



Title	光伝導法による半絶縁性InP基板の評価
Author(s)	矢野, 仁之; 大野, 英男; 長谷川, 英機 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 136, 77-88
Issue Date	1987-07-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42043
Type	departmental bulletin paper
File Information	136_77-88.pdf



光伝導法による半絶縁性 InP 基板の評価

矢野 仁之* 大野 英男*
長谷川 英機* 沢田 孝幸*
(昭和 62 年 3 月 31 日受理)

Characterization of Semi-Insulating InP Substrates by Photo-Conductance Measurement

Hitoshi YANO Hideo OHNO
Hideki HASEGAWA Takayuki SAWADA
(Received March 31, 1987)

Abstract

Theoretical and experimental investigations of photo-conductance (PC) of semi-insulating (SI) InP substrates for the characterization of electrical non-uniformity of the substrates is presented. Surface recombination is appropriately incorporated in the theoretical model by the use of a newly proposed model based on unified disorder induced state model. Theoretical analysis shows that the deep trap density can be measured by measuring the magnitude of PC provided that the surface state density remains the same. PC of SI InP wafer is shown to have a four fold symmetry which is known to be a bulk character indicating that PC reflects the bulk properties of the substrate.

1. 緒 言

GaAs, InP に代表される III-V 族化合物半導体は超高速あるいは超高周波デバイス用材料として注目を集めさかんに研究されている。これは主として, GaAs, InP が Si より大きい移動度を有していることによっている。また, Si の禁制帯幅が約 1.1 eV に対し, GaAs では約 1.43 eV, InP では約 1.35 eV と広いため, 真性キャリア密度が 10^6cm^{-3} 程度, 抵抗率でいえば $10^7\Omega\cdot\text{cm}$ という高い値をもっている。Si IC では通常 pn 接合を用いたデバイスの分離を行っているので高周波に対する寄生容量が問題になる。GaAs, InP IC では, この $10^6\Omega\cdot\text{cm}$ と高い抵抗率をもつ半導体を介したデバイスの分離が可能となりより高い周波数での IC 動作が可能である。

GaAs, InP から得られる抵抗の高い基板は, 半絶縁性基板 (Semi-Insulating Substrate) と呼ばれる。通常半絶縁性基板は, 禁制帯中央付近に準位をつくる不純物をドーブ (dope) してフェルミ準位を禁制帯中央付近にピンニングし, キャリア密度を真性キャリア密度程度に抑えることにより得られる。これは, 結晶引き上げ時に混入する不純物による浅い準位や, プロセス時に導

* 電気工学科 電気物性工学講座

入される欠陥準位によるキャリアをこの深い準位によって補償し常に高い抵抗率を維持するためである。

GaAs ではすでに集積回路がつくられており、SSI (Small Scale Integrated circuit), MSI (Medium Scale Integrated circuit) レベルでは Si を凌ぐ高速 IC がつくられている。しかし LSI レベルでは、歩止まりが悪く性能が上がっていないのが現状である。この原因のひとつは、基板結晶の不均一性や製造プロセスの安定性が十分でなく同一チップ内でのデバイスの性能のばらつきがあるためである。これは化合物であるがゆえの化学量論的組成 (stoichiometry) の制御の難しさが災いしている。従って均一で良質な結晶を引き上げる技術の開発は重要な課題である。一方、結晶の不均一性評価はより良い結晶成長技術開発にはかかせないものである。評価法としては、リーク電流法¹⁾、光吸収法²⁾、フォトルミネッセンス法³⁾、カソードルミネッセンス法⁴⁾、Van der Pauw 法⁵⁾、FET アレイによる FET の閾値電圧分布測定⁶⁾ などがある。いずれも制約が多く、光吸収法は、測定試料が十分厚く、表面が研磨されていなければならないし、フォトルミネッセンス法では、試料を低温にしなければならない。その他の方法は破壊的な測定法である。

これらに対し、本報告でとりあげた光伝導法は常温で行われる測定である。またマイクロ波を測定プローブとして用いることにより電極付けの必要のない非破壊な方法となっている。半絶縁性基板が深い準位のドーピングによって得ているため、準位が再結合中心として働くことを利用し基板の不均一性を測ろうというものである。

本報告では、本章に続き、第二章で、半絶縁性基板の補償機構について述べ、その後光伝導とトラップ濃度の関係を理論的解析で明らかにした。この解析には、新しい表面準位のモデル化を行った。この方法により、光伝導とトラップ濃度の関係のみならず光伝導と表面準位密度の関係も明らかにした。第三章では、Fe-doped InP 基板をとりあげ、マイクロ波光伝導法により実際に評価を試みた。その結果、ウェハ面内の光伝導分布が四回対称を示し、光伝導分布は半導体内部の様子を反映することがわかった。また、InP 基板の光伝導がエッチング処理によって変化することについてふれ第二章と関連させ、その変化が表面準位密度の変化で説明できることを示した。第四章で本報告をまとめた。

2. 半絶縁性基板の光伝導の理論的解析

2.1 半絶縁性基板の補償機構

半絶縁性基板の理解のためには補償機構について知る必要がある。話を簡単にするため、Fe-doped InP の補償機構について述べる。InP 基板は LEC (Liquid Encapsulated Czochralski) 法によって製造されるがルツボから混入する Si などの残留不純物のため浅いドナが形成される。このドナ濃度を N_D とする。室温ではドナがイオン化して伝導帯に電子を放出し自由キャリアとなる。一方 InP 中の鉄は深いアクセプタ型の準位を形成する。鉄の濃度を N_T として、 $N_D \otimes N_T$ の条件を満たすように InP に鉄を添加するとドナの電子はエネルギーの低い鉄準位にトラップされる。これを補償という。ドナ濃度に対して鉄濃度は充分大きいので、たとえばプロセス導入による欠陥準位が生じても安定に補償が行われる。鉄準位はほぼ禁制帯中央付近の準位であり伝導帯の電子を捕える確率と価電子帯の正孔を捕える確率がほぼ等しく、いわゆる SRH モデル⁸⁾ における再結合中心として働く。光伝導は、熱平衡状態のキャリア数に対する光照射状態のキャリア数の増分に比例する量であるから、キャリアの発生割合に対して再結合割合の大きさ、すなわち、再結合中心として働くトラップ濃度を反映する。

2. 2 光伝導の理論的解析

この節では、光伝導とトラップ濃度の関係を与える解析方法について述べる。従来、光伝導とトラップ濃度の関係については拡散を考えない非常に簡単な場合の解析が行われていた。しかし光伝導現象の測定においては、光は半導体表面から入射し半導体に吸収され減衰するため半導体表面から深くなるにつれて発生割合は減少し、光入射方向にキャリア密度に分布が生じ、キャリアの拡散が起こる。また GaAs, InP は表面準位密度が Si に比べて大きく、表面で再結合するキャリアも無視できない。そこでより实际的な一次元モデルを用い表面準位による表面再結合を解析に取り入れた。その解析方法について述べる。光照射定常状態における半導体の基本方程式は次の 6 式になる。

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} - (G - U) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} + (G - U) = 0 \quad (2)$$

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} - q\mu_p p \frac{d\psi}{dx} \quad (3)$$

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dx} - q\mu_n n \frac{d\psi}{dx} \quad (4)$$

$$J_n + J_p = J \quad (5)$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} (\Gamma + p - n) \quad (6)$$

p, n : 正孔・電子の密度

J_p, J_n : 正孔・電子の電流

G : キャリアの発生割合

U : キャリアの再結合割合

D_p, D_n : 正孔・電子の拡散定数

μ_p, μ_n : 正孔・電子の移動度

ψ : 電位

Γ : イオン化したドナ・アクセプタの電荷密度

ϵ_s : 半導体の誘電率

q : 素電荷

(1), (2)は正孔・電子の連続の式, (3), (4)は正孔・電子の電流方程式, (5)は電流の式, (6)はポアソン方程式である。図-1 に示すように禁制帯幅より大きいエネルギーを持つ光子を半導体表面（ここを原点 $x=0$ とする）から入射し量子効率 100%で電子・正孔対を生成する。光の吸収係数を α とすれば表面から x の点のキャリアの発生割合 $G(x)$ は,

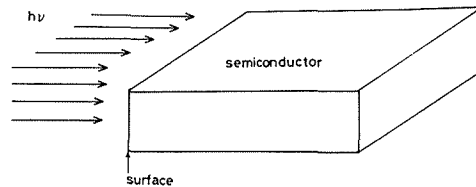


図 1 解析した系

$$G(x) = \phi(1-R)\alpha \exp(-\alpha x) \quad (7)$$

ただし、 ϕ は入射光子束密度、 R は基板表面での反射率をあらわす。再結合割合 $U(x)$ は再結合中心となる補償不純物準位のエネルギー位置を E_T 、濃度 N_T 、正孔・電子に対する捕獲断面積 σ_p 、 σ_n とし、キャリアの熱速度を v_{th} とおくと SRH 統計により次のようにあたえられる。

$$U(x) = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_T (np - n_i^2)}{\sigma_n (n + n_T) + \sigma_p (p + p_T)} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} n_T &= N_c \exp(-(E_c - E_T)/kT) \\ p_T &= N_v \exp(-(E_T - E_v)/kT) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

N_c 、 N_v は伝導帯、価電子帯の有効状態密度、 n_i は真性キャリア密度を表わす。浅いドナを補償不純物で補償する場合 Γ は

$$\Gamma = N_D - N_T f_T \quad (10)$$

ただしドナはすべてイオン化しており、 N_T はアクセプタ型の準位密度をあらわす。 f_T はトラップに電子が存在する割合で SRH 統計により

$$f_T = \frac{\sigma_n n + \sigma_p p_T}{\sigma_n (n + n_T) + \sigma_p (p + p_T)} \quad (11)$$

とあらわされる。

以上解くべき方程式が与えられた。次に境界条件について考える。半導体の厚さを十分厚くとり、光照射面と反対側の面では熱平衡状態になっていると考え、熱平衡時の正孔・電子密度 p_0 、 n_0 を与え、この電位 ψ を $\psi=0$ とする。光照射面には、表面準位密度が存在し表面での非発光性の再結合があるとする。従来は、バルク中の少数キャリアの寿命にあたる表面再結合速度を定義して表面再結合を表現していたがそれには以下の問題点がある。第一は再結合速度が定数として与えられるのは、少数キャリアの寿命の定義ができる n 型あるいは p 型の半導体の場合だけである点。第二は、表面の電気的性質が表面準位の性質によって定まっている点である。MIS (Metal-Insulator-Semiconductor) 構造における C-V 法、DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) 法、PCTS (Photo Capacitance Transient Spectroscopy) 法などによって表面準位の電気的特性が明らかにされつつある¹⁰⁾ が、その主要な結果は①表面準位は禁制帯中に連続して分布している、②表面準位の電気的中性点が半導体によって決まっている、の 2 点である。この 2 点より半導体の表面状態 (空乏・蓄積・フラットバンド状態) が定まる。本報告では、この問題点を解決するため表面状態を正しくモデル化した方法を提案する。表面の電気的性質をあらわすモデルはいくつか提案されているが表面の電気的性質を統一的に説明できる DIGS (Disorder Induced Gap State) モデル¹¹⁾ をもとにした。DIGS モデルによると、表面準位は表面の数原子層の乱れがアモルファスにみられる Gap State を形成し、禁制帯中に連続に分布している。伝導帯から禁制帯中にアクセプタ型の準位、価電子帯からはドナ型の準位がしみだして丁度 2 つ

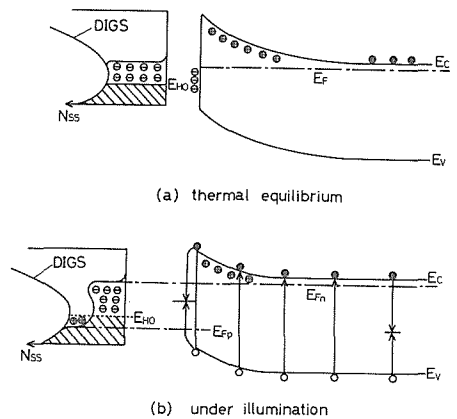


図 2 熱平衡状態および光照射下定常状態の半導体表面の様子

の型の準位がぶつかるところが表面準位の中性点 (E_{H0}) すなわち、この位置にフェルミ準位があると表面準位は帯電しない電氣的に中性になる。境界条件の説明の前に、簡単な場合について定性的な説明を加える。特にわかりやすい n 型半導体の場合をとりあげる。図-2(a)は熱平衡時のバンド図である。半導体中のフェルミ準位 E_F が E_{H0} より伝導帯に近い場合表面フェルミ準位の位置は、必ず E_{H0} より上にある。 E_F より下の準位はすべて電子で満たされているが E_{H0} より下の準位はドナ型なので電氣的に中性で E_F と E_{H0} の間が負に帯電している。 E_F より上の準位は電子の占有確率がゼロであり準位はアクセプタ型であるから、電氣的に中性である。従って、表面準位の電荷は $E_F - E_{H0}$ 間の表面準位につかまった電子によってもたらされる。この表面準位の電荷は空乏層中のドナ電荷とつりあい電氣的に中性となっている。特に表面準位密度が大きければ、表面フェルミ準位は E_{H0} からほとんど離れない。これをピンニングという。これをもとに光照射時の表面の電氣的状態を考える。(図-2(b))表面の正孔・電子密度を p_s, n_s とすると表面準位に対して SRH 統計を適用すれば表面電荷密度 Q_{ss} は

$$Q_{ss} = \int_{E_V}^{E_{H0}} N_{ss}(E) (1 - f_{ss}(E)) dE - \int_{E_{H0}}^{E_C} N_{ss}(E) f_{ss}(E) dE \quad (12)$$

$$f_{ss}(E) = \frac{\sigma_{ns} n_s + \sigma_{ps} p_{sT}(E)}{\sigma_{ns} (n_s + n_{sT}(E)) + \sigma_{ps} (p_s + p_{sT}(E))} \quad (13)$$

$$p_{sT}(E) = N_V \exp(-(E - E_V)/kT) \quad (14)$$

$$n_{sT}(E) = N_C \exp(-(E_C - E)/kT) \quad (15)$$

ただし $N_{ss}(E)$ は表面準位密度、 σ_{ns} 、 σ_{ps} は表面準位の電子・正孔に対する捕獲断面積である。また表面再結合割合 U_s は

$$U_s = \int_{E_V}^{E_C} \frac{N_{ss}(E) \sigma_{ns} \sigma_{ps} v_{th} (n_s p_s - n_i^2)}{E_V \sigma_{ns} (n_s + n_{sT}(E)) + \sigma_{ps} (p_s + p_{sT}(E))} dE \quad (16)$$

とあらわされる。従って境界条件は次のようになる。(12)式より表面の電界 E_s が与えられ

$$E_s = \frac{Q_{ss}}{\epsilon_s} \quad (17)$$

また表面で再結合する電子・正孔のキャリア数が連続になるため、表面の電子・正孔電流を J_{ns} 、 J_{ps} とすると、

$$J_{ns} = -J_{ps} = qU_s \quad (18)$$

となる。InP の場合光伝導に寄与するのは移動度の大きい電子であるので光伝導を ΔG とおけば

$$\Delta G \approx \int_0^{t_{sub}} \Delta n(x) dx \quad (19)$$

となる。ただし t_{sub} は基板の厚さ、 $\Delta n(x)$ は各場所における過剰電子密度である。方程式を解くにあたり、(1)～(6)式を差分近似した。図-3 に示すよう分割点はキャリア密度の変化が大きい

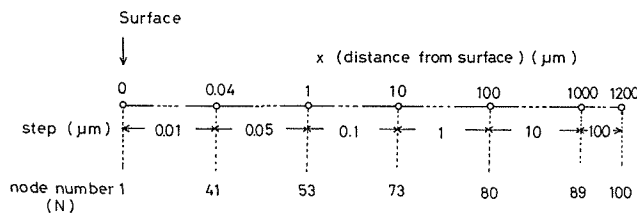


図 3 半導体基本方程式の差分化の際の分割点

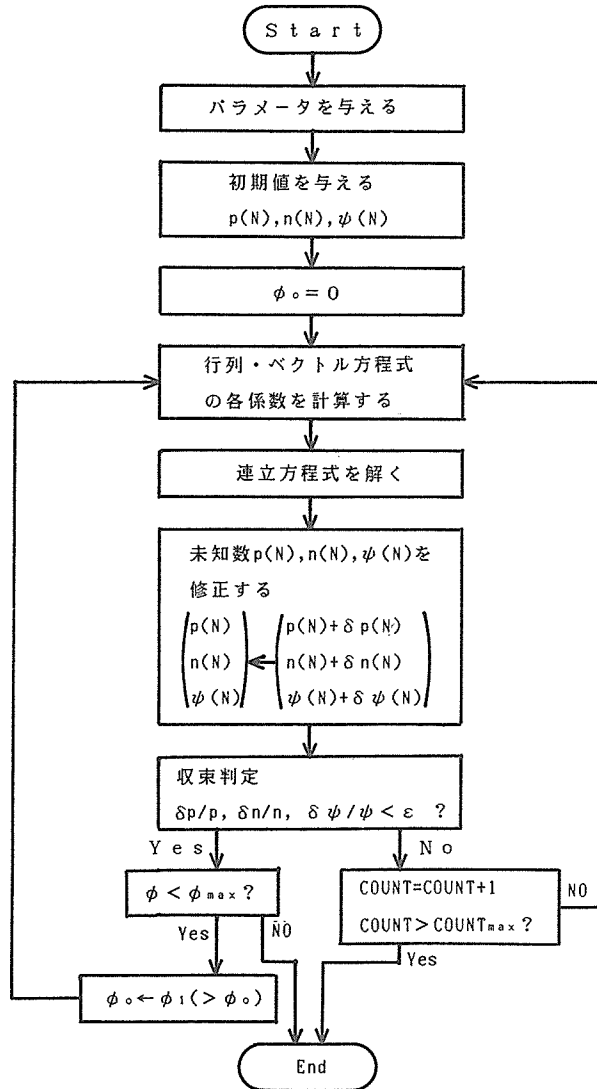


図 4 計算のアルゴリズム

表面近くは細かく分割した。差分近似した方程式は各場所における n , p , ψ についてテーラ展開し δn , δp , $\delta \psi$ の 2 次の項以降を無視し線形方程式化した⁹⁾ 方程式を解き修正値 δn , δp , $\delta \psi$ により逐次 n , p , ψ を修正し許容誤差で計算を打ち切る。計算のアルゴリズムを図 4 に示す。また実際の計算に用いた式は付録にまとめた。

2.3 計算結果

2.2 節でのべた計算方法に従って Fe-doped 半絶縁性 InP 基板を想定し計算した結果を示す。図-5 に暗下及び光照射時のバンド図, 正孔・電子の擬フェルミ準位, キャリア密度分布, 光照射時のキャリア密度分布を示した。表面準位密度 N_{ss} にはエネルギー依存性がないとし, $N_{ss}=10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$, $E_{HO}=-0.4 \text{ eV}$ (伝導下端から) の場合である。図-5(a) は熱平衡のバンド図である。 N_{ss} が大きい表面でのフェルミ準位は伝導帯下端 -0.4 eV すなわち E_{HO} のところに位置していることがわかる。図-5(b) は $\phi=10^{20} \text{ photons} \cdot \text{S}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ の強度の照射下におけるバンド図及び電

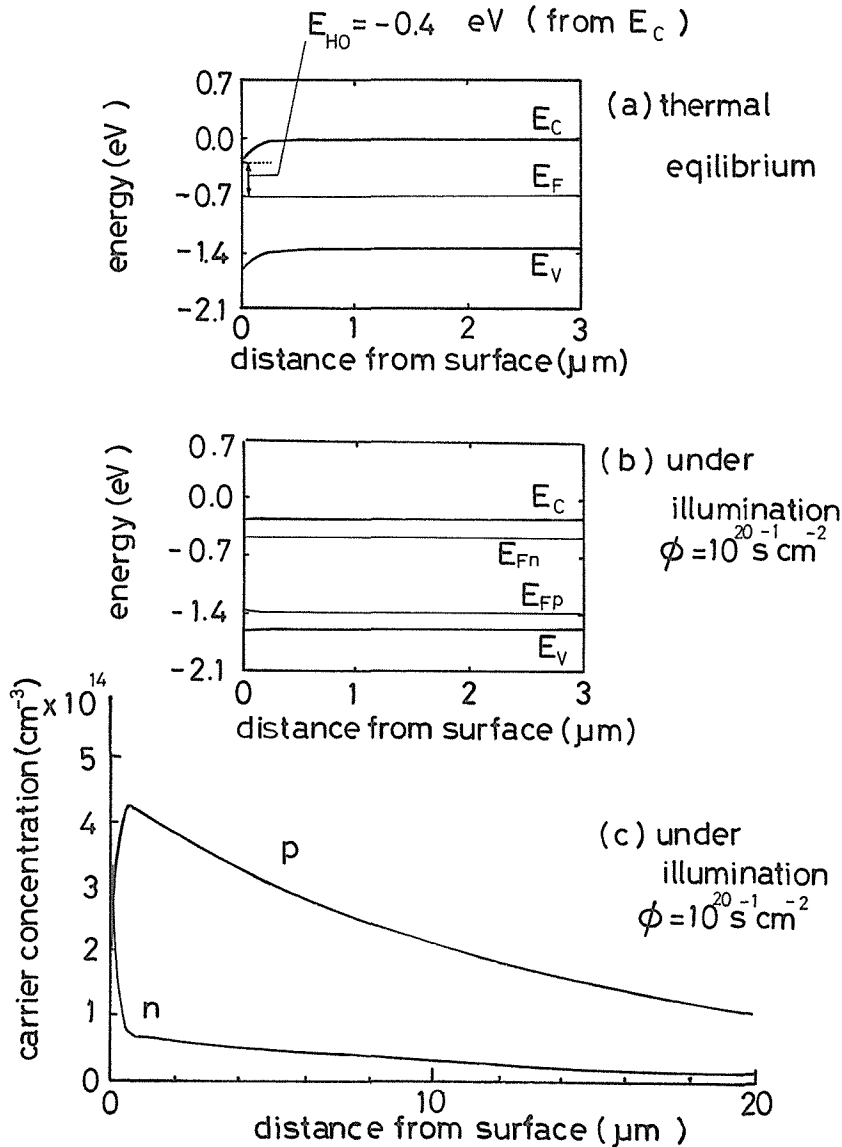


図 5 半絶縁性基板の解析結果，熱平衡時及び定常状態のバンド図，擬フェルミ準位，定常状態のキャリア密度分布図

子・正孔の擬フェルミ準位を示している。また図-5(c)は電子・正孔のキャリア密度分布を示している。図(a), (b)のバンド図を比較すると(a)では表面から数千Åで ψ が0になっているのに対し，(b)では $3 \mu\text{m}$ でも $\psi \neq 0$ である。つまり，基板のかなり深いところまで弱い電界が存在している。これは，通常のn型，p型半導体では，多数キャリアはわずかな電界のずれでキャリアが動くだけで少数キャリアの拡散に対応できるため（電流の連続性を保てるため）拡散プロセスは少数キャリアの拡散で決まる。一方，ここで対象とした半絶縁性基板では $p \approx n$ でありかつ電子の方が正孔に比べて拡散定数，移動度が大きいいため，両極性拡散の状況を示している。電流が各場所でゼロを維持するため弱い電界が表面から奥の方へ生じて電子は基板の奥の方へ速く拡散しないように，正孔は速く奥の方へ流れるようになっている。従って図-5(c)から判断される拡散

長は $14\ \mu\text{m}$ 程度でこの値は、電子・正孔の拡散長から両極性拡散の関係式であたえられる拡散長とほぼ一致する。

次に光伝導とトラップ濃度との関係についての計算結果を述べる。図-6 に示したのがトラップ濃度 N_T と電子面密度 Δn_{sheet} ($\approx \Delta G$) の関係である。 N_{ss} が変化しなければ、 N_T と ΔG の関係は単調であり ΔG から N_T が決定できることが理論的にあきらかになった。特に N_T が小さいところでは感度が高い。

3. マイクロ波光伝導法による Fe-doped InP 基板の評価

3.1 マイクロ波光伝導法

マイクロ波光伝導の原理は照射下における基板のキャリアの増加をマイクロ波の吸収量の違いとして測定するものである。図-7 にその測定系を示す。測定基板は CPW (コプレーナ線路) 上に置き、マイクロ波発振器の出力を CPW に入力し基板で吸収されずに反射してきた波をネットワークアナライザーで測定し、CPW+基板のインピーダンスを得る。光伝導 ΔG は、照射光源 Ar-レーザーの波長 $5145\ \text{\AA}$ ($\approx 2.41\ \text{eV}$) を CPW の間隙から基板に照射し、この照射下と非照射下のコンダクタンスを測定して得る。基板の移動には 3 軸パルスステージを用いマイクロコンピュータで制御している。データの取り込み、処理もマイクロコンピュータでおこなっている。従って 2 inch ウェハを直径方向に 2 mm 間隔で ΔG の分布を調べる場合約 40 分で測定できる。

3.2 測定結果及び考察

光伝導法による Fe-doped InP 基板の測定結果について述べる。まず、トラップ評価が可能なためにはバルク中のトラップを介した間接再結合が直接再結合に対して支配的でなければならない。間接再結合が支配的な場合は

$$\Delta G \approx \phi \quad (20)$$

また直接再結合が支配的な場合

$$\Delta G \approx \phi^{1/2} \quad (21)$$

の関係がある。図-8 は入射光強度と ΔG の関係の測定結果である。強度の対数を横軸に、縦軸は ΔG または光電流を対数にとってある。図には、Au/Ge をプレーナ形に形成した試料の直流光伝導と、ウェハの状態で測ったマイクロ波光伝導の両方の結果を示した。両方とも光強度と ΔG 、光電流は比例しており、トラップを介した間接再結合が支配的であることが確認された。

次に示す図-9 はウェハ全体を 2 mm 四方単位で区切り各部分の ΔG をマイクロ波光伝導を測った結果である。周辺部の 4 カ所及び基板中央付近の ΔG がその他の部分より大きくなっている。これはいわゆる四回対称の分布である。結晶成長の理論では LEC 法における転位密度分布が四回対称を示すことが知られている。測定に用いた基板も LEC 法を用いて製造されており ΔG の分布はバルクの性質を反映していることを示している。一方転位密度と ΔG の関係は、深い準位と転

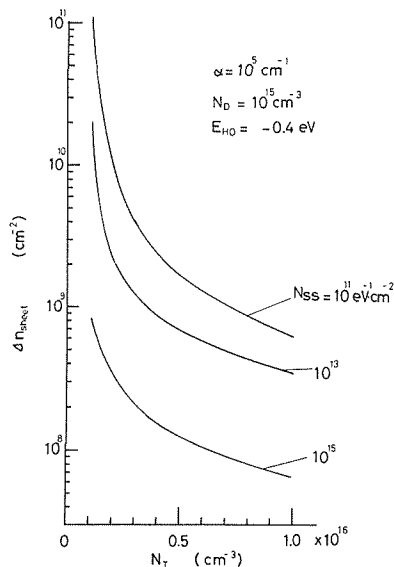


図 6 トラップ濃度と光伝導の関係の解析結果

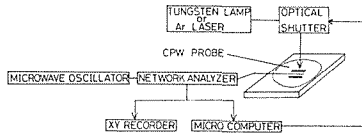


図 7 マイクロ波光伝導測定系の測定系

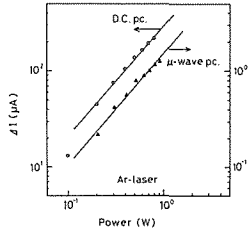


図 8 光伝導と光強度の関係

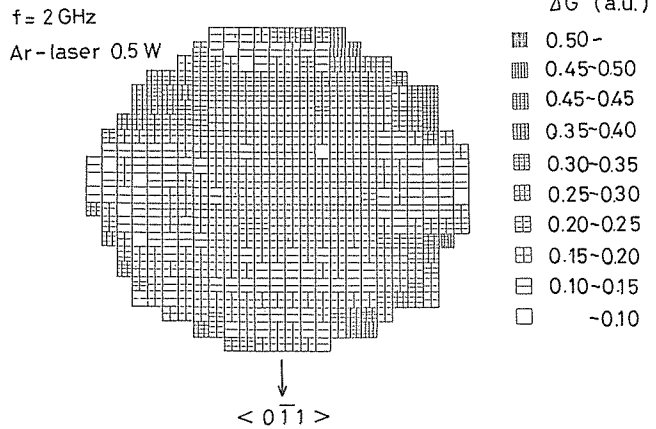


図 9 Fe-doped InP の光伝導の面内分布

位の関係について詳しく知られておらず、明らかでない。

ΔG の基板内の分布は、バルク中の性質を反映するが、半絶縁性基板のウェハ間で ΔG の比較を行えないか検討を試みた。InP 基板についてはフォトルミネッセンス強度が雰囲気によって容易に変化することが報告¹²⁾ されている。そこで光伝導においても表面状態の違いがあらわれるか調べた。図-10 に示したのがいくつかの表面処理を行った後の直流光伝導の時間変化である。図中(a) は電極形成後の光伝導、(b) は(a)終了後 H_2SO_4 系エッチング液でエッチングした後の光伝導、(c) は(b)終了後 $300^\circ C$ 2分 H_2 雰囲気中で熱処理した後の光伝導、(d) は(c)終了後再び H_2SO_4 系

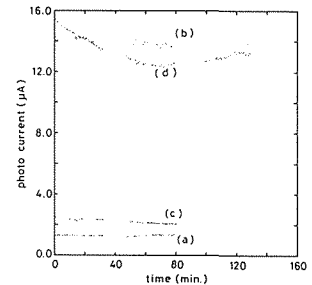


図 10 表面処理後の光伝導の変化

でエッチングした後の光伝導である。エッチング処理により光伝導が数倍変化している事がわかる。これはバルクよりは表面状態の変化の反映と考えられる。2章で述べた方法で N_{ss} と Δn_{sheet} の関係を計算した。パラメータは InP の値を用いた。 N_{ss} は $E_{H0} = -0.4$ eV で極小値をもつ分布とした。(図-11(a)) これは MIS 構造の電気的特性評価によって明らかにされている事である。図-11(b) は N_{ss} の極小値と Δn_{sheet} すなわち光伝導の関係を示している。光伝導は N_{ss} の極小値が 10^{14} から $10^{11} eV^{-1} \cdot cm^{-2}$ 変化すると数倍変化し得る。また実験結果図-10 と比較するとエッチング前の光電流はほぼ $2 \mu A$ であるがこれを面電子密度に換算すると約 $1.8 \times 10^8 cm^{-2}$ 、一方エッチング後の光電流は約 $14 \mu A$ であるがこの場合 $9.7 \times 10^8 cm^{-2}$ であり、計算結果と対応させると N_{ss} の極小値がそれぞれ $10^{14} eV^{-1} \cdot cm^{-2}$ 、 $10^{11} eV^{-1} \cdot cm^{-2}$ と良くあう。この値は現実に MIS 構造で評価されている表面準位密度程度であり、実際にエッチング処理によって N_{ss} が変化していると考えられる。従ってウェハ間で光伝導を比較する場合には表面準位密度を一定にしなければならないことが明白となった。

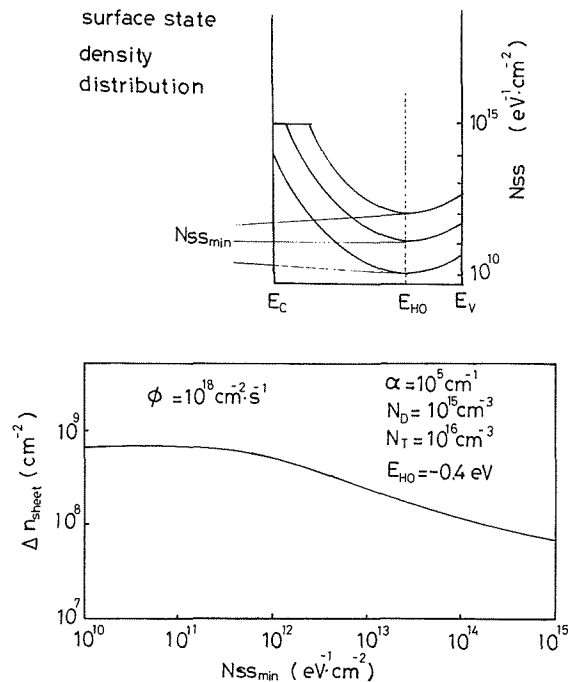


図 11 表面準位密度と光伝導の関係の計算結果

4. 結 論

半絶縁性基板の評価法として光伝導法を取りあげその理論的検討と実験による検討を行った。理論的検討では光伝導と再結合中心として働く補償不純物準位密度の関係を表面再結合速度の影響を考慮に入れた解析方法で示した。この解析方法では表面準位密度が一定ならば、補償不純物準位密度は光伝導から決定できることを示した。一方実験的検討では Fe-doped InP 基板に光伝導法を適用し、ウェハ面内の光伝導分布を測定した。その結果四回対称の分布を得た。四回対称の分布は半導体中の様子をあらわしていると理論的に知られており光伝導により表面ではなく半導体内部の評価が可能であることを示した。

参 考 文 献

- 1) Y. Matsumoto and H. Watanabe: Jpn. J. Appl. Phys, **21**, (1982), L515
- 2) M. S. kolnick et al: J. Electron. Mater., **13** (1984), P107
- 3) M. Tajima: Jpn. J. Appl. Phys., **21** (1982), L227
- 4) T. kamejima et al: Jpn. J. Appl. Phys., **21** (1982), L721
- 5) M. Bonnet et al: N. Visentin: Tech. Digest of 1982 IEEE GaAs IC Symp. P54
- 6) 佐野他: 応用物理, **56**, (1987), No. 1, P33
- 7) H. Shimizu, H. Ohno and H. Hasegawa: Jpn. J. Appl. Phys, **21** (1982), L786
- 8) W. Shockley and W. T. Read. Jr.: Phys. Rev, **87** (1952), No. 5, P835
- 9) 倉田 衛: バイポーラトランジスタの動作理論 (1980) 近代科学社
- 10) たとえば, H. Hasegawa and T. Sawada: J. Vac. Sci. Tech., **21** (1982), P457
- 11) H. Hasegawa and H. Ohno: J. Vac. Sci. Tech. **B4**(4) (1986) Jul/Aug
- 12) H. Nagai and Y. Noguchi: J. Appl. Phys, **50**, (1979) P1544

Appendix

半導体の内部を L 個に分割し、分割点に $1, 2, \dots, L-1, L$ と節点番号を付ける。さらに $N-1$ と N の中点に $1, 2, \dots, M, \dots, L-1$ の補助分割点を与える。ここで N と $N+1$ の間隔を $h_m(M)$ 、 $M-1$ と M の間隔を $h_n(N)$ とする。 $\delta n(N)$ 、 $\delta p(N)$ 、 $\delta \psi(N)$ についての方程式 ($N=2, \dots, L-1$) は次のようになる。

$$\begin{aligned} & -\left[\frac{1}{qh_n(N)} \frac{\partial J_p(M-1)}{\partial p(N-1)}\right] \delta p(N-1) + \left[\frac{1}{qh_n(N)} \left\{ \frac{\partial J_p(M)}{\partial p(N)} - \frac{\partial J_p(M-1)}{\partial p(N)} \right\} + \frac{\partial U(N)}{\partial p(N)}\right] \delta p(N) + \\ & \left[\frac{1}{qh_n(N)} \frac{\partial J_p(M)}{\partial p(N+1)}\right] \delta p(N+1) + \frac{\partial U(N)}{\partial n(N)} \delta n(N) - \left[-\frac{1}{qh_n(N)} \frac{\partial J_p(M-1)}{\partial \psi(N-1)}\right] \delta \psi(N-1) + \\ & \frac{1}{qh_n(N)} \left[\frac{\partial J_p(M)}{\partial \psi(N)} - \frac{\partial J_p(M-1)}{\partial \psi(N)}\right] \delta \psi(N) + \left[\frac{1}{qh_n(N)} \frac{\partial J_p(M)}{\partial \psi(N+1)}\right] \delta \psi(N+1) = \\ & -\frac{1}{qh_n(N)} [J_p(M) - J_p(M-1)] + G(N) - U(N) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{\partial U(N)}{\partial p(N)}\right] \delta p(N) + \left[-\frac{1}{qh_n(N)} \frac{\partial J_n(M-1)}{\partial n(N-1)}\right] \delta n(N-1) + \left[\frac{1}{qh_n(N)} \left\{ \frac{\partial J_n(M)}{\partial n(N)} - \frac{\partial J_n(M-1)}{\partial n(N)} \right\} - \frac{\partial U(N)}{\partial n(N)}\right] \delta n(N) + \\ & \left[\frac{1}{qh_n(N)} \frac{\partial J_p(M)}{\partial n(N+1)}\right] \delta n(N+1) + \left[-\frac{1}{qh_n(N)} \frac{\partial J_n(M-1)}{\partial \psi(N-1)}\right] \delta \psi(N-1) + \\ & \left[\frac{1}{qh_n(N)} \left\{ \frac{\partial J_n(M)}{\partial \psi(N)} - \frac{\partial J_n(M-1)}{\partial \psi(N)} \right\}\right] \delta \psi(N) + \left[\frac{1}{qh_n(N)} \frac{\partial J_n(M)}{\partial \psi(N+1)}\right] \delta \psi(N+1) \\ & = -\frac{1}{qh_n(N)} [J_n(M) - J_n(M-1)] - G(N) + U(N) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{q}{\epsilon_s} [1 - N_T] \frac{\partial f_T(N)}{\partial p(N)} \delta p(N) - \frac{q}{\epsilon_s} [1 + N_T] \frac{\partial f_T(N)}{\partial n(N)} \delta n(N) + \gamma_1(N) \delta \psi(N-1) + \gamma_2(N) \delta \psi(N) + \\ & \gamma_3(N) \delta \psi(N+1) = -\frac{q}{\epsilon_s} [N_b - N_T f_T(N) + p(N) - n(N)] - \gamma_1(N) \psi(N-1) - \gamma_2(N) \psi(N) - \\ & \gamma_3(N) \psi(N+1) \end{aligned} \quad (3)$$

ただし

$$\begin{aligned} \gamma_1(N) &= \frac{1}{h_m(M-1)h_n(N)} \\ \gamma_2(N) &= \frac{1}{h_n(N)} \left[\frac{1}{h_m(M-1)} + \frac{1}{h_m(M)} \right] \\ \gamma_3(N) &= \frac{1}{h_m(M)h_n(N)} \\ J_p(M) &= \frac{q}{h_m(M)} [\lambda_{p1}(M)p(N) + \lambda_{p2}(M)p(N+1)] \\ J_n(M) &= \frac{q}{h_m(M)} [\lambda_{n1}(M)n(N) + \lambda_{n2}(M)n(N+1)] \\ \lambda_{p1}(M) &= \mu_p(M) \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{1 - e^{-\beta(M)}} \\ \lambda_{p2}(M) &= \mu_p(M) \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{1 - e^{\beta(M)}} \\ \lambda_{n1}(M) &= \mu_n(M) \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{1 - e^{\beta(M)}} \end{aligned}$$

$$\lambda_{n2}(M) = \mu_n(M) \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{1 - e^{-\beta(M)}}$$

$$\beta(M) = \frac{q}{kT} [\psi(N) - \psi(N+1)]$$

表面すなわち $N=1$ では次の式になる。

$$\frac{\partial E_s}{\partial n(1)} \delta n(1) + \frac{\partial E_s}{\partial p(1)} \delta p(1) + \frac{\partial \psi(2)}{h_m(1)} - \frac{\delta \psi(1)}{h_m(1)} = -E_s - \frac{\psi(2) - \psi(1)}{h_m(1)} \quad (4)$$

$$\left[\frac{1}{qh_n(1)} \left\{ \frac{\partial J_p(1)}{\partial p(1)} - \frac{\partial J_{ps}}{\partial p(1)} \right\} + \frac{\partial U(1)}{\partial p(1)} \right] \delta p(1) + \left[\frac{1}{qh_n(1)} \frac{\partial J_p(1)}{\partial p(2)} \right] \delta p(2) + \left[-\frac{1}{qh_n(1)} \frac{\partial J_{ps}}{\partial n(1)} + \frac{\partial U(1)}{\partial n(1)} \right] \delta n(1) + \frac{\partial J_p(1)}{\partial \psi(1)} \delta \psi(1) + \frac{\partial J_p(1)}{\partial \psi(2)} \delta \psi(2) = [G(1) - U(1)] - J_p(1) + J_{ps} \quad (5)$$

$$\left[-\frac{1}{qh_n(1)} \frac{\partial J_{ns}}{\partial p(1)} - \frac{\partial U(1)}{\partial p(1)} \right] \delta p(1) + \left[\frac{1}{qh_n(1)} \left\{ \frac{\partial J_n(1)}{\partial n(1)} - \frac{\partial J_{ns}}{\partial n(1)} \right\} - \frac{\partial U(1)}{\partial n(1)} \right] \delta n(1) + \left[\frac{1}{qh_n(1)} \frac{\partial J_n(1)}{\partial n(2)} \right] \delta n(2) + \frac{\partial J_n(1)}{\partial \psi(1)} \delta \psi(1) + \frac{\partial J_n(1)}{\partial \psi(2)} \delta \psi(2) = [U(1) - G(1)] - J_n(1) + J_{ns} \quad (6)$$