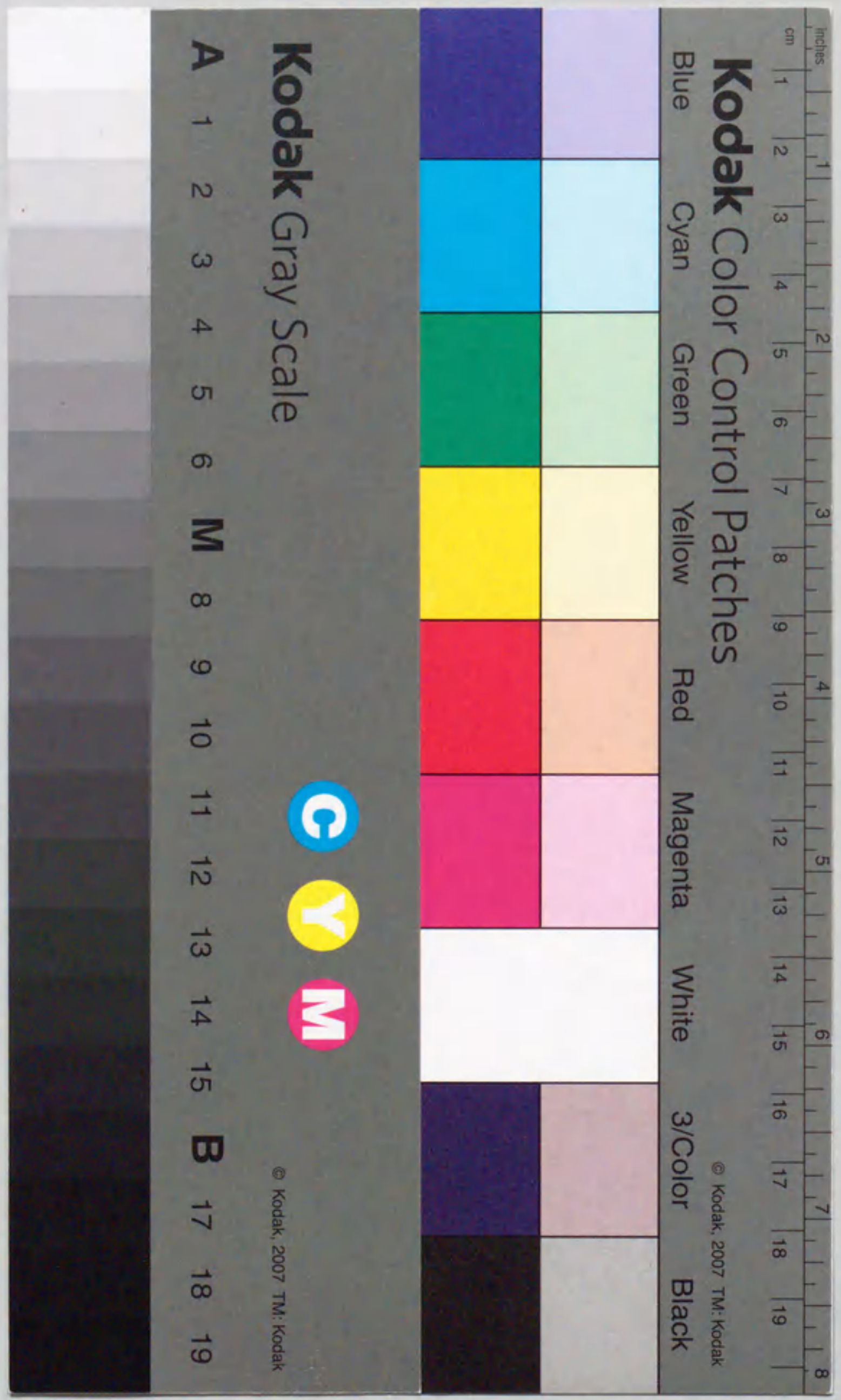


報告番号 甲第 4029 号

損傷力学に基づく弾・粘塑性材料の 衝撃破壊解析

榎 田 努



目 次

第1章 緒 論	1
記 号	7
第2章 衝撃破壊機構とその理論モデルにおける損傷の取扱い	11
2.1 物体の衝突において観察される破壊様式	11
2.2 応力波の発生・伝ばとスポール損傷	14
2.2.1 応力波の発生・伝ば機構	14
2.2.2 応力波の伝ばとスポール損傷	16
2.3 平板衝突によるスポール損傷の実験結果	18
2.3.1 実験装置	18
2.3.2 標的板の空洞・き裂観察	18
2.3.3 標的板裏面粒子速度の時間履歴	18
2.3.4 緩衝材中の応力波の時間履歴	20
2.4 スポール損傷に対する従来の損傷モデル	21
2.4.1 Curran らの損傷モデル	22
2.4.2 Perzyna の損傷モデル	23
2.4.3 Perzyna 型損傷モデルに対する Eftis らの拡張	24
2.4.4 Rajendran らの損傷モデル	26
2.5 連続体損傷力学とスポール損傷に対する適用	28
2.5.1 等方材料損傷における連続体損傷力学的表現	28
2.5.2 スポール損傷に対する連続体損傷力学の適用	32
2.6 本章のまとめ	33
第3章 衝撃問題における損傷材料の構成式と平板衝突の一次元解析	34
3.1 高速変形機構	34
3.2 弾性構成式	36
3.2.1 偏差応力成分に対する弾性構成式	36
3.2.2 静水応力成分に対する弾性構成式	36
3.3 非弾性構成式	37
3.4 場の方程式	39
3.5 解析方法	39
3.5.1 基礎関係式と数値解析方法	39

3.5.2	人工粘性および破壊要素の取扱い	40
3. 6	Curran らの平板衝突実験に対する一次元解析	40
3.6.1	解析モデルおよび初期・境界条件	40
3.6.2	解析結果	41
3.6.3	PMMA 緩衝材中の応力履歴の実験結果との比較	44
3. 7	標的板裏面粒子速度履歴の実験結果との比較	46
3.7.1	解析モデルおよび初期・境界条件	46
3.7.2	解析結果	46
3. 8	浅田らの平板衝突実験に対する一次元解析	47
3.8.1	解析モデルおよび初期・境界条件	47
3.8.2	解析結果	47
3. 9	本章のまとめ	49
第4章 三次元動的差分プログラムによる軸対称解析と表面生成によるエネルギー散逸効果の検討		
4. 1	基礎関係式	51
4.1.1	損傷発展式	51
4.1.2	損傷材料に対する構成式	51
4.1.3	場の方程式	52
4. 2	表面生成によるエネルギー散逸	52
4. 3	三次元問題における軸対称モデルに対する差分法の応用	53
4. 4	平板衝突の軸対称解析	54
4.4.1	解析モデルおよび初期・境界条件	54
4.4.2	Curran らの実験に対する解析	54
4.4.3	解析結果の検討	55
4.4.4	空洞の表面生成エネルギーを考慮した解析結果	58
4.4.5	実験結果との比較	59
4.4.6	Rajendran らの実験に対する解析	61
4.4.7	軸対称解析と一次元解析の比較	62
4. 5	本章のまとめ	63
第5章 空洞発達を考慮した損傷発展・構成モデルによる改良		
5. 1	基礎関係式	64
5.1.1	空洞発達のモデル化	64

5.1.2	空洞発達モデルに基づく損傷発展式の定式化	65
5.1.3	空洞発達モデルに基づく損傷材料の構成式	68
5. 2	弾・粘塑性材料のスポール損傷解析	69
5.2.1	解析方法	69
5.2.2	Curran らの実験に対する解析	69
5. 3	解析結果の検討	70
5.3.1	損傷分布と PMMA 緩衝材中の応力履歴	70
5.3.2	標的板裏面粒子速度の履歴の解析	73
5. 4	本章のまとめ	74
第6章 スポール損傷における三次元性と空洞体積率の影響		
6. 1	スポール損傷の三次元性	75
6.1.1	基礎関係式および解析方法	75
6.1.2	解析モデル	75
6.1.3	板側面からの除荷波の効果	76
6.1.4	$2 \leq r_0/z_0 \leq 2.5$ の場合	78
	応力履歴に影響を及ぼす要因	78
	PMMA 緩衝材中の応力履歴に対する側面からの応力波の影響 ($t = 1.0 \mu\text{s}$ 以降)	81
	衝撃面周縁部における変形集中の効果 ($t = 1.0 \mu\text{s}$ 以前)	81
6.1.5	$r_0/z_0 = 1.5$ の場合	84
6. 2	スポール損傷のモデル化における ϵ_0^p の効果	84
6. 3	本章のまとめ	86
第7章 結 論		
		87
謝 辞		
		91
参考文献		
		92

第1章 緒 論

航空・宇宙等の先端工学における機器・構造要素では、静的あるいは繰返し荷重のほか、高速度の衝撃荷重を受ける場合が少なくない。この分野の機器・装置では、その高性能化、高効率化、軽量化と並んで、信頼性と安全性の確保は特に重要な課題であるから、耐衝撃設計の精度向上が強く求められてきた。このため、これまでも機器・構造材料の衝撃荷重に対する変形挙動とともに、その損傷・破壊過程のモデル化の研究が数多く行われてきた[1-24]。

衝撃的な荷重により材料内部に生じる損傷・破壊は、静的な破壊とは著しく異なり、いくつかの特徴的な様相を呈する[3, 16, 18, 21, 24]。例えば、衝撃面から入射する圧縮応力波の反射・干渉による持続時間は短い、大きな引張応力によって引き起こされるスポール損傷や、材料を飛翔体が打ち貫く場合に生じる局所的な断熱せん断帯によるプラグ破壊、飛翔体の貫入によって超高压下での塑性流動が生じる侵徹破壊などが挙げられる[16, 18, 21, 24]。さらに宇宙船、宇宙構造物に対する星間粒子あるいは隕石の衝突のような超高速衝突問題では流体力学的な変形機構が中心となる[16, 18, 24]。

これら各種の衝撃破壊のうち、応力波の反射・干渉により引き起こされる局所的損傷であるスポール損傷では、わずか数～十数 μs の時間に材料内部の大きな引張り応力部分で、多数の微小空けきが発生・成長・合体する現象である[16, 18, 21, 24]。引張り応力が十分に大きければ、巨視的き裂、あるいはスポール面と呼ばれる破壊面が形成され、その結果、材料の破壊や分離が引き起こされる。スポール損傷を引き起こす衝撃荷重としては、高速運動体の衝突、爆発による高圧力、X線や電子ビーム、レーザー光線などによる熱放射などが挙げられる。延性金属材料に見られる延性スポール損傷は比較的低い応力下においても観察され、工学上問題となることが多いため、衝撃的な荷重を受ける構造機器の設計、解析において重要になる。また、このような問題を詳細に評価するには、破壊される構造機器とそれに衝突する飛翔体を適切にモデル化する必要があり、特に複雑な形状の機器要素に対しては3次元的なモデル化が要請される。

スポール損傷に関する従来の研究では、高速飛翔板による標的板の衝撃実験を行い、スポール損傷が降伏応力、剛性、あるいは応力波の伝ば特性など材料の力学的特性に大きい影響を及ぼすことが明らかにされている[16, 18, 24]。また、スポール損傷に対する最も簡単な取扱いは、応力に対して破壊の臨界条件を仮定する方法である[3, 21]。しかし、この方法では生じる引張応力がその条件を満足する大きさである場合の破壊は表現できるが、何回もの小さな引張応力が加わることにより損傷が累積していき最終的な破断に至るような場合は記述できない。さらに、衝撃荷重による損傷の他にも考慮すべき

破壊機構が存在するような場合、それぞれの破壊機構の連成を考慮する必要があるが、このような取扱いは不可能である。したがって、衝撃荷重による材料の損傷・破壊挙動とそれに伴う力学的特性の変化を一層正確に定量化する方法として、これまでいくつかのスポール損傷モデルが提案されている。例えば、Curran, Seaman と Shockey [12], Johnson[8], Perzyna[11], Davison, Steavens と Kipp[6], Rajendran, Grove と Bless[13], Eftis, Nemes と Randles[19], Wang[22], Cortes[23]らは、スポール損傷における微視的空けきの発生・成長機構を、それぞれ損傷の力学的効果を表現する内部状態変数とその発展式を用いて表現することに成功している。

このうち Curran ら[12]は、スポール損傷を受けた材料の詳細な顕微鏡による組織観察に基づいて NAG (Nucleation and Growth) モデルを提案した。彼らは空けきの平均半径とその単位体積当りの平均密度の発展式を提案し、それらから求められる空けきによる体積増加を構成式の中に反映させた。一方、Johnson[8]は、微小空けきの成長に対する力学的考察により微小空けきの成長を表すモデルを研究した。さらに Perzyna[11]は、この考えを発展させ、空洞体積率を用いて粘塑性材料にも適用しうるモデルを導いた。また Eftis ら[19]は Perzyna の提案した線形硬化モデルを非線形硬化に拡張したモデルをスポール損傷に対して適用した。これらのいずれのモデルでも、微視的空けきの力学的効果を直接材料定数に組み込むため、構成モデルが非常に複雑になる。また材料定数の数も多く、その決定が煩雑であるという難点を持っている。

これに対して、Davison ら[6]は後述する連続体損傷力学を導入し、熱力学理論に基づくモデルを提案した。彼らは損傷に伴う材料中の温度分布の推移についても調べているが、損傷、温度分布については定性的評価にとどまっている。また Rajendran ら[13, 17]は新しく、空洞の塑性流動への影響を考慮した Gurson 型の降伏条件[25]に基づき、Bodner-Partom 型の粘塑性構成式[26]に空洞体積率を組み込むことで、スポール損傷における空洞発達を考慮した構成式を表した。彼らはまた空洞生成に対する Chu-Needleman 型[27]の発展式を考慮して損傷発展式を導き、これらの式を用いて自らの行った平板衝突実験に対する一次元解析を行い、実験結果とのよい一致を得ている。最近では、Wang[22]や Cortes[23]が延性スポール損傷において、動的空洞成長における慣性効果を考慮したモデルを提案し、そのスポール損傷に対する適用の評価を行っている。

従来、以上のような数多くのスポール損傷モデルが提案されているが、これらを採用し、検証するための数値解析のほとんどは1次元であり、3次元もしくは軸対称2次元解析を行い、その定量的な評価を行った研究は報告されていない。また、従来の多くのモデルでは、スポール損傷を正確に記述するため微小空けきの微視的機構を直接モデル化しているため、構成モデルにおける損傷の力学的効果の取り扱いが複雑である。ただ

し、Davison ら[6]は、後述の連続体損傷力学に基づきモデル化しているが、その構成式への損傷の組み込み・反映のさせ方自体は同様に微視的モデルに基づいている。

このような多数の微小空けきの発達とその力学的効果を議論する場合、個々の空けきの発達の詳細を記述するのは不可能である[28-32]。微視的モデルに基づいて損傷を表現する従来の論文においても、個々の空けきの力学的効果を記述しているのではなく、空けきの力学的効果は構成モデルの中に空洞体積率などの内部状態変数として導入されているが、その導入は明確な力学的枠組に基づいてなされている訳ではない。

これに対し、このような多数の微小空けきの発達とその力学的効果に対しては、これを巨視的な立場から表現する力学理論が発達し、連続体損傷力学 (Continuum Damage Mechanics, CDM)、あるいは単に損傷力学と呼ばれている。すなわち、L. M. Kachanov は1958年にこの問題に対する現実的な方法として、多数の微視的空けきの発生・成長やその力学的効果を連続的な力学的変数場によって記述し、これによって材料中の微視的分布空けきの発達と、微視的分布空けきを含む材料の力学的挙動を連続体力学的観点から研究する方法を提案したが[28, 33]、その後この方法は損傷・破壊に対する系統的解決方法として最近の多くの論文で研究されている[34-66]。

Kachanov ははじめこの方法を、ぜい性的なクリープ破断時間の算定の方法として提案した。このとき、彼は材料中の分布空けきが発達することによって、表面力を伝達する有効面積の減少による有効応力 (Effective stress) の増加とクリープ速度の増大がもたらされると考えた。この方法は、有理連続体力学の枠組みを通して3次元へ容易に拡張できる[29, 30]。

この理論は、材料劣化の過程を微視的損傷機構を考慮した力学的内部変数とその発展式によって表現するから、種々の損傷-破壊過程に拡張することができる。このためこの方法は、クリープ損傷[33-43]だけでなく、変形の進行に伴って発達する微視的分布空けきによる弾性損傷ならびに弾・塑性損傷[44-55]、繰返し負荷の下での表面微小き裂の発生・成長による疲労損傷[57-61]、高温繰返し負荷によるクリープ疲労損傷[57, 62]、中性子や α 線の照射による原子のはじき出しに起因する照射損傷[63-66]など、多くの問題に対して応用されており、分布微小空けきに起因する衝撃破壊問題に対しても、その微視的空けきの力学的効果が十分均一であるような場合に対して適用されている[6, 9, 56]。

損傷力学の大きな特徴の一つは、材料の微視的空けきによる損傷状態を平滑化し、適当な力学的変数を用いてこの損傷状態を表現することによって、損傷による材料劣化やそれに伴う剛性の低下と変形の進行、あるいは微視的き裂の発生から最終破壊に至る過程を、通常の連続体力学の枠組みの中で、統一的に取扱うことができる点にある[29-32]。また、損傷を有効面積の減少率としてとらえ、その効果を非損傷材料の構成式の中の応力

を有効応力で置き換えることにより表現できるとする, “ひずみ等価性の仮説 (Hypothesis of strain equivalence)” を用いれば, 損傷材料の構成式は, 非損傷材料の構成式から直ちに求められる。

損傷力学による構成式の定式化の手順は, 次のような各段階に分けられる [30]。

- (1) 微小空けきによる損傷の力学的効果を適切な損傷変数によって表現する。
- (2) 損傷発展式を定式化する。
- (3) 損傷の効果を考慮した構成式を定式化する。
- (4) 初期値・境界値問題を解析する。

このうち, (1)の段階では, 材料損傷をどのような数学的性質を持つ損傷変数で表現し, またどのように定量化するかということが重要である。損傷変数としては, 等方損傷を表現するスカラー損傷変数 [6, 9, 33-38]の他に, 異方損傷を表現する, ベクトル損傷変数 [39, 40, 43, 44, 48-51, 56], 2階テンソル損傷変数 [41, 42, 45-47, 67-70], 4階テンソル損傷変数 [44], 8階テンソル損傷変数 [44], さらに偶階数の既約テンソルの集合で表現される損傷変数 [71, 72]などが定義されている。

延性スポール損傷に関する多くの研究では, 空けきの形状がほぼ球に近似できるから, 損傷力学によればこの損傷状態はスカラー損傷変数によって表現できる [29-32, 60, 61]。ただし, 損傷分布自体には方向性があるため, 理論的取扱いには注意が必要である。すなわち, 微小基準体積要素 (Representative Volume Element, RVE) [29-32, 60, 61]の存在を仮定すれば, この中においては損傷状態が一様と見なせることから, スカラー損傷変数で表現できると考える。したがって, 有限要素法などの数値解析を行う場合には, 損傷発展が予想される部分における一つの要素の大きさを RVE 程度の大きさにとることが必要である。

また, これらの変数の定量化は, 微視的空けきの配置そのものに基づく微視的基準と, 損傷の存在によって影響を受ける適当な巨視的量的変化に基づいて行われる [29-32, 60, 61]。延性スポール損傷の実験方法では, 前述のように飛翔板を標的板に対して衝突させる平板衝突実験が一般的であるが, この方法では飛翔板と標的板の衝突時に重なる面上の各点における同時性が重要であるため, また現時点における装置自体の規模に対する制限からも飛翔板と標的板の大きさは数 mm~数 cm のオーダーに限定されている。さらに, 衝撃荷重による応力を, 空洞発達に対するしきい値と, 材料が完全に破断する値の間で精密に制御・計測することは困難である。このように, 試験片の大きさが制限されること, また動的試験に本質的に伴う制御・計測の困難さのため, 平板衝突試験後の試験片の, 弾性係数等の巨視的量的変化を計測する材料試験は困難であり, また精度的にも問題が予想される。実際には, 平板衝突試験後に顕微鏡による詳細な微小空けきの大

きさ・数の分布に対する観察を行い, その結果に基づき相対空洞体積や空洞体積率などとして定量化されている [4, 5, 11, 12]。

段階(2)については多くの理論が提案されているが, その定式化の多くはそれぞれの材料に対しての先験的な仮定に基づいているため, その理論的妥当性は必ずしも明確ではない。ただし, 熱力学的制約から材料の構成式や不可逆的内部状態変化をより系統的・精密に記述する理論的枠組みとして, “有理熱力学 (Rational thermodynamics)” が発達している。しかし, この理論的枠組みを衝撃問題のような非平衡問題に対して拡張することには問題点がある。延性スポール損傷における損傷発展機構は引張応力による機構が支配的であり, その持続時間も重要である。したがって, 最も簡単な損傷発展式はこの2つの要素を考慮することで求められる [1]が, 損傷発展式に対して妥当性を与え, またより精密なモデルとするためには, 空洞発達の過程を適切にモデル化することが必要である。

段階(3)については基本的に “ひずみ等価性の仮説 (Hypothesis of strain equivalence)” [29-32, 60, 61]あるいは “弾性ひずみエネルギー等価性の仮説 (Hypothesis of elastic energy equivalence)” [52, 53]が適用されることが多い。しかし段階(2)で述べたように, より一般的な構成モデルの構築にはそのどちらかに対し, 有理熱力学に基づいた熱力学ポテンシャルあるいは散逸ポテンシャルが導入される。一方, 前述の理由により延性スポール損傷のような衝撃問題におけるこの理論の適用には現段階では問題がある。またこの問題ではひずみ速度が 10^5 s^{-1} に達することもあり, 応力-ひずみ関係のひずみ速度依存性が非常に顕著である。したがって, このような問題に対しては, 広いひずみ速度範囲の記述に優れた Perzyna 型の粘塑性構成式 [11]にひずみ等価性の仮説を適用することにより, 損傷材料に対して拡張することができる。

以上の(1)~(3)の段階で求められた損傷発展式と損傷材料に対する構成式に加え, 運動方程式, 適合条件式, 初期・境界条件が規定されるなら, 段階(4)において, 与えられた衝撃破壊問題を増分初期値・境界値問題として解くことができる。

本研究では, 各種の衝撃破壊問題の中で, 分布微小空洞の発達により損傷が発生・発展する延性スポール損傷に対し, その系統的な解析方法として損傷力学によるモデル化を提案し, その妥当性について検討する。また, 実際の構造機器に対する応用を念頭に置いて, 軸対称2次元解析解析を行い, 問題の3次元性について調べるため1次元解析および実験結果と比較する。さらに空洞発達機構を考慮することによりモデルを精密化し, そのモデルによる解析結果の改善について以前のモデルおよび実験結果と比較検討する。以下に本論文各章の概要を示す。

はじめに第2章では, 衝撃破壊様式の一つとしてスポール損傷に着目し, その問題を応力波の発生・伝ば機構を中心に議論し, これまでに報告されている実験結果および破

壊モデルについて概説する。また、損傷力学に基づき、Lemaitre の等方損傷発展式[60, 73]を用いた延性スポール損傷モデルを導入し、その定式化について検討する。

第3章では衝撃問題における損傷材料の構成式について議論するとともに、そこで導入した OFHC 銅に対する構成式を用いて平板衝突実験に対する1次元解析を行う。この解析結果から材料中の応力波の伝ばと、損傷・温度分布およびその時間に対する変化の様子を調べ、それらの挙動を明らかにし、またその結果について実験結果と比較検討する。解析コードには、CRC 総合研究所により開発された非弾性変形的差分法プログラム MANJUSRI-3D[74]を用いた。

第4章では第3章までの損傷発展モデルと構成モデルを用いて、軸対称解析を行い、このモデルが実際の構造部材の解析においても適用可能であることを確認するとともに、その解析結果を実験結果ならびに1次元解析結果と比較し、問題の3次元性について検討する。このとき、この問題における空洞発達に伴う表面生成によるエネルギー散逸の影響について調べるため、これを簡単な空洞モデルを用いて解析し、検討した。

第4章までのモデルによる解析結果では、実験結果との間に定性的な一致を得ることができたが、スポールシグナル発生以降において解析結果と実験結果には若干の定量的くい違いが観察された。このため第5章では、定量的な評価を目的に理論モデルの精密化を行った。すなわち、分布微小空洞の発達を考慮する損傷発展・構成モデルを導き、これを用いて行った解析の結果を実験および以前のモデルの解析結果と比較検討し、その改良点を明らかにした。

さらに第6章ではこの精密化したモデルによる軸対称解析の結果からスポール損傷現象の3次元性を検討するとともに、空洞体積率の影響について検討する。

第7章は結論であって、本研究で得られた知見をまとめた。

記号

A	材料断面の現在の見かけ上の面積,あるいは系全体の表面エネルギー
A_0, A_n	材料断面の初期面積,および有効面積
A_{void}	系全体の分布微小空洞による生成表面積
c	一般的な応力波の伝ば速度
c_1	膨張(応力)波の伝ば速度
a_{void}	単位体積当りの分布微小空洞による生成表面積
B	連続体の体積
C_v	定容比熱
c_0	塑性波の伝ば速度の下限
D, D_{cr}	スカラー損傷変数,およびその破壊に対する臨界値
D	テンソル損傷変数の一般的表記
E	縦弾性係数,あるいは系全体の内部エネルギー
\bar{E}	損傷材料の縦弾性係数
e	内部エネルギー密度
e_H	Hugoniot エネルギー
e_{ij}	全ひずみの偏差成分テンソル
e_{ij}^e	偏差弾性ひずみテンソル
f	降伏関数
G	横弾性係数
G_c	臨界ひずみエネルギー解放率
J_2	偏差応力テンソルの第2不変量
K	体積弾性係数,あるいは系全体の運動エネルギー
k	Boltzmann 定数
N	微小空洞または微小き裂の単位体積当り(第2章)または単位面積当り(第5, 6章)の数
p	静水圧力
p_H	Hugoniot 圧力
q	人工粘性
R, R_0	微小空洞あるいは微小き裂の半径,およびその空洞生成時の値
s, s_{ij}	偏差応力テンソル,およびその成分

T	単軸引張りにおける応力ベクトル
U_s	衝撃波伝ば速度
u, u_i	1次元変位, および変位ベクトルの成分
w_e	単位体積当りのひずみエネルギー
V	物体の速度あるいは要素の体積
Y	損傷共役力あるいは降伏応力
α	線膨張係数
δ	Kronecker のデルタ
ε	単軸引張ひずみ
$\boldsymbol{\varepsilon}, \varepsilon_{ij}$	全ひずみテンソル, およびその成分
$\boldsymbol{\varepsilon}^e, \varepsilon_{ij}^e$	弾性ひずみテンソル, およびその成分
ε^p	相当塑性ひずみ
$\boldsymbol{\varepsilon}^p, \varepsilon_{ij}^p$	非弾性ひずみテンソル, およびその成分
ε_v	体積ひずみ
ε_v^D	空洞による体積ひずみ
$\eta (= -\varepsilon_v)$	圧縮率
$\eta_M (= -\varepsilon_v + \varepsilon_v^D)$	材料要素の圧縮率
Γ	Grüneisen 比
γ_0	粘性係数
γ_s	表面エネルギー
Θ	絶対温度
$\Delta\Theta$	温度変化
κ, κ_0	純粋せん断における降伏応力, およびその初期値
λ	単位セルの一辺の長さ
ν	Poisson 比
ξ	空洞体積率
ρ, ρ_0, ρ_M	現在の質量密度, 初期非損傷材料の質量密度, および母材の質量密度
σ	単軸引張応力
$\boldsymbol{\sigma}, \sigma_{ij}$	Cauchy 応力テンソル, およびその成分
σ'	相当応力
$\bar{\sigma}$	有効応力
σ^*	相当損傷応力
σ_D	損傷発展に対する静水応力のしきい値

σ_G	微小空洞成長に対する静水応力のしきい値
σ_H	静水応力
σ_N	微小空洞生成に対する静水応力のしきい値
σ_s	スプール応力
v	粒子速度あるいは要素の体積
φ^*	相補散逸ポテンシャル
Ψ^e	単位質量当りの弾塑性材料に対する Helmholtz の自由エネルギー (弾性損傷ひずみエネルギー)
$()_i$	座標に関する微分
$(\dot{\ })$	物質時間微分

第2章 衝撃破壊機構とその理論モデルにおける損傷の取扱い

衝撃荷重による破壊は、物体の衝突問題に代表され、静的な荷重による破壊とは著しく形態・機構が異なる。本論文ではこの中で特に延性スポール損傷について取り上げるが、この章では広く衝撃破壊における基礎的な事柄として、衝撃荷重による破壊様式とスポール損傷の発生機構を説明する応力波伝ば理論について述べるとともに、これまで報告されているスポール損傷に関する実験結果ならびに従来の破壊理論について展望する。さらに、損傷力学に基づいた延性スポール損傷モデルを導入し、その定式化について検討する。

2.1 物体の衝突において観察される破壊様式

物体が高速で衝突する場合の破壊にはいくつかの様式があり、それは飛翔体の速度、材質、形状、寸法、また衝撃を受ける材料・構造物の材質、形状、寸法、あるいは衝突する位置や角度等によって決定される[3, 16, 18, 21, 24]。飛翔体の速度については、材料が流体に近い挙動を示す高速域と、ひずみ速度の影響が少ない低速域、その中間の遷移速度域が考えられる。またコンクリートのようなぜい性材料と延性金属材料とでは、損傷の形態が著しく異なる。図 2.1, 2.2 はそれぞれ、コンクリートと延性金属材料の板に鋼の円柱が衝突したときの局部的損傷の例を示す。

図 2.1 は、鋼の円柱がコンクリートに貫入する侵徹(Penetration)と裏側に達した貫通(Perforation), およびその中間的損傷状態を示している。この破壊形態は大小の割れを伴って材料の破損が進行するもので、その割れ方により、衝突面側の破片が飛び散る場合をスポーリング(Spalling), 裏面側の破片が飛び散る場合をスキヤピング(Scabbing)という場合がある。

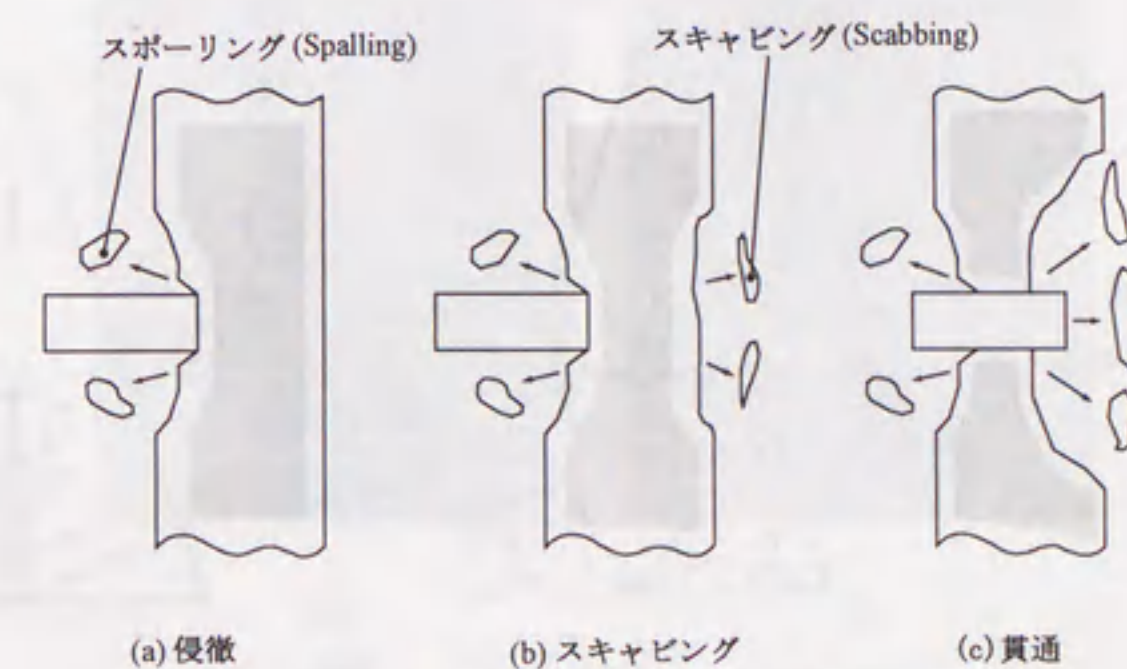


図 2.1 コンクリート板の局部損傷様式[16]

一方、延性金属板の場合には、図 2.2 に示すように局部変形と割れを伴った損傷形態を示す。侵徹破壊は超高压化での塑性流動が生じ、流体力学的な特徴が大きい。また、割れには先端の平坦部による鋼板の断熱せん断帯を伴う破壊（プラグ破壊）と円錐部により放射状に引き裂かれる花卉状の割れがある。

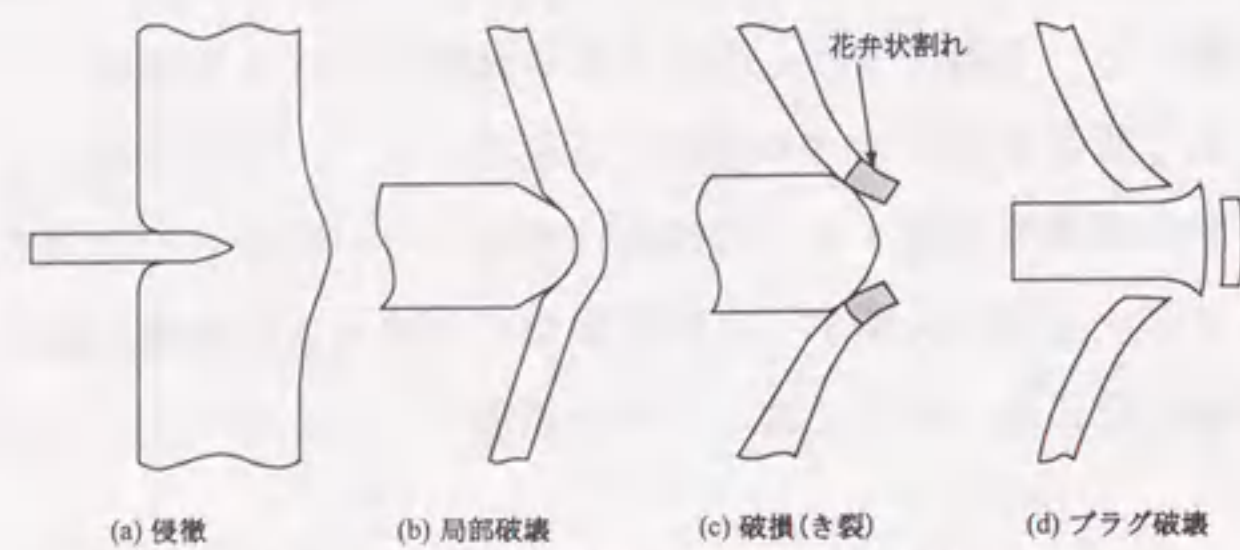


図 2.2 延性金属板の局部損傷様式[16]

また、スポール損傷は応力波の反射、干渉によって生じる破壊であり、衝撃に特有な現象である。この現象は最初 Hopkinson によって報告され、その典型的な例として以下のような場合が挙げられる[3, 5].

- (1) 平板どうしの衝突： 微小空洞あるいは微小き裂は荷重方向にはほぼ垂直に分布する（図 2.3(a)）。
- (2) 厚い板状材料上での火薬の爆発： 破壊は球面状に発生する（図 2.3(b)）。
- (3) 先が細くなった円錐棒への衝撃： 円錐棒の先端が破壊する（図 2.3(c)）。

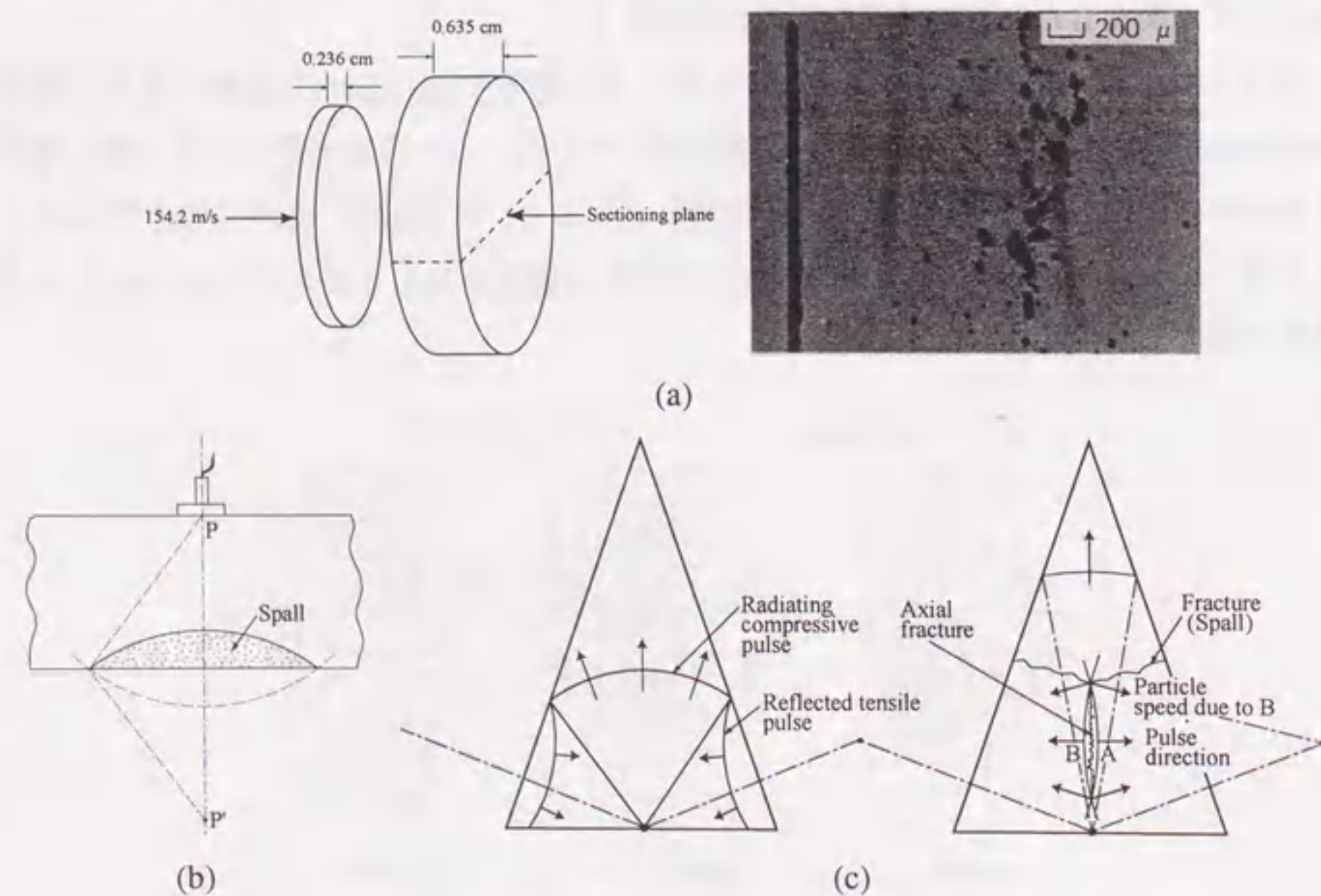


図 2.3 スポール損傷の発生する事例[3, 5]

金属材料のスポール損傷は、塑性変形の関与の程度によって、大きくぜい性スポール損傷と延性スポール損傷に分類される。ぜい性スポール損傷は、Armco 鉄、ベリリウム、ノバキュライトのような材料に見られ、材料内部には無秩序な方向の微視的き裂が発生、成長する。加わる応力が十分大きければ、微視的き裂の合体により巨視的き裂が形成され、き裂の合体により破砕面を形成して最終的な破壊に至る[5].

ぜい性スポール損傷を生じた例として、アーカンサス・ノバキュライトのスポール破壊の様子を図 2.4 に示す。実験は、ルーサイトをアルミニウム板に衝突させ、アルミニウムケース内のノバキュライトが衝撃を受けるようにして行われた。破砕面が荷重方向とはほぼ垂直に多数できているのが見られる。

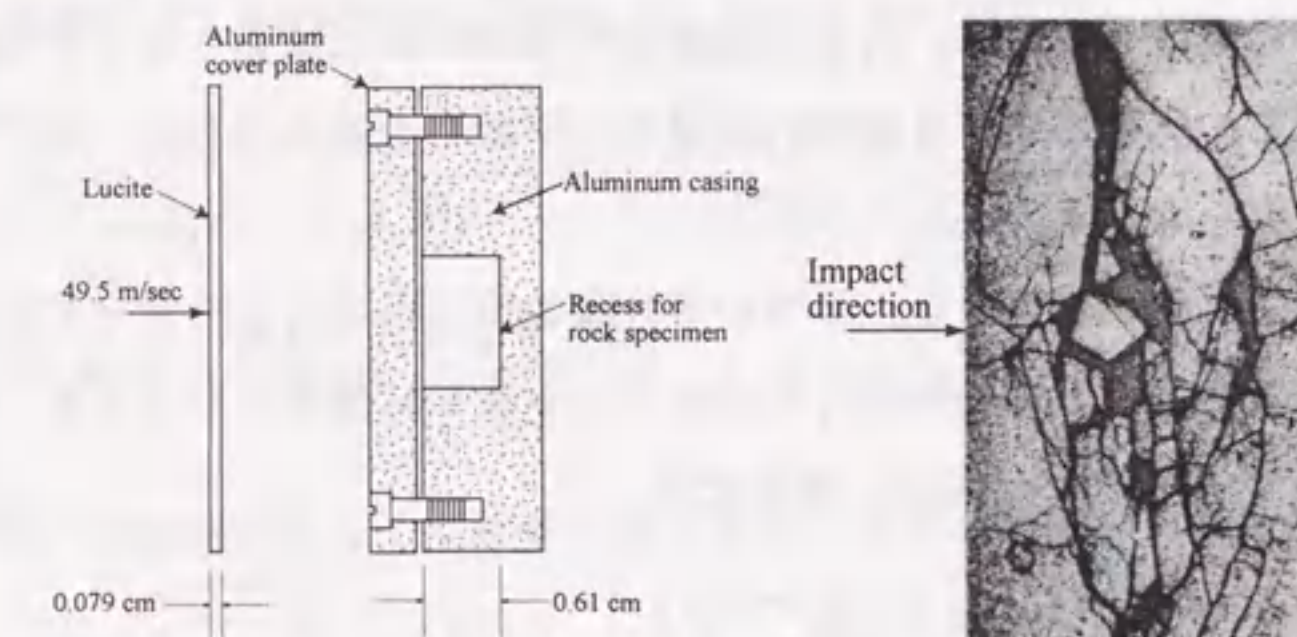


図 2.4 ぜい性スポールの例[5]

一方、延性スポール損傷はアルミニウム、銅のような延性材料中に生じた引張応力によって微視的な空洞が発生・成長・合体することにより引き起こされる。図 2.5 に延性スポール損傷により完全に分離したアルミニウムの標的板の例を示す[5].

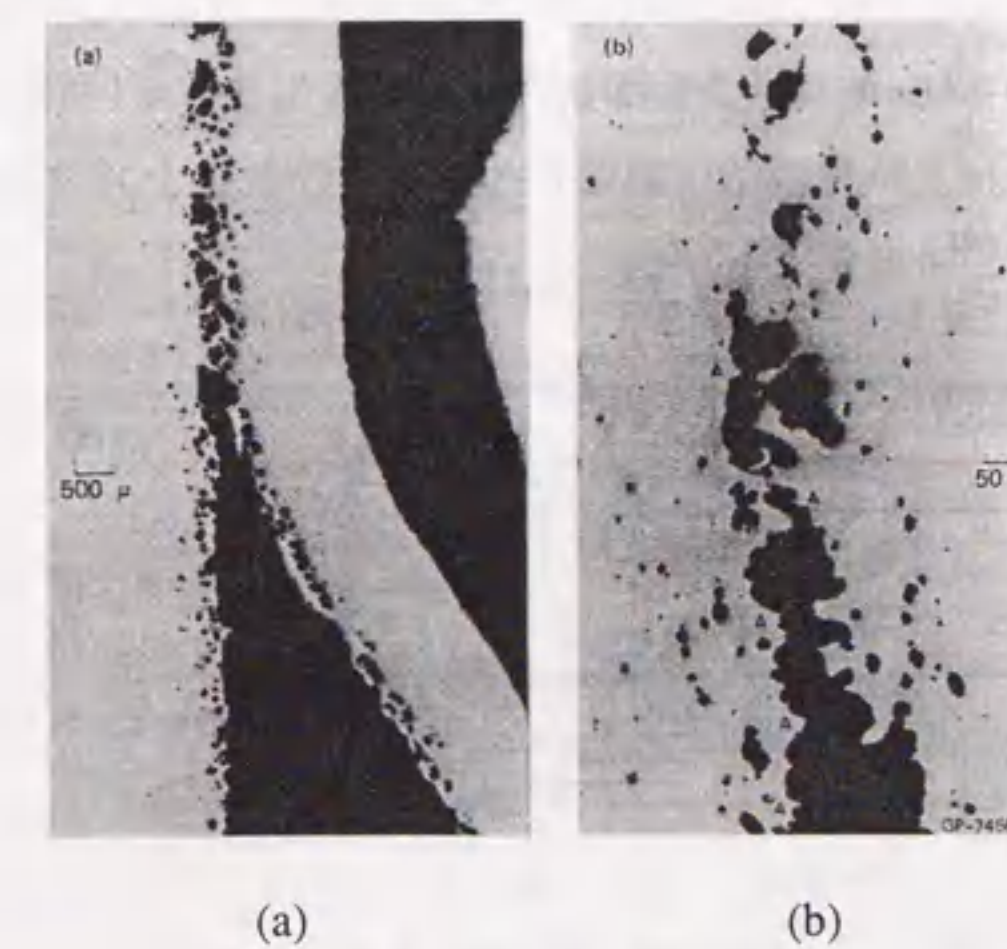


図 2.5 延性スポールの例[5]

標的板は図の左側から衝撃荷重を受けており、反対側の表面近くでスポール面を形成している。分離した部分（図 2.5(b)）を顕微鏡で観察すると、球状の空洞が多数存在しており、それらが合体して巨視的き裂を構成している様子がわかる。この延性スポール損傷は比較的低い応力によっても生じることから、頻繁に観察され、工学的観点からも重要であるため、本研究では後者の延性スポールを対象として解析、検討を行う。

2. 2 応力波の発生・伝ばとスポール損傷

2.2.1 応力波の発生・伝ば機構

スポール損傷の実験としては、円形飛翔板を円形標的板に衝突させる平板衝突実験が代表的である。この実験における物体の基礎的な挙動を理解するため、以下のような 2 つの弾性棒の衝突を考える[16]。

はじめに、図 2.6 に示すような、2 つの弾性体の棒が衝突した場合を考える。軸方向に速度 V_1 で進んでいる棒 I が、速度 V_2 で進んでいる棒 II に衝突したとする。衝突によって棒 I, II に生じた応力波の運動は、それぞれ

$$u_1 = f_1(x + c_1 t), \quad u_2 = f_2(x - c_2 t) \quad (2.1)$$

のように書ける。棒中の衝撃応力は、 E_1 と E_2 をそれぞれの弾性棒の弾性係数として

$$\sigma_1 = E_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} = E_1 f_1'(x + c_1 t), \quad \sigma_2 = E_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} = E_2 f_2'(x - c_2 t) \quad (2.2)$$

のように表せる。また、静止空間に対する棒の粒子速度は、応力波による粒子速度の他に空間座標に対するそれぞれの棒の速度 V_1, V_2 も考慮して、次のようになる。

$$v_1 = V_1 + \frac{\partial u_1}{\partial t} = V_1 + c_1 f_1'(x + c_1 t) \quad (2.3)$$

$$v_2 = V_2 + \frac{\partial u_2}{\partial t} = V_2 - c_2 f_2'(x - c_2 t) \quad (2.4)$$

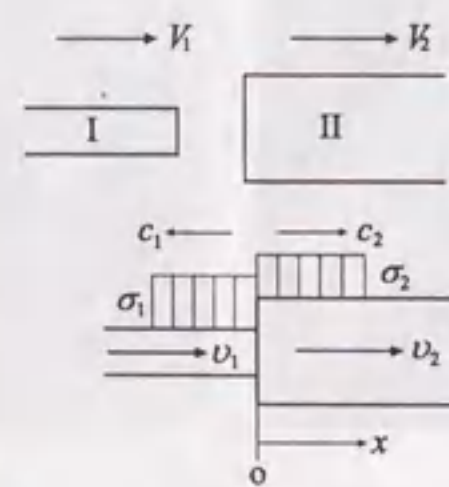


図 2.6 弾性体棒の衝突による応力波[16]

両方の棒の衝撃端面は互いに接していて、両方の棒に作用する力および端面の粒子速度は等しくなければならないことから、 $x=0$ で

$$A_1 E_1 f_1'(c_1 t) = A_2 E_2 f_2'(-c_2 t) \quad (2.5)$$

$$V_1 + c_1 f_1'(c_1 t) = V_2 - c_2 f_2'(-c_2 t) \quad (2.6)$$

が成立しなければならない。ここで A_1 と A_2 はそれぞれの弾性棒の断面積である。したがって、

$$f_1' = \frac{-A_2 E_2 (V_1 - V_2)}{A_2 E_2 c_1 + A_1 E_1 c_2}, \quad f_2' = \frac{-A_1 E_1 (V_1 - V_2)}{A_2 E_2 c_1 + A_1 E_1 c_2} \quad (2.7)$$

すなわち、衝撃応力、弾性棒の粒子速度は、次のようになる。

$$\sigma_1 = \frac{-A_2 E_1 E_2 (V_1 - V_2)}{A_2 E_2 c_1 + A_1 E_1 c_2}, \quad \sigma_2 = \frac{-A_1 E_1 E_2 (V_1 - V_2)}{A_2 E_2 c_1 + A_1 E_1 c_2} \quad (2.8)$$

$$v_1 = v_2 = \frac{A_1 E_1 c_2 V_1 + A_2 E_2 c_1 V_2}{A_2 E_2 c_1 + A_1 E_1 c_2} \quad (2.9)$$

図 2.7 のように断面積が等しく、材質も同じ場合における衝撃応力と粒子速度は

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{-E(V_1 - V_2)}{2c}, \quad v_1 = v_2 = \frac{V_1 + V_2}{2} \quad (2.10)$$

となる。時間 $2l_1/c$ 後、すなわち短い方の棒 I の反射波が接触面に達したとき、この波は接触面を通して長い方に伝ばし、図 2.7(b) に示すように、圧縮応力領域は $2l_1$ の長さになる。これより棒中の応力持続時間は

$$t = 2l_1/c \quad (2.11)$$

となる。I の棒の反射引張応力によって棒の接触面の圧力は 0 となるが、両方の棒の接触面の粒子速度は同じ V_2 となるので、長い方の棒の圧縮波が反射後、接触面に戻ってく

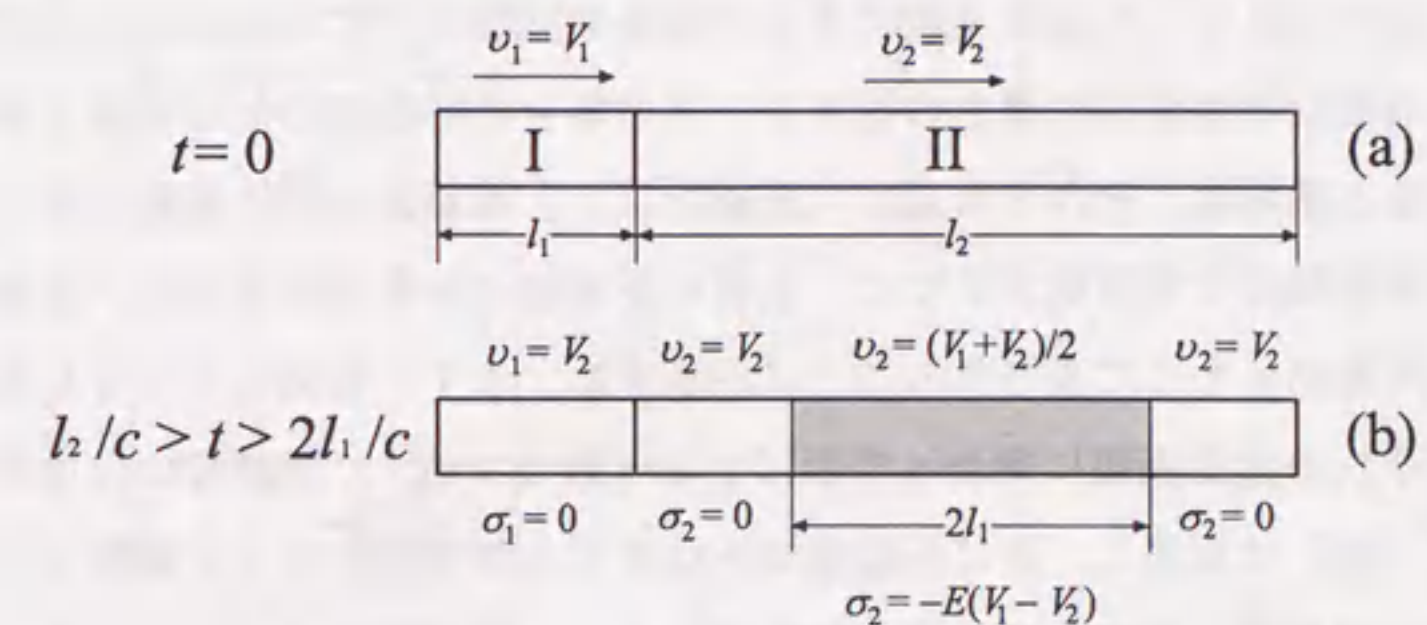


図 2.7 有限長弾性棒の衝突[16]

る時間 $t = 2l_2 / c$ まで接触を保つ。

2.2.2 応力波の伝ばとスポール損傷

次に、応力波の伝ばによるスポール損傷の発生機構について考察する。はじめに、図 2.8 のような、一次元媒体中を伝ばする応力波のある時刻における波形を考える [16]。図の縦軸と横軸は応力（圧縮を正）と物体中の位置を表している。この波は二つの部分に分けることができる。一つは媒体中の A-B で表される圧縮波の部分である。他方は B-C で表される除荷波（希薄波）の部分である。このような波形の応力波が生じるのは、先行する圧縮波の後から除荷波が重畳するためである。媒体中を応力波が通過する際、A-B の領域の材料は、この領域の応力勾配のため右方向に向かって加速される。同様に B-C 部分では、媒体の運動は減衰され、応力波の通過後の粒子速度 v は通過前のそれとほぼ同じとなる。媒体の一部が圧縮状態にあり、その前後で 2 つの除荷波が互いに向合って進行する場合を考えると、この 2 つの波の両側において圧縮応力は零まで除荷される。圧縮領域の前後の側での材料粒子速度は、互いに反対方向にある。このため 2 つの除荷波が相互作用を及ぼすとき、干渉面の粒子速度は、材料を分離させるように作用する。この結果引張応力が生じる。

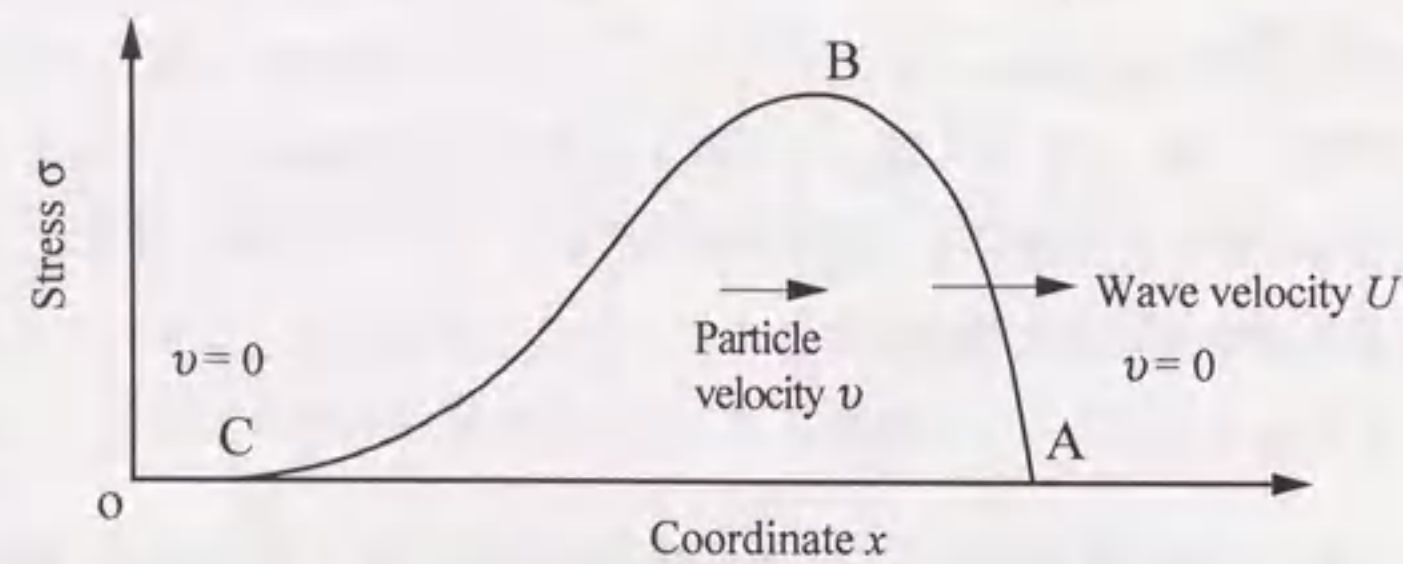


図 2.8 媒体中の応力波 [16]

次に、代表的なスポール損傷実験である平板衝突実験における応力波の伝ばを考える。同じ材料で飛翔板と標的板の厚さの比が 1 : 2 の場合の応力波の伝ば過程を図 2.9 に示す。図の縦軸と横軸は、それぞれ応力（圧縮を正）と衝撃面からの距離を表す。この図では応力波を矩形波で理想化するため、上述の圧縮波と除荷波の波頭は、圧縮あるいは引張領域の両端部分として表されることに注意する。まず、衝突によって発生した圧縮波は、それぞれの自由表面に向かって伝ばする [図 2.9(a)]。飛翔板の自由表面に到達した圧縮波 [(b)] は反射し、逆に圧縮領域を除荷する除荷波となって衝撃面に向かって伝ばする [(c)破線部] ため、圧縮波と打ち消し合い、応力の大きさは 0 となる。また、このとき圧縮応力領域が飛翔板厚さの 2 倍になっている [(c)]。飛翔板自由表面からの

除荷波は衝撃面を通して標的板に伝わる。同様に標的板の自由表面に到達した圧縮応力波は、除荷波となって衝撃面に向かって伝ばする [(d)破線部] ため、圧縮波と打ち消し合い、時間の進行とともに圧縮領域は小さくなる [(d),(e)]。したがって、ある瞬間に飛翔板、標的板の両方で全体的に応力が 0 となるが [(f)]、このとき 2 つの除荷波が F-F' 面で重なり合うため、引張りの応力波が発生し、その大きさ、持続時間が十分であれば損傷が発生する [(g)]。この面がスポール面となる。引張応力領域は徐々に広がり、飛翔板と標的は引張応力が衝撃面に到達するまで接触を保つ。このようにスポール面は、標的板の自由面から飛翔板厚さの距離の部分に生じることがわかる。

スポール損傷は材料中の応力波の伝ばとその反射・干渉による引張応力領域で生じるから、その定量的理解にはスポール面における応力波履歴の詳細な情報が必要となる。

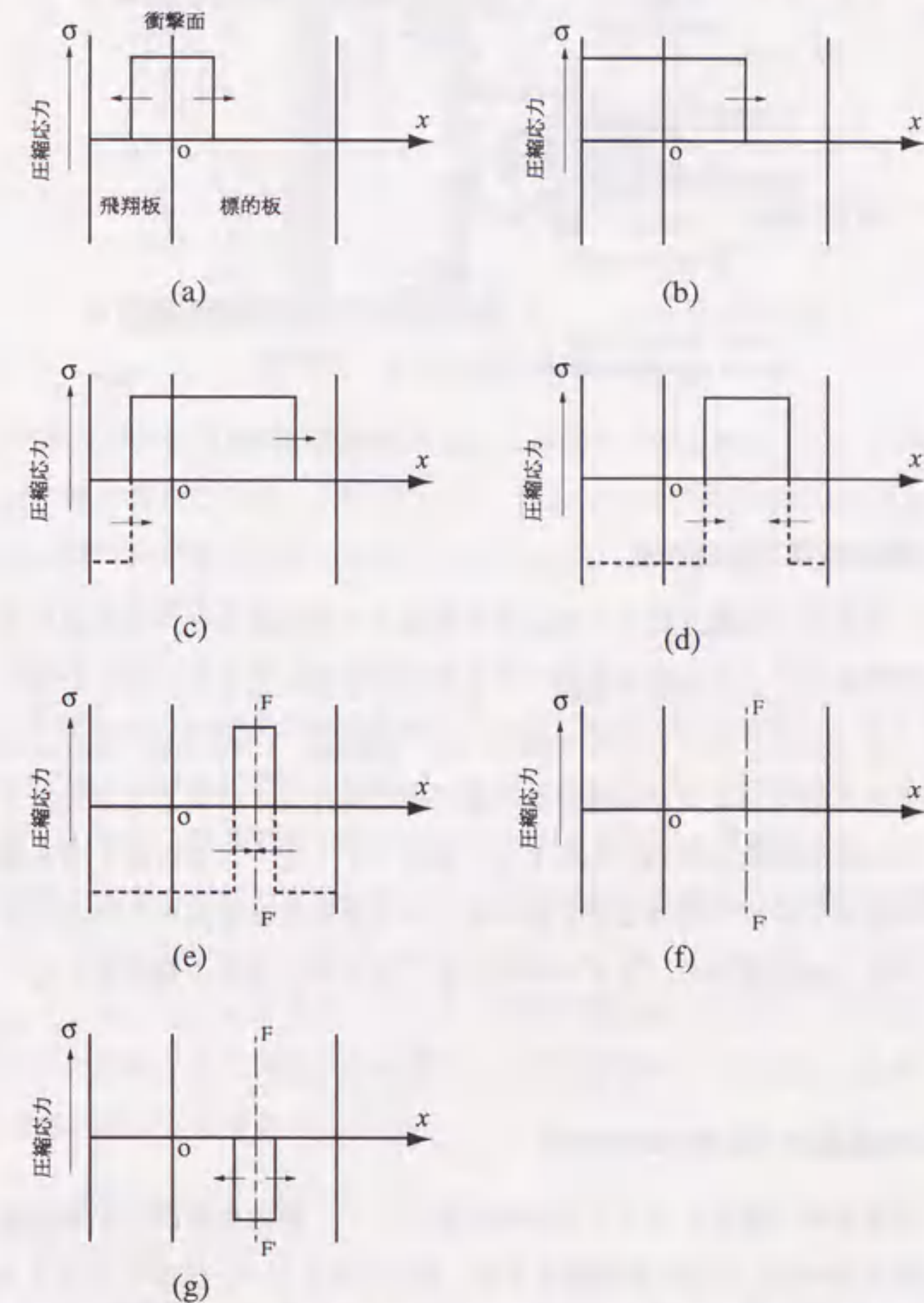


図 2.9 飛翔板と標的板中の応力波の伝ばとスポール損傷発生位置 [16]

2.3 平板衝突によるスポール損傷の実験結果

2.3.1 実験装置

前述のように、スポール損傷に対する実験は、通常円形標的板に同形状の飛翔体を衝突させる平板衝突 (Plate impact) によって行われる。これは図 2.10 のようなガスガンによって行われることが多く、真空容器内に設置した標的板に対して高圧ガスによって射出された円形飛翔体を衝突させるもので、衝撃速度や衝突面の平面性を正確に制御できる。

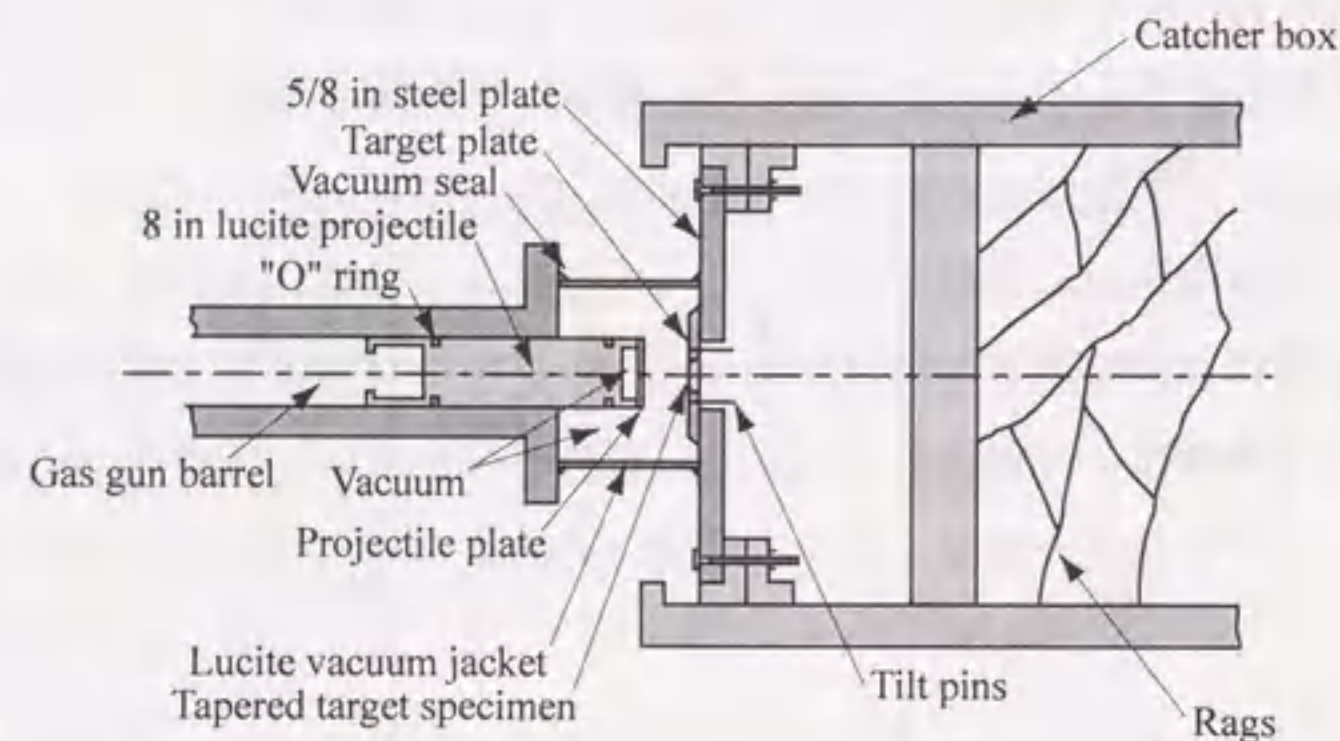


図 2.10 ガスガンによる試験装置例[4]

2.3.2 標的板の空洞・き裂観察

これまで、スポール損傷に対して報告された多くの実験結果は、標的材の損傷の観察に関するものであって、破壊面や空洞・き裂の分布を調べることによってスポール面が同定されている。このうちでも特に Barbee, Jr., Seaman, Crewdson, Curran[4]は、スポール損傷を受けた延性およびぜい性材料の標的板における、空洞およびき裂寸法の分布を観察し、その結果を図 2.11 (a), (b) のように報告している。これら図上の各線はそれぞれ対象とする領域での、空洞およびき裂半径に対する単位体積あたりの空洞およびき裂数を表している。(b)の図から、スポール面に近くなるほどき裂の数が増えていることが認められる。

2.3.3 標的板裏面粒子速度の時間履歴

スポール損傷実験で観察されるこの他の結果として、標的板裏面粒子速度履歴のレーザ速度干渉計 (VISAR) による計測結果がある。その一例として、浅田らによる SNCM-630 鋼の実験結果[21]を図 2.12 に示す。図中の点 O は飛翔板と標的板が衝突した時刻を表す。

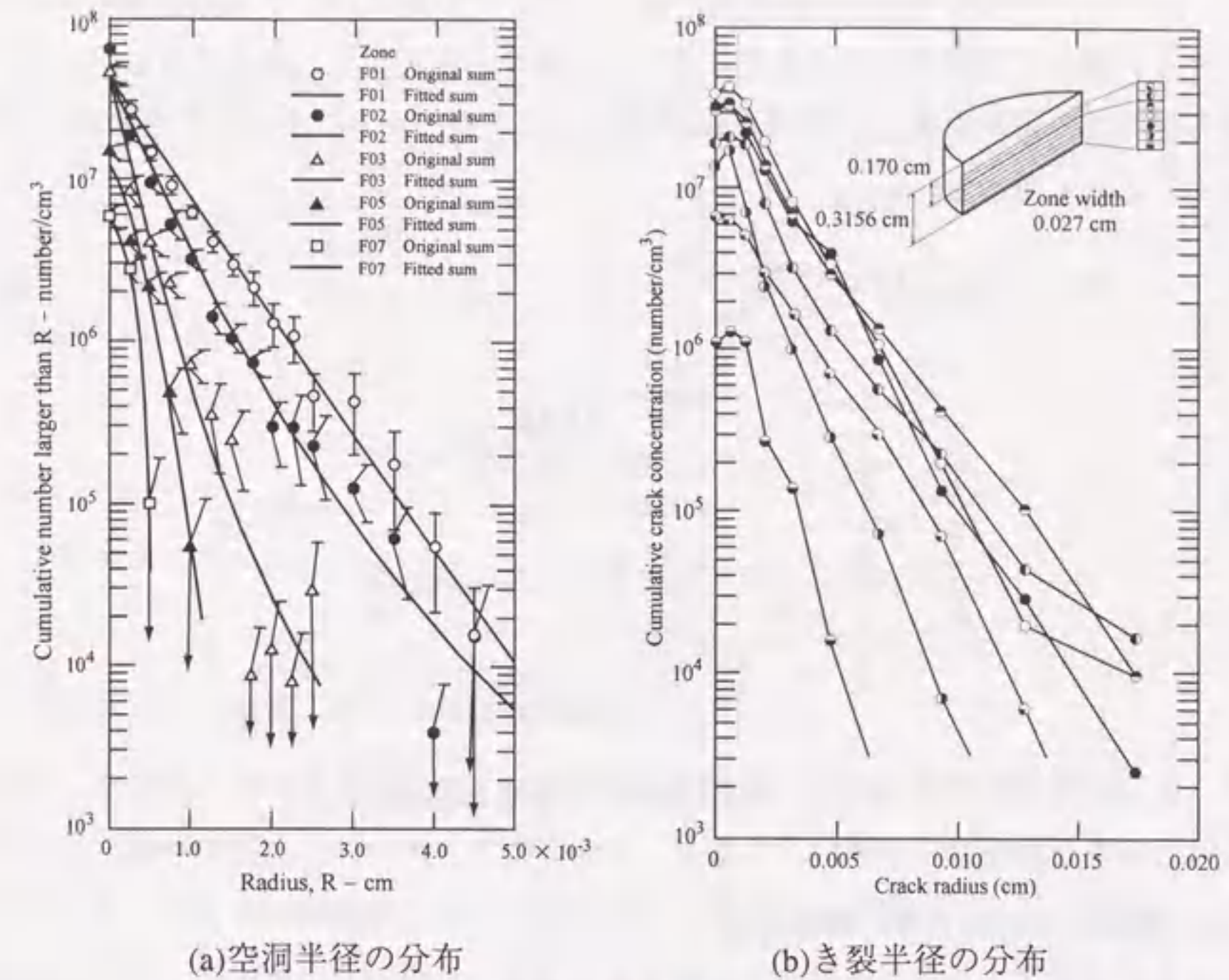


図 2.11 欠陥分布の観察結果[4]

点 A は微小応力の弾性波が標的裏面に到達した時刻であり、また、点 B は弾性限の大きさの弾性波が標的裏面に到達した時刻を表し、Hugoniot 弾性限界 (HEL) と呼ばれる。点 C は最大応力の塑性波が標的裏面に到達した時刻を表し、点 D は飛翔板表面からの弾性除荷 (希薄) 波が標的板裏面に到達した時刻を表す。点 E は標的内に生じたスポール面のために、飛翔板表面からの除荷波が標的板裏面に到達しなくなり始めた時刻を表し、点 F はスポール面からの除荷波が標的板裏面に到達し始める時刻を表す。点 E 以後の現象はスポール破壊した材料に特有な現象で、スポールシグナルと呼ばれる。スポール破壊が生じなかった場合、粒子速度は点 E からそのまま 0 付近まで減少する。

標的裏面粒子速度の履歴の実験結果から、その材料における応力波伝ば速度やスポール破壊応力などが決定できる。点 O から計った点 A, B, C, D, E, F の時間をそれぞれ $t_A, t_B, t_C, t_D, t_E, t_F$ とする。これらの時間と標的板の板厚 h 、標的板裏面からスポール面までの距離 X から弾性波伝ば速度 c_e 、最大塑性波伝ば速度 c_p 、除荷波伝ば速度 c_{sp} はそれぞれ次式で与えられる。

$$c_e = h / t_A \quad (2.12)$$

$$c_p = h / t_C \quad (2.13)$$

$$c_{sp} = 2X / (t_E - t_D) \quad (2.14)$$

また、スポール損傷の発生する限界値であるスポール応力 σ_s は、平板衝突実験において発生する引張応力を飛翔体速度などにより変化させることにより決定できるが、以下のように標的材の初期密度 ρ_0 、希薄波伝ば速度 c_{sp} 、スポール・プルバック速度 Δv を用いて与えることもできる[16, 21].

$$\sigma_s = \frac{1}{2} \rho_0 c_{sp} \Delta v \quad (2.15)$$

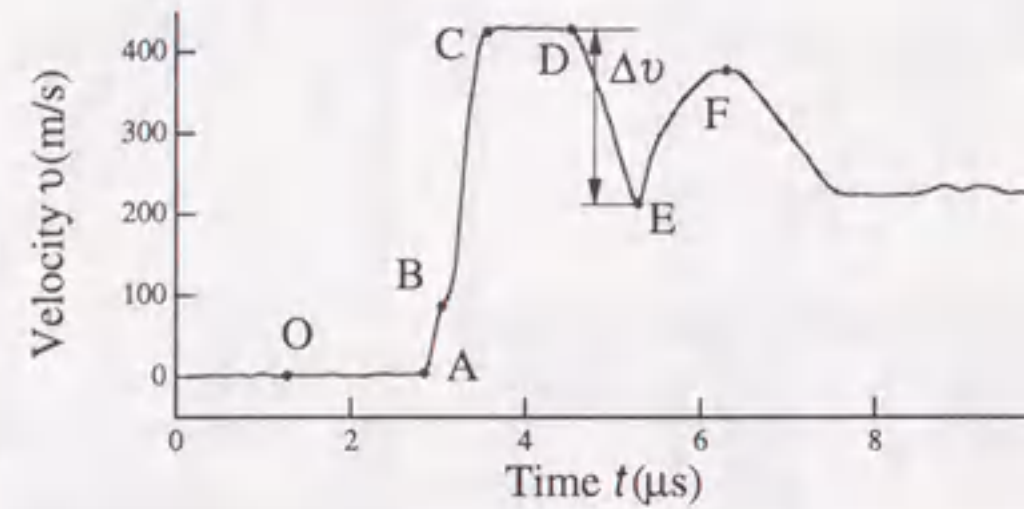


図 2.12 標的裏面粒子速度の履歴[21]

2.3.4 緩衝材中の応力波の時間履歴

スポール損傷を理解するためには材料内部の応力分布やその履歴を知ることが重要であるが、実験によって試験片内部の応力状態の変化をとらえることは難しい。そこで図 2.13 のように、標的板裏面に接するようにして、圧力センサを組み込んだ PMMA 緩衝材を置き、標的板から伝ばしてくる応力波の履歴を調べることにより標的内の応力伝ばの様子を検出しようという試みがなされている[8, 12]。実験で得られる応力波の履歴の様子を、スポールが生じない場合の破線と一緒に図 2.14 に実線で示してある。前節で述べた標的裏面粒子速度の履歴と同様に、スポールが生じた場合に特有なスポールシグナルの出現の様子がわかる。

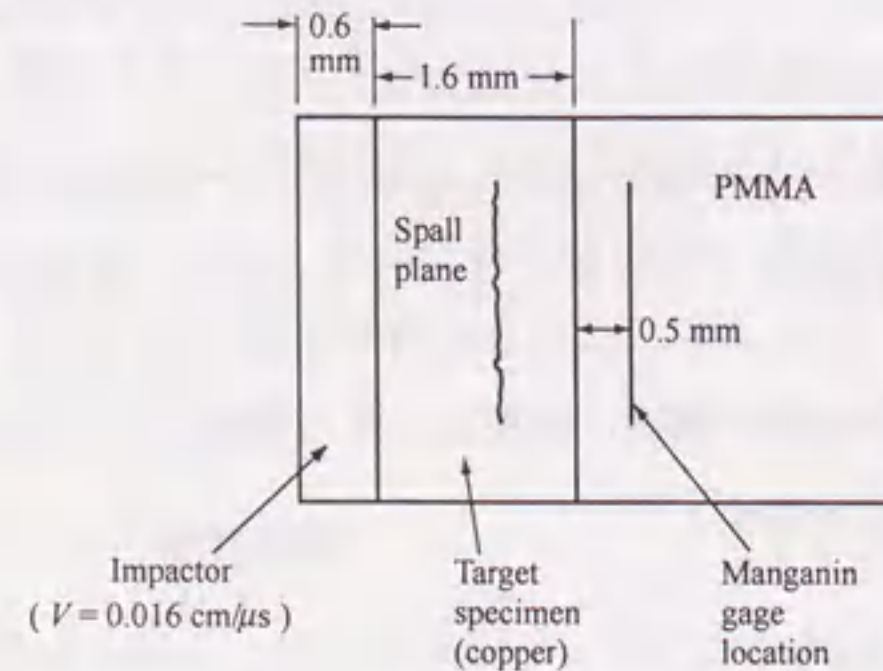


図 2.13 実験の概略図[8]

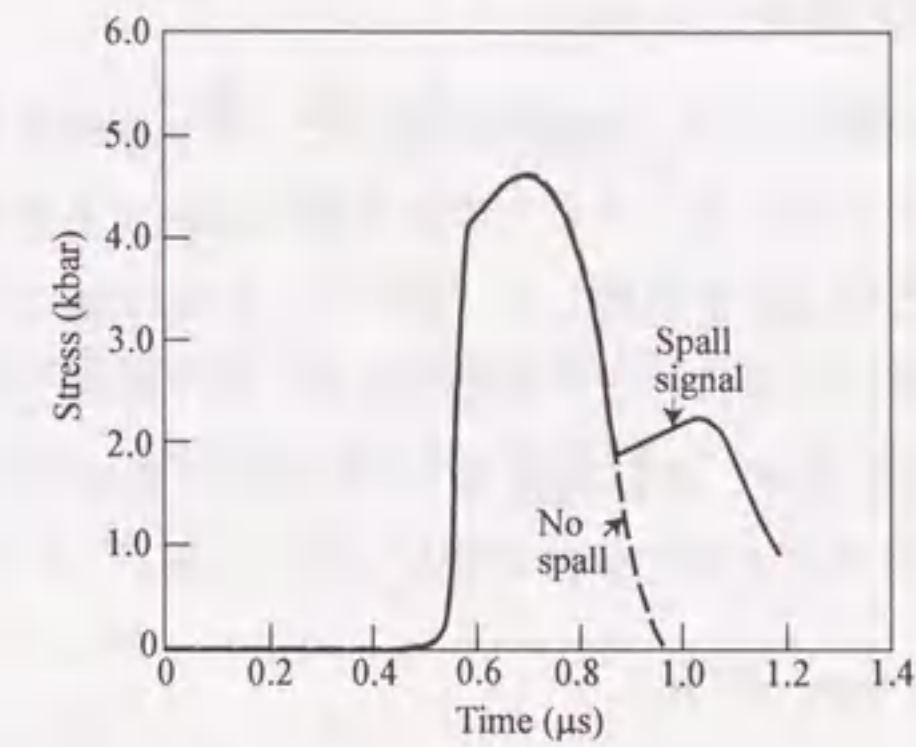


図 2.14 応力波履歴の実験結果[8]

2.4 スポール損傷に対する従来の損傷モデル

スポール損傷、弾塑性損傷、クリープ損傷などにおいては、材料の巨視的変形の進展とともに、微小空洞あるいは微小き裂の発生、成長に伴い微視的内部構造の変化が引き起こされる。これらの損傷は、単に巨視的破壊を引き起こすだけでなく、剛性および降伏応力の低下、応力波の伝ば特性の変化など、材料の力学的特性にも影響を与える。

スポール損傷に対する解析における最も単純な損傷モデルは、引張応力がある値（スポール応力）に達したときにその要素の応力、剛性率を 0 とする方法である[16, 21]。しかしこの方法は、特定の時間に生じる引張応力が破壊条件を満足する場合は、そのスポール破壊した材料全体の特徴的な挙動を表現できるが、スポール面を中心とした損傷の分布、剛性および降伏応力の低下、応力波の伝ば特性の変化など、材料の力学的特性に及ぼす損傷の影響を表現することはできない。また完全に破壊していない材料に対してはその損傷状態を考慮することができないから、何回もの応力波の干渉によって徐々に破壊し最終的にスポール面を形成するような場合を記述することはできない。さらに、衝撃荷重による損傷の他にも考慮すべき破壊機構が存在するような場合では、それぞれの破壊機構の連成を考慮する必要があるが、このような取扱いは不可能である。そこでスポール損傷における材料の損傷・破壊挙動とそれに伴う力学的特性の変化を定量化する方法がこれまでにいくつか提案されてきた。その中でも特に、微視的観察に基づいたモデル・微視的な力学モデルにより材料内の損傷の進行状態を適切に表現し、それによる解析を行う研究[6, 8, 11, 12, 13, 19, 22, 23]が発達してきた。この章では、これまで提案されている微視的モデルに基づく損傷発展モデルを中心に議論するとともに、最近のスポール損傷に対する解析例を展望する。

2.4.1 Curran らの損傷モデル

Curran, Seaman と Shockey[12]は、飛翔板を用いたスプール損傷実験を行い、標的板の詳細な顕微鏡観察をもとに空けきとその力学的影響を記述する数学的モデル(Nucleation and Growth Model, NAG Model)を提案した。彼らは、延性損傷においては空けきがほぼ球状であることを考慮し、図 2.11 のような空けき数、空けきの大きさの観察データから、以下の関係式を提案した。まず、単位体積当りの空けきの数を N としたとき、空けき半径 R と、半径が R 以上の空けき数の体積密度 $N_g(R)$ との間に

$$N_g(R) = N_0 \exp(-R/R_1) \quad (2.16)$$

のような関係を定めた。ここで、 N_0 は初期空けき密度、 R_1 は空けきの大きさを規定する定数である。この関係から空けきの占める体積 V_v は、

$$V_v = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty R^3 \frac{dN}{dR} dR = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty R^3 \left(-\frac{N_0}{R_1} \right) \exp\left(-\frac{R}{R_1}\right) dR = 8\pi N_0 R_1^3 \quad (2.17)$$

によって与えられる。

次に、損傷の発展を微小空けきの生成と成長によると考える。まず微小空けきの生成に関しては、単位体積あたりの空けき数 N の増加率を

$$\dot{N} = \dot{N}_0 \exp\left(\frac{P_s - P_{n0}}{P_1}\right) \quad (2.18)$$

のように与えた。ここで、 \dot{N}_0 、 P_1 は材料定数であり、 P_s は母材における静水引張応力である。定数 P_{n0} は、空けき生成に対するしきい値であり、静水引張応力がこの値を越えたとき、空けきが生成することを示す。また $\langle \rangle$ は Macauley 括弧である。このとき時間 Δt の間の空けき生成による体積増加 ΔV_n は、式(2.17)より

$$\Delta V_n = 8\pi \dot{N} \Delta t R_n^3 \quad (2.19)$$

のように表せる。

一方、微小空けきの成長は、時間 Δt の間に増加した空けき半径 R として次のように与えられる。

$$R = R_0 \exp\left(\frac{P_s - P_{g0}}{4\eta} \Delta t\right) \quad (2.20)$$

ここで、 R_0 は空けき半径の初期値、 P_{g0} は空けき成長に対する静水引張応力のしきい値、 η は粘性を表す係数である。これから、 Δt 後の空けき半径成長による体積は、

$$V_v = 8\pi N_0 R_{10}^3 \exp\left(\frac{P_s - P_{g0}}{4\eta} \Delta t\right) \quad (2.21)$$

となる。ここで R_{10} は時間間隔 Δt の初期における半径を表す。

以上より、時間 Δt 後の空けきの体積は V_v に生成した空けきによる体積増加を加え、

$$V_v = 8\pi N_0 R_{10}^3 \exp\left(\frac{P_s - P_{g0}}{4\eta} \Delta t\right) + 8\pi \dot{N} \Delta t R_n^3 \quad (2.22)$$

と表せる。

空けきが及ぼす力学的効果としては、弾性係数と降伏応力の低下を考え、その効果は MacKenzie の関係式[75]から空けき体積を用いて以下のように表している。

$$G = G_0(1 - V_v \rho F) \quad (2.23)$$

$$Y = Y_0(1 - 4V_v \rho) \quad (2.24)$$

$$F = 5 \frac{3K + 4G_0}{9K + 8G_0} = 15 \frac{1 - \nu}{7 - 5\nu} \quad (2.25)$$

ここで、 G 、 K 、 Y は横弾性係数、体積弾性係数および降伏応力で、 G_0 、 Y_0 はそれらの初期値を表す。また ν はポアソン比、 ρ は材料の密度をそれぞれ表す。

このモデルにおける材料定数を決定するためには、スプール損傷を生じた材料に対する詳細な顕微鏡観察を必要とする。

2.4.2 Perzyna の損傷モデル

Perzyna[11]は、材料の損傷状態を次のような空洞体積率 ξ で定義した。

$$\xi = \frac{V - V_s}{V} \quad (2.26)$$

ここで、 V は材料の空洞を含む体積、 V_s は V から空洞を除いた実体積である。彼はこの空洞体積率 ξ をモデル化するにあたり、空洞の発展はその生成の項と成長の項、拡散の項に分けられるが、拡散の項は高温において支配的であり、この問題においては無視できるとし、次のように表した。

$$\dot{\xi} = \dot{\xi}_{nucl} + \dot{\xi}_{grow} \quad (2.27)$$

まず空洞の発生に関しては、熱活性化機構に最も大きく支配されるとして

$$\dot{\xi}_{nucl} = \frac{h(\xi)}{1 - \xi} \left[\exp\left(\frac{m_2 \langle \sigma - \sigma_N \rangle}{k\Theta}\right) - 1 \right] \quad (2.28)$$

で与えた。ただし、 $m_2 \langle \sigma - \sigma_N \rangle$ は空洞生成時の活性化エネルギーを表し、 σ_N は空洞生成のための静水引張応力のしきい値を表す。また $h(\xi)$ は空洞どうしの相互作用の効果を記述する材料関数であり、 $1 - \xi$ は破壊に対して実験的に観察される特異性を表す。さらに上式中の k は、Boltzmann 定数であり、 Θ は絶対温度を示す。

空洞の成長は、空洞の運動による慣性項と塑性流れに支配されると考えられる[76]。

一方 Johnson[8]によると, 一般的な結論ではないが, 本論文で扱う問題では動的空洞成長において塑性流れが支配的になる. このため Perzyna は塑性流れによる項のみを考え, 以下の関係式を提案した.

$$\dot{\xi}_{grow} = \frac{1}{\eta} g(\xi) F(\xi, \xi_0) (\sigma - \sigma_G) \quad (2.29)$$

$$F(\xi, \xi_0) = \frac{3}{2} \xi \left(\frac{1-\xi_0}{1-\xi} \right)^{1/3} \left[\xi - \left(\frac{\xi_0}{\xi} \right)^{1/3} \right]^{-1} \quad (2.30)$$

$$\sigma_G = k_1 \left[\frac{2}{3} Y_0 (1-\xi) \ln \left(\frac{1}{\xi} \right) - \frac{2H'}{3} (1-\xi) F_1(\xi, \xi_0) \right] \quad (2.31)$$

$$F_1(\xi, \xi_0) = 3 \left(\frac{1-\xi}{1-\xi_0} \right)^{1/3} \left[1 - \left(\frac{\xi_0}{\xi} \right)^{1/3} \right] \quad (2.32)$$

ここで, $g(\xi)$ は材料関数, σ_G は空洞成長のための静水引張応力のしきい値, ξ_0 は初期空洞体積率, k_1 は内部相互作用を表す係数である. また Y_0 は材料の初期降伏応力で, H' は硬化係数を表す.

一方, 材料損傷が変形挙動に及ぼす影響として Perzyna は, Curran ら[12]と同様に Mackenzie[75]の考えに基づき, 損傷により弾性係数が低下すると考えている.

2.4.3 Perzyna 型損傷モデルに対する Eftis らの拡張

微視的モデルに基づいたスボール損傷解析の最近の研究として, Eftis, Nemes と Randles[19]の解析がある. 彼らは, 前節の線形ひずみ硬化を考えた Perzyna の構成式を非線形ひずみ硬化に拡張することにより改良を加え, これにより OFHC 銅のスボール損傷解析を行っている. 改良された損傷の発展式は, 以下のとおりである.

$$\dot{\xi} = \frac{h(\xi)}{1-\xi} \left[\exp \left(\frac{m_2 |\sigma - \sigma_N|}{k\theta} \right) - 1 \right] + \frac{1}{\eta} g(\xi) F(\xi, \xi_0) (\sigma - \sigma_G) \quad (2.33)$$

$$F(\xi, \xi_0) = \frac{\sqrt{3}}{2} \xi \left(\frac{1-\xi}{1-\xi_0} \right)^{2/3} \left[\xi - \left(\frac{\xi_0}{\xi} \right)^{2/3} \right]^{-1} \quad (2.34)$$

$$\sigma_G = -\frac{k_1}{\sqrt{3}} (1-\xi) \ln \left(\frac{1}{\xi} \right) \left[2q + (\kappa_0 - q) F_1(\xi, \xi_0) \right] \quad (2.35)$$

$$F_1(\xi, \xi_0) = \exp \left[\frac{2}{3} \beta \frac{\xi_0 - \xi}{\xi(1-\xi_0)} \left(\frac{1-\xi}{1-\xi_0} \right)^{-2/3} \left(\frac{\xi_0}{\xi} \right)^{-2/3} \right]$$

$$+ \exp \left[\frac{2}{3} \beta \frac{\xi_0 - \xi}{1-\xi_0} \left(\frac{1-\xi}{1-\xi_0} \right)^{-2/3} \right] \quad (2.36)$$

空洞体積率の増加が変形に与える影響としては, 横弾性係数, 体積弾性係数ならびにポアソン比の変化に対し, Curran ら, Perzyna と同様に Mackenzie[75]の提案した関係式を用いて表している.

これに対して, 非弾性構成式には以下のような Perzyna 型の粘塑性構成式を用いている.

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \frac{\gamma}{\phi} \langle \hat{F} \rangle^{m_1} \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \quad (2.37)$$

$$\phi = \left(\frac{J_2'}{J_2'^s} - 1 \right), \quad J_2' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\dot{\varepsilon}_{pq} \dot{\varepsilon}_{pq})^{1/2} \quad (2.38)$$

$$\hat{F} = \frac{f}{\kappa} - 1 \quad (2.39)$$

ここで, $\boldsymbol{\sigma}$ は Cauchy 応力テンソル, J_2' は偏差ひずみテンソルの第 2 不変量 J_2' の平方根に対する準静的な値, γ は材料定数である. また降伏関数 f については応力の第 1 不変量, 偏差応力の第 2 不変量ならびに空洞体積率の関数とし, 次のように与えている.

$$f = f(I_1, J_2, \xi) = J_2 + n \xi I_1^2 \quad (2.40)$$

降伏応力 κ については, 非線形ひずみ硬化と損傷による軟化を考慮することにより, 次のような関係を与えている.

$$\kappa = \kappa(\boldsymbol{\varepsilon}^p, \xi) = \left[q + (\kappa_0 - q) e^{-\beta \boldsymbol{\varepsilon}^p} \right]^2 \left[1 - n_1 \xi^{1/2} \right]^2 \quad (2.41)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}^p = \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3}} (\dot{\varepsilon}_{pq} \dot{\varepsilon}_{pq})^{1/2} dt' \quad (2.42)$$

これらの関係式から Eftis らは, 損傷を考慮した非弾性構成式を次のように与えている.

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \frac{\gamma_0}{\left(\frac{J_2'}{J_2'^s} - 1 \right)^m} \left[\frac{J_2 + n \xi I_1^2}{\left[q + (\kappa_0 - q) e^{-\beta \boldsymbol{\varepsilon}^p} \right]^2 \left[1 - n_1 \xi^{1/2} \right]^2} - 1 \right]^{m_1} \frac{1}{\kappa_0} (2n \xi I_1 \mathbf{I} + \mathbf{s}) \quad (2.43)$$

ここで, $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ は非弾性ひずみ速度テンソル, \mathbf{s} は偏差応力テンソルを示す.

Eftis らは, これらの関係式を用いスボール損傷に対する一次元解析を行い, 実験結果と比較することにより, 定性的な妥当性を示すことに成功している. 前述の図 2.14 の解析モデルに対する解析結果の一部を, 図 2.15, 2.16 に示す. 図 2.15 は縦軸は軸方向垂直応力 (圧縮正), 横軸は衝撃面からの距離であり, 応力標的板内における応力分布の推

移を示している。また、図 2.16 の方は縦軸が空洞体積率 ξ で、最終的な損傷分布について実験結果との比較を示している。

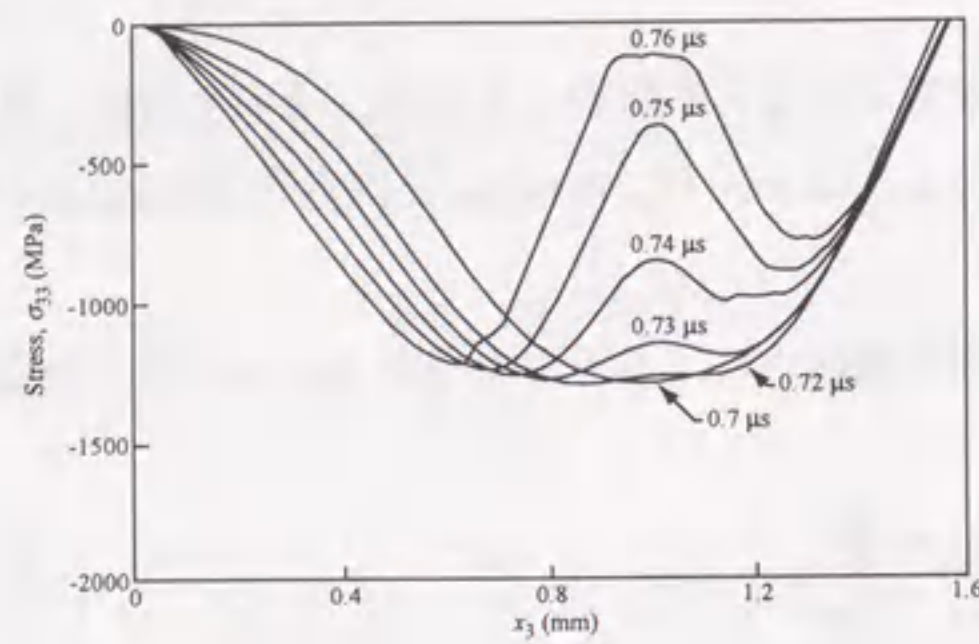


図 2.15 標的板内の応力分布図 ($t = 0.7 \sim 0.76 \mu\text{s}$) [19]

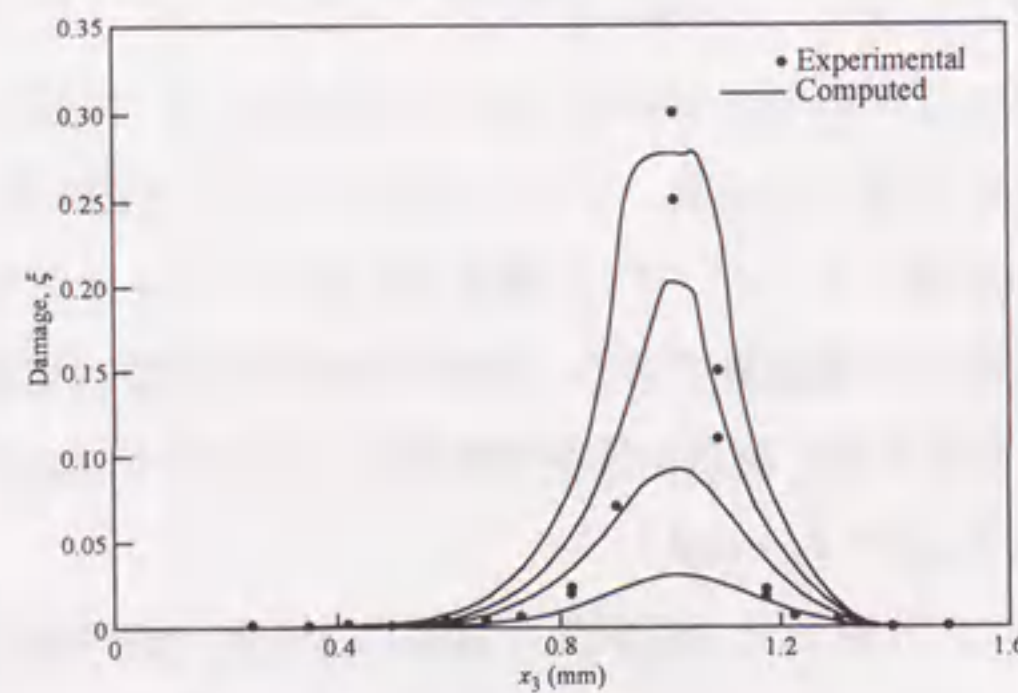


図 2.16 標的板内の損傷分布 [19]

2.4.4 Rajendran らの損傷モデル

これまで述べてきた損傷モデルの他にも、例えば、Davison, Steavens と Kipp[6], Johnson[8], Rajendran, Grove と Bless[13], Wang[22], Cortes[23]らにより損傷モデルが提案されている。Johnson の損傷モデルは、Perzyna[11]や Eftis ら[19]のモデルに近い微視的な力学的考察に基づいているが、Davison, Steavens と Kipp[6]のモデルは連続体損傷力学に基づいている。一方、Wang[22], Cortes[23]らの損傷モデルでは、動的空洞成長における慣性効果を考慮している。ここでは、それら中でも代表的なモデルとして Rajendran らの損傷モデルについて紹介する。

Rajendran らの損傷モデルの特徴としては、まず分布空洞の影響を受ける Gurson 型の降伏条件式[25]を Bodner-Partom 型の粘塑性構成式[26]に組み込み、損傷材料に対する非弾性構成式を導いていることが上げられる。

すなわち、Rajendran らは Bodner-Partom 型の粘塑性構成式として、以下のような式を

与えている。

$$\dot{\epsilon}^p = \frac{2}{\sqrt{3}} \dot{\epsilon}_0^p \exp \left[- \left(\frac{n+1}{2n} \right) \left(\frac{Z}{Y_m} \right)^{2n} \right] \quad (2.44)$$

$$\dot{\epsilon}^p = \sqrt{\frac{2}{3}} (\dot{\epsilon}_{pq}^p \dot{\epsilon}_{pq}^p) \quad (2.45)$$

$$\dot{Z} = (m_0 + m_1 e^{-\alpha W_p}) (Z_1 - Z) \dot{W}_p \quad (2.46)$$

ここで、 \dot{W}_p は塑性仕事率であり、 $\dot{\epsilon}_0^p$, n , m_0 , m_1 , α , Z_1 は材料定数である。また、式(2.44)中の硬化量を表す有効応力 Y_m に対しては、以下の Gurson 型の降伏条件式により損傷による影響を考慮している。

$$\Phi = (2 + \rho^2) J_2 + \left\{ (1 - \rho^2) / 3 \right\} I_1^2 - \delta(\rho) Y_m^2 = 0 \quad (2.47)$$

$$\delta(\rho) = e^{-\beta' \{ (1 - \rho) / \rho \}} \quad (2.48)$$

ここで、 I_1 は応力の第 1 不変量であり、 β' は材料定数である。また、以下の関係式を仮定する。

$$(1 - \xi) Y_m \dot{\epsilon}^p = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^p \quad (2.49)$$

これらの式から、流れ則を用いて以下のような最終的な粘塑性構成式を得ている。

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} = \left[\{ (1 - \xi) Y_m \dot{\epsilon}^p \} / \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} \sigma_{ij} \right) \right] \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} \quad (2.50)$$

一方、損傷発展式としては、以下のような式を与えている。

$$\dot{\xi} = F_\sigma (\dot{Y}_m + \dot{p}) + (1 - \xi) \dot{\epsilon}_{ii}^p \quad (2.52)$$

$$F_\sigma = (f_1 / s_1 \sqrt{2\pi}) e^{-\frac{1}{2} [(Y_m + p - \sigma_N) / s_1]^2} \quad (2.53)$$

ここで、 f_1 , s_1 は材料定数、 p は静水圧力、 σ_N は空けき生成に対する静水応力のしきい値である。右辺第 1 項は空けき生成による項を表し、Chu-Needleman 型の損傷発展式[27]においてスボール損傷では応力による損傷発展が支配的なることから得られており、 F_σ は式(2.53)に示したように $(Y_m + p)$ に対して正規分布曲線を表す関数となっている。また、右辺第 2 項は空けき成長による項を表しているが、非弾性ひずみの球成分が直接入っていることが特徴である。Perzyna や Eftis らの損傷モデルでは損傷発展式が応力の関数として表されているため、単軸ひずみ条件下で応力-ひずみ線図を描かせると、ある程度

損傷が進展して応力値が低下してからは一定応力下でひずみが増大し続けるという矛盾が生じる。しかし、Rajendran らのように非弾性ひずみの球成分を損傷によるものとみなせば、このような矛盾は生じない。

Rajendran らは、これらの各種物理量の導関数に対して Runge-Kutta 法による時間積分法を用いるとともに、差分コード STEALTH[77]による解析をスポール損傷に対して適用し、標的裏面粒子速度履歴に対して実験結果との良好な一致を得ている。ただし、式(2.47)中の有効応力 Y_m はその発展式が陽な形で与えられていないため、その発展機構が明らかではないという限界がある。また式(2.48)の材料関数 $\delta(\rho)$ に対しては、数値解析手法に基づく改善を行っているが、その物理的な意味づけは行っていない。

2.5 連続体損傷力学とスポール損傷に対する適用

スポール損傷やクリープ損傷の過程においては、微小空げきの生成・成長によって材料の巨視的変形の進展と微視的内部構造の変化が引き起こされる。このような材料中の微視的空げきの生成・成長による材料損傷の力学的効果を表現する有効な手法の一つとして、連続体損傷力学 (Continuum Damage Mechanics: CDM, あるいは損傷力学) を挙げることができる。損傷力学は、クリープ損傷や、塑性損傷などの静的あるいは準静的な問題を中心に数多く適用され、成功を納めている。次に連続体損傷力学の概要を展望するとともに、スポール損傷に対するその応用の可能性について検討する。

2.5.1 等方材料損傷における連続体損傷力学的表現

前述のように材料中の分布空げきの発達およびその力学的効果を議論するとき、多数の空げきを個々に取り扱うのは不可能である。この問題を取り扱う有効な手法として、多数の分布微小空げきの力学的効果を平滑化し、これを損傷変数 (Damage Variable) と呼ばれる力学的変数を用いて表す概念が Kachanov[28]によってはじめて提案された。このとき Kachanov は、スカラー損傷変数を導入することで単軸引張り下でのぜい性クリープ破断時間を算定した。その後、損傷理論は多くの研究者によって一般的応力状態に対して、あるいはスポール損傷を含む様々な変形・損傷挙動を記述できるよう拡張され、現在も活発な研究が続けられている。

損傷の力学的モデル化を行うための損傷力学の概念とその手順についての概要を説明する。まず、図 2.17 のように、多数の微小分布空げきを含む物体 B を考える。このとき、 B 中の任意の点 x の周囲に、微小空げきを充分多く含むが、応力、ひずみ、および空げきの分布状態が充分一様であるとみなせる微小体積 V が存在するものと仮定する。損傷力学では、このような任意の点 x での微視的空げきの力学的効果が適当な変数 $D(x)$

で記述できるものと仮定し、これを損傷変数と呼ぶ。このような損傷変数は、材料の内部状態を力学的に記述する巨視的変数であるから、不可逆熱力学理論における内部状態変数に他ならない。

特に一次元応力を受ける棒材中の損傷を考える。図 2.18(a)のような初期断面積が A_0 である棒に外力 T を加えることによりこれが変形し、(b)のように断面積 A になったとする。この時の応力を σ とする。断面が A_n で空げきを含まない仮想的な棒(c)が存在し、これが力学的に(b)と等価であると考え、材料損傷の力学的効果を空げき分布による荷重負担面積の減少と考えれば、損傷変数 D はスカラーであって、次のように定義できる。

$$D = 1 - \frac{A_n}{A} \quad (2.54)$$

ここで、 A は与えられた断面の現在の見かけ上の面積、 A_n は実際に応力を受け持つ有効面積である。また、 $D=0$ は、損傷を全く受けていない状態を、 $D=1$ は、完全に損傷を受けた状態 (最終的破断状態) を意味する。

このとき損傷による有効面積の減少によって、応力の効果は、

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma}{1-D} \quad (2.55)$$

のように拡大され、これを有効応力という。

また材料の内部劣化としての損傷は、その材料の剛性を低下させる。この事実に基づいて、材料損傷状態を弾性係数の変化によっても定義することができる[29-32]。応力 σ のもとでひずみ ε が生じた場合を考えると、損傷材料内の有効応力は前述の式(2.55)で与えられる。非損傷材料に同じ ε を生じさせるには、この有効応力と同じ大きさの応力が作用するはずであり、

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} = \frac{\bar{\sigma}}{E} = \frac{\sigma}{E(1-D)} \quad (2.56)$$

が成り立つ。したがって損傷変数は以下のように表せる。

$$D = 1 - \frac{\bar{E}}{E} \quad (2.57)$$

ここで \bar{E} と E はそれぞれ損傷材料と非損傷材料の縦弾性係数である。

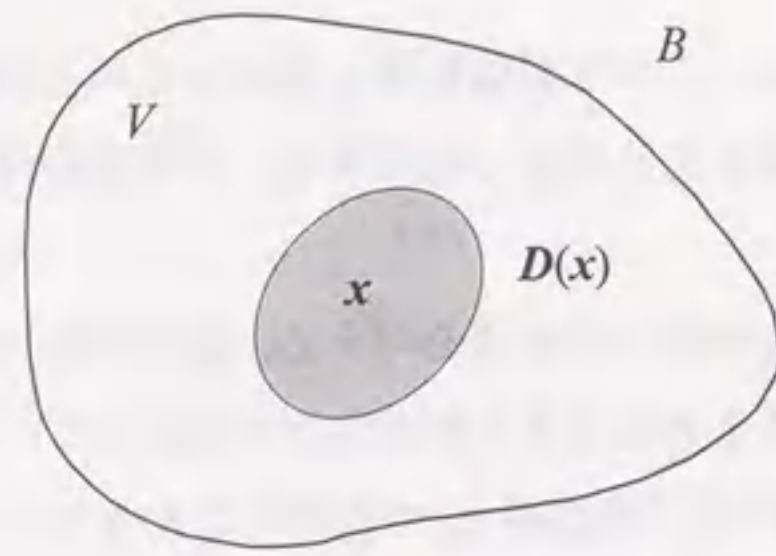


図 2.17 損傷力学の概念

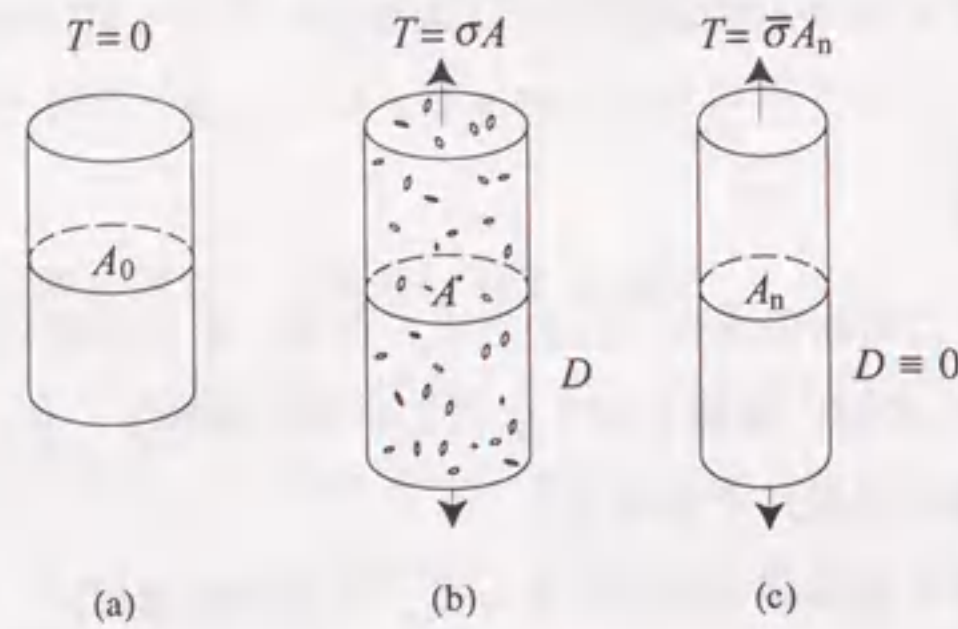


図 2.18 有効応力の概念

連続体損傷力学においては、分布空げきによる材料損傷を以下のような手順で扱う。

- (1) 微視的分布空げきの巨視的な効果を適当な力学変数（損傷変数）を用いて表現する。
- (2) 損傷変数の適切な損傷発展式を定式化する。
- (3) 損傷材料に対する構成式を定式化する。
- (4) これらの式を用いて初期値・境界値問題を解く。

手順(1)では、処理すべき二つの問題が存在する。一つは材料の損傷状態を損傷変数で表現する場合、損傷状態をどのような物理的、数学的性質をもった変数で表現するかという問題がある。これについては対象とする問題ごとに、表 2.1 に示したような多くのスカラー、ベクトルあるいはテンソルなど多数の損傷変数が提案され、理論が展開されている。また、もう一つの問題はこれらの損傷変数で表される損傷状態を実験によりどのようにして定量化するかである。表 2.2 に示したような空げき配列などに基づく微視的観点と損傷材料の物理的特性の変化を損傷状態と関連づけ、これを巨視的に規定することによって定量化が行われている[30]。なお本研究においては、数学的取り扱いの容易さのため、等方性の仮定に基づきスカラー損傷変数を用いる。また損傷の定量化は、平板衝突実験後の標的板中の空げきの半径と数の分布から求められた空洞体積率の分布に基づいて行う。

表 2.1 損傷変数と適用される問題

損傷変数の種類	参考文献	適用した問題
スカラー	Kachanov[33]	クリープ
	Kachanov[35]	クリープ (異方性)
	Rabotnov[34]	クリープ (異方性)
	Martin-Leckie[36]	クリープ (異方性)
	Hayhurst-Leckie[37]	クリープ (異方性)
	Cozzarelli-Bernasconi[38]	クリープ
	Davison, Stevens and Kipp[6]	スポーリング
	Lemaitre[60, 73]	弾塑性
	ベクトル	Kachanov[39]
Hayhurst-Stråkers[40]		クリープ
Davison-Stevens[56]		スポーリング
Krajcinovic-Fonseka[48, 49]		弾性-ぜい性
Krajcinovic-Selvaraj[43]		一般, クリープ
2 階テンソル		Vakulenko-Kachanov[45]
	Kachanov[46]	弾性-ぜい性
	Murakami-Ohno[41, 42]	クリープ
	Murakami[67]	一般
	村上ら[68, 69]	一般
	Betten[70]	弾性, 弾塑性
	Cordebois-Sidoroff[52, 53]	弾塑性
4 階テンソル	Chaboche[44]	クリープ
8 階テンソル	Chaboche[44]	クリープ
偶数階テンソルの集合	Leckie-Onat[71, 72]	クリープ, 一般

表 2.2 材料損傷に対する定量化の基準[30]

基準の種類	基準となる物理量
微視的基準	(1) 空げきの数, 長さ, 面積, 体積
	(2) 空げきの形状, 配列, 配向で決まる有効面積
巨視的基準	(1) 弾性特性, 応力あるいはひずみ振幅
	(2) 降伏応力, 引張り強さ, 硬度
	(3) クリープ速度, クリープ破断時間
	(4) 破断伸び, 破壊靱性
	(5) 質量密度
	(6) 電気抵抗
	(7) 超音波速度
	(8) AE (アコースティック・エミッション)

2.5.2 スポール損傷に対する連続体損傷力学の適用

Lemaitre[60, 73]は、損傷を空げきによる荷重負担面積の減少によって定義し、金属の延性塑性損傷を損傷ポテンシャルによって表現する不可逆熱力学理論を展開した。ここでは、彼らの理論に基づき、スポール損傷に適用できる等方損傷発展式を導出する。

まず、損傷を考慮したときの弾塑性材料に対する Helmholtz の自由エネルギー（弾性部分）を、次式で与える。

$$\rho\Psi_e(\boldsymbol{\varepsilon}^e, \Theta, D) = \frac{1}{2}(1-D)E(\varepsilon_{ij}^e - \alpha\Delta\theta\delta_{ij})(\varepsilon_{ij}^e - \alpha\Delta\theta\delta_{ij}) \quad (2.57)$$

ここで、 $\alpha\Delta\theta$ は熱による材料の体積膨張を表す。

次に、損傷共役力 Y を次式で定義する。

$$-Y = \rho \frac{\partial \Psi_e}{\partial D} = \frac{1}{2} E (\varepsilon_{ij}^e - \alpha\Delta\theta\delta_{ij})(\varepsilon_{ij}^e - \alpha\Delta\theta\delta_{ij}) \quad (2.58)$$

等温かつ一定応力下においては、ひずみエネルギー w_e と Y を以下のように関係づけることができる。

$$-Y = \frac{1}{2} \left(\frac{dw_e}{dD} \right)_{\sigma, \theta} \quad (2.59)$$

$$w_e = \sigma_{ij} \varepsilon_{ij} \quad (2.60)$$

Lemaitreらは、式(2.59)から次の式を導いた。

$$-Y = \frac{\sigma^{*2}}{2E(1-D)^2} = \frac{\bar{\sigma}^{*2}}{2E} \quad (2.61)$$

$$\sigma^* = \sigma \left[\frac{2}{3}(1+\nu) + 3(1-2\nu) \left(\frac{\sigma_H}{\sigma'} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.62)$$

ここで σ^* は相当損傷応力とよばれるものである。 σ' は相当応力、 σ_H は静水応力を表す。

また、Clausius-Duhem の不等式から導かれる散逸ポテンシャル φ に対し Legendre-Fenchel 変換して得られる相補散逸ポテンシャル φ^* が塑性変形過程による散逸ポテンシャル φ_p^* と損傷過程による散逸ポテンシャル φ_D^* の和により表されると仮定する。このとき φ_D^* に対する法線則から、損傷の発達に塑性ひずみに支配されると仮定して次式を得る。

$$\dot{D} = - \frac{\partial \varphi_D^*}{\partial Y} = \left(- \frac{Y}{S_0} \right)^{s_0} \dot{\varepsilon}^p \quad (2.63)$$

ここで、 S_0, s_0 は材料定数である。一次元応力状態のとき、式(2.61)を用いれば、上式をひずみと応力の関数でおきかえることができ

$$\dot{D} = \left(\frac{\bar{\sigma}^2}{2ES_0} \right)^{s_0} \dot{\varepsilon}^p \quad (2.64)$$

と書ける。ここで塑性流れ法則を用い、損傷の発達を応力表示すれば、次式を得る。

$$dD = \left\langle \frac{\sigma - \sigma_D}{S(1-D)} \right\rangle^{q_D} \frac{d\sigma}{S} \quad (2.65)$$

ここで、 σ_D は損傷が生成するための応力のしきい値であり、 S, q_D は物性値である。また上式中の $\langle \rangle$ は Macauley 括弧である。本研究の取り扱う問題では静水応力が支配的になるため、単軸応力の場合の σ を静水応力 σ_H で置き換える。一般に、非常に高温な場合には拡散による損傷の回復が、また常温でも爆接などの場合には損傷の回復が起こる。しかし本論文で扱う平板衝突試験では損傷の回復はないと考え、

$$dD = \left\langle \frac{\sigma_H - \sigma_D}{S(1-D)} \right\rangle^{q_D} \frac{d\sigma_H}{S} \quad (2.66)$$

のように表されている。

2.6 本章のまとめ

以上で述べたように、連続体損傷力学は、準静的な弾塑性損傷と同様、本論文で取り上げる延性スポール損傷に対しても適用できる。しかし、この問題に対する損傷力学的研究例はまだ少なく、損傷力学はこの問題に対する系統的解析方法となりうる。

本章では衝撃破壊における主な様式について概説するとともに、その中で特に微小空げきの生成・成長・合体過程により損傷が発達する延性スポール損傷に注目し、その現象の特徴である応力伝ばとその反射・干渉の機構について議論した。また、この問題を損傷力学により扱うことを考え、スポール損傷を扱うための損傷発展式の例として Lemaitre らの等方損傷発展式を取り上げた。

次章では、本章で導入した損傷発展式を用いて OFHC 銅等の延性材料のスポール損傷問題に対する損傷力学の適用を行う。

第3章 衝撃問題における損傷材料の構成式と平板衝突の一次元解析[78, 79]

本章では、衝撃破壊における損傷材料の弾性・非弾性構成式について議論する。すなわち損傷材料の衝撃荷重下での弾性・非弾性変形挙動をモデル化するため、スポール損傷における高速変形機構について検討するとともに、従来の高速変形における弾性・非弾性構成式を損傷材料に対して拡張する。さらに動的問題の解析のための場の方程式として、質量保存則、運動方程式(運動量保存則)、エネルギー保存則についても述べる。最後に、これらの式を適用し、前節で議論したLemaitreの損傷発展式と本章で議論する構成式を用いて平板衝突実験に対する1次元解析を行う。

3.1 高速変形機構

本研究で扱うスポール損傷は典型的な動的問題の一つであり、その変形機構は静的な場合とは大きく異なる。ここでは、動的弾性構成式を定式化するための予備的知見としてスポール損傷も含めた高速変形機構について展望する。Lindholmは、材料に対する負荷方法と動的現象との対応を図3.1のように分類している[80]。以下では、このうちの動的および衝撃負荷による変形について述べる。

一般に高速変形の場合は、応力-ひずみ関係は、普通の静的引張り試験で得られた関係とは大きく異なった結果を示す場合が多い。すなわちアルミニウム、銅のような面心立方(fcc)金属では、ひずみ速度が大きいほど、また温度が高いほど、降伏応力のひずみ速度依存性が高くなる。これに対し、鉄、リチウムなどの体心立方(bcc)金属では、降伏応力のひずみ速度依存性はfcc金属よりも顕著であるが、試験条件によっては、ひずみ速度が大きい領域では降伏応力が低くなる現象、すなわち負のひずみ速度依存性が現れる。これは、ひずみ速度が小さい場合にはポテンシャルエネルギーの低い転位の周囲に溶質原子が拡散し、転位運動を妨げるためと言われる。

次に、変形機構に対する熱的な効果について述べる。RosenfieldとHahnは、低炭素鋼について、図3.1で負荷方法が衝撃に分類されているひずみ速度範囲における塑性変形の力学的機構を、温度とひずみに関して4つの領域に分けて説明した[81]。図3.2は彼らの示した図に、さらにPerzynaが解説を付加したものである[82]。すなわち、低炭素鋼の場合、塑性変形のひずみ速度依存性の現象は、その機構によって図3.2の、I, II, III, IVの四つの領域に分類される。領域Iは、高温での低ひずみ速度域に対応しており、この領域での流動応力は、温度とひずみ速度には非敏感である。すなわち変形機構は、主として粒界、析出粒子等に起因する長距離内部応力場によって支配される。領域IIで

は流動応力は温度とひずみ速度に顕著に依存する。一般に塑性流れは、転位の相互作用などの短距離障害物によって主として支配され、したがって熱活性化過程で説明づけられる。また、領域IIの上方すなわち領域IIIを低温域のIIと区別して分類することがある。ここでは降伏応力がひずみ速度と温度に支配される程度は減少する。これは、IIとIIIの領域の境界で双晶の発生が始まるからである。領域IVでは流動応力はひずみ速度に非常に顕著に依存する。熱活性化過程はなお存続するが、転位の運動に対する付加的機構(高速運動にともなう粘性抵抗)が働くと考えられている。

スポール損傷においては、衝撃速度と塑性流れが空けきの生成に大きく関与していることを考慮すれば、上に述べた変形機構のうち、特に領域IIあるいは領域IVのそれに従うと考えられる。さらに、超高速衝撃による衝撃波が材料内を伝ばする場合に対しては、準静的変形とは異なる熱力学的考察を必要とする。すなわち、衝撃波の伝ばに際しては、強い不連続性を持った波面が通過する際のエントロピー増加と、断熱的温度上昇の影響を考慮しなければならない[16]。

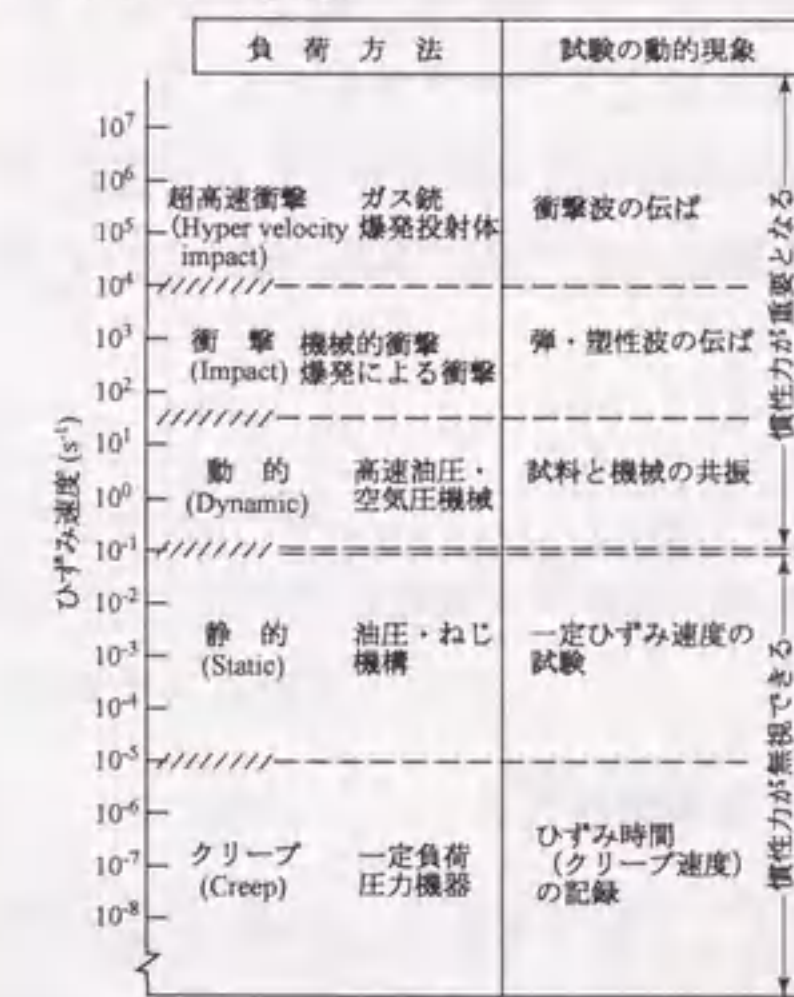


図 3.1 動的負荷の分類[80]

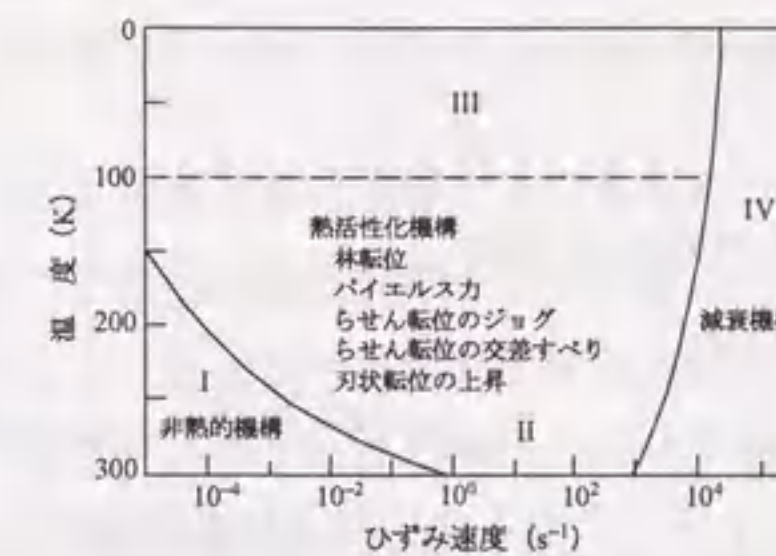


図 3.2 軟鋼の降伏応力のひずみ速度、温度による変化[82]

3.2 弾性構成式

3.2.1 偏差応力成分に対する弾性構成式

本研究で扱う現象では静水圧が支配的になるため、材料の構成式は偏差成分と球成分に分けて考える。まず非損傷材料に対する偏差応力-ひずみ関係は、Hookeの法則から偏差応力成分に対して求めると、

$$e_{ij}^e = \frac{1+\nu}{E} \cdot s_{ij} = \frac{s_{ij}}{2G} \quad (3.1)$$

のように与えられる。ここで、 e_{ij}^e , $s_{ij} = \sigma_{ij} - (1/3)\sigma_{kk}\delta_{ij}$, E , G , ν はそれぞれ偏差弾性ひずみテンソル, 偏差応力テンソル, 縦弾性係数, 横弾性係数と Poisson 比を示す。損傷材料の弾性構成式は、ひずみ等価性の仮説を用いて式(3.1)を拡張することで得られる。ひずみ等価性の仮説は Lemaitre と Chaboche[57, 60]によって提案され、これは

「損傷を受けた材料のひずみ挙動は、損傷を受けていない材料の構成式中の応力を単に有効応力で置き換えることで得られる。」

と述べることができる。材料の剛性低下は等方であると仮定すれば、損傷材料における偏差応力成分に対する弾性構成式は、式(3.1)中の偏差応力 s_{ij} を有効応力 $s_{ij}/(1-D)$ で置き換え、

$$e_{ij}^e = \frac{1+\nu}{E} \cdot \frac{s_{ij}}{1-D} = \frac{s_{ij}}{2G(1-D)} \quad (3.2)$$

と与えられる。

3.2.2 静水応力成分に対する弾性構成式

著しく大きな静水応力の下での弾性変形は、Hookeの法則では記述できないことが知られている[16]。高速衝撃におけるにおける静水応力(圧力)-体積ひずみ関係式としては、Mie-Grüneisenの状態方程式[83]が実験結果との良好な一致が得られることからよく用いられる。このため、次に Mie-Grüneisen の状態方程式の損傷材料への拡張について考える[78, 79]。

はじめに Mie-Grüneisen の状態方程式は、

$$p = p_H + \Gamma \rho_0 (e - e_H) \quad (3.3)$$

のように与えられる。ここで p ($= -\sigma_H$) は静水圧力, e は内部エネルギー密度, Γ は Grüneisen 比であり, p_H と e_H は以下のように表される Hugoniot 圧力と Hugoniot エネルギーである。

$$p_H = \frac{\rho_0 c_0^2 \eta}{(1-s\eta)^2}, \quad e_H = \frac{p_H \eta}{2\rho_0}, \quad \eta = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} = -\varepsilon_v \quad (3.4)$$

上式中の ρ は材料の密度, ρ_0 はその初期値, η ($= -\varepsilon_v$) は圧縮率 (負の体積ひずみ) を表し, さらに c_0 , s は Hugoniot 圧力を規定する材料定数である。衝撃波伝ば速度 U_s と粒子速度 v の間には次のような関係が成立つ。

$$U_s = c_0 + sv \quad (3.5)$$

ここで c_0 は, K を非損傷材料の体積弾性係数とすれば, 次式で与えられる。

$$c_0 = \sqrt{\frac{K}{\rho_0}} \quad (3.6)$$

村上・滝澤・榎田・伊東[78, 79]は損傷材料においては体積弾性係数 K は損傷の影響を考慮して, $K(1-D)$ で置き換えられると考えた。この関係から損傷を考慮した Mie-Grüneisen の状態方程式は、

$$p = (1-D)(p_H - \Gamma \rho_0 e_H) + \Gamma \rho_0 e \quad (3.7)$$

と表せる。

式(3.4), (3.7)は, Hookeの法則の球成分に対して得られる関係式とは異なっている。しかしこれらの式を, ε_v , e , D に関し Taylor 展開し, 3次の項以下と ε_v^2 の項を無視すれば次式が得られる。

$$\varepsilon_v \cong -\frac{p}{K(1-D)} + \frac{\Gamma p e}{K(1-D)} \quad (3.8)$$

この式は, Hookeの法則において熱効果を考慮した Duhamel-Neumann の式に対しひずみ等価性の仮説を適用し損傷材料に拡張した次式

$$\varepsilon_v = -\frac{p}{K(1-D)} + 3\alpha \Delta \Theta \quad (3.9)$$

と比較すると, 第2項が第1項に比べ無視できる大きさであれば両式は一致する。ここで α は線膨張係数, $\Delta \Theta$ は温度変化を示す。

3.3 非弾性構成式

前節で考えた弾性変形は, 時間や変形速度に独立なものであったが, 材料はこのほか不可逆で, ひずみ速度に依存する粘塑性変形を示す。特に, スポール損傷のようなひずみ速度が 10^5 s^{-1} にも達するような変形では, 高ひずみ速度領域の応力-ひずみ関係を記述できる構成式が必要となる。そこで本研究では, OFHC 銅に対して広いひずみ速度範囲の記述に優れた Perzyna の粘塑性構成式[84]を用いる。はじめに, Perzyna の提案した非圧縮粘塑性流れ法則は次のような式で与えられる。

$$\dot{\epsilon}_{ij}^i = \frac{\gamma}{\phi} \Phi(F) \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \quad (3.10)$$

ここで $\dot{\epsilon}_{ij}^i$ は非弾性ひずみ速度テンソル, σ_{ij} は応力テンソルである. また ϕ は

$$\phi = \left(\frac{J_2'}{J_2'^s} - 1 \right)^{m_4}, \quad J_2' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij})^{1/2} \quad (3.11)$$

で与えられ, ひずみ速度の影響を記述できる. J_2' は偏差ひずみ速度テンソル $\dot{\epsilon}_{ij}$ の第2不変量の平方根であり, $J_2'^s$ はその準静的な値である. m_4 は材料定数である.

粘塑性ひずみ速度は, 動的応力の静的応力からの超過分, すなわち過応力の関数で与えられると考えると, $\Phi(F)$ は,

$$\Phi(F) = \left(\frac{f}{\kappa} - 1 \right)^{m_3} \quad (3.12)$$

となる. ここで f は降伏関数, κ は純粋せん断における降伏応力, m_3 は材料定数である. f は Mises 型の降伏条件に対して材料の損傷を考慮し, ひずみ等価性の仮説を用いると,

$$f = \left(\frac{1}{2} \frac{s_{ij}}{1-D} \frac{s_{ij}}{1-D} \right)^{1/2} = \frac{\sqrt{J_2}}{1-D} \quad (3.13)$$

と表せる. ここで $J_2 = (1/2) s_{ij} s_{ij}$ は偏差応力テンソルの第2不変量である. 式(3.13)より,

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{s_{ij}}{2\sqrt{J_2}(1-D)} \quad (3.14)$$

となる.

降伏応力は, 等方的なひずみ硬化を考えれば, Eftis ら[19]の非線形加工硬化の式を参考にして,

$$\kappa = q + (\kappa_0 - q) e^{-\beta \epsilon^p} \quad (3.15)$$

と表せる. ここで ϵ^p は相当塑性ひずみ, q, β は材料定数である. 最後に式(3.10)の粘性係数 γ は $\gamma_0 (= \text{一定})$ とする.

以上より, 損傷材料に対する非弾性構成式の具体型としては, 次のように与えられる.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^i = \frac{\gamma_0}{2\phi} \left(\frac{\sqrt{J_2}}{(1-D)\{q + (\kappa_0 - q)e^{-\beta \epsilon^p}\}} - 1 \right)^{m_3} \frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2}(1-D)} \quad (3.16)$$

本研究では損傷力学を用いたスポール損傷解析の有効性を示すために, 他の手法を用いたスポール損傷解析との比較も行う. その一つとして, Perzyna や Eftis らの微視的モデルを用いた手法の他に, 浅田らの報告[21]との比較も行う. 浅田らは材料の分離を扱える1次元大変形衝撃波伝ば解析コード(差分法)を用い, ある要素で引張り応力がある一定値を超えたときに, その要素の衝撃面に対し裏側の節点が2つに分離するとしてスポール損傷問題を解析している. この手法と比較するため, 浅田らの用いた SNCM-630 鋼に対する粘塑性構成式についても述べる. 浅田らは Levy-Mises の流れ則と, Mises の

降伏条件を仮定して, 次の粘塑性構成モデルを用いた,

$$\frac{s_{xx}}{e_{xx}} = \frac{s_{yy}}{e_{yy}} = \frac{s_{zz}}{e_{zz}} = 2G \quad (3.17)$$

$$f = (s_{xx})^2 + (s_{yy})^2 + (s_{zz})^2 \leq \frac{2}{3} Y_s^2 \quad (3.18)$$

$$\frac{Y_d}{Y_s} = \begin{cases} 1 & ; f < \frac{2}{3} Y_s^2 \\ 1 + \left(\frac{\dot{\epsilon}^p}{C_D} \right)^{1/n_D} & ; f = \frac{2}{3} Y_s^2 \end{cases} \quad (3.19)$$

ここで, s_{xx}, s_{yy}, s_{zz} は x, y, z 方向の偏差応力成分, Y_s と Y_d は静的降伏応力と動的降伏応力である. また, C_D, n_D は動的材料定数である. このモデルに損傷力学を導入するためには, 単に各応力成分をその有効応力成分で置き換えればよい.

3.4 場の方程式

質量保存則, 運動方程式, エネルギー保存則はそれぞれ以下のように与えられる.

$$\dot{\rho} + (\rho \dot{u}_i)_{,i} = 0 \quad (3.20)$$

$$\rho \ddot{u}_i = \sigma_{ij,j} \quad (3.21)$$

$$\rho \dot{e} = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} \quad (3.22)$$

ここで u_i は変位であり, $(\dot{\quad})$ は時間に関する微分を, $(\quad)_{,i}$ は座標 x_i に関する微分を表す. また, 運動方程式中では物体力の効果を見捨てることとし, エネルギー保存則では現象の進行時間が短く, 熱の移動がないと考え, 外部仕事すべて熱に変わると仮定している. ただし, 厳密には分布微小空けきの生成に伴い表面生成によるエネルギー散逸を考慮する必要があるため, 4.2節においてこの問題を検討する.

スポール損傷においては局所的な温度上昇が生じる. このためその効果を定性的に検討するため, 材料中の温度変化を内部エネルギー密度の変化によって,

$$\dot{e} = C_V \dot{\Theta} \quad (3.23)$$

のように表す. ここで C_V は定容比熱である.

3.5 解析方法

3.5.1 基礎関係式と数値解析方法

以上導いた基礎式を要約すると, 損傷発展式には式(2.66), 弾性構成式には式(3.2), (3.4), (3.7)を適用する. 粘塑性構成式としては, 材料が OFHC 銅の場合は式(3.16)を, 材料が

SNCM-630 鋼の場合は式(3.17)~(3.19)を用いる。

次に、本論文における解析方法について説明する。解析は、3次元動的差分コード MANJUSRI-3D (CRC 総合研究所) [85]のユーザールーチンに前述の関係式を組み込んで行う。このプログラムの特徴は、1) 陽解法による差分法を用いていること、2) Updated-Lagrange 法に基づき、有限変形を解析できること、3) 2つの物体の衝突を解析できること、4) 熱の効果を考慮できること、などが挙げられる。解析手法の詳細については省略するが、非弾性構成式の組み込みに関しては radial-return 法[86]を用いて、相当塑性ひずみ速度で評価している。

3.5.2 人工粘性および破壊要素の取扱い

衝撃波は応力の急激な変化を引き起こすため不連続性を持っており、差分要素解析において不安定になる可能性がある。本研究で用いた解析プログラムでは、急激な圧縮によって要素が圧壊するのを防止するために、材料の特性として人工粘性を導入している[87]。人工粘性力は、付加される圧力波の先頭での振動を抑える一次の項と、衝撃波後方の振動を抑える二次の項から、

$$q = \max[0, -\rho L |\dot{\epsilon}_v| (C_Q L |\dot{\epsilon}_v| + C_L c)] \quad (3.24)$$

のように構成し、静水圧力 p の構成式に付け加える。ここで C_L , C_Q はそれぞれ一次、二次の項に対する粘性パラメータであり、本研究での解析では、 $C_L = 0.1$, $C_Q = 4.0$ としている。また c は応力波の伝ば速度であり、 $L = \sqrt[3]{V}$ で V は要素の体積を表す。

また、損傷変数 D がその破壊に対する臨界値 D_{cr} を超えたとき破壊したとみなし、破壊した要素中の弾性係数および応力を 0 としている。

3.6 Curran らの平板衝突実験に対する一次元解析

3.6.1 解析モデルおよび初期・境界条件

以上で展開した損傷力学に基づくスポール損傷解析方法の有効性を検討するため、これを最初に Curran らのスポール損傷実験[12]に適用する。Curran らは図 3.3(a)のような厚さ 0.6 mm の OFHC 銅の円形飛翔板を、厚さ 1.6 mm の OFHC 銅の円形標的板に 160 m/s の速度で衝突させ、損傷した標的板の顕微鏡観察から損傷分布を空洞体積率で定量化した。荷重条件に関しては、ここでは取扱いを簡単にするため 1次元解析を行い、図 3.3(b)のように衝撃負荷を標的材料に一定時間 $t = 0.30 \mu\text{s}$ 、一定応力 $\sigma_{xx} = -2900 \text{ MPa}$ を負荷する荷重で置き換えた。この応力の大きさおよびその持続期間は、あらかじめ行った二体衝突解析結果の入射応力波形を模擬できるように決定した。なお 1次元解析においては、

飛翔板および標的板の直径はそれぞれの厚さに比べ十分大きな値であると仮定し、そのため解析において円板側面からの反射波の影響は無視し、円板の半径方向の変位成分 u_r を 0 とし、軸方向の変位 u_x だけを考慮する。差分要素の取り方に関しては、標的板 $x = 0 \sim 1.6 \text{ mm}$ の領域を 100 個に分割した。また、材料の初期温度は 300 K とし、OFHC 銅の材料定数は文献[8, 19, 60, 84]を参考に表 3.1~3.3 に示す値を用いた。なお結果に示す時刻は衝突の瞬間を $t = 0$ としたものであり、応力は圧縮を正として示す。

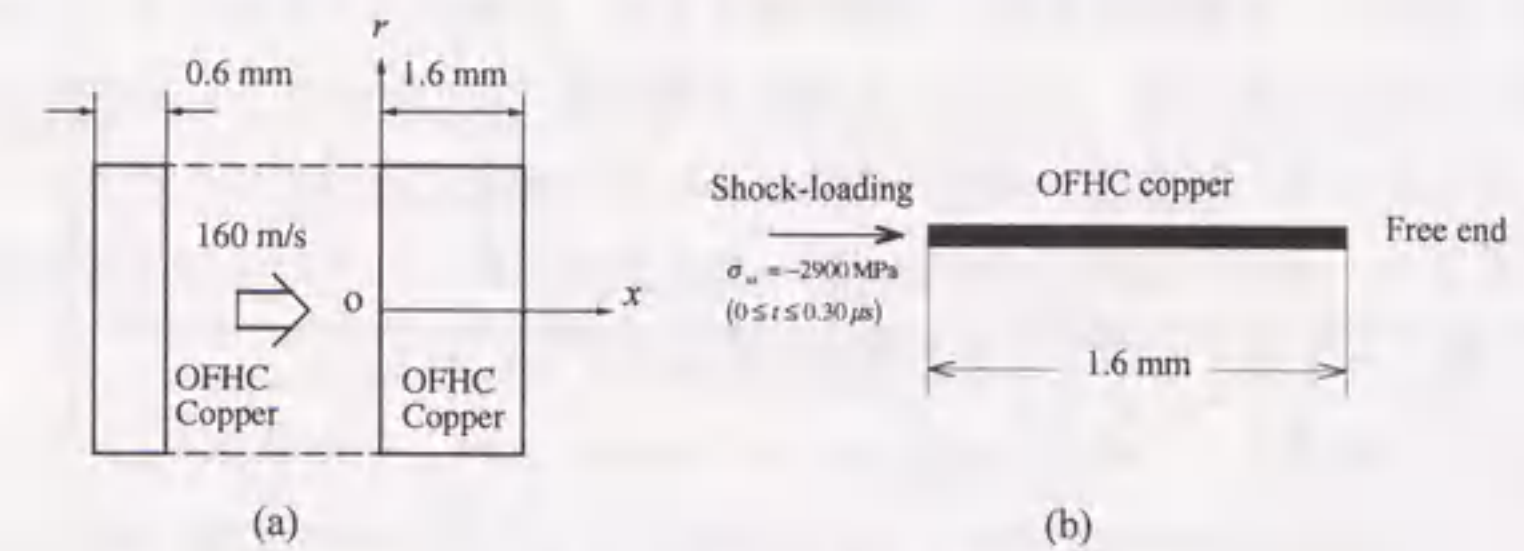


図 3.3 板衝撃の解析モデル

表 3.1 OFHC 銅の損傷発展式の材料定数と定容比熱[8, 60]

σ_D (MPa)	S (MPa)	q_D	D_{cr}	C_V (J/kg·K)
1800	445	0.7	0.85	3.942×10^2

表 3.2 OFHC 銅の弾性構成式の材料定数[19]

ρ_0 (kg/m ³)	K (GPa)	G (GPa)	E (GPa)	ν
8924	111.8	48.4	114	0.33
c_0 (m/s)	s	Γ		
3901	1.99	1.51		

表 3.3 OFHC 銅の非弾性構成式の材料定数[19, 83]

γ_0 (s ⁻¹)	I_2^s (s ⁻¹)	m_3	m_4	q (MPa)	β	κ_0 (MPa)
337	1.0×10^{-4}	2	0.5	125	6.14	9.31

3.6.2 解析結果

はじめに図 3.4 には、標的板軸上における軸方向の応力 σ_{xx} の分布の時間的変化を示す。弾性応力波の伝ば速度は約 $4.8 \text{ mm}/\mu\text{s}$ であり、したがって応力波は材料中を約 $0.67 \mu\text{s}$ で 1 往復する。図 3.4 から、材料中の圧縮応力は時間の経過と共に軸方向に伝ばしていく様子がわかる。応力波形は、まず約 300 MPa の弾性波が立上り、続いて大きな塑性波が立上がる。応力がほぼ 300 MPa 以下の弾性波の領域は時間とともに大きくなるが、これ

は伝ば速度が塑性波のそれよりも速く、時間が経過するにしたがい、伝ば距離に差がでるためである。 $t = 0.4 \mu\text{s}$ の応力波形において、 $x = 1.3 \text{ mm}$ から 1.5 mm で応力が 2600 MPa となっている。これは、この時刻では弾性波先端が既に標的板の裏面、すなわち自由端に到達しており、反射して引張りとなった応力波がこの部分の圧縮波を打消しているためである。

次に図 3.5 はその後、 $t = 0.45 \mu\text{s}$ から $0.55 \mu\text{s}$ の各時刻における応力分布を示す。標的板の裏面に到達した圧縮波は反射し引張り波となり、圧縮応力と打消し合うことにより応力値は 0 に近づいている。すなわち圧縮応力領域は、この図のように時間の経過と共に小さくなっていく。理想的な弾性波の場合にはある瞬間においてあらゆるところで応力が 0 となるが、実際の材料中では弾性波と塑性波が存在し、その伝ば速度が異なるため図 3.5 に見られるような応力分布の履歴になると考えられる。

さらに時間の経過した、時刻 $t = 0.57 \mu\text{s}$ から $0.62 \mu\text{s}$ の応力分布を図 3.6 に示す。時刻 $t = 0.55 \mu\text{s}$ で応力値はあらゆる部分で 0 に近い値であったが、その直後、時刻 $t = 0.57 \mu\text{s}$ において $x = 1.0 \text{ mm}$ 付近に局所的な大きな引張り応力を生じ、引張り領域は広がっていく。図 3.7 はこの期間の損傷分布の変化を示す。この図のように損傷は、引張り応力発生後、時間とともに急激に進行し、時刻 $t = 0.62 \mu\text{s}$ において $x = 1.0 \text{ mm}$ 付近で最終的破断状態である $D = 1.0$ に至る。これをスポール面とみなすことができる。この結果は Curran らの実験結果とほぼ一致している。このときこの部分の応力は、緩和され 0 になる。

図 3.8 には $t = 0.57 \mu\text{s}$ から $0.62 \mu\text{s}$ の温度分布の時間変化を示す。温度も損傷発展と

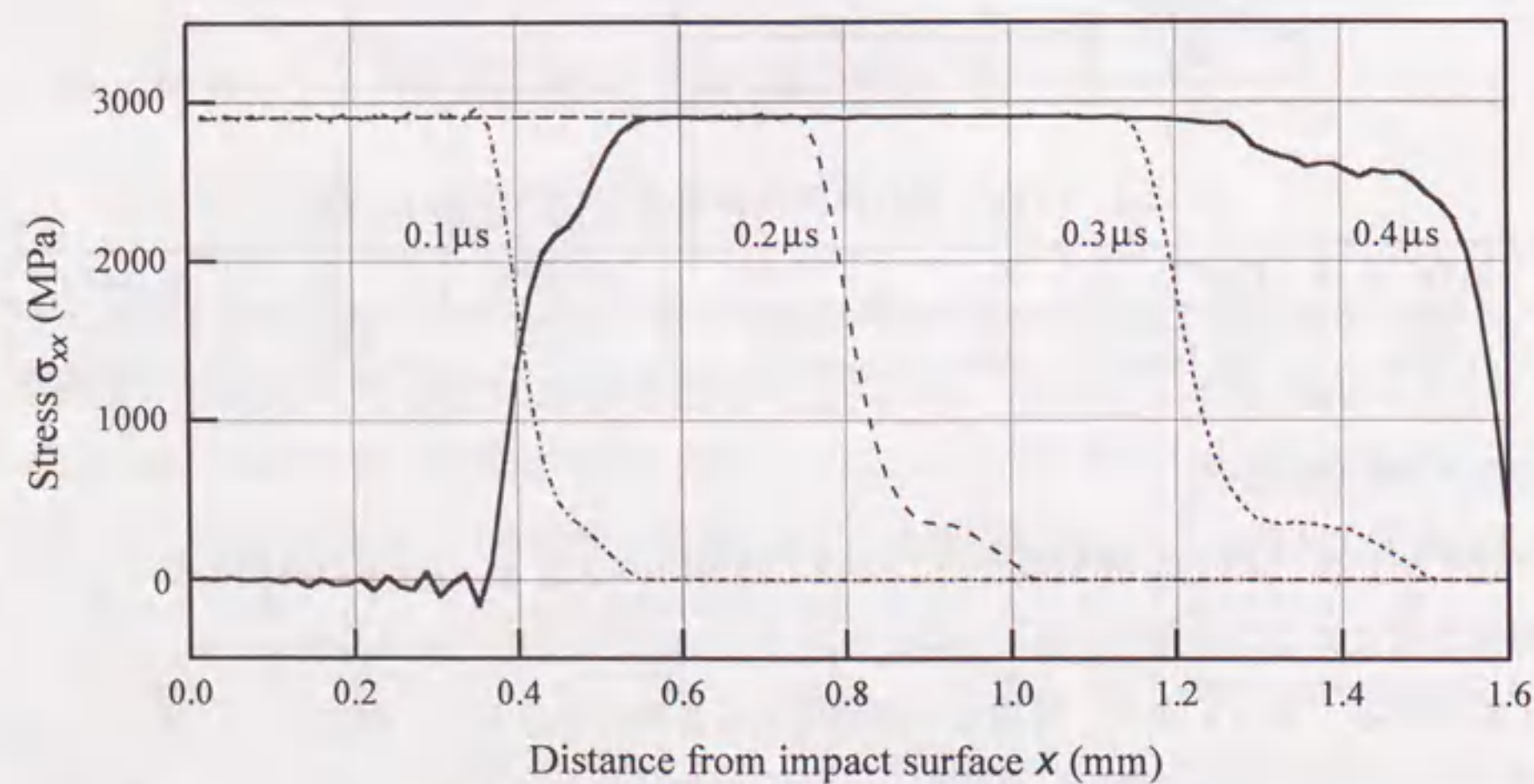


図 3.4 標的板内の応力分布の推移 ($t = 0.1 \mu\text{s} \sim 0.4 \mu\text{s}$)

もに上昇する。 $t = 0.62 \mu\text{s}$ において $x = 1.0 \text{ mm}$ 付近で約 45°C 、局所的に上昇している。この部分に大きな応力が作用し、著しい変形が生じている結果であると考えられる。

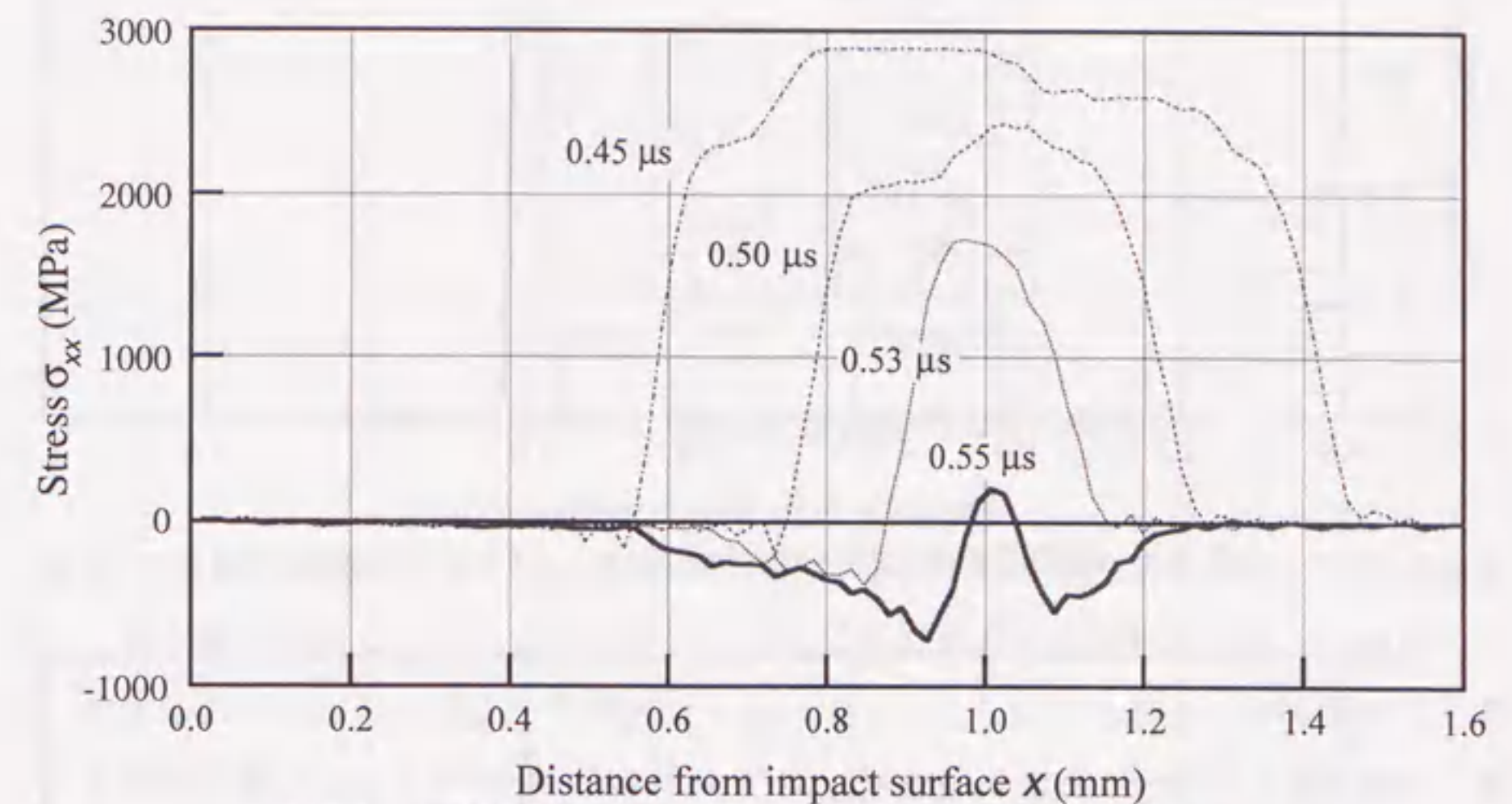


図 3.5 標的板内の応力分布の推移 ($t = 0.45 \mu\text{s} \sim 0.55 \mu\text{s}$)

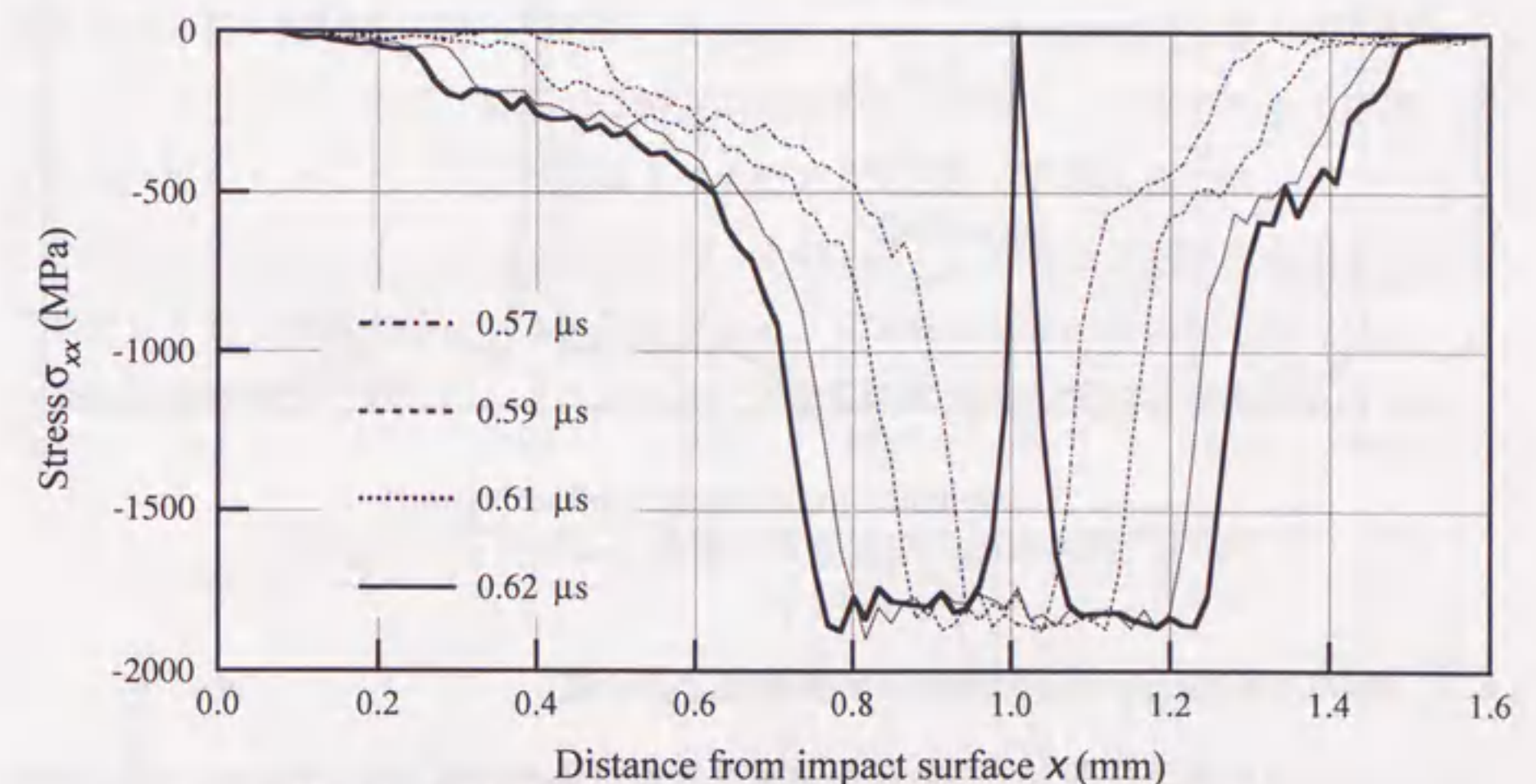


図 3.6 標的板内の応力分布の推移 ($t = 0.57 \mu\text{s} \sim 0.62 \mu\text{s}$)

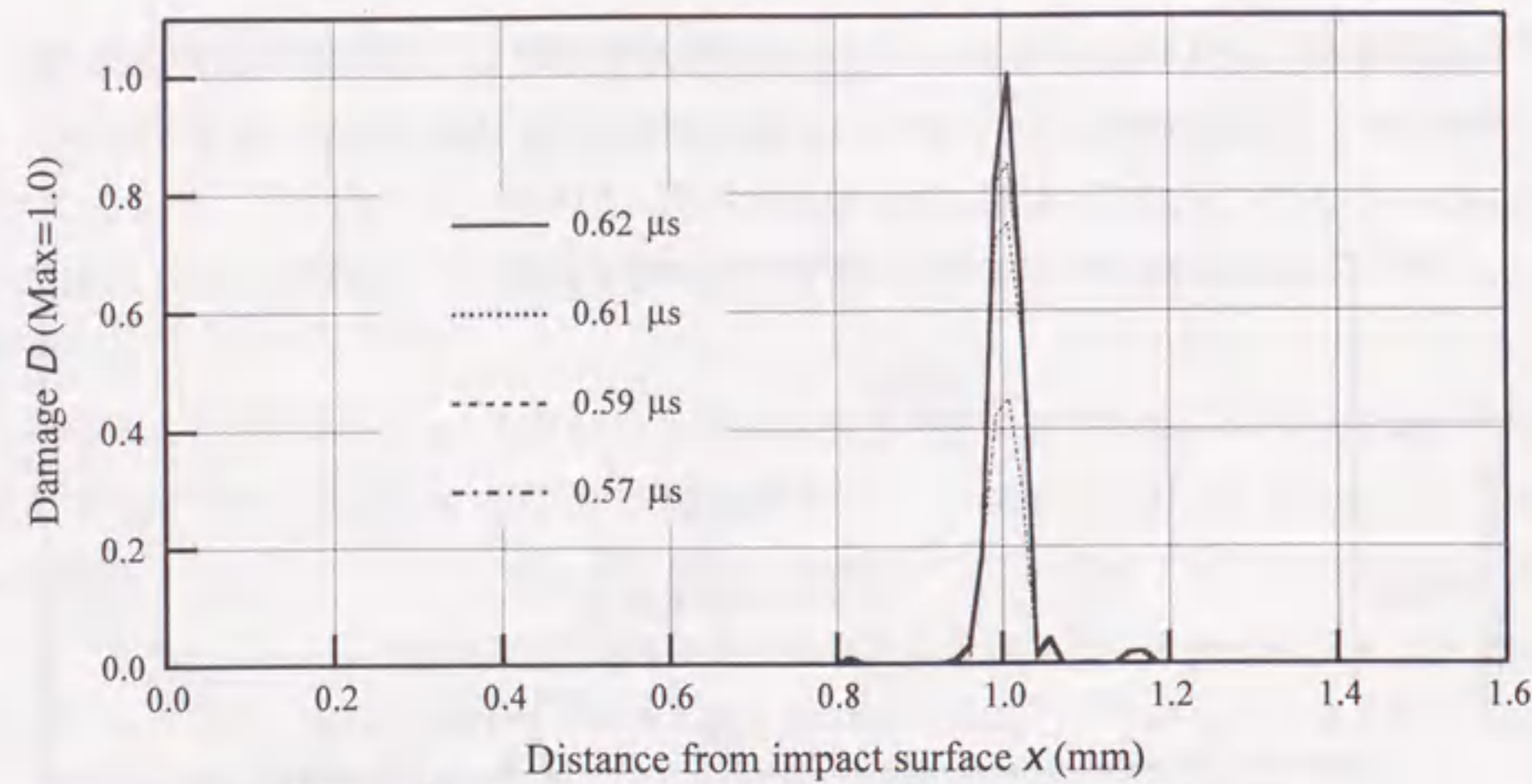


図 3.7 標的板内の損傷分布の推移 ($t = 0.57 \mu\text{s} \sim 0.62 \mu\text{s}$)

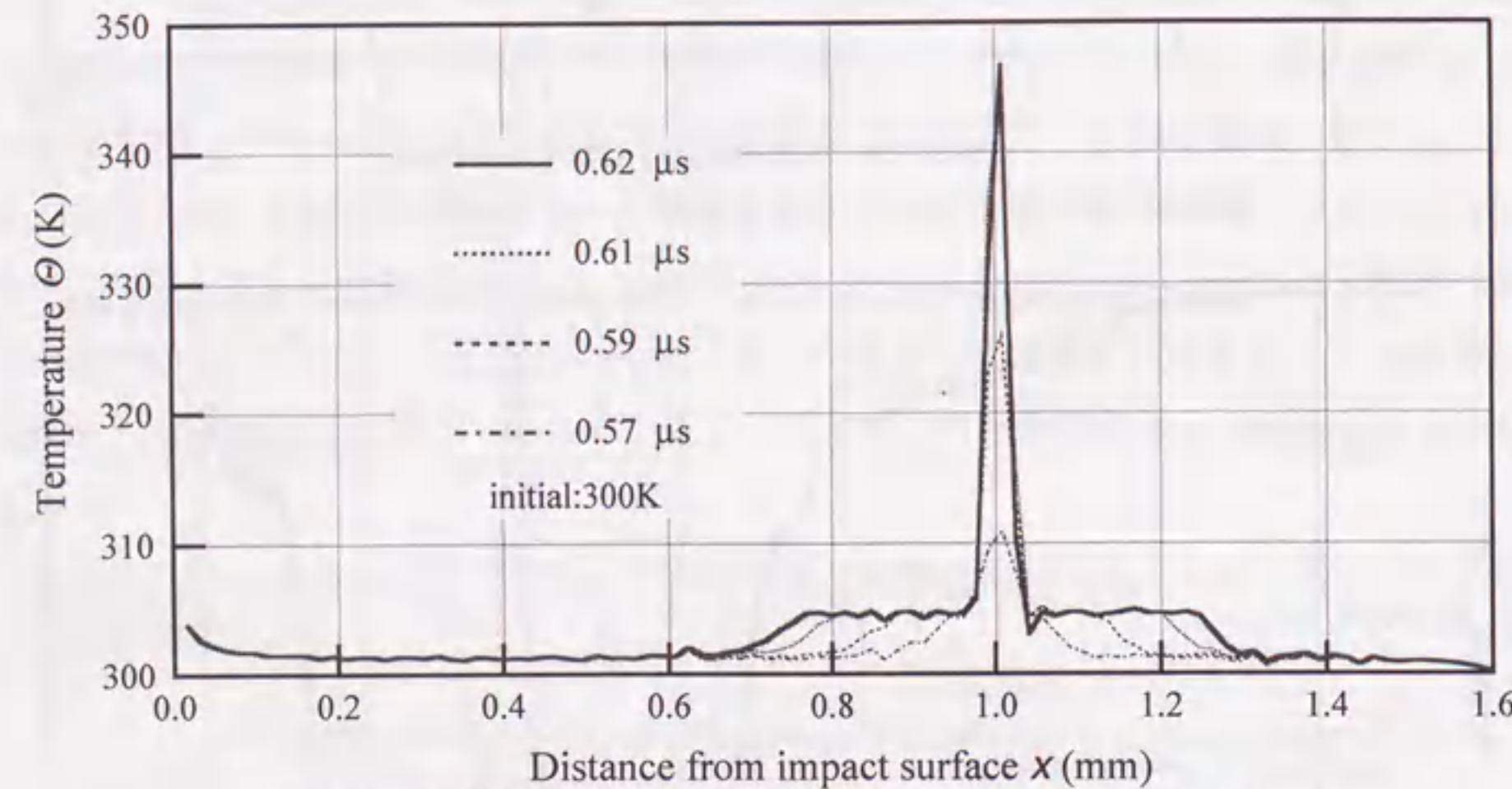


図 3.8 標的板内の温度分布の推移 ($t = 0.57 \mu\text{s} \sim 0.62 \mu\text{s}$)

3.6.3 PMMA 緩衝材中の応力履歴の実験結果との比較

次に、応力波の履歴に関して本解析の結果を実験結果と比較する。Curran ら[12]の実験では、材料中の所定の位置における応力の時間履歴の様子を検討するため、図 3.9 に示すように、標的板裏面に接して緩衝材 PMMA (polymethylmethacrylate) を置き、その内部にマンガニン線のひずみゲージを埋込んで標的材から伝ばしてくる応力波を計測している。本研究ではさらに、この結果と比較するため、PMMA をモデル化し、解析を行った。ここで PMMA は解析する現象時間 $t = 1.2 \mu\text{s}$ において自由端からの反射波の影響を受けない十分な厚さとして、1.6 mm とした。PMMA の材料定数としては以下に示す値[19]を用いた。

表 3.4 PMMA の材料定数[19]

ρ (kg/m ³)	K (MPa)	ν	c_0 (m/s)	Γ	s
1185	8150	0.396	2430	2.5	1.0

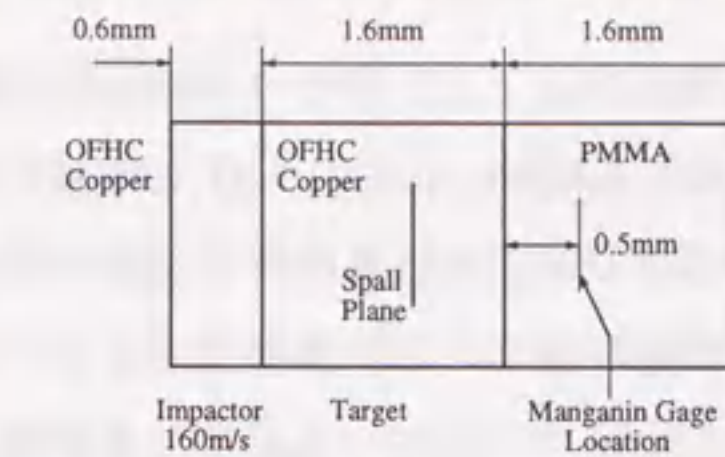


図 3.9 標的板と PMMA 緩衝材の解析モデル

図 3.10 は標的裏面から 0.5 mm の位置の要素の応力時間履歴の解析結果と実験結果を示す。応力波が到着し、立上がる時刻については解析結果と実験結果は良く合っているが、最大応力の値は解析結果の方が大きくなっている。これは Johnson の解析[8]にも見られる傾向であって、その原因は実験あるいは、PMMA の構成式にあると思われる。最大応力とその後の極小値の差はスポール応力に関する量であるが、極小値の値は実験結果と良く合っている。二つ目のピークの値については解析結果が大きな値を示している。このことに関しては、解析では軸方向変位のみを考慮し、半径方向および周方向の変位を拘束しているが、実際の現象では半径方向の変位も存在するため、エネルギー散逸を少なく見積もっている可能性がある。その他にも、損傷発展式または構成式において考慮していない要因が存在する可能性がある。全体的な現象の時間的な変化は良く合っており、本解析は定性的に、また部分的には定量的に実際の現象を表現できている。

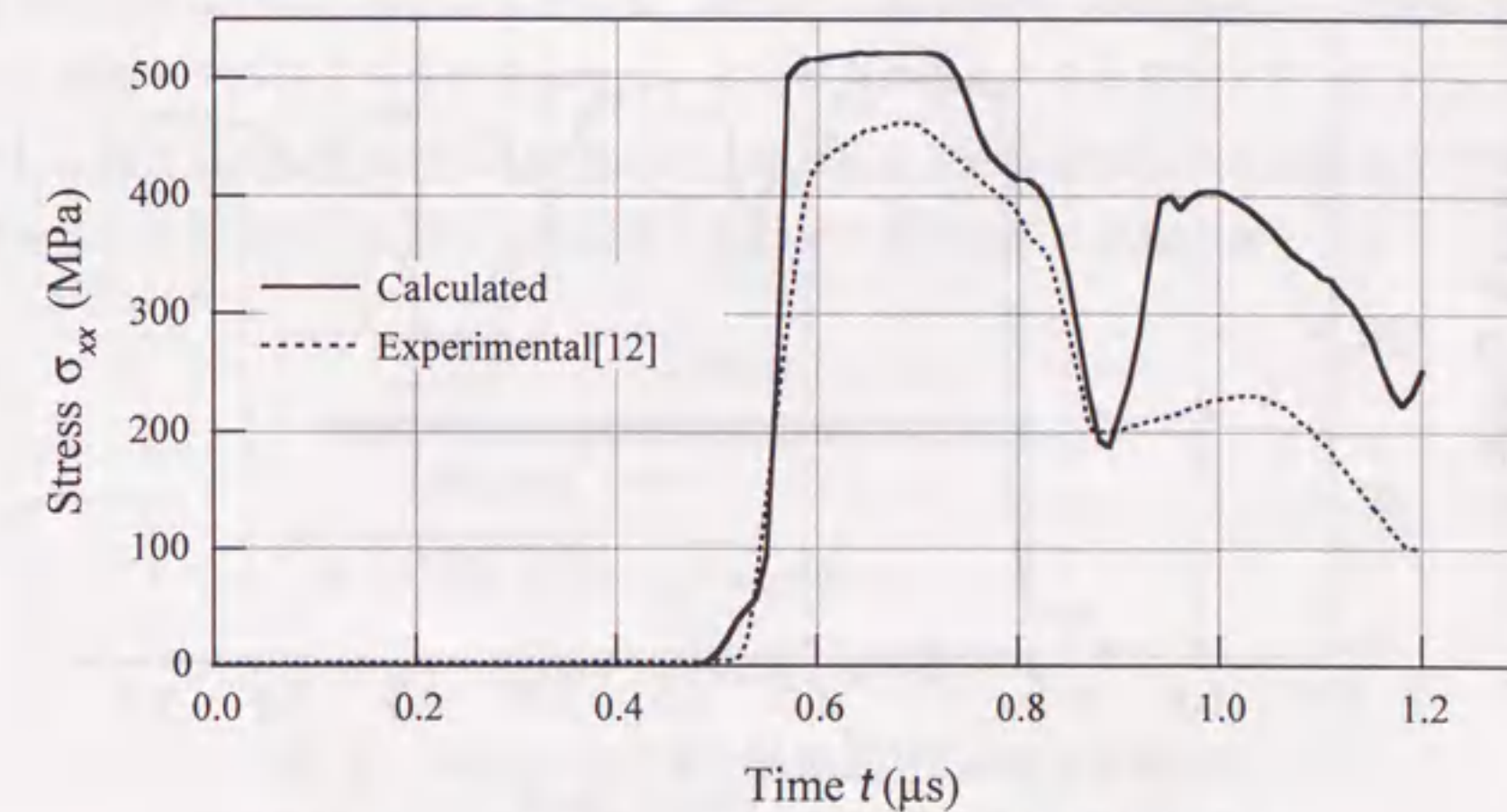


図 3.10 PMMA 内 ($x = 2.1 \text{ mm}$) における応力の履歴

3.7 標的板裏面粒子速度履歴の実験結果との比較

3.7.1 解析モデルおよび初期・境界条件

続いて本解析方法の第二の適用例として、厚さ 2 mm の円形飛翔板を厚さ 9 mm の円形標的板に 185 m/s で衝突させた Ranjendran ら[13, 17]の実験の解析を行う。材料は前節と同じく OFHC 銅である。実験では標的板裏面粒子速度の履歴をレーザー速度干渉計 (VISAR)で計測しその結果が報告されている。解析方法は 3.6 節と同様に、標的板を 500 の差分要素に分割し、3300 MPa の応力を 1.0 μ s 加える荷重条件で置換えて解析を行った。

3.7.2 解析結果

この計算においても応力、損傷ならびに温度分布の解析結果を得たが、その傾向は図 3.4~3.8 とほぼ同様であるのでここでは省略する。

はじめに標的板裏面粒子速度の履歴の解析結果を実験結果と比較すると、図 3.11 のようになる。応力波が到来し、立上がる時刻は解析結果と実験結果はよく合っている。粒子速度の最大値もよくあっており、スポール・プルバック速度もほぼ同じ値を示している。二つ目以降の波形については、解析結果の方が大きい値を示している。これは解析の拘束条件が実際の現象よりも厳しく、エネルギーの散逸が少ないためか、あるいは構成式または損傷発展式に問題があると考えられる。しかし現象の時間的な変化の様子はよく合っており、解析は実際の現象をほぼ定量的に表現できていると言える。

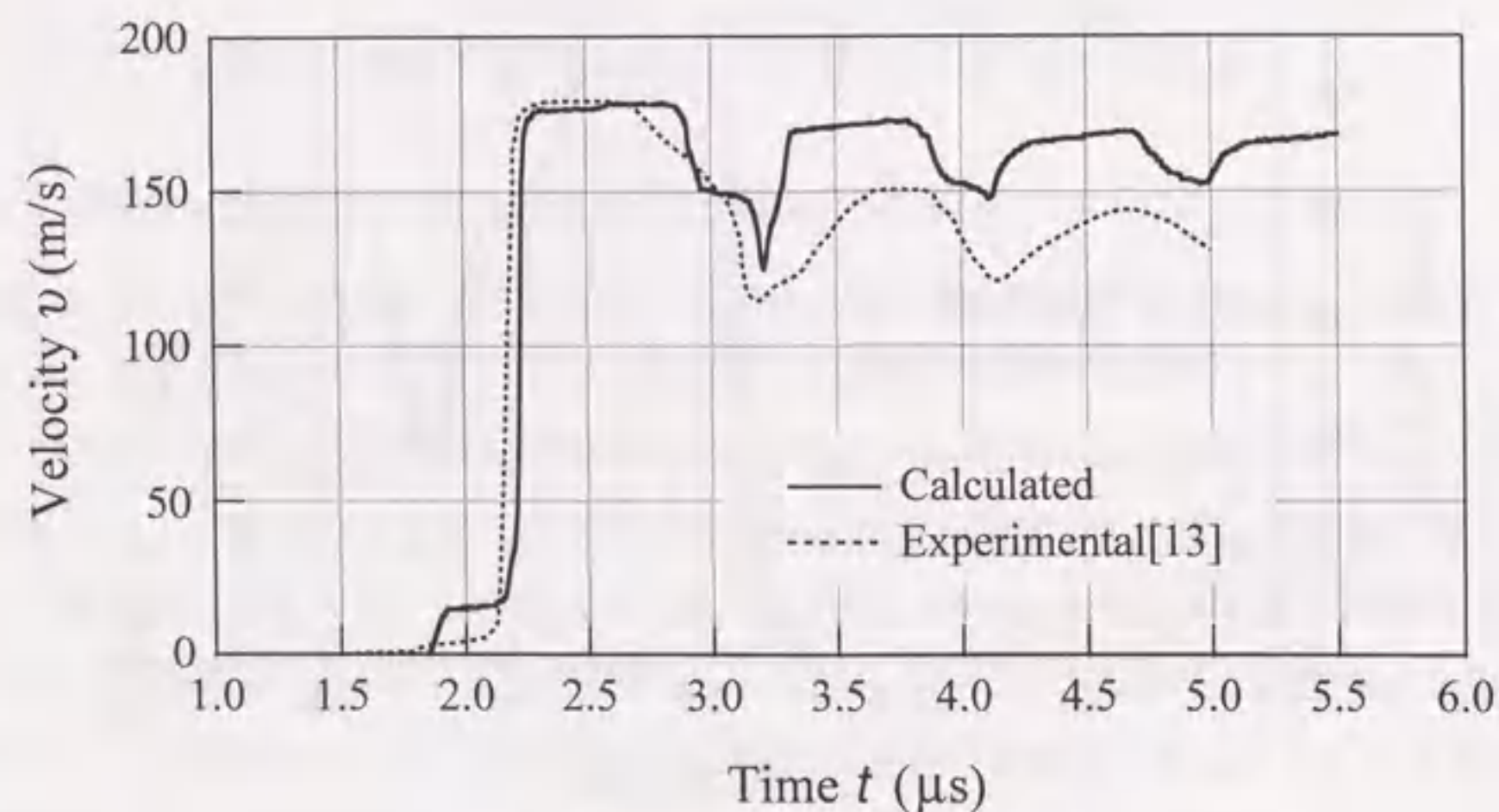


図 3.11 標的板裏面粒子速度の履歴

3.8 浅田らの平板衝突実験に対する一次元解析

3.8.1 解析モデルおよび初期・境界条件

浅田ら[21]は SNCM-630 鋼に対し、3.3 節で述べた構成式 (例えば、損傷発展式は式(2.66)、弾性構成式には式(3.2), (3.4), (3.7), 粘塑性構成式は式(3.17)~(3.19)) と臨界応力値による破壊条件を用い板衝撃試験の 1 次元解析を行った。本解析方法の第三の適用例として、その解析結果のうち標的裏面粒子速度の履歴について本解析の結果と比較する。浅田らの解析では飛翔板 (板厚 5.05 mm) を 10 層、標的板 (板厚 10.05 mm) を 20 層に等分割し、スポール応力 $\sigma_s = 3600$ MPa に達すると破壊したとみなし、また破壊条件を満足した要素に対しては、その衝撃面に対して裏側にあたる節点を二つに分離するようモデル化している。これに対し、本研究でも飛翔板を 10 等分割、標的板を 20 等分割し、損傷変数 D が 0.85 に達した要素の応力と弾性係数を 0 にしている。解析は飛翔板を標的板に 447 m/s で衝突させる二体衝突法により行い、初期値・境界値条件は図 3.12 のように与えた。また、材料の初期温度は 300 K とし、SNCM-630 鋼の材料定数は文献[21]を参考に表 3.4~3.6 に示す値を用いた。図 3.13 にはこの構成モデルによる損傷が生じない場合の応力-ひずみ線図を示した。なお前節と同じく、結果に示す時刻は衝突の瞬間を $t=0$ としたものであり、応力は圧縮を正として示す。

3.8.2 解析結果

解析結果の実験結果および浅田らの解析結果との比較を図 3.14 (a), (b) に示す。図 3.14 (a), (b)とも、応力波の到達時間および立ち上がり時の応力履歴については、解析結果は実験結果をあまりよく記述しておらず、応力波の到達時間は実験結果より 0.5 μ s 早い。これは損傷モデルによるものではなく、差分要素の粗さによる誤差と考えられる。このため、これとは別に飛翔板を 150 等分割、標的板を 300 等分割した差分要素モデルによる解析も行ったが、この解析では両者の応力波の到達時間は実験結果と一致した。

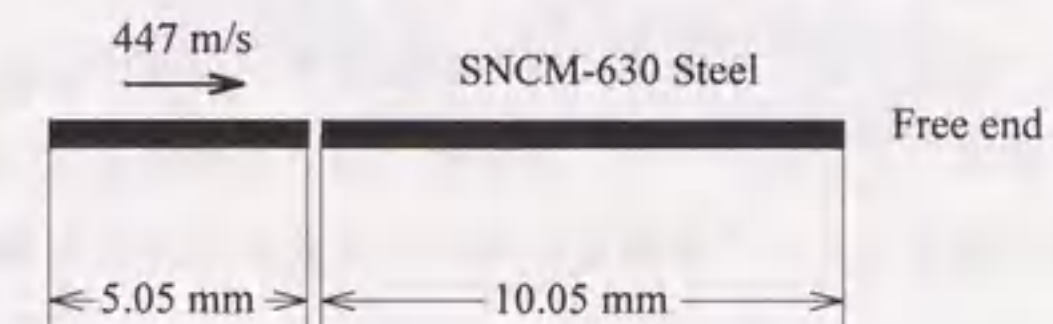


図 3.12 初期値・境界値条件

表 3.4 SNCM-630 鋼の損傷発展式の材料定数[21]

σ_D (MPa)	S (MPa)	q_D	D_{cr}
3600	0.140	1.0	0.85

表 3.5 SNCM-630 鋼の非弾性構成式のパラメータ値[21]

E_h (GPa)	C_D (s ⁻¹)	n_D
2.41	101757	3.808

表 3.6 SNCM-630 鋼の弾性構成式のパラメータ値[21]

ρ_0 (kg/m ³)	K (GPa)	G (GPa)	E (GPa)	ν
7820	167	76.9	200	0.30
c_0 (m/s)	s	Γ		
4583	1.771	1.69		

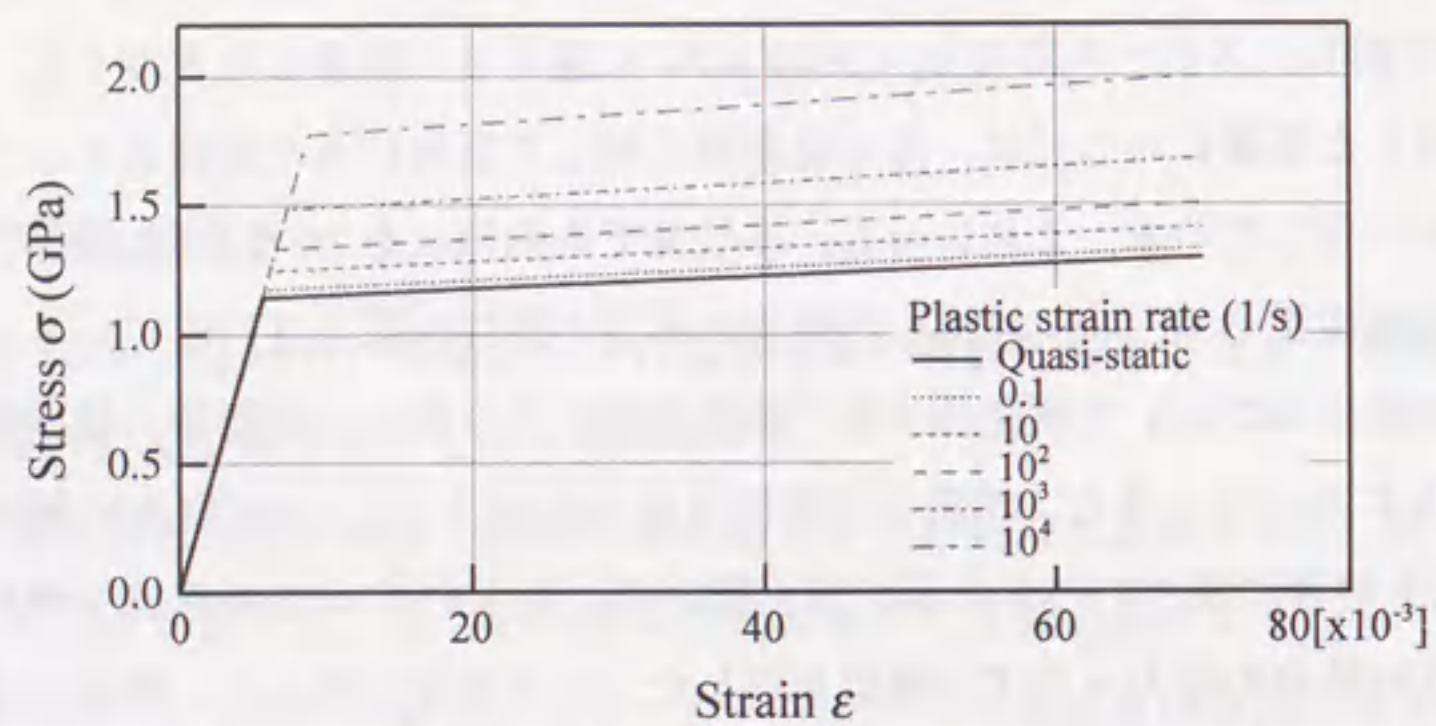
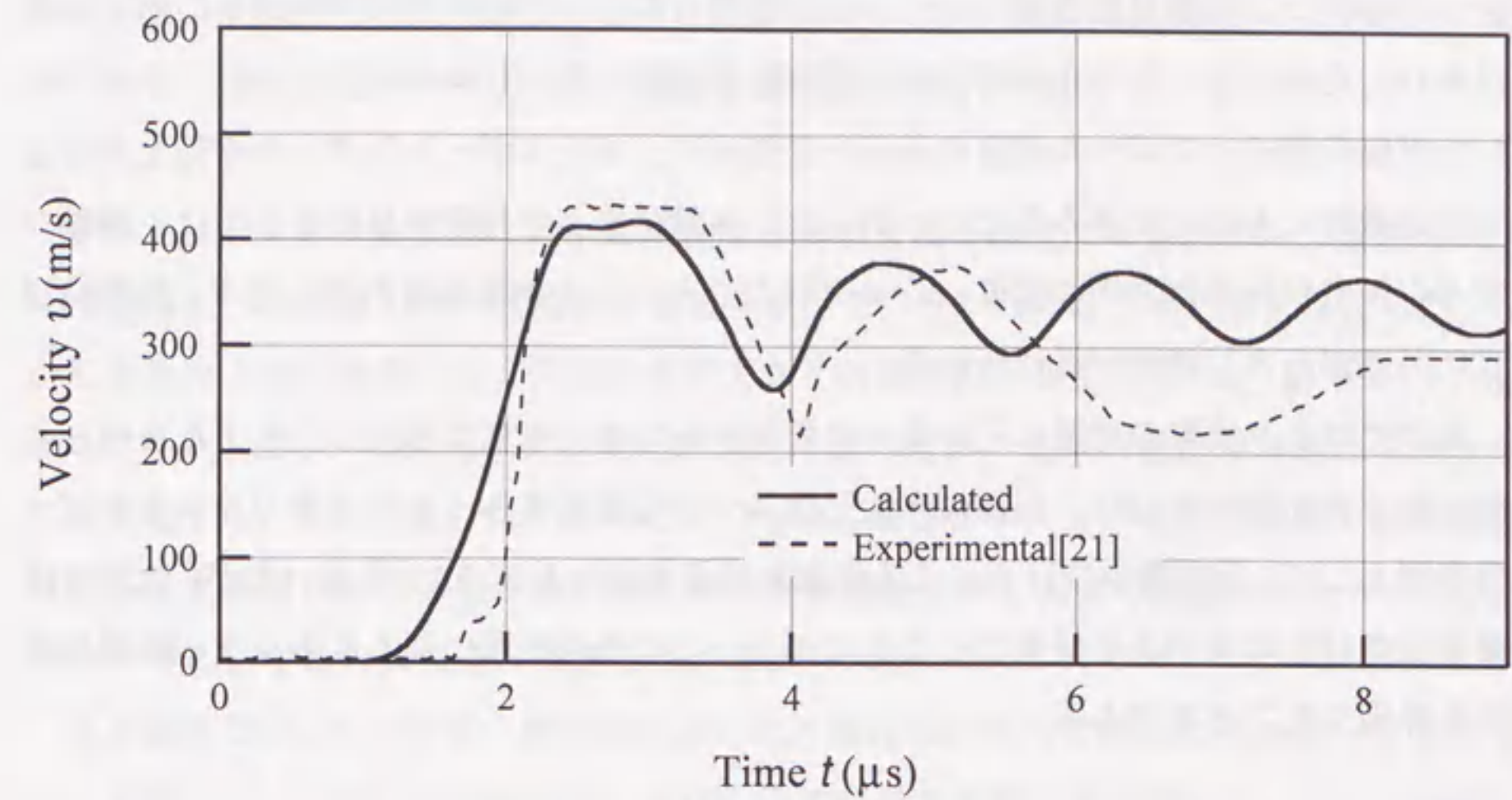
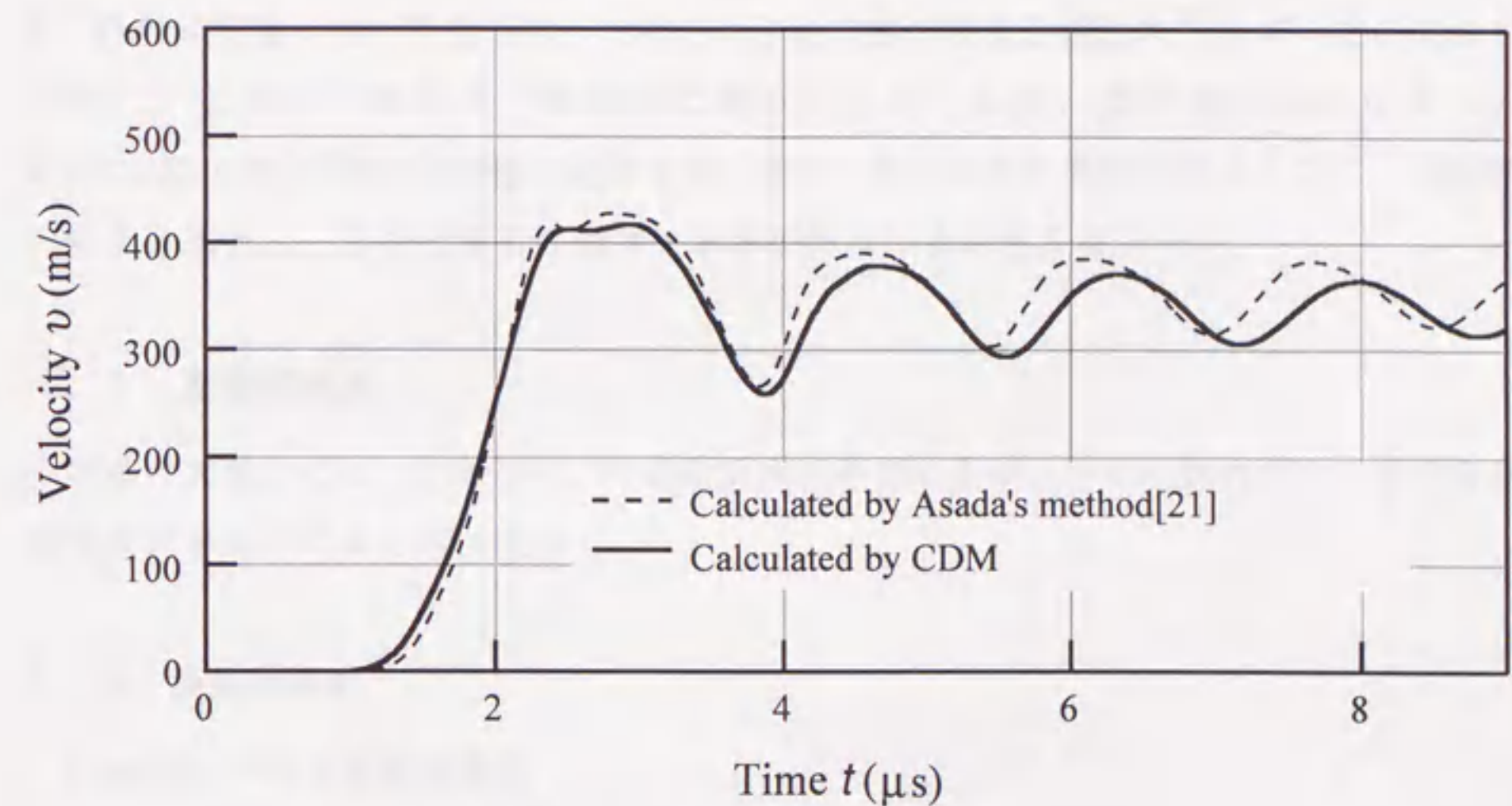


図 3.13 応力-ひずみ線図[21]

浅田らの方法と損傷力学を用いた解析の違いに関しては、図 3.14 (a), (b) からわかるように、本解析結果は浅田らの解析結果と同程度にスポール損傷の実験結果を定性的に記述できている。またスポールシグナル発生以降、スポール面での損傷発達にともない応力緩和が進行すると考えられるが、浅田らの方法ではこの現象は表現できない。さらに、浅田らの解析で用いている破壊条件はひずみと圧力によって規定され、スポール損傷だけでなくプラグ破壊や侵徹破壊にも適用することを目的としているが、損傷の発達については考慮していない。このため一度の応力波の干渉による大きな引張応力の発生では破壊しないで、何回もの干渉により損傷が発達し破壊に至るような場合は記述できない。また、スポール損傷の他にも同時に別の破壊機構が存在する場合についても損傷における相乗効果を表現できない。一方、本解析で用いた損傷力学ではこのような解析が可能であり、損傷の発達していく過程を表現できるという点でも優れていると考えられる。



(a) 解析結果と実験結果



(b) 解析結果と浅田らの解析結果[21]

図 3.14 標的板表面粒子速度の履歴

3.9 本章のまとめ

本章では、高速衝撃問題における損傷材料の構成式について議論するとともに、前章で議論した損傷発展式をその他の基礎関係式とともに動的差分コードに組入れることにより、平板衝突問題の1次元解析を行った。また、その結果から圧縮応力波の伝ば・反

射・干渉による損傷発展機構を明らかにするとともに、比較できる実験結果のある場合はそれと比較することで本解析方法の妥当性を検討した。この検討において、本章で用いた損傷発展式はスポール損傷の過程を定性的に、またスポールシグナルが発生するまでは定量的にも表現できることがわかった。実験結果との相違の原因としては、単軸ひずみの仮定から半径方向の変位 u_r を 0 としたことによる拘束条件の厳しさや、損傷発展式に問題がある可能性が挙げられる。

次章ではより実際の問題に近い条件で解析するため、本章で導入したモデルを用いて、軸対称 2 次元解析を行い、問題の 3 次元性について検討する。また本章ではエネルギー保存則として、分布微小空げきによる表面生成を無視した式(3.22)を用いたが、次章では簡単な空げきのモデルを提案することにより、この表面生成によるエネルギー散逸の影響を評価することを試みる。



第 4 章 三次元動的差分プログラムによる軸対称解析と表面生成によるエネルギー散逸効果の検討 [88]

前章では、スポール損傷に対する系統的な解析方法を確立する目的から、延性スポール損傷解析への損傷力学の適用の可能性を検討し、そのための 1 次元解析を行った。しかし前章の 1 次元解析では、円板の半径方向と円周方向の変位成分、 u_r , u_θ を 0 (σ_r , σ_θ は 0 でない) とし、軸方向の変位成分だけを考慮したが、実際の標的板材料は半径方向にも変位する。そしてこの解析結果では、PMMA 緩衝材中における応力履歴と標的板裏面粒子速度履歴における値が第二波以降で実験結果よりも大きく見積られたが、その原因の一つとしてこの拘束条件の厳しさが考えられる。

また前章では、エネルギー保存則において外部仕事がすべて内部エネルギーに変化すると仮定して、スポール損傷過程における標的板の温度変化を計算した。しかし損傷が発生する場合には、外部仕事は内部エネルギーの他に、空洞やき裂等の発生・成長による表面生成エネルギーとしても散逸する。そこで本章では、これら二つの問題を解決して、さらに精度の良い解析を行うため、はじめに損傷変数と表面エネルギーとの関係を検討し、これをエネルギー保存則に組み込むとともに、動的差分法プログラム MANJUSRI-3D を軸対称問題に適用する。また、解析結果を実験結果ならびに 1 次元解析結果と比較し、1 次元解析の限界と本解析方法の有用性を検討する。

4.1 基礎関係式

本章の大部分では、前章と同一の基礎関係式を用いるが、以下の説明のため必要な基礎関係式を以下にまとめて記す。

4.1.1 損傷発展式

Lemaitre の等方損傷発展式：

$$dD = \left\langle \frac{\sigma_H - \sigma_D}{S(1-D)} \right\rangle^{qn} \frac{d\sigma_H}{S} \quad (4.1)$$

4.1.2 損傷材料に対する構成式

偏差応力成分に関する弾性構成式：

$$e_{ij}^e = \frac{1+\nu}{E} \cdot \frac{s_{ij}}{1-D} = \frac{s_{ij}}{2G(1-D)} \quad (4.2)$$

球応力成分に対する弾性構成式：

$$p = (1-D)(p_H - \Gamma \rho_0 e_H) + \Gamma \rho_0 e \quad (4.3)$$

$$p_H = \frac{\rho_0 c_0^2 \eta}{(1-s\eta)^2}, \quad e_H = \frac{p_H \eta}{2\rho_0}, \quad \eta = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} = -\varepsilon_v \quad (4.4)$$

粘塑性構成式：

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^i = \frac{\gamma_0}{2\phi} \left\langle \frac{\sqrt{J_2}}{(1-D)\{q + (\kappa_0 - q)e^{-\beta e^p}\}} - 1 \right\rangle^{m_3} \frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2}(1-D)} \quad (4.5)$$

$$\phi = \left(\frac{J_2'}{J_2'^s} - 1 \right)^{m_4}, \quad J_2' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij})^{1/2} \quad (4.6)$$

4.1.3 場の方程式

$$\text{質量保存則：} \quad \dot{\rho} + (\rho \dot{u}_i)_i = 0 \quad (4.7)$$

$$\text{運動量保存則：} \quad \rho \ddot{u}_i = \sigma_{ij,j} \quad (4.8)$$

$$\text{エネルギー保存則：} \quad \rho \dot{e} = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} \quad (4.9)$$

4.2 表面生成によるエネルギー散逸

3.4節では、エネルギー保存則(式(4.9))により、外部仕事はすべて内部エネルギーに変化すると仮定してスポール損傷過程の標的板の温度変化を計算した。しかし材料に内部損傷が生じる場合、外部仕事は材料の温度変化やひずみエネルギーに変化する以外に空洞、き裂などの生成・成長に伴い、表面エネルギーとしても散逸する。ここでは、分布微小空洞の生成に伴うエネルギー散逸を考慮するため、熱力学に基づいた考察を行う。運動する物体に対する熱力学第一法則(エネルギー保存則)により、物体の全エネルギーは内部エネルギー、運動エネルギーおよび表面エネルギーの和で表され[89]、

$$\dot{K} + \dot{E} + \dot{A} = \dot{W} + \dot{Q} \quad (4.10)$$

となる。ここで、 \dot{K} 、 \dot{E} 、 \dot{A} はそれぞれ運動エネルギー、内部エネルギーおよび表面エネルギーの時間変化率であり、さらに、 \dot{W} は外力のなす仕事率、 \dot{Q} は外部から単位時間当たり流入するエネルギー量を表す。ここでは応力波の通過時間は短く、この間変形はほとんど断熱的であるとして、 \dot{Q} を無視する。

スポール損傷に伴う分布微小空洞の生成・成長により、標的板内では新しい界面が発達し、このため表面エネルギー密度の時間変化率 \dot{A} は、

$$\dot{A} = \gamma_s \dot{A}_{void} \quad (4.11)$$

と表せる。ここで、 \dot{A}_{void} は新たに生成した界面の時間変化率である。また表面エネルギー γ_s は、材料の破壊における臨界ひずみエネルギー解放率 G_c と $G_c = 2\gamma_s$ の関係がある[89]。

式(2.54)の損傷変数 D は空洞の生成・成長による荷重負担有効面積の減少と解釈されるから、上式の界面生成速度 \dot{A}_{void} は損傷変数 D の変化率 \dot{D} と関係づけることができる。

延性材料のスポール損傷に見られる微小空洞の形状がほぼ球状であることから、この場合の微小空洞の発達と力学的特性の変化はほぼ等方と考えられる。分布空洞を平均半径 r の球で近似し、平均間隔 λ で等間隔に分布すると仮定すると、この分布空洞は図4.1のような単位セル中の球で表せる。損傷変数 D は、前述の理由から式(2.54)のように表せる。図4.1の単位セルの垂直方向に荷重が作用する場合、空洞半径 r と損傷変数 D は

$$D = \frac{\pi r^2}{\lambda^2} \quad (4.12)$$

の関係にある。したがって、単位体積中の生成表面積 a_{void} は

$$a_{void} = \frac{4\pi r^2}{\lambda^3} = \frac{4D}{\lambda} \quad (4.13)$$

と表せる。以上より、損傷発展による表面エネルギー散逸を考慮した単位体積当りのエネルギー保存則の具体形は以下のように書ける。

$$\rho \dot{e} + \frac{4\gamma_s}{\lambda} \dot{D} = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} \quad (4.14)$$

ここでの空洞のモデル化は球状空洞による有効面積の減少を、荷重方向に垂直な断面に空洞を射影したときの円の面積により評価した。

以下の節ではOFHC銅の平板衝突に対する解析を行うが、式(4.9)と(4.14)による解析結果を比較することで表面生成によるエネルギー散逸の影響を評価する。

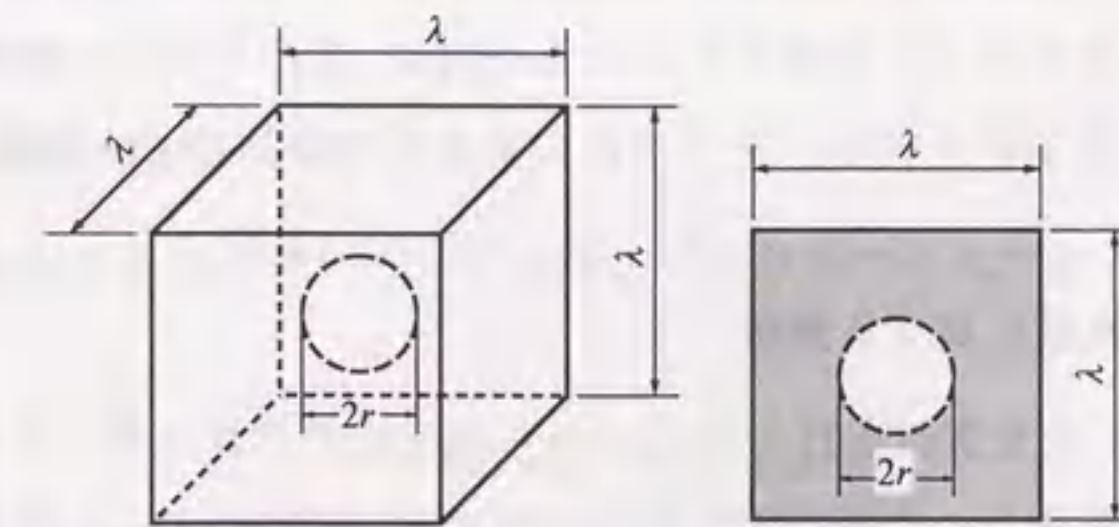


図4.1 単位セル中の微小空洞モデル

4.3 三次元問題における軸対称モデルに対する差分法の応用

通常、スポール損傷実験は円形飛翔板を円形標的板に衝突させて行う。従来のほとんどの報告では、飛翔板および標的板の半径はそれらの厚さに比べて十分大きいとし、標的板軸方向の1次元解析を行っている[5, 6, 8, 17, 19, 21-23]。しかし実際の現象では、

軸方向の応力波によって半径方向の変形が生じるだけでなく、円形標的板側面からの反射波の影響も重要である。本研究では、差分法によってこれらの効果を解析するために、KormiとDuddell[90]が有限要素法に対して開発した方法を差分法に拡張し、図4.2のような軸対称差分要素を用いる。すなわち厚さ L 、半径 R の円形標的板の一部（断面が中心角 7.5° の扇形部分）を、図4.2のように三角柱で近似して分割し、軸方向ならびに半径方向の応力波と変形を解析する。

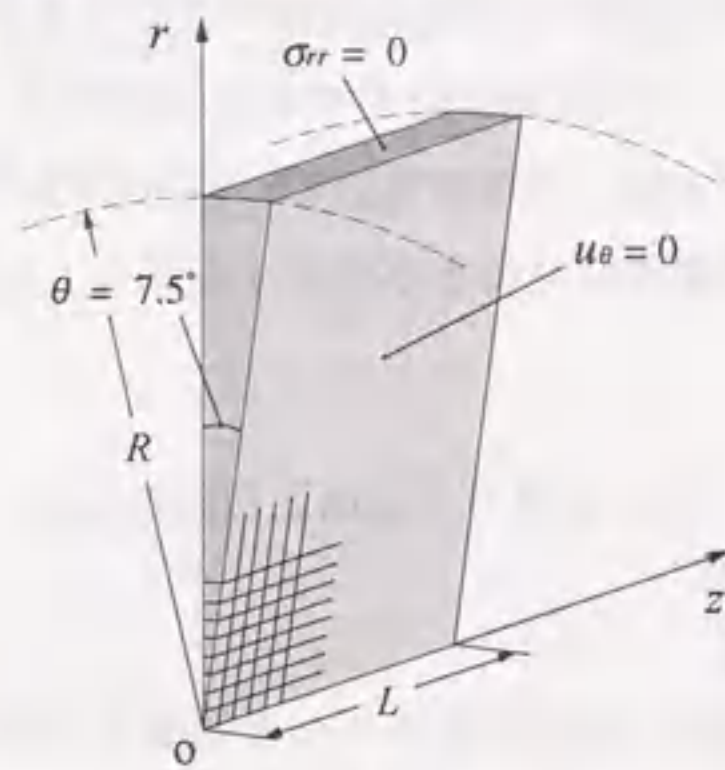


図4.2 軸対称要素モデル

4.4 平板衝突の軸対称解析

4.4.1 解析モデルおよび初期・境界条件

スポール損傷における応力、ひずみ、損傷の半径方向の分布と、変形・損傷過程に対する板側面からの反射波の影響を検討するため、前節の1次元解析に続いて、軸対称解析を行う。解析は、これまでに報告されているOFHC銅のスポール損傷実験から、以下の二つの例に対して解析を行い、それぞれの結果を実験結果と比較する。

4.4.2 Curranらの実験に対する解析

まず、3.6節で1次元解析を行ったCurranらの実験モデルに対して解析を行う。文献[12]では標的板と飛翔板の直径は示されていないが、他のスポール損傷実験を参考にしてこれを厚さの4倍の6.4 mmとし、飛翔板の直径も6.4 mmとした。解析に際しては、図4.3の円形飛翔体と円形標的板を、図4.2のような境界条件のもとで飛翔板を 40×100 、標的板を 100×100 の要素に分割して二体衝突の解析を行った。

3.6節の1次元解析では軸方向垂直応力 σ_{zz} の分布を調べたが、軸対称解析の場合、多軸変位成分を考える必要があり、二体衝突問題として解析しなければならない。このため本章では、数値解析手法に起因する応力波のじょう乱がいくらか生じたが、一部の

解析を除いて問題を二体衝突問題として解いた。3.6節と同様に、材料の初期温度は300 Kとし、OFHC銅の材料定数は表3.1～3.3に示す値を用いた。ただし、表3.1の損傷発展のしきい値については1次元解析における1800 MPaよりも小さな1400 MPaとした。この値は、後述のように解析結果と実験結果を比べて決定したが、これはスポール面の発生する時刻と損傷による表面生成で散逸する熱量に影響を与える。具体的には、この値が小さいほどスポール面が発生する時刻が早くなり、そのため変形が抑えられるので全過程を通じてスポール面近傍で発生する熱量が小さくなる。また式(4.14)の平均空洞間隔 λ の値については、Curranらの観察結果を参考にした。すなわち文献[12]では、OFHC銅を対象として、板衝撃実験後の標的板内のボイド分布の観察結果が報告されているが、そこで測定されたボイド半径の大きさを参考にして λ を一つの差分要素の軸方向長さにとる。以下に表面エネルギー[91, 92]とともに示す。

$$\lambda = 0.016 \text{ mm}, \gamma_s = 1.65 \text{ J/m}^2 \quad (4.15)$$

またこの軸対称解析では、二体衝突問題としての取扱いのほかに、1次元解析の場合と同様、標的板の一端に一樣応力による衝撃荷重を加える解析も行った。しかしこの解析法では、要素数はかなり減るものの二体衝突問題としての解析よりも応力波のじょう乱が激しくなるので、中心軸上における結果だけが必要な場合に限った。このじょう乱が激しくなる原因としては、平板どうしの衝突問題では、衝撃面は二体衝突問題として解くよりも、一樣荷重を加える場合の方が変形が著しく、特に周縁部において大きな変形が起こり境界条件を複雑にするためと考えられる。ただし、厚さに比べ半径が十分に大きい場合、中心軸付近に限れば両者の角点からの影響は少なくなることから、二体衝突問題に代用できるものと考えられる。また以下の説明では $z=0$ が衝撃面を、 $r=0$ が中心軸を表す。

4.4.3 解析結果の検討

この解析においても中心軸付近では単軸ひずみ状態で近似でき、応力、損傷ならびに

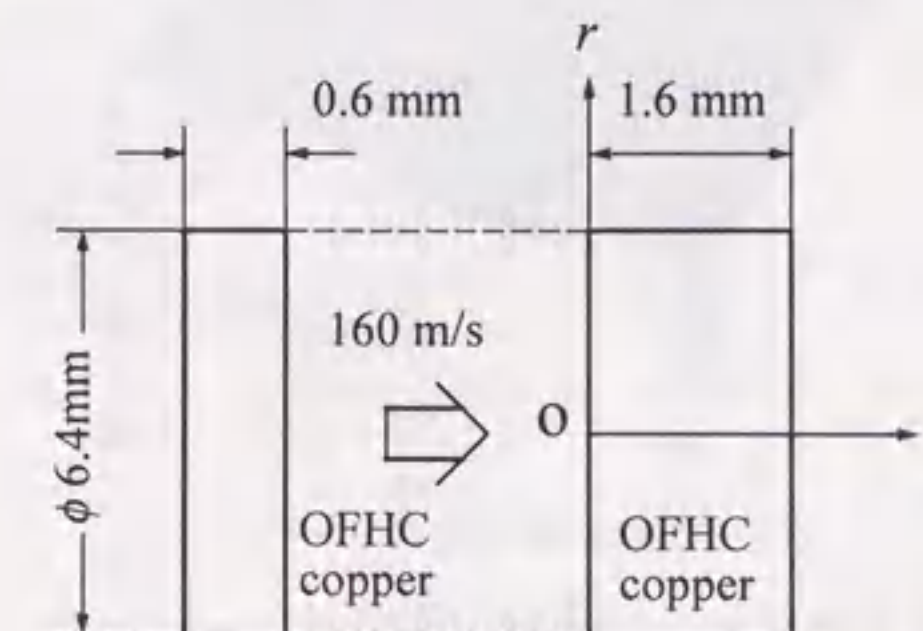
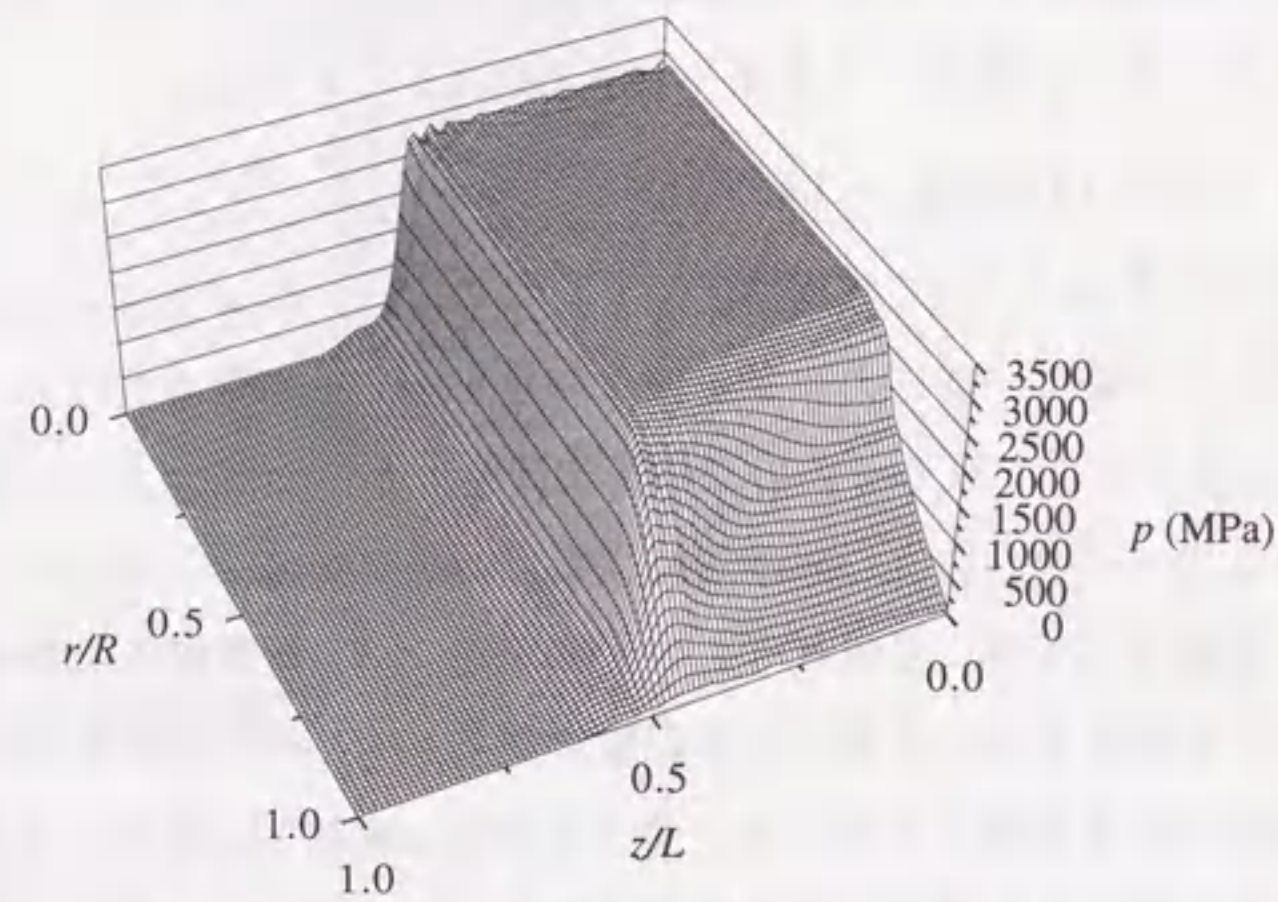


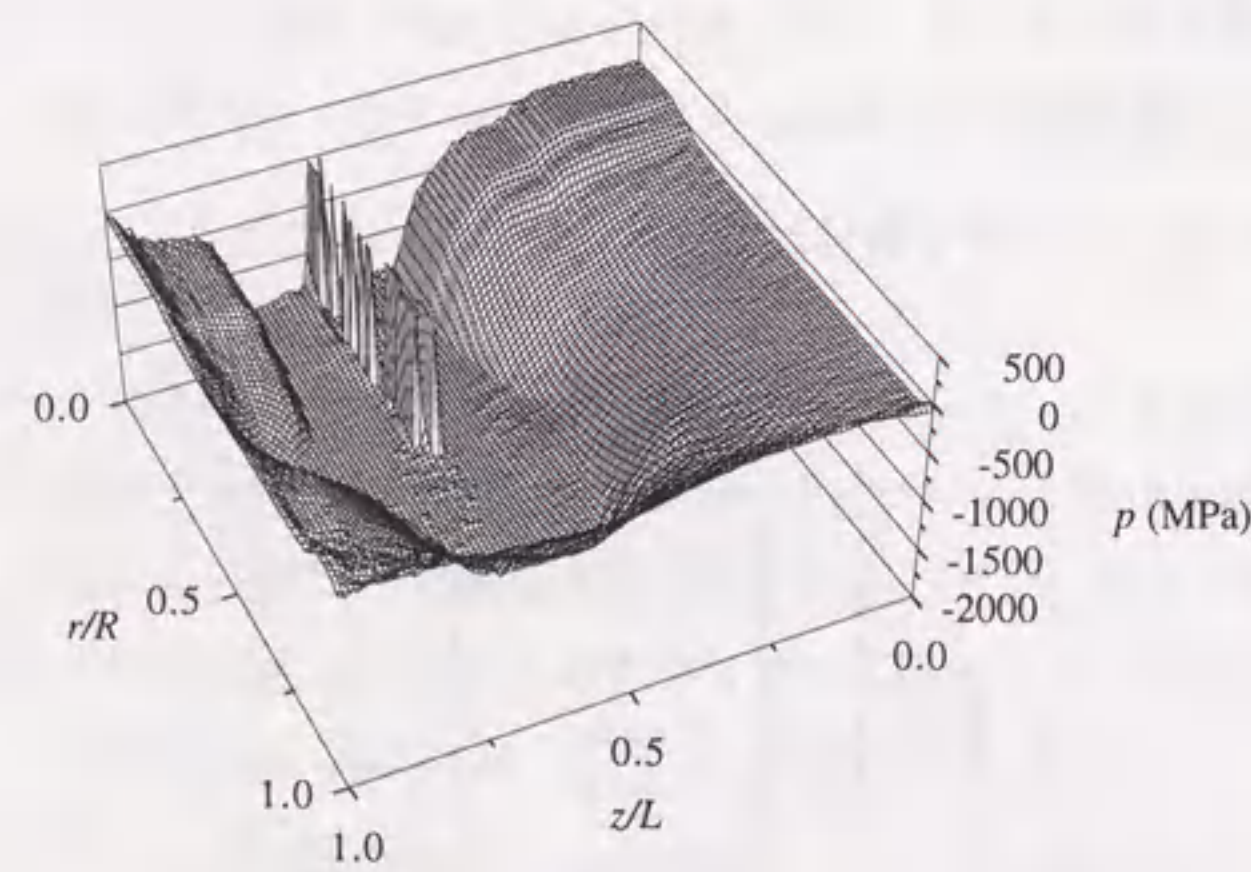
図4.3 解析対象モデル

温度分布に関する図3.4～3.8に相当する結果はこれとほぼ同様であるので、ここでは省略する。また本研究で扱う衝撃負荷による応力状態では、応力の球成分が支配的になるため、軸方向の応力波はほぼ膨張波として考えることができる[16]。このため本解析では、応力波伝ばの特徴を示す目的で応力の球成分に注目したが、1次元解析において注目した軸方向の垂直応力成分もほぼ同じ傾向を示す。

まず図4.4(a)には、材料中の $t = 0.2 \mu\text{s}$ における静水圧力 p の分布を示す(圧縮正)。図4.4(a)の標的板の側面付近で p の値が下がっているが、これは応力波の到達とともに自由表面において境界条件を満たす除荷波が発生し、これが内部へ伝ばしているものと考えられる。この板側面からの除荷波も近似的には膨張波と考えられ、1次元解析では見



(a) $t = 0.2 \mu\text{s}$



(b) $t = 0.61 \mu\text{s}$

図4.4 標的板内部の静水圧力分布

られない現象である。図4.4(a)では標的板側面から斜めの波面をもつ除荷波が中心軸に向かって進行してくる様子がわかる。また、標的板側面からの除荷波も弾性波と塑性波の二層構造をしていることが確認できる。

さらにこの図からわかるように、衝撃面と標的板裏面の両側から進行する除荷波が圧縮応力領域を打消すことにより、図4.5で示したように $t = 0.55 \mu\text{s}$ には中心軸ではほぼ圧力が0になっており、その直後に両側からの除荷波が重なることで大きな引張応力が発生する。

図4.4 (b)に $t = 0.61 \mu\text{s}$ のときの圧力分布を示す。この時刻の前後で急激に損傷が発生し、 $z/L = 0.63$ ($z = 1.0 \text{ mm}$) の付近で損傷 D が1に達し破壊したことを表す応力0の要素がつながって一つの面を形成しており、後で示す損傷分布図でわかるようにスポール面を表している。

図4.5に中心軸を含む断面における $t = 1.20 \mu\text{s}$ のときの損傷分布の様子を示す。軸方向の寸法は半径方向に比べ2倍に拡大してある。 $z/L = 0.63$ ($z = 1.0 \text{ mm}$) 付近では、損傷が最終破断状態 $D = 1$ に達した要素が一つの面を形成しているが、これは実験において観察されるスポール面をよく表しており、その発生位置も両者はよく一致している。また、中心軸近傍ではほとんど単軸状態が実現されるため理想的な局所的スポール面が形成されているが、スポール面のき裂の先端近くでは分布の幅が広がっている。中心軸から半径方向に移るにつれ標的板側面からの反射波の影響で引張応力は弱められるた

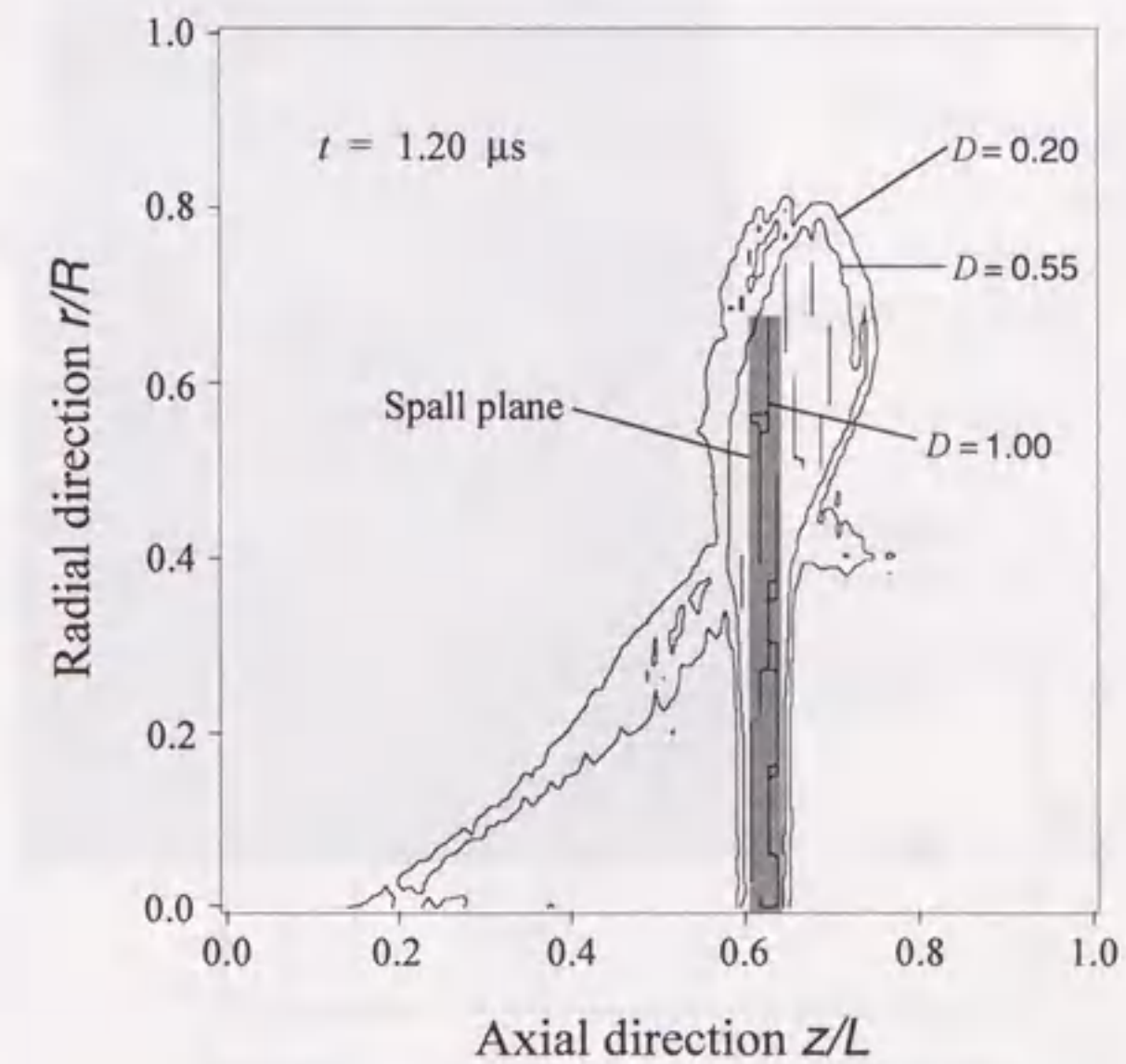


図4.5 中心軸を含む断面における損傷分布 ($t = 1.2 \mu\text{s}$, 等損傷線はそれぞれ0.20, 0.55, 1.00を示す)

め、1次元の応力波に相当する軸方向に垂直な波面をもつ応力波によるスポール面の形成は止まる。特に、き裂先端近傍では標的板側面からの反射波が引張応力領域を拡大し、その部分で損傷が発達する。この傾向は、1次元解析によっては予測できない。中心軸における損傷分布も求めたが図3.7とほぼ同じであるのでここでは省略する。

図4.6には図4.5と同時刻における解析モデルの変形の様子を示した。衝撃面の側面側が大きく変形している様子がわかる。また、標的板内の要素が破壊して白く見えている部分がスポール面を表しており、局所的な破壊の様子がよくわかる。

4.4.4 空洞の表面生成エネルギーを考慮した解析結果

以上の解析では、外部仕事はすべて内部エネルギーに変換されると仮定している。しかし実際には、4.2節で述べたように、空洞発生に伴う表面生成によるエネルギーの散逸も生じている。このため、この解析では標的板の温度分布に対し、外部仕事は内部エネルギーのほか表面生成エネルギーにも費やされるとした解析も行い、それらの結果を図4.7に示す。実線は式(4.9)のエネルギー保存則、点線は損傷に伴う表面生成エネルギー散逸を考慮した式(4.14)のエネルギー保存則を用いている。図4.7から表面生成エ

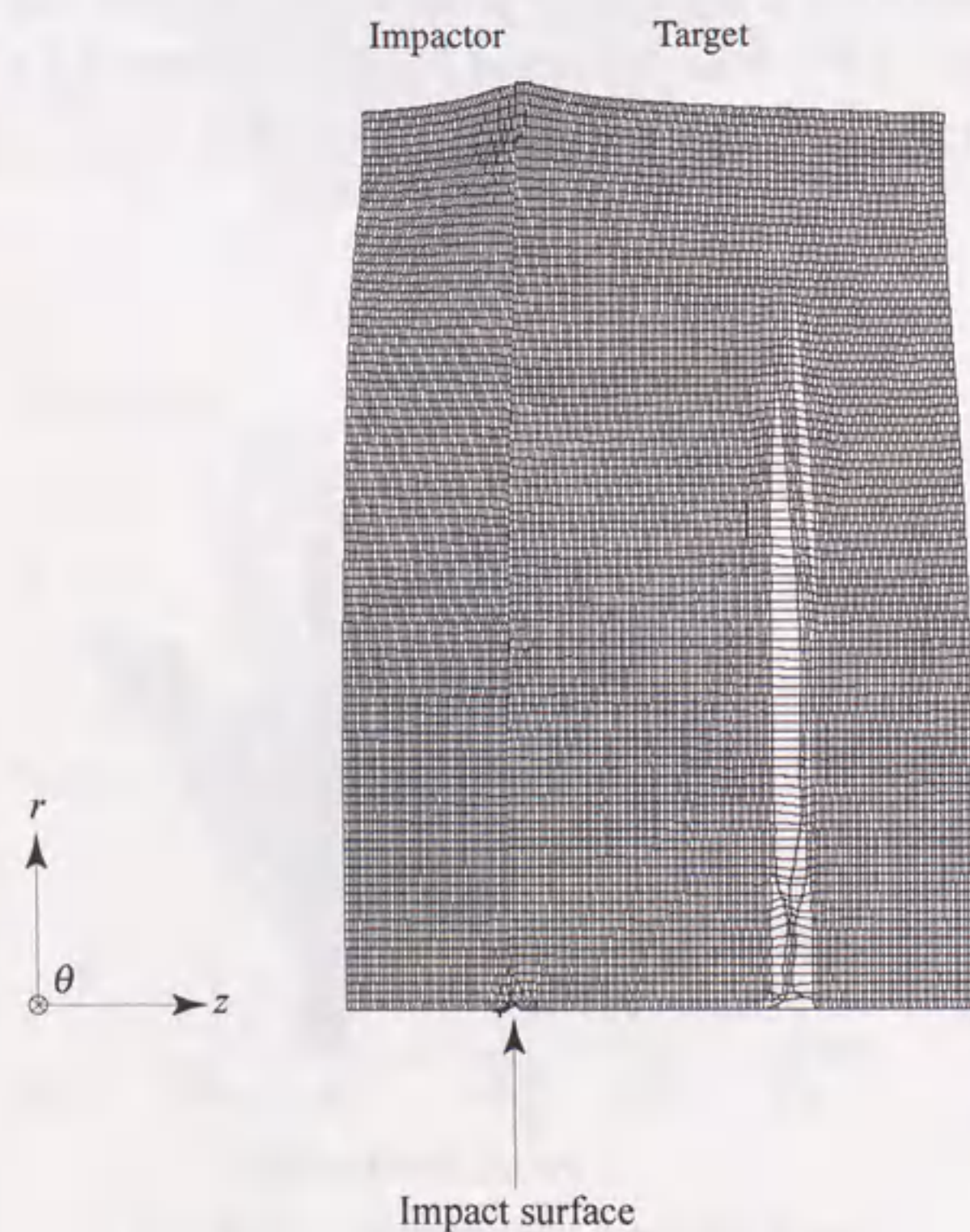


図4.6 変位図 ($t = 1.2 \mu\text{s}$)

ネルギーを考慮した場合は、温度上昇が最大約5 K小さく見積もられるが、これは計算誤差を考慮すると無視できる。この場合外部仕事のほとんどが変形に使われ、表面生成エネルギー散逸は無視できると考えられる。これはぜい性材料におけるき裂成長過程[89]とは、著しく異なった現象であることに注意する必要がある。

4.4.5 実験結果との比較

次に、応力波の履歴に関して、この軸対称2次元解析の結果をCurranら[12]の実験結果と比較する。前章と同様、図4.8に示すように標的板裏面に接して置いたPMMAを標的板と同じ形としてモデル化し、要素分割も標的板と同じにした。PMMAの材料定数としては前章と同様に表3.4に示す値を用いた。図4.8の円板の半径は $r_0 = 3.2 \text{ mm}$ としている。

図4.9に標的板裏面から0.5 mmの位置の要素の応力時間履歴の解析結果($\sigma_D = 1400$

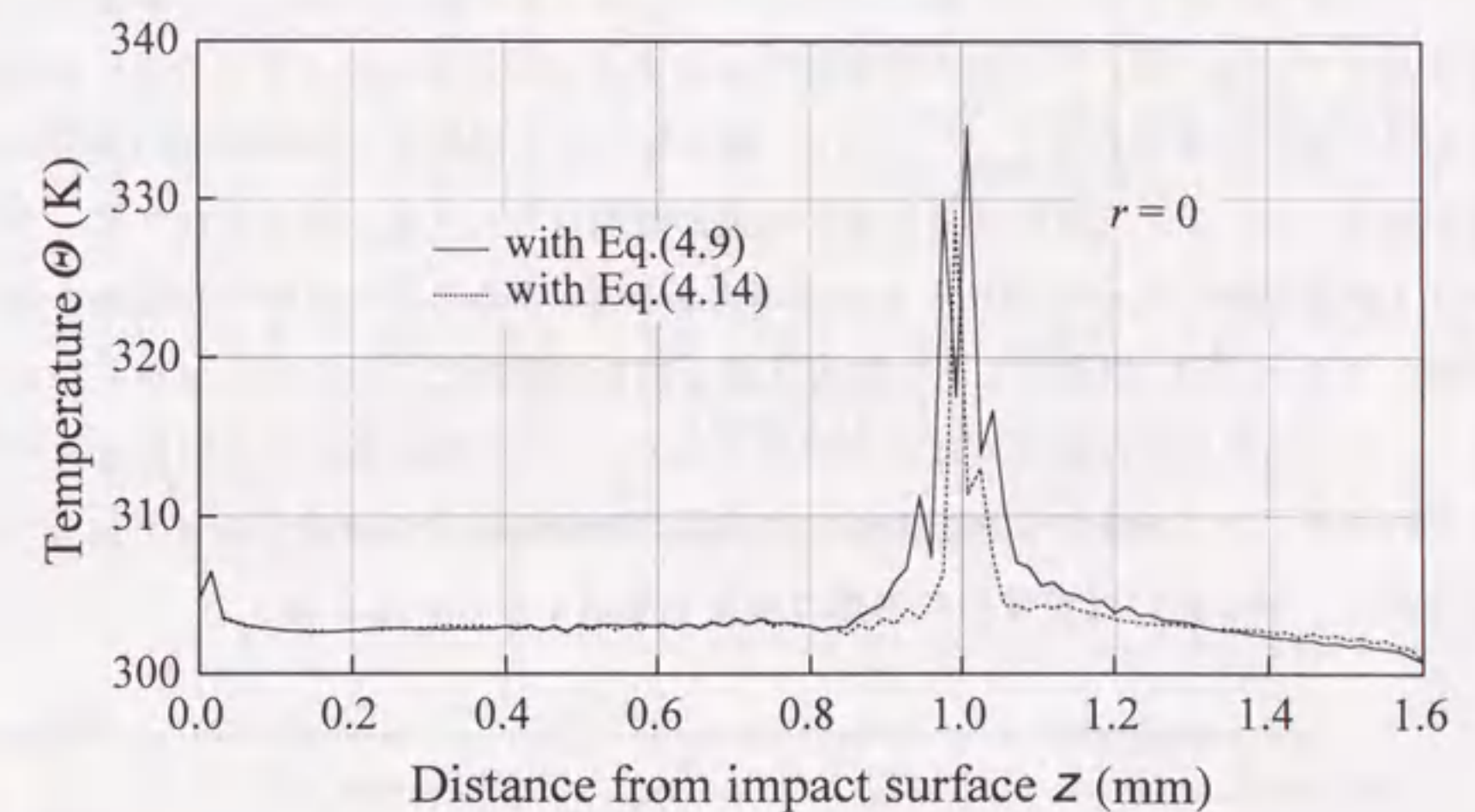


図4.7 中心軸における温度分布 ($t = 1.2 \mu\text{s}$)

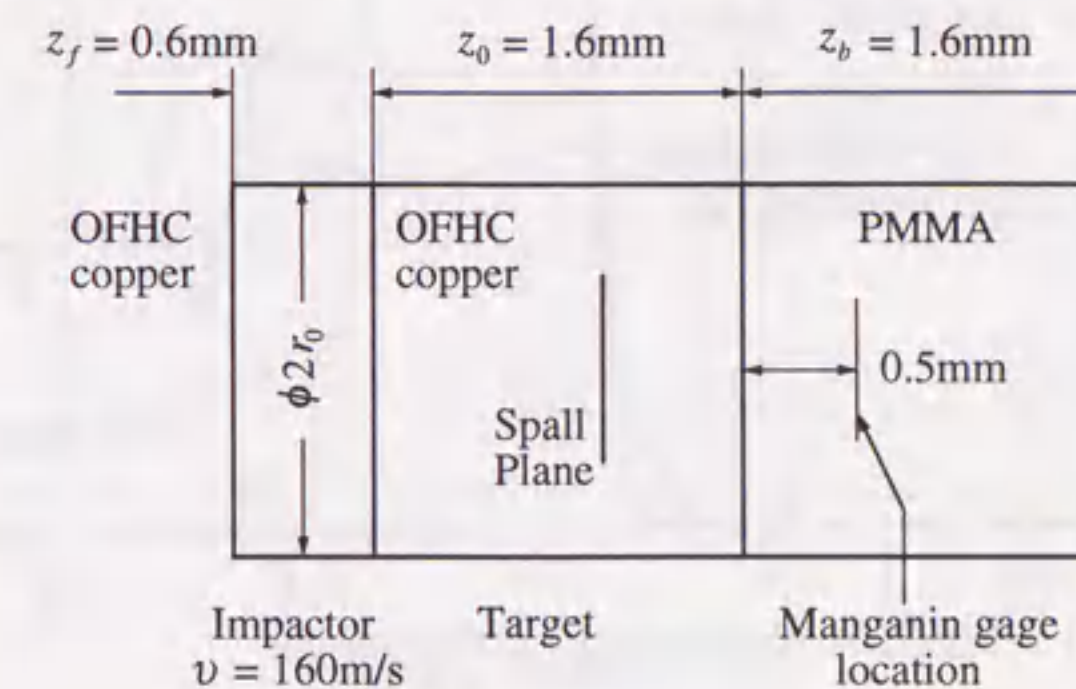


図4.8 解析対象モデル

MPa)の1次元解析結果($\sigma_b = 1800$ MPa)ならびに実験結果との比較を示す。同図ではまた、損傷発展のしきい値の影響を明らかにするために $\sigma_b = 1400$ MPaとしたときの1次元解析結果との比較も示す。まず、軸対称解析の結果を実験結果と比べると、1次元解析の場合とはほぼ同様な傾向が認められる。すなわち、先行弾性波の到達時間や、塑性波の立上がりの傾きは実験結果と一致している。しかし、応力値の最大値は実験値と比べると大きめにしている。これはJohnsonの解析[8]にもみられる傾向であって、実験自体に問題があるか、PMMAの構成式に問題がある可能性がある。

また、最大応力とその後の応力の極小値の差はスポール応力に相当するので、この極小値の予測は重要になる。損傷発展のしきい値を1400 MPaとしたときの1次元解析の結果を、図4.9のそのほかの解析結果と比べると、スポールシグナルの発生がほかの解析結果と比べてかなり早いことがわかる。一方、軸対称2次元解析($\sigma_b = 1400$ MPa)と $\sigma_b = 1800$ MPaとした1次元解析では極小値は実験結果と同程度下がった後で、スポールシグナルが現れている。この違いの原因としては1次元解析では一つの要素列についてだけ考えているため、一つ要素が破壊すれば完全に両断されたことになり、その時点でスポール面が形成されたことになるが、軸対称2次元解析では半径方向の要素のつながりがあるため、1次元解析ほど明確な破断の瞬間はなく、極小値およびスポールシグナルは1次元解析に比べて遅れるものと考えられる。このことはスポール現象を精度よく解析するためには、損傷のしきい値の正確な値を実験的に定めなければならないだけでなく、1次元解析の拘束条件は不正確であって、これを軸対称2次元問題として取扱う必要のあることを示している。全体的に現象の時間的な変化は良く合っており、解析は定性的に、部分的には定量的に実際の現象を表現できていると言える。

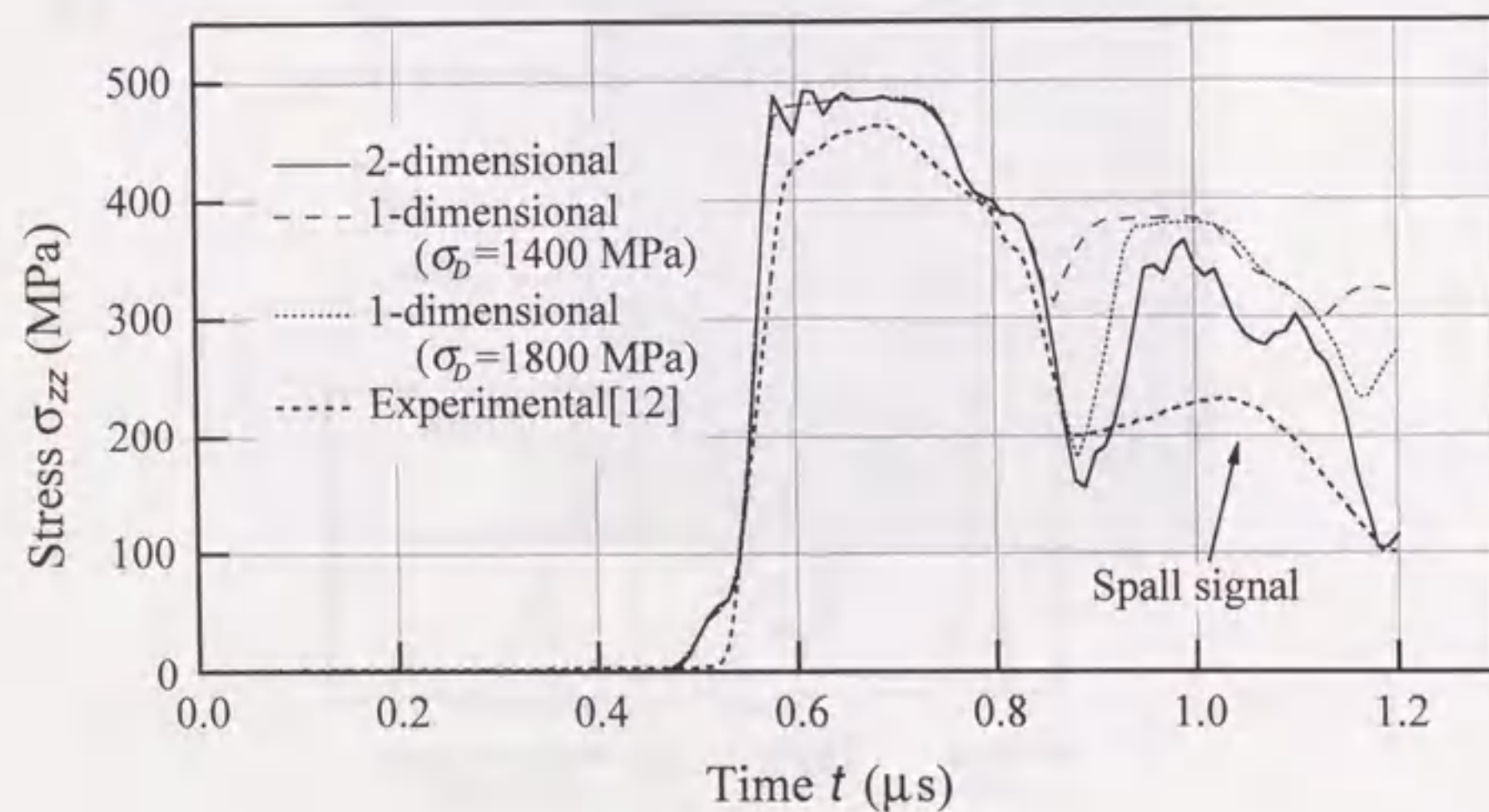


図4.9 応力履歴の実験結果との比較

4.4.6 Rajendranらの実験に対する解析

もう一つの解析例として、Rajendranらによって行われた実験[13]に対応して、厚さ2.0 mmの円形飛翔板を9.0 mm円形標的板に185 m/sの速度で衝突させた場合について解析する。その対象モデルを図4.10に示す。この場合、衝突の荷重条件を3300 MPaの応力を1.0 μ s加える荷重条件で置き換えた。これは二体衝突法として解析すると要素数が膨大になるため、解析対象を中心軸付近に限定し、この解析方法で計算することにし

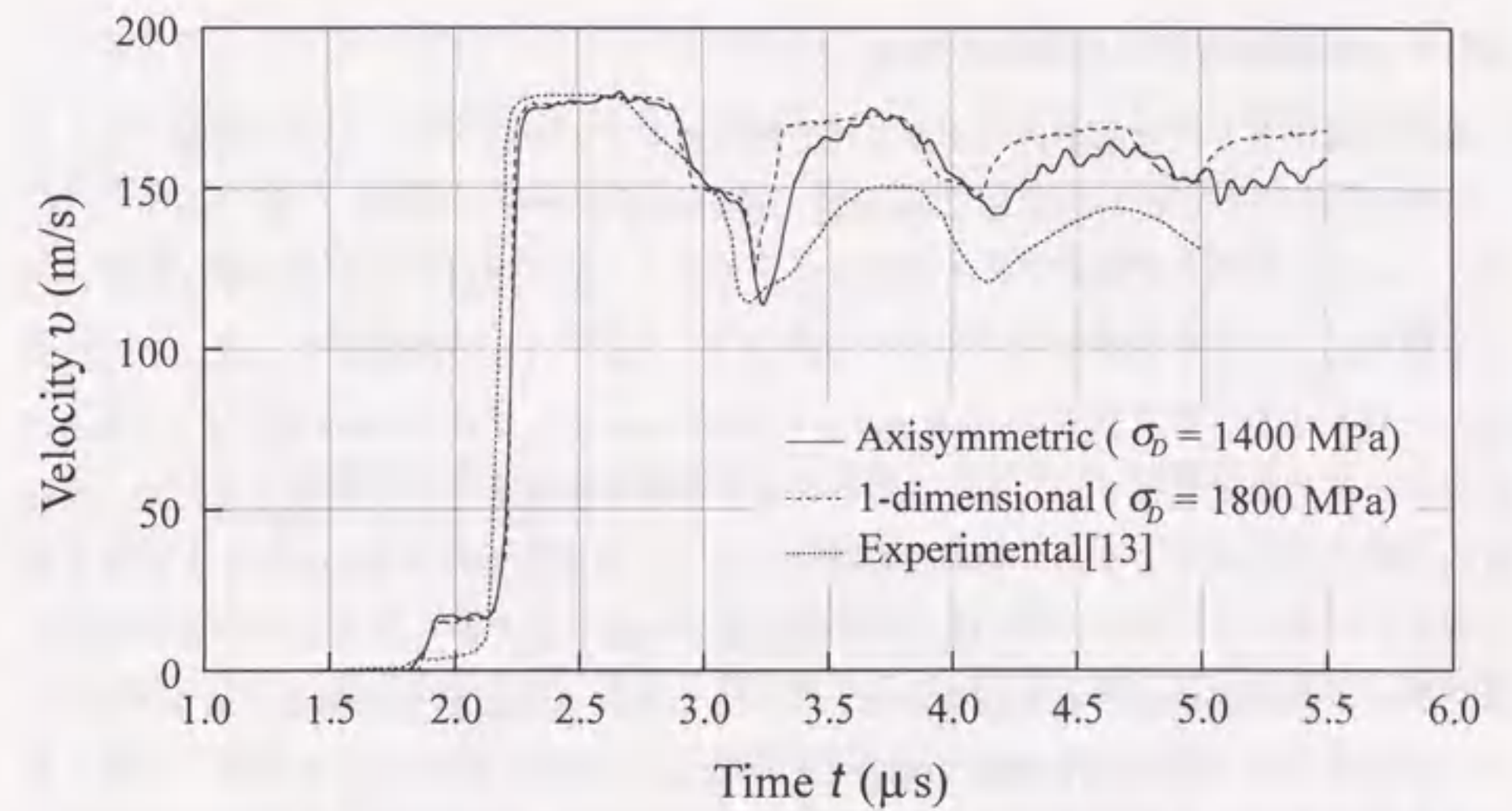


図4.10 標的板表面粒子速度の実験結果との比較

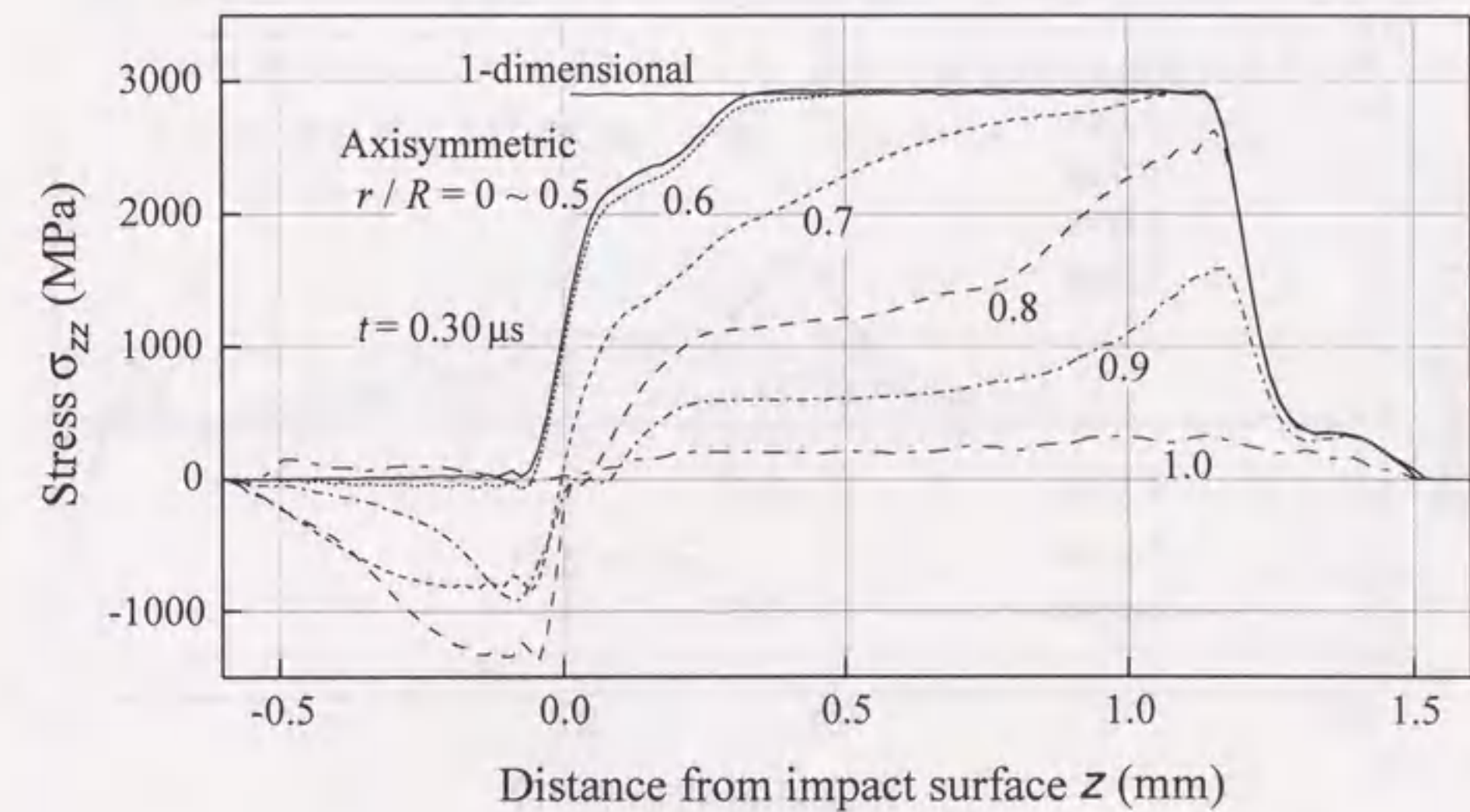


図4.11 静水応力分布 ($t = 0.30 \mu$ s)

たためである。半径は軸方向の厚さに対し4倍の32.0 mmとし、要素数は400×200とした。なお、実験結果とともに前章の1次元解析結果についても比較のため示した。境界条件は軸対称解析に対してはこれまでの解析同様、図4.2のように考えた。

解析結果は、1次元解析結果に比べて二つ目の山以降の波形についてもやや小さいが、実験結果よりは若干大きい値を示す。このことから、この実験結果と解析結果の相違の原因がほかにもあることが考えられる。また、この相違はSeamanらの実験の解析のときにも現れており、構成式または損傷発展式に問題がある可能性も考えられる。

4.4.7 軸対称解析と一次元解析の比較

軸対称解析と1次元解析の相違は半径方向の反射波と半径方向の変形の影響であることは既に述べた。これらの影響を4.4.2節の解析の場合について検討する。図4.11には、 $t = 0.30 \mu\text{s}$ での1次元解析における静水応力分布と、同一時刻に対する軸対称解析における静水応力分布を比較する。ここで $r/R = 0.5, 0.6, \dots, 1.0$ の曲線は中心軸に平行な要素列の値を示す。また図中の $-0.6 \text{ mm} \leq z \leq 0.0 \text{ mm}$ ならびに $0.0 \text{ mm} \leq z \leq 1.6 \text{ mm}$ は飛翔板と標的板に相当する。1次元解析の場合は衝撃荷重を応力で置換えるため、飛翔板内の応力分布は考えない。軸対称問題において、静水応力は半径の約1/2までは1次元解析と一致しているが、それ以上の半径位置では波の後方から静水応力の値が低下する。これは標的板側面が自由表面になっていることによる反射波の影響と考えられる。さらに図4.12には、軸対称解析の場合の、ひずみの半径方向成分 ϵ_r のスポール面における分布を示す。1次元の場合は0であるが、軸対称解析の場合、 $r > 0.75 \text{ mm}$ ($r/R >$

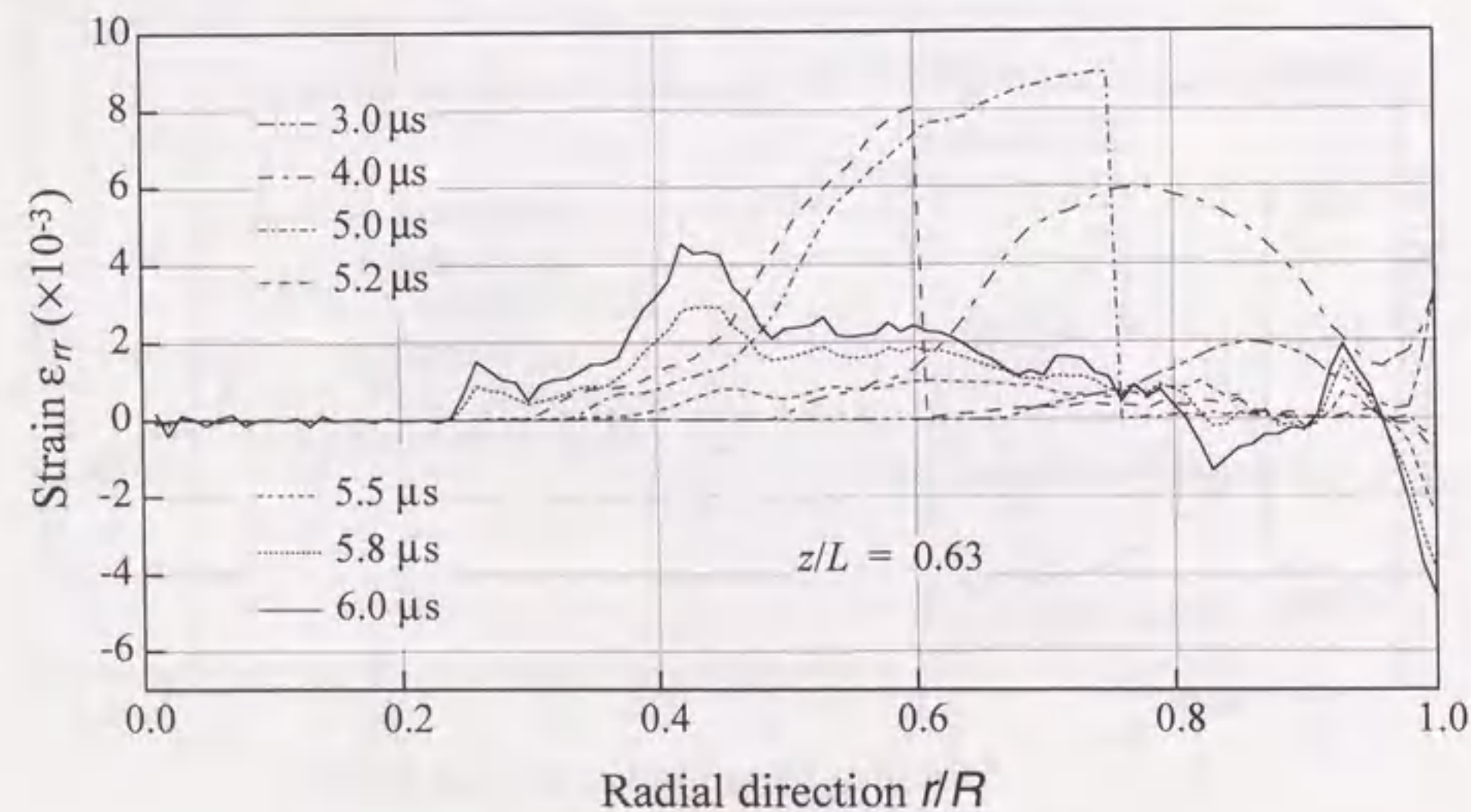


図4.12 スポール面におけるひずみの成分の分布

0.23)では引張りひずみを生じ、さらに表面近傍では複雑な分布を示す。ただし、中心軸付近では $\epsilon_r = 0$ となり、1次元解析で近似できることがわかる。

4.5 本章のまとめ

前章ではスポール損傷解析への損傷力学の応用の可能性について検討するとともに、1次元解析結果を対応する実験結果と比較し、その差異の原因の一つとして、実際に現象とは異なった厳しい拘束条件の効果を挙げた。

本章ではこの問題を解決するため、円形の飛翔板と標的板の衝突を軸対称問題として解析する方法を検討した。本解析の結果から、提案したモデルを用いた軸対称解析により1次元解析と同様に、圧縮応力波が伝ば、反射、干渉し局所的に大きな引張り応力を生じ、その結果、局所的な損傷分布や温度上昇が生じるスポール損傷過程を表現できることがわかった。また、解析によって予測されたスポール面の位置は実験観察による結果とよく一致していた。

次に、PMMA緩衝材内での応力履歴を軸対称解析した結果は、実験結果に比べその最大値が若干大きく、第二波以降も全体的に大きい。スポール応力に関する最初の極小値は実験とだいたい一致しており、1次元解析結果と比較すると第二波以降の応力低下が改善された。標的板裏面粒子速度の解析結果においても、最高粒子速度は実験結果と一致しており、スポール・ブルバック速度もほぼ等しかったが、第二波以降における改善はあまり見られなかった。このことから構成式または損傷発展式に改善の余地があるものと考えられる。

また、損傷に伴う表面生成エネルギー散逸の影響は大きくないことを確かめた。すなわち、外部仕事のほとんどが変形に費やされ、表面生成の影響は無視できると考えられる。これはぜい性材料における破壊とは著しい違いである。

第5章 空洞発達を考慮した損傷発展式のモデル化とスポール損傷解析へのその応用[93]

前章の解析結果によれば、標的板裏面に接着した PMMA 緩衝材中の応力履歴、あるいは標的円板裏面粒子速度履歴の実験結果との比較において、第二波以降の応力と粒子速度の値の低下が十分に記述できないことが指摘された。すなわち、3.6節の1次元解析では、この傾向は、標的円板の半径方向と円周方向の変位成分、 u_r , u_θ を0とし軸方向の変位成分だけを考慮したことが原因の一つと考えた。つづいて第4章では、この問題を解決するため軸対称2次元解析を行ったが、その解析においても第二波以降の応力と粒子速度の値は実験結果より大きく見積られ、実験結果との差異の原因が他にも存在することが明らかになった。

本章ではこの問題を解決するため、延性スポール損傷解析への損傷力学の適用に際し、損傷の力学的モデルの精密化を試み、これを軸対称2次元スポール損傷解析に適用し、その効果と妥当性を検討する。

5.1 基礎関係式

5.1.1 空洞発達のモデル化[93]

延性スポール損傷では、微小空洞の生成・成長・合体によって損傷が発展する。いま図5.1(a)のように、現在の時間 t における物体の配置を B とし、その中の任意の位置 x において、応力 $\sigma(x)$ 、ひずみ $\varepsilon(x)$ 、密度 $\rho(x)$ が定義でき、しかも十分小さな立方体基準体積要素 (Representative Volume Element, RVE) v を考え、その一辺の長さを ℓ とする。RVE 中には十分多くの微小空洞が存在し、しかも応力、ひずみ、損傷その他の力学的状態は十分一様と考えることができるとする。延性損傷では各微小空洞の形状は球で近似でき、しかもその分布は局所に一様であると近似できる。したがって損傷力学によれば、この RVE 中の損傷状態はスカラー損傷変数 $D(x)$ で表現できる。さらに物体 B は、初期状態 $t=0$ では配置 B_0 をとり、 B 中の RVE に対応する RVE を V 、その要素の位置を X とする。物体 B 中の RVE の体積ひずみ ε_v は、材料要素 (空洞を除く) の体積ひずみ ε_v^M と空洞発達に伴う体積ひずみ (空洞体積率) ε_v^D の和として、

$$\varepsilon_v = \varepsilon_v^M + \varepsilon_v^D \quad (5.1)$$

と与えられる。

損傷変数 D の発展式を、損傷過程の物理的な機構に基づいて定式化するために、損傷の発達に伴う空洞の発生と成長を考える。本論文で取扱う OFHC 銅では、空洞の体積率はスポール面において約 0.32 であり[12,19]、空洞分布が希薄であると無条件に考えるの

は難しいが、 D については有効面積の減少率としてのみ考え、空洞の相互作用については損傷発展式中で考慮するものとする。このとき $t=t$ における空洞が材料の強さと変形に及ぼす力学的効果は、図5.1(b)のように空洞が RVE 中に均一に分布した場合によって近似できる。そしてその損傷状態は、単位面積当りの空洞数 N とその平均半径 R によって表現でき、したがって、損傷発展式は N と R 、およびそれらの速度の関数として表すことができる。

5.1.2 空洞発達モデルに基づく損傷発展式の定式化

以上で議論した空洞発達モデルに基づき、巨視的損傷変数 D の発展式を導く。損傷力学では、損傷変数を空洞発達による有効面積の減少と解釈することが多い[29-32, 60, 61]。このため、空洞分布を図5.1(b)のように平均化し、時間 t の RVE 中で空洞1個を含む単位セルを考え、その一辺の長さを λ とする。RVE の体積は v であり、その中には $vN^{3/2}$ 個の空洞、すなわち $vN^{3/2}$ 個のセルが含まれるから、 λ は次のように与えられる。

$$\lambda = \left(\frac{v}{vN^{3/2}} \right)^{1/3} = N^{-1/2} \quad (5.2)$$

このとき平均半径 R の空洞による有効面積減少率は

$$D = \pi R^2 / \lambda^2 = N\pi R^2 \quad (5.3)$$

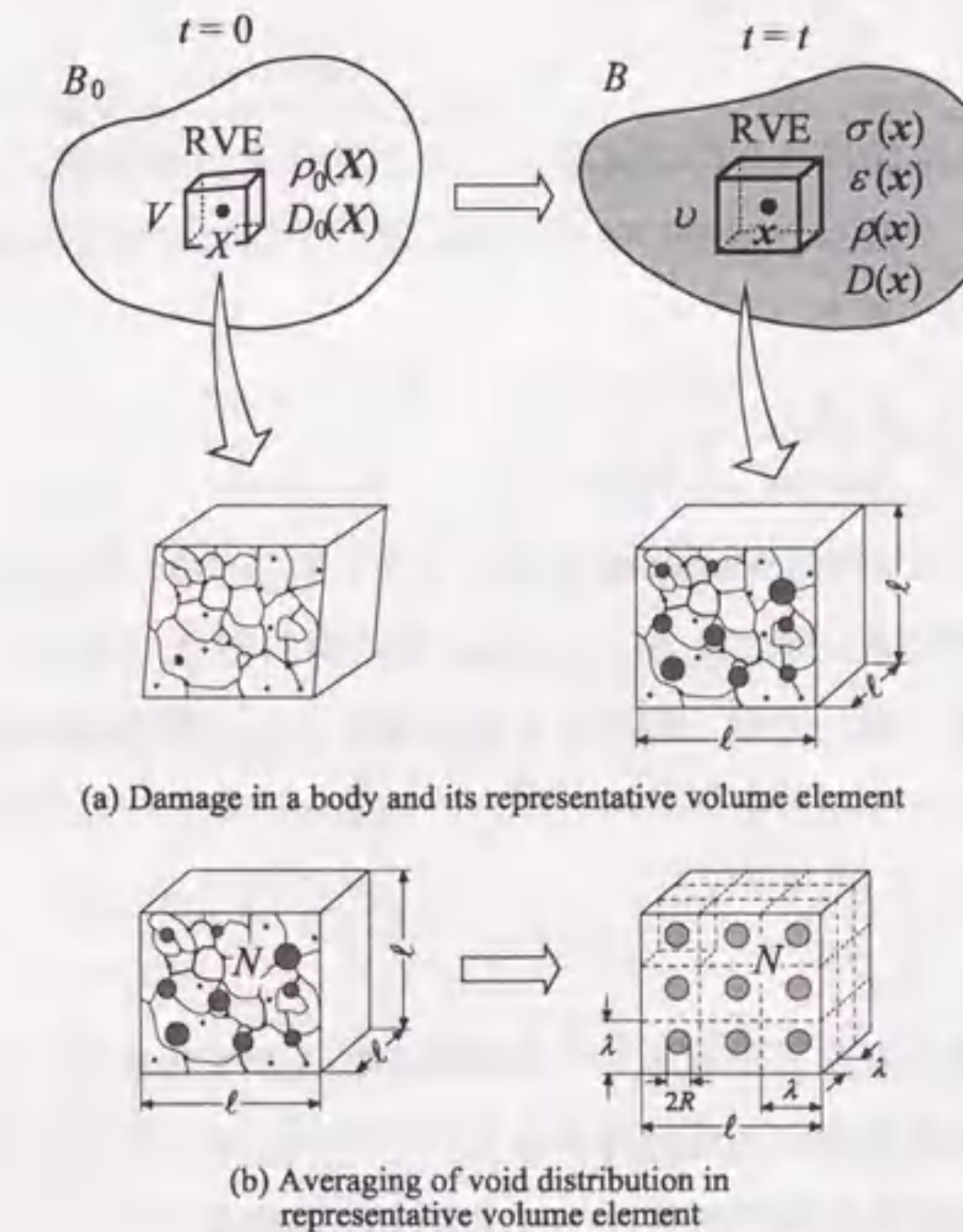


図5.1 微小空洞の発達モデル

によって与えられる。この式の時間微分をとれば次の損傷発展式が得られる。

$$\begin{aligned}\dot{D} &= \frac{d}{dt}(N\pi R^2) \\ &= \pi R^2 \dot{N} + 2N\pi R \dot{R} \\ &= \left(\frac{\dot{N}}{N} + 2 \frac{\dot{R}}{R} \right) D\end{aligned}\quad (5.4)$$

しかし非損傷状態では $N=R=0$ であるから、空洞の生成、成長が開始しても、式(5.4)では $\dot{D}=0$ となって D は増加しない。すなわち式(5.4)は、式(5.3)のような有限の大きさの空洞の発生以後における損傷発展を表現するものであって、非損傷状態からの初期損傷速度を与えることはできない。しかし、特に初期の損傷発生時には、 $N=0$ であり、空洞は有限の半径 R_0 をもって発生すると考えれば、初期損傷における損傷発展は式(5.4)から

$$\dot{D} = \pi R_0^2 \dot{N} \quad (5.5)$$

と書ける。ここで R_0 は材料によって定まる定数である。したがって損傷発展式は、式(5.4)、(5.5)をまとめて次のように書ける。

$$\dot{D} = \begin{cases} \pi R_0^2 \dot{N} & \text{if } N=0 \\ \left(\frac{\dot{N}}{N} + 2 \frac{\dot{R}}{R} \right) D & \text{if } N \neq 0 \end{cases} \quad (5.6)$$

式(5.6)において、単位面積当りの空洞数 N とその半径 R の増加率 \dot{N} 、 \dot{R} は次のように与えられる。はじめに空洞生成速度に関しては、動的問題に対する熱活性化機構に基づく Perzyna[11]の式を用いると、

$$\dot{N} = h \left[\exp \left(A \left(\frac{\sigma_H}{1-D} - \sigma_N \right) \right) - 1 \right] \quad (5.7)$$

のように書ける。ここで $\langle \rangle$ は Macauley 括弧であり、 $\sigma_H = (1/3)\sigma_{kk}$ 、 σ_N は静水応力と空洞生成に対するそのしきい値であり、また h 、 A は材料定数である。

一方、空洞成長速度に関しては、ひずみ支配機構と応力支配機構の両者によってもたらされるので、

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)_e + \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)_\sigma \quad (5.8)$$

のように表すことができる。しかしスポール損傷では、ひずみ支配による空洞成長は著しくないから[16, 21]、右辺第一項は無視できる。したがって、 \dot{R}/R は式(5.8)の第二項だけで表され、Curran ら[12]ならびに Perzyna[11]の式を参考にして次式のように与えらる。

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)_\sigma = \frac{1}{\zeta} \left(\frac{\sigma_H}{1-D} - \sigma_G \right)^{m_1} \quad (5.9)$$

$$\sigma_G = \frac{2m_2}{\sqrt{3}} \kappa \ln \left(\frac{1}{\epsilon_v^D} \right) \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned}\kappa &= q + (\kappa_0 - q) e^{-\beta \epsilon^p} \\ \epsilon^p &= \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3}} (\dot{\epsilon}_{ij}^p \dot{\epsilon}_{ij}^p)^{1/2} dt'\end{aligned} \quad (5.11)$$

ここで、 σ_G は空洞成長に対する静水応力のしきい値、 $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ 、 ϵ^p は粘塑性ひずみ速度テンソルと相当塑性ひずみであり、 m_1 、 m_2 、 q 、 β 、 κ_0 、 ζ は材料定数である。

一方、式(5.10)の空洞発達に伴う体積ひずみの具体形を求めると、

$$\epsilon_v^D = \frac{4}{3} \pi R^3 N^{3/2} \quad (5.12a)$$

であり、この式に式(5.3)を代入すれば次式を得る。

$$\epsilon_v^D = \frac{4}{3} \frac{D^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \quad (5.12b)$$

さらに本論文の今後の議論のため、空洞体積率 ξ と生成表面積密度 a_{void} を求めると、

$$\xi \equiv \epsilon_v^D = \frac{4}{3} \frac{D^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \quad (5.13)$$

$$a_{void} = 4\pi R^2 N^{3/2} = \frac{4D}{\lambda} = 4DN^{1/2} \quad (5.14)$$

となる。式(5.14)は次のエネルギー保存則において考慮される。

$$\rho \dot{\epsilon} + \dot{a}_{void} \gamma_s = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} \quad (5.15)$$

図 5.2, 5.3 は式(5.13)、(5.14)から計算した空洞体積率 $\xi (= \epsilon_v^D)$ と生成表面積密度 a_{void} を示す。ただし、 a_{void} は N (あるいは λ) にも依存することから、図 5.3 では N の三種類の値に対して評価した。図 5.2, 5.3 において、 $D = D_{cr} = \pi/4$ は D に対する幾何学的な限界値であり、これに対して ϵ_v^D は最大約 0.52 となる。しかし以下の解析では、 D_{cr} は実験結果から決定した 0.57 を用いる。

なお前章では簡単さのため Lemaitre らの等方損傷発展式[60, 73]

$$dD = \left(\frac{\sigma_H - \sigma_D}{(1-D)S_D} \right)^{q_D} \frac{\langle d\sigma_H \rangle}{S_D} \quad (5.16)$$

を用いて解析した。ここで σ_D は Lemaitre らの等方損傷発展式において静水応力に対して損傷発展のしきい値をとったものであり、また、 S_D 、 q_D は材料定数である。

なお式(5.7)、(5.9)における σ_N と σ_G はそれぞれ空洞生成と空洞成長に対する静水応力のしきい値であるのに対し、式(5.16)の σ_D は σ_N 、 σ_G と異なる損傷発展モデルの損傷発

展に対するしきい値であり、それぞれ異なる値をとる。

以下の本論文では、式(5.6), (5.7), (5.9)~(5.11)のほか式(5.16)を用いた解析も行い、その結果を比較し、検討する。

5.1.3 空洞発達モデルに基づく損傷材料の構成式

本章の解析でも、前章までと同じ構成式を用いるが、損傷発展式の違いのため、これと適合するために構成式の一部の修正が必要となる。修正は、応力の球成分に関する構成式に対して必要であり、その結果を以下にまとめて記す。

(a) 偏差応力成分に関する弾性構成式：

$$e_{ij}^e = \frac{1+\nu}{E} \cdot \frac{s_{ij}}{1-D} = \frac{s_{ij}}{2G(1-D)} \quad (5.17)$$

(b) 球応力成分に対する弾性構成式：

3. 2節では Mie-Grüneisen の状態方程式に対して、損傷による効果として有効面積の減少のみを考慮することによって定式化した。本章では分布微小空洞発達にともなう体積膨張の効果も考慮することにより、以下のように修正した。

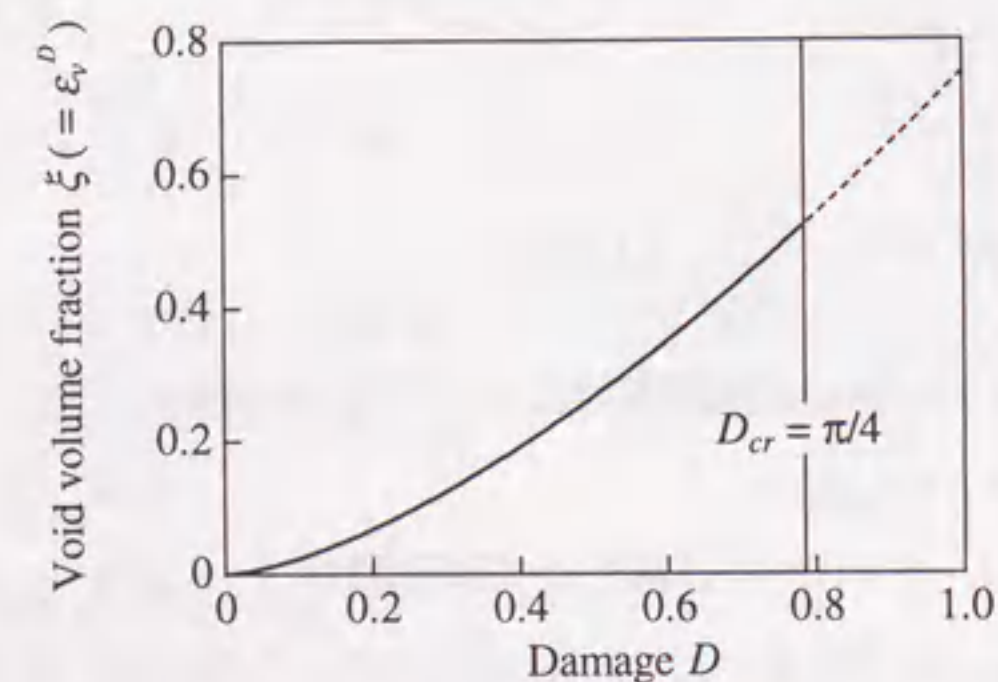


図 5.2 損傷発達に伴う体積ひずみと損傷変数の関係

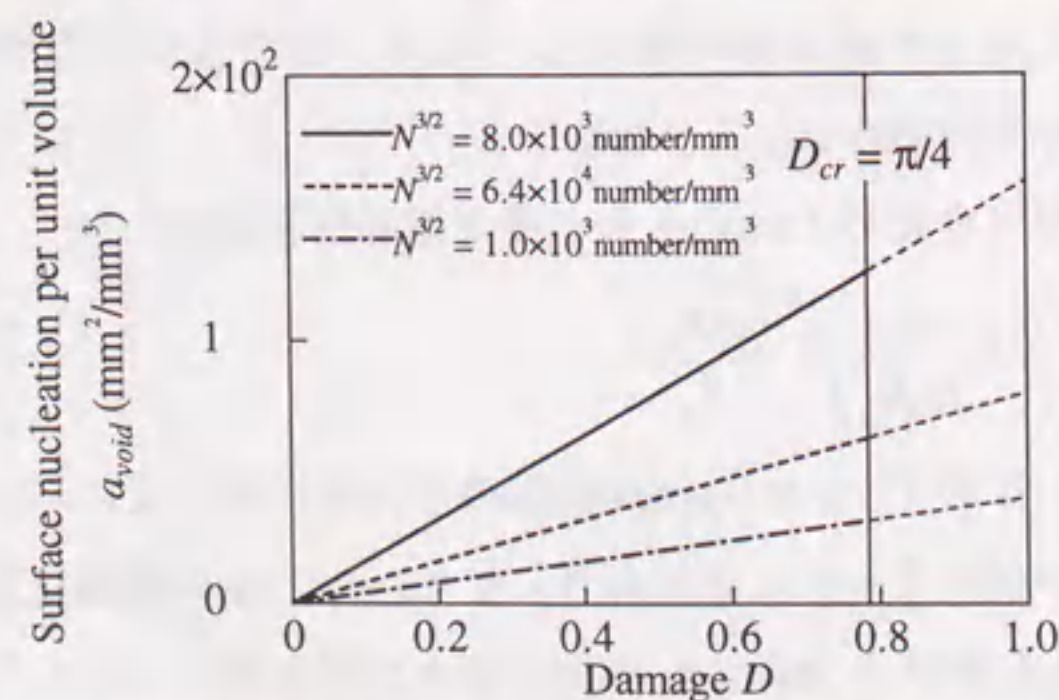


図 5.3 単位体積当りの生成表面積と損傷変数の関係

$$p = (1-D)(p_H - \Gamma\rho_0 e_H) + \Gamma\rho_0 e \quad (5.18)$$

$$p_H = \frac{\rho_0 c_0^2 \eta_M}{(1-s\eta_M)^2}, \quad e_H = \frac{p_H \eta_M}{2\rho_0} \quad (5.19)$$

$$\eta_M = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_M} = -\varepsilon_v^M = -\varepsilon_v + \varepsilon_v^D \quad (5.20)$$

ここで $\rho_M = \rho_0 / (1 + \varepsilon_v^M)$ は材料要素の密度である。

(c) 粘塑性構成式：

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^i = \frac{\gamma_0}{2\phi} \left\langle \frac{\sqrt{J_2}}{(1-D)\{q + (\kappa_0 - q)e^{-\beta e^p}\}} - 1 \right\rangle^{m_3} \frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2}(1-D)} \quad (5.21)$$

$$\phi = \left(\frac{J_2'}{J_2'^s} - 1 \right)^{m_4}, \quad J_2' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij})^{1/2} \quad (5.22)$$

5. 2 弾・粘塑性材料のスポール損傷解析

5.2.1 解析方法

以下では、上述の式を前章までに求めたその他の基礎関係式(4.7)~(4.9)とともに動的差分コード MANJUSRI-3D に組み込み、OFHC 銅のスポール損傷に対する軸対称 2次元解析に適用する。これまでと同様に OFHC 銅のスポール損傷実験に対する以下の二つの例に対して解析を行い、スポール損傷における応力、ひずみ、損傷分布におけるそれぞれの結果を従来の損傷モデル[78, 87]による解析結果ならびに実験結果と比較し、修正した損傷発展モデルの有効性を検討する。

本論文ではこのほか、前章で考慮した微小空洞の発生・成長に伴うエネルギー散逸の影響についても、ここで導いた空洞発達モデルに基づき再検討する。

5.2.2 Curran らの実験に対する解析

まず 3. 6節で 1次元解析を、4.4.5節で Lemaitre の損傷発展式を用いて軸対称 2次元解析を行った Curran らの実験モデル[12]に対して解析を行う。

解析に際しては、4.4.5節と同様に図 4.8 で $r_0 = 3.2$ mm の場合の円形飛翔体と円形標的板を、図 4.2 のような境界条件のもと飛翔体を 40×100 、標的板を 100×100 の要素に分割して二体衝突の解析を行った。

3. 6節および 4.4.5節と同様に材料の初期温度は 300 K とし、OFHC 銅の材料定数は表 3.1~3.3 に示す値に加え以下の値を用いた。

$$\left. \begin{aligned} h &= 150, A = 5.0 \times 10^{-3} (\text{MPa})^{-1}, R_0 = 5.0 \times 10^{-8} \text{m} \\ \zeta &= 0.556 \text{s}, \sigma_N = 500 \text{MPa}, m_1 = 0.2, m_2 = 0.7 \\ D'_{cr} &= 0.57, \gamma'_s = 0.9 \text{kJ/m}^2 \end{aligned} \right\} \quad (5.23)$$

ただし、式(5.16)における損傷発展に対するしきい値 σ_D は前章に引き続き $\sigma_D = 1400 \text{MPa}$ とする。また D'_{cr} と γ'_s はこれまでの D_{cr} と γ_s に対応する材料定数で、 D'_{cr} は式(5.6)を用いる場合の D のしきい値であり、また γ'_s は Wang らがその論文[22, 94]中で、動的破壊に対する表面エネルギーとしてスポール損傷問題で用いている値である。この材料定数は、式(4.15)の準静的な値を用いた解析結果と比較するため用いた。これまでと同様に以下の説明では $z=0$ が衝撃面を、また $r=0$ が中心軸を表す。

5.3 解析結果の検討

5.3.1 損傷分布と PMMA 緩衝材中の応力履歴

5.1.2 節で展開した損傷発展式(5.6)による軸対称解析の結果を図 5.4~5.8 に示す。まず図 5.4 は中心軸近傍におけるスポール面の形成過程での軸方向垂直応力の分布の時間的な変化である。標的板の両側から進行する除荷波によって、 $t = 0.55 \mu\text{s}$ には標的板全体で圧縮応力が打消され最大約 600 MPa の引張応力になる。つづいて $t = 0.57 \mu\text{s}$ になると、 $z = 1.0 \text{mm}$ 近傍で両側からの除荷波が重なるため、大きな引張応力がその部分に生じ、その領域が広がる。この引張応力により損傷が進展し始めるため、 $z = 1.0 \text{mm}$ の近傍で応力緩和が進行し、最後にはスポール面が形成される。このような応力緩和の過程は

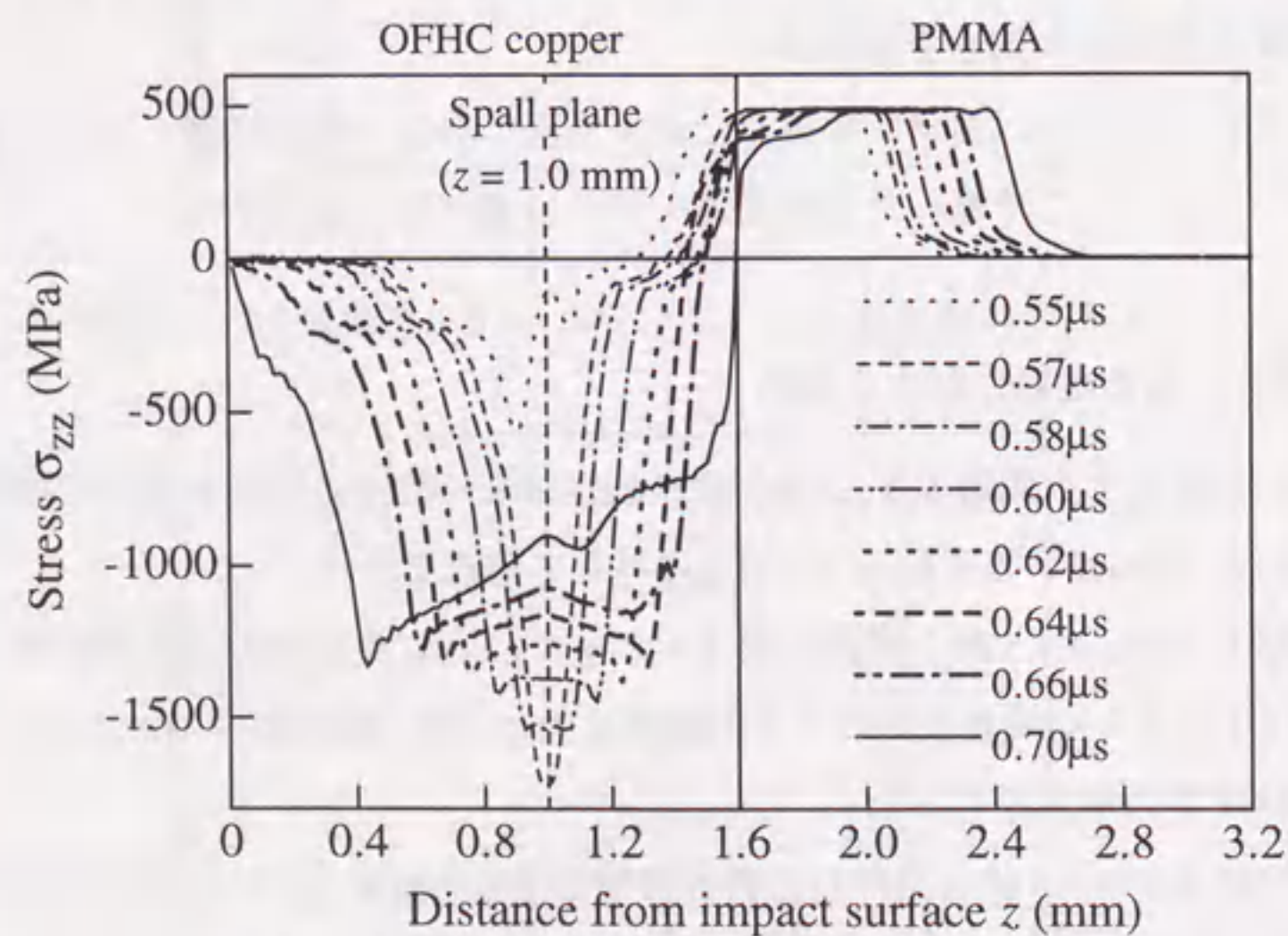


図 5.4 中心軸近傍における応力分布 ($t = 0.55 \mu\text{s} \sim 0.70 \mu\text{s}$)

Lemaitre の発展式(5.16)を用いた前章の解析では十分正確に表現できなかった。

図 5.5 は、十分に時間が経過し、それ以上損傷発展の見られなくなった $t = 1.20 \mu\text{s}$ における標的板中心軸近傍の損傷分布を示す。 $z = 1.0 \text{mm}$ 付近が最終的破断状態になっており、スポール面を表す。図中の実線と破線は、それぞれ本解析で提案した発展式(5.6)と Lemaitre らの発展式(5.16)による解析結果である。

式(5.6)による結果では、スポール面近傍の局所的な損傷分布だけでなく、周辺の損傷分布も実験結果と比較的によく一致しており、空洞発達を陽に考えない式(5.16)に比べて精度のよい結果を与えている。

図 5.6 は図 5.5 と同じく $t = 1.20 \mu\text{s}$ のときの中心軸を含む断面上の損傷分布を示す。図

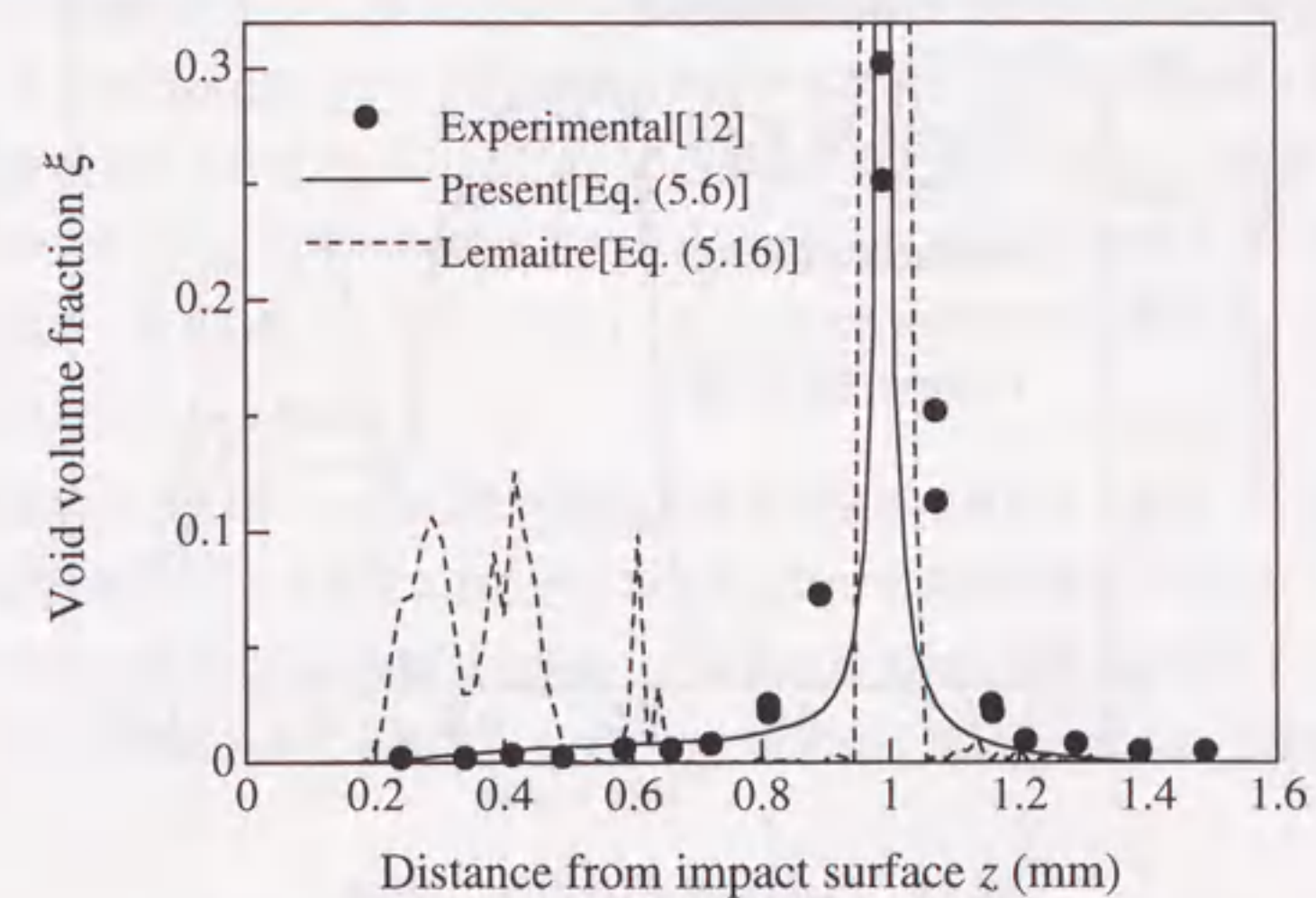


図 5.5 標的板中心軸近傍における損傷分布 ($t = 1.20 \mu\text{s}$)

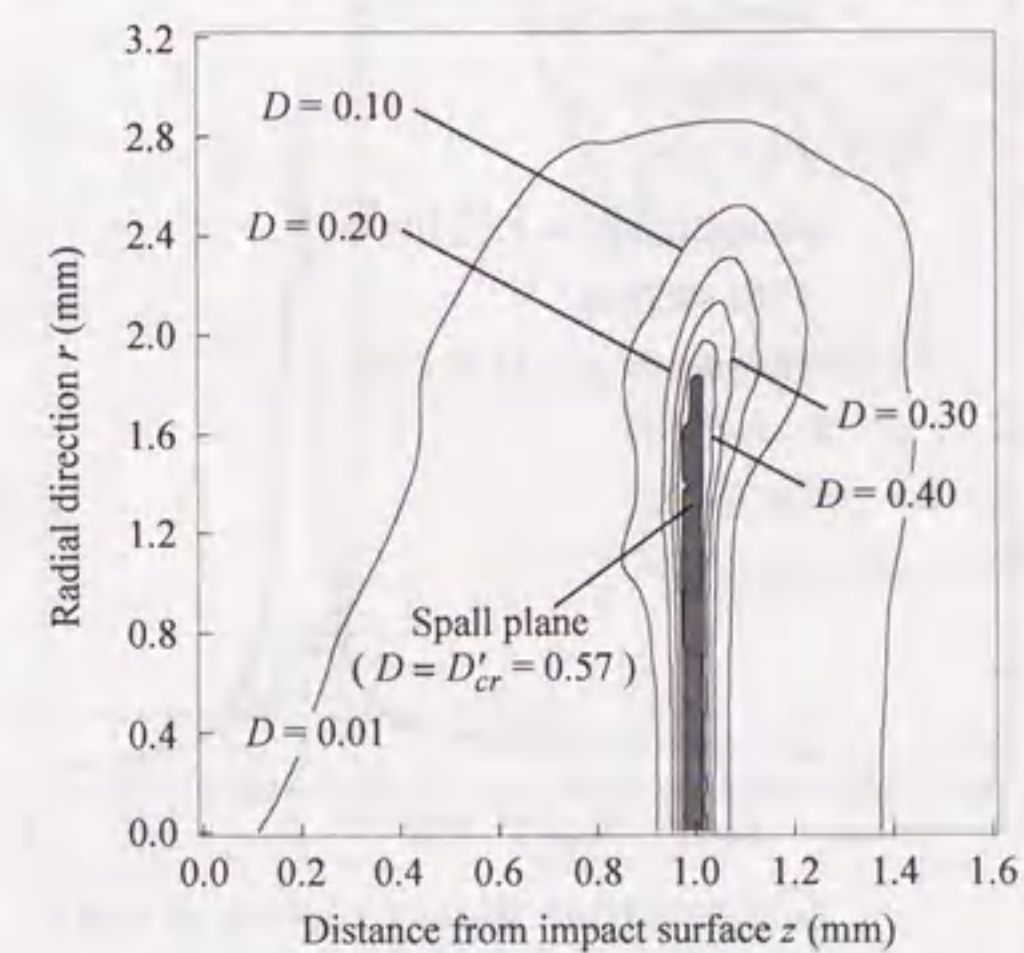


図 5.6 中心軸を含む断面における損傷分布 ($t = 1.20 \mu\text{s}$)

中、軸方向の寸法は半径方向に比べ2倍に拡大してある。特に $z = 1.0 \text{ mm}$ 付近の臨界状態 $D = D'_{cr} (0.57)$ に達した領域は、スポール面に相当し、図 5.5 の実験結果とよく一致している。

図 5.7 には、中心軸近傍での標的裏面から 0.5 mm の位置の要素の応力時間履歴の解析結果と実験結果との比較を示す。式(5.6)と式(5.16)の解析結果はいずれも、スポールシグナルが生じるまでは実験結果とよく一致している。しかし、式(5.16)はその後の第二波以降の応力低下を記述できないのに対し、式(5.6)の解析結果はその部分が記述できており、スポール損傷の全過程をよく予測していることがわかる。軸対称解析の方の応力低下が

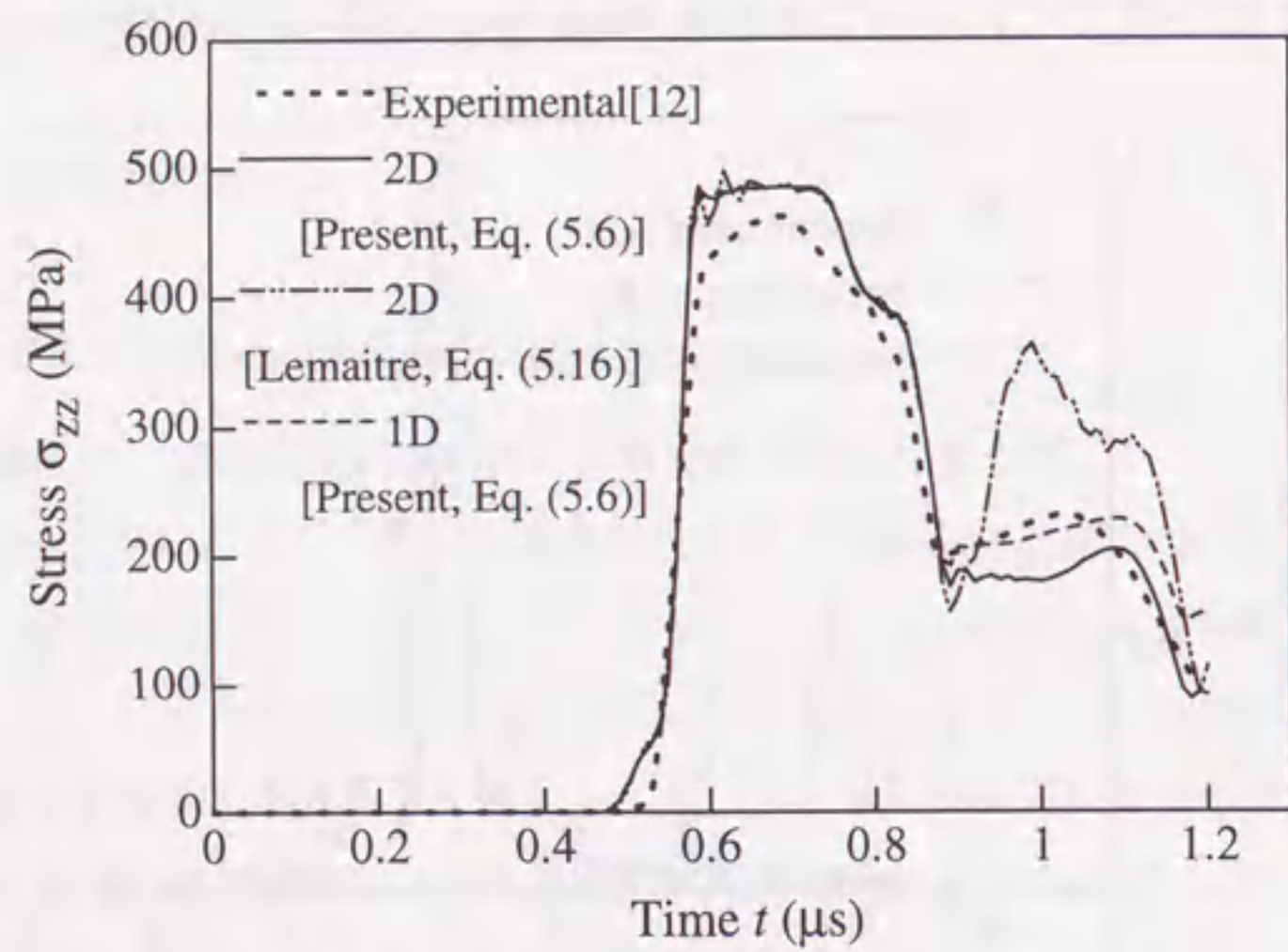


図 5.7 PMMA 緩衝材中の応力履歴

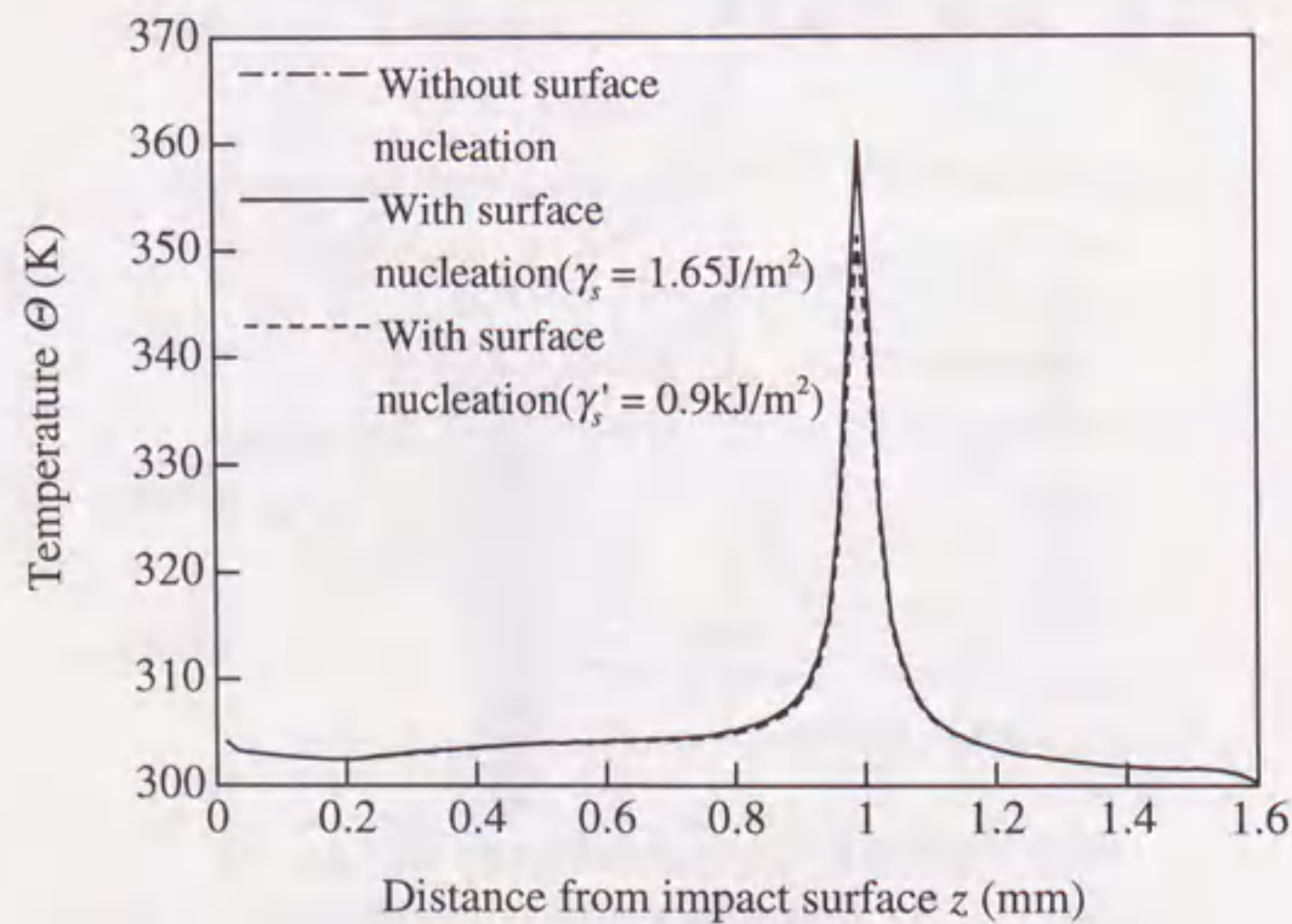


図 5.8 標的板中心軸近傍における温度分布 ($t = 1.20 \mu\text{s}$)

大きめになっているが、これは前章でも同様の結果を得ていた。

さらに図 5.8 には同時刻の標的板中心軸近傍の温度分布を示す。式(5.15)によって、損傷に伴う表面生成エネルギー散逸を考慮した場合の温度分布解析結果では、式(4.15)、(5.23)の二つの値 γ_s, γ'_s を用いて行ったが、準静的な表面エネルギーを用いた場合には、表面生成エネルギー散逸を考慮しない式(4.9)の結果と重なり、図上では見分けることができない。式(5.15)で γ'_s を用いた場合には温度上昇が最大約 9 K 小さく見積られるが、これは前章と同様、計算誤差を考慮すると無視できる程度である。

5.3.2 標的板裏面粒子速度の履歴の解析

もう一つの解析例として、厚さ 2 mm の円形飛翔板を厚さ 9 mm の円形標的板に 185 m/s で衝突させた Ranjendran ら[13, 17]の実験に相当する解析を行った。飛翔板と標的板の直径は標的板厚さの8倍の 72 mm にとり、差分要素は標的板を z 方向に 400 等分、 r 方向を 100 等分に分割し、 3300 MPa の応力を $1.0 \mu\text{s}$ 加える荷重条件で置換えた。解析に用いた材料定数は、前節の解析と同じく表 3.1~3.3 と式(5.23)であり、エネルギー保存則には式(4.9)を用いた。

標的板裏面中心近傍での粒子速度の履歴の解析結果を実験結果と比較し、図 5.9 に示す。解析結果は式(5.16)の結果と異なり、第二波以降でも実験結果とよく一致している。これから空洞発達を考慮して本論文で提案した損傷発展式の有効性が確かめられた。材料定数は、前節の解析と同じく表 3.1~3.3 と式(5.23)の値を用い、エネルギー保存則には式(4.9)を用いた。

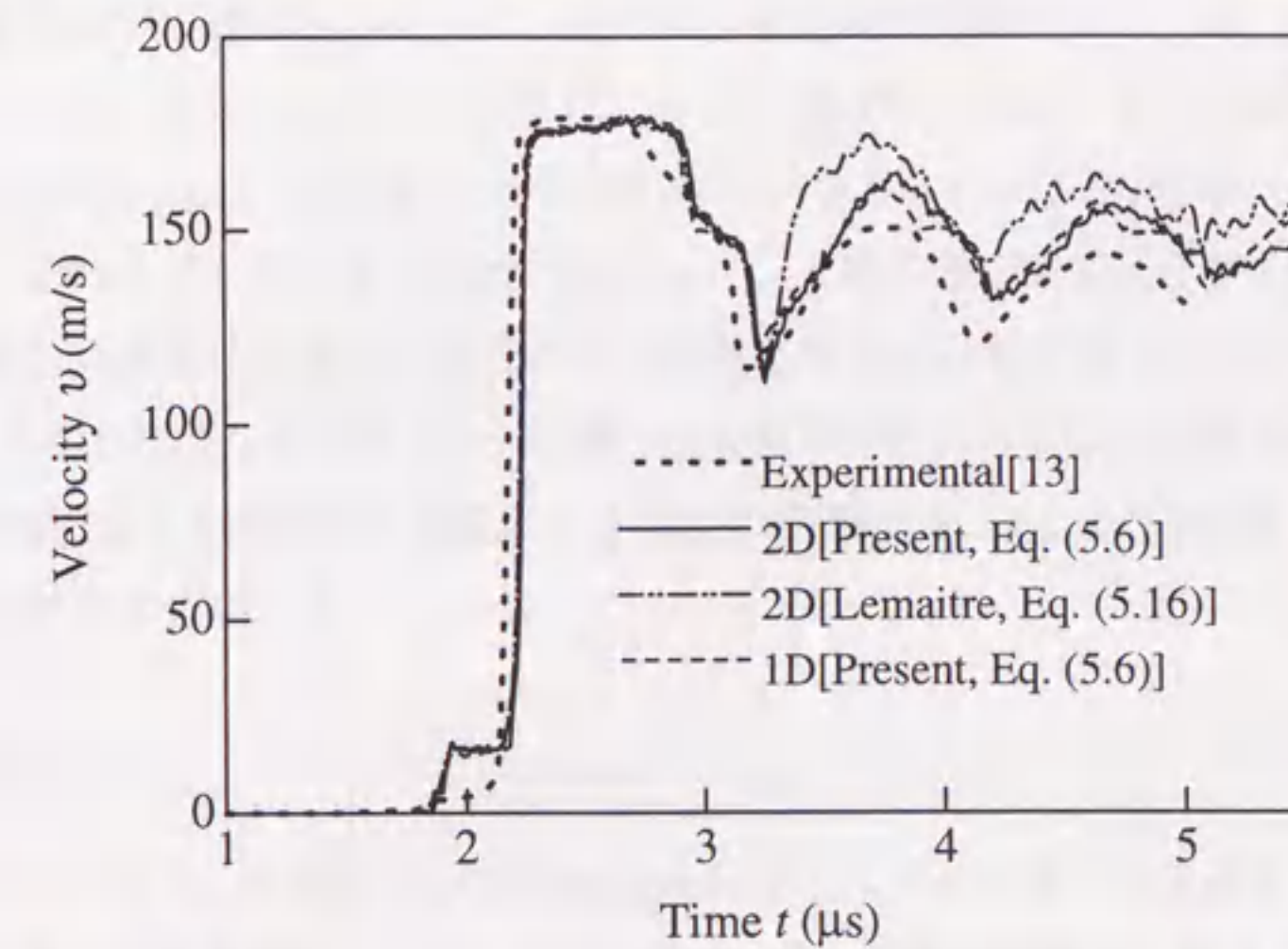


図 5.9 標的板裏面粒子速度の履歴

標的板裏面中心近傍での粒子速度の履歴の解析結果を実験結果と比較し、図 5.9 に示す。解析結果は式(5.16)の結果と異なり、第二波以降でも実験結果とよく一致している。これから空洞発達を考慮して本論文で提案した損傷発展式の有効性が確かめられた。

5.4 本章のまとめ

本章では、スポール損傷解析への損傷力学の応用の可能性を検討した前章までの解析を精密化するため、空洞発達モデルに基づく新しい損傷発展式を提案した。

この新しく提案した損傷発展式を用いて損傷の体積膨張への影響を考慮することにより、標的板中の応力履歴の精度のよい解析が可能となった。特に、PMMA 緩衝材中の応力履歴と標的裏面粒子速度履歴に対する解析結果は、第二波以降に対しても実験結果をよく表現することができた。

また、損傷発展モデルにおいて損傷変数と空洞体積率を関係づけるより、空洞分布の実験結果をよく表現することができた。

前章までの結果と同様に損傷に伴う表面生成によるエネルギー散逸は大きくないことを確かめた。すなわち外部仕事のほとんどが変形に費やされ、表面生成の影響は無視できることがわかった。

第6章 スポール損傷における三次元性と空洞体積率の影響[95]

前章では、微小空洞の発達モデルに基づく新しい損傷発展式を提案するとともに、これを用いたスポール損傷解析結果を、標的円板裏面に接着した PMMA 緩衝材中の応力履歴あるいは標的円板裏面粒子速度履歴の実験結果と比較し、両者の定量的な一致を確かめた。しかし前章では主に、損傷がほとんど一様になっている中心軸近傍での1次元挙動に注目して解析結果と実験結果を比較し、検討した。

これに対して、実際の構造部材における損傷分布を予測し、明らかにするためには、標的板全体に対する3次元解析が必要なことがある。また実験結果の詳細な検討においても、応力、ひずみ、損傷分布の3次元考察が必要となる。

本章では、前章で提案したモデルを用い、実際のスポール損傷過程における損傷分布を明らかにする目的から、この問題を軸対称2次元問題として解析し、スポール損傷の3次元性とスポール損傷に対する空洞発達に伴う体積ひずみの影響を検討する。

6.1 スポール損傷の三次元性

6.1.1 基礎関係式および解析方法

本章では軸方向の応力波による半径方向の変形や、標的板側面からの除荷波の影響を検討するため、平板衝突問題における標的板の半径・厚さ比を種々に変えて、軸対称2次元解析を行う。ただし、本研究では、特に半径方向の応力波伝ばについて調べるため、飛翔板と標的板の半径は同じとした。解析のための基礎関係式としては、前章と同様に損傷発展式(5.6)、損傷材料に対する構成式(5.16)、(5.17)、(5.20)、質量保存則と運動量保存則は式(3.20)と(3.21)、エネルギー保存則は式(3.22)あるいは(5.15)を用いる。

解析は、これまでと同じく MANJUSRI-3D に、上述の基礎関係式を組み込んで行った。また、破壊した要素の取扱いに関しては、損傷変数 D が前章で導入したしきい値 $D_{cr} = 0.57$ に達すると破壊したと見なし、破壊した要素中の応力および弾性係数を0とする。以下では時刻 $t=0$ を衝突した瞬間とし、 $z=0$ は衝撃面を、 $r=0$ は標的板の中心軸を表し、応力は圧縮を正にとる。

6.1.2 解析モデル

上述の方法により、Curran らの実験[12]を対象として軸対称2次元解析を行う。すなわち、図 4.8 のような厚さ $z_f = 0.6$ mm の OFHC 銅の円形飛翔板を、厚さ $z_0 = 1.6$ mm の OFHC 銅の円形標的板に $v = 160$ m/s の速度で衝突させた場合を解析する。

このとき、スポール損傷時の応力履歴を調べるため、標的板裏面に接着した PMMA 緩衝材も含めて解析モデルを作成し、その内部 ($z=2.1$ mm) の応力履歴も解析する。PMMA 板は標的板と同じ形状とし、要素分割も標的板と同じにした。文献[12]では飛翔板と標的板の半径については示されていないが、この解析では、標的板の半径・厚さ比 r_0/z_0 を 1.5, 2, 2.25, 2.5, 3 に変えて計算し、それらの結果と実験結果を比較する。解析に際しては、標的板 $z=0\sim 1.6$ mm の領域を 100 等分し、 $r=0\sim r_0$ mm の領域も 100 等分の差分要素に分割した。

材料の初期温度は 300 K とし、OFHC 銅の材料定数は表 3.1~3.3 と式(5.23)に示す値を用いる。さらに、PMMA の材料定数としては、表 3.4 の値を用いる。

6.1.3 板側面からの除荷波の効果

図 6.1 には、図 4.8 の標的板および PMMA 緩衝材の半径・厚さ比 r_0/z_0 を 1.5~3 と変えて行った軸対称解析による PMMA 緩衝材中の応力履歴を示す。図には、軸対称解析結果のほか、実験および 1 次元解析結果も示す。この図において $r_0/z_0=1.5$ の場合は約 0.72 μ s 以降の応力値は急激に低下し、0.87 μ s では約 9 MPa まで低下している。また、 $2 < r_0/z_0 < 2.5$ の場合でも第二波以降の応力値が低下しているが、その応力履歴は $r_0/z_0=1.5$ の場合とは大きく異なる。一方、 $r_0/z_0=3$ の場合には 1 次元解析の結果とほぼ重なることがわかる。

この r_0/z_0 による応力履歴の違いの原因の一つとしては、板側面からの除荷波の効果が考えられるので、ここでははじめにこの効果について考察する。まず除荷波は、板側面

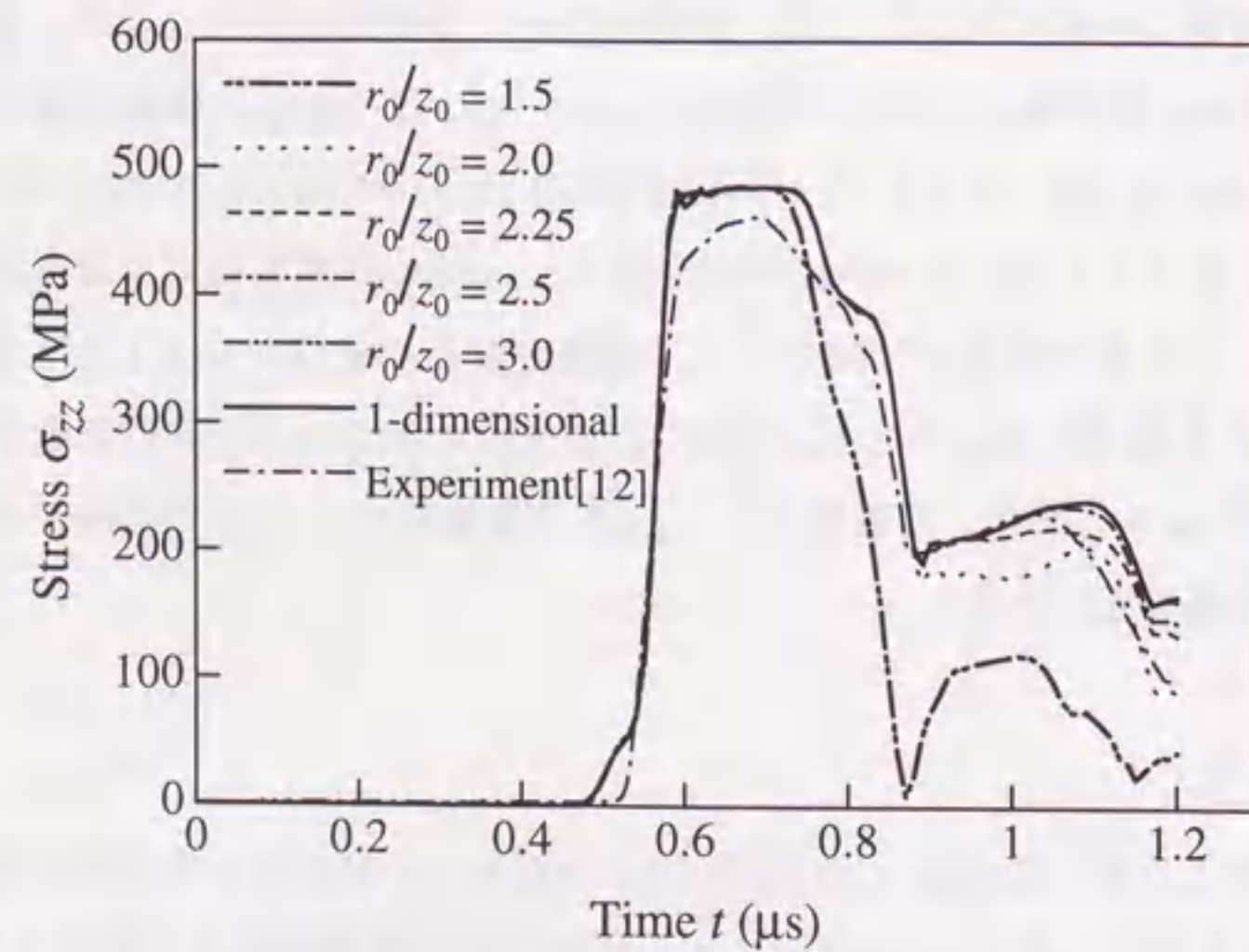


図 6.1 PMMA 緩衝材中の応力履歴の比較

での境界条件 $\sigma_{rr}=0$ を満足させるような応力波を重ね合わせることで理解できる。さらに、本研究で扱う衝撃負荷による応力状態では、応力の球成分が支配的になるため、軸方向の応力波はほぼ膨張波として考えることができる[16]。板側面からの応力波についても、近似的にはこのような膨張波と考える。

図 6.2 は、標的板側面からの応力波の効果が顕著な $r_0/z_0=1.5$ の場合の、 $t=0.4$ μ s における中心軸を含む標的板断面での応力 σ_{zz} の分布を示すが、その値はほぼ静水応力 $p = (1/3)(\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz})$ に等しい。図中で白く示されている台形の部分は、2500~3000 MPa 程度の高圧縮状態であることを示している。応力波が軸方向に進行する応力波だけの場合には、応力勾配は軸 (z) 方向にのみ表れるはずである。しかし、図 6.2 では中心軸近傍の高圧縮領域から半径方向に応力値が徐々に低下し、標的板側面で約 200 MPa になる台形の領域が見られる。この領域は標的板側面から半径方向に入射してくる除荷波の影響を示しており、図 6.3 の波面 mn によって理解できる。

図 6.3 は、後述の議論のため、 $r_0/z_0=2$ 、 $t=1.0$ μ s における標的円板および PMMA 緩衝材円板の中心軸を含む断面内のいくつかの膨張波の波面の位置を示している。図中の波面 bc と fg は、衝撃面から入射してきた圧縮波と除荷波を表す。それらの間の影付き

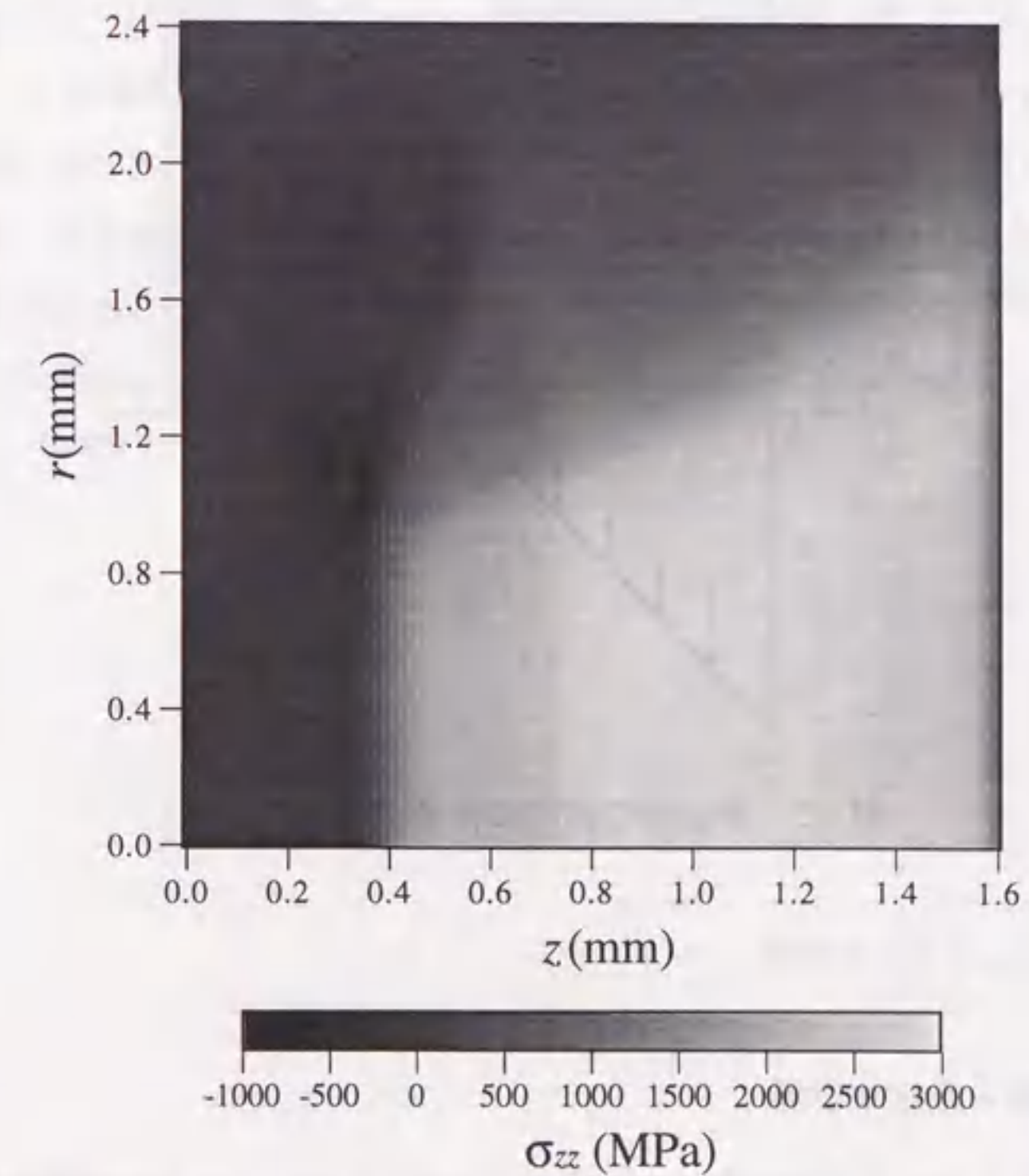


図 6.2 中心軸を含む標的板断面における応力分布 ($r_0/z_0=1.5$, $t=0.4$ μ s)

領域は、その部分が圧縮状態であることを示す。また、波面 bc で表される応力波は実際には反射しているが、解析の対象となる時間 $1.2 \mu\text{s}$ では計測点 k に影響を及ぼさないためこのように表現した。進行方向に対しその法線方向が 45° 傾いた波面 bi と mn は円板側面から入射してきた除荷波を表している。解析では波面 mn は図 6.2 のように湾曲するが、これは入射してくる軸方向の応力波の形状を反映しているものと考えられる。もしも、入射応力波が完全な矩形波であれば、図 6.3 のような直線で表現できることが予想される。

以下では円板側面からの除荷波の効果も含め、前述の $r_0/z_0 \leq 2.5$ の解析結果が 1 次元解析結果および $r_0/z_0 = 3$ の解析結果と異なる原因について検討する。このうち、1 次元解析結果との差異の小さな $2 \leq r_0/z_0 \leq 2.5$ の場合と、大きく様子の異なる $r_0/z_0 = 1.5$ の場合に分けて考察する。

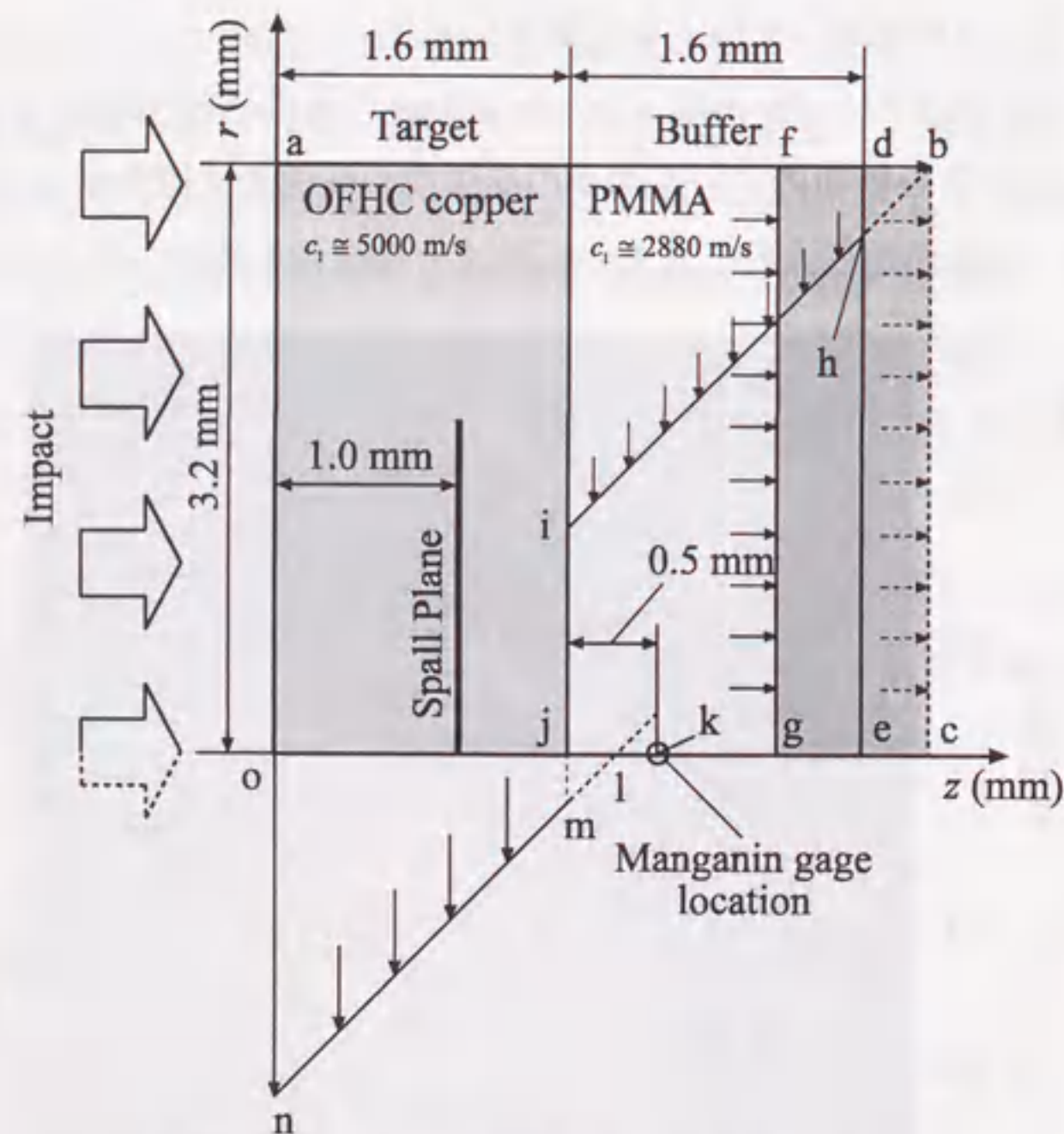


図 6.3 膨張波の伝ばの様子 ($r_0/z_0 = 2.0$)

6.1.4 $2 \leq r_0/z_0 \leq 2.5$ の場合

応力履歴に影響を及ぼす要因

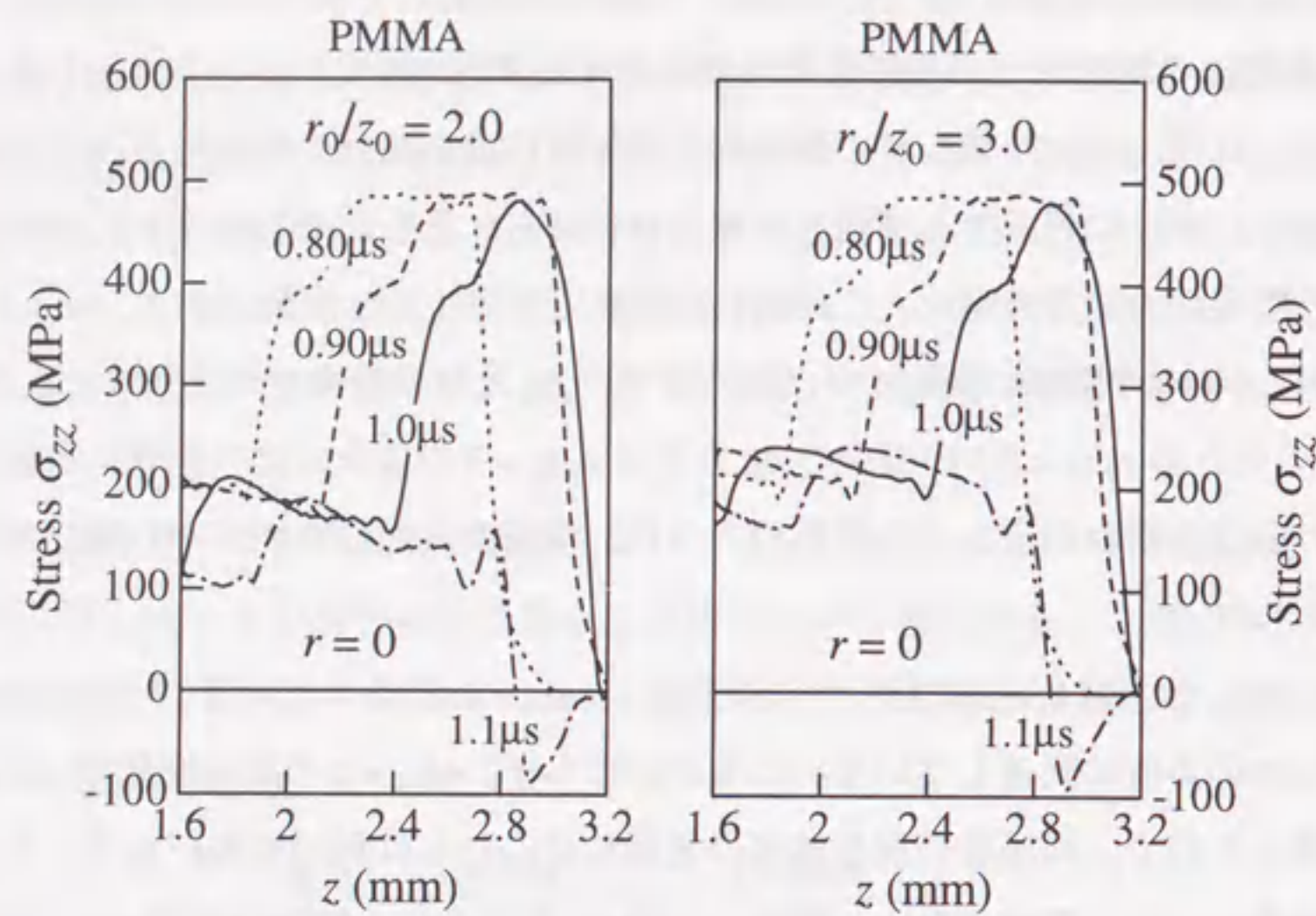
はじめに、 $2 \leq r_0/z_0 \leq 2.5$ の場合の代表的な一例として、 $r_0/z_0 = 2$ の場合をとり上げ、前述の時刻 $t = 1.0 \mu\text{s}$ に対する図 6.3 の応力波を考える。図から $t = 1.0 \mu\text{s}$ の時点では、測

定点 k には PMMA 緩衝材の円板側面からの除荷波は届いていないことがわかる。ただし、PMMA 緩衝材の標的板との接触面周縁部に生ずる変形のため、軸方向に進む最初の膨張波が通過した後、PMMA 緩衝材の側面および界面に近い部分では半径方向に引張応力が生じており、それに起因する膨張波が重ね合わせられることで測定点 k における半径方向からの膨張波の到達時刻は、この図に見られるよりも少し早められる。

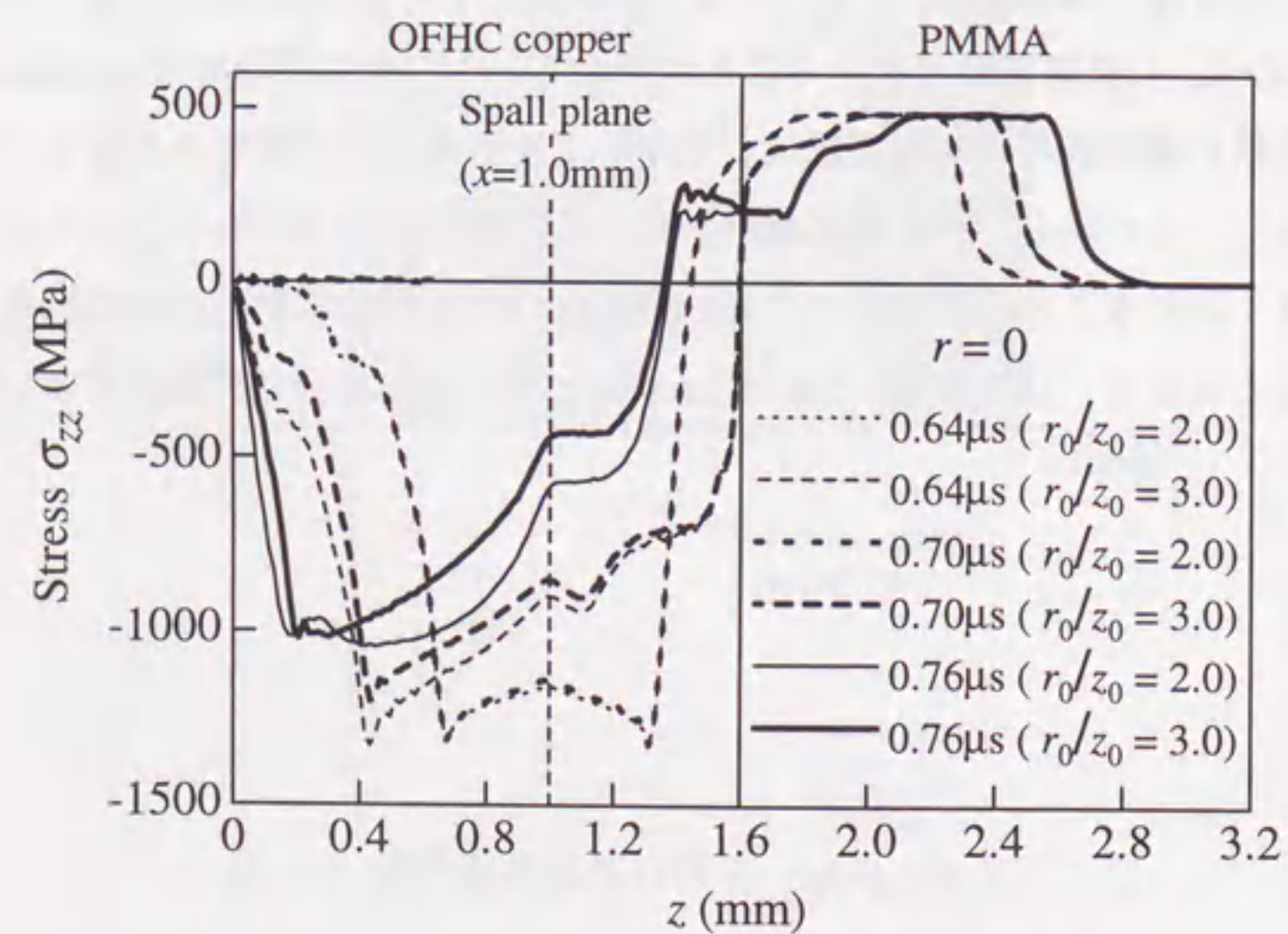
次に図 6.4(a)は PMMA 緩衝材中心軸付近での σ_{zz} 分布の時間変化を示す。この図から $t = 1.1 \mu\text{s}$ のときの $r_0/z_0 = 2.5$ の場合の σ_{zz} 分布は $r_0/z_0 = 3$ の場合に比べ圧縮応力値が小さくなっていることがわかる。この原因の一つは、側面からの応力波が中心軸に到達したためと考えられる。

これに対して、図 6.4(b)に見られるように、 $r_0/z_0 = 2$ の場合の時刻 $t = 1.0 \mu\text{s}$ 以前では、側面からの応力波は到達していないにもかかわらず、 $r_0/z_0 = 2$ の応力履歴は $r_0/z_0 = 3$ のそれとは異なるので、両場合の解析結果の差異にはこれとは別の原因があることになる。

この差異について調べるため、時刻 $t = 1.0 \mu\text{s}$ までの中心軸上の応力 σ_{zz} の分布の推移に注目する。すなわち $r_0/z_0 = 2$ の場合、図 6.3 の方法にしたがって計算するとスポール面中心に標的板側面からの除荷波が到達するのは $t \approx 0.84 \mu\text{s}$ のときである。しかしこの場合の応力分布は、図 6.4(b)からわかるように、既に $t = 0.70 \mu\text{s}$ から $r_0/z_0 = 3$ の場合の σ_{zz} 分布と比べ、引張側に偏っていることが分かる。この理由としては、PMMA 緩衝材の場合と同様に標的板の衝撃面周縁部に集中して生じる変形が影響を及ぼしていることが考えられる。その場合、衝撃面周縁部から生じる膨張波が重ね合わせられるための絶対値が大きく表れることになる。また $t \approx 0.84 \mu\text{s}$ 以降は標的板側面からの除荷波の影響も受けることになる。以下では、 $t = 1.0 \mu\text{s}$ 以降とそれ以前に分けて検討する。



(a) $t = 0.80 \sim 1.1 \mu\text{s}$



(b) $t = 0.64 \sim 0.76 \mu\text{s}$

図 6.4 標的板中心軸近傍における応力分布
(OFHC copper, $z_f = 0.6 \text{ mm}$, $z_0 = 1.6 \text{ mm}$, $v = 160 \text{ m/s}$)

PMMA 緩衝材中の応力履歴に対する側面からの応力波の影響 ($t = 1.0 \mu\text{s}$ 以降)

図 6.5 に $t = 1.1 \mu\text{s}$ のときの PMMA 緩衝材中の応力の分布を示す。この図から $r_0/z_0 = 2$ の場合には半径方向からの応力波が中心軸に影響を及ぼしている様子がわかる。ただし、この時点では円板側面からの除荷波は中心軸に達しておらず、標的板との界面周縁部の変形による影響が大きいと考えられる。さらに、この原因による効果はスポール損傷の発達には影響を及ぼさない。

衝撃面周縁部における変形集中の効果 ($t = 1.0 \mu\text{s}$ 以前)

この原因による影響は応力分布からはわかりにくい。これを調べるため図 6.6(a)では、中心軸における ϵ_{rr} の分布の推移を $r_0/z_0 = 2$ と 3 の場合について比較した。図から、 $r_0/z_0 = 3$ の場合には中心軸近傍において ϵ_{rr} はほとんど 0 のままであるが、 $r_0/z_0 = 2$ の場合には衝撃面付近で 0.5 % 以上の引張りずみが生じており、もはや理想的な単軸ひずみ状態とは言えないことがわかる。これは衝撃面周縁部に集中して生ずる変形が中心軸まで影響を及ぼしているためと考えられる。図 6.6(b)は、 $t = 0.70 \mu\text{s}$ のときの中心軸を含む断面における ϵ_{rr} の分布を、 $r_0/z_0 = 2$ と 3 の場合について比較したものである。図から、 $r_0/z_0 = 2$ の場合の方が衝撃面周縁部での変形の影響が大きく広がっている様子がわかる。

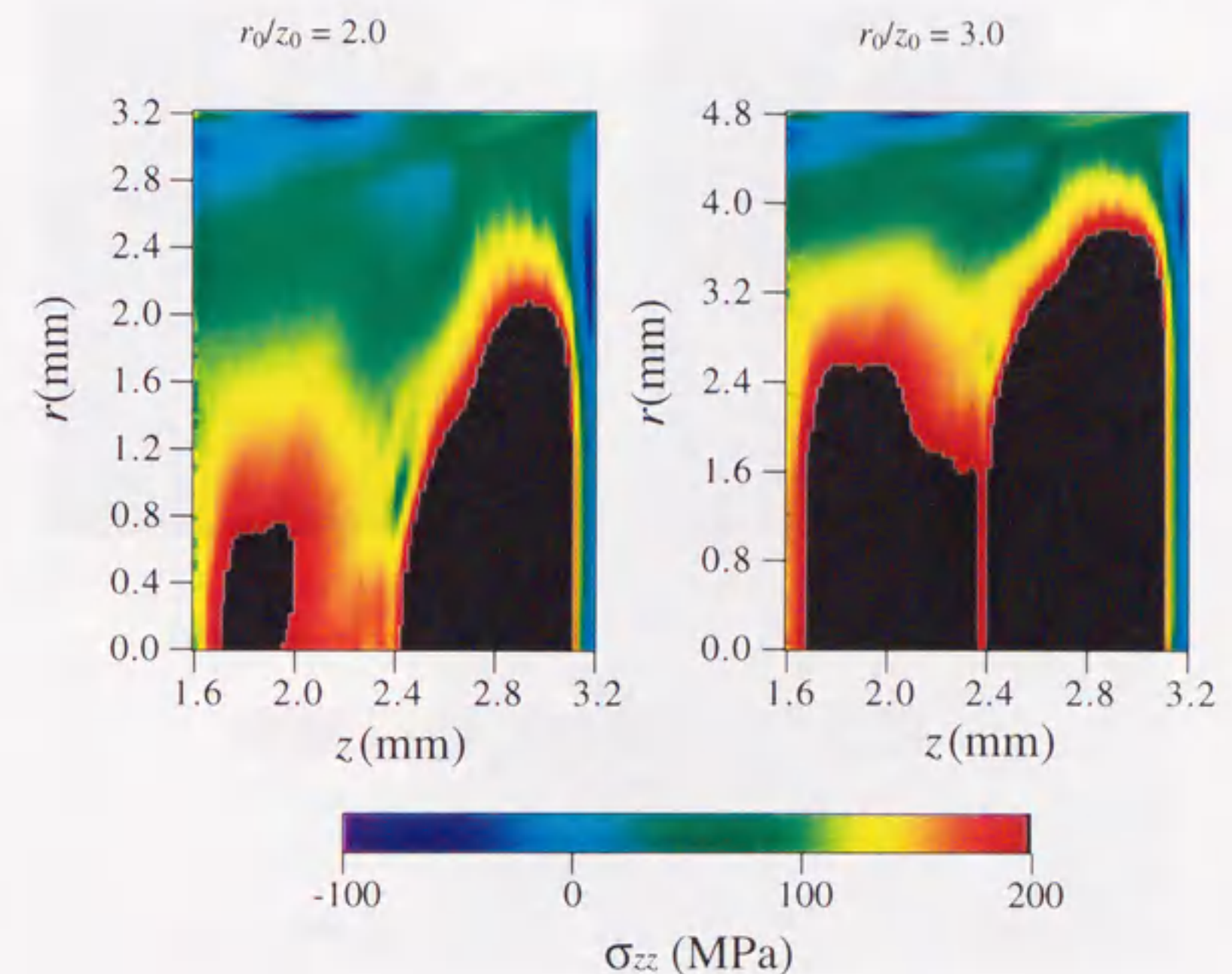
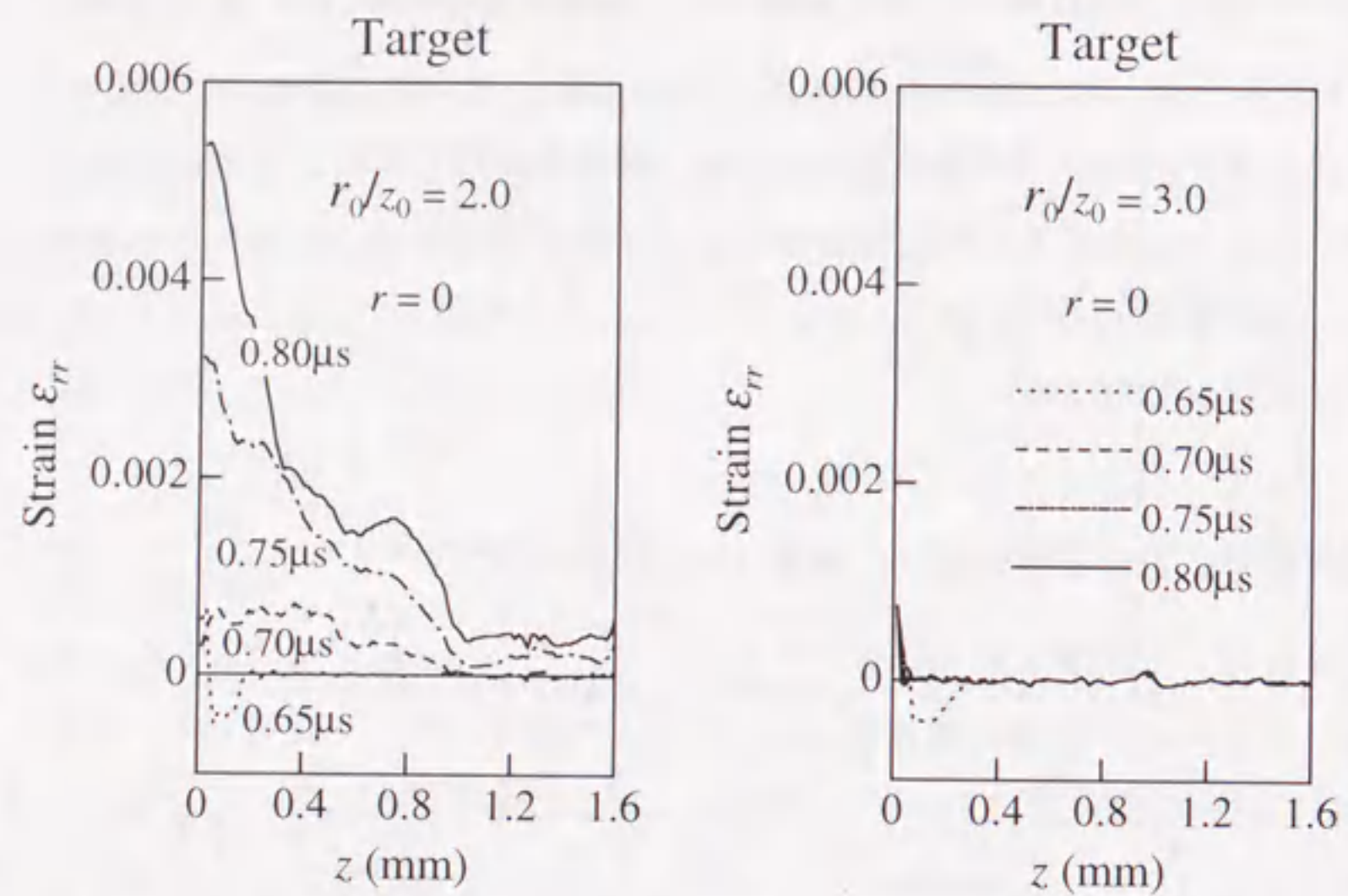
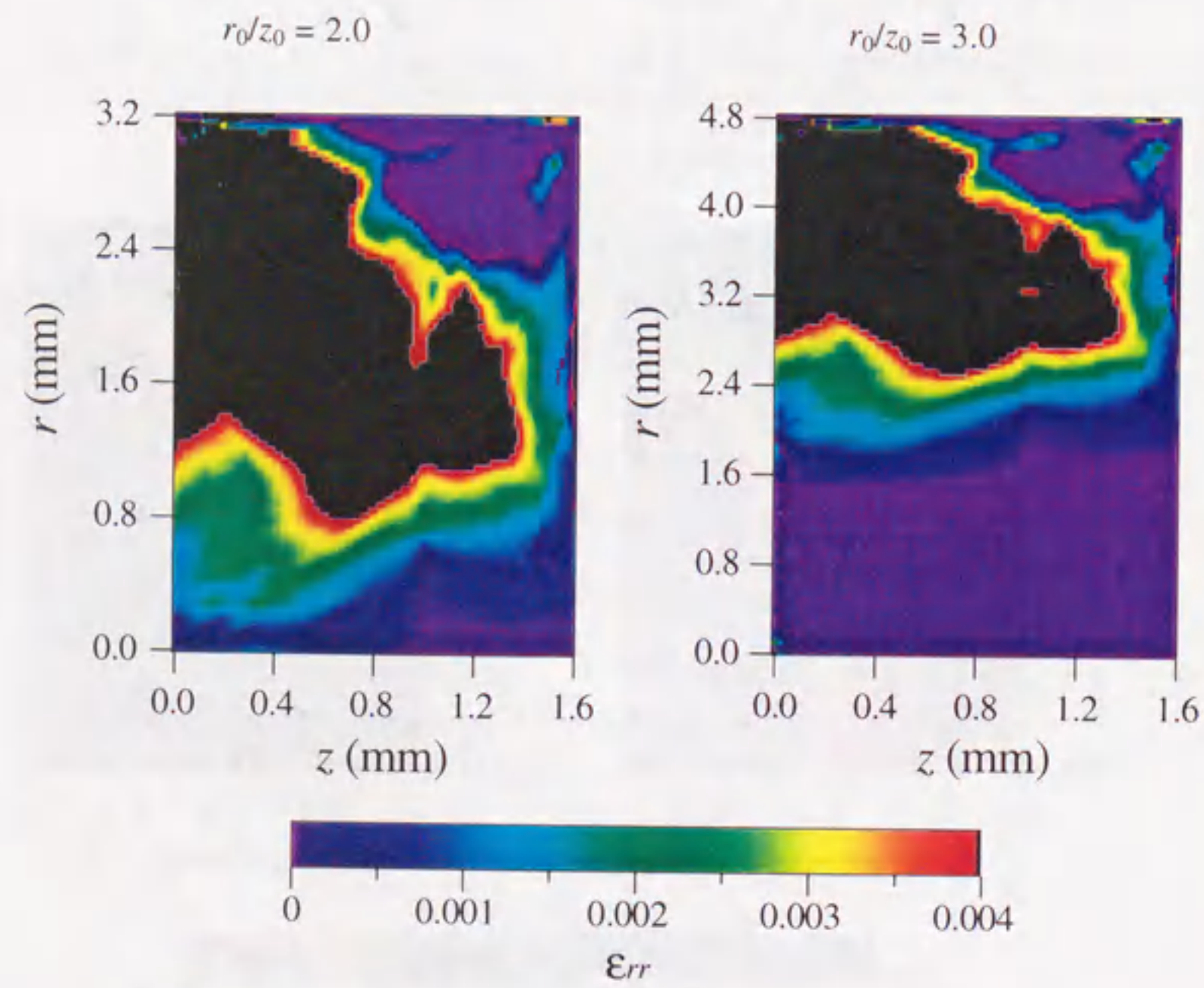


図 6.5 PMMA 緩衝材の中心軸を含む断面における応力分布 ($t = 1.1 \mu\text{s}$)
(OFHC copper, $z_f = 0.6 \text{ mm}$, $z_0 = 1.6 \text{ mm}$, $v = 160 \text{ m/s}$)



(a) 標的板中心軸近傍における分布



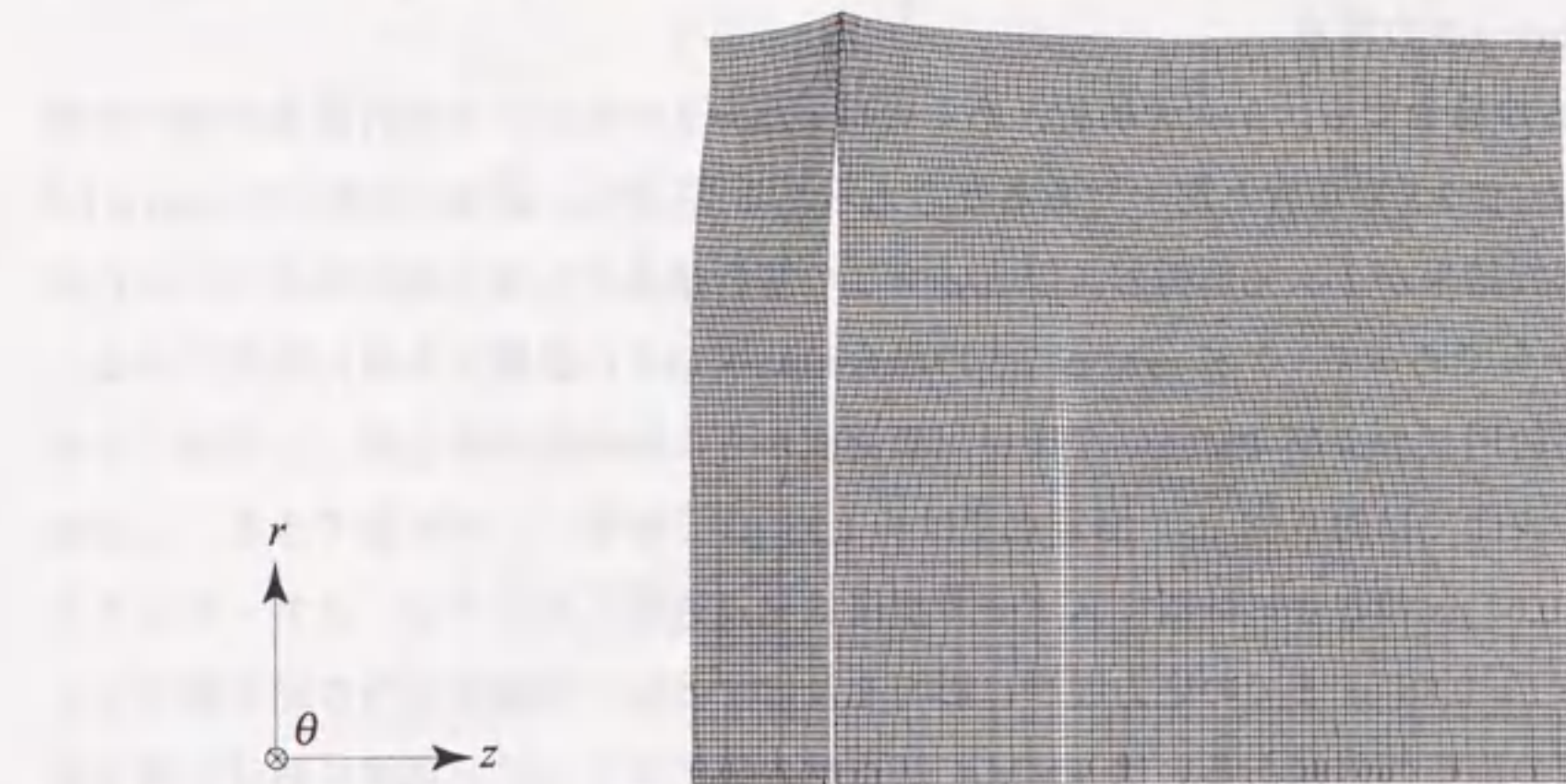
(b) 標的板の中心軸を含む断面における分布 ($t = 0.70 \mu\text{s}$)

図 6.6 ひずみ成分 ϵ_{rr} の分布

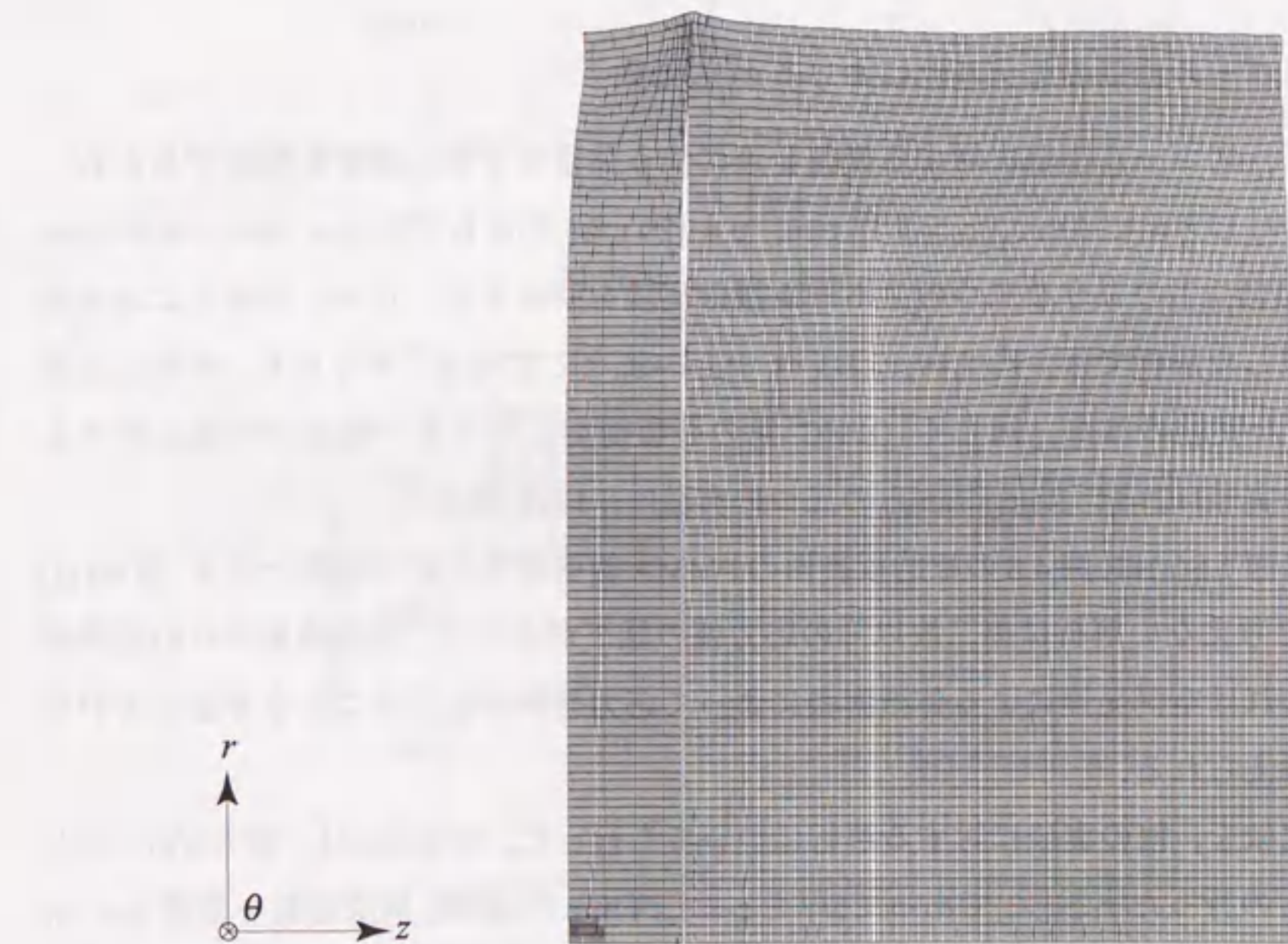
(OFHC copper, $z_f = 0.6 \text{ mm}$, $z_0 = 1.6 \text{ mm}$, $v = 160 \text{ m/s}$)

このように $t = 1.0 \mu\text{s}$ 以前の応力履歴では、衝撃面周縁部での変形の影響と、標的板側面からの除荷波の影響の二つが考えられる。また、これらはスポール面における静水応力発達に寄与するので、スポール損傷の発達に影響を及ぼす。さらに、図 6.6(b) からわかるようにスポール面の先端付近でもひずみ分布が生じており、これが応力履歴に影響を与えることも考えられる。

図 6.7(a), (b) には $t = 1.2 \mu\text{s}$ のときの解析モデルの変形の様子を、 $r_0/z_0 = 2$ と 3 の場合



(a) $r_0/z_0 = 2.0$



(b) $r_0/z_0 = 3.0$

図 6.7 変位図 ($t = 1.2 \mu\text{s}$)

(OFHC copper, $z_f = 0.6 \text{ mm}$, $z_0 = 1.6 \text{ mm}$, $v = 160 \text{ m/s}$)

に対して示す。両者ともそれほど顕著な変形は生じてないが、 $r_0/z_0 = 3$ の方が中心軸周辺の平坦部分大きいことがわかる。また、右側の標的板と PMMA 緩衝材からなる部分の中に破壊した要素が帯状に見えているのがスポール面であって、 r_0/z_0 が大きいほどその部分が長くなる。側面からき裂先端までの距離は r_0/z_0 の変化にあまり影響されないことがわかる。

6.1.5 $r_0/z_0 = 1.5$ の場合

$r_0/z_0 = 1.5$ の場合でも、1次元解析、あるいは $r_0/z_0 = 3$ の場合との解析結果の違いの原因は $2 \leq r_0/z_0 \leq 2.5$ の場合と同一であると考えられる。しかし、図 6.1 において $r_0/z_0 = 1.5$ の場合の解析結果が1次元解析および $r_0/z_0 = 3$ の解析結果から偏り始めるのは $t \cong 0.72 \mu\text{s}$ のときからであって、 $2 \leq r_0/z_0 \leq 2.5$ の場合に比べてその影響は非常に顕著である。

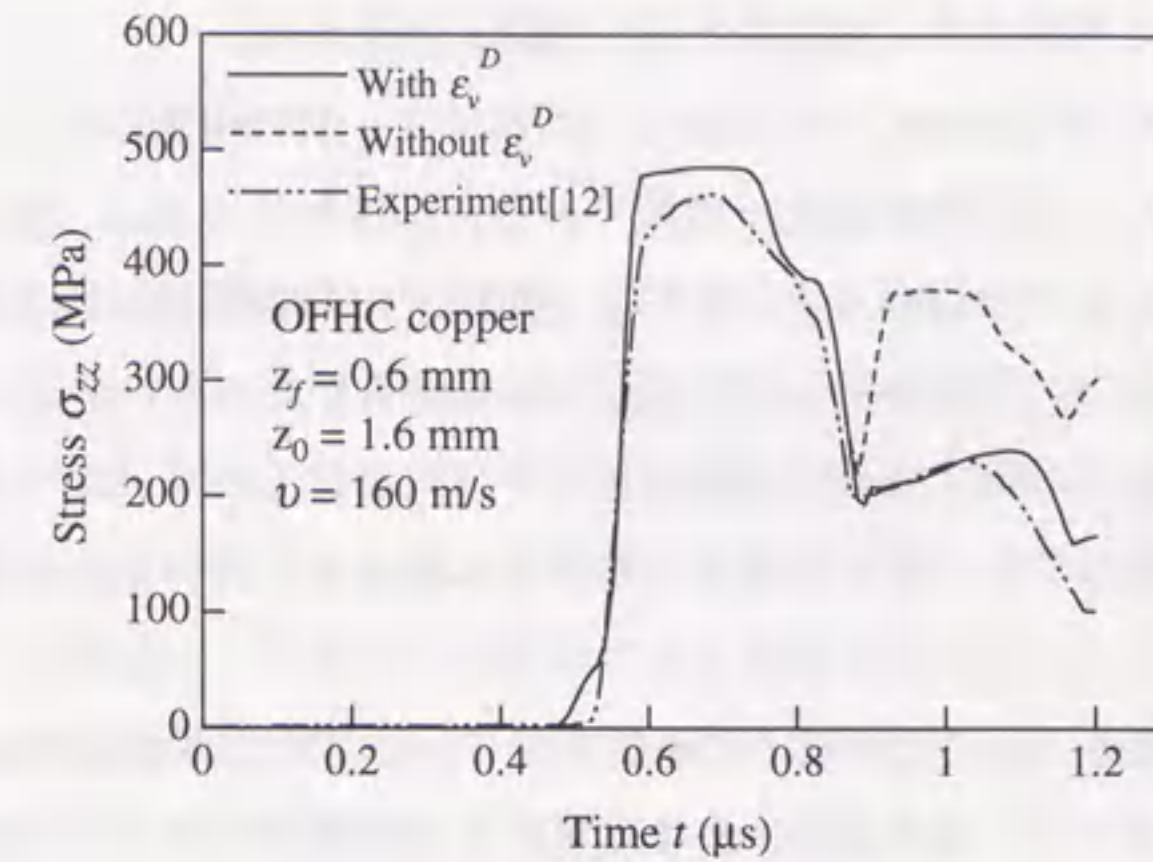
一方、標的円板および PMMA 緩衝材円板側面からの除荷波が中心軸上に到達するのは、スポール面では約 $0.68 \mu\text{s}$ 、測定点では約 $1.33 \mu\text{s}$ となることが計算できる。したがって、 $t \cong 0.68 \mu\text{s}$ のときには既にスポール損傷は発達過程にあるので、スポールシグナルが生じる $t = 0.88 \mu\text{s}$ までの応力履歴に影響を及ぼすのは、板側面からの除荷波ではなく、標的板の衝撃面周縁あるいは PMMA 緩衝材の標的板との界面周縁における変形集中が大きな影響を与えと考えられる。

6.2 スポール損傷のモデル化における ϵ_v^D の効果

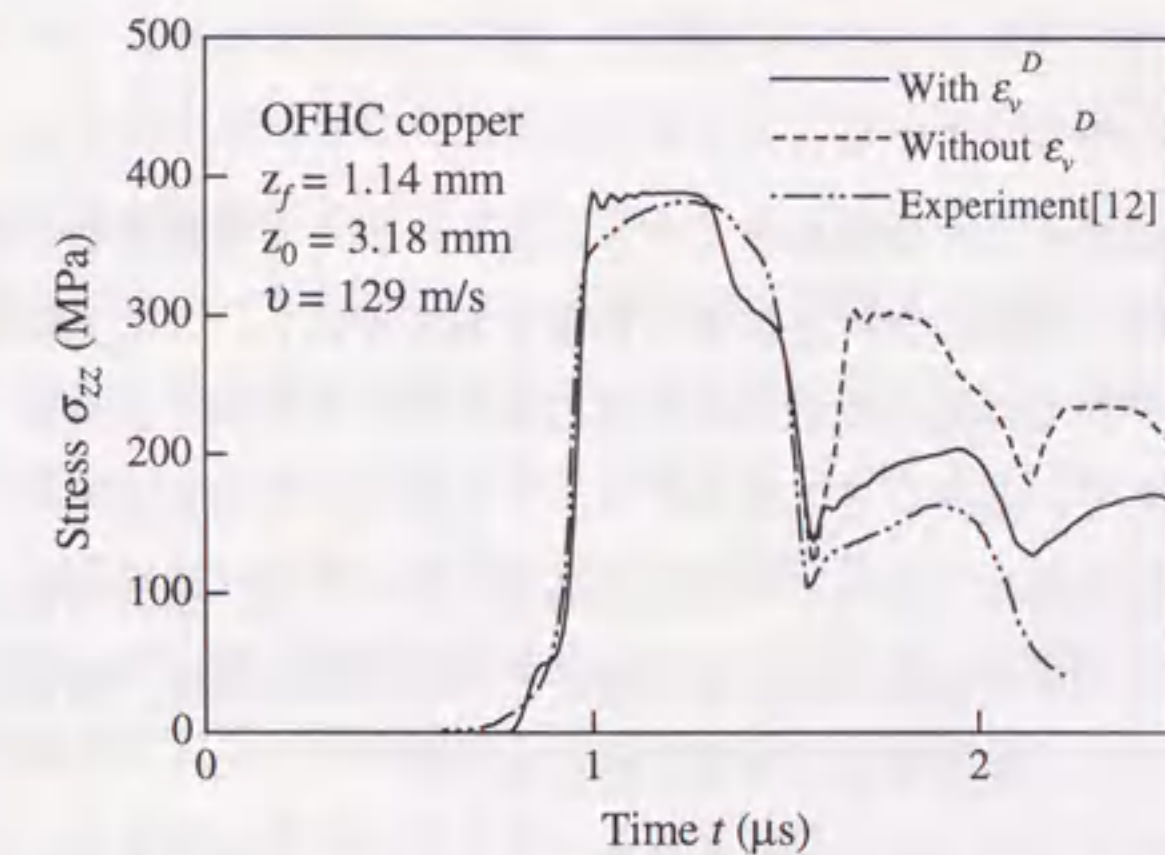
つづいて、スポール損傷に対する損傷発達に伴う体積ひずみの影響を検討するため、OFHC 銅に対し $z_f = 1.14 \text{ mm}$, $z_0 = 3.18 \text{ mm}$, $v = 129 \text{ m/s}$ [12]ならびに $z_f = 2 \text{ mm}$, $z_0 = 9 \text{ mm}$, $v = 185 \text{ m/s}$ [13, 17]のような二つのスポール損傷実験を解析する。なお、空洞による体積膨張を無視した解析では、式(5.19)において $\eta_M = -\epsilon_v$ としている。すなわち、解析には図 4.8 に示した実験のほか、同じく OFHC 銅の平板衝突に対する一層厚い円板に対する Curran らの実験[12]と、Rajendran らの二つの実験[13, 17]を選んだ。

はじめに図 6.8(a)は、図 4.8 の標的板裏面の PMMA 緩衝材中の応力履歴を示す。図 6.8(a)から、 ϵ_v^D を考えない解析は第二波以降の応力値の低下が小さく、実験結果からの差異が大きい。これは空洞発達による体積膨張によって応力緩和が生じることを考慮していないためと考えられる。

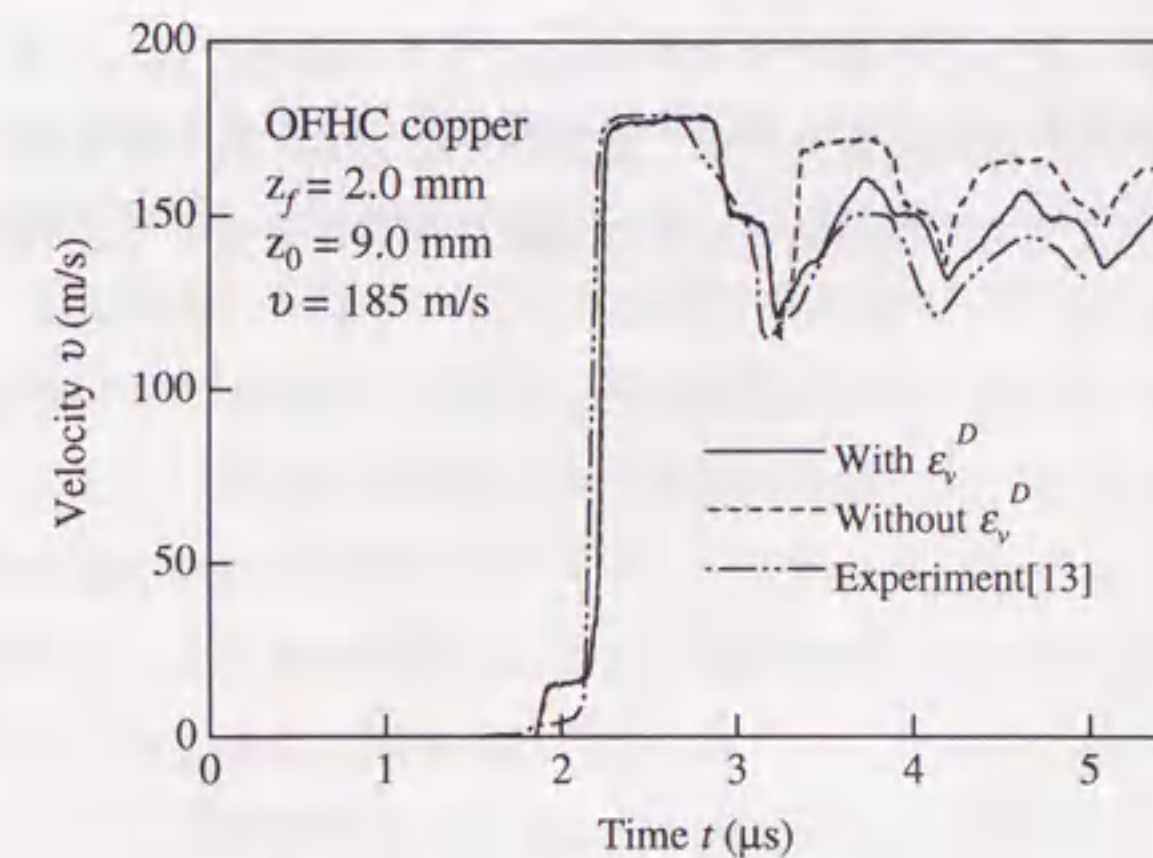
同様な比較を、他の実験に対する解析についても行った。図 6.8(b)は、図 6.8(a)と同じく Curran らの行った実験[12]であって、厚さ $z_f = 1.14 \text{ mm}$ の OFHC 銅飛翔板を速度 $v = 129 \text{ m/s}$ で厚さ $z_0 = 3.18 \text{ mm}$ の OFHC 銅標的板に衝突させ、そのときの応力履歴を標的板裏側の PMMA 緩衝材中(標的板から 0.5 mm の位置)で計測している。この場合にも、 ϵ_v^D



(a) Curran らの実験 (S24)



(b) Curran らの実験 (S27)



(c) Rajendran らの実験

図 6.8 PMMA 緩衝材中の応力履歴に対する ϵ_v^D の影響

を考慮しない解析と実験結果には顕著なくい違いが見られる。

さらに図 6.8(c)は、Rajendran らの実験[13, 17]に対する解析結果の比較を示す。ただしこの図の計測結果は、標的板裏面粒子速度である。上述の図 6.8(a), (b)では、実験結果は応力値が最後のピークを過ぎると、そのまま低下する傾向が見られるが、図 6.8(c)ではそのような傾向は認められない。図 6.8(a), (b)には示していないが、PMMA 緩衝材の自由端からの反射波が到達すると応力値が低下するため、それを表している可能性がある。しかし、図 6.8(c)でも、 ϵ_0^D を無視した解析では第二波以降の波形は実験結果と大きく異なる。

すなわち、図 6.8(a)~(c)によれば、正確なスポール損傷解析のためには、静水応力-体積ひずみ構成式に対して、空洞発達による体積膨張 ϵ_0^D の効果は大きく、無視できないことがわかる。

6.3 本章のまとめ

本章では、前章で提案した空洞発達モデルによるスポール損傷解析に関して、軸方向だけでなく半径方向への応力伝ばと変形の影響を明らかにし、3次元解析の重要性を示した。またこのモデルでは損傷変数を断面積の減少率として捉えるだけでなく、体積膨張への影響も考慮しているが、その効果についても調べ、その妥当性を明らかにした。

まず、円板の平板衝突によるスポール損傷過程においては、標的円板の半径・厚さ比 r_0/z_0 によっては、その応力履歴は標的板側面からの応力波の到達、衝撃面周縁部の変形集中等によって、大きな影響を受けることがわかった。

標的板の半径・厚さ比が $r_0/z_0 \leq 2.5$ の場合、そのスポール損傷過程に対する応力とひずみの3次元性の効果は大きく、無視できない。したがって標的板中心軸近傍のスポール挙動を1次元解析によって予測できるのは $r_0/z_0 \geq 3$ の場合に限られる。

また、PMMA 緩衝材中の応力履歴の第二波以降の応力値の低下を正確に予測するには、等方応力成分の構成式で空洞発達に伴う体積ひずみを考慮しなければならない。

第7章 結 論

航空・宇宙等の先端工学における機器・構造要素は、高速度の衝撃荷重により破壊する場合が少なくなく、その種々の破壊様式の中でも微小分布空洞の発生、成長、合体の過程により進展するスポール損傷は、延性金属材料においては比較的低い応力でも生じるため重要になる。このような多数の分布微小空けきもたらす力学的効果とそれらの分布微小空けきの発達は、巨視的力学変数である損傷変数を導入して連続体力学的観点から研究する連続体損傷力学によって記述することができる。また損傷変数を導入することにより、分布微小空けき発達による材料劣化と、それにつづく微視的き裂の発生から巨視的なき裂の発生までの過程を統一的に扱うことができる。

一方、損傷力学はこれまで種々の損傷-破壊問題に対して適用されてきたが、スポール損傷のような分布微小空けきに起因する衝撃破壊問題に対する適用例はまだ少なく、その妥当性も定性的な範囲にとどまっている。

従来の延性材料のスポール損傷に対する中心的な研究では、損傷を表現する力学変数として分布微小空洞による空洞体積率を用い、その発展式および損傷材料の構成式に対するその効果は微視的な空洞発達の力学モデルに基づいて導入している。しかしこれらのモデルでは、損傷材料に対する空洞体積率の効果を記述するのに損傷力学における系統的な定式化を用いず、非損傷材料の材料定数中に直接組込む複雑な形となっている。したがって、損傷力学における系統的な定式化に基づく解析方法を、スポール損傷に対して適用することは非常に有効と考えられる。また従来のスポール損傷解析は1次元解析を中心として行われ、2次元または3次元解析を行った研究は数少なく、その結果の検討も定性的なものにとどまっている。実際の構造要素においてこのような問題を詳細に検討するには、破壊する構造要素とそれに衝突する飛翔体を適切にモデル化する必要があり、特に複雑な形状の機器要素に対しては3次元的なモデル化が要請される。

本研究では、まずスポール損傷に対する損傷力学の適用の可能性について検討した。つづいて、一般的な3次元問題への適用と解析結果の検討から明らかになった問題点の改善を目的として、この問題を軸対称2次元解析へ拡張した。さらに損傷発展式を改善する目的から分布微小空洞の発達をモデル化し、これに基づいて新しく提案した損傷発展式を用いて軸対称2次元解析を行った。本研究の内容、ならびに本研究で得られた主な結果を各章ごとに要約すると以下のようなになる。

第2章では、はじめに衝撃破壊における主な様式について概説するとともに、その中で特に微小空けきの生成・成長・合体過程により損傷が発達する延性スポール損傷に注目し、その現象の特徴である応力波伝ばとその反射・干渉の機構について述べた。また、

従来のスポール損傷のモデル化に関する研究について議論したうえで、この問題を損傷力学によって取り扱うことを考え、スポール損傷を扱うための損傷発展式の例として Lemaitre らの等方損傷発展式を取り上げた。

第3章では、はじめに高速衝撃問題における損傷材料の構成式について議論した。衝撃破壊問題における静水圧力-体積ひずみ関係は、このような高速度衝撃問題において実験結果とのよい一致を与える Mie-Grüneisen の状態方程式を用いることにした。また非弾性構成式に対しては、ひずみ速度が非常に大きいことから、広いひずみ速度範囲の記述に優れた Perzyna 型の粘塑性構成式を用いることにした。さらに、これらと前章で議論した損傷発展式をその他の基礎関係式とともに動的差分コードに組入れることにより、平板衝突問題の1次元解析を行った。また、その結果から圧縮応力波の伝ば・反射・干渉による損傷発展機構を明らかにするとともに、比較できる実験結果のある場合にはそれと比較することにより本解析方法の妥当性を検討した。この検討において、第3章で用いた損傷発展式はスポール損傷過程を定性的に、またスポールシグナルが発生するまでは定量的にも精密表現できることがわかった。実験結果との相違の原因としては、単軸ひずみの仮定から半径方向の変位の u_r を 0 (ただし、 $\sigma_r \neq 0$, $\sigma_\theta \neq 0$) としたことによる拘束条件の厳しさや、損傷発展式および構成式に問題がある可能性を挙げた。

第4章では、第3章の解析結果と実験結果の比較によって認められた差異の原因の一つとして、実際の現象より厳しい拘束条件を取り上げ、この問題を解決するため、飛翔円板と標的円板の衝突を、より実際の問題に近い軸対称2次元問題として解析する方法を検討した。また簡単な微小空洞モデルを用いることにより、微小空洞の表面生成によるエネルギー散逸の影響を評価することを試みた。この軸対称2次元解析により、1次元解析と同様な結果が得られるとともに、1次元解析では得ることのできない標的円板内の応力、損傷などの2次元的な分布の様子を示すことができた。

また、問題となっていた PMMA 緩衝材内での応力履歴および標的板裏面粒子速度に対する軸対称2次元解析結果は、1次元解析結果と比較すると若干改善されたが、実験結果と比べると依然検討の必要のあることが明らかになった。このことから、構成式または損傷発展式に改善の余地があるものと結論した。

さらに、この章で導入した簡単な微小空洞モデルに基づく損傷に伴う表面生成エネルギー散逸の影響は大きくないことを確かめた。すなわち、外部仕事のほとんどが変形に費やされ、表面生成の影響は無視できると考えられる。これはぜい性材料における破壊とは著しい違いである。

第4章までに明らかになった問題点を改善するために、第5章では新しく空洞発達を考慮できるようにした損傷発展式を提案するとともに、構成式に対してもそのモデルを

考慮するように修正することにより、スポール損傷解析の精密化を試みた。またこの修正したモデルによる解析結果と従来のモデルによる解析結果を比較検討した。

その結果、この新しく提案した損傷発展式および構成式を導入することによる解析結果の改善を確認した。特に、PMMA 緩衝材中の応力履歴と標的裏面粒子速度履歴に対する解析結果は、問題となっていた第二波以降に対しても実験結果をよく表現することができた。また、空洞発達モデルにおいて損傷変数と空洞体積率を関係づけることにより、空洞体積率分布に対する実験結果との比較が可能になり、しかも実験結果とのよい一致を得ることができた。

さらに、第4章の結果と同様に第5章で修正したモデルにおいても、損傷に伴う表面生成によるエネルギー散逸は大きくないことを確かめた。すなわち外部仕事のほとんどが変形に費やされ、表面生成の影響は無視できる。

第6章では、第5章で提案した空洞発達を考慮したスポール損傷解析に関して、軸方向だけでなく半径方向への応力波伝ばと変形の影響を明らかにし、3次元解析の重要性を示した。またこのモデルでは損傷の効果を断面積の減少による有効応力の拡大として捉えるだけでなく、体積膨張に対する効果も考慮している。したがって、後者の影響を評価するための解析も行い、その妥当性を明らかにした。

まず、円板の平板衝突によるスポール損傷過程においては、標的円板の半径・厚さ比 r_d/z_0 によっては、その応力履歴は標的板側面からの応力波の到達、衝撃面周縁部の変形集中等によって、大きな影響を受けることがわかった。すなわち、標的板の半径・厚さ比が $r_d/z_0 \leq 2.5$ の場合、そのスポール損傷過程に対する応力とひずみの3次元性の効果は大きく、無視できないことがわかった。したがって標的板中心軸近傍のスポール挙動を1次元解析によって予測できるのは $r_d/z_0 \geq 3$ の場合に制限される。

また、PMMA 緩衝材中の応力履歴の第二波以降の応力値の低下を正確に予測するには、球応力成分の構成式で空洞発達に伴う体積ひずみを考慮しなければならないことを明らかにした。

本論文では、分布微小空洞の発達により損傷が進展する衝撃破壊問題であるスポール損傷に対して、損傷力学の適用の可能性を検討するとともに、従来は定性的な評価にとどまっている軸対称2次元問題として解析を行い、定量的な評価を行うことを試みた。空洞発達を考慮できるように修正した損傷力学的モデルを構築することにより、スポール損傷を比較的簡潔に、また系統的に記述できることを明らかにした。

また本論文におけるスポール損傷モデルは、スポール損傷を特徴づける微小空洞の生成・成長過程における微小空洞の分布は希薄であるとして、それらの相互干渉を十分考慮していない。この仮定の妥当性はスポール面における最終的な空洞体積率 0.32 に対して微小空洞間の相互影響は少ないと考えたことに基づいているが、今後の課題として、

分布微小空洞の合体過程を含めたモデル化にはこの影響を考慮したモデル化が必要であると考えられる。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、終始懇切なご指導とご鞭撻を賜った名古屋大学工学研究科 村上澄男教授、ならびに本論文の内容に関して、有益なご教示とご批判を賜った同研究科 田中啓介教授、大野信忠教授に厚く御礼申し上げます。

また、本研究の実施にあたり、ゆき届いたご指導とご支援を賜った名古屋大学工学研究科機械工学教室 田中英一教授、金川靖助教授、劉彦助手、早川邦夫助手、ならびに種々のご協力を頂いた玉置一雄技官をはじめとする同教室弾塑性学講座の皆様へ深く感謝いたします。

なお、本研究の解析で使用したプログラムは、CRC 総合研究所(株)の伊東雅晴氏に提供して頂いており、また同氏からはゆき届いたご教示とご助言も頂きました。ここに心から御礼申し上げます。

1998年1月

名古屋大学大学院工学研究科
機械工学及び機械工学第二学科専攻

榎 田 努

参考文献

- [1] Butcher, B.M., Barker, L.M., Munson, D.E., and Lundergan, C.D., "Influence of Stress History on Time-Dependent Spall in Metals", *AIAA J.*, **2-6** (1964), p.977.
- [2] Gilman, J.J. and Tuler, F.R., "Dynamic Fracture by Spallation in Metals", *Int. J. Frac. Mech.*, **6-2** (1970), p.169.
- [3] Johnson, W., *Impact Strength of Materials*, Edward Arnold Limited, London, (1972).
- [4] Barbee, Jr., T. W., Seaman, L., Crewdson, R., and Curran, D., "Dynamic Fracture Criteria for Ductile and Brittle Metals", *J. Materials*, **7** (1972), p.393.
- [5] Seaman, L., Curran, D.R. and Shockey, A., "Computational Model for Ductile and Brittle Fracture", *J. Appl. Phys.*, **47** (1976), p.4814.
- [6] Davison, L. Stevens, A.L. and Kipp, E., "Theory of Spall Damage Accumulation in Ductile Metals", *J. Mech. Phys. Solids*, **25** (1977), p.11.
- [7] Davison, L. and Graham, R.A., "Shock Compression of Solids", *Physics Reports*, **55-4** (1979), p.255.
- [8] Johnson, J.N., "Dynamic Fracture and Spallation in Ductile Solids", *J. Appl. Phys.*, **52-4** (1980), p.2812.
- [9] Krajcinovic, D. Srinivasan, M.G., Fonseka, G.U., and Valentin, R.A., "Progressive Damage of a Spalling Rod", *J. Engng. Mech. Division, Proceedings of ASCE*, **108-6** (1982), p.1186.
- [10] Meyers, M.A. and Aimone, C.T., "Dynamic Fracture (Spalling) of Metals", *Prog. in Mater. Sci.*, **28-1** (1983), p.1.
- [11] Perzyna, P., "Internal State Variable Description of Dynamic Fracture of Ductile Solids", *Int. J. Solids Structures*, **22** (1986), p.797.
- [12] Curran, D.R., Seaman, L. and Shockey, A., "Dynamic Failure of Solids", *Physics Reports*, **147-5&6** (1987), p.253.
- [13] Rajendran, A.M., Grove, D.J. and Bless, S.J., "A New Yield Function Based Dynamic Failure Model", in *Shock Waves in Condensed Matter 1987* (Schmidt, S.C. and Holmes, N.C., Eds.), North-Holland, Amsterdam, (1988), p.359.
- [14] Grady, D.E., "The Spall Strength of Condensed Matter", *J. Mech. Phys. Solids*, **36** (1988), p.353.
- [15] Johnson, J.N. and Addressio, F.L., "Tensile Plasticity and Ductile Fracture", *J. Appl. Phys.*, **64-12** (1988), p.6699.
- [16] 林卓夫, 田中吉之助 (編著), 衝撃工学, 日刊工業新聞社, (1988).
- [17] Rajendran, A.M., Dietenberger, M.A. and Grove, D.J., "A Void Growth-Based Failure Model to Describe Spallation", *J. Appl. Phys.*, **65-4** (1989), p.1521.
- [18] Zukas, J.A. (Ed.), *High Velocity Impact Dynamics*, Wiley, New York, (1990).
- [19] Eftis, J., Nemes, J.A. and Randles, P.W., "Viscoplastic Analysis of Plate-Impact Spallation", *Int. J. Plasticity*, **7** (1991), p.15.
- [20] Nemes, J.A., Grove, D.J. and Bless, S.J., "Several Features of a Viscoplastic Study of Plate-Impact Spallation with Multidimensional Strain", *Computers & Structures* **38-3** (1991), p.317.
- [21] 浅田和雄, 高橋浩昭, 高橋尚志, "スボール破壊条件の研究", *材料*, **41-468**, (1992), p.1396.
- [22] Wang, Z., "Spall Damage in Aluminum Alloy", *Int. J. Solids*, **32-8&9** (1995), p.1135.
- [23] Cortes, R. and Elices, M., "Numerical Modeling of Ductile Spall Fracture", *Int. J. Impact Eng.*, **16-2** (1995), p.237.
- [24] Davison, L., Grady, D.E. and Shahinpoor, M. (Eds.), *High-Pressure Shock Compression of Solids II*, Springer-Verlag, 1996.
- [25] Gurson, A.L., "Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth: Part I—Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media", *J. Eng. Mater. Tech.*, **99** (1977), p.2.
- [26] Rajendran, A.M., Bless, S.J. and Dawicke, D.S., "Evaluation of Bodner-Partom Model Parameters at High Strain Rate", *J. Eng. Mater. Tech.*, **108-1** (1986), p.75.
- [27] Chu, C.C. and Needleman, A., "Void Nucleation Effects in Biaxially Stretched Sheets", *J. Eng. Mater. Tech.*, **102** (1980), p.249.
- [28] Kachanov, L. M., *Introduction to Continuum Damage Mechanics*, Murtinus Nijhoff, Netherlands (1986).
- [29] Murakami, S., "Progress of Continuum Damage Mechanics", *JSME Int. J.* **30-263** (1987), p.701.
- [30] 村上澄男, "損傷力学—材料の損傷と破壊への連続体的アプローチ—", *材料*, **31** (1982), p.1.
- [31] 村上澄男, "損傷力学とその最近の発達", *日本機学会論文集*, **51-467, A** (1985), p.1651.
- [32] Murakami, S., "Anisotropic Damage in Metals", in *Failure Criteria of Structured Media* (Boehler, J.P. Ed.), A.A. Balkema, 1993, p.99.
- [33] Kachanov, L.M., "On Rupture Time Under Condition of Creep", *Izv. Acad. Nauk SSSR, Otd. Tekh. Nauk*, **8** (1958), p.26. (in Russian)

- [34] Rabotonov, Yu. N., *Creep Problems in Structural Members*, North-Holland, Amsterdam, (1969).
- [35] Kachanov, L.M., "On the Continuum Theory of Media with Crack", *Mekh, Tverdogo Tiela*, **2** (1972), p.26. (in Russian).
- [36] Martin, J.B. and Leckie, F.A., "On the Creep Rupture of Structure", *J. Mech. Phys.*, **20** (1972), p.223.
- [37] Hayhurst, D.R. and Leckie, F.A., "The Effect of Creep Constitutive and Damage Relationships Upon the Rupture Time of a Solid Circular Torsion Bar", *J. Mech. Phys. Solids*, **21** (1973), p.431.
- [38] Cozzarelli, F.A. and Bernasconi, G., "Non-linear Creep Damage under One-Dimensional Variable Tensile Stress", *Int. J. Non-linear Mech.*, **16-1** (1981), p.11.
- [39] Kachanov, L.M., *Foundations of Fracture Mechanics*, Moscow, Nauk, (1974).
- [40] Hayhurst, D.R. and Stråkers, B., "Creep Rupture of the Andrade Shear Disk", *Phil. Trans. Royal Soc. London, Ser. A*, **349** (1976), p.369.
- [41] Murakami, S. and Ohno, N., "A Constitutive Equation of Creep Damage in Metals", in *Euromech Symposium 111, Constitutive Equation in Inelasticity*, (1978).
- [42] Murakami, S. and Ohno, N., "A Continuum Theory of Creep and Creep Damage", in *Creep in Structures 1980, 3rd IUTAM Symposium on Creep in Structures*, Springer, (1981), p.422.
- [43] Krajcinovic, D. and Selvaraj, S., "Creep Rupture of Metals – An Analytical Model", *Trans. ASME, J. Eng. Mat. Tech.*, **106** (1984), p.405.
- [44] Chaboche, J.-L., "The Concept of Effective Stress Applied to Elasticity and Anisotropic Damage", in *Mechanical Behavior of Anisotropic Solids* (Boehler, J.P. Ed.), The Hague (Martinus-Nijhoff), (1982), p.737.
- [45] Vakulenko, A.A. and Kachanov, L.M., "Continuum Theory of Media with Cracks", *Mekh. Tverdogo Tiela*, **4** (1971), p.59. (in Russian)
- [46] Kachanov, M.L., "Continuum Model of Medium with Crack", *Trans. ASCE, J. Eng. Mech. Division*, **106-EM5** (1980), p.1039.
- [47] Dragon, A. and Mróz, Z., "A Continuum Model for plastic-Brittle Behaviour of Rock and Concrete", *Int. J. Eng. Sci.*, **17** (1979), p.121.
- [48] Krajcinovic, D. and Fonseka, G.U., "The Continuous Damage Theory of Brittle Materials Part I, General Theory", *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **48** (1981), p.809.
- [49] Fonseka, G.U. and Krajcinovic, D., "The Continuous Damage Theory of Brittle Materials Part II, Uniaxial and Plane Response Modes", *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **48** (1981), p.819.

- [50] Krajcinovic, D., "Constitutive Equation for Damaging Materials", *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **50** (1983), p.355.
- [51] Ilankamban, R. and Krajcinovic, D., "A Constitutive Theory for Progressively Deteriorating Brittle Solids", *Int. J. Solids Struct.*, **23** (1987), p.1521.
- [52] Cordebois, J.P. and Sidoroff, F., "Damage Induced Anisotropy", in *Mechanical Behavior of Anisotropic Solids* (Boehler, J.P. Ed.), The Hague (Martinus-Nijhoff), (1982), p.737.
- [53] Cordebois, J.P. and Sidoroff, F., "Endommagement Anisotrope en Elasticité et Plasticité", *J. Méc. Théor. Appl., Numéro Spécial* (1982), p.45.
- [54] Ladeveze, P. and Lemaitre, J., "Damage Effective Stress in Quasi-Unilateral Conditions", *The 16th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics*, (1984).
- [55] Mazars, J. and Pijaudier-Cabot, G., "Continuum Damage Theory – Application to Concrete", *Trans. ASCE, J. Eng. Mech.*, **115-2** (1989), p.345.
- [56] Davison, L. and Stevens, A.L., "Thermodynamical Constitution of Spalling Elastic Bodies", *J. Appl. Phys.*, **44** (1973), p.668.
- [57] Lemaitre, J. and Chaboche, J.-L., "Aspect Phénoménologique de la Rupture par Endommagement", *J. Méc. Appl.*, **2** (1978), p.317.
- [58] Chaboche, J.-L., "Continuous Damage Mechanics – A Tool to Describe Phenomena Before Crack Initiation", *Nucl. Eng. Des.*, **64-2** (1981), p.233.
- [59] Chaboche, J.-L., "Anisotropic Creep Damage in the Framework of Continuum Damage Mechanics", *Nucl. Eng. Des.*, **79-3** (1984), p.309.
- [60] Lemaitre, J. and Chaboche, J.-L., *Mechanics of Solid Materials*, Cambridge University Press, (1990).
- [61] Lemaitre, J., *A Course on Damage Mechanics*, Springer-Verlag, (1992).
- [62] Lemaitre, J. and Chaboche, J.-L., "A Non-Linear Model of Creep-Fatigue Damage Cumulation and Interaction", in *Mechanics of Visco-Elastic Media and Bodies* (Hult, J. Ed.), Springer, Berlin, (1975), p.291.
- [63] Gittus, J., *Irradiation Effects in Crystalline Solids*, Applied Science Publishers, (1978).
- [64] 村上澄男, 水野衛, 岡本俊昭, "照射損傷条件下における照射クリープとスエリングの構成式", *材料*, **39** (1990), p.1353.
- [65] Murakami, S. and Mizuno, M., "A Constitutive Equation of Creep, Swelling and Damage under Neutron Irradiation Applicable to Multiaxial and Variable States of Stress", *Int. J. Solids Structures*, **29-19** (1992), p.2319.
- [66] Murakami, S., Hayakawa, K. and Mizuno, M., "Application of Double Cantilever Beam Model to the Analysis of Creep Crack Growth under Neutron Irradiation", *Eur. J. Mech.*,

- A/Solids, 12-2 (1993), p.249.
- [67] Murakami, S., "Mechanical Modeling of Material Damage", Trans. ASME, J. Appl. Mech., **55** (1988), p.280.
- [68] 村上澄男, "連続体損傷力学における損傷変数と有効応力", 日本機学会論文集, **54**, A (1988), p.831.
- [69] Radayev, Yuri N., 村上澄男, 早川邦夫, "連続体損傷力学における異方損傷状態の数学的モデル化", 日本機学会論文集, **60**, A (1994), p.2750.
- [70] Betten, J., "Damage Tensor in Continuum Mechanics", J. Méc. Théor. Appl., **2** (1983), p.13.
- [71] Leckie, F.A. and Onat, E.T., "Tensorial Nature of Damage Measuring Internal Variables", in Physics Non-Linearities in Structural Analysis (Hult, J. and Lemaitre, J. Eds.), Springer, Berlin, (1981), p.140.
- [72] Onat, E.T. and Leckie, F.A., "Representation of Mechanical Behavior in the Presence of Changing Internal Structure", Trans. ASME, J. Appl. Mech., **55** (1988), p.1.
- [73] Lemaitre, J., "A Continuous Damage Mechanics Model for Ductile Fracture", J. Eng. Mater. Tech., **107** (1985), p.83.
- [74] Itoh, M., Katayama, M., Obata, H., Moriya, K., and Murakami, S., "Introduction of Coupled Thermomechanical Equations into a Hydrocode", Nucl. Eng. Des., **138** (1992), p.117.
- [75] Mackenzie, J. H., "The Elastic Constants of a Solid Containing Spherical Holes", Proc. Phys. Soc., **63**, B (1950), p.2.
- [76] Carrrol, M. and Hult, A. C., "Static and Dynamic Pore-Collapse Relations for Ductile Porous Materials", J. Appl. Phys., **43-4** (1972), p.1626.
- [77] Hoffman, R., "STEALTH, Lagrange Explicit Finite-Difference Code for Solids, Structural, Thermohydraulic Analysis", EPRI NP-2080, Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA.
- [78] 村上澄男, 滝澤宙, 榎田努, 伊東雅晴, "スプール損傷解析に対する損傷力学の適用", 日本機学会論文集, **60-578**, A (1994), p.230.
- [79] Murakami, S., Umeda, T., Takizawa, H. and Itoh, M., "Application of Damage Mechanics to the Analysis of Spall Damage", JSME Int. J., Series A, **39-3** (1996), p.375.
- [80] Lindholm, U.S., "Dynamic Deformation of Metals", Behavior of Materials under Dynamic Loading, ASME, (1965), p.42.
- [81] Rosenfield, A.R. and Hahn, G.T., "Numerical Descriptions of the Ambient Low-Temperature, and High-Strain Rate Flow and Fracture Behavior of Plain Carbon Steel", Trans. ASME, **59** (1974), p.138.
- [82] Perzyna, P., "The Constitutive Equations Describing Thermomechanical Behavior of

- Materials at High Rates of Strain, Mechanical Properties at High Rates of Strain", Conf. Series, **21**, Inst. Phys. (1974), p.138.
- [83] McQueen, R.G., Marsh, S.P., Taylor, J.W., Fritz, J.N., and Carter, W.J., "The Equation of State of Solids From Shock Wave Studies", in High Velocity Impact Phenomena (Kinslow, R., Ed.), Academic Press, New York (1970), p.293.
- [84] Perzyna, P., "Modified Theory of Viscoplasticity Application to Advanced Flow and Instability Phenomena", Arch. Mech., **32-3** (1986), p.403.
- [85] Itoh, M., Katayama, M., Obata, H., Moriya, K., and Murakami, S., "Introduction of Coupled Thermomechanical Equations into a Hydrocode", Nucl. Eng. Des., **138** (1992), p.117.
- [86] Krieg, R.D. and Krieg, D.B., "Accuracies of Numerical Solution Methods for the Elastic-Perfectly Plastic Model", J. Pressure Vessel Tech., ASME, **99** (1977), p.510.
- [87] von Neumann, J. and Richtmyer, R.D., "A Method for the Numerical Calculations of Hydrodynamical Shocks", J. Appl. Phys., **21** (1950), p.232.
- [88] 村上澄男, 榎田努, 滝澤宙, 伊東雅晴, "損傷力学によるスプール損傷の軸対称解析", 日本機学会論文集, A編, **61-586** (1995), p.239.
- [89] Knott, J.F. (宮本博訳), 『破壊力学の基礎』, 培風館, (1977).
- [90] Kormi, K. and Duddell, D.A., "2-D Axisymmetric and 3-D Analysis of the Impact of a Flat Ended Cylindrical Projectile with a Thick Plate Itself Supported on an Elastic Foundation", Int. J. Impact Eng., **12-4** (1992), p.559.
- [91] Gomer, E.R. and Smith, C.S., "The Structure and Properties of Solid Surface", University of Chicago Press, Chicago (1952).
- [92] Barrett, C.R., Nix, W.D. and Tetelman, A.S. (井形直弘・堂山昌夫・岡村弘之共訳), 『材料力学1』, 培風館, (1979).
- [93] 榎田努, 村上澄男, 伊東雅晴, "スプール破壊の損傷力学的解析におけるポイド発達の定式化", 材料, (校正中).
- [94] Wang, Z., "A Study on One-Dimensional Dynamic Damage in Pure Copper", Acta Mechanica Sinica, **6-1** (1993), p.69.
- [95] 榎田努, 村上澄男, 伊東雅晴, "動的空洞発達における三次元性と空洞体積率の影響", 材料, (投稿中).

