

結晶粒界転位と粒界すべり

Grain Boundary Dislocations and Grain Boundary Sliding

石 田 洋 一*

Yoichi ISHIDA

対応粒界**1)における、粒界転位の種類についての考察²⁾をこれまですすめてきたが、最近、Gleiter³⁾らは粒界転位による粒界すべりに関する、実験的論文を発表した。そこでこの実験結果を考慮に入れて粒界すべりの機構につき、さらに考察をおこなったので報告する。詳細は前速報²⁾の結果と一緒にして近く論文として発表する。

粒界すべりが粒界転位の粒界にそった動きによって引き起こされるという考えは、すでに筆者ら⁴⁾によって提案されてきたものであるが、Gleiterらは、粒界すべりが粒界転位のすべり運動によっておこった場合を実験的に観察している点であらしい。ところで、筆者の考察²⁾によれば、対応粒界における粒界転位のバーガースペクトルは一般に隣接する両結晶粒のもつ格子転位に対して部分転位の関係にあり、格子転位のバーガースペクトルより小さい。またそのバーガースペクトルは粒界面に平行なものばかりではない。これに反し、Gleiterら³⁾はバーガースペクトルが粒界面に平行でかつ粒界面上にのった粒界転位（これを以後完全粒界転位と名づける）のみが存在すると考えている。対応粒界ではこの転位は一般に非常に大きなバーガースペクトルをもつ。たとえば図1に直線で示したのはΣ17bなる対応粒界のうち最稠密なものであるが、 $\vec{AB} = a[2\bar{2}3]$ が完全粒界転位に相当する。ちなみにこの図では黒丸と白丸はそれぞれ隣接する結晶粒の格子点であって重ねあわせることによって、対応粒界の位置や転位のバーガースペクトルを表示できるようにしたものである。転位のエネルギーはおおよそそのバーガースペクトルの二乗に比例するから、格子転位(b_L)のその $|\vec{AB}|^2/|b_L|^2 \approx 23$ 倍であり、当然いくつかの粒界転位や格子転位に分解することが予想される。たとえば、もし、一方の側の格子転位だけに分解するとしたら、図1にACBと矢印で示し、また下式で示すように4個の通常の格子転位と1個の不動転位に分解し、このうち4個の格子転位は互いの反撥力によって粒内に分散してゆくと考えられる。

$$a[2\bar{2}3] \rightarrow \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + a[00\bar{1}] \quad (1)$$

* 東京大学生産技術研究所 第4部

** Coincidence grain boundary を以後対応粒界と訳すことにする。文献1)では一応、符合粒界という訳をつけたが、すでにそれより以前に東大宇宙航空研究所の小原助教授が対応粒界という訳を与えておられたことがわかったので、以後、この訳に統一することにす。

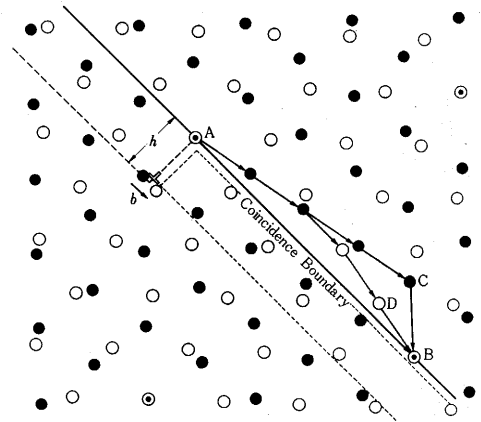


図1 Atomic relationship in the $\Sigma 17b$ coincidence boundary. Black and white circles indicate atoms of the neighboring grains in (110), superimposed for the convenience of the analysis. Double circles such as A and B are the coincidence sites. A solid line is the trace of the most densely packed coincidence boundary. A boundary dislocation b causes a step of height h in the boundary. Its gliding to right below requires atoms within the dotted line shift from black to white circles.

もちろん ADB のように両側の結晶粒内に格子転位を放出する反応も考えられる。

$$a[2\bar{2}3] \rightarrow \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + \frac{3a}{17}[2\bar{2}3] + \frac{a}{34}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}\bar{1}\bar{2}\bar{5}] + \frac{a}{34}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}\bar{1}\bar{2}\bar{5}] \quad (2)$$

ここで $a/34[\bar{1}\bar{1}\bar{1}\bar{1}\bar{2}\bar{5}]$ は隣接結晶粒の格子転位のバーガースペクトルであり、これを基準結晶粒（黒丸の格子）の方で表示したものである。 $3a/17[2\bar{2}3]$ は粒界転位である。

また比較的高温で粒界拡散のよくおこる温度では、次式のようにもっとこまかく、17個の部分転位 $b = a/17[2\bar{2}3]$ に分解してしまうであろう²⁾。

$$a[2\bar{2}3] \rightarrow \frac{a}{17}[2\bar{2}3] + \frac{a}{17}[2\bar{2}3] + \dots \quad (3)$$

17個

配列した粒界転位はそのバーガースペクトルが粒界面に平行な場合には、それが粒界面に垂直な場合とはちがいが、お互いに反撥し合う関係にあるため分散してゆく傾向をもつはずである。以上のようなエネルギー的観点から前報²⁾においては完全粒界転位の可能性を無視したので

あるが、しかし、粒界に応力が集中した場合、粒界すべりの要請からこのような巨大転位が一時的に生成することがあるかもしれない。

(3) 式で生成した粒界転位のバーカーズベクトル $b = a/17[22\bar{3}]$ は粒界面に平行ではあるが、この転位は図1に示すように高さ $h = 0.85a$ なる粒界階段の上のっていると考えられる。この転位が存在すると粒界はA点で折れ曲って鎖線上にのることになる。従ってこの転位が粒界に平行に右下方向にむかって運動する際には、図の点線内の原子は黒丸の位置から白丸の位置へ移動しなければならない。この動きは転位の芯内での再配列であり、原子の収支には関係ないので原子の拡散ほどの活性化エネルギーは必要としないであろうが、この転位のすべり変形の際のパイエルス力として作用するであろう。

同じ対応粒界でも双晶境界の場合にはこの事情は非常に異なる。図2は面心立方晶における双晶境界を图示した

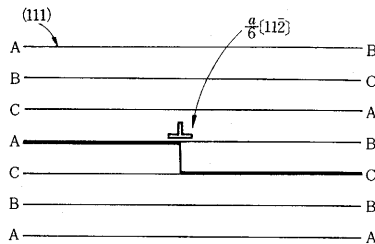


図2 A shockley partial dislocation in the twin boundary of a FCC crystal. Horizontal lines are (111) planes. AB and C on both ends indicates the way of stacking of the (111). The dislocation can slide along the boundary without any extensive atomic rearrangement. The boundary shifts by one atomic plane.

ものであるが、この場合、図1の b 粒界転位に相当するのはショックレー半転位 $a/6[11\bar{2}]$ である。この半転位が双晶境界面(111)をすべり運動すると、境界面は一原子面だけずれるが、その際に図1の b 転位が動くときのような原子の再配列は必要でない。また境界面は(111)でこの結晶系のすべり面と一致するので、この半転位のすべり運動が容易なことは周知の事実である。実はGleiterらが実験的に観察したもの(Gleiterら³⁾ Fig. 4)はこの場合ではなかったかと思われる証拠がある。たとえば、彼らの Fig. 4 において2本の粒界が平行で直線状に並び、かつその回折干渉縞の並び工合が互いに反転している事実、また Fig. 4 (C) において見られる粒内の Slip trace が両粒界に平行であることなどは、この2本の粒界が焼鈍の際に発生した1対の双晶境界であって、この境界面上を完全粒界転位(たとえば $b = a/2[10\bar{1}]$)でなく、ショックレー半転位(たとえば $a/6[11\bar{2}]$)が運動したと考えても説明が可能である。いずれの転位も(111)面上をすべるが完全粒界転位が運動する場合は通

過後も境界面に変化はない。転位のエネルギーを考慮に入れると、ショックレー半転位が運動したと考えた方が妥当と思われる。

以上の考察では、粒界を対応粒界として考えたが、そうではない場合はどうなのであろうか。たとえば Bollmann⁵⁾ が解析したような振り粒界を考えてみよう。対応粒界は一般に界面エネルギーが低く、したがって実在すると考えられるが、チョウ模様を含んだ粒界面でも低エネルギーになる場合がある。この振り粒界は、たとえば図1で粒界面を紙面に平行にとったときに相当する。この場合、BollmannのDSC格子⁵⁾によって与えられるバーカーズベクトルはすべて粒界面に平行で、かつ粒界面上にあるため、粒界面上をすべり運動することが考えられる。そのうえ積層欠陥を生じることによって半転位になる可能性もある点で対応粒界の場合と異なる。このようにチョウ模様を含む粒界面では完全粒界転位がエネルギー的に安定に存在しうる。

しかし粒界面は一般に格子転位のすべり面と異なる。金属結晶の変形の際にすべり面が限定されているということは、この面以外ではパイエルス力がずっと大きいためと考えられる。とすると、図2の双晶境界のように結晶のすべり面と粒界面が一致した場合はともかく、通常の粒界では完全粒界転位のすべり運動は低温では起らないようにおもわれる。いずれにしても粒界面は一般には曲っているから、原子の粒界拡散や粒界移動を伴わない転位の移動の程度は限られたものとおもわれる。

筆者らがFe-Mn合金を用いて実験した際にはGleiterらの観察したような電顕下の熱応力の程度では粒界転位が動いた例はなかった。また電顕内で直接加熱した場合にも、粒界転位像はすべて動くことなく次第に薄くぼけ、ついには消失してしまったことから、これら転位は実は格子転位であり、軽度の変形に伴って粒界に至ったもので、加熱により原子拡散が活発になるにしたがい、図1bのような粒界固有の転位に分解してしまったものと考えられる⁶⁾。以上のような粒界転位挙動のちがいが、実験に用いられた合金の結晶構造などのちがいによるものかどうか実験的に確かめる必要がある。

(1968年11月11日受理)

文 献

- 1) 石田, 長谷川: 生産研究20巻11号, 567 (1968)
- 2) 石田: 生産研究20巻11号, 570 (1968)
- 3) H. Gleiter et al: Acta Met. V 16, 1053 (1968)
- 4) Y. Ishida and M. Henderson-Brown: Acta Met. V. 15, 857 (1967)
- 5) W. Bollmann: Phil. Mag. V 16, 363 and 383 (1967)
- 6) Y. Ishida, T. Hasegawa and F. Nagata: Proceedings of International Conference on the Strength of Metals and Alloys, the Japan Institute of Metals, Tokyo, 504 (1967)