

局所的な応力集中の解放に伴う A E の発生モデル

栗林一彦・岸 輝雄・大野一生・堀内 良

The Dynamic Source Model of Acoustic Emission
Based upon the Concept of the Stress Concentration

By

Kazuhiko KURIBAYASHI, Teruo KISHI, Kazuo OHNO
and Ryo HORIUCHI

Abstract: The dynamic source model of Acoustic Emission based upon the concept of the stress concentration is established and applied to the problem about the grain size dependence of AE activities. Numerical results of the present source model suggests that the relation between AE activities and the grain diameter strongly depends upon the measured frequency. AE activities have a maximum at an appropriate grain size. At higher frequencies, AE activities show a maximum at smaller grain sizes. It depends upon the resonant condition between the measured frequency and the relaxation time of the motion of dislocations. The present numerical prediction is verified by the experiment about the grain size dependence of AE activities in polycrystals of pure aluminum.

概 要

応力集中の概念にもとづいた A E の発生モデルを定式化し、A E の結晶粒度依存性の問題に適用した。計算結果より、材料の降伏に伴う A E の大きさは、適当な結晶粒度で最大値を示し、その最大値を示す結晶粒度の大きさは、測定周波数に依存することが予想された。このことは Al 多結晶の A E の結晶粒度依存性の実験により検証された。

I 序 論

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。A E の典型的な例としては“錫鳴り”“亜鉛鳴り”として有史以前から知られている変形双晶の形成、伝播に伴う可聴音の発生、地球を測定の単位とした地震、あるいは身近な例として、手焼きせんべいを割る時に発生する音

などが考えられるが、本文においては、特に金属材料の塑性変形に伴うAEの発生の機構に問題点をしばって、今日までの研究の歴史的な過程を概括し、あわせて塑性変形の機構を考慮にいった新しいAEの発生モデルの提案を行うことを目的としている。

II. AEの発生機構に関する歴史的な概括

AEの発生の不可逆性に関するKaiserの先駆的な研究以来、AEの発生の機構について種々の議論が展開されてきたがFisherとLally [1]による発生と応力降下の関係についての実験的検証以後、AEの発生は、巨視的な応力・ひずみ曲線上において観察される場合は勿論、そうでない場合も、何らかの変形の不均一性と関連づけて考えられるようになった [2]。AEの発生およびその大きさについての理論的な取り扱いにおいても、やはり、局所的な変形、あるいは応力解放がAEの発生源となるという考えが一般的になっている。MalénとBolin [3]は、局所的な変形が、時間(t)に関してのstep(階段)関数および誤差関数で与えられる場合のAEのスペクトルとその大きさを求め、局所的な変形の大きさ(h_0)とその変形に要する時間(T)の関数として

$$I(f) = (h_0 E / c) \exp[-(2\pi f T)^2 / 2] \quad (1)$$

で与えられることを示した。ただし $I(f)$ はAEの強度、 E はヤング率、 f は周波数を意味している。StephensとPollock [4]は応力波としてガウス型関数を仮定することにより(1)式と同様の結果を得ている。(1)式の結果は、直ちに理解されるように、原波形として天下りの適当な関数形を設定することにより導出したものであり、材料の性質等については一切考慮がなされていない。一方、Eisenblätter [5]は銅の単結晶、多結晶に対して共振周波数の異なる二つの変換子を用いてAEの強度を測定することにより、転位の平均自由行程(l)と測定周波数(f)の間に強い相関があることを見出だした。羽田野ら [6] およびRoubyとFleischmann [7,8]は、その後Alの単結晶多結晶について同様の、しかもさらに詳細な研究を行い、平均自由行程が結晶粒度により異なり、それがAEの発生プロフィールを変化させることを見出だした。彼らの研究は、AEの周波数スペクトル、あるいは発生プロフィールの相対的な変化に対しては定性的な解答を与えているが、金属学的に重要な、AEの結晶粒度依存性、溶質原子濃度依存性に関しては、明確な答を有していない。それは根本的にはAE発生のモデルの欠除によるものであり、不均一変形の動力学的欠落を意味するものである。したがって以後の本文においては、局所的な応力集中にもとづいた転位の運動に伴うAEの発生のモデルを展開し、主としてAEの結晶粒度依存性の問題に適用し、AEの発生についての統一的なモデルの提案を行うことにする。

III. 局所的応力集中にもとづいた転位運動によるAEの発生のモデル

局所的な応力集中の問題は材料の強度を考える場合において、最も基本的な問題であり、結晶粒界、溶質原子、介在物等はいずれも付加応力下で応力集中源となり得ることが知られているが、本文においては、まず第一に最も基本的な、結晶粒界に堆積した転位による応力集中の問題を考えることにする。材料の降伏とは、特に多結晶体においては、一つの結晶粒

において転位が運動することではなく、結晶粒界に堆積した転位群によって隣接した結晶粒内に応力集中を生じさせ、それによって転位運動を引き起こすことと考えられる。したがって、A Eの結晶粒度依存性を問題にする場合には、粒界に堆積した転位群による隣接粒内の応力集中を考えなければならない。粒界に堆積した転位群による応力集中(T_c)はLeibfried [9]により、近似的に

$$T_c = (T_a - T_f) \sqrt{d/2r} = K / \sqrt{2\pi r} \quad (K = (T_a - T_f) \sqrt{\pi d}) \quad (2)$$

で与えられることが示されている。ただし T_a は外力, T_f はまさつ応力, d は粒径, K はIIモードの変形(刃状転位の運動に対応する。らせん転位の運動に対してはIIIモード, K_{III} となる)に対する応力拡大係数である。よく知られた関係式 $T_y - T_f = kd^{-1/2}$ を(2)式に代入することにより K の臨界値(降伏時)は

$$K_c = \sqrt{\pi} k \quad (3)$$

となり、材料が降伏する際の応力拡大係数は、結晶粒径に依存しない材料固有の値となることが理解される。この応力集中にもとづく過剰のひずみエネルギーが、材料が降伏する際に一部がA Eに変換されることになるわけだが、これは転位の運動を考慮することにより、より明確になる。材料の降伏に伴う転位の運動は(2)式に示された長距離力を受けて決定されると考える。そして粒内の応力集中を緩和する方向に動いた転位は他の粒界からの反撓力により停止するものと考え、転位の運動方程式は

$$m(d^2r/dt^2) = f(r) \quad m: \text{有効質量} \\ f(r) = T_c(r) + \text{反撓力} \quad (4)$$

となる。反撓力として典型的な短距離力 $-(1/r) \cdot \exp(-\lambda r)$ の関数を仮定すると、転位の加速度場は、図1に示されたようになる。ここで λ はいわゆる“しゃへい定数”であり、反撓力の有効範囲を表わしている。振動数 f 、振幅 Q で振動している球表面における球の体積変化は

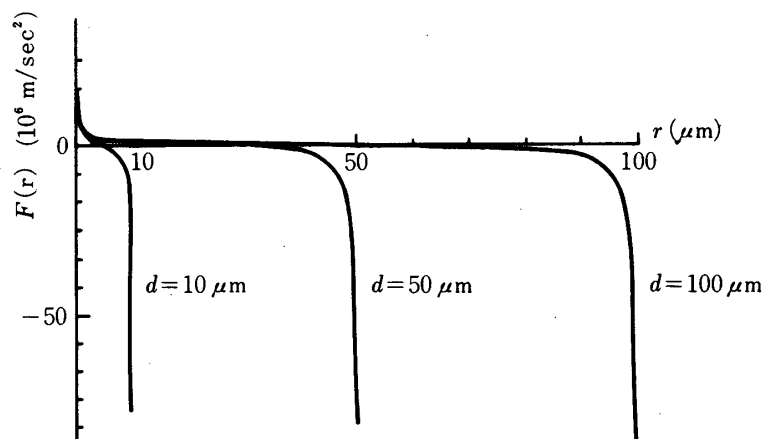


図1 転位の加速度場

$$\partial V(x,t)/\partial t|_{x=d} = Q \exp(2\pi i f t) \quad (5)$$

で表わされる。一方、単位長さの転位の運動にもとづく変位速度は

$$\partial h(x,t)/\partial t|_{x=d} = nb/d \cdot v(x,t)|_{x=d} \quad (6)$$

で与えられる。ただし n は堆積した転位の総数で、刃状転位に対して $n = \mu b k \sqrt{d} / (4\pi^2 \cdot (1-\nu))$ と表わされる。 $v(x,t)|_{x=d}$ を Fourier 級数に展開すると

$$v(x,t)|_{x=d} = \sum_{-\infty}^{\infty} I(f) \exp(-2\pi i f t) \quad (7)$$

となる。ただし

$$I(f) = 1/2\pi \cdot \int_{-\infty}^{\infty} v(x,t)|_{x=d} \exp(-2\pi i f t) dt \quad (8)$$

である。 $I(f)$ は転位の運動にもとづいた振動のスペクトル密度である。以上の結果より (5) 式の振幅 Q は

$$Q(f) = nb/d \cdot I(f) S = \alpha nb I(f) \quad (9)$$

となる。ここで S は結晶粒界の面積に関係した量であり、 d に比例する。 α は比例定数である。したがって一つの結晶粒の降伏に伴う単位時間当りの AE エネルギーは

$$W(f,d) = \alpha' \rho c k^2 d \cdot (nb I(f))^2 = \alpha'' \rho c b^2 k^2 d I(f)^2 \quad (10)$$

で表わされる。 α', α'' は比例定数であり、 $\rho c k^2$ は点音源から放射された音波の単位エネルギーである。波数 k と角振動数 ω との間の分散関係が無視できるならば材料の降伏に伴う AE の総エネルギーは

$$E(f,d) = \beta N T W(f,d) = \beta' T^2 I(f)^2 / d$$

で与えられる。ただし、 N は材料中の結晶粒の総数で V/d^3 に比例する、 β, β' は比例定数である。

IV 計算結果

図2は(4)式にもとづいての計算結果である。応力集中 $\tau_c(r)$ は $r=0$ で発散するため、結晶粒界の有効厚さを $0.1 \mu m$ として計算している。図3は $\alpha = 40 \mu m$ と $\alpha = 100 \mu m$ に対する $I(f)$ の数値計算結果である。容易に理解されるように AE エネルギーは f に対して振動的に変化しており、 $fT = 1/2$ において最大値を与えている。これは AE の測定周波数と転位運動の緩和時間 T との間の共鳴の条件を表わしている。図4は AE エネルギーの結晶粒度依存性を示している。AE エネルギーは測定周波数によらず、適当な結晶粒度において最大値を示すが、その最大値を与える結晶粒度は測定周波数に依存しており、測定周波数が大きくなるほど、小さな値に移行しているのが理解される。

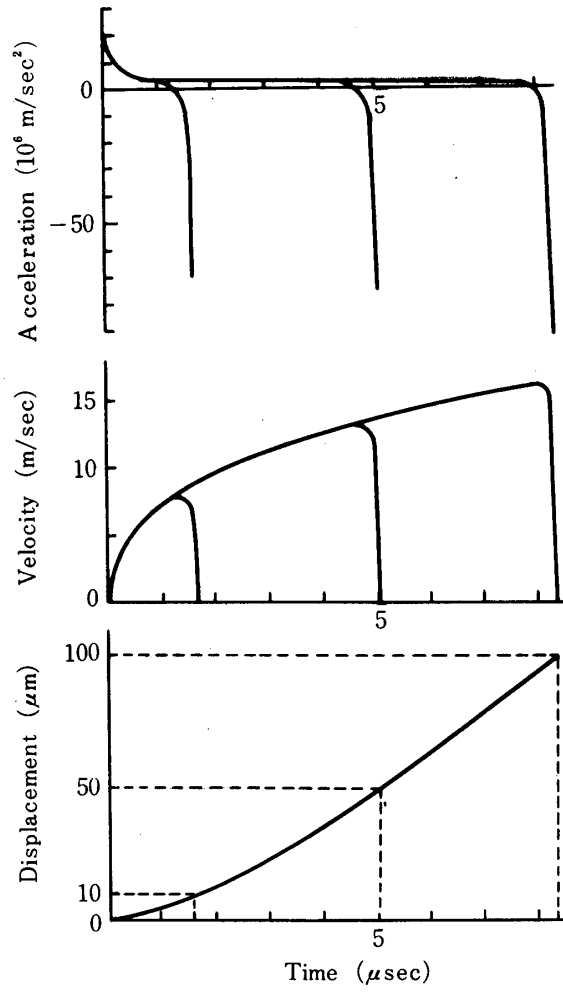


図2 図1に示された転位の加速度場を運動する転位の加速度, 速度, および変位

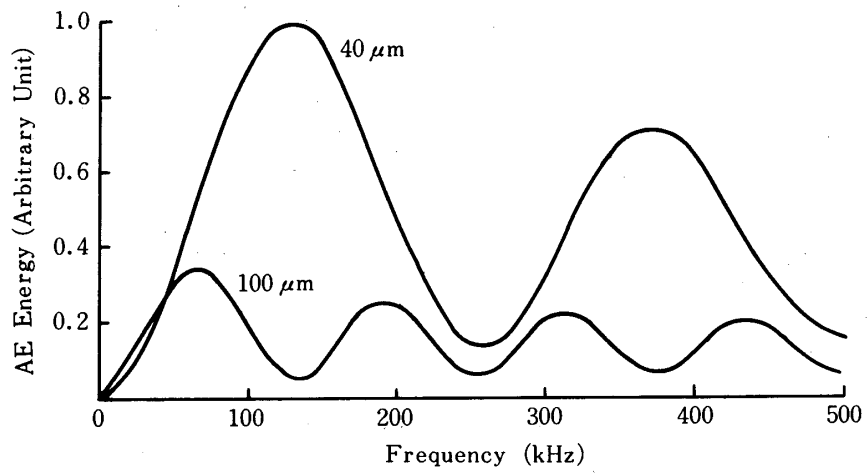


図3 AEエネルギースペクトル

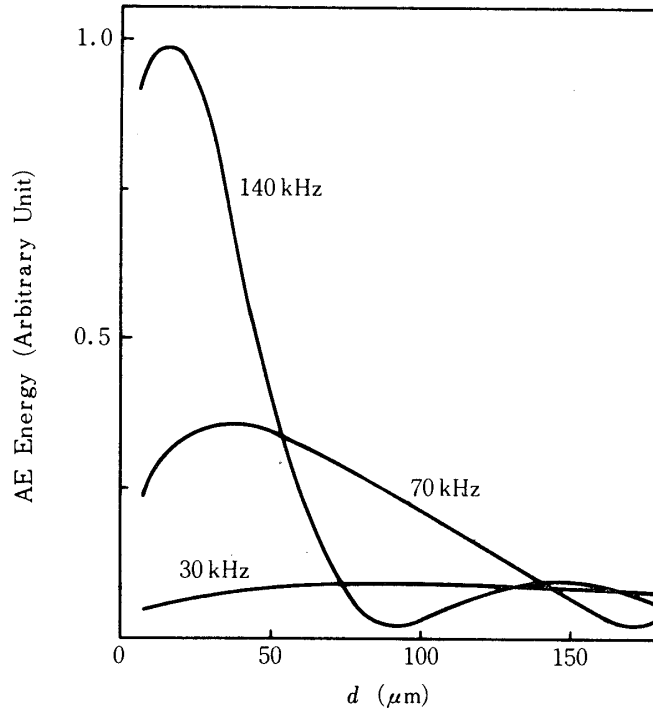


図4 AEエネルギーの結晶粒度依存性 (計算結果)

V. 実験結果

以上の結果を証明するために、Al多結晶を用いて引張り試験時のAEの結晶粒度依存性の測定を行った。用いたAE変換子の共振周波数はそれぞれ30kHz、140kHzである。図5は共振周波数30kHzのAE変換子による測定結果の一例であり、降伏時に生ずるAEは、結晶粒度の単調な関係となっていないことが理解される。図6は図5の結果にもとづいて、降伏時に生ずるAEの総エネルギーを d に対してプロットしたもので $d \approx 50 \mu\text{m}$ においてAEエネルギーが最大となっている。一方、共振周波数が140kHzのAE変換子を用いて、同様の測定を行うと、図7に示されているように、すくなくとも $d \approx 30 \mu\text{m}$ までは、降伏に伴うAEエネルギーは、結晶粒度の単調関数であり、たとえAEエネルギーの最大値が存在するにしても $30 \mu\text{m}$ 以下の、図6に比して小さな結晶粒度においてであることが容易に理解される。このことは前述の計算結果を定性的に支持するものであり、AEが測定周波数に大きく依存することを意味している。

VI. 検討

Al多結晶の降伏に伴うAEの結晶粒度依存性は図6および図7に示されているように、測定周波数に大きく依存し、定性的には図4の計算結果に示されているように適当な結晶粒度において、AEは最大値を示すことが理解されたが、本計算においては、転位の初期加速

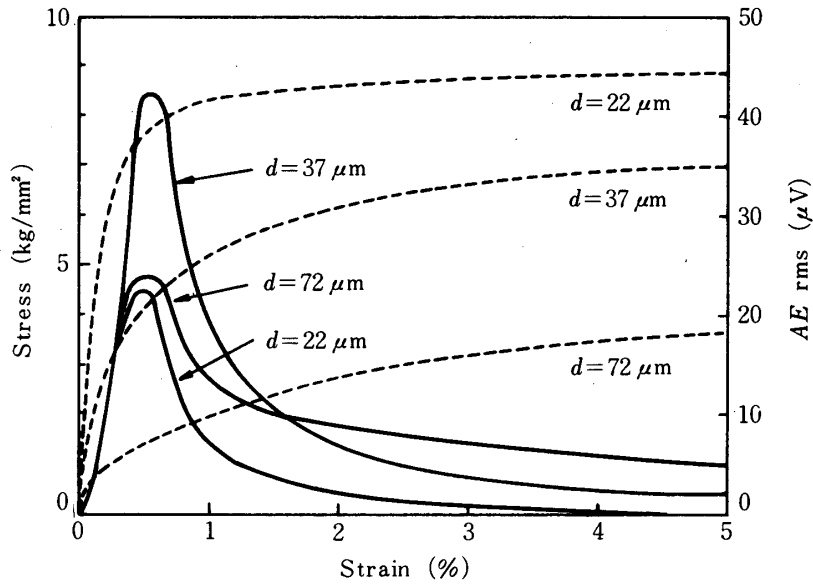


図5 Al多結晶の応力・ひずみ曲線とAEプロフィール($f = 30 \text{ kHz}$)

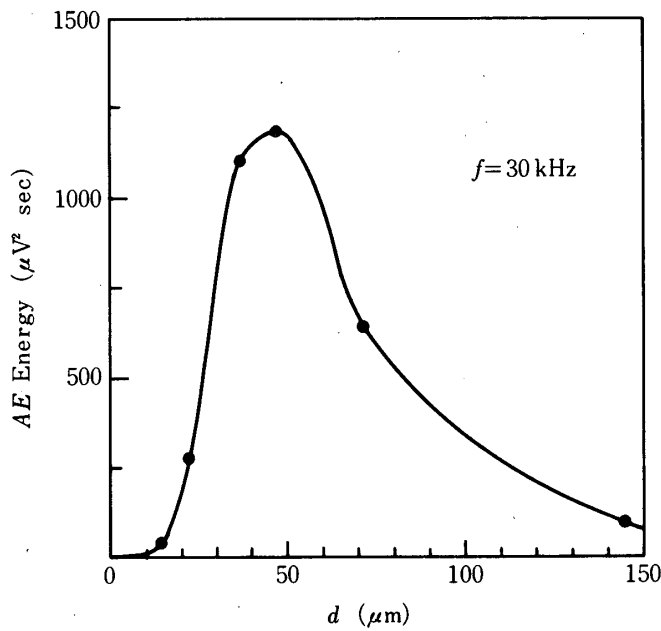


図6 AEエネルギーの結晶粒度依存性 (実験結果, $f = 30 \text{ kHz}$)

度は 10^7 m/sec^2 と仮定されている。これは Al 多結晶の降伏応力から得られた値 ($\sim 10^{11} \text{ m/sec}^2$) に比較して、桁違いに小さいが、本計算においては転位運動に対する動的まさつの効果を無視していることの代償として、見掛け上、低い初期加速度値を用いている。したがっ

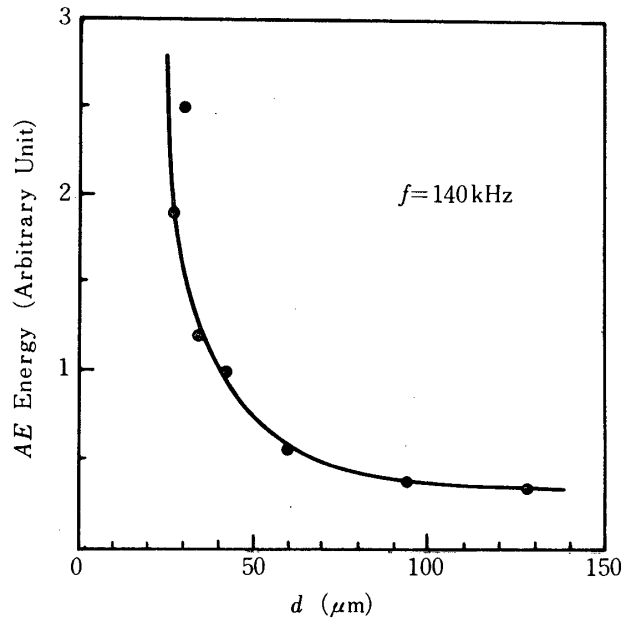


図7 AEエネルギーの結晶粒度依存性 (実験結果 $f = 140 \text{ kHz}$)

て、より近似度の高い計算を行うには、当然のことながら、次のステップとして動的まきつ
の効果を取り入れる必要があることになる。

VII. 結 論

応力集中の概念にもとづいた動的なAEの発生モデル、特に粒界に堆積した転位によるAEの発生モデルを定式化し、数値計算が実行された。計算結果によると、材料の降伏に伴うAEは、適当な結晶粒度で最大値を示し、その時の結晶粒度は、測定周波数に大きく依存することが予想された。このことは、Al多結晶の結晶粒度依存性の実験により検証された。

1980年1月21日 材料部

参 考 文 献

- [1] R.M. Fisher and J.S. Lally; Can. J. Phys., 45 (1967) 1147.
- [2] T. Kishi and K. Kuribayashi; Proc. Acoust. Soc. Am. & Acoust. Soc. Japan Joint Meeting. Nov. 27–Dec. 1. 1978. Hawaii.
- [3] K. Malén and L. Bolin; Phys. Stat. Sol. (b) 61 (1974) 637.
- [4] R.W.B. Stephens and A.A. Pollock; J. Acoust. Soc. Am. 50 (1961) 904.
- [5] J. Eisenblätter, P. Jax and H.J. Schwalbe; Proc. 2nd AE Symp. Tokyo (1974) 1.
- [6] 羽田野, 田中, 堀内, 丹羽; 日本金属学会誌 39 (1975) 675.
- [7] D. Rouby, P. Fleischmann, F. Lakestani and J.C. Baboux; Mat. Sci. Eng., 29 (1977) 205.
- [8] D. Rouby and P. Fleischmann; Phys. Stat. Sol. (a) 48 (1978) 439.