半導体における圧力誘起効果と相転移

Pressure - Induced Effects and Phase Transitions in Semiconductors

箕村茂 Shigeru Minomura

This paper will be concerned with those aspects of the pressure-induced effects and phase transitions in molecular and tetrahedrally bonded semiconductors. First, we discuss the pressure effects on the lattice vibrations in alloy and amorphous solids.

Second, we discuss the pressure effects on the electronic band structure and gap states in alloys and superlattices.

Third, we discuss the insulator - metal transitions in some molecular solids and tetrahedrally bonded semiconductors.

1. はじめに

圧力と温度は、基本的な熱力学的独立変数で、凝縮物質の物理的・化学的性質を理解する上で極めて有用なパラメーターとして適用される。圧力の真性効果は、原子間距離の減少にあり、一方、温度の真性効果は格子振動の変化にある。固体物質の格子構造と電子構造は圧力と温度の影響を受け、結果として臨界条件下で新しい熱力学的安定相へ相転移が誘起される。

今世紀の前半、ノーベル物理学賞受賞者 P. W. Bridgman 教授は、10 GPa に至る超高静水圧発生技術の基礎原理を確立し、2 段圧縮方式のピストン・シリンダ装置と質量支持方式の対向アンビル装置を開発し、10 GPa に至る超高静水圧下の圧縮率、電気抵抗、粘性、相転移などに関する精密測定を行った。彼の業績は、ハーバード大学出版の Collected Papers 全 7 巻に収録されている。彼の固体の P - V データは、圧力測定の一規準として今日でも採用されている。Bridgman による超高圧研究の最も顕著な成果は、凝縮物質における圧力誘起の一次相転移の普遍性を確立したことにある[1]。

Bridgman 以降今日に至る 30 年間に、ベルト装置、多面体アンビル装置、ダイヤモンド・アンビル装置などが開発され、ダイヤモンド、立方 BN など多くの新高密度物質が合成され、また顕微分光測定、X 線回折測定など多くの物性測定実験が行われるようになった[2~4]。

一方、高性能の TNT 爆薬を利用した衝撃波実験法が開発され、700 GPa に至る動的超高圧下の P - V 断熱圧縮曲線が測定されるようになった。Bridgman

以後、超高圧研究に関する最も顕著な成果の一つは、凝縮物質における圧力誘起の電子相転移の普遍性を確立したことにある[5]。

1948 年頃 J. Bardeen, W. Shockley らによりバイポーラトランジスタが発明されて以来、半導体元素化合物の研究開発が急速に進展し、半導体物理学の基礎が確立され、種々の新しい電子デバイスや光デバイスが応用されるようになった。最近の 10 年間、分子線エピタキシー法、有機金属気相成長法などの薄膜作成技術の開発により、原子層の制御によるヘテロ接合/超格子構造の量子井戸レーザーや 2 次元電子ガスを利用した超高速トランジスタが応用されるようになった[6~9]。

一方、1958 年頃 P. W. Anderson により、液体及びアモルファス半導体のバンド構造において Anderson 局在の概念が導入され、また 1967 年頃 N. F. Mott により価電子バンドと伝導バンドにおいて移動度端の概念が導入されて以来、液体・アモルファス半導体の研究開発が急速に進展し、非結晶半導体物理学の基礎が確立され、種々の光電デバイスが応用されるようになった[10~12]。

私は第二次大戦中に京大理に入学し、敗戦後間もなく卒業した。当時、就職が難しく、食物も不十分で、且つ工業資源も乏しい時勢であった。然しながら、われわれは清涼な水と空気また石炭に恵まれていた。京大理・物理化学研究室では、堀場信吉、帰山亮教授の指導により、高温高圧下のアモニア合成やアセチレンガスによるレップ反応の研究開発が行われていた。私には卒論の研究課題として、高温高圧下の尿素の合成の実験が課せられた。論文生の頃、P. W. Bridg-

岡山理科大学理学部 Faculty of Science, Okayama University of Science

〒700 岡山市理大町 1-1 1-1 Ridai-cho, Okayama 700

man 教授がノーベル物理学賞受賞のニュースが伝わり、直ちに彼の研究業績の雑誌会が度々行われ、超高圧研究の重要性を確信するようになった[13]。

1959年～1962年の約3年間イリノイ大学の H.G. Drickamer 教授の研究室に留学し、支持テーパ・アンビル方式の超高圧下の光学セル、電気抵抗セル、X線回折セルの開発に参加した。焼結 WC ピストンの中心面の直径は1～2 mmφで、20-30 GPa 領域で塑性変形を示し、外部荷重に対する圧力の発生効率は、著しく低下した。

1962年9月、東大物性研超高圧部門に着任し、二重収縮方式の1000 ton 荷重油圧プレスによるピストン・シリンダ装置、支持テーパ・アンビル装置、クランプ方式の Be・Cu ボンプを設備した。岡井敏、長崎浩をはじめ、東工大沢田正三、斉藤進六、福長脩、物性研井口洋夫、大東弘二、城谷一民、塩谷繁、国府田孝雄らとの共同研究により、BaTiO₃ のキュリー点、アントラセン、ZnS 蛍光体の発光スペクトル、環状有機半導体の電気抵抗などに関する高圧実験をおこなった。

1970年頃京大理遠藤裕久、大島隆三、田村鋼三郎、辻和彦との共同研究によりアモルファス半導体及び液体金属の原子構造と電子構造に関する高圧実験を行った。一方、下村理、浅海勝征をはじめ、物性研田沼静一、永野弘、藤井源四郎との共同研究により、超高圧・低温下の金属の電流磁場効果に関する高圧実験を行った。

1974年 W.E.Spear と P.G.LeComber がプラズマ CVD 法により a-Si:H 合金において不純物のドーピングに成功し、光電子デバイスの研究開発の基礎を確立した。これを契機として、通産省工技院電気総合研究所田中一宣、物性研森垣和夫、東燃新エネルギー開発研松村光雄、日電アネルバ織田善次郎らとの共同研究により、a-Si:H 合金薄の局所原子構造と欠陥及び高効率太陽電池の開発研究に関する研究を行った[14]。

1978年頃、下村理、藤井靖彦、竹村謙一らとの共同研究によりダイヤモンドアンビルセルとPSPCを組み合わせた超高圧下のX線回折実験装置を開発し、ヨウ素結晶における圧力誘起の分子金属相と分子解離による単原子金属相への構造変化の研究に適用した。

1984年4月北大理物理教室に着任し、毛利信男、中原純一郎、巨海玄道をはじめ東工大工柊元宏、水田正志らとの共同研究により、有機金属気相成長法により作成した Al_xGa_{1-x}As:Si、GaAs:Si における深い準位過度分光(DLTS)シグナルおよび Al_xGa_{1-x}As、In_xGa_{1-x}P のラマンスペクトルに関する高圧実験を行った。

1987年4月岡山理大理に着任し、財部健一をはじめ関西学院大理渡辺泰堂らとの共同研究により、分子線

エビタキシー法で作成された Al_xGa_{1-x}As:Si における等温容量過度分光(ICTS)シグナル、及び

(AlAs)_m(GaAs)_m 超格子($m < 20$)における光反射スペクトルとフォトルミネッセンスに関する高圧実験を行った。

顧みれば、1946年母校で物理化学を専攻し、堀場信吉先生と埴山亮先生の御指導により「高圧研究」に関する卒業研究に取り組んで以来同じ関心を持ち続けて現在に至っている。まさしく、私は超高圧研究と半導体物理学の黎明期に遭遇し、多くの優れた指導者と共同研究者に恵まれ、画期的な技術革新を経験してきた。私と共同研究者達の業績の内、超高圧下のアモルファス半導体及び分子結晶に関する研究により、1991年のBridgman Medalist に選ばれ、1991年10月7日 AIRAPT 国際会議で受賞し、約1時間 Bridgman Lecture を行った。

日本高圧力学会誌『高圧力の科学と技術』の創刊に際し、私と共同研究者の研究業績の概要に関する執筆を依頼された。ここでは、(1) 超高圧下の歪んだ四面体構造半導体の格子振動について、(2) 超高圧下の混晶半導体における深いドナー準位について、(3) 超高圧下のヘテロ構造/超格子半導体における光反射率とフォトルミネッセンスについて、及び(4) 半導体元素・化合物における圧力誘起の金属状態への転移について議論する。

2. 歪んだ四面体構造の格子振動

ダイヤモンド/ZnS 型半導体のフォノン状態密度は、中性子非弾性散乱の測定に基づいて理解される。単位胞に2原子が含まれ、6個の基準モード(2TO, 1LO, 2TA, 1LA)がある。1966年 P.N.Keating はボンド伸縮振動の力定数 α とボンド変角振動の力定数 β を導入することにより、ダイヤモンド/ZnS 構造の弾性定数 C_{11} , C_{12} , C_{44} 及び調和振動子型の歪のエネルギーの議論にはじめて成功した。ポテンシャル関数 V は次式で与えられる[15]。

$$V = \frac{3}{16} \frac{\alpha}{d^2} \sum (r_i - d)^2 + \frac{3}{8} \frac{\beta}{d^2} \sum \left(r_i r_j + \frac{d^2}{3} \right)^2, \quad (1)$$

ここに d は歪のない平衡ボンド長である。圧力増加に従って α は増加するが、 β は減少する。

ダイヤモンド型 IVb 族元素(C, Si, Ge, α -Sn)において軽い元素から重い元素になるに従って、ゾーン境界のTAフォノン振動数が小さくなり、従ってボンド変角の力定数 β が小さくなっている。このような化学的傾向は、遮断応力に対してダイヤモンド構造を維持するための復元力が小さくなり、遮断不安性として理解されている。ダイヤモンド/ZnS 型半導体における

フォノン分散曲線及びL点のモードグリュナイゼン定数 $\gamma(L) = d(\ln \omega_L)/d(\ln V)$ を図1に示す[16]。

図1. 中性子非弾性散乱の測定によるc-Siのフォノン分散曲線とグリュナイゼン定数(γ_L)

一方、ウルツ鉱型結晶(GaN, ZnO, CdS, CuCl等)では c/a 比は理想値($c/a = 1.633$)より1%程度大きい方へずれることも小さい方へずれることもある。カルコパイライト結晶(CuAlS_2 , CuGaS_2 , CuInS_2 等)では、ZnS型構造の単位胞が2倍近くになっているが、 $2 - c/a > 0$ の関係が見出される。ウルツ鉱型結晶とカルコパイライトは歪んだ四面体構造より成る。

Si-Ge合金では、Si-Siボンドの長さは2.35 Åに近い値を保ち、Ge-Geボンドの長さは2.45 Åに近い値を保っている。結果としてこの合金系は歪んだ四面体構造から成る。III-V族混晶($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 等)及びII-VI族混晶($\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$, $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$, $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ 等)もまた同様に歪んだ四面体構造より成る[17]。

アモルファスSiでは歪んだ四面体の連続ランダム模型として取り扱われ、ボンドの長さの平均のずれは約6%、ボンド角の平均のずれは約11%近くになっている[18]。

合金あるいは混晶における光学フォノン $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ の場合は3モードの振舞いを示し、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の場合2モードの振舞いを示し、 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ の場合1-2の振舞いを示す。これらの振舞いはバンドギャップとバンド幅に依存している。

$\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ 及びa-Si:HにおけるEXAFSとラマン・スペクトルに及ぼす合金組成効果と圧力効果について図2～図7に示す。これら

の実験結果の特徴は下記の通りである[19～22]。

- ① ゾーン中心LOとTOバンドは、著しく非対称な形状を示し、低振動数側には長く広がった尾をひき、一方高振動数側には鋭い端を有している。

図2. c-Si_{1-x}Ge_xのラマンスペクトルの組成変化

図3. c-Si₅₀Ge₅₀のラマンスペクトルの圧力変化

図4. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ のラマンスペクトルの圧力変化

- ② ゾーン境界LAとTAバンドは、質量と位置の不規則性により1次フォノン構造として誘起される。
- ③ アモルファス物質では、 k -保存則が緩和され、結果としてすべての基準モードが赤外及びラマン活性となる。

- ④ 圧力増加に従って、LO, TO, LA ピークは高振動数側へのシフトを示し、一方TA ピークは低振動数側へのシフトを示す。

3. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ と GaAs 中の深いドナー準位

1978年頃、分子線エピタキシー法あるいは有機金属気相成長法により、変調ドーピングヘテロ接合素子 $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ が作成され、極めて高い移動度の2次元電子ガスを利用した超高速トランジスタ(HEMT)が作成され、今日では大型コンピュータに応用されるようになった。一方、Si, Sn, Se, Teなどをドーブした $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ においては、浅いドナー準位と深いドナー準位が形成され、後者は超高速トランジスタにおけるフェルミ準位のピンニングとして作用し、結果としてキャリア濃度を増加させることが困難であった。また永続光伝導においては、励起後光伝導が一週間も持続される(PPC)効果が観測され、深いドナー準位に

関係していると考えられていた[23]。

1979年Langらはドナー(D)と未知の格子欠陥(X)の複合体(DXセンター)のモデルを提出し、PPC効果、ホール効果、DLTSシグナルの活性化エネルギー、及び電子捕獲の活性化エネルギーに関する実験データをよく説明した。DXセンターの配位座標を図8に示す。これに反して、1985年水田らと立川らは $n\text{-GaAs}$ において圧力誘起のDLTSシグナルを観測し、

図5. $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ のラマンスペクトルの圧力変化

図6. $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{P}$ のLOピークの圧力変化

図7. $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{P}$ のTOピークの圧力変化

図8. 伝導バンドと自己束縛ドナーの配位座標図

これに基づいてL伝導バンドに強く束縛された深いドナー準位がDXセンターの振舞いを示すと考えた。 GaAs:Si における圧力誘起のDLTSシグナルとPPC効果を図9～10に示す[24～26]。

1988年ChadiとChangは $n\text{-GaAs}$ と $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ におけるSiドナーを囲む、18-原子

のスーパーセルの電子状態に関する理論計算を行い、負の電子相関パラメーター(U)を仮定して2電子占有状態が1電子占有状態よりもエネルギー的に安定であると考えた。然し、このような2電子状態のドナー準位に関する直接的証拠はまだ観測されていない[27]。

n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ と n -GaAsの伝導バンドの Γ , X, L極小は、混晶組成あるいは圧力により系統的变化を示し、組成効果と圧力効果は図11、12に示すように

図9. GaAs:Siにおける圧力誘起のDLTSシグナル

図10. GaAs:Siにおける圧力誘起のPPC効果

極めてよく類似している[28, 29]。

深いドナー準位から伝導バンドへの電子放出速度 e_n は次式で与えられる[30]。

$$e_n = N_c \cdot V_{th} \cdot \sigma_n \exp\left[\frac{-E_e}{kT}\right] \quad (2)$$

ここに N_c は伝導バンドにおける有効状態密度、 V_{th} は電子の熱的速度、 σ_n は電子捕獲断面積、 E_e は電子放出に対する活性化エネルギーである。 σ_n は次式で与えられる。

$$\sigma_n = \sigma_{0n} \cdot \exp\left[\frac{-E_\sigma}{kT}\right] \quad (3)$$

図11. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ のエネルギーバンド極小とドナー準位の組成変化

図12. GaAsのエネルギーバンド極小とドナー準位の圧力変化

ここに E_g は電子捕獲に対する活性化エネルギーである。電子放出速度 e_n は DLTS シグナルあるいは ICTS シグナルのピークから決定される。活性化エネルギー E_n は Arrhenius プロット $\ln e_n T^{-2} - T^{-1}$ の勾配より決定される。

$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}:\text{Si}$ における ICTS シグナルから決定された深いドナー準位から伝導バンドの L 極小への熱的励起による電子放出速度 e_n 及び活性化エネルギー

図13. $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ における ICTS シグナルの圧力変化

図14. $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ における DX センターに及ぼす圧力効果

E_n は、図13に示すように 20 kbar の圧縮によっても殆ど変化しない。このことは、図14のように深いドナー準位が伝導バンドの L 極小に強く束縛されていることを示していると理解される[31]。

4. $(\text{AlAs})_m(\text{GaAs})_n$ 超格子のバンド構造

ヘテロ接合長周期超格子 $(\text{AlAs})_m(\text{GaAs})_n (m > 20)$ においては、図15に示するような Kronnig-Penny 型

図15. $(\text{AlAs})_m(\text{GaAs})_n$ 超格子のエネルギーバンド構造

エネルギーバンド構造モデルが適用され、電子とホールは GaAs 層内に閉じ込められ、伝導バンドの最小は Γ_{1c} にあり、直接遷移型超格子 (Type I) として取り扱われている[32]。

一方、短周期超格子 $(\text{AlAs})_m(\text{GaAs})_n (m < 20)$ においては、AlAs 層内の X_c 極小と GaAs 層内の Γ_{1c} 極小とのエネルギー交叉が $m \approx 14$ 近くで起こり、 $m < 14$ においては間接遷移型超格子 (Type II) となること、フォトルミネッセンス (PL) のピークの圧力依存性から明らかにされている。図16、17に示すように[33, 34] $(\text{AlAs})_m(\text{GaAs})_n$ 超格子のエネルギーバンド構造には、AlAs と GaAs のバンドギャップの差により、価電子バンドと伝導バンドの不連続が存在する。価電子バンドのオフセット ΔE_v は、AlAs バルクにおける $X_c - \Gamma_{1h}$ 遷移型エネルギーと超格子における $X_c - \Gamma_{1hh}$ 遷移型エネルギーの差によって決定され、 $m = 14$ に対して $\Delta E_v \approx 0.47 \text{ eV}$ が明らかにされている。半導体元素・化合物のエネルギーバンド構造に関する情報は、基礎光学スペクトルの測定から得られる。光反射及び ϵ_2 スペクトルの主要なピーク E_0, E_1, E_2 は、それぞれ Γ, L, X 点におけるバンド間直接遷移型エネルギーに対応している。

短周期超格子 $(\text{AlAs})_m(\text{GaAs})_n (m < 20)$ における光反射ピークに及ぼす超格子周期 m 及び圧力の効果

図16. $(\text{AlAs})_{15}(\text{GaAs})_{15}$ 超格子の PL ピークの圧力変化

図17. $(\text{AlAs})_{12}(\text{GaAs})_{12}$ 超格子の PL ピークの圧力変化

図18. $(\text{AlAs})_m(\text{GaAs})_m$ 超格子の光反射ピークの周期変化

図19. $(\text{AlAs})_m(\text{GaAs})_m$ 超格子 ($m = 3, 4$) と $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ の光反射ピークの圧力変化

を図18、19に示す[35, 36]。

5. 圧力誘起の絶縁体－金属相転移

1931年 A.H.Wilson が固体のエネルギーバンド構造のモデルを導入して以来絶縁体－金属相転移の研究は、基本的に興味深い研究課題の一つであった。絶縁体あるいは半導体は、電子が満たされた価電子バンドと空いた状態の伝導バンドとの間に禁制エネルギー域を持つ物質として取り扱われる。一方、金属あるいは半金属は、電子が満たされていない伝導バンドを持つ物質として取り扱われる[37]。

1960年頃 H.G.Drickamer とその共同研究者らは、支持テーパーアンビル装置を用いて分子結晶(I, Se, S, P)共有結晶(Si, Ge, Ga, As等)の光学吸収端及び電気抵抗の圧力変化を測定し、金属状態への相転移を明らかにした[3]。

1973年 J.A.Van Vechten は、量子誘電理論に基づいてダイヤモンド/ZnS型結晶における SP^3 混成結合バンドと反結合バンドとの間のエネルギーギャップ E_g 、これに寄与する等極共有結合エネルギー E_h および異極イオン結晶エネルギー C を計算している[16]。

$$E_g^2 = E_h^2 + C^2 \quad (4)$$

イオン性因子 f_i は次式で与えられる。

$$f_i = \frac{C^2}{E_g^2} \quad (5)$$

等極共有結合エネルギー E_h はボンド長 d のみの関数で、従って共有結合－金属転移エネルギーもまた d のみの関数として導かれる。高圧金属相は $f_i < 0.3$ の場合 β -Sn 構造となり、 $f_i > 0.3$ の場合 NaCl 構造となる。

一方、M.L.Cohen 及び森田章らは、擬ポテンシャル理論に基づいてダイヤモンド/ZnS型結晶、V族元素の結晶及びこれらの高圧多形のエネルギーバンド構造及び共有結合－金属転移圧力を計算し、実験データをよく説明している[38, 39]。

1950年代 N.F.Mott は1電子系の結晶において電子相互作用による絶縁体－金属転移(Mott転移)の概念を導入した。1964年 J.Hubbard は1電子系の結晶において、サイト i の原子が2電子により占有されるとき、クーロンエネルギーの増加を表す電子相互作用パラメーター(u)及びサイト j の原子からサイト i の原子へのホッピング積分パラメーター(t_{ij})のみを考慮したハバード・モデルを導入し、絶縁体－金属転移を論じた。ハバードのハミルトニアンは次式で与えられる[40, 41]。

$$H = - \sum_{ij} t_{ij} (c_i^\dagger + c_{ji}^\dagger + c_{ii}^\dagger c_{ji}) + u \sum_i n_{ii} n_{ii} \quad (6)$$

原子間距離が減少するにしたがってハバード・ギャップ($u = I$ (イオン化ポテンシャル) $- \Sigma$ (電子親和力))が減少するが、ホッピング積分($t_{ij} = B$ (バンド幅))は増加する。

絶縁体－金属転移は α_0 において起こり、磁気モーメントは α_M において消滅する。

1958年 P.W.Anderson がアモルファス物質や液体物質の価電子バンドと伝導バンドに局在状態の概念を導入し、また1967年 N.F.Mott が移動度端の概念を導入して以来、非晶質物質の物性研究が急速に進展した[10, 40]。

アモルファス物質がボンド長とボンド角のひずみを有し、結晶物質よりも数kcal/molだけ高い内部エネルギーを有する準安定状態にあり、加熱により発熱反応を伴って結晶化する。結果として、アモルファス物質においては結晶物質よりもずっと低い圧力下で絶縁体－金属転移が誘起される。分子結晶、ダイヤモンド/ZnS結晶及びいくつかのアモルファス物質における比抵抗の圧力変化を図20～23に示す。

高圧下のX線回折実験により、高圧金属相の構造が研究され、下記に示すような結果が得られている。

① 斜方ヨウ素は16 GPa下で正方晶系＋金属相に転移し、21 GPa下で単斜晶系単原子金属相へ転移する[42]。

② 三方晶系Seは18 GPa下で単斜晶系層状金属相へ転移する[43, 44]。

図20. IとSeの電気抵抗の圧力変化

- ③ ダイヤモンド/ZnS型結晶は高压下で β -Sn型、NaCl型あるいは斜方晶系金属相へ転移する[45, 46]。
- ④ アモルファス物質は高压下で結晶物質の高压金属相の構造、準安定構造、歪んだ四面体構造、6配位

図21. 結晶Si, Geとアモルファス Si_{93}H_7 の電気抵抗の圧力変化

図22. 結晶とアモルファスGaAsとGaSbの電気抵抗の圧力変化

液面構造等へ転移する[44]。
ヨウ素、Se、Si、Geの圧縮曲線を図24に示す。

図23. 結晶とアモルファスInAsとInSbの電気抵抗の圧力変化

図24. I, Se, Si及びGeの圧縮曲線

参考文献

- [1] P. W. Bridgman: Collected Experimental Papers, Harvard Univ.(1964).
- [2] F.P.Bundy, H.T.Hall, H.M.Strong and R.H. Wentorf: Nature **176**, 1(1955).
- [3] H. G. Drickamer: Solid State Physics; ed. by F. Seitz and D. Turnbull, Academic Press **17**, 1 (1965); **19**, 135(1966)
- [4] J. D. Barnett, S. Block and G. J. Piermarini: Rev. Sci. Instrum. **44**, 1(1973).
- [5] A.K.McMahan: High Pressure and Low Temperature Physics, ed. by C. W. Chu and J. A. Woollam, Plenum Publishing (1978)p.21.
- [6] J.Bardeen and W.H.Brattain: Phys. Rev. **74**, 2301(1948).
- [7] W. Shockley: Bell Sys. Tech. J. **28**, 435(1949).
- [8] R.Dingle, H.L.Stormer, A.C.Gossard and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. **33**, 665(1978)
- [9] H. M. Gibbs, S. S. Tarng, J. L. Jewell, D. A. Weinberger, K. Tai, A. C. Crossard, S. L. McCall, A. Passner and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. **41**, 221(1982).
- [10] P.W.Anderson: Phys. Rev. **109**, 1492(1958).
- [11] N.F.Mott: Adv. Phys. **16**, 49(1967).
- [12] N. F. Mott and E. A. Davis: Electronic Processes in Non - Crystalline Materials, Clarendon Press, 1979.
- [13] R. Kiyama and S. Minomura: Rev. Phys. Chem. Japan **21**, 1(1951).
- [14] W.E.Spear and P.G.LeComber: Solid State Commun. **17**, 1193(1975).
- [15] P.N.Keating: Phys. Rev. **145**, 637(1966).
- [16] J. C. Phillips: Bonds and Bands in Semiconductors, Academic Press(1973).
- [17] S.Minomura, K.Tuji, M.Wakagi, T.Ishidate, K. Inoue and M. Shibuya: J. Non - Cryst. Solids **59, 60**, 541(1983).
- [18] L.Guttman: Phys. Rev. **B23**, 1866(1981).
- [19] T. Ishida, S. Katagiri, K. Inoue, M. Shibuya, K. Tsuji and S. Minomura: J. Phys. Soc. Jpn. **53**, 2584(1984).
- [20] J. Nakahara, T. Ichimori, S. Minomura and H. Kukimoto: Semicond. Sci. Technol. **6**, 416 (1991).
- [21] J. Nakahara, T. Kato, S. Minomura and I. Ishida: Semicond. Sci. Technol. **6**, 416(1991).
- [22] T.Ishidate, K.Inoue, K.Tsuji and S.Minomura: Solid State Commun. **42**, 197(1982).
- [23] T.Nimura, S.Hiyamizu, T.Fujii and K.Nambu: Jpn. J. Appl. Phys. **19**, L225(1980).
- [24] D.V. Lang, R.A. Logan and M. Jaros: Phys. Rev. **B19**, 1015(1979).
- [25] M. Mizuta, M. Tachikawa, H. Kukimoto and S. Minomura: Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L143 (1985).
- [26] M.Tachikawa, T.Fujisawa, H.Kukimoto, A. Sibata, G.Oomi and S.Minomura: Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L839(1985).
- [27] D.J.Chadi and K.J.Chang: Phys. Rev. Lett. **60**, 2187(1988); Phys. Rev. **B39**, 10063(1989).
- [28] N. Lifshitz, A. Jayaraman, R. A. Logan and H. C. Card: Phys. Rev. **B21**, 670(1980).
- [29] B.Welber, M.Cardona, C.K.Kim and S.Rodríguez: Phys. Rev. **B12**, 5729(1975).
- [30] D. V. Lang, H. G. Grimmeies, E. Meijer and M. Jaros: Phys. Rev. **B22**, 3917(1980).
- [31] S.Minomura, H.Ashizawa and K.Takarabe: Proc. 13th AIRAPT Int. Conf.(Bangalore, India 1991).
- [32] T. Ando and S. Mori: J. Phys. Soc. Jpn. **47**, 1518(1979).
- [33] H. Kato, Y. Okada, M. Nakayama and Y. Watanabe: Solid State Commun. **70**, 535(1989).
- [34] K. Takarabe, S. Minomura, M. Nakayama and H. Kato: J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 2242(1989).
- [35] K.Takarabe, S.Hitomi, T.Yoshimura, S.Minomura, H.Kato, Y.Watanabe and M.Nakayama: Semic. Sci. Technol. **6**, 465(1991).
- [36] S. Minomura, S. Hitomi and K. Takarabe: Proc. 13th AIRAPT Int. Conf.(Bangalore,India 1991).
- [37] A.H.Wilson: Proc. Roy. Soc. **133**, 458(1931).
- [38] M. T. Yin and M. L. Cohen: Phys. Rev. Lett. **45**, 1004(1980).
- [39] 森田章・奈良久・進藤浩一: 日本物理学会誌 **33**, 812(1978).
- [40] N.F.Mott: Metal - Insulator Transitions, Taylor & Francis Ltd.(1974).
- [41] J.Hubbard: Proc. Roy. Soc. **A277**, 237(1964).; **A281**, 401(1964).
- [42] K. Takemura, S. Minomura, O. Shimomura, Y. Fujii and J. D. Axe: Phys. Rev. **B26**, 998 (1982).
- [43] K.Aoki, O.Shimomura and S.Minomura: J. Phys. Soc. Jpn. **48**, 551(1980).
- [44] S. Minomura: High - Pressure and Low - Temperature Physics, ed. by C.W.Chu and J.A. Wollam, Plenum Publishing(1978), p.483.
- [45] J.C.Jamieson: Science **139**, 762(1963).
- [46] M. Baublitz, Jr. and A. L. Ruoff: J. Appl. Phys. **53**, 6179(1982).

〔1992年1月10日受理〕