(第1回)

半 導 体 物 性 概 論

東京大学工学部 青 木 昌 治

1. ま え が き

“半導体物性とデバイス”という広範囲の内容をもつ講座の最初の頁に筆を染めることとなったが、この短い概論でとても半導体のすべてに言及するわけにもゆかない。しかし、のちの記述の理解を助けるためには可能な限り必要なことは折込んでおきたいところである。

このようなことで項目としてはあげたにせよ、まだ説明し足りないところも出ると思うが、本講では、むしろ“半導体がなぜ使われるようになったのか”、あるいは、“半導体内のキャリアのうごきを支配する法則は何なのか”を、ミクロの立場から把握しようように説明したいと思っている。

トランジスタが生まれてから、もう 25 年あまりも経過している。この間、日本でも多くの人が半導体について、基礎理論からデバイスの設計まで、また結晶の成長からプロセッシングまでと研鑽を重ねてきた。

多数の論文発表、特許の確定もあった。こうしたなかで、いくつかの世界的業績も生まれた。しかし、欲をいえばきりが無いといわれるかも知れないが、プレーナトランジスタのような構造上・プロセッシング上の進歩と、これにひきつづく IC の展開、あるいは最近の CCD (charge coupled devices) や BBD (bucket brigade devices) などの展開をみると、こうした基本的なデバイスのアイデアの 1 つぐらい日本から出てほしかったと思うのは私一人ではないであろう。

こうしたデバイスの発想は、どこにも“量子力学を知らないから駄目だった”というような要素はないのである。ただ電子や正孔のうごきをミクロな立場からモデル化して眺める、少なくとも本気になってみつめる目さえあればよいはずである。

もちろん何がしかの着想から、本当に使いものになるデバイスが生れるかどうかという段になると、キャリア

の動きを解析的にも取扱わねばならないであろうし、プロセス上の困難さ、経済上のメリットなど、あらゆる面からの検討が必要であろう。この場合、ちょっと考えて思いつく欠点のために、新しい着想を自分自身の頭の中でおしつぶしてしまっていることはないだろうか。

さて、本講を読まれる多くの方々が、半導体素子のユーザーであると思うが、ひとつ日頃から“こんなものができたら良いのだが”という要求と、本講からえられるであろう知識とから、新しい着想を生み出し、問題を提起していただければ幸いである。以下の説明は、こうした立場から半導体物性が理解されるようにと少しでも努力したい。

2. 半導体の特徴

2.1 半導体とは

われわれの周囲に存在する多数の物質を、電気の通りやすさという点に着目して大別すると、導体(金属)と不良導体(絶縁体)となる。

金属はその抵抗率が $10^{-6} \sim 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ の範囲に入る物質であり、絶縁体は $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ 以上の物質であると考えられる。しかし、この中間の値をもつ物質も多数存在する。いま代表的な物質を抵抗率の大小に応じて一直線上に並べてみると、図 1 のような図ができ上り、いわゆる半導体が、金属と絶縁体の中間に位することがわかる。

代表的な半導体の名をあげてみると、ゲルマニウム (Ge) やシリコン (Si) のような元素半導体、ヒ化ガリウム (GaAs) やアンチモン化インジウム (InSb) のような III-V 族化合物半導体、セレン化亜鉛 (ZnSe) や硫化カドミウム (CdS) のような II-VI 族化合物半導体、および炭化ケイ素 (SiC) やテルル化ビスマス (Bi_2Te_3) のようなその他の化合物半導体があげられる。

ここで、もう一度図 1 にもどって考えてみたい。金属の領域で、たとえば白金の矢印は、ほぼ $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ のところを指している。いま理科年表の頁を繰ってみると、白金の抵抗率は 20°C で $1.06 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ 、 $1,000^\circ\text{C}$ で $4.3 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ という値となっている。この値は、あ

“Semiconductor Physics and Semiconductor Devices: (1) Introduction to Semiconductor Physics” by Masaharu Aoki (Faculty of Engineering, University of Tokyo, Tokyo)

図1 各種物質の抵抗率

る程度純度の良い白金であれば、だれがその金属を精錬し、だれが抵抗率を測定したかによらず、常にえられる値である。しかし半導体の場合、たとえばゲルマニウムでは、きわめて純粋な極限において、室温で約 $47 \Omega \cdot \text{cm}$ の値がえられるにせよ、その抵抗率は結晶中に微量に存在する不純物にきわめて敏感である。このように半導体は、その結晶のでき具合にきわめて敏感——構造に敏感——であって、結晶づくりに細心の注意を払わねば、その物質の真の性質を知ることが困難である。しかし一方では、この構造に敏感な性質をうまく利用し、われわれの所要の目的に合うように制御設計された特性を生み出すことができるようになったわけである。

ではつぎに半導体の導電率が、その中に含まれる不純物や温度でどのように変化するかを、実験データから眺めてみよう。

図2は、不純物としてアンチモン (Sb) を添加したゲルマニウムの導電率の温度変化を、いくつかの異なった不純物添加量について測定した結果を示すものである。この図からわかることは、

図2 アンチモンを不純物として含むゲルマニウムの導電率の温度変化 (白金の導電率も併せ記入)

- (1) 低温では、導電率は不純物濃度に敏感。
 - (2) 高温になると、すべての曲線が1本の直線 (図中の真性伝導線) にのる。
 - (3) 各曲線が真性伝導線にのりはじめる温度は、純粋な結晶ほど低い。
- ということである。

さて、ゲルマニウムが高温で示したこの直線は、結晶中に含まれる不純物の影響から離れ、ゲルマニウム固有の導電的性質を示すものと考えられる。したがって、導電率がこうした直線で示される領域を、その半導体の“真性伝導 (intrinsic conduction)” の領域という。

なお図中、参考までに白金の導電率の温度変化も記入しておいたが、半導体の真性伝導線の温度変化は、白金の場合と逆になっていることも注目する必要がある。この理由は、のちに3.1節の最後のところで説明するように、両者の導電機構に大きな相違があるからである。

2.2 固体内電子のエネルギー

たった1個の原子が空間に存在しているとき、たとえば水素原子なりゲルマニウム原子なりが1個だけ存在しているときには、この原子が電気を通すとか、通さないということは意味がない。電気を通すというからには、多数の原子が並んでいて、その中を電荷が移動しなければならない。それでは、なぜある原子の集合体は電気を通し、他の原子の集合体は電気を通さないのだろうか。

このような相違は一応つぎのように説明できる。

孤立した原子に属する電子は、ボーアの水素原子模型などの例からもわかるように、その原子によって定めるとびとびの——不連続的な、離散的な——エネルギー値をとる [図3 (a) および (b) 参照]。

ところで、個々の原子が互いに近づいて、その外側の電子が重なり合うようになると、これら外側の電子は、もともと自分が属していた原子だけから力をうけるのではなく、ほかの原子からも力をうけるようになる。このとき、隣りの原子に属する電子と強く結びついて、お互いの電子どうしが身動きならぬようになってしまったのが絶縁体であり、隣りの電子どうしが楽にゆききしうる状態なのが金属になる——単なる言い替えに過ぎないが——といえよう。

図3 実在のナトリウム結晶における原子列に沿って図のようなポテンシャル曲線が考えられる。3s電子は結晶全体に広がって自由に動ける。実際のエネルギー単位は(c)図のように接近したいくつかのエネルギー単位に分離する。

こうした状態の電子のエネルギーを、ちょうどボーアの水素原子模型において、エネルギー準位の高低を上下にかいた直線の棒で表わすように、固体内電子の場合も適当な上下にかいた線で表わしてみよう。

さて多数の原子が集合している固体では、たとえばナトリウムではその最外殻の電子(3s電子)は固体を形づくっている原子の数だけあるわけであるが、これらの電子は、すべてが同一のエネルギーをとることはできない(パウリの禁制則による)。したがってこれら電子は、ごくわずかに異なるエネルギー値をとることになり、図3(c)の右側にかいたように、ある幅をもったエネルギー帯をつくる。ナトリウムの3s電子はこのエネルギー帯の中を自由に動いて電気伝導に寄与する。

では、絶縁体の場合はどうなるであろうか。身動きならぬほど強く結びついた電子どうしも、お互いのエネルギー値はわずかに異なるので、やはりエネルギー帯をつくる〔図3(d)参照〕。しかし、このエネルギー帯の中のすべての準位はみな電子でみたまわっている(充满帯)。

さて、このような電子に外部から電界や熱を加えることによって、わずかのエネルギーを与えたとき、どのようなになるであろうか。金属の場合には、電子はすぐ上に励起されうる空の準位があるので、そこに励起される。すなわち、より大きな運動エネルギーをもった状態になるといえる。

しかし、絶縁体の場合にはそうはゆかない。充满帯中

の電子が、より高いエネルギー準位に上るには、電子の存在しないエネルギー領域(禁制帯)をへだてた上の空の準位まで上がらねばならない。この幅が狭ければ、わずかのエネルギーを電子に与えれば、上の空の準位にいくつかの電子が励起されることになり、これが自由に結晶中を動いて、たとえば電気伝導にあずかることもできる。

したがって、この禁制帯の幅が充分広く、わずかのエネルギーでは電子を励起できないのが絶縁体であり、比較的狭いのが半導体であるといえる。したがって絶縁体と半導体との間には、このような立場でみると本質的な区別はないが、金属と半導体の間には本質的な差があるといえる。

3. 半導体の導電機構

3.1 真性伝導

ある温度に保たれた半導体があるとしよう。すると充满帯中の電子のあるものは、熱エネルギーを受けとって隣りどうしとの結合を破り、禁制帯をへだてた上の空の帯に移ることができる。同様の励起は光照射でも起る。

このような励起によって、図4のように充满帯中には電子の抜けたところができる。これはあたかも正電荷をもった粒子のように振舞うので、この仮想的粒子を正孔とよぶ。一方、上の空の帯には正孔と同数の電子が存在することになる。この状態で、結晶に外部から電界を加

図4 半導体の真性伝導機構

えると、これら電子や正孔は、それに応じてともに動く——すなわち、わずかに異なったエネルギー単位にうつりうる——ので、電気伝導現象が認められるようになる。この上の空の帯は伝導帯とよばれる。

半導体のこうした伝導機構を“真性伝導”とよぶ。図2にみたゲルマニウムの真性伝導線の傾きは、熱的に励起される電子や正孔の数が温度とともに指数関数的に増加することを示しているわけである。

(注) 白金のような金属の場合は、電子の数は一定であるが、その運動が結晶の温度上昇にともなう激しい格子振動に妨げられるので、導電率が温度とともに小さくなる。

3.2 不純物による伝導

半導体にごくわずかの不純物が入っても、その導電率は敏感な影響を受けることを知った。この理由をゲルマニウムを例にして勉強してみよう。

ゲルマニウムの原子価は4価で、他の原子が隣りにきたとき、互いに結合しうる電子は4個ある。この結合の手は、図5にみるように、正四面体の頂点の方向をむいている。ゲルマニウム原子が多数に集って結晶を作るときの結合は、図の結合手をつなげていって、図6の形がえられる。この様子を説明に楽なように2次的にかくと図7のようにかけよう。

さて、ゲルマニウム結晶に、リン、ヒ素、アンチモンのような5価の原子価をもつ原子が不純物として入り、ゲルマニウム原子を置きかえたとしよう。図8のようにヒ素の5個の価電子のうち、4個はゲルマニウムとの結合にあずかるが、残りの1個は余分で、この電子はゆるくヒ素に束縛された状態になる。この電子はわずかのエネルギーをもらえば、ヒ素の束縛から離れて自由に結晶中をうごきまわれる。すなわち伝導帯中の自由電子となる。

いいかえれば、“ヒ素にゆるく束縛されている電子は、伝導帯の底よりわずかに低いところにヒ素による不純物準位をつくる”。この準位は、電子を伝導帯に供給する——donateするので、ドナー (donor) とよばれる。半

図5 ゲルマニウム原子は正四面体の頂点の方向に結合の手をのばす

図6 ゲルマニウム結晶における結合の状態

図7 ゲルマニウムの結合を2次的にかいた図

図8 ヒ素を不純物に含むゲルマニウム結晶の結合

導体中にドナーとなる不純物が入ると、一般に伝導帯中の電子がふえるので、電子という負 (negative) の電荷をもつ粒子によって電流がはこばれる。

つぎにゲルマニウムの中に、3価の原子価をもつホウ

図9 インジウムを不純物に含むゲルマニウム結晶の結合

素、アルミニウム、ガリウム、インジウムのような原子が入った場合を考えよう。図9にみるように、インジウムの3個の価電子は隣り合う3個のゲルマニウムとすべて結合してしまいが、もう1つのゲルマニウムの結合手は遊ばせてしまう。このような不完全な結合手ができた場合には、隣りの原子から電子がやってきて、インジウムをとり巻く結合手を完成させると同時に、この不完全な結合を隣りへ移すようなことが生じる。このようにして電子の不足分がつきつぎと隣りの結合に移ってゆけることは、正孔が充満帯中を動いてゆくことにほかならない。

インジウムのまわりの欠けた結合手に隣接ゲルマニウムから電子がやってくるには若干のエネルギーが必要である。このため“インジウムの欠けた結合は、充満帯の頂上より若干高いところに電子をうけとる——acceptする——ような不純物単位をつくる”。こうした単位をアクセプター (acceptor) とよぶ。半導体中にアクセプターが増加すると、一般に充満帯中の正孔がふえる。この場合、この半導体の電流キャリアは正孔という正 (positive) の電荷をもつ粒子によってはこばれるようになる。

このように、不純物から供給される電子や正孔が電気伝導を支配するような機構は、不純物支配の伝導 (ときには略して不純物伝導) とか、外因性伝導 (extrinsic conduction) という。図10は、ドナーおよびアクセプターのエネルギー単位の通常のかき方を示したものである。

図10 ドナーおよびアクセプターの単位をエネルギー帯によって示す

3.3 半導体の両極性伝導

半導体の電気伝導では、電子も正孔もともに電気伝導に寄与するという大きな特長がある。このような2種の異なった電荷符号のキャリアを同時にもつことができる性質を、半導体は両極性伝導 (ambipolar conduction) の性質をもつという。

1つの半導体内に電子と正孔とが同時に存在しうにしても、それらが同数である場合と、そうでない場合が考えられる。すなわち、

- (1) 電子と正孔が同数の場合——真性半導体
 - (2) 電子のほうが正孔より多い場合—— n 型半導体
 - (3) 正孔のほうが電子より多い場合—— p 型半導体
- である。一般に半導体中に存在する電子と正孔の2種類のキャリアのうち、多数に存在するほうを多数キャリア (majority carrier) といい、少数しかないほうを少数キャリア (minority carrier) という。

半導体がドナー不純物を多く含むような場合には、多数キャリアは電子となる。こうした半導体は、負 (negative) の電荷のキャリアが電流をはこぶこととなるので n 型半導体とよばれる。一方、アクセプターを多く含む半導体では、正 (positive) の電荷をもつ正孔が多数キャリアとなる。こうした半導体を p 型半導体とよぶ。

4. フェルミ準位

前節の説明から、伝導帯中に多数の電子が存在し、その数が充満帯中の正孔の数より多ければ、この半導体は n 型になることを知った。

それでは、こうした電気伝導に関与するキャリア——電子や正孔——の数はどのようにして定まるのであろうか。これを知るには固体内電子の統計や状態密度について知ることが必要になる。

まず最初、金属の場合から考えてみよう。例にナトリウム (Na) をとりあげる。Na原子は1個の価電子 (3s電子) をもつ。電気伝導に関与するのはこの電子である。いま n 個の Na 原子の集まった結晶があるとすれば、伝導電子も n 個存在することになる。図3(c)の単位のエネルギーの低いほうから順にこの n 個の電子を割振ってゆくと、図11にみるようなものがえられる。図の左側の水平な直線の集まりは3s単位で、下の方ほど単位の間隔が広がっているのは(ここでは説明を省略するが) エネルギーの低いところほど、単位エネルギー領域に存在する単位の数——状態密度 $Z(E)$ ——が少なくなることを表わしている。

こうした単位の低いほうから電子を入れてゆくと、その右側のように電子が分布する。この図では高いエネルギー単位の領域に多くの電子が存在する。このようにに割

図 11 ナトリウムの 3s 準位に電子を配分した図

振ってゆくと、あるエネルギー E_F のところで電子の総数 n を使い切ってしまう。したがって、このエネルギー準位より低い準位にはすべて電子が入っており、高い準位には電子が存在しないことになる。この辺の状況をグラフにしたものが、図の左側の分布関数である。このような四角の形の分布関数がえられるのは、電子が上述のような分布をした場合で、結晶が絶対零度の温度にあるときの状況に相当する。ここに示した E_F は、どのエネルギー準位まで電子がつまっているかということを表す目安であって、フェルミ (Fermi) 準位とよばれる。とくに絶対零度ということを示す意味で E_{F_0} と 0 を添字につけて表わすと、 E_{F_0} と n の間にはつぎの関係がある。すなわち、

$$E_{F_0} = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (1)$$

では、もう少し高い温度ではどうなるであろうか、電子は熱エネルギーをもらって、低い準位から高い準位に励起されうから、高い準位にも電子が存在する確率が生ずる (確率が零でない)。このとき、エネルギー E の状態が電子によって占められる確率は、

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (2)$$

で与えられる。この関数——フェルミ・ディラックの分布関数——をグラフにしてみると、図 12 のようになる。

図 12 フェルミ・ディラックの分布関数

低いエネルギーのところは、そこが電子で占められる確率は 1 であるが、ちょうど $E=E_F$ のところでは $f(E_F)=1/2$ になり、この近傍では確率は 0~1 の間に入る。すなわち、これら領域の準位は電子で占められていたりいなかったりする。

こうした図をよくみればわかるように、フェルミ準位 E_F は、もう一度繰返すがちょうどその準位付近まで電子がつまっているという目安を与えるものであることがわかる。

さて、つぎに半導体の場合を考えてみよう。くわしい説明は省略することとして、図 13 から半導体の伝導型

図 13 半導体の伝導型とフェルミ準位

とフェルミ準位の関係をよみとってほしい。フェルミ準位が伝導帯の底に近いほど伝導帯中の電子は増加する。また一方、フェルミ準位が充満帯の上端近くまで下がると、充満帯中の上部の単位が電子で占められる確率が1より小さくなるので、そこに正孔が生ずる。

なお、伝導帯における状態密度関数を $Z_n(E)$ とすると、伝導帯中の電子数は、

$$n = \int n(E) dE = \int Z_n(E) f(E) dE \quad (3)$$

E と $E+dE$ に
ある電子数

エネルギー E の単位
数 $Z_n(E)$ とそれをどの
位の割合で電子が占め
ているか $f(E)$ の積

となる。また p 型についてはつぎのようになる。

$$p = \int Z_p(E) \{1 - f(E)\} dE \quad (4)$$

5. キャリヤの移動度

5.1 キャリヤのドリフト速度と移動度

n 型半導体が熱平衡状態にあるとしよう。またキャリヤとして電子のみを考えるとすると、さて、この半導体がある温度に保たれているとすると、電子はその温度で与えられる熱エネルギーをもって結晶中を自由に動きまわっているものと考えられる。このように電子が動くので結晶に電流が流れるかというと、そうではない。実は電子は右向きに動いているものもあれば、左向きに動くものもあり、全体としてみると平均化されて特定の方向に電子が動くようなことはない。すなわち熱平衡状態では電流は流れない。

しかし、もし結晶に電界がかかると、電子は電界から力をうけ、電界と逆方向に加速される（電子のもつ負の電荷のゆえに）。したがって、電子は熱速度に加えて電界によって加速された成分をもつようになる。こうした電子の速度平均をとると、ちょうど電界によって加速された成分だけの平均値がえられ、これが“電子が全体として電界方向に動く速度——ドリフト速度 v_D ——”を与えることになる。

電流の大きさは、このドリフト速度が大きいほど大きく、また電流に与かるキャリヤの数が多いほど大きい。いま電流密度を i (A/m^2) とし、キャリヤ密度を n (個/ m^3)、そのドリフト速度を v_D (m/sec)、電気素量を q (C) とすると、これらの間には、

$$i = -nqv_D \quad (5)$$

の関係がある。

いま“単位の電界のあるところで電子の得るドリフト速度の大きさを電子の移動度 (mobility)”とよび、これを μ で表わすと、

$$\mu = \left| \frac{v_D}{E} \right| \quad (6)$$

となる。 E は電界の強さ (V/m) である。一方、半導体の導電率を σ で表わすと、

$$i = \sigma E \quad (7)$$

というオームの法則（微分形）から、

$$\sigma = nq\mu \quad (8)$$

の関係をうる。 μ の単位は $m^2/V \cdot sec$ となる。

もし半導体が p 型半導体で正孔のみを考えればよい場合には、正孔の移動度をとくに μ_p とかき、正孔密度を p とすると、 p 型半導体の導電率 σ_p は、

$$\sigma_p = pq\mu_p \quad (8')$$

のようにかける。半導体中に電子と正孔がともに存在するときには、その半導体の導電率は、

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = nq\mu_n + pq\mu_p \quad (9)$$

のようにかける。

5.2 半導体のホール効果

半導体の導電機構について定量的な知見をうることはその半導体を用いて何がしかの電子素子を設計しようとするときにまず必要となることである。それらは、

- (1) 半導体にドナーやアクセプターを添加したときそれによってキャリヤの数がどのように変化するのか、
- (2) そうしたキャリヤはどの位の速さで結晶中を動くのか。

という問に答えることにほかならない。

そうした知見を深めるために、キャリヤの統計、キャリヤと格子原子との衝突・散乱の機構、キャリヤどうしの衝突に対する配慮など、理論の力をかりて数式のうえで表わす努力も必要である。しかしここでは、キャリヤ密度や移動度を実験的に求めることに言及しよう。一般に多くの導電性物質を磁界中に入れ、図 14 にみるように磁界と直角方向に電流を流すと、磁界と電流のいずれの方向にも直角の方向に起電力が生じる（ホール効果）。いま図 14 のように試料に I_x (A) の電流を流し、 z 方向の磁束密度を B_z (wb/m^2) とし、 z 方向の試料の厚さを d (m) とすると、 y 方向のホール起電力 V_y (V) は、

$$V_y = R \frac{I_x B_z}{d} \quad (10)$$

図 14 ホール起電力の発生

図 15 半導体におけるホール起電力の向き

の関係で結ばれる。 R はホール係数とよばれ、 (m^3/C) の単位をもつ。上式を電界 E_y 、電流密度 i_x で表わすとつぎのようになる。

$$E_y = R i_x B_z \quad (11)$$

ホール起電力の発生原因は、図 15 にみるように、電流キャリアが、電界と磁界から力（ローレンツ力）をうけて、通りみちが曲るからである。金属や n 型半導体で電子がキャリアの場合には図 15(a) にみるように試料の上面が負に、また p 型半導体のように正孔がキャリアの場合には(b)のように試料の上面が正極となる。このようにしてホール起電力の向きから、その半導体が n 型か p 型かが判別できる。

さて、つぎに n 型半導体を例にとりて、ホール係数 R とキャリア密度 n 、移動度 μ_n の関係を調べてみよう。

y 方向に発生した起電力のために、結晶内には y 方向の電界ができ、このため定常状態ではキャリア（電子）は、ローレンツ力により曲げられる力 $q v_x B_z$ と、 y 方向の電界による力 $-q E_y$ との釣り合いから、 x 方向にまっすぐ進む。すなわち、

$$-q E_y + q v_x B_z = 0 \quad \therefore E_y = v_x B_z$$

一方

$$i_x = -n q v_x, \quad \sigma_n = n q \mu_n$$

これを

$$E_y = R i_x B_z$$

と組合せると、

$$R = -\frac{1}{nq} \left(\text{もし } p \text{ 型半導体なら } R = \frac{1}{pq} \right) \quad (12)$$

となる。したがって、キャリア密度および移動度は、

$$n = -\frac{1}{Rq}, \quad \mu_n = R \sigma_n \quad (n \text{ 型半導体の場合}) \quad (13)$$

表 1 室温におけるキャリア移動度

物 質		移動度 ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	
		電子 μ_n	正孔 μ_p
ダイヤモンド	C	1,800	1,200
シリコン	Si	1,600	400
ゲルマニウム	Ge	3,800	1,800
ヒ化ガリウム	GaAs	8,000	3,000
アンチモン化インジウム	InSb	100,000	1,700
硫化カドミウム(ウルツ石型)	CdS- α	210	
テルル化カドミウム	CdTe	600	50
テルル化亜鉛	ZnTe	340	100
テルル化鉛	PbTe	16,200	750
塩化銀	AgCl	50	

μ の単位を $(\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$ であらわせば、たとえば Ge の場合

$$\mu_n = 0.38, \quad \mu_p = 0.18$$

となる。一般に $x(\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}) = x \times 10^{-4} (\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$

$$p = +\frac{1}{Rq}, \quad \mu_p = R \sigma_p \quad (p \text{ 型半導体の場合})$$

(14)

となる。表 1 は代表的な半導体について、今日知られている最大の移動度を示したものである。

さきにも述べたように、移動度はキャリアが結晶中を移動するときの通りやすさを表わすものである。キャリアの動きを妨げる原因はすべて移動度を小さくする。それらの原因としてあげられるものに、①格子原子の熱振動、②イオン化した不純物原子、③中性不純物、転位、空孔、格子間原子、などがある。

6. 過剰少数キャリア

一様な組成をもつ半導体が熱平衡状態にあるとする。この場合には、半導体内のどの場所をとっても、つねに電子および正孔密度は一定の値をとりつづける。しかしもっとこまかくみると、半導体内では熱的に充満帯から伝導帯へ電子が励起されつづけ、一方ではこのようにしてできた電子と正孔が再び結合して元の状態に戻るといふ励起・再結合の過程をくり返しているわけである。

しかし、こうした釣り合いの状態は、たとえば

① 半導体に光や電子線などを照射したり

② 半導体に金属電極をつけ電子か正孔か一方のキャリアを流してむ

などして破ることができる。

いま n 型半導体の結晶の一部分に光を照射したとしよう。そのときどんなことが起こるかということを、図 16 で示しておく。光のあたった場所には、少数キャリアである正孔も、多数キャリアである電子も、熱平衡状態の数より過剰になる。この過剰なキャリアは結晶の光のあたらない場所へと拡散してゆき、その途中でつぎつぎと再結合をしてゆく。こうした過程で作られた過剰なキャリアのうち、再結合の速さをきめているのは、もともと

図 16 キャリヤの励起と過剰少数キャリアのうごき

少数であったキャリアの過剰分——過剰少数キャリア——である。またのちに別途バイポーラトランジスタについて解説がなされるであろうが、このトランジスタで主役を演ずるのは、 pn 接合から注入された過剰少数キャリアである。したがって、過剰少数キャリアの挙動を正確に把握することは、素子の動作を理解し、設計するうえできわめて大切なことである。

過剰少数キャリアの動きを考慮し、これをまとめて式に表わすと、つぎに示す過剰少数キャリアの連続方程式がえられる。この式の組立ては、結晶内の微小体積部分で、

過剰少数キャリア密度の変化の時間割合

＝過剰少数キャリアが{(この微小体積内に流れこむ、内部で発生する)

－(流れ出る、内部で消滅する)}時間割合

である。すなわち過剰正孔を考えるとすると、ここでは式の導出は省略するが、

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} + g \quad (15)$$

ここで、過剰少数キャリア密度は $p - p_0$ (p は実際の正孔密度、 p_0 は熱平衡時の正孔密度) である。 D_p は正孔の拡散係数、 μ_p は正孔の移動度、 E は結晶にかかる電界、 τ_p は過剰正孔の再結合の緩和時間、 g は単位時間における過剰正孔の生成である。

右辺の第 1 項は、結晶内に存在する正孔の密度勾配による拡散項、第 2 項は電界による流れの項、第 3 項は再結合による消滅を表わす。

7. 半導体の光学的性質

ある物質に光が入射すると、光は吸収、反射、屈折などの現象を示す。ところで光と物質の間のエネルギーのやりとりという観点から現象を眺めてみると表 2 のようなものがえられる。これらの内容については、かつて本誌第 25 号第 3 巻 (1971) から第 8 号まで光物性入門と

表 2 光と物質の相互作用

吸 収 現 象	気体、液体による光の吸収		分子の振動、回転などによる光の吸収、プラズマ状態の気体による光の吸収
	固体による光の吸収	金 属	伝導電子による光の吸収 (きわめて接近して連続と考えられるエネルギー準位間の遷移)
		半 導 体	不連続なエネルギー準位間の遷移に伴う光の吸収
		半導体、絶縁体	伝導電子—電子、正孔—による光の吸収
	誘電分極による電磁波の吸収		エネルギー帯間の遷移による光の吸収 (直接吸収、間接吸収)
吸 収 に 伴 う 諸 現 象	磁気共鳴によるマイクロ波の吸収		格子欠陥に起因するエネルギー準位が関与する光の吸収
	核磁気共鳴、電子スピン共鳴		格子振動に伴う光の吸収
	光電効果 (photoelectric)		外部光電効果 (光電子放出) 内部光電効果 (光導電現象) 光起電力効果 (1) pn 接合光起電力 (2) デンバー (Dember) 効果 (3) 光電磁 (P. E. M—Photo-Electro-Magnetic) 効果
そ の 他	光の放射 (emission of radiation)		螢光および燐光 電界発光 (electroluminescence—EL) 真 性 EL—デトリオ (Destriau) 効果 注入型 EL—ロゼフ (Lossev) 効果
	磁気光学効果 (magneto-optical)		ファラデー (Faraday) 効果 サイクロトロン共鳴吸収 振動性磁気光学効果
そ の 他	電気光学効果 (electro-optical)		ポッケルス (Pockels) 効果 ケル (Kerr) 効果

題し連続解説を試みたので、機会があったら目を通していただきたい。

さて、ここでは半導体による光吸収の過程を概観するとしよう。

一般に金属はきわめて大きい光吸収を示すが、これは自由電子が、自分の属するエネルギー帯内で光吸収によって励起されるからである。これに要するエネルギーは小さい値でよいので、この光吸収は、いわゆる電波の領域から、赤外部、可視部にわたって認められる (伝導吸収という)。

半導体の場合には、自由キャリアによる上記伝導吸収に加えて、エネルギー帯構造による特有の光吸収や不純物、格子欠陥による光吸収が認められる。図 17(a) は半導体における各種光吸収過程を示したものであり、図 17(b) は、それらに対応する吸収曲線の形を図形的に示したものである。

以下、若干の説明を加えると、図中の各過程において a : 電子が充滿帯から伝導帯へ励起される過程で、基礎吸収とか、真性あるいは固有吸収とよばれる。こ

図 17 半導体の光吸収過程と光吸収係数曲線

の吸収が長波長側で急激に減少するのは、そのエネルギーがちょうど禁制帯幅に相当することを意味し、この基礎吸収端のエネルギーが E_g を与えることになる。

- b: 価電子帯の電子が光を吸収して励起状態になるのであるが、この状態は完全に自由な電子と正孔になるのではなく、価電子帯に残された正孔にクーロン力によって励起電子が捕えられた状態があることを示したものである。この状態では、クーロン力を引き離すだけのわずかのエネルギーを与えてやれば自由な電子と正孔ができるので、上記励起状態のエネルギー単位は伝導帯の底に近いところに生ずる。またこの単位は、ちょうど正孔という正の電荷に、電子という負電荷がクーロン力で捕えられたモデルで考えられるので、水素原子と同じような様相を示す。このようにして電子と正孔が1対になって結晶中をうごきまわることができ、これをエキシトン（励起子）と名づける。
- c: ドナーあるいはその他の捕獲準位に捕えられた電子が伝導帯に励起される過程。
- d: アクセプターあるいはその他の捕獲準位に価電子帯から電子を励起する（正孔を価電子帯に励起する）過程である。

ところで、基礎吸収端の様子をこまかく眺めてみると半導体のエネルギー帯構造と深い関係があることがわかる。この問題について若干言及しておこう。

電子のエネルギー E と運動量 $p = mv$ (m は電子の質

量、 v は速度) は、もしこの電子がまったく自由に空間中を運動するものと考えれば、ニュートンの力学にしたがって、

$$E = \frac{1}{2m} p^2$$

の形で与えられる。いま電子波の波長を λ 、波数を k で表わすと、

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{h} p$$

であるから、

$$E(k) = \frac{h^2 k^2}{8\pi^2 m} \quad (16)$$

のようにかける。 E は k の2次曲線で図 18(a) のようになる。

固体内電子の場合には、原子がある配列をしているところを電子が動くわけであるから、事情は若干複雑になる。図 18(a) に対応する図を固体内電子についてかいてみると、図 18(b), (c) のようになる。(b) は $k=0$ のところに価電子帯の頂上があり、かつ伝導帯の最低エネルギーも $k=0$ にあるが、(c) では伝導帯の底は $k=0$ のところにはない。

価電子帯の頂上にある電子が、伝導帯の底まで励起される場合、(b) では電子の k の値が変化しない直接遷移が可能であるが、(c) では k の値が変化する間接遷移型となる。

直接遷移型のエネルギー帯を示す結晶の例としては、ZnO や CdS のような II-VI 族化合物、GaAs や InSb

図 18 電子のエネルギーと光吸収

図 19 ゲルマニウム、ヒ化ガリウムの光吸収係数

など一部の III-V 族化合物があげられる。また間接遷移型結晶の例としては Ge, Si などのほか, GaP, AlAs のような一部の III-V 族化合物があげられる。

さて、電子が光を吸収して遷移するときには、エネルギー保存則と運動量保存則が成立たねばならない。間接遷移の場合には遷移ののちの電子の運動量が増加しているが、この増加分は格子原子の熱振動からもらうことになる。

図 19 は、Ge および GaAs の基礎吸収端領域の吸収曲線を示したものである。Ge には曲線の立下り部分に張り出しがみられるが、これは間接遷移による吸収を示すものである。

— 今月の表紙 —

日立放送用高性能自動化 VTR SV-7900 形

日立電子株式会社

東京都千代田区神田須田町 1-23-2 (大木須田町ビル)
放送システム本部 電話 03(255) 8411 (代)

■自動化機能

1. ローバンド、ハイバンド自動切換が可能。
2. レコードタイミング調整を自動化した電子編集器付。
3. 記録・再生中、事故発生時の警報表示装置、事故時刻の記憶、巻戻し時点で自動停止する。警報記憶装置つき。
4. キュー信号による自動ストップ、記録開始点でのストップ、タイマーのプリセット点での自動ストップ機能による頭出しの自動化。

■クイックスタート機能

1. テープ走行機構にエアコラム、エアキャップスタンを採用し、VH ロック時間が大幅に短縮、また速送、巻戻しの設定自由のため頭出しの操作が容易・迅速にできます。
2. VH ロック状態で再生映像信号の同期信号を局内同期信号におき換えられます。
3. 放送自動化システムの設計が容易です。
4. VTR によるニュース番組の送出、インサートが容易。