V₃Ga 複合加工テープの結晶組織と臨界電流特性

田 中 吉 秋* 伊藤喜久男* 太刀川恭治*

Yoshiaki Tanaka, Kikuo Itō and Kyōji Tachikawa : Microstructures and Critical Current Densities of Superconducting V₃Ga Tapes Made by a Composite Process.

Microstructures of V₃Ga layers formed in the composite-processed V₃Ga tape have been observed by a scanning electron microscope and the effect of V₃Ga grain morphology on superconducting critical current density J_c has been investigated. At low heat treatment temperatures nearly equiaxed grains with small diameters of about 0.4 μm are formed at the interface of the vanadium core and the Cu-Ga alloy; at high heat treatment temperatures columnar grains with larger diameters are grown perpendicularly to the vanadium core. The anisotropy of J_c has been investigated with respect to the direction of the columnar grain axis and that of the applied magnetic field. In low fields, $J_c(H_{\perp})$ measured in perpendicular field is considerably larger than $J_c(H_{\parallel})$ measured in parallel field. J_c 's are inversely proportional to the diameter of the V₃Ga grain and the J_c anisotropy is closely related to the shape anisotropy of the V₃Ga grains. The results on J_c obtained in low fields agree well with existent theories, considering the grain boundary flux pinning. $J_c(H_{\parallel})$ shows a pronounced peak effect at a field around 170 kOe and above the peak field $J_c(H_{\parallel})$ is nearly identical with $J_c(H_{\perp})$. In high fields, however, grain boundaries become less important for the flux pinning and other finely distributed pinning centers, e.g. martensite-lamella boundaries seem to play an important role.

(Received October 18, 1975)

I. 緒 言

Cu-Ga 合金マトリックスとV芯との複合材を加工、熱処理して、V₃Ga 化合物の超電導線材を製造することが出来る。この複合加工法について、さきに著者らは実用化のための基礎的研究として、複合材の加工性、VとCu-Ga合金間のV₃Gaの拡散生成およびその超電導特性とマトリックス組成あるいは熱処理条件との関連などについて研究した。その結果、Ga濃度が18~20at%の加工性のよいCu-Ga固溶合金を用いてすぐれた超電導特性をもつ極細多芯線が容易に製造出来ること⁽¹⁾⁽²⁾、超電導特性、なかでも臨界電流特性は熱処理条件に著しく依存し、条件によっては約170 kOeの磁界で鋭い極大をもつ顕著なピーク効果を示すことを明らかにした。一般に臨界電流特性は線材の加工、熱処理など作製法によって影響され、その組織に密接に関係することが知られている。表面拡散法で作製したV₃Gaテープについては透過電顕⁽³⁾あるいは走査型電顕⁽⁴⁾によるV₃Ga結晶粒組織の観察と臨界電流特性の研究が行なわれ、結晶粒界が重要な磁束線のピン止め点であると報告されている。しかし実用的にさらに重要な複合加工法で作製したV₃Gaについてはこのような研究はまだ報告されていない。本研究では、複合加工法で作製したテープ状試料について走査型電顕を用いてV₃Gaの結晶粒組織の観察を行ない、また、4.2 Kの温度で210 kOeまでの磁界中の臨界電流特性の測定を行ない、両者の間の関連を研究し

た。また、この結果を表面拡散法で作製したV₃Gaテープについてえられた結果と比較検討した。

II. 実験方法

試料はさきに報告した複合加工法に従い、次の方法で作製した。まず、Ga濃度が20at%のCu-Ga合金鋳塊(直径15 mm, 長さ100 mm)を溶製し、旋盤で外径12.5 mm, 内径5.5 mmの中空管に成型し、中に純V棒を挿入して複合材を作った。ついでこの複合材を溝ロールと平ロールを用いて圧延を行ない、幅6.0 mm, 厚さ0.12 mm(V芯の幅4.0 mm, 厚さ0.05 mm)のテープ状試料を作製した。次に、このテープから長さ30 mmの短試料を切り出し、アルゴンガス雰囲気中で石英管に封入して、625, 700および800°Cの各温度で1.5~100 hrの熱処理を行なった。Fig. 1(a)に熱処理後のテープ試料の断面構造とそのV₃Ga層部分を拡大して模式図で示す。V₃Ga層はV芯とCu-Ga合金マトリックスの境界に沿ってVとGaとの選択的拡散反応によりほぼ一様な厚みに生成される。

臨界電流、 I_c の測定は4端子法により4.2 K, 30~210 kOeの磁界中で、Fig. 1(b)に図示したように試料の長さ方向に電流を流し、磁界を電流方向に対して垂直に、テープ面に対して平行および垂直の2方向から加えて測定した。それぞれの配置について試料内の磁束線(H 方向)に働くローレンツ力を F_L で示す。試料内の磁束線にはこの F_L の他に各種の組織欠陥(ピン止め点)との間にピン止め力が

* 金属材料技術研究所(National Research Institute for Metals, Tokyo)

Fig. 1 (a) Schematic cross-sectional structure of the composite-processed V_3Ga tape. (b) Directional relations of specimen current, applied magnetic field and Lorentz force acting on magnetic flux lines in the specimen.

働いている。後で述べるように I_c は F_L とピン止め力の大きさによって決まる。 I_c 値としては、試料電流を増した時電圧端子間 (10 mm) に $1 \mu V$ の電圧の検出された時の電流値をとった。また、 V_3Ga 層当りの臨界電流密度、 J_c を $J_c = I_c / 2tw$ により定義した。ここで t および w はそれぞれ V_3Ga 層の厚さと幅を表わす。なお、80 kOe 以上の高磁界中での測定はビッター型水冷銅マグネットを用いて行なった。

V_3Ga 結晶粒組織の観察は I_c 測定後の試料の引張り破断面を走査型電顕を用いて直接観察した。薄膜試料を用いる透過電顕法⁽³⁾では V_3Ga 結晶粒の拡散生長方向からみた平面的な組織が観察されるのに対して、走査型電顕を用いる破面観察法の場合は、Fig. 1 (b) の模式図に示したように生長方向の側面からみた組織を立体的に観察できる特長がある。

III. 実験結果

Photo. 1~3 にそれぞれ 625, 700 および 800°C で熱処理した試料の破面写真を示す。写真はいずれも V (下端) と Cu-Ga 合金マトリックス間に拡散生長した V_3Ga 結晶粒の組織を示している。写真から判断すると V_3Ga 層の破断は大部分が粒界に沿って起っていると考えられる。Photo. 1 (a), (b) には 625°C で 20 hr および 100 hr の熱処理を行なった試料の組織を示す。下地 V に垂直な方向に V_3Ga 結晶粒が生長して結晶粒の形状にやや異方性が見られるが、

Photo. 1 Scanning electron micrographs taken on the cross-section of the V_3Ga layer. The V_3Ga tape was heat treated at 625°C for (a) 20 hr and (b) 100 hr. ($\times 10000 \times 3/5$)

生長方向の結晶粒の長さ (粒長) と結晶粒の太さ (粒径) には大差がない。また、625°C 熱処理試料の粒径は小さく熱処理時間が長くなってもあまり増加しない。Photo. 2 (a), (b) には 700°C でそれぞれ 6 hr および 100 hr の熱処理を行なった試料の組織を示す。Photo. 2 (a) の下地 V に近い部分にかなり微細な結晶粒が観察されるほかは、全体に粒径が 625°C の場合に比較して著しく大きくなり、形状の異方性も大きくなっている。Photo. 3 (a), (b) には 800°C で 6 hr および 100 hr の熱処理を行なった試料の組織を示すが、700°C に較べてさらに著しい結晶粒の粗大化が見られるとともに、生長方向に発達した柱状組織が顕著になる。結晶粒の平均粒径 d および平均粒長 l を、写真上に結晶粒

Table 1 Dimensions of the columnar V_3Ga grains shown in Photo. 1~3.

Heat treatment temperature-time (°C-hr)	Average diameter, d (μm)	Average length, l (μm)	Ratio, l/d
625- 20	0.4	0.5	1.3
625-100	0.5	1.0	2.0
700- 6	0.9	2.9	3.2
700-100	1.2	4.5	3.7
800- 6	1.6	6.2	3.9
800-100	2.0	9.6	4.8

† MIT. National Magnet Lab. の Y. Iwasa 博士に測定を依頼した。

Photo.2 Scanning electron micrographs taken on the cross-section of the V₃Ga layer. The V₃Ga tape was heat treated at 700°C for (a) 6 hr ($\times 8000 \times \frac{3}{5}$) and 100 hr ($\times 6000 \times \frac{3}{5}$).

Fig.2 Critical current measured at 4.2 K and 65 kOe versus heat treatment time; the magnetic field was applied parallel and perpendicular to the surface of the V₃Ga tape.

Photo.3 Scanning electron micrographs taken on the cross-section of the V₃Ga layer. The V₃Ga tape was heat treated at 800°C for (a) 6 hr and 100 hr. ($\times 6000 \times \frac{3}{5}$)

Fig.3 Critical current density measured at 4.2 K and 65 kOe versus reciprocal of the V₃Ga grain size, g , which denotes average grain length, l , and average grain diameter, d , for $J_c(H_{||})$ and $J_c(H_{\perp})$, respectively.

の生長方向およびそれに直角方向に多数の直線を引き、直線の長さ、 S と直線と粒界との交点数、 n および倍率、 v とから d or $l = S/n \cdot v$ の関係式によって求めると、Table 1 に示すような値になる。625°C の熱処理で生成された

V₃Ga 結晶粒の平均粒径は $0.4 \sim 0.5 \mu m$ の小さな値である。熱処理温度が高温になるにつれて、結晶粒が粗大化するとともに形状異方性 (l/d) が大きくなる。

次に、Fig.2 には 625, 700 および 800°C で熱処理した

Fig. 4 Critical current density measured in magnetic field parallel and perpendicular to the surface of the V_3Ga tape; the tape was heat treated at $625^\circ C$ for 50 hr. H_p is the magnetic field where J_c shows the peak effect.

試料について $4.2 K$ で $65 kOe$ の磁界中で、磁界をテープ面に平行および垂直に加えて測定した I_c をその熱処理時間に対してプロットした結果を示す。この結果から磁界方向がテープ面に垂直、すなわち Photo. 1~3 における結晶生長方向に一致した時に、テープ面に平行な場合よりも I_c が著しく大きくなるのがわかる。Fig. 3 には $4.2 K$, $65 kOe$ の磁界中で測定した J_c の結晶粒サイズ g の逆数に対する依存性を示した。 g は平行磁界に対しては平均粒長 l を、また、垂直磁界に対しては平均粒径 d を表す。この結果から両者の間に若干の差違は認められるが、どちらの場合にも J_c は結晶粒サイズの逆数に対してほぼ比例するとみなせる。このことは後述するように磁束線のピン止め点として結晶粒界が支配的であることを示唆している。

Fig. 4 には $625^\circ C$ で 50 hr の熱処理を行なった試料の J_c の異方性の磁界に対する変化を示した。平行磁界の J_c - H 曲線には約 $170 kOe$ の磁界で J_c の顕著なピークを示すが、垂直磁界の J_c にはピーク効果は認められない。また、ピーク磁界よりも高磁界領域では両方の値はほとんど等しくなる。ピーク効果を示す他の試料についても J_c - H 特性に同様な異方性が認められた。

IV. 考 察

複合加工テープの I_c は Fig. 2 に示したように熱処理温度および時間によって著しく変化する。このような I_c の変化は、 I_c が電流方向の V_3Ga 層の断面積と臨界電流密度、 J_c との積で表わせるので、熱処理条件に対してそれぞれ異なる依存性をもつこれら 2 つの要因の積として理解される。 V_3Ga 層厚の熱処理条件に対する依存性は、さきに報告したように $625 \sim 800^\circ C$ の温度範囲では熱処理時間の平方根にほぼ比例して増大する⁽¹⁾。一方、 J_c の熱処理条件に対する依存性は J_c を測定する磁界強度によって異なる

が、 $65 kOe$ 程度の低い測定磁界においては、熱処理温度が高く、また、熱処理時間が長くなるとともに J_c は低下する。以下、複合加工 V_3Ga テープの J_c とピン止め点の関連について簡単な解析を試みる。

J_c は超電導体内の組織欠陥(ピン止め点)にピン止めされている磁束線が、それに作用するローレンツ力の増大により磁束線とピン止め点間に働くピン止め力を越えて動き出す時の試料電流密度として定義される。したがって J_c の大きさはこのピン止め力の大きさによって決定されるといえる。ピン止め力の大きさは、ピン止め点の種類(転位網、析出物、結晶粒界、その他)、大きさ、間隔によって、また、磁界強度、測定温度などによって複雑に変化する。実験的に測定されるバルクなピン止め力の大きさは、単位体積当りに働くローレンツ力、 $J_c \times B (\equiv \alpha)$ に等しいとして求められる。試料内には、通常、同時に数種類のピン止め点が存在する場合が多く、 J_c に対するそれら個々のピン止め点の寄与を分離することは困難であるが、ある種のピン止め点に関しては、 α と磁界比、 $h (\equiv H/H_{c2})$ との関連において、また、さらに直接的には、 J_c の磁界に対する依存性をピン止め点の種類に対応させて研究されている。例えば、Silcox らによればピン止め点密度の小さい点欠陥に対しては $J_c \propto 1/B$ と近似される⁽⁵⁾。一方、安河内らによれば磁束線に垂直に配列したピン止め点に対して、また、Campbell らによればローレンツ力方向に垂直な析出物の相境界がピン止め点である場合について、それぞれ $J_c \propto B^{-1/2}$ の近似が成り立つと報告されている⁽⁶⁾⁽⁷⁾。そこで複合加工 V_3Ga テープについて J_c と磁界との関係を調べてみる。

Fig. 5 には $625^\circ C$ および $700^\circ C$ で熱処理した試料の平行磁界の $J_c(H_{||})$ の磁界依存性を示す。図にみられるように、すべての試料について低磁界領域に J_c^2 が H の逆数に対して直線近似的に成り立つ領域が存在する。ただし平行磁界における J_c の場合、高磁界ではこの直線関係からずれてくる。また、Fig. 6 には $625^\circ C$ で 50 hr の熱処理を行なった試料の垂直磁界の $J_c(H_{\perp})$ の磁界依存性を示すが、垂直磁界の場合には J_c^2 は磁界の逆数に対してほぼ 1 本の直線で近似される。これらの J_c^2 が $1/H$ に対して直線的に変化するという結果は、前述の Campbell らの理論を適用するならば、平行磁界および垂直磁界のいずれの場合にも基本的にはローレンツ力方向に垂直に配列した相境界によるピン止め力が働くことを示唆している。 V_3Ga に関しては、電子顕微鏡的に観察しうるピン止め点としては結晶粒界が重要で、粒界以外にはピン止め点になりうる析出物等の相境界は観察されていない⁽³⁾。これらの組織観察の結果と前述の理論と実験結果との一致から考えて、 V_3Ga の結晶粒界は相境界としてのピン止め効果をもつと考えられる。また、磁束線が Photo. 1~3 にみられるような結晶粒界でピン止めされると考えるとき、Campbell らの相境界による

ピン止めの理論をこれに適用すると一定の磁界においては $J_c \propto 1/g$ と表わされる。ここで g は前述のように垂直磁界の場合には粒径 d に、また、平行磁界の場合には粒長 l に相当する。65 kOe の磁界中で測定した J_c は g に対して、Fig.3 に示したように、その逆数にはほぼ比例するとみなせ

Fig.5 Square of critical current density versus reciprocal of magnetic field for the V₃Ga tapes heat treated in different conditions; the magnetic field was applied parallel to the tape surface.

Fig.6 Square of critical current density versus reciprocal of magnetic field for the V₃Ga tape heat treated at 625°C for 50 hr; the magnetic field was applied parallel and perpendicular to the tape surface. H_1 is the magnetic field where the extrapolated $J_c^2-H^{-1}$ line intersects the abscissa.

る。したがってこの結果からも V₃Ga の結晶粒界は少なくとも低磁界領域においては、支配的なピン止め点としてはたらくことが確かめられる。なお、V₃Ga と同じ結晶構造をもつ Nb₃Sn でも結晶粒界がピン止め点になると考えられている(8)~(10)。

次に熱処理条件と J_c の磁界に対する依存性の変化について述べる。Fig.5 および Fig.6 に示した J_c^2 の $1/H$ に対する直線部分に関して、Campbell らの理論によれば、その勾配は単位長さの磁束線とピン止め点間に働く基本的なピン止め力とピン止め点密度(この場合は単位体積中に占めるローレンツ力方向に垂直な粒界面積)との積の平方に比例する⁽⁷⁾。一方、Fig.5 に示した平行磁界の $J_c^2(H_{||})$ の低磁界側の直線を外挿して横軸を切る点の磁界を H_L とすると、 H_L は粒界によるピン止め機構の成り立つ上限の磁界を与えると考えられる。熱処理時間が短時間の試料では、直線の勾配が大きく H_L の値は H_{c2} に近い。一方、高温で長時間の熱処理を行なった試料ほど直線の勾配が小さくなり H_L の値も小さくなる。このことは熱処理温度が高くなり、また、長時間熱処理するにつれて粒界によるピン止め力(この場合柱状晶の生長方向のピン止め力)が弱く、不十分になることを表わしている。このような試料では高磁界でピーク効果が現われる。他方、Fig.6 に示した垂直磁界の場合には、直線の勾配は平行磁界の値に較べてかなり大きく、また、直線はほぼ H_{c2} の点で横軸と交わる。このことは垂直磁界の場合には平行磁界に比較して結晶粒界のピン止め力が大きく、粒界によるピン止め機構がほぼ完全にはたらくことを示す。

次にピン止め力 α の磁界変化の観点から V₃Ga のピン止め点について考察する。Fig.7 には 625°C で熱処理した試料についてピン止め力、 $\alpha/\alpha_{\max}$ の磁界比 $h(=H/H_{c2})$ に対する変化を示す。実線で示した平行磁界の場合についてみると熱処理時間が 6 hr の試料では h が 0.3-0.4 のところで α が最大になる。熱処理時間が 50 hr 以上になると α の最大値は h が約 0.8 で得られ、 h が約 0.6 以下の磁界では α は著しく小さくなる。中間の熱処理時間の試料では α は 2 つの極大を持つ過渡的な状態を示す。これらの低磁界と高磁界における極大は 2 種類の異なるピン止め点に関連したもので以下のように説明される。まず、Fig.6 の垂直磁界に対する直線は

$$\alpha \approx J_c \times B \propto h^{1/2}(1-h)^{1/2}, \quad (h=H/H_{c2}) \quad (1)$$

と表わされる。この式は h が 0.5 のところで α が最大になることを示す。Fig.7 の白丸印は垂直磁界に対する α の測定値を、また、点線は式(1)による計算値を示すが、 h が 0.8 附近において測定値が計算値よりもやや大きい点を除けば、両者はよく一致する。平行磁界に対しては Fig.5 および Fig.6 から推測されるように低磁界の結晶粒界によるピン止め機構と高磁界でのみはたらく別のピン止め機構があり、低磁界の粒界によるピン止め力は Fig.7 の低磁界

Fig.7 Variation of reduced pinning parameter, $\alpha/\alpha_{\max}$ with $h=H/H_{c2}$, for the V_3Ga tapes heat treated at $625^\circ C$ for different time. Solid curves indicate measured values in parallel magnetic field. Open circles and dotted curve indicate measured and theoretical values, respectively, in perpendicular magnetic field.

側の α の極大の原因になっていると考えられる。また、平行磁界の場合は結晶粒界によるピン止め機構が H_L までの磁界においてはたらくと考えると、式(1)において H_{c2} のかわりに H_L で磁界を規格化するとほぼ $h=0.5$ で α がピークになる。Fig.7 では α は H_L よりも大きい H_{c2} で規格化してプロットしてあるので見かけ上低磁界側にずれて $h \approx 0.3$ で α がピークになっている。従来、合金材における析出物のほか、 Nb_3Sn の結晶粒界については $h \approx 1/3 H_{c2}$ で α が最大になると報告されているが⁽⁸⁾⁽⁹⁾、本研究の結果では V_3Ga の結晶粒界によるピン止めに対しては式(1)に従って $h=0.5$ で α の極大値が得られる。次に高磁界の α の極大は H_L 以上の高磁界でのみ働くピン止め機構に関連したものであり、このピン止め機構の存在がピーク効果の原因になると考えられる。

複合加工 V_3Ga テープのピーク効果は熱処理温度が高く、また、長時間熱処理した結晶粒の粗大化した試料において、しかも平行磁界の場合に顕著に現われる。このピーク効果の原因となるピン止め点として次のようなものが考えられる。 V_3Ga は V_3Si , Nb_3Sn と同様に極低温に冷却すると立方晶の β -W 型構造から正方晶にマルテンサイト変態により変わる場合がある。表面拡散法により作製した V_3Ga では粗大な結晶粒でマルテンサイト変態を起しラメラ状組織を示すことが観察されている⁽¹¹⁾。このような変態により超電導特性(例えば H_{c2} や κ (GL パラメーター))のわずかに異なる相が接するようになるとこれらの界面は新たなピン止め点になりうる。Goringe らは V_3Si においてマルテンサイト変態により導入されたラメラ界面が $\{110\}$ になると報告している⁽¹²⁾。拡散生成した、 V_3Ga の

生長方向はほぼ $\langle 100 \rangle$ であり⁽¹³⁾、もし複合加工法により作製した V_3Ga においても変態後のラメラ界面が $\{110\}$ であるならば、この界面によるピン止め効果は平行および垂直磁界の両方の場合に J_c 値の増大として観察されるはずである。このラメラ界面によるピン止め力は粒界によるピン止め力よりも弱いと考えられるので⁽¹¹⁾、低磁界領域では粒界によるピン止めにマスクされその影響は現われにくい。ところが、平行磁界の場合には J_c が H_L 近くで著しく小さくなるためラメラ界面によるピン止め効果があらわれ、ピーク効果が生ずると考えられる。また、ラメラ界面の間隔は粒界の間隔にくらべて小さいので、ラメラ界面によるピン止め効果は磁束線の密度の大きい高磁界側であられ易いと考えるのは妥当であろう⁽¹⁴⁾。一方、垂直磁界の場合には平行磁界の場合に比較して粒界密度がはるかに大きく、粒界によるピン止めが H_{c2} 近くまではたらくためにラメラ界面による影響は小さく、そのために垂直磁界ではピーク効果は現われにくい。しかしながら Fig.7 に示したように $h \approx 0.8$ 附近で α の測定値が計算値にくらべて若干大きくなっていること、また、Fig.6 に示した J_c^2 と $1/H$ の関係が高磁界で直線よりふくらむ事実は垂直磁界の場合にもこの寄与が存在することを示している。 V_3Ga においてマルテンサイトラメラ以外に高磁界でピン止め点としてはたらく可能性のある欠陥は、現在までのところ、透過電顕観察などによってはみとめられていない。

複合加工法により作製した V_3Ga の結晶粒組織は Photo. 1~3 および Table 1 から明らかなように熱処理温度が高くなり、また、長時間熱処理するほど結晶粒の形状の異方性が大きくなる。一方、 J_c については Fig.2 からみられるように高温、長時間の熱処理を行なった試料ほど J_c の異方性 ($J_c(H_L)$ と $J_c(H_{\parallel})$ の比)が大きくなる。この結果は、 J_c の異方性が結晶粒の形状の異方性に対応することを定性的に示している。

次に、複合加工法で作製した V_3Ga の結晶粒組織は表面拡散法で作製した試料と比較して若干の違いがみられる。表面拡散法で作製した結晶粒は Photo.1~3 に示した複合加工法で作製した試料の組織と比較して、結晶粒の粒径は大差ないが拡散生長方向の粒長が著しく長い柱状晶を形成し、特に熱処理温度が低いほどこの傾向が著しい⁽⁴⁾。この形状の違いは V_3Ga 層の生長界面の状況の相違によると思われる。すなわち、複合加工法では V_3Ga は V と Cu-20 at% Ga 2 元合金(融点約 $900^\circ C$)との界面に生成される。表面拡散法ではさきに報告したように V_3Ga は V と Cu-Ga-V 3 元合金(融点約 $900^\circ C$ で Ga と V の濃度はそれぞれ約 35 at%, 約 30 at%)との界面に生成する。したがって後者においては V_3Ga 層の生長界面に対する V と Ga の供給が前者におけるよりも容易になり、柱状晶が発達しやすくなると考えられる。しかし、表面拡散法で作製した

V₃Ga テープにおいても結晶粒組織の異方性と J_c の異方性とはよく対応する⁽⁴⁾。

V. 総 括

複合加工法により作製した V₃Ga テープについて、V₃Ga 結晶粒組織の観察と臨界電流の測定を行ない両者の関連について研究を行なった。得られたおもな結論は次の通りである。

(1) V₃Ga テープの破断面を走査型電子顕微鏡を用いて観察する方法は、V と Cu-Ga 合金境界に拡散生成された V₃Ga の結晶粒組織を明瞭に観察するのに有用である。

(2) 生成される結晶粒の大きさおよび形状は熱処理温度に著しく依存する。熱処理温度が低い場合には微細な等軸晶に近い組織が得られ、熱処理温度が高くなるほど結晶粒は粗大になり、また、V 下地に垂直な生長方向に伸びた柱状の結晶粒が生成される。

(3) J_c はテープ面に対する磁界方向により著しい異方性を示す。異方性の大きさは外部磁界強度に依存する。約 170 kOe 以下の磁界領域では垂直磁界の J_c は平行磁界の J_c よりも大きい。これより高磁界領域では両者は等しくなる。

(4) 平行磁界の J_c は約 170 kOe の磁界で著しいピーク効果が現われるが、垂直磁界の J_c にはピーク効果はみられない。

(5) J_c 値およびその異方性は V₃Ga 結晶粒の大きさおよび形状の異方性に対応して理解される。

(6) V₃Ga においては低磁界では結晶粒界によるピン止

め機構が支配的で、 J_c の磁界による変化は Campbell らの理論に従って説明される。

(7) 高磁界領域においては結晶粒界以外のピン止め機構が有効になることが認められる。その場合のピン止め点としては極低温で生ずるマルテンサイトラメラの境界などさらに微細な欠陥が考えられる。

文 献

- (1) 田中吉秋, 太刀川恭治: 金属学会誌, **40**(1976), 502.
- (2) 田中吉秋, 太刀川恭治: 金属学会誌, **40**(1976), 509.
- (3) E. Nembach and K. Tachikawa: J. Less-Common Metals, **19**(1969), 359.
- (4) Y. Tanaka and K. Tachikawa: J. Less-Common Metals, **37**(1974), 177.
- (5) J. Silcox and R. W. Rollins: Appl. Phys. Letters, **2**(1963), 231.
- (6) K. Yasukōchi, T. Ogasawara and S. Ushio: J. Phys. Soc. Japan, **19**(1964), 1649.
- (7) A. M. Campbell, J. E. Evetts and D. Dew-Hughes: Phil. Mag., **18**(1968), No. 152, 313.
- (8) J. J. Hanak and R. E. Enstrom: Proc. 10th, Int. Conf. on Low Temp. Phys., (Moscow: Veneti), p. 10.
- (9) M. G. Benz: Trans. Met. Soc. AIME, **242**(1968), 1067.
- (10) J. S. Caslaw: Cryogenics, **11**(1971), 57.
- (11) E. Nembach, K. Tachikawa and S. Takano: Phil. Mag., **21**(1970), 869.
- (12) M. J. Goringe and U. Valdrè: Proc. Roy. Soc. (London), **A 295**(1966), 192.
- (13) 田中吉秋, 太刀川恭治: 金属学会誌, **34**(1970), 597.
- (14) J. Petermann: Z. Metallk., **61**(1970), 724.

Cu-4% Ti 合金の時効後期の回折像と準安定平衡状態図

辻 本 得 蔵*

Tokuzou Tsujimoto: X-Ray Diffraction Patterns of Aged Cu-4%Ti Alloy and Metastable Equilibrium Diagram of the Cu-Ti System. Side-bands are replaced by the diffraction lines of α_1 and α_2 phases at a later stage of aging. Main diffraction lines move to a high-angle side with aging time, decreasing their intensities, and finally they encounter the diffraction lines of the α_1 phase or disappear on the way. It is shown on diffraction theory that the former phenomenon results from the increase of distance between zone-complexes due to aggregation, and that the diffraction lines of the α_1 -phase and α_2 -phase arise from the outer-zone and the inner-zone of zone-complex, respectively. The latter phenomenon represents decreases of the solute concentration and the volume of matrix and is related to the diffusion of solute atoms on growth of inner-zone. The coincidence of the main diffraction lines with α_2 -phase diffraction lines or their disappearance means the completion of the transition from a 3-phase model for the concentration variation of solid solution to a 2-phase model. The

* 金属材料技術研究所 (National Research Institute for Metals, Tokyo)