$

(6-40) 式の方程式の数は  $3L-6$  個であり, 一方表面の境界条件が 6 個あるから方程式の数は  $3L$  となり, 変数の数と一致し, 一意的に  $\delta n, \delta p, \delta\phi$  が求まる。そこで,  ${}^2_0n + \delta n, {}^2_0p + \delta p, {}^2_0\phi + \delta\phi$  を再び試行値として同じことを繰り返せば最終的に  ${}^2n, {}^2p, {}^2\phi$  が求まる。

次に熱伝導方程式の解法について述べる。

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = Q + \text{div} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (6-15)$$

素子内の温度は比較的ゆるやかな挙動を示すので, 前述したように他の素子方程式と結合させないで解くことができる。(6-15) 式は通常形式で容易に差分方程式を得ることができる。そして,  $n, p, \phi$  は繰り返し計算の前の値を用いて既知として扱う。試行値  ${}^2_0T$  に対する補正  $\delta T$  は先の方法と同様にして得ることができる。実際に全方程式を解く場合には, 電子, 正孔, 電位に対する繰り返し計算を数回行う毎に 1 回程度温度方程式を解いていけば良い。しかし, 破壊が起きる時のように非常に温度が高くなっている場合には, 熱伝導方程式と他の方程式との結合度が大きくなり簡単には収束しなくなる。この場合には  $T$  の補正  $\delta T$  を 0.2 ~ 0.5 倍して  $T$  に加え新たな試行値とするようにしなければならない。すなわち, 新しい試行値  ${}^2_1T$  は

$${}^2_1T(N) = {}^2_0T(N) + x \cdot \partial T(N) \quad \dots\dots\dots (6-41)$$

$$(x = 0.2 \sim 0.5)$$

とする。このようにすることにより計算時間は長くなるが解を求めることができる。

次に、ゲート電流の扱い方について述べる。ターンオフ時のゲート電流は通常  $-20V$  程度の電源をゲート・カソード間に接属させているが、モデルでは次のように扱う。ベース中に一点  $x_0$  を選びその電位を  $\phi(x_0)$  とする。この時ゲート電流  $J_g$  は次のように定める。<sup>[12]</sup>

$$J_g = \frac{E_G - [\phi(x_0) - \phi_0(x_0)]}{R_G} \quad \dots\dots\dots (6-42)$$

ここで  $R_G$  は直列抵抗、 $\phi_0(x_0)$  は熱平衡時の電位である。実際の計算では  $E_G$  は適当な値に選んである。

筆者の経験では、ターンオフに必要なゲート電流値はベースの位置の選び方によって大きく影響をうけた。ベースの midpoint に選んだ場合には、これより  $n$  エミッタに近いベースの不純物濃度の一番高い点に選んだ場合と比べて、半分近いゲート電流値でターンオフが進行した。この理由は次のようである。高電流密度では、次節の計算結果で示されるように、 $p$  ベース中に多くのキャリアが蓄積されているために、まずこのキャリアの排出をいつ行なうかでターンオフの進行が大きく異なってくる。ゲートの端子を中央接合近くにとると、 $p$  ベース中のキャリアの排出よりも中央接合付近のキャリアの排出が多くなり、その抵抗が増大して早くターンオフが進行する。一方、中央接合から遠い  $p$  ベース中にゲート端子をとるとまず  $p$  ベース中のキャリア排出がおこるために、ターンオフの進行が遅れる。これは本質的に 1 次元モデルの欠陥と思われるが、このベース端子の位置によってこの章の結論までが変わるという性質のものではない。次節の計算では、ベース端子は  $p$  ベースの不純物濃度の一番高い点にとってある。ゲート電流は  $p$  ベース中を流れる際その抵抗の最も低い部分を多く流れるので、一番妥当な近似であろう。

### 6-5 GTO の導通領域の縮小を考慮した 1 次元ターンオフモデル<sup>[7]</sup>

この節では GTO の 2 次元の現象である導通領域の縮小を考慮に入れた 1 次元のターンオフモデルを提案する。<sup>[7]</sup> 図 6-9 はターンオフの過程で導通領域の縮小が起きている時の、内部キャリアの排出される様子を示したものである。このキャリア量は  $p$  ベース中の過剰電子密度を想定している。 $p$  ベース中のキャリアの排出は、Wolley が提案しているように、<sup>[13]</sup>

図6-9中に示したキャリア密度の傾きに比例する拡散電流として良いであろう。従って、導通領域の縮小が起こっている間は、素子の中央ではゲート電流によって直接にはそのキャリア密度が変わらないと考えられる。今この狭い中央の部分にだけ注目することにする。この部分では、ゲートオフパルスの影響は上述したように直接働くのではなく、導通領域の縮小によってもたらされるアノード電圧の増大という形で働くものと近似的にみなすことができる。すなわち、素子の周辺部分がオフされると流れる全電流が減るので、素子に印加される電圧が増大する。素子の外部に直列に結合されている抵抗値は、通常素子の順方向の

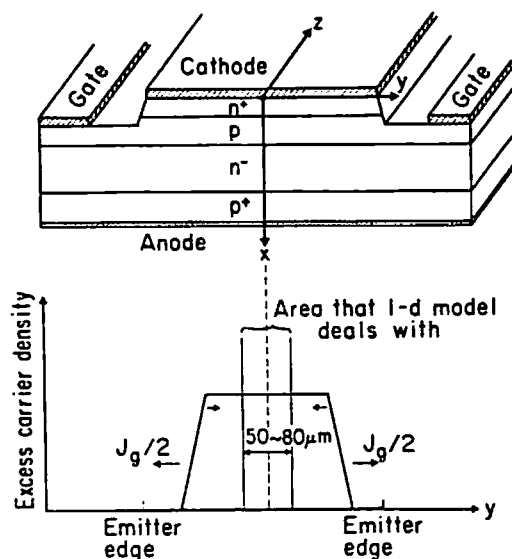


図6-9 導通領域の縮小が起きている時のpベースの過剰キャリアの分布を示す概念図

等価抵抗値よりずっと大きいので、外部電源は等価的な定電流電源として振るまうため、素子に流れる電流値がほぼ元の値にもどるまでアノード電圧が増大する。このようにして、縮小した導通領域の電流密度が増大してくる。ところで、導通領域の幅がある一定値にまで小さくなると、最終的にはこの注目している部分のキャリアも排出されるため、素子の中央の注目している領域でもターンオフが進行する。この場合、注目している領域を少数キャリアの拡散長程度としておけば、キャリアの変化はほぼ一様に起こり1次元的なターンオフが進行すると考えられる。このような1次元的なターンオフが起こるような導通領域の幅が存在することは、6-1節の実験で確かめており、その幅は約 $100\ \mu\text{m}$ 程度である。

ところで、素子全体に流れていた電流値がかなり大きい場合には、縮小した導通領域を流れる電流密度は非常に大きくなる。しかも、導通領域の縮小は幅方向だけでなく素子の長さ方向にも起こる。また、素子を多数並列に動作させた場合には素子間でも起こり、いわゆる電流集中といわれている。6-2節で述べた実験結果によれば、最終的な導通領域の長さは約 $3\ \text{mm}$ 以下になるので、図6-1,2の場合の縮小した導通領域を流れる電流密度は、電流値 $8\ \text{A}$ をその時の面積 $0.3\ \text{cm} \times 100\ \mu\text{m}$ で割ることにより $2600\ \text{A}/\text{cm}^2$ となる。しかし、

この素子のターンオフ限界  
 近くの70Aを流した場合には、  
 縮小した導通領域の電  
 流密度は容易に $10^4 \text{ A/cm}^2$   
 以上になってしまう。しか  
 も、前章で述べた600Aタ  
 イプの大電力GTOでは多数  
 の素子が並列に存在するた  
 め、他の素子を流れていた  
 電流までもがある特定の素

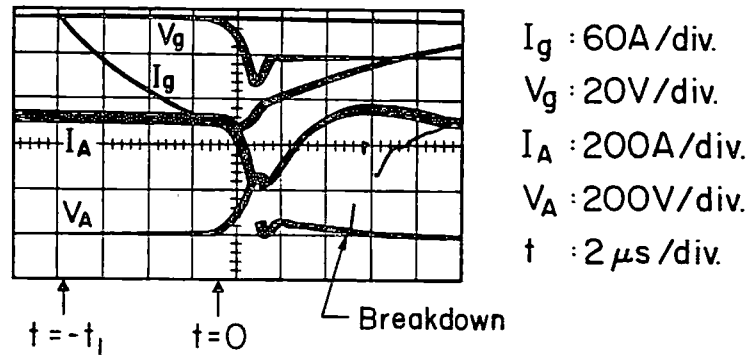


図6-10 破壊の様子をとらえたオシロスコープ上の波形

子に集中してくるので、上述したような高電流密度となっていることは十分予測される。ところで、素子の順方向の内部抵抗は $10^{-2} \sim 10^{-3} \Omega \text{ cm}^2$ 程度であるから、 $10^4 \text{ A/cm}^2$ の電流が流れるためには素子の両端にかかる電圧は数10V以上に達してしまふ。これは実質的アノード電圧の上昇をもたらすことになる。実際の破壊直前の500A程度のターンオフ波形(図6-10)では、アノード電流が90%にしか低下していない時にすでに電圧は100Vにも達している。このことは、素子のキャリアの排出が一様に進んで素子の抵抗が一様に増大したと考えるよりは、素子の一部に $10^4 \text{ A/cm}^2$ 以上の電流が流れその電圧降下が100Vとなっていると考える方がより正しいと思われる。

次に、この実験的証拠をあげてみる。前章の図5-2bに示した例では、アノード電流が増大することによってゲート電流の量が相対的に低下して動作ゲインGが増大してくると、一部の素子への電流の集中が起きることを示している。しかも、これは全体の電流が減少し始めアノード電圧が増大してきた時顕著である。また、素子のターンオフ時の破壊の跡は常に一個所で非常に小さく直径 $100 \mu\text{m}$ 程度である。これらの事実はすべて前述した考えを支持している。ところで、電流密度がアノード電圧の増大につれて高くなるためには、言い換えれば、電流集中が起こるためにはその部分で内部キャリアの排出が進んでいないことが必要である。たとえば破壊直前の電圧電流波形を示す図6-10において、アノード電圧100Vがかかった時点では、ある一部の素子のしかも破壊のおこるべき部分においては、まだゲート電流によってキャリアの排出が進んでおらず、100Vのアノード電圧によって非常に高い電流密度になってしまっており、従って、その部分ではターンオフ時の熱発生も大きくなっていると考えることは十分理がある。

以上のような考察を踏まえて、次のような1次元モデルを仮定する。

設定 破壊がおこるべき非常に狭い部分(～100μm)に注目してこの部分だけを1次元のGTOとして扱う。

段階1 ある一定の時間まではアノード電圧のみを増大させ導通領域の縮小による電流密度の増大を表す。

段階2 アノード電圧がある程度まで増大した時点でこの注目している部分からもキャリアが排出されるとしてオフゲート電流を加える。

このようにターンオフの過程を二つの段階に分けて扱うことにより、2次元の効果である導通領域の縮小を考慮に入れることができる。そして、先の考察からこのような方法は十分現実を表現しているものと考えることができる。

さて、実際には次のような数値を入れて計算することにする。

- ① まず電流密度1500 A/cm<sup>2</sup>の時の解を得る。
- ② 電圧上昇率7.5 V/μsecで素子に印加する電圧を増大させる。
- ③ 電圧が11 Vになった時オフパルスとして1000～1200 A/cm<sup>2</sup>のゲート電流を加え、電圧上昇率を200 V/μsecとする。
- ④ 電圧が250 Vに達した後は一定値(250 V)とする。

この計算では図6-6の実際のターンオフ時の波形を参考にして上記数値を定めてある。この図6-6の実験では一つの素子(約0.02cm<sup>2</sup>)に定常状態で30 Aの電流を流しており、これは1500 A/cm<sup>2</sup>の電流密度に相当する。また、②は多数の素子の並列動作を考えて初期のゆっくりした導通領域の縮小を表している。図6-6ではアノード電圧が約11 Vになった時電圧の上昇が200 V/μsecで起こっており、この時点でゲート電流が入るものとする。ゲート電流の大きさは4 A程度が縮小した導通領域(100 μm×3 mm)に流れており、これは

$$4 \text{ A} / (100 \mu\text{m} \times 3 \text{ mm}) \cong 1300 \text{ A} / \text{cm}^2$$

に相当するが、実際の計算では1000～1200 A/cm<sup>2</sup>を使った。

さて、次にモデルに含める種々の効果について説明する。破壊現象を実現するためにはキャリアのなだれ増倍を含める必要がある。これは次のような近似式によってキャリアの発生を与えた。<sup>[14]</sup>

$$G = \frac{1}{q} (\alpha_e |J_n| + \alpha_h |J_p|) \dots\dots\dots (6-43)$$



$$\text{ただし, } \alpha_e = \alpha_{e0} \exp\left(-\frac{E_{e0}}{|E|}\right) \dots\dots\dots (6-44)$$

$$\alpha_h = \alpha_{h0} \exp\left(-\frac{E_{h0}}{|E|}\right) \dots\dots\dots (6-45)$$

$$\left( \begin{array}{l} \alpha_{e0} = 3.8 \times 10^6 \text{cm}^{-1} \quad , \quad E_{e0} = 1.75 \times 10^6 \text{V/cm} \\ \alpha_{h0} = 2.25 \times 10^7 \text{cm}^{-1} \quad , \quad E_{h0} = 3.26 \times 10^6 \text{V/cm} \end{array} \right)$$

上式では温度による変化は省略してある。この章の目的は近似計算であり、また結果的にはGの値は小さいのでこの省略による誤差は小さい。

キャリアの移動度は第2章の(2-106)式によって与えてあるが、温度が高くなると顕著な低下を示し流れる電流値に大きく影響するので、次のような依存性を実験値に基づいて与えた。

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{300}\right)^{-\beta} \dots\dots\dots (6-46)$$

ただし、 $\beta$ の値は次のようである。<sup>[11]</sup>

$$\left. \begin{array}{l} N_D + N_A \leq 3.31 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \quad \dots \beta = 1.75 \\ N_D + N_A \geq 2.08 \times 10^{19} \text{cm}^{-3} \quad \dots \beta = 0.0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (6-47)$$

$$\text{その他} \quad \dots\dots\dots \beta = 12.075 - 0.625 \ln(N_D + N_A)$$

高不純物効果とフェルミ統計は $\omega$ を無視して、 $n_i$ だけの効果を次の式に従って近似的に含めてある。

$$n_i = C_0^{1/2} T^{3/2} \exp\left(\frac{q}{2kT}(V_{G0} - \mathcal{J}V_G)\right) \dots\dots\dots (6-48)$$

詳しくは6-3節を参照されたい。また、キャリア同士の散乱、オージェ再結合等は第2章のものを用いている。

さて、以上のようにして構成したターンオフの1次元モデルによる計算結果は6-6節で詳しく述べる。

## 6-6 計算結果と実験との比較<sup>[6,7]</sup>

まず温度変化を含めた定常状態の計算を行う。表6-1の不純物プロファイルについてサイリスタの電圧電流特性を求めたものが図6-11である。この計算では素子の表面は適当な熱抵抗( $R_{th}$ )をもったヒートシンク(115°C)に接しているとしている。 $R_{th} = 0.012^\circ\text{C/W}$ の時の計算結果は実測と良く一致している。一方、図6-12は実際のヒートシンクの過渡

熱抵抗特性を示している。電流電圧特性の実測では20 msecのサイン波を用いているので、熱抵抗の値としては図から10 msec位の値0.0075 °C/Wが適当と思われる。ところで、計算ではほぼこの2倍の0.012 °C/Wを用いると実測と良く一致するという事は、次のように解釈して良いであろう。実験に使用したサイリスタのエミッタ面積は約3 cm<sup>2</sup>であるが、この大きな面積全体に高い電流密度まで均一に電流が流れていることは以下に述べる実験結果に照らしてありえない。仮りに50%が有効に使われているとすると熱抵抗は約2倍となり、計算と実験との不一致を良く説明することができる。

実際に高電流領域で素子が破壊する場合には、素子の一部だけであるという事実はこの考えを支持している。さて、図6-13は素子内部の温度分布を図示したものである。シリコンに比べてヒートシンクの熱抵抗の方がずっと大きいために、素子の温

度が增大しても素子内部の温度分布は比較的一様である事実は興味深い。

さて、次にGTOのターンオフのシミュレーションを行うことにする。筆者は、まず3000 A/cm<sup>2</sup>の電流密度から抵抗負荷のもとにGTOをターンオフさせ、アノード電圧を300 Vまで印加させる条件で計算を行ってみた。この場合の計算では、GTO素子に流れる初期の電流密度(例えば200 A/cm<sup>2</sup>)からターンオフ時に3000 A/cm<sup>2</sup>まで電流密度が増

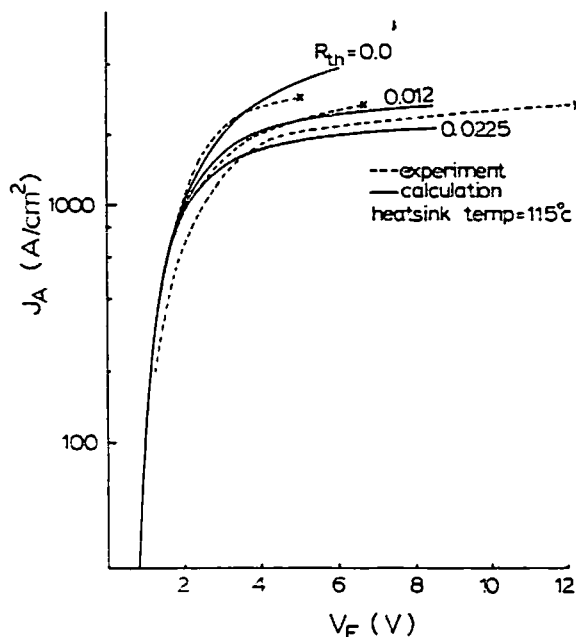


図6-11 ヒートシンクの温度を115°Cとした時の電流電圧特性の実測と計算値(実測値は各素子ごとに大きなバラツキがある)

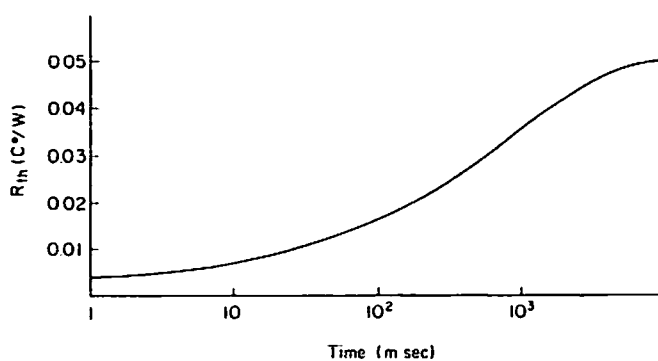


図6-12 600A素子の過渡熱抵抗の時間依存性(実測)

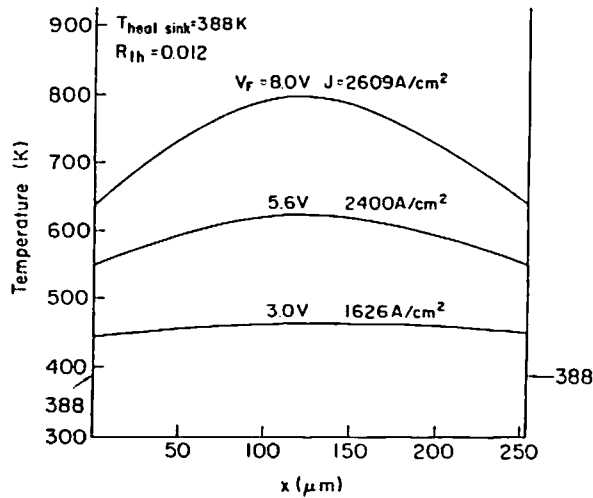


図 6-13 図 6-11 の  $R_{th} = 0.012^{\circ}\text{C}/\text{W}$  のカーブに対応した素子内温度分布

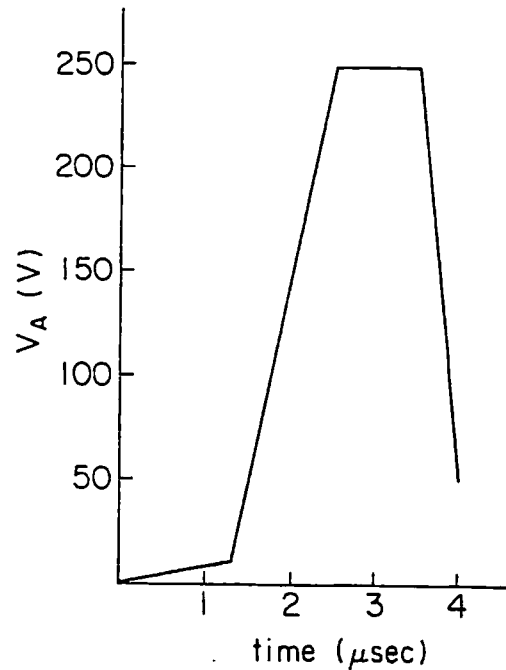


図 6-14 計算に用いた電圧波形

大（導通領域の縮小による）すると想定し、最初から  $3000\text{ A}/\text{cm}^2$  の電流を流してターンオフさせ、この状況をシミュレーションしようとしたものである。外部の回路方程式まで含めて計算を行ったが、接合の温度上昇は高々十数度と低いものであった。このような状況から、GTOのターンオフ時の破壊では非常に高い電流密度となっていることが必要であり、第6-5節のようなモデルを仮定する結果となった。

ここで1次元モデルの計算方法を再掲しておく。

1.  $1500\text{ A}/\text{cm}^2$  の定常状態の解を求める。
2.  $7.5\text{ V}/\mu\text{sec}$  でアノード電圧を増大させる。

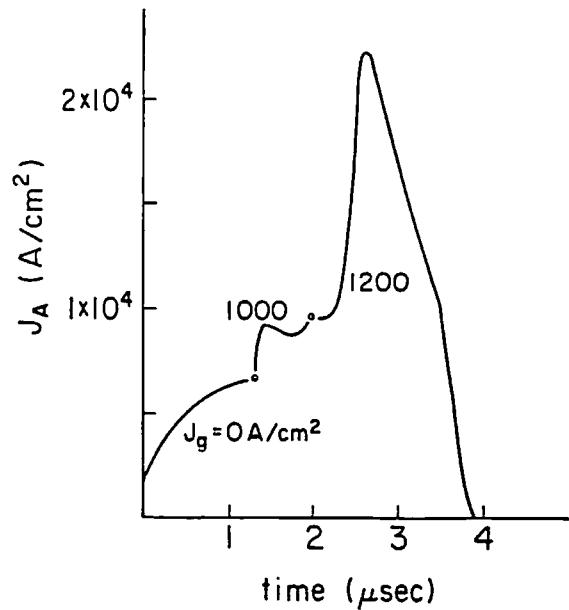


図 6-15 電流集中領域の電流密度の変化（計算結果）

表 6 - 1

n - emitter diffusion	$\begin{pmatrix} \text{p - emitter} \\ \text{p - base} \end{pmatrix}$ diffusion	n - base
$5 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ , $15\mu\text{m}$	$1.5 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ , $52\mu\text{m}$	$2 \times 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ , $150\mu\text{m}$

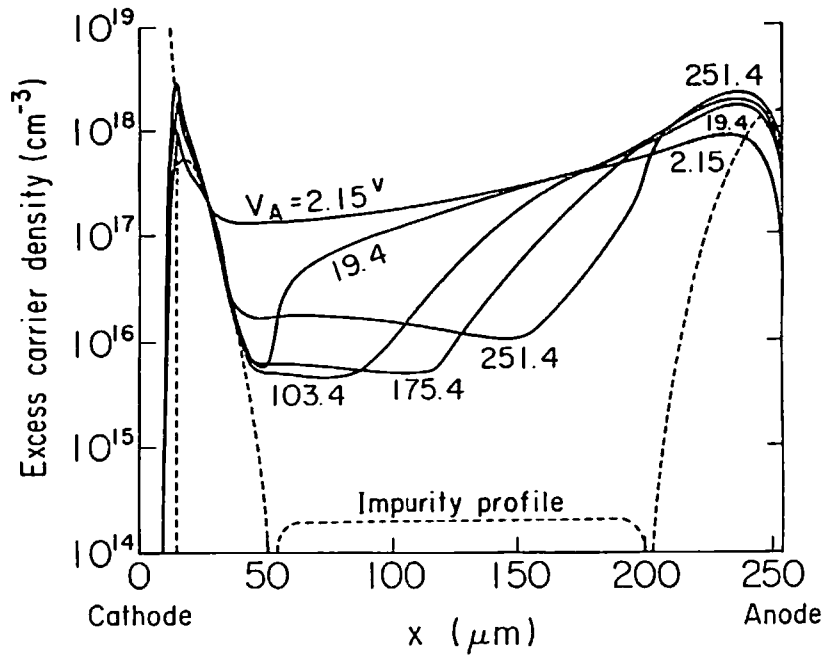


図 6-16 図 6-14, 15 に対応した素子内部の過剰キャリア密度の分布

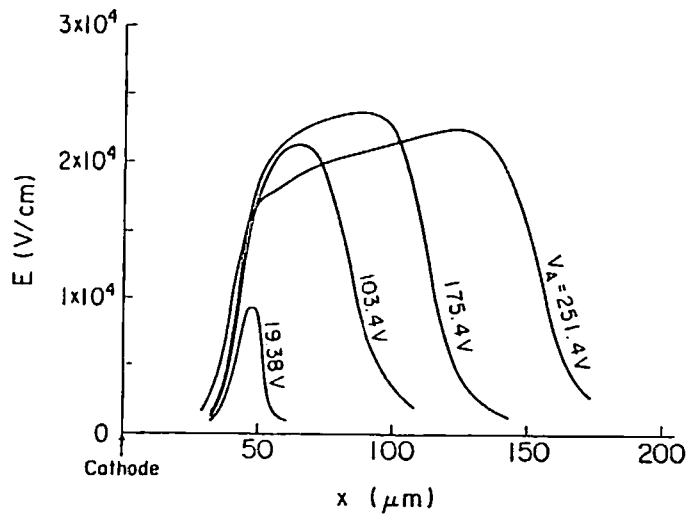


図 6-17 図 6-14, 15 に対応した素子内部の電界分布

3. アノード電圧が11Vとなった時ゲート電流 ( $1000 \sim 1200 \text{ A/cm}^2$ )を加え、かつ  $200 \text{ V}/\mu\text{sec}$  でアノード電圧を増大させる。
4. アノード電圧が250Vとなった後は一定値とする。

図6-14は印加した電圧波形であり、 $200 \text{ V}/\mu\text{sec}$  で増大している。このように電圧の上昇の割合を素子に流れる電流と無関係に決めてしまうのは強引な方法とも言えるが、実際にGTOをターンオフする際には、スナバー回路が付属しており、素子に印加する電圧上昇率を外部回路でかなり任意にコントロールできるので、このような条件下で計算を行っても現実とかけ離れてしまうことはない。

図6-15は電流集中を起こしている部分(幅 $100 \mu\text{m}$ 長さ $1 \text{ mm}$ 程度を想定)を流れる電流密度の変化を、上記の条件で計算したものである。 $1.3 \mu\text{sec}$ 以降ではゲート電流  $1000 \text{ A/cm}^2 \sim 1200 \text{ A/cm}^2$ を加えており、キャリアの排出が行われている。しかし、 $t=0 \sim t=2.5 \mu\text{sec}$ まではアノード電圧の増大につれて、ゲート電流の有無にかかわらずアノード電流密度が増大している。これはもちろんゲート電流密度が小さいからで、大きなゲート電流を与えればアノード電流は減少する。これについては後に述べることにする。

図6-16はそれぞれのアノード電圧時の素子内部の過剰キャリア分布を示している。順電圧降下  $V_A = 2.15 \text{ V}$ は  $t=0$ の初期状態を表す。電圧が上昇するにつれてまず中央接合近辺のキャリアが減少する( $V_A = 19.4 \text{ V}$ のカーブ参照)。これには二つの要因がある。一つはもちろんゲート電流によるキャリアの排出であるが、もう一つの主原因は電流密度が異常に高くなったために電流増幅率が減少し、前章で論じた順電圧降下の異常現象が生じていることである。このことはゲート電流を加えない場合にも同様の状態が生じることから確かめられる。もちろん、ゲート電流を加えれば実効的に  $\alpha_{npn}$ が低下するので、この状態が促進されることは言うまでもない。

ところで、興味深いことは図6-17に示すように、高い電圧を加えても中央接合の電界強度は約  $2 \times 10^4 \text{ V/cm}$ よりは大きくならず、その高電界領域がnベース側に拡大していくことである。この理由は次のように解釈される。高電界の領域ではキャリア密度は他に比べて小さくなっており、電流のほとんどはドリフトによって流れる。また、キャリアの再結合も当然小さくなるので電流の比  $J_n/J_p$ の値はこの領域ではあまり変化せず、しかも、移動度の比  $\mu_n/\mu_p$ にはほぼ等しい( $n \cong p \gg (n \text{ ベースの不純物濃度})$ )である)。ところで、 $\mu_n/\mu_p$ の値は電界の大きさによって変化し、特に電界が  $1 \times 10^4 \text{ V/cm}$ を越えると低電界の時の値2.7よりも急に小さくなり1.1に近づく。従って逆に、高電界領域の電界の値

はその部分の  $J_n / J_p$  の値によって概略決定されてしまう。言いかえれば、中央接合での  $J_n / (J_n + J_p)$  の値 ( $\cong$  実効的  $\alpha_{npn}$ ) が  $0.73 \sim 0.53$  の間にあれば、中央接合での  $J_n / J_p$  の比は  $2.7 \sim 1.1$  の間となり、この  $J_n / J_p$  の値に対応した電界が n ベース側に広がっていく。しかし、 $J_n / (J_n + J_p)$  が  $0.53$  以下では  $J_n / J_p$  の値に等しい  $\mu_n / \mu_p$  を与える電界が存在しないので n ベース側に高電界が広がらず空乏層を形成する。第 5 章の議論では  $\mu_n / \mu_p$  の値が電界に依存することを無視したので  $0.73$  が境界の値となったが、正確には電界の依存性を考慮する必要がある。しかし、 $\alpha_{npn}$  が  $0.73$  より小さい場合には高電界 ( $> 10^4 \text{ V/cm}$ ) が中央接合に現れるので実質的には順電圧降下の異常な上昇を生じることには変わりはない。

さて、今の計算結果の場合では  $2 \times 10^4 \text{ V/cm}^2$  の高電界が生じており、 $50 \mu\text{m}$  あたり  $100 \text{ V}$  がかかっていることに相当している。従って、 $300 \text{ V}$  のアノード電圧がかかった場合には、ほぼ n ベース全域 ( $\cong 150 \mu\text{m}$ ) が高電界領域となってしまうことになる。ところで、高電界領域ではキャリア密度が低い ( $\cong 10^{15} \sim 10^{16} / \text{cm}^3$ ) のでキャリアの再結合は比較的小さくなり、高電界領域の分だけ n ベースが薄くなったこととほぼ等価である。従って、高電界領域の拡大と共に  $\alpha_{pnp}$  が増大するので、ゲート電流が増大しないとアノード電流の急激な増大をひきおこしてしまう。

ところで、高電界領域内でも実際には少し再結合があるので  $J_n / J_p$  の値は p エミッタ側に近づくにつれて少し小さくなる。従って、電界の値は p エミッタ側に近づくにつれて少しずつ大きくなり、キャリア密度は逆に小さくなる。また、素子内の温度は中央接合で一番高いので、キャリアの移動度はこの部分で低下している。一方、全電流はどこでも一定 (1 次元だから) でなければならぬので、移動度の低下した部分ではキャリア密度は大きくならなければならない。以上の二つの理由によってキャリア密度の最小値は高電界領域の p エミッタ側に生じる。これらのことは図 6-16, 17 から確かめられる。図 6-16 のキャリア密度の分布は実際の実測結果の図 6-6 を良く説明している。実測値は後に説明するように、キャリア密度  $n$  の 2 乗に比例しており、一方図 6-16 は過剰キャリア密度  $\delta n$  ( $= n - n_0 \cong n$ ) を対数目盛で示してある点に注意されたい。電圧の増大と共に両方のエミッタで大きなキャリアの注入がある点、また、キャリアの最小の位置は最初中央接合付近であるが電圧が高くなると p エミッタ側に移っていく点は実験と計算で良く一致している。

図 6-18 は素子内部の温度分布を示している。高電界領域に対応して高温の領域ができることがわかる。

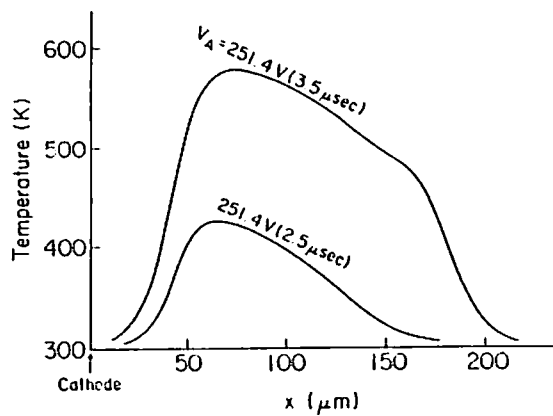


図 6-18 図 6-14, 15 に対応した素子内部の温度分布

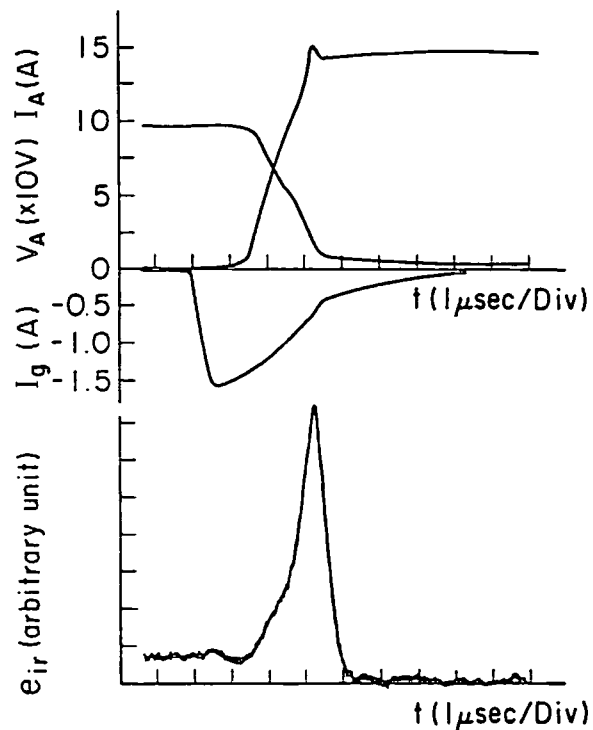


図 6-19 電流集中領域の赤外線強度（電流密度に対応）の時間変化と対応する電圧電流波形

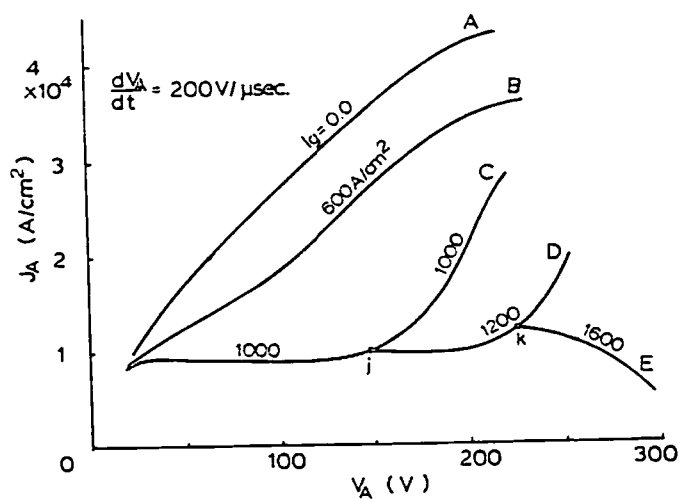


図 6-20 アノード電圧が  $200\text{V}/\mu\text{sec}$  で変化する時の電流密度の変化をアノード電圧に対してプロットしたもの ( $W_{NB} = 150\mu\text{m}$ )

さて、再び図 6-15 にもどってアノード電圧が 250 V に達した後、一定値となっている部分を考察しよう。図 6-15 の電流密度の変化をみると電圧値が一定となる点  $t = 2.5 \mu\text{sec}$  を境として、アノード電圧は 250 V 一定に保たれているにもかかわらず電流密度は減少している。すなわち、アノード電流の増大には、アノード電圧の絶対値よりもその増大の割合が重要な役割をもっていることがわかる。言いかえれば、高電界領域の拡大に伴って排出される過剰キャリアがアノード電流の一部を支えているためであると考えられる。実際の赤外線観測においても同様の現象が確認されている。図 6-19 はこの例であり、電流集中のおきている部分の電流密度はアノード電圧が一定となった直後から減少し始めている。

以上のような計算結果及び実験結果より、GTO の破壊は現象論的には次のように記述できる。すなわち、ターンオフ時のアノード電圧の増大に伴って、何らかの原因によってある部分に電流が集中し、この電流密度は図 6-7 に示したようにアノード電圧にほぼ比例して増大する。電流集中をおこした部分はアノード電圧が電源電圧まで回復して電圧上昇率が 0 となるか、または素子の全電流がほぼターンオフすることによって電圧上昇率がほぼ 0 となる状態が出現するまで高電流密度を維持したまま残る。電圧上昇率がほぼ 0 となってはじめて、内部キャリアの排出がなくなるためゲート電流が有効に働き、電流集中部分のターンオフが行われる。しかし、この時点でジュール熱によって素子が局部的に高温になってしまうと破壊がおこる。

## 6-7 電流集中の原因の解析

6-2 節の重要な結論は、電流集中をおこしている部分ではその電流密度がアノード電圧の増大につれて増大するオーミック特性を示すことであった。そこで、この節では何が電流集中のトリガーとなるかを 1 次元モデルを用いて解析する。図 6-20 はゲート電流密度を変化させた時のアノード電流密度の変化を示している。アノード電圧の変化は前節と同じ図 6-14 で与えられており、図中の D は前節と同じ電流密度変化を与えている。ゲート電流を大きくすればアノード電流密度の増大を小さくすることができ、さらに大きくすればターンオフすることになる。図 6-20 の結果は、6-2 節で実測したカソード側とアノード側の電流密度の中間の値となっており、ゲート電流を適切に選べば実際の結果を 1 次元モデルとしては適切に再現できると考えられる。ところで、この図からゲート電流の少しの変化がアノード電流密度を大きく変えることが知られる。たとえば、20% のゲート電流の



変化はBとCの約半分の変化をもたらす。  
 アノード電圧が150Vに達した時には、  
 この差は約6000~8000 A/cm<sup>2</sup>にもなっ  
 てしまう。

さて、次に不純物プロファイルの違い  
 の与える影響をみてみよう。図6-21は  
 エミッタの拡散深さを変えた時の電流電  
 圧特性の変化を示している。この図の特  
 性は過渡特性ではなく静特性であり、ゲ  
 ート電流 $J_g$ は0としてある。電流電  
 圧特性は過渡特性でも静特性でもそ  
 の傾向には大きな差はないので静特  
 性を使って議論する。nエミッタの  
 拡散深さだけを2 $\mu$ mだけ変化させ、  
 他の不純物分布は一定とする時の電  
 流電圧特性の変化は図6-21の破線D  
 と実線Aとを比較することで理解で  
 き、その変化は電流密度でほぼ100  
 %以上異なることがわかる。(しかし、  
 アノード電圧が2V程度に小さ

い時はこの差は小さいことを注意しておく。)今、細長い長方形のエミッタを持つGTO  
 を考え(図6-22参照)、そのエミッタの拡散深さが素子のある部分で2 $\mu$ m異なっていると  
 しよう。これはpベースのシート抵抗が約20%異なることに対応する。この素子をターン  
 オフしようとしてゲート電圧をかけると、導通領域が縮小した場合に流れるゲート電流は、  
 シート抵抗の違い分約20%だけ場所によって異なることになる。一方、導通領域にはどこ  
 でも同じアノード電圧がかかっているため、ゲート電流の影響がまだ及んでいない素子の  
 中央では(図6-22中の斜線の部分)、アノード電圧が増大してくるとnエミッタの拡散深  
 さが場所によって2 $\mu$ m異なっていることから、約100%の電流密度の差が生じてくると  
 期待される。従って、pベースのシート抵抗が高い所では流れる電流密度は他よりも約2  
 倍大きく、しかも、その導通領域に供給されるゲート電流は逆に20%少ない。同じアノ

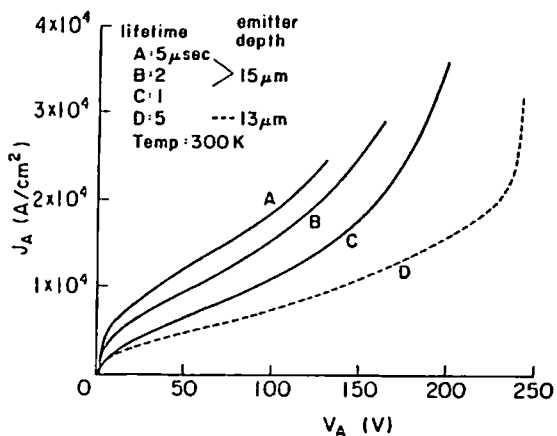


図6-21 高電圧領域の電圧電流特性

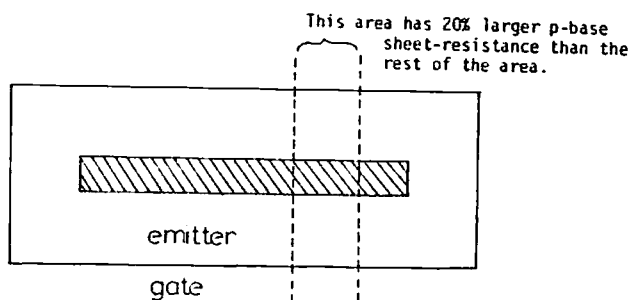


図6-22 pベースシート抵抗が他より20%  
 高い部分とターンオフ時の縮小した  
 導通領域(斜線)を示す図

ド電流に対してでさえ20%のゲート電流の差は、アノード電圧が増大すると、大きなアノード電流の差異をもたらすのであるから、アノード電流密度が最初から2倍も異なっていれば、他の部分がターンオフしてもシート抵抗の高い部分はターンオフしない状況が出現して当然であろう。また、エミッタの深さやゲート電流が異なることによるアノード電流密度の差異は、図6-20,21からアノード電圧の増大に伴って大きくなるので、電流集中はアノード電圧が増大している間に起きることが期待されるが、この結果は赤外線観測の結果と一致している。

さて、Pベースのシート抵抗の不均一さが電流集中をおこす十分な原因となることがわかったが、実際には10%の差でも十分電流集中を引きおこすであろう。ところで、素子の特性の不均一性の他に、素子の局所的な温度上昇が電流集中の原因になることも考えられるが、これは次のような理由から可能性に乏しい。第1に6-2節の実験において、すでに電流集中を起こしていると思われる図6-6の $t = 2 \mu\text{sec}$ の時点では、素子の温度がほとんど上昇していないことが赤外線を用いた温度測定で確認されていること。第2に、温度が上昇するとnベースの厚い一般のサイリスタでは（アノード電圧が数V以上の場合）電流密度は減少してしまうので、電流集中はおこりにくいと考えられる。以上の二点の理由によって、電流集中は素子特性の不均一によると結論して良いであろう。

次に、なぜ素子特性の不均一性が電流集中を引きおこすのかをnベース中の過剰キャリアの排出に着目して解析してみよう。中央接合での $J_n, J_p$ の値を $J_{nc}, J_{pc}$ とし、ゲート電流密度を $J_g$ とすると次の式が成立する。

$$\text{ターンオフゲイン } G = \frac{J_{nc} + J_{pc}}{J_g} \quad \dots\dots\dots (6-49)$$

$$\alpha_{npn} = \frac{J_{nc}}{J_{nc} + J_{pc} - J_g} \quad \dots\dots\dots (6-50)$$

従って、次の式を得る。

$$\frac{J_{nc}}{J_{pc}} = \frac{\alpha_{npn} (G - 1)}{G (1 - \alpha_{npn}) + \alpha_{npn}} \quad \dots\dots\dots (6-51)$$

ところで、中央接合近辺に高電界がかかっており、しかも高電流が流れているとすれば、(6-51)式の値は $\mu_n / \mu_p$ の値とほぼ等しい。従って、次の式で定まる電界 $E_h$ が中央接合付近に存在していることになる。

$$\frac{\mu_n(E_h)}{\mu_p(E_h)} = \frac{\alpha_{npn}(G-1)}{G(1-\alpha_{npn}) + \alpha_{npn}} \quad \dots\dots\dots (6-52)$$

一方、高電界領域(幅W)の電界 $E_h$ は一樣であると近似すれば、素子のアノード電圧 $V_A$ は

$$V_A \cong E_h \cdot W \quad \dots\dots\dots (6-53)$$

となる。これより、排出されるキャリアの量は次のように求まる。

$$n_N \frac{dW}{dt} = \frac{n_N}{E_h} \cdot \frac{dV_a}{dt} \quad \dots\dots\dots (6-54)$$

ここで、 $n_N$ はnベース中のキャリア密度である。適当な値( $n_N \sim 10^{17}/cm^3$ ,  $E_h \sim 2 \times 10^4 V/cm$ ,  $dV_a/dt \sim 200 V/\mu sec$ )を入れて、(6-54)式の値から電流値を求めると約 $160 A/cm^2$ となる。実際の3次元の素子では導通領域の周辺のキャリアまでも排出されるので、この値より大きくなると思われる。<sup>(6)</sup>ところで、(6-54)式の電界Eは(6-52)式より決定されるので、G及び $\alpha_{npn}$ が変わればそれに応じて変化する。今、同一素子内でPベースのシート抵抗が異なる場合を考えると、前述の議論によって、pベースのシート抵抗の高い素子の部分では $\alpha_{npn}$ が大きく、しかも供給されるゲート電流は少ないのでGも大きい。(6-52)式の右辺はG及び $\alpha_{npn}$ の両方に対して増加関数であるから、pベースのシート抵抗の高い部分は $\mu_n/\mu_p$ の値が大きく、従って生じる電界Eは小さい。このように、生じる高電界領域の電界が小さいと同じアノード電圧に対して高電界領域の幅Wは大きい必要があり、アノード電圧の増大に伴って排出されるキャリア量は多くなる。キャリアの排出によって流れる電流は、素子をターンオフしようとするゲート電流をうち消してしまうので、Pベースのシート抵抗の高いことは、過剰キャリア排出の点においても電流が集中する原因として働くことがわかる。また同時に、高電界領域の幅が大きいと、高電界領域とPエミッタの距離が近くなり、図6-16から理解されるように、pエミッタから高電界領域へ向かってキャリア密度の減少の割合が大きくなるので、大きな正孔の拡散電流を生じてしまう。従って、Pベースのシート抵抗が高い部分では、過剰キャリアがより多く排出されるばかりでなく、高電界領域が大きいことによって大きな正孔電流を生じ電流密度がより増大することになる。ところで、一旦流れている電流密度に差ができると、この差はますます拡大してしまう。例えば、電流密度が減少した部分では、たとえゲート電流が一樣に供給されていても、(6-49)式から求まるGは小さくなり、電界 $E_h$ が高くなるので、排出される過剰キャリアが少くなるという具合にますますタ

ーンオフされやすくなる。

次に、破壊的な電流集中をおこす要因について議論してみる。図 6-20, 21 に示したように、アノード電圧が高くなると電流密度が急に増大する傾向がある。これは、すでに述べたように、高電界領域が拡大すると P エミッタからの正孔の拡散電流が大きくなるので、 $\alpha_{\text{pnp}}$  の増大を引きおこすためである。特にゲート電流が十分に供給されていない場合には、ゲイン G が高いので (6-52) 式によって求まる  $E_h$  が小さくなり、比較的低い電圧で n ベースの広域にわたって高電界領域が広がり、アノード側の P エミッタの近くまでが高電界とになってしまうであろう。この状態でアノード電圧がさらに高くなったとすると、もはや高電界領域は拡大できなくなるので n ベース中の高電界領域の電界が大きくならざるを得ない。(P エミッタには高電界がかかり得ないことは電子と正孔密度が大きく違うことから明白であろう。) 電界が大きくなると  $\mu_n/\mu_p$  の値が小さくなるので  $\alpha_{\text{pnp}}$  の増大を意味する。しかし、 $\mu_n/\mu_p$  の値が変化すると電流の比  $J_n/J_p$  を変えてしまうので、実際にはこれ以前に電流密度が急に増大するか、逆に減少するかのいずれかになる。負のゲート電流が十分であれば電流密度は減少し  $J_n/J_p$  の比は自然に小さくなりターンオフに向かう。なぜならば、 $J_p$  はゲート電流を含んでおり、ゲート電流は減少しないが良いからである。一方、電流密度が増大した場合は、ゲイン G がより大きくなるので、ゲート電流の影響がますます小さくなり、電流は加速的に増大し破壊的な電流集中を引きおこすことになる。ところで、ターンオフ時に、まだ大きな電流が流れている間に、高いアノード電圧がかかってしまうと上述した状況が生じてしまうので、電流集中の起きている部分の電流密度は非常に大きくならざるを得ず破壊に至ってしまう。このような現象の起きる電圧は  $E_h \cdot W_{\text{NB}}$  より小さい。 $E_h$  の値は電流集中領域では  $G \gg 1.0$  として高電流密度での  $\alpha_{\text{npn}}$  の値を用いて (6-52) 式から求められ、ほぼ  $2 \times 10^4 \text{ V/cm}$  である。

## 6-8 $I_{\text{ATO}}$ の n ベース幅依存性と安全動作領域

この節では最大ターンオフ可能電流  $I_{\text{ATO}}$  の n ベース幅依存性について議論してみる。図 6-23 は n ベースの厚みだけが  $250 \mu\text{m}$  と異なり、他の不純物プロファイルは以前と全く同じ素子について、図 6-20 に対応した特性をプロットしてある。すなわち、アノード電圧  $V_A$  が  $200 \text{ V}/\mu\text{sec}$  で上昇した時の電流密度  $J_A$  の変化を  $V_A$  に対して示してある。ゲート電流が同じ場合について比較すると、 $J_A$  は図 6-20 のようには急激に上昇していないこと

がわかる。図 6-24 には  $J_g = 0$  の場合について、 $n$  ベースが  $150 \mu\text{m}$  と  $250 \mu\text{m}$  の素子の、それぞれの電流の電圧に対する変化を比較して示してある。ここで図中の数字は電圧の上昇率  $dV_A/dt$  を示す。 $dV_A/dt$  が増大すると電流の電圧に対する上昇率が大きくなることがわかる。また、 $n$  ベースの厚みについて比較すると、電流の上昇率はほぼ  $n$  ベースの厚みと逆比例の関係にあり、 $n$  ベースの厚みが増大するとその分だけ抵抗が大きくなり電流が流れにくくなることを示している。

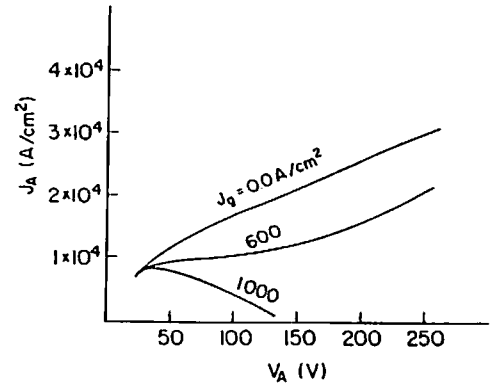


図 6-23  $n$  ベース幅が  $250 \mu\text{m}$  の素子の図 6-20 に対応する図

さて、少し定量的に議論を進めることにする。今アノード電圧  $V_A$  が次のように上昇したとしよう。

$$V_A = \frac{V_1}{T_f} t \quad \dots\dots\dots (6-55)$$

ここで  $V_1$  はフォールタイム終了時のアノード電圧を示し、 $T_f$  は電圧が  $V_1$  まで上昇するのに要する時間を示している（フォールタイムとは厳密には異なる）。一方、電流集中の起こるべき所

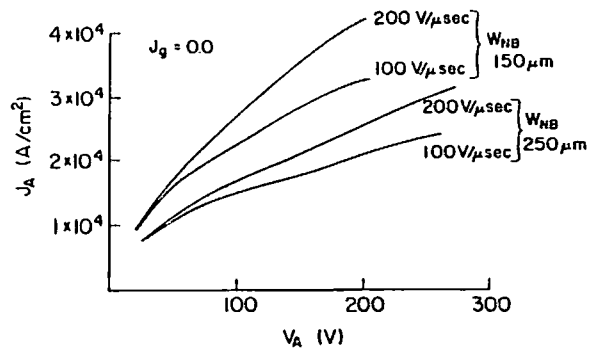


図 6-24  $n$  ベース幅及びアノード電圧上昇率を変えた時の電流密度の変化を示す

の電流密度  $J_A$  は  $V_A$  にほぼ比例して増大し、アノード電圧の上昇率  $dV_A/dt$  が 0 となった時、6-6 節で見たように、急速に 0 になるというターンオフの過程をとるものと仮定する。電流集中のおこっている部分の温度上昇  $\Delta T$  を求める。

$$\Delta T = \int_0^{T_f} \frac{J_A V_A}{W_h \rho C_p} dt \quad \dots\dots\dots (6-56)$$

(6-56) 式ではアノード電圧が一定となった後は直ちにターンオフするものとして温度上昇への寄与を無視してある。 $W_h$  は熱発生のおこる部分の厚みを表している。さて、 $J_A$  の形を次の式で近似することにする。（電流集中がおこっているとすると  $G \gg 1.0$  であるから  $J_g = 0$  の時の計算結果から類推）

$$J_A \cong \frac{C_1}{W_{NB}} V_A \quad (C_1: \text{比例定数}) \quad \dots\dots\dots (6-57)$$

また、 $W_h$  は 6-6 節の結果に従えば、高電界領域に対応して次の式で与えられる。

$$W_h = \frac{V_A}{E_h} \quad \dots\dots\dots (6-58)$$

ここで、 $E_h$  は高電界領域の平均の電界強度である。しかし、実際の素子は 1 次元ではなく、電流は  $n$  ベース中でアノード側に向けて広がって流れていくために、 $W_h$  は  $V_A$  に比例する形にはならず、導通領域の周辺に形成される空乏層の厚み ( $\propto V_A^{\frac{1}{2}}$ ) と (6-58) 式で求まる値の中間となる。従って  $W_h$  を次のように表す。

$$W_h = C_2 V_A^S, \quad 0.5 < S < 1.0 \quad (C_2: \text{比例定数}) \quad \dots\dots\dots (6-59)$$

従って、(6-56) 式は次のように表される。

$$\begin{aligned} \int T &= \int_0^{T_f} \frac{C_1}{C_2 \cdot \rho \cdot C_p \cdot W_{NB}} \left( \frac{V_1}{T_f} t \right)^{2-S} dt \\ &= \frac{C_1 \cdot T_f}{C_2 \cdot \rho \cdot C_p \cdot W_{NB}} \frac{V_1^{2-S}}{3-S} \quad \dots\dots\dots (6-60) \end{aligned}$$

$V_1$  について表すと

$$V_1^{2-S} = \frac{(3-S) C_2 \cdot \rho \cdot C_p \cdot \int T}{C_1 \cdot T_f} W_{NB} \quad \dots\dots\dots (6-61)$$

を得る。簡単のために  $S = 1$  とすると次の式を得る。

$$V_1 = \frac{2 \cdot C_2 \cdot \rho \cdot C_p \cdot \int T}{C_1 \cdot T_f} W_{NB} \quad \dots\dots\dots (6-62)$$

ところで、 $\int T$  が一定の値になった時に破壊が起きるとすると、(6-62) 式は破壊の起きる時の  $V_1$  の値を与えることになる。

図 6-25 は実際の破壊の時の  $V_1$  の値を示している。 $V_1$  の値は  $W_{NB}$  に対して直線的には比例せず、 $S$  の値を 1 より小さく選ぶべきことを示唆している。図 6-25 では GTO の周辺回路は一定の条件下にあり、(6-62) 式の係数はほぼ定数として扱える。 $C_1, C_2, T_f$  等の値として次の値を用いると、

$$\begin{cases} C_1 \sim 3 \text{ Acm/V} & (\text{図 6-7 より}) \\ C_2 \sim 0.5 \times 10^{-4} \text{ cm/V} & (\text{図 6-17 より}) \end{cases}$$

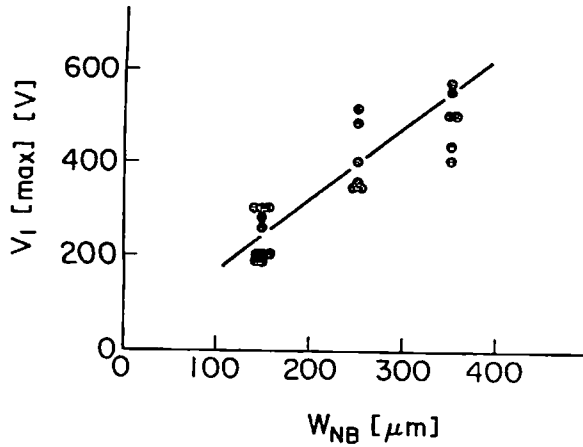


図 6-25 破壊時の  $V_1$  (本文参照) の  $n$  ベース幅依存性

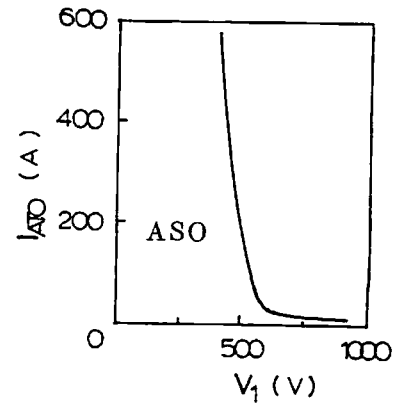


図 6-26 T. Nagano 等による 700V GTO の安全動作領域

$$\begin{cases} T_f \sim 2.0 \times 10^{-6} \text{ sec} \\ \rho \cdot C_p \sim 1.66 \text{ J/}^\circ\text{C} \end{cases}$$

(6-62) 式の係数は次のようになる。

$$\frac{2C_2 \cdot \rho \cdot C_p \cdot \Delta T}{C_1 T_f} = 28 \cdot \Delta T \quad (\text{V/cm})$$

..... (6-63)

この係数は、 $\Delta T$ として700℃を仮定すると、図6-25において $V_1$ と $W_{NB}$ の関係を直線と近似した時の比例定数 $2 \times 10^4$  V/cmと良く一致する。このように、素子の温度がある一定の温度に達すると破壊がおこるとすると、図6-25の結果を良く説明できる。

ところで、破壊がおきる時の温度700℃はモデルを用いたシミュレーションによるターンオフ失敗のおこる温度とほぼ一致する。すなわち700℃の温度では、 $p \cdot n$ 積の平方根  $n_i$  は  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ にも達し、内部のキャリア密度よりずっと大きくなるためゲート電流と同程度のSRH型のキャリア発生による電流生じて通常のゲート電流によるターンオフができなくなってしまふからである。

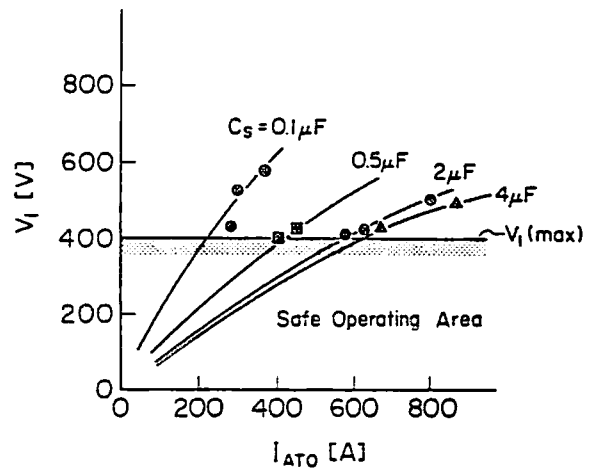


図 6-27 破壊時の  $V_1$  の値をその時の電流値 ( $I_{ATO}$ ) に対してプロットしたもの (図中の数字はスナバー回路のコンデンサ容量を示す)

さて、破壊がおこる時の $V_1$ はnベースの厚みにほぼ比例することがわかったが、周辺回路を不変とすれば $V_1$ の値はターンオフするアノード電流値に比例して変化するので、(6-62)式の関係は最大ターンオフ可能電流値がnベースの厚みにほぼ比例することを示している。

次に、今までの結果をまとめる意味で、GTOのターンオフ時の安全動作領域について論じてみよう。電流値の上限は素子の定格電流値で決められる。一方、電圧の上限は電流値にほぼ無関係に一定値となる。この事実は独立した二つの実験によって確かめられている。

図6-26はT. Nagano等の結果であり、安全動作領域は400Vから500Vでほぼ垂直に立っている。また、図6-27は大橋と筆者等の実験結果であり、 $dV/dt$ を変えても破壊時の $V_1$ はほぼ一定である。これらの事実はGTO素子をたくさん並列にした大電力型のGTOについてのみ正しい。小さい面積をもつ一つのGTOについては、破壊時の $V_1$ の値は電流値に大きく依存する。言い換えれば、大きなGTOでは素子特性のバラツキから電流集中をおこしやすい部分がかならず存在し、この部分の電流密度は(6-57)式のようにアノード電圧の値や $dV/dt$ によってのみ決まり、素子全体を流れる電流値の大きさにはほとんど無関係であるということを示している。一方、小さいGTOでは、縮小した導通領域を流れる電流は全体を流れる電流値に関係するので、 $V_1$ はターンオフする電流値に大きく依存することになる。 $V_1$ を規定するメカニズムは、今までの議論から二つあり、一つはnベースの厚みであり、(6-7節参照、 $V_1 \leq E_h \cdot W_{NB}$ )、別の一つは熱発生による温度上昇で、(6-61)式によって表される。従って、 $V_1$ の最大値(破壊時の値)は上記の二つの内小さい値となる。

ところで、図6-27からも明らかな如く破壊が起きる時の $V_1$ の値が、同一の素子ではいつも一定となることから、言い換えれば安全動作領域が図6-26のように電圧軸に対してほぼ垂直に立っていることから、GTOを実際に使用する回路においてスナバー回路のキャパシタンス $C_S$ をいろいろ変えた場合の安全なアノード電流値を簡単に計算することができる。図6-28は $V_1 = 400V$ とした時の計算例で、破壊はほとんど計算された安全動作領域外で起きており、ここで示した安全動作領域を求める方法が充分実用的なものであることを示している。



## 6-9 結 言

この章ではまず温度傾斜がある場合の正確な電流方程式を導き、以前から用いられてきた温度傾斜による電流項である Stratton

の熱拡散項よりも、温度傾斜によるバンドギャップの変化による電流項の方が大きく、しかも向きが逆であることからこれを加える必要があることを明らかにした。

次にGTOの破壊現象の解析を数値計算を用いて行った。GTOの破壊現象は本質的に2次元であり、導通領域の縮小を考慮する必要がある。筆者は実験事実に基づいて適切な仮定を導入することで、導通領域の縮小を考慮した1次元モデルを初めて実現し、高電流領域でのGTOのターンオフ過程のシミュレーションを可能にした。結果は実験結果と良い一致を示した。

この計算結果と実験結果によって、破壊の起きる場合には電流の集中している部分の電流密度はアノード電圧にほぼ比例して増大するオーミック特性を示し、電流密度はアノード電圧の上昇率がほぼ0となって(電源電圧まで回復する必要はない)はじめて減少する傾向を示すこと、言い換えれば、電流集中部分ではアノード電圧が増大しきるまでターンオフしないということが明らかとなった。また、電流集中をおこす原因としては素子特性の不均一が考えられ、特にpベースのシート抵抗の不均一は大きな原因となることを、内部過剰キャリアの排出や高電界領域の形成のしかたを解析することで明らかとした。また、ターンオフ可能電流がnベースの厚みに比例する事実を同じ理論に基づいて説明した。最後に、GTO素子を使う場合に重要な概念である安全動作領域の概念の確立を試み、その形は定格電流値と、電流が存在する場合に印加できる電圧の最大値を規制する電圧値とでつくられる長方形に近いことを示した。すなわち、印加できる最大の電圧値は電流値にかかわらず  $E_h \cdot W_{NB}$  よりも小さいある電圧値  $V_1$  である。

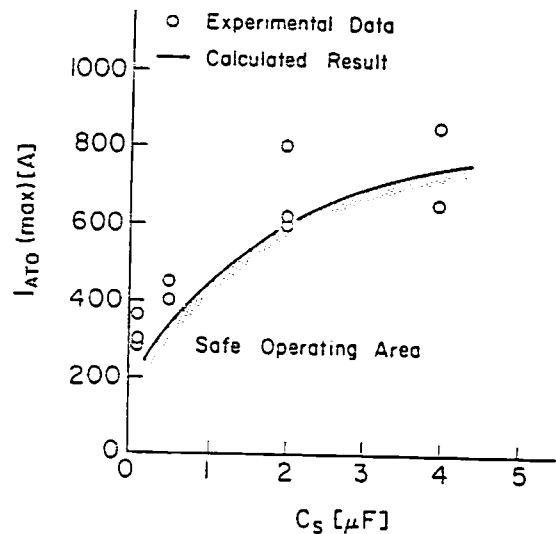


図 6-28 安全動作領域の計算値と実際の破壊点の比較

## 参考文献

- [1] S.P. Gaur and D.H. Navon, IEEE Trans. Electron Devices ED-23, 50 (1976)
- [2] R. Stratton, IEEE Trans. Electron Devices ED-19, 1288 (1972)
- [3] V.C. Alwin, D.H. Navon and L.J. Turgeon, IEEE Trans. Electron Devices ED-24, 1279 (1977)
- [4] L.J. Turgeon and D.H. Navon, IEEE Trans. Electron Devices, ED-25, 837 (1978)
- [5] M.S. Adler, IEEE Trans. Electron Devices ED-25, 16 (1978)
- [6] A. Nakagawa and D.H. Navon, 1982 IEDM Technical Digest, pp 496
- [7] H. Ohashi and A. Nakagawa, 1981 IEDM Technical Digest, pp 414
- [8] 大橋他, 電気学会研究会資料番号 EDD-79-112 (1979)
- [9] 菅野卓雄(著)半導体物性(電気学会)に詳しい。
- [10] G.G. McFarlane, J.P. Mclean, J.E. Quarrington and V. Roberts, Phys. Rev. 111, 1245 (1958)
- [11] J.W. Slotboom and H.C. DeGraaff, Solid-St Electron, 19, 857 (1976)
- [12] M. Naito, T. Nagano, H. Fukui and Y. Terasawa, IEEE Trans. Electron Devices ED-26, 226 (1979)
- [13] E.D. Wolley, IEEE Trans. Electron Devices. ED-13, 590 (1966)
- [14] D.L. Scharfetter and H. K. Gummel, IEEE Trans. Electron Devices ED-16, 64 (1969)
- [15] T. Nagano et al, 1982 PESC Record, pp 383.

## 第 7 章 結 論

本論文では、充分実用的な計算時間で、しかも実験と一致する解が得られるように改善した 1 次元素子モデルの簡潔な定式化を示し、その実際の素子の設計及び解析への応用を行った。

まず第 2 章においては、モデルに導入すべき物理現象として高不純物効果、フェルミ統計、オージェ再結合、キャリアと不純物との散乱、キャリア同士の散乱、不純物濃度に依存したキャリア寿命等があることを説明した。このうち高不純物効果とフェルミ統計は同時に扱うべき性格のものであるが、この両者を簡潔な形でモデルに導入する方法が以前には存在しなかった。フェルミ統計の代わりにボルツマン統計近似を用いる場合には、バンド端のエネルギーを用いる場合と  $p \cdot n$  積を用いる場合とで  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  以上の高不純物濃度下では電流の式が異ってしまう問題が生じる。一方、フェルミ統計のデバイス特性に及ぼす影響の大小も文献によって異なっていた。従って、このようなフェルミ統計に関連した複雑な理論を介することなく、実測可能なパラメータだけを用いて正確にデバイス特性の計算を行うことのできる方法がこの場合重要となる。筆者は、いままで高不純物効果を表わす際に用いられてきたパラメータ  $n_i$  と  $\omega$  の内にフェルミ統計の効果をも含めて表現する新しい方法を提案し、初めて簡潔にフェルミ統計を含めた素子特性の計算を可能とした。この方法は既存のプログラムをほとんど修正することなく用いることができ、解の安定性が保証されるばかりでなく、ボルツマン統計近似を用いず実測できる  $n_i$  (及び  $\omega$ ) だけを用いているので、使用した理論によって結果が異なるということはなく正確な素子特性のシミュレーションが可能となる。

他の物理現象のモデルへの導入方法は、既存の方法を少し修正して用いた。このようにして改善した 1 次元モデルが得られた。このモデルを第 3, 4, 5, 6 章では、トランジスタ、ダイオード、サイリスタに適用し、実際の素子設計及び動作原理の解析に役立てた。

第 3 章においては  $p$  ベースの不純物濃度が非常に高いパワー・トランジスタをとりあげた。 $n$  エミッタ、 $p$  ベース両方の不純物濃度が高い場合には電流増幅率が著しく低下するため、このような場合のトランジスタの解析はまだ行われていない。しかし、GTO サイリスタの  $npn$  三層として利用する場合には、第 5 章で示したように重要な意味があり、また、高不純物効果が大きいので解析を行う上では興味深い。実験結果によると、エミッタ・ベース接合の不純物濃度  $C_{EB}$  が  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  を越えた場合電流増幅率が顕著に低下してしまう。

筆者は第2章のモデルを用いてシミュレーションを行い、かなり正確に電流増幅率の低下を再現することができた。この結果から電流増幅率の低下は、エミッタ及びエミッタ・ベース接合で $p \cdot n$ 積 $n_i^2$ が著しく大きくなっているためにキャリアの再結合が増大していることが大きな原因であることを明らかにした。さらに、電流増幅率が $C_{EB}$ に大きく依存する理由を説明し、 $C_{EB}$ が電流増幅率をコントロールする上で重要なパラメータであることを示した。

さて、第4章では同じモデルをダイオードの設計に応用した。pin構造は高い降伏電圧を得るために一般によく使われているが、ショットキーダイオードと比べて順電圧降下が高いという欠点がある。この章では、このpinダイオードの順電圧降下を下げる方法の検討を行なった。従来から、pエミッタの表面濃度を低くすれば順電圧降下が下がるという理論があるが、実際にこの方法を用いると電極のオーミック接合がうまく形成できないために低い順電圧降下はえられない。筆者は第2章のモデルを適用して、種々のパラメータを変えた検討を行った。ダイオードは比較的簡単な構造であるため、モデルと実験との一致は非常に良くほぼ10mV以内の誤差で一致した。このために、順電圧降下の設計にはモデルによる計算値をそのまま用いることができた。低い順電圧降下を得る効果的な、しかも簡便な方法はi層のキャリア寿命を次の式で決まる値に下げることである。

$$\tau_0 = \frac{q}{kT} \cdot \frac{W_i^2}{8\mu_i} \quad (W_i \lesssim 35\mu\text{m}) \quad \dots\dots\dots (4-37)$$

類似の方法はJ. P. McKelveyによって提案されていたが、不適当な仮定を用いているため、一般に順電圧降下が最低となる点があるとする等誤った結果となっている。筆者は上記の方法がどのような場合に有効であるかを明らかとすると共に、初めて条件式(4-37)を導いた。キャリア寿命が(4-37)式の値の時に同層内の再結合電流が最大となる。 $W_i$ を17 $\mu\text{m}$ に選ぶと、この時の $\tau_0$ の値は約30nsecとなり順電圧降下は0.83Vが得られた。また、降伏電圧は実験値で約230Vであった。この方法では $\tau_0$ が小さい値であるため逆回復時間も約50~60nsecと小さくできる利点があり、その値はショットキーダイオードとほぼ同じである。

本ダイオードの開発期間は約1年という短い期間のうちに完了した。これは上記のモデルがあったからに他ならない。そして、本論文の第1章で述べたモデルによる素子設計の目的を十分に達成することができた。

このようなモデルのもう一つの有効な点は、つぎにのべるように、素子の動作原理の正

しい理解に役立つことである。第5章ではこの例としてGTOサイリスタをとりあげた。

GTOサイリスタは、ゲートターンオフ可能なアノード電流値を大きく設計することが、その設計上最も重要である。この電流値を大きくするためには三つの有効な方法が実験的に見出だされた。一つはカソードの幅を狭くすることであるが、あまり狭くすると有効なカソード面積が小さくなってしまふ。もう一つはゲートカソード間降伏電圧 $V_{J1}$ とpベースのシート抵抗 $\rho_S$ の比 $V_{J1}/\rho_S$ の値を大きくすることである。この方法は確かにターンオフ可能電流値を増大するのに有効であるが、この値を大きくしすぎるとnpn三層の増幅率 $\alpha_{npn}$ が低下するため、サイリスタの電圧電流特性がトランジスタのように折れまがってしまふという異常現象が現れてしまつた。従つて、第3の有効な方法が必要になるがnベースを厚くすることが $V_{J1}/\rho_S$ の値を大きくすることに劣らず有効な方法であることが実験的に見出だされた。

600Aをターンオフ可能なGTOサイリスタはこうして三つの有効な方法のバランスをとつた設計を行うことで可能となつたが、なぜ $V_{J1}/\rho_S$ の値が大きい場合に異常な特性が現れるのかは未解明のまま残つた。筆者は第2章のモデルを適用することによつて、①この異常特性は電流密度が高くなるとpnp三層の増幅率 $\alpha_{pnp}$ が低下してしまひ、中央接合に空乏層が生じることが原因であること、②この異常特性をさけるためにはnpn三層の増幅率 $\alpha_{npn}$ を0.73より大きくして、キャリア密度の極小の部分があるように設計すべきこと等を初めて明らかにした。この異常特性は第2章でのべた種々の物理現象を導入して初めて正しく再現することができた。

第6章では第5章で扱つたGTOサイリスタのゲートターンオフ時の破壊についての解析への応用を行つた。まず、素子内部に温度傾斜がある場合の一般的な電流方程式を導き、以前から用いられてきた温度傾斜のある場合の電流項であるR. Strattonの熱拡散電流項よりも温度変化によつて生じるバンドギャップの変化による電流の方が大きく、しかも向きが逆であるためこれを含める必要のあることを初めて明らかとした。次に、実験事実に基づいて適切な仮定を導入することで2次元の導通領域の縮小を考慮した1次元のGTOターンオフモデルを提案し、初めて高電流密度でのGTOのターンオフ過程のシミュレーションを可能とした。これらの計算結果と実験結果とから①破壊のおきる場合には電流集中の起きている部分の電流密度はアノード電圧の増大につれて増大し、アノード電圧の上昇率が0となるまでターンオフされないこと。そして、②アノード電圧の増大につれてnベース中に高電界領域が成長し、これに伴つて過剰キャリアの排出がおこり、これが正のゲ

ート電流となるため、電流集中の原因となること、③ pベースのシート抵抗等の素子特性の不揃一が電流集中の直接の原因でありうること等を明らかにした。またさらに、最大ターンオフ可能なアノード電流の大きさはターンオフ時に印加されるアノード電圧に大きく依存することを示すと共にGTO素子の安全動作領域を予知する方法を示した。

以上の解析結果から明らかなように、本論文で示した1次元素子モデルは充分実験と一致するばかりでなく、今までの安定した解を得られる計算技法を巧みに利用するという簡潔な定式化によって、充分実用的な計算時間で素子の特性を求められ、その解析に非常に有力な手段を提供した。

## 謝 辞

本論文の作成にあたり御指導，御助言をいただいた東京大学工学部 菅野卓雄教授に深く感謝いたします。

また，研究の遂行と論文作成の機会を筆者に与えてくださった東京芝浦電気総合研究所の納賀勤一前所長，永井淳所長，武石喜幸次長，岸敬二次長及び電子部品研究所の海野陽一前所長，笠見昭信所長，造田安民主任研究員に，また直接御指導いただいた倉田衛主任研究員に深く感謝します。さらに，第4章の素子の試作に御協力をいただいた歌川忠主務，塚越恒男主事，新井春江さんに，また第5章2節及び4節の共同実験者である東実主務，滝上克彦主務に，さらに第6章の共同実験者である大橋弘通主任研究員に感謝します。

## 筆者の論文一覧

- 1) 岸, 中川, 歌川, 東, 権竹, 土門, "高周波 GTO を使用した大形電子計算機用定電圧直流電源", 東芝レビュー, 31 巻 10 号, pp. 871-874, 1976
- 2) M. Azuma, A. Nakagawa, and K. Takigami, "High Power Gate Turn-Off Thyristors", Jap. J. Appl. Phys. vol. 17-1, pp. 275-281, 1978
- 3) A. Nakagawa, "One Dimensional Device Model Of The npn Bipolar Transistor Including Heavy Doping Effects Under Fermi Statistics", Solid State Electronics vol. 22, pp. 943-949, 1979
- 4) 中川, 歌川, 塚越, 倉田, 新井, "低損失高速ダイオード", 東芝レビュー, 34 巻 10 号, pp. 951-954, 1979
- 5) 中川, 倉田, 歌川, 塚越, "200V30A 低損失 pin ダイオード", 電子通信学会技術研究報告, vol. 79, N0216, (ED79-110) pp. 9-16, 1980
- 6) A. Nakagawa, and M. Kurata, "Computer Aided Design Considerations On Low Loss p-i-n Diodes", IEEE Trans. Electron Devices vol. ED-28, pp. 231-237, 1981
- 7) A. Nakagawa, "Numerical Analysis On Abnormal Thyristor Forward Voltage Increase Due To Heavy Doping In Gated P-Base Layer", Solid State Electronics vol. 24 pp. 455-459, 1981
- 8) 倉田, 中川, 吉田 "パワー半導体素子の CAD" 東芝レビュー, 第 36 巻 7 号, pp. 615-620, 1981
- 9) H. Ohashi and A. Nakagawa, "A Study on GTO Turn-Off Failure Mechanism" 1981 IEEE IEDM Technical Digest pp. 414-417
- 10) A. Nakagawa, J. Yoshida, T. Utagawa, T. Tsukakoshi, H. Tanabe and T. Kuramoto, "High Voltage Low On-Resistance VDMOS FET", Jap. J. Appl. Phys. vol 21 Supplement 21-1, pp. 97-101 (1982)
- 11) A. Nakagawa and D.H. Navon, "A Time-and Temperature-Dependent Simulation of the GTO Turn-Off Process", 1982 IEEE IEDM Technical Digest, pp. 496-499



- 12) M. Kurata, M. Azuma, H. Ohashi, K. Takigami, A. Nakagawa and K. Kishi, "Gate Turn-Off Thyristors", Semiconductor Devices for Power Conditioning edited by Roland Sittig and P. Roggwiller (Plenum Publishing Corporation, 1982)

## 筆者の学会発表

- 1) 中川, 赤木, "1000V50A高周波GTO", 昭和52年秋, 応用物理学会学術講演会予稿集 14a-N-6
- 2) 中川, 歌川, 塚越, 倉田 "200V30A低損失pinダイオード", 昭和55年春, 電子通信学会総合全国大会講演論文集, No. 696