

$Al_xGa_{1-x}Sb$ アバランシェフォトダイオード

に関する研究

鍛塚治彦



①

Al_xGa_{1-x}Sbアバランシェフォトダイオード
に関する研究

鍛塚 治彦

目次

第1章	序論	1
1-1	本論文の背景	1
1-2	本論文の目的	2
1-3	本論文の構成	4
第2章	APDの原理と $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率の検討の必要性	6
2-1	緒論	6
2-2	APDの増幅原理と増倍率	6
2-3	暗電流特性	10
2-4	APDの雑音特性	10
2-5	APDの周波数特性	16
2-6	最小受信感度	19
2-7	種々の半導体のイオン化率	21
2-8	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率決定の現状	25
2-9	結論	30
第3章	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のSb溶液からの液相エピタキシャル成長	31
3-1	緒論	31
3-2	実験方法	31
3-3	GaSb二元系におけるSb空孔に関連した欠陥の挙動	32
3-4	Al-Ga-Sb系の固相・液相間の安定性と相図作成	33
3-5	成長速度	37
3-6	表面状態	39
3-7	バックグラウンドキャリア濃度特性	39
3-8	ドーピング特性	42
3-9	エピタキシャル成長層厚とミスフィット転位の関係	42

3-10	結論	44
第4章	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率の測定	45
4-1	緒論	45
4-2	従来の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率の測定の問題点	45
4-3	測定素子作成	47
4-4	イオン化率の測定	50
4-5	イオン化率の温度依存性	57
4-6	結論	60
第5章	モンテカルロシミュレーションによる	
	正孔のイオン化率の理論的導出	62
5-1	緒論	62
5-2	いままでのイオン化率の理論検討手法	62
5-3	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率に関するこれまでの議論	64
5-4	スピンスプリットオフバンドにおける正孔のイオン化確率	68
5-5	スピンスプリットオフバンドが 関与する場合の正孔の散乱確率	73
5-6	モンテカルロシミュレーションによるイオン化率の計算	81
5-7	オージェ再結合の場合との比較に関する議論	84
5-8	結論	85
第6章	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ -APDの特性評価	87
6-1	緒論	87
6-2	過剰雑音係数の測定	87
6-3	増倍帯域幅積	92
6-4	結論	99
第7章	結論	100

参考文献	102
本論文に関連する投稿論文	108
謝辞	112

第1章 序論

1-1 本論文の背景

来たるべき社会においては、我々の生活をより豊かにしていくために、様々な種類の大量の情報を遠隔地同士で自由にやり取りできる情報システムが不可欠のものとなるであろう。このような情報システムにおいては、より多くの情報を、より早く、より遠くへ伝達する情報伝送システムが求められる。

石英ファイバを伝送媒体とし、波長 $1\mu\text{m}$ 帯の光を信号として伝送する光通信システムは、同軸金属線路を媒体とした電気通信システムや、光に比べて周波数の低い電磁波を利用したマイクロ波通信システム等の他の伝送システムに比較して、広い帯域・長い伝送可能距離等、種々のすぐれた特長を有している。この特長により、伝送システムの中で最も大量の情報が伝送される基幹回線用システムとしてなくてはならないものとなっており、将来もその役割は拡大していくものと期待されている。

光通信システムの伝送速度に対する要求は、社会全体の情報通信需要の増大に伴って、初期の数 100Mbit/s^{1-1} から数 10Gbit/s^{1-2} と飛躍的に増加しており、現行の光通信システムの伝送速度では、画像伝送等の将来予想される需要と比較するとまだ充分ではないと考えられている。

光通信は、電気信号を光信号に変換する半導体レーザ、伝送路としての光ファイバ、光信号を電気信号に変換する受光素子、これらに連なる多くの電子デバイスより構成されている。光通信システムの高速化には、発光素子である半導体レーザの高速化、電子デバイスの高速化、伝送路としての光ファイバの低損失化低分散化とともに、受光素子の高速化が不可欠である。

さらに、受光素子に対しては、高速化と同時に、低雑音化が要求されている。高速化を図ると、受光素子とその後ろに連なる電子デバイスを含めた受信機全体の帯域が広がり、電子デバイスの出す熱雑音が必然的に増加する。さらに、同一の光パワーでも伝送速度が上がってくると1ビットを構成するフォトン数が減少すること、すなわち帯域が広がるために光信号の持つショット雑音が増加することにより光信号自身の雑音が増加する。

この二つにより、高速化を図ると受信機全体の雑音が増加することになる。これを相殺するためには、受光素子自身が発生する雑音を低下させる必要がある。

1-2 本論文の目的

基幹回線系の光通信用受光素子としては、アバランシェフォトダイオード (APD) が幅広く用いられている。APDは、大きな逆バイアスを半導体のPN接合にかけ、PN接合で光電変換により生じた電流をアバランシェ現象により大きな電流として取り出すものである¹⁻³⁾。アバランシェ現象を用いた電流増幅は、電子回路による増幅に比べてナイキスト雑音を殆ど発生しない。このため、APDと電子回路の組み合わせによる光受信器は、アバランシェ増幅作用を持たない通常のPINフォトダイオードと電子回路の組み合わせによる光受信器に比べて、受信器全体の感度を向上できるという特徴を持っている¹⁻⁴⁾。

APDの雑音特性と周波数応答特性は、デバイスの寸法と、増倍層を構成する半導体自身の性質で決定される。プロセス技術や光との結合等の他の要因から考えて、デバイス寸法の変更による性能の改善は現在ほぼ限界にきており、APDの高速化低雑音化のためには、増倍層を構成する半導体材料の変更が必要である。

半導体のアバランシェ増倍機構は、高い電界によって加速されエネルギーを得たキャリアが新たな電子-正孔対を作る現象 (これを、impact ionization, 衝突イオン化、略してイオン化と呼んでいる) が繰り返されることにより生じる。よく似た増倍機構として、計測用受光器として用いられる光電子増倍管の増倍機構がある。光電子増倍管においては、真空中を高電界により加速された電子が金属に衝突するとき多くの電子が発生することを繰り返して利用することにより、最初の光電流が増幅される。しかし、半導体の増倍機構と光電子増倍管のそれでは、大きな相違点が存在し、これがAPDの雑音特性と高速特性を低下させている。

相違点とは、光電子増倍管においては、電子のみが走行し増幅されていくのに対し、APDにおいては電子と正孔の両方がイオン化を起し両方のキャリアが増倍に関与することである。両方のキャリアがイオン化を起こすと、一方のキャリアが高電界領域に注入されて始まったアバランシェ増倍過程に、他方のキャリアのイオン化による正の帰還がかか

ることになる。この正の帰還は増倍初期の揺らぎを大きく増幅し増倍過程に導入される雑音を大きくする。また両方のキャリアがイオン化をおこす状況では、アバランシェ増倍が完了するまでに、キャリアが何度も増倍領域を往復しなくてはならないため、片方のキャリアのみがイオン化をおこす場合に比べてに時間がかかるという問題を引き起こす。これは、APDの周波数応答特性を低下させる。

即ち、光通信用APDの高速化低雑音化のためには、一方のキャリアのイオン化が起こりやすくもう一方のキャリアのイオン化が起こりにくい半導体、言い換えると電子と正孔のイオン化率(キャリアが単位長さ当たり走る間にイオン化を起こす回数)の比が大きい半導体を増倍層として採用することが必要である。

光通信用APDに適用できる半導体材料には、イオン化率比が大きいこと以外に必要な条件がある。光通信に用いられる石英ファイバの損失の最も小さい波長は、 $1.3\ \mu\text{m}$ 帯及び $1.55\ \mu\text{m}$ 帯にあるため、これらの光を吸収できるバンドギャップを持つ材料もしくはこれに格子整合出来る材料に限定される。このため電子デバイスの世界で幅広く用いられているSiもしくはGaAs等是用いることができない。現時点で光通信用APD用材料として用いられているのは、単体ではGe、III-V化合物半導体ではInPに格子整合する $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ である。しかしながらいずれの材料も大きなイオン化率比を持っておらず、一層大きなイオン化率比を有する材料が求められている。

III-V化合物半導体で $1\ \mu\text{m}$ 帯の光を吸収可能な材料として、InP/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 系とは別に、GaSbに格子整合した $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ が幅広く知られている。しかしながら本研究を始めた時点で、この材料の成長方法やプロセス方法は確立しておらず、この材料を用いた実用APDは勿論のことAPDの特性を決定するイオン化率も全く確定されていない状況にあった。前述したように、APDの高性能化のためにはイオン化率比の大きな半導体が不可欠であり、 $1\ \mu\text{m}$ 帯光通信用半導体の候補の一つであった $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率を決定し、APD適用の可能性を検討しておくことは、高速、低雑音APD用材料の探索の一環として極めて重要である。加えて、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率は共鳴イオン化現象なる特異な現象が報告された例もあるが、実験的にも理論的にも充分解明されておらず、これを解明する必要もあった。

以上のように、光通信の高速化大容量化のためにAPDの高速化低雑音化が求められていること、APDの高速化低雑音化のためにはイオン化率比の大きな半導体が必要なこと、

1 μm 帯の光が受信可能かつイオン化率比の大きな半導体でAPDの実用化が図られていないこと、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ がAPD材料として有力な候補として残っていることが本論文の前提となっている。本論文の目的は、上記の前提のもとに、APD材料への適用に向けて $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率を実験・理論の両面から決定し、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ -APDの特性について明らかにした結果を記述するものである。

1-3 本論文の構成

第2章では、本研究の意義を明らかにするため、APDの動作原理について概観し、APDに対して改善が求められている特性である雑音特性と周波数特性が、増倍層を形成する半導体のイオン化率によって決まることを述べる。APDに適用されている種々の半導体のイオン化率について概観し、将来の高速化低雑音化の決め手となる材料が見つかっていないことを示す。光デバイス用半導体として有力な候補の一つである $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ 系のイオン化率が未確定である現状を述べ、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率の検討の必要性を明らかにする。

第3章では、APD製作に必須な良好な $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ 結晶の作製方法について記述する。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ は一般の成長方法ではバックグラウンドキャリア濃度が下がらない。本研究では、Sb溶液から液相エピタキシャル成長する方法により $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ を作製し、バックグラウンドキャリア濃度の低い良好な結晶を得たので、これについて記述する。まずGaSb二元系でSb溶液からの成長の特長を明らかにし、そのあとで、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ 三元系においても、有効であることを示す。Sb溶液からの $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の成長も、他のIII-V混晶半導体の液相成長と同様、疑似二元系として振舞うことを示し、イオン化率評価、APD特性の評価のための結晶を、Al組成、キャリア濃度、厚みを制御して成長することが可能であることを示す。

第4章は $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ イオン化率の測定について記述する。従来なされていた $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率測定の問題点について述べ、第3章で得られたバックグラウンドキャリア濃度の低い結晶を用い、従来報告されていたものに比して低暗電流化され室温でも良好な増倍特性を持ったAPDの作製について述べる。このAPDを用いて、従来で測定で充分考慮されていなかった電子正孔の純粋注入条件・量子効率・電界分布を厳密に考慮したイオン化率の測定の結果について記す。この結果と従来で測定結果の比較を行う。

第5章では、従来で測定値と今回の測定で大きく異なった結果が得られた、スピンスプリットオフエネルギー Δ とバンドギャップエネルギー E_g が等しくなる組成での正孔のイオン化率に関して理論的考察を行う。まずイオン化率に関する従来一般的な理論について概観したのちに、それに基づいて従来なされてきた $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率に関する議論の問題点を明らかにする。問題とされながら充分議論されていなかったスピンスプリットオフバンドでの正孔のイオン化率を導出し、ついでスピンスプリットオフバンドが関与する場合の正孔の散乱確率を求め、この両者を用いてモンテカルロシミュレーション法により正孔のイオン化率を理論的に計算する。実験で得られた結果と比較し、実験結果の意味するところを考察する。

第6章では、従来測定されたことのなかった $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ -APDの雑音特性・周波数特性を実験的に初めて測定した結果を記す。第4章で得られたイオン化率の測定結果との比較を行い、矛盾がないことを示す。これにより $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ をAPDに適用した場合の性能を明らかにする。

第7章では、本論文全体の結果を総括する。

2-1 緒論

光通信の高速化大容量化のためには、これに用いられるAPDの一層の高速化・低雑音化が求められている。従来の半導体材料を用いたAPDのデバイス構造や寸法の改善による高速化大容量化は限界にきており、材料特性の改善が求められている。本章では、APD材料に対する特性改善の要件を示し、APDに適用可能な材料の中での $Al_xGa_{1-x}Sb$ の位置づけを行う。

まず、APDの動作原理について概観し、APDの諸特性がどのような機構で決定されているかについて従来の理論に基づいて述べる。特に、基本特性である増倍帯域幅積と過剰雑音が、増倍層材料の電子と正孔のイオン化率、特にその比によって決定されることを示す。実際のシステムで、APDが使用される動作条件について記し、増倍帯域幅積と過剰雑音係数の改善が必要とされ、そのためにイオン化率比の大きな材料が必要とされていることを述べる。次に種々の半導体、特に光通信に用いられる $1.3\mu m$ 帯及び $1.55\mu m$ 帯の光が受信可能な半導体材料のイオン化率について述べ、将来の高速化低雑音化のための決め手となるイオン化率比の大きな材料が見つからないことを記す。そして光通信用APD材料として有力な候補の一つである $Al_xGa_{1-x}Sb$ のイオン化率が確定されていない現状について述べ、そのイオン化率決定の必要性を明らかにする。

2-2 APDの増倍原理と増倍率

APDの原理を図2-1の模式図により説明する。APDは、高電界のかかった増倍領域と、低電界のかかった光吸収領域を持ったPN接合である。PN接合には高い逆方向電圧をかけてあり光吸収領域から増倍領域まで空乏化している。この状態で光を入射し、光吸収領域で吸収させると、ここに電子正孔対が生じる。電界がかかっているため、電子はN領域側へ、正孔はP領域側へ移動し、外部に誘導電流が発生する。この電流は、あとで述べる増倍の効果を無視すると、

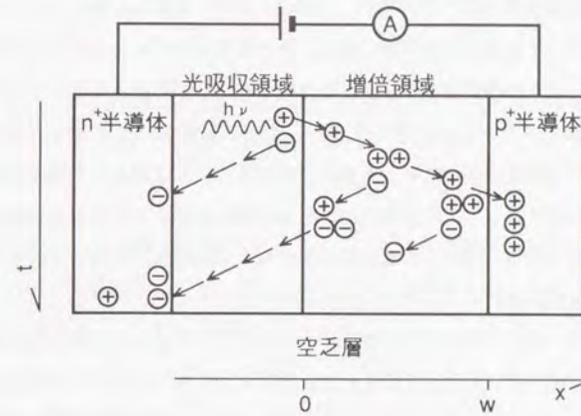


図2-1 APDの原理 ⊖は電子、⊕は正孔を示す。エネルギー $h\nu$ の光子により電子正孔対が発生したあと時間の経過とともにキャリアが増加していく様子を模式的に示す。

$$I_{po} = \eta \frac{q P_{p0}}{h\nu} \quad (2.1)$$

と表せられる。ここで、

q : 電荷素量

$h\nu$: フォトンエネルギー

P_{p0} : 光入射パワー

η : 量子効率

である。入射した光に比例した電流を信号として取り出すことができる。量子効率は、空乏層で吸収されるフォトンの割合を指す。

高電界のかかった増倍領域に、電子または正孔（図では、正孔）が入っていくと、電界から大きなエネルギーを得るようになる。様々な散乱を受けるため、大部分のキャリアは

平均数十meVのエネルギーにとどまるが、一部のキャリアは散乱を免れバンドギャップより大きなエネルギーを得ることが可能である。大きなエネルギーを得たキャリアは、みずからのエネルギーにより新たな電子正孔対を形成することが可能となる。この現象を衝突イオン化現象、略してイオン化と呼んでいる。新たに形成されたキャリアは、電界によって加速され新たな電流成分となるとともに、再びイオン化を起こして電子正孔対を生成する。イオン化の繰り返しにより高電界のかかった領域ではキャリアが鼠算式に増加し、その結果として、光入射時に発生する電流信号をより大きな電流信号として取り出すことができる。この電流増倍機構をアバランシェ増倍と呼んでいる。

半導体においては、電子正孔のうち一方がイオン化を起こすような電界をかけると、もう一方もイオン化を起こす。電子正孔のそれぞれのイオン化率（キャリアが単位長さ走る間にイオン化を起こす回数）をそれぞれ $\alpha \cdot \beta$ と表記する。増倍層内部は高電界により空乏化しておりキャリア濃度が低いため拡散電流は無視でき、ドリフト電流が内部を流れる電流成分の大部分である。増倍層内部の正孔が作る電流 I_p は、電子、正孔のイオン化によって、電流の流れる方向 x に対して、以下のように変化する²⁻¹⁾。

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{I_p(x)}{q} \right) = \frac{I_p(x)}{q} \beta + \frac{I_n(x)}{q} \alpha \quad (2.2)$$

定常状態では全電流 I は、空乏層にわたって一定でなくてはならないため、電子の作る電流 I_n と I_p 、 I の間には、以下の関係が常に成り立っていなくてはならない。

$$I = I_p(x) + I_n(x) \quad (2.3)$$

(2.2)と(2.3)を用いると以下の微分方程式を得る。

$$\frac{dI_p(x)}{dx} - (\beta - \alpha) I_p(x) = \alpha I \quad (2.4)$$

増倍領域の端を $x=0$ と $x=w$ とし、この微分方程式を、 $x=0$ で $I_p(0) = I_{p0}$ 、 $x=w$ で $I_p(w) = M I_{p0}$ を境界条件にして解くと、取り出せる電流は、

$$I = I_{p0} M \quad (2.5)$$

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^w \beta \left[\exp \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx} \quad (2.6)$$

と書き表される。 w は増倍層の幅である。ここで、 M を増倍率と定義する。このようにしてAPDによって光信号をより大きな電流信号として取り出すことができる。

尚、上記の式は、正孔が増倍領域に注入される場合について考えたが、電子が増倍領域に注入される場合は、 α と β を入れ換えることで記述できる。光吸収が増倍領域で起こり電子正孔対が増倍領域の内部に注入される場合の記述もなされている²⁻¹⁾。

電子及び正孔のイオン化率は、電界の関数であり、

$$\alpha(E) = a \exp \left(- \frac{b}{E^n} \right) \quad (1 < n < 2) \quad (2.7)$$

の形を取ることが、実験的に知られている。p-n接合に掛かる電圧を増やしていき、電界をあげていくと、イオン化率は、急激に大きくなり、式(2.6)の分母は、0に近づき、増倍率 M を非常に大きく取ることが出来る。特に $\alpha \neq 0$ の場合には、式(2.6)の分母を0にすることが可能であり、この時、接合は降伏してしまう。これをアバランシェブレイクダウンと呼んでいる。実際には、無限に大きな増倍は得られない。接合にかける逆電圧を増加して大きな増倍率を得ると過大な電流が流れるようになる。大きな電流の流れる部分では電圧が降下するため、その部分でのイオン化率の上昇が止まり、電圧を上昇させても増倍率はある値以上には増加しない。この効果をIRドロップと言ひ、取りうる最大の増倍率を最大増倍率という。実用に供されているAPDの場合、100倍以上の増倍が得られている。

2-3 暗電流特性

光を照射しない状態でも、接合に逆バイアスがかけるとある程度の電流がリークする。これを暗電流と呼んでいる。暗電流は、それ自身が出すショット雑音でS/Nを劣化させる。また先に述べたIRドロップの効果により最大増倍率を低下させる。このため、暗電流はできるだけ小さい方が好ましい。暗電流の発生要因としては、空乏化した領域に存在する発生再結合中心を介したg-r電流、非空乏領域に存在するキャリアが拡散して空乏領域に流れ込む拡散電流、高電界が掛かっている発生する価電子帯から伝導帯へのトンネル電流、暗電流が流れる場所に関しては接合が半導体表面に露出する部分で流れる表面リーク電流と内部を流れる内部リーク電流があり、多くの解析がなされている。g-r電流はバンドギャップエネルギーの半分の活性化エネルギーを持ち、拡散電流はバンドギャップエネルギーに等しい活性化エネルギーを持ち、トンネル電流はほとんど温度依存性を持たないため、温度依存性を測定することにより暗電流の支配要因を明らかにすることが可能である。表面と内部の切りわけは、接合径依存性を測定することにより可能である。暗電流は、APD実用化に当たって歴史的には大きな問題となってきた。しかしながら多くの努力により現行の実用レベルのAPDでは、数10nA以下に抑えられており、システムに適用するにあたっての障害となっていない。

2-4 APDの雑音特性

アバランシェ増幅は、イオン化の起こる場所の不確定性によって本来電流が持っているショット雑音に加えて過剰な雑音が発生する。このことを図2-2で説明する。a)は正孔のイオン化率 β と電子のイオン化率 α の比が大きい場合、b)は、 α と β の比がほぼ1に等しい場合に、それぞれキャリアの数が四倍になるイオン化機構を示している。a)のようにイオン化率比が大きい場合、3回の正孔のイオン化で4倍にキャリアが増幅される。一方、b)のようにイオン化率比が小さい場合、正孔がイオン化を起こし、発生した電子が逆向きに走って、イオン化をおこし、これによって正じた正孔がイオン化を起こすことにより、キャリアの数が四倍になる。イオン化がおこるかどうかは確率に左右される。点線のごと

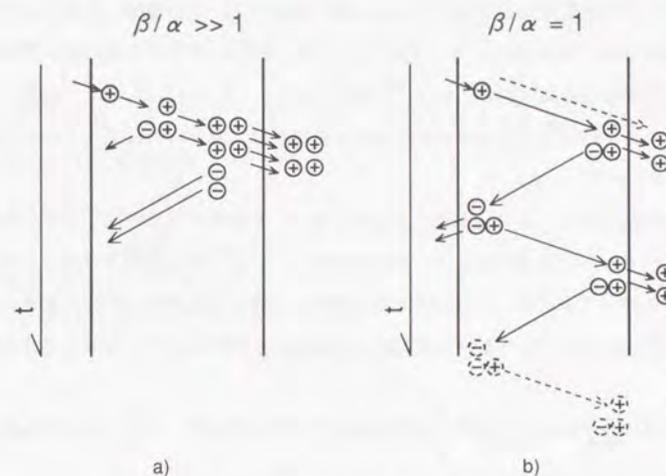


図2-2 両方のキャリアがイオン化を起こす場合の増倍層内部でのキャリアの動き a) 正孔と電子のイオン化率の比が1よりずっと大きい場合、b)イオン化率比が1に近い場合にキャリアの数が四倍に増加するアバランシェ増倍機構を示している。図b)中点線は、確率的な揺らぎにより、増倍が全く起こらない場合、4倍より大きな増倍が起こる場合が起こりやすいことを示す。

く運悪く1回目の正孔のイオン化が起こらないと全くキャリアが増倍されないことも起こり得る。また、下部点線のごとく最後に生成した電子が、再びイオン化を起こし、生成された正孔がまたイオン化を起こすということが延々と繰り返されて、四倍よりずっと大きな増倍を起こすこともあり得る。このようにイオン化率比が小さいと、増倍の揺らぎが大きく、雑音が多く発生する。

一方、a)のようにイオン化率比が大きい場合、注入されたキャリアのイオン化が非常に起こりやすく、最初の位置でイオン化が起こらなくとも増倍領域を出るまでには、イオン化がほとんど確実に起こるため、全くキャリアが増倍されないということは、起こりにくい。また一方のキャリアのイオン化は殆ど起こらないため、イオン化が延々と繰り返され、

四倍よりずっと大きな増倍を与えることも、起こりにくい。この結果、イオン化率比の大きいa)の様な場合、b)の様なイオン化率比が小さい場合に比べて増倍の揺らぎは小さく、増倍時に発生する雑音は小さくなる。

このような増倍時に発生する雑音の定量的な見積りは、McIntyreによって初めてなされた²⁻²⁾。概要を以下に示す。

イオン化の揺らぎは、ポアソンのと考える。点 x でのイオン化の揺らぎが、外部に取り出される時どれだけ増倍されているかを求め、これを全増倍領域で積分することにより、発生する雑音を求める。そのためにまず場所 x で電子正孔対が発生したとき、それが何倍されて外部に取り出されるかを表す $M(x)$ を求める。 $M(x)$ は以下の積分方程式を満たす。

$$M(x) = 1 + \int_0^x \alpha M(x') dx' + \int_x^w \beta M(x') dx' \quad (2.8)$$

これを微分することにより、以下の微分方程式が得られる。

$$\frac{dM(x)}{dx} = (\alpha - \beta) M(x) \quad (2.9)$$

これを解くことにより、

$$M(x) = M(0) \exp \left[\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right] \quad (2.10)$$

$$= M(w) \exp \left[- \int_x^w (\alpha - \beta) dx' \right] \quad (2.11)$$

が得られる。ところで式(2.8)で $x=w$ とすると、

$$M(w) = 1 + \int_0^w \alpha M(x') dx' \quad (2.12)$$

が成立する。式(2.12)に式(2.11)を代入することにより、

$$\frac{1}{M(w)} = 1 - \int_0^w \alpha \exp \left[- \int_x^w (\alpha - \beta) dx' \right] dx \quad (2.13)$$

結局 $M(x)$ はイオン化率を用いて

$$M(x) = \frac{\exp \left[- \int_x^w (\alpha - \beta) dx' \right]}{1 - \int_0^w \alpha \exp \left[- \int_x^w (\alpha - \beta) dx' \right] dx'} \quad (2.14)$$

のように表される。さて、単位長さあたりの正孔電流の変化は、(2.2)式を再び書くと

$$dI_p = (\alpha I_n + \beta I_p) dx \quad (2.15)$$

$$-dI_n = (\alpha I_n + \beta I_p) dx \quad (2.16)$$

である。この電流変化はイオン化によって生じるため、以下のように揺らぐと考えられる。

$$\overline{(dI_p - \overline{dI_p})^2} = 2q dI_p \Delta B \quad (2.17)$$

ここで ΔB は測定帯域である。この揺らぎは、外に取り出される時には、 $M^2(x)$ されるため、雑音スペクトル密度関数 ϕ は、

$$d\phi(x) = 2q M^2(x) dI_p(x) \quad (2.18)$$

と表される。これを全増倍領域内で積分することにより、

$$\phi = 2q \int_0^w \frac{dI_p}{dx} M^2(x) dx \quad (2.19)$$

$$= 2 q \left[I_p M^2(x) \right]_0^w - 4 q \int_0^w I_p(x) M(x) \frac{dM(x)}{dx} dx \quad (2,20)$$

のように得られる。さらに (2,15)式より得られる

$$I_p (\alpha - \beta) = \alpha I - \frac{dI_p}{dx} \quad (2,21)$$

なる関係と、(2,9)式を用いることにより

$$\phi = 2q \left\{ 2 \left[I_p(0)M^2(0) + I_n(w)M^2(w) \right] + I \left[2 \int_0^w \alpha M^2(x) dx - M^2(w) \right] \right\} \quad (2,22)$$

のように整理出来る。次に、電子の増倍層への流れ込みはないとし($I_n(w)=0$)、電子とホールイオン化率の比は、ほぼ一定で $k = \beta / \alpha$ する。 $\alpha = (\alpha - \beta) / (k - 1)$ なる関係と (2,9)式を用いると

$$2 \int_0^w \alpha M^2(x) dx = \frac{2}{1-k} \int_0^w \frac{dM(x)}{dx} M(x) dx \quad (2,23)$$

$$= \frac{1}{1-k} \left[M^2(w) - M^2(0) \right] \quad (2,24)$$

また(2,7)式の関係から、

$$k = \frac{M(0)-1}{M(w)-1} \quad (2,25)$$

なる関係が得られる。これらを用いると、(2,22)は、

$$\phi = 2 q I M^3 \left[1 + \frac{1-k}{k} \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (2,26)$$

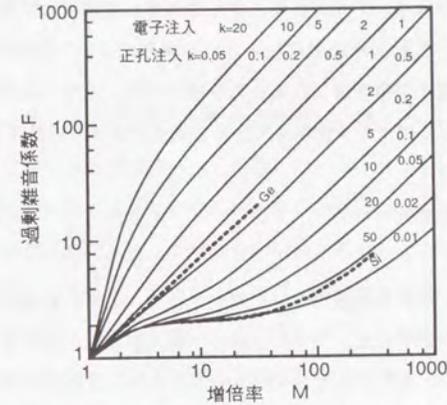


図2-3 過剰雑音係数と増倍率、イオン化率の関係 ホール注入の場合にはイオン化率比kが大きい場合、電子注入の場合はイオン化率比kが小さい方が雑音を下げることができる。図中には、Ge及びSiのAPDの雑音の実験結果も示されており、それぞれの材料のイオン化率比で、雑音特性が説明できる。

という形に整理出来る。システム設計において、アバランシェ増倍された電流が持っている雑音は、

$$\langle i^2 \rangle = 2 q I M^2 F \Delta B \quad (2,27)$$

のように表記されている。 ΔB は帯域幅である。Fは過剰雑音係数と呼ばれ、理想的な無雑音な増幅器からのずれを表す。 $F = M^x$ と記述し、xを過剰雑音指数と記すこともある。式(2,26)と(2,27)を比較するとFは、

$$F = M \left[1 + \frac{1-k}{k} \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (2,28)$$

とあらわされ増倍率Mとイオン化率比kの関数であることがわかる。図2-3には、(2,28)式を用いて増倍率と過剰雑音係数の関係を計算した結果をイオン化率比をパラメータとして

示してある。正孔注入の場合は、イオン化率比が大きいほど過剰雑音係数が下がることが分かる。以上の議論では、正孔が増倍層に注入される場合について議論したが、図2-3中に示されているように、電子が増倍層に注入される場合には、イオン化率比が1より小さく、電子のイオン化率が正孔のイオン化率を大きく上回る方が雑音は低下する。

2-5 APDの周波数特性

APDの周波数特性は、様々な要因によって制限される。まず、通常の半導体素子と同様のCR時定数によって制限される。APD自体は、電流源として動作するため、電圧信号として取り出すためには、負荷抵抗をつなげる必要がある。発生する電流信号が $I_0 e^{i\omega t}$ で変化した時、負荷抵抗の両端に生じる電圧信号は、

$$V(t) = \frac{I_0 R}{1 + i\omega CR} e^{i\omega t} \quad (2,29)$$

で変化する。Rは負荷抵抗、Cは素子の静電容量である。この式から電圧出力は、 $f_c = 1/(2\pi CR)$ で遮断することになる。熱雑音を下げたため、負荷抵抗は大きくとることが望ましく、このため、素子の容量は出来るだけ小さいことが望ましい。容量は、接合径を小さくすることにより、小さくすることが可能であるが、実用上ファイバとの結合トレランスを考慮して $18\mu\text{m}$ の極小受光径APDがつくられている²⁻³⁾。

通常のPINフォトダイオードと同様に、空乏化している光吸収層をキャリアが横切る時間(キャリア走行時間)によってもAPDの周波数特性は制限される。入力光信号が $P_{in} e^{i\omega t}$ で変化する時、APDから取り出される電流 $I(t)$ は、以下のように変化する。

$$I(t) = \frac{1}{l} \int_0^l \frac{qM}{h\nu} P_{in} \exp(i\omega(t - \frac{x+w}{v_s})) dx \quad (2,30)$$

$$= \frac{q P_{in}}{l h\nu} \frac{\exp(-i\omega t_{tr}) - \exp(-2i\omega t_{tr})}{i\omega t_{tr}} \exp(i\omega t) \quad (2,31)$$

$$t_{tr} = \frac{l}{v_s} \quad (2,32)$$

t_{tr} はキャリア走行時間と呼ばれる。 l は光吸収層の厚み、 v_s はキャリアの実効的な飽和速度である。PINフォトダイオードとの違いは、PINフォトダイオードの場合、キャリアが光吸収層を横切れば良いのに対し、APDの場合は、キャリアが光吸収層を横切って増倍層に入り増倍されたあと、再び反対の極性をもったキャリアが光吸収層を横切らなくてはならないことである。半導体においては、飽和速度は光学フォノン散乱によって支配され、半導体の種類に余りよらないため、キャリア走行時間は、光吸収層の厚みで決まる。量子効率とのトレードオフを考慮して設計がなされる。例として、InGaAs-APDの場合、 $1.4\mu\text{m}$ の光吸収層で、10GHz程度の16ps程度のキャリア走行時間と80%の量子効率が得られている。

光吸収層が空乏化していない場合は、この領域で光が吸収されると、空乏化している領域に拡散で流れ込む光電流成分が存在することがある。この電流成分は、キャリアが非空乏化している領域を拡散で横切る時間(通常数ns)で応答が制限されるため、比較的遅く、この電流成分が発生しないように、設計がなされている。

以上のCR時定数による応答制限、キャリア走行時間による応答制限、拡散時間による応答制限は、量子効率とのトレードオフを考慮して設計可能であり、ほぼ限界まで最適化されている。

APDの周波数特性はさらに、アバランシェ増倍が、増倍領域の中で立ち上がる時間によって制限される。増倍領域内でのキャリアの動的振る舞いは、イオン化率キャリアの飽和速度を増倍層内で一定として小信号解析を用いて解くことができる²⁻⁴⁾。計算結果を図2-4に示す。増倍率が高いほど、帯域幅は狭くなり、増倍率の高い所では、増倍率と-3dB帯域幅の積は、一定となっていることがわかる。これを増倍帯域幅積(GB積)と呼ぶ。増倍率の高い所での帯域幅は、

$$f_{-3dB} = \frac{1}{2\pi M \tau_i} \quad (2,33)$$

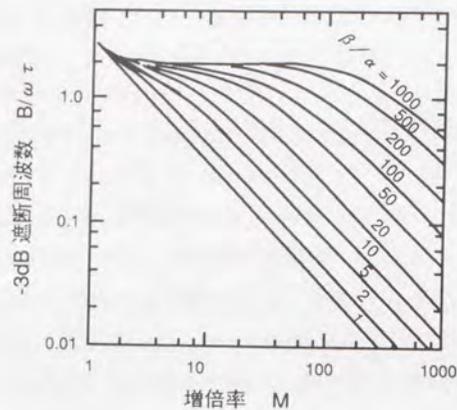


図2-4 増倍率と-3dB遮断周波数の関係 -3dB遮断周波数 B は、角周波数 ω とキャリア走行時間 τ で規格化されている。イオン化率比が大きくなるほど周波数特性は良くなる。

と表される。ここで τ_i を真性アバランシェ立ち上がり時間と呼んでいる。

図2-4からわかるように、イオン化率比が、大きいほど増倍帯域幅積は大きくなる。すなわち、真性アバランシェ立ち上がり時間は短くなる。図2-4を用いて真性アバランシェ立ち上がり時間 τ_i が増倍領域幅 1 、電子と正孔の飽和速度 v 、そしてイオン化率比 k によって近似的に以下のように表されることがEmmons²⁻⁴⁾によって示されている。

$$\frac{1}{\tau_i} = N(k) k \frac{v}{w} \quad (2,34)$$

v は、電子正孔が増倍領域を横切る時間が平均されるように $1/v=1/2(1/v_n+1/v_p)$ で与えられる。 N は k の鈍い関数であり、増倍帯域幅積がほぼイオン化率比 k に比例することを示している。

このように増倍帯域幅積がイオン化率の比によることは、雑音の場合と同様に図2-2で説明できる。b)のようにイオン化率比が大きい場合、3回の正孔のイオン化で4倍にキャ

リアが増幅される。一方、イオン化率比が小さい場合、正孔がイオン化を起こし、発生した電子が逆向きに走って、イオン化をおこし、これによって正じた正孔がイオン化を起こすことにより、キャリアの数が四倍になる。このようにイオン化率比が1に近いと、増倍が完了するまでに、キャリアが長く走らなくてはならないため、a)の様な場合に比べて時間がかかる事になる。

半導体においては、飽和速度は光学フォノン散乱によって支配され、半導体の種類に余りよらない。又、200nm程度の増倍領域幅が実現されており、増倍領域幅を狭くすることも、ほぼ限界に近づいている。イオン化率比の大きな材料を用いることが、アバランシェ立ち上がり時間を短くしGB積を大きくする最も有効な方法になっている。

以上では、増倍領域でイオン化率が一定の場合について記述したが、実用に供されているInP/InGaAs-APDのように、増倍が異なる材料異なる電界の所にまたがって起こるイオン化によって成り立っている場合も、同様になることが示されている²⁻⁵⁾。

APDの周波数特性は、この他にも、それぞれ採用した構造に特有の問題で制限されることがある。例えば、InP/InGaAs-APDの場合、イオン化率比の大きなInPを増倍層とし、 $1\mu\text{m}$ 帯の光が吸収可能なInGaAsを光吸収層とした構造が採られるが(SAM構造)、正孔のInP/InGaAsヘテロ界面での蓄積による応答速度の劣化が起こることが知られている。しかしながら、このようなものは、多くの場合構造上の工夫で改善が可能である。InP/InGaAsヘテロ界面でのホール蓄積の場合、InGaAsP組成傾斜層の挿入が有効であることが示されている²⁻⁶⁾。

2-6 最小受信感度

いままで、述べてきたように、APDの性能は、暗電流特性、最大増倍率、雑音特性、周波数特性等さまざまな特性によって示される。ここでは、APDが実際どのような動作条件で用いられるかを記述し、どの特性の改善が最も必要とされているかを明らかにする。

光通信において、ある誤り率以下で送られてきた光がon/offかを識別できるためには、一定以上の信号雑音比(S/N比)が必要である²⁻⁷⁾。Personick等によって、S/N比と誤り率の関係が明らかにされている。たとえば、光通信に用いられている 10^{-10} の誤り率をクリアするためには、22.6dBのS/N比が必要である。APDを用いた時のS/N比は、以下のよ

うに表される。

$$\frac{S}{N} = \frac{(I_{p0} M)^2 R}{2 q (I_{p0} + I_{dm}) M^2 F \Delta B R + 2 q I_d \Delta B R + 4 k_B T_{eff} \Delta B} \quad (2.35)$$

ここで、 I_{dm} は増倍層に流れ込む暗電流、 I_d は増倍領域を經由しない暗電流で、 $4k_B T_{eff}$ は後段の電子回路の実効的な熱雑音を表す。この式から、必要なS/N比をクリアするための最小の光のパワー P_{min} が求まる。

$$P_{min} = \frac{\Delta B F h \nu}{\eta} \left(\frac{S}{N} \right) \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{\Phi}{F^2 \Delta B (S/N)}} \right\} \quad (2.36)$$

$$\Phi = \frac{2I_{dm}F}{q} + \frac{2I_d}{q M^2} + \frac{4k_B T_{eff}}{q^2 M^2 R} \quad (2.37)$$

P_{min} を最小受信感度と呼んでいる。増倍率と最小受信感度の関係を図2-5に示す。増倍率を上げていくと最小受信感度は急激に改善されるが、ある増倍率を越えると次第に悪化する。これは次のように説明できる。増倍率を上げていくと、信号が増加するのに対し雑音は電子回路の熱雑音で支配されほとんど増加しないため、S/N比の改善が可能である。一方増倍率を上げすぎると、APDの過剰雑音係数の大きな増倍率依存性により雑音の伸びが信号の伸びを上回るため、S/N比は劣化することになる。

最小受信感度を最適化する増倍率を最適増倍率 M_{opt} という。現状のシステムにおいて、最適増倍率は、10前後である。現状のAPDでの最大増倍率は、この値を十分にこえており、言い換えると、光通信システムにおいては、APDの最大増倍率の改善はそれほど要求されていない。

むしろ伝送速度が上がってくることにより、増倍帯域幅積制限により、最適増倍率が取れないという問題が生じている。10Gbit/sの信号を受信するためには、最低でも7~8GHzの帯域が必要である。約10程度の M_{opt} で動作させるためには、少なくとも70~80GHz以上の増倍帯域幅積が要求されている。

雑音に関しては、暗電流によるショット雑音は、後段の電子回路が出す雑音に比べて十

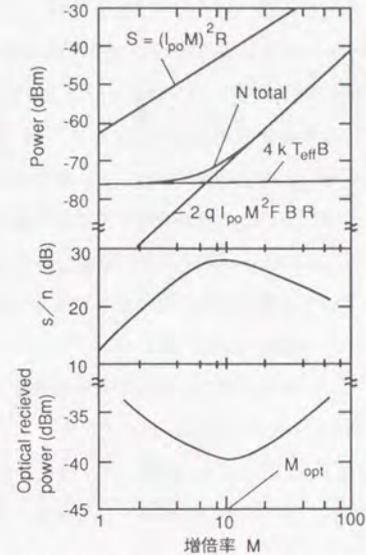


図2-5 最小受信感度と増倍率の関係 図上段は、信号及び雑音成分の増倍率依存性を示す。信号の増倍率依存性に比べ、雑音の増倍率依存性は急峻なため、図中段のように、S/N比は増倍率を取りすぎるとむしろ悪化する。このため最小受信感度を最小にする最適の増倍率が存在する(図下段)。

分に小さくなっており、最も改善の効果が大きいものが、増倍時にだす過剰雑音である。

以上のように、現状の高速システムにおいて、APDの特性の中で特性改善を要求されているものが、過剰雑音係数と増倍帯域幅積であり、これを決定しているのが、増倍領域を形成している半導体のイオン化率比である。

2-7 種々の半導体のイオン化率

上記のようにAPDの雑音特性・周波数特性の改善のためには、イオン化率比の大きな材料を使うことが不可欠となる。さらに通信用APD材料としては、イオン化率比が大きいことだけでなく、バンドギャップも制限される。光通信に用いられる石英ファイバの損

失の最も小さい波長は、 $1.3 \mu\text{m}$ 帯及び $1.55 \mu\text{m}$ 帯にあるため、これらの光を吸収できるバンドギャップを持つ材料もしくはこれに格子整合出来る材料に限定される。図2-6にSi, Ge及び主なIII-V化合物半導体材料のバンドギャップ及び格子定数を示す²⁻⁸⁾。

現在最も幅広く使用されている半導体であるSiは図2-7²⁻⁹⁾に示されるように電子のイオン化率が正孔のイオン化率を大きく上回るが、 $1.3 \mu\text{m}$ 帯及び $1.55 \mu\text{m}$ 帯の光に対して透明であり、また $1.3 \mu\text{m}$ 及び $1.55 \mu\text{m}$ の光を吸収できる材料をSi上に良好にエピタキシャル成長することも出来ないため $0.8 \mu\text{m}$ 帯用APD材料としてのみ用いられている。

Geは、 $1.3 \mu\text{m}$ 帯 $1.55 \mu\text{m}$ 帯の光を吸収できるためAPDとして実用化されている材料の一つである。しかしながらイオン化率の比は、図2-8²⁻¹⁰⁾に示されるようにSiほど大きくない。また間接遷移材料で、 $1.55 \mu\text{m}$ の光に対して吸収係数が小さく、吸収長を稼ぐなくてはならず、高速動作に向かないという欠点も持っている。

化合物半導体として幅広く用いられているGaAsは、ガン効果を示すため、高電界でのキャリアの振る舞いが詳しく調べられている半導体の一つであり、イオン化率に関しても

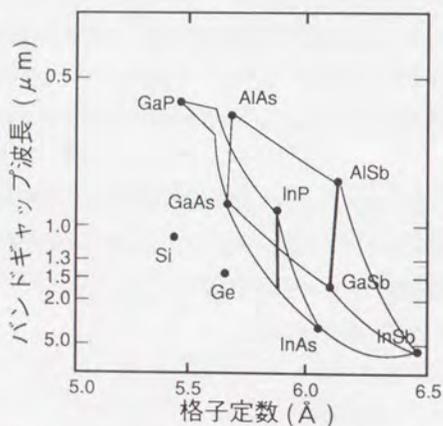


図2-6 種々の半導体のバンドギャップと格子定数²⁻⁸⁾

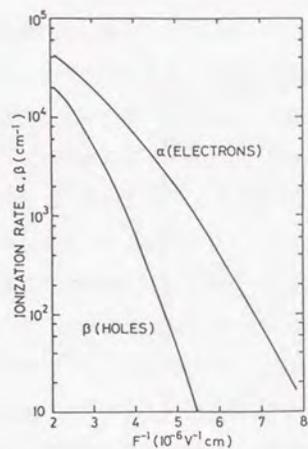


図2-7 Siのイオン化率の電界依存性²⁻⁹⁾
現在の知られている半導体の内で最良のイオン化率比を示す。

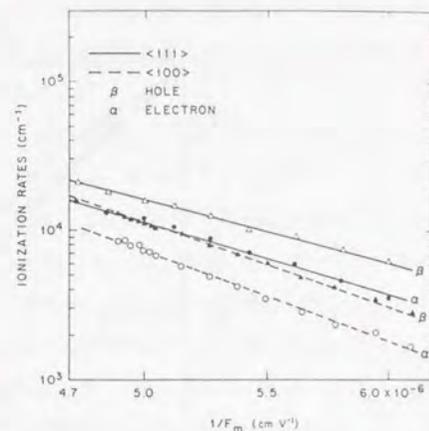


図2-8 Geのイオン化率の電界依存性²⁻¹⁰⁾
バンドギャップが狭いため $1 \mu\text{m}$ 帯用APDとして実用化されているがイオン化率比はSi程良くない。

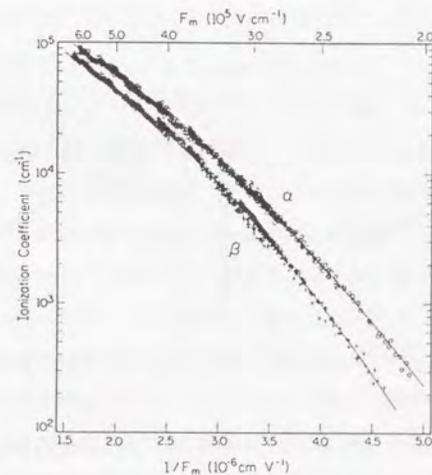


図2-9 GaAsのイオン化率²⁻¹¹⁾ III-V化合物半導体としては、最も幅広く使われているものであるが、 $1 \mu\text{m}$ 帯に感度がないためにAPDとしてはほとんど使われない。

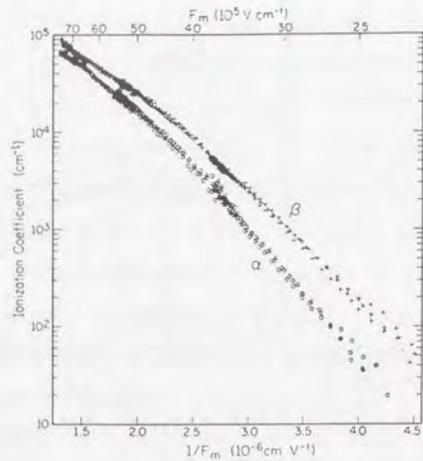


図2-10 InP のイオン化率²⁻¹²⁾の電界依存性
In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}系では最良のイオン化率比を示す。

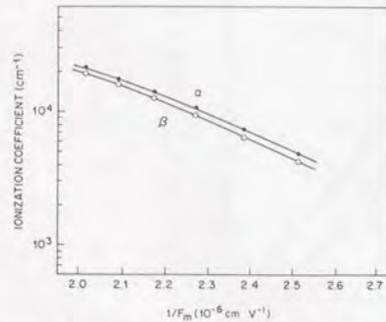


図2-11 In_{0.18}Ga_{0.82}As_{0.39}P_{0.61}
のイオン化率²⁻¹³⁾の電界依存性

Asの組成が増えていくに従って、 $\beta > \alpha$ から $\beta < \alpha$ に変化する。

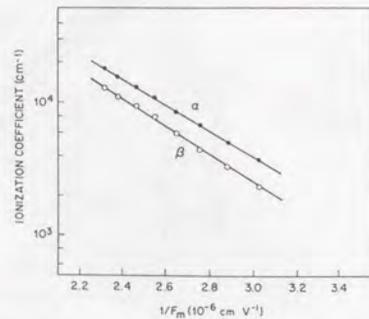


図2-12 In_{0.33}Ga_{0.67}As_{0.70}P_{0.30}
のイオン化率²⁻¹⁴⁾の電界依存性

かなり詳しく調べられている。図2-9²⁻¹¹⁾に示されるように電子のイオン化率が正孔のイオン化率を上回るが、1 μ m 帯の光に対しては透明である。またGaAsに格子定数が合う材料で、1 μ m 帯の光を吸収できる材料は存在しない。

1 μ m 帯光通信用半導体レーザー材料として用いられているInP 及びこれに格子整合するIn_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}のイオン化率を図2-10から図2-12に示す²⁻¹²⁾²⁻¹³⁾²⁻¹⁴⁾。InPからInGaAsに近づくに従って $\beta > \alpha$ から $\alpha > \beta$ になっているが、イオン化率比はInP がこの材料系の中では最大で2であり、Geに比べて大きい。InP は、1 μ m 帯の光に対して透明であるが、InGaAsを光吸収層としInP を増倍層に取った構造(SAM構造)で、実用化されている²⁻¹⁵⁾。しかしながらSiほど十分にイオン化率比が取れている訳ではない。

以上のように1 μ m 帯光通信用APD材料として、イオン化率比が大きくAPDの雑音特性、周波数特性を大幅に改善できるような半導体材料は見いだされていない。

2-8 Al_xGa_{1-x}Sbのイオン化率決定の現状

図2-6に示されているように、1 μ m 帯の光が受信可能なIII-V半導体混晶として、InP に格子整合するInGaAsP の他にGaSbに格子整合するAl_xGa_{1-x}Sbがある。この材料のイオン化率は、Alの組成の多いところではLaw 等によって²⁻¹⁶⁾、Alの組成の少ないところではHildebrand等のグループ²⁻¹⁷⁾²⁻¹⁸⁾及びZhingarev 等のグループ²⁻¹⁹⁾によって測定されている。このイオン化率の測定報告例を図2-13²⁻¹⁶⁾・図2-14²⁻¹⁷⁾・図2-15²⁻¹⁹⁾に示す。図2-13のようにAlの組成の大きなところでは、イオン化率比は2程度と他の半導体と殆ど変わらない。Alの組成の少ないところでは図2-14・図2-15で示されているように他の半導体と様相が異なる。特定のAl組成で、正孔のイオン化率が著しく大きい。図2-16には、Al組成と測定温度をバンドギャップエネルギーE_gとスピンスプリットオフエネルギー Δ の比に換算し、これに対しイオン化率比をプロットしてある²⁻¹⁸⁾。 $\Delta = E_g$ となるところでイオン化率比が極度に大きくなっている。Hildebrand等は、これを共鳴イオン化と呼んでいる。 $\Delta = E_g$ 近傍では20倍を超えるイオン化率比を得ている。もしこの値が事実であり、APDに利用できればかなりの特性改善が期待できる。Zhingarev 等もGaSbを77K まで冷やすことにより $E_g = \Delta$ の状況を作りだし似たような結果を得ている。

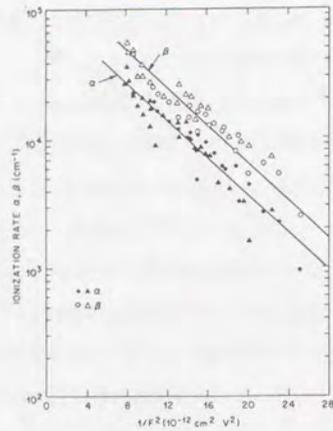


図2-13 $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{Sb}$ のイオン化率²⁻¹⁶⁾の電界依存性
他の半導体のイオン化率比とほとんど変わらない。

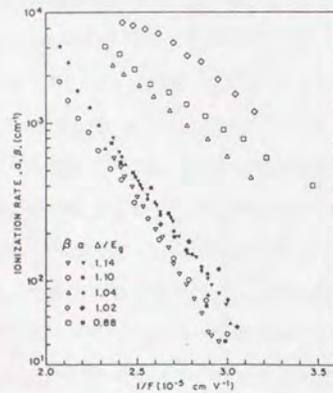


図2-14 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率²⁻¹⁷⁾の電界依存性
 $\Delta/E_g=1.14$ は $x=0$ $T=300\text{K}$, $\Delta/E_g=1.10$ は $x=0.015$ $T=300\text{K}$,
 $\Delta/E_g=1.04$ は $x=0.052$ $T=320\text{K}$, $\Delta/E_g=1.02$ は $x=0.052$ $T=300\text{K}$,
 $\Delta/E_g=1.14$ は $x=0.052$ $T=80\text{K}$, でそれぞれ測定されている。

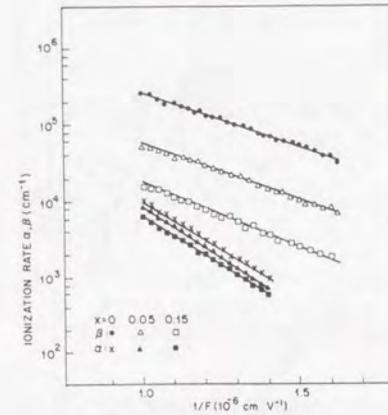


図2-15 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率²⁻¹⁹⁾の電界依存性
測定は、 $T=77\text{K}$ でなされている。

しかしながら、これらのイオン化率の測定結果は、APDの特性を決定できるほど充分確定したものとは言えない。HildebrandとZhingarevでは、Alの組成が類似の領域で測定されているにもかかわらず、同じイオン化率を与える電界が一桁以上異なっている。同一電界では、二桁以上異なることになる。Alの組成が異なっているにしても、Law等の測定値とも差が余りに大きすぎると考えられる。またHildebrandらの測定は、電界が低く、イオン化率の絶対値の極めて小さいところで行われている。この電界値でのイオン化率をそのまま実用に用いることはできない。さらにHildebrandとZhingarevの測定の一部は、低温でなされている。温度が変化するとキャリアの散乱が少なくなるためイオン化率も変化する。低温・低電界は、電子と正孔のイオン化閾値エネルギーの差によるイオン化率の違いを大きくする方向であり常温・実用電界でのイオン化率比を正しく反映していない可能性がある。また電子ビームをメサの側面に当てて正孔注入を実現しており、これにより発生した正孔は、電界の均一な領域に注入されていない可能性があること、拡散によって形成されたPIN接合を用いているにもかかわらず、I層の濃度を無視し完全なPIN

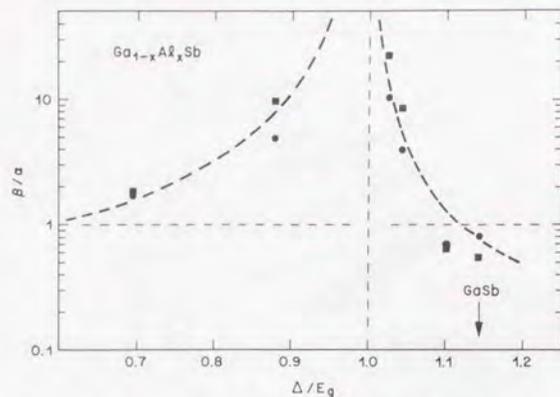


図2-16 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率比のAl組成依存性²⁻¹⁸⁾

図2-14のデータを整理したもの

近似でイオン化率を導出しおり、電界を過小評価している可能性があることなど、実験的な問題も含んでいる。これらのことから考えると、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率を、室温において、正確に電界を見積もって、厳密に測定することが必要と考えられる。

さらに、イオン化率が雑音特性、増倍帯域幅積特性を決定する主要物理パラメータであるにもかかわらずこれらの測定は全くなされていない。

また理論的にも、 $\Delta = E_g$ での正孔のイオン化率増大の現象はうまく説明されていない。Hildebrand等は、 $x=0.065$ でのイオン化率の増大を、この組成でスピン軌道分離エネルギー Δ がバンドギャップエネルギー E_g に等しくなるため、ホールイオン化閾値エネルギーが最小になるためと説明している²⁻¹⁸⁾。しかしながらKasemset²⁻²⁰⁾はHildebrandの閾値の考えに疑問を呈している。Brennan²⁻²¹⁾等は、モンテカルロシミュレーションによる計算で、Hildebrandのデータを説明するには、閾値の最少化だけでは不十分で、スピンスプリットオフバンドでのイオン化確率（ k 空間の中でイオン化が可能な点にいるキャリアが単位時間当たりイオン化を起こす確率）の増大とヘビーホールバンドースピンスプリットオフバンド間の適度な散乱確率を仮定する必要があると主張した。しかしイオン化確率の増大の理由については言及していない。Capasso²⁻²²⁾は、 Γ 点ではイオン化過程で

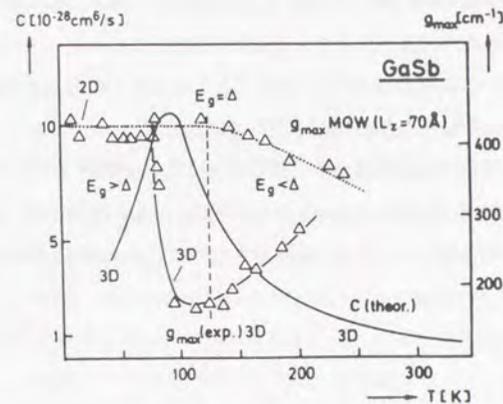


図2-17 GaSb半導体レーザの利得の温度依存性²⁻²⁵⁾

本データはMQWの場合依存性がないことを示すことに主眼が置かれているが、3D(バルク)GaSbの場合に、 $E_g = \Delta$ となる100 K前後で利得が低下することを示すデータも同時に示されている。3Dのオージェ再結合レートの理論線は文献²⁻²⁴⁾による。

の運動量の変化が非常に小さいという事実で、この点のイオン化確率の増大が説明できると述べている。Jiang²⁻²³⁾等は、上記の効果には、三元の混晶化によるバンドの対称性のずれが加わらなくてはいけないとした。しかし、CapassoとJiangの議論は、散乱確率までは含まれていない。

理論的に不明なため、共鳴イオン化現象なるものの定義も曖昧なままとされている。Hildebrandらの用いている意味は、 $\Delta = E_g$ となる組成もしくは温度での正孔のイオン化率の増大であったが、Capassoらは、 $\Delta = E_g$ でのスピンスプリットオフバンドの頂点でのイオン化確率の増大という意味で用いているようである。

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の共鳴イオン化現象に良く似た現象として、半導体レーザの利得等に大きな影響を与えるオージェ再結合レートが $\Delta = E_g$ となる組成や温度で増加することがあげられる。このことは理論的に予測され²⁻²⁴⁾、実験的に観測されている(図2-17)²⁻²⁵⁾。オージェ再結合過程は、イオン化過程の逆過程と考えられるので、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の共鳴イオン化

現象を側面から支持するものと考えられる。しかしながら、オージェ再結合が問題となるキャリアが高注入された半導体と、イオン化現象が問題となるキャリアがほとんど枯渇化しかつ高温となっている高電界印加時の半導体では、キャリアの分布が大きく異なっており、共鳴イオン化現象が起きる直接の証拠にはならない。

実験上の問題点、理論的な考察は、後の章でさらに詳しく議論するが、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ のイオン化率に関する検討は、以上述べたように充分ではない。実験的には、精密な測定とAPD特性との対比、理論的には、スプリットオフバンドでのイオン化機構の解明が必要であるとえられる。

2-9 結論

この章では、従来の理論に基づいて、APDの動作機構について言及し、光通信システムの高速度において最も改善の求められている過剰雑音係数、増倍帯域幅積が、イオン化率比の大小によって決定されることを示した。種々の半導体のイオン化率について概観し、APD用半導体材料として大幅な特性改善が期待できるものが得られていないこと、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ がその候補の一つであるが、そのイオン化率が未だ確立していないことを示した。 $E_g = \Delta$ となる組成で、正孔のイオン化率が共鳴的に大きくなることが示唆されているが、実験的にも理論的にも検討の余地があることを述べた。

以上、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ 系のイオン化率を決定し、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ -APDの特性を検討することの必要性を明らかにした。

第3章 $Al_xGa_{1-x}Sb$ のSb溶液からの液相エピタキシャル成長

3-1 緒論

$Al_xGa_{1-x}Sb$ のイオン化率を決定しAPD特性を評価するためには、結晶成長法の開発から始める必要がある。広範囲の電界領域でイオン化率を測定するには増倍層のキャリア濃度の異なったAPDを制御性よく作製する必要があるが、このためには不純物を添加しない状態でキャリア濃度、すなわちバックグラウンドキャリア濃度が低い結晶が必要となる。

$Al_xGa_{1-x}Sb$ 単結晶を得る場合、GaSb基板にエピタキシャル成長を行うのが一般的である。 $Al_xGa_{1-x}Sb$ のGaSb基板上への成長方法としては、分子線エピタキシャル成長法(MBE)、有機金属気相エピタキシャル成長法(MO-CVD)、Ga溶液からの液相エピタキシャル成長(LPE)などの報告があるが、いずれの場合も不純物を添加しない状態で導電型はP型で濃度が 10^{16}cm^{-3} 台と極めて高い³⁻¹⁾³⁻²⁾。この理由は、Sb空孔にGaが入った欠陥が非常に出来やすいためと考えられている³⁻³⁾。Sb空孔の生成が成長時に発生するならば、これを抑えるためにはSb溶液からの成長が有効と考えられるが、この試みはエピタキシャル成長としては全くなされていない。

本章では、Sb溶液からの $Al_xGa_{1-x}Sb$ の液相エピタキシャル成長を初めて試みた結果について記し、この成長法によりバックグラウンドキャリア濃度の低い良好な結晶が得られることを明らかにする。まず、GaSb二元系で、Sb溶液からの成長の特長を明らかにし、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ においても有効であることを示す。また組成・成長層厚の制御を可能とするため正確な固相線、液相線を実験的に求めた結果や、成長速度、表面状態、ドーピング特性等、成長時の基本的な情報についても記し、組成、成長層厚、キャリア濃度などが制御されたエビ結晶が得られることを示す。

3-2 実験方法

各エピタキシャル層は、(100)又は(111)BのGaSb基板上に成長した。ミスオリエンテーションは 0.5° 以下、エッチピット密度は、 10^3 以下の基板を用いた。基板は、Gaの酸化膜を塩酸で取り除いたあとBrのメタノール溶液でエッチングした。水でリンスすると再び

酸化してしまうため、メタノールでリンスをおこない、N₂ガスで乾燥させたあとボードにセットした。

成長に用いたGa, Al, Sbの純度は、すべて6 N 以上であった。パッチメルト法³⁻⁴⁾を用いて全てのメルトを作製した。この方法によりメルト組成の高精度の制御が可能となった。Ga溶媒の場合この方法は使えず、Sb溶媒のメリットの一つと考えられる。成長等には、伝統的なカーボンスライドボードシステム³⁻⁴⁾を用いた。酸化を防ぐため、実験は全て水素雰囲気中で行われた。

3-3 GaSb二元系におけるSb空孔に関連した欠陥の挙動

GaSb二元結晶においては、Woelk 等のグループにより、Ga、Sb溶液両方から成長が行われ、Sb空孔に関連した欠陥がSb溶液から成長することにより減少することが示唆されている。本研究においても、これを確認するため、実際に、両方の溶液で成長を行い、比較を行った。

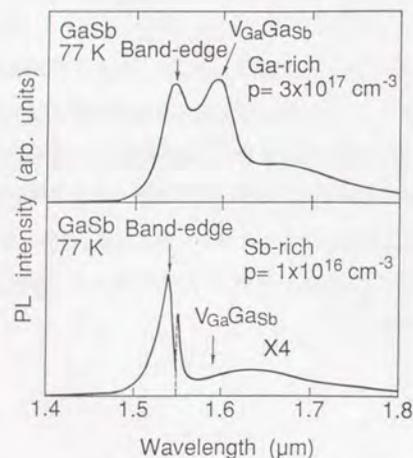
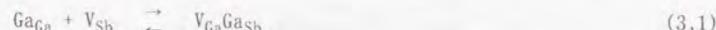


図3-1 GaSbのPLスペクトル 上段はGa溶液から成長した場合、下段はSb溶液から成長した場合の77KでのPLスペクトルを示している。

図3-1上段には、Ga溶液から成長したGaSbのPLスペクトルを示してある³⁻⁵⁾。大きな特徴はバンド端からの発光より30meV 長波長側に大きな発光が観測されることである。これは、Ga-vacancyとGaのanti-site の複合欠陥による発光といわれているものである。このときのバックグラウンドキャリア濃度は $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ であった。

一方、図3-1下段は、GaSb二元結晶をSb溶液から成長したものである。バンド端の発光から 30meV下の発光は、4 倍にレンジを拡大しても全く観測されていない。この時のバックグラウンドキャリア濃度は $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ まで低下した。

Sb溶液からの成長により欠陥が抑制される機構については次のように考えられる。



Ga-vacancyとGaのanti-site の複合欠陥 $\text{V}_{\text{Ga}}\text{Ga}_{\text{Sb}}$ は、正しいサイトにあるGaがSb-vacancy V_{Sb} に移動することにより形成されると考えられる。Sb-vacancyは、Sb原子が interstitialなサイト Sb_{i} に入ることにより形成される。Sb溶液から成長することにより、interstitialなサイトにあるSb原子が増え、反応が右方向に進むためSb-vacancyを減少させることになる。Sb-vacancyが減少すると、複合欠陥も減少することになる。

3-4 Al-Ga-Sb系の固相・液相間の安定性と相図作成

二元系で、Sb溶媒から成長することの有効性が確認できたので、次に三元系の成長を行った。液相エピタキシャル成長を制御性良く行うためには、正確な相図が必要となる。Sb溶媒でのAl-Ga-Sbの正確な相図は存在しないため、まずシードディソリューション法で液相図の作成をおこなった。

シードディソリューション法を用いるにあたりシードディソリューションを行った後の溶液中のGa組成の変化を、ディソリューション時間の関数として調べた。結果を図3-2に示す³⁻⁶⁾。Ga組成は4 時間にわたって変化していない。このことはシードディソリュ

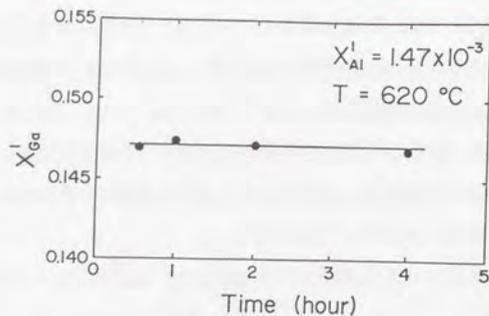


図3-2 ディソリューション時間に対する溶液中のGaの変化 Ga溶媒でのディソリューションの場合と異なって、Sb溶媒でのディソリューションの場合、シードが溶けつづけるということはない。

ション法で、Sb溶媒の液相図を決定できることを示している。Ga溶媒を用いた場合、シードは、時間とともに溶けつづけて、系は真の熱平衡状態に到達できないことが実験的に示されており³⁻⁷⁾、Sb溶媒のほうがGa溶媒に比べ、液相エピタキシャル成長しやすいといえる。

決定された液相線図を図3-3に示す³⁻⁶⁾。Nahory等によって計算された液相線³⁻⁸⁾を点線で示してあるが、計算と実験の差は、Ga領域で決定されたパラメータ³⁻⁹⁾がSb領域にたいしてずれがあるためと考えられる。

ディソリューション法で作成された飽和溶液をそのまま成長することにより固相線を決した。成長された $Al_xGa_{1-x}Sb$ 層は77Kのフォトルミネッセンスと、2結晶X線回折法による $\Delta a/a$ の測定を行い組成の決定を試みた。典型的なエピのフォトルミネッセンスのスペクトルを図3-4に示す³⁻⁶⁾。Ga溶媒から成長した場合にメインピークより30 meV低い所に観察されるSb空孔に関連していると考えられる発光³⁻¹⁰⁾が全く観測されていない。

図3-5には、典型的な2結晶X線回折のロッキングカーブを示す³⁻⁶⁾。エピ結晶の半値幅は基板結晶のそれとほぼ同じであり、良好な結晶が得られている。図3-6には、フォトルミネッセンスのピークのエネルギーとロッキングカーブから得られた格子不整合

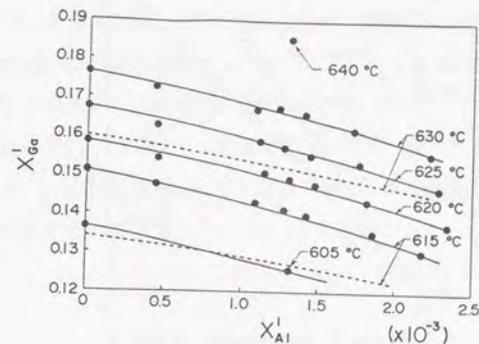


図3-3 Sb-rich 領域での $Al_xGa_{1-x}Sb$ 液相線

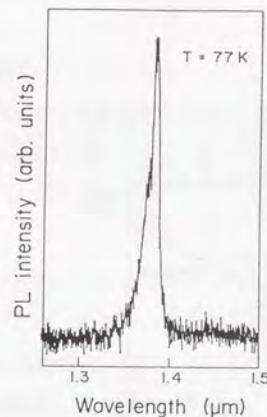


図3-4 Sb-rich 領域から成長した $Al_xGa_{1-x}Sb$ のフォトルミネッセンス

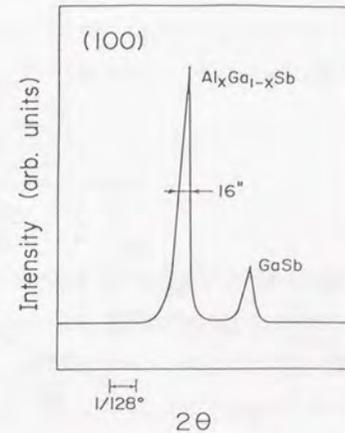


図3-5 二結晶X線回折のロッキングカーブ

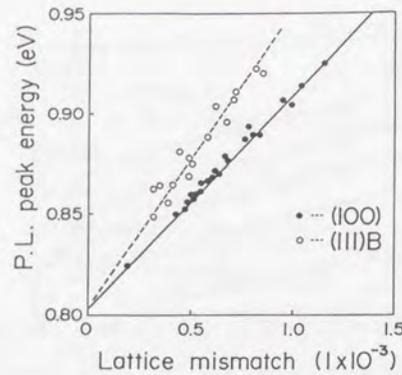


図3-6 フォトルミネッセンス対格子不整合

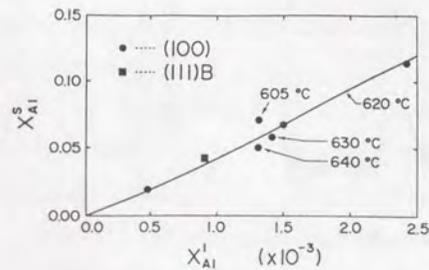


図3-7 Sb-rich 領域での $Al_xGa_{1-x}Sb$ 固相線図

の値の関係を示す³⁻⁶⁾。この図において、幾つかの層は、(100)基板と(111)B基板に同時に成長されている。同時成長したこのような層は、ほぼ同じPL波長であり、(100)と(111)Bの差は、格子不整合の差と考えられる。(100)基板においては、GaSbのポアソン比0.3を用いた弾性歪みの効果を考慮すると³⁻¹¹⁾³⁻¹²⁾³⁻¹³⁾、2結晶X線回折法からベガード則を用いて得たAl組成と、PL波長から得たAl組成は一致した。(100)と(111)Bの格子不整合の差は、(100)と(111)Bのポアソン比の差と考えられる³⁻¹⁴⁾。

以上に述べたように、Al組成をベガード則からもとめると面方位によるポアソン比の差が入り込むと考えられる。このような理由から、Al組成は、フォトルミネッセンスから求めることにした。フォトルミネッセンス波長とAl組成の関係は以下の式で与えた²⁻¹⁸⁾。

$$E_g = 0.814 - 3.8 \times 10^{-4} \cdot T + (1.506 + 4 \times 10^{-5} \cdot T) x \quad (3,3)$$

ここで、 E_g は Γ 点でのバンドギャップ、 x はAlの固相組成である。この式は、GaSbとAlSbの値³⁻¹³⁾を直線補間したものになっている。 $Al_xGa_{1-x}Sb$ のバンドギャップの非線型性はそれほど大きくないので³⁻¹⁵⁾、 x 値の小さい領域では比較的よい近似になっていると考えられる。図3-7には、以上のようにして決定した固相線を示している。Nahory等³⁻⁸⁾のパラメータを用いた計算結果と良く一致した。

3-5 成長速度

実際のデバイス作製にあたってはエピ層の厚みをコントロールすることが必要になる。過冷却度と成長時間を変えて成長速度の測定を行った。図3-8に結果を示す³⁻⁶⁾。(111)Bと(100)基板では、成長速度に差はなかった。過冷却度が大きい場合もしくは、成長時間が短い場合は、成長層厚は成長時間の1/2乗に比例している。また成長時間が長い場合は成長層厚は成長時間の3/2乗に比例している。このことは、成長が拡散に律速されることを示している。三元溶液が疑似二元と考えられる場合、成長時間と成長厚の関係は以下の様に表される³⁻¹⁶⁾。

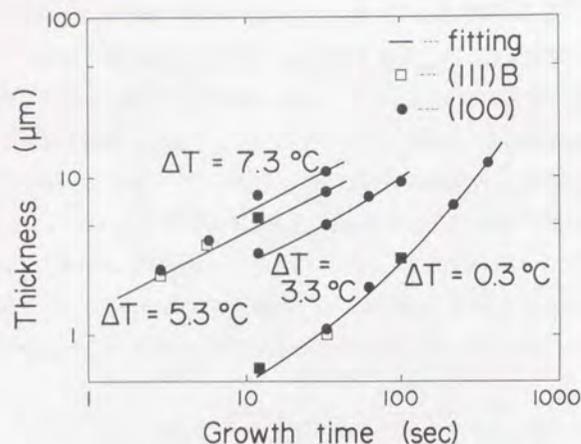


図3-8 成長時間及び過冷却度と成長層厚の関係

$$d = \frac{1}{C_s M_s} \left(\frac{D_s}{\pi} \right)^{1/2} \left(2\Delta_e t^{1/2} + R_c t^{3/2} \right) \quad (3.4)$$

ここで C_s は成長を制限している溶質の濃度、 M_s は液相線の傾き、 D_s は溶液中の溶質の拡散係数、 Δ_e は過冷却度、 R_c は、冷却速度、 t は成長時間である。 $Al_xGa_{1-x}Sb$ は、疑似二元系と考えられ、上記の式にあてはまると考えられる。 D_s と M_s をフィッティングパラメータとして上記の式をフィッティングしたのが、図3-8中の実線である。 Al の拡散が成長速度を制限しているとする、 M_s は、

$$\frac{1}{M_s} = \left(\frac{dX_{Al}}{dT} \right) = \left\{ 1 - \left(\frac{\partial X_{Al}}{\partial X_{Ga}} \right) \left(\frac{\frac{1}{2}(1-x) - X_{Ga}}{\frac{1}{2}x - X_{Al}} \right)^{-1} \right\} \left(\frac{\partial X_{Al}}{\partial T} \right)_{X_{Ga}} \quad (3.5)$$

である。ここで、 X_{Al}^l, X_{Ga}^l はそれぞれ液相中の Al, Ga の組成である。この式をもちいると、 Al の拡散係数は、 $1.0 \times 10^{-4} \text{cm}^2/\text{s}$ と見積もることができる。

以上のように Sb 溶液から $Al_xGa_{1-x}Sb$ を成長する場合も、過冷却度と成長時間を制御することで成長層厚を制御することが可能であることがわかった。

3-6 表面状態

APD作製のためには、良好な結晶表面が必要である。表面に凹凸があると拡散の深さの不均一を引き起こし、形成した接合全体に均一に電界がかからない可能性がある。

表面状態は、基板面方位と成長開始時の過冷却度に強い依存性があった。図3-9は面方位と過冷却度を変えた時の成長層の表面のノマルスキー顕微鏡写真を示す³⁻⁶⁾。

(100)基板の場合、過冷却度が小さいと、図中Aで示されるような未成長ピットが観測される。過冷却度が大きくなると未成長ピットは減少する。

(111)B基板では、過冷却度が小さい場合には、波状のパターンが観測された。図中Bで示されるような未成長ピットも観測されたが、(100)基板の場合と形状が異なる。過冷却度を上げるにつれて、波の間隔が小さくなって滑らかな面が得られた。

以上のように、(111)B面基板を用い、過冷却度を大きく取ることにより良好な表面状態を得られることが分かった。

3-7 バックグラウンドキャリア濃度特性

不純物のドーブされない状態での成長層はP導電型であることを、四端子法により確認した。高抵抗の $GaSb$ 基板は現時点では存在しないため、ホール測定によって濃度を評価することはできない。このため、不純物のドーブしない成長層の濃度は、エピ層を n^+ 基板に成長して円形のメサを切り、 n^+p^- ダイオードの作製し、 $C-V$ 特性から評価した。 Al 組成依存性を図3-10に示す³⁻⁶⁾。濃度はほぼ $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ で Al の組成に依存しなかった。この値は、同じ成長温度で Ga 溶媒から成長したもの比べてはるかに小さく³⁻¹⁷⁾ $MO-CVD$ などの他の成長方法から成長されたものと比べても充分小さい。 S のような Sb ムルトに存在す

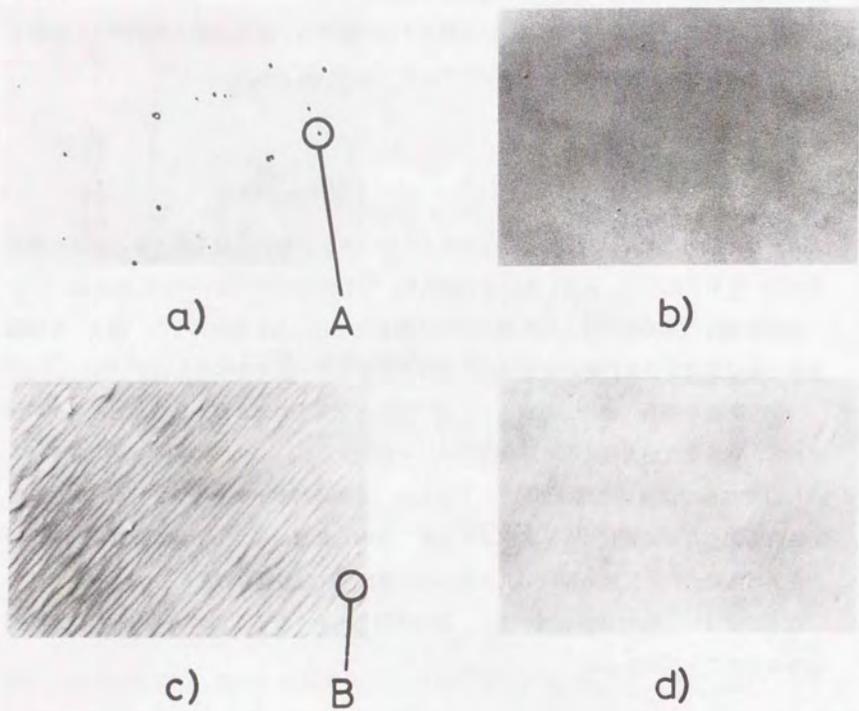


図3-9 表面状態の成長速度・面方位依存性

- a) (100)基板 過冷却度 0° b) (100)基板 過冷却度 5°
 c) (111)B基板 過冷却度 0° d) (111)B基板 過冷却度 5°

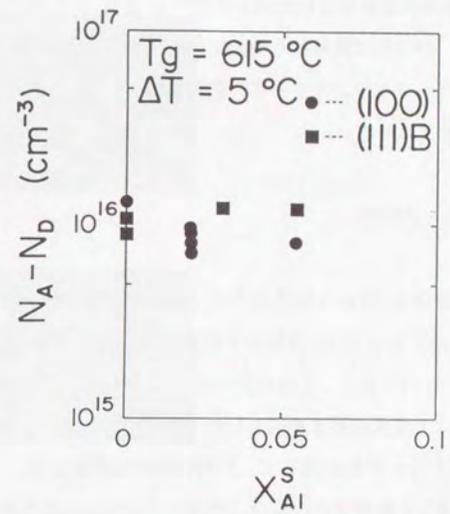


図3-10 成長層バックグラウンド濃度のAl依存性

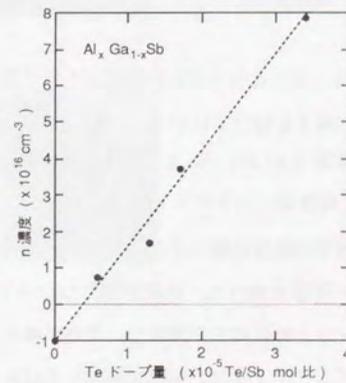


図3-11 Teのドーピング特性

るn型不純物はSIMS分析は検出されなかった³⁻⁵⁾。また 3-4 節で示したようにフォトルミネッセンスでは、Sb空孔に関係した欠陥に相当するピークは観察されていない。このことから考えて低いバックグラウンドキャリア濃度が得られたのは、Sb空孔に関連した欠陥が抑圧されたためと考えられる。

3-8 ドーピング特性

バックグラウンド濃度はp型の $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ で、従来に比べて低い値であるが、充分ではない。又、接合を形成するうえで、n型の方が都合の良い場合もあり得る。コンベンションのためn型ドーパントとしてTeのドーピングを行った。Teの液相中の組成と成長された結晶中のキャリア濃度の関係を図3-11に示す。n型のサンプルの濃度は、表面にZnを拡散して、 p^+n ダイオードを作製して、 $C-V$ 特性から評価した。一部のサンプルは、Auショットキーを形成し、拡散接合の場合と濃度が変わらないことを確認してある。キャリア濃度は、液相中のTeの組成に比例して変化しており、Teの組成が 4×10^{-6} の所で、p型からn型に遷移して、コンベンションされることがわかった。

3-9 エピタキシャル成長層厚とミスフィット転位の関係

AlSb と GaSb の格子定数は、近いとはいえ0.6%の差が存在する。 $x=0.06$ 近辺の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ でも基盤との間に 3×10^{-4} の格子定数のずれがある計算になる。このため、エピタキシャル層が厚くなると、 GaSb 基板と $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ エピタキシャル層が厚くなると、 GaSb 基板、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ エピタキシャル層界面に大きなストレスがかかり、ミスフィット転位が発生する可能性がある。成長層厚の限界を調べるため、エピタキシャル層厚を変え、X線トポグラフィを取って、転位の状態を調べた。結果を図3-12に示す。エピタキシャル層が $2.7 \mu\text{m}$ を越えるとミスフィット転位がやや発生し、厚みが増えると急激に増加する。一方、 $1.4 \mu\text{m}$ の厚さでは、全くミスフィット転位が発生していない。このことから、エピタキシャル層を $1.4 \mu\text{m}$ 以下に抑えれば、完全にミスフィット転位フリーにすることができるとわかった。



$t = 4.6 \mu\text{m}$



$t = 3.6 \mu\text{m}$



$t = 2.7 \mu\text{m}$



$t = 1.4 \mu\text{m}$

x 10 倍

図3-12 エピタキシャル層の厚みによるミスフィット転移の状態

Sb溶媒からの $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の液相エピタキシャル成長をはじめて行った。Sb溶媒から成長することにより従来の方法に比べてバックグラウンドキャリア濃度が低い結晶を初めて得ることができた。これは、Sb空孔に関連した欠陥の生成が抑制されたためと考えられる。また正確な固相線・液相線を実験的に求め組成・成長層厚の制御を可能とした。Sb溶媒からの $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の成長も、従来の他の混晶半導体の液相成長の場合と同様に疑似二元系のモデルで説明出来ることがわかった。表面状態に関しても面方位・過冷却度を制御することにより良好な表面を得ることができた。これによりイオン化率測定、APD特性評価のための低キャリア濃度の増倍層をAl組成キャリア濃度厚み等を制御して作成することが可能となった。

4-1 結論

第2章で述べたように、APDの過剰雑音係数や増倍帯域幅等の主要特性を決める上でイオン化率が重要となる。精度良くイオン化率を決定するためには、良好なアバランシェ増倍を起こすp-n接合すなわちAPDを作ること、電子と正孔の純粋注入条件を確保すること、量子効率の電圧依存性を取り入れること、空乏層内の電界分布を正確に考慮することが必要となる。しかしながら、従来の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率測定においては、APDの主要特性を決定できるほど充分厳密に測定はなされていない。

本章では、従来行われていた $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率測定における問題点について述べた後、前章で作製したバックグラウンドキャリア濃度の低い結晶を用いることにより低暗電流・高増倍率の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ -APDを作成することができることを示す。つぎに、このAPDを用い、従来の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ 測定の問題点に鑑み、イオン化率測定要件を充分考慮したイオン化率の測定を行い、イオン化率を実験的に確定した結果について記述する。また従来報告されている共鳴イオン化現象についても得られた実験結果をもとに検討を加える。

4-2 従来の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率の測定の問題点

従来の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率の測定結果は、以下に記すような問題点があり、これを用いてAPDの特性を決定することはできない。

Hildebrandらの測定は、電界が低く、イオン化率の絶対値の極めて小さいところで行われている。この電界値でのイオン化率をそのまま実用に用いることはできない。これらのイオン化率の値を用いて、APDを設計すると増倍領域が著しく長くなり、増倍帯域幅が低下するため実用には耐えない。イオン化率の絶対値が $1 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ 程度以上の所で測定がなされる必要がある。

さらにHildebrandとZhingarevの測定の一部は、低温でなされている。温度が変化するとキャリアの散乱が少なくなるためイオン化率も変化する。実用上、APDは、室温付

近で用いられるため、室温付近でのイオン化率を決定することが必要である。また、低温低電界は、電子と正孔のイオン化閾値エネルギーの差によるイオン化率の違いを大きくする方向であり常温実用電界でのイオン化率比を正しく反映していない可能性があり、室温実用電界での共鳴イオン化の効果の大小を議論するのも、問題があると考えられる。

さらに、上記の問題とは別に、測定精度の問題がある。HildebrandとZhingarev ではAlの組成が似たようなところで測定されているにもかかわらず同じイオン化率を与える電界が一桁以上異なっている。同一電界では、二桁以上異なることになる。Alの組成が異なっているにしてもLaw等の測定値とも差が余りに大きすぎると考えられる。これは、以下のような測定上の問題点が含まれているためと考えられる。

一つの問題は、イオン化率測定時の電界の見積りである。イオン化率は、増倍層に電子を注入した時の増倍率と正孔を注入した時の増倍率から求められるが、彼らは、これらの増倍率からイオン化率を求めるにあたって以下のような式を用いている。

$$\beta(E) = \frac{1}{w} \left(\frac{M_p(V)-1}{M_p(V)-M_n(V)} \right) \log_e \left(\frac{M_p(V)}{M_n(V)} \right) \quad (4.1)$$

$$\alpha(E) = \frac{1}{w} \left(\frac{M_n(V)-1}{M_n(V)-M_p(V)} \right) \log_e \left(\frac{M_n(V)}{M_p(V)} \right) \quad (4.2)$$

この式は、第2章の式(2.6)及び電子注入の場合に対して式(2.6)の α 、 β を入れ換えた式を、増倍領域内部でイオン化率が一定として解くことにより求められているものである。このため、増倍領域の電界強度が一定として求められる。拡散によって形成されたPIN接合を用いているにもかかわらず、I層の濃度を無視し完全なPIN近似でイオン化率を導出しおり、電界を過小評価している可能性がある。

さらに、PIN近似では、空乏層の電圧による変動が考慮されていないため、キャリアの注入効率の電圧依存性が考慮されていないという問題もある。このことは、イオン化率の過大評価につながっている可能性がある。

また電子ビームをメサの側面に当てて正孔注入を実現しており、最初から高いエネルギーのキャリアが注入されている可能性があること、これにより発生した正孔は、電界の集中しやすいエッジ付近に注入され、電界の均一な領域に注入されていない可能性がある

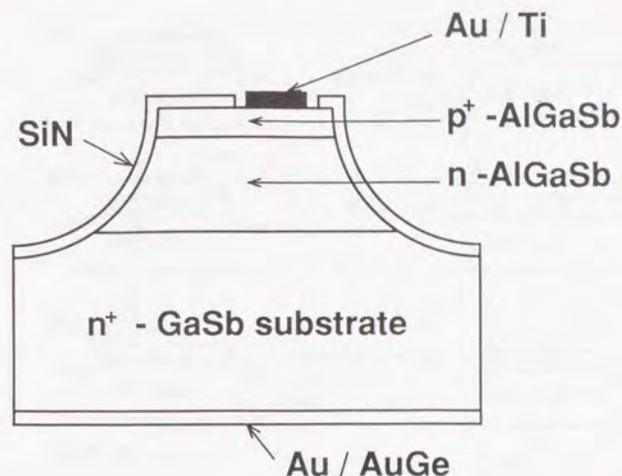


図4-1 測定に用いた素子構造図

等の問題もある。

以上のことから考えて、従来の測定ではAPDの特性を検討するには充分ではなく、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ のイオン化率を室温で正確な電界を見積もって厳密に再評価することが必要と考えられる。

4-3 測定素子作成

イオン化率測定用に作製したAPDの構造を図4-1に⁴⁻¹⁾、素子作製の工程を図4-2に示す。 $Al_xGa_{1-x}Sb$ 層は、第3章に述べた様に、Sb溶媒からの液相エピタキシャル成長法によりGaSb基板上に成長した。Teを不純物として添加することによりキャリア濃度を、 $n=1.6 \times 10^{15} - 2.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の間で変化させた幾つかのサンプルを用意した。Alの組成は、後で述べるフォトエレクトロリフレクタンス測定により、室温で $E_g = \Delta$ になっていると期待できる0.06とした。

成長温度が高いため、成長時のp不純物の拡散が予想され、成長接合では急峻なp-n接合

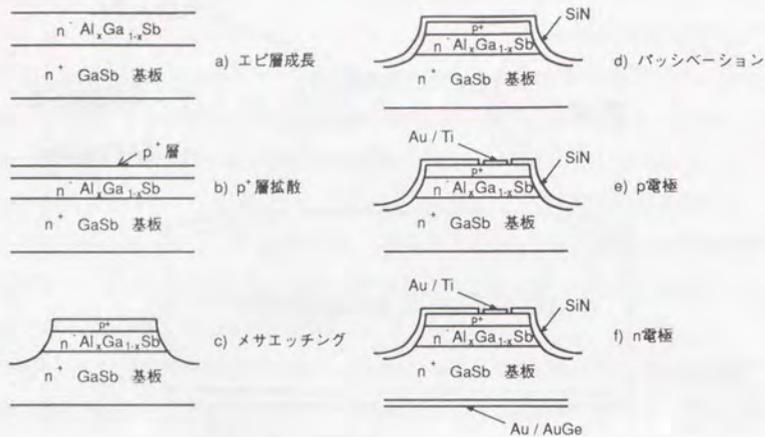


図4-2 素子作製の工程

を形成することは困難と考えられる。このため、p-n接合は、封管による気相拡散法を用いて結晶表面にZnを不純物拡散することにより形成した。拡散ソースとしては、 Zn_3Sb_2 を用い、 500°C で20分の拡散を行った。拡散により形成されたp⁺層の厚みと濃度が、それぞれ $0.6\ \mu\text{m}$ 、 $p > 5 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ であることを四端子法により確認した。図4-3には、一時間の拡散を行った時の拡散層の深さ方向の濃度分布を示す。イオン化率の測定には急峻な接合の方が、電界の見積りが容易であるが、一時間の拡散でも距離が $0.1\ \mu\text{m}$ の範囲で濃度が $1 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ 以上変化する拡散プロファイルが得られており、20分の拡散では、片側階段接合と近似出来る急峻なp⁺層ができてることが期待できる。

ダイオードの素子間分離には、メサ構造を用いた(メサ径 $80\ \mu\text{m}$)。メサエッチングには、Brのメタノール溶液を用い、メタノールで置換した。メサ表面は、プラズマCVD法を用いてSiN保護膜を形成した。図4-4には、SiN保護膜形成直前の処理の違いによる暗電流の違いを示す。Brのメタノール溶液によってメサエッチングを行なった後、メタノールでリンスした場合に比べて、 H_2O でリンスした場合暗電流は大幅に増加する。Brのメタノール溶液以外の他の H_2O を含むエッチング液を用いた場合も同様であった。 H_2O があると表面にGaの

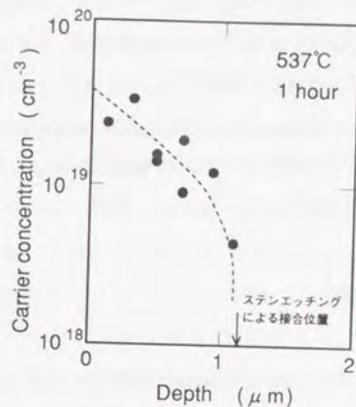


図4-3 Znの拡散プロファイル 500°C 、1時間の拡散を行った後の濃度プロファイルを示す。

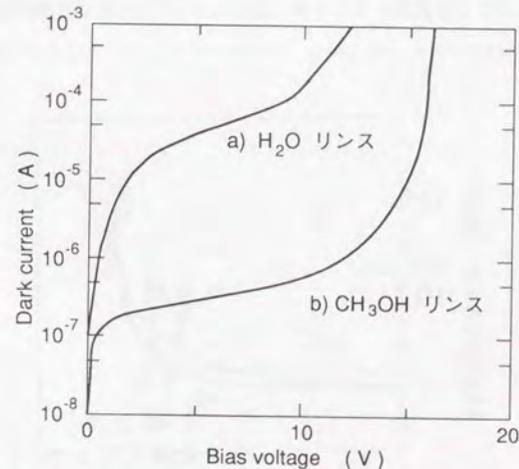


図4-4 SiN保護膜形成直前の処理の違いによる暗電流の違い a) Brメタノールでエッチングした後 H_2O でリンス b) メタノールでリンス

酸化物が形成されると考えられる。以上からBrのメタノール溶液によるエッチング、メタノールによるリンス、プラズマCVD法によるSiN保護膜は、メサ表面を流れるリーク電流を抑えるのに、最も効果的であることが分かった。

p電極としてはAu/Ti を、n電極としては、Au/AuGe を用いた。以上の工程で、ブレークダウン電圧の90%の逆バイアスをかけた時の暗電流が $0.5\text{--}10\ \mu\text{A}$ と従来の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb-A}$ PDに比べて良好なAPDを形成することができた。

4-4 イオン化率の測定

イオン化率は、電子及び正孔を高電界領域に純粋注入して、その増倍率の電圧依存性を測定することにより求められる。純粋注入条件を実現するためAPDの上部表面から、 $0.48\ \mu\text{m}$ 、 $0.67\ \mu\text{m}$ 、 $1.6\ \mu\text{m}$ の波長の光を照射した。スポット径は、 $5\ \mu\text{m}$ 以下まで絞り、基板に直接当たらないようにした。 n^- 層のキャリア濃度が $1.6 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ のサンプルの測定結果を図4-5に示す。暗電流が低いために常温においても最大増倍率40倍の良好な増倍が得られた。

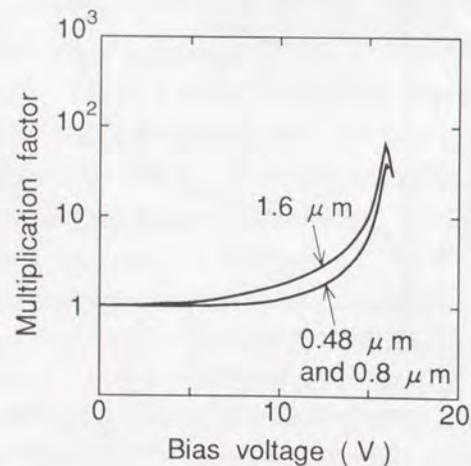


図4-5 増倍率-電圧カーブ $0.48\ \mu\text{m}$ 、 $0.67\ \mu\text{m}$ 、 $1.6\ \mu\text{m}$ の波長の光を照射した時の増倍電圧カーブを示す。

GaSbの $0.67\ \mu\text{m}$ の波長の光の吸収係数は $2 \times 10^5\text{cm}^{-1}$ であり⁴⁻²⁾、吸収長は $0.05\ \mu\text{m}$ 以下となるので、大部分の光は $0.6\ \mu\text{m}$ の p^+ 層で吸収されると考えられる。このことは、波長 $0.67\ \mu\text{m}$ の光と波長 $0.48\ \mu\text{m}$ の光に対して、増倍率-電圧カーブに差がないという事実によって裏付けられる。波長 $0.67\ \mu\text{m}$ 以上の光を用いれば、純粋電子注入条件を実現できる。

波長 $1.6\ \mu\text{m}$ の光は、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ ($x > 0.03$)では、吸収されずGaSb基板で吸収される。Franz-Keldysh効果やband tail効果によって、この光は幾らかは、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ 層で吸収されている可能性があるが、光をメサの上にあてた場合とGaSb基板に直接当てた場合では増倍率-電圧カーブに差がないということから考えてこの効果は小さいと考えられる。よって、波長 $1.6\ \mu\text{m}$ の光によって純粋正孔注入条件が実現できる。

波長 $1.6\ \mu\text{m}$ の光を照射した時の増倍率-電圧カーブは、注入効率の電圧依存性の影響を受けている。このことを図4-6に示す。電圧の変化とともに空乏層長が変化し、結果として空乏層端と光を吸収しているGaSb基板の間に存在する n^- 中性領域の幅が変化する。 n^- 中性領域では、一部のキャリアは死んでしまう。高濃度のサンプルでは、この効果のために注入効率が 0V から $0.2V_0$ の間で20%近く変化してしまう。純粋正孔注入の増倍率-電圧カーブを得るために以下のような近似をもちいて、波長 $1.6\ \mu\text{m}$ の光に対する光電流の補正

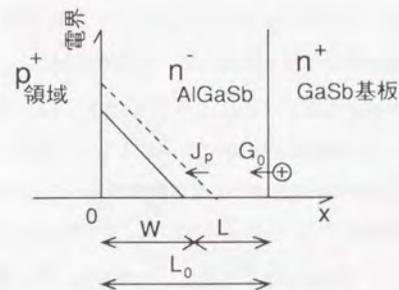


図4-6 空乏層長の変化による正孔の注入効率の変化
点線は電圧の上昇による空乏層の変化を示す。

を行った⁴⁻³)。

$$J_p = \frac{qG_0}{\cosh(L/L_{ph})} \quad (4.3)$$

$$L = L_0 - W \quad (4.4)$$

ここで J_p は正孔注入電流、 L_{ph} はn-AlGaSbの中での正孔の拡散長、 G_0 はGaSbとAlGaSbのヘテロ界面をホールが越える単位時間当たりの個数、 L_0 は p^+ 層とヘテロ界面との距離、 W は空乏層長である。測定値に対するフィッティングパラメータは、 L_{ph} になる。これらの値は、5V以下の測定値にフィッティングすることにより選んだ。 L_{ph} の値はキャリア濃度に応じて1.77-2.95 μm となった。これは、他の化合物半導体たとえばInP と比べて同程度である⁴⁻⁴)。

測定に用いたAPDの場合、 p^+ 層の濃度が $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ とn層($1.6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ から $2.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$)に比べて桁大きいので、片側階段接合の近似が成り立つと考えられる。従って p^+ 層への空乏層の伸びは、無視できる。このため電子注入に対して上記の補正は行っていない。

空乏層内の電界分布は、C-V測定によって、個々のサンプルの不純物濃度の分布を測定することにより決定した。Alの組成の少ない $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ では、わずかのAlの組成の違いや温度の違いで不純物濃度が異なる可能性がある。この理由は、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のコンダクションバンドの Γ 点とL点が極めて近いことによる(図4-7)。GaSbにおいてL点は Γ 点より40meV程度しか上になく、Alの組成が約16%でL点は Γ 点の下にきてしまう⁴⁻⁵)。低濃度の増倍層を形成するため、p型のGaSb固有の欠陥を補償するべく添加されるn型不純物であるTeは、L点の下20meVに準位の一つを形成する⁴⁻⁶)。この準位は、Alの組成が約8%で Γ 点より下になり、活性しにくくなると考えられる。この結果、同じ量のドーピングを行っても、Alの組成が8%を境にして活性化する不純物濃度が異なることになる。

図4-8にキャリア濃度が $1.6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ のサンプルのキャリア濃度分布を示す。キャリア濃度は、p-n接合近傍では、一定であるが、基板近傍でキャリア濃度が増加している。ここで p^+ から0.6 μm 以下のところでは、built-in potentialのためにキャリア濃度は測定

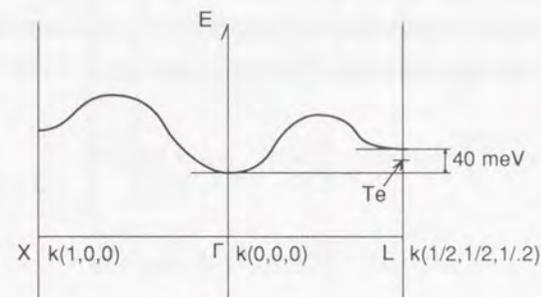


図4-7 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のコンダクションバンドのバンド構造とTeの準位 Alの組成や温度のわずかな違いでTeの活性化率が異なる可能性がある。

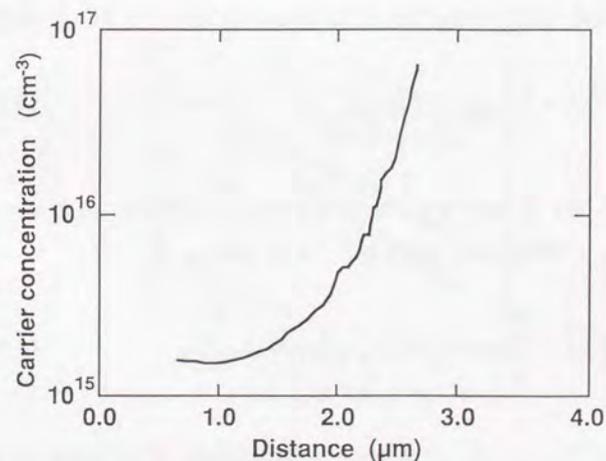


図4-8 キャリア濃度の深さ依存性

できないため外挿を行った。この外挿ための電界の過大評価は、 $1 \times 10^4 \text{V/cm}$ 以下である。

純粋注入条件が実現・空乏層の変化による量子効率の変化の補正ができたとして、イオン化率は、以下の連立積分方程式を解くことによって得られる。

$$\frac{1}{M_n(V)} = 1 - \int_0^w \alpha(E) \exp\left[-\int_0^x (\alpha(E) - \beta(E)) dx'\right] dx \quad (4.5)$$

$$\frac{1}{M_p(V)} = 1 - \int_0^w \beta(E) \exp\left[+\int_x^w (\alpha(E) - \beta(E)) dx'\right] dx \quad (4.6)$$

P-I-N 構造の場合⁴⁻⁷⁾・片側階段接合の場合⁴⁻⁸⁾は比較的容易に上式を解くことができ、イオン化率決定に非常によく用いられている。従来の $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の測定にもP-I-N 構造の近似が用いられているが、不均一な電界分布を持った場合用いることが出来ない。このため(4.5)(4.6)式を差分化して解く方法⁴⁻⁹⁾で数値計算によって求めた。その概要を以下に記す。

(4.5)(4.6)式は二階連立の積分方程式であるがLee 等によって示されている式⁴⁻¹⁰⁾

$$\log_e \frac{M_n(V)}{M_p(V)} = \int_0^w (\alpha(E) - \beta(E)) dx \quad (4.7)$$

によって $(\alpha - \beta)$ の一階の積分方程式に書き直すことができる。(この式は、式(2.10)から得られる。)電界は位置の関数なので、(4.7)式を

$$\log_e \frac{M_n(V)}{M_p(V)} = \int_0^{E_{\max}} (\alpha(E) - \beta(E)) \frac{1}{\lambda(E)} dE \quad (4.8)$$

のように書き直す。ここで E_{\max} は空乏層内での最大電界値、 $\lambda(E)$ は電界の位置に対する微分である。この式を n 点で差分化し、最大電界値が $m\Delta E$ となる n 個の電圧での増倍率のデータを連立することにより $(1 < m < n)$ 、 n 元一次の連立方程式を作ることができる。

$$\frac{1}{\Delta E} \begin{bmatrix} \ln \frac{M_n}{M_p}(n\Delta E) \\ \ln \frac{M_n}{M_p}((n-1)\Delta E) \\ \vdots \\ \ln \frac{M_n}{M_p}(\Delta E) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Lambda_1(\frac{\Delta E}{2}) & \Lambda_1(\frac{3\Delta E}{2}) & \dots & \Lambda_1(\frac{2n-1}{2}\Delta E) \\ \Lambda_2(\frac{\Delta E}{2}) & \Lambda_2(\frac{3\Delta E}{2}) & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ \Lambda_n(\frac{\Delta E}{2}) & 0 & \dots & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Lambda(\frac{\Delta E}{2}) \\ \Lambda(\frac{3\Delta E}{2}) \\ \vdots \\ \Lambda(\frac{2n-1}{2}\Delta E) \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

$$n \Delta E = E_{\max} \quad (4.10)$$

ここで $\Lambda(E)$ は $\alpha(E) - \beta(E)$ 、 $\Lambda_m(E)$ は $1/\lambda(E)$ である。 $\alpha(E) - \beta(E)$ が求めれば(4.5)(4.6)式に代入することにより(4.5)(4.6)式を一階の積分方程式にすることができる。以上と同様な差分化によりこれを解くと α と β の電界依存性が求まる。

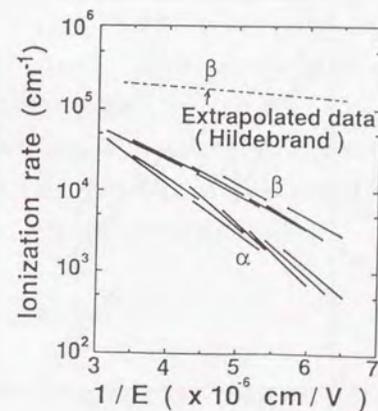


図4-9 $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{Sb}$ のイオン化率(厳密に電界分布を考慮)

図4-9には、以上の測定で決定された室温においての電子と正孔のイオン化率を示している。測定は、 $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の濃度が 1.6×10^{15} から $2.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の8種類のサンプルについて行われた。イオン化率は、電界が 1.5×10^5 から $3.2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の間で

$$\alpha = 2.35 \times 10^6 \exp(-1.30 \times 10^6 / E) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (4.11)$$

$$\beta = 9.02 \times 10^5 \exp(-9.03 \times 10^5 / E) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (4.12)$$

と近似できる⁴⁻¹⁾。

測定に電界分布を厳密に考慮したことの効果を検討するため、増倍領域の不純物濃度が一定と仮定できる場合、言い換えると増倍領域内で電界が一次に変化すると仮定できる場合に適用できるイオン化率の導出式⁴⁻⁸⁾

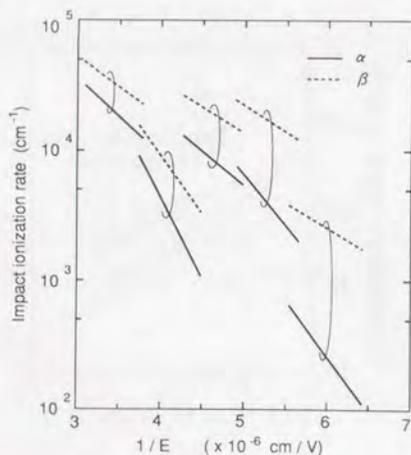


図4-10 図4-9を求めた同じデータから近似式(4.13)(4.14)を利用して求めたイオン化率の計算結果。素子間で大きく結果が異なっている。

$$\alpha(E_{\max}) - \beta(E_{\max}) = E_{\max} \left(\frac{1}{M_n(V)} \frac{dM_n(V)}{dV} - \frac{1}{M_p(V)} \frac{dM_p(V)}{dV} \right) \quad (4.13)$$

$$\beta(E_{\max}) = \frac{E_{\max}}{M_n(V)M_p(V)} \frac{dM_p(V)}{dV} \quad (4.14)$$

を用いて見積もったイオン化率を図4-10に示す。式(4.13)式(4.14)は、不純物による電界の傾斜を考慮しており、Hildebrand等が用いたPIN近似の式(4.1)式(4.2)よりは良い近似であるが、それでも異なったsample間でイオン化率の値が繋がっておらず、正しいイオン化率が得られていないことが分かる。また電界を正確に考慮しないと、グラフの横軸のみならず、イオン化率自体を過大評価してしまう可能性を示している。イオン化率測定においては、式(4.5)(4.6)のように厳密に電界分布を考慮することが必要である。

図4-9で得られた測定結果の大きな特長は、 $1.6 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 程度の電界の低い所でのイオン化率比は5程度と、InP等の他の半導体に比して大きい、高電界領域では1から2程度の他の半導体とそれほど変わらない結果が得られていることである。同一電界でのイオン化率の絶対値は、図4-9中で点線で示されているHildebrand²⁻¹⁸⁾等の結果の外挿より一桁小さかった。また、Zhingarev²⁻¹⁹⁾等の結果よりは一桁大きい。これは、第2章で触れたように彼らの電界の見積りの誤差が大きいためと考えられる。また、実験で得られた範囲においては、イオン化率比は、HildebrandやZhingarevが示した値より小さい。彼らの測定は、電界を正確に見積もっていないため、イオン化率比を過大評価している可能性があるが、本研究で測定した方法ではその可能性は少ない。

4-5 イオン化率の温度依存性

技術的興味の対象である $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率比の大小とはべつに、学術的興味の対象である Δ/E_g の変化に従ってイオン化率比がどのように変化するかを測定を行った。

まずプロセス前のウエハを用いフォトエレクトロリフレクタンス法により Δ/E_g となるAl組成を求めた。フォトエレクトロリフレクタンス法は、変調分光法の一つである。変調した光を半導体結晶の表面にあてて吸収させ、表面空乏層に電界変調をかけ、これに対

する分光器からの光の反射率を測定することにより、バンド構造の特異点を求めることができる⁴⁻¹¹⁾。

図4-11a)b)にはそれぞれ光のエネルギーが0.8eVと1.6eV近傍での得られた信号の一例を示す。測定では、Teによるn型にドーピングされたサンプルのみ信号がでた。これは、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ の表面のフェルミピンディングレベルが価電子帯によっているので、表面反転層は、n型半導体のみ形成されるためと考えられる。室温での Δ および E_g を決定するため、測定は室温で行なった。このため低温での測定のように急峻な信号を得ることはできなかったが、三点法⁴⁻¹¹⁾により、 $E_g + \Delta$ 、 E_g を決定した。

図4-12に E_g 、 Δ の測定結果の組成依存性を示す。図中には、GaSbの既報告値も同時に示してある³⁻¹³⁾。今回の測定値と既報告では E_g で4 meV、 Δ で10meVの誤差であり、今回の測定した値は、この程度の精度が得られていると考える。室温でのスピンスプリットオフエネルギーとバンドギャップが等しくなるAlの組成は、 0.06 ± 0.01 であることが分かる。Alの組成は、Brennan²⁻²¹⁾は、バンド計算から、Alの組成が0.033で $E_g = \Delta$ となることを主張し、Hildebrand等は、GaSbとAlSbの内挿からAlの組成が0.065で $E_g = \Delta$ となるとしているが²⁻¹⁸⁾、今回の結果はHildebrand等の値に近い。

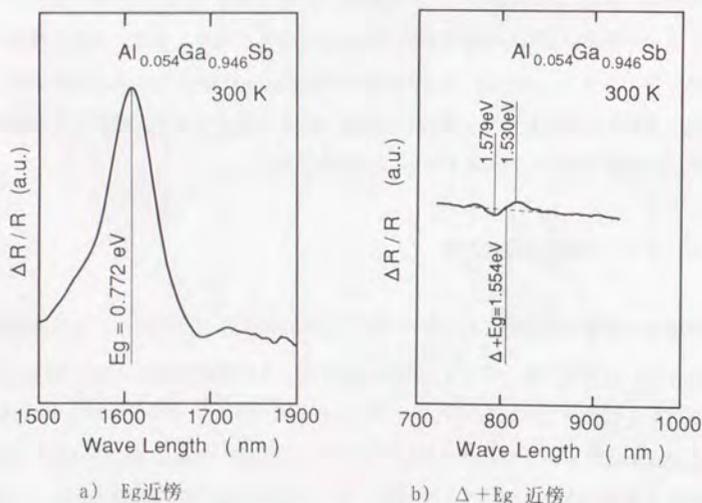


図4-11 エレクトロリフレクタンススペクトル

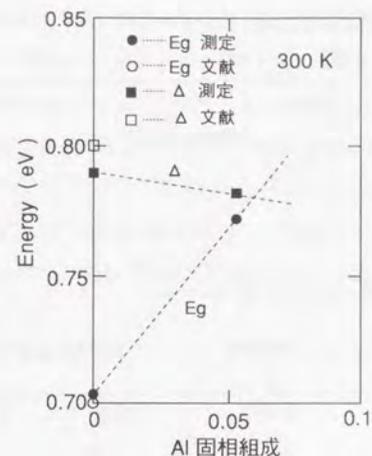


図4-12 Alの組成と E_g 及び Δ の関係

第3章で示した77KのPLのピーク波長の測定値($x=0$ で0.805eV, $x=0.054$ で0.869eV)とフォトエレクトロリフレクタンスで測定した室温での E_g ($x=0$ で0.704eV, $x=0.054$ で0.772eV)を比較すると、式(3,3)

$$E_g = 0.814 - 3.8 \times 10^{-4} \cdot T + (1.506 + 4 \times 10^{-5} \cdot T) x \quad (4,15)$$

の E_g の温度係数はほぼ妥当であることがわかる。スピンスプリットオフエネルギーの組成依存性温度依存性は、GaSbとAlSbの値³⁻¹³⁾を直線補間すると以下のように与えられる²⁻¹⁸⁾。

$$\Delta = 0.743 + 1.9 \times 10^{-4} \cdot T + (7 \times 10^{-3} - 1.9 \times 10^{-4} \cdot T) x \quad (4,16)$$

式(4,15)(4,16)を用いると $E_g = \Delta$ となるAlの組成が0.01程度狂っていても、温度を $\pm 20^\circ$ 変化させてやれば $E_g = \Delta$ を実現できることがわかる。

Alの組成が0.03の室温でのイオン化率比とAlの組成が0.06のサンプルのイオン化率比の

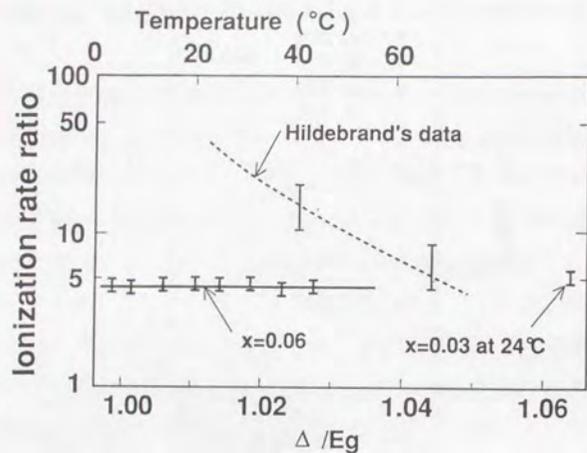


図4-13 イオン化率比の温度依存性

$x=0.06$ のサンプルを温度を変えてイオン化率比を測定した結果。
 $x=0.03$ の室温でのデータも同時に示してある。

温度依存性の測定を行った。図4-13に結果を示す⁴⁻¹⁾。図において、バンドギャップとスプリットオフエネルギーのAl組成依存性温度依存性は、式(4,15)(4,16)によった。Hildebrandらが示したような、 $\Delta/E_g=1$ でのイオン化率比の増加(図中点線)は、今回測定した範囲内では、観測されなかった。Hildebrand等との相違は、本研究においては電界分布、注入効率の考慮がなされているのに対し、彼らの測定においてはこれらが考慮されていないためと考えられる。

本研究の後にLanguedoc大のグループにより別のデータが最近報告されている⁴⁻¹²⁾⁴⁻¹³⁾⁴⁻¹⁴⁾。 $\Delta=E_g$ となるAlの組成での正孔のイオン化率の増大がほとんどないという点で、本研究のデータと一致している。

4-6 結論

本章では、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ の $x=0.06$ 近辺でのイオン化率を実験的に確定した。第3章で得られたバックグラウンドキャリア濃度の低い結晶を用いて $Al_xGa_{1-x}Sb$ -APDを作成し、従来

の $Al_xGa_{1-x}Sb$ -APDに比べて暗電流の低い、室温でも良好な増倍の得られるAPDを作製することができた。この $Al_xGa_{1-x}Sb$ -APDを用い、従来の $Al_xGa_{1-x}Sb$ のイオン化率測定において十分に考慮されていなかった電子正孔の純粋注入条件・量子効率の電圧依存性・空乏層内の電界分布を厳密に考慮したイオン化率の測定を行い、式(4,11)(4,12)のようにイオン化率を実験的に確定した。これにより、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ -APDにおいて過剰雑音係数・増倍帯域幅積等の主要特性を決定する上での基礎データを確立することができた。また、共鳴イオン化現象についても、実験的に検討を加え、室温・高電界の領域では観測されないことを示した。

5-1 緒論

前章で確定されたイオン化率は、Hildebrand等の測定結果と、特に正孔のイオン化率において、大きく異なっており、理論的考察が必要と考えられる。半導体のイオン化機構は完全に議論が尽くされたとは言いがたい。Al_xGa_{1-x}Sbのイオン化機構、特に正孔のイオン化機構に至っては、第2章に述べたごとく充分には解明されていない。

本章では、理論的にAl_xGa_{1-x}Sbの正孔のイオン化率を見積もることを試みる。それにより、正孔のイオン化機構の解明を行なう。そのために、まず従来半導体のイオン化機構についてどの様な手法で検討が行われていたかを概観し、ついでそれに基づいて行なわれていたAl_xGa_{1-x}Sbのイオン化機構についての従来の議論についてふれ、明らかにすべき問題を述べる。従来のイオン化率の計算でフィッティングパラメータとなっていたp-factorとバンド間散乱確率を理論的に導出し、これらをフィッティングパラメータとせず理論計算を行う手法を確立する。そして、計算と、前章で実験的に求めたイオン化率や既報告データとの比較を行い、正孔のイオン化機構について定量的に考察する。

5-2 いままでのイオン化率の理論検討手法

半導体内部での衝突イオン化現象は、キャリアが高電界によって加速され、バンドギャップより大きなエネルギーを得、そのエネルギーによって新たな電子正孔対を生じることにより、起こると考えられている。原理上は、古典的には、運動量空間の各点での散乱レートとバンドギャップエネルギーより大きなエネルギーの点でのイオン化確率が決定し、ボルツマン輸送方程式を解くことにより分布関数を求めればイオン化率が得られる。しかしながら、よく知られているように、この方程式を解くことは容易でない。

初期のイオン化率の理論的検討は、イオン化率の電界依存性を説明することからはじまった。理論の簡便のため、バンドはバラボリックで一つのバンドとし、散乱は光学フォノンの放出のみを考慮し、散乱レートはキャリアのエネルギーによらないとの仮定が

なされた。後の計算で示すように、高電界においては、この近似はよい近似とはいえない。Shockleyは、バンドの底にいるキャリアの中で幸運にも散乱を免れて電界 E によって加速されイオン化が可能なエネルギー(以下イオン化閾値エネルギー E_{th}と記す)を越えたものがイオン化を起こすとしてイオン化率は以下のように与えられるとした⁵⁻¹⁾。

$$\alpha = \left(\frac{q E}{E_{th}} \right) \exp \left(- \frac{E_{th}}{q E \lambda} \right) \quad (5.1)$$

ここでλは、キャリアの平均自由行程で、フィッティングパラメータである。この式では、イオン化率は、電界の逆数のexpに比例することになる。

一方、Wolfは、電界をかけることにより、キャリアの温度が上昇し、分布の裾のキャリアがイオン化を起こすとして、次のような式を与えた⁵⁻²⁾。

$$\alpha = \left(\frac{q E}{E_{th}} \right) \exp \left(- \frac{E_{th}}{k T_e} \right) \quad (5.2)$$

$$k T_e = (q E \lambda)^2 / 3 E_p \quad (5.3)$$

ここで、E_pは、一回の散乱でキャリアが失うエネルギーである。この式では、αは電界の自乗の逆数のexpに比例することになる。

一つのバラボリックバンドと一種類の散乱機構を仮定し、緩和時間近似を用いて実際にボルツマン方程式を解くことがBaraffによって行われた⁵⁻³⁾。結果は、式(5.1)と式(5.2)の中間の依存性を示しており、λをフィッティングパラメータとして、広い電界範囲でのSiやGeのイオン化率の電界依存性をうまく説明した。

以上のような式ではイオン化率が閾値エネルギーに強く依存するというであろうという予測が成立する。この点に着目して、閾値エネルギーの見積りが行なわれた。Anderson等はk保存則とエネルギー保存則を満たす最小の点として閾値エネルギーを見積もった⁵⁻⁴⁾。この中で、イオン化を起こすキャリアのエネルギーが極小になるためには、イオン化後に残っている三つのキャリア(一对の電子正孔対とイオン化を起こしてエネルギーを失ったキャリア)の群速度が等しくなくてはならないことを明らかにした。実際に近いバ

バンド構造で検討し、GaAsやInPなどでは電子と正孔の閾値エネルギーの比は1.2から1.4倍程度とほとんど差がないことを示した。

以上の理論では、イオン化閾値エネルギーを越えたキャリアはすぐにイオン化が起こることを仮定してあるが、キャリアが閾値を越えてからイオン化を起こす機構については余り議論されていない。Keldyshは、パラボリックバンドを仮定し、イオン化の機構としてクーロン相互作用を仮定し(オージェ過程)、イオン化を起こす全ての点で行列要素が等しいとして、以下の表式を導いた⁵⁻⁵⁾。

$$\frac{1}{\tau_i(E_i)} = \frac{p}{\tau_{ph}(E_i)} \left(\frac{E_i - E_{th}}{E_{th}} \right)^2 \quad (5.4)$$

ここで、 E_i はイオン化を起こす点でのキャリアのエネルギー、 $\tau_{ph}(E_i)$ はその点でのフォノンによる散乱時間である。pはp-factorと呼ばれ、フォノンによる散乱確率に比べたイオン化確率の大きさの目安とされている。p-factorが実際のバンド構造に基づいて理論的に求められたことはほとんどない。実験結果を説明するための、フィッティングパラメータとして用いられてきた。

以上の議論では、イオン化率の絶対値の振舞いを説明するには不十分であり、実際の複雑なバンド構造と種々の散乱機構を考慮した計算が必要である。近年の電子計算機の進歩により、以上のことを考慮してイオン化率を計算することが、モンテカルロシミュレーション法により可能になっている。モンテカルロシミュレーション法によるイオン化率の計算は、GaAs⁵⁻⁶⁾において最初に行われInP⁵⁻⁷⁾等の種々の材料でおこなわれている。しかしながら、p-factor、バンド間散乱確率等がフィッティングパラメータになっている。このため、半導体のイオン化率を予測するまでには、至っていない。

以上のように、イオン化現象は、起こっていることがかなり複雑なため、バンド構造等が与えられた時に、イオン化率を予測するまで理論は出来上がっていないのが現状である。

5-3 Al_xGa_{1-x}Sbのイオン化率に関するこれまでの議論

Al_xGa_{1-x}Sbのイオン化率は、Hildebrand等が報告した特異な結果により、前節で述べた手法を用いて多くの議論を呼んできた。

Ridlyは、有効質量近似のもとで、Rucky drift modelと言う独特の手法で種々の半導体のイオン化率比をchemical trendにして比較し、Hildebrand等が報告した結果は、chemical trendから大きくずれていることを指摘し、他の半導体と異なって特殊なことが起こっていないと説明がつかないとした⁵⁻⁸⁾。

Hildebrand等自身は、x=0.065でのイオン化率比の増大を、この組成でスピン軌道分離エネルギー Δ がバンドギャップエネルギー E_g に等しくなるため、ホールのイオン化閾値エネルギーが最小になるためと定性的に説明している²⁻¹⁸⁾。この考えを図5-1に示す。

バンドギャップがスピン軌道分離エネルギーよりも大きい場合(Alの組成が大きい場合)は、運動量保存則とエネルギー保存則を満たしてイオン化を起こすことのできる点は、 Γ 点よりかなり離れたところにあり、閾値エネルギーは大きくなる。Alの組成が0.065近傍になると、 Γ 点においても運動量保存則とエネルギー保存則を満たしてイオン化を起こすことができるようになり、イオン化閾値エネルギーはスピン軌道分離エネルギーまで小さくなる。Alの組成が更に小さくなくても、閾値エネルギーは、スピン軌道分離エネルギーのままである。

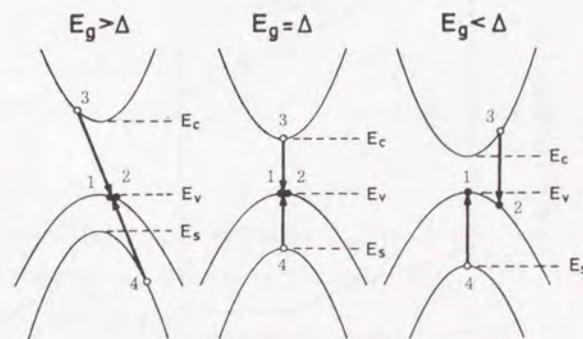


図5-1 Hildebrand 等が行った共鳴イオン化の説明

以上のイオン化閾値エネルギーの変化を図5-2に示す。電子のイオン化閾値エネルギーは、バンドギャップの減少するに従って、単調に減少するのに対し、正孔のイオン化閾値エネルギーは、前述の変化をするため、結果として、 $\Delta = E_g$ のところで、イオン化率比が最大となると言うのである。

以上のようなイオン化閾値の変化は、図5-2からみてもごくわずかであり、共鳴的なイオン化率比の増大を説明出来ない。特に、Alの組成の少ない領域での正孔のイオン化率の減少を説明しづらい。このため、Kasemset²⁻²⁰⁾はHildebrandの閾値の考えに疑問を呈し、 $E_g < \Delta$ の条件では、図5-1の点では、イオン化後に残される三つのキャリアの群速度が等しいというAnderson & Crowellの関係式を満たさないため、イオン化を起こさず、ライトホールバンドでイオン化を起こすため、閾値エネルギーは上がる筈だと主張した。しかしながら、Anderson & Crowellの条件は、k保存則とエネルギー保存則を満たすイオン化が可能な点のうち最小のものを満たす点をもとめる条件ではなく、極点をもとめる条件となっており、Kasemsetの議論は当を得ていないと考えられる。

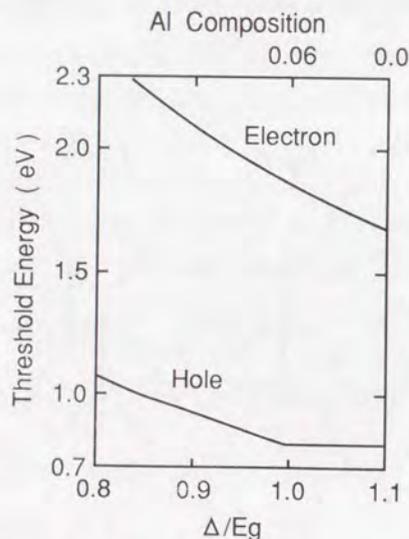


図5-2 Alの組成による閾値エネルギーの変化

Brennan²⁻²¹⁾等は、モンテカルロシミュレーションによる計算で、Hildebrandのデータを説明するには、閾値の最少化だけでは不十分で、スピンスプリットオフバンドでのイオン化確率(k空間の中でイオン化が可能な点にいるキャリアが単位時間当たりイオン化を起こす確率)の増大が必要であることを明らかにした。さらに状態密度が小さいスピンスプリットオフバンドから状態密度の大きなヘビーホールバンドへは散乱されやすいため、スピンスプリットオフバンドでイオン化が起こるためには、散乱レートがある程度小さい必要があると主張した。しかしイオン化確率の増大や適当な散乱確率の理由については言及していない。

Capasso²⁻²²⁾は、 Γ 点ではイオン化過程での運動量の変化が非常に小さいという事実で、この点のイオン化確率の増大が説明できると述べている。Jiang²⁻²³⁾等は、上記の効果には、三元の混晶化によるバンドの対称性のずれが加わらなくてはいけないとした。CapassoとJiangの議論は、散乱確率までは含まれていない。

以上の議論のように、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ の正孔のイオン化率に関する理論的検討は充分になされていない。 $Al_xGa_{1-x}Sb$ の正孔のイオン化機構を解明するためには、特に以下の点を明らかにしなくてはならない。

- 1) Anderson & Crowellの関係式を満たさないスピンスプリットオフバンドでイオン化の可否。
- 2) 可能とすれば Γ 点でのイオン化確率の増大の有無。言い替えるとCapasso等のいう意味での共鳴イオン化の有無。
- 3) フォノン等による散乱レートの大小
- 4) $\Delta = E_g$ 組成での正孔のイオン化率の大小。Hildebrand等の言う意味での共鳴イオン化の有無。

このためには、スピンスプリットオフバンドでのイオン化確率や、スピンスプリットオフバンドが関与する場合の正孔の散乱確率をフィティングパラメータとして用いずデータを説明する理論の確立が必要である。次節ではまず、スピンスプリットオフバンドにおける正孔のイオン化確率を求める。

5-4 スピンスプリットオフバンドにおける正孔のイオン化確率

イオン化がいかなる機構で起こるかは必ずしも明確ではないが、ここでは、Keldyshにならってオージェ過程(クーロン相互作用)によると仮定する。このように考えると半導体レーザで高キャリア注入時に問題となるオージェ再結合の場合と、途中までは同様の議論を展開することができる。

図5-3に示すような、衝突イオン化過程を考える。クーロン相互作用を仮定すると、スピンスプリットオフバンドの k_4 にいる正孔が、ヘビーホールバンドの k_1 に遷移して、コンダクションバンドの k_3 とヘビーホールバンドの k_2 に電子-正孔対を作る確率は、

$$R(k_1, k_2, k_3, k_4) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle S(k_4)C(k_3) | H | H(k_4)H(k_2) \rangle|^2 \times \delta(E) \delta(k) f(k_1) f(k_2) [1-f(k_4)] [1-f(k_3)] \quad (5.5)$$

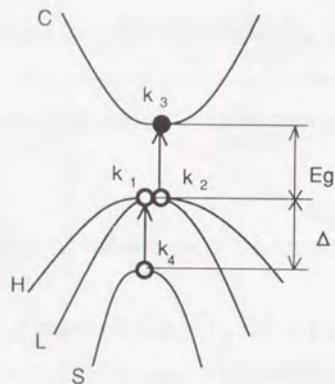


図5-3 スピンスプリットオフバンドにおけるホールのイオン化過程

と表される。相互作用のハミルトニアン H は、

$$H = \frac{q^2 \exp(-\lambda(|r_1 - r_2|))}{4\pi\epsilon|r_1 - r_2|} \quad (5.6)$$

とおくことができる。式(5.5)は、

$$R(k_1, k_2, k_3, k_4) = \frac{2\pi q^4 G_1^2 G_2^2}{\hbar \epsilon^2 (|k_2 - k_3|^2 + \lambda^2)^2} \times \delta(E_T) \delta(k) f(k_1) f(k_2) [1-f(k_4)] [1-f(k_3)] \quad (5.7)$$

のように書き直すことができる。ここで、 G_1 と G_2 は、波動関数のプロット関数部分の重ね合わせ積分で、

$$G_1 = \int u_{Sk_4}^*(r) u_{Hk_1}(r) dr \quad (5.8)$$

$$G_2 = \int u_{Ck_3}^*(r) u_{Hk_2}(r) dr \quad (5.9)$$

λ は、自由電子によるクーロンポテンシャルのスクリーニングを表し、

$$\lambda = \left(\frac{m^* q^2}{\epsilon \hbar^2} \right)^{1/2} \left(\frac{3n}{\pi^4} \right)^{1/6} \quad (5.10)$$

ϵ は、静的誘電率、 m は、電子の質量、 q は、素電荷、 \hbar はプランク定数、 n は自由電子の密度を示している。オージェ再結合の場合と異なり、議論している領域は空乏化していると考えられるので、free carrierの密度は非常に小さいと考えられる。真性キャリア密度は300Kで $6.3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 程度なので、 λ は $1 \times 10^3 \text{cm}^{-1}$ のオーダーである。この値はブリリアン領域の端から端までの大きさ 10^8cm^{-1} に比べて充分小さく、 $|k_4 - k_1|$ が零になる場合イオン化確率が大きくなるのが予期される。このことが、 Γ 点でイオン化確率が增大する根拠

となっている²⁻²²⁾。しかし G_1 と G_2 もまた、波動関数の対称性が Γ 点で完全に反転するため零になる。イオン化確率の大小を議論するためには、 G_1 と G_2 の k 依存性を考慮する必要がある。Kaneの4バンドモデルを用いてれば⁵⁻⁹⁾、 G_1, G_2 の k 依存性は、以下のように書き表されることが知られている⁵⁻¹⁰⁾。

$$G_1 = \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{(|k_4 - k_1|)^2}{|E_H(k_1) - E_S(k_4)|} \frac{E_p}{3\Delta(E_g + \Delta)} \frac{\hbar^2 |k_1|^2}{2m_s} \left(1 + \frac{m_s}{m_0}\right) \quad (5,11)$$

$$G_2 = \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{(|k_3 - k_2|)^2}{|E_C(k_3) - E_H(k_2)|} \frac{E_p}{3E_g} \quad (5,12)$$

ここで m_s はスピンスプリットオフバンドの有効質量である。この表式から式(5,7)の分母と分子の k 依存性が互いに相殺されることが推測される。

ヘビーホールバンド k_2 のコンダクションバンド k_3 のオージェ再結合レートの場合、式(5,7)を積分することにより、

$$R_T = 2 \left(\frac{V}{8\pi^3} \right)^4 \int \int \int \int R(k_1, k_2, k_3, k_4) dk_1 dk_2 dk_3 dk_4 \quad (5,13)$$

で与えられる。オージェ再結合を議論する場合、キャリア分布はフェルミ分布もしくは近似的にボルツマン分布を取る。

$$f_n(k) = \frac{1}{\exp[(E(k) - E_n)/kT] + 1} \quad (5,14)$$

$$f_p(k) = \frac{1}{\exp[(E_p - E(k))/kT] + 1} \quad (5,15)$$

これを、式(5,13)に代入して解くことにより、オージェ再結合レートが求まる。

一方、衝突イオン化を起こすような高電界がかかっている半導体においては、キャリアの分布は、フェルミ分布から大きくずれている。このため、式(5,13)を解くことは容易で

ない。イオン化率をもとめるためには、分布関数を求める従来のイオン化率の理論につなげて考える必要がある。このため、以下のような手法を取った。

高電界のかかっている半導体においては、ほとんど空乏化していると考えられる。このため、コンダクションバンドにいる電子、ヘビーホールバンドにいる正孔は、殆どないと考える。従って、

$$f(k_1) = f(k_2) = 1 \quad (5,16)$$

$$f(k_3) = 0 \quad (5,17)$$

という近似をおく。そして、 k_4 にきたキャリアがイオン化を起こす確率を求め、これからKeldyshの p -factorを求める。 $f(k_4)$ に関しては、電界による加速と、フォノンによる散乱を考慮してモンテカルロシミュレーションによってもとめるものとする。このようにすれば、従来のイオン化率の理論と同様の議論を行うことにより、イオン化率を求めることができる。 k_4 でのイオン化確率は、

$$\frac{1}{\tau_i(k_4)} = \frac{1}{(2\pi)^6} \int \int \int \int R(k_1, k_2, k_3, k_4) dk_1 dk_2 dk_3 \quad (5,18)$$

のように表される。積分の体積は、エネルギー保存則と運動量保存則(式5,7の δ 関数)を考慮して決定される。有効質量近似を行うと、この条件は、

$$\frac{\hbar^2 |k_1|^2}{2m_h} + \frac{\hbar^2 |k_2|^2}{2m_h} + \left(\frac{\hbar^2 |k_3|^2}{2m_c} + E_g \right) + \left(-\frac{\hbar^2 |k_4|^2}{2m_s} - \Delta \right) = 0 \quad (5,19)$$

$$k_1 + k_2 = k_3 + k_4 \quad (5,20)$$

となる。 m_s はスピンスプリットオフバンドの有効質量、 m_h はヘビーホールバンドの有効質量、 m_c はコンダクションバンドの有効質量である。ライトホールバンドの有効質量 m_l は、

ヘビーホールバンドより小さいので、ライトホールが関与する過程は、ヘビーホールバンドのみが関与する過程に比べて小さくなるため、本研究では考慮していない。

Rがk依存性を持たない定数の場合、(5.18)式は解析的に解くことができる。

$$\frac{1}{\tau_i(k_4)} \propto (|k_4|^2 - |k_{th}|^2)^2 \quad (5.21)$$

$$k_{th} = \sqrt{\frac{2(E_g - \Delta)}{\hbar} \frac{m_s(2m_h + m_c)}{(2m_h + m_c - m_s)}} \quad (5.22)$$

これは、Keldysh の表式そのものになっている。

実際にRのk依存性を考慮するため、式(5.18)は電子計算機を用いた数値積分で見積もった。Rのk依存性は、式(5.11)(5.12)は用いずKaneの4バンドモデルを用いて直接計算を行なった。図5-4に $E_g = \Delta$ の条件のときの計算結果を示す⁵⁻¹¹⁾。スプリットオフバンドのホールのエネルギーEをイオン化の閾値エネルギー E_{th} から計って横軸に取ってある。 $E_g = \Delta$ の条件のときは、閾値エネルギーは、スピンスプリットオフバンドの頂点に等しい。計算結果では、共鳴現象を説明するのに必要な、閾値エネルギー近傍 ($E_g = \Delta$) にお

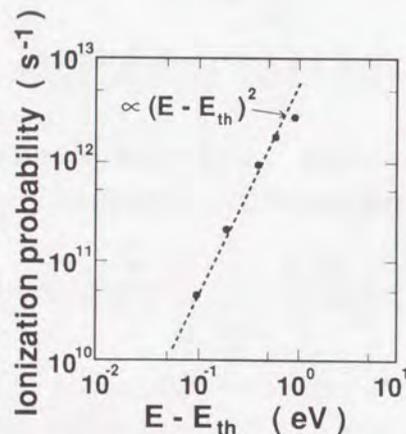


図5-4 スピンスプリットオフバンドでのイオン化確率の計算結果

るイオン化確率の増大は特に見られない。イオン化確率は、 $(E - E_{th})$ の二乗に比例している。この傾向はあらゆるRがk依存性をもたないとして導出されたKeldyshの表式と同様の傾向である。計算結果が積分の中身が一定として導出されたKeldyshの公式と同様の傾向になっていることは、波動関数の対称性の効果と、 $|k_4 - k_1|$ が零になる効果が相殺するためと考えられる。

次の章で計算するフォノンの散乱レート $1/\tau_{ph} = 1.5 \times 10^{14} \text{sec}^{-1}$ を用いて、計算結果を式(5.7)にフィティングすることにより、p-factorを0.05と決定することができる。このp-factorの値は、他の材料のイオン化率の計算時にフィッティングパラメータとして取られたIII-V化合物半導体の値⁵⁻⁸⁾と同等かやや小さい程度である。BrennanがHildebrand等の測定値を説明するのに用いた値 $p = 1 \times 10^5$ に比べると6桁以上小さい。

以上の計算からオージェ過程を仮定すれば、スピンスプリットオフバンドでイオン化は可能であるが、Cappaso等の主張する Γ 点近傍でのイオン化確率の増大はないことがわかった。

以上のような計算⁵⁻¹¹⁾の後で、Jiang等は、AlSbとGaSbの混晶化によるS軌道のP軌道への混入を考慮して、同様の計算を行った²⁻²³⁾。この結果、 Γ 点から10meVの範囲内では、混晶化によるバンドミキシングの効果を入れると、入れない場合に比べてイオン化確率が大きくなり、 10^{11}s^{-1} 程度のイオン化率を与えることを示した。混晶化によるバンドミキシングの効果を入れると、 Γ 点においても波動関数の重ね合わせ G_1G_2 は、0にならないためである。しかしながら、スピンスプリットオフバンドの Γ 点から10meV以内の領域での状態密度は極めて小さく、ヘビーホールバンドの同じエネルギー領域 (Γ 点から0.8eV)の状態密度に比べて1%以下の大きさであり、めったに正孔はこの領域には到達しないと考えられる。このことから、混晶化によるバンドミキシングの効果は、本研究で得られた結論に大きな影響は与えないと考えられる。

5-5 スピンスプリットオフバンドが関与する場合の正孔の散乱確率

半導体レーザーのオージェ再結合の場合と異なって衝突イオン化をおこす場合は、強い電界のため分布関数が大きく熱平行状態からずれている。分布関数は、電界によるキャリアの加速と様々なメカニズムによるキャリアの散乱のつりあいによって決まる。このため、イ

オン化率は、キャリアの散乱確率に強く依存する。特に $Al_xGa_{1-x}Sb$ においてはヘビーホールバンドライトホールバンドからスピンスプリットバンドへの散乱確率が、イオン化率に大きな影響を与えると考えられている²⁻²¹⁾。

縦音響フォノンによる変形ポテンシャル散乱(LAフォノン散乱)や光学フォノンが形成する分極波による散乱(極性LOフォノン散乱)等による、ヘビーホールバンド内ライトホールバンド内それぞれでの散乱確率、ヘビーホールバンドとライトホールバンド間のバンド間散乱は、パラボリック近似を用いて、Costatoによってあらわな形で導出されている⁵⁻¹²⁾⁵⁻¹³⁾。しかしながら、ヘビーホールバンドとスピンスプリットバンド間、ライトホールバンドとスピンスプリットバンド間の散乱確率の表式は得られていない。本研究においては、ヘビーホールバンドとスピンスプリットバンド間、ライトホールバンドとスピンスプリットバンド間のバンド間散乱もヘビーホールバンドとライトホールバンド間のバンド間散乱と同様、LAフォノン散乱、極性LOフォノン散乱、非極性LOフォノン散乱によって引き起こされると考え、パラボリック近似を用い、Costatoの式を拡張することによりスピンスプリットバンドが関与する散乱確率の表式を得た。

図5-5のように有効質量 m_1 のバンドの k から有効質量 m_2 のバンドの k' に散乱されることを考える。極性LOフォノン散乱によって k から k' に散乱される確率は以下のように与えられる⁵⁻¹²⁾。

$$w(k, k') = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{2\pi q^2 \hbar \omega_0}{(|k - k'|^2)} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) G_{12} \left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \quad (5.23)$$

ここで $\hbar\omega_0$ は光学フォノンのエネルギーで、 ϵ_∞ は光学的誘電率、 ϵ_0 は静的誘電率、 G_{12} 散乱前後の状態の波動関数のプロック関数の重ね合わせ積分である。 N_0 はフォノンの分布関数で、

$$N_0 = \left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B T} - 1 \right)^{-1} \quad (5.24)$$

である。 k_B はボルツマン定数、 T は結晶の温度である。±の符号は、符号が+の場合はフォノンを放出する場合、符号が-の場合はフォノンを吸収する場合を示している。式

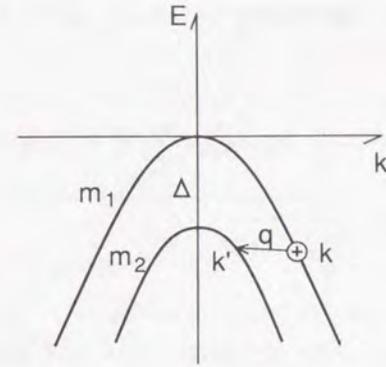


図5-5 ヘビーホールバンドからスピンスプリットバンドへの散乱

(5.23)をそのまま用いてモンテカルロシミュレーション法等でキャリアの分布等を求めることは困難なため、点 k における散乱確率と、散乱を起した後の散乱角度を別個に求める。 k における m_2 バンドに散乱される確率は、式(5.23)を積分することにより得られる。

$$\frac{1}{\tau_{LO}(k)} = \int w(k, k') \delta(E_T) dk' \quad (5.25)$$

運動量保存則 エネルギー保存則は、以下のようになる。

$$k' = k + q$$

$$E_T = \frac{\hbar^2}{2m_1} |k|^2 - \left(\frac{\hbar^2}{2m_2} |k'|^2 + \Delta \mp \hbar\omega_0 \right) = 0 \quad (5.26)$$

qは関与するフォノンの波数である。符号は上がフォノンの放出下がフォノンの吸収を表す。式(5,23)は、qに関して極座標変換することにより、以下のように解析的に解くことができる⁵⁻¹¹⁾。

$$\frac{1}{\tau_{LO}(k)} = \frac{m_2 q^2 \hbar \omega_0}{\hbar^3 |k|^2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) G_{12} \log_e \left(\left| \frac{|k| + |k'|}{|k| - |k'|} \right| \right) \left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \quad (5,27)$$

$$|k'| = \sqrt{\frac{m_2 |k|^2}{m_1} - \frac{2m_2 \Delta}{\hbar^2} \pm \frac{2m_2 \omega_0}{\hbar}} \quad (5,28)$$

以上ではヘビーホールバンドもしくはライトホールバンドからスピンスプリットバンドへの散乱を考えたが、スピンスプリットバンドからヘビーホールバンドもしくはライトホールバンドへの散乱の場合には、初期状態のバンドの有効質量を m_1 、終状態のバンドの有効質量を m_2 とし、 Δ はスピンスプリットバンドからヘビーホールバンドに移る時は負の符号を取るようによれば、式(5,27)を適用することは可能である。式(5,27)は、 $\Delta=0$ とすると、ヘビーホールバンドとライトホールバンド間の散乱確率を与えたCastatoの求めた式に一致する。さらに m_1 と m_2 を等しくとれば、バンド内散乱確率を与える式に一致する。

散乱を起こした時に、散乱される方向は図5-6のように散乱角度を取ると、

$$\phi = 2\pi\gamma \quad (5,29)$$

$$\cos\theta = \frac{1}{f} [f + 1 - (1 + 2f)^\gamma] \quad (5,30)$$

$$f = \frac{2|k||k'|}{(|k| - |k'|)^2} \quad (5,31)$$

で与えられる。ここで γ は、0から1までの乱数である。この表式は、 θ の小さい散乱の方向が起りやすいことを示している。これは、式(5,23)において、波数の変化の小さい散乱

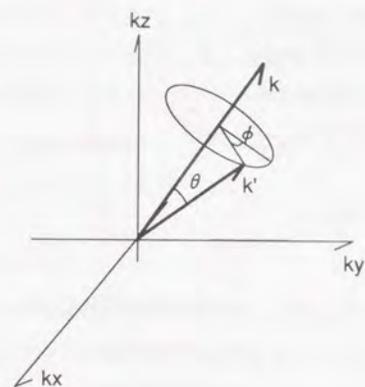


図5-6 散乱後の角度

ほど起りやすいことに相当している。

多くのIII-V化合物半導体においては、室温においては、極性LOフォノン散乱が最も確率が高い。室温におけるキャリアの移動度は、極性LOフォノン散乱で説明ができる⁵⁻¹⁴⁾。しかしながら、イオン化を起すような高電界がかかっている状態では、極性LOフォノン散乱のみを考えてキャリアの分布を議論することはできないことが知られている。極性LOフォノン散乱のみが作用した場合、散乱角度の小さい散乱が頻繁なため、運動量空間でのキャリアの分布は電界をかけた方向に著しく偏ってしまう²⁻²²⁾。実際には、運動量の偏りを緩和する散乱が起こっているためこのようなことは、生じていない。運動量を緩和する散乱としては、LAフォノン散乱が支配的と考えられる。

LAフォノンのエネルギーを無視すると(弾性散乱近似)、LAフォノン散乱によってkからk'に散乱される確率は以下のように与えられる⁵⁻¹³⁾。

$$w(k, k') = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{\hbar E_1^2}{2\rho v_s} \right) |q| G_{12} N_0 \quad (5,32)$$

ここで ρ は結晶の密度、 v_s は音速である。 E_1 は、音響フォノン結合係数と呼ばれ変形ポテンシャルa, b, dを用いて以下のように与えられる⁵⁻¹³⁾。

$$E_1^2 = \left\{ \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left(\frac{S_1}{S_1'} \right)^2 \right\} \left\{ a^2 + \frac{C_1}{C_t} (b^2 + \frac{1}{2}d^2) \right\} \quad (5.33)$$

$$C_1 = \frac{1}{5} (3C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}) \quad (5.34)$$

$$C_t = \frac{1}{5} (C_{11} - C_{12} + 3C_{44}) \quad (5.35)$$

S_1, S_1' は縦方向横方向の音速、 C_{11}, C_{12}, C_{14} は結晶の弾性定数である。フォノンの分布関数はボーズ分布に従うが、LAフォノンのエネルギーが室温に比べて小さいので以下のように近似する。

$$N_0 = \frac{k_B T}{\hbar |q| v_S} \quad (5.36)$$

(5.32)に代入すると散乱レートのフォノン波数依存性は消える。音響フォノン散乱が近似的には等方散乱になることがわかる。

弾性散乱近似では、totalの散乱レートは(5.25)式ではなくて、以下のように表される(5-14)。

$$\frac{1}{\tau_{LA}(k)} = \int w(k, k') \left(1 - \frac{k_z'}{k_z} \right) \delta(E_T) dk' \quad (5.37)$$

これを積分することによりLA-フォノンの場合

$$\frac{1}{\tau_{LA}(k)} = \frac{E_1^2 k_B T m_2}{4(2\pi) \rho v_s \hbar^3 |k|^3} (a+b)(a-b) \left[\frac{a^2+b^2}{2} + \left(\frac{m_1-m_2}{2m_1} |k|^2 + \frac{\Delta}{\hbar^2} \right) \right] \quad (5.38)$$

$$a, b = |k| \pm \sqrt{\frac{m_2}{m_1} |k|^2 - \frac{2m_2 \Delta}{\hbar^2}} \quad (5.39)$$

という式が得られた⁵⁻¹¹⁾。この式は、LOフォノン散乱の場合と同様、 $\Delta=0$ とすると、ヘビーホールバンドとライトホールバンド間の散乱確率を与えたCastatoの求めた式に一致する。さらに m_1 と m_2 を等しくとれば、バンド内散乱確率を与える式に一致する。

図5-6のように散乱角度を取ると、散乱角度は

$$\phi = 2 \pi \gamma \quad (5.40)$$

$$\theta = \cos^{-1} (1 - 2 \gamma) \quad (5.41)$$

で与えられる。音響フォノン散乱が等方的であることを示している。

式(5.25)(5.37)の積分は、パラボリック近似のもとで、(5.27)(5.38)のように解くことができた。しかしながら、高いエネルギーの領域では、パラボリック近似は多くの場合良い近似ではない。特に、有効質量として報告されている Γ 点近傍の値を用いると、高エネルギー領域での状態密度を正確に与えない。一方、実際のバンドを用いて(5.25)(5.38)を解くことは困難である。ここでは、正孔が分布していると考えられる

表 - 1 散乱レートの計算に用いたパラメータ³⁻¹³⁾

m_h	0.8	(有効質量)	a	-2.6	(eV)
m_l	0.3	(有効質量)	b	-18.5	(eV)
m_s	0.13	(有効質量)	d	-4.7	(eV)
Δ	0.8	(eV)	ρ	5.6×10^3	(Kg/cm ³)
ϵ_∞	15.69	(比誘電率)	s_L	3.96×10^3	(m/s)
ϵ_0	14.44	(比誘電率)	s_{ST}	2.77×10^3	(m/s)
C_{11}	8.83×10^{11}	(dyne/cm ²)			
C_{12}	8.83×10^{11}	(dyne/cm ²)			
C_{14}	8.83×10^{11}	(dyne/cm ²)			

1.5eVまでの状態密度をある程度正確に与えられるように、実際的なバンドの状態密度²⁻²¹⁾に有効質量を最小二乗フィティングすることを行った。この結果、用いた有効質量は、 $m_l=0.3, m_h=0.8, m_s=0.13$ である。

ヘビーホールバンドに在る正孔の散乱レートのエネルギー依存性を計算結果を図5-7に示す⁵⁻¹¹⁾。計算に用いたパラメータは表-1にまとめてある。上記に述べた極性LOフォノン散乱、LAフォノン散乱以外に、LOフォノンによる変形ポテンシャル散乱(非極性LOフォノン散乱)も考慮に入れて計算してある。計算結果は他のIII-V半導体と同様に光学フォノンが支配的であることを示している。このため総計の散乱レートは約 10^{14}s^{-1} と他のIII-V半導体の値とほぼ同じである。イオン化閾値エネルギー近傍0.8eVでの散乱レート $2 \times 10^{14} / \text{s}$ は、BrennanがHildebrand等の値にフィティングするのに用いた値 $4 \times 10^{13} / \text{s}$ に比べるとかなり大きく、共鳴現象を説明することが難しいことを示している。ヘビーホールバンドからスピンスプリットオフバンドへの散乱確率は 10^{12}s^{-1} のオーダーであり、光学

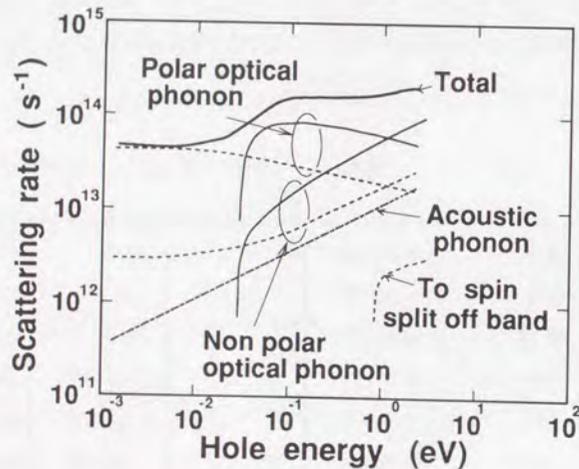


図5-7 ヘビーホールバンドにおけるホールの散乱レートの計算結果

フォノン散乱の場合に比べて二桁小さい。このことは、スピンスプリットオフバンドの状態密度が他のバンドに比べて小さいことによる。このような小さい確率でスピンスプリットオフバンドでイオン化が起こるかどうかは次のモンテカルロシミュレーションで議論する。

以上で考慮した散乱以外の散乱機構について若干の考察を加えておく。混晶散乱は、 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ などでは、イオン化率に大きな影響を与えていることが知られている⁵⁻¹⁵⁾。しかしながらここで考慮している $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ では、Alの組成が6%程度と少ないため大きな影響を与えないと考えられる。低温の半導体で問題となる不純物散乱はキャリアのエネルギーが大きくなると起こりにくくなるためイオン化率に影響を与えないことが知られている²⁻²²⁾。

5-6 モンテカルロシミュレーションによるイオン化率の計算

運動量空間の各点での散乱レートが決まれば、原理上は、ボルツマン輸送方程式を解くことにより分布関数 $f(k_i)$ が得られる。分布関数とイオン化確率がわかれば、イオン化率が求まる。しかしながらイオン化がおこる程度の高電界がかかっている場合、図5-7のように様々な散乱機構が関与し、それぞれが非等方的でエネルギー依存性を持つため、ボルツマン輸送方程式を解くことは困難である。今回考慮しようとしている多くのバンドが関与する場合について解くことは、ほとんど不可能である。このため、イオン化率の計算には、従来と同様、モンテカルロシミュレーション法を用いた。従来のモンテカルロシミュレーション法によるイオン化率の計算では、p-factor、バンド間散乱確率等がフィッティングパラメータになっている。今回はそれらをフィッティングパラメータとせず、前節の計算によって得られたp-factorと散乱確率を用いてホールのイオン化率を計算した。

モンテカルロシミュレーション法では、キャリアの走行の履歴をシミュレートすることを行なう。以下にその手順を示す。自由走行時間 Δt の間に初期状態 k_i にいるキャリアは電界 E によって

$$k_f = k_i + \frac{qE}{h} \Delta t \quad (5.42)$$

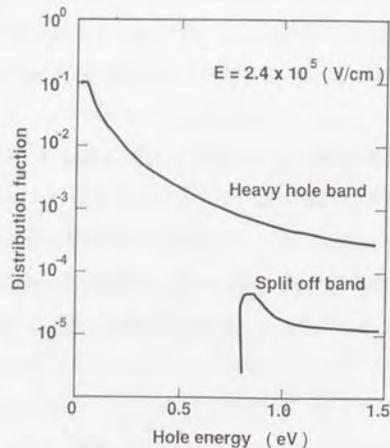


図5-8 キャリアの分布のエネルギー依存性

で表される終状態 k_f に遷移する。この Δt 間に走行した距離は、

$$\Delta x = \frac{E_f(k_f) - E_i(k_i)}{q|E|} \quad (5.43)$$

で与えられる。ここで $E_i(k_i)$ 、 $E_f(k_f)$ は初期状態、終状態のエネルギーである。 Δt 走行した後、散乱の有無、散乱を起こす場合その散乱事象の種類と散乱後の状態を、疑似乱数を発生して決定し、再び式(5.42)から繰り返す。 Δt を全ての散乱事象の総和より小さくとっておけば、以上の方法でキャリアの運動量空間と実空間での運動を記述できる。イオン化を起こす事象も散乱の一事象として組み入れておけば、イオン化率も同時に決定することができる。

スピンスプリットオフバンドにきているホールの割合を見積もるためキャリアの分布を求めた。図5-8に計算結果を示す。極性光学フォノン散乱の確率が高いため、大部分のキャリアは30meV程度の低いエネルギーにとどまっている。状態密度の小さなスピンスプリットオフバンドにも少数のキャリアが分布していることがわかる。

イオン化率の計算結果を図5-9に示す。計算結果は実験値に比べて半分の大きさであるが、オーダーとして一致している。実験と計算の差は、パラボリックバンドの仮定と、Jiang等のいう三元の混晶化によるバンドミキシングの効果²⁻²³⁾をイオン化確率の計算時に考慮しなかったためと考えられる。計算結果及び前章で述べた測定結果、さらにHildebrand等が報告した値の外挿を図5-10⁵⁻¹¹⁾に示す。計算結果が我々の実験値にずっと近いことがわかる。

音響フォノン散乱と光学フォノン散乱を考慮したヘビーホールバンドスピンズプリットオフバンド間の散乱確率と、クーロン相互作用を仮定したスピンスプリットオフバンドでのイオン化確率は、スピンスプリットオフバンドでのイオン化を起こすのに充分であり、我々の実験結果は、上記のイオン化メカニズムで説明できることがわかった。逆に、Hildebrand等が得た大きな正孔のイオン化率を、通常考えられるような上記のイオン化メカニズムで説明することはできないことがわかった。

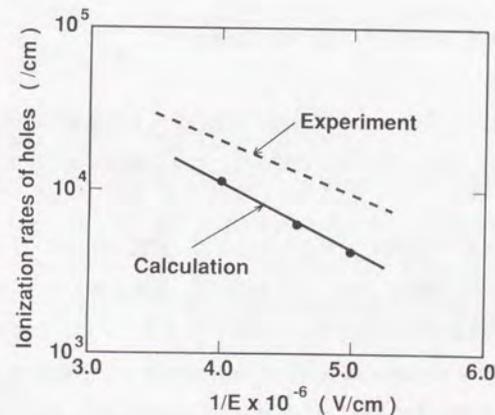


図5-9 モンテカルロシミュレーションによるホールのイオン化率の計算結果

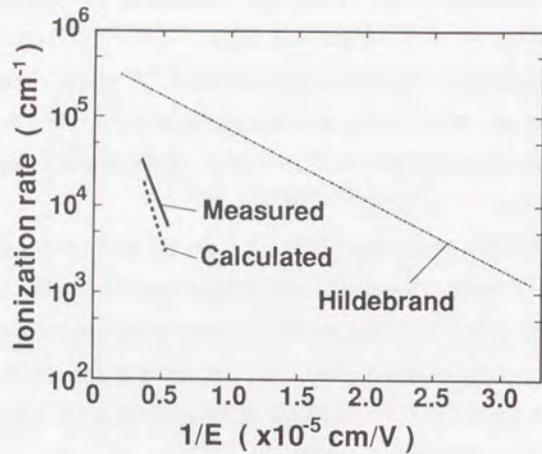
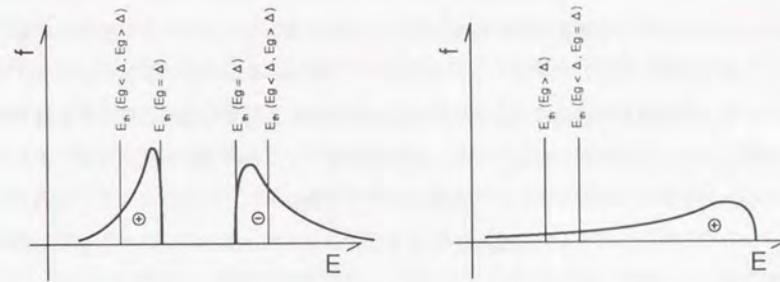


図5-10 ホールのイオン化率の比較

5-7 オージェ再結合の場合との比較に関する議論

オージェ再結合に関して、 $E_g = \Delta$ で共鳴的に再結合レートが増加するにもかかわらずイオン化率が共鳴的には、増加しないことに関して、若干の議論を加えておく必要があると思われる。

オージェ再結合が $E_g = \Delta$ で共鳴的に大きくなることは、閾値エネルギーの変化を説明する図5-1を用いて十分に説明出来る。 $E_g > \Delta$ の場合には、運動量保存則とエネルギー保存則を満たしてオージェ再結合が可能な電子正孔対のエネルギーは、かなり大きくなる。 $E_g = \Delta$ であると、キャリアの分布の最も多い Γ 点近傍でオージェ再結合が可能となり、オージェ再結合レートは増大する。 $E_g < \Delta$ となると、 Γ 点近傍でのキャリアでは、スピンスプリットオフバンドにキャリアをたたき上げるには、エネルギーが足りなくなる。このため、オージェ再結合レートは減少するのである。図5-11には、キャリア分布に対する閾値エネルギーの変化を示すが、オージェの場合 a)のように、オージェ再結合可能な電子正孔対の数は、劇的に変化する。



a) オージェ再結合の場合

b) イオン化の場合

図5-11 オージェ再結合とイオン化の場合のキャリア分布の比較

一方衝突イオン化の場合、図5-11 b)に示されるように、バンドギャップが変化したことによる閾値エネルギーの変化によっても、大きくは、イオン化可能な正孔の数に変化がないと考えられる。加えて、図5-2からわかるように、閾値エネルギーの変化はごくわずかであり、さらに $\Delta = E_g$ の場合と、 $\Delta > E_g$ の場合で、閾値エネルギーの変化はない。このため、 $\Delta = E_g$ 近傍での正孔のイオン化率の共鳴的な増大は、起こらないと考えられる。

5-8 結論

本章では、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ のイオン化率に関して議論となっている $\Delta = E_g$ となる組成での正孔のイオン化率の計算を行った。従来問題となっていながら充分議論されていなかったスピンスプリットオフバンドに由来する正孔がイオン化する確率について計算し、ついでヘビー

ホールバンド・ライトホールバンド・スプリットオフバンドが共存するところでのフォノンによる正孔の散乱確率を初めて導出した。この結果、スピンスプリットオフバンドでイオン化は可能であるがCappasoの主張するような大きなイオン化確率ではないこと、フォノンによる散乱レートはHildebrand等の値を説明するには、かなり大きいことを示した。さらに、求めたイオン化確率と散乱確率を用いてモンテカルロシミュレーション法によりイオン化率を実際に計算し実験値との対応を行い一致をみた。これにより、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ の正孔のイオン化機構を理論的に明らかにできた。理論的にも共鳴的な正孔のイオン化率の増大は起こらないことがわかった。また、p-factorやバンド間散乱確率などのフィティングパラメータを用いて議論されていたイオン化率の理論計算において、フィティングパラメータなしで計算の出来る手法を確立した。

第6章 $Al_xGa_{1-x}Sb$ -APDの特性評価

6-1 緒論

APDの種々の特性は、他の半導体デバイスと同様に、構造パラメータと材料パラメータによって決定される。しかしながら、第2章で述べたように、APDの性能を左右する基本特性である過剰雑音係数と増倍帯域幅積に関しては、材料固有の値であるイオン化率によってほぼ決定される。そして、多くの場合、イオン化率は材料によって著しく異なる。このため、ある材料をAPDに適用することを検討する場合、APDの基本特性である過剰雑音係数と増倍帯域幅積を評価することが必要となる。

$Al_xGa_{1-x}Sb$ に関して、精度の問題は別として、イオン化率に関して幾つかの報告例があることは、すでに述べた。しかし、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ -APDの過剰雑音特性と増倍帯域幅積について測定した報告例は、全く無い。

過剰雑音係数の測定のためには、種々の雑音の中から増倍によって生じる雑音を拾い出す高感度の雑音測定システムが必要となる。さらに測定に用いるサンプルとしても、低暗電流高増倍率で良好な面内感度分布を有するAPDが必要である。増倍帯域幅積の測定についても、高増倍率のAPDを用い、他の応答制限要因と切り分けて測定することが必要である。

本章では、第4章のイオン化率測定に用いたAPDを用い、過剰雑音指数と増倍帯域幅積の測定を初めて行った結果を記す。測定方法を記した後、使用したAPDが上記の測定条件を満たしていることを示す。また、過剰雑音指数と増倍帯域幅積の測定結果が、第4章で得られたイオン化率の測定結果を用い、第2章で記したAPDの理論を使って説明できることを記述する。これらの測定により、 $Al_xGa_{1-x}Sb$ -APDの基本特性を明らかにする。

6-2 過剰雑音係数の測定

APDの過剰雑音特性を測定するには、APDから動作時に発生している雑音から、暗電流によって生じるショット雑音や測定系の熱雑音の雑音成分を取り除き、光電流が増倍される時に発生する雑音のみを測定しなくてはならない。

図6-1に過剰雑音係数の測定にもちいた測定系のブロックダイアグラムを示す。実際の光通信では、光源には、半導体レーザダイオードが用いられるが、これから放出される光には、過剰な強度雑音に加わっている場合が多く、APDの雑音を測定するには適当でない。このため、光源として、波長1.55 μm のLEDを用いてある。

第2章で述べたIRドロップの効果（大きな電流がながれることにより、接合内部で部分的に電圧が効果し、その部分の増倍が取れなくなること）をさけるため、増倍される前の光電流が1 μA になるように入射光強度を調整してある。この電流で期待される過剰雑音電力は、50オーム終端、帯域1MHzで、 10^{-16} から 10^{-19} (w) 程度になる。

この弱い電力を暗電流によって生じるショット雑音や測定系の熱雑音の雑音成分から切り分けて測定するため、交流測定をおこなった。光源を1kHzで変調しフォトダイオードに照射して、流れる電流をロックインアンプでモニタすることにより増倍率を決定し、さらに、中心周波数30MHz、帯域1MHzのレシーバで雑音を検知する。レシーバの出力をロックイ

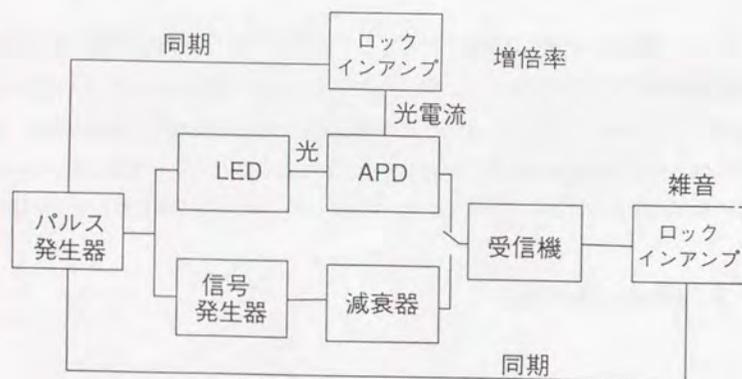


図6-1 雑音測定系ダイアグラム

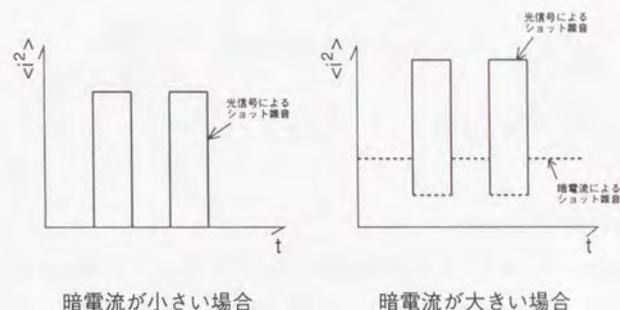


図6-2 雑音測定に対する暗電流の影響

ンアンプで受け、光電流によって発生する雑音強度のみを取り出す。雑音レベルの絶対値は、出力のわかっている30MHzの信号発生器の信号に1kHzの変調をかけ減衰器を通してレシーバに入れて校正した。

この系においても、暗電流が大きくと、暗電流の電圧依存性が存在すると、光電流によるIRドロップの効果と暗電流による雑音によって、光電流によって発生する雑音を過小評価する可能性がある。

光が入射していない時に素子が発生している雑音は、増倍される暗電流を I_d とすると

$$\langle i^2 \rangle = 2 q I_d M^2 F \Delta B \quad (6.1)$$

であり、光が入射している時には、

$$\langle i^2 \rangle' = 2 q I_{p0} M^2 F \Delta B + 2 q I_d' M^2 F \Delta B \quad (6.2)$$

となる。 I_d は、 I_{p0} が接合に流れたことより

$$I_d' = I_d - \frac{dI_d}{dV} I_{p0} R \quad (6.3)$$

に変化する。 $M = M'$ とすると、観測にかかる雑音は、

$$\langle i_d'^2 \rangle - \langle i_d^2 \rangle = 2q I_{p0} M^2 F \left(1 - \frac{dI_d}{dV} R \right) \Delta B \quad (6.4)$$

となりFを過小評価してしまう。

この様相を図6-2に示す。ある程度暗電流が流れていると、この電流によってショット雑音が発生する。この状態で光が入射し光電流が流れると、接合にかかっている電圧がごく僅か低下する。暗電流によって発生する雑音は急峻な電圧依存をもつため、ごくわずかの電圧降下によっても光電流の増加と反対に暗電流による雑音は低下する。このため、光電流に変調をかけるとこれと逆位相で暗電流が変化する。ロックインアンプでは、光電流による雑音と暗電流による雑音の和の変化を測っているため、暗電流が大きいと、光電流によって発生する雑音を過小評価することになる。この効果为了避免するため、過剰雑音係数の測定には、電界が低く暗電流の低い不純物濃度が $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ のサンプルを用いた。このサンプルの暗電流は、降伏電圧の90%の所で $1 \mu\text{A}$ と極めて低い値だった。

過剰雑音を測定するためには、均一な面内感度分布が必要となる。光があたる場所によって増倍率が異なると、光が吸収され電子正孔対の発生する場所のランダム性によって過剰雑音を大きく測定してしまう。図6-3には、雑音測定に用いたサンプルの面内感度分布を示す⁶⁻¹⁾。感度分布はスポットサイズ $5 \mu\text{m}$ の光を、スキャンして測定した。 $M=10$ で均一な感度分布を得ており、 $M=10$ での雑音を正確に見積もるのに十分な状態にある。

面内感度分布は、結晶の厚みや不純物濃度の面内方向の均一性、拡散深さの均一性、接合内部に電界分布を乱す大きな欠陥の有無等を反映しており、均一な面内感度分布は、これらが良好であることを示している。

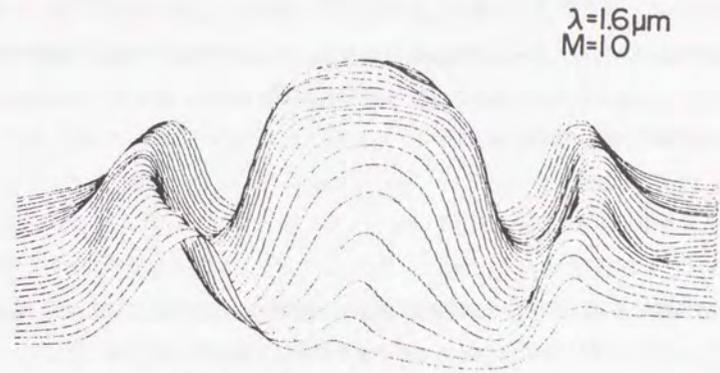


図6-3 雑音測定に用いたサンプルの面内感度分布

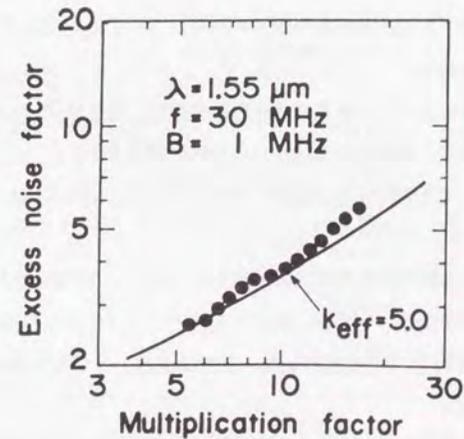


図6-4 増倍率対過剰雑音係数の測定結果

1.55 μm の光に対する増倍率対過剰雑音係数の関係を図6-4に示す⁶⁻¹⁾。この光は $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{Sb}$ にやや吸収されるが、大部分の光は透過し、GaSb基板で吸収されるため、ほぼ純粋正孔注入に近くなっている。M=10の所で、3.8 というかなり低い過剰雑音係数が得られた。この値はバルク半導体としては最も小さい値であり、第2章で記したイオン化率比と過剰雑音係数の関係式(2.28)

$$F = M \left[1 + \frac{1-k}{k} \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (6.5)$$

を用いて逆算した実効的なイオン化率比で約5 に相当する。この値は、増倍率-電圧カーブから求めた $1.5 \times 10^5 \text{V/cm}$ 程度の電界でのイオン化率比と極めてよく一致している。

6-3 増倍帯域幅積

第2章で議論したように、APDの増倍帯域幅積は、イオン化率比・増倍領域幅・キャリアの飽和速度で決定される。今回作製したダイオードは、高速動作が可能な構造にはなっていないが、様々な周波数制限要因を切り分けていくことにより、増倍帯域幅積の測定が行えると考えられる。

増倍帯域幅積以外のAPDの周波数応答制限要因は、第2章で述べたように、RC時定数、キャリア走行時間、非空乏化領域からの拡散電流成分等が考えられる。APD以外の周波数制限要因として光源等の測定装置の周波数特性を正確に見積もることも必要と考えられる。

RC時定数の影響を除外するため、接合径を80 μm とし、静電容量を0.4pF以下に抑えた。また50オームのチップ抵抗と一緒に、50オームストリップラインの先端にボンディングすることにより負荷抵抗を25オームとした。これにより、RC時定数による遮断周波数を15GHz以上に確保した。

光源の変調は、半導体レーザを直接変調することにより行った。変調回路や半導体レーザの周波数特性、さらにはストリップライン等の伝送路の周波数特性は、高速のInGaAs-PINフォトダイオードを用いて、キャリブレーションを行ってある。InGaAs-PINフォトダ

イオード自体は、二つの温度制御された半導体レーザのビートを測定することにより、18GHz以上のフラットな周波数特性を持つことが保証されている。

一例として図6-5に増倍率を変えて測定した濃度が $2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ のサンプルの周波数応答特性を示す⁶⁻²⁾。0.8 μm の光と1.3 μm の光では、応答が異なっている。0.8 μm の場合2GHzまで、平らな応答特性を示しているのに対し、1.3 μm の光に対しては、応答が700MHzまで低下した後平らになっている。このことは、1.3 μm の光が空乏領域と、空乏化していない低濃度領域の両方で吸収され、空乏化されていない領域からの遅い拡散成分が、700MHzまでの応答特性を劣化させているのに対し、0.8 μm の光は吸収係数が大きく大部分の光はp⁺領域で吸収されるがこの領域は薄く電子の拡散は充分早いため、途中で応答は劣化しないと説明できる。ほとんど正孔注入となる1.3 μm の光での、アバランシェ立ち上がり時間によってのみ制限される増倍帯域幅積を求めるため、アバランシェ立ち上がり時間が応答を制限していない増倍率の低い時の応答で高い増倍率の応答特性を校正することにより、空乏化していない領域からの拡散電流の応答劣化の成分を、除去した。

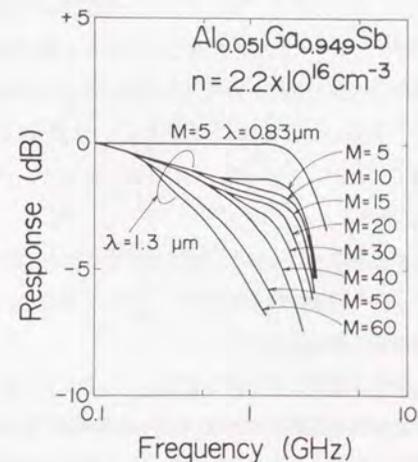


図6-5 周波数応答特性の測定結果の一例

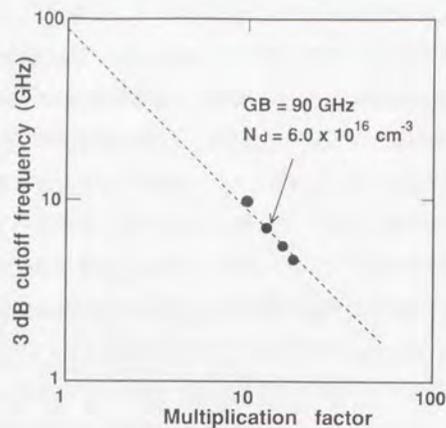


図6-6 増倍率対-3dB遮断周波数

図6-6には、濃度が $6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ のサンプルに対して、増倍率と-3dB遮断周波数の関係をプロットしたものを示す⁶⁻³⁾。データ点は、点線で示された45度の線によく載っており、応答がアバランシェ立ち上がり時間で制限されていることを示している。増倍帯域幅積は点線が $M=1$ と交わる縦軸の切片の点から90GHzと見積もることができる。本研究の実施の時点でのトップデータが得られた。この値は現在InP/InGaAs-APDで得られているトップデータ⁶⁻⁴⁾とほぼ同じ値である。

今回作製したような片側階段接合を持ったサンプルの実効的な増倍領域幅は、増倍層の不純物濃度によって変化する。不純物濃度を変えたサンプルで測定を行うことにより、増倍領域幅を変えて増倍帯域幅積の測定が行える。

片側階段接合の場合、三角形の電界分布を持つため、はっきりとした増倍領域を定義するのは難しい。空乏層全体を増倍領域幅と考えるのは、電界の低くイオン化がほとんど起こらない領域も考慮に入れてしまうため好ましくない。実効増倍帯域幅として、空乏層の1/8を取る方法もある⁶⁻⁵⁾。この方法は、最大電界が、空乏層の1/8だけ均一に掛かっている

るとするもので、ブレイクダウン電圧や雑音特性を比較的良く説明するが、増倍立ち上がり時間を議論するには、過少評価と考えられる。本研究では、増倍率を与える式

$$M(w) = \frac{1}{1 - \int_0^w \beta \left[\exp \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx} \quad (6.6)$$

を w を変えて計算を行ない、増倍が強く起こっている領域の幅を求めた。結果を図6-7に示す。増倍率は、全空乏層幅 W_d を増倍領域とした時の増倍率で規格化されている。この図から、空乏層の半分の領域で増倍の95%が起こっていることがわかる。本研究では、この空乏層の半分を増倍領域幅として採用する。

イオン化率が電界の逆数の \exp で変化するという経験的事実から、ブレイクダウン電圧が、不純物濃度の $-3/4$ 乗で変化的ことが示されている⁶⁻⁶⁾⁶⁻⁷⁾。増倍時の空乏層幅は、ブレイクダウン時の空乏層幅とほとんど変わらないので、増倍領域幅が不純物濃度の $7/8$ 乗で変化的ことが期待できる。

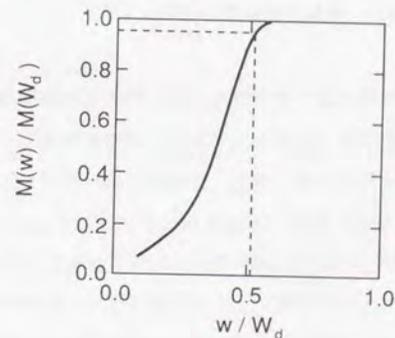


図6-7 三角電界のもとでの増倍領域 式(6.6)の増倍領域幅 w を変えて増倍率を計算したもので $n=2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $M=10$ での計算結果である。 w は空乏層幅 W_d で規格化しており、増倍率は空乏層全体で増倍が起こっている場合の増倍率 $M(W_d)$ で規格化してある。

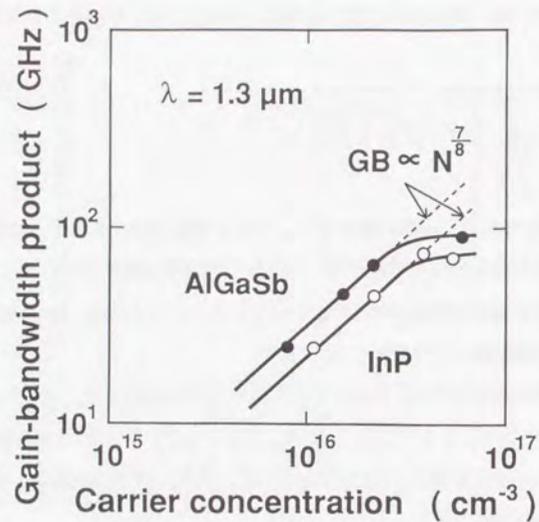


図6-8 増倍帯域幅積の濃度依存性

図6-8には、増倍帯域幅積の濃度依存性を示す。増倍帯域幅積は、濃度が $6 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ のサンプルを除いて、濃度の $7/8$ 乗に比例しており、増倍帯域幅積が実効増倍領域幅に比例していることが分かる。このことは、測定した範囲では、イオン化率比が、大きく変化していないことに相当している。従来の光通信用APDとして用いられてきたInPの値も同時に示してある。同一濃度で $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ が常に高い値を示しているのはイオン化率比が大きいためではなく、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ では電子・正孔両方のイオン化率が共に大きいため実効増倍領域幅が短くなっているためである。濃度が $6 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ のサンプルに対して130GHzの増倍帯域幅積が期待されるが、90GHzしか得られていない理由は不明であるが、イオン化率比が高い電界のところでは悪化しているためと考えられる。

増倍領域内でイオン化率が変わらないと仮定すると、増倍帯域幅積は以下のように議論できる。電子及び正孔の分布 $n(x,t)$ $p(x,t)$ は以下の微分方程式に従うと考えられる²⁻⁵⁾。

$$\frac{dn(x,t)}{dt} = \alpha v_n n(x,t) + \beta v_p p(x,t) - v_n \frac{dn(x,t)}{dx} \quad (6.7)$$

$$\frac{dp(x,t)}{dt} = \alpha v_n n(x,t) + \beta v_p p(x,t) + v_p \frac{dp(x,t)}{dx} \quad (6.8)$$

v_n v_p は電子・正孔の飽和速度である。小信号解析を行うため、境界条件を以下のようにおく。

$$n(0,t) = 0 \quad (6.9)$$

$$p(w,t) = \frac{P_{in}}{h\nu v_p} \exp(i\omega t) \quad (6.10)$$

キャリアの変動も周波数 ω に追随すると考えると、キャリア分布は、

$$n(x,t) = n(x) \exp(i\omega t) \quad (6.11)$$

$$p(x,t) = p(x) \exp(i\omega t) \quad (6.12)$$

のようにおくことが出来る。ここで $n(x)$ 、 $p(x)$ は、位相の項を含み、複素数である。式(6.7) (6.8)に代入すると、

$$i\omega n(x) = \alpha v_n n(x) + \beta v_p p(x) - v_n \frac{dn(x)}{dx} \quad (6.13)$$

$$i\omega p(x) = \alpha v_n n(x) + \beta v_p p(x) - v_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (6.14)$$

この一般解は、以下のようになる。

$$n(x) = N_1 e^{ax} + N_2 e^{bx} \quad (6.15)$$

$$p(x) = P_1 e^{ax} + P_2 e^{bx} \quad (6.16)$$

$$a, b = \frac{-A \pm \sqrt{A^2 - 4B}}{2} \quad (6.17)$$

$$A = \frac{(\beta v_p - i\omega) v_n - (\alpha v_p - i\omega) v_p}{v_n v_p} \quad (6.18)$$

$$B = \frac{\omega^2 + i\omega(\alpha v_n + \beta v_p)}{v_n v_p} \quad (6.19)$$

境界条件から、以下の関係が得られる。

$$N_1 + N_2 = 0 \quad (6.20)$$

$$P_1 e^{aw} + P_2 e^{bw} = \frac{P_{in}}{h\nu v_p} \quad (6.21)$$

また式(6.13)(6.14)に式(6.15)(6.16)を代入して比較すると

$$P_1 = \left(\frac{i\omega - \alpha v_n}{\beta v_p} + \frac{v_n a}{\beta v_p} \right) N_1 \quad (6.22)$$

$$P_2 = \left(\frac{i\omega - \alpha v_n}{\beta v_p} + \frac{v_n b}{\beta v_p} \right) N_2 \quad (6.23)$$

も成立するので、 $P_1 P_2 N_1 N_2$ を決めることができる。

APD全体から取り出せる電流は、

$$I = \left| \frac{q v_n}{w} \int_0^w n(x) dx + \frac{q v_p}{w} \int_0^w p(x) dx \right| \quad (6.24)$$

なので、結局

$$I = \left| \frac{q v_n}{w} [N_1 \frac{e^{wa}-1}{a} + N_2 \frac{e^{wb}-1}{b}] + \frac{q v_p}{w} [P_1 \frac{e^{wa}-1}{a} + P_2 \frac{e^{wb}-1}{b}] \right| \quad (6.25)$$

のようにAPDの応答を表すことができる。この式は、見通しが良くないが、第2章で示したEmmonsの式(2.33)(2.34)及び図2-4そのものである。

先に述べたように増倍領域幅を空乏層幅の1/2とし、第4章で測定されたイオン化率を用いると、飽和速度をフィッティングパラメータとして、GB積の測定結果を式(6.25)にフィッティングできる。このときの飽和速度は 5×10^6 cm/sになる。この値は他の化合物半導体と同程度になっている。実験結果は、化合物半導体の平均的な飽和速度と第4章で測定されたイオン化率とでは説明できることがわかった。

6-4 結論

低暗電流・高増倍率特性の実現により、これまで測定がなされていなかった $Al_x Ga_{1-x} Sb$ -APDの雑音特性と周波数特性の測定を初めて行った。精密な測定の結果、過剰雑音係数は電界の低い所で3.8、また増倍帯域幅積は電界の高い所で90GHzの高速特性が得られた。これらの実験結果は、第4章で述べた増倍率-電圧カーブから求めたイオン化率を用いると、理論的予測と良く一致した。以上から $Al_x Ga_{1-x} Sb$ -APDの基本特性をはじめて明らかに出来た。

各章で得られた結果を要約し、結論とする。

第2章では、従来の理論に基づいてAPDの動作原理について概観した。特に、光通信システムの高速化のため、最も改善の求められている過剰雑音係数と増倍帯域幅積が、電子と正孔のイオン化率比の大小により決定されることを示した。種々の半導体のイオン化率について概観し、APD用半導体材料として飛躍的に特性改善が見込まれるものが得られていないこと、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ がその有力な候補の一つであるが、そのイオン化率の確定をふくめ、APDへの適用検討が充分なされていないことを述べた。また、正孔のイオン化率が、 $\Delta = E_g$ となるAl組成の近辺で共鳴的に大きくなることが示唆されているが、実験的にも理論的にも検討の余地があることを述べた。

第3章では、APD特性評価に用いる良好な結晶を得るため、従来ほとんど試みられていなかったSb溶媒からの $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の液相成長条件を求めた。GaSb二元系でSb溶液からの成長の特長について明らかにし、これが三元系でも有効なことを示した。正確な固相線・液相線を実験的に作製し、他の混晶半導体の液相成長の場合と同様に、疑似二元系の振舞いをすることを示した。これにより、組成・成長層厚の制御が可能となった。Sb溶媒から成長することにより、従来の方法に比べてバックグラウンドキャリア濃度の低い結晶を得ることができた。Sb空孔に関連した欠陥の生成が抑制されたためと考えられる。又、Teのドーピング特性についても条件をもとめ、不純物濃度を制御することが可能となった。面方位・過冷却度を制御することにより良好な表面が得られること、成長層厚を抑えることによりミスフィット転位のない結晶が作製できることも見いだした。これにより $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のAPD特性検討用の、Al組成、厚み、不純物濃度等が制御された良好な結晶を得ることができた。

第4章では、過剰雑音特性と増倍帯域幅積を支配するイオン化率の測定を行なった。従来なされていた $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率測定の問題点を考慮して測定を行なった。第3章で得られたバックグラウンドキャリア濃度の低い結晶を用いて $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ -APDを作成した。従来の報告例に比べて暗電流の低い、室温でも良好な増倍の得られるAPDを作製することができた。この素子を用い、電子正孔の純粋注入条件、量子効率の電圧依存性、空

乏層内の電界分布を厳密に考慮したイオン化率の測定を行なった。これにより、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率を実験的に確定することができた。また、共鳴イオン化現象についても実験的に検討を加え、APDが実用的に用いられる室温高電界の領域においては観測されないことを示した。

第5章では、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ のイオン化率に関して議論となっている、 $\Delta = E_g$ となる組成での正孔のイオン化率を計算した。従来問題となっていながら充分議論されていなかったスピンスプリットオフバンドに由来する正孔がイオン化する確率について議論し、ついで、ヘビーホールバンドライトホールバンド、スプリットオフバンドが共存するところでの、フォノンによる正孔の散乱確率を初めて導出した。求めたイオン化確率と散乱確率を用いてモンテカルロシミュレーション法によりイオン化率を計算し、実験値との対応を行って一致をみた。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の正孔のイオン化の機構を理論的に明らかにできた。さらに理論的に考えられている機構では共鳴的に大きな正孔のイオン化率は説明できないことが判った。またこれまでp-factorやバンド間散乱確率などのフィティングパラメータを用いて議論されていたイオン化率の理論計算において、フィティングパラメータなしの解析が可能な手法を確立した。

第6章では、低暗電流・高増倍率特性の実現により、これまで測定がなされていなかった $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ -APDの過剰雑音係数と増倍帯域幅積の測定を初めて行った。過剰雑音係数は電界の低い所で3.8、また増倍帯域幅積は濃度の高い所で90GHzの高速特性が得られた。実験結果は、第4章で述べた増倍率-電圧カーブから求めたイオン化率をもとに、第2章で記述した従来のAPDの動作理論で十分説明できることがわかった。

以上述べたように、1 μm 帯光通信用APDの材料として重要な $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ に対し、イオン化率を実験理論両面から確定し、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ をAPDに適用した場合の性能を明らかにした。その中で、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ の成長法の確立、イオン化機構の解明、イオン化率を導出する新しい理論手法の提示を行なった。APD特性を大幅に改善するものではないが、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ はバルク材料として現在用いられているInPを増倍層とするAPDを雑音特性、及び周波数特性において上回るものであることがわかった。本研究で得られた成長法、測定方法、理論解析手法は、光通信用APD材料の探索において、他の材料の評価を行なうに当たっても重要な指針を与えるものである。

参考文献

第1章

- 1-1) "Special Issue of Optical Fiber Communications," Proc. IEEE Vol.68, 10, Oct, 1980
- 1-2) H. Hamano, T. Yamamoto, Y. Nishizawa, Y. Oikawa, H. Kuwatsuka, A. Tahara, K. Suzuki, and A. Nishimura, Electron. Lett., vol.27, No.18, 1602, 1991
- 1-3) K. M. Johnson, IEEE Trans. on Electron Devices, ED-12, 55, 1965
- 1-4) J. R. Biard and W. N. Shaunfield, JR., IEEE Trans on Electron Devices, ED-14, 233, 1967

第2章

- 2-1) G. E. Stillman and C. M. Wolfe, 'Semiconductors and Semimetals,' R. K. Willardson and A. C. Beer, ed., Academic Press, New York, 1977
- 2-2) R. J. McIntyre, IEEE Trans. on Electron Devices. ED-13,1, 164, 1966
- 2-3) Y. Kito, H. Kuwatsuka, T. Kumai, M. Makiuchi, T. Uchida, O. Wada, and T. Mikawa, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3, No.12, 1115, 1991
- 2-4) R. B. Emmons, J. Appl. Phys. 38, 3705, 1967
- 2-5) 緋塚治彦、鬼頭泰浩、三川孝、信学技報 OQE.90-24, 33, 1990
- 2-6) H. Kuwatsuka, Y. Kito, T. Uchida, T. Mikawa, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3, No.12, 1113, 1991
- 2-7) R.G. Smith and S.D. Personick, 'Receiver Design for Optical Fiber Communication Systems,' in "Topics in Applied Physics Vol.39 Semiconductor Devices for Optical Communication," H. Kressel, ed., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1980
- 2-8) 米津宏雄, '光通信素子工学,' 工学図書, 1984

- 2-9) C. A. Lee, R. A. Logan, R. L. Batdorf, J. J. Keimack, and W. Wiegman, Phys. Rev. 134, A761, 1964
- 2-10) T. Mikawa, S. Kagawa, T. Kaneda, Y. Toyama, and O. Mikami, Appl. Phys. Lett. 37, 387, 1980
- 2-11) G. E. Bulman, V. M. Robbins, K. F. Brennan, K. Hess, and G. E. Stillman, IEEE Electron Dev. Lett. EDL-4, 184, 1983
- 2-12) L. W. Cook, G. E. Bulman, and G. E. Stillman, Appl. Phys. Lett, 40, 589, 1982
- 2-13) F. Osaka, T. Mikawa, and T. Kaneda, Appl. Phys. Lett. 45, 654, 1984
- 2-14) F. Osaka, T. Mikawa, and T. Kaneda, Appl. Phys. Lett. 45, 292, 1984
- 2-15) T. Shirai, T. Mikawa, T. Kaneda, and A. Miyauchi, Electron. Lett. 19, 534, 1983
- 2-16) H. D. Law, K. Nakano, L. R. Tomasetta, and J. S. Harris, Appl. Phys. Lett. 33, 948, 1978
- 2-17) O. Hildebrand, W. Kuebart, and M. Pilkuhn, Appl. Phys. Lett. 37, 801, 1980
- 2-18) O. Hildebrand, W. Kuebart, W. K. Benz, and M. H. Pilkuhn, IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 284, 1981
- 2-19) M. Z. Zhingarev, V. I. Korol'kov, M. P. Mikhailova, and V. V. Sazonov, Sov. Tech. Phys. Lett. 7, 637, 1981
- 2-20) D. Kasemset, IEEE J. of Quantum Electron. QE-17, 9, 1595, 1981
- 2-21) K. Brennan, K. Hess, and Y. Chang, J. Appl. Phys. 57(6), 1971, 1985
- 2-22) F. Capasso, Semiconductor and Semimetals, edited by R. K. Willardson and A. C. Beer (Academic, New York, 1985), Vol. 22, Part D, Chap. 1, pp99
- 2-23) Y. Jiang, M. C. Teich, and W. I. Wang, J. Appl. Phys. 67, 2488, 1990
- 2-24) A. Haug, J. Phys. C: Solid State Phys. 17, 6191, 1984
- 2-25) E. Zielinski, H. Schweizer, B. Maile, M.H. Pilkuhn, G. Griffiths,

S. Subbana, and H. Kroemer, *Inst. Phys. Conf. Ser. No. 79: Chapter 13*, p749, 1986, Paper presented at *Int. Symp. GaAs and Related Compounds*, Karuizawa, Japan, 1985

第3章

- 3-1) H. Luquet, L. Gousskov, M. Perotin, A. Jean, A. Rjeb, T. Zarouri, and G. Bougnot, *J. Appl. Phys.* 60, 3582, 1986
- 3-2) T. Wada, K. Kubota, and T. Ikoma, *J. Crystal Growth*, 66, 493, 1984
- 3-3) F. J. Reid, R. D. Baxter, and S. E. Miller, *J. Electrochem. Soc.* 113, 713, 1966
- 3-4) T. Kusunoki, K. Akita, and Y. Nishitani, *J. Crystal Growth*, 59, 539, 1982
- 3-5) C. Anayama, T. Tanahashi, H. Kuwatsuka, S. Nishiyama, S. Isozumi, and K. Nakajima, *Appl. Phys. Lett.* 56(3), 239, 1990
- 3-6) H. Kuwatsuka, T. Tanahashi, C. Anayama, S. Nishiyama, T. Mikawa, and K. Nakajima, *J. Crystal Growth* 94, 923, 1989
- 3-7) A. Joullie, P. Gantier, and E. Monteil, *J. Crystal Growth*, 47, 100, 1979
- 3-8) R. E. Nahory, M. A. Pollack, E. D. Beebe, and J. C. De-Winter, *J. Electrochem. Soc.* 125, 1053, 1978
- 3-9) M. B. Panish and M. Ilegems, in: *Progress in Solid State Chemistry*, Vol. 7, Eds. H. Reiss and J. O. McCaldin, Pergamon, Oxford, 1972
- 3-10) N. Kitamura, H. Yamamoto, Y. Maeda, A. Usami, and T. Wada, *Semicond. Sci. Technol.* 2, 318, 1987
- 3-11) E. Estop, A. Izrael, and M. Saurage, *Acta Cryst.* A32, 627, 1976
- 3-12) T. Takeda, X. C. Gong, Y. Zhu, and A. Sasaki, *Japan. J. Appl. Phys.* 26, 273, 1987
- 3-13) M. Neuberger, *Handbook of Electronic Materials*, Vol. 2, IFI/Plenum,

New York, 1971

- 3-14) W. A. Brantley, *J. Appl. Phys.* 44, No. 1, 1973
- 3-15) 永井治男, "III-V族半導体混晶," コロナ社
- 3-16) R. Ghez, *J. Crystal Growth*, 19, 153, 1972
- 3-17) Y. Takeda, S. Noda, and A. Sasaki, *Appl. Phys. Lett.* 45, 656, 1984

第4章

- 4-1) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, Y. Kito, T. Tanahashi, and O. Wada, *Appl. Phys. Lett.* 57(3), pp249-251 (1990)
- 4-2) H. Luquet, L. Gousskov, M. Perotin, A. Jean, A. Rjeb, T. Zarouri, and G. Bougnot, *J. Appl. Phys.* 60, 3582, 1986
- 4-3) G. E. Stillman, and C. M. Wolfe, In 'Semiconductors and Semimetals,' R. K. Willardson and A. C. Beer, eds, Vol. 12, 291, Academic Press, New York
- 4-4) B. T. Dai, and C. Y. Chang, *J. Appl. Phys.* 42, 5198, 1971
- 4-5) C. Alibert, A. Joullie, and A. M. Joullie, *Phys. Rev. B*, vol. 127, 8, 4946, 1983
- 4-6) B. Pistoulet, J. L. Robert, and D. Barjon, *Solid State Communications*, 8, 897, 1970
- 4-7) M. H. Wood, W. C. Johnson, and M. A. Lampert, *Solid-State Electron*, 16, 381, 1973
- 4-8) Sheng S. Li, *Appl. Phys. Lett.* 29, 126, 1976
- 4-9) W. N. Grant, *Solid-State Electron*, 16, 1189, 1973
- 4-10) C. A. Lee, R. A. Logan, R. L. Bardorf, J. J. Kleimack and W. Wiegmann, *Phys. Rev.* 134, 761, 1964
- 4-11) D.E. Aspnes 'Modulation Spectroscopy/Electric Field Effects on the Dielectric Function of Semiconductors,' in 'Handbook on Semiconductors Vol. 2,' ed. M. Balkanski, North-Holland Publishing Company, 1980

- 4-12) M. Perotin, L. Gouskov, H. Luquet, P. Abiale Abi, and A. Sabir,
J. Appl. Phys. 68 8, 3856, 1990
- 4-13) H. Luquet, M. Perotin, L. Gouskov, C. Linares, H. Archidi, M. Lanbabi, M.
Karim, and B. Mbow, J. Appl. Phys., 68, (8), 3861, 1990
- 4-14) L. Gouskov, B. Orsal, M. Perotin, M. Karim, A. Sabir, P. Coudray, S.
Kibeya, and H. Luquet, Appl. Phys. Lett., 60, (24), 3030, 1992

第5章

- 5-1) W. Shockley, Solid-State Electron., 2, 35, 1961
- 5-2) P. A. Wolff, Phys. Rev. 95, 1415, 1954
- 5-3) G.A. Baraff, Phys. Rev. 128, 2507, 1962
- 5-4) C. L. Anderson and C. R. Crowell, Phys. Rev. B5, 2267 1972
- 5-5) L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP 10, 509, 1960
- 5-6) H. Shichijo and K. Hess, Phys. Rev. 23, 4197, 1981
- 5-7) F. Osaka, T. Mikawa, and O. Wada, Jpn. J. Appl. Phys., 25, 394, 1986
- 5-8) B. K. Ridley, Semicond. Sci. Technol. 2, 116, 1987
- 5-9) E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solids. 1, 249, 1957
- 5-10) A. Sugimura, J. Appl. Phys. 51 (8), 4405, 1980
- 5-11) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, M. Ito, T. Tanahashi,
and O. Wada, J. Appl. Phys. 70 (4), pp2169-2172 (1991)
- 5-12) M. Costato and L. Reggiani, Phys. stat. sol. 59, 47, 1973
- 5-13) M. Costato and L. Reggiani, Phys. stat. sol. 58, 471, 1973
- 5-14) 川村肇 '半導体物理,' 共立出版, 1987
- 5-15) F. Osaka, T. Mikawa, and T. Kaneda, IEEE. J. Quantum Electron., vol. QE-
21, 1326, 1985

第6章

- 6-1) S. Miura, T. Mikawa, H. Kuwatsuka, N. Yasuoka, T. Tanahashi, and O.
Wada, Appl. Phys. Lett. 54(24), pp2422-2423 (1989)
- 6-2) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, T. Tanahashi, and O.
Wada, Tech. Digest of Second Optoelectronics Conference (OEC'88),
PD-3, 1988, Tokyo
- 6-3) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, T. Tanahashi, O. Wada,
IEEE Photonics Technology Letters. Vol.2, No.1, pp54-55 (1990)
- 6-4) Y. Kito, H. Kuwatsuka, T. Uchida, and T. Mikawa, Extended Abstract of
the 1991 International Conference on Solid State Devices and Materials,
(Yokohama), 108, 1991
- 6-5) P. Spirito, IEEE Trans. Electron Devices, ED-21, 226, 1974
- 6-6) M. Ito, T. Mikawa and O. Wada, IEEE Electron Device Lett. 10, 230, 1989
- 6-7) M. Ito, T. Mikawa and O. Wada, Solid-State Electron., 30, 9, 969, 1987

本論文に関連する投稿論文

第1章

- 1) H. Hamano, T. Yamamoto, Y. Nishizawa, Y. Oikawa, H. Kuwatsuka, A. Tahara, K. Suzuki, A. Nishimura, '10 Gbits/s Optical front end using Si-bipolar preamplifier IC, Flipchip APD, and Slant-end fibre,' *Electron. Lett.*, vol.27, No.18, 1602, 1991

第2章

- 2) H. Kuwatsuka, Y. Kito, T. Uchida, T. Mikawa, 'High-speed InP/InGaAs Avalanche Photodiodes with a Compositionally Graded Quaternary Layer,' *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.3, No.12, 1113, 1991
- 3) Y.Kito, H.Kuwatsuka, T.Kumai, M.Makiuchi, T.Uchida, O.Wada, and T.Mikawa, 'High Speed Flip-Chip InP/InGaAs Avalanche Photodiodes with Ultralow Capacitance and Large Gain-Bandwidth Products,' *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.3, No.12, 1115, 1991

第3章

- 4) H. Kuwatsuka, T. Tanahashi, C. Anayama, S. Nishiyama, T. Mikawa, and K. Nakajima, 'Liquid phase epitaxial growth of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ from Sb-rich solution,' *J. Crystal Growth* 94 pp923-928 (1989)
- 5) C. Anayama, T. Tanahashi, H. Kuwatsuka, S. Nishiyama, S. Isozumi, and K. Nakajima, 'High-purity GaSb epitaxial layers grown from Sb-rich solutions,' *Appl. Phys. Lett.* 56(3) pp239-240 (1990)

第4章

- 6) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, Y. Kito, T. Tanahashi, and O. Wada, 'Measurement of the impact ionization rates in $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{Sb}$,' *Appl. Phys. Lett.* 57(3), pp249-251 (1990)

第5章

- 7) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, M. Ito, T. Tanahashi, and O. Wada 'Impact ionization rates of holes in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$,' *J. Appl. Phys.* 70 (4), pp2169-2172 (1991)

第6章

- 8) S. Miura, T. Mikawa, H. Kuwatsuka, N. Yasuoka, T. Tanahashi, and O. Wada 'AlGaSb avalanche photodiode exhibiting a very low excess noise factor,' *Appl. Phys. Lett.* 54(24), pp2422-2423 (1989)
- 9) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, T. Tanahashi, O. Wada, 'An $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ Avalanche Photodiode with a Gain Bandwidth Product of 90GHz,' *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol.2, No.1, pp54-55 (1990)

本論文に関連した学会発表

第2章

- 1) H. Kuwatsuka, Y. Kito, M. Ito and T. Mikawa, 'Design of ultra-high-speed InP/InGaAs avalanche photodiodes,' *Tech. Digest of 16th European Conference on Optical Communication (ECOC90)*, TuP10, 1990, Amsterdam

- 2) H. Kuwatsuka, Y. Kito, M. Ito and T. Mikawa, 'Design of ultra-high-speed InP/InGaAs avalanche photodiodes,' Tech. Digest of 17th European Conference on Optical Communication (ECOC91), TuC5-1, 1991, Paris
- 3) 鍛塚治彦、鬼頭泰裕、三川孝、'InP/InGaAs APDの周波数特性,' 信学技報、0QE90-64, p33, 1990
- 4) 鍛塚治彦、鬼頭泰裕、内田徹、三川孝、'InGaAs-APDの高GB積化の検討,' 91年春応用物理学会
- 5) 鍛塚治彦、鬼頭泰裕、内田徹、三川孝、'InGaAsP組成傾斜層を用いたInGaAs-APD,' 91年秋応用物理学会

第3章

- 6) T. Tanahashi, C. Anayama, H. Kuwatsuka, S. Nishiyama, S. Isozumi, and K. Nakajima, 'Liquid Phase Epitaxial Growth of High purity GaSb and AlGaSb from Sb-rich solution,' Electrochemical Society 174th Meeting (SOTAPOCS IX), Chicago, USA, 1988
- 7) 鍛塚治彦 棚橋俊之 穴山親志 西山聡一 三川孝 中島一雄 'Sb溶媒からの AlGaSbの液相エピタキシャル成長,' 88年春応用物理学会
- 8) 穴山親志 棚橋俊之 鍛塚治彦 西山聡一 五十棲祥二 中嶋一雄 'Sb溶媒からの GaSbの液相エピタキシャル成長' 88年春応用物理学会

第4章

- 9) 三浦秀一 三川孝 亀山奈美 和田修 'GaSb-APDの基礎検討' 88年応用物理学会
- 10) 三浦秀一 鍛塚治彦 安岡奈美 棚橋俊之 西山聡一 三川孝 和田修 'AlGaSb-APDのイオン化率比の評価' 88年秋応用物理学会

第5章

- 11) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, M. Ito, T. Tanahashi, and O. Wada, 'Impact ionization rates in $Al_xGa_{1-x}Sb$,' Inst. Phys. Conf. Ser. No 106: Chapter 10, pp737-742, Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Karuizawa, Japan, 1989
- 12) 鍛塚治彦 三川孝 伊藤正規 和田修 'AlGa_{1-x}Sbのイオン化率の理論的検討-ホールイオン化確率の計算-' 88年秋応用物理学会
- 13) 鍛塚治彦 三川孝 伊藤正規 和田修 'AlGa_{1-x}Sbのイオン化率の理論的検討 (II)-モンテカルロシミュレーションによるホールイオン化率の計算-' 89年秋 秋 応用物理学会

第6章

- 14) H. Kuwatsuka, T. Mikawa, S. Miura, N. Yasuoka, T. Tanahashi, and O. Wada, 'An $Al_{0.05}Ga_{0.949}Sb$ APD exhibiting a wide gain bandwidth,' Tech. Digest of Second Optoelectronics Conference (OEC'88), PD-3, 1988, Tokyo
- 15) T. Mikawa, S. Miura, H. Kuwatsuka, N. Yasuoka, T. Tanahashi, and O. Wada, Technical Digest of International Electron Devices Meeting, San Francisco, 487, (1988)

謝辞

本研究の実施、ならびに本論文の作成において、極めて多くの方々の御指導と御協力を頂いたことに関してここに感謝の意を表します。

本論文執筆にあたり、格別の御指導御鞭撻御助言を賜りました、東京大学 工学部 伊藤良一教授に心から感謝致します。又、貴重な時間をさいいただき、多くの貴重な御教示を頂きました同大学 工学部 神谷武志教授、同大学 先端科学技術研究センター 白木靖寛教授、同大学 工学部 内野倉國光教授、尾鍋研太郎助教授 に感謝致します。

本研究の長期の遂行の間、直接御指導御鞭撻下さったうえ、本論文執筆を勧めて下さり、有益な御討論を頂いた(株)富士通研究所 電子デバイス研究部門 主管研究員(現(株)生体光情報研究所 副所長) 三川孝博士に厚く御礼申し上げます。

本研究の遂行の長期の機会を頂いた 光技術研究開発株式会社 太宰浩一 研究管理本部長(元(株)富士通研究所 主席研究員)、(株)富士通研究所 電子デバイス研究部門長代理 桜井照夫博士、同所 光半導体研究部部長山腰茂伸博士に感謝致します。

本研究の遂行の間 絶えず御鞭撻と御指導を頂いた(株)富士通研究所 光コネクタ推進室 主管研究員 和田修博士に厚く御礼申し上げます。

本研究の具体的な実施にあたっては、多くの人の絶大なるご協力と御援助をいただきました。

結晶成長にあたり、多くの御指導と御助言を頂きました(株)富士通研究所 光半導体研究部 棚橋俊之第三研究室長、同所 半導体結晶研究部長 中嶋一雄博士、富士通(株)化合物半導体事業部 担当部長 五十榎祥二博士、同所 プロセス技術部 岸豊氏に心から感謝いたします。また(株)富士通研究所 光半導体研究部第三研究室 穴山親志研究員には、結晶成長に関して多くの御協力と御教示を頂きましたことを感謝致します。

さらに、結晶評価に関して貴重な御指導を頂きました(株)富士通研究所 電子デバイス研究部門 主管研究員 小宮聰博士に御礼申し上げます。

素子作製評価にあたっては、富士通(株)化合物半導体事業部 第一技術部 三浦秀一氏(株)富士通研究所 光半導体研究部 安岡奈美研究員 同所 鬼頭泰浩研究員には、多くのご協力と御討論を頂き感謝いたします。

イオン化率の評価と理論的検討に関し多くの知見を与えて下さった光技術研究開発(株) 逢坂福信博士と、(株)富士通研究所 光半導体研究部 伊藤正規研究員に心から御礼申し上げます。

素子の高周波特性評価に関し多くの助言を与えて下さった(株)富士通研究所 光半導体研究部 浜口久志研究員に感謝します。

最後に本研究を進めるにあたり、暖かく見守って下さった富士通(株) 化合物半導体事業部 第一技術部長 金田隆夫博士をはじめ化合物半導体事業部の皆様に深く感謝致します。

