高温における $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ 単結晶の塑性変形挙動

三島良直* 三浦誠司** 鈴木朝夫***

1. 緒 言

これまでおよそ20年間にわたり L_{12} 型金属間化合物、特に Ni_3Al の塑性変形挙動に関して単結晶を用いた実験が精力的に行われてきた。これらの研究の多くは Ni_3Al が数ある金属間化合物の中で最初に研究対象となった由縁である「強さの逆温度依存性」の発現機構を対象としており、強さの温度依存性におけるピーク温度以上での変形機構についてはほとんど関心が払われなかったようである。言いかえると、高温における変形応力に関するデータは多くの場合にただ応力がピークを示す温度を決定しようとするために示されており、高温変形挙動そのものを解明するためのものではなかった。しかしながら、 Ni_3Al 単結晶をとくに高温構造用材料として合金設計する立場からは、むしろピーク温度以上における塑性変形挙動を応力軸の結晶学的方位、歪速度、非化学量論組成、ならびに第3元素添加などの影響として系統的に把握することが肝要であり、それらを解明することは実用的にさらに重要である高温クリープ特性との関連を研究する上で重要であるのは自明である。

単結晶 Ni_3Al の育成のためには Ni-Al 2 元素系に存在する包晶反応を避けるために第3元素の添加が必須である。このため、ほとんどの実験は $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ 型の3元素組成を用いて行われてきた。このような状況は好運であり、これまでの実験者がそれぞれ異なった第3元素を添加していることから、これらの実験結果がそのまま合金元素の影響という貴重なデータを提供してくれているからである。これら先人の努力のうちでも、1972年に Curwick⁽¹⁾ が博士

論文として報告したデータは特記するに値する。彼は X として Mo , Nb , Ta , Ti , W を選び、さらにその組成も種々に変化させて $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ 単結晶を作成し、その塑性変形挙動について系統的な研究を行っている。これと同規模の系統的な実験としては Heredia と Pope によるものがある⁽²⁾⁽³⁾。これらの既往の研究を詳細に見直すと、原論文の著者が意図したかしないかを別として、強さがピークを示す温度以上における塑性変形挙動に関する重要な情報を見いだすことができ、また後に述べるようにとくにそのような温度域での応力-歪曲線が提示してある場合にはその情報はさらに貴重なものとなるのである。

本稿では $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ 単結晶合金における強さの逆温度依存性がピークを示す温度以上での塑性変形挙動について、結晶方位、歪速度、非化学量論組成、ならびに第3元素添加の影響を最新のデータを含めて概観し、最後に $[001]$ 方位の単結晶を用いた高温クリープ実験の結果との対応についても言及する。

2. 応力軸方位が $[\bar{1}11]$ 近傍の場合のピーク温度以上における変形応力

Copley と Kear は応力軸方位が $[\bar{1}11]$ 近傍の Ni_3Al 単結晶のすべり線解析からピーク温度(この方位では以後 T_{pc} と記述する)より高温において活動すべり系が $(001)[\bar{1}10]$ (以後 Cube すべり系)となることを見出し⁽⁴⁾、このことはその後強さの逆温度依存性を持つ他の多くの L_{12} 化合物で確認されている⁽⁵⁾⁻⁽⁹⁾。Thornton ら⁽⁷⁾ は強さの逆温度依存性を示す温度域での $(111)[\bar{1}01]$ すべり系における応力の歪速度依存性が通常の fcc と同程度なのに比べて、Cube すべり系のそれが非常に大きいことを示した。同様の事実は Takeuchi and Kuramoto によって Ni_3Ga において⁽⁵⁾、Leverant ら⁽¹⁰⁾ および Travina ら⁽¹¹⁾ によって $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ において報告されている。図1には著者ら⁽⁶⁾ による 5.0 mol%Ti を含む $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ および Umakoshi ら⁽¹²⁾ による 4.5 mol%Ta を含む $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ta})$ 、それぞれ $[\bar{1}11]$ に近い方位を有する単結晶における Cube すべり系に対する臨界分解せん断応力(τ_{cub} と定義する)のピーク温度以上での温度および歪速度依存性を示す。この図より、この方位、温度域での臨界分解せん断応力が負の温度依存性を持ち、次式のように表現できることが分かる。

* 東京工業大学助教授；精密工学研究所

** 東京工業大学助手；精密工学研究所

*** 東京工業大学教授；工学部金属工学科

High Temperature Plastic Behavior of $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ Single Crystals; Yoshinao Mishima*, Seiji Miura**, Tomoo Suzuki*** (*, **Research Laboratory of Precision Machinery and Electronics, Tokyo Institute of Technology, Yokohama. ***Department of Metallurgical Engineering, Tokyo Institute of Technology, Tokyo)

Keywords: *intermetallic compounds, single crystal, Ni_3Al , ternary addition, plastic behavior, off-stoichiometry, creep*

1990年12月11日受理

図1 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ ならびに $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ta})$ 単結晶における T_{pc} 以上での (001)[110] すべりに対する臨界せん断分解応力の温度ならびに歪速度依存性。

$$\tau_{\text{cub}} = \tau_{\text{G(cub)}} + \tau'_{\text{cub}} \quad (1)$$

ここで $\tau_{\text{G(cub)}}$ は非熱的応力成分，すなわち内部応力に相当し， $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ および $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ta})$ ではそれぞれ 150 MPa および 195 MPa である．これに対して， τ'_{cub} は有効応力成分であり bcc 金属における有効応力の温度および歪速度依存性との類似性から， Ni_3Al の Cube すべりも熱活性化過程であろうと考えられる．なお，図1中には有効応力がゼロとなる温度として T_c を定義してある．著者ら⁽⁶⁾はこの場合に歪速度が次式で与えられるとして解析を行った．

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_c \exp(-H/kT) \quad (2)$$

ここで $\dot{\gamma}$ はせん断歪速度， $\dot{\gamma}_c$ は定数， H は転位が格子摩擦やパイエルス応力などにうかって運動するために必要なエネルギーである．この式より次式が導出される．

$$H = -k(\delta \ln \dot{\gamma} / \delta T^{-1}) \\ = -kT^2(\delta \tau'_{\text{cub}} / \delta T) \cdot (\delta \ln \dot{\gamma} / \delta \tau'_{\text{cub}}) \quad (3)$$

$$v^* = -(\delta H / \delta \tau'_{\text{cub}}) = kT(\delta \ln \dot{\gamma} / \delta \tau'_{\text{cub}}) \quad (4)$$

活性化エネルギー U と活性化体積 v^* は原理的には応力の関数であり，熱活性化過程であるとしたこの解析の妥当性についてこの点から検討することができる． $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶の場合，式(3)より活性化エネルギーの最大値は $170 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ であり，また活性化体積は有効応力が 10 MPa 以上の場合，式(4)よりおよそ $5 \sim 15 b^3$ 程度であると考えられる．ここで b はバーガースベクトルである．ここで得られたこの活性化エネルギーは Ni_3Al の体拡散の活性化エネルギーより小さい．以上の解析より，次の式が塑性変形の状態方程式として得られる．

$$\tau_{\text{cub}} = \tau_{\text{G(cub)}} + \tau'_{\text{cub}} [1 - T/T_c]^2 \quad (5)$$

$$1/T_c = -k/H_0 \ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_c) \quad (6)$$

もしくは，

$$\tau_{\text{cub}} = \tau_{\text{G(cub)}} + [\sqrt{\tau'_{\text{cub}}} + kT/2Ab \cdot \ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_c)]^2 \quad (7)$$

ここで τ'_{cub} は 0 K における τ'_{cub} ， H_0 は $\tau'_{\text{cub}}=0$ の時の活性化エネルギー， T_c は Cube すべりの臨界分解せん断応力がそれ以上の温度領域では温度および歪速度依存性を消失する温度である．活性化体積が小さいことから，この機構における律速過程は Peierls-Nabarro 機構であろうと考えられる⁽⁶⁾．

$\tau_{\text{G(cub)}}$ は歪速度に依存しないことからその組成依存性については様々な単結晶を用いた実験結果を集めることにより考察することが可能である．図2には，化学量論組成からのずれに対する $\tau_{\text{G(cub)}}$ の依存性を示す．ここで(b)図は化学量論組成からのずれを与える第3元素の種類と量を示している．かなりのばらつきが認められるが，非熱的応力成分 $\tau_{\text{G(cub)}}$ は第3元素の種類や量にはほとんど影響さ

図2 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Xi})$ 単結晶における τ_{cub} の非熱的応力成分， $\tau_{\text{G(cub)}}$ の非化学量論組成の影響．(b)図は非化学量論組成を与える第3元素の種類と濃度を示し，横軸の η は非化学量論組成を表わすパラメータで第3元素の濃度 x と Al 濃度 y を用いて， $\eta = 1/4 - (x+y)$ と定義される．

れず、ただ化学量論組成からのずれのみに依存する傾向がある。Mishima ら⁽¹³⁾は $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ 多結晶の 77 K における固溶強化量が第 3 元素添加による格子定数の変化率と良い相関があることを示したが、その結果と比べると高温での $\tau_{\text{G(cub)}}$ に対する固溶体強化量は小さいとすることができる。この傾向は特に Ni_3Al へ侵入型に固溶する B を含む単結晶において著しく、B 添加が低温での固溶強化に対しては有効であるにもかかわらず図 2 の $\tau_{\text{G(cub)}}$ はほとんど一定のままである。

Cube すべりが変形を支配している温度域において、転位は特別な方向性を持った配列はしておらず⁽⁵⁾⁽⁷⁾⁽¹⁴⁾、試験中のその場観察によれば転位の運動は定常的・連続的であり⁽¹⁵⁾、転位間の距離はほぼ一定である⁽¹⁶⁾と報告されている。これらの実験結果は Cube すべりがパイエルス機構によって支配されていることを強く支持するものである。Cube すべりとは対照的に、(111)の転位運動は運動状態を観察できないほど高速で移動していると報告されている⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。

3. 応力軸方位が[001]に近い場合のピーク温度以上における変形応力

応力軸が[001]に近い場合、強さの逆温度依存性によるピーク温度(この方位にたいしては以後 T_{po} と記述する)以上においても(111)すべりが変形を支配していることが多数の実験事実から証明されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾。図 3 に落合らが求めた種々の温度、歪速度での $\text{Ni}_3(\text{Al}, 5\text{Ti})$ 単結晶の応力-歪曲線を示す⁽¹⁷⁾。ここでおよそ 1000 K 以上の、すなわち T_{po} 以上での試験温度において特徴的なのは大きな高温降伏現象とそれに続く定常変形である。その温度域に着目した場合まず T_{po} 直上ではほとんど降伏も加工硬化もせず、温度が上昇するにつれて降伏量は増加することが分かり、これは Johnston-Gilman 型の降伏現象とよく似ている⁽¹⁷⁾。従来の研究においては、応力-歪曲線を主要なデータとして呈示している例は多くなく、したがって

図 3 [001]に近い方位を有する $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶の応力-歪曲線の試験温度ならびに歪速度依存性。

この現象も見逃されてきたようである。すなわち、著者らはこれらの報告を詳細に見直した結果、[001]を応力軸とした場合に高温降伏現象⁽⁴⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾が見られる、あるいは負の加工硬化係数を示す⁽²⁰⁾⁻⁽²²⁾といった記述を見出すにいたり、この現象が $\text{Ni}_3(\text{Al}, 5\text{Ti})$ 単結晶に特有なものではないことを明らかにしたのである。

定常変形の(111)[$\bar{1}01$]への臨界分解せん断応力(τ_{oct}^* と定義する)は温度の上昇に伴って減少し、また通常の歪速度依存性を示す。 τ_{oct}^* の状態方程式は次のように表わされる。

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 (\tau_{\text{oct}}^*)^n \exp(-E/kT) \quad (8)$$

ここで $\dot{\gamma}_0$ は定数、 n は応力指数である。この式は拡散律速のクリープと同形の式であり、この温度領域における変形が拡散律速の転位の粘性運動によるものであることを意味する⁽²³⁾⁽²⁴⁾。この意味でこの変形挙動を前節の Cube すべりに対して以後 Octahedral 粘性すべりと呼ぶ。応力指数 n はここではおよそ 3 であるが、多結晶 Ni_3Al の定常変形クリープにおける n は 2.56⁽²⁴⁾ および 3⁽²³⁾ と報告されている。変形の見かけの活性化エネルギー E はおよそ 290 kJ/mol であるが、これはやはり多結晶 Ni_3Al のクリープにおける値 317 kJ/mol⁽²⁴⁾ および 326 kJ/mol⁽²³⁾ に近い値である。またこれらの値は Ni_3Al の自己拡散⁽²⁵⁾ および Ni 中の Al の拡散⁽²⁶⁾ の活性化エネルギーに近い値でもある。Octahedral 粘性すべりによる定常変形は、Kear-Wilsdorf 固着点と局部的拡散による固着点からの離脱現象の平衡によるという説明がなされている⁽¹⁷⁾。したがって、変形前の可動転位密度の低いことや急速な転位密度の上昇および転位の運動速度が応力に依存しないことなど、Johnston-Gilman 型の降伏現象の発生条件がここでは成立していると考えられる。

定常変形応力 τ_{oct}^* のデータはこれまで報告されていないためこの温度域での変形挙動に対する第 3 元素添加の効果については、過去のデータを見直し 0.2% 流動応力が 200 MPa となる温度、 $T_{200 \text{ MPa}}$ を定義して比較を行った⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾。図 4 に示すように第 3 元素添加量が多くなるにつれてこの温度、 $T_{200 \text{ MPa}}$ は徐々に上昇し、この温度領域での固溶強化が認められる⁽²⁸⁾。ここでは Curwick⁽¹⁾ および Heredia ら⁽²⁾⁽³⁾ によるデータのみ示してあるが、これはすでに述べたように一定歪速度における系統的な実験が他に見当たらないためである。式(8)における活性化エネルギー E および定数 $\dot{\gamma}_0$ が強く組成に依存することがこの図から分かる。また高温における変形抵抗に及ぼす添加元素の影響は、W, Ta, Mo, Nb, Ti の順であることが分かり、これらの元素の融点の順とよく対応している。すなわち、これら第 3 元素の自己拡散のしやすさが $T_{200 \text{ MPa}}$ および τ_{oct}^* を決定していると考えられる⁽²⁸⁾。

図4 $[001]$ に近い方位の $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ 単結晶において Octahedral 粘性すべりが変形を支配する温度域で流動応力が200 MPaとなる温度, $T_{200 \text{ MPa}}$, におよぼす第3元素の影響.

4. ピーク温度

2節ならびに3節で述べた $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶におけるピーク温度 T_{pc} および T_{po} の出現条件と応力軸方位との関係については, それぞれのピーク温度において関係するすべり面への分解せん断応力 RSS と臨界分解せん断応力 CRSS との関係から導き出すことが可能である⁽¹⁷⁾. まず, Octahedral 粘性すべりが変形を支配する条件は, 低温における $(111)[\bar{1}01]$ の臨界分解せん断応力を τ_{oct} としてこれを $(001)[\bar{1}10]$ に分解した値 $R\tau_{oct}$ が $(001)[\bar{1}10]$ の臨界分解せん断応力 τ_{cub} を越えるよりも, 高温における $(111)[\bar{1}01]$, Octahedral 粘性すべりの臨界分解せん断応力 τ_{oct}^* を越えることで, それを式で表わすと次式ようになる.

$$R\tau_{oct}^* < R\tau_{oct} < \tau_{cub} \quad (9)$$

ここで, R は $(001)[\bar{1}10]$ すべりと $(111)[\bar{1}01]$ すべりに対する Schmidt 因子の比である. この条件が保持されるか否かは単結晶の応力軸によって決定されるが, 図5に2つの方位について T_{po} あるいは T_{pc} が現われる様子を模式的に示した. なお, この図にはこれまでに定義した種々の応力値についてもまとめて示してある. $[001]$ から離れた方位を応力軸方位とする A 方位では R 値は1より大きく, 従って不等式(9)は成立し難い. そのためこれに関係した変形機構の応力は図に示すような温度依存性を示すことになる. これに対し応力軸が $[001]$ に近い B 方位においては R 値が1よりかなり小さいため, T_{po} が現われる. すべり系はその応力軸方位との幾何学的条件によって決定され, $[001]$ 近傍を応力軸とする場合のみ (111) すべりが完全に変形を支配するが, それ以外の応力軸方位を持つ場

図5 $[\bar{1}11]$ に近い方位(A)と $[001]$ に近い方位(B)をもつ $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{X})$ 単結晶の一定歪速度における変形応力の温度依存性の模式図.

合では Cube すべりがある温度範囲まで変形を支配する. 後者の場合にさらに高い温度域において再び Octahedral すべりへの遷移が起こるがこれについては後述する.

各変形機構の臨界分解せん断応力の歪速度依存性を考慮に入れることによって不等式(9)をより精密化し, 上記の考えを拡張することができる. さらにこれまでに示した状態方程式を用いることで $T_{po} < T_{pc}$ となる条件を解析的に求めることができる⁽¹⁷⁾. 図6に $\text{Ni}_3(\text{Al}, 5\text{Ti})$ 単結晶に

図6 標準ステレオ三角形内の $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶における等 T_{pc} 線と $T_{po} < T_{pc}$ となる領域(ハッチングで示す). 歪速度は $1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ とした場合で実験データは丸印で示す.

おける歪速度一定の条件での結果を示す。図には等 T_{pc} 線を示すとともに $T_{po} < T_{pc}$ となる領域をハッチングで示してある⁽¹⁷⁾。

5. 高温クリープ変形挙動との関連

$[\bar{1}11]$ に近い方位の単結晶において T_{pc} 以上の温度で Cube すべりの臨界分解せん断応力 τ_{cub} を温度に対してプロットしていく場合、さらに高温でその外挿から外れていくことがしばしばある。この領域ではせん断応力を $(111)[\bar{1}01]$ に、すなわち Octahedral すべりに対して分解すべきであり、すなわち Cube すべりから Octahedral すべりへの遷移が温度に対して起こることになる。この遷移温度は図 6 においては T_t と表わされているが、 τ_{oct}^* の負の温度依存性が τ_{cub} より大きいことを考えればこの現象が発現することは当然である。このことから、このような温度領域で Ni_3Al 単結晶の高温クリープ特性を考えるとときにはその変形機構は結晶方位によらず、Octahedral 粘性すべ

りが支配すると考えられる。最後に著者らによる $Ni_3(Al, X)$ 単結晶の高温クリープに関する最新のデータを示し、その変形機構について言及しておく。

図 7(a)に $[001]$ 方位の $Ni_3(Al, 2Hf)$ 単結晶の 1223 K における高温圧縮クリープ曲線を 2 種類の初期せん断応力値について示す⁽²⁹⁾。図 7(b)は同じ単結晶の同じ温度での圧縮試験による応力-歪曲線である⁽²⁹⁾。クリープ曲線で特徴的なことは歪-時間曲線がいわゆる逆遷移型であることであり、著者らによる多結晶 $Ni_3(Al, X)$ のクリープ実験結果ではせん断歪速度が定常クリープ速度に至るまで単調に減少することと異なる⁽³⁰⁾。図 7(b)の応力-歪曲線に見られる yield drop 現象を定常変形に必要な転位密度の達成によると考えればクリープ曲線においてもこれに対応する変形の遅滞がみられ逆遷移型となると解釈できる。すなわち定歪速度の高温圧縮試験における変形と、これより数桁歪速度の小さいクリープ変形とは同じ機構によるものであることが分かる。実際、高温定常変形と定常クリープにおけるせん断歪速度とせん断歪応力の関係は 1 本の直線で表わされ、このことを裏付けている。

6. 結 言

$Ni_3(Al, X)$ 単結晶の高温塑性変形挙動について応力軸方位、温度、ならびに第 3 元素添加の影響について述べてきた。合金設計の立場から考えてもこれらの情報はすでに十分な量であり、また系統だてて整理されていると言えよう。今後は高温クリープ挙動について同レベルの研究が行われることが期待される。おわりに $Ni_3(Al, X)$ ならびに数種の他の $L1_2$ 型金属間化合物の塑性挙動について、単結晶ならびに多結晶を含めて強さの逆温度依存性の出現する温度域、あるいはそれよりも低い温度域にもわたってこれまでの実験結果を網羅して解説している文献として (31)があることを付記しておく。

文 献

- (1) L. R. Curwiche: Ph. D. Dissertation to University of Minnesota, (1972).
- (2) F. E. Heredia and D. P. Pope: *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys II*, MRS Symp. Proc., Vol. 81, Ed. by N. S. Stoloff, C. C. Koch, C. T. Liu and O. Izumi, MRS, Pittsburgh, (1987), 213.
- (3) F. E. Heredia: Ph. D. Dissertation to University of Pennsylvania, (1988).
- (4) S. M. Copley and B. H. Kear: Trans. Met. Soc. AIME, **239**(1967), 977.
- (5) S. Takeuchi and E. Kuramoto: Acta Metall., **21**(1973), 415.
- (6) 三浦誠司, 落合鐘一, 大矢義博, 三島良直, 鈴木朝夫: 日本金属学会誌, **51**(1987), 400.
- (7) P. H. Thornton, R. G. Davies and T. L. Johnston: Metall. Trans., **1**(1970), 207.
- (8) 朴 漢龍, 佐分利敏雄, 念野宗治: 日本金属学会誌,

図 7 (a) $[001]$ に近い方位の $Ni_3(Al, 2Hf)$ 単結晶の 1223 K, 歪速度 $1.4 \times 10^{-4} s^{-1}$ での圧縮試験による応力-歪曲線。
(a) 同じ $Ni_3(Al, 2Hf)$ 単結晶の 1223 K における圧縮クリープ曲線。2 つの異なる初期荷重について示す。

- 40(1976), 1068.
- (9) A. E. Staton-Bevan and R. D. Rawlings: *Phys. Status Solidi (a)*, **29**(1975), 613.
- (10) G. R. Leverant, M. Gell and S. W. Hopkins: *Mat. Sci. Eng.*, **8**(1971), 125.
- (11) N. T. Travina, A. A. Nitikin and N. A. Lunia: *Sov. Phys. Dokl.*, **21**(1976), 459.
- (12) Y. Umakoshi, D. P. Pope and V. Vitek: *Acta Metall.*, **32**(1984), 449.
- (13) Y. Mishima, S. Ochiai, N. Hamao, M. Yodogawa and T. Suzuki: *Trans. JIM*, **27**(1986), 648.
- (14) H. R. Pak, T. Saburi and S. Nenno: *Trans. JIM*, **18**(1977), 617.
- (15) 根本 実, 越後谷淳一, 須藤 一: *日本金属学会誌*, **44**(1980), 925.
- (16) S. Takeuchi, K. Suzuki and M. Ichihara: *Trans. JIM*, **20**(1979), 263.
- (17) 落合鐘一, 三浦誠司, 三島良直, 鈴木朝夫: *日本金属学会誌*, **51**(1987), 608.
- (18) T. Saburi, T. Hamana, S. Nenno and H. R. Pak: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **16**(1977), 267.
- (19) K. Aoki and O. Izumi: *J. Mat. Sci.*, **14**(1979), 1800.
- (20) A. E. Staton-Bevan: *Phil. Mag. A*, **47**(1983), 939.
- (21) L. Ye. Popov, E. V. Kozlov and I. V. Tereshko: *Fiz. Metall. Metalloved.*, **26**(1968), 709.
- (22) K. M. Chang and S. C. Huang: *Tech. Inform. Sci., Class 1*, 86CRD057, Genaral Electric Co., Schenectady, (1986).
- (23) P. A. Flinn: *Trans. Met. Soc. AIME*, **218**(1960), 145.
- (24) J. R. Nicholls and R. D. Rawlings: *J. Mater. Sci.*, **12**(1977), 2456.
- (25) M. M. Janssen: *Metall. Trans.*, **4**(1973), 1623.
- (26) R. A. Swalin and A. Martin: *J. Metals*, **8**(1956), 567.
- (27) S. Miura, Y. Mishima and T. Suzuki: *Bull. PME (Tokyo Inst. Tech.)*, **61**(1989), 39.
- (28) S. Miura, Y. Mishima and T. Suzuki: *Z. Metallk.*, **80**(1989), 164.
- (29) S. Miura, T. Hayashi, M. Takekawa, Y. Mishima and T. Suzuki: *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys IV*, MRS Symp. Proc., Vol. 213, Ed. by L. Johnson, J. O. Stiegler and D. P. Pope, MRS, (1991), in press.
- (30) T. Hayashi, T. Shinoda, Y. Mishima and T. Suzuki: *ibid.*, in press.
- (31) T. Suzuki, Y. Mishima and S. Miura: *ISIJ International*, **29**(1989), 1.

<新 刊 案 内>

フラクタル成長現象

T. Yicsek 著 宮島佐介 訳

非整数次元の概念は、すでに1919年ハウスドルフによって見出されている。しかし、自然科学および工学の分野で扱われている多くの対象物の幾何学的形状が、その存在空間より低い次元で表わされるという共通の性質を持つことの認識は、1977年のマンデルブロの仕事によって初めて明らかになったばかりである。すなわち、一見不規則で複雑な海岸や雲の形状、過冷却媒質中の凝固やエアロゾルの成長に見られる樹枝状ないしはその集合的な形状等は、空間を一樣に埋めるというよりは、“すきま”を残しながら全体として広い範囲と狭い範囲での自己相似性を保っている結果と考えるのである。良く知られているマンデルブロの不思議な図形は、無限の複雑さを持つにもかかわらず、何とほんの数行のコンピュータプログラムによって作成される。すなわち、法則の単純さとは矛盾せずに、自然界には極めて複雑な形状が存在し得ることがもののみごとに示されている。

本書はフラクタルの入門書というよりは、著者と彼を取り巻くマンデルブロを始めとする優れた研究者集

団の最近の仕事も含めたフラクタル成長の幾何学という数理論理学の新しい潮流に関するまとまった参考書である。全体は3部から構成される。第I部ではフラクタルの概念的説明が新しい知識に至るまで述べられる。第II部は、クラスタ成長のモデルを局所的な成長のモデル、拡散律速成長、成長する自己アファイン表面、およびクラスタークラスタ凝集の4節にまとめて議論する本書の中核部分である。最後に第III部でコンピュータシミュレーションおよびラプラス成長の実験を扱っている。

フラクタルな性質を持つ物質は、不規則性の極みとも言える形状を持ち、現在までに知られていない物性を示す可能性がある。この意味で、本書は金属系の研究者に対して本質的に新しい研究手段を提供する極めて有用な成書であると思われる。

昨年出版されたばかりの新しい本を短期間に翻訳されたためか、訳にこなれていない表現が散見されるのが残念である。(Y.K.)

[A5判 304頁 1990年 4,944円 朝倉書店]