

②

304ステンレス鋼の
クリープ疲労微小き裂の
発生と伝ば

1992年10月

多田直哉

目次

英文概要	1
1. 緒論	5
1・1 高温強度学	7
1・1・1 歴史的背景	7
1・1・2 従来の高温破壊に関する研究	8
〔1〕破壊力学	9
〔2〕パラメーター法	10
〔3〕損傷力学	11
〔4〕モデル解析	12
1・2 熱疲労と高温低サイクル疲労	15
1・2・1 平滑試験片の破損寿命について	15
1・2・2 巨視き裂伝ばについて	15
1・3 高温低サイクル疲労寿命に関する従来の実験結果	25
1・4 本論文の構成	29

2. クリープ疲労微小き裂に関する実験結果	37
2・1 はじめに	39
2・2 クリープ疲労微小き裂の発生・伝ば挙動に影響を及ぼす主要な因子	42
2・2・1 破損寿命と影響因子	42
〔1〕ひずみ波形	44
〔2〕雰囲気(高温酸化)	44
〔3〕ひずみ範囲	44
2・2・2 ひずみ波形	45
〔1〕実験方法	45
(1)供試材および試験片	
(2)試験機および実験条件	
(3)微小き裂の観測方法	
〔2〕実験結果および考察	53
(1)き裂密度	
(2)き裂伝ば速度	
(3)き裂長さ分布	
(4)長いき裂の生成過程	
2・2・3 雰囲気(高温酸化)	75
〔1〕実験方法	75
〔2〕実験結果および考察	77
(1)き裂密度	
(2)き裂伝ば速度	
2・2・4 ひずみ範囲	86
〔1〕実験方法	86

〔2〕実験結果および考察	86
(1)き裂密度	
(2)き裂伝ば速度	
2・3 微小き裂の発生・伝ば・合体挙動の詳細な観察	93
2・3・1 クリープ疲労破壊を複雑にしている要因	93
2・3・2 粒界微小き裂の発生と結晶粒界の関係	94
〔1〕結晶粒界の長さ分布と角度分布	94
(1)直線近似粒界	
(2)長さ分布	
(3)角度分布	
〔2〕発生き裂の長さ分布と角度分布	99
(1)長さ分布	
(2)角度分布	
2・3・3 多数分布微小き裂の力学的相互干渉	103
〔1〕応力緩和による相互干渉	103
(1)き裂発生	
(2)き裂伝ば	
〔2〕き裂合体の影響	107
2・3・4 多数分布粒界微小き裂によりもたらされる破壊のプロセス	109
2・4 微小き裂から巨視き裂への遷移挙動	112
2・4・1 微視組織的微小き裂から巨視き裂への遷移	112
2・4・2 実験方法	113
2・4・3 実験結果および考察	117
〔1〕き裂伝ば速度の分布	117

(2) き裂伝ば速度とクリープJ積分範囲 の関係	123
(3) 微視組織的微小き裂の構成要素	128
2・5 まとめ	130
2・5・1 微小き裂の発生	130
2・5・2 微小き裂の伝ば	131
2・5・3 微小き裂の合体	133
3. クリープ疲労微小き裂に関する数値シミュレーション	139
3・1 はじめに	141
3・1・1 破壊力学の特徴と問題点	141
3・1・2 損傷力学の特徴と問題点	142
3・1・3 提案するモデルの特徴	143
3・2 粒界破壊抵抗分布モデル	145
3・2・1 モデルの基礎となる実験結果	145
3・2・2 粒界破壊抵抗分布モデル	146
3・2・3 数値シミュレーションの方法	149
3・3 一次元シミュレーション	152
3・3・1 一次元シミュレーション	152
3・3・2 シミュレーションの方法	152
〔1〕結晶粒界	152
〔2〕破壊抵抗値と破壊駆動力	154

3・3・3 シミュレーションの結果および考察	155
〔1〕結果の収束性	155
〔2〕破壊駆動力 F と K の性質	155
〔3〕c-p type クリープ疲労微小き裂の シミュレーション	160
(1) き裂密度	
(2) き裂伝ば速度	
(3) き裂長さ分布とき裂の分布状態	
〔4〕c-c type クリープ疲労微小き裂の シミュレーション	172
(1) き裂密度	
(2) き裂長さ分布	
〔5〕破壊駆動力に関する検討	172
3・4 三次元シミュレーション	175
3・4・1 モデルおよびシミュレーションの多次元化	175
3・4・2 シミュレーションの方法	175
〔1〕結晶粒界	176
(1) 核生成・成長モデル	
(2) 二次元結晶粒界の作成方法	
(3) 作成結果および考察	
(4) 結晶粒界の奥方向角度	
〔2〕破壊抵抗値と破壊駆動力	183
(1) 破壊抵抗値	
(2) き裂発生に関する破壊駆動力	
(3) き裂伝ばに関する破壊駆動力	
(4) き裂の伝ば方向	
(5) 応力緩和による相互干渉	

(6)き裂合体	
〔3〕破壊駆動力 F と K の関数形	187
3・4・3 シミュレーションの結果および考察	189
〔1〕c-p typeクリープ疲労微小き裂の シミュレーション	189
(1)設定条件および結果の収束性	
(2)き裂密度	
(3)き裂の発生角度分布	
(4)き裂伝ば速度	
(5)き裂長さ分布とき裂の分布状態	
〔2〕c-c typeクリープ疲労微小き裂の シミュレーション	199
(1)設定条件	
(2)き裂密度	
(3)き裂伝ば速度	
(4)き裂長さ分布	
3・4・4 追補(き裂伝ばに関する破壊駆動力 について)	204
3・5 微小き裂から巨視き裂に至るまでのき裂伝ば シミュレーション	213
3・5・1 シミュレーションの基礎となる実験結果	213
3・5・2 シミュレーションの方法	214
3・5・3 伝ばに関する破壊駆動力 K の決定方法	214
3・5・4 シミュレーションの結果および考察	216
〔1〕実験結果との比較	216
〔2〕微視組織的微小き裂の伝ば速度の ばらつく範囲	216

3・6 破壊プロセスと破損寿命に関する検討	228
3・6・1 き裂発生主体型とき裂伝ば主体型	228
3・6・2 モデルおよび数値シミュレーションの概要	230
3・6・3 破壊駆動力 F_0 と K_0^*	230
3・6・4 破壊プロセス	231
3・6・5 破損寿命と破損基準	233
3・6・6 実験結果の検討	237
〔1〕破損寿命評価	237
〔2〕破壊プロセス	238
3・7 数値シミュレーションを援用した実機の余寿命診断方法	246
3・7・1 余寿命診断システムの要求	246
3・7・2 数値シミュレーションの概要	248
3・7・3 余寿命診断方法	249
〔1〕予備解析	249
〔2〕シミュレーションの実行	251
〔3〕破損の判定とデータの修正	252
3・8 まとめ	253
3・8・1 粒界破壊抵抗分布モデルおよび 数値シミュレーション	253
3・8・2 破壊プロセスと破損寿命	255
3・8・3 実機の余寿命診断方法	256
4. 結論	263
4・1 結果の包括	265

4・2	これからの研究課題	270
4・2・1	微小き裂発生則の確立	270
4・2・2	内部き裂および粒内き裂破壊の シミュレーション	271
4・2・3	数値シミュレーション援用余寿命評価法と 非破壊検査法とのリンク	271
4・2・4	新素材への対応	272
関連発表文献		277
謝辞		281

英文概要

INITIATION AND PROPAGATION OF CREEP FATIGUE SMALL CRACKS IN A TYPE 304 STAINLESS STEEL

As is often the case with materials for high-temperature components, multiple small cracks initiate and propagate under creep fatigue conditions. In general, their behavior is fluctuant due to microstructure such as grain boundaries, therefore, the analysis of crack behavior is not easy. In the first half of this thesis, creep fatigue small cracks were actually observed under several test conditions using smooth specimens of a Type 304 stainless steel. The dependence of their behavior on the strain waveform and on the strain range was clarified, and the effect of the environment (high-temperature oxidation) to their behavior was also discussed. The results obtained in the first half are summarized as follows.

Under creep fatigue conditions, a lot of small cracks initiated at random on the specimen surface and propagated along grain boundaries. A manner of initiation and propagation was not continuous but discrete by a unit of a grain boundary. Discrete initiation or propagation could be interpreted as below. Grain boundary fracture occurred rapidly comparing to the period of crack arrest at the end of grain boundary (triple point) so that the fracture could be recognized to occur instantaneously. Crack density, which was defined as the number of cracks per unit area, was in proportion to the number of cycles until the middle stage of fatigue life. After that, the increasing rate of the crack density tended to decrease because of crack coalescence and of the expansion of the stress relaxation zone where almost no cracks initiated and propagated due to the relaxation of the tensile stress. In this study, the stress relaxation zone was defined as a circular area, the diameter of which was a line between two tips of a crack. Crack initiation occurred by the accumulation of creep damage, such as grain boundary sliding and the growth of grain boundary cavities, during half tensile cycle. But this creep damage was somewhat recoverable by

compressive creep strain. This was presumed from the experimental result that the crack density for c-p type (slow-fast strain waveform) was higher than for c-c type (slow-slow strain waveform). In an air environment, crack density was lower than in a vacuum environment of about 10^{-2} Pa. This was because a hard oxide film was formed on the specimen surface and this kept grain boundaries from sliding. On the other hand, crack propagation rate was not affected by compressive strain rate nor by high-temperature oxidation. This is common characteristics to large crack propagation. Crack initiation seemed to be more sensitive to test conditions than crack propagation. Propagation rate of small cracks dispersed widely due to microstructural inhomogeneity. But as crack length increased, scattering propagation rate of small cracks converged on the large crack propagation law derived from fracture mechanics. In the c-p type creep fatigue of 1.5% total strain at 923K, the minimum length (whole length) of the large crack was about 1mm which corresponded to twenty times of the mean grain diameter of the stainless steel used in the test. Over 1mm, the crack propagation rate came to have a unique relationship with creep J-integral range, ΔJ_C . The region of microstructurally small cracks was not small. This fact made study on creep fatigue small cracks more indispensable.

In the latter half of the thesis, a model of random fracture resistance of grain boundaries was presented for the simulation of creep fatigue small cracks. The model represented the microstructural inhomogeneity by a random number assigned to each grain boundary, which was called fracture resistance in the present model. The fracture resistance of each grain boundary was reduced by the driving force which was given to each grain boundary at every fatigue cycle. Fracture of grain boundaries, that is, crack initiation and propagation, occurred in a discrete manner (instantly) when the residual fracture resistance of a grain boundary became zero. The driving force divided into two kinds. One was for crack initiation and the other was for crack propagation. The reason why two kinds of driving forces were set was that the dependence of crack initiation behavior and that of crack propagation behavior on fatigue conditions (strain waveform, strain rate, strain range, environment, etc.) were different from each other. Two kinds of driving forces were necessary to represent the crack behavior correctly. The simulation was done in one and three dimensions. The one-dimensional simulation was very simple and easy to carry out, but it did not make a good result for the late stage of fatigue life when the coalescence and

mechanical interaction among small cracks were striking. The three-dimensional one was rather complicated and took more time to carry out because a lot of factors such as the inclination of each grain boundary and the above-mentioned stress relaxation zone of every initiated crack, were taken into account three-dimensionally there. But we could get fairly good results from this simulation until the very late stage of life. Moreover, fracture process was characterized using the present simulation. The fracture process could be divided into two types, crack propagation type and crack initiation type. In the former process, a few small cracks initiate and propagate to become large cracks, therefore, fatigue life corresponds to the crack propagation life. In the latter process, a lot of small cracks initiate and at the late stage of life they coalesce each other. In this case, fatigue life is mainly determined by the number of cracks initiated. The present simulation could reply quantitatively to a question, if a fracture process belonged to the crack propagation type or to the crack initiation type. Lastly the method of remaining life assessment using the simulation was presented. The remaining life assessment is now being focused on because of the fact that the operating time of a lot of fossil power plants is exceeding the planned lifetime.

This paper mainly deals with surface small cracks under creep fatigue condition in a Type 304 stainless steel. But the experimental procedure and the technique of the numerical simulation which were presented in this paper would also be available not only for surface small cracks but also for internal small cracks or cavities in isotropic polycrystalline materials with small alteration. Moreover, they would be applicable to small cracks along interface or matrix in directionally solidified superalloys and fiber reinforced composite materials, if the spacial distribution and the orientation of cracking are taken into consideration.

1. 緒 論

1.1 高温強度学

1.2 熱疲労と高温低サイクル疲労

1.3 高温低サイクル疲労寿命に関する従来の実験結果

1.4 本論文の構成

2. 高温強度学

2.1 高温強度学の基礎

2.2 高温強度学の応用

3. 熱疲労と高温低サイクル疲労

3.1 熱疲労の発生機構

3.2 高温低サイクル疲労の発生機構

4. 高温低サイクル疲労寿命に関する従来の実験結果

4.1 高温低サイクル疲労寿命の測定方法

4.2 高温低サイクル疲労寿命の特性

5. 本論文の構成

5.1 本論文の構成

5.2 本論文の構成

1. 緒 論

- 1・1 高温強度学
- 1・2 熱疲労と高温低サイクル疲労
- 1・3 高温低サイクル疲労寿命に関する従来の実験結果
- 1・4 本論文の構成

1・1 高温強度学

1・1・1 歴史的背景

この地球上に人類が誕生して火を使うようになって以来、人類は耐火性や耐久性の良い器具を求め、生活の向上を目指してきた。これが高温強度学の原点と言うならば、高温強度学の歴史は、ほぼ人類と同じだけの長い歴史を持つ。しかし、高温強度学を、数学、物理学、化学に代表される近代科学を用いて研究される学問体系と定義するならば、その歴史はそれほど長くはない^(1, 2)。19世紀は、エネルギー史上、石炭時代と呼ばれ、工業用に用いられるエネルギーのほとんどは、石炭を燃焼して得られる蒸気のエネルギーであった。近代科学が工学分野に応用されるようになったのもおよそこの時代であり、この頃から高温における金属の強度について科学的に検討され始めた。20世紀に入ると、輸送が容易で燃焼効率も良い石油が注目され、現在に至るまですべての産業は石油中心に発展してきた。現在の科学と工学の進歩は、この石油無しにはありえなかったと言える。また、石油から効率良くエネルギーを得るために高温機器用材料に関する研究も不可欠であったことは言うまでもない。しかし、地球上の石油埋蔵量は有限であることは明らかであり、人類の未来を考えると石油に代わるエネルギーを開発する必要がある。現在では、太陽エネルギーや風力エネルギー、原子力エネルギー、地熱エネルギー等の代替エネルギーの研究が進められているが、特に原子力エネルギーは、次世代の中心的存在になるであろうとされている⁽³⁾。現に今日では、かなりの割合の電力が原子力により得られており、その割合は年々増加の一途をたどっている。これより20世紀は、原子力時代の幕開けとも言われ、新材料を開発する際には原子力関係への利用も考えられ、材料の耐放射能性も吟味されている^(4, 5)。

代替エネルギーについての研究を進める一方、化石燃料で稼働している既存発電設

備の寿命延伸についての検討も行われている。他の先進国と同様に、我が国でも、1970年代の高度経済成長期には、エネルギー需要の爆発的な伸びに伴い、多数の発電設備および関連構造物が建設された。今、火力発電設備においては、その大部分が設計寿命（設計時に見込まれた寿命）を越えて運転されており、初期に建設された原子力発電設備も近い将来に設計寿命を迎えようとしている。設計寿命は、一般に大きな余裕を見込んであり、その機器が設計に用いた稼働条件通りに使用されてきた場合は、設計寿命よりかなり長い期間に渡り使用可能であると考えられる。また、たとえ機器の一部が大きな損傷を受けている場合でも、その他の部分は健全である場合がほとんどであるため、その損傷部分を交換ないしは補修することで高温機器全体の寿命は飛躍的に延びると考えられる。この発電設備あるいは高温機器を有する構造物の延命対策は、新規設備の立地難問題を解決し、かつ、埋蔵量が有限な化石燃料の節約（省エネ）にもつながるため、一刻も早くすべての設備において安全に実現されることが期待されている。そのためには、既存の高温機器の余寿命を正確に把握することが必要不可欠であり、これに高温強度学の知識が要求されることは言うまでもない。このように科学技術の進歩とエネルギーおよび高温強度学は切り離せないものである。

1・1・2 従来の高温破壊に関する研究

高温強度関連の研究で特に重要な機構は、「クリープ」である⁽⁶⁾。クリープとは、そのひずみが時間依存性であることが特徴であり、これが定義の一つとなっている。一般の耐熱鋼を例に挙げると、室温ではこのクリープ現象はほとんど認められないが、材料が絶対温度において融点の約3割程度の高温になるとクリープ現象が顕著になる。クリープ現象は、その定義からするとひずみが時間に依存するのみで一見簡単に取り扱えるように思えるが、実際は、この時間依存性現象が温度依存性を伴って種々の変形機構を生み、かつ、非弾性挙動を示すため、高温強度を極めて複雑にしている。言い換えると、このクリープが主として高温強度学を形成しており、室温における一般の材料強度学と区別される。

クリープは、変形のみならず、クリープ・キャビティの成長、クリープき裂の伝ば、クリープ破断等の現象でわかるように様々な形で破壊現象にも現れる^(7,8)。また、クリープ変形やクリープ破壊は、単独に現れるとは限らず、それぞれ塑性変形や疲労破壊と重畳する場合が多い。したがって、従来のクリープに関する研究も疲労破壊に関する研究とともに多方面から実施されてきた。これらは大別して、①破壊力学、②パラメーター法、③損傷力学、④モデル解析の四種類にまとめることができる。以下にそれぞれについて簡単に説明する。

〔1〕破壊力学

破壊力学は、簡単に言うとき裂の力学であり、破壊力学パラメーターによりき裂先端近傍の応力-ひずみ状態を記述し、弾性、塑性、あるいはクリープ変形によって形成される応力場およびき裂伝ば駆動力を評価するものである^(9,10)。現在クリープき裂に関して用いられている高温破壊力学も、元々は室温の疲労き裂に関する研究に始まった。「き裂」という概念は、この破壊力学で始めて解析的に導入され、これがそれ以前の切欠きの「応力集中係数」に関する研究とは異なる。破壊力学の概念は、まず、1920年にGriffithにより提唱された⁽¹¹⁾。以後、Irwinにより線形破壊力学の基礎が確立され、今日、き裂を含む構造物の設計に最もよく用いられる「応力拡大係数」を提案した⁽¹²⁾。さらに、破壊力学を非線形弾性体あるいは塑性体にも適用するために「J積分」がRiceにより⁽¹³⁾、また、クリープへの適用を考えて大路ら、Landesらにより「クリープJ積分」（修正J積分、C*パラメーターとも言う）が考案された^(14,15)。このクリープJ積分の登場により、これまで室温の疲労き裂に限られていた破壊力学の適用範囲が、クリープき裂やクリープと疲労が重畳する条件下のき裂、すなわち、クリープ疲労き裂にも広がった。これらの破壊力学パラメーターは、いずれも純粋に力学から定められるものである。これらの工学的な分野への応用の第一歩を踏みだしたのはParisとErdoganであり、彼らは、疲労き裂の伝ば速度が応力拡大係数範囲 ΔK と巾乗関係を有するといういわゆるParis則を発見した⁽¹⁶⁾。この発見がなければ、これほどまでに破壊力学が工学的分野で急速に発展したとは考えられない。低サイクル疲労（塑性疲労）、クリープ、クリープ疲労に関しても同形の式

が、Dowlingや平らにより発見されている⁽¹⁷⁻¹⁹⁾。しかし、これらの法則式は、未だに半経験式の領域を脱してはいない。例えば、き裂を有する線形弾性体について考えると、き裂先端の応力分布や塑性域の大きさは、応力拡大係数 K という破壊力学的パラメーターにより表される。これより、破壊靱性値や疲労き裂の伝ば速度が、応力拡大係数あるいは応力拡大係数範囲とある関係を有することが定性的には理解できるが、き裂先端の力学量とき裂先端における破壊（き裂伝ば）がどの様に結びついているかは明らかにされてはいない。しかし、この半経験的法則を工学的分野あるいは実用面に適用することは可能であり、応力拡大係数は、今では、実際の構造物の設計等に用いられている⁽²⁰⁾。

〔2〕パラメーター法

パラメーター法は、主としてクリーブ破断データの推定に用いられてきた方法であり、実験室内で行われる短時間のクリーブ破断データから実機の長時間破断寿命を外挿するために研究されてきた。代表的な方法には、Larson-Miller法⁽²¹⁾、Sherby-Dorn法⁽²²⁾、Manson-Haferd法⁽²³⁾などがある。これらのパラメーター法は、試験片あるいは実機で実際に生じている破壊現象に特に着目せず、実用面を第一に考えて検討されている。しかし、両振り（引張-圧縮）負荷に関しては、引張応力値以外に圧縮応力、応力波形等の多数の因子を考慮する必要があるため、適用された例はない。また、定常クリーブひずみ速度とクリーブ破断寿命が反比例関係にあるという Monkman-Grant 則⁽²⁴⁾ もパラメーター法の一つと考えられる。しかし、この Monkman-Grant 則は、クリーブ破断に直接寄与するクリーブひずみ速度（変形速度）をその式中に導入しており、前記の三者に比べて一つの物理的要素を明確に含んでいる。今日では、これらの方法が高温機器の余寿命評価にも用いられている⁽²⁵⁾。これらは、クリーブ破断時間に関するパラメーター法であるが、クリーブ疲労に関しても、同様な法則が Manson と Coffin により発見されている^(26, 27)。これは、各疲労サイクルの非弾性ひずみ範囲と破断寿命は巾乗関係を有するといういわゆる Manson-Coffin 則である。この経験則は、元来室温の低サイクル疲労について提案されたが、クリーブが顕著となる高温域においても成立するケースが多いため、クリーブ疲労寿命の評価

にも用いられている。これについての研究は、ひずみ範囲分割法を用いてより一層の発展を遂げた⁽²⁸⁾。ひずみ範囲分割法の基本的な概念は、高温における非弾性変形を塑性変形とクリーブ変形に分けて（ひずみ範囲分割）、それらを別の損傷要因として取り扱うところにある。Mansonらによると、主として結晶粒内のすべりにより起こる非時間依存性変形を塑性変形、主として拡散支配の機構により起こる時間依存性変形をクリーブ変形としている。この概念は、多くの耐熱鋼に通用し、今や広く受け入れられている概念であるが、実用段階にまでは至っていない。また、ひずみ範囲を分割する概念は、クリーブ疲労き裂伝ばにも破壊力学的に導入されており、同様の概念をき裂伝ばの駆動力（疲労 J 積分範囲 ΔJ_f とクリーブ J 積分範囲 ΔJ_c ）の分割に適用することで、クリーブ-疲労相互作用やき裂伝ば則と破断寿命の関連についても検討されている⁽²⁹⁾。したがって、完全な経験則であった Manson-Coffin 則も、ひずみ範囲分割法を導入することにより、Larson-Miller 法等のパラメーター解析よりもかなり力学的な色彩が濃くなった。

〔3〕損傷力学

損傷力学は、Kachanovにより初めて提案された⁽³⁰⁾。これは、材料に損傷をもたらす多数の欠陥を個々に評価せず、損傷材料を連続体近似して、材料の損傷状態を力学的変数（損傷変数）で表現するものである。例えば、高温破壊の場合は、クリーブ・キャビティ、微小き裂の個数等が代表的な損傷変数として挙げられる。一般に、高温クリーブ破壊では、キャビティや微小き裂等の微小な欠陥が材料表面あるいは内部に多数分布するケースが多く、この種の破壊は、損傷力学の適切な適用分野であると言える^(31, 32)。しかし、損傷力学は、その性質上、損傷変数と実際に材料中に生じている破壊現象（微小き裂の発生・伝ば等）との定量的な結びつきが弱く、厳密な意味で力学とは言い難い。また、室温の疲労で見られるように、欠陥の個数が少ない場合には適用が困難である。これは、前述の破壊力学とは相反する性格である。破壊力学的検討では、その基礎的な理論が単一き裂を中心に展開されており、複数のき裂が存在する場合は、それらが相互に干渉するために解析が極めて困難になる。これに対して損傷力学では、き裂の個数が減少すると損傷材料の連続体近似が成立せず、扱い

が困難になる。しかし、損傷個数が極端に少ないときや損傷が局在化しているときは、ある一つの領域、例えばき裂先端近傍について損傷力学を適用 (Local approach) することは可能である⁽³³⁾。ところが、このアプローチは、損傷をある程度広い範囲で捕らえ、その領域におけるグローバルな損傷量を損傷発展式に基づいて考察すると言う従来の損傷力学とは性格を異にし、むしろ、力学量の分布を考慮してき裂の進展速度を評価する破壊力学に近い。以上のように問題点が無いわけではないが、損傷力学は、損傷を自由に選択でき、適用分野が比較的広範囲であることからよく用いられている。この他に、有名な疲労に関する線形損傷則 (Miner則)⁽³⁴⁾ やクリープと疲労の相互作用に関する線形累積損傷則 (Robinson-Tairaの式)^(35, 36) も、完全な実験則ではあるが、この範ちゅうに入れることができる。③の損傷力学と②のパラメータ法は、明確に区別することは難しいが、損傷力学は破壊現象 (損傷累積) の進行に焦点が当てられているのに対し、パラメータ法は結果 (最終的な破断時間) のみを対象としており、主として破断時間の実験条件依存性に注目しているところに大きな違いがある。最近、数種の研究機関でクリープ損傷を評価する一方法としてAパラメータ法が用いられている^(37, 38)。Aパラメータとは、全結晶粒界中のクリープ・キャビティーが存在する結晶粒界の割合で定義され、このAパラメータ値は、高温用材料の損傷状態を良く表しているとされている。したがって、Aパラメータ法は、パラメータという名前がついてはいるが、ある一つのパラメータで破断時間を整理するというよりは、むしろ、材料の損傷進行に注目しているため、本論文の分類に従うと③の損傷力学に属することになる。

〔4〕モデル解析

モデル解析には様々なものがあるが、代表的なものには原子空孔の拡散によるクリープ・キャビティーの成長に関する解析がある⁽³⁹⁻⁴³⁾。クリープ・キャビティー成長の解析は、HullとRimmerにより初めて定式化された⁽⁴⁴⁾。それは、結晶粒界を枯渇することのない空孔の供給源と考えて、結晶粒界に存在するキャビティーの粒界拡散による成長をモデル化したものである。得られた解析結果を確かめる実験的手段が未だに乏しいため、各研究者が様々な条件設定の基に推定結果を示しているのが現状で

あるが、近い将来には高倍率の内部欠陥観察用顕微鏡 (高精度超音波顕微鏡等) の技術進歩により解析結果の再検討がなされる可能性がある。一方、最近では、計算機の目ざましい進歩に伴い、分子動力学が注目されている^(45, 46)。分子動力学の基本的な概念は、すでに1950年代に構築されていたが、今日の計算機のハード、ソフト両面での急激な進歩により、分子動力学は再び脚光を浴び始めている。これは、各原子 (分子) 間のポテンシャルを仮定して多数原子間に働く力を力学的に解くことにより、原子の移動量、比熱等の他の物理量を計算するものである。現在の計算機の処理能力では、実際に実験を行う方が、同じ現象を計算機で計算するよりも一般に早く結果が得られるが、実際の実験では取り出しにくい個々の原子の移動速度等の情報が計算機上では比較的簡単に得られるため、今後の発展が期待されている。

以上に述べてきたように、高温破壊現象は、「クリープ」により極めて複雑な結果となって現れる。本節で述べてきた高温破壊に関する様々な解析手法の相互関係をわかりやすくまとめると、Fig. 1-1-1 のようになる。本論文では以下、高温破壊の代表であり、かつ、クリープが大きく関与している「熱疲労」破壊、および、それと本質的に等価である「高温低サイクル疲労」破壊に焦点を絞り、それらについてFig. 1-1-1 中の各手法の相互関係、特に Manson-Coffin則と従来の検討結果、破壊力学との関係について述べる。次節では、まず、熱疲労と高温低サイクル疲労の関係について述べる。

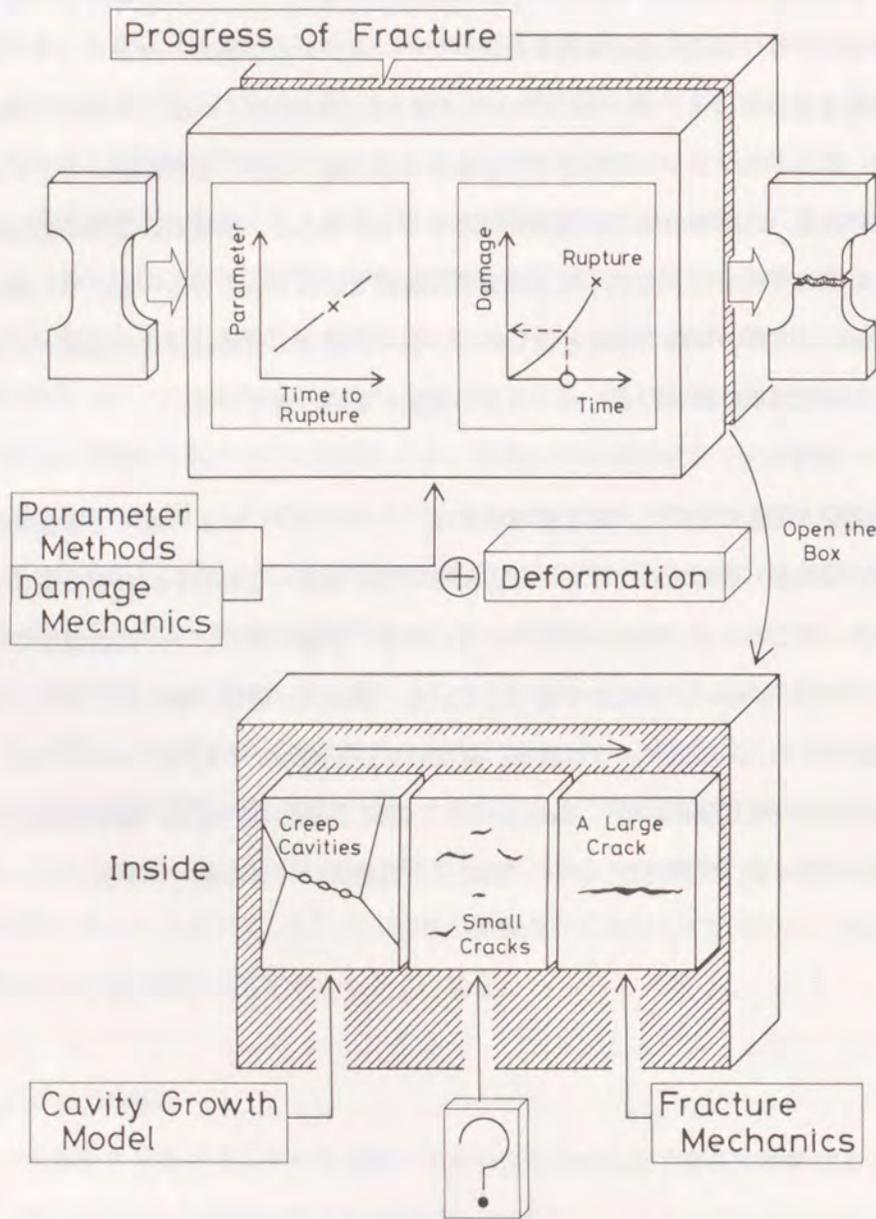


Figure 1-1-1 Relationship among four methods for analyzing creep and creep fatigue fracture.

1・2 熱疲労と高温低サイクル疲労

高温にさらされる機器に共通して見られる代表的な破壊形態は熱疲労である⁽⁴⁷⁾。熱疲労は、応力、ひずみの他に温度も変動する極めて複雑な非定常条件下の破壊現象であるため、一定温度下の高温低サイクル疲労に関する研究により熱疲労破壊の挙動や機構が検討される。今までの熱疲労および熱疲労と高温低サイクル疲労の関係に関する検討結果を以下に要約する。

1・2・1 平滑試験片の破損寿命について

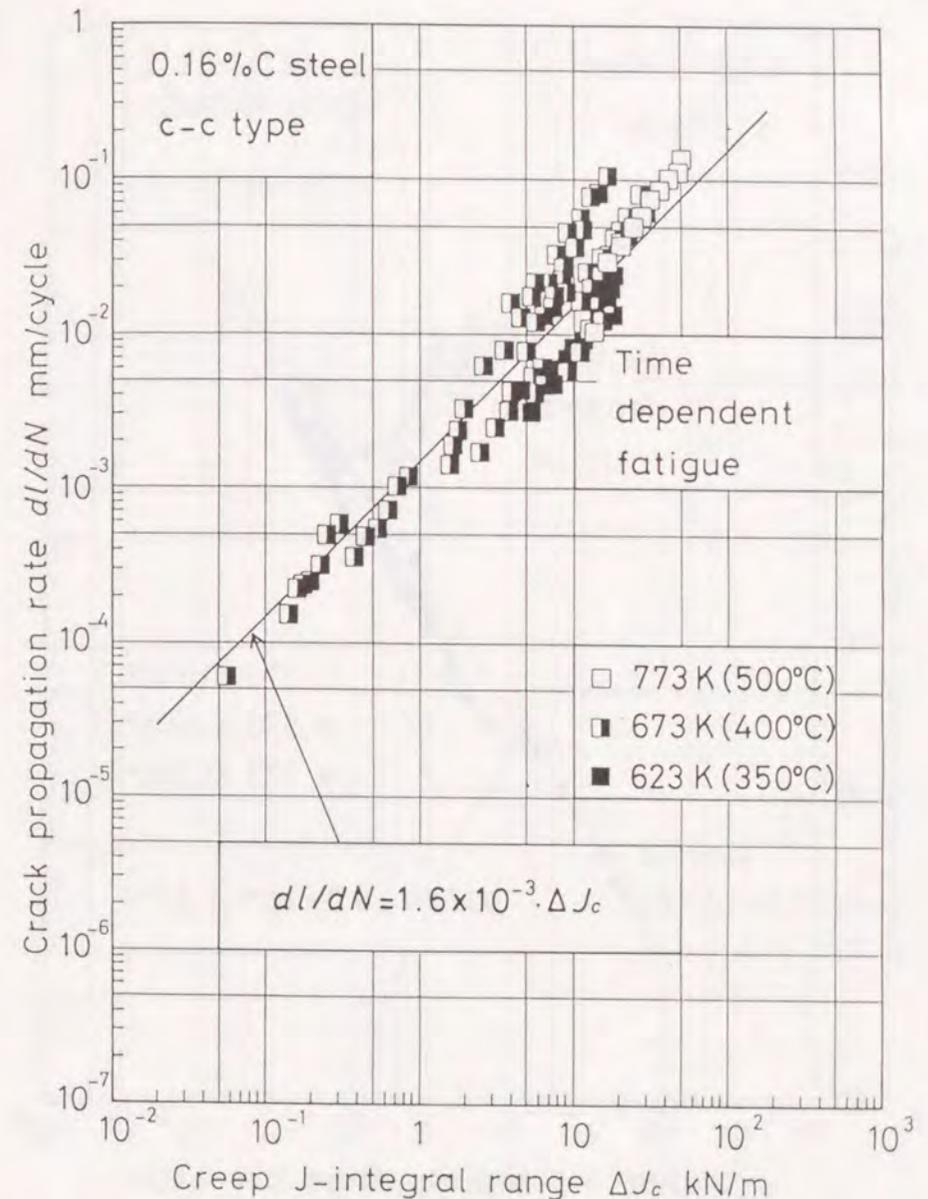
温度波形と応力波形が一致するIn-phase型熱疲労は、引張負荷変形が主としてクリープ変形であるc-p type（低速引張-高速圧縮）の高温低サイクル疲労に、また、温度波形と応力波形が半周期分ずれるOut-of-phase型熱疲労は、圧縮負荷変形が主としてクリープ変形であるp-c type（高速引張-低速圧縮）の高温低サイクル疲労に対応する⁽⁴⁸⁾。しかし、その対応関係は、一般に定性的であり、定量的な対応付けはなされていない。唯一、前述のひずみ範囲分割法によって良い対応関係が得られるとされている⁽²⁸⁾。

1・2・2 巨視き裂伝ばについて

著者らは、一定温度下の高温低サイクル疲労き裂伝ばと熱疲労き裂伝ばの対応関係を破壊力学的に検討するため、破壊力学量が容易に評価できる応力・温度波形を用いて熱疲労き裂伝ば実験を実施した。その結果、次のことが明らかとなった〔巻末の関

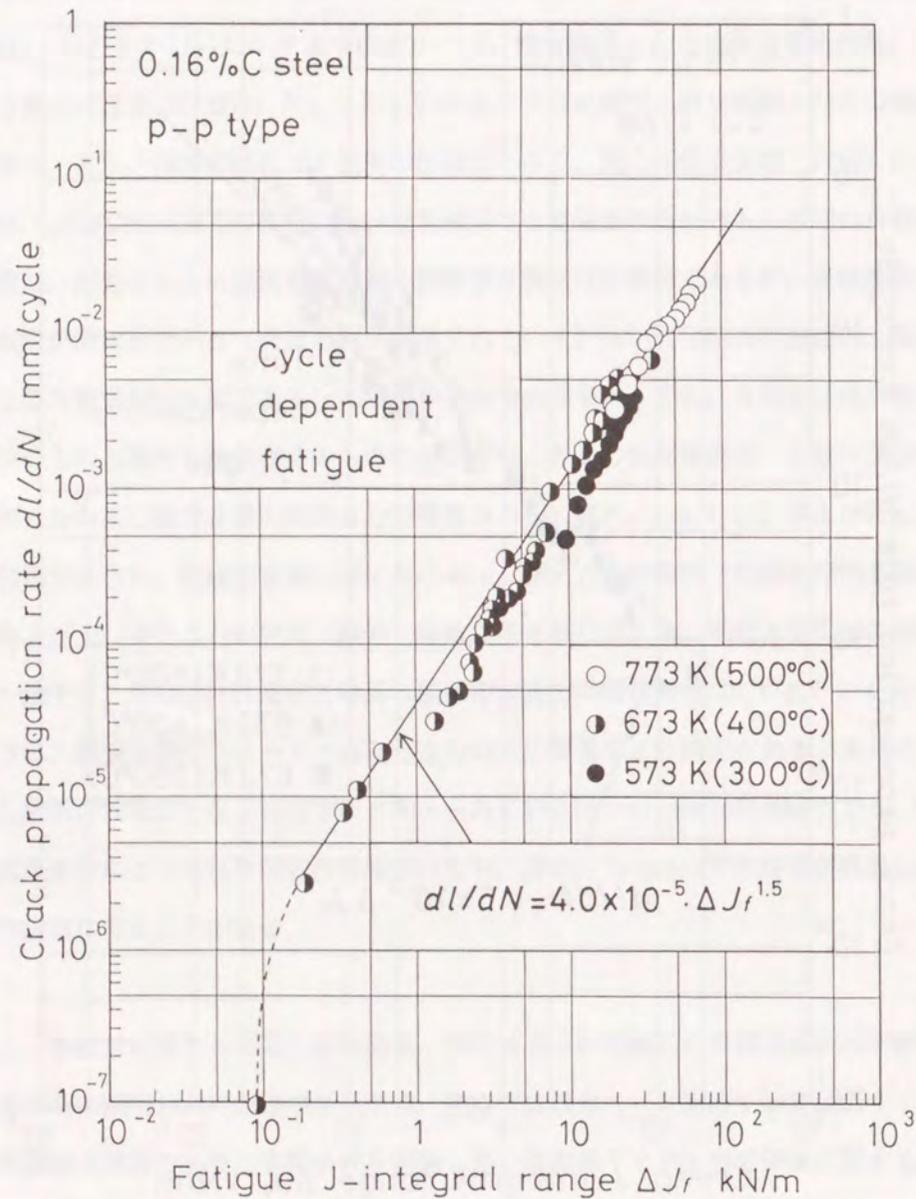
連発表文献，第1章の①等]．一定温度下の高温低サイクル疲労き裂の伝ばは，「時間依存性」のものと「繰返し数依存性」のものに大別できる．前者のき裂伝ば速度 dl/dN は，Fig. 1-2-1(a)に示すようにクリープJ積分範囲 ΔJ_c と比例関係を持ち，後者のき裂伝ば速度 dl/dN は，Fig. 1-2-1(b)に示すように疲労J積分範囲 ΔJ_f と巾乗関係を持つ．また，両関係に及ぼす温度の影響は小さく，例えば低炭素鋼 (S15C) については，350°C～500°Cの比較的広い温度範囲でも温度依存性はほとんど認められない．次に，応力とともに温度も変動する熱疲労き裂伝ばの場合であるが，温度波形と応力波形が逆位相である（両波形が半周期ずれている）Out-of-phase型熱疲労，温度波形と応力波形が同位相であるIn-phase型熱疲労の両条件下でも，き裂伝ばは，時間依存性のものと繰返し数依存性のものに分けられ，各々の伝ば速度は，クリープJ積分範囲 ΔJ_c および疲労J積分範囲 ΔJ_f で整理される．また，Fig. 1-2-2 およびFig. 1-2-3 に示すように，熱疲労き裂伝ばにおける dl/dN と ΔJ_c の関係（時間依存性き裂伝ば）および dl/dN と ΔJ_f の関係（繰返し数依存性き裂伝ば）は，等温き裂伝ばの同関係と一致する．時間依存性疲労と繰返し数依存性疲労の遷移条件は，Fig. 1-2-4 に示すように，破壊力学パラメーター ΔJ_c と ΔJ_f の大小関係により決定される．よって，繰返し数依存性疲労と良く対応すると考えられているOut-of-phase型熱疲労でも，応力・温度条件によっては時間依存性疲労になり，逆に，In-phase型熱疲労が繰返し数依存性疲労になることがある．

以上，熱疲労に関する従来の研究結果，特に著者らが実施した巨視き裂伝ば実験の結果を中心に説明した．上述の結果から，熱疲労破壊は，一定温度下の高温低サイクル疲労破壊と同等であり，実験条件を制御し易い高温低サイクル疲労破壊に関する研究を進めることで熱疲労破壊現象の本質が理解できると考えられる．しかし，実際の高温機器では多くの場合，き裂が大きくなると，そのき裂を含む部品は交換・補修される．したがって，破損寿命はき裂が大きくなるまでの期間，すなわち，微小き裂の発生・伝ば期間により決定される．その意味では，巨視き裂伝ば実験に代表される巨視破壊力学に基づく検討は，微小き裂に関する研究の必要性を強調するものの，そのみでは実際の高温機器部材の寿命・余寿命評価に用い難い．しかし，微小き裂の挙



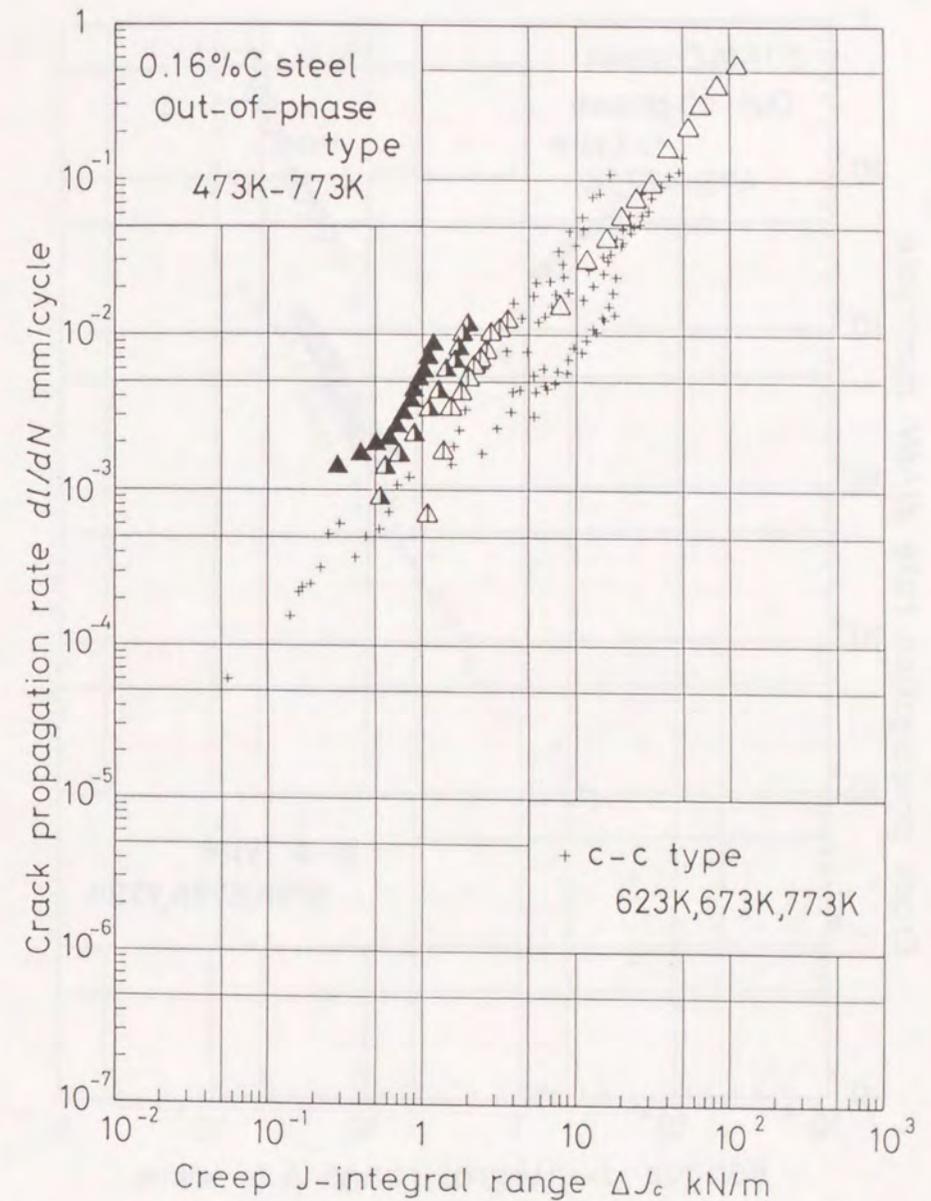
(a) Time dependent fatigue (dl/dN versus ΔJ_c).

Figure 1-2-1 Relationship between crack propagation rate, dl/dN , and J-integral range, ΔJ , for isothermal fatigue.



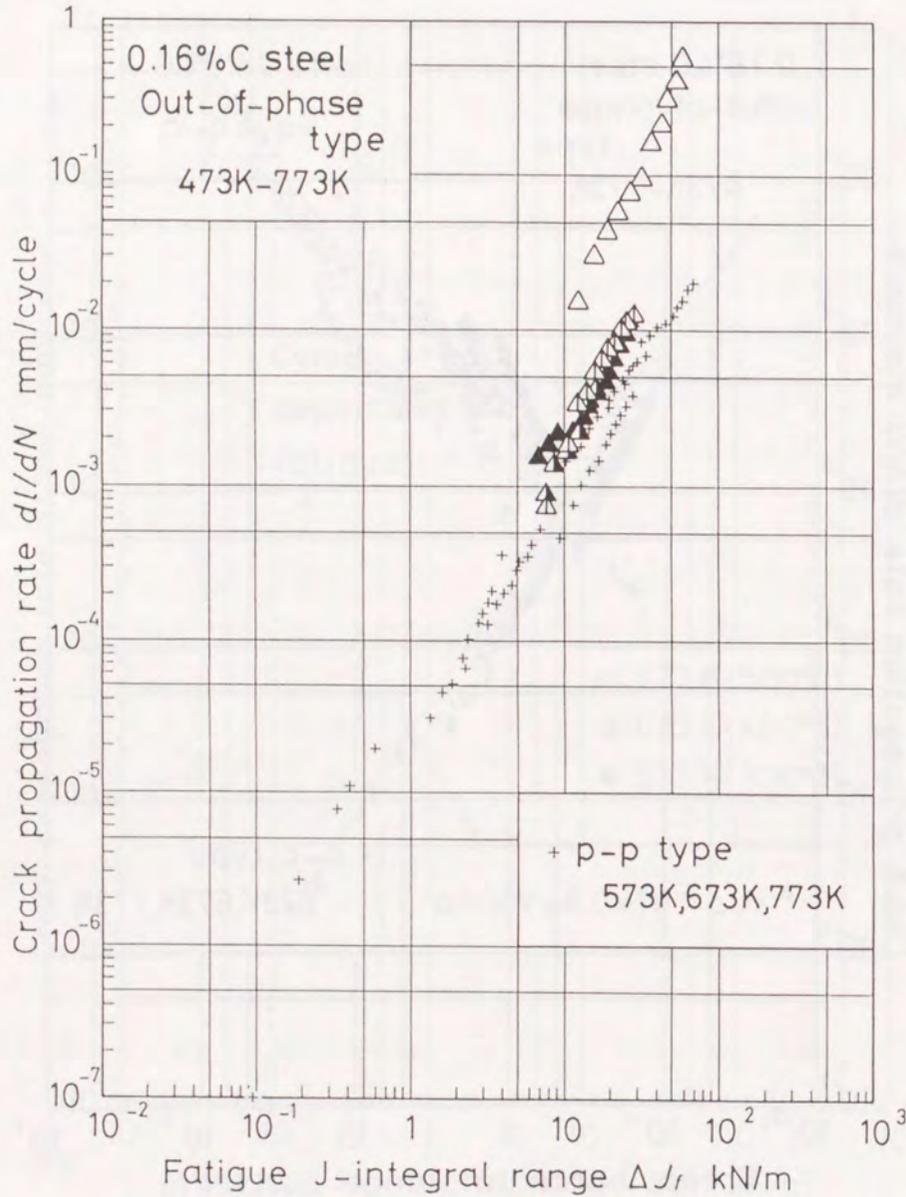
(b) Cycle dependent fatigue (dl/dN versus ΔJ_f).

Figure 1-2-1 continued.



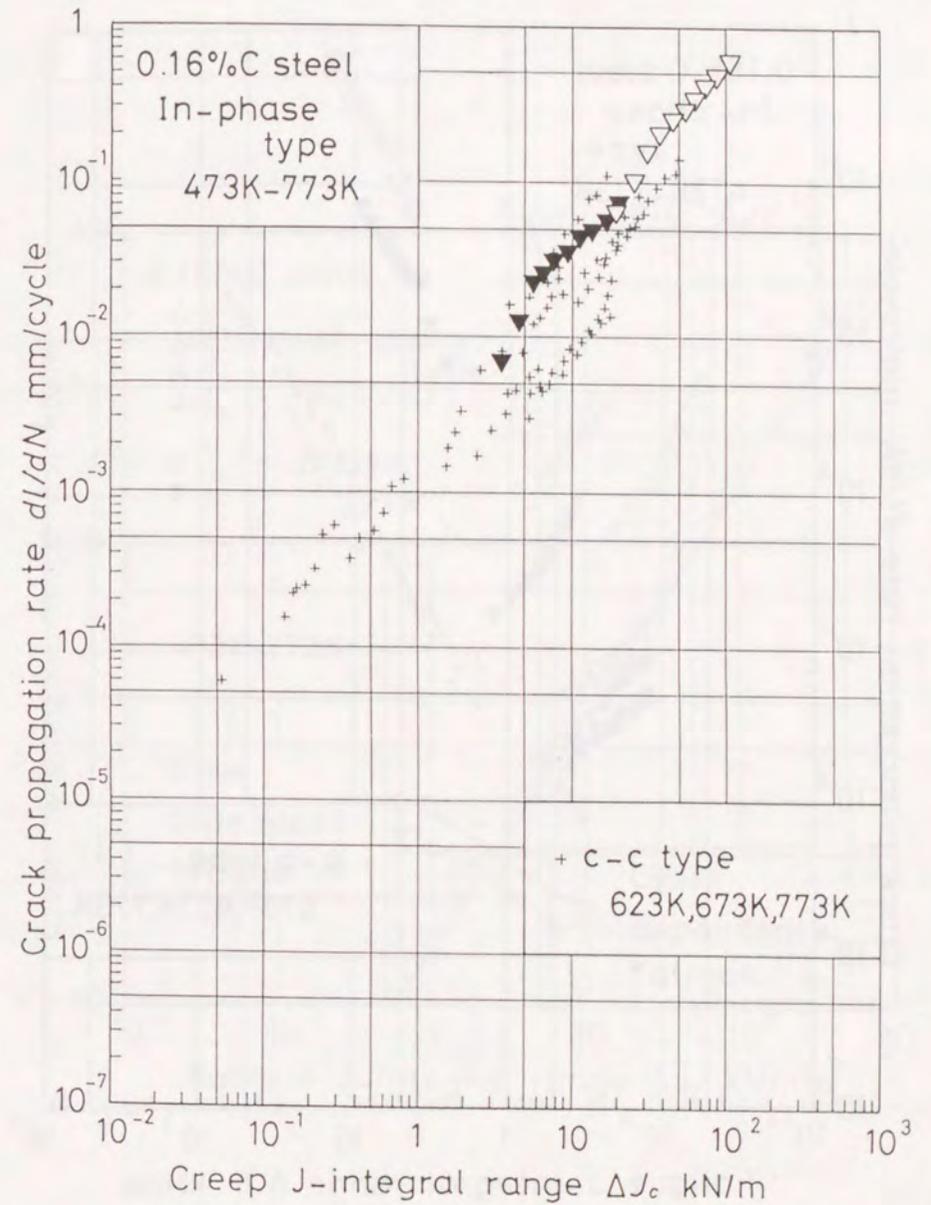
(a) Time dependent fatigue (dl/dN versus ΔJ_c).

Figure 1-2-2 Relationship between crack propagation rate, dl/dN , and J-integral range, ΔJ , for thermal fatigue of out-of-phase type.



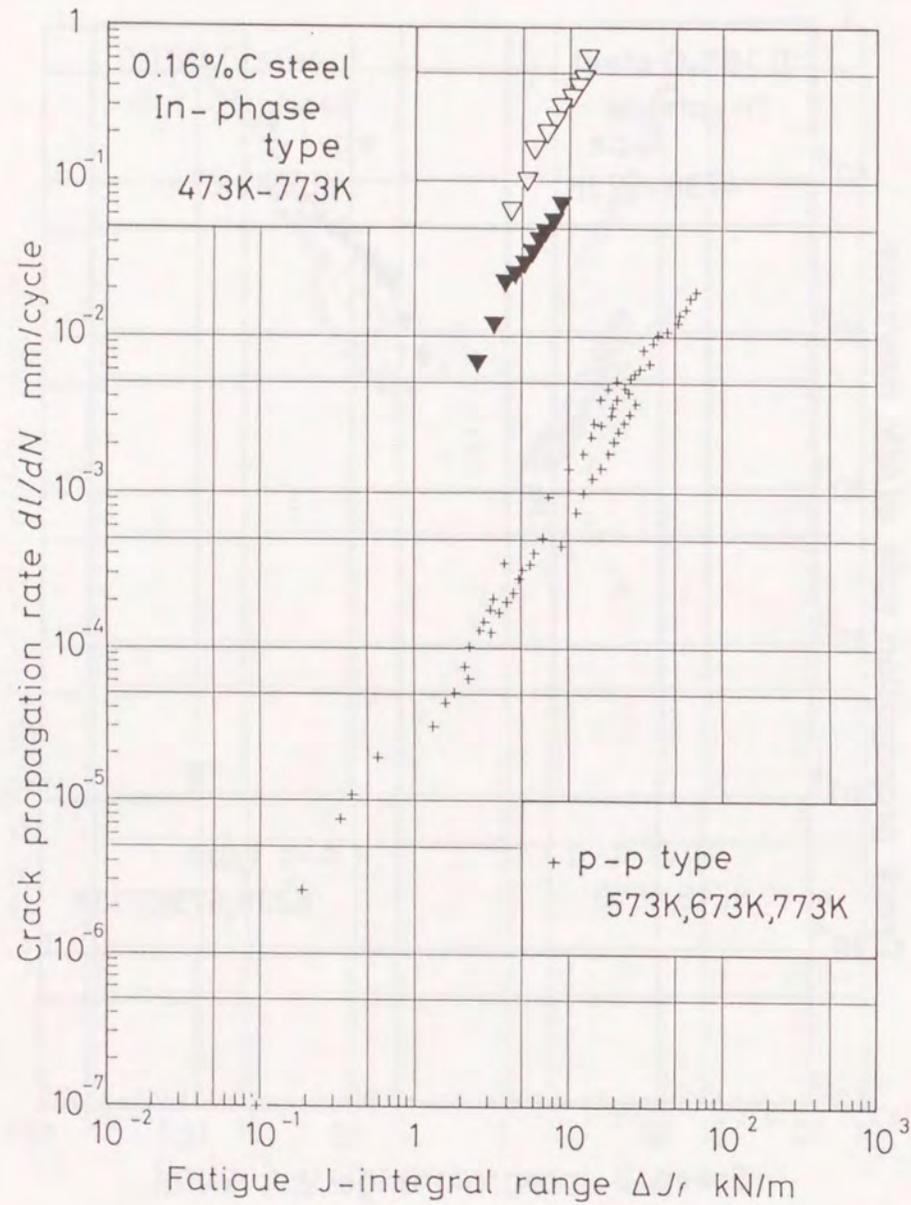
(b) Cycle dependent fatigue (dI/dN versus ΔJ_f).

Figure 1-2-2 continued.



(a) Time dependent fatigue (dI/dN versus ΔJ_c).

Figure 1-2-3 Relationship between crack propagation rate, dI/dN , and J-integral range, ΔJ , for thermal fatigue of in-phase type.



(b) Cycle dependent fatigue (dl/dN versus ΔJ_f).

Figure 1-2-3 continued.

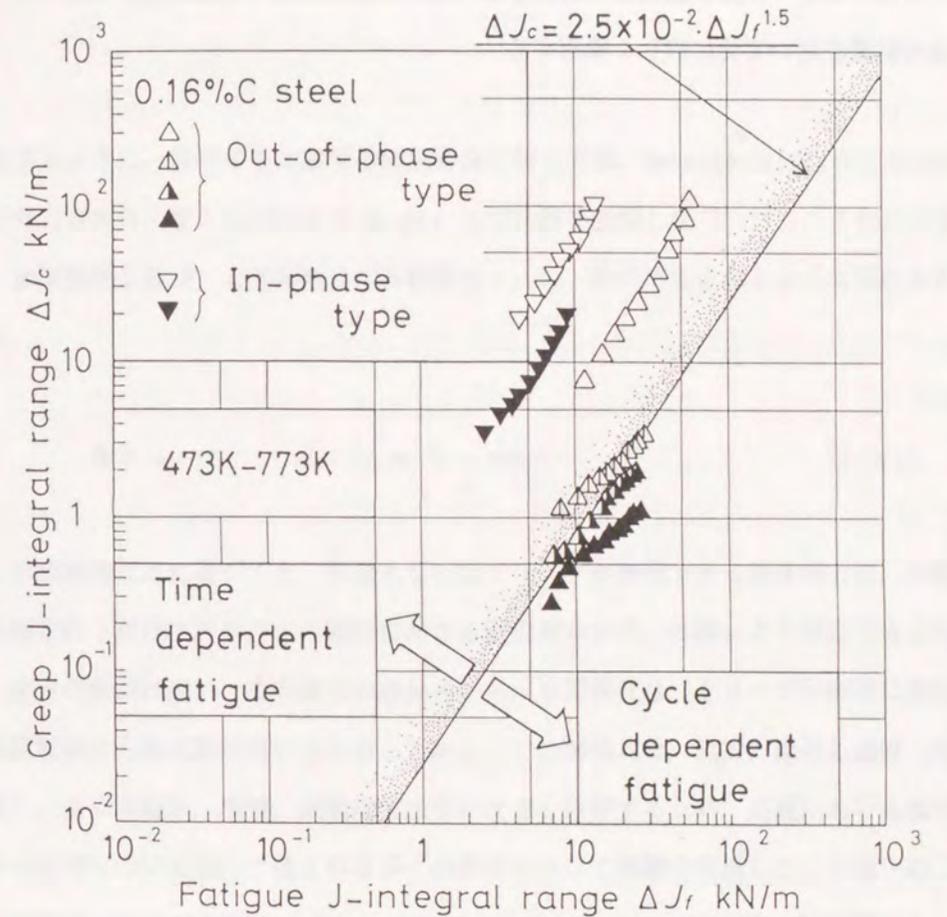


Figure 1-2-4 The border between time dependent and cycle dependent fatigues. The time dependent fatigue and the cycle dependent fatigue are separated by a solid line shown in the figure without reference to the type of phase.

動を反映していると考えられている平滑材の熱疲労破損寿命に関する検討例は、前述のように極僅かであり、微小き裂挙動との関連については全く触れられていない。したがって、高温破壊現象の本質を捕らえる上で熱疲労微小き裂、すなわち、高温低サイクル疲労微小き裂の挙動を正確に把握することは非常に重要である。次節では、微小き裂の発生・伝ば挙動と深く関係する平滑材の破損寿命（上記の①）に関して、従来の結果を用いて更に詳しく説明する。

1・3 高温低サイクル疲労寿命 に関する従来の実験結果

前述のように、低サイクル疲労の破損寿命に関しては、MansonとCoffinらによる研究が有名であり、彼らはいわゆる Manson-Coffin則を提案した^(26, 27)。これによると、破損繰返し数 N_f と非弾性ひずみ範囲 $\Delta \varepsilon_{in}$ は、次式で表されるような関係を有する。

$$\Delta \varepsilon_{in} \cdot N_f^m = D \quad (m, D : \text{const}) \quad (1-3-1)$$

この経験的な式に基づくと、室温あるいはクリープが無視できる温度域では、少数の実験を行うだけで他のひずみ範囲における破損寿命が内・外挿により推定できるため、実用的価値は高い。その適用の容易さから、本関係式は、クリープが顕著に現れる高温度域にも形式的に用いられる。しかし、この関係式は、温度、繰返し速度（周波数）、ひずみ波形、環境、試験片寸法等に大きく依存するため、高温における低サイクル疲労については、予想される多くの条件について実験を実施して、上式中の二つの定数を定めなければならない。ここで、Fig. 1-3-1 に、代表的な耐熱鋼である 304 ステンレス鋼の高温低サイクル疲労寿命と非弾性ひずみ範囲の関係を示す⁽⁴⁹⁾。静クリープに関しては、式(1-3-1)と同様な式として Monkman-Grant の関係式がある⁽²⁴⁾。これは、定常クリープひずみ速度 $\dot{\varepsilon}_s$ と破損時間 t_f が反比例関係にあるというものであり、

$$\dot{\varepsilon}_s \cdot t_f = C \quad (C : \text{const}) \quad (1-3-2)$$

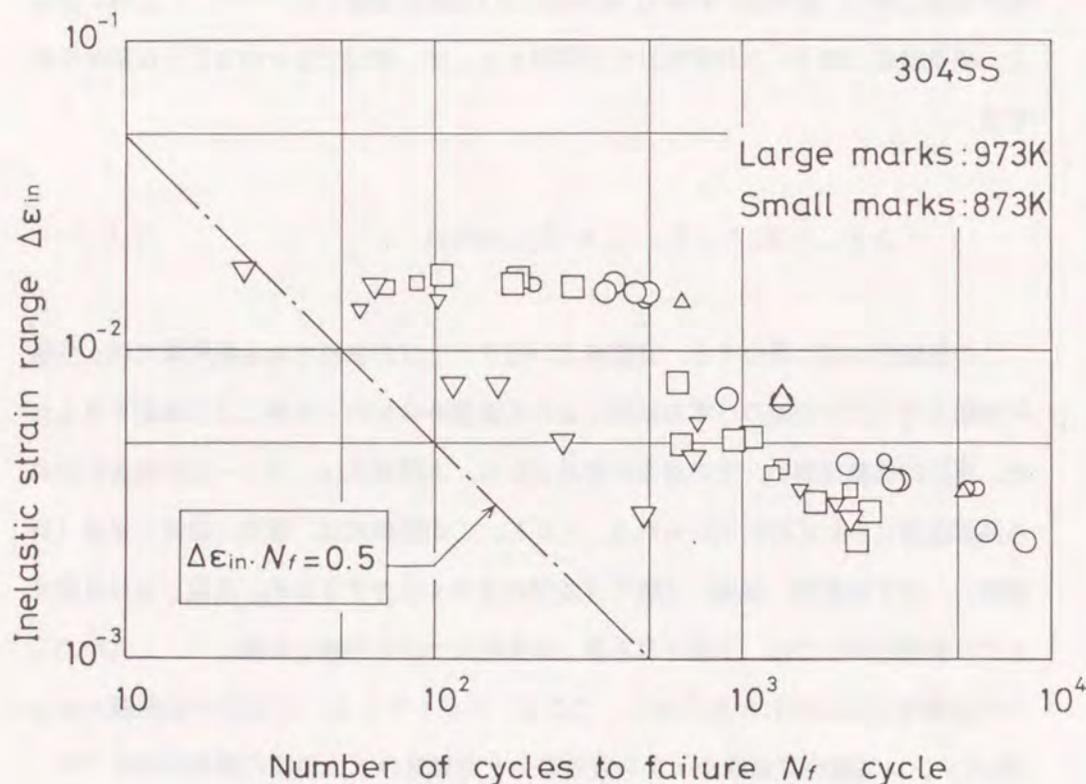
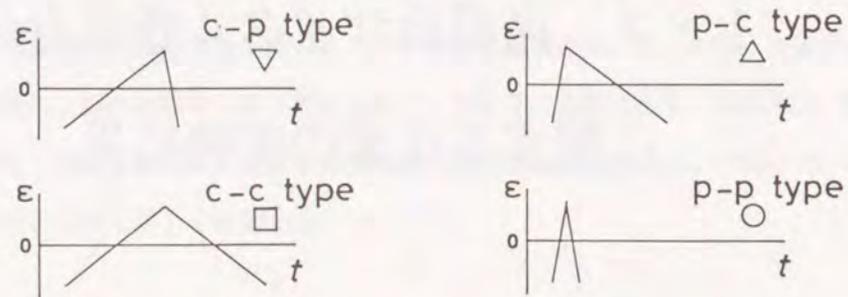


Figure 1-3-1 Relationship between inelastic strain range, $\Delta \epsilon_{in}$, and the number of cycles to failure, N_f , for high-temperature low-cycle fatigue of various strain waveforms. Refer to ref. (49).

と表される。この関係式を形式的に式(1-3-1)と合わせるために、 ϵ_s を疲労1サイクルの時間で積分して $\Delta \epsilon_s$ とし、 t_f を1サイクルの時間で除して N_f とすると、

$$\Delta \epsilon_s \cdot N_f = C \quad (C : \text{const}) \quad (1-3-3)$$

となる。Fig. 1-3-1 中に一点鎖線で示した右下がりの45°の直線は、この関係式を表しており、本材料に関するクリープ破断延性を表す定数 C の値は 0.5 とした。従来の結果から、静クリープに関する Monkman-Grant の式は、データのばらつきも比較的小さく、定常クリープ速度と破損時間は良い反比例の関係を示す(式(1-3-1)での定数 m が 1 近くの値になる)ことが知られている⁽⁵⁰⁾が、上記の Manson-Coffin 型の関係式を高温低サイクル疲労に用いると、その関係式は、材料および実験条件依存性が強く、データのばらつきも大きい⁽⁴⁹⁾。例えば、Fig. 1-3-1 には、4種類の三角ひずみ波形、すなわち低速引張-高速圧縮(c-p type)、低速引張-低速圧縮(c-c type)、高速引張-低速圧縮(p-c type)、高速引張-高速圧縮(p-p type)について873Kと973Kの両温度レベルで実施した実験結果が示されているが、同一温度レベルにおいてもひずみ波形間で破損寿命にかなりの相違が見られる。両温度レベルにて最短寿命を示しているc-p typeの破損寿命は、圧縮側も低ひずみ速度であるc-c typeのそれよりも著しく短い。低速変形(低ひずみ速度)では主としてクリープと同様の粒界すべりが、高速変形(高ひずみ速度)では主として塑性変形における転位のすべり運動が生じていると考えると、上記の差は以下のように説明できる。c-p typeでは引張過程中のクリープ変形と圧縮過程での疲労変形が互いにはほとんど可逆的には作用せず、引張クリープによる粒界損傷(粒界すべり量)がほぼそのまま結晶粒界に累積していく。これに対して、c-c typeでは引張変形と圧縮変形の両者が同じクリープであるため、損傷累積に関する可逆性が増し、引張変形による損傷が圧縮過程で回復する。この考え方に従うと、圧縮変形が無いすなわち回復過程が全く存在しない静クリープが最長寿命を示すことが予想され、図中で右下がりの直線にて表される静クリープの破断寿命は、確かにc-p typeの寿命よりも短寿命側に位置する。静クリープとc-p type疲労の寿命差が予想より大きい。これは、静クリープが一方変形であり、試験片の

マクロな変形が損傷累積を加速するためであると考えられる。以上の粒界損傷（粒界すべり量）の可逆性については、すでに平らにより実験的検討がなされており、引張変形と圧縮変形がともにクリープひずみにより構成されるc-c type疲労では、粒界すべりが累積しにくいことが示されている⁽⁵¹⁾。

このように、引張変形と圧縮変形をクリープひずみによるもの（結晶粒界に損傷を与える部分）と塑性変形によるもの（結晶粒内に損傷を与える部分）とに分離することで、平滑試験片の破損寿命の長短を順序づけることができる。これが、Mansonが提案したひずみ範囲分割法の基本概念にもなっている。

一方、従来の巨視き裂伝ば実験では、c-p typeのき裂伝ば速度は、圧縮変形速度が異なるc-c typeのき裂伝ば速度と同じ破壊力学的パラメーター（クリープJ積分範囲 ΔJ_C ）で関係付けられ、同関係は圧縮変形速度にほとんど依存しない、静クリープ下の巨視き裂伝ば速度は、クリープ疲労条件下よりも全体的にやや高速であるものの、クリープ疲労き裂伝ばに対する関係とほぼ同じ関係で整理できるという結果^(52, 53)が得られている。この結果は、上述の結晶粒界の損傷（粒界すべり）に関する考察結果と相反する。

以上の粒界クリープ損傷や巨視破壊力学に基づく検討から、高温低サイクル疲労寿命の長短を総合的かつ定量的に判断することはできない。これは、前者が微小き裂が発生するまでの検討であり、後者が微小き裂が巨視き裂になった以降の検討であるため、寿命評価において最も重要であると考えられる微小き裂の発生・伝ば部分の評価が全くなされていないからである。そこで、本論文では、高温低サイクル疲労の中でもクリープがより支配的であるクリープ疲労条件下の微小き裂（「クリープ疲労微小き裂」）に的を絞り、その発生・伝ば挙動を実際に観測し、複雑なクリープ疲労破壊について総合的に検討する。また、本論文では、実験的検討に加えて数値シミュレーションを実施し、微小き裂の挙動を定量的に解析することにより、クリープ疲労破壊についての詳細な検討を行う。

1・4 本論文の構成

本論文は、全4章で構成されている。その中で、第1章は緒論であり、従来の研究に関する問題点を指摘して、本論文の意義および目的について説明している。また、最後の第4章は、第2章および第3章の結果を包括して本論文で得られた知見をまとめるとともに、これに関連して今後の研究課題を挙げている。したがって、本論文の研究内容は、大きく第2章のクリープ疲労微小き裂に関する実験結果と第3章のクリープ疲労微小き裂に関する数値シミュレーションの二つに分かれる。以下に、第2章と第3章の構成内容について簡単に説明する。

第2章では、代表的な耐熱鋼の一つであるオーステナイト系ステンレス鋼SUS304に関してクリープ疲労微小き裂実験を実際に行い、微小き裂のランダムな発生・伝ば挙動を観察し、その結果について検討する。微小き裂挙動に影響を及ぼす因子は多数存在するが、本論文ではその中でも、ひずみ波形、ひずみ範囲、雰囲気（高温酸化）という代表的な影響因子を取り上げて検討する（第2・2節）。また、弱真空中にて実施した微小き裂観測実験に関しては、さらに詳細に微小き裂挙動について検討するため、微小き裂の発生・伝ば・合体と結晶粒界との関係や多数分布する微小き裂同志の相互干渉について検討する（第2・3節）。続く節（第2・4節）では、本章で得られた微小き裂に関する観測結果と従来の巨視き裂に関する結果を比較し、微小き裂から巨視き裂への遷移挙動および微小き裂の範囲について検討する。最後の節（第2・5節）では、第2章で得られた結果を要約する。

第3章では、前章（第2章）の微小き裂に関する観測結果を基に「粒界破壊抵抗分布モデル」を提案し、本モデルを用いてクリープ疲労微小き裂の発生・伝ば挙動を模擬する。本章の前半部では、モデルについて説明した後（第3・2節）、そのモデルの基本的な性格を簡単に把握するために、すべての結晶粒界を1本の直線上に配置した一次元の結晶粒界を用いてシミュレーションを行う（第3・3節）。また、微小き

裂のシミュレーションをき裂同志の相互作用および結晶粒界ファセットの応力軸に対する角度分布をも考慮してより正確に行うため、三次元の結晶粒界を用いて三次元シミュレーションを試みる(第3・4節)。さらに、微小き裂から巨視き裂への遷移領域に関して実際の実験と同様に条件を設定して数値シミュレーションを行い、本モデルの遷移領域および巨視き裂領域における有効性について検討する(第3・5節)。次に、本章後半部では、本シミュレーションを用いてクリープ疲労破壊のプロセスについて考察する。一般に、微小き裂に関する実験結果は、き裂発生、き裂伝ば等の複数の要素が複雑に混ざり合っており、ある一つの要素を単独に取り出して検討することは困難である。しかし、数値シミュレーションを用いることにより、き裂発生とき裂伝ばを別々に分離し、個々について検討することが可能となる。本論文では、き裂発生とき裂伝ばの実験条件に対する依存性の違いから、破壊プロセスを「き裂発生主体型」と「き裂伝ば主体型」の二種類に分け、それぞれの破壊プロセスの特徴について考察する(第3・6節)。本章の最後では、数値シミュレーションを援用して実機の余寿命を評価する方法を提案する(第3・7節)。これは、発電設備に代表される現有高温機器の余寿命を正確に評価し、それらの寿命を安全かつ効率的に延伸するという現在のニーズにも対応している。

参考文献(第1章)

- (1)日本材料学会編:「材料学の最近の進歩」, オーム社(1982).
- (2)大南正瑛編:「材料強度学総論」, 総合材料強度学講座1, オーム社(1984).
- (3)山根寛作:石油危機と原子力開発, 日立評論, 第56巻, 一家一言(1974).
- (4)S. Murakami and M. Mizuno: Elaborated Constitutive Equations for Structural Analysis for Creep, Swelling, and Damage under Irradiation, Nuclear Technology, Vol. 95, pp. 219-227(1991).
- (5)J. Gittus: "Irradiation Effects in Crystalline Solids," Applied Science Publishers, London(1978).
- (6)平修二, 大谷隆一:「材料の高温強度論」, オーム社(1980).
- (7)F. Garofalo:「金属クリープの基礎」(足立正雄訳), 丸善(1968).
- (8)大谷隆一:高温におけるクリープおよび疲労, 鉄と鋼, 第66年, pp. 2106-2118(1980).
- (9)J. F. Knott:「破壊力学の基礎」(宮本博訳), 培風館(1981).
- (10)日本材料学会破壊力学部門委員会:「講座破壊力学入門」, 日本材料学会(1984).
- (11)A. A. Griffith: The Phenomena of Rupture and Flow in Solids, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Vol. 221, pp. 163-198(1920).
- (12)G. R. Irwin: Fracture Mechanics, in "Structural Mechanics," Proceedings of the First Symposium on Naval Structural Mechanics, Pergamon Press, London, pp. 557-592(1960).
- (13)J. R. Rice: A Path Independent Integral and the Approximate Analysis of Strain Concentration by Notches and Cracks, Trans. ASME, Series E, Vol. 35, pp. 379-386(1968).
- (14)J. D. Landes and J. A. Begley: A Fracture Mechanics Approach to Creep

- Crack Growth, ASTM STP 590, pp.128-148(1976).
- (15)大路清嗣, 小倉敬二, 久保司郎: 全断面塑性におけるJ積分の簡便式とそれのクリープき裂問題への応用, 日本機械学会論文集(第1部), 第44巻, pp.1831-1838(1978).
- (16)P. Paris and F. Erdogan: A Critical Analysis of Crack Propagation Laws, Trans. ASME, Series D, Vol. 85, pp. 528-534(1963).
- (17)N. E. Dowling: Geometry Effects and the J-Integral Approach to Elastic-Plastic Fatigue Crack Growth, ASTM STP 601, pp. 19-32(1976).
- (18)S. Taira, R. Ohtani and T. Kitamura: Application of J-Integral to High-Temperature Crack Propagation, Part I-Creep Crack Propagation, Trans. ASME, Journal of Engineering Materials and Technology, Vol. 101, pp. 154-161(1979).
- (19)S. Taira, R. Ohtani and T. Komatsu: Application of J-Integral to High-Temperature Crack Propagation, Part II-Fatigue Crack Propagation, Trans. ASME, Journal of Engineering Materials and Technology, Vol. 101, pp. 162-167(1979).
- (20)例えば, 日本材料学会編: 「金属材料疲労設計便覧」, 養賢堂(1981).
- (21)F. R. Larson and J. Miller: A Time-Temperature Relationship for Rupture and Creep Stresses, Trans. ASME, Vol. 74, pp. 765-775(1952).
- (22)J. E. Dorn: Some Fundamental Experiments on High Temperature Creep, in "Creep and Fracture of Metals at High Temperatures, Proceedings of N. P. L. Symposium, H. M. S. O., London, pp. 89-138(1956).
- (23)S. S. Manson and A. M. Haferd: A Linear Time-Temperature Relation for Extrapolation of Creep and Stress-Rupture Data, NACA TN 2890(1953).
- (24)F. C. Monkman and N. J. Grant: An Empirical Relationship between Rupture Life and Minimum Creep Rate in Creep-Rupture Tests, Proc. ASTM, Vol. 56, pp. 593-620(1956).
- (25)例えば, 馬木秀雄: 発電用ボイラの余寿命診断技術, 配管技術, 第32巻,

- pp. 76-86(1990).
- (26)S. S. Manson: Behavior of Materials under Conditions of Thermal Stress, Proceedings of Heat Transfer Symposium, University of Michigan, pp. 9-76(1953).
- (27)L. F. Coffin, Jr.: A Study of the Effects of Cyclic Thermal Stresses on a Ductile Metal, Trans. ASME, Vol. 76, pp. 931-950(1954).
- (28)G. R. Halford, M. H. Hirschberg and S. S. Manson: Temperature Effects on the Strainrange Partitioning Approach for Creep Fatigue Analysis, ASTM STP 520, pp. 658-669(1973).
- (29)R. Ohtani, T. Kitamura, A. Nitta and K. Kuwabara: High-Temperature Low Cycle Fatigue Crack Propagation and Life Laws of Smooth Specimens Derived from the Crack Propagation Laws, ASTM STP 942, pp. 1163-1180(1988).
- (30)L. M. Kachanov: On Creep Rupture Time, Izv. Acad. Nauk. SSSR, Otd Techn. Nauk No. 8, pp. 26-31(1958).
- (31)村上澄男: 損傷力学—材料の損傷と破壊への連続体力学的アプローチ, 材料, 第31巻, pp. 1-13(1982).
- (32)J. A. Chaboche: Continuum Damage Mechanics: Part I-General Concepts, Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol. 55, pp. 59-64(1988).
- (33)J. A. Chaboche: Continuum Damage Mechanics: Part II-Damage Growth, Crack Initiation, and Crack Growth, Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol. 55, pp. 65-72(1988).
- (34)M. A. Miner: Cumulative Damage in Fatigue, Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol. 12, pp. 159-164(1945).
- (35)E. L. Robinson: Effect of Temperature Variation on the Creep Strength of Steels, Trans. ASME, Vol. 60, pp. 253-259(1938).
- (36)S. Taira: Lifetime of Structures Subjected to Varying Load and Temperature, in "Creep in Structures," Springer-Verlag, Berlin, pp. 96-

- 124(1962).
- (37)日本材料学会高温強度部門委員会：「耐熱鋼の高温クリープおよびクリープ疲労損傷材のレプリカ法による非破壊的損傷量/寿命評価」, 第40期第3回高温強度部門委員会講演会資料(1992).
- (38)新谷紀雄：クリープ損傷と寿命予測, 機械の研究, 第41巻, pp.669-675 (1989).
- (39)T-J Chuang, K. I. Kagawa, J. R. Rice and L. B. Sills: Non Equilibrium Models for Diffusive Cavitation of Grain Interfaces, Acta Metallurgica, Vol. 27, pp. 265-284(1979).
- (40)G. M. Pharr and W. D. Nix: A Numerical Study of Cavity Growth Controlled by Surface Diffusion, Acta Metallurgica, Vol. 27, pp. 1615-1631(1979).
- (41)I-W. Chen and A. S. Argon: Diffusive Growth of Grain-Boundary Cavities, Acta Metallurgica, Vol. 29, pp. 1759-1768(1981).
- (42)M. D. Thouless, C. H. Hsueh and A. G. Evans: A Damage Model of Creep Crack Growth in Polycrystals, Acta Metallurgica, Vol. 31, pp. 1675-1687(1983).
- (43)堀内良, 大塚正久：高温破壊の機構, 日本金属学会会報, 第22巻, pp. 293-301(1983) .
- (44)D. Hull and D. E. Rimmer: The Growth of Grain-Boundary Voids under Stress, Philosophical Magazine, Vol. 4, pp. 673-687(1959).
- (45)松宮徹：材料科学・工学への分子動力学の適用に関する最近の研究動向, 鉄と鋼, 第74年, pp. 753-763(1988).
- (46)稲村豊四郎：分子レベルでの材料の力学解析の現状, 機械の研究, 第44巻, pp. 6-12(1992) .
- (47)平修二編：「熱応力と熱疲労」, 日刊工業新聞社(1974).
- (48)大谷隆一：金属材料の熱疲労に関する最近の研究(1), (2), 機械の研究, 第32巻, pp. 1129-1133, 1261-1264(1980) .
- (49)日本鉄鋼協会高温強度研究委員会：「ひずみ範囲分割による18Cr-8Ni鋼の高温低サイクル疲労特性の検討」, 日本鉄鋼協会, pp. 134(1981).

- (50)S. Taira, R. Ohtani and S. Nakamura: A Damage Rule of Creep and Low Cycle Fatigue at Elevated Temperature, in "Mechanical Behavior of Materials," Proceedings of the 1973 Symposium on Mechanical Behavior of Materials, The Society of Materials Science, Japan, Kyoto, pp. 221-231(1974).
- (51)平修二, 藤野宗昭, 吉田稔：SUS304鋼の高温低サイクル疲労および熱疲労における粒界すべり, 材料, 第27巻, pp. 447-453(1978).
- (52)小寺沢良一, 森時彦, 中井友充：疲労・クリープ条件下のき裂伝ばとフラクトグラフィ, 材料, 第29巻, pp. 592-598(1980).
- (53)大谷隆一, 山田勝彦, 柏木隆文, 松原弘明：304ステンレス鋼の高温低サイクル疲労き裂伝ば, 日本機械学会論文集(A編), 第48巻, pp. 1378-1390 (1982).

2. クリープ疲労微小き裂に関する 実験結果

- 2・1 はじめに
- 2・2 クリープ疲労微小き裂の発生・伝ば挙動に影響を及ぼす主要な因子
- 2・3 微小き裂の発生・伝ば・合体挙動の詳細な観察
- 2・4 微小き裂から巨視き裂への遷移挙動
- 2・5 まとめ

2・1 はじめに

クリープの影響を受ける，クリープと相互作用する，あるいはまた，クリープにより繰返し変形が支配される高温低サイクル疲労を総括して「クリープ疲労」と呼んでいる．この漠然とした名称の疲労破壊について注目すると，多結晶の耐熱鋼においては形態的には以外と単純であり，Fig. 2-1-1 に模式的に示すように，①粒界キャビティの発生・成長・合体，②粒界微小き裂の発生・伝ば・合体，③巨視き裂の発生・伝ば，④最終不安定破壊のプロセスを経て進行していく．一般に，クリープ疲労破壊では，複数のき裂が発生し，き裂毎に時間的経過が異なるため，各破壊プロセスが同一材料内で重畳・並行して進行する．この破壊形態は，クリープ破壊のそれと極めてよく似ている．以下にそれぞれの進行段階について個々に見ていく．

まず，①の粒界キャビティについては，緒論で述べたように，クリープに関してモデルを用いた解析が行われている⁽¹⁻⁶⁾が，粒界キャビティを直接観察することが実験上容易ではないために，モデルによる解析結果の真偽については未だに詳しく検討されていない．また，クリープ疲労のキャビティにおける応力繰返し効果については，モデル解析も未だ行われていない．

②の微小き裂については，比較的観測が容易な室温疲労に関する研究は数多くなされているが⁽⁷⁾，観測が極めて困難な高温クリープ疲労の微小き裂に関しては，わずか数編の報告例⁽⁸⁻¹⁰⁾しか無く，系統的な報告結果は皆無である．微小き裂は，その発生・伝ば挙動が結晶粒界等の微視組織に強く影響され，かつ，それが微小き裂の本質でもあるため，クリープ・キャビティの解析で用いられるような一結晶粒界上のクリープに関して理想的な条件を仮定したモデル解析も行い難い．

一方，③の巨視き裂伝ばについては，連続体を仮定した巨視破壊力学に基づく力学解析がなされ⁽¹¹⁾，クリープき裂伝ば速度とクリープJ積分の対応関係を示す実験結果も多数の研究機関から報告されるようになってきた⁽¹²⁻¹⁴⁾．最近では，クリープ

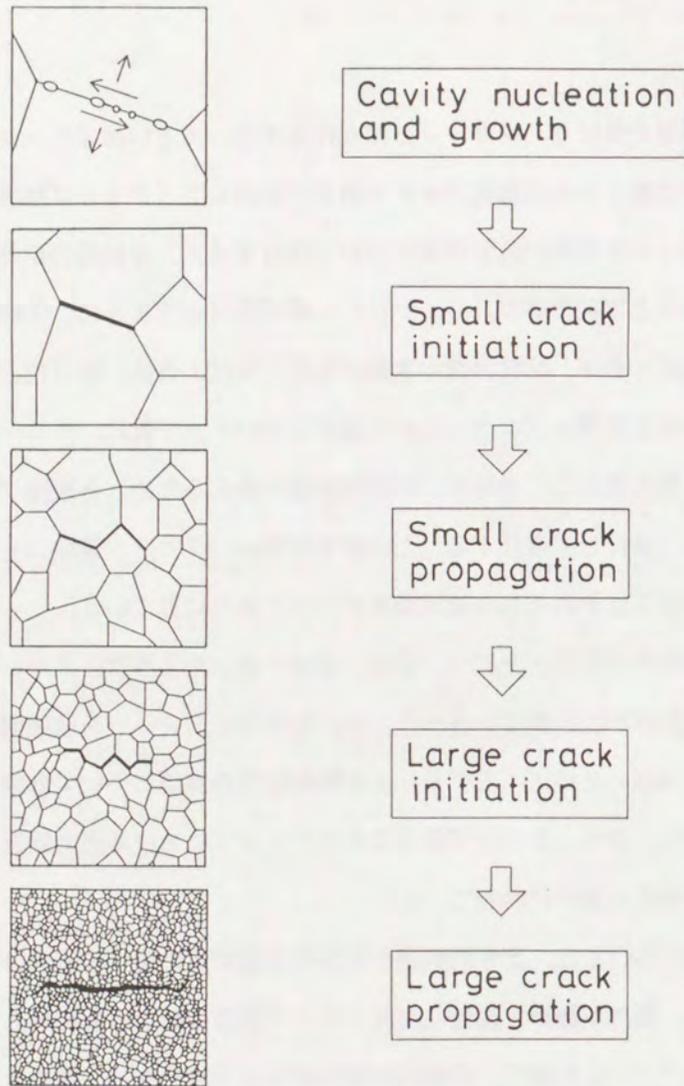


Figure 2-1-1 Fracture mechanism in creep and creep fatigue.

疲労の巨視き裂に関する研究および実験データの集積も盛んである⁽¹⁵⁻²⁰⁾。

④の不安定破壊については、室温の破壊靱性に関して多数の実験が行われ、実験結果も豊富である。また、実験方法および実際の設計に用いるべき設計コード等も確立されている⁽²¹⁾。ただし、クリープ温度域での破壊靱性の意味および実験方法は明らかでない。

これより、現時点において残されている主要な分野は、①の粒界キャビティーと②の微小き裂に関する研究であるが、本論文では、このうちの微小き裂に焦点を合わせ、その観測を実際に行うことによって、クリープ疲労破壊の特徴について検討していく。本章にて得られるクリープ疲労微小き裂に関する実験結果は、次章のクリープ疲労微小き裂に関する数値シミュレーションを実行する際に用いるモデルを構築するための基礎となる。

2・2 クリープ疲労微小き裂の 発生・伝ば挙動に影響を及ぼす 主要な因子

2・2・1 破損寿命と影響因子

微小なき裂が寿命初期に多数発生し、それらが材料の破損を導くような場合、例えば、一般耐熱鋼のクリープ疲労破壊では、その破損寿命は、微小き裂の発生・伝ばの法則を表していると言われている^(22, 23)。Fig. 2-2-1には、多数の粒界微小き裂が発生・伝ばして最終破壊に至るクリープ疲労破壊の典型例（材料：304ステンレス鋼、破損寿命：約400回）を示す。写真より、多数の微小き裂が寿命初期から発生しており、以前に発生したき裂の伝ばと新たなき裂の発生が同時に進行している様子がうかがえる。また、微小き裂が伝ばして全長数mmの大きなき裂になる頃には、破損寿命の後期に達していることがわかる。これまでも室温の高サイクル疲労のみならず、高温領域の低サイクル疲労についても破損寿命とその影響因子に関する研究が行われてきており⁽²⁴⁾、破損寿命について検討することで微小き裂の発生・伝ば挙動を間接的に推定する試みがなされている。特に、変形および破壊においてクリープが支配的であるクリープ疲労の場合、破損寿命に影響を与える代表的な因子には、ひずみ波形、雰囲気（高温酸化）、ひずみ範囲、温度、周波数（ひずみ速度）がある⁽²⁵⁾。本論文では、この中の①ひずみ波形、②雰囲気（高温酸化）、③ひずみ範囲の影響について検討するため、以下に各因子について得られている結果と疑問点について簡単に述べる。

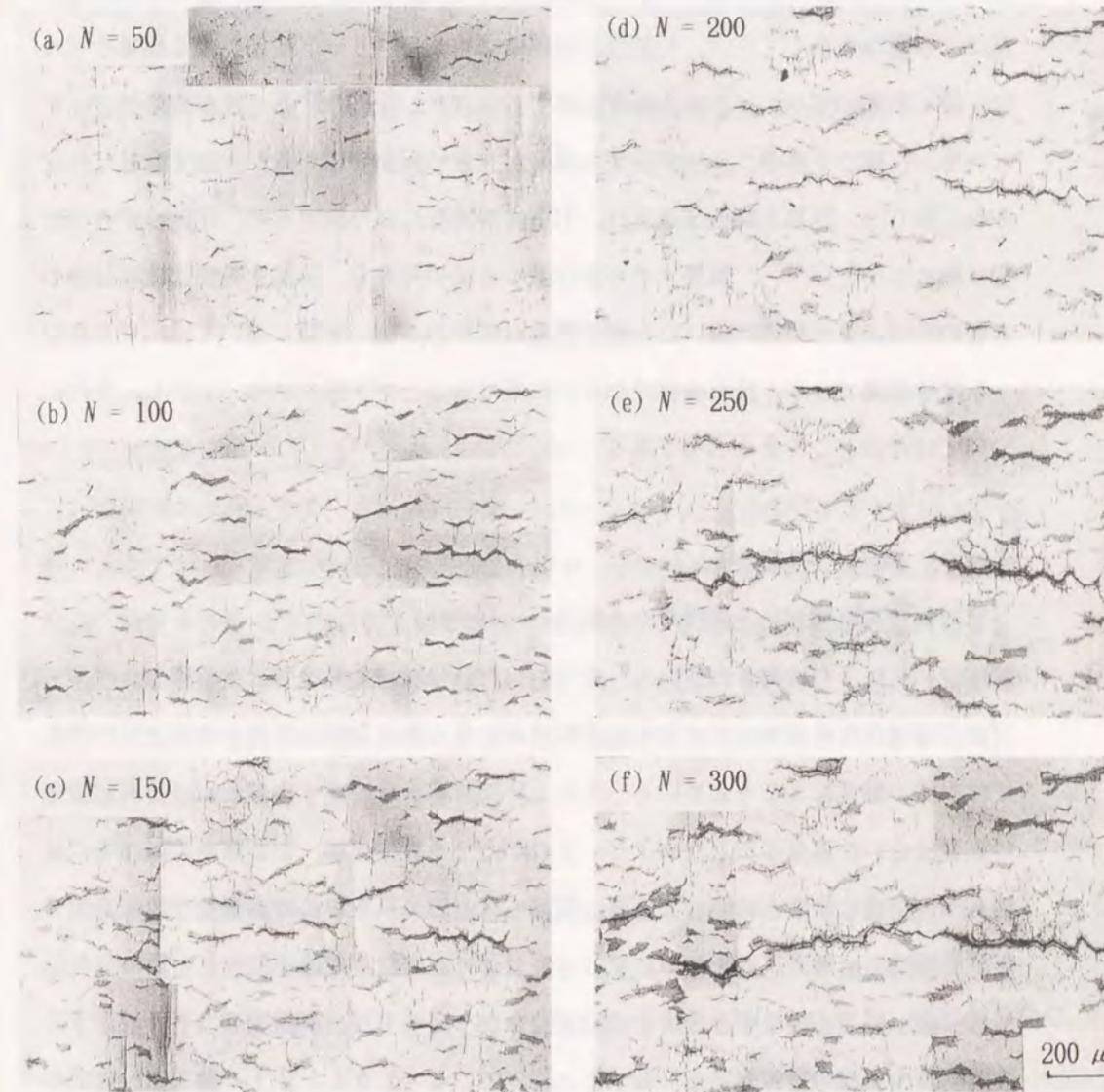


Figure 2-2-1 Typical fracture process in creep fatigue of a Type 304 stainless steel. Fatigue life of it was about 400 cycles. (a) $N = 50$, (b) $N = 100$, (c) $N = 150$, (d) $N = 200$, (e) $N = 250$, and (f) $N = 300$.

〔1〕ひずみ波形

緒言でも述べたとおり、ひずみ波形については、粒界すべり量への影響度合いと巨視き裂伝ば速度への影響度合いが互いに大きく異なる。ひずみ波形が粒界すべり量へ及ぼす影響は大きく、かつ、引張負荷過程に生じたクリープ変形による粒界すべりは、続く圧縮ひずみによりある程度回復する。また、圧縮ひずみ速度が遅いほど、すなわち、圧縮ひずみのクリープひずみ成分が大きい程その回復量は大きくなる⁽²⁶⁾。それに反して、巨視き裂伝ば速度は、引張負荷過程により決定され、圧縮ひずみの影響は極めて小さい⁽²⁷⁾。粒界すべり量は微小き裂の発生と、巨視き裂伝ば速度は微小き裂の伝ば速度と関連が強いことが予想されるため、微小き裂においては、その発生・伝ば挙動間でひずみ波形依存性が互いに異なることが予想される。しかし、それについては今のところ全く不明である。

〔2〕雰囲気（高温酸化）

雰囲気（高温酸化）と破損寿命の関係については、Coffin⁽²⁸⁾、平川・時政⁽²⁹⁾、朝田⁽³⁰⁾らにより検討されている。中でもCoffinは環境効果を特に重要視し、クリープ疲労破壊が粒界破壊を呈することや粒界等に見られる局所的変形の非可逆性はすべて粒界面の酸化によるとしている。また、平川・時政は、ひずみ波形により高温酸化の影響度合いが異なること、および、それが内部き裂型破壊、引張破断型破壊等の破壊機構の相違によると結論している。朝田らは、超高真空中にて高温低サイクル疲労実験を実施し、超高真空中では、クリープ変形による粒界破壊が完全に可逆的になり、低速引張—低速圧縮ひずみ波形下の疲労寿命が、高速引張—高速圧縮ひずみ波形下の疲労寿命や室温の疲労寿命と一致すると述べている。しかし、以上の結果は、いずれも雰囲気と破損寿命の関係であり、微小き裂の発生・伝ば挙動と雰囲気の関係について直接論じてはいない。

〔3〕ひずみ範囲

ひずみ範囲と破損寿命の関係については、室温の低サイクル疲労と同様に Manson-Coffin型の式が成立することが知られている⁽²⁴⁾。しかし、そのひずみ範囲依存性が

ひずみ波形、雰囲気等に依存すること、ひずみ範囲と破損寿命の関係が静クリープのようにきれいな反比例関係とはならないこと、また、破損寿命が、同ひずみ範囲、同ひずみ波形、同環境中でも比較的大きくばらつくこと等の疑問点が存在する。

以上の疑問点は、すべて微小き裂の発生・伝ば挙動に関係するものであり、本研究では、実際に微小き裂を観測することによって上記の疑問点を解決する。

2・2・2 ひずみ波形

〔1〕実験方法

(1)供試材および試験片 供試材は、Table 2-2-1 に化学成分を示すオーステナイト系ステンレス鋼SUS304の溶体化処理丸棒で、平均結晶粒径は約50 μ mである。試験片は、Fig. 2-2-2 に示す中実丸棒形試験片であり、c-p type疲労実験にはFig. 2-2-2(b)の試験片を、また、他の実験にはFig. 2-2-2(a)の試験片を用いた。後の光学顕微鏡を用いた微小き裂の観測を容易にするため、両試験片の平行部には、Fig. 2-2-3 に示すような幅約 4mmの平面部分を作成した。

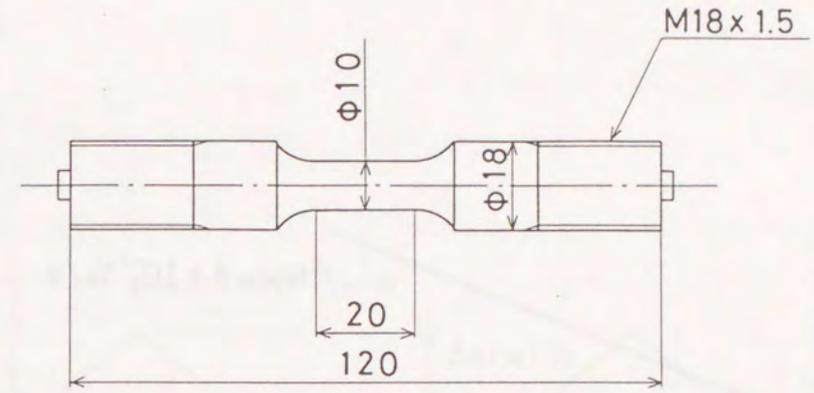
(2)試験機および実験条件 実験は、電気加熱炉を具備した電気・機械式サーボ疲労試験機および高周波誘導加熱装置を具備した電気・油圧式サーボ疲労試験機を用いて実施した。実験条件は、いずれも温度923K(650°C)、大気中であり、実験はひずみ制御で行った。

用いたひずみ波形は、Fig. 2-2-4 に示すような定ひずみ速度一方向引張 (Monotonic tension)、低速引張—高速圧縮 (c-p type)、低速引張—低速圧縮 (c-c type)、低速圧縮—極低速圧縮 (c-s type) の四種類であり、一方向引張を除く疲労の全ひずみ範囲は、いずれも1%である。Fig. 2-2-4(a)の一方向引張では、引張ひずみ速度が十分に低速であることから、そのひずみのほとんどはクリープひずみで構成される。Fig. 2-2-4(b)に波形を示すc-p type疲労では、一方向引張と同じ引張ひずみ

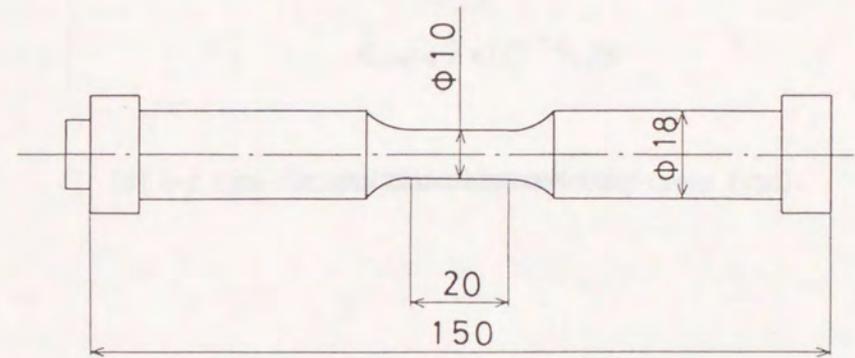
Table 2-2-1 Chemical composition of a Type 304 stainless steel.

(wt.%)

C	Si	Mn	P	S	Cu	Ni	Cr	Mo	Fe
0.06	0.31	1.07	0.31	0.018	0.44	8.68	18.37	0.25	Bal.



(a) For monotonic tension and for c-c and c-s type fatigue.



(b) For c-p type fatigue.

Figure 2-2-2 Test specimens (mm).

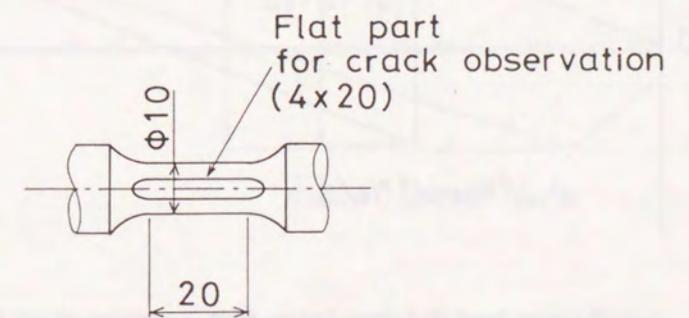
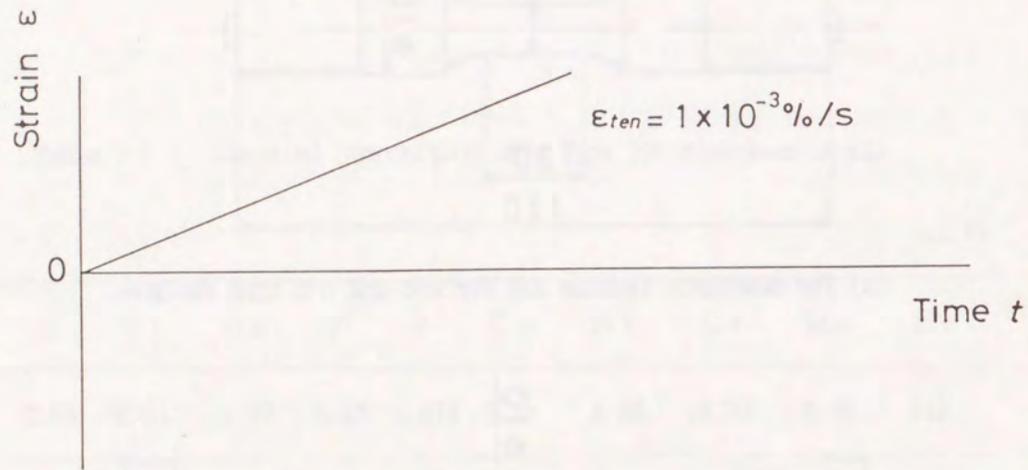
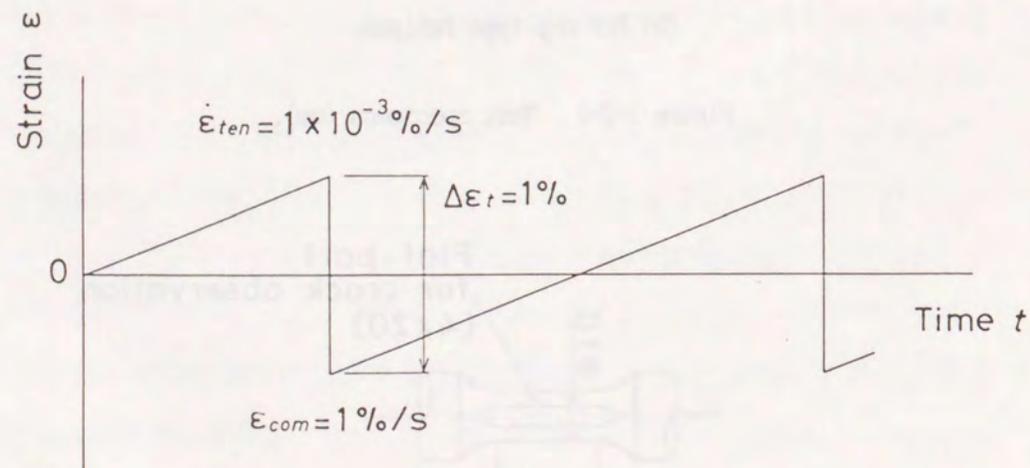


Figure 2-2-3 Flat part for crack observation in the middle of the round specimens.

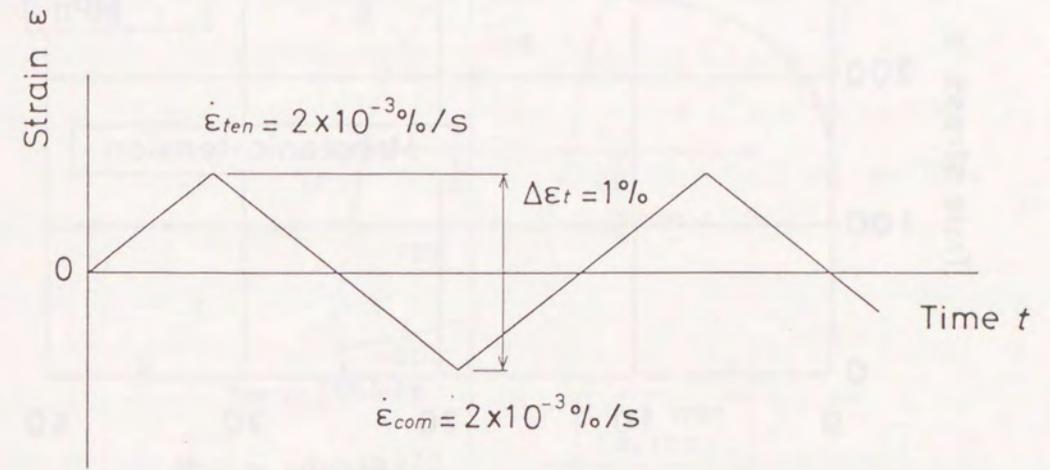


(a) Monotonic tension.

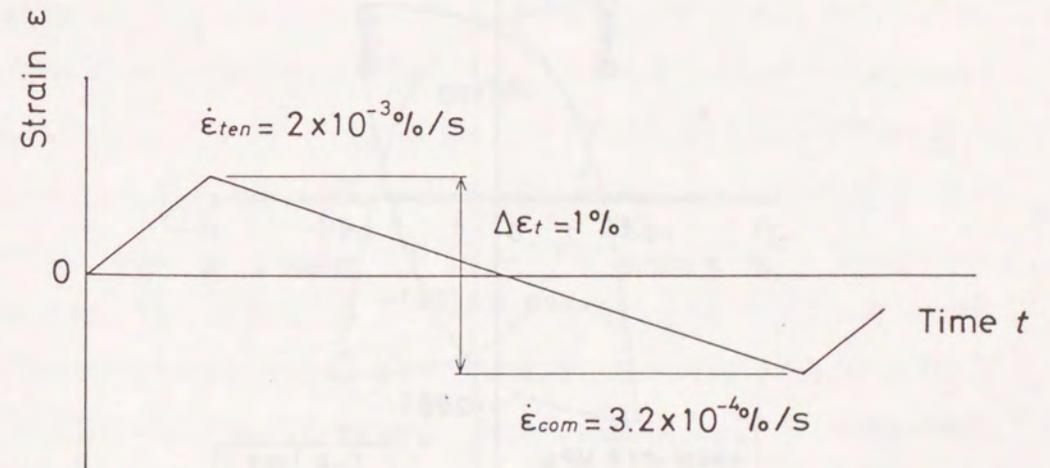


(b) c-p type fatigue (slow-fast or creep-plastic type).

Figure 2-2-4 Strain waveforms.

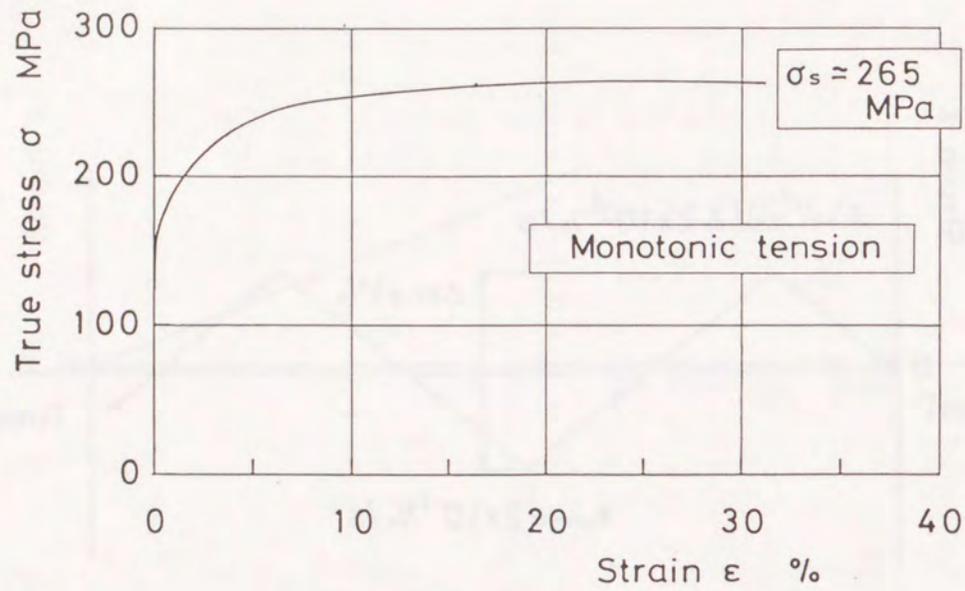


(c) c-c type fatigue (slow-slow or creep-creep type).

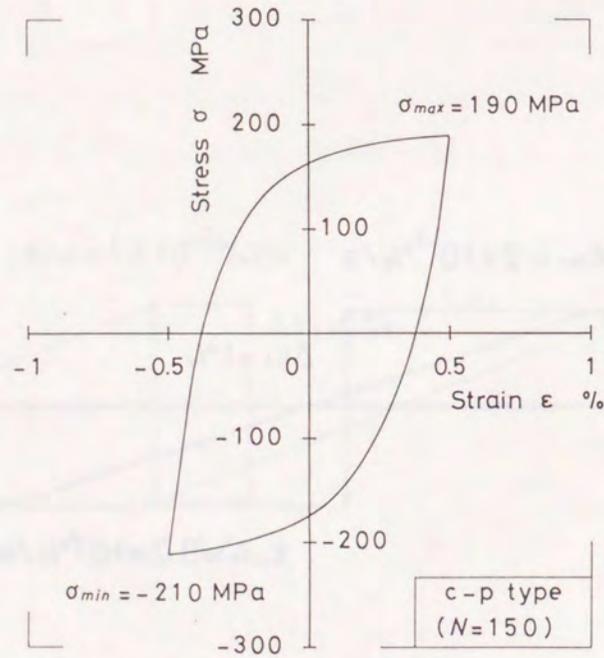


(d) c-s type fatigue (slow-very slow or creep-slow creep type).

Figure 2-2-4 continued.

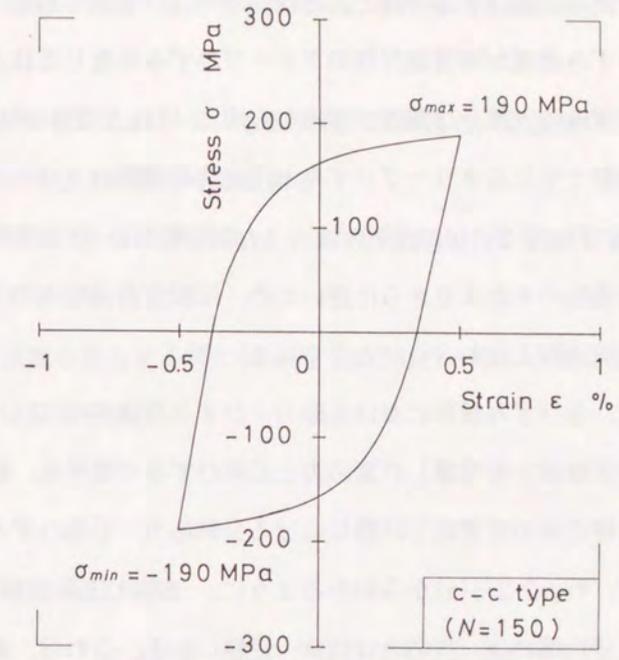


(a) Monotonic tension.

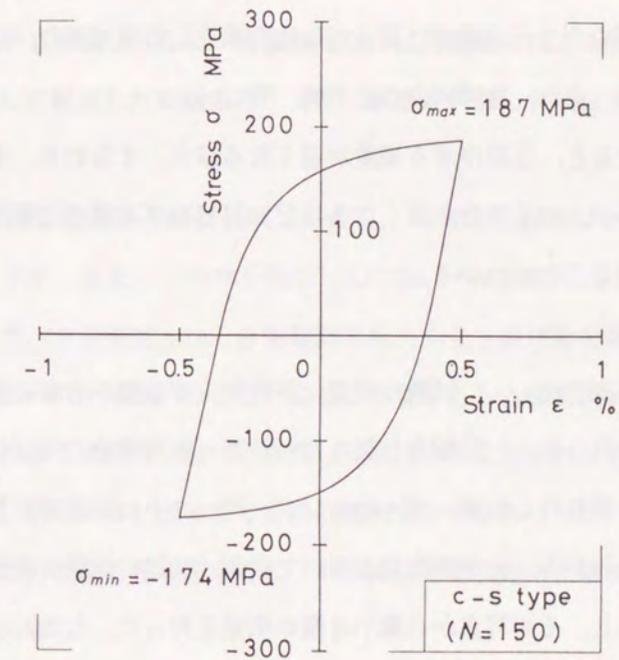


(b) c-p type fatigue.

Figure 2-2-5 Stress-strain relationships.



(c) c-c type fatigue.



(d) c-s type fatigue.

Figure 2-2-5 continued.

速度であるため、その引張ひずみのほとんどはクリープひずみである。しかし、圧縮負荷過程では、ひずみ速度が時間依存性のクリープひずみを生じるほどに低速ではないために、圧縮ひずみの大部分は塑性ひずみから成る。Fig. 2-2-4(c)のc-c type疲労では、引張負荷過程で生じるクリープひずみと圧縮負荷過程のクリープひずみは同程度である。さらに、Fig. 2-2-4(d)に示したc-s type疲労では、圧縮負荷過程でのひずみ速度が引張負荷過程のそれよりさらに遅いため、圧縮負荷過程でのクリープひずみの割合は、引張負荷過程よりもさらに大きくなる。

Fig. 2-2-5 には、各ひずみ波形における応力-ひずみ関係を示す。一方向引張に関しては試験片の断面積減少を考慮した真応力と公称ひずみの関係を、他の疲労については初期の繰返し硬化後の定常応力状態における公称応力-公称ひずみのヒステリシス・ループを示す。Fig. 2-2-5(a)からわかるように、一方向引張では、ひずみが約10%までの初期加工硬化域の後、真応力はほぼ一定値になる。これは、荷重一定の静クリープ実験における定常クリープ域に相当する。次に、定常応力値について見ると、一方向引張における定常応力値の方が疲労の最大引張応力値よりも大きい。これは、変動応力クリープやクリープ疲労に見られる応力繰返し効果であり、圧縮変形中の組織回復に起因する。また、疲労同志の応力値、特にc-p, c-c, c-s typeの最小応力値 σ_{min} に注目すると、圧縮ひずみ速度が遅くなるほど、すなわち、全圧縮ひずみ中でクリープひずみの占める割合が高くなるほど、同じひずみ値まで変形するのに必要な応力値は低くなることわかる。

(3)微小き裂の観測方法 試験片表面に多数発生する微小き裂の観測は、以下に述べる方法により行った。一定繰返し数または時間（破損寿命のほぼ1/10）毎に実験を中断し試験片を取り外した後、ダイヤモンド・ペーストにて表面に形成された酸化膜を除去する。それから、光学顕微鏡を用いて倍率200倍の試験片表面（平面部分）の拡大写真を撮影し、その写真から微小き裂の測定を行った。なお、き裂測定領域の面積は条件により異なり、一方向引張、c-p type疲労、c-c type疲労、c-s type疲労の順に、それぞれ2.4mm²、2.4mm²、4mm²、6.2mm²とし、き裂の発生個数の少ない条件ではより広い面積で微小き裂の測定を行った。本実験条件では試験片表面に多数の粒

界微小き裂が発生・伝ば・合体するために、それらのき裂を以下の3条件の下で扱った。

①観測領域内に発生した全てのき裂を測定対象とし、き裂長さは応力軸垂直方向に投影した長さの半分（半長）で定義する。

②き裂の発生は、そのき裂が酸化した粒界や磨ききずと判別可能となる半長20 μ mに達したときとする。

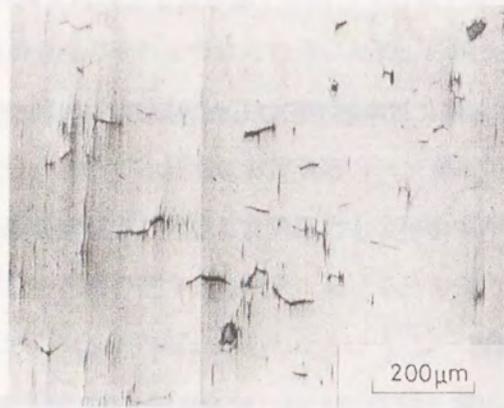
③き裂伝ば速度を算出する際には単独で伝ばしたき裂のみを対象とし、他のき裂と合体した場合は除外する。

〔2〕実験結果および考察

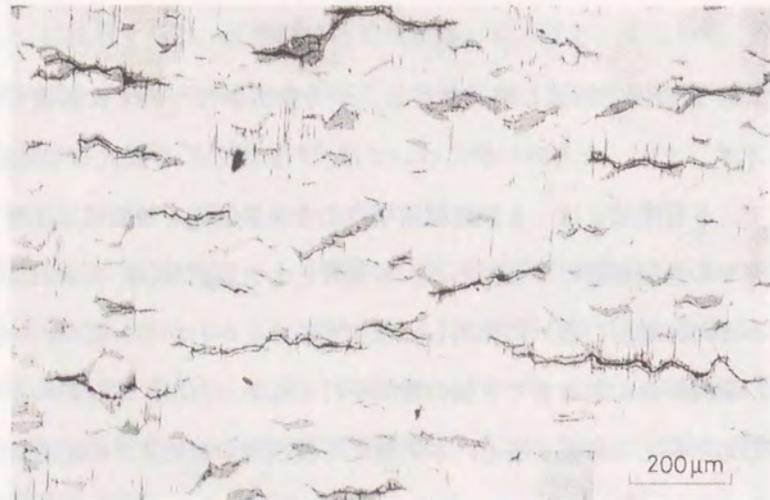
(1)き裂密度 Fig. 2-2-6 にそれぞれのひずみ波形で得られた表面微小き裂の観察例を示す。なお、これらは試験片表面の酸化膜を除去した後のものである。全条件下で多数のき裂が発生しており、これらはすべて粒界き裂である。また、実験は高温（923K）大気中で実施したため、き裂の周辺には高温酸化による酸化層が見られる。なお、本研究にて採用した実験条件下では、試験片内部にき裂は全く観察されなかった。

Fig. 2-2-7 にき裂密度と繰返し数（ただし、一方向引張については累積引張ひずみ）の関係を示す。また、一方向引張については、Fig. 2-2-7 を拡大してFig. 2-2-8 に示す。ここで、き裂密度とは、き裂観測領域内の全き裂個数を観測領域面積で除した単位面積当たりのき裂個数のことである。各条件ともき裂密度は、寿命前期では時間（累積ひずみまたは繰返し数）に比例して増加することがわかる。なお、一方向引張については、破損寿命に至るまでき裂の観測を行えなかったが、本材料のクリープ延性が約50%であることを考慮すると、本実験にて破損寿命後期までの結果が得られていると考えられる。

さて、き裂密度の増加率に着目すると一方向引張、c-p type、c-c type、c-s typeの順で低くなる。同じ累積引張ひずみを与えても圧縮負荷様式によりき裂密度に大きな差が出てくるのは、引張過程と圧縮過程における損傷蓄積の可逆性に起因すると考

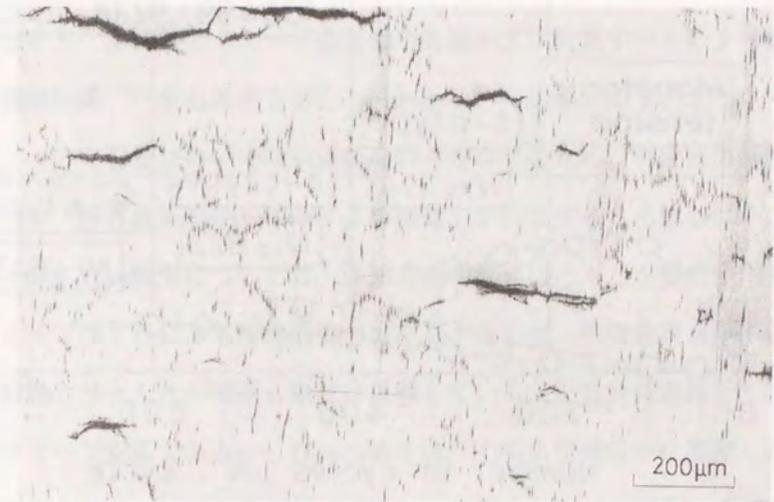


(a) Monotonic tension ($\epsilon=15\%$).

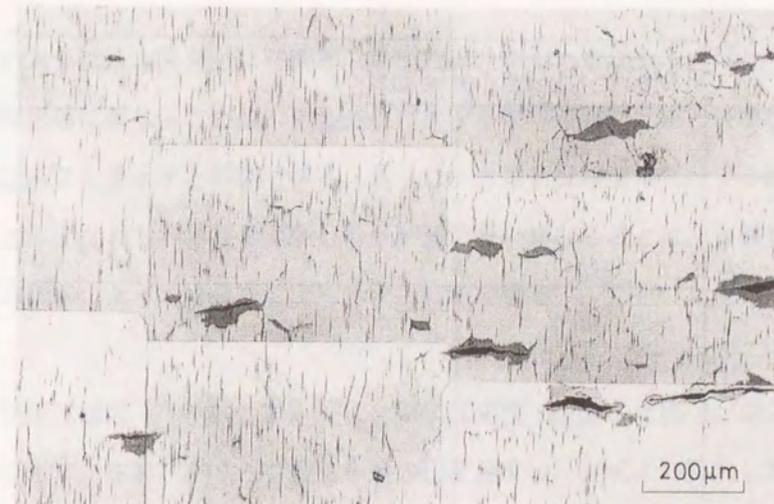


(b) c-p type fatigue ($N=200$).

Figure 2-2-6 Photographs of small cracks on the specimen surface.



(c) c-c type fatigue ($N=400$).



(d) c-s type fatigue ($N=400$).

Figure 2-2-6 continued.

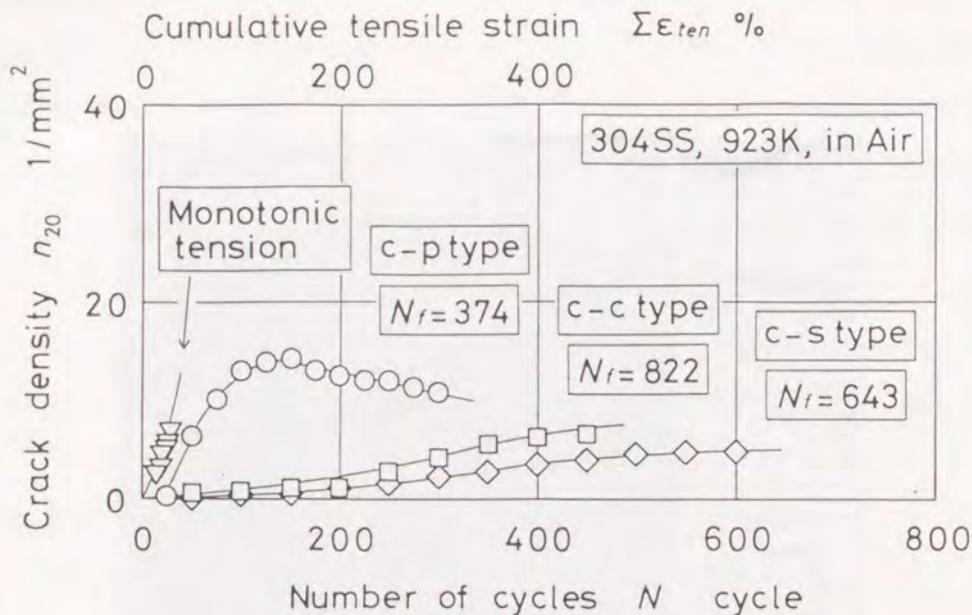


Figure 2-2-7 Crack density, n_{20} , as a function of the number of cycles, N , for fatigue. For monotonic tension, the n_{20} is shown as a function of cumulative tensile strain, $\Sigma \epsilon_{ten}$ (upper abscissa). The n_{20} means the number of small cracks per a square millimeter, the length of which are $20_{\mu m}$ or over.

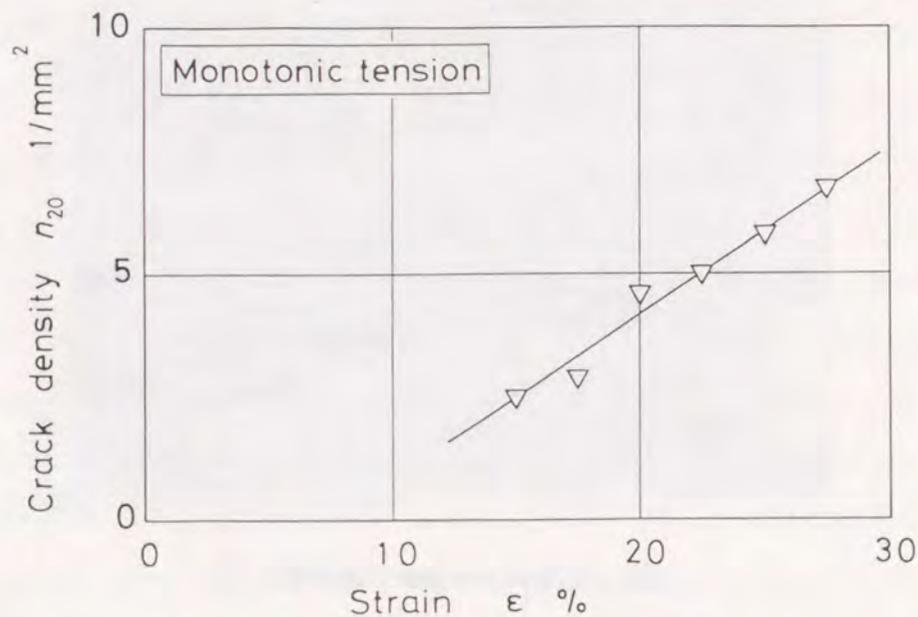


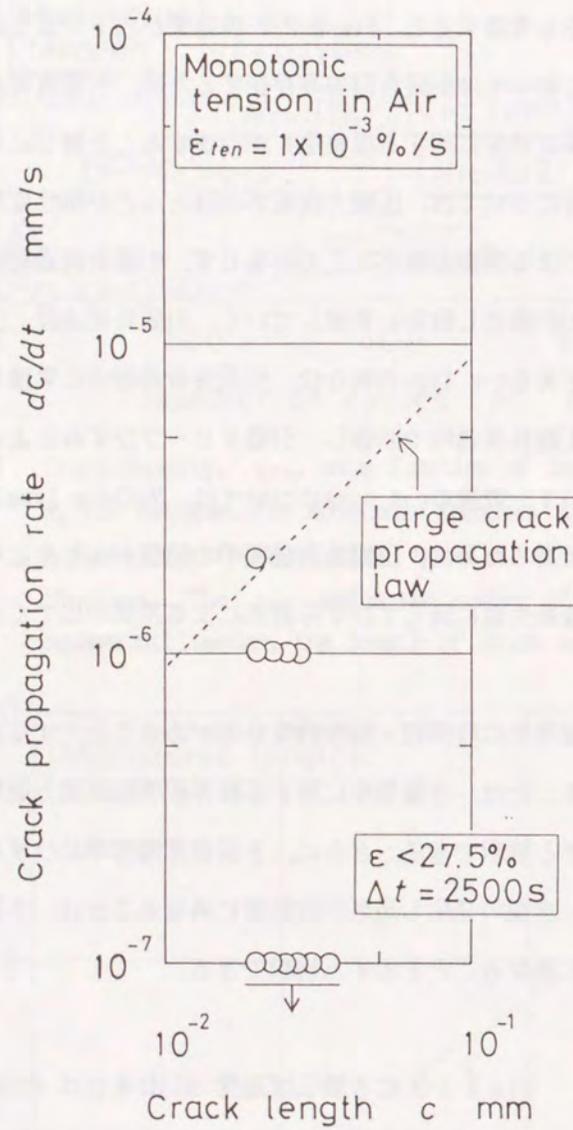
Figure 2-2-8 Crack density, n_{20} , as a function of strain ϵ ($= \Sigma \epsilon_{ten}$) for monotonic tension.

えられる。以前、平らにより本材料について粒界すべり量に及ぼすひずみ波形の影響が検討された⁽²⁶⁾。その結果によると、c-c typeでは粒界すべりの蓄積量は少ないが、c-p typeの場合は粒界すべりの蓄積量が大きく、かつ、その量は繰返し数にほぼ比例して増加する。本材料のクリープ疲労微小き裂が主に粒界すべりにより発生しているという観察結果⁽³¹⁾をも考慮すると、Fig. 2-2-7の結果が以下のように合理的に説明できる。一方向引張においては引張荷重のみ存在するため、引張荷重過程中に生じた粒界すべり（粒界き裂の発生に関する損傷量）が回復すること無しにそのまま累積していく。c-p type疲労については、圧縮方向変形のほとんどが塑性変形であるために、圧縮クリープひずみによる損傷回復がほとんど生じず、引張荷重過程中に累積したクリープ損傷のほとんどが繰返し数毎に累積していく。引張荷重過程と圧縮荷重過程の両方がクリープ変形であるc-c typeの場合は、引張荷重過程中に累積したクリープ損傷のかなりの部分が圧縮荷重過程で回復し、引張クリープひずみによる損傷の非回復部分のみが累積していく。最後のc-s typeについては、先のc-c typeよりも圧縮ひずみ速度がさらに低速であるために、圧縮荷重過程での回復がより生じやすい。以上の理由により、微小き裂発生数に関してひずみ波形による差異が出てくるものと考えられる。

以上のように、き裂発生に時間的・場所的な分布があること、すなわち、き裂発生時間が粒界毎に異なることは、き裂発生に対する粒界破壊抵抗値と破壊駆動力が粒界毎に異なることを示すと解釈できる。さらに、き裂密度増加率にひずみ波形依存性があること、すなわち、き裂の発生し易さが波形毎に異なることは、き裂発生の駆動力がひずみ波形によって異なることを示すと解釈できる。

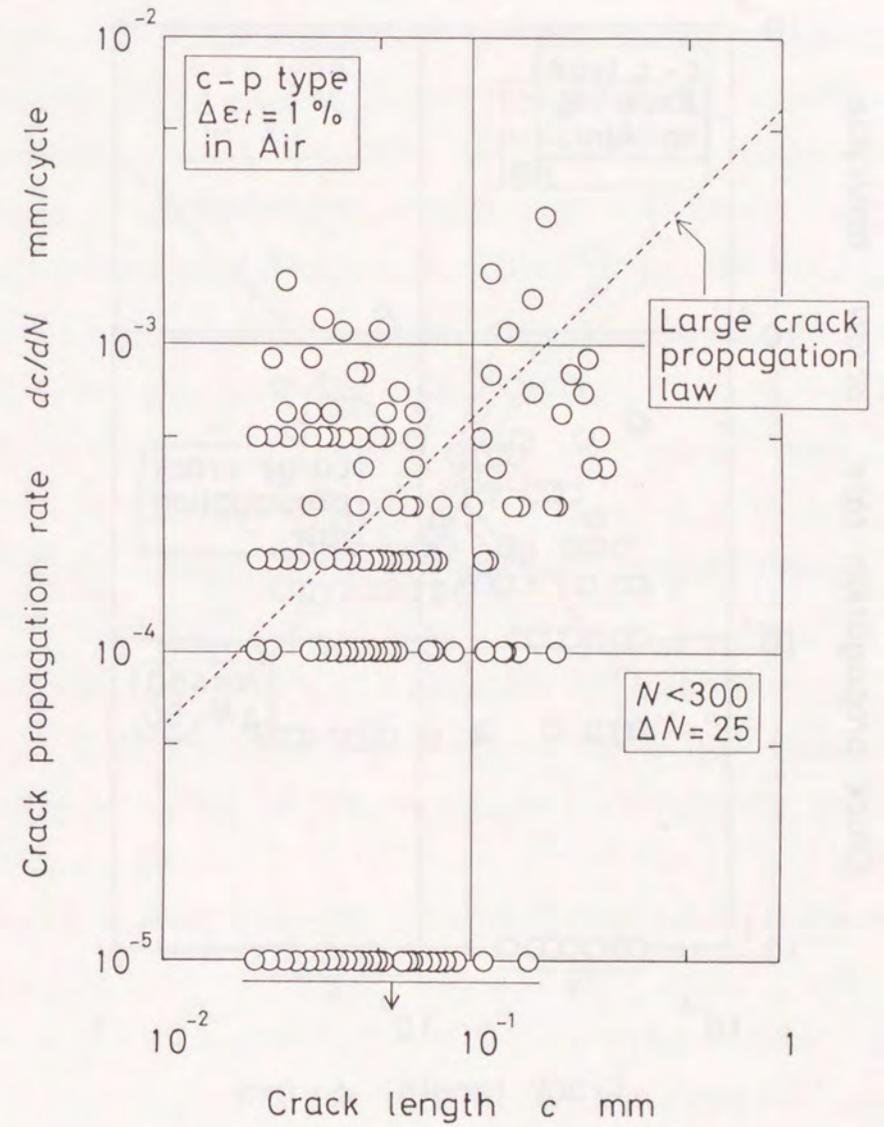
(2)き裂伝ば速度 Fig. 2-2-9 にき裂伝ば速度 dc/dt または dc/dN とき裂長さ c の関係を示す。なお、クリープ疲労き裂の伝ば速度は、次式より算出した。

$$\left. \frac{dc}{dN} \right|_i = \frac{c_{i+1} - c_i}{\Delta N} \quad (2-2-1)$$



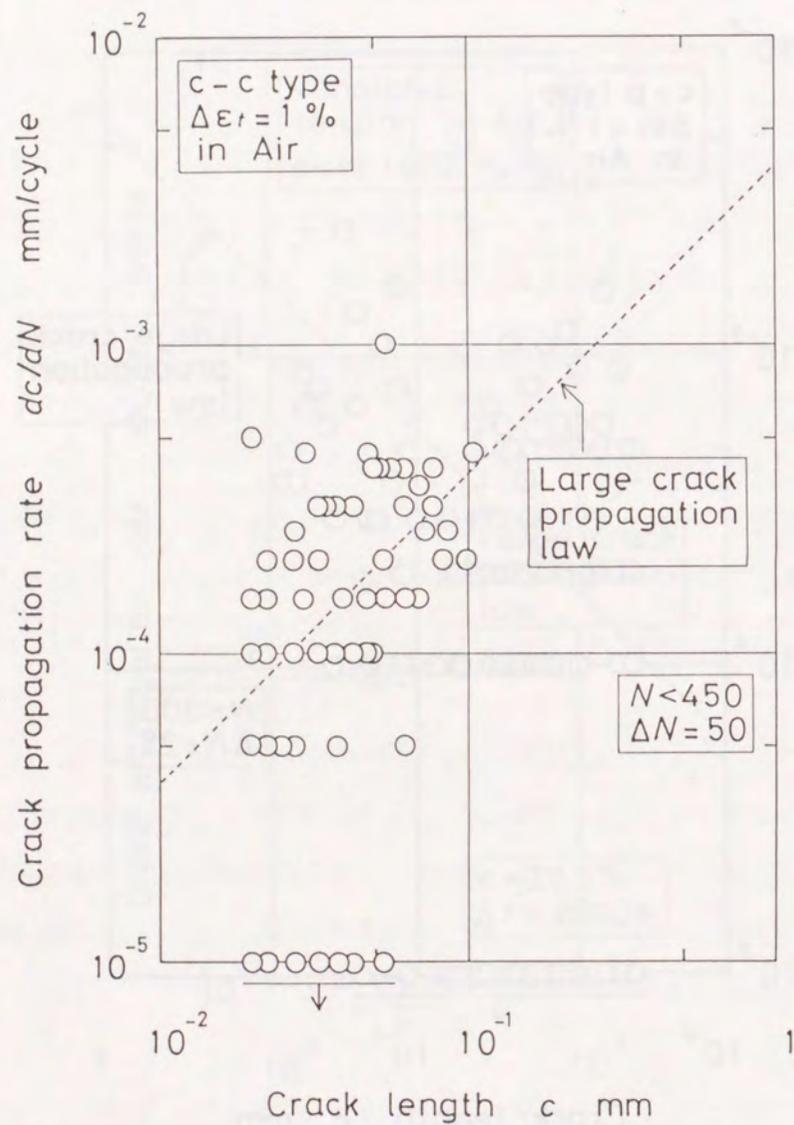
(a) Monotonic tension.

Figure 2-2-9 Relationship between crack propagation rate, dc/dt , or, dc/dN , and crack length, c .



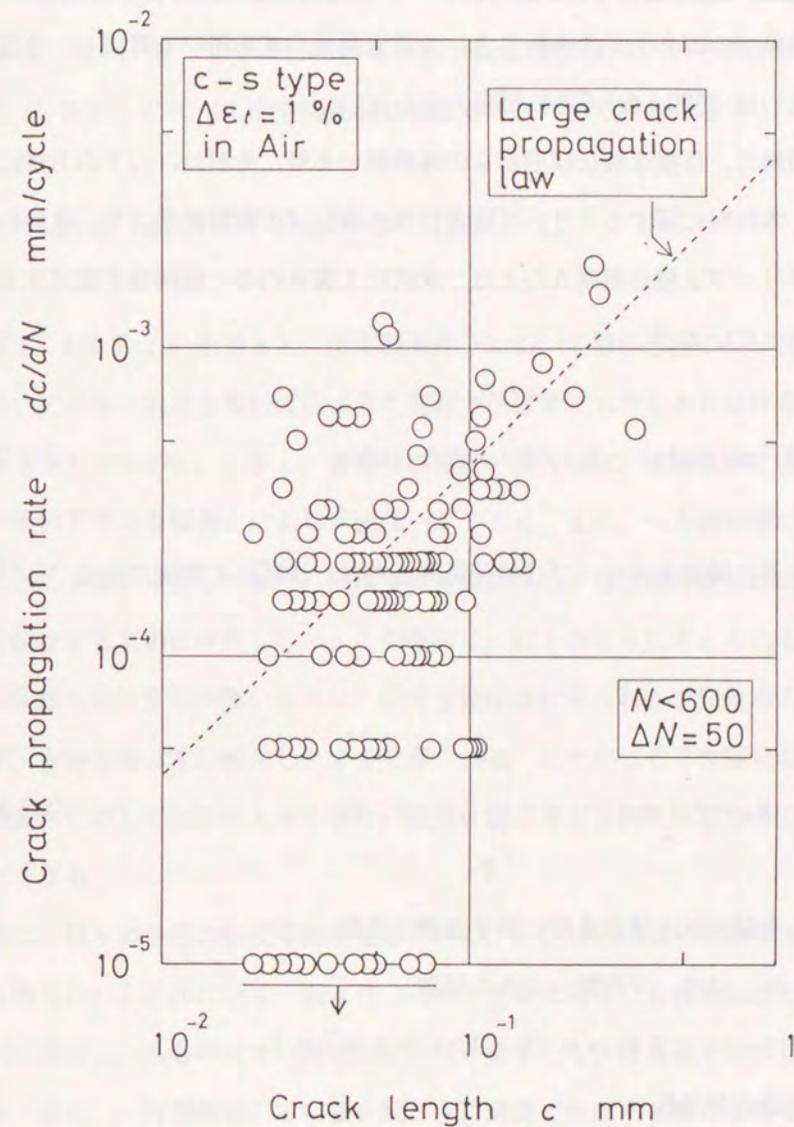
(b) c-p type fatigue.

Figure 2-2-9 continued.



(c) c-c type fatigue.

Figure 2-2-9 continued.



(d) c-s type fatigue.

Figure 2-2-9 continued.

上式中の ΔN は、観測間隔繰返し数であり、c-p typeでは25回、c-c typeでは50回である。すなわち、c-p typeでは25回、c-c typeでは50回毎にき裂の観測を行った。また、 c_i および c_{i+1} は、 i 番目と $(i+1)$ 番目の中断時に得られたき裂長さであり、上式にて算出される $(dc/dN)_i$ は、き裂長さ c_i と対応させる。一方向引張におけるき裂伝ば速度 dc/dt も上式の ΔN を Δt で置き換えた式を用いて算出し、き裂観測の時間間隔 Δt は2500s(ひずみ2.5%毎)とした。

各図中の破線は、巨視き裂伝ば則からの外挿線であり、それは、以下の方法により求められる。本材料に関するクリープ疲労巨視き裂伝ばの実験結果より、き裂伝ば速度 dc/dN とクリープJ積分範囲 ΔJ_C とは、次式にて表される一価関係が成立することが明らかになっている⁽²⁷⁾。

$$dc/dN [\text{mm/cycle}] = 3 \times 10^{-3} \cdot \Delta J_C [\text{kN/m}] \quad (2-2-2)$$

また、微小き裂に関するクリープJ積分範囲 ΔJ_C は、次式にて評価できる^(32, 33)。

$$\Delta J_C = M_1 \cdot f(n) \cdot c \cdot \int_0^{\tau} \sigma \cdot \dot{\epsilon}_c dt \quad (2-2-3)$$

M_1 : き裂形状と境界条件に関する修正係数

$f(n)$: クリープ指数 n のみの関数

$$f(n) = 3.85 \sqrt{n} (1 - 1/n) + \pi/n$$

c : 表面き裂半長

τ : 引張半サイクル時間

σ : 公称応力

$\dot{\epsilon}_c$: クリープひずみ速度

したがって、各実験中に得られる応力-ひずみのヒステリシス・ループから式(2-2-

3)右辺の積分値を求め、さらに式(2-2-2)を用いると、各実験条件に対するき裂伝ば速度の外挿線が得られる。なお、き裂伝ば速度 dc/dN を dc/dt に、クリープJ積分範囲 ΔJ_C をクリープJ積分 J^* (式(2-2-3)の時間積分する前の形)に置き換えると、静クリープに関する巨視き裂伝ば則より一方向引張に関する外挿線が同様の操作にて得られる。なお、静クリープに関する巨視き裂伝ば則は、クリープ疲労に対する関係(式(2-2-2))に比べてやや高速側に位置し、次式にて表される⁽²⁷⁾。

$$dc/dt [\text{mm/s}] = 7 \times 10^{-3} \cdot J^* [\text{kN/(m} \cdot \text{s)}] \quad (2-2-4)$$

さて、Fig.2-2-9を見ると、全実験条件下において微小き裂の伝ば速度は大きくばらついており、巨視き裂伝ば則よりも高速で伝ばするものもあれば停留するものも存在することがわかる。しかし、き裂伝ば速度の最大値は、実験条件に依存するものの同一条件下ではき裂長さによらずほぼ一定である。また、一方向引張に関しては、ほとんどのき裂が停留しており、伝ばするき裂に関しても巨視き裂伝ば則より著しく高速で伝ばするものは存在しない。この原因は、以下のように考えられる。一方向引張では圧縮方向の変形が無いために、疲労き裂伝ばに見られるき裂先端の再鋭化が行われず、き裂先端は常に鈍化したままで保たれる。したがって、き裂先端の曲率半径がき裂長さに対して比較的大きくなり、疲労き裂よりもき裂先端近傍の応力場の強さが小さくなる。

次に、個々のき裂の伝ば挙動を見るために、c-p typeに関して微小き裂伝ばの典型的な例をFig.2-2-10に示す。図より、1本のき裂に関しても高速伝ばと低速伝ばを不規則に繰返し、ある時点での高速伝ばき裂が必ずしも次に高速で伝ばしないことがわかる。逆に、一時期停留しているき裂が次に高速で伝ばする場合もある。これらの結果で注意すべき点は、伝ば速度の最大値が巨視き裂伝ば則より推定した値よりもかなり大きいことであり、これは、高温機器の設計等に巨視き裂伝ばのデータを用いることができないことを示している。ただし、高速で伝ばしているき裂がそれ以降も高速で伝ばするとは限らないため、伝ば速度の最大値を設計基準等に用いると、それは、過安全設計になる。

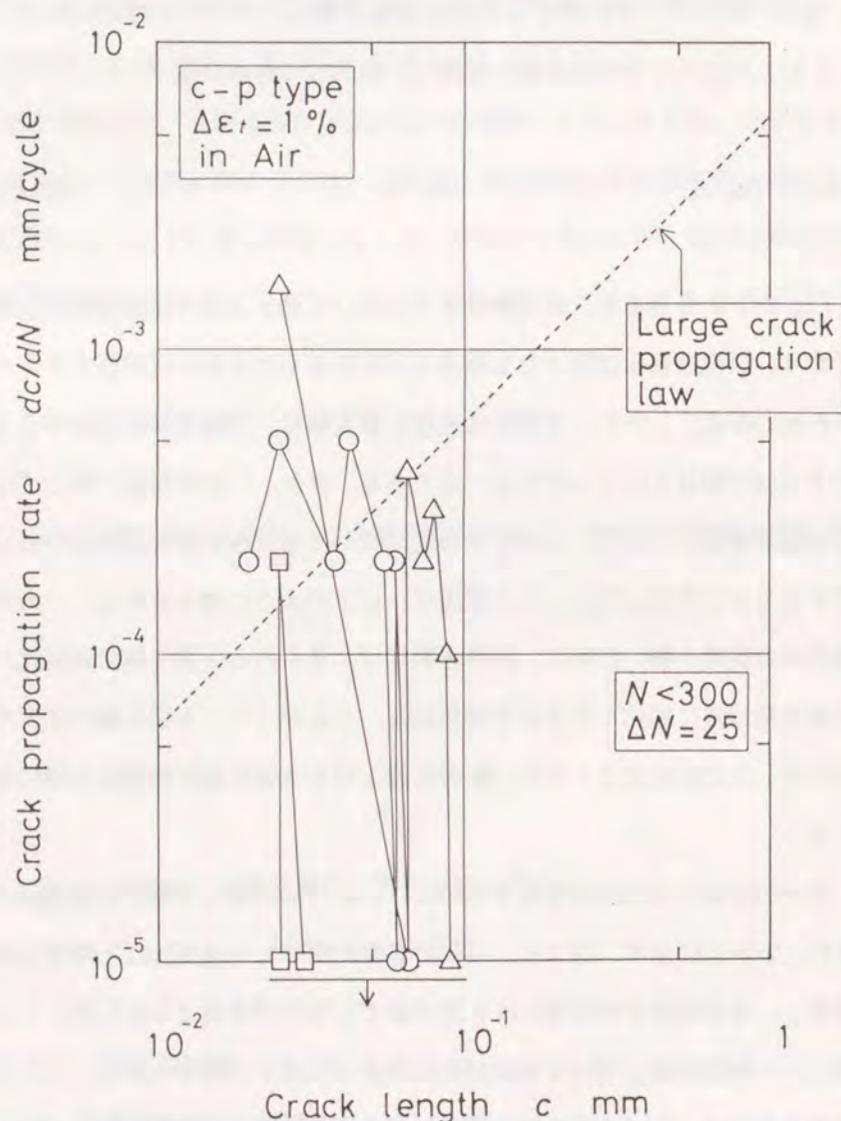
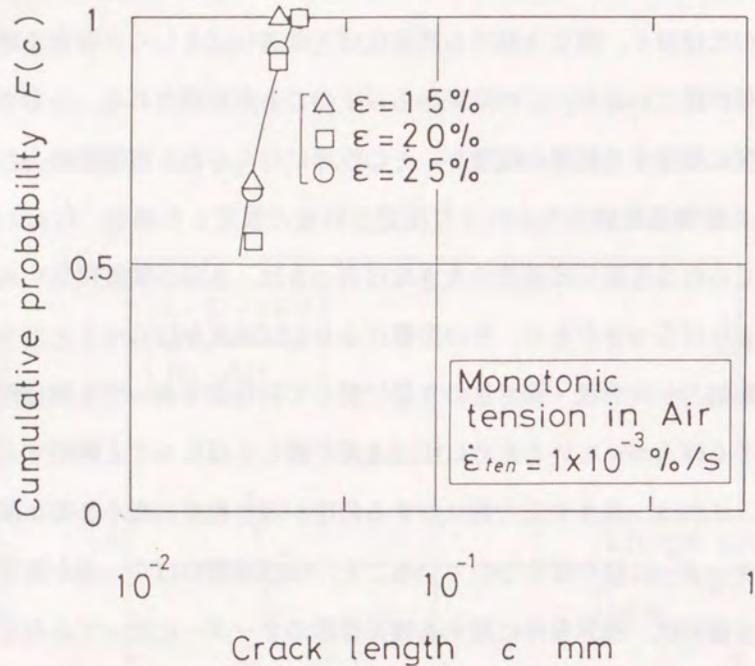


Figure 2-2-10 Typical examples of crack propagation behavior in c-p type fatigue.

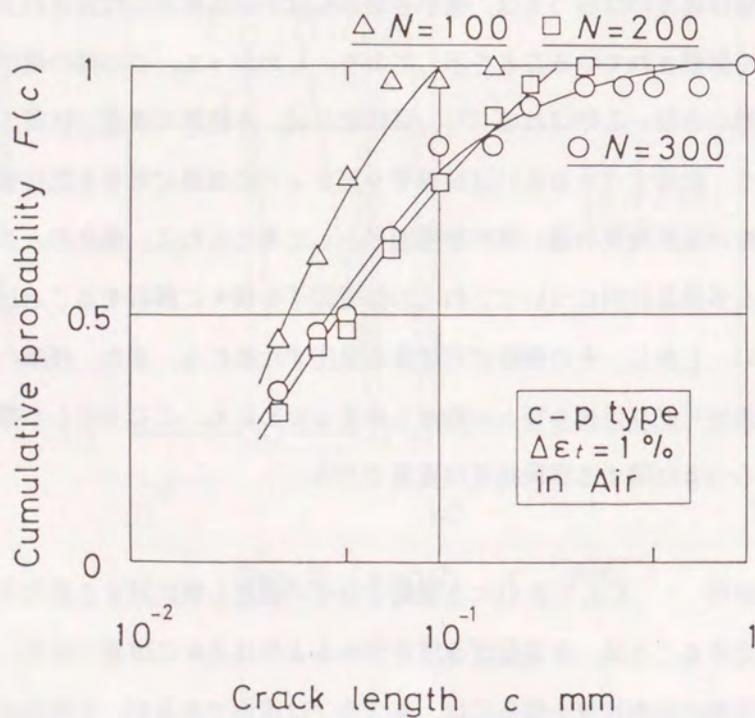
さて、上述のように、ある特定の箇所に位置する微小き裂の伝ば速度が他のものより常に大きいのではなく、同じき裂でも高速伝ばと低速伝ばもしくは停留を繰り返すという実験結果が出ているが、この結果から以下のことが推測される。き裂の伝ば、すなわち、き裂に隣接する粒界の破壊が、その粒界に与えられた破壊駆動力とその粒界が持っている破壊抵抗値の大小により決定されると仮定した場合、Fig. 2-2-9 や Fig. 2-2-10に見られるき裂伝ば速度の大きなばらつきは、き裂が隣接粒界に与える破壊駆動力に大きなばらつきがあり、その影響により伝ば速度がばらつくと言うよりは、むしろ、破壊駆動力が同形状・同寸法のき裂に対して同程度であっても隣接粒界の破壊抵抗値が大きくばらついているために伝ば速度が激しくばらつくと解釈するほうが合理的である。これは、長さや応力軸に対する角度が同じ程度の微小き裂に関しても伝ば速度が数オーダーに渡りばらついていること、伝ば速度のばらつきが破壊力学パラメーターのき裂形状、境界条件に関する補正係数のオーダーに比べてかなり大きいことから予測される。

このような伝ば速度のばらつきは、微小き裂の伝ばが結晶粒界に代表される材料の微視組織に強く影響されていることを示しており、したがって、この種の微小き裂は、「微視組織的微小き裂」と呼ばれる⁽³⁴⁾。具体的には、各粒界の構造、性質、エネルギーのばらつき、粒界すべりあるいは粒界キャビティーの成長に対する抵抗値のばらつき、各結晶粒の変形拘束の違い等が影響因子として考えられる。現在のところ、本供試材のような多結晶材料についてこれらの影響因子を個々に解析することはほとんど不可能に近い。しかし、その解析の可能性を見出すためにも、また、従来の連続体破壊力学の適用が可能な巨視き裂との橋渡しをするためにも、ここで示した微小き裂伝ば速度のばらつきに関する実験結果は貴重である。

(3)き裂長さ分布 Fig. 2-2-11にき裂長さ分布の繰返し数に対する変化を示す。き裂長さを測定することは、き裂伝ば速度を求めるよりはるかに容易であり、かつ、ある時点でのき裂の分布状況を知るには、本グラフは適切であるが、き裂長さ分布の結果には、き裂発生とき裂伝ばに加えてき裂合体の要素が含まれ、それらの要素が混ざり合って現れる。したがって、微小き裂の発生・伝ば挙動をより詳細に解析し、今

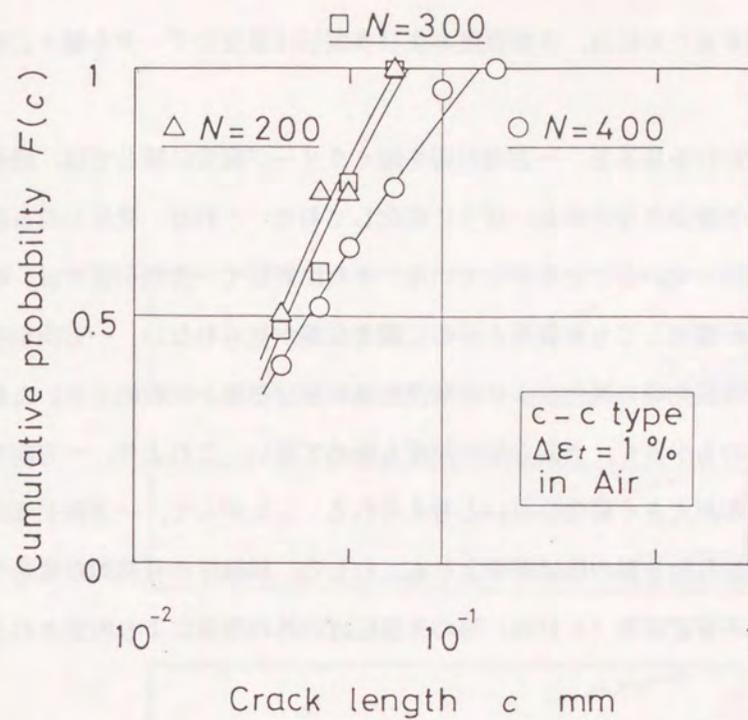


(a) Monotonic tension.

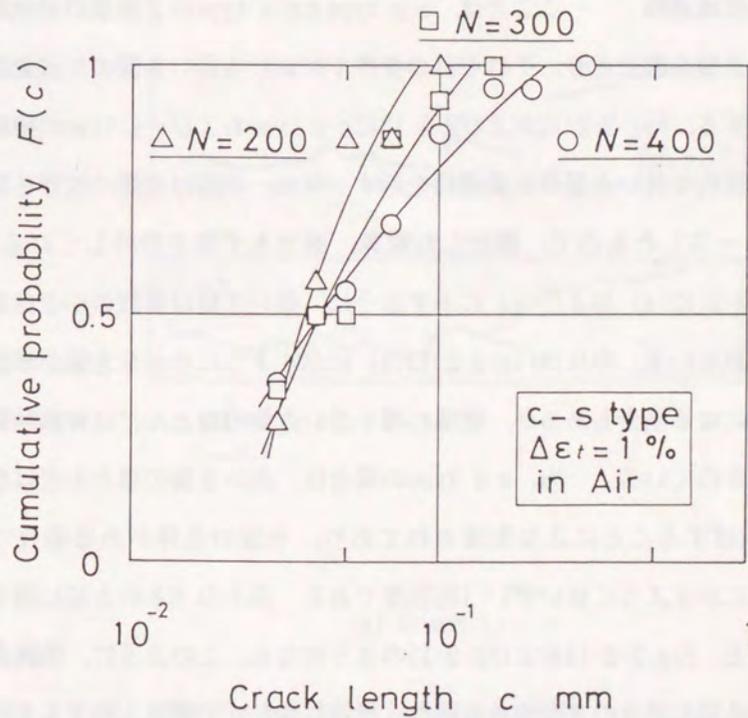


(b) c-p type fatigue.

Figure 2-2-11 Distribution of crack length.



(c) c-c type fatigue.



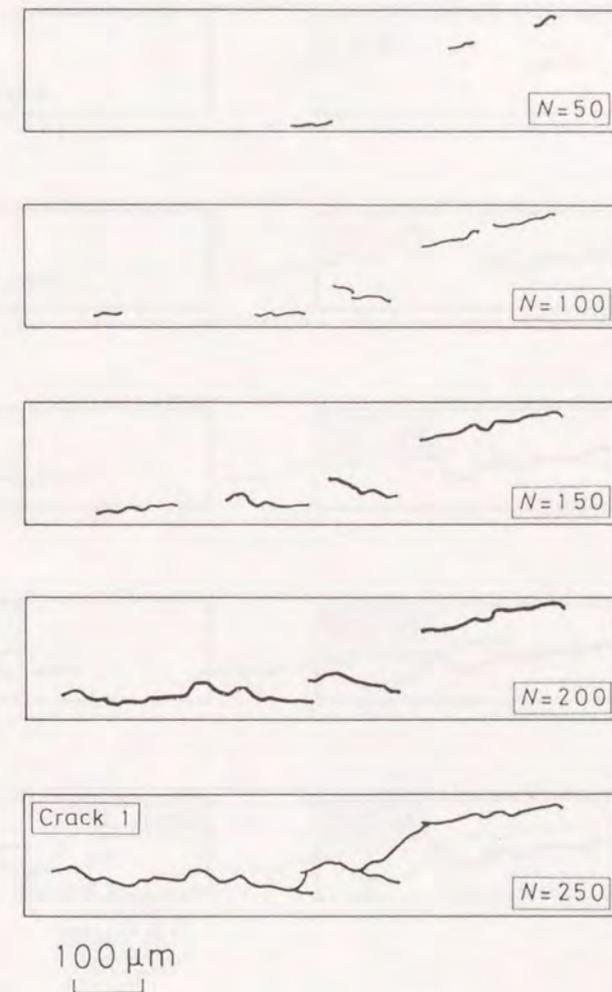
(d) c-s type fatigue.

Figure 2-2-11 continued.

後の挙動を予測するためには、き裂密度およびき裂伝ば速度のデータを個々に検討する必要がある。

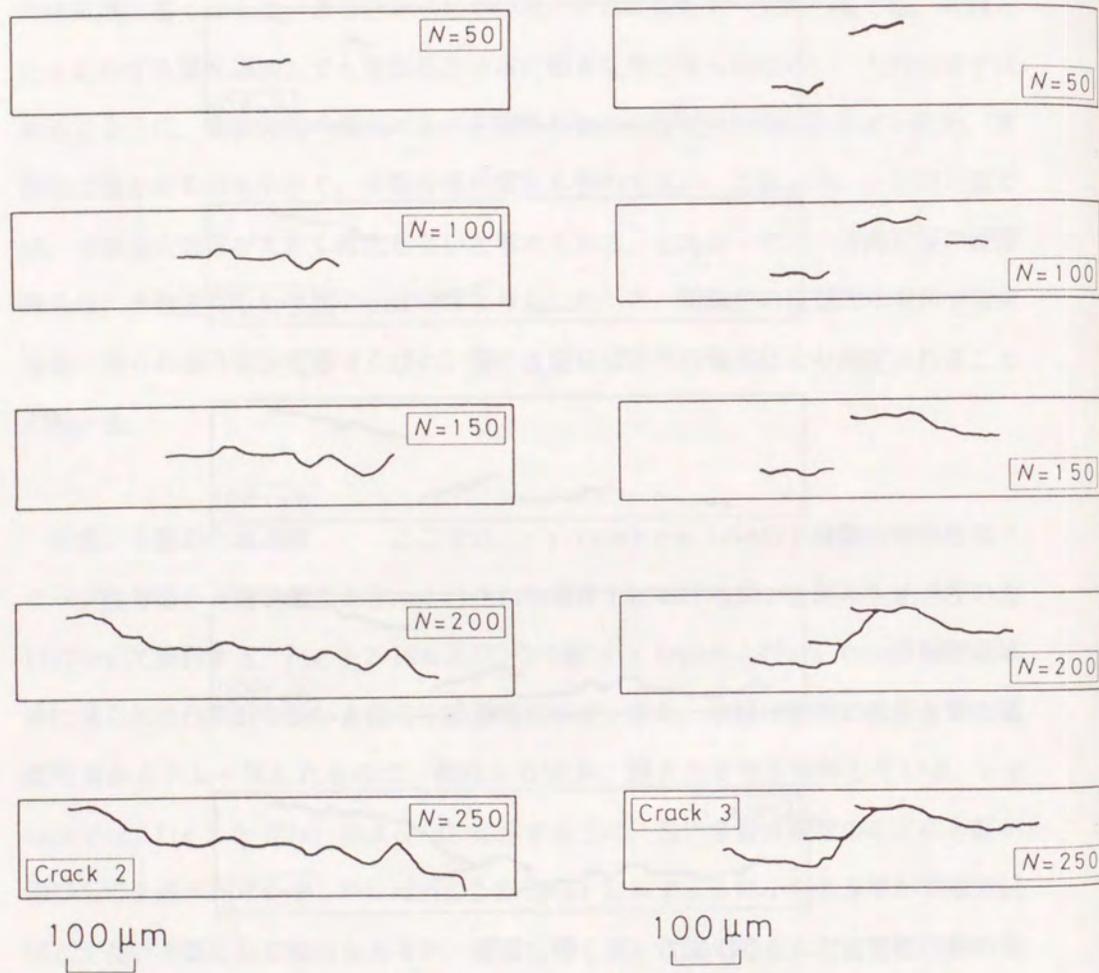
さて、Fig. 2-2-11を見ると、一方向引張を除くクリープ疲労に関しては、繰返し数の増加とともにき裂長さ分布が長いほうに変化しており、これは、発生したき裂がその後順調に長くなっていることを示している。それに対して一方向引張では、時間とともにひずみ量が増加してもき裂長さ分布に顕著な差が見られない。一方向引張では、前述のように、き裂先端の鈍化によりき裂発生後の伝ば速度が比較的小さいため、き裂伝ば量そのものも小さく、き裂合体の頻度も極めて低い。これより、一方向引張では、き裂長さ分布が大きく変化しないと考えられる。したがって、一方向引張の破損寿命は、多数発生したき裂の伝ば寿命よりも、むしろ、試験片の巨視的な変形や寿命後期に見られる不安定変形（くびれ）等のき裂伝ば以外の要素により決定されることがわかる。

(4)長いき裂の生成過程 ここでは、c-p typeとc-s typeの2種類の対照的なクリープ疲労微小き裂を例にとり、それぞれの条件下における長いき裂の生成過程の違いについて検討する。Fig. 2-2-12および2-2-13にc-p typeおよびc-s typeの観察領域中に見られた代表的な長いき裂の生成過程を示す。なお、本図は実際の粒界き裂の観察写真からトレースしたもので、酸化した粒界、磨ききず等を除外している。c-p typeでは、Fig. 2-2-12(a) および(c) に示すように、長いき裂は複数の小さなき裂が合体して生成されている。中にはFig. 2-2-12(b) に示すように小さなき裂が単独で伝ばして長いき裂になる場合もあるが、破壊に導く長いき裂のほとんどは複数回数の合体を伴って形成されている。一方、c-s typeの場合は、長いき裂のほとんどは小さなき裂が単独で伝ばすることにより生成されており、き裂の合体がある場合でも、Fig. 2-2-13(b) に示すようにせいぜい1回程度である。以上の6本のき裂に関する伝ばカーブを示すと、Fig. 2-2-14および2-2-15のようになる。このように、実験条件が異なれば、たとえ同じ長さのき裂がある時点（繰返し数）にて発見されてもその生成履歴は合体回数等によって大きく異なり、その後の伝ば過程も異なる。これは、繰返し数毎に最大き裂長さを追うという手段⁽³⁵⁾では、破損寿命を正確に評価することが



(a) Crack 1.

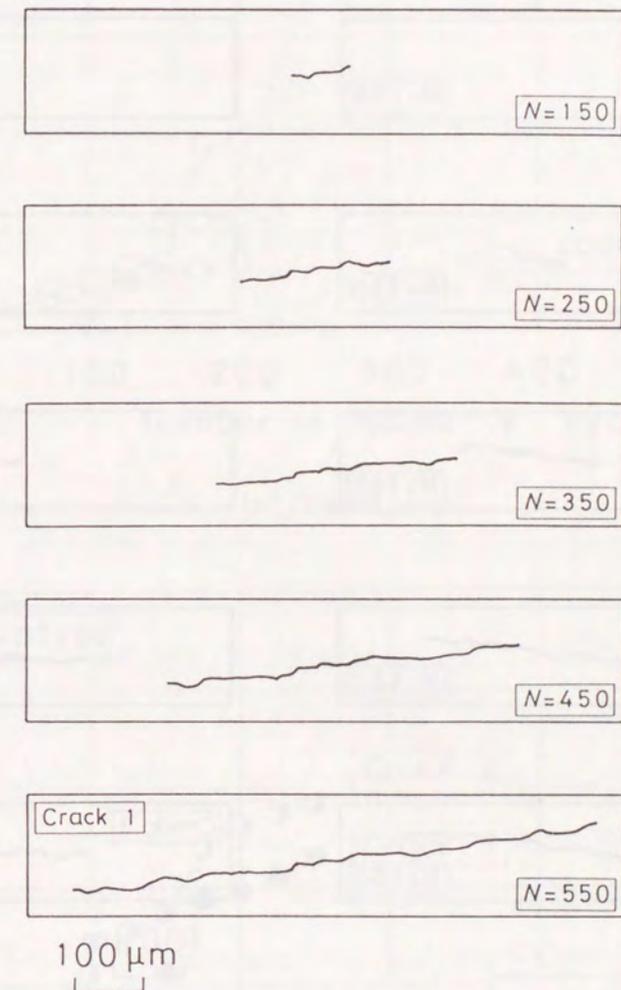
Figure 2-2-12 The formation of large cracks in c-p type. Small cracks become large with several times of coalescence.



(b) Crack 2.

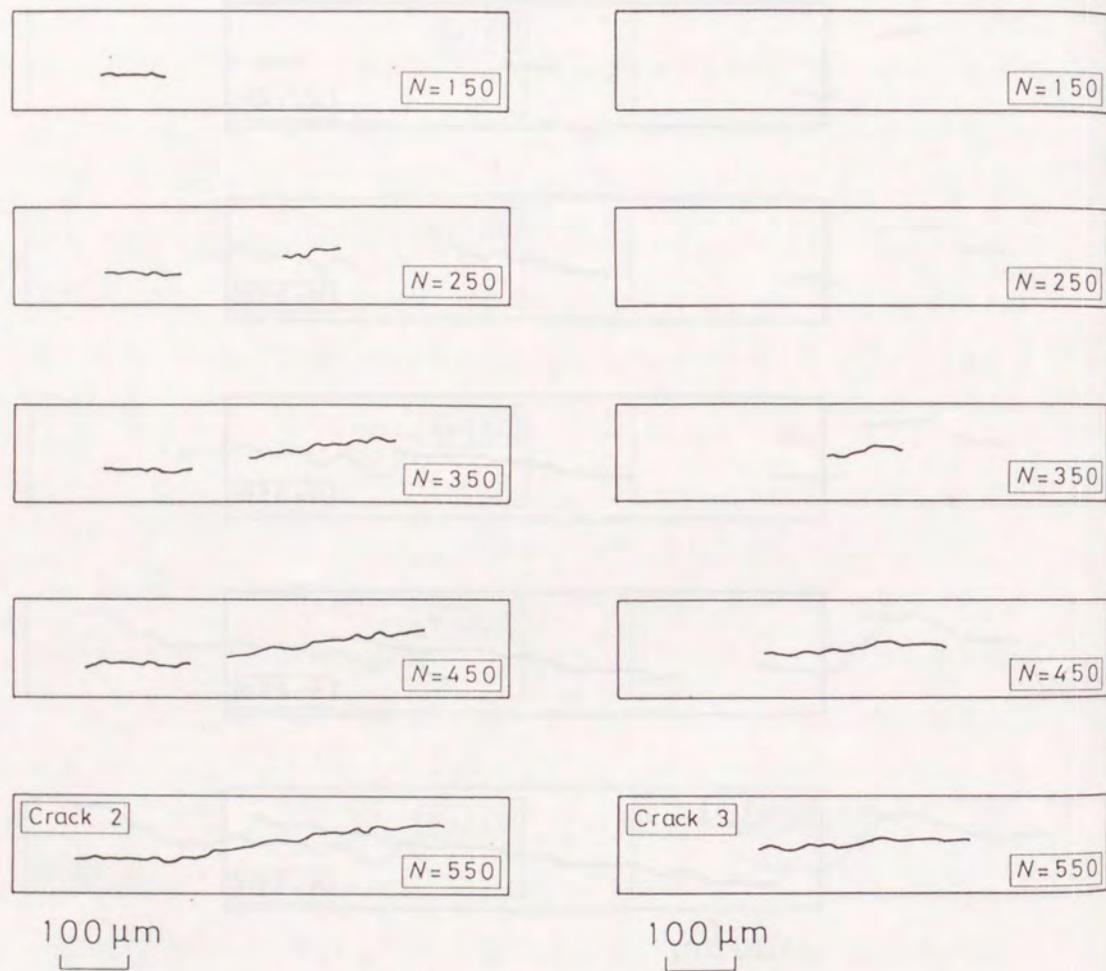
(c) Crack 3.

Figure 2-2-12 continued.



(a) Crack 1.

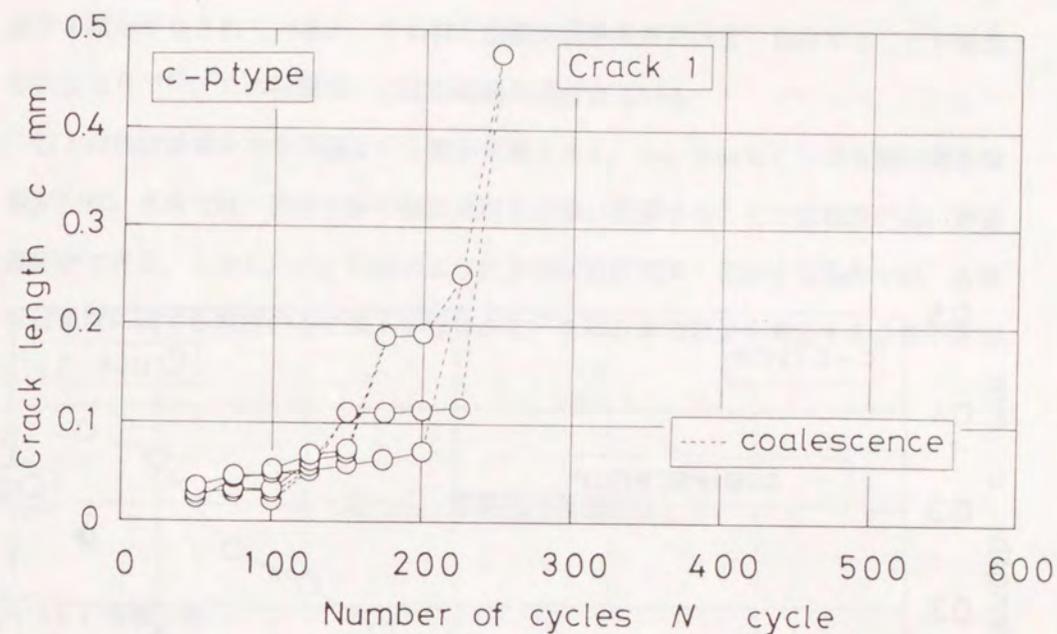
Figure 2-2-13 The formation of large cracks in c-s type. Small cracks propagate without coalescence and become large.



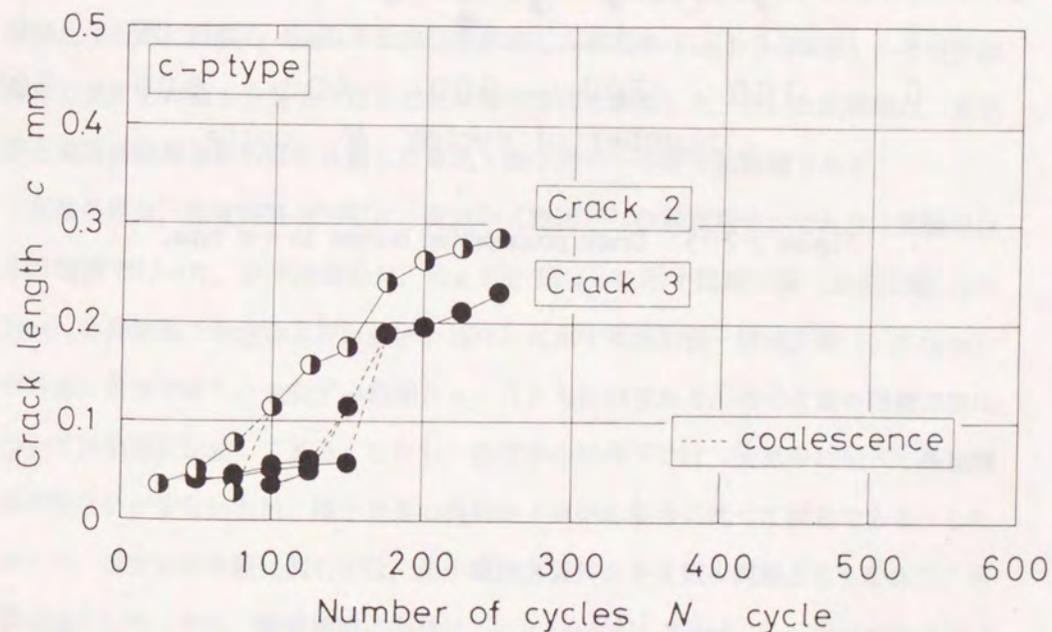
(b) Crack 2.

(c) Crack 3.

Figure 2-2-13 continued.



(a) Crack 1.



(b) Cracks 2 and 3.

Figure 2-2-14 Crack propagation curves in c-p type.

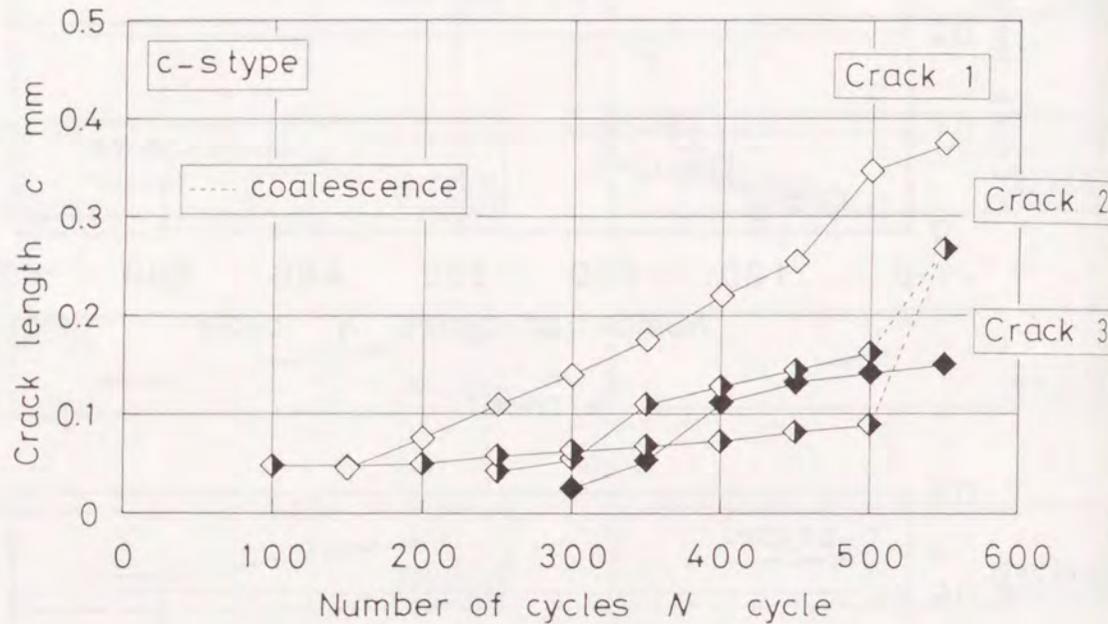


Figure 2-2-15 Crack propagation curves in c-s type.

困難であることを示している。事実、クリープ疲労の破損寿命を最大き裂長さから評価する試みがなされているが、その較正曲線が実験条件に大きく依存することが報告されており⁽³⁶⁾、この結果は、上述の結論を裏付けている。

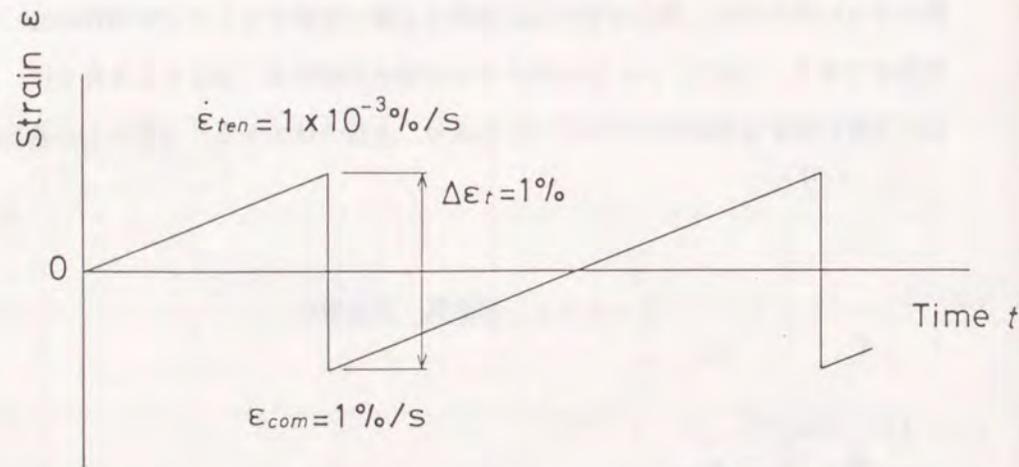
以上の検討結果を寿命評価という面から考えると、c-s typeもしくはき裂の発生個数が少ない条件では、微小き裂の伝ば速度を正確に把握することで信頼性の高い寿命推定ができる。しかし、c-p typeのようにき裂が比較的多く発生する条件では、き裂伝ば速度に関する検討のみでは不十分であり、き裂合体の効果を考慮する必要がある。

2・2・3 雰囲気 (高温酸化)

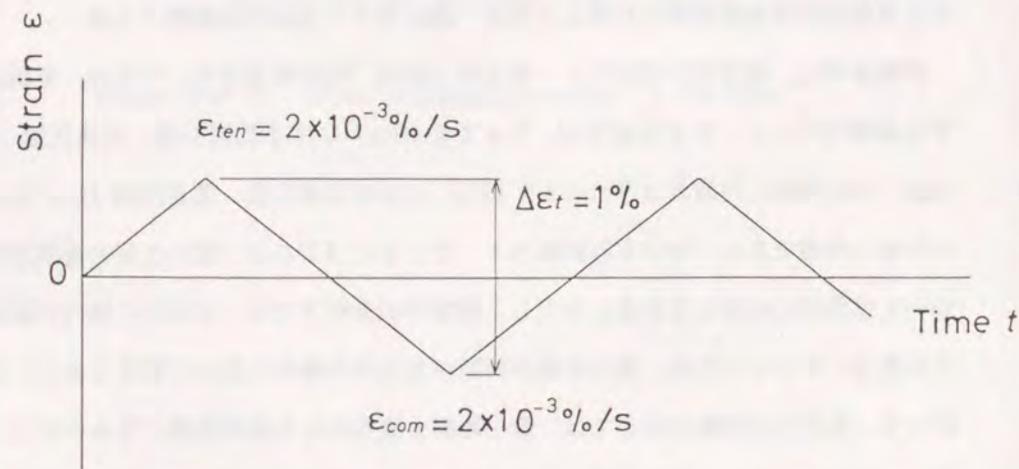
(1) 実験方法

供試材は、前項で用いたものと同じオーステナイト系ステンレス鋼SUS304の溶体化処理丸棒であり、試験片は、前項のFig. 2-2-2(b)に示した中実丸棒形試験片である。試験片平行部には幅約4mmの平面部分を作成し(前項のFig. 2-2-3参照)、その平面部分に発生した微小き裂をこれまでと同様の方法で観察した。用いた試験機は、真空炉と高周波誘導加熱装置を具備した電気・油圧式サーボ疲労試験機である。

実験条件は、温度923K(650°C)、真空中(約 10^{-2} Paの弱真空中)であり、実験はひずみ制御で行った。ひずみ波形は、Fig. 2-2-16(a)に示す低速引張-高速圧縮(c-p type)の非対称三角波およびFig. 2-2-16(b)に示す低速引張-低速圧縮(c-c type)の対称三角波であり、全ひずみ範囲 $\Delta \epsilon_1$ はともに1%である。微小き裂の観測方法については前項に記述してある。ただし、真空中の条件下では、大気中に比べて高温酸化の度合いが少ないため、微小き裂の判別が大気中の場合に比べて容易である。したがって、真空中の実験に関しては、最小観測き裂長さを大気中実験よりも小さく、半長 $10\mu\text{m}$ とした。また、観測領域の面積は、c-p typeでは 2.4mm^2 、c-c typeでは 4.6mm^2 である。



(a) c-p type (slow-fast type).



(b) c-c type (slow-slow type).

Figure 2-2-16 Strain waveforms.

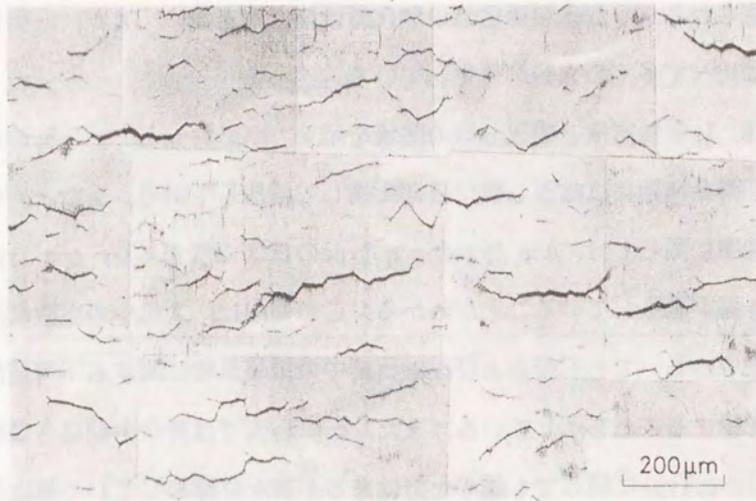
〔2〕実験結果および考察

(1)き裂密度 両ひずみ波形下で得られた微小き裂の観察例をFig. 2-2-17に示す。多数の粒界き裂が試験片表面に発生していることは大気中と同じであるが、大気中の微小き裂に見られるようなき裂周辺部の酸化層はほとんど無い。また、c-p typeの方がc-c typeに比べて多くのき裂が発生している。

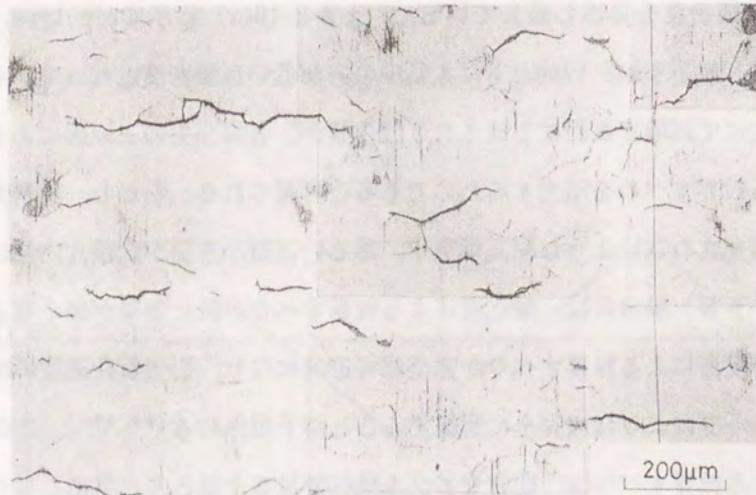
Fig. 2-2-18 にき裂密度と繰返し数の関係を示す。c-p typeとc-c typeの双方ともき裂密度は、寿命初期には繰返し数にほぼ比例して増加している。また、寿命初期のき裂密度増加率に関しては、c-p typeがc-c typeのほぼ3倍であり、c-p typeでは非常に多くのき裂が発生していることがわかる。この傾向は、大気中の実験結果と同様であり、真空中においても引張および圧縮負荷中の損傷累積に関する不可逆性がき裂発生に強く影響することを示している。また、c-p typeでは寿命中期にき裂密度が飽和しており、c-c typeに関しても緩やかではあるが徐々に飽和していく傾向が見られる。

Fig. 2-2-19に、き裂密度と繰返し数の関係について真空中と大気中の両者を比較して示す。本図では、両雰囲気中のデータを比較するために、真空中の最小き裂長さも $20\mu\text{m}$ にしてき裂密度を算出し直している。Fig. 2-2-19(a)に示すc-p type、およびFig. 2-2-19(b)に示すc-c typeともに大気中の方が低いき裂密度となっている。これは、高温酸化にて試験片表面に生成される酸化膜が、き裂発生の主原因である試験片表面における粒界すべりを阻止するためであると考えられる。しかし、材料表面や新生面が全く酸化されないような超高真空中、あるいは微小き裂が試験片内部に存在する（内部微小き裂）場合には、酸化膜による粒界すべりの阻止効果が無くなる代わりに、クリープ変形による粒界すべりが完全に可逆的になり、引張負荷過程の粒界すべりが圧縮クリープによりほぼ完全に回復することが予想される^(30, 37)。この場合、クリープによる粒界すべりは、疲労サイクル単位で見るとほとんど累積しなくなり、特に圧縮変形がクリープ変形であるc-c type疲労では、大気中よりもき裂密度が逆に減少するものと予想される。

(2)き裂伝ば速度 Fig. 2-2-20と2-2-21にき裂伝ば速度 dc/dN とき裂長さ c の関



(a) c-p type ($N=200$).



(b) c-c type ($N=400$).

Figure 2-2-17 Small cracks in a vacuum environment.

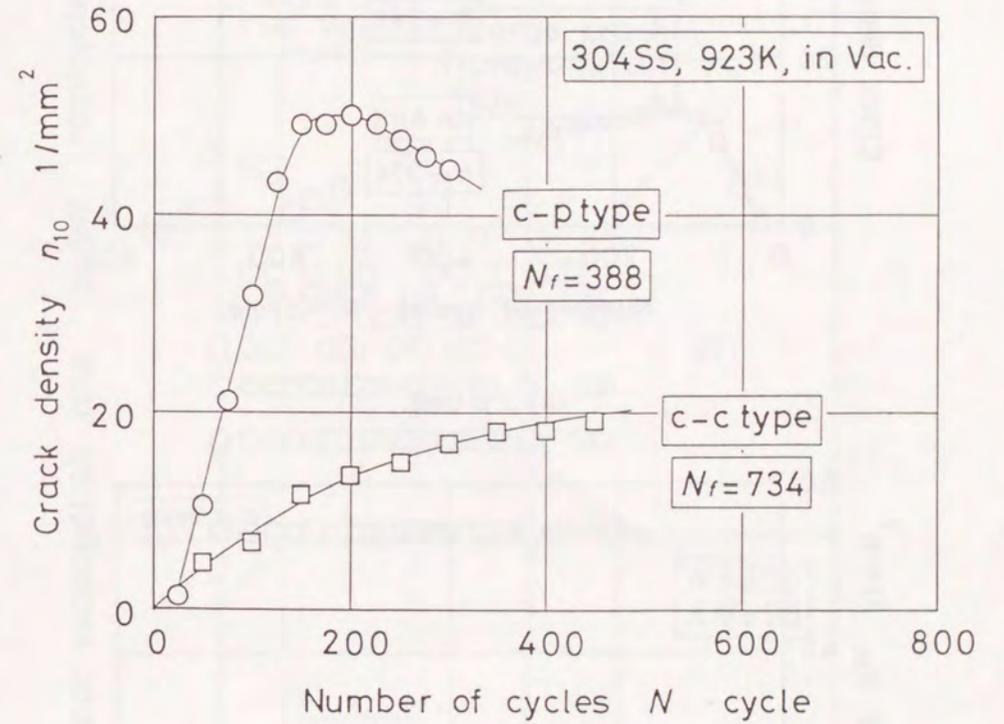
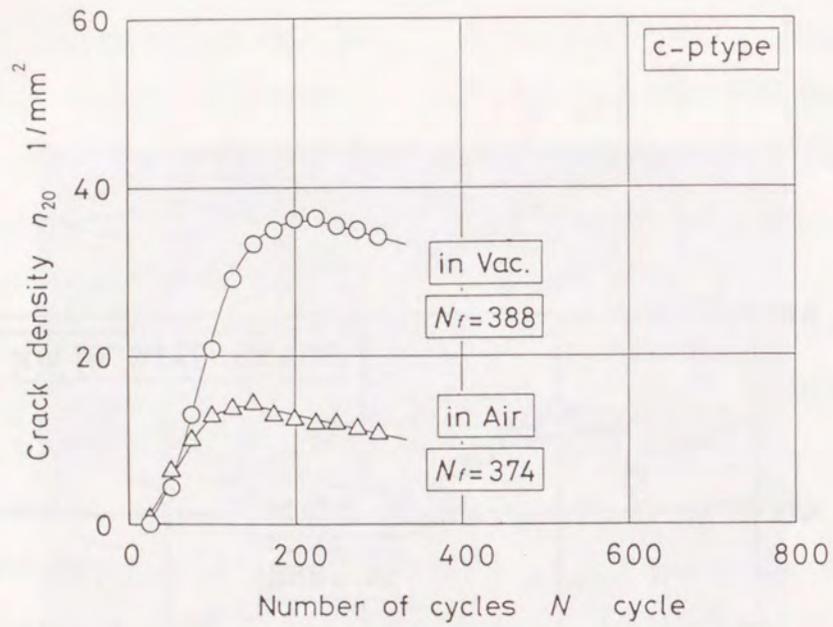
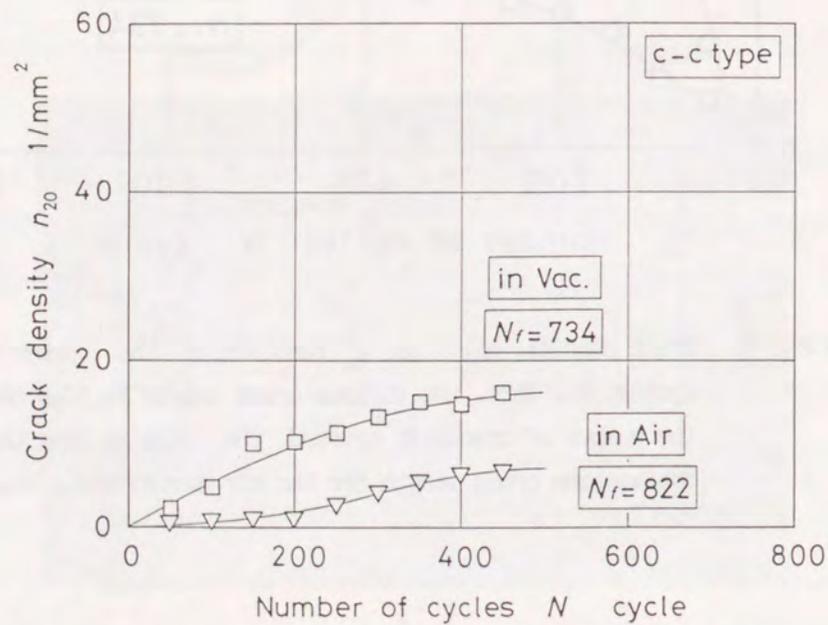


Figure 2-2-18 Crack density, n_{10} , as a function of the number of cycles, N . Here, the minimum crack length is $10\mu\text{m}$ when the number of cracks is counted. The $10\mu\text{m}$ is less than the minimum crack length for the air environment, $20\mu\text{m}$.

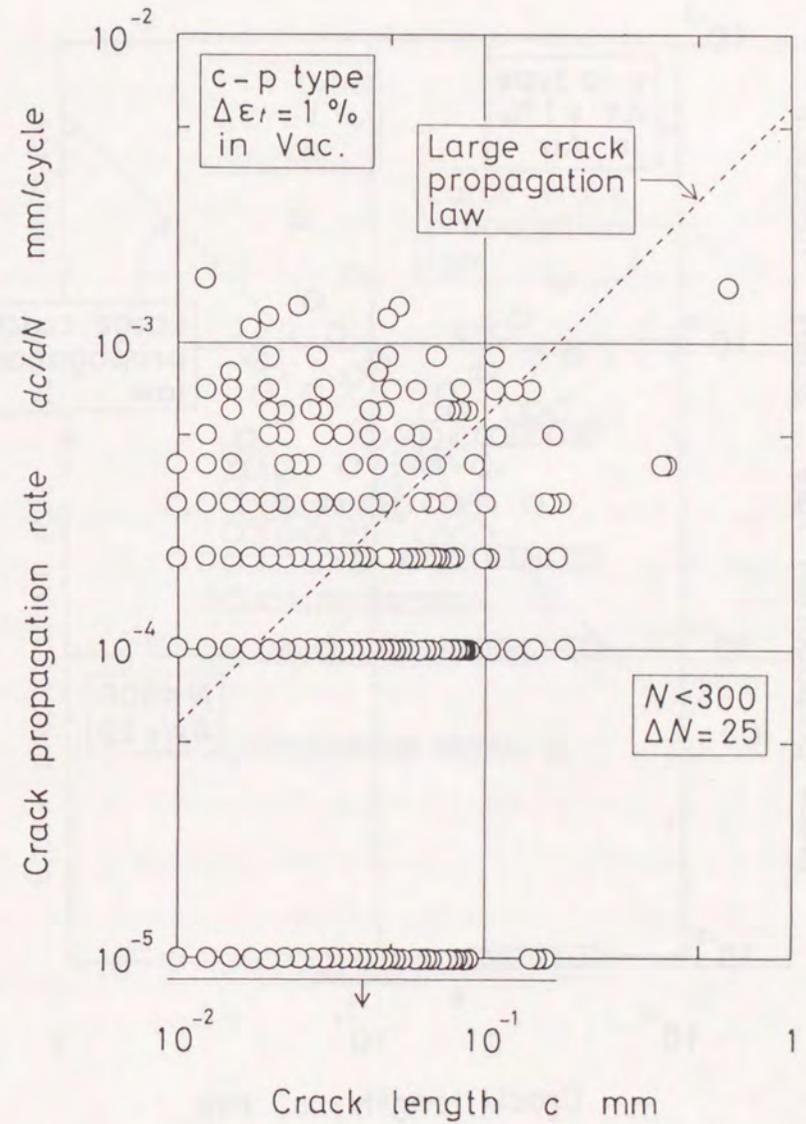


(a) c-p type.



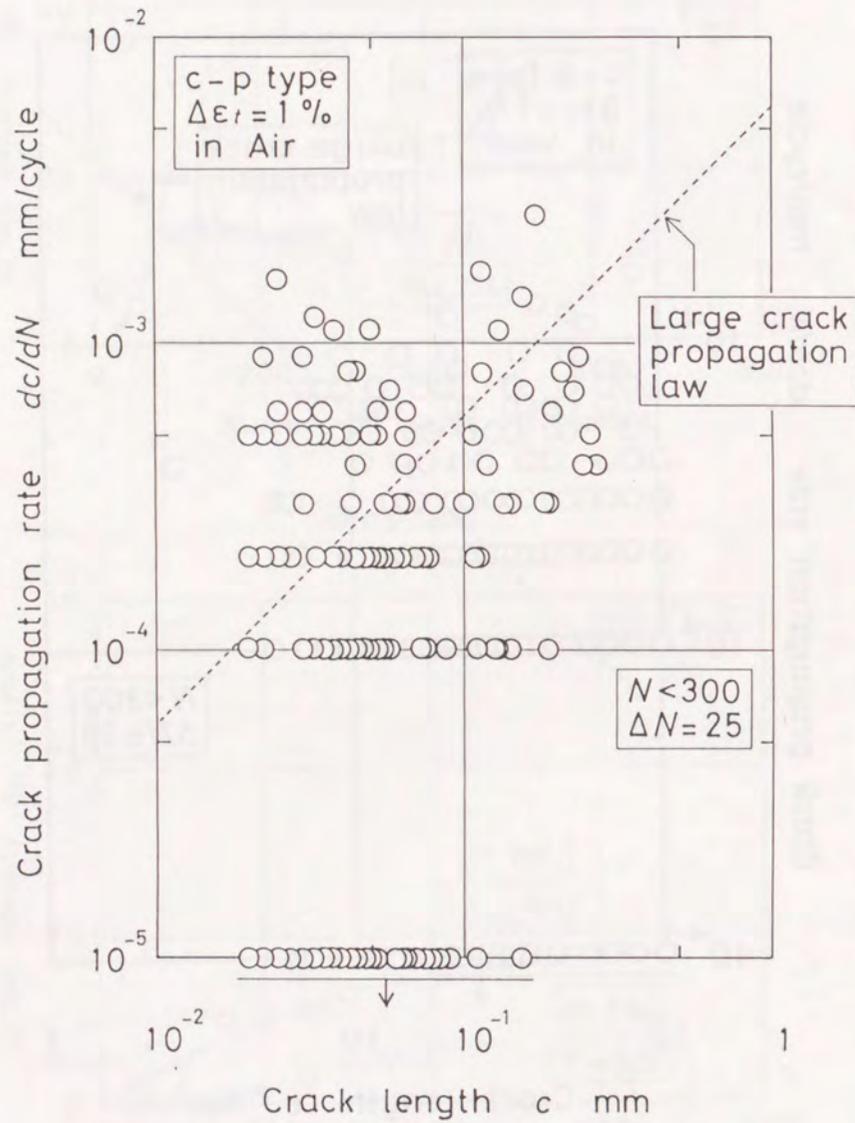
(b) c-c type.

Figure 2-2-19 Comparison of air and vacuum environments in crack density.



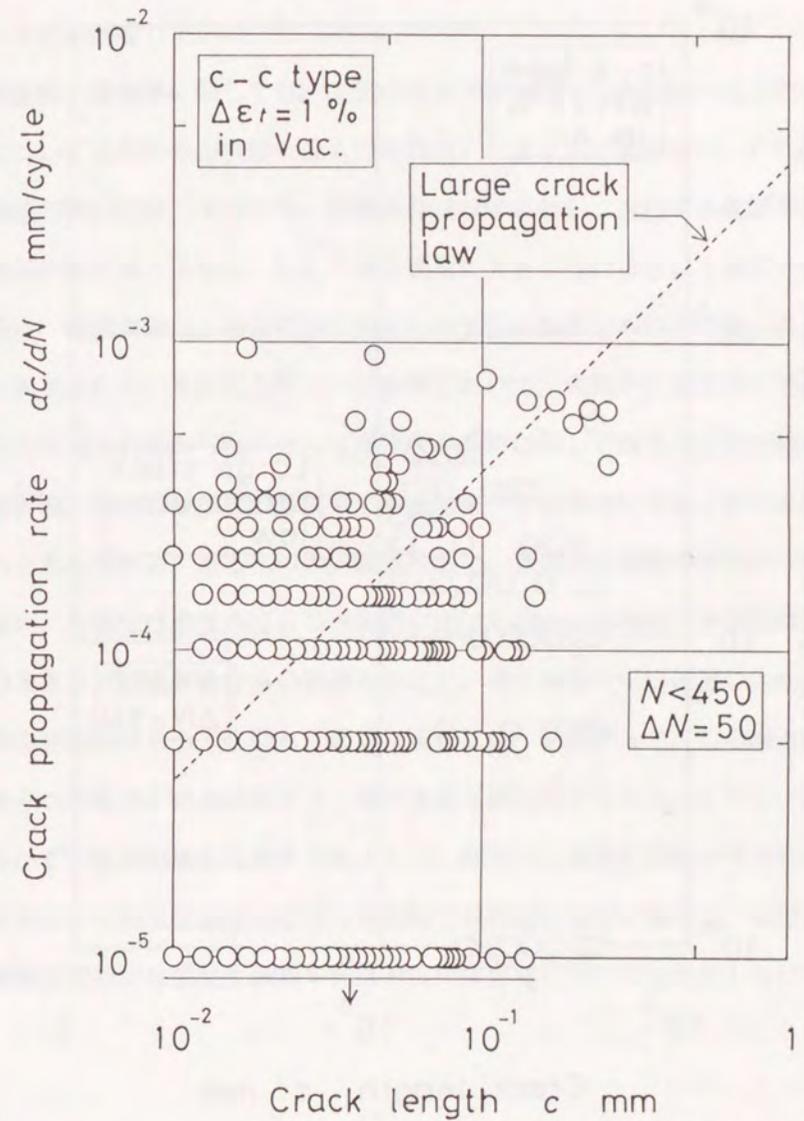
(a) c-p type in vacuum.

Figure 2-2-20 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c .



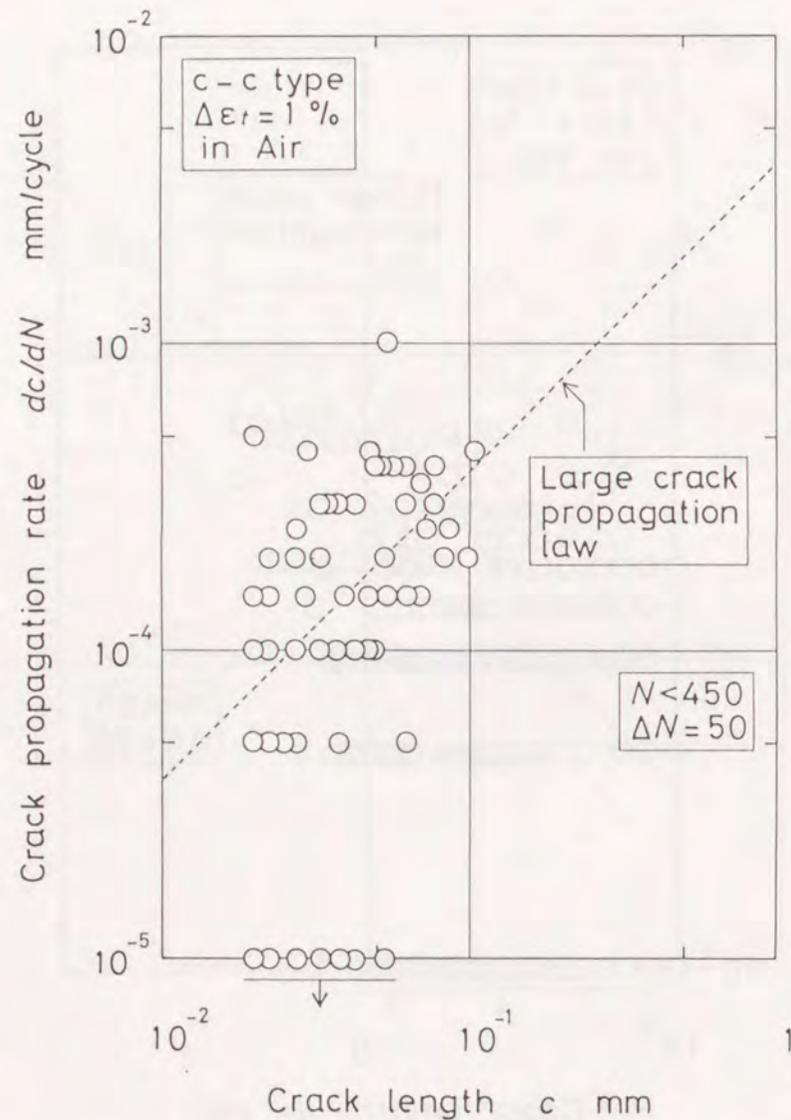
(b) c-p type in air.

Figure 2-2-20 continued.



(a) c-c type in vacuum.

Figure 2-2-21 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c .



(b) c-c type in air.

Figure 2-2-21 continued.

係を示す。図中の破線は、巨視き裂伝ば則からの外挿線を表す。それぞれのひずみ波形において、真空中と大気中の両方で伝ば速度のばらつき方に大差はない。また、真空中の微小き裂伝ばに関しても、ばらつく伝ば速度の上限値がき裂長さによらずほぼ一定である、停留き裂が多数存在する等の特徴が見られ、これらは大気中のこれまでのデータとも共通している。

き裂密度の増加率に関しては、大気中と真空中の間で大きな差が見られたが、伝ば速度についてはその分布状態（ばらつき具合）にほとんど差がない。これは、前節および前項の検討結果、すなわち、実験条件（ひずみ波形、全ひずみ範囲等）の影響は、微小き裂の伝ば速度よりも、むしろ発生個数に大きく現れるという結果と同様である。

一般に、破損寿命は、寿命初期に発生したき裂の個数とそれらの発生後の伝ば速度により決定される。本研究のクリープ疲労において、大気中と真空中とで破損寿命に大きな差が見られなかったのは、伝ば速度の分布に関して両者の差が比較的小さく、大気中実験における酸化膜のき裂発生阻止効果が破損寿命に大きく現れなかったためであると考えられる。ある二つの実験条件間で、き裂発生個数や平均的な伝ば速度の大小差が、き裂伝ば速度のばらつき範囲に比べて小さい場合は、き裂伝ば速度の分布領域の大きさが破損寿命分布の範囲を決定し、発生個数や伝ば速度の大小による影響は、寿命分布のばらつきに隠れて顕著に現れない。したがって、この場合は、伝ば速度のばらつき範囲が寿命評価を行う際の重要な検討項目となる。しかし、次項で検討する全ひずみ範囲が異なる条件下のように、両者のき裂発生個数や平均的な伝ば速度の大小差が、その伝ば速度のばらつき範囲と同程度に大きい場合は、伝ば速度のばらつき範囲と同時にき裂発生個数や伝ば速度の依存性についても検討しなければならない。

2・2・4 ひずみ範囲

(1) 実験方法

供試材は、これまでと同じオーステナイトステンレス鋼SUS304の溶体化処理丸棒であり、試験片は、Fig. 2-2-2(a)に示した中実丸棒形試験片である。試験片平行部には幅約4mmの平面部分を作成し（前々項 Fig. 2-2-3参照）、その平面部分に発生した微小き裂を光学顕微鏡にて観察した。なお、観察方法の詳細については、前々項に記述してある。用いた試験機は、電気加熱炉を具備した電気・機械式サーボ疲労試験機である。

実験条件は、温度923K(650°C)、大気中であり、実験はひずみ制御で行った。用いたひずみ波形は、Fig. 2-2-22に示す低速引張-高速圧縮(c-p type)の非対称三角波であり、全ひずみ範囲 $\Delta \epsilon_t$ が1.5%および0.7%について実験を実施した。なお、微小き裂の観測方法は前節と同じであり、①観察領域内に発生した全てのき裂を観察、②最小き裂長さ(半長)を20 μm 、③単独で伝ばしたき裂のみをき裂伝ば速度評価の対象にした。観測領域の面積は、それぞれ全ひずみ範囲が1.5%については1.9 mm^2 、0.7%については6.6 mm^2 である。

(2) 実験結果および考察

(1)き裂密度 それぞれのひずみ範囲で得られた微小き裂の観察例をFig. 2-2-23に示す。写真より、全ひずみ範囲の大小に係わらず多数の粒界き裂が試験片表面に発生していることがわかるが、全ひずみ範囲が1.5%の高ひずみ範囲の条件下ではより多数の微小き裂が発生している。また、実験を大気中で実施したために、き裂周辺部および粒界の一部が酸化している様子がうかがえる。

Fig. 2-2-24にき裂密度と繰返し数の関係を示す。参考のために、前々項にて検討したc-p type、全ひずみ範囲1%の結果を同図中に示す。ただし、このc-p typeのひずみ速度は、本項のc-p type(全ひずみ範囲が1.5%と0.7%のもの)のひずみ速度と若干異なるため、微小き裂挙動に及ぼす圧縮ひずみ速度の効果を考慮すると定量的に厳密には比較できないことに注意を要する。各条件ともき裂密度は寿命前期では繰返し数に

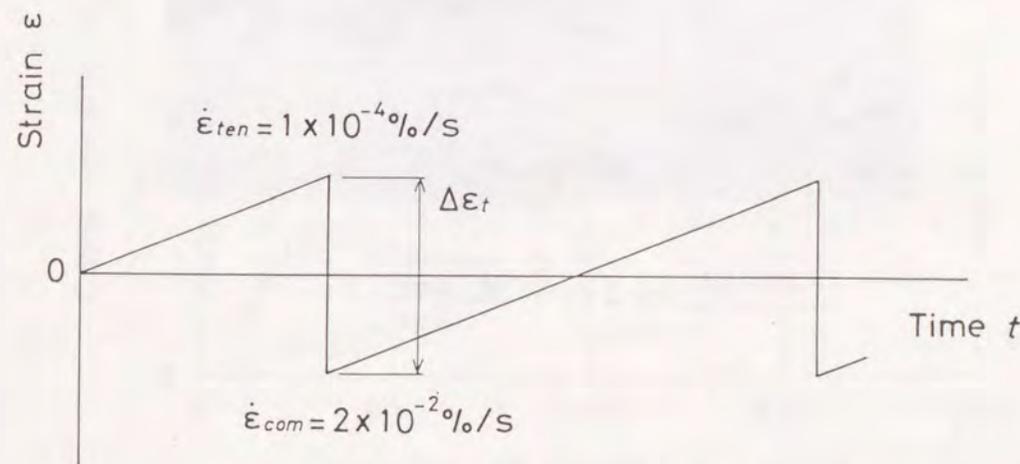
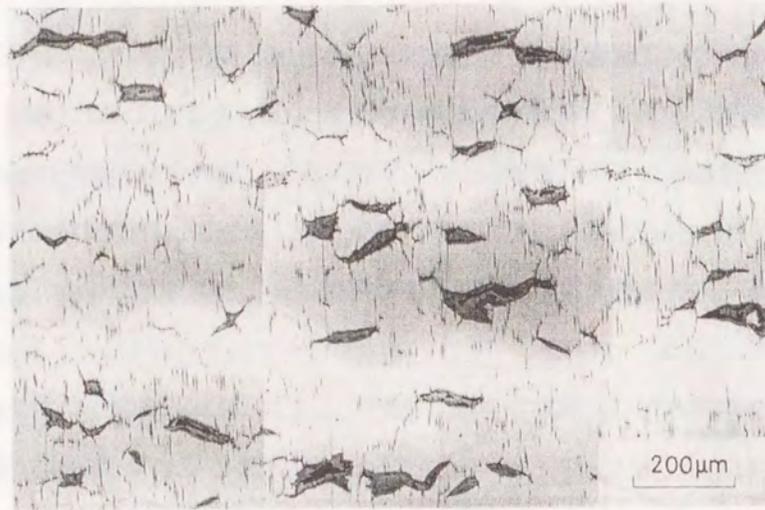


Figure 2-2-22 A strain waveform of c-p type (slow-fast type).



(a) $\Delta \epsilon_t = 1.5\%$, $N=70$.



(b) $\Delta \epsilon_t = 0.7\%$, $N=250$.

Figure 2-2-23 Small cracks on the specimen surface.

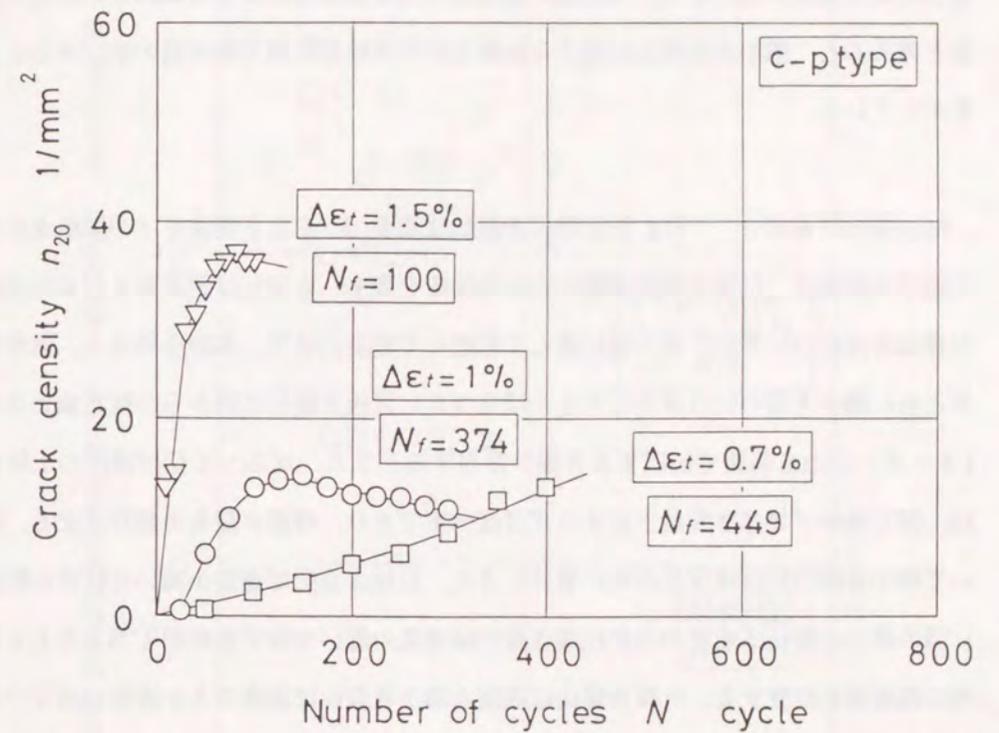


Figure 2-2-24 Crack density, n_{20} , as a function of the number of cycles, N , for c-p type of $\Delta \epsilon_t = 1.5\%$, 1% and 0.7% . (Note: Strain rate for $\Delta \epsilon_t = 1\%$ is not the same as others.)

ほぼ比例して増加し、特にき裂の発生個数が多い全ひずみ範囲が1.5%と1%については寿命中期にてき裂密度が飽和している。寿命初期のき裂密度増加率に注目すると、全ひずみ範囲が1.5%では約1 (mm²/cycle), 0.7%では約0.025 (mm²/cycle) となり、両者におよそ40倍の差がある。これは、両条件下で粒界破壊に対する抵抗値が同じであると考え、微小き裂発生に関する駆動力が両実験条件間で約40倍の差があることを示している。

(2)き裂伝ば速度 Fig. 2-2-25にき裂伝ば速度 dc/dN とき裂長さ c の関係を示す。同図中の破線は、巨視き裂伝ば則からの外挿線を表す。き裂伝ば速度および本外挿線の算出方法については、前々項に詳しく記述してある。さて、本図を見ると、両条件下ともに微小き裂の伝ば速度は大きくばらつき、巨視き裂伝ば則からの推定値よりも1オーダー以上も高速で伝ばするき裂が存在する。また、ばらつく伝ば速度の上限値は、同じ条件下ではき裂長さによらずほぼ一定であり、停留き裂も多数存在する。続いて微小き裂の伝ば速度分布域に着目すると、巨視き裂伝ば速度が高い全ひずみ範囲1.5%の微小き裂伝ば速度の方が巨視き裂伝ば速度の低い全ひずみ範囲0.7%よりも全体的に高速側に位置する。巨視き裂伝ば速度と微小き裂伝ば速度の大小関係は同じであり、両者の実験条件に対する依存性は同じ傾向にある。また、両条件下における伝ば速度の最高値を比較すると約10倍程度の差がある。

き裂密度増加率、すなわち、き裂発生に関する駆動力では約40倍もある両者の差は、き裂伝ば速度、すなわち、き裂伝ばに関する駆動力では、高々10倍程度に収まる。このように、き裂発生とき裂伝ばは、全ひずみ範囲に対する依存性が互いに異なり、これがクリープ疲労微小き裂による破壊のプロセスを複雑にしている一つの要因である。これについては、次章(第3章)において数値シミュレーションを用いて定量的に検討する。

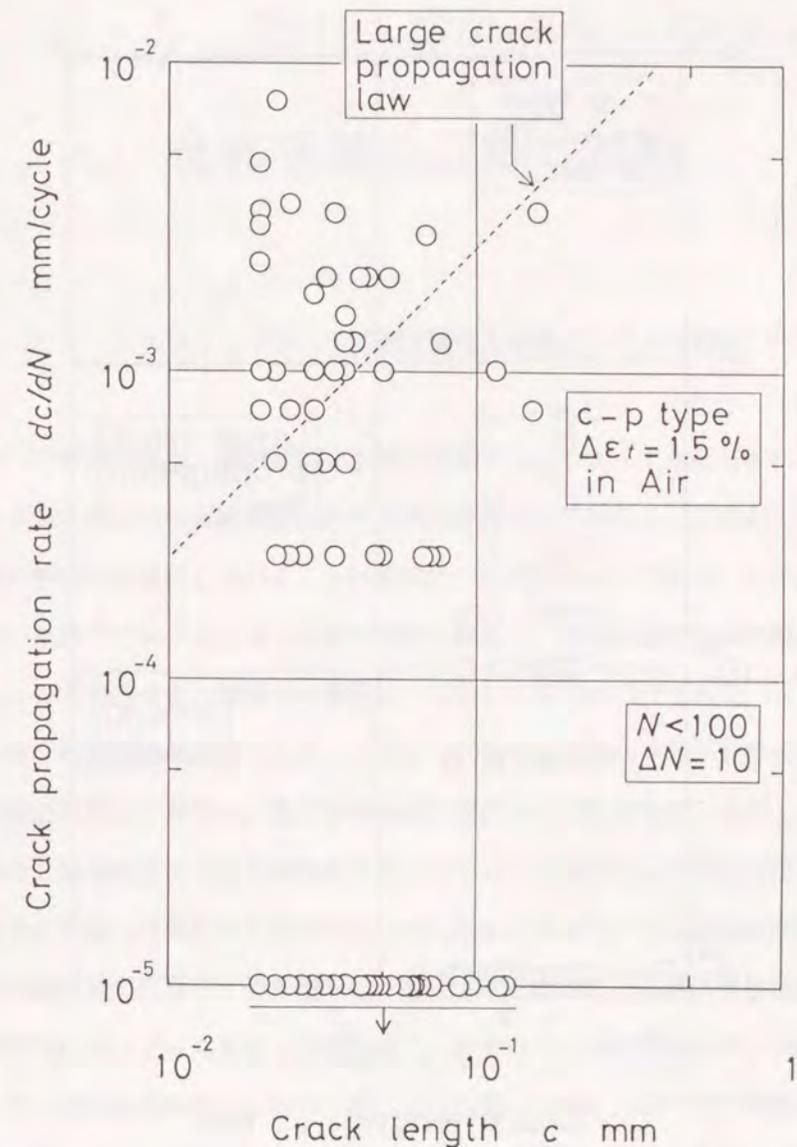
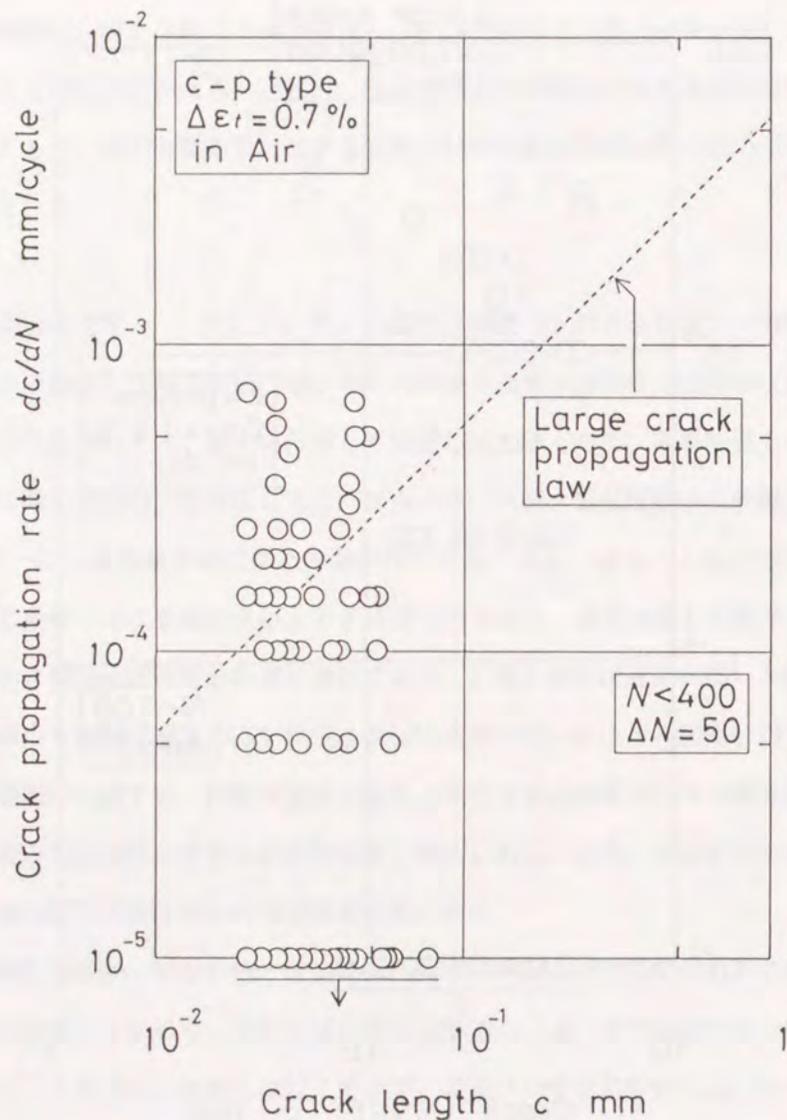
(a) $\Delta \epsilon_t = 1.5\%$.

Figure 2-2-25 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c . Crack propagation rate is scattering widely above and below the large crack propagation law (shown by a broken line in each figure).



(b) $\Delta \epsilon_t = 0.7\%$.

Figure 2-25 continued.

2・3 微小き裂の発生・伝ば・

合体挙動の詳細な観察

2・3・1 クリープ疲労破壊を複雑にしている要因

クリープ疲労破壊は、多数の微小き裂の発生・伝ばによってもたらされるが、き裂発生とき裂伝ばとは実験条件に対する依存性が互いに異なる。これが、クリープ疲労破壊の解明を困難にしていることは前節にて述べたとおりである。しかし、ここでは、同一条件下におけるクリープ疲労破壊に限定し、その破壊現象を複雑にしている要因について検討する。複雑化の要因は、主として以下の二つである。

第一は、微視組織の影響である。これまでに検討してきたクリープ疲労微小き裂は、すべて結晶粒界上に発生し、発生後も結晶粒界に沿って伝ばする。その上、微小き裂の寸法は、結晶粒界の寸法と同程度であるために、き裂発生および伝ばは、結晶粒界の幾何学的影響（粒界形状や粒界の応力軸に対する角度等）および各結晶粒界の破壊に対する抵抗値のばらつきの影響を強く受ける。これらにより微小き裂は時間的もしくは場所的にランダムに発生・伝ばする。したがって、本研究のクリープ疲労微小き裂は、①「微視組織的微小き裂」、②「力学的微小き裂」、③「化学的微小き裂」の代表的な微小き裂の分類^(7, 34)に従うと、①の「微視組織的微小き裂」属することになる。

第二は、き裂同志の力学的な干渉である。一般に、クリープ疲労条件下では、多数のき裂が発生・伝ばするため、それらは発生・伝ば過程において複雑に干渉しあう。単一き裂については、応力拡大係数 K 、 J 積分 J 、クリープ J 積分 J^* 等の破壊力学パラメーターのき裂伝ば駆動力が評価できるが、複数のき裂に関しては、現在まで応力拡大係数の解析はされているものの、他のパラメーター、特にクリープ疲労条件下に

て重要となるクリープJ積分 J^* に関する解析は、材料の構成式を必要とし、かつ、解析が容易ではないためにほとんど行われていない。また、き裂間の相対的な位置もき裂の発生位置によって確率的にばらつくため、それをも考慮した解析はさらに困難である。

本節では、上記の解析が困難な二つの要因について実際の観察結果から検討するために、微小き裂が他の条件と比較して多数発生し、しかも、き裂の判別が比較的容易な真空中のc-p typeクリープ疲労微小き裂を再び取り上げ、微小き裂の発生挙動と結晶粒界の関係および多数の微小き裂同志の力学的な干渉と合体に関して考察する。

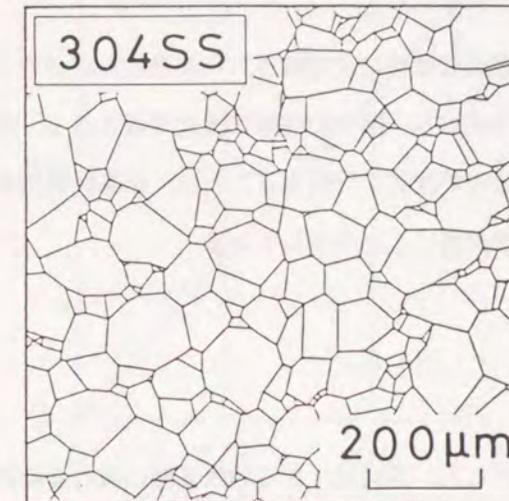
2・3・2 粒界微小き裂の発生と結晶粒界の関係

(1) 結晶粒界の長さ分布と角度分布

(1)直線近似粒界 Fig. 2-3-1(a)に、クリープ疲労実験に用いたオーステナイト系ステンレス鋼SUS304の結晶粒界を示す。本図は、エッチングして得られた結晶粒界をトレースしたものである。なお、切断法にて測定した本材料の平均結晶粒径は約 $50\mu\text{m}$ である。供試材の結晶粒径を評価する際、従来は切断法もしくは面積法という平均的な結晶粒界の大きさのみに着目していた⁽³⁸⁾。しかし、クリープ疲労微小き裂の発生・伝ば挙動は、結晶粒界の幾何学的な影響によりばらつくと考えられ、そのばらつきと結晶粒界の関係を詳細に検討するためには、結晶粒界の平均的な統計結果についての検討では不十分であり、結晶粒界の長さ・角度等の分布を細かに調べる必要がある。さて、本図に戻ると、結晶粒径は、数 μm から約 $200\mu\text{m}$ にわたり大きくばらついており、結晶粒界の長さもこれに応じて広く分布することがわかる。また、それぞれの結晶粒界はほぼ直線状である。Fig. 2-3-1(b)には、SUS304の直線近似粒界を示す。これは、すべての粒界を粒界三重点間を結ぶ直線で置換したものである。Fig. 2-3-1(a)と2-3-1(b)を比較すると、両図で分布形状に大きな差はない。以降に示す結晶粒界の長さや角度に関するデータは、この直線近似結晶粒界から求めたものである。



(a) Actual grain boundaries.



(b) Straightened grain boundaries. Every boundary between two triple points is replaced by a straight line for approximation.

Figure 2-3-1 Grain boundaries of a Type 304 stainless steel.

(2)長さ分布 Fig. 2-3-1(b)に示したSUS304の直線近似粒界の長さ分布をFig. 2-3-2に示す。なお、測定領域面積は、約0.25mm²であり、その中に含まれる粒界の本数は約200本である。本図からわかるように、切断法による平均結晶粒径が約50 μ mの結晶粒に対して、その結晶粒界の長さは、数 μ mから約100 μ m程度の広い範囲に分布することがわかる。

(3)角度分布 各結晶粒界の角度分布をFig. 2-3-3に示す。粒界角度 θ_g は、試験片表面上で各結晶粒界が試験片軸(=応力軸)に垂直な方向となす角度である。なお、図中の直線は次式で表され、粒界角度 θ_g の分布が0から $\pi/2$ (rad)までの一様分布である場合は、これに一致する。

$$F(\theta_g) = \frac{2}{\pi} \cdot \theta_g \quad (2-3-1)$$

上式で表される直線と測定結果は良く一致しており、本材料の結晶粒界および結晶粒には、異方性が無いことがわかる。

次に、試験片軸に垂直な直線にて切断された粒界のみについて、その角度分布を示すとFig. 2-3-4のようになり、図中の曲線は次式で表される。直線により切断された粒界の角度 θ_g' の分布が次式と一致することは、結晶粒界角度のみならず結晶粒界の長さ分布にも異方性が無いことを示している。

$$F(\theta_g') = \sin \theta_g' \quad (2-3-2)$$

また、対称性を考慮すると、上式は、ある切断表面に現れる結晶粒界の奥方向(内部方向)への角度分布を与える。したがって、式(2-3-1)と(2-3-2)を併せて用いることにより、応力軸に対して各粒界ファセット面のなす角度の分布が計算できる。

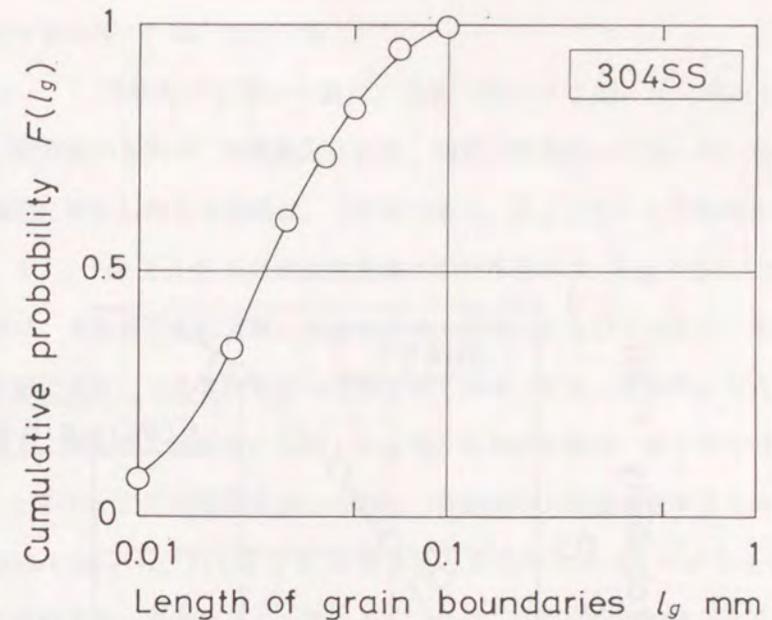


Figure 2-3-2 Distribution of grain boundary length.

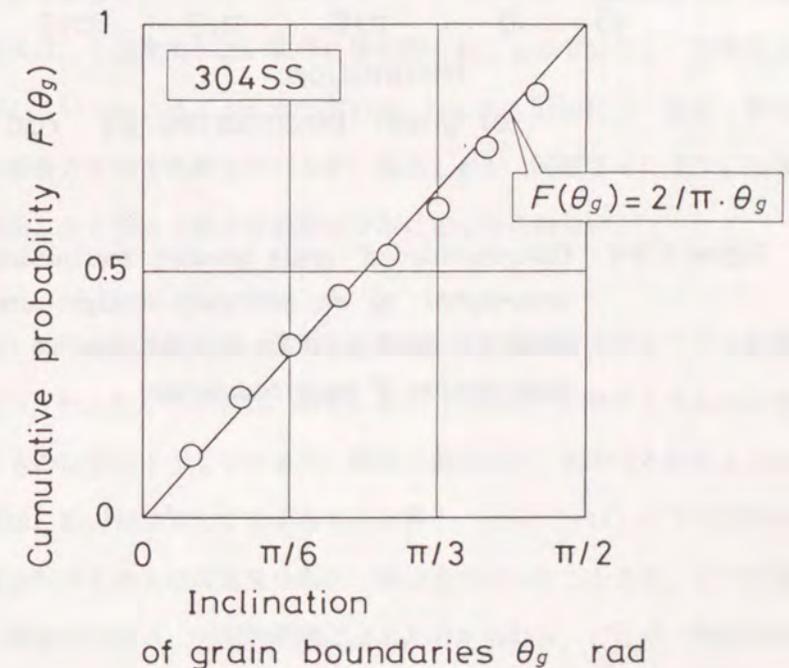


Figure 2-3-3 Distribution of grain boundary inclination. A straight line shows uniform distribution.

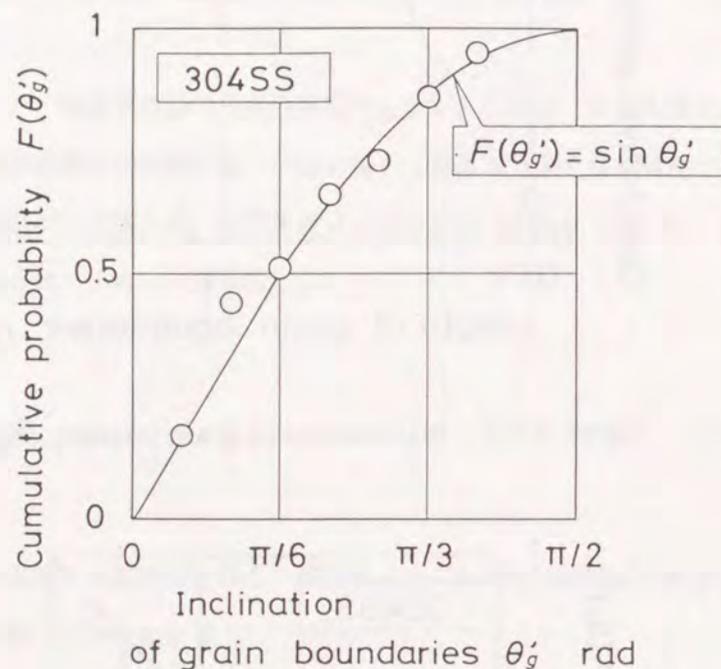
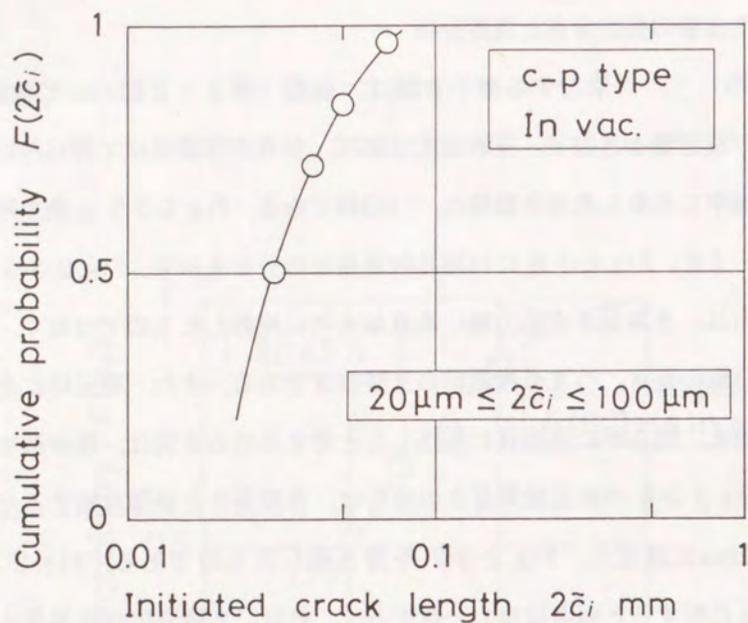


Figure 2-3-4 Distribution of grain boundary inclination for those intercepted by an arbitrary straight line. A curve shows the exact solution derived based on the isotropic distribution of grain boundaries.

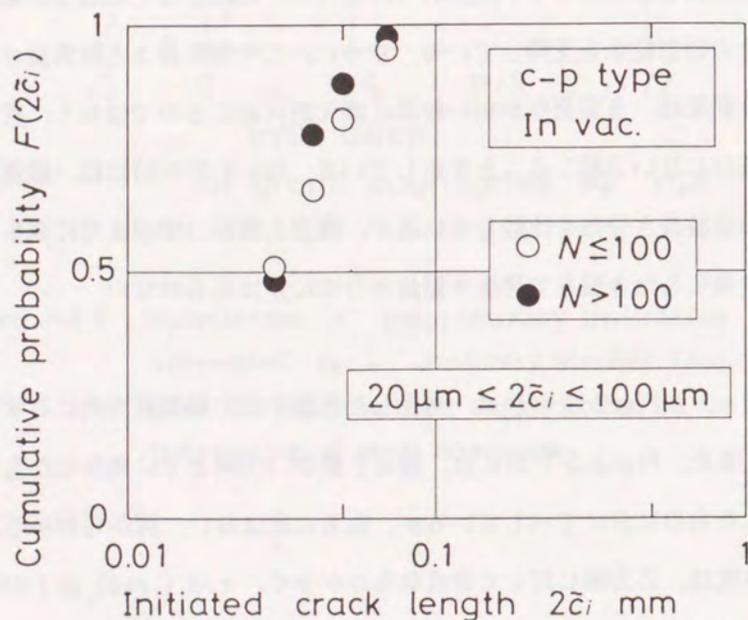
〔2〕発生き裂の長さ分布と角度分布

(1)長さ分布 対象とする微小き裂は、前節(第2・2節)にて検討したc-p typeクリープ疲労微小き裂で、実験温度は923K、弱真空雰囲気にて得られたものである。観察領域中に発生した全き裂数は、138個である。Fig.2-3-5に発生時のき裂全長の分布を、また、Fig.2-3-6には結晶粒界長さの分布を示す。Fig.2-3-5の発生き裂全長の分布は、き裂長さを応力軸に垂直な方向に投影したのではなく、き裂の両先端を結ぶ直線の長さ、つまり投影前のき裂長さである。また、発見時に全長がすでに100 μm を超え、明らかに発生後に伝ばしたと考えられるき裂は、極少数ではあるが除外した。Fig.2-3-6の結晶粒界長さの分布は、き裂長さと直接比較するために最小粒界長さを20 μm に設定し、Fig.2-3-2を書き直したものである。Fig.2-3-5(a)とFig.2-3-6を比較すると両者は良く一致する。これは、き裂発生が粒界長さを単位として起こっていることを示している。本材料のクリープ疲労微小き裂に関しては、き裂発生が結晶粒界を単位として不連続的(discrete)に起こるとの報告がある⁽³¹⁾が、本結果は、その報告結果を支持している。さらに、この発生長さと粒界長さの分布が等しいという結果は、き裂発生が短い粒界に優先的に起こるのではなく、粒界長さにはほとんど依存しないで起こることを示している。Fig.2-3-5(b)には、繰返し数の異なる時点でのき裂長さ分布を比較しているが、繰返し数が100回までに発生したき裂とそれ以後に発生したき裂とで発生き裂長さ分布に差は見られない。

(2)角度分布 Fig.2-3-7(a)に、発生したき裂の応力軸垂直方向に対する角度の分布を示す。また、Fig.2-3-7(b)には、繰返し数が100回までに発生したものとそれ以後に発生したものに分けて示しているが、両者に差はない。図からわかるように、き裂の発生角度は、応力軸に対して垂直なものが多く、 $\pi/6$ (rad)以下の割合が約90%である。結晶粒界そのものの角度分布が一様分布であったことより、このき裂発生に関する強い角度依存性は、力学的要因によると考えられる。ここで、角度依存性の強さを定量的に評価するために、次式で表される確率密度関数および分布関数を考える。



(a) For all initiated cracks.



(b) Until and after $N = 100$.

Figure 2-3-5 Distribution of initiated crack length for c-p type in a vacuum environment, where crack length $2\bar{c}_i$ is not projected length but the distance between two crack tips.

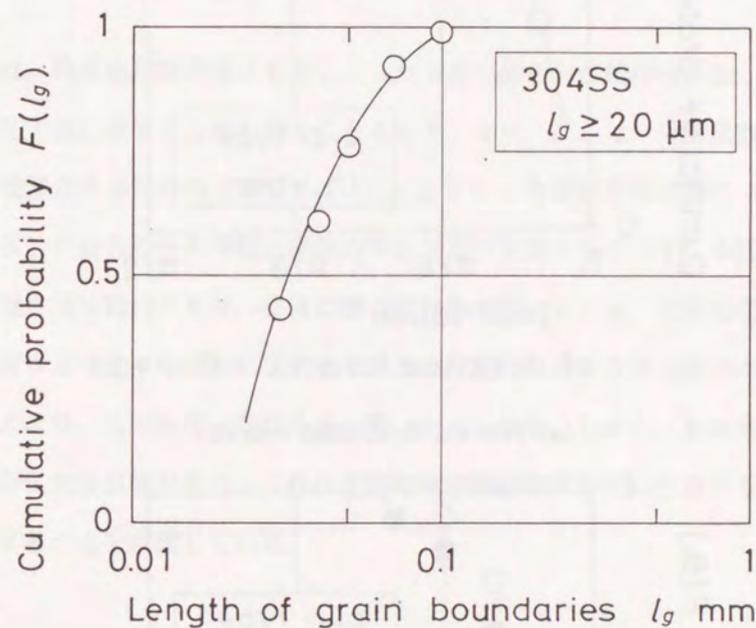
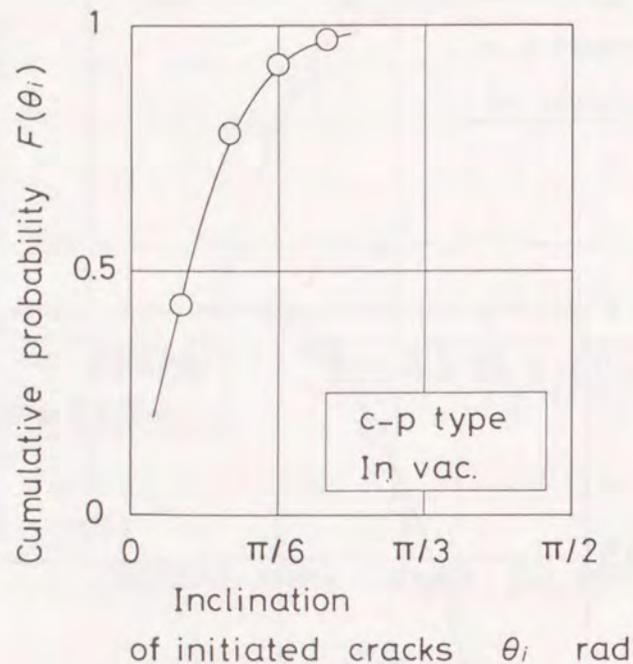


Figure 2-3-6 Distribution of the length of grain boundaries, the length of which are $20\ \mu\text{m}$ or over. This figure is to be compared with the Figure 2-3-5(a).



(a) For all initiated cracks.

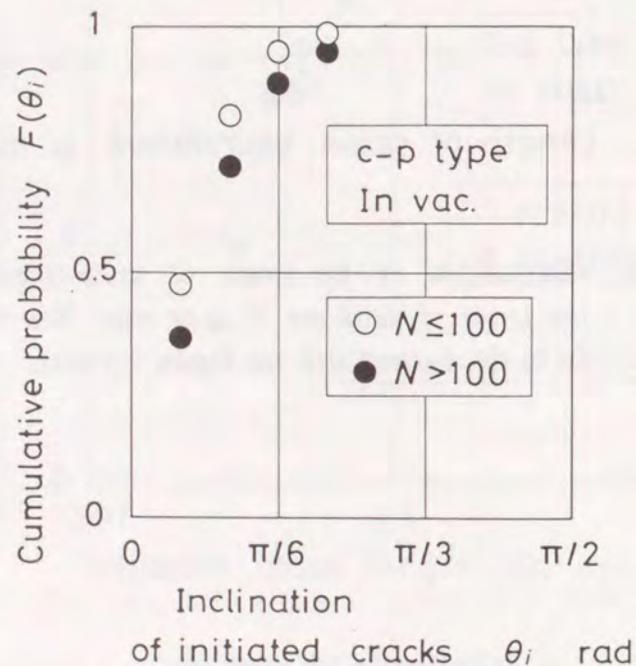
(b) Until and after $N = 100$.

Figure 2-3-7 Distribution of the inclination of initiated cracks for c-p type in a vacuum environment.

$$f_n(\theta_i) = A_n \cdot \cos^n \theta_i \quad (2-3-3)$$

$$F_n(\theta_i) = A_n \int_0^{\theta_i} \cos^n \theta_i d\theta_i \quad (2-3-4)$$

上式中の n は、角度依存性の強さを表し、 n が大きいほど角度依存性が強く、き裂の角度分布が応力軸に垂直な方向に偏ることを示す。また、 A_n は、分布関数 $f_n(\theta_i)$ を規準化するための定数である。Fig. 2-3-8 に角度依存性の強さ n を 2 から 16 まで変化させた場合の分布関数と実際の発生き裂の角度分布を示す。本図から、角度依存性の強さ n は約 12 であり、非常に強い依存性を持っている。き裂発生が結晶粒界平面に作用するマクロな応力に比例する場合は、面に作用する垂直応力が $\cos^2 \theta$ に比例することより、この角度依存性を表す数 n が 2 となる。しかし、本結果の n はそれよりはるかに大きな値であり、これはき裂発生が結晶粒界平面に作用する応力のべき乗に比例することを示唆している。

2・3・3 多数分布微小き裂の力学的相互干渉

(1) 応力緩和による相互干渉

クリープ疲労条件下では多数の微小き裂が発生・伝ばするため、その発生・伝ば過程中にそれらが互いに相互干渉することが予想される。本項では、Fig. 2-3-9 に示す応力緩和域 (Stress relaxation zone) を発生したすべてのき裂に設定し、応力緩和域内外でのき裂挙動の相違について検討する。応力緩和域は、き裂の両先端を結ぶ直線を直径とする円形領域とする。応力緩和の影響が強い場合、すなわち、領域中の引張応力の低下が著しい場合は、その影響により、き裂発生および伝ばが抑制されると考えられる。なお、対象とする微小き裂は、前項と同じく c-p type クリープ疲労実験 (温度 923K, 真空中) にて得られたものである。

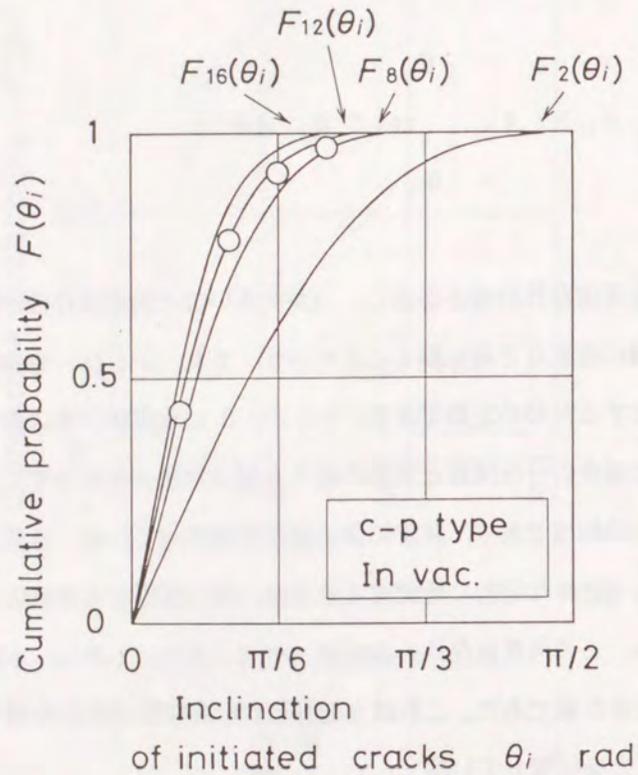


Figure 2-3-8 Angular dependence of initiated cracks. A function $F_n(\theta_i)$ is shown in Eq.(2-3-4).

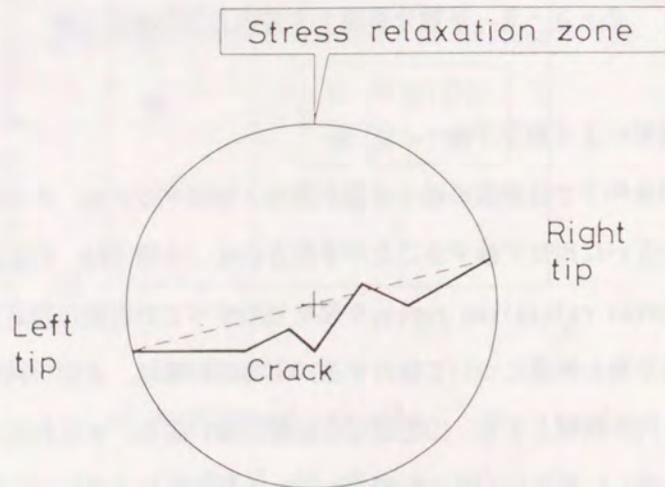
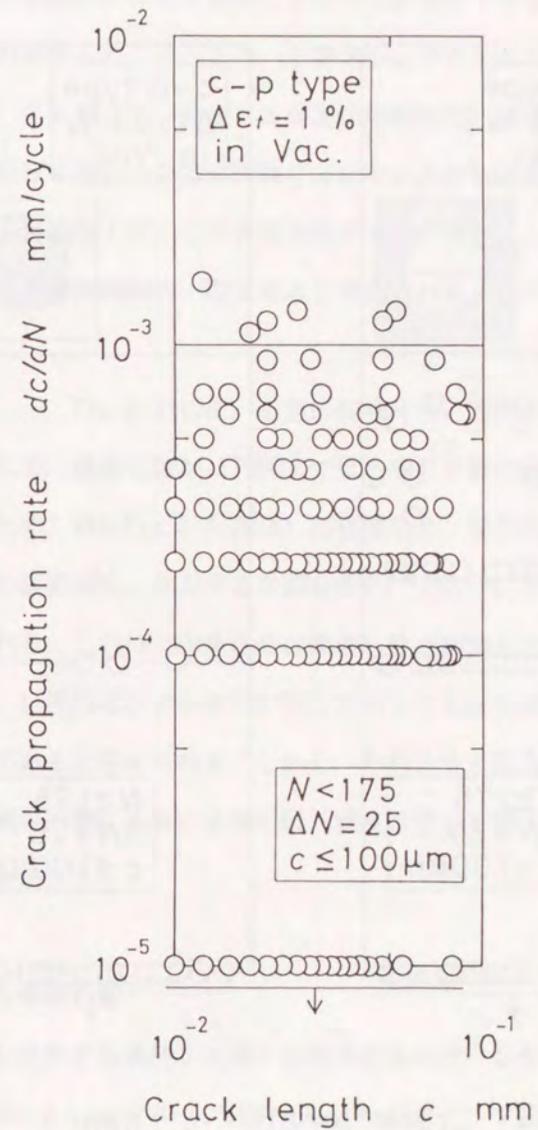
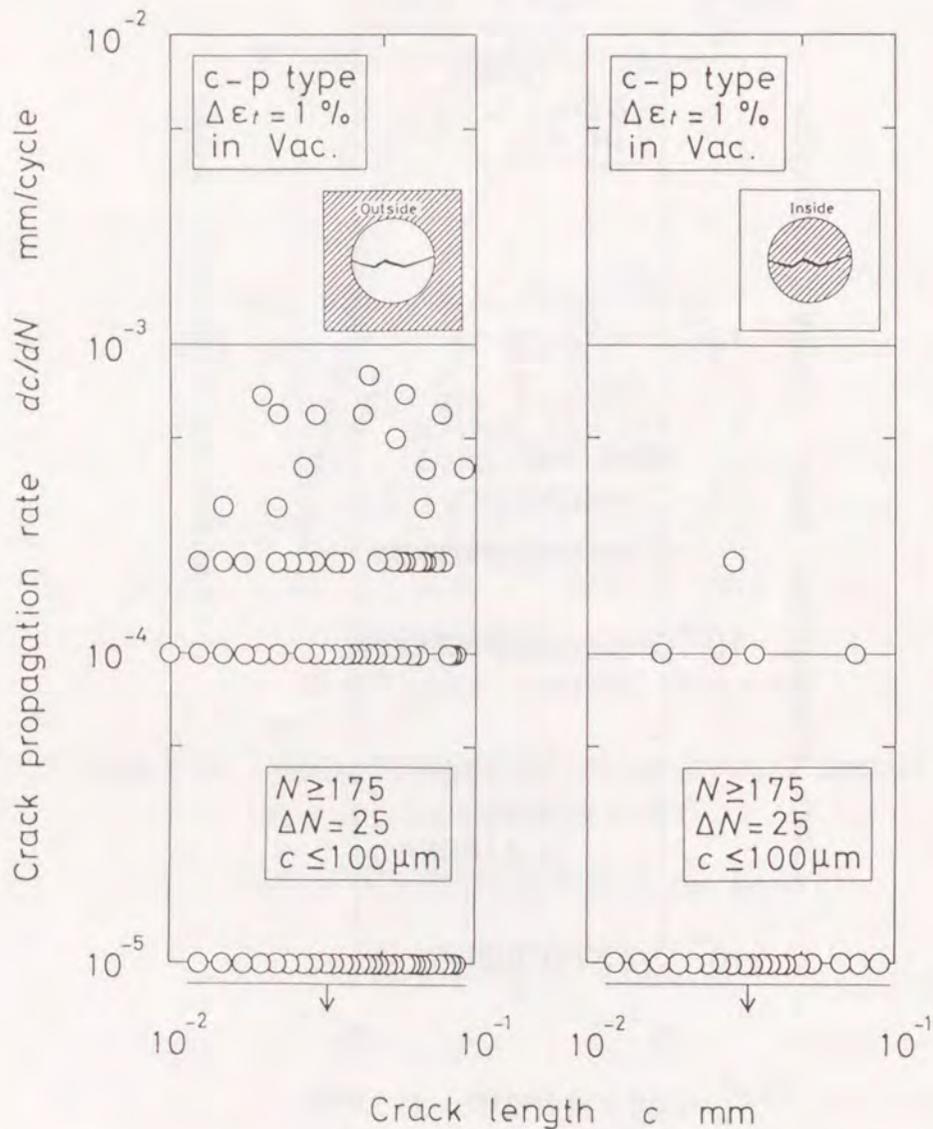


Figure 2-3-9 A stress relaxation zone. The diameter of the circle bounding the stress relaxation zone is equal to the distance between two crack tips.



(a) Until $N = 175$. There are no cracks existing inside the stress relaxation zone of any other larger cracks.

Figure 2-3-10 Distribution of crack propagation rate in c-p type. Most of cracks are arrested inside the stress relaxation zone due to the relaxation of tensile stress.



(b) Outside the stress relaxation zone after $N = 175$ (left-hand side).
 (c) Inside the stress relaxation zone after $N = 175$ (right-hand side).

Figure 2-3-10 continued.

(1)き裂発生 先に発生したき裂の応力緩和域内に新たに発生するき裂の個数を調べたところ、き裂がかなり多数発生する本実験条件下でも応力緩和域内に発生するき裂は観察されなかった。これより、き裂発生に対する応力緩和の影響は極めて強いと考えられる。したがって、発生したき裂が比較的高い伝ば速度を示す場合、先に発生したき裂が伝ばするにつれて全試験片表面中に占める応力緩和域の面積が増え、き裂の発生サイトは減少する。このき裂発生サイトの減少は、c-p typeクリープ疲労実験で見られたき裂密度飽和の一因であると考えられる。

(2)き裂伝ば Fig. 2-3-10に、応力緩和域外側と内側に存在するき裂の伝ば速度分布を示す。なお、繰返し数が175回までは、他のき裂の応力緩和域内に存在するき裂が無かったため、別にFig. 2-3-10(a)に整理した。図を比較すると、繰返し数が増加すると、応力緩和域外に存在するき裂も含め、全体的にき裂伝ば速度がやや低下する傾向が見られる。これは、本条件では繰返し数の増加とともに多数の微小き裂が発生するために、巨視的なひずみ条件が同じであっても各き裂の伝ばに関する駆動力が低下するためであると考えられる。しかし、それよりも応力緩和域の影響の方が大きく、応力緩和域の内側に入るとき裂の伝ば速度は著しく低下し、ほとんどの場合停留することがわかる。

(2) き裂合体の影響

多数のき裂が発生する条件下では、き裂は合体を伴いながら伝ばする。前節では、大気中におけるc-p typeクリープ疲労とc-s typeクリープ疲労の破壊過程の違いを各条件下において微小き裂が合体を伴いながら伝ばするか否かで説明し、き裂合体が破壊プロセスおよび破損寿命に及ぼす影響は小さくないことを明らかにした。ここでは、そのき裂合体の影響について検討する。

対象とする微小き裂は、同じくc-p typeクリープ疲労実験(温度923K, 真空中)から得られたものであり、本条件下では、き裂密度が特に高いことよりき裂合体が頻繁に生じる。しかし、上下方向に離れた異なる二つのき裂の先端同志が遠方より互いに

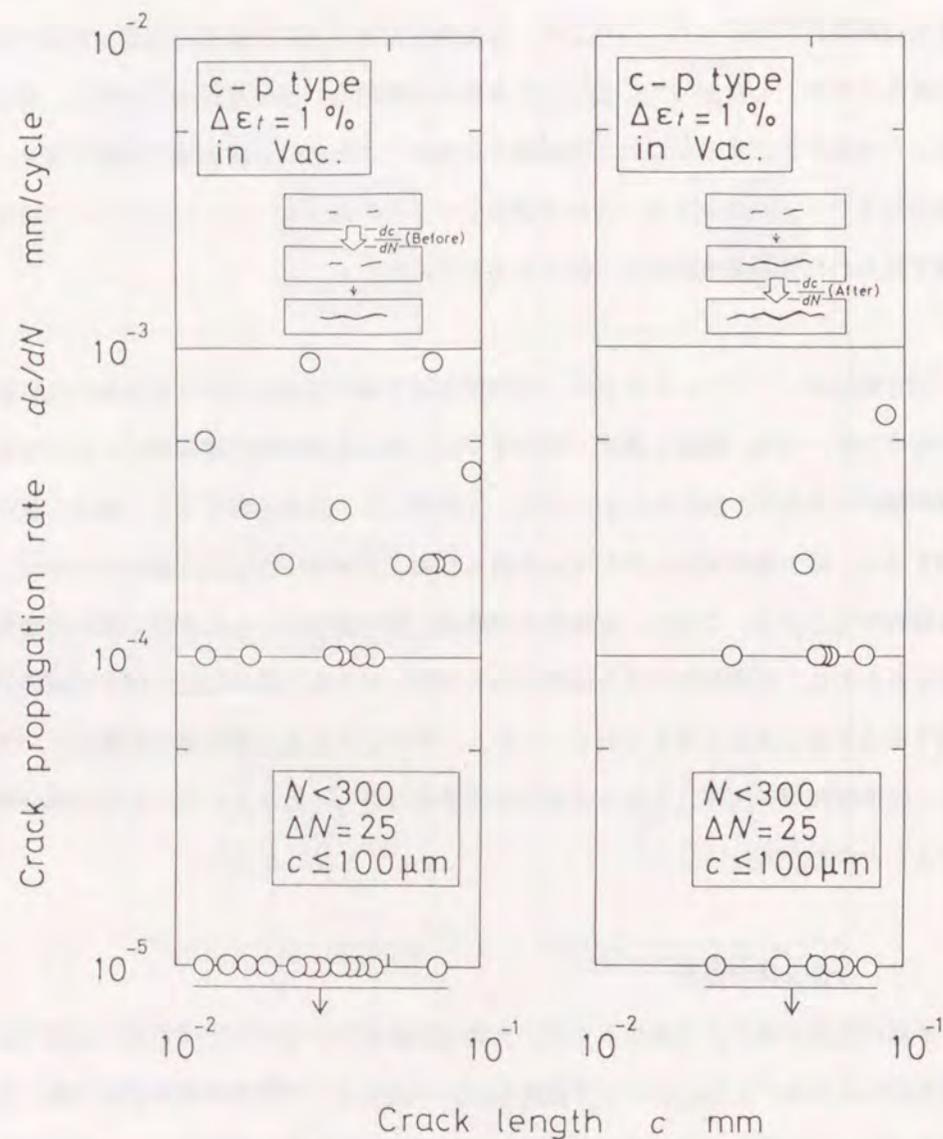


Figure 2-3-11 Distribution of crack propagation rate in c-p type. There is no big difference in the distribution between just before and just after coalescence.
(a) Just before coalescence, and (b) Just after coalescence.

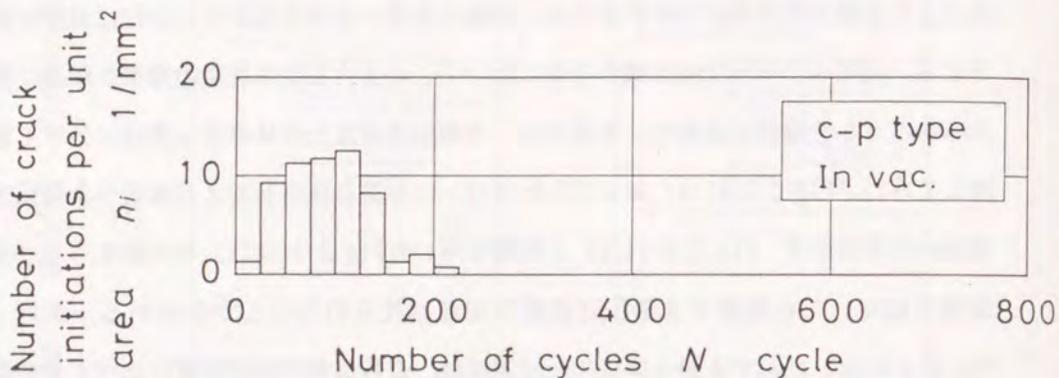
引き合って合体に至る例は見られなかった。これより、き裂の合体は、あるき裂の伝ば経路の近くに他のき裂が偶然に存在する場合にのみ生じると考えられ、き裂伝ばの経路に及ぼす近隣き裂の影響は小さい。

さて、破壊力学的にき裂合体前後の伝ば速度を予測すると、き裂合体直前は、隣接き裂により伝ばの駆動力が増加し、伝ば速度が加速される。一方、き裂合体直後は、主としてき裂が奥方向に伝ばするため、試験片表面における見かけ上の伝ば速度は低下する。実際のクリープ疲労微小き裂においてこのような合体前後の効果が顕著に現れるかどうかを検討するため、本項では、き裂伝ば速度を合体直前・直後に分けて整理してみた。Fig.2-3-11(a) および2-3-11(b) にき裂合体直前および直後のき裂伝ば速度の分布を示す。Fig.2-3-11(a) と前項で用いたFig.2-3-10(a) を比較すると、合体直前においても顕著なき裂伝ば速度の加速は見られないことがわかる。また、Fig.2-3-11(b) に示すき裂合体後の伝ば速度は、合体直前の伝ば速度に比べてやや低いものの、際立った低下が見られない。結果をまとめると以下のようなになる。試験片表面におけるき裂の伝ば速度は、合体の影響を受けて著しく加速または減速をしない、もしくは、加速・減速の効果が現れる期間は極めて短い。したがって、例えば、寿命解析等で合体の効果を考慮する場合、合体による加減速効果が小さいことより、合体前後の期間を含めて常に表面上のき裂長さに応じてき裂伝ば速度を予測しても大きな誤差を生じないと言える。

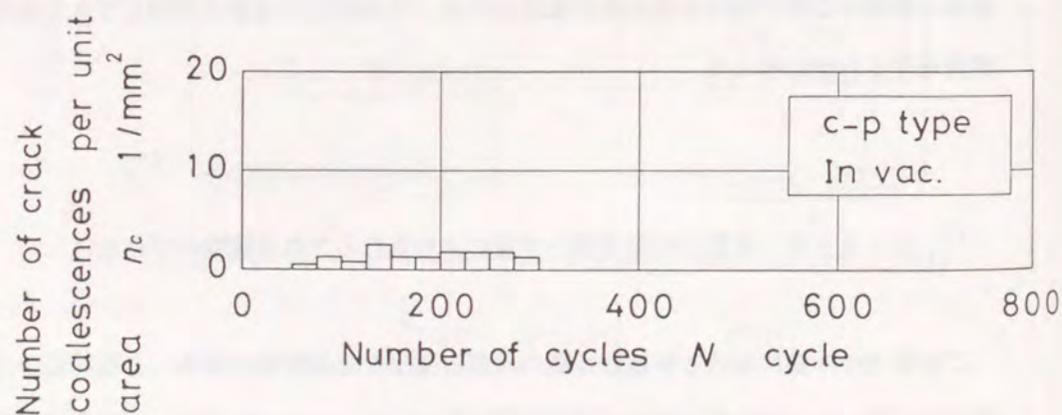
2・3・4 多数分布粒界微小き裂によりもたらされる破壊のプロセス

これまでの本節における多数分布微小き裂の発生と結晶粒界の関係、き裂同志の力学的な干渉、および合体に関する考察結果を基にして、c-p typeクリープ疲労（温度923K、真空中）の破壊のプロセスについてまとめる。Fig.2-3-12に、き裂発生密度（単位面積当たりのき裂の発生個数）とき裂合体密度（単位面積当たりのき裂合体回数）を示す。

Fig.2-3-12(a) から、微小き裂は、寿命初期にはほぼ一定の割合（およそ10個／



(a) The number of crack initiations per a square millimeter.



(b) The number of crack coalescences per a square millimeter.

Figure 2-3-12 Change in the number of crack initiation and coalescence in c-p type.

mm) で発生するが寿命の中期にて発生個数は減少する。これは、微小き裂の発生が結晶粒界の角度に強く依存するため、き裂発生の容易な粒界（応力軸に対して垂直に近い粒界）の個数が減少するためと、早期に発生したき裂の応力緩和域により試験片表面のかなりの部分が覆い尽くされるため新たなき裂発生が抑制されるためと考えられる。

一方、Fig.2-3-12(b) より、き裂の合体数は、寿命初期から徐々に増加していく。微小き裂は、合体前の加速効果は無いものの合体後に減速せずに伝ばを再開するため、き裂合体の効果は無視できない。また、き裂密度が増加しているにも関わらずき裂合体密度が寿命中期以降も顕著に増加しない理由は、以下のように説明できる。クリープ疲労条件下では多数の微小き裂が発生するものの、そのうちの少数の微小き裂が合体を伴い優先的に伝ばして大きくなる。他の多くの微小き裂は、その大きなき裂の応力緩和域に入ることによって伝ばが抑制され、合体の機会を逸する。したがって、結果的にはき裂の合体総数はそれほど顕著に増加しない。

以上のように、クリープ疲労の破壊プロセスは、結晶粒界の性質等の時間（破壊の進行）と共にほとんど変化しない効果と応力緩和効果に代表される時間とともに変化していく効果が複雑に絡み合っている。このような複雑な破壊プロセスで破壊が進行する場合、総合的な破壊プロセスの検討並びに寿命評価を比較的簡単に行う方法は、唯一、数値シミュレーションであり、これについては次章で検討する。

2・4 微小き裂から巨視き裂への 遷移挙動

2・4・1 微視組織的微小き裂から巨視き裂への遷移

巨視き裂伝ばに関する従来の研究結果から、クリープき裂の伝ば速度 dc/dt は、クリープJ積分 J^* と良い対応関係を示すことが明らかになっている⁽¹³⁾。本関係は、材料、試験片形状、試験片寸法、実験条件等に対する依存性が比較的小さく、応力拡大係数 K 、正味断面公称応力 σ_{nom} よりもこの点で優れている⁽¹⁴⁾。クリープ疲労に関しては、その伝ば速度 dc/dN は、クリープJ積分 J^* の引張半サイクル中の時間積分値であるクリープJ積分範囲 ΔJ_C と良い対応があることが知られている⁽¹⁵⁻²⁰⁾。しかし、前節までの結果から、微小き裂に関しては、き裂伝ば速度とクリープJ積分範囲 ΔJ_C に一価関係が成立せず、同 ΔJ_C 値に対してき裂伝ば速度が大きくばらつくことが明らかになった。これは、結晶粒界に代表される微視組織の影響と考えられ、微小き裂に対しては巨視き裂伝ば則を直接に適用できないことを示している。しかし、未だ連続体力学に基づいて導かれる巨視破壊力学の微小き裂側への適用可能範囲について検討された例は無い。本節では、微視組織的微小き裂と巨視き裂の範囲および微視組織的微小き裂から巨視き裂への遷移挙動を明らかにするために、微小き裂から巨視き裂への遷移域にあると考えられるき裂長さについて新たにき裂伝ば実験を実施し、それらの結果を前節までの微小き裂に関する結果および従来の巨視き裂伝ば実験の結果を用いて統一的に考察する。

2・4・2 実験方法

供試材は、これまでと同じオーステナイト系ステンレス鋼SUS304である。本節では、以下に示す3種類のき裂伝ば実験結果に関して検討する。

実験(1) 中実丸棒試験片 (Fig. 2-4-1(a)) の表面に発生した半長20~100 μ mのき裂の伝ば挙動の観察結果 (本論文第2・2節にて実施)。

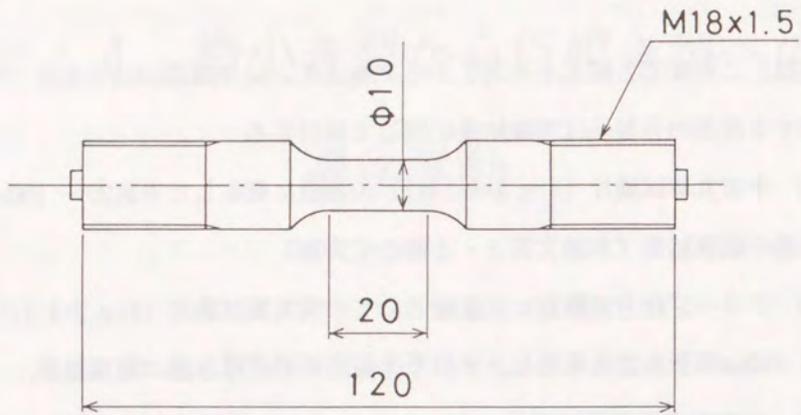
実験(2) クリープ疲労実験前に室温疲労にて中実丸棒試験片 (Fig. 2-4-1(b)) 表面に半長約100 μ mの予き裂を導入し、その予き裂からの伝ば挙動の観察結果。

実験(3) 中空薄肉円筒形試験片 (Fig. 2-4-1(c)) の平行部中央に導入した全長約1.85mmの切欠きからの貫通き裂伝ば挙動の観察結果⁽²⁷⁾。

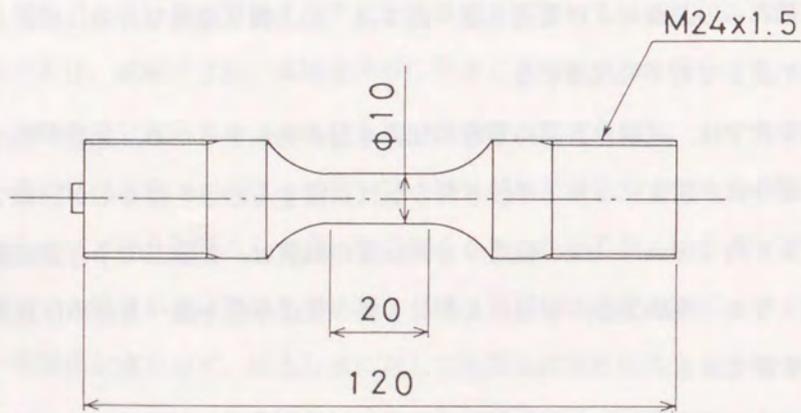
以後、これらの表面および貫通き裂の長さは、応力軸に垂直な方向に投影した長さの半分 (半長) でもって代表する。

本実験条件では、試験片表面に多数の粒界き裂が発生するため、き裂が伝ばするとともにき裂合体が頻繁になり、単独き裂の伝ばに関する結果を得るのが困難である。そこで、長さ約100 μ m~1mmの範囲のき裂伝ばの観察は、実験(2)の予き裂試験片により行った。なお、実験(3)は、さらに大きなき裂の伝ば挙動を調べるために従来より行ってきた実験である。

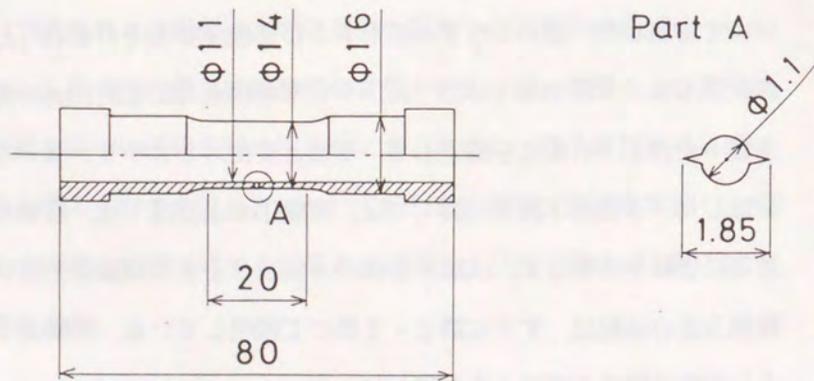
クリープ疲労実験は、電気炉を具備した電気・機械式サーボ疲労試験機もしくは高周波誘導加熱装置を具備した電気・油圧式サーボ疲労試験機を用いて温度923K、大気中にて実施した。用いたひずみ波形および実験条件をそれぞれFig. 2-4-2 とTable 2-4-1 に示す。実験(1)および(2)では、平行部の標点間距離約16mmの変位を、実験(3)ではき裂中央直上下の変位を測定して、荷重と変位のヒステリシス・ループを実験中随時記録した。き裂長さ測定に関しては、実験(1)および(2)では、破損寿命の約1/10繰返し数毎に実験を中断して、試験片表面のき裂長さを光学顕微鏡を用いて測定した。なお、観測方法の詳細は、すでに第2・2節にて説明している。実験(3)では、測微顕微鏡により実験中随時き裂長さを測定した。



(a) For test (1).

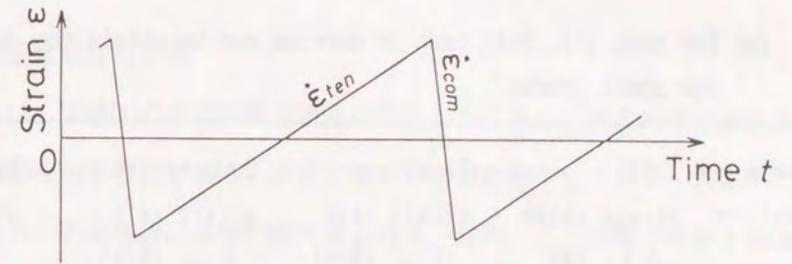


(b) For test (2).

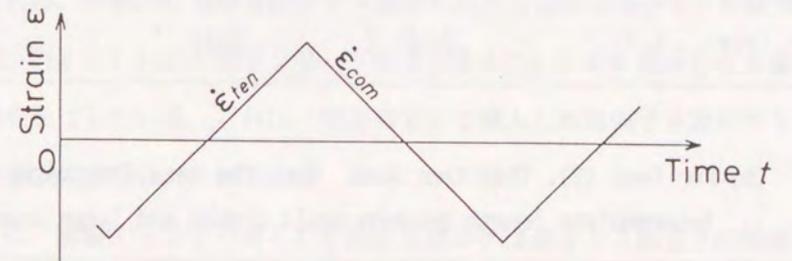


(c) For test (3).

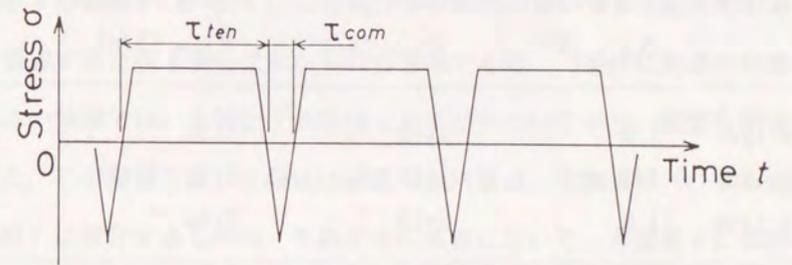
Figure 2-4-1 Test specimens.



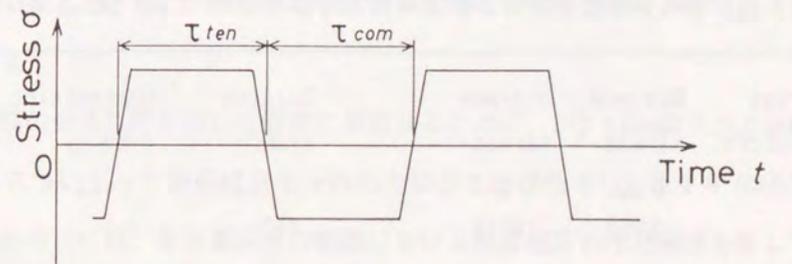
(a) Strain-controlled c-p type.



(b) Strain-controlled c-c type.



(c) Stress-controlled c-p type.



(d) Stress-controlled c-c type.

Figure 2-4-2 Strain and stress waveforms used in the tests from (1) to (3).

Table 2-4-1 Test conditions.

(a) For test (1). This test is carried out to obtain the data for small cracks.

Strain waveform	Total strain range $\Delta \varepsilon_t$ (%)	Tensile strain rate $\dot{\varepsilon}_{ten}$ (%/s)	Compressive strain rate $\dot{\varepsilon}_{com}$ (%/s)	Symbol in figures
c-p type	1.5	1×10^{-4}	2×10^{-2}	△
c-c type	1.0	2×10^{-3}	2×10^{-3}	□

(b) For test (2). This test aims for the data for cracks of intermediate length between small cracks and large cracks.

Strain waveform	Total strain range $\Delta \varepsilon_t$ (%)	Tensile strain rate $\dot{\varepsilon}_{ten}$ (%/s)	Compressive strain rate $\dot{\varepsilon}_{com}$ (%/s)	Symbol in figures
c-p type	1.5	1×10^{-4}	2×10^{-2}	△
c-p type	1.0	1×10^{-4}	2×10^{-2}	○
c-c type	1.0	2×10^{-3}	2×10^{-3}	□

(c) For test (3). This test is a conventional crack propagation test under creep fatigue condition. Refer to ref. (27).

Stress waveform	Maximum stress σ_{max} (MPa)	Minimum stress σ_{min} (MPa)	Tension time τ_{ten} (s)	Compression time τ_{com} (s)	Symbol in figures	
c-p type	166.7	-191.2	~210.9	480	2.5	△
c-p type	147.1	-176.5	~296.1	480	2.5	▲
c-c type	166.7	-166.7	300	300		□
c-c type	147.1	-147.1	480	480		■
c-c type	147.1	-147.1	180	180		■

2・4・3 実験結果および考察

〔1〕き裂伝ば速度の分布

Fig. 2-4-3 は、実験(1)の平滑試験片表面に発生したクリープ疲労寿命中期における微小き裂の様相を示す写真である。非常に多くのき裂が発生しており、大気中で実験を実施したため、き裂周辺には酸化層が見られる。なお、この段階での長さ20 μ m以上のき裂の密度は、約36個/ mm^2 に達している。

Fig. 2-4-4 には、実験(2)における疲労予き裂とそれから伝ばしたクリープ疲労き裂の一例を示す。Fig. 2-4-4(b)に示すクリープ疲労き裂もFig. 2-4-3 に示したき裂と同様に結晶粒界を伝ばしている。これは、室温疲労にて導入した粒内予き裂がクリープ疲労にて粒界き裂に移行したためである。

Fig. 2-4-5 に、実験(1)と(2)より得られた表面き裂の伝ば速度とき裂長さの関係を示す。Fig. 2-4-5(a), 2-4-5(b), 2-4-5(c)は、それぞれc-p typeで全ひずみ範囲が1.5%, c-p typeで全ひずみ範囲が1%, c-c typeで全ひずみ範囲が1%に関する結果である。図中の破線は、後述する巨視き裂伝ば則からの外挿線である。3条件に共通の特徴として、き裂が小さい領域では、き裂伝ば速度は大きくばらついており、頻繁な停留が認められる。また、この領域では、き裂伝ば速度の上限値は、実験条件(ひずみ波形およびひずみ範囲)に依存するものの、それぞれの条件において、き裂長さに依存せずほぼ一定である。一方、き裂が大きくなると停留き裂は無くなり、き裂伝ば速度のばらつきが小さくなるとともに、巨視き裂伝ば則と同様なき裂伝ば速度のき裂長さ依存性が現れ始める。

き裂伝ば速度の分布状態について詳細に検討するために、c-p typeの全ひずみ範囲が1.5%の結果について、き裂伝ば速度分布のき裂長さ依存性をFig. 2-4-6 に示す。Fig. 2-4-6(a)から(e)は、各き裂長さの範囲における伝ば速度の相対頻度を示しており、左側の棒は停留き裂の割合を示す。また、図中に示した巨視き裂伝ば則の範囲は、それぞれのき裂長さの範囲における伝ば速度の推定値を示している。この図から、き裂長さが短い20~100 μ mの範囲では半分以上のき裂が停留しており、伝ば速度の最大値は $5 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-2}$ (mm/cycle) でほぼ一定である。また、この範囲では、き裂伝ば

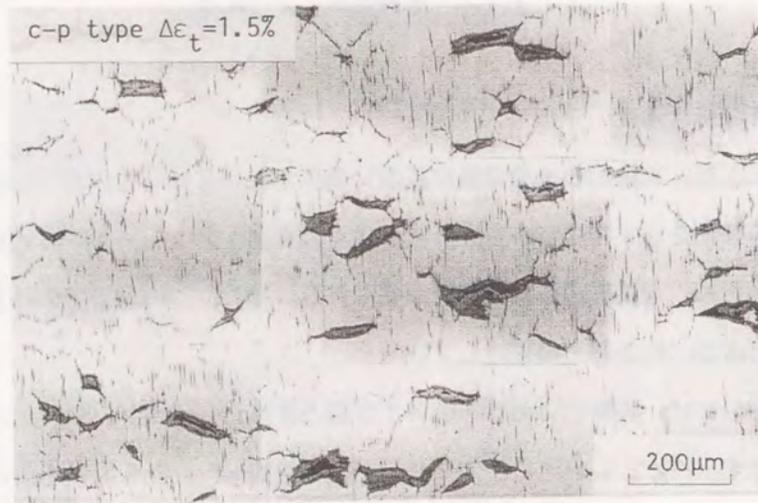
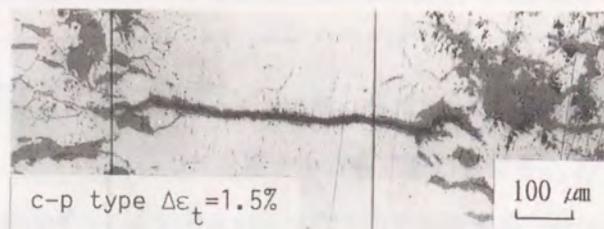


Figure 2-4-3 A photograph of small cracks obtained in the test (1).

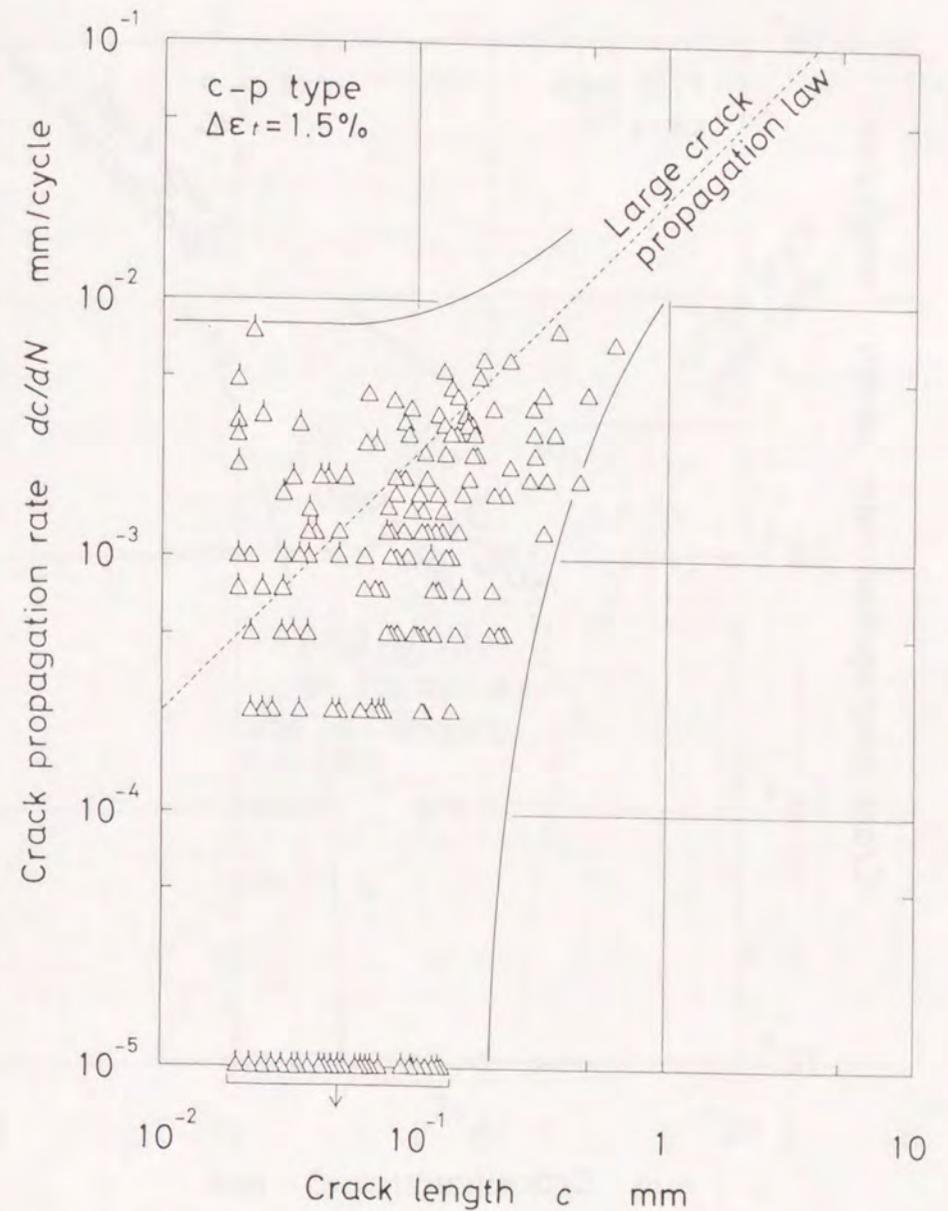


(a) A pre-crack introduced by fatigue at room temperature.



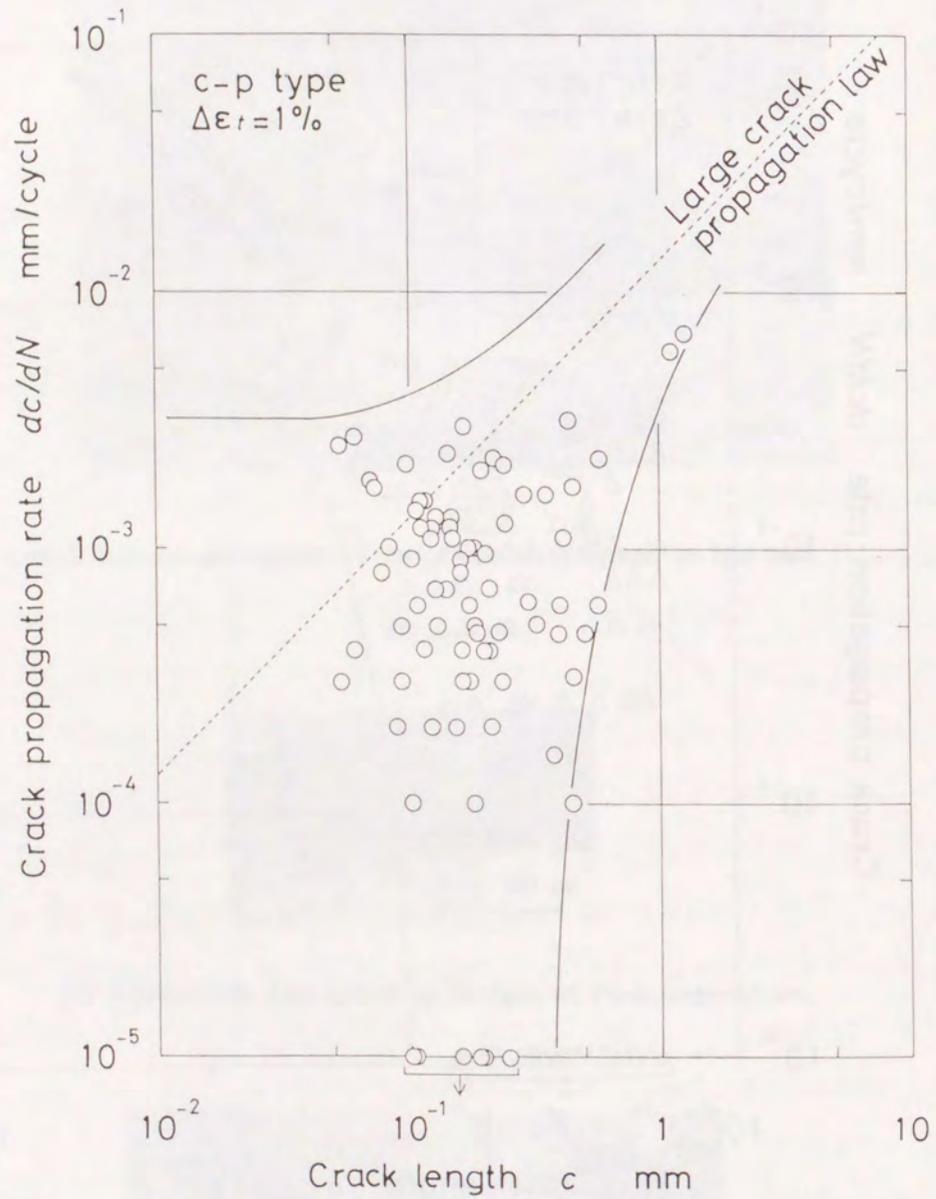
(b) A crack propagating from the pre-crack. The path of the crack changed into intergranular by creep fatigue.

Figure 2-4-4 Photographs of a crack in the test (2).



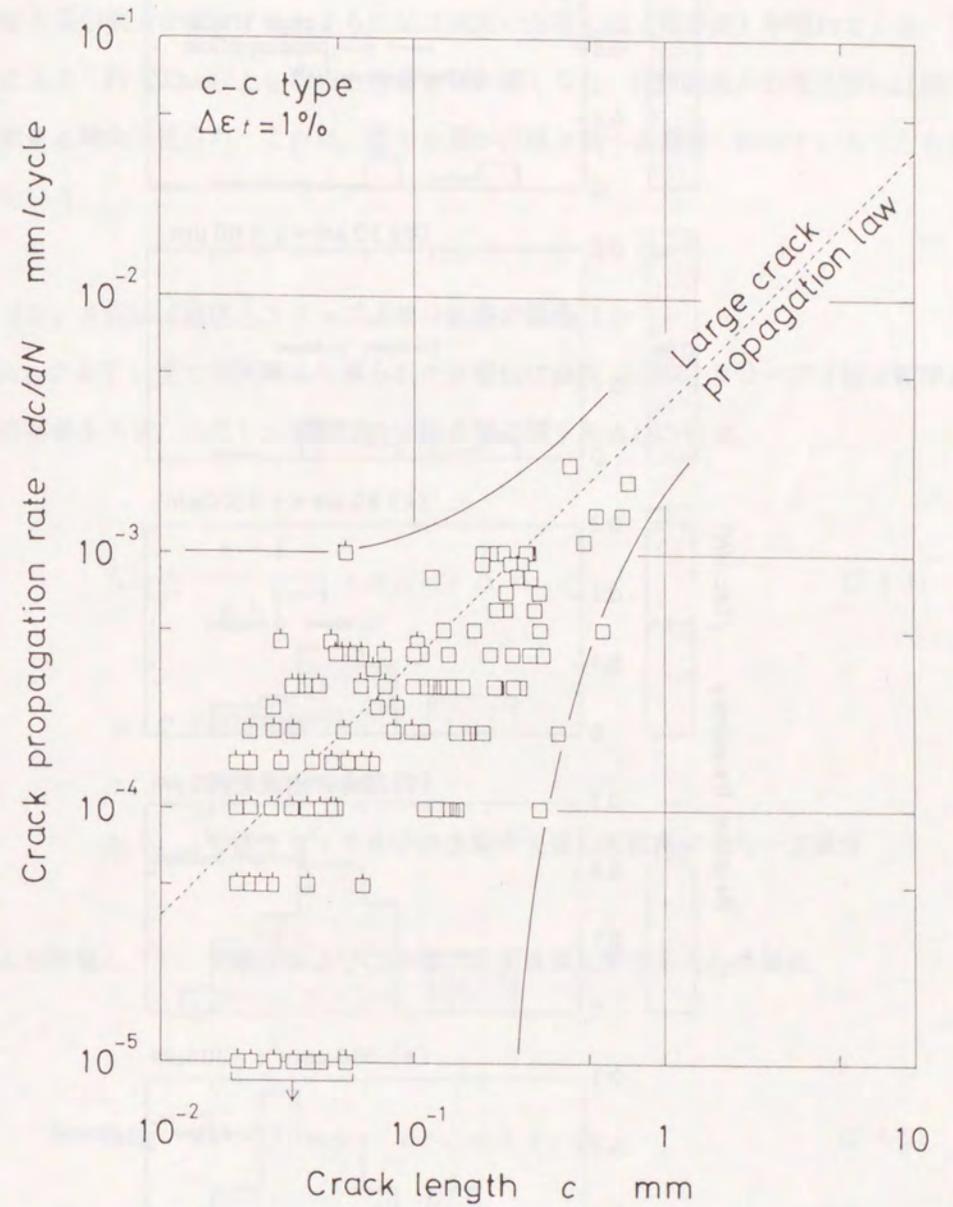
(a) c-p type, $\Delta \epsilon_t = 1.5\%$.

Figure 2-4-5 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c . They are obtained in tests (1) and (2). Symbols with a short line, Δ and \square , are the results of test (1), see Table 2-4-1.



(b) c-p type, $\Delta \epsilon_t = 1\%$.

Figure 2-4-5 continued.



(c) c-c type, $\Delta \epsilon_t = 1\%$.

Figure 2-4-5 continued.

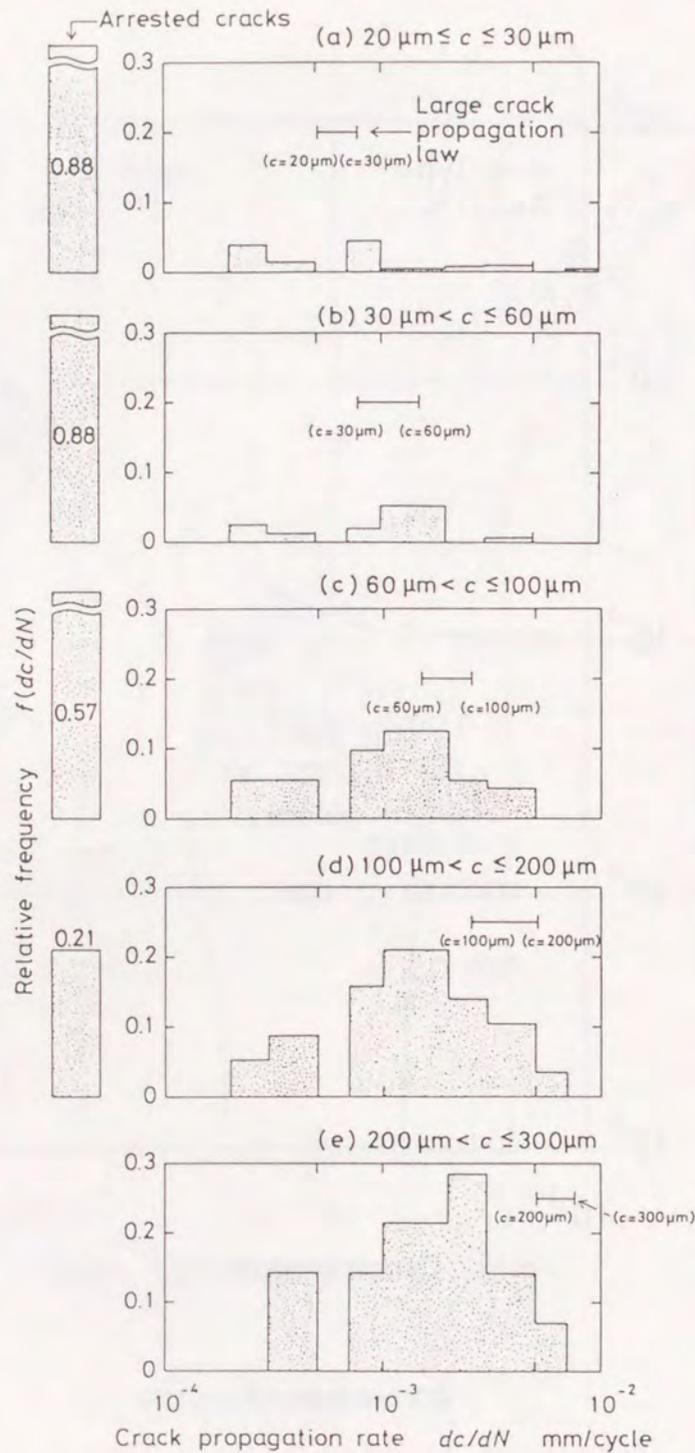


Figure 2-4-6 Change in the distribution of crack propagation rate for c-p type of $\Delta \varepsilon_1 = 1.5\%$. There appears a mountain in the distribution with crack length increasing.

速度は低速から高速まで一様に分布している。しかし、き裂長さが増大するにつれて停留き裂の割合が減少するとともに伝ば速度の分布に山（収束値）が現れてくる。さらに大きく約 $200 \mu\text{m}$ 以上になると停留き裂が無くなり、伝ば速度が巨視き裂伝ば則に収束する傾向が見られ、これは、微小き裂が巨視き裂へと遷移し始めていることを示している。

(2) き裂伝ば速度とクリープ J 積分範囲の関係

Fig. 2-4-7 に全ての実験より得られたき裂伝ば速度 dc/dN とクリープ J 積分範囲 ΔJ_C の関係を示す。ただし、実験(3)の巨視き裂に関する ΔJ_C の値は、

$$\Delta J_C = \frac{n-1}{n+1} \cdot \sigma_{\text{net}} \cdot \Delta V_c \quad (2-4-1)$$

n : クリープ指数

σ_{net} : 正味断面公称応力

ΔV_c : 引張半サイクル中のき裂中央開口変位幅のクリープ成分

により評価し⁽¹⁵⁾、実験(1)および(2)の微小表面き裂に関する ΔJ_C の値は、

$$\Delta J_C = M_J \cdot f(n) \cdot c \cdot \int_0^{\tau} \sigma \cdot \varepsilon_c dt \quad (2-4-2)$$

M_J : き裂形状と境界条件に関する修正係数

$f(n)$: クリープ指数 n の関数

$$f(n) = 3.85 \sqrt{n} (1 - 1/n) + \pi/n$$

c : 表面き裂半長

σ : 公称応力

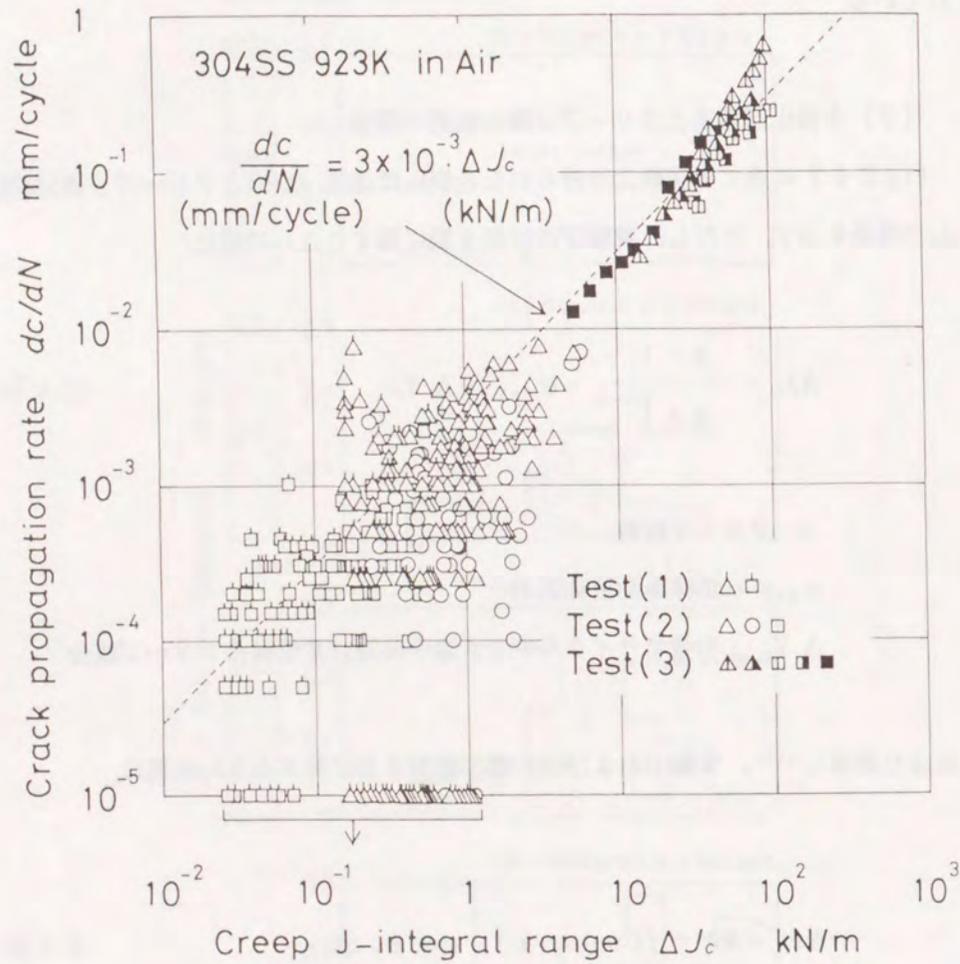


Figure 2-4-7 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and creep J-integral range, ΔJ_c . A broken line in this figure shows the large crack propagation law. The data for small cracks are widely dispersing on the upper and lower sides of this line.

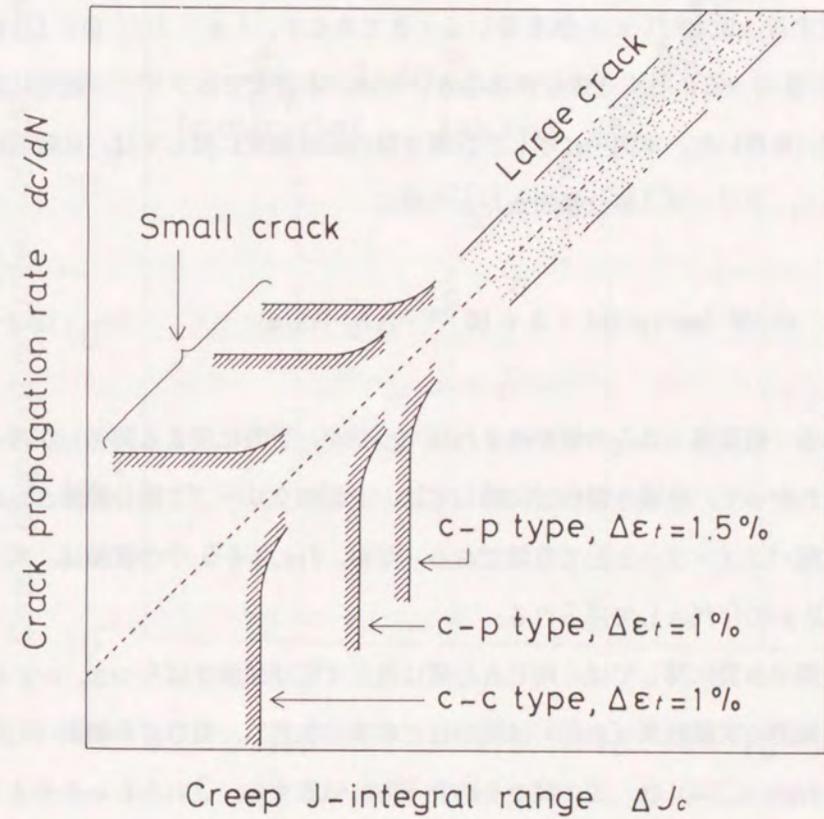


Figure 2-4-8 A schematic figure of the Figure 2-4-7. The area of dispersion depends on test condition.

$\dot{\epsilon}_c$: クリープひずみ速度

τ : 引張半サイクル時間

により評価した^(32, 33)。なお、上式中の積分値は、ひずみ範囲分割法を参考にして、繰返し硬化後の定常応力状態時に急速引張変形を導入し、その変形曲線と通常のヒステリシス・ループとから求めた。また、 n 値としては、大気中における静クリープ実験より得られたクリープ指数 7.1を採用した⁽³⁹⁾。クリープ疲労に関しては、繰返し変形に対する n 値と $f(n)$ 値を用いるべきであるが、 $(n-1)/(n+1)$ および $f(n)$ の値の n 値に対する依存性は小さいため、本研究ではクリープ疲労に対しても同じ 7.1を用いた。本図中に示した巨視き裂の伝ば速度に関しては、比較的ばらつきは少なく、クリープ J 積分範囲 ΔJ_c との間に

$$dc/dN [\text{mm/cycle}] = 3 \times 10^{-3} \cdot \Delta J_c [\text{kN/m}] \quad (2-4-3)$$

で表される一価関係 (ΔJ_c の値が決まれば dc/dN が一意的に決まる関係) が得られる⁽²⁷⁾。したがって、巨視き裂伝ばに関しては、上記のクリープ J 積分範囲 ΔJ_c が伝ば速度の支配パラメーターとして有効である。なお、Fig. 2-4-5 中の破線は、式 (2-4-2) を式 (2-4-3) に代入して得られる。

一方、微小き裂に関しては、同じ ΔJ_c 値に対して伝ば速度がばらつき、c-p type の高ひずみ範囲の実験結果 (Δ 印) は図のほぼ中央に位置し、低ひずみ範囲 (\circ 印) および c-c type (\square 印) は、この順でその左下方に位置する。これをわかりやすく模式的に示すと Fig. 2-4-8 のようになる。つまり、微小き裂においては、き裂伝ば速度 dc/dN はクリープ J 積分範囲 ΔJ_c と一価関係を示さないため、巨視き裂と同様な破壊力学的な伝ば速度の評価は有効ではない。しかし、Fig. 2-4-9 に示すようにき裂長さが $500\mu\text{m}$ より大きいもののみプロットすると、ややばらつきがあるものの巨視き裂と同様にき裂伝ば速度がクリープ J 積分範囲で整理できる。

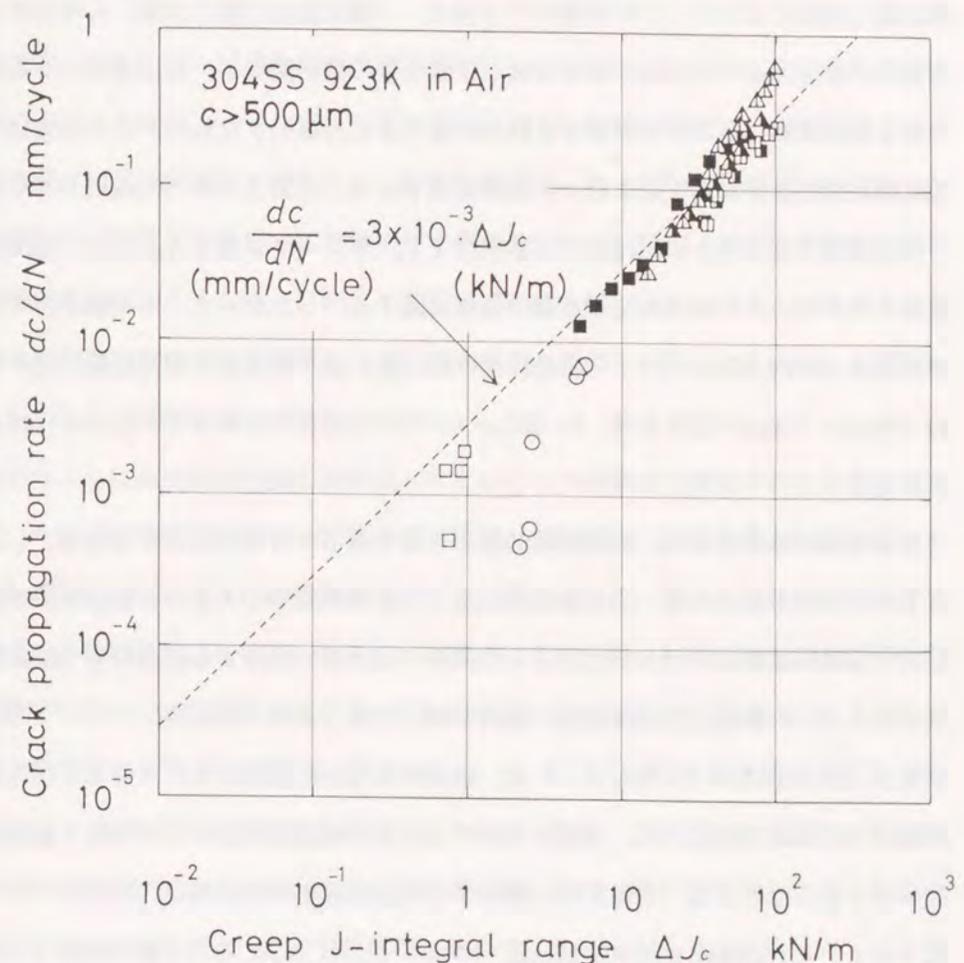


Figure 2-4-9 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and creep J-integral range, ΔJ_c , for cracks larger than $500\mu\text{m}$. Over $500\mu\text{m}$, crack propagation rate is represented by the large crack propagation law (Eq.(2-4-3)).

〔3〕微視組織的微小き裂の構成要素

本実験条件に関しては、き裂長さ c が $100\mu\text{m}$ 以下の領域は、伝ば速度のばらつきが大きく、ほとんどのき裂は停留する。また、伝ば速度の最大値は、巨視き裂伝ば則からの外挿値よりもかなり高い。この伝ば速度のばらつきは、主として結晶粒界等の微視組織に起因するため、この領域内のき裂は、「微視組織的微小き裂」と呼ばれる。き裂長さが $100\mu\text{m}$ ～ $500\mu\text{m}$ の領域では、停留き裂の数が減少し、伝ば速度の分布にも巨視き裂伝ば則に向かって収束する傾向が現れはじめる。すなわち、この領域は、微視組織的微小き裂から巨視き裂への遷移領域である。き裂長さが $500\mu\text{m}$ 以上になると、その伝ば速度は巨視き裂伝ば則ではほぼ整理でき、クリープ J 積分 ΔJ_c との一価関係が成立するため、この領域は巨視き裂の領域に属する。したがって、本実験条件では、き裂長さ c が約 $100\mu\text{m}$ (=平均結晶粒径の約 2倍) 以下のき裂が微視組織的微小き裂、約 $100\mu\text{m}$ ～ $500\mu\text{m}$ が遷移き裂、約 $500\mu\text{m}$ (=平均結晶粒径の約 10倍) 以上が巨視き裂と言える。

ある寸法の粒界き裂が、微視組織的微小き裂であるか否かを決定する要素としては、以下の三つが考えられる。①き裂伝ばに関する破壊駆動力の大きさと結晶粒界の破壊に対する抵抗値のばらつきの大きさとの関係、②き裂に隣接する結晶粒界(結晶粒界ファセット)の個数、③結晶粒界の幾何学的な性質(長さ、角度等)。

まず、要素①について考える。いま、破壊駆動力が巨視的な負荷条件およびき裂の形状・寸法により決定され、き裂が存在する粒界の構造的性質により大きく影響されないとする。このとき、き裂先端に隣接する結晶粒界の破壊抵抗値(粒界すべりや粒界キャビティの成長に対する抵抗値)のばらつきが、与えられる破壊駆動力に比べて小さい場合は、伝ば速度のばらつきは小さくなる。しかし、破壊抵抗値のばらつきが大きい場合、もしくは、そのき裂に与えられる破壊駆動力が小さくて、抵抗値のばらつきが与えられた破壊駆動力に対して相対的に大きくなる場合には、伝ば速度も大きくばらつく。この要素①は、その材料、その実験条件における結晶粒界の強度分布、すなわち、粒界構造分布により決定されると考えられる。

要素②に関しては、表面き裂の場合、き裂の寸法が大きくなると、き裂先端に隣接する結晶粒界の個数、すなわち、次に破壊されるであろう粒界の個数が増加するため、

伝ばに要する合計の駆動力、言い換えると、隣接粒界の破壊抵抗値の合計は平均化され、ばらつきは減少する傾向に向かうと考えられる。したがって、き裂の寸法が大きくなれば、き裂伝ば速度のばらつきは減少する。この要素②は、き裂の長さが同じでもき裂先端に隣接する粒界の個数が異なる表面き裂と貫通き裂の場合では異なって現れる。

要素③、すなわち、結晶粒界の幾何学的な性質については、主として結晶粒界の応力軸に対する角度によって決定されると考えられる。破壊駆動力は、き裂伝ば方向すなわち隣接粒界の角度により変化し、その角度のばらつきがき裂伝ば速度に反映される。例えば、隣接する粒界の応力軸に対する角度が小さい場合、その粒界に与えられる破壊駆動力は小さくなる。しかし、隣接粒界が応力軸に対してほとんど垂直である場合は、たとえマクロな破壊駆動力(応力やひずみ条件)が同じであっても、隣接粒界に与えられる破壊駆動力は増加する。

以上のように微視組織的微小き裂は、主として三つの要素で構成されると考えられるが、それぞれの要素に対する影響因子(材料、実験条件、破壊形態、結晶粒径分布、結晶粒の異方性等)および影響度合いが互いに異なるため、微小き裂の領域を決定するのは一般に容易ではない。しかし、本研究のように、同一材料、同一結晶粒径分布の試験片を用いて、実験条件がクリープ疲労条件、破壊形態が粒界すべりによる粒界破壊、発生するき裂が表面き裂と限定されると、巨視き裂はその表面き裂長さが約 $500\mu\text{m}$ 以上の領域であると決定することができる。なお、この巨視き裂長さの範囲は、全ひずみ範囲が 1.5% の c-p type クリープ疲労に関して得られた長さであるが、本論文で検討してきた他のクリープ疲労条件下においても数百 μm から 1mm 程度の同じオーダーの長さになると考えられる。

2・5 まとめ

本章では、オーステナイト系ステンレス鋼SUS304を用いて、クリープ（定ひずみ速度一方向引張）およびクリープ疲労条件下で試験片表面に多数発生する粒界微小き裂のランダムな挙動を観測し、その挙動に及ぼすひずみ波形、ひずみ範囲、雰囲気（高温酸化）の影響について検討してきた。得られた結果を以下に現象項目別に分けて要約する。

2・5・1 微小き裂の発生

クリープ（一方向引張）およびクリープ疲労条件下では、結晶粒界に沿って多数の表面微小き裂が発生する。発生挙動に関する結果は以下のように要約できる。

①多数の微小き裂が試験片表面上の結晶粒界に場所的、時間的にランダムに発生する（「微小き裂発生のランダム性」）。このランダム性は、結晶粒界に代表される微視組織に起因し、この種の微小き裂は「微視組織的微小き裂」と呼ばれる。

②き裂密度（単位面積当たりのき裂個数）は、繰返し数（一方向引張の場合は累積ひずみ）にほぼ比例して増加する。これは、き裂発生に関する破壊駆動力が、繰返し数毎にほぼ同程度づつ結晶粒界に作用することを示す。

③き裂がより多数発生する条件下では、寿命中期もしくは後期にき裂密度が飽和する。これは、き裂発生が容易な粒界（応力軸に垂直な粒界やすでに発生したき裂の応力緩和域外にある粒界）の個数が減少することおよび寿命中期以降にき裂同志の合体が生じることが主な原因である。

④き裂発生は、引張負荷中にクリープ損傷（主として粒界すべり）が結晶粒界に蓄積することにより起こる。しかし、引張負荷中に蓄積されたクリープ損傷は、圧縮負

荷により回復しうる。圧縮ひずみも引張ひずみと同様にその大部分がクリープひずみにより構成される場合（c-c もしくはc-s typeひずみ波形）は、蓄積されたクリープ損傷の大部分が回復し、き裂発生密度が低い。しかし、圧縮ひずみのほとんどが塑性ひずみである場合（c-p typeひずみ波形）は、蓄積された損傷が圧縮負荷中にほとんど回復せず、また、圧縮ひずみが無い場合（一方向引張の場合）は、引張負荷による損傷が全く回復すること無しにそのまま粒界に蓄積するため、発生するき裂の密度は高くなる（「粒界クリープ損傷の可逆性」）。

⑤粒界き裂は、ほぼ1結晶粒界（相隣合う粒界三重点）を単位として発生し、その発生すなわち1結晶粒界の破壊は速やかに起こる（「き裂発生のdiscrete性」）。

⑥き裂は、応力軸に対して垂直な結晶粒界に発生しやすい。また、き裂が発生する粒界の角度依存性は極めて高く、粒界面に作用するマクロな応力の強さ以上の角度依存性を持つ。

⑦先に発生したき裂の「応力緩和域」（き裂の両先端を直径とする円形領域）では、負荷された引張応力がそのき裂により緩和されるため、き裂発生が抑制される。

⑧弱真空中の条件下では、大気中条件下よりも一般にき裂密度が高い。これは、大気中では高温酸化により試験片表面に酸化膜が形成され、その緻密な酸化膜がき裂発生の原因となる粒界すべりを抑制するためであると考えられる（「酸化膜によるき裂発生抑制効果」）。

⑨c-p typeクリープ疲労では、全ひずみ範囲が大きい程より多数の微小き裂が発生する。しかし、き裂密度増加率の全ひずみ範囲に対する依存性は、微小き裂の伝ば速度分布に対するものより強い。これは、き裂発生とき裂伝ばとは実験条件に対する依存性が異なることを示している。

2・5・2 微小き裂の伝ば

上記のような特徴の下に発生したクリープ（一方向引張）およびクリープ疲労微小き裂は、発生後も結晶粒界に沿って伝ばする。その伝ば挙動の特徴は、以下のように

要約できる。

①結晶粒界に発生した微小き裂は、発生時と同様に微視組織の影響を受け、高速伝ばと低速伝ばもしくは停留を繰り返すランダムな伝ば挙動を示す（「微小き裂伝ばのランダム性」）。

②微小き裂の伝ばは不連続的（discrete）である。すなわち、粒界三重点間の伝ばは速やかに起こり、その伝ば期間は、き裂先端が粒界三重点に達して停留する期間よりも極めて短い（「き裂伝ばのdiscrete性」）。

③多数存在するき裂の中で、ある特定の微小き裂が高速で伝ばするとは限らず、一本のき裂に関してもランダムな伝ば挙動を示す。したがって、クリープもしくはクリープ疲労による粒界の破壊（き裂発生、伝ば）が破壊駆動力と破壊抵抗値の大小関係により決定されると考えた場合、ある特定の位置に存在するき裂の破壊駆動力が常に大きいのではなく、同じき裂であっても、その先端に隣接する粒界の破壊抵抗値の大きさにより伝ば速度がばらつくと解釈できる。

④他の大きなき裂の「応力緩和域（き裂の両先端を直径とする円形領域）」に存在する小さなき裂は、大きなき裂の応力緩和によりき裂先端の応力集中（伝ば駆動力）が抑制されて伝ば速度が著しく低下する。

⑤微小き裂の伝ば速度に及ぼす圧縮ひずみ速度の効果は小さい。これは、従来の巨視き裂伝ばに関する結果と一致する。ただし、圧縮変形の全く無い一方向引張では、き裂先端の再鋭化が行われないためにき裂先端近傍の応力集中が小さくなり、その結果、伝ば速度は小さくなる。

⑥弱真空中と大気中条件下のき裂伝ば速度分布に大きな差は見られない。これは、き裂伝ばに関する破壊駆動力がき裂発生に関するものよりも高く、高温酸化による酸化膜の粒界破壊を抑制する効果が相対的に小さくなるためであると考えられる。

⑦c-p typeクリープ疲労において、全ひずみ範囲に対する微小き裂伝ば速度の依存性は、巨視き裂伝ばに対する依存性と同様な傾向を示す。これは、微小き裂においてもその平均的な伝ばの駆動力は巨視き裂と同様に破壊力学に基づいて評価できることを示唆している。

⑧微視組織の影響により、ばらつく微小き裂の伝ば速度は、き裂長さの増大すなわ

ち伝ば駆動力の増大とともに巨視き裂伝ば則へと収束していく。本研究で採用したc-p type（全ひずみ範囲1.5%）のクリープ疲労条件下では、き裂長さが約100 μm 以下のものが微小き裂、約100～500 μm までのものが微小き裂から巨視き裂への遷移域にあるき裂、約500 μm 以上のものが巨視き裂とみなせる。この500 μm という値は、本材料の平均結晶粒径（約50 μm ）のおよそ10倍に相当し、微視組織の影響はかなり長いき裂長さになるまで及ぶ。

2・5・3 微小き裂の合体

クリープ疲労条件下では、多数の粒界き裂が発生するために、それらの伝ばは複数回の合体を伴う。その合体挙動は以下のように要約できる。

①き裂が多数分布する条件においても、近隣き裂のき裂先端同志が互いに強く引き合って合体するような例は見られない。これは、き裂先端同志の力学的な干渉が小さいことを示し、微小き裂の合体のほとんどは偶発的に生じている。

②合体直前と合体直後の伝ば速度分布には大きな差は見られない。これは、き裂合体直前の加速効果および合体直後の減速効果が顕著ではないことを示す。しかし、合体直後のき裂もその表面き裂長さに見合った伝ば速度で伝ばするため、破損寿命に及ぼす合体の影響は無視できない。

以上、実際の観測結果に基づき、クリープ（一方向引張）およびクリープ疲労微小き裂挙動の特徴についてき裂発生、伝ば、合体という挙動別にまとめた。これらの観測結果およびそれに基づく総合的な検討は、高温機器等の寿命・余寿命評価の高信頼性化に大きく寄与すると考えられる。しかし、微小き裂の発生・伝ば挙動は、温度、ひずみ波形、ひずみ範囲、雰囲気等の実験条件、および、結晶粒界長さや角度の分布等で表される結晶粒界の幾何学的な性質、着目すべき破壊（クリープ、疲労等）に対する結晶粒界（もしくは結晶粒）の強度の分布等の影響を強く受け、また、合体挙動は、以前に発生・伝ばしたき裂のその時点での分布状態とその時に与えられる破壊駆

動力の双方により決定される。したがって、寿命・余寿命評価に本研究にて得られた様々な観測結果を総合的に用いることは決して容易ではない。次章では、以上のクリープ疲労破壊のプロセス全体にわたる考察結果を基にクリープ疲労微小き裂に関する一つのモデルを提案し、本モデルに基づき数値シミュレーションを行う。

参考文献 (第2章)

- (1) T-J Chuang, K. I. Kagawa, J. R. Rice and L. B. Sills: Non Equilibrium Models for Diffusive Cavitation of Grain Interfaces, *Acta Metallurgica*, Vol. 27, pp. 265-284(1979).
- (2) G. M. Pharr and W. D. Nix: A Numerical Study of Cavity Growth Controlled by Surface Diffusion, *Acta Metallurgica*, Vol. 27, pp. 1615-1631(1979).
- (3) I-W. Chen and A. S. Argon: Diffusive Growth of Grain-Boundary Cavities, *Acta Metallurgica*, Vol. 29, pp. 1759-1768(1981).
- (4) M. D. Thouless, C. H. Hsueh and A. G. Evans: A Damage Model of Creep Crack Growth in Polycrystals, *Acta Metallurgica*, Vol. 31, pp. 1675-1687(1983).
- (5) 堀内良, 大塚正久: 高温破壊の機構, 日本金属学会会報, 第22巻, pp. 293-301(1983).
- (6) D. Hull and D. E. Rimmer: The Growth of Grain-Boundary Voids under Stress, *Philosophical Magazine*, Vol. 4, pp. 673-687(1959).
- (7) 田中啓介: 微小疲労き裂の伝ば, 材料, 第33巻, pp. 961-972(1984).
- (8) 宇佐美三郎, 福田嘉男, 志田茂: SUS304鋼平滑材の疲労と高温酸化の相互作用下における微小き裂の発生と進展, 材料, 第33巻, pp. 685-691(1984).
- (9) 大谷隆一, 木南俊哉, 坂本浩之: 304ステンレス鋼の高温クリープ疲労における微小き裂に伝ば, 日本機械学会論文集(A編), 第52巻, pp. 1824-1830(1986).
- (10) 岡崎正和, 遠藤友大, 矢田敏夫, 小泉堯: SUS304鋼のクリープ・疲労条件下の高温低サイクル疲労における微小表面き裂の進展挙動, 材料, 第36巻, pp. 1232-1238(1987).
- (11) 例えば, 大路清嗣, 小倉敬二, 久保司郎: 弾塑性破壊力学の現状と将来(1)~(4) - J積分を中心として -, 機械の研究, 第30巻, pp. 1133-1138, 1269-1275, 1382-1388(1978), 第31巻, pp. 26-31(1979).

- (12) 大路清嗣, 小倉敬二, 久保司郎, 片田康行, 勝原利明, 岩永憲幸: 相似系列の深いき裂試験片および浅いき裂試験片によるクリープき裂成長速度の支配力学因子の検討, 日本機械学会論文集(A編), 第45巻, pp. 550-558(1979).
- (13) S. Taira, R. Ohtani and T. Kitamura: Application of J-Integral to High-Temperature Crack Propagation Part I-Creep Crack Propagation, Trans. ASME, Journal of Engineering Materials and Technology, Vol. 101, pp. 154-161(1979).
- (14) 平修二, 大谷隆一, 清水良亮, 北村隆行, 柏木隆文: 板幅の広い薄鋼板中央き裂材によるクリープき裂伝ば支配力学量の検討, 日本機械学会論文集(A編), 第46巻, pp. 468-476(1980).
- (15) 平修二, 大谷隆一, 北村隆行, 山田勝彦: クリープ・疲労重畳下のき裂伝ばに関するJ積分による検討, 材料, 第28巻, pp. 414-420(1979).
- (16) 平修二, 大谷隆一, 米倉隆行, 長田守弘, 北村隆行: 高温における時間依存性疲労き裂伝ば, 日本機械学会論文集(A編), 第46巻, pp. 861-869(1982).
- (17) 大路清嗣, 小倉敬二, 久保司郎, 齊藤英文, 福本雅弘: SUS304鋼を用いたクリープ・疲労相互作用下のき裂伝ば実験, 材料, 第33巻, pp. 145-151(1984).
- (18) 小寺沢良一, 森時彦, 中井友充: 疲労・クリープ条件下のき裂伝ばとフラクトグラフィ, 材料, 第29巻, pp. 592-598(1980).
- (19) 岡崎正和, 白岩不二男, 服部一郎, 小泉堯: SUS304鋼の高温低サイクル疲労き裂の進展に及ぼすひずみ波形の影響, 材料, 第32巻, pp. 645-650(1983).
- (20) 桑原和夫, 新田明人, 北村隆行: SUS304鋼および Ni-Mo-V鋼の高温低サイクル疲労き裂伝ば特性と破壊形態: 材料, 第33巻, pp. 338-344(1984).
- (21) 例えば, "Standard Test Method for Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials," ANSI/ASTM E399-78.
- (22) 山田敏郎, 星出敏彦, 藤村哲, 真鍋雅信: 中炭素鋼の平滑材塑性疲労における表面き裂伝ば解析に基づく寿命則の検討, 日本機械学会論文集(A編), 第49巻, pp. 441-451(1983).
- (23) 村上敬宜, 原田昭治, 谷石彦文, 福島良博, 遠藤達雄: 微小き裂の伝ば則, 低

- サイクル疲労法則およびマイナー則成立の相互関係について, 日本機械学会論文集(A編), 第49巻, pp. 1411-1419(1983).
- (24) 例えば, 日本鉄鋼協会高温強度研究委員会: 「ひずみ範囲分割による18Cr-8Ni鋼の高温低サイクル疲労特性の検討」, 日本鉄鋼協会, pp. 134(1981).
- (25) 大谷隆一: 高温におけるクリープおよび疲労, 鉄と鋼, 第66年, pp. 2106-2118(1980).
- (26) 平修二, 藤野宗昭, 吉田稔: SUS304鋼の高温低サイクル疲労および熱疲労における粒界すべり, 材料, 第27巻, pp. 447-453(1978).
- (27) 大谷隆一, 山田勝彦, 柏木隆文, 松原弘明: 304ステンレス鋼の高温低サイクル疲労き裂伝ば, 日本機械学会論文集(A編), 第48巻, pp. 1378-1390(1982).
- (28) L. F. Coffin, Jr.: Fatigue at High Temperature, ASTM STP 520, pp. 5-34(1973).
- (29) 平川賢爾, 時政勝行: SUS304鋼の高温疲労特性に及ぼすふん囲気の影響, 材料, 第28巻, pp. 386-392(1979).
- (30) 森下正樹, 朝田泰英, 三橋俊作: 超高真空中におけるSUS304鋼のクリープ疲労相互作用, 日本機械学会論文集(A編), 第51巻, pp. 307-317(1985).
- (31) 大谷隆一, 木南俊哉, 村山英明, 渡部哲也: SUS304鋼の高温低サイクル疲労における微小き裂の発生と初期成長の観察, 材料, 第36巻, pp. 974-979(1987).
- (32) C. F. Shih and J. W. Hutchinson: Fully Plastic Solutions and Large Scale Yielding Estimates for Plane Stress Crack Problems, Trans. ASME, Series H, Vol. 98, pp. 289-295(1976).
- (33) 大谷隆一, 奥野道雄, 清水良亮: 316ステンレス鋼平滑材の高温クリープにおける表面粒界微小き裂の成長, 材料, 第31巻, pp. 505-509(1982).
- (34) S. Suresh and R. O. Ritchie: Propagation of Short Fatigue Cracks, International Metals Reviews, Vol. 29, pp. 445-476(1984).
- (35) 桜井茂雄, 宇佐美三郎, 梅沢貞夫, 宮田寛: SUS316鋼平滑材のクリープ疲労下における微小き裂の分布と進展挙動に基づく余寿命評価法, 材料, 第35巻,

pp. 170-175(1986).

(36)野中勇, 北川正樹, 馬木秀雄: ボイラ管寄スタブのクリープ疲労損傷計測のための基礎的検討, 日本材料学会第29回高温強度シンポジウム前刷集, pp. 91-95(1991).

(37)飯塚尚樹, 山田雅也, 大谷隆一, 北村隆行: 圧縮クリープによる内部損傷の治癒効果, 日本機械学会関西学生会卒業研究発表講演会講演前刷集, pp. 68(1992).

(38)日本金属学会編: 「金属便覧」, 丸善, pp. 288(1990).

(39)大谷隆一, 中山忍, 平智之: 304ステンレス鋼のクリープ微小き裂の伝ばに関するクリープJ積分の適用可能性について, 材料, 第33巻, pp. 590-595(1984).

3. クリープ疲労微小き裂に関する

数値シミュレーション

- 3・1 はじめに
- 3・2 粒界破壊抵抗分布モデル
- 3・3 一次元シミュレーション
- 3・4 三次元シミュレーション
- 3・5 微小き裂から巨視き裂に至るまでのき裂伝ばシミュレーション
- 3・6 破壊プロセスと破損寿命に関する検討
- 3・7 数値シミュレーションを援用した実機の余寿命診断方法
- 3・8 まとめ

3・1 はじめに

クリープ疲労微小き裂は、結晶粒界に代表される微視組織の影響を強く受けて場所的・時間的にランダムに発生し、発生後の伝ば速度は大きくばらつき、高速伝ばと停留を不規則に繰り返す。また、微小き裂の伝ば速度は、巨視き裂伝ば則と類似した実験条件依存性を示すが、発生挙動に関しては、圧縮ひずみ速度、ひずみ波形、ひずみ範囲の効果がより顕著であり、発生挙動の実験条件に対する依存性は、伝ば挙動のそれより大きい。これらは、本論文の前章（第2章）にて明らかとなったクリープ疲労微小き裂の性質の一部である。このような複雑な微小き裂の発生・伝ばによりもたらされるクリープ疲労破壊の進行を定量的に解析する有力な力学的手法は、現在のところ、破壊力学と損傷力学のみである。以下に各力学の特徴を簡単に説明し、それぞれの力学をクリープ疲労微小き裂に対して適用する際の問題点を明確化するとともに、本論文で採用するモデルと数値シミュレーションの意義について述べる。

3・1・1 破壊力学の特徴と問題点

破壊力学では、一般に、破壊駆動力の解析に最も重点が置かれ、様々なき裂形状、負荷形式、境界値に対するき裂伝ばの駆動力に関する検討が行われている。例えば、疲労き裂の場合は、伝ば駆動力として応力拡大係数幅 ΔK がよく用いられる。これは、緒論でも述べたように、疲労き裂の伝ば速度 dl/dN が応力拡大係数幅 ΔK と一価関係にある、すなわち、one parameter representationが可能であると言う経験則（Paris則）に基づいている。したがって、破壊力学では、いかなる場合でもこのき裂伝ばの駆動力である ΔK およびその材料の破壊抵抗値を表すとされるParis則が求められればき裂伝ば速度が予測できる。以上は、室温における疲労き裂のようにき裂先

端の降伏域がき裂寸法に比べて小さな場合についての議論である。き裂先端の降伏域が大きく小規模降伏条件(SSY)が満たされないような場合には、この ΔK に代わって弾塑性破壊力学のパラメーターである疲労J積分範囲 ΔJ_f を、材料がクリープ変形(時間依存性の変形)を示すときには、クリープJ積分 J^* あるいはクリープJ積分範囲 ΔJ_c を用いると、低サイクル疲労や静クリープ、クリープ疲労き裂に関してもほぼ同じ手法によりき裂伝ば速度が予測できる。

以上に述べたように破壊力学は、き裂先端の巨視的力学量によってのみそのき裂の挙動が決まるとするところに特徴があり、主として等方性均質材料中に存在する単一き裂を対象としている。したがって、微小き裂のようにき裂長さが結晶粒径と同程度であるために微視組織の影響が強い場合、あるいは、き裂が多数存在し、それらが力学的に相互干渉を及ぼす場合について適用することは困難である。本論文の対象であるクリープ疲労微小き裂は、その両方に該当するため、その挙動について破壊力学的な解析を行うことはほとんど不可能である。ただし、一般に確定値として扱っている破壊抵抗値を確率変数に変えることにより、この微小き裂の確率的な挙動を形式的に表現することはできる^(1, 2)。しかし、その力学的法則が不明であるために、本手法によってそれ以上に詳しく挙動を解析することは望めない。さらに、き裂の発生は、基本的に破壊力学の対象外であるため、き裂発生が破損寿命に強く影響するクリープ疲労破壊に対する適用は困難である。

3・1・2 損傷力学の特徴と問題点

損傷力学では、まず、材料変形の構成式とき裂等の損傷量の発展式を実験結果に基づいて決定する。損傷量(損傷変数 ω)は、損傷の形態・性質に応じてスカラー、ベクトル、あるいは、テンソルにて表現されるが、一般に、損傷量の次元を増やす程実際の損傷の進行状態をよりの確に表現することができる。例えば、テンソルを用いると、材料の異方性やき裂群の配向までを考慮に入れることができる。そして、材料変形の構成式と損傷量の発展式を連成して解くことにより任意の時間、任意の実験条件

における破壊の進行状況や破損までの時間が算出できる。この損傷力学は、クリープ破壊に適用されることが多い。その主な理由は、クリープ条件下では、多数の微小き裂あるいはクリープ・キャビティーが材料内部に均一に発生することが多く、材料内部の損傷量をグローバルに捕らえる損傷力学の性質に良く適合するからである。また、損傷力学では、材料の変形と損傷の発展を連成して解くため、材料のマクロな変形が損傷発展に及ぼす効果、あるいは、損傷累積量が変形に及ぼす影響も評価でき、クリープ破壊では、その効果が比較的顕著に現れる。これも損傷力学の対象としてクリープ破壊が選ばれる理由である。

このように、損傷力学では、材料の損傷量をグローバルに捕らえるため、クリープ疲労におけるような微小き裂の個々の挙動を評価することはできない。また、損傷変数 ω と実際の損傷量(き裂個数、き裂長さ分布、最大き裂長さ等)との関係が明確ではない。したがって、応力、ひずみ等の力学量の依存性、結晶粒界等の材料組織依存性、および、雰囲気等の化学的依存性が異なるき裂発生とき裂伝ばの区別並びにその並行プロセスを一つの変数で表すことは困難であり、しかも、場所的、時間的にばらつきを示すランダムな挙動を表現することも難しい。

3・1・3 提案するモデルの特徴

以上の従来の二種類のアプローチの特徴と問題点を鑑みて、本論文では、クリープ疲労微小き裂に関する一つのモデル(「粒界破壊抵抗分布モデル」)を提案する。本モデルでは、各結晶粒界に、破壊に対する強さを表す破壊抵抗値 R をある分布を持った値で与える。その値 R は、単位繰返し数(または単位時間)毎に各粒界に与えられる破壊駆動力 D に応じて減少していき、零になるとその粒界は破壊する(き裂の発生・伝ば)。したがって、本モデルでは、微視組織によるき裂発生・伝ばの時間的、場所的なランダム性が破壊抵抗値 R および破壊駆動力 D のばらつきで表現される。破壊抵抗値 R のばらつきは、結晶粒界構造に起因する粒界すべりやクリープ・キャビティーに対する結晶粒界強度のばらつき(構造的要因)を代表し、また、破壊駆動力 D の

ばらつきは、結晶粒界の幾何学的なばらつきによって生じる力学量のばらつき（力学的要因）を代表すると考える。このモデルに基づいて数値シミュレーションを実施することによって、まず、個々の微小き裂挙動を事実にも忠実に再現することを試みる。続いて、再現結果とその結果を生み出すために設定した条件に関して定量的検討を行い、微小き裂に関する力学的な法則、それに及ぼす微視組織の影響、従来の確定論的な破壊力学との関係について検討する。この手法は、一種の逆解析的手法（結果から原因を探る方法）であり、最近では、き裂形状や位置の同定にも用いられている手法である⁽⁴⁾。現段階では、複雑な挙動を呈するクリープ疲労微小き裂について破壊力学や損傷力学を用いて純方向的解析を行うことは極めて困難であり、本論文にて用いる逆解析的推定法が、唯一実行可能な解析手法である。

3・2 粒界破壊抵抗分布モデル

3・2・1 モデルの基礎となる実験結果

第2章のオーステナイト系ステンレス鋼SUS304の試験片表面に発生するクリープ疲労微小き裂の発生、伝ば、合体挙動に関する結果を要約すると以下のようになる。

①多数の微小き裂が、試験片表面上で結晶粒界に沿って場所的、時間的にランダムに発生する。

②粒界すべりによるクリープ・キャビティの発生・成長・合体により三重点間の粒界が一様に開口し、ほぼ1粒界ファセット単位のき裂が発生する（discreteなき裂発生）。

③短い粒界にき裂が発生しやすいという傾向はなく、き裂発生の容易さは、き裂が発生しようとしている結晶粒界の長さにはほとんど依存しない。

④発生き裂の角度依存性は強く、ほとんどのき裂は応力軸に垂直な粒界上に優先的に発生する。

⑤き裂密度（単位面積当たりのき裂個数）は、クリープ疲労の初期から中期にかけて繰返し数にほぼ比例して増加する。

⑥このき裂密度の増加率は、1サイクル中の引張ひずみ速度のみならず、圧縮ひずみ速度にも依存し、き裂伝ば速度にはほとんど認められないひずみ波形効果が現れる。また、応力あるいはひずみ範囲の依存性がき裂伝ばに比べて大きい。

⑦発生したき裂の多くは停留する。

⑧発生したき裂に隣接する粒界は、他の粒界よりも破壊しやすく、その粒界の破壊がき裂の伝ばとなる。き裂伝ばもき裂発生と同様に1粒界単位で起こる（discreteなき裂伝ば）。

⑨同じ長さのき裂に対しても、き裂伝ば速度はき裂ごとに大きくばらつく。また、

特定のき裂が常時高速で伝ばすることはなく、寿命後期まで破壊を導く主き裂は不明である。

⑩表面での長さが4.5結晶粒界長さに至ったき裂は、ほとんど停留しなくなり、それ以後は継続して伝ばする。

⑪き裂合体前後のき裂伝ば速度には大きな差が無い。

3・2・2 粒界破壊抵抗分布モデル

前項の実験結果に基づいてクリープ疲労微小き裂に関して以下のモデル化を行う。

①結晶粒界は、実際の観測結果を参考にして数値的に作成する。また、結晶粒界は、実施するシミュレーションの次元に応じて作成する。

②各結晶粒界は、破壊に対する抵抗を意味する値 R を持つ。この R は粒界毎で異なり、全粒界に対してある分布を持った値を与える。この値は、各結晶粒界の粒界すべりあるいはキャビティの発生・成長に対する強さを表すものとする。

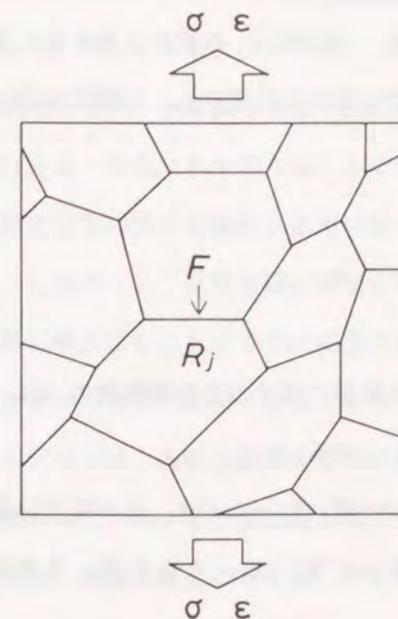
③Fig. 3-2-1(a)に示すように、単位繰返し数毎に各粒界にき裂発生に関する破壊駆動力 F を与える。 F は全粒界に損傷を与えるため、全粒界の破壊抵抗値 R を F ずつ減少させる。各粒界に作用する F の値は、巨視的なクリープ疲労条件および各結晶粒界の幾何学的な性質にのみ依存すると考え、一般には次式で与える。

$$F = F(\theta_{gb}, \sigma, \dot{\epsilon}_c, \dots) \quad (3-2-1)$$

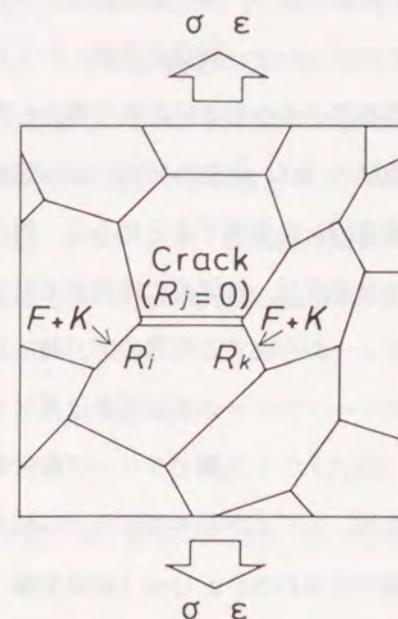
なお、上式中の θ_{gb} 、 σ 、 $\dot{\epsilon}_c$ は、それぞれ結晶粒界の応力軸に対する角度、巨視的な応力、巨視的なクリープひずみ速度である。また、 F は各粒界の破壊抵抗値 R には依存しないと仮定する。

④ある粒界の破壊抵抗値 R が零になったとき、その粒界は破壊し、1結晶粒界長さのき裂が発生する。

⑤き裂が発生した粒界に隣接する粒界の破壊駆動力は、き裂による応力場の強さの



(a) Crack initiation (*i.e.* the fracture of a grain boundary isolated from other fractured grain boundaries).



(b) Crack propagation (*i.e.* the fracture of grain boundaries next to pre-fractured grain boundaries).

Figure 3-2-1 Schematic figures of crack initiation and propagation in the present simulation.

影響を受けて大きくなると考え、き裂発生に関する破壊駆動力 F に加えてき裂伝ばに関する破壊駆動力 K を与える。 K の値は、き裂の大きさを代表するき裂長さ c 、き裂に隣接する結晶粒界の応力軸に対する角度 θ_{gb} 、巨視的な応力 σ およびクリープひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ 。他の関数とする。

$$K = K(c, \theta_{gb}, \sigma, \dot{\epsilon}, \dots) \quad (3-2-2)$$

したがって、き裂に隣接する粒界に対する全破壊駆動力 D は、Fig. 3-2-1(b) に示すように、これらの和 ($= F + K$) となる。

⑥隣接粒界の破壊抵抗値 R が零になったとき、その粒界は破壊し、き裂は伝ばする。

⑦結晶粒界の破壊は速やかに起こる。すなわち、き裂発生および伝ば挙動は discrete である。

上述のように破壊抵抗値 R と破壊駆動力 D を設定することにより、微小き裂の発生・伝ばに関するランダムさの要因のうち、各結晶粒界のキャビティー発生・成長あるいは粒界すべりに対する強さのばらつき（構造的要因）が主として R で表現され、これは、ランダム粒界、対応粒界等で表される結晶粒界構造と密接な関係を持つ値と考えられる⁽⁵⁾。一方、破壊駆動力 D は、各結晶粒界の応力軸に対する角度の違いによる力学量のばらつき（力学的要因）を表現すると考える。例えば、粒界上に存在するクリープ・キャビティーの成長速度は、粒界面に作用する引張応力に強く依存する⁽⁶⁾。したがって、キャビティーが存在する粒界の応力軸に対する角度が異なれば、巨視的応力が等しくてもそのキャビティーの成長速度は異なる。

なお、上述のモデルは、304ステンレス鋼のクリープ疲労微小き裂に関するものであるため粒界破壊に着目したが、モデルの基本単位である結晶粒界を結晶粒に変換することにより、同材料の純疲労すなわち p-p type（高速引張-高速圧縮）ひずみ波形下で観察されるような粒内き裂の発生・伝ば^(7,8)に関するモデルも同様な概念の基に構築できる。

さて、以上の「粒界破壊抵抗分布モデル」は、①モンテカルロ法、②破壊力学、③損傷力学と言う三つの側面を持つ。後述のように、「粒界破壊抵抗分布モデル」に基

づく数値シミュレーションは、コンピューター上で乱数を発生させてモンテカルロ法にて実行する。したがって、本モデルおよびシミュレーションは、確率的な微小き裂の挙動を模擬するのに適しており、き裂長さ分布等の確率的にばらつくデータの取扱いやその解析が容易に行える。また、本モデルは、本章の第3・5節で検討するように、巨視破壊力学が適用できない微小き裂から適用可能な巨視き裂に至るまで広い範囲において有効である。したがって、巨視き裂に関する従来の破壊力学的な検討・解析結果をモデル中に容易に導入することができ、従来の巨視き裂に関する破壊力学的な知見が本シミュレーションで有効に活用できる。さらに、本モデルは損傷力学の側面をも有している。本モデルでは、各結晶粒界の破壊抵抗値が、その粒界に与えられる破壊駆動力に応じて減少していき、その抵抗値が零になったときその粒界は破壊するとしている。この概念は、損傷変数 ω が 1 になったときにその材料全体が破壊すると言う損傷力学と本質的には同じである。ただし、本モデルでは、個々の結晶粒界が異なる損傷変数（破壊抵抗値）を有しており、これは、き裂先端のような局所領域に損傷力学を適用する手法であるローカル・アプローチを全結晶粒界について行うことも解釈できる。しかし、「粒界破壊抵抗分布モデル」に基づくシミュレーションでは、個々のき裂の挙動を追跡し、かつ、材料全体の破壊現象の推移をも把握できるため、き裂長さ分布等の物理的に測定できる量とマクロな損傷力学における損傷変数の対応関係が明確になれば、これにより、従来の連続体損傷力学 (Continuum Damage Mechanics; CDM) と破壊力学 (Fracture Mechanics; FM) を定量的に橋渡しすることができるようになる。

3・2・3 数値シミュレーションの方法

上記のモデルに基づく数値シミュレーションの方法の概略を以下に示す。詳細については、実際にシミュレーションを実施する第3・3節および第3・4節で改めて説明する。

①シミュレーションを行う領域を決定後、その領域内に結晶粒界を数値的に作成す

る。また、この数値的な結晶粒界とエッチング等にて得られる実際の結晶粒界とを比較する。

②作成した結晶粒界の全てに破壊抵抗値 R を与える。 R は、ある分布を有する乱数にて与え、同じ材料の同一温度・環境下におけるクリープ疲労実験のように、実験条件間で破壊機構が同じであると考えられる場合については R の分布を一定とし、実験条件ごとに変化させない。

③各粒界に与える破壊駆動力 D を繰返し数毎に計算し、各々の粒界が有する破壊抵抗値をその粒界に作用する破壊駆動力に相当する量だけ減ずる。

④各粒界の残存破壊抵抗値 R' を計算する。

⑤残存破壊抵抗値が零となった粒界を破壊する。

上述のシミュレーション方法をわかりやすくフロー・チャートにしてFig.3-2-2 に示す。①および②は、シミュレーション実行前の初期条件設定段階であり、き裂発生・伝ばのシミュレーションは、③から⑤の操作を繰り返すことにより実行される。

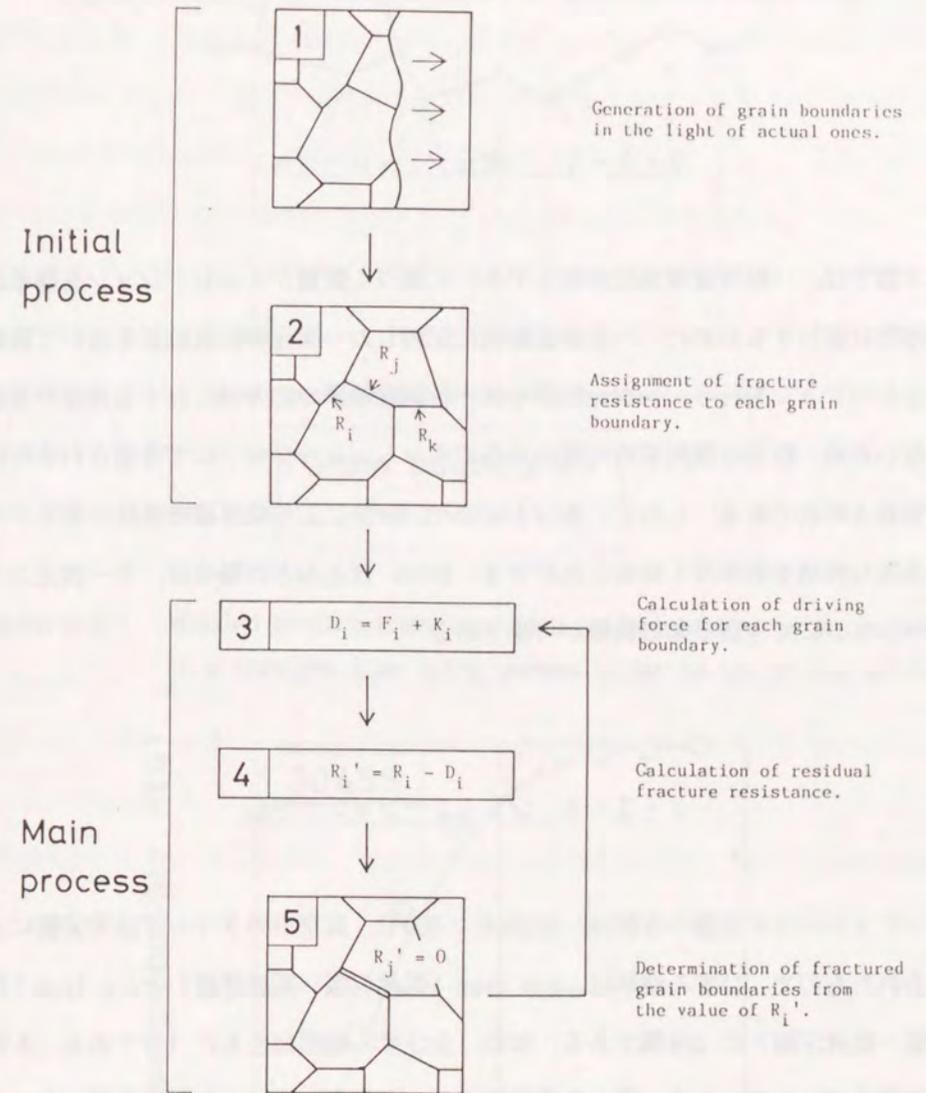


Figure 3-2-2 A flow chart of the simulation. The whole process divides into initial and main processes. The simulation of creep fatigue fracture is carried out in the main process.

3・3 一次元シミュレーション

3・3・1 一次元シミュレーション

本節では、「粒界破壊抵抗分布モデル」に基づく数値シミュレーションを簡単かつ効率的に実行するために、一本の直線状に配列した一次元の結晶粒界を用いて数値シミュレーションを行う。一次元粒界では、各結晶粒界の応力軸に対する角度が考慮されないため、粒界の幾何学的性質のうちで本シミュレーションにて考慮されるのは、粒界長さのみである。しかし、本シミュレーションにより粒界破壊抵抗分布モデルの基本的な性格を効率良く知ることができ、かつ、ほとんどの場合は、本一次元シミュレーションにてき裂挙動の模擬が可能である。

3・3・2 シミュレーションの方法

シミュレートする微小き裂は、SUS304、650°C、真空中のクリープ疲労実験により得られたもので、ひずみ波形は、c-p type（低速引張-高速圧縮）とc-c type（低速引張-低速圧縮）の2種類である。なお、全ひずみ範囲はともに1%である。本実験は真空中で行われたため、微小き裂の観測が、大気中に比べて比較的容易であった。よって、微小き裂の観測結果が、大気中に比べてき裂長さが小さい範囲まで正確に得られている（第2・2・3項参照）。

〔1〕 結晶粒界

用いる結晶粒界は、一本の直線状に配置した一次元粒界である。Fig. 3-3-1 に一次元粒界を模式的に示す。各結晶粒界の長さ分布および作成する本数は、以下の方法で

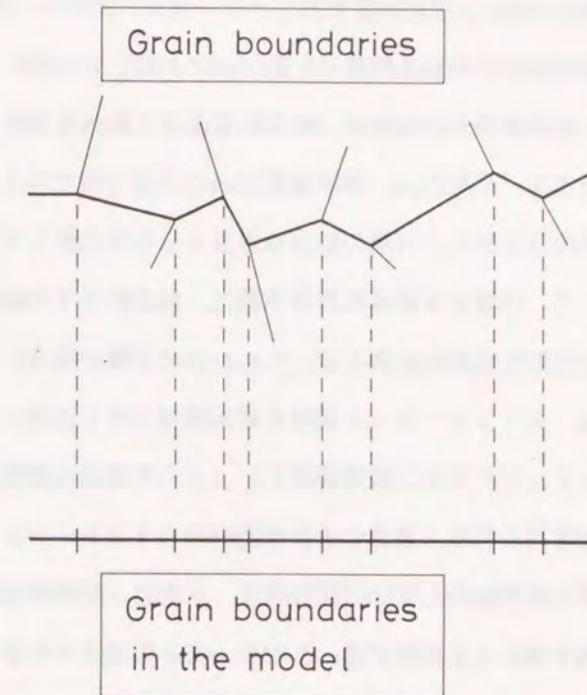


Figure 3-3-1 Modeled grain boundaries. Each grain boundary is projected on a straight line being perpendicular to the stress axis.

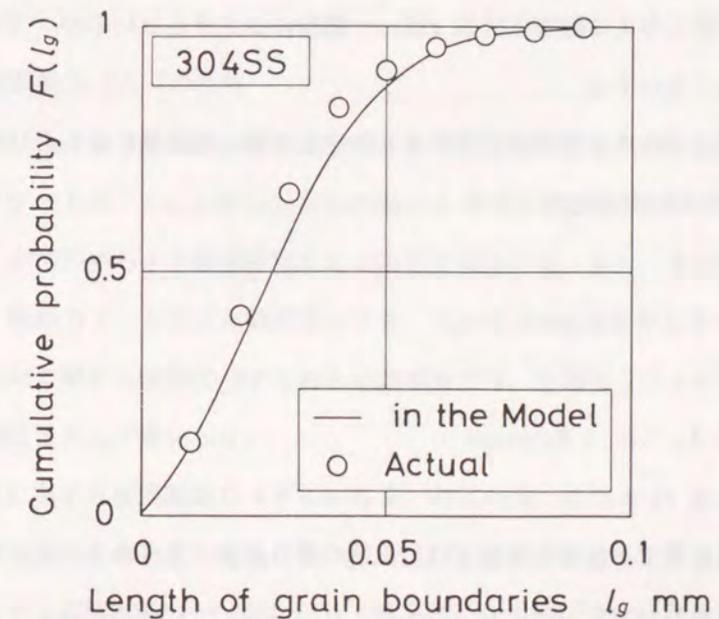


Figure 3-3-2 Distribution of grain boundary length in the model and it is compared with the actual one.

決定した。

供試材であるSUS304の平均結晶粒径は、約50 μm である。ここで、各結晶粒が六角形形状である場合、結晶粒界長さはほぼ2結晶粒界長さに相当する。これより、モデルの結晶粒界長さ分布を、平均25 μm 、標準偏差20 μm の正規分布で与える。Fig. 3-3-2に、作成した結晶粒界の長さ分布と実際の結晶粒界長さ分布を比較して示す。両者は良く一致している。一方、作成する結晶粒界の本数は、結晶粒を平均結晶粒径大の正六角形で近似することにより求めた。例えば、c-p typeの実験の場合、微小き裂観測領域は、2.4 mm^2 である。シミュレーション領域を観測領域と同じ面積に設定すると(粒界本数) = $2 \times (\text{シミュレーション領域面積}) / (\text{正六角形結晶粒の面積})$ より、粒界本数は約2200本と求められる。後述のように実際のシミュレーションは、収束した結果を得るために同じ条件に対して5回ずつ行う。これは、5倍の領域においてシミュレーションを実施することに相当する。したがって、シミュレーション領域の大小は、収束したシミュレーション結果を用いる限り結果に全く影響を及ぼさない。

〔2〕破壊抵抗値と破壊駆動力

各結晶粒界に与える破壊抵抗値 R は、一義的には定まらないので、0～1の一様乱数で与えることにする。

破壊駆動力 D は、き裂発生に関するもの F とき裂伝ばに関するもの K の和で与え、 F と K はそれぞれ次式にて与える。

$$F = F_0 \quad (F_0:\text{const}) \quad (3-3-1)$$

$$K = K_0 \cdot c \quad (K_0:\text{const}) \quad (3-3-2)$$

き裂発生に関する破壊駆動力 F は、上式の通り定数で表されるため、全粒界に対して一定値である。

破壊駆動力 K は、き裂長さに比例した形で与える。これは、微小き裂伝ばに関して、その平均破壊駆動力が巨視き裂伝ば則と同様な形で表されることを仮定している。

前章で得られた微小き裂伝ば速度分布が巨視き裂伝ば則と同様な実験条件依存性を示すという結果は、本仮定と矛盾しない。なお、シミュレーションの方法については前節で説明したが、特に一次元シミュレーションの方法をわかりやすくFig. 3-3-3に模式的に示す。

3・3・3 シミュレーションの結果および考察

〔1〕結果の収束性

き裂密度に関するシミュレーション結果をFig. 3-3-4に示す。図中の M は、シミュレーションの反復回数を表しており、各結果は、領域2.4 mm^2 についてシミュレーションを M 回行ったときの平均結果を表している。図を見ると、 M が1すなわち1回のシミュレーションでも十分に収束した結果が得られており、 M が5になるとばらつきはほとんど無い。したがって、本研究では M を5に設定し、以後、全てのシミュレーション結果は、5回分の実行結果の平均値で表す。

〔2〕破壊駆動力 F と K の性質

破壊駆動力 F と K のき裂密度(単位面積当たりのき裂個数)に及ぼす影響を示したのがFig. 3-3-5である。Fig. 3-3-5(a)からわかるように、き裂発生に関する駆動力 F すなわち F_0 が増加するときき裂密度はそれに応じて増加する。また、き裂密度の増加率 dn/dN は、駆動力 F_0 とほぼ比例関係となる。しかし、Fig. 3-3-5(b)からわかるように、き裂伝ばに関する駆動力 K すなわち定数部分の K_0 を増加してもそれによりき裂密度増加率はほとんど変化しない。

一方、伝ばに関する破壊駆動力 K すなわち K_0 の大小は、式(3-3-2)からわかるようにき裂伝ば速度の大小となって現れる。例えば、定数 K_0 を2倍にすると、同じ長さのき裂に対する破壊駆動力が2倍になり、結果的にき裂伝ば速度は2倍になる。しかし、この駆動力 K は、き裂先端に隣接する粒界にのみ作用することより、き裂発生個数には影響しない。

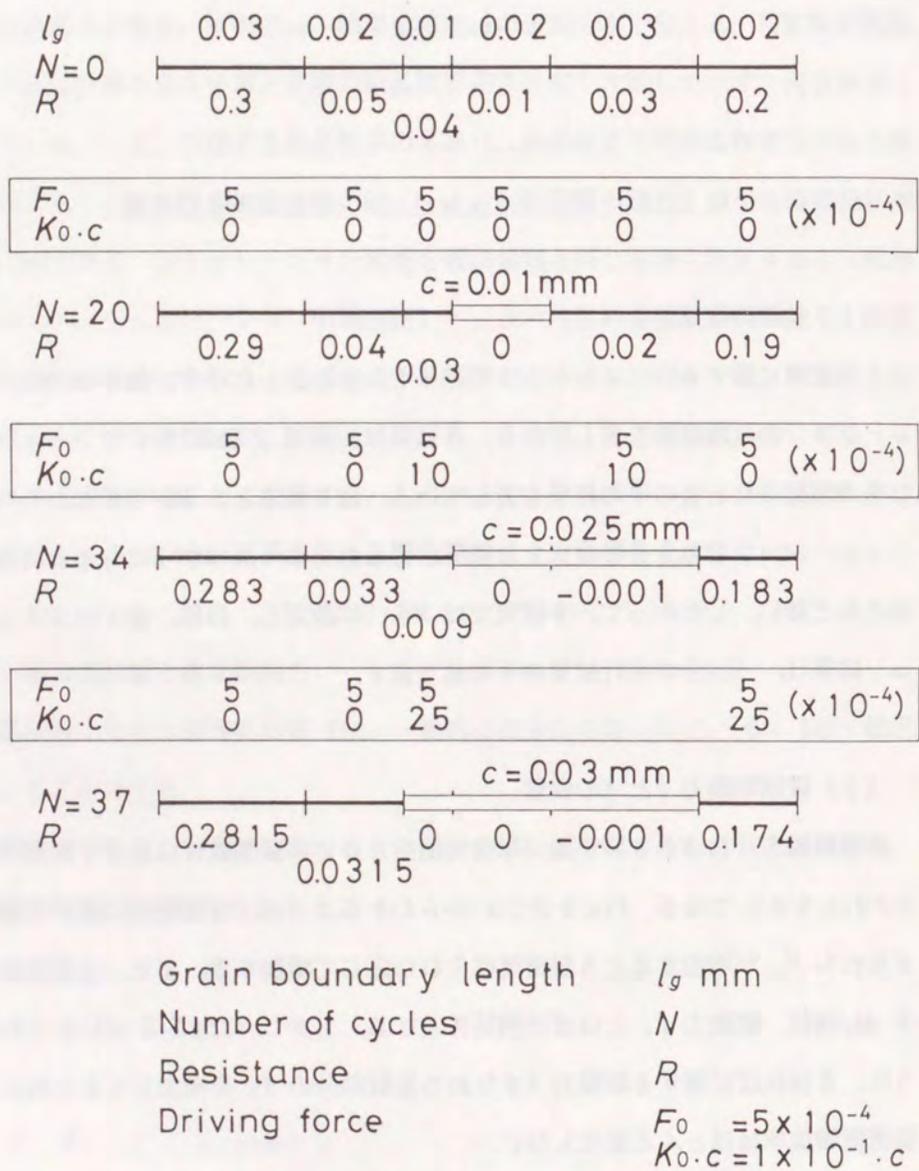


Figure 3-3-3 A schematic figure showing the method of the one-dimensional simulation.

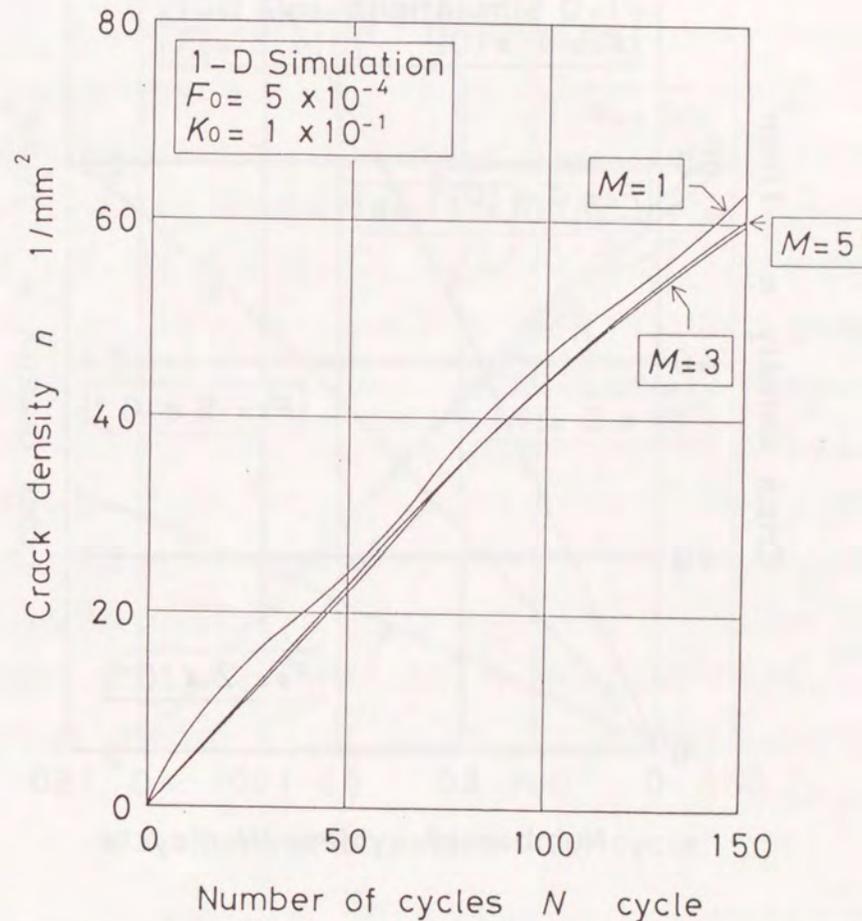


Figure 3-3-4 Convergence of the simulation result on crack density. The value of M is the number of times of the simulation carried out. Each line shows the average of M results.

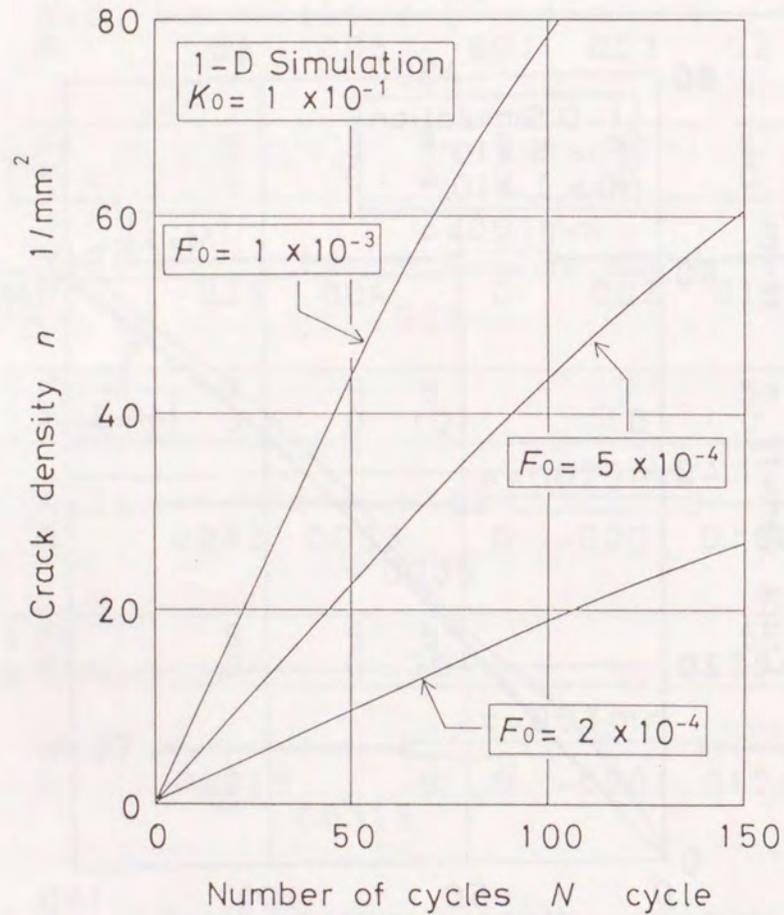
(a) On the value of F_0 .

Figure 3-3-5 Dependence of crack density. The value of F_0 (i.e. a constant of the driving force for crack initiation) much affects crack density. On the other hand, the value of K_0 (i.e. a constant of the driving force for crack propagation) does little.

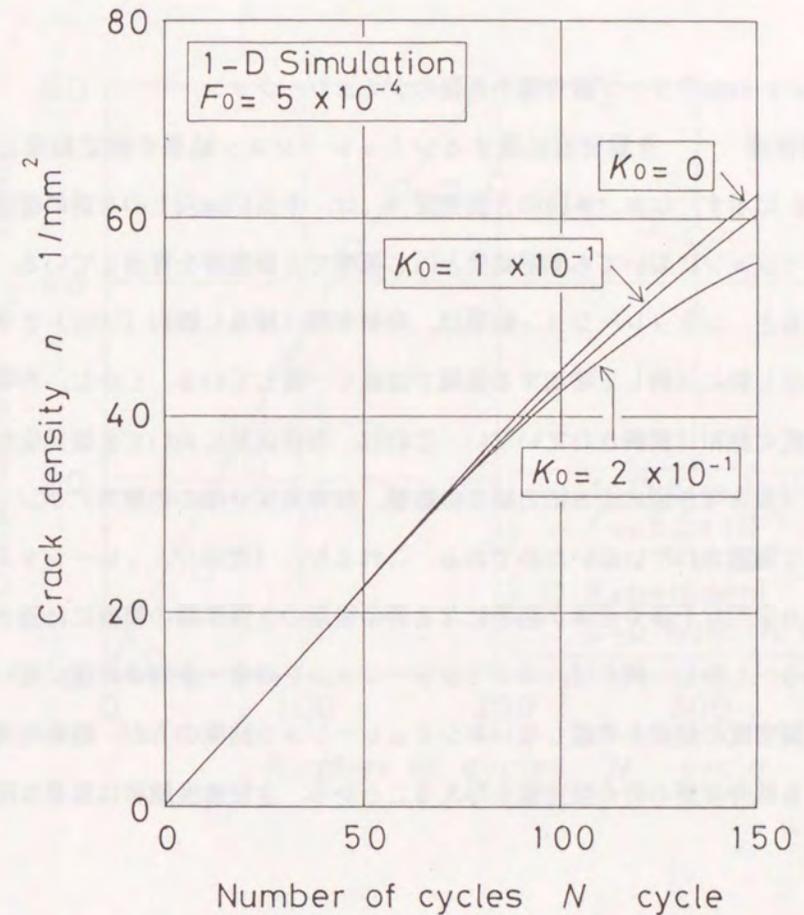
(b) On the value of K_0 .

Figure 3-3-5 continued.

以上の考察結果から、シミュレーションにおいて決定すべき駆動力の定数 F_0 は、き裂密度増加率が実験結果と一致するように設定した。また、駆動力定数 K_0 は、ばらつくき裂伝ば速度から設定するのが容易ではないことから、き裂伝ば速度の時間積分値を近似的に示すき裂長さ分布が観測結果と一致するように決定した。

〔3〕c-p typeクリープ疲労微小き裂のシミュレーション

(1)き裂密度 　　き裂密度に関するシミュレーション結果を測定結果とともに Fig.3-3-6 に示す。なお、本図のき裂密度 n_{10} は、半長 $10\mu\text{m}$ 以上のき裂の密度を表し、シミュレーションにおいても測定結果と同じ基準でき裂密度を算出している。さて、本図を見ると、シミュレーション結果は、寿命中期（繰返し数約 150回）までのき裂密度が繰返し数に比例して増加する領域では良く一致している。しかし、寿命後期でのき裂密度の飽和は模擬されていない。これは、寿命後期においてき裂発生が抑制される効果（大きなき裂による応力緩和の影響、粒界角度分布の影響等）がシミュレーションにて考慮されていないためである。これより、1次元シミュレーションは、き裂同志の力学的な干渉や合体が顕著になる寿命後期のき裂挙動の模擬には適さないことがわかる。しかし、例えば、本シミュレーションを寿命・余寿命評価に用いる場合には、き裂密度の飽和を考慮しない本シミュレーション結果の方が、飽和を考慮した場合よりも低寿命側の寿命推定値を与えることから、き裂密度飽和は重要な問題にはならない。

(2)き裂伝ば速度 Fig.3-3-7 には、繰返し数 125回において伝ばしているき裂の例、Fig.3-3-8 には、停留しているき裂の例を示し、各図の (a)はシミュレーション結果、(b)は実験結果である。なお、き裂伝ば速度 dc/dN は実験結果と同様に次式により算出した。

$$\left. \frac{dc}{dN} \right|_i = \frac{c_{i+1} - c_i}{\Delta N} \quad (3-3-3)$$

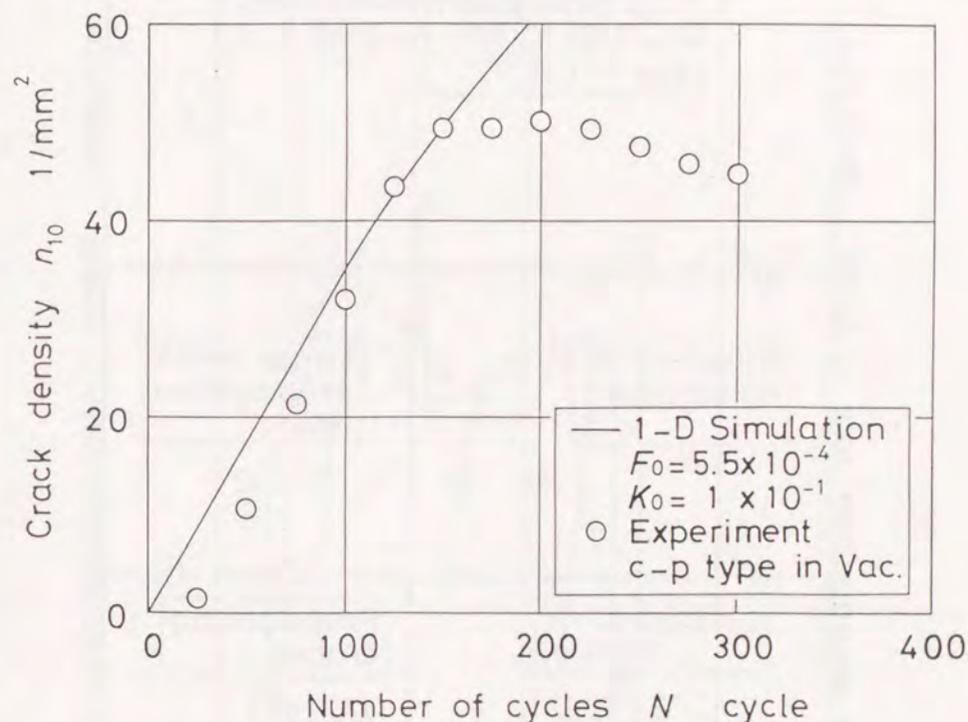
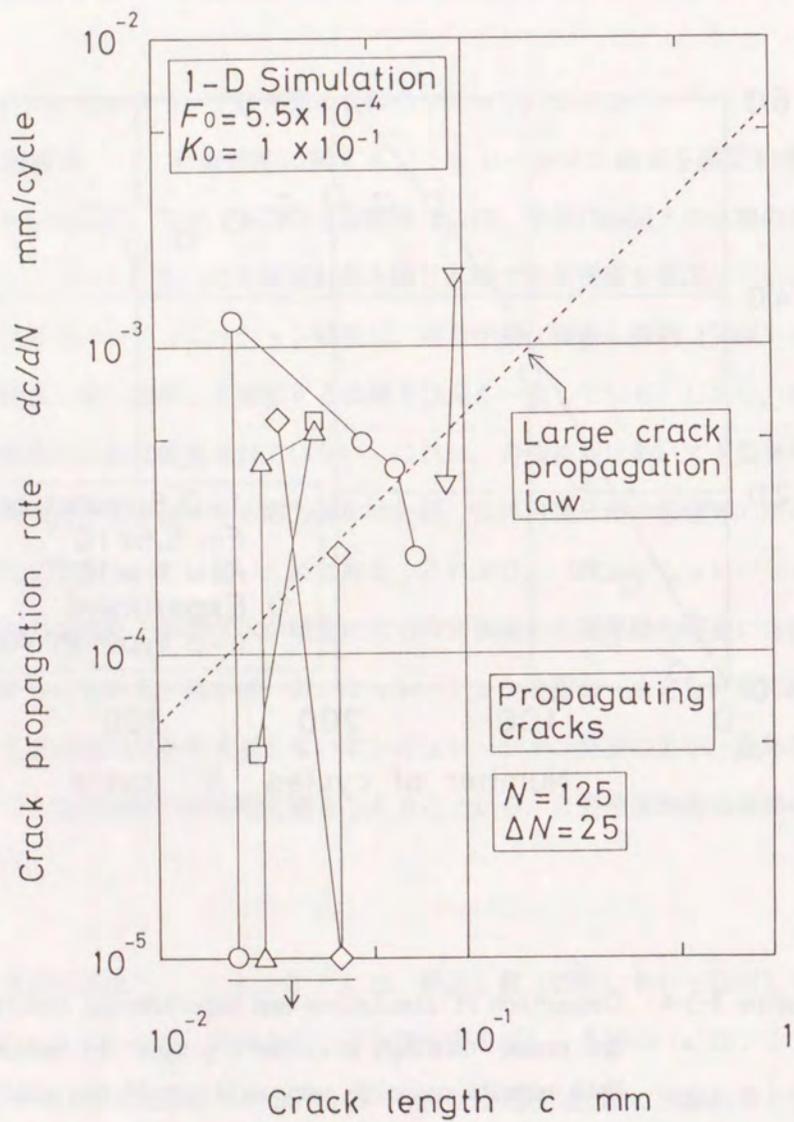
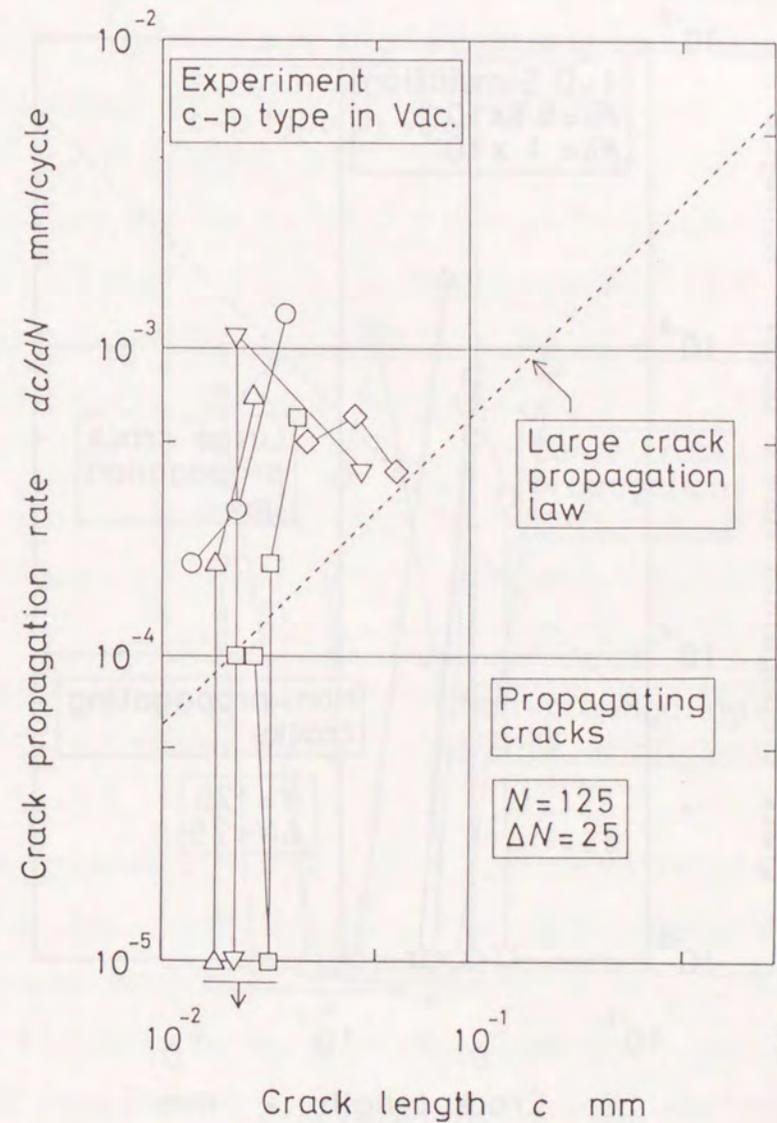


Figure 3-3-6 Comparison of simulation and experimental results on crack density, n_{10} , for c-p type in vacuum. Both results coincide very well until the middle stage of fatigue life of about $N=150$.



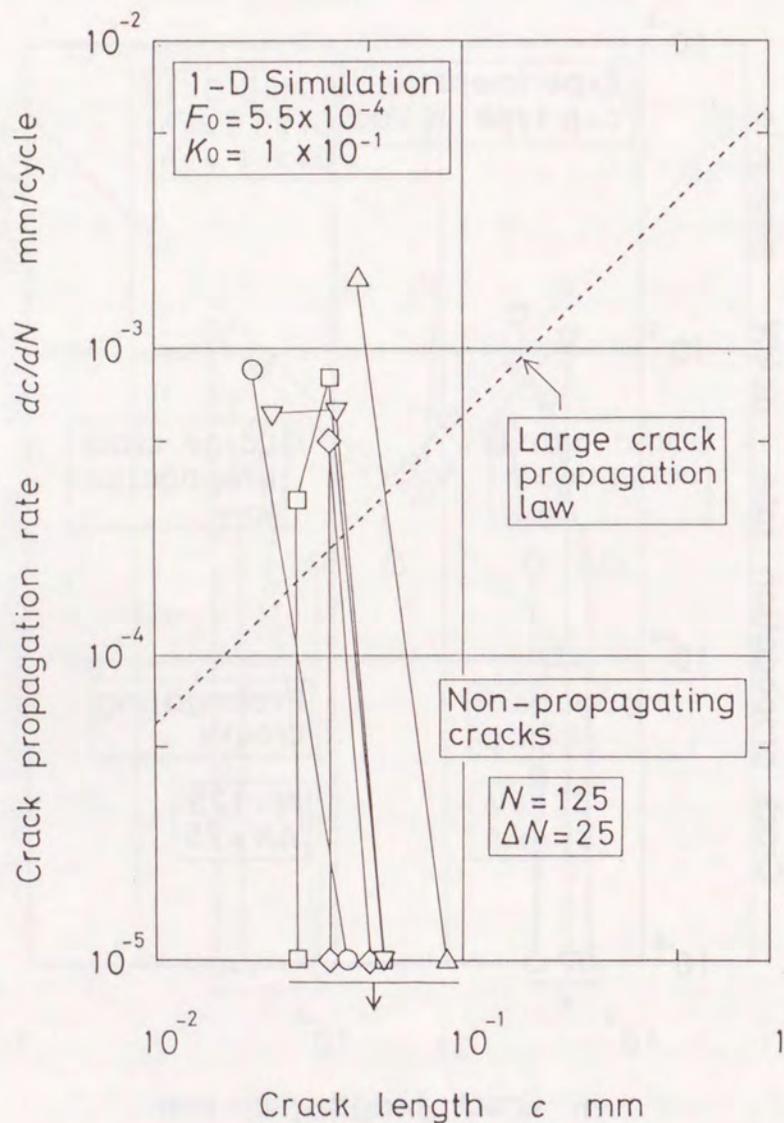
(a) Simulation.

Figure 3-3-7 Behavior of cracks propagating at $N=125$.



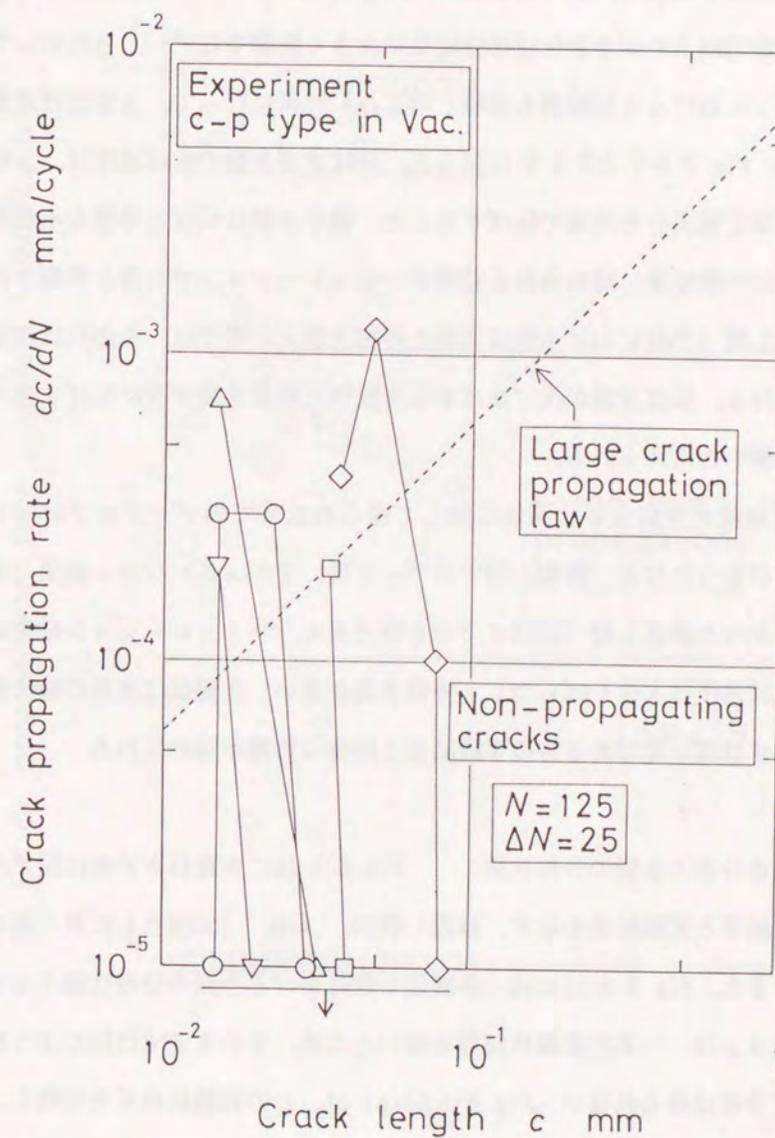
(b) Experiment.

Figure 3-3-7 continued.



(a) Simulation.

Figure 3-3-8 Behavior of cracks arrested at $N=125$.



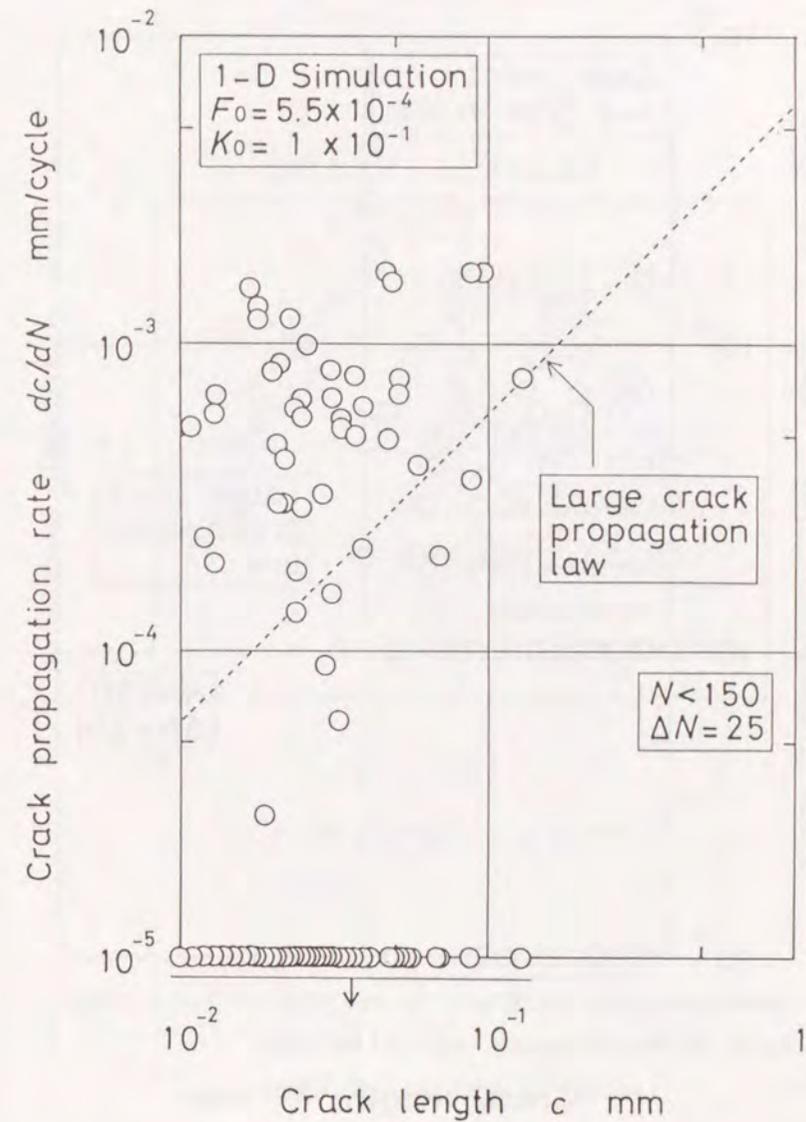
(b) Experiment.

Figure 3-3-8 continued.

上式中の ΔN は、観察間隔繰返し数であり、c-p typeでは25回、c-c typeでは50回である。また、 c_i および c_{i+1} は、 i 番目と $(i+1)$ 番目の中断時に得られたき裂長さであり、上式にて算出される $(dc/dN)_i$ は、き裂長さ c_i と対応させる。クリープ疲労微小き裂や純疲労に見られるように、き裂伝ば速度が確率的に大きくばらつくときは、観察間隔 ΔN がき裂伝ば速度結果に大きく影響する⁽⁹⁾。したがって、シミュレーションにおけるき裂観測も実験と同じ ΔN 回毎に行って、き裂伝ば速度を算出した。さて、Fig.3-3-7と3-3-8に戻ると、伝ばするき裂の伝ば速度は、巨視き裂伝ば則からの推定値よりも高速で伝ばすること、微小き裂は伝ばと停留を不規則に繰り返すこと等の実験結果に認められる特徴がシミュレーションでも良く模擬されている。また、繰返し数125回における伝ばき裂と停留き裂との間では、その伝ば速度履歴に大きな差はなく、伝ばき裂が次に伝ばする可能性と停留き裂が次に伝ばする可能性に大きな差は無いと考えられる。

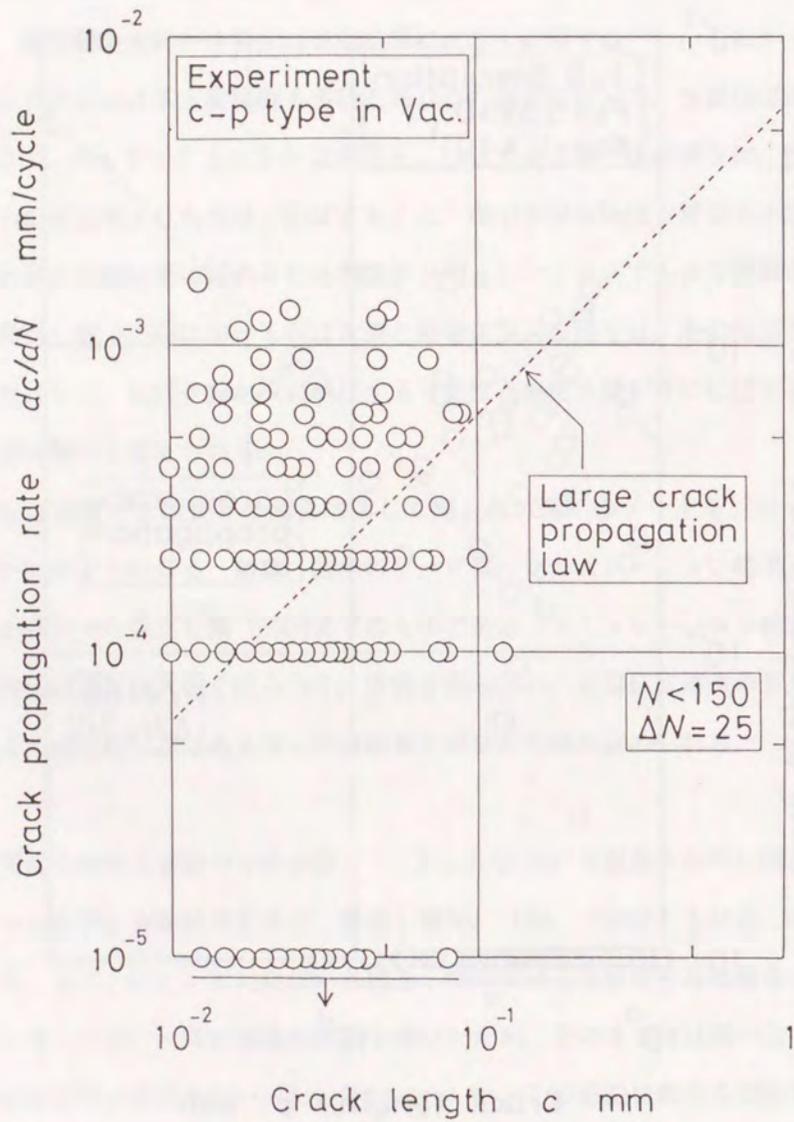
き裂伝ば速度とき裂長さの関係に関して得られた全てのデータをプロットするとFig.3-3-9のようになる。なお、図中のデータは、シミュレーション結果と実験結果の対応が良かった繰返し数150回までのものである。シミュレーション結果においても、き裂伝ば速度は大きくばらつく、停留き裂が多い、き裂伝ば速度の最大値はき裂長さによらずほぼ一定である等の実験結果と同様な特徴が認められる。

(3)き裂長さ分布とき裂の分布状態 Fig.3-3-10にき裂長さ分布に関するシミュレーション結果と実験結果を示す。繰返し数50、100、150回ともに良く両者は一致している。また、Fig.3-3-11には、各繰返し数におけるき裂の分布状態を示す。本シミュレーションは、一本の直線状粒界を用いたため、そのままでは図のようなき裂の二次元的な分布は得られない。Fig.3-3-11(a)は、この直線状粒界を切断し、シミュレーション領域中に平行に並べて示してある。両者の分布状態は良く一致しており、微小き裂のランダムな発生・伝ば挙動が本シミュレーションにおいて良く模擬されている。



(a) Simulation.

Figure 3-3-9 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c , for c-p type in vacuum.



(b) Experiment.

Figure 3-3-9 continued.

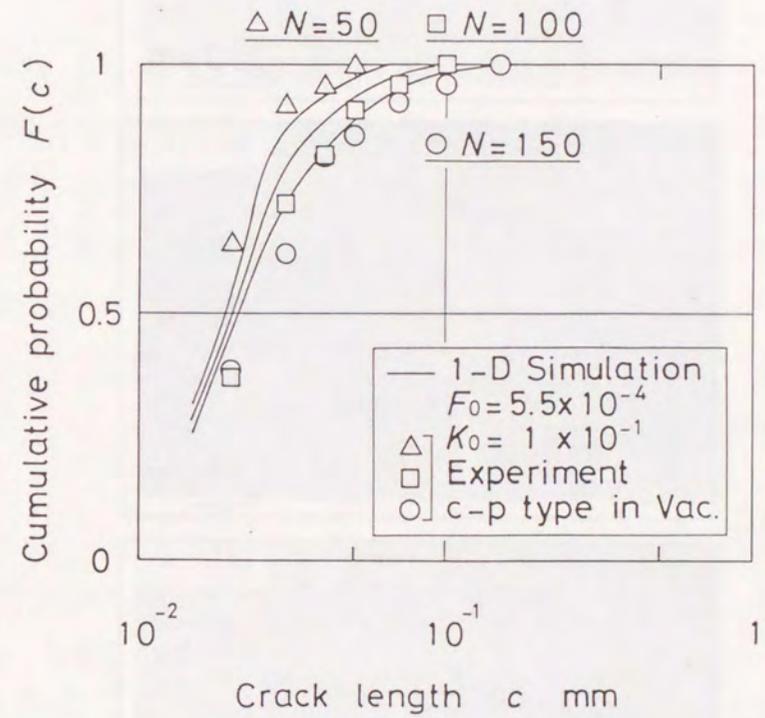
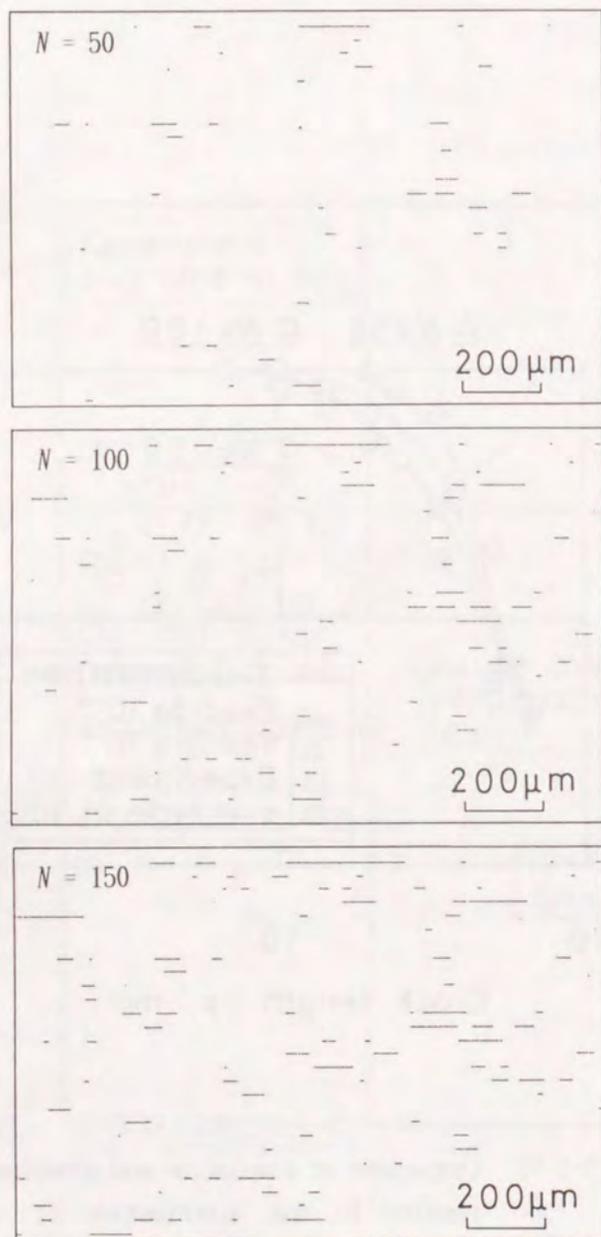
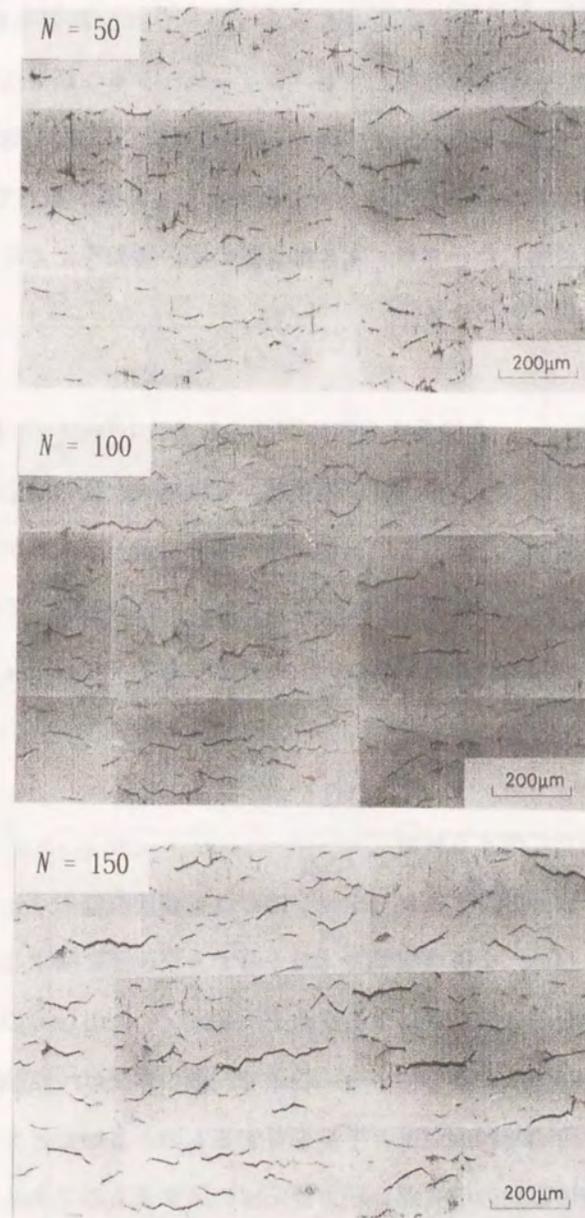


Figure 3-3-10 Comparison of simulation and experimental results on the distribution of crack length for c-p type in vacuum.



(a) Simulation. A line of grain boundaries is cut and arrayed parallel to each other.

Figure 3-3-11 Distribution of small cracks in c-p type in vacuum.



(b) Experiment.

Figure 3-3-11 continued.

〔4〕c-c typeクリープ疲労微小き裂のシミュレーション

(1)き裂密度 き裂密度に関するシミュレーション結果を測定結果とともに Fig. 3-3-12に示す。c-c typeに関しても、シミュレーション結果は寿命中期の約 200 回まで測定結果と一致しており、その後のなだらかなき裂密度の飽和は模擬されていない。寿命の中期以降でシミュレーション結果と測定結果が離れていく理由は、c-p typeに関する項で説明したとおり、大きなき裂の応力緩和等によるき裂発生抑制効果が考慮されていないことによる。

(2)き裂長さ分布 き裂長さ分布に関するシミュレーション結果と実験結果を Fig. 3-3-13に示す。シミュレーション結果は、実験結果と良い対応を示し、繰返し数とともに変化する傾向も一致しているが、分布状態に若干の相違がある。これは、本シミュレーションのdiscrete発生・伝ばの仮定がc-c typeに関しては完全に成り立たず、実際のc-c typeにおけるき裂は、c-p typeよりもやや連続的な伝ばをしているためと考えられる。

〔5〕破壊駆動力に関する検討

ここでは、c-p typeのシミュレーションにおける破壊駆動力 F と K について再び検討する。Fig. 3-3-14に、全破壊駆動力 D のうちき裂伝ばに関する駆動力 K ($= K_0 \cdot c$) の占める割合のき裂長さによる変化を示す。 $c = 0.01$ (mm) のときの割合に注目すると、すでに 0.6以上に達している。ここで、微小き裂は、結晶粒界単位で発生するため、発生した時点で $10\mu\text{m}$ 以上の半長を有するものが多いことを考えると、本図は、発生した時点で破壊駆動力の大部分がき裂伝ばに関するものであることを示している。これは、発生したき裂に隣接する粒界が破壊しやすいという実験結果を支持しており、き裂による応力場の強さの影響がかなり強いことを定量的に示唆している。

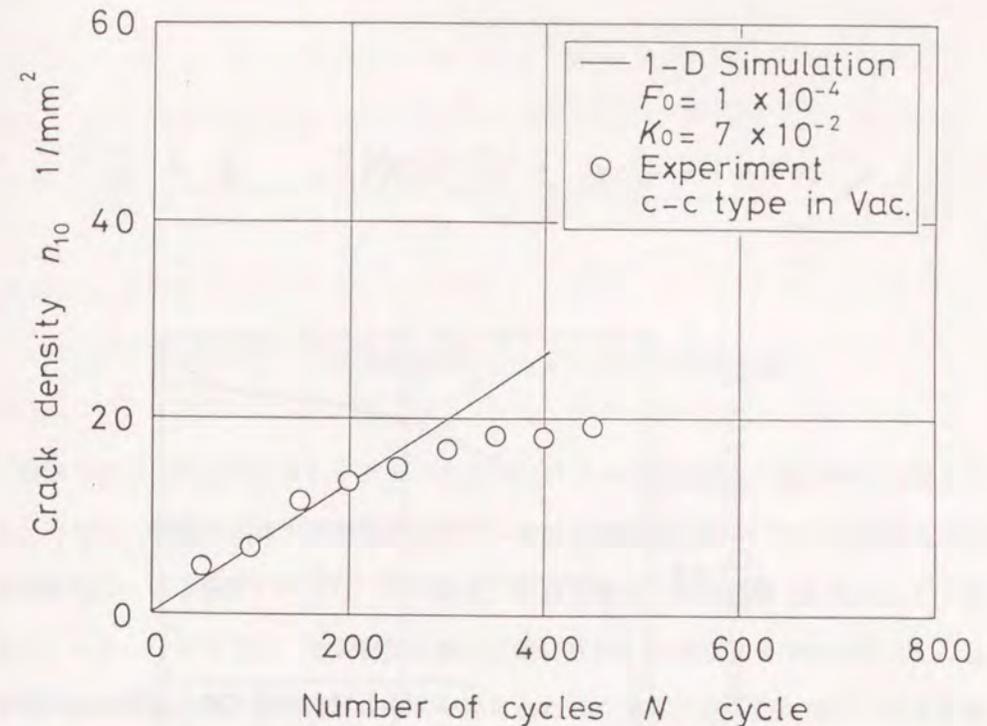


Figure 3-3-12 Comparison of simulation and experimental results on crack density, n_{10} , for c-c type in vacuum.

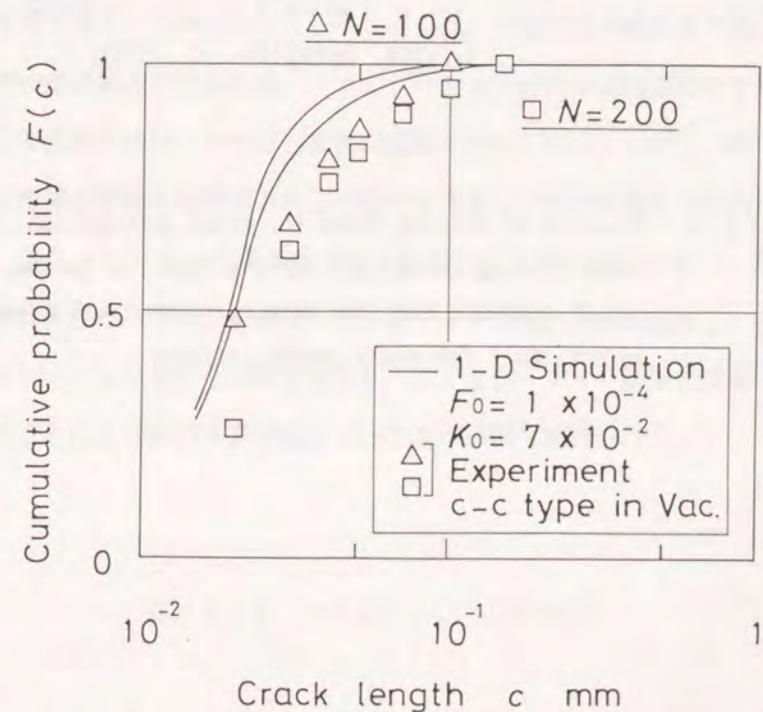


Figure 3-3-13 Comparison of simulation and experimental results on the distribution of crack length for c-c type in vacuum.

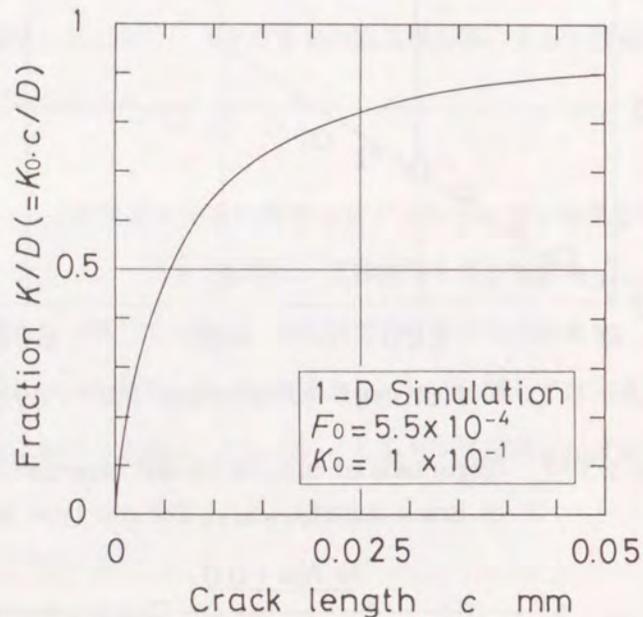


Figure 3-3-14 Fraction of driving force for crack propagation, K , to total driving force, D , for c-p type in vacuum. This result suggests that the stress intensity at crack tips is not small for small cracks, either.

3・4 三次元シミュレーション

3・4・1 モデルおよびシミュレーションの多次元化

前節では、一次元シミュレーションを用いてクリープ疲労微小き裂挙動の模擬をするとともに、破壊抵抗値や破壊駆動力等の「粒界破壊抵抗分布モデル」を構成する基本的要素について検討してきた。その結果、結晶粒界を一本の直線上に配列した一次元シミュレーションでは、き裂密度が繰返し数に比例して増加する寿命初期におけるき裂挙動の模擬に関しては良好な結果が得られたが、発生したき裂が他の大きなき裂の応力緩和等により力学的に相互作用する寿命中期から後期にかけての模擬に関しては、満足いく結果が得られなかった。本シミュレーションを寿命・余寿命評価に用いる場合を考えると、一次元シミュレーションは、き裂密度の飽和を考慮しない分だけ低寿命側の推定値を与えるため、シミュレーション結果の高精度化すなわちシミュレーションの多次元化は、それほど重要な問題にはならない。しかし、微小き裂の発生・伝播の複雑な挙動をき裂間の相互作用をも考慮して寿命後期まで詳細に解析する場合には、シミュレーションを多次元化して実行しなければならない。本節では、「粒界破壊抵抗分布モデル」およびシミュレーションを三次元に拡張し、寿命後期までのシミュレーションを行う方法を提案し、シミュレーション結果と実際の実験結果を比較することにより微小き裂挙動についてより詳細な検討を行う。

3・4・2 シミュレーションの方法

シミュレートする微小き裂は、一次元シミュレーションを行ったものと同じSUS304、650°C、真空中のクリープ疲労実験により得られたもので、ひずみ波形は、c-p type

(低速引張-高速圧縮)とc-c type(低速引張-低速圧縮)である。以下にシミュレーションの方法を結晶粒界, 破壊抵抗値, 破壊駆動力に分けて順に説明する。

〔1〕結晶粒界

(1)核生成・成長モデル 三次元シミュレーションに用いる結晶粒界は, 核生成・成長モデル⁽¹⁰⁻¹²⁾に基づき作成する。なお, 対象とするき裂が表面き裂であることから, 本研究では, 表面結晶粒界ファセット(表面によって切断されている結晶粒界ファセット)のみを作成する。以下に核生成・成長モデルの概要を示す。

- ①結晶核をランダムに配置する。
- ②各々の核は, 核生成時間 P 後に核生成を終了する。
- ③核生成を終了した核は, 等方的に速度 G にて成長する。
- ④成長の途中で他の生成相に出会うと, その方向の結晶粒の成長は停止し, 結晶粒界を形成する。

上述の結晶粒界生成過程をわかりやすくFig.3-4-1に示す。なお, 本モデルは次元から三次元までのどの次元下でも実行できるが, 本論文では, 計算時間を短縮するため, 核生成・成長モデルにて材料表面の結晶粒界を二次元的に作成後(二次元結晶粒界), それらに奥方向の角度を別に与えることにする。これにより表面結晶粒界を三次元的に効率良く作成できる。以下に, まず, 二次元結晶粒界の作成方法について説明する。

(2)二次元結晶粒界の作成方法 核生成・成長モデルに基づく結晶粒界作成シミュレーションを以下に述べる方法にてコンピューター内部で実現し, 二次元結晶粒界を作成する。

- ①核の位置を作成領域内部に一様乱数にて与える。また, 与える核の数は核密度 n_v で与える。
- ②各々の核の生成時間 P は, 核ごとに異なる確率変数とし, 0から P_{max} までの一様乱数で与える。
- ③結晶粒作成領域(1mm×2mm)を小領域(0.01mm×0.01mm)に分割する。

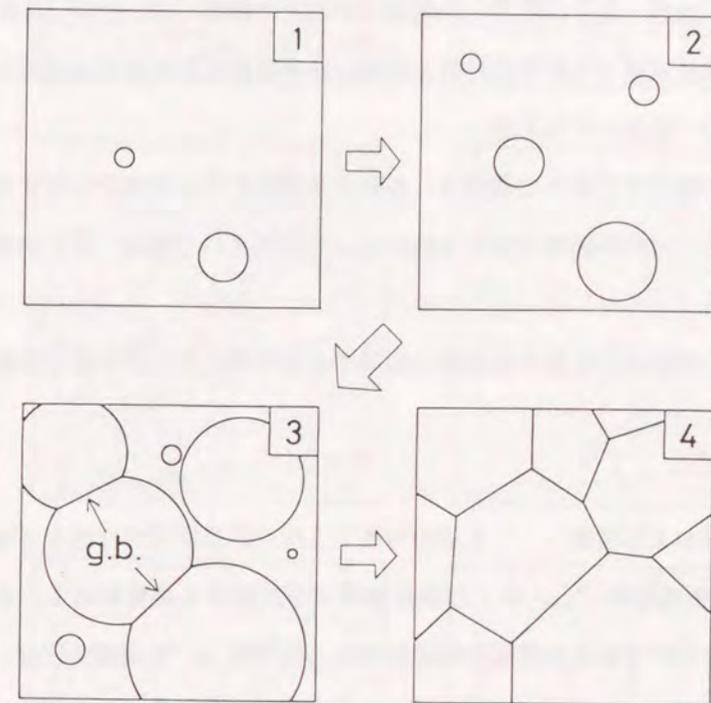


Figure 3-4-1 An isotropic grain growth model.

④ある小領域の中心に核 i が到達するのに要する時間 t_i を次式により求める。

$$t_i = \frac{D_i}{G} + P_i \quad (3-4-1)$$

ここで、 D_i は核 i の生成位置と小領域の中心との距離、 P_i は核 i の生成時間である。また、成長速度 G も核生成時間と同様に確率変数で与えることもできるがここでは簡単のため一定値にて与える。

⑤すべての核の中で最小の時間 t_i を有する核がこの小領域を占有する。

⑥隣接する二つの小領域が異なる核によって占有された場合、その小領域間の境界を粒界とする。

⑦最後に、階段状の粒界を各粒界の両端である粒界三重点間を結ぶ直線状粒界で置き換える。

(3)作成結果および考察 上述の方法で二次元結晶粒界を作成する場合、核密度 n_r 、最大核生成時間 P_{max} および成長速度 G を決定する必要がある。本論文では、材料表面上における結晶粒密度の測定結果から核密度 n_r を 320 (1/mm²) に、また、最大核生成時間 P_{max} を 1 に設定し、成長速度 G のみを任意に変化させた。この場合、 P_{max} に対して G を大きく取り過ぎると、すべての結晶核が生成する以前に早期に生成した結晶粒が全領域を占有するため結晶粒数は減り、各々の結晶粒は大きくなる。これは、核密度を減らすことに相当する。Fig. 3-4-2 に作成結果の例を示す。Fig. 3-4-2 (a) から(c) のそれぞれにおいて左側の図は直線近似前の粒界を示し、右側は三重点間の粒界を直線で近似した直線近似粒界を示す。核成長速度 G を 0.01 から 0.1 へと大きくしていくと、作成される結晶粒が大きくなるのがわかる。特に $G=0.1$ では、未生成の結晶粒が多いため、結晶粒密度は低い。実際の SUS304 の結晶粒界密度は、約 800 (個/mm²) であり、これは、Fig. 3-4-2 における $G=0.02$ の条件に相当する。したがって、ここでは、本条件で作成した二次元結晶粒界を中心に検討する。

Fig. 3-4-3 に、実際の SUS304 の直線近似結晶粒界 (三重点間の粒界を直線で近似し

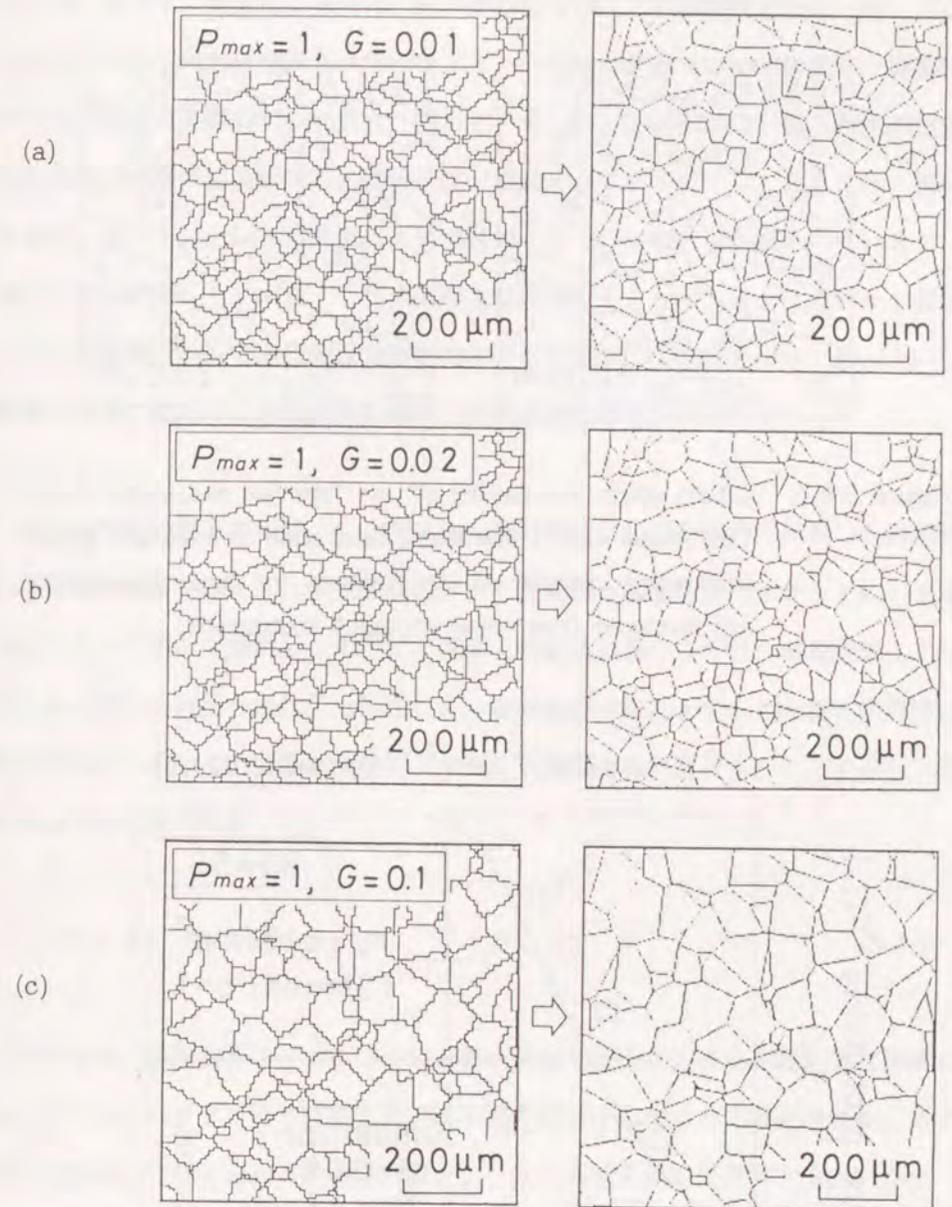


Figure 3-4-2 Two-dimensional grain boundaries obtained by the grain growth simulation. Figures on the right-hand side show straight grain boundaries. They are obtained by replacing each grain boundary by a straight line between adjacent triple points.

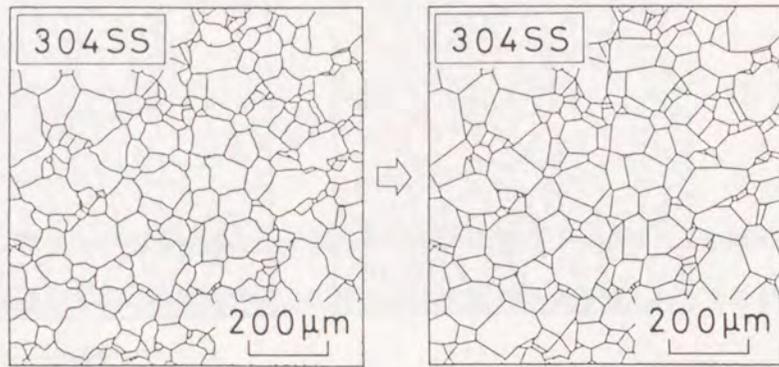


Figure 3-4-3 Actual grain boundaries of a Type 304 stainless steel (left-hand side). The right-hand side is straight grain boundaries. Length and inclination of grain boundaries are measured from these straight boundaries.

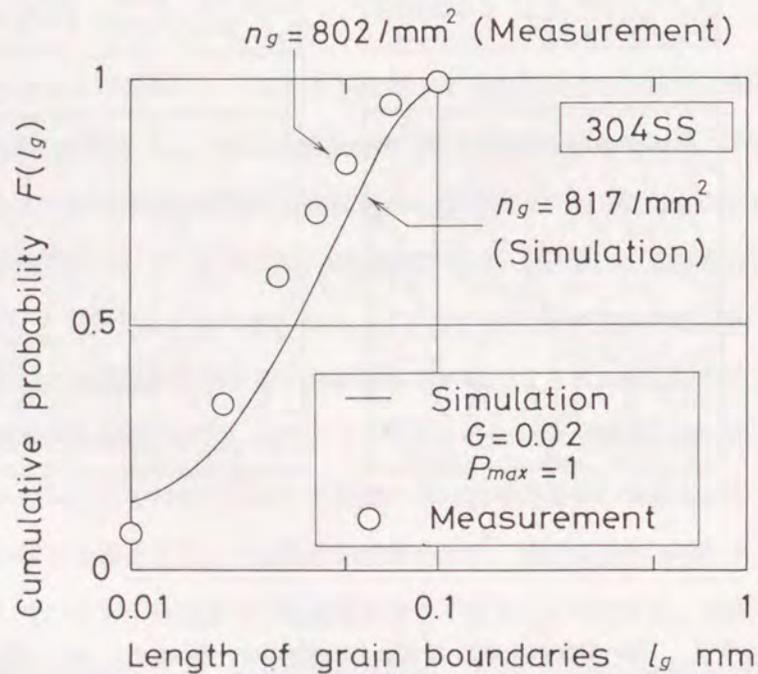


Figure 3-4-4 Comparison of simulated and actual grain boundaries in length.

たもの)を示す。全体的な様相はFig.3-4-2(b)に示した作成粒界と良く一致している。Fig.3-4-4に、両者の粒界長さ分布を示す。シミュレーションにて作成した結晶粒界の長さ分布は、実際のものと同様分布を示す。Fig.3-4-5には、結晶粒界の角度分布を示す。実際の結晶粒界の角度分布は、第2・3・2項にて示したように一様分布である。シミュレーション結果においても同じように一様分布が得られているが、全体的に分布が波打っている。これは、結晶粒作成シミュレーションに用いた小領域の大きさの影響であって本質的な問題ではない。小領域の大きさを小さく取ると、この影響は小さくなるが、逆に作成に要する時間が増加する。

(4)結晶粒界の奥方向角度 次に、上述の方法にて二次元的に作成した結晶粒界に奥方向の角度を与え、二次元結晶粒界を三次元化(表面粒界ファセットに)する。第2・3・2項にて検討したように、表面上の結晶粒界のうちで、ある直線により切断された粒界の角度分布は、対称性から、表面結晶粒界ファセットの奥方向角度の分布に等しい。よって、表面結晶粒界ファセットの奥方向角度を θ_{α}' とすると、その分布は次式で表される。

$$F(\theta_{\alpha}') = \sin \theta_{\alpha}' \tag{3-4-2}$$

したがって、表面粒界ファセットの応力軸に垂直な平面に対する三次元的な角度 $\theta_{\alpha b}$ は、シミュレーションにて作成した二次元結晶粒界から得られる表面角度 θ_{α} および式(3-4-2)にて与えられる奥方向角度 θ_{α}' から次式を用いて計算できる。

$$\theta_{\alpha b} = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1}(\sqrt{\tan^2 \theta_{\alpha} + \tan^2 \theta_{\alpha}'}) \tag{3-4-3}$$

以上の方法で、微小き裂シミュレーションに用いる表面粒界ファセットを1mm×2mmの範囲に三次元的に作成する。なお、この領域は、シミュレーションの対象であるc-p typeクリープ疲労実験の微小き裂観測領域の面積(2.4mm²)にほぼ等しい。

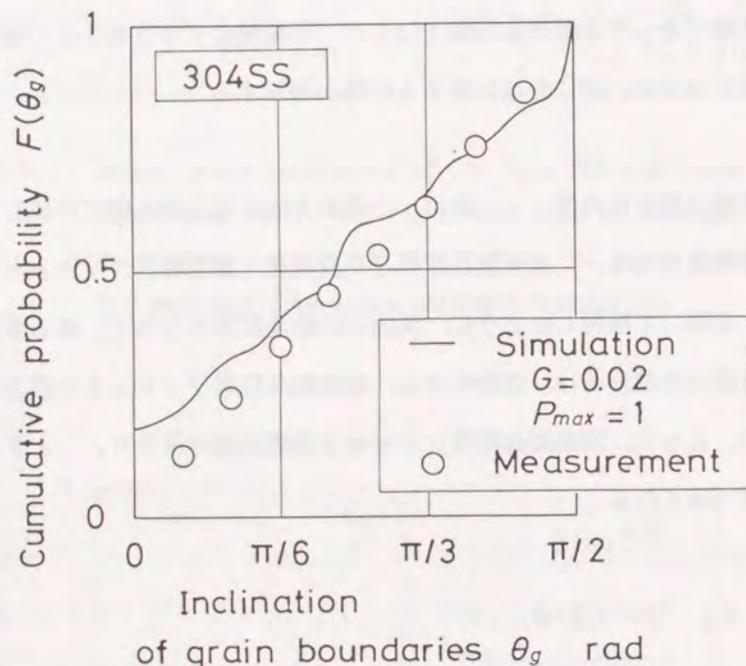


Figure 3-4-5 Comparison of simulated and actual grain boundaries in inclination.

(2) 破壊抵抗値と破壊駆動力

(1)破壊抵抗値 各表面粒界ファセットには、破壊に対する抵抗を表す破壊抵抗値 R を与える。 R は一義的には決定されないため、一次元シミュレーションの場合と同様に 0 から 1 の一様乱数で与える。

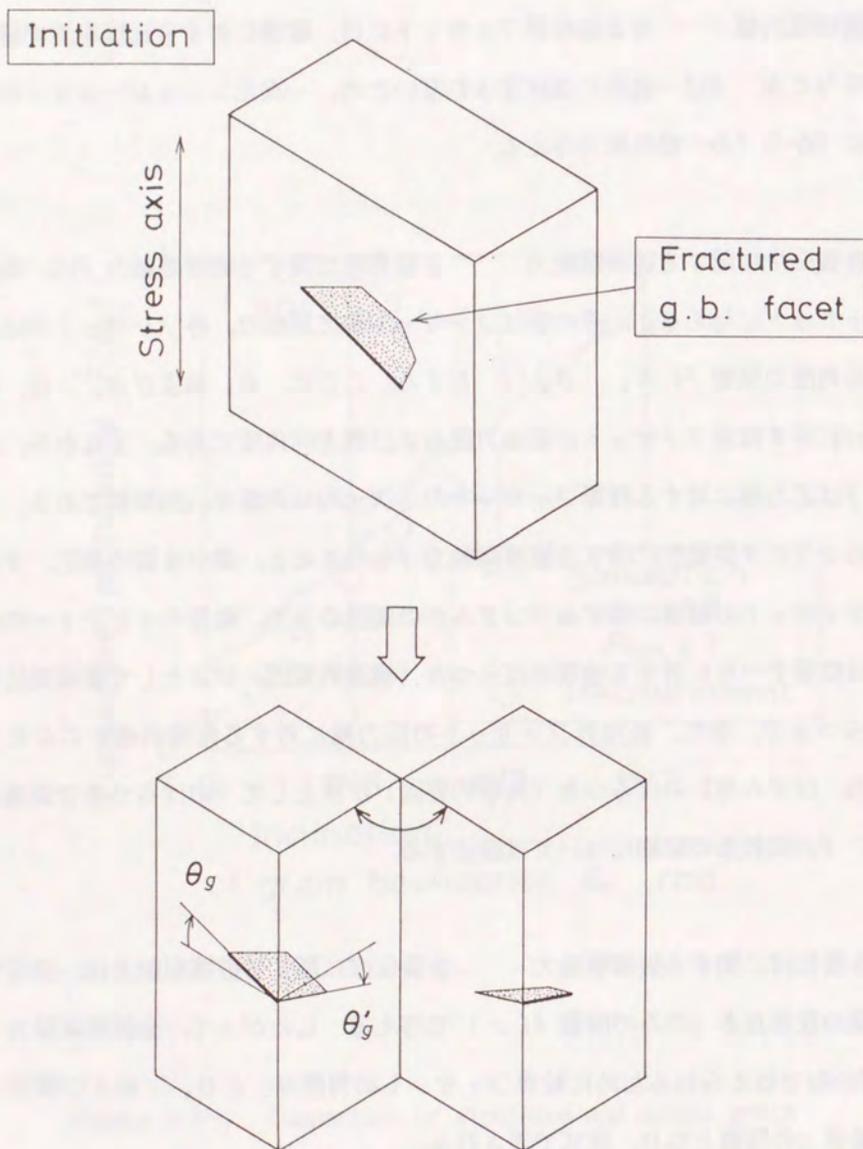
(2)き裂発生に関する破壊駆動力 き裂発生に関する破壊駆動力 F は、全表面粒界ファセットに与えるが、その値はファセット毎で異なり、各ファセットの応力軸に対する角度の関数 $F(\theta_{\alpha}, \theta_{\alpha}')$ とする。ここに、 θ_{α} および θ_{α}' は、Fig. 3-4-6(a) に示す粒界ファセットの表面角度および奥方向角度である。すなわち、破壊駆動力 F は応力軸に対する粒界ファセットの三次元的な角度 $\theta_{\alpha, \beta}$ の関数である。

このようにき裂発生に関する破壊駆動力 F を与えると、微小き裂の発生、すなわち粒界ファセットの破壊に関するランダムさの要因のうち、粒界キャビティの成長あるいは粒界すべりに対する強度のばらつき（構造的要因）が主として破壊抵抗値の R のばらつきで、また、各粒界ファセットの応力軸に対する角度の違いによる力学量（応力、ひずみ等）のばらつき（力学的要因）が主として F のばらつきで表現される。なお、 F の関数形の詳細については後述する。

(3)き裂伝ばに関する破壊駆動力 き裂伝ばに関する破壊駆動力は、隣接する表面き裂の投影長さ c のみの関数 $K(c)$ で与える。したがって、全破壊駆動力 D は、 F と K の和で与えられるために粒界ファセットの角度 θ_{α} と θ_{α}' および隣接するき裂の長さ c の関数となり、次式で表される。

$$D(\theta_{\alpha}, \theta_{\alpha}', c) = F(\theta_{\alpha}, \theta_{\alpha}') + K(c) \quad (3-4-4)$$

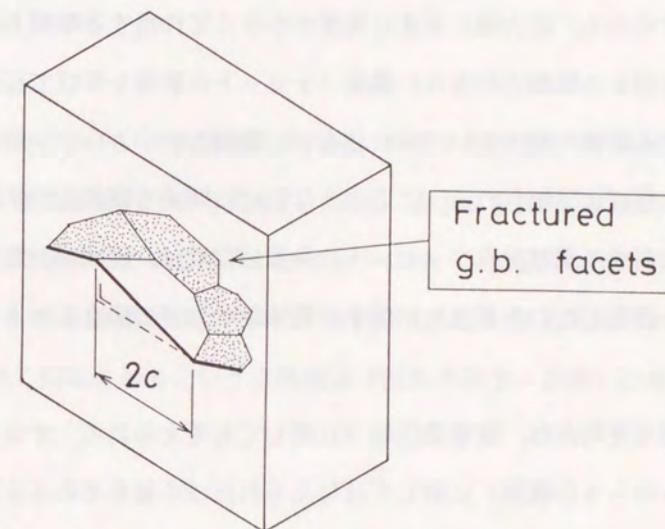
ただし、き裂に隣接していない表面粒界ファセットおよび隣接していても応力軸に対する角度が大きくて伝ば方向に選択されない表面粒界ファセットの破壊駆動力は、 $D(0) = F(\theta_{\alpha}, \theta_{\alpha}')$ とする。したがって、 $K(c)$ は $c=0$ のときに零になる関数



(a) Driving force for crack initiation depends on the angles of grain boundaries θ_g and θ'_g . θ_g and θ'_g are surface and inward angles, respectively.

Figure 3-4-6 Crack initiation and crack propagation in the simulation.

Propagation



(b) Driving force for crack propagation depends on crack length, c .

Figure 3-4-6 continued.

とする。詳細については次項で説明する。

き裂伝ばに関する破壊駆動力 K の値についても、き裂発生に関する破壊駆動力である F と同様に、伝ば方向に存在する複数の結晶粒界ファセットの応力軸に対する角度の影響を粒界ファセット毎に考える必要がある。しかし、表面き裂伝ばの駆動力、換言すると、き裂に隣接する粒界ファセットの破壊に対する駆動力は、Fig. 3-4-6(b) に示すように、その隣接ファセットが複数存在することにより平均化されると考えられる。すなわち、応力軸に対する角度が小さくて作用する駆動力が小さいファセットは、他の作用する駆動力が大きい隣接ファセットの影響を受けて伝ばが促進される。逆に、作用する駆動力が大きいファセットは、駆動力が小さいファセットにより駆動力が低下し、伝ばが抑制される。このような伝ばに関する駆動力の平均化を考慮すると、 K の値に対する隣接粒界ファセットの角度依存性は、破壊の対象となるファセットが一つしか存在しないき裂発生に関する破壊駆動力 F の場合よりも小さくなると考えられる。

同様な平均化は、破壊抵抗値 R に関しても考えられる。すなわち、き裂発生（1粒界ファセットの破壊）に対しては与えられた R の値をそのまま用い、き裂伝ば（複数粒界ファセットの破壊）に対しては R の平均値を用いることは可能である。しかし、本研究では、各表面粒界ファセットの破壊抵抗値をき裂発生用（非平均値）と伝ば用（平均値）に分けてシミュレーションが複雑になり過ぎるのを避けるため、 R に関する平均化は行わない。なお、本手法により良好な模擬結果（実験結果と同様なき裂伝ば速度のばらつき等）が得られることを考慮すると、実際の伝ばに関する破壊抵抗値は、複数の粒界ファセットがき裂先端に隣接していても、完全には平均化されておらず、ある程度のばらつきを有していることがわかる。しかし、破壊駆動力と粒界面での応力やひずみとの関係、あるいは、破壊抵抗値と粒界構造の規則度との関係というシミュレーションにおいて設定する量と実際の物理量との関係が未だ不明である現段階では、破壊抵抗値と破壊駆動力についてそれ以上に定量的に分析することは困難である。

(4)き裂の伝ば方向　　き裂は、き裂先端に隣接する二つの粒界ファセットのうち

で応力軸に対する表面角度が垂直に近いものに沿って伝ばするとする。したがって、き裂伝ばに関する破壊駆動力 $K(c)$ は、応力軸に垂直に近い表面角度 θ_* を有する表面粒界ファセットのみに与える。き裂が伝ばするファセットの選択方法としては、もう一つ、粒界ファセットの応力軸に対する三次元的な角度 θ_{*b} で選択する方法も考えられる。しかし、本論文では、き裂が伝ばする方向（例えば、材料表面では、応力軸に対して垂直な直線方向）に対するファセットの角度をより重視し、本選択方法を採用する。

(5)応力緩和による相互干渉　　応力緩和域内部に存在する表面粒界ファセットには、き裂発生に関する破壊駆動力 F を与えない。また、大きなき裂の応力緩和域内部に存在する小さなき裂に隣接している粒界ファセットには、き裂伝ばに関する駆動力 K を与えない。なお、これらの破壊駆動力に関する制限は、応力緩和域内部においてき裂の発生・伝ばが強く抑制されるという実験結果（前章の第2・3節）に基づいている。

(6)き裂合体　　合体に関するき裂間の相互作用、すなわち、近隣き裂のき裂先端同志の力学的な相互作用は考えない。また、き裂同志が合体したときは、その時点で半円形き裂になるとする。なお、後者の仮定は、合体の直前と直後とでき裂伝ば速度分布に大差が無いという観測結果に基づいている。

〔3〕破壊駆動力 F と K の関数形

き裂発生に関する破壊駆動力 F の関数形は、以下のように決定した。第2章の検討結果より明らかなように、シミュレートするクリープ疲労微小き裂は、応力軸に垂直に近い方向の粒界に優先的に発生する。これより、き裂発生は引張応力（ひずみ）依存性が強いと考えられる。ここで、遠方での軸方向応力を σ 、ある粒界ファセット面に平行な平面に作用する巨視的な垂直応力を σ_n とすると、 σ_n は応力軸に対するファセット面の角度 θ_{*b} の関数、すなわち、ファセットの表面角度 θ_* と奥方向角度 $\theta_{*'}'$ の関数となり、次式で表される。

$$\sigma_n = \frac{\sigma}{\tan^2 \theta_{\kappa} + \tan^2 \theta_{\kappa'} + 1} \quad (3-4-5)$$

また、発生き裂の角度依存性は、この垂直応力の角度依存性よりも強いことが予想されるため、角度依存性の強さを表す値 m を導入して、き裂発生に関する破壊駆動力 F を次式にて与える。

$$F(\theta_{\kappa}, \theta_{\kappa'}) = F_0 \cdot \left[\frac{\sigma_n}{\sigma} \right]^m \quad (3-4-6)$$

ここで、 F_0 および m は、クリープ疲労条件によって定まる定数である。

次に、き裂伝ばに関する破壊駆動力 K の関数形は、以下のように決定した。一般に、クリープの巨視き裂伝ばにおいては、その破壊駆動力がクリープ J 積分 J^* で表される。また、クリープ疲労の巨視き裂伝ばにおいては、その 1 サイクル当たりの破壊駆動力は、クリープ J 積分 J^* の引張半サイクルの時間積分値であるクリープ J 積分範囲 ΔJ_C で表される。したがって、微小き裂においても微視組織の影響が均一化される均質体中にある場合は、き裂伝ばに関する破壊駆動力が、 J^* もしくは ΔJ_C で表されると考えられる。ここで、試験片寸法に比べて小さいき裂に対するクリープ J 積分範囲の評価式として、次式が提案されている^(13, 14)。

$$\Delta J_C = \left\{ \int_0^{\tau} M_1 f(n) \sigma \dot{\epsilon}_c dt \right\} \cdot c \quad (3-4-7)$$

上式中の τ は 1 サイクル中の引張負荷時間、 M_1 はき裂形状と境界条件の補正係数、 $f(n)$ はクリープ指数のみの関数、 c はき裂長さである。ここで、き裂長さ c は、引張半サイクル時間 τ 内では変化（伝ば）しないとして被積分項の外に出している。

このクリープ J 積分範囲に関する検討に基づき、本モデルにおけるき裂伝ばに関する破壊駆動力の関数形を以下のように決定する。

$$K(c) = K_0 \cdot c \quad (3-4-8)$$

ここで、 K_0 はクリープ疲労条件によって定まる定数である。なお、本シミュレーションでは、き裂挙動の模擬を寿命後期まで正確に行うため、1 サイクルの途中でき裂が伝ばして余剰破壊駆動力が生じる場合についても考慮した。余剰破壊駆動力は、き裂長さが長くなり 1 サイクル当たりの破壊駆動力が大きくなる程頻繁に生じる。これについては、本節の第 3・4・4 項の追補で詳しく説明するが、破壊駆動力の与え方に本質的な違いはなく、破壊駆動力 $K(c)$ を常に上式で近似的に与えてもそれほど大きな違いは生じない。

3・4・3 シミュレーションの結果および考察

(1) c-p type クリープ疲労微小き裂のシミュレーション

(1) 設定条件および結果の収束性 c-p type (真空中) クリープ疲労微小き裂のシミュレーションでは、破壊駆動力を表す三つの定数を以下のように設定した。

$$F_0 = 8 \times 10^{-3} \quad (3-4-9)$$

$$K_0 = 9 \times 10^{-2} \quad (3-4-10)$$

$$m = 10 \quad (3-4-11)$$

上式中の定数 F_0 は、寿命初期におけるき裂密度の増加率より決定し、定数 K_0 は F_0 を決定後に各繰返し数においてき裂長さ分布が一致するように決定した。また、定数 m は、発生き裂の角度分布より決定した。

き裂密度に関するシミュレーション結果を Fig. 3-4-7 に示す。図中の M は、シミュ

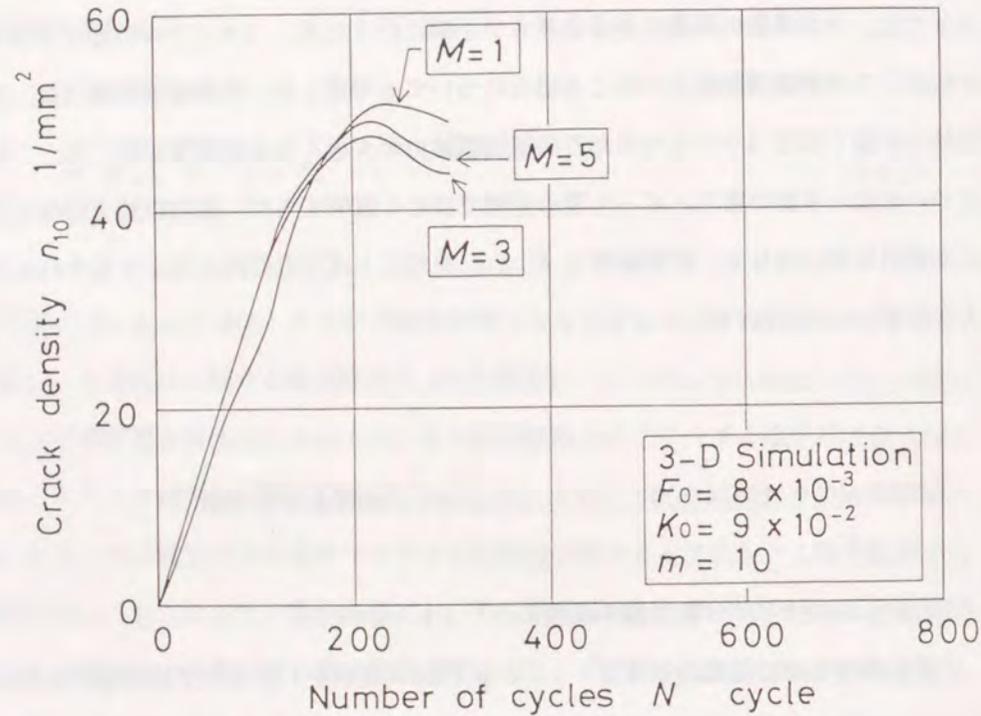


Figure 3-4-7 Convergence of the simulation result on crack density. The value of M is the number of times of the simulation carried out. Each result shows the average of M results.

レーションの反復回数を表しており、各結果は M 回行ったシミュレーションの平均結果を表している。図を見ると、 M が 1 すなわち 1 回のシミュレーションでも十分に収束した結果が得られており、 M が 5 になるとばらつきはほとんど無い。したがって、本研究では、 M を 5 に設定して全てのシミュレーションを 5 回実行し、その平均結果を用いる。

(2)き裂密度 き裂密度に関するシミュレーション結果を測定結果とともに Fig. 3-4-8 に示す。なお、き裂密度 n_{10} は、実験結果と同様に半長 $10\mu\text{m}$ 以上のき裂の密度である。一次元シミュレーションの Fig. 3-3-6 とは異なり、 F_0 の値を決定した寿命初期のみならず繰返し数 300 回までの寿命後期に至るまでほぼ測定結果と一致している。また、応力緩和によるき裂間の相互作用や上下き裂間の合体等による寿命後期のき裂密度の飽和の様子も良く模擬できることを確認している。

(3)き裂の発生角度分布 き裂の発生角度分布に関するシミュレーション結果と実験結果を Fig. 3-4-9 に示す。適切な定数 m の選択により、本モデルで、発生き裂の強い応力軸に対する角度依存性が再現されている。また、設定した m の値 10 は、本材料の 650°C におけるクリープ指数 (7.1) に近い。したがって、応力の巾乗がクリープひずみ速度であることを考えると、き裂発生は各表面粒界ファセット面に垂直な方向のひずみ量により決定されていると推定される。

(4)き裂伝ば速度 き裂伝ば速度とき裂長さの関係を Fig. 3-4-10 に示す。なお、き裂伝ば速度 dc/dN は、実験結果と同様に次式にて評価した。

$$\left. \frac{dc}{dN} \right|_i = \frac{c_{i+1} - c_i}{\Delta N} \quad (3-4-12)$$

上式中の ΔN は、観察間隔繰返し数であり、 c_i および c_{i+1} は、 i 番目と $(i+1)$ 番目の中断時に得られたき裂長さである。また、上式にて算出される $(dc/dN)_i$ は、

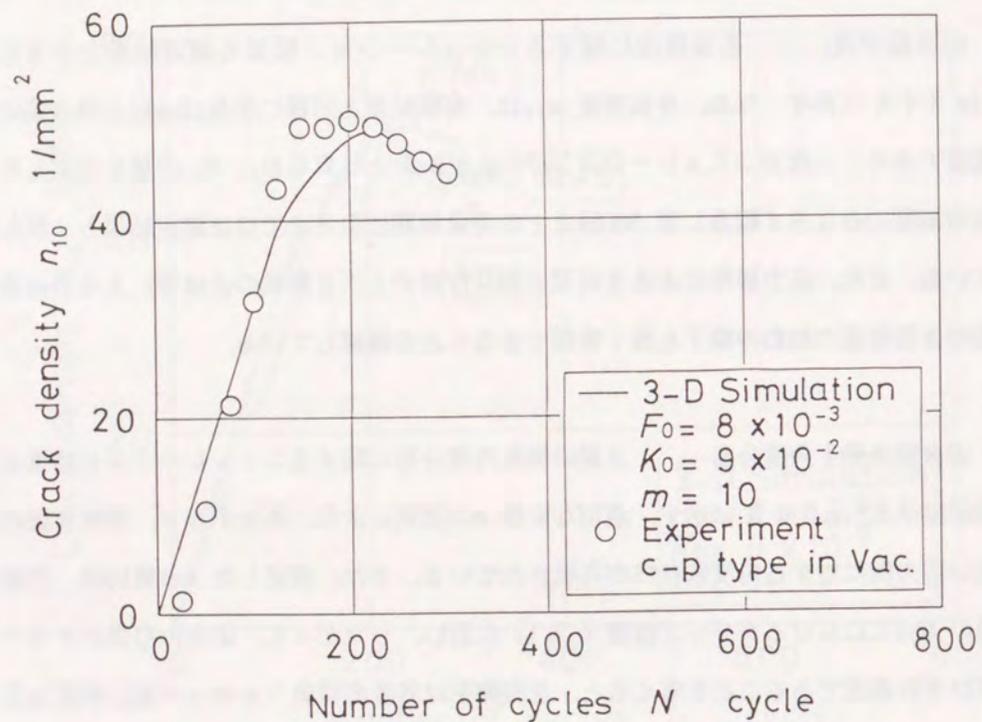


Figure 3-4-8 Comparison of simulation and experimental results on crack density, n_{10} , for c-p type in vacuum. Both results coincide very well until the late stage of fatigue life. Especially, the saturation of crack density is well represented by the present three-dimensional simulation.

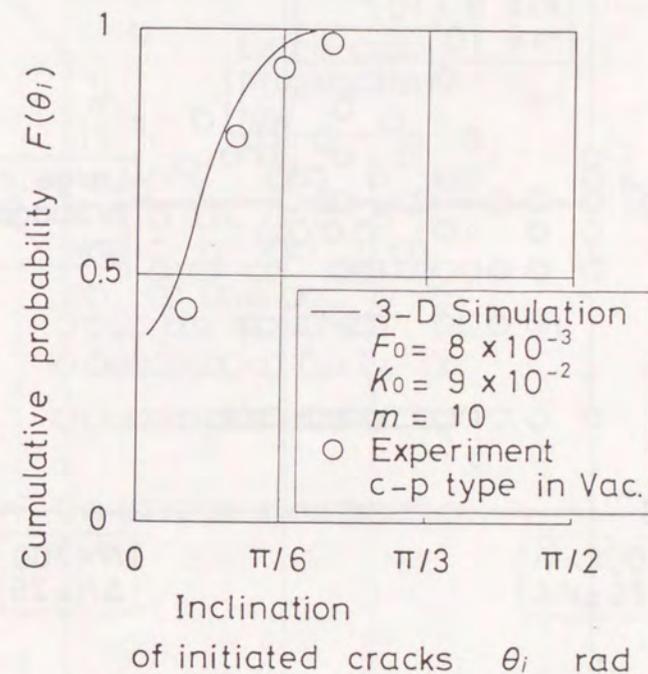
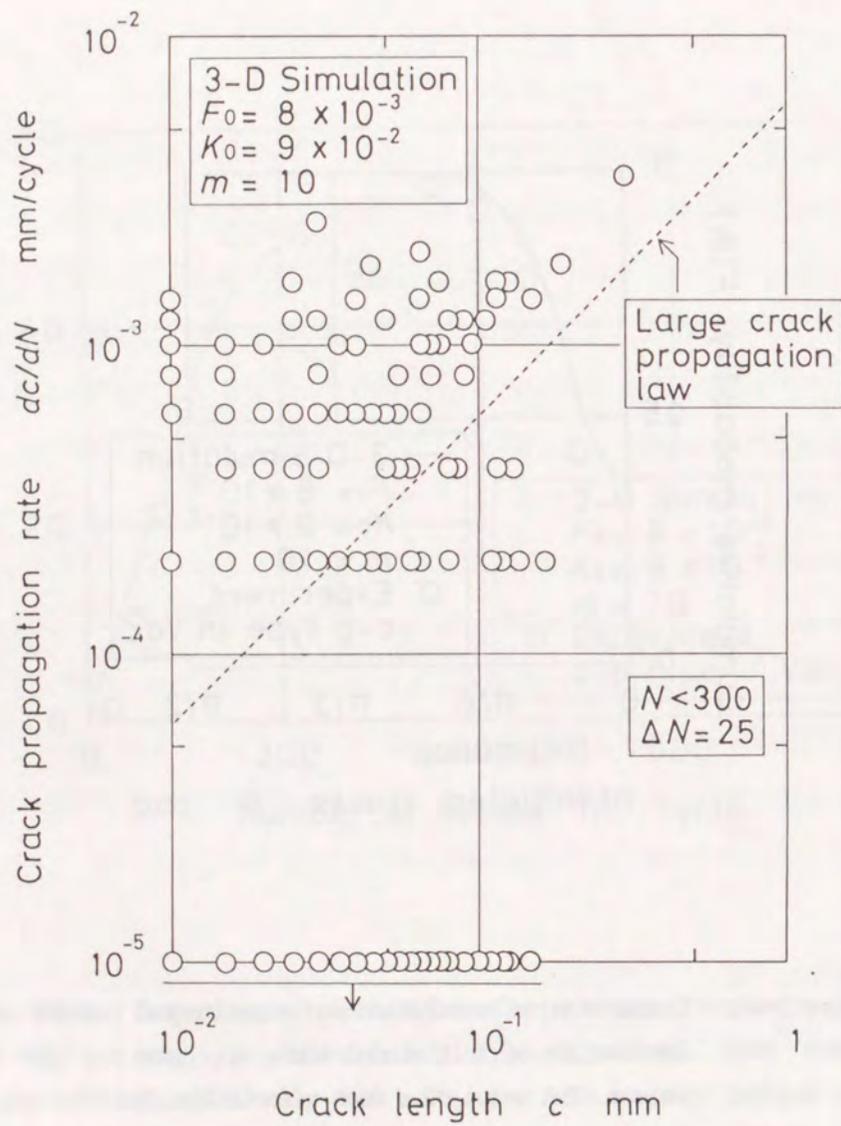
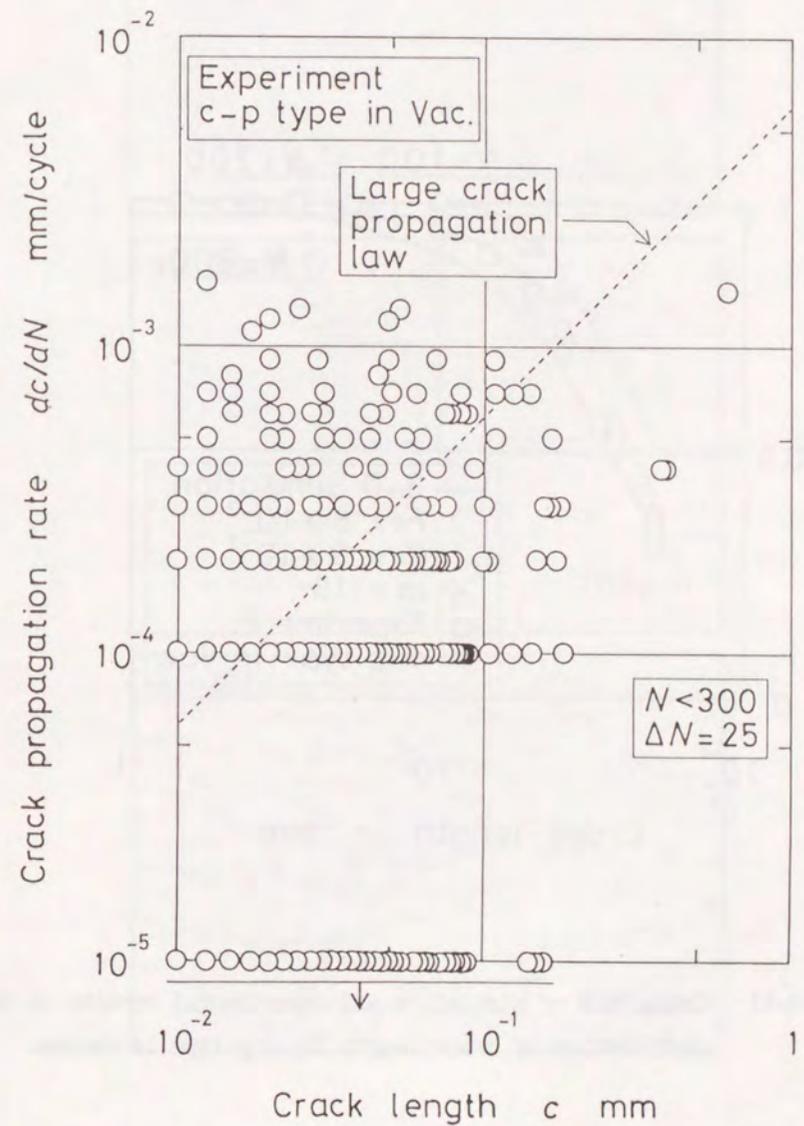


Figure 3-4-9 Comparison of simulation and experimental results on inclination of initiated cracks, θ_i , for c-p type in vacuum. The value of m much affects the distribution.



(a) Simulation.

Figure 3-4-10 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c , for c-p type in vacuum.



(b) Experiment.

Figure 3-4-10 continued.

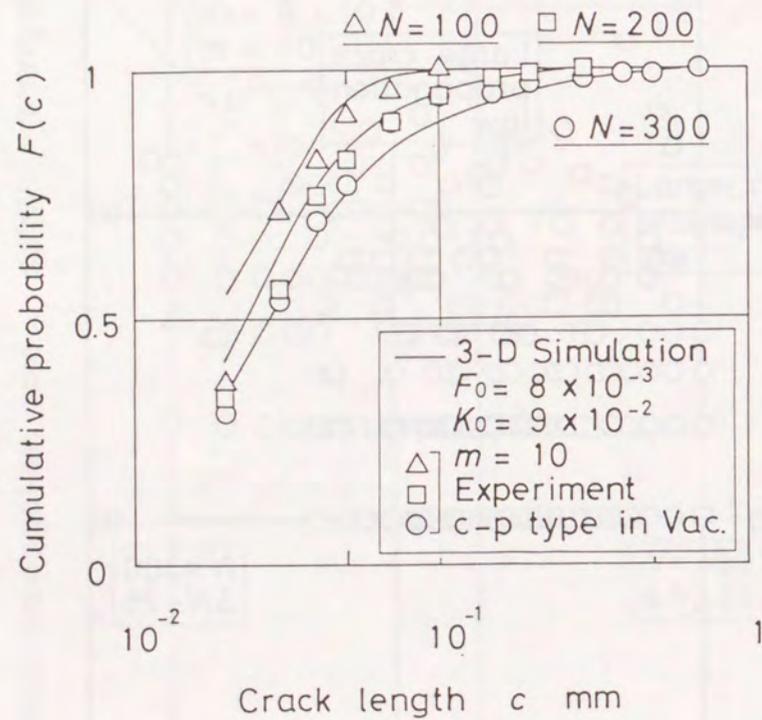
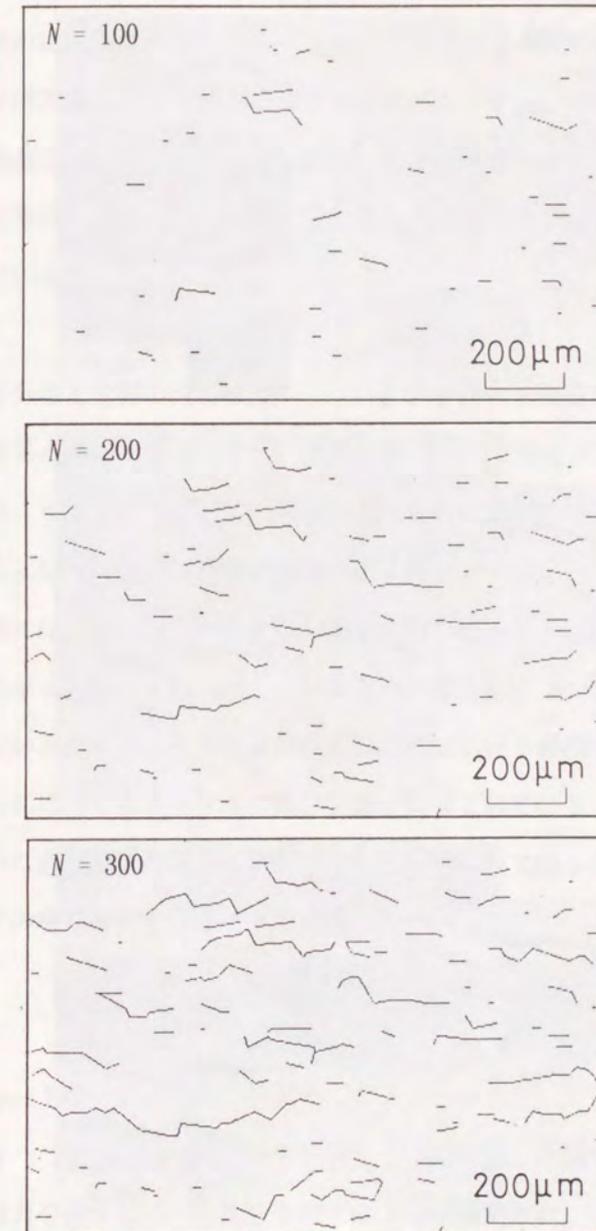
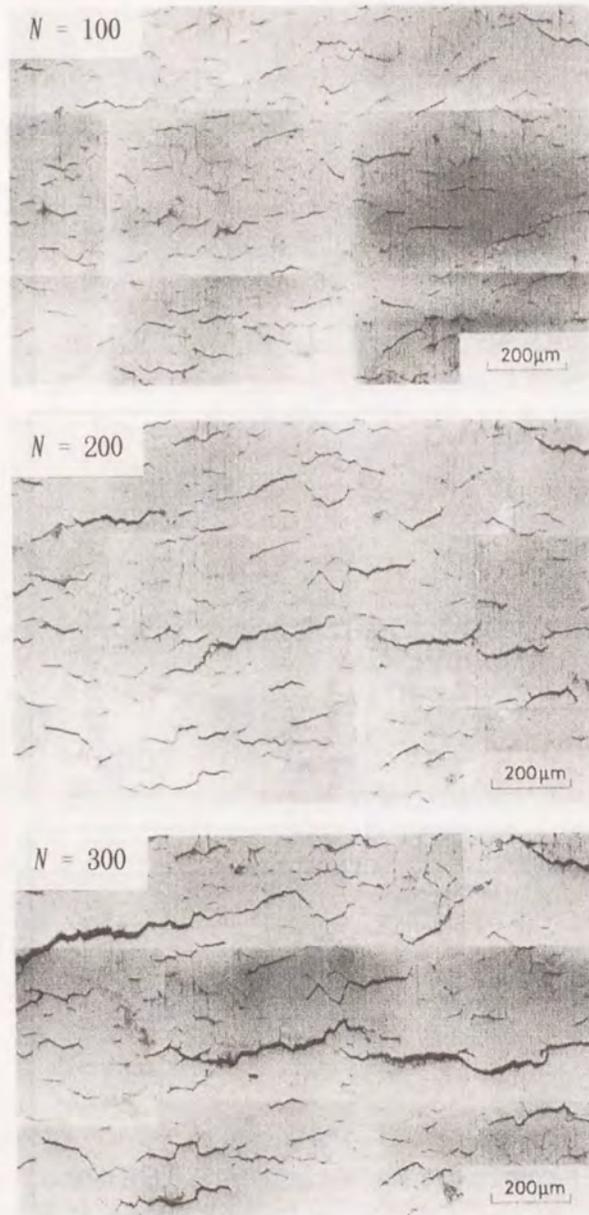


Figure 3-4-11 Comparison of simulation and experimental results on the distribution of crack length for c-p type in vacuum.



(a) Simulation. Simulated small cracks are very similar in shape to the actual ones. Zigzagging of each crack at triple points is well represented.

Figure 3-4-12 Distribution of small cracks in c-p type in vacuum.



(b) Experiment.

Figure 3-4-12 continued.

き裂長さ c_i と対応させた。さて、Fig.3-4-10からわかるように、実験結果と同様なき裂伝ば速度のばらつきがシミュレーションによって得られている。特に、巨視き裂伝ば則による推定線よりも高速で伝ばするき裂が存在する、ばらつくき裂伝ば速度の最大値はき裂長さによらずほぼ一定である、最大停留き裂長さはほぼ 200~300 μm 程度であること等のクリープ疲労微小き裂に見られる特徴がシミュレーションにより良く再現されている。

(5)き裂長さ分布とき裂の分布状態 Fig.3-4-11にき裂長さ分布に関するシミュレーション結果と実験結果を示す。繰返し数 100, 200, 300回ともに良く両者は一致しており、き裂間の力学的な相互作用等の複雑な要因が導入される寿命後期まで、本三次元シミュレーションが有効であることを示している。

Fig.3-4-12には、シミュレートされた微小き裂の様子とそれに対応する実際の微小き裂の写真を示す。繰返し数 100, 200および寿命後期の 300回に至るまで、両者は良く一致している。また、粒界き裂の粒界三重点における屈曲が見られ、一次元シミュレーションに比べてよりリアルに微小き裂が模擬されている。最近では、フラクタル次元を用いたき裂形状に関する研究^(15, 16)も行われているが、本シミュレーションを用いてこの種の解析を行うことも可能である。

〔2〕c-c typeクリープ疲労微小き裂のシミュレーション

(1)設定条件 c-c type (真空中) クリープ疲労微小き裂のシミュレーションでは、破壊駆動力を表す三つの定数を以下のように設定した。

$$F_0 = 1.5 \times 10^{-3} \quad (3-4-13)$$

$$K_0 = 6 \times 10^{-2} \quad (3-4-14)$$

$$m = 10 \quad (3-4-15)$$

(2)き裂密度 き裂密度に関するシミュレーション結果を測定結果とともに

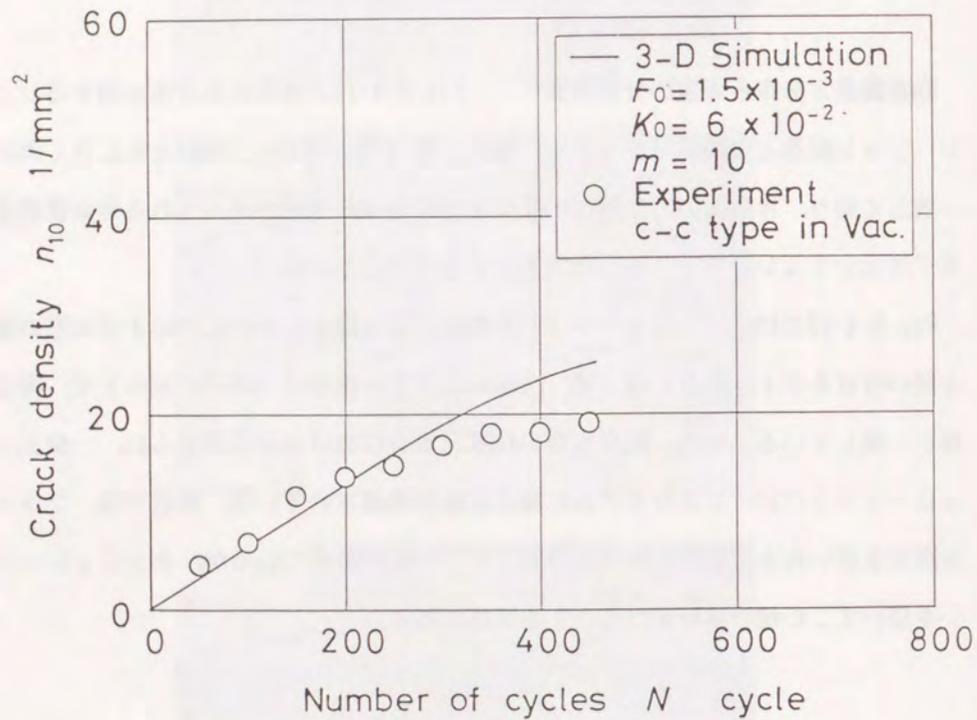
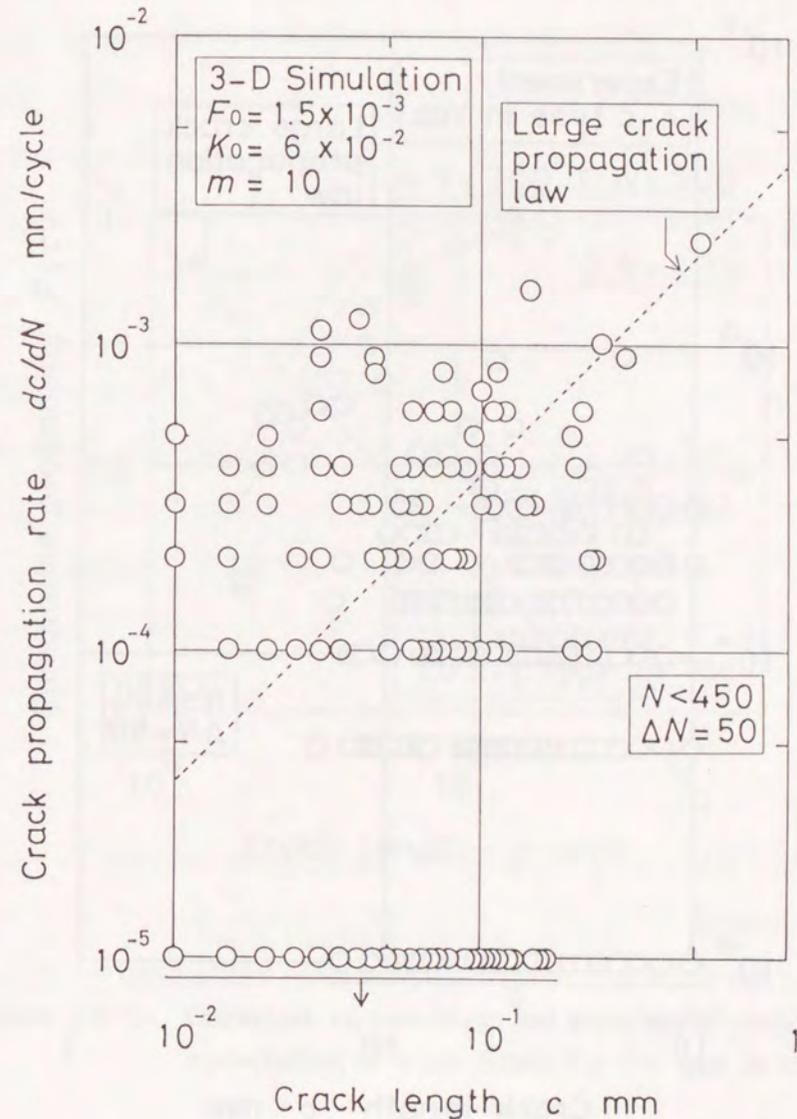
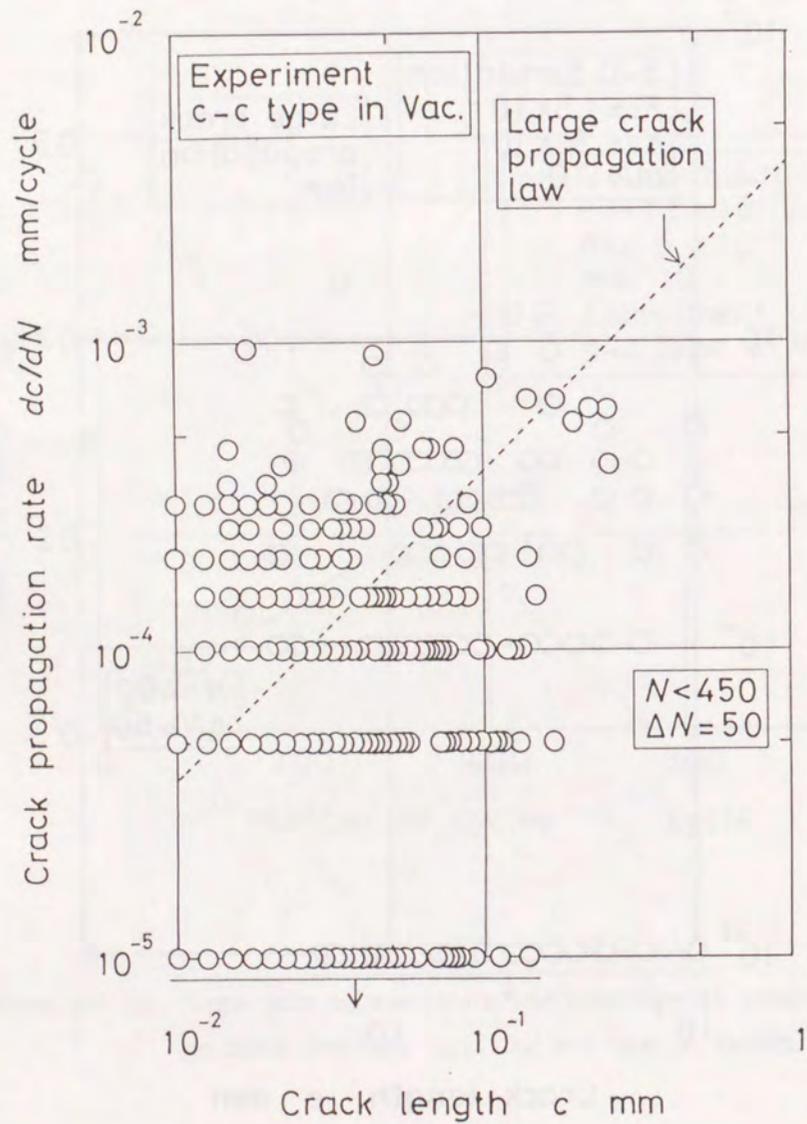


Figure 3-4-13 Comparison of simulation and experimental results on crack density, n_{10} , for c-c type in vacuum.



(a) Simulation.

Figure 3-4-14 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c , for c-c type in vacuum.



(b) Experiment.

Figure 3-4-14 continued.

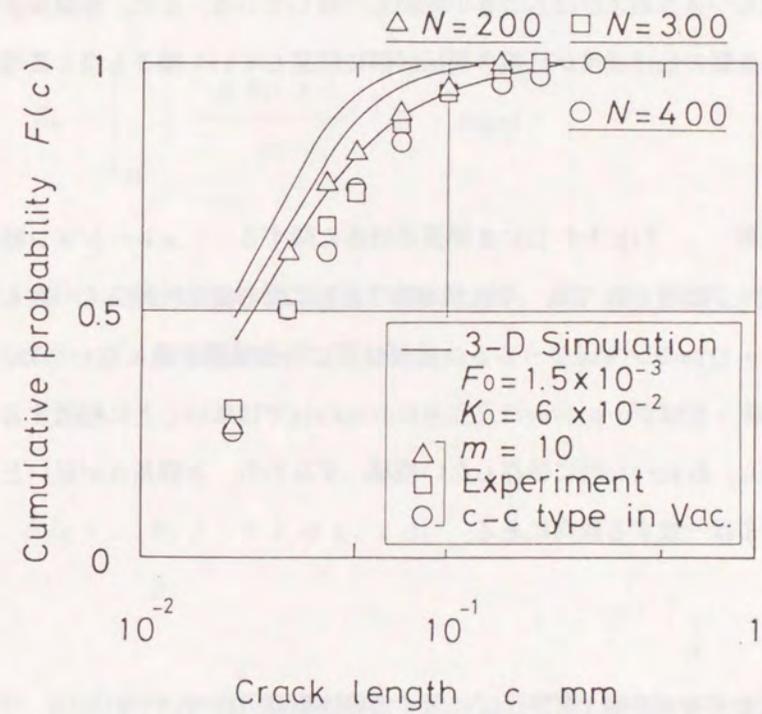


Figure 3-4-15 Comparison of simulation and experimental results on the distribution of crack length for c-c type in vacuum.

Fig.3-4-13に示す。本シミュレーションの結果は、c-c typeにおけるなだらかなき裂密度の飽和傾向を良く模擬しており、一次元シミュレーションよりもき裂発生挙動をより忠実に再現している。

(3)き裂伝ば速度 き裂伝ば速度とき裂長さの関係をFig.3-4-14に示す。なお、き裂伝ば速度 dc/dN は、前項と同様に式(3-4-12)にて評価した。両者の間で、全体的な伝ば速度のばらつき方およびばらつきの範囲も一致している。また、き裂長さが増すとともに微小き裂の伝ば速度が巨視き裂伝ば則に収束していく様子も良く表現されている。

(4)き裂長さ分布 Fig.3-4-15にき裂長さ分布に関するシミュレーション結果と実験結果を示す。繰返し数 200, 300, 400回ともに両者は比較的良く一致している。ただし、c-p typeのシミュレーション結果ほどに一致状態が良くないのは、c-c typeのき裂の発生・伝ばがc-p typeほど完全にdiscreteではないことに起因すると考えられる。しかし、discrete性に依存しない領域、すなわち、き裂長さが長いところでは、両者の分布は一致する傾向にある。

3・4・4 追補（き裂伝ばに関する破壊駆動力について）

き裂伝ばに関する破壊駆動力 $K(c)$ は、巨視き裂伝ばの破壊駆動力であるクリープJ積分範囲の式を参考にして次式で与えた。

$$K = K_0 \cdot c \quad (3-4-A1)$$

しかし、上式は、き裂伝ばに関する破壊駆動力が隣接する1結晶粒界にのみ与えられる場合、すなわち、き裂がそのサイクル中に伝ばしない場合である。実際のシミュレーションでは、ほとんどの場合上式が適用できるが、き裂長さが長くなると、破壊駆

動力が上式では表されない場合が出てくる。ここで、き裂伝ばに関する破壊駆動力 $K(c)$ を正確に表すと次の二式のようなになる。

$$K(c) = \int_0^{\tau} \left[\frac{dK_0(t)}{dt} \right] \cdot c \, dt \quad (3-4-A2)$$

$$K_0 = \int_0^{\tau} \left[\frac{dK_0(t)}{dt} \right] dt = \text{const} \quad (3-4-A3)$$

式(3-4-A2)は、微小き裂の伝ばに関する駆動力が、以下に示す巨視き裂伝ばの駆動力であるクリープJ積分範囲と同じ形で表されることを示す。

$$\Delta J_c = \int_0^{\tau} M_1 f(n) \sigma \dot{\epsilon}_c c \, dt \quad (3-4-A4)$$

ここで、SUS304のクリープ疲労試験条件のように初期繰返し効果後の定常応力状態が寿命のほとんどを占め、しかも、き裂形状（アスペクト比）が極端に変化しない場合は、各クリープ疲労サイクル中で次式が成立する。

$$\int_0^{\tau} M_1 f(n) \sigma \dot{\epsilon}_c \, dt = \text{const} \quad (3-4-A5)$$

本式は、破壊駆動力の式(3-4-A3)に相当する。

以下に、き裂の伝ばが1サイクル中に生じない場合、き裂が1サイクル中に1粒界

長さ分伝ばする場合、および、き裂が 1 サイクル中に l 粒界長さ分伝ばする場合について順にき裂伝ばに関する破壊駆動力 $K(c)$ を導出する。

(1) き裂が 1 サイクル中に伝ばしない場合 Fig. 3-4-A1 に、き裂およびき裂伝ば方向に存在する結晶粒界の破壊抵抗値および長さを模式的に示す。き裂が 1 サイクル中に伝ばしないときのき裂長さと時間の関係は、Fig. 3-4-A2(a) のように表せる。なお、図中の τ は、引張負荷時間である。この場合、 $K(c)$ は、以下のように求められる。

$$K(c) = \int_0^{\tau} \left(\frac{dK_0(t)}{dt} \right) \cdot c \, dt$$

$$= c \int_0^{\tau} \left(\frac{dK_0(t)}{dt} \right) dt$$

$$= K_0 \cdot c$$

したがって、Fig. 3-4-A1 における粒界 1 の 1 サイクル後の残存破壊抵抗値 R_1' は、次式で求められる。

$$R_1' = R_1 - K_0 \cdot c$$

実際のシミュレーションでは、ほとんどの場合上式が使用される。したがって、破壊駆動力 $K(c)$ を $K_0 \cdot c$ に等しいとしても、結果に大差はない。

(2) き裂が 1 サイクル中に 1 粒界長さ分伝ばする場合 き裂が 1 サイクル中に 1

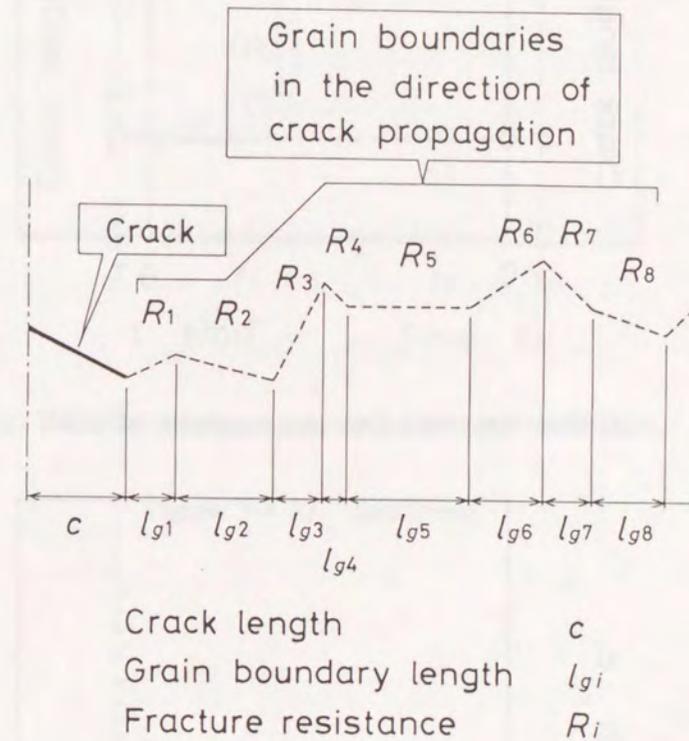
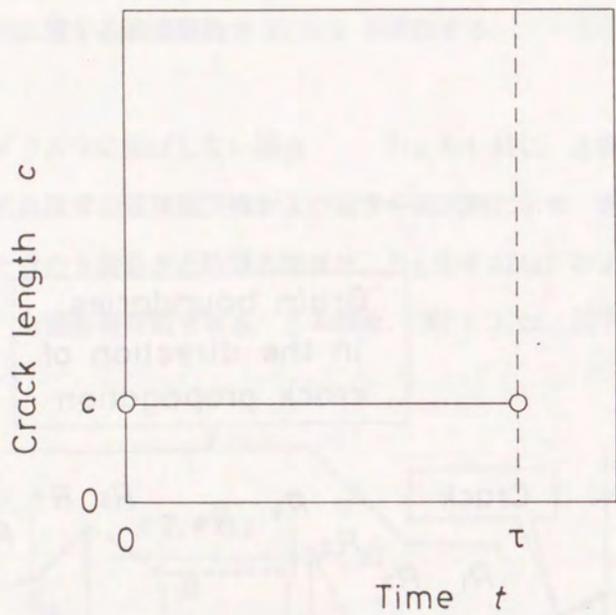
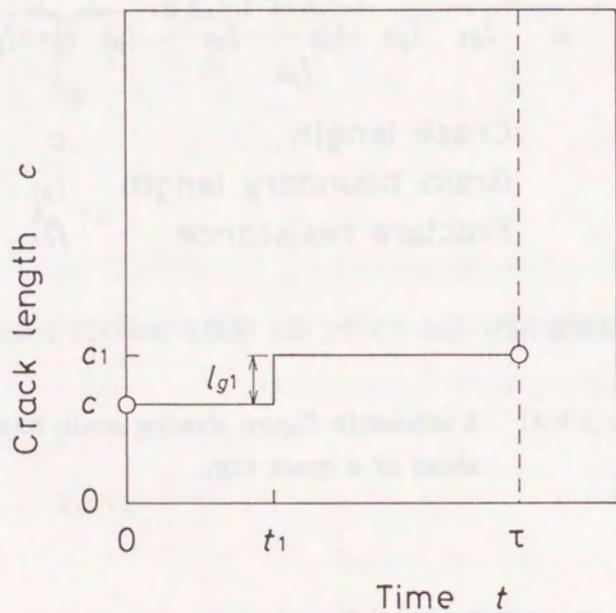


Figure 3-4-A1 A schematic figure showing grain boundaries ahead of a crack tip.

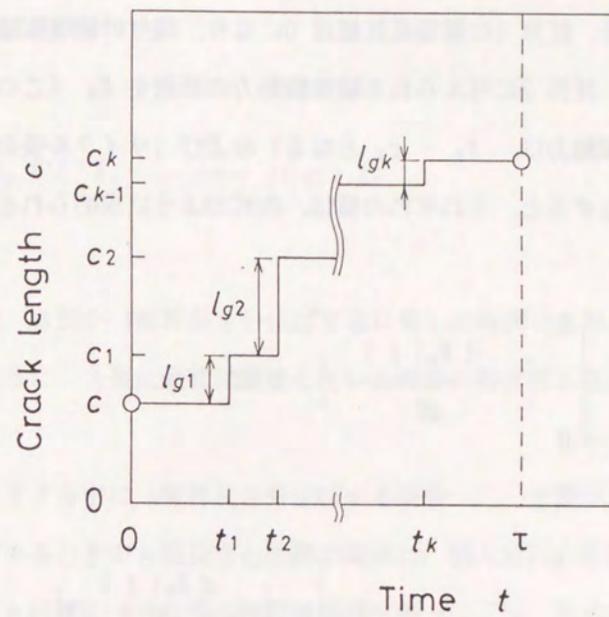


(a) When the crack does not propagate at all.



(b) When the crack propagates by one grain boundary.

Figure 3-4-A2 Change in crack length with time.



(c) When the crack propagates by k grain boundaries.

Figure 3-4-A2 continued.

粒界長さ分伝ばするときのき裂長さと時間の関係は、例えばFig.3-4-A2(b)のように表せる。この場合、粒界1の破壊抵抗値は0になり、残りの破壊駆動力は粒界2に与えられる。いま、粒界2に与えられる破壊駆動力の係数を K_2 （この場合、粒界2に与えられる破壊駆動力は、 $K_2 \cdot c_2$ となる）および1サイクル後の粒界2の残存破壊駆動力を R_2' とすると、それぞれの値は、次式のように求められる。

$$\begin{aligned}
 K(c) &= \int_0^{t_1} \left[\frac{dK_0(t)}{dt} \right] \cdot c \, dt \\
 &\quad + \int_{t_1}^{\tau} \left[\frac{dK_0(t)}{dt} \right] \cdot c \, dt \\
 &= K_1 \cdot c + K_2 \cdot c_2 \\
 &= R_1 + K_2 \cdot c_2 \\
 K_0 &= \int_0^{t_1} \left[\frac{dK_0(t)}{dt} \right] dt + \int_{t_1}^{\tau} \left[\frac{dK_0(t)}{dt} \right] dt \\
 &= K_1 + K_2 \\
 K_2 &= K_0 - K_1 \\
 &= K_0 - \frac{R_1}{c}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R_2' &= R_2 - K_2 \cdot c_2 \\
 &= R_2 - \left(K_0 - \frac{R_1}{c} \right) (c + l_1)
 \end{aligned}$$

ここに、 t_1 は、き裂が1粒界長さ分伝ばするに要した時間であり、 l_{k1} は、Fig.3-4-A1に示したように、き裂に最初に隣接していた粒界の長さである。

(3)き裂が1サイクル中に k 粒界長さ分伝ばする場合　き裂が1サイクル中に k 粒界長さ分伝ばするときのき裂長さと時間の関係は、例えばFig.3-4-A2(c)のように表せ、(2)の場合と同様に $k+1$ 粒界の残存破壊抵抗値 R_{k+1}' は、次式のように求められる。

$$\begin{aligned}
 K_{k+1} &= K_0 - (K_1 + \dots + K_k) \\
 &= K_0 - \frac{R_1}{c} - \frac{R_2}{c_1} - \dots - \frac{R_k}{c_{k-1}} \\
 R_{k+1}' &= R_k - \left(K_0 - \frac{R_1}{c} - \frac{R_2}{c_1} - \dots - \frac{R_k}{c_{k-1}} \right) c_{k+1} \\
 R_{k+1}' &= R_{k+1} - \left(K_0 - \frac{R_1}{c} - \frac{R_2}{c + l_{k1}} - \dots \right. \\
 &\quad \left. \dots - \frac{R_k}{c + l_{k1} + \dots + l_{k(k-1)}} \right) (c + l_{k1} + \dots + l_{kk})
 \end{aligned}$$

ここに l_{i1} は、き裂前方 i 番目に位置する粒界の長さである。

本節の三次元シミュレーションでは、より正確にき裂伝ばを模擬するために上式を用いてき裂伝ばに関する破壊駆動力を計算した。

3・5 微小き裂から巨視き裂に至るまでのき裂伝ばシミュレーション

3・5・1 シミュレーションの基礎となる実験結果

クリープ疲労微小き裂は、微視組織の影響を受けて伝ば速度が大きくばらつく。一方、巨視き裂に関しては、伝ばの駆動力がクリープJ積分範囲 ΔJ_c で与えられ、き裂伝ば速度 dl/dN と ΔJ_c が一価関係を有することは、従来の実験結果から明らかとなっている⁽¹⁷⁻²³⁾。そこで、前章の第2・4節では、微視組織的微小き裂と巨視き裂の範囲を明確にするために、微小き裂実験、巨視き裂伝ば実験、および、微小き裂と巨視き裂の遷移域に属すると考えられるき裂の伝ば実験を実施し、微小き裂の範囲、言い換えると、巨視き裂伝ば則の適用限界を明らかにした。その結果を要約すると、次のようになる。c-p type (低速引張-高速圧縮) クリープ疲労の場合、き裂長さ (半長 c) が約 $100\mu\text{m}$ 以下の領域は、微小き裂の範囲であり、伝ば速度は大きくばらつき、停留き裂も多数存在する。また、この範囲において、ばらつく伝ば速度の上限値はほぼ一定である。き裂長さが $100\sim 500\mu\text{m}$ の範囲では、微小き裂から巨視き裂への遷移域に属し、停留き裂が減少するとともに伝ば速度は巨視き裂伝ば則に収束する傾向が見られてくる。その後、き裂長さが $500\mu\text{m}$ を超えると、伝ば速度は巨視き裂伝ば則に従うようになり、き裂伝ば速度 dl/dN はクリープJ積分範囲 ΔJ_c でほぼ整理できる。本章では、一次元の「粒界破壊抵抗分布モデル」を用いて、微小き裂から巨視き裂に至るまでのき裂伝ばシミュレーションを行うことにより、微小き裂の伝ば速度のばらつきについて検討する。

3・5・2 シミュレーションの方法

シミュレーションに用いたモデルは、一次元の粒界破壊抵抗分布モデルであり、そのモデルの詳細については、本章の第3・2節および第3・3節ですでに説明した。よって、ここではシミュレーション方法の概要のみを述べるにとどめる。

①結晶粒界を応力軸に垂直な直線上に配列し、各々の結晶粒界長さは、測定結果に基づき平均25 μ m、標準偏差20 μ mの正規分布で与える。

②各結晶粒界に0～1の一樣乱数で代表される破壊抵抗値 R を与える。

③き裂伝ばのみをシミュレートするため、予め約1結晶粒界長さに相当する半長約10 μ mの初期き裂を導入する。

④単位繰返し数毎にき裂に隣接する粒界に破壊駆動力 K を与える。 K の値は、き裂長さ c に比例する次式の形で与える。

$$K(c) = K_0 \cdot c \quad (3-5-1)$$

K_0 : 実験条件によって定まる定数

微小き裂の伝ばに関する駆動力を上式で与えることは、微小き裂伝ばの平均的な駆動力が巨視き裂のそれと同形であることを示す。したがって、微小き裂の平均伝ば速度すなわち、平均伝ば駆動力が巨視き裂伝ば則で与えられる場合には、定数 K_0 が巨視き裂伝ば則から直接に求められる。計算方法については、次項で説明する。

⑤き裂に隣接する粒界の破壊抵抗値 R は、繰返し数毎に K ずつ減少し、残存破壊抵抗値が零になったとき、き裂が1結晶粒界長さ分伝ばする。

3・5・3 伝ばに関する破壊駆動力 K の決定方法

いま、ある実験条件下における巨視き裂伝ば則が、次式で与えられるとする。

$$dc/dN = A \cdot c \quad (3-5-2)$$

ここに、 A は実験条件に依存する定数であり、この A の求め方については、前章の第2・4節に説明してある。一方、粒界破壊抵抗分布モデルにおける微小き裂の平均的な伝ば速度 $(dc/dN)_m$ は、き裂伝ばに関する平均破壊駆動力を考慮して、次式のように求められる。

$$\left[\frac{dc}{dN} \right]_m = \frac{l_{gmr}}{\left[\frac{R_m}{K_0 \cdot c} \right]} \quad (3-5-3)$$

上式中の R_m は、粒界破壊抵抗値の平均値 (=0.5) であり、また、 l_{gmr} は、モデル上の粒界長さ (平均 0.025mm、標準偏差 0.020mmの正規分布) の平均値 (=0.029mm) である。なお、 l_{gmr} の値がモデル上の設定平均値 (0.025mm) と一致しないのは、発生させた正規分布乱数のうちで正のもののみを粒界長さに用いており (切れた正規分布乱数)、その影響が若干現れているからである。ここで、式(3-5-2) と(3-5-3) を等置すると、次式が得られる。

$$K_0 = \frac{A \cdot R_m}{l_{gmr}} \quad (3-5-4)$$

したがって、各実験条件に関して巨視き裂伝ば則、すなわち定数 A が定まると、伝ばに関する破壊駆動力の定数 K_0 が、直接式 (3-5-4) から求められる。

3・5・4 シミュレーションの結果および考察

〔1〕実験結果との比較

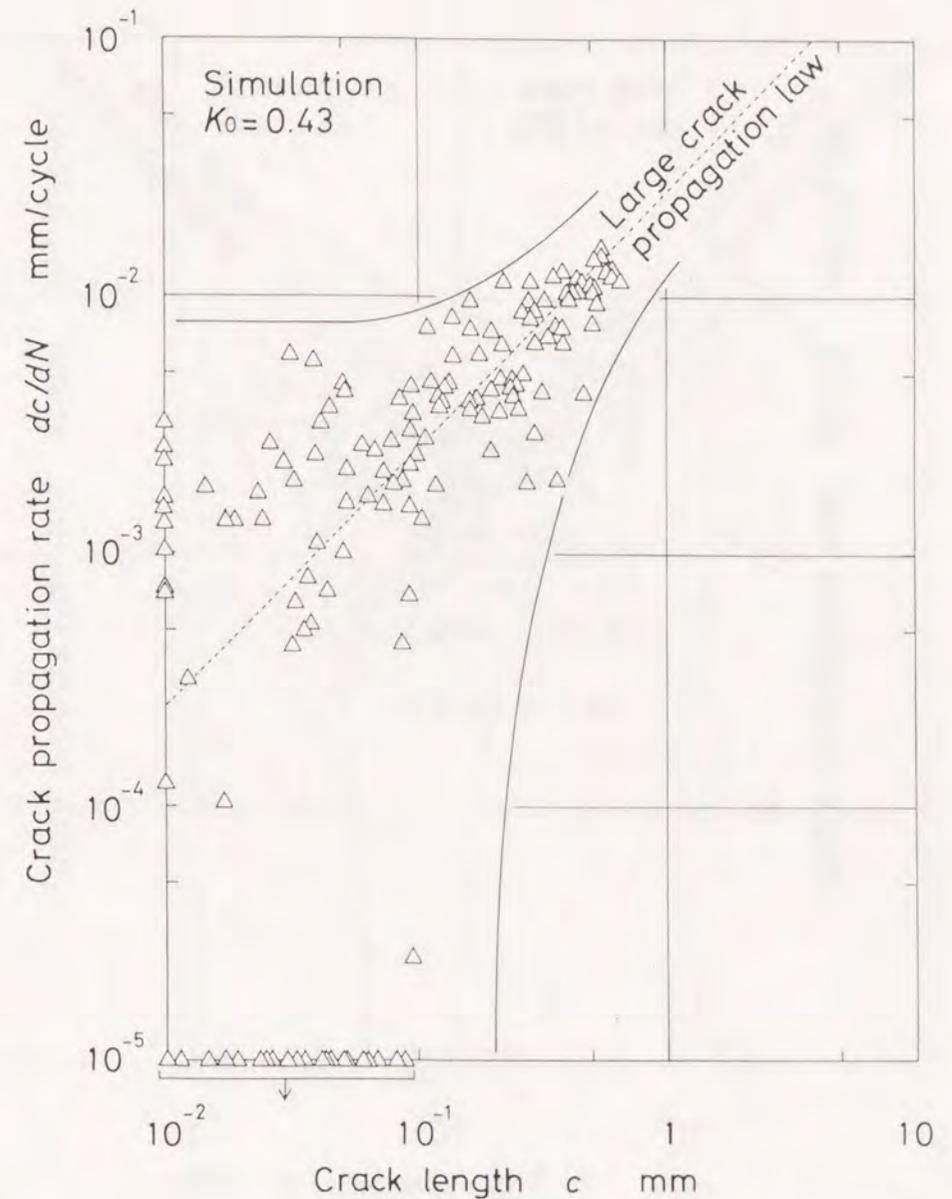
シミュレーションを実施したのは、c-p type (大気中, 全ひずみ範囲 1.5%), c-p type (大気中, 全ひずみ範囲 1%), およびc-c type (大気中, 全ひずみ範囲 1%) の三種類のクリープ疲労条件下の微小き裂である。微小き裂の観測方法およびその結果については、前章の第2・4節に説明してある。

Fig.3-5-1 から3-5-3 にき裂伝ば速度とき裂長さの関係に関するシミュレーション結果と実験結果を示す。なお、シミュレーションは10回実行し、10本のき裂に関して結果を示してある。各条件下で、シミュレーション結果と実験結果は良く一致しており、き裂伝ば速度のばらつきの範囲は、両者間でほとんど等しく、また、ばらつく微小き裂の伝ば速度が巨視き裂伝ば則に収束していく様子が、シミュレーションにて良く模擬されている。また、シミュレーションでは、き裂伝ばに関する破壊駆動力 $K(c)$ をき裂長さ c に比例する形 (式 (3-5-1)) で与えたにも係わらず、き裂長さが約 $100\mu\text{m}$ の微小き裂の範囲では、き裂伝ば速度の上限値はほぼ一定である。これについては、後述する。

Fig.3-5-4 は、全条件下のき裂伝ば速度 dc/dN をクリープJ積分範囲 ΔJ_C で整理した実験結果およびそれを模式的にわかりやすく表したものである。本図では、巨視き裂伝ば則、すなわち伝ば速度とクリープJ積分範囲の関係は、一本の直線 (図中破線) で表される。しかし、微小き裂に関しては、伝ば速度がばらつき、かつ、そのばらつき方は、実験条件に大きく依存する。これに対応するシミュレーション結果を Fig.3-5-5 に示す。本シミュレーション結果においても実験結果と同様にき裂伝ば速度のばらつき範囲がc-p type (全ひずみ範囲 1.5%), c-p type (全ひずみ範囲 1%), c-c type (全ひずみ範囲 1%) の順に低伝ば速度側にシフトしている。また、それらの相対的な位置関係のみならず、それぞれの絶対的な位置も一致している。

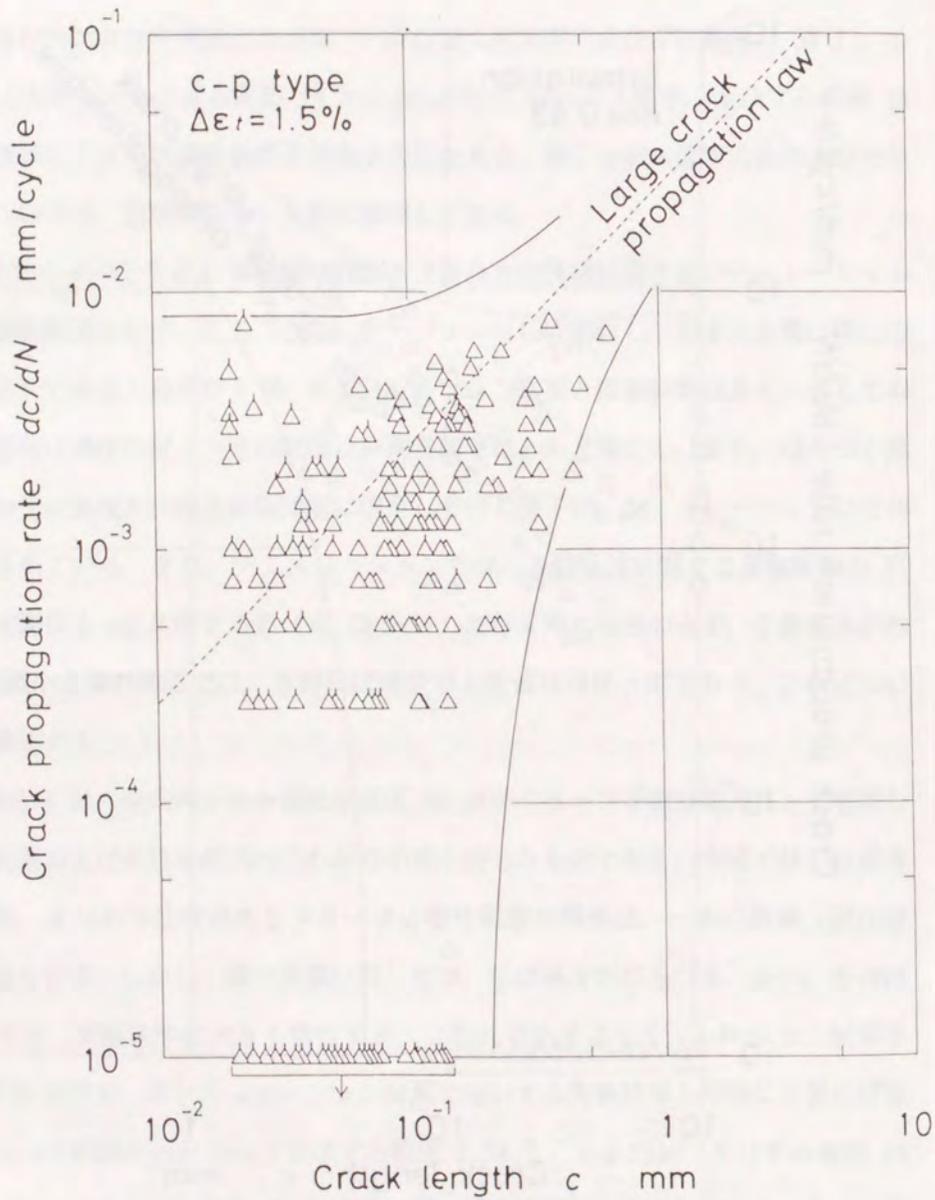
〔2〕微視組織的微小き裂の伝ば速度のばらつき範囲

本数値シミュレーションでは、き裂伝ばに関する破壊駆動力 $K(c)$ をき裂長さ c



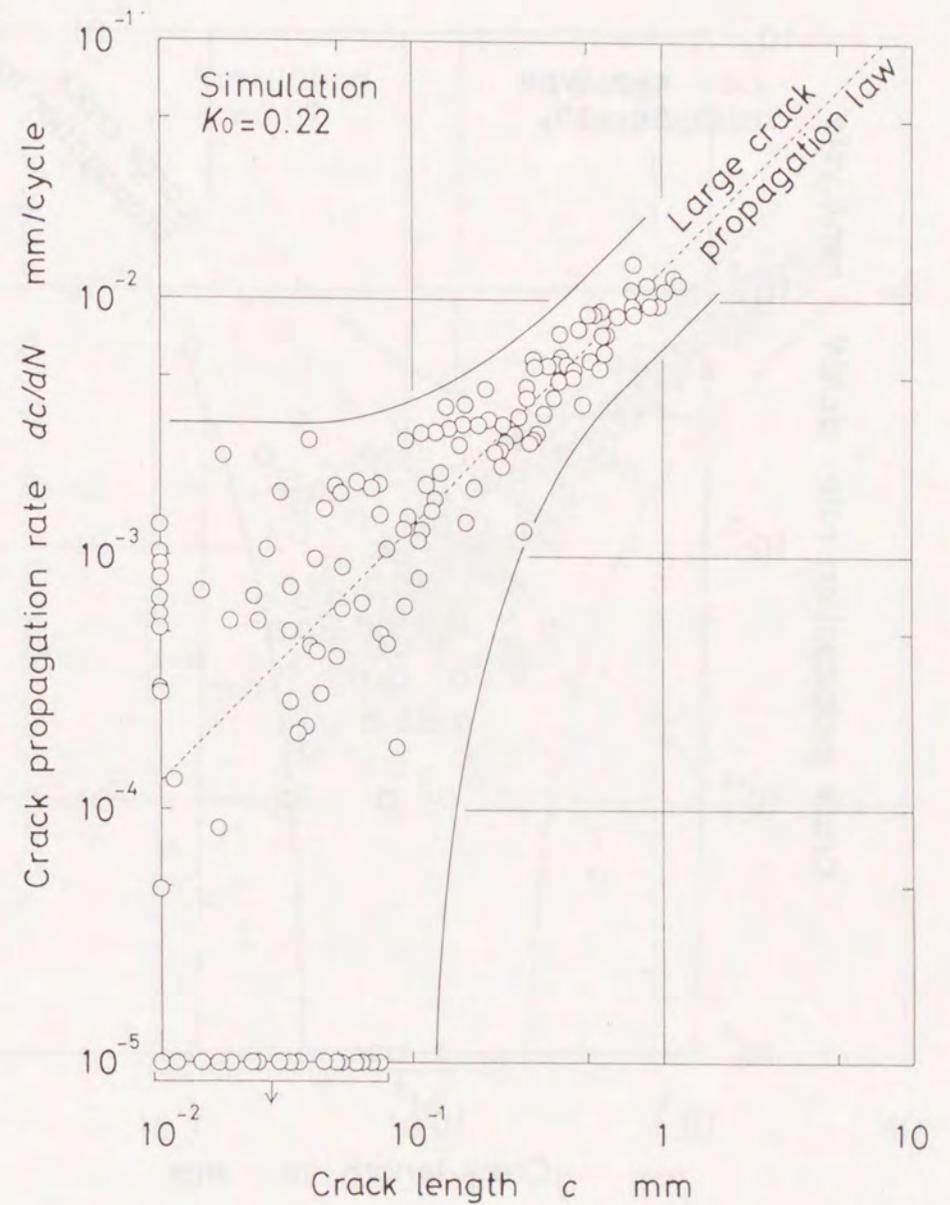
(a) Simulation.

Figure 3-5-1 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c , for c-p type of $\Delta \epsilon_1 = 1.5\%$.



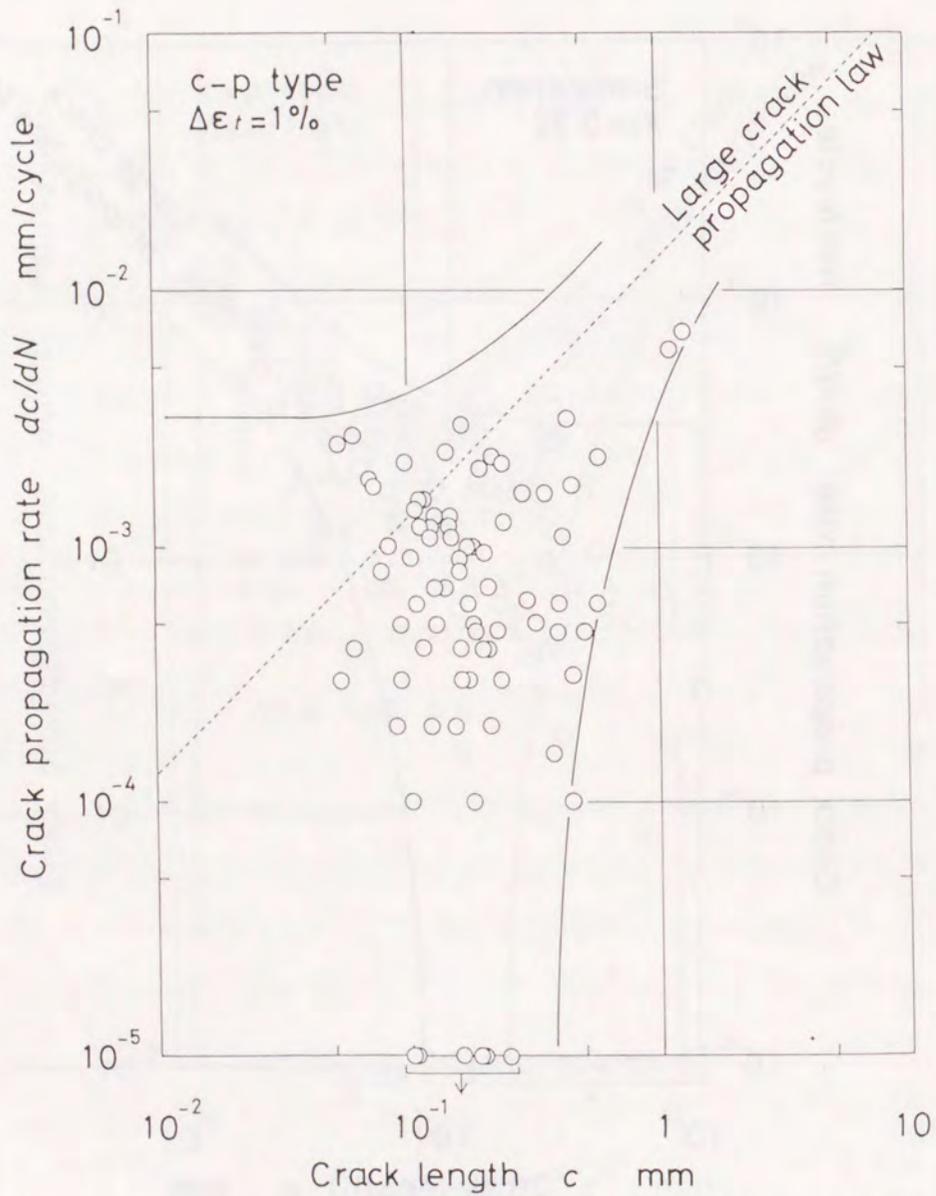
(b) Experiment.

Figure 3-5-1 continued.



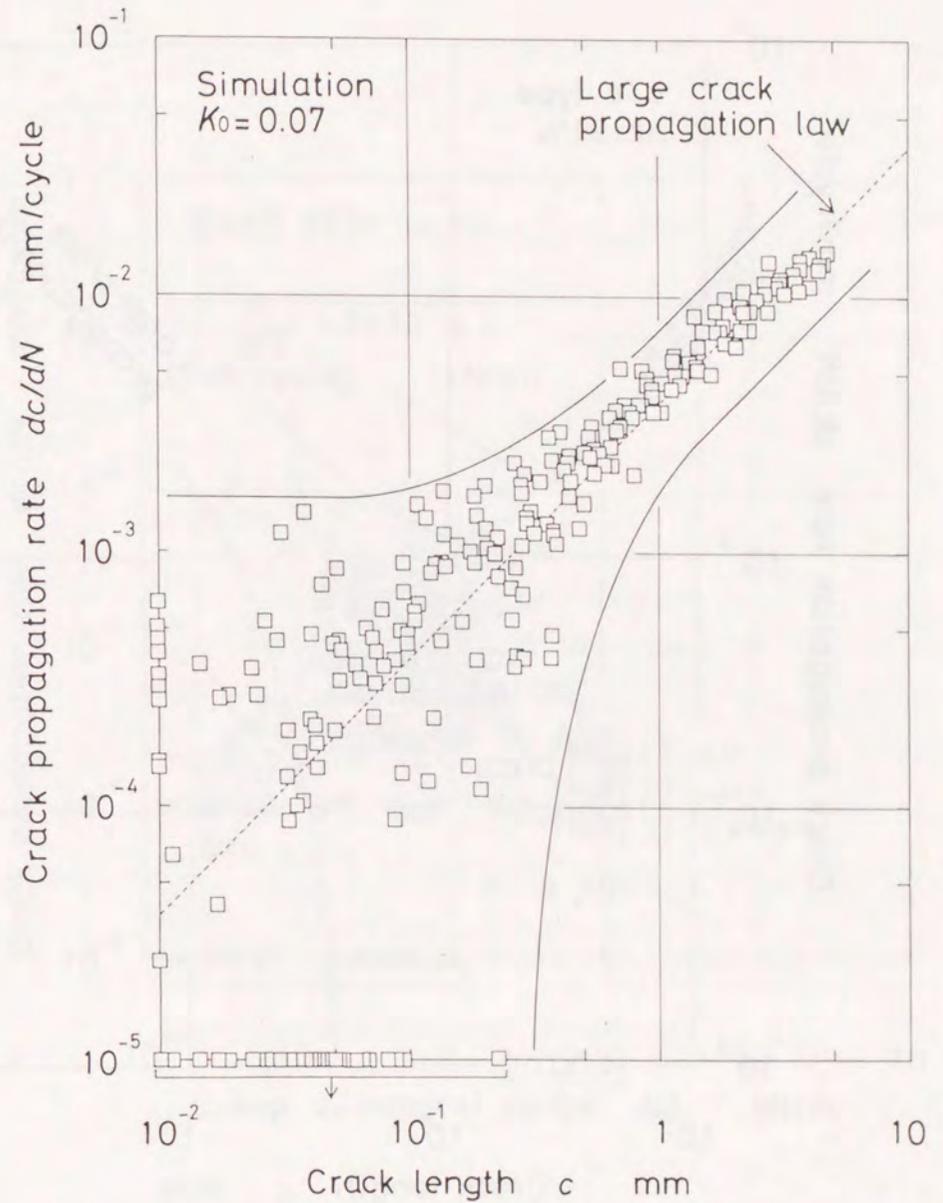
(a) Simulation.

Figure 3-5-2 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c , for c-p type of $\Delta \epsilon_t = 1\%$.



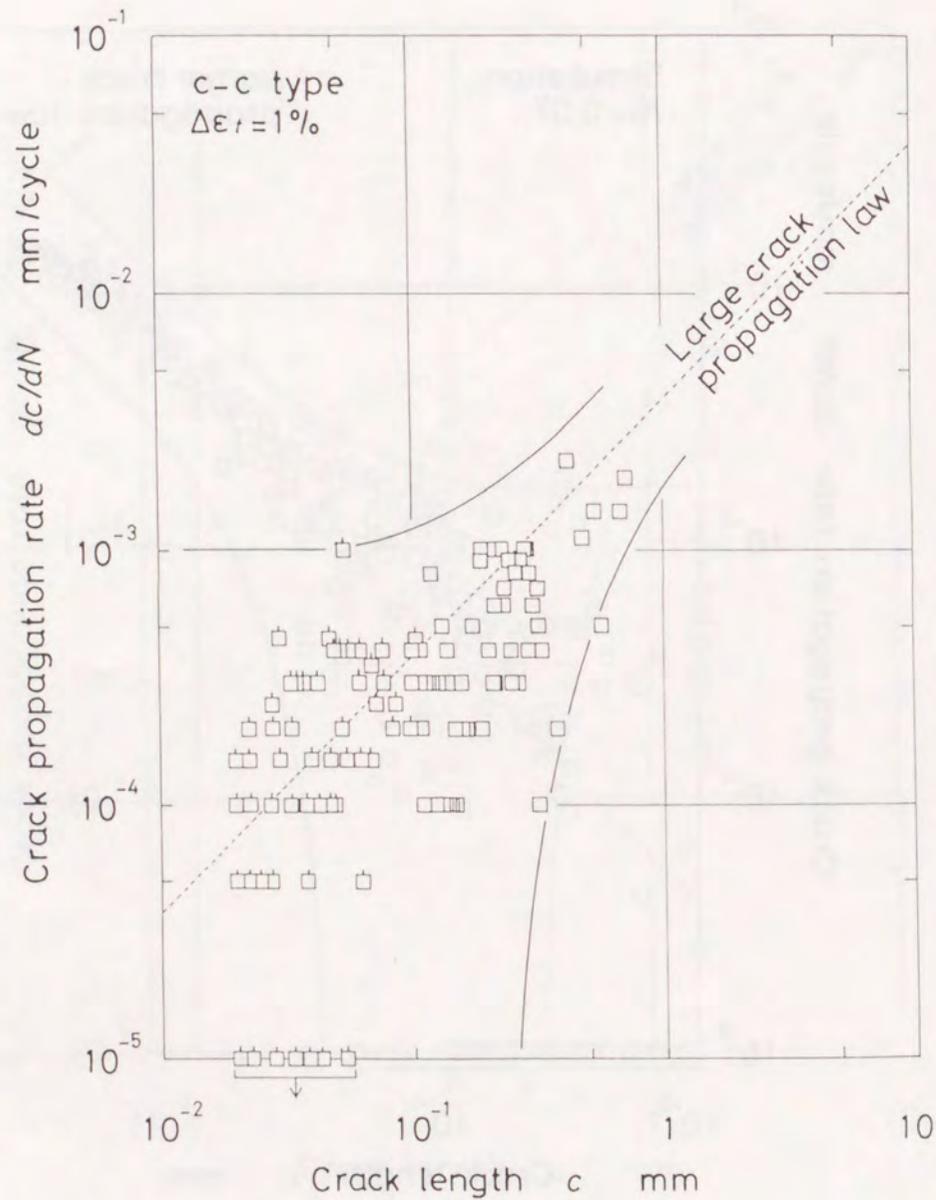
(b) Experiment.

Figure 3-5-2 continued.



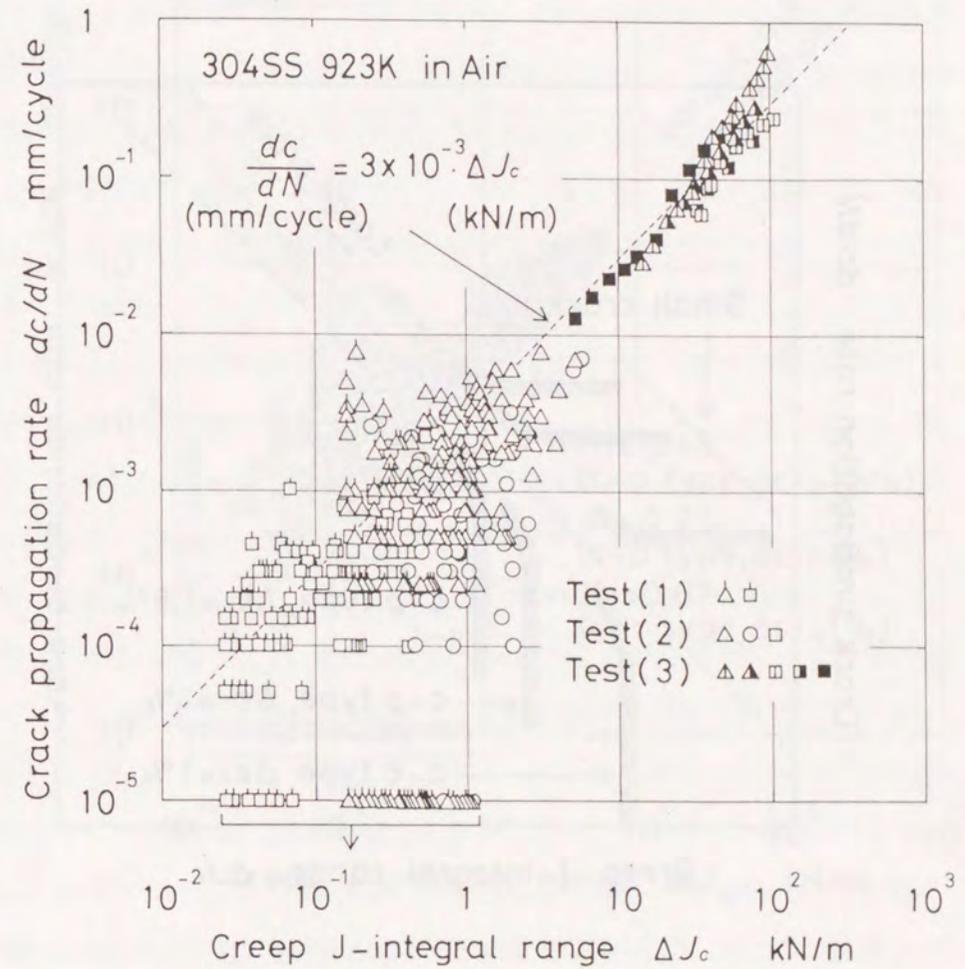
(a) Simulation.

Figure 3-5-3 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and crack length, c , for c-c type of $\Delta \epsilon_t = 1\%$.



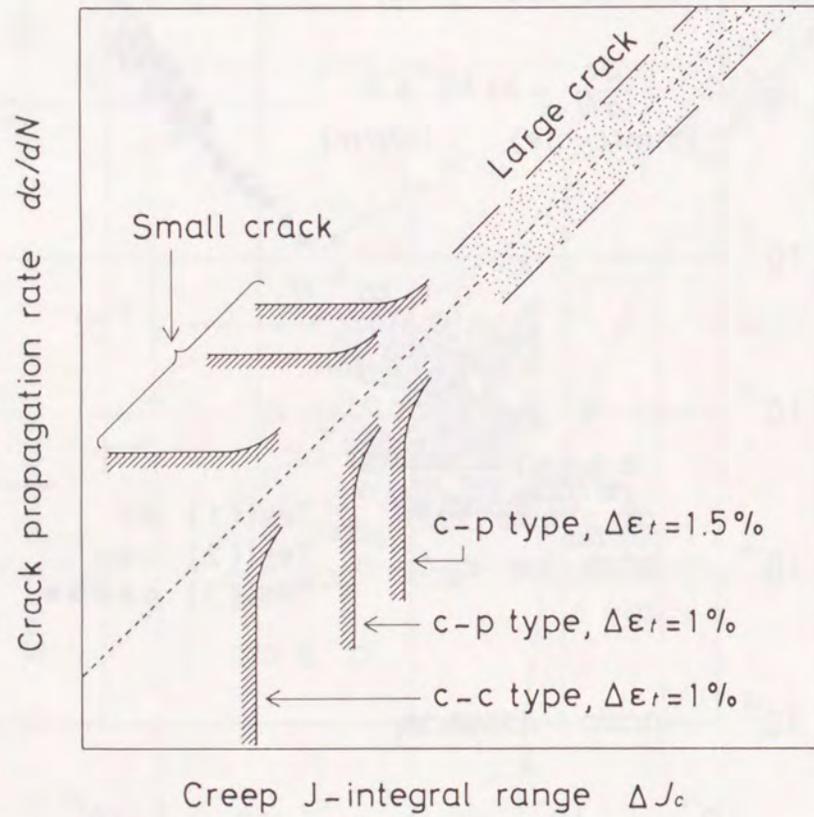
(b) Experiment.

Figure 3-5-3 continued.



(a) Actual result for every condition.

Figure 3-5-4 Relationship between crack propagation rate, dc/dN , and creep J-integral range, ΔJ_c .



(b) A schematic figure of Figure (a).

Figure 3-5-4 continued.

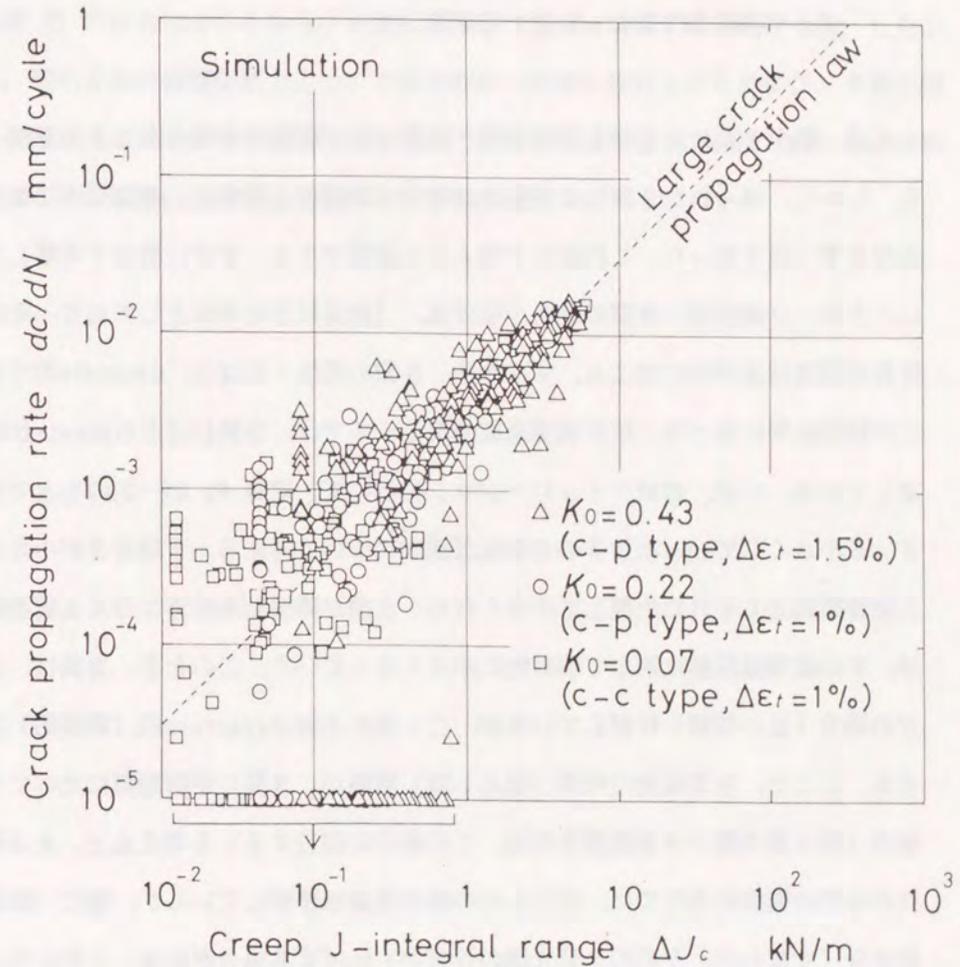


Figure 3-5-5 Simulation result on the relationship between crack propagation rate, dc/dN , and creep J-integral range, ΔJ_c . The distribution area of crack propagation rate obtained from the simulation is located in the same place as the experimental result for each test condition (compare this figure with Figure 3-5-4).

に比例する次式で与えた。

$$K(c) = K_0 \cdot c \quad (3-5-1)$$

K_0 : 実験条件によって定まる定数

上式は、微小き裂に対しても巨視き裂と同様な伝ば駆動力を与えたことを意味している。しかし、得られたき裂伝ば速度のばらつき範囲の上限値は、き裂長さにはほとんど依存せず一定であった。これは以下のように説明できる。すでに前章で考察したように、クリープ疲労微小き裂の発生・伝ばは、1結晶粒界を単位としており、その結晶粒界の破壊は速やかに起こる、すなわち、き裂の発生・伝ばは、discrete的である。この観測結果に基づき、粒界破壊抵抗分布モデルでは、き裂伝ばをdiscrete伝ばと仮定している。いま、数値シミュレーションにおいて、定数 K_0 が一定のもとでき裂長さ c を小さくしていったときのき裂伝ば速度について考える。き裂長さが小さくなると破壊駆動力もそれに比例して小さくなり、き裂が隣接結晶粒界に与える破壊駆動力は、その破壊抵抗値に対して相対的に小さくなっていく。このとき、き裂は、ほとんどの場合（長い時間）停留しているが、ごく稀にき裂はdiscrete的（瞬間的）に伝ばする。ここで、き裂観測の時間（繰返し数）間隔が、き裂の停留期間に比べて小さい場合（第2章の微小き裂観測条件は、この場合に相当する）を考えると、ある観測時点から次の観測時点までに、ほとんどの場合き裂は停留しているが、稀に1結晶粒界長さ分（すなわち、左右のき裂先端の片方が）伝ばする場合がある。これより、き裂伝ば速度 dc/dN の上限は、結晶粒界長さの最大値の半分（き裂長さは半長で表すため）をこの観測間隔 ΔN で割ったものにほぼ等しくなる。例えば、c-p typeの全ひずみ範囲が1.5%の場合、観測間隔 ΔN は10回であり、結晶粒界長さの最大値は約100 μm であるため、き裂伝ば速度の最大値は、およそ $1 \times 10^{-2} (\text{mm/cycle})$ となり、これはシミュレーション結果 (Fig. 3-5-1(b)) と一致する。この状況は、最大き裂伝ば速度が巨視き裂伝ば則に一致する付近まで見られることになり、これが、破壊駆動力が式(3-5-1)であるにも係わらず伝ば速度の最大値が一定である理由である。

以上の考察は、厳密には、き裂伝ばがdiscrete的に起こると仮定している数値シミュレーションに関してのみ成立する。しかし、実際のクリープ疲労微小き裂もdiscreteに近い伝ば挙動を示すことを考えると、以上の考察結果は、実際の微小き裂にもあてはまる。このように、き裂伝ば速度のばらつきは、各結晶粒界の強さ（破壊抵抗値 R ）のばらつきのみならずき裂伝ば形態（discrete性）にも依存する。したがって、微小き裂の破壊駆動力について総合的かつ詳細に検討するためには、多数の微小き裂の伝ば速度を統計処理するとともに、き裂の伝ば形態（discrete性）および観測間隔 ΔN の影響についても考慮する必要がある。

3・6 破壊プロセスと破損寿命

に関する検討

3・6・1 き裂発生主体型とき裂伝ば主体型

高温構造用耐熱金属材料においては、複数の微小き裂の発生と伝ばが同時に進行することによって破壊がもたらされる場合が多い。オーステナイト系ステンレス鋼 SUS304 の c-p type (低速引張-高速圧縮) クリープ疲労を例に挙げると、ひずみ範囲が大きい場合は、より多数のき裂が試験片表面に発生し、それらが寿命末期に急速に合体・伝ばして破壊に至る。一方、ひずみ範囲が小さいときは、き裂の発生数が比較的少なく、ある一つの微小き裂が伝ばして大きくなり、そのき裂の伝ばが破壊を導く。本研究では、前者をその破壊プロセスが主としてき裂発生により支配されていることより「き裂発生主体型」破壊、後者をそのプロセスが主としてき裂伝ばにより支配されていることより「き裂伝ば主体型」破壊と呼ぶことにする。両破壊プロセスを模式的に Fig. 3-6-1 に示す。ある破壊がこの二つのタイプのどちらに属するかは、実際にき裂観察を行うことによって直観的あるいは定性的に判断することができるが、材料や負荷条件によってタイプが異なることを分析し、クリープ疲労破壊のプロセスを理解するためには、き裂の発生と伝ばに関する情報を適切に分離し、定量化する必要がある。本章にて微小き裂のシミュレーションに用いてきた「粒界破壊抵抗分布モデル」は、この目的に適した簡単かつ明解なモデルであり、それに基づく数値シミュレーションによって SUS304 などの実用多結晶金属材料におけるクリープ疲労の微視組織的微小き裂の発生と伝ば挙動を一般的に再現することができると考えられる。そこで、本研究では、これを用いた逆問題解析(結果から原因を推定する解析手法)の一つとして、き裂挙動から見た破壊のプロセスおよび破損寿命とそのばらつきに関する

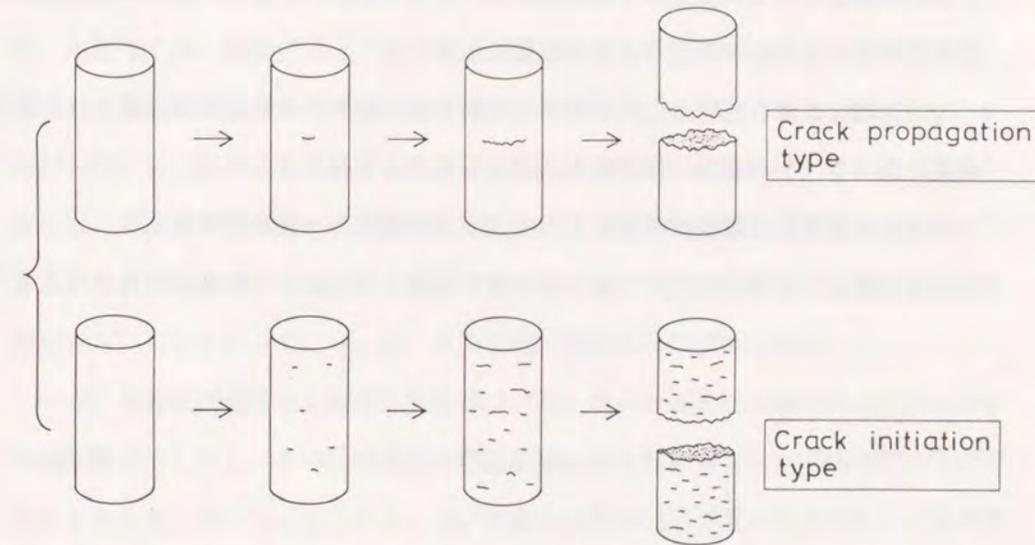


Figure 3-6-1 Crack propagation type and crack initiation type.

検討を行う。

3・6・2 モデルおよび数値シミュレーションの概要

本章の破壊プロセスおよび寿命解析には、第3・5節と同様に一次元の粒界破壊抵抗分布モデルを用いた。以下にその概要を示す。

- (1) 応力軸に垂直な直線上に結晶粒界を配列する。配列する結晶粒界の長さは、測定結果に基づき、平均25 μ m、標準偏差20 μ mの正規分布で与える。
- (2) 各結晶粒界には破壊抵抗値 R として0～1の範囲の一様乱数を与える。
- (3) 単位繰返し数毎に次式にて表される破壊駆動力 $D(c)$ を各結晶粒界に与える。

$$D(c) = F_0 + K_0^* \cdot (c / l_{gm}) \quad (3-6-1)$$

ただし、上式中の c は各き裂の長さを、 l_{gm} は平均結晶粒界長さ（本研究で採用したSUS304の場合は25 μ m）を表す。各粒界の破壊抵抗値 R は、この破壊駆動力に応じて各サイクルごとに D ずつ減少する。なお、上式中の K_0^* は、これまでの K_0 を l_{gm} で無次元化したもの（ $K_0^* = K_0 \cdot l_{gm}$ ）であり、本質的に両者は同じものである。

- (4) ある粒界の残存破壊抵抗値が零になるとその粒界は破壊する。すなわち、き裂発生とする。その破壊がき裂（以前に破壊していた粒界）に隣接している粒界で起こったときはき裂伝ばとみなし、き裂伝ばは1粒界長さを単位とする不連続的（discrete）な破壊からなるものとする。

3・6・3 破壊駆動力 F_0 と K_0^*

本モデルにおける破壊駆動力 D は、式(3-6-1)から明らかなように、二つの駆動力

F_0 と K_0^* により決定される。 F_0 は主としてき裂が発生するまでの破壊駆動力、すなわち、き裂発生を支配する駆動力である。一方、 K_0^* は、主として一旦発生したき裂が伝ばする際の駆動力であり、き裂伝ばを支配する。 F_0 、 K_0^* ともに応力、ひずみ速度等の関数であるが、材料の種類および実験条件が決まれば一定値で与えられることは、すでに前節で述べたとおりである。

Fig.3-6-2に両駆動力のき裂密度（単位面積当たりのき裂個数）に及ぼす影響を示す。本研究では、後のクリープ疲労微小き裂（大気中）の観察結果との対応を考え、破壊した結晶粒界のうちで半長20 μ m以上のものをき裂とみなすことにする。Fig.3-6-2(a)と(b)を比較するとわかるように、き裂密度増加率は駆動力 F_0 によって顕著に変化し、 F_0 が増加すると、き裂密度増加率がほぼそれに比例して増加することがわかる。それに対して、き裂伝ばを支配する駆動力 K_0^* は、き裂密度にほとんど影響を及ぼさない。したがって、 F_0 は、き裂密度の増加率から求められる。

一方、き裂伝ば速度を支配する駆動力 K_0^* は、微小き裂の伝ば速度から求めるのが本来である。しかし、その伝ば速度が微視組織およびき裂同士の力学的な干渉等の理由により大きくばらつくことから、 K_0^* を微小き裂の伝ば速度から求めることは困難である。したがって、 K_0^* は、き裂伝ばに関する駆動力が微視組織の影響に対して十分大きくなる領域、すなわち、巨視き裂に関する伝ば則から求める。なお、巨視き裂伝ば則から K_0^* の値を算出する方法は、前節にて説明しており、また、ばらつく微小き裂の伝ば速度がき裂長さの増大に伴い、この巨視き裂伝ば則に収束することは、前章の第2・4節にて確かめている。

3・6・4 破壊プロセス

ここでは、両駆動力と破壊プロセスとの関係について検討する。本研究では、破損寿命の設定基準を、1mm²のシミュレーション領域中に長さ（半長）1mmのき裂が生じたときとする。この破損基準の違いが寿命に及ぼす影響については、次項にて検討する。

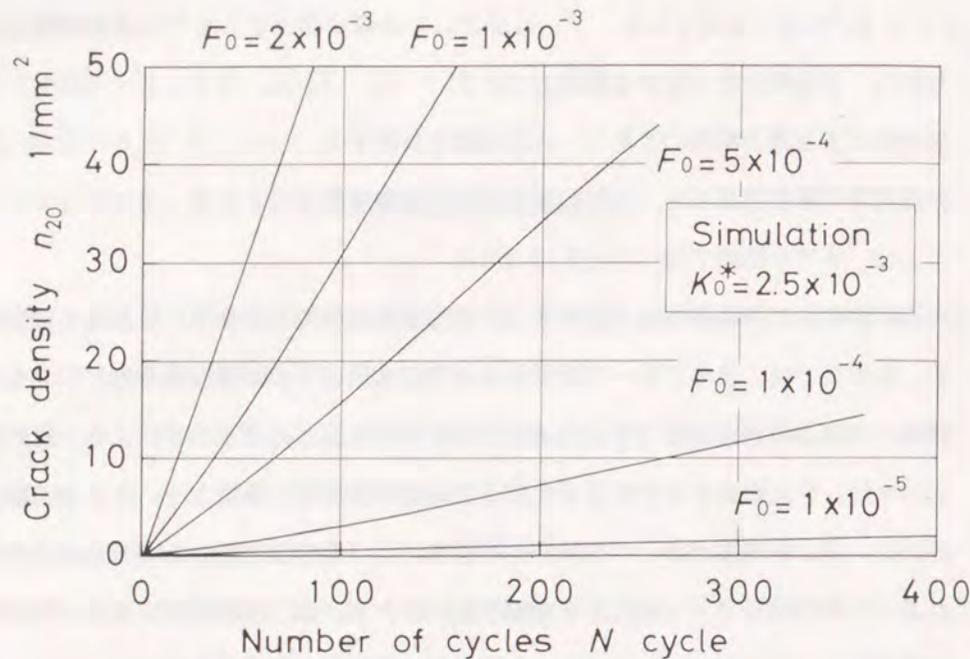
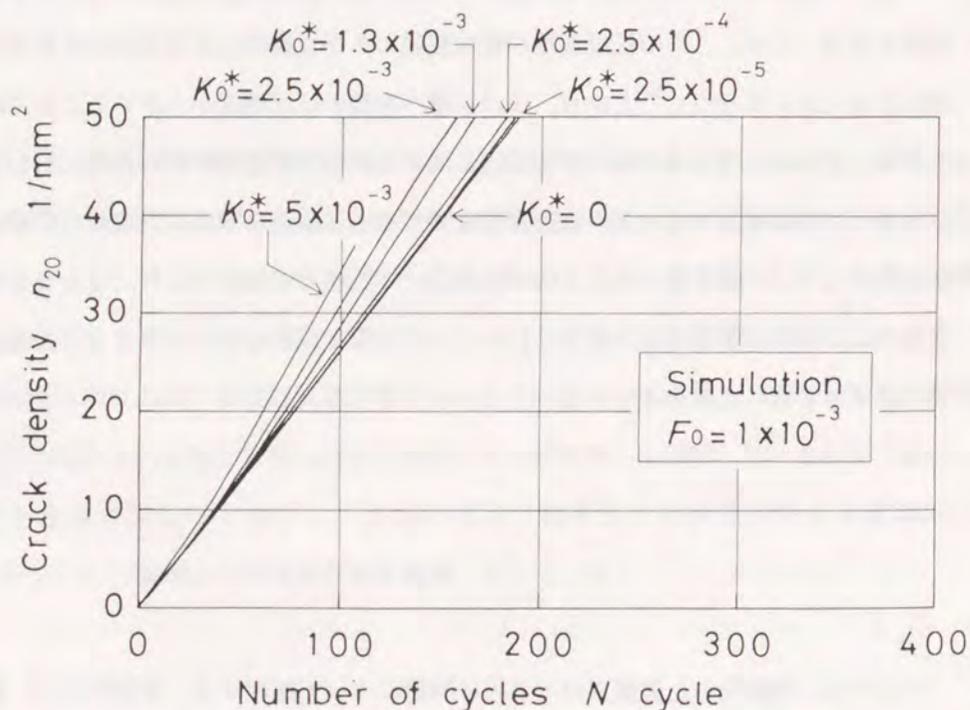
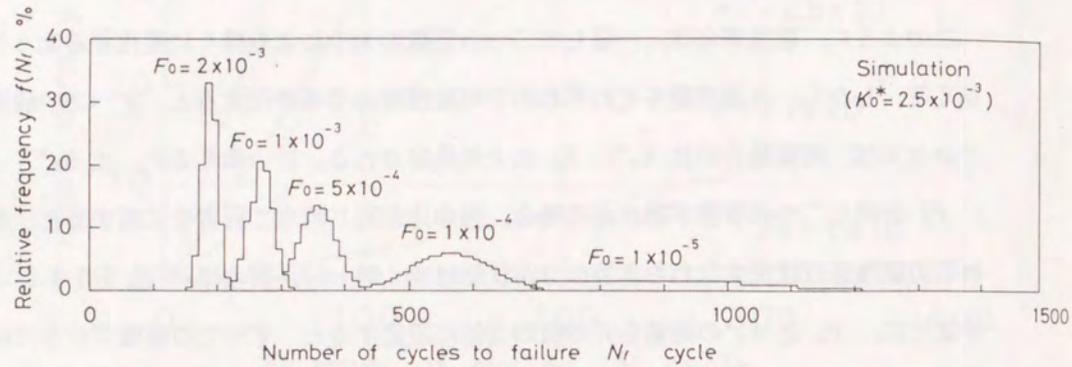
(a) On the value of F_0 .(b) On the value of K_0^* . The K_0^* is the normalized value of K_0 , see Eq.(3-6-1).Figure 3-6-2 Dependence of crack density, n_{20} .

Fig.3-6-3 に F_0 , K_0^* の値により破損寿命がどのように変化するかを示す。Fig.3-6-3(a) から、 F_0 が増加すると、き裂発生数が増加するため寿命が短くなることがわかる。さらに、寿命のばらつきも小さくなる。一方、Fig.3-6-3(b) からわかるように、 K_0^* が増加すると、各き裂のき裂伝ば速度が大きくなり、寿命は短くなる。しかし、寿命のばらつきはほとんど変化しない。

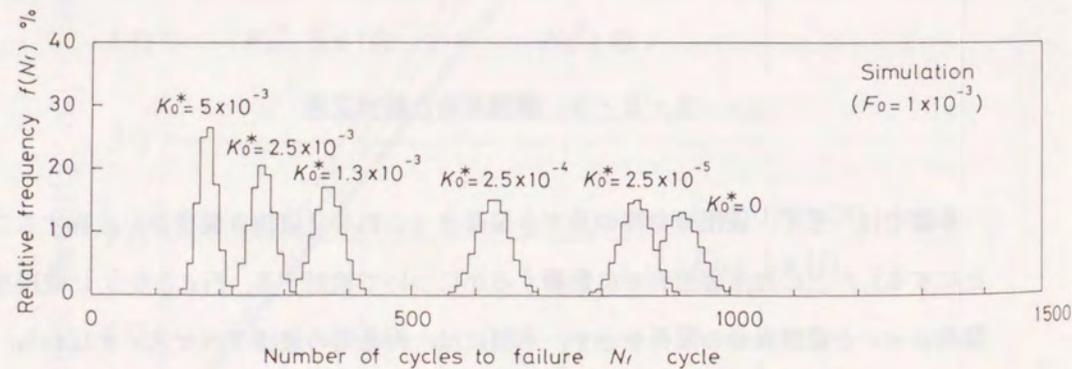
このように、破損寿命は、一見して二つの定数の大小により様々に変化するように見える。しかし、き裂挙動をそれぞれの平均破損寿命で基準化すると、すべての破壊プロセスは、両駆動力の比 K_0^*/F_0 により決定される。言い換えると、比 K_0^*/F_0 が同じ二つの破壊挙動がある場合、寿命比が同じ時点で両者を比較すると、それらの破壊進行状況すなわちき裂の分布状態は全く等しい。例えば、Fig.3-6-4 に示すように、 F_0 と K_0^* の両値を元の値の 2 倍に設定すると、すべての破壊プロセスは、元の時間の半分で実現されることになり、破壊プロセスを寿命に対する相対的な時間を見た場合は、元の条件と両値を 2 倍にした条件は、全く等しくなる。これは理論的にも容易に証明できる。したがって、比の値 K_0^*/F_0 は、破壊プロセスを特徴づける一つのパラメーターとなりうるということがわかる。

3・6・5 破損寿命と破損基準

本節では、まず、破損寿命時の最大き裂長さ（これを「破損き裂長さ」と称することにする）がどの程度破損寿命に影響するかについて検討する。Fig.3-6-5 に破損き裂長さ c_r と破損寿命の関係を示す。本図には、両極端の破壊プロセス、すなわち、 $K_0^*/F_0=2.5$ の「き裂発生主体」と $K_0^*/F_0=2.5 \times 10^2$ 「き裂伝ば主体型」について示してある。後述する SUS304 クリープ疲労の破壊プロセスは、全てこの範囲内に含まれる。「き裂発生主体型」、「き裂伝ば主体型」を問わず、破損き裂長さが破損寿命に及ぼす影響は小さい。例えば、破損き裂長さを 0.5mm から 5mm と 1 オーダーに渡って変化させても平均破損寿命は 2 倍も増加しない。また、寿命分布のばらつきを示す標準偏差値についても同様である。さらに、き裂伝ば速度が等しければ（正確に



(a) With the value of F_0 .



(b) With the value of K_0^* .

Figure 3-6-3 Change in the distribution of failure lives.

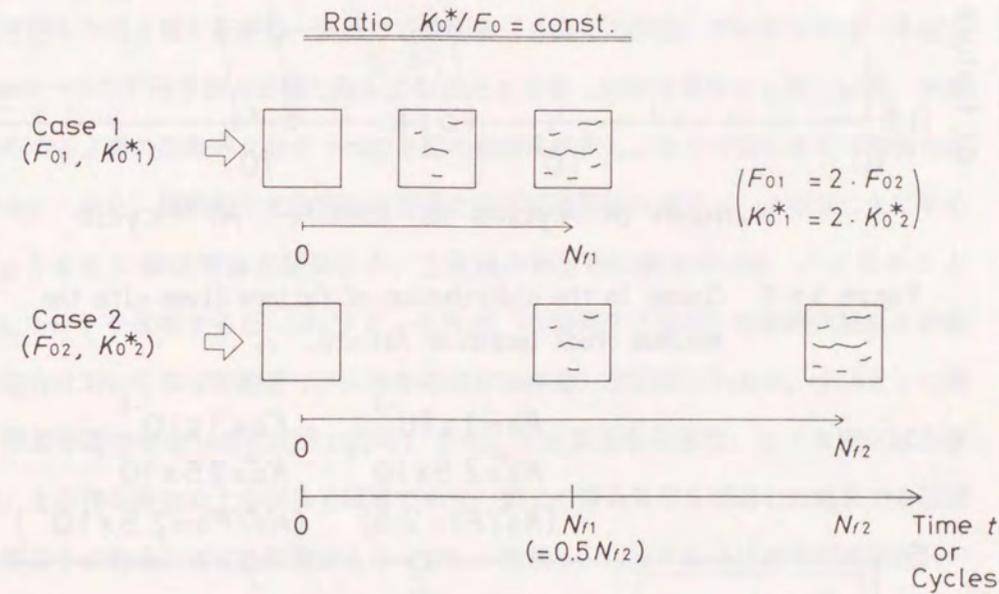


Figure 3-6-4 A schematic figure showing a parameter K_0^*/F_0 . Under the same value of K_0^*/F_0 , fracture process becomes similar with respect to the lapse of time.

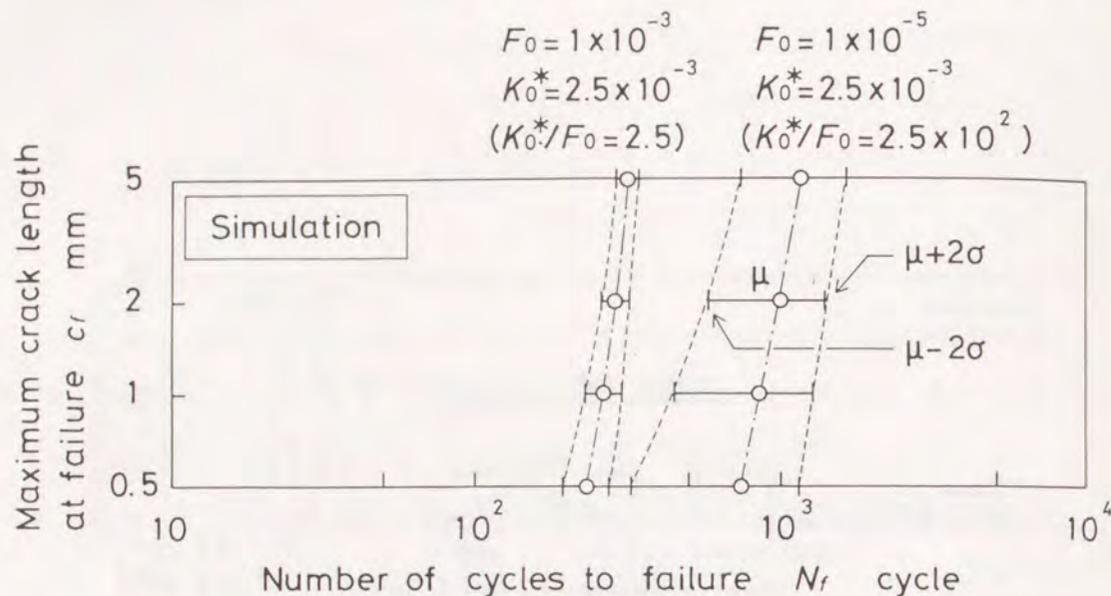


Figure 3-6-5 Change in the distribution of failure lives with the maximum crack length at failure, c_r .

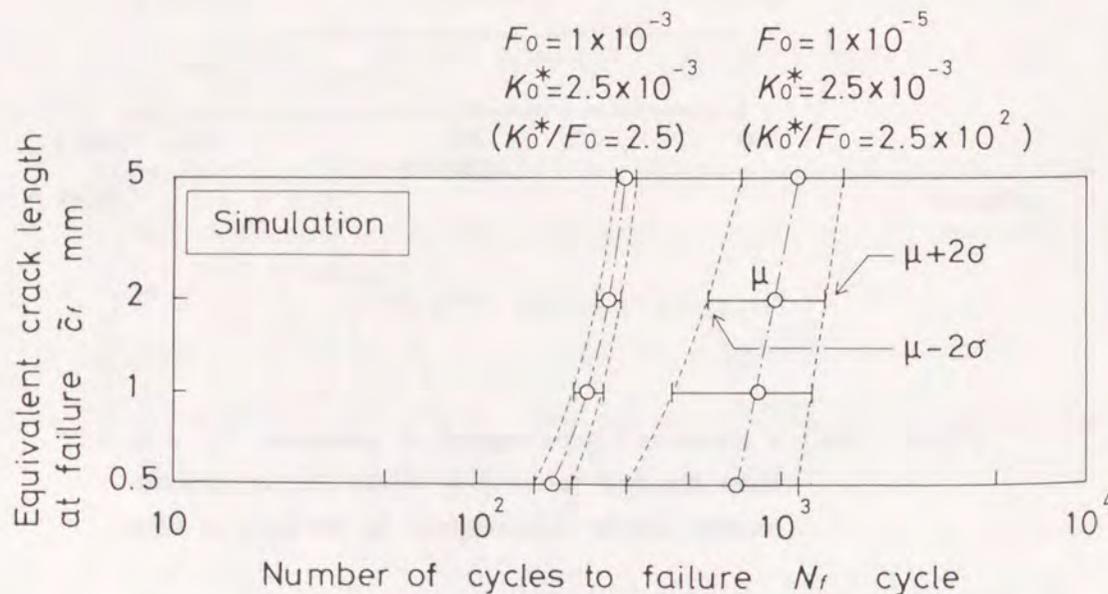


Figure 3-6-6 Change in the distribution of failure lives with the equivalent crack length at failure, \bar{c}_r . The equivalent crack length is calculated as the radius of a circular crack, the area of which is equal to the sum of all cracks, where every small crack is assumed to be semi-circular.

は K_0^* の値が等しければ), F_0 の値が大きい「き裂発生主体型」の方が「き裂伝ば主体型」より破損寿命が短くなる. この理由は, 隣接き裂の合体によってき裂伝ば速度が加速されるためばかりではなく, 伝ばを開始するき裂がより早期に多数発生するためである.

次に, 異なる破損基準を用いた場合の破損寿命について検討する. き裂が多数発生するような条件下では, 破損の基準が最大き裂長さではなく, き裂面の合計面積等の有効断面積を反映した基準で評価されることが考えられる. そこで, 本研究では, 表面き裂を半円き裂と仮定し, 多数のき裂面積(き裂面の面積)の合計が半長(半径)1mmの一つの半円き裂の面積と等しくなるときを第二の寿命基準とした. 以後, 多数分布するき裂の面積の合計を一つのき裂の面積に換算し, そのき裂長さを「等価き裂長さ」, また, 破損時点での等価き裂長さを「破損等価き裂長さ」と呼ぶことにする. Fig. 3-6-6 に破損等価き裂長さ \bar{c}_r と破損寿命分布の関係を示す. Fig. 3-6-5 と Fig. 3-6-6 を比較すると, $K_0^*/F_0 = 2.5$ の「き裂発生主体型」の破損き裂長さが短い場合において多少の相違(\bar{c}_r 基準の方が短寿命)が認められるが, 全体として両破損基準間で寿命分布に大差はなく, また, 「き裂発生主体型」と「き裂伝ば主体型」との間の寿命の大小関係も同様であり, 第二の寿命基準を採用した場合でも破損き裂長さの寿命に対する影響は大きくない. ただし, 以上の結果は破壊が表面き裂の発生・伝ばで支配される場合であって, クリープ疲労においてもより高温あるいはより低ひずみ速度の条件下では, 多数のキャビティーやき裂が試験片内部に発生して, 破壊が内部き裂の挙動に支配されることが明らかになっている⁽²⁴⁾. このような内部き裂支配の破壊では, き裂が奥方向(試験片内部方向)にも分布するため, 二つの異なる寿命基準にて評価された寿命間により大きな差が出てくるものと考えられる.

3・6・6 実験結果の検討

(1) 破損寿命評価

本項では, 前章にて検討したクリープ疲労実験に関する結果を数値シミュレーション

ンに基づいて解析し、それぞれの条件における破損寿命および破壊プロセスについて定量的に検討する。解析する実験結果は、オーステナイト系ステンレス鋼SUS304のひずみ制御型クリープ疲労微小き裂に関するものであり、実験は温度923K、大気中で実施した（前章参照）。実験条件をまとめてTable 3-6-1 に示す。また、破壊駆動力 F_0 と K_0^* の値は、前述の考察に基づき、それぞれき裂密度増加率および巨視き裂伝ば則（第3・5節の式(3-5-4)）から求めた。求められた F_0 と K_0^* の値をTable 3-6-2 に示す。

Fig. 3-6-7 にき裂密度に関するシミュレーション結果と実験結果を示す。各条件ともに両者は一致しており、本シミュレーションで寿命初期におけるき裂の発生挙動が良く模擬できていることがわかる。

Fig. 3-6-8 にはそれぞれのクリープ疲労実験条件に対する実破損寿命と数値シミュレーションにより評価された破損寿命を比較して示す。なお、本シミュレーションにおける破損寿命は前述の考察に基づき、1mm中の最大き裂長さが1mmになったときとした。全ての条件で、評価された破損寿命は実験結果とかなり良く一致しており、本シミュレーションは、き裂の発生・伝ば挙動の模擬とともに寿命・余寿命評価にも有効であることがわかる。

〔2〕破壊プロセス

すでに本節で検討したように、破壊のプロセスは、駆動力の式に含まれる二種類の定数 F_0 と K_0^* の比の値 K_0^*/F_0 により特徴付けられる。本研究でシミュレーションを行った6種類の実験条件についてこれらの比の値を比較するとFig. 3-6-9 のようになる。本図において、比の値が小さいほど、すなわち図の下側ほど破壊のプロセスが「き裂発生主体型」に近く、上側ほど「き裂伝ば主体型」に近い。同じc-p type 波形（低速引張-高速圧縮）のクリープ疲労でも、全ひずみ範囲が大きいほど破壊形態が「き裂発生主体型」に近くなり、全ひずみ範囲が小さいほど「き裂伝ば主体型」に近くなる。また、c-c type（低速引張-低速圧縮）とc-s type（低速引張-極低速圧縮）について比の値 K_0^*/F_0 を比較すると、c-s typeの方がc-c typeよりも「き裂伝ば主体型」破壊に近い。なお、「き裂発生主体型」は、ほぼ $K_0^*/F_0 = 1$ 、「き

Table 3-6-1 Test conditions.

Type	Total strain range $\Delta \varepsilon_t$ (%)	Tensile strain rate $\dot{\varepsilon}_{t, \text{en}}$ (%/s)	Compressive strain rate $\dot{\varepsilon}_{c, \text{om}}$ (%/s)	Symbol in figures
c-p	1.0	1×10^{-4}	1	▲
c-p	1.5	1×10^{-4}	2×10^{-2}	○
c-p	0.7	1×10^{-4}	2×10^{-2}	●
c-c	1.0	2×10^{-3}	2×10^{-3}	□
c-s	1.0	2×10^{-3}	3.2×10^{-4}	■

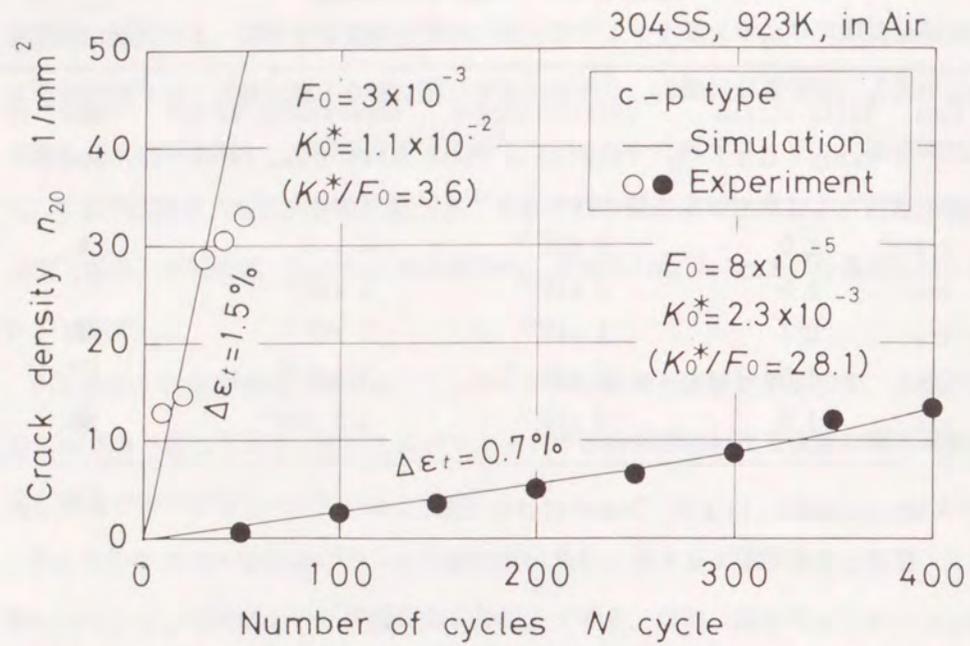
* Environment: in air, Temperature: 923K

Table 3-6-2 Conditions of the simulation.

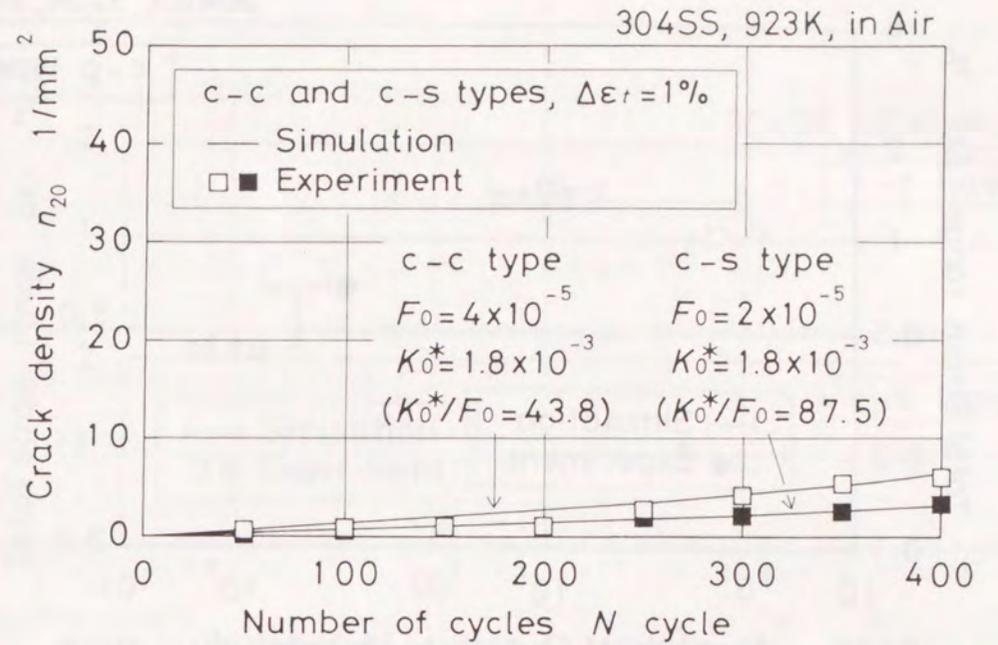
Type	Total strain range $\Delta \varepsilon_t$ (%)	F_0	K_0^*	Ratio K_0^*/F_0
c-p	1.0	4×10^{-4}	2.5×10^{-3}	6.3
c-p	1.5	3×10^{-3}	1.1×10^{-2}	3.6
c-p	0.7	8×10^{-5}	2.3×10^{-3}	28.1
c-c	1.0	4×10^{-5}	1.8×10^{-3}	43.8
c-s	1.0	2×10^{-5}	1.8×10^{-3}	87.5

Note: F_0 ; driving force for crack initiation

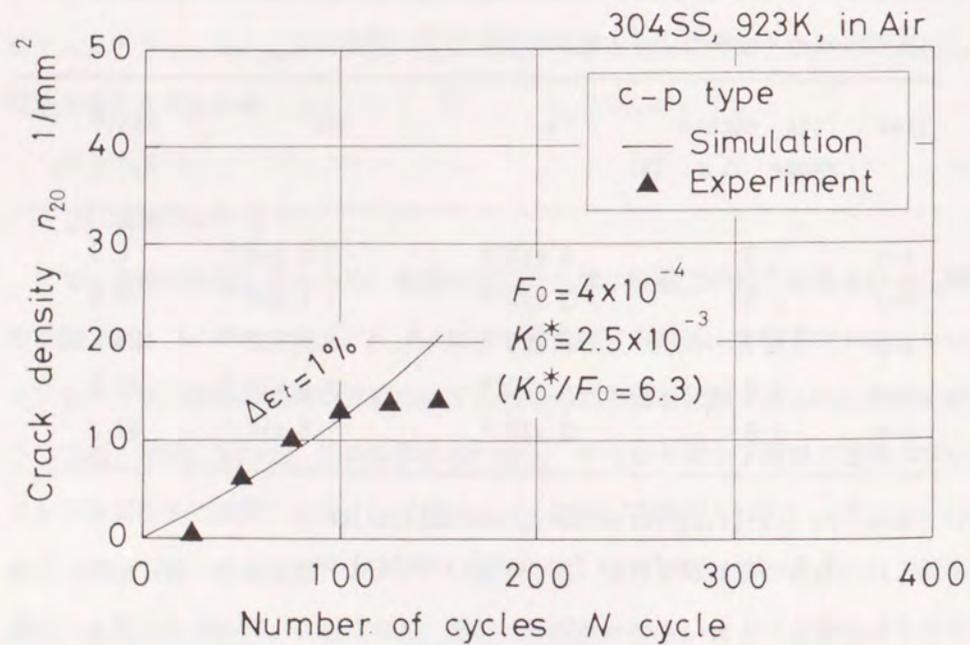
K_0^* ; driving force for crack propagation



(a) c-p type, $\Delta \epsilon_t = 1.5\%$ and 0.7% .



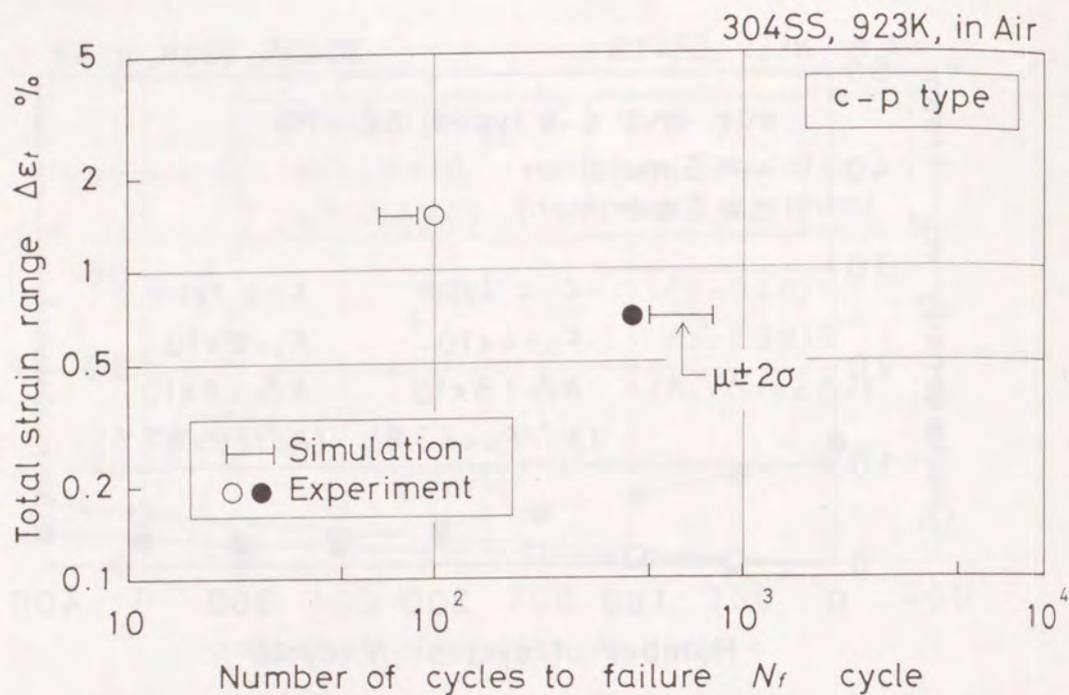
(c) c-c and c-s types, $\Delta \epsilon_t = 1\%$.



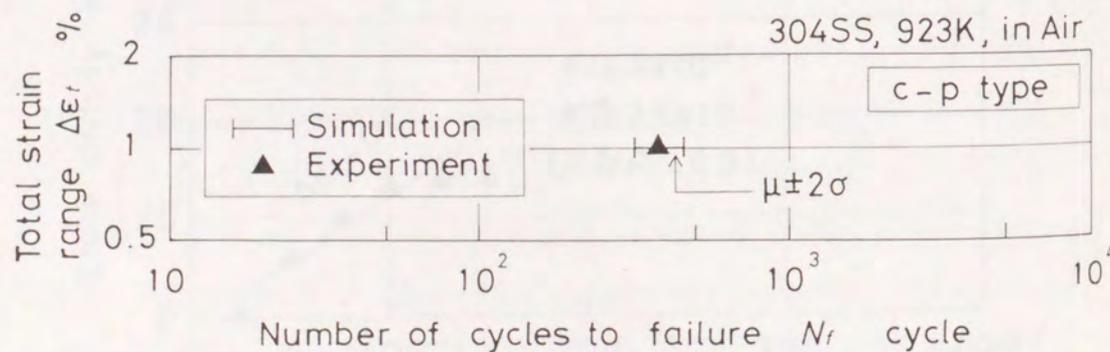
(b) c-p type, $\Delta \epsilon_t = 1\%$.

Figure 3-6-7 Comparison of simulation and experimental results on crack density, n_{20} .

Figure 3-6-7 continued.

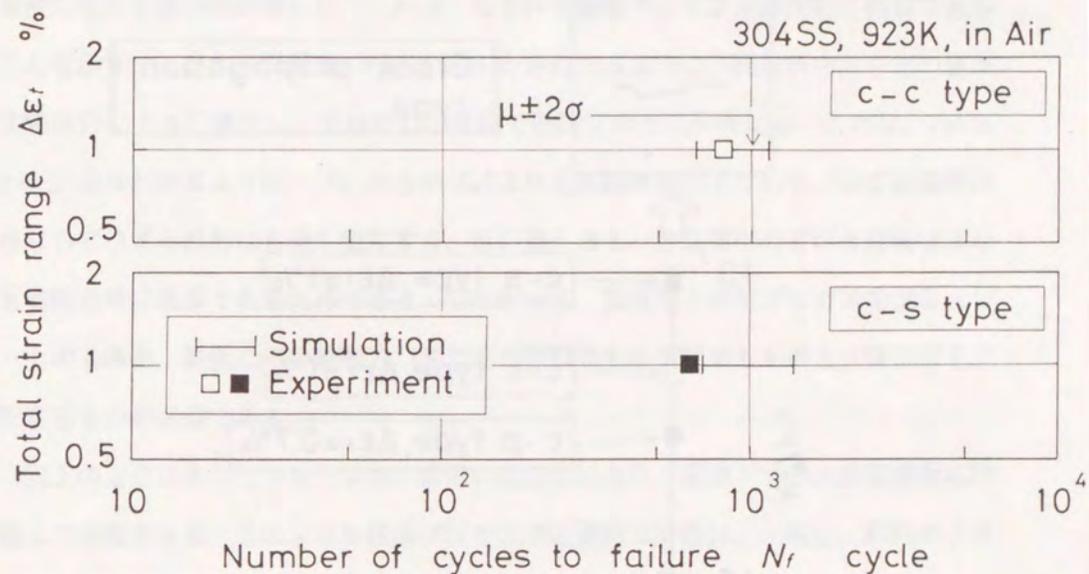


(a) c-p type, $\Delta \epsilon_t = 1.5\%$ and 0.7% .



(b) c-p type, $\Delta \epsilon_t = 1\%$.

Figure 3-6-8 Comparison of evaluated lives by the simulation with the actual ones.



(c) c-c and c-s types, $\Delta \epsilon_t = 1\%$.

Figure 3-6-8 continued.

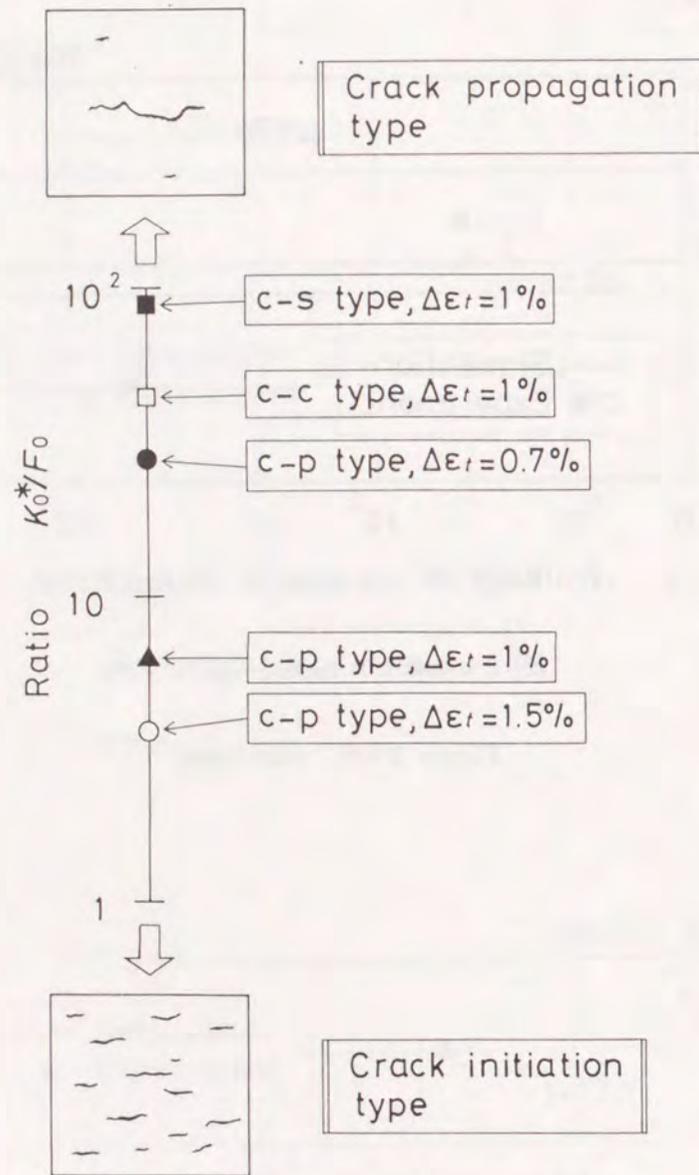


Figure 3-6-9 Fracture process for all test conditions. Every result exists between $K_0^*/F_0 = 10^2$ (crack propagation type) and $K_0^*/F_0 = 1$ (crack initiation type).

裂伝ば主体型」は、ほぼ $K_0^*/F_0 = 100$ の値が目安となる。

比 K_0^*/F_0 の値が負荷条件の違いによって変わらない場合は、 F_0 と K_0^* の負荷条件に対する依存性が等しく、これは、各条件で破壊プロセスが時間的に相似であることを示す。しかし、実際は、Fig.3-6-9 からわかるように、同材料中でも比の値が実験条件に大きく依存し、それぞれの条件で破壊プロセスが異なる。これは、Table 3-6-2 からわかるように、 F_0 の方が K_0^* よりも実験条件、すなわち、ひずみ範囲のみならずひずみ波形にも強く依存する、言い換えると、き裂発生の方がき裂伝ばよりも実験条件に敏感であるためである。したがって、数種類の破壊プロセスをシミュレートする場合、最低二つの駆動力、すなわちき裂発生を支配するものとき裂伝ばを支配するものが必要である。

以上のように本シミュレーションを用いることにより、破壊プロセスを定量的に評価して分類できる。このような破壊プロセスの定量的な評価は、一般に、材料のクリープ疲労破壊の性質を理解し、実機の寿命・余寿命推定を行うのに重要であるばかりではなく、既存材料の適切な使用、新材料の開発等にも有効であると考えられる。例えば、材料の強化方法としては二つの方向、すなわちき裂発生抵抗を高める方向とき裂伝ばを抑制する方向が考えられる。材料の強度をある条件下で高めたい場合に、機器のき裂許容限界に照らし合わせてき裂発生抵抗とき裂伝ば抵抗のどちらを高める方がより効果的かを本シミュレーションを用いて定量的に評価できる。

3・7 数値シミュレーションを 援用した実機の余寿命診断方法

3・7・1 余寿命診断システムの要求

一般に、発電設備等の構造物を設計する際には、事前にその構造物を構成する機器の強度評価並びに予想される稼働・運転条件下での寿命評価が行われる⁽²⁵⁾。そのために、従来の実験室内の研究では、ある未使用材料が一定の実験条件の下でどの程度の強度を保ち、どの位の破損寿命を有するかについて重点的に調べられてきた⁽²⁶⁾。しかし、最近では、この設計時の強度・寿命評価に加えて、稼働中の実機に関する余寿命評価、すなわち予損傷材の寿命評価がクローズ・アップされてきている⁽²⁷⁾。我国でも、1970年代の高度経済成長期に多くの火力発電設備が建設され、それらの大半が設計寿命を超えて運転されている。このような状況下では、適切な損傷診断および余寿命評価が極めて重要となる。

さて、現在使用もしくは使用を検討されている予損傷材料の余寿命評価方法は、大きく次の三種類に分類できる。

- ①パラメーター法
- ②破壊力学的手法
- ③非破壊検査結果に基づく方法

まず、①のパラメーター法の代表的なものとしては、Larson-Miller法⁽²⁸⁾、Sherby-Dorn法⁽²⁹⁾の他に、Monkman-Grantの関係式⁽³⁰⁾やManson-Coffinの関係式^(31, 32)を利用する方法等が挙げられる。いずれの方法も、基本的には設計段階の寿命評価に用いられるものであり、予損傷材の余寿命評価には不向きである。しかし、その簡便さから、これらの方法は用いられる機会が多く、予損傷材に対しても線形損

傷則等を用いて余寿命評価を行うことは不可能ではない。

②の破壊力学的手法とは、従来の線形・非線形破壊力学に基づき、き裂伝ば寿命を評価することにより破損寿命を計算するものである⁽³³⁻³⁵⁾。一般に、高温構造材料では、寿命のごく初期に微小なき裂が発生し、その伝ばが破壊をもたらすことが知られている^(8, 14, 36, 37)。本手法は、物理的根拠に基づいた方法であることもあり、有力な余寿命評価法の一つと考えられている。また、本手法は、力学に基づいて構成されていることより、実際の破壊現象（き裂伝ば）と余寿命との対応付けが明確である。さらに、実験条件が変化する場合にも柔軟に対応できる。しかし、問題点が無いわけではない。まず、本論文のテーマでもある微小なき裂は、発生過程が重要である。さらに、巨視破壊力学に基づくき裂伝ば則に沿って伝ばをせず、一般に伝ば速度は大きくばらつく。また、微小なき裂は多数発生するために、き裂間の合体効果の寄与も余寿命評価では無視できない。これらは、微小なき裂特有の性質であり、力学的な解析が極めて困難である。したがって、微小なき裂の発生・伝ば期間が破損寿命の大部分を占める場合には、本手法は安全側の推定値（実際の余寿命よりも大きな値）を与える可能性が高い。

最後の③非破壊検査結果に基づく方法には、組織検査法（ボイド、析出物、結晶粒の変形量）、硬さ法、超音波法、電気抵抗法、X線回折法等がある^(38, 39)。これらは、検査する人の主観により測定結果が影響されにくく、また、損傷量が定量的に現れるため、現時点で最も盛んに用いられている方法である。どの非破壊検査法を用いる場合でも、基本的な手法は同じである。まず、予想される条件下で実際に試験片や実物を用いて実験を行い、非破壊検査で注目する物理量と破損寿命とのマスター・カーブを事前に作成する。そのマスター・カーブに基づき運転中にある実機の損傷量や余寿命を推定する。しかし、いくつかの問題点がある。まず、どの検査法による測定値も損傷の種類やメカニズムとの対応がもう一つ明確ではなく、その測定値が損傷量とみなし得るかどうかかわからない。また、測定値の時間的変化がそれぞれで異なり、変化しない期間が長いものもある。さらに、負荷条件によってマスター・カーブが異なると考えられるのに、それをデータのばらつきとして取り扱くと推定精度が悪くなる。最も大きな問題点は、実際の機器において生じる破壊の機構、形態、プロセスと

対応する物理量を測定しているという根拠が無いことにある。

そこで、本研究では、「粒界破壊抵抗分布モデル」に基づく微小き裂の発生・伝ばに関する数値シミュレーションを援用して、実機の余寿命評価を効率的に行う方法を提案する。本方法は、実際の余寿命を推定しようとする高温機器部位の微小き裂の発生・伝ば挙動から算出するため、信頼性が高く、これからのハード・ウェアの進歩とともにその発展が大きく望める手法の一つである。

3・7・2 数値シミュレーションの概要

余寿命診断システムに用いるシミュレーションは、これまでにクリープ疲労微小き裂挙動の模擬および破壊プロセスの解析等に用いてきた「粒界破壊分布モデル」に基づいて実行する。その詳細は、本章の第3・2節で説明したので、ここでは概要のみを述べる。

シミュレーションの過程は、大きく三段階から成る。第一段階は、シミュレーションに用いる結晶粒界の作成である。一次元シミュレーションを実施する場合には一次元粒界を、三次元シミュレーションを実施する場合には三次元粒界を数値的に作成し、作成された結晶粒界が実際のもものと一致することを確認する。

第二段階は、シミュレーションの初期条件の決定である。本シミュレーションで用いる「粒界破壊抵抗分布モデル」とは、各結晶粒界に予め破壊抵抗値 R を与え、その R の値が破壊駆動力 D に応じて減少していき、残存破壊抵抗値が零になったときに粒界が破壊するというものである。例えば、SUS304のクリープ疲労微小き裂に関する一次元シミュレーションの場合、破壊抵抗値 R を一様乱数で与え、破壊駆動力 D を次式で与えることで良好なシミュレーション結果が得られることは、すでに前節で示したとおりである。

$$D(c) = F_0 + K_0 \cdot c \quad (3-7-1)$$

(F_0, K_0 : 実験条件によって決まる定数)

この場合、上式中の F_0 と K_0 が決定すべき初期条件であるが、この設定条件は、実験条件（稼働条件）の変化に応じてシミュレーションの途中で変えることが可能である。

第三段階は、シミュレーションの実行である。ここでは、各結晶粒界に与える破壊駆動力 D を計算するとともに全結晶粒界の残存破壊抵抗値 R を繰返し数毎に確認し、破壊粒界を判別する作業を行う。この段階が、微小き裂の発生・伝ばシミュレーションの中心部である。

3・7・3 余寿命診断方法

余寿命診断方法のフロー・チャートをFig.3-7-1に示す。基本的に本方法は、①予備解析、②シミュレーションの実行、③破損の判定とデータの修正の三段階より構成される。なお、ここでは、対象とするクリープ疲労破壊は、SUS304に見られるように結晶粒界に発生・伝ばする粒界微小き裂により引き起こされるとし、疲労破壊のような粒内破壊については考えない。また、実機の検査が定期的に行われることを前提とし、余寿命診断はこの定期検査単位で実施する。

〔1〕予備解析

寿命評価のためのシミュレーションを構造物全体に渡って行うことは、計算時間や計算機の容量を考えると現実的ではない。したがって、稼働中にある実機の損傷を受けやすい部分すなわちシミュレーション対象領域を設定し、その部分についてのみ余寿命解析を行う。その領域決定のための温度・応力解析には、有限要素法等の数値的な手法が便利である。

上記の解析によってシミュレーション領域決定後、同領域中の結晶粒界を計算機にて作成する。そのために、まず、実機の解析部位のレプリカを採取し、その部分の結

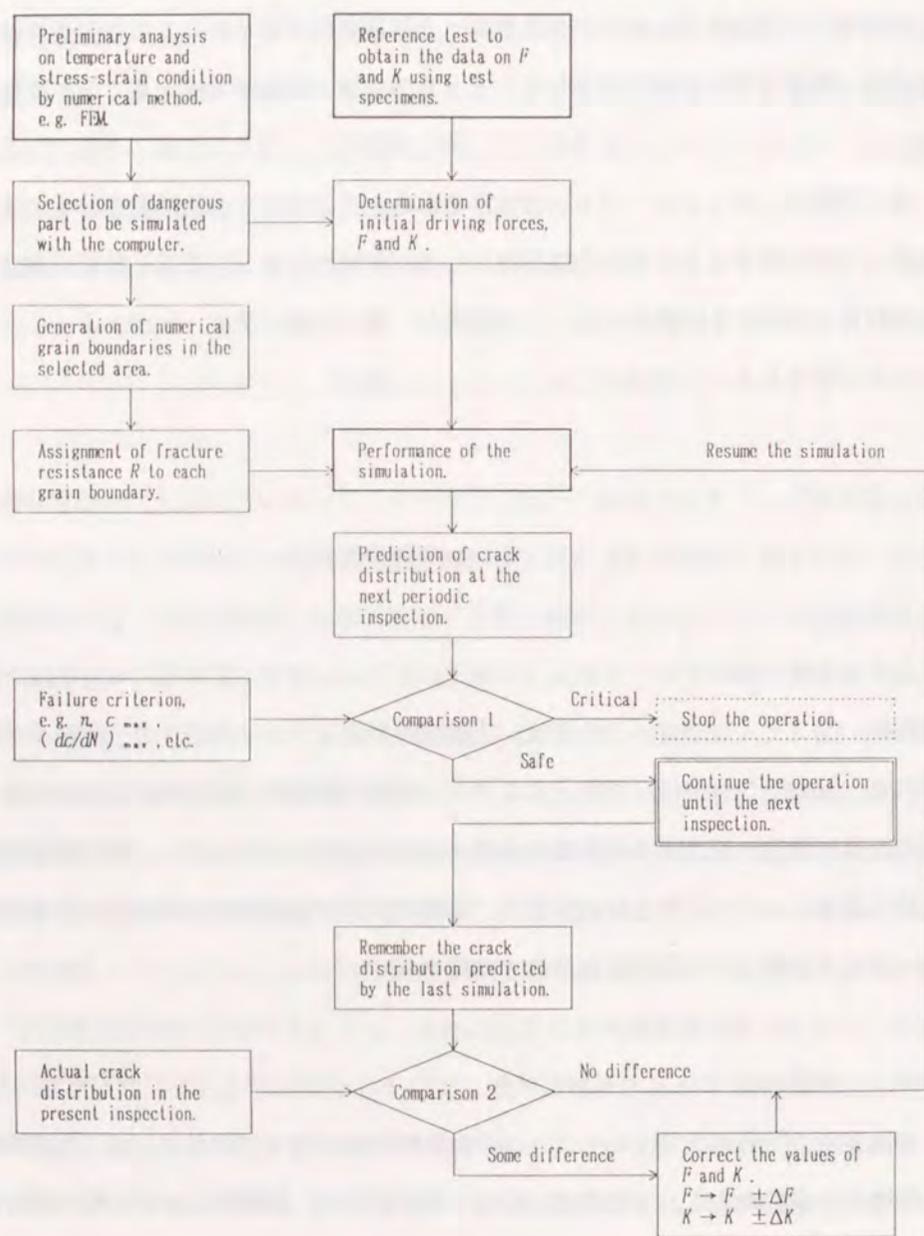


Figure 3-7-1 A flow chart of remaining life assessment using the present numerical simulation.

晶粒形状・寸法分布を測定する。その際には、画像処理装置を用いることにより作業の効率化が図れる。この測定結果を基にシミュレーションに用いる結晶粒界を計算機上に作成する。例えば、一次元シミュレーションを行う場合は、結晶粒界長さのみをある分布で与えることにより一次元結晶粒界を作成し、また、き裂同志の力学的な干渉を考慮してより正確な余寿命推定値を得るために三次元シミュレーションを実施する場合には、三次元の結晶粒界を核生成・成長モデル⁽¹⁰⁻¹²⁾等を用いて作成することができる。また、表面き裂のみをシミュレーションの対象とするときは、表面の結晶粒界のみを作成してシミュレーションを行うことで効率化が図れる。

次に、シミュレーションを実施する前に初期条件を決定する。破壊抵抗値 R には第一次近似的に一樣乱数を用いることができる。しかし、シミュレーションの途中で高温酸化や環境の影響により抵抗値が変化する場合、その都度 R の分布を変えることができる。また、破壊駆動力の二つの定数 F_0 と K_0 のうち、き裂伝ばを支配する定数 K_0 は、シミュレーション領域中の温度および応力・ひずみ条件がわかれば、その条件下の巨視き裂伝ば則から計算することができる。一方、き裂発生を支配する定数 F_0 は、現在のところ有力なき裂発生則が存在しないため、経験的に設定せざるを得ない。したがって、定数 F_0 を決定するためには、既存のき裂発生に関する結果から予測するか、もしくは、実験室内の予備実験により定数 F_0 の実験条件依存性を調べる必要がある。近い将来、分子動力学法やキャビティに関するモデル解析等によりき裂発生則が得られることも考えられるが、この場合にも、その得られた法則をシミュレーションに導入することは、極めて簡単である。

〔2〕シミュレーションの実行

計算機内で微小き裂の発生・伝ばシミュレーションを実行し、次回の定期検査時の微小き裂の密度、長さ分布、伝ば速度分布等のデータを予測する。この予測値は、一般に確率的にばらつくため、その分布を正確に得るには、シミュレーションを多数回実行しなければならない。

〔3〕破損の判定とデータの修正

ここでは、シミュレーションにて予測した次回の定期検査時の結果について検討する。破損基準としては、き裂密度、最大き裂長さ、最大き裂伝ば速度などを考え、得られた予測結果が許容範囲内にあるかどうかを調べる。もし、すべての予測結果が許容範囲内であれば、実機の運転を次回の定期検査時まで延長する。また、今回の検査で得られたき裂密度やき裂長さ分布のデータを参考にして、破壊駆動力等のシミュレーション条件を変更・修正することで、その後の余寿命推定値の精度が高められる。微小き裂挙動を正確に把握・予測することが困難な現時点では、この種のフィード・バック的な手法がどうしても必要である。また、複雑な環境、複雑な運転条件下で長期間使用されてきた実機に対して、フィード・バック機能を取り入れて数値シミュレーションを随時修正することは、余寿命推定の方法として是非必要かつ最適な方法である。もし、いずれかの基準が許容範囲を逸脱するときは、直ちにあるいは逸脱が予測される時期までに機器の稼働を停止し、損傷部位を修理ないしは交換する。

ここでは、一定期間ごとの検査を前提として余寿命を短期的に推定する方法について述べてきたが、例えば、同じ方法を用いて、最も苛酷かつ危険な条件を想定して将来のき裂分布状態および余寿命をシミュレートすることもできる。これは、余寿命評価のもう一つの重要な機能となる。

以上、数値シミュレーションを用いた実機の余寿命評価方法について説明してきたが、本方法は、画像処理システム、データ・ベース等を利用することによりかなりの効率化が図れる。また、計算機性能の向上によっても処理時間が短縮できるため、現在のハード・ウェアの進歩の速さを考えると、近い将来には、シミュレーションを用いてかなり忠実なき裂挙動の模擬、すなわち、かなり正確な余寿命評価が行えるようになると思われる。

3・8 まとめ

本章では、第2章のひずみ制御型クリープ疲労微小き裂に関する実験結果に基づき「粒界破壊抵抗分布モデル」を提案し、本モデルを用いてクリープ疲労微小き裂挙動のシミュレーションを行った。本章の前半部では、モデルに基づき一次元および三次元の数値シミュレーションを実行し、モデルおよびシミュレーション方法の妥当性を示した。また、後半部では、シミュレーションを用いてクリープ疲労破壊のプロセスを分類するとともに、本シミュレーションの余寿命評価への適用を考え、その方法を提案した。以下に本章で得られた結果を本文中と同じ順番にて整理・要約する。

3・8・1 粒界破壊抵抗分布モデルおよび数値シミュレーション

本章前半（第3・2節から第3・5節）では、第2章で得られたクリープ疲労微小き裂の観測結果を基に「粒界破壊抵抗分布モデル」を提案し、そのモデルを用いて数値シミュレーションを行った。得られた結果は、以下のように要約できる。

①オーステナイト系ステンレス鋼SUS304の試験片表面には、多数の粒界微小き裂が発生して伝ばする。また、その発生・伝ば挙動は、結晶粒界に代表される微視組織の影響を強く受けて、場所的・時間的ランダム性を持つ。この確率的な微小き裂の挙動を模擬するために、前章で得られた微小き裂に関する詳細な観測結果に基づいて「粒界破壊抵抗分布モデル」を提案した。

②シミュレーションに用いた粒界破壊抵抗分布モデルは、クリープ疲労条件下においてき裂発生・伝ばのサイトとなる結晶粒界に、あるばらつきを持った破壊抵抗値 R を与え、そのばらつきにより微視組織的微小き裂のランダム性を表現するモデルである。また、粒界の破壊（き裂発生・伝ば）は、モデル上では以下のように表現する。

クリープ疲労繰返し数毎に全粒界に破壊駆動力 D を与え、その破壊駆動力に応じて各粒界の破壊抵抗値 R を減少させる。ある結晶粒界の残存抵抗値が零になるとその粒界は破壊する。き裂の発生および伝ばは、破壊した結晶粒界がき裂に隣接していたか否かの違いのみであり、破壊機構は同じと考える。

③各結晶粒界に与える破壊駆動力 D は、き裂発生に関するもの F とき裂伝ばに関するもの K とに分けられる。このように破壊駆動力を二種類に分けた理由は、き裂発生数とき裂伝ば速度の実験条件に対する依存性が互いに異なるためである。

④粒界破壊抵抗分布モデルに基づき、クリープ疲労微小き裂に関する一次元シミュレーションを実施した。シミュレーションの次元は、用いる結晶粒界の作成次元に対応しており、一次元シミュレーションに用いた一次元結晶粒界は、全結晶粒界を応力軸に垂直な方向の1本の直線上に配列したものである。この一次元シミュレーションにより、寿命初期から中期までの微小き裂の発生・伝ば挙動が模擬できた。しかし、一次元シミュレーションでは、上下き裂間の力学的な相互作用やき裂発生に対する粒界ファセットの応力軸に対する角度依存性が導入されていないため、大きなき裂の応力緩和やき裂発生が容易な粒界（応力軸に垂直方向に近い粒界）の残存個数がき裂発生個数に影響してくる寿命後期の微小き裂挙動を正確に表現できなかった。本結果から、寿命後期の微小き裂挙動を正確に模擬するためには、以上に述べたき裂同志の力学的干渉効果を考慮した多次元のシミュレーションが必要であった。

⑤寿命後期に至るまで微小き裂挙動を正確に模擬するために、三次元シミュレーションを行った。シミュレーションに用いる表面結晶粒界（表面によって切断されている結晶粒界ファセット）は、核生成・成長モデルに基づき三次元的に作成した。モデルおよびシミュレーションを三次元に拡張することで微小き裂の発生・伝ば挙動を寿命後期まで正確に模擬でき、かつ、き裂間の力学的な相互作用（応力緩和）および上下き裂間の合体の影響を取り入れることができた。

⑥微視組織的微小き裂から巨視き裂に至るまでのき裂に関して、本モデルに基づくき裂伝ばシミュレーションを行った。本モデルは、微視組織の影響を強く受ける微小き裂のみならず巨視き裂の伝ば挙動の模擬に対しても有効であり、き裂長さの増大とともにばらつく伝ば速度が巨視き裂伝ば則に収束していく様子が良く再現できた。ま

た、微小き裂の平均的な破壊駆動力が巨視き裂伝ばの駆動力からの外挿値で表されると仮定すると、微小き裂の破壊駆動力も、巨視き裂伝ば則から直接に計算できることが明らかになった。本仮定の基に得られたき裂伝ば速度に関するシミュレーション結果が実験結果とほぼ一致することより、微小き裂伝ばに関する破壊駆動力も平均的には巨視き裂のそれで表されると考えられる。

3・8・2 破壊プロセスと破損寿命

本章の第3・6節では、上述の微小き裂挙動の模擬に用いてきた数値シミュレーションの応用方法の一つとして、クリープ疲労に関して破壊プロセスの分類を行った。また、第二の応用として、数値シミュレーションを用いて実験室レベルの試験片の破損寿命評価を行った。得られた結果は、以下のように要約できる。

①全てのクリープ疲労の破壊プロセスは、「き裂発生主体型」と「き裂伝ば主体型」の大きく二種類に分類できる。前者の破壊プロセスの特徴は、寿命初期から多数のき裂が試験片表面に発生し、発生したき裂がほとんど伝ばすることなしに寿命後期に至り、破損寿命は、多数のき裂が急速に合体する時期により決定される。一方、後者の特徴は、極少数のき裂しか発生せず、それらが伝ばすることにより破損に至る。したがって、この場合の破損寿命は、発生した少数のき裂の伝ば寿命によって決定される。

②破壊プロセスは、シミュレーションを用いて定量的に分類でき、それは、シミュレーションに用いたき裂伝ばに関する破壊駆動力の定数 K_0^* とき裂発生に関する破壊駆動力の定数 F_0 の比である K_0^*/F_0 により決定される。オーステナイト系ステンレス鋼のクリープ疲労の場合は、 K_0^*/F_0 の値が約1以下のときはき裂発生主体型となり、約100以上のときはき裂伝ば主体型と分類される。しかし、本論文で得られた結果は、すべて両者の中間に位置し、その破損寿命は、き裂発生個数とき裂伝ば速度の双方の影響を受ける。

③数値シミュレーションを用いて、各クリープ疲労条件下における破損寿命の評価

を行った。その結果、本方法による破損寿命推定値と実際の破損寿命は良く一致し、本シミュレーションが、試験片の破損寿命評価にも有効であった。よって、同様な手法により、実機の寿命・余寿命を評価することも可能であると考えられた。

3・8・3 実機の余寿命診断方法

本章の第3・7節では、現在、火力発電設備等で話題になっている余寿命評価に着目し、数値シミュレーションを援用して実機の余寿命を診断するシステムを提案した。それは、以下のように構成される。

①本余寿命診断システムは、予備解析、シミュレーションの実行、および破損の判定とデータの修正と言う三つの段階から構成される。

②第一段階の予備解析は、シミュレーション領域を限定することによりシミュレーションの作業効率を高め、かつ、応力・ひずみ解析により余寿命評価の正確さを増すために実施される。

③第二段階のシミュレーションは、先に提案した「粒界破壊抵抗分布モデル」に基づくクリープ疲労微小き裂のシミュレーションであり、本シミュレーションにより確率的な挙動を示す微小き裂の発生・伝ば挙動が計算機上に忠実に再現できる。

④第三段階では、シミュレーション結果から次回の定期検査時のき裂分布状態を予測し、き裂密度、最大き裂長さ、最大き裂伝ば速度等の前もって設定しておいた許容基準と比較する。次回の定期検査時まで機器が安全に運転されると予測される場合には、運転を続行し、そうでない場合には、運転を中止するとともに損傷箇所についての検討を行う。各定期検査時に得られるき裂分布状態を参考にして、シミュレーション条件を随時修正すれば、より信頼性の高いデータが得られる。

⑤本手法により、毎回の定期検査から次の定期検査時の機器の健全度を推定し、機器稼働の安全性を高めることが可能である。また、以上のような定期検査毎の短期的な推定のみならず機器の余寿命を長期的に推定することも可能である。

以上、本章では「粒界破壊抵抗分布モデル」に基づく数値シミュレーションを中心に検討してきた。ここでは、本手法をクリープ疲労破壊のような粒界き裂破壊に限り適用してきたが、純疲労に見られる粒内き裂破壊にも同じ概念のもとに本モデルの適用が可能であると考えられる。さらに、同じクリープ疲労でも、より低引張ひずみ速度下もしくはより高温下では、粒界き裂が試験片の内部に多数発生することが明らかになっている。この場合にも、三次元的な結晶粒界を数値的に作成することで、本モデルの適用は十分可能である。両方面での今後の発展が望まれる。

参考文献(第3章)

- (1)北川英夫, 中曾根祐司, 飯田峰昭: 微小表面疲労き裂間の成長速度のばらつきの一検討, 日本機械学会論文集(A編), 第51巻, pp. 179-183(1985).
- (2)市川昌弘, 中村武夫: 疲労き裂伝ば法則 $da/dN=C(\Delta K)^m$ におけるパラメータの確率変数化の方法, 材料, 第34巻, pp. 321-326(1985).
- (3)村上澄男: 損傷力学—材料の損傷と破壊への連続体力学的アプローチ, 材料, 第31巻, pp. 1-13(1982).
- (4)大路清嗣, 久保司郎, 阪上隆英: 電気ポテンシャルCT法による二次元, 三次元き裂形状測定に関する基礎的研究(境界要素逆問題解析法の開発と未知境界(き裂)同定への適用), 日本機械学会論文集(A編), 第51巻, pp. 1818-1827(1985).
- (5)T. Watanabe: Grain Boundary Sliding and Stress Concentration during Creep, Metallurgical Transactions A, Vol. 14, pp. 531-545(1983).
- (6)D. Hull and D. E. Rimmer: The Growth of Grain-Boundary Voids under Stress, Philosophical Magazine, Vol. 4, pp. 673-687(1959).
- (7)坂本浩之, 木南俊哉, 曾根久詩, 大谷隆一: 高温低サイクル疲労微小き裂伝ばのひずみ波形効果: 日本機械学会講演論文集, No. 864-2, pp. 19-21(1986).
- (8)岡崎正和, 遠藤友大, 矢田敏夫, 小泉堯: SUS304鋼のクリープ・疲労条件下の高温低サイクル疲労における微小表面き裂の進展挙動, 材料, 第36巻, pp. 1232-1238(1987).
- (9)J. M. Kendall and J. E. King: Short Fatigue Crack Growth Behavior: Data Analysis Effects, International Journal of Fatigue, Vol. 10, pp. 163-170(1988).
- (10)W. A. Johnson and R. F. Mehl: Reaction Kinetics in Processes of Nucleation and Growth, Trans. AIME, Vol. 135, pp. 416-458(1939).
- (11)K. W. Mahin, K. Hanson and J. W. Morris, Jr.: Comparative Analysis of the

Cellular and Johnson-Mehl Microstructures through Computer Simulation, Acta Metallurgica, Vol. 28, pp. 443-453(1980).

- (12)森福孝, 三浦維四: 均一核生成-成長モデルを用いた結晶粒組織形態の変化, 日本金属学会誌, 第46巻, pp. 224-232(1982).
- (13)C. F. Shih and J. W. Hutchinson: Fully Plastic Solutions and Large Scale Yielding Estimates for Plane Stress Crack Problems, Trans. ASME, Series H, Vol. 98, pp. 289-295(1976).
- (14)大谷隆一, 奥野道雄, 清水亮介: 316ステンレス鋼平滑材の高温クリープにおける表面粒界微小き裂の成長, 材料, 第31巻, pp. 505-509(1982).
- (15)F. Guina and E. Louis: The Fractal Nature of Fracture Patterns in Materials, in "The Mechanism of Fracture," ASM, pp. 557-560(1986).
- (16)津田政明, 広瀬幸雄, 黒瀬雅詞, 松岡三郎, 黒部利次, 田中啓介: SNCM 439鋼の応力腐食割れき裂成長に及ぼす結晶粒径の影響とフラクタル特性, 材料, 第40巻, pp. 1066-1072(1991).
- (17)平修二, 大谷隆一, 北村隆行, 山田勝彦: クリープ・疲労重畳下のき裂伝ばに関するJ積分による検討, 材料, 第28巻, pp. 414-420(1979).
- (18)平修二, 大谷隆一, 米倉隆行, 長田守弘, 北村隆行: 高温における時間依存性疲労き裂伝ば, 日本機械学会論文集(A編), 第46巻, pp. 861-869(1982).
- (19)大路清嗣, 小倉敬二, 久保司郎, 片田康行, 勝原利明, 岩永憲幸: 相似系列の深いき裂試験片および浅いき裂試験片によるクリープき裂成長速度の支配力学因子の検討, 日本機械学会論文集(A編), 第45巻, pp. 550-558(1979).
- (20)大路清嗣, 小倉敬二, 久保司郎, 斉藤英文, 福本雅弘: SUS304鋼を用いたクリープ・疲労相互作用下のき裂伝ば実験, 材料, 第33巻, pp. 145-151(1984).
- (21)小寺沢良一, 森時彦, 中井友充: 疲労・クリープ条件下のき裂伝ばとフラクログラフィ, 材料, 第29巻, pp. 592-598(1980).
- (22)岡崎正和, 白岩不二男, 服部一郎, 小泉堯: SUS304鋼の高温低サイクル疲労き裂の進展に及ぼすひずみ波形の影響, 材料, 第32巻, pp. 645-650(1983).
- (23)桑原和夫, 新田明人, 北村隆行: SUS304鋼および Ni-Mo-V鋼の高温低サイクル

- 疲労き裂伝ば特性と破壊形態：材料，第33巻，pp. 338-344(1984).
- (24)山田雅也，北村隆行，大谷隆一：高温クリープ疲労における内部損傷過程，日本機械学会講演論文集，No. 920-71，Vol. A，pp. 410-412(1991).
- (25)例えば，日本材料学会編：「金属材料疲労設計便覧」，養賢堂(1981).
- (26)例えば，科学技術庁金属材料技術研究所：「金属材料技術研究所クリープデータシート」，金属材料技術研究所.
- (27)大南正瑛：高温における構造材料の信頼性評価技術の現状と今後の課題(1)，(2) -その基盤的研究成果に沿って-，機械の研究，第40巻，pp. 239-244，375-378(1988).
- (28)F. R. Larson and J. Miller: A Time-Temperature Relationship for Rupture and Creep Stresses, Trans. ASME, Vol. 74, pp. 765-775(1952).
- (29)J. E. Dorn: Some Fundamental Experiments on High Temperature Creep, in "Creep and Fracture of Metals at High Temperatures," Proceedings of N. P. L. Symposium, H. M. S. O., London, pp. 89-138(1956).
- (30)F. C. Monkman and N. J. Grant: An Empirical Relationship between Rupture Life and Minimum Creep Rate in Creep-Rupture Tests, Proc. ASTM, Vol. 56, pp. 593-620(1956).
- (31)S. S. Manson: Behavior of Materials under Conditions of Thermal Stress, Proceedings of Heat Transfer Symposium, University of Michigan, pp. 9-76(1953).
- (32)L. F. Coffin, Jr.: A Study of the Effects of Cyclic Thermal Stresses on a Ductile Metal, Trans. ASME, Vol. 76, pp. 931-950(1954).
- (33)山田敏郎，星出敏彦，藤村哲，真鍋雅信：中炭素鋼の平滑材塑性疲労における表面き裂の伝ば解析に基づく寿命則の検討，日本機械学会論文集(A編)，第49巻，pp. 441-451(1983).
- (34)大谷隆一，北村隆行：き裂伝ばの破壊力学則より導かれた平滑材の高温疲労寿命則について，材料，第34巻，pp. 843-849(1985).
- (35)時政勝行，田中健一，新田勲：高温クリープ疲労き裂進展のひずみ範囲分割法

- による取扱い，材料，第35巻，pp. 1030-1036(1986).
- (36)宇佐美三郎，福田嘉男，志田茂：SUS304鋼平滑材の疲労と高温酸化の相互作用下における微小き裂の発生と進展，材料，第33巻，pp. 685-691(1984).
- (37)桜井茂雄，宇佐美三郎，梅沢貞夫，宮田寛：SUS316鋼平滑材のクリープ疲労下における微小き裂の分布と進展挙動に基づく余寿命評価法，材料，第35巻，pp. 170-175(1986).
- (38)森修二，田村広治：丹敏美：既設発電設備の寿命診断，日立評論，第69巻，pp. 973-978(1987).
- (39)北川正樹：高温機器の余寿命評価(劣化評価技術を中心として)，溶接学会誌，第59巻，pp. 190-198(1990).

4・1 結果の包括

本論文の前半部（第2章）では、オーステナイト系ステンレス鋼SUS304の平滑丸棒試験片を用いてクリープ（一方向引張）およびクリープ疲労微小き裂の観測を実際に行い、その複雑な発生・伝ば・合体挙動について検討した。続く後半部（第3章）では、実際に得られたクリープ疲労微小き裂に関する観察結果に基づき「粒界破壊抵抗分布モデル」を提案し、本モデルを用いてクリープ疲労微小き裂に関する数値シミュレーションを行った。各章にて得られた結果は、各章末に「まとめ」として要約している。ここでは、微小き裂の観測結果およびシミュレーション結果を一覧するために、模式図を用いて本論文で得られた結果を包括する。

Fig.4-1-1 に、クリープ疲労に関して一般的に成立する破損寿命と（非弾性）ひずみ範囲の関係（Manson-Coffin則^(1, 2)）と破損寿命に影響を及ぼす因子を模式的に示す。このManson-Coffin関係は、破壊力学的考察により得られる巨視き裂伝ば則では満足に説明できないことから、微小き裂の発生・伝ば挙動を大きく反映していると考えられている。本論文で得られた微小き裂に関する実験・検討結果より、破損寿命を決定する因子を列挙すると、①微小き裂の発生密度、②微小き裂の伝ば速度分布、③微小き裂同志の力学的な干渉、④雰囲気（高温酸化）、⑤巨視き裂伝ば則、⑥巨視的な変形挙動である。

まず、最初の微小き裂の発生・伝ば・力学的な干渉（因子①、②、③）について説明する。微小き裂は、その大きさが結晶粒界に代表される微視組織の大きさと同程度もしくはそれより小さいために、その発生・伝ば挙動は、微視組織の影響を強く受ける。したがって、微小き裂は場所的・時間的にランダムに発生し、発生後の伝ばも高速伝ばと停留を繰り返す、非常に不規則である。具体的に微視組織の影響要因を挙げると、それは大きく二つに分けられ、(1)各粒界ファセットの応力軸に対する角度のばらつきやき裂に隣接する結晶粒界の個数の違いというき裂や粒界の幾何学的な性質が原

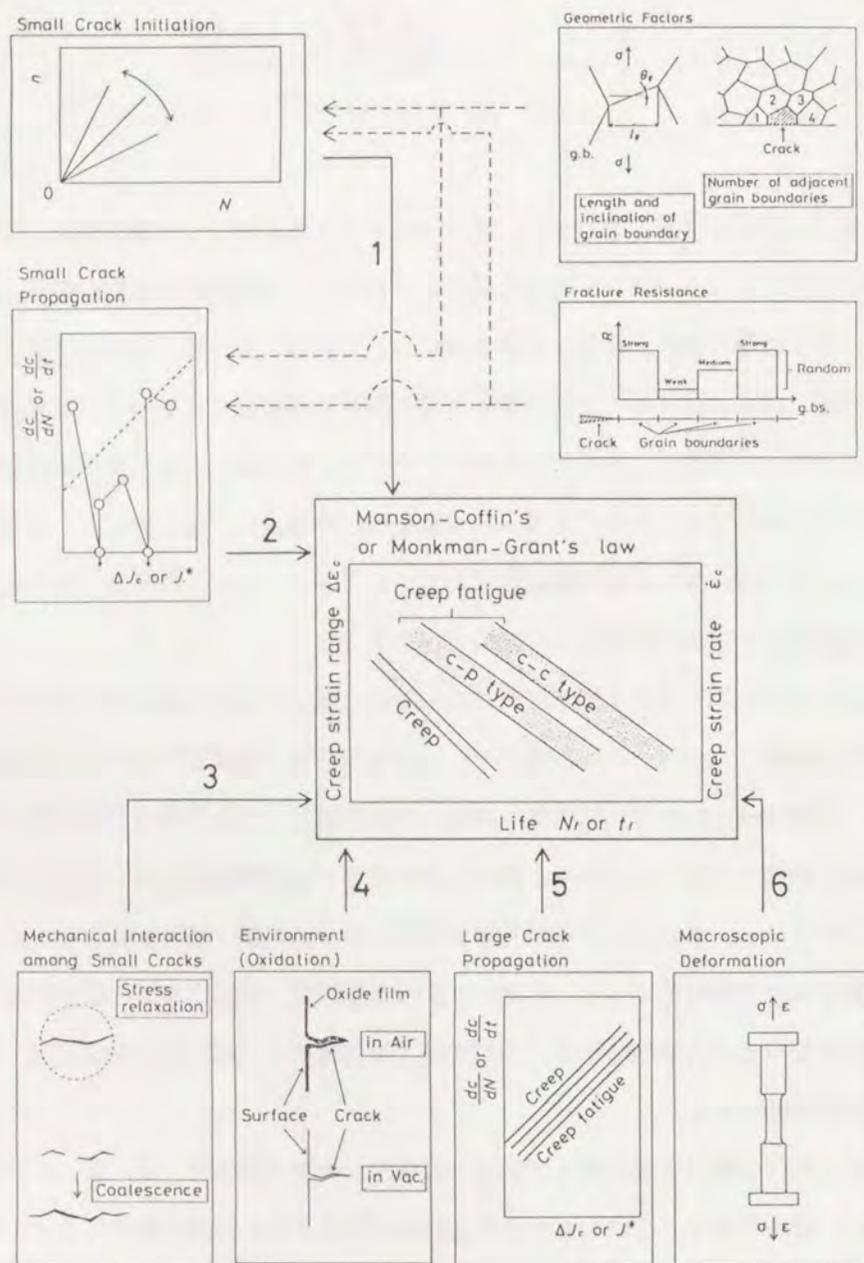


Figure 4-1-1 Life laws in creep and creep fatigue and effecting factors.

因で生じるき裂先端近傍の応力・ひずみ量（破壊駆動力）のばらつき，すなわち，「力学的要因」と，(2)各結晶粒界の粒界キャビティーや粒界すべりに対する強さ（破壊抵抗値）そのものがばらついているという「構造的要因」である。これらが微小き裂の挙動を確率的にしている主要因であり，クリープ疲労破損寿命を大きくばらつかせている。

さて，破損寿命分布は，実験条件（ひずみ範囲，ひずみ波形等）に大きく依存する。実際に破損寿命分布の長短を決定するのは，微小き裂の発生個数（き裂密度 n ）とき裂伝ば速度（ dc/dN ）の大きさである。微小き裂の密度（単位面積当たりの個数）は，繰返し数（時間）にほぼ比例して増加する。これは，実験条件によらずクリープ疲労において寿命初期に見られる一般的な特徴であるが，その増加率は，実験条件に大きく依存する。また，寿命の中期以降では，き裂の残存発生サイト（き裂発生が容易な結晶粒界）の個数および先に発生しているき裂の応力緩和の影響，き裂同志の合体により，き裂密度増加率は減少する。き裂伝ばに関しては，微小き裂においても伝ばに関する破壊駆動力は，平均的には巨視き裂伝ば則で表されるようである。き裂長さが短い間は，前述の微視組織の影響を受けて伝ば速度が大きくばらつくため，一見，巨視き裂とは全く異なった伝ばをしているように見えるが，その平均的な挙動は，巨視き裂の伝ば挙動（巨視破壊力学より推定される挙動）でほぼ近似できる。また，微小き裂は，その伝ば過程中に多数回の合体を伴う。合体によりどれぐらい破損寿命が短縮されるかは，存在するき裂の個数やその長さに依存するため解析的に求めることは困難であるが，合体により寿命が短縮されることには注意を要する。

以上の微小き裂の発生および伝ばは，ひずみ範囲（Fig. 4-1-1の Manson-Coffin則を表す図の縦軸），ひずみ波形（c-p, c-c type）の他に雰囲気の影響（因子④）を強く受ける。大気中では，試験片の表面が高温酸化により緻密な酸化膜に覆われるため，き裂発生の原因となる粒界すべりが阻止され，き裂発生が抑制される。しかし，き裂伝ばは酸化膜により顕著な影響を受けず，弱真空中と大気中とでき裂伝ば速度はほぼ等しい。雰囲気の影響に限らず，一般に，実験条件の影響は，き裂伝ばよりもむしろき裂発生に大きく現れる。これは，き裂発生活き裂伝ばとは，実験条件に対する依存性が異なることを示しており，この依存性の違いが確率的なクリープ疲労破壊

過程をさらに複雑にしている。

因子⑤は、従来の巨視き裂伝ば実験および破壊力学的考察より得られたき裂伝ば則を示している。クリープ疲労巨視き裂の伝ば速度は、破壊力学的パラメーターであるクリープJ積分範囲で良く整理でき、本関係は、材料や実験条件に大きく依存しない⁽³⁾。しかし、微小き裂に関してこれが成り立たないのは、破壊力学の大前提である均質体近似が微視組織の影響により成立しないためである。実際の高温材料の破壊では、その寿命後期に巨視き裂が発生し、その伝ばが最終破壊を導くため、正確な寿命評価を行うに当たり、この巨視き裂伝ば則を検討することは不可欠である。しかし、寿命評価の精度向上という面から考えると、全破損寿命中に占める割合の高い微小き裂の挙動を正確に把握することの方が、巨視き裂伝ば則について検討するよりも効果的である。

一方、クリープのように材料の巨視的な変形が一方向に偏る場合については、その変形量を考慮しなければならない(因子⑥)。本論文でも検討したように、一方向引張(定ひずみ速度の高温引張)では、引張-圧縮双方向変形を有するクリープ疲労条件よりも微小き裂が多数発生するものの、それらが大きく伝ばする以前に材料の巨視的な変形により破損寿命を迎える。これは、巨視的な変形が試験片全体に渡り一方向に偏る場合のみならず、材料中に応力勾配があり、ある一部分のみが優先的に一方向に変形する場合にも見られる。したがって、実機の寿命・余寿命評価には、微小き裂の発生・伝ば解析とともに巨視的な変形の解析も必要である。

このように、高温用材料あるいは実機の寿命・余寿命を評価するには、考慮すべき因子が多数存在する。これらすべての影響因子を考慮して、現在求められている実機の余寿命評価を純解析的に行うのは、極めて困難な作業である。そこで、本論文では、上述の実験結果に基づいて「粒界破壊抵抗分布モデル」を提案し、本モデルを用いて数値シミュレーションを行った。本シミュレーションでは、多数の影響因子を容易に導入することができる。本数値シミュレーションの主たる目的は、(1)微小き裂挙動を正確に模擬し、観察が困難な微小き裂の発生・伝ば挙動について、シミュレーション結果から逆解析的に検討すること、(2)微小き裂の発生・伝ば挙動の実験条件に対する依存性の違いから生じる様々なクリープ疲労破壊のプロセスを定量的に分類し、特徴

付けること、(3)数値シミュレーションを用いてクリープ疲労破壊について寿命評価を行うとともに、その実機の余寿命評価への利用を考えること、の三点である。第3章の本文中で検討したように、本モデルは、クリープ疲労条件下の微小き裂挙動の模擬に適切なモデルであり、その結果から様々なクリープ疲労条件下における複雑な微小き裂挙動について定量的に考察することができた。特に、クリープ疲労の破壊過程を「き裂発生主体型」と「き裂伝ば主体型」に大きく二分し、それぞれの範囲を定量的に示したことは、意義が大きい。なぜならば、実機の寿命・余寿命を簡便に推定する場合は、一般に、その稼働条件において寿命に及ぼす影響の最も大きな因子について最優先に考えるであろう。もし、ある稼働条件下で材料が「き裂発生主体型」の破壊プロセスを示すことが判明した場合には、き裂発生挙動についての検討が再重要視されるべきである。また、逆に、「き裂伝ば主体型」の破壊の場合は、き裂伝ば寿命について正確に評価することが信頼性の高い余寿命推定につながる。従来は、ある実験条件下でき裂が多く発生するか否か、き裂が速く伝ばするか否かについて、人間の視覚により定性的に判断されてきたが、本シミュレーションを用いることにより、破壊プロセスの分類がより客観的かつ正確になされる。これは、微小き裂に関する科学的考察の助けになるばかりでなく、実機の安全稼働および寿命延伸に欠かせない余寿命評価の高信頼性化にも大きく貢献すると考えられる。

4・2 これからの研究課題

本論文では、代表的な高温用材料であるオーステナイト系ステンレス鋼SUS304のクリープ疲労微小き裂に関して、観測と数値シミュレーションの両面から検討してきた。これより、クリープ疲労微小き裂に関する多数の有益な知見が得られた。考えるが、それと同時に数々の検討課題が見出された。ここでそれらを示すことで、今後の研究指針の助けとなれば幸いである。

4・2・1 微小き裂発生則の確立

本論文で得られた観測結果から、クリープ疲労微小き裂は、高速伝ばと停留を不規則に繰り返す複雑な伝ば挙動を示すものの、伝ば挙動の全体的な傾向は、巨視き裂伝ば則からの推定とほぼ一致する。これより、微小き裂の伝ば駆動力は、第一次近似的には、巨視き裂の伝ば駆動力（具体的には、クリープJ積分範囲）で与えられる。しかし、微小き裂の発生に関しては、現在のところ有力な駆動力パラメーターや法則が見出されていない。微小き裂の発生挙動は、伝ば挙動よりもはるかに微視組織依存性が大きく、さらに、表面き裂の場合には、材料の表面性状や雰囲気の影響を強く受け、より確率的な性質を示す。したがって、力学的な面のみで法則が成り立つとは思われないが、本論文で提案した「粒界破壊抵抗分布モデル」は、き裂発生則を実験結果から逆解析的に誘導する際にも極めて有効な一手段となりうる。すなわち、き裂発生に関する実験結果を集積し、それに基づいてシミュレーションを実行することにより、き裂発生則の輪郭が見えてくると考えられる。

4・2・2 内部き裂および粒内き裂破壊のシミュレーション

本論文では、SUS304の実用温度域を考慮して中間温度域（650°C）にて実験を実施した。この温度域では、実験室的に用いられる比較的大きなひずみ速度条件下では、微小き裂はすべて試験片の表面に発生する。したがって、本論文では、主として表面微小き裂について検討してきた。しかし、長期間に渡って使用される実機材料では、実験室的なひずみ速度よりもかなり低いひずみ速度の負荷がかかることが予想され、このような場合は、き裂が材料内部に発生することが知られている⁽⁴⁾。未だに内部き裂に関する観測結果は多くないが、より実機の稼働条件に近い結果を得るために、内部き裂観測および内部き裂のシミュレーションが必要であると考えられる。また、内部き裂は表面き裂と異なり、き裂の分布が三次元的であるため、実際の分布を把握するのも容易ではなく、ある種の解析が必要である。

また、中間温度域の高温低サイクル疲労でも、引張ひずみ速度が高速である場合は、多数の微小き裂が結晶粒界上に発生するもの。それらが主として結晶粒内を伝ばすることが知られている⁽⁵⁾。このような純疲労型の破壊は、Out-of-phase型の熱疲労と良い対応があるため、純疲労型破壊についての検討も重要である。

上記のいずれの場合にも、「粒界破壊抵抗分布モデル」は、簡単な修正により適用できると考えられる。しかし、上記の両者に関しては、実施された実験数が多くはないため、シミュレーションを実行する以前に観測結果の蓄積が必要である。

4・2・3 数値シミュレーション援用余寿命評価法と非破壊検査法とのリンク

数値シミュレーションを用いて実機の余寿命を診断する方法については、本論文中で説明した。本文中でも述べたように、本診断方法を実機の余寿命推定に適用し、正確な診断結果を下すためには、定期的実施される非破壊検査の結果を次回のシミュレーションに適切にフィード・バックすることが必要であると考えられる。実際には、高温機器がその寿命全体を通じて全く同じ稼働条件で運転されることは無く、その場

合、刻一刻と変化する機器の破損状態を知らずに余寿命を推定することは、極めて危険である。したがって、発電設備関連の施設では、機器の損傷状態を定期的に把握するために、種々の非破壊検査法が導入されている⁽⁶⁾。しかし、超音波、電気抵抗、渦電流、熱流等のクリープ損傷に対する代表的な非破壊検査法では、実際に生じている破壊現象（例えば、微小き裂の分布状態）と検査結果（超音波法の場合は、ノイズ値等）の関係が解析的に明らかにされておらず、比較的解析が容易な電流や熱流に関しても単一き裂についての結果しか得られていない。したがって、現時点では、本診断方法と非破壊検査法のリンクが困難であるが、この種のリンクは、高温機器を安全に稼働し続ける上で不可欠であり、非破壊検査結果についての定量的な検討が望まれる。

4・2・4 新素材への対応

今、世界では、環境問題についての議論が盛んに行われており、大気汚染や水質汚濁を最小限に食い止め、かつ、原油等の有限な化石資源を有効に利用するために、各国で既存発電設備の延命対策が計画もしくはすでに実施されていることは、本論文中に述べた通りである。一方、最近では、科学技術の焦点がこの地球を抜け出し、宇宙にも向けられ始めている。先進各国は、宇宙開発計画の一環として、将来に建設を予定している宇宙ステーションと地球を複数回往復できる宇宙往還機の開発を進めている^(7, 8)。エネルギーの有効利用、宇宙開発のいずれにしろ材料強度に関する研究は、構造物が作られる限り要求される。最近の材料強度研究をしてみると、材料に要求される耐酸化性、耐摩耗性、耐衝撃性、静的強度等の性能が極めて苛酷であるために、既存材料を元素添加や熱処理で改質し、材料強度を少しずつ高めるよりは、むしろセラミック、金属間化合物、金属基複合材料等の全く新しい材料を用いて性能を飛躍的に上昇させる試みが各研究機関でなされている^(9, 10)。一般に、高性能な材料ほどその性質を解明することが困難である。しかし、人類の未来を考えると、既存材料に関して得られた知見を最大限に生かして新材料に関する研究を実施することが不可欠で

あることは言うまでもない。それよりも、過去の人類の生活環境に対する向上心を見る限り、現人類が今の生活環境に満足し、妥協するとは、著者にはどうしても思えない。

参考文献(第4章)

- (1) S. S. Manson: Behavior of Materials under Conditions of Thermal Stress, Proceedings of Heat Transfer Symposium, University of Michigan, pp. 9-76(1953).
- (2) L. F. Coffin, Jr.: A Study of the Effects of Cyclic Thermal Stresses on a Ductile Metal, Trans. ASME, Vol. 76, pp. 931-950(1954).
- (3) R. Ohtani and T. Kitamura: Characterization of High Temperature Strength of Metals Based on the Mechanics of Crack Propagation, in "High Temperature Creep-Fatigue," Current Japanese Materials Research-Vol. 3, Elsevier Applied Science, London, pp. 65-90(1988).
- (4) 山田雅也, 北村隆行, 大谷隆一: 高温クリープ疲労における内部損傷過程, 日本機械学会講演論文集, No. 910-71, Vol. A, pp. 410-412(1991).
- (5) R. Ohtani and T. Kitamura: Initiation and Propagation of Microstructurally Small Cracks under Creep-Fatigue Condition, in Proceedings of the Fourth International Conference on Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures, The Institute of Metals, London, pp. 791-802(1990).
- (6) 國尾武, 中沢一, 林郁彦, 岡村弘之編: 「破壊力学実験法」, 朝倉書店(1984).
- (7) 坂田公夫: 宇宙往還機と材料への課題(高温材料への期待を中心として), 日本鉄鋼協会第9回高温強度研究委員会資料(1988).
- (8) 多田保夫: 航空宇宙機耐熱構造と傾斜機能材料, 日本材料学会第40期第4回高温強度部門委員会パネル討論会資料「新材料・新構造の高温強度研究動向について」, 日本材料学会, pp. 21-30(1992).
- (9) 楠克之, 山崎道夫: 超耐熱合金の開発と実用化の現状, 日本機械学会誌, 第90巻, pp. 424-430(1987).

- (10) 日本材料学会: 「新しい軽量耐熱材料, 金属間化合物の実用性を考える」, 日本材料学会関西支部講習会資料(1991).

関連発表文献

第1章

① 「変動温度下の高温疲労き裂伝ば」

大谷隆一, 北村隆行, 多田直哉

日本機械学会論文集 (A編), 第53巻, 490号, pp.1030-1036(1987).

② "Crack Propagation of Varying-Temperature Low-Cycle Fatigue Simulating Thermal Fatigue"

R. Ohtani, T. Kitamura and N. Tada,

Proc. ICM-5, "Mechanical Behavior of Materials-V", eds. M. G. Yan,

S. H. Zhang and Z. M. Zheng, Pergamon, London, Vol.2, pp.1101-1108(1987).

③ "Creep Failure of an Alloy Steel ASTM A508 below Its Limit Temperature -Notch Sensitivity-"

N. Tada, J. Storesund and R. Sandstrom

Report, The Royal Institute of Technology, KTH/AMT-56, Stockholm (1991).

第2章

① 「SUS304の高温における一方向引張とクリープ疲労の微小き裂発生・成長挙動の相違」

大谷隆一, 多田直哉, 橋本務

材料, 第38巻, 432号, pp.89-94(1989).

② 「クリープ・疲労条件下の微小き裂発生・成長に及ぼす圧縮ひずみ速度の影響」

北村隆行, 多田直哉, 阿部宗昭, 弓田正人, 大谷隆一

日本機械学会論文集 (A編), 第56巻, 523号, pp. 575-581(1990).

- ③ 「SUS304の結晶粒界長さおよび角度分布とそのクリープ疲労微小き裂発生・成長に及ぼす影響」

北村隆行, 多田直哉, 栗山義英, 大谷隆一

日本機械学会論文集 (A編), 第56巻, 524号, pp. 702-707(1990).

- ④ "Cracking Behavior of Heat-Resisting Steels, Alloys and a Carbon-Fibre-Reinforced Polymer at Elevated Temperatures"

R. Ohtani, T. Kitamura and N. Tada

Materials Science and Engineering, A143, pp. 213-222(1991).

第3章

- ① 「粒界破壊抵抗分布モデルによるクリープ疲労微小き裂の発生と初期伝ばのシミュレーション」

大谷隆一, 北村隆行, 村山英明, 多田直哉

日本機械学会論文集 (A編), 第54巻, 503号, pp. 1312-1316(1988).

- ② "Numerical Simulation of Initiation and Early Propagation of Creep-Fatigue Small Cracks Based on a Model of Random Fracture Resistance of Grain Boundaries"

R. Ohtani, T. Kitamura and N. Tada

ASME PVP, Vol. 163, "Structural Design for Elevated Temperature Environments.", eds. C. Becht IV, R. Ohtani, L. K. Severud and S. Y. Zamrik, American Society of Mechanical Engineers, New York, pp. 123-127(1989).

- ③ 「三次元粒界破壊抵抗分布モデルによるクリープ疲労微小き裂のモンテカルロ・シミュレーション」

多田直哉, 北村隆行, 大谷隆一

日本機械学会論文集 (A編), 第56巻, 524号, pp. 708-714(1990).

- ④ "Stochastic Simulation of Initiation and Growth of Small Surface Cracks in Creep-Fatigue Condition"

R. Ohtani, T. Kitamura and N. Tada

Proc. 4th Int. Conf. Fatigue and Fatigue Thresholds, "Fatigue 90", eds. H. Kitagawa and T. Tanaka, Materials and Component Engineering Publications, Birmingham, Vol. IV, pp. 2143-2148(1990).

- ⑤ 「クリープ疲労き裂伝ばにおける微視組織的微小き裂から力学的巨視き裂への遷移挙動」

多田直哉, 飯尾真司, 北村隆行, 大谷隆一

材料, 第41巻, 466号, pp. 1165-1171(1992).

- ⑥ "Transition from Small Crack to Large Crack on Creep-Fatigue Crack Propagation"

R. Ohtani, T. Kitamura, N. Tada and S. Iio

Proc. 3rd Int. Conf. Low Cycle Fatigue and Elasto-Plastic Behaviour of Materials, "LCF 3", ed. K.-T. Rie, Elsevier Science Publishers, Essex (England), pp. 533-538(1992).

- ⑦ 「粒界き裂の発生と成長挙動の相違から見たクリープ疲労の破壊プロセスと寿命特性」

多田直哉, 北村隆行, 大谷隆一

材料に掲載予定.

- ⑧ "Characterization of Creep-Fatigue Failure Process Based on Stochastic Behavior of Small Crack Initiation and Growth"

T. Kitamura, N. Tada and R. Ohtani

Proc. IUTAM Symposium, "Creep in Structures", ed. M. Zyczkowski, Springer-Verlag, Berlin, pp. 347-354(1990).

- ⑨ 「クリープ疲労微小き裂発生・成長の数値シミュレーションによる高温構造材料の余寿命診断方法」

北村隆行, 多田直哉, 大谷隆一

日本機械学会論文集 (A編), 第57巻, 540号, pp. 1732-1737(1991).

- ⑩ "Methodology of Remaining Life Assessment in High Temperature

Applications Based on a Monte Carlo Simulation of Grain Boundary Cracking”

R. Ohtani, T. Kitamura and N. Tada

Proc. ICM-6, "Mechanical Behavior of Materials-VI", eds. M. Jono and T. Inoue, Pergamon, London, Vol.2, pp.205-212(1991).

- ⑩ "Evaluation of Stochastic Damage Due to Multiple Small Cracks in Creep-Fatigue”

T. Kitamura, N. Tada and R. Ohtani

In Preprints 8th Int. Seminar Inelastic Analysis, Fracture and Life Prediction, held in conjunction with SMIRT-11, Shizuoka(Japan), pp.201-220(1991).

第4章

- ① 「直流電位差法による半だ円表面き裂形状・寸法測定のための電位解析」

多田直哉, 坂之上悦典, 北村隆行, 大谷隆一

日本機械学会論文集(A編), 第56巻, 522号, pp.259-264(1990).

- ② "Monitoring of a Surface Crack in a Finite Body by Means of Electrical Potential Technique”

N. Tada

To be published in International Journal of Fracture.

- ③ "Solution of Electrical Potential Difference for Monitoring a Surface Crack in a Finite Body by Means of Electrical Potential Method”

N. Tada

Report, The Royal Institute of Technology, KTH/AMT-53, Stockholm (1991).

- ④ 「内部微小欠陥分布の逆解析による推定」

多田直哉, 大谷隆一, 北村隆行, 山田雅也

日本機械学会論文集(A編)に投稿中.

謝 辞

著者は、学部4回生時に京都大学工学部物理工学科材料強度学研究室に配属されて以来、同大学大学院修士課程および博士後期課程を通じて材料強度に関する研究を実施してきました。本研究室の指導教授である大谷隆一教授には、著者の材料強度研究への道を開いて戴いたのみならず、教授の広い御見識により著者の研究の道に横たわっていた様々な障害を一つ一つ丁寧に取り除いてくださいました。浅学非才の著者が本論文を完成するまでに至ったのは一重に大谷隆一教授のお蔭であり、ここに記して感謝いたします。

同研究室の北村隆行講師には、数えきれないほどの心温かい御助言により、著者の狭い材料強度研究の道を広くかつ力強いものにして戴きました。時に一本道にこだわる著者に適切な回り道を教え、研究に対する視野を広げてくださったのも北村隆行講師であります。公私に渡る親切な御指導有り難うございました。

著者は、1991年4月より約1年間、ストックホルム市にあるスウェーデン王立工科大学材料工学科に留学し、材料工学の知識を深めるとともに国際的な視野を養うことができました。王立工科大学では、指導教授であったRolf Sandstrom教授および材料工学科の大学院生にお世話になりました。心より感謝いたします。

また、本論文を作成するに当たり御助言を賜った三浦精、井上達雄両教授、および学会、研究会等を通じ著者の研究結果に関して多くの有益な御意見を賜った田中啓介教授(名古屋大学)に心よりお礼申し上げます。

本論文は、著者一人では完成しえなかったものであることは言うまでもなく、上記以外の方からも多くの援助を受けました。特に以下に名前を挙げた方々からは、実験遂行、モデル構築、結果考察の際には大変お世話になりました。ここに記して感謝いたします。

秋庭義明様(九州工業大学助教授)、坂本浩之様(北海道電力株式会社)

村山英明様、弓田正人様（東洋エンジニアリング株式会社）

橋本務様（野村証券株式会社）

阿部宗昭様（読売新聞株式会社）、飯尾真司様（京都大学大学院生）

最後に、著者が京都大学に入学して以来約10年もの長い間、著者が経済的・精神的困難に陥ることのないように支えてくれた両親には捧げる感謝の言葉もありません。有り難うございました。

1992年10月

著 者