V. 結 論

銅および銅合金の過冷凝固組織を観察し、過冷溶湯中を成長するデンドライトの形態やその形態と結晶粒度との関係、その後の冷却条件によるデンドライト枝の粗大化の様相を研究した。そして、以下のような結論を得た。

(1) 過冷溶湯中を成長するデンドライトの一般的成長形態は2次枝・3次枝を伴い、全体としては円錐状をなすものである。そして、高過冷度になると形態の変化が生じ、ロッド状のデンドライトが核発生源より等方的に成長していく。

(2) 小過冷度域で生成される微細粒は上記のデンドライトの溶断によるものであり、中過冷度域における粗大粒は上記のデンドライトにより形成されている。そして、Cu-10 wt% Ni 合金などで見られる高過冷度域の微細粒は、主としてロッド状デンドライトの等方的成長によるものである。

(3) 過冷凝固の際の過冷回復後のデンドライト枝の粗大化は粒界近傍の3次枝・4次枝において生じ、一方向凝固の場合と同じくその部分凝固時間のほぼ4乗に比例する。

文 献

- (1) J. Fehling and E. Scheil : Z. Metallk., **53**(1965), 1022.
- (2) D. Turnbull and R. E. Cech : J. Appl. Phys., **21**(1950), 804.
- (3) J. L. Walker : *Physical Chemistry of Process Metallurgy*, Part 2, G. R. St. Pierre, Ed., Interscience Publishers, New York, (1961), 845.
- (4) G. L. F. Powell and L. M. Hogan : Trans. Met. Soc. AIME, **242**(1968), 2133.
- (5) G. L. F. Powell and L. M. Hogan : Trans. Met. Soc. AIME, **245**(1969), 407.
- (6) L. A. Tarshis, J. L. Walker and J. W. Rutter : Met. Trans., **2**(1971), 2589.
- (7) B. L. Bramfitt : Met. Trans., **1**(1970), 1987.
- (8) 大橋徹郎, 広本 健, 藤井博務, 塗 嘉夫, 浅野 鋼一 : 鉄と鋼, **62**(1976), 614.
- (9) R. J. Schaefer and M. E. Glicksman : Trans. Met. Soc. AIME, **239**(1967), 257.
- (10) 大野篤美, 茂木徹一, 長井憲一 : 金属学会誌, **40**(1976), 251.
- (11) 梅田高照, 松山隼也, 村山裕一, 梶山正孝 : 鉄と鋼, **63**(1977), 441.
- (12) T. F. Bower, H. D. Brody and M. C. Flemings : Trans. Met. Soc. AIME, **236**(1966), 624.
- (13) T. Z. Kattamis, J. Coughlin and M. C. Flemings : Trans. Met. Soc. AIME, **239**(1967), 1504.
- (14) 梶山正孝, 梅田高照, 児玉英世 : 鋳物, **46**(1974), 116.
- (15) 鈴木俊夫 : 学位論文, 東京大学, (1977).
- (16) G. A. Colligan and B. S. Bayles : Acta Met., **10**(1962), 895.
- (17) W. W. Mullins and R. F. Sekerka : J. Appl. Phys., **34**(1963), 323.

炭素の拡散によって Ni 単結晶に形成される転位組織

高田佐太一* 佐久間健人** 西 沢 泰 二**

Sadakazu Takada, Taketo Sakuma and Taiji Nishizawa : Electron Microscopy Study of Dislocation Structure Formed by the Diffusion of Carbon in Nickel Single Crystals.

The dislocation structure resulting from the diffusion of interstitial carbon in nickel single crystals has been studied by means of electron microscopy. The randomly distributed dislocations accommodating the lattice parameter gradients are observed in the diffusion zone. The results of Burgers vector determination have revealed that a great part of dislocations and their Burgers vectors exist on slip planes. The dislocation structure is quite different from that in substitutional diffusion. This difference is associated with the mechanism of dislocation motion at the diffusion temperature. In the case of interstitial diffusion, the dislocations are likely to transfer by the glide mechanism in the early stages of diffusion. Detailed studies on the change in dislocation structure with diffusing time have made it clear that the annihilation of the dislocations does not occur immediately after the disappearance of the concentration gradient.

(Received January 17, 1977)

* 東北大学大学院 (Graduate School, Tohoku University, Sendai)

** 東北大学工学部金属材料工学科 (Department of Materials Science, Faculty of Engineering, Tohoku University, Sendai)

I. 緒 言

結晶内における不純物拡散あるいは相互拡散に際しては、溶質原子濃度勾配に起因して転位が導入され、拡散層には特有な転位組織が観察されることが報告されている^{(1)~(10)}。置換型合金についての従来の研究結果によれば、濃度勾配の大きい領域に見られる転位組織は、拡散層に存在する格子定数勾配が主因となっていることが明らかにされている⁽¹¹⁾⁽⁸⁾。また、置換型拡散の場合には、拡散層内で Kirkendall 効果に起因した転位の移動もしくは形成も起っているであろうことが古くから予測されているにもかかわらず⁽¹¹⁾⁽¹²⁾、現在までのところ、この予測は実験的に確認されるには至っていない。したがって、相互拡散現象と転位組織との係わり合いを明らかにするためには、今後さらに多くの研究の積み重ねが必要であるといえる。

一方、侵入型拡散においては、Kirkendall 効果は起らないものと考えられており、置換型拡散におけるよりも転位組織の理解が容易であろうと推定される。この観点にたつて、最近 Boah と Winchell は Ni-C 系の拡散過程に形成される組織をエッチピット法で調べ、拡散層の転位密度が炭素の濃度勾配の大きさを予測される理論値とよく合致することを明らかにした⁽¹³⁾。我々も同じ目的でステンレス鋼の脱炭過程に形成される転位組織を電子顕微鏡によって丹念に調べてきた⁽¹⁴⁾。その結果、侵入型拡散に際して形成される組織が置換型拡散のそれとは本質的に異なるものであることを見出した。本研究はこの点をより明確にするとともに、従来の研究では取り扱われていなかった拡散の進行に伴う組織変化を調べることを目的として Ni-C 系について拡散層の組織を詳細に検討したものである。

II. 実験 方 法

公称純度 99.9% の電解ニッケルを真空溶解して作製したインゴットを熱間鍛造、冷間圧延して、厚さ 0.25 mm の板状試料とした。この板状試料から、 $10 \times 50 \text{ mm}^2$ の寸法の試片を切り出し、真空中で 42 h 熱サイクル焼鈍を行った。熱サイクル焼鈍は温度範囲が 1173~1373 K で周期が 30 min の固定炉熱サイクル焼鈍であり、この焼鈍によって転位密度が約 $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ の単結晶が得られた。背面反射 Laue 法によって決定した各単結晶の方位を Fig.1 に示した。

Fig.1 Orientation of nickel single crystals used.

つぎに、単結晶試片を浸炭促進剤である Na_2CO_3 を 10% 含有した顆粒状活性炭素とともに一端を開放した石英管中に装入し、浸炭処理を行なった。浸炭温度はすべて 1273 K とした。浸炭処理終了後、試料は黒鉛の析出が起らない速度で冷却し、その平均炭素濃度を燃焼-クーロン測定法によって分析した。また、試料内における炭素濃度の分布曲線を硬さの測定から間接的に評価した。硬度測定は島津 M 型微小硬度計を用い、荷重 25 g で行なった。Fig.2 は硬度と Ni 中の炭素濃度の関係を示したものである。Ni-C 合金についての固溶強化の研究によれば、降伏応力と炭素濃度の間にはほぼ比例関係が成り立つことが明らかにされている⁽¹⁵⁾。この事実を考慮に入れて、本研究では Fig.2 に示した直線をもとに浸炭試料の濃度プロファイルの評価した。

Fig.2 Micro-Vickers hardness as a function of carbon content in nickel single crystals.

透過電子顕微鏡観察は浸炭試料の種々の深さの断面で行なった。この際の任意の深さの領域から薄膜を作製する方法は前報⁽¹⁴⁾と同様に、片面を絶縁塗料でコーティングしてから目的の厚さまで化学研摩したのち、塗料をはがして電解研摩を行なった。化学研摩には 95% HNO_3 -5% H_2SO_4 溶液を用い、電解研摩は 293 K の 60% H_2SO_4 -40% H_2O 溶液中で電圧 5~6 V、電流密度 $0.6 \sim 0.8 \text{ A/cm}^2$ の条件で行なった。薄膜は 2 軸傾斜可能なサイドエントリーゴニオメーターを取り付けた JSEM-200 型電子顕微鏡を用い、加速電圧 200 kV で観察した。

拡散層内の転位のバーガースペクトルの決定はコンピューターシミュレーション法⁽¹⁶⁾によった。計算にあたっては東北大学大型計算機センターの NEAC-200-MODEL 700 を使用した。

III. 結果および考察

1. 炭素濃度プロファイル

浸炭試料の横断面における硬度測定結果から Fig.2 の

直線を使って炭素濃度プロファイルの評価した結果の一例を Fig.3 に示した。ここで、黒丸は硬度測定によって求めた実測値を示し、実線は板状試料に両面から拡散が進行した場合の溶質原子濃度を与える次式⁽¹⁷⁾により計算されたものである。

$$C(z, t) = C_S \left[1 - \left(\frac{4}{\pi} \right) \exp \left\{ - \frac{\pi^2 D_C (t - t_0)}{4 h^2} \right\} \cos \left(\frac{\pi z}{2 h} \right) \right] \quad (1)$$

ここで、 C_S は表面炭素濃度、 D_C はニッケル中の炭素の拡散係数で 1273 K で $2.7 \times 10^{-11} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ⁽¹⁸⁾、 t は浸炭時間、 t_0 は試料を炉中に挿入してから浸炭開始までの潜伏時間、 $2h$ は試料の厚さ、 z は拡散方向を表わす。Fig.3 に示された実線は式 (1) において、 $C_S = 0.20 \text{ wt}\%$ 、 $t_0 = 120 \text{ s}$ として計算したものであり、実測値と比較的よく一致していることが分る。

Fig.3 Carbon concentration profile obtained by carburizing a nickel single crystal at 1273 K for 5 min.

Fig.4(a) は化学分析によって求めた試料の平均炭素濃度と浸炭処理時間との関係を整理したものである。この図から十数分程度の浸炭処理によって試料の炭素濃度がほぼ平衡値⁽¹⁹⁾になっていることが知られる。ところで、炭素濃度プロファイルが式 (1) で与えられる場合には、試料の平均炭素濃度 $\bar{C}$ は次式で記述される。

$$\begin{aligned} \bar{C} &= \left(\frac{1}{2h} \right) \int_{-h}^h C dz \\ &= C_S \left[1 - \left(\frac{8}{\pi^2} \right) \exp \left\{ - \frac{\pi^2 D_C (t - t_0)}{4 h^2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

したがって、 $\ln(\pi^2/8) (1 - \bar{C}/C_S)$ と $(t - t_0)$ との間には直線関係が成り立つことになる。Fig.4(b) は本研究で得られた実測値がほぼこの関係を満足することを示している。また、この直線の勾配から D_C を評価すると約 $1.9 \times 10^{-11} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ の値が得られ、Ni 中での炭素の拡散係数の測定値 $2.7 \times 10^{-11} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ⁽¹⁸⁾ とよく一致している。

2. 転位組織

熱サイクル焼鈍によって得られたニッケル単結晶は転位

Fig.4 Average carbon content $\bar{C}$ as a function of carburizing time. The values of $\bar{C}$ and $-\ln(\pi^2/8) [1 - (\bar{C}/C_S)]$ are plotted against t and $(t - t_0)$ in (a) and (b), respectively.

密度が極めて低く、電子顕微鏡の視野ではごくまれに転位が観察される程度であった。一方、浸炭した試料には Photo.1 に示したように、特有の転位組織が見られた。この組織は Fig.1 の 1 の方位を有する試料に 5 min 浸炭処理した試料の深さ約 $50 \mu\text{m}$ の領域から得たものである。Photo.1 から分るように、この試料の拡散層にみられる転位は不規則に分布している。また、試料方位による組織の相違は顕著には認められなかった。これまでの研究によると、置換型拡散においては、拡散層内の転位は安定配列をとる傾向があり、拡散層特有の転位網が形成されることが報告されている^{(1)~(4)}。そして、転位配列は試料方位によって明らかに変化することが観察されている⁽³⁾⁽⁴⁾。このよう

Photo.1 A typical structure observed in the carburized specimen.

に、転位組織の特徴が侵入型拡散と置換型拡散とで異なっていることは注目すべきである。

Photo.2は Photo.1と同じ条件で作製した薄膜の別の領域を6つの異なる回折条件で撮影したものである。回折ベクトル g 、および電子線方向 B は次の通りである。

- (a) $g: 1\bar{1}1, B[5\ 4\ 9]$
- (b) $g: 1\bar{1}1, B[\bar{4}\ 5\ 9]$
- (c) $g: 200, B[0\ 50\ 57]$
- (d) $g: 200, B[0\ 25\ 71]$
- (e) $g: 200, B[0\ 5\ 17]$
- (f) $g: 020, B[3\ 0\ 50]$

(a)～(f)のように回折条件が変化することによって、転位のコントラストが明らかに変わっているのが認められる。本研究では Photo.2に示したような一連の写真をもとに、コンピュータシミュレーション法⁽¹⁶⁾によってパーガスベクトルの決定を行なった。計算に必要なパラメーターである g ベクトルおよび Bragg 条件からのズレを表わすパラメーター w は回折図形および菊池線の解析によって求め、また上述の B 、薄膜の法線方向および転位線方向 u はステレオ解析によって評価した。さらに、転位線のコントラストから薄膜の厚さを見積った。電子線の吸収係数 (ξ_g/ξ_0) および異常吸収係数 (ξ_g/ξ_0') の値はそれぞれ

Photo.2 Dislocation structure formed by carburizing a nickel single crystal at 1273 K for 5 min. The foil was obtained from the isoconcentration section at 50 μm from the surface. Six different single diffraction images for the same area are shown.

れ 0.1 であると仮定し、転位のまわりの変位ベクトル $\mathbf{R}$ を見積るためにニッケルの弾性定数として $C_{11}=2.508$, $C_{12}=1.500$, $C_{44}=1.235 (\times 10^{11} \text{ N/m}^2)$ の値を用いた⁽²⁰⁾.

Photo.3 は *fcc* 結晶の 6 つの異なるバーガースベクトルを使って計算した像を Photo.2 の A の転位の像と比較したものである。これらの像を注意深く比較検討すると、この転位のバーガースベクトルは $a/2 [101]$ であることが分る。なお、この転位の方 $\mathbf{u}$ は $[314]$ 、薄膜の法線方向 $\mathbf{F}$ は $[\bar{1}0 \ 4 \ 99]$ である。これらの結果から、転位 A は $(11\bar{1})$ 面上にある混合転位であることが知られる。拡散層

内の他の転位について、同様な方法でバーガースベクトルを決定した結果を **Table 1** にまとめて示した。この表には転位がすべり面についているか否かの判定結果を示してある。ここで、ステレオ投影によって $\mathbf{u}$ を決定する際には約 1° 程度の誤差を伴う。本研究では、ステレオ投影図上でこの誤差の範囲内にすべり面上についている方向がある場合には、それが当該の転位線の方 $\mathbf{u}$ であるとした。この表から知られるように、炭素の拡散によってニッケル単結晶に形成される転位のほとんどすべてが混合転位であり、そのうちかなりのものがすべり転位である。この結果

$\mathbf{g}$ and $\mathbf{B}$	Micrograph	Computed Image					
		$\frac{a}{2}[110]$	$\frac{a}{2}[101]$	$\frac{a}{2}[011]$	$\frac{a}{2}[\bar{1}10]$	$\frac{a}{2}[\bar{1}01]$	$\frac{a}{2}[0\bar{1}1]$
$1\bar{1}1$ $[\bar{5}49]$							
$\bar{1}1\bar{1}$ $[\bar{4}59]$							
$\bar{2}00$ $[05057]$							
$\bar{2}00$ $[02571]$							
200 $[0517]$							
020 $[3050]$							

Photo.3 Comparison between electron micrographs and computed images. The micrographs were taken with six different diffracting conditions. The computation was carried out with six possible Burgers vectors in *fcc* crystals. The micrographs are well explained by the computed images with $b=a/2 [101]$.

Table 1 The results of Burgers vector determination.

No.	<i>F</i>	<i>b</i>	<i>u</i>	Slip plane	α_0
1	[10 4 99]	<i>a</i> /2[101]	[3 1 4]	(1 1 $\bar{1}$)	0.15
2		<i>a</i> /2[101]	[3 1 4]	(1 1 $\bar{1}$)	0.15
3		<i>a</i> /2[101]	[3 1 4]	(1 1 $\bar{1}$)	0.15
4		<i>a</i> /2[101]	[9 11 9]	—	0.52
5		<i>a</i> /2[101]	[3 4 7]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.29
6		<i>a</i> /2[101]	[3 4 7]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.29
7		<i>a</i> /2[101]	[3 4 7]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.29
8		<i>a</i> /2[101]	[3 4 7]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.29
9		<i>a</i> /2[101]	[3 4 7]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.29
10		<i>a</i> /2[101]	[33 4 2]	—	0.75
11		<i>a</i> /2[011]	[1 4 3]	(1 1 $\bar{1}$)	0.16
12		<i>a</i> /2[011]	[3 4 1]	(1 1 $\bar{1}$)	0.46
13		<i>a</i> /2[110]	[3 8 5]	(1 1 1)	0.44
14	[50 $\bar{3}$ 87]	<i>a</i> /2[011]	[37 81 44]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.37
15		<i>a</i> /2[110]	[2 31 12]	—	0.67
16		<i>a</i> /2[110]	[39 31 8]	(1 1 1)	0.10
17		<i>a</i> /2[110]	[4 16 3]	—	0.50
18		<i>a</i> /2[011]	[3 8 5]	(1 1 1)	0.29
19		<i>a</i> /2[110]	[7 20 45]	—	0.65
20		<i>a</i> /2[011]	[7 4 6]	—	0.37
21		<i>a</i> /2[011]	[24 77 53]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.25
22		<i>a</i> /2[011]	[34 81 47]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.34
23		<i>a</i> /2[011]	[34 81 47]	(1 $\bar{1}$ 1)	0.34

は、以前のオーステナイト鋼の浸炭過程に形成される組織の観察結果とよく対応している⁽¹⁴⁾。本研究におけるような侵入型拡散に際して発生する応力は、拡散層内の格子定数勾配の存在によるものである。この場合には、格子ひずみは主に拡散方向に垂直な面内にその主成分を有し、パーガースベクトルおよび転位線方向がこの面内に含まれるような純粋な刃状転位によって最も有効に解放されることが指摘されている⁽²⁾。したがって、本研究で用いた薄膜方位が[10 4 99]の単結晶では、 $\mathbf{b} = a/2 [110]$ 、 $\mathbf{u} = [99 \ 99 \ 14]$ 、あるいは $\mathbf{b} = a/2 [\bar{1}10]$ 、 $\mathbf{u} = [33 \ 33 \ 2]$ という刃状転位がひずみ解放に有効であるといえる。このようなひずみ解放に有効な転位を主体とした組織が Si 結晶や Cu 合金、Fe 合金の拡散層内に認められている^{(1)~(4)(8)~(10)}。本研究結果によれば、この種の転位は観察されず、ひずみ解放にはそれほど有効ではないが、すべり面内に存在する転位が多く観察された。すなわち、侵入型拡散と置換型拡散とで形成される組織の特徴が異なっているといえる。この相違の原因は両者の拡散速度の違いに関連しているものと考えられる。置換型拡散では原子の拡散速度が小さく、濃度勾配の変化も比較的ゆっくり進行する。このような場合には、拡散層内の転位は安定配列をとる傾向を有し、転位の移動は上昇運動を主体としたものとなることが予想される^{(1)~(4)}。ところが、侵入型拡散の場合には、拡散速度が大きく、拡散の進行に伴う格子ひずみの分布の変化も急速に進むはずである。拡散層内の転位はこのような格子ひずみの分布の変化に従って結晶内へ移動していくわけで、この変化の速度が大きい場合には、少なくとも拡散の比較的前期においてすべり運動を主体とした転位の移動が起るもの

と考えられる。事実、定量的な計算によって、fcc 結晶中での炭素の拡散速度は拡散層内における刃状転位の上昇速度よりも 10 倍ないし 100 倍程度大きいことが示されており、上記の結論の妥当性が裏付けられている⁽¹⁴⁾。

つぎに、本研究で観察された転位がどの程度有効に格子ひずみを解放しているかを考えてみる。一般に、拡散層の転位密度は次式で与えられるとされている⁽²⁾。

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{\alpha} \frac{1}{a} \left(\frac{\partial a}{\partial C} \right) \left(\frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (3)$$

$$\alpha = \alpha_0 b$$

ここで、 ρ_0 は拡散処理前の試料の転位密度、 $a^{-1}(\partial a / \partial C)$ は炭素の添加による格子の膨張係数、 b はパーガースベクトルを表す。また、 α は転位のパーガースベクトルのうちの拡散方向に垂直な方向の成分を表すパラメーターであり、転位が格子ひずみの解放にどの程度有効であるかを示すものである。このパラメーターを α_0 で表示すると、この値は結晶構造によらず $0 \leq \alpha_0 \leq 1$ の値をとることになる。 $\alpha_0 = 1$ であればその転位はひずみ解放に最も有効なものであり、 $\alpha_0 = 0$ の転位は格子定数勾配に起因するひずみの解放には役立たないことになる。式(3)は転位密度が溶質原子の濃度勾配に比例することを意味しているが、後述するように、本研究によって濃度勾配が消失した後でも結晶中に転位が残存していることが明らかになった。すなわち、転位密度と濃度勾配の大きさが対応していないわけで、拡散層の転位密度の測定結果から式(3)によって α あるいは α_0 を評価するのは妥当ではない。そこで、本研究では個々の転位について $\mathbf{b}$ および $\mathbf{u}$ の決定結果をもとに α_0 を見積った。その結果は Table 1 に示されている。この結果から、いずれの転位も比較的小さな α_0 の値を有しており、平均値は 0.35 であった。置換型拡散においては、 $\alpha_0 \approx 1$ の転位を主体とした組織が形成されることが確かめられており⁽³⁾⁽¹⁰⁾、本研究結果とは明らかに異なっている。この事実も前述したような組織の相違と関連している。

つぎに、拡散の進行に伴う組織変化について述べる。固相/気相反応によって拡散が起る場合には、拡散初期に試料表面近傍で結晶中に導入された転位は、拡散の進行とともに試料内部へ移動し、最終的には反対側の表面から来た転位と合体消滅するものと考えられる。理想的には、濃度勾配が消失した段階では格子定数勾配に起因するひずみは解放されているはずであり、転位の合体消滅も完了しているものと推察される。ところが、このような予測が必ずしも正しくはないことが以下の観察によって明らかになった。Photo. 4 は 1273 K でそれぞれ 14 min, 60 min, 24 h 浸炭した試料の組織であり、観察位置はすべて試料中央部付近である。Fig. 4 から知られるように、十数分程度の浸炭により試料の炭素濃度がほぼ平衡値に達するにもかかわらず、浸炭時間 14 min および 60 min 試料には $10^7 \sim 10^8 \text{ cm}^{-2}$ の転位が存在している。一方、Photo. 4(c) に示されているように、24 h 浸炭処理した試料では転位密度が低

Photo. 4 Dislocation structures formed during diffusion of carbon. The diffusion treatment was carried out at 1273 K for (a) 14 min, (b) 60 min and (c) 24 h, respectively. The thin foils were located near the center of each specimen.

下しており、拡散処理前の試料とほとんど区別できない組織になっている。この結果は、侵入型拡散においては、濃度勾配が消失した後も転位が完全に合体消滅するまでにはかなりの時間を要することを示している。このように、転位の消滅が遅れる理由については次報で詳しく考察する。

IV. 結 言

Ni 単結晶中での炭素の拡散過程に形成される組織を調べた結果、組織の特徴が従来報告されている置換型拡散の組織と異なっていることが分った。侵入型拡散の場合には、転位は比較的不規則に分布しており、転位線およびそのパーガースペクトルがすべり面にのっているものが多いことが分った。また、拡散の進行に伴う組織変化を調べたところ、炭素濃度勾配が消失した後でもしばらくの間、結晶中に転位が残存していることが分った。この事実は、相互拡散過程においては濃度勾配の消失と同時に転位も消滅するという従来の理解が、侵入型拡散にはあてはまらないことを意味している。

終りに、本研究遂行にあたり御協力いただいた東北大学工学部 長谷部光弘氏に感謝の意を表する。

文 献

- (1) H.J. Queisser : J. Appl. Phys., **32** (1961), 1776.
- (2) S. Prussin : J. Appl. Phys., **32** (1961), 1876.
- (3) J. Washburn, G. Thomas and H.J. Queisser : J. Appl. Phys., **35** (1964), 1909.
- (4) E. Levine, J. Washburn and G. Thomas : J. Appl. Phys., **38** (1967), 81.
- (5) W. Bardsley : *Prog. in Semiconductors*, edited by A.F. Gibson, John-Wiley and Sons Inc., N.Y., **4** (1960), 155.
- (6) V.Y. Doo and R.W. Balluffi : Acta Met., **6** (1958), 428.
- (7) N.G. Ainslie, V.A. Phillips and D. Turnbull : Acta Met., **8** (1960), 528.
- (8) P.S. Ayres and P.G. Winchell : J. Appl. Phys., **43** (1972), 816.
- (9) Y.G. Nakagawa and I.G. Greenfield : Acta Met., **21** (1973), 335.
- (10) T. Sakuma, K. Yamazaki and T. Nishizawa : Scripta Met., **10** (1976), 687.
- (11) J.A. Brinkman : Acta Met., **3** (1955), 140.
- (12) Y.H. Liu and G.W. Powell : Trans. Met. Soc. AIME, **239** (1967), 998.
- (13) J.K. Boah and P.G. Winchell : Met. Trans., **6A** (1975), 717.
- (14) T. Sakuma, S. Takada, M. Hasebe and T. Nishizawa : Trans. JIM, **17** (1976), 632.
- (15) Y. Nakada and A.S. Keh : Met. Trans., **2** (1971), 441.
- (16) A.K. Head, P. Humble, L.M. Clarebrough, A.J. Morton and C.T. Forwood : *Computed electron micrographs and defect identification*, North-Holland Publ. Co., Amsterdam and American Elsevier Publ. Co., New York, (1973).
- (17) J. Crank : *The mathematics of diffusion*, Clarendon Press, Oxford, (1957), 47.
- (18) R.P. Smith : Trans. Met. Soc. AIME, **236** (1966), 1224.
- (19) M. Hansen : *Constitution of binary alloys*, 2nd edition, McGraw-Hill New York, (1958), 374.
- (20) J. de Klerk and M.J.P. Musgrave : Proc. Phys. Soc., **B68** (1955), 81.