衝撃波とち密なフォーム状弾性体との一次元干渉*

(第2報, 解析および実験との比較)

北川 一 敬^{*1}, 坂下 俊^{*2}, 津崎 雄 二^{*2}
城之内 忠正^{*3}, 保原 充^{*4}

One-Dimensional Interaction between Shock Wave and Low-Porosity Foam

(2nd Report, Analysis and Comparison with Experiments)

Kazutaka KITAGAWA, Satoshi SAKASHITA, Yuji TSUZAKI,
Tadamasa JYOUNOUCHI and Michiru YASUHARA

Numerical simulations of the one dimensional unsteady motion of low-porosity foam, induced by the shock wave are studied. Interactive motions of the gas and the foam are analyzed using the Lagrangian coordinates. An elastic model for a low-porosity foam is assumed to be a simple non linear elastic body following the measured stress-strain relation of foam. One end of the foam in the axial x -direction is fixed to the end wall of the shock tube, and the other end interacts with the shock wave. In the case of uni-axial stress loading, the movement of the body is free to expand in both the y -and z -directions. In the case of uni-axial strain loading, there is no movement of the foam in the y -and z -directions. Results for the foam are compared with those for the rubber. Very good agreements are found between numerical and experimental results in the case of rubber, while fairly good agreements in the case of polyurethane foam.

Key Words: Numerical Analysis, Shock Wave, Compressible Flow, Shock Tube, Shock-Foam Interaction

1. はじめに

衝撃波と軟弾性体の干渉問題に関連して、フォーム類による衝撃波の緩和効果や衝撃波が生体に及ぼす影響のような工学・医学的応用を目的とした研究等がなされている。これらの応用研究の例として、爆風と可変形物体との干渉、衝撃波フォーカシング⁽¹⁾による胆石等の破壊細分過程における内臓損傷干渉等がある。

まずゴムと衝撃波との基礎的な干渉過程を調べた研究では、ゴムの弾性理論⁽²⁾⁽³⁾、ゴム内を伝ばする非定常波の解析⁽⁴⁾、ゴムと衝撃波の干渉過程の実験⁽⁵⁾と数値解析⁽⁶⁾など多くの研究がなされている。また、フォーム等の多孔質媒体と衝撃波との干渉の基礎研究について、空げき率(Porosity)の高い低密度($\rho=30 \text{ kg/m}^3$ 程度)のウレタンフォーム(ポリエステル系, ポリエーテル系など)における力学特性や衝撃波との干渉の基礎実験など⁽⁷⁾⁽⁸⁾が行われており、一方、空げき率の低いフォーム状弾性体に対しても実験が行われて

いる⁽⁹⁾。また、数値解析では、空げき率の高い低密度のフォーム状弾性体を固気混相体として取扱って干渉解析⁽¹⁰⁾を行ったものなどがある。

本研究では、空げき率76%、中密度($\rho=284 \text{ kg/m}^3$ 程度)のち密なフォームと衝撃波との干渉問題を解析するために、フォームの近似計算モデルとして試験的応力-ひずみ曲線に従う単一非線形弾性体であると仮定して数値計算を試みる。そして、その結果からフォームの非定常変位、応力変動等を一次元解析により調べた。

2. おもな記号

A : 断面積
 T : 温度
 C_v : 定容比熱
 ε : ひずみ
 G : 弾性係数
 λ : 伸長比 $=1+\varepsilon$
 h : ラグランジュ変数
 σ : 公称応力
 P : 圧力
 σ_t : 主応力 $=\lambda\sigma$
 S : 弾性体の自由端の変位

* 原稿受付 平成5年11月24日。

*1 正員, 愛知工業大学大学院 (〒470-03 豊田市八草町八千草1247)。

*2 学生員, 愛知工業大学大学院。

*3 核融合科学研究所計算機センター (〒464-01 名古屋市千種区不老町)。

*4 正員, 愛知工業大学。

ρ : 密度

t : 時間

添字 g, r は気体側および弾性体側, $1, 0$ は気体側および弾性体側の初期状態を表す。

3. 基礎方程式

まずゴムと衝撃波との一次元干渉過程を解析するために, Mazor ら⁽⁵⁾, Igra ら⁽⁶⁾ の流線座標系(ラグランジュ系)の基礎式を用いて計算を行った。ゴムの応力の式としては, Treloar のゴムの弾性理論⁽²⁾⁽³⁾ における単軸応力荷重(Uni-axial stress loading), 二軸応力荷重(Bi-axial stress loading), 単軸ひずみ荷重(Uni-axial strain loading)の定式を用いて計算を行った。図1の弾性体の模式図から, 単軸応力荷重とは x 軸方向に荷重を掛けたとき, x 軸方向の伸縮に応じて y, z 両方向に伸縮可能な状態である。二軸応力荷重とは z 軸方向には伸縮せず, y 軸および x 軸方向のみに伸縮可能な状態である。図1は二軸応力荷重状態を示す。単軸ひずみ荷重とは y 軸および z 軸方向に伸縮せず, 弾性体が x 軸方向のみに伸縮可能な状態である。

次にフォーム状弾性体と衝撃波との干渉解析でも, 上述の流線座標系の基礎式を用いて計算を行った。ただし, 本研究で対象とするち密なフォームは, 固気混相体として扱わず, 試験的応力-ひずみ曲線に従う単一非線形弾性体と仮定し力学的に処理することにした。

3・1 軟弾性体の力学的評価 ゴムとフォーム状弾性体における仮定は以下のとおりである。

(1) ゴムは, 完全弾性体でかつ変形しても体積変化がない(非圧縮性)という近似を用いた。図1は計算で用いた二軸応力荷重(Bi-axial stress loading)の模式図を示す。図1中の破線は弾性体の初期形状, 斜線部は固定端である。ここで, 弾性体の初期長さを L_{r0} とする。断面積 A_{r0} の柱体に x 方向の力 F が掛

図1 圧縮二軸応力荷重の模式図

かり断面積 A_r に変化したとき, F/A_{r0} を公称応力 σ , F/A_r を主応力 σ_t とする。この関係は, Treloar⁽²⁾ によれば, $\sigma_t = \lambda \sigma$ となる。この状態の公称応力 σ と λ の関係は, $\sigma = G(\lambda - \lambda^{-3})$ である。

(2) 対象とするち密なフォームは, 試験的応力-ひずみ曲線に従う単一非線形弾性体と仮定し力学的に処理した。しかし, フォームのような多孔質媒体には内部に気泡があり, 加圧に際しては圧縮性復元力とともに気泡が抜ける性質がある。したがって, 応力-ひずみ関係は非線形弾性や加圧の場合と減圧の場合で特性が異なるというヒステリシスが現れる。ただし, 今回のフォームの計算では, ヒステリシスの効果は考慮せず, 加圧の際の σ と λ の関係から応力を求めた。図2は実験に使用したポリウレタンフォームの σ - λ の関係を示す。図2中の+, $\diamond$ は, 単軸ひずみ荷重および単軸応力荷重における津崎らの実験結果⁽⁹⁾, 実線は単軸ひずみ荷重, 破線は単軸応力荷重における計算で使った近似曲線である。

3・2 気体側および弾性体側の基礎方程式 今回の数値計算において, 流れは一次元非定常, 流体の粘性は省略してある。気体側および弾性体側の基礎方程式の無次元化には, 各相の音速, 密度, 長さを用いた。無次元化の各量は,

$$\begin{aligned} t_g^* &= \frac{ta_1}{L_1}, \quad t_r^* = \frac{tc_0}{L_{r0}}, \quad P^* = \frac{P}{\rho_{g1}a_1^2}, \\ \sigma^* &= \frac{\sigma}{\rho_{r0}c_0^2}, \quad \rho_g^* = \frac{\rho_g}{\rho_{g1}}, \quad \rho_r^* = \frac{\rho_r}{\rho_{r0}} = 1, \\ x^* &= \frac{x}{L_1}, \quad S^* = \frac{S}{L_{r0}}, \quad U_g^* = \frac{U_g}{a_1}, \\ U_r^* &= \frac{U_r}{c_0}, \quad T^* = \frac{C_v T}{a_1^2}, \quad A_r^* = \frac{A_r}{A_{r0}}, \end{aligned}$$

図2 ポリウレタンフォームの σ - λ 線図

$$h_g^* = \frac{h_g}{\rho_g L_1 A_g}, \quad h_r^* = \frac{h_r}{\rho_{r0} L_{r0} A_{r0}}, \quad L_1 = \frac{L_{r0} a_1}{c_0}$$

である。ここで、 a_1, c_0 は気体側および弾性体側の初期音速、 L_1 は上に定義した気体側の参照長さである。この L_1 は、衝撃波管の長さではないので注意しなければならない。

(1) 気体側の基礎方程式 気体側のラグランジュ変数 h_g は、

$$h_g = \int_{x(0,t)}^{x(h_g,t)} \rho_g A_g dx \quad \dots\dots\dots (1)$$

気体側の質量保存式は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_g(h_g, t) \frac{\partial x(h_g, t)}{\partial h_g} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

流速 U_g は、以下のように定義する。

$$U_g(h_g, t) = \frac{\partial x(h_g, t)}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (3)$$

上式を用いて運動方程式を表すと、

$$\frac{\partial U_g(h_g, t)}{\partial t} = -A_g \frac{\partial P(h_g, t)}{\partial h_g} \quad \dots\dots\dots (4)$$

気体側のエネルギー保存式は、

$$\frac{\partial e(h_g, t)}{\partial t} = -P(h_g, t) \frac{\partial \left(\frac{1}{\rho_g(h_g, t)} \right)}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 e は単位体積当たりのエネルギーである。

(2) 弾性体側の基礎方程式 弾性体側のラグランジュ変数 h_r は、

$$h_r = \int_{S(0,t)}^{S(h_r,t)} \rho_r A_r dS \quad \dots\dots\dots (6)$$

弾性体側の質量保存式は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_r(h_r, t) \frac{\partial S(h_r, t)}{\partial h_r} A_r(h_r, t) \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

弾性体中の質点速度を定義するため、 $t=0, x=X_0$ の幅 dx_0 点における微小質量 dm を考える(図3)。弾性体の変形によって位置は S へ移動し、その幅は ds に変化するとき、 $S=X_0+\xi$ となる。ここで ξ は、 S 軸方向の変位の大きさである。したがって、弾性体の

図3 変形前、変形後の質量要素

質点速度は、

$$U_r(h_r, t) = \frac{\partial S(h_r, t)}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (8)$$

また、 x 軸方向の伸長比 λ は、

$$\lambda(h_r, t) = \rho_{r0} A_{r0} \frac{\partial S(h_r, t)}{\partial h_r} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、添字0は初期値を示す。

弾性体側の運動方程式は、

$$\frac{\partial U(h_r, t)}{\partial t} = -A_{r0} \frac{\partial [\sigma(h_r, t)]}{\partial h_r} \quad \dots\dots\dots (10)$$

である。

(3) 弾性体中における波の伝ば 弾性体中を伝ばするリーマン波の絶対速度 C は以下の式で与えられる。

$$C = u_s + \lambda c_0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 u_s は弾性体の質点の絶対速度である。 c_0 は以下の式で定義される弾性体内部のじょう乱の移動率である。

$$c_0 = \sqrt{\frac{1}{\rho_{r0}} \frac{\partial \sigma}{\partial \lambda}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

(4) 干渉解析の境界条件 境界条件は、速度について与えた。

$$U_g(h_g = H_g, t) = U_r(h_r = 0, t) = U_d(t) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$U_r(h_r = H_r, t) = 0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 $U_d(t)$ はゴム自由端表面に取付けた板の速度である。板の速度 $U_d(t)$ は次式で表される。

$$w_d \frac{dU_d(t)}{dt} = P(h_g = H_g, t) A_g - |\sigma(h_r = 0, t)| A_{r0} - P_l(A_g - A_r) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 w_d は板の質量である。また、ラグランジュ変数 $h=0$ のとき、各相の左端側(気体側：固定端、弾性側：自由端)、 $h=H$ のとき、各相の右端側(気体側：自由端、弾性側：固定端)である。

4. 計算結果および考察

数値計算は、差分近似を用いて空間二次精度中心差分、時間四次精度ルンゲクッタで行った。また、人工粘性は付加されていない。ゴム類やち密なフォーム状弾性体(スポンジ類)等の軟弾性を有する物体と衝撃波との干渉過程の基礎を解析するために次の順序で計算を行った。

(1) まずステップ状衝撃荷重を印加した柱状ゴムの挙動の基本特性を解析的に調べる。

(2) 次に衝撃波管流と管端末に固定された柱状ゴムまたはち密なフォーム状弾性体との干渉を解析的に調べる。

また、弾性体の性質を決定する諸量は、

柱状ゴム：

$$(c_0)_{\lambda=1}=60.6 \text{ m/s}$$

$$\text{密度：}\rho_{r0}=1014 \text{ kg/m}^3$$

$$\text{弾性係数：}G=0.9317 \text{ MPa}$$

$$\text{初期長：}L_{r0}=0.1 \text{ m}$$

ウレタンフォーム：

$$\text{単軸ひずみ荷重：}(c_0)_{\lambda=1}=27.2 \text{ m/s}$$

$$\text{単軸応力荷重：}(c_0)_{\lambda=1}=22.2 \text{ m/s}$$

$$\text{密度：}\rho_{r0}=284 \text{ kg/m}^3$$

$$\text{空けき率：}76\%$$

$$\text{直径：}0.120 \text{ m}$$

$$\text{初期長：}L_{r0}=0.03 \text{ m}$$

である。

4・1 ステップ状衝撃荷重を印加した柱状ゴムの一次元波伝ばの特性 まずステップ状の衝撃荷重を柱状ゴムに印加した基本的な場合における計算を行った。初期条件は以下のとおりである。

(a) $t=0.05\sim 1.25 \text{ ms}$

(b) $t=1.50\sim 2.75 \text{ ms}$

図4 各時刻におけるゴムの膨らみ

$$\text{印加圧力：}P=\begin{cases} 0 \text{ MPa} (t \leq 0) \\ 1.0 \text{ MPa} (t > 0) \end{cases}$$

$$\text{公称応力：}\sigma=0 \text{ MPa} (t \leq 0)$$

$$\text{速度：}U_{r0}=0 \text{ m/s} (t \leq 0)$$

上記の条件で二軸応力荷重(Bi-axial stress loading)について計算を行った。なお、印加圧力とは圧力が印加される前後の差圧を示す。また、ゴムの前面に板は取付けられていない($w_d=0 \text{ kg}$)。

図4は、側面から見た各時刻におけるゴムの膨らみの分布を示す。図4(a)，(b)中の右端側はゴムの固定端、左端側はゴムの自由端であり、ゴムの初期長さは $L_{r0}=100 \text{ mm}$ 、初期太さ $Y_0(\propto 1/\lambda)$ は 40 mm である。図4から柱状ゴムに、衝撃的に圧縮力を加えるとゴム内部には自由端で発生した圧縮波が固定端に向かって右向きに伝ばしてゴムは縦に縮み、これに伴って側方に膨らむ。圧縮波が固定端に達すると反射波は圧縮波として左の自由端に向かって伝ばしさらに縮む。この圧縮波が自由端に達すると反射波は今度は逆に膨張波となって右向きに伝ばしゴムは伸び始める。さらに、固定端に達すると反射波は膨張波として自由端に向かって左向きに伝ばしている。この波の伝ば挙動は、気体中の波の反射と基本的に同質であることがわかる。

4・2 衝撃波管流と管端末に固定された柱状ゴムとの一次元干渉計算 次にMazorらのゴムに関する実験条件⁽⁵⁾に合せて計算を行った。初期条件は、以下のとおりである。

衝撃波管側：

$$\text{入射衝撃波マッハ数：}M_s=1.557(0.847 \text{ MPa})$$

低圧側

$$\text{圧力：}P_1=0.1 \text{ MPa}$$

$$\text{速度：}U_{g1}=0 \text{ m/s}$$

$$\text{温度：}T_1=300 \text{ K}$$

$$\text{衝撃波管長：}9.010 \text{ m}$$

$$\text{高圧室容量：}0.0565 \text{ m}^3$$

衝撃波管断面積：

$$A_g=0.0044(40 \text{ mm} \times \text{高さ } 110 \text{ mm})\text{m}^2$$

柱状ゴム：

$$\text{公称応力：}\sigma=0 \text{ MPa}$$

$$\text{速度：}U_{r0}=0 \text{ m/s}$$

$$\text{断面積：}A_{r0}=1.6 \times 10^{-3}(40 \text{ mm} \times 40 \text{ mm})\text{m}^2$$

ゴム先端の支持用ソリッドプレート質量：

$$w_d=0 \text{ kg}, w_d=0.123 \text{ kg}$$

上記の条件で二軸応力荷重(Bi-axial stress loading)について計算を行った。図5は、ゴム先端の x 方向移動量の時間経過、図6は、ゴムの固定端における応力

変動の時間経過との関係を示す。図6中の実線は、 $w_d = 0.123$ kg, 破線は $w_d = 0$ kg に対する本計算, $\diamond$ は Mazor らの実験, $+$ は Mazor らの計算に対する結果⁽⁵⁾である。これらの変動の大きさや周期は両者ほぼ一致しており、使用した計算法の妥当性を示す。本計算において、 $w_d = 0.123$ kg の変位および応力は $w_d = 0$ kg より見掛け上のダンピングの周期が長くなり、弾性体前面につけられた質量の慣性力の影響は無視できないことがわかる。また、ゴムの変位、応力は時間とともに減衰している。これは衝撃波管問題であるために反射後の弾性体前面の圧力が一定でないための減衰もあると考えられる。また、衝撃波管末での動荷重係数(DLF, Dynamic Load Factor)は、固定端での弾性体表面の最大応力を、弾性体なし(剛性壁)のときの固定端での衝撃波の反射圧力で割ったものと定義すると、この値はゴムで約4程度に達する。図7はゴムの

側面写真について実験と本計算を比較したものである。図7(a)は衝撃波がプレート面に到達して約1.2 ms後、図7(b)は約2.4 ms後の結果が示されている。図7(a), (b)の写真は Mazor らの実験結果⁽⁵⁾, 破線は本計算である。また、参考のために図7(a), (b)の点線はゴムの初期状態[初期長さ $L_{r0} = 100$ mm, 初期太さ $Y_0(\propto 1/\lambda) = 40$ mm]を示す。図7(a)においてゴムは長手方向に初期長さの約0.9倍、図7(b)においてゴムは長手方向に初期長さの約0.8倍に縮んで横方向に広がっている。本計算と実験結果は長さ太さの分布がほぼ一致している。しかし、ソリッドプレートおよび固定壁付近での太さの分布は計算と実験で異なっている。その理由として、実験においてゴムはソリッドプレートおよび固定壁で接合されており、接合面の断面積の変化が拘束されて細くなる。しかし、計算では接合面による変形の拘束の影響まで考慮されていないために太さにずれが生じると考えられ

図5 ゴム先端における変位の時間経過 (衝撃波管問題)

図6 ゴムの固定端における応力の時間経過 (衝撃波管問題)

(a) $t = 1.2$ ms

(b) $t = 2.4$ ms

図7 ゴムの側面写真について実験と計算の比較(実験 Mazor ら⁽⁵⁾)

る。

4.3 衝撃波管流と管末端に固定されたち密なフォームとの一次元干渉計算 今回のフォームの計算では、ヒステリシスの効果は考慮せず、測定した加圧側の σ と λ の関係から応力を求めるとして近似した。計算に用いたフォームは津崎らの実験⁽⁹⁾で使用されたポリエステル系ウレタンフォーム（空げき率76%, $\rho = 284 \text{ kg/m}^3$ ）である。

衝撃波管側および弾性体側の初期条件は以下の2種である。

衝撃波管側：

- (1) 入射衝撃波マッハ数： $M_s = 1.735 (1.5 \text{ MPa})$
 - (2) 入射衝撃波マッハ数： $M_s = 1.901 (2.5 \text{ MPa})$
- おのおのの入射衝撃波マッハ数において

低圧側

圧力： $P_1 = 0.1 \text{ MPa}$

速度： $U_{g1} = 0 \text{ m/s}$

温度： $T_1 = 300 \text{ K}$

衝撃波管長：10.520 m

高圧室容量：0.036 4 m³

衝撃波管内径：0.125 m

フォーム（ポリエステル系ウレタンフォーム）：

公称応力： $\sigma = 0 \text{ MPa}$

速度： $U_{r0} = 0 \text{ m/s}$

上記の条件で単軸ひずみ荷重 (Uni-axial strain loading), 単軸応力荷重 (Uni-axial stress loading) について計算を行った。また、フォームの前面に板は取付けられていない ($w_d = 0 \text{ kg}$)。

(a) 圧力比 15:1

(b) 圧力比 25:1

図 8 フォーム固定端における応力の時間経過(衝撃波管問題)

(a) 圧力比 15:1

(b) 圧力比 25:1

図 9 フォーム先端における変位の時間経過(衝撃波管問題)

(1) 単軸ひずみ荷重の場合 図8はフォームの固定端における応力変動の時間経過との関係を示す。図8(a)は圧力比15:1, 図8(b)は圧力比25:1の結果, 図8中の実線は本計算, 破線は津崎らの実験結果⁽⁹⁾である。また, 参考のために弾性体なし(剛体壁)のときの固定端での計算結果を点線で示す。計算での応力変動は, 基本的に実験の変動特性をよく示しているが, 細部では違いが認められる。計算におけるフォームの固定端の応力の最大値は, 若干実験より大きくなっている。その理由として, 今回計算に用いた σ - λ 曲線が最大2.5 MPaの応力試験の結果で近似曲線を作成しているために2.5 MPa以上は精度不明であり, そのため最大応力が多少ずれたとも考えられる。ち密なフォーム状弾性体の特徴としてゴムに比べて, 変形の初期に極めてやわらかく, 圧力波の伝ば速度も小さ

いが, 一気に圧縮された後は急に硬化して, より速やかに周期1 ms程度の小振幅の減衰振動に入る性質のあることが確かめられた。本計算での往復応力は実験より振動の山の数が多い。これは, 計算においてヒステリシスを考慮していないために減衰過程における損失の効果に違いがあるとも考えられる。フォームの応力振動の減衰特性(周期, 振幅)の存在は, 実験結果と基本的に合致している。したがって, 一次元計算で実験をよりよくシミュレートするために, ち密なフォームのヒステリシスの効果や単一弾性体としての取扱いの限界などを検討する必要がある。また, 衝撃波管末での動荷重係数は, ち密なフォーム状弾性体で約4.3程度に達する。図9は, フォームの先端の x 方向移動量の時間経過との関係を示す。図9(a)は圧力比15:1, 図9(b)は圧力比25:1の計算結果である。フ

(a) 圧力比 15:1

(b) 圧力比 25:1

図 10 フォーム固定端における応力の時間経過(衝撃波管問題)

(a) 圧力比 15:1

(b) 圧力比 25:1

図 11 フォーム先端における変位の時間経過(衝撃波管問題)

フォームでの変位の往復小振動はゴムに比べて減衰が非常に早いことがわかる。また、このフォームは衝撃波によって速やかに1/3程度の厚みに縮み、以後そこを中心とした往復小振動が続き減衰していることがわかる。

(2) 単軸応力荷重の場合 図10はフォームの固定端における応力変動の時間経過、図11はフォームの先端の x 方向移動量の時間経過との関係を示す。図10, 11中の実線は単軸応力荷重、破線は単軸ひずみ荷重に対する計算結果、(a)は圧力比15:1、(b)は圧力比25:1の計算結果である。図10において、固定端の応力変動は単軸ひずみ荷重と同様の傾向(過剰圧および往復応力の減衰)を示している。しかし、往復応力の振動の周期は、単軸ひずみ荷重より単軸応力荷重のほうがはやく減衰が大きい。これは単軸応力荷重の場合、弾性体の変形は横方向、軸方向に自由に広がるあるいは縮むことができるので減衰が早くなると考えられる。図11において、自由端の変位は単軸ひずみ荷重と同様な往復小振動が見られ、衝撃波によって速やかに1/4程度の厚みに縮んでいる。また、圧力比の影響は圧力比が小さいほど、往復小振動が長く続き振幅も大きくなる。これは、衝撃波管側の圧力比が小さいとき、フォーム内に加わる応力が小さいため、フォームの弾性による戻りが大きくなるためである。

5. ま と め

衝撃波とち密なフォーム状弾性体との一次元干渉問題について数値解析を行い、以下の結果を得た。

(1) ゴムと同様、ち密なフォーム状弾性体を、応力試験から求めた σ と λ の関係をもつ単一弾性体であると仮定して、一次元計算を行った結果は実験とよく全体的に合致することが確かめられた。

(2) ち密なフォーム状弾性体の特徴としてゴムに比べて、変形の初期に極めてやわらかく、圧力波の伝ば速度も小さいが、一気に圧縮された後は急に硬化して、より速やかに小振幅の減衰振動に入る性質のある

ことが確かめられた。

(3) 衝撃波管末での動荷重係数は、ち密なフォーム状弾性体で約4.3程度、ゴムで約4程度に達する。

(4) 衝撃波管問題における圧力比の影響は、圧力比が小さいとき、フォーム状弾性体内に加わる応力が小さいため、フォーム状弾性体の弾性による戻りが大きくなるため変位および応力の往復小振動が長く続き振幅も大きくなる。

(5) フォーム状弾性体に加わる荷重の違いによる影響は、往復応力の振動の周期が単軸応力荷重のほうがはやく、減衰が大きくなる。

(6) 一次元計算で実験をよりよくシミュレートするために、ち密なフォームのヒステリシスの効果や単一弾性体の仮定の妥当性の限界等の検討が今後の課題である。

最後に、本研究は、一部、文部省科学研究費補助金を受けた。また、解析の一部は国立核融合科学研究所計算機センターで行った。ここに記して感謝の意を表す。

文 献

- (1) 高山・ほか4名, 機論, 57-539, B(1991), 2285.
- (2) Treloar, L. R. G., The physics of rubber elasticity, (1958), 59-67, Oxford, Clarendon Press.
- (3) Treloar, L. R. G., *J. Polym. Sci. Polym. Symp.*, (1974), 107-203.
- (4) Mazor, G., Ben-Dor, G., Mond, M. and Igra, O., *AIAA. J.*, 26-1(1988), 116-119.
- (5) Mazor, G., Igra, O., Ben-Dor, G., Mond, M. and Reichenbach, H., *Philos. Trans. R. Soc., London, Ser. A*, 338(1992), 237-269.
- (6) Igra, O., Ben-Dor, G., Mazor, G. and Mond, M., *Shock Waves*, 2(1992), 189-200.
- (7) Skews, B. W., Atkins, M. D. and Seitz, M. W., *J. Fluid Mech.*, 253(1993), 245-265.
- (8) Gvozdeva, L. G., Faresov, Y. M., Brossard, J. and Charpentier, N., Dynamics of Explosions., *Progr. Aero-naut. Astronaut.*, 106(1986).
- (9) 津崎・ほか5名, 機論, 60-575, B(1994), 2334.
- (10) Baer, M. R., *Shock Waves*, 2(1992), 121-124.