不規則 γ 相の析出による γ' -L1₂ 規則相の強化機構*

田 文 懷** 佐 野 毅*** 根 本 実***

J. Japan Inst. Metals, Vol. 53, No. 10 (1989), pp. 1029-1034

Hardening Mechanisms in a γ' -L1₂ Ordered Phase Containing Disordered γ Precipitates*

Wen Huai Tian**, Takeshi Sano*** and Minoru Nemoto***

Strengthening mechanisms in an ordered intermetallic compound containing coherent precipitates of lower antiphase boundary energy than the matrix have been investigated on the basis of the interaction between deformation induced dislocations and disordered precipitates in an L1₂ ordered Ni₃(Al, Ti). Extra work necessary to pull out the dislocations from the precipitate is dependent on the difference in antiphase boundary energy between the matrix and the precipitate, the size and volume fraction of the precipitate.

The strength of γ' -Ni₃(Al, Ti) L1₂ ordered phase containing fine precipitates of the disordered γ phase has been examined using the proposed model. The model can explain almost quantitatively the age hardening behavior of the ordered Ni₃(Al, Ti) phase.

(Received March 18, 1989)

Keywords: intermetallic compound, γ' -Ni₃(Al, Ti) L1₂ ordered phase, precipitation hardening, hardening mechanism, antiphase boundary energy, antiphase boundary strengthening

I. 緒 言

Ni 基超耐熱合金や Al-Li 合金などは L1₂ 型規則相の析出により強化されることがよく知られており、その強化機構については従来から数多くの研究がなされている⁽¹⁾⁽²⁾。L1₂ 型規則相は、強度が温度の上昇と共に高くなるという優れた特性を有するものが多いためそれ自体超耐熱材料としても期待されている。しかし、L1₂ 型規則相をベースとする析出については、内部酸化した Cu₃Au についての特別な例⁽³⁾⁻⁽⁵⁾を除けば、Kear ら⁽⁶⁾や Ham ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾による簡単な報告があるのみで、現象的にも析出強化機構の面でもほとんど研究されていない。

著者ら⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾は、 γ' -Ni₃(Al, Ti) を基とした合金の組成と熱処理温度を厳密に制御することにより γ' 相中に不規則 γ 相(Ni 固溶体)を微細に分散させることに成功し、著しい析出硬化がおこることを見出した。更に γ 析出相と転位の相互作用は典型的な引力型であることを透過電子顕微鏡観察により明らかにした。本論文ではこれらの結果をもとに、 γ' -Ni₃(Al, Ti) 規則相中への γ 不規則相の析出による強化機構を検討する。検討モデルは、規則相中に逆位相境界(APB)エネルギーの異なる整合な相が析出した場合の強化機構として一般的に成り立つと考えられる。

II. γ' 相中の γ 析出相と転位の相互作用と硬化因子

析出硬化は変形中に運動する転位と析出粒子との相互作用によりおこる。相互作用の原因は母相と析出相との物理的性質の差であり、これには多くの因子がある。これらの因子については文献(1)、(2)に詳しい。析出相と母相の結晶格子が整合しているとき転位と長範囲(long range)に相互作用する因子、すなわち、析出相と転位が直接接触しなくても転位の運動に障害となる因子には、析出相のまわりのひずみ場(整合ひずみ強化)や析出相と母相の剛性率差(剛性率強化)などがあり、短範囲の相互作用因子すなわち、析出物と転位が接触した後に転位の運動に対して抵抗となる因子には、析出相自体の変形抵抗、逆位相境界(APB)の形成(APB 強化)、積層欠陥エネルギーの差(積層欠陥強化)、析出相の周辺への新しい界面の形成(化学強化)などがある。この他合金の強度には母相中の転位の運動に対する摩擦抵抗が加わる。

転位と析出相との相互作用は斥力型と引力型に分類することもできる。引力型相互作用があるときは、転位は析出相の中に入ることにより系のエネルギーが低下し安定化する。析出物のまわりのひずみ場と転位の相互作用はお互いの位置関係に依存するが、平均的には斥力型相互作用とみ

* 1988年3月日本金属学会習志野大会に発表

** 九州大学大学院生 (Graduate Student, Kyushu University, Fukuoka)

*** 九州大学工学部冶金学科 (Department of Metallurgy, Faculty of Engineering, Kyushu University, Fukuoka)

なせる。析出相の APB エネルギー、積層欠陥エネルギー、および剛性率が母相より低い場合などは引力型となり、この逆の場合は斥力型となる。引力型でかつ広範囲相互作用のある場合には、析出相と転位が直接接触しなくても転位に引力が作用する。一方、引力型で短範囲相互作用の場合は転位と析出物が接触しているときにのみに作用する。いずれも、転位が析出物から抜け出る過程が抵抗となる。

Fig. 1 は不規則 γ 相が析出した γ' 相中の (111) 主すべり面上の転位と不規則 γ 析出相との相互作用を示す典型的な例である。超格子転位は母相中で 4 本の Shockley 型転位に分解し、 γ 析出相中では析出相の大きさに相当するだけ拡張し、析出相の中で安定化していることがわかる。すなわち観察された相互作用は典型的な引力型であり、 γ 析出相から転位が抜け出る過程が転位の運動に対する抵抗となっていることが明白である。

Fig. 2 (a) (b) は γ' -Ni₃(Al, Ti) 母相と γ 析出相の強度を推定するために、(c) に示す共役線の延長に沿って合金組成を変えて 1423 K から急冷した状態での降伏応力を測定した結果である。 γ' -Ni₃(Al, Ti) は化学量論組成より Ni 含有量が増加するにしたがい強度が上昇し、 γ -Ni 固溶体は Al, Ti の添加と共に硬化することがわかる。図中の矢印は 1073 K 時効の際の γ' 母相と γ 析出相の組成に相当する。この図から、 γ' 母相の降伏応力は約 170 MPa、 γ 析出相のそれは約 135 MPa で析出相の方が強度が低く、軟らかい相が析出して強度が上昇していることがわかる。前報における観察によれば、時効のすべての段階で転位は変形中に γ 析出相をせん断し、いわゆる Orowan の bypass 機構⁽¹²⁾は働かない。すなわち、転位が APB エネルギーの高い γ' 母相から、APB エネルギーがゼロの不規則 γ 析出相の中に入ることでエネルギーを下げて安定化していると考えられる。しかし、本系合金の場合には従来の APB 強化理論は母相と析出相との関係が逆転しているた

Fig. 1 Weak-beam micrograph showing the interaction of a dislocation with disordered γ particles in a Ni-18 mol% Al-4 mol% Ti ordered alloy.

Fig. 2 Change of 0.2% proof stress ($\sigma_{0.2}$) of (a) γ' -Ni₃(Al, Ti) ordered alloy and (b) disordered solid solution alloy with Al and Ti contents varied along the tie line shown in (c).

めに適用することができない。観察された相互作用の形態はむしろ Kelly と Hirsch⁽¹³⁾が提唱したいわゆる積層欠陥強化理論のモデルにきわめて近い。すなわち、積層欠陥強化理論の積層欠陥を逆位相境界におきかえることにより基本的な相互作用モデルを構成することができる。

ここでは、まず一般化のために APB エネルギーの低い相が APB エネルギーの高い相中に析出した場合の硬化機構について検討し、次に γ -Ni 固溶体が析出した Ni₃(Al, Ti) 合金についての実測値と比較する。また、超格子転位の Shockley 型部分転位への分解の影響は後述するように小さいので、単純化のために省略して検討を進める。

III. APB エネルギー差

いま、 E_1, E_2 と APB エネルギーの異なる 2 つの領域を考える。**Fig. 3** (a) に示すように外力が加わっていないときの各々の領域の超格子転位の間隔を w_1, w_2 とすると、これらの間には次式が成り立つ。

$$E_1 w_1 = E_2 w_2 \quad (1)$$

超格子転位を構成する 2 本の転位 A, B 間の相互作用力 f は次式で与えられる。

Fig. 3 An equilibrium configuration of extended dislocations in regions I and II having different APB energies (a), and a superdislocation passing from region I into region II (b).

$$f = Gb^2 \{1 + \nu \sin^2 \phi / (1 - \nu)\} / 2\pi x \quad (2)$$

ここで x は転位間距離, ϕ は転位線とバーガースベクトルのなす角, G は剛性率, ν はポアソン比である. したがって,

$$K(\phi) = Gb^2 \{1 + \nu \sin^2 \phi / (1 - \nu)\} / 2\pi \quad (3)$$

とすれば, 超格子転位の間隔 w は転位間の斥力 $K(\phi)$ と APB による引力の平衡から次式で与えられる.

$$w = K(\phi) / E \quad (4)$$

超格子転位をその領域内で動かすに要する力は, 第1近似では APB エネルギーには依存せず, 転位に対する摩擦抵抗力で与えられる. しかし, 2つの領域の境界を横切るとき, 特に APB エネルギーの低い領域から高い領域に入る場合には w_1 の幅の転位を w_2 まで収縮させるために余分の仕事が必要となる.

Fig. 3(b) に示すように, 転位は界面に平行で, 両相間の剛性率は等しいと仮定する. 有効外部せん断応力 $\Delta\tau$ の下で転位に働く力 $\Delta\tau b$, 2本の転位間の斥力 $K(\phi) / (x_1 + x_2)$, および APB エネルギー E_1, E_2 の間の平衡を考えると, 先行転位と後続転位について各々次式が成り立つ.

$$\Delta\tau b + K(\phi) / (x_1 + x_2) - E_2 = 0 \quad (5a)$$

$$\Delta\tau b - K(\phi) / (x_1 + x_2) + E_1 = 0 \quad (5b)$$

したがって

$$\Delta\tau = (E_2 - E_1) / 2b \quad (6)$$

および

$$x_1 + x_2 = 2K(\phi) / (E_1 + E_2) \quad (7)$$

が得られる. 式(7)から $x_1 + x_2$ は一定となるから, 領域 I から領域 II へ転位を押し出すには領域 I 中で転位の幅を w_1 から w_2 まで収縮させなければならないことがわかる. すなわち, この過程に相当する仕事を外部から余分に加えなければならない.

IV. 析出物の成長に伴う降伏応力の変化

1. 時効の初期段階

(1) $2r_s \ll w_2$

すべり面上での平均粒径 $2r_s$ が超格子転位の間隔より十分小さい場合, すなわち, 時効のごく初期段階では, 粒子

間隔も小さく, 転位はその線張力のために粒子に曲げられることなく Fig. 4 に示すようにほぼ直線を保つと考えられる. この場合個々の粒子でみると, 転位の粒子中での位置により転位の進行を促進する粒子と反対に抑制する粒子が統計的にはほぼ同数存在することになる. すなわち, 第1近似では転位の運動に対する粒子の抵抗はないとみなせる. 実際には母相の摩擦抵抗や他の硬化因子からの寄与を考慮する必要がある. 特に粒子が微細な段階では化学的硬化⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾が無視できないと考えられる. しかし, このような時効のごく初期段階の相互作用は電子顕微鏡的に確認することは困難である.

時効が進行して粒子が成長すると, 転位は粒子間で曲げられるようになる. 先行転位は外部からの応力と, 後続転位からの斥力を受け, わん曲が大きくなり, 後続転位は先行転位からの斥力が外部応力と逆方向に加わるから直線に近くなり, したがって, この段階での相互作用は模式的に Fig. 5 のように示すことができる.

先行転位と後続転位についての力の平衡から次式が得られる.

$$\Delta\tau b + K(\phi) / w_2 - E_2 - 2r_s(E_2 - E_1) / L_1 = 0 \quad (8a)$$

$$\Delta\tau b - K(\phi) / w_2 + E_2 = 0 \quad (8b)$$

式(8)の第3項までは式(5a)および(5b)と同じで, 式(8a)における第4項中の L_1 は平均粒子間距離である. 式(8a)の第4項は式(6)の相界面から抜け出るときの抵抗を有限の大きさの粒子の場合にあてはめたものである. 後続転位は直線とみなすと後続転位に対してはこの項は無視できる.

先行転位の粒子間距離 L_1 を次式で与えられるいわゆる Friedel 間隔⁽¹⁶⁾で近似する.

$$L_1 = L_F = (2T\pi r_s^2 / f\Delta\tau b)^{1/3} \quad (9)$$

ここで T は転位の線張力, f は粒子の体積率である. す

Fig. 4 Interaction of an extended dislocation at a very early stage of aging.

Fig. 5 Interaction between an extended dislocation and particles with diameters considerably smaller than w_2 .

べり面で切られる粒子のすべり面上での平均粒径 r_s は、粒子の平均粒径と統計的に $r_s = (2/3)^{1/2} \bar{r}$ の関係があるから、これらを式(8a)および(8b)に代入すると次式が得られる。

$$\Delta\tau = K_1(E_2 - E_1)^{3/2} f^{1/2} \bar{r}^{1/2} \quad (10)$$

$$K_1 = 1/6^{1/4} \pi^{1/2} b T^{1/2}$$

したがって、臨界せん断応力(CRSS)の増加量 $\Delta\tau$ は APB エネルギー差の $3/2$ 乗、粒子の体積率の $1/2$ 乗と平均粒径の $1/2$ 乗に比例することになる。

(2) $2r_s \leq w_2$

更に時効が進行し、Fig. 6 に示すように後続転位も粒子間でわん曲するようになると、各々の転位の力の平衡式は次式で与えられる。

$$\Delta\tau b + K(\phi)/w_2 - E_2 - 2r_s(E_2 - E_1)/L_1 = 0 \quad (11a)$$

$$\Delta\tau b - K(\phi)/w_2 + E_2 - 2r_s(E_2 - E_1)/L_2 = 0 \quad (11b)$$

$L_1 = L_2 = L_F$ とおくと次式が得られる。

$$\Delta\tau = K_2(E_2 - E_1)^{3/2} f^{1/2} \bar{r}^{1/2} \quad (12)$$

$$K_2 = 2^{5/4}/3^{1/4} \pi^{1/2} b T^{1/2}$$

この段階でも硬化は前段階と同様に $(E_2 - E_1)^{3/2}$, $f^{1/2}$, $r^{1/2}$ に比例するが比例定数 K_2 が大きい。ただし式(8)および式(10)では粒子と転位の相互作用を最大に見積っており、過大評価の傾向があるといえよう。

Fig. 6 Interaction between an extended dislocation and particles with diameters a little smaller than w_2 .

2. 完全時効段階 ($w_2 < 2r_s < w_1$)

最大強度を示す時効段階では Fig. 7(a) に示すように、応力除去状態では APB エネルギーの低い粒子中で転位は拡張している。外力が加わり、転位が粒子から抜け出るには Fig. 7 の (a) から (b) のように粒子中で転位が収縮しなければならない。このとき転位間の斥力にさからって単位長さ当りの転位がしなければならない仕事は

$$\Delta E = \int_{2r_s}^{w_2} (K(\phi)/x) dx = K(\phi) \ln (w_2/2r_s) \quad (13)$$

で近似的に与えられる。したがって転位が粒子から抜け出る過程を考えると、

$$\Delta\tau = r_s(E_2 - E_1)/bL + r_s K(\phi) \ln (w_2/2r_s)/b - T(\pi r_s - w_2)/b \quad (14)$$

が得られる。ここで第1項は APB エネルギーの差による寄与、第2項は転位の収縮に要する仕事、第3項は仕事

Fig. 7 Interaction between an extended dislocation and a particle with diameters greater than w_2 in a nearly peak aged condition.

に伴う転位長さの減少からの寄与である。

転位のわん曲が大きくなると Friedel 間隔による近似は有効ではなくなる。このとき転位と相互作用する粒子間隔をすべり面での最近接粒子間距離で近似すると、すべり面上の粒子数は単位面積当り $n_s = f/\pi(r_s)^2$ であるから、 $L_s = 1/(n_s)^{1/2} = (\pi/f)^{1/2} r_s$ 、更に $r_s = (2/3)^{1/2} \bar{r}$ の関係を使えば式(14)は次のようになる。

$$\Delta\tau = (E_2 - E_1) f^{1/2} / \pi^{1/2} b + 2^{1/2} \bar{r} K(\phi) \ln (3^{1/2} w_2 / 2^{3/2} \bar{r}) / 3^{1/2} b - T[(2/3)^{1/2} \pi \bar{r} - w_2] / b \quad (15)$$

第2項以下の寄与は計算によると第1項より小さく、したがって時効のピーク段階では $\Delta\tau$ は $f^{1/2}$ に比例するが $\bar{r}$ 依存性は小さくなることがわかる。第2項以下を無視すれば $\Delta\tau$ は次式で与えられる。

$$\Delta\tau = K_3(E_2 - E_1) f^{1/2} \quad (16)$$

$$K_3 = 1/\pi^{1/2} b$$

3. 過時効段階 ($2r_s \gg w_2$)

E_1 が十分小さい場合には応力除去状態では Fig. 8(a) に示すように析出物内の転位は析出物の内部で拡張している。外部応力が加わると (b) に示すように、転位は粒子の界面におしつけられ収縮する。この段階から抜け出る過程が最大抵抗を与えることになる。したがって、転位を粒子から抜け出させるに要するせん断応力は次式で与えられる。

$$\Delta\tau = (E_2 - E_1) d/2Lb \quad (17)$$

ここで $w_e = 2K(\phi)/(E_1 + E_2)$ で近似すると d は次式で与えられる⁽¹³⁾。

$$d = 2(w_e r_s - (w_e)^2/4)^{1/2} \quad (18)$$

式(18)および $L = L_s = (\pi/f)^{1/2} r_s$ を式(17)に代入すれば

$$\Delta\tau = 3^{1/4} (E_2 - E_1) (K(\phi) f)^{1/2} [2/\bar{r} - 3^{1/2} K(\phi) / 2^{1/2} (E_2 + E_1) \bar{r}^2]^{1/2} / 2^{1/4} \pi^{1/2} (E_2 + E_1)^{1/2} b \quad (19)$$

式(19)の第2項は第1項より十分小さいので無視すると、過時効段階の臨界せん断応力は次式で与えられる。

Fig. 8 Interaction between an extended dislocation and a particle with a diameter greater than w_2 in an overaged condition.

$$\Delta\tau = K_4(E_2 - E_1)f^{1/2}/(E_2 + E_1)^{1/2}\bar{r}^{1/2} \quad (20)$$

$$K_4 = 6^{1/4}(K(\phi))^{1/2}/\pi^{1/2}b$$

この式は粒子が成長するにしたがって CRSS が低下する，すなわち軟化することを示している。

これらの結果から，過時効段階でも Orowan の bypass 機構⁽¹²⁾は働かず，すべての時効段階で，変形中に転位は析出相をせん断して運動することを示している。

V. 実験結果との比較

前節で述べた強化モデルは，APB エネルギーの高い母相中に，APB エネルギーの低い相が母相格子と完全に整合に微細に析出した場合の拡散が関与しない温度での変形に一般的に適用できる。モデルによれば，時効のごく初期の析出粒径がきわめて微細な段階では APB エネルギー差強化の寄与は小さく，時効が進行して粒子が成長すると，CRSS は $\bar{r}^{1/2}$ と $f^{1/2}$ に比例して増加し，完全時効段階では $\bar{r}$ 依存性が小さくなり，それ以後の時効段階では CRSS は $\bar{r}^{1/2}$ に反比例して過時効軟化するようになる。

著者らが見出した γ' -Ni₃(Al, Ti)L1₂ 型規則相中への不規則 γ 相の微細析出による硬化⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾では析出相の APB エネルギー $E_1=0$ であるから，最も有効に強化がおこる系の一つといえる。 γ' 相の APB エネルギーについては従来の報告はほとんど Ni₃Al についてのもので 110~250 mJ/m² と幅がある⁽¹⁷⁾⁻⁽²¹⁾。Ni₃(Al, Ti)については著者らは超転位対の幅から約 180 mJ/m² と得ている⁽¹¹⁾。

転位の線引力を $T=Gb^2/2$ と近似し $G=73.5$ GPa, $\nu=1/3$, $b=(a/2)[\bar{1}01]$ の大きさ $b=0.253$ nm とする。これらの値を代入すると，時効の各段階についての式

(10), (12), (16) および (20) は次のように書き換えられる。不完全時効段階については (10) と (12) から

$$\Delta\tau = 0.0291(E_2 - E_1)f^{1/2}\bar{r}^{1/2} \text{ MPa} \quad (10a)$$

$$\Delta\tau = 0.0822(E_2 - E_1)f^{1/2}\bar{r}^{1/2} \text{ MPa} \quad (12a)$$

最大強度を示す時効段階については (16) から

$$\Delta\tau = 7.05(E_2 - E_1)f^{1/2} \text{ MPa} \quad (16a)$$

過時効段階については (20) から

らせん転位の場合

$$\Delta\tau = 102.68(E_2 - E_1)^{1/2}f^{1/2}/\bar{r}^{1/2} \text{ MPa} \quad (20a)$$

刃状転位の場合

$$\Delta\tau = 125.77(E_2 - E_1)^{1/2}f^{1/2}/\bar{r}^{1/2} \text{ MPa} \quad (20b)$$

Fig. 9 は $E_1=0$, $E_2=180$ mJ/m², f は電子顕微鏡による体積率の実測値 $f=0.04$ とし，(10a)~(20b)を用いて時効の各段階における $\Delta\tau$ を計算し，実測値と共に $\bar{r}^{1/2}$ に対してプロットしたものである。図中の直線 (a)~(e) は式 (10a)~(20b) に対応するものである。計算値と実測値はほぼ対応していることがわかる。 $\bar{r}$ が微細な時効の初期段階では CRSS の増加は $\bar{r}^{1/2}$ に比例し，粒子の成長と共に著しく硬化する。最大強度に近づくにしたがって CRSS の $\bar{r}$ 依存性はゆるやかになり，更に時効が進行すると CRSS は $\bar{r}^{1/2}$ に反比例して過時効軟化がはじまる。図によれば，過時効段階における実測値の軟化の割合は計算値より大きく，時効が進行するほどずれが大きくなる。これはモデルでは析出相を球状と仮定しているのに対して，Ni₃(Al, Ti) 中の γ 相は過時効段階で板状に大きく成長するためと考えられる。実測値では $\bar{r}$ を厚さと直径の平均値をとっている。更に実際の合金では母相中の転位の運動に対する摩擦抵抗，析出物のまわりのひずみ場の影響，析出相自体の強度などが CRSS に寄与しているが計算ではこれらを無視している。またモデルでは超格子転位の Shockley 部分転位への分解の影響も無視している。

Fig. 9 Variation of $\Delta\tau$ (increment of critical resolved shear stress) with particle radius. The thick curves are based on calculations and the thin curve shows the experimentally obtained values.

VI. 転位の分解の影響

$\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})\text{L}_{12}$ 相中の超格子転位は 4 本の Shockley の部分転位に分解する⁽¹⁷⁾, すなわち, APB を挟んで対になっている 2 本の $(a/2)[\bar{1}01]$ 転位が Shockley 部分転位へ更に分解し, その間に CSF (複雑積層欠陥) を形成する. 著者らは γ 析出相を含む γ' - $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 合金中の超格子転位も同じような分解をしていると報告した⁽¹¹⁾.

ここで, 転位の分解 (CSF 分解) の影響について検討する. まず, Fig. 3 と同じように, 転位が APB エネルギーの異なる 2 相の平行界面を通過する場合を考える. 2 相の剛性率 G は同一で, 転位は界面に平行と仮定する. 4 本の各々の転位の受ける力の平衡は次式で与えられる.

$$\text{第 1 転位} \quad (\sigma \cdot \mathbf{b}_A) \cdot \mathbf{n} + \sum_{i=1}^4 K_{1i}(\phi) / w_{1i} - E_{s2} = 0 \quad (21)$$

$$\text{第 2 転位} \quad (\sigma \cdot \mathbf{b}_B) \cdot \mathbf{n} + \sum_{i=1}^4 K_{2i}(\phi) / w_{2i} + E_{s2} - E_{A2} = 0 \quad (22)$$

$$\text{第 3 転位} \quad (\sigma \cdot \mathbf{b}_A) \cdot \mathbf{n} + \sum_{i=1}^4 K_{3i}(\phi) / w_{3i} + E_{A1} - E_{s1} = 0 \quad (23)$$

$$\text{第 4 転位} \quad (\sigma \cdot \mathbf{b}_B) \cdot \mathbf{n} + \sum_{i=1}^4 K_{4i}(\phi) / w_{4i} + E_{s1} = 0 \quad (24)$$

ここで, $K_{ij}(\phi) / w_{ij}$ は i 番目の転位と j 番目の転位間の相互作用力, w_{ij} はそれらの間隔である. σ は外部応力, $\mathbf{b}_A$, $\mathbf{b}_B$ はそれぞれ Shockley の部分転位であり, $\mathbf{b} = \mathbf{b}_A + \mathbf{b}_B$, $\mathbf{n}$ はすべり面に垂直な単位ベクトルである. ただし,

$$\begin{aligned} K_{ij}(\phi) / w_{ij} &= -K_{ji}(\phi) / w_{ji} \\ K_{ij}(\phi) / w_{ij} &= 0 \quad (i=j) \end{aligned}$$

$\Delta\tau b$ は外力, E_A と E_S はそれぞれ APB エネルギーおよび CSF エネルギーである. これらの式の和をとると $b_A + b_B = b$, $(\sigma \cdot \mathbf{b}) \cdot \mathbf{n} = \Delta\tau b$ であるから次式が与えられる.

$$\Delta\tau = (E_{A2} - E_{A1}) / 2b \quad (25)$$

この式は式 (6) と同じであり, 近似的には Shockley の部分転位への分解の影響は省略できることを示している.

VII. 結 言

(1) 析出相の APB エネルギーが母相より低い場合には転位が析出相から抜け出る過程が抵抗となる. この抵抗を考慮した APB 硬化モデルによれば, 時効による強度の上昇と過時効軟化現象を説明することができる. 硬化モデルは基本的には積層欠陥強化機構における積層欠陥エネルギーを APB エネルギーに置き換えたものである.

(2) 時効のごく初期段階には APB 差効果による強化は

生じない. 時効が進行するにしたがい CRSS は析出相の粒径 $\bar{r}^{1/2}$ と体積率 $f^{1/2}$ に比例して増加する. また APB エネルギー差が大きいほど硬化量が多い. 完全時効段階では CRSS の析出物の粒径依存性は小さくなり, 過時効段階では CRSS は析出物の $\bar{r}^{1/2}$ にほぼ反比例するようになり軟化がおこる. 時効のすべての段階で転位は γ 析出相をせん断して運動する.

(3) 硬化モデルは γ' - $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 中での不規則 γ 相による析出硬化をほぼ定量的に説明することができる.

終わりに, 本研究は文部省科学研究費補助金 (62550525) によるものであることを記し謝意を表します.

文 献

- (1) L. M. Brown and R. K. Ham: *Strengthening Methods in Crystals*, Elsevier, Amsterdam, (1971), 9.
- (2) A. J. Ardell: *Met. Trans.*, **16A**(1985), 2131.
- (3) S. M. L. Sastry and B. Ramaswami: *Acta Met.*, **23**(1975), 1517.
- (4) A. J. Ardell and S. Pattanaik: *Phil. Mag.*, **A**, **50**(1984), 339.
- (5) A. J. Ardell and S. Pattanaik: *Phil. Mag.*, **A**, **50**(1984), 361.
- (6) B. H. Kear, J. E. Doherty, A. F. Giamei and L. P. Lemaire: *Proc. 30th Ann. Meeting Electron Microscopy Society of America*, Ed., by C. J. Arceneaux, Claitor's Publishing Division, (1972), p. 588.
- (7) R. K. Ham, R. H. Cook and G. R. Purdy: *Metal Sci. J.*, **6**(1972), 73.
- (8) R. K. Ham, R. H. Cook, G. R. Purdy and G. Willoughby: *Metal Sci. J.*, **6**(1972), 205.
- (9) W. H. Tian, T. Sano and M. Nemoto: *Scripta Met.*, **20**(1986), 933.
- (10) 田 文懐, 佐野 毅, 根本 実: 日本金属学会誌, **53**(1989), 1013.
- (11) 田 文懐, 佐野 毅, 根本 実: 日本金属学会誌, **53**(1989), 1022.
- (12) E. Orowan: *Symposium on Internal Stresses in Metals*, Institute of Metals, London, (1948), 451.
- (13) P. B. Hirsch and A. Kelly: *Phil. Mag.*, **12**(1965), 881.
- (14) A. Kelly and M. E. Fine: *Acta Met.*, **5**(1957), 365.
- (15) A. Kelly and R. B. Nicholson: *Prog. Mat. Sci.*, **10**(1963), 149.
- (16) J. Friedel: *Dislocations*, Pergamon Press, Oxford, (1964).
- (17) Y. Liu, T. Takasugi, O. Izumi and H. Ohta: *Phil. Mag. Letters*, **58**(1988), 81.
- (18) K. Enami and S. Nenno: *J. Phys. Soc. Japan*, **25**(1968), 1517.
- (19) S. Liang and D. P. Pope: *Acta Met.*, **25**(1977), 485.
- (20) J. Douin, P. Veyssiere and P. Beauchamp: *Phil. Mag. A*, **54**(1986), 375.
- (21) A. Korner: *Phil. Mag. A*, **58**(1988), 507.