

# 凝縮媒体中の衝撃波の反射に関する研究 (水中衝撃波の反射形態)

灘光 陽<sup>1</sup> 本田 隆志<sup>1</sup> 藤田 昌大<sup>2</sup> 伊東 繁<sup>3</sup>

## Studies on the Reflection of Shock Waves in Condensed Matter (Reflection Patterns of Underwater Shock Wave)

Yoh NADAMITSU, Takashi HONDA, Masahiro FUJITA and Shigeru ITOH

We have investigated the oblique collision of two underwater shock waves in order to make an understanding of irregular reflection, especially von Neumann reflection, of shock waves in condensed matter by both experimental and numerical techniques. The underwater shock waves used were generated by underwater explosion of high explosives in a simple assembly. Using a conventional Shadowgraph system, we took the streak and framing photographs of the collision of two underwater shock waves at different collision angles. We compared our experimental Mach-stem velocities with those obtained by Whitham's Shock-Shock theory. In the numerical technique, the Arbitrary-Lagrangian-Eulerian method was employed for simulating the whole phenomena in detail. The simulation results demonstrated, at least qualitatively, a well agreement with the experimental results. From the simulated Shadowgraphs, we can get a clearer knowledge of the conditions for the occurrence of von Neumann reflection as well as the basic characters of von Neumann reflection.

**Key Words** : Underwater Shock Wave, Underwater Explosion, Mach Reflection, von Neumann Reflection, Numerical Simulation

### 1. はじめに

凝縮媒体中の衝撃波を金属加工など工学的に応用しようとした場合、衝撃波の反射や回折現象を伴う。また、加工目的に合った衝撃波を形成するためにはこの反射や回折等を利用して衝撃波を制御しなければならない。一般的に衝撃波の反射は衝撃波が入射するコーナーや反射面から圧縮波が発生し、衝撃波を強める働きをする。衝撃波が回折する場合はコーナーや凸面から膨張波が発生し衝撃波を弱める。特に水中衝撃波の反射現象は衝撃固化<sup>1)</sup>に応用している収束現象の基本的な特性であり、反射現象の解明は非常に意義がある。媒質が気体の反射現象は従来から多くの研究がなされている。気体中を伝播する一様な強さの平面衝撃波が反射面と干渉する場合、正常反射 (RR) あるいは非正常反射 (IR) を起こすことはよく知られている<sup>2), 3)</sup>。

そして非正常反射は三重点 (入射衝撃波、反射衝撃波及びマッハステムの交点) が1点に集中するマッハ反射とマッハステムが湾曲し反射衝撃波も弱く三重点も明確でないvon Neumann反射 (vNR) に分けられる。マッハ反射はさらに、単純マッハ反射<sup>4)</sup> (SMR)、遷移マッハ反射<sup>5)</sup> (TMR)、二重マッハ反射<sup>6)</sup> (DMR) に分けられ従来から多くの研究がなされている。一方vNRはvon Neumann<sup>7)</sup>によるThree-Shock理論の解のパラドックスとしてもよく知られている。実験的観察と理論との間の矛盾を最初に指摘したのはBirkhoff<sup>8)</sup>である。またvNRの実験的報告やその理論的解明の試みが、近年の多くの研究者たちによってなされてきた<sup>9), 10), 11)</sup>。ところで、液体や粉末をはじめとする凝縮系媒体中を伝播する衝撃波が斜め衝突や壁から反射すると、マッハステムが湾曲した反射形態になることが知られている。例えば、粉体等の凝縮系媒体中を伝播する衝撃波が斜め衝突する場合は、円筒法<sup>12)</sup>を利用した粉末の衝撃固化の際に見られ、その場合はマッハステムが大きく湾曲した形態になることが明らかにされている。またPMMA円筒中を伝播する衝撃波の反射形態については、

<sup>1)</sup> 第一工業大学機械工学科

<sup>2)</sup> 崇城大学工学部

<sup>3)</sup> 熊本大学衝撃・極限環境研究センター

Morris等の実験によって湾曲した反射衝撃波が報告されている<sup>1)</sup>。さらに円筒形状の銅の外側に爆薬を配し、爆薬の爆轟によって発生したその銅中を伝播する衝撃波の形状が、やはり大きく湾曲した反射衝撃波形態を有することがFowlesらの実験によって報告されている<sup>2)</sup>。これは凝縮系媒質の音速が高いため、衝撃波のマッハ数が相対的に低く、弱い衝撃波と見なされ、 $vNR$ の生じる可能性が大きいためである。しかしながら、凝縮系媒体中に発生する衝撃波の反射過程については、現在十分に明らかにされていない。Heilig等は、CCL<sub>4</sub>中に発生した衝撃波の挙動について、フラッシュX線回折装置を用いて実験的な解明を試みた<sup>3)</sup>。しかし、 $vNR$ についての明確な表現はとられていない。

本報では、凝縮系媒質として水に対し、高性能爆薬の爆轟によって媒質中に発生した衝撃波が斜め衝突し反射を起こす過程を、光学的観察実験ならびに数値解析によって解明し、衝撃波の $vNR$ の発生条件ならびに発生した $vNR$ の基本特性について述べる。

## 2. 実験方法および数値計算方法

### 2.1 実験方法

水中衝撃波の斜め衝突実験に用いた装置の概略図を図1(a)に示す。同図のように、PMMA板上に長さ110mm、幅50mm、厚さ5mmで成形した2枚の高性能爆薬SEP〔旭化成工業(株)製、PETN:65%、Parafine:35%、充填密度 $\rho_c=1310\text{kg/m}^3$ 、 $D=6970\text{m/s}$ ]を、開き角 $2\theta$ で設置した。実験に採用した開き角は $30^\circ\sim 115^\circ$ まで $15^\circ$ おきである。同図(b)は(a)の反射形態との比較のため、SEPを片面のみ対称軸とのなす角が $\theta$ となるように配置した。爆薬上部には平面な爆轟を得る

ために爆薬レンズを取り付けた。実験は、この装置を水で満たしたPMMA製の水槽の中に沈めて行なった。水中爆轟によって発生した水中衝撃波は、傾斜面に対応する対称軸上に入射し、斜め衝突を行い反射現象を生じる。この現象の光学的写真観察実験は、キセノンフラッシュライト(HADLAND PHOTONICS社製、HL20/50型フラッシュユニット、出力500J、閃光時間 $50\mu\text{sec}$ )を光源として、イメージコンバータカメラ(HADLAND PHOTONICS社製、IMECON 790、最大コマ撮り間隔2000万駒/sec、最高流し速度 $1\text{mm/nsec}$ )を使用したコマ撮り写真撮影法によって行なった。また反射衝撃波の足(マッハステム)の速度を調べるために図中一点鎖線の方向にスリットをきってストリーク写真撮影を行なった。図1(b)は前述のように斜衝突を生じない実験装置で、水中を伝播する水中衝撃波の形状を得るために用いた。起爆は6号電気雷管(旭化成工業(株)製)を使用した。ディレイジェネレータ(HADLAND PHOTONICS社製THREE CHANNEL DELAY GENERATOR, TYPE JH-3C DG)によりSEPの起爆時間とキセノンフラッシュライトの発光開始時間の制御を行った。またブロックゲージを撮影して距離の校正を行い、ディレイジェネレータの付属機能により時間の校正を行った。実験はすべて熊本大学工学部付属衝撃エネルギー実験所で行った。

### 2.2 数値計算方法

水中爆轟現象の数値解析にALE法が適当であることを前報で述べた<sup>4)</sup>。そして、水中爆轟によって発生した水中衝撃波は伝播過程で爆轟生成ガスの膨張によって生じるじょう乱の影響を受けることが分かった。し

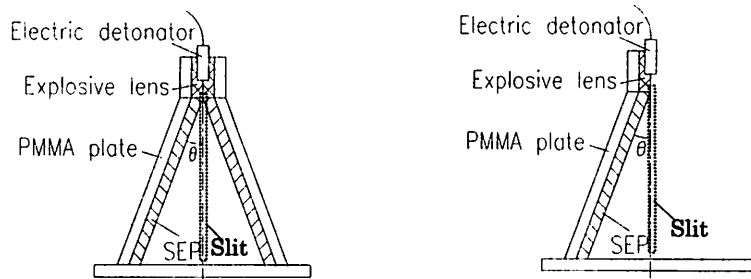


図1 (a) 斜衝突する場合の実験装置

(b) 衝突しない場合の実験装置

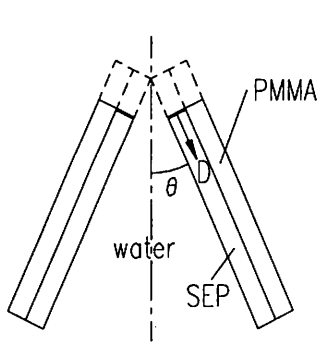
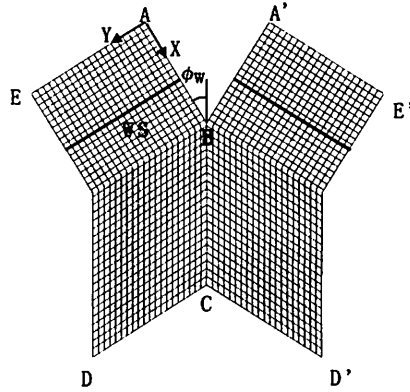


図2 (a) 水中爆轟現象に対する  
数値計算の物理場



(b) 平面衝撃波が斜衝突する  
数値計算の斜交格子系

たがって、この水中衝撃波が反射する場合、反射過程で爆轟生成ガスの膨張によるじょう乱の影響を受ける可能性がある。すなわち衝撃波の反射によって形成された反射衝撃波やマッハステムに影響を与える。そこで、このじょう乱の影響を定性的に捉えるために、実験では困難と思われる一様な強さの平面水中衝撃波が斜衝突する場合の数値計算をTVD差分法で行った。水中爆轟による水中衝撃波の斜衝突に対する数値計算の物理場を図2(a)に示す。図中の最上部は格子が大きく変形し解が破壊するため距離4mmとった。計算は質量、運動量、エネルギーの保存則に状態方程式を組み合わせて行なった。水、PMMAについては次式で表されるMie-Grüneisenの状態方程式を用いた。

ここで $C_0$ は水の初期音速である。また、 $\rho$ は密度、

$$P = \frac{\rho_0 C_0^2 \eta}{(1-S\eta)^2} \left( 1 - \frac{\Gamma \eta}{2} \right) + \Gamma \rho_0 e$$

$$\eta = 1 - \frac{\rho_0}{\rho}$$

$\Gamma$ はMie-Güneisen係数である。さらに $S$ は媒質による定数である(これらの定数は文献(1)参照)。また、爆轟生成ガスの状態方程式は次式で表されるJWL状態方程式を用いた。

$$P = A \left( 1 - \frac{\omega}{R_1 V} \right) \exp(-R_1 V) + B \left( 1 - \frac{\omega}{R_2 V} \right) \exp(-R_2 V) + \frac{\omega \rho_0 e}{V}$$

ここで、 $A$ 、 $B$ 、 $R_1$ 、 $R_2$ および $\omega$ はシリンダー膨張試験から求めた定数(JWLパラメータ)を用いる<sup>1)</sup>。 $V$ は爆薬の充填密度と爆轟生成ガスの密度比( $\rho_d/\rho_g$ )である。爆薬の爆轟過程の数値シミュレーションに対する仮定は、文献(1)と同じである。計算場は一辺を0.5mmの格子に分割し、代表的な格子数は(240×240)である。なお計算は、GAIA275AXPで行なった。代表的な計算では1回あたりの計算時間はおよそ1時間であった。

TVD差分法に用いた斜交格子系の物理場を図2(b)に示す。図中の反射面BCは図2(a)の対称軸に対応する。初期条件として図2(b)のAB面に垂直に入射衝撃波(WS)を設定し、図中X方向に衝撃波を伝播させた。図中の $\phi_w$ は衝撃波が反射面BCに入射する際の反射面の傾斜角度を示している。差分法の格子系の形成には斜交格子系の物理場に次の変換式を用いた。

$$X = \xi, \quad Y = \eta + b(X)$$

この変換式により斜交格子の(X,Y)座標の物理場が矩形の( $\xi, \eta$ )座標の計算場に変換される。数値計算に用いた格子点数は(300×200)で、差分近似は次に示す

$$Q_{i,j}^{n+2} = L_\xi(\Delta t) L_\eta(\Delta t) L_\eta(\Delta t) L_\xi(\Delta t) Q_{i,j}^n$$

$$L_\xi Q_{i,j} = Q_{i,j} - \lambda_\xi (\hat{F}_{i+1/2,j} - \hat{F}_{i-1/2,j})$$

$$L_\eta Q_{i,j} = Q_{i,j} - \lambda_\eta (\hat{G}_{i,j+1/2} - \hat{G}_{i,j-1/2})$$

Strang-typeの次元分割法で計算を行った。

ここで、 $L_x$ 、 $L_y$ はそれぞれ計算場の $x$ 方向と $y$ 方向の差分演算子を表す。また上式の $\lambda_x$ 、 $\lambda_y$ は次の安定性の条件を満足しなければならない。

$$\lambda_x = \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq \frac{CFL}{u \frac{\partial \xi}{\partial X} + v \frac{\partial \xi}{\partial Y} + c \sqrt{\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial Y}\right)^2}}$$

$$\lambda_y = \frac{\Delta t}{\Delta y} \leq \frac{CFL}{u \frac{\partial \eta}{\partial X} + v \frac{\partial \eta}{\partial Y} + c \sqrt{\left(\frac{\partial \eta}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial Y}\right)^2}}$$

上記の安定性の条件に対する代表的なCFL数は0.08であった。また、安定性の条件に対する式の分母は固有値の最大値を示している。次に境界条件は図2(b)中の境界AC間で滑り流れ条件とし、法線方向で圧力勾配を零とした。AEとCD境界はX方向に物理量の変化がないとした。また、DE間のY方向にも物理量の変化はないとしている。入射衝撃波背後の物理量(下添字1)は次式で求めた。

$$P_1 = P_0 + \frac{M_s(M_s - 1)}{S}, \quad \rho_1 = \frac{S \cdot M_s}{(S - 1)M_s + 1}$$

$$e_1 = \frac{P_1(M_s - 1)}{M_s \cdot S} + e_0 - \frac{1}{2} \left( \frac{M_s - 1}{S} \right)^2, \quad u_1 = \frac{M_s - 1}{S}$$

ここで、 $M_s$ :入射衝撃波マッハ数、 $P_1$ :圧力、 $\rho_1$ :密度、 $e_1$ :比内部エネルギー、 $u_1$ :粒子速度を示し、 $S$ は文献(1)の値である。なお計算は、GAIA275AXPで行なった。代表的な計算では1回あたりの計算時間はおよそ3時間であった。

### 3. 水中衝撃波の反射に関する光学的写真観察

#### 3.1 非正常反射の確認とマッハステムの速度について

図1(a)の装置を用いた実験では、SEPが爆轟すると発生した2つの水中衝撃波が対称軸上で斜め衝突を起こす。そして衝突によって生じたじょう乱(圧縮波)が衝撃波上を伝播し、衝撃波を強めマッハステムを形成すると考えられる。一方、図1(b)の装置の場合には衝突を起こさない。図1(b)の場合、水中衝撃波の中心線上での伝ば過程は、入射衝撃波と反射面との衝突点の移動に相当し、これは図1(a)の場合に正常反射が起

こるときの伝ば過程と同じである。したがって、両者のストリーク写真を比較することによって正常反射と非正常反射の判別をすることができる。図3(a)はこのようにして水中衝撃波が斜め衝突した場合の衝突点の移動を示すストリーク写真である。これはイメコンのスリット上に図1(a)(b)で示される装置の一点鎖線がくるように実験装置を配置し、ストリーク撮影を行った。ストリーク撮影では水中衝撃波のスリット上での伝ば過程が記録されるから、写真の横軸が時間で縦軸が装置の中心線上の距離となる。同図は $\theta = 15^\circ, 22.5^\circ, 30^\circ, 37.5^\circ, 45^\circ$ 及び $52.5^\circ$ の結果をそれぞれ示している。また、図3(b)は図1(b)に示される実験装置の場合のストリーク写真を示している。図中左下側の白線は、爆薬の自発光を示す。ストリーク写真をもとに画像処理して得られた波動線図を図4に二つに分けて表示している。これは、nonlinear curve fitting法により次式で近似した曲線の結果である。

$$y = A_1(1 - \exp(-B_1t)) + A_2(1 - \exp(-B_2t)) + A_3(1 - \exp(-B_3t)) + C_0t \quad (1)$$

ここで、 $y$ は対称軸上の距離、 $t$ は時間、 $A_1 \sim A_3$ 、 $B_1 \sim B_3$ はnonlinear curve fitting法により決定されるfittingパラメータである。これらのパラメータを表1に示す。(a)は水中衝撃波が斜め衝突する場合、(b)は衝突しない場合である。

なお、fittingパラメータは、対称軸上の水中衝撃波に対する初期の伝ば速度が、 $D \times \cos \theta$ となるように決定している。図4の実線は斜め衝突する場合、破線は衝突しない場合の結果をそれぞれ示す。いずれの角度においても、衝突点の移動距離は、同一時間において、衝突しない場合に比べて、衝突する場合がより長いことがわかる。このことは衝突する場合が非正常反射を起こしていることを示唆している。そして開き角が大きいくほど実線と破線の差が少なくなることが同図から分かる。これは衝突によって発生したじょう乱が弱く、そのためにマッハステムが十分に強められないためと考えられる。これは $v_{NR}$ の現象に見られる。また、非正常反射の発生は次のように説明できる。図4で、破線に対する水中衝撃波の一点鎖線上の接線角度を $\theta_s$ とすると $U_s = D \times \sin \theta_s$ から水中衝撃波の法線方向の速度 $U_s$ が得られる。 $D$ は爆轟波の速度である。そして、 $(\theta + \theta_s)$ は衝撃波の入射角度に対応し、 $90^\circ - (\theta + \theta_s)$ は衝撃波の進行方向に対する反射面の傾き角度 $\phi_w$ に相

## 凝縮媒体中の衝撃波の反射に関する研究

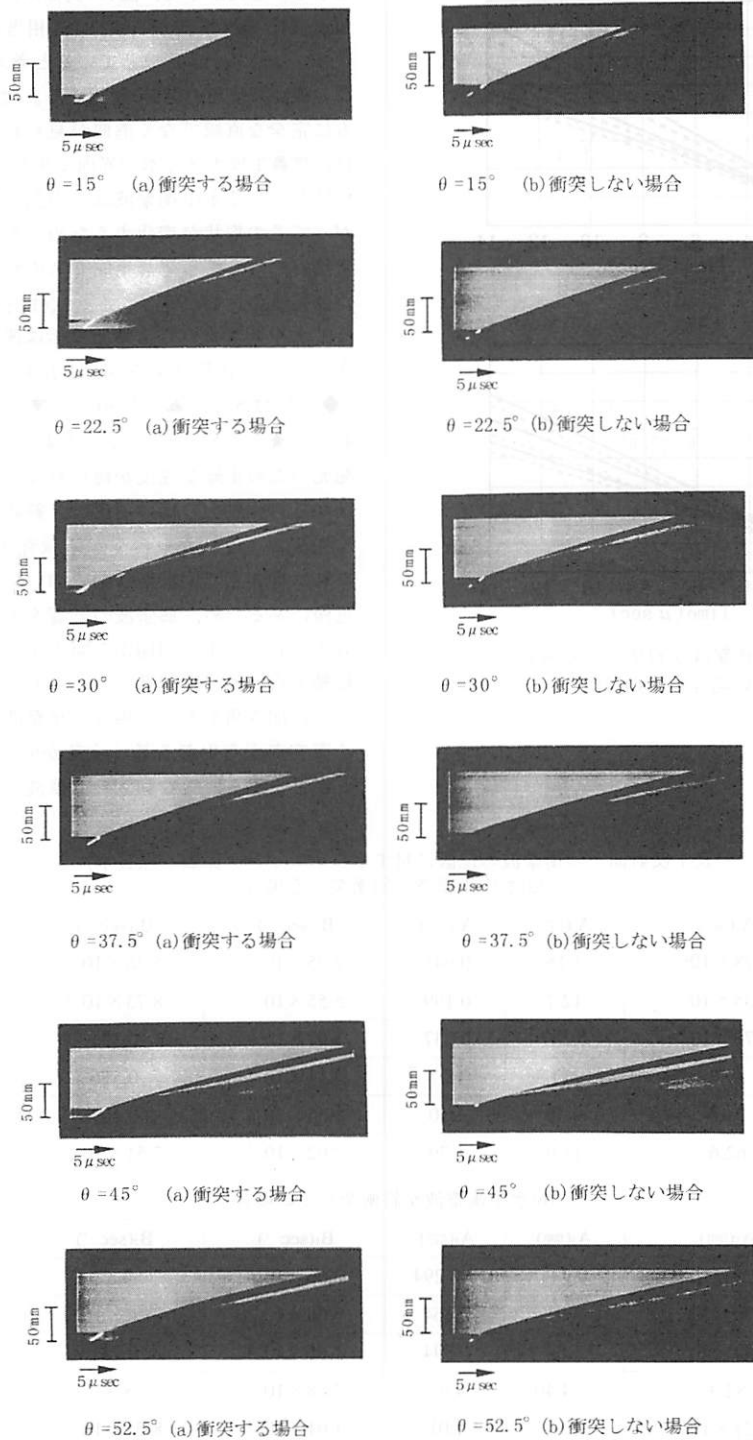


図3 水中爆轟によって発生した水中衝撃波が斜衝突する場合としない場合のストリーク写真

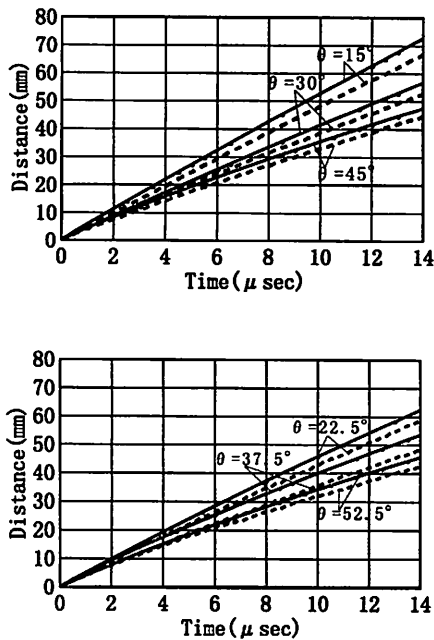


図4 水中衝撃波が斜衝突する場合としない場合の波動線図

当する。したがって、図4の実線は同一時間の破線に対し速度 $U_s$ の衝撃波が角度 $\phi_w$ に相当するじょう乱を受けてマッハステム形成していると考えられる。この観点は後述の図9に使用する。次に、実線、破線ともに完全な直線でなく湾曲が見られる。破線の曲がり、爆轟生成ガスと水の界面で生じた膨張波によって、伝ばしている水中衝撃波はその強さを弱められ、したがってその形状が変化するためである。同図から非正常反射に対しても爆轟生成ガスの膨張によって発生した膨張波の影響が見られる。式(1)を微分することによって水中衝撃波の対称軸上の伝ば速度を得ることができる。この計算結果を図5に示す。(●)が $\theta=15^\circ$ 、(◆)が $22.5^\circ$ 、(▲)が $30^\circ$ 、(▼)が $37.5^\circ$ 、(■)が $45^\circ$ 、(★)が $52.5^\circ$ である。なお、 $0\ \mu\text{s}$ は爆轟波の自発光のため正確な速度が得られないため省略した。同図から対称軸上の伝ば速度は、斜め衝突の初期に大きく減少し、それから緩やかに減衰することがわかる。これは衝突点の位置が初期において爆轟生成ガスの極近傍にあるため、膨張波の影響を大きく受けるためと考えられる。また同図から開き角が大きくなるほど対称軸上の伝ば速度が低いことがわかる。これは前述のように開き角が大きい場合、衝撃波の入射角度が大きく衝突点から生じるじょう乱が弱いと思われる。しかしながら一様な強さの衝撃波が反射面に入射し反

表1 反射面上の衝撃波の位置に対するフィティング係数(媒質水)

(a)水中衝撃波が斜衝突する場合

deg.	$A_1(\text{mm})$	$A_2(\text{mm})$	$A_3(\text{mm})$	$B_1(\text{sec}^{-1})$	$B_2(\text{sec}^{-1})$	$B_3(\text{sec}^{-1})$
15.0	$4.78 \times 10^2$	1.18	0.945	$7.95 \times 10^{-3}$	$5.26 \times 10^{-2}$	1.47
22.5	$4.35 \times 10^2$	12.7	0.199	$5.55 \times 10^{-3}$	$8.73 \times 10^{-2}$	7.30
30.0	$1.70 \times 10^2$	0.237	0.237	$1.67 \times 10^{-2}$	0.291	4.70
37.5	89.6	-17.7	18.7	$3.14 \times 10^{-2}$	0.556	0.595
45.0	94.4	9.30	1.10	$1.55 \times 10^{-2}$	0.107	0.891
52.5	62.6	11.9	1.79	$2.02 \times 10^{-3}$	$7.51 \times 10^{-2}$	0.361

(b)水中衝撃波が斜衝突しない場合

deg.	$A_1(\text{mm})$	$A_2(\text{mm})$	$A_3(\text{mm})$	$B_1(\text{sec}^{-1})$	$B_2(\text{sec}^{-1})$	$B_3(\text{sec}^{-1})$
15.0	$1.25 \times 10^3$	0.944	-0.294	$2.66 \times 10^{-3}$	4.37	7.51
22.5	$4.70 \times 10^2$	8.91	0.364	$5.00 \times 10^{-3}$	$7.44 \times 10^{-2}$	5.39
30.0	$1.44 \times 10^2$	1.54	0.594	$1.66 \times 10^{-2}$	0.231	3.05
37.5	82.3	-4.40	4.61	$2.88 \times 10^{-2}$	8.97	8.95
45.0	$1.21 \times 10^2$	10.4	1.01	$1.01 \times 10^{-2}$	$8.05 \times 10^{-2}$	1.38
52.5	$5.14 \times 10^2$	7.52	6.10	$1.76 \times 10^{-3}$	$3.85 \times 10^{-2}$	0.264

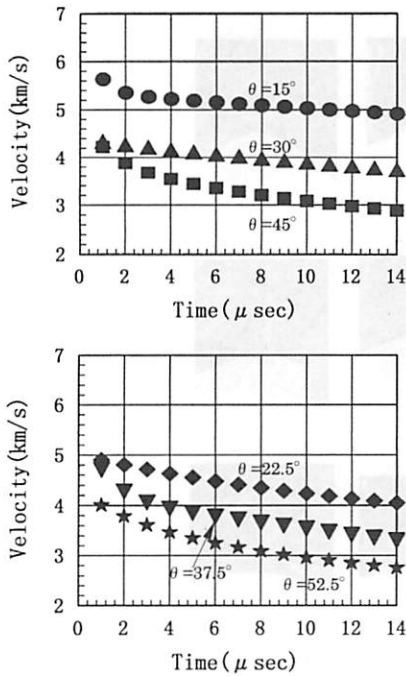


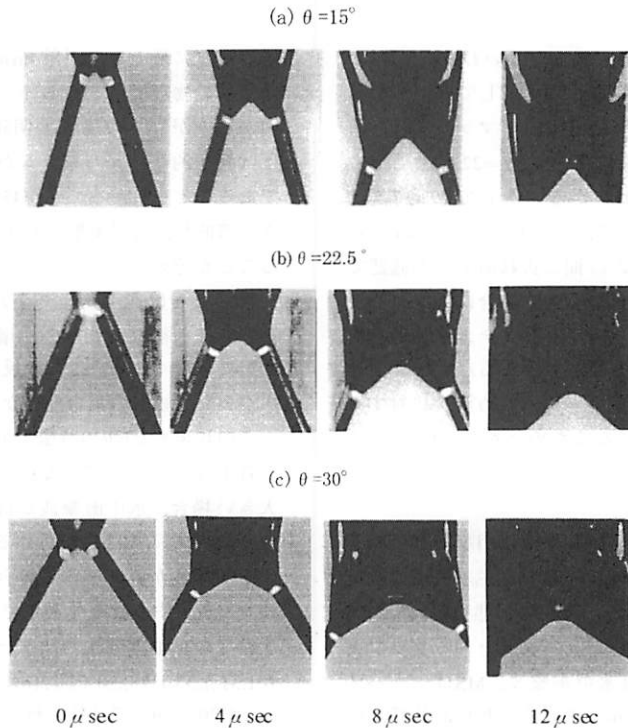
図5 反射面上のマッハステムの速度

射現象を生じる場合、衝撃波管を用いた気体中の実験で得られるようにマッハステムの速度は $v_{NR}$ でさえ短時間ではほぼ一定である<sup>17)</sup>。このように水中爆轟現象による水中衝撃波の反射現象ではマッハステムの速度が非定常的であることが分かる。

図6に水中衝撃波が斜め衝突している様子をフレーミング撮影写真で示す。同図には $\theta = 15^\circ, 22.5^\circ, 30^\circ, 37.5^\circ, 45^\circ$ および $52.5^\circ$ の結果を示す。いずれの場合も、時間は撮影開始時間を $0 \mu\text{sec}$ とし、 $4 \mu\text{sec}$ 置きに表示している。

3.2 マッハ反射及びフォンノイマン反射について

$v_{NR}$ の大きな特徴はマッハステムが入射衝撃波から連続的に緩やかに湾曲していることである。したがって入射衝撃波とマッハステムの交点は明確でない。それに対しマッハ反射の場合は入射衝撃波、反射衝撃波およびマッハステムの交点‘三重点’で入射衝撃波が折れ曲がりマッハステムにつながっている。そしてマッハステムは、ほぼ直線的である。なお、入射衝撃波は後述の図7の記号WSで示している水中を伝播している衝撃波を意味する。このような視点で、フレーミング写真を観察すると、 $\theta = 45^\circ$ の場合、衝突の比較的初



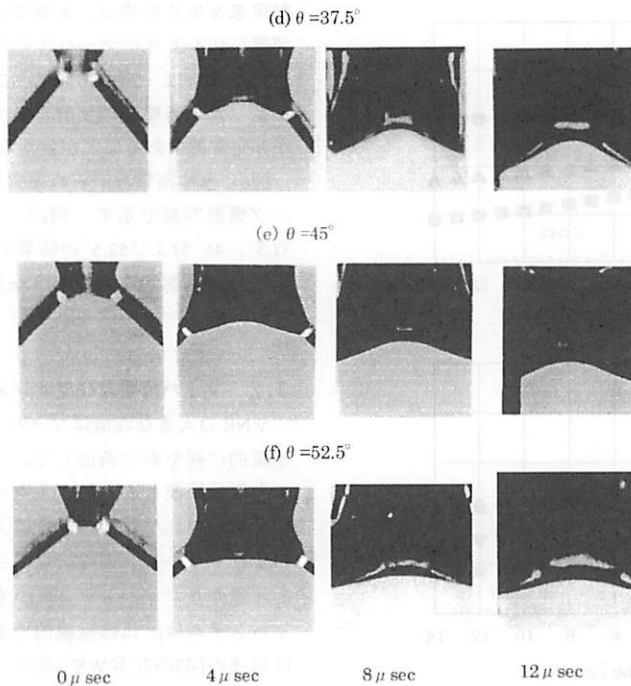


図6 水中衝撃波の斜衝突実験によるフレーミング写真

期からマッハステムが大きく湾曲したいわゆる $\nu$ NRが生じていることがわかる。これに比較して $\theta=15^\circ$ の場合には、マッハステムがほぼ直線的なマッハ反射をしていることが定性的にわかる。また $\theta=22.5^\circ$ の場合もマッハ反射であることがわかる。そして $\theta=37.5^\circ$ 、 $52.5^\circ$ は $\nu$ NRである。そして、 $\theta=30^\circ$ では $8\mu\text{sec}$ から入射衝撃波とマッハステムの間に折れ曲がりの確認できる。この結果から開き角が小さい場合にはマッハ反射が起こるが、大きくなるとマッハステムが湾曲したvon Neumann反射が起こることが分かる。これは前述のように、開き角が大きな場合は、斜め衝突に対する衝撃波の入射角度が大きくなるためと考えられる。

#### 4. 数値計算結果

フレーミング写真では反射衝撃波が明瞭に観察できなかった。そこで、水中爆轟現象をALE差分法で数値計算し、得られた水中衝撃波の反射の形態を図7に示す。同図は数値計算結果をコンピュータシャドウグラフ表示している。図中のWSは水中衝撃波、MSはマッハステム、RSは反射衝撃波を示している。数値計算では前

述のように最上部に距離4mmとっているため、厳密には実験の物理場と異なるので定性的な考察を行う。同図から $\theta$ が $15^\circ$ の場合、明確な反射衝撃波が見られ、ほぼ直線的なマッハステムが存在するマッハ反射形態であることがわかる。 $\theta$ が $45^\circ$ の場合マッハステムは大きく湾曲し、反射衝撃波も明確でない $\nu$ NRを呈していることが分かる。そして、実験結果と同様に開き角が大きくなるほどマッハステムは緩やかに湾曲している。そして反射衝撃波の厚みが増し、反射衝撃波が明瞭に観察できなくなる。これは反射衝撃波の強さが弱まり、広がった圧縮波の集合と見なすことができる。

この現象も $\nu$ NRの特徴である。したがって、三重点を特定することができない。このように、開き角度が大きい場合、水中衝撃波が斜め衝突すると比較的容易に $\nu$ NRを起こすことが分かる。次に一様な強さの平面水中衝撃波が斜衝突する場合の数値計算結果をコンピュータシャドウグラフ表示で図8に示す。数値計算は二次精度のTVD差分法で行った。入射衝撃波マッハ数 $M_s$ が1.31, 1.53, 1.78, 2.0で図2(b)に示した反射面の傾斜角度 $\phi$ が $20^\circ \sim 70^\circ$ で計算を行った。図中のWSは入射衝撃



## 凝縮媒体中の衝撃波の反射に関する研究

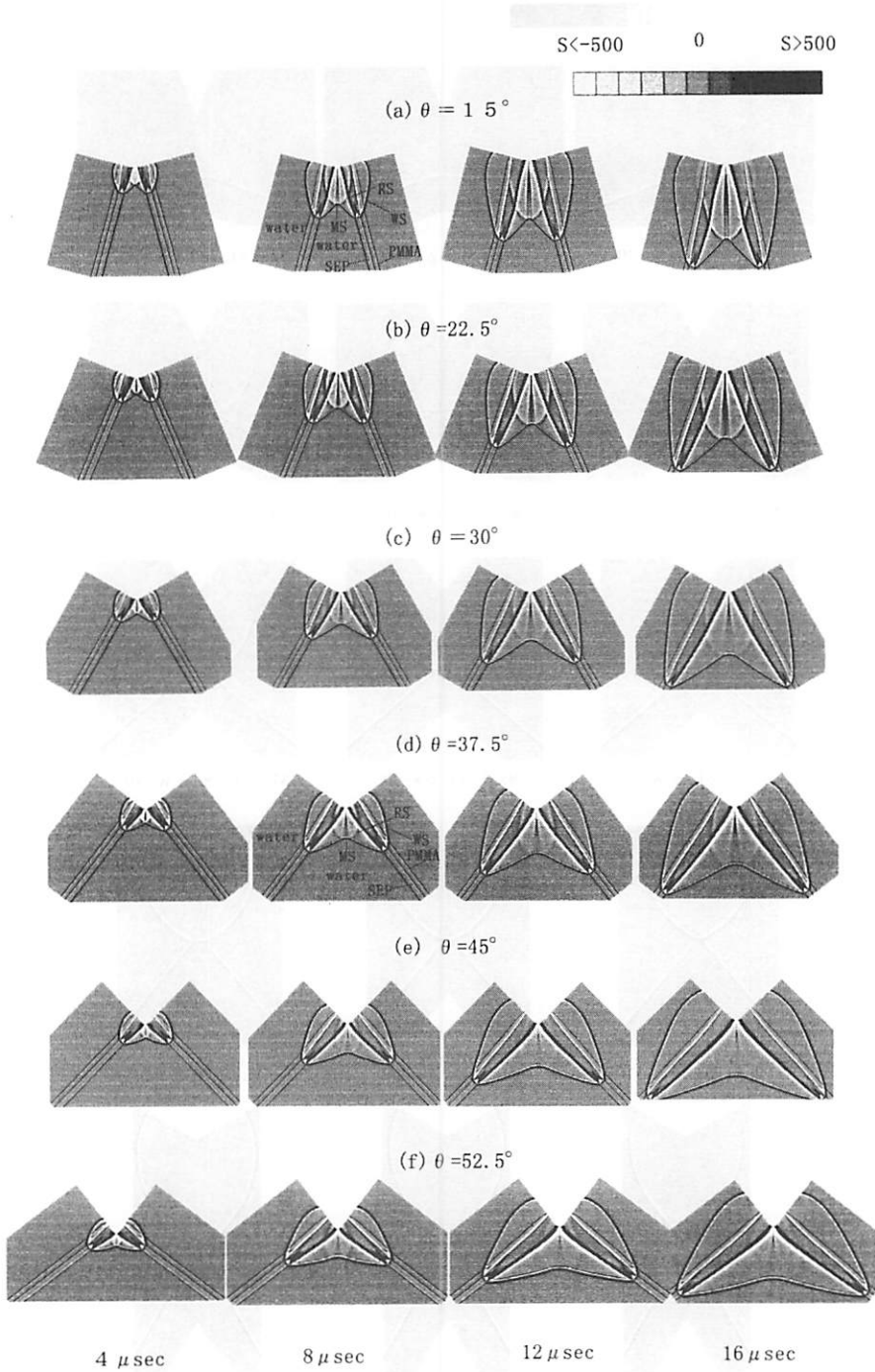


図7 水中爆轟によって発生した水中衝撃波が斜衝突する場合のコンピュータシャドウグラフ表示

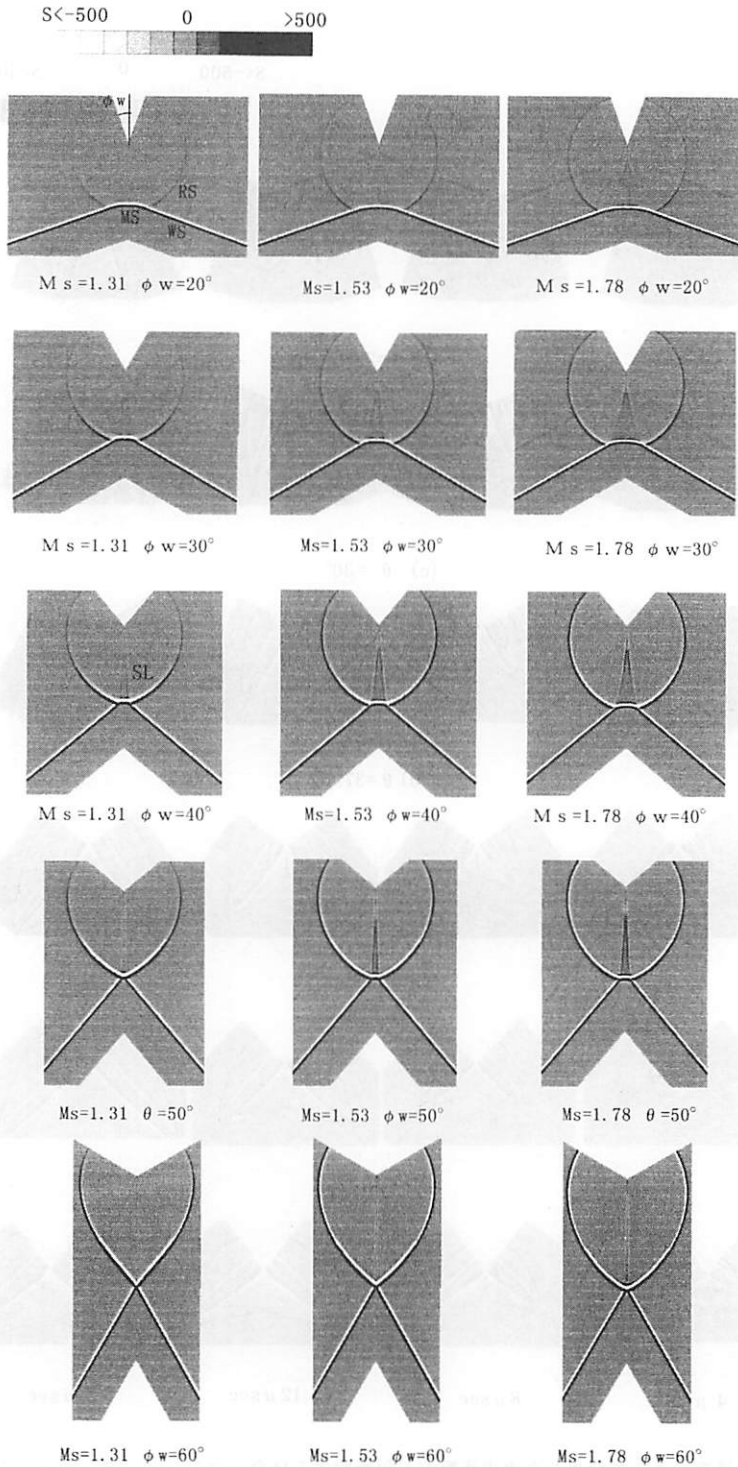


図8 平面な水中衝撃波が斜衝突する場合の反射形態

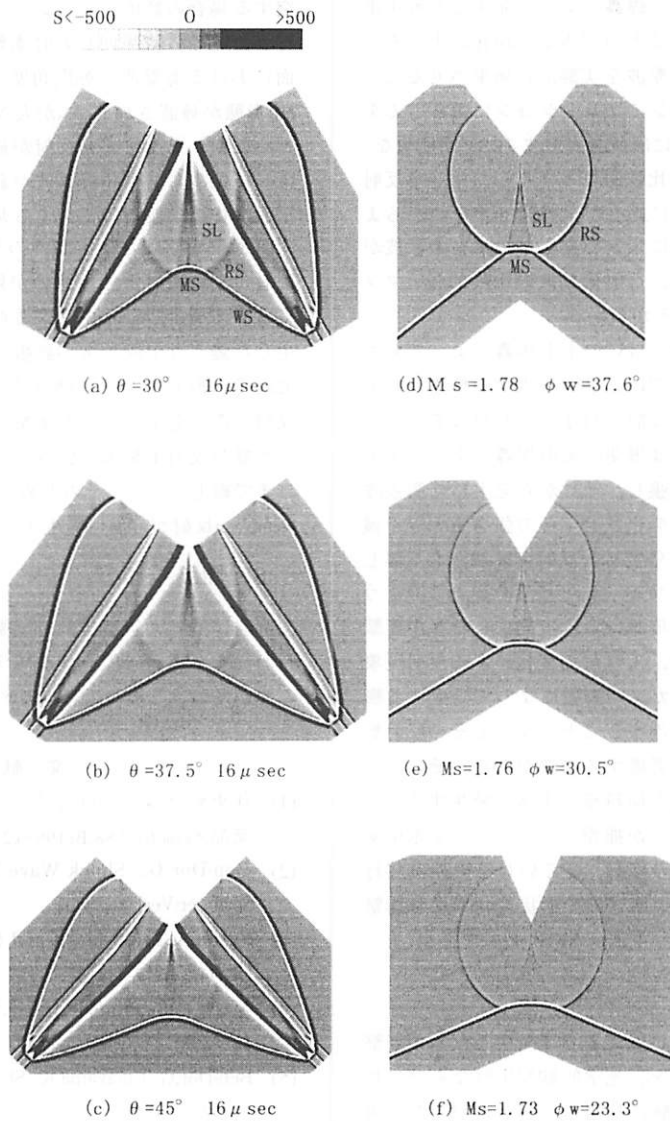


図9 水中爆轟による水中衝撃波と平面水中衝撃波との比較

波，MSはマッハステム，RSは反射衝撃波を示している。同図から $\phi w$ が $30^\circ$ までは入射衝撃波とマッハステムに折れ曲がりが見られずvNRの形態を示している。一方 $\phi w$ が $40^\circ$ では，入射衝撃波とマッハステムに折れ曲がりが見られ，すべり線(SL)もはっきりとしてきて，三重点も確認できる。したがってMRの形態である。 $\phi w$ が $50^\circ$ ではマッハステムの長さが，かなり短くなり，RRの形態に近づいていることがわかる。また同じ $\phi w$ に対しては， $Ms$ の違いにより反射の様子が少し

異なることが定性的に分かる。

次に図9は爆薬の水中爆轟によって発生した水中衝撃波の斜衝突と，平面水中衝撃波が斜衝突する場合の反射形態を比較して示している。同図(a)は $\theta$ が $30^\circ$ ，(b)は $\theta$ が $37.5^\circ$ ，(c)は $\theta$ が $45^\circ$ の場合の結果を示し，同図(d)，(e)，(f)は平面水中衝撃波が斜衝突する場合の数値計算結果を示す。この場合のMSと $\phi w$ は本論文3.1節で述べた方法で図9(a),(b),(c)の反射面上での衝突しない場合の水中衝撃波の接線角度 $\theta$ sから求めた。このように

して、平面水中衝撃波と爆轟によって発生した水中衝撃波の反射を比較することができる。現在のところこのような平面な水中衝撃波を実験的に発生させることは極めて難しく、数値シミュレーションに頼らざるを得ない。同図(d)の場合には反射衝撃波(RS)が明瞭な、そして滑り線(SL)も比較的是っきりしたマッハ反射形態が見られる。これに比して、同図(a)からわかるように、爆薬の水中爆轟によって発生した水中衝撃波が斜め衝突した場合には、反射衝撃波の比較的弱いマッハ反射となっていることがわかる。

また同様に $\theta$ が $37.5^\circ$ 、 $45^\circ$ の水中爆轟によって発生した水中衝撃波の斜衝突は、平面な水中衝撃波が斜衝突する場合に比較して反射の様子が少し異なることが定性的に分かる。これは爆薬の水中爆轟によって発生した爆轟生成ガスが膨張し、それから発生した膨張波が水中衝撃波の形状を変化させ、その強さを大きく減衰させるだけでなく、発生した反射衝撃波とも干渉して、その強さを減少させているからである。このように、高性能爆薬の水中爆轟によって発生した水中衝撃波が衝突した場合には、入射角の変化による反射現象の変化と同時に、爆轟ガスの膨張によって発生する膨張波が反射衝撃波と干渉することによってその反射形態を変化させることも考慮する必要がある。そのため気体中の平面な衝撃波が傾斜壁と干渉し発生する反射形態とは多少異なることが推察される。そして水中衝撃波の $\nu$ NRからMRへの移行、あるいはその逆の移行についての解析は、水中衝撃波の形状変化や反射衝撃波の減衰といった現象を考慮に入れる必要がある。

## 5. まとめ

高性能爆薬の水中爆轟によって発生した水中衝撃波が斜め衝突する過程を、光学的観察実験ならびに数値計算法で調べた。実験に採用した開き角が大きい場合にはvon Neumann反射形態が、開き角が小さい場合にはマッハシステムが直線的なマッハ反射が発生することが確認された<sup>(10)</sup>、<sup>(11)</sup>、<sup>(12)</sup>。これは開き角が大きい場合対称軸に水中衝撃波が入射する際の入射角度が大きくなるために、入射衝撃波が衝突によって曲る角度 $\phi_w$ が小さくなる。そのために衝突によって発生するよう乱が弱く湾曲した衝撃波面を形成すると考えられる。これらのマッハシステムの速度は時間経過に対し減少した。これは水中爆轟による爆轟生成ガスの膨張によって発生した膨張波の影響が考えられる。そこでこの膨張波の影響を調べるために、一様な平面水中衝撃波が斜衝

突する場合の数値シミュレーションをTVD差分法で行った。その結果同じ入射衝撃波マッハ数に対し反射面における衝撃波の転向角度 $\phi_w$ が小さい場合に、 $\nu$ NR形態が確認され、 $\phi_w$ が大きくなるにしたがってマッハ反射、そして正常反射が確認された。水中爆轟によって発生した水中衝撃波が斜衝突する場合と一様な平面水中衝撃波が斜衝突する場合の比較に対し同一の入射衝撃波の強さで、同一の入射角の場合において、両者の間に反射形態の違いが見られた<sup>(13)</sup>。水中爆轟によって発生した水中衝撃波の斜め衝突の場合は、発生した爆轟生成ガスの膨張の影響により、水中衝撃波がその形状を変え、強さを変化させるだけでなく、反射の際に発生した反射衝撃波にも影響を与える。この影響は反射衝撃波の強さを減衰させ最終的には音波にまで縮退させる。そのためこのような条件下ではvon Neumann反射が容易に発生するものと考えられる。

## 6. 謝辞

実験は熊本大学工学部附置衝撃エネルギー実験所で行われた。実験に際しては同実験所の石谷氏に負うところが多い。ここに謝意を表す。

## 文 献

- (1) 伊東繁,久保田士郎,長野司郎,外本和幸,藤田昌大,千葉昂,機論,61-588,B(1995),217-222.
- (2) Ben-Dor G., "Shock Wave Reflection Phenomena", Springer-Verlag, (1991).
- (3) Sasoh, A., Takayama, K. and Saito, T., Shock Wave Intl J.2, (1992), 277-281.
- (4) Mach, E., Sitzungsber. Acad. Wiss. Wien, Vol. 78 (1878), 819-838.
- (5) Ben-Dor, G., Takayama, K., Shock Wave Intl J.2, (1992), 211-223.
- (6) Hornung, H.G., Ann. Rev. Fluid Mechanics, Vol. 18 (1986), 33-58.
- (7) Neumann, J. von, Collected works, Vol. 6, Pergamon Press, (1963), 238-299.
- (8) Birkhoff, G., Hydrodynamics, a study in Logic, Fact and Similitude, Princeton University press, (1950)
- (9) Sakurai, A., Henderson, L.F., Takayama, K., Walenta, Z. and Colella, P., Fluid Dynamic Res. Vol. 4, (1989), 333-345.
- (10) Colella, P., Henderson, L.F., J. of Fluid Mechanics, Vol. 213, (1990), 71-94.

- (11) Sasoh,A.,Takayama,K.,*J.of Fluid Mechanics*,Vol.277, (1994),331-345.
- (12) Meyers,M.A. and Wang,L.,*Acta metall.*36,(1988), 925-936.
- (13) Morris,C.E.,McQueen,R.G. and Marsh,S.P.,*Proceeding of Shock Waves in Condensed Matter*,(1983),206-210.
- (14) Fowles,G.R. and Isbell,W.M.,*J. of Applied Physics*,Vol.36-4,(1965),1377-1379.
- (15) Krehl,P.,Hornemann,U.and Heilig,W.,*Shock Tube and Shock Wave Research*, University of Washington Press.,(1977),303-312.
- (16) 灘光陽, 本田隆志, 藤田昌大, 伊東繁, 第一工業大学研究報告, Vol.12(2000),49-55
- (17) Dewey,J.M. and McMillin,D.J.,*J.of Fluid Mech.*, Vol.152,(1985),49-66.
- (18) 灘光陽, 藤田昌大, 伊東繁, 機論, 64-621,B(1998), 95-100.
- (19) Nadamitsu,Y.,Liu,Z.Y.,Fujita,M.,Itoh,S.,*A Numerical Study on von Neumann Reflection of Underwater Shock Waves* ,*Proceedings of The Seventh International Symposium on Computational Fluid Dynamics*,September 15 -19,1997 Beijing,CHINA, International Academic Publishers,624-629.
- (20) Itoh,S.,Nadamitsu,Y.,Liu,Z.Y.,Fujita,M.,*On von Neumann Reflection of Shock Wave in Condensed Matter*, *Proceedings of the Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter held at Amherst,Massachusetts*,July 27-August 1,1997,195-198.