

鋼の塑性変形挙動と音波吸収

Deformation Characteristics and Dislocation Damping of Steels and other Metals

今 中 拓 一*

Takuichi Imanaka

佐 野 謙 一**

Kenichi Sano

藤 元 克 己***

Katsumi Fujimoto

Synopsis :

The simultaneous measurement of stress, strain and attenuation in metals and alloys during plastic deformation gives quantitative information on the instantaneous density and segment length of mobile dislocations. Recent progress in both theory and experiment on dislocation damping is critically reviewed. Also, the effect of bias stress on damping and the interpretation of the damping in bcc metals are discussed.

The attenuation-changes during plastic deformation have been measured with composite piezoelectric resonator technique at 70 kHz in polycrystalline low carbon steel and stainless steel samples, and with pulse echo technique at 9 to 225 MHz in copper monocrystals. The microyield characteristics of these samples have also been investigated.

In the low carbon steel, the attenuation has remained almost unchanged in a microyield region, increasing beyond a macroscopic yield point. On the other hand, in the stainless steel, the attenuation has increased through a conspicuous peak in a microyield region. Such attenuation changes are found to be closely related to the microyield characteristics of these samples.

In copper monocrystals, the initial stage of plastic deformation has been studied both by continuous recording of attenuation changes at 27 MHz and by measurement of overdamped resonance at various steps of deformation. The frequency dependence of attenuation has been found to agree well with that calculated by the Granato-Lücke theory. The attenuation has increased through two stages, the boundary of which being a macroscopic yield point. These observations are reasonably interpreted in terms of segment length change and multiplication of mobile dislocations which participate in plastic flow.

The applicability of these experimental techniques to studies of micro-and macro-yield behaviour and low temperature ductility of steel is suggested.

1. はじめに

結晶の強度として、塑性変形に対する抵抗力を考えると、それは転位の運動と増殖に対する総

合的な抵抗力と定義できる。たとえば加工硬化の現象は、変形にともなって結晶内部に蓄えられていく、多数の転位間の相互作用により、転位の運動に対する抵抗力が増加する結果である。

一般に、変形応力 τ は経験的に

* 技術研究所珪素鋼研究室主任研究員工学博士

** 技術研究所厚板研究室研究員工学博士

*** 技術研究所次長工学博士

$$\tau_f = \tau^*(\dot{\epsilon}, T) + \tau_\mu \quad (1)$$

と書くことができる。 τ_μ は転位間の弾性的相互作用、不純物原子、析出物などにより長範囲に働く内部応力で、変形速度、温度に依存しない。 τ^* は温度、変形速度に依存し、これは摩擦力に相当するものである。この τ^* は物質固有の強さにも関連し、結晶中を運動する転位に固有の抵抗力—摩擦力—の本質と直接結びつくものであり、これを理解することは結晶塑性の最も基本的な問題の1つであろう。つまり強度がいったい何によって決まっているのかという疑問に対する答を得るきっかけになると考えられる。

金属の内部摩擦によって得られる幾多の情報のうち、金属内部の転位についての知見は、結晶塑性と直接結びついて重要である。すなわち転位の運動に対する摩擦力を直接求めることができること、および結晶の塑性変形を支配する運動転位の挙動を知ることができ、しかもそれが定量的である点に意義がある。

本報では、転位に起因する音波吸収についての理論と、実験の現状、それらの問題点および、著者らのグループで現在行なっている実験を紹介し、結晶塑性の研究分野において音波吸収の実験のもつ意義を明らかにすることを試みた。

2. 音波の共鳴吸収

転位の運動が原因となる内部摩擦の一つとしてGranato-Lückeの機構がある¹⁾。これは2点A, Bで固定された転位のセグメントをあたかも弦とみなした場合に、ちょうど弦の減衰強制振動にたとえられる(Fig. 1)。転位を固定する機構として

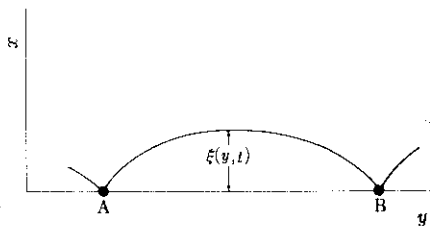


Fig. 1 Schematic dislocation displacement $\xi(y, t)$, as a function of coordinate y

は、転位の節、不純物原子、格子間原子、原子空孔などの点状欠陥との相互作用が考えられる。

すべり面 $x-y$ 面内 x 方向の転位の変位

$\xi(y, t)$ を決める式は、

$$A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = b\sigma(t) \quad (2)$$

と書ける。 A (g/cm) は転位の単位長さ当りの有効質量で $\pi\rho b^2$ (ρ は密度), $B \partial \xi / \partial t$ すなわち Bv は転位の移動速度に比例する単位長さ当りの摩擦力, C (erg/cm) は、転位としての格子欠陥を導入するに要する生成エネルギーまたは自己エネルギーで、いわば転位は張力 C (dyne) で張られた弦に相当する。右辺は交番外力の項である。この種の転位運動に基づく内部摩擦は外力の振幅の小さい領域で支配的で、内部摩擦、

$$A = \frac{\Delta W}{2W} \quad (3)$$

(W : 平均振動エネルギー, ΔW : 1周期あたりのエネルギー損失) が振幅に依存しないのが特徴である。

内部摩擦 A の振動数依存性は一般には簡単ではないが、(2)式の摩擦項 $B \partial \xi / \partial t$ に対して慣性項 $A \partial^2 \xi / \partial t^2$ が無視できるような、十分摩擦の大きい系については、単一緩和型の式

$$A(\omega) = \frac{\Delta W}{2W} = \Omega A_0 L^2 \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (4)$$

で近似される。ただし A_0 および τ はそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{8\mu b^2}{\pi^2 C} \\ \tau &= \frac{BL^2}{\pi^2 C} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

である。ここで A (cm/cm³) は単位体積当りの転位の全長 (または密度), L は転位のセグメント AB の長さ, μ は剛性率, Ω は無秩序に分布する転位に対する有効剪断応力に関する方位の補正項である。(4)式によれば摩擦のない弦振動の共鳴周波数 ω_0 よりも低い周波数 $\omega_m = 1/\tau$ で $A(\omega)$ は極大値 A_m を示す。これは摩擦力 B の存在によるもので、overdamped resonance とされるゆえんである。

$\omega \gg \omega_m$ の周波数領域では

$$A(\omega) \rightarrow A(\infty) = \frac{4\Omega\mu b^2 A}{\pi^2 B} \cdot \frac{1}{f} \quad (6)$$

ただし $\omega = 2\pi f$

$A(\infty)$ の中で未知量は B と A で、 A を最初エッチピット法、X線、電顕などで求めておけば B を決めることができ、 B が決まれば、変形中の A の増加の様子—運動転位の挙動—を知ることが可能である。しかも $\omega_m = \pi^2 C / BL^2$ であるから、同時に転位の平均セグメント長さ L の変化も知ることができる。

現在のところ、転位による共鳴吸収を測定することの意義の一つは、転位の動摩擦係数を直接に求めることができる点にある。結晶中を速度 v で運動する転位に対する摩擦力の原因として主要なものは、Peierls potential, 格子の熱振動, 不純物原子, 他の転位および他の転位を切る際に形成される点欠陥との相互作用などである。前述したように、その動摩擦係数が降伏強度や、変形応力を決定するおもな要因となることは言うまでもない。

超音波吸収の実験で試料に与えられる歪は通常非常に小さく、 $10^{-8} \sim 10^{-7}$ 程度である。運動する転位の密度を、 $A(10^5 \sim 10^6/\text{cm}^2)$, Burgers vector の大きさを、 $b(\sim 2 \times 10^{-8} \text{cm})$, 平均の運動距離を ξ , 歪を ε とすれば、

$$bA\xi = \varepsilon \quad (7)$$

であるから、 ξ は高々 $5 \times 10^{-7} \sim 5 \times 10^{-6} \text{cm}$ ということになる。このように数10原子間距離程度を振動運動する転位に対する摩擦力として重要なものは Peierls potential, 熱振動, および一様に分布している不純物原子などで、必ずしも巨視的な変形の際に問題となる摩擦力と一致しないかもしれない。後者に対しては不均一に分布する（したがって数10原子間距離程度の運動に対しては問題とならない）不純物原子の集合体（析出物とか介在物）や、他の転位との短距離相互作用（cutting）の方がより重要で、この点を明瞭に示した研究として Baker²⁾ や Fanti ら³⁾ の実験があげられよう。Fig. 2 は Fanti らの NaCl についての音波吸収の実験結果と Gutmanas ら⁴⁾ のエッチピット法によって求めた転位の易動度の実験結果を合わせて示したもので、上述の様子がよくわかる。

前述したように、音波の共鳴吸収の実験から得られるもう一つの重要性は、 $\omega_m = \pi^2 C / BL^2$ が

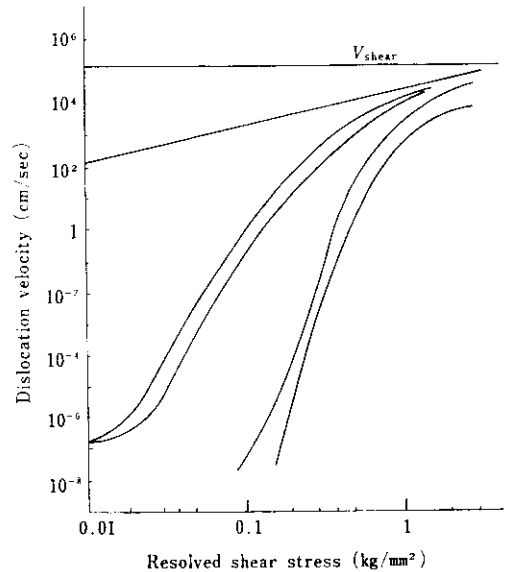


Fig. 2 Dislocation velocities as a function of applied stress in NaCl. The straight line is a linear extrapolation of ultrasonic velocities to higher stresses. The curved lines are the etch pit measurements of Gutmanas et al. (After Fanti, et al.)

ら、 B が一定の場合（変化しないという仮定が成立する場合）、たとえば変形、照射などによる転位のセグメントの長さ L の変化、転位密度の変化を知ることができる点にある。また $\omega < \omega_m$ の場合、(4)式は次のように書き換えられる。

$$\alpha(\omega) = 8.68 \times 10^{-6} \frac{4\mu b^2}{\pi^4 C} \left(\frac{B}{\pi^2 C} \right) A L^4 \omega^2, \quad \left(\frac{\text{db}}{\mu \text{sec}} \right) \quad (8)$$

その時の音速の変化は

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{4\mu b^2}{\pi^4 C} A L^2 \quad (9)$$

ただし $A(\omega) = \alpha(\omega) \pi v / \omega$, また v は音波の伝播速度である。

(8)および(9)式から

$$L = \frac{1}{2f} \left\{ \frac{10^6}{8.68} \frac{C}{B} \frac{\alpha(\text{db}/\mu \text{sec})}{\Delta v/v} \right\}^{1/2} \quad (10)$$

$$A = 8.68 \times 10^{-6} \left(\frac{\pi^4 B}{\mu b^2} \right) f^2 \left(\frac{(\Delta v/v)^2}{\alpha(\text{db}/\mu \text{sec})} \right) \quad (11)$$

が得られる。したがって、 α と音速の変化を同時

に測定すれば、 L , A の変化を求めることができる。たとえば、塑性変形中のそれらの変化を連続記録、解析して、変形中の転位の挙動を知ることが可能になる。

3. 転位に対する動抵抗

3.1 運動転位に働く摩擦係数

運動する転位はいろいろの原因によりその運動エネルギーを失う。ただ一本の直線的な転位が、それ以外にはいかなる構造欠陥 (structural defect) をも含まない完全結晶中を運動する場合でも固有のエネルギー損失がある。これが先述の Peierls potential とか格子の熱振動 (フォノン) などによるものである。ことに高速で運動する転位に働く摩擦力を生じる機構の中で、格子振動と運動転位との相互作用が最も重要なものであろう。

転位とフォノンとの相互作用の問題は、かなり以前から、理論的に多くの人々によって論じられその機構もいろいろ提出されている^{5)~8)}。Eshelby による熱弾性効果⁵⁾、Leibfried によるフォノン散乱⁶⁾、Mason によるフォノン粘性の効果⁷⁾ などである。

Eshelby の理論は、転位の運動の際には、その前面にできる圧縮領域から背面の膨張領域への非可逆な熱の流れが生じ、これが摩擦係数 B の原因となるとするものである。Mason は、転位の運動に伴う周りの応力場の伝播で、結晶格子が変形する際の時間おくれに注目し、それをフォノンによる熱エネルギーの伝達に時間を要する結果であると考えて B を計算している。Leibfried のフォノン散乱による機構は、運動転位の前面からぶつかるフォノン束のほうが後方よりぶつかるフォノン束よりも頻度が多いために、けっきょく運動転位はその運動方向と逆向きの摩擦力 $B \cdot v$ (v は転位の運動速度) を受けるというもので、 B として

$$B = \frac{aE_0}{10V_s} \quad (12)$$

を与えている。 a は格子定数、 E_0 は熱エネルギー密度、 V_s は横波の速度である。

3.2 kink によるフォノン散乱

Leibfried のフォノン散乱の理論⁶⁾ は真直な無限長の転位についてのものであるが、Peierls potential が大きい物質の場合には、転位の易動度はむしろ kink の運動によって決まるから、この kink による散乱を考えなければならない。この問題に関しては Lothe⁹⁾ や Eshelby¹⁰⁾ らがくわしい計算を行なっている。Lothe の結果では、振動する kink は大きな散乱を与える。またその特徴とするところは、この散乱で有効に摩擦を生じるのは、波長が kink の幅と同程度のフォノンであり、したがって摩擦係数 B は、 θ をデバイ温度として、 $\theta b/D$ 程度 (D は kink の幅) の低温まで温度に比例して減少する。

4. 弦モデルと kink モデル¹¹⁾

従来、転位による音波吸収は弦モデルを基に理解されてきたが、Bordoni peak¹²⁾ を説明するのに Seeger ら¹³⁾ は smooth kink pair の熱的形成を、また Brailsford¹⁴⁾ は abrupt kink の転位線に沿った運動をその機構として導入した。このことは、弦モデルの限界を示すもので、Granato-Lücke の機構¹⁾ を limiting case として含む一般的なモデルを考えなければならないことを示唆している。

一方、bcc 金属の降伏強度の温度依存性などから、bcc 金属の塑性変形は、double kink の熱的形成によって律速されていると考えられており¹⁵⁾ Peierls potential の大きい結晶では、転位を弦として取扱うこと自体にも問題がある。すなわち、基本的には bcc 金属の転位による音波吸収の機構そのものが現在のところ問題で、厳密な検討を要する。

bcc 金属にも応用できる可能性のあるものとして kink モデルによる機構がある¹¹⁾。この機構では、転位の運動を2つの素過程から成り立っていると考えられる。1つは、転位線上での kink の形成と消滅、今1つは、転位線に沿った kink の動き (lateral motion) である。転位線上の kink の密度が高く、かつ kink の形が abrupt でない場合

— smooth kink の場合 — は弦モデルと結果的に一致する。静止している転位線上の kink 密度が小さく、つまり大部分の転位線が Peierls potential の谷に沿って並んでいるような場合、kink の形成過程が Bordoni peak の原因として Seeger 達¹³⁾が考えた緩和機構に相当し、また、kink が abrupt でその密度が一定の場合には、Brailsford¹⁴⁾による機構で Bordoni peak が生じるだろう。

Seeger の機構¹³⁾では、kink の運動の活性化エネルギーは kink 対の形成の活性化エネルギーに比して非常に小さいので、もし、その機構が正しいとすれば、測定周波数に対する Bordoni peak 温度よりも低い温度では、kink 密度は一定で、もともとある kink の横方向の転位線に沿った動きが転位の運動ということになる。kink 対の形成が、Bordoni peak を支配しているとすれば、転位による音波吸収は、測定周波数の Bordoni peak 温度の上下で別々に考えなければならない。

つまり、

1. Bordoni peak 温度よりも高い場合は、弦モデルが適用できる。

2. Bordoni peak 温度よりも低い温度では、転位による音波吸収は kink の運動による。

今、外部応力を

$$\sigma = \sigma_0 \exp(i\omega t) \quad (13)$$

$\sigma_0 \ll \sigma_p$ σ_p : Peierls stress

の形で与えるとする。

さらに、

(1) 転位線上の kink の数は一定、すなわち

$$\nu_f = \nu_0 \exp\left(\frac{-E_f}{kT}\right) < \nu_{\text{stress}} \quad (14)$$

ν_f は、kink の熱的形成の頻度、 ν_0 は、attempt frequency、 E_f は kink 対の形成のための活性化エネルギー、 ν_{stress} は外部応力の周波数

(2) E_m は次の条件を満たすこと

$$\nu_{km} \geq \nu_{\text{stress}}, \quad \nu_0 \exp\left(\frac{-E_m}{hT}\right) \geq \nu_{\text{stress}} \quad (15)$$

ν_{km} は kink の熱振動の周波数

(3) kink 同志の相互作用力は Seeger と Schiller¹⁶⁾ が導出した結果を用いる。

$$f(d) = \frac{\mu b^2}{8\pi} \frac{a^3}{d^2} \beta \quad (16)$$

a : Peierls potential の谷の間隔

d : kink 間の距離

β : 定数

という3つの仮定を設け、Fig. 3に示すような転位を想定する。個々の kink の運動方程式は(17)式で与えられる。

$$m \frac{d^2 x_k}{dt^2} + B \frac{dx_k}{dt} = \sigma b a + \sum_{\ell \neq k} f(x_k - x_\ell) \quad (17)$$

m は kink の有効質量、 x_k は k 番目の kink の座標、 B は摩擦係数、 σ は外部応力である。

ここで 1) 最隣接の kink 同志の相互作用だけを考慮する、2) ℓ の長さの転位線上に n 個の kink がある、という条件を入れると、けっきょく、kink の運動による吸収係数および音速の変化として次式が得られる。

$$\alpha = \frac{\omega}{2v} \frac{8\mu a^2 b^2}{\pi^2 m} N \frac{\omega(B/m)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2(B/m)^2} \left(\frac{\text{nepers}}{\text{unit length}} \right) \quad (18)$$

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{2} \frac{8\mu a^2 b^2}{\pi^2 m} N \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2(B/m)^2} \quad (19)$$

ここで $\omega_0 = 2[\sin(\pi d_0/2\ell)](c/m)^{1/2}$ 、 v は音速 N は kink 密度である。 $c = (\mu b^2/4\pi)(a^2/d^3)\beta$ である。

上式は、Granato-Lücke の理論¹⁾と同じ周波数依存性をもっていること、および、 N が大きくなれば弦モデルと一致するという特徴を有する。しかし、弦モデルとの本質的な相異は、弦モデルの場合共鳴周波数は、 $\omega_0 = (\pi/\ell)(C/A)^{1/2}$

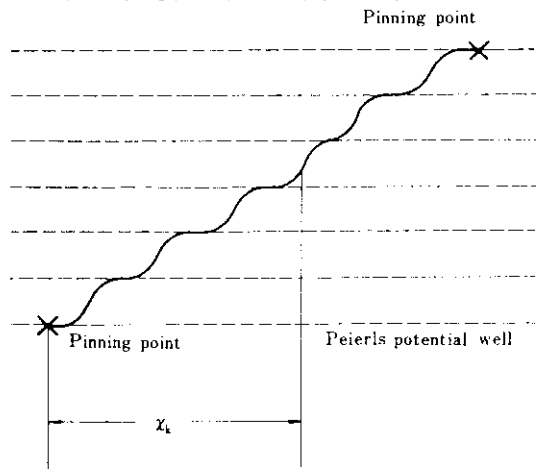


Fig. 3 The kink model of a dislocation

(A : 単位長さ当りの有効質量, $A \cong \pi \rho b^2$, ρ : 密度, C : 転位線の線張力 $C \cong 2\mu b^2$) で一義的に決まるが, kink モデルの場合の ω_0 は, 固着点間距離と kink 間距離の両方に依存する。したがって弦モデルの場合, 一般には, ω_0 は測定周波数より大きいのが普通であるが, kink モデルの場合には, kink の分布を適当にとると, ω_0 は測定周波数と同程度になる可能性がある。

5. これまでの実験結果

5.1 摩擦係数について

これまでに求められた摩擦係数 B についてのい

Table 1 Dislocation damping coefficients " B " of Cu at room temperature

Investigator	Drag coefficient " B " in dyne-sec/cm ²
Stern and Granato ^{(17)-h}	6.5×10^{-4}
Alers and Thompson ^{(17)-k}	8×10^{-4}
Thompson and Páre ^{(17)-l}	1.5×10^{-4}
Suzuki, Ikushima and Aoki ^{(17)-j}	7.5×10^{-5}
Mason ^{(17)-d}	7.8×10^{-4}
Ikushima and Kaneda ^{(17)-f}	3×10^{-4}

くつかの例を, **Table 1, 2**, および **Fig. 4** に示す⁽¹⁷⁾。イオン結晶や fcc 金属の Cu については低

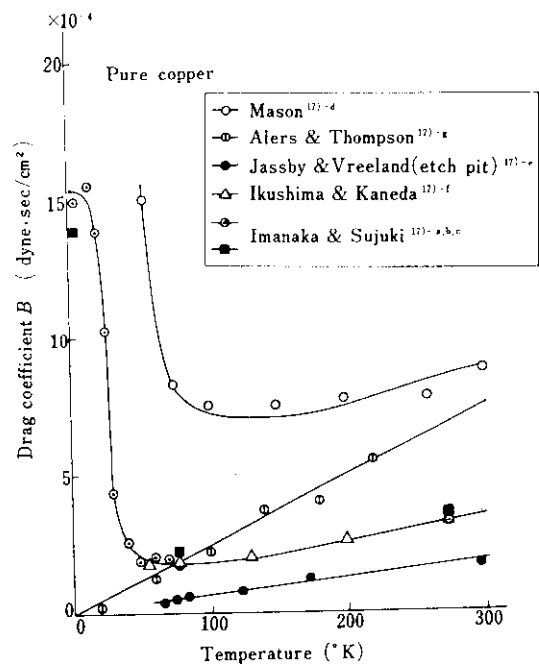


Fig. 4 Dislocation drag coefficients B as a function of temperature in Cu

Table 2 Dislocation damping coefficients " B " of various materials at room temperature

Material	Investigator	Drag Coefficient " B " in dyne-sec/cm ²
LiF	Suzuki, Ikushima and Suzuki ^{(17)-j}	1.6×10^{-3}
	Mitchell ^{(17)-k}	2.5×10^{-4}
	Fanti, Holder and Granato ^{(17)-l}	2.4×10^{-4}
	Mason ^{(17)-m}	7×10^{-4}
NaCl	Moog ⁽¹⁷⁾⁻ⁿ	$2.5-10.5 \times 10^{-4}$
	Fanti, Holder and Granato ^{(17)-l}	1.6×10^{-4}
Nb	Ikushima ^{(17)-o}	2×10^{-3} *
	Ganguly, Baker and Birnbaum ^{(17)-p}	$1.7-0.9 \times 10^{-4}$ **
Fe	Hasiguti, Igata and Shimotani ^{(17)-r}	1.5×10^{-1} ***
		2.5×10^{-1} ****
		2.1×10^{-1} *****

* O+N 10 ppm

** O+N 1000 ppm

*** C+N 0.002%

**** C+N < 0.002%

***** 3.5 at/o V

温での挙動を除いて一応の一致をみている。一方, bcc 金属については, 実験がほとんどなく, これはおおいに, 純度のよい結晶の作成が困難であったことによる。最近になってようやく, bcc 金属の塑性変形挙動の理解の一助として, 転位の性質を明らかにする目的の実験が行なわれた。

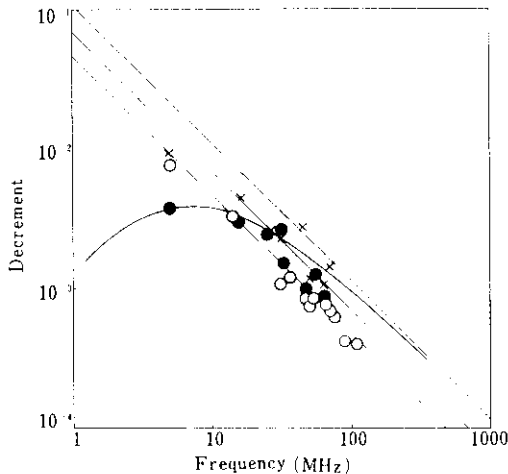


Fig. 5 Dislocation decrement vs. frequency at $\omega \gg \omega_m$ for three typical specimens
 ○, × 10 ppm (atomic) N
 ● 1000 ppm (atomic) N and
 ○ 1000 ppm (atomic) O
 Solid curve is the theoretical curve, and dashed curve is the high frequency asymptote (After Birnbaum et al.)

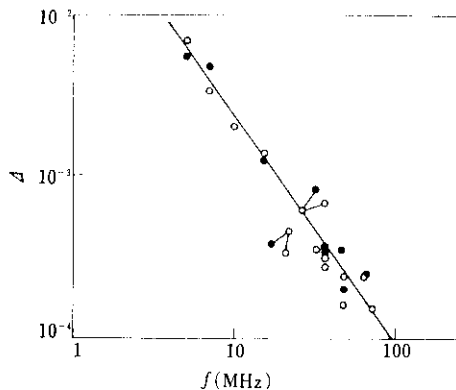


Fig. 6 Temperature dependence of dislocation decrement vs. frequency
 ○ -293°K ● -80°K (After Birnbaum et al)

しかし, 発表されているデータについても非常にまちまちである。

Fig. 5, 6 は Birnbaum ら¹⁷⁾の Nb についての実験結果で, Fig. 5 から, resonance は格子間原子の濃度に依存すること, Fig. 6 からは, 80°K から 293°K までの範囲では摩擦係数は温度に依存しないことがわかる。ごく最近, Mason ら¹⁷⁾は同じ Nb で B の温度依存性について同様の結果を得ており, それを熱伝導度に関係したフォノン粘性によるものであると説明している。さらに彼らは, 液体 He 温度近辺での実験も行なっていて, 電子摩擦の存在の可能性を指摘していることは注目値する。

ところが bcc 金属はその Peierls potential が非常に高いことから転位による音波吸収そのものが明確でない。しかし, Chambers¹⁸⁾ が指摘しているように, bcc 金属の音波吸収に転位が寄与していることは確かであるし, 歪振幅依存の吸収の原因になっていることもまた確かである。(この現象は固着点からの離脱と Peierls potential を越えて転位が運動することを意味する。)このことと, bcc 金属の塑性変形の律速過程が double kink の熱的形成であるという考え方¹⁵⁾とがどうもうまくかみ合わない。これらのことと, Granato-Lücke の弦モデルの適用性, および kink モデルの可能性ということを含めて, bcc 金属について, 転位による音波吸収の厳密な実験が今一番望まれるところである。

5.2 塑性変形中の音波吸収の測定

音波吸収, 音速の変化の測定によって, 運動転位に対する摩擦力, 運動転位密度, 転位セグメントの長さに関する情報を, また, 微小歪の測定からは, 転位が掃引した面積に関する情報を得ることができる。したがって同一試料について, これらを同時測定すれば, 塑性変形中の転位の運動についての厳密な理解が可能になるという観点から, 著者らのグループは塑性変形中に応力-歪関係と同時に, 内部摩擦, 超音波吸収や, 音速の変化を測定する技術の開発を行ってきた。

この方法によれば, 前述したように原理的には各瞬間における運動転位密度や, 転位のセグメン

トの長さ、掃引面積などの塑性変形にとって重要なパラメータを知ることができるので、塑性変形の過程を明らかにする上で、大変有力な手段であると考えられる。このような方法は、古くから多くの研究者によって行なわれている。その方法としては、振り振動法^{19)~21)}、縦振動法^{22)~27)}や、pulse-echo 法^{28)~46)}が用いられ、測定周波数としては1 Hz 前後から、300 MHz 近くにおよんでいる。

実験結果の定量的な解析が行なわれはじめたのは、1956年に Granato-Lücke¹⁾による理論が提出された後で、同年、Hikata ら³⁰⁾は Al 多結晶を用いた実験結果に対して Granato-Lücke の理論を適用して、塑性変形中の運動転位密度、セグメント長さなどを分離して示した。その後、この方法は単結晶の加工硬化機構³⁵⁾や、hcp 金属³⁹⁾、bcc 金属やイオン結晶の降伏機構^{40), 41)}や、鉄合金の靱性⁴³⁾などの研究に応用され、最近では、高速変形中の超音波吸収を測定する技術⁴⁴⁾も開発されている。しかしながら、初期の研究においては内部摩擦測定によって得られる運動転位密度や転位セグメント長さ、塑性変形を支配するそれらとの対応関係はあまり検討されていず、また Granato-Lücke の理論に含まれる運動転位に働く摩擦係数 B などのパラメータに関する知識も不足していたため、半定量的な現象論にとどまることが多かった。最近の Granato ら⁴⁵⁾の NaCl 単結晶のクリープの実験では、精密な歪測定やエッチピット法による転位の密度や形状の測定を同時に行なうことによって、内部摩擦を用いて測定される運動転位のパラメータの持つ意味を再検討している。現在のところ塑性変形中の内部摩擦の測定によって確実な情報が得られているのは、Granato-Lücke の弦モデルによる理論が確実に適用できる fcc 金属や、イオン結晶の単結晶に限られ、bcc 金属や多結晶体については多くの課題が残されている。しかし、鋼の強度はいったい何によって決まるかという問題を解決する意味でも、重要な課題であることはいうまでもない。

6. 著者らの実験

はじめに

著者らのグループは、kHz 領域においては複合水晶振動子法（縦振動法）により、また MHz 領域においては pulse-echo 法によって応力-歪関係と同時に内部摩擦や音速の変化を測定し、特に降伏点近傍における運動転位の挙動を明らかにする目的で実験を行なっており、現在までに、2、3 のまとまった結果が得られているのでここに報告するとともに、動的測定法の特徴および音波吸収（内部摩擦）の測定結果から定量的に運動転位の密度や転位セグメント長さを求める過程での諸問題点を事例をもって示すことにしよう。

6.1 kHz 領域における実験

6.1.1 実験方法

内部摩擦の測定は複合水晶振動子を用いた Marx⁴⁷⁾の方法によった。Fig. 7 に装置の略図を示す。測定周波数は 70 kHz で 18.5°X-cut の水晶振動子 2 個をそれぞれ励振および歪振幅の検出に

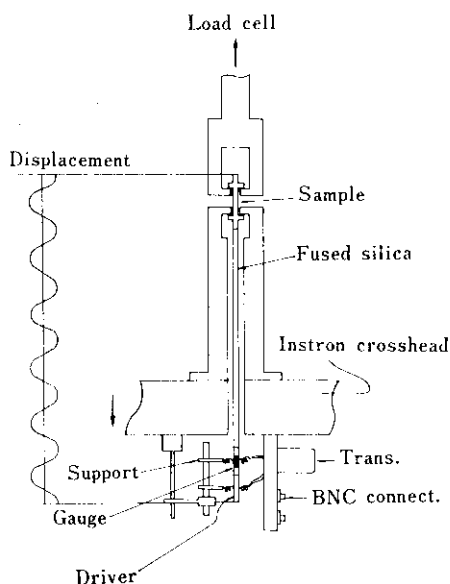


Fig. 7 Schematic representation of resonator and grip arrangement showing standing wave pattern in the resonator assembly

用いた。試料と水晶振動子の結合には内部摩擦のきわめて少ない ($Q^{-1} < 10^{-5}$) 溶融石英棒を使用した。

実際に, Marx の方法によって, 変形中の内部摩擦の測定を行なう場合, 種々の原因による見かけ上の内部摩擦の変化と, 試料の内部構造の変化によるものとを混同しないように十分注意する必要がある。この方法では, 試料を含む振動系を常に共振状態に保つ必要があるので, 試料に引張荷重を加える際に, 振動系内に存在する定常波に変化を与えないため, 荷重は変位振幅の節点を通じて試料に伝達される。このほかに, Baker ら⁴³⁾が指摘しているように, 試料とチャック間の弾性的結合状態の変化によると考えられる見かけ上の内部摩擦の変化が生じる場合がある。この問題は試料のつかみ部に半田被覆を行なうことによって解決することができた。この方法が有効であるのは, 軟金属の薄い層が, 試料とチャックの間で振動の吸収源として働くためであろう。

次に問題になるのは, 試料の変形に伴って振動系の共振周波数が最大約 0.5% 程度変化するが駆動周波数が一定の場合, 共振曲線の半価幅 d と測定周波数 f の比, d/f , は Q^{-1} に等しいので, Q^{-1} が 10^{-3} 程度の試料においても, 見かけ上著しい内部摩擦の増加が観測されることである。このために完全自動式の発振回路を含む内部摩擦記録装置を試作した*。この装置⁴⁴⁾によると, 駆動周波数が振動系の共振周波数の変化に自動的に追従して常に共振状態における内部摩擦の測定記録が可能である。

なお, 試料の固有振動数の変化によって水晶振動子の固有振動数との間にずれが生じるが, 振動系全体の固有振動数は次式で決まる。

$$f_i m_i = f_s m_s + f_q m_q \quad (20)$$

ここで f_i は系全体の, f_s は試料の, f_q は水晶振動子の固有振動数, m_i , m_s , m_q , はそれぞれ系全体, 試料, 水晶振動子の質量である。励振周波数が f_i に一致している場合には, Marx⁴⁷⁾によると試料の Q^{-1} が 10^{-5} 程度の場合では振動数のずれが 0.1% 以内, また Q^{-1} が 10^{-3} 程度の場合で

は 2% 程度までは, 見かけ上の内部摩擦の変化はほとんど起こらない。実験に用いた試料の内部摩擦は 10^{-4} 以上で, 塑性変形につれてさらに増加する。実際に 3% 程度の変形を行なった場合でも, 試料と水晶振動子の固有振動数のずれによるとと思われる内部摩擦の変化はほとんど観察されなかった。以下に述べる測定に際しては, はじめに f_s と f_q のずれを 0.1% 以内に合わせ, またおもに, 変形量が 0.2% 以下で観察される現象について述べるので f_s と f_q のずれによる内部摩擦の見かけ上の変化の影響は無視できる。

変形は 5 t 型インストロン試験機により, ロードセルの出力と内部摩擦の変化を 2 現象記録計によって同時記録した。微小歪の検出には箔型のポリエステル歪ゲージを用い, 1×10^{-6} の歪変化を記録紙上では約 1 mm の変化として記録した。なお, 測定はすべて室温 (約 23°C) で行なった。外部磁場はかけていない*。

6.1.2 実験結果

実験に用いた試料は軟鋼および 18%Cr-14%Ni 不銹鋼である。試料の化学成分は Table 3 に示した。軟鋼の試料は線引き加工をしたままの状態

* 内部摩擦の測定中に外部磁場をかけていないために, 軟鋼を用いた測定結果に磁気機械的原因による内部摩擦の項を考慮しなければならないが, それらは, 著者らの実験結果⁵⁵⁾などから, 塑性変形中の内部摩擦の変化分に対してはほとんど寄与しないことが, 以下に述べる根拠にもとづいて推測できる。すなわち, 磁気機械的内部摩擦は歪振幅に依存しない項 ΔM_1 と, 歪振幅に依存する項 ΔM_H の和で表わされる。 ΔM_1 は磁壁の可逆移動に伴う微視的渦電流損失に起因し, 内部応力の大きさの 2 乗に逆比例するので, 外力の増加および転位密度の増加とともに減少する。一方, ΔM_H は磁壁の非可逆移動に起因するため, 変形によって導入された転位が磁壁移動の障害となって転位密度とともに増大する可能性がある。しかしながら, 純鉄の場合に外部磁場がない状態で, ΔM_H が観察されるのは, 歪振幅が $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 以上の場合であるのに対して, 今回の実験では検出用水晶振動子の測定電圧から換算した歪振幅はたかだか 10^{-7} 程度であるから ΔM_H の項は無視できる。しかも外力がかかっている状態では磁区の方がそろうため ΔM_H が観察される歪振幅はより大きな値に移動している。したがって応力の増加による内部摩擦の変化分は磁気機械的内部摩擦によるものではないと考えられる。

* この装置に関しては別稿に詳細を報告している。

Table 3 Chemical composition and average grain size of steel specimens

Specimen	C	N	O	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	Average grain size
0.05% C steel	0.05	0.0009	0.0036	0.014	0.001	0.007	0.009			0.07 mm
18-14 stainless steel	0.002	0.0028	0.0169	0.010	0.001	0.003	0.009	17.40	13.72	0.15 mm

で、また18%Cr-14%Ni不銹鋼は950°Cより急冷して溶体化処理を施した状態で実験に供した。

試料は直径5mmの丸棒で長さは1波長(70kHz)に相当するように切出した。約75mmである。

Fig. 8は軟鋼の応力-歪関係と同時に測定した

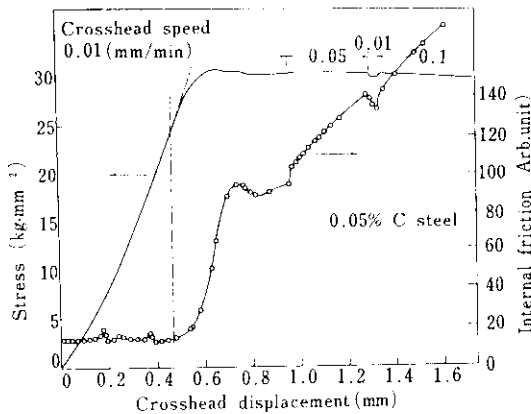


Fig. 8 Internal friction and stress as a function of crosshead displacement in the low carbon steel

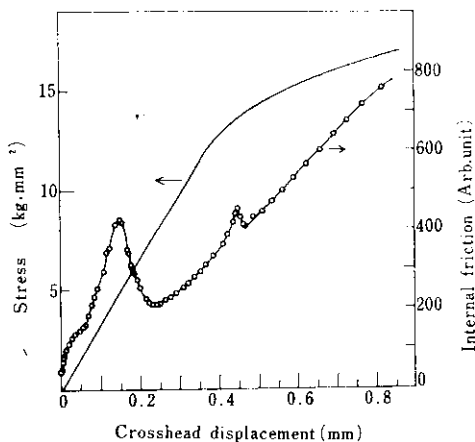


Fig. 9 Internal friction and stress as a function of crosshead displacement in the stainless steel

内部摩擦の変化をクロスヘッドの変化量に対して示したものである。巨視的比例限において内部摩擦は急激に増加し、上降伏点近傍でピークを示す。巨視的比例限に達するまでは応力の増加にもかかわらず内部摩擦はほとんど変化しない。なお、この図には、変形中に歪速度を変えた場合の内部摩擦の変化も示してある。

Fig. 9に18%Cr-14%Ni不銹鋼についての実験結果を示す。軟鋼の場合と異なり巨視的な降伏点にいたるまでに内部摩擦は顕著に変化しピークを示す。

6.1.3 Micro Yield の現象

これら異なった2種類の試料に見られる特徴的な内部摩擦の変化特性は、降伏点近傍における運動転位の挙動の差違に由来すると考えられる。そこでこれらの試料についてmicro-yield特性を、応力-歪のヒステリシス・ループの連続記録を行なって調べた。

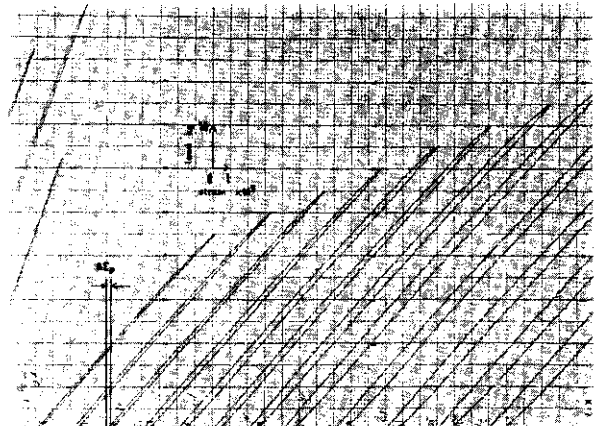


Fig. 10 An example of the continuous recording of stress-strain hysteresis loops in the stainless steel. Plastic strain $\Delta\epsilon_p$ is defined in the figure

Fig. 10 に測定結果の 1 例を示す。図中に定義した残留塑性歪 $\Delta\epsilon_p$ とその荷重サイクルにおける最大応力によって応力-塑性歪曲線を求めた。

Fig. 11 および Fig. 12 に軟鋼および 18%Cr-14%Ni 不銹鋼の結果を示した。ただし、横軸は最大応力、縦軸は塑性歪の 1/2 乗をとった。このようなプロットをした場合、micro-yield 領域の応力-塑性歪は直線関係によって表わされることが多い⁴⁹⁾。軟鋼の場合には巨視的比例限近傍まで micro-yield が観察されないのに対して、18%Cr-14%Ni 不銹鋼では、巨視的比例限の約 1/4 の応力で micro-yield が起りはじめ、さらにこの場合、micro-yield は 2 つの stage を経て進行する。

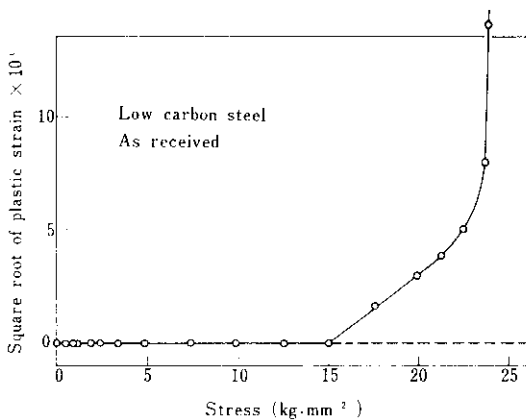


Fig. 11 The square root of plastic strain vs. stress in the low carbon steel

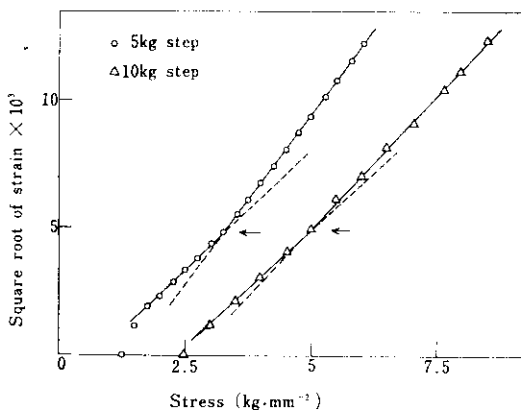


Fig. 12 The square root of plastic strain vs. stress in the stainless steel

6.1.4 検 討

軟鋼における巨視的比例限近傍の急激な内部摩擦の増加および、18%Cr-14%Ni 不銹鋼においては巨視的降伏点よりはるかに低い応力で内部摩擦の増加が始まることは、各々の試料の micro-yield 特性の差に起因するものと考えられる。また、18%Cr-14%Ni 不銹鋼の場合、micro-yield の 2 つの stage の遷移が起こる応力は、Fig. 12 に示したように応力ステップのとり方に依存するが遷移が起こる歪はほぼ一定で、内部摩擦の最初のピークはこの遷移点に対応している。

降伏点近傍で内部摩擦にピークが出現する現象は転位密度の高い試料を用いた実験ではしばしば観察されている^{31), 41)}。ピーク出現の機構としては運動転位密度の急激な増加によると解釈されることが多い。それは内部摩擦が運動転位密度に比例し、転位のセグメントの長さの高次のべきに比例するという理論によるもので増殖した転位の切り合いによる転位ループ長さの減少が内部摩擦を変化せしめるという考えに基づいている。

一方、内部摩擦は塑性歪速度にきわめて鋭敏であることが、Hikata ら⁵⁰⁾の実験などによって知られている。降伏点近傍での試料の歪速度は $\dot{S} = \dot{\epsilon}_s - \dot{P}/K$ ($\dot{S}$: クロスヘッド速度, $\dot{\epsilon}_s$: 試料の変形速度, K : 系の有効バネ常数, $\dot{P}$: 荷重速度) によって決まる。したがって試験機の有効バネ常数 K が小さい場合、試料の変形速度はクロスヘッド速度と大きく異なり、特に上降伏点の後で、 $\dot{P}=0$ を経過することになるので、 $\dot{\epsilon}_s$ にピークが現われる。実測した有効バネ常数は $2 \times 10^3 \text{ kg/mm}$ と比較的小さいので、ピークの出現は歪速度のピークに対応する可能性がある。内部摩擦の歪速度依存性はもちろん運動転位の挙動、特に結晶の内部構造変化に対応するものではあるが、はじめに述べた機構のように単純なものではなく、最近、Granato ら⁴⁹⁾によってこれらの問題に関連した実験が行なわれているがまだ不明の点が多い。このような事情からピーク現象については、確かに降伏点近傍における運動転位の挙動を理解するうえで重要な情報を含んでいるものの、現在のところ著者らはまだそれを定量的に理解するに

は至っていない。

6・2 MHz 領域での実験

塑性変形中の音波吸収（内部摩擦）の変化を、MHz の領域で測定した実験は、先述したように、数多く報告されているが、音波吸収が起こる機構について検討を行なっているものは少ない。ほとんどの報告が、先験的に Granato-Lücke の理論が塑性変形中の音波吸収の変化を解析する場合にも適用可能であるとしているようであるが、この前提は、はなはだ疑わしく自明のことではない。

この実験の目的は、降伏初期における運動転位密度の変化や、運動転位のセグメントの長さの変化を定量的に求めることであるが、それと同時に、本実験で巨視的塑性流動が進行するような比較的大きな bias 荷重の存在下で overdamped resonance の測定を行ない、その結果を Granato-Lücke の理論と比較することによって上述した前提の検討を合せて行なった。

これまでの bias 荷重の効果に対する検討は、塑性流動が起こらない条件—荷重の小さい場合—に限られ⁵⁾実験的には単一の周波数での吸収変化や音速の変化が測定されているにすぎず、今回の著者達の実験のように大きな bias 荷重下で音波吸収の周波数依存性が測定された例はない。

6・2・1 実験方法

5 t 型インストロン試験機を用い、0.05 mm/min のクロスヘッド速度で圧縮変形を行ないながら、圧縮軸と垂直な方向の音波吸収を pulse-echo 法で測定した。試料の歪はポリエステル箔歪ゲージによって検出した。測定はすべて室温（約25°C）で行なった。装置全体を Photo. 1 に示す。

試料は Bridgman 法によって作製した Cu 単結晶から各面がそれぞれ {111}, {112}, {110} になるように、約 8 mm 角の立方体を spark cutter で切り出した。900°C×2hr の真空焼鈍後〈112〉方向を圧縮軸にとり、音波

の伝播方向を〈110〉方向にとって変形した。音波の吸収は、基本振動数 9 MHz の X-cut の水晶を用い、Matec 社の Ultrasonic Attenuation Comparator で測定した。塑性変形中の超音波吸収

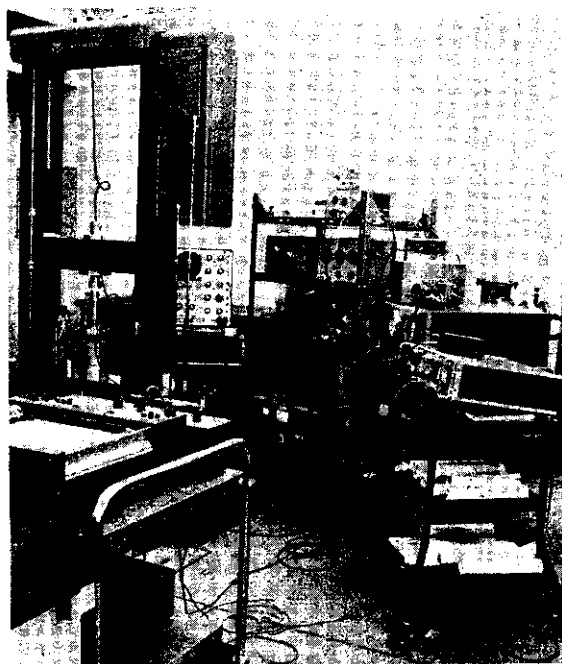


Photo. 1 Experimental apparatus for simultaneous measurements of stress, strain and ultrasonic attenuation

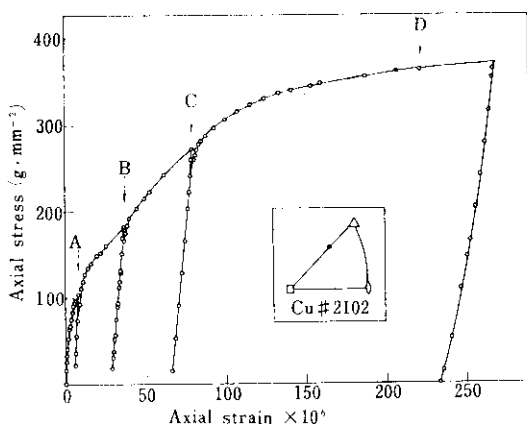


Fig. 13 Axial stress vs. axial strain at the initial stage of plastic flow in Cu monocrystal. The frequency dependence of ultrasonic attenuation during plastic flow was measured at points indicated by arrows

の変化は、すべて 27 MHz で行ない、Hewlett Packard 社製の 175 A 型 オシロスコープの display scanner を用いて、連続的に記録した。また、変形の各段階でクロスヘッドを停止して、9MHz~225MHz の間で overdamped resonance の測定を行なった。

Fig. 13 に試料の荷重履歴を示す。A~D の点で overdamped resonance の測定を行なった。図には流動応力以下での測定点は図が繁雑になるため省略してある。

6.2.2 実験結果

Fig. 14 に応力一歪と同時に測定した超音波吸収の変化の 1 例を示す。これは Fig. 13 の 4 回目の荷重サイクルでの測定である。超音波吸収の変化の様子は明らかに塑性流動の開始前と塑性変形中、および荷重除去の際で異なる。これは後述するように、これらの各段階で変化する運動転位のパラメータが異なることに対応する。塑性流動によって生じる超音波吸収の増加は非可逆的であり、荷重を除去する際に見られる減少量の大きさは、塑性流動開始までの増加分にはほぼ等しい。

Overdamped resonance の解析を行なうために

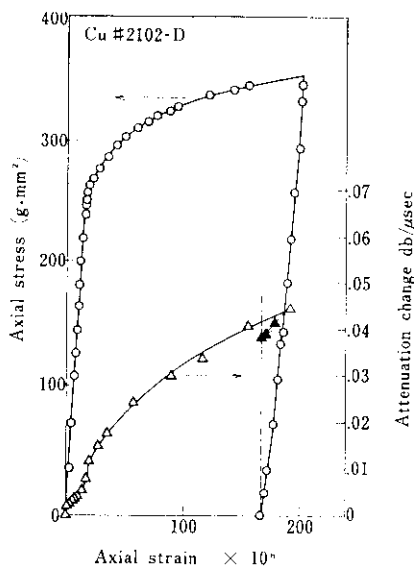


Fig. 14 Stress and attenuation change as a function of axial strain in Cu monocrystal during the fourth loading cycle in Fig. 13

は、測定にかかる音波吸収のうちから転位によるものだけを取り出さなければならない。今回の実験では変形中または変形後の音波吸収の値から焼鈍状態での値を差し引いて、それを転位による音波吸収の値とした。このようにして求めた転位による超音波吸収の周波数依存性の 1 例を Fig. 15 に示す。図中の丸印が測定点で実線は Granato-Lücke の理論による計算曲線である。この曲線は、転位線上の固着点の分布を指数関数分布と仮定している*。図からわかるように測定値は理論曲線とよく一致した。

このことから、大きな bias 応力が存在する場合においても、超音波吸収の周波数依存性は、

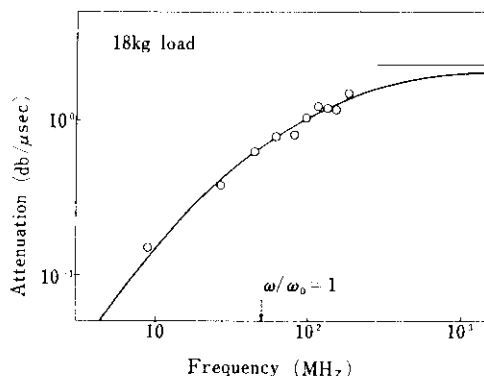


Fig. 15 Dislocation attenuation vs. frequency measured at the point D in Fig. 13. Solid curve is the theoretical curve

Granato-Lücke 理論から予測されるそれと一致することが実験的に証明された。したがって、運動転位に働く摩擦力 B の値として適当な値を用いると、Fig. 15 から運動転位密度および転位セグメント長さを求めることが可能である。図において室温における B の値を 5×10^{-4} (dyne sec/cm²) とすると点 D で $A =$

* 音波吸収係数 (attenuation) $\alpha(\omega)$ と内部摩擦 $\Delta(\omega)$ には $\alpha(\omega) = \omega \cdot \Delta(\omega) / 2v$ の関係がある。したがって (6) 式は

$$\frac{\alpha(\infty)}{(1/v)} = 4.34 \omega \Delta(\infty) = \frac{\mu b^2 A \Omega}{2B}$$

と書き直して、 $\alpha(\omega) \rightarrow \infty$ は $\mu b^2 A \Omega / 2\pi v B$ に漸近することになり (6) 式と同様に B を求めることができる。

$1.3 \times 10^7 \text{ cm/cm}^3$, $\bar{L} = 3 \times 10^{-5} \text{ cm}$ が得られる。

このようにして変形の各時点で A および $\bar{L}$ を求めた結果、以下のことが明らかになった。

1. 巨視的塑性流動が始まる応力以下では、転位密度は変化せず、転位セグメント長さの増加のみが起る。
2. 塑性流動開始後は、転位セグメント長さは一定で運動転位密度のみが増加する。

ここで得られた運動転位密度と塑性歪の関係を、Fig. 16 に示す。

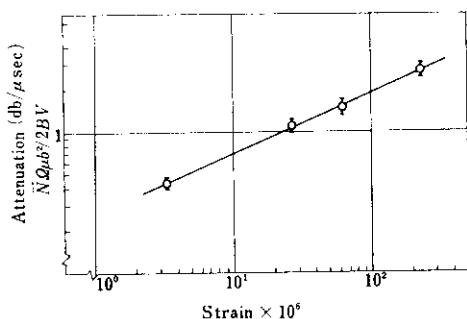


Fig. 16 Normalized dislocation density vs. axial plastic strain in Cu monocrystal

6-2-3 検 討

Cu についての実験結果を基に、変形挙動について簡単な考察を行なった。なお、これは $5 \times 10^{-6} \sim 300 \times 10^{-6}$ の塑性歪範囲におけるものである。

実験結果を整理すると以下ようになる。

1. 音波吸収(転位による)は弦モデルに従う。
2. $\Delta\alpha(\sigma)$ (応力による増加) と ϵ , または, $\Delta\alpha - \sigma$ は 2 つの stage A, B に分けられ, stage A においては ω_0 が減少するが, A/B は変化しない。stage B では, ω_0 が一定で, A/B のみが増加(増加)する。
3. $\sigma - \epsilon$ 曲線は $\sigma \propto \epsilon^{1/2}$ で表わされるのに対し, stage B では $A/B \propto \epsilon^{1/2}$ である。また $(\sigma - \sigma_0) \propto A/B$ である。(σ_0 は降伏応力程度)
4. stage A は $\sigma - \epsilon$ 曲線および $\Delta\alpha - \sigma$ 曲線がほぼ reversible であること, また 2) の結果からは, 固着点間距離 $\bar{L}$ のみが増加し

て, 転位密度は一定に保たれることから相互作用力の弱い固着点からの離脱に対応する。なお, $\bar{L}$ の飽和値は $10^{-4} \sim 10^{-5} \text{ cm}$ でほぼ林転位の間隔に一致し, 転位密度は $10^6 \sim 10^7 \text{ cm/cm}^3$ である。(ただし $B = 5 \times 10^{-4} \text{ dyne sec/cm}^2$)

stage B は塑性変形の進行による加工硬化領域と考えられるが, 硬化の機構としては, 転位間の相互作用によるとすると $\sigma = \alpha \mu b \sqrt{A'}$ (ただし A' は全転位密度で $A' \geq A$)

$A' = a + b\epsilon$, でなければならぬが 2) によると $A \propto \epsilon^{1/2}$ である。

また, $\sigma = \alpha' \mu b / L$ に 3) の $\bar{L}$ を代入して求められる応力より変形応力が小さいことからこの歪領域の変形応力は以下に述べる一種の exhaustion hardening により決まると考えられる。

(仮定)

- 1) すべりは, threshold stress σ_a を持つ転位セグメントが活性化することによって生じる。このようなセグメントの分布関数を $f(\sigma_a)$ で表わす。

$\sigma_0 \leq \sigma_a \leq \sigma_M$ で σ_a は均一に分布する。($\sigma > \sigma_M$ では林転位との相互作用で σ_f がきまる。) この場合 $f(\sigma_a)$ は Fig. 17 のように表わすことができる。

全セグメント数を N_t とすると σ_a と $\sigma_a + d\sigma_a$ の間のセグメント数は

$$N_t f(\sigma_a) d\sigma = \frac{N_t d\sigma}{(\sigma_M - \sigma_0)} \quad (21)$$

- 2) 各セグメントの平均運動距離(mean free path) は

$$\ell_m = k (\sigma - \sigma_a) \quad (22)$$

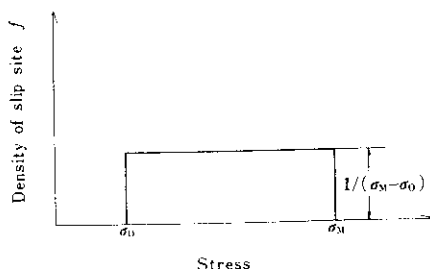


Fig. 17 Distribution function $f(\sigma)$ of slip sites

3) セグメントの長さ

$$L_0 \cong \rho_0^{-1/2} \quad \dots\dots\dots (23)$$

ρ_0 は初期転位密度

外部応力 σ の時, $\sigma_a < \sigma_a' < \sigma_a + d\sigma_a$ である
threshold stress を持つセグメントによる歪は
(21), (22)を用いて,

$$\begin{aligned} d\varepsilon &= CbL_0\ell_m N_I f(\sigma_M) d\sigma_a \\ &= CbL_0 N_I \frac{(\sigma - \sigma_a)}{(\sigma_M - \sigma_0)^2} \cdot d\sigma_a \quad \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

したがって

$$\begin{aligned} \varepsilon(\sigma) &= \int_{\sigma_0}^{\sigma} \frac{CbL_0\ell_m N_I (\sigma - \sigma_a)}{(\sigma_M - \sigma_0)^2} \cdot d\sigma_a \\ &= \frac{CbL_0\ell_m N_I}{2(\sigma_M - \sigma_0)^2} \cdot (\sigma - \sigma_0)^2 \quad \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

ここで C : 結晶幾何学的因子 (常数)

b : Burgers vector

また転位密度 A_m は L_0 と活性化したセグメント
数の積に比例するとすれば

$$\begin{aligned} dA_m &= \alpha L_0 N_I f(\sigma_a) d\sigma_a \\ &= \frac{\alpha L_0 N_I}{(\sigma_M - \sigma_0)} \cdot d\sigma_a \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

ここで α : 常数 (結晶幾何学的因子)

$$A_m(\sigma) = \alpha L_0 N_I \frac{(\sigma - \sigma_0)}{(\sigma_M - \sigma_0)} \quad \dots\dots\dots (27)$$

したがって $\sigma \propto \varepsilon^{1/2}$, $A \propto \varepsilon^{1/2}$, $\sigma \propto A$ が得られる。

Granato-Lücke の理論を適用して得られる種々のパラメータのうち, 固着点, 節点の物理的内容はそれ程明確なものではない。つまり, 照射による転位セグメント長さ (固着点間隔) の変化を追跡した実験や, 十分注意して作製した合金 (合金元素がきちんと定義できるもの) などについての実験以外の場合にはあいまいさがあるということである。また特に塑性変形中の固着点や節点がどのような物理的意味をもつものであるかは, 明らかではなく, 今後確めていくべき課題である。Granato-Lücke の理論では例えば解析的取扱いを容易にするために L_N (節点間距離) 一定, かつ $L_0/L_N \ll 1$ (L_0 は固着点間距離) としているが, 今, 仮りに節点を林転位や, 比較的強い固着力をもった不純物によるものと考え, 塑性変形中の転位に対しては Rogers⁵²⁾ のように L_N の分布を考慮する必要があるし, 新生の運動転位

においては, $L_0/L_N \ll 1$ は成立せず, Birnbaumら⁵³⁾の計算によると $L_0/L_N \sim 1$ の場合には Granato-Lücke の理論とはかなり異なった結果となる。

今回の実験結果においては, 周波数依存の観点から, 塑性変形中の超音波吸収に対しても Granato-Lücke の理論が適用できることが示されたが, 上述の事情から, 実験によって求めた固着点距離の意味については, 改めて検討する必要がある。

Alers ら⁵⁴⁾の指摘しているように, 実際の塑性変形中の転位の運動を考慮した音波吸収の理論によって今回の実験結果は一層良く理解されることが考えられる。

今後, これらの問題点に対しては, 応力一歪, 歪速度などの塑性変形を記述するパラメータや, エッチピット法によって求められる転位密度と超音波吸収によって得られる運動転位に関するパラメータの間の関係を明らかにすると共に, 精密な音速測定を行なうことなどにより実験的に解決する方針である。理論上の問題点に関しては今後の発展に期待したい。

6.3 kHz 領域および MHz 領域における 実験結果のまとめ

これまでに塑性変形中の音波吸収の測定が, 降伏点近傍の運動転位の挙動を調べる上で, 有力なものであること, また, 実験結果の定量的解釈にも信頼できるものとなり得ることを著者らの実験を通じて示してきた。この測定法は運動転位のパラメータに対して非常に高感度である。Greenら⁴⁴⁾の実験結果の場合同一の単結晶から切り出した試料の測定結果が, 試料の採取位置で非常に異なっているが, これは, この方法の不安定性を示すものではなく, 他の方法に比べて構造敏感性が大きいことを意味する。したがって, 慎重な吟味を行なえば, 音波吸収の測定によってはじめて見いだされた現象と他の測定法による結果との対比から, 塑性変形の機構を解明する手掛りとなり得ると思っている。

7. 結言にかえて

bcc 金属結晶中に存在する転位による音波吸収の存在, 吸収を生む機構そのものが検討されるべき問題であるが, 鉄および鋼についてはこれに加えて強磁性体であることによる問題がある。すなわち常に磁気機械的内部摩擦が存在することである。外部応力が磁気ひずみを通じて磁壁を動かし, その可逆, 非可逆の運動により磁気機械的内部摩擦が生ずる。したがって, 転位についての正確な情報を得るうえで, 転位による内部摩擦と, 磁気機械的内部摩擦との関係を明らかにすることはきわめて重要なことである。しかも磁気機械的内部摩擦については, 従来系統的な実験が少く, その定量的評価にいたっては皆無といって過言でない。このような事情から, 著者らは, 転位による内部摩擦と磁気機械的内部摩擦との関係を明らかにすべく実験を進めており, 成果を挙げつつある⁵⁵⁾。

また, 強磁性体での運動転位に働く動摩擦係数を考えるとき, 常磁性体の場合と同様な格子振動

との相互作用の他に, スピン波との相互作用による項が生ずる可能性がある。スピンは転位の歪場で平行が乱されており, 運動転位は, これらのスピンを振動させながら進行しなければならない。運動転位は多数の格子振動の集まり, つまりフォノン集団と考えられる。しかも低温では転位フォノンに特徴的なほぼ単一の振動数を考えることができる⁵⁶⁾。この振動数がスピン波の振動数と同じになったとき, 共鳴によって非常に大きなエネルギー損失を生じる。すなわち, スピン波との相互作用が転位の運動を律する可能性がある。外部磁場を変化させることによって共鳴が生じればこの現象から転位フォノンの振動数を実験的に求めることができるし, また逆に電子-転位, あるいは, 格子振動-転位の相互作用を理解するうえで便宜的に導入された転位フォノンの理論の是非を確かめる上で強力な実験手段となるであろう。これらのことを確かめるべく著者らのグループでは, 清水*を中心に厳密な実験を行ないつつある。

* 清水真人 技術研究所 表面処理研究室 工学博士

参 考 文 献

- 1) A. V. Granato and K. Lücke: J. Appl. Phys., **37** (1956), 583, 789
- 2) G. S. Baker: J. Appl. Phys., **33** (1962), 1730
- 3) F. Fanti, J. Holder and A. V. Granato: J. Acoust. Soc. Amer., **45** (1969), 1356
- 4) E. Gutmanas, Y. Nadgornyi and A. V. Stepanov: Soviet Physics — Solid State, **5** (1963), 743
- 5) J. D. Eshelby: Proc. Roy. Soc. London, A **197** (1949), 396
- 6) G. Leibfried: Z. Physik **127** (1950), 344
- 7) W. P. Mason: J. Appl. Phys., **35** (1964), 2779, J. Acoust. Soc. Amer., **32** (1960), 458
- 8) A. D. Brailsford: J. Appl. Phys., **41** (1970), 4439
- 9) J. Lothe: J. Appl. Phys., **33** (1962), 2116
- 10) J. D. Eshelby: Proc. Roy. Soc., A **266** (1962), 222
- 11) T. Suzuki and C. Elbaum: J. Appl. Phys., **35** (1964), 1539
- 12) D. H. Niblett: Physical Acoustics, Part A, **3** (1966), 78
- 13) A. Seeger, H. Donth and F. Pfaff: Discussions Faraday Soc., **23** (1957), 19
- 14) A. D. Brailsford: Phys. Rev., **122** (1961), 778
- 15) H. Conrad: The relations between structure and mechanical properties of metals, Her Majesty's Stationary Office, (1963), 475
- 16) A. Seeger and P. Schiller: Acta Met., **10** (1962), 348
- 17) a 鈴木平, 小島日出夫, 今中拓一: 金属学会会報, **10-2** (1971), 83
b 今中拓一: 転位の運動と降伏シンポジウム, 日本金属学会主催 (1970), 6

- c T. Imanaka and T. Suzuki : to be published
- d W. P. Mason : "Microplasticity", edited by C. J. McMahon, Jr., John Wiley and Sons, New York, (1968), 287
- e K. M. Jassby and T. Vreeland, Jr., : Phil. Mag., **21** (1970), 1147
- f A. Ikushima and T. Kaneda : Trans. JIM **9** Suppl. (1968), 38
- g G. A. Alers and D. O. Thompson : J. Appl. Phys., **32** (1961), 283
- h R. M. Stern and A. V. Granato : Acta Met., **10** (1962), 358
- i D. O. Thompson and V. K. Pare : Physical Acoustics, Part A, **3** (1966), 293 [Academic Press, New York]
- j T. Suzuki, A. Ikushima and M. Aoki : Acta Met., **12** (1964), 1231
- k O. M. M. Mitchell : J. Appl. Phys., **36** (1965), 2083
- l F. Fanti, J. Holder and A. V. Granato : 前出 ref. 3
- m W. P. Mason : 前出 ref. 7
- n R. A. Moog : Ph. D. Thesis. Cornell University, (1965), cited in ref. 3
- o 生嶋明 : 固体の音波物性, (1967), 120 [棋書店]
- p B. K. Ganguly, C. Baker and H. K. Birnbaum : J. Phys. Chem. Solids., **31** (1970), 1877
- q W. P. Mason and D. E. Macdonald : J. Appl. Phys., **42** (1971), 1836
- r R. R. Hasiguti, N. Igata and M. Shimotomai : Trans. JIM, **9**, Suppl., (1968), 42
- 18) R. H. Chambers : Physical Acoustics, Part A, **3** (1966), 123 [Academic Press New York]
- 19) R. E. Maringer : J. Appl. Phys., **24** (1953), 1525
- 20) Ting-sui Ké, Pao-tsui Yung and Chao-yuan Chang : Science Record, Academic Sinica, New Ser., **1** (1957), 231
- 21) R. Conte, B. Dreyfus and L. Weil : Acta Met., **10** (1962), 1125
- 22) G. S. Baker : J. Appl. Phys., **28** (1957), 734
- 23) G. S. Baker and S. H. Carpenter : Rev. Sci. Instr., **38** (1965), 29
- 24) G. S. Baker and S. H. Carpenter : Trans. Met. Soc. AIME, **236** (1966), 700
- 25) G. Kaiser : Z. Metallkde., **59** (1968), 534
- 26) W. Pechhold, G. Kaiser and G. Leuze : Z. Metallkde., **59** (1968), 625
- 27) U. Engel, G. Kaiser, H. Muntedt and W. Pechhold : Z. Metallkde., **59** (1968), 632
- 28) A. Hikata : Government Mechanical Laboratory Bulletin, Japan, **8** (1954), 45
- 29) G. A. Alers : Phys. Rev., **97** (1955), 863
- 30) A. Hikata, R. Truell, A. V. Granato, B. Chick and K. Lücke : J. Appl. Phys., **27** (1956), 396
- 31) A. Hikata and R. Truell : J. Appl. Phys., **28** (1957), 522
- 32) A. V. Granato, A. Hikata and K. Lücke : Acta Met., **6** (1958), 470
- 33) 高沖 亮 : 日本金属学会誌, **23** (1959), 325
- 34) A. Hikata : Report of Government Mechanical Laboratory, Japan, **39** (1960),
- 35) A. Hikata, B. Chick, C. Elbaum and R. Truell : Acta Met., **10** (1962), 423
- 36) A. Hikata, B. Chick, C. Elbaum and R. Truell : Appl. Phys. Lett., **2** (1963), 5
- 37) R. E. Green, Jr., : Trans. Met. Soc. AIME, **230** (1964), 139
- 38) R. A. Swanson and R. E. Green, Jr., : Trans. Met. Soc. AIME, **230** (1964), 1390
- 39) W. F. Chiao and R. B. Gordon : Trans. Met. Soc. AIME, **233** (1965), 1164
- 40) D. A. Koss and R. B. Gordon : Trans. Met. Soc. AIME, **236** (1966), 658
- 41) D. A. Koss and R. B. Gordon : Trans. Met. Soc. AIME, **236** (1966), 1185
- 42) W. Sachse and R. E. Green, Jr : Trans. Met. Soc. AIME, **242** (1968), 2185
- 43) W. F. Chiao : Trans. Met. Soc. AIME, **245** (1969), 861

- 44) W. Sachse and R. E. Green, Jr., : J. Phys. Chem. Solids, **31** (1970), 1955
- 45) W. S. de Rosset and A. V. Granato : J. Appl. Phys., **10** (1970), 4105
- 46) D. Lenz, B. Edenhofer and K. Lücke : Scripta Met., **5** (1971), 387
- 47) J. Marx : Rev. Sci. Instr., **22** (1951), 503
- 48) 川村紘一, 今中拓一 : 川崎製鉄技報, **3** (1971) 4,
- 49) J. C. Bilello and M. Metzger : Trans. Met. Soc. AIME, **245** (1969), 2279
- 50) A. Hikata and M. Tutumi : J. Phys. Soc. Japan, **14** (1959), 687
- 51) for example A. Hikata, B. Chick and C. Elbaum : Appl. Phys. Letters, **3** (1963), 195
- 52) D. H. Rogers : J. Appl. Phys., **33** (1962), 781
- 53) B. D. Trott and H. K. Birnbaum : J. Appl. Phys., **41** (1970), 4418
- 54) G. A. Alers and K. Salama : Dislocation Dynamics, (1968), 211 [McGraw-Hill, New York]
- 55) 木下勝雄, 今中拓一, 藤元克己 : “純鉄の精製と性質”, 純鉄部会, 鉄鋼基礎共同研究会, (1971), 163
- 56) M. Shimizu : “The Study of the Magnetic Field Dependence of the Dislocation Mobility. Thesis, (1971), Osaka University.

