Cu-0.75 mass%Be 合金双結晶における不連続析出

門前亮一 重原秀行* 北 和久

金沢大学工学部機能機械工学科

J. Japan Inst. Metals, Vol. 64, No. 9 (2000), pp. 812-817
© 2000 The Japan Institute of Metals

Discontinuous Precipitation in Cu-0.75 mass%Be Alloy Bicrystals

Ryoichi Monzen, Hideyuki Shigehara and Kazuhisa Kita

Department of Mechanical Systems Engineering, Faculty of Engineering, Kanazawa University, Kanazawa 920-8667

The misorientation dependence of discontinuous precipitation (DP) for [001] symmetric tilt and twist boundaries in Cu-0.75 mass%Be alloy bicrystals has been systematically investigated in a temperature range from 523 to 698 K. A grain boundary migrates at a constant rate during DP under an isothermal condition, maintaining a constant interlamellar spacing. The interlamellar spacing increases with temperature. The formation and growth of DP cells at twist boundaries are suppressed, compared with those at symmetric tilt boundaries. For the two types of grain boundary, the incubation period to initiate DP and cell growth rate at a boundary show a good correlation with the energy of the boundary. The formation and growth of cells are easier at higher-energy boundaries. The grain-boundary diffusion data have been determined through the kinetic analysis of DP using several models. Although the activation energy Q_b of boundary diffusion varies with the models, the values of Q_b are smaller than the activation energy of volume diffusion of Be in Cu. For the two types of boundary, a close correlation is found between the diffusivity and the energy of boundaries. A lower-energy boundary has a lower diffusivity with a larger activation energy and a larger pre-exponential factor.

(Received April 13, 2000; Accepted July 28, 2000)

Keywords: discontinuous precipitation, copper-beryllium bicrystal, [001] symmetric tilt and twist boundaries, grain-boundary diffusivity, grain-boundary energy

1. 緒 言

不連続析出は、結晶粒界の移動を伴って過飽和固溶体(α_0)内に進行し、析出相(γ)と平衡濃度まで低下した母相(α)から成るセルが形成される。先進粒界をはさむ α_0 と α との間の組成の変化が不連続であるため、この相変態は不連続析出と呼ばれる。先進粒界は溶質移動の短回路となると考えられている。

不連続析出の起こり易さは各結晶粒界ごとに異なることは良く知られており、これは、粒界移動や粒界拡散などの因子が個々の粒界の性質に依存するためである。例えば、多結晶を用いて調査した研究から、小角粒界や Σ 値の低い粒界ではセル形成が起こらないかあるいは抑制されること、ランダム粒界ではセル成長速度が速いことが示されている¹⁻³⁾。しかし不連続析出への粒界性格の影響を、双結晶を用いて系統的に調べた報告は今までに見あたらない。そこで本研究では[001]対称傾角粒界と[001]ねじれ粒界を含む方位制御されたCu-0.75 mass%Be合金双結晶を用い、セル形成と成長を系統的に調査した。

一般に不連続析出は粒界拡散によって律速される。したがって定常状態の不連続析出反応の速度論的解析から、不連続

析出を起こす系の粒界拡散係数を決定することができる⁴⁾。

この方法は間接的ではあるが便利で信頼性の高い方法であり、Zn-Al⁵⁾、Zn-Cu⁶⁾、Cu-Be⁷⁾などの不連続析出を示す多くの2元系合金に適用されている。本研究では、不連続析出の詳細な速度論的解析より、個々のCu粒界に沿ってのBeの粒界拡散係数を決定することを行った。

2. 実験方法

Cu-3.81 mass%Be母合金と無酸素銅(99.99%)からCu-0.75 mass%Be合金を溶製した。この合金から方位差 $\theta=10\sim 80^\circ$ の[001]対称傾角粒界と $\theta=10\sim 45^\circ$ の[001]ねじれ粒界を含む厚さ1 mmの板状双結晶をBridgman法により育成した。粒界面は双結晶表面に対して垂直にはいつている。なお、双結晶が作製可能な範囲内で、析出量がより多くなるBe濃度として0.75 mass%を選んだ。以後、方位差 θ の粒界と試料をそれぞれ θ 粒界、 θ 試料と表すことにする。X線背面反射ラウエ法により所定の方位からのずれが $\pm 1^\circ$ 未満であることを確認した後、試験片(15 mm×15 mm×1 mm)を切り出した。これらの試験片を真空中にて1073 Kで1 h溶体化処理後、ただちに水中に焼入れた。続いてアルゴン雰囲気中にて523 K(800~1800 h)、573 K(48~240 h)、623 K(24~120 h)、648 K(18~90 h)、673 K(12~60 h)、698 K(12~60 h)で時効した。また713~733 Kにおいても時効

* 金沢大学大学院生(Graduate Student, Kanazawa University)

を行った。

双結晶試料の両端を除いた約20ヶ所について、光学顕微鏡を用いて最大セル幅を測定し、その平均をセル幅 L とした。また走査型電子顕微鏡(SEM)を用い、Tsubakino ら^{7,8)}の方法によりセル内層状析出物の間隔 λ を決定した。すなわち、最小層間隔を λ とした。さらに粒内析出物の有無と種類を調査するため、20%リン酸水溶液を用い280 K, 5 Vにおいて薄膜試料を作製後、日立製 H-9000NAR 型電子顕微鏡(TEM)を用いて組織観察を行った。

3. 結 果

3.1 組織観察

TEM 観察と電子回折像の解析から523 K, 573 K では粒内析出物は認められなかったが、623 K では24~120 h, 648 K では24~90 hにそれぞれ γ'' 相, γ' 相が析出し、673 K, 698 K では、それぞれ60 h, 48 h 時効後によりやく γ 相が現れた。これらの γ'' , γ' , γ 相の析出の有無に関わらず、後述のようにセル成長は直線的であり、不連続析出には影響を及ぼさなかった。この傾向はTsubakino ら⁸⁾が行った以前の研究のそれと類似している。一方、523~723 K で時効したとき Fig. 1 に例示するように片側セルが形成されたが、733 K では長時間の時効の後にもセルの出現が認められなかった。このことから、セル出現の上限温度 T_{DP} は723~733 K の範囲内に存在すると考えられる。

Fig. 2 に方位差 $\theta=31^\circ$ と $\theta=37^\circ$ の対称傾角粒界(Ti)とねじれ粒界(Tw)において λ と λ の逆数を時効温度 T に対して示す。 λ は方位差や粒界性格に依存せず、 T の上昇とともに増加する。 $\lambda^{-1}-T$ 曲線を外挿してそれが横軸と交わる ($\lambda^{-1}=0$) 温度はセル形成のための上限温度 T_{DP} であり、約723 K である。この温度は、組織観察から得られた上限温度並びにTsubakino ら⁷⁾によって得られている状態図から読みとれる $T_{DP}=713$ K とほぼ一致する。

3.2 セル形成と成長

Fig. 1(a) と (b) は523 K で1000 h 時効した $\theta=31^\circ$ と $\theta=80^\circ$ 試料(Ti)の光学顕微鏡写真である。 31° 粒界でのセル形成は 80° 粒界と比べ容易に起こることは明らかである。

Fig. 3 に 28° と 31° 対称傾角粒界およびねじれ粒界において523 K での時効時間 t に対するセル幅 L を示す。いずれの粒界でも L と t の間には良い直線関係が成り立っているが、このような関係は他の粒界の $L-t$ プロットからも認められた。セル成長速度は粒界の方位差と種類に依存しており、 31° 傾角粒界で最も速く、 28° ねじれ粒界で最も遅い。セル成長の開始時間 ($L=0$ のときの時間) すなわち潜伏期間も方位差と種類に依存している。

Fig. 4 と 5 にそれぞれ対称傾角粒界およびねじれ粒界について523 K 時効におけるセル成長速度 v を方位差 θ の関数として示す。いずれの場合も v の方位差依存性は単調ではなく、対称傾角粒界では $\theta=28^\circ$ ($\Sigma 17$), $\theta=37^\circ$ ($\Sigma 5$), $\theta=53^\circ$ ($\Sigma 5$), $\theta=62^\circ$ ($\Sigma 17$), $\theta=74^\circ$ ($\Sigma 25$) 付近に、ねじれ粒界では $\theta=13^\circ$ ($\Sigma 41$), $\theta=23^\circ$ ($\Sigma 13$), $\theta=28^\circ$ ($\Sigma 17$), $\theta=37^\circ$ ($\Sigma 5$), $\theta=$

Fig. 1 Optical micrographs of (a) $\theta=31^\circ$ and (b) $\theta=80^\circ$ symmetric tilt boundaries in specimens aged at 523 K for 1000 h. GB=grain boundary, RF=reaction front.

Fig. 2 Aging temperature T dependence of the interlamellar spacing λ and its reciprocal λ^{-1} for 31° and 37° symmetric tilt and twist boundaries.

44° ($\Sigma 29$) 付近にカスプが存在している。他の温度で時効したときの $v-\theta$ 曲線にも同様な方位差でカスプが観察された。

Fig. 6 と 7 にそれぞれ対称傾角粒界およびねじれ粒界において523 K で時効したときの潜伏期間 τ を θ に対して示す。Fig. 4 と 5 の $v-\theta$ 曲線と同様な方位差でピークが見られる。

Fig. 3 Variation of the cell width L at 28° and 31° symmetric tilt and twist boundaries during aging at 523 K.

Fig. 4 Cell growth rate v at 523 K, plotted against the misorientation angle θ for [001] symmetric tilt boundaries.

Fig. 5 Cell growth rate v at 523 K, plotted against the misorientation angle θ for [001] twist boundaries.

これらの方位差の粒界ではそれら周辺の粒界に比べセル成長速度が遅く、潜伏期間が長いと言える。また Fig. 6 と 7 および Fig. 4 と 5 の比較から、一般に対称傾角粒界の方がねじれ粒界よりセルが形成されやすく、成長速度が速いことがわかる。このことについては別項で検討する。

Fig. 6 Incubation period τ to initiate DP at 523 K, plotted against the misorientation angle θ for [001] symmetric tilt boundaries.

Fig. 7 Incubation period τ to initiate DP at 523 K, plotted against the misorientation angle θ for [001] twist boundaries.

3.3 セル成長速度論

v と λ の実験的に決定された速度論的パラメーターを用い、不連続析出の速度論的解析を通して、偏析因子を s 、粒界の厚さを δ 、粒界拡散係数を D_b として $s\delta D_b$ を見積もることができる^{4,9)}。本研究では、これまでに報告されているモデルを用い $s\delta D_b$ を計算し、速度論的解析を行った。Turnbull モデル¹⁰⁾によると、

$$s\delta D_b = \frac{x_0}{x_0 - x_1} v \lambda^2 \quad (1)$$

と表すことができる。ここで x_0, x_1 はそれぞれ最初の合金中の Be の濃度および α 相中の Be の平衡濃度である。各温度での x_1 は以前に報告された値¹¹⁾を用いた。Aaronson-Liu モデル¹²⁾では $s\delta D_b$ は次式のように与えられている。

$$s\delta D_b = \frac{x_2 - x_0}{4(x_2 - x_1)} v \lambda^2 \quad (2)$$

ここで x_2 は γ 相中の Be の平衡濃度(0.485¹¹⁾)である。また、Petermann-Hornbogen モデル¹³⁾では、

$$s\delta D_b = \frac{RT}{-8\Delta G} v \lambda^2 \quad (3)$$

となる。 R は気体定数である。 ΔG は Gibbs の自由エネルギー

一の全体の変化による不連続析出の駆動力であり、次式のよう
に表すことができる。

$$\Delta G = \Delta G_c + \Delta G_\sigma \quad (4)$$

不連続析出における α_0 から α と γ に分解する際の化学的自
由エネルギー ΔG_c は、理想溶体を仮定すると、

$$\Delta G_c = -RT \left[x_0 \ln \frac{x_0}{x_1} + (1-x_0) \ln \frac{1-x_0}{1-x_1} \right] \quad (5)$$

で与えられる⁴⁾。 ΔG_σ はラメラ間の界面エネルギーであり、

$$\Delta G_\sigma = \frac{2\sigma V_m}{\lambda} \quad (6)$$

と表せる⁴⁾。 V_m は α_0 相のモル体積であり、文献¹⁴⁾を使って
 $7.0 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ と計算される。 Cu-Be 合金の α/γ 界面エ
ネルギー σ の値は報告されていないため、通常 Cu 合金にお
いて採用される粒界エネルギーの値、 0.4 J/m^2 ¹⁵⁾を用いた。

$s\delta D_b$ の温度依存性は、次のアレニウスの関係で表すこと
ができる⁴⁾。

$$s\delta D_b = (s\delta D_b)_0 \exp(-Q_b/RT) \quad (8)$$

ここで Q_b は粒界拡散の活性化エネルギーであり、 $(s\delta D_b)_0$
は前指数項である。 Fig. 8 に各モデルより求めた 31° ねじれ
粒界における $s\delta D_b$ 値のアレニウスプロットを示す。 いずれ
のモデルにおいても、実験点は直線上によくのっている。 他
の粒界でも直線を引くことができ、その傾きから Q_b 値を決
定した。

Fig. 9 と 10 はそれぞれ対称傾角粒界とねじれ粒界について
 Q_b 値を方位差に対して示したものである。 どちらの粒界の
場合も、各モデルより得られた Q_b 値は同様な方位差依存性
を示しており、例えば Turnbull モデルによる Q_b 値は対称
傾角粒界では $(1.1 \sim 1.6) \times 10^5 \text{ J/mol}$ の間で、ねじれ粒界で
は $(1.2 \sim 1.5) \times 10^5 \text{ J/mol}$ の間で変化している。 Cahn¹⁶⁾ や
Shapiro-Kirkaldy¹⁷⁾ モデルから得られた Q_b 値もこれらの値
とほぼ一致しており、 Q_b - θ 曲線の形状も類似していた。 また
Fig. 4 と 5 の v - θ 曲線のカスプの位置に、 Fig. 9 と 10 の
 Q_b - θ 曲線のピークが存在し、いずれの粒界においてもよい
対応関係が見られる。 Tsubakino ら⁷⁾ は Cu-(0.93~2.14)
mass%Be 合金多結晶を使い、 Turnbull¹⁰⁾、 Aaronson-Liu¹²⁾、
Cahn¹⁶⁾ モデルを用いて Q_b 値を求めたが、その値は $(1.2 \sim$

$1.3) \times 10^5 \text{ J/mol}$ であり、 Fig. 9 と 10 の Q_b 値の間にある。 本
研究における Q_b 値は Cu 中の Be の体積拡散の活性化エネ
ルギーの値、 $2.0 \times 10^5 \text{ J/mol}$ ¹⁸⁾と比べて小さい。 さらに Fig.
9 と 10 を比較すると、一般にねじれ粒界における Q_b 値は対
称傾角粒界の場合より大きな値であり、 Fig. 4 と 5 の比較か
ら得られる、ねじれ粒界の方がセル成長速度が遅いという結
果と対応する。

4. 考 察

4.1 潜伏期間と成長速度

Fig. 4 から 7 に見られるように、2 種類の粒界におけるい
ずれの場合も、 v - θ 曲線のカスプの位置と τ - θ 曲線のピーク
の位置が対応している。 いずれの粒界においても、 v - θ 曲線
のカスプの位置と τ - θ 曲線のピークの位置が、これまで報告
されている Cu 粒界エネルギー γ - θ 曲線^{19,20)}のカスプの位置
とよく一致している。 傾角粒界の γ - θ 曲線¹⁹⁾には $\theta = 28^\circ$ 、
 37° 、 53° 、 62° 、 74° に、ねじれ粒界の γ - θ 曲線²⁰⁾には $\theta = 13^\circ$ 、
 23° 、 28° 、 37° 、 44° にカスプが存在する。 したがって、原子配
列の乱れた粒界エネルギーの大きい粒界ほどセル形成と成長

Fig. 9 Activation energy Q_b values for boundary diffusion obtained using the T, A-L and P-H models, plotted against the misorientation angle θ for [001] symmetric tilt boundaries.

Fig. 8 Arrhenius plots of the $s\delta D_b$ values obtained by the models of Turnbull (T), Aaronson and Liu (A-L), and Petermann and Hornbogen (P-H) for 31° twist boundary.

Fig. 10 Activation energy Q_b values for boundary diffusion obtained using the T, A-L and P-H models, plotted against the misorientation angle θ for [001] twist boundaries.

が速いと言える。

一般に、不連続析出はまず結晶粒界にセルが核生成し、その後先進粒界の移動を伴って進展する。セルの核生成機構の一つとして、Tu と Turnbull²¹⁾ による pucker 機構がよく知られている。セル内の組織観察およびセル内の析出相の結晶構造⁹⁾ から推定して、本合金もこの機構があてはまると考えられる。この機構の場合、ほぼ平衡濃度に近い溶質原子に富む相がまず粒界に析出する。そのような粒界析出はランダム粒界では容易に起こり、3 や 5 のような Σ 値の低い粒界では困難であることが多くの研究者によって報告されている²²⁻²⁵⁾。 Σ 値の低い粒界ほど格子の対応性がよく、一般にエネルギーが低いと仮定されている。粒界析出の核生成速度は理論的には粒界エネルギーの増加関数である。また、低エネルギーあるいは低 Σ 値の粒界は移動が起こりにくいとされている^{26,27)}。したがって、不連続析出の核生成と成長は粒界エネルギーの大きい粒界では容易に生ずることが期待できる。実際、本研究の場合も上述のようにこのことが成立している。

次に、対称傾角粒界上のセル形成と成長がねじれ粒界に比べて容易に起こる理由について検討する。上述のように、本合金のセルの核生成は pucker 機構によって起こると考えられ、この機構では第 2 相析出物が粒界上にまず形成される。粒界析出は、理論的には粒界エネルギー、溶質原子の粒界拡散等の因子に影響を受け、これらが大きいほど促進されることになる²⁸⁾。 Monzen らは、Cu[011]対称傾角および[001]ねじれ粒界上の BCCFe-Co 粒子の析出について調べ、一般にねじれ粒界上の粒子密度は傾角粒界に比べ低いことを見出した²⁵⁾。 Mori らは Cu[001]対称傾角粒界¹⁹⁾とねじれ粒界の粒界エネルギー²⁰⁾を測定したが、両者の間には本質的な違いは認められない。他方、Biscondi²⁹⁾は Al[001]対称傾角粒界よりねじれ粒界の方が一般的に Zn の拡散性が低いことを報告した。ねじれ粒界の方が拡散性が低いことは、Fig. 9 と 10 の比較から得られる結果と一致する。また、Fig. 9 と 10 の Q_b 値は Cu 中の Be の体積拡散の活性化エネルギーの値と比べて小さいため、本合金のセル成長はセル先進粒界上の Be の粒界拡散によって律速されることが考えられる。以上のことから、ねじれ粒界の方がセル形成と成長が生じ難いという本研究結果が理解される。

4.2 活性化エネルギーと前指数項の方位差依存性

Fig. 9 の Q_b の方位差依存性は、今までに報告されている Al[001]対称傾角粒界に沿った Zn³⁰⁾、Cu 粒界への Bi³¹⁾ の拡散の方位差依存性とはかなり同じ傾向を示す。例えば、Aleshin ら³⁰⁾は $\theta=10\sim45^\circ$ を持つ Al 粒界での Zn の拡散性を測定し、 $\theta=23.5^\circ, 28.5^\circ, 37.0^\circ$ で極小を見出している。一方、Biscondi²⁹⁾、Upthegrove と Sinnott³²⁾、Ma と Balluffi³³⁾ により報告されている拡散性- θ 曲線は単調であり、明瞭なカブを示さない。

[001]ねじれ粒界上の拡散に及ぼす方位差の効果についても Biscondi によって報告されており²⁹⁾、Fig. 10 の結果と部分的に類似点が見られる。 Biscondi は Al[001]ねじれ粒界上の Zn の拡散性を調査し、 $\theta=23^\circ(\Sigma 13A)$ と $\theta=44^\circ(\Sigma 29A)$

Fig. 11 $(s\delta D_b)_0$ values obtained using the T, A-L and P-H models, plotted against the misorientation angle θ for [001] symmetric tilt boundaries.

Fig. 12 $(s\delta D_b)_0$ values obtained using the T, A-L and P-H models, plotted against the misorientation angle θ for [001] twist boundaries.

付近にカブを見出しており、同様な方位差付近で Fig. 10 にピークが観察される。

直感的にはエネルギーの高い粒界ほど原子配列は乱れており、粒界拡散が速くなると考えられる。実際 Fig. 9 と 10 の曲線のピークの位置は、これまでに報告されている Cu[001]対称傾角粒界¹⁹⁾、[001]ねじれ粒界の粒界エネルギー²⁰⁾のカブの位置と良く一致している。したがって、粒界エネルギーの大きい粒界ほど小さな Q_b 値を持ち、粒界拡散性が高いと結論される。

Fig. 11 と 12 に対称傾角粒界およびねじれ粒界について 523 K での $(s\delta D_b)_0$ の値を θ に対して示す。これらの曲線にも、 Q_b - θ 曲線と同様な方位差でピークが存在し、 Q_b 値が大きいほど $(s\delta D_b)_0$ 値が大きくなっている。他の時効温度においても同様な $(s\delta D_b)_0$ - θ 曲線が得られた。また、対称傾角粒界に比べ、ねじれ粒界の方が $(s\delta D_b)_0$ 値が大きい。

粒界拡散機構が原子空孔型であるならば、Balluffi³⁴⁾によれば $(s\delta D_b)_0 \propto \exp \{(\Delta S_i + \Delta S_m)/R\}$ と表される。ここで ΔS_i は空孔形成エントロピー、 ΔS_m は空孔移動エントロピーである。また、Shewmon³⁵⁾によれば、実験的に $\Delta S_i + \Delta S_m \propto Q_b/T_m$ の関係が成立する。ここで T_m は融点である。これら

の式から, Q_b 値が大きくなると $(s\delta D_b)_0$ 値も大きくなることとわかる. このことは実際に, Fig. 9 と 11 および Fig. 10 と 12 においても成立している.

5. 結 言

本研究では, [001] 対称傾角粒界および [001] ねじれ粒界を持つ Cu-0.75 mass%Be 合金双結晶を 523~698 K の温度で時効し, 不連続析出の方位差依存性を調査した. 得られた結果は以下のように要約される.

(1) 各時効温度でセル成長速度が一定である. セル内析出物の層間隔は温度の上昇とともに増加する. 対称傾角粒界上のセル形成と成長は, ねじれ粒界に比べ容易に起こる. 対称傾角粒界およびねじれ粒界の 2 種類の粒界のいずれの場合も, セル形成の潜伏期間 τ -方位差 θ 曲線のピークの位置とセル成長速度 v - θ 曲線のカスプの位置は, 粒界エネルギー γ - θ 曲線のカスプの位置と一致している. 原子配列の乱れた粒界エネルギーの大きい粒界ほど, セル形成と成長は容易である.

(2) Turnbull¹⁰⁾ モデルのような幾つかのモデルを用いてセル成長の速度論的解析により粒界拡散係数を決定した. 粒界拡散の活性化エネルギー Q_b の値はモデルによって多少異なるが, Cu 中の Be の体積拡散の活性化エネルギー, 2.0×10^5 J/mol より小さい値である. 例えば Turnbull モデルより算出された対称傾角粒界における Q_b 値は方位差に依存しており, $(1.1 \sim 1.6) \times 10^5$ J/mol である. 2 種類の粒界のいずれにおいても, 粒界拡散性と粒界エネルギーには密接な相関関係がある. すなわち, 粒界エネルギーの大きな粒界ほど Q_b 値と前指数項の値は小さく, 粒界拡散が起こりやすい.

北陸先端科学技術大学院大学の大塚信雄教授には電子顕微鏡の使用に便宜を計っていただいた.

文 献

- 1) M. Frebel and J. Schenk: Z. Metallk., **70**(1979), 230-240.
- 2) M. Miki, T. Yamasaki, N. Ueyama and Y. Ogino: J. Japan Inst. Metals, **53**(1989), 388-392.
- 3) T. Shibayanagi, Y. Kitazume and S. Hori: J. Japan Inst. Metals, **54**(1990), 131-138.
- 4) I. Kaur, Y. Mishin and W. Gust: *Fundamentals of Grain and Interphase Boundary Diffusion*, 3rd Ed., John Wiley & Sons, Chichester, (1995), pp. 307-377.
- 5) I. Manna, W. Gust and B. Predel: Scripta Metall. Mater., **24**(1990), 1635-1640.
- 6) I. Manna, J. N. Jha and S. K. Pabi: J. Mater. Sci., **30**(1995), 1449-1454.
- 7) H. Tsubakino and R. Nozato: J. Japan Inst. Metals, **43**(1979), 42-48.
- 8) H. Tsubakino, R. Nozato and A. Yamamoto: Mater. Sci. Tech., **9**(1993), 288-294.
- 9) D. B. Williams and E. P. Butler: Inter. Metals. Rev., **26**(1981), 153-183.
- 10) D. Turnbull: Acta Metall., **3**(1955), 55-63.
- 11) T. B. Massalski (Editor-in chief): *Binary alloy phase diagrams A.S.M. International*, Materials Park, Ohio, (1992), p. 645.
- 12) H. I. Aaronson and Y. C. Liu: Scripta Metall., **2**(1968), 1-7.
- 13) J. Petermann and E. Hornbogen: Z. Metallk., **59**(1968), 814-822.
- 14) H. Tanimura and G. Wassermann: Z. Metallk., **25**(1933), 179-181.
- 15) M. C. Inman and H. R. Tipler: Met. Rev., **8**(1963), 105-167.
- 16) J. W. Cahn: Acta Metall., **7**(1959), 18-28.
- 17) J. M. Shapiro and J. S. Kirkaldy: Acta Metall., **16**(1968), 579-585.
- 18) R. L. Fogel'son, Y. A. Ugay, A. V. Pokoyev, I. A. Akimova and V. D. Kretinin: Phys. Meta. Metallog., **35**(1973), 176-178.
- 19) T. Mori, T. Ishii, M. Kajihara and M. Kato: Phil. Mag. Lett., **75**(1997), 367-370.
- 20) T. Mori, H. Miura, T. Tokita, J. Haji and M. Kato: Phil. Mag. Lett., **58**(1988), 11-15.
- 21) K. N. Tu and D. Turnbull: Acta Metall., **15**(1967), 369-376.
- 22) P. N. T. Unwin and R. B. Nicholson: Acta Metall., **1**(1969), 1379-1393.
- 23) E. P. Butler and P. R. Swann: Acta Metall., **24**(1975), 343-352.
- 24) P. Czurratis, R. Kroggel and H. Löffler: Z. Metallk., **79**(1988), 307-312.
- 25) R. Monzen, K. Kitagawa, M. Kato and T. Mori: J. Japan Inst. Metals, **54**(1990), 1308-1313.
- 26) J. W. Rutter and K. T. Aust: Acta Metall., **13**(1965), 181-186.
- 27) E. M. Fridman, C. V. Kopecky and L. S. Shvindlerman: Z. Metallk., **66**(1975), 533-538.
- 28) D. Turnbull: Solid State Physics., **3**(1956), 225-306.
- 29) M. Biscondi: *Physical Chemistry of the Solid States, Applications to Metals and Their Compounds*, Ed. by P. Lacombe, Amsterdam, Elsevier, (1984), pp. 225-239.
- 30) A. N. Aleshin, B. S. Bokshtein and L. S. Shvindlerman: Sov. Phy. Sol. State, **19**(1977), 2051-2055.
- 31) S. Yukawa and M. J. Sinnott: Trans. Amer. Inst. Mining Eng., **215**(1959), 338-340.
- 32) W. R. Upthegrove and M. J. Sinnott: Trans. Amer. Soc. Metals, **50**(1958), 1031-1046.
- 33) Q. Ma and R. W. Balluffi: Acta Metall., Mater., **41**(1993), 133-141.
- 34) R. W. Balluffi: Metall. Trans., **A13**(1982), 2069-2095.
- 35) P. G. Shewmon: *Diffusion in Solids*, McGraw-Hill, New York, (1963), p. 44.