金属疲労における表面微小き裂進展特性*

鶴 井 明**

Properties of Surface Microcrack Propagation in Fatigue of Metals

by

Akira TSURUI

(Faculty of Engineering, Kyoto University, Kyoto)

A noncontinuum crack tip deformation model in fatigue of metals was proposed and used to study some properties of surface microcrack propagation. It was shown that the model explained well the characteristics found in experiments of fatigue lives and fatigue crack growth rates.

(Received Dec. 2, 1980)

キー・ワード：疲労き裂進展則，塑性域，応力拡大係数，結晶粒

1 緒 言

金属の疲労過程の中で，表面微小き裂の進展機構，および進展寿命については現在でもまだよくわかっていないと言ひ難い。しかしその段階が疲労寿命の大半をしめることから，その段階での種々の実験事実と整合するき裂進展機構を模索し，指摘することは重要であると思われる。特にその段階の特徴である，き裂進展速度への金属組織の影響のし方，進展の遅延停留現象等，実験で見いだされている種々の特徴を説明し得，同時にき裂進展寿命の実験結果とも矛盾しない初期き裂進展機構はどのようなものであり得るかという考察は，今後，表面微小き裂の進展則を確立し，それによってき裂進展寿命を推測しようとする一連の研究にとって有用であろうと考えられる。以上の観点から，ここではその一つの可能な考え方は以下で述べる非連続体的き裂端変形モデルであることを指摘する。

疲労き裂が充分深くなれば，そのき裂の進展法則は応力拡大係数の範囲 $4K$ のべき関数として記述できることはよく知られている。しかしこの法則が表面微小き裂の領域にまで適用可能であると仮定して，部材の寿命を評価するといくつかの不都合を生ずる。まず第一に，そのような評価によって表面き裂長さが結晶粒径程度以後のき裂進展寿命を計算すると，実験で得られているよりもずっと長い寿命が得られる¹⁾。第二に，実験では表面き裂長さが結晶粒径程度になるまでの定き裂長寿命曲線は s - n 曲線とほぼ平行になることが知られているけれども，もしそうなら s - n 曲線を n $S^b = a$

(a, b : 定数) としたとき，表面き裂長さが結晶粒径程度以後のき裂進展寿命 n_p もほぼ $n_p \propto S^{-b}$ とならねばならないことは明らかである。一般に b は 5 ないし 10 程度の値を取る。他方， $4K$ を線型破壊力学によって評価し，貫通大き裂の進展則

$$\frac{1}{d_0} \frac{dl}{dn} = C \left(\frac{4K}{4K_0} \right)^\nu \quad (1)$$

を用いて進展寿命を計算すると， $n_p \propto S^{-\nu}$ を得る。ここで ν ， C は無次元定数であり， d_0 は長さの次元の定数である。ところが ν は一般に 2 ないし 4 程度の値をとることが知られているので，法則(1)を表面微小き裂にまで拡張適用すれば，誤った s - n 曲線の応力振幅依存性を与えることになる。

以上の考察によって，部材の寿命の大半は微小表面き裂の進展過程でしめられ，しかも初期進展過程には貫通大き裂に対する進展法則とは異った法則を適用する必要があるということがわかる。すなわち，微小表面き裂の進展を考えるときには，次の三つのことが同時に考慮されねばならない。第一はき裂が深くなればその進展則は貫通大き裂のもの，すなわち(1)に近づくこと，第二は微小表面き裂の進展速度は(1)を外挿した速度より速いこと，第三は寿命 n_p は(1)で得られるよりもっと強い応力振幅依存性をもつことである。線型破壊力学的考え方のみを用いるのであれば，これらを同時に満足させることはできない²⁾。

これを克服する方法は大きく言って二つ考えられ，その一つは線型破壊力学的取扱いでなく非線型破壊力学的考察によることであり，他の一つはそもそも微小き裂を取扱う場合にはその材料が一樣な連続体である

* 原稿受理 昭和55年12月2日

** 正 会 員 京大工学部 京都市左京区吉田本町

とみなすことを放棄することである。非線型破壊学的²⁴⁾考察によってこの困難を克服しようとする試みは多い。しかし、以下に述べるように微小表面き裂の進展は結晶粒、亜結晶粒等によって著しい影響を受けることが知られているので、ここでは微小表面き裂の進展の考察にはもはや完全な連続体的取扱いはできないと考えることによって実験結果をうまく説明し得ることを示すことにする。

2 非連続体的き裂端変形モデル

最近の実験によって、微小表面き裂は結晶粒界あるいは⁵⁾亜結晶粒界等によってその進展が著しい遅れを受け、^{6,7)}はなはだしい場合には粒界で停留が起ること等がわかってきた。あるいは見方をかえれば、微小き裂は⁸⁾断続的に進むことになる。また最近 W. L. Morris は、微小き裂ではき裂先端の塑性域の大きさがき裂深さにはほとんど依存せず、主として結晶粒、亜結晶粒等の金属組織で決まることを示している。き裂がいわゆる進展形態を遷移させる条件の考察においても、それが線型破壊力学的量とある種の金属組織に基づいた量との兼合いで決まると考えて矛盾はないことも示されている。¹⁰⁾これら一連の事実を考慮すると、微小表面き裂を扱う場合には、材料はもはや一様な連続体とはみなし得ないということになる。

以上で、連続体的考察のみでは、微小表面き裂進展のすべての特徴をうまく表現できないことがわかったが、それではどのように表現すべきであろうか。金属の疲労過程初期においては、¹¹⁾少くとも累積損傷則がほぼ成立していると考えられること、およびき裂は必ずしも毎サイクル進展しているとは言えないこと等から、¹²⁾ここでも累積損傷モデルを採用するのが適当ではないかと思われる。我々は以前、疲労き裂の安定成長過程を累積損傷モデルで取扱って、この段階でさえも累積損傷モデルで取扱い得ることを示した。¹³⁾そこでは、まず塑性域の大きさとき裂進展速度を関係づけ、塑性域の大きさ ω と応力拡大係数の範囲 $4K$ とは

$$\omega = \kappa \left(\frac{4K}{S_Y} \right)^2 \quad (2)$$

の関係にあるとした。ここで κ は適当な定数であり、 S_Y は動的反降伏応力である。(2)の関係はき裂が浅ければ塑性域はいくらでも小さくなり得ることを示している。言い換えれば、関係(2)は明らかに連続体的考察から得られたものである。しかしながら、き裂進展速度と塑性域の大きさ ω の関係を導くにあたっては、なんら連続体的取扱いはしなかった。すなわち連続体的扱いをすることなく

$$\frac{dl}{dn} \propto \omega^{\nu/2} \quad (\nu \geq 2) \quad (3)$$

がほぼ成立することを示し得たのである。¹³⁾そこで問題

は、微小表面き裂に対して塑性域の大きさはどのように表し得るか、ということになる。

著者は以前、増殖した転位は亜結晶粒壁に集積するものと考えるなら、すべりやすい結晶粒中では塑性域は¹⁰⁾亜結晶粒の大きさ以下にはならないことを注意した。もちろん、ここでもそのように考えるならば、すべりやすい結晶粒中では新しい塑性域の大きさ Ω には取り得る最小の値があること(このことが連続体的考察と相反する点である)になる。すなわちすべりやすい所では、 Ω は最小限ある大きさ Z_d (これは普通亜結晶粒程度¹⁰⁾の大きさと考えてよいと思われる)をもち、もしそれが深さ l のあるき裂先端に位置する場合には、そのき裂の存在によってプラスされる大きさ ω_c の塑性域が加わるものと考えられる。このプラスされる塑性域の大きさ ω_c は、すべりにくい結晶粒中でも寄与を持ち、き裂が充分深くなりばこの項が主な寄与をもつようになるであろう。き裂が深いときは、その進展則はほぼ(1)で与えられることを考慮すると、 ω_c は(2)と同様 $\omega_c = \kappa 4K^2 / S_Y^2$ で与えられねばならないことになる。

つぎに今考えた Z_d と ω_c とを簡単に加えてよいかどうかの検討に移ろう。我々は1サイクル当りの進展量を Ω の関数として扱おうとしているのであるから、この Ω は1サイクル当りの量でなければならない。つまり、たとえ塑性域は広くても、何サイクルかに一度しか損傷の累積なる事象が起らないのであれば、實際上、その塑性域はもう少し小さいものとして扱う必要がある。すなわちここでは1サイクル当りに換算した塑性域を用いる必要があるのである。き裂発生直後で、しかも応力もそんなに高くなければ、同じ増殖源で毎サイクル転位増殖、即ち¹⁴⁾損傷累積が起るとは限らないと考えなければならないので、き裂進展速度の議論における Ω としてはこのことを考慮しなければならない。

き裂が充分深くなれば、1サイクル当りのき裂先端における損傷累積頻度はほとんど応力振幅によらないものと考えられる。もしそうでなければ、貫通大き裂の進展則が応力拡大係数範囲 $4K$ のみで記述できるといふ実験結果に反することになる。しかし、き裂発生直後および初期進展過程で応力もそんなに高くなく、¹⁴⁾きは、き裂先端での応力集中の効果も小さく、どの増殖源でも毎サイクル増殖が起るとは考えにくく、しかも増殖頻度は¹⁴⁾応力振幅に非常に敏感であると予測される。ここでは簡単のため、一つの増殖源、1サイクル当りの増殖頻度を、深いき裂先端での損傷累積頻度の $A(S/S_Y)^m$ 倍とおくことにする。ここで定数 A は各亜結晶粒で異なっていてよく、 m は低応力の場合のクリープ指数程度、すなわち4ないし7ぐらいの値となることが期待される。

以上の考察によって、我々は深さ l のき裂先端の1

サイクル当りに換算された塑性域の大きさ Ω を

$$\Omega = \left(\frac{S}{S_Y} \right)^m Z + \kappa \left(\frac{\Delta K}{S_Y} \right)^2 \quad (4)$$

と表したことになる。ただし便宜のため AZ_d を改めて Z と書いた。

3 表面微小き裂進展特性

前節で考えた Z がどのようなものであるかを考察する。すべりやすい結晶粒中ではき裂の存在による応力集中がなくても転位は増殖し、 $S=S_Y$ のときはちょうど深いき裂先端とよく似た状態と考えられる。したがってすべりやすい結晶粒中では A は 1 に近いと考えてよい。また、増殖した転位はほぼ亜結晶粒壁に集積するものと考えれば、 Z は平均としては亜結晶粒径のオーダーとなるであろう。一方、すべりにくい結晶粒中では、き裂があつてはじめてすべりが起る。すなわちき裂がなければすべりはほとんど起らないと考えられるので、 $A \approx 0$ となり Z の寄与はほとんどないであろう。すなわち、き裂の進展経路上のすべりやすい結晶粒中では Z はほぼ亜結晶粒径程度、すべりにくい結晶粒中ではそれは非常に小さい値を取るものと考えてよい。換言すれば、 Z 、したがって Ω は確率変数とみなされ、き裂の進展経路上の位置ごとに、またき裂ごとに Ω の値は変動することになる。

そこで(3)のかわりに、確率変数としてのき裂進展速度を

$$\frac{dL}{dn} \propto \Omega^{\nu/2} \quad (5)$$

と表し、 Ω としては(4)式を採用することにすれば、微小表面き裂進展の特徴、き裂進展寿命の特徴等をうまく説明し得ることを示そう。

(1) 平均き裂進展寿命 n_p の応力振幅依存性を考えよう。主き裂に対して形式的に $\langle dL/dn \rangle = dL/dn$ 、 $\langle Z \rangle = Z_0$ とおけば、対応する n_p はその部材の平均き裂進展寿命になる。形式的と言ったのは、き裂ごとの平均ではなく、主き裂に対して進展経路上の各位置に対して考えられたある種の平均操作を施すことを意味する。今両振りの場合に対して $\Delta K = S_Y \sqrt{\pi l}$ として l について l_0 から ∞ まで積分し、 n_p を求めると

$$n_p \propto \frac{2}{(\nu-2)\pi\kappa} \left(\frac{S}{S_Y} \right)^{-2} \left\{ \left(\frac{S}{S_Y} \right)^m Z_0 + \pi\kappa \left(\frac{S}{S_Y} \right)^2 l_0 \right\}^{-(\nu/2)+1} \quad (6)$$

が得られる。後に示すように、(6)の括弧の中で第二項の寄与は第一項の寄与に比べて小さいから、ほぼ $n_p \propto S^{-2+m(-\nu/2+1)}$ が成立することになるが、 m を 4 ないし 7 程度とすれば実験で得られている代表的な s - n 曲線の応力振幅依存性が得られる。

(2) き裂進展初期には $dL/dn \propto S^m l$ のような進展速度の時期があることが知られているが¹²⁾¹⁵⁾、我々のモデル

では(4)式の第二項に対する第一項の比が $\nu/2-1$ 程度のところでこれが成立することがわかる。また別な見方をするなら、応力振幅一定の実験でむりに $dL/dn \propto \Delta K^{m''}$ のように表せば、 m'' は貫通大き裂のものより小さくなるとか、 m'' は 1 とともに大きくなって最終的に ν に移行する等の実験結果が見うけられるが、き裂の発生するような結晶粒では、少くともその結晶粒中は(4)式の第一項の寄与が大きいと考えられるから、これらの結果もまたうまく説明できる。

(3) したがって表面微小き裂は(1)式から期待されるより速い進展速度を持ち、寿命はより短くなる。

(4) Z は確率変数であるから、き裂がすべりにくい結晶粒壁に達したとき、まだ(4)の第二項の効果が小さければ、すべりにくい結晶粒では Z はほぼ 0 とみなしてよいから、すべりにくい結晶粒壁の所で一時的に Ω は著しく小さくなり、したがって dL/dn も非常に小さくなる。すなわちき裂の遅延現象が起ることになる。ゆっくりではあるが進展してゆけば、(4)の第二項の寄与が大きくなり、最終的には(1)で予測されるような進展をすることになる。

(5) き裂がすべりにくい結晶粒壁に達したとき、(4)の第一項の寄与はほとんど無視できるから、第二項の寄与がある限界値に達していないときそのき裂は停留するものと考えれば、き裂が停留するための条件には必ずしも非線型破壊力学的考察はいらないことが理解できる。

以上述べたように、我々のモデルによって種々の実験結果をうまく説明できることがわかった。

4 低炭素鋼のき裂進展寿命

前節で(6)の括弧の中の第二項の寄与は小さいと述べたが、ここではこのモデルを Taira 等の実験結果にあてはめ、まず括弧の中の第二項を無視して Z_0/κ を定め、それを使ってその手続きが妥当であったことを示そう。

まず(6)で括弧中の第二項を無視すると、 n_p の応力依存性は

$$n_p = a_0 \left(\frac{S}{S_Y} \right)^{-2-m(\nu/2-1)} \quad (7)$$

となる。ここで我々はき裂が深くなればその進展則は(1)に移行することを要求しているから、 a_0 の値は d_0 を平均結晶粒径として $\Delta K_0 = S_Y \sqrt{\pi d_0}$ とするものとするれば、 Z_0 および(1)式中の C 、 ν を用いて

$$a_0 = \frac{2}{(\nu-2)C} \left(\frac{\pi\kappa d_0}{Z_0} \right)^{\nu/2-1} \quad (8)$$

と表される。Taira 等の低炭素鋼（結晶粒径 20.5 μ ）に関する実験¹⁷⁾によるとほぼ

$$n_p = 1.93 \times 10^5 \left(\frac{S}{S_Y} \right)^{-6.19}$$

であること、および $\nu=3.68$ 、 $C=8.0 \times 10^{-7}$ が得ら

れている。これらを用いると $m=4.99$, $Z_0/\kappa d_0=35.7$ が得られる。 $m=4.99$ はまずまずの値であるし、 Z_0 は線型破壊力学による塑性域寸法 ω_c の評価法として、板厚の大きいときに Irwin の用いた式¹⁸⁾

$$\omega_c = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \left(\frac{\Delta K}{2S_Y} \right)^2$$

を用いることにすれば $Z_0 \approx 1.03 \times 10^{-5} (m)$ を得る。主き裂は試片中最大のすべりやすい結晶粒に発生するとすれば、(4)の第一項の寄与はき裂がかなり深くなるまで大きいと考えられるが、 Z_0 の意味はほぼこの第一項が大きな寄与をもっているところにとられた平均と考えねばならないから、この値は不都合ではないと思える。

つぎに、上で得られた Z_0/κ の値を用いて、実際に(6)の括弧の中の第一項に対する第二項の比を計算してみよう。その比は

$$\frac{\text{第二項}}{\text{第一項}} = \frac{\pi}{\left(\frac{S}{S_Y}\right)^{m-2}} \cdot \frac{\kappa l_0}{Z_0} \quad (9)$$

で与えられるが、 l_0 は通常表面き裂長さが平均結晶粒径程度 ($2.05 \times 10^{-5} m$) となるようなき裂の深さであるから、ほぼ $0.7 \times 10^{-5} m$ とみなしてよいので、たとえ S を耐久限度に等しく取ったとしても、(9)式の値はほぼ 0.1 にしかならない。したがって(6)の第二項を無視したことは妥当であったことがわかる。

(4)で第一項が主に寄与する進展形態から、第二項が主に寄与する進展形態への遷移が起るおおよそそのき裂深さ l_t を求めてみよう。主き裂に限ればほぼ

$$\left(\frac{S}{S_Y}\right)^m Z_0 \sim \kappa \pi \left(\frac{S}{S_Y}\right)^2 l_t$$

すなわち

$$l_t \sim \frac{1}{\kappa \pi} \left(\frac{S}{S_Y}\right)^{m-2} Z_0$$

が成立するとき、遷移が起ると考えられるが、上の数値を代入すると $S=0.7S_Y$ として約 $l_t \sim 80 \mu$ となり、また同じ $S=0.7S_Y$ に対して $dl/dn \propto l$ となるようなき裂深さを求めてみると約 96μ となり、これらはまずまずの値であることがわかる。

5 結 言

微小表面き裂をも含めたき裂進展速度の取扱いに対する一つの試みがなされた。その試みというのは、微小表面き裂の進展を扱うには、もはや連続体的考察のみでは不充分であって、すべりやすい結晶粒ではき裂

先端の塑性域は金属組織学的なある大きさ以下にはなれないということに基礎をおいたものである。微小表面き裂にも適用可能な一つのき裂進展速度の具体的表現が提案され、それによってき裂進展の特徴をうまく説明し得ることが示された。

更に、そのモデルを低炭素鋼の実験結果に適用し、用いられたいくつかの仮定が不適当ではなかったことを確めた。

参 考 文 献

- 1) 北川英夫, 結城良治, 高橋 進, 徐 昌敏, 日本機械学会第16回疲労強度シンポジウム講演論文集, No. 790-9, 25 (1979).
- 2) 北川英夫, 徐 昌敏, 日本材料学会第13回疲労シンポジウム前刷集, 10 (1979).
- 3) 高尾健一, 西谷弘信, 日本機械学会第10回材料の構造と破壊機構シンポジウム講演論文集, No. 760-9, 11 (1976).
- 4) 田中啓介, 中井善一, 北条正樹, 前川 治, 星出敏彦, 日本材料学会第13回疲労シンポジウム前刷集, 1 (1979).
- 5) 市田邦二, 大河禎一, 第24回材料研究連合講演会前刷集, 5 (1980).
- 6) 山田敏郎, 曾我美晋, 川村大助, 材料, **28**, 20 (1979).
- 7) 小林英夫, 川田幸男, 中沢 一, 材料, **25**, 881 (1976).
- 8) 鈴木秀人, 大藪 優, 国尾 武, A. J. McEvily, 日本機械学会第16回疲労強度シンポジウム講演論文集, No. 790-9, 49 (1979).
- 9) Morris, W. L., Metall. Trans., **11A**, 1117 (1980).
- 10) 鶴井 明, 材料, **29**, 13 (1980).
- 11) Miller, J., and K. P. Zachariah, Journal of Strain Analysis, **12**, 262 (1977).
- 12) Tomkins, B., Metal Science, **14**, 408 (1980).
- 13) Tsurui, A., and A. Idarashi, ASME Journal of Engineering Materials and Technology, **102**, 300 (1980).
- 14) Ihara, C., and A. Tsurui, ASME Journal of Engineering Materials and Technology, **99**, 26 (1977).
- 15) Frost, N. E., and J. R. Dixon, Int. J. Fracture Mech., **3**(4), 301 (1967).
- 16) Pearson, S., Engineering Fracture Mechanics, **7**, 235 (1975).
- 17) Taira, S., K. Tanaka, and M. Hoshina, ASTM Symposium "Fatigue Mechanisms" Kansas City(1980) or ASTM STP, **675**, 135 (1979).
- 18) 岡村弘之, 日本機械学会誌, **75**, 50 (1972).