高性能爆薬の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波の反射について*

(第2報, vNR のマッハステムの曲率および反射の移行過程)

灘 光 陽^{*1}, 藤田 昌大^{*2}, 伊 東 繁^{*2}

Reflection of Underwater Shock Wave due to Underwater Explosion of High Explosives

(2nd Report, Curvatures of the vNR and the Transition Criteria from MR to vNR)

You NADAMITSU, Masahiro FUJITA and Shigeru ITOH

We have previously reported our studies on the phenomenon of von Neumann reflection of underwater shock waves by experimental and numerical techniques. In this paper, as a further supplement to the previous report, we mainly made our efforts to investigate the change trend of the Mach stem curvature in von Neumann reflection of underwater shock wave. We presented a theoretical analysis model on describing the change of Mach stem curvature on the basis of Whitham's Ray-shock theory. It has been shown that our analytical results agree quite well both experimental and numerical results. Finally, we also presented the theoretical prediction on the domains and transition boundaries between regular reflection, Mach reflection and von Neumann reflection, of underwater shock wave by the above theory, as well as the comparison with those from the experiment and numerical calculation.

Key Words: Underwater Shock Wave, von Neumann Reflection, Mach Stem Curvature, Domains of Transition

1. 緒 言

第1報では⁽¹⁾爆薬の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波の斜め衝突について, 光学的観察実験ならびに ALE 法⁽²⁾を用いた数値解析を行い, 水中衝撃波のフォンノイマン反射(以下 vNR と称す)の発生の確認を行った。またその反射過程が斜め衝突の際の入射角に大きく影響されるだけでなく, 爆薬の水中爆ごうによって生ずる爆ごうガスの膨張によって発生する膨張波の影響を大きく受けることを明らかにした。さらに衝突点移動速度は, 高山⁽³⁾らの解析手法を参考にし, Whitham の Ray-Shock 理論⁽⁴⁾のうち Shock-Shock 理論および単一波の関係をを用いて解析した。その結果, 衝突角度が比較的小さい場合, 単一波の関係式を用いた解析結果が実験結果をよりよく説明することを明らかにした。また水中衝撃波の入射の角度が大きくなると, 両者の間にほとんど差がないことも明らかにした⁽¹⁾。

気体の場合のマッハ反射(以下 MR)から vNR へあるいはその逆への移行については, Colella-

Henderson⁽⁵⁾や Ben-Dor⁽⁶⁾の研究成果があり, 特に Ben-Dor はマッハ反射した反射衝撃波が音波になるところで vNR が発生すると考え vNR について言及している。

ところで粉体等の凝縮系媒体中を伝ばする衝撃波が斜め衝突する場合は, 円筒法⁽⁷⁾を利用した粉末の衝撃波固化の際にみられ, その場合はマッハステムが大きく湾曲した反射形態になることが相澤⁽⁸⁾らの数値計算によって明らかにされている。これは凝縮系媒体の音速が高いため, 衝撃波のマッハ数が相対的に低くなり, 弱い衝撃波とみなされ, 反射形態として vNR の生ずる可能性が高いためである。また Polymethylmethacrylate (PMMA) 円筒中を伝ばする衝撃波の反射衝撃波形態については, Morris らの実験によって湾曲した反射衝撃波が報告されている⁽⁹⁾。さらに円筒形状の銅の外側に爆薬を配し, 爆薬の爆ごうによって発生した, その銅中を伝ば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⁽¹⁰⁾。しかしながら, このような凝縮系媒体中に発生する衝撃波の反射形態や, vNR から MR への移行あるいはその逆の移行過程については十分に研究されているとはいえない。ところで, 発生した vNR のマッハステムは湾曲してお

* 原稿受付 1997年6月23日。

^{*1} 正員, 第一工業大学工学部 (☎ 899-4332 国分市中央1-10-2)。

^{*2} 正員, 熊本大学工学部 (☎ 860-8555 熊本市黒髪2-39-1)。

り, この曲率についての研究は, 気体中に発生した vNR の場合でさえも十分でないといわれている。vNR を理解するうえでこの曲率の解明は非常に意義あることである。

ここでは, 高性能爆薬の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波が, 斜め衝突することによって発生した vNR のマッハステムの曲率に関して, Ray-Shock 理論を応用した解析を試みた。その結果を報告する。さらに MR から vNR への移行過程についても記述する。

2. おもな記号

P : 圧力

ρ : 密度

e : 比内部エネルギー

D : 爆ごう波の速度

U_s : 水中衝撃波先頭の数値

U_p : 粒子速度

C : 音速

M : マッハ数

θ : 中心軸に関する爆薬の設置角度

θ_s : 水中衝撃波の接線角度

ϕ_w : 入射衝撃波の反射面の角度

χ : 三重点の軌跡角

Γ : Grüneisen 係数

下添字 0 は大気圧, 常温における状態を表す。その他の記号は文章中で定義する。

3. 理 論

図 1 は, 高性能爆薬 SEP [旭化成工業(株)製, PETN(ペンスリット): 65%, Paraffine: 35%, 充てん密度 $1\,310\text{ kg/m}^3$, $D=6\,970\text{ m/s}$] の水中爆ごうに

Fig. 1 Framing photographs of von Neumann reflection at various attack angles

よって発生した水中衝撃波が斜め衝突の様子をフレーミング撮影写真で示す。図 1 は, 通常のシャドウグラフ法によって得られた。光源としてキセノンフラッシュライト (HADLAND PHOTONICS 社製, HL 20/50 形フラッシュユニット, 出力 500 J, せん光時間 $50\text{ }\mu\text{s}$) を用い, イメージコンバータカメラ (HADLAND PHOTONICS 社製, IMACON 790, 最大コマ撮り間隔 $20\,000\,000\text{コマ/s}$, 最高流し速度 1 ns/mm) を使用して撮影された⁽¹⁾。図 1(a) は $\theta=22.5^\circ$, (b) は $\theta=45^\circ$ の場合の結果をそれぞれ示す。いずれの場合も, 撮影時間は撮影開始から $4\text{ }\mu\text{s}$ おきにとられた。 $\theta=22.5^\circ$ の場合はマッハステムがほぼ直線的な MR がみられるが, $\theta=45^\circ$ の場合には, マッハステムが湾曲した vNR を呈していることがわかる。

図 2 は $\theta=22.5^\circ$, $\theta=45^\circ$ の場合に, ALE 法を用いて得られた水中衝撃波の斜め衝突の様子をコンピュータシャドウグラフで示す。計算は流れを支配する Euler の式に水, PMMA には Mie-Grüneisen の状態方程式, 爆ごうガスについては JWLL の状態方程式を用いて行った。その詳細は文献(1)を参照されたい。図 2 は密度の 2 階微分値をもとに描いた⁽¹¹⁾。記号 S は初期密度 ρ_0 および代表寸法で無次元化された密度の 2 階微分値を示す。図 2(a) 中 RS は反射衝撃波, WS は水中衝撃波, MS はマッハステムを表す。また計算の初期から計られた時間を図 2 中に示す。 $\theta=22.5^\circ$ の場合は反射衝撃波が明確にみられるマッハ反射の形

Fig. 2 The computer shadow graphs of oblique collision of the underwater shock wave at various attack angles

Fig. 3 Schematic illustrations for Mach and von Neumann reflection

Fig. 4 Velocity vectors of Mach reflection and von Neumann reflection

態をとることが図2からわかる。しかしながら、 $\theta = 45^\circ$ の場合、特に時間が $12 \mu\text{s}$ の場合には反射衝撃波が明確でない vNR が発生しているのがわかる。この結果を基に水中衝撃波が斜め衝突した場合の反射衝撃波モード図を図3に示す。図3(a)はマッハ反射の場合を示し、(b)はvNRの場合を示す。vNRの大きな特徴は、前述のようにマッハ反射する場合の反射衝撃波が音波にまで衰退し、さらにマッハステムが大きく湾曲するところにある。

次に衝撃波が斜め衝突した場合の速度ベクトル関係を図4に示す。図4(a)はMRの場合、(b)はvNRの場合に対応している。ここで入射衝撃波、反射衝撃波およびマッハステムのつくる三重点の速度を U_t 、とすると反射面でのマッハステムの速度 U_w 、および水中衝撃波速度 U_s はMRの場合、 $U_w = U_t \cos(\chi)$ 、 $U_s = U_t \cos(\chi + \phi_w)$ となる。さらに衝撃波静止座標では D と U_s には $U_s = D \sin \theta_s$ が成り立つと仮定する。図4(c)はvNRの緩やかに湾曲したマッハステムの曲率を求めるための速度ベクトルを示している。湾曲したマッハステム面の任意の点での速度ベクトルを U とし、その点の法線速度ベクトルを U_n 、接線速度ベクトルを U_t で表示している。そして、速ベクトル U を逆向きに加えることによってマッハステムを静止させることができると仮定する。また、速度 U_s の向きに相当する図4(c)中の線分 $O-O'$ から計った角度を速度ベクトル U までは α 、速度ベクトル U_n ま

では ϕ で示す。これらの角度の微小変化を da 、 $d\phi$ とすると、これに対応する速度ベクトルはそれぞれ $U + dU$ 、 $U_n + dU_n$ となる。この速度と角度の微小変化に対し、前述のMRに対する U_w と U_t ならびに U_s の幾何学的関係式を適用すると次式が成り立つ。

$$U_n = \frac{U_n + dU_n}{\cos\{(\alpha - da) - (\phi + d\phi)\}} \cos\{(\alpha - da) - \phi\}$$

$$\frac{dU_n}{U_n} = \tan(\alpha - \phi) d\phi, \quad \frac{dU_t}{U_t} = U_t$$

$$\tan(\alpha - \phi) = \frac{U_t}{U_n} \quad \dots\dots\dots (1)$$

vNRの場合反射衝撃波を音波として仮定できるので、 $\phi = 0$ のとき、次式が成り立つ。

$$U_{t0} = \left[C^2 - \left\{ U_s \left(1 - \frac{1}{S} \right) + \frac{C_0}{S} \right\}^2 \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

C は音速で次式で与えられる。

$$C = C_0(1 - \eta) \frac{\sqrt{1 + S\eta(1 - \Gamma\eta)}}{(1 - S\eta)^{3/2}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで $\eta = 1 - \rho_0/\rho$ であり、 S は媒質による定数である。また ρ は次のようになる。

$$\rho = \frac{\rho_0 S U_s}{(S - 1) U_s + C_0} \quad \dots\dots\dots (4)$$

U_s と U_p は経験的な線形関係 $U_s = C_0 + S U_p$ を用いる。

本報告では $\phi = \phi_w$ のとき $U_t = 0$ と仮定し次式を提案する。

$$U_t = U_{t0} \left(1 - \frac{\phi}{\phi_w} \right)^n \quad \dots\dots\dots (5)$$

式(5)を式(1)に代入し次式を得る。

$$U_n = U_s - U_{t0} \frac{\phi_w}{n+1} \left\{ \left(1 - \frac{\phi}{\phi_w} \right)^{n+1} - 1 \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

次に U_w を得るために用いたWhithamのRay-Shock理論⁽⁴⁾の概要を示す。

$$\phi_w = \int_{M_s}^{M_w} \frac{dM}{AC_r}, \quad M_s = \frac{U_s}{C_0}, \quad M_w = \frac{U_w}{C_0} \quad \dots\dots\dots (7)$$

衝撃波のマッハ数を M とし、その法線(Ray)の作る面積を $A = A(M)$ とする。また、Ray-Shock理論の衝撃波上を伝ばするじょう乱の速度 $C_r = C_r(M)$ とするとRayに関する距離の変化の割合 AC_r は次式となる。

$$AC_r = \sqrt{\frac{-M}{\frac{1}{A} \frac{dA}{dM}}}$$

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dM} = -\frac{C + U_p}{CU_p} \left\{ \frac{C_0}{S} + \frac{\rho_0 C_0^2}{\rho CS} (2M - 1) \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

特性角 m は次式で与えられる。

$$\tan m = \frac{AC_r}{M_w} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$\phi_w \rightarrow 0$ および $M_s \rightarrow 1$ に対して次式が得られる。

$$M_w = M_s + \left\{ \frac{1}{2} (M_s - 1) \right\}^{1/2} \phi_w \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$M_w = M_s + AC_r(M_s) \phi_w \quad \dots\dots\dots (11)$$

なお式(10)と式(11)は $M_s \rightarrow 1$ および $\phi_w \rightarrow 0$ に対してほぼ同じ結果が得られる。しかしながら、 M_s や ϕ_w の増加に伴い M_w に差が生じる。これは式(11)が式(7)を $AC_r(M_s)$ によって線形化してじょう乱の強さを弱めたのに対し、式(10)は音速に対しても $C \rightarrow C_0$ として $AC_r(M_s)$ を見積もっているため式(11)よりさらにじょう乱の強さを減衰させている。マッハシステムを直線と仮定した場合次式が成り立つ。

$$\tan \chi = \frac{1}{\tan \phi_w} - \frac{M_s}{M_w \sin \phi_w} \quad \dots\dots\dots (12)$$

次に Whitham の Shock-Shock 関係式を以下に示す。

$$\tan \phi_w = \frac{\frac{M_w}{M_s} \left[\left\{ 1 - \left(\frac{M_s}{M_w} \right)^2 \right\} \left\{ 1 - \left(\frac{A_w}{A_0} \right)^2 \right\} \right]^{1/2}}{\left(1 + \frac{A_w}{A_0} \frac{M_w}{M_s} \right)} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$M_s = \frac{U_s}{C_0}, M_w = \frac{U_w}{C_0} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\tan \chi = \frac{A_w}{A_0} \left\{ \frac{1 - \left(\frac{M_s}{M_w} \right)^2}{1 - \left(\frac{A_w}{A_0} \right)^2} \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで

$$A_w = A_0 \exp \left[- \int_{M_s}^{M_w} \frac{C + U_p}{C U_p} \left\{ \frac{C_0}{S} + \frac{\rho_0 C_0^2}{\rho C S} (2M - 1) \right\} dM \right] \quad \dots\dots\dots (16)$$

上式の A_w と A_0 は図4(a)に示す Ray の面積である。また佐宗・高山によれば vNR の場合 χ と ϕ の関係は次式で与えられる⁽³⁾。

$$\phi = \chi + \phi_w - m \quad \dots\dots\dots (17)$$

4. 結果および考察

4.1 vNR が発生した場合の水中衝撃波マッハシステムの形状について 代表的な反射衝撃波系の模式

Fig. 5 The velocity vector of von Neumann reflection

図を図5に示す。水中衝撃波が反射面と干渉する場合、水中衝撃波が発生した点から反射面まで距離が存在する場合がある。図5(a)は点(0,0)で水中衝撃波が発生し、反射面までの高さを h_0 で表している。右側の矢印は爆薬 SEP 内を爆ごう波が速度 D で伝ばしている様子を示している。また図5中の(Ws)は発生した水中衝撃波を表している。この水中衝撃波は点(0,0)からその速度 U_s を変化させながら図3の中心線に対応する反射面上の反射点 R に到達する。その場合の経過時間を t とし高さを h_r とする。爆薬の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波は同一形状を保って爆ごう波の方向にその速度 D で移動すると仮定でき水中衝撃波の形状は実験結果から知ることができる⁽¹³⁾。そして、実験値を関数近似した水中衝撃波の形状を用いて微少経過時間 dt に対する衝撃波面の接線角度 θ_s が得られ $U_s = D \times \sin \theta_s$ から U_s が求まる。したがって、反射点 R の位置 (X, h_r) は次式から得られる。

$$\begin{aligned} X_c &= \int_0^t U_s \sin \theta_s dt \\ h_r &= h_0 + X_c \tan \theta \\ X &= Dt - X_c \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (18)$$

点 R 到達後の三重点 T の軌跡は、図5(b)の幾何学から得られる。弱い衝撃波に対して、水中衝撃波(Ws)上を伝ばするじょう乱に前述の式(2)を用いると、点 T の座標は次式から得られる。

$$X_c = \int_0^t (U_{t0} \cos \theta_s + U_s \sin \theta_s) dt \quad \dots\dots\dots (19)$$

このようにして得られたマッハシステムの足(二衝撃波の交点)の位置を前出図2に記号(●)で示す。 $\theta = 22.5^\circ$ の場合の U_{t0} の算出には式(12)、 M_w には式(7)を用いている。 $\theta = 45^\circ$ の場合には、 U_{t0} と M_w の算出には、式(2)と式(10)を用いた。

図6は式(5)、(6)から得られる n の指数を表す。

Fig. 6 The relation between n th power and Mach number of the incident shock wave

図6中の実線は式(10), 一点鎖線は式(11)と式(6)を組合せて得られた値を示す。図6中のシンボル記号は塗りつぶしが実験結果を示し, この実験結果の計測誤差を図6中のエラーバーで表示している。また図6中の白抜きの記号は数値計算結果を示している。記号□は $\theta=45^\circ$, ◇は $\theta=37.5^\circ$ の結果を示す。 $\theta=45^\circ$ の場合は数値計算ならびに実験結果は実線とよく一致し, $\theta=37.5^\circ$ の場合は一点鎖線の結果と極めてよく一致することがわかる。特に比較的大きな指数に対する U_w の理論と実験との差異は小さく, 例えば $M_s=1.94$ の場合の□印の U_w は3208 m/sに対し, 実線は3252 m/sであり, その差は1.4%であった。

次に反射面におけるvNRのマッハステムの形状について述べる。マッハステムの形状の理論値を求めるために, まず θ_s を次のように算出する。反射点 R を算出後, 衝撃波上を伝ばするじょう乱の速度 U_0 と U_s を用いて X_c を求める。前述のように水中爆ごうによって発生した水中衝撃波は同一形状を保って爆ごう波の方向にその速度 D で移動すると仮定できることから図5(b)の水中衝撃波面上の点 S_0 は単位時間後に点 S_1 に移動する。その場合点 S_0 と点 S_1 の θ_s は同じである。そして反射点 R で生じた反射波とWSの交点 T の座標ならびに θ_s は図5(b)中の距離 X がわかれば実験値を関数近似した水中衝撃波の形状を用いて得ることができる⁽¹³⁾。しかし水中衝撃波形状は直線でないため微小時間 dt を用いて点 T の θ_s を算出する。またそのとき求めた点 T が dt 後のマッハステム $\phi=0$ の点となる。 ϕ_w は $90^\circ-(\theta_s+\theta)$ から求まる。

次にマッハステムの形状を表す指数 n は, マッハステムの法線速度の式(6)に対して反射面上 $\phi=\phi_w$ で

$$U_n = U_w = U_s + U_{t0}\phi_w/(n+1) \dots\dots\dots (20)$$

であるから, U_w がわかれば, n が得られる。 n の値には図6を参考にして, おおのこの θ に対して, M_w の式を変えて用いる。 $\theta=37.5^\circ$ では式(11)から, $\theta=45^\circ$ では式(10)を用いて計算できる。例えば $\theta=45^\circ$ で, 爆ごう後の時間が14 μ sで $M_s=1.79$ となり, そのときの n 理論値(実線)は1.4で $U_w=3030$ m/s (実験値は2980 m/s)となる。マッハステムの曲率は次

Fig. 7 The origin of drawing the Mach stem

のように作図される。作図の原点およびマッハステムの形状の概略を図7に示す。これまでの計算より, 三重点 T の位置, その点での接線角度, α の値が求まっているので, それらから原点は直ちに求まる。次に ϕ を零から ϕ_w まで変化させて U_n と U_t を計算してマッハステムを描くことができる。このようにして得られたマッハステムの形状を, こまどり写真ならびにコンピュータシャドウグラフと合せて図8に示す。図8(a)は実験によるこまどり写真に上述の理論値(○)をプロットしている。また図8(b)は数値計算結果に同様に理論値(●)をプロットしたものである。理論で得られたマッハステムの形状は実験ならびに数値計算結果と極めてよく一致することがわかる。次に一様な強さの平面な水中衝撃波がくさびと干渉する問題について同様な計算を試みる。平面な水中衝撃波を発生させることは一般に極めて困難であるが, 数値計算によるシミュレーションは比較的簡単である。代表的な数値計算結果を図9に示す。図9はvNRの例を示す。数値計算にはTVD差分法⁽¹⁴⁾を用いて解析した。理論値は, 高山らの提案による式(17)から Shock -

Fig. 8 Radii of the vNR reflection in the experimental shadow graphs and computational shadow graphs

Fig. 9 Radii of the vNR reflection in the wedge obtained by the computational shadow graph

Shock 関係式による軌跡角 χ における $\phi^{(12)}$ を求める。その場合、 m は式(9)から算出できる。これによって得られた ϕ は $\alpha = \chi + \phi_w$ での値であるので、 $\tan(\chi + \phi_w - \phi) = \tan m = U_i/U_n$ に、式(5)、(6)を用いて n が算出される。水中衝撃波が図9中点Oのくさび先端に到達してからの時間を t とすると、マッハシステムの衝撃波面状の各点に対する点Oからの距離は、 $\phi = 0 \sim \phi_w$ に対して式(5)、(6)を用いて $(U_i^2 + U_n^2)^{1/2}t$ で求められる。その場合のくさびの中心軸からの角度 α は $\phi + \tan^{-1}(U_i/U_n)$ となる。これらからマッハシステムの曲率が得られる。このようにして得られた結果を図9中プロット点(O)で示す。マッハシステムの形状について理論値と実験値の両者に極めてよい一致がみられる。

4.2 反射形態の領域について 反射過程を図10に示す。図10中の横軸は入射衝撃波の圧力と入射衝撃波のマッハ数 M_s 、縦軸は ϕ_w を示す。一点鎖線は、音波を仮定した反射波とマッハシステムの交点の軌跡角が Whitham の Shock-Shock 理論を用いて算出した三重点軌跡角に等しいとした場合、MR と vNR 反射形態の境界である。実線は、三重点軌跡角の算出に Whitham の単一波の理論を用いて、同様な方法で MR と vNR 反射形態の境界を求めた結果である。二点鎖線は、三衝撃波理論で反射波と滑り線のなす角度が、 90° で、Colella, Henderson が提案した MR と vNR の境界である。破線は二衝撃波理論による正常反射(RR)と非正常反射(IR)の境界である。また、▲(MR)と●(vNR)は実験値を示している。この実験値に対する入射衝撃波として衝撃しない場合の水中衝撃波面と対称軸(図3の中心線)との交点を採用している。ストリーク写真撮影結果から得られた水中衝撃波形状を用いて、中心線上の衝撃波の接線角度 θ_s を得

ることができる。そして、 $U_s = D \times \sin \theta_s$ から入射衝撃波の速度 U_s を算出し、衝撃波の関係式を用いて入射衝撃波の圧力を求めた。その他の記号は、一様な強さの平面な水中衝撃波がくさびに干渉する場合の数値計算結果である(O: vNR, △: MR, □: RR)。図10から、RR と IR の境界は二衝撃波理論が数値計算結果とよく一致することがわかる。また MR と vNR の境界は、三衝撃波理論よりも、Ray-Shock 理論が実験結果および数値計算結果とよく一致することがわかる。この両理論の差違は次の理由によるものと考えられる。vNR は衝撃波の斜め衝突や衝撃波がくさびに干渉する際に発生するじょう乱が弱いためにマッハシステムが湾曲しその強さが非一様になると考えられる。三衝撃波理論は三重点の速度を逆向きに流れ場全体に加えて入射衝撃波、マッハシステム、反射衝撃波が静止するように解析する。そのために三重点を一点に集中させてマッハシステムの強さが見積もられる。この場合反射衝撃波を圧縮波や音波に近似することが困難である。したがって vNR の緩やかに湾曲したマッハシステムの強さを予測することは難しいと考えられる。一方 Ray-Shock 理論は衝撃波面上を伝ばするじょう乱の強さを見積もる特性理論式であり、マッハシステム形成に対する平均的なじょう乱の強さを衝撃波面の曲がった角度に対応して得ることができる。したがって、式(10)、(11)のようにじょう乱の強さを制御することも可能であり、また式(17)のようにじょう乱が伝ばする範囲を予測することも可能である。このような点から Ray-Shock 理論が実験ならびに数値計算結果とよく一致するものと思われる。さらに Ray-Shock 理論は M_s が小さい場合、実線と一点鎖線に大きな差がみられないことが図10からわかる。

5. ま と め

高性能爆薬の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波が、斜め衝突することによって生じたマッハシステムに関して実験、数値計算および Ray-Shock 理論を応用して解析を試みた。水中衝撃波の斜め衝突によるマッハシステムの様子を観察するためにフレーミング写真撮影を行った。実験に採用した開き角 θ が小さい場合マッハシステムが直線的であるのに比して、 θ が大きい場合、緩やかに湾曲したマッハシステムが観察された。数値シミュレーションも同様な結果がコンピュータシャドウグラフ表示で得られ、そしてマッハシステムが緩やかに湾曲している場合、明確な反射衝撃波は認められなかった。水中衝撃波の斜め衝突によって生じたマッハシステムの交点を Ray-Shock 理論から求め

Fig. 10 Configuration of shock reflection

た。その結果を数値計算結果と比較した。 θ が 22.5° では単一波の理論式, θ が 45° では入射衝撃波マッハ数を 1 と仮定した理論式が数値計算結果とよい一致を示した。緩やかに湾曲した ν NR 反射形態のマッハシステムの曲率を求める式を提案した。この式と Ray-Shock 理論を組合せてマッハシステムの曲率を求める解析方法を詳細に述べた。そして、その理論計算によるマッハシステム形状は実験ならびに数値計算結果とよい一致を示した。さらに反射の過程を実験結果, 数値計算結果および理論計算結果で示した。MR と ν NR と境界は Ray-Shock 理論で予測できることがわかった。

文 献

- (1) 灘光陽・藤田昌大・伊東繁, 機論, **64**-621, B(1998), 1379-1384.
- (2) Amsden, A. A., Ruppel, H. M. and Hirt, C. W., LA-8095, UC-32(1980).
- (3) Sasoh, A. and Takayama, K., *J. Fluid Mech.*, **277** (1994), 331-345.
- (4) Whitham, G. B., *J. Fluid Mech.*, **2**(1957), 145-171.
- (5) Colella, P. and Henderson, L. F., *J. Fluid Mech.*, **213** (1990), 71-94.
- (6) Gabi Ben-Dor, *Shock Wave Reflection Phenomena*, (1991), 70-74, Spriger-Verlag.
- (7) Meyers, M. A. and Wang, L., *Acta Metall.*, **36**(1988), 925-936.
- (8) 相澤龍彦, 平成5年度塑性加工春季講演会講演論文集, (1993), 353-356.
- (9) Morris, C. E., McQueen, R. G. and Marsh, S. P., *Proc. Shock Waves Condens. Matter*, (1983), 206-210.
- (10) Fowles, G. R. and Isbell, W. M., *J. Appl. Phys.*, **36**-4(1965), 1377-1379.
- (11) Minota, T., Nishida, M. and Lee, M. G. (Sturtevant, B., Shepherd, J. E. and Hornung, H. G., eds.), *SHOCK WAVES*, (1996), 545-550, World Scientific.
- (12) Sasoh, A., Takayama, K. and Saito, T., *SHOCK WAVES Intl J.*, **2**(1992), 277-281.
- (13) 伊東繁・灘光陽・吉良章夫・長野司郎・藤田昌大・本田隆志, 機論, **62**-601, B(1996), 3278-3283.
- (14) Yee, H. C. and Harten, A., *AIAA J.*, **25**(1987), 266-274.