

動的荷重を受ける鋼板の脆性破壊強度評価法に関する研究

後藤, 浩二
九州大学工学研究科造船学専攻

<https://doi.org/10.11501/3081197>

出版情報：九州大学, 1994, 博士（工学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：

動的荷重を受ける鋼板の脆性破壊強度

動的荷重を受ける鋼板の脆性破壊強度
評価法に関する研究

後 藤 浩 二

①

動的荷重を受ける鋼板の脆性破壊強度 評価法に関する研究

平成6年9月

後 藤 浩 二

目次

1	緒論	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	船舶・海洋構造物の設計に当たり破壊靱性値の負荷速度依存性を考慮する必要性	4
1.3	破壊靱性値の負荷速度依存性に関する過去の研究	5
1.4	破壊靱性値の負荷速度依存性の定量的評価にあたっての考え方	7
1.5	本論文の構成	7
	第1章 参考文献	8
2	ひずみ速度及び温度を考慮した構造用鋼の構成方程式について	11
2.1	緒言	11
2.2	実験方法	11
2.3	実験結果及び考察	15
2.4	任意温度、ひずみ速度下における構成方程式	23
2.5	結言	27
	第2章 参考文献	27
3	動的熱弾塑性有限要素法の開発	29
3.1	緒言	29
3.2	基礎式の導出	29
	3.2.1 初期応力法による有限要素法の定式化	30
	3.2.2 動的弾塑性問題に対する有限要素法	34
3.3	既知のひずみ増分のもとでの応力増分の決定法	36
3.4	ひずみ速度および温度を考慮した構成方程式による相当塑性ひずみ増分の決定法	39
3.5	結言	41
	付録A Newmarkの β 法について	42
	付録B 平面応力状態に対する補足	43
	付録C 有限要素法による熱伝導方程式の解法について	45

C.1	支配方程式	45
C.2	Galerkin 法に基づく有限要素法の定式化	46
付録 D	Crank-Nicolson 法による非定常熱伝導方程式の解法について	48
第 3 章	参考文献	49
4	高速負荷時におけるき裂先端近傍の局部温度上昇について	50
4.1	緒言	50
4.2	供試材および実験方法	51
4.3	塑性仕事と発熱量との関係	54
4.3.1	丸棒の一部に様な塑性仕事を与えられた時の温度上昇について	54
4.3.2	塑性仕事が発熱量に変換される割合についての実験的検討	55
4.4	き裂先端の局部温度上昇	58
4.5	結言	73
第 4 章	参考文献	73
5	き裂先端近傍の降伏点分布について	75
5.1	緒言	75
5.2	有限要素解析結果についての検討	76
5.3	任意負荷速度下での破壊靱性値推定手法の検討	84
5.4	結言	86
第 5 章	参考文献	87
6	任意負荷速度下における破壊靱性値の推定法について	88
6.1	緒言	88
6.2	き裂先端近傍の R 値分布と破壊靱性値との関係	90
6.3	任意負荷速度下における破壊靱性値の推定	94
6.4	高速負荷時の破壊靱性試験で表れる臨界速度	97
6.5	結言	100
第 6 章	参考文献	100
7	破壊靱性値に及ぼす負荷速度の影響の簡易推定手法について	102
7.1	緒言	102
7.2	き裂先端近傍におけるひずみ速度の簡易推定法	103
7.3	き裂先端近傍における局部温度上昇の簡易推定法	106
7.3.1	塑性域の近似	106

7.3.2	塑性仕事分布の近似	107
7.3.3	温度上昇量の計算法	110
7.3.4	温度上昇量の計算例	111
7.4	破壊発生時の R_{γ} 値の簡易推定例	118
7.5	結言	120
付録A	き裂先端近傍の応力~ひずみ場	121
付録B	(7.1)、(7.3)、(7.4) 式の導出	129
	第7章 参考文献	131
8	結論	133
	謝辞	135

第1章

緒論

1.1 本研究の背景

鋼構造物に対する脆性破壊の評価を行うに当たっては、Table 1-1 に示すように、さまざまな破壊クライテリオンが提案され、これらのクライテリオンに基づいて、評価が行われてきた。これらのクライテリオンの多くは、線形破壊力学に基づいたものである。ところが船舶、海洋構造物、橋梁、圧力容器などの各種構造物では、構造的応力集中部が存在し、局部的には弾塑性状態で使用されるため、この部分にき裂が存在する場合は最も厳しい。そのため破壊のクライテリオンとして、CTOD などの非線形破壊力学に基づくものが用いられるようになってきた。しかしこれらのクライテリオンで用いる破壊靱性値は、主に静的条件下でのものと K_{Ic} 試験のような衝撃荷重下でのものである。Table 1-2 は各種構造物に作用するひずみ速度を調査した結果であ

Table 1-2 Examples of strain rate acting on various steel structures.

	Item	An order of strain rate (s^{-1})
specimen	Static fracture toughness test	$10^{-6} \sim 10^{-5}$
	Dynamic fracture toughness test (K_{Ic} test)	10^{+1}
steel structure	Dk or Bottom of ship hull due to wave induced loading	10^{-4}
	Inner hull of ship due to sloshing or slamming	10^{-3}
	Offshore structure at the collision of a drift ice	10^{-2}
	Offshore structure at the collision of a supply vessel	10^{-2}
	Ice breaking vessel at the collision of an iceberg	10^{-1}
	Bridge	10^{-3}

るが、各種構造物に作用するひずみ速度は静的破壊靱性試験で与えられるひずみ速度よりも速く、衝撃荷重下のものよりも遅いということがわかる。

Table 1-1 Comparison among various fracture criteria.

名称	適用範囲	性能レベル	使用試験片	応用例
K_{Ic}, K_{Ia}	すべての材料	平面ひずみ	K_{Ic} 規格 (ASTM, E399) K_{Ia} 規格なし	線形弾性挙動 応力~欠陥寸法計算可能 航空宇宙分野 超高強度材, 低温分野
15 ft-lb CVN	低および中強度 構造用鋼 ($\sigma_y=200\sim960$ MPa)	平面ひずみ~ 低弾塑性	CVN 衝撃 (ASTM, E23)	船体鋼板, 橋梁用鋼, 中程度の靱性が 要求される分野
負荷速度補正	負荷速度依存性の ある構造用鋼 ($\sigma_y=200\sim960$ MPa)	弾塑性	CVN 衝撃 (ASTM, E23); 静曲げ K_{Ic} (ASTM, E399)	AASHTO 橋梁鋼靱性規格; (静負荷または 中程度負荷速度を うける構造物)
破壊解析図 (FAD)	脆性遷位温度を 示す全鋼材	全性能レベル; (平面ひずみ, 弾塑性, 完全塑性)	零~延性 NDT (ASTM, E208); Dynamic Tear (Mil 規格 1061)	脆性遷位温度域, 中程度~高レベルの靱性 (弾塑性) が要求される 分野; (NDT, FEP および FTP 基準点で規定)
全断面降伏	構造用鋼	弾塑性	CVN または K_{Ic}	降伏強度と板厚の増加に 伴い高い靱性値が 要求される。 貫通き裂または側面 き裂を持つ大型板
leak-before- break	不安定破壊の前に 洩れが確保される 圧力容器	弾塑性	K_{Ic} または K_c (平面応力には 規格なし)	圧力容器 (容器の厚さの関数として, 応力~欠陥寸法の 計算可能)
RAD 線図	すべての材料; (主として材料の 比較に用いる)	全性能レベル (ただし主に 完全塑性)	K_{Ic} , Dynamic Tear あるいは CVN (上部棚エネルギー)	上部棚挙動に限定; (温度遷位のない 超高強度材料では 平面ひずみ挙動)
き裂開口変位 (CTOD)	構造材料全般 (ただし主に 低~中強度鋼)	弾塑性~ 完全塑性	COD 試験片 (BS5762)	英国, 日本で広く使用; パイプライン, 着底型海洋構造物 (主にリグ)
R 曲線	主に高強度材	弾塑性	寸法の大きな CT 試験片	き裂の安定成長 に対する抵抗の研究に 用いられた; (平面応力挙動)
J 積分	構造材料全般; (K_{Ic} の弾塑性域 への一般的拡張)	弾塑性	K_{Ic} 試験と同じ	線形弾性 K_{Ic} 挙動の拡張; 応力~欠陥寸法 の計算可能

破壊靱性値は負荷速度の増加に伴って低下することがこれまでの研究により明らかになっているが、破壊靱性値の負荷速度依存性を定量的に評価する手法は、現在のところ存在しない。そこで、各種構造物では静的条件下での破壊靱性値か、衝撃荷重下での破壊靱性値を用いて脆性破壊に対する要求性能を決定するという極端な手法を採用せざるを得ないのが現状である。動的破壊靱性値を脆性破壊に対する要求性能決定に際し使用する例を2点ほど以下に紹介する。

- 原子力発電所部品のフェライト系材料に対する Pressure Vessel Research Committee (PVRC) の推奨する手法では、限界応力拡大係数 K_{IR} を実験により得られた動的破壊靱性値 K_{Id} 、およびき裂伝播停止破壊靱性値 K_{Ia} の下限値として与えている。 K_{Id} 、 K_{Ia} のデータのうち K_{IR} 曲線を下回るものはない。実験データおよび K_{IR} 曲線を Fig.1-1¹⁾ に示す。

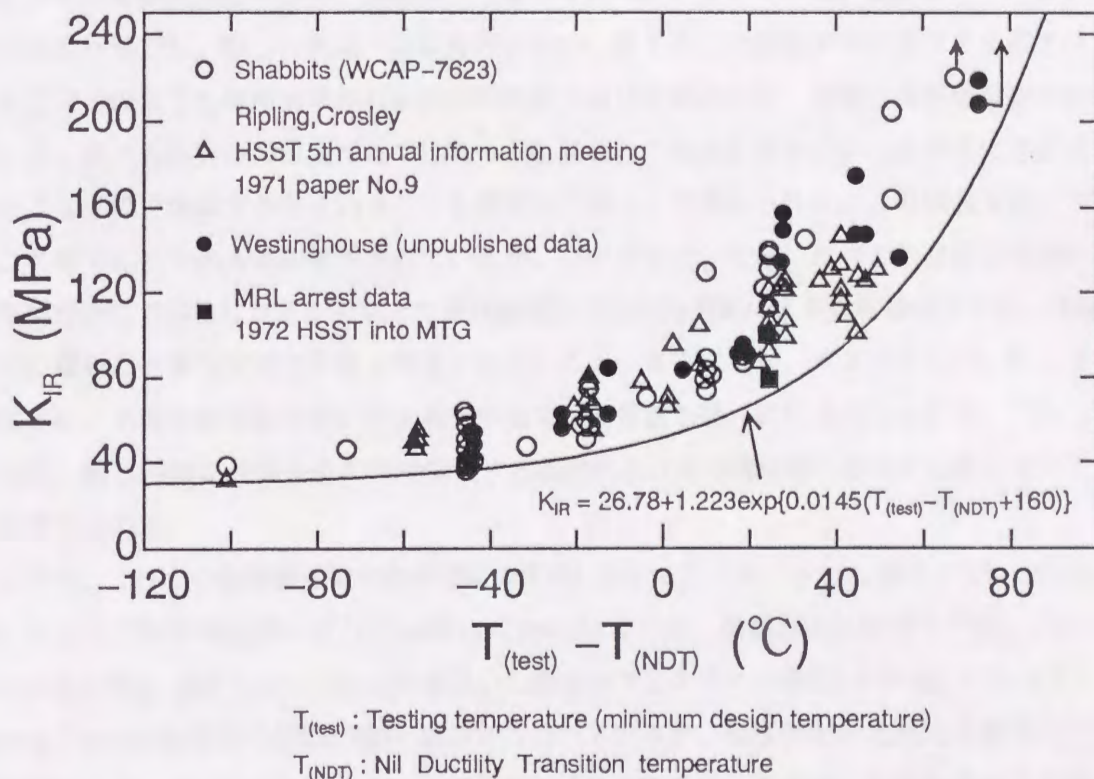


Fig.1-1 Reference stress intensity factor (K_{IR}) curve.

- 鋼製橋梁材料に対する American Association of State Highway and Transportation Officials (AASHTO) の規格では、橋梁に作用する最大荷重速度を計測した結果に基づき、この荷重速度の最大値を用いて破壊靱性試験を行い、安全側の評価を行っている。このときのひずみ速度は、き裂先端近傍の弾塑性域で $10^{-3}(s^{-1})$ に相当する。さらに、この荷重速度によ

る試験よりも、試験と解析が容易で安価である衝撃荷重速度試験(ひずみ速度 $10^{+1}(s^{-1})$ に相当)に対する要求破壊靱性値が、ひずみ速度 $10^{-3}(s^{-1})$ の場合の破壊靱性挙動との相違を用いて決められている。この靱性値を採用するとより安全側に評価することになる。

以上のように、破壊靱性値の負荷速度依存性を十分に考慮しないまま、安全側の評価をする事は、過酷な要求になりがちであり経済性を損なってしまう恐れが高い。従って各種構造物の設計に当たって、任意の負荷速度下での破壊靱性値を定量的に推定する手法の確立が必要となっている。

1.2 船舶・海洋構造物の設計に当たり破壊靱性値の負荷速度依存性を考慮する必要性

エネルギー需要の増加に伴い、未開発石油資源の開発が急務となっている。ところで亜北極圏などの寒冷地域では、厳しい気象・海象条件のために多くの石油資源が未開発のまま残されている。そこでこのような寒冷海域の石油資源の試掘および生産のため、各種の海洋構造物が検討されている。また石油資源の生産だけではなく、生産された原油を安全にかつ経済的に消費地までどのような手段で輸送するかということも重要な問題として考えられる。この輸送方法については、これまでに多くの方式が検討されているが、パイプラインなどに比べて生産量の増加や需要先の変更などにも柔軟な対応が可能となる独航式の大型氷海商船による通年輸送方式が、技術的、採算的に優れた有望な方式であると考えられている。さらに近年、東ヨーロッパ、旧ソ連の民主化に伴い、大型氷海商船を用いた北極海航路による貿易も盛んになる兆しもあり、これらのことから、厳しい気象・海象条件の中で稼働する船舶および海洋構造物の建造が必要となってくるものと考えられる。

ところが、これらの海洋構造物や氷海商船の建造にあたっては統一された規格がないのが現状である。たとえば海洋構造物には(1)Floating Type(Semi-Sub、船舶および船型リグ等)、(2)Fixed Type(Jacket 等)、(3)Gravity Type(鉄骨ないし鋼板-コンクリート構造)がある。このうち(1)のFloating Typeは船級協会規則で設計・建造が行われているが、板厚 50mm を超える鋼材については現在のところ、IACS 等の統一された規格がなく、各物件毎に関係者と各船級協会との話し合いで、要求性能があまり根拠もないままに決められているのが現状である。また(2)、(3)の固定式の場合には各エンジニアリング会社が、橋梁の規格や船級協会規則を適当に組み合わせて、鋼材に対する要求値を各物件毎に決定しているのが現状である。また氷海域を航行する船舶に対する規格についても、(1)のタイプの海洋構造物と同様なことがいえる。

上記のように使用鋼材に対する要求性能が、その明確な根拠もなく決定されているため、氷海域で使用される海洋構造物や氷海商船で使用される鋼材(溶接部も含めて)に対する要求性能は、

時とともにますます苛酷なものになってきているのが現状である。このように明確な根拠もなく、やみくもに苛酷な要求性能を課すことは経済性を損なってしまう恐れもある。したがって、氷海域で稼働する船舶や海洋構造物で使用される鋼板に対して、破壊靱性値の要求基準を経済性を損なわずに作成する事は必要不可欠であり、そのためにも破壊靱性値の負荷速度依存性の定量的評価手法の確立は必要である。

1.3 破壊靱性値の負荷速度依存性に関する過去の研究

破壊靱性値の負荷速度(ひずみ速度)、温度依存性に関しては、これまでに多くの研究が行われてきた。

Krafft ら²⁾は、種々の温度、負荷速度の下で切欠付き丸棒試験片を用いて K_{Ic} を求め、これが降伏点の関数として表されることを示した。Shoemaker ら³⁾は降伏点の異なる3種類の鋼材を用いて疲労き裂を導入した曲げ試験片を作成し、落重試験機により負荷を与え、高ひずみ速度、低温条件が K_{Ic} に及ぼす影響を調査した。その結果、 K_{Ic} は一般に雰囲気温度、ひずみ速度の影響を受けることが判明し、Bennet⁴⁾らが提案した、ひずみ速度及び温度という異なる物理量を活性化エネルギーの観点から同一の指標として表し得る Strain rate-temperature parameter (R) を用いると、 K_{Ic} のひずみ速度及び温度依存性を定量的に評価できる可能性を示した。砂本ら⁵⁾は、動的破壊靱性 K_{Id} を構造物に適用するために、 K_{Id} と静的破壊靱性 K_c との相関、 K_{Id} の降伏点依存性について、軟鋼から HT-100 鋼までの8種類の構造用鋼を用いた実験により調査した。その結果、 K_{Id} は K_c よりも小さく、その差は材料の降伏点に依存することを報告している。金田ら⁶⁾は、軟鋼及び HT-60 鋼を用いて三点曲げ COD 試験を実際の使用温度範囲で、標準試験速度も含めて、変位速度を系統的に変化させて実施して、限界 CTOD(δ_c) の変化挙動を調査した。その結果、降伏点として静的な場合のものを用いていること並びに、ひずみ速度の評価法や塑性仕事によるき裂先端近傍の温度上昇の影響を無視していること等に問題はあるものの、 R 値を用いて、 δ_c のひずみ速度及び温度依存性を定量的に評価できる可能性を示した。藤井ら⁷⁾は、降伏点のひずみ速度、温度依存性を考慮した上で、動的破壊靱性値 K_{Id} (あるいは $K(J)_{Id}$)、および δ_c について調査した。弾塑性破壊挙動を呈する際のき裂先端における塑性仕事による温度上昇量及び、ひずみ速度の評価には問題があるものの、破壊靱性値は R 値を用いることにより、ひずみ速度及び温度依存性を定量的に評価できる可能性を示した。豊貞ら⁸⁾は、種々の負荷速度下で CT 試験、COD 試験、 K_{Id} 試験を実施し、静的～動的までの広範囲にわたる負荷速度下での破壊靱性値の変化を R 値を用いて整理できるか否の実験的検討を行った。その結果、き裂先端近傍の三軸拘束が最も強くなる IDNZ(Intensely Deformed Nonlinear Zone⁹⁾) 先端における R 値を用いて破壊靱性値に及ぼすひずみ速度及び温度依存性を定量的に評価できる可能性を見いだした。

また、日本溶接協会原子力研究委員会においては、極厚材を対象とした動的破壊靱性に関する共同研究^{10) 11) 12)}が行われ、日本造船研究協会第195研究部会においても動的破壊靱性に関する研究が共同研究の一部¹³⁾に取り上げられ、破壊靱性値に対する負荷速度(ひずみ速度)の影響などについて精力的に研究が行われた。

高速負荷時には、き裂先端近傍における塑性仕事に起因する発熱の散逸が十分に行われないうえに温度上昇が生じ、これが破壊靱性値に影響を与えると考えられている。そのためにこの温度上昇に関する研究が行われてきた。

Riceら¹⁴⁾はき裂先端近傍に単位時間あたりに与えられる塑性仕事を熱源と考え、Carslawら¹⁵⁾の導出した、無限板に点熱源が瞬間的に与えられたときの2次元熱伝導方程式の解を拡張して温度上昇を推定する式を導出した。このとき熱源となる単位時間あたりの塑性仕事の量はDugdale modelに基づいて計算された。Dugdale modelでは塑性仕事が過大評価されるため、この計算法では実験結果に比べ大きな値が得られた。藤井ら⁷⁾は、弾塑性破壊挙動を呈する際のき裂先端における塑性仕事の大部分は、き裂先端近傍で費やされ、温度上昇はCTODと同程度の範囲で生じると仮定して温度上昇を簡易的に与えた。佐野¹⁶⁾は9%Ni鋼を使用してASTM-E399に準拠した三点曲げ試験を負荷速度500mm/minおよび5.4m/sで行い切欠先端に取り付けた熱電対で温度上昇を計測し、そのピーク値はそれぞれ82.5℃および114~188℃であることを報告している。Giovanola¹⁷⁾はHopkinson棒を断熱状態でせん断破壊させ破面を観察し、その一部に塑性仕事による発熱のために溶融した跡が見られることを報告している。この事からも、高速負荷時には塑性仕事による発熱が無視できないことがわかる。

破壊靱性値は負荷速度の増加とともに減少することが多くの研究により明らかにされているが、負荷速度を増加していくとあるところで破壊靱性値が最小となる現象が表れる。このときの負荷速度を臨界速度と呼んでおり、この臨界速度が生じる理由に関してもこれまでに多くの研究がなされ、incubation time criterion¹⁸⁾、minimum time criterion^{19) 20)}、structure time criterion²¹⁾等が提案され、定性的な説明が与えられている。しかしこの臨界速度に関して定量的な評価は現在のところ行われていない。

任意負荷速度、温度下における破壊靱性値を推定する手法に関する研究も行われている。Costinら²²⁾は1018冷間加工材を用いて-157~170℃で動的破壊靱性試験を行い、破壊モードがへき開の場合はRitchieら²³⁾が提案したlocal fracture criteriaを用い、延性破壊であればRiceら⁹⁾が提案したボイド合体モデルを修正したものを用いて破壊靱性値を推定する事を試みている。

また動的破壊靱性値を求めるための試験法²⁴⁾に関しては、規格化されたものは無いが、それぞれの目的に合わせて動的COD試験、計装化シャルピー衝撃試験、動的CT試験などが行われており、規格化のための作業が進められている。また、より効果的な試験法の開発²⁵⁾に関する精力的な研究が進められている。

1.4 破壊靱性値の負荷速度依存性の定量的評価にあたっての考え方

過去に行われた静的破壊靱性試験の結果に着目すると、降伏点が破壊靱性値の一義的関数となっていることがわかる。そこで、破壊発生点の降伏点が破壊靱性値を律すると考えると、破壊発生点となるき裂先端近傍の降伏点の挙動を調査することにより、負荷速度が破壊靱性値に及ぼす影響を定量的に評価することが可能になると考えられる。また動的条件下において降伏点は R 値の関数として表されることから、き裂先端近傍の R 値の挙動を調べることが必要である。豊貞ら⁸⁾は、高速負荷時に高靱性領域においては、 R 値によって推定される破壊靱性値よりも高い破壊靱性値を測定している。この理由としては、き裂先端近傍における塑性仕事に起因する発熱の散逸が、高速負荷条件下では十分に行われない状態で破壊が発生するので、破壊発生点付近では周囲温度よりも温度が高くなり、破壊発生点における実際の R 値が大きくなるからではないかと推察している。従って、低靱性領域から高靱性領域までを含めてひずみ速度が破壊靱性値に及ぼす影響を定量的に評価するには、負荷過程中的き裂先端近傍の塑性仕事による局部温度上昇量を推定する必要がある。局部温度上昇を評価するためには、き裂先端近傍における塑性仕事を評価する必要がある。ところで、構造用鋼の応力～ひずみ関係は、一般にひずみ速度及び温度の影響を受けることが知られている。高速負荷時のき裂先端近傍では、ひずみ速度及び温度は負荷過程中的においても変化しているために負荷過程中的の塑性仕事を把握するためには、これらの効果を考慮できる応力～ひずみ構成関係を確立する必要がある。これまでに提案されているひずみ速度及び温度の影響を考慮した応力～ひずみ構成関係では動的応力と静的応力の差、すなわち過応力と塑性ひずみ速度の関係に着目したものが一般的²⁶⁾である。しかし完全に静的な条件下で引張試験を行うことは不可能であり、静的条件というものの定義には、曖昧さが残っている。故に静的～動的までを統一的に取り扱える応力～ひずみ構成関係を求めることも必要となってくる。

1.5 本論文の構成

本論文は、破壊靱性値に及ぼす負荷速度の影響の定量的な評価法を確立することを目的としており、8章から構成されている。

第1章は緒論であり、本研究の背景、目的、本論文の構成について説明している。

第2章では、ひずみ速度及び温度の影響を考慮し、静的条件から動的条件までを統一的に表現できる応力～ひずみ構成関係を導出している。

第3章では、第2章で導出した応力～ひずみ構成関係を組み込み、き裂鈍化の影響も考慮できるように剛性マトリックスを作成した動的熱弾塑性有限要素法を開発した。

第4章では、塑性仕事が熱に変換される割合を実験的に求め、種々の負荷速度下でCT試験片におけるき裂先端近傍の局部温度上昇をサーモビュアを用いて計測し、第3章で開発した有限要素法を用いて局部温度上昇分布を計算し実験値との対比、検討を行った。

第5章では、第4章の計算結果から、破壊靱性値を律すると想定されるき裂先端近傍のR値分布について調査し、この結果も考慮して、任意負荷速度下における破壊靱性値の推定手法を提案した。

第6章では、第5章で提案した考え方に従い、静的破壊靱性試験の結果に基づいて第3章で開発した有限要素法を用い任意負荷速度下における破壊靱性値を推定し、過去に行われた破壊靱性試験結果との対比、検討を行った。また、第5章で提案した考え方により、最小の破壊靱性値を与える負荷速度である臨界速度を生じる現象に関して説明ができるか否かの定量的な検討も行った。

第7章では、第6章までに示した破壊靱性値の負荷速度依存性の定量的な評価を、有限要素解析を行うことなく簡便に行う手法を提案し、その妥当性を示している。

第8章では、本研究の成果及び今後の課題を述べている。

第1章 参考文献

- 1) PVRC Ad Hoc Group on Toughness Requirements, PVRC Recommendations on Toughness Requirements for Ferritic Materials, WRC Bulletin 175 (1972)
- 2) J.M.Krafft, A.M.Sullivan : Effects of Speed and Temperature on Crack Toughness and Yield Strength in Mild Steel., Trans. of ASM Vol.56 (1963), p.160
- 3) A.K.Shoemaker, S.T.Rolfe : Static and Dynamic Low-Temperature K_{Ic} Behavior of Steels., Trans. ASME, Journal of Basic Engineering (1969), p.512
- 4) P.E.Bennet, G.M.Sinclair : Parameter Representation of Low-Temperature Yield Behavior of Body-Centered Cubic Transition Metals., ASME paper 65-MET-11 (1965)
- 5) 砂本大造, 佐藤正信, 船田立夫 : 鉄鋼材料の動的破壊じん性, 三菱重工技報, Vol.11 No.6 (1974), p.7
- 6) 金田重裕, 新村豊, 渡辺左千雄, 町田進 : 鋼材の限界CODに及ぼすひずみ速度の影響, 日本造船学会論文集, Vol.154 (1983), p.434
- 7) 藤井英輔, 大熊勇, 川口喜昭, 塚本雅敏 : 鋼材の動的破壊靱性特性における温度および歪速度の影響の検討, 日本造船学会論文集, Vol.154 (1985), p.619

- 8) 豊貞雅宏, 藤井英輔, 野原和宏, 川口喜昭, 有持和茂, 井坂和実 : 破壊靱性に及ぼすひずみ速度の影響, 日本造船学会論文集, Vol.161 (1987), p.367
- 9) J.R.Rice, M.A.Johnson : The Role of Large Crack Tip Geometry Changes in Plane Strain Fracture. *Inelastic Behavior of Solids*, Eds, M.F.Kanninen et al., McGraw-Hill (1970), p.641
- 10) 日本溶接協会原子力研究委員会 : 原子炉圧力容器超厚鋼材の安全性に関する試験研究成果報告書 (I),(II),(III),(1978.10, 1979.11, 1981.1)
- 11) 日本溶接協会原子力研究委員会 : 軽水炉圧力容器ノズル部の熱衝撃に関する研究成果報告書 (I),(II),(III) 及び-HTS 研究データを中心とする靱性値評価研究-成果報告書 (I),(II),(III), (1982.3, 1983.1, 1983.12)
- 12) 日本溶接協会原子力研究委員会 : 軽水炉一次系健全性の破壊力学的評価に関する研究成果報告 (I),(II),(III),(1985.2, 1986.2, 1987.2)
- 13) 日本造船研究協会第 195 部会 : 海洋構造物の低温材料選定に関する研究報告書 研究資料 No.388 (1987.3)、研究資料追補 (1987.10)
- 14) J.R.Rice, N.Levy : Local Heating by Plastic Deformation at a Crack Tip. *Physics of Strength and Plasticity*, Ed. A.S.Argon, MIT Press (1969), p.277
- 15) H.S.Carslaw, J.C.Jeager : Conduction of Heat in Solids., *Oxford, Clarendon Press*, 2nd ed., (1959)
- 16) 佐野謙一 : 9%Ni 鋼の破壊靱性に及ぼすき裂先端における温度上昇の影響, 鉄と鋼, 第 2 号 (1987), p.380
- 17) J.H.Giovanola : Adiabatic Shear Banding Under Pure Shear Loading Part II: Fractographic and Metallographic Observation., *Mechanic of Materials* 7, (1988), p.73
- 18) J.F.Kalthoff : Fracture Behavior Under High Rates of Loading., *Engineering Fracture Mechanics*, Vol.23, No.1, (1986), p.289
- 19) J.F.Kalthoff, D.A.Shockey : Instability of Cracks under impulse loads., *Journal of Applied Physics*, Vol.48 No.3 (1977), p.986
- 20) H.Homma, D.A.Shockey and S.Hada : Minimum Time Criterion for Crack Instability in Structural Materials., *ASTM STP 905*, (1986), p.683

- 21) N.F.Morosov, Yu.V.Petrov and A.A.Utkin : Modelling of Fast Fracture of Brittle Solids., Puzpcuchue Hu Onyda, No.302 (1989)
- 22) L.S.Costin,J.Duffy : The Effect of Loading Rate and Temperature on the Initiation of Fracture in a Mild,Rate-Sensitive Steel., Trans. ASME, Journal of Engineering Materials and Technology , Vol.101,(1979),p.258
- 23) R.O.Richie,J.F.Knott and J.R.Rice : On The Relationship Between Critical Tensile Stress and Fracture Toughness in Mild Steel., J. Mech, Phys. Solids, Vol.21,(1973),p.395
- 24) 例えば、藤井英輔 : 材料研究・最近の動向 (その2) 衝撃荷重による破壊-動的破壊靱性-(高ひずみ速度下による破壊靱性試験法)-, 日本造船学会誌,Vol.722 (1989.8),p.42
- 25) 例えば、T.Yokoyama,K.Kishida : Measurement of Dynamic Fracture Initiation Toughness By a Novel Impact Three-Point Bend Test Technique Using Hopkinson Pressure Bars., Proc. of Int. Conf. on Impact Loading and Dynamic Behavior of Metals.1 (1988) p.273
- 26) 例えば、若杉昇八 : 応力、ひずみ速度および温度の間の構成関係, 日本機械学会論文集 A 編,Vol.52 No.478 (1986),p.1628

第2章

ひずみ速度及び温度を考慮した構造用鋼の構成方程式について

2.1 緒言

鋼材の応力～ひずみ関係は、ひずみ速度及び温度の影響を受けることが一般的に知られている。応力、ひずみ、ひずみ速度、温度間の構成関係は材料の基本特性であり、動的問題解明のためには極めて重要な関係である。そのため今日まで多くの研究が行われ、種々の形の構成方程式が提案されている。これらの提案式においては、動的応力と静的応力の差である過応力と塑性ひずみ速度の関係に注目したものが一般的¹⁾である。しかし、完全に静的な状態で引張試験を行うことは不可能であるために、経験的にほとんど応力～ひずみ関係に影響を与えない低引張速度下の試験を準静的状態と見なしており、準静的あるいは静的という言葉には曖昧さが残る。

Bennet ら²⁾は活性化エネルギー論的立場より、降伏点はひずみ速度と温度の関数である Strain rate-temperature parameter (R) に依存して変化することを導出し、実験的研究によってもこの事は裏づけされている^{3) 4)}。すなわち、ひずみ速度は R 値により温度と等価な量として表現されていることになる。従って、準静的試験で温度を変化させる事は R 値を変化させる事と対応し、温度を一定としてひずみ速度を変化させた試験でも温度を変えた試験と同じ応力～ひずみ関係が得られるものと期待される。そこでひずみ速度、温度を種々変化させた丸棒引張試験を行い、 R 値の関数としての材料の構成方程式が成立するか否かを検討する事にした。

2.2 実験方法

供試材料には降伏点の異なる2種類の構造用鋼である軟鋼(SM41B)及びHT-80鋼を採用し、これらの鋼材から Fig.2-1 に示す試験片を作成し、荷重点変位速度と雰囲気温度を Table 2-1 に示すように種々変化させて、実験を行った。ここで2種類の試験片形状を示しているが、この理由については次節で述べる。また、供試材料の化学成分及び機械的性質を Table 2-3～2-6 に示す。なお、この実験の設定温度は青熱脆性を生ずる温度より十分低く、低温実験を主体とし

ている。試験片の冷却に当たっては、噴霧状液体窒素中に試験片を設置し、試験片が一様温度となる様に十分試験開始までの冷却時間(約30分)を取り、試験中に試験片の周囲温度は常に設定温度に対して $\pm 2^{\circ}\text{C}$ 内に収まるように電磁弁を使用して液体窒素の流入量を制御した。引張試験は、10tonサーボ型油圧疲労試験機を用いて一定の荷重点変位速度を与え、試験片が破断するまで引張り、ロードセルから検出される荷重、試験片の温度、直径変化を計測し、その結果より真応力、真ひずみ、ひずみ速度を求めた。なお試験片は、くびれ部を限定するために、Fig.2-1に示すように砂時計型試験片を用いた。真応力の算定にあたっては試験片のくびれによる応力集中の効果を考慮した Bridgman⁵⁾の方法に従い補正を行った。試験計測システムの概略説明図を Fig.2-2に示す。

Table 2-1 Condition of tensile tests with Hour-grass shaped specimen (SM41B).

Specimen No.	Crosshead speed (mm/s)	Circumferential temperature ($^{\circ}\text{C}$)
SM1-1	0.05	20
SM1-2	0.05	0
SM1-3	0.05	-30
SM1-4	0.05	-60
SM1-5	0.05	-100
SM2-1	1	20
SM2-2	1	0
SM2-3	1	-30
SM3-1	50	20
SM3-2	50	0
SM3-3	50	-30
SM3-4	50	-60
SM3-5	50	-100
SM4-1	150	20
SM4-2	150	0
SM4-3	150	-30
SM4-4	150	-60
SM4-5	150	-100

Table 2-2 Condition of tensile tests with Hour-grass shaped specimen (HT-80).

Specimen No.	Crosshead speed (mm/s)	Circumferential temperature ($^{\circ}\text{C}$)
HT1-1	0.05	20
HT1-2	0.05	0
HT1-3	0.05	-50
HT2-1	10	20
HT2-2	10	0
HT2-3	10	-50
HT3-1	50	20
HT3-2	50	-50
HT4-3	100	-50

Table 2-3 Chemical composition (SM41B, plate thickness=22mm).

Chemical composition (Wt%)						C_{eq}^*	P_{cm}^{**}
C	Si	Mn	P	S			
0.12	0.13	0.99	0.014	0.002		0.29	0.17

Table 2-4 Mechanical properties(SM41B).

Tensile properties			Charpy energy ($kgf \cdot m$) -15°C
Y.S (kgf/mm^2)	T.S (kgf/mm^2)	EL. (%)	
32	45	33	23.0

Table 2-5 Chemical composition (HT-80, plate thickness=22mm).

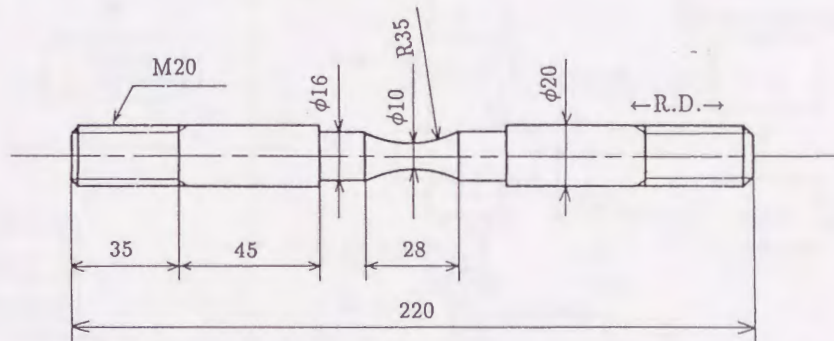
Chemical composition Wt%											
C	Si	Mn	P	S	Cu	Ni	Cr	Mo	V	B	P_{cm}^{**}
0.14	0.28	0.99	0.012	0.003	0.23	0.01	0.79	0.35	0.04	0.0012	0.028

Table 2-6 Mechanical properties(HT-80).

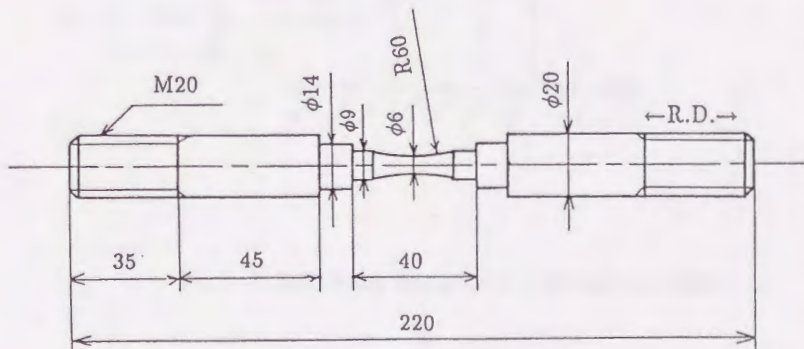
Tensile properties			Charpy energy ($kgf \cdot m$) -15°C
Y.S (kgf/mm^2)	T.S (kgf/mm^2)	EL. (%)	
77	84	25	29.8

$$*) C_{eq} = C + \frac{Mn}{6} + \frac{Cu}{15} + \frac{Ni}{15} + \frac{Cr}{5} + \frac{Mo}{5} + \frac{V}{5}$$

$$**) P_{cm} = \frac{Si}{60} + \frac{Mn}{20} + \frac{Cu}{20} + \frac{Cr}{20} + \frac{Ni}{60} + \frac{Mo}{15} + \frac{V}{10} + 5B$$



(a) Hour-grass shaped specimen.



(b) Hour-grass shaped specimen.

Fig.2-1 Specimen configurations .

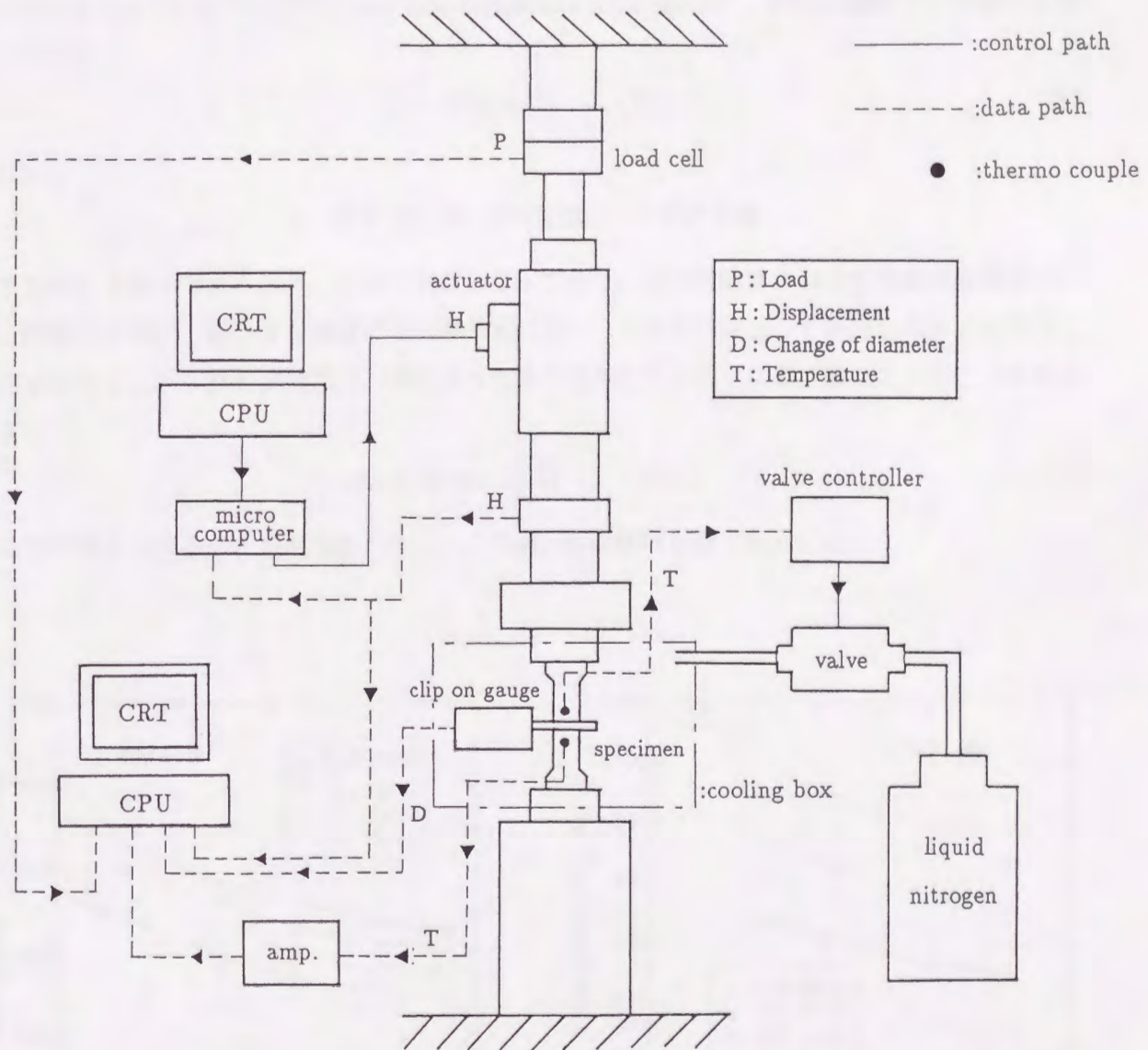


Fig.2-2 Schematic illustration of measuring system .

2.3 実験結果及び考察

引張試験で得られた軟鋼 (SM41B) の降伏点と温度の関係を Fig.2-3 に、HT-80 鋼の降伏点と温度の関係を Fig.2-4 に示す。Fig.2-3、Fig.2-4 からわかるように低温になるほど、また荷重点変位速度が速くなるほど降伏点は上昇している。Bennet²⁾らは、活性化エネルギー論的立場より、降伏点 (σ_Y) は以下に示す Strain rate-temperature parameter (R) の関数として表されることを示した。

$$R = T \ln(A/\dot{\epsilon}) \quad (\text{K}) \quad (2.1)$$

ただし、

T : 温度 (K), A : 材料定数, $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度

すなわち R 値はひずみ速度と温度の関数となっており、準静的試験における降伏点の温度依存性と同等の関係が、高ひずみ速度下での降伏点に関し、 R 値依存性として保持されるであろうことが期待できる。準静的試験では、降伏点と温度の関係がアレニウス型で表せていることを考慮すると、

$$\sigma_Y = B \exp(C/R) \quad (\text{MPa}) \quad (2.2)$$

なる型で与えられることが期待される。ここで B 、 C は材料定数である。

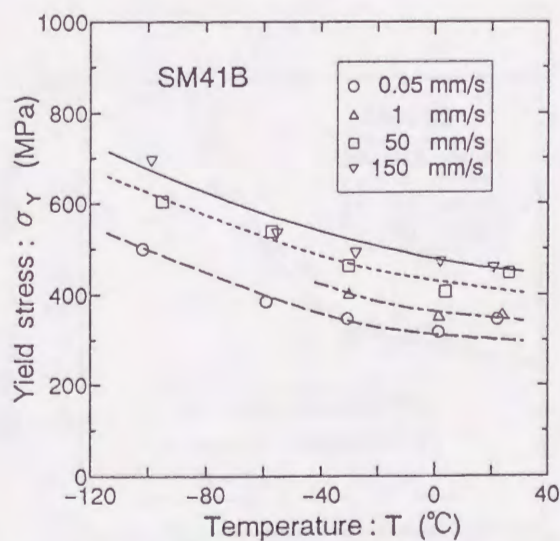


Fig.2-3 Results of Hour-grass shaped bar tensile tests with various crosshead speeds (SM41B).

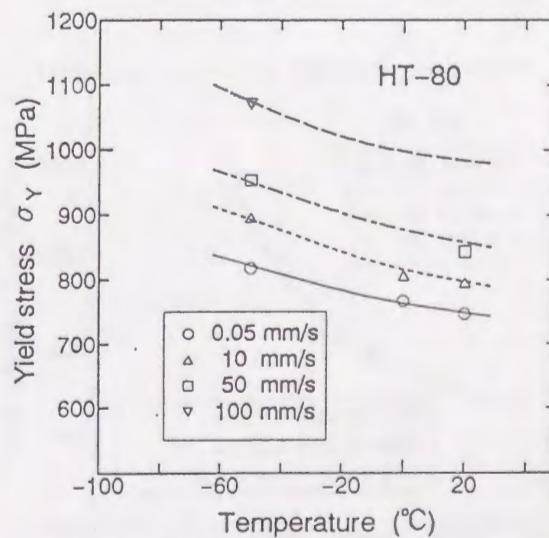


Fig.2-4 Results of Hour-grass shaped bar tensile tests with various crosshead speeds (HT-80).

ところで(2.1)、(2.2)式の定数A、B、Cについて種々の温度、ひずみ速度下で引張試験を行って求めた σ_Y から、Aを固定してB、Cを最小2乗法で求め、その場合の相関係数とAとの関係を求めた。

この結果を軟鋼(SM41B)の場合についてFig.2-5に示す。Fig.2-5を見るとわかるように、Aが $10^5 \sim 10^{15}$ の範囲で相関係数はほとんど一定になる。また、HT-80鋼についても同様な結果であった。従ってここではすべての鋼種についてBennetらにならい $A = 10^8$ と固定して、B、Cを最小2乗法で求めた。その結果は、

$$\left. \begin{array}{l} B = 204.7(\text{MPa}) \quad C = 3497(\text{K}) \quad (\text{SM41B}) \\ B = 622.2(\text{MPa}) \quad C = 1412(\text{K}) \quad (\text{HT-80}) \end{array} \right\} (2.3)$$

となる。各引張試験片のR値を求め、降伏点との関係で整理し直したのを軟鋼(SM41B)についてFig.2-6に、

HT-80鋼についてFig.2-7に示す。なお図中の実線は(2.1)、(2.2)、(2.3)式から得られたものである。Fig.2-6、Fig.2-7からわかるように本供試鋼材の降伏点は(2.1)、(2.2)、(2.3)式で十分精度よく表されている事がわかる。(それぞれの図中における破線については後述する。)なお上記において降伏点は軟鋼(SM41B)については下降伏点を、HT-80鋼については0.2%耐力を採用した。

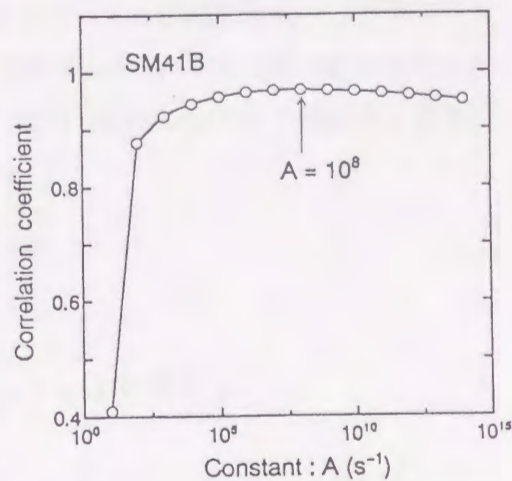


Fig.2-5 Change of correlation coefficient (SM41B).

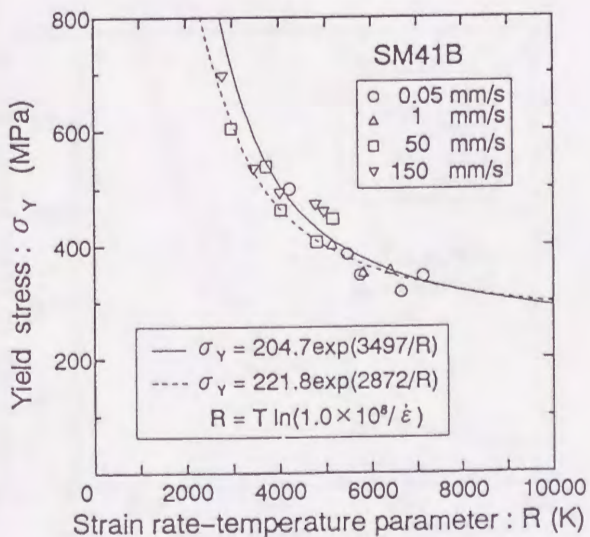


Fig.2-6 Results of Hour-grass shaped bar tensile tests with various crosshead speeds (SM41B).

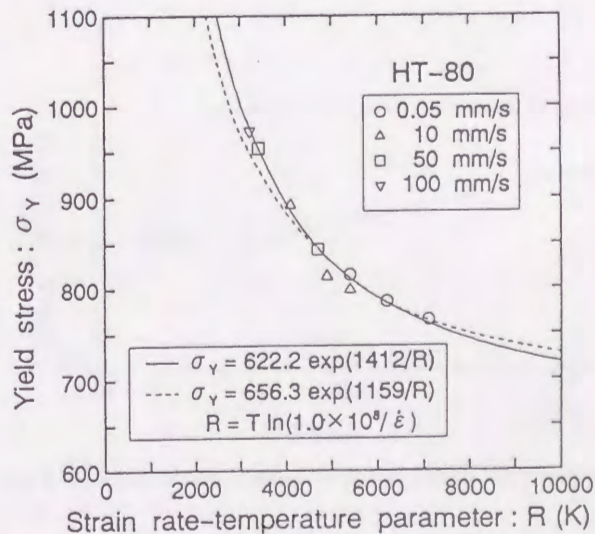


Fig.2-7 Results of Hour-grass shaped bar tensile tests with various crosshead speeds (HT-80).

ところで、軟鋼のように明確な降伏現象を生じる場合には踊り場が生じる。降伏現象あるいは塑性変形は、熱揺動による転位または原子の移動現象と解するならば、降伏点が大なる程、稼働転位密度が小となり、移動速度に限界があると考えられるので、加工硬化開始点のひずみは降伏点が大なる程、小なることが考えられる。そこで軟鋼 (SM41B) について加工硬化開始点のひずみ ϵ_k と降伏点の関係を求めると Fig.2-8 のようになり、ほぼ一義的に ϵ_k が σ_Y の関数として表し得る事がわかる。 ϵ_k と σ_Y の関係を最小 2 乗法より求めると

$$\epsilon_k = (3.399 \times 10^4) \sigma_Y^{-2.360} \quad (2.4)$$

となる。(ただし、 σ_Y の単位は (MPa))

一方、静的試験において、応力 σ は多くの材料において $\epsilon > \epsilon_k$ の範囲で

$$\sigma = F \epsilon^n \quad (2.5)$$

ただし、 F : 強度係数、 n : ひずみ硬化係数

なる関係が成立することが知られている。従って、静的条件下における応力~ひずみ関係を両対数グラフで表すと模式的に Fig.2-9 のようになり、静的な場合にはひずみ硬化指数は一定である。ここで、 F は以下のようにして決定される。(2.5) 式の両辺の常用対数を取ると、

$$\log \sigma = \log F + n \log \epsilon \quad (2.6)$$

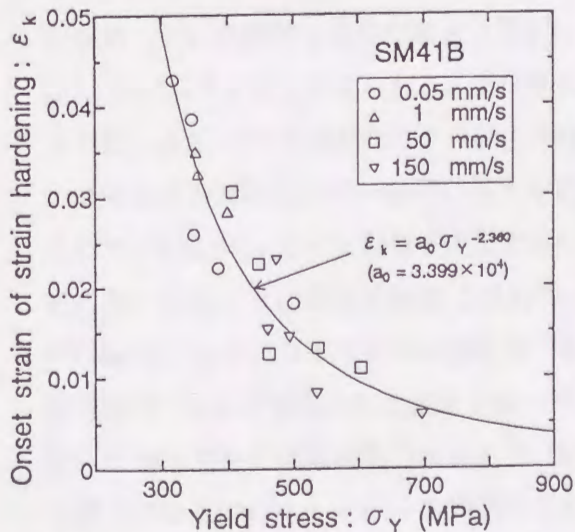


Fig.2-8 Relation between yield stress and onset strain of strain hardening (SM41B).

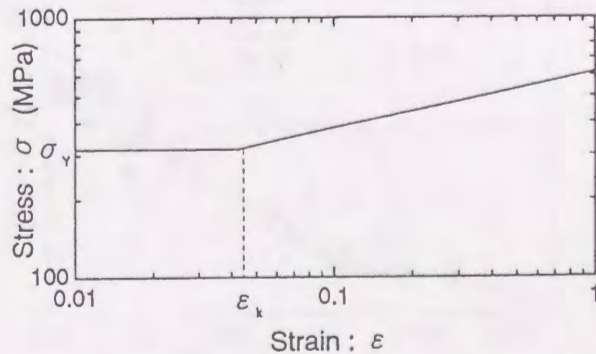


Fig.2-9 Modification of stress-strain diagram on logarithmic scales.

また Fig.2-9 からわかるように、 $\epsilon > \epsilon_k$ の範囲では、両対数グラフに示された応力~ひずみ関係は、点 $(\log \epsilon_k, \log \sigma_Y)$ を通り、傾き n の直線なので

$$\log \sigma - \log \sigma_Y = n \{ \log \epsilon - \log \epsilon_k \}$$

$$\therefore \log \sigma = \log \left(\frac{\sigma_Y}{\epsilon_k^n} \right) + n \log \epsilon \quad (2.7)$$

と表される。(2.6)、(2.7) 式は同じものを表現しているので、

$$F = \frac{\sigma_Y}{\epsilon_k^n} \quad (2.8)$$

と F が定められる。軟鋼のように明確な降伏現象を示す場合は降伏現象に踊り場が生るが、一般的な応力~ひずみ関係は、Ramberg-Osgood 型の応力~ひずみ関係⁶⁾のように踊り場を生じない。この場合の定数 F は、 σ_Y として 0.2% 耐力を取るならば、以下のように決定される。

加工硬化開始以後の応力~ひずみ関係を Fig.2-9 のように両対数グラフで表すと、点 $(\log(0.002 + \sigma_Y/E), \log \sigma_Y)$ を通り、傾き n の直線なので

$$\log \sigma = \log \left\{ \sigma_Y / \left(\frac{2}{1000} + \frac{\sigma_Y}{E} \right) \right\} + n \log \epsilon \quad (2.9)$$

と表される。(2.6)、(2.9) 式は同じものを表現しているので、

$$F = \sigma_Y / \left(\frac{2}{1000} + \frac{\sigma_Y}{E} \right)^n \quad (2.10)$$

と F が定められる。

加工硬化開始点においては、塑性仕事による発熱は十分小さいために、動的な荷重が作用している際でも静的な場合と同様に (2.5) 式が成立すると考えられる。また豊貞ら⁷⁾によると、種々の鋼材のひずみ硬化係数 n は降伏点の関数として一義的に与えられるので、彼らが σ_Y と n の関係を決定するために用いたデータに今回の軟鋼 (SM41B)、HT-80 鋼、さらに日本造船研究協会第 195 研究部会において実施された板厚 25mm の HT-80 鋼を用いた実験結果⁸⁾を加えて、加工硬化開始点における n と σ_Y の関係を求め

ると Fig.2-10 のようになり、ほぼ一義的に加工硬化開始点における n が σ_Y の関数として表せ得る事がわかる。 n と σ_Y の関係を最小 2 乗法より求めると

$$n = -0.11097 + 169.63/\sigma_Y - 19580/\sigma_Y^2 \quad (2.11)$$

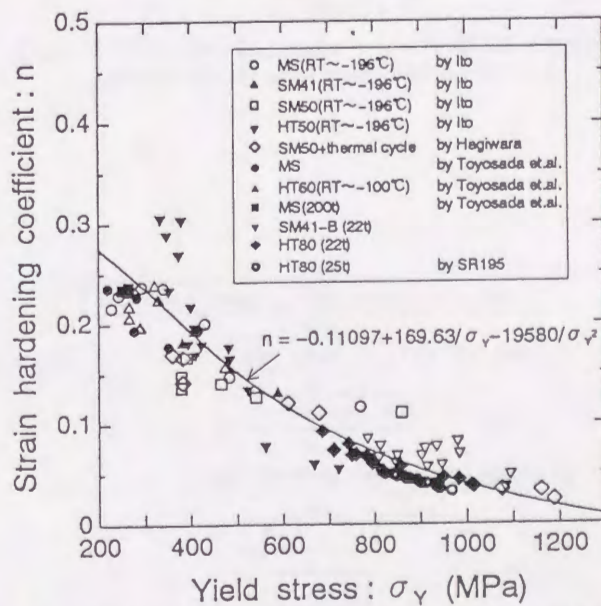


Fig.2-10 Relation between yield stress and strain hardening coefficient.

となる。(ただし、 σ_Y の単位は(MPa))

ここで上記で導出した式を用い、種々の R 値に対して負荷過程中に R 値が一定であるとした場合の、初期降伏後の応力~ひずみ関係を求めた。これを軟鋼 (SM41B) については Fig.2-11 に、HT-80 鋼については Fig.2-12 に示す。高速負荷時にはひずみ速度が速くなるので、温度が一定の場合 R 値が減少する。しかし、高速負荷時に塑性仕事による発熱の散逸が十分には行われないため試験片の温度上昇が生じる場合には、 R 値が負荷と共に大きくなることも考えられる。このように負荷過程中に R 値は複雑に変化しており、その変化に伴い Fig.2-11、Fig.2-12 のそれぞれの R 値に対応した線上を遷移していくことが期待される。

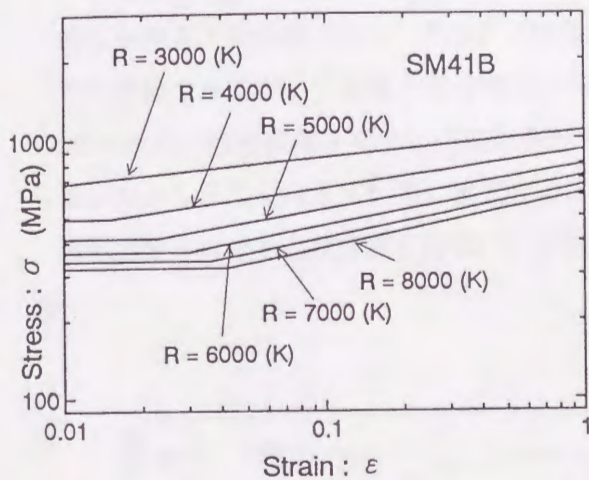


Fig.2-11 Stress-strain diagram for various strain rate-temperature parameter in the quasi-static condition (SM41B).

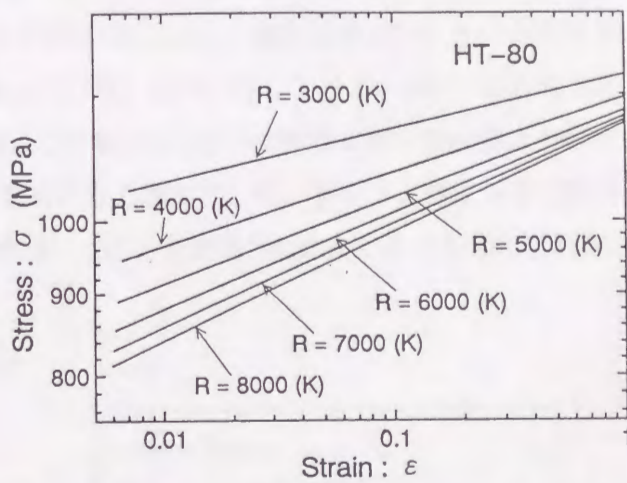
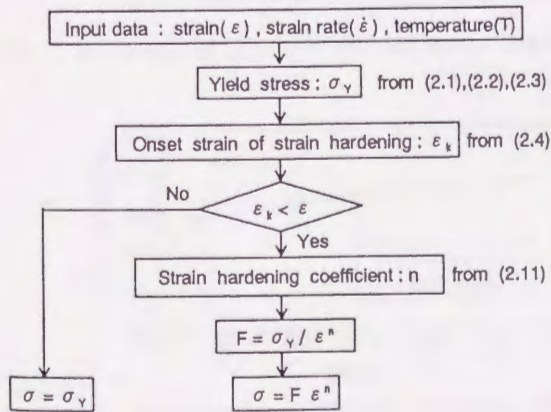
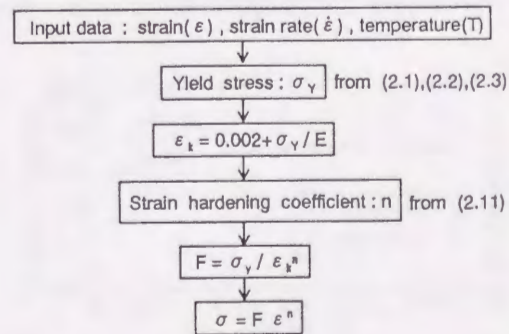


Fig.2-12 Stress-strain diagram for various strain rate-temperature parameter in the quasi-static condition (HT-80).



(a) SM41B



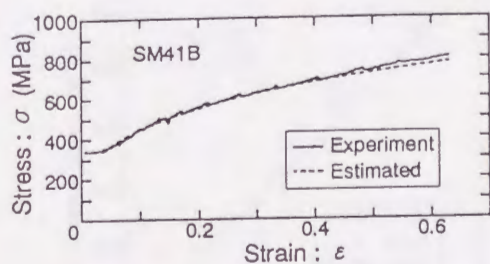
(b) HT-80

Fig.2-13 Determination of stress using strain rate-temperature parameter.

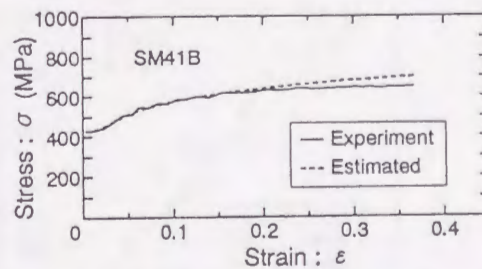
この考え方に従えば、その時点でのひずみ、ひずみ速度、温度が解れば、応力を推定することが可能となる。この考え方による応力~ひずみ関係推定の流れを軟鋼のように降伏現象に踊り場を生じる場合について Fig.2-13(a) に、また一般の鋼材のように明確な降伏現象を生じない場合については (b) に示す。

次に Fig.2-13 の考え方に従って、負荷過程中的応力の推定を試みた。なお応力の推定に当たっては、実験で計測したひずみ、ひずみ速度、温度を用いて計算している。実験から得られた応力~ひずみ関係の例を実線で、Fig.2-13 の流れに従い求められた応力~ひずみ関係を破線で、軟鋼 (SM41B) については Fig.2-14 に、HT-80 鋼については Fig.2-15 に示した。

Fig.2-14(a)、Fig.2-15(a) は実験条件が負荷速度 0.05mm/s、設定温度 20℃ というほぼ静的な条件下での実験であり、Fig.2-15(b) は負荷速度 100mm/s、設定温度 -50℃ という条件下での実験であるが、実験値と推定値はほぼ一致している。これに対し Fig.2-14(b) は負荷速度 150mm/s、設定温度 0℃ という実験条件であり、この場合はひずみの増加に伴い実験値より推定値が大きな応力を与えている。推定値の応力が高くなる理由としては第 1 に、熱電対を試験片表面に取り付けて温度計測を行ない、この温度を用いて応力を推定したためであると考えられる。

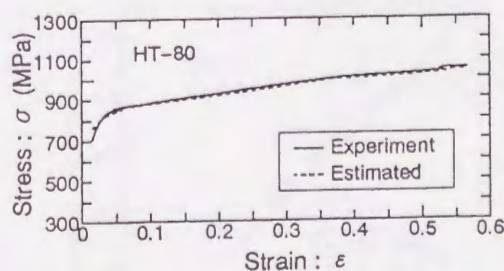


(a) (Crosshead speed=0.05mm/s, Test temperature=20℃)

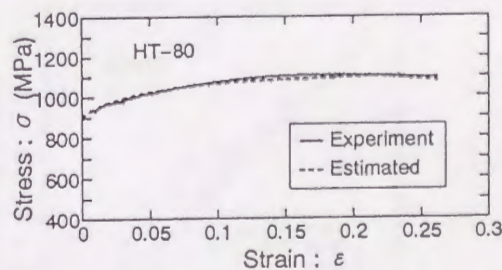


(b) (Crosshead speed=150mm/s, Test temperature=0℃)

Fig.2-14 Estimated and experimented stress-strain diagrams with various crosshead speeds and temperatures (SM41B).



(a) (Crosshead speed=0.05mm/s, Test temperature=20℃)



(b) (Crosshead speed=100mm/s, Test temperature=-50℃)

Fig.2-15 Estimated and experimented stress-strain diagrams with various crosshead speeds and temperatures (HT-80).

すなわち塑性仕事が大きく、その大部分が熱に変換されると考えられるが、低速度下では熱伝導により熱が試験片のつかみ部方向に散逸するため、ほとんど温度上昇は生じないと考えられるのに対して、高速度下では散逸するための十分な時間がないために塑性仕事による温度上昇が生じるものと考えられる。試験片中央部においては、その周囲も発熱しているため、発熱の散逸はつかみ部方向のみの一次元的なものに限られるが、表面部は雰囲気温度である外部と隣接しているため二次元的な発熱の散逸が起こると考えられる。これらの事を勘案すると、試験片表面で計測された温度上昇量は試験片中心部よりも小さな値であったと考えられる。従って応力の推定のために計算された R 値は、今回計算された値に比べ実際は大きな値であると考えられる。 R 値が大きくなると Fig.2-11、Fig.2-12 からわかるように、計算値はより実測値に近づくものと期待される。本章の実験は、まず軟鋼 (SM41B) の試験片 (Fig.2-1(a)) を用いて行った。この試験片の最小断面直径は 10mm であり、この直径では試験片中央部と表面で温度の差が生じることが考えられる結果を得たので、HT-80 鋼の試験片 (Fig.2-1(b)) の最小断面直径を 6mm とした。その結果、HT-80 鋼の実験において最も負荷速度の速い時の実験結果 (負荷速度 100mm/s) である Fig.2-15(b) においては、応力の実験値と推定値はほぼよく一致している。この事からも、上記の考察結果の妥当性がうかがえる。

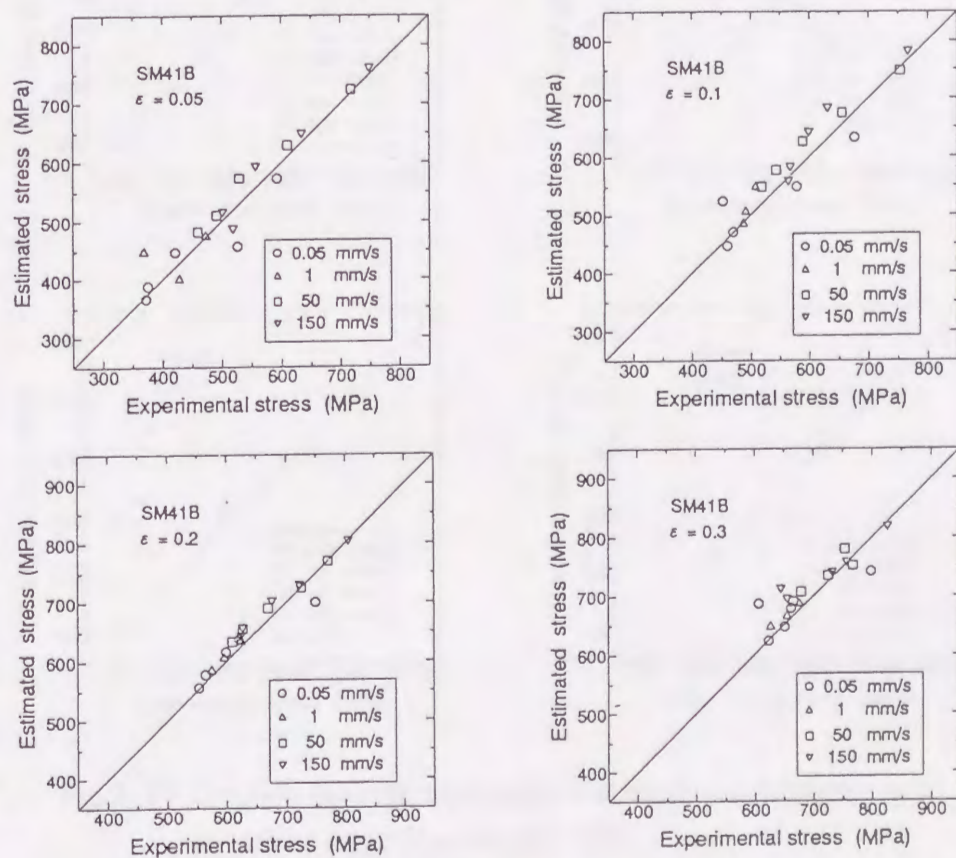


Fig.2-16 Relation between experimental stresses and estimated ones at various stage of strain (SM41B).

また第2の理由として、試験片の直径変化の計測の誤差の影響も考えられる。Fig.2-14(b)は低温での実験であり、所定の温度に冷却し、試験片全体の温度が一定になるのを待つために約30分の時間を取っており、この間に直径変化を計測するクリップゲージに霜が付着し、この影響で直径変化が小さめに計測され、応力値が大きく計算されたものとも考えられる。

さらに全ての試験片につき軟鋼 (SM41B) に関しては、 $\epsilon = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3$ における応力の実測値と推定値との関係を、HT-80 鋼に関しては $\epsilon = 0.02, 0.05, 0.1, 0.2$ における応力の実測値と推定値との関係を Fig.2-16、Fig.2-17 に示す。(ただし、HT-80 鋼については、上記のひずみに達する以前に破断しているものあり、これは同図からは除いている。) これらの図を見ると解るように、ややばらつきはあるものの上記の理由も勘案すると、両者はほぼ一致していると見なせる。従って、Fig.2-13 に示す流れに従うことにより任意温度、ひずみ速度下の応力~ひずみ関係が推定できると判断される。

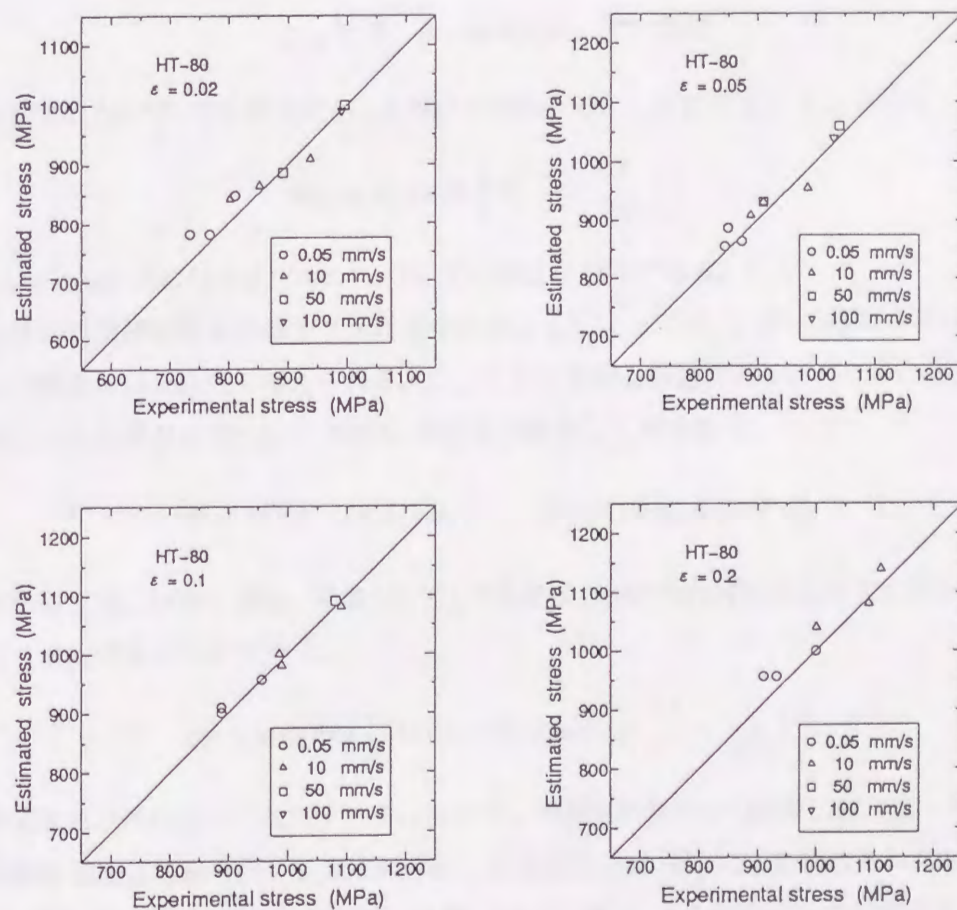


Fig.2-17 Relation between experimental stresses and estimated ones at various stage of strain (HT-80).

2.4 任意温度、ひずみ速度下における構成方程式

前節の結果から構造用鋼の応力～ひずみ関係を推定するためには、負荷過程中的時々刻々における R 値を推定する必要がある。 R 値は降伏点 σ_Y と一義的な関係があるので、任意の鋼材の σ_Y を推定する事ができれば、任意の構造用鋼材の応力～ひずみ関係が推定できることになる。静的条件下では、常温 (20 °C) での降伏点がわかれば任意温度での静的降伏点を推定する手法が、日本溶接協会の鉄鋼部技術委員会 TM 委員会⁹⁾によって提案されている。以下にその概略を述べる。

低温引張試験によって求められた降伏点 σ_Y と温度の関係は、温度に関して減少関数となっている。また σ_Y の値を対数値で表し、それを絶対温度の逆数との関係で表すと $\log \sigma_Y$ と絶対温度の逆数 $1/T$ は直線にあると見なせる。そこで σ_Y をこの直線関係にあてはめ、(2.12) 式の形の近似式をつくることを考える。

$$\sigma_Y = B \exp\left(\frac{\beta}{T}\right) \quad (2.12)$$

ここで B 、 β : 材料定数、 T : 温度

この式を常温 (20 °C) での降伏点 σ_{Y0} を用いて変形すると、次に示されるような式となる。

$$\sigma_Y = \sigma_{Y0} \exp\left\{\beta\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293}\right)\right\} \quad (2.13)$$

(ただし σ_Y 、 σ_{Y0} の単位は (kgf/mm^2) 、 β 、 T の単位は (K) である。)

各試験材の引張試験結果を最小 2 乗計算を行うことによって式 (2.12) の形にあてはめると、 β と $\ln \sigma_{Y0}$ の関係が (2.14) 式で与えられる。ここで TM 委員会の提案式は応力の単位を $[\text{kgf}/\text{mm}^2]$ として得られたものなので、以下では SI 単位系に変換して取り扱う。

$$\beta = 481.4 - 66.5 \ln \sigma_{Y0} \quad (\sigma_{Y0} \text{ の単位は } [\text{MPa}]) \quad (2.14)$$

以上の結果より、静的な場合、常温 (20 °C) での降伏点がわかれば任意温度での静的降伏点は次式によって推定することができる。

$$\sigma_Y = \sigma_{Y0} \exp\left\{(481.4 - 66.5 \ln \sigma_{Y0})\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293}\right)\right\} \quad (2.15)$$

上式を決定するために用いられたデータに加えて、今回実験を行った軟鋼 (SM-41B) と HT-80 鋼、さらに運輸省船舶技術研究所、日立造船 (株)、住友金属工業 (株) により構成された氷海構造物共同研究会¹⁰⁾が行った板厚 75mm の HT-50 鋼 (TMCP 鋼) による実験データを加えて (2.14) 式を求め直し、(2.15) 式に相当するものを導出し直した。その結果は

$$\sigma_Y = \sigma_{Y0} \exp\left\{(497.5 - 68.9 \ln \sigma_{Y0})\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293}\right)\right\} \quad (2.16)$$

(2.16) 式と、今回実験を行った軟鋼 (SM41B)、HT-80 鋼、さらに HT-50 鋼の室温静的降伏点を用いて、任意温度、ひずみ速度下における降伏点を推定することをまず試みる。負荷過程に時々刻々の降伏点 (σ_Y) がほとんど変化しない場合は静的条件下で負荷が行われたと見なして良いので、このような場合のひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ について今回の実験結果を調査した結果、ほぼ 5.0×10^{-5} で一定であったことから、静的条件下でのひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ を 5.0×10^{-5} と仮定して、軟鋼 (SM41B)、HT-80 鋼、HT-50 鋼それぞれについて 10°C 間隔で $T = 20^\circ\text{C} \sim -120^\circ\text{C}$ まで

の静的降伏点を (2.16) 式より求め、その降伏点から (2.2) 式に含まれる材料定数 B 、 C を最小 2 乗法で求めた。(HT-50 鋼の材料定数 A は前述の結果より $A = 10^8$ としている。)

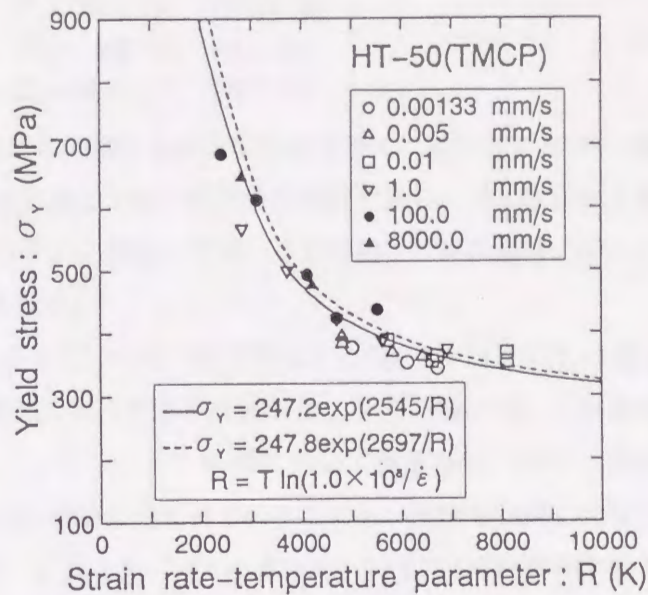
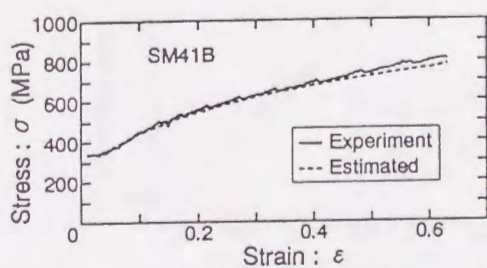
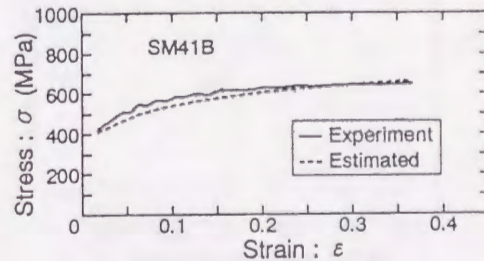


Fig.2-18 Results of round bar tensile tests with various crosshead speeds (HT-50).

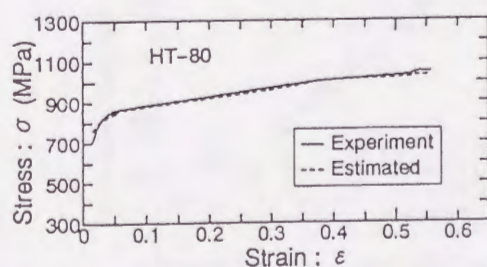


(a) (Crosshead speed=0.05mm/s, Test temperature=20°C)

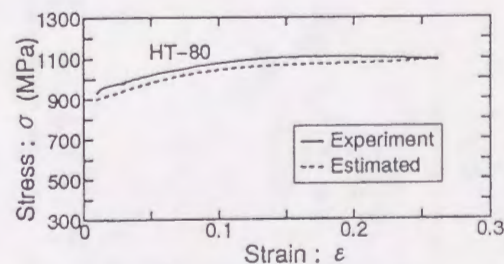


(b) (Crosshead speed=150mm/s, Test temperature=0°C)

Fig.2-19 Estimated and experimented stress-strain diagrams with various crosshead speeds and temperatures (SM41B).



(a) (Crosshead speed=0.05mm/s, Test temperature=20°C)



(b) (Crosshead speed=100mm/s, Test temperature=-50°C)

Fig.2-20 Estimated and experimented stress-strain diagrams with various crosshead speeds and temperatures (HT-80).

その結果は、

$$\left. \begin{aligned} B &= 221.8 \text{ (MPa)} & C &= 2872 \text{ (K)} & \text{(SM41B)} \\ B &= 656.3 \text{ (MPa)} & C &= 1159 \text{ (K)} & \text{(HT-80)} \\ B &= 247.8 \text{ (MPa)} & C &= 2697 \text{ (K)} & \text{(HT-50)} \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

となり、Fig.2-6、Fig.2-7に破線でそれぞれの最小2乗近似曲線を示す。またHT-50鋼に関してはFig.2-18に実験値と実験結果に対する最小2乗近似曲線を実線で示し、(2.17)式による最小2乗近似結果を破線で示す。実験値とわずかに異なっているものの、3種の鋼材いずれについても両者は良い一致を示していることが解る。

次に、(2.17)式で与えられる材料定数 B 、 C を用いて降伏点を推定し、Fig.2-13の流れに従って任意温度、ひずみ速度下の応力~ひずみ関係を推定する事を試みた。その一例について実験結果との比較を軟鋼(SM41B)についてはFig.2-19に、HT-80鋼についてはFig.2-20に、実験値を実線で、推定値を破線で示す。(なお応力の推定に当たってはここでも、実験で計測したひずみ、ひずみ速度、温度を用いて計算している。) Fig.2-19(a)、Fig.2-20(a)は実験条件が負荷速度0.05mm/s、設定温度20℃というほぼ静的な条件下でのものであり、実験値と推定値はほぼ一致している。

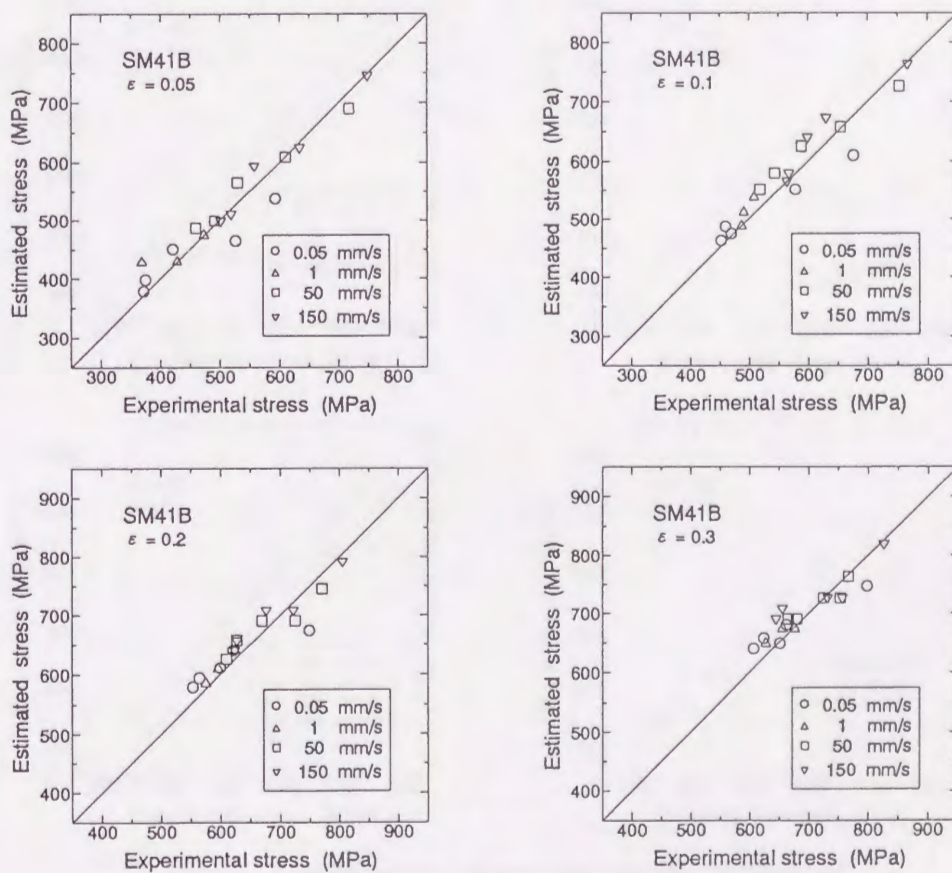


Fig.2-21 Relation between experimental stresses and estimated ones at various stage of strain (SM41B).

これに対し Fig.2-19(b) は負荷速度 150mm/s、設定温度 0°C、Fig.2-20(b) は負荷速度 100mm/s、設定温度-50°C という実験条件であり、これらは塑性変形の始まりの時点では、応力の値が実験値に比べると低めの値となっている。この理由は Fig.2-6、Fig.2-7 を見ると解るように、推定された降伏点が R 値の低い部分で低めの値となることに起因している。

しかし負荷の進行に伴い、実験値と推定値は一致する傾向を示している。さらに全ての試験片につき軟鋼 (SM41B) に関しては、 $\epsilon = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3$ における応力の実測値と推定値との関係を、HT-80 鋼に関しては $\epsilon = 0.02, 0.05, 0.1, 0.2$ における応力の実測値と推定値との関係を Fig.2-21、Fig.2-22 に示す。(ただし、HT-80 鋼については、上記のひずみに達する以前に破断しているものあり、これは同図からは除いている。) これらの図を見ると解るように、ややばらつきはあるものの、両者はほぼ一致していることが解る。

以上のことから、ここで提案した構造用鋼の任意温度、ひずみ速度下における応力~ひずみ構成関係の推定手法に従えば、常温静的条件下における降伏点が分かれば任意の鋼材の任意温度、ひずみ速度下の降伏点が推定でき、さらに応力~ひずみ構成関係を推定出来ることになる。

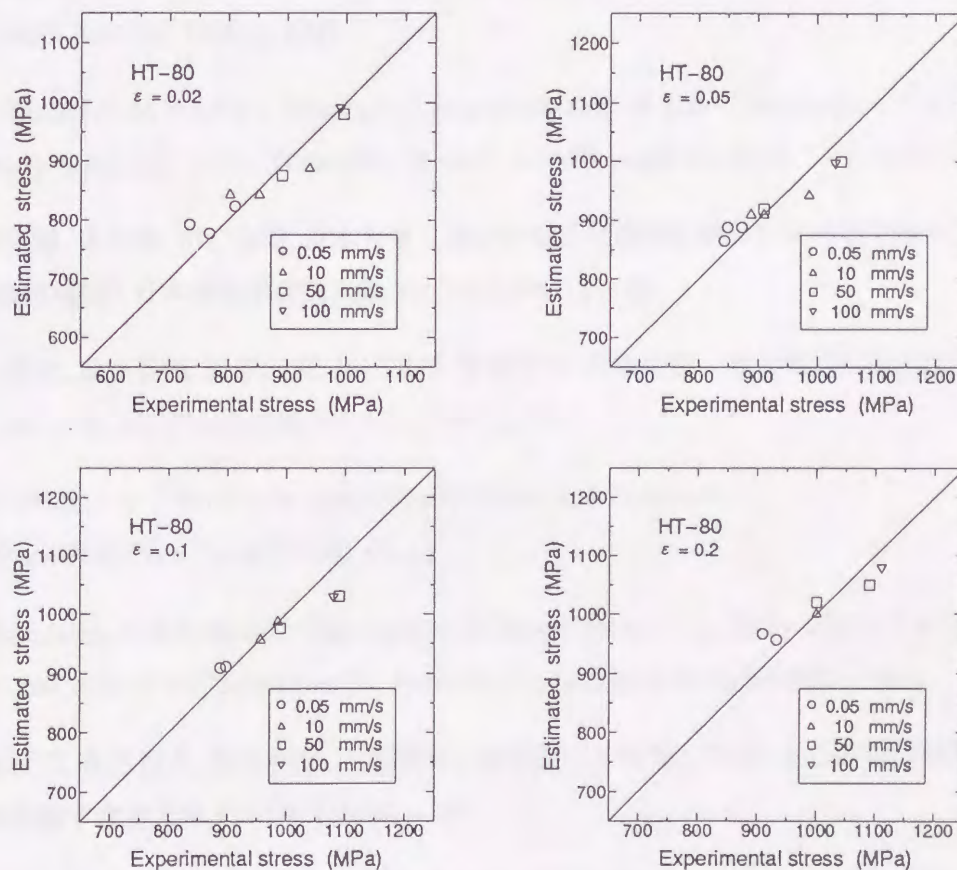


Fig.2-22 Relation between experimental stresses and estimated ones at various stage of strain (HT-80).

2.5 結言

高ひずみ速度下での材料の構成方程式を、一般的に使用されている準静的状態からの過応力という考え方で導出した場合、準静的状態をどのひずみ速度で定義するかに問題が残る。それを避けるために Strain rate-temperature parameter (R) が静的試験で行われている温度に対応するとし、静的試験での構成方程式の温度依存性の見地より、高ひずみ速度下での構成方程式を R 値を用いて拡張した。さらに、日本溶接協会鉄鋼部技術委員会 TM 委員会において検討された、静的条件下での任意温度における降伏点を推定する手法を R 値を用いて拡張した。その結果、常温で静的状態における降伏点分かれば、任意の鋼材の任意温度、ひずみ速度下の降伏点が推定でき、この結果本章で提案した手法に基づいて任意の鋼材の任意温度、ひずみ速度下における応力～ひずみ構成関係を推定することが可能となった。

第2章 参考文献

- 1) 例えば、若杉昇八：応力、ひずみ速度および温度の間の構成関係、日本機械学会論文集 A 編, Vol.52 No.478 (1986), p.1628
- 2) P.E.Bennet, G.M.Sinclair : Parameter Representation of Low-Temperature Yield Behavior of Body-Centered Cubic Transition Metals., ASME paper 65-MET-11 (1965)
- 3) 藤井英輔, 大熊勇, 川口喜昭, 塚本雅敏：鋼材の動的破壊靱性特性における温度および歪速度の影響の検討, 日本造船学会論文集, Vol.154 (1985), p.619
- 4) 豊貞雅宏, 藤井英輔, 野原和宏, 川口喜昭, 有持和茂, 井坂和実：破壊靱性に及ぼすひずみ速度の影響, 日本造船学会論文集, Vol.161 (1987), p.367
- 5) P.W.Bridgman : Studies in Large Plastic Flow and Fracture, McGraw-Hill, (New York) (1950) Chp.1
- 6) W.Ramberg, W.R.Osgood : Description of Stress-Strain Curves by Three Parameters, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Note, No.902 (1943)
- 7) 豊貞雅宏, 萩原行人, 野原和宏, 大塚隆夫：溶接継手の限界 CTOD とその板厚効果について, 日本造船学会論文集, Vol.159 (1986), p.345
- 8) 日本造船研究協会第 195 部会：海洋構造物の低温材料選定に関する研究報告書 研究資料 No.388 (1987.3)

- 9) 日本溶接協会：脆性破壊の発生特性に基づく鋼材の材質判定規準の確立に関する共同研究，
鉄鋼部会技術委員会 TM 委員会共同研究総合報告書，(1975)
- 10) 氷海構造物共同研究会：氷海構造物鋼板の破壊靱性に関する共同研究 報告書，(1987.3)

第3章

動的熱弾塑性有限要素法の開発

3.1 緒言

高速変形下の材料の力学的挙動の解析は、構造物の安全性評価、適正な材料の選択等の上で非常に重要であり、過去多くの研究が報告されている。しかし、その多くは、変形速度に伴う降伏点の変化は無視されており、衝撃衝突、高速塑性加工等のような高速変形に対しては、材料特性のひずみ速度依存性および塑性変形に伴う発熱の影響を考慮した解析が必要であろう。富田ら^{1) 2)}は、ひずみ速度および塑性変形に伴う温度上昇を考慮した粘塑性構成式を提案し、その構成式の有限要素法(接線剛性法)への導入方法を示した。

一方第2章では、材料の降伏点を示すパラメータである Strain rate-temperature (R) を用いた構成方程式を提案し、軟鋼(SM41-B)及びHT-80鋼の単軸引張試験によってその妥当性を検証した。

ところで、有限要素法による弾塑性解析の方法は、主として r-min 法³⁾に代表される接線剛性法に基づく直接法と、radial return 法⁴⁾等の反復法に大別できる。しかし動的問題に対しては、収束性の観点から荷重増分を大きく取れないことおよびプログラミングの容易性から直接法による定式化を行ったものが多い。これに対して、反復法は動的弾塑性解析では荷重増分を大きく取れるという利点が失われるものの、反復の間にひずみ速度等に依存する材料特性の変化を組み込むことができるので、より精度の高い解析が期待できる。

本章では、河野ら⁵⁾が提案した反復法を動的弾塑性問題へ適応できるように拡張し、さらに第2章で提案した構成方程式を動的熱弾塑性有限要素法へ導入するアルゴリズムを提案する。

3.2 基礎式の導出

まず、河野ら⁵⁾が提案した反復法による一般の弾塑性問題に対する有限要素法の定式化について簡単に説明し、次に動的弾塑性問題に対する有限要素法の定式化を行うこととする。

3.2.1 初期応力法による有限要素法の定式化

節点荷重 $\{F\}$ と変位 $\{u\}$ の関係をモデル化して Fig.3-1(a) の太実線のように模式的に表されるものとする。剛性マトリックス $[K]$ が、点 A の応力~ひずみ関係によって与えられる場合、Fig.3-1(a) に示す荷重増分 $\{\Delta F\}$ と点 B の変位増分 $\{\Delta u\}_1$ の関係は次式ようになる。

$$[K]\{\Delta u\}_1 = \{\Delta F\} - \{\Delta F_u\} \quad (3.1)$$

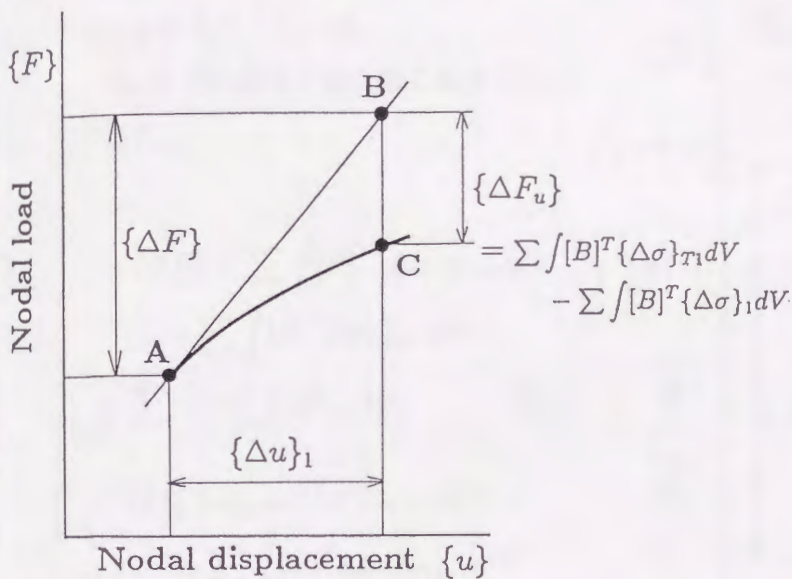


Fig.3-1(a) Schematic illustration of nodal displacement and nodal load.

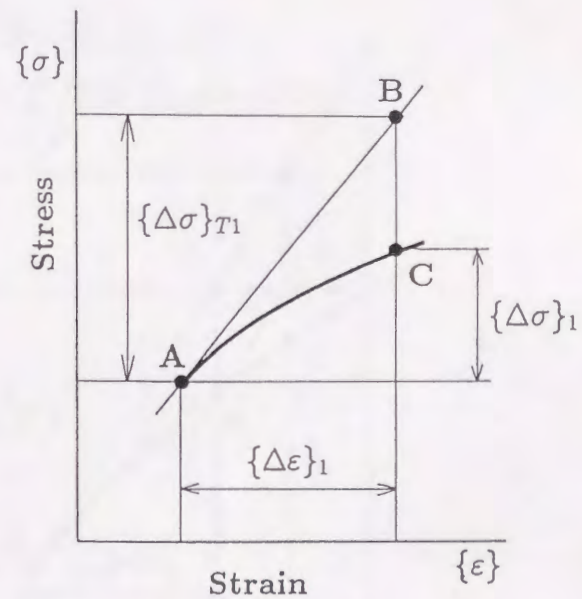


Fig.3-1(b) Schematic illustration of strain and stress.

ここで、 $\{\Delta F_u\}$ は強制変位増分による見かけの荷重増分、 $\{\Delta u\}_1$ は力学的境界条件を満足する境界の変位増分である。(3.1) 式の $\{\Delta F\}$ に対応するひずみ増分及び応力増分をそれぞれ、Fig.3-1(b) に示すように $\{\Delta \epsilon\}_1$ 及び、 $\{\Delta \sigma\}_{T1}$ とすると、

$$\begin{aligned} \{\Delta F\} &= [K]_B \{\Delta u\}_1 \\ &= \sum \int [B]^T [D]_B [B] \{\Delta u\}_1 dV = \sum \int [B]^T [D]_B \{\Delta \epsilon\}_1 dV \\ &= \sum \int [B]^T \{\Delta \sigma\}_{T1} dV \end{aligned} \quad (3.2)$$

ただし、

- $[B]$: ひずみ~変位マトリックス
- $[K]_B$: (B 点における) 剛性マトリックス ($= \sum \int [B]^T [D]_B [B] dV$)
- $[D]_B$: (B 点における) 応力~ひずみマトリックス

また、 $\{\Delta\epsilon\}_1$ に対応する真の応力増分を $\{\Delta\sigma\}_1$ とし、Fig.3-1に示すBCを荷重増分 $\{\Delta F\}$ に加えたものを見かけの荷重増分とみなすと、Fig.3-2に示すように、 $BC=B'C''$ であることから点B'の変位増分 $\{\Delta u\}_2$ は次式を解くことによって求めることができる。

$$[K]\{\Delta u\}_2 = \{\Delta F\} - \{\Delta F_u\} + \left(\sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_{T1} dV - \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_1 dV \right) \quad (3.3)$$

上式においては、微小変形を仮定しており、剛性マトリックス $[K]$ は負荷過程中、一定であるとしている。

(3.3)式の操作を順次繰り返すと次式を得る。

$$\begin{aligned} & \{\Delta F\} + \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_{T(i-1)} dV \\ & - \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_{i-1} dV \\ = & \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_{Ti} dV \quad (3.4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [K]\{\Delta u\}_i = & \{\Delta F\} - \{\Delta F_u\} \\ & + \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_{T(i-1)} dV \\ & - \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_{(i-1)} dV \\ = & \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_{Ti} - \{\Delta F_u\} \quad (3.5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [K]\{\Delta u\}_{i+1} = & \{\Delta F\} - \{\Delta F_u\} \\ & + \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_{Ti} dV \\ & - \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_i dV \quad (3.6) \end{aligned}$$

(3.6)式から(3.5)式を引くと次式が得られる。

$$[K]\{\Delta u\}_{i+1} = [K]\{\Delta u\}_i - \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_i dV + \{\Delta F\} \quad (3.7)$$

(3.7)式を反復計算する事によって、許容誤差内で解を得ることができる。ここで Superscript の(n+1)及び(n)はFig.3-1に示す荷重増分に対するステップ数を、Subscript のiは(n)ステッ

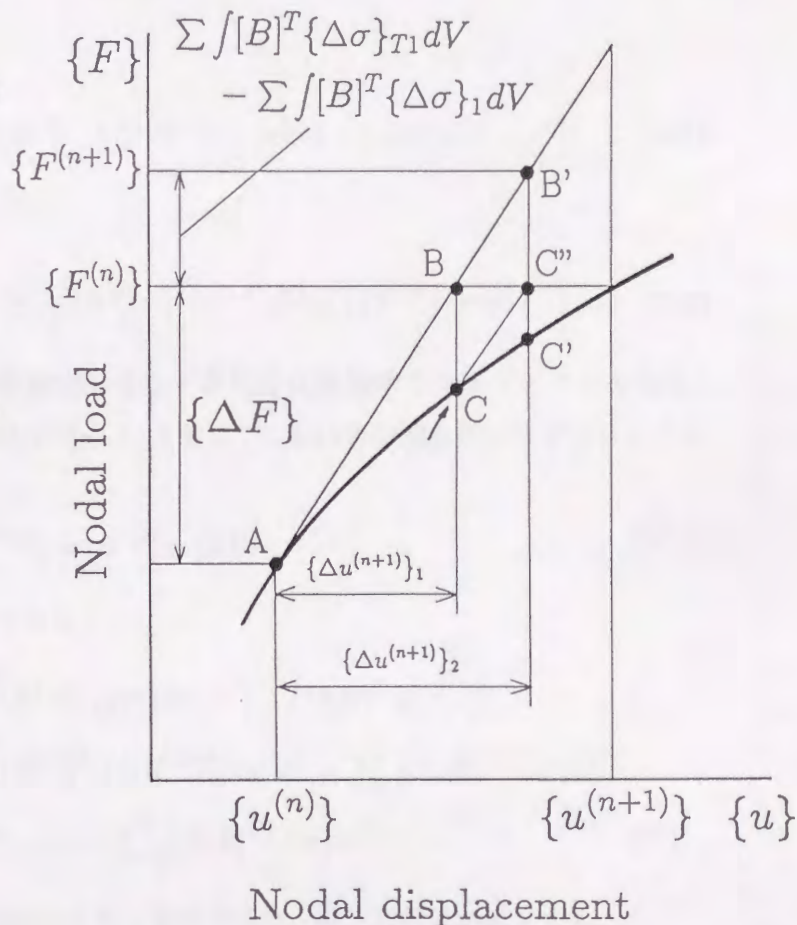


Fig.3-2 Schematic illustration of iterative method.

プから (n+1) ステップに達するまでの計算ステージ数を表している。

最終ステップにおける節点変位が要素寸法に比較して無視できない場合 ([B] を更新していく必要がある場合)、反復法の定式化は以下のようにして導かれる。

節点荷重 $\{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\}$ に対応する応力を $\{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}\}$ とすると仮想仕事の原理より、

$$\{\delta u\}^T \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} = \{\delta u\}^T \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}\} dV$$

ただし、 $\{\delta u\}$: 仮想節点変位

$$\therefore \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} = \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}\} dV \quad (3.8)$$

あるいは、

$$\sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\Delta\sigma\} dV = - \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \quad (3.9)$$

ここで、 $[B^{(n+1)}]$ は (n+1) ステップの変位増分をひずみ増分に変換するマトリックスであり、 $[B^{(n+1)}]$ を次のように分解する。 ($[B^{(n+1)}]$ は (n+1) ステップにおける座標を用いたマトリックスである。)

$$[B^{(n+1)}] = [B^{(n)}] + [\Delta B] \quad (3.10)$$

(3.10) 式を用いて (3.9) 式の左辺を変形すると

$$\begin{aligned} \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\Delta\sigma\} dV &= \sum \int [B^{(n)}]^T \{\Delta\sigma\} dV + \sum \int [\Delta B]^T \{\Delta\sigma\} dV \\ &= \sum \int [B^{(n)}]^T [D][B^{(n)}] \{\Delta u\} dV + \sum \int [\Delta B]^T \{\Delta\sigma\} dV \\ &= [K^{(n)}] \{\Delta u\} + \sum \int [\Delta B]^T \{\Delta\sigma\} dV \end{aligned} \quad (3.11)$$

ここで $[K^{(n)}]$ は (n) ステップにおける剛性マトリックスであり、以下の関係が成立する。

$$[K^{(n)}] = \sum \int [B^{(n)}]^T [D][B^{(n)}] dV \quad (3.12)$$

(3.11) 式を用いると (3.9) 式は以下のように表される。

$$[K^{(n)}] \{\Delta u\} = - \sum \int [\Delta B]^T \{\Delta\sigma\} dV - \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \quad (3.13)$$

(3.6) 式の場合と同様に考えると、次式が成立する。

$$\begin{aligned} [K^{(n)}] \{\Delta u\}_i &= \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} - \{F_u\} + \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T(i-1)}\} dV \\ &\quad - \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{i-1}\} dV \end{aligned} \quad (3.14)$$

ここで(3.4)式より

$$\begin{aligned} & \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \\ & + \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\sigma^{(n)} + \Delta\sigma\}_{T(i-1)} dV - \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\sigma^{(n)} + \Delta\sigma\}_{i-1} dV \\ & = \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\sigma^{(n)} + \Delta\sigma\}_{Ti} dV \end{aligned} \quad (3.15)$$

(3.14)式に(3.15)式を代入すると、

$$[K^{(n)}]\{\Delta u\}_i = \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{Ti}\} dV - \{F_u\} \quad (3.16)$$

(3.14)式で Subscript の i を $i+1$ に置き換えたものから、(3.16)式を引くと

$$\begin{aligned} [K^{(n)}]\{\Delta u\}_{i+1} &= [K^{(n)}]\{\Delta u\}_i - \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\Delta\sigma\}_i dV \\ &\quad - \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \end{aligned} \quad (3.17)$$

となる。 $[B^{(n+1)}]$ は陽に求めることができないので、これに対しても反復計算が必要である。すなわち、

$$\begin{aligned} [K^{(n)}]\{\Delta u\}_{i+1} &= [K^{(n)}]\{\Delta u\}_i - \sum \int [B^{(n+1)}]_j^T \{\Delta\sigma\}_i dV \\ &\quad - \sum \int [B^{(n+1)}]_j^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \end{aligned} \quad (3.18)$$

(3.18)式は変形の程度によって、次の3通りの解法が考えられる。

[1] 微小変形の場合。(最終計算結果の節点変位が $[B]$ にほとんど影響を及ぼさない場合。)

この時、 $[B^{(n+1)}]$ は常に一定であるので、(3.18)式は次のようになる。

$$[K]\{\Delta u\}_{i+1} = [K]\{\Delta u\}_i + \sum \int [B]^T \{\Delta\sigma\}_i dV + \{\Delta F\} \quad (3.19)$$

なお、 $[K]$ は弾塑性応力~ひずみマトリックス $[D^p]$ を含むので各ステップごとに更新していく必要がある。

[2] 最終変形は大変形であるが、各計算ステップの変位増分が小さい場合。

$$\begin{aligned} [K^{(n)}]\{\Delta u\}_{i+1} &= [K^{(n)}]\{\Delta u\}_i + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\Delta\sigma\}_i dV \\ &\quad - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \end{aligned} \quad (3.20)$$

(3.20)式では、微小変形に比較して多少 $[K]$ の組立に時間がかかるが、連立方程式を解く回数は同じであるので、同じステップ数では全計算時間は余り異なるものと思われる。しかしステッ

ブ間隔は微小変形に比べて大きくとれるので、最終計算時間は短縮できる事が予想される。

[3] 大変形で、しかもステップ間隔を大きく取りたい場合。

$$[K^{(n)}]_j \{\Delta u\}_{i+1} = [K^{(n)}]_j \{\Delta u\}_i + \sum \int [B^{(n+1)}]_j^T \{\Delta \sigma\}_i dV - \sum \int [B^{(n+1)}]_j^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \quad (3.21)$$

上式においても、座屈のような問題では要素の回転などが無視できないので、ステップ間隔は小さく取る必要があると思われる。

3.2.2 動的弾塑性問題に対する有限要素法

節点荷重 $\{F\}$ と節点変位 $\{u\}$ の関係は前述のものと同様に、Fig.3-1 の太実線で表す。また、節点の加速度を $\{\ddot{u}\}$ と表す。

仮想仕事の原理より

$$\begin{aligned} \{\delta u\}^T \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} &= \{\delta u\}^T [M] \{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta \ddot{u}\}\} \\ &\quad + \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\{\Delta \sigma\} + \{\sigma^{(n)}\}\} dV \\ \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} &= [M] \{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta \ddot{u}\}\} \\ &\quad + \sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\{\Delta \sigma\} + \{\sigma^{(n)}\}\} dV \end{aligned} \quad (3.22)$$

ここで、 $[M]$ は質量マトリックスである。

時間増分 Δt を十分小さく取った場合を考えると、 $[B^{(n+1)}] \approx [B^{(n)}]$ と置き、

$$\begin{aligned} &\sum \int [B^{(n+1)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta \sigma\}\} dV \\ &\approx \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta \sigma\}\} dV \\ &= \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\Delta \sigma\} dV \\ &= \sum \int [B^{(n)}]^T [D] [B^{(n)}] \{\Delta u\} dV + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV \\ &= [K^{(n)}] \{\Delta u\} + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV \end{aligned} \quad (3.23)$$

(3.23) 式を (3.22) 式に代入して整理すると、

$$\begin{aligned} &[K^{(n)}] \{\Delta u\} + [M] \{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta \ddot{u}\}\} \\ &= - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \end{aligned} \quad (3.24)$$

ここで、 $[K^{(n)}]$ は (n) ステップにおける材料定数および節点座標に基づく剛性マトリックスである。また、変位増分として次式で示す Newmark の β 法⁶⁾を用いる。(Newmark の β 法については

付録 A で説明する。)

$$\{\Delta\ddot{u}\} = \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}\{\Delta u\} - \frac{1}{\beta\Delta t}\{\dot{u}^{(n)}\} - \frac{1}{2\beta}\{\ddot{u}^{(n)}\} \quad (3.25)$$

(3.25) 式を (3.24) 式に代入すると、

$$\begin{aligned} & [[K^{(n)}] + \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}[M]]\{\Delta u\} \\ &= -(1 - \frac{1}{2\beta})[M]\{\ddot{u}^{(n)}\} + \frac{1}{\beta\Delta t}[M]\{\dot{u}^{(n)}\} - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV \\ &+ \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \end{aligned} \quad (3.26)$$

(3.26) 式の解 (Fig.3-2 中の B 点) の変位 $\{\Delta u\}_1$ に対応する応力増分を $\{\Delta\sigma\}_{T1}$ とすると、(3.22) 式より

$$\begin{aligned} & \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \\ &= [M]\{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta\ddot{u}\}_1\} + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T1}\} dV \end{aligned} \quad (3.27)$$

Fig.3-2 中に矢印で示す $\{\Delta u\}_1$ に対応する点 C の真の応力を $\{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_1\}$ とすると、BC に相当する荷重 $\{\Delta F\}_{BC}$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} \{\Delta F\}_{BC} &= [M]\{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta\ddot{u}\}_1\} + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T1}\} dV \\ &- [M]\{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta\ddot{u}\}_1\} - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_T\} dV \\ &= \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T1}\} dV - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_1\} dV \end{aligned} \quad (3.28)$$

荷重増分 $\{\Delta F\}$ に $\{\Delta F\}_{BC}$ を加えたものを見かけの荷重増分とすると、この荷重 (点 B') の下での変位増分 $\{\Delta u\}_2$ は次式を解くことによって求めることができる。

$$\begin{aligned} & [[K^{(n)}] + \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}[M]]\{\Delta u\}_2 \\ &= -(1 - \frac{1}{2\beta})[M]\{\ddot{u}^{(n)}\} + \frac{1}{\beta\Delta t}[M]\{\dot{u}^{(n)}\} - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \\ &+ \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T1}\} dV - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_1\} dV \end{aligned} \quad (3.29)$$

上式の解 $\{\Delta u\}_2$ に対応する応力増分を $\{\Delta\sigma\}_{T2}$ として、(3.27) 式と同様に考えると、

$$\begin{aligned} & \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} + \left(\sum \int [B^{(n)}]^T \{\Delta\sigma\}_{T1} dV - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\Delta\sigma\}_1 dV \right) \\ &= [M]\{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta\ddot{u}\}_2\} + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T2}\} dV \end{aligned} \quad (3.30)$$

(3.30) 式を (3.29) 式に用いると、

$$[[K^{(n)}] + \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}[M]]\{\Delta u\}_2$$

$$\begin{aligned}
&= -(1 - \frac{1}{2\beta})[M]\{\ddot{u}^{(n)}\} + \frac{1}{\beta\Delta t}[M]\{\dot{u}^{(n)}\} - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV \\
&\quad + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T_2}\} dV - [M]\{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta\ddot{u}^{(n)}\}_2\} \quad (3.31)
\end{aligned}$$

(3.29)、(3.31) 式と同様な操作を繰り返すと

$$\begin{aligned}
&[K^{(n)}] + \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}[M]\{\Delta u\}_i \\
&= -(1 - \frac{1}{2\beta})[M]\{\ddot{u}^{(n)}\} + \frac{1}{\beta\Delta t}[M]\{\dot{u}^{(n)}\} - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV \\
&\quad + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T_i}\} dV - [M]\{\{\ddot{u}^{(n)}\} + \{\Delta\ddot{u}^{(n)}\}\} \quad (3.32)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&[[K^{(n)}] + \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}[M]\{\Delta u\}_{i+1} \\
&= -(1 - \frac{1}{2\beta})[M]\{\ddot{u}^{(n)}\} + \frac{1}{\beta\Delta t}[M]\{\dot{u}^{(n)}\} - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\sigma^{(n)}\} dV \\
&\quad + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} + \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_{T_i}\} dV \\
&\quad - \sum \int [B^{(n)}]\{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_i\} dV \quad (3.33)
\end{aligned}$$

(3.33) 式から (3.32) 式を引くと

$$\begin{aligned}
&[[K^{(n)}] + \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}[M]\{\Delta u\}_{i+1} \\
&= [[K^{(n)}] + \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}[M]\{\Delta u\}_i + \{\{F^{(n)}\} + \{\Delta F\}\} \\
&\quad - \sum \int [B^{(n)}]^T \{\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}_i\} dV \\
&\quad - (1 - \frac{1}{2\beta})[M]\{\ddot{u}^{(n)}\} + \frac{1}{\beta\Delta t}[M]\{\dot{u}^{(n)}\} - \frac{1}{\beta(\Delta t)^2}[M]\{\Delta u\}_i \quad (3.34)
\end{aligned}$$

となる。(3.34) 式が反復法による動的熱弾塑性有限要素法の基礎式であり、 $i = 0$ では $\{\Delta u\}_0 = \{\Delta\sigma\}_0 = 0$ と置けば良い。

3.3 既知のひずみ増分のもとでの応力増分の決定法

(3.18)、(3.34) 式の計算において、Fig.3-1 の変位増分に対応する応力増分、換言すると与えられたひずみ増分のもとで応力増分を求める必要がある。本報告では、動的問題においても Reuss の仮定および塑性ポテンシャルとして von Mises の式が成立すると仮定し、等方性材料についてひずみ増分から応力増分を求める式を以下のように導く。

塑性仕事増分および von Mises の式は次のように定義される。

$$dW^p = \{\sigma\}^T \{d\varepsilon^p\} = \bar{\sigma} d\bar{\varepsilon}^p \quad (3.35)$$

$$\bar{\sigma} = f(\{\sigma\}) = [\{\sigma\}^T [S] \{\sigma\}]^{1/2} \quad (3.36)$$

$$[S] = \begin{bmatrix} [S_0] & 0 \\ 0 & [S_1] \end{bmatrix}$$

$$[S_0] = \begin{bmatrix} 1 & -1/2 & -1/2 \\ & 1 & -1/2 \\ Sym. & & 1 \end{bmatrix}$$

$$[S_1] = 3[E]$$

E : 単位行列

ここで、 $\bar{\sigma}$ は相当応力、 $\bar{\epsilon}^p$ は相当塑性ひずみ、 $f(\{\sigma\})$ は塑性ポテンシャルであり、式を簡略化するために以下では $f = f(\{\sigma\})$ と表す。また関数 $f(\{X\})$ は $[\{X\}[S]\{X\}]^{1/2}$ を意味するものとする。(3.35)式、Reussの仮定およびvon Misesの式より、塑性ひずみ増分は次式で与えられる。

$$\{d\epsilon^p\} = \{d\epsilon\} - [D^e]^{-1}\{d\sigma\} = \frac{d\bar{\epsilon}^p}{f} [S]\{\sigma\} \quad (3.37)$$

ここで、 $[D^e]$ は弾性応力~ひずみマトリックスである。相当応力は、単軸試験より得られた次の関数 H に従うものとする。

$$\bar{\sigma} = f(\{\sigma\}) = H(\bar{\epsilon}^p, d\bar{\epsilon}/dt, T) \quad (3.38)$$

$d\bar{\epsilon}/dt$ は相当ひずみ速度、 T は温度であり、(3.39)、(3.37)式はいずれも古典的塑性力学で定義された関数である。すなわち、本研究では動的問題においても微小変形内であれば古典的塑性力学が適用できると仮定した。

(3.35)式で示す塑性仕事増分を次のように差分表示する。なお、式の煩雑さを避けるため、(3.34)式で示した下付添字 i は省略する。

$$\begin{aligned} \Delta W^p &= \{ \{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\} \}^T \{\Delta\epsilon^p\} \\ &= \bar{\sigma}^{(n+1)} \Delta\bar{\epsilon}^p \\ &= f^{(n+1)} \Delta\bar{\epsilon}^p \end{aligned} \quad (3.39)$$

(3.39)式を満足するように(3.37)式を差分表示すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \{\Delta\epsilon^p\} &= \{\Delta\epsilon\} - [D^e]^{-1}\{\Delta\sigma\} \\ &= \frac{\Delta\bar{\epsilon}^p}{f^{(n+1)}} [S]\{ \{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\} \} \end{aligned} \quad (3.40)$$

ここで、次式で示すパラメータを導入する。

$$\lambda = \frac{\Delta\bar{\epsilon}^p}{f^{(n+1)}} \quad (3.41)$$

(3.41) 式を用いて (3.40) 式を変形すると、

$$[[E] + \lambda[D^e][S]]\{\Delta\sigma\} = [D^e]\{\Delta\sigma\} + \{\sigma^{(n)}\} - [[E] + \lambda[D^e][S]]\{\sigma^{(n)}\}$$

上式より

$$\{\Delta\sigma\} = [\bar{C}]\{[D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}\} - \{\sigma^{(n)}\} \quad (3.42)$$

$$[\bar{C}] = [[E] + \lambda[D^e][S]]^{-1}$$

$$[\bar{C}] = \begin{bmatrix} [C_0] & 0 \\ 0 & [C_1] \end{bmatrix}$$

$$[C_0] = \frac{1}{1+3G\lambda} \begin{bmatrix} 1+G\lambda & G\lambda & G\lambda \\ & 1+G\lambda & G\lambda \\ Sym. & & 1+G\lambda \end{bmatrix}$$

$$[C_1] = \frac{1}{1+3G\lambda}[E]$$

ただし、 G は横弾性係数である。 $[\bar{C}]^T[S][\bar{C}] = \{1/(1+3G\lambda)^2\}[S]$ となるので、(3.41) 式より $(n+1)$ ステップの相当応力は次のように λ の関数で表される。

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}^{(n+1)} &= f(\{\sigma^{(n)}\} + \{\Delta\sigma\}) \\ &= \frac{1}{1+3G\lambda} f([D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) \end{aligned} \quad (3.43)$$

(3.41) 式および (3.43) 式より、相当塑性ひずみ増分は次式で表される。

$$\Delta\bar{\varepsilon}^p = \frac{\lambda}{1+3G\lambda} f([D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) \quad (3.44)$$

(3.38) 式と (3.43) 式の比較より、与えられたひずみ増分のもとの応力増分が計算できる。すなわち

$$H(\bar{\varepsilon}^p(n), \Delta\bar{\varepsilon}^p, \Delta\bar{\varepsilon}/\Delta t, T) = \bar{\sigma}^{(n+1)} \quad (3.45)$$

(3.43) 式、(3.44) 式より (3.45) 式は次のように表される。

$$H(\bar{\varepsilon}^p(n), \Delta\bar{\varepsilon}^p, \Delta\bar{\varepsilon}/\Delta t, T) = f([D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) - 3G\Delta\bar{\varepsilon}^p \quad (3.46)$$

ひずみ増分が既知の場合、 $f([D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\})$ は一定になるので、(3.46) 式の右辺は $\Delta\bar{\varepsilon}^p$ に関して減少関数となる。従って (3.46) 式が解をもつ、すなわち降伏する条件は

$$f([D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) \geq H(\bar{\varepsilon}^p(n), T) \quad (3.47)$$

となる。(3.46) 式の右辺は相当塑性ひずみ増分の関数であるので、左辺が相当ひずみの関数で表され、さらにその関数が相当塑性ひずみに関して、 $dH/d\bar{\varepsilon}^p > -3G$ を満足していれば、(3.46) 式の解が存在する。この $\Delta\bar{\varepsilon}^p$ と (3.44) 式より求めた λ を、(3.44) 式および (3.43) 式に代入することによって、応力増分および相当応力が求まる。なお、 $\{\Delta\varepsilon\}$ の全てが既知でない場合、すなわち平面応力状態については付録 B で説明する。

3.4 ひずみ速度および温度を考慮した構成方程式による相当塑性ひずみ増分の決定法

第2章では Strain rate-temperature parameter (R) を用いて、次式で示す構造用鋼の構成方程式を提案した。

$$R = T \ln(A/\dot{\epsilon}) \quad (3.48)$$

1) 初期降伏応力

$$\sigma_Y = B \exp(C/R) \quad (3.49)$$

2) 塑性流れ域 (軟鋼の様に明確な降伏現象を生じる場合)

$$\epsilon_k = D \{B \exp(C/R)\}^m \quad (3.50)$$

3) 加工硬化域

$$\sigma = \alpha_1 \left(\frac{\epsilon}{\alpha_2}\right)^n \quad (3.51)$$

$$n = a_0 + a_1/\alpha_1 + a_2/\alpha_1^2$$

$$\alpha_1 = B \exp(C/R)$$

$$\alpha_2 = D \{B \exp(C/R)\}^m \text{ (塑性流れ域を生じる場合)}$$

$$\alpha_2 = 0.002 + \{B \exp(C/R)\}/E \text{ (塑性流れ域を生じない場合)}$$

ここで、 T : 温度 (K)
 $A, B, C, m, a_0, a_1, a_2$: 材料定数 (第2章参照)
 $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度
 ϵ_k : 加工硬化開始点のひずみ

(3.48) 式~(3.49) 式を有限要素法に組み込むために、(3.48) に示すひずみ速度を次のように仮定する。

$$\dot{\epsilon} = \begin{cases} (\Delta\bar{\sigma}/\Delta t)/E & \text{(初期降伏)} \\ \Delta\bar{\epsilon}/\Delta t & \text{(塑性流れ域、加工硬化域)} \end{cases}$$

ただし、 E はヤング率である。上式を用いると、初期降伏の判定条件は次のようになる。

$$\begin{aligned} \Delta\bar{\sigma} &= f([D^e]\{\Delta\epsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) - \bar{\sigma}^{(n)} \\ R &= T \{\ln(EA) - \ln(\Delta\bar{\sigma}/\Delta t)\} \\ B \exp(C/R) &\leq f([D^e]\{\Delta\epsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) \end{aligned} \quad (3.52)$$

また、塑性流れ域においては

$$\begin{aligned} R &= T \{\ln(A) - \ln(\Delta\bar{\epsilon}/\Delta t)\} \\ B \exp(C/R) &= f([D^e]\{\Delta\epsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) - 3G\Delta\bar{\epsilon}^p \end{aligned} \quad (3.53)$$

なお、 $\Delta\bar{\epsilon}^p$ が次式を満足しない場合または塑性流れ域を生じない場合には、加工硬化域の構成方程式を用いる。

$$\Delta\bar{\epsilon}^p + \bar{\epsilon}^{p(n)} \leq D\{B \exp(C/R)\}^m \quad (3.54)$$

加工硬化域では、(3.51) 式より

$$\alpha_1\{(\Delta\bar{\epsilon}^p + \bar{\epsilon}^{p(n)})/\alpha_2\}^n = f([D^e]\{\Delta\epsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) - 3G\Delta\bar{\epsilon}^p \quad (3.55)$$

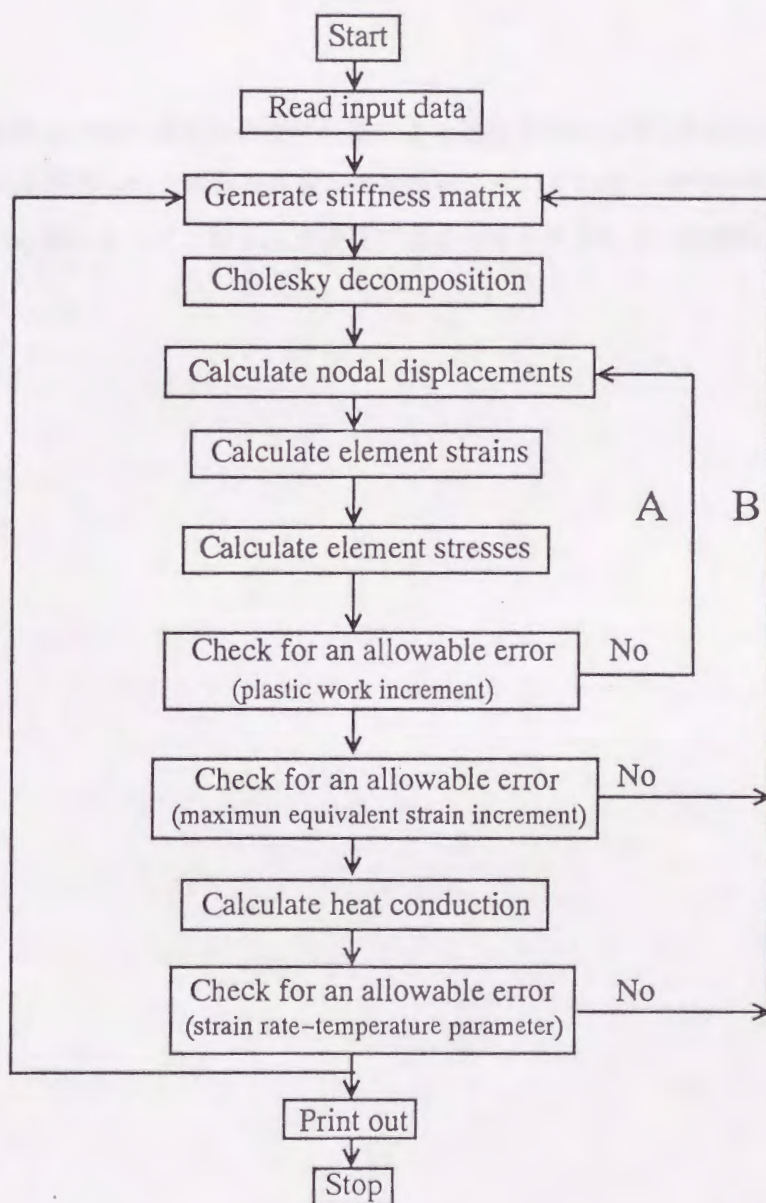


Fig.3-3 Flow chart of iterative method.

(3.53)、(3.55) 式を陽に解くことは困難であるので、ニュートン法等の適当な数値計算を用いる必要がある。

Fig.3-2 に計算の流れ図を示す。なお、本研究では同図の A ループが収束した、すなわち (3.34) 式が収束した後に塑性ひずみ増分が熱に変換されると仮定して、Crank-Nicolson 法⁷⁾により熱伝導問題を解いて温度上昇を求めた後に、再びこの温度上昇をも考慮して剛性方程式を解き直し、各計算ステップ内で Strain rate-temperature parameter が収束、つまり同図の B ループが収束するまで繰り返し計算を行う。

3.5 結言

本章ではひずみ速度及び負荷過程中的塑性仕事による温度上昇を考慮した動的熱弾塑性有限要素法のアルゴリズムを提案した。本有限要素法の解析例については第 4 章で示すことにするが、本有限要素法を用いる事によって、ひずみ速度及び温度上昇を伴う場合の弾塑性応力解析が可能となる。

付録 A

Newmark の β 法について

運動方程式を FEM により半離散化した形で示すと次のようになる。

$$[M]\{\ddot{u}\} + [c]\{\dot{u}\} + [K]\{u\} = \{F\} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 $[M]$: 質量マトリックス
 $[C]$: 減衰マトリックス
 $[K]$: 剛性マトリックス
 $\{u\}$: 節点変位ベクトル
 $\{F\}$: 節点荷重ベクトル

(A.1) 式に $t = 0$ での初期条件

$$\{u(0)\} = \{u\}_0, \quad \{\dot{u}(0)\} = \{\dot{u}\}_0 \quad (\text{A.2})$$

を与えて解けばよい。(3.1) 式を時間に関して 1 階の連立微分方程式に変換して解いてもよいが、2 階微分の項を直接近似する方法がいくつか提案されている。その一つが Newmark の β 法である。

Newmark の β 法では、 $t = t_n$ での $\{u\}_n$ 、 $\{\dot{u}\}_n$ は既知として、 $\{u\}_{n+1}$ 、 $\{\dot{u}\}_{n+1}$ が次式で与えられると仮定する。(ここで Δt_n は一定でなくてもよい。)

$$\{\dot{u}\}_{n+1} = \{\dot{u}\}_n + \{(1 - \delta)\{\ddot{u}\}_n + \delta\{\ddot{u}\}_{n+1}\Delta t_n \quad (\text{A.3})$$

$$\{u\}_{n+1} = \{u\}_n + \Delta t_n\{\dot{u}\}_n + \left\{ \frac{(\Delta t_n)^2}{2} \right\} \{\ddot{u}\}_n + \beta(\Delta t_n)^2(\{\ddot{u}\}_{n+1} - \{\ddot{u}\}_n) \quad (\text{A.4})$$

ここで、 β 、 δ は解の安定性や精度の観点から決定すべき定数である。 $\delta = 1/2$ と選ぶことが多く、 β については $\beta = 1/4$ (定加速度法)、 $\beta = 1/6$ (線形加速度法) がよく用いられる。今回は $\delta = 1/2$ 、 $\beta = 1/4$ を採用している。

付録 B

平面応力状態に対する補足

xy 平面に平行に外力が作用し、この面と直角方向に z 軸をとる。塑性状態下の平面応力では、 $\Delta\epsilon_z$ は節点変位増分から一義的に決定することができないので、(3.46) 式の $f([D^e]\{\Delta\epsilon\} + \{\sigma^{(n)}\})$ は λ の関数となる。従って、(3.46) 式から直接 $\Delta\bar{\epsilon}^p$ を求めることができないが、(3.44) 式に見られるように $\Delta\bar{\epsilon}^p$ も λ の関数であるので、 $\Delta\bar{\epsilon}^p$ の代わりに λ を求めれば応力増分などが計算できる。ここでは、(3.43) 式で示す相当応力を λ の関数として陽に示すことにする。(3.42) 式および $\Delta\sigma_z$ より、

$$\Delta\epsilon_z = -\frac{\nu}{1-\nu}(\Delta\epsilon_x + \Delta\epsilon_y) - \frac{(1-2\nu)\lambda}{2(1-\nu) + E\lambda} \left[\frac{E}{1-\nu}(\Delta\epsilon_x + \Delta\epsilon_y) + \sigma_x^{(n)} + \sigma_y^{(n)} \right] \quad (\text{B.1})$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{E}{1-\nu}(\Delta\epsilon_x + \Delta\epsilon_y) + \sigma_x^{(n)} + \sigma_y^{(n)} \\ \Delta\epsilon_z &= \Delta\epsilon_z^e + \Delta\epsilon_z^p \\ \Delta\epsilon_z^e &= -\frac{\nu}{1-\nu}(\Delta\epsilon_x + \Delta\epsilon_y) \\ \Delta\epsilon_z^p &= -\frac{(1-2\nu)\lambda}{2\{(1+\nu)G\lambda + (1-\nu)\}} A \\ \{\Delta\epsilon^e\} &= \{\Delta\epsilon_x \ \Delta\epsilon_y \ \Delta\epsilon_z^e \ \Delta\gamma_{xy}\}^T \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.2})$$

とおく。(B.2) 式中の添字 e および p は、弾性成分および塑性成分の意味ではなく便宜的につけたものである。(B.2) 式より $f([D^e]\{\Delta\epsilon\} + \{\sigma^{(n)}\})$ は以下に示すようになる。なお、 $[S]$ および $[D^e]$ は、 $\gamma_{yz} = \gamma_{zx} = \tau_{yz} = \tau_{zx} = 0$ であるので、次の式を用いる。

$$[S] = \begin{bmatrix} 1 & -1/2 & -1/2 & 0 \\ & 1 & -1/2 & 0 \\ & \text{Sym.} & 1 & 0 \\ & & & 3 \end{bmatrix}$$

$$[D^e] = \frac{E}{1+\nu} \begin{bmatrix} \frac{1-\nu}{1-2\nu} & \frac{\nu}{1-2\nu} & \frac{\nu}{1-2\nu} & 0 \\ & \frac{1-2\nu}{1-\nu} & \frac{\nu}{1-2\nu} & 0 \\ & & \frac{1-2\nu}{1-\nu} & 0 \\ \text{Sym.} & & & \frac{1-2\nu}{1-2\nu} \\ & & & & 1/2 \end{bmatrix}$$

$$f^2([D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) = \{[D^e]\{\Delta\varepsilon^e\} + \{\sigma^{(n)}\}\}^T [S] \{[D^e]\{\Delta\varepsilon^e\} + \{\sigma^{(n)}\}\} + \frac{(1-2\nu)G\lambda\{(2-\nu)G\lambda + (1-\nu)\}}{\{(1+\nu)G\lambda + (1-\nu)\}^2} A^2 \quad (\text{B.3})$$

(B.3) 式から明らかなように、右辺の第2項のみがλの関数となる。後で述べるが、(3.43) 式は $\lambda \geq 0$ において減少関数であるので、(B.3) 式右辺第1項の値によって降伏判定を行えばよい。すなわち、

$$\{[D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}\}^T [S] \{[D^e]\{\Delta\varepsilon^e\} + \{\sigma^{(n)}\}\}^{1/2} \geq H(\bar{\varepsilon}^{p(n)}, T) \quad (\text{B.4})$$

さらに、

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_x &= \frac{E}{1-\nu^2} \Delta\varepsilon_x + \frac{E\nu}{1-\nu^2} \Delta\varepsilon_y + \sigma_x^{(n)} \\ \bar{\sigma}_y &= \frac{E\nu}{1-\nu^2} \Delta\varepsilon_x + \frac{E}{1-\nu^2} \Delta\varepsilon_y + \sigma_y^{(n)} \\ \bar{\tau}_{xy} &= G\Delta\gamma_{xy} + \tau_{xy} \end{aligned}$$

とおくと、(B.3) 式右辺の第1式は以下のようになる。

$$\begin{aligned} &\{[D^e]\{\Delta\varepsilon^e\} + \{\sigma^{(n)}\}\}^T [S] \{[D^e]\{\Delta\varepsilon^e\} + \{\sigma^{(n)}\}\} \\ &= \bar{\sigma}_x^2 + \bar{\sigma}_y^2 - \bar{\sigma}_x \bar{\sigma}_y + 3\bar{\tau}_{xy}^2 \\ &= B^2 \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

(B.2) 式の第1式は、

$$\begin{aligned} A &= \frac{E}{1-\nu^2} (\Delta\varepsilon_x + \nu\Delta\varepsilon_y) + \sigma_x^{(n)} + \frac{E}{1-\nu^2} (\nu\Delta\varepsilon_x + \Delta\varepsilon_y) + \sigma_y^{(n)} \\ &= \bar{\sigma}_x + \bar{\sigma}_y \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

となるので、(B.3) 式の右辺第2項は、

$$\frac{(1-2\nu)G\lambda\{(2-\nu)G\lambda + (1-\nu)\}}{\{(1+\nu)G\lambda + (1-\nu)\}^2} A^2 = \left[\frac{(1-\nu)(1+3G\lambda)}{2\{(1+\nu)G\lambda + (1-\nu)\}} \right] A^2 - \frac{1}{4} A^2 \quad (\text{B.7})$$

(B.3)、(B.5)、(B.7) 式より (3.43) 式で示す相当応力は次のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= \frac{1}{1+3G\lambda} f([D^e]\{\Delta\varepsilon\} + \{\sigma^{(n)}\}) \\ &= \left[\frac{(1-\nu)^2}{4\{(1+\nu)G\lambda + (1-\nu)\}^2} A^2 + \frac{4B^2 - A^2}{4(1+3G\lambda)^2} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

(B.5)、(B.6) 式より

$$\begin{aligned} 4B^2 - A^2 &= 4(\bar{\sigma}_x^2 + \bar{\sigma}_y^2 - \bar{\sigma}_x \bar{\sigma}_y + 3\bar{\tau}_{xy}^2) - \{\bar{\sigma}_x + \bar{\sigma}_y\}^2 \\ &= 3\{(\bar{\sigma}_x - \bar{\sigma}_y)^2 + 4\bar{\tau}_{xy}^2\} \geq 0 \end{aligned}$$

A、Bはλとは無関係であるので、(3.36) 式より $\bar{\sigma}$ がλに関して減少関数となることがわかる。

付録 C

有限要素法による熱伝導方程式の解法について

C.1 支配方程式

2次元問題についての連続体における、非定常熱伝導問題の支配方程式は、次式で与えられる。

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \dot{Q} \quad (\text{C.1})$$

ここで

T : 温度 (空間、時間の関数)

ρ : 密度

C : 比熱

κ_i : i 方向の熱伝導率

\dot{Q} : 単位時間に単位体積あたり供給される熱量 (発熱率)

簡単のために、ここでは等方性、すなわち $\kappa_x = \kappa_y = \kappa$ (定数) の場合について説明する。このとき (C.1) 式は次のようになる。

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \dot{Q} \quad (\text{C.2})$$

上記の非定常熱伝導方程式は、問題の種類により以下のような境界条件が課せられる。なお、熱流束 q は Fourier の法則により、

$$q = -\kappa \frac{\partial T}{\partial n} \quad (\text{C.3})$$

で与えられる。ここで n は境界上での外向き放線である。

(a) 境界 s_1 上で温度が規定される場合。(規定温度 \bar{T})

$$T = \bar{T} \quad \text{on } s_1 \quad (\text{C.4})$$

(b) 境界 s_2 上で熱流速 q_0 が流入 (流出) する場合。

$$q = q_0 \quad \text{on } s_2 \quad (\text{C.5})$$

(c) 境界 s_3 上で熱伝達がある場合。

$$q = \alpha_c(T - T_c) \quad \text{on } s_3 \quad (\text{C.6})$$

ここで α_c : 熱伝達係数、 T_c : 外部温度

(d) 境界 s_4 上で熱放射がある場合。

$$q = \varepsilon\sigma F(T^4 - T_r^4) \quad \text{on } s_4 \quad (\text{C.7})$$

ここで ε : 放射率、 σ : Stefan-Boltzman 定数、 F : 形状係数、 T_r : 放射源温度
(C.7) 式のままだでは、式が非線形となっており扱いにくい。そこで、

$$\alpha_r = \varepsilon\sigma F(T + T_r)(T^2 + T_r^2) \quad (\text{C.8})$$

と置くことにより、(C.7) 式は見かけ上次のような線形な式となる。

$$q = \alpha_r(T - T_r) \quad (\text{C.9})$$

C.2 Galerkin 法に基づく有限要素法の定式化

解析対象を有限な要素に分割し、要素内の温度分布を次のように表現する。

$$T(x, y, t) = [N(x, y)]\{\phi(t)\} \quad (\text{C.10})$$

ここで、 $[N]$ は節点温度と要素内部温度とを結び付ける内挿関数マトリックスであり、 $\phi(t)$ は時刻 t における要素の節点温度ベクトルである。

$[N]$ を重み関数として、(C.2) 式に Galerkin 法を適用すると、

$$\int_{v^e} [N]^T \left\{ \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \dot{Q} - \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \right\} dv = 0 \quad (\text{C.11})$$

ここで、Superscript の T は転値を、 v^e は要素領域をあらわす。

次に部分積分の公式 (Green の定理)

$$\int_v A \left(\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} \right) dv + \int_v \left(\frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial B}{\partial y} \right) dv = \int_s A \frac{\partial B}{\partial n} ds \quad (\text{C.12})$$

(v : 解析領域、 s : 境界、 n : 境界 s 上での外向き方線方向)

を用いて、式の 2 階偏微分項を変形する。すなわち、

$$\int_{v^e} \kappa [N]^T \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) dv = - \int_{v^e} \kappa \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right) dv + \int_{s^e} \kappa [N]^T \frac{\partial T}{\partial n} ds \quad (\text{C.13})$$

ここで、 s^e は要素の境界を表す。(C.13)式に(C.10)式及び Fourier の法則、(C.3)式を代入すると、(C.13)式の右辺は次のようになる。

$$-\int_{v^e} \kappa \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dv \cdot \{\phi(t)\} - \int_{s^e} q [N]^T ds \quad (C.14)$$

(C.14)式を用いると(C.11)式は結局、次のようになる。

$$\begin{aligned} & -\int_{v^e} \kappa \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dv \cdot \{\phi(t)\} \\ & - \int_{s^e} q [N]^T ds + \int_{v^e} \dot{Q} [N]^T dv - \int_{v^e} \rho C [N]^T [N] dv \frac{\partial \{\phi(t)\}}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (C.15)$$

(C.15)式を整理すると、非定常熱伝導問題に対する要素の有限要素式は結局次のように書くことができる。

$$[k]\{\phi(t)\} + [c] \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial t} \right\} = \{f\} \quad (C.16)$$

ここにマトリックス $[k]$, $[c]$ 、ベクトル $\{f\}$ は次のように与えられる。

$$[k] = \int_{v^e} \kappa \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dv \quad (C.17)$$

$$[c] = \int_{v^e} \rho C [N]^T [N] dv \quad (C.18)$$

$$\{f\} = \int_{v^e} \dot{Q} [N]^T dv - \int_{s^e} q [N]^T ds \quad (C.19)$$

(C.16)式をすべての要素について集めると全体の有限要素式を得る事ができるが、(C.19)式の右辺第2項は要素と要素の境界で相殺され、結局解析対象の外部境界を持つ要素からの寄与分だけが残る。これらの寄与分、すなわち境界条件の導入については、(C.19)式の右辺第2項において、 q を(C.5)、(C.6)、(C.9)式に書き換える事により導入する事ができる。

解析対象全体の有限要素式は(C.16)式をすべての要素について集めて、組み立てる事により得られる。組み立てられた全体の有限要素式は次のように表現できる。

$$[K]\{\Phi\} + [C] \left\{ \frac{d\Phi}{dt} \right\} = \{F\} \quad (C.20)$$

なお、 $[K]$ は熱伝導マトリックス (heat conductivity matrix)、 $[C]$ は熱容量マトリックス (heat capacity matrix)、 $\{\Phi\}$ は節点温度ベクトル、 $\{F\}$ は熱流束ベクトル (flux vector) と呼ばれ、

$$[K] = \sum_e [k] , [C] = \sum_e [c] , [\Phi] = \sum_e [\phi] , [F] = \sum_e [f] \quad (C.21)$$

で与えられる。ここで、 \sum_e は全要素について足し合わせる事を表す。

付録 D

Crank-Nicolson 法による非定常熱伝導方程式の解法について

熱伝導方程式を離散化して有限要素式で表すと、次式のように表現できる。

$$[K]\{\Phi\} + [C]\left\{\frac{d\Phi}{dt}\right\} = \{F\} \quad (D.1)$$

ここで、 $[K]$: 熱伝導マトリックス
 $[C]$: 熱容量マトリックス
 $\{\Phi\}$: 節点温度ベクトル
 $\{F\}$: 熱流束ベクトル

である。

(D.1) 式は空間に関しては離散化されているが、時間に関しては離散化されていない。時間に関する離散化手法としては Crank-Nicolson 差分式がよく用いられる。(D.1) 式に対する一般化 Crank-Nicolson 差分式は、

$$\left(\beta[K] + \frac{1}{\Delta t}[C]\right)\{\Phi(t + \Delta t)\} = \left(- (1 - \beta)[K] + \frac{1}{\Delta t}[C]\right)\{\Phi(t)\} + \beta\{F\}_{t+\Delta t} + (1 - \beta)\{F\}_t \quad (D.2)$$

与えられる。ここに Δt は時間増分、 β は 0 から 1 までの値をとるパラメータであり、特に $\beta = 0.5$ の場合を Crank-Nicolson 法と呼んでいる。($\beta = 0$ の場合は前進差分法 (Euler 法)、 $\beta = 1$ の場合は後退差分法に相当する。)

(D.2) 式は以下のようにして導出される。

(D.1) 式で時間軸上に点 t_0, t_1, \dots を飛び飛びに選んで、

$$[K]\{\Phi(t + \beta\Delta t)\} + [C]\left\{\frac{d}{dt}\Phi(t + \beta\Delta t)\right\} = \{F\}_{t+\beta\Delta t} \quad (D.3)$$

が成り立つとする。($0 \leq \beta \leq 1$)

Taylor 級数展開を用いると、

$$\Phi(t) = \Phi(t + \beta\Delta t) - \beta\Delta t \frac{d}{dt}\Phi(t + \beta\Delta t)$$

$$+ \frac{\beta^2}{2}(\Delta t)^2 \frac{d^2}{dt^2} \Phi(t + \beta \Delta t) - \frac{\beta^3}{6}(\Delta t)^3 \frac{d^3}{dt^3} \Phi(t + \beta_1 \Delta t) \quad (D.4)$$

$$\begin{aligned} \Phi(t + \Delta t) = & \Phi(t + \beta \Delta t) + (1 - \beta)\Delta t \frac{d}{dt} \Phi(t + \beta \Delta t) \\ & + \frac{(1 - \beta)^2}{2}(\Delta t)^2 \frac{d^2}{dt^2} \Phi(t + \beta \Delta t) + \frac{(1 - \beta)^3}{6}(\Delta t)^3 \frac{d^3}{dt^3} \Phi(t + \beta_2 \Delta t) \end{aligned} \quad (D.5)$$

ここで β_1, β_2 は $0 \leq \beta_1, \beta_2 \leq 1$ を満たす定数である。(D.5)式から(D.4)式を引くと、次の近似式が得られる。

$$\frac{d}{dt} \{\Phi(t + \beta \Delta t)\} \approx \frac{\Phi(t + \Delta t) - \Phi(t)}{\Delta t} \quad (D.6)$$

(D.4)式に $(1 - \beta)$ を掛け、(D.5)式に β を掛けてそれらの和をとると

$$\Phi(t + \beta \Delta t) \approx (1 - \beta)\Phi(t) + \beta\Phi(t + \Delta t) \quad (D.7)$$

(D.6)式と(D.7)式の近似式を(D.3)式に代入し、 $\{F\}_{t+\Delta t}$ に対しては、(D.7)式の $\Phi(t + \beta \Delta t)$ に対するのと同じ表現式を用いると、(D.2)式が導かれる。

(D.2)式の右辺の $\Phi(t)$ は既知であるとして非定常熱伝導問題の有限要素式は(D.2)式を用いることにより逐次解くことができる。

第3章 参考文献

- 1) 富田佳宏, 進藤明夫, 朝日誠治, 後藤広和: ひずみ速度依存性平面ひずみブロックの引張変形挙動の解析, 日本機械学会論文集, Vol.54, No.501(1985), p.1124
- 2) 秋萬錫, 富田佳宏, 進藤明夫: 三次元ブロックの引張り下での熱粘塑性変形挙動, 日本機械学会論文集 A 編, Vol.55, No.516(1989), p.1872
- 3) 例えば, 山田嘉昭: 塑性・粘弾性, 有限要素法の基礎と応用シリーズ6, 倍風館 (1980)
- 4) 例えば, H.L.Schreyer, R.F.Kulak, J.M.Kramer: Accurate Numerical Solution for Elastic-Plastic Models, J. Pressure Vessel Technology, ASME Vol.101 (1983), p.226
- 5) 河野俊一, 上西研, 種田元治, 三好哲彦: 反復法による弾塑性有限要素法の一解法, 日本機械学会論文集 A 編, Vol.55, No.511(1989), p.523
- 6) N.M.Newmark: A method of computation for structural dynamics, Proceedings of ASCE, Journal of Engineering Mechanics Division, Vol.85(1959), p.67
- 7) 例えば, 有限要素法ハンドブック II 応用編, 倍風館(1983), p.682

第4章

高速負荷時におけるき裂先端近傍の局部温度上昇について

4.1 緒言

ひずみ速度が速くなるほど、破壊靱性値は一般には低下する事が知られている。一般の構造物に作用するひずみ速度は第1章で述べたように、静的な破壊靱性試験におけるそれよりも一般には速く、特に氷海商船が流氷に衝突したり、船舶がスラミングあるいはスロッシングを受ける場合のひずみ速度は静的試験のそれよりも2~4オーダ速くなる。従って実際に受けるひずみ速度下における破壊靱性値を推定する事は構造物の安全性を検討する上で必要不可欠のものとなる。

ところで豊貞ら¹⁾は三軸拘束が最も高くなるIDNZ²⁾(Intensely Deformed Nonlinear Zone)先端における Strain rate-temperature parameter³⁾(R)を用いて破壊靱性値に及ぼすひずみ速度の影響を定量的に評価できる可能性を見いだした。すなわち低破壊靱性領域では R 値により、破壊靱性値のひずみ速度および温度依存性を定量的に評価し得た。しかし高速負荷時には高靱性域において R 値によって推定される破壊靱性値よりも高い破壊靱性値が計測された。この理由は、き裂先端近傍における塑性仕事は熱に変換され、高負荷速度下では熱の散逸が十分行われない状態で破壊が発生するので、破壊発生点付近では周囲温度より温度が高くなるため、破壊発生点における実際の R 値が大きくなるからではないかと推察された。

時を同じくして、佐野⁴⁾は9%Ni鋼を使用してASTM-E399⁵⁾に準拠した三点曲げ試験を負荷速度500mm/minおよび5.4m/sで行い、切欠先端に取り付けた熱電対で温度上昇を計測し、そのピーク値はそれぞれ82.5℃および114~188℃であることを報告するとともに、種々の負荷速度における破壊靱性試験も行い、負荷速度が大きくなると初めは負荷速度と共に破壊靱性値は低下していくが、ある速度より大きくなると破壊靱性値は逆に負荷速度が大となるに従い増加し、ついには静的のそれよりも大きくなるとともに、破壊モードも脆性から延性へと遷移していくことを示した。

従って低靱性領域から高靱性領域までを含めてひずみ速度が破壊靱性値に及ぼす影響を定量的に推定するためには、負荷過程中的き裂先端近傍の塑性仕事による局部温度上昇を推定しておく必要がある。しかるに破壊発生点は必ずしもき裂先端ではなく、IDNZ内の最弱点(非金属介在

物、あるいは島状マルテンサイトの様な局部脆化域の点)と考えられている。この事から負荷速度が破壊靱性に及ぼす影響を検討するには一点の温度ではなく、き裂先端近傍の局部温度上昇分布を把握する必要がある。

そこで本章では、第2章で用いた降伏点の異なる2種類の材料から疲労予き裂を有するCT試験片を作成し、種々の負荷速度下で引張試験を行い、サーモビュアを使用してき裂線上の局部温度上昇分布を計測した。また同時に、第3章で述べた動的熱弾塑性有限要素法を用いて局部温度上昇分布を解析し、計測結果との対比検討を行なった。ところで塑性仕事の一部は転位密度の増加や音の発生などに消費されるので、全てが発熱に寄与するわけではない。そこで丸棒引張試験によりあらかじめ塑性仕事が熱に変換される割合を簡易的に検討し、この結果も勘案して有限要素解析を行うことにした。

4.2 供試材および実験方法

本実験の供試材は第2章に示したものと同一軟鋼(SM41B)とHT-80鋼である。Fig.4-1には本実験で用いた試験片形状を、Table 4-1、Table 4-2には計画した負荷速度(荷重点変位速度)を示す。なお、Table 4-2のCT試験片についてはサーモビュアによる撮影モードも同時に示している。Fig.4-1中の丸棒試験片は、塑性仕事が熱に変換される割合を検討するために使用したものである。CT試験片は、き裂線上の局部温度上昇計測用に供したものであり、試験に先だて、まず板厚22mmのCT試験片を作成し、ASTM-E399に準拠して応力比0.1、 $K_{fmax} = 31.72\text{MPa}\sqrt{m}$ の条件で疲労予き裂を5mm導入後、試験片をワイヤカットでスライスし、3mm厚のCT試験片を一体当たり6枚採取した。なおサーモビュアによる温度上昇の計測精度の向上をはかるためにCT試験片を鏡面仕上げした後、試験片表面に耐熱シリコン樹脂塗料(黒色)スプレーを塗付した。

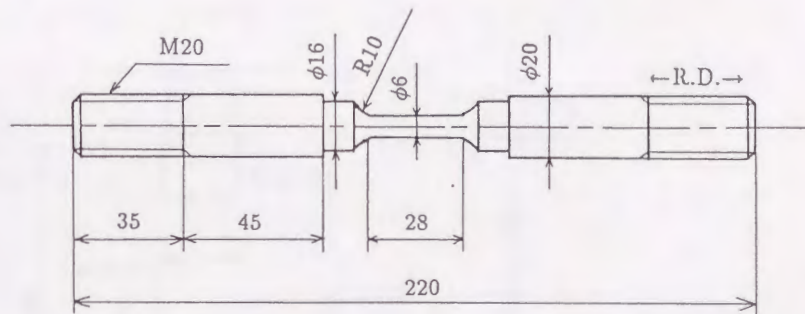
これらの試験を種々の荷重点変位速度下で行った。負荷は、10トン油圧サーボ試験機を用い、アクチュエータ変位の制御電圧をマイコンにより発生させ、一定変位速度で引張り、所定の変位で保持できるようにした。丸棒引張試験では、試験片平行部中央および平行部上部にコンスタンタン銅熱電対を取り付け試験片温度

Table 4-1 Test conditions of round bar tensile test.

specimen No.	crosshead speed (mm/s)
SM-1	50
SM-2	100
SM-3	150
HT-1	10
HT-2	50
HT-3	100

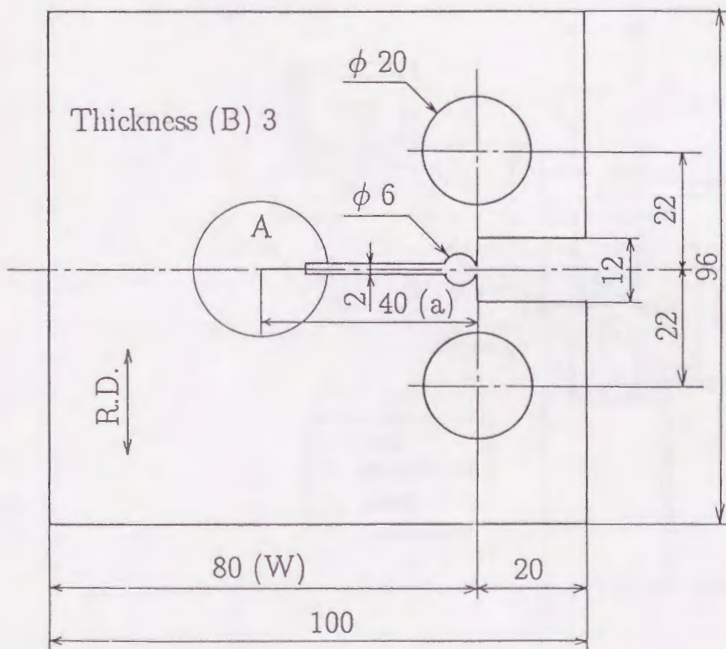
を、また平行部中央には変位計を取り付け直径変化を計測した。さらに、ロードセルから検出される荷重、および荷重点変位も計測した。これらの計測はパソコンを用いて負荷過程中自動的に計測している。き裂線上の局部温度上昇を計測する実験では、サーモビュアを用いてき裂線上の局部温度上昇分布を計測するために、負荷中常にサーモビュアのカメラ中央がCT試験片のき裂線上を追跡するように工夫している。

すなわち Fig.4-2 に模式的に示すように、テコの原理を利用してカメラがアクチュエータ変位の 1/2 だけ常に試験片面と平行に移動するようにした。また、サーモビュアの計測ではある一定の時間遅れが生じるため、この時間遅れを考慮して計測時間をマイコンで制御することにした。また、サーモビュアによる温度計測と同時に、負荷中の荷重点変位、荷重、荷重軸線上の COD もクリップゲージを用いて計測している。サーモビュアによる局部温度上昇の計測方法としては、まず軟鋼 (SM41B) から作成した 1 つの試験片では画面モードで計測したが、この場合 1 画面につき 0.6 秒測定に費やされ、次の画面でデータ取り込みのために 2 秒間隔を空けざるを得ないために、任意時刻における温度分布が連続して計測できない。そこで他の試験では、カメラ内臓のミラーを固定した状態で計測するラインモードとし、き裂線上の温度分布のみを連続して計測した。このことについては、後で詳しく説明する。



Unit in (mm)

(a) Round bar tensile test specimen .



(b) Compact Tension (CT) specimen .

Fig.4-1 Specimen configurations .

Table 4-2 Test conditions and measurement mode of thermo viewer by using CT specimen.

Specimen No.	crosshead speed (mm/s)	Maximum displacement (mm)	measuring mode by thermo viewer
SMC-1	100	5	Plane
SMC-2	100	5	Line
SMC-3	50	5	Line
SMC-4	10	5	Line
SMC-5	100	4	Line
HTC-1	100	3	Line
HTC-2	50	3	Line
HTC-3	10	3	Line

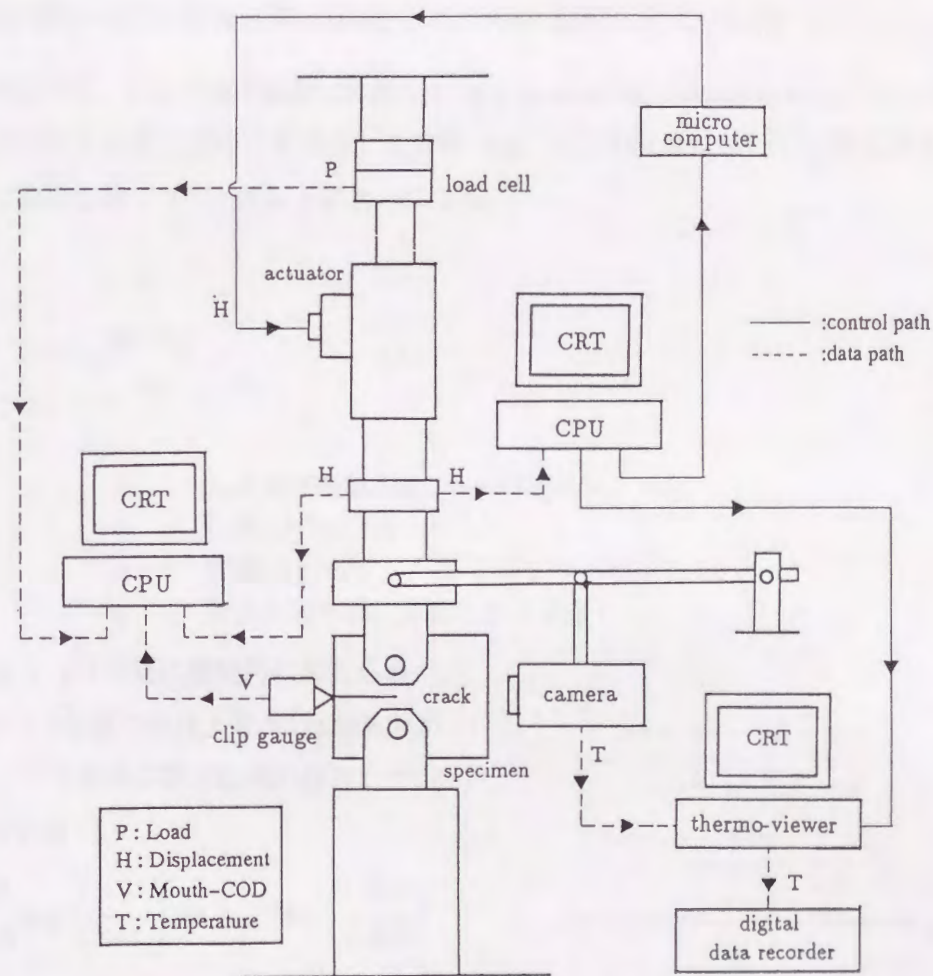


Fig.4-2 Schematic illustration of measuring system .

4.3 塑性仕事と発熱量との関係

塑性加工などの研究においては塑性仕事はすべて熱に変換されるとして取り扱われるのが一般的である。しかし転位密度の増加や音の発生などに塑性仕事の一部は費やされるはずである。従ってき裂先端近傍の塑性仕事による局部温度上昇量を検討する際には、まず塑性仕事と発熱量との関係を調べておく必要がある。

そこでまず丸棒の一部に一樣な塑性仕事が時間の関数として与えられ、この時生じる温度上昇を熱伝導を考慮して解析的に導く。そして丸棒引張試験で計測される塑性仕事の時間変化より温度上昇の時間変化を解析的に推定し、丸棒引張試験で計測された温度上昇と対比することにより、塑性仕事と発熱量との関係を調査することにした。

4.3.1 丸棒の一部に一樣な塑性仕事が与えられた時の温度上昇について

Fig.4-3 に示すように、ある任意の瞬間に丸棒の $-l \leq x \leq l$ の領域に単位体積あたり $W_p(N \cdot m)$ の一樣な塑性仕事が与えられた場合を考える。この時 $-l \leq x \leq l$ の位置において、塑性仕事が与えられた瞬間には温度上昇 $T^*(^{\circ}C)$ は以下ようになる。

$$T^* = \frac{\alpha \lambda W_p}{c \rho} \quad (4.1)$$

ここで、

- λ : エネルギー換算係数 ($= 9.7935 J/kg \cdot m$)
- c : 比熱 ($J/kg \cdot ^{\circ}C$)
- ρ : 密度 (kg/m^3)
- α : 塑性仕事が熱に変換される割合

また T^* が $-l \leq x \leq l$ の間に瞬間的に与えられた後の $x = 0$ における t 秒後の温度上昇 $\Delta \hat{T}$ は熱放射が無視できる場合、一次元熱伝導方程式の解として以下のように与えられる⁶⁾。

$$\Delta \hat{T} = \frac{T^*}{2\sqrt{\pi \kappa t}} \int_{-l}^l \exp\left(\frac{-x^2}{4\kappa t}\right) dx = T^* \Phi_0\left(\frac{l}{2\sqrt{\kappa t}}\right) \quad (4.2)$$

ここで、

- κ : 熱拡散率 (m^2/s)
- Φ_0 : 誤差関数

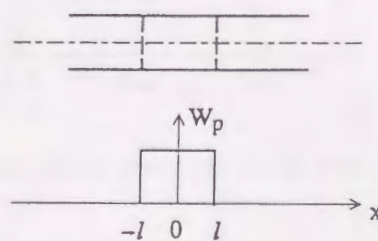


Fig.4-3 Round bar partially subjected to momentary uniform plastic work .

ここで W_p が時間の関数として与えられた場合を考えると、(4.2) 式を積分して温度上昇 $\Delta T(t)$ は以下のように与えられる。

$$\Delta T(t) = \int_0^t T^* \Phi_0 \left(\frac{\ell}{2\sqrt{\kappa(t-t_1)}} \right) dt = \alpha \int_0^{t_1} \frac{\lambda W_p(t^*)}{C\rho} \Phi \left(\frac{\ell}{2\sqrt{\kappa t^*}} \right) dt^* \quad (4.3)$$

ただし、

$$t^* = t - t_1$$

t_1 : 塑性仕事を与えられる時間

t : 最初に塑性仕事を与えられてからの経過時間

4.3.2 塑性仕事が発熱量に変換される割合についての実験的検討

4.3.1 項に示したような丸棒の一部に一樣な塑性仕事を与えることは現実にはできない。しかし平行部が直径に比して十分長い場合を考えると、平行部中央では負荷の初期段階では、平行部の熱流束が平行部の外へほとんど散逸しないため、(4.3) 式が近似的に成り立つ。そこで Fig.4-1(a) に示した丸棒試験片を用いた実験より塑性仕事 W_p を求めた。

得られた時間～荷重点変

位、荷重、直径変化および温度曲線の一部を Fig.4-4(クロスヘッド速度 50mm/s) に示す。図中で試験片平行部から離れた位置の温度上昇 T' は負荷中ほとんど温度上昇を示していないので、塑性仕事は試験片平行部でなされていると仮定できる。(ただし R部では少し塑性仕事はなされていると考えられる。) ところで図を見て解るように、試験片中央における温度上昇は塑性になってから

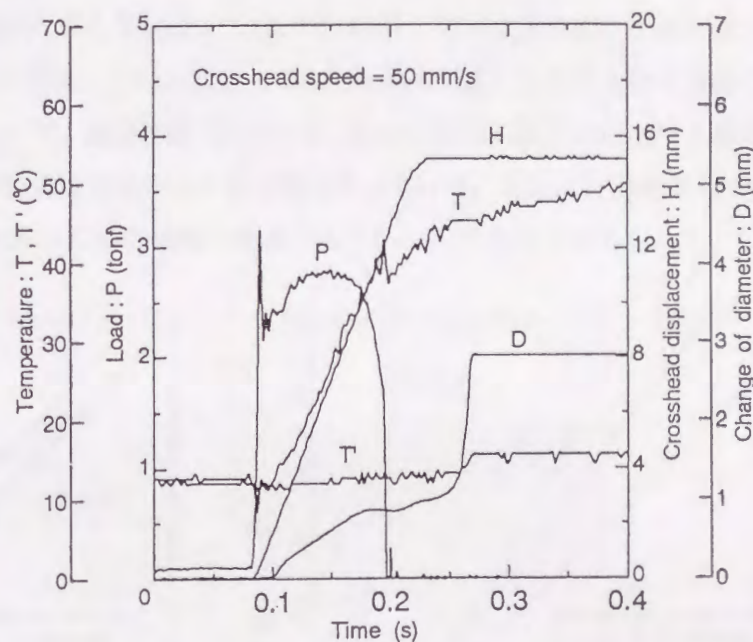


Fig.4-4 An example of test records for round bar tensile tests .

少し遅れて生じている。これは他の実験結果についても同様な現象を示していた。滑りは通常試験片中央部の R 止まりを起点として荷重軸に 45° 傾いた面で最初生じ、順次すべり面が平行部内側へ進行して行く。従って、熱電対を取り付けた平行部中央にすべりが生じるのは試験片の初期降伏時期より若干遅れることになり、これが温度上昇の遅れに対応しているものと考えられる。そこで温度上昇が生じるまでの塑性仕事は無視し、温度上昇後の塑性仕事を求めた。厳密には上

記のように平行部においても一様な塑性仕事を与えられるわけではなく、初期にすべりを生じた場所から発熱が生じ熱伝導で試験片中央部が温度上昇する可能性もある。しかし順次滑りが拡大していく過程では他からの熱伝導で初期に温度上昇しても、すべりがすぐに生じるので、平均的な取扱いができ、また初期の塑性仕事そのものは、その後の負荷により生じる塑性仕事と比較すると非常に小さいので、平行部中央で温度上昇が生じる前に、平行部の他の個所で生じる塑性仕事は無視してもよいものと考えられる。

上記のようにして得られた $W_p \sim$ 時間曲線を (4.3) 式に代入し、 $\Delta T(t)/\alpha$ を求め、試験片中央部で実測された温度上昇と比較した結果を軟鋼 (SM41B) については Fig.4-5 に、HT-80 鋼については Fig.4-6 に示す。なお本図には最大荷重直前までの結果を示している。図中実線が $\alpha = 1$ 、すなわち塑性仕事すべて熱に変換される場合に対応する。なお $\Delta T(t)$ の計算においては $c = 4.77 \times 10^2 (J/kg \cdot ^\circ C)$ 、 $\rho = 7.85 \times 10^{-6} (kg/m^3)$ 、 $\kappa = 2.17 \times 10^{-5} (m^2/s)$ (軟鋼の室温に対応する値⁶⁾) を用いた。また、それぞれの実験後の破断した試験片の写真は軟鋼 (SM41B) については Fig.4-7 に、HT-80 鋼については Fig.4-8 に示す。

Fig.4-5 を参照すると負荷速度 150mm/s の試験片では温度上昇が 8°C 以上の部分で実験値の方が計算値よりも大きくなる傾向を示している。これは Fig.4-7 に示すようにくびれが生じた部分付近に熱電対を取り付けていたため、くびれによって生じた熱が伝導してきたものも含めて計測したためであると考えられる。一方、負荷速度 100mm/s、50mm/s の試験片では温度上昇が大きくなるにつれて計算値の方が実験値よりも少し大きな値となっている。これは負荷速度 150mm/s の試験片に比べると負荷速度が遅いため発熱の散逸が大きいためであると考えられる。

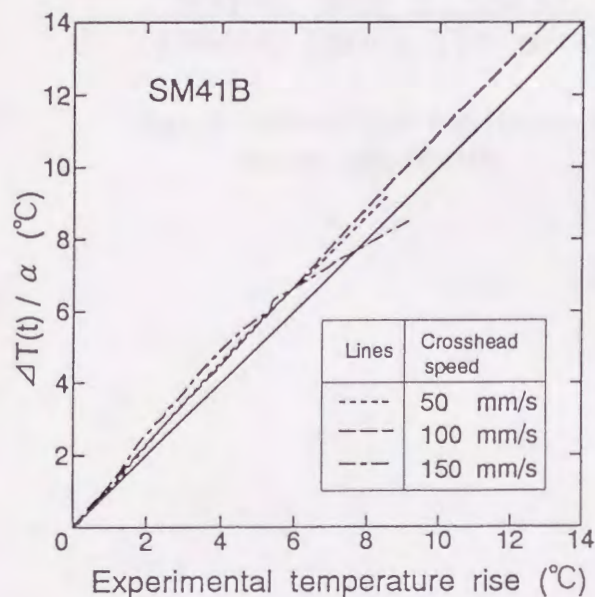


Fig.4-5 Relation between estimated temperature rise and measured one. (SM41B)

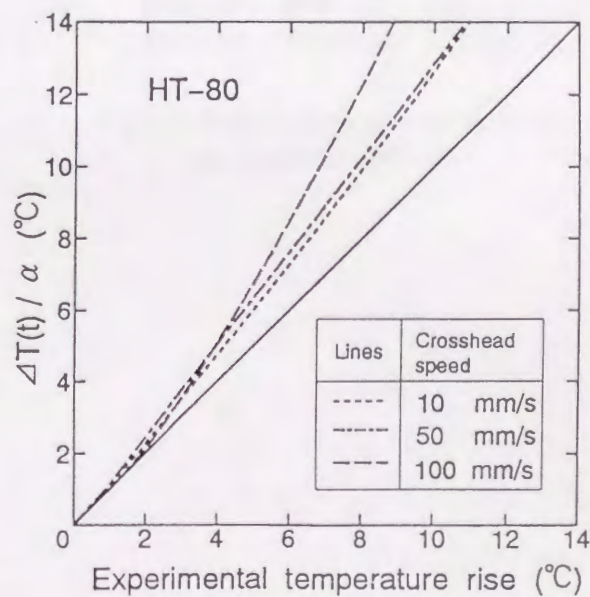


Fig.4-6 Relation between estimated temperature rise and measured one. (HT-80)

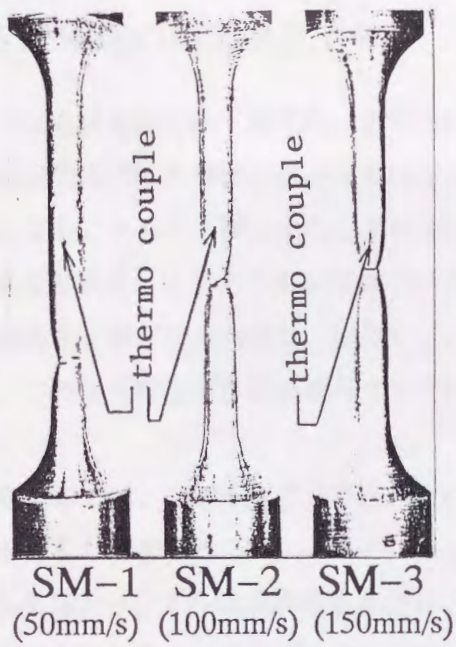


Fig.4-7 Profile of broken round bar tensile test specimens .(SM41B)

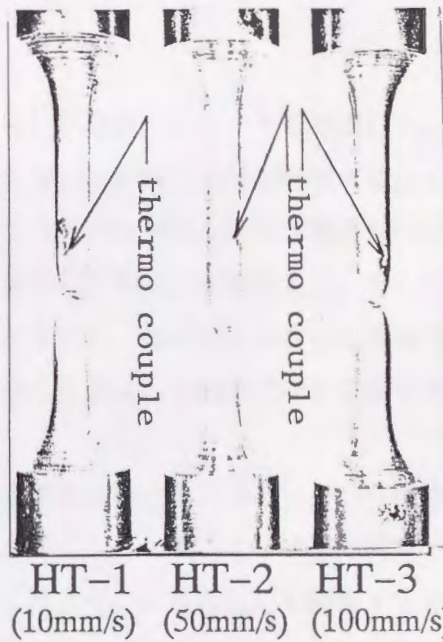


Fig.4-8 Profile of broken round bar tensile test specimens .(HT-80)

一方、Fig.4-6を参照すると全ての試験片で温度上昇が大きくなるにつれて計算値の方が実験値よりも大きな値となっている。これは軟鋼(SM41B)の実験結果について考察したように、発熱の散逸が大きいからであると考えられる。

これらの結果から、4.3.1項に示したモデルにより塑性仕事による発熱の割合を決定するためには低温度上昇域(低荷重域)において α を定める必要がある。低温度上昇域(低荷重域)における α を求めると0.89~0.93となる。したがって塑性仕事の約9割が熱に変換されることになる。そこで後に述べる有限要素解析では負荷の大きさにかかわらず $\alpha = 0.9$ 、つまり塑性仕事の9割が熱に変換されると仮定して解析することとした。

4.4 き裂先端の局部温度上昇

き裂材ではき裂先端近傍で集中的に塑性仕事が行われ、それが温度上昇という形で表れる。したがってき裂先端近傍の塑性仕事分布を精度良く推定することが局部温度上昇を推定する上で必要不可欠となる。さらにき裂は負荷により鈍化するので、この影響も考慮した形で塑性仕事分布を与える必要がある。ところで動的問題ではひずみ速度に依存して降伏点が増加する。そしてその部分では塑性仕事が行われ発熱、伝導するため温度変化が生じて、これによりさらに降伏点が増加する。このような複雑な現象を呈する問題を解析的に解くことは、現時点では不可能であると言える。

そこで第2章では、ひずみ速度及び温度という異なる物理量を活性化エネルギーという観点から同一の指標として表す Strain rate-temperature parameter(R)に着目し、 R 値の関数として与えられる応力~ひずみ構成関係を導出し、第3章で示したように、き裂鈍化を考慮するため変形後の応力が釣り合うように定式化した動的熱弾塑性有限要素法に組み込んだ。

本節では上記の有限要素法でき裂先端近傍の塑性仕事による温度上昇分布を定量的に推定できるか否かの検討を行うことにした。そして4.3節の結果より塑性仕事の9割が熱に変換されるとして熱伝導解析を行うようにした。

Fig.4-9にSMC-1試験片(負荷速度100mm/s)についての画面モードで温度計測したサーモビューアによる画像を示す。この一画面の計測に0.6秒かかるために、負荷中に計測すると画面の上下方向で負荷レベルが異なることになる。したがって、この場合横線のカーソル位置が荷重点変位が5mmとなった瞬間に対応し、それより下の画像は荷重点変位を5mmに保持した時期に対応する。画面モードでは試験片面内の温度が計測できるが、1画面のスキャンに0.6秒要するために、横線のカーソル位置より上部では荷重点変位は5mmより小さく、負荷途中の段階にある。したがって計測される時刻が画面の上下方向で異なるため、き裂線をはさんで上下非対称の温度分布となっている。

Specimen No. SMC-1
(Crosshead speed = 100 mm/s)

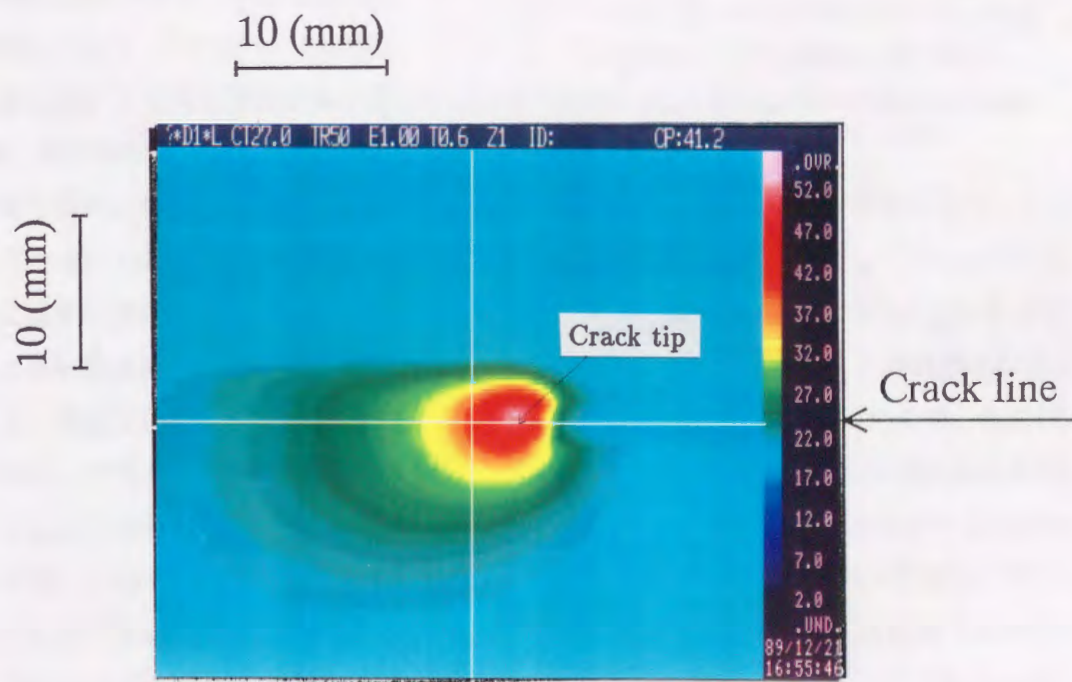


Fig.4-9 Measured result of temperature rise in the vicinity of crack tip of CT specimen by using plane mode of thermo-viewer .

Fig.4-10にはSMC-1試験片で荷重点変位が5mmとなった瞬間に計測されたき裂線上の温度分布を実線で示す。また同図にはSMC-1試験片で実測された荷重点変位の時間曲線を入力して得られた平面応力条件下での動的熱弾塑性有限要素法による温度分布の計算結果を○印で示す。なお有限要素解析では最小寸法0.5mmの三角形ひずみ一定要素を使用しており、総節点数は293、総要素数は463である。き裂先端近傍の要素分割図をFig.4-11に示す。(以後の有限要素解析においても同じ要素分割を用いた。)なお、熱拡散率等は4.3節で示した

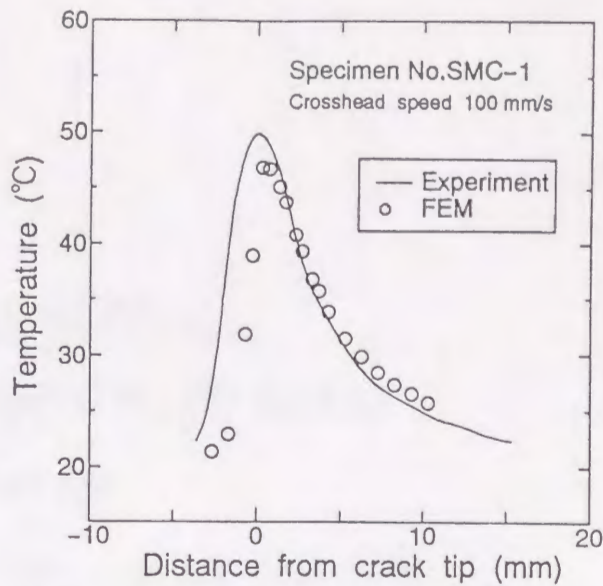


Fig.4-10 Measured result of temperature distribution near the crack tip and calculated one by FEM.

室温による値を使用した。この結果を見ると実験値と有限要素法は比較的よい一致を示している。

画面モードでは、上記計測時点から2秒後に次の画面の取り込みが出来る。そしてFig.4-9の計測後すぐに温度計測を実施したが、この場合には全く温度上昇は認められなかった。したがって塑性仕事による発熱はき裂先端近傍のみで生じるため、熱の散逸は非常に速いことが理解される。このことから、過渡現象をとらえるには画面モードは適していないことが判明したので、他の試験片はサーモビュアのカメラに内臓されているミラーを固定してき裂線上の温度分布のみを計測することにした。(この撮影モードをラインモードと呼ぶ。)この場合には1ラインあたり1.3/230秒毎に計測でき、1画面当たり1.3秒かかる。そしてこの画面が連続して230コマ計測してデジタルメモリに格納できるようになっている。Fig.4-12-1~Fig.4-12-4には軟鋼(SM41B)で制作したSMC-2~SMC-5試験片において得られたき裂線上の温度計測の連続測定画面を示す。さらにFig.4-13-1~Fig.4-13-3にはHT-80鋼で制作したHTC-1~HTC-3試験片の連続測定画面を示す。図中にはき裂先端位置および計測時間を示してある。本図からも熱の散逸は非常に速いことが理解される。

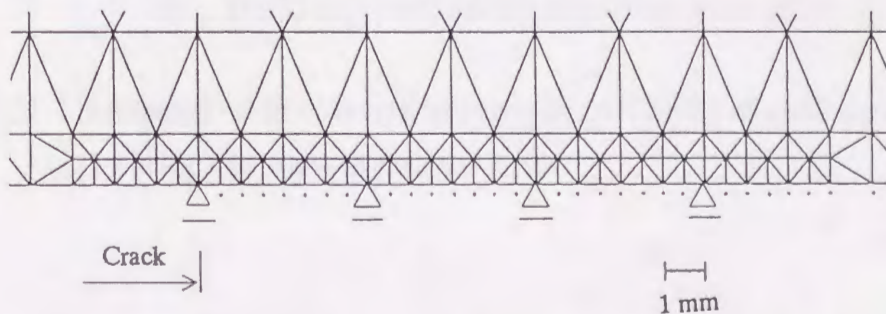
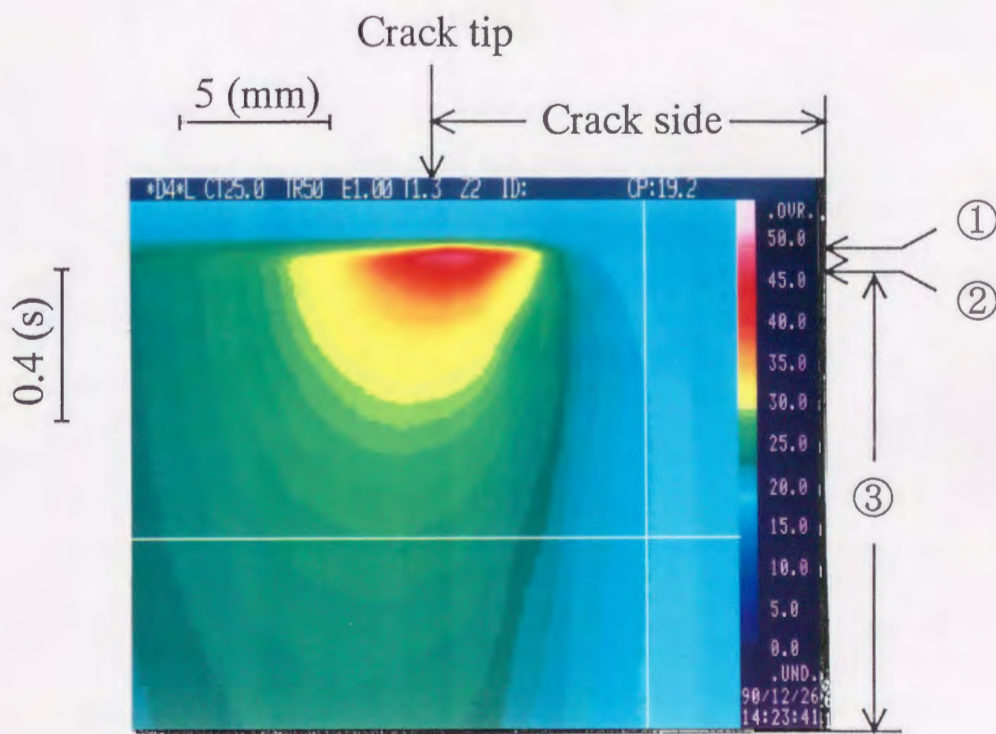


Fig.4-11 Finite element subdivision of CT specimen in the vicinity of crack tip.

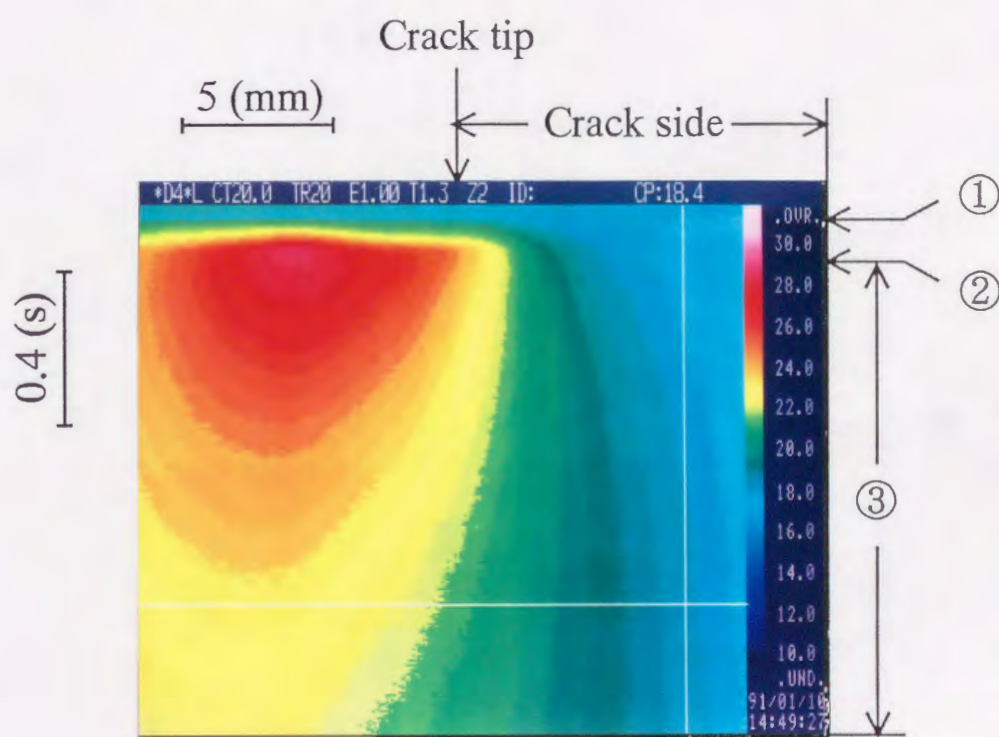
Specimen No. SMC-2
 (Crosshead speed = 100 mm/s)



- ① : Start of loading
- ② : Crosshead displacement reached 5 mm
- ③ : Holding period of the displacement

Fig.4-12-1 Measured result of temperature rise in the vicinity of crack tip of CT specimen by using line mode of thermo-viewer .

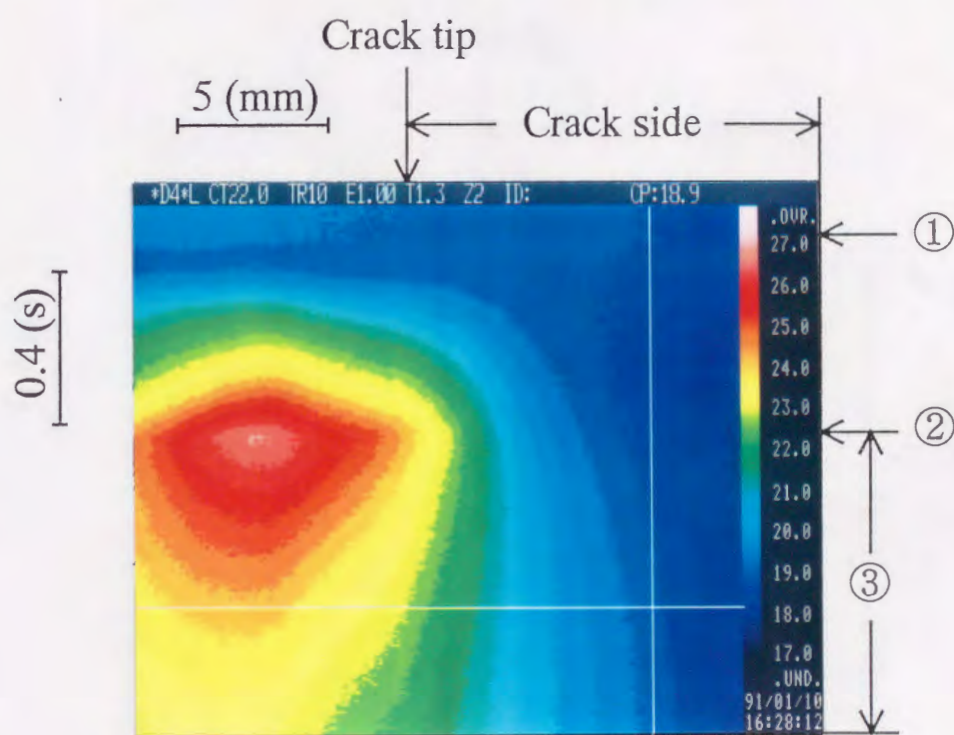
Specimen No. SMC-3
 (Crosshead speed = 50 mm/s)



- ① : Start of loading
- ② : Crosshead displacement reached 5 mm
- ③ : Holding period of the displacement

Fig.4-12-2 Measured result of temperature rise in the vicinity of crack tip of CT specimen by using line mode of thermo-viewer .

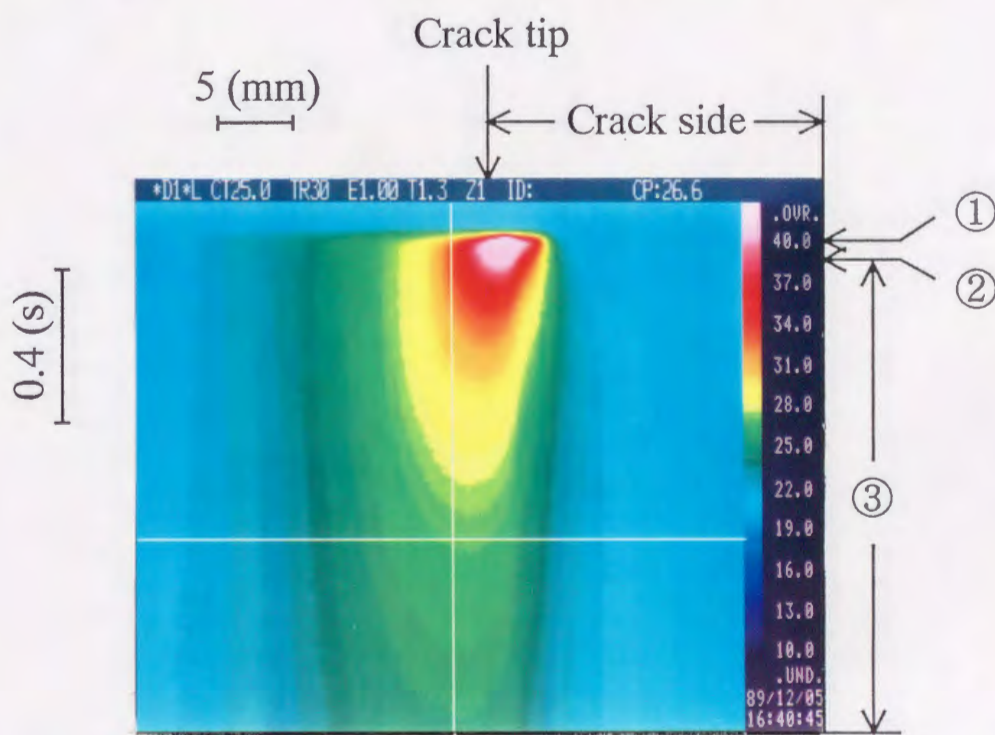
Specimen No. SMC-4
 (Crosshead speed = 10 mm/s)



- ① : Start of loading
- ② : Crosshead displacement reached 5 mm
- ③ : Holding period of the displacement

Fig.4-12-3 Measured result of temperature rise in the vicinity of crack tip of CT specimen by using line mode of thermo-viewer .

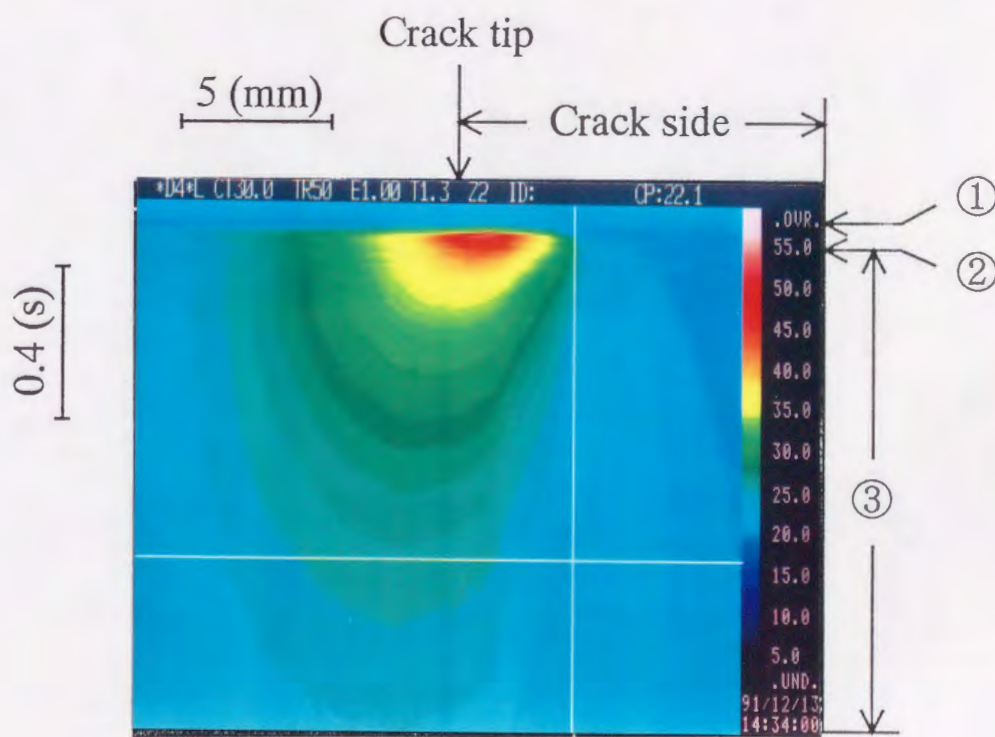
Specimen No. SMC-5
 (Crosshead speed = 100 mm/s)



- ① : Start of loading
- ② : Crosshead displacement reached 5 mm
- ③ : Holding period of the displacement

Fig.4-12-4 Measured result of temperature rise in the vicinity of crack tip of CT specimen by using line mode of thermo-viewer .

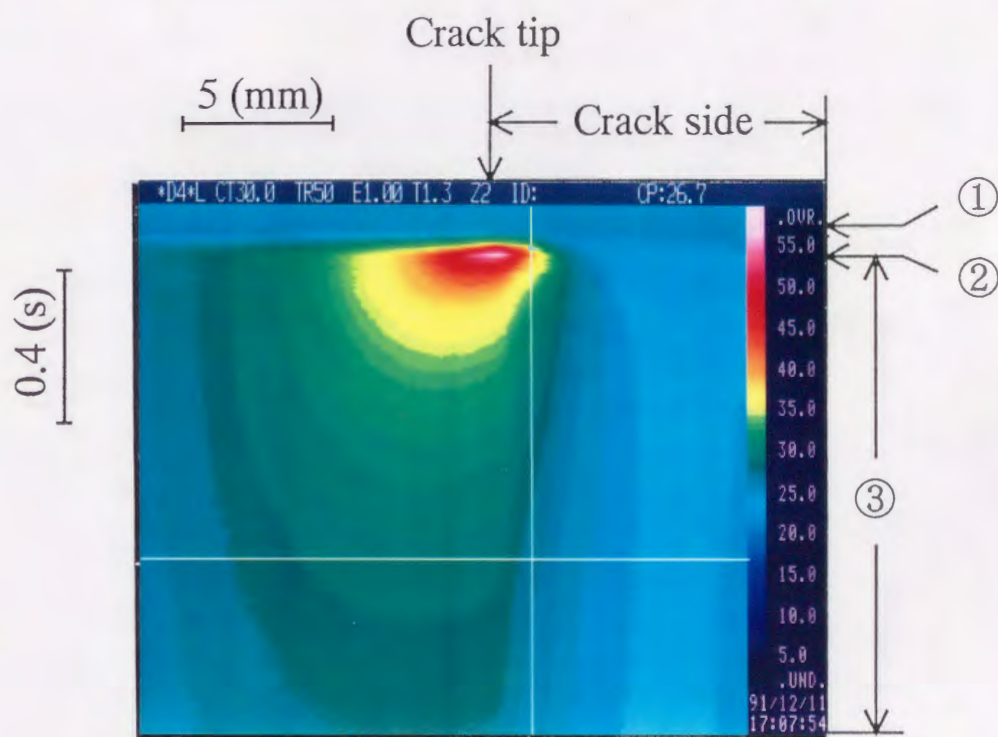
Specimen No. HTC-1
 (Crosshead speed = 100 mm/s)



- ① : Start of loading
- ② : Crosshead displacement reached 3 mm
- ③ : Holding period of the displacement

Fig.4-13-1 Measured result of temperature rise in the vicinity of crack tip of CT specimen by using line mode of thermo-viewer .

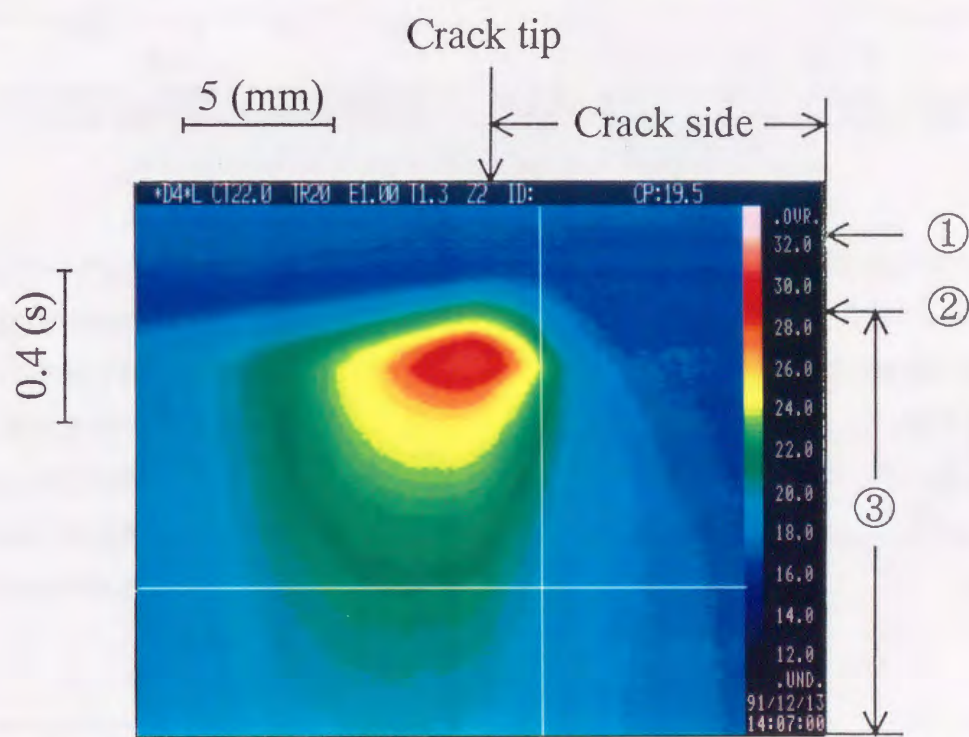
Specimen No. HTC-2
 (Crosshead speed = 50 mm/s)



- ① : Start of loading
- ② : Crosshead displacement reached 3 mm
- ③ : Holding period of the displacement

Fig.4-13-2 Measured result of temperature rise in the vicinity of crack tip of CT specimen by using line mode of thermo-viewer .

Specimen No. HTC-3
 (Crosshead speed = 10 mm/s)



- ① : Start of loading
- ② : Crosshead displacement reached 3 mm
- ③ : Holding period of the displacement

Fig.4-13-3 Measured result of temperature rise in the vicinity of crack tip of CT specimen by using line mode of thermo-viewer .

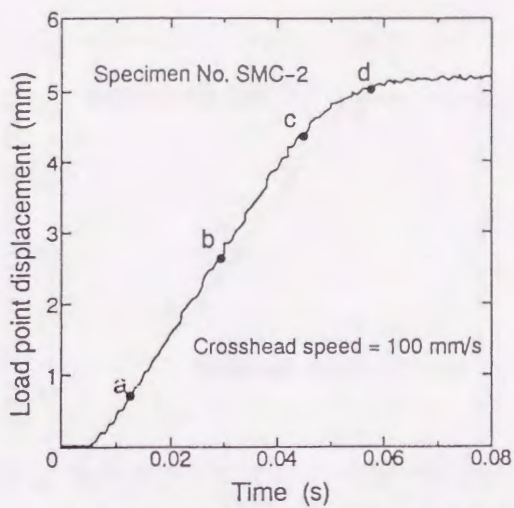


Fig.4-14-1 Measured result of change of load point displacement and calculation points of temperature distribution .

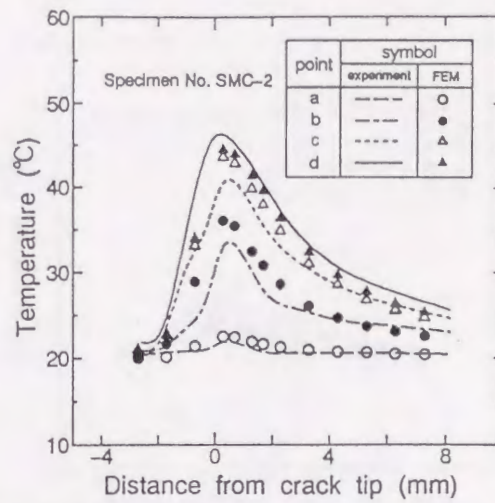


Fig.4-16-1 Measured results of temperature distribution near the crack tip and calculated ones by FEM .

Fig.4-14-1 ~ Fig.4-14-4にはSMC-2~SMC-5試験片について実測された荷重点変位(アクチュエータの変位)の時間曲線を示す。さらにFig.4-15-1 ~ Fig.4-15-3にはHTC-1~HTC-3試験片について計測された荷重点変位の時間曲線を示す。荷重点変位の制御電圧は時間に関してバイリニアに変化させたが、SMC-2、SMC-5試験片を用いた負荷速度100mm/sの試験片では高速負荷のために油圧制御の遅れが生じ、保持の時点ではなめらかな変位曲線を示していることがわかる。すなわち変位保持点付近では負荷速度が設定速度よりも遅くなっている。しかし、その他の場合には油圧制御の遅れは生じていなかった。

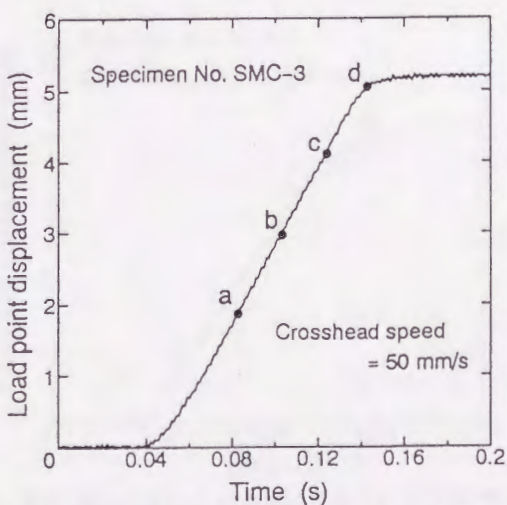


Fig.4-14-2 Measured result of change of load point displacement and calculation points of temperature distribution .

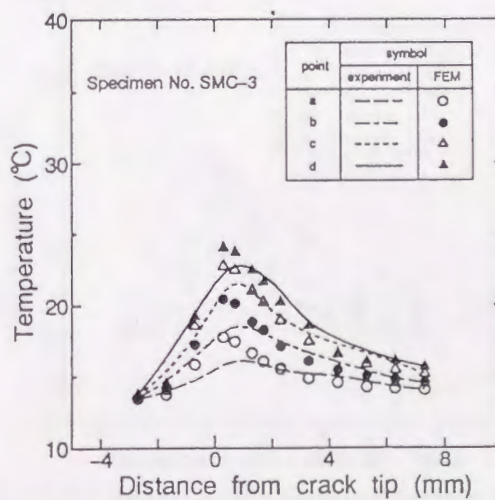


Fig.4-16-2 Measured results of temperature distribution near the crack tip and calculated ones by FEM .

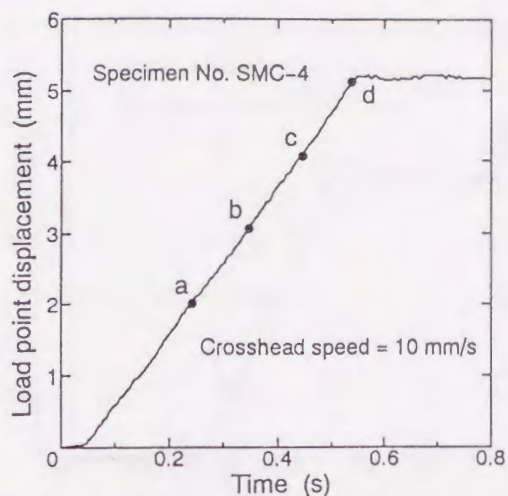


Fig.4-14-3 Measured result of change of load point displacement and calculation points of temperature distribution .

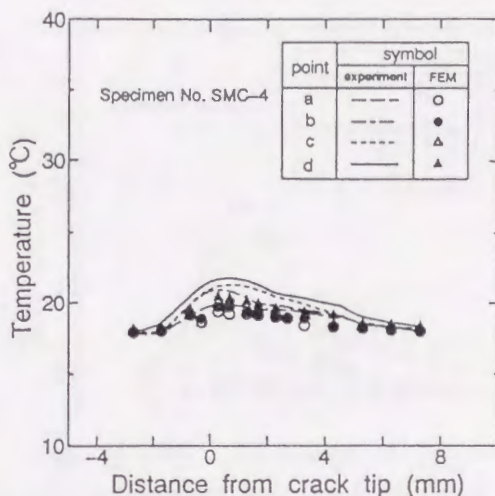


Fig.4-16-3 Measured results of temperature distribution near the crack tip and calculated ones by FEM .

Fig.4-12-1 ~ Fig.4-12-4、Fig.4-13-1 ~ Fig.4-13-3 では 1.3/230 秒毎にき裂線上の温度分布が計測されている。そして荷重点変位も連続的に Fig.4-14-1 ~ Fig.4-14-4、Fig.4-15-1 ~ Fig.4-15-3 に示すように計測されている。そこで負荷過程中的の適当な時期を图中、a, b, c, d のように選び、その時期に対応するサーモビュアによる温度計測結果を軟鋼 (SM41B) については Fig.4-16-1 ~ Fig.4-16-4 中に、HT-80 鋼については Fig.4-17-1 ~ Fig.4-17-3 中に各線で示す。本結果より 100mm/s という比較的低速の場合にでも、き裂先端近傍で軟鋼 (SM41B) で約 28 °C、HT-80 鋼で約 20 °C 程度の温度上昇が生じていることがわかる。

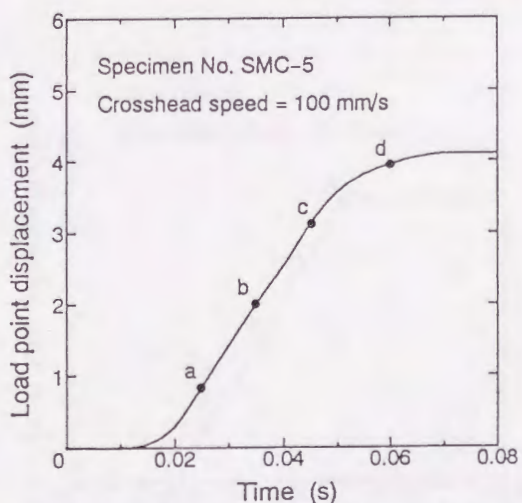


Fig.4-14-4 Measured result of change of load point displacement and calculation points of temperature distribution .

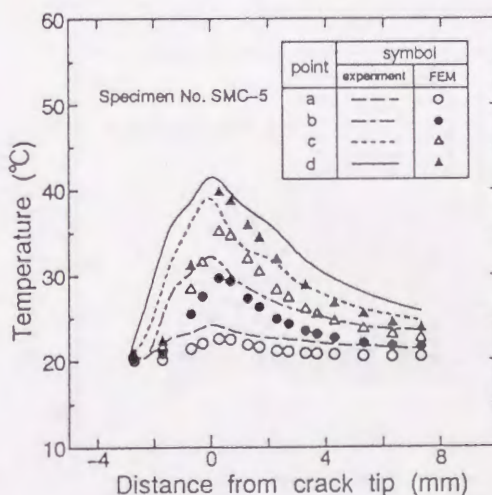


Fig.4-16-4 Measured results of temperature distribution near the crack tip and calculated ones by FEM .

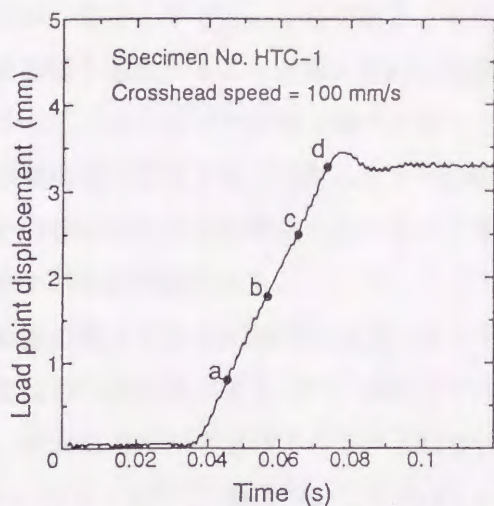


Fig.4-15-1 Measured result of change of load point displacement and calculation points of temperature distribution .

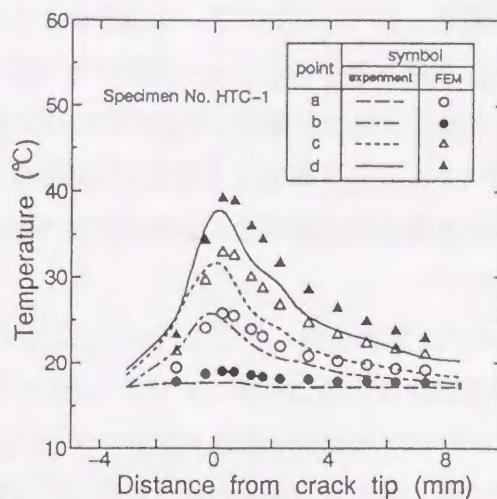


Fig.4-17-1 Measured results of temperature distribution near the crack tip and calculated ones by FEM .

そこで Fig.4-14-1 ~ Fig.4-15-3 の荷重点変位の時間曲線を有限要素解析に用いて、*a, b, c, d* の各時期に対応するき裂線上の温度分布を計算した。その結果を Fig.4-16-1 ~ Fig.4-17-3 中に併せて示した。Fig.4-16-1 ~ Fig.4-17-3 を見ると、Fig.4-10 と同様に有限要素解析による温度上昇分布の計算結果は、実測のそれとほぼよい一致を示していることがわかる。ところで *c* から *d* にいたる過程では、*b* から *c* にいたる過程、あるいは *a* から *b* にいたる過程と比較して、実測値および計算値とも温度上昇が小さくなっているように見受けられる。これは負荷速度が *c* → *d* になる過程で遅くなっているため、塑性仕事増分による発熱が生じても、熱伝導で散逸する割合が大となることによるものと考えられる。

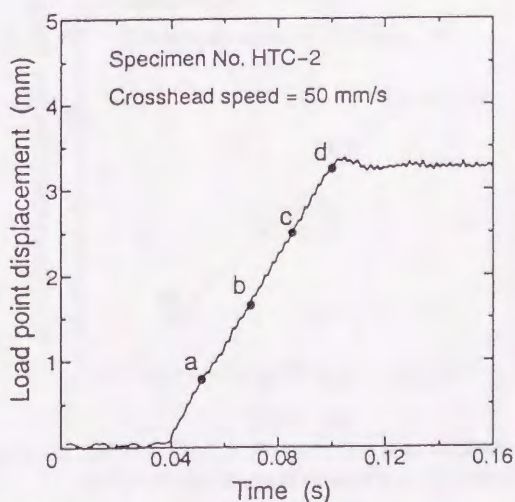


Fig.4-15-2 Measured result of change of load point displacement and calculation points of temperature distribution .

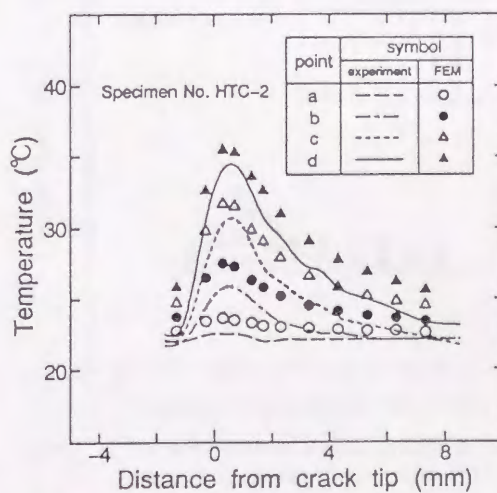


Fig.4-17-2 Measured results of temperature distribution near the crack tip and calculated ones by FEM .

従って最大荷重直前で負荷速度が遅くなる場合には、負荷過程であっても、熱伝導による熱の散逸が、塑性仕事増分による発熱よりも卓越することも場合によっては生じ、かえって温度が低下する場合も生ずることが考えられ、破壊靱性値が低下する現象が生じる可能性もあることが推察される。以上のように第2章で提案した、温度およびひずみ速度の影響を考慮した応力~ひずみの構成関係を第3章で提案したように組み込み、き裂鈍化の影響をも考慮できるように開発した動的熱弾塑性有限要素法を用いると、き裂先端近傍の塑性仕事による局部温度上昇を精度良く推定する事が可能である。

試験機の関係でさらに高速の負荷を与えることができなかった。そこで、負荷速度 $1m/s$ 、荷重点変位の時間曲線が線形という条件下で荷重点変位が $3mm$ となった時点における局部温度上昇を、平面応力及び平面ひずみ条件下について解析した。その結果を軟鋼 (SM41B) については Fig.4-18 に、HT-80 鋼については Fig.4-19 に示す。図中の白丸印は平面応力状態、黒丸印は平面ひずみ状態として解析したものである。Fig.4-18 より軟鋼 (SM41B) では平面応力状態で $36^{\circ}C$ 、平面ひずみ状態で $18^{\circ}C$ の温度上昇(最大値)が認められる。また、Fig.4-19 より HT-80 鋼では平面応力状態で $140^{\circ}C$ 、平面ひずみ状態で $80^{\circ}C$ の温度上昇(最大値)が認められる。

佐野は荷重点変位速度 $5.4m/s$ でき裂先端に取り付けた熱電対により最大 $188^{\circ}C$ の温度上昇を計測しているが、平面応力状態にあると考えられる試験片表面に熱電対を取り付けて温度上昇を計測していること、温度上昇の測定結果にばらつきが大きかったこと、使用した鋼材の降伏点 ($64.1 \sim 65.6kgf/mm^2$) が HT-80 鋼の降伏点に近い値であることなどを考慮すると、上記計算結果は妥当な値を示していると考えてよかろう。

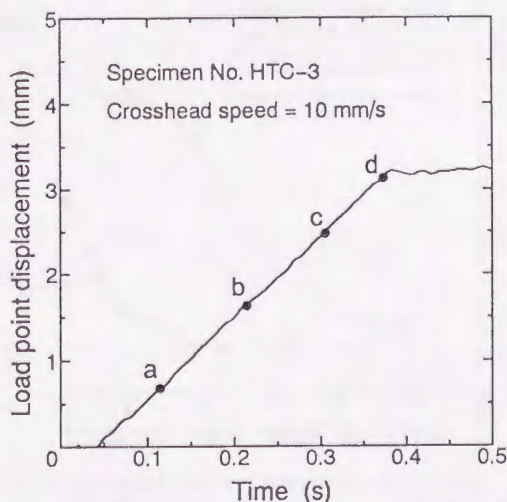


Fig.4-15-3 Measured result of change of load point displacement and calculation points of temperature distribution .

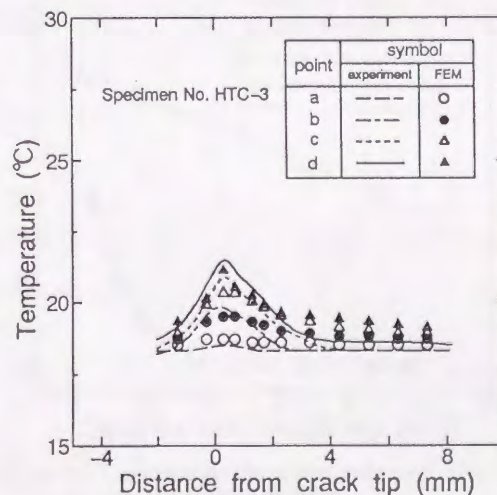


Fig.4-17-3 Measured results of temperature distribution near the crack tip and calculated ones by FEM .

また Schönert と Weichert ⁷⁾ が冷延鋼板の切欠試験片の衝撃荷重による破断時の切欠先端の温度上昇を熱電対を用いて計測した結果、最大 130 °C という値を計測していることから本解析結果が妥当であると考えられる。平面ひずみ状態では、平面応力状態よりも最高温度上昇量、温度上昇範囲ともに小さな値になっているが、これは平面ひずみ状態の方が塑性変形しにくい結果によるものと判断できる。

ところで軟鋼 (SM41B) のほうが HT-80 鋼に比べると温度上昇の量が小さくなっている。荷重点変位が同じ場合、高強度材の方が大きな荷重となり、そのため塑性変形が大となる。荷重点変位が 3mm になったときの荷重をそれぞれの条件下で比べてみると、HT-80 鋼は軟鋼 (SM41B) に比べ、平面応力状態では 1.38 倍、平面ひずみ状態では 1.84 倍となっていた。この事は HT-80 鋼の方がより大きな塑性仕事を与えられていることを示している。この事からも軟鋼に比べると、HT-80 鋼の方が同じ荷重点変位の時点ではより大きな温度上昇を与えるものと考えられる。荷重点変位と CTOD はほぼ比例すると考えられるので、高張力鋼ほど、同一 CTOD 時には温度上昇が大となることを考えると、高張力鋼ほど限界 CTOD に与える負荷速度の影響は小さくなることが定性的に考えられる。

脆性破壊は板厚中央から発生するので破壊靱性値の検討に際しては、温度上昇の考慮は板厚中央部に対して行う必要があるが、実測は困難であり、高速負荷時の破壊靱性の定量化にあたっては、平面ひずみ状態に対する局部温度上昇を推定せざるを得ないので、上記の有限要素法は有用となるものと考えられる。

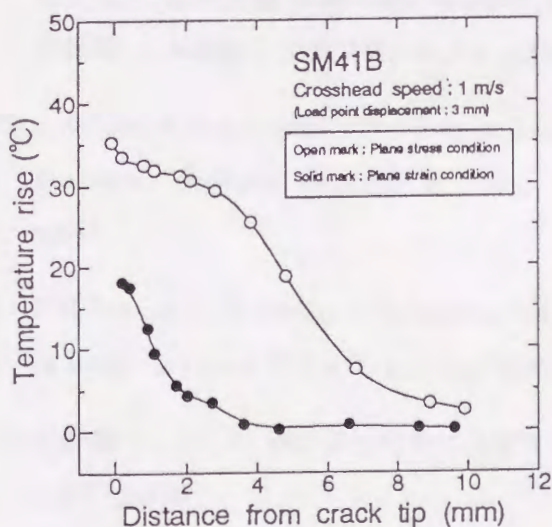


Fig.4-18 Calculated results of temperature distribution near the crack tip by FEM .

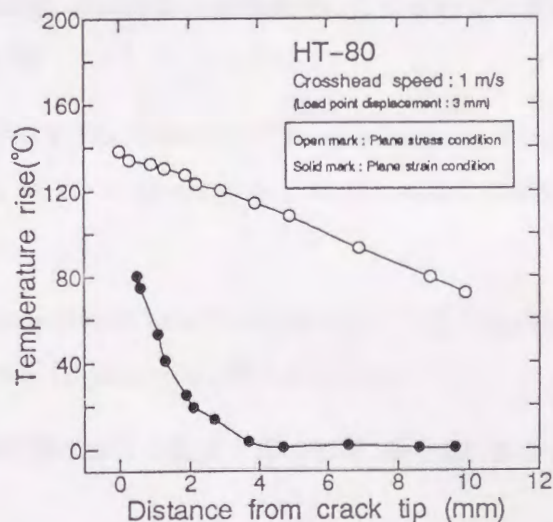


Fig.4-19 Calculated results of temperature distribution near the crack tip by FEM .

4.5 結言

低靱性領域から高靱性領域までを含めてひずみ速度が破壊靱性値に及ぼす影響を定量的に推定するための第1歩として、負荷過程中のき裂先端近傍の塑性仕事による局部温度上昇を推定する手法の検討を行った。すなわち疲労予き裂を有するCT試験片に各種負荷速度を与え、サーモビューアでき裂線上の局部温度上昇分布を計測し、動的熱弾塑性有限要素法を用いた数値解析結果との対比検討を行った。この検討に際し、塑性仕事の一部は転位密度の増加や音の発生などに消費されることを勘案し丸棒引張試験を実施して、あらかじめ塑性仕事が熱に変換される割合も検討した。得られた結果を要約すると以下の通りである。

- (1) 丸棒引張試験結果を解析することにより、軟鋼及びHT-80鋼に対しては塑性仕事の約9割が熱に変換されることが判明した。
- (2) 負荷速度が速くなるほど、き裂先端近傍に生じる塑性仕事による局部温度上昇は大きくなる。
- (3) ひずみ速度および温度の関数として表現される応力～ひずみ構成関係を組み込み、さらにき裂鈍化も表現できるように開発した動的熱弾塑性有限要素法を用いることにより、き裂先端近傍の局部温度上昇分布をほぼ定量的に推定できる。

第4章 参考文献

- 1) 豊貞雅宏, 藤井英輔, 野原和宏, 川口喜昭, 有持和茂, 井坂和実: 破壊靱性に及ぼすひずみ速度の影響, 日本造船学会論文集, Vol.161 (1987), p.367
- 2) J.R.Rice, M.A.Johnson: The Role of Large Crack Tip Geometry Changes in Plane Strain Fracture. *Inelastic Behavior of Solids*, Eds, M.F.Kanninen et al., McGraw-Hill (1970), p.641
- 3) P.E.Bennet, G.M.Sinclair: Parameter Representation of Low-Temperature Yield Behavior of Body-Centered Cubic Transition Metals., ASME paper 65-MET-11 (1965)
- 4) 佐野謙一: 9%Ni鋼の破壊靱性に及ぼすき裂先端における温度上昇の影響, 鉄と鋼, 第2号 (1987), p.380
- 5) ASTM Designation E399-83: Standard Test Method for Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials, ASTM(1983)
- 6) 渡辺正紀, 佐藤邦彦: 溶接力学とその応用, 朝倉書店(1965), p.172

- 7) K.Schönert,R.Weichert : Chem. Ing. Technol. , 41 (1969) , p.295
- 8) J.R.Rice,N.Levy : Local Heating by Plastic Deformation at a Crack Tip , *Physics of Strength and Plasticity* ,ed. A.S.Argon , MIT Press, (1969),p.277