

Title	材料の動的破壊じん性の測定法に関する研究
Author(s)	中野, 元博
Citation	大阪大学, 1990, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/518
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

材料の動的破壊じん性の測定法
に関する研究

平成2年3月

中野元博

材料の動的破壊じん性の測定法
に関する研究

平成2年3月

中野元博

まえがき

本論文は、衝撃荷重下における材料の動的破壊じん性を正しく測定する方法について研究した成果をまとめたものである。

近年、材料の破壊に対する強度評価の工学的体系として『破壊力学』が急速な発展を遂げた。破壊力学では、材料に含まれる何らかの欠陥をき裂としてモデル化し、き裂先端の特異応力場の強さを表す『応力拡大係数』等が材料の『破壊じん性』を越えたとき、き裂の進展が始まり、破壊が起こると考えている。これまでの破壊力学の研究は、静的あるいは定常的な荷重に対するものが主で、種々のき裂の静的応力拡大係数が解析され、材料の静的破壊じん性を測定する方法も既に標準化されて、機械や構造物の安全設計ならびに稼働後の保守管理に実用されている。

しかし、衝撃荷重が材料に作用した場合の破壊に関する研究は未だ発展の途上であり、今日の高速化した機械で問題となっている衝撃破壊に対する安全性評価のため、物体の慣性力を考慮した『破壊の動力学』の早急な確立が望まれている。衝撃荷重が作用したとき材料中に生じる応力や変位は、慣性力のために静的な場合と異なったものになる。従って、破壊の動力学では、き裂を有する材料の動的挙動を解析して、動的応力拡大係数を評価しなければならない。また、一般に材料の破壊じん性は負荷速度依存性をもつことから、材料の動的破壊じん性を正しく測定して、機械や構造物の衝撃破壊に対する安全性を評価することが必要である。

本研究は、材料の動的破壊じん性の正しい測定法の確立を目的としているが、そのために予き裂試験片の動的挙動の解析が不可欠であることはいうまでもない。また、材料の動的破壊じん性の測定において、次の3つは基本事項である。

- (1) 試験片に作用する衝撃荷重、あるいは、衝撃荷重によって生じ、き裂へ入射する応力波の正しい計測
- (2) 応力波がき裂に作用した際にき裂先端に現れる特異応力場の強さを表す動的応力拡大係数の解析
- (3) 動的応力拡大係数が材料の動的破壊じん性に達して、き裂の進展が起こる破壊開始時刻の決定

本論文では、予き裂試験片の動的挙動の簡便な解析手法を提案し、上の基本事項を満たす衝撃破壊試験方法を開発して、動的破壊じん性の測定法を確立できたと考える。

材料の動的破壊じん性を正しく測定することは、機械や構造物の衝撃破壊に対する安全性評価のために必要であるばかりでなく、破壊じん性の負荷速度依存性も明らかにすることになるので、微視的な破壊のメカニズムを探求する上での重要な知見を提供するものである。すなわち、ここで得られた成果は、今後の『破壊の物理』に関する研究の発展にも寄与し得るものと考えられる。

目 次

まえがき	i
記 号	vi
第1章 序 論	1
1・1 緒 言	1
1・2 これまでの研究	2
1・2・1 破壊の静力学の誕生	2
1・2・2 破壊の動力学への発展	4
1・2・3 き裂の動的挙動の解析	5
1・2・4 動的破壊じん性の測定法	6
1・2・5 衝撃荷重下での破壊基準	8
1・2・6 破壊の微視的機構の解明	9
1・3 本研究の概要	10
第2章 衝撃荷重を受けるき裂の動的挙動	12
2・1 緒 言	12
2・2 衝撃荷重により発生する応力波	13
2・3 応力波とき裂の相互作用	15
2・4 動的応力拡大係数の数値解析法	20
2・4・1 ステップ応答関数による動的応力拡大係数の評価	20
2・4・2 ステップ応答関数の有限要素法に基づく数値解析	21
2・4・2・1 動的な有限要素法の基礎式	21
2・4・2・2 時間積分法	24
2・4・2・3 ステップ衝撃荷重に対する初期条件	26
2・4・2・4 電算機プログラムの構成	27
2・4・3 数値解析精度の検証	31
2・4・3・1 引張応力波がき裂に垂直に入射する場合	31
2・4・3・2 面内せん断応力波がき裂に垂直に入射する場合	35
2・5 結 言	36

第3章 破壊じん性試験片の動的挙動	37
3・1 緒 言	37
3・2 円周切欠丸棒試験片	38
3・2・1 衝撃荷重により発生する丸棒中の応力波	38
3・2・1・1 一次元応力波伝播理論	38
3・2・1・2 軸対称応力波伝播理論	40
3・2・2 円周切欠丸棒試験片のステップ応答関数の解析	45
3・2・2・1 有限要素解析モデル	45
3・2・2・2 応力拡大係数のステップ応答関数	48
3・2・2・3 透過応力のステップ応答関数	48
3・2・3 入射応力速度一定試験の解析結果	50
3・2・4 衝撃破壊試験における問題点の考察	51
3・3 三点曲げ試験片	54
3・3・1 衝撃荷重により発生する三点曲げ試験片中の応力波	54
3・3・2 三点曲げ試験片のステップ応答関数の解析	55
3・3・2・1 有限要素解析モデル	55
3・3・2・2 応力拡大係数のステップ応答関数	55
3・3・2・3 支持点反力のステップ応答関数	56
3・3・3 荷重速度一定試験の解析結果	57
3・3・4 変形速度一定試験の解析結果	59
3・3・5 衝撃破壊試験における問題点の考察	60
3・4 コンパクト引張試験片	66
3・4・1 コンパクト引張試験片のステップ応答関数の解析	66
3・4・1・1 有限要素解析モデル	66
3・4・1・2 応力拡大係数のステップ応答関数	67
3・4・2 荷重速度一定試験の解析結果	68
3・4・3 変位速度一定試験の解析結果	70
3・4・4 衝撃破壊試験における問題点の考察	70
3・5 破壊じん性試験片の動的挙動の比較	71
3・6 結 言	75

第4章	動的破壊じん性の測定	76
4・1	緒言	76
4・2	円周切欠丸棒試験片	77
4・2・1	供試材	77
4・2・2	試験片形状	80
4・2・3	疲労き裂の導入方法	81
4・3	破壊じん性の測定方法	83
4・3・1	動的破壊じん性の測定方法	83
4・3・1・1	衝撃破壊試験装置	83
4・3・1・2	試験片中の応力波の伝播の測定	86
4・3・1・3	動的破壊じん性の決定	86
4・3・2	静的破壊じん性の測定方法	90
4・3・2・1	静的破壊試験装置	90
4・3・2・2	静的破壊じん性の決定	91
4・4	破壊じん性の測定結果	92
4・4・1	7075アルミニウム合金の試験結果	92
4・4・1・1	衝撃破壊試験結果	92
4・4・1・2	静的破壊試験結果	96
4・4・2	炭素鋼S45Cの試験結果	98
4・4・2・1	衝撃破壊試験結果	98
4・4・2・2	静的破壊試験結果	101
4・5	動的破壊じん性の測定精度に対する考察	104
4・5・1	動的応力拡大係数の評価	104
4・5・2	破壊開始時刻の決定	107
4・6	結言	110
第5章	破壊じん性の負荷速度依存性	111
5・1	緒言	111
5・2	破壊じん性の負荷速度依存性	111
5・3	破壊じん性の温度依存性	114
5・4	破壊の機構に関する考察	118
5・4・1	き裂進展の速度パラメータ	118
5・4・2	き裂先端の塑性変形の数値パラメータ	123
5・5	結言	125

第6章 総括	126
謝辞	130
参考文献	131

記 号

A	応力拡大係数計算上の係数、あるいは、速度パラメータ中の定数
a	き裂長さ
B	ひずみ-変位マトリックス[B]の成分
B	破壊じん性試験片の板厚
b	円周切欠丸棒試験片のligamentの半径
C	定数：式(4-8)
C_G	ゲージ率：式(4-3)
C_a	定数：式(3-23)
C_1	定数：式(3-24)
c	弾性波の伝播速度
c_0	丸棒中の縦波の伝播速度：式(3-4)
c_1	膨張波の伝播速度：式(2-2)
c_2	せん断の変形波の伝播速度：式(2-3)
c_p	丸棒中の縦波の位相速度：式(3-32)
c_R	Rayleigh波の伝播速度：式(2-5)
D	応力-ひずみマトリックス[D]の成分
E	縦弾性係数 (Young率)
e	体積ひずみ：式(3-16)
F	節点力
F_0	き裂先端節点力
F_0	ステップ節点力
ΔF	活性化自由エネルギー：式(5-4)
f	応力拡大係数のき裂長さに対する補正項
$f_{jk}(\cdot)$	特異応力場の角度 θ に関する分布関数
ΔH	活性化エネルギー：式(5-3)
h	Planck定数：式(5-5)
$h(\cdot)$	応力拡大係数のステップ応答関数：式(2-19)
$h_F(\cdot)$	節点力のステップ応答関数
$h_P(\cdot)$	支持点反力のステップ応答関数
$h_\delta(\cdot)$	き裂開口変位のステップ応答関数
$h_\sigma(\cdot)$	透過応力のステップ応答関数
$I(\cdot)$	インパルス応答関数：式(3-44)
J	J積分

\int	\int 積分
$J_0(\cdot)$	0次のBessel関数
$J_1(\cdot)$	1次のBessel関数
K	剛性マトリックス[K]の成分
K	応力拡大係数
\dot{K}	負荷速度：式(1-6)
\tilde{K}	ステップ応答関数を用いない解析により評価した応力拡大係数
K_{Ic}	静的破壊じん性
K_{Ia}	動的破壊じん性
k	係数：式(3-22)
k_B	Boltzmann定数：式(5-2)
L	長さ、あるいは、Lagrange関数：式(2-20)
l	距離
M	質量マトリックス[M]の成分
m_0	節点集中質量
N	内挿関数/形状関数マトリックス[N]の成分
P	荷重、あるいは、確率：式(5-17)
P_c	臨界荷重
P_0	ステップ衝撃荷重
p	角振動数、あるいは、確率：式(5-13)
Q	Qマトリックス[Q]=[K]+[M]/($\beta \Delta t^2$)の成分
q	波数、あるいは、確率：式(5-14)
R	丸棒の半径、あるいは、抵抗：式(4-3)
r	き裂先端からの距離、あるいは、円筒座標系の半径
r_p	過程の速度（単位時間あたりに単位過程の起こる数）：式(5-5)
ΔS	活性化エンタルピー：式(5-4)
T	固有周期、温度、あるいは、全運動エネルギー：式(2-22)
T_0	丸棒の1直径を縦波が伝播するのに要する時間 $T_0 = 2R/c_0$
t	時間
U	全ひずみエネルギー：式(2-21)
ΔU	活性化エネルギー：式(5-1)
u	変位
\dot{u}	速度
\ddot{u}	加速度
\dot{u}_0	初速度

V	衝突速度
ΔV	電位差
v	粒子速度
v_0	初速度
W	試験片の板幅、あるいは、外力のなした仕事の総和：式(2-23)
X	係数：式(3-38)
x	座標
y	座標
Z	障害物の個数：式(5-13)
z	座標
$\alpha(\cdot)$	ランプ応答関数：式(2-44)
β	Newmarkの加速度係数：式(2-35)、あるいは、係数：式(5-3)
γ_s	表面エネルギー
Δ	三点曲げ試験片の荷重点変位
Δ_c	円周切欠丸棒試験片のき裂開口端変位
Δ	増分
δ	き裂開口変位
δ	変分
δ	Kroneckerのデルタ：式(2-27)
δ_0	き裂開口端変位
ε	ひずみ
θ	円筒座標系の角度
κ	定数 $\kappa = 3 - 4\nu$ ：式(2-10)
Λ	波長
λ	Laméの定数：式(2-2)
μ	横弾性係数 (Laméの定数)
ν	Poisson比
Π	汎関数：式(2-20)
ρ	密度
σ	応力
σ_y	降伏応力
τ	時間
τ_R	Rayleigh 波の到達時間
ϕ	応力波の入射角度、あるいは、位相：式(3-38)
$\varphi(\cdot)$	関数：式(3-5)

φ'	関数 $\varphi(\cdot)$ の引数による微分：式(3-6)
$\Psi(\cdot)$	関数：式(3-11)
$\phi(\cdot)$	関数：式(3-10)
ω	破壊じん性試験片の固有角振動数、あるいは、回転：式(3-17)

<上付添字>

comp	圧縮波、あるいは、圧縮波から計算された量を表す
eff	有効速度を表す
(i)	入射応力場を表す
P	塑性変形による応力拡大係数の緩和分であることを示す
pred	予測計算された結果であることを示す
R	き裂先端の真の応力拡大係数であることを示す
(s)	散乱応力場を表す
stat	静的評価式で計算、あるいは、無限時間後の収束値を表す
tens	引張波を表す
unlo	除荷波を表す
'	一点曲げ衝撃の解析結果であることを示す
''	二点曲げ衝撃の解析結果であることを示す
*	単純支持条件を仮定して計算した結果であることを示す
**	支持条件に対する補正量を計算した結果であることを示す
+	状態座標の正の方向への速度であることを示す
-	状態座標の負の方向への速度であることを示す

<下付添字>

c	時間的に変化しない一定値を表す
c	静的な臨界値を表す
crit	臨界値を表す
d	動的な臨界値を表す
e	体積ひずみに関する量であることを示す
F	節点力に関する量であることを示す
f	破壊開始に関する量であることを示す

f	疲労に関する量であることを示す
G	ひずみゲージに関する量であることを示す
i	入射を表す
j	座標 j 方向の成分を表す
k	座標 k 方向の成分を表す
m	観測値を表す
\max	最大値を表す
o	原点を表す
P	荷重に関する量であることを示す
ρ	位相、あるいは、速度過程に関する量であることを示す
R	Rayleigh波に関する量であることを示す
r	反射、あるいは、反力を表す
r	半径 r 方向の成分を表す
t	透過を表す
x	x 方向の成分を表す
y	降伏応力を表す
y	y 方向の成分を表す
z	z 方向の成分を表す
Δz	波が Δz の距離伝播したときの量であることを示す
δ	き裂開口変位に関する量であることを示す
θ	θ 方向の成分を表す
0	初期値、あるいは、ステップ関数状の値であることを示す
I	モード I の成分を表す
II	モード II の成分を表す
III	モード III の成分を表す
$+$	座標の正の方向に伝播する波に関する量であることを示す
$-$	座標の負の方向に伝播する波に関する量であることを示す

<その他>

$\{\cdot\}$	ベクトル
$[\cdot]$	マトリックス
$\langle \cdot \rangle$	波頭における跳躍の大きさを表す

第 1 章 序 論

1・1 緒 言

材料の強度に関する研究は、機械・構造物の安全設計および安全管理の根幹をなすものである。近年、機械・構造物に対する強度評価は材料力学、構造力学ならびに計算力学の発展によって高精度化され、工業材料の生産技術の進歩による信頼性向上と相まって、破壊事故の防止に貢献してきた。しかし、古くから経験的にその危険性が認識されている衝撃荷重が作用した場合の破壊に対しては、未だ、材料の強度を評価する上で多くの問題が残されている。今日、機械の高速化・軽量化に伴って、衝撃荷重が作用した場合の安全性を問われる機会が多くなり、衝撃破壊に対する材料の強度を評価する方法の早急な確立が望まれている。

破壊に対する強度評価の体系として、この三十数年間に『破壊力学』が急速な発展を遂げた。破壊事故の多くは、構造材料に含まれる何らかの欠陥を起点とし、き裂が急速に進展することにより起こる。破壊力学は、起点となる欠陥も『き裂』としてモデル化し、このき裂材の力学解析結果を用いて、破壊に対する強度評価を行う工学的手法で、材料力学の一分野といえる。すなわち、図 1.1 に示すように、『き裂のある材料』を対象とした破壊力学は、『力学解析』と『材料試験』の 2 本の柱から成る『き裂のない材料』を対象とした狭義の材料力学と同じ強度評価の体系を持ち、広義の材料力学として体系化できる。

図 1.1 は強度評価の体系を関連する主要な力学パラメータと材料強度データの位置付けで表したものであるが、図の第 3・第 4 象限の狭義の材料力学において準静的な荷重に対する研究が先行したのと同様に、図の第 1・第 2 象限の破壊力学においても、準静的な荷重による脆性不安定破壊の研究が最初に顕著な成功を収めた。この破壊の静力学の手法は、延性安定破壊、疲労き裂伝播、腐食疲労、応力腐食割れ、クリープき裂進展という定常的な荷重によるほとんどの破壊現象へ適用範囲を拡大し、大きな成果を挙げている。¹⁻⁸⁾

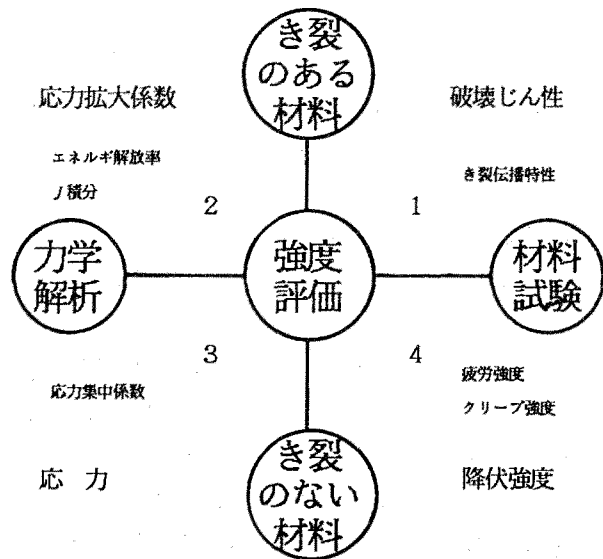


図 1.1 強度評価の体系

衝撃荷重下での破壊に対する強度評価の体系も力学解析と材料試験の2本の柱から成ることは、定常荷重下での破壊に対する強度評価と全く同じである。しかし、その力学解析と材料試験の両方とも、時間の因子が入ることによって、定常荷重下と比べ著しく困難となる。その第1の理由は、衝撃荷重による変形が複雑な『応力波』の伝播によって生じる点にあり、ほとんどの場合、定常荷重による変形と全く違うものになる。例えば、圧縮の衝撃荷重を与えても自由面での反射により引張の応力波が生じるため、き裂の開口が起き、破壊に至ることが考えられる。従って、力学解析においては応力波の重畳によって現れる複雑な動的変形の高精度な計算手法が必要となり、一方、材料試験においては応力波の伝播を正しく計測できる実験方法が要求される。次に、第2の理由として、衝撃荷重下での材料の破壊抵抗を表す『動的破壊じん性』が、静的破壊じん性と多くの場合異なる点が挙げられる。例えば、静的荷重下で延性を示していた材料が衝撃荷重下で脆性破壊することは、しばしば見られる現象である。以上の2つが、主に、衝撃荷重下における破壊に対する強度評価を複雑なものにし、未だ確立できない理由である。⁹⁾

本論文は、このように複雑な問題ではあるが、今後の安全設計および安全管理の進歩に不可欠である『衝撃荷重下での破壊に対する強度評価』の方法について検討し、その基礎となる材料の『動的破壊じん性』を正しく測定する方法を確立することを目的としている。そのため、き裂を有する材料に応力波が作用したとき、き裂先端近傍に生じる特異応力場の強さを表す『動的応力拡大係数』を簡便で高精度に評価する手法を提案し、これを衝撃破壊試験における動的応力拡大係数の評価に適用することによって、正しく材料の動的破壊じん性を測定する方法を研究開発してきた。

1・2 これまでの研究

1・2・1 破壊の静力学の誕生

破壊の静力学が誕生する以前、破壊に対する安全性も塑性変形と同様に応力を用いて評価することが多く試みられた。すなわち、材料の降伏応力や引張強度のような材料の機械的特性の限界値に照らして、計算あるいは実験で得られた最大応力が十分許容できる範囲内かどうかで破壊に対する強度が評価されてきた。この応力による強度評価は、構造部材に生じる応力勾配が極端に大きくなければ、実績もあり、優れた方法である。しかし、材料中にき裂が存在することを前提に線形弾性体として考えてみると、実際には破壊を起こし得ない僅かな外力が作用してもき裂先端の応力が『無限大』と計算され、この応力を用いた評価が不適當になることが明らかである。破壊は材料に内在するき裂の先端から起きるのであるから、このき裂先端の力学的状態を一義的に表すパラメータがあれば、従来の応力に代えてこれを用いた評価が可能になる。その一つが、1950年代の後半 Irwinによって導入された応力拡大係数 K である。一般

に、図1.2の座標系において、き裂先端近傍の特異応力場は、

$$\sigma_{jk} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} f_{jk}(\theta) \quad (1-1)$$

と表される。すなわち、応力拡大係数 K は『き裂先端近傍の $1/\sqrt{r}$ の特異性をもつ応力場の強さ』を表す力学パラメータである。また、応力拡大係数 K を用いた破壊の静力学は、き裂をもつ線形弾性体の応力解析結果に基づいているので、特に『線形破壊力学』と呼ばれている。¹⁻⁸⁾

線形破壊力学によれば、脆性不安定破壊の基準が

$$K = K_{Ic} \quad (1-2)$$

の形で与えられ、脆性不安定破壊に対する安全性を定量的に評価することが可能になる。ここで、右辺の K_{Ic} は破壊じん性と呼ばれ、脆性不安定破壊に対する抵抗を表す材料特性値である。破壊じん性 K_{Ic} は、密度や弾性係数などと異なり、材料の組織に極めて敏感な性質をもつので、現在のところ材料毎に実際に破壊させる以外にその値を正確に推定する方法がない。この K_{Ic} を決定するための材料試験を『破壊じん性試験』といい、標準的な試験法が定められている。¹⁰⁻¹²⁾

応力拡大係数は、き裂のある材料を線形弾性体として解析した結果から導かれた力学パラメータである。実際には、脆性不安定破壊する材料であっても高応力下で塑性変形を生じているため、き裂先端近傍の応力場は、厳密には弾性解析の結果と異なる。しかし、塑性域寸法がき裂材の寸法に比べて十分に小さい場合であれば、き裂先端の塑性域を除いた弾性応力場は、塑性変形の影響をほとんど受けず、依然として応力拡大係数によって表される。このような小規模降伏と呼ばれる状態では、き裂先端の塑性域と、さらにその中にある『破壊のプロセスゾーン』の力学的状態が、周囲の弾性特異応力場を境界条件として一義的に定まるので、応力拡大係数はき裂先端の力学的状態を表す単一のパラメータとしての物理的意味を保持し続けている。すなわち、小規模降伏の状態において応力拡大係数 K が等しければ、同一材料の中のき裂先端の力学的状態が同じになるので、材料試験で得られた限界値である破壊じん性 K_{Ic} に達すると脆性不安定破壊に至り、式(1-2)が破壊基準として成立するのである。この巨視的な関係式があれば、工学的な強度評価が十分行えるので、破壊の静力学は急速に実用化されていった。⁵⁾

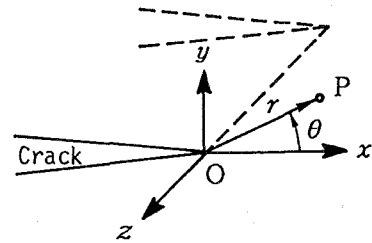


図1.2 き裂先端を原点とする座標系

1・2・2 破壊の動力学への発展

破壊の静力学は、物体の慣性が無視できる準静的荷重の下での『き裂のある材料の静力学解析』の結果を基礎として、脆性破壊、延性破壊、疲労破壊、クリープ破壊へと適用範囲が拡大され、発展を遂げていった。しかし、機械・構造物が衝撃荷重を受けて破壊する場合も多くあり、最近、この問題に対処するために『破壊の動力学』が注目されるようになった。一般に、破壊の動力学では、衝撃荷重を受けるき裂の進展開始に関する問題の他、高速で進展中のき裂に関する問題も含まれる。そして、破壊の動力学のこれまでの研究については、青木の解説などがある。¹³⁻¹⁶⁾ここでは、破壊の動力学の中でも、き裂のある材料に衝撃荷重が作用した場合の動力学解析結果を基礎とし、この結果を用いて衝撃破壊に対する強度評価の体系を与える破壊の動力学について述べる。

機械・構造物に衝撃荷重が作用すると応力波が発生し、有限な構造部材中を反射・透過を繰り返して重畳しながら複雑に伝播していく。構造部材中の欠陥をき裂としてモデル化すると、き裂による応力波の反射や回折の結果、き裂先端近傍には特異応力場が形成される。第2章で詳述するように、この特異応力場は、き裂の動力学解析の結果、一般に 図1.2の座標系において、

$$\sigma_{jk} = \frac{K(t)}{\sqrt{2\pi r}} f_{jk}(\theta) \quad (1-3)$$

と表される。ここで、 $K(t)$ は動的応力拡大係数と呼ばれ、時間 t とともに変化する『き裂先端近傍の特異応力場の強さ』を表す動力学パラメータである。静的荷重に対する式(1-1)と衝撃荷重に対する式(1-3)とを比べると、き裂先端からの距離 r や角度 θ に関する分布形は同一で、慣性の影響は応力拡大係数にのみ現れていることが明らかである。また、動的応力拡大係数 $K(t)$ は、き裂の存在する部材の形状と入射する応力波の波形に依存して定まり、き裂先端の力学的状態を表す単一のパラメータとしての物理的意味を持っている。

破壊の動力学では、 $K(t)$ を用いて破壊基準が

$$K(t) = K_{Ia} \quad (1-4)$$

で与えられると考える。ここで、 K_{Ia} は動的破壊じん性と呼ばれ、衝撃破壊試験を実施して測定される。この考えに従えば、衝撃破壊に対する強度評価も静的荷重下と同様に進められる。すなわち、小規模降伏状態が成立する範囲において、動的応力拡大係数 $K(t)$ が等しければ、同一材料の中のき裂先端の力学的状態が同じになり、衝撃破壊試験で得られた限界値である動的破壊じん性 K_{Ia} に $K(t)$ が達したとき、脆性不安定破壊が始まることになる。

1・2・3 き裂の動的挙動の解析

き裂に応力波が入射した場合、応力波はき裂面で反射され、き裂先端では回折されて、き裂先端近傍に特異な応力・変位場を発達させる。前述したように、この動的な応力・変位場の分布形（き裂先端を原点とする極座標で表した r と θ の関数形）は静的な場合と同じであるが、その特異場の強度を表す応力拡大係数 K が時間 t の関数となる点で静的と異なっている。

1962年 Bakerは、半無限き裂に対して入射波がき裂に到達してからの時間を t とすると、動的応力拡大係数 $K(t)$ が零から \sqrt{t} に比例して増大することを示した。¹⁷⁾1971年 Thauらは、無限体中の有限長さのき裂にステップ関数状の応力波が入射するときの動的応力拡大係数が零から \sqrt{t} に比例して増大した後、き裂の他端で散乱された膨張波とせん断の変形波の到達による影響を順に受け、さらに、Rayleigh波の到達した瞬間に最大値をとって折れ曲がることを明らかにした。¹⁸⁾1972年 Sihらは、この問題の動的応力拡大係数が最大値をとった後、静的な応力拡大係数に振動を伴いながら近づくことを示した。¹⁹⁾その後も無限板中のき裂に対する動力学解析結果が Achenbach、伊藤、Shindoなどにより報告されている。²⁰⁻³¹⁾

破壊じん性試験片のような複雑な形状をもつ有限体に衝撃荷重が作用したときの動的応力拡大係数を解析的に求めることは、一般に不可能であるが、数値解を得ることは可能である。中央き裂を有する帯板の両端面にステップ関数状の引張応力を作用させた場合について、1975年 Chen³²⁾は差分法により動的応力拡大係数を計算し、1977年 Abersonら³³⁾は特異要素を用いた有限要素法で動的応力拡大係数を求めてChenの結果と比較した。同様な問題について1978年 Aokiら³⁴⁾も特異要素を用いた有限要素法で動的応力拡大係数を計算したが、1980年岸本ら^{35・36)}は J 積分から動的応力拡大係数を評価する方法を提案し、特異要素を用いない有限要素法でも高精度な計算ができることを示した。また、1981年和田ら³⁷⁾は合力比定数法を提案し、特異要素を用いない有限要素法で計算したき裂先端要素の応力 σ と応力拡大係数 K の比例関係によりAokiらの問題の動的応力拡大係数を簡便に評価できることを示した。このような特異要素を用いない有限要素解析から動的応力拡大係数を求める方法は、衝撃破壊じん性試験における動的応力拡大係数を計算する場合や既成の汎用構造解析コードによって実構造物に対する動的応力拡大係数を評価する場合に容易に利用することができる。

また、有限板中のき裂に対する有限要素解析の報告としては、他にAtluriなどのもの^{38・39)}があり、最近では、核融合炉の設計と関連してき裂に衝撃電磁力が作用する場合の解析が矢川ら^{40・41)}によって行われている。

1・2・4 動的破壊じん性の測定法

衝撃破壊は工学的に重要な問題であり、シャルピ衝撃試験等多くの研究が古くから行われてきた。^{1・42・44)} 破壊の静力学の誕生以後、静的な破壊じん性の評価方法を衝撃試験に拡張して適用し、計装化シャルピー試験、^{45・49)} 落重試験、⁵⁰⁾ 油圧式高速負荷試験^{51・52)}などで材料の動的破壊じん性を測定することが試みられた。

材料の動的破壊じん性を測定するための衝撃試験においては、

- (1) 試験片に加わる衝撃荷重、あるいは、き裂に作用する応力波の測定
- (2) 動的応力拡大係数の解析
- (3) 破壊開始時刻の決定

という3つの基本事項を満たす必要がある。しかし、静的な破壊じん性の測定法を拡張して衝撃破壊試験に適用した実験法で上の基本事項をすべて満たすことは困難であるため、動的破壊じん性を測定する標準的な試験法は未だに確立されていない。

Hopkinson 棒法は、高ひずみ速度下での材料の動的応力-ひずみ関係を正しく測定できる衝撃圧縮試験の方法として開発され、^{53・55)} その後、衝撃引張試験⁵⁶⁾ や衝撃ねじり試験^{57・58)} に応用されてきた。Hopkinson 棒法を衝撃破壊試験に応用すれば、破壊じん性試験片に作用する衝撃荷重と伸びが時間の関数として正しく計測でき、基本事項の(1)が満足できる。このHopkinson 棒方式の衝撃破壊試験をCostinらは1977年に提案している。⁵⁹⁾ この試験では長い円周切欠丸棒 (circumferentially notched round bar: CNRB) 試験片の一端を爆薬で引張ることによって応力波を発生させ、Hopkinson 棒法に基づいて透過応力から円周き裂に作用する衝撃荷重を評価し、同時に、き裂開口変位も光学的に測定して得られた荷重-変位曲線から動的破壊じん性を静的な破壊じん性試験に準拠して求めている。^{60・62)} Costinらの円周切欠丸棒を用いた試験法は、衝撃荷重の正確な計測を可能にした点で優れている。しかし、応力拡大係数の算出に際して静的な評価式を用いた点と、破壊開始点を静的と同じ基準を用いて決定した点で、正しい動的破壊じん性が測定できているかどうかを検討する必要がある。Costinらの実験では、動的応力拡大係数 K の他に J 積分も静的な評価式を用いて求めている。この動的な J 積分の評価の妥当性に関してNakamuraら⁶³⁾ は、入射応力波形を時間 t に比例して増大するランプ関数で近似し、弾塑性の動的有限要素解析による検討を行って、1020 hot-rolled steel の実験例に対しては十分な精度があることを報告している。本論文では、Costinらの動的応力拡大係数 K の評価方法に関して第3章で数値シミュレーションによる検討を行っている。なお、Chevallierら⁶⁴⁾ は、Costinらの試験における爆薬を用いた引張負荷機構をprojectileの衝突による引張機構に変更した衝撃破壊試験装置を用いて同様な実験を行っている。その他にも、Klepaczko⁶⁵⁾ やAbdelaziz⁶⁶⁾ が円周切欠丸棒試験片を用いた衝撃破壊試験を行っている。

次に基本事項(2)の動的応力拡大係数 $K(t)$ の解析について、Kishimotoら⁶⁷⁻⁶⁹⁾は、衝撃三点曲げ破壊試験における $K(t)$ を単純支持された試験片の曲げ振動挙動の解析結果に基づいて衝撃荷重の実測波形から簡便に評価する方法を提案している。しかし、実際の衝撃三点曲げ破壊試験においては、試験片が一時的に支持点から離れる挙動を起こすため、⁷⁰⁾単純支持条件を仮定した解析で $K(t)$ が正しく評価できているかどうかを検討する必要がある。⁷¹⁻⁷⁴⁾

また、岸田ら⁷⁵⁻⁷⁸⁾は、ハット型予き裂試験片を用いた引張Hopkinson棒法に基づく衝撃破壊試験において、動的応力拡大係数 $K(t)$ を次式で評価する方法を提案している。

$$K(t) = K^{\text{stat}} \cdot \alpha(t) \quad (1-5)$$

ここに、 K^{stat} はHopkinson棒法で測定された衝撃荷重が静的に作用した場合の応力拡大係数であり、 $\alpha(t)$ は動的な効果を表す補正項である。岸田らは、式(1-5)中の $\alpha(t)$ をき裂先端付近に貼ったひずみゲージの動的な出力から実験的に決定して、動的応力拡大係数の時間変化を推定し、動的破壊じん性を測定している。従って、この試験法は、衝撃破壊試験における基本事項の(1)と(2)を満足している。さらに、基本事項(3)の破壊開始時刻の決定についても、岸田らの試験法は、き裂先端付近に貼付したひずみゲージの出力からき裂進展による除荷波の信号を検出することで正しく行っているため、優れた方法であるといえる。ただし、式(1-5)中の $\alpha(t)$ は、き裂長さや衝撃荷重波形により変化すると考えられ、その決定を実験的に高い精度で行うことは容易でなく、解析的に求めた方がよい。また、材料の動的破壊じん性を測定する標準的な試験法では、平面ひずみ条件を満足できる試験片を用いることも必要な事項の一つであり、ハット型予き裂試験片では厚さが3 mm程度と、一般に、平面ひずみ条件を満たす実験が困難である点が問題となる。

動的破壊じん性を評価する上記以外の方法としては、コンパクト引張試験片のき裂面に衝撃電磁力を与える方式⁷⁷⁻⁸⁰⁾や楔を打ち込む方式⁸¹⁻⁸⁴⁾と従来のピンを衝撃的に引張る方式、⁸⁵⁾き裂を内在した円形平板試験片の平面衝撃を利用した方法、⁸⁶⁻⁸⁸⁾、そして、片側切欠平板試験片を用いた Hommaら、⁸⁹⁾ Kalthoff⁹⁰⁾、Ravichandran⁹¹⁾の実験がある。

なお、動的応力拡大係数を光弾性⁹²⁾や Caustics⁹³⁾により光学的に直接実験的に測定して動的破壊じん性を評価する方法が提案されているが、高速度カメラを利用しなければならないので、得られるデータが離散的でその数も限定される欠点がある。動的応力拡大係数を実験的に連続測定するには、光学的な方法⁹⁴⁻⁹⁵⁾とひずみゲージを用いる方法⁹⁶⁾もあるが、実験上の困難さから動的破壊じん性を測定するための材料試験として標準化される可能性は小さいと考える。

1・2・5 衝撃荷重下での破壊基準

動的な破壊基準が式(1-4)で与えられるとする考え、すなわち、動的応力拡大係数が動的破壊じん性を越えた瞬間にき裂が進展を始めるという考え方が正しいか否かは、破壊の機構を考える上で重要な問題である。

Kalthoffら⁸⁶⁻⁸⁹⁾は、短いパルスの下での動的破壊じん性を式(1-4)の考え方で整理するよりも、動的応力拡大係数がある臨界の値に達した後、さらに、ある最小の時間(minimum time)その臨界値を越えて始めてき裂の進展に至ると考えた方が、実験結果をよく整理できると報告している。また、Kalthoff⁹⁰⁾と Ravi-Chandar⁷⁸⁾は、破壊開始までの時間が極端に短くなると、式(1-4)の考え方で得られた動的破壊じん性の実験データが増大する傾向を示す場合のあることを報告している。Kalthoffは、この結果を説明するために、minimum timeと同様なincubation timeの仮説を提案しているがその物理的意味については言及していない。⁹⁰⁾また、Knaussらは、破壊までの最小時間の考え方⁹¹⁾の他、破壊開始後のき裂の進展速度との関連について考察している。⁹²⁾

衝撃荷重下と静的荷重下の最大の相違は、き裂先端近傍の特異応力場が応力波の伝播によって形成されることにあるといえる。今、き裂先端の塑性域の中にある破壊のプロセスゾーンの力学的状態がある臨界状態に達した時、動的な場合も静的と同様にき裂の進展が始まるものと仮定する。衝撃荷重下においても、破壊のプロセスゾーンの力学的状態が周囲のある瞬間の弾性特異応力場だけによって一義的に定まれば、弾性特異応力場の強さを表す動的応力拡大係数を用いて、衝撃破壊が静的と同様に論じられる。しかし、衝撃荷重下の塑性変形は、一般に、ひずみ速度とその履歴の影響を受け、⁹⁾塑性波の伝播によってき裂先端の塑性域が形成されることから、衝撃荷重下の塑性域と静的に同じ応力拡大係数が作用した場合の塑性域とは異なる可能性が考えられる。従って、式(1-4)に基づいて測定された動的破壊じん性 K_{Ic} が、負荷速度 K やその履歴に依存することは十分に考え得るものである。特に、塑性波の伝播速度が弾性波の伝播速度に比べて桁違いに遅いことや、塑性変形により生じる熱もまた伝導する時間がなくき裂先端の温度上昇を引き起こすことのために、き裂先端における塑性域とその中の破壊のプロセスゾーンの形成は、静的荷重下と著しく異なる可能性が大きい。

本研究では、式(1-4)を破壊基準として動的破壊じん性 K_{Ic} を測定し、材料の破壊じん性の負荷速度依存性に関する知見を得ている。今後、動的破壊じん性の正確な測定データを基に衝撃荷重下での破壊基準を考察することは、破壊の微視的機構を解明する上で重要な手掛かりを与えるものになるに違いないと期待される。

なお、動的破壊じん性 K_{Ic} が負荷速度 K の履歴の影響も受けると考えられることから、標準的な測定法としては最も単純な履歴である負荷速度 K 一定の衝撃試験が望ま

しいと考えられる。これまでの衝撃破壊試験において負荷速度は、慣用的に、動的破壊じん性 K_{Ia} を衝撃荷重が作用してから破壊が始まるまでの時間 t_r で割った値で示されてきた。しかし、一般に、衝撃試験装置の特性として荷重が与えられてから動的応力拡大係数がほぼ時間 t に比例して直線的に増加し始めるまでに図 1.3 に示すような時間遅れが存在し、慣用的な負荷速度 K_{Ia}/t_r の値は、測定時の応力拡大係数の時間曲線を直線近似した次式の負荷速度 K と一致しない場合が多い。

$$K = \frac{K_{Ia}}{t_r - t_0} \quad (1-6)$$

ここでは、衝撃前に与える予荷重、あるいは、衝撃試験装置の特性による図 1.3 の直線的に立ち上がる前の小さな応力拡大係数が動的破壊じん性 K_{Ia} に及ぼす影響は無視できると考えられることから、動的破壊じん性測定時の負荷速度 K を、標準的な試験に近似した場合の値として、式(1-6)で規定することにした。すなわち、図 1.3 の負荷波形で得られる動的破壊じん性 K_{Ia} は、時刻 t_0 から応力拡大係数が式(1-6)で与えられる K で増大して、時刻 t_r で破壊し始めるような標準的な試験を行って測定される K_{Ia} と一致するものとする。このようにして、負荷速度 K が一定の衝撃条件下での材料の動的破壊じん性を正確に評価したデータを得て、次に、より複雑な負荷速度履歴をもつ場合の動的破壊じん性を測定すれば、衝撃荷重下での破壊基準に関する詳細な検討が可能になるであろう。

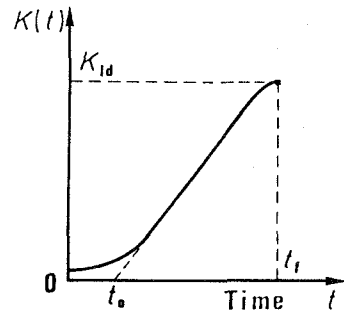


図 1.3 衝撃破壊試験における応力拡大係数の時間変化

1・2・6 破壊の微視的機構の解明

衝撃および静的荷重下の破壊じん性 K_{Ia} と K_{Ic} は、き裂先端の塑性域および破壊のプロセスゾーンにおける材料の力学挙動で決定される特性値であることは言うまでもないが、破壊力学の手法は、その挙動をブラックボックスとして未知のまま残していても工学的な強度評価が可能である点に特徴がある。⁵⁾ 将来、き裂先端のような高応力下における材料の力学挙動が理論的あるいは実験的に明らかになれば、材料毎に破壊じん性試験を行わなくてもき裂先端の力学挙動のシミュレーションにより破壊じん性を予測できるようになるかもしれないが、実用的であるとは考え難い。勿論、このような微視的アプローチは、破壊の物理⁹⁹⁾ という観点から興味深いものであり、破壊じん性に及ぼす温度や負荷速度¹⁰⁰⁾ などの環境の影響は、材料のき裂先端における力学挙動を知る上で貴重な情報を提供すると考えられる。

1・3 本研究の概要

本論文の各章に記述した研究内容の概要を以下に示す。

第2章では、衝撃荷重を受けるき裂の動的挙動について述べ、ステップ応答関数による動的応力拡大係数の解析方法を提案している。ステップ応答関数とは、ステップ関数状の衝撃荷重を受けた場合の動的な効果を表す時間の関数であり、その重ね合わせにより任意の衝撃荷重を受けた場合の動的挙動を求めることが可能である。本章の前半では、ステップ衝撃荷重により発生した応力波とき裂の相互作用を解析する方法について述べ、任意の衝撃荷重波形に対する動的応力拡大係数がステップ応答関数を用いて簡便に計算できることを示す。後半では、このステップ応答関数を計算するための有限要素解析プログラムの開発について述べ、Thauら¹⁹⁾によって解析された問題を有限要素解析して、その計算精度を検証する。

本研究で開発したステップ応答関数の数値計算プログラムの特長は、特異要素を用いなくとも比較的粗い要素分割で高精度な解析ができる点にある。また、任意の衝撃荷重波形に対する動的応力拡大係数が、ステップ応答関数を一度解析するだけで、その重ね合わせにより求められるので、実機の構造部材で想定される種々の荷重波形に対する動的応力拡大係数を極めて効率よく計算することができる。従って、重ね合わせを用いない場合に比べ、計算時間と費用を著しく低減することが可能となり、衝撃破壊の問題に対する実用的な強度評価手法として、今後、実際の設計や保守管理に活用できるものと期待される。

第3章では、従来から衝撃破壊試験において主に用いられてきた円周切欠丸棒、三点曲げ、および、コンパクト引張の3種類の破壊じん性試験片の動的挙動を解析し、高負荷速度の下で動的破壊じん性を測定するのに適した試験片形状の検討を行った結果について述べる。

最初の円周切欠丸棒試験片については、試験片全体の応力波の伝播の様子と円周き裂による応力波の散乱を解析した結果から、動的応力拡大係数が静的な値に比較的早く収束する特性をもつことを示す。この円周切欠丸棒試験片を用いた衝撃破壊試験の典型例としてCostinら⁵⁹⁾の実験を数値シミュレーションし、破壊開始時刻の決定方法に問題があることを示す。

次に、古くから衝撃試験でよく用いられてきたシャルピ三点曲げ試験片について、動的応力拡大係数がほぼ最低次の曲げ振動により決定されていることを示し、さらに、衝撃の初期に試験片がアンビルから一時的に離れる現象の起こること指摘する。このために、単純支持を仮定した解析だけでは動的応力拡大係数の評価が不正確になると考え、三点曲げ試験片の支持点を透過する荷重も同時に計測された実験例について、単純支持の解析結果の補正方法を提案し、動的応力拡大係数の正しい計算法について検討する。

また、準静的な破壊じん性試験で最もよく用いられるコンパクト引張試験片については、三点曲げ試験片と同様に、二重片持はりの曲げ振動挙動により動的応力拡大係数が決定されていることを示し、ピンによる衝撃負荷の困難さなどの問題が考えられることを述べる。

以上3種類の形状の破壊じん性試験片について動的挙動を解析した結果を比較し、最も高い負荷速度の下で動的破壊じん性を測定するためには、最も単純な形状の円周切欠丸棒試験片が適していることを示す。

第4章では、前章の検討結果に基づいて、円周切欠丸棒を用いた新しい衝撃破壊試験方法の開発を行い、高力アルミニウム合金および炭素鋼の動的破壊じん性を測定した結果について述べる。

円周切欠丸棒試験片については、これまで破壊開始時刻の正確な検出が困難であると思われてきた。本研究では、試験片の動的挙動を高精度に解析することにより、透過応力の実測波形から破壊に伴う除荷波を検出することを可能にして、破壊開始時刻を正しく決定する方法を提案している。また、円周切欠丸棒に striker を衝突させて圧縮応力波を発生させ、これが自由端で反射して生じる引張応力波を円周き裂に入射させて、破壊を開始させる衝撃負荷方式を考え、これによって衝撃破壊試験装置が非常に単純化されることを示す。なお、このような自由表面での反射によって生じる引張波を負荷する衝撃試験については、2枚の平板を衝突させる spall fracture の実験⁹⁾、あるいは、collerを用いた引張型 Hopkinson棒法による動的応力-ひずみ関係の測定の例⁵⁶⁾があるが、これまでに円周切欠丸棒を用いた衝撃破壊試験に適用した例はない。

第5章では、高力アルミニウム合金の破壊じん性の負荷速度依存性の測定結果に基づいて、衝撃荷重下における脆性破壊の機構に関して考察した内容について述べる。特に、破壊じん性の負荷速度依存性と温度依存性の間にある対応関係が認められることから、破壊が何らかの熱活性化過程で支配されているものと考えることによって、両依存性を統一して説明できるモデルを提案する。

第6章は、本論文の総括を記述した章であり、本研究によって得られた主な結論を要約して述べる。

第2章 衝撃荷重を受けるき裂の動的挙動

2.1 緒言

今日、複雑な形状の構造物に衝撃荷重が作用したときの動的な変形も、高精度に数値解析できるところまで計算力学が発展しているが、一般には、計算費用の面で実用例に限られるのが現状である。⁹⁾ ここで、衝撃荷重下での破壊に対する強度評価について考えると、序論で述べたようにき裂先端近傍に生じる塑性域が小規模な場合には、線形弾性解析のみによって十分な精度で行うことが可能といえる。そして、線形弾性解析においては、重ね合わせによる評価が可能となるので、解析に要する計算コストを大幅に低減できる手法が提案でき、今後、衝撃破壊に対する強度評価の実用化を推進し得るものと期待される。その提案の第一は、計算費用の高い数値解析を最低限必要なステップ衝撃荷重 P_0 に対するものだけにして、実際に予想される種々の衝撃荷重波形 $P(t)$ が作用した場合の動的応力拡大係数 $K(t)$ は

$$K(t) = A \int_0^t h(t-\tau) \dot{P}(\tau) d\tau \quad ; \quad A = \frac{K^{stat}(P_0)}{P_0} \quad (2-1)$$

すなわち、ステップ衝撃荷重 P_0 に対する解析で得た『ステップ応答関数 $h(t)$ 』を重ね合わせることにより求めようとする手法である。第二は、図2.1に示すように、き裂のある材料にステップ衝撃荷重 P_0 が作用する問題(a)を、き裂のない問題(b)とき裂面に分布荷重を与える問題(c)の重ね合わせで解析する手法である。ここで、応力分布が比較的緩やかに変化する問題(b)は粗い要素分割のモデルでよく、き裂先端近傍に特異応力場が存在する問題(c)はき裂を中心とする最低限必要な領域だけを抜き出した細分割モデルを用いることにより、全体の解析精度の確保と計算コストの低減を同時に

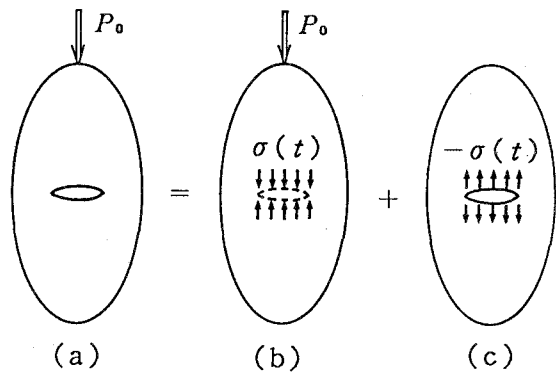


図2.1 重ね合わせの原理に基づく
応力場の分解表現

満足させることが可能であると考えられる。以上の実用的な衝撃破壊強度評価における数値解析の基本的な考えに基づいて、動的応力拡大係数のステップ応答関数を高精度に評価するための有限要素解析プログラムを開発した。¹⁰⁾¹⁾

本章の前半では、ステップ衝撃荷重により発生した応力波とき裂の相互作用について

て述べ、き裂先端近傍の動的な特異応力場の数値解析による評価方法について考える。後半では、開発したステップ応答関数を求める有限要素解析プログラム、および、その数値解析精度を検証した結果について述べる。

2・2 衝撃荷重により発生する応力波

衝撃荷重により発生する応力波について考える。

図2.2は、等方均質な線形弾性体の自由表面のある一点にステップ衝撃荷重 P_0 が垂直下向きに作用した場合の波頭のパターンを示したものである。図中のPは、圧縮の膨張波(dilatational wave)の波頭を示している。この波は、地震においてprimary (P) waveとも呼ばれるように最も速く伝播する波で、進行方向の変位成分のみをもつ縦波である。図中のSは、せん断の変形波(distortional wave)の波頭を示し、地震ではvertically polarized secondary (SV) waveと呼ばれ、進行方向と垂直な方向に粒子が運動する横波である。PSは、圧縮の膨張波の到達により自由表面に新たに生じた鉛直上向きの変位成分を源とする変形波で先頭波(head wave)と呼ばれる波頭である。最後に、Rは、表面に沿って伝播するRayleigh waveの波頭で、波の進行方向に対して粒子が楕円運動し、その振幅が深さ方向に指数関数的に減少する膨張波と変形波の特殊な重ね合わせで表される波である。¹⁰²⁾

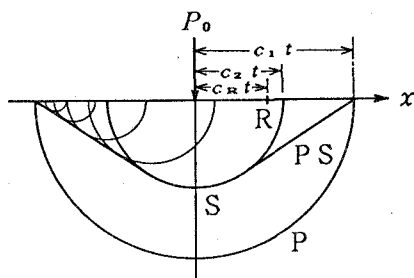


図2.2 ステップ点荷重により生じる応力波

膨張波の伝播速度 c_1 は、

$$c_1 = \left\{ \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)\rho} \right\}^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\lambda+2\mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-2)$$

また、変形波の伝播速度 c_2 は、

$$c_2 = \left\{ \frac{E}{2(1+\nu)\rho} \right\}^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-3)$$

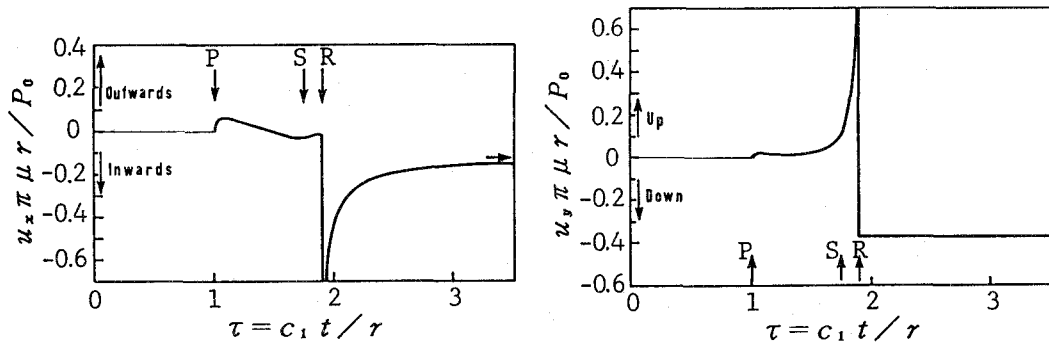
である。従って、膨張波と変形波の伝播速度の比は、

$$\frac{c_2}{c_1} = \left\{ \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-4)$$

となり、ポアソン比 ν のみで決まる。 $\nu=1/4$ とすると、 $c_2=c_1/\sqrt{3} \approx 0.5774c_1$ である。一方、Rayleigh波の伝播速度 c_R は、

$$\left(2 - \frac{c_R^2}{c_2^2} \right)^2 = 4 \left(1 - \frac{c_R^2}{c_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{c_R^2}{c_2^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-5)$$

の方程式の根で与えられる。 $\nu=1/4$ とすると、 $c_R^2/c_2^2=2-2/\sqrt{3}$ となって、



(a) 無次元化水平方向変位 (b) 無次元化垂直方向変位

図2.3 ステップ点荷重により生じる表面変位の時間変化

$c_R = 0.9194 c_2$ である。

図2.3は、荷重点から距離 r 離れた表面上の点における水平方向変位 u_x と鉛直方向変位 u_y を $P_0 / \pi \mu r$ で無次元化し、無次元化時間 $\tau = c_1 t / r$ に対して示したものである。図から、鉛直方向変位 u_y は $\tau = 1$ で膨張波が到達すると正になり、 $\tau = 1.883$ でRayleigh波が到達する直前に急増した後、 $-3 P_0 / 8 \pi \mu r$ の値をとることが分かる。¹⁰³⁾

ステップ衝撃荷重 P_0 を正弦波荷重で置き換えた解析結果によると、入力エネルギーの67%がRayleigh波のエネルギー、また、26%が変形波のエネルギーとなり、膨張波のエネルギーは僅か7%に過ぎない。従って、衝撃荷重による応力波を考える場合、表面に発生するRayleigh波の影響が重要になるといえる。¹⁰³⁾

衝撃荷重が分布荷重である場合に発生する応力波の波頭のパターンを図2.4に示す。材料を線形弾性体としているので、動的な変位や応力は図2.2のステップ点荷重に対する図2.3のような解析結果すなわち『ステップ応答関数』を空間あるいは時間領域で重ね合わせることによって評価することが可能である。

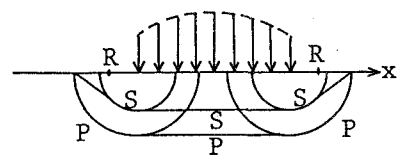
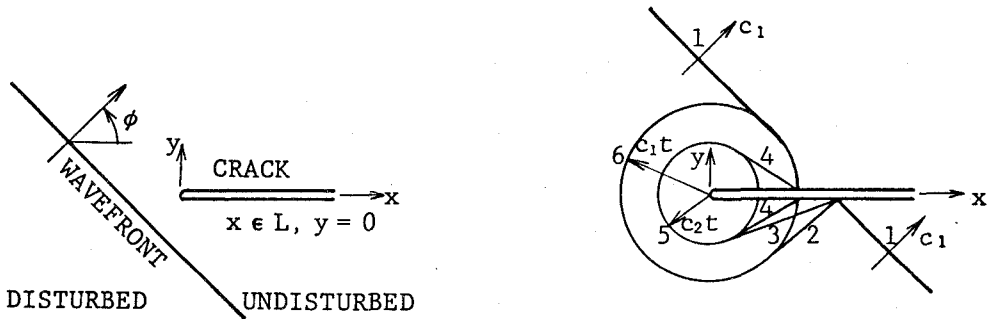


図2.4 分布衝撃荷重により生じる応力波頭のパターン

一般の構造部材のように複雑な表面形状をもつ有限体に衝撃荷重が作用した場合でも、弾性波の伝播によって生じる動的な変位や応力のステップ応答関数を数値解析により評価すれば、任意の荷重波形に対する変形が簡単に予測できる。

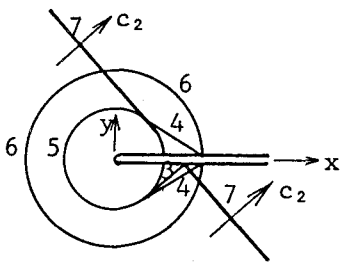
2・3 応力波とき裂の相互作用

衝撃荷重により発生した応力波とき裂の相互作用について考える。荷重点から十分離れたところに長さ L のき裂があるとし、平面応力波がき裂面に入射する場合について応力波の種類と入射角度によって散乱パターンを分類して示したのが図2.5である。(a)のき裂面に対し傾き ϕ で入射する応力波が、引張の膨張波(P wave)であれば(b)、面内せん断の変形波(SV wave)であれば入射角度 ϕ によって(c)と(d)、また、地震におけるhorizontally polarized secondary (SH) waveで面外せん断の変形波であれば(e)に示される応力波の波頭パターンが現れる。¹⁰⁴⁾

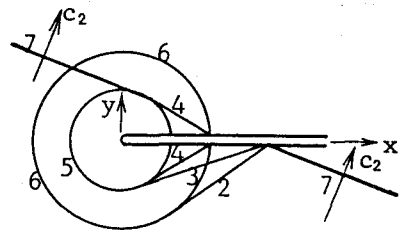


(a) 応力波の入射 ($t < 0$)

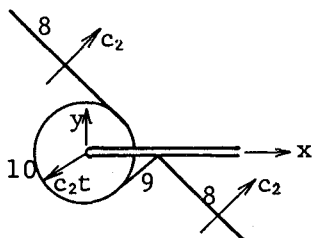
(b) 膨張波の散乱 ($t > 0$)



(c) 面内せん断波の散乱 ($\cos \phi > \frac{c_2}{c_1}$)



(d) 面内せん断波の散乱 ($\cos \phi < \frac{c_2}{c_1}$)



(e) 面外せん断波の散乱

- 1 = incident P wave
- 2 = reflected P wave
- 3 = reflected SV wave
- 4 = head wave
- 5 = diffracted SV wave
- 6 = diffracted P wave
- 7 = incident SV wave
- 8 = incident SH wave
- 9 = reflected SH wave
- 10 = diffracted SH wave

図2.5 き裂により散乱された応力波のパターン分類

応力波とき裂の相互作用により生じる応力 σ_{jk} の場は、緒言で述べたように、

$$\sigma_{jk}(x, y, t) = \sigma_{jk}^{(1)}(x, y, t) + \sigma_{jk}^{(s)}(x, y, t) \quad (2-6)$$

すなわち、図2.6のき裂のない入射応力 $\sigma_{jk}^{(1)}$ の場と図2.7(a), (b), (c)のき裂面における境界条件を満たす各モードの表面力を作用させた散乱応力 $\sigma_{jk}^{(s)}$ の場の重ね合わせで表わされる。

ここで、図2.7の散乱応力場の境界条件は、

(モードI)

$$\begin{aligned} u_y^{(s)}(x, 0, t) &= 0; \quad x \notin L \\ u_z^{(s)}(x, 0, t) &= \sigma_{xy}^{(s)}(x, 0, t) = 0 \\ \sigma_y^{(s)}(x, 0, t) &= -\sigma_y^{(1)}(x, 0, t); \quad x \in L \end{aligned} \quad (2-7)$$

(モードII)

$$\begin{aligned} u_x^{(s)}(x, 0, t) &= 0; \quad x \notin L \\ u_z^{(s)}(x, 0, t) &= \sigma_y^{(s)}(x, 0, t) = 0 \\ \sigma_{xy}^{(s)}(x, 0, t) &= -\sigma_{xy}^{(1)}(x, 0, t); \quad x \in L \end{aligned} \quad (2-8)$$

(モードIII)

$$\begin{aligned} u_x^{(s)}(x, 0, t) &= 0; \quad x \notin L \\ u_z^{(s)}(x, 0, t) &= u_y^{(s)}(x, 0, t) = 0 \\ \sigma_{yz}^{(s)}(x, 0, t) &= -\sigma_{yz}^{(1)}(x, 0, t); \quad x \in L \end{aligned} \quad (2-9)$$

である。

さて、図2.5のき裂先端近傍の特異応力場は、図2.6の入射応力場には存在しないことから、

図2.7の散乱問題の特異応力場と同一になる。

図2.7のき裂先端近傍の変位および応力は、

図1.2に示すき裂先端を原点0とする円柱座標系に関して、 $\kappa = 3 - 4\nu$ とすると次のよう与えられる。

(モードI)

$$\begin{aligned} u_r^{(s)} &= \frac{K_I(t)}{4\mu} \left(\frac{r}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{ (2\kappa - 1) \cos \frac{\theta}{2} - \cos \frac{3\theta}{2} \right\} \\ u_\theta^{(s)} &= \frac{K_I(t)}{4\mu} \left(\frac{r}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{ -(2\kappa + 1) \sin \frac{\theta}{2} + \sin \frac{3\theta}{2} \right\} \end{aligned}$$

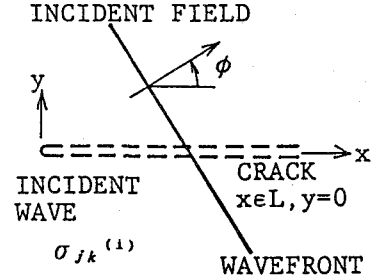
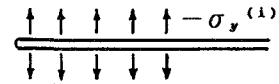
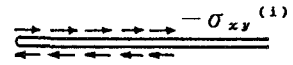


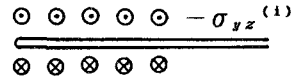
図2.6 き裂のない入射応力場



(a) Mode I



(b) Mode II



(c) Mode III

図2.7 き裂による散乱応力場のモード分解した境界条件

$$\begin{aligned}
\sigma_r^{(s)} &= \frac{K_I(t)}{4\sqrt{2\pi r}} \left(5\cos\frac{\theta}{2} - \cos\frac{3\theta}{2} \right) \\
\sigma_\theta^{(s)} &= \frac{K_I(t)}{4\sqrt{2\pi r}} \left(3\cos\frac{\theta}{2} + \cos\frac{3\theta}{2} \right) \\
\sigma_{r\theta}^{(s)} &= \frac{K_I(t)}{4\sqrt{2\pi r}} \left(\sin\frac{\theta}{2} + \sin\frac{3\theta}{2} \right)
\end{aligned} \tag{2-10}$$

(モードⅡ)

$$\begin{aligned}
u_r^{(s)} &= \frac{K_{II}(t)}{4\mu} \left(\frac{r}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ -(2\kappa - 1)\sin\frac{\theta}{2} + 3\sin\frac{3\theta}{2} \right\} \\
u_\theta^{(s)} &= \frac{K_{II}(t)}{4\mu} \left(\frac{r}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ -(2\kappa + 1)\cos\frac{\theta}{2} + 3\cos\frac{3\theta}{2} \right\} \\
\sigma_r^{(s)} &= \frac{K_{II}(t)}{4\sqrt{2\pi r}} \left(-5\sin\frac{\theta}{2} + 3\sin\frac{3\theta}{2} \right) \\
\sigma_\theta^{(s)} &= \frac{K_{II}(t)}{4\sqrt{2\pi r}} \left(-3\sin\frac{\theta}{2} - 3\sin\frac{3\theta}{2} \right) \\
\sigma_{r\theta}^{(s)} &= \frac{K_{II}(t)}{4\sqrt{2\pi r}} \left(\cos\frac{\theta}{2} + 3\cos\frac{3\theta}{2} \right)
\end{aligned} \tag{2-11}$$

(モードⅢ)

$$\begin{aligned}
u_z^{(s)} &= 2 \frac{K_{III}(t)}{\mu} \left(\frac{r}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \sin\frac{\theta}{2} \\
\sigma_{rz}^{(s)} &= - \frac{K_{III}(t)}{4\sqrt{2\pi r}} \sin\frac{3\theta}{2} \\
\sigma_{\theta z}^{(s)} &= \frac{K_{III}(t)}{4\sqrt{2\pi r}} \cos\frac{3\theta}{2}
\end{aligned} \tag{2-12}$$

ここで、 r と θ に関する分布形は静的な場合と同じであり、特異応力場の強さを表す応力拡大係数が時間 t とともに変動する点が動的な特徴である。また、図2.5の動的応力拡大係数 $K_j(t)$ と図2.7の散乱問題の動的応力拡大係数 $K_j^{(s)}(t)$ とが、

$$K_j(t) = K_j^{(s)}(t) \quad ; \quad j = I, II, III \tag{2-13}$$

で等しいことから、式(2-10)、(2-11)、(2-12)中の動的応力拡大係数に^(s)の添字を付けていない。

実際の衝撃破壊で最も重要なモードⅠの場合について考えると、図2.7(a)の散

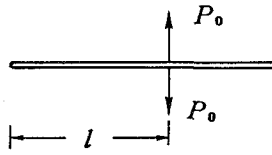


図 2.8 モード I のステップ
線荷重を受けるき裂

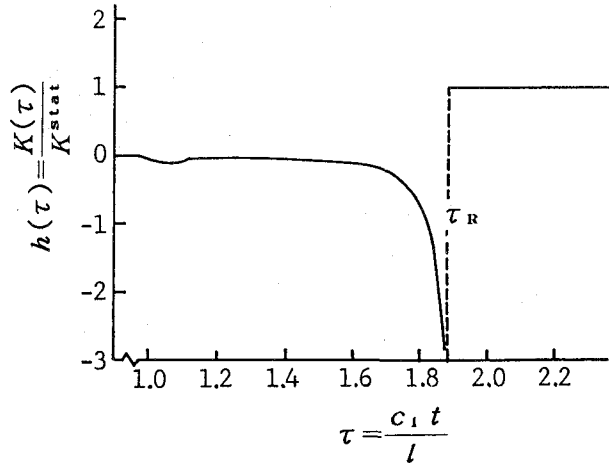


図 2.9 ステップ線荷重を受けるき裂の
無次元化した動的応力拡大係数

乱応力場は、さらに、図 2.8 のき裂先端から距離 l の線上にステップ衝撃荷重 P_0 が作用した場合の応力場の重ね合わせで解析できる。図 2.8 の問題に対する動的応力拡大係数は、Freund¹⁰⁵⁾により求められ、無次元化して図 2.9 のように、

$$\begin{aligned}
 K(\tau) &= h(\tau) K^{\text{stat}} ; & \tau &= c_1 t / l \\
 h(\tau) &= 0 ; & \tau &< 1 \\
 h(\tau) &< 0 ; & \tau &< \tau_R, \quad \tau_R = c_1 / c_R \\
 h(\tau) &= 1 ; & \tau &> \tau_R
 \end{aligned} \tag{2-14}$$

$$K^{\text{stat}} = A P_0 = \left(\frac{2}{\pi l} \right)^{\frac{1}{2}} P_0$$

と表せる。ここで、ステップ応答関数になる $h(\tau)$ が、 $\tau \leq 0.9 \tau_R$ ではほぼ零であり、き裂表面に沿って Rayleigh 波が到達する直前に $-\infty$ に急速に近づいて、到達後は 1 になることが分かる。 K^{stat} は、荷重 P_0 が静的に作用したときの応力拡大係数であり、一般に、任意のき裂形状と任意のステップ衝撃荷重に対して動的応力拡大係数 $K(\tau)$ が最終的には K^{stat} に収束するといえる。

図 2.3 のステップ衝撃点荷重に対する半無限体表面の変位の解析結果で示したように、き裂先端に Rayleigh 波が到達する時刻 τ_R までは、き裂表面の粒子は閉口する方向に運動することが明らかである。その結果、図 2.9 に示したステップ応答関数 $h(\tau)$ が $\tau < \tau_R$ の間、零から負へと変化したことが分かる。き裂表面が、最初、理想的に閉じている場合、き裂面では開口方向の変位だけが許されるので、動的応力拡大係数は Rayleigh 波が到達するまで零であり、到達後直ちに静的な応力拡大係数の値になると近似できる。従って、半無限き裂にステップ関数状の引張応力波 σ_1 が垂直

に入射する場合の動的応力拡大係数は、図2.9の結果の重ね合わせにより

$$K(t) = \sigma_1 \left\{ \int_0^{C_R t} \left(\frac{2}{\pi l}\right)^{\frac{1}{2}} dl + \int_{C_R t}^{C_1 t} h\left(\frac{C_1 t}{l}\right) \left(\frac{2}{\pi l}\right)^{\frac{1}{2}} dl \right\}$$

$$\approx 2\sigma_1 \left(\frac{2 C_R t}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-15)$$

と近似的に与えられ、Baker¹⁷⁾による厳密な解析結果でも示されたように \sqrt{t} に比例して変化することが明らかである。

有限な長さ $2a$ のき裂にステップ関数状の引張波あるいは面内せん断波が $\phi = 90^\circ, 77.3^\circ, 60^\circ$ の角度で入射する場合の動的応力拡大係数についてThau¹⁸⁾が解析した結果をそれぞれ図2.10と図2.11に示す。 $\phi = 90^\circ$ で垂直入射した場合、モードⅠ、および、モードⅡのステップ応答関数ともRayleigh波の到達時に最大値をとって折れ曲がりを生じた後、1に収束していくことが分かる。

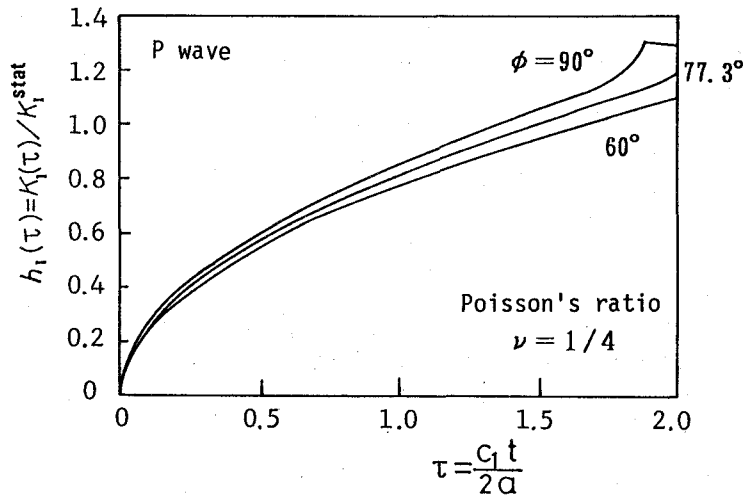


図2.10 引張応力波が長さ $2a$ のき裂に入射した場合のモードⅠのステップ応答関数¹⁸⁾

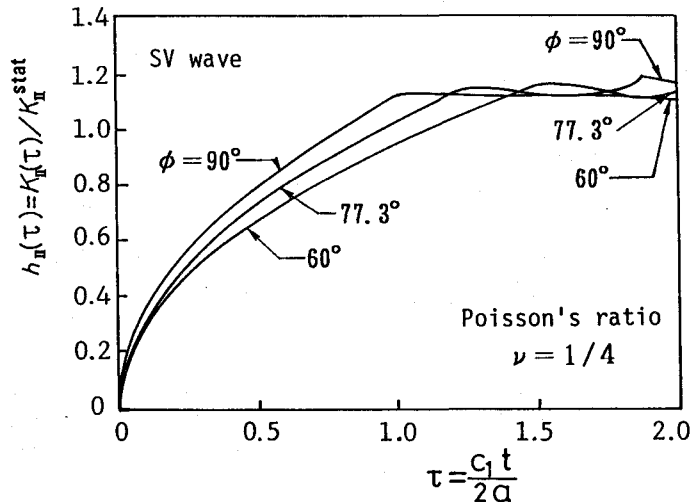


図2.11 面内せん断応力波が長さ $2a$ のき裂に入射した場合のモードⅡのステップ応答関数¹⁸⁾

2.4 動的応力拡大係数の数値解析法

2.4.1 ステップ応答関数による動的応力拡大係数の評価

ステップ関数状の応力波 σ_1 が有限な大きさの部材中にあるき裂に入射する場合を考えると、この動的応力拡大係数 $K(t)$ は、次式で表せる。

$$K(t) = h(t) K^{stat} \quad (2-16)$$

ここで、 $h(t)$ はその部材のステップ応答関数、 K^{stat} は σ_1 が静的に作用した場合に相当する応力拡大係数である。一般に、静的な応力拡大係数は、

$$K^{stat} = A \sigma_1 ; \quad A = \sqrt{\pi a} f(a) \quad (2-17)$$

の形でハンドブックなどに整理されて与えられている。ここで、 a はき裂長さであり、 $f(a)$ は部材形状とき裂の位置と長さによる補正係数である。¹⁰⁵⁻⁶⁾

任意の応力波 $\sigma_1(t)$ がき裂に入射する場合の動的応力拡大係数 $K(t)$ は、図 2.12 に示すように、ステップ応答関数の重ね合わせにより、

$$K(t) = A \int_0^t h(t-\tau) \dot{\sigma}_1(\tau) d\tau \quad (2-18)$$

より求められる。ここで、 $\dot{\sigma}_1(t)$ は入射応力の時間微分を表す。

線形弾性材料の動的変形を支配する偏微分方程式を解析的に厳密に解いて応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$ を得ることは、無限体中のき裂など一部の限られた場合にのみ可能である。^{17-31, 108-9)} 図 2.13 に示すように、差分法³²⁾ や有限要素法³³⁻³⁹⁾ あるいは境界要素法¹¹⁰⁻³⁾ といった数値解析法を用い、この偏微分方程式を連立一次方程式に変換して数値解を得ることで、実機に使用される有限な部材中にあるき裂に対してステップ応答関数を評価することは十分に可能である。そして、解析解の求められている問題について数値解を得て、両者を比較すると、離散化による近似の精度が検証できる。実際に、衝撃破壊に対する強度評価に対して適用する場合、工学的に必要な精度と計算コストを考慮して数値解析における要素分割数が決定される。

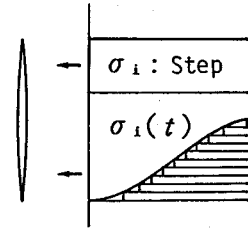


図 2.12 微小ステップ波による分解

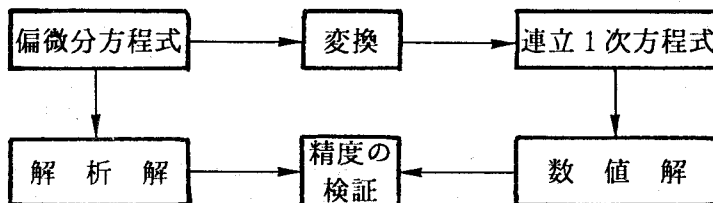


図 2.13 解析解と数値解の比較による精度の検証

数値解析によってき裂先端のような特異応力場を有する問題の高精度な解を得るためには、特異要素を用いるなど、一般に、特別な工夫が必要である。¹¹⁴⁾ しかし、き裂先端近傍の開口変位 (crack opening displacement: COD) と応力拡大係数との間には、式(2-10)で示されるように動的な場合も静的な場合と同じ比例関係が存在する。¹¹⁵⁾ 従って、特異要素を用いない場合でも、き裂先端近くの複数の節点のそれぞれに対して計算された動的なCOD値 $\delta(t)$ と静的な値 δ^{stat} の比をとることにより、同じ離散化の影響が相殺されて、応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$ を高精度に推定することが可能であると考えられる。

ここでは、有限要素解析によって求められるき裂先端近傍の開口変位の動的と静的の解析結果から、図2.14に示す比例外挿法によって、ステップ応答関数 $h(t)$ の数値解を

$$h(t) = \left[\frac{K(t)}{K^{stat}} \right]_{step} = \lim_{r \rightarrow 0} \left[\frac{\delta(t)}{\delta^{stat}} \right]_{step} \quad (2-19)$$

から評価する方法について検討する。

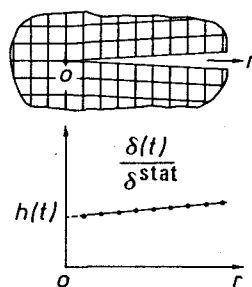


図2.14 ステップ応答関数の比例外挿法による評価

2.4.2 ステップ応答関数の有限要素法に基づく数値解析

2.4.2.1 動的な有限要素法の基礎式

動的応力拡大係数を簡便に評価する上で、ステップ応答関数 $h(t)$ の数値解を用いて式(2-18)から実測される任意の応力波形に対する動的応力拡大係数 $K(t)$ を効率良く計算できることは、動的破壊じん性の測定や衝撃強度評価において有用である。このために必要なステップ応答関数の数値解 $h(t)$ を、ここでは汎用性の面で最も有利な有限要素法 (finite element method: FEM) ¹¹⁶⁾ に基づく解析から、比例外挿法によって精度よく求める方法について考える。¹⁰¹⁾

有限要素法は、一般に、次の手順で問題を解く。

- (1) 解くべき領域を有限個の要素に分割する。
- (2) 要素別の多項式の形で近似解関数を作る。
- (3) その近似の良さを評価する汎関数を作る。
- (4) 近似解関数に含まれるパラメータの値を評価汎関数が停留するように決め、数値解を得る。

『汎関数の値を最大あるいは最小にするような関数を求める問題』は変分問題と呼ばれ、有限要素法は、その直接法の一つである。¹¹⁶⁻⁷⁾

汎関数 Π として、次のLagrange関数 L の時刻 t_n から t_{n-1} の積分をとると、

$$\Pi = \int_{t_{n-1}}^{t_n} L dt \quad ; \quad L = U - T + W \quad (2-20)$$

ここに、 U は全ひずみエネルギーで

$$U = \int_V \sigma_{jk} \varepsilon_{jk} dV \quad , \quad (2-21)$$

T は全運動エネルギーで

$$T = \frac{1}{2} \int_V \rho \dot{u}_j \dot{u}_j dV \quad , \quad (2-22)$$

W は外力のなした仕事の総和で

$$W = - \int_S P_j u_j dS \quad (2-23)$$

と表せる。この汎関数の変分 $\delta\Pi = 0$ は、Hamiltonの原理を表していて、 $\delta\Pi$ を整理すると、

$$\int_{t_{n-1}}^{t_n} \left[\int_V \sigma_{jk} \delta\varepsilon_{jk} dV + \int_V \rho \ddot{u}_j \delta u_j dV - \int_S P_j \delta u_j dS \right] dt = 0 \quad (2-24)$$

となり、『許容し得る仮想変位 δu_j に対して上式を満たす変位 u_j 』を求めることにより、解が得られる。¹⁰²⁾

物体を有限個の要素に分割し、各要素内の変位 u_j を節点変位ベクトル $\{u\}$ から時間的に不変な形状関数マトリックス $[N]$ を用いて、

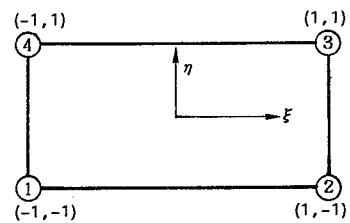
$$u_j = N_k u_{jk} = [N] \{u\} \quad (2-25)$$

で与える。例えば、図2.15に示す二次元4節点アイソパラメトリック要素の場合、形状関数は、各要素に対する自然座標系 (ξ, η) に対して、

$$N_j(\xi, \eta) = \frac{1}{4} (1 + \xi \xi_j) (1 + \eta \eta_j) \quad (2-26)$$

である。

要素内のひずみ ε_{jk} は、節点変位-ひずみマトリックス $[B]$ を用い、



$(\xi_j, \eta_j) : j = \text{Local node No.}$

図2.15 二次元4節点アイソパラメトリック要素

$$\varepsilon_{jk} = B_{jklm} u_{lm} = [B]\{u\} \quad (2-27)$$

$$B_{jklm} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial N_m}{\partial x_k} \delta_{jl} + \frac{\partial N_m}{\partial x_j} \delta_{kl} \right)$$

で与えられる。また、要素内の応力 σ_{jk} は、応力-ひずみマトリックス[D]より、

$$\begin{aligned} \sigma_{jk} &= D_{jklm} \varepsilon_{lm} = [D][B]\{u\} \\ D_{jklm} &= \lambda \delta_{jk} \delta_{lm} + \mu (\delta_{jm} \delta_{kl} + \delta_{jl} \delta_{km}) \end{aligned} \quad (2-28)$$

と表す。

式(2-24)において、

$$\int_{V^e} \sigma_{jk} \delta \varepsilon_{jk} dV^e = \{\delta u\}^T [K^e] \{u\} ; [K^e] = \int_{V^e} [B]^T [D] [B] dV^e \quad (2-29)$$

$$\int_{V^e} \rho \ddot{u}_j \delta u_j dV^e = \{\delta u\}^T [M^e] \{\ddot{u}\} ; [M^e] = \int_{V^e} [N]^T \rho [N] dV^e \quad (2-30)$$

$$\int_{S^e} P_j \delta u_j dS^e = \{\delta u\}^T \{F^e\} ; \{F^e\} = \int_{S^e} [N]^T \{P\} dS^e \quad (2-31)$$

から各要素に関する量を Gauss-Legendre の求積法に基づき数値計算し、これらを系全体について集めれば、次式が得られる。

$$\int_{t_{n-1}}^{t_n} \{\delta u\}^T \left[[K]\{u\} + [M]\{\ddot{u}\} - \{F\} \right] dt = 0 \quad (2-32)$$

ここに、[K]は剛性マトリックス、[M]は質量マトリックス、{u}と{\ddot{u}}はそれぞれ{F}の節点外力ベクトルに応じた節点変位と節点加速度ベクトルである。 t_{n-1} から t_n までの Δt 時間において、仮想変位ベクトル{\delta u}は不変と考えてよく、上式の時間積分の中に有限要素運動方程式が現れている。

ステップ応答関数 $h(t)$ を式(2-19)から推定するのに必要な動的な開口変位は、式(2-32)を解くことによって得られる。まず、時刻 t_{n-1} における節点変位ベクトルを $\{u_{n-1}\}$ 、節点加速度ベクトルを $\{\ddot{u}_{n-1}\}$ 、節点外力ベクトルを $\{F_{n-1}\}$ と書き、式(2-32)の時間積分の中に現れた運動方程式を満たす数値解が計算できているとする。次に、 t_{n-1} から t_n までの Δt 時間における節点変位ベクトルは $\{u_{n-1}\} + \frac{1}{2} \{\Delta u\}$ 、節点加速度ベクトルは $\{\ddot{u}_{n-1}\} + \frac{1}{2} \{\Delta \ddot{u}\}$ 、節点外力ベクトルは $\{F_{n-1}\} + \frac{1}{2} \{\Delta F\}$ の一定値をとるものと仮定すると、式(2-32)から次の増分量に関する運動方程式が導かれる。

$$[K]\{\Delta u\} + [M]\{\Delta \ddot{u}\} = \{\Delta F\} \quad (2-33)$$

式(2-33)を解いて、時刻 t_n における節点変位ベクトル $\{u_n\}$ を $\{u_{n-1}\} + \{\Delta u\}$ 、節点加速度ベクトル $\{\ddot{u}_n\}$ を $\{\ddot{u}_{n-1}\} + \{\Delta \ddot{u}\}$ 、節点外力ベクトル $\{F_n\}$ を $\{F_{n-1}\} + \{\Delta F\}$ で与えれば、この数値解が有限要素運動方程式を満足することは明らかである。従って、き裂面上の節点変位から動的な開口変位が、増分形の有限要素運動方程式(2-33)を解くことによって計算できる。

一方、ステップ応答関数 $h(t)$ を式(2-19)から推定するのに必要な静的な開口変位は、式(2-33)中の慣性項を零とした

$$[K]\{\Delta u\} = \{\Delta F\} \quad (2-34)$$

の有限要素平衡方程式を解いて得られる。

2・4・2・2 時間積分法

運動方程式を直接時間積分する方法は、陽解法と陰解法に大別される。¹¹⁸⁾ 陽解法は時刻 $t + \Delta t$ の近似解を時刻 t における運動方程式の数値解から求めるものであり、一方、時刻 $t + \Delta t$ の運動方程式を解くものが陰解法である。陽解法の例としては、Euler 法やRunge-Kutta法があり、陰解法の代表例は Newmarkの β 法やWilsonの θ 法である。一般に、陽解法は計算効率の面で優れているが、精度と安定性の面では陰解法に比べて劣っている。ここでは、高精度でかつ安定にき裂の動的問題を解析するため、陰解法の代表である Newmarkの β 法を用いて時間積分を実行する。

Newmark の β 法を用いると、状態 $n-1$ から Δt 時間後の状態 n の変位 u_n および速度 \dot{u}_n は、

$$\begin{aligned} u_n &= u_{n-1} + \Delta t \dot{u}_{n-1} + \left(\frac{1}{2} - \beta\right) \Delta t^2 \ddot{u}_{n-1} + \beta \Delta t^2 \ddot{u}_n \\ \dot{u}_n &= \dot{u}_{n-1} + \frac{1}{2} \Delta t \ddot{u}_{n-1} + \frac{1}{2} \Delta t \ddot{u}_n \end{aligned} \quad (2-35)$$

と与えられる。これを応用して(2-33)式を変形すると、

$$\left[[K] + \frac{1}{\beta \Delta t^2} [M] \right] \{\Delta u\} = \{\Delta F\} + [M] \left\{ \frac{\{\ddot{u}_{n-1}\}}{2\beta} + \frac{\{\dot{u}_{n-1}\}}{\beta \Delta t} \right\} \quad (2-36)$$

の節点変位増分ベクトル $\{\Delta u\}$ を未知数とする連立一次方程式が得られる。ここに、

$$\{u_n\} = \{u_{n-1}\} + \{\Delta u\} \quad (2-37)$$

$$\{\dot{u}_n\} = \{\dot{u}_{n-1}\} + \{\Delta \dot{u}\} \quad (2-38)$$

$$\{\Delta \dot{u}\} = \frac{\{\Delta u\}}{2\beta \Delta t} - \frac{\{\dot{u}_{n-1}\}}{2\beta} + \left(1 - \frac{1}{4\beta}\right) \Delta t \{\ddot{u}_{n-1}\}$$

$$\{\ddot{u}_n\} = \{\ddot{u}_{n-1}\} + \{\Delta \ddot{u}\} \quad (2-39)$$

$$\{\Delta \ddot{u}\} = \frac{\{\Delta u\}}{\beta \Delta t^2} - \frac{\{\dot{u}_{n-1}\}}{\beta \Delta t} - \frac{\{\ddot{u}_{n-1}\}}{2\beta}$$

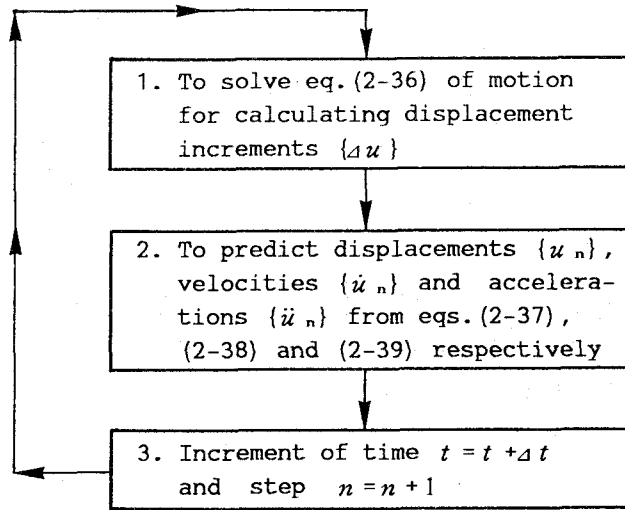


図 2. 1 6 時間積分の実行手順

であり、図 2. 1 6 はこの時間積分の実行手順を示している。¹¹⁹⁾ この他にも、節点加速度増分ベクトル $\{\Delta \ddot{u}\}$ を未知数とする定式化も可能であるが、式(2-36)の定式化は、 $[M]$ を零マトリックスで置き換えることにより式(2-34)の静的な解析を同一プログラムで実行できる利点がある。

同じ要素分割のモデルを用い、同一のプログラムによって解析した動的 COD と静的 COD の比をとると、空間の有限要素による離散化近似の影響が相殺されるため、比較的粗い要素分割でも、高精度なステップ応答関数 $h(t)$ の数値解を式(2-19)から比例外挿法により推定し得る。

また、動的応力と静的応力の比をとっても同様に推定できると考えられるが、一般に、式(2-10)で示したように、き裂先端近くの開口変位は \sqrt{r} で増大するので応力拡大係数と比例関係にある領域が比較的大きいのに対し、応力の方は $1/\sqrt{r}$ で減少するため応力拡大係数が支配的な領域が比較的小さい。従って、有限要素法で求めた動的応力と静的応力の比からステップ応答関数を推定する方法は、式(2-19)より精度が劣る。なお、有限要素法では要素の境界上に作用する表面力を等価な節点力に置き換えるので、き裂先端の等価節点力 F_0 と応力拡大係数 K の間にもよい比例関係が期待できる。そこで、ステップ応答関数 $h(t)$ を次式により推定する方法も考えられる。

$$h(t) = \frac{[K(t)]_{\text{step}}}{[K^{\text{stat}}]_{\text{step}}} = \frac{[F_0(t)]_{\text{step}}}{[F_0^{\text{stat}}]_{\text{step}}} \quad (2-40)$$

ここに、 $F_0(t)$ はステップ衝撃荷重 P_0 が作用したときの動的なき裂先端節点開口力であり、 F_0^{stat} は同じ P_0 が静的に作用したときの値である。

2・4・2・3 ステップ衝撃荷重に対する初期条件

ステップ応答関数 $h(t)$ を解析する場合、初期条件を入力するための工夫が必要である。すなわち、初期条件として節点変位・速度・加速度に零を与え、式(2-36)の外力増分 $\{\Delta F\}$ にステップ衝撃荷重 P 。から計算した等価節点外力 $\{F_0\}$ を単に入力しただけでは、図2.17に示すように、力積 $F_0 \Delta t / 2$ に換算される値だけ節点変位増分 $\{\Delta u\}$ が正解より小さく計算されることになる。ここでは、この問題を解決するため、外力節点に次式を満足する F_0 に相当する初速度 v_0 。を与えてステップ応答関数 $h(t)$ の計算精度を向上させることを考える。

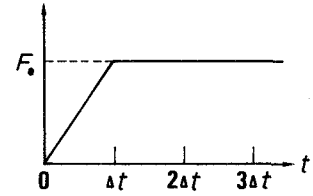


図2.17 ステップ衝撃荷重と計算で与える外荷重条件の相違

$$m_0 v_0 = \frac{1}{2} F_0 \Delta t \quad (2-41)$$

ここに、 m_0 は要素中に分布している質量を各節点に集中させたと考えた場合の値である。

次に、式(2-41)で与えられる初速度 v_0 の意味について考える。無限体中を伝播するステップ関数状の一樣な入射応力波 σ_1 に対して、変位は波頭を横切って連続であるが、応力 σ_{jk} 、ひずみ ε_{jk} 及び粒子速度 v_j は不連続となる。このとき、波頭の法線方向余弦 n_j の波頭面上に作用する表面力ベクトル $\sigma_{jk} n_k$ と粒子速度 v_j の間には、次の跳躍条件式が成り立つ。

$$[\sigma_{jk}] n_k + \rho c [v_j] = 0 \quad (2-42)$$

ここに、 ρ は密度、 c は波頭の伝播速度である。さて、式(2-41)と式(2-42)は、一辺の長さが $l_0 = c \Delta t$ の正方形である4節点要素の一辺に垂直にステップ関数状の応力 σ_1 が作用する場合、

$$v_0 = \frac{F_0}{2 m_0} \Delta t = \frac{\frac{1}{2} \sigma_1 B l_0}{\frac{1}{2} \rho B l_0^2} \Delta t = \frac{\sigma_1}{\rho c} = v_1 \quad (2-43)$$

となる。ここに、 ρ は密度、 B は要素の板厚である。

以上から、式(2-42)から算出されたステップ関数状の入射応力 σ_1 に相当する粒子速度 v_1 を外力境界節点の初速度として与えるのと、 σ_1 に相当する初期外力 F_0 が作用した時に式(2-41)から計算される初速度 v_0 を与えるのが同じであることが分かる。

図2.18に式(2-43)で与えられる初速度 v_1 を入力してステップ関数状の引張応力 σ_1 の平面膨張波に対する一次元波動伝播を計算した結果を示す。時間増分 Δt は節点間の最小距離 l を膨張波 c_1 が伝播するのに要する時間 l/c_1 に等しくとり、

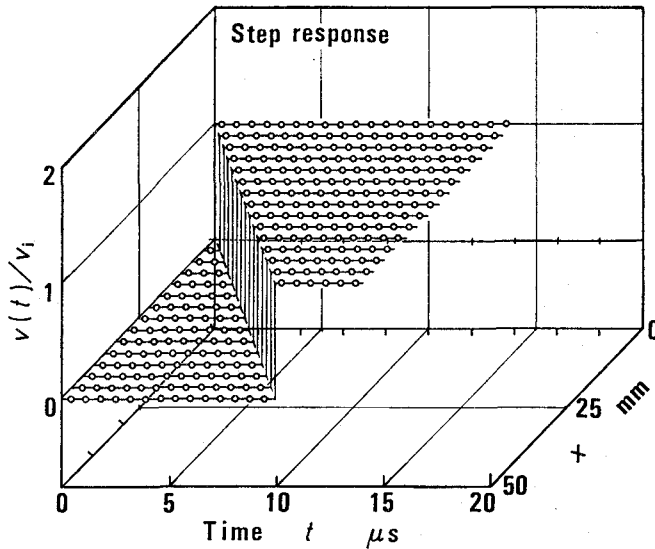


図 2.18 ステップ初速度を入力して次元応力波伝播を計算した結果

Newmark の係数 β は $1/6$ を用いている。速度の有限要素解析結果は、波頭の到達とともに v_i となり解析解に一致することが分かる。従って、初期条件にステップ外力増分と初速度の両方を入力すると高精度にステップ応答関数 $h(t)$ を解析することができるといえる。

2.4.2.4 電算機プログラムの構成

図 2.19 に有限要素解析のフローチャートを示す。動的解析は、各時間ステップにおける外力増分から、式(2-36)を解いて変位増分を求めることを繰り返すことにより実行される。このためのプログラムを FORTRAN 77 で作成した。総ステートメント数が約 4,000 のモジュール構造をもつプログラムで、各モジュールは独立したサブルーチンで構成される。図 2.20 は、メインプログラムで呼び出されるサブルーチン名で構成を示したものである。

プログラムは主に次の 5 つの手順を実行するモジュールから成り立っている。

(1) 入力モジュール

このモジュールには、平面ひずみ・平面応力・軸対称の動的・静的問題の設定に応じて内部変数に初期値を与える PROBIN と解析モデル情報や初期・境界条件の入力および簡単なモデルの自動生成などを行う INPUT が含まれる。動的解析で、計算を中断させたところから再度始めることも可能で、このとき INPUT は呼び出されず、DATA IN で解析情報ファイルが参照される。

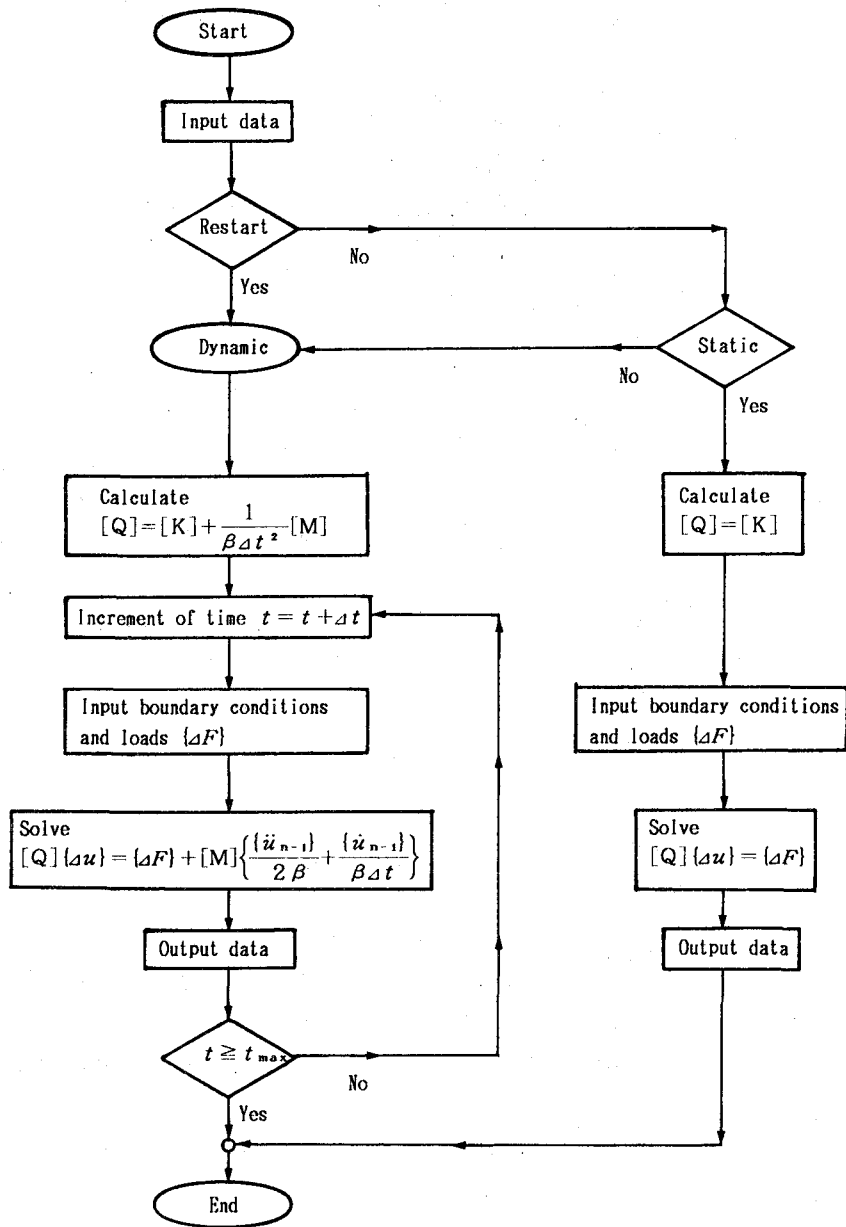


図 2.19 有限要素解析フローチャート

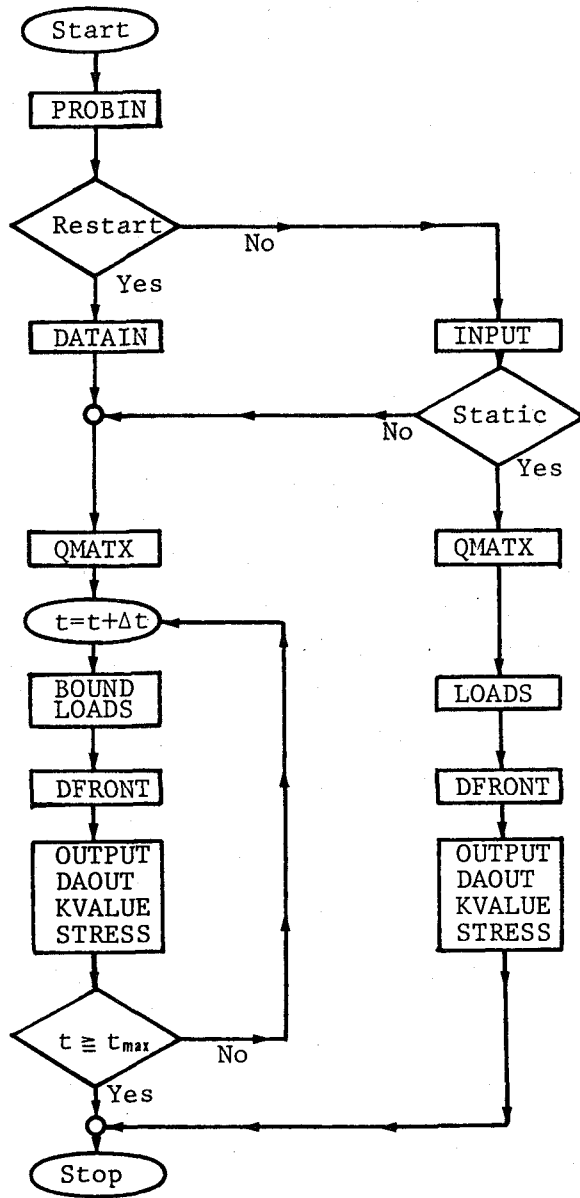


図 2.20 メインプログラムの構成

(2) 要素剛性・質量マトリックス作成モジュール

ここでは、要素の基本的なマトリックスを Q M A T X で作成する。平面ひずみ・平面応力・軸対称の問題に応じて、式(2-28)の応力-ひずみマトリックス $[D]$ を作成し、式(2-29)の要素剛性マトリックス $[K^e]$ と式(2-30)の要素質量マトリックス $[M^e]$ を数値積分によって計算する。動的解析の場合は $[Q^e] = [K^e] + [M^e]/(\beta \Delta t^2)$ 、静的解析の場合は $[Q^e] = [K^e]$ のマトリックスが作成される。

(3) 荷重ベクトル作成モジュール

このモジュールには、LOADS と BOUND のサブルーチンがある。LOADS では、与えられた荷重増分を分布荷重であれば式(2-31)から等価節点力に直して荷重ベクトル $\{\Delta F^e\}$ が作成される。また、BOUND は動的解析の途中で境界条件を変更可能にするためのものである。

(4) 連立方程式解法モジュール

動的解析の場合は式(2-36)の運動方程式、静的解析の場合は式(2-34)の平衡方程式の全体マトリックスが要素マトリックス $[Q^e]$ から D F R O N T で組立てられる。このとき必要な記憶容量を小さくでき、また、方程式を解く効率の点でも優れた方法として本プログラムでは、消去法の一つであるフロント法を用いている。フロント法の特長は、方程式の全体マトリックスを組立てながら同時に変数の消去を行うことで記憶容量の低減を可能にした点にある。従って、大次元の連立方程式を扱うことが容易にできる。動的解析では、方程式(2-36)の右辺に $\{\Delta F\}$ の他に $[M]$ を含む項があるが、これも全体マトリックスの組立てと同時に要素質量マトリックス $[M^e]$ から計算し、右辺ベクトルを作成して解く。

(5) 出力モジュール

出力モジュールには、OUTPUT, DAOUT, KVALUE と STRESS のサブルーチンがある。OUTPUT では特定の節点変位・速度・加速度が印刷され、DAOUT では特定の時刻 t から計算を再開できる解析情報のファイル出力が行われる。KVALUE は、動的応力拡大係数を計算するのに必要なステップ応答関数を比例外挿法で評価し出力するもので、STRESS は、特定の要素の応力を式(2-28)から計算して印刷する。

2・4・3 数値解析精度の検証

2・4・3・1 引張応力波がき裂に垂直に入射する場合

モードⅠの応力拡大係数のステップ応答関数 $h_I(t)$ を特異要素を用いない有限要素解析で評価する方法の数値計算精度について検討するため、Thauら¹⁸⁾ によって解析解が示された問題を本プログラムを用いて求め、ステップ応答関数 $h_I(t)$ の数値解と解析解の比較を行った。図2.21(a)に本プログラムで数値解析したThauらの問題を示す。長さ $2a$ のき裂の中央を原点とする直角座標系 (x, y) において、 x 方向に速度 c_I で伝播するステップ関数状の引張応力波 σ_i が y 軸上にあるき裂に垂直入射する場合、すなわち、図2.21(a)の動的応力拡大係数 $K_I(t)$ は、同図(b)と(c)のステップ関数状の表面力 $-\sigma_i$ をき裂面に作用させた散乱応力場の動的応力拡大係数 $K_I(t)$ と等しい。そこで、 x 軸と y 軸について対称性を持つ散乱応力場を有限要素解析し、ステップ応答関数 $h_I(t) = K_I(t) / K_I^{stat}$ を評価した。

要素分割の粗さが計算精度に及ぼす影響を調べるために、図2.21(b)と(c)の平面ひずみ4節点アイソパラメトリック要素の一辺がそれぞれ $a/5$ と $a/10$ であるモデルを用いてステップ応答関数 $h_I(t)$ を計算した。Thauらの解析解と比較するために材料のポアソン比 ν は $1/4$ とし、時間増分 Δt は、それぞれのモデルに対して、 $a/5c_I$ と $a/10c_I$ とした。この Δt は、膨張波が一要素伝播するのに要する時間に相当する。また、数値解析結果の表示には、 $\tau = c_I t / 2a$ の無次元化時間を用いることにする。なお、計算を安定に実行するため、Newmarkの加速度係数 β は $1/4$ とした。

モデル化においては、 x 軸と y 軸に関する散乱応力場の対称性の他に、き裂面で発生した散乱波が $x = 3.8a$ と $y = 4a$ に設けた固定境界で反射された後再びき裂先端へ到達するまでの無次元化時間 $\tau < 3$ の範囲に対して無限体中と同じ動的CODを計算できる点も考慮した。

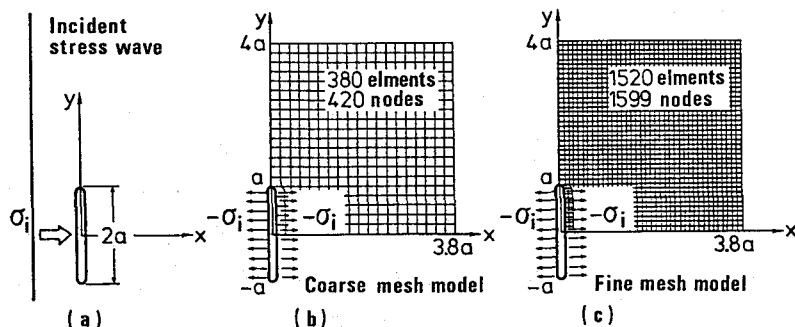
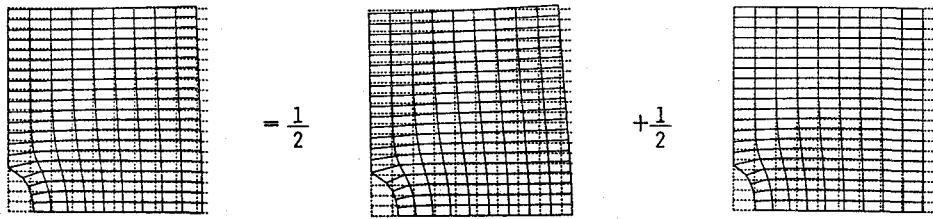
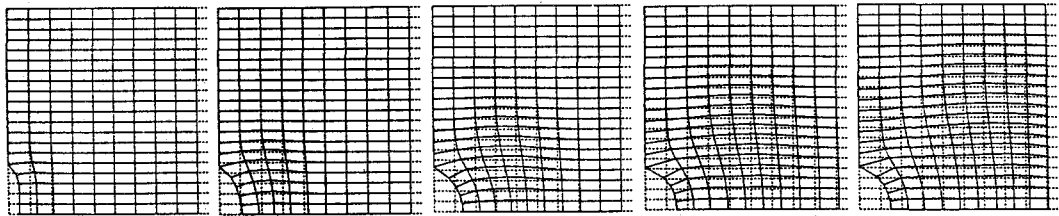


図2.21 引張応力波が長さ $2a$ のき裂に垂直入射した場合のステップ応答関数を数値解析するのに用いた要素分割と境界条件



(a) Static (b) Free boundary (c) Fixed boundary

図 2.22 静的な変形の有限要素解析結果 (変位を 500 倍に拡大)



(a) $\tau = 0.5$ (b) $\tau = 1.0$ (c) $\tau = 1.5$ (d) $\tau = 2.0$ (e) $\tau = 2.5$

図 2.23 動的な変形の有限要素解析結果 (変位を 500 倍に拡大)

図 2.22 は静的な有限要素解析結果の変位を実際より拡大して示した変形図である。図 2.22(a) が無限体中のき裂に $-\sigma_1$ の表面力を静的に作用させた場合の変形を表す。図 2.22(a) は、 $x = 3.8a$ と $y = 4a$ の境界で囲まれた有限の大きさのモデルを用いて、その境界が自由面である場合の図 2.22(b) に示した変位分布と固定境界である場合の図 2.22(c) に示した変位分布を有限要素解析で求めた後、その平均をとることにより無限体の場合の変位分布を近似的に計算した結果である。また、図 2.22(a) において、き裂面の各節点の x 方向変位 δ_x^{stat} が静的なき裂開口変位である。

図 2.23 は動的な解析結果を図 2.22 と同様に変位を拡大して示した変形図である。無次元化時間 $\tau = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ における変形が図 2.23 の(a), (b), (c), (d), (e) にそれぞれ示されている。動的解析で得られたき裂面各節点の x 方向変位 $\delta_x(\tau)$ が動的なき裂開口変位であり、図 2.22(a) の δ_x^{stat} すなわち静的なき裂開口変位との比 $\delta_x(\tau) / \delta_x^{stat}$ が、時間 τ とともに零から増大する様子を図 2.24 に示す。横軸の r/a はき裂先端からの距離 r を a で無次元化した値であり、図中の数字はそれぞれの無次元化時間 τ を表す。き裂先端 $r = 0$ にプロットした黒丸は、き裂から第 1 近接及び第 2 近接の位置にある節点の $\delta_x(t) / \delta_x^{stat}$ から直線外挿した値である。要素分割の異なる図 2.24 (a) と (b) の両方で、き裂の両端から散乱された膨張波、せん断波および Rayleigh 波が、それぞれ、き裂の中心 $r = a$ まで伝播して交差する時間 $\tau = 0.5, 0.866, \text{ および } 0.942$ の前後でき裂開口変

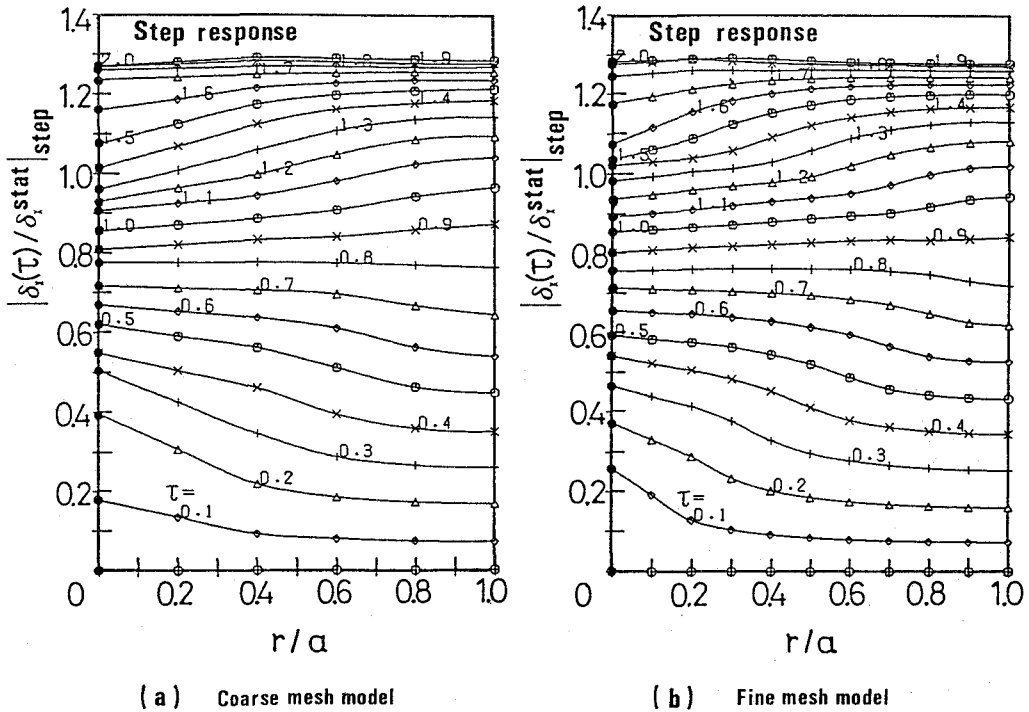


図 2.24 き裂開口変位の動的と静的の比とステップ応答関数の計算

位の比 $\delta_x(t)/\delta_x^{stat}$ は、 r に対してほぼ一定値をとることが分かる。き裂先端近くの $\delta_x(t)/\delta_x^{stat}$ がほぼ一定値を示すということは、その動的な変位場の r に対する分布形が静的な場合とよく一致していることを示し、き裂開口変位と応力拡大係数の比例関係に基づいて $r=0$ へ $\delta_x(t)/\delta_x^{stat}$ を比例外挿した値でステップ応答関数 $h_1(t)$ の高精度な推定値が与えられることが分かる。

図 2.25 に $\delta_x(t)/\delta_x^{stat}$ から比例外挿法で求めたステップ応答関数 $h_1(\tau)$ の時間変化を示す。白丸印と黒丸印は、それぞれ、粗い分割と細かい分割のモデルで式(2-43)からステップ関数状の表面力に相当する初速度 v_i を入力して解析されたステップ応答関数 $h_1(\tau)$ である。

図 2.25 で有限要素法によるステップ応答関数 $h_1(\tau)$ の数値解は、要素分割が粗い場合も細かい場合も $0.4 \leq \tau \leq 1.2$ の時間範囲内で実線の Thau らの解析解に良く一致した。この時間範囲は、図 2.24 でき裂先端近くの $\delta_x(t)/\delta_x^{stat}$ の値が r に対してほぼ一定値を示す時間領域であることが分かる。さらに、 $r=2a$ のき裂の先端で散乱された Rayleigh 波の到達により $h_1(\tau)$ の解析解が折れ曲がりを生じる時間 $\tau=1.884$ の直前で、ステップ応答関数 $h_1(\tau)$ の数値解に要素分割の細粗による影響が大きく現れていることが分かる。

図 2.26 は、ステップ関数状の表面力に相当する初速度 v_i を式(2-43)から計算

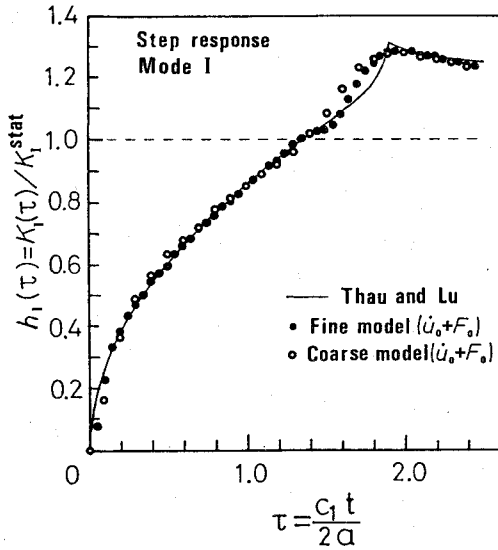


図2.25 要素分割の異なるステップ
応答関数の数値解と Thau
ら¹⁸⁾ の解析解の比較

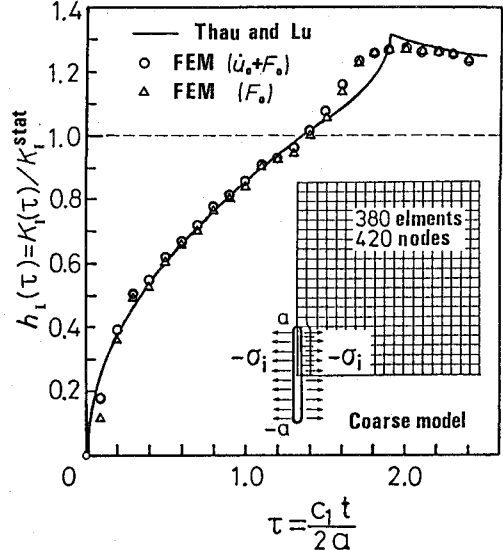


図2.26 初速度入力の有無による
ステップ応答関数の数値
解の違い

して初期条件として入力したことによるステップ応答関数 $h_1(t)$ の計算精度の向上について調べるため、図2.21(b)の要素分割が粗く時間増分 Δt の長いモデルにおいて初速度 v_i を入力した場合としない場合の解析結果を比較したものである。三角印が初速度を与えずに解析したステップ応答関数 $h_1(\tau)$ であり、Thauらによって示された実線の解析解と比較すると、同じ粗い分割のモデルを用いても初速度 v_i を入力した白丸印の方が入力しない三角印よりも立ち上がりの $\tau = 0.1$ で直ちに解析解に近づいていることが分かる。従って、式(2-43)で初期条件を考慮する方法によるステップ応答関数 $h_1(\tau)$ の計算精度向上が確かめられた。

実際の衝撃破壊問題や動的破壊じん性の測定において、破壊開始までの衝撃荷重波形はステップ関数状でなく、時間 t に比例して増加するランプ状の波形で近似される。そこで、この場合の計算精度の検証を行うため、ランプ応答関数 $\alpha_1(t)$ を

$$\alpha_1(t) = \frac{1}{t} \int_0^t h_1(\tau) d\tau \quad (2-44)$$

と図2.25と図2.26のステップ応答関数から求めた。

図2.27にThauらの解析解から計算されたランプ応答関数 $\alpha_1(\tau)$ を実線で、ステップ応答関数 $h_1(\tau)$ の数値解から求めたランプ応答関数 $\alpha_1(\tau)$ は、それぞれ、図2.25と図2.26の $h_1(t)$ の記号を用いて示した。黒丸印と白丸印のランプ

応答関数 $\alpha_I(\tau)$ は、 $\tau \geq 1.0$ において、実線と 2% の誤差範囲内で一致する。しかし、三角印で示された初速度を入力しない場合のステップ応答関数 $h_I(\tau)$ から算出したランプ応答関数 $\alpha_I(\tau)$ は誤差 2% 以内になる時間が $\tau \geq 1.7$ と初速度 v_i を入力した場合の $h_I(\tau)$ を用いて計算した場合に比べて遅くなることが明らかである。

以上の数値解析結果より、比較的粗い要素分割でステップ応答関数 $h_I(\tau)$ を評価しても図 2.27 の黒丸印と白丸印のランプ応答関数 $\alpha_I(\tau)$ のように実際の衝撃時における動的応答を高精度に計算できることが分かる。

2.4.3.2 面内せん断応力波がき裂に垂直に入射する場合

引張応力波が有限な長さのき裂に垂直入射するモード I の数値解析と同様にして、モード II の応力拡大係数に対するステップ応答関数 $h_{II}(t)$ を評価した場合の数値解析精度についても検討した。速度 c_2 で x 方向に伝播してきたステップ関数状のせん断応力波 $\sigma_{xy}^{(1)}$ が、図 2.21(a) の y 軸上にある長さ $2a$ のき裂に入射すると、き裂にはモード II の面内せん断変形が生じる。この問題の動的応力拡大係数 $K_{II}(\tau)$ は、ステップ関数状の表面力 $-\sigma_{xy}^{(1)}$ をき裂面に作用させた散乱応力場に対する動的応力拡大係数 $K_{II}(\tau)$ と等しい。そこで、 x 軸と y 軸について逆対称性を持つ散乱応力場を有限要素解析し、モード II の応力拡大係数に関するステップ応答関数 $h_{II}(t) = K_{II}(t)/K_{II}^{stat}$ を評価して、Thauらの解析解と比較した。

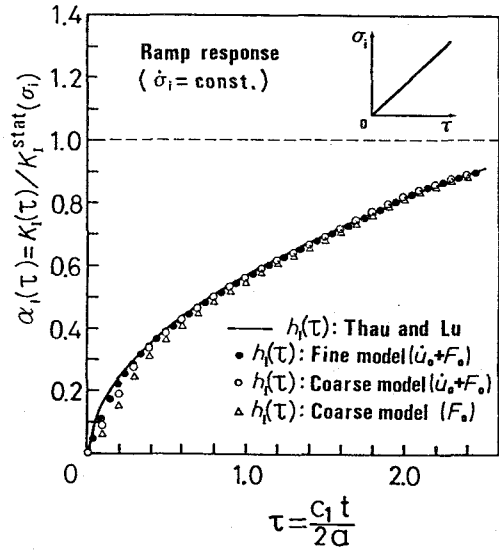


図 2.27 応力速度一定で立ち上がる引張波に対するランプ応答関数の重ね合わせによる計算結果

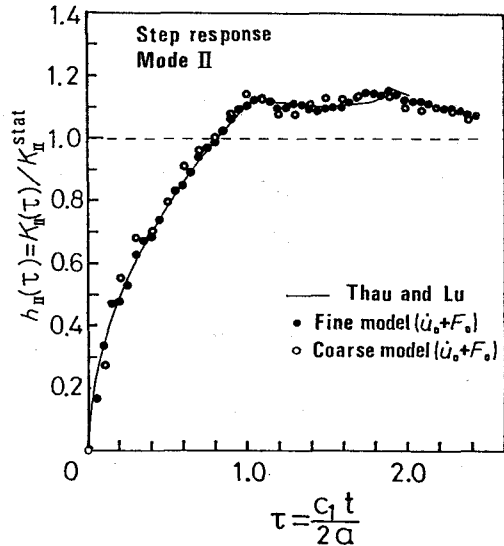


図 2.28 面内せん断応力波が長さ $2a$ のき裂に垂直入射した際のモード II のステップ応答関数の時間変化

この解析においても、モードⅠの場合と同様に要素分割の粗さが計算精度に及ぼす影響を調べるため、図2.21 (b), (c)と同じく、平面ひずみ4節点アイソパラメトリック要素の一辺が、それぞれ、 $a/5$ と $a/10$ であるモデルを用いてステップ応答関数 $h_{II}(t)$ を計算した。その他のポアソン比 ν や時間増分 Δt などもモードⅠの解析と同じ条件である。

図2.28 にき裂面各節点の動的な y 方向変位 $\delta_y(\tau)$ と静的な変位 δ_y^{stat} の比を $\tau=0$ のき裂先端に直線外挿して求めたモードⅡのステップ応答関数 $h_{II}(\tau)$ の時間変化を示す。白丸印と黒丸印はそれぞれ粗い分割と細かい分割のモデルで有限要素解析されたステップ応答関数 $h_{II}(\tau)$ で、実線のThauら¹⁸⁾の解析解に良く一致していることが分かる。従って、モードⅡの場合にもステップ応答関数が高い精度で計算できることが確かめられた。

2.5 結 言

本章では、衝撃破壊に対する強度評価に実用できる解析法を念頭におき、衝撃荷重により発生する応力波がき裂に入射したとき現れる特異応力場を解析する方法について考察して、ステップ応答関数の重ね合わせによって動的応力拡大係数を簡便に評価する手法を提案した。そして、このステップ応答関数を数値解析するための計算プログラムを開発した。以下にその特長を示す。

(1) 数値解析コード

開発した有限要素法に基づく数値解析コードの特長は、特異要素を用いなくとも高精度にステップ応答関数を計算できる点にある。また、任意の衝撃荷重波形に対する動的応力拡大係数をステップ応答関数の重ね合わせによって求めるので、ステップ応答関数を一度数値解析しておけば、構造部材に想定される実働波形や衝撃破壊試験において実測される荷重波形に対する動的応力拡大係数が、効率よく正確に評価することができる。

(2) 数値解析精度

開発したステップ応答関数の有限要素解析プログラムは、Thauら¹⁸⁾によって解析解の示された問題を数値解析し、その数値解と解析解を比較することで精度を検証した結果、比較的粗い要素分割により実用上十分に高い精度で動的応力拡大係数の計算が可能であることを明らかにした。

第3章 破壊じん性試験片の動的挙動

3.1 緒言

衝撃荷重を受ける構造物の破壊に対する安全性を評価するためには、物体の慣性力を考慮した破壊の動力学的处理が不可欠である。破壊の動力学では、衝撃荷重の作用によって構造部材中に生じる応力や変位が慣性力のために静的な場合と異なったものになるので、き裂を有する部材の動的挙動を解析することが必要であり、さらに、一般に材料の破壊じん性が負荷速度依存性をもつため、構造材料の動的破壊じん性を正しく測定しなければならない。このように材料の動的破壊じん性が測定されて、はじめて構造物の衝撃破壊強度を正確に評価することが可能になるが、衝撃荷重下における動的破壊じん性の測定は、破壊じん性試験片の静的挙動と動的挙動が著しく異なり、主に次の3つの問題があるため、未だに標準的な試験法が確立されていない。

その第1の問題点は、衝撃荷重により生じる応力波が試験片中を伝播する挙動の正確な測定が困難なことである。この波の伝播により形成される応力場は、静的な荷重を作用させた場合の応力場と全く異なり、圧縮の衝撃荷重を与えても反射によって引張の応力場が現われたり、分散の影響を受けて応力波形が変化したりする。

第2の問題点は、衝撃荷重を受けたときのき裂先端での特異応力場の評価方法である。衝撃荷重による応力波が試験片中のき裂に入射すると、き裂は慣性力の影響を受けて変形するため、き裂先端近傍での特異応力場の強度は静荷重が作用した場合と異なるものとなる。

第3の問題点は、破壊開始時刻の検出法である。衝撃荷重下の材料の動的破壊じん性の測定において、破壊の開始、すなわち、き裂が進展し始める時刻の正確な検出は非常に難しい。静的な荷重下での破壊じん性試験に準拠した方法でこれを検出しようとした場合、動的な効果による真の破壊開始時刻と検出時刻の間に差が生じないかどうか十分に検討する必要がある。

ここでは、以上の3つの問題点について考えるために、従来の衝撃あるいは静的破壊試験においてよく用いられてきた破壊じん性試験片の動的挙動を解析する。最初に、円周切欠丸棒試験片に対して、Hopkinson 棒法による測定と、⁵⁴⁾ Pochhammer の方程式による分散の影響評価⁵⁵⁾ について述べ、Costinら⁵⁹⁾ の実験における動的応力拡大係数をステップ応答関数の重ね合わせにより計算し、動的破壊じん性測定上の問題点を明らかにする。次に、三点曲げ試験片の動的挙動を力学解析し、支持条件の変化に関する問題のあることを示す。さらに、コンパクト引張試験片の動的挙動を解析した結果から三点曲げの場合と同様な問題のあることを示し、最後に、3つの試験片の動的挙動を比較することによって、高負荷速度下における材料の動的破壊じん性の測

定に最も適した試験片形状の検討を行う。

3・2 円周切欠丸棒試験片

3・2・1 衝撃荷重により発生する丸棒中の応力波

3・2・1・1 一次元応力波伝播理論

一般に、固体と固体の衝突や爆発などによって、材料を高速で変形・破壊させる試験を衝撃試験と呼ぶ。衝撃試験の場合、試験片の変形挙動は応力波の伝播によって支配される。従って、試験片に作用する衝撃荷重を正確に評価するために、応力波の伝播理論に基づく測定方法が開発された。その方法として最も広く用いられているのが、Hopkinson 棒法である。^{54-66, 74-76, 81-84)}

Hopkinson 棒法は、試験片の両端に接する弾性棒中の応力波の伝播から試験片に作用する衝撃荷重を算出するものである。Hopkinson 棒法では、『応力波が弾性棒中を一次元的に伝播し、応力波の分散は無視できるもの』と仮定している。最初に、この仮定を満足する断面が一樣で細い丸棒の中を伝播する一次元弾性波について述べ、⁵³⁾次に、Hopkinson 棒法を用いた衝撃破壊試験方法の一例⁵⁹⁾を示す。

丸棒の中心軸に沿って x 軸をとり、軸に垂直な断面には断面内で一樣に分布する軸応力のみが作用する場合、一次元の運動方程式は次式のようになる。

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma}{\partial x} \quad (3-1)$$

ここで、 ρ は棒の密度、 u は任意断面の x 方向の変位、 σ は軸方向応力を表わす。軸方向のひずみ ε と応力 σ の関係は、

$$\sigma = E \varepsilon \quad (3-2)$$

であり、ひずみ ε は次式で定義される。

$$\varepsilon = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3-3)$$

従って、運動方程式(3-1) から次の一次元波動方程式が導かれる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} ; \quad c_0 = \left(\frac{E}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-4)$$

波動方程式の解は、2つの任意関数 φ_+ 、 φ_- を用いて、

$$u(x, t) = \varphi_+(x - c_0 t) + \varphi_-(x + c_0 t) \quad (3-5)$$

で与えられる。この解の φ_+ 、 φ_- は、それぞれ、 x 軸の正、または負の方向に c_0 の速度で伝わる波を表す。また、粒子速度 v_{\pm} とひずみ ε_{\pm} は、解 φ_{\pm} を t または x で偏微分して、

$$v_{\pm} = \frac{\partial \varphi_{\pm}}{\partial t} = \mp c_0 \varphi_{\pm}' \quad (3-6)$$

$$\varepsilon_{\pm} = \frac{\partial \varphi_{\pm}}{\partial x} = \varphi_{\pm}' \quad (3-7)$$

となる。ここで、 φ_{\pm}' は解 φ_{\pm} の引数 $x \mp c_0 t$ による微分を表す。上式より、ひずみ ε_{\pm} と粒子速度 v_{\pm} の間には次の関係がある。

$$v_{\pm} = \mp c_0 \varepsilon_{\pm} \quad (3-8)$$

また、軸方向応力 σ_{\pm} とは、

$$\sigma_{\pm} = \mp \rho c_0 v_{\pm} \quad (3-9)$$

の関係になる。

最も単純な『静止していた長い丸棒に材料も直径も同じ長さ L の丸棒が、速度 $2V$ で衝突する』場合の応力波の伝播は、図3.1で示される。衝撃端の速度が V となることから、両方の丸棒中に圧縮応力 $\sigma_{\pm} = -\sigma_0 = -\rho c_0 V$ が発生してそれぞれ逆方向に伝播する。図の $x = -L$ の自由端へ時刻 $t = L/c_0$ に圧縮応力波 σ_- が到達すると、反射が起きて、 x の正方向に伝播する引張応力波 $\sigma_+ = \sigma_0$ が生じる。すなわち、圧縮応力波 σ_- と引張応力波 σ_+ により、 $\sigma_- + \sigma_+ = 0$ となり、境界条件が満たされる。また、圧縮応力パルスの持続時間は $T = 2L/c_0$ となる。

円周切欠丸棒を用いた衝撃破壊試験において、Hopkinson棒法を応用した最初は、Costinらの実験⁵⁹⁾である。その試験の概要は、図3.2に示すように、爆薬を用いて引張の応力波を発生させ、Hopkinson棒を兼ねる試験片の予き裂から1直径(25.4 mm)離れた位置に貼ったひずみゲージによりき裂を透過する応力

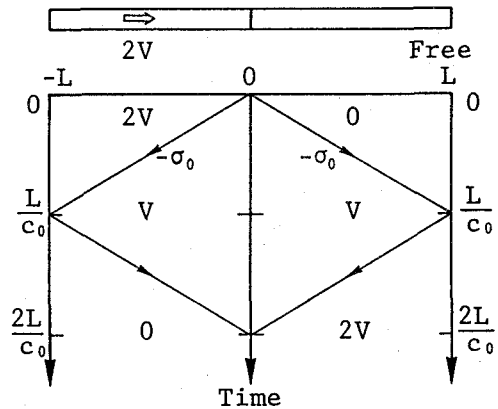


図3.1 丸棒の縦衝撃による一次元応力波の伝播

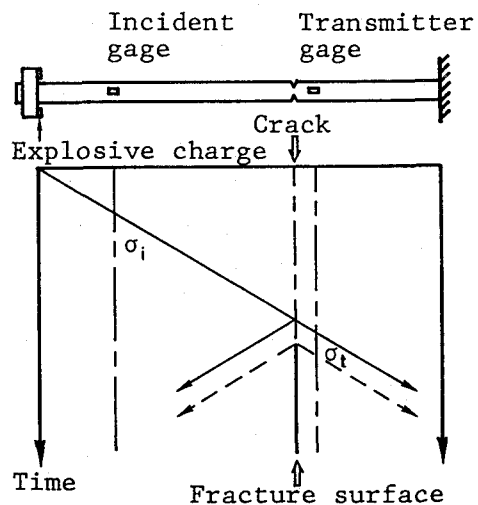


図3.2 Hopkinson棒法に基づく円周切欠丸棒を用いた衝撃破壊試験の概要

波を測定するものである。そして、透過応力に断面積を乗じて計算した予き裂に作用する衝撃荷重 $P(t)$ と、同時に光学的な方法で測定したき裂開口変位のデータに対して、静的な破壊じん性試験の評価基準を適用して破壊開始時の臨界荷重 P_c を決定し、次に、 P_c を静的な応力拡大係数の評価式に代入することによって、動的破壊じん性 $K_{I,d}$ を求めている。従って、衝撃荷重は正しく評価されているが、静的な評価方法に則って動的破壊じん性を正確に測定できるかどうかは疑問である。この問題点については、3・2・4 で改めて詳細な検討を行う。

3・2・1・2 軸対称応力波伝播理論

Hopkinson 棒法では、軸方向の応力と変形だけを仮定した一次元応力波伝播が成立するものとし、分散は無視していた。しかし、Costinら⁵⁹⁾ が衝撃破壊試験片として用いたような太い丸棒中の縦波の伝播を取り扱うためには、分散を考慮する必要がある。その方法として、Pochhammerあるいは Chreeが丸棒中を伝播する縦波・曲げ波・ねじり波という弾性波に対して一般的な運動方程式から導出した関係式を用いて取り扱う方法がある。⁵³⁾ ここでは、縦波について考え、分散の影響を補正して正しくき裂に入射する応力波を評価する方法について検討する。⁵⁵⁾

今、 z 方向に伝播する軸対称な応力波 $\phi(z, t)$ は、位相速度 c_p の正弦波の重ね合わせによって、次のように書き表すことができる。

$$\phi(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(p) \exp\{i(qz - pt)\} dp \quad (3-10)$$

ここで、 p は角振動数、 q は波数、位相速度は $c_p = p/q$ である。 $\Psi(p)$ は、 $z = 0$ における応力 ϕ の時間変化が測定できれば、

$$\Psi(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(0, t) \exp(ipt) dt \quad (3-11)$$

のフーリエ変換によって与えられる。

まず、次の円柱座標の r 方向および z 方向の変位成分をもつ波数 q の正弦波の位相速度 $c_p = p/q$ を運動方程式から導出する方法について考える。

$$u_r = \varphi_r(r) \exp\{i(qz - pt)\} \quad (3-12)$$

$$u_z = \varphi_z(r) \exp\{i(qz - pt)\} \quad (3-13)$$

ここで、縦波の軸対称性から θ 方向の変位成分 u_θ は零とする。

円柱座標で表した二次元軸対称運動方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = c_1^2 \frac{\partial e}{\partial r} + c_2^2 \frac{\partial \omega}{\partial z} \quad (3-14)$$

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = c_1^2 \frac{\partial e}{\partial z} - c_2^2 \frac{1}{r} \frac{\partial(r\omega)}{\partial r} \quad (3-15)$$

ここで、 e は体積ひずみで、次式で与えられる。

$$e = \frac{1}{r} \frac{\partial(r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (3-16)$$

$$e = \varphi_e(r) \exp\{i(qz - pt)\}$$

$$\varphi_e(r) = \frac{\partial}{\partial r} \varphi_r(r) + \frac{\varphi_r(r)}{r} + i q \varphi_z(r)$$

また、 ω は $r z$ 平面に垂直な θ 軸まわりの回転を表わし、次式で表わされる。

$$\omega = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \quad (3-17)$$

$$\omega = \varphi_\omega(r) \exp\{i(qz - pt)\}$$

$$\varphi_\omega(r) = i q \varphi_r(r) - \frac{\partial}{\partial r} \varphi_z(r)$$

これを運動方程式(3-14)と式(3-15)に代入すると、次式が得られる。

$$-p^2 \varphi_r = c_1^2 \frac{\partial \varphi_e}{\partial r} + i q c_2^2 \varphi_\omega \quad (3-18)$$

$$-p^2 \varphi_z = i q c_1^2 \varphi_e - c_2^2 \frac{1}{r} \frac{\partial(r \varphi_\omega)}{\partial r} \quad (3-19)$$

さらに、式(3-16)と式(3-17)に式(3-18)と式(3-19)を代入すると、次式が導かれる。

$$\frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_e}{\partial r} + k_1^2 \varphi_e = 0 \quad (3-20)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_\omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_\omega}{\partial r} - \frac{\varphi_\omega}{r^2} + k_2^2 \varphi_\omega = 0 \quad (3-21)$$

ここで、

$$k_1^2 = \frac{p^2}{c_1^2} - q^2, \quad k_2^2 = \frac{p^2}{c_2^2} - q^2 \quad (3-22)$$

とする。式(3-20)は $k_1 r$ を変数とする 0 次の Bessel 微分方程式であり、また、式(3-21)は $k_2 r$ に関する 1 次の Bessel 微分方程式である。この Bessel 微分方程式の解の中で中心軸 $r=0$ 上において φ_e と φ_ω が有限値をとるものは、0 次と 1 次の Bessel 関数 J_0 、 J_1 を用いて、

$$\varphi_e(r) = -\frac{p^2}{c_1^2} C_0 J_0(k_1 r) \quad (3-23)$$

$$\varphi_\omega(r) = i \frac{p^2}{c_2^2} C_1 J_1(k_2 r) \quad (3-24)$$

と書き表せる。ここで、 C_0 と C_1 は定数である。

式(3-12)の $\varphi_r(r)$ と式(3-13)の $\varphi_z(r)$ は、式(3-16)と(3-17)および式(3-23)と式(3-24)より、

$$\varphi_r(r) = C_0 \frac{\partial}{\partial r} J_0(k_1 r) + C_1 q J_1(k_2 r) \quad (3-25)$$

$$\varphi_z(r) = C_0 i q J_0(k_1 r) + \frac{C_1}{r} i \frac{\partial}{\partial r} \{r J_1(k_2 r)\} \quad (3-26)$$

となる。

半径 R の丸棒側面が自由表面である条件は、 $\sigma_{r\theta}(r, \theta, z) = 0$ より、

$$\sigma_{rr}(R, \theta, z) = 0 \quad ; \quad \lambda \varphi_e + 2\mu \frac{\partial \varphi_r}{\partial R} = 0 \quad (3-27)$$

$$\sigma_{rz}(R, \theta, z) = 0 \quad ; \quad i q \varphi_r + \frac{\partial \varphi_z}{\partial R} = 0 \quad (3-28)$$

である。ここで、

$$\left. \frac{\partial(\quad)}{\partial R} = \frac{\partial(\quad)}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (3-29)$$

と記す。そして、式(3-27)と式(3-28)より、次式が得られる。

$$C_0 \left[\frac{c_2^2}{\rho} \frac{\partial J_0(k_1 R)}{\partial R} - \frac{\lambda p^2}{c_1^2} J_0(k_1 R) \right] + C_1 q \frac{c_2^2}{\rho} \frac{\partial J_1(k_2 R)}{\partial R} = 0 \quad (3-30)$$

$$2 C_0 q \frac{\partial J_0(k_1 R)}{\partial R} + C_1 \left(2 q^2 - \frac{p^2}{c_2^2} \right) J_1(k_2 R) = 0 \quad (3-31)$$

上式は C_0 と C_1 に関する同次方程式であるから C_0 と C_1 が共に零でない解をもつためには、係数行列式が零でなければならない。すなわち、

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1-2\nu}{\nu} \frac{\partial J_0(k_1 R)}{\partial R} - \frac{c_p^2}{c_1^2} J_0(k_1 R) \right] \left(\frac{c_p^2}{c_2^2} - 2 \right) J_1(k_2 R) \\ & + 2 \frac{1-2\nu}{\nu} \frac{\partial J_0(k_1 R)}{\partial R} \frac{\partial J_1(k_2 R)}{\partial R} = 0 \end{aligned} \quad (3-32)$$

$$c_p = \frac{p}{q} = \frac{\Lambda p}{2\pi}, \quad k_1 = \frac{2\pi}{\Lambda} \left(\frac{c_p^2}{c_1^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad k_2 = \frac{2\pi}{\Lambda} \left(\frac{c_p^2}{c_2^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

の位相速度 c_p と波長 Λ に関する分散関係式が得られる。

前節で述べた一次元理論に基づく弾性応力波の伝播速度 c_0 を用いると、膨張波の伝播速度 c_1 は、

$$c_1^2 = \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} c_0^2 \quad (3-33)$$

となり、同様に、変形波の伝播速度 c_2 は、

$$c_2^2 = \frac{1}{2(1+\nu)} c_0^2 \quad (3-34)$$

となるので、ポアソン比 ν の値が決まると式(3-32)は無次元量 c_p/c_0 と R/λ の関係式となる。

0次と1次のBessel関数は、

$$J_0(k_1 R) = 1 - \frac{1}{4}(k_1 R)^2 + \frac{1}{64}(k_1 R)^4 - \dots + \frac{(-1)^n}{(n!)^2} \left(\frac{k_1 R}{2}\right)^{2n} \quad (3-35)$$

$$J_1(k_2 R) = \frac{1}{2} k_2 R - \frac{1}{16}(k_2 R)^3 + \dots + \frac{(-1)^n}{n!(n+1)!} \left(\frac{k_2 R}{2}\right)^{2n+1} \quad (3-36)$$

で与えられるので、ポアソン比 $\nu = 0.3$ として式(3-32)の数値解を二分法のプログラム¹¹⁰⁾で求めると、図3.3に示すようになる。ただし、この解は c_p/c_0 が最も小さいモードのものを示している。

位相速度 c_p は R/λ が零に近い場合、

$$\frac{c_p}{c_0} = 1 - \nu^2 \pi^2 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \quad (3-37)$$

で近似でき、波長 λ が半径 R に比べて大きい場合に c_0 に近い値になることが分かる。しかし、図3.3に示したように、 λ が R に比べて小さい場合、一次元伝播理論が適用できなくなり、関係式(3-32)から求められる c_p/c_0 と R/λ との関係を用いて分散の影響を考慮することが必要になる。

次に、実測された応力波形の分散による変化の計算手順について具体的に述べる。任意の応力波を正弦波の重ね合わせで表した場合に波長 λ の正弦波に対する係数 ψ は、式(3-11)を高速フーリエ変換 (fast Fourier transform: FFT) のプログラム¹²¹⁾で実行することにより容易に計算できる。一方、波長 λ の正弦波の位相速度 c_p は、分散関係式(3-32)から、図3.3のように求められる。従って、応力波がある距離 Δz 進んだときの各正弦波の位相の遅れを考慮して、その重ね合わせを行うと Δz における波形が推測できる。

例として、図3.4に示した直径25 mmの長短2本のアルミニウム合金丸棒の縦衝撃において丸棒の自由端から250 mm離れた位置に貼ったひずみゲージにより実測され

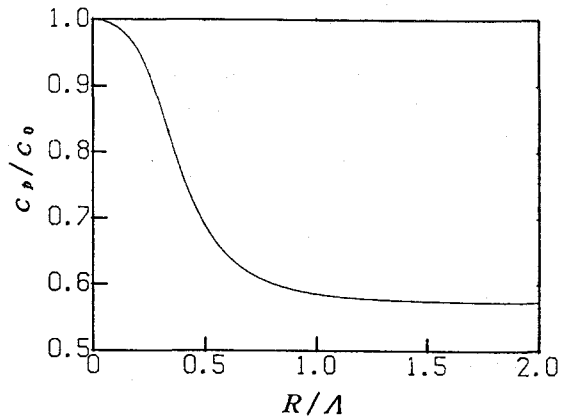


図3.3 分散関係式から求めた丸棒中を伝わる波長 λ の正弦波の位相速度 c_p

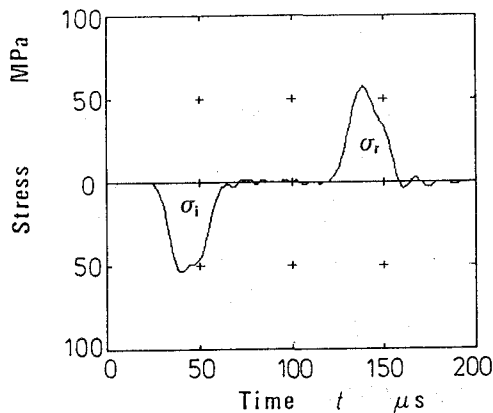


図3.4 太い丸棒の縦衝撃により発生する応力波の実測例

表3.1 圧縮応力波の実測波形に対する Fourier係数の計算結果

m	$\frac{R}{\Lambda}$	$\frac{X(m)}{X(0)}$	m	$\frac{R}{\Lambda}$	$\frac{X(m)}{X(0)}$
1	0.0195	0.9410	12	0.2344	0.0177
2	0.0391	0.7410	13	0.2539	0.0191
3	0.0586	0.4862	14	0.2734	0.0093
4	0.0781	0.2584	15	0.2930	0.0027
5	0.0977	0.0873	16	0.3125	0.0063
6	0.1172	0.0338	17	0.3320	0.0063
7	0.1367	0.0802	18	0.3516	0.0026
8	0.1563	0.0809	19	0.3711	0.0135
9	0.1758	0.0672	20	0.3906	0.0092
10	0.1953	0.0250	21	0.4102	0.0133
11	0.2148	0.0102	22	0.4297	0.0105

た応力波の伝播について説明する。図中の σ_i が圧縮の入射波で、 σ_r が自由端で反射された引張波である。この例では $\Delta t = 0.5 \mu s$ 毎にデジタル計測した入射波のデータ数が86個となるが、高速フーリエ変換のプログラムにおいてデータ数を $N = 2^L$ とするので、前後に42個の零のデータを付加して係数を計算する。128個の入射波形データ $\sigma_i(0), \sigma_i(1), \dots, \sigma_i(N-1)$ を与える式(3-10)は、近似的に

$$\sigma_i(n) = \frac{X(0)}{2} + \sum_{m=1}^{\frac{1}{2}N-1} X(m) \cos\left\{\frac{2\pi m}{N}n - \phi(m)\right\} + \frac{X(\frac{1}{2}N)}{2} \cos(\pi n) \quad (3-38)$$

と書き表せる。係数 $X(m)/X(0)$ の計算結果は、 m が23以上で $1/100$ 以下となり、 m が65以上では 10^{-5} 以下と小さくなる。

波長 $\Lambda(m)$ の正弦波の位相速度 $c_p(m)$ は、

$$c_p(m) = \frac{m}{N\Delta t} \Lambda(m) \quad (3-39)$$

を分散関係式(3-32)に代入し、二分法のプログラムにより解いて求める。この位相速度 $c_p(m)$ から反射波を計測した位置に $\Delta z = 500 \text{ mm}$ 進んだときの位相の遅れ $\phi_{\Delta z}(m)$ は、

$$\phi_{\Delta z}(m) = \frac{2\pi m \Delta z}{c_0 N \Delta t} \left\{ \frac{c_0}{c_p(m)} - 1 \right\} \quad (3-40)$$

と一次元理論による応力波の伝播速度 c_0 による時間原点の移動 $\Delta z/c_0$ も考慮して与えられる。

従って、反射波の波形データ $\sigma_r^{\text{pred}}(0), \sigma_r^{\text{pred}}(1), \dots, \sigma_r^{\text{pred}}(N-1)$ は、

$$\sigma_r^{\text{pred}}(n) = \frac{X(0)}{2} + \sum_{m=1}^M X(m) \cos\left\{\frac{2\pi m}{N}n\Delta t - \phi(m) - \phi_{\Delta z}(m)\right\} \quad (3-41)$$

で予測計算できる。ここで、 M は、係数 $X(m)/X(0)$ の計算結果が無視できる程小さくなる m の値である。図3.5に σ_r^{pred} の波、すなわち、 σ_i の波が250 mm進み自由端で反射して、さらに250 mmの距離を戻って来た波の形を推定した結果を示す。実測した反射波 σ_r と予測計算した σ_r^{pred} を比較すると、分散による波形の変化の推定結果が実際とよく一致していることが分かる。従って、円周切欠丸棒試験片のような比較的太い丸棒中の応力波の伝播もこの方法によって高精度に推定することが可能である。

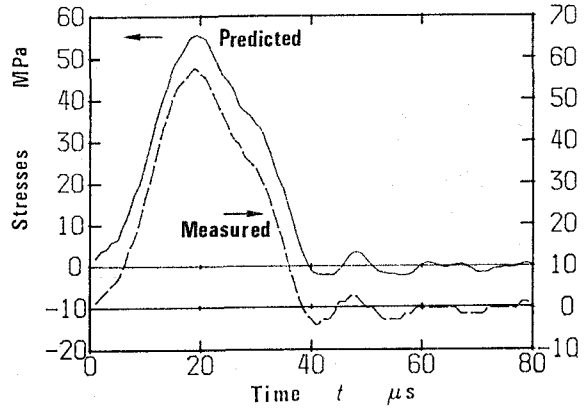


図3.5 自由端での反射によって生じる引張応力波の予測結果(実線)と実測波形(破線)の比較

3.2.2 円周切欠丸棒試験片のステップ応答関数の解析

3.2.2.1 有限要素解析モデル

円周切欠丸棒 (circumferentially notched round bar; CNRB) 試験片を用いた衝撃破壊試験における動的応力拡大係数 $K(t)$ は、実験で測定される任意の入射応力波形 $\sigma_i(t)$ に対して、

$$K(t) = A \int_0^t h(t-\tau) \dot{\sigma}_i(\tau) d\tau \quad (3-42)$$

のステップ応答関数 $h(t)$ の重ね合わせによって簡便で効率よく評価できる。ここで、定数 A は、円周切欠丸棒試験片の両端に一樣な引張応力 σ が準静的に作用した場合の応力拡大係数 K^{stat} と応力 σ の間の比例係数で、次式で与えられる。^{2) (106-7)}

$$K^{stat}(\sigma) = A\sigma$$

$$A = \frac{\sqrt{\pi} b (1-\xi)}{2\xi^2} (1 + 0.5\xi + 0.375\xi^2 - 0.363\xi^3 + 0.731\xi^4) \quad (3-43)$$

ここに、 $\xi = b/R$ であり、 b はligamentの半径、 R は丸棒の半径である。

式(3-42)中のステップ応答関数 $h(t)$ は、以下のようにして有限要素法により求められる。

円周切欠丸棒試験片において、断面内で一樣な応力分布をもつ引張応力波 σ_i がき裂に入射する図3.6(a)の問題の応力・変位場は、図3.6(b)のき裂面に $-\sigma_i$ の表面力が作用した散乱場と、図3.6(c)のき裂のない丸棒に σ_i が入射した場の

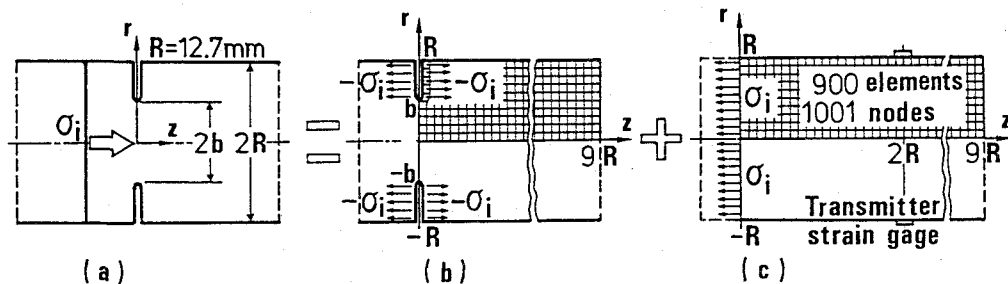


図 3.6 円周切欠丸棒試験片に対する要素分割と境界条件

重ね合わせに等しい。図 3.6 (c) の入射応力場には 特異性がないことから 図 3.6 (a) と (b) の応力拡大係数は等しくなり、図 3.6 (b) を有限要素解析することにより、図 3.6 (a) の応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$ が評価できる。ここで、図 3.6 (b) の 散乱応力場のき裂面に関する対称性を利用することにより、解析領域は 図 3.6 (a) の $1/2$ となり、さらに、 $9R$ の有限長さの領域に限定して 4 節点アイソパラメトリック軸対称要素を用いて分割した。この長さがあれば、モデルの他端で反射された波が再度き裂に到達するまでの $9R/c_0$ の時間、無限に長い場合と同じ $h(t)$ の解析結果が得られる。

実際の計算に用いたモデルは、半径 $R=12.7\text{ mm}$ の円周切欠丸棒試験片を想定し、ligament 半径 b を $0.5R$, $0.4R$, $0.3R$ と変えた。要素の 1 辺の長さは $R/10$ にとり、要素総数は 900 個である。モデルの $z=9R$ は自由端とし、鉄鋼材料を想定してヤング率 $E=210\text{ GPa}$ とポアソン比 $\nu=0.29$ および密度 $\rho=7800\text{ kg/m}^3$ を与えた。また、Newmark の係数 β は $1/4$ とし、時間増分 $\Delta t=0.2\text{ }\mu\text{s}$ で解析した。

図 3.7 は き裂部の ligament 半径 b が $0.4R$ のモデルに対し、静的な有限要素解析を行って求めた変位の計算結果を実際より拡大して示した変形図である。円周き裂に $-\sigma_i$ の表面力を静的に作用させ、モデルの $z=9R$ の境界は自由端として計算した。図中のき裂面の各節点の z 方向変位が静的なき裂開口変位 δ^{stat} となる。また、位置 $z \geq 2R$ で変位は一様となり、応力はき裂から一直径以上離れたところではほぼ零となる。

図 3.8 は 動的有限要素解析結果の変位を 図 3.7 と同様に拡大して示した変形図である。き裂に応力波が入射してから時間 $t=10\text{ }\mu\text{s}$ 後の (a)、 $20\text{ }\mu\text{s}$ 後の (b)、 $30\text{ }\mu\text{s}$ 後の (c) と変位の波が伝播している様子が分かる。実際の試験片の変形は、図 3.8 の散乱応力場の解析結果にき裂のない入射応力場の解析結果を重ね合わせて計算され、動的なき裂開口変位 $\delta(t)$ は散乱応力場の解析結果によって決定されることが分かる。

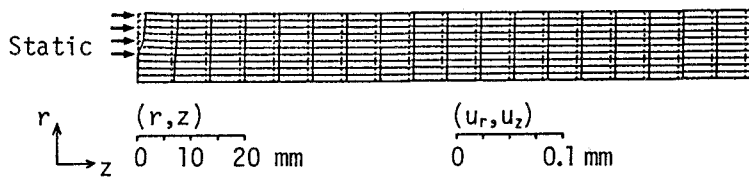


図 3.7 静的な変形の有限要素解析結果

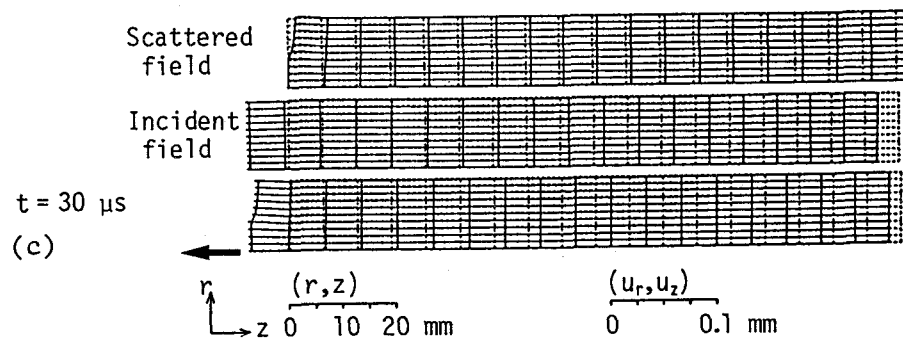
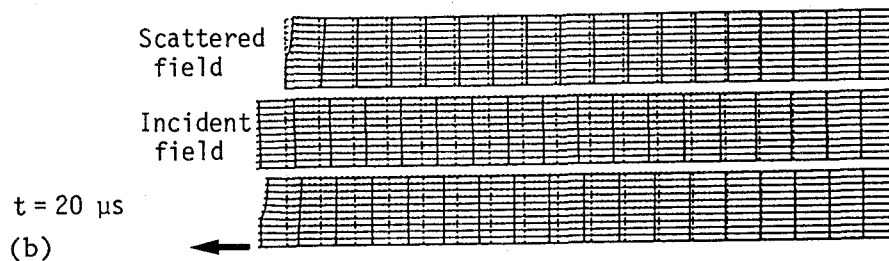
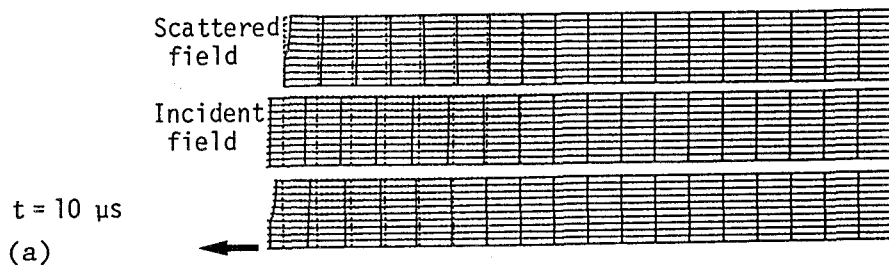


図 3.8 動的な変形の有限要素解析結果

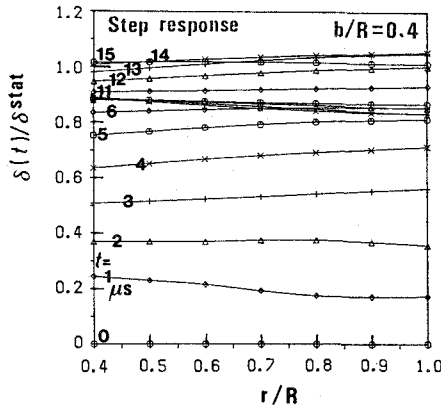


図3.9 き裂開口変位の動的と静的の比の計算結果

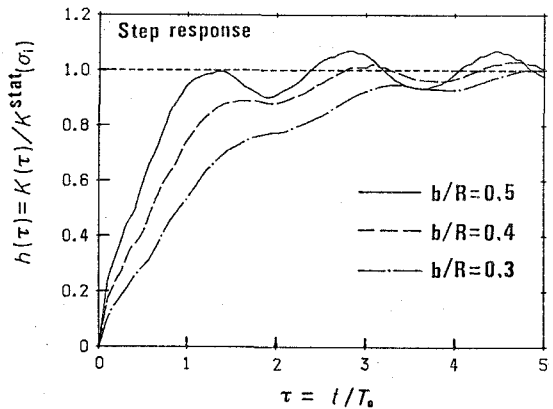


図3.10 円周切欠丸棒試験片の応力拡大係数のステップ応答関数

3・2・2・2 応力拡大係数のステップ応答関数

図3.9は、ステップ状の応力波 σ_1 が円周き裂に入射した時のき裂開口変位の動的と静的の比 $\delta(t)/\delta^{stat}$ を半径 r の各き裂節点位置に対し $1\mu s$ 毎にプロットした結果である。各時刻において、き裂先端に近接した節点の $\delta(t)/\delta^{stat}$ の値は、き裂先端($r=0.4R$)へ外挿した値とほぼ等しく、式(2-19)の比例外挿法によりステップ応答関数 $h(t)=K(t)/K^{stat}$ のよい推定値が得られることが分かる。

図3.10は、き裂深さの異なる $b/R=0.5, 0.4, 0.3$ に対するステップ応答関数 $h(t)$ の有限要素解析結果である。図から、円周き裂が浅いほど、1に近づくまでの時間も短くなることが明らかである。ここで、図3.10の横軸は、直径 $2R$ を速度 c の縦波が伝播するのに要する時間 $T_0=2R/c$ で無次元化した時間 τ で表した。その理由は、同じ材料に対して、同じ試験片形状で寸法を比例して大きくした場合、応力波の伝播に要する時間が比例して長くなるだけで、無次元化時間 τ で表したステップ応答関数 $h(\tau)$ は同一となるからである。

3・2・2・3 透過応力のステップ応答関数

き裂にステップ関数状の入射応力波 σ_1 が作用した場合の丸棒表面($r=R$)における軸方向の透過応力 $\sigma_t(t)$ は、図3.6(b)のモデルで計算した散乱応力場と(c)の同じ要素分割でき裂のないモデルを用いて解析した入射応力場の重ね合わせにより求められる。図3.11は透過応力 σ_t を重ね合わせによって求め、時間 t とき裂面からの距離 z に対してプロットした結果である。図から、ほぼ丸棒中の縦波の伝播速度 c で応力波が伝播し、き裂からほぼ1直径以上離れた位置では透過応力の立ち上がり波形がほとんど変化しないことが分かる。また、伝播距離が長くなると $z=9R$

の自由端で反射した応力波の影響が現れている。

き裂から1直径離れた位置 $z = 2R$ の丸棒表面における軸方向の透過応力 σ_t を実験で計測したとすると、零から立ち上がった後、時間とともに入射応力 σ_i に収束していくことが分かる。これは、静的解析で位置 $z = 2R$ の σ_t^{stat} が σ_i に等しくなったことと一致する結果である。図3.12は、 $b/R = 0.5, 0.4, 0.3$ の異なるき裂深さをもつ試験片にステップ関数状の入射応力波 σ_i が作用した場合の解析結果から、位置 $z = 2R$ の透過応力 σ_t のステップ応答関数 $h_o(t) = \sigma_t(t) / \sigma_t^{stat}$ を計算したものである。ここで、図3.12の時間軸は、縦波が1直径伝播するのに要する時間 $T_o = 2R/c_o$ を補正して、透過波の波頭が計測位置に到達した時刻を新たな原点とした無次元化時間 $\tau = t/T_o$ で表している。

き裂深さ $b/R = 0.5, 0.4, 0.3$ のそれぞれに対する図3.12の透過応力 σ_t のステップ応答関数 $h_o(t)$ を図3.10の応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$ と比較すると、立ち上がりはほぼ同じであるが、透過応力のステップ応答関数 $h_o(t)$ の方がより速く1に収束する傾向のあることが分かる。

Costinら⁵⁹⁾と同じように、き裂開口端の変位 $\delta_o(t)$ とき裂から1直径離れた位置での透過応力 $\sigma_t(t)$ を実験で計測したとすると、それぞれの静的な値との比であるステップ応答関数 $h_s(t) = \delta_o(t) / \delta_o^{stat}$ と $h_o(t) = \sigma_t(t) / \sigma_t^{stat}$ は、図

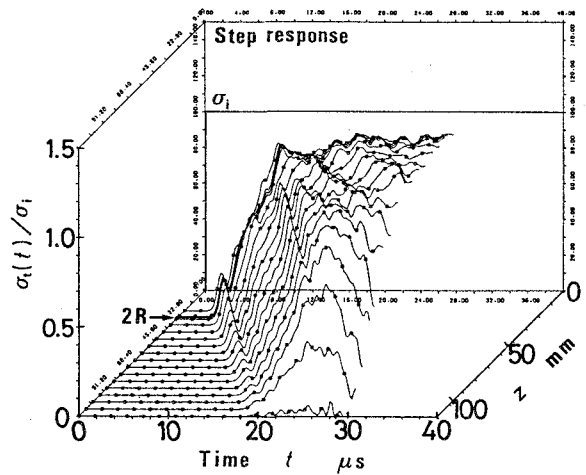


図3.11 ステップ関数状の入射応力波 σ_i が円周き裂に作用したときに破壊が起こらないとして予測した透過応力 σ_t の計算結果

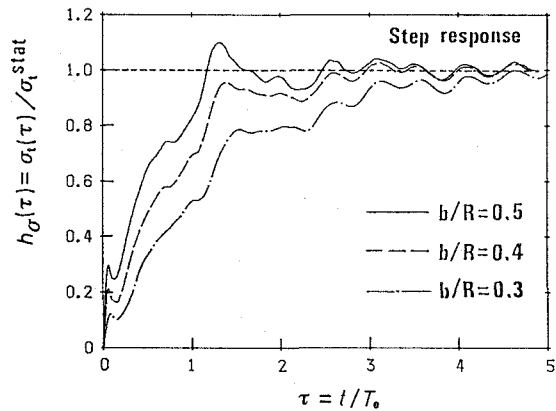


図3.12 き裂から1直径離れた位置での透過応力 σ_t のステップ応答関数

3.13 のようになる。図から、応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$ 、透過応力の $h_o(t)$ と き裂開口端変位の $h_d(t)$ はほぼ同じように立ち上がることが分かる。従って、動的応力拡大係数 $K(t)$ は、透過応力 σ_t あるいは き裂開口端変位 δ_o から静的な比例関係を用いて近似的に推定することが可能であると考えられる。

3.2.3 入射応力速度一定試験の解析結果

実際の衝撃破壊試験における応力波形は、図 1.3 に示したように、破壊開始まで一定の負荷速度 K で応力拡大係数が増加して動的破壊じん性 K_{Td} に達するようなランプ波形で近似される場合が多い。そこで、ランプ波形の入射応力を円周き裂に作用させた場合について動力学解析を行った。

図 3.14 は、き裂深さの違う $b/R = 0.5, 0.4, 0.3$ に対する応力拡大係数のステップ応答関数 $h(\tau)$ の有限要素解析結果から式(2-44)を用いて計算したランプ波形に対するランプ応答関数 $\alpha(t)$ を示したものである。図から、き裂深さ $a = R - b$ が浅い程、1 に収束するまでの時間も短くなることが明らかである。なお、図 3.14 の横軸は図 3.10 と同じく 1 直径を縦波が伝播する時間 $T_o = 2R/c_o$ で無次元化した時間 τ である。

図 3.15 に示す $b/R = 0.4$ に対するき裂開口端変位のランプ応答関数 $\alpha_o(t) = \delta_o(t)/\delta_o^{stat}$ と透過応力のランプ応答関数 $\alpha_o(t) = \sigma_t(t)/\sigma_t^{stat}$ は、立ち上がりの初期を除くと応力拡大係数のランプ応答関数 $\alpha(t)$ とほぼ一致しているので、動的応力拡大係数 $K(t)$ のよい近似値が、静的な評価式(3-43)に透過応力 σ_t を代入した $K^{stat}(\sigma_t)$ から実験的に推定できる。また、図 3.15 から、き裂開口端変位

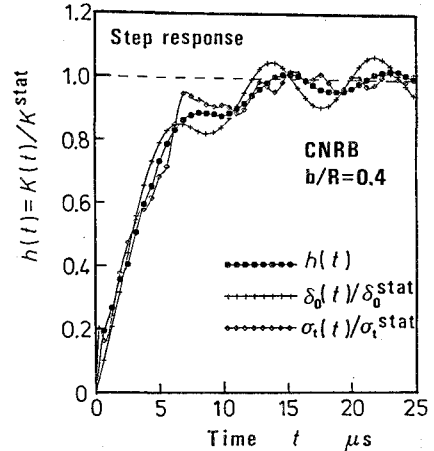


図 3.13 応力拡大係数とき裂開口端変位および透過応力のステップ応答関数の計算結果の比較

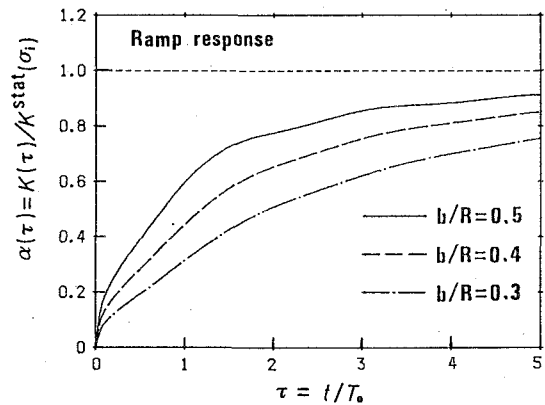


図 3.14 応力速度一定の入射波に対するランプ応答関数

$\delta_o(t)$ と透過応力 $\sigma_t(t)$ は、立ち上がりの初期を除くと静的と同じ比例関係を保っており、衝撃破壊試験における J 積分を実験的にき裂開口端変位 $\delta_o(t)$ と透過応力 $\sigma_t(t)$ から静的な評価式を用いて推定できる可能性が高いと考えられる。⁶³⁾

3.2.4 衝撃破壊試験における問題点の考察

実際の衝撃破壊試験の入射応力の波形は時間に比例して増大するようなランプ波形ではない。ここでは、Hopkinson 棒法に基づく衝撃破壊試験の典型例である Costin らの実験⁵⁹⁾ で報告された入射応力の実測波形に対して、動的応力拡大係数 $K(t)$ を評価し、静的試験における評価基準に準拠して動的破壊じん性 K_{Ic} を評価した Costin らの方法の問題点について考察する。

Costin らは、S A E 1020 冷間圧延鋼に対する直径 25.4 mm の円周切欠丸棒の試験片番号 C-9 を用いた衝撃試験結果を典型的な実験例として報告している。この試験片の ligament 半径 b は 5.41 mm と記されていたので b/R は 0.426 となる。オシロスコープの写真で示された入射ひずみゲージと透過ひずみゲージの典型的な出力波形から入射応力 σ_i 、反射応力 σ_r 、透過応力 σ_t の時間変化を読み取った結果を図 3.16 に示す。

図 3.17 は、入射応力 σ_i を実測したゲージの貼付位置から、円周き裂に入射するまでの 457.2 mm の間を伝播する際に生じる分散の影響を予測計算した結果である。図 3.17 の破線の分散を考慮した入射応力 σ_i が円周き裂に作用した場合の動的応力拡大係数 $K(t)$ は、図 3.10 の $b/R=0.5$ と 0.4 の有限要素解析結果から実測した値 0.426 に対するステップ応答関数 $h(t)$ を内挿によって求め、式(3-41)の重ね合

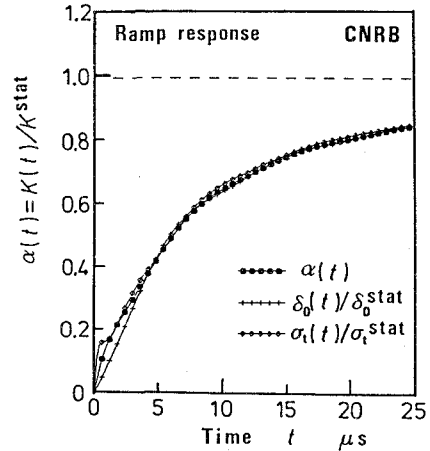


図 3.15 応力拡大係数とき裂開口端変位および透過応力のランプ応答関数

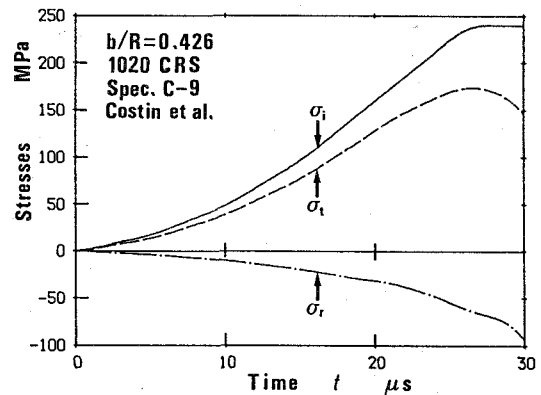


図 3.16 Costin らの衝撃破壊試験⁵⁹⁾ の典型的な入射、透過および反射応力の実測波形

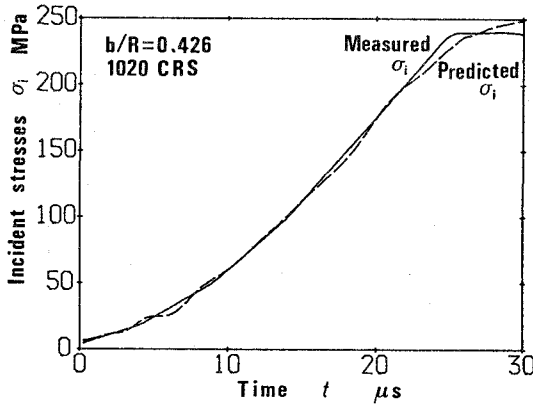


図3.17 分散による影響を補正した入射応力 σ_i

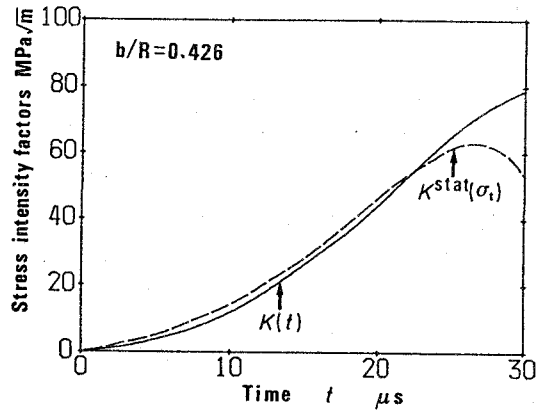


図3.18 動的応力拡大係数 $K(t)$ と透過応力 σ_t を静的評価式に代入して得た $K^{stat}(\sigma_t)$

わせを行うことにより図3.18のように推定できる。同図に破線で示した曲線は、Costinらが用いた静的な評価式に実測された透過応力 σ_t を代入して計算した $K^{stat}(\sigma_t)$ であり、時間 $t \leq 21 \mu s$ において、 $K^{stat}(\sigma_t)$ は動的応力拡大係数 $K(t)$ の近似曲線を与えることが分かる。

一方、図3.12の透過応力のステップ応答関数 $h_o(t) = \sigma_t(t) / \sigma_t^{stat}$ の解析結果から実測されたき裂深さ $b/R = 0.426$ に対する $h_o(t)$ を内挿し、図3.17の破線の入射応力 σ_i の波形に対して重ね合わせ積分を行うと図3.19

の破線で示される透過応力 σ_t の推測波形が求められる。これを図3.19の実線で示される σ_t の実測波形と比較すると、 $t > 20 \mu s$ で明らかに異なることが分かる。この推測波形は、き裂長さが一定であることおよび小規模降伏状態であることを仮定している。へき開ファセットを破面に呈するような脆性破壊の場合、図3.19に示された σ_t の予測波形と実測波形の差はき裂進展が原因であり、破壊開始時間 t_f をこれらの差の現れ始めた点で評価することが可能である。

しかし、Costinらの供試材であるSAE 1020冷間圧延鋼の場合には、 σ_t の予測波

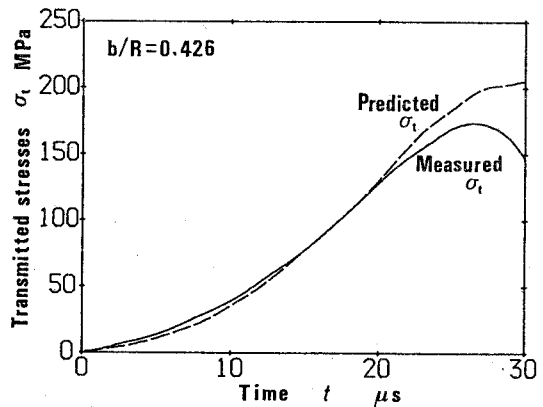


図3.19 透過応力の実測波形とき裂進展が起きない条件で予測した波形との比較

形と実測波形の差はき裂進展によるのか、き裂先端での大規模な塑性変形が原因であるのかが不明である。S A E 1020冷間圧延鋼の降伏応力はひずみ速度依存性が大きく動的破壊じん性 K_{Ic} 試験において生じるき裂先端での塑性域は静的な K_{Ic} 試験時に比べ相当小さくなる。従って、CostinらはS A E 1020冷間圧延鋼の静的な K_{Ic} は塑性変形のため測定できなかったが、動的破壊じん性 K_{Ic} は、塑性域補正を行うことにより70.6 MPa \sqrt{m} と測定している。図3.19 から破壊開始時間 t_r は、20から25 μs までの範囲にあって、塑性域補正をしない K_{Ic} は図3.18の実線より58~69 MPa \sqrt{m} となる。この実験の場合、正確なき裂進展開始時間 t_r の決定に問題が残されているが、動的応力拡大係数 $K(t)$ を透過応力 σ_t の実測値から静的な評価式を用いて推定することに関しては、図3.18の動的応力拡大係数 $K(t)$ の実線と $K^{stat}(\sigma_t)$ の破線の対応関係から妥当であり、動的破壊じん性 K_{Ic} の近似値が推定できているものと考えられる。

実際の衝撃破壊試験の典型例であるCostinらの実験の数値シミュレーションを行った結果、透過応力 σ_t の実測波形と数値シミュレーションで求めた σ_t の予測波形はき裂進展がないと考えられる時間範囲で良く一致することが分かった。従って、脆性破壊した場合の破壊開始時刻は、透過応力 σ_t をき裂進展のない条件で予測した波形と、き裂進展が起こった場合の実測波形との差が現れ始めた点として決定できることが明らかになった。

3・3 三点曲げ試験片

3・3・1 衝撃荷重により発生する三点曲げ試験片中の応力波

衝撃線荷重 P_i により発生する三点曲げ試験片中の応力波について考える。^{1,2)} 2・2で述べたのと同様に、三点曲げ試験片に衝撃荷重が作用した初期における応力波の波頭のパターンは 図3.20で示される。図中のPは圧縮の膨張波、Sはせん断の変形波、PSは先頭波、RはRayleigh波を表している。図3.20(b)のように、伝播速度 c_1 のP波がき裂先端に到達すると、き裂表面が自由面であるという境界条件を満たすため、新たなP波、S波、PS波がき裂先端から生じる。図3.20(b)の状態では、計算上、き裂は圧縮の変形を受けて閉口を起こすことになり、動的応力拡大係数は負の値となる。その後で、伝播速度 c_2 のS波がき裂先端に到達すると、応力拡大係数が正に転じて、き裂の開口が始まる。さらに、応力波が試験片の自由表面で反射されて、最終的には曲げの応力場が成長していくことになる。従って、衝撃開始からの時間が試験片の曲げの固有周期に比べて長くなると、曲げ振動の理論に従うようになる。

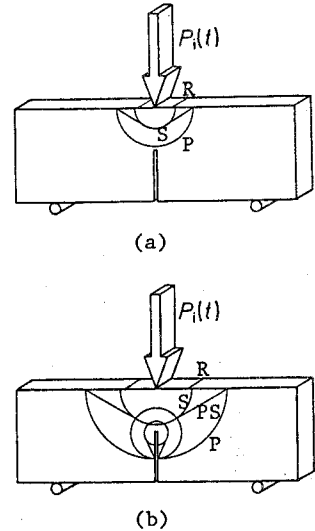


図3.20 三点曲げ試験片に衝撃荷重が作用した生じる応力波

Kishimoto らは、予き裂シャルピ試験片の曲げ振動の解析結果に基づいて、次の応力拡大係数の簡便式を提案した。^{6,7)}

$$K(t) = A\omega \int_0^t \sin\{\omega(t-\tau)\} P_i(\tau) d\tau = A \int_0^t I(t-\tau) P_i(\tau) d\tau \quad (3-44)$$

ここで、 A は荷重 P_i が静的に作用した場合の応力拡大係数 K^{stat} と P_i の比例定数であり、

$$A = \frac{K^{stat}(P_i)}{P_i} = \frac{6S}{4BW^2} \sqrt{\pi a} f(\xi) \quad ; \quad \xi = \frac{a}{W} \quad (3-45)$$

$$f(\xi) = 1.09 - 1.73\xi + 8.20\xi^2 - 14.18\xi^3 + 14.57\xi^4$$

で与えられる。式(3-44)の三点曲げ試験片の動的応力拡大係数 $K(t)$ を算定するために Kishimoto らが提案した簡便式は、三点曲げ試験片のインパルス応答関数が $I(t) = \omega \sin(\omega t)$ で近似できることを基礎にして導出されている。ここに、 ω は最低次の固有角振動数で、その固有周期を T とすると $2\pi/T$ となる。

3.3.2 三点曲げ試験片のステップ応答関数の解析

3.3.2.1 有限要素解析モデル

従来のシャルピ衝撃試験装置を改良して、衝撃荷重 P_i を計測し、動的破壊じん性 $K_{I,d}$ を測定する試みが多く研究されてきた。ここでは、シャルピ三点曲げ試験片の動的挙動の力学解析を行って、静的な評価式により求めた応力拡大係数 $K^{stat} = A P_i$ で動的応力拡大係数 $K(t)$ が近似できる負荷速度の上限と単純支持を仮定した簡便式 (3-44) の適用範囲について考察してみる。

図 3.21 に単純支持を仮定した予き裂シャルピ三点曲げ試験片の有限要素解析モデルを示す。き裂に対する対称性を利用して、全体の $1/2$ の領域を 176 個の 4 節点平面ひずみアイソパラメトリック要素で分割した。4 辺形要素の一辺の長さ l は 1.25 mm である。鉄鋼材料を想定してヤング率 $E = 206$ GPa とポアソン比 $\nu = 0.29$ および密度 $\rho = 7800$ kg/m³ を与えた。時間増分 Δt は $0.2 \mu s$ とし、Newmark の係数 β は $1/4$ を用いた。

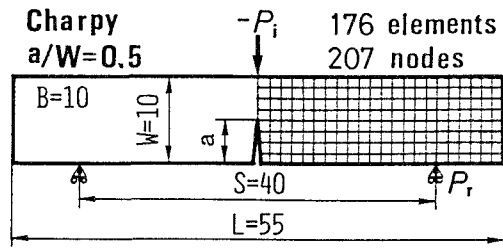


図 3.21 シャルピ三点曲げ試験片に対する要素分割と境界条件

図 3.22 は静的有限要素解析した変位の結果を実際より拡大して示した変形図である。図中のき裂面の各節点の水平方向変位が静的なき裂開口変位 δ^{stat} である。

図 3.23 は動的有限要素解析結果の変位を図 3.22 と同様に拡大して示した変形図である。時刻 $t = 20 \mu s$ の (a)、 $50 \mu s$ の (b) と曲げ変形が大きくなり、動的なき裂開口変位 $\delta(t)$ も増大していく様子が分かる。

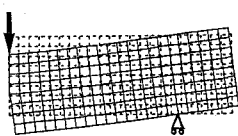
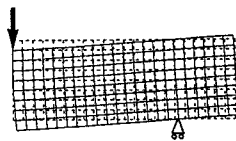
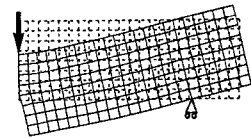


図 3.22 静的な変形の有限要素解析結果



(a) $t = 20 \mu s$



(b) $t = 50 \mu s$

図 3.23 動的な変形の有限要素解析結果

3.3.2.2 応力拡大係数のステップ応答関数

図 3.24 にシャルピ三点曲げ試験片のステップ応答関数の解析結果を示す。横軸は、有限要素解析から求めた最低次の曲げ振動の固有周期 $T = 115.2 \mu s$ で無次元化した時間 τ で表している。応力拡大係数のステップ応答関数 $h(\tau)$ は式 (2-19) によるき

裂開口変位の動的と静的の比をき裂先端に直線外挿する推定方法と式(2-40)によるき裂先端節点開口力の動的と静的の比を用いる評価方法で計算したが差はなかった。この応力拡大係数のステップ応答関数 $h(\tau)$ とき裂開口端節点の変位のステップ応答関数 $h_\delta(\tau) = \delta_0(\tau) / \delta_0^{stat}$ 、および、荷重点変位のステップ応答関数 $h_\Delta(\tau) = \Delta(\tau) / \Delta^{stat}$ の3つを、応力拡大係数のステップ応答関数に対する次の近似式で与えられる曲線と比較している。

$$h(\tau) \approx 1 - \cos(2\pi\tau) \quad (3-46)$$

図から、応力拡大係数、き裂開口端変位、および、荷重点変位のステップ応答関数のいずれもが上の最低次の曲げ振動に基づく近似式でよく表せることが分かる。

3.3.2.3 支持点反力のステップ応答関数

図3.25に、シャルピ三点曲げ試験片にステップ衝撃荷重 P_0 が作用したときの動的な支持点反力 $P_r(\tau)$ と P_0 が静的に作用した場合の値 $P_r^{stat} = P_0/2$ の比から求まる支持点反力のステップ応答関数 $h_p(\tau)$ の解析結果を示す。図3.25には、応力拡大係数のステップ応答関数 $h(\tau)$ と近似式(3-46)で与えられる曲線も示してある。図から、衝撃直後に $h_p(\tau)$ が負となり、実際には試験片が支持点から離れるような変形が起きることが予測される。この点に関しては、荷重速度を一定と仮定した場合の次に述べる計算結果を基にして、さらに考察する。

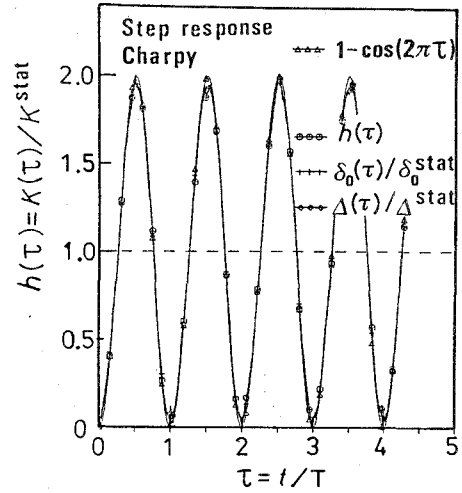


図3.24 シャルピ曲げ試験片の応力拡大係数、き裂開口端変位と荷重点変位のステップ応答関数

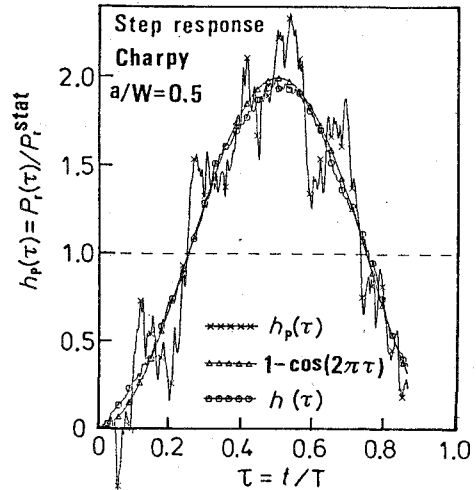


図3.25 シャルピ曲げ試験片の支持点反力のステップ応答関数

3.3.3 荷重速度一定試験の解析結果

実際の衝撃破壊試験における $P_i(t)$ の荷重波形は、破壊開始まで 図 1. 3 で示されるように、一定の負荷速度 K で応力拡大係数が増加して動的破壊じん性 K_{Ic} に達するようなランプ波形で近似される場合が多い。ここでは、ランプ波形の衝撃荷重 P_i をシャルピ三点曲げ試験片に作用させた場合の動的挙動をステップ応答関数の重ね合わせにより解析する。

図 3. 2 4 の応力拡大係数、き裂開口端変位、および、荷重点変位のステップ応答関数から、式(2-44)の重ね合わせを行って計算したランプ応答関数を 図 3. 2 6 に示す。図の横軸は、図 3. 2 4 と同様に時間 t を固有周期 $T = 115.2 \mu s$ で無次元化した時間 τ であり、ステップ応答関数 $h(\tau)$ の近似式(3-46)から、ランプ応答関数 $\alpha(\tau)$ に対する次の近似式が導かれる。

$$\alpha(\tau) \approx 1 - \frac{\sin(2\pi\tau)}{2\pi\tau} \quad (3-47)$$

図 3. 2 6 から、この近似式が有限要素解析で求めた $\alpha(\tau)$ とよく一致していることが分かる。

図 3. 2 7 は、支持点反力 $P_r(\tau)$ のランプ応答関数 $\alpha_p(\tau)$ の計算結果である。衝撃直後に $P_r(\tau)$ が負となり、実際には、試験片が支持点から離れるような変形を起こしていることが明らかである。従って、固有周期 T に比べて短い時間で破壊が始まる衝撃試験における動的応力拡大係数を、単純支持を仮定したシャルピ三点曲げ試験片のステップ応答関数から求めたとすると、単純支持条件が満足されていないために、動的応力拡大係数が正しく計算されていないことが考えられる。

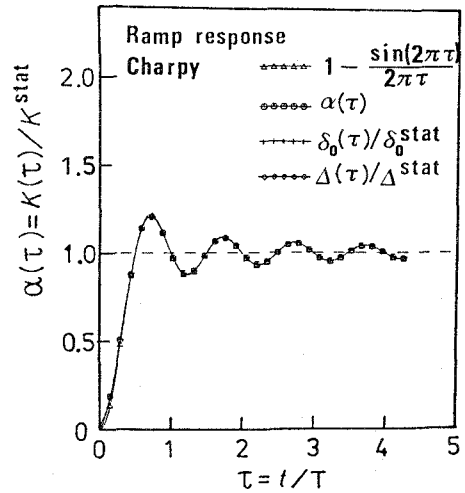


図 3. 2 6 シャルピ曲げ試験片の応力拡大係数、き裂開口端変位、荷重点変位のランプ応答関数

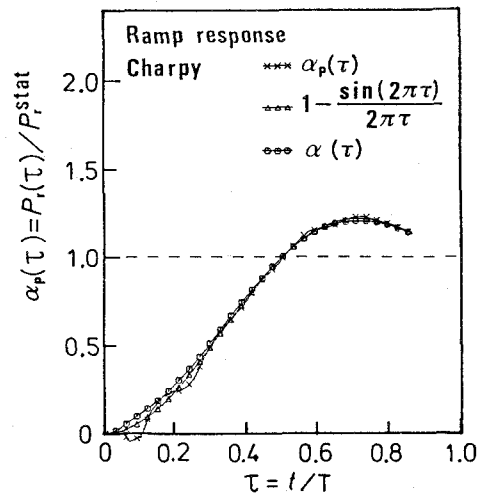


図 3. 2 7 シャルピ曲げ試験片の支持点反力のランプ応答関数の計算結果

そこで、支持点に作用する衝撃荷重 P_i も同時に測定し、三点曲げの単純支持条件が満たされない場合に対して、動的応力拡大係数を正しく評価することが必要となる。この評価方法の詳細については、3・3・5で考察する。

図3.28は、衝撃荷重 P_i を静的な応力拡大係数の評価式に代入して計算される $K^{stat}(P_i)$ が 10^6 MPa \sqrt{m}/s の一定速度で増加するランプ衝撃試験の場合に対して、動的応力拡大係数 $K(t)$ の時間変化を示したものである。動的応力拡大係数 $K(t)$ は、式(3-47)から求まる曲線によく近似されていることが分かる。ここで、ランプ衝撃荷重 P_i を受ける三点曲げ試験片が単純支持条件を常に満していたと仮定すれば、衝撃試験で計測された支持点反力 P_r を静的な評価式に代入して計算される $K^{stat}(P_r)$ も、動的応力拡大係数 $K(t)$ のよい近似値を与えることが分かる。ただし、前述したように、衝撃直後に試験片は支持点から離れる挙動を示し、単純支持条件が常に満足されているとはいえないので、ランプ衝撃試験が実施できたとしても、動的応力拡大係数 $K(t)$ の実験的な近似値として $K^{stat}(P_r)$ を用いることはできないと考えられる。

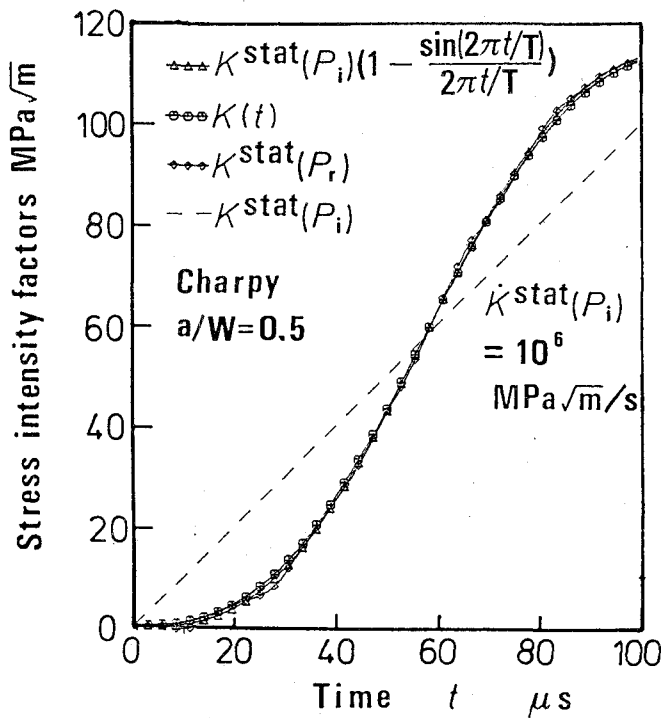


図3.28 シャルピ曲げ試験片を用いた荷重速度一定、衝撃破壊試験の応力拡大係数の時間変化

3・3・4 変形速度一定試験の解析結果

シャルピ三点曲げ衝撃破壊試験では、破壊開始までの負荷時間中、試験片に比べ大きな質量のタップにより荷重点がほぼ一定速度で変形させられるものと考えられる。そこで、荷重点を $V = 1 \text{ m/s}$ の一定速度で変位させた場合の解析を行った。図3.29は、その結果を示したものである。比例外挿法で求めた動的応力拡大係数 $K(t)$ は、約 $T/4$ の周期で小さく振動しながら増大している。一方、荷重点でタップに作用する衝撃荷重 $P_i(t)$ と支持点反力 $P_r(t)$ から静的な評価式により計算した $K^{\text{stat}}(P_i)$ および $K^{\text{stat}}(P_r)$ は、動的応力拡大係数 $K(t)$ に比べ大きく振動することが分かる。

Serverら⁴⁷⁾ は、計装化シャルピ衝撃試験において、タップで測定される荷重 $P_i(t)$ の波形の振動周期に対し、3倍以上の時間で破壊が起きれば、静的な評価式を用いて破壊

じん性を評価できると考えたが、図3.29の結果から、その妥当性は疑問である。

次に、荷重点でのタップへの反力として計算された衝撃荷重 $P_i(t)$ を動的応力拡大係数 $K(t)$ の評価式(3-41)に代入してステップ応答関数 $h(t)$ の重ね合わせにより動的応力拡大係数を計算すると、図3.29の速度一定の入力条件で直接有限要素解析して求めた $K(t)$ と一致し、本計算法の精度が確認できた。

また、ステップ衝撃荷重が三点曲げ試験片に作用した場合の有限要素解析により、単純支持点荷重 P_r に対するステップ応答関数 $h_p(t)$ も同時に計算されているので、衝撃荷重 $P_i(t)$ の任意の波形に対して、単純支持条件を仮定した場合の支持点反力 $P_r(t)$ も、 $K(t)$ と同様、

$$P_r(t) = \frac{1}{2} \int_0^t h_p(t-\tau) \dot{P}_i(\tau) d\tau \quad (3-48)$$

で評価できる。ここに、定数 $1/2$ は同じ荷重 P_i が静的に作用した場合の支持点荷重 P_r^{stat} が $P_i/2$ となることから与えられる。動的応力拡大係数と同じく 図3.29の荷重点の反力として計算された衝撃荷重 P_i を式(3-48)に代入してステップ応答関数 $h_p(t)$ の重ね合わせにより支持点反力 P_r を計算した結果は、速度一定の入力条件で直接有限要素解析して求めた P_r とよく一致した。ここで、ランプ衝撃荷重に対

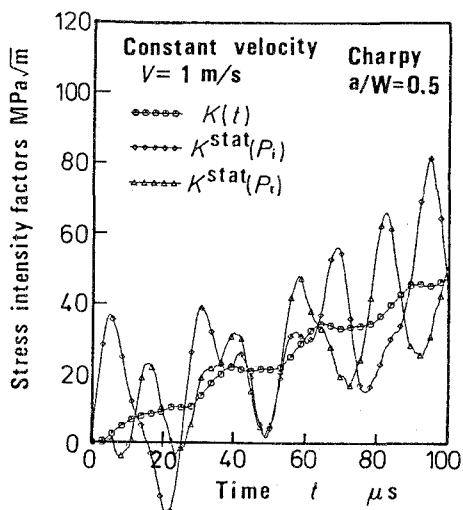


図3.29 シャルピ曲げ試験片を用いた変形速度一定衝撃試験における応力拡大係数の時間変化

して $K^{stat}(P_r)$ が $K(t)$ の近似値を与えたのと違って、一定速度衝撃のような荷重 P_i が振動波形を呈する場合には、 $K^{stat}(P_r)$ で $K(t)$ を近似できないことが明らかになった。

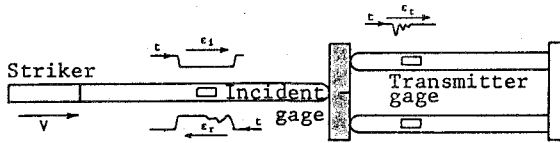


図 3.30 3本の Hopkinson棒を用いた衝撃破壊試験の概要

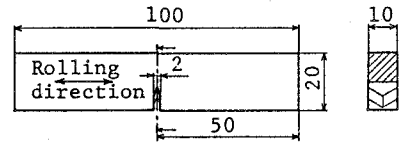


図 3.31 三点曲げ試験片形状

3.3.5 衝撃破壊試験における問題点の考察

材料の動的破壊じん性 K_{1d} を正確に評価するためには、曲げ試験片の中央に作用する衝撃荷重 $P_i(t)$ と二つの支持点に作用する透過荷重 $P_t(t)$ を測定する必要がある。図 3.30 は、3本の Hopkinson棒により衝撃荷重 $P_i(t)$ と透過荷重 $P_t(t)$ を同時に測定できる試験法の概要を示したものである。⁷⁴⁾ 図 3.30 の試験において、三点曲げ試験片に作用する荷重 P_i と P_t は、次元弾性波伝播理論に基づき求められる。この理論が適用可能であれば、棒上のどこにゲージを貼付していても得られる荷重波形は変化しないのであるが、実際に用いた Hopkinson棒は試験片と線接触するように先端を円筒曲面に加工してあるので、この理論が適用可能であるか否かを先に実験で検討した。試験片を除いた状態でストライカを Hopkinson棒に衝突させる予備実験を実施した結果、ゲージで測定された入射波と反射波が逆符号の同一波形となり、また、衝撃荷重 P_i が結果として零と計算されたことから次元応力波伝播理論に基づいて実験データを解析して問題がないことを確かめた。すなわち、Hopkinson棒の直径が 16 mm と比較的細く、棒中のひずみパルスの伝播が実験上十分な精度で次元理論と一致し、ゲージ貼付位置に無関係に衝撃荷重が計測できる。

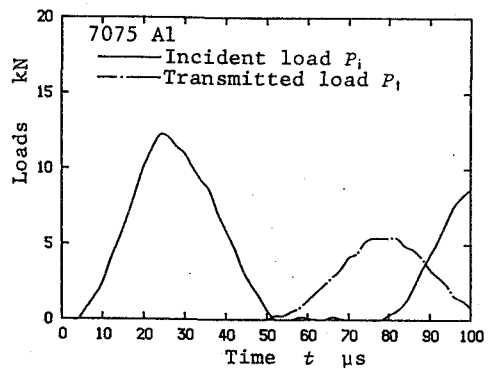


図 3.32 Hopkinson 棒法に基づく三点曲げ衝撃破壊試験で実測された入射荷重 P_i と透過荷重 P_t の典型例

負荷速度依存性の小さいアルミニウム合金 7075-T651 に対し、平面ひずみ破壊じん性 K_{1c} 試験に規定された 図 3.31 の標準曲げ試験形状のものを用いた Hopkinson棒法に基づく三点曲げ衝撃破壊試験において

実測された典型的な入射荷重 $P_i(t)$ と透過荷重 $P_t(t)$ を 図 3.32 に示す。

実測された入射荷重 P_i と透過荷重 P_t を基に動的応力拡大係数 $K(t)$ を評価する方法として、次の3つが考えられる。

- (1) ステップ応答関数の重ね合わせを行うのではなく、図 3.33 に示すように $P_i(t)$ と $P_t(t)$ を直接境界条件として有限要素解析し、き裂先端節点開口力 F_o と応力拡大係数の比例関係から $K(t)$ を次式で評価する方法

$$\tilde{K}(t) = \frac{K^{stat}}{F_o^{stat}} F_o(t) \quad (3-49)$$

ここで、ステップ応答関数を用いる他の方法で評価した結果と区別するために $\tilde{K}(t)$ と記す。

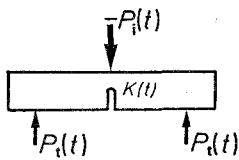
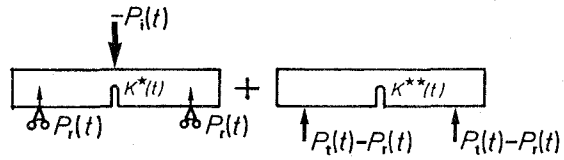


図 3.33 衝撃試験中の
実荷重条件



(a) (b)

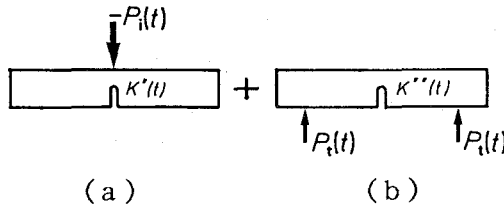
図 3.34 単純支持条件と補正荷重による計算

- (2) 図 3.34 に示すように、 P_i を入力として単純支持条件を仮定して求めたステップ応答関数から $K^*(t)$ と $P_r(t)$ を計算し、次に支持点の補正荷重である $P_i - P_r$ に対して二点曲げの状態のステップ応答関数から $K^{**}(t)$ を求めて、動的応力拡大係数を次式の重ね合わせで評価する方法

$$K(t) = K^*(t) + K^{**}(t) \quad (3-50)$$

- (3) 図 3.35 に示すように、 P_i を入力として一点曲げ状態を仮定して求めたステップ応答関数から $K'(t)$ を計算し、次に P_i に対して二点曲げの状態のステップ応答関数から $K''(t)$ を求めて、次式の重ね合わせで評価する方法

$$K(t) = K'(t) + K''(t) \quad (3-51)$$



(a) (b)

図 3.35 一点曲げ荷重と二点曲げ荷重の重ね合わせによる計算

最初の 図 3.33 の方法は、実験毎に有限要素解析して、動的応力拡大係数 $\tilde{K}(t)$ を求めなければならないので、実用的な材料試験の方法としては不適當である。

次に、図 3.34 の方法は、実際の荷重条件に対する動的応力拡大係数 $K(t)$ を、(a) の単純支持条件に対する $K^*(t)$ と、(b) の透過荷重と単純支持点荷重の差による応力拡大係数の補正分 $K^{**}(t)$ の重ね合わせで計算するので、(a) の単純支持を仮定した三点曲げと (b) の支持点にステップ荷重が作用する二点曲げのステップ応答関数を有限要素解析するだけで、任意の入射・透過荷重に対する計算が可能である。

同様に、図 3.35 の方法でも、(a) の支持なしの一点曲げと (b) の二つの支持点で透過荷重だけが作用する二点曲げのステップ応答関数の重ね合わせによって、任意の入射・透過荷重が作用した場合の $K(t)$ を計算できる。ただし、試験片の固有周期に比べて非常に長い時間が経過した後の $K(t)$ は、図 3.34 の方法より数値計算上の誤差が問題になり易いと考えられる。その理由は、 $P_i(t)$ や $P_r(t)$ だけが作用する場合の解析では、時間とともに負荷方向の変位が急増するので、長時間後の応力場の計算精度に桁落ち誤差が生じ易いためである。一方、図 3.34 の計算法は、支持条件に関する補正荷重 $P_i(t) - P_r(t)$ が時間の経過とともに零に漸近し、 $K(t)$ と $K^{**}(t)$ がほぼ一致する場合であっても、正確な応力拡大係数の計算が可能であると考えられる。

ここでは、図 3.31 に示した典型的な衝撃試験に用いた 7075 アルミニウム合金の曲げ試験片について、図 3.33 の P_i と P_r を直接境界条件として与える解析、図 3.34 (a) の単純支持条件でステップ衝撃荷重 P_i を負荷した動的解析と同じ荷重に対する静的解析、および、図 3.34 (b) の条件下でステップ衝撃荷重が作用した場合の動的解析を行った。有限要素解析は、一辺の長さが 1.25 mm の 4 節点アイソパラメトリック平面ひずみ要素で 図 3.36 に示すように分割したモデルを用い、時間増分を $0.2 \mu\text{s}$ として行った。

図 3.37 は、単純支持点荷重 P_r に関するステップ衝撃応答関数 $h_r^*(t)$ とき裂先端節点の開口反力 F から求めた応力拡大係数に関する $h^*(t)$ と $h^{**}(t)$ の解析結果である。

図 3.38 の破線は実際の曲げ衝撃試験で

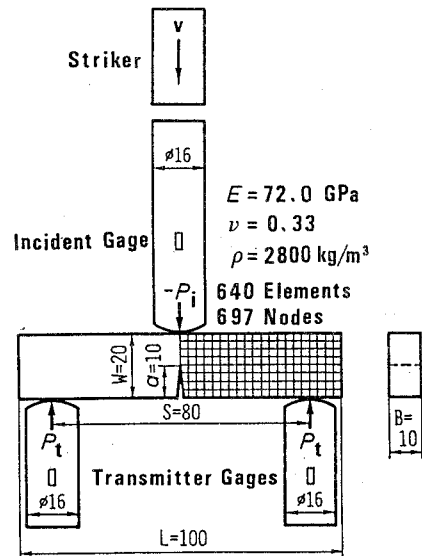


図 3.36 Hopkinson 棒に基づく
三点曲げ衝撃破壊試験
の有限要素解析モデル

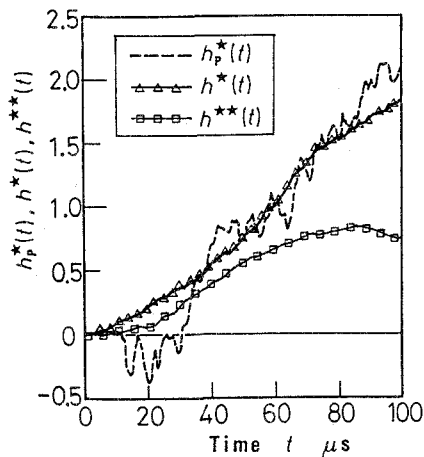


図 3.37 単純支持条件の支持点反力と応力拡大係数、および、二点曲げ条件の応力拡大係数のステップ応答関数

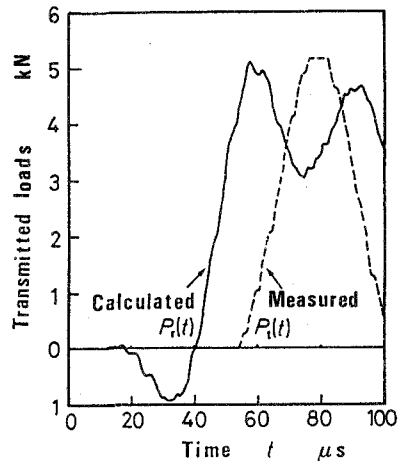


図 3.38 透過荷重の実測波形と単純支持条件下で計算した支持点反力

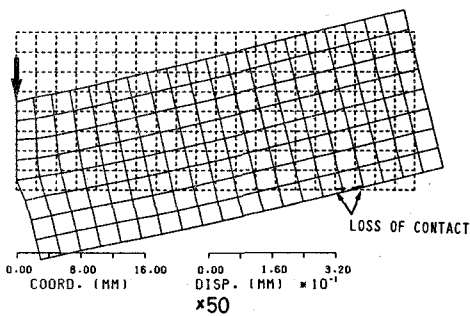


図 3.39 $t = 40 \mu\text{s}$ における三点曲げ試験片の変形

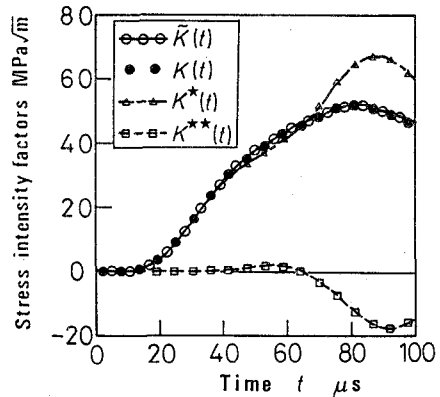


図 3.40 重ね合わせにより求めた $K = K^* + K^{**}$ と直接有限要素解析した \tilde{K} の比較

得られた透過荷重 $P_t(t)$ で、実線は図 3.34 (a) の単純支持状態が持続している (支持点が離れない) と仮定したときの支持点荷重 $P_r(t)$ を式 (3-48) により計算したものである。 $P_t(t)$ と $P_r(t)$ が著しく異なっていることから、曲げ試験片は支持点反力 $P_r(t)$ が負となる $19 \mu\text{s}$ から透過荷重 $P_t(t)$ が現れる $54 \mu\text{s}$ までの間、支持なしの状態にあることが分かる。実際、 $t = 40 \mu\text{s}$ の変形を示した 図 3.39 か

ら、試験片の支持点に相当する接点に変形前の位置より上に変位し、支持点が離れている状態が明らかである。

図3.40の $K^*(t)$ は、図3.32に示した衝撃荷重 $P_i(t)$ に対して式(2-1)から求めた図3.34(a)の応力拡大係数であり、 $K^{**}(t)$ は図3.34(b)の応力拡大係数で、 $K(t)$ はこの重ね合わせで求めた結果である。 $\hat{K}(t)$ は、図3.33に示したように $P_i(t)$ と $P_r(t)$ を直接境界条件として有限要素解析を行い、式(3-49)から評価した動的応力拡大係数である。●印の $K(t)$ と○印の $\hat{K}(t)$ がよく一致しているため、図3.34に示した重ね合わせの方法によって、衝撃三点曲げ試験の動的応力拡大係数の解析が簡便に行えることが分かる。

図3.40の衝撃試験において、き裂先端付近に貼付したひずみゲージから破壊開始時刻を検出したところ、約42 μs となった。従って、動的破壊じん性 K_{Ia} は、約31 $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$ となる。破壊開始時間が65 μs 以内であれば、支持点が離れないと仮定して計算した $K^*(t)$ と実際の $K(t)$ の差は小さいので、例えば、Kishimotoら⁸⁷⁾の簡便式を用いても5%以内の誤差で K_{Ia} を決定できると考えられる。しかし、図3.40から、破壊開始までの時間がさらに長くなると、支持条件の違いによる誤差は大きくなるのが分かる。従って、実際の衝撃試験において曲げ試験片に作用する支持点荷重も測定して、正しく計算した $K(t)$ から動的破壊じん性 K_{Ia} を決定する必要がある。

図3.40で65 μs 以内の $K(t)$ と $K^*(t)$ の差 $K^{**}(t)$ は、最大でも約2 $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$ と小さい値であった。この理由は、衝撃荷重 $P_i(t)$ が作用してから補正荷重が現れるまでに第1の遅れがあり、さらに、補正荷重の影響が $K^{**}(t)$ に現れるまでに第2の遅れがあることの影響として説明できる。この遅れは、入射荷重と補正荷重に対するステップ応答関数をそれぞれ解析した図3.37の $h_p^*(t)$ と $h_p^{**}(t)$ でよく示されている。すなわち、両方とも約11 μs 後に変化が現れ始め、さらに遅れてそれぞれの最大値に達する。このことは、試験片中央と支持点間を曲げ波が伝播するのに時間を要し、その後、試験片の曲げ変形が徐々に発達するためと考えられる。特に、支持点反力の $h_p(t)$ は約11~30 μs の間、図3.30の衝撃破壊試験の支持方法ではあり得ない負の値を示すので、実験では支持なしの状態が生じると予測される。実際、支持なしの状態が19~54 μs の間に現れており、このために図3.40で補正荷重から計算した $K^{**}(t)$ が30~65 μs の間、正の値を示している。このような遅れの結果として、破壊開始が検出された約42 μs における $K^{**}(t)$ は、約1 $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$ と小さくなり、支持点が離れないと仮定した $K^*(t)$ で $K(t)$ を十分近似できる時間範囲で破壊が起きたことが分かった。しかし、破壊開始時刻と無関係に正確な K_{Ia} を評価するためには、支持条件の変化を補正して $K(t)$ を正しく計算する必要があると考える。

さらに、シャルピ衝撃試験などで衝撃荷重 P_i だけが測定されている場合について考えると、最初、支持点変位 $\delta_r(t)$ が零であるため、図3.34(a)で $K(t)$ を衝

撃荷重 $P_i(t)$ だけから算定できる。次に、支持点反力 $P_r(t)$ の計算値が負となっ
てから $\delta_r(t)$ が再び零に戻るまで、試験片はアンビルから離れているので、透過荷
重 $P_t(t) = 0$ として 図 3.34 (a) と (b) の重ね合わせにより $K(t)$ を評価できる。
しかし、その後の $K(t)$ については、透過荷重 $P_t(t)$ の測定結果がない場合正確に
は計算できないが、計装化シャルピ衝撃試験においてもタップとアンビルの両方にひ
ずみゲージを貼って荷重を計測した例¹²³⁾があり、本計算法を適用できる可能性は十
分あると考えられる。

また、3本の Hopkinson 棒を用いた三点曲げ衝撃試験の典型例において、結果的に
支持なしの一点曲げ状態で破壊開始が起きたことから、図 3.35 (a) のような一点
曲げ衝撃破壊試験⁸⁰⁾ で動的破壊じん性を測定することも可能であることが明らかで
ある。一点曲げ衝撃破壊試験に本計算法を適用した場合、ステップ応答関数 $h'(t)$
の重ね合わせ積分により任意の衝撃荷重波形に対する $K(t)$ を簡便に正しく評価する
ことができる。なお、一点曲げ衝撃試験の短所について考えると、試験片を破壊可能
な荷速度の範囲が限定される点が挙げられる。すなわち、破壊試験の可能な荷速度
の下限が、一点曲げ試験片の固有周期に比べ十分に短い範囲の入力棒から試験片が
離れない時間領域において破壊が起きる条件で与えられ、7075 アルミニウム合金の場
合であれば、寸法の大きな曲げ試験片を用いても 10^5 MPav \bar{m} /s が達成できる程度であ
ろう。一方、試験可能な荷速度の上限は、試験片の衝撃端における塑性変形で決定
されることが考えられる。すなわち、短時間に過大な入射荷重を与えようとしても、入力
棒と線接触する試験片の衝撃端で塑性変形が著しく大きくなるため、荷速度の増加
が達成できない状態になること、および、衝撃端の塑性変形を考慮しなければならな
くなるために重ね合わせで $K(t)$ を評価できなくなるからである。7075 アルミニウム
合金の場合、平面ひずみの条件を満たす最小の寸法の試験片を用いて 10^6 MPav \bar{m} /s が
達成できる程度と考えられる。

3.4 コンパクト引張試験片

3.4.1 コンパクト引張試験片のステップ応答関数の解析

3.4.1.1 有限要素解析モデル

コンパクト引張 (compact tension: CT) 試験片は、準静的から高速荷重下における平面ひずみ破壊じん性 K_{Ic} の試験法に関する ASTM E 399¹⁰⁾ に三点曲げ試験片とともに推奨されているもので、実際の K_{Ic} 試験には CT の方が三点曲げ試験片より多く用いられている。

コンパクト引張試験片に衝撃荷重が作用する場合も、慣性力の影響により、静的な場合と異なる変位・応力場が現れる。衝撃荷重 $P(t)$ が作用した時の動的応力拡大係数 $K(t)$ は、線形弾性体に対して成り立つ重ね合わせの原理を用いると、衝撃破壊試験で実測される任意波形の $P(t)$ に対して、式(2-1)からステップ応答関数 $h(t)$ の重ね合わせ積分によって評価できる。ただし、式(2-1)中の定数 A は、コンパクト引張試験片に荷重 P_0 が静的に作用した場合の応力拡大係数 K^{stat} を評価する式から

$$A = \frac{K^{stat}(P_0)}{P_0} = \frac{1}{B} \sqrt{a} f(\xi) ; \quad \xi = \frac{a}{W} \quad (3-52)$$

$$f(\xi) = 29.6 - 185.5\xi + 655.7\xi^2 - 1017.0\xi^3 + 638.9\xi^4$$

で与えられる。

コンパクト引張試験片のステップ応答関数 $h(t)$ を求めるため、ここでは、板厚 25 mm の 1TCT 標準試験片の形状を単純化したモデルを考える。単純化の第一は、ステップ関数状の衝撃荷重 P_0 が荷重ピンの試験片に接する外力節点だけに集中して、上下対称に負荷されるものとし、動的挙動の解析と同じ荷重 P_0 が静的に作用した場合の解析を行う。単純化の第二は、荷重ピンも試験片と一体となり変形するものとし、ピンも含めてモデル化する。図3.41に、このように単純化したコンパクト引張試験片の有限要素解析モデルを示す。き裂に対する荷重条件の対称性を利用して、1/2 の領域を 300個の4節点アイソパラメトリック平面ひずみ要素で分割した。4辺形要素の1辺の長さ l は 2.5 mm である。材料は鉄鋼を想定して、縦弾性係数 $E = 206$ GPa、ポアソン比 $\nu = 0.3$ 、および、密度 ρ

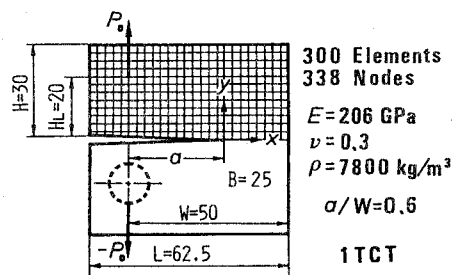


図3.41 単純化した1TCT試験片の有限要素解析モデル

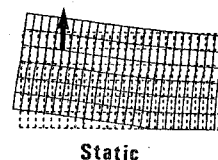
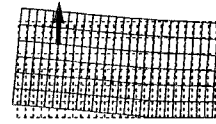


図3.42 静的な荷重に対する変形の有限要素解析結果

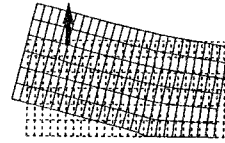
=7800 kg/m³を与えた。時間の増分 Δt は0.4 μ sとし、Newmarkの係数 β は1/4を用いた。

図3.42は、荷重 P_0 が静的に作用した場合を有限要素解析した変位の計算結果を実際より拡大して示した変形図である。図中のき裂面の各節点の垂直方向変位が静的なき裂開口変位 δ^{stat} となる。

図3.43は、ステップ衝撃荷重 P_0 が作用した場合の動的挙動を有限要素解析した結果の変位を 図3.42と同じ倍率で拡大して示した変形図である。時刻 $t=40 \mu$ sの(a)、100 μ sの(b)と二重片持ちはりの形の曲げ変形が大きくなっていく様子が分かる。



(a) 40 μ s



(b) 100 μ s

図3.43 ステップ衝撃荷重に対する動的変形の有限要素解析結果

3・4・1・2 応力拡大係数のステップ応答関数

図3.44は、き裂上の節点の開口変位 δ とリガメント部の節点力 F について動的解析値と静的解析値の比をとったステップ応答関数 $h_\delta(t)$ 、 $h_F(t)$ の計算結果である。横軸を節点位置 x にとり、 $h_\delta(t)$ と $h_F(t)$ から式(2-19)と式(2-40)によって応力拡大係数に関するステップ応答関数 $h(t)$ がどのように評価できるかを見た。き裂先端付近での○印の $h_\delta(t)$ と●印の $h_F(t)$ は各時刻 t に対してはほぼ一直線上にあるが、 $x=2.5$ mmの $h_F(t)$ はこの直線から僅かに外れるときもある。これはリガメント部の節点力 F の方がき裂開口変位 δ よりも動的と静的で異なる特異項以外の応力分布の影響を強く受けるためと考えられる。しかし、き裂先端節点における節点開口力のステップ応答関数 $h_F(t)=F_0/F_0^{stat}$ は $h_\delta(t)$ をき裂先端に直線外挿した値とみなせることから、式(2-40)により応力拡大係数に関するステップ応答関数 $h(t)$ を

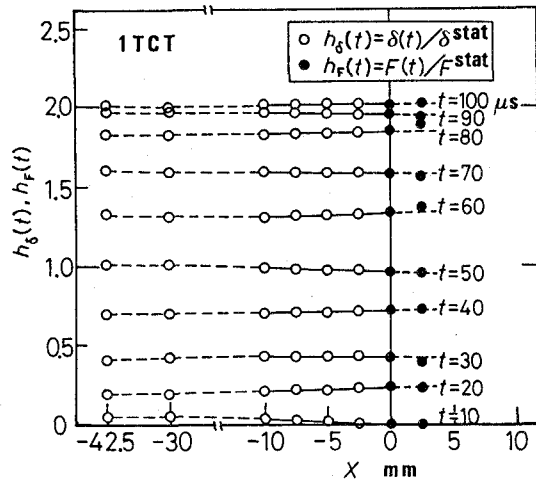


図3.44 位置 x の節点に対するき裂開口変位 δ とリガメント節点力 F の解析値の動的と静的の比

評価してもよいことが分かる。

図3.45は、き裂先端の節点開口力 F から式(2-40)により求めた応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$ を無次元化時間 $\tau = t/T$ に対して示したものである。ここに T は図3.41の単純化した1TCT試験片の固有周期であり、199 μs を用いた。図から、●印の応力拡大係数のステップ応答関数 $h(\tau) = K(\tau)/K^{\text{stat}}$ は、実線の

$$h(\tau) \approx 1 - \cos(2\pi\tau) \quad (3-53)$$

で精度よく近似できることが分かる。

式(3-53)は、三点曲げ試験片の応力拡大係数に関する近似式(3-46)と同一であり、二重片持ちはりの形状であるコンパクト引張試験片の動的応力拡大係数が固有周期 T の曲げ振動によりほぼ決定されるものと考えられる。

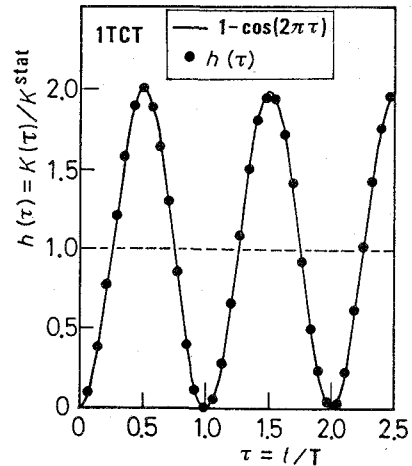


図3.45 1TCT試験片の応力拡大係数のステップ応答関数

3.4.2 荷重速度一定試験の解析結果

コンパクト引張試験片を用いた衝撃破壊試験において、荷重速度 \dot{P} 一定のランプ波形の衝撃荷重が与えられた場合の動的応力拡大係数について考える。図3.46は、この場合の応力拡大係数のランプ応答関数を式(2-44)のステップ応答関数の重ね合わせ積分で計算した結果である。ここで、図3.46の横軸は、図3.45と同様、固有周期 T で無次元化した時間 τ で表している。●印のランプ応答関数 $\alpha(\tau)$ は、図3.45のステップ応答関数 $h(\tau)$ を式(2-44)に代入して計算したもので、実線は式(3-47)の

ランプ応答関数の近似式で与えられる曲線を示している。図3.46において、●印の $\alpha(\tau)$ と実線はよく一致している。ランプ応答関数 $\alpha(\tau)$ は、零から時間とともに増大して極大値をとり、固有周期 T で振動しながら1に漸近していくことが分かる。

図3.47は、ランプ関数状の衝撃荷重 $P(t)$ が1TCT試験片に作用した場合の応力拡大係数を示したものである。静的な評価式から計算した応力拡大係数 K^{stat} が

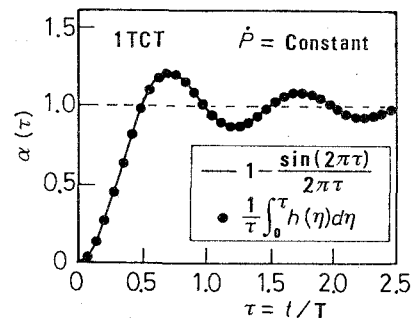


図3.46 1TCT試験片のランプ応答関数

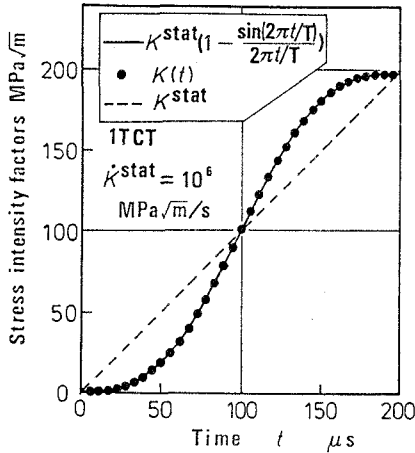


図3.47 $K^{stat} = 10^6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$ となる
ランプ荷重が作用した場合の
応力拡大係数の時間変化

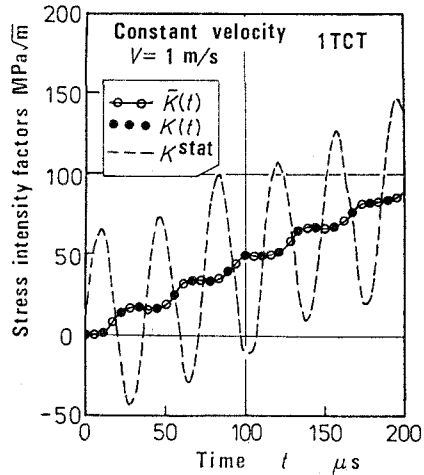


図3.48 荷重点が 1 m/sの変位速度
で引張られた場合の応力拡大
係数の時間変化

破線で示すように時間 t に比例して増大するとき、正しい動的応力拡大係数 $K(t)$ は、●印で示されるように K^{stat} の周囲をその試験片の固有周期 $T = 199 \mu\text{s}$ で振動する波形となる。●印の式(2-1)を用いて計算した $K(t)$ と実線で示す式(3-47)の近似式から求めた応力拡大係数は、よく一致することが分かる。従って、コンパクト引張試験片を用いて衝撃破壊じん性試験を行った場合、固有周期 T の数倍以内の時間においては、動的応力拡大係数 $K(t)$ と静的な K^{stat} との違いが無視できず、動的な効果を補正して応力拡大係数を算定する必要があるといえる。

式(3-47)のランプ応答関数の近似式からは、時間 t が固有周期 T の16倍以上になると、 t に比例して増大する荷重波形に対し、 $K(t)$ と K^{stat} の差が1%以内になることが分かる。これは、破壊開始までの時間が固有周期 T に比べ長い場合、静的な評価式を適用して応力拡大係数のほぼ正確な評価ができ、破壊じん性を静的な場合と同様に測定しても良いことを示唆している。従って、ASTM規格 E 399-83 A 7 の高速負荷平面ひずみ破壊じん性試験のための特別な必要条件¹⁰⁾ において、破壊開始時間が 1 ms 以上の場合に限定して適用するなどの規定は、以上の 1TCT 試験片に対する解析結果から考えて、ほぼ妥当なものといえる。

なお、実際の衝撃破壊試験における荷重 $P(t)$ は、図3.41のように上下対称でないと考えられ、三点曲げ試験において単純支持条件が実際に満たされない場合に補正荷重を考慮して正しく $K(t)$ を評価したのと同様に、コンパクト引張試験に作用する衝撃荷重の非対称成分の影響も補正して動的応力拡大係数 $K(t)$ を正しく計算する必要があることを補足しておく。

3・4・3 変位速度一定試験の解析結果

図3.41のコンパクト引張試験片を用いて、荷重点を一定速度 V で変位させるか、あるいは、き裂の荷重線から開口端の部分を楔⁸¹⁻⁸⁴⁾などにより一定速度で変位させる衝撃破壊試験が実現できれば、負荷速度 K がほぼ一定の試験になると考えられる。このような試験を有限要素解析するときに同時に荷重点反力 $P(t)$ も計算すれば、実際の衝撃破壊試験で測定される荷重波形が推定でき、逆に、衝撃試験で実測される荷重波形から動的応力拡大係数 $K(t)$ を評価する場合についての有用な知見が得られる。

ここでは、図3.41の1TCT試験片の外力節点に1 m/sの変位速度を与えて、き裂先端節点力 F と荷重点反力 P を動的解析により求めた。図3.48の○印は、き裂先端節点力 F を用いて式(3-49)から動的応力拡大係数 $\tilde{K}(t)$ を計算した結果である。●印は、動的解析から得られた衝撃荷重 $P(t)$ とステップ応答関数 $h(t)$ を用いて式(2-1)により計算した動的応力拡大係数 $K(t)$ である。○印の $\tilde{K}(t)$ と●印の $K(t)$ はよく一致しているので、衝撃破壊試験においてコンパクト引張試験片に作用する荷重 $P(t)$ を正しく測定すれば、動的応力拡大係数を式(2-1)により正しく評価できることが分かる。従って、本計算法が動的破壊じん性 K_{Ia} を正確に決定する際に有用であるといえる。

また、図3.48において破線で示された $K^{stat}(P)$ は、動的解析の反力から得られた衝撃荷重 $P(t)$ を静的な評価式に代入して求めたものである。 $K^{stat}(P)$ は、動的応力拡大係数 $K(t)$ に比べて大きく変動しており、また、その周期は1TCT試験片の最低次の開口曲げ振動の固有周期 T の約1/5になることが分かる。

3・4・4 衝撃破壊試験における問題点の考察

コンパクト引張試験片のステップ応答関数 $h(t)$ とランプ応答関数 $\alpha(t)$ の近似式は、Kishimotoらの提案した予き裂シャルピ型三点曲げ試験片の動的応力拡大係数の簡便式から求まるステップおよびランプ応答と同じ形である。これは、コンパクト引張試験片も予き裂シャルピ試験片と同様に二重片持はりに対する最低次の曲げ振動が支配的なためと考えられる。従って、き裂開口変位やき裂前方の応力を実験的に測定して、コンパクト引張試験片の固有周期 T を求めれば、 $h(t)$ の近似式(3-46)を用いて動的応力拡大係数 $K(t)$ を簡便に評価することも可能である。しかし、図3.48の変位速度一定試験の解析結果で示されたように、コンパクト引張試験片に作用する衝撃荷重が振動波形である場合、その振動周期は固有周期 T に比較して短く、実際に実験的に固有周期 T を求める場合には試験片の支持方法や衝撃荷重の負荷方法に十分注意する必要があることを注記しておく。

また、楔などを利用してコンパクト引張試験片の荷重点を速度一定で変位させる試験を行った場合、測定される衝撃荷重 $P(t)$ の推定結果を静的な評価式に代入して計

算した $K^{stat}(P)$ が 図 3.48 の破線のように一時的に負となる時があるので、実際には、コンパクト引張試験片と荷重ピンの接触がその間無くなり、荷重点がピンの反対側に一時的に移動する現象も起こり得ると考えられる。従って、ピンで接合する方式でコンパクト引張試験片に衝撃荷重を与えることは、仮に衝撃荷重が正確に測定できたとしても荷重点の位置が時間的に変化し、特定することが困難であるので、動的応力拡大係数を計算する上で重要な問題になると考えられる。

以上の理由から、コンパクト引張破壊試験片は衝撃荷重下における材料の動的破壊じん性の測定には適さないと判断される。

3・5 破壊じん性試験片の動的挙動の比較

円周切欠丸棒(CNRB)試験片の動的挙動に対する 3・2の解析結果、シャルピ三点曲げ試験片に対する 3・3の解析結果、および、コンパクト引張(1TCT)試験片に対する 3・4の解析結果を比較することによって、動的破壊じん性を測定するための試験片としていずれの形状が最も適しているのかを考察してみる。

円周切欠丸棒、シャルピ曲げ、1TCTの3種類の試験片の応力拡大係数に関するステップ応答関数 $h(t)$ を図 3.49 に整理して示す。図 3.49 (a)より直径25.4 mmで $b/R=0.4$ の円周切欠丸棒の $h(t)$ は約 $15 \mu s$ でほぼ1となるが、同図(b)よりシャルピ曲げの $h(t)$ は $T=115.2 \mu s$ の固有周期で、1TCTの $h(t)$ は $T=199 \mu s$ の固有周期で振動する波形になることが分かる。

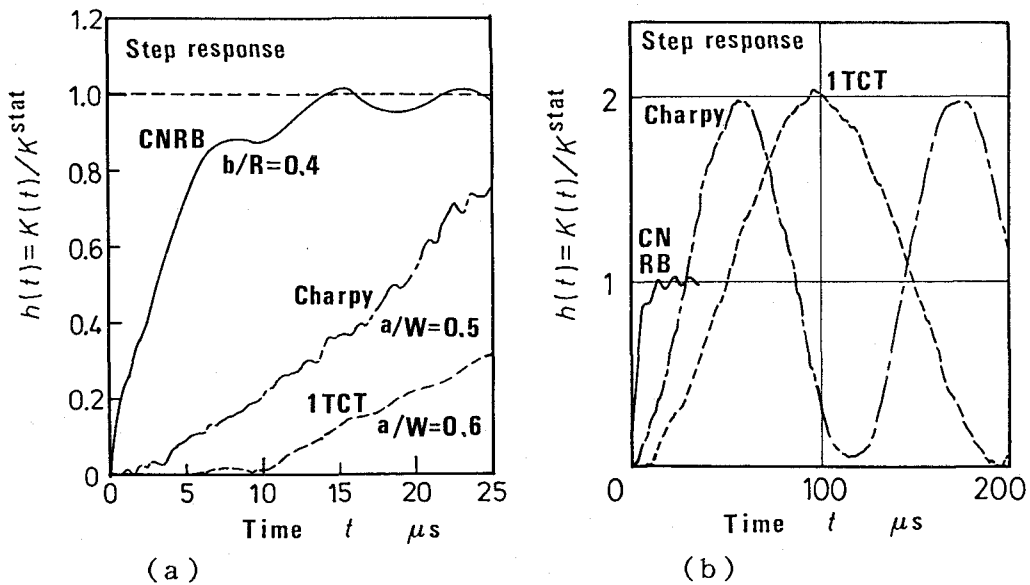
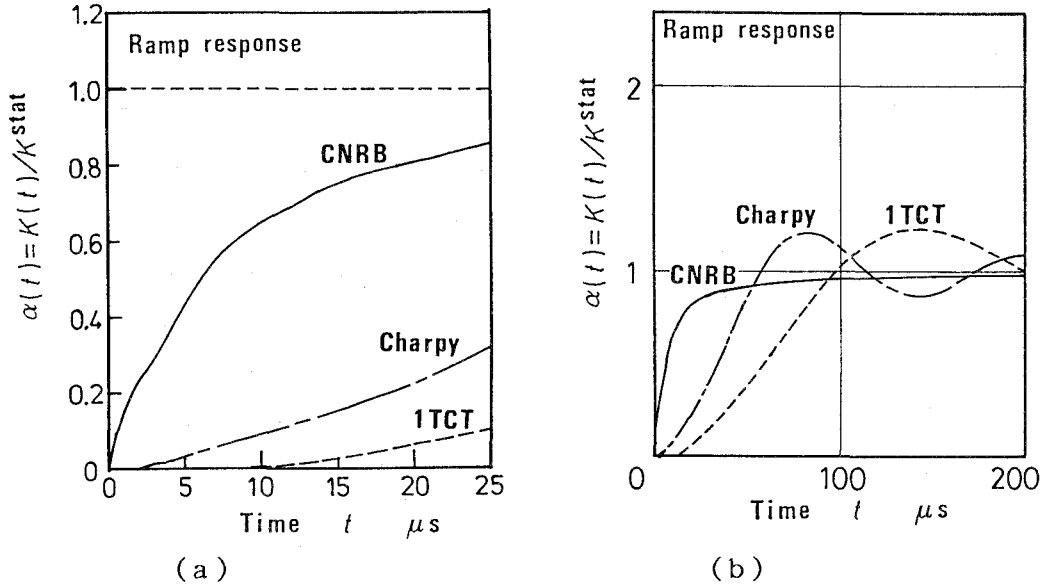


図 3.49 円周切欠丸棒、シャルピ三点曲げ、コンパクト引張試験片のステップ応答関数の比較



(a) (b)
 図3.50 円周切欠丸棒、シャルピ三点曲げ、コンパクト引張試験片のランプ応答関数の比較

また、円周切欠丸棒、シャルピ曲げ、1TCTの3種類の試験片の応力拡大係数に関するランプ応答関数 $\alpha(t)$ を、図3.50に整理して示す。3つの曲線を比較すると、荷重速度がほぼ一定な衝撃破壊試験において、円周切欠丸棒が最も速く1に収束することが分かる。さらに、図3.15のCNRBの透過応力 $\sigma_t(t)$ とき裂開口端変位 $\delta_o(t)$ のランプ応答関数の解析結果は、動的応力拡大係数が破壊開始までの時間が数 μs 程度まで静的な応力拡大係数の関係式に動的な σ_t あるいは δ_o の実測値を代入することによって推定可能なことを示唆している。

一方、シャルピ三点曲げと1TCT試験片は最低次の曲げ振動に相当する固有周期 T が分かれば、式(3-46)のステップ応答関数 $h(t)$ の近似式を用いて、

$$K(t) \approx A \int_0^t \left\{ 1 - \cos\left(2\pi \frac{t-\tau}{T}\right) \right\} \dot{P}(\tau) d\tau \quad (3-54)$$

により簡便に動的応力拡大係数 $K(t)$ が計算でき、ランプ応答関数の近似式(3-47)から $t \geq 3T$ では静的な評価式により5%の誤差範囲内で妥当な推定が可能と考えられる。

次に、円周切欠丸棒(CNRB)試験片、シャルピ型三点曲げ試験片およびコンパクト引張(1TCT)試験片に対する衝撃荷重が時間に比例して増大するランプ波形の下での解析結果から、材料の破壊じん性が30 MPa \sqrt{m} の場合を例にとり、静的な破壊じん性の評価法が適用できる負荷速度の上限がどの程度であるかを考察する。

図3.15のランプ応答関数の解析結果から、直径 25.4 mmのCNRB試験片に対して、透過応力 σ_t を静的な評価式に代入して計算した応力拡大係数 $K^{stat}(\sigma_t)$ が動的応力拡大係数 $K(t)$ と5%以内の精度で一致するまでには約5 μ sの時間を要する。従って、CNRB試験片の場合、5 μ s以上の時間で破壊が起きれば、応力波がき裂から透過ゲージの貼付位置まで伝播するに要する時間の補正を行った上で、破壊開始時の透過応力 σ_t を静的な評価式に代入すれば、破壊じん性を評価できると考えられ、破壊じん性が30 MPa \sqrt{m} 程度の材料の場合、静的な評価式が適用できる負荷速度の上限は、約 6×10^6 MPa \sqrt{m}/s となる。しかし、透過応力 σ_t を用いる場合でも、き裂から1直径離れた透過ゲージの位置まで応力波が伝播するのに要する時間の補正を行わなければ、5%以内になるまでに約100 μ sの時間を要することになる。一般に、静的な破壊じん性の評価法においては応力波の伝播に要する時間の補正は考えていないので、CNRB試験片の場合、約100 μ s以上の時間で破壊が起きなければ、き裂から1直径離れた位置に貼ったゲージで測定した破壊時の応力値を静的な評価式に代入しても、破壊じん性を5%以内の精度で評価できず、破壊じん性が30 MPa \sqrt{m} 程度の材料の場合、静的な評価式が適用できる負荷速度の上限は約 3×10^5 MPa \sqrt{m}/s と考えられる。

三点曲げ試験片およびコンパクト引張試験片の場合、固有周期の3倍以上の時間で破壊が起きれば、静的な評価式を用いて5%以内の精度で破壊じん性を評価できる。シャルピ三点曲げ試験片の場合、固有周期の3倍の時間は約350 μ sであり、1 T C Tでは約600 μ sとなる。従って、破壊じん性が30 MPa \sqrt{m} 程度の材料の場合、静的な評価式が適用できる負荷速度の上限は、シャルピ三点曲げ試験片に対して約 10^5 MPa \sqrt{m}/s となり、1 T C Tに対して約 5×10^4 MPa \sqrt{m}/s となる。

図3.51は、以上の考察結果から、破壊じん性試験片による静的な評価式が適用できる負荷速度の範囲の違いを示したものである。図から、円周切欠丸棒(CNRB)

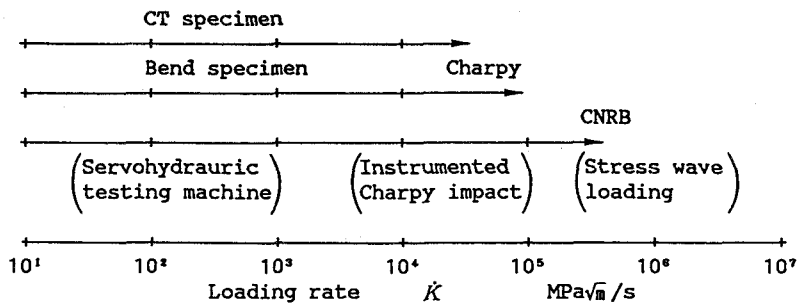


図3.51 破壊じん性試験片による静的な評価式を用いて測定が可能な負荷速度範囲の違い

試験片が3種類の試験片形状の中では、最も高い負荷速度の範囲まで静的な評価が可能であることが分かる。また、三点曲げ試験片やコンパクト引張試験片は基本的に線接触に近い状態で衝撃荷重を試験片に作用させなければならないが、円周切欠丸棒試験片では面で衝撃荷重を与えられるので、荷重部近傍の塑性変形を抑制でき、相対的に大きな衝撃荷重を作用させることができる長所がある。さらに、円周切欠丸棒試験片は図3.49のステップ応答関数の解析結果から応力拡大係数の立ち上がりが速い長所もあり、3種類の試験片を用いた衝撃破壊試験の中では最も高い負荷速度が実現できると考えられる。さらに、図3.50のランプ応答関数の解析結果から三点曲げとコンパクト引張試験片の動的応力拡大係数 $K(t)$ が K^{stat} を大きく超過するのに対して、円周切欠丸棒の $K(t)$ は K^{stat} を超えないので静的な評価式に基づく破壊じん性の推定を行った場合にも過小評価を避けられ、図1.3の標準的な試験で要求されるような負荷速度 K がほぼ一定になる状態を達成するまでに要する時間が短いといえる。

上記の検討結果により、円周切欠丸棒試験片が広い負荷速度範囲の破壊じん性を測定するのに最も有利な形状であるといえる。

3・6 結 言

本章では、従来の衝撃破壊試験で用いられてきた円周切欠丸棒と静的な破壊じん性試験で推奨されている三点曲げおよびコンパクト引張の3種類の形状の試験片に衝撃荷重が作用した場合の動的挙動を数値解析して、高負荷速度下での動的破壊じん性の測定に最も適した試験片形状の検討を行った。以下にその結果をまとめて示す。

(1) 円周切欠丸棒試験片

円周切欠丸棒については、動的応力拡大係数が静的な値に比較的早く収束する特性をもつことが明らかとなり、Costinら⁵⁹⁾の典型的な実験例を数値シミュレーションした結果、破壊開始時の透過応力を静的な評価式に代入して動的破壊じん性を推定することは妥当であるが、破壊開始点の決定方法には問題があることを明らかにした。

(2) 三点曲げ試験片

シャルピ三点曲げ試験片については、動的応力拡大係数がほぼ最低次の曲げ振動により決定されていることを確かめ、衝撃の初期に試験片がアンビルから一時的に離れる現象が現れることを示した。このため、単純支持を仮定した三点曲げの解析結果を支持点の透過荷重の計測結果に基づいて補正し、動的応力拡大係数を正しく計算する方法を新たに提案した。

(3) コンパクト引張試験片

コンパクト引張試験片については、動的応力拡大係数がシャルピ試験片と同様に曲げ振動により決定されていることを明らかにし、ピンによる衝撃荷重の困難さ、および、ピンと試験片の接触点が移動するという問題の起こり得ることを示した。

(4) 3種類の試験片形状の比較

3種類の試験片のステップ応答関数の解析結果を比較することによって、最も単純な形状の円周切欠丸棒が、高い負荷速度の下で動的破壊じん性を容易に測定できることが明らかとなり、静的から衝撃までの広い負荷速度範囲で材料の破壊じん性を測定するのに適した試験片形状であると考えられる。

第4章 動的破壊じん性の測定

4.1 緒言

衝撃荷重下における材料の動的破壊じん性を正確に測定するためには、衝撃荷重により生じる応力波の計測、動的応力拡大係数の計算、および、破壊開始時刻の検出を正しく行う必要がある。三点曲げとコンパクト引張試験片は、多点で衝撃荷重を計測する問題の他、基本的に応力波が重畳して曲げの変形が大きくなるまで動的応力拡大係数が立ち上がらず、その後も振動が持続する特性があるなど、破壊開始時刻の検出が容易な点を除けば、高い負荷速度の下での動的破壊じん性を測定するのに適さない形状であることを前章で述べた。一方、最も単純な形状の円周切欠丸棒試験片は、試験片中の応力波の伝播が容易に計測でき、動的応力拡大係数の立ち上がりも振動の減衰も速い特性を有し、破壊開始時刻の検出の問題さえなければ、理想的な動的破壊じん性試験片といえる。そこで、破壊開始時刻の新しい決定法を提案し、円周切欠丸棒試験片を用いた高負荷速度を達成できる衝撃破壊試験方法の開発を行った。

提案した破壊開始時刻の新しい決定法とは、円周切欠丸棒試験片の動的挙動の解析によって求めた『き裂の進展がないとき』の透過応力の予測波形と衝撃破壊試験で計測した『き裂が進展したとき』の透過応力の実測波形を比較し、その差が現れ始める時刻として検出する方法である。一方、高い負荷速度を達成できる試験装置として、円周切欠丸棒試験片に strikerを衝突させて生じた圧縮応力波を円周切欠に嵌め込んだ collar と疲労予き裂の閉口により透過させ、次に自由端で反射されて生じた引張応力波を再び円周き裂に入射させて破壊を起こす 図4.1の方式を考えた。図4.1中に入射ゲージは動的応力拡大係数の計算に必要なき裂に入射する引張応力波の測定に、また、透過ゲージは破壊開始時刻の検出のために用いられる。これまでも自由表面の反射で生じる引張波を用いる衝撃試験として、2枚の平板を超高速で衝突させる spall fracture の実験⁹⁾や圧縮波をcollerによって透過させる引張の動的な応力-ひずみ関係の測定⁵⁶⁾の例はあるが、円周切欠丸棒による動的破壊じん性の測定に適用したのは本研究が最初で、strikerの衝突速度の増大によって簡単に高い負荷速度が得られる。この負荷方式は、図4.1のように最も単純な衝撃破壊試験装置になるという特長も有し、また、円周切欠丸棒試験片が高い負荷速度まで静的な評価法が適用できる特長もあわせ持つので、容易に準静的から動的までの広い負荷速度範囲において同じ試験片形状で破壊じん性が測定ができる。

ここでは、円周切欠丸棒試験片を用いた新しい衝撃破壊試験方法によって、7075アルミニウム合金と炭素鋼S45Cの動的破壊じん性 $K_{I,d}$ を 10^6 MPa \sqrt{m}/s 以上の高い負荷速度の下で測定した結果について述べる。

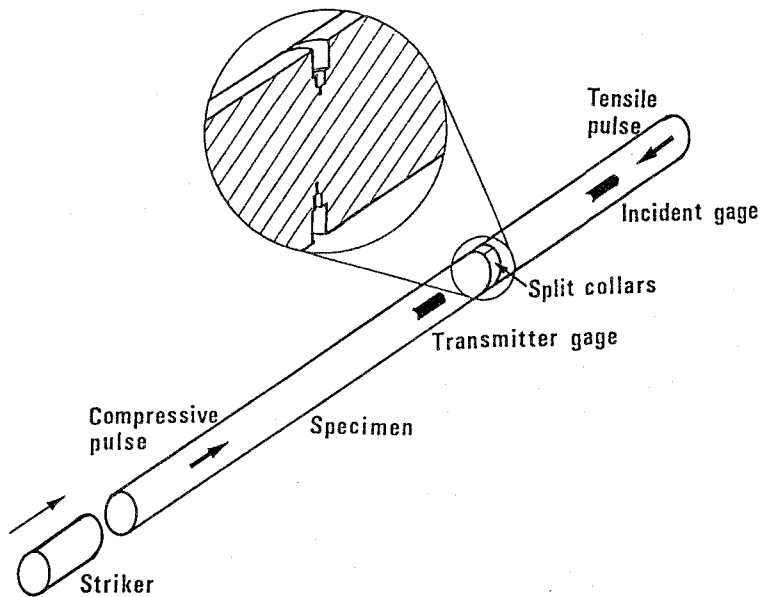


図 4. 1 円周切欠丸棒試験片を用いた衝撃破壊試験装置の概要

4・2 円周切欠丸棒試験片

4・2・1 供試材

供試材は、厚さ 50 mm の 7075 アルミニウム合金の圧延板、および、直径 25 mm の炭素鋼 S 45C の圧延丸棒である。

表 4. 1 は、7075 アルミニウム合金の厚板の化学組成で、調質 T 651 の熱処理が施

表 4. 1 7075 アルミニウム合金の化学組成 (wt. %)

Material	Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti	Al
7075-T651	0.10	0.22	1.42	0.12	2.55	0.19	5.48	0.05	Re.

表 4. 2 7075 アルミニウム合金の機械的性質と密度

Material	Young's modulus (GPa)	Yield stress (MPa)	Poisson ratio	Elongation (%)	Mass density (kg/m ³)
7075-T651	72	525	0.33	12	2.80×10 ³

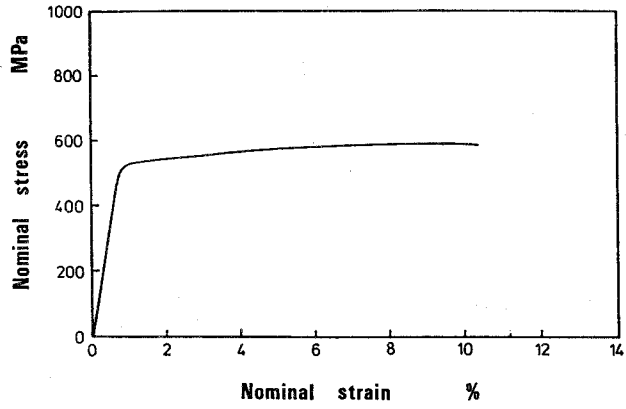


図 4.2 7075アルミニウム合金の室温での応力-ひずみ曲線

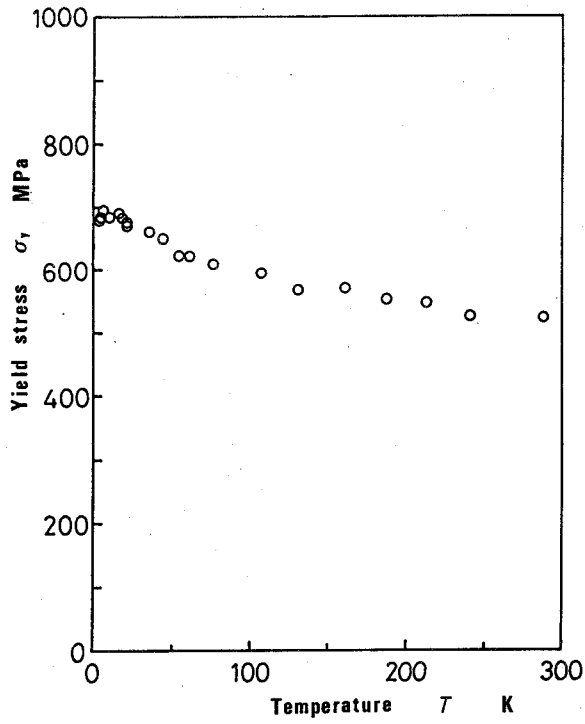


図 4.3 7075アルミニウム合金の降伏応力の温度依存性

されている。T 651 の熱処理の詳細な条件は、溶体化処理(465°C, 120 min.)→水焼入れ(20°C)→引張矯正(ひずみ 2%)→時効(120°C, 24 hr.)である。図 4. 2 は、室温で引張試験を行って求めた LT 方向の応力-ひずみ曲線であり、表 4. 2 に機械的性質と密度を示す。

アルミニウム合金は、比強度が高く、加工性にも優れている。ここで用いた 7075 は、Al-Zn-Mg-Cu 系合金の代表で、時効処理によってアルミニウム合金の中で最高の引張強度が得られ、航空機の構造材料として主に用いられている。また、降伏応力の温度依存性が図 4. 3 に示すように小さく、ひずみ速度依存性も小さい材料である。

次に、調質した炭素鋼 S 45C の丸棒の化学組成を表 4. 3 に、室温での応力-ひずみ曲線を図 4. 4 に、機械的性質と密度を表 4. 4 に示す。

鉄鋼材料は安価で、現在、構造材料として最も広く用いられている。炭素鋼は、降伏応力の温度依存性、および、ひずみ速度依存性の両方とも大きい材料である。こ

表 4. 3 炭素鋼 S 45C の化学組成 (wt. %)

Material	C	Si	Mn	P	S	Cu	Ni	Cr	Fe
S45C	0.46	0.17	0.67	0.026	0.016	0.01	0.03	0.11	Re.

表 4. 4 炭素鋼 S 45C の機械的性質と密度

Material	Young's modulus (GPa)	Yield stress (MPa)	Poisson ratio	Elongation (%)	Mass density (kg/m ³)
S45C	207	694	0.30	16	7.90×10 ³

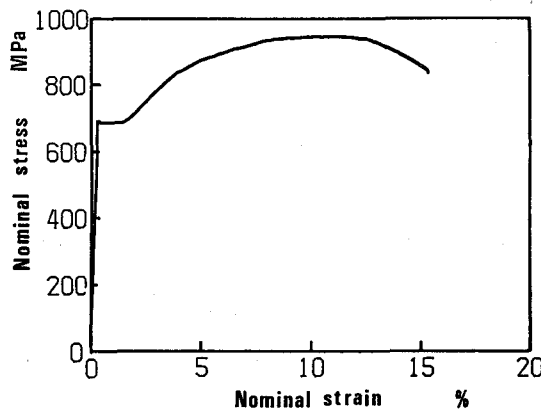


図 4. 4 炭素鋼 S 45C の室温における応力-ひずみ曲線

で用いた機械構造用炭素鋼 S 45C は、主に機械要素部品材料として使用される。機械要素部品材料として使用する場合、使用状態では強く、製作するときには加工し易いことが要求されるため、ほとんどの場合、熱処理が行われる。ここでは、高い降伏応力を得るために、焼入れ（850°Cで1時間保持→水冷）と、焼もどし（550°Cで4時間保持→油冷）の熱処理を行った。そのため、降伏応力は、通常の S 45C より高い値となっている。

4・2・2 試験片形状

動的破壊じん性を測定する試験片形状として最も適していると考えられる円周切欠丸棒(CNRB)を用いる。三点曲げやコンパクト引張試験片は板の表面近くが平面

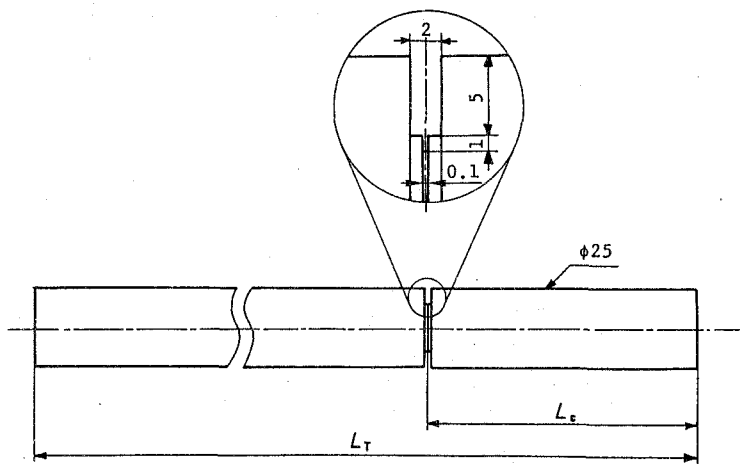


図 4.5 衝撃破壊試験片の詳細

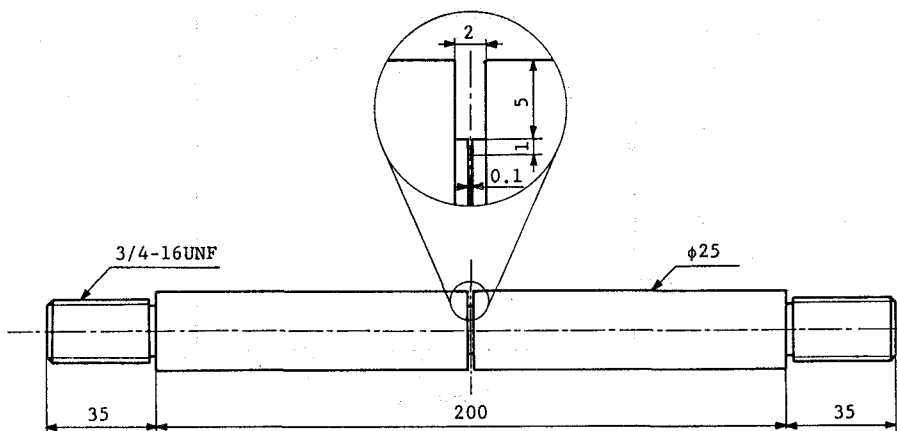


図 4.6 静的破壊試験片の詳細

応力状態となり、き裂先端近傍の塑性変形域が大きいものに対して、円周切欠丸棒試験片は、き裂先端近傍がすべて平面ひずみ状態となって、塑性変形に対する力学的拘束が最も強く、材料を脆性不安定破壊させ易いという利点もある。

図 4.5 に衝撃破壊試験用、図 4.6 に静的破壊試験用の試験片形状をそれぞれ示す。機械加工によるノッチは、両方の試験片で共通の形状となっている。さらに、疲労き裂を導入して、破壊試験に供している。実験の初期には、衝撃試験における圧縮波の透過を理想的に行うため、機械ノッチを加工せずに深い疲労き裂を導入していたが、疲労き裂の真円度と同心度の確保が困難であったので、このように深い機械ノッチを加工して疲労予き裂の同心円形状をよくしている。

4・2・3 疲労き裂の導入方法

疲労き裂は円周切欠丸棒試験片に回転曲げの負荷を作用させ、同心円形状になるように導入する。図 4.7 に疲労き裂導入装置の概略を示す。

疲労き裂導入装置は、旋盤を改造したもので、図中のベアリング A を介して試験片に鉛直下向きの強制変位を与える。この状態で試験片を回転させると、機械ノッチ底に繰り返し両振の曲げ応力が作用し、疲労き裂が発生、進展することになる。疲労き裂が進展すると、試験片の剛性が下がり、変位が拘束されているため荷重が減少する。この荷重の測定例を図 4.8 に示す。図のように荷重の低下から疲労き裂発生が判断でき、強制変位量を制御して、疲労き裂導入時の荷重を調整している。最終的な疲労き裂長さの推定は、回転曲げ負荷を止めて、図 4.9 に示すようにき裂の両側の離れた位置の電極に定電流源から 10 A の一定電流を流し、き裂の両端付近の電位差を測

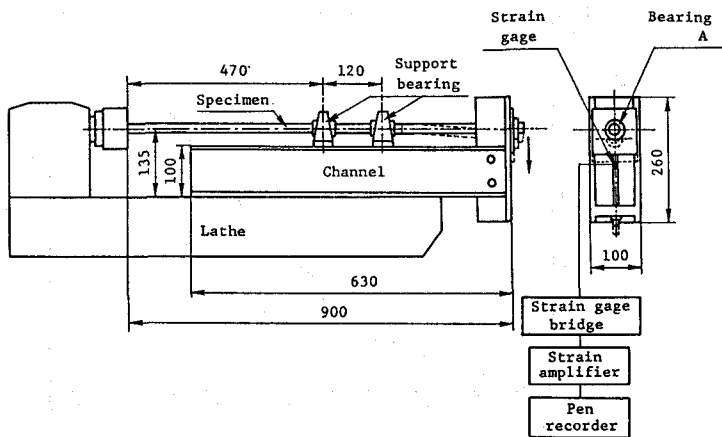


図 4.7 疲労き裂導入装置の概要

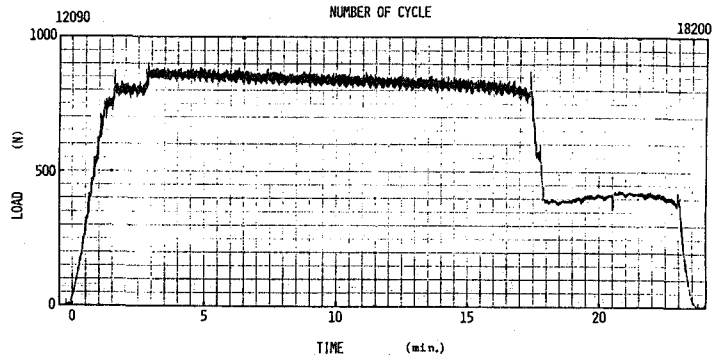


図 4.8 疲労き裂導入時の荷重条件

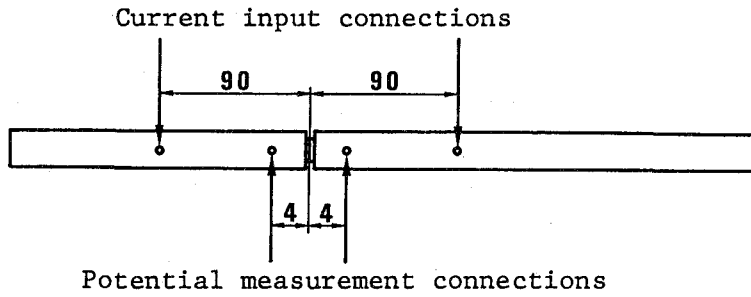


図 4.9 電位差法による疲労き裂長さの測定

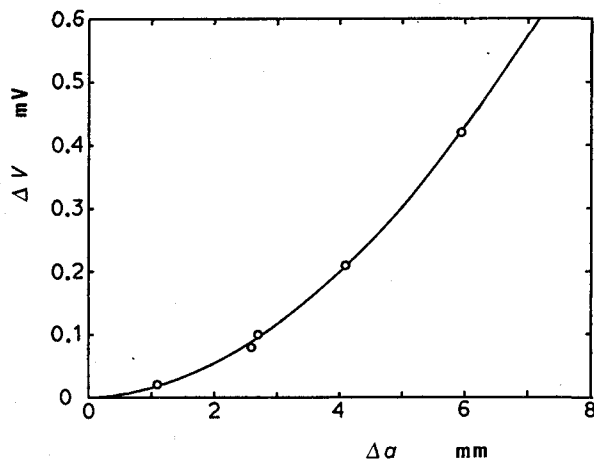


図 4.10 電位差 ΔV と疲労き裂の進展量 Δa の関係

定することによって行う。図4.10は、実験後に測定した疲労き裂の長さを実験前に測定した電位差の関係を示したもので、この2次曲線で近似できる関係を疲労き裂長さの推定に用いている。

疲労き裂導入時の荷重は、静的破壊じん性 K_{Ic} 試験の規格¹⁰⁾に準じて決定される。すなわち、疲労き裂導入時の応力拡大係数の最大値 K_{max} が、次の条件を満足するように与える。

$$\begin{aligned} K_{max} &< 0.6 K_{Ic} \\ \frac{K_{max}}{E} &< 0.0032 \sqrt{m} \end{aligned} \quad (4-1)$$

ここで、 K_{max} は、円周き裂に作用する回転曲げの最大モーメント M_{max} より、

$$\begin{aligned} K_{max} &= A_f M_{max} \\ A_f &= \frac{3 \sqrt{\pi b(1-\xi)}}{2 \pi b^3} \left(1 + \frac{1}{2} \xi + \frac{3}{8} \xi^2 + \frac{5}{16} \xi^3 + \frac{35}{128} \xi^4 + 0.531 \xi^5 \right) \end{aligned} \quad (4-2)$$

から計算する。なお、 $\xi = b/R$ である。

以下に疲労き裂の導入手順を示す。

- (1) 円周切欠丸棒試験片を（静的試験片は疲労き裂導入用延長丸棒を用い）導入装置にセットし、荷重測定用ゲージを動ひずみ計に接続してペンレコーダで記録を始める。このとき少し荷重を加えて回転させ、軸の回転ぶれが無くなるように調整する。
- (2) 試験片を回転させ、曲げ変位を与える。このとき荷重は、式(4-1)の条件を満足するように十分注意する。
- (3) 数十分後に疲労き裂が発生すると荷重の急速な低下が始まり、荷重を減少させて、さらに、回転曲げ負荷を続けて疲労き裂を進展させ、導入が完了する。

4・3 破壊じん性の測定方法

4・3・1 動的破壊じん性の測定方法

4・3・1・1 衝撃破壊試験装置

図4.1に概要を示した衝撃破壊試験装置の詳細を図4.11に示す。試験装置は、air gun 式の striker発射部と円周切欠丸棒（CNRB）試験片から成る。strikerは、外径25 mm、長さ約70 mmの試験片と同質の丸棒である。striker発射部のgun barrelは、外径28 mm、内径25 mm、長さ1600 mmのステンレス鋼管である。試験片とgun barrelは、それぞれ溝形鋼の上にボルトで固定したVブロックによって同一軸線上になるよう支持されている。試験装置の全長は3 m、全幅が250 mm、最大高さは190 mmで、総重量が約150 kgである。

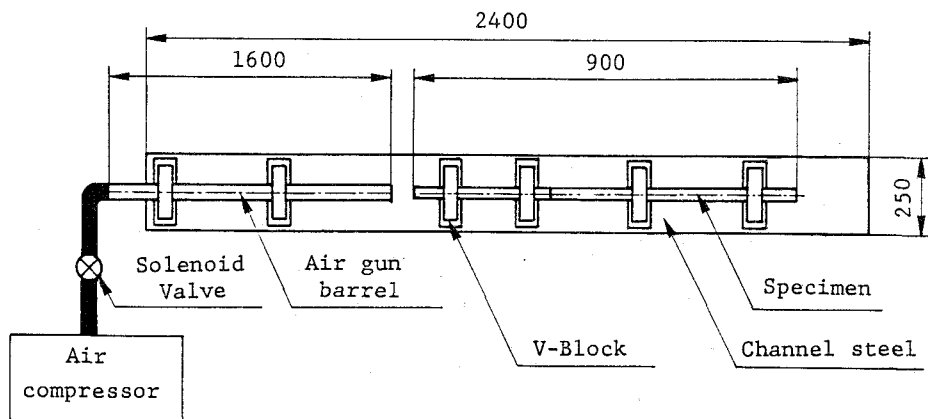


図 4.1.1 衝撃破壊試験装置

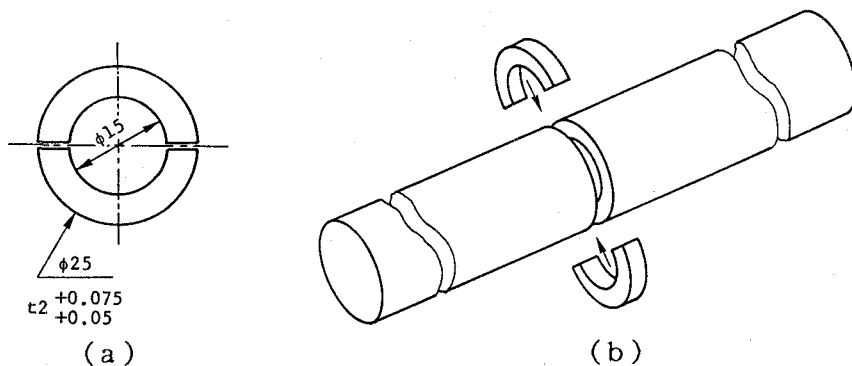


図 4.1.2 分割collarの形状と円周切欠部への装着

Strikerの加速には、エアコンプレッサ（日立製 BEBICON；最大 9.5気圧）の高圧空気源を用いる。高圧空気を電磁バルブの操作でgun barrelに導き、strikerを最高 50 m/sの速度で試験片に衝突させる。この衝突により試験片中に圧縮応力波が発生し、自由端反射で引張応力波となり、き裂を進展させる。なお、7075アルミニウム合金の試験時には、試験片の長さが短いことを補うために同一材料で同一直径の長さ500 mmの丸棒を介してstrikerを衝突させ、一様な入射応力波を得た。

試験片の円周切欠部には、圧縮応力波を透過させるために 図 4.1.2 のように 2分割したcollarが嵌め込まれている。

図 4.1.3 は、試験装置全体の応力波伝播の様子を示したものである。高圧空気加速されたstrikerの衝突により生じた圧縮波は、丸棒中を右へ伝播し、円周切欠に嵌め込まれたcollar、および、閉口したき裂とligamentを通り、自由端に達する。自由端での反射により生じた引張応力波 σ_1 は左へ伝播して円周切欠に入射し、疲労予

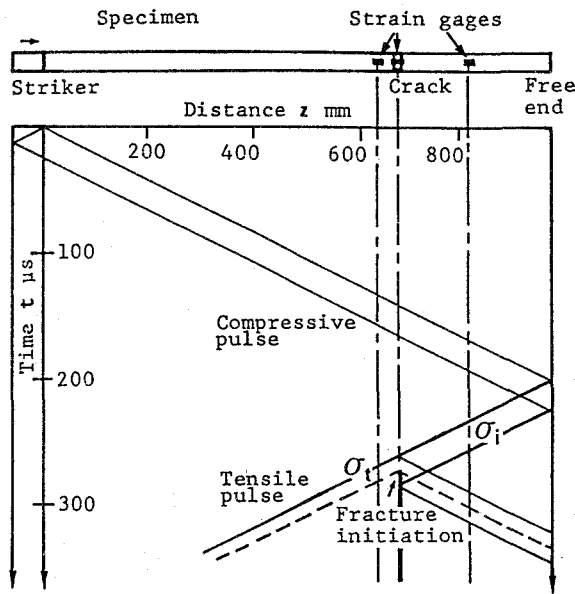
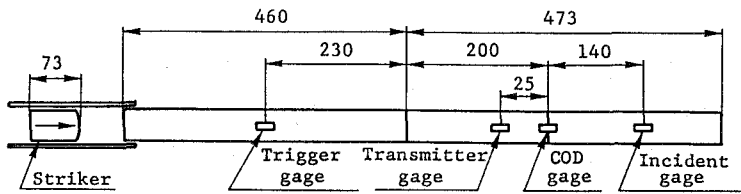
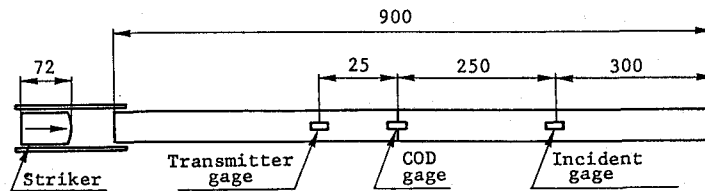


図 4.13 衝撃破壊試験装置中の応力波の伝播



(a) 7075アルミニウム合金



(b) 炭素鋼 S45C

図 4.14 ひずみゲージの貼付位置

き裂を開口させ、進展させる。このような引張破壊試験方法は、これまで軽ガス銃を用いた2枚の平板の超高速衝突で生じた衝撃波による spall fracture の実験⁹⁾で用いられてきたが、平板の代わりに予き裂試験片を用いれば応力波による破壊試験が実現できる。この方法は、従来の円周切欠丸棒を用いた衝撃破壊試験⁵⁹⁻⁶⁶⁾の引張応力波を直接発生させる方法に比べ、試験装置が単純になる利点がある。

4・3・1・2 試験片中の応力波の伝播の測定

試験片中の応力波の伝播の測定は、図4.14に示した位置に貼付したひずみゲージを用いて行う。図4.15の定電圧 V_c を固定抵抗 R_c とゲージ抵抗 R_g のひずみゲージに与える直流回路を用いると、ひずみゲージの端子間の電圧変化 ΔV_g から、丸棒表面の軸方向ひずみ ε が次式で求められる。

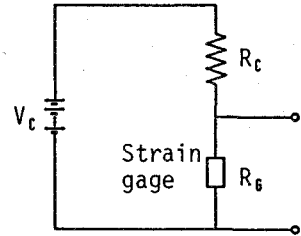


図4.15 ゲージ回路

$$\varepsilon = \frac{(R_g + R_c)^2 \Delta V_g}{C_g R_g \{R_c V_c - (R_g + R_c) \Delta V_g\}} \quad (4-3)$$

ここで、 C_g はゲージ率であり、ひずみの測定位置において一次元応力波伝播理論が適用できると仮定して、ひずみ ε から応力 σ を求めている。

ひずみゲージの出力電圧は、デジタル変換して記録され、パーソナルコンピュータを用いて処理され、き裂に入射する応力波が分散を考慮して求められる。

4・3・1・3 動的破壊じん性の決定

動的応力拡大係数 $K(t)$ と破壊開始時刻 t_f を計測された入射応力 σ_i と透過応力 σ_t から次の方法により評価し、動的破壊じん性 K_{rd} が決定される。

き裂に丸棒断面内ではば一様な応力波が入射した場合、任意の入射波形に対する動的応力拡大係数 $K(t)$ は、き裂にステップ関数状の一様な応力波が作用した時の応答関数 $h(t)$ を重ね合わせることにより、

$$K(t) = A \int_0^t h(t-\tau) \dot{\sigma}_i(\tau) d\tau \quad (4-4)$$

$$A = \frac{\sqrt{\pi} b (1-\xi)}{2 \xi^2} (1 + 0.5 \xi + 0.375 \xi^2 - 0.363 \xi^3 + 0.731 \xi^4)$$

で計算される。ここに、 $\xi = b/R$ であり、 b はligamentの半径、 R は丸棒の半径で、 $\dot{\sigma}_i$ は応力速度である。ステップ関数状の σ_i に対する $h(t)$ は、第3章の円周切欠丸棒試験片の動的挙動の解析で述べたように図4.16の数値解析結果から、破壊試験後の破面から測定された b/R に対して内挿することにより求めている。

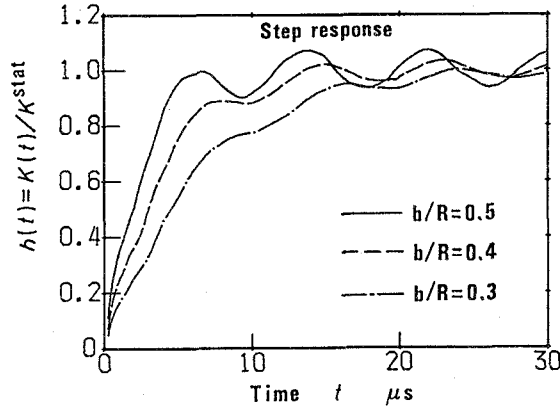


図 4.16 応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$

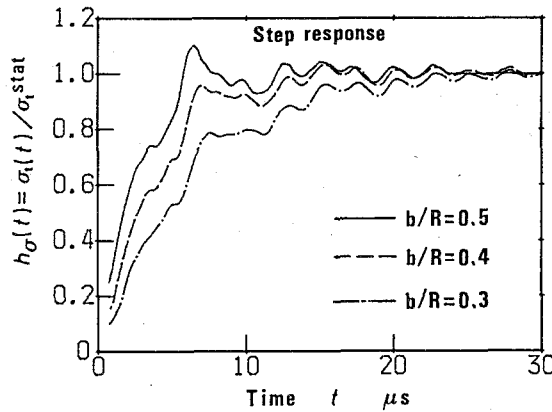


図 4.17 透過応力のステップ応答関数 $h_{\sigma}(t)$

一方、破壊開始時刻 t_r は、き裂から 1 直径離れた位置で実測した透過応力 σ_t の波形から、破壊の情報を読み取ることによって決定できる。すなわち、実測された透過応力 σ_t の波形には破壊に伴う応力の減少があり、これと計算で予測できるき裂進展の無い時の透過応力 σ_t^{prod} の波形を比較すれば、透過応力の計算波形と実測波形の差が現れる点から破壊開始時刻 t_r を評価することが可能である。

第 3 章で述べたように、応力波 $\sigma_i(t)$ がき裂に入射した時に破壊が起きなければ、透過ゲージで測定される透過応力 $\sigma_t^{prod}(t)$ は、ステップ応答関数 $h_{\sigma}(t)$ を用い、

$$\sigma_t^{prod}(t) = \int_0^t h_{\sigma}(t-\tau) \dot{\sigma}_i(\tau) d\tau \quad (4-5)$$

で計算できる。ここで、透過応力に関するステップ応答関数 $h_{\sigma}(t)$ は、有限要素解析から 図 4.17 のように求められている。ステップ応答関数 $h_{\sigma}(t)$ も b/R によ

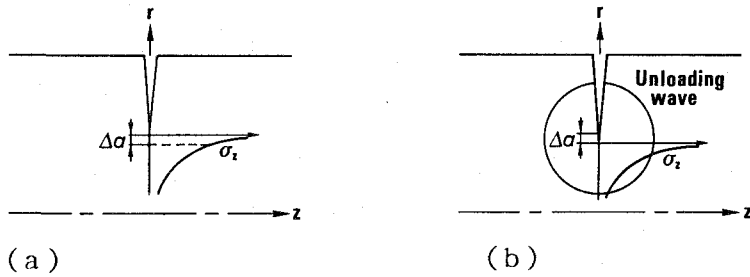


図 4.18 Δa のき裂進展で生じる応力場の変化と除荷波

り異なるが、破壊試験後に実測した b/R に対する $h_o(t)$ が、図の数値解析結果から内挿で求められ、き裂進展の無い時の $\sigma_t^{\text{pred}}(t)$ を計算することができる。

次に、き裂が Δa 進展した場合について考える。図 4.18 に示すように、(a) の進展前のき裂前方 Δa に作用していた開口方向の高い応力 σ_z は、(b) の Δa のき裂進展の間に解放されて零となる。この応力場の急変によって除荷の応力波が生じ、その除荷波が 1 直径離れたゲージ位置へ到達すると、透過応力の実測波形 $\sigma_t(t)$ と、き裂進展のない場合の予測波形 $\sigma_t^{\text{pred}}(t)$ との間に差が現れる。この除荷波による差を $\sigma_t^{\text{unlo}}(t)$ と書くと、透過応力 σ_t は、

$$\sigma_t(t) = \sigma_t^{\text{pred}}(t) - \sigma_t^{\text{unlo}}(t) \quad (4-6)$$

となる。ここで、

$$\sigma_t^{\text{unlo}}(t) = \int_{t_r}^t h_o(t-\tau) \dot{\sigma}_i^{\text{unlo}}(\tau) d\tau \quad (4-7)$$

を満足する応力 σ_i^{unlo} を考えると、 σ_i^{unlo} はき裂進展開始時刻 t_r まで零であり、き裂の進展とともに入射応力 σ_i と等しくなるまで増大するようなき裂部に作用する断面内で一様な仮想応力である。 $\sigma_i^{\text{unlo}} = \sigma_i$ は、き裂部の応力が零の状態であり、試験片が破断して自由表面になったことに相当する。

今、図 4.19 (a) に示すように、入射応力を $\sigma_i = Ct$ のランプ波形で近似して与えると、き裂進展がないとして予測される透過応力は、式(4-5) より

$$\sigma_t^{\text{pred}}(t) = C \int_0^t h_o(\tau) d\tau \quad (4-8)$$

で計算される。時刻 t_r でき裂が進展を開始した後の $t < 2t_r$ における σ_i^{unlo} を $2C(t-t_r)$ と、また、 $t \geq 2t_r$ の σ_i^{unlo} を σ_i と同じ Ct とすると、

$$\sigma_i^{\text{unlo}}(t) = 2C \int_{t_r}^t h_o(\tau) d\tau : t_r \leq t < 2t_r \quad (4-9)$$

となる。図 4.19 (b) は、式(4-8) の σ_t^{pred} と式(4-6) に上式を代入した σ_t の計算結果であり、 t_r から差が現れ始めることが分かる。図 4.19 (c) は、図(b)

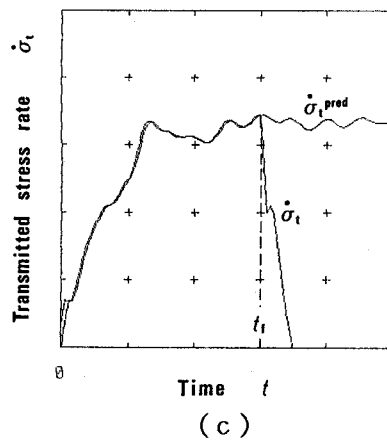
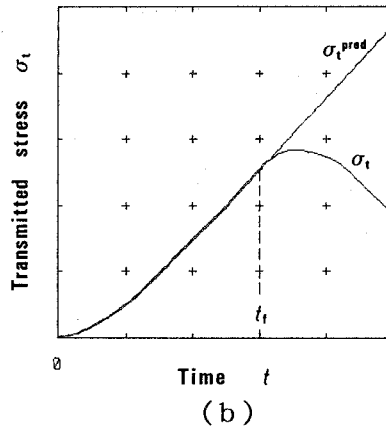
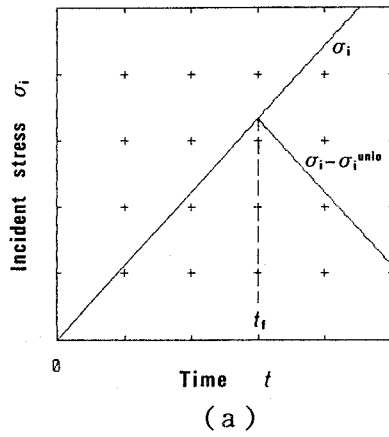


図4.19 ランプ波形の入射応力 σ_i とき裂進展による除荷波 σ_i^{unlo} に対する透過応力とその時間微分の計算結果

の時間微分であり、上式から、

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_t(t) &= \dot{\sigma}_t^{\text{pred}}(t) - \dot{\sigma}_t^{\text{unlo}}(t) \\ &= C \{h_o(t) - 2h_o(t-t_r)\} \quad : \quad 0 \leq t < 2t_r\end{aligned}\quad (4-10)$$

で与えられ、透過応力 σ_t の時間曲線が t_r で折れ曲がることが明らかである。ここで、図4.17の透過応力のステップ応答関数 $h_o(t)$ は、入射波の波頭がき裂に到達した時刻を原点とするのではなく、さらに1直径の距離を縦波が伝播するのに要する時間 T_o を補正した時刻を原点としており、透過ゲージの位置に波頭が到達してからの時間 t に対して示されているので $t=0$ から立ち上がる波形になっている。しかし、時間 t の原点を図4.16の応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$ と同じ波頭がき裂に到達した時刻とした場合には、 $h_o(t)$ は $t=T_o$ から立ち上がることになり、透過応力 σ_t の時間曲線は $t=t_r+T_o$ で折れ曲がることになる。すなわち、き裂から透過応力の測定位置まで応力波が伝播するのに要する時間、破壊開始時刻の検出が遅れることを考慮し、図4.17のステップ応答関数でその遅れを補正して予測計算に用いている。

以上から、透過応力 $\sigma_t(t)$ の計算と実測波形の差が現れ始める点から破壊開始時刻 t_r を評価すれば、動的応力拡大係数 $K(t)$ の破壊開始時刻 t_r における臨界値として、動的破壊じん性 K_{1c} が決定できる。

4.3.2 静的破壊じん性の測定方法

4.3.2.1 静的破壊試験装置

図4.20に油圧式引張破壊試験装置の概要を示す。装置は、油圧シリンダ駆動部、負荷棒、および、支持フレームから成る。油圧シリンダ駆動部は、弁の開閉によりアキュムレータに蓄積した高圧油を、油圧シリンダに送り込み、油圧シリンダに取り付けたピストンを作動させることにより、試験片に準静的負荷を加える。油圧シリンダの定格圧力は13.7 MPa (140 kgf/cm²)で、約75 kNの最大定格荷重を与えられる。

試験片の両側には負荷棒が接続され、一端がピストンに、他端が支持フレームに接続されている。また、支持フレームは最大荷重に対して十分な剛性を持っている。試験片に作用する荷重は、負荷棒に貼付したひずみゲージにより構成されたロードセルを用いて測定する。

静的破壊じん性試験の手順を以下に示す。

- (1) 試験片に疲労予き裂を導入する。
- (2) 試験片を油圧式破壊試験装置に固定し、荷重の計測と記録機器を準備する。
- (3) 油圧を調整して負荷速度 K が約1 MPa \sqrt{m} /sになるように荷重を与える。
- (4) 破壊後、記録したデータをパーソナルコンピュータに送り、処理を行う。

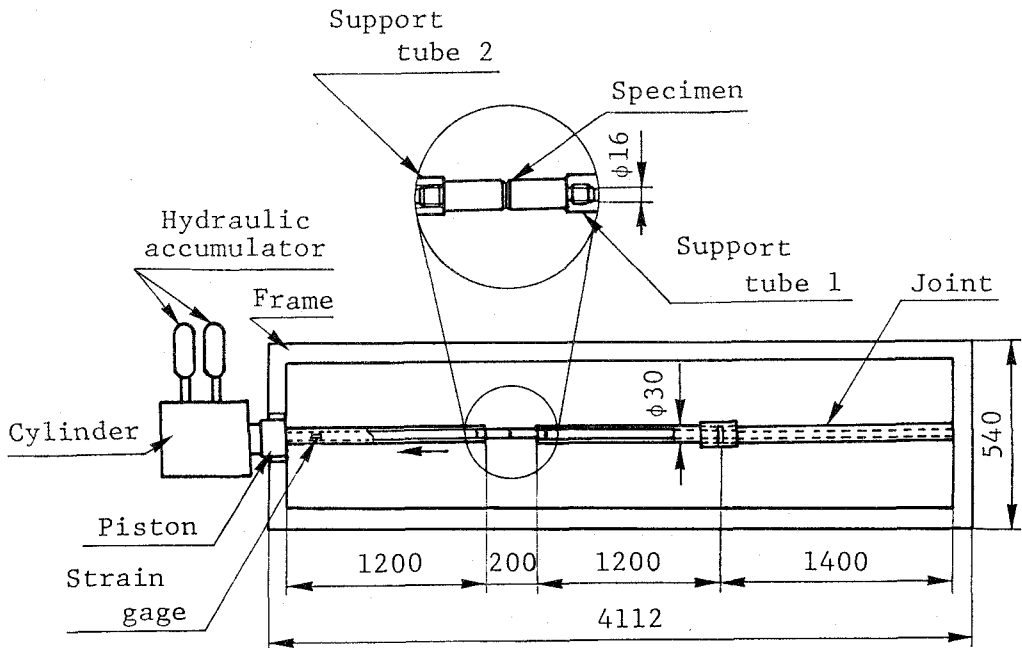


図4.20 油圧式引張破壊試験装置の概要

4・3・2・2 静的破壊じん性の決定

円周切欠丸棒（CNRB）の試験片の両端に荷重 P が準静的に作用した場合、あるいは、き裂から十分離れた位置に一樣な引張応力 σ が準静的に作用した場合の応力拡大係数 K^{stat} は、次式で与えられる。

$$K^{stat} = A \sigma = A \frac{P}{\pi R^2} \quad (4-11)$$

$$A = \frac{\sqrt{\pi b(1-\xi)}}{2\xi^2} (1 + 0.5\xi + 0.375\xi^2 - 0.363\xi^3 + 0.731\xi^4)$$

ここに、 $\xi = b/R$ であり、 b は ligament の半径、 R は丸棒の半径である。

静的破壊じん性 K_{Ic} は、ASTM E 399規格¹⁰⁾ の平面ひずみ破壊じん性試験に準拠して求め、7075アルミニウム合金の試験のように準静的に与えた荷重の最大値で脆性破壊を起こした場合には、その最大値 P_{max} を式(4-11)の荷重に代入した静的応力拡大係数の臨界値となる。

4・4 破壊じん性の測定結果

4・4・1 7075アルミニウム合金の試験結果

4・4・1・1 衝撃破壊試験結果

図4.21に strikerを20 m/sで7075アルミニウム合金の円周切欠丸棒試験片に衝突させ、動的破壊じん性の測定を行ったときの入射ゲージ、透過ゲージ、および、き裂開口端変位(COD)ゲージの計測波形を示す。図4.21の出力波形には、最初に圧縮波の信号が現れ、次に、自由端での反射により生じた引張波が観察される。透過ゲージと入射ゲージの出力波形から、最初の圧縮応力波が、円周切欠に嵌め込まれた collarの助けを借りて、き裂部をほとんど全て透過したことが分かる。なお、入射応

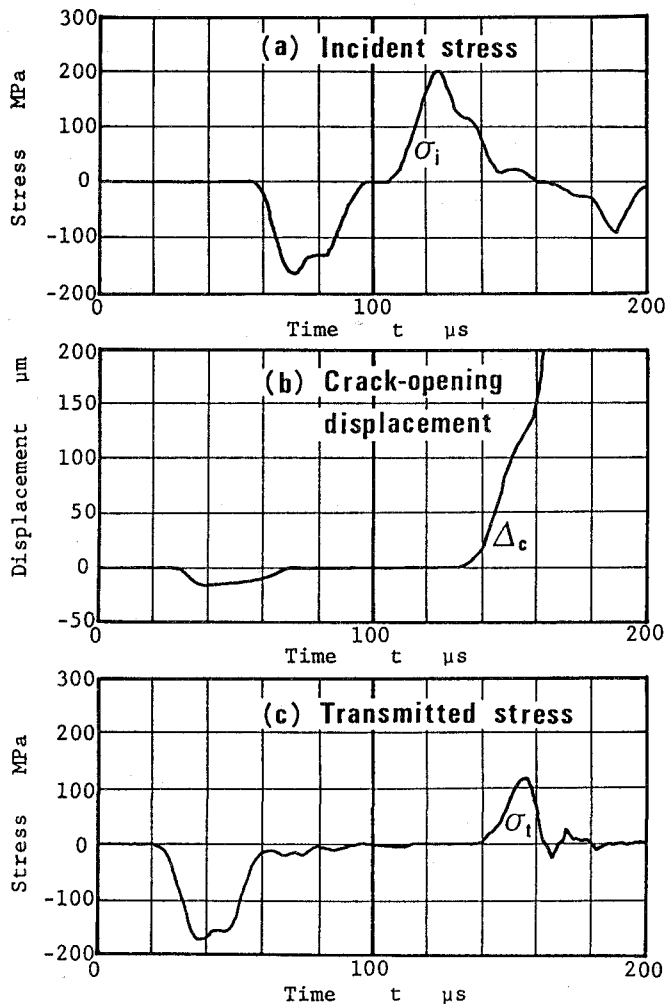


図4.21 7075アルミニウム合金の衝撃破壊試験においてひずみゲージを用いて計測された(a)入射応力、(b)き裂開口端変位と(c)透過応力

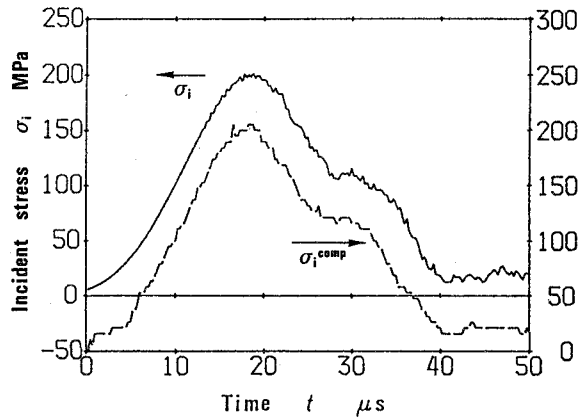


図4.22 入射ゲージで実測された圧縮応力波 σ_i^{comp} から分散の影響を補正して求めたき裂へ入射する引張波 σ_i

力と透過応力は、一次元応力波伝播理論に基づいてゲージ出力から求めたひずみに縦弾性係数 E を乗じて計算し、き裂開口端変位は、CODゲージで得たひずみにゲージ長さ 5 mm を掛けた公称の値である。

図4.22の破線は入射ゲージで計測した圧縮応力波 σ_i^{comp} を符号を反転して示した波形で、実線は $-\sigma_i^{\text{comp}}$ から第3章で述べた分散の影響の補正をパーソナルコンピュータにより行って求めたき裂へ入射する引張波 σ_i の予測波形である。時間軸は、応力波の波頭の到達時刻を原点としている。圧縮応力波 σ_i^{comp} は、入射ゲージを通過した後、自由端で反射して再び入射ゲージを通過し、 406 mm の距離を伝播して円周き裂に入射する。この距離を伝播する間の分散による波形の変化を予測計算した図4.22の実線の結果と、入射ゲージで測定した引張応力波 σ_i^{tens} とは、よく一致した。すなわち、引張応力波が入射ゲージから円周き裂まで 140 mm 伝播する間の分散の影響は小さいため、き裂に入射する引張応力波 σ_i を入射ゲージで測定した引張応力波で実験的には十分な精度で評価できることが分かる。

図4.23に衝撃試験後に撮影した破面のマクロ写真を示す。円周切欠の機械ノッチ底から同心円状に成長した疲労き裂と衝撃で急速にき裂が進展した破面とが明確に区別できることが分かる。このマクロ写真により ligament 半径 b を正確に計測して、透過応力 $\sigma_i(t)$ の式(4-5) からき裂進展のない場合の波形を予測するのに必要なステップ応答関数 $h_o(t)$ を図4.17から内挿し、さらに、動的応力拡大係数 $K(t)$ を式(4-4) から計算する場合のステップ応答関数 $h(t)$ も図4.16から内挿して求める。

図4.24は、破線の入射応力 σ_i に対して、式(4-5)の透過応力のステップ応答

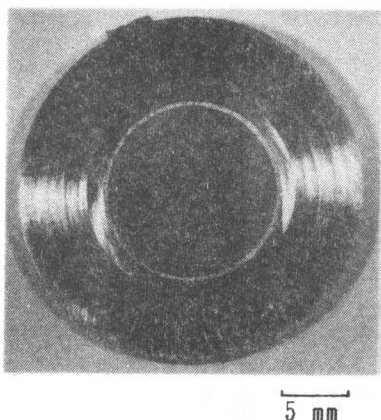


図 4.23 7075アルミニウム合金の衝撃破面のマクロ写真

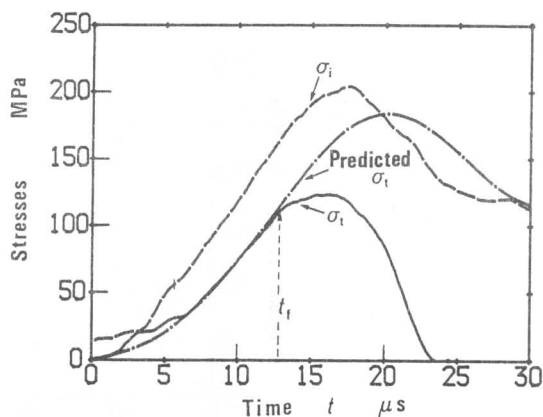


図 4.24 7075アルミニウム合金の入射応力および透過応力の実測波形とき裂の進展がないときの予測波形

関数 $h_o(t)$ の重ね合わせを行って求めたき裂進展のない条件で予測される透過応力 σ_t^{pred} の波形と、透過ゲージで実測された σ_t の波形を比較した結果である。図から破壊開始時刻 t_f は、透過応力の実測波形と予測波形の差が現れ始めた時刻として決定されることが分かる。

図 4.25 に入射応力 σ_i から式(4-4)を用いてき裂進展のない条件でステップ応答関数 $h(t)$ の重ね合わせにより計算した動的応力拡大係数 $K(t)$ と、実測された透過応力 σ_t を静的な評価式(4-11)に代入して求めた $K^{stat}(\sigma_t) = A\sigma_t$ を示す。動的応力拡大係数 $K(t)$ の図 4.24 から求めた破壊開始時刻 t_f における値から、負荷速度 $\dot{K} = 4 \times 10^6$ MPa \sqrt{m}/s における 7075アルミニウム合金の動的破壊じん性が 37.6 MPa \sqrt{m} と評価される。

図 4.25 において、破壊開始時刻 t_f までの $K(t)$ が $K^{stat}(\sigma_t)$ でよく近似できることが分かる。動的応力拡大係数 $K(t)$ と透過応力 σ_t を静的な評価式に代入した $K^{stat}(\sigma_t)$ の差が小さい理由については次のように考えられる。理論上、破壊開

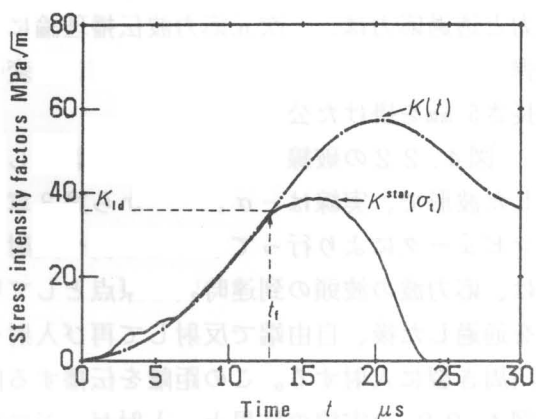


図 4.25 動的応力拡大係数 $K(t)$ と透過応力 σ_t を静的な評価式に代入して求めた $K^{stat}(\sigma_t)$ の時間変化

始前の時間に対して動的応力拡大係数 $K(t)$ は式(4-4)で与えられ、 $K^{stat}(\sigma_t)$ は式(4-5)で予測される透過応力 σ_t に定数 A を掛けたものである。従って、両者の差は図4.16の応力拡大係数のステップ応答関数 $h(t)$ と図4.17の透過応力 σ_t のステップ応答関数 $h_o(t)$ の違いといえる。ところが、 $h(t)$ と $h_o(t)$ の小さな振動を除いた曲線の立ち上がりがよく似た時間変化を示す特性を有するため、実際の入射応力波形 $\sigma_i(t)$ について式(4-4)と式(4-5)の重ね合わせを行うと、小さな振動の部分が積分により消失し、 $K(t)$ と $K^{stat}(\sigma_t)$ がよく似た曲線となった。なお、円周切欠丸棒試験片において、ステップ応答関数 $h(t)$ と $h_o(t)$ を決定するのは、ともに円周き裂による応力波の回折現象であるが、 $h_o(t)$ の方には回折した膨張波と変形波がさらに表面で反射して複雑に重畳する影響があり、小さな振動が多く現れるものと考えられる。

また、図4.25から破壊開始時刻 t_r が透過応力 σ_t の最大値をとる時刻に近いことが分かり、円周切欠丸棒試験片を用いた衝撃破壊試験において、近似的に材料の動的破壊じん性 K_{Ia} を $K^{stat}(\sigma_t)$ の最大値として評価できるといえる。ただし、この近似評価の方法では、 K_{Ia} を実際より高く見積もる点に十分注意しておく必要があるといえる。

表4.5に7075アルミニウム合金に対して測定された動的破壊じん性 K_{Ia} 、破壊開始時間 t_r と図1.3のランプ状で近似したときの原点の時刻 t_o 。および式(1-6)から求めた負荷速度 K の結果を示す。表4.5には、参考のため、透過応力 σ_t の最大値をとる時刻 t_{max} と $|\sigma_t|_{max}$ を静的な評価式に代入した近似評価値もいっしょに示しておく。

表4.5 7075アルミニウム合金の動的破壊じん性の測定結果

Specimen No.	K_{Ia} MPav \sqrt{m}	t_r μs	t_o μs	K MPav $\sqrt{m/s}$	$ K^{stat}(\sigma_t) _{max}$ MPav \sqrt{m}	t_{max} μs
D1	37.6	13.8	4.3	4.0×10^6	38.7	16.3
D2	38.4	17.5	4.1	2.9×10^6	43.4	19.0
D3	36.8	10.5	4.7	6.3×10^6	38.6	11.2
Average	37.6	13.9	4.4	4.4×10^6		

図4.26に実測した透過応力 σ_t に丸棒の断面積をかけて求めた衝撃荷重 P とき裂開口端変位(COD) Δ_c の時間変化を示す。図4.27は、荷重-COD曲線に直したもので、荷重が破壊開始時までほぼ線形に上昇していることが分かる。従って、7075アルミニウム合金では、小規模降伏状態の下で破壊が起こり、線形弾性体を仮定した評価が十分妥当であるといえる。

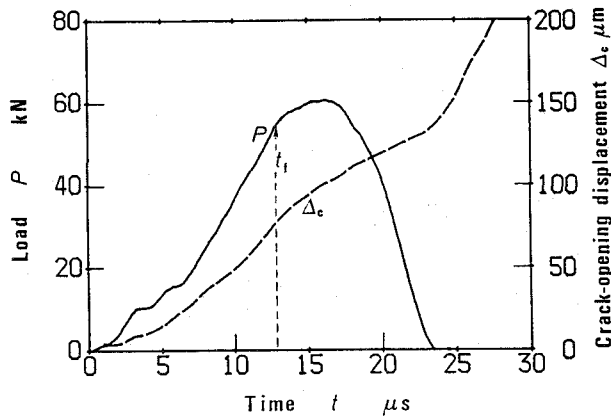


図4.26 7075アルミニウム合金の衝撃破壊試験における荷重とCODの時間変化

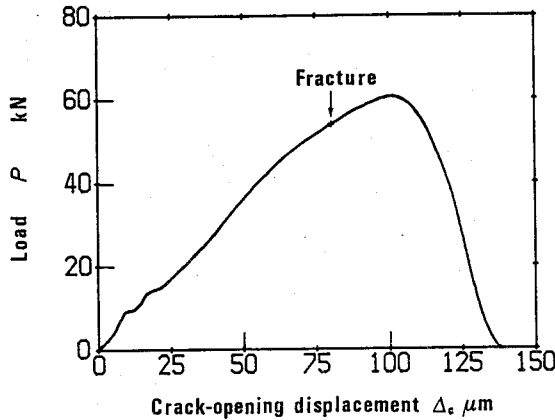


図4.27 7075アルミニウム合金の衝撃破壊試験における荷重-COD曲線

4.4.1.2 静的破壊試験結果

図4.28に油圧式引張破壊試験装置を用いて7075アルミニウム合金の準静的破壊じん性を測定した際の荷重とき裂端開口変位(COD)の時間変化を示す。図4.29は、荷重-COD曲線であり、荷重 P が破壊開始までほぼ線形に立ち上がり、その後急速な不安定破壊が生じていることが分かる。

図4.30は、準静的に破壊した後で撮影した破面のマクロ写真である。このマクロ写真によりligament半径 b を正確に求め、荷重の最大値 P_{max} を応力拡大係数の静的な評価式(4-11)に代入してその臨界値である静的破壊じん性 K_{Ic} を評価した。この結果、表4.6に示すように7075アルミニウム合金の静的破壊じん性 K_{Ic} の平均値が $30 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ になることが分かった。また、表4.6から、円周切欠丸棒試験片を用いた

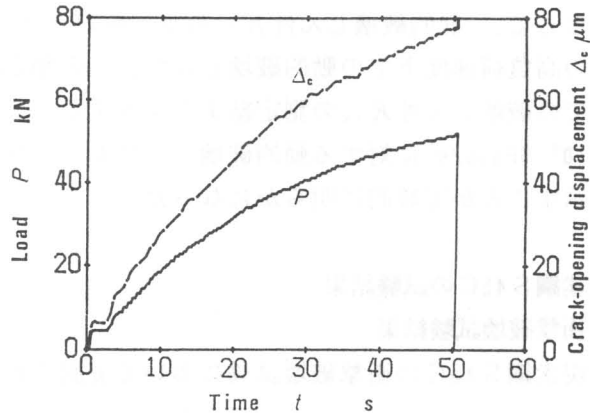


図4.28 7075アルミニウム合金の静的破壊試験における荷重とC O Dの時間変化

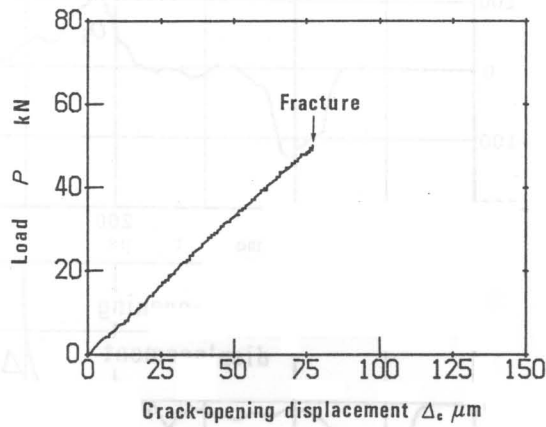


図4.29 7075アルミニウム合金の静的破壊試験における荷重-C O D曲線

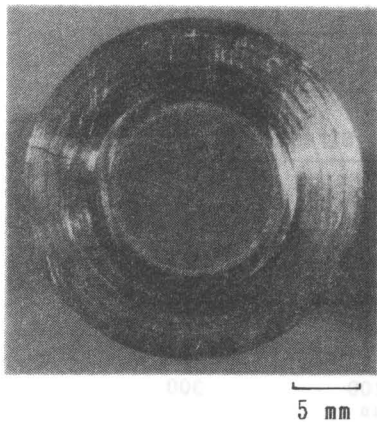


図4.30 7075アルミニウム合金の静的破面

表4.6 7075アルミニウム合金の静的破壊じん性の測定結果

Specimen No.	K_{Ic} MPa \sqrt{m}	t_r s	$\dot{K} = K_{Ic} / t_r$ MPa \sqrt{m}/s
S1	29.9	48	0.62
S2	30.3	48	0.63
S3	30.5	63	0.48
S4	29.3	59	0.50
Average	30.0	55	0.55

破壊試験の特長として、静的破壊じん性 K_{Ic} の測定値のバラツキが小さいことも分かる。表 4.5 の高負荷速度下での動的破壊じん性 K_{Iad} の測定結果と表 4.6 の準静的な負荷速度下での破壊じん性 K_{Ic} の測定結果を比較すると、7075アルミニウム合金の場合、 $K = 4 \times 10^6$ MPav $\sqrt{m/s}$ に対する動的破壊じん性 K_{Iad} が静的破壊じん性 K_{Ic} の約 1.25 倍高い値を示すことが実験的に明らかになった。

4.4.2 炭素鋼 S45C の試験結果

4.4.2.1 衝撃破壊試験結果

図 4.3.1 に炭素鋼 S45C の衝撃破壊試験において実測された入射ゲージ、透過ゲ

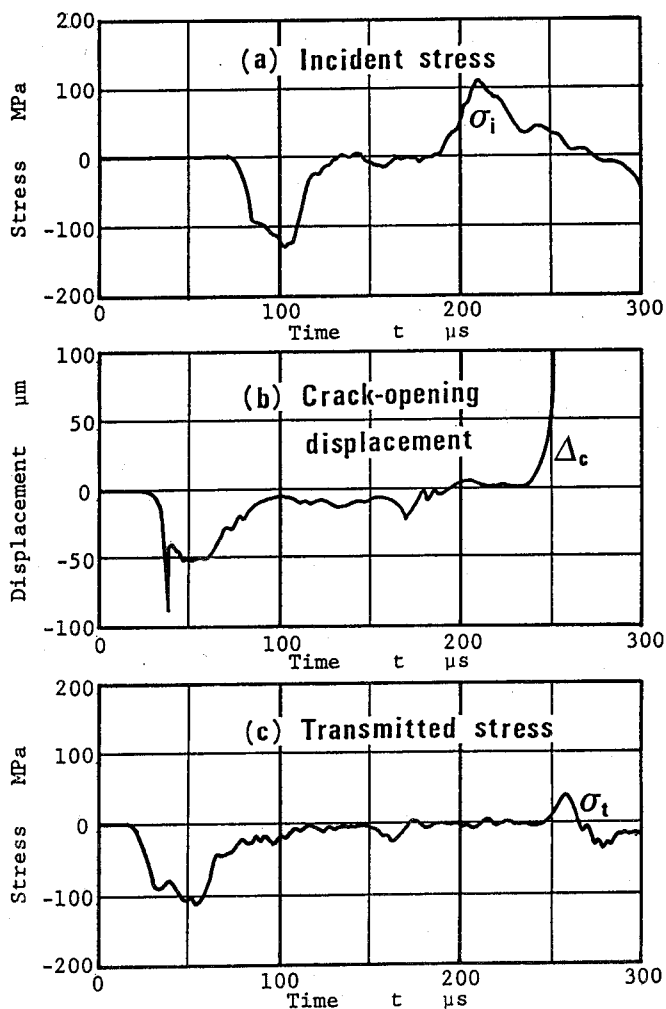


図 4.3.1 炭素鋼 S45C の衝撃破壊試験においてひずみゲージを用いて計測された(a)入射応力、(b)き裂開口端変位と(c)透過応力

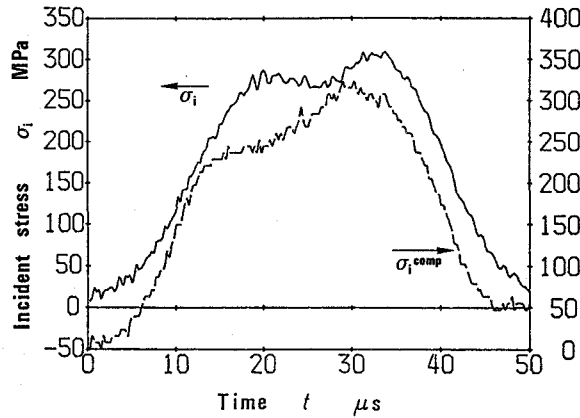


図4.32 入射ゲージで実測された圧縮応力波 σ_i^{comp} から分散の影響を補正して求めたき裂へ入射する引張波 σ_i

ージ、および、き裂開口端変位(COD)ゲージの出力波形を示す。7075アルミニウム合金の衝撃破壊試験における各ひずみゲージ出力の例と同様に、図4.31のS45Cに対する測定波形にも最初に圧縮波の信号が現れ、次に自由端での反射により生じた引張波が観察される。透過ゲージと入射ゲージの出力波形から、最初の圧縮応力波が、円周切欠に嵌め込まれたcollarの助けを借りてき裂部をほとんど透過していることが分かる。また、図からCODゲージの出力から装着したcollarと機械ノッチの隙間が7075アルミニウム合金の場合に比べて大きく、その影響で入射応力と透過応力の波形に小さな振動が生じている。

図4.32に、入射ゲージで計測した圧縮応力波 σ_i^{comp} の符号を反転した破線の波形と、 $-\sigma_i^{comp}$ からき裂に入射するときの引張波 σ_i を分散を考慮して予測計算した実線の波形を比較して示す。圧縮応力波 σ_i^{comp} は、試験片の自由端で反射されて引張応力波 σ_i^{tens} となり、850 mmの距離を伝播して円周き裂に入射する。この距離を伝播する間の分散による波形の変化を予測した図4.32の入射波 σ_i とゲージで実測した σ_i^{tens} は、図4.33に示すように、よく一致している。すなわち、引張応力波が入射ゲージから円周き裂まで伝播する間の分散の影響は小さく、実験的に十分な精度でき裂に入射する引張応力 σ_i を入射ゲージで計測される引張波形で推定できる。

図4.34に衝撃破壊試験後に撮影した破面のマクロ写真を示す。このマクロ写真によりligament半径 b を正確に求め、透過応力のき裂進展のない場合の予測波形を式(4-5)から計算するのに必要なステップ応答関数 $h_o(t)$ と、式(4-4)から動的応力拡大係数 $K(t)$ を評価するのに必要なステップ応答関数 $h(t)$ をそれぞれ内挿によ

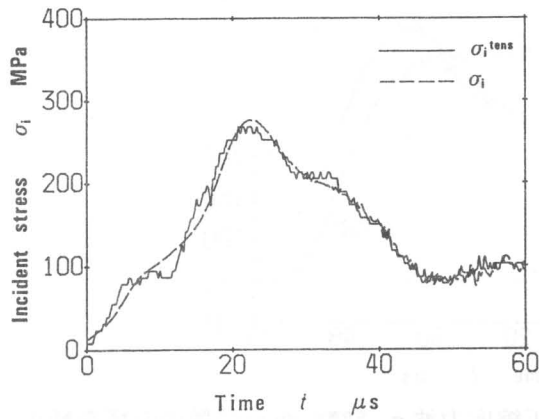


図 4.33 入射ゲージで実測された引張応力波 σ_i^{tens} と分散の影響を補正したき裂へ入射する引張波 σ_i

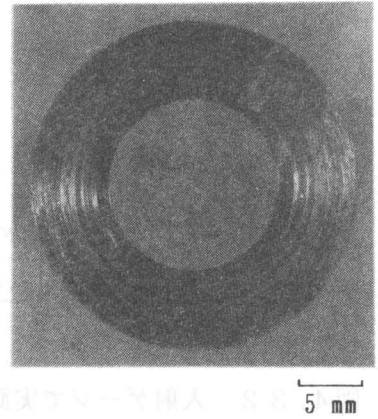


図 4.34 炭素鋼 S45C の衝撃破面のマクロ写真

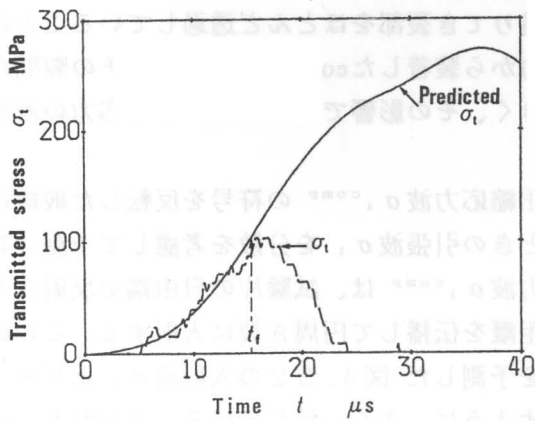


図 4.35 炭素鋼 S45C の衝撃破壊試験における透過応力の実測波形とき裂進展がないときの子測波形

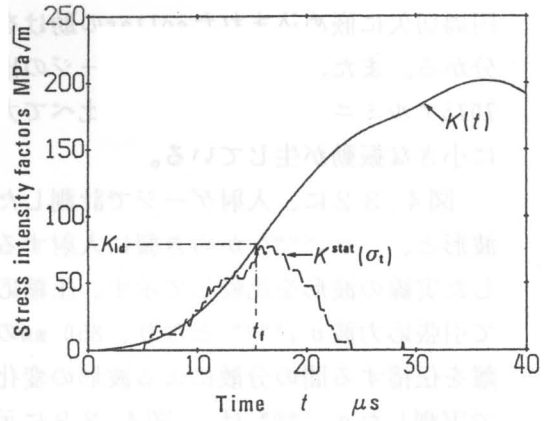


図 4.36 炭素鋼 S45C の衝撃破壊試験における動的応力拡大係数 $K(t)$ と静的な評価式に透過応力を代入して求めた $K^{stat}(\sigma_i)$ の時間変化

て求めている。なお、炭素鋼 S45C の丸棒中の縦波の伝播速度 c_0 は 5,119 m/s であり、7075 アルミニウム合金の $c_0 = 5,071$ m/s と 1% 未満の誤差で一致しているため、ステップ応答関数 $h(t)$ と $h_0(t)$ はそれぞれ 図 4.16 と 図 4.17 に示されたのと同じ時間変化を示す。

図 4.35 は、透過ゲージで実測された σ_t と、入射応力 σ_i から式(4-5)を用いてき裂進展のない条件で予測した透過応力 σ_t^{pred} を比較したものである。図から、破壊開始時刻 t_r は、透過応力の実測波形と予測波形の差が現れ始めた時刻として決定される。

図 4.36 に入射応力 σ_i から式(4-4)を用いてき裂進展のない条件で計算した動的応力拡大係数 $K(t)$ と、実測された透過応力 σ_t を静的な評価式に代入して求めた $K^{stat}(\sigma_t)$ を示す。動的応力拡大係数 $K(t)$ の 図 4.35 から求めた破壊開始時刻 t_r における値から、負荷速度 $K = 5 \times 10^6$ MPa \sqrt{m} /s における炭素鋼 S45C の動的破壊じん性 K_{Ia} が 77 MPa \sqrt{m} と評価される。

図 4.37 は、実測した透過応力 σ_t に丸棒の断面積を掛けて算出した衝撃荷重 P と COD ゲージで計測したき裂開口端変位 Δ から求めた荷重-COD 曲線である。衝撃荷重は、破壊開始時までほぼ線形に上昇しており、炭素鋼 S45C に対しても衝撃荷重下においては小規模降伏状態で破壊していることが分かる。

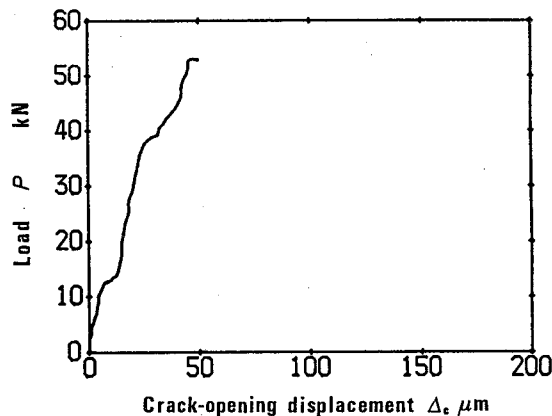


図 4.37 炭素鋼 S45C の衝撃破壊試験における荷重-き裂開口端変位曲線

4.4.2.2 静的破壊試験結果

図 4.38 に油圧式引張破壊試験装置を用いて炭素鋼 S45C の準静的破壊じん性を測定した際の荷重-COD 曲線を示す。図から、曲線が非線形性を示した後に試験片が破断していることが分かる。

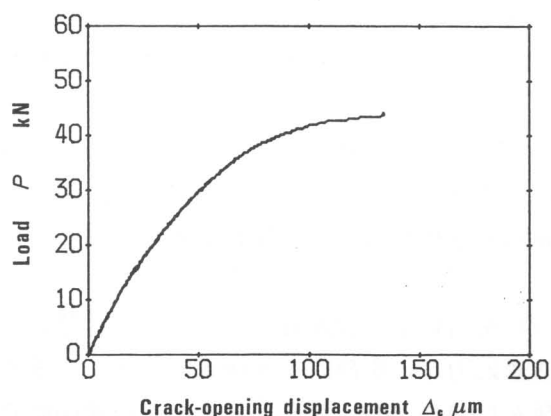


図 4.38 炭素鋼 S45C の静的破壊試験における荷重-COD 曲線

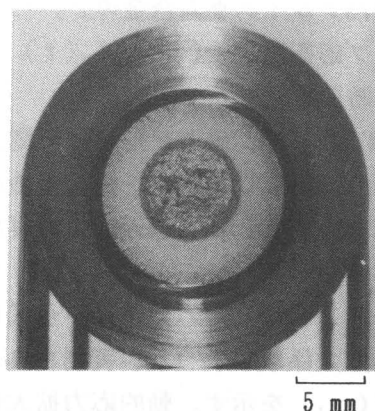
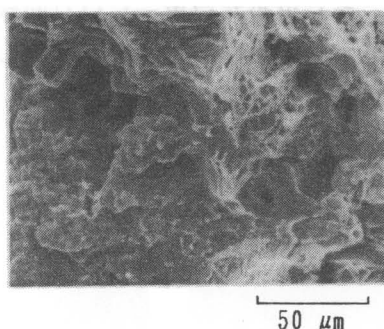
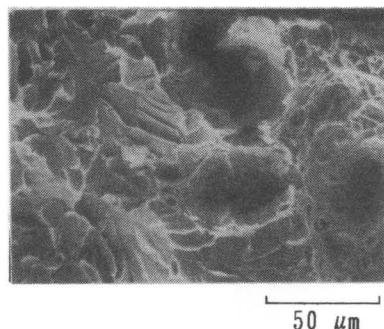


図 4.39 炭素鋼 S45C の静的破面のマクロ写真



疲労き裂 | 延性破面
(a)



延性破面 | 急速破面
(b)

図 4.40 炭素鋼 S45C の静的破面の SEM 写真

図 4.39 は、準静的に破壊した後撮影した破面のマクロ写真である。このマクロ写真により ligament 半径 b を正確に求めた。図 4.39 の破面には、疲労き裂の内側に帯状の黒い領域があり、さらに、その内側に急速破面が現れている。この疲労き裂と急速破面との間の領域の破壊様式を確認するため、走査型電子顕微鏡 (SEM) で観察を行った。その結果を図 4.40 に示す。(a) が疲労き裂と黒い領域との境界で、(b) が黒い領域と急速破面との境界である。どちらも境界面がはっきりと分かる。黒い領域はディンプル状の破面で破壊様式は延性破壊である。急速破面は擬へき開状の破面をしている。SEM 観察の結果から、準静的な破壊は、最初、延性的な安定破壊を起こしてき裂が成長し、その後、急速な不安定破壊に移るものと考えられる。

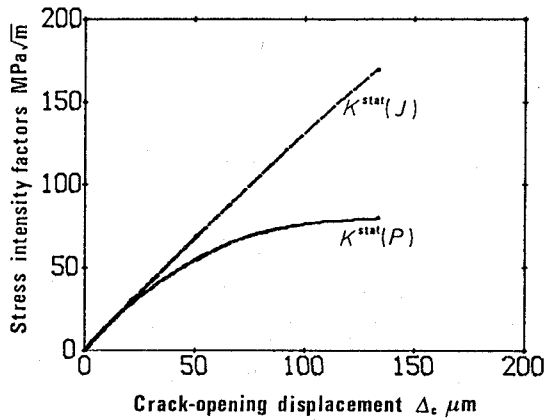


図4.41 炭素鋼S45Cの静的破壊試験における応力拡大係数-COD曲線

図4.38の荷重-COD曲線から静的な破壊じん性 K_{Ic} を評価する方法として、ここでは非線形性を考慮し、次式の静的な J 積分から塑性変形の影響を補正した応力拡大係数の推定値 $K^{stat}(J)$ を計算して、急速不安定破壊に移る臨界値を求めてみる。

$$K^{stat}(J) = \left(\frac{E}{1-\nu^2} J \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4-12)$$

$$J = \frac{1}{2\pi b^2} \left\{ 3 \int_0^{\Delta_c} P d\Delta_c - P \Delta_c \right\}$$

図4.41は、 $K^{stat}(J)$ の推定結果と単に荷重 P を静的な評価式(4-11)に代入して求めた応力拡大係数 $K^{stat}(P)$ を比較した結果である。図中で延性的な安定破壊がいつ開始したかは不明であるが、安定破壊から不安定破壊に移る点は荷重の最大点で評価できる。このようにして最大荷重時の $K^{stat}(J)$ から静的な破壊じん性 K_{Ic} を推定した結果は、170 MPa√m となった。

高荷重速度下での動的破壊じん性 K_{Ic} の測定結果と準静的な荷重速度下での破壊じん性 K_{Ic} の測定結果を比較すると、炭素鋼S45Cの場合には動的破壊じん性が静的破壊じん性よりも低くなることが分かった。

4・5 動的破壊じん性の測定精度に関する考察

4・5・1 動的応力拡大係数の評価

動的応力拡大係数の計算精度については、第2章でThauらの解析解¹⁸⁾と比較して検証した。しかし、動的応力拡大係数は、材料を線形弾性体と仮定して計算しており、き裂先端近傍の塑性変形の影響を無視している。小規模降伏の条件が満たされる場合、この仮定は第1章で述べたように妥当であり、き裂の進展がない場合の動的応力拡大係数をステップ応答関数の重ね合わせで評価できる。

7075アルミニウム合金と炭素鋼S45Cの衝撃破壊試験において小規模降伏の条件が満足されていることは、図4.27と図4.37に示した荷重-COD曲線がほぼ直線となることで明らかであり、動的応力拡大係数の評価は実験的に十分な精度で行われたといえる。ここで、円周切欠丸棒試験片を用いた衝撃破壊試験において小規模降伏の条件が満足されれば、実測された荷重とき裂開口端変位(COD)がほぼ直線関係を示す理由について説明を補足しておく。

円周切欠丸棒試験片を用いた衝撃破壊試験において、動的荷重 P は、き裂から1直径離れた位置で実測した透過応力 σ_t に丸棒の断面積 πR^2 を掛けて求められる。小規模降伏状態であれば、この透過応力 σ_t と動的応力拡大係数 $K(t)$ の間にはほぼ比例関係が成立する理由は、図4.25の $K(t)$ と $K^{stat}(\sigma_t)$ が破壊が起きるまでよく似た曲線となることの説明で述べた。すなわち、円周切欠丸棒試験片の図4.16に示した応力拡大係数に関するステップ応答関数 $h(t)$ と図4.17に示した透過応力に関するステップ応答関数 $h_o(t)$ は小さな振動を除けば差がなく、実験で得られるようなランプ波形に近い入射応力に対して重ね合わせを行うと、この小さな振動が積分されて消えるため、 $K(t)$ と σ_t の間にはほぼ比例関係が成り立つことが分かる。

一方、円周切欠丸棒試験片のCODは、図4.42の写真で示したように、2mm幅の機械ノッチの開口端変位を長さ5mmの大ひずみゲージ(共和電業製KFE-5-C1)で測定している。このCODと動的応力拡大係数の関係を、7075アルミニウム合金に対して図4.43に、また、炭素鋼S45Cに対して図4.44に示す。図から、破壊が起きるまで、ほぼ比例関係が成立しており、これからも小規模降伏の条件が満足されていることが分かる。すなわち、円周切欠丸棒試験片の動的挙動の力学解析で得られた図3.13の応力拡大係数とき裂開口端変位のステップ応答関数が小さな振動を除くとほぼ同じ曲線を示し、 σ_t と $K(t)$ の場合と同様、CODと動的応力拡大係数の間にもほぼ比例関係が成立することは予測されたとおりである。また、図3.15に示した応力拡大係数、き裂開口端変位、および、透過応力の3つのランプ応答関数の差が非常に小さく、互によく似た曲線となることから、小規模降伏の条件が満足される限り、ランプ波形に近い入射応力であれば、これら3つの間にはほぼ比例関係が成り立つことが明らかである。

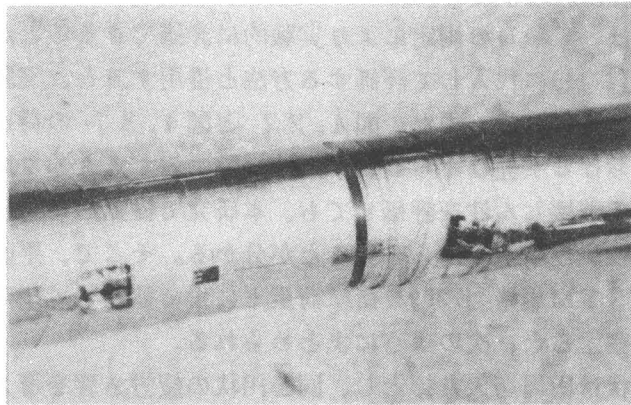


図 4. 4 2 円周切欠部に貼付したCODゲージ

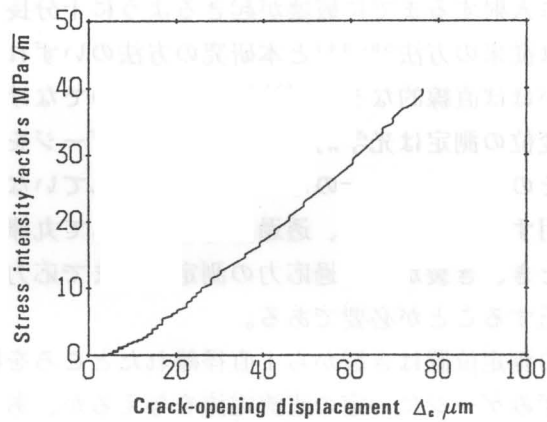


図 4. 4 3 7075アルミニウム合金の衝撃破壊試験における動的応力拡大係数とゲージで実測された円周き裂開口端変位(COD)の関係

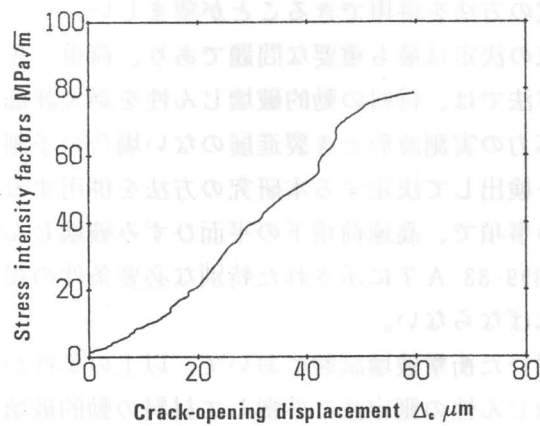


図 4. 4 4 炭素鋼S45Cの衝撃破壊試験における動的応力拡大係数とゲージで実測された円周き裂開口端変位(COD)の関係

図4.43と図4.44から、円周切欠丸棒試験片を用いた衝撃破壊試験において動的応力拡大係数は、CODの測定により実験的に評価できることが分かり、透過応力を静的な評価式(4-11)に代入して評価する方法と併用すると、実験だけで精度よく推定できるものと考えられる。また、図4.27と図4.37の荷重-COD曲線から、高速荷重下における平面ひずみ破壊じん性試験に対するASTM規格 E399-83 A7¹⁰⁾に準拠して破壊じん性を評価しても、本研究で提案した方法により測定した動的破壊じん性 K_{Ic} に近い値が得られることが分かる。そこで、平面ひずみ破壊じん性試験に対するASTM規格 E399を衝撃荷重下にまで拡張して適用するために必要な条件について考察すると、次のようにまとめられる。

- (1) 試験片形状は円周切欠丸棒とし、同心円状の疲労き裂を導入しておく。
- (2) 試験片長さは円周き裂を透過あるいは反射した応力波が試験片端面で反射して再びき裂に入射するまでに破壊が起きるように十分長くとる。
- (3) 衝撃荷重は従来の方法^{59, 64)}と本研究の方法のいずれでもよいが、得られる引張応力波がほぼ直線的なランプ波形になるものでなければならない。
- (4) き裂開口変位の測定は光学的な方法とひずみゲージを用いる方法のいずれでもよいが、その応答性はMHzのオーダーが保証されていなければならない。
- (5) き裂に作用する動的荷重は、透過応力を測定して丸棒の断面積を掛けて算出する。このとき、き裂から透過応力の測定位置まで応力波が伝播するのに要する時間を補正することが必要である。
- (6) 透過応力の測定位置はき裂から1直径離れたところを標準とする。また、透過応力はひずみゲージに一定の直流電流を与えるか、あるいは、本研究の方法で測定し、計測器と記録装置の応答性もMHzのオーダーが必要である。
- (7) 動的応力拡大係数は実験的に透過応力を静的な評価式に代入して推定できる。なお、本研究の方法を併用できることが望ましい。
- (8) 破壊開始点の決定は最も重要な問題であり、荷重-き裂開口変位曲線から求める従来の方法では、材料の動的破壊じん性を過大評価する可能性がある。そこで、透過応力の実測波形とき裂進展のない場合の予測波形から破壊に伴う除荷波の発生を検出して決定する本研究の方法を併用することが望ましい。
- (9) 上記以外の事項で、高速荷重下の平面ひずみ破壊じん性を測定するために要求される E399-83 A7に示された特別な必要条件の規定は、基本的に満足されていなければならない。

円周切欠丸棒を用いた衝撃破壊試験において、以上の条件が満たされれば、これまでの平面ひずみ破壊じん性の測定法に準拠して材料の動的破壊じん性を決定することが可能であり、標準的な試験法になり得るものと期待される。また、Nakamuraら⁶³⁾が報告しているように、衝撃荷重下における材料の弾塑性破壊じん性試験へ拡張する

場合も、円周切欠丸棒を用いる衝撃試験が最も適した方法であると考えられる。

4・5・2 破壊開始時刻の決定

円周切欠丸棒試験片を用いた衝撃破壊試験において、解決しなければならない最も重要な問題は、破壊開始時刻の決定であった。本研究では、円周切欠丸棒試験片の動的挙動の力学解析結果に基づいて、き裂の進展がない場合の透過応力をステップ応答関数の重ね合わせ積分で予測し、実験で得られた透過応力の実測波形が予測波形から離れ始める点で除荷波の発生を検出して破壊開始時刻 t_r を決定する方法を開発した。図4.19で示したように、破壊により発生する除荷波が十分大きければ透過応力の時間曲線に傾きの変化が生じ、本研究の方法で破壊開始時刻を決定することは妥当であるといえる。また、図4.19から、透過応力が最大値をとる時刻は、き裂から透過ゲージの位置まで応力波が伝播するのに要する時間を補正しても破壊開始時刻より遅れることが明らかであり、従来の透過応力が最大となる時間で破壊開始時刻を決定する方法^{53)・64)}は、動的破壊じん性を高く評価する可能性があると考えられる。従って、本研究で開発した透過応力の予測波形を用いる方法が材料の動的破壊じん性を正しく測定する上で有用であることが分かる。

破壊開始時刻を検出する他の方法として、疲労予き裂導入時に、き裂長さを計測するため用いた電位差法の応用が考えられる。すなわち、き裂が進展し始めると電位差が大きくなり、その時間曲線の傾きが変化する点として破壊開始時刻を決定することが可能であると考えられる。本研究においても、電位差法を衝撃破壊試験に適用し、破壊開始時刻の検出を試みた。ただし、電位差法を用いる衝撃試験では、図4.12に示したcollarを円周切欠部に装着しないため、圧縮波の一部がき裂で反射され、その影響が透過応力の測定時まで続くので、透過応力波形による破壊開始時刻の決定精度を劣化させたことを注記しておく。

図4.45に、衝撃破壊試験における電位差とひずみゲージによる入射・透過応力ならびにき裂開口端変位(COD)の測定系を示す。電位差の測定端子と定電流端子の位置は図4.9の疲労き裂長さを計測した時と同じであり、ここで用いた定電流電源(高砂製作所製 GM08-10)の最大定格である10 Aの直流電流をき裂から90 mm離れた端子から流し、き裂から4 mm離れた端子間の電位差を差動増幅し計測している。ひずみゲージはそれぞれ図4.15の potentiometer回路に接続されている。ただし、その定電圧直流電源は入射・透過ゲージ用とCODゲージ用に2台を使っている。これは、定電圧電源を共通にしていた場合、CODゲージが実験中に破断したときに他のゲージ回路に異常電流が過渡的に流れるため、別々の回路にして正しく入射・透過応力を計測している。

図4.46に、炭素鋼S45Cの衝撃破壊試験で計測された電位差の出力を、COD

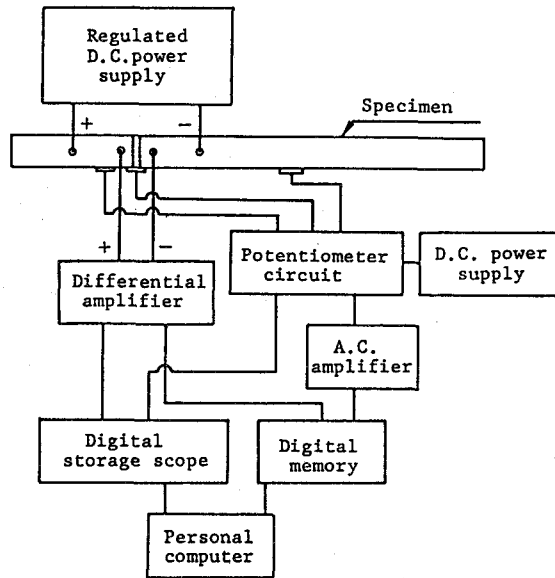


図4.45 衝撃破壊試験における電位差を含めた測定系

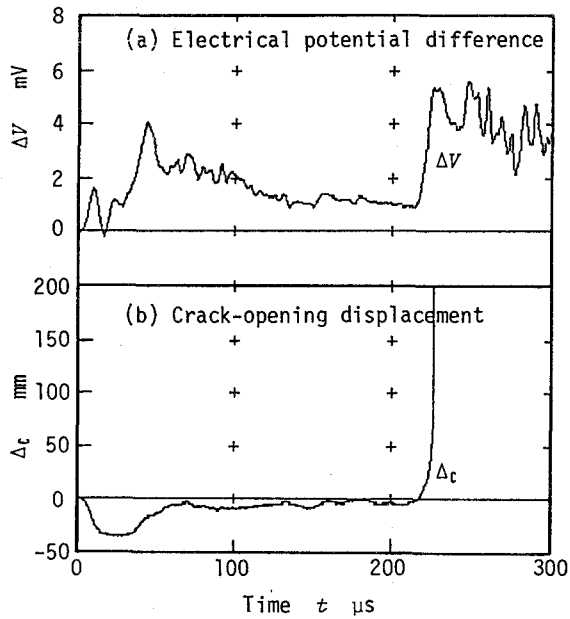


図4.46 炭素鋼S45Cの衝撃破壊試験で測定された直流電位差法の出力とき裂開口端変位(COD)の出力例

といっしょに示す。炭素鋼では、直流電流がき裂部を流れているために磁化が起き、磁化率が応力によって変化することが原因で、圧縮・引張のいずれの応力波が作用しても複雑に変化する電位差の信号が現れる。図のCODとの対応関係から、電位差の出力は、圧縮波の通過中に立ち上がって、その後も零に戻らず、引張波の到達とともに再び上昇することが分かる。破壊開始は、CODの急激に増大し始める時刻であり、電位差もピークを示している。ところが、破壊開始後も電位差の出力は複雑な変化を示しており、破壊開始時のピークがそれ以前に作用した応力波の影響による複雑な信号にも隠される場合があって、電位差の出力だけから破壊開始時刻を決定することは不可能であると考えられる。このような磁化の影響を除く方法として、Joyceら¹²⁴⁾は、高速き裂進展の電位差法による測定について研究した結果、交流電位差法が有効であると報告している。しかし、衝撃荷重下における破壊開始時刻の決定に用いるためにはMHzオーダの交流が必要であり、表皮効果が著しくなるとともに、対向するき裂面に誘導電流を発生させ、き裂長さに対応した信号が得られるかどうか疑問である。

基本的に磁化の影響が入らなければ、直流電位差法でもき裂長さに対応した出力が得られる。しかし、その情報はCODの計測波形と同程度であるに過ぎない。すなわち、CODも電位差もき裂の高速進展中は急速な上昇を示すが、き裂の進展開始時刻では上昇速度が緩やかで破壊開始点を決定する精度は同程度である。CODの計測はcollarを装着して行えるが、電位差法を用いる場合にはcollarを装着できない。前述したように本衝撃破壊試験装置を用いる場合、透過応力の実測波形とき裂進展のない場合の予測波形の比較によって破壊開始時刻を決定して、CODの増大し始める時刻と一致することを確認すれば実験的に十分正確に動的破壊じん性を測定することができ、電位差法の併用は逆に透過応力波形による破壊開始時刻の決定精度を劣化させるため避けた方がよいと考えられる。

電位差法以外では、破壊に伴う除荷波の一つであるRayleigh波をき裂面に貼ったひずみゲージにより検出して、き裂進展開始時刻と進展中のき裂長さを決定する方法が提案されている。¹²⁵⁾ 円周き裂面にひずみゲージを貼付することは不可能ではないがcollar装着の問題もあり、さらに、ひずみゲージとRayleigh波を放射する円周状のき裂先端の位置関係によって信号が変化するのでその解析は容易でない。

透過応力は衝撃破壊試験において容易に計測でき、この信号を基に本研究で提案した方法で簡便に破壊開始時刻が決定できる。このように決定された破壊開始時刻は、CODが急増し始める時刻とも一致しており、その精度は実験上十分であると考えられる。

4・6 結 言

本章では、円周切欠丸棒を用いて、高負荷速度が容易に達成できる新しい衝撃破壊試験方法を開発した。この方法に基づいて、7075アルミニウム合金と炭素鋼S45Cの動的破壊じん性を測定した。その結果をまとめると以下ようになる。

(1) 衝撃破壊試験装置の開発

円周切欠丸棒試験片に strikerを衝突させて圧縮波を発生させ、これが自由端で反射されて生じる引張波を用いて破壊を起こさせる方式の衝撃試験装置を開発した。この負荷方式によって、従来の引張波を直接発生させる方式に比べて装置が単純になり、より高い負荷速度の下で動的破壊じん性を測定することが容易になった。

(2) 動的応力拡大係数の評価

動的応力拡大係数は、応力波が計測位置からき裂まで伝播する間に起こす分散の影響を補正した入射応力に対して、ステップ応答関数の重ね合わせ積分を行って評価した。解析した動的応力拡大係数は、実験で測定したき裂開口変位と透過応力に対する関係から、その妥当性が検証された。なお、7075アルミニウム合金と炭素鋼S45Cの衝撃破壊試験が、小規模降伏条件を満足する状態で行われたことを示した。

(3) 破壊開始時刻の決定

破壊開始時刻の決定は、透過応力の実測波形とき裂進展がない場合の予測波形に差が現れ始める点として、破壊に伴う除荷波の波頭を検出する新しい方法で行った。決定した時刻は、き裂開口変位と電位差の測定結果から、妥当であることを明らかにした。

(4) 7075アルミニウム合金の動的破壊じん性

7075-T651 アルミニウム合金の動的破壊じん性は、 4×10^6 MPa $\sqrt{m/s}$ の高負荷速度の下で37.6 MPa \sqrt{m} と測定され、同一の円周切欠形状をもつ丸棒試験片により測定した静的破壊じん性に比べ1.25倍にまで増大した。

(5) 炭素鋼S45Cの動的破壊じん性

炭素鋼S45Cの動的破壊じん性は、 5×10^6 MPa $\sqrt{m/s}$ の高負荷速度の下で77 MPa \sqrt{m} と測定され、 J 積分を用いて評価した静的破壊じん性の0.45倍に低下した。

第5章 破壊じん性の負荷速度依存性

5・1 緒 言

材料の破壊じん性の負荷速度依存性は、温度依存性とともな破壊の微視的機構を考える上で、重要な手掛かりとなる。また、『短いパルスの衝撃荷重が材料に作用した場合、動的応力拡大係数 $K(t)$ が、ある最小時間(minimum time)、ある臨界値 K_{crit} を越えて始めてき裂の進展に至る』という破壊基準の仮説⁸⁶⁻⁸⁹⁾を用いることにより短パルス衝撃荷重下での実験結果をよく整理できるとの報告があることを第1章で述べたが、このような実験事実も破壊の微視的機構を明らかにする上での貴重な手掛かりである。ここでは、7075アルミニウム合金の破壊じん性の負荷速度依存性を測定した結果から、衝撃荷重下における材料の破壊挙動について考察する。最初に、7075アルミニウム合金の衝撃破壊試験結果を、Kalthoffらの提唱したincubation time⁹⁰⁾の考え方で説明して、破壊が時間因子を含む機構で支配されていることを示す。次に、7075アルミニウム合金の破壊じん性の温度依存性を準静的負荷速度下で測定した結果について述べ、極低温では、高負荷速度下で認められたのと同様に、破壊じん性が増加することを示す。この破壊じん性の温度依存性と負荷速度依存性の対応関係は、破壊の微視的機構が何らかの熱活性化過程によって支配されていることの証であると考え、速度パラメータを導出して、破壊じん性の両依存性の統一した説明を試みる。

5・2 破壊じん性の負荷速度依存性

7075アルミニウム合金の動的破壊じん性 K_{Ia} は、負荷速度が $K \approx 4 \times 10^6$ MPa $\sqrt{m/s}$ と高い場合、準静的荷重下における破壊じん性 K_{Ic} に比べて約1.25倍にまで増大するという実験結果を前章で報告した。同じ7075アルミニウム合金に対して、負荷速度が $K \approx 2 \times 10^6$ MPa $\sqrt{m/s}$ と高い場合の室温における動的破壊じん性を、別のHopkinson棒法に基づく衝撃破壊試験¹⁰⁰⁾で測定した値は、33~38 MPa \sqrt{m} であり、前章で述べた実験結果と一致している。この衝撃破壊試験では、板厚が3 mmのハット型をした片側切欠(single edge notched: SEN)試験片を用いたが、衝撃荷重下で破壊させた破面にはshear lipがほとんどなく、平面ひずみ条件下と同じ動的破壊じん性が測定できていると考えられる。一方、同じ7075アルミニウム合金の破壊じん性を、第3章で述べたHopkinson棒法に基づく三点曲げ衝撃破壊試験法により、 $K \leq 7 \times 10^5$ MPa $\sqrt{m/s}$ と負荷速度が比較的低い領域で測定した値は、30 MPa \sqrt{m} であり、前章で報告した静的破壊じん性 K_{Ic} に一致していた。⁷⁴⁾

図5.1は、7075アルミニウム合金に対する破壊じん性の負荷速度依存性をハット型SEN試験片および三点曲げ試験片による測定結果も含めて示したものである。図

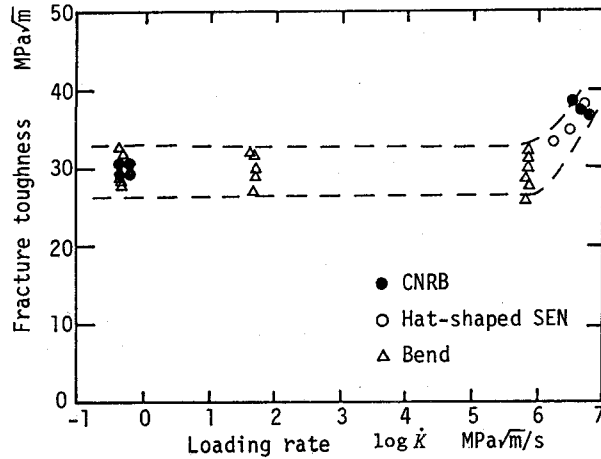


図5.1 7075アルミニウム合金の破壊じん性の負荷速度依存性

から、7075アルミニウム合金に対する破壊じん性の測定結果は、約 10^6 MPa√m/s未満の負荷速度ではほとんど変化せず、それ以上になると急に増大する傾向を示すことが分かる。この負荷速度の増加とともに、 $\dot{K} > 10^6$ MPa√m/sにおいて、動的破壊じん性 $K_{I,d}$ が増大する傾向は、AU2GNアルミニウム合金についてChevallierら⁶⁴⁾が、またアルミナについてDuffyら⁶²⁾が報告している。圧力容器鋼A533と高強度maraging鋼(X2 NiCoMo 18 9 5)の破壊じん性については、準静的から高速荷重の範囲で負荷速度 \dot{K} が増すと一旦低下して最低値をとるが、衝撃荷重の範囲に入ると負荷速度 \dot{K} の増加に伴って急上昇することをCrosleyら⁶⁰⁾とKalthoffら⁹⁰⁾が報告している。従って、7075アルミニウム合金に限らず、多くの金属あるいはセラミック材料に対して、衝撃荷重で得られるような非常に高い負荷速度の領域で脆性破壊する場合、動的破壊じん性 $K_{I,d}$ が負荷速度とともに増大する傾向を示すものと考えることができる。

次に、このような負荷速度とともに材料の破壊じん性が増加する傾向を、Kalthoffらの提唱したincubation time⁹⁰⁾の考え方によって説明し、破壊が時間因子を含む機構で支配されていることを示す。

これまでに述べた動的破壊じん性の測定結果は、『き裂先端の応力場の強さを表す応力拡大係数が材料のもつ破壊じん性を超えた瞬間に破壊を開始する』と仮定していた。一方、Kalthoffらは約 $2 \mu\text{s}$ という極短パルスの下でのエポキシの衝撃破壊実験で得られた応力パルスの最大値と破壊が生じたき裂長さの関係から、『き裂の進展開始は、応力拡大係数が材料の破壊じん性を瞬間的に超えただけでは起こらず、応力拡大係数が破壊じん性のある最小の時間超え続けなければ生じない』というminimum time criterionを提唱している。⁸⁶⁾さらに、Kalthoffは、持続時間の長いパルスを用いて $10^5 \sim 10^8$ MPa√m/sの高負荷速度の下における衝撃破壊試験を行って、高強度鋼の破壊

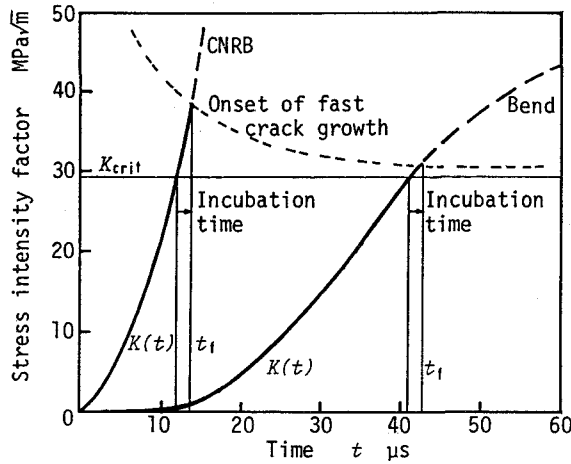


図5.2 7075アルミニウム合金の円周切欠丸棒(CNRB)と三点曲げ(bend)試験片で測定された破壊じん性の違いに対する incubation timeによる説明

じん性 K_{Ic} と破壊開始までの時間 t_r の関係を測定した結果から、『き裂の高速進展は、応力拡大係数が incubation time と呼ぶある時間、材料の真の破壊じん性を超えた後に生じる』と考えて、見かけの動的破壊じん性が負荷速度の高い領域で増大する傾向をもつことを説明している。⁹⁰⁾

図5.2は、7075アルミニウム合金に対して、円周切欠丸棒と三点曲げ試験片で測定された破壊じん性の違いを incubation time により説明した図である。急速なき裂進展が始まる時刻 t_r は、動的応力拡大係数がある臨界値 K_{crit} を越えて約 $2 \mu s$ と考えられる incubation time を経過した後であり、この遅れが見かけ上測定される動的破壊じん性 K_{Ic} の上昇となって現れているという考え方である。しかし、Kalthoff は、この incubation time の仮説について何の物理的な背景も述べていない。

最小時間(minimum time)や incubation time の仮説は、破壊が時間に依存する現象であることの一面を示したに過ぎず、次に述べる破壊じん性の温度依存性と負荷速度依存性の対応関係から考察した破壊の微視的機構のモデルなど、破壊の物理を背景にもつモデルを構築して、このような実験結果を説明できるようにすることが必要であると考える。

5・3 破壊じん性の温度依存性

破壊の微視的機構を考察する上で、破壊じん性の温度依存性は負荷速度とともに重要な情報である。図5.3は、準静的な三点曲げと四点曲げで7075アルミニウム合金に対する破壊じん性の温度依存性を調べた結果である。¹²⁶⁾ 室温付近の静的破壊じん性は約30 MPa \sqrt{m} であり、円周切欠丸棒試験片で測定した表4.2の結果と一致している。ところが、200~50 Kの温度に下がると、破壊じん性は室温の約1.1倍に上昇し、さらに、50 K未満になると、静的破壊じん性が最大1.5倍にまで急増する傾向を示すことが分かる。

温度と負荷速度は、微視的な破壊の素過程が熱活性化過程で支配されていると仮定すれば、破壊じん性に対して同じ影響を与えるものと考えられる。すなわち、温度の低下は負荷速度の増大に対応し、円周切欠丸棒を用いた衝撃破壊試験で室温において $\dot{K} > 10^6$ MPa \sqrt{m}/s の高い負荷速度の範囲で測定された動的破壊じん性の増加は、準静的な $\dot{K} \approx 0.4$ MPa \sqrt{m}/s の負荷速度に対する50 K未満の極低温下での破壊じん性の急増する領域に対応したデータとみなすことができる。このような破壊の熱活性化過程に基づくモデルによる説明は次の5・4で考察し、ここでは、先に7075アルミニウム合金の破壊じん性と降伏応力の関係について述べる。

7075アルミニウム合金の降伏応力は、準静的なひずみ速度($\dot{\epsilon} = 2 \times 10^{-4}/s$)の下で引張試験した結果、図4.3に示したように、温度の低下とともに室温の約1.3倍まで徐々に増大する傾向を示す。図4.3と図5.3から求めた、7075アルミニウム合金の準静的荷重に対する破壊じん性と降伏応力の関係を図5.4に示す。図から、破壊じん性は、降伏応力の増大とともに高くなる傾向を示すことが明らかである。

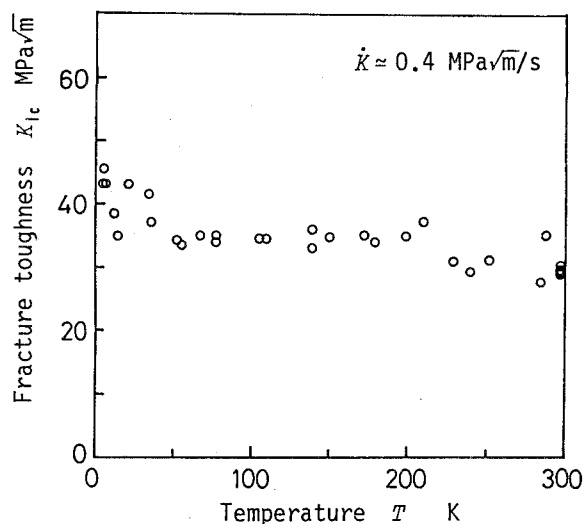


図5.3 7075アルミニウム合金の準静的荷重下での破壊じん性の温度依存性

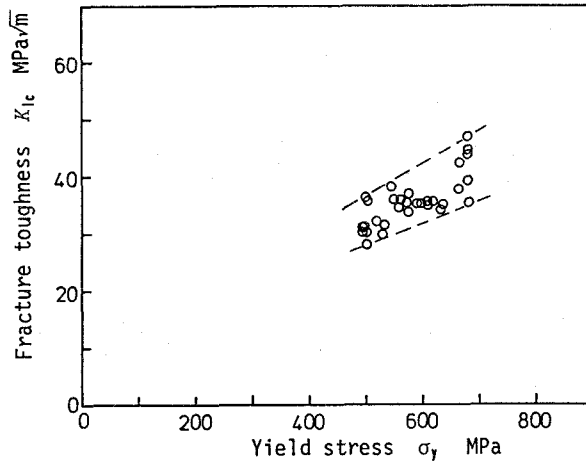


図 5.4 7075アルミニウム合金の準静的荷重下での破壊じん性と降伏応力の関係

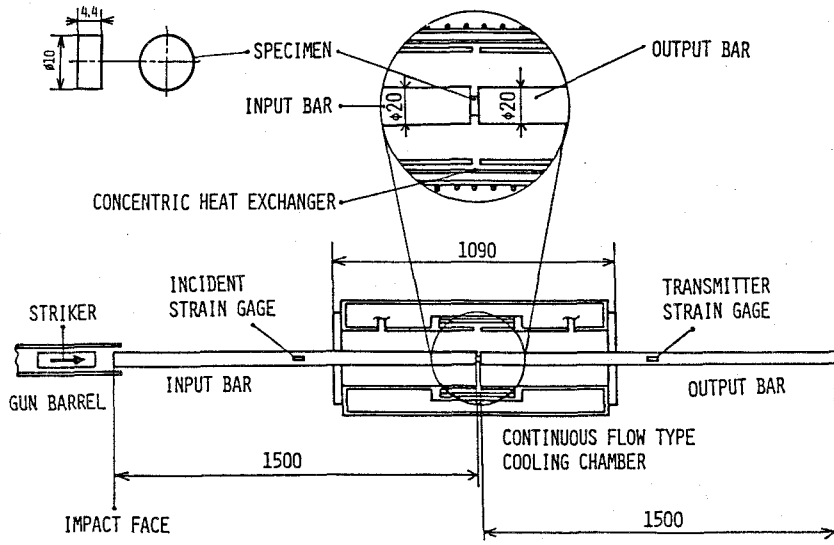
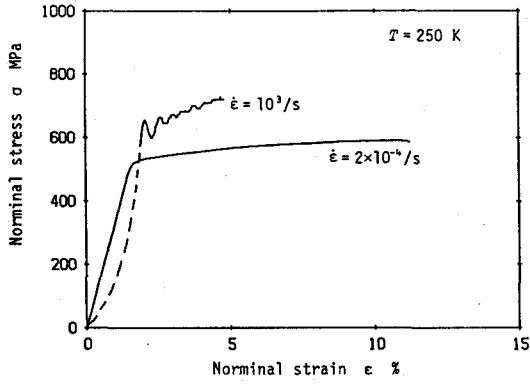
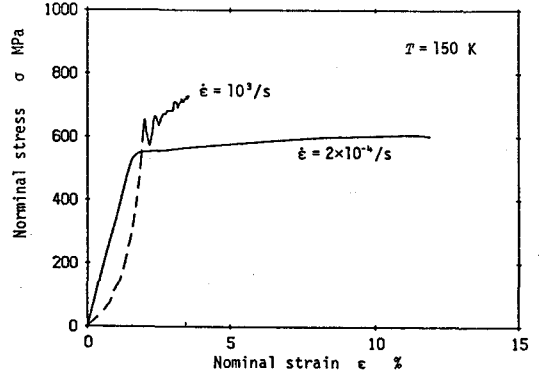


図 5.5 Hopkinson 棒法に基づく低温衝撃圧縮試験装置の概要

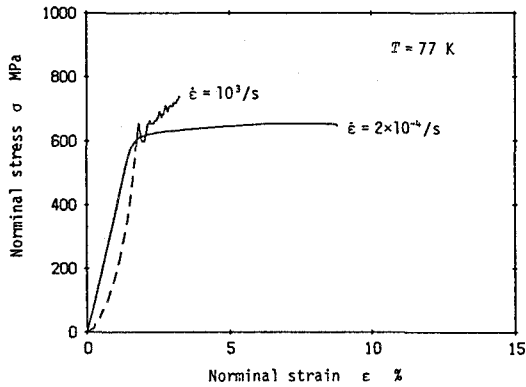
衝撃荷重下における7075アルミニウム合金の動的降伏応力は、Hopkinson 棒法に基づく図 5.5 の低温衝撃圧縮試験装置を用いて測定した 図 5.6 の動的応力-ひずみ曲線から求めた結果、図 5.7 に示すようにいずれの温度においても静的降伏応力より増加することが明らかである。この降伏応力の温度・ひずみ速度依存性は、転位の熱活性化過程に基づくモデル¹²⁷⁾から導出される速度パラメータ $k_B T \cdot \ln(A_y/\dot{\epsilon})$ により統一して説明することができる。すなわち、降伏という巨視的過程は、何らかの障壁によってくいとめられていた転位が、外部荷重による応力 σ_y の下での熱平衡位置から、障壁を乗り越えられる不安定平衡位置まで、熱振動によりその活性化エネルギー



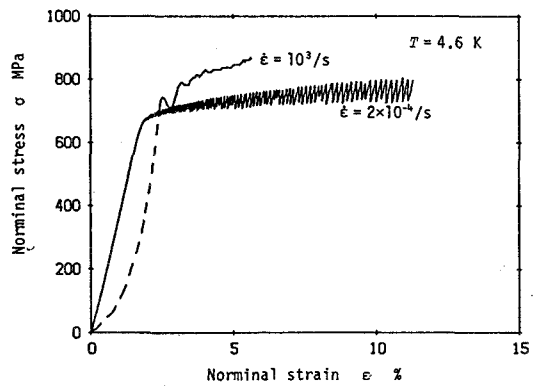
(a) 250 K



(b) 150 K



(c) 77 K



(d) 4.6 K

図 5.6 7075アルミニウム合金の低温における応力-ひずみ関係

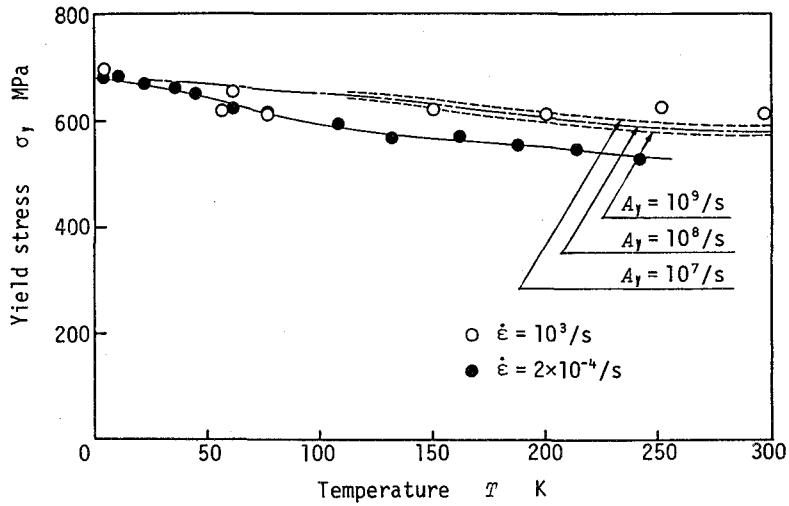


図 5.7 7075アルミニウム合金の降伏応力の温度・ひずみ速度依存性

$\Delta U(\sigma_y)$ を得て、運動し始めるような微視的過程の結果として現れる。熱活性化過程に基づいて、ひずみ速度は、

$$\dot{\epsilon} = A_y \exp\left\{-\frac{\Delta U(\sigma_y)}{k_B T}\right\} \quad (5-1)$$

で与えられ、変形速度がほぼ一定の材料試験で測定される降伏応力が、

$$\sigma_y = \Delta U^{-1} \left[k_B T \cdot \ln\left(\frac{A_y}{\dot{\epsilon}}\right) \right] \quad (5-2)$$

の速度パラメータの関数として表せることが分かる。ここに、 A_y は定数と仮定し、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。 ΔU^{-1} は、活性化エネルギー $\Delta U(\sigma_y)$ の逆関数であるから、速度パラメータ $k_B T \cdot \ln(A_y/\dot{\epsilon})$ が大きいほど、降伏応力を減少させる関数となる。

式(5-2) から、 $\dot{\epsilon} = 2 \times 10^{-4} / \text{s}$ の静的降伏応力-温度曲線を基にして、 $\dot{\epsilon} = 10^3 / \text{s}$ の動的降伏応力-温度曲線を $A_y = 10^7, 10^8, 10^9 / \text{s}$ の3つの値に対して推定した結果を図5.7に示す。図5.7から、動的降伏応力の温度依存性は $A_y = 10^8 / \text{s}$ の推定曲線と最もよく一致しているので、この A_y を用いて降伏応力を速度パラメータに対してプロットしたのが図5.8である。図5.8から、温度とひずみ速度の異なる7075アルミニウム合金の降伏応力の測定結果が一本の曲線で表されることが分かる。

衝撃破壊試験において、材料のき裂先端近傍で生じているひずみ速度は非常に高く、7075アルミニウム合金に対しては、降伏応力の上昇で図5.4で示される関係により、動的破壊じん性が静的より高くなるという結果をもたらしたとも説明できる。

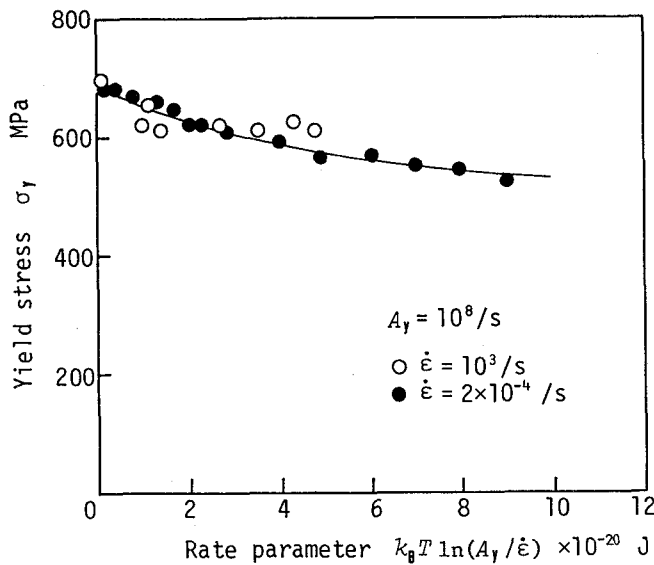


図5.8 7075アルミニウム合金の降伏応力の速度パラメータによる整理

一方、炭素鋼S45Cの降伏応力もアルミニウム合金の場合と同様にひずみ速度とともに増大するが、動的破壊じん性の方は静的破壊じん性よりも逆に低下する結果となる。炭素鋼の破壊じん性と降伏応力は、降伏応力が高いほど破壊じん性が低下するという7075アルミニウム合金と逆の関係を示し、衝撃荷重下で降伏応力が上昇した結果、7075アルミニウム合金と正反対に破壊じん性が低下したと説明できる。

このように、アルミニウム合金の場合、負荷速度の増加により、破壊じん性と降伏応力の両方が上昇し、炭素鋼の場合、破壊じん性は低下して降伏応力は上昇するという巨視的な測定結果を一つの微視的な過程で説明することは不可能であり、両材料の破壊じん性を決定する機構として、異質な二つの熱活性化過程に基づくモデルを次に考察する。

5・4 破壊の機構に関する考察

5・4・1 き裂進展の速度パラメータ

材料はき裂先端で生じる高応力のために実際には降伏している。しかし、ここでは、最初に塑性変形を伴わないき裂進展の機構について考え、後で塑性変形の影響について検討する。

き裂進展の微視的機構として、き裂が進展する際に必要な新しい表面エネルギー γ_s は外部荷重により材料中に蓄積されたひずみエネルギーのほかに、破壊開始においては γ_s の相当な部分が熱エネルギーからも供給されるというPoncelletの理論¹²⁰⁾がある。Poncelletは、原子間結合のポテンシャルエネルギー障壁を熱振動の助けを借りて乗り越える機構でき裂が進展する確率を考え、外部荷重による応力場の強さが大きい程、また、温度が高い程、き裂進展速度が増加する関係を示している。

実際のき裂先端を観察すると、き裂面は同一平面上になく、き裂先端に面内あるいは面外の凹凸があることが分かる。空孔、格子間原子、転位、析出物、分散粒子、介在物、相変態粒、結晶粒の方位関係など、材料のもつ大小の不均一さによって、き裂の進展が容易な場所と阻止される場所があり、このような凹凸が形成されていると考えられる。

一般に、破壊開始時におけるき裂は、図5.9に示すように何らかの障害物によって進展が阻止されていて、外部荷重によるき裂先端の特異応力場の下に障壁を乗り越えられれば、進展し始めると考えられる。すなわち、破壊の開始という巨視的過程は、き裂が個々の障壁を乗り越えて進展するような小さな単位の微視的過程の結果として

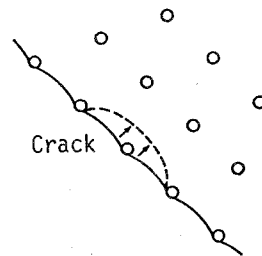


図5.9 き裂進展のモデル

現れるものとモデル化する。このようなモデルの単位過程は、き裂を含む原子集団の一つの安定な配列から、熱振動の助けを借りて、次の安定な配列へポテンシャルエネルギーの障壁を乗り越えて移る速度過程（熱活性化過程）であると考えられる。

ある単位過程において、一つの原子集団がその初期状態から最終状態へ遷移する経路を考えると、その中で最小のエネルギー障壁となる経路が図5.10のように状態座標に対して、ポテンシャルエネルギーの曲線で表せる。

図5.10においてポテンシャルエネルギー障壁の高さは、活性化エネルギー ΔH で表される。この ΔH が、き裂先端の特異応力場の強さを表す破壊力学パラメータである応力拡大係数 $K(t)$ の関数であるここでは考える。今、この関数をTaylor展開した第1近似をとり、

$$\Delta H[K(t)] = \Delta H_0 - \beta K(t) \quad (5-3)$$

とすると、ポテンシャルエネルギーの曲線は外部荷重が作用することにより図5.10の実線から破線へと変化する。

説明を簡単にするため、温度 T が一定の場合で図5.10の実線のように外部荷重が作用していない $t \leq 0$ の $K(t) = 0$ の初期状態において、正負どちらの方向へ状態が移るときにも必要な活性化自由エネルギー ΔF が等しい場合を考える。ここに、 ΔF は活性化エネルギー ΔH と活性化エントロピー ΔS によって、

$$\Delta F[K(t)] = \Delta H[K(t)] - T \cdot \Delta S[K(t)] \quad (5-4)$$

と表される。ここで、 ΔS は、初期状態と活性化状態との自由度に関係する。

時刻 t において、単位時間あたりに単位過程の起こる数 $r_p(t)$ は、過程の速度と呼ばれ、図5.10の実線で表される $t \leq 0$ の $K(t) = 0$ 場合には、正負両方向とも等しく、次式で与えられる。¹²⁹⁾

$$r_p(t) = \frac{k_B T}{h} \exp\left\{-\frac{\Delta F[K(t)]}{k_B T}\right\} \quad (5-5)$$

ここに、 k_B はボルツマン定数、 h はプランク定数、 T は絶対温度である。外部荷重が作用していない場合、有効速度 $r_p^{eff}(t)$ は、 $r_p^+(t) = r_p^-(t) = r_p(t)$ より差し引き零となって、初期状態を維持する。

外部荷重が作用して、時刻 t とともにき裂先端の応力場の強さ $K(t)$ が増加すると、

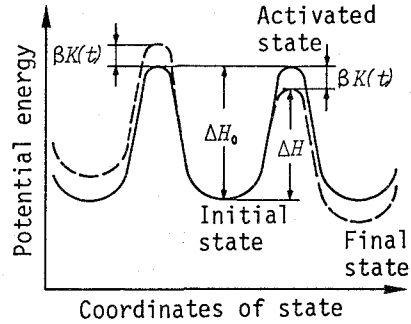


図5.10 き裂進展のポテンシャルエネルギー障壁

活性化エネルギー ΔH は、図5.10の破線で示されるように減少する関数と考えられる。いま、式(5-4)で $\Delta H \gg T\Delta S$ が成り立つと仮定し、式(5-3)の近似を用いると、活性化自由エネルギーは

$$\Delta F[K(t)] = \Delta H_0 - \beta \cdot K(t) \quad (5-6)$$

とおける。従って、正方向への単位過程の速度は、

$$r_p^+(t) = \frac{k_B T}{h} \exp\left\{-\frac{\Delta H_0 - \beta K(t)}{k_B T}\right\} \quad (5-7)$$

また、負方向への単位過程の速度は、

$$r_p^-(t) = \frac{k_B T}{h} \exp\left\{-\frac{\Delta H_0 + \beta K(t)}{k_B T}\right\} \quad (5-8)$$

となる。従って、正方向への有効速度 $r_p^{\text{eff}}(t)$ は、

$$\begin{aligned} r_p^{\text{eff}}(t) &= r_p^+(t) - r_p^-(t) \\ &= \frac{2k_B T}{h} \exp\left(-\frac{\Delta H_0}{k_B T}\right) \sinh\left\{\frac{\beta K(t)}{k_B T}\right\} \end{aligned} \quad (5-9)$$

となり、 $\beta K(t) \gg k_B T$ と仮定すると、

$$r_p^{\text{eff}}(t) = \frac{k_B T}{h} \exp\left\{-\frac{\Delta H_0 - \beta K(t)}{k_B T}\right\} \quad (5-10)$$

となる。従って、式(5-6)より、

$$r_p^{\text{eff}}(t) = \frac{k_B T}{h} \exp\left\{-\frac{\Delta F[K(t)]}{k_B T}\right\} \quad (5-11)$$

である。 $k_B T/h$ は振動数の次元をもち、300 Kにて約 $6 \times 10^{12}/s$ であり、 $k_B T/h$ の温度依存性は $\exp\{\Delta F/k_B T\}$ の温度依存性に比べて通常無視できることから定数 A とおき、次のArrheniusの式が導かれる。⁵⁾

$$r_p^{\text{eff}}(t) = A \exp\left\{-\frac{\Delta F[K(t)]}{k_B T}\right\} \quad (5-12)$$

脆性破壊の開始は、き裂が Z 個の障害物のいずれかの障壁を乗り越えて進展し始める現象であるから、任意の時刻 t において、単位時間に破壊が起きる確率 $p(t)$ は、

$$p(t) = Z r_p^{\text{eff}}(t) = Z A \exp\left\{-\frac{\Delta F[K(t)]}{k_B T}\right\} \quad (5-13)$$

と与えられる。従って、時刻 t と $t+dt$ の間に破壊する確率 $q(t) \cdot dt$ は、

$$q(t) \cdot dt = P(t) p(t) \cdot dt \quad (5-14)$$

ここに、 $P(t)$ は時刻 t まで破壊しないでいる確率であり、次式が成り立つ。

$$q(t) = -\frac{d}{dt}P(t) = p(t)P(t) \quad (5-15)$$

$$p(t) = -\frac{d}{dt} \{ \ln P(t) \} \quad (5-16)$$

$$P(t) = \exp \left\{ - \int_0^t p(\tau) d\tau \right\} \quad (5-17)$$

すなわち、

$$q(t) \cdot dt = \left[p(t) \cdot \exp \left\{ - \int_0^t p(\tau) d\tau \right\} \right] dt \quad (5-18)$$

となる。

式(5-18)は、破壊の発生する頻度分布に相当するので、破壊じん性の観測値 K_m は、この最頻値と考えられる。従って、 $\partial q / \partial t = 0$ より、

$$\frac{d}{dt} p(t) = \{ p(t) \}^2 \quad (5-19)$$

の条件を満足する時刻 t_m に相当する $K_m = K(t_m)$ として、破壊じん性が観測される。

負荷速度 K がほぼ一定となるような試験で、破壊じん性 K_m を測定する場合を考えると、式(5-19)に式(5-14)を代入して、

$$\frac{1}{k_B T} \frac{d\{\Delta F[K(t_m)]\}}{dt} = Z A \exp \left\{ -\frac{\Delta F[K(t_m)]}{k_B T} \right\} \quad (5-20)$$

となり、式(5-6)の近似を用いると、

$$\dot{K} = \frac{Z A}{\beta} k_B T \exp \left\{ -\frac{\Delta F[K(t_m)]}{k_B T} \right\} \quad (5-21)$$

が得られる。一般に、 β は温度 T とともに増加する傾向をもつようであり、上式中の $Z A k_B T / \beta$ を A_f とおくと、

$$K_m = \Delta F^{-1} \left[k_B T \cdot \ln \left(\frac{A_f}{\dot{K}} \right) \right] \quad (5-22)$$

が得られ、破壊じん性の観測値 K_m が、速度パラメータ $k_B T \cdot \ln(A_f / \dot{K})$ の関数で表せることが導かれた。

以上で破壊じん性の観測値に対する負荷速度 K と温度 T の影響が $k_B T \cdot \ln(A_f / \dot{K})$ の速度パラメータにより統一して考えられることを示した。ただし、ここでは、原子集団は初期状態でも活性化状態でも常に平衡を保っているという基本的な仮定のもとに、統計力学的な考察を行って速度パラメータを導出してきた。しかし、この仮定は、その理論的結果が実験とどの程度まで合致するかで検討されなければならない。一般には、一つの平衡状態から次の平衡状態へ移るまでの時間が余りに短いときには、この仮定が満たされなくなり、衝撃荷重下における破壊にまで適用できるか否かの検討

が重要になる。仮に、衝撃荷重下の破壊においてもこの速度過程の考察が適用できると考えれば、外部荷重によりある臨界値以上の応力拡大係数がある最小時間(minimum time, incubation time)負荷されて始めて破壊が起こるといふ実験結果が次のように説明できる。

式(5-13)で表される単位時間あたりに破壊の起こる確率は、応力拡大係数がある臨界値 K_{crit} を越えると ΔF が急激に小さくなるため、急増する傾向があるものと推測できる。従って、負荷速度 K が低い範囲では、 K_{crit} に達すると熱振動の助けて ΔF の障壁を簡単に乗り越えて、 K_{crit} が破壊じん性として測定される。一方、負荷速度 K が非常に高くなると、 K_{crit} に達しても ΔF の活性化自由エネルギーを熱振動から得るために要するある時間中は破壊が開始せず、その間に外部荷重による応力拡大係数が増大して測定される破壊じん性が K_{crit} より増大する結果を観測することになる。この時間が、incubation time であり、低温で破壊じん性が上昇する結果も同様に熱振動から ΔF を得るまでの時間が非常に長くなることで説明できる。

図5.11は、7075アルミニウム合金のハット型SENB試験片を用いたHopkinson棒法に基づく低温衝撃破壊試験で測定された動的破壊じん性の温度依存性と、曲げ試験片を用いて準静的荷重下で測定された破壊じん性の温度依存性を示したものである。図5.11の結果を脆性破壊の速度パラメータ $k_B T \cdot \ln(A_r/K)$ を用いて整理すると、図5.12のように一つの関数で与えられる関係を示す。ここで、速度パラメータ中の定数 A_r は 2×10^7 MPa \sqrt{m} /sにとっている。

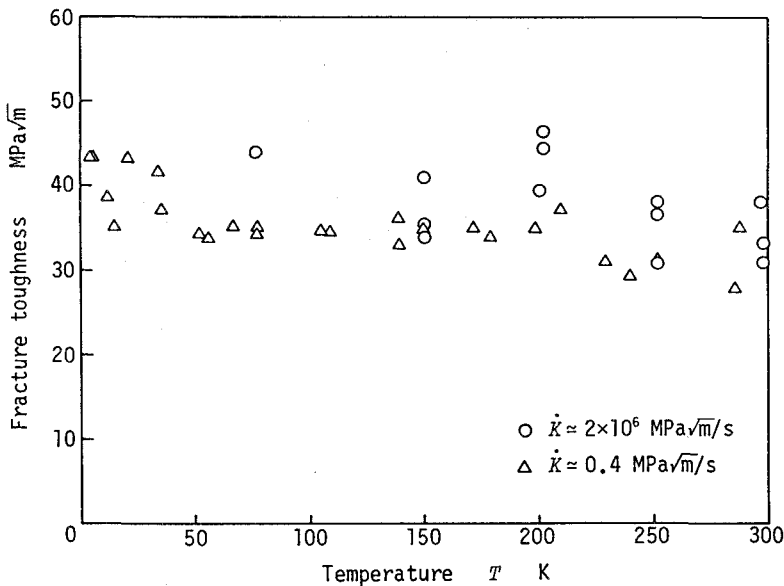


図5.11 7075アルミニウム合金の破壊じん性の温度・負荷速度依存性

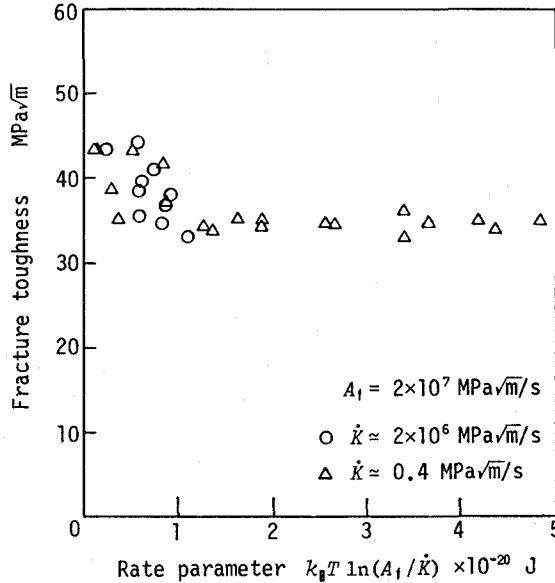


図5.12 7075アルミニウム合金の破壊じん性の速度パラメータによる整理

材料の破壊じん性に及ぼす負荷速度と温度の効果が、図5.12のように速度パラメータを用いて等価なことが示されれば、困難な衝撃破壊試験を行わなくても、比較的实验の容易な低温での静的破壊試験により得られる温度依存性の詳細なデータから、負荷速度依存性も類推することができ、実用的な面でも利点がある。

材料の破壊開始時のき裂進展の微視的機構が以上のような速度過程で説明できる可能性を示した。今後、実験結果に基づいてさらに検討を加え、このモデルの妥当性を検証する必要がある。

5.4.2 き裂先端の塑性変形速度パラメータ

実際の材料では、き裂先端近傍の高応力場において、微視的には転位の生成と運動が起こり、巨視的には塑性域が形成されて、破壊に至る。

微視的な転位の熱活性化過程の結果として現れる巨視的な降伏現象に対する材料の抵抗値である降伏応力の温度・ひずみ速度依存性がArrheniusの式から導出される速度パラメータ $k_B T \cdot \ln(A_y / \dot{\epsilon})$ で統一して説明できることは、既に5.3で述べた。Shoemakerら¹³⁰⁾は、炭素鋼の脆性-延性遷移挙動が負荷速度によって変化する実験結果を説明するために、巨視的なき裂先端の弾/塑性境界における公称ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ を導入し、降伏応力の速度パラメータによる整理と同様に、破壊じん性の温度・負荷速度依存性が速度パラメータ $k_B T \cdot \ln(A_y / \dot{\epsilon})$ で統一して表せると報告している。これは、き裂先端の塑性変形に対する熱活性化過程が破壊の機構に含まれ、5.4.1の

き裂進展の熱活性化過程といっしょになって、材料の破壊じん性を決定していることを示唆している。そこで、き裂先端での微視的な転位の生成と運動も含めた破壊のモデルを構築することを考える。

図5.13に、き裂と転位が相互作用するモデルを示す。同図(a)は、外部荷重によりき裂先端に生じる特異応力場が、き裂に刃状転位をき裂表面の傾きに相当する密度で分布させることによって表現できること^{99, 114, 131)}を示したものである。同図(b)は、き裂先端で(a)の仮想転位が分解・消滅して、実在の刃状転位が生成・放出され、応力場を遮蔽する場合と、き裂先端と交差するすべり面上にある刃状転位が外力による特異応力場の下に運動し、射出した転位と合体・消滅するか、き裂に吸い込まれて仮想転位を生成する場合を表した塑性変形を伴う脆性破壊のモデル^{99, 132)}である。同図(c)は、(b)の機構でき裂先端の鈍化が生じ、き裂先端前方に最大の3軸引張応力場が形成されて、ここに転位が集積することにより新たな微視き裂を発生・成長させて、主き裂との合体が起こり、き裂が進展する延性破壊のモデルを表す。¹³³⁾

いま、き裂先端近傍の転位による特異応力場の遮蔽分が K^P で表されるものとするときき裂先端の真の特異応力場の強さ K^R は、

$$K^R = K - K^P \quad (5-23)$$

で与えられる。^{132, 134-5)}ここに、 K は外部荷重による塑性域外側の弾性特異応力場の強さを表す見かけの応力拡大係数である。

き裂先端における材料の真の破壊条件が、

$$K^R = K^R_c \quad (5-24)$$

で与えられるものと考え、 K^R_c の負荷速度・温度依存性が小さい場合、 K^P が転位の熱活性化過程で支配されているので、破壊じん性として観測される見かけの応力拡大係数 K の臨界値 $K_m = K^R_c + K^P$ には、 K^P の負荷速度・温度依存性が大きく現れることになる。 K^P は負荷速度の増大とともに減少し、温度とともに増大すると考えられるので、炭素鋼S45Cに対する破壊じん性の負荷速度依存性を説明できることが分かる。従って、転位の熱活性化過程から導かれた降伏応力の温度・ひずみ速度依存性が速度パラメータを用いて式(5-2)により一つの関数で表されたのと同様に、ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ を負荷速度 K で置き換えた速度パラメータ $k_B T \cdot \ln(A^P \dot{\epsilon} / K)$ によって破壊じん性の温度・負荷速度依存性が一つの関数で表される関係を示すものと考えられる。

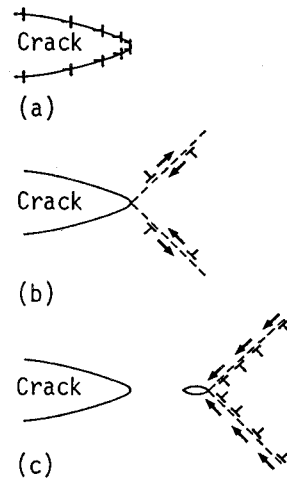


図5.13 き裂と転位の相互作用

7075アルミニウム合金の破壊じん性の負荷速度依存性は、5・4・1で述べたように材料の真の破壊じん性 K^R_c に及ぼす負荷速度と温度の効果を考えることによって説明でき、速度パラメータ $k_B T \cdot \ln(A_f/K)$ によって温度依存性との対応を示すことができた。一方、炭素鋼S 45Cの動的破壊じん性が静的な値より小さくなるという実験結果は、 K^R_c に比べ K^P の負荷速度依存性が非常に大きく影響する例であると考えれば、両材料について統一したモデルが構築される。 K^R_c と K^P の負荷速度・温度依存性は A_f と A^P_f が異なるだけの同じ形の数値パラメータで整理できると考えられ、一般に、材料の破壊じん性に及ぼす負荷速度と温度の効果は、速度パラメータを用いて説明することが可能であるといえる。

5・5 結 言

本章では、7075アルミニウム合金の破壊じん性が $K > 10^6$ MPavm/sの高負荷速度領域に入ると増大するという測定結果を示した。材料の破壊じん性の負荷速度依存性がこのように高速衝撃の領域に入ると上昇するという傾向を説明するため、以下の破壊の微視的機構を提案した。

(1) 時間因子

材料が衝撃荷重を受けて破壊するためには、動的応力拡大係数 $K(t)$ がある臨界値 K_{crit} をある最小時間(incubation time) 越えている必要があると考えられ、動的破壊じん性 K_{Ia} の観測値は負荷速度とともに増大する。このincubation time は、微視的なき裂の進展が熱活性化過程で支配されていると考えれば、 $K(t)$ の負荷の下で破壊が起こるのに必要な活性化エネルギーを熱振動から得るために要する時間として与えられる。 K_{crit} は、この活性化エネルギーが急減する $K(t)$ の臨界値に相当するものであり、単位時間あたりにき裂が進展する確率が急増するので、負荷速度の低い領域では、ほぼ K_{crit} で破壊が起こると説明される。

(2) 温度因子

7075アルミニウム合金に対する静的破壊じん性の温度依存性が50 K未満の極低温で増大することから、温度の低下が負荷速度の上昇と同じ影響を破壊じん性に及ぼすことを実験的に明らかにした。この温度と負荷速度の対応関係は、破壊の微視的機構が熱活性化過程で支配されていることを示唆していると考えられる。

(3) 速度パラメータ

破壊の微視的機構が熱活性化過程で支配されていると考えられることから、き裂進展に対する熱活性化過程のモデルと、き裂先端の塑性変形に対する熱活性化過程のモデルに分けて、それぞれの速度パラメータを導出した。材料の破壊じん性の負荷速度依存性と温度依存性は、このような二つの熱活性化過程に基づく速度パラメータにより説明できると考えた。

第 6 章 総 括

近年、機械の高速化・軽量化が進み、それに伴って衝撃荷重を受ける機会が増え、使用される材料が高強度化されたこともあって、衝撃破壊に対する安全性を問われる場合が多くなっている。

本研究は、この衝撃破壊に対する強度評価を行う上で不可欠な材料の動的破壊じん性を正しく測定する方法について論じたものである。

材料の動的破壊じん性の正しい測定を行うためには、第 1 章で述べたように、次の 3 つの基本事項を満たす必要がある。

[動的破壊じん性測定の基本事項]

- (1) 試験片に作用する衝撃荷重、あるいは、衝撃荷重によって生じ、き裂へ入射する応力波の正しい計測
- (2) 応力波がき裂に作用した際にき裂先端に現れる特異応力場の強さを表す動的応力拡大係数の解析
- (3) 動的応力拡大係数が材料の動的破壊じん性に達して、き裂の進展が起こる破壊開始時刻の決定

本研究では、基本事項の(1)については、応力波の伝播の計測が容易な円周切欠丸棒試験片を用い、従来の Hopkinson 棒法で無視されていた応力波の分散の影響も補正計算して、き裂に入射する応力波を正しく評価することで満たした。

基本事項の(2)に関しては、き裂にステップ関数状の応力波が作用したときの動的応力拡大係数を高精度に数値解析できる計算コードを開発して試験片のステップ応答関数を求め、衝撃試験で計測される任意の入射応力波形に対して重ね合わせを行い、動的応力拡大係数を正確に評価することで満たした。

基本事項の(3)については、破壊に伴って放射される除荷波の発生をき裂部を透過した応力波の実測波形とき裂進展のない場合の予測波形との差が現れ始める点として検出するという新しい破壊開始時刻の決定方法を用いることにより満たした。

このようにして、本論文で材料の動的破壊じん性の測定法は確立できたと考える。

以下に第 1 章から第 6 章までの内容と研究成果を要約する。

第 1 章では、本研究の目的と意義について述べた。また、これまでの衝撃破壊に関する研究の流れをふり返ってその概要を述べ、従来の衝撃破壊試験法が動的破壊じん性の測定における基本事項をどの程度まで満足していたかを考えた。

第2章では、衝撃荷重により発生する応力波について述べ、応力波とき裂の相互作用で現れる特異応力場の解析方法を考察して、ステップ応答関数の重ね合わせによって動的応力拡大係数を簡便に評価する手法を提案した。そして、このステップ応答関数を数値解析するための計算プログラムを開発した。以下にその特長を示す。

(1) 数値解析コード

開発した有限要素法に基づく数値解析コードの特長は、特異要素を用いなくとも高精度にステップ応答関数を計算できる点にある。また、任意の衝撃荷重波形に対する動的応力拡大係数をステップ応答関数の重ね合わせによって求めるので、ステップ応答関数を一度数値解析しておけば、構造部材に想定される実働波形や衝撃破壊試験において実測される荷重波形に対する動的応力拡大係数が、効率よく正確に評価することができる。

(2) 数値解析精度

開発したステップ応答関数の有限要素解析プログラムは、Thauら¹⁸⁾によって解析解の示された問題を数値解析し、その数値解と解析解を比較することで精度を検証した結果、比較的粗い要素分割により実用上十分に高い精度で動的応力拡大係数の計算が可能であることを明らかにした。

第3章では、従来の衝撃破壊試験で用いられてきた円周切欠丸棒と静的な破壊じん性試験で推奨されている三点曲げおよびコンパクト引張の3種類の形状の試験片に衝撃荷重が作用した場合の動的挙動を数値解析して、高負荷速度下での動的破壊じん性の測定に最も適した試験片形状の検討を行った。以下にその結果をまとめて示す。

(1) 円周切欠丸棒試験片

円周切欠丸棒については、動的応力拡大係数が静的な値に比較的早く収束する特性をもつことが明らかとなり、Costinら⁵⁹⁾の典型的な実験例を数値シミュレーションした結果、破壊開始時の透過応力を静的な評価式に代入して動的破壊じん性を推定することは妥当であるが、破壊開始点の決定方法には問題があることを明らかにした。

(2) 三点曲げ試験片

シャルピ三点曲げ試験片については、動的応力拡大係数がほぼ最低次の曲げ振動により決定されていることを確かめ、衝撃の初期に試験片がアンビルから一時的に離れる現象が現れることを示した。このため、単純支持を仮定した三点曲げの解析結果を支持点の透過荷重の計測結果に基づいて補正し、動的応力拡大係数を正しく計算する方法を新たに提案した。

(3) コンパクト引張試験片

コンパクト引張試験片については、動的応力拡大係数がシャルピ試験片と同様に曲げ振動により決定されていることを明らかにし、ピンによる衝撃負荷の困難さ、およ

び、ピンと試験片の接触点が移動するという問題の起こり得ることを示した。

(4) 3種類の試験片形状の比較

3種類の試験片のステップ応答関数の解析結果を比較することによって、最も単純な形状の円周切欠丸棒が、高い負荷速度の下で動的破壊じん性を容易に測定できることが明らかとなり、静的から衝撃までの広い負荷速度範囲で材料の破壊じん性を測定するのに適した試験片形状であると考えられる。

第4章では、前章の検討結果に基づいて、円周切欠丸棒を用いた衝撃破壊試験方法を新しく開発し、これによって7075アルミニウム合金と炭素鋼S45Cの動的破壊じん性を測定した。以下に得られた成果を示す。

(1) 衝撃破壊試験装置の開発

円周切欠丸棒試験片に strikerを衝突させて圧縮波を発生させ、これが自由端で反射されて生じる引張波を用いて破壊を起こさせる方式の衝撃試験装置を開発した。この負荷方式によって、従来の引張波を直接発生させる方式に比べて装置が単純になり、より高い負荷速度の下で動的破壊じん性を測定することが容易になった。

(2) 動的応力拡大係数の評価

動的応力拡大係数は、応力波が計測位置からき裂まで伝播する間に起こす分散の影響を補正した入射応力に対して、ステップ応答関数の重ね合わせ積分を行って評価した。解析した動的応力拡大係数は、実験で測定したき裂開口変位と透過応力に対する関係から、その妥当性が検証された。なお、7075アルミニウム合金と炭素鋼S45Cの衝撃破壊試験が、小規模降伏条件を満足する状態で行われたことを示した。

(3) 破壊開始時刻の決定

破壊開始時刻の決定は、透過応力の実測波形とき裂進展がない場合の予測波形に差が現れ始める点として、破壊に伴う除荷波の波頭を検出する新しい方法で行った。決定した時刻は、き裂開口変位と電位差の測定結果から、妥当であることを明らかにした。

(4) 7075アルミニウム合金の動的破壊じん性

7075-T651 アルミニウム合金の動的破壊じん性は、 4×10^6 MPa \sqrt{m}/s の高負荷速度の下で37.6 MPa \sqrt{m} と測定され、同一の円周切欠形状をもつ丸棒試験片により測定した静的破壊じん性に比べ1.25倍にまで増大した。

(5) 炭素鋼S45Cの動的破壊じん性

炭素鋼S45Cの動的破壊じん性は、 5×10^6 MPa \sqrt{m}/s の高負荷速度の下で77 MPa \sqrt{m} と測定され、J積分を用いて評価した静的破壊じん性の0.45倍に低下した。

第5章では、7075アルミニウム合金の破壊じん性が $K > 10^6$ MPa $\sqrt{m/s}$ の高負荷速度領域に入ると増大するという測定結果を示した。材料の破壊じん性の負荷速度依存性がこのように高速衝撃の領域に入ると上昇するという傾向を説明するため、以下の破壊の微視的機構を提案した。

(1) 時間因子

材料が衝撃荷重を受けて破壊するためには、動的応力拡大係数 $K(t)$ がある臨界値 K_{crit} をある最小時間(incubation time) 越えている必要があると考えられ、動的破壊じん性 K_{Ia} の観測値は負荷速度とともに増大する。このincubation time は、微視的なき裂の進展が熱活性化過程で支配されていると考えれば、 $K(t)$ の負荷の下で破壊が起こるのに必要な活性化エネルギーを熱振動から得るために要する時間として与えられる。 K_{crit} は、この活性化エネルギーが急減する $K(t)$ の臨界値に相当するものであり、単位時間あたりにき裂が進展する確率が急増するので、負荷速度の低い領域では、ほぼ K_{crit} で破壊が起こると説明される。

(2) 温度因子

7075アルミニウム合金に対する静的破壊じん性の温度依存性が50 K未満の極低温で増大することから、温度の低下が負荷速度の上昇と同じ影響を破壊じん性に及ぼすことを実験的に明らかにした。この温度と負荷速度の対応関係は、破壊の微視的機構が熱活性化過程で支配されていることを示唆していると考えられる。

(3) 速度パラメータ

破壊の微視的機構が熱活性化過程で支配されていると考えられることから、き裂進展に対する熱活性化過程のモデルと、き裂先端の塑性変形に対する熱活性化過程のモデルに分けて、それぞれの速度パラメータを導出した。材料の破壊じん性の負荷速度依存性と温度依存性は、このような二つの熱活性化過程に基づく速度パラメータにより説明できると考えた。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切な御指導と御鞭撻を賜りました大阪大学工学部 岸田敬三教授に深甚の謝意を表しますとともに、多くの貴重な御助言を賜りました大阪大学工学部 片岡俊彦教授に心から感謝いたします。

本論文の完成にあたり、ご多忙中にもかかわらず種々の有益な御教示を賜りました大阪大学工学部 大路清嗣教授、川辺秀昭教授、梅野正隆教授に厚く感謝の意を表します。

大阪大学の学部、大学院在学中に御指導を賜りました大阪大学名誉教授(現 岡山理科大学教授) 中川憲治先生、ならびに、在学当時から現在に至るまで種々の御教示を賜りました大阪大学工学部 山田朝治教授、井川直哉教授、森 勇蔵教授、田村坦之教授、そして、多くの御助言と御支援を賜りました精密工学教室の諸先生方に厚く御礼申し上げます。

また、供試材を御提供いただいた株式会社 神戸製鋼所 とクライオスタットの製作を御援助いただいた株式会社 ほくさん に謝意を表します。

さらに、本研究の実施にあたり、御協力をいただいた長岡英一氏、北村文人氏、山際正道氏、乙脇康夫氏、武藤雅彦氏をはじめ岸田研究室の諸氏に深く感謝致します。

なお、本研究の中で大阪大学大型計算機センターのNEC ACOS-S1000, S2000、および、大阪大学低温センター脆性試験機室のインストロン1125万能試験機を使用したこと、そして、本研究の一部に文部省科学研究費補助金の交付を受けたことを付記し、謝意を表します。

参考文献

- 1) Knott, J.F.; Fundamentals of Fracture Mechanics, Butterworth, London, 1973.
- 2) 岡村弘之; 破壊力学と材料強度講座 1 - 線形破壊力学入門, 培風館, 1976.
- 3) 岡村弘之 編; 総合材料強度学講座 3 - 強度解析学〔I〕, オーム社, 1985.
- 4) 岡村弘之 編; 総合材料強度学講座 4 - 強度解析学〔II〕, オーム社, 1985.
- 5) 大路清嗣 編; 総合材料強度学講座 5 - 破壊強度学, オーム社, 1985.
- 6) Ewalds, H.L., and Wanhill, R.J.H; Fracture mechanics, Edward Arnold, London, 1986.
- 7) Smith, R.A., Ed.; Fracture mechanics, Pergamon, Toronto, 1979.
- 8) Cherepanov, G.P.; Mechanics of brittle fracture, McGraw-Hill, New York, 1979.
- 9) 林卓夫, 田中吉之助 編; 衝撃工学, 日刊工業新聞社, 1988.
- 10) American National Standard ASTM E399-83; Standard Test Method for Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials, 1983, pp. 518-553.
- 11) 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.
- 12) 小倉信和; 破壊じん性とその試験方法, 日本機械学会誌, 75-642 (1972) pp. 1091-1098.
- 13) 青木繁; 動的破壊力学の研究動向, 日本機械学会誌, 84-748 (1981) pp. 243-249.
- 14) 青木繁; 動破壊力学と動的破壊じん性, 材料, 33 (1984) pp. 229-235.
- 15) 坂田勝, 青木繁; 破壊の動力学概説(1~11), 機械の研究, 25 (1973) pp. 703-706, pp. 833-837, pp. 941-946, pp. 1077-1082, pp. 1190-1196, pp. 1314-1318, pp. 1442-1446, pp. 1557-1562, 26 (1973) pp. 84-88, pp. 319-324, pp. 451-454.
- 16) Kalthoff, J.F.; On the Measurement of Dynamic Fracture Toughness - A Review of Recent Work, Int. J. Fracture, 27-3, 4 (1985), pp. 277-298.
- 17) Baker, B.R.; Dynamic Stress Created by a Moving Crack, Trans. ASME, J. Appl. Mech., 29 (1962), pp. 449-454.
- 18) Thau, S.A., and Lu, T.H.; Transient Stress Intensity Factors for a Finite Crack in an Elastic Solid Caused by a Dilatational Wave, Int. J. Solids Struct., 7 (1971), pp. 731-750.
- 19) Sih, G.C., Embley, G.T., and Ravera, R.S.; Impact Response of a Finite Crack in Plane Extension, Int. J. Solids Struct., 8 (1972), pp. 977-993.
- 20) Achenbach, J.D., and Gautessen, A.K.; Elastodynamic Stress-Intensity Factors for a Semi-Infinite Crack Under 3-D Loading, Trans. ASME, J. Appl. Mech., 44 (1977), pp. 243-249.
- 21) Achenbach, J.D., and Gautessen, A.K.; A Ray Theory for Elastodynamic Stress-Intensity Factors, Trans. ASME, J. Appl. Mech., 45 (1978), pp. 123-129.

- 22) 伊藤勝悦; 2個の長方形き裂周囲の動的応力拡大係数について, 日本機械学会論文集(A編), 46-406 (1980), pp. 575-583.
- 23) Itou, S.; Transient Analysis of Stress Waves around Two Coplaner Griffith Cracks under Impact Load, Engng. Fract. Mech. 13-2 (1980), pp. 349-356.
- 24) Shindo, Y.; Axisymmetric Elastodynamic Response of a Flat Annular Crack to Normal Impact Waves, Engng. Fract. Mech., 19-5 (1984), pp. 837-848.
- 25) Lin, W., Keer, L.M., and Achenbach, J.D.; Dynamic Stress Intensity Factors for an Inclined Subsurface Crack, J. Appl. Mech., 51 (1984), pp. 773-779.
- 26) Dhaliwal, R.S., Singh, B.M., and Vrbik, J.; Formation of External Circular Crack by Normal Impact or Sudden Twisting, Engng. Fract. Mech., 20-1 (1984), pp. 93-101.
- 27) 高久田和夫, 滝沢靖司, 小泉堯, 渋谷寿一; き裂の動的相互干渉, 日本機械学会論文集(A編), 50A-452 (1984), pp. 799-804.
- 28) Ma, C.C., and Freund, L.B.; The Extent of the Stress Intensity Factor Field During Crack Growth under Dynamic Loading Conditions, Trans. ASME, J. Appl. Mech., 53 (1986), pp. 303-310.
- 29) Roy, A.; Diffraction of Elastic Waves by an Elliptic Crack—II, Int. J. Engng. Sci. 25-2 (1987), pp. 155-169.
- 30) Huang, J.Y., and So, H.; Determination of Dynamic Stress Intensity Factors of Multiple Cracks, Int. J. Fract., 36 (1988), pp. 187-198.
- 31) So, H., and Huang, J.Y.; Determination of Dynamic Stress Intensity Factors of Two Finite Cracks at Arbitrary Positions by Dislocation Model, Int. J. Engng. Sci., 26-2 (1988), pp. 111-119.
- 32) Chen, Y.M.; Numerical Computation of Dynamic Stress Intensity Factors by a Lagrangian Finite-Difference Method, Engng. Fract. Mech., 7 (1975), pp. 653-660.
- 33) Aberson, J.A., Anderson, J.M., and King, W.W.; Dynamic Analysis of Cracked Structures Using Singularity Finite Elements, Elastodynamic Crack Problems, Sih, G.C., Ed., Noordhoff, 1977, Chap. 5.
- 34) Aoki, S., Kishimoto, K., Kondo, H., and Sakata, M.; Elastodynamic Analysis of Crack by Finite Element Method Using Singular Element, Int. J. Fract., 14-1 (1978), pp. 59-68.
- 35) 岸本喜久雄, 青木繁, 大里豊彦, 坂田勝; \int 積分を用いた動的応力拡大係数の有限要素解析, 日本機械学会論文集(A編), 46-406 (1980), pp. 584-589.
- 36) Kishimoto, K., Aoki, S., and Sakata, M.; Dynamic Stress Intensity Factors Using \int -integral and Finite Element Method, Engng. Fract. Mech., 13-2 (1980), pp. 387-394.

- 37) 和田均, 高木豊, 西村融; 有限要素法による応力拡大係数の一計算法とその動的問題への応用, 日本機械学会論文集(A編), 47-417 (1981), pp. 501-511.
- 38) Atluri, S.N., Nishioka, T., and Nakagaki, M.; Incremental Path Independent Integrals in Inelastic and Dynamic Fracture Mechanics, Engng. Fract. Mech., 20-2 (1984), pp. 209-244.
- 39) Ahmad, J., Jung, J., Barnes, C.R., Kanninen, M.F.; Elastic-Plastic Finite Element Analysis of Dynamic Fracture, Engng. Fract. Mech., 17-3 (1983), pp. 235-246.
- 40) 矢川元基, 吉村忍; 電磁場下の破壊力学(1, 2), 機械の研究, 35-3 (1983), pp. 359-364, pp. 487-492.
- 41) Yagawa, G., and Yoshimura, S.; Dynamic Fracture Mechanics With Electromagnetic Force and Its Applivation to Fracture Toughness Testing, Engng. Fract. Mech., 23-1 (1986), pp. 265-286.
- 42) Green, A.P., and Hundy, B.B.; Initial Plastic Yielding in Notch Bend Tests, J. Mech. Phys. Solids, 4 (1956), pp. 128-144.
- 43) Driscoll, D.E., Ed.; Impact Testing of Metals, ASTM STP 466, 1970.
- 44) Ayres, D.J.; Dynamic Plastic Analysis of Ductile Fracture - the Charpy Specimen, Int. J. Fract., 12 -4 (1976), pp. 567-578.
- 45) DeSisto, T.S., Ed.; Instrumented Impact Testing, ASTM STP 563, 1974.
- 46) Server, W.L. and Tetelman, A.S.; The Use of Pre-cracked Charpy Specimens to Determine Dynamic Fracture Toughness, Engng. Fract. Mech., 4 (1972), pp. 367-375.
- 47) Server, W.L., Wullaert, R.A., and Sheckherd, J.W.; Evaluation of Current Procedures for Dynamic Fracture-Toughness Testing, Flaw Growth and Fracture, ASTM STP 631, (1977), pp. 446-461.
- 48) Server, W.L.; Impact Three-Point Bend Testing for Notched and Pre-cracked Specimens, J. Test. Eval., 6 (1978), pp. 29-34.
- 49) Kobayashi, T., Yamamoto, I., and Niinomi, M.; Evaluation of Dynamic Fracture Toughness Parameters by Instrumented Charpy Impact Test, Engng. Fract. Mech., 24-5 (1986), pp. 778-782.
- 50) Crosley, P.B., and Ripling, E.J.; Dynamic Fracture Toughness of A533 Steel, J. Basic Engng., 91 (1969), pp. 525-534.
- 51) Logsdon, W.A.; Dynamic Fracture Toughness of Heavy Section, Narrow Gap, Gas Tungsten Arc Weldments, Engng. Fract. Mech., 16-6 (1982), pp. 757-769.
- 52) Shoemaker, A.K., and Seeley, R.R.; Summary Report of Round Robin Testing by the ASTM Task Group E24. 01. 06 on Rapid Loading Plane Strain Fracture Toughness K_{Ic} Testing, J. Test. Eval., 11-4 (1983), pp. 261-272.
- 53) Kolsky, H., Stress Waves in Solids, Dover, New York, 1963.
- 54) Lindholm, U.S.; Some Experiments with the Split Hopkinson Pressure Bar, J. Mech. Phys. Solids, 12 (1964). pp. 317-335.

- 55) P. S. Follansbee and C. Frantz; Wave Propagation in the Split Hopkinson Pressure Bar, *Trans. ASME, J. Engng. Mater. Tech.*, 105 (1983) 61-66.
- 56) Nicholas, T.; Tensile Testing of Materials at High Rates of Strain, *Exper. Mech.*, 21-5 (1981), pp. 177-185.
- 57) Duffy, J., Campbell, J.D., and Hawley, R.H.; On the Use of a Torsional Split Hopkinson Bar to Study Rate Effects in 1100-O Aluminum, *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 38-1 (1971), pp. 83-91.
- 58) Nicholas, T., and Campbell, J.D.; Shear-strain-rate Effects in a High-strength Aluminum Alloy, *Exper. Mech.*, 12-10 (1972), pp. 441-447.
- 59) Costin, L.S., Duffy, J., and Freund, L.B.; Fracture Initiation in Metals under Stress Wave Loading Conditions, *Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627*, (1977), pp. 301-318.
- 60) Costin, L.S., Server, W.L., and Duffy, J.; Dynamic Fracture Initiation; A Comparison of Two Experimental Methods, *Trans. ASME, J. Engng. Mat. Tech.*, 101 (1979), pp. 168-172.
- 61) Wilson, M.L., Hawley, R.H., and Duffy, J.; The Effect of Loading Rate and Temperature on Fracture Initiation in 1020 Hot-rolled Steel, *Engng. Fract. Mech.*, 13 (1980), pp. 371-385.
- 62) Duffy, J., Suresh, S., Cho, K., and Bopp, E.R.; A Method for Dynamic Fracture Initiation Testing of Ceramics, *Trans. ASME, J. Engng. Mat. Tech.*, 110-4, (1988), pp. 325-331.
- 63) Nakamura, T., Shih, C.F., and Freund, L.B.; Elastic-Plastic Analysis of a Dynamically Loaded Circumferentially Notched Round Bar, *MRL E-152*, Brown University, 1984.
- 64) Chevallier, J.M., Ansart, J.P., and Dormeval, R.; Fracture Toughness of Some Metals under High Loading Rate Conditions, *Proc. Third Conf. Mech. Prop. Mat. at High Rates of Strain, Inst. Phys. Conf. Ser.*, 70 (1984), pp. 229-236.
- 65) Klepaczko, J.R., and Solecki, A.; Effect of Tempering on Quasi-Static and Impact Fracture Toughness and Mechanical Properties for 5140 H Steel, *Metal. Trans. A*, 15A (1984), pp. 901-911.
- 66) Abdelaziz, M.N., Neviere, R., and Pluvinage, G.; Experimental Method for J_{Ic} Computation on Fracture of Solid Propellants under Dynamic Loading Conditions, *Engng. Fract. Mech.*, 28-4 (1987), pp. 425-434.
- 67) Kishimoto, K., Aoki, S., and Sakata, M.; Simple Formula for Dynamic Stress Intensity Factor of Pre-cracked Charpy Specimen, *Engng. Fract. Mech.*, 13-3 (1980), pp. 501-508.
- 68) 岸本喜久雄, 若林勤, 青木繁, 坂田勝; 衝撃曲げ疲労試験における動的応力拡大係数の評価, *材料*, 31-344 (1982), pp. 478-482.

- 69) 岸本喜久雄, 黒田聖昭, 青木繁, 坂田勝; F F Tアナライザを用いた動的応力拡大係数計測システム—落重式衝撃三点曲げ試験への適用—, 材料, 35-395 (1982), pp. 850-853.
- 70) Böhme, W, and Kalthoff, J. F.; The Behavior of Notched Bend Specimen in Impact Testing, Int. J. Fract., 20 (1982), pp. R139-R143.
- 71) 関東康祐, 矢川元基; 接触および摩擦を考慮した動的三点曲げ試験の有限要素解析, 材料, 35-395 (1986), pp. 854-859.
- 72) 中野元博, 岸田敬三, 横山隆; コンパクト引張および曲げ試験片の動的応力拡大係数, 日本機械学会論文集(A編), 55-512 (1989), pp. 782-789.
- 73) Nakamura, T., Shih, C. F., and Freund, L. B.; Analysis of a Dynamically Loaded Three-Point-Bend Ductile Fracture Specimen, Engng. Fract. Mech., 25-3 (1986), pp. 323-339.
- 74) Yokoyama, T., and Kishida, K.; Measurement of Dynamic Fracture Initiation Toughness by A Novel Impact Three-Point Bend Test Technique Using Hopkinson Pressure Bars, Proc. Int. Conf. Impact Loading and Dynamic Behaviour of Mat., DGM Informationsgesellschaft, Verlag, 1 (1988), pp. 273-280.
- 75) 岸田敬三, 中川憲治; スプリットホプキンソン棒法による動的破壊じん性の測定, 材料, 32 (1983), pp. 1096-1101.
- 76) Kishida, K., Yokoyama, T., and Nakano, M.; Measurement of Dynamic Fracture Toughness Based on The Split Hopkinson Bar Technique", Proc. Third Conf. Mech. Prop. Mat. at High Rates of Strain, Inst. Phys. Conf. Ser., 70 (1984), pp. 221-228.
- 77) Ravi-Chandar, K., and Knauss, W. G.; Dynamic Crack-Tip Stresses Under Stress Wave Loading - Comparison of Theory and Experiment, Int. J. Fract., 20 (1982), pp. 209-222.
- 78) Ravi-Chandar, K., and Knauss, W. G.; An Experimental Investigation into Dynamic Fracture: I. Crack Initiation and Arrest, Int. J. Fract., 25 (1984), pp. 247-262.
- 79) Ravi-Chandar, K., and Knauss, W. G.; An Experimental Investigation into Dynamic Fracture: II. Microstructural Aspects, Int. J. Fract., 26 (1984), pp. 65-80.
- 80) Kim, K.-S.; Dynamic Fracture Under Normal Impact Loading of the Crack Faces, Trans. ASME, J. Appl. Mech., 52 (1985), pp. 585-592.
- 81) Klepaczko, J. R.; Loading Rate Spectra for Fracture Initiation in Metals, Theo. Appl. Fract. Mech., 1 (1984), pp. 181-191.
- 82) Klepaczko, J. R., Bassim, M. N., and Hsu, T. R.; Fracture Toughness of Coal Under Quasi-Static and Impact Loading, Engng. Fract. Mech., 19-2 (1984), pp. 305-316.

- 83) Bayoumi, M. R., Klepaczko, J., and Bassim, M. N.; Determination of Fracture Toughness J_{Ic} Under Quasi-Static and Dynamic Loading Conditions Using Wedge Loaded Specimens, *J. Test. Eval.*, 12-5 (1984), pp. 316-323.
- 84) Klepaczko, J.; Determination of the Critical Value of the J -Integral at High Loading Rates Using the Wedge-Loaded Specimen, *J. Test. Eval.*, 13-6 (1985), pp. 441-445.
- 85) Bassim, M. N., Bayoumi, M. R., and Shum, D.; Study on the Variation of Fracture Toughness with Loading Rate Using Compact Tension Specimens, *Engng. Fract. Mech.*, 26-4 (1987), pp. 619-623.
- 86) Kalthoff, J. F., and Shockey, D. A.; Instability of Cracks under Impulse Loads, *J. Appl. Phys.*, 48-3 (1977), pp. 986-993.
- 87) Shockey, D. A., Kalthoff, J. F., and Erlich, D. C.; Evaluation of Dynamic Crack Instability Criteria, *Int. J. Fract.*, 22 (1983), pp. 217-229.
- 88) Shockey, D. A., Erlich, D. C., Kalthoff, J. F., and Homma, H.; Short-Pulse Fracture Mechanics, *Engng. Fract. Mech.*, 23-1 (1986), pp. 311-319.
- 89) Homma, H., Shockey, D. A., and Murayama, Y.; Response of Cracks in Structural Materials to Short Pulse Loads, *J. Mech. Phys. Solids*, 31-3 (1983), pp. 261-279.
- 90) Kalthoff, J. F.; Fracture Behavior under High Rates of Loading, *Engng. Fract. Mech.*, 23-1, (1986), pp. 289-298.
- 91) Ravichandran, G., and Clifton, R. J.; Dynamic Fracture under Plane Wave Loading, *Int. J. Fract.*, 40 (1989), pp. 157-201.
- 92) Dynamic Photoelastic and Dynamic Finite-Element Analyses of Dynamic-Tear-Test Specimens, *Exper. Mech.*, 18 (1978), pp. 449-456.
- 93) Kalthoff, J. F., Winkler, S., Böhme, W., and Klem, W.; Determination of the Dynamic Fracture Toughness K_{Ia} in Impact Tests by Means of Response Curves, *Proc. ICF5, Advances in Fracture Research*, Francois, D. Ed., 1 (1981), pp. 363-373.
- 94) Kim, K.-S.; Stress Intensity Factor Tracer, *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 52 (1985), pp. 291-297.
- 95) Sukere, A. A., and Sharpe, Jr., W. N.; Transient Response of a Central Crack to a Tensile Pulse, *Exper. Mech.*, 23 (1983), pp. 89-98.
- 96) Dally, J. W., and Sanford, R. J.; Strain-Gage Methods for Measuring the Opening-Mode Stress-Intensity Factor, K_I , *Exper. Mech.*, 27 (1987), pp. 381-388.
- 97) Knauss, W. G., and Ravi-Chandar, K.; Some Basic Problems in Stress Wave Dominated Fracture, *Int. J. Fract.*, 27 (1985), pp. 127-143.
- 98) Knauss, W. G., and Ravi-Chandar, K.; Fundamental Considerations in Dynamic Fracture, *Engng. Fract. Mech.*, 23-1, (1986), pp. 9-20.

- 99) Thomson, R.; Physics of Fracture, Solid State Physics, Ehrenreich, E., and Turnbull, D., Eds., Academic Press, Orlando, 39 (1986), pp.1-129.
- 100) Kishida, K., Kataoka, T., Yokoyama, T., and Nakano, M.; Behavior of Materials at High Strain Rate and Cryogenic Temperature, IUTAM Symp. Macro- and Micro-Mechanics of High Velocity Deformation and Fracture, Kawata, K., and Shioiri, J. Eds., Springer-Verlag, Berlin, (1987), pp. 75-84.
- 101) 中野元博, 岸田敬三; 衝撃破壊じん性試験における動的応力拡大係数の数値計算, 日本航空宇宙学会誌, 36-410 (1988), pp.147-154.
- 102) Fung, Y.C.; Foundations of Solid Mechanics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1965.
- 103) Graff, K.F.; Wave Motion in Elastic Solids, Ohio State Univ. Press, 1975.
- 104) Achenbach, J.D.; Wave Propagation in Elastic Solids, North-Holland, Amsterdam, 1973.
- 105) Freund, L.B.; The Stress Intensity Factor Due to Normal Impact Loading of the Faces of a Crack, Int. J. Engng. Sci., 12-2 (1974), pp.179-189.
- 106) Sih, G.C., Ed.; Handbook of Stress Intensity Factors, Inst. Fract. Solid Mech., Lehigh University, 1974.
- 107) 日本材料学会破壊力学部門委員会 編; Stress Intensity Factors Handbook, Pergamon, 1987.
- 108) Freund, L.B.; Crack Propagation in an Elastic Solid Subjected to General Loading-III. Stress Wave Loading, J. Mech. Phys. Solids, 21 (1973), pp. 47-61.
- 109) Freund, L.B.; Crack Propagation in an Elastic Solid Subjected to General Loading-IV. Obliquely Incident Stress Pulse, J. Mech. Phys. Solids, 22 (1974), pp.137-146.
- 110) 田中正隆, 田中喜久昭; 境界要素法-基礎と応用, 丸善, 1982
- 111) Zhang, CH., and Achenbach, J.D.; Time-Domain Boundary Element Analysis of Dynamic Near-Tip Fields For Impact-Loaded Collinear Cracks, Engng. Fract. Mech., 32-6 (1989), pp.899-909.
- 112) Nicholson J.W., and Mettu, S.R.; Computation of Dynamic Stress Intensity Factors by the Time Domain Boundary Integral Equation Method - I. Analysis, Engng. Fract. Mech., 31-5 (1988), pp.759-767.
- 113) Nicholson J.W., and Mettu, S.R.; Computation of Dynamic Stress Intensity Factors by the Time Domain Boundary Integral Equation Method - II. Examples, Engng. Fract. Mech., 31-5 (1988), pp.759-767.
- 114) 白鳥正樹, 三好俊郎, 松下久雄; 数値破壊力学, 実教出版, 1980.
- 115) 伊藤義康, 加古卓也, 中村愼; 応力拡大係数の決定法に関する研究 (第1報, 外挿法の理論的根拠), 日本機械学会論文集(A編), 52-477 (1986), pp.1328-1337.

- 116) Zienkiewicz, O.C.; The Finite Element Method, McGraw-Hill, London, 1977.
- 117) Hinton, E., and Owen, D.R.J.; Finite Element Programing, Academic Press, London, 1977.
- 118) Belytschko, T., and Hughes, T.J.R., Eds.; Computational Methods for Transient Analysis, Computational Method in Mevhanics 1, North-Holland, Amsterdam, 1983.
- 119) 矢川元基, 関東康祐; 計算力学における動的解析の現状, 数理科学, 282 (1986), pp. 6-13.
- 120) 牧之内三郎, 鳥居達生; 数値解析, オーム社, 1975.
- 121) 刀根薫, プレイマイコン・シリーズ1 BASIC, 培風館, 1981, p.95-104.
- 122) Brock, L.M., Jolles, M., and Schroedl, M.; Dynamic Impact Over a Subsurface Crack: Applications to the Dynamic Tear Test, Trans. ASME, J. Appl. Mech., 52 (1985), pp. 287-290.
- 123) Venz, S., Priest, A.H., and May, M.J.; Influence of Inertial Load in Instrumental Impact Tests, Impact Testing of Metals, ASTM STP 466, (1970) pp. 165-180.
- 124) Joyce, J.A., and Schneider, C.S; Crack Length Mesurement During Rapid Crack Growth Using an Alternating-Current Potential Difference Method, J. Test. Eval., 16-3 (1988), pp. 257-270.
- 125) Kamath, S.M., and Kim, K.S.; On Rayleigh Wave Emissions in Brittle Fracture, Int. J. Fract., 31 (1986), pp. R57-R62.
- 126) 片岡俊彦, 岸田敬三; 低温におけるAl合金・Ti合金の応力-歪特性と破壊靱性, ぜいせい, 大阪大学低温センター, 2 (1984), pp. 24-30.
- 127) Li, J.C.M., and Mukherjee, A.K., Eds.; Rate Processes in Plastic Deformation of Materials, American Society for Metals, 1977.
- 128) 和田八三久 編; 実験物理学講座10-力学物性, 共立出版, 1968.
- 129) 横堀武夫; 材料強度学, 技報堂, 1955.
- 130) Shoemaker, A.K., and Rolfe, S.T.; Static and Dynamic Low-Temperature K_{Ic} Behavior of Steels, Trans. ASME, J. Basic Engng., 91 (1969), pp. 512-524.
- 131) 大南正瑛, 塩沢和章; 破壊力学と材料強度講座14-多結晶体の強度と破壊, 培風館, 1976.
- 132) 片岡俊彦, 中野元博, 岸田敬三; 鉄の低温脆性と転位の役割, ぜいせい, 大阪大学低温センター, 4 (1986), pp. 29-37.
- 133) 横堀武夫, 材料強度学, 岩波全書, 1974.
- 134) 中野元博, 岸田敬三, 片岡俊彦, 山際正道; 軟鋼の破壊じん性と降伏応力に及ぼす温度と負荷速度の影響, 構造強度に関する講演会講演集, 28 (1986), pp. 262-265.
- 135) 山際正道, 片岡俊彦, 中野元博, 岸田敬三; 破壊における転位の役割とその計算機シミュレーション, 精密工学会秋期大会学術講演会講演論文集, 2 (1989), pp. 385-386.