

爆発時の施設安全性に関する基礎的研究

—高エネルギー放出・伝播評価のための解析手法開発—

(先行基礎工学研究に関する共同研究報告書)

2004年3月

慶應義塾大学

核燃料サイクル開発機構

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

電話：029-282-1122(代表)

ファックス：029-282-7980

電子メール：jserv@jnc.go.jp

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184, Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

© 慶應義塾大学 (Keio University)

2004

爆発時の施設安全性に関する基礎的研究
-高エネルギー放出・伝播評価のための解析手法開発-
(共同研究報告書)

松尾亜紀子、三浦 昭彦^{*1}

要 旨

再処理技術の研究開発は 1950 年頃から開始され、約 50 年が経過した。再処理施設においては、これまでの約 50 年間の研究開発及び商用運転で、幾度かの火災・爆発事故を経験してきた。再処理施設を含む核燃料サイクル施設では、放射性物質の漏洩の観点から密閉した構造を採用しており、ひとたび爆発事故が発生するとこの圧力を逃がすことはできない。したがって、爆発が発生した場合の爆風の挙動は複雑になり被害予想も難しい。このため、密閉した施設内で発生した爆風の挙動を数値解析できるシミュレーションコードの開発を開始し、微小爆薬を用いた実験結果と比較し、爆風挙動を把握することとした。

建家内での爆発発生時の爆風伝播および爆風圧に対する閉鎖性の影響を明らかにするため、いくつかの閉空間モデルを作成し、3 次元圧縮性オイラー方程式を用いて爆風の数値解析を行った。爆発はエネルギーを初期値として与え、これを変化させることにより、爆風圧、反射圧、エネルギー当量の検討を行った。

この結果、閉空間内で発生した爆風は複雑に反射、干渉、回折を繰り返し、壁面では反射波による複数の圧力波のピークが見られ、角部では圧力波の収束が見られた。室間に開口部がある場合はこの大きさに依存した爆風圧が見られること、遠方の壁であっても反射波の影響により近傍の壁より爆風圧が上昇することなどの結果が得られた。本論では、これらの結果を紹介するとともに、3 次元的なスケール則についての検討を紹介する。

慶應義塾大学

*1 核燃料サイクル開発機構 東海事業所 再処理センター 技術部 技術開発課

March, 2004

**Fundamental Research on Safety for Facilities on Explosion Accident
Development of the Numerical Approaches for Release Propagation Process of High Energy
(Document on Collaborative Study)**

Akiko Matsuo, Akihiko Miura

Abstract

It has passed more than fifty years since the research and development of the nuclear fuel reprocessing technology. There were some accidents such as fire and explosion for the research and commercial operations of the nuclear fuel cycle. The facilities for the nuclear fuel development including the fuel cycle require the closed structure to get rid of a leak of radioactive substance. Therefore, the release of the pressure wave from the facility is difficult, once the explosion accident happens. The blast waves in such a closed space behave complicatedly and are not predictable.

The blast waves in some kinds of closed space have been numerically investigated to reveal the blast wave propagation on explosion accident in a building and effects of the closed space on the overpressure with three-dimensional Euler equations. The simulations were carried out with various initial energies of explosive as the parameter. The overpressure, reflected pressure, and energy equivalence in closed spaces were considered using the scaling law for the explosion. Visualizations and pressure measurements of the blast wave from AgN_3 pellet have been also performed.

Visualizations indicate the complicated propagation process such as reflection, interaction and diffraction. Several peak pressures due to reflected waves are observed on the wall surfaces. The pressure increase due to the interaction between the primary shock and reflected waves causes the high pressure to the faraway wall. We are going to present the above discussion and three-dimensional scaling law in the closed spaced in the following report.

Keio University

*1 Technology Development Section, Technology Co-ordination Division,
Tokai Reprocessing Center, Japan Nuclear Cycle Development Institute

目 次

1	はじめに	1
1.1	緒言	1
1.2	研究目的	3
2	建家内爆発事故時の爆風伝播解析	5
2.1	計算対象	5
2.1.1	ASP モデル	5
2.1.2	単純 2 室モデル	5
2.2	解析手法と解析条件	5
2.2.1	数値解析手法	5
2.2.2	解析条件	6
2.3	ASP モデル内における爆風伝播	7
2.3.1	爆風の伝播挙動	7
2.3.2	圧力等値面の時間変化	8
2.3.3	爆風の $x-t$ 線図	9
2.3.4	壁面における圧力時間履歴	9
2.3.5	室内の最大圧力履歴	10
2.4	単純 2 室モデル内における爆風伝播	10
2.4.1	爆風の伝播挙動	10
2.4.2	壁面における圧力時間履歴	11
3	爆風圧に対する閉鎖性の影響	37
3.1	爆風のスケール則	37
3.2	閉空間モデル	38
3.3	圧力測定実験および可視化実験	38
3.3.1	微小爆薬およびレーザ起爆法	38
3.3.2	シャドウグラフ法による可視化	39
3.3.3	圧力測定	39
3.4	数値解析	39
3.5	微小爆発実験結果および数値解析結果	41
3.5.1	爆風の可視化	41
3.5.2	圧力測定壁における圧力時間履歴	41

3.6 閉空間内における爆風のスケール則.....	42
3.6.1 爆風の $R-t$ 線図.....	42
3.6.2 換算距離に対する爆風圧の減衰.....	43
3.6.3 反射波干渉後のエネルギー当量.....	46
3.6.4 周囲壁の数に対するエネルギー当量への影響.....	46
4 おわりに.....	66
参考文献.....	68
研究発表リスト.....	70
付録A 数値解析法.....	付-A(1)
付録B 格子解像度の検証.....	付-B(1)
付録C ビル間爆発発生時の爆風伝播解析.....	付-C(1)

図 目 次

1 はじめに

図 1.1 衝撃波半径と伝播速度の関係.....	4
図 1.2 爆風圧の時間変動.....	4

2 建家内爆発事故時の爆風伝播解析

図 2.1 アスファルト固化処理施設の断面図.....	12
図 2.2 ASP モデル.....	12
図 2.3 単純 2 室モデル、(a)全体図、(b)仕切り壁.....	13
図 2.4 Case 1(起爆位置: R151、開口部: Close)における爆風挙動、(a)0.09ms、 (b)0.12ms、(c)0.15ms、(d)0.18ms.....	14
図 2.5 仮想爆源の概念.....	15
図 2.6 Case 2(起爆位置: R152、開口部: Close)における爆風挙動、(a)0.046ms、 (b)0.355ms、(c)0.457ms、(d)0.1007ms、(e)1.500ms.....	16
図 2.7 Case 4(起爆位置: R152、開口部: Open)における爆風挙動、(a)0.157ms、 (b)0.208ms、(c)0.306ms、(d)0.509ms、(e)0.757ms.....	17
図 2.7 Case 4(起爆位置: R152、開口部: Open)における爆風挙動、(f)1.011ms、 (g)1.159ms、(h)1.211ms、(i)1.308ms、(j)1.409ms.....	18
図 2.8 圧力等値面(大気圧)の時間変化、(a)0.157ms、(b)0.208ms、(c)0.306ms、 (d)0.509ms、(e)0.757ms、(f)1.011ms、(g)1.159ms、(h)1.211ms、 (i)1.308ms、(j)1.409ms.....	19
図 2.9 $x-t$ 線図(Case 4)、(a)1 階部分全体図、(b)爆源付近拡大図.....	20
図 2.10 圧力測定箇所.....	21
図 2.11 A における圧力時間履歴(Case 1).....	22
図 2.12 E における圧力時間履歴(Case 2).....	22
図 2.13 Case 3(起爆位置: R151、開口部: Open)における壁面圧力時間履歴 (a), (b) (a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G	23
図 2.13 Case 3(起爆位置: R151、開口部: Open)における壁面圧力時間履歴 (c), (d) (a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G	24
図 2.13 Case 3(起爆位置: R151、開口部: Open)における壁面圧力時間履歴 (e), (f) (a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G	25
図 2.13 Case 3(起爆位置: R151、開口部: Open)における壁面圧力時間履歴 (g) (a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G	26
図 2.14 Case 4(起爆位置: R152、開口部: Open)における壁面圧力時間履歴 (a), (b)	

(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G	27
図 2.14 Case 4(起爆位置: R152、開口部: Open)における壁面圧力時間履歴 (c), (d)	
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G	28
図 2.14 Case 4(起爆位置: R152、開口部: Open)における壁面圧力時間履歴 (e), (f)	
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G	29
図 2.14 Case 4(起爆位置: R152、開口部: Open)における壁面圧力時間履歴 (g)	
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G	30
図 2.15 約 2.757ms までに経験した最大圧力履歴(Case 4、起爆位置: R151、開口部: Open)、	
(a)最大履歴測定平面、(b)平面①、(c)平面②、(d)平面③	31
図 2.16 Case 5 における爆風伝播挙動、(a)0.120ms、(b)0.270ms、	
(c)0.420ms、(d)0.570ms	32
図 2.17 Case 9 における爆風伝播挙動、(a)0.180ms、(b)0.300ms、	
(c)0.420ms、(d)0.600ms	33
図 2.18 A における圧力時間履歴、(a)Case 5(開口部: 10mm × 10mm)、	
(b)Case 9(開口部: 50mm × 50mm)	34
図 2.19 B における圧力時間履歴、(a)Case 5(開口部: 10mm × 10mm)、	
(b)Case 9(開口部: 50mm × 50mm)	35
図 2.20 開口部長さに対する爆風圧の変化	36

3 爆風圧に対する閉鎖性の影響

図 3.1 Hopkinson のスケーリング則	47
図 3.2 閉空間モデル、(a)全体図、(b)実験モデル	48
図 3.3 起爆系と可視化系	49
図 3.4 シャドウグラフ法の光学系	49
図 3.5 圧力測定系	50
図 3.6 可視化実験結果 (Case 3), (a) 0.10ms、(b)0.30ms、(c)0.50ms、(d)0.70ms (e)0.90ms、(f)1.10ms	51
図 3.7 数値解析結果 (Case 3、爆源中心の断面の 2d シャドウグラフィイメージ), (a) 0.102ms、(b)0.301ms、(c)0.502ms、(d)0.701ms、(e)0.903ms、 (f)1.102ms、(g)1.310ms、(h)1.504ms	52
図 3.8 爆風と壁面との干渉、(a)爆風と平板の干渉、 (b)周囲を壁で囲まれた場合の爆風伝播	53
図 3.9 可視化実験結果 (Case 5), (a) 0.10ms、(b)0.30ms、(c)0.50ms、(d)0.70ms (e)0.90ms、(f)1.10ms	54
図 3.10 数値解析結果 (Case 5、爆源中心の断面の 2d シャドウグラフィイメージ), (a) 0.102ms、(b)0.301ms、(c)0.502ms、(d)0.701ms、(e)0.903ms、	

(f)1.102ms、(g)1.310ms、(h)1.504ms.....	55
図 3.11 閉端壁(移動壁)における圧力時間履歴、(a)d=207.5mm、 (b)d=315mm、(c)d=422.5mm.....	56
図 3.12 閉端壁における圧力時間履歴、(Case 4 および 5、開口部有) (a)20mm×20mm、(b)50mm×50mm.....	57
図 3.12 閉端壁における圧力時間履歴、(Case 4 および 5、開口部有) (a)20mm×20mm、(b)50mm×50mm.....	58
図 3.13 爆風の $R-t$ 線図(反射波干渉前)、(a)衝撃波半径 R と到達時間 t の関係、 (b)換算距離 R_s と換算時間 t_s の関係.....	59
図 3.14 換算距離と爆風圧の関係.....	60
図 3.15 反射波干渉前の換算距離と爆風圧の関係.....	60
図 3.16 換算距離と爆風圧の関係.....	61
図 3.17 反射波干渉による爆風圧の上昇.....	62
図 3.18 反射波干渉後の換算距離と爆風圧の関係.....	62
図 3.19 換算距離に対する爆風圧と反射波.....	63
図 3.20 反射波に対する実験結果との比較.....	63
図 3.21 反射波干渉後のエネルギー当量、(a)爆風圧に対するエネルギー当量、 (b)換算距離に対するエネルギー当量.....	64
図 3.22 半閉空間における数値解析結果、(a)換算距離に対する爆風圧、 (b)爆風圧に対するエネルギー当量.....	65

付録 B 格子解像度の検証

図 B.1 $R_\theta/\Delta x$ を変化させた場合の換算距離に対する爆風圧の変化.....	付-B(3)
--	--------

付録 C ビル間爆発発生時の爆風伝播解析

図 C.1 三菱重工ビルと三菱電機ビル.....	付-C(5)
図 C.2 解析対象.....	付-C(5)
図 C.3 等圧力分布、(a)56.22ms、(b)100.78ms、(c)147.56ms、 (d)194.83ms.....	付-C(6)
図 C.4 ビル壁面が経験した最大圧力分布、(a)62.81ms まで、 (b)154.63ms まで、(c)348.01ms まで.....	付-C(7)
図 C.5 窓ガラス破損分布.....	付-C(8)
図 C.6 爆風被害分布、(a)ビルあり、(b)ビルなし.....	付-C(8)
図 C.6 爆風被害分布、(a)爆源中心軸、(b)ビル間中心、(c)ビル A 壁面.....	付-C(9)

表 目 次

2 建家内爆発事故時の爆風伝播解析

表 2.1 解析条件	7
------------------	---

3 爆風圧に対する閉鎖性の影響

表 3.1 微小爆発実験に対する解析条件	40
表 3.2 爆発エネルギー周囲壁面数および爆源高さの条件	40
表 3.3 仕切り壁設置による圧力測定壁の反射圧力の減少	45

付録 B 格子解像度の検証

表 B.1 解析条件	付-B(2)
------------------	--------

付録 C ビル間爆発発生時の爆風伝播解析

表 C.1 窓ガラスは損状況	付-C(2)
表 C.2 人体への影響	付-C(3)

記号と意味

a_0	大気音速	[m/sec]
d	部屋長さ	[m]
e	全エネルギー	[J/m ³]
E	爆発エネルギー	[J]
E'	反射波干渉後の爆発エネルギー	[J]
E_b	爆風エネルギー	[J]
E, F	流速ベクトル	
\hat{E}, \hat{F}	座標変換後の流速ベクトル	
f	無次元流れ速度	
g	無次元圧力	
h	爆源高さ (Height of Burst: HOB), 無次元密度	[m]
I	インパルス	[N s/m ²]
J	変換ヤコビアン, 無次元爆発エネルギー	
L	開口部長さ	[m]
M	マツハ数	
M_s	爆風の伝播マツハ数	
p	圧力	[atm], [N/m ²]
P_s	爆風圧	[atm], [N/m ²]
P_0	大気圧	[atm], [N/m ²]
Pr	反射圧	[atm], [N/m ²]
Q	保存量ベクトル	
\hat{Q}	座標変換後の保存量ベクトル	
r	Euler 座標	
R	爆風半径, 爆風到達距離	[m]
R'	反射波干渉後の換算距離	[m]
R_0	爆風の基準化距離	[m]
R_s	換算距離	[m]
S	Scaling factor	
t	時間	[sec]
t_a	到達時間	[sec]
t_d	爆風の持続時間	[sec]
t_s	換算時間	[sec]
u	x 方向の速度	[m/sec]

U	爆風の伝播速度, 反変速度成分	[m/sec]
v	y 方向の速度	[m/sec]
V	反変速度成分	
w	z 方向の速度	[m/sec]
W	爆薬質量, 反変速度成分	[kg]
W_A	アジ化銀の質量	[kg]
W_{TNT}	TNT 爆薬の質量	[kg]
x	デカルト座標, ブラスト変換後の独立変数	
y	デカルト座標, ブラスト変換後の独立変数	
z	デカルト座標	
α	0: 平面波, 1: 円筒波, 2: 球面波	
γ	比熱比	
ρ	密度	[kg/m ³]
ρ_0	大気密度	[kg/m ³]
ξ, η, ζ	計算座標	
η_A	アジ化銀のエネルギー当量	
η_R	反射波干渉後のエネルギー当量	

1 はじめに

1.1 緒 言

爆風 (Blast Wave) の研究は爆発災害防止のための研究の他に気体爆轟波の構造から超新星の爆発に至る種々の爆源から発生する爆風威力評価のために行われてきた。爆風は音や光の場合と非常に異なり非線形現象であるため、1940 年代以降多くの数学的・流体力学的研究が行われ、火薬類の爆発エネルギーなどの特性値と爆風威力との関係、距離に対する爆風圧の減衰について多くの知見が得られた。詳細に関しては Baker^(1,2) や Kinney and Graham⁽³⁾ の総説が参考となる。爆風の理論的研究は漸近法や摂動法などの解析解による方法の他に古くは Brode⁽⁴⁾ 等による数値解析の研究も多く行われ、現在では TVD (Total Variation Diminishing) などの解法も用いられている。TVD 法は爆風の他に超音速旅客機や宇宙往還機等の航空機、自動車、リニアモーターカー等の高速輸送機器の設計・開発などにも利用されている。

爆風は言うまでもなく空気の圧縮波であり、前面に球面状の衝撃波を伴いながら伝播し、その伝播速度は音速よりも速く、一定ではない。図 1.1 に爆風半径 R と伝播速度 M_s の関係を示す。爆源近傍において伝播速度は非常に速いが、大気中を伝播するにつれて急速に減衰し、音速に近づきやがて音波となる。ある点における爆風圧の時間変動は図 1.2 に示すように一般的に N 型の波形となる。これらの現象は爆風圧が静止気体に対して大きいために生じる非線形性で、音波はこれらが小さくなつた極限に相当する。

爆風の特性を定量的に扱うためにはエントロピー変化を考慮し、気体力学の方程式系を移動する衝撃波面での衝撃波条件に合わせて非線形のまま解く必要がある。Sakurai⁽⁵⁾ は点爆源を仮定して、距離および時間を無次元化することにより爆風の自己相似解を近似的に求めた。Sakurai による爆源付近の爆風理論は点爆源を仮定し、流れ速度、圧力、密度を衝撃波面の位置と衝撃波速度で無次元化し、プラスト変換 (Blast wave transformation) を行って、波面での圧力、密度、流れ速度に Rankine-Hugoniot 条件を境界条件として適用することにより波面背後の衝撃波流れの変化を求めるものである。この理論解析結果は爆源近傍の強い圧力領域では爆風のピーク圧力が距離の 3 乗に反比例して減衰することを示し、また、プラスト変換後に得られる微分方程式により解析的に求まる解は、後述する換算距離 3m 以上では適用できないとされる。

理論解析に加え、TNT (トリニトロトルエン) 爆薬などを用いた爆発実験は過去多く行われてきた。今日、基準爆薬として TNT 爆薬が用いられているのも爆風特性に関する膨大なデータが蓄積されてきたからである。Dewey⁽⁶⁻⁸⁾ は TNT 爆薬を爆発させ、その煙の軌跡を高速度カメラで可視化することにより、粒子の軌跡や爆風圧を測定した。また、中山ら⁽⁹⁾ は準爆薬 (鋳造 TNT) の爆風圧を測定し、アルミニウム系固体爆薬による試験を行っている。東北大学流体科学研究所流体融合研究センターでは微小爆薬としてアジ化銀ペレット (AgN_3) 使用し、実験規模で爆発試験を行っている。Ohashi et al.⁽¹⁰⁾ はアジ化銀からの爆風の $x-t$ 線図および圧力測定実験から実験的にアジ化銀の TNT 当量を算出し、Kleine et al.⁽¹¹⁾ はアジ化銀の TNT 当量は爆風圧の関数となることを示した。

一方、数値解析による爆風や衝撃波の解析は 1970 年代に始まり、最近の計算機技術の進歩により精度の高い数値流体力学が可能となってきた。爆風理論で用いる点源モデルは爆発と爆風の特性を巧みに理想化し、理論的には面白いが実際には特殊な場合を除いては定性的である。数値流体力学解析では理論的取り扱いにおいては不可能であった理想気体の過程も必要なく、実在気体の性質をできる限り取り入れることもできる。さらに気相の違い、状態変化、輻射の影響なども考慮することもできる。したがって、火薬による爆風の計算で、火薬中心に点火してから火薬内を爆轟波が伝播し、その後衝撃波が発生して爆風が伝播するような状況も模擬することができる。田中⁽¹²⁾、⁽¹³⁾は火薬類の爆風に対してラグランジュおよびオイラー流体力学式の差分法による爆風解析を行った結果、爆風圧はガスの爆発・膨張に伴い放出されるエネルギー量により定まることを示し、また、雷薬などの一部の火薬を除き、TNT 爆薬を基準としたスケール則の適用が可能であると結論付けた。火薬を模擬した数値解析の他にも爆風と平板の干渉問題⁽¹⁴⁾等を対象とした数値解析も行われており、数値解析は爆風解析の有効な手法となっている。

爆発の研究は産業や軍事と密接な関係を持ちながら発展してきた。したがって、爆発の研究はそれに関連する爆発事故など保安上の観点からも非常に重要であるといえる。爆発事故の一例として 1921 年 9 月 21 日にドイツのオッパウにあった Badische Anilin und Soda Fabrik の工場の爆発事故⁽¹⁵⁾が挙げられる。この工場が一大音響とともに一瞬のうちに壊滅し、死者 1100 人、負傷者 1500 人（一説によれば死者 509 人、負傷者 1917 人ともある）を出すという空前の惨事が起こった。爆発したのは硫酸安複塩肥料約 4500 トンで、大倉庫内に山のように固化した状態で積み重ねられていた。このような山が固化すると非常に固くなつて崩せないので、ダイナマイトを使って鉱石を掘るよう発破作業を行い、細かく砕いていた。このダイナマイトを使っての作業は事故が起こるまで、20000 回も行われており、誰もがまったく安全であると考えていた。しかし、突然事故が起こってしまったのである。この爆発で発生した爆風により、直径 4km に及ぶ広い地域が完全に破壊されたということからも原爆以前の爆発としてはまさに史上最大の規模であったと言うことができる。

このような爆発事故は思いがけないときに突然起こる。爆発が起こると大轟音とともに高温の爆発ガスが発生し、爆風とそれに伴う火炎の発生により構造物が破壊されてしまう可能性がある。また、爆発によって吹き飛ばされた破片などによる2次的被害が生じることも多い。通常爆発の危険性のある化学プラントなどでは、爆発発生の際に圧力を逃がす放爆構造を採用しているが、例えば放射性物質を取り扱う原子力施設等では圧力を逃がすような放爆構造をとることができない。ここ 10 年間ほどで原子力施設における重大な爆発事故が数件報告されており、日本においても 1997 年に動力炉・核燃料開発事業団（現核燃料サイクル開発機構）東海事業所アスファルト固化処理施設の火災・爆発事故⁽¹⁶⁻¹⁹⁾が記憶に新しい。

アスファルト固化処理施設は地下2階、地上4階の鉄筋コンクリート造で、施設の一階にはエクストルーダが設置されているエクストルーダ室、アスファルトと放射性廃液の混合物がドラムに充てんされるアスファルト充てん室等が存在する。2階には、廃液を受け入れイオン濃度の調整や沈殿処理など必要な給液調整を行う反応槽、給液調整された廃液を受け入れる供給槽が設置されている給液調整セル等が存在する。1997年(平成9年)3月11日午前10時頃、動燃事業団東海事業所アスファ

ルト固化処理施設においてドラム缶に充てん後十数時間経過したアスファルト固化体の自然発火により火災が発生し、さらに最初の火災より10時間経過後にアスファルト固化処理施設の充てん室、エクストルーダ室、保守作業室内に充満していた可燃性ガスに着火して爆発が発生した。この爆発により施設の窓や扉等が破壊され放射性物質を含む燃焼生成物が施設外部へ放出されてしまった。この事故の特徴としては、以下の点が挙げられる。

- (1) 火災によって発生したガスが10時間程度経過してから爆発した
- (2) 放射性物質を含んだ爆発であったので消火作業ができなかつた
- (3) 密室内での爆発だったので爆風が扉、換気ダクト、通廊を経由して被害が施設全体に及んだ

この爆発事故による主な損傷として、1階のエクストルーダ室とアスファルト充てん室の間にあったシールディングウォール（仕切り板）が固定ボルトごと引きちぎられて約10m程度飛散していること、1階の天井に設置されていたリムーバブルルーフが衝撃により吹き飛ばされて1階に落下していること、1階のアスファルト充てん室とカスク保管室の扉が飛ばされていて、付近にあった検量用のドラム缶が圧縮により押しつぶされていることなどが挙げられる。また、2階部分は特に爆風による損傷が大きく、保守作業室の隣にあるコンクリート壁の鉄筋が露出した状態で湾曲して破壊され、2階の扉や窓ガラスが破壊された。

この火災・爆発事故の原因を究明するため科学技術庁では、「東海再処理施設アスファルト固化処理施設における火災爆発事故調査委員会」を発足させた。動燃事業団もこれに協力するべく「アスファルト固化処理施設火災・爆発原因究明・再発防止対策班」を組織して調査検討を行ってきた。現在、爆発形態としてはガスまたはミストからなる可燃性物質による爆発であることが施設の爆発被害調査などから明らかになっている。着火場所については、充てん室、エクストルーダ室、保守作業室だったのではないかと推定されている。田中⁽²⁰⁾は爆発事故原因を特定するために2次元Euler方程式を用いて数値解析を行い、幾つかの爆発事故のシナリオを提案したが、着火位置等の詳細を特定するには至らなかった。

1.2 研究目的

アスファルト固化処理施設の爆発事故からも分かるように原子力施設のような密閉された空間で爆発が発生した場合、爆風による被害は開放空間での爆発に比べて非常に大きくなる。それにもかかわらず、閉空間内における爆風伝播および爆風圧に注目した研究はそれほど多くない。閉空間内の爆発現象に対し、幾つかの疑問が浮かんでくる。

- (1) 閉空間内において爆風はどのような伝播挙動を示すのか
- (2) 開放空間と比較して圧力はどのくらい上昇するのか
- (3) 数値解析および爆発実験でどの程度現象を再現できるのか

本研究ではこの疑問を解決すべく、数値解析および微小爆発実験を行うこととする。数値解析および微小爆発実験の結果より、爆風伝播および爆風圧に対する場の閉鎖性の影響を調べることを本研究の目的とする。第2章では2つの閉空間モデルを想定し、モデル内で爆発が起こった場合の爆風伝播解析を行う。第3章では爆風伝播および爆風圧に対する閉鎖性の影響を定量的・定性的に調べることを目的とする。第4章は結論である。

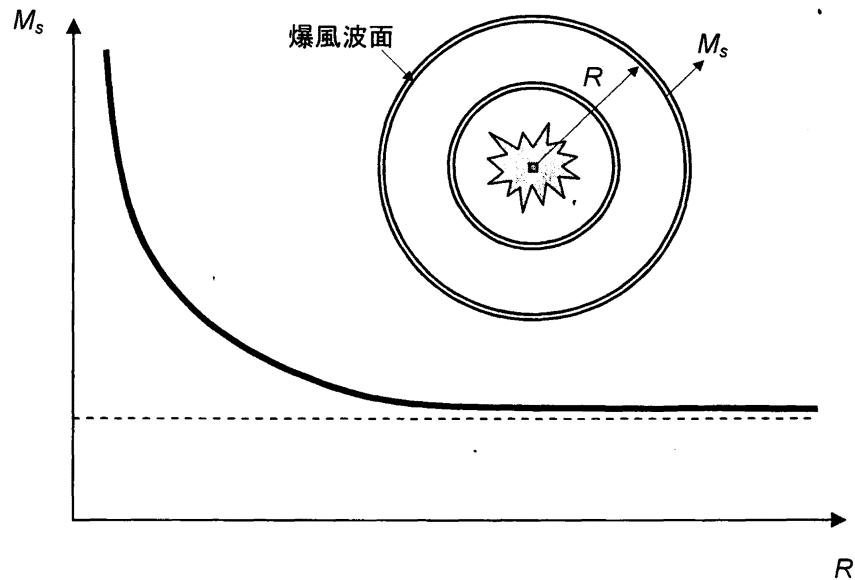


図 1.1 衝撃波半径と伝播速度の関係

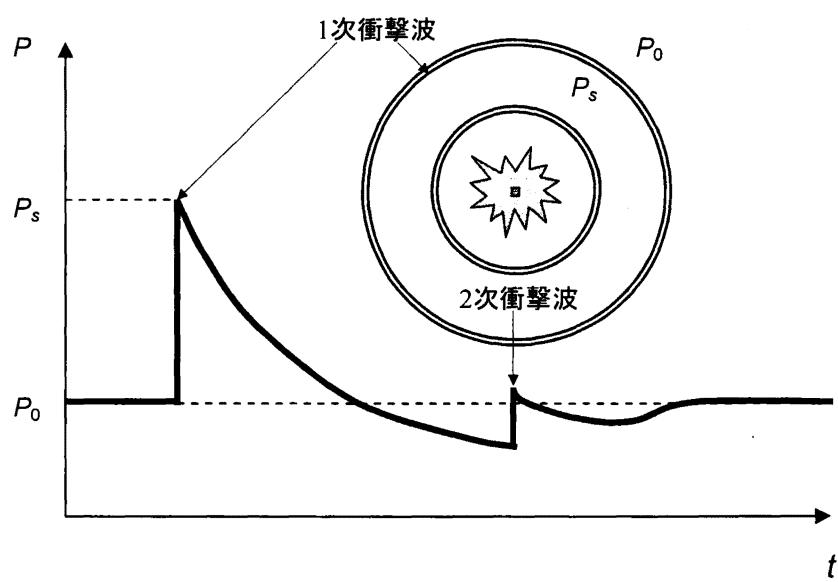


図 1.2 爆風圧の時間変動

2 建家内爆発事故時の爆風伝播解析

2.1 計算対象

2.1.1 ASP（アスファルト固化処理施設）モデル

計算対象として、アスファルト固化処理施設を簡単にモデル化する。図 2.1 にアスファルト固化処理施設の断面図を示す。アスファルト固化処理施設は地下 2 階、地上 4 階の鉄筋コンクリート造であり、火災・爆発事故はこの施設の 1 階部分と 2 階部分で主に発生したと報告されている。したがって、本研究では図 2.1 の灰色で示してある施設の 1 階部分と 2 階部分を計算対象とすることにする。図 2.2 に計算対象（以下、ASP モデル）を示す。ASP モデルは主に 5 つの部屋から構成され、それぞれの呼称は R151, R152, A234, A235, A121 である。それぞれの部屋には開口部が設置されており、爆風はこの開口部を通じて施設全体に伝播していくことになる。図 2.1 の灰色で示すエリアの実スケールは、縦が約 11m、横は約 35m であるが、本研究では図 2.2 に示すように ASP モデルを 1/50 にスケールダウンした。この理由として、実験室規模で爆発現象を再現し、数値解析結果と比較検討するという目的が挙げられる。Miura et al.⁽²¹⁾はアクリル板製 1/50ASP 縮尺モデル内でアジ化銀 (AgN_3) ペレット 10mg をレーザーで起爆し、二重露光ホログラフィー干渉計法により ASP モデル内を伝播する爆風を可視化および壁面圧力測定に成功した。本研究では数値解析と可視化実験結果および圧力測定結果との比較を交え、堅固で複雑形状を有する原子力施設を模擬した室内における爆風伝播を解析する。

2.1.2 単純 2 室モデル

アスファルト固化処理施設の火災・爆発事故では窓、扉、ダクト等を通過した爆風が施設全体に渡って伝播したことにより、爆風被害が拡大したと報告されている。爆風が扉などの開口部を通過する際には衝撃波の回折が起こり、爆風圧の減衰、衝撃波面形状の変化を伴う。このような爆風の回折現象をより詳細に調べるために、図 2.3 に示すような単純 2 室モデルを考える。単純 2 室モデルは一辺の長さが 100mm である 2 つの部屋および中央の仕切り壁から構成される。中央の仕切り壁の中央には一辺の長さが $L(\text{mm})$ である正方形の開口部が設置されている。この開口部の長さを変化させることにより、衝撃波の回折に対する開口部の影響を調べる。単純 2 室モデルを用いた可視化実験および圧力測定実験は宇都宮ら⁽²²⁾によって行われた。単純 2 室モデルの場合も実験結果と交えて議論していくことにする。

2.2 解析手法と解析条件

2.2.1 数値解析手法

爆風の問題を考える場合、爆発によってエネルギーが瞬間的に発生することにより衝撃波を生じ

るため、流体の圧縮性を考慮する必要がある。したがって、本研究では基礎方程式として3次元圧縮性Euler方程式を用い、差分スキームにはYee's Non-MUSCL 2nd-order upwind TVD scheme⁽²³⁾を、時間積分は陽解法を用いる。数値解析法の詳細については付録Aに譲ることにするが、このスキームを用いた理由は安定性がよく、衝撃波の反射や干渉などといった現象をよく再現することができるからである。

爆発が発生する要因はいくつか考えられるが、例えばガス爆発のように可燃性混合気が何らかの影響で着火する場合や爆薬のようなものが爆発を起こす場合を考えると分かりやすい。いずれにせよ、「爆発」という言葉の定義が「急速なエネルギーの発生により強い圧力波を発生する現象」であることを考えるのであれば、数値解析によって爆発を再現するためには空間のある狭い領域に爆発のコアとなるエネルギーを与えることで「爆発」は再現することができる。また、爆発により発生する爆風の様相は、爆薬の種類が異なればもちろん変わってくるが、基本的には爆発によって放出されるエネルギーに依存すると考えてよいはずである。したがって、本研究では初期条件として爆発エネルギーを与えることで爆発を再現する手法を採用することにした。単位体積あたりのエネルギーは以下の式で表すことができる。

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho(u^2 + v^2 + w^2) \quad (2.1)$$

ここで、 e は単位体積あたりの全エネルギー、 p は圧力、 γ は比熱比、 ρ は密度、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の流速成分である。また、第1項は内部エネルギー、第2項は運動エネルギーである。爆源はもちろん静止しているため、(2.1)式における第2項は考える必要はない。したがって、爆源としてエネルギーを与えるということは、空間に高圧領域を与えるということと等価となる。本研究では $5 \times 5 \times 5 = 125$ 点の格子点を内部に持つ立方体もしくは直方体領域にエネルギー（圧力）を与えることで爆発を再現する。また、爆薬内部での爆轟過程および爆発生成気体と周囲空気との区別は考慮しておらず、爆発現象をエネルギーの放出のみで再現していることになる。また、エネルギー領域における密度および温度は等エントロピーの式より算出しており、正確には等エントロピー的に圧縮された空気が非常に狭い領域で瞬間に開放されることになる。

2.2.2 解析条件

表2.1に解析条件を示す。計算ケースはASPモデルおよび単純2室モデルを合わせて9ケースである。Case1から4まではASPモデルを対象としており、それぞれ、起爆位置および開口部の条件を変化させている。ここで、Case1は起爆位置R151、開口部Closeであるので、この場合は一辺100mmの立方体内部での爆発となる。したがって、Case1では計算格子をR151内のみに限定し、爆源位置の対称性を考慮して鏡面反射条件を用いることにより室内の1/8を計算領域とした。Case2は高さ100mm、長さ500mm、奥行き100mmの直方体内部での爆発となる。この場合も計算格子をR152内のみとし、鏡面反射条件を用いて室内の1/4を計算領域とした。Case1から4の初期条件として、

爆発エネルギーはアジ化銀 10mg 相当のエネルギーであろうと考えられている 18J として固定した。この理由はもちろんアジ化銀ペレット 10mg を用いて行われた爆発実験と条件を合わせるためにある。

単純 2 室モデルに関しては、開口部の長さを 10 から 50mm まで変化させた。爆発エネルギーは 18J で固定とし、鏡面反射条件を用いて室内の 1/4 を計算領域とした。また、境界条件として、全てのケースにおいて部屋の壁面には滑り壁条件を用いている。爆源高さは全てのケースにおいて下壁面から 50mm の位置とし、周囲壁面からの距離も 50mm とする。計算格子はいずれの場合も等間隔直交格子を用いた。

表 2.1 解析条件

Case#	計算対象	起爆位置	爆発エネルギー E (J)	開口部 L (mm)	計算領域	計算格子
1	ASP モデル	R151	18	Close	1/8	$143 \times 143 \times 143$
2		R152	.	Close	1/4	$701 \times 73 \times 73$
3		R151		Open	1	$363 \times 109 \times 55$
4		R152		Open	1	$363 \times 109 \times 55$
5	単純 2 室モデル	Room1		10×10	1/4	$341 \times 85 \times 85$
6				20×20		
7				30×30		
8				40×40		
9				50×50		

2.3 ASP モデル内における爆風伝播

2.3.1 爆風の伝播挙動

Case1 (起爆位置 : R151, 開口部 : Close)

図 2.4 に Case1 における室内の 3 次元干渉縞イメージおよび二重露光ホログラフィー干渉計法によって得られた可視化写真との比較を示す。ここで 1 本の干渉縞は等密度線に対応する。爆発によって発生した球面衝撃波（爆風）が室内を伝播し、やがて壁面へと到達する。(a)は爆発後 0.090ms の様子である。衝撃波が各壁面で正常反射している様子が確認できる。壁面で反射した衝撃波は壁面上を角部方向へ伝播していき、各方向から伝播してきた衝撃波が角部で収束する。このため角部には衝撃波の重畠による高圧力負荷がかかることになる。(c)では角部からの反射波および 2 次衝撃波と反射波の干渉が確認できる。2 次衝撃波とは爆発後の急激な膨張によって爆心付近で負圧となるために周囲から爆心方向に流れが逆流し、再び発生する衝撃波のことである。この 2 次衝撃波は(d)

からも分かるように1次衝撃波と同様に壁面で反射する。このように室内で爆発が発生すれば衝撃波の反射、干渉による複雑な波の重畠が発生する。

立方体内部を伝播する爆風の干渉形態は、部屋を囲む8つの仮想爆源⁽²⁴⁻²⁶⁾から発生する衝撃波同士の干渉と考えることでいくらか単純になる。図2.5に仮想爆源を用いた反射波の概念を示す。これらの図から、仮想爆源の概念を用いることにより立方体内部の衝撃波干渉形態を表すことができることを確認した。

Case2（起爆位置：R152, 開口部：Close）

図2.6にCase2における爆風伝播挙動を示す。ここで注目すべきは長手方向に伝播する衝撃波の挙動である。先行衝撃波の反射形態は正常反射（RR）からマッハ反射（SMR）へと変化していく。Hu and Glass⁽²⁷⁾は爆風の反射形態の遷移過程は爆発エネルギーおよび爆源高さ h (Height of Burst: HOB)に依存することを理論的に示した。爆風には一般的に「同じ爆風圧を与える距離は爆発エネルギー（爆薬の質量）の3乗根に比例する」というスケール則が成立する。爆風のスケール則の詳細については第3章で議論するが、反射形態の遷移過程は後述する換算爆源高さにより RR→DMR →TMR→SMR, RR→TMR→SMR, RR→SMR (RR: 正常反射, DMR: ダブルマッハ反射, TMR: 複雑マッハ反射, SMR: 単一マッハ反射) といった3つの遷移過程を経ることが示されている。Case2では換算爆源高さ h/S (h : 爆源高さ, S : Scaling factor) は3.154mとなるが、Hu and Glassによれば換算爆源高さ 3.154mにおける反射形態の遷移過程は RR→SMR である。したがって、(b)および(c)に見られるような壁面におけるマッハ反射は理論的、実験的、数値解析的に正しい現象であるといえる。先行衝撃波面形状は伝播するにつれて球状から平面へと近づいていく。(d)では先行衝撃波面形状はほとんど平面となり、後方にセル模様のような反射波を伴いながら長手方向を伝播する。(e)では先行衝撃波の反射波を確認することができる。

Case4（起爆位置：R152, 開口部：Open）

図2.7にCase4における爆風伝播挙動を示す。基本的な伝播挙動はCase1およびCase2と同様であるが、開口部における衝撃波の回折現象がよく再現されているといえる。(c)ではR151からA234へと伝播する様子が数値解析とよく一致している。(e)において、数値解析では先行衝撃波面形状は平面に近いが、可視化結果を見ると曲率をもっているように見える。(h)から(j)ではA121へと伝播する衝撃波がよく再現されているおり、可視化結果ともよく一致している。

2.3.2 圧力等値面の時間変化

アジ化銀のような起爆薬やTNTのような爆薬が空中爆発する場合、衝撃波は球状に伝播する。しかし、ASPモデルのような複雑閉空間内における爆発では衝撃波が壁面と干渉、開口部で回折をするため可視化実験結果から3次元的な爆風伝播を理解することは難しい。したがって、この節ではASPモデル内における圧力等値面の時間変化について議論する。

図2.8にCase4における圧力等値面の時間変化を示す。図には大気圧(1.0気圧)の等値面および

壁面上の等圧力線を表示している。 (a)より、部屋の角部では横、縦、奥行き方向から 3 つの反射波が重畠するため、高い圧力が負荷する。また、R152 から A234 に伝播する際には開口部における衝撃波の回折により、(b)に示すように波面形状は奥行き方向にも曲率を持つことになる。 (c)より、衝撃波が A234 から A235 へと伝播する際には大きく回折しないことが分かる。 (f)では先行衝撃波面はどの方向へも曲率は持たず、完全な平面衝撃波となっている。そして(g)-(j)より、衝撃波が R152 から A121 に伝播する際に平面波から 1/8 球状に変化する。また、先行衝撃波後方では反射波の激しい干渉が起り、複雑な圧力分布となっていることが予測される。

2.3.3 爆風の x-t 線図

図 2.9 に長手方向における密度の x-t 線図を示す。 (a)は 1 階部分全てを表示しており、(b)は爆源付近のみを示している。図より、爆発発生に伴う先行衝撃波、2 次衝撃波および壁面からの反射波がはっきりと確認できる。先行衝撃波は最初、その伝播速度は非常に速いが、伝播するに従い急激に減衰し、等密度線の傾きは一定となり音波に収束していく。一方、2 次衝撃波の傾きは最初からそれほど変化せず、ほとんど一定の速度で伝播しているように見える。壁面からの反射波は先行衝撃波および 2 次衝撃波よりも等密度線の傾きが小さく、非常に早い速度で伝播している。その後も後方からくる反射波の伝播速度は非常に速い。また、等密度線が縦に伸びている部分は爆発発生による接触面である。本来であればこの部分が爆発生成気体に対応するものであるが、今回の数値計算では前述したように爆発生成気体と周囲空気の区別は考慮しておらず実現象とは若干異なると考えられるが定性的には接触面の挙動は再現されていると思われる。

2.3.4 壁面における圧力時間履歴

図 2.10 に圧力測定箇所を示す。圧力は図に示す A から G まで 7 箇所で測定する。ここで、開口部が閉じている Case1 および Case2 に関してはそれぞれ A, E においてのみ圧力を測定し、Case3 および Case4 では全ての箇所で圧力を測定した。

図 2.11 から 2.14 に各 Case における圧力時間履歴を示す。実線は Miura et al. による圧力測定実験の生データ、破線は数値解析結果である。図 2.11 より、衝撃波到達のタイミング、波形は実験ともよく一致しているが、爆風圧に関してはそれが見られる。これは数値解析では空気を爆源として用いていることや格子解像度が不十分であることに起因していると考えられる。距離と爆風圧との関係については第 3 章で詳しく述べることにする。図 2.12 は閉端壁面 E における圧力履歴であるが、実験結果をみると爆風到達前の波形に振動が見られる。しかしながら、爆風が到達したと思われる時間は数値解析、圧力測定実験ともに一致している。

図 2.13 に Case3 における A から G の圧力時間履歴を示す。B および C は角部の点であり、非常に高い爆風圧がかかる。この理由は前述したように衝撃波が角部で収束するためである。A から C では数値解析結果と実験結果は定性的、定量的にもよく一致していると言える。しかし、D から G に対しては、定性的な一致にとどまる結果となった。これは鏡面反射条件で格子点を稼ぐことができなかったために低い格子解像度で計算を行っていることに起因すると考えられる。格子解像度に

関しては付録 B に譲るが、Case3 および Case4 の条件では最低限必要であると思われる解像度の約 40% 程度の解像度であるため衝撃波がなまってしまい、圧力上昇をシャープに捕らえることができなかつたと考えられる。

図 2.14 に Case4 における A から G の圧力時間履歴を示す。A から C までは Case3 と同様に定性的、定量的によく一致している。D は角部であるので圧力は高い。爆源と D の位置関係は Case3 の B および C とまったく同じである。したがって、D で最初に観察される圧力は 2 気圧程度となるはずであるが、D の実験結果は何らかの原因で低い値となってしまっていると考えられる。E の圧力履歴を見ると爆風到達直後の圧力の立ち上がりが早く、爆源から遠方であるにもかかわらずピーク圧力も大きい。まったく障害物がないような空中爆発を仮定して数値解析をした場合、E にかかる圧力は 0.1 気圧程度と予測されるが、実験結果は約 0.4 気圧程度となっている。E では図 2.7, 2.8 からも分かるように平面衝撃波が入射角 90° で入射する。このときの平面衝撃波は後方に反射波を伴い、先行衝撃波と反射波が干渉した後に壁面へと入射するためにピーク圧力も大きくなると考えられる。F および G では Case3 と同様に圧力負荷は非常に小さい。これらの数値解析結果および実験結果より、1 階で爆発が発生した場合、2 階にはそれほど大きな圧力はかかるないということが分かる。また、注目すべきは E の圧力時間履歴であり、閉空間内爆発では爆源から遠方においても自由大気中で予測される爆風圧より高い圧力が負荷することを確認した。

2.3.5 室内の最大圧力履歴

図 2.15 に爆発発生後約 2.757ms までの経験した最大圧力履歴を示す。最大圧力履歴は(a)に示す 3 つの平面を表示した。平面①は一番奥の壁面、平面②は爆源中心面、平面③は一番手前の壁面である。また、圧力センターは 0 から 0.3 気圧（ゲージ圧）を示している。平面①および③はほとんど同様の最大圧力履歴となっている。壁面の最大圧力は部屋の角部、壁と壁の接合部や爆源近傍に見られる。また、A121 へとつながる開口部が平面①側にあり、爆風が A121 へと伝播するために A121 では開口部付近で圧力が高くなっている。平面②では爆源から長手方向に伸びる高爆風圧帯が形成されている。この部分は壁面からの反射波が互いに重畳する場所であり、高圧部が遠方にまで広がることになる。この反射波重畳のため、E では最大圧力が大きくなる。この結果より、対称性を有し衝撃波の重畳が起こるような場所ではたとえ角部でなくとも高い圧力がかかり危険であるということが分かった。

2.4 単純 2 室モデル内における爆風伝播

2.4.1 爆風の伝播挙動

図 2.16, 2.17 に Case5（開口部 10mm × 10mm）および Case9 における爆風伝播挙動を示す。Room1 を伝播する球面衝撃波は開口部を抜けて Room2 へと進入する。このとき開口部では衝撃波が回折し、その波面は再び球状となる。Case5 では開口部が小さいために Room2 へと伝播する衝撃波は弱く、Room2 内を伝播する衝撃波は明確に現れていない。一方、Case9（開口部：50mm × 50mm）で

は Case5 と比較して開口部が大きく、Room2 へと伝播する衝撃波は強いため数値解析および可視化写真とも衝撃波をはっきりと確認することができる。また、回折後の衝撃波面形状は完全な球状というよりはやや球を前からつぶしたような楕円形となる。Room2 へと伝播した先行衝撃波は上下壁面へと到達し反射し、次々と Room1 から後続の反射波が Room2 へと伝播する。数値解析と可視化写真を比較すると Case5, Case9 ともに干渉縞の様子および爆風の到達時間はよく一致しており、数値解析的にも実験的にも衝撃波の強さが開口部の大きさに大きく依存していることを確認することができた。

2.4.2 壁面における圧力時間履歴

図 2.18, 2.19 に図 2.3 で示した A および B における圧力時間履歴を示す。(a), (b)はそれぞれ Case5 (開口部 $10\text{mm} \times 10\text{mm}$) および Case9 (開口部 $50\text{mm} \times 50\text{mm}$) に対応する。A ではピーク圧力およびその周期はほとんど変わらない。また、ピーク圧力の値は時間が経過すると小さくなる傾向がある。次に図 2.19 を見てみるとピーク圧力やその周期は非常に異なっている。Case5 では最初のピーク圧力は 0.1 気圧にも満たないが、Case9 では約 0.2 気圧程度と Case5 と比べると非常に大きい。これは開口部通過に伴う衝撃波の波面形状の変化、すなわち爆風圧の減衰が開口部の大きさ、形状に大きく依存していることを明確に示している。また、観察されるピーク圧力の回数は Case5 の方が多く、Case9 では少ない傾向がある。

次に開口部の大きさに対する爆風圧の変化を調べるために、B における最初のピーク圧力に注目する。図 2.20 は横軸に開口部長さ L 、縦軸に B における最初のピーク圧力をとったグラフである。白抜きのプロットは実験結果を示し、塗りつぶしのプロットは数値解析結果である。実験結果のプロットは数回の測定値の平均値を示し、エラーバーは測定値の上限と下限範囲である。実験結果をみると $L=10$ から 30mm までの範囲では開口部が大きくなるにつれ B に負荷する圧力はほとんど線形的に高くなっていく。次に $L=50\text{mm}$ の平均値は $L=40\text{mm}$ よりも低い値をとっており、両者ともエラーバーの範囲は他のケースと比較すると非常に広い。したがって、この実験結果から $L=40, 50\text{mm}$ の 2 ケースについて圧力変化の傾向を言及することは難しい。実験結果に対し、数値解析結果は開口部長さによる影響が分かりやすく、 $L=10$ から 50mm の範囲において線形的に増加していると言える。しかしながら圧力値に関しては実験結果の $1/2$ 以下となっている場合もあり、定量的には大きく異なってしまった。この原因として回折後の衝撃波を正確に捉えるための格子解像度が不十分であることおよび爆源の条件の違い、すなわち爆源が爆薬であるか空気であるかに起因すると思われる。アジ化銀の爆風圧と空気爆発の爆風圧の差異については第 3 章で詳しく検討する。

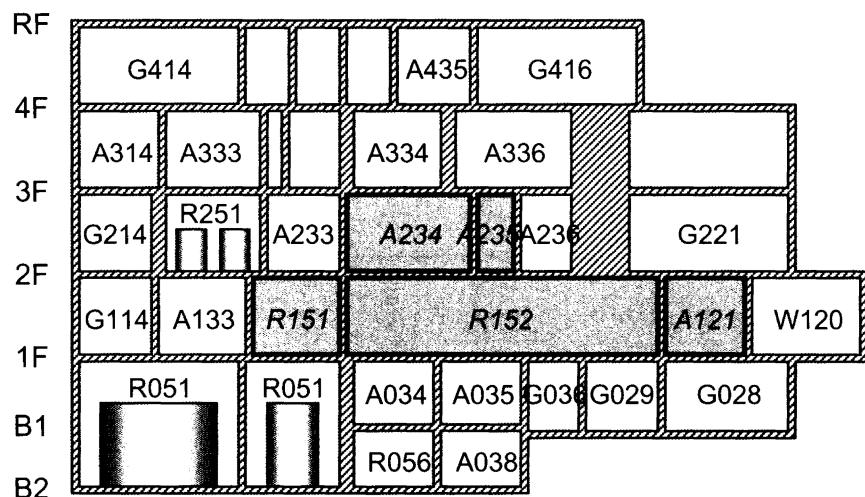
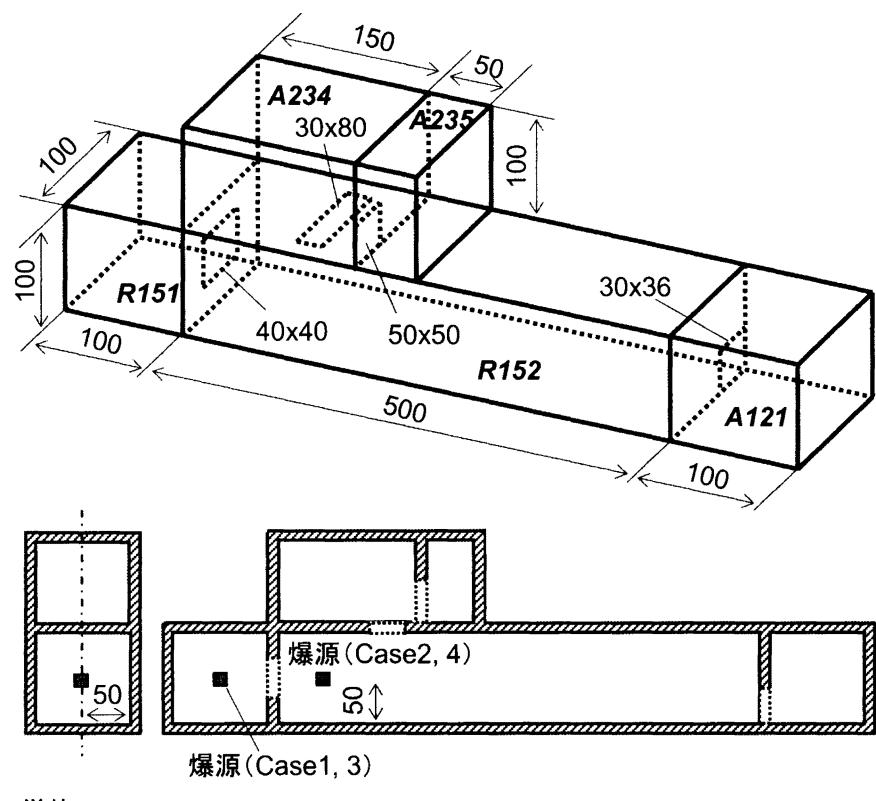


図2.1 アスファルト固化処理施設の断面図



単位:mm

図2.2 ASPモデル

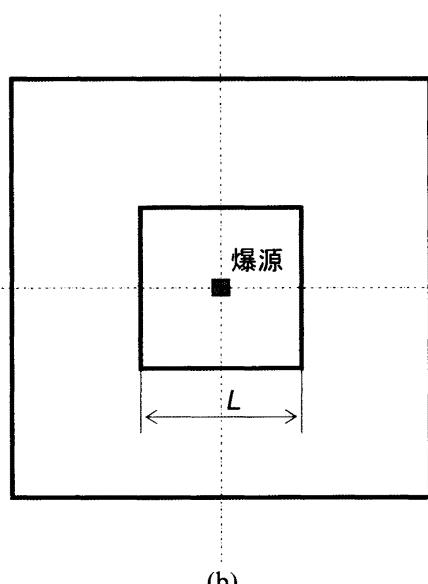
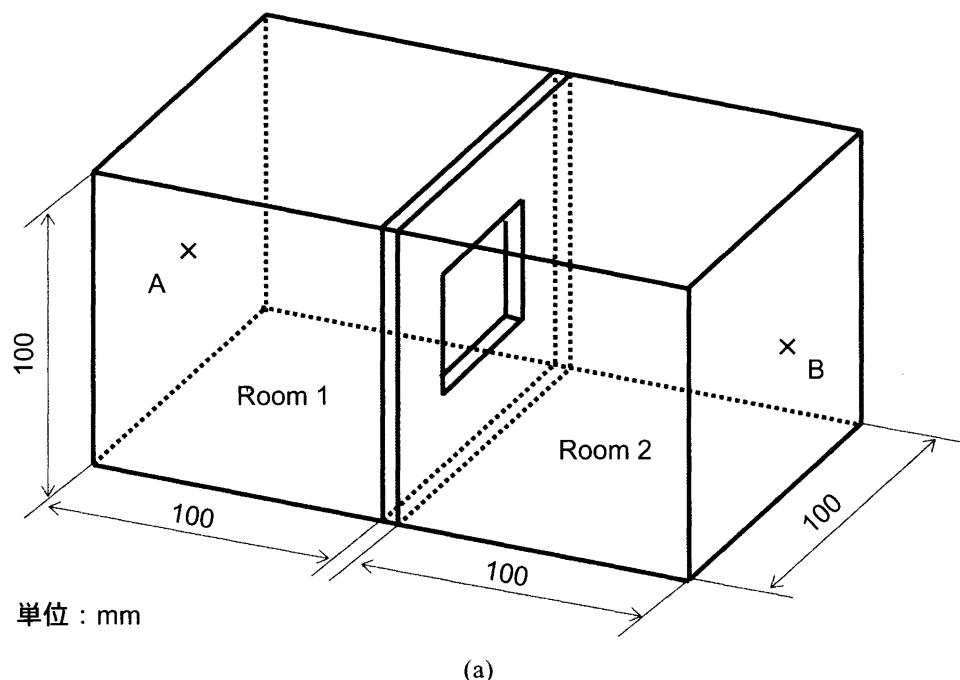


図2.3 単純2室モデル, (a) 全体図, (b) 仕切り壁

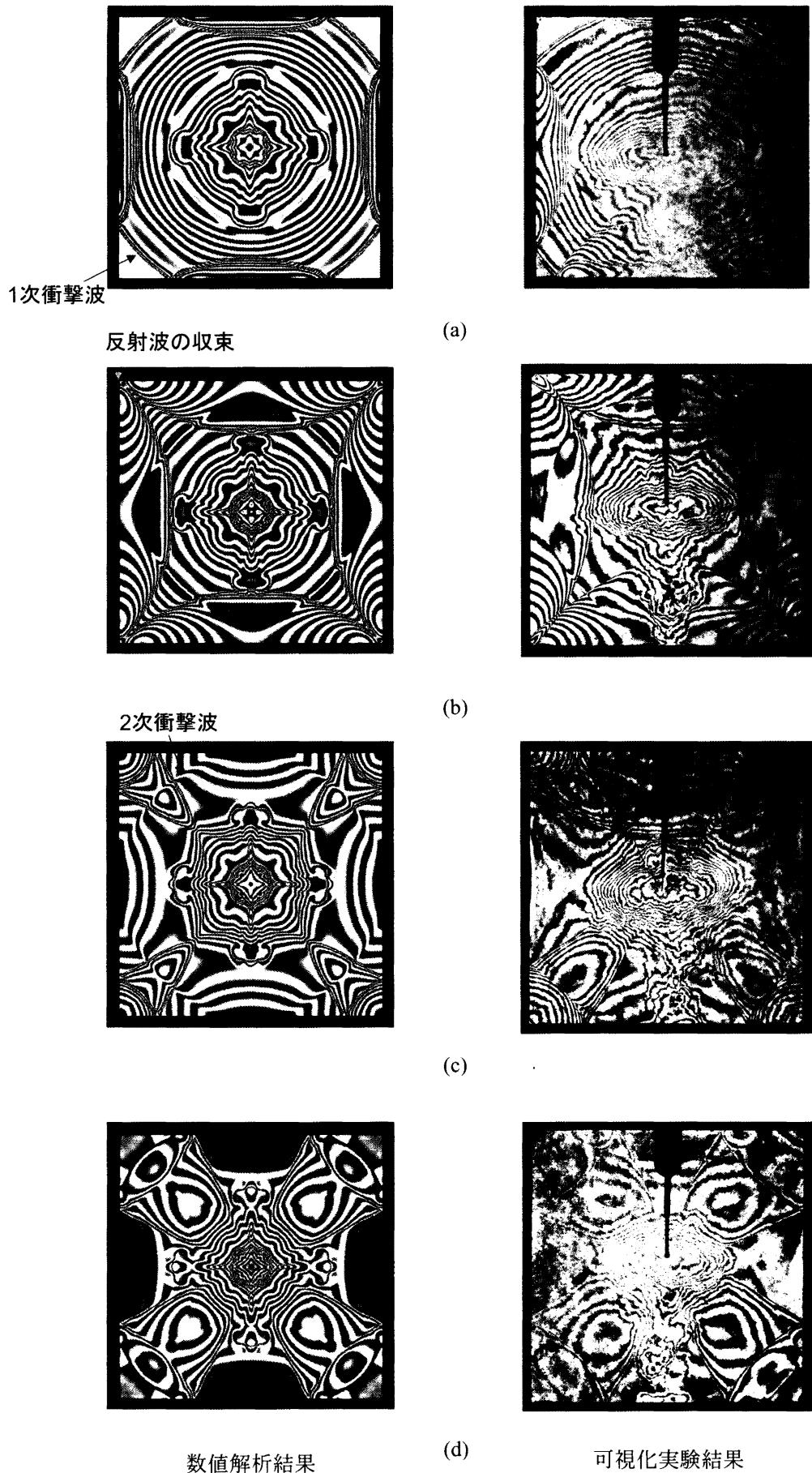


図2.4 Case1（起爆位置：R151, 開口部：Close）における爆風伝播挙動,
(a) 0.09ms, (b) 0.12ms, (c) 0.15ms, (d) 0.18ms

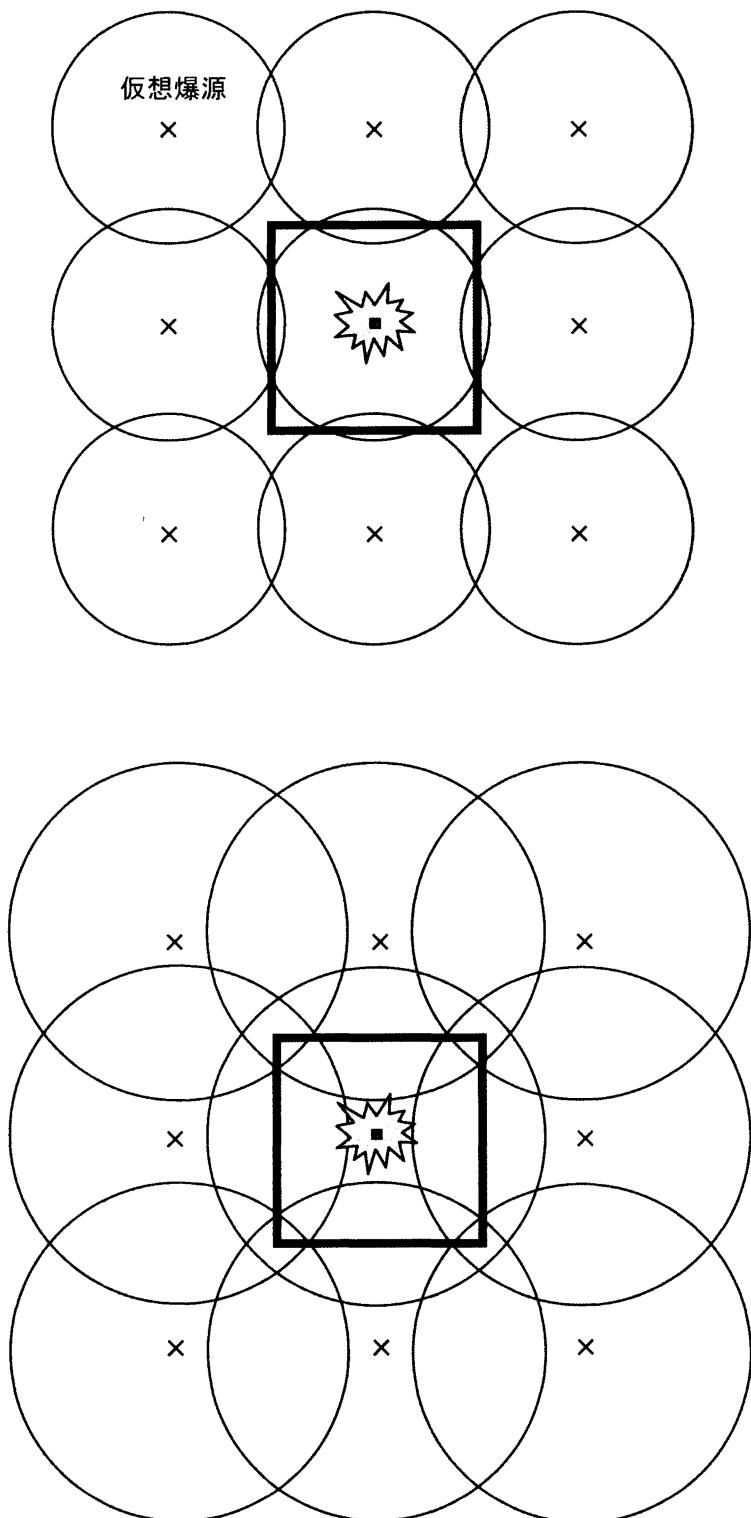


図2.5 仮想爆源の概念

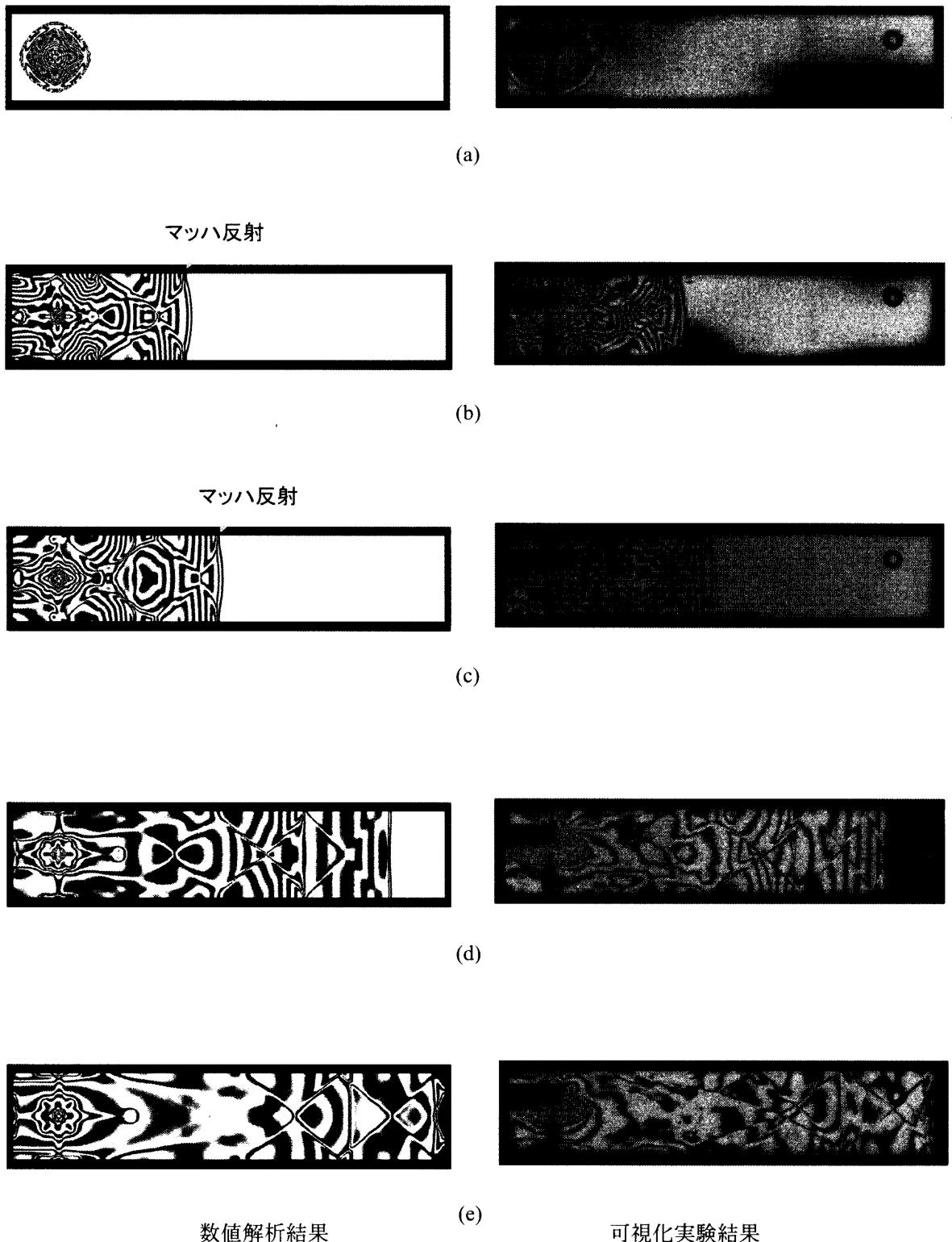


図2.6 Case2 (起爆位置 : R152, 開口部 : Close) における爆風伝播挙動, (a) 0.046ms, (b) 0.355ms, (c) 0.457ms, (d) 0.1007ms, (e) 1.500ms

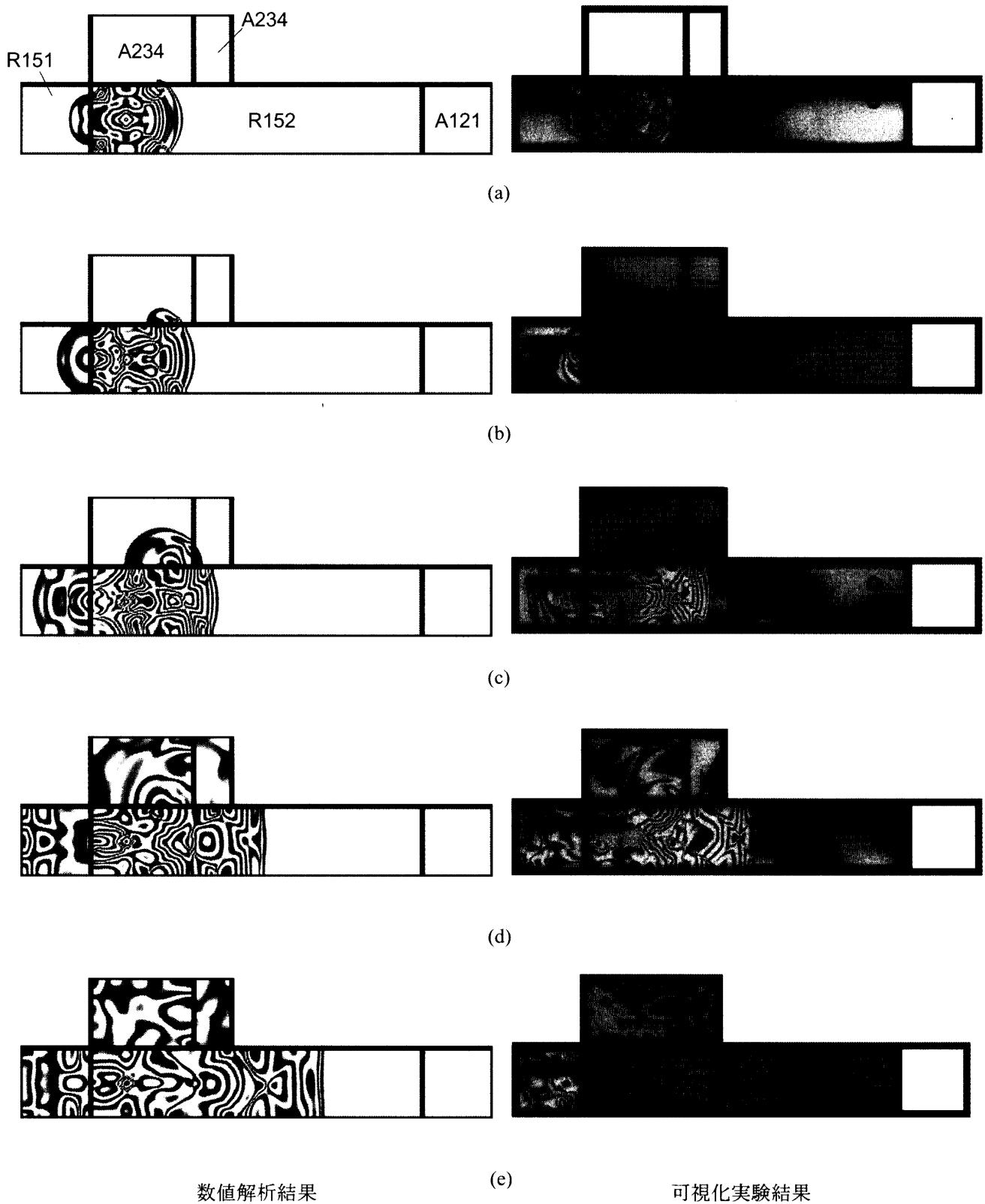


図2.7 Case4（起爆位置：R152, 開口部：Open）における爆風伝播挙動、
(a) 0.157ms, (b) 0.208ms, (c) 0.306ms, (d) 0.509ms, (e) 0.757ms

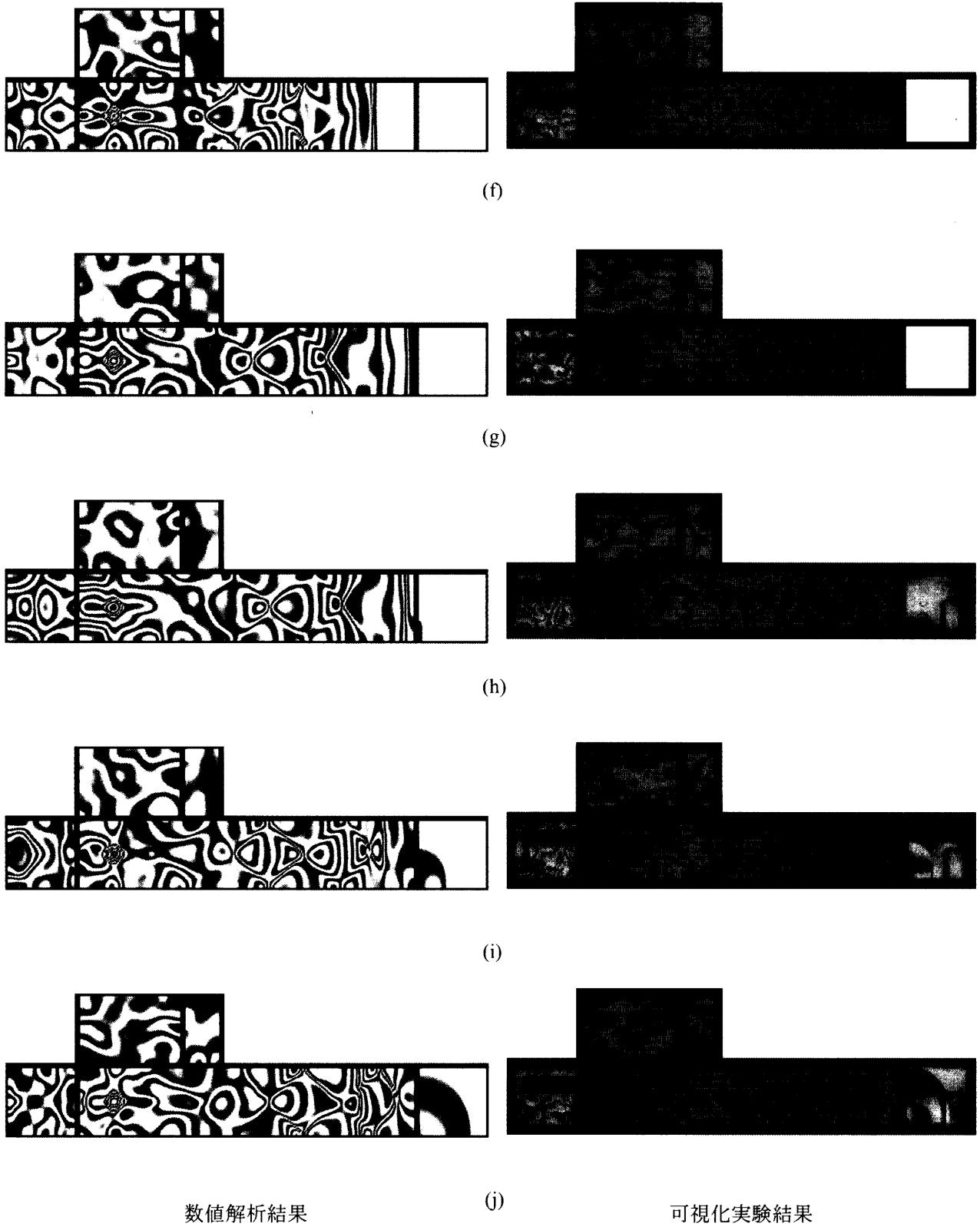


図2.7 Case4 (起爆位置: R152, 開口部: Open) における爆風伝播挙動, (f) 1.011ms, (g) 1.159ms, (h) 1.211ms, (i) 1.308ms, (j) 1.409ms

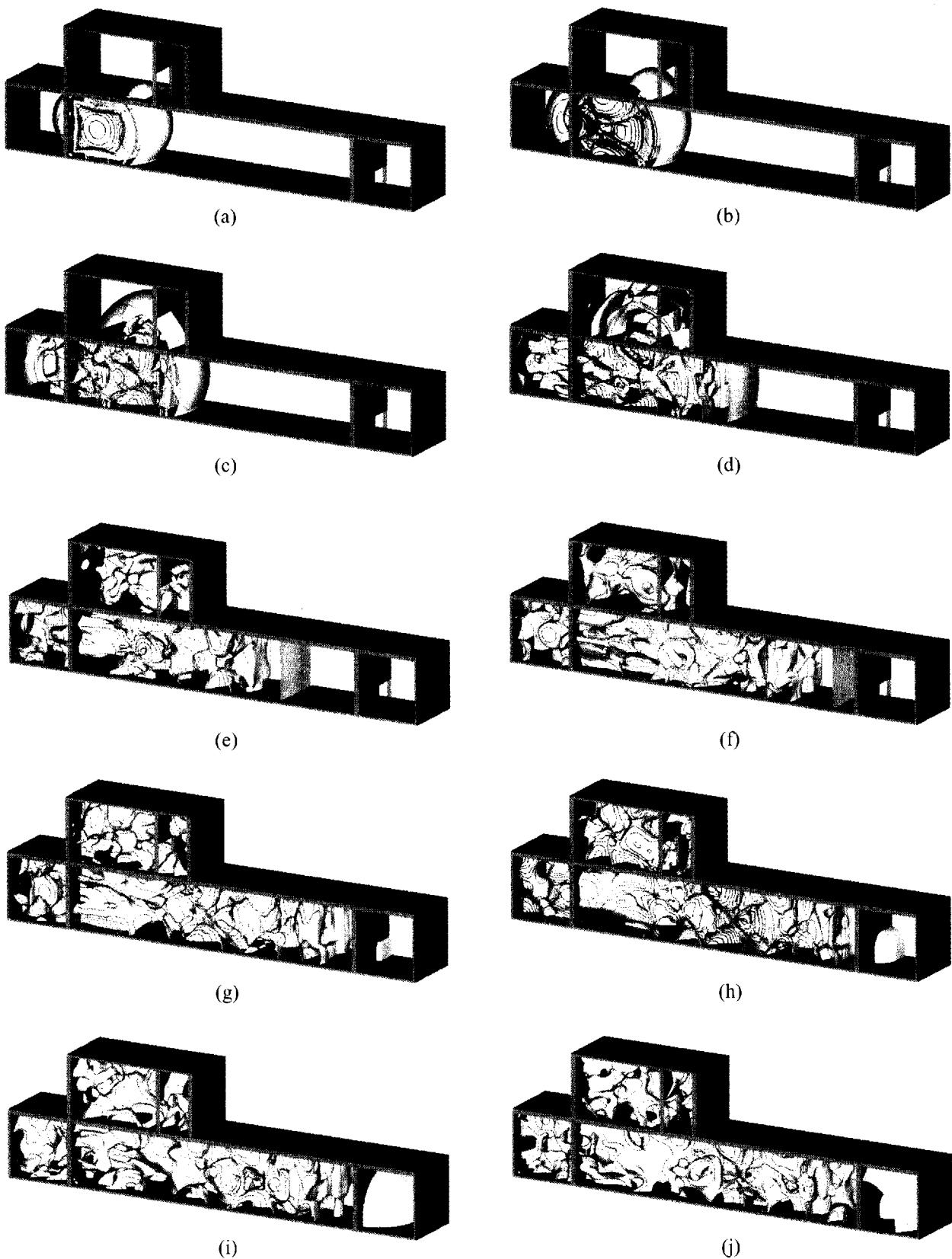


図2.8 圧力等値面（大気圧）の時間変化, (a) 0.157ms, (g) 0.208ms, (h) 0.306ms, (d) 0.509ms, (e) 0.757ms, (f) 1.011ms, (g) 1.159ms, (h) 1.211ms, (i) 1.308ms, (j) 1.409ms

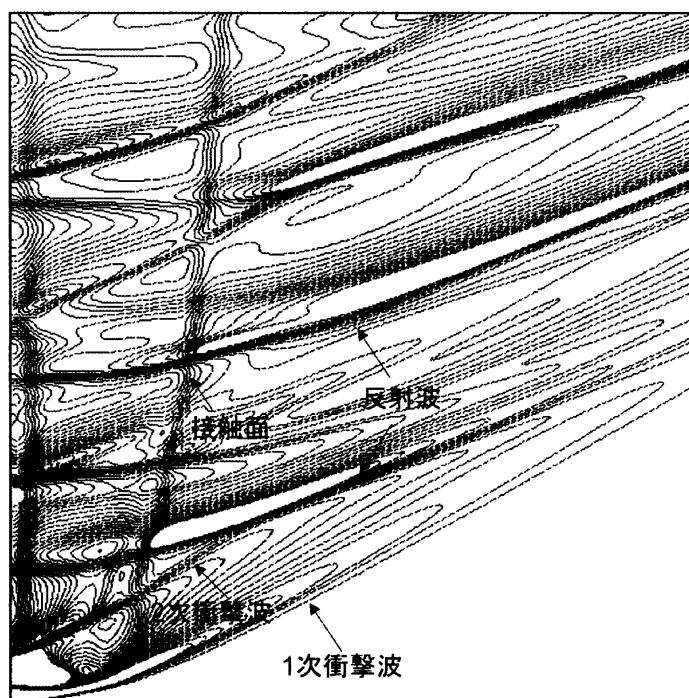
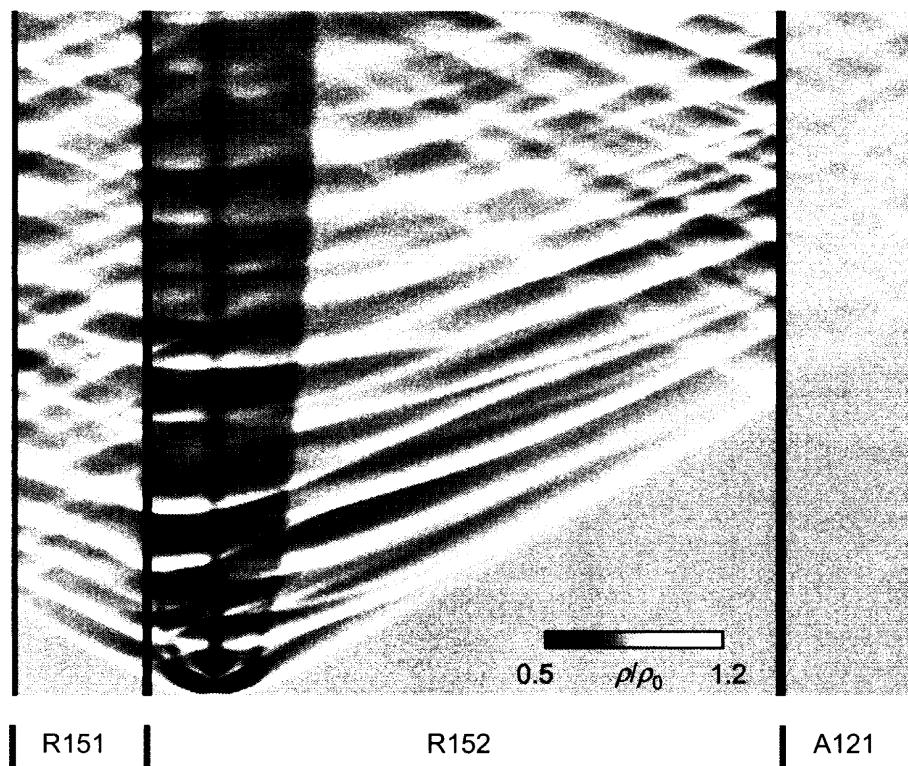


図2.9 x-t線図 (Case4) , (a) 1階部分全体図, (b)爆源付近拡大図

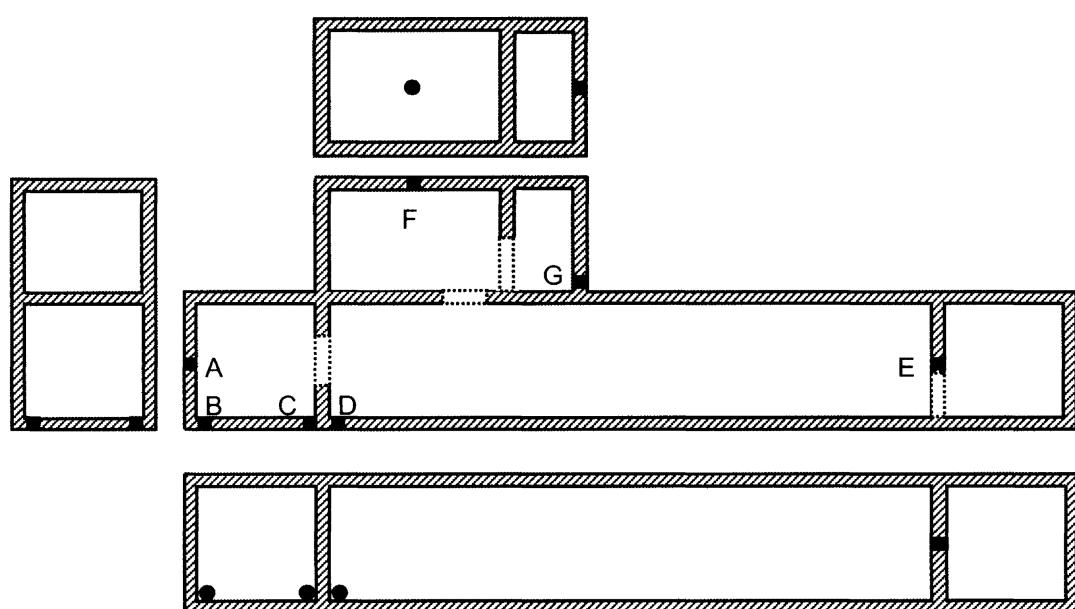


図2.10 壓力測定箇所、Case1, 2はそれぞれA, Eにおいてのみ測定

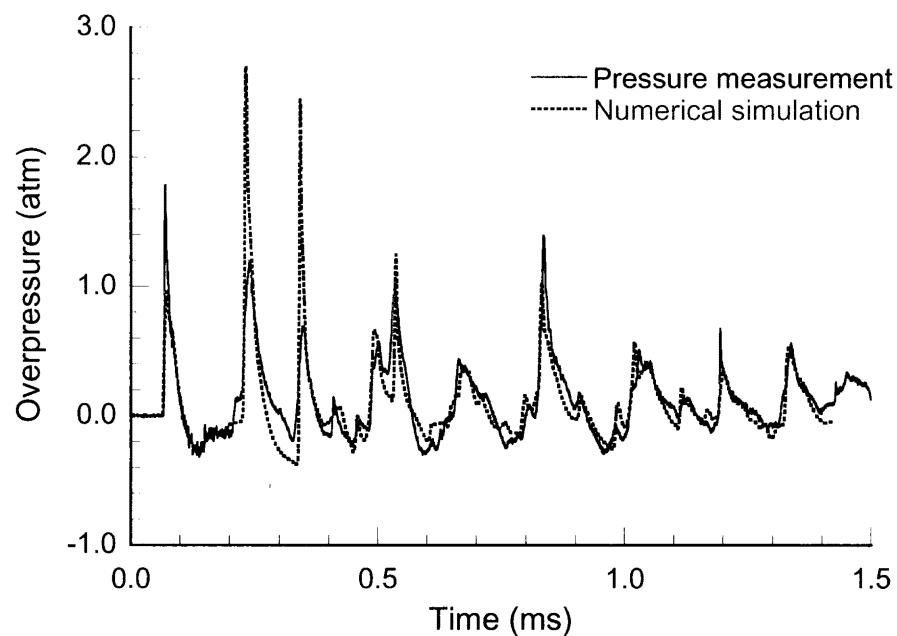


図2.11 Aにおける圧力時間履歴(Case1)

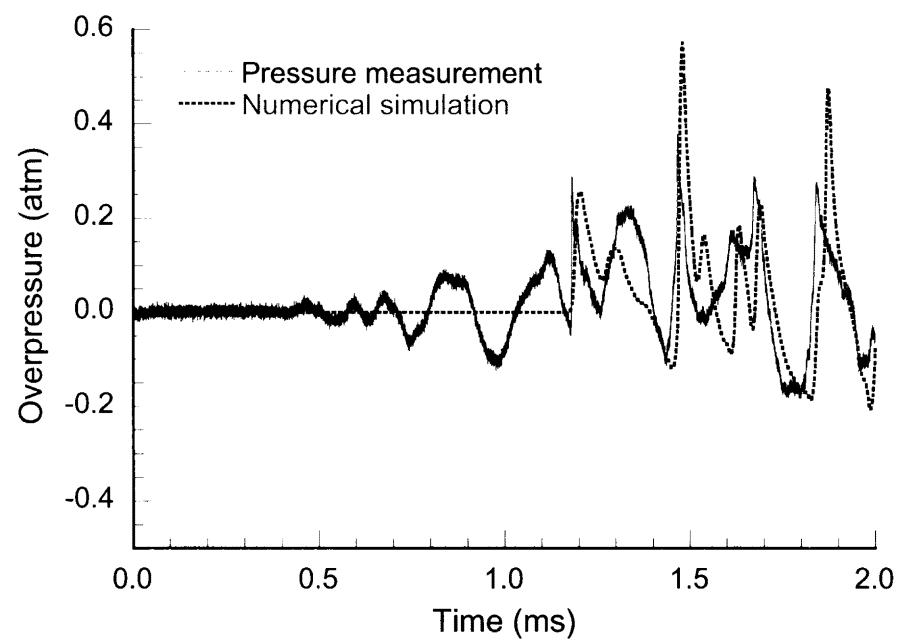
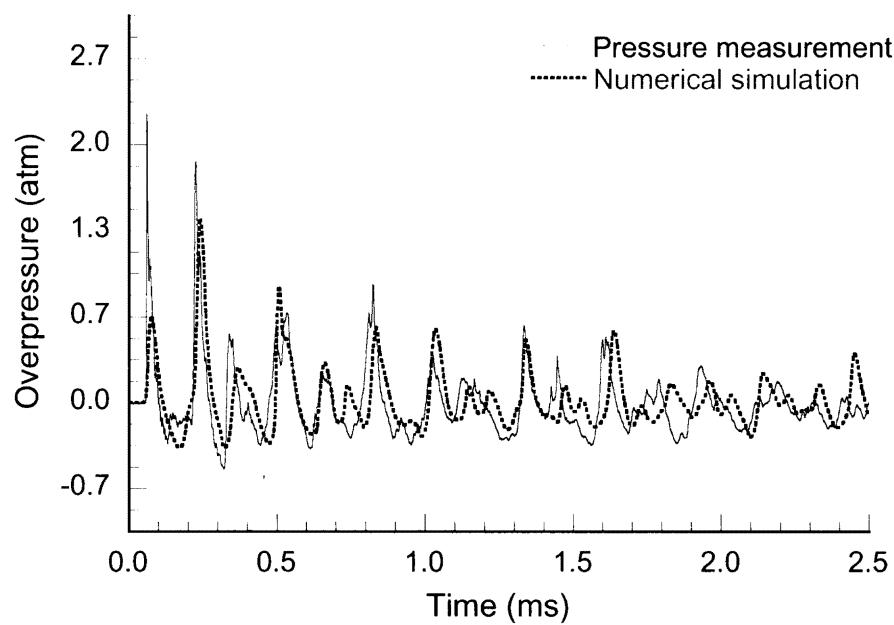
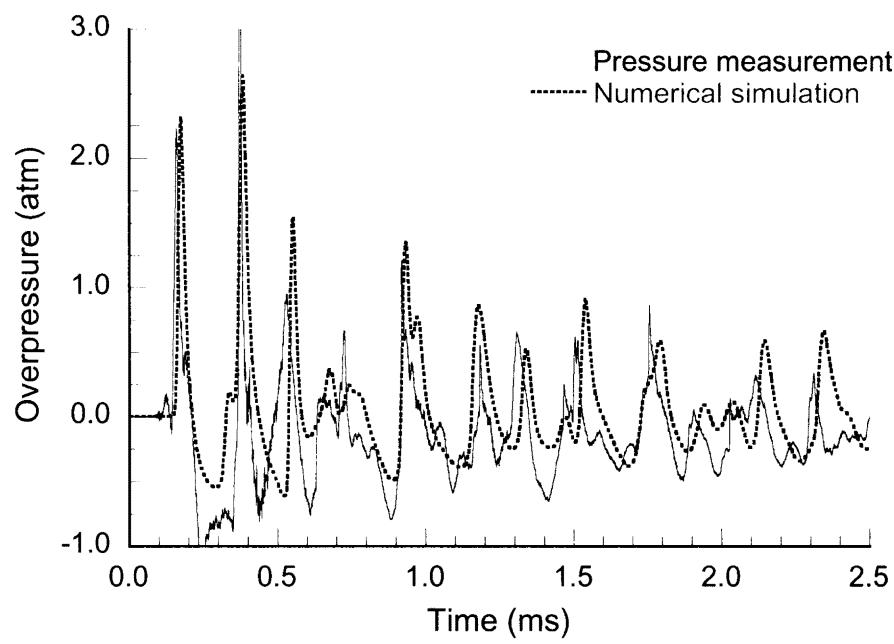


図2.12 Eにおける圧力時間履歴(Case2)

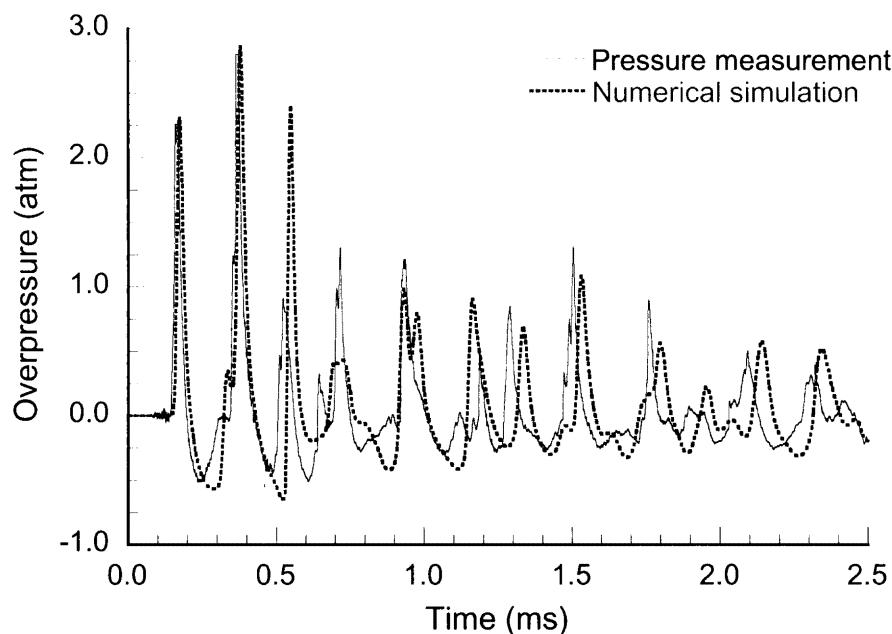


(a)

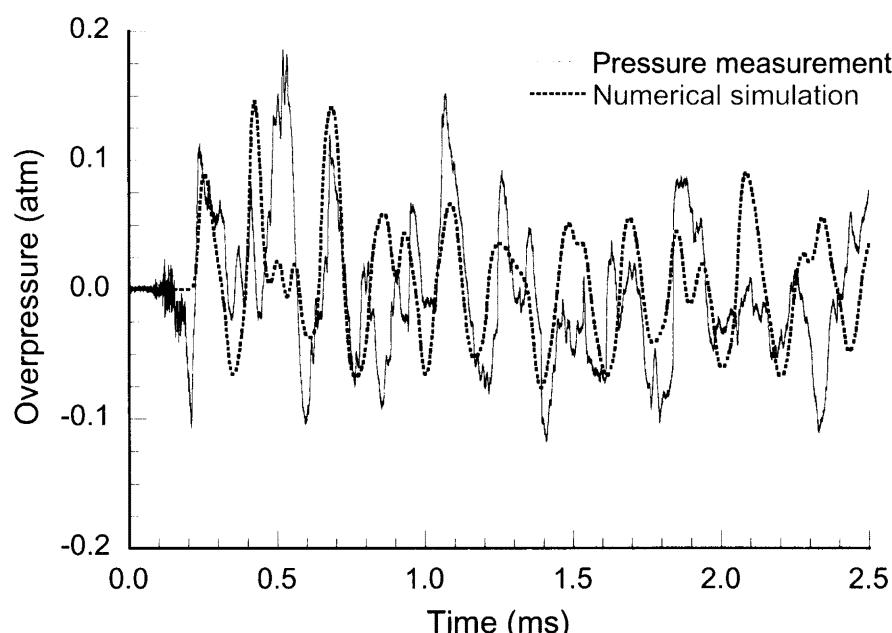


(b)

図2.13 Case3(起爆位置:R151, 開口部:Open)における壁面圧力時間履歴,
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G

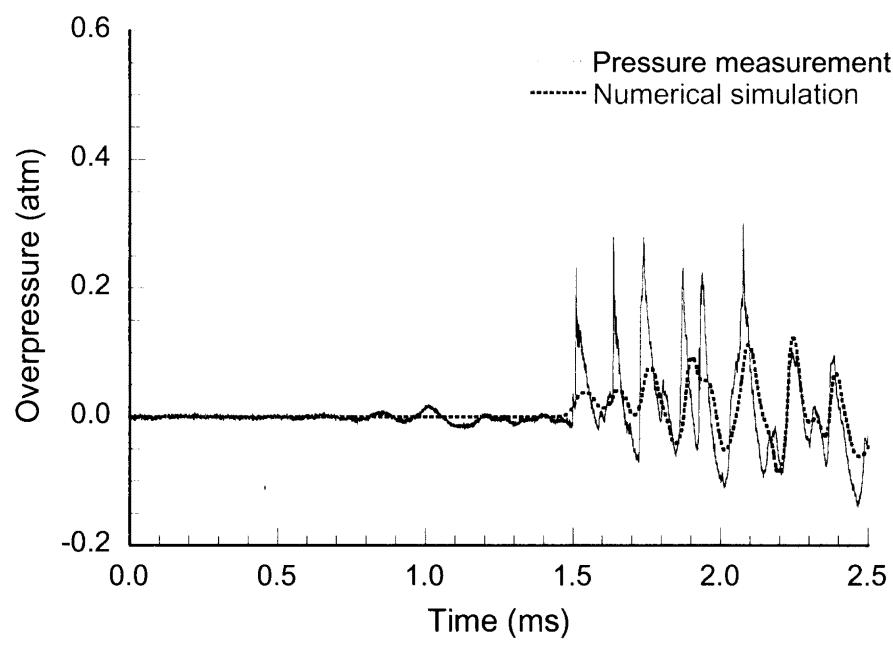


(c)

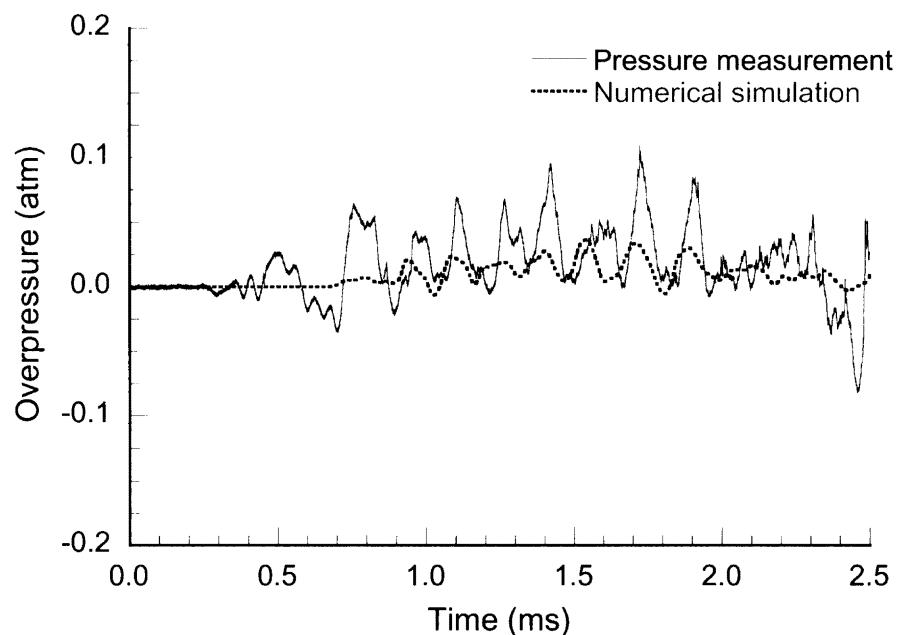


(d)

図2.13 Case3(起爆位置:R151, 開口部:Open)における壁面圧力時間履歴.
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G

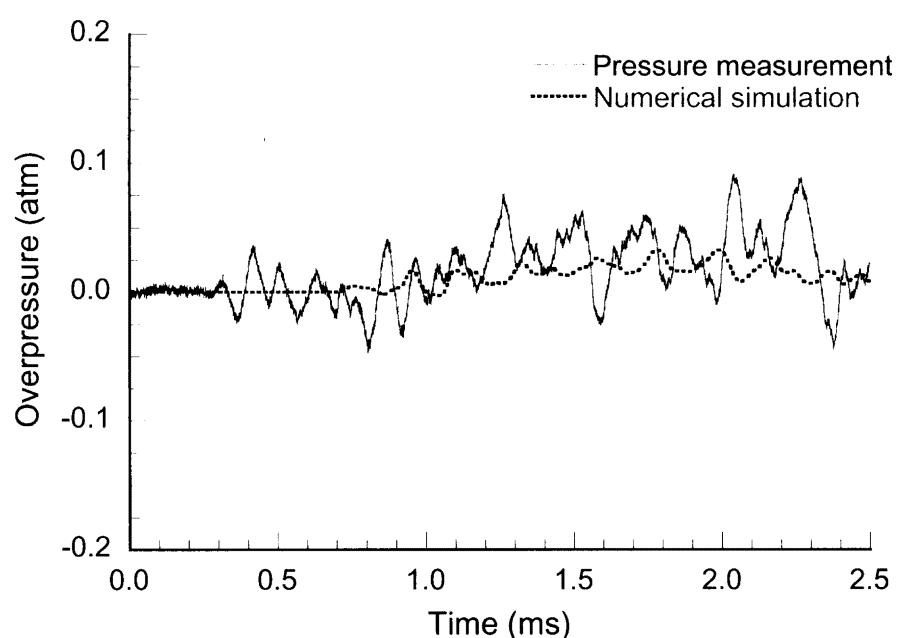


(e)



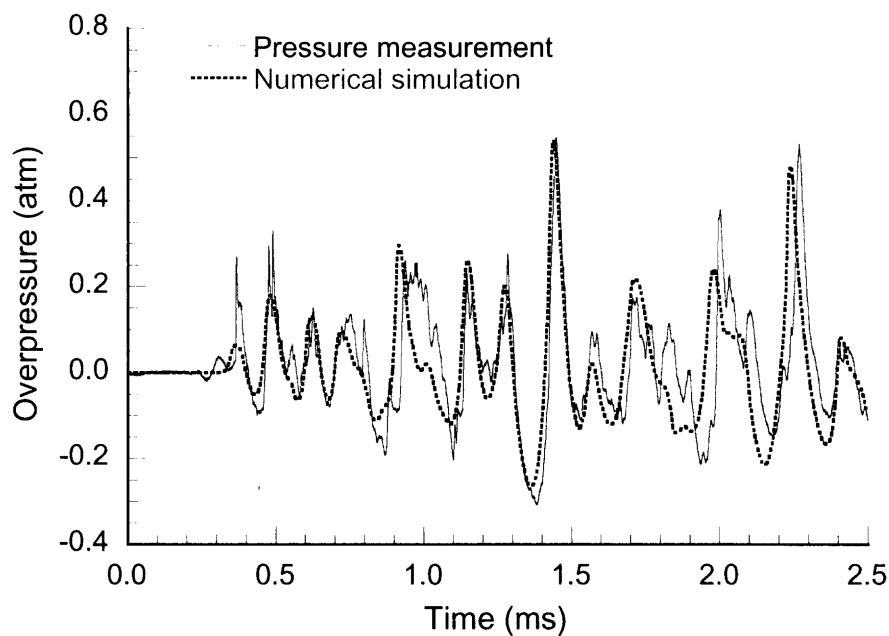
(f)

図2.13 Case3(起爆位置:R151, 開口部:Open)における壁面圧力時間履歴,
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G

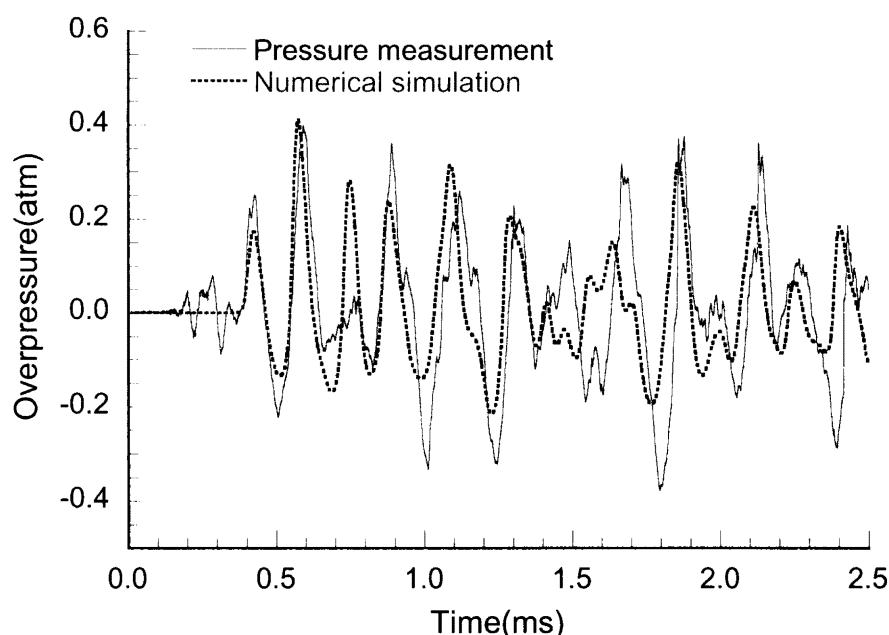


(g)

図2.13 Case3(起爆位置:R151, 開口部:Open)における壁面圧力時間履歴.
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G

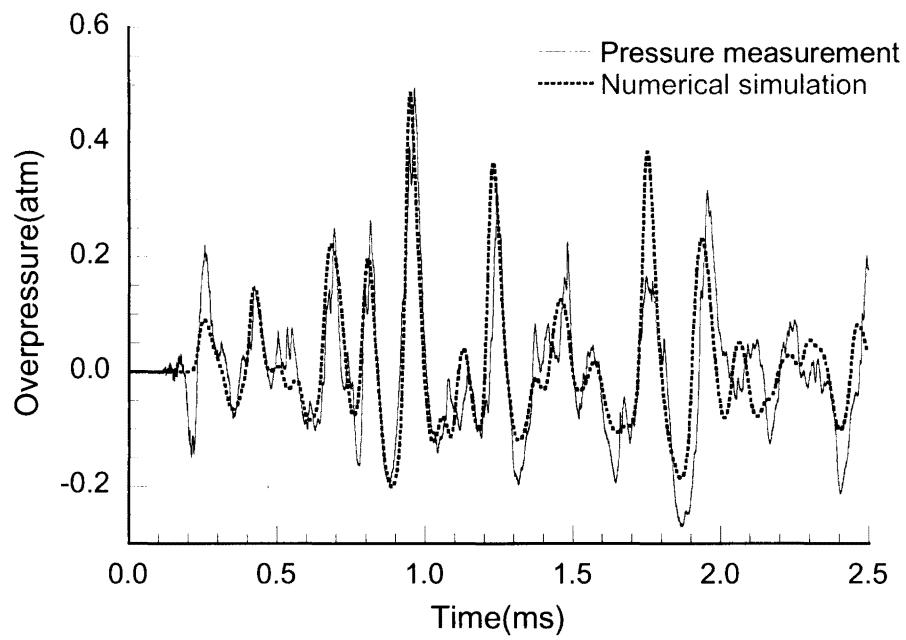


(a)

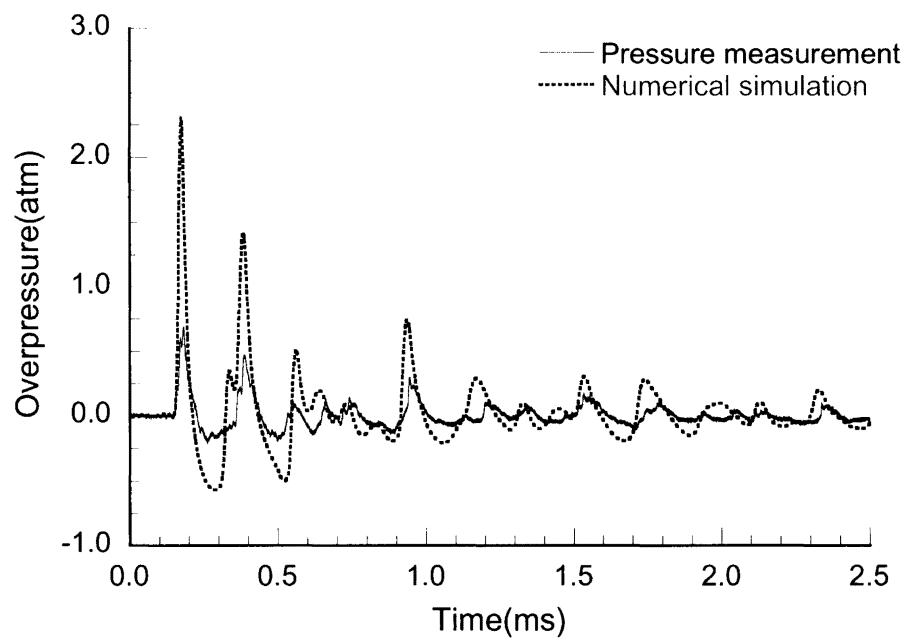


(b)

図2.14 Case4(起爆位置:R152, 開口部:Open)における壁面圧力時間履歴.
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G

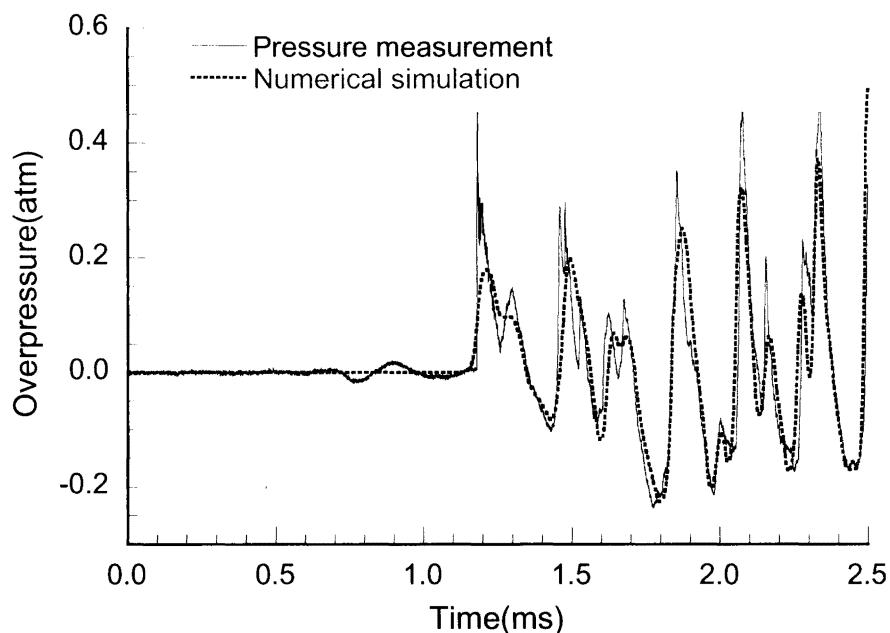


(c)

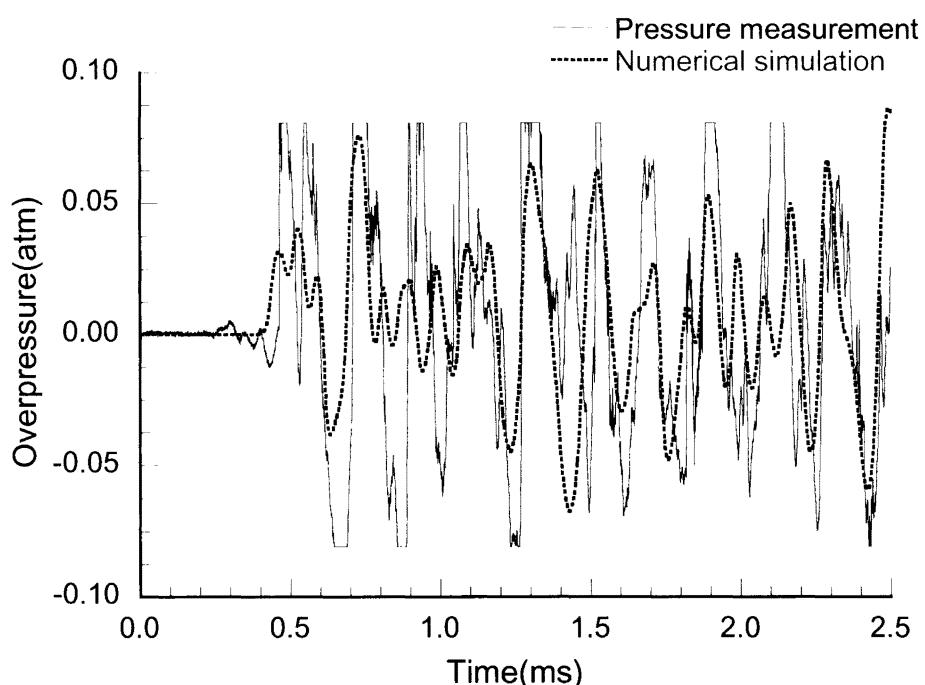


(d)

図2.14 Case4(起爆位置:R151, 開口部:Open)における壁面圧力時間履歴.
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G

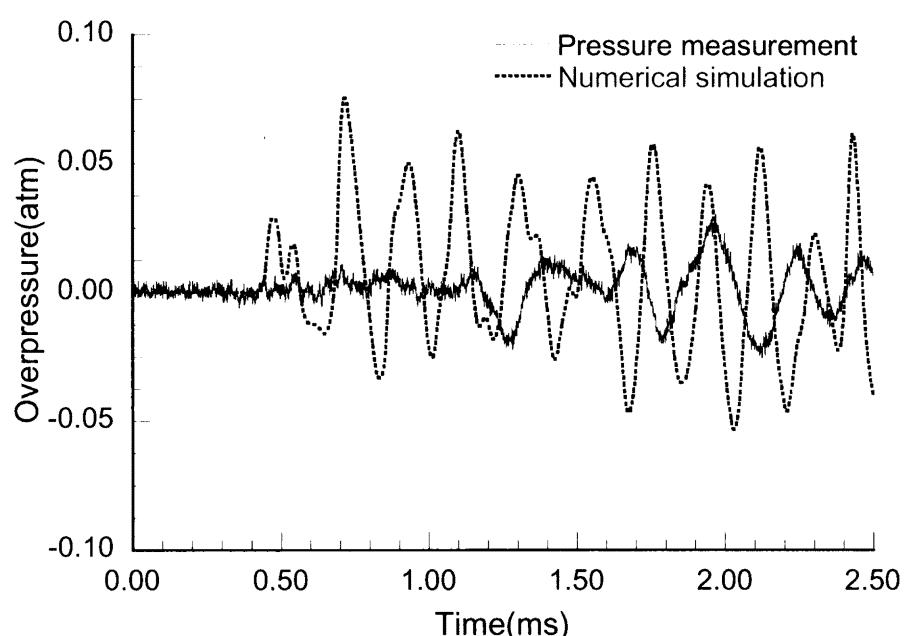


(e)



(f)

図2.14 Case4(起爆位置:R151, 開口部:Open)における壁面圧力時間履歴,
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G



(g)

図2.14 Case4(起爆位置:R151, 開口部:Open)における壁面圧力時間履歴,
(a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E, (f) F, (g) G

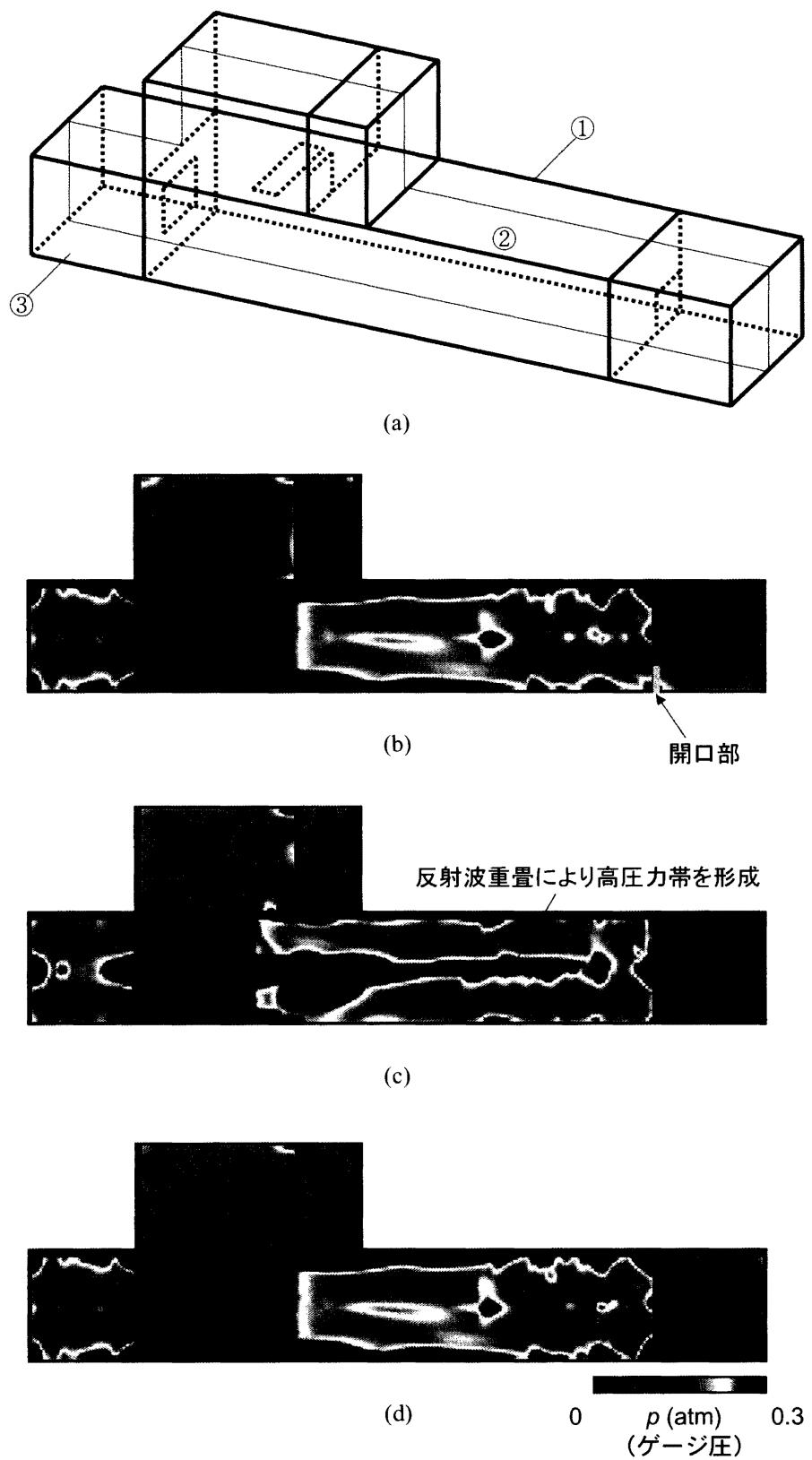


図2.15 約2.757msまでに経験した最大圧力履歴(Case4, 起爆位置:R151, 開口部:Open),
(a)最大履歴測定平面, (b) 平面①, (c) 平面②, (d) 平面③

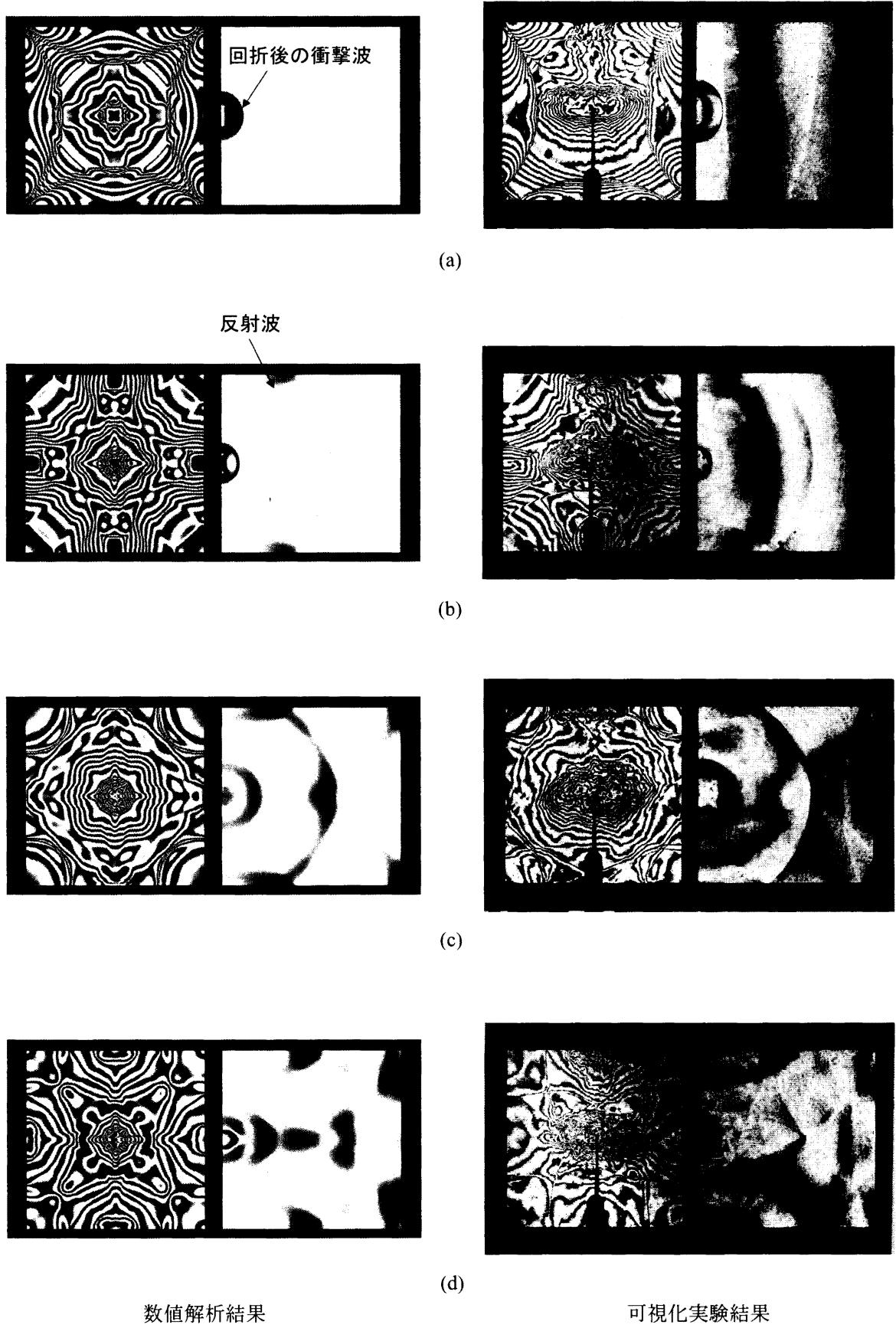


図2.16 Case5における爆風伝播挙動, (a) 0.120ms, (b) 0.270ms, (c) 0.420ms, (d) 0.570ms

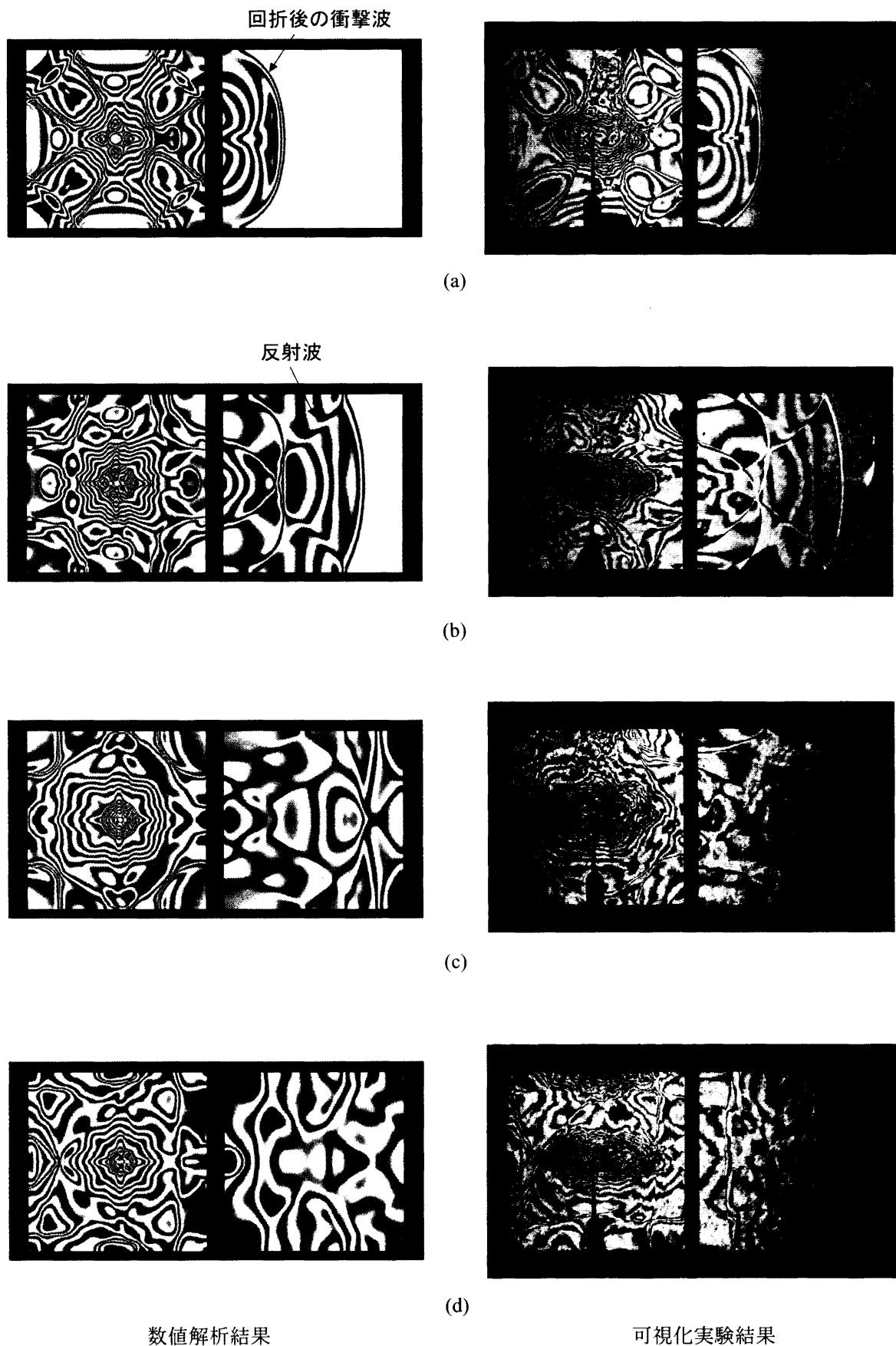
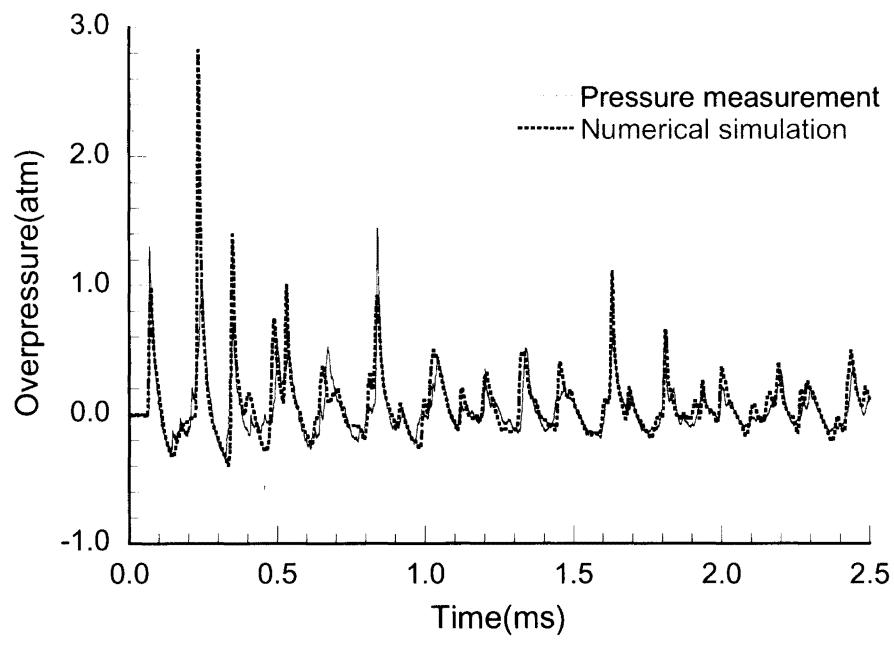
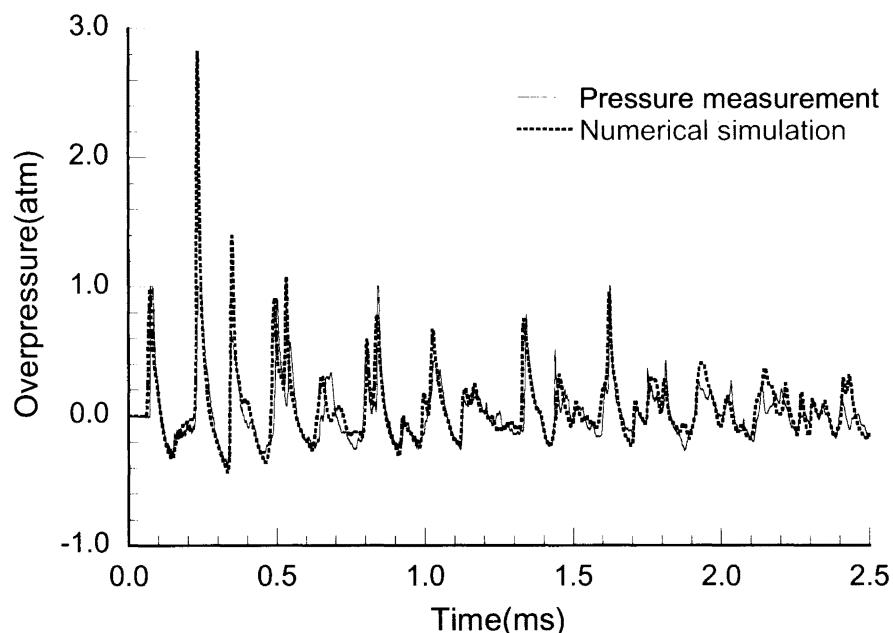


図2.17 Case9における爆風伝播挙動, (a) 0.180ms, (b) 0.300ms, (c) 0.420ms, (d) 0.600ms



(a)



(b)

図2.18 Aにおける圧力時間履歴, (a) Case5 (開口部 : 10mm×10mm) ,
(b) Case9 (開口部 : 50mm×50mm)

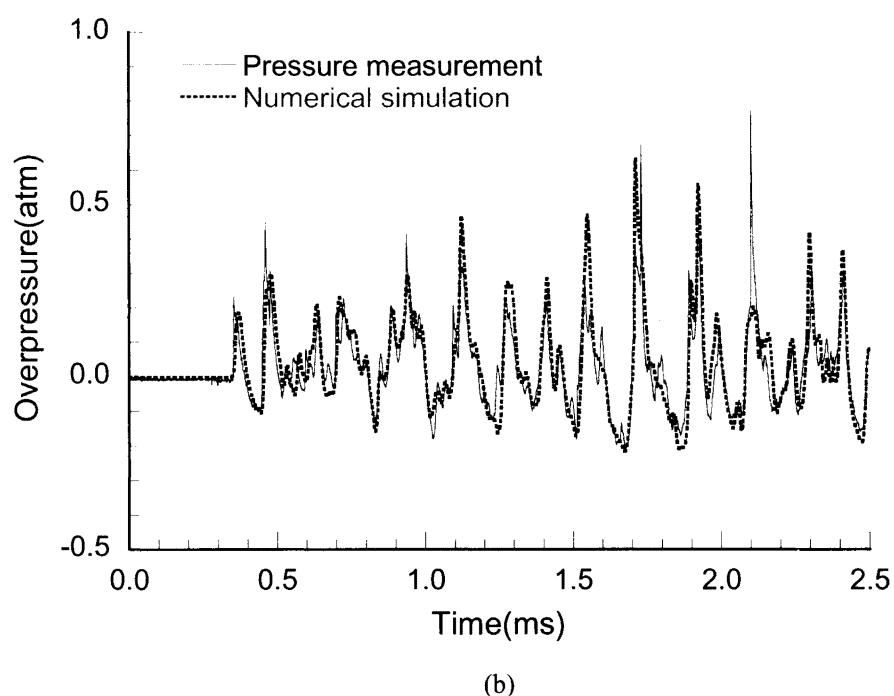
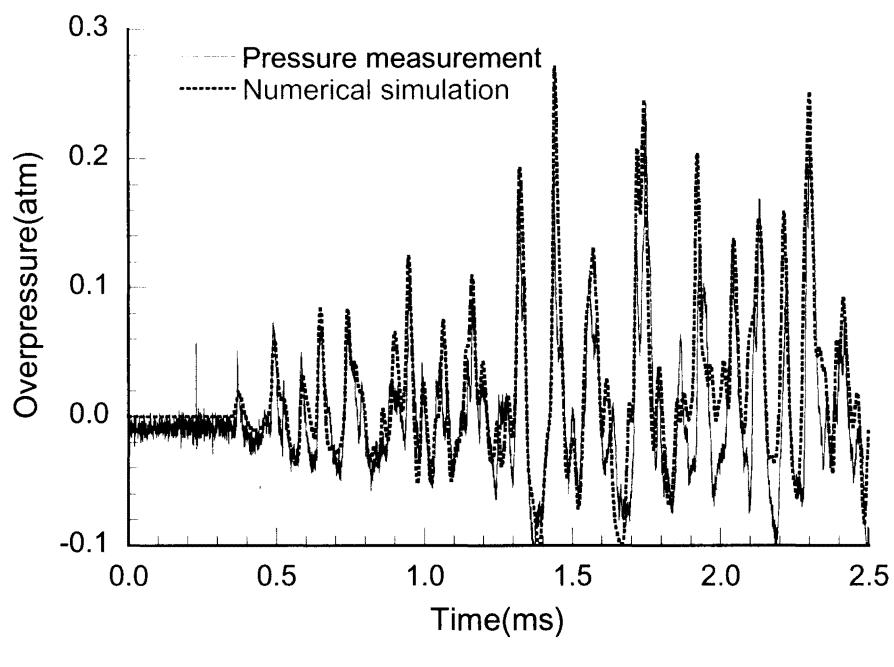


図2.19 Bにおける圧力時間履歴, (a) Case5 (開口部 : 10mm×10mm) ,
(b) Case9 (開口部 : 50mm×50mm)

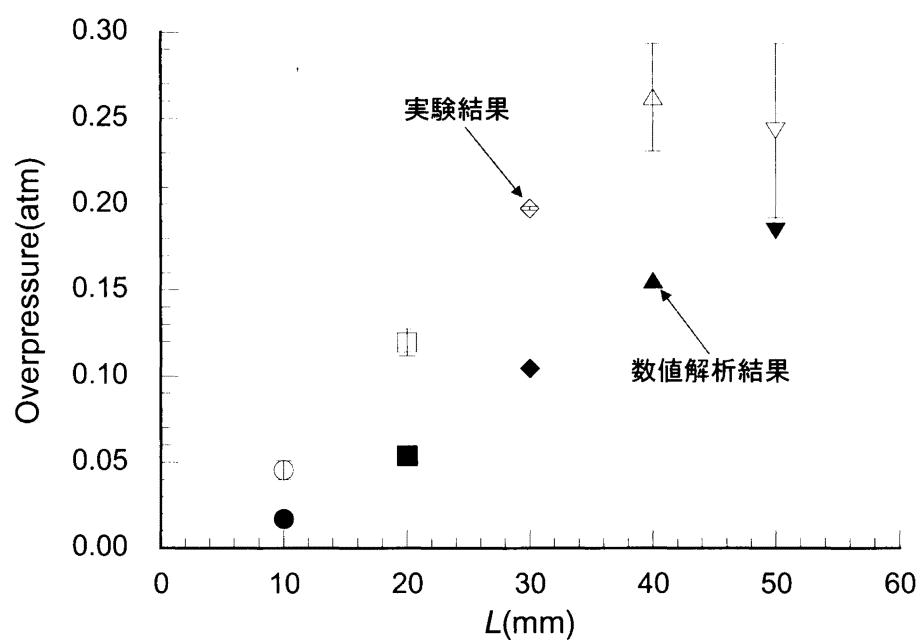


図2.20 開口部長さに対する爆風圧の変化

3 爆風圧に対する閉鎖性の影響

3.1 爆風のスケール則

爆風には一般的にスケール則が成立することが知られている。最も一般的な爆風スケーリングとして Hopkinson-Cranz の Cube-root scaling, すなわち 3 乗根則⁽¹⁻³⁾が挙げられる。この法則は最初に B. Hopkinson, そして独立に C. Cranz によって公式化されたものであり、同じ形状かつ同種類の 2 つの爆薬（ただし爆薬の質量は違っていてもかまわない）が同じ大気条件下で爆発するとき、爆風の自己相似解が一の換算距離

$$R_s = \frac{R}{\sqrt[3]{W}} \quad (3.1)$$

もしくは

$$R_s = \frac{R}{\sqrt[3]{E}} \quad (3.2)$$

において生成されることを意味する。ここで、 R は爆源中心から衝撃波波面までの距離、 W は TNT のような爆薬の質量である。図 3.1 を見ると Hopkinson の 3 乗根則の意味をよく理解することができる。図 3.1 において正のインパルスは

$$I = \int_a^d p(t)dt \quad (3.3)$$

と定義される。爆源から距離 R 離れた位置では爆風圧 P_s 、持続時間 t_d が観測される。Hopkinson の 3 乗根則は爆源からの距離 R/S において相似な圧力波形、同じ爆風圧 P_s 、持続時間 t_d/S 、インパルス I/S が観測されることを意味する。また、到達時間 t_a のような全ての特性時間も同様に S によって換算される。ここで、 S は Scaling factor と呼ばれる

$$S = \left(\frac{W}{W_{TNT}} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{E}{E_{TNT}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.4)$$

である。ここで W は爆薬の質量 (kg), W_{TNT} および E_{TNT} はそれぞれ基準爆薬としての TNT 爆薬の質量 (1kg), 爆発エネルギーである。したがって、Scaling factor S は爆発により放出されたエネルギーの TNT 当量の 3 乗根となる。今、質量 W_1 、または爆発エネルギー E_1 の爆源から距離 R_1 で爆風

圧を観測したとする。もし、同じ爆風圧が質量 W_2 、または爆発エネルギー E_2 の爆源から距離 R_2 で観測されたとすれば、両者には以下の式が成立する。

$$\frac{R_1}{R_2} = \left(\frac{W_1}{W_2} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{E_1}{E_2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.5)$$

(3.5)式は同じ爆風圧が生成される距離の比の3乗は爆発エネルギーの比に等しいということを意味する。この式は爆発エネルギーの評価に対して重要な意味を持つ。

これらのスケール則は自由大気中で成立するものであり、閉空間内においては壁面からの反射波の影響によりこのスケール則をそのまま適用できるかどうか分からぬ。本章では数値解析および微小爆発実験より閉空間内における爆風のスケール則について検討し、爆風伝播および爆風圧に対する閉鎖性の影響を調べることを目的とする。

3.2 閉空間モデル

第3章では爆風圧に対する閉鎖性の影響を調べる。閉空間モデルは図3.2に示すような直方体とする。直方体は全長422.5mm、高さおよび奥行きは100mmである。直方体内部には部屋の長さを変化させるための仕切り壁を設置することができ、本研究ではこの仕切り壁を100mm、207.5mm、315mmの位置に設置することを可能とした。仕切り壁の位置を変化させ、仕切り壁にかかる圧力を測定することで爆風圧に対する閉鎖性の影響、すなわち反射波の影響をみることが本章の目的である。また、仕切り壁には第2章単純2室モデルに示すような20mm×20mmおよび50mm×50mmの開口部を設置することができるようになっており、爆風圧に対する衝撃波の回折による影響も観察することができる。圧力測定実験および爆風の可視化実験はアジ化銀ペレット10mgを用い、東北大学流体科学研究所流体融合研究センターにて行った。実験モデルはアルミニウム合金製であるが、衝撃波を可視化するために前後の壁はアクリル板で構成されている。

3.3 圧力測定実験および可視化実験

3.3.1 微小爆薬およびレーザ起爆法

微小爆薬にはアジ化銀ペレット(中国火薬製)を使用した。アジ化銀ペレットは底面直径1.5mm、高さ1.5mmの円柱形状で質量は10mgである。Ohashi et al.⁽¹⁰⁾はアジ化銀ペレットを使用した微小爆発実験より、アジ化銀のTNT換算係数は約0.45、すなわちアジ化銀はTNTの約45%のエネルギーを放出することを示した。この結果はアジ化銀爆発時の放出エネルギーを算出する際に非常に重要である。また、Kleine et al.⁽¹¹⁾はアジ化銀のTNT換算係数は爆風圧、すなわち換算距離の関数であり、その値は0.3から1.4の間で変化することを実験的に示している。

図3.3に起爆系と可視化系の概略図を示す。パルスジェネレータで発生させた信号はトリガー信

号として起爆用の Nd: YAG レーザ（波長 1064nm, パルスエネルギー 25mJ), 可視化用のフラッシュ (National PE-560MG), 高速度カメラ（島津製作所試作品）に出力される。起爆と可視化の両者が適度な時間で同期するようにそれぞれの信号にデジタル遅延回路を経由させた。アジ化銀ペレットは瞬間接着剤を使用して光ファイバの一端に接着し、Nd: YAG レーザ光を照射することにより起爆させた。起爆位置は壁面からの距離 $h=50\text{mm}$ の位置とし、部屋の中心軸上に設置した。

実験条件として部屋長さ d を 100, 207.5, 315, 422.5mm ($d=422.5\text{mm}$ のときには仕切り壁は設置しない) と変化させた。また、それぞれの部屋長さにおいて室内に開口部 (20mm × 20mm および 50mm × 50mm の 2 種類) を有する仕切り壁を設け、開口部による爆風の減衰効果も調べた。

3.3.2 シャドウグラフ法による可視化

可視化にはシャドウグラフ法を用いた。図 3.4 にシャドウグラフ法の光学系を示す。光学系は一对のシュリーレン鏡 (PM), 凹レンズ (CCL), 平面鏡 (M), すりガラス (Diffuser) で構成される。本実験ではフラッシュ (National PE-560MG) の前にすりガラスをおくことにより点光源とした。フラッシュからの入射光線はシュリーレン鏡で反射して平行光線となり、密度変化のある観測部を通過し凹レンズによって結像されて高速度カメラ（島津製作所試作品）に 4μs 刻みで記録される。

3.3.3 圧力測定

図 3.5 に圧力測定系を示す。圧力変動はモデル壁面に設置された圧力変換器 (Kistler 社製 603B) で電気信号に変換され、増幅器を経由してデジタルオシロスコープに出力され保存される。デジタルオシロスコープのトリガー信号にはフォトディテクタによって検知した起爆用 Nd: YAG レーザの発振信号を用いた。圧力変換器の設置位置は図 3.2 に示すように仕切り壁中心部とする。以降、本研究では圧力を測定する壁を圧力測定壁と呼ぶことにする。

3.4 数値解析条件

数値解析手法は第 2 章で述べたとおりである。実験条件に対応する解析条件を表 3.1 に示す。部屋の長さを実験に合わせ 207.5mm, 315mm, 422.5mm と 3 通りに変化させる。開口部を持つ仕切り壁は $d=422.5\text{mm}$ の場合においてのみ $d=100, 207.5, 315\text{mm}$ に設置した。また、爆発エネルギーは実験条件と対応させるために全てのケースにおいて 18J に固定し、壁面から 50mm の位置に設置した。境界条件として鏡面反射条件を用いて室内的 1/4 を計算領域とし、壁面には滑り壁条件を用いた。

また、数値解析では閉空間内におけるスケール則を調べるために爆発エネルギー、周囲壁の数 (4 : 閉空間, 2 : 半閉空間) および部屋のスケール、すなわち爆源高さ (Height of Burst) を変化させた計算も行った。表 3.2 に解析条件を示す。計算対象は図 3.2 に示すような閉空間内、もしくは上下 2 面を壁で囲まれているような半閉空間内とする。爆発エネルギーは 18J から 781.2J まで変化させ、HOB h は 50mm および 100mm とした。ただし、 $h=100\text{mm}$ の場合は部屋のスケールを 2 倍、すなわち、縦および奥行きを 200mm とした。境界条件として壁面には滑り壁条件、爆源の対称性を考慮し鏡面反射条件を用いて 1/8 を計算領域とした。半閉空間の場合は境界条件として外挿を用

いるべきであるが、境界面では亜音速流出が起こり、正しい解を得ることができないため外挿は適当ではない。そこで本数値解析では反射波の影響が及ばない程度に計算領域を広げた上で滑り壁条件を用いることで仮に半閉空間とした。また、数値解析では基準爆薬として TNT 爆薬のエネルギーを用いる。本研究では TNT 爆薬 1kg の爆発エネルギー $W_{\text{TNT}}=4.52 \text{ MJ}$ ⁽²⁸⁾ を用いて Scaling factor を算出した。

表 3.1 微小爆発実験に対する解析条件

Case#	部屋長さ $d(\text{mm})$	開口部 $L(\text{mm})$	爆発エネルギー $E(\text{J})$	計算領域	計算格子
1	207.5	-	18	1/4	$333 \times 73 \times 73$
2	315	-			$505 \times 73 \times 73$
3	422.5	-			$677 \times 73 \times 73$
4		20×20			$681 \times 75 \times 75$
5		50×50			$681 \times 75 \times 75$

表 3.2 爆発エネルギー周囲壁面数および爆源高さの条件

Case#	爆発エネルギー $E(\text{J})$	HOB $h(\text{mm})$	Scaling factor S	換算 HOB $h/S(\text{m})$	周囲壁の数
6	18	50	0.01585	3.154	4
7	27		0.01814	2.756	
8	35.16		0.01981	2.524	
9	52.73		0.02268	2.205	
10	70.31		0.02496	2.003	
11	87.89		0.02689	1.859	
12	281.2		0.03962	1.261	
13	312.5		0.04104	1.218	
14	390.6		0.04421	1.131	
15	585.9	100	0.03963	1.976	
16	781.2	100	0.05570	1.795	
17	45	50	0.02151	2.324	2
18	63		0.02407	2.078	
19	144		0.03170	1.575	
20	400		0.04456	1.122	
21	750		0.05495	0.9099	

3.5 微小爆発実験結果および数値解析結果

3.5.1 爆風の可視化

図 3.6 に可視化実験によって得たシャドウグラフを示す。図は Case3 ($d=422.5\text{mm}$) の結果を示している。また、図 3.7 に数値解析結果を示す。ここで、数値解析結果は直方体の中心断面のみの分布を表しており、2 次元シャドウグラフィイメージである。したがって、可視化実験結果と厳密な比較ではない。

図 3.6において上壁と下壁のちょうど真ん中あたりに見えるまっすぐな線は実験モデルの保存状態が悪かったために発生した密度差が原因であり、爆風発生による物理的な現象ではない。爆源附近はアジ化銀ペレットが爆発するとともに爆発生成ガスが発生するために暗く写って見えている。第2章で述べたように周囲壁面で反射した衝撃波は伝播するとともにその反射形態が RR から SMR へと遷移していく。図 3.6(c)および図 3.7(c)より、衝撃波の反射形態がマッハ反射となっていることが確認できる。マッハ反射に伴う三重点は先行衝撃波が伝播するとともに上方へ移動ていき、約 0.90ms には先行衝撃波と干渉しているように見える。先行衝撃波は三重点、すなわち反射波と干渉した後に圧力測定壁へ到達し反射する。このような伝播挙動は図 3.8 のように説明できる。(a)はある高さにある爆源からの爆風と地表面との反射の様子を示しており、(b)は上下に壁面がある場合を示している。(b)のように周囲が壁に囲まれているような場合では後方の反射波が互いに爆心軸上で重複し、先行衝撃波と干渉することによりその爆風圧は高くなってしまう。このような波の重複が閉空間内における爆風の伝播特性であり、閉空間内爆発の危険性の要因となり得ると考えられる。

一方室内に仕切り壁が存在する場合、爆風圧は弱くなる。図 3.9 および 3.10 はそれぞれ Case5 ($d=422.5\text{mm}$, 3 つの仕切り壁に $50\text{mm} \times 50\text{mm}$ の開口部有) の可視化結果と数値解析結果である。この場合、長手方向に伝播する衝撃波の一部は開口部を通過するが、残りは仕切り壁によって反射することになる。衝撃波は回折する際に急激に減衰するため、仕切り壁 3 つを通過した後は非常に弱くなる。また、回折による減衰に加え仕切り壁が先行衝撃波と後方の反射波との干渉を抑制する役割をすることで反射波の重複を防いでいることも重要である。

3.5.2 圧力測定壁における圧力時間履歴

図 3.11(a)-(c)に数値解析および圧力測定実験で得られた圧力測定壁中心部の圧力時間履歴を示す。(a)-(c)はそれぞれ $d=207.5, 315, 422.5\text{mm}$ に対応する。 $d=207.5\text{mm}$ の場合、最初の圧力は約 0.4 気圧程度となっており、その後に約 2.0 気圧程度の大きなピークが 2 回現れているのが特徴である。また、図 3.6 および 3.7 より先行衝撃波と後方の反射波が干渉するのは 0.90ms 以降であることから、 $d=207.5\text{mm}$ では先行衝撃波は後方の反射波と干渉する前に圧力測定壁へと到達していることになる。したがって、このときの爆風圧は自由大気中のスケール則から予測可能であると考えられる。 $d=315\text{mm}$ では先行衝撃波による圧力上昇のすぐ後方に高いピーク圧力が観察されるが、まだ先行衝撃波と後方の反射波の区別がはっきりしている。高いピーク圧力は先行衝撃波後方の反射波重複によるものである。そして $d=422.5\text{mm}$ のときには先行衝撃波と反射波が合体し、見かけ上ほとんどひ

とつの波として壁面に入射している。このため、壁面で観察される最初のピーク圧力は爆源からの距離が2倍以上であるにもかかわらず $d=207.5\text{mm}$ のときより高くなる。また、(a)-(c)の圧力波形を比べてみても大きな減衰は見られず、閉空間内では爆風の減衰が抑制されていることが分かる。この結果から閉空間内爆発では、たとえ爆源からの距離が離れていても反射波重畠のために予期しない高い爆風圧を受ける危険性があるといえる。

次に仕切り壁の設置による反射波重畠の抑制効果について検討する。図3.12にCase4（開口部： $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ ）およびCase5（開口部： $50\text{mm} \times 50\text{mm}$ ）の圧力時間履歴を示す。開口部 $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ の場合、圧力測定壁において顕著な圧力ピークは観察されず、実験結果もピーク圧力とノイズの区別がつかないほど小さい。開口部 $50\text{mm} \times 50\text{mm}$ では $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ よりも圧力値は若干高くなっているが、最大でも約0.2気圧程度である。これらの圧力履歴を図3.11(c)と比較すると仕切り壁の影響は明らかであり、圧力測定壁に負荷する圧力を軽減する効果は非常に大きいということが分かった。

3.6 閉空間内における爆風のスケール則

3.6.1 爆風の $R-t$ 線図 (Case6-16)

数値解析および可視化実験から得た結果より、直方体内部を伝播する爆風は図3.8(b)のような挙動を分かった。しかしながら、後方の反射波が先行衝撃波と干渉する前は自由大気中を伝播する球面爆風との差異はないはずである。図3.13に反射波干渉前の爆風の $R-t$ 線図を示す。(a)は横軸に爆風半径 R 、縦軸に到達時間 t_a をとったグラフである。同じ爆風半径では爆発エネルギーが高いほど爆風の伝播速度は速く、音速へと収束するまでの時間は長い。(b)は換算距離 R_s と換算時間 t_s の関係である。ここで R_s および t_s はそれぞれ R/S , t/S である。 S は(3.4)式で表される Scaling factor である。(b)からも分かるように爆風半径および爆風到達時間を Scaling factor で除することにより、たとえ爆発エネルギーが異なる場合であっても爆発エネルギーに因らずひとつの曲線で表すことができる。Dewey⁽⁷⁾は以下に示す形の近似式を用いて換算距離と換算時間の関係を数式として表すことを提案した。

$$R_s = A + Ba_0 t_s + C \ln(1 + a_0 t_s) + D \sqrt{\ln(1 + a_0 t_s)} \quad (3.6)$$

ここで、 A, B, C, D は未知定数係数であり、 a_0 は大気音速である。本研究では(3.6)式を数値解析結果とフィッティングすることにより未知定数係数 A, B, C, D を決定した。フィッティングの結果、定数係数はそれぞれ $A=0.8119335, B=0.000928585, C=0.741145, D=-1.663538 (0 \leq R_s \leq 3.8)$ となった。(b)のプロットはこのカーブフィッティングの結果である。図より(3.6)式は換算距離と換算時間の関係をよく表しており、爆風半径とその到達時間を見積もるには非常に有効である。

3.6.2 換算距離に対する爆風圧の減衰

爆風の問題を考える際にもっとも注目すべき特性量は爆風圧である。爆源からの距離と爆風圧の関係は爆発エネルギーに大きく依存する。しかしながら爆薬の種類が異なる場合、爆薬の性質や爆薬内の爆轟伝播による反応過程、エネルギー放出の速さなどが違うため爆薬の種類による爆風圧特性も知っていなくてはならない。今日基準爆薬として TNT 爆薬が用いられており、本研究でも爆発エネルギーから TNT 換算量を求めており、しかし、第 2 章でも述べたように数値解析では空気爆発である。したがって、この節では爆源に空気を仮定した爆風と爆薬類から発生する爆風との違いを確認し、換算距離に対する爆風圧の減衰について検討する。

図 3.14 に反射波干渉前の換算距離に対する爆風圧の関係を示す。プロットは数値解析結果、実線は Kleine et al.⁽¹⁰⁾によって行われたアジ化銀爆発実験の爆風圧を示す。ただし、換算距離に関してはアジ化銀質量 W_A の 3 乗根を Scaling factor として用いている。また、Kleine et al. は TNT 爆薬によって生成される爆風圧を AirBlast^(10, 29)と呼ばれる登録商標ソフトウェアにより計算しており、図にはこの結果も TNT 爆薬の参照値として破線で表した。数値解析結果より換算距離に対して爆風圧をプロットすることで爆風圧は爆発エネルギーに因らずひとつの曲線で表すことができ、爆風のスケール則が成立していることが分かる。Dewey によると爆風圧と換算距離の関係は経験的に以下の式でフィッティングすることができる。

$$R_s = \exp[E + F \ln P + G(\ln P)^2 + H(\ln P)^3] \quad (3.7)$$

ここで、 E, F, G, H は未知定数係数である。(3.7)式を用いて数値解析結果をフィッティングしたところ未知係数はそれぞれ $E=0.79387, F=-0.40201, G=0.050995, H=-0.013613(0.8 < R_s \leq 10)$ となった。この結果を図 3.15 に示す。次に図 3.14 より TNT 参照データを見てみると爆風圧は数値解析結果より高くなっている。アジ化銀に至っては換算距離 3m 以下では数値解析結果（以降、空気爆発）の値が高いが、3m 以上ではアジ化銀の方が高い。したがって、爆源近傍では空気爆発のエネルギー量が大きく、遠方に伝播するほどアジ化銀の放出エネルギー量が大きくなるといえる。このことは空気爆発に対するアジ化銀のエネルギー当量が爆風圧、または換算距離の関数であることを示している。これまでの壁面圧力時間履歴に関して数値解析のピーク圧力が若干低かったのは空気爆発とアジ化銀爆発の爆風圧減衰が異なるためであると考えられる。次に数値解析との差異を明らかにするため、アジ化銀のエネルギー当量 η_A を算出する。アジ化銀のエネルギー当量は(3.5)式を用いて以下のように定義する。

$$\eta_A = \frac{E_A}{E} = \left(\frac{R_A}{R} \right)^3 \quad (3.8)$$

ここで E_A および R_A はそれぞれアジ化銀の爆発エネルギー、爆風到達距離である。図 3.16(a), (b)に

爆風圧および換算距離に対するアジ化銀のエネルギー当量を示す。 (a)より、爆風圧が高い場合エネルギー当量は 0.5 程度で一定であるが、爆風圧が低くなるにしたがってエネルギー当量は次第に小さくなり 0.69 気圧で 1.0 となる。さらに爆風圧が小さくなるとエネルギー当量は 1.0 を超え 2.0 程度まで上昇する。したがってアジ化銀の爆発の場合、遠方では空気爆発の約 2 倍のエネルギーが放出されていることになる。また、(b)より換算距離にすると 2.58m でエネルギー当量が 1.0 を超え、5.28m 以上の範囲では 2.0 程度となっている。また、換算距離 1m 付近でエネルギー当量が減少しているのは(3.7)式の近似式を用いたことによるものであると思われる。これらの図より換算距離 2.58m 以上の範囲においては数値解析で得られる爆風圧より実験で得られる爆風圧の方が大きくなることが確認された。

爆風圧に関してはアジ化銀の場合と若干異なる結果であったが、閉空間内における爆風の反射波干渉などの挙動に関しては数値解析結果と実験結果の比較からも分かるようにほとんど変わりない。図 3.15 に示したように閉空間内爆発であっても反射波と干渉する前において爆風にはスケール則が成立した。反射波干渉後は図 3.17 に示すように爆風圧が急激に上昇し、徐々に減衰していくことになるが、反射波干渉後においても爆風圧は換算距離に対してひとつの曲線上にプロットすることができた。図 3.18 は反射波干渉後における換算距離と爆風圧の関係である。この図において凡例の h/S は換算爆源距離、すなわち爆源高さを Scaling factor でスケール化した値である。図より換算爆源高さが低いほど小さい換算距離において圧力上昇が観察されることが分かる。換算爆源高さが低いということは爆源高さが低くかつ爆発エネルギーが高い場合に相当する。したがって、換算爆源高さが小さい場合には爆風の減衰は小さく、壁面には強い衝撃波が入射するために発生する反射波は強い。そのため、換算距離でみると先行衝撃波に追いつく位置は換算爆源高さが小さいほど爆源に近くなる。(3.7)式により反射波干渉後の爆風圧をフィッティングした結果を図 3.18 に示した。4 つの未知定数はそれぞれ $E=1.8238$, $F=-0.52122$, $G=0.01247$, $H=0.011303$ ($4 < R_s < 28$) となり反射波干渉後の爆風圧も(3.7)式で表すことができた。

衝撃波が入射角 90° で壁面へと入射する場合、壁面における反射圧 $P_r/P_0 - 1$ は理論的に

$$\frac{P_r}{P_0} - 1 = 2\left(\frac{P_s}{P_0} - 1\right) + \frac{(\gamma+1)(P_s/P_0 - 1)^2}{(\gamma-1)(P_s/P_0 - 1) + 2\gamma} \quad (3.9)$$

となる。(3.9)式は衝撃波管の理論解析⁽³⁰⁾から導出される式であり、衝撃波面後方の流れが爆風の場合とは異なるため厳密な式ではないが、壁面反射後の圧力を評価するには有用である。この式から爆風圧が弱い場合、垂直衝撃波反射後の反射圧は入射圧に対して 2 倍となることが分かる。(3.9)式を用いて導出した反射波干渉前の反射圧および反射波干渉後の反射圧を図 3.19 に示す。図 3.19 より、反射波干渉後の爆風圧（入射圧）は反射波干渉前の反射圧よりも大きいことが分かる。反射波の干渉による圧力上昇は反射波干渉前の爆風圧に対して少なくとも 2 倍以上となるため、反射波干渉後の反射圧はさらに高く 4 倍以上となる。

次に数値解析結果とアジ化銀を用いた実験結果との比較を図 3.20 に示す。実験結果のプロットは

部屋長さ d および開口部長さ L を変化させた場合の圧力測定壁面に負荷する最初の反射圧、第 2 章で検討した ASP モデル Case2, 4E における反射圧および単純 2 室モデル内壁 B における反射圧である。

$d=100\text{mm}$ の場合、アジ化銀 10mg の換算距離は約 2.3m であるので図 3.16 よりエネルギー当量は 1.0 以下である。そのため実験結果は数値解析結果よりも若干低い値となっている。一方、 $d=207.5\text{mm}$ の場合、換算距離は 7.2m 程度となりエネルギー当量が 1.0 以上となってしまうため、実験で測定された反射圧に対して数値解析結果の反射圧は若干低い値となっている。 $d=315\text{mm}$ の場合は本研究における近似曲線の適用範囲ではないためはつきりと言及できないが、 $d=207.5\text{mm}$ のときと同様の傾向であるように見える。 $d=422.5\text{mm}$ になると後方の反射波の重畠効果により反射圧は $d=207.5, 315\text{mm}$ のときよりも高くなり、このときのプロットは数値解析結果とよく一致している。ASP の Case2 (起爆位置 : R152, 開口部 : Close, $d=500\text{mm}$) では $d=422.5\text{mm}$ の場合と比較して大きく減衰しているが、このケースは図 2.12 からも分かるように圧力測定が不十分であると思われ、信頼度できるデータとは言い切れない。一方、ASP の Case4, (起爆位置 : R152, 開口部 : Close, $d=500\text{mm}$) ではほとんど圧力減衰が見られず場の閉鎖性をよく表している。これらの結果より、場の閉鎖性による爆風圧上昇効果は数値解析、実験ともによく再現することができており、閉空間内に負荷する圧力を予測するのに十分有効なデータであると思われる。

開口部を有する仕切り壁を設置した場合には爆風圧の減衰は非常に大きくなつた。表 3.3 に仕切り壁による圧力減少を示す。 $d=207.5\text{mm}, L=20\text{mm}$ では仕切り壁がない場合と比較して 48%程度の圧力減少が見られた。また、 $L=50\text{mm}$ での圧力減少は 12%程度であった。 $d=315, 422.5\text{mm}, L=20\text{mm}$ では圧力変動がノイズとほとんど見分けがつかなかったため、データからは除外した。 $d=315\text{mm}, L=50\text{mm}$ では開口部なしの場合と大きな差は見られず、4%程度にとどまった。反射圧減少がもっとも著しいのは $d=422.5\text{mm}, L=50\text{mm}$ の場合である。このケースは他と比較して圧力減少が約 84%と非常に大きい。これは仕切り壁が反射波重畠効果を抑制していることに起因しており、 $d=422.5\text{mm}$ では衝撃波が反射波干渉後に圧力壁へと到達するためその効果が格段に高くなった結果であるといえる。

表 3.3 仕切り壁設置による圧力測定壁の反射圧力減少

部屋長さ $d(\text{mm})$	開口部長さ $L(\text{mm})$	平均反射圧 $P_r/P_0-1(\text{atm})$	圧力減少 (%)
207.5	20	0.167	48.25
207.5	50	0.283	12.40
315	20	-	-
315	50	0.151	4.37
422.5	20	-	-
422.5	50	0.081	83.96

3.6.3 反射波干渉後のエネルギー当量

反射波干渉後の爆風圧は図 3.19, 20 からも分かるように干渉前と比較して非常に高くなる。このことは自由大気中においてより大きな爆発エネルギーが放出されたことと等価である。すなわち、反射波の干渉は爆発エネルギーの増加に相当し、反射波干渉後のエネルギー当量は 1.0 よりも大きくなる。(3.5)式より、反射波干渉後のエネルギー当量 η_R は、

$$\eta_R = \frac{E'}{E} = \left(\frac{R'}{R} \right)^3 \quad (3.10)$$

と書くことができる。ここで、' は反射波干渉後の物理量を示す。(3.10)式より算出した反射波干渉後のエネルギー当量を図 3.21 に示す。反射波干渉後のエネルギー当量は爆風圧または換算距離の関数となる。数値解析結果で得られた範囲において、エネルギー当量は 22 から 60 程度の値をとっている。この結果は自由大気中で 22 から 60 倍程度の爆発エネルギーが放出された場合に相当し、閉鎖性の効果は非常に大きいことが分かった。また、遠方へ伝播するにつれてエネルギー当量が高いが、これは球状衝撃波が平面衝撃波となることにより減衰が小さくなることに起因していると考えられる。

3.6.4 周囲壁の数に対するエネルギー当量への影響 (Case17-21)

上述したような爆風圧に対する閉鎖性の効果は爆風が伝播する周囲の環境に大きく依存する。これまでの結果は閉空間の場合であったが、この節では半閉空間内における爆風伝播に注目し、周囲壁の数が爆風圧に及ぼす影響を検討する。

図 3.22 は半閉空間を伝播する爆風の数値解析結果である。(a)は反射波干渉後における換算距離と爆風圧の関係を示し、(b)は反射波干渉後のエネルギー当量を示す。半閉空間内であっても当然先行衝撃波と後方の反射波が干渉し、爆風圧の上昇が起こる。(3.7)式により数値解析結果をフィッティングした結果、4 つの未知係数はそれぞれ $E=1.4099$, $F=-0.42429$, $G=0.12814$, $H=0.0221316$ ($4 < R_s < 17$) となった。次に(a)からも分かるように反射波干渉による圧力ジャンプは閉空間と比較すると低くなっている。閉空間内では上下壁および奥行き方向にある前後壁から 4 つの反射波が図 3.8(b)のように重畠し、先行衝撃波と干渉する。一方、半閉空間内では上下壁からの反射波のみしか存在しないため、閉空間内に比べて反射波重畠が緩和される。半閉空間における反射波干渉後のエネルギー当量は(b)に示したように 6 から 8 程度の値となり、このことからも圧力開放による反射波緩和の効果は明らかである。また、グラフより爆風圧が 1.0 から 0.8 気圧程度までの範囲において、閉空間とのエネルギー比 $E_{closed}/E_{half-closed}$ は約 4.0 で一定となっているが、爆風圧が小さくなるとともにエネルギー比は 8 付近まで増加する。この結果より、周囲壁の数に対するエネルギー比は単純に周囲壁の数のみでは評価することができず、爆風圧にも依存するということが分かった。

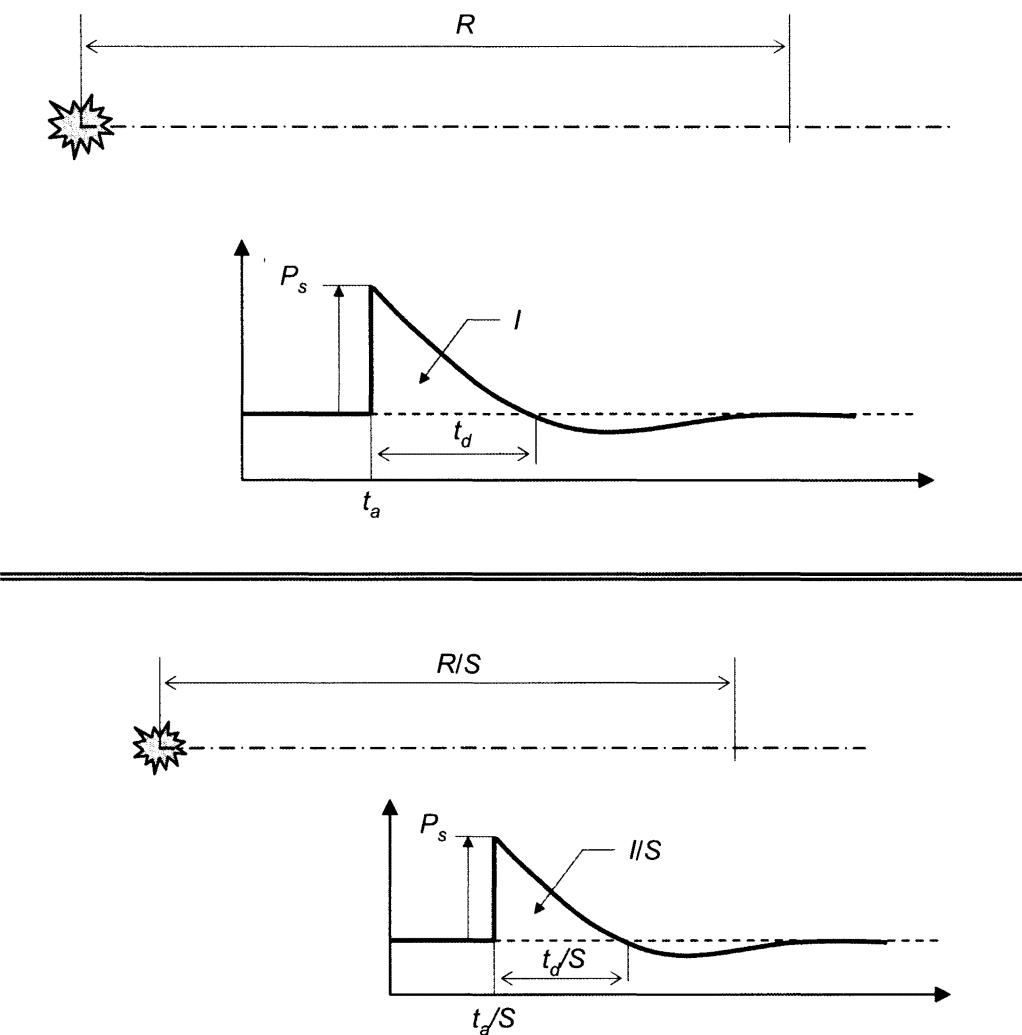


図3.1 Hopkinsonのスケーリング則

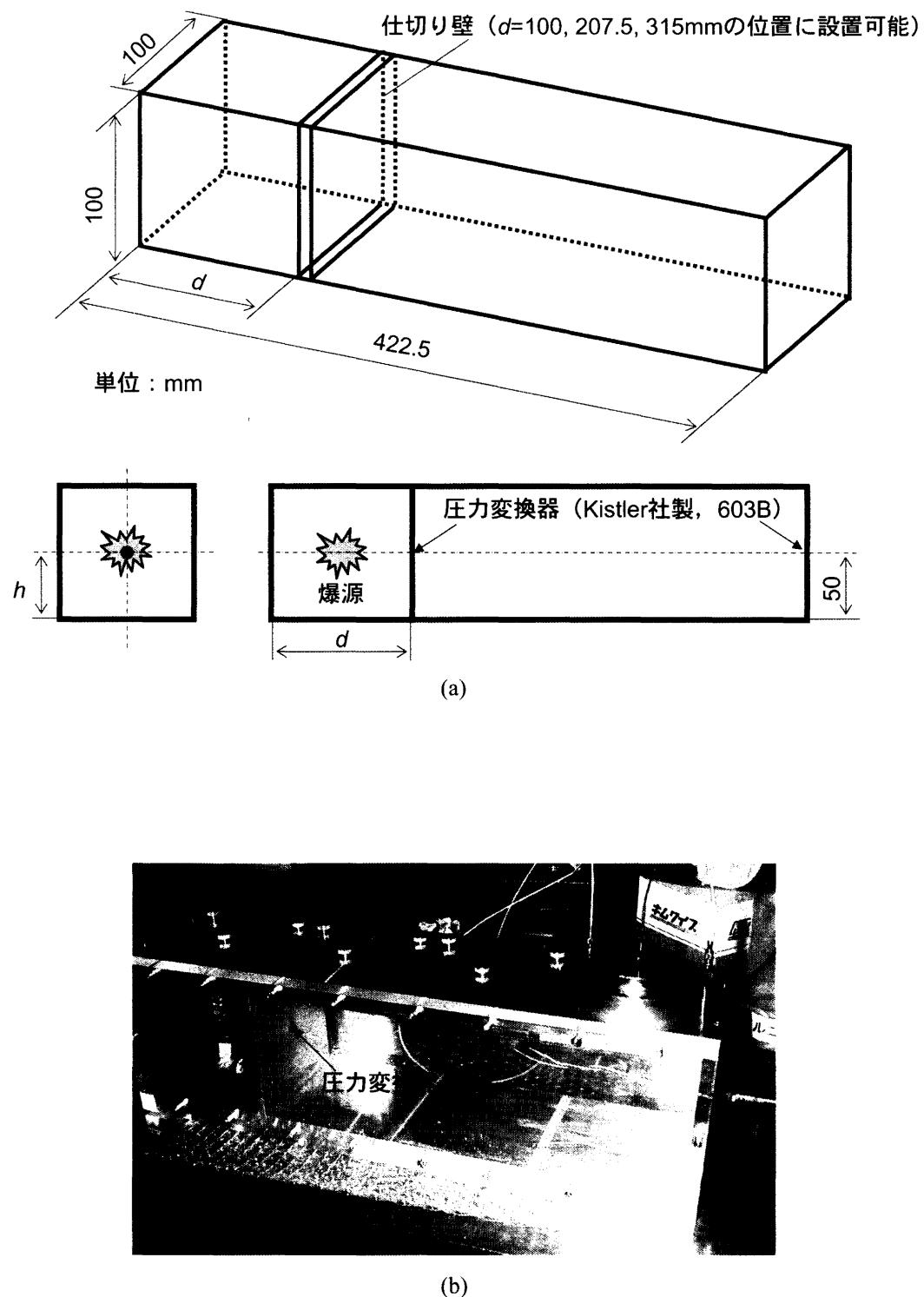


図3.2 閉空間モデル, (a) 全体図, (b) 実験モデル

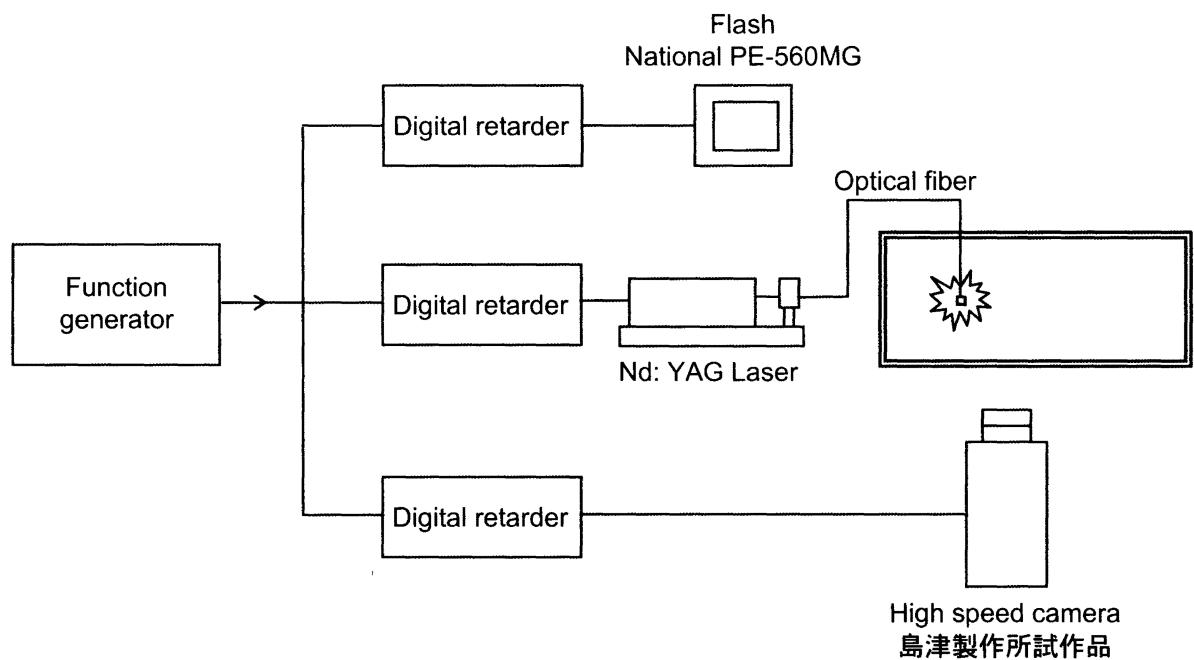


図3.3 起爆系と可視化系

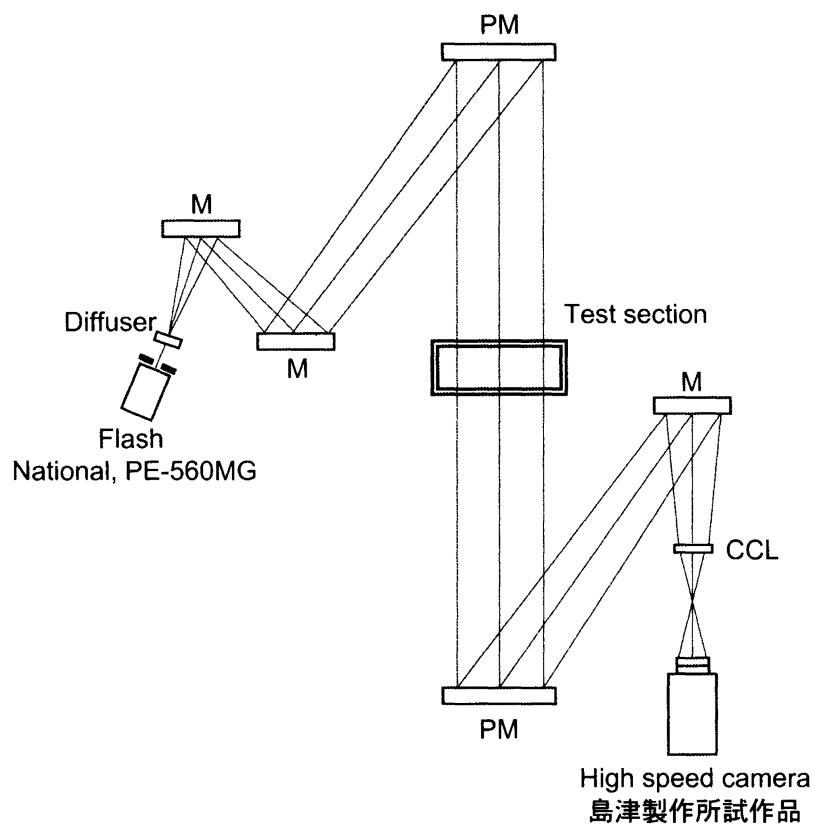


図3.4 シャドウグラフ法の光学系

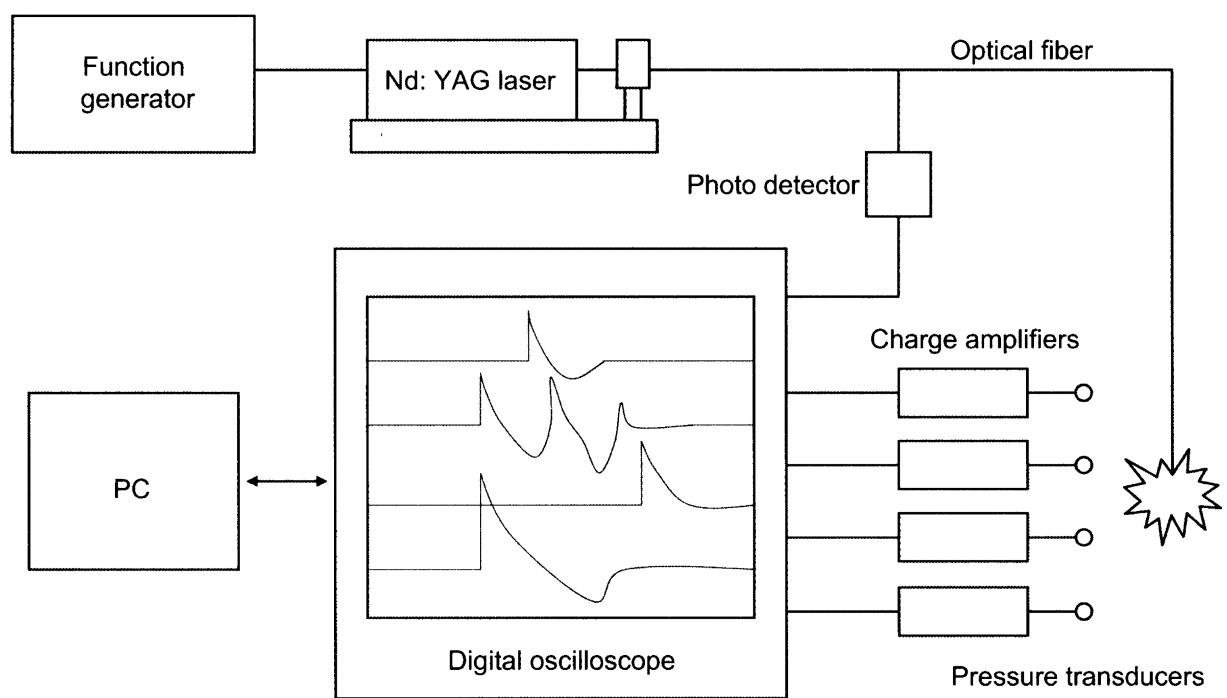


図3.5 圧力測定系

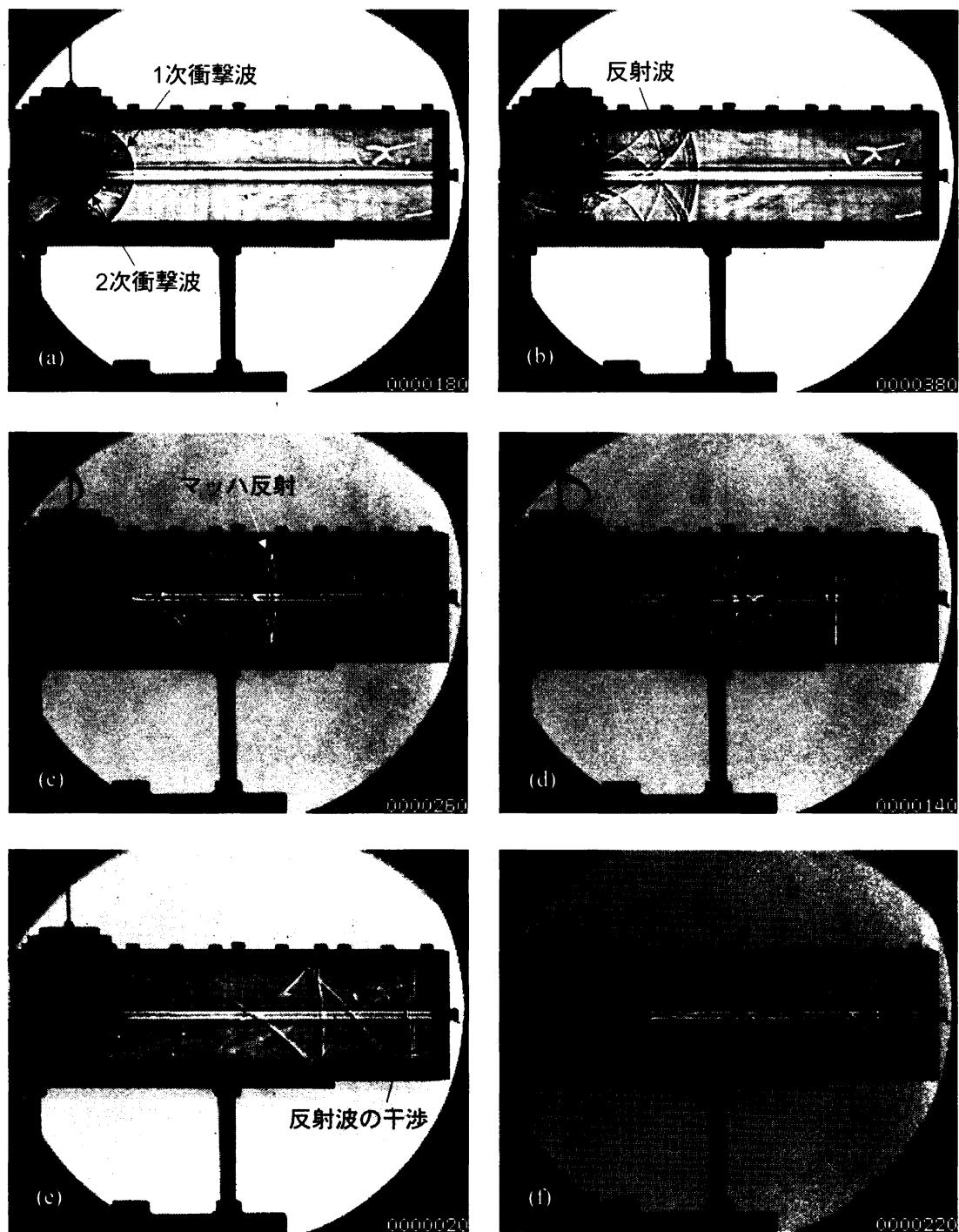


図3.6 可視化実験結果 (Case3) , (a) 0.10ms, (b) 0.30ms, (c) 0.50ms, (d) 0.70ms, (e) 0.90ms, (f) 1.10ms

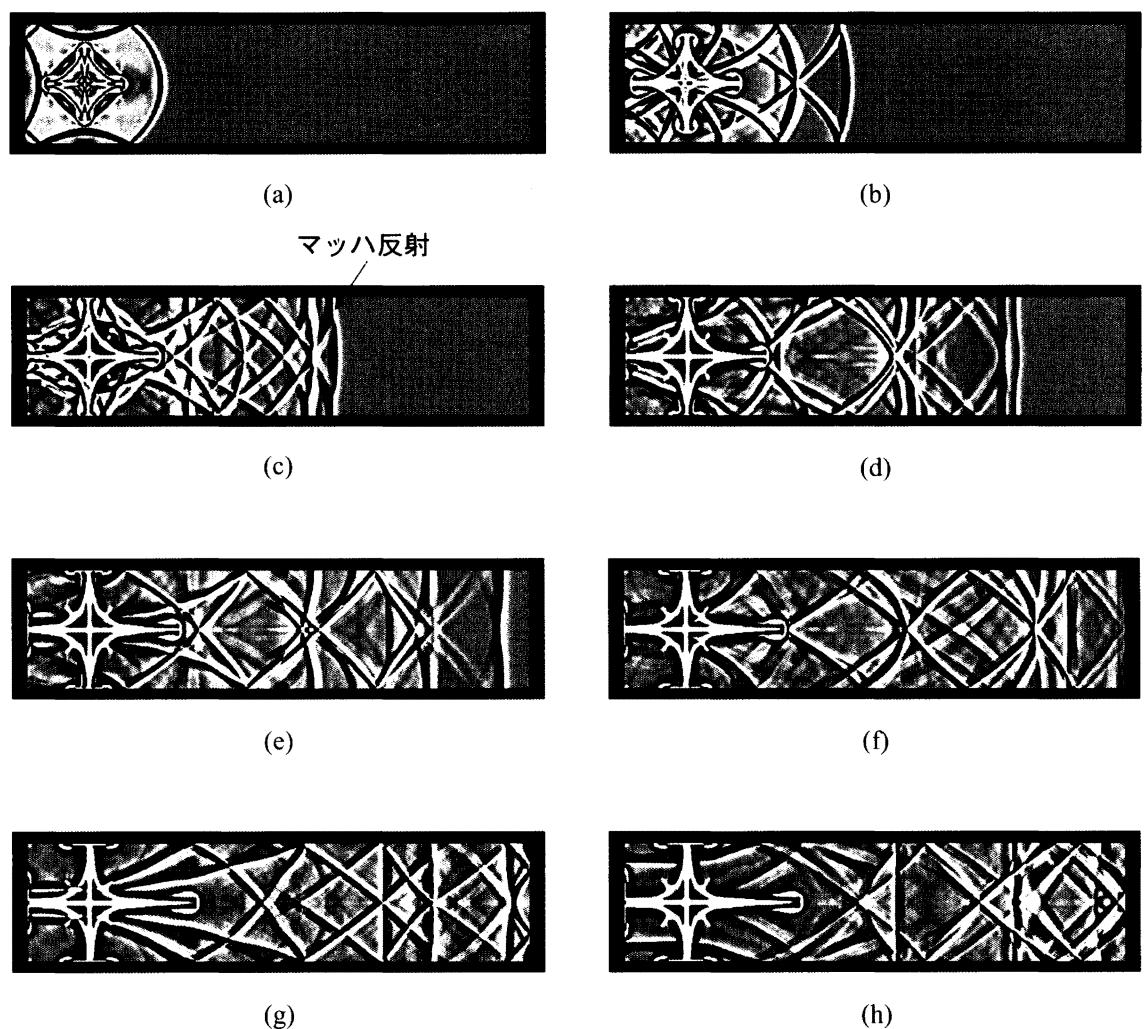
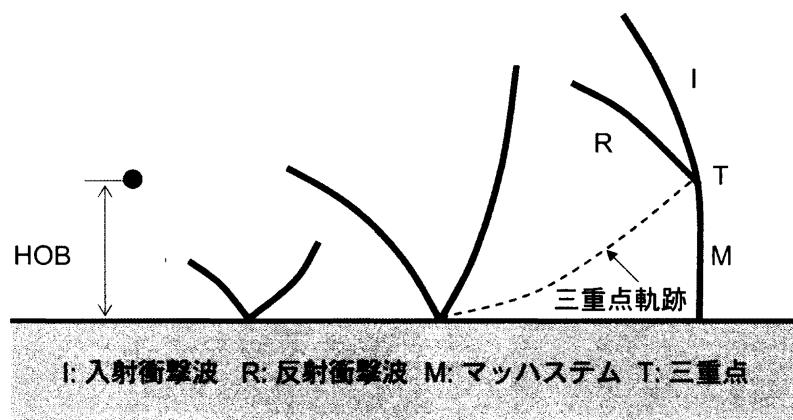
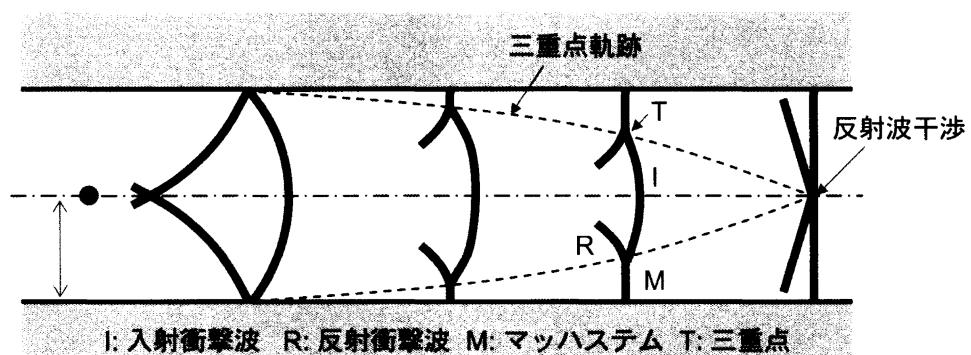


図3.7 数値解析結果（Case3, 爆源中心断面の2dシャドウグラフィイメージ）, (a) 0.102ms, (b) 0.301ms, (c) 0.502ms, (d) 0.701ms, (e) 0.903ms, (f) 1.102ms, (g) 1.310ms, (h) 1.504ms



(a)



(b)

図3.8 爆風と壁面との干渉, (a) 爆風と平板の干渉, (b) 周囲を壁で囲まれた場合の爆風伝播

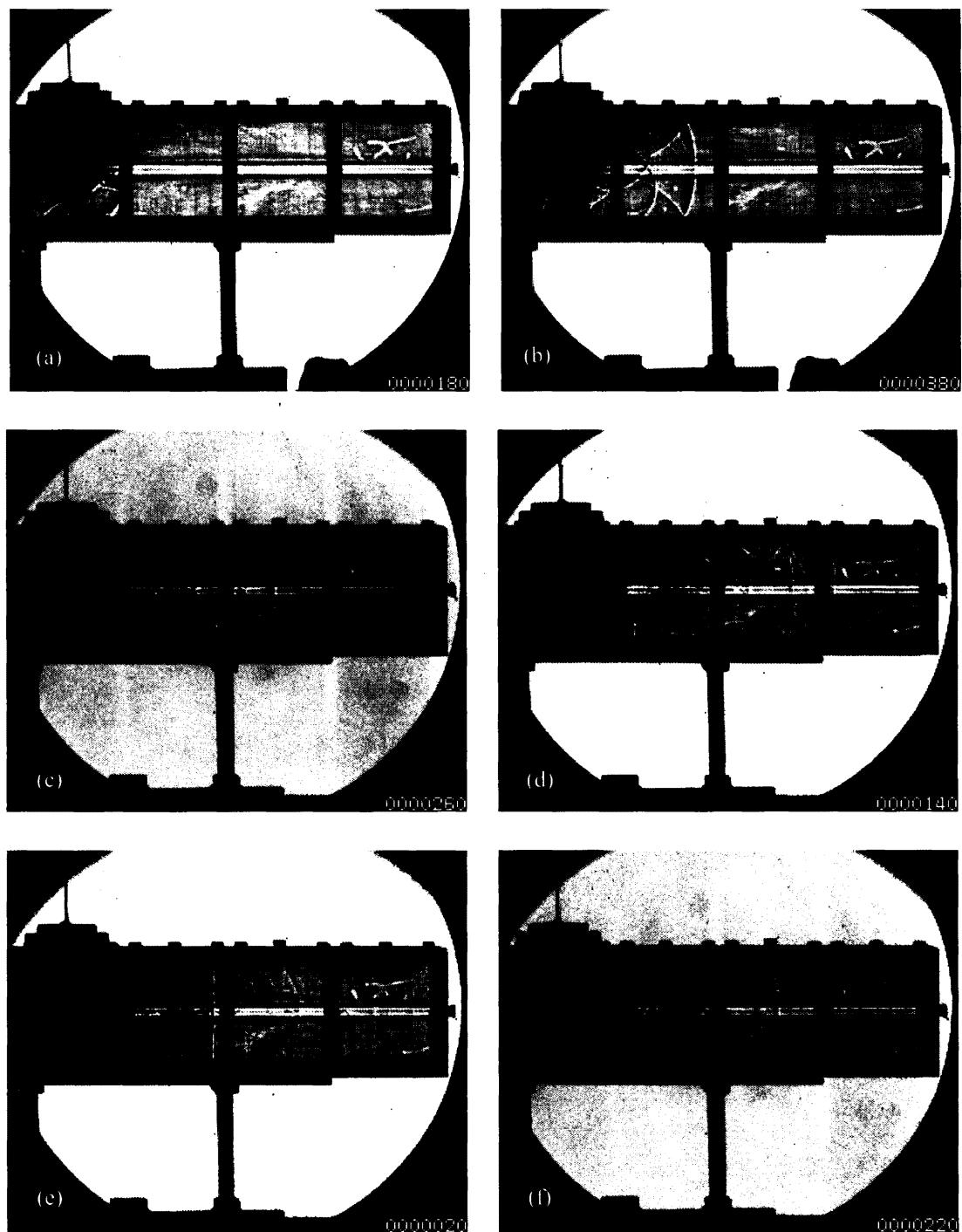


図3.9 可視化実験結果 (Case5) , (a) 0.10ms, (b) 0.30ms, (c) 0.50ms, (d) 0.70ms, (e) 0.90ms, (f) 1.10ms

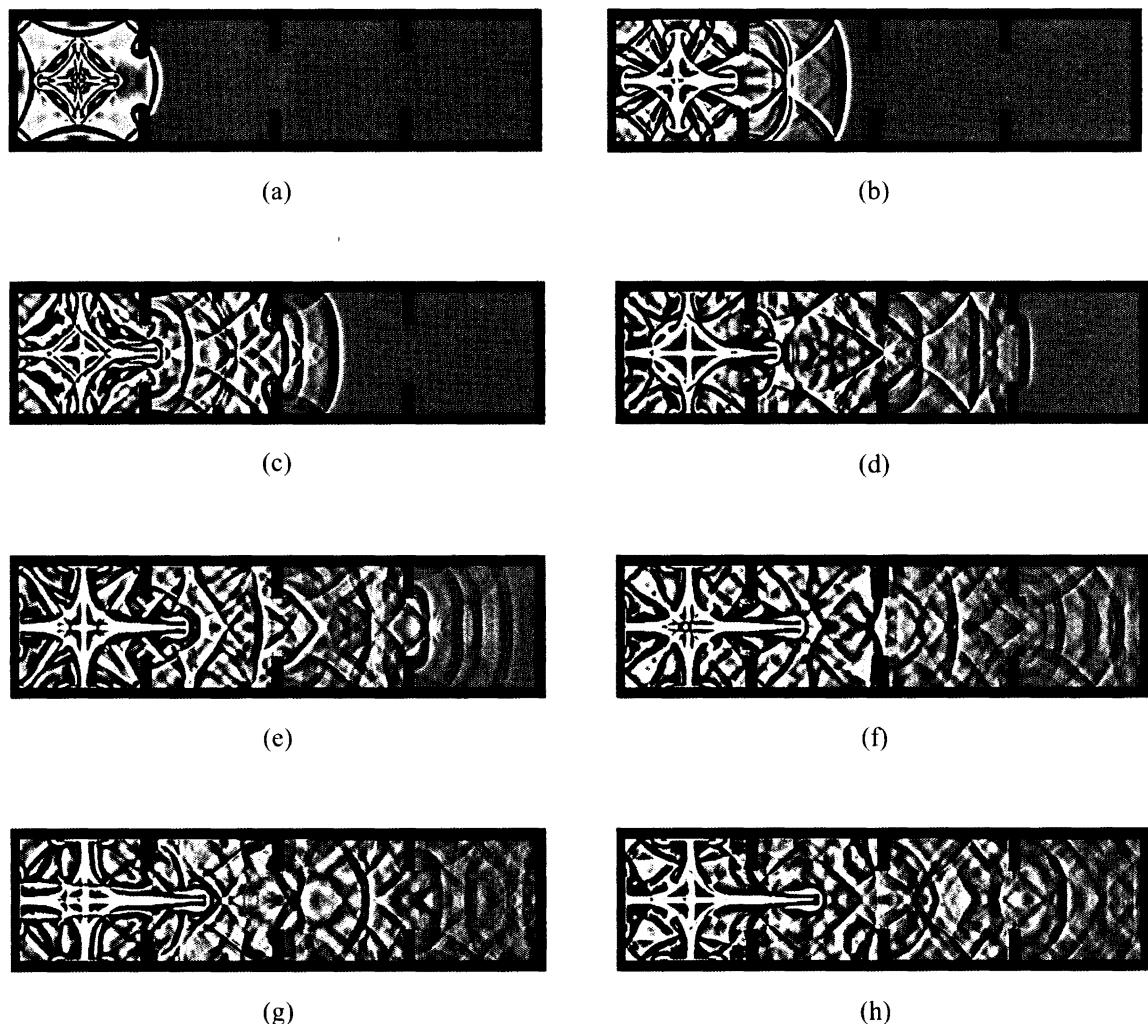


図3.10 数値解析結果 (Case5, 爆源中心断面の2dシャドウグラフィイメージ) , (a) 0.102ms, (b) 0.301ms, (c) 0.502ms, (d) 0.701ms, (e) 0.903ms, (f) 1.102ms, (g) 1.310ms, (h) 1.504ms

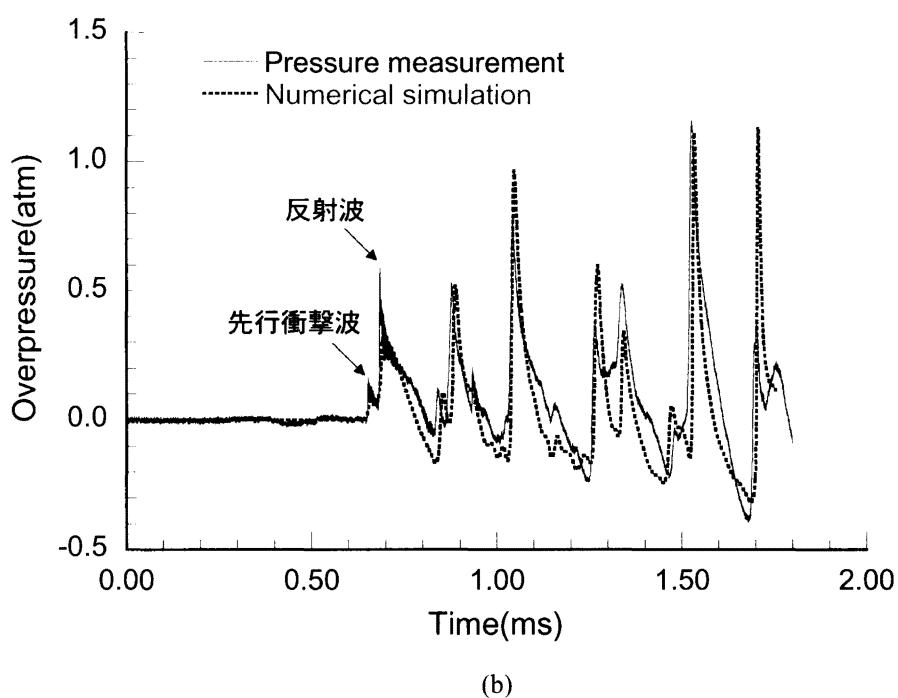
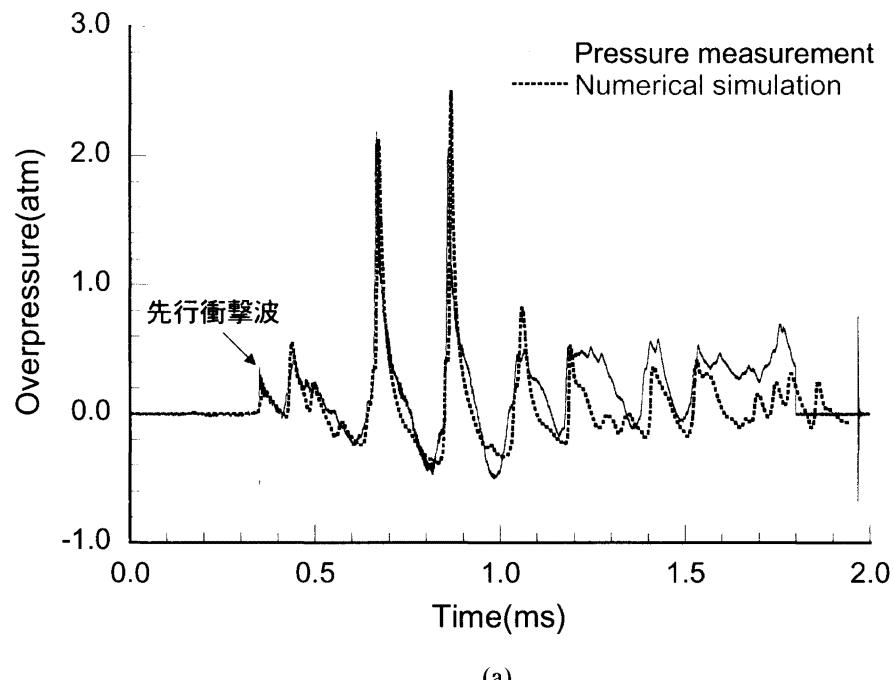


図3.11 閉端壁（移動壁）における圧力時間履歴, (a) $d=207.5\text{mm}$, (b) $d=315\text{mm}$, (c) $d=422.5\text{mm}$

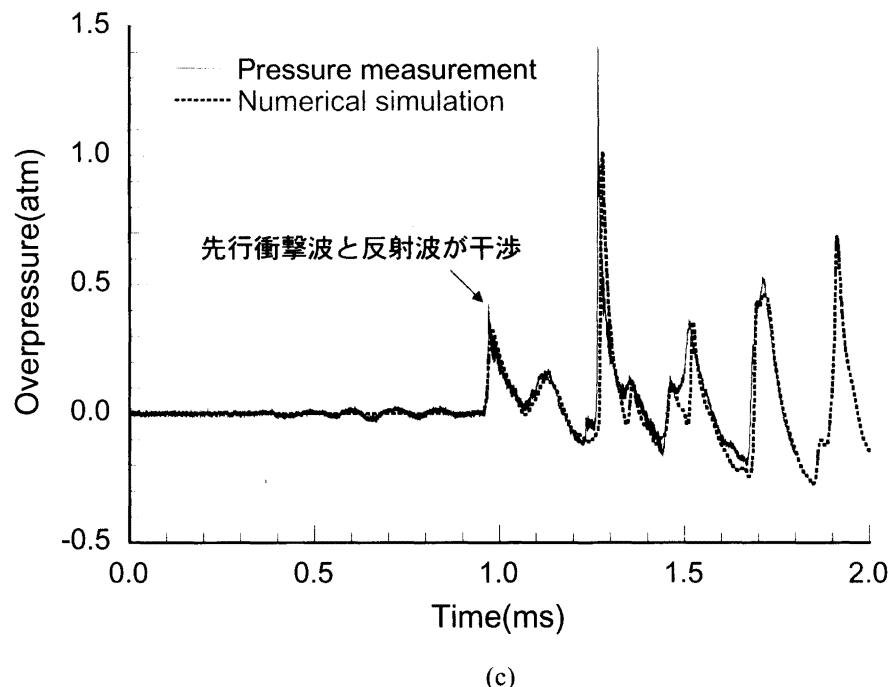


図3.11 閉端壁（移動壁）における圧力時間履歴, (a) $d=207.5\text{mm}$, (b) $d=315\text{mm}$, (c) $d=422.5\text{mm}$

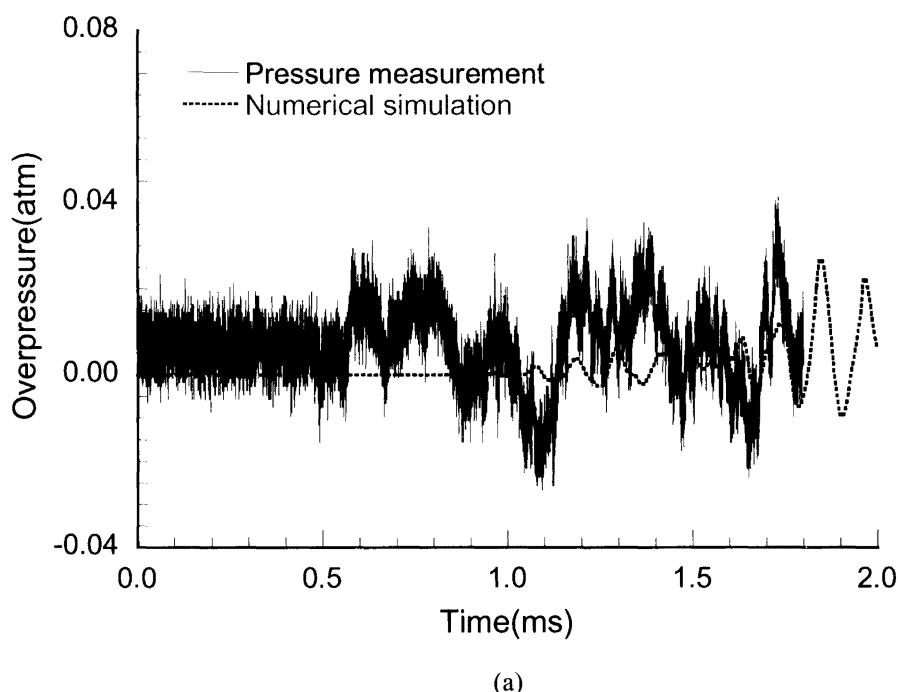


図3.12 閉端壁における圧力時間履歴（Case4およびCase5, 開口部有）, (a) $20\text{mm} \times 20\text{mm}$, (b) $50\text{mm} \times 50\text{mm}$

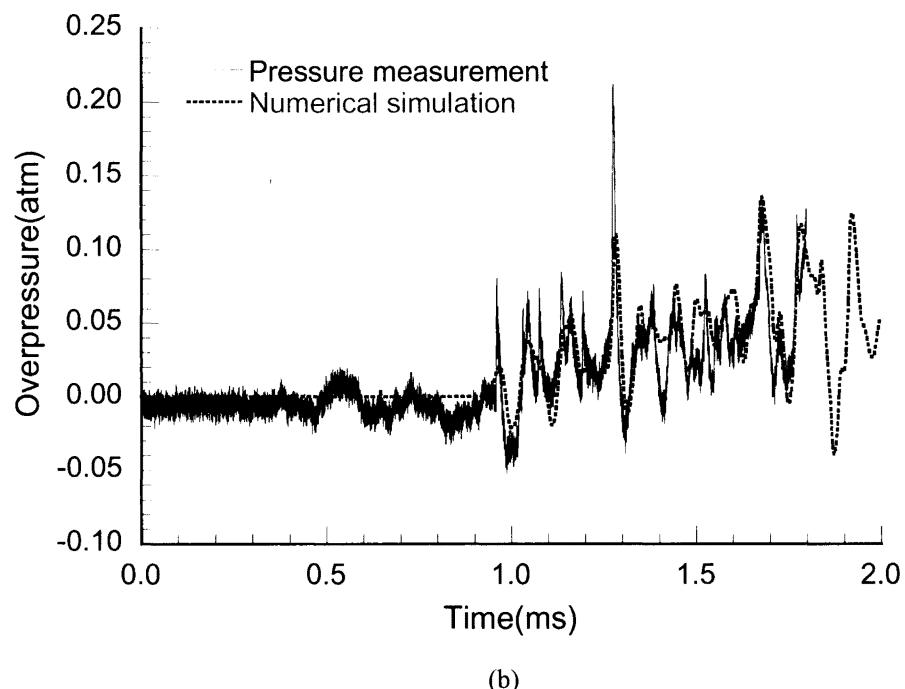
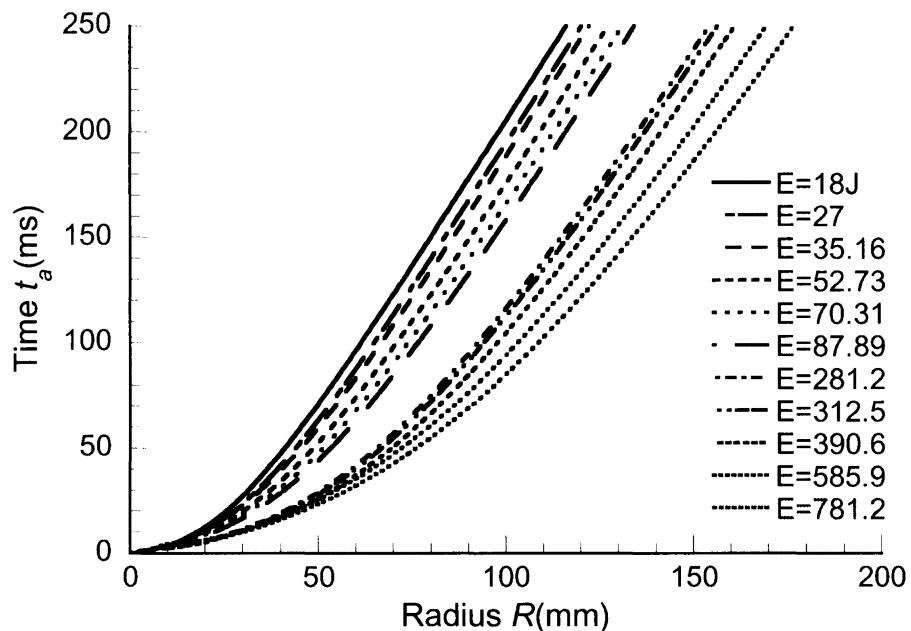
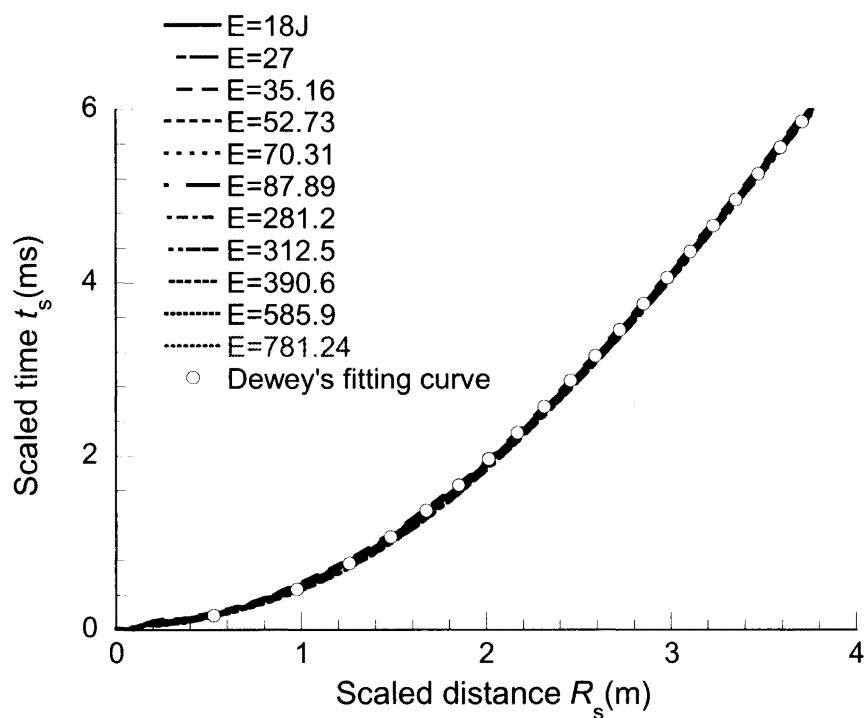


図3.12 閉端壁における圧力時間履歴（Case4およびCase5、開口部有）
(a) 20mm×20mm, (b) 50mm×50mm



(a)



(b)

図3.13 爆風の R - t 線図（反射波干渉前），(a) 衝撃波半径 R と到達時間 t の関係，
(b) 換算距離 R_s と換算時間 t_s の関係

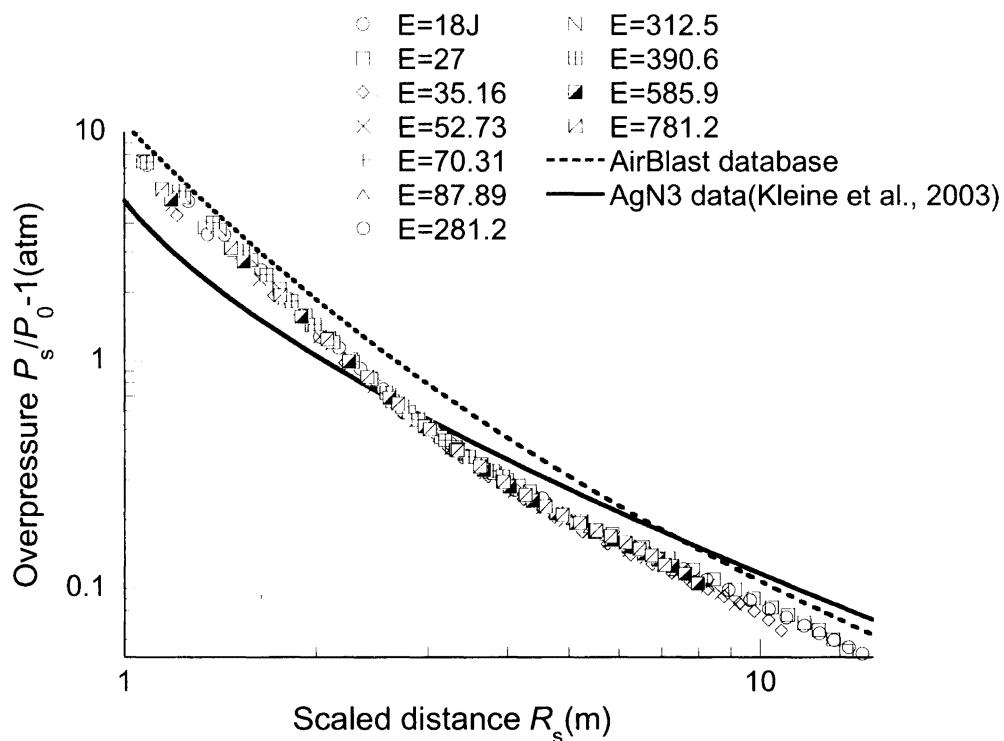


図3.14 換算距離と爆風圧の関係

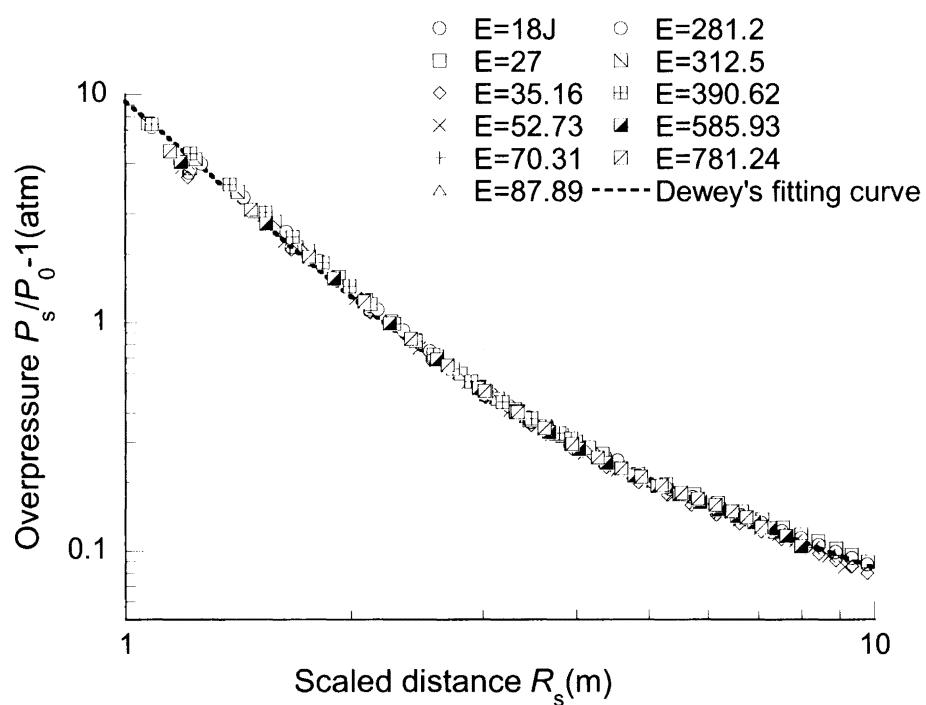
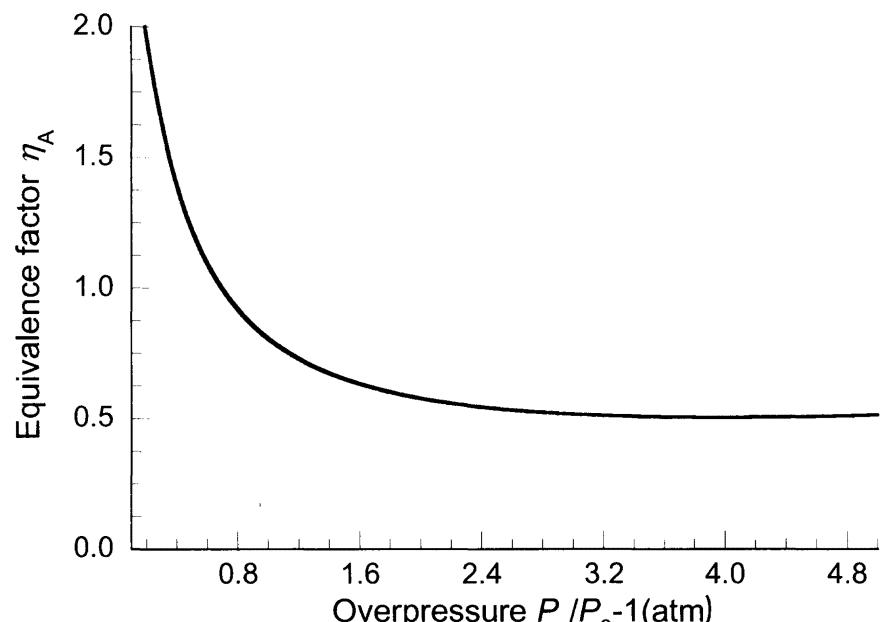
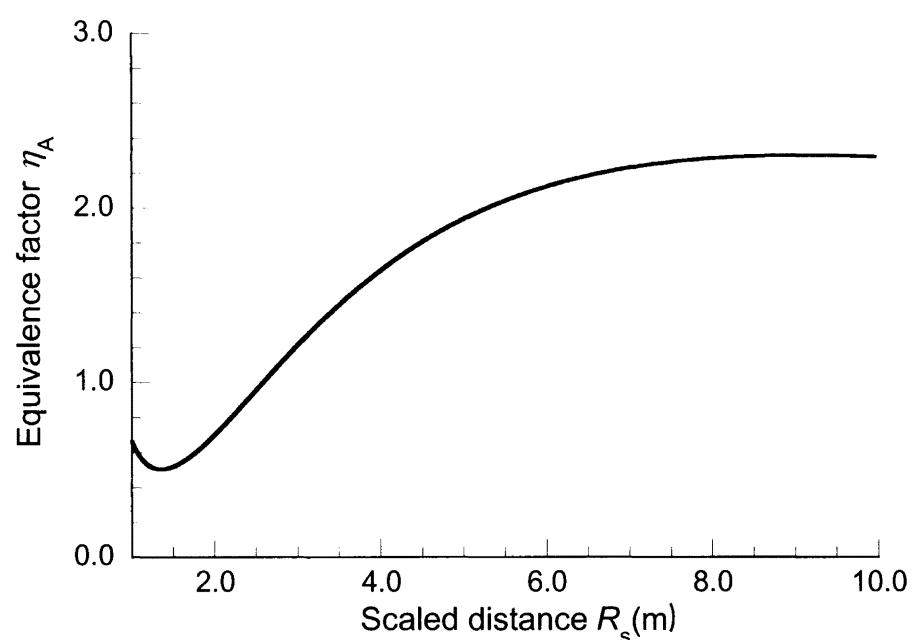


図3.15 反射波干渉前の換算距離と爆風圧の関係



(a)



(b)

図3.16 換算距離と爆風圧の関係

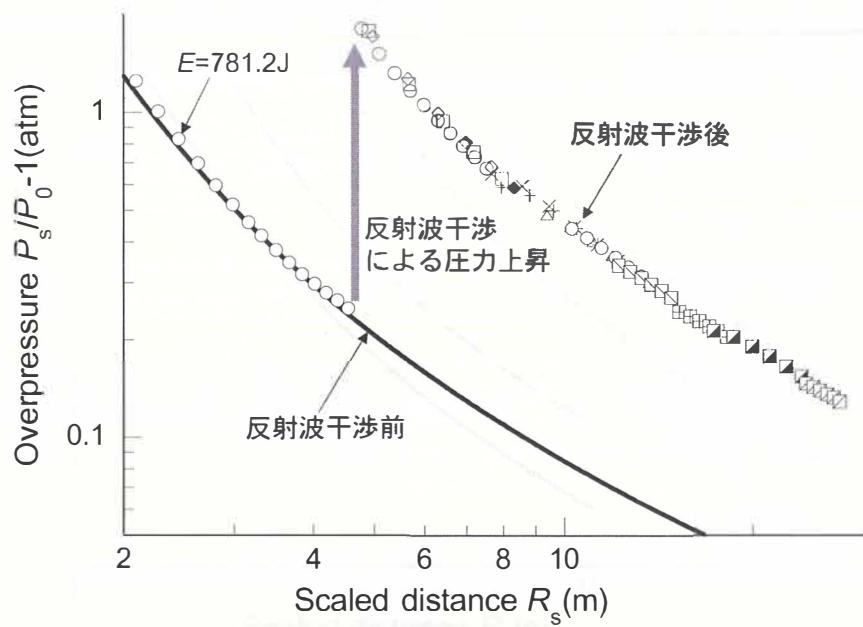


図3.17 反射波干渉による爆風圧の上昇

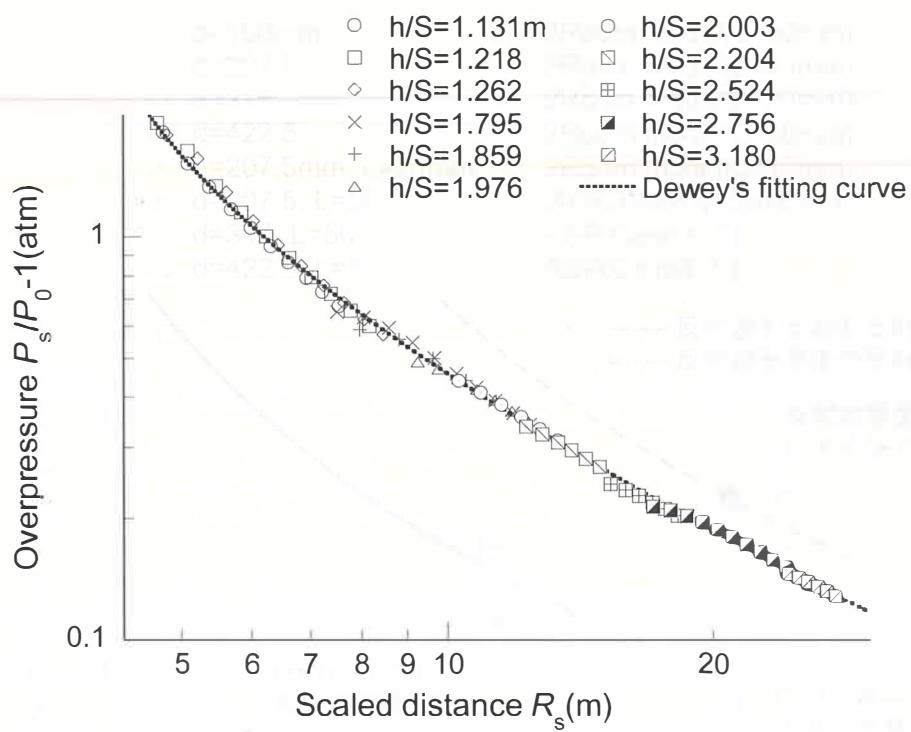


図3.18 反射波干渉後の換算距離と爆風圧の関係

— Before interaction with reflected wave
 - - - Reflected(before)
 - - - After interaction with reflected wave
 - - - - Reflected(after)

JNC TY8400 2004-002

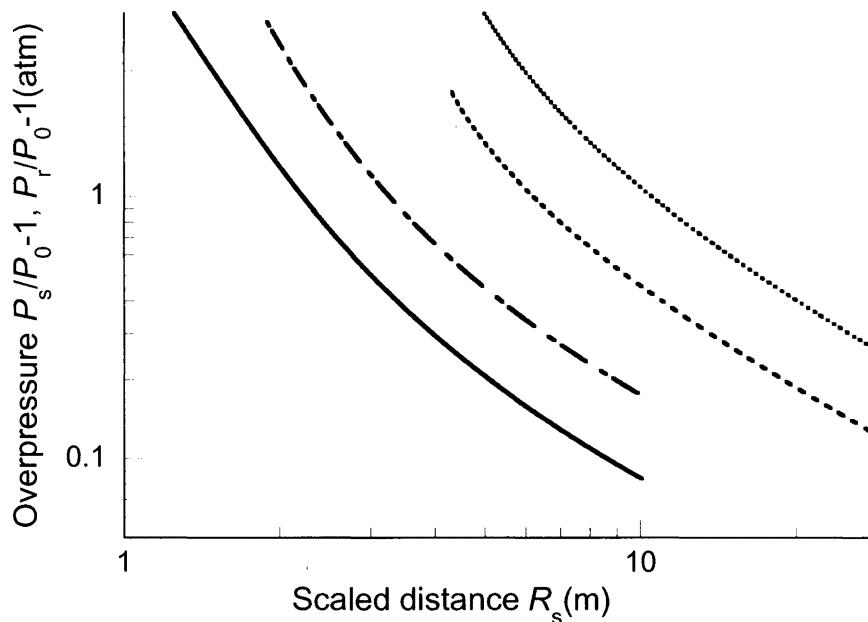


図3.19 換算距離に対する爆風圧と反射圧

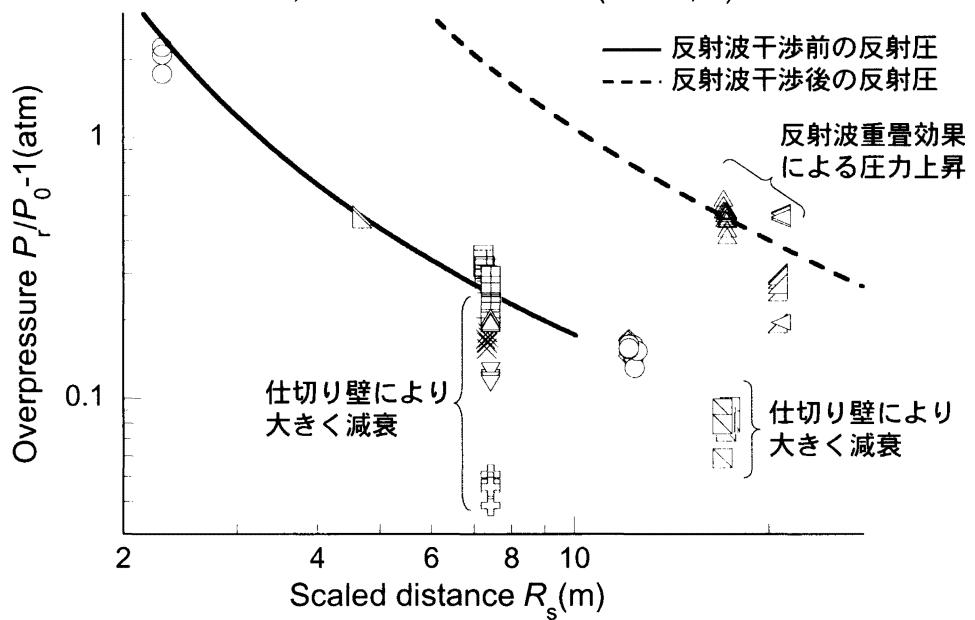
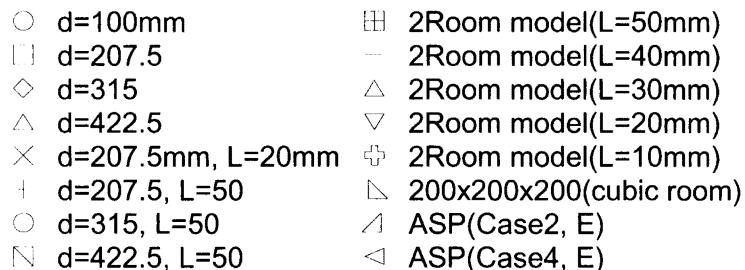
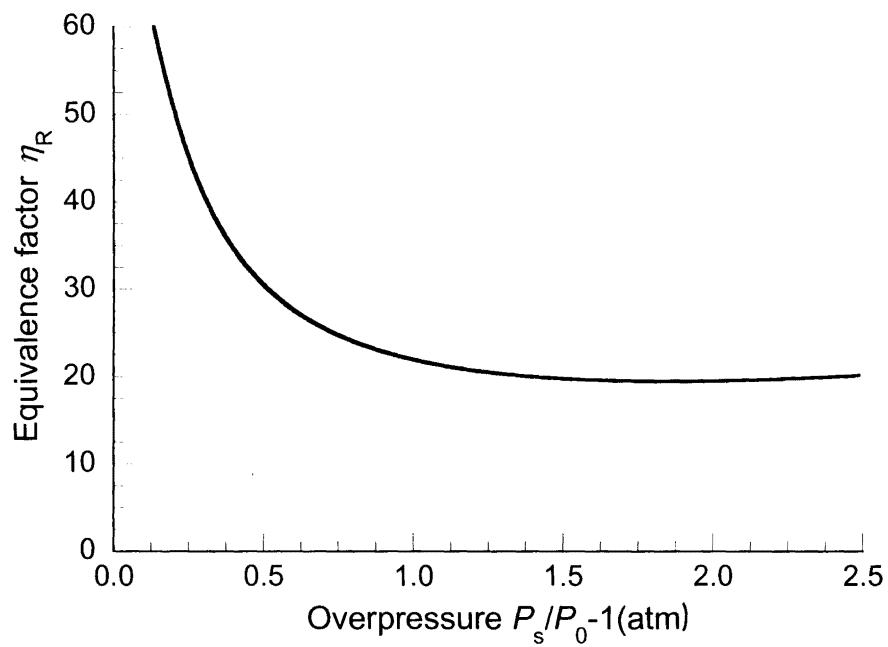
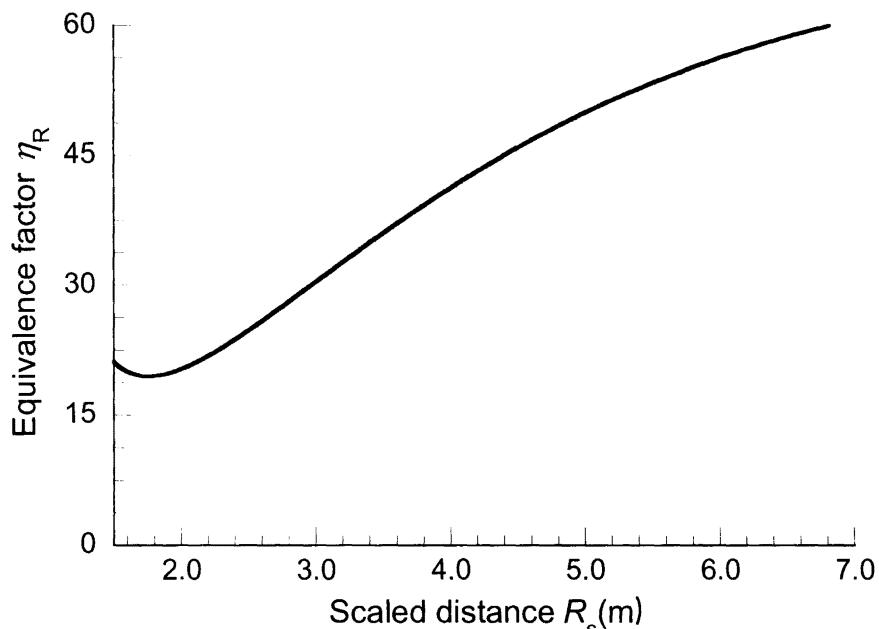


図3.20 反射圧に対する実験結果との比較

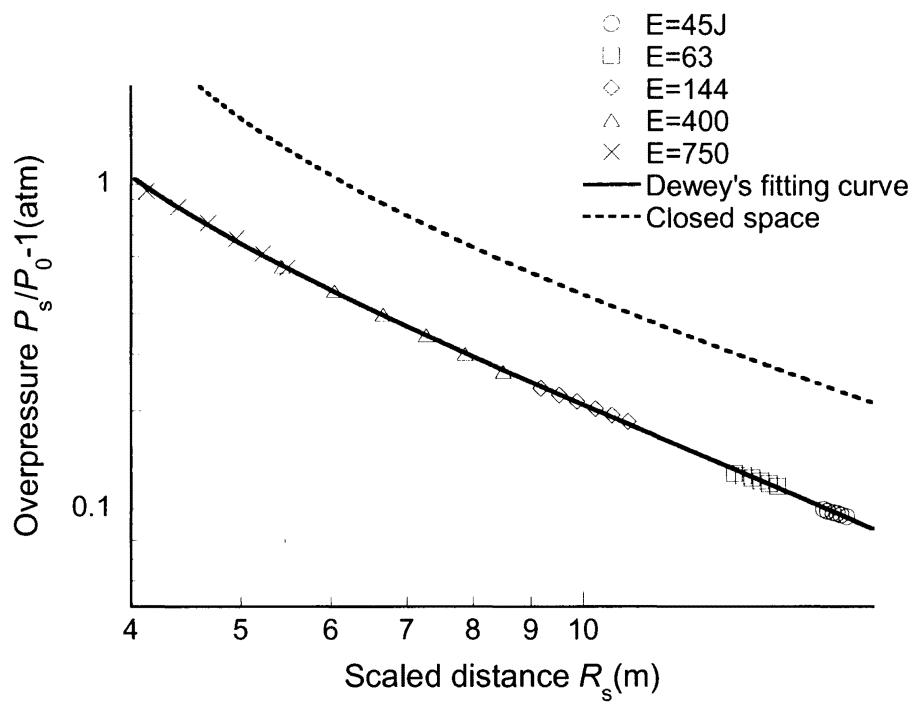


(a)

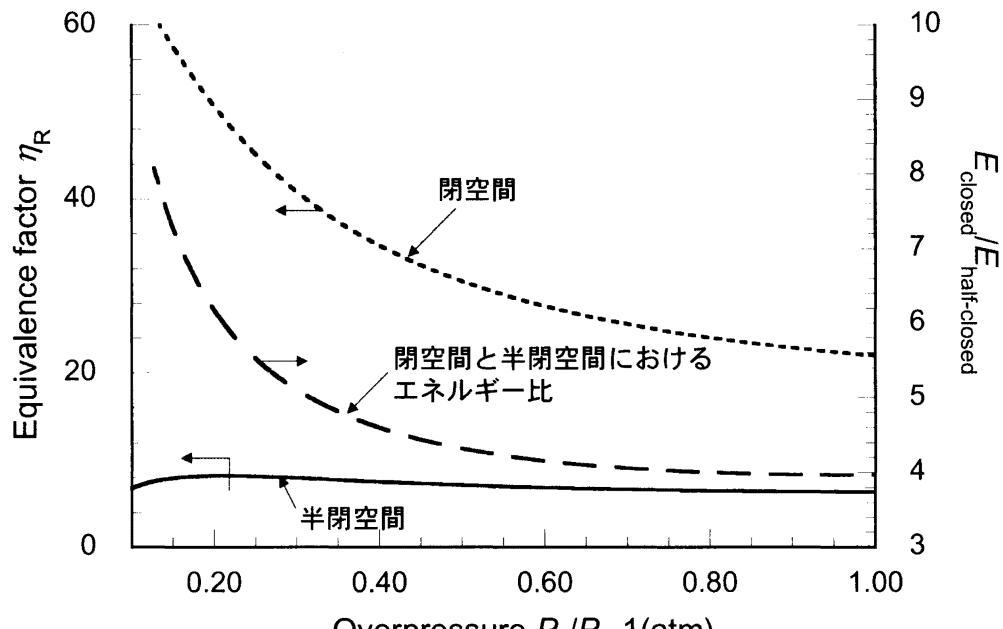


(b)

図3.21 反射波干渉後のエネルギー当量、(a) 爆風圧に対するエネルギー当量、
(b) 換算距離に対するエネルギー当量



(a)



(b)

図3.22 半閉空間における数値解析結果, (a) 換算距離に対する爆風圧,
(b) 爆風圧に対するエネルギー当量

4 おわりに

爆風伝播および爆風圧に対する閉鎖性の影響を明らかにするために幾つかの閉空間モデルを想定し、3次元圧縮性 Euler 方程式を用いて爆風の数値解析を行った。数値解析ではパラメータとして爆発エネルギーを広い範囲で変化させ、爆風のスケール則の観点から閉空間内爆発時の爆風圧、反射圧、エネルギー当量についても検討した。また、微小爆薬としてアジ化銀ペレットを用いた微小爆薬実験を行い、爆風の可視化および圧力測定も行った。以下に本研究の内容について記す。

4.1 建家内爆発事故時の爆風伝播解析（ASP モデル、単純 2 室モデル）

- (1) 数値解析および可視化実験^(21, 22)により、ASP モデル・単純 2 室モデル爆風の反射・干渉といった複雑な伝播挙動が確認された。また、衝撃波の反射形態は爆風が伝播するにつれ正常反射からマッハ反射へと遷移する。
- (2) 反射波が次々に内壁へと入射することにより、壁面における圧力履歴はピーク値を繰り返す。特に部屋の角部では衝撃波の収束による圧力重畠が著しく、高い圧力が負荷する。
- (3) 単純 2 室モデルにおいて開口部長さ $L=10\text{mm}$ では隣室に伝播する衝撃波は弱く、数値解析、可視化結果とも回折後の衝撃波を鮮明に確認することができない。一方、 $L=50\text{mm}$ の場合は伝播する衝撃波は強く、衝撃波をはっきりと確認することができる。
- (4) 爆風圧に対する開口部長さの影響は大きく、単純 2 室モデル右端壁 F に負荷する最初のピーク圧力は開口部長さが増加するにつれほぼ線形的に増加する。ただし、実験結果は測定値のばらつきが大きいため、注意が必要である。

4.2 爆風圧に対する閉鎖性の影響（直方体モデル）

- (1) 直方体モデルにおいて部屋長さ d を 207.5mm から 422.5mm まで変化させたが、著しい爆風圧の減衰は確認されなかった。
- (2) 数値解析およびシャドウグラフ法による可視化結果から、室内を伝播する先行衝撃波の反射形態は正常反射からマッハ反射へと遷移し、その結果三重点が上昇することにより後方の反射波が前方の先行衝撃波と干渉することが分かった。
- (3) 換算距離 R_s と換算時間 t_s の関係は Dewey の提案した近似式とフィッティングした結果、以下の式で表される。

$$R_s = A + Ba_0 t_s + C \ln(1 + a_0 t_s) + D \sqrt{\ln(1 + a_0 t_s)}$$

ただし、 a_0 は大気音速、未知係数は $A=0.8119335$, $B=0.000928585$, $C=0.741145$, $D=-1.663538$ ($0 \leq R_s$)

≤ 3.8)である。

- (4) 反射波干渉前における換算距離 R_s に対する爆風圧 P_s は以下の式で表すことができる。

$$R_s = \exp[E + F \ln P + G(\ln P)^2 + H(\ln P)^3]$$

ただし、未知係数はそれぞれ $E=0.79387, F=-0.40201, G=0.050995, H=-0.013613 (0.8 < R_s \leq 10)$ である。

- (5) 後方の反射波が先行衝撃波と干渉することで爆風圧は急激に上昇する。反射波干渉後における換算距離 R_s に対する爆風圧 P_s は干渉前と同様の式を用いて表すことができる。ただし、未知定数はそれぞれ $E=1.8238, F=-0.52122, G=0.01247, H=0.011303 (4 < R_s \leq 28)$ である。
- (6) 空気爆発に対するアジ化銀のエネルギー当量は爆風圧もしくは換算距離の関数となり、0.5 から 2.0 程度の範囲で変化する。
- (7) 反射波干渉後のエネルギー当量は爆風圧もしくは換算距離の関数となり、22 から 60 程度の範囲で変化する。この結果は自由大気中において 22 から 60 倍程度の爆発エネルギーが放出された場合に相当する。閉空間内部に仕切り壁がある場合は爆風圧の上昇は見られず、反射波の重畠抑制効果が明確に示された。
- (8) 半閉空間の場合、未知係数はそれぞれ $E=1.4099, F=-0.42429, G=0.12814, H=0.0221316 (4 < R_s < 17)$ となった。また、反射波干渉後のエネルギー当量は 6 から 8 程度となり、閉鎖性の影響は閉空間に比べ緩和される。

参考文献

- (1) W. E. Baker, *Explosion in Air*, Univ. Texas Press (1973)
- (2) W. E. Baker, "Blast Pressure Effects: An Overview", American Chemical Society, No. 345, pp.2-57 (1987)
- (3) G. F. Kinney and K. J. Graham, *Explosive Shocks in Air*, 2nd edn., Springer-Verlag, New York (1985)
- (4) H. L. Brode, "Blast Wave from a Spherical Charge", *Phys. Fluids* 2, 217 (1959)
- (5) A. Sakurai, *Blast Wave Theory, Basic Development in Fluid Dynamics* Ed. by M. Holt, Academic Press, NY. vol. 1, pp.309 (1965)
- (6) J. M. Dewey, "The air velocity in blast waves from t.n.t. explosions", *Proc. Roy. Soc. A* 279, pp.366-385 (1964)
- (7) J. M. Dewey, "The properties of a blast wave obtained from an analysis of the particle trajectories", *Proc. Roy. Soc. A* 324, pp.275-299 (1971)
- (8) J. M. Dewey and D. F. Classen, "Photogrammetry of spherical shocks reflected from real and ideal surfaces", *J. Fluid Mech.*, vol. 81, part 4, pp.701-717 (1977)
- (9) 中山良男, 他, "基準爆薬等の爆風圧に関する実験", 化学技術研究報告, 第 85 卷 6 号 (1990)
- (10) K. Ohashi, et al., "Study on blast waves generated by milligram charges", *J. Japan explosive soc.*, vol. 63, No. 6, pp.397-403 (2002)
- (11) H. Kleine, et al., "Studies of the TNT equivalence of silver azide charges", *Shock Waves*, vol. 13, No. 2, pp.123-138 (2003)
- (12) 田中克己, "火薬等の爆風に関する研究", 化学技術研究報告, 第 85 卷 6 号 (1990)
- (13) 田中克己, 他, "爆風特性の数値解析による TNT 当量の考察", 火薬学会誌, 第 62 卷第 6 冊別刷 (2001)
- (14) S. M. Liang, et al., "Numerical study of spherical blast-wave propagation and reflection", *Shock Waves*, vol., (2002)
- (15) 斎田強, 爆発, コロナ社 (1965)
- (16) 小山智造, 他, "アスファルト固化処理施設の火災爆発事故における火災原因の検討", 動燃技報, No.107 (1998)
- (17) 大森栄一, 他, "アスファルト固化処理施設の火災爆発事故における爆発原因の検討", 動燃技報, No.107 (1998)
- (18) 三浦昭彦, 他, "アスファルト固化処理施設の火災爆発事故における火災原因の検討(2)", サイクル機構技報, NO. 8 (2000)
- (19) E. OMORI et al., "Study on the scenario of the explosion incident and related analysis", Topical meeting on Safety of the Nuclear Fuel Cycle, OECD/NEA, pp.28-30 (1997)
- (20) 田中克己, "動燃アスファルト固化再処理施設爆発事故の数値解析", 平成 9 年度衝撃波シンポ

ジウム講演論文集, pp.583-586 (1998)

- (21) A. Miura, et al., "Spread behavior of explosion in closed space", J. Loss Prevention in the Process Industries, vol. 17, issue 1, pp.81-86 (2004)
- (22) 宇都宮剛, 他, "密閉空間を伝播する爆風に関する実験的研究", 平成 14 年度衝撃波シンポジウム講演論文集, pp.231-234 (2003)
- (23) H. C. Yee, "Upwind and Symmetric Shock Capturing Schemes", NASA TM89464 (1987)
- (24) C. K. B. Lee and M. Giltzud, "Scaling of Explosion-Generated Blast Loadings on Walls of Room", Journal of Engineering Mechanics/October vol. 123, pp.1096-1102 (1997)
- (25) C. K. B. Lee, "SCALING BLAST-INDUCED WALL LOADINGS IN A RECTANGULAR ROOM", ASME PVP vol. 394, pp.45-54 (1999)
- (26) P. C. Chan and H. H. Klein, "A Study of Blast Effects Inside an Enclosure", Trans. ASME, vol. 116, pp.450-455 (1994)
- (27) T. C. J. Hu and I. I. Glass, "Blast Wave Reflection Trajectories from a Height of Burst", AIAA JOURNAL, vol. 24. No. 4, pp. 607-610 (1986)
- (28) F. T. ボダーサ, 緒方純俊訳, 爆発防止技術の実際, 海文堂 (1984)
- (29) Dewey McMillin & Associates Ltd. and JASCO Ltd., Home page of The AirBlast® expert system, www.blastanalysis.com, www.jasco.com
- (30) 松尾一泰, 圧縮性流体力学, 理工学社 (1994)

研究発表リスト

原著論文

1. A. Miura, T. Mizukaki, T. Shiraishi, A. Matsuo, K. Takayama, I. Nojiri, "Spared Behavior of Explosion in Closed Space", Journal de Physique IV France 12, pp. Pr7-231, Fourth International Symposium on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions, France
2. Akihiko Miura, Toshiharu Mizukaki, Takuya Shiraishi, Akiko Matsuo, Kazuyoshi Takayama and Ichiro Nojiri, "Spread behavior of explosion in closed space", Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol.17, issue 1, pp.81-86, 2004
3. A. Miura, A. Matsuo, T. Shiraishi, G. Utsunomiya, K. Takayama, I. Nojiri, "Reflection and Diffraction Phenomena of Blast Wave Propagation in Nuclear Fuel Cycle Facility", JSME International Journal, Now Printing, to be published at May 2004

国際学会発表論文

4. A. Miura, A. Matsuo, T. Shiraishi, G. Utsunomiya, K. Takayama, I. Nojiri, "Reflection and Diffraction Phenomena of Blast Wave Propagation in Nuclear Fuel Cycle Facility", proceedings of the Eleventh International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-11), Tokyo, Japan, April 20-23, 2003
5. T. Shiraishi and A. Matsuo, "On the Scaling Law for Explosion in a Rectangular Room", 4th International Seminar on Fire and Explosion Hazards, Londonderry, UK, Sept. 8-12, 2003

国内学会発表論文

6. 白石卓也、松尾亜紀子、「閉空間内爆風の反射・回折現象と壁面負荷」、平成 13 年度衝撃波シンポジウム、2002 年 3 月、産業技術総合研究所(つくば市)
7. 三浦昭彦、齋藤晶、野尻一郎、白石卓也、松尾亜紀子、水書稔治、高山和喜、「セル内爆発事象の解析的評価」、日本原子力学会 2002 年春の年会 J37、2002 年 3 月、神戸商船大
8. 白石卓也、松尾亜紀子、「建屋内爆発事故時の爆風伝播解析」、第 16 回数値力学シンポジウム 2002 年 12 月、東京
9. 三浦昭彦、白石卓也、宇都宮剛、松尾亜紀子、高山和喜、野尻一郎、「核燃料サイクル施設における爆風の伝播過程に関する研究」、第 6 回 NUCEF セミナー、2003 年 2 月 20 日、日本原子力研究所(茨城県東海村)
10. 宇都宮剛、阿部淳、高山和喜、白石卓也、松尾亜紀子、三浦昭彦、「密閉空間を伝播する爆風に関する実験的研究」、平成 14 年度衝撃波シンポジウム、2003 年 3 月、群馬大学(桐生)
11. 白石卓也、松尾亜紀子、「密閉空間内爆風の減衰に対する反射波の効果」、平成 14 年度衝撃波シンポジウム、2003 年 3 月、群馬大学(桐生)
12. 白石卓也、三浦昭彦、宇都宮剛、阿部淳、松尾亜紀子、高山和喜、野尻一郎、「閉空間内爆風

- に関する基礎的研究(I)」、日本原子力学会 2003 年春の年会 L13、2003 年 3 月、アルカス佐世保
13. 三浦昭彦、白石卓也、宇都宮剛、阿部淳、松尾亜紀子、高山和喜、野尻一郎、「閉空間内爆風
に関する基礎的研究(II)」、日本原子力学会 2003 年春の年会 L14、2003 年 3 月、アルカス佐世
保
14. 白石卓也、松尾亜紀子、「ビルの間で発生する爆発を想定した数値解析」、平成 15 年度日本
火災学会研究発表会、2003 年 5 月、東京
15. 白石卓也、松尾亜紀子、山下宙也、山本祐朗、齋藤務、高山和喜、三浦昭彦、「爆風伝播に対
する閉鎖性の影響」、平成 15 年度衝撃波シンポジウム、千葉、2004 年 3 月

付録A 数値解析法

A.1 基礎方程式

通常爆風はその前面に衝撃波を伴い伝播するが、その前方には境界層が存在しないのでその影響を受けない。したがって、爆風の問題では一般的に粘性の影響を無視しても差し支えない。本研究においてもこのような理由から扱う現象を非粘性流れとして解析を行うこととする。また、数値解析では爆源として格子点にエネルギーを与えて爆風を生成する。爆発発生と同時に空気中に衝撃波が伝播するため、流体の圧縮性を考慮する必要がある。したがって、基礎方程式には3次元圧縮性Euler方程式を用い、これをYee's Non-MUSCL 2nd-order upwind TVD scheme⁽²³⁾を用いて解くことにする。デカルト座標系での三次元圧縮性Euler方程式は以下の式で表される。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + p)u \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e + p)v \end{bmatrix} \quad G = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e + p)w \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 ρ は密度、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の流速成分、 e は単位体積当たりの全エネルギー、 p は圧力である。また、全エネルギー e は密度 ρ 、流速 u, v, w 、比熱比 γ を用いて

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho(u^2 + v^2 + w^2) \quad (\text{A.2})$$

のようによく表すことができる。ただし、空気の比熱比 γ は1.4で固定とする。

差分法を用いて基礎方程式を解く際にはデカルト座標系(x, y, z)から一般座標系(ξ, η, ζ)に変換する。一般座標系での三次元圧縮性Euler方程式は以下の式で表すことができる。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \zeta} = 0$$

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} \quad \hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ \rho w U + \xi_z p \\ (e + p)U \end{bmatrix} \quad \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ \rho w V + \eta_z p \\ (e + p)V \end{bmatrix} \quad \hat{G} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho u W + \zeta_x p \\ \rho v W + \zeta_y p \\ \rho w W + \zeta_z p \\ (e + p)W \end{bmatrix} \quad (A.3)$$

ここで U, V, W は反変速度であり、座標変換のメトリックスを用いて表すことができる。座標変換のメトリックスは

$$\begin{aligned} \xi_x &= J \cdot (y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta) & \xi_y &= J \cdot (z_\eta x_\zeta - z_\zeta x_\eta) & \xi_z &= J \cdot (x_\eta y_\zeta - x_\zeta y_\eta) \\ \eta_x &= J \cdot (y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta) & \eta_y &= J \cdot (z_\zeta x_\xi - z_\xi x_\zeta) & \eta_z &= J \cdot (x_\zeta y_\xi - x_\xi y_\zeta) \\ \zeta_x &= J \cdot (y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi) & \zeta_y &= J \cdot (z_\xi x_\eta - z_\eta x_\xi) & \zeta_z &= J \cdot (x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi) \end{aligned} \quad (A.4)$$

で、反変速度 U, V, W はそれぞれ

$$\begin{aligned} U &= \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\ V &= \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\ W &= \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \end{aligned} \quad (A.5)$$

となる。また、 J はヤコビアンであり、以下の式で表される。

$$\frac{1}{J} = x_\xi y_\eta z_\zeta + x_\eta y_\zeta z_\xi + x_\zeta y_\xi z_\eta - x_\xi y_\zeta z_\eta - x_\eta y_\xi z_\zeta - x_\zeta y_\eta z_\xi \quad (A.6)$$

A.2 Yee's Non-MUSCL 2nd-order upwind TVD scheme⁽²³⁾

本研究では差分スキームとして、Yee's Non-MUSCL 2nd-order upwind TVD scheme を用いている。Yee's Non-MUSCL 2nd-order upwind TVD scheme では修正流速の寄与を $\Phi_{j+1/2}$ としてまとめた。典型的な Non-MUSCL TVD scheme では $(j+1/2, k)$ での ξ 方向の数値流束を以下のように表す。

$$\tilde{E}_{j+1/2} = \frac{1}{2} (E_{j+1} + E_j + R_{j+1/2} \Phi_{j+1/2}) \quad (A.7)$$

ここで、 $R_{j+1/2}$ は流束ヤコビアン行列 $\partial \hat{E} / \partial \hat{Q}$ の右固有ベクトルを成分とする行列である。また、ベクトル $\Phi_{j+1/2}$ の成分は以下のように表すことができる。

$$\phi_{j+1/2}^l = \sigma(c_{j+1/2}^l)(g_j^l + g_{j+1}^l) - \Psi(c_{j+1/2}^l + \gamma_{j+1/2}^l)\sigma_{j+1/2}^l \quad (\text{A.8})$$

ここで、添え字の l は各成分に対応し、特性波を意味する。また、 $c_{j+1/2}^l$ は Roe 平均で評価された固有値である。 σ は以下の式を用いて計算される。

$$\sigma(z) = \frac{1}{2} \left[\Psi(z) - \frac{\Delta t}{\Delta x} z^2 \right] \quad (\text{A.9})$$

ここに現れる $\Psi(z)$ で表される関数はおおむね z の絶対値に相当するが、非物理的な解を避けるためにエントロピー補正量 (entropy fix) と呼ばれる以下の式を用いる。

$$\Psi(z) = \begin{cases} |z| & |z| \geq \delta \\ (z^2 + \delta^2)/2\delta & |z| < \delta \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

ここで δ は間接的に人口粘性の効き具合を制御するパラメータに相当し、エントロピー補正量の値が小さいほど人口粘性は弱く、大きいほど強く効いてくる。

また、 γ は流束制限関数 g の関数であり、Yee スキームでは流速制限関数 g に minmod 関数を用いている。ここで、minmod 関数とは

$$\text{min mod}(x, y) = \text{sgn}(x) \cdot \max \{0, \min[|x|, y \cdot \text{sgn}(x)]\} \quad (\text{A.11})$$

で表される関数で、

$$\gamma_{j+1/2}^l = \sigma_{j+1/2}^l \begin{cases} (g_{j+1}^l - g_j^l) / \alpha_{j+1/2}^l & \alpha_{j+1/2}^l \neq 0 \\ 0 & \alpha_{j+1/2}^l = 0 \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

$$g_j^l = \text{min mod}(\alpha_{j+1/2}^l, \alpha_{j-1/2}^l) \quad (\text{A.13})$$

である。

また、有限差分法においては、セル境界である $(j+1/2, k), (j, k+1/2)$ での値を評価する必要が生じる。

α' は ΔQ に相当し、特性線を横切っての物理量の変化を意味することとなり、その平均状態量 $\hat{Q}_{j+1/2}$ はリーマン問題を解いて求まる。よって、差分スキームが近似リーマン解法として満たすべき性質を持つようにセル境界で決定すればよい。ここで、リーマン問題とは任意の双曲型の連立方程式に対して考えることのできる古典的な初期値問題であり、偏微分方程式

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + A \frac{\partial Q}{\partial \xi} = 0$$

$$i.c. \begin{cases} \hat{Q}(\xi, 0) = Q_L & (\xi \leq j + 1/2) \\ \hat{Q}(\xi, 0) = Q_R & (\xi > j + 1/2) \end{cases} \quad (A.14)$$

を解く問題である。Roeによって提案された近似リーマン解法は線形分解によるもので

- (1) $E(Q_R) - E(Q_L) = A(Q_R, Q_L)(Q_R - Q_L) = A_{ave}(Q_R - Q_L)$
- (2) $A(Q_R, Q_L)$ は実固有値と線形独立な固有ベクトルをもつ
- (3) $A(Q, Q) = A(Q)$

を満たす。本研究ではもっとも一般的な Roe 平均を用いており、それは以下のような式で表される。

$$\rho_{ave} = \sqrt{\rho_L \rho_R} \quad (A.15)$$

$$u_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_L u_L + \rho_R u_R}}{\rho_L + \rho_R} \quad (A.16)$$

$$v_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_L v_L + \rho_R v_R}}{\rho_L + \rho_R} \quad (A.17)$$

$$H_{ave} = \frac{\sqrt{\rho_L H_L + \rho_R H_R}}{\rho_L + \rho_R} \quad (A.18)$$

付録B 格子解像度の検証

B.1 爆風の基準化距離

計算格子が数値解析結果に及ぼす影響を把握するために、格子点数および爆発エネルギーを変化させた場合の換算距離に対する爆風圧を比較する。粘性計算や反応計算の場合、境界層厚さや反応誘起距離といった代表長が存在するが、非粘性の Euler 計算では明確な代表長がない。しかしながら、爆発の問題では爆発エネルギー、すなわち圧力から決定される長さの次元を持つ基準化距離 R_0 を決定することができる。Sakurai の点爆源理論⁽⁵⁾では空気を完全気体とし、圧力を p 、密度を ρ とすると点爆源を仮定した気体のみの 1 次元流体力学式は

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (B.1)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\alpha u}{r} \right), \quad (B.2)$$

$$\frac{D}{Dt} p \rho^{-\gamma} = 0 \quad (B.3)$$

で表される。ここで r は Euler 座標、 u は流れの速度、 t は時間、 α は平面波の場合 0、円筒波で 1、球面波で 2 である。衝撃波面の中心からの位置を R 、衝撃波速度を U とすると

$$\frac{dR}{dt} = U \quad (B.4)$$

衝撃波面では Rankine-Hugoniot の式が成立する。ここで、独立変数 x, y を

$$\frac{r}{R} = x, \quad \frac{a_0}{U} = y \quad (B.5)$$

と定義し、流れ速度 u 、圧力 p および密度 ρ を x と y の関数、 f, g, h

$$u = U f(x, y), \quad p = P_0 y^{-1} g(x, y), \quad \rho = \rho_0 h(x, y) \quad (B.6)$$

により表す。衝撃波面での $f(1, y)$, $g(1, y)$, $h(1, y)$ は Rankine-Hugoniot 条件により与えられる。Taylor によれば爆風で放出されるエネルギーは

$$E = 4\pi E_b = 4\pi \int^R \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{P - P_0}{\gamma - 1} \right) r^\alpha dr \quad (\text{B.7})$$

で与えられる。ここで、 E_b とは爆風エネルギーであり、球面爆風の場合は爆発エネルギーの $1/4\pi$ となる。これより、

$$y \left(\frac{R_0}{R} \right)^{\alpha+1} = J - \frac{y}{(\alpha+1)(\gamma-1)}, \quad (\text{B.8})$$

$$J = \int \left(\frac{\gamma}{2} h f^2 + \frac{g}{\gamma-1} \right) x^\alpha dx \quad (\text{B.9})$$

が得られる。ここで、

$$R_0 = \left(\frac{E_b}{P_0} \right)^{1/(\alpha+1)} \quad (\text{B.10})$$

である。衝撃波が球面波の場合、(B.10)式の R_0 は長さの次元を持つことになる。本研究ではこの R_0 を爆風の基準化距離として代表長とする。

B.2 格子解像度の検証

数値解析手法は第 2 章で述べたとおりである。表 B.1 に解析条件を示す。

表 B.1 解析条件

Case#	爆発エネルギー $E(\text{J})$	基準化距離 $R_0(\text{m})$	格子幅 $\Delta x(\text{mm})$	解像度 $R_0/\Delta x$
1	17.58	0.03022	2.4	12.593
2			1.5	20.149
3			1.2	25.187
4			1.0	30.2243
5			0.857	35.262
6	5.869	0.01663	1.0	16.633
7	18	0.02418	0.714	33.851
8	390.2	0.06744	1.0	67.444

本研究では爆風の基準化距離 R_0 に対する格子点数を格子解像度と定義する。すなわち爆風の基準化距離 R_0 と格子幅 Δx との比 $R_0/\Delta x$ を格子解像度とする。サンプルとして表 1 に示す 9 ケースを比較する。Case1 から 5 までは爆発エネルギーを固定して格子幅を変化させた。また、Case6 から 8 までは爆発エネルギーと格子幅とともに変化させた。

図 B.1 に換算距離に対する爆風圧を示す。爆風圧は $R_0/\Delta x$ の値に大きく依存することが分かる。 $R_0/\Delta x$ が小さいとき爆風圧は低くなり、 $R_0/\Delta x$ がある程度大きくなると爆風圧は大きく変わらない。 $R_0/\Delta x=67.444$ のときが一番爆風圧は高くなっているが、 $R_0/\Delta x=33.851$ のときと比較しても解像度が 2 倍にもかかわらず、爆風圧の値に大きな差は観察されない。微小爆薬試験ではアジ化銀ペレット 10mg を用いているが、本研究ではその爆発エネルギーを 18J として扱っている。このエネルギーに対し $R_0/\Delta x$ を 60 以上とする場合、非常に細かい計算格子を用意しなければならず、また、計算メモリも非常に大きいため、数値解析することは難しい。したがって、数値解析では図 B.1 で確認したように爆風圧に大きな差が現れなかった $R_0/\Delta x=30$ 以上を 100%の解像度として扱うこととした。したがって、本論第 2 章の ASP モデル内の計算に対してはこのような理由で「解像度は 40%程度」と記述した。

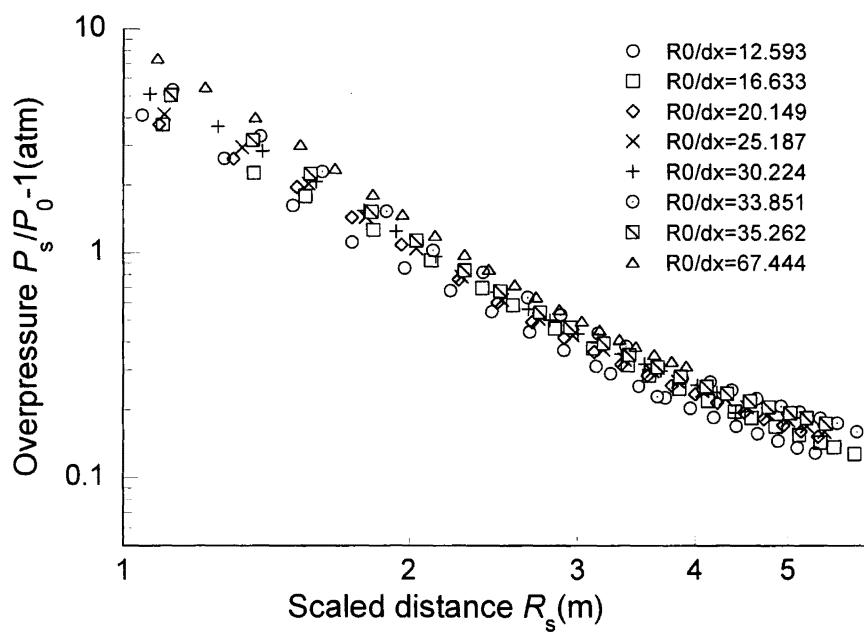


図 B.1 $R_0/\Delta x$ を変化させた場合の換算距離に対する爆風圧の変化

付録C ビル間爆発発生時の爆風伝播解析

C.1 都市部における爆発発生事例

都市や市街などで爆発が発生すれば、その周囲は爆風により大きな被害を受ける。爆風が周囲に及ぼす影響は場が開放空間であるか、あるいは閉鎖空間であるかにより大きく異なる。場が閉鎖空間内の場合は、爆風被害はその空間の形状及びそれを構成している壁面の強度に依存する。

都市や市街地は基本的に開放空間であるといえるが、高層ビルなどが数多く並ぶ都心部では、空間の閉鎖性が増す。したがって、都市部のような半閉鎖空間での爆風の様相を把握することは安全工学や建築分野にとっても非常に重要である。

都心部で発生した爆発の事例として1974年に起こった三菱事件がある。この事件は図C.1に示すように三菱重工ビルおよび道を挟んで向かい合う三菱電機ビルを爆弾攻撃の対象として発生した爆破事件である。爆弾は三菱重工ビル正面玄関前路上のフラワーポットの横に仕掛けられ、爆発により多くの死傷者がでた。このような場で爆発が発生すると爆風がビル壁面と干渉し、壁面の窓ガラス等を破壊する。事実、この件で爆風被害を拡大させたのは広範囲な窓ガラスの破損であり、被害者の99%は破壊された窓ガラスの破片を受けて受傷したものであった。このような背景を踏まえて付録Cでは2つのビルに囲まれた空間及びその周辺を計算対象とし、ビルの間で爆発が起こった場合の数値解析を行うことで爆風圧による被害分布図を作成する。

C.2 解析条件

数値解析では流体のみに着目し、ビル壁面は完全な剛体として扱う。計算対象は、図C.2に示すような、393m×181m×300mの3次元空間を考え、その中央部に二つのビルA、Bを想定する。ビルA、Bはともに幅36m、高さ31m、奥行き100mの直方体形状とした。数値解析では、このビルA、Bの間で爆発が起こったことを想定し、初期条件および境界条件を設定する。

初期条件として爆発のエネルギーを200MJ(TNT40kg相当)と想定し、爆源は図C.2に示すようにビルBの壁面から2m離れた地表面に置く。計算格子は総格子点数2212749点の直交格子とし、注目するビルA、Bに囲まれた領域は格子を密に、ビル周辺の領域は格子を粗くした。ただし、この数値解析で用いる格子幅と爆発エネルギーから算出した格子解像度は45%程度である。境界条件はビル表面において滑り壁条件、空間の境界は全て外挿である。

C.3 結果と考察

C.3.1 爆風の伝播挙動

図C.3に爆風の伝播挙動を示す。図は壁表面上の等圧力分布、および図C.2に示す断面C-C'における等圧力分布である。(a)-(d)はそれぞれ、56.22ms、100.78ms、147.56ms、194.83ms後の等圧力分布に対応する。

発生した衝撃波がビル A に入射し、壁面で反射する。(a)を見ると壁面では同心円状の圧力分布が観察される。先行衝撃波及び反射波がビルの間を上方へ伝播し、ビル間を抜けると回折してビル上空へと拡散していく。そのためビル屋上壁面には衝撃波の回折による圧力分布が観察される。また、ビル間では 1 次衝撃波の反射波と爆源から伝播してきた 2 次衝撃波が干渉している様子がわかる。(c)ではビル間に強い衝撃波は見られない。そしてビル間を抜けた爆風は衝撃波の回折による急激な圧力減衰を伴う。(d)から爆風の指向性はビル A 表面における爆風の反射により(d)に示す矢印の方向となる。

図 C.4 にビル壁面が経験した最大圧力分布を示す。この図において(a)-(c)はそれぞれ 62.81ms, 154.63ms, 348.01ms までに経験した最大圧力に対応する。(a)より、最初にビル A に到達した衝撃波が反射波を伴いながら壁面上を伝播していくことでビル A 表面には 0.3 気圧以上の圧力が負荷してことが分かる。この圧力負荷はビル A 屋上の高さまで到達する。一方、ビル B ではビル A ほど高い位置までこの圧力を維持しておらず、ビル B 屋上付近の圧力はビル B と比較して若干低くなる。また、(b)よりビル屋上にも圧力分布が見られるが、(c)は爆発後 348.01ms までの最大圧力であるが(b)と比較しても圧力分布に大きな差は見られない。このことから、少なくとも爆発発生後約 154.63ms までに両ビルに囲まれた空間における最大圧力は決定し、圧力負荷の主な要因は爆発直後に発生する 1 次衝撃波とその反射波であり、ビル壁面付近では反射波の効果が顕著に見られた。

C.3.2 窓ガラスの破損分布

ガラスの破碎圧力は一般的にゲージ圧で 0.08~0.10 気圧程度とされている。しかし、この閾値は民間の木造家屋を対象としたものであり、窓ガラスの厚さは 1.5mm 程度の場合である。したがって、ビルのように窓ガラスが壁面の変わりを担っているような場合にはこの閾値を単純に適用できないと考えられる。事実、三菱重工ビルおよび三菱電機ビルの窓ガラスの厚さは 8mm 前後であったとされている。そこで、本研究ではガラスの破碎圧力を 0.1 気圧、0.3 気圧、1.0 気圧と設定し、ビル A, B 壁面全体に窓ガラスがあると仮定した上で窓ガラスの破損状況を調べる。ただし、今回の数値解析では流体と構造物との連成を考えていないため、ビル壁面は完全に剛体とし、衝撃波は完全な弾性反射をする。したがって、窓ガラスの破壊によって失われるエネルギーは考慮していない。

図 C.5 に窓ガラスの破損分布を示す。また、表 C.1 に窓ガラスの破損の割合を示す。

表 C.1 窓ガラスの破損状況

破碎圧力(atm)	ビル A(%)	ビル B(%)
0.10	100	91.7
0.30	54.1	24.2
1.00	0	6.87

窓ガラスの破碎圧力を 0.10 気圧に設定した場合、ビル A では 100%の破損、ビル B は 90%以上の破損が見られた。また、窓ガラスの破碎圧力が 0.3 気圧の時には、ビル A の約 54.1%，ビル B の約

24.2%の領域に窓ガラスの破損が見られる。このことは爆源に近いビル B よりも離れているビル A の方で被害が大きいことを示しており、その原因是ビル A で反射した爆風が反射波を伴いながらビルで囲まれた閉鎖空間を大きく減衰することなく伝播するからである。また、破碎圧力 1.0 気圧のときは爆源に近いビル B にのみ窓ガラスの破損が見られたことから、爆源に近いビル B では局所的に高い圧力が負荷するが、0.3 気圧程度の圧力が広範囲に負荷するのは爆源から離れたビル A 側であることが分かる。したがって、局所的に大きな被害が起こると予測されるのは爆源があるビル B 側であるが、小さくとも被害が広範囲に広がるのはビル A 側であることが分かった。

実際の問題を考えた場合、衝撃波が窓ガラスを破壊する際にそのエネルギーを幾らか消費するため、反射の影響がどの程度であるのかを考えなければならない。また、窓ガラスが割れる要因は、過圧だけではなく破壊浮遊物の衝突や振動があげられる。したがって、この解析結果は、構造物破壊によるエネルギー消費がゼロの場合におけるビル表面の窓ガラス破碎分布となるため、実際の被害とは若干異なると思われるが、およその被害範囲を見積もるには有用であると考えられる。

C.3.3 爆風被害分布

ビル間における被害分布を作成する。人体はかなり高い圧力までがをせずに耐えることができる。圧力の立ち上がりが早く、かつ時間が短い場合の人体への影響を表 C.2 に示す。

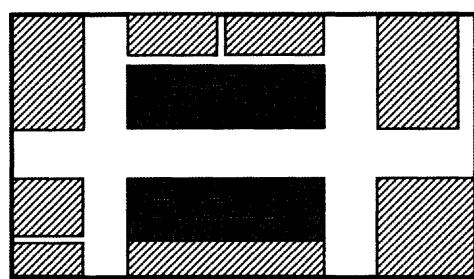
表 C.2 人体への影響⁽²⁸⁾

爆風による効果	爆風圧（ゲージ圧）
人の転倒	0.15atm
鼓膜の損傷	0.34atm
肺の損傷	2.00atm～2.55atm
致命傷	6.90atm～13.8atm

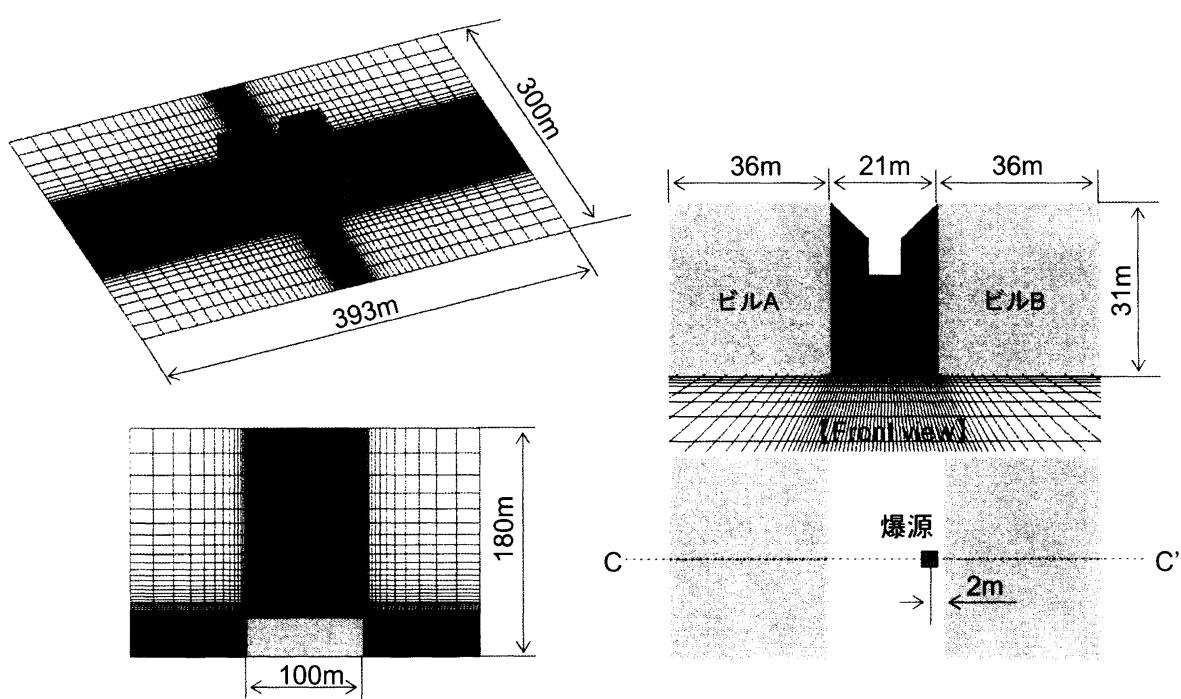
表 C.2 より、人が致命傷を負う圧力はゲージ圧で約 7.0 気圧程度であるとされている。しかし、爆風の過圧が弱い場合でも、飛翔破片や破壊浮遊物あるいは建物の倒壊によって負傷者や死者が出てしまうことが多い。また、入射圧力が 0.15atm 程度となると人体は打ち倒され、このために硬い表面にたたきつけられて負傷あるいは致命傷を負うこととも考えられる。図 C.6(a)に 2 つのビルにはさまれた領域の地表面における爆風被害分布を示す。図より人体が致命傷を負う可能性があるのは爆心から約 2.0m 付近である。肺の損傷を伴うと思われる範囲は爆心から約 7.0m の範囲となっており、鼓膜の損傷を伴う危険性のある範囲は広範囲に及び、20m 程度となる。さらにビル A 側では衝撃波の反射によりその範囲は爆源から 40m 程度離れた位置にまで及んでいる。このことから、ビル A 側では明らかに空間の閉鎖性による影響が現れていることが分かる。また、(b)には周囲に障害物がない場合の地表面爆発における爆風被害分布である。(a)と比較すると明らかに被害範囲が狭まつており、特に壁面付近においてその差が顕著に現れている。

C.3.4 爆風圧の減衰

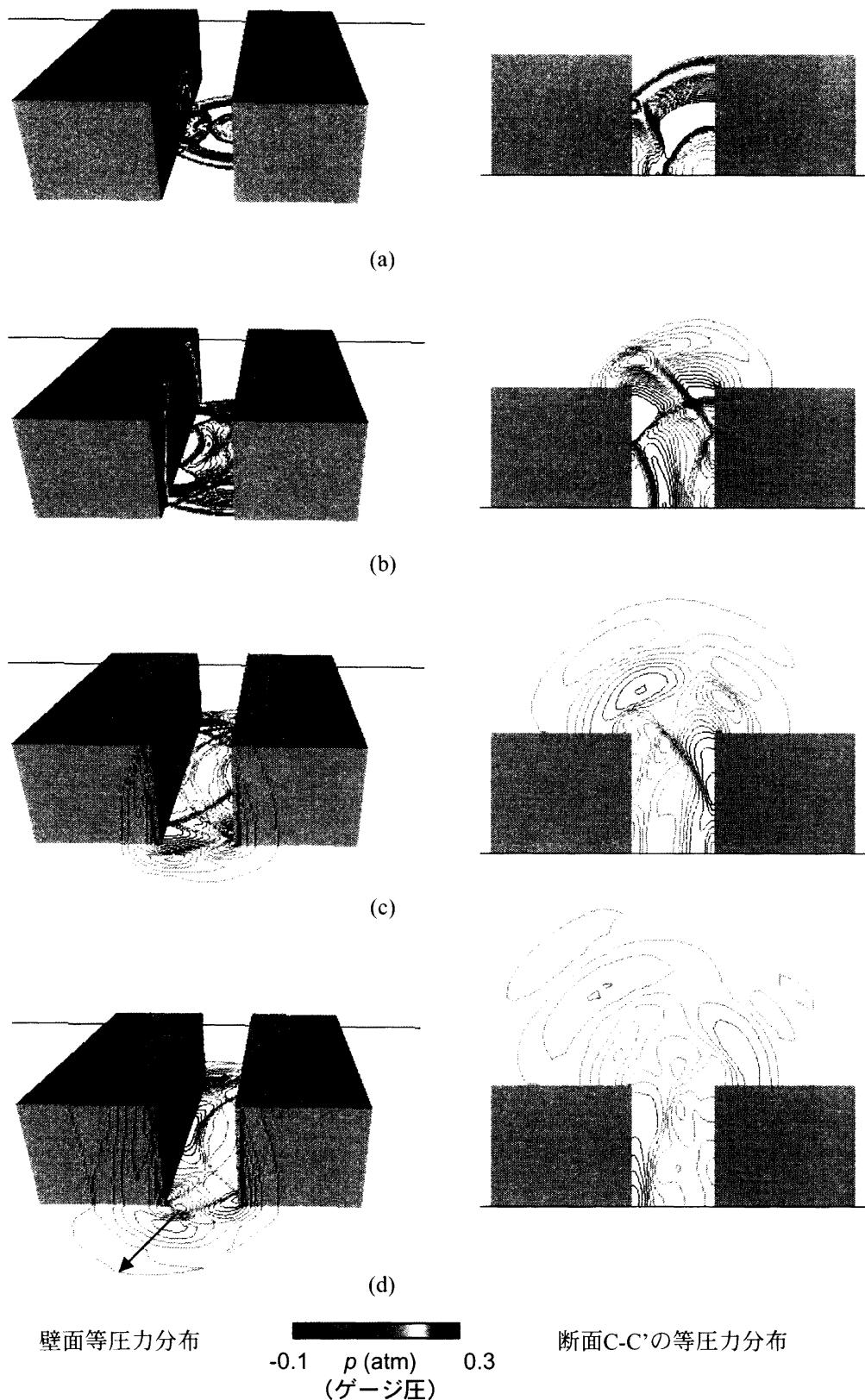
空間の閉鎖性を持つビル間と開放空間における爆風圧の減衰を比較する。図 C.7 に C-C'断面内における地表面からビル上方へと伝播する爆風の波面圧力変化を示す。図の(a)-(c)は矢印で示した軸に対応し、それぞれ爆源中心、ビル間中心、ビル A 壁面上である。開放空間の場合に対して、ビルが存在する場合は明らかに爆風圧が高くなっている。(a)より、換算距離約 2m までは開放空間と比較しても大きな差は見られないが、換算距離 2m を超えるとビル B 壁面との反射の影響によりわずかな爆風圧の上昇が見られる。(b)においても反射の影響は換算距離約 5m 程度で確認できる。また、ビル間を抜けた換算距離約 8.7m から先は衝撃波の回折による急激な圧力減少を伴なうため、爆風圧は開放空間の場合よりも小さくなる。これらの結果から、ビル間では開放空間に比べ減衰が小さく、予想されるより被害が拡大する可能性が大きいことが明らかになった。



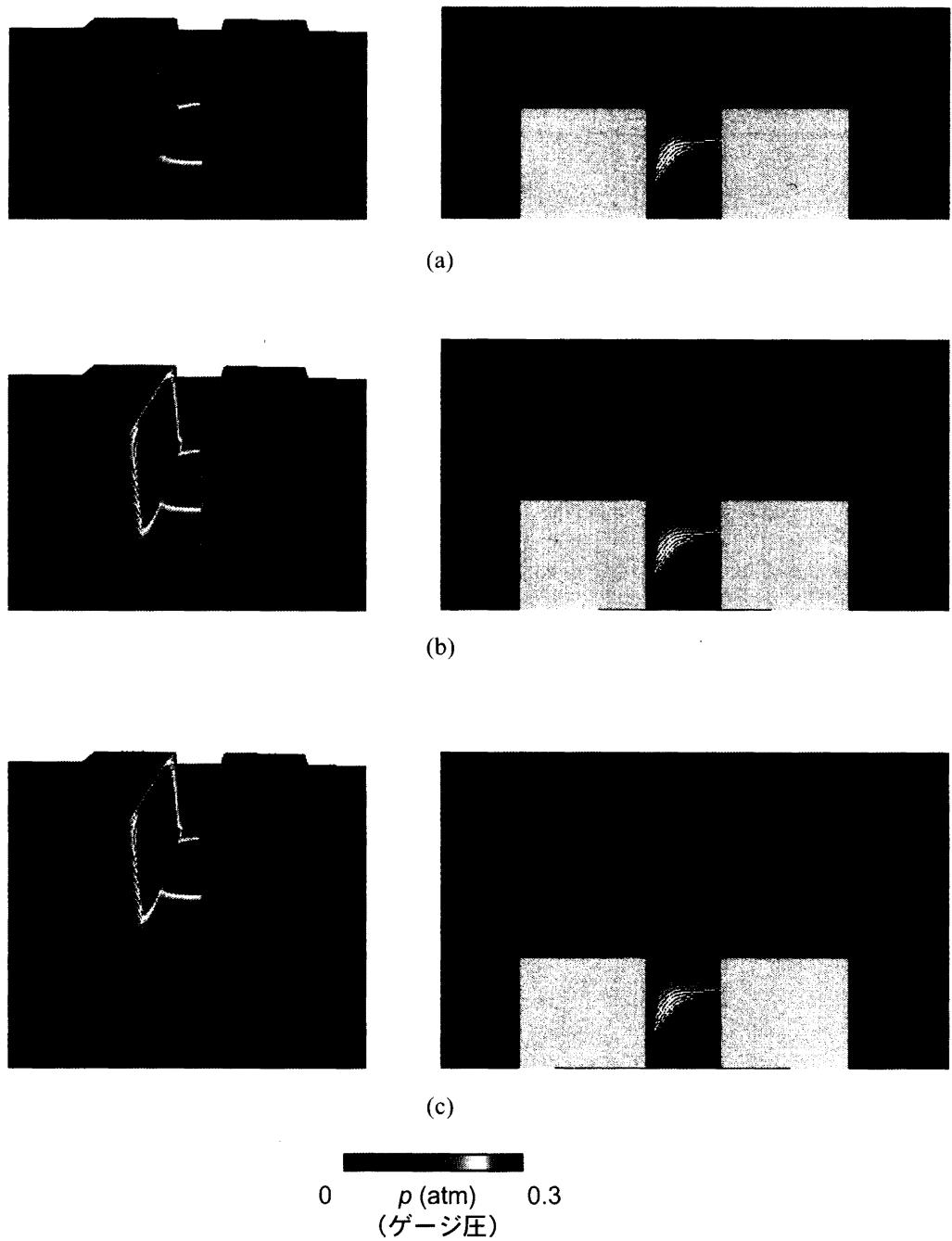
図C.1 三菱重工ビルと三菱電機ビル



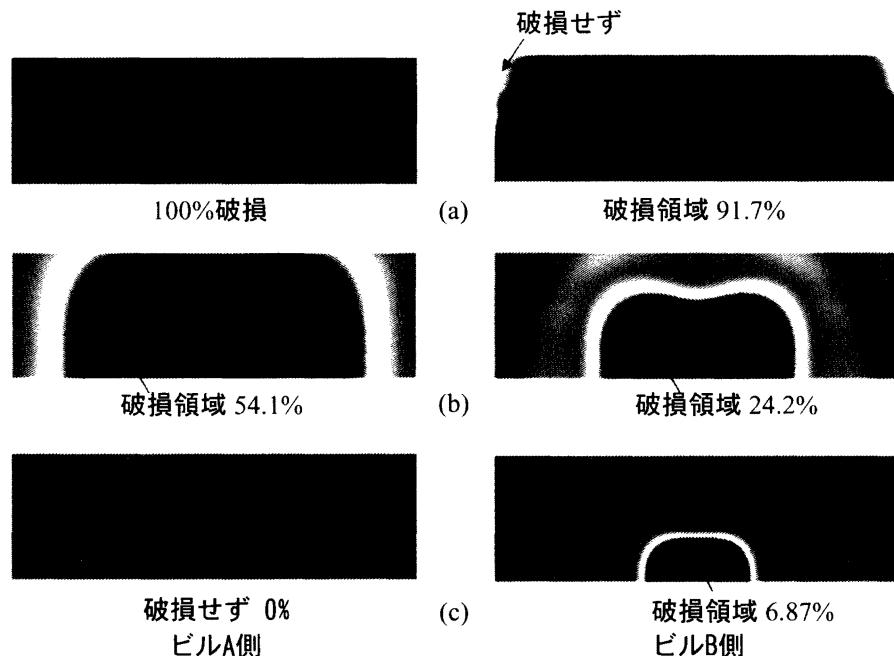
図C.2 計算対象



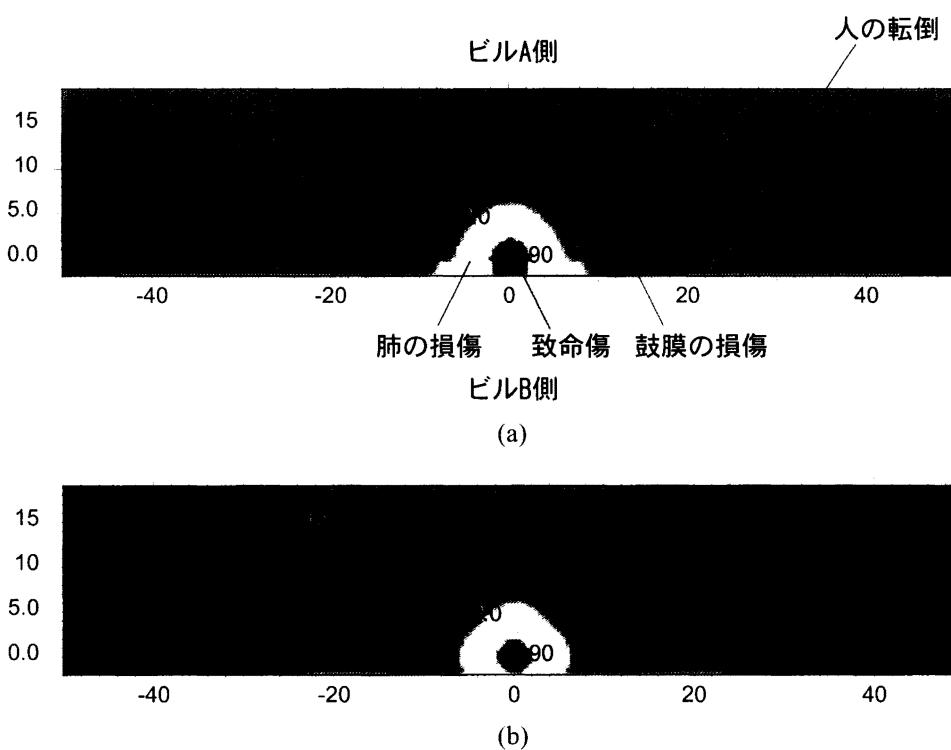
図C.3 等圧力分布, (a) 56.22ms, (b) 100.78ms, (c) 147.56ms, (d) 194.83ms



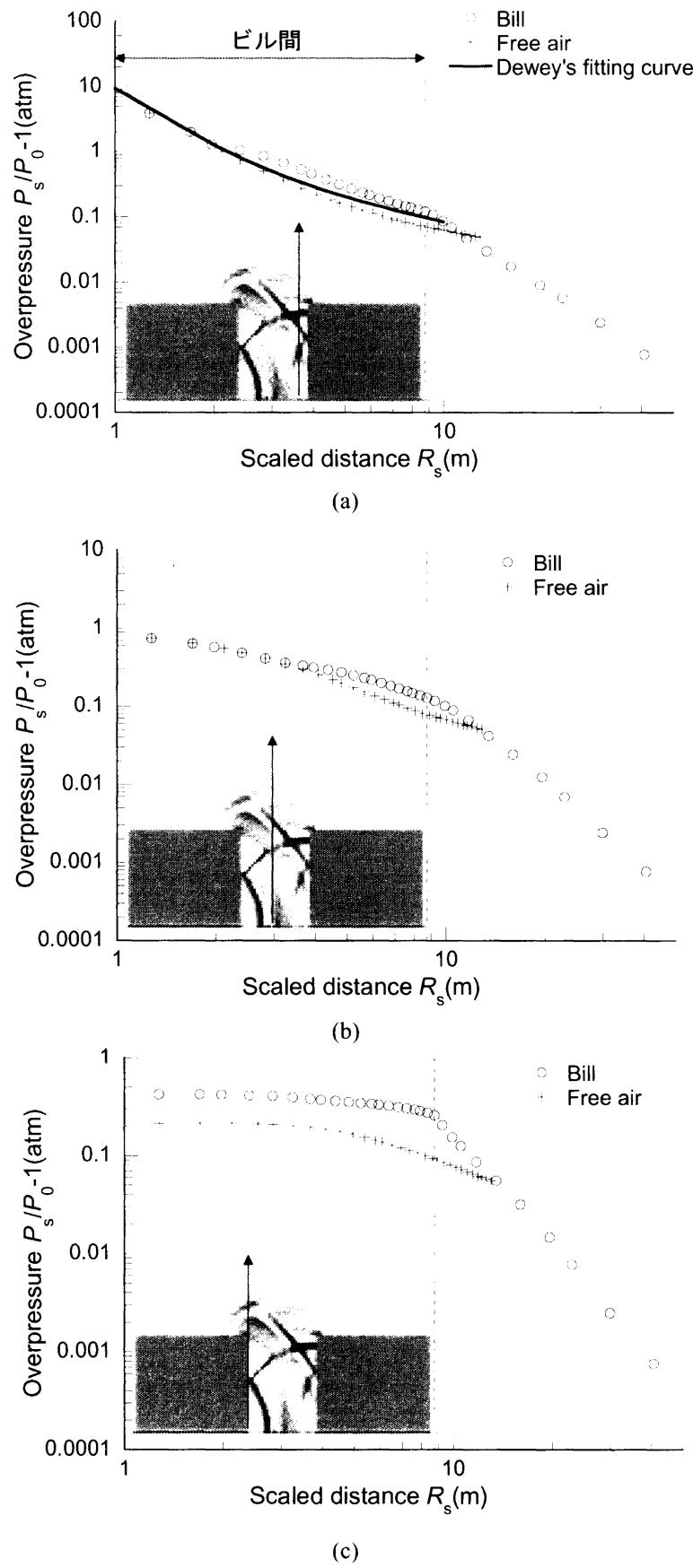
図C.4 ビル壁面が経験した最大圧力分布 (a) 62.81msまで, (b) 154.63msまで, (c) 348.01msまで



図C.5 窓ガラス破損分布



図C.6 爆風被害分布, (a) ビルあり, (b) ビルなし



図C.6 爆風被害分布, (a) 爆源中心軸, (b) ビル間中心, (C) ビルA壁面