爆薬猛度の実験的研究

第XV報　高圧下の固体の動的状態ならびに爆轟波の構造解析法

（昭和32年11月6日　受理）

桜　井　武　尚

（日本油脂株式会社武豊工場）

緒　　言

固体内の衝撃波現象，すなわち，波の伝播速度と物質速度，それらから演繹された波形等の距離的変化が明らかになれば，これらを基礎として解析を行い種々の知見を求めることができる。

第1に，固体の動的状態を高圧まで決定することができ，それが材料によつては如何に変化するかをしらべ，従来の静的な高圧実験とくらべて高圧下の物性研究に役立てることがある。第2に，爆薬によつて投射された爆源附近の衝撃波から，実験的にあまり知られていない，爆薬の爆轟波の構造を明らかにできる可能性がある。第3に，強力な衝撃波は理想的にもろい性質の破壊を与えるので，破壊亀裂の概念を補足する良い実験例となり得る。

本章では，今までの実験値によつて，高圧下の固体の動的状態と，爆轟波の構造解析の手段についてのべる。

1. 高圧下の固体の動的状態

1·1　実験結果を用いて求めた状態図

いま，物質を等温的に圧縮したときの内部エネルギーの圧力による変化を考えると，低圧では負であるが，高圧になつて原子が充分接近してくると，斥力がきいて来て正となる。この変り目は P. W. BRIDGMAN の資料から計算すると，銅は 20,700，鉛は，10,900 気圧となる[1]。従つて，これ以上加圧していけば，斥力にうち勝つて圧縮なければならないから，一般に圧力の増大とともに次第に圧縮し難くなると想像される。加えて，現象が動的なれば一そう圧縮が困難になることは容易に想像される。このような，圧力の増大にともなう圧縮性の変化は直接測定には非常な困難が予想される。このとき，爆薬を使用して行う固体内衝撃波の実験はきわめて役に立つ。

衝撃波の式は，波の前後の質量，運動量エネルギー等の保存則から引き出された RANKINE-HUGONIOT の式がある。

$$P=\frac{1}{V_0}\cdot c\cdot v \quad \cdots\cdots(1)$$

$$v=[(P-P_0)(V_0-V)]^{\frac{1}{2}} \quad \cdots\cdots(2)$$

$$E-E_0=\frac{1}{2}(P+P_0)(V_0-V) \quad \cdots(3)$$

ここに，P_0，P は衝撃波前後の圧力，V_0，V は同じく比容，v，物質速度，c，衝撃波伝播速度，$E-E_0$ 衝撃による内部エネルギーの変化である。然し，これらの式は衝撃条件下の固体の状態，すなわち，HUGONIOT 曲線が定まつてはじめて実用になる。この点に関する唯一の手がかりは，P. W. BRIDGMAN の資料があるのみであるが，これを動的な条件で使用して良いか否かは不明である。然し，もしもある材料について高圧の波頭をもつ衝撃波の c と v との一連の組合せがわかれば，(6)，(7) 式を用いて $P-V$ 関係を評価できる筈である。

幸いに，衝撃波の伝播にさいしては，無攪乱状態から衝撃状態に不連続的に変化するので，必要な物質速度は波頭近くの値で良く，また，衝撃波面では 10^{-6}sec 以内で容易に熱力学的平衡が達せられ，BRIDGMAN が静的な実験で観察したような，加圧によつて起る多様の転移は 10^{-6}sec 以内では達せられないと考えて良いであろう。

そこで，物質速度 v は第XI報[2] 表1（金属），第XII報[3] 表2（非金属）の値を用い，伝播速度 c は第X報[4]～第VIII報[5] の表による，減衰曲線から得た値によつて計算した $P\sim(V_0-V/V_0)\times100$ の関係は図 1～3 となつた。式 (1)，(2) において，P_0 は P にくらべ非常に小さいから無視できる。一般に，HUGONIOT 曲線は直接 $P\sim V$，を目盛つたものをさすが，ここでは

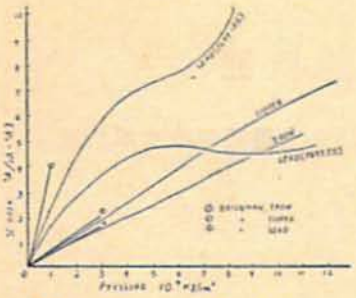

図1　金属の $\Delta V/V_0 \sim P$ 曲線

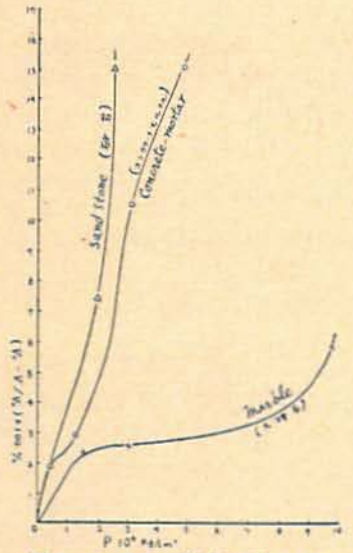

図2　岩石の $\Delta V/V_0 \sim P$ 曲線

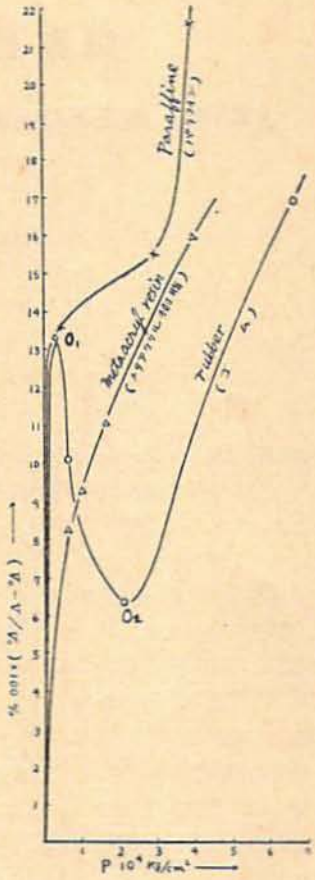

図3　高分子物の $\Delta V/V_0 \sim P$ 曲線

BRIDGMAN の結果との対比を見やすくするため，比容の変化は図のように示した。

鉄と銅は BRIDGMAN の実測結果を滑らかに延長したもののやや下方に位している。7×10^4kg/cm² までは圧縮し易い順にいえば，BRIDGMAN の実験と同じように，鉛，銅，鉄となるが，鉛は 9×10^4kg/cm² で鉄と順位を逆にするようになる。従つて，鉄や銅では少くも 10×10^4kg/cm² までは動的曲線と静的曲線との差は少いので，BRIDGMAN の資料をもとにした近似的取りあつかいが可能であるが鉛では許されない。また，鉛は純度によつて差を示し，低純度のものは上に位して，約 6×10^4kg/cm² から急に上に凹となる変曲部がある。これは第Ⅷ報でものべたように，塑性流動を起す臨界現象である。この性質は高純度のものは $8\sim10\times10^4$kg/cm² にあり，鉄，銅では未だ現われていない。

岩石や高分子物については図 2，3 に示すごとくである。砂岩とコンクリートモルタルはかなり良く似た形と位置を示しているが，大理石はこれらと対照的である。すなわち，大理石は前二者よりも動的に硬く，また塑性流動の発生は一層明瞭である。我々は工業爆破における爆薬の動的効果として，爆源近傍の高圧，高速下の破壊効果をあてるのが妥当であると考えるが，岩石の種類によつて高圧下の動的状態が図 2 のように大きく異ることは特に重要な意義をもつていると思われる。

高分子物ではパラフィンとゴムは $3\sim4\times10^3$kg/cm² までは大差ないが，ゴムは圧力の増大にともなつて，むしろ，圧縮率が低下するという奇妙な結果を示している。

この理由は，衝撃速度の変化に応じて固体の状態が異る性質がゴムでは異常に強いためである。衝撃波の波面では不連続的に物質速度 v による衝撃が起り，また，図 1～3 では高圧になるほど v は大となつている

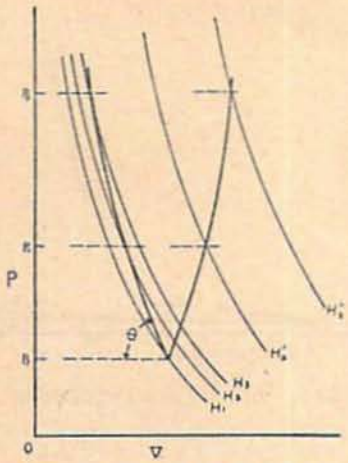

図4　ゴムの $\Delta V/V_0 \sim P$ 曲線が下むきとなる理由説明図

ので，正規衝撃波領域に関する限り，曲線の各点の動的性格は高圧ほど強くなつている。このとき，図4に示すように，物質速度 v_1, v_2, v_3 に対して $P-V$ 関係が H_1, H_2, H_3 と変化するものとすれば，現象が圧力 P_3 から P_1 までたどるルートは 3→2→1 となり，図のようにこの傾斜が負であれば，高圧ほどVは小，すなわち，$\Delta V/V_0$ は大となる。このとき，図1～3の曲線は上むきである。然し，$v_2 \sim v_3$ の変化に対して $P-V$ 曲線の変化が大きく，H_2, H_3 のようになれば，遂には 3'→2'→1 の傾斜は負号を転じて，高圧ほどVは大，すなわち，圧縮性に乏しい状態を示すようになつて図3のゴムの例のように下むきとなる領域が現れる。従つて，衝撃速度の大小による $P-V$ 曲線の差が少なければこのような現象は現れず，場合によつては，v のある範囲について近似的に一つの $P-V$ 関係を仮定することも可能であるが，ゴムはこの差が特に大きい興味ある材料ということができる。

次に $P-\Delta V/V_0$ 曲線が急に上むきに上昇することは，もはや，波面の物質速度が衝撃的意義をもたなくなつて，動的性質から解放されたことを意味する。従つて，この層性流動領域に入れば，ここに論じたような衝撃波的取り扱いは当然妥当ではなくなり，現象は静的な様式で理解されなければならない。

固体は凝集力の束縛から逃れて流動するから，側面方向への膨脹，流動の余地も充分あり，この実験条件では，層性流動を起した鉛が33度の投射角で流動するという第Ⅷ報の知見もうなづくことができる。このような場合は $P-\Delta V/V_0$ 曲線においても，比容Vの変化のみを論じて現象を理解すること自身，その意義が不明確となつてくることは注意を要する。

1・2　従来の固体の高圧状態式

高圧下の固体の状態式には現在次の四者によるものがある[6]。(1) P. W. Bridgman　(2) F. D. Murnagh　(3) Pack-Evans-James　(4) R. Furth これらはいずれも静的な条件のものであるが，なかでも Bridgman の式は最も確実な実験的根拠のあるものとして，他の研究者はその結果をこの式と合うか否かで確めている。

$$\frac{V_0-V}{V_0}=AP-BP^2 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (4)$$

理論的に行つたもののうちで興味深いのは Pack 等の式[7]である。かつて，Slater[8] は金属結合の場合，電子を共有することによつて結ばれるという点で等極結合と全く異るものではないという考えから，等極結合を行う二原子分子の原子間ポテンシャルに用いられる，Morse の函数を利用して結晶エネルギー E を

$$E_0=L\left[e^{-2\alpha(R-R_0)}-2e^{-\alpha(R-R_0)}\right]$$

とすることもあながち不合理でないと考えた。Pack 等もこの流れをくみ，Morse の函数のエネルギーの項をVで微分して，圧力Pと比容Vとの関係を導いたが，その結果は次のようであつた。

$$P=\alpha\left\{\exp.\left(\beta\frac{\sqrt[3]{V_0}-\sqrt[3]{V}}{\sqrt[3]{V_0}}\right)-1\right\}\Big/\left(\frac{V}{V_0}\right)^{\frac{2}{3}} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (5)$$

そして，Pack 等は衝撃実験を行つて，鉄についてはこの式は Bridgman の式とかなり良く合うことを認めた。然し，鉛については疑問がもたれる。それは，このような衝撃実験では，材料によつてはこのような静的考察のみでは割り切れない現象に遭遇することは必然的であつて，鉄で合つたから，鉛でも合う筈であるという根拠はきわめて薄弱である。従つて，このように理論的に行うときは圧縮の時間過程に重きをおいて行うことが今後最も必要なことである。

2. 衝撃波面の温度の評価[9]

固体内衝撃波の温度は，比容はきわめて小さく，容易に熱力学的平衡に達する上に，気体のような複雑な解離現象も考えられないので，比較的簡単にとりあつかうことができる。

波面では，まず次の熱力学的等式が考えられる。

$$Tds=CvdT+\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V\cdot T\cdot dV\cdots\cdots\cdots(6)$$

また，衝撃波のエネルギー式(8)と熱力学第1法則から

$$\int_0^{s_1}[Tds]_{\mathrm{HUG}}=\frac{1}{2}(P_1+P_0)(V_0-V_1)+\int_{V_0}^{V_1}[PdV]_{\mathrm{HUG}}$$

を得る。この式を V_1 で微分した結果と，式（6）を組合わせると次式が得られる。

$$\frac{d}{dV_1}\int_{s_0}^{s_1}[Tds]_{\mathrm{HUG}}=Cv\frac{dT_1}{dV_1}+\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V\cdot T_1$$

この解は次の式（7）となり，HUGONIOT 曲線が定まり，α, Cv はここに論ずる圧力，温度では一定と考えれば波面の温度が計算できる。

$$T_1(V_1)=T_0e^{b(V_0-V_1)}+e^{-bV_1}\int_{V_0}^{V_1}\left[\frac{f(V)e^{bV}}{Cv}\cdot dV\right]_{\mathrm{UHG}}\cdots(7)$$

ただし，$b=\alpha/\beta\cdot Cv$

$$f(V)=\frac{1}{2}\frac{dP}{dV}(V_0-V)+\frac{1}{2}P$$

α：熱膨脹率　β：圧縮率

実験によつて，P, V の関係や β は既知であり，これと，表1，の Cv, α, V_0 の値を用いて計算した結果を温度と圧力の関係図に示すと図 5～7 となつた。(T_0=30°C)

金属については鉄が最も低く，銅がそれに次くが，

表1　各物質の諸常数

物質名	C_V·cal/g°C	α·°C	V_0·cc/g
鉛	0.032	8.6×10^{-5}	0.088
銅	0.093	5.3×10^{-5}	0.112
鉄	0.127	3.5×10^{-5}	0.127
コンクリート	0.21	4.2×10^{-5}	0.51
大理石	0.20	1.1×10^{-4}	0.37
砂岩	0.17	3.0×10^{-5}	0.41
ゴム	0.37	2.3×10^{-4}	0.63
パラフィン	0.50	3.2×10^{-4}	1.11
メタアクリル樹脂	0.38	9.0×10^{-5}	0.83

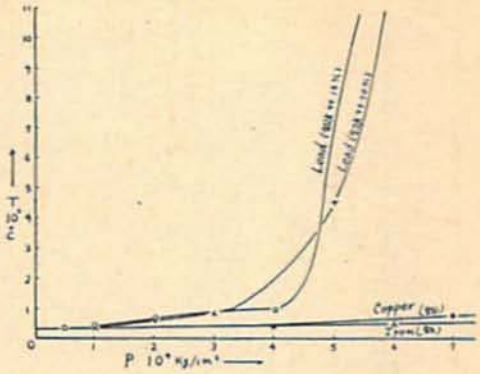

図5　金属の波面温度～圧力曲線

いずれも10万気圧でも 100°C 以下である。それに対して鉛は 3～4 万気圧までは 100°C 以下であるが，5～6 万気圧で 1,000°C 以上になる。この点は，先に指摘した $P\sim\Delta V/V_0$ 曲線の変曲部に相当しており，ここで急激に融点以上に高温になることは，液化して置性流動を起すという今までの知見を裏付けている。

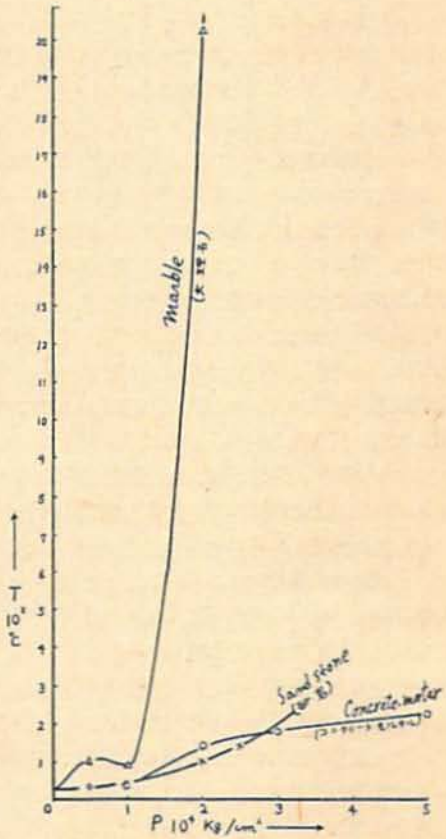

図6　岩石の波面温度～圧力曲線

この衝撃波と塑性流動波の臨界点は，$P\sim\Delta V/V_0$，又は $P\sim V$ 曲線の形のみでなく，このように波面温度の急上昇を起す点にも着目して定める方が一層合理的である。

岩石では，図6のように，コンクリートと砂岩はほぼ似かよつた位置にがる。これらは2.5万気圧以下では，現象は正規衝撃波による温度上昇を示すが，5万気圧以上になれば塑性流動領域に入るものと思われる。大理石はこれらと対照的で，2万気圧で急激に2,000°C にも達している。

高分子物では図7のように，メタアクリル樹脂は圧力とともに徐々に温度が上昇する，鉄や砂岩等に見られるタイプであるが，ゴムは2万気圧で1,950°C に達し，この温度～圧力曲線の頂点，O_2' は，先の $P\sim\Delta V/V_0$ 曲線の O_2 の圧力に一致する。先に，この O_1～部分が特に下むきになつた理由は前に説明したが，この領域は正規衝撃波である。それに対して，曲線が再び上むきになる点 O_2 において急激な温度上昇が起ることは，ここに明瞭な塑性流動発生点があることを示している。

この塑性流動波が発生した時の温度は，$O_2\Delta V/V_0\sim P$ 曲線の変曲点に当り，また，$P\sim V$ 曲線では一時，急に切り立つので b が大になり，式(7)において，第2項では e^{-bV} と e^{bV} とによつて相殺されるので変化は少いが，第1項がきわめて大となるため，急激な上昇となるのである。然し，塑性流動領域に入つたときの計算値は前節でも指摘したように，側面膨脹が自由であるほど厳密でなくなるので，それを考慮すれば計算値より低くなる筈である。

ゴムにおいては，このようにして温度が上昇した後急激に一旦低下して，再び上昇する過程をとつている。この様相はパラフィンにもあらわれている。この点は，塑性流動領域に入つた後の温度計算の基礎を，このように衝撃波式におくことが妥当でないために起つた結果か，あるいは，塑性流動波よりも高次の現象として，再び衝撃波が発生したかどちらかである。今の所，どちらが正しいかを論断する根拠はないが，もしも後者であるとすれば，塑性流動波よりもさらに強力な衝撃条件下で，再び衝撃波が起つたものと考えられる。

以上のように，強力な衝撃による固体内の正規衝撃波面の温度は，10万気圧でも 200°C 以下で，気体にくらべ，けたちがいに低い。その最大の理由は固体は気体よりも比容がけたちがいに小さいためである。これまでの考察には熱伝導は入つていないが，これを考

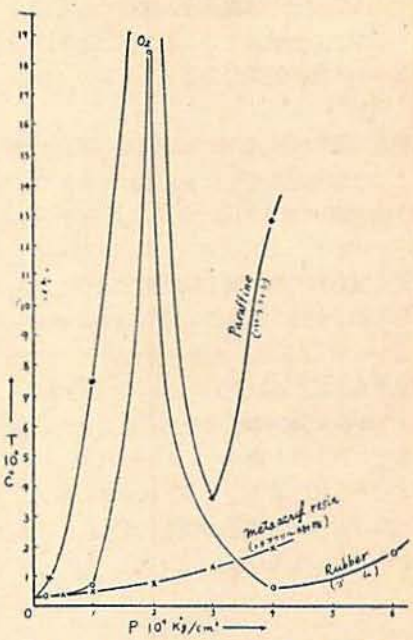

図7　高分子物の波面温度～圧力曲線

えに入れれば，一そう低くなる筈であり，比熱や熱膨脹率の温度，圧力による変化を考えてもこれより高くなるという可能性はない。

然し，$P\sim\Delta V/V_0$ 曲線が急に変化して，衝撃波領域から塑性流動波領域に入ると急激な温度上昇が起り，2,000°C 程度の温度はまれでない。この温度では岩石も融熔するであろう。ただ，この場合の計算値は，前にものべた通り，側面への流動が許される条件では意義は不明確となるものであつて，それを考慮すればより低くなる筈であるが，ここで急激に高温となることは当然であろう。

注目すべきことは，固体も空気を含めば衝撃波面の温度は高温となる可能性であつて，この点は固体爆薬内の気泡の存在と爆発性に関して興味ある問題を提示している。

3. Duffによる爆轟波の構造の解析法の吟味

爆源近くの衝撃波には，爆薬による衝撃の結果として，爆轟波の構造上の特性が影響してくる。従つて，原理的には逆に，それを利用して爆轟波の特性をしらべることができる筈である。この方法は R. W. Goranson の着想にもとづき，R. E. Duff 等[10] によつて発展したものであるが，ここにその大要を紹介し，筆者の実験結果を用いて検斗しておく。

3・1　爆轟波の構造に関する従来の説明

爆薬内を進行する爆轟波は，爆薬の化学反応で支えられた爆薬内の衝撃波ということができる。この構造は NEUMANN 等の説明で次のようなものと信じられている。(1942)

衝撃波の最前面には 10^{-5}cm 程度の薄い衝撃帯があり，ここで急に超高圧となる。これは今までのべてきたような純粋の衝撃波面である。爆薬はここで点火し，反応し始めて，この反応は一般に 0.1～数 mm の幅をもつ反応帯の終末面で熱平衡に達する。従つて，この面では「安定な爆速は，先の RANKINE-JUGONJOT 式，(1)～(3)（ただし，エネルギー式 (3) には反応熱の項が入る）に合う速度のうち最小のものである。」という CHAPMAN-JOUGUET の条件が満足され，現在の理論計算はこの条件を使つて，この面で行われる。従つて，この面を $C-J$ 面という。衝撃帯の圧力が $C-J$ 圧力に落つくまでの過程は不明であるがこの構造は図8のようになるであろう。

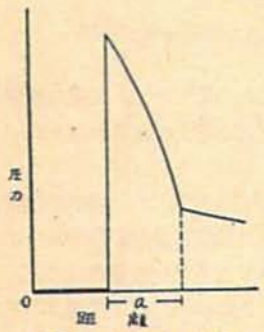

図8　爆轟波の構造

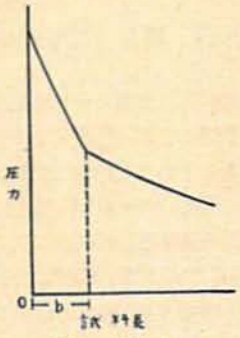

図9　固体内への応力波の投射説明図

3・2　爆轟波の固体への衝撃波投射

爆轟波面の圧力は急に減じて $C-J$ 圧力となるので，このような波が固体に投射されると爆源近くの圧力～距離曲線は図9のように，反応帯中の圧力の急激な低下に応ずる大傾斜の初期部分と，よりゆるやかな後期部分との折点が見られるであろう。そこで，この折点の圧力 P_m と，$C-J$ 圧力 P_α を，爆薬の比重 ρ_1，爆速 D_1，金属の比重 ρ_2，折点の衝撃波速度 D_2 で表わせば $C-J$ 圧力を求めることができる。また，同様にして，反応帯の長さ a も定められる。

$$P_\alpha=\frac{P_m(\rho_1D_1+\rho_2D_2)}{2\rho_2D_2}\equiv P_mI \quad ...(8)$$

$$a=\frac{b\cdot D_1(u_2+C_2-D_2)(1-k)}{D_2(u_2+c_2-kD_1)} \quad .....(9)$$

c_2, u_2 は $C-J$ 面が金属面に達したときに投射した金属内稀薄波の速度，$k\cdot D_1$ と物質速度は金属端面の移動速度である。これらの数値を求めるためには，衝撃源から至近距離の固体の挙動をしらべなければならず，測定距離 1mm 以下において数千 m/s の諸速度を測る必要にせまられる。このためには，きわめて高性能の時間計器が要るそのため今のところ充分な知見は得られないが，従来の実験結果を式 (4) に従つて批判しておく。

従来の結果から，鉄と銅の圧力減衰曲線を画くと図10のようになる。一方爆薬の諸元（ρ_1=0.95g/cc，D_1=4,700m/s），並びに金属の比重 ρ_2，金属内衝撃波速度は各距離について既知であるから，圧力曲線上に仮定した折点の各位置に応じた，式 (4) の I が求められ，これに各々の位置の金属内圧力をかけた値は図10の点線となる。また，この爆薬の $C-J$ 圧力 P_α は別に 60,000kg/cm² と計算されているので[11]，P_α を示す水平線と点線の交る点をしらべると，鉄は 5mm，銅は 10mm にある。次に，式 (5) の k, u_2 等は不明であるが，b は a のほぼ10分の1程度と考えられるから，TNT（Δ=0.95g/cc）の反応帯の長さは 0.5～1mm 程度となり，この推定値は従来の常識的なものであると思われる。然し，爆轟波のピーク圧力は，粉状の爆薬では従来の考え，すなわち，$C-J$ 圧力の2倍よりも高いようである。DUFF は，Com. B では約2倍となることを示している。

このように，爆轟波が固体に投射されるとき，爆轟波のエネルギーのいくばくかが固体に入射するかは，固体のインピーダンス（$=\rho_2\cdot D$）に右左されるので，

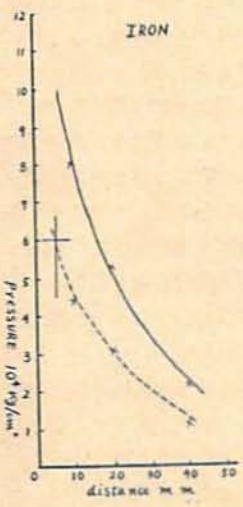

図 10

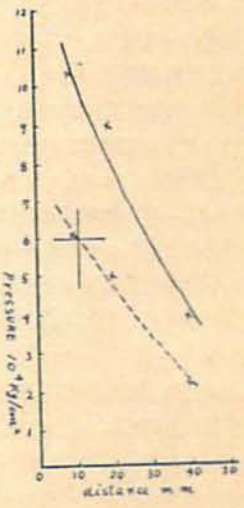

図 11

当然，固体の種類によつて b は異る筈であり，鉄は銅よりも $\rho_2 \cdot D$ は 10%大があり，銅より入射しにくいため，爆源近傍の減衰性も強く，見かけ上 b が小であることは考えられぬでもない。従つて，このような取り扱いには，今後，不完全入射の考慮をも含めて行う必要がある。

次に注意すべきことは，伝播にともなう応力波の形式の変化である。固体は限界以上の強力な衝撃にさらされると，正規衝撃波でなく，高次塑性流動波が発生することは先に指摘した通りである。爆源近傍の高次塑性流動波が急に衝撃波領域に入ると，物質速度は急激に低下し，この変化は爆轟波の特性よりも，むしろ，固体の物性にもとづくものである。従つて物質速度，又は圧力〜距離曲線の折点 b は正規衝撃波領域においてのみ正しい意義をもつことに留意しなければならない。従つて，このような実験には高次塑性流動波の発生し難い鉄が最も好ましい材料である。

第3に，たとえ応力波の形式に変化なく，正規衝撃波であるとしても，反応帯が長く，b が本質的に大きい場合は，波が b 点に達するまでかなりの減衰効果があるので，b 点の存在は明確を欠き，正直に爆轟波の特性を反映しないことも考えられる。図10においても折点が不明瞭である理由がここにあると思われる。従つて，粉状の爆薬，又は混合爆薬の如く，反応帯の長いものについてはこの方法は精密には用いられない。

最後に，従来考えられて来た理論的見地に立つ反応帯が実験的に如何様な様相を示すかは明らかではないので，式 (8)(9) を以て爆轟波の特性を結論ずけるのは危険である。論じて来た $C-J$ 点は必ずしも明確に区切られたものではなく，さらに，考察者の見解如何によつて幾多の物理的意義を与え得る性質とするのが妥当と思われる。この点，Duff 等の方法は更に多くの吟味を必要とするであろう。

4. 結　　論

固体内衝撃波は高圧下の固体の動的性質を知る上に重要なものであり，従来の実験値と Rankine-Hugoniot 式を用いて高圧下の動的な状態を演繹することができた。

その結果，鉄と銅は P. W. Bridgman の実験値にほぼ一致するが，鉛は静的曲線とかなりかけはなれていることがわかつた。すなわち，鉄は10万気圧の衝撃圧力下でも尚，むしろ弾性的な応力波の形式であるが，鉛は数万気圧で容易に衝撃波領域に入る。また，これは純度によつても異る状態図を示している。特に興味ある性質を示したのはゴムで，その状態図の変化から，ゴムは衝撃波が容易に発生し易く，衝撃速度によつて動的状態がきわめて大きく変化する特異な物質であることがわかる。この性質はパラフィンにも見られる。岩石は種類によつてかなりの差を示し，砂岩とコンクリートは良く似ているが，大理石はこれらと対照的に動的に硬いことを示した。

また，鉛，大理石，ゴム，パラフィン等は明らかに高次塑性流動波の発生が状態図に認められ，波面温度の計算結果もここで急激に高温となる結果を得た。一般に，現象が正規衝撃波である間は温度は低く，10万気圧でも 200°C 以下である。塑性流動領域に入つて急に 1,000〜2,000°C に上昇するという結果は，側面への膨脹や流動を考慮すれば低くなる筈であるが，塑性流動開始点で温度が急上昇することは当然と思われる。然し，これらの温度は気体の衝撃波面の温度にくらべればけたちがいに低いが，その最大の理由は，固体の比容が気体に比してきわめて小さいことにある。尚，爆源近傍の衝撃波の性質には爆轟波の構造上の特性が介入するので，それを利用して爆源近くの衝撃波実験から爆轟波の特性をしらべることができる筈である。この方法に関して行われた従来の理論を実験値を用いて吟味した結果，方法論的に注意すべき点が明らかになつた。

以上を通じて，衝撃波の性質は本報の状態図からも明らかなように，固体を動的に硬く，圧縮性に乏しくさせる現象の形式であることがわかるが，この意義は衝撃波による破壊現象と深い関連性が生ずるものである。

終始変らぬ温情の下に指導鞭撻される村田勉博士，並びに東京大学工学部山本祐徳，疋田強両教授，同理学部平田森三教授に感謝する。

文　　献

1) P. W. Bridgman: Physics of High pressure p. 174 (Bell) (1949).
2) 桜井武尚：火協誌 18, 43 (1957).
3) 〃 : 〃 18, 311 (1957).
4) 〃 : 〃 17, 35 (1956).
5) 〃 : 〃 18, 38 (1957).
6) G. E. Duvall and B. J. Zwolinski: Ind. Eng. Chem. 47, 1,182 (1955).
7) D. C. Pack, W. M. Evans and H, J. James: Proc. Phys. Soc 60, 1 (1948).
8) J. C. Slater: Introduction to Chemical Phy-

sics p. 451 (1939).
9) J. M. WALSH and R. H. CHRISTIAN: Phys. Rev. **97**, 1,544 (1955).
10) R. E. DUFF and H. HOUSTON: J. Chem. Phys. **23**, 1,268 (1955).
11) 疋田強：火協誌 **13**, 35 (1952).

On Brisance of Explosives XV

State of solids under high pressure impact

by Takehisa Sakurai

By applying the values of the propagation and particle velocities of shock waves, which were reported in the previous paper, to the well-known shock relations, the compressibilities of iron, copper and lead were calculated and shown in figure 1. Compressibilities of iron and copper well coincides with those statically obtained by P. W. Bridgman, while the compressibility of lead differs greatly from that obtained statically, and moreover the purity of lead has a great influence on the shock behavior.

This fact shows that in lead a shock wave is easily formed under the impact of TNT detonation, while in iron or copper the stress wave induced by TNT detonation is yet in an elastic region.

The dynamic property of rubber is of special interest; figure 3 shows that in rubber a shock wave is easily produced and the dynamic property is greatly changeable according to the velocity of impact. A similar behavior is also seen in paraffine, sand stone and concrete mortar, while marble, on the contrary, is hard for dynamic impact. as shown in fig. 2 and 3.

Then the author clearly found the fact that a high-order plastic flow occurs in lead, marble, rubber or paraffine if the impact pressure exceeds a certain limit. Here it is noticed that such a high-order plastic flow accompanies a remarkable rise in temperature, compared with the fact that a shock wave accompanies a little temperature rise.

Fig. 10 or 11 shows the shock pressure in iron or copper as a function of the distance traversed. Thereby the author could not find any knick point, the existence of which was recently reported by Duff and Houston.

(Nihon Yushi Co., Ltd)