亜鉛の変形双晶の形成に伴う AE

栗林一彦* 岸 輝雄* 堀内 良*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 45, No. 5 (1981), pp. 449~456

Kinematical Study of Deformation Twinning in Zinc by means of Acoustic Emission

Kazuhiko Kuribayashi*, Teruo Kishi* and Ryo Horiuchi*

The effect of deformation twinning on AE in zinc single and polycrystals was evaluated quantitatively. AE observed at the stage II deformation of zinc single crystal consists of a mixture between continuous type emission and burst type emission. The former corresponds to the basal slip, and the latter to the deformation twinning. The fraction of deformation twinning to the total amount of the plastic deformation was estimated to be 0.3 on the basis of the analysis of the distribution of AE amplitudes. The AE behavior during the tensile test of zinc polycrystals could be well explained by the kinetics with respect to the multiplication and the annihilation of dislocations. Particularly the strain rate dependence of AE activity in zinc polycrystal could be well explained by the present kinematical analysis.

(Received July 17, 1980)

I. 緒 言

Acoustic Emission (AE) とは、種々の固体材料が変形、あるいは破壊する時に、外力の行なった仕事の一部が音波となって放出される過程のことであり、材料の変形、あるいは破壊の機構と密接に結びついているものと期待される⁽¹⁾。

Kaiser 効果⁽²⁾として知られている AE の不可逆性の研究以後、AE と変形の不均一性との相関⁽³⁾は Fisher と Lally⁽⁴⁾によって実験的に証明され、Gillis と Hamstad⁽⁵⁾によって定式化された。その後、これらの考え方は、Lüders 変形⁽⁶⁾、serration⁽⁷⁾等の不均一変形、さらには転位の unlocking⁽⁸⁾⁽⁹⁾、Neumann パースト⁽¹⁰⁾に対して適用されてきている。一方、理論的には Stephens と Pollock⁽¹¹⁾や Malen と Bolin⁽¹²⁾によって局所的な塑性ひずみと応力波との関係が研究されており、AE の大きさを支配するものとしては、変形量と変形域の大きさ、および変形に伴う応力の降下に要する時間 (Δt) の大小が重要であることが示されている。最近では、変形の時間変化を含む取扱により、筆者ら⁽¹³⁾によって転位モデルを導入した動的な AE 発生モデルも提案されている。これらのモデルより、材料内の局所的な変位速度、あるいは変位加速度は、AE の強度を直接的に支配していることが理解される。したがって、通常の *fcc* 純金属中の転位の移動速度⁽¹⁴⁾に比して、

桁違いに大きな伝播速度を有するある種のぜい性破壊⁽¹⁵⁾、マルテンサイト変態⁽¹⁶⁾あるいは変形双晶の形成、伝播⁽¹⁷⁾は、大きな AE の原因となることが容易に理解される。特に、変形双晶の形成、伝播はするどい AE インパルスを生じ⁽¹⁸⁾、転位の運動とともに金属の変形の機構を考える際の重要な要素となっている。しかしながら、AE に対する変形双晶の寄与を、単独に抽出して、定量的に評価した例は、ほとんど報告されていないのが現状である。本研究では、以上の点を考慮して、特に AE に対する変形双晶の効果と、転位の運動によるすべりの効果を分離して評価する手法を考察し、結晶粒度や、ひずみ速度の変形双晶の形成におよぼす影響をしらべることを主な目的としている。

II. 実験方法

用いた試験片は、平行部が $4 \times 4 \times 30 \text{ mm}^3$ の角柱状の Zn 単結晶、多結晶であり、素材は、いずれも 99.99% 以上の純度を有する電解亜鉛から溶解、圧延を経て作製された。単結晶は、高純度のアルミナ粉末を固めたいわゆるソフトモールドを用いることにより、引き上げ速度が 40 mm/h の Bridgman 法によって作製された。

AE の測定に用いられたエレクトロニクスのブロックダイアグラムは Fig. 1 に示されている。用いられた AE 変換子は PZT ($\text{PbZrO}_3 \cdot \text{PbTiO}_3$) の圧電素子から構成されており、感度は“HANSFACS”方式⁽¹⁹⁾による絶対感度較正

* 東京大学宇宙航空研究所 (Institute of Space and Aeronautical Science, The University of Tokyo, Tokyo)

Fig.1 Block diagram of the electronic set-up.

法によって測定されており、共振の中心周波数が 140 kHz 付近になるように設計されている。AE 信号は、線型増幅器により 50~70 dB 増幅された後に、比較的低周波の機械的雑音を除去する目的で 20 kHz~200 kHz の通過帯域を有するバンドパスフィルタによってろ波されている。AE 信号は、その後、実効値電圧 (AE_m)、あるいはリングダウン計数として処理され、それらの出力は、負荷荷重とともに試験片の伸びに対して X-Y₁, Y₂, Y₃ レコーダによって記録されている。エレクトロニクスシステム全体としての熱雑音 (AE_n) は、増幅器への入力信号に換算して 5.5 μV 程度に検出されるので、実効値電圧としての AE 信号 (AE_{rms}) は

$$AE_{rms} = \{(AE_m)^2 - (AE_n)^2\}^{1/2} \quad (1)$$

として求められている。AE のリングダウン計数の積分モード振幅分布は、データレコーダに収録された AE 信号を繰り返して再生することにより PHA (波高弁別器) より求められている。

III. 実験結果

1. Zn 単結晶の変形に伴う AE とその振幅分布

hcp 構造を有する Zn と Cd の単結晶、多結晶においては活動しうるすべり系は、通常は (0001)-[11 $\bar{2}$ 1] の底面すべりのみであり、柱面すべり等の高次のすべり系は、高温等の特殊な条件下以外は、一般には活動しないことが知られている⁽²⁰⁾。変形双晶は、底面すべりが容易に活動するような結晶方位では、基本的には形成されず、変形双晶の形成の確率の高い方位では、底面すべりが容易に活動するための補助的な作用をすることをにより理解される。Fig. 2 は変形双晶の形成の確率の高い結晶方位を有する Zn 単結晶の応力・ひずみ曲線と、同時に測定された AE 実効値電圧の発生パターンを示したものである。このような結晶方位においては、fcc 金属単結晶の変形において知られている変形のそれぞれの stage は明瞭ではないが、現象論的には約 4% 塑性ひずみまでの比較的加工硬化の小さな領域が stage I、それ以後の、変形双晶の形成に対応し

て応力・ひずみ曲線上に鋸歯状の段差が生じている領域が stage II と分類される。AE 実効値電圧の発生パターンも変形の各 stage に対応しており、stage I では比較的变化がすくなく、stage II では変形双晶の形成に伴うようなインパルス状の AE が観察されている。一方、Fig. 2 に示された結晶方位に比して、相対的に、変形双晶の形成の確率の低い結晶方位を有する Zn 単結晶においては、Fig. 3 に示されているように、加工硬化は小さく、AE 実効値電圧も、インパルス状の AE のすくない相対的に静かなパターンを示している。Fig. 2 に示された AE のリングダウン計数の積分モードの振幅分布は Fig. 4 に示されており、stage I と stage II では大きく異った分布形態を示している。

振幅値 V_i を有する AE のリングダウン計数の積分モード振幅分布 $I(V_i)$ は、AE 変換子の共振周波数を k_0 とすると

$$I(V_i) = k_0 \exp(-a V_i^m) \quad (2)$$

と表わされる。ただし、 a は実効値電圧に依存した係数である。 $m=2$ (ガウス分布) は連続型 AE に対応し、 $m=1/2$ は突発型 AE に対応する⁽²¹⁾。

Fig.2 AE behavior and the related stress-strain curve in zinc single crystal which has a favorable orientation for deformation twinning.

Fig.3 AE behavior and the related stress-strain curve in zinc single crystal which has an unfavorable orientation for deformation twinning.

Fig.4 Distribution of AE amplitudes in the plastic deformation of zinc single crystal.

Zn 単結晶の stage I の AE のリングダウン計数の積分モード振幅分布は、Fig.5 に示されているように $m=2$ の成分で表わされ、stage II においては、Fig.6 に示されているように $m=1/2$ の成分と $m=2$ の成分の和で表わされる。このことは、stage I では、AE は底面上の転位の比較的均一なすべり運動による連続型成分であり、stage II では、AE は上述のすべりによる連続型成分と、不均一な変形双晶の形成に伴う突発型成分との共存した状態で規定されることが考えられる。実際、グラウン管上で AE の波形を観察すると、Fig.7 に示されているように、stage I では連続型 AE であり、stage II では連続型 AE と突発型 AE の混合状態であることが理解される。

Fig.5 Distribution of AE amplitudes in the stage I deformation of zinc single crystal. The abscissa indicates the square of the threshold ($m=2$).

Fig.6 Distribution of AE amplitudes in the stage II deformation of zinc single crystal. I_{slip} and I_{twin} correspond to the components of $m=2$ and $m=1/2$, respectively. The experimental results are represented as the linear combination of the components of $m=2$ and $m=1/2$.

Zn single crystal (70 dB)

stage I

Noise

stage II

Zn polycrystal (50 dB)

Noise

Fig.7 Oscilloscope trace of AE wave due to the plastic deformation of zinc single and polycrystals.

Zn 単結晶の変形の stage II において、変形双晶の形成に伴う AE と、すべりによる AE は、それぞれ突発型 AE、連続型 AE であり、AE 波形そのもの(したがって振幅分布様式)が異なるため、Fig.6 に示されたような解析を行なうことにより、それぞれの成分の全変形に対する寄与を評価することができる。一方、多結晶の変形においては、結晶粒度、ひずみ速度、変形温度等により差異が生ずるが、一般には Fig.7 の波形写真に示されているように、変形双晶の形成に対応したそれぞれの突発型 AE は、単結晶の stage II で観察される突発型 AE よりも桁違いに大きい。したがって見掛け上はすべりによる連続型 AE は、それらの突発型 AE によってすべて遮蔽されており、Fig.8 の AE の振幅分布の図からも明らかのように、Zn 多結晶の変形に伴う AE は、見掛け上は、すべて突発型成分である。

Fig.8 Distribution of AE amplitudes in the plastic deformation of zinc polycrystal. The abscissa indicates the square root of the threshold ($m=1/2$).

2. Zn 多結晶の変形に伴う AE の結晶粒度、ひずみ速度に対する依存性

Fig.9 は種々の結晶粒度を有する Zn 多結晶の応力・ひずみ曲線と AE 挙動との関係を示している。図より明らかに AE 実効値電圧は結晶粒度に敏感であり、粒度が大きいほど大きな AE を発生している。これは変形双晶の形成を伴わない Al 多結晶の塑性変形において観察される AE の結晶粒度依存性⁽²²⁾とは逆の傾向を示しており、しかも AE の絶対的な大きさもきわめて大きいという特徴が認められる。Fig.10 は Zn 多結晶における AE 実効値電圧のひずみ速度への依存性を示している。AE 実効値電圧はひずみ速度の平方根に比例するという Zn 単結晶の stage I において観察された結果(Fig.11)とは異なり、見掛け上、AE 実効値電圧はひずみ速度の 1.3~1.5 乗に比例する結果を与えている。Fig.9 および Fig.10 に示された結果は、

Fig.9 AE behaviors and the related stress-strain curves in zinc polycrystals. (1) $d=350\mu\text{m}$, (2) $d=95\mu\text{m}$, (3) $d=40\mu\text{m}$, where d is the averaged grain diameter.

Fig.10 Plastic strain rate dependence of AE_{rms} in zinc polycrystals. (1) $d=95\mu\text{m}$ (2) $d=40\mu\text{m}$

Fig.11 Plastic strain rate dependence of AE_{rms} in the stage I deformation of zinc single crystal.

変形双晶の形成頻度が結晶粒度、およびひずみ速度の関数であることを暗示しており、結晶粒度、ひずみ速度の変化に対して敏感に影響をうけることを示唆しているものと考えられる。特にひずみ速度に対する他の多くの金属の場合とは異った依存性は、変形双晶の形成頻度が変形速度の関数であるという点で、変形双晶の形成頻度が運動学的に取り扱われる、あるいは取り扱われるべきであるということを示しているものと理解される。

IV. 考 察

1. AE の振幅分布より求めた変形双晶の形成頻度

Zn の変形の stage II における変形双晶の寄与は、AE の振幅分布を測定することにより、Fig. 6 に示された方法から推定されることが理解された。したがって、実際の問題として、変形双晶の形成頻度が AE エネルギーの相対的強度により評価されると仮定すると、変形双晶の形成による見掛けのひずみ速度は

$$\dot{\epsilon}_{\text{twin}} = \{1 - (AE_{\text{rms}}^{\text{I(slip)}} / AE_{\text{rms}}^{\text{I(slip)}})^2\} \dot{\epsilon} \quad (3)$$

で与えられる。ただし、 $\dot{\epsilon}_{\text{twin}}$ は変形双晶による見掛けのひずみ速度、 $AE_{\text{rms}}^{\text{I(slip)}}$ は stage II におけるすべりによる AE の実効値電圧、 $AE_{\text{rms}}^{\text{I(slip)}}$ は変形双晶の形成を伴わない場合のすべりのみによる AE の実効値電圧、 $\dot{\epsilon}$ は実際の塑性ひずみ速度である。AE の実効値電圧は振幅分布より $m=2$ の場合に対しては $AE_{\text{rms}} = 1/\sqrt{a}$ と与えられる⁽²¹⁾ ⁽²³⁾ ので、 $AE_{\text{rms}}^{\text{I(slip)}} = AE_{\text{rms}}^{\text{I}}$ (ただし $AE_{\text{rms}}^{\text{I}}$ は stage I における AE の実効値電圧) と仮定し、Fig. 5 と Fig. 6 の結果から式 (3) を計算すると $\dot{\epsilon}_{\text{twin}}/\dot{\epsilon} \approx 0.3$ となる。

変形双晶の形成、伝播の全変形に対する寄与を実験的に定量するには、変形双晶の体積分率の時間変化を、変形の進行と対応させながら光学顕微鏡等によって測定するのが、最も基本的であると考えられるが、Zn のような低融点金属の室温での変形においては、動的な観察以外は、回復の影響が著しく、さらに観察の不均一性をも考慮に入れるならば、測定結果にはかなりの誤差が含まれているといわざるをえない。実際問題として、変形双晶の形成、伝播の全変形に対する寄与を定量的に評価した例はすくなく⁽²⁴⁾、さらに、ひずみ速度等の変形条件の違いによる影響を問題にした例は、ほとんど報告されていない。したがって、これらの点を考慮するならば、本節に記された AE による変形双晶の寄与率の分離定量的手法は、きわめて有用なものであり、今後の多くの発展が期待される。

2. Zn の変形双晶の形成に関する運動学的取り扱い

変形双晶の形成、伝播を考えるにあたって、まずはじめに、変形双晶の発生の条件を与える転位の生成、消滅の運動学的方程式を構成する。変形は基本的には転位のすべり運動だけで記述されるとする。変形双晶は、それによって緩和されるひずみ、あるいは局所的な応力集中と等価な量の転位との仮想的な置換によって形成されたと考える。

すべりに寄与する転位の密度を $n_s(\text{m}^{-2})$ 、 λ_s を転位の消滅の頻度を表わす係数とし、転位の消滅の速度は $-\lambda_s n_s^l$ という反応速度論的な扱いによって与えられると仮定する。ここで、 l は転位の消滅の様式に依存した(反応の)次数である。変形双晶は、結晶内の局所的な応力集中を緩和するために誘起されると考えられる⁽²⁵⁾。hcp 金属においても特に軸比の大きな Zn, Cd では、実効的に活動しうるすべり系が限定されるため、交差すべりの容易な bcc 金属や積層欠陥エネルギーの高い fcc 金属に比して、多重すべりを起こすことによって局所的な応力集中を緩和することは困難である。したがって、多重すべりに代るものとして、変形双晶の形成が比較的容易に生ずるものと考えられる。局所的応力集中の概念から理解されるように、結晶粒度や変形温度等は変形双晶の形成に大きな影響を与え、特に粒界による応力緩和が期待できるような細かい結晶粒度の場合、および回復の効果の著しい高温においては変形双晶の形成は当然小さくなることが理解される。これらのことを念頭におくならば、変形双晶の形成頻度は、転位密度 n_s のみならず転位の増殖頻度 N にも依存することが期待される。つまり、転位密度がどのように大きくとも転位の増殖がない限りは、転位のバイルアップに起因した局所的応力集中は起こらず、さらに、転位の増殖速度がどのように大きくとも、マトリックス中に転位が定常的に有意な量だけ存在しない限りは、変形双晶は形成されないことになる。したがって、転位から変形双晶への量的な等価転換の速度を $f(n_s, N)$ とおくならば、 n_s の時間変化を与える運動学的方程式は

$$dn_s/dt = -\lambda_s n_s^l - f(n_s, N) + N \quad (4)$$

で与えられることになる。最も簡単な近似として $f(n_s, N)$ は n_s と N の積に比例すると仮定すると、式 (4) は

$$dn_s/dt = -\lambda_s n_s^l - \mu n_s N + N \quad (5)$$

となる。ただし $\mu(\text{m}^2)$ は、仮想的に転位が変形双晶に等価転換される時の“転位の捕獲断面積”の概念を表わす量であり、一つのすべり面上において、変形双晶に等価転換する時の臨界転位密度の逆数に比例すると考えられる。さらに Zn のような純金属の変形は室温で回復律速と考えられるので

$$\dot{\epsilon} = N b x \quad (6)$$

といういわゆる free flight motion による条件式⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾を用いることによって、転位の生成頻度 $N(\text{m}^{-2}\text{s}^{-1})$ は塑性ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ に関係づけられる。

式 (6) の右辺の b はバーガースベクトルであり、 x は 1 本の転位の生成から消滅までの間の平均移動距離である。式 (4) の右辺における l は転位の消滅の形態によって決まる定数であり、通常の実験条件において問題になるのは $l=1$ と $l=2$ の場合である。 $l=1$ は、いわゆる 1 次反応型消滅であり、それぞれの転位が独立に上昇運動によってシンクに消滅する過程に対応している。 $l=2$ は、いわゆる 2 次反応型消滅であり、同一すべり面上での正負の転位の合体消

滅の過程に対応している。通常の実験条件では $l=1$ と $l=2$ の消滅過程は共存していると考えられるが, *fcc* 純金属において観察されるように, 転位のすべり速度が上昇速度よりも十分に大きい時は $l=2$ の過程が支配的になり, 固溶体中の転位の粘性運動⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾において観察されるように, 転位の上昇速度に比して, すべり速度が相対的に小さくなるような場合は $l=1$ の過程の寄与が相対的に大きくなると考えられる。Zn においては, 基本的には交差すべりが存在しないため, Al のように積層欠陥エネルギーの大きな純金属の場合よりも, 正負の転位の合体消滅の確率は小さくなると考えられる。 $l=1$ の場合の転位の消滅の係数である λ_s は転位の平均寿命の逆数に等しく, 生成から消滅までの時間の大小に関係することになる。

式(5)にもどって, 最も簡単な場合として定常的な変形状態を考える。定常的な変形状態は $dn_s/dt=0$ で定義されるので, 定常転位密度は, 式(5)より

$$n_s = \begin{cases} N/(\lambda_s + \mu N) & \dots (l=1) \\ -\mu N + \sqrt{\mu^2 N^2 + 4\lambda_s N}/2\lambda_s & \dots (l=2) \end{cases} \quad (7)$$

と表わされる。AE 実効値電圧は変形双晶からの寄与と, すべりからの寄与の両方より決められるとすると

$$AE_{rms} = (E_{twin} + E_{slip})^{1/2} \quad (8)$$

となる。ただし E_{twin} , E_{slip} はそれぞれ変形双晶の AE エネルギー, すべりの AE エネルギーである。変形双晶の形成を伴わないような金属においては AE エネルギーは塑性ひずみ速度に比例する⁽³⁾という事実を, 変形双晶の形成とすべりの共存した状態に拡張することにより,

$$\begin{aligned} E_{twin} &= A \dot{\epsilon}_{twin} \\ E_{slip} &= B \dot{\epsilon}_{slip} \end{aligned} \quad (9)$$

と仮定することができる。ただし, A, B は変形双晶およびすべりの単位ひずみ速度あたりの AE エネルギーであり, $\dot{\epsilon}_{twin}$, $\dot{\epsilon}_{slip}$ は, それぞれ変形双晶の形成による見掛けのひずみ速度, すべりによる見掛けのひずみ速度である。変形は恒等的には式(6)で記述されるが, 定常的な変形状態においては式(6)の右辺の x の変化は小さく, $\dot{\epsilon}$ は, ほとんど N だけに依存すると考えられる。したがって, 式(5)において, 直接, 変形に寄与する項は, N の関与する $-\mu n_s N + N$ であり, それゆえ μn_s は変形双晶の全変形に対する寄与率を表わしていることになる。したがって $\dot{\epsilon}_{twin}$, $\dot{\epsilon}_{slip}$ はそれぞれ

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{twin} &= \mu n_s \dot{\epsilon} \\ \dot{\epsilon}_{slip} &= (1 - \mu n_s) \dot{\epsilon} \end{aligned} \quad (10)$$

で与えられる。式(9), (10)を用いることにより, 式(8)は

$$AE_{rms} = \{A\dot{\epsilon}\mu n_s + B\dot{\epsilon}(1 - \mu n_s)\}^{1/2} \quad (11)$$

となる。Fig. 12 は $l=1$ の場合に対して, $\mu=10^{-14}(\text{m}^2)$, $b\mu=10^{-8}(\text{m}^2)$ として, λ_s をそれぞれ $0.2(\text{s}^{-1})$, $1.0(\text{s}^{-1})$, $5.0(\text{s}^{-1})$ と変化させた時の, 式(6), (7)より求めた変形双晶の全変形に対する寄与率 μn_s を, $\dot{\epsilon}$ に対して示したものである。Fig. 13 は $l=2$ の場合に対して, $\mu, b\mu$ は同様

Fig.12 Fraction of deformation twinning μn_s , vs plastic strain rate ($l=1$).

(1) $\lambda_s=0.2 \text{ s}^{-1}$, (2) $\lambda_s=1 \text{ s}^{-1}$ and (3) $\lambda_s=5 \text{ s}^{-1}$.

Fig.13 Fraction of deformation twinning, μn_s , vs plastic strain rate ($l=2$).

(1) $\lambda_s=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, (2) $\lambda_s=1 \times 10^{-13} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and (3) $\lambda_s=1 \times 10^{-12} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Fig.14 $\partial(\ln AE_{rms})/\partial(\ln \dot{\epsilon})$ vs plastic strain rate ($l=1$). (1) $\lambda_s=0.2 \text{ s}^{-1}$ and (3) $\lambda_s=5 \text{ s}^{-1}$.

The thick and thin dotted lines correspond to the cases that $B/A=5 \times 10^{-5}$ and $B/A=5 \times 10^{-3}$, respectively.

$\partial(\ln AE_{rms})/\partial(\ln \dot{\epsilon})$ corresponds to the power exponent, i , when AE_{rms} is expressed with the asymptotic form as $AE_{rms} \propto (\dot{\epsilon})^i$.

として, λ_s をそれぞれ $1 \times 10^{-14}(\text{m}^2 \text{ s}^{-1})$, $1 \times 10^{-13}(\text{m}^2 \text{ s}^{-1})$, $2 \times 10^{-12}(\text{m}^2 \text{ s}^{-1})$ と変化させた時の μn_s を $\dot{\epsilon}$ に対して示したものである。 $l=1, l=2$ のいずれの場合にも, ひずみ速度を増加させると, 変形双晶の全変形に対する寄与率が加速度的に増加していく様子がよく示されているが, $l=1$ の場合の方が増加の程度は著しい。Fig. 14 は, $l=1$ の場合に対して Fig. 12 の結果にもとづいて式(11)より計算した AE_{rms} のひずみ速度依存性を示したものである。縦軸は, $AE_{rms} \propto (\dot{\epsilon})^i$ という冪乗則で表わした場合の見掛けの指数

$i(=\partial(\ln AE_{rms})/\partial(\ln \dot{\epsilon}))$ を示している。式(11)の計算には式(9)で定義された A, B の両者の値が必要であるが、 i の計算には B/A の値で十分である。 B/A を厳密に評価することは困難であるが、Fig.6 に示されたすべりと変形双晶の振幅分布の結果から、それぞれの寄与率を考慮に入れて計算すると $B/A \approx 7 \times 10^{-4}$ と得られる。したがって、 i の計算においては B/A の影響も検討する意味で B/A をパラメーターとし、 5×10^{-3} と 5×10^{-5} の二つの場合について計算した。図より明らかなように、 i は相対的に大きなひずみ速度においては B/A には依存せず、小さなひずみ速度において B/A に依存する傾向を示している。 i は、ひずみ速度、および用いたパラメータに依存するが最大値で1、最小値で $1/2$ となり、fcc 純金属において通常観察される $AE_{rms} \propto (\dot{\epsilon})^{1/2(3)}$ とは異っている。 $l=2$ の場合については、 i は最大値で $3/4$ 、最小値 $1/2$ となる。

上述の議論は、すべて定常変形状態に対するものであるが、式(5)には定常状態だけでなく、非定常状態の解析解も存在し、 $l=1$ に対して

$$n_s(t) = \frac{N}{\lambda_s + \mu N} \{1 - e^{-(\lambda_s + \mu N)t}\} \quad (12)$$

と与えられる。さらに実際の変形過程では、形成された変形双晶との境界面は、転位の運動に対して、結晶粒界あるいは亜結晶粒界と同等の役割を果たすことを考慮にいと変形の進行とともに事実上の結晶粒度は小さくなると考えられる。このことは式(5)において定義された λ_s, μ が、実際の変形の進行とともに変化することを意味しており、式(7)で与えられた定常転位密度 n_s は、変形の進行とともに、ゆっくりと減少することが期待される。そして、この効果は、式(12)に示された転位密度の時間変化に比して十分に小さいと仮定することにより、見掛けの減少係数 β ($\ll \lambda_s + \mu N$) を用いて

$$n_s(t) = \frac{N}{\lambda_s + \mu N} \{1 - e^{-(\lambda_s + \mu N)t}\} e^{-\beta t} \quad (13)$$

と表わされる。Fig.15 は、定常転位密度一定のもとに、それぞれのパラメーターを変化させた時の AE の発生パターンを示している。ただし $\beta = 2 \times 10^{-3} (\text{s}^{-1})$ とした。それぞれのパラメーターは $\beta \ll \lambda_s + \mu N$ の関係を満足し、さらに $t \rightarrow \infty$ で等しいで等しい転位密度を与えるように決められた。図より容易に理解されるように、AE の発生パターンは、定常転位密度が一定であっても、特に変形の初期において大きく異なり、 λ_s の値に敏感であることが理解できる。

以上の結果により、変形双晶の形成とすべりが共存する場合の変形と AE の挙動は式(5)で記述されることが理解されたが、本解析に用いられたパラメーター λ_s, μ は、種々の金属学的因子や実験条件、例えば、結晶粒度、変形温度、ひずみ速度に依存すると考えられる。その他、変形双晶の形成条件に影響を与える因子として考慮されなければならないのは結晶学的な異方性であり、Zn においては圧延方向と

Fig.15 AE profiles as a function of plastic strain, which is based upon eq.(13).

(a) $\lambda_s = 0.2 \text{ s}^{-1}$, $\mu = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$, $N/\dot{\epsilon} = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ and $\dot{\epsilon} = 4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

(b) $\lambda_s = 0.02 \text{ s}^{-1}$, $\mu = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^2$, $N/\dot{\epsilon} = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ and $\dot{\epsilon} = 4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

直角に負荷した場合に変形双晶の形成頻度が大きく、したがって大きな AE を発生させる。この結晶学的な異方性との関連性は、材料によって大きく異っており、 $c/a > 1.633$ という条件を満足する Zn, Cd においては上述のようであり、Ti のように $c/a < 1.633$ の材料では、Zn の場合と逆の傾向を示すことが知られている⁽³⁰⁾。

V. 結 論

Zn において変形双晶の形成、伝播に伴う AE の挙動に関して、種々の考察を加えることにより以下に述べるような結論を得た。

(1) Zn の変形は(底面)すべりと変形双晶の形成、伝播という二つの異った変形様式から構成されており、AE の発生パターン、および波形の観察を行なうことにより、Zn 単結晶の変形の初期(stage I)では、主としてすべりによる連続型 AE 波の成分が多く、変形の進行とともに変形双晶の形成、伝播に対応した鋭い突発型の AE 波が放出されていることが理解された。そして、それぞれの成分(連続型、突発型)の振幅分布形態の違いから、全変形に対する変形双晶の形成、伝播の寄与率を算出することが可能であり、Zn 単結晶の変形の stage II に対して適用すると、変形双晶の寄与率は約 0.3 と得られた。

(2) Zn 多結晶の変形に伴う AE に関しては、結晶粒度、ひずみ速度等によって異なるが、一般的には、単結晶の場合に比して、変形双晶の形成、伝播に伴う AE のエネルギーはすべりに伴う AE のエネルギーよりも桁違いに大きく、現象論的には測定された AE は殆ど変形双晶の形成、伝播によるものと考えられることができる。したがって、AE 活動度の変形条件による違いは変形双晶の形成頻度の違いを意味しており、逆に AE の測定結果から変形双晶の形成頻度を評価することが可能になる。本論文においては、以上の

点を考慮して、転位の生成、消滅と変形双晶の形成に関して運動学的取り扱いを構成することにより、AE活動度を半理論的に説明し、例えばAE活動度の歪速度依存性、および変形に伴うAE活動度の変化について半定量的に評価することに成功した。

文 献

- (1) K.Ono : *FUNDAMENTALS OF ACOUSTIC EMISSION*, UCLA, (1979), 167.
- (2) J.Kaiser : Arch. Eisenhütt., **24**(1953), 43.
- (3) T.Kishi and K.Kuribayashi : *FUNDAMENTALS OF ACOUSTIC EMISSION*, UCLA, (1979), 105.
- (4) R.M.Fisher and J.S.Lally : Canadian Journal of Physics, **45**(1967), 1147.
- (5) P.P.Gillis and M.A.Hamstad : Mat. Sci. Eng., **14**(1974), 103.
- (6) R.Pascual : Scripta Met., **8**(1974), 1461.
- (7) H.L.Dunegan and D.O.Harris : Ultrasonics, **7**(1969), 160.
- (8) D.R.James and S.H.Carpenter : J.Appl.Phys., **42**(1971), 4685.
- (9) T.Imanaka, K.Sano and M.Shimizu : Crystal Lattice Defects, **4**(1973), 57.
- (10) E.Siegel : Acta Met., **25**(1977), 383.
- (11) R.W.B.Stephens and A.A.Pollock : J.Acoust. Soc. Am., **50**(1961), 904.
- (12) K.Malen and L.Bolin : Phys. Status Solidi, (b), **61**(1974), 637.
- (13) K.Kuribayashi, T.Kishi, K.Ohno and R.Horiuchi : *Proceedings*, Int. Conf. AE, Anaheim, 1979, (in press).
- (14) M.Kleintges, R.Labusch, H.G.Broin and P.Haasen : Acta Met., **25**(1977), 1247.
- (15) H.C.van Elst : Trans. Met. Soc. AIME, **230**(1964), 460.
- (16) 西山善次 : マルテンサイト変態, 基本編, 丸善, (1971), p.169.
- (17) R.F.Bunshah : *DEFORMATION TWINNING*, R.E.Reed-Hill, J.P.Hirth and H.C.Rogers, Eds., Gordon and Breach, New York, (1964), p.390.
- (18) J.P.Toronchuk : Materials Evaluation/Octobar, **37**(1977), 51.
- (19) 日本溶接協会原子力研究委員会 FAE 小委員会, 昭和53年度動燃委託研究成果報告書 J225 79-02, JWES-AE-7903(1979), July pp.3-11.
- (20) E.Schmid and W.Boas : *PLASTICITY OF CRYSTALS*, F.A.Hughes & Co.Ltd., London, (1950), p.77.
- (21) 岸 輝雄, 加藤 明, 栗林一彦, 堀内 良 : 日本金属学会誌, **41**(1977), 897.
- (22) 田中 博, 岸 輝雄, 堀内 良 : 第1回AE総合コンファレンス論文集, 東京, (1977), pp.149-155.
- (23) J.Eisenblatter, P.Jax and H.J.Schwalbe : *Proceedings*, 2nd AE Symp., Tokyo, Japan, (1974), session 7, p.1.
- (24) R.E.Reed-Hill : Ref.17, p.295.
- (25) R.W.Cahn : Ref.17, p.1.
- (26) 吉永日出男, 当摩 建, 諸住正太郎 : 日本金属学会誌, **39**(1975), 626.
- (27) 竹内 伸 : 金属物理セミナー, **2**(1977), 89.
- (28) 堀内 良, 大塚正久 : 日本金属学会誌, **35**(1971), 406.
- (29) 吉永日出男 : 日本金属学会会報, **17**(1978), 414.
- (30) H.Tanaka and R.Horiuchi : Scripta Met., **9**(1975), 777.