



Title	個体中への音響衝撃波パルスの発生とその応用に関する研究
Author(s)	安本, 義正
Citation	大阪大学, 1977, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/238">https://hdl.handle.net/11094/238</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

固体中への音響衝撃波パルスの発生と  
その応用に関する研究



安 本 義 正

固体中への音響衝撃波パルスの発生と  
その応用に関する研究

安 本 義 正

# 目 次

第 1 章 緒 論 .....	1
第 2 章 固体中への音響衝撃波パルスの発生 .....	4
2-1 緒 言 .....	4
2-2 本研究に用いた発生装置 .....	5
2-2-1 原 理 .....	5
2-2-2 音源と試料の構成 .....	6
2-2-3 パルス巾および圧力振巾の推定 .....	7
2-2-4 パルスの検出方法 .....	14
2-2-5 装置全体の構成 .....	19
2-3 衝撃波パルスの発生 .....	19
2-3-1 パルスの波形およびスペクトル .....	20
2-3-2 再現性 .....	23
2-3-3 パルスの振巾およびそのコントロール .....	23
2-4 熱処理後の試料中のパルス波形 .....	27
2-5 結 言 .....	30
第 3 章 円形断面棒中における衝撃波パルスの伝播特性 .....	33
3-1 緒 言 .....	33
3-2 理 論 .....	34
3-2-1 速度分散による波形歪 .....	34
3-2-1 PZT層による波形歪 .....	40
3-3 パルスの波形追跡 .....	43
3-3-1 速度分散のみを考えた場合 .....	44
3-3-2 PZT層のみを考えた場合 .....	45
3-3-3 速度分散およびPZT層両方を考えた場合 .....	46
3-4 断面が変化する円形断面棒中におけるパルスの伝播 .....	52
3-4-1 断面が連続に変化する場合 .....	53
3-4-2 断面が不連続に変化する場合 .....	57
3-5 結 言 .....	61

第 4 章	固体中の衝撃波パルスの振巾に依存した異常吸収	63
4-1	緒 言	63
4-2	理 論	63
4-3	測定方法	65
4-4	測定結果	67
4-4-1	弾性領域における振巾依存性	67
4-4-2	塑性領域における振巾依存性	70
4-5	考 察	74
4-6	パルスの他の応用面	80
4-7	結 言	82
第 5 章	固体内境界面における衝撃波パルスの応用振巾に依存した異常反射	83
5-1	緒 言	83
5-2	測定方法	84
5-3	測定結果	85
5-4	応力-歪関係による解析および実験結果との比較	90
5-5	パルスのくりかえし入射による反射パルスの変化	96
5-6	パルスの他の応用面	96
5-7	結 言	99
第 6 章	衝撃波パルスによる高減衰能合金(防振合金)の音響特性	101
6-1	緒 言	101
6-2	防振合金およびその防振機構	102
6-3	使用した防振合金(Mn-Cu系合金)	105
6-4	測定方法	105
6-5	測定結果	106
6-5-1	減衰および速度の温度依存性	108
6-5-2	減衰および速度の振巾依存性	111
6-6	防振対策への有効性と問題点	114
6-7	パルスの他の応用面	115
6-8	結 言	116
謝 辞		117
参 考 文 献		118

# 第1章 緒 論

固体中における音波の伝播特性に関する研究は古くからなされており、また一方固体の種々の研究に音波がよく用いられている。音波としては連続波がよく用いられており、たとえば非直線弾性の分野において、静圧下における超音波の音速測定結果から高次の弾性定数が求められている。<sup>1)~8)</sup> さらに有限振巾音波についての研究もさかんになり、有限振巾音波の伝播に関する研究<sup>9)</sup>とか、非直線弾性の分野において、有限振巾超音波による高調波の測定結果から高次の弾性定数などが求められたり、<sup>10)~13)</sup> 非直線弾性率の温度依存性<sup>14), 15)</sup>などが測定されている。一方では、連続波に対して、最近単発の圧力波による研究がされるようになった。単発の圧力波といっても種々の形のものがあり、呼び方も各人各様である。大きく分けると、Fig. 1に示すように、階段状のもの(Fig. 1(a))と持続時間の短いもの(Fig. 1(b))がある。階段状の圧力波は一般に衝撃波と呼ばれており、種々の研究に用いられている。たとえば固体の相転移および分極に関する研究、<sup>16)~18)</sup> 動的体積弾性率の測定、<sup>19)</sup> 光ルミネッセンスの研究、<sup>20)</sup> 高次の弾性定数の決定、<sup>21)</sup> 固体の塑性波の研究、<sup>22)</sup> 衝撃圧力下における固体の状態式の決定<sup>23), 24)</sup>などである。この衝撃波の発生方法としては、火薬などの爆発を利用したり、<sup>16)~23), 25), 26)</sup> 衝撃波管を利用したもの<sup>24)</sup>があり、高圧が得られるという利点を有している。しかし反面、再現性、圧力コントロールに難点がある。

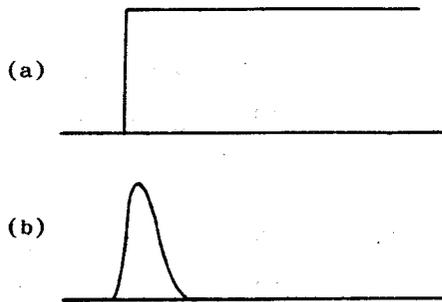


Fig.1-1 Waveforms of stress wave.  
(a) Shock wave, (b) Shock pulse.

一方、持続時間の短い圧力波(以下衝撃波パルス、あるいは単にパルスと呼ぶ)に関しては、種々の形状をした固体中の伝播<sup>27)~30)</sup>とか、粘弾性体中における波形歪<sup>31)</sup>等で、固体中における伝播特性に関するものが多く、衝撃波パルスを用いた非直線現象に関する研究は今までのところなされていない。これは、後述するように、再現性のよい大振巾の衝撃波パルスの発生が十分探求されていなかったことが原因の1つと考えられる。ところで、単発の圧力波は固体ばかりでなく気体、液体の分野においても用いられており、衝撃波に関しては、物理化学の分野<sup>32)</sup>に

においてよく用いられている。一方衝撃波パルスを用いた研究としては、円管中の伝播、<sup>33)~36)</sup>  
超音速飛行中にもなって生ずるソニックブームの研究、<sup>37)~43)</sup> 液体中の伝播における波形歪  
の研究<sup>44), 45)</sup> 等がある。

さて、衝撃波パルスは、次に述べる利点を有しており、今後ますます、いろんな分野に応用、  
利用されると思われる。まず第1に情報量が多いことである。すなわち、衝撃波パルスは広い周  
波数範囲にわたって連続的に周波数成分を有しており、なんらかの原因で周波数成分の増減がひ  
きおこされ波形変化がおこる場合、フーリエ解析等によってその変化をひきおこす原因につい  
ての検討が、それぞれの周波数について一度に行なえるという利点がある。第2に、空間分解能の  
点において、持続時間の短いパルスを用ることにより、たとえばブラックボックスへの入力パ  
ルスの動きを詳細に追跡でき、第1の情報量が多いことと相まって、ブラックボックスの物理的意  
味を明確にすることができ、現象の解明にとって、たいへん有効であると思われる。この第1、  
第2の利点を実際に生かされるようになったのは、計算技術の発達によると思われる。第3の利  
点は、連続波の場合には、圧力振巾に制限があるが、衝撃波パルスの場合、圧力振巾を容易に大  
きくできるということであり、種々の非直線現象の研究が可能であると思われる。以上の利点を  
有することからも、衝撃波パルスは、応用面として、通信的応用および動力的応用があり、今後  
ますます物理学、音響学あるいはその他の分野で重要となると思われる。

上述の利点を有しているにもかかわらず、固体中への衝撃波パルスの発生には、これまで十分  
に満足できる方法がなかった。従来、発生方法として、レーザーパルスを利用したもの、<sup>46)~51)</sup>  
電子照射によるもの、<sup>52)</sup> 金属球の衝突を利用したもの、<sup>27)~29)</sup> 空気銃によるもの<sup>30)</sup> などがある  
が、再現性、圧力コントロール、圧力振巾等に難点があり、発生方法そのものの開発が望まれて  
いた。

筆者は、以上に述べた衝撃波パルスの利点を生かして、今までになされていない、固体中にお  
ける非直線現象の研究を行なうことを考えた。そのためには、まず再現性がよく、圧力コント  
ロールが容易で、しかも実験に適した持続時間および圧力振巾を有する衝撃波パルスを発生する方  
法の開発から始めなければならない。筆者は、まずはじめに、これまでと異った発生方法によ  
って固体中に再現性、圧力コントロール、圧力振巾、持続時間に関して、満足のできる衝撃波パ  
ルスの発生を試みた。その結果、上に述べたすべての面において、ほぼ満足のいく衝撃波パルスを  
発生することができた。さらに熱処理後のアルミニウム中へパルスを発生させたところパルスの  
振巾に依存した興味ある波形変化が得られた。このことから、固体試料としてアルミニウムを選  
んだ。ところでパルスを固体中での非直線現象の測定に応用する前に、まず円形断面棒中におけ  
るパルスの基本的な伝播特性について調べた。その結果、ここで得られるパルスが上述の応用に

対し、パルス巾についても非常に適したものであることがわかった。さらに断面が変化する2, 3の円形断面棒中におけるパルスの伝播実験を行ない興味ある伝播特性が得られた。パルスの応用面について、まず、パルスのアルミニウム中における吸収測定を行なった結果、パルスの応力振巾に依存した吸収を測定することができた。そして、内部構造との関連について、パルスに対する動的な応力一歪の測定および組織観察を行ない考察を行なった。次に、熱処理前後のアルミニウムの境界におけるパルスの反射測定を行なった結果、パルスの応力振巾に依存した興味ある非直線的な反射現象を見出した。これについても内部構造との関連のもとに、パルスに対する応力一歪の関係を用いて反射現象の解析を行なった。最近の社会問題の1つである騒音、振動問題に関連して、高い減衰能力を有する種々の合金の開発が行なわれるようになったが、これらの高減衰能合金の騒音、振動防止対策、とくに、今後ますます問題となってくるとされる衝撃性の騒音、振動に対する有効性を検討するために、基礎的なデータを得る目的で、まずMn-Cu系合金をとりあげ、その、パルスによる吸収および音速の測定を行なった。その結果、この合金が普通の金属の数十倍以上もの高い減衰能力を有するなど興味ある結果が得られた。

以下、第2章に固体中への衝撃波パルスの発生について、第3章に円形断面棒中の衝撃波パルスの伝播特性について、第4章にアルミニウム中の衝撃波パルスの非直線的な吸収の測定およびパルスの他の応用面について、第5章にアルミニウムを用いた固体境界面における衝撃波パルスの非直線的な反射の測定およびパルスの他の応用面について、さらに第6章に高減衰能合金中における衝撃波パルスの減衰および音速の応力振巾依存性および温度依存性について述べ、他の応用面についても述べる。

## 第2章 固体中への音響衝撃波パルスの発生

### 2-1 緒言

固体中に衝撃波パルスを発生させて固体内における種々の現象を研究するためには、それぞれの現象に適したパルスを発生させる必要があり、再現性、圧力コントロールはもちろんのこと、圧力振巾、パルス巾において希望するものが得られなければならない。

固体中への単発の圧力波の発生方法については、第1章にも述べたように、衝撃波 (unit step) の場合、火薬の爆発を利用したもの<sup>16)~23), 25), 26)</sup>があり、数100Kbarもの高圧が得られている。また、衝撃波管を利用して数10Kbarの衝撃波が得られている。<sup>24)</sup> いずれも、高圧が得られるという利点があり、高圧領域における研究に適しており、種々の研究に用いられている。しかし反面、再現性、圧力コントロールの点から考えて非常に難点があり、実験にも困難がともなう。一方、本研究に使用するような衝撃波パルス (unit impulse) の発生方法も種々あり、レーザーパルスの光エネルギーの吸収による熱的效果を利用したもの、<sup>46)~51)</sup> 電子照射によるもの、<sup>52)</sup> 金属球の衝突を利用したもの、<sup>25)~27)</sup> 空気銃によるもの<sup>28)</sup> 等があり、それらを用いて、伝播特性などの測定がなされている。ところが、衝撃波の場合と同様に、再現性、圧力コントロール等に難点があり、圧力振巾、パルス巾等にも難点が多く、満足の出来る発生方法そのものの開発が望まれていた。

筆者は、衝撃波パルスのもつ利点を利用して、固体中の種々の現象、とくに非直線現象の測定研究を行なう目的で、まず、再現性がよい、圧力コントロールが容易な衝撃波パルスの発生を試みた。パルス音源として、今までの方法には、上に述べたように難点が多いので別の方法を考えた。

Eisenmenger<sup>53), 54)</sup> は、電磁誘導法によって液体中へのパルスの発生に成功した。中村、竹内<sup>55), 56)</sup> は同じ型の音源で気体中へのパルスの発生に成功している。筆者は彼等が使用したのと同じ型の電磁誘導型音源を固体中への衝撃波パルスの発生に応用することを考えた。

パルスを応用する場合、再現性、圧力コントロールの容易さと共にパルス巾も重要である。本研究において、パルスを用いて実験を行なう場合、試料としてまず10mmの直径をもつ円形断面棒を考えたので、速度分散の影響(円形断面棒を伝播するパルスは速度分散によって波形が歪む。このことについては第3章でくわしく述べる。)を考えると、パルス巾は $15\mu\text{S}$ 以上が望ましい。また試料の長さにも制限があり、1m以下の試料を使用するとして、空間分解能の点を考慮すると $40\mu\text{S}$ 以下であることが望ましい。結局パルス巾 $T$ としては、 $15 < T < 40\mu\text{S}$ が望ましい。一方パルスの振巾に関しては、固体中での種々の測定によって、どの程度のものが必要かが

決まり、相転移などのように数10Kbar以上という高圧を必要とする場合もあるし、単にパルスの伝播特性の測定のように数bar以下でもよい場合もある。ここでは直線現象から非直線現象へ移り変わる領域をねらうこととし、数bar~数100barのものを目標にした。

実験の結果、上述の再現性、圧力コントロール、パルス巾、圧力振巾等の面で、はじめの目標を十分満足する衝撃波パルスを発生させることができた。<sup>57), 58)</sup> また最近、わが国でも筆者らの使用した音源と同型のものを用いて地中へのパルスの発生を行ない<sup>59)</sup> 地下埋設物探査などの実験<sup>60)</sup> が行なわれており、このようなパルス音源が今後ますます利用されることが期待できる。以下に発生方法、結果等について述べる。

## 2-2 本研究に用いた発生装置

### 2-2-1 原理

Fig. 2-1に衝撃波パルス発生装置の概略を示している。コンデンサに充電した電荷をトリガ放電によって放電ギャップを通してスパイラルコイル(Fig. 2-2参照)に流す。このとき、コイルに対置した金属板は電磁反発力を受けて急激に運動する。金属板に接している媒質は金属板の急激な運動によって圧縮され衝撃波パルスの発生がおこる。発生するパルスの振巾、パルス巾等は媒質の種類、コンデンサの容量、それに蓄えられる充電エネルギーの大きさ、さらにスパイラルコイルの電気特性等によって決まる。

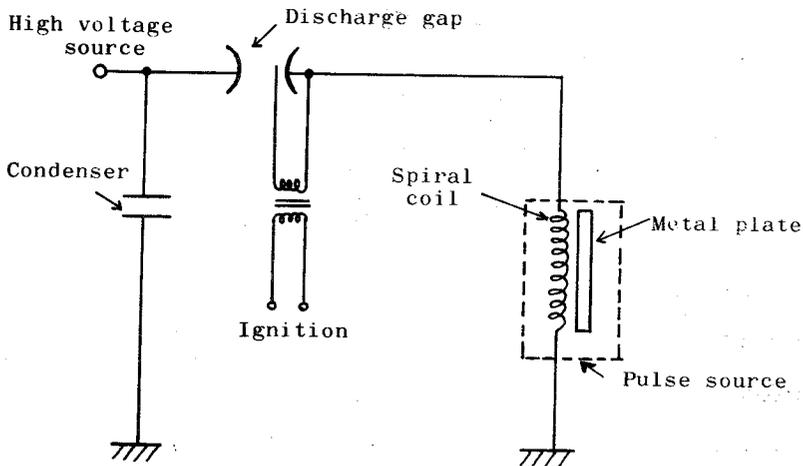


Fig.2-1 Schematic diagram of shock pulse generator.

Fig. 2-2に音源部の構成を示す。スパイラルコイルはアクリライトの円柱台に細いエナメル線をうず巻状に単層に巻いたものである。スパイラルコイルと金属板の間には絶縁のためにマイラーフィルムを入れる。電磁力  $F$  は、Eisenmengerによれば次式<sup>53)</sup>で表わされる。

$$F = \frac{1}{2} \left( \frac{dL_s}{d\xi} \right) I^2 \quad (2-1)$$

ただし、 $L_s$ はコイルに金属板を対置させたときのインダクタンス、 $\xi$ は板の変位、 $I$ は放電電流を表わす。 $dL_s/d\xi$ は $\xi$ に対する $L_s$ の測定結果から求まるので、 $I$ を測定すれば電磁力  $F$  は(2-1)式で計算することができる。

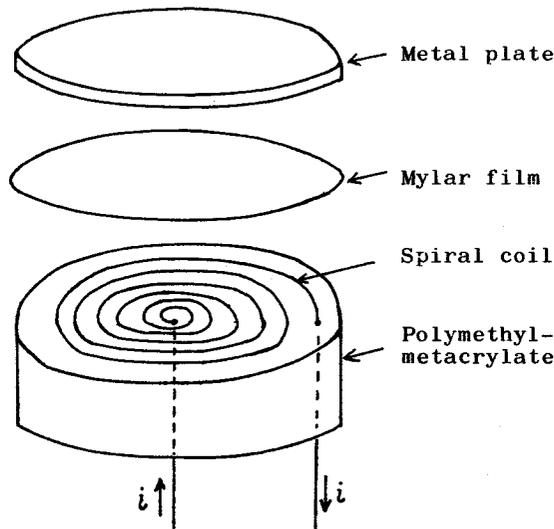


Fig.2-2 Pulse source.

### 2-2-2 音源と試料の構成

パルスの再現性、および形状に関して、いかに再現性よく形のきれいなパルスが発生させるかは、金属板の種類、音源の大きさ、および音源の金属板と試料のコンタクトの仕方等に大きく左右される。金属板に接する媒質が固体で、金属板と固体媒質が密着している場合、金属板に加わる電磁力がそのまま固体媒質に加わると考えると、固体中に発生する力  $F'$  は電磁力  $F$  と近似的に等しくなり、

$$F \approx F' \quad (2-2)$$

となる。コイルの面積を  $S$  とすると固体媒質の端面に加わる圧力  $P$  は(2-1)、(2-2)式

から近似的に

$$P \approx \frac{F}{S} = \frac{1}{2S} \left( \frac{dLs}{d\xi} \right) I^2 \quad (2-3)$$

で表わされる。一方金属板に加わる力は径方向に対して、Fig. 2-3に示すような圧力分布をもつので、<sup>53)</sup> 波形の点から考えてFig. 2-4に示すように固体試料の直径にくらべて、コイルおよび金属板の直径を十分に大きくし、試料の接触の位置を金属板の中心および周辺をさけた。Eisenmengerは金属板として銅板を用いているが、変形しやすく、固体試料との接触の条件によって再現性に疑問があるのでジュラルミン板を用いた。金属板と固体試料のコンタクトには密着性をよくするために、グリース(市販)を用いた。コイルは試料の直径10mmに対し57mmの直径(0.23mmφのエナメル線を100回巻きしたもの)のものを用いた。ジュラルミン板の厚さは1mm、マイラーフィルムの厚さは0.075mmである。金属板は厚さ20mmのベークライトで固定した。

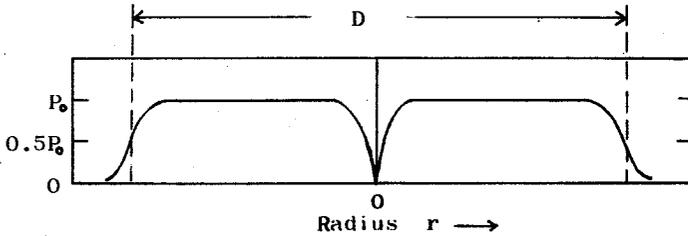


Fig. 2-3 Pressure distribution on metal plate.  
D : diameter of spiral coil.

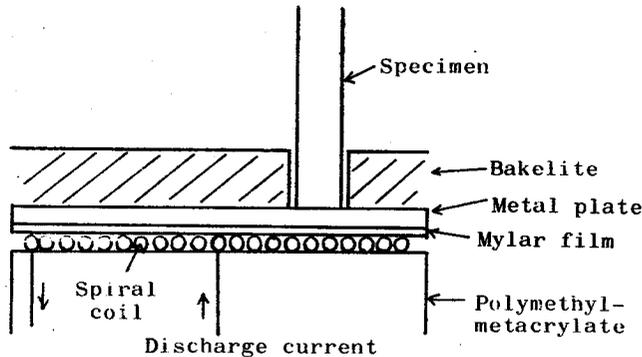


Fig. 2-4 Arrangement of pulse source and specimen.

### 2-2-3 パルス巾および圧力振巾の推定

固体試料中に発生するパルスの圧力振巾は(2-3)式によって、コイルの面積 $S$ 、 $dLs/d\xi$

および放電電流  $I$  がわかれば推定できる。またパルス巾も放電の電流波形を測定することによって推定することができる。スパイラルコイルのインダクタンス  $L_0$  ( $\mu\text{H}$ ) はコイルの巻数  $n$ 、半径  $r$  (cm) より次式<sup>53)</sup> で与えられる。

$$L_0 = 0.7 \times 10^{-2} n^2 r \quad (\mu\text{H}) \quad (2-4)$$

スパイラルコイルに金属板が対置していない状態では、放電は減衰振動をし、その周期  $T$  はコンデンサの容量を  $C$  として近似的に、次式で与えられる。

$$T \approx 2\pi\sqrt{L_0 C} \quad (2-5)$$

ただし、ここではコイルのインダクタンス  $L_0$  およびコンデンサの容量  $C$  以外のインダクタンス、容量、抵抗を無視できる程度に小さいとしている。スパイラルコイルに金属板が対置している状態では、コイル系(コイル+金属板)のインダクタンス  $L_s$  は  $L_0$  より小さくなり、放電波形もほとんど減衰振動をせずにパルス状になり、放電時間は非常に短くなる。

- a) コンデンサの容量  $C$  :  $1 \mu\text{F}$  (耐圧  $15 \text{ kV}$ ) のものを用いた。
- b) スパイラルコイルのインダクタンス  $L_0$  および抵抗  $R$  : スパイラルコイルは直径  $0.23 \text{ mm}$  のエナメル銅線を  $100$  回巻きしたものを作製した (Fig. 2-5)。

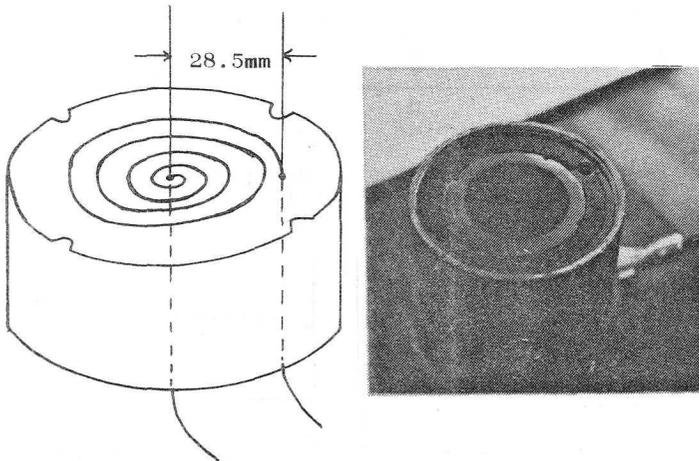


Fig.2-5 Spiral coil.

このときコイルの半径は  $2.85 \text{ cm}$  でコイル面積は  $25.5 \text{ cm}^2$  である。

$L_0$  は (2-4) 式から

$$L_0 = 0.7 \times 10^{-2} \times 100^2 \times 2.85 \div 200 \quad (\mu\text{H})$$

またQメータによる実測値は  $L_0 = 205 \mu\text{H}$  であり、上の計算値は測定値とほぼ一致している。  
 抵抗  $R$  は  $4.5 \Omega$  である。

c)  $dL_s/d\xi$  の測定：

スパイラルコイルに金属板を対置させたときの状態で、金属板のコイルからの変位に対する  $L_s$  をQメータで測定した。Fig. 2-6にその結果を示す。図から  $dL_s/d\xi$  を求めると  $84.6 \mu\text{H}/\text{mm}$  である。

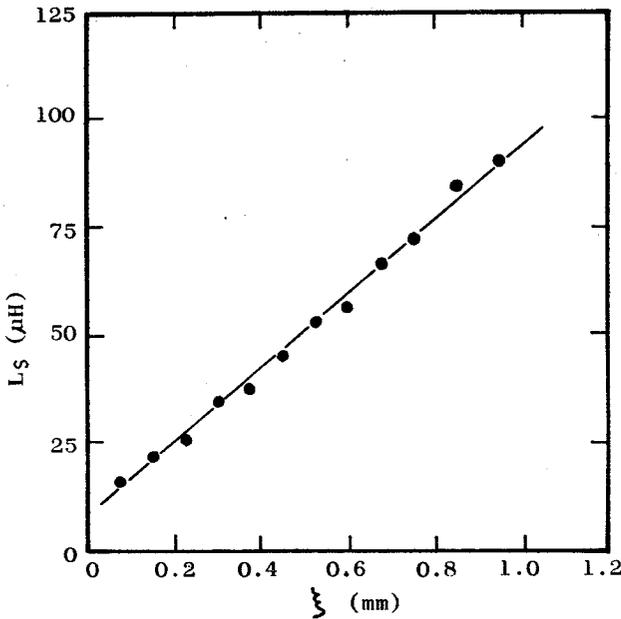


Fig.2-6 Inductance  $L_s$  as a function of spacing  $\xi$  between the spiral coil and the metal plate.  
 Measuring frequency : 5 MHz.

d)  $I$  の測定：

放電電流の測定にはログスキーコイル<sup>61)</sup>を用いた。その感度を決定するためにスパイラルコイルから金属板をはずした状態における放電電流をログスキーコイルによって測定した。一方、電流の振巾は次の理論式<sup>62)</sup>を用いて求めた。

$$I_n = (-1)^{n+1} C \cdot V_0 \cdot \omega_0 e^{-\frac{k}{\omega_f}(\phi + n\pi)} \quad (2-6)$$

ここで、 $I_n$  は振動電流の  $n$  番目 ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) の振巾、 $C$  はコンデンサの容量、 $V_0$  は充電電圧、および

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_0 C}, \quad k = \frac{R}{2L_0}, \quad \omega_f = \omega_0 \sqrt{1 - k^2 / \omega_0^2}, \quad \cos \phi = k / \omega_f$$

である。Fig. 2-7にログスキーコイルの出力波形の写真を示す。

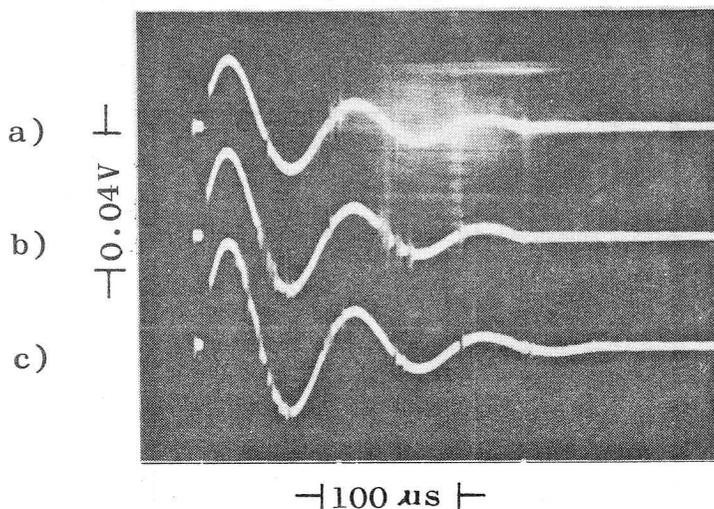


Fig.2-7 Output signal of Rogousky coil. Charged-up voltage : (a) 4kV, (b) 5kV, (c) 6kV.

写真より放電周期は約  $9.1 \mu\text{s}$  である。これは (2-6) 式の  $\omega_f = \omega_0 \sqrt{1 - k^2 / \omega_0^2}$  から  $T_f = 2\pi / \omega_f$  によって求めた値  $9.12 \mu\text{s}$  とよく一致している。

ログスキーコイルの出力と電流の理論値を用いて電流とログスキーコイルの出力電圧との関係を求めた結果が Fig. 2-8 である。充電電圧  $3 \text{ kV} \sim 6 \text{ kV}$  に対してプロットしたものである。図から、電流とログスキーコイルの出力電圧の比 (以下ログスキー感度と呼ぶ) は  $1.14 \times 10^4$  (Amp/V) となる。このログスキー感度の値を用いてコイルに金属板を対置させた状態での電流値をログスキーコイルの出力電圧から計算することができる。

e) パルス巾の推定:

Fig. 2-9 にコイルに金属板を対置させた状態 (音源としての使用状態) における放電波形を示す。はじめに述べたように、放電波形はほとんど振動せずにパルス状である。さらに放電時間は、Fig. 2-7 と比較してもわかるように、非常に短くなっている。パルスの音圧は電流の

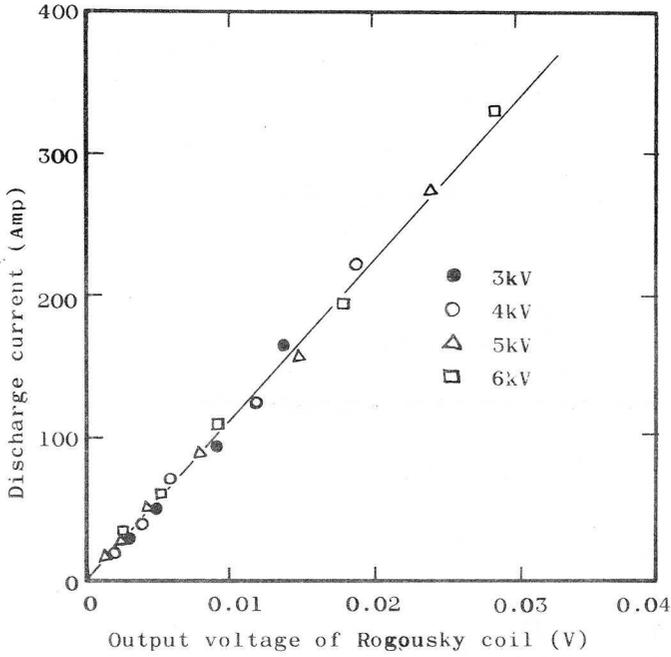


Fig.2-8 Discharge current vs. output voltage of Rogousky coil.

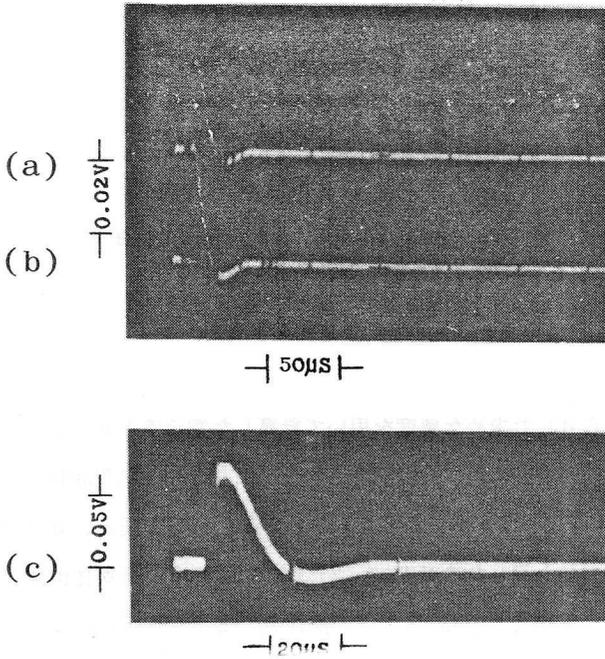
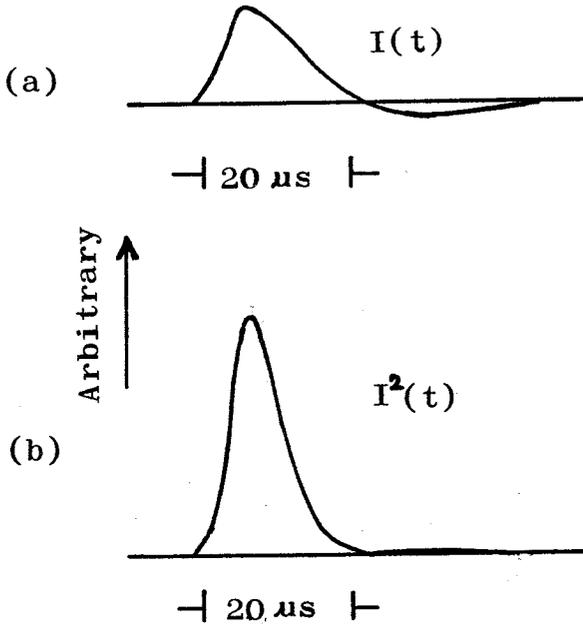


Fig.2-9 Output signal of Rogousky coil. Charted-up voltage : (a) 3kV, (b) 4kV, (c) 8kV.

2乗に比例するので Fig. 2-9(c)の放電電流波形  $I(t)$  の2乗を求め、試料中に発生されるパルスの波形を推定した。Fig. 2-10に放電電流波形  $I(t)$  と その2乗波形  $I^2(t)$  を示す。図から、 $I^2(t)$  波形はパルス状になることがわかる。またこの図から試料中に発生されるパルス巾は約  $2.2 \mu\text{s}$  と推定される。これは本研究において希望したパルス巾  $1.5 < T < 4.0 \mu\text{s}$  を満足している。



**Fig.2-10 Waveforms of discharge current  $I(t)$  and  $I^2(t)$ .**

f) 圧力振巾の推定：

ログスキーコイルの出力から d) で求めた感度を用いて計算した電流値と c) で求めた  $dL_s/d\xi$  の値を用いてそれぞれの充電電圧に対する電磁力  $P$  を求めた。その結果 Table 2-1 に示す。表中の充電エネルギー  $E_0$  は  $CV_0^2/2$  から計算したものである。充電電圧と、ログスキー出力電圧によって計算した電流の関係を示したのが Fig. 2-11 で 図から両者が比例関係にあることがわかる。充電エネルギーと電磁力  $P(=F/S)$  の関係を図示したのが Fig. 2-12 でこれも両者が比例関係にあることがわかる。なお、試料中に発生するパルスの圧力振巾としては、 $1.2 \text{ K V}$  ( $7.2 \text{ J}$ ) で  $20.6 \text{ bar}$  である。ここではコンデンサの耐圧が  $15 \text{ K V}$  であることから  $1.2 \text{ K V}$  までしか実験していないが、原理上では充電電圧(充電エネルギー)を上げればより

Table 2-1 Electro-magnetic force.

Charged-up voltage V (kV)	Charged-up energy E (J)	Electro-magnetic force P (bar)
3	4.5	12.5
4	8.0	25.1
5	12.5	35.5
6	18.0	51.0
7	24.5	71.6
8	32.0	91.6
9	40.5	113.9
10	50.0	139.0
11	60.5	168.0
12	72.0	206.0

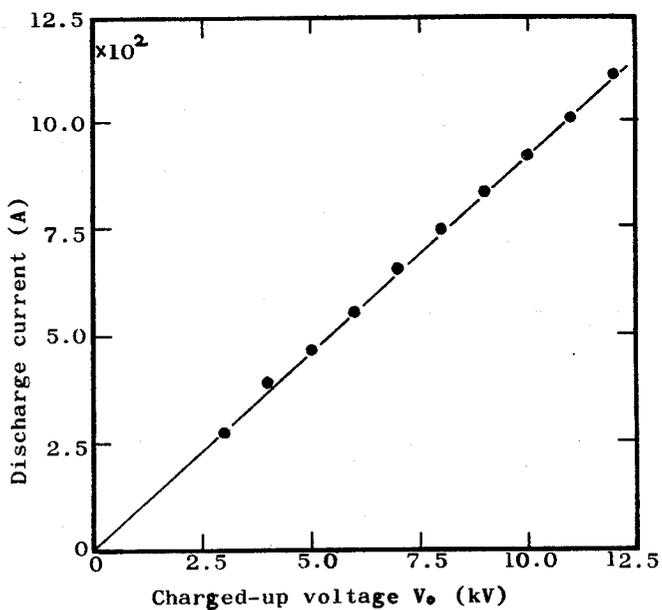


Fig.2-11 Discharge current as a function of charged-up voltage of the condenser.

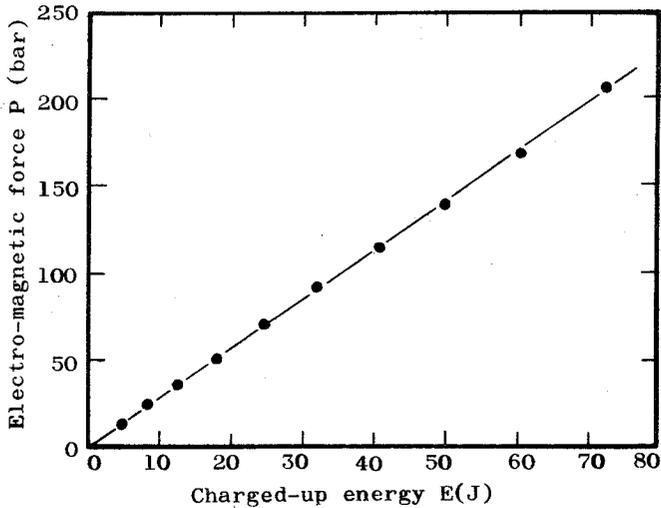


Fig.2-12 Electro-magnetic force as function of energy charged-up in the condenser.

大きい振巾が得られる。

#### 2-2-4 パルスの検出方法

試料中に発生された衝撃波パルスの検出においては、本研究では、応力波形の検出および歪波形の検出を行なった。検出方法としては、いろいろ考えられるが、ここでは応力検出器として、P Z T (ジルコン酸チタン酸鉛)を用い、歪検出器として、半導体ゲージを用いる。また応力検出器として用いるP Z Tを歪の検出にも用いることを考えた。以下、応力波形および歪波形の検出方法について述べる。

##### a) 応力の検出

応力の検出器としては、圧電磁器振動子の一種であるP Z T (チタン酸ジルコン酸鉛)を用いた。材質、形状、寸法等により種々あるが、ここでは、温度特性などの点を考えて形名が7 D-10-1800 (村田製作所製)の直径10mm, 厚み1mmのものを用いた (Fig. 2-13) Table 2-2におもな物理定数を示す。<sup>63)</sup> 上述のP Z Tを2本の試料の間にはさみこみ、接着することにより応力波形の検出を行なった。接着剤は市販のアラルダイト (AW106, HV953U)を用いる。室温以上の高温測定の場合は接着強度の点から、高温用アラルダイト (AV138, HV998)を用いる。

検出されるパルスの圧力PはP Z Tの出力電圧Vから次式によって計算される。<sup>64)</sup>

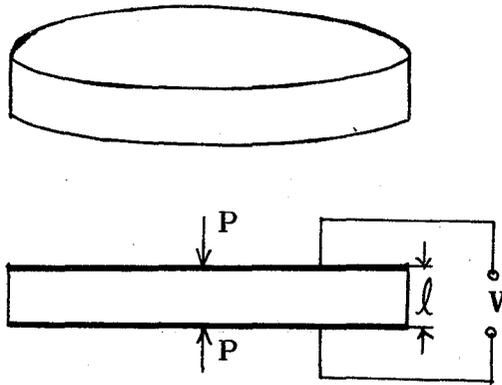


Fig.2-13 PZT transducer.

Table 2-2 PZT transducer (7D-10-1800)

Frequency constant (Hz·m)	1800
Piezoelectric constant d (m/V)	$498 \times 10^{-12}$
Piezoelectric constant d (Vm/N)	$31.2 \times 10^{-3}$
Dielectric constant $\epsilon$	1800
Young's modulus E (N/m <sup>2</sup> )	$6.2 \times 10^{10}$
Density (kg/m <sup>3</sup> )	$7.4 \times 10^3$
Poisson's ratio $\sigma'$	0.3
Curie point (°C)	320

$$P = \frac{V}{g_{33} \cdot l}$$

(2-7)

ここで、 $g_{33}$  は PZT の厚み方向の電圧出力係数、 $l$  は PZT の厚みである。(2-7)式からここで用いる PZT (7D-10-1800) の感度を求めると  $0.32$  (bar/V) である。なお、推定パルス巾が  $2.2 \mu\text{S}$  であるから一般の固体の場合パルス巾は空間の長さで数 cm 以上になり、1 mm 厚の PZT 層による反射の影響はほとんど無視できる。これについては第 3 章 で詳細に述べる。

#### b) 歪の検出

##### b)-1 歪ゲージを用いる方法

歪の検出方法に抵抗線の長さの変化により抵抗が変化することを利用した歪ゲージを用いる方法がある。種類も多く、使用する場合は歪の大きさ、使用温度範囲、貼りつける面の大きさや曲率、ゲージの周波数応答性、耐久性、湿度の影響等を考えて選ぶ。感度および周波数応答の点で

まだ十分とは言えなかったが、比較的新しく高感度の半導体ゲージ<sup>65), 66)</sup>が開発され、アンプなしでも簡単に測定できるようになり、さらにこの半導体ゲージは他のゲージにくらべて、周波数応答がすぐれており約 $2\mu\text{S}$ の立上りを測定できることもわかっている。<sup>67)</sup>本研究では、歪測定にこの半導体ゲージを用いた。半導体ゲージにもいろいろ種類があるが、高感度でアンプなしで測定ができ、ゲージ長も短いEP1002(新興通信製)(Fig. 2-14)を用いる。このEP1002の大きさ、抵抗およびゲージ率等のおもな特性をTable 2-3に示す。

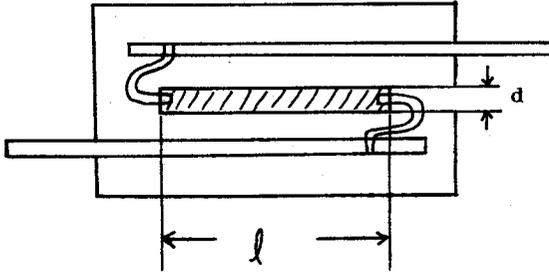


Fig.2-14 Strain gauge ( EP 1002 )

Table 2-3 Strain gauge ( EP 1002 )

Gauge length $l$ (mm)	2
Gauge width $d$ (mm)	0.2
Resistance $R$ ( $\Omega$ )	1000
Gauge factor $K$	190
Temperature ( $^{\circ}\text{C}$ )	-10~+70
Curvature (mm)	5
Strain limit	$3 \times 10^{-3}$

前述のゲージを試料の側面に貼りつけて歪の検出を行なった。接着剤は市販のアロンアルファを用いる。歪ゲージの抵抗 $R_g$ は歪に比例した変化をし歪が0のときの抵抗値を $R_0$ 、歪が $\epsilon$ のときの抵抗の変化を $\Delta R$ とすると、

$$R_g = R_0 + \Delta R$$

$$\Delta R = R_0 \epsilon K \quad (2-8)$$

ここで、 $K$ はゲージ率で抵抗の変化率の歪に対する比を表わし、 $K = (\Delta R/R) / (\Delta L/L)$ である。 $\Delta R$ の測定にはFig. 2-15に示すような、ホイートストンブリッジを用いた。歪が0( $R_g = R_0$ )のときブリッジの平衡をとると、

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_0}{R_3} \quad (2-9)$$

である。歪が加わり、 $R_g$ が $R_0$ から $R_0 + \Delta R$ に変化したとすると、出力電圧 $V$ は次式で表わされる。

$$V = \frac{R_1 \Delta R E_0}{(R_1 + R_0 + \Delta R)(R_1 + R_0)} \quad (2-10)$$

ここで、 $E_0$ は電源電圧である。(2-10)式の $\Delta R$ として(2-8)式を代入し、温度補償用として、歪ゲージと同じもの( $R_1 = R_0$ )を用いると、出力電圧 $V$ は

$$V = \frac{\epsilon K E_0}{4 \left(1 + \frac{\epsilon K}{2}\right)} \quad (2-11)$$

となり、 $\epsilon$ について書きかえると、次式のようになる。

$$\epsilon = \frac{4V}{K(E_0 - 2V)} \quad (2-12)$$

もし、歪が $10^{-4}$ 以下であれば1%以下の誤差で近似式

$$\epsilon = \frac{4V}{K E_0} \quad (2-13)$$

が使用できる。

#### b)-2 PZTを用いる方法

歪の測定には歪ゲージを用いるのが普通であるが、その他に以下に述べる方法がある。棒を伝播する縦波の波動方程式は線型近似で、

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (2-14)$$

で示される。ここで、 $\xi$ は変位、 $\rho$ は密度、 $E$ はヤング率である。(2-14)式の解は

$$\xi = \xi_1 (Ct + x) + \xi_2 (Ct - x) \quad (2-15)$$

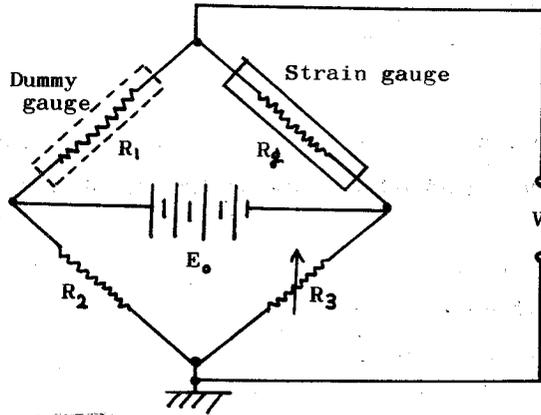


Fig.2-15 Wheatstone bridge.

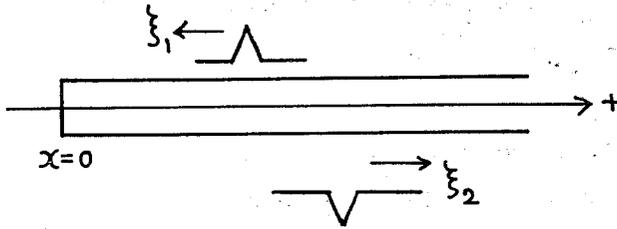


Fig.2-16 Pulse in cylindrical bar.

のように書くことができる。ここで、 $C$ は伝播速度、 $\xi_1$ は負方向に、 $\xi_2$ は正方向に伝播する波を表わす。いま試料中を伝播するパルスの中は試料の長さより十分短い場合 (Fig. 2-16) は、 $\xi_1$ と $\xi_2$ は分離できるので、 $\xi_1$ のみを考えると、次式が得られる。

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial x} = \frac{1}{C} \int \left( \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2} \right) dt \quad (2-16)$$

ところで、自由端面で完全反射とすれば端面の速度  $\left( \frac{\partial \xi_1}{\partial t} \right)_s$  は試料内の粒子速度の2倍となるので、

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial x} = \frac{1}{2C} \int \left( \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2} \right)_s dt \quad (2-17)$$

となる。ここで端面の加速度波形  $\left( \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2} \right)_s$  が測定できれば、それを一回積分することによって歪波形が求められる。この端面の加速度の測定に、応力検出器として用いた P Z T を用いる。パルス波形に寄与しているフーリエ成分のそれぞれの波長より十分小さい厚みをもつ P Z T を試料端面に貼りつけることによって端面の加速波形を測定することができる。

PZTの開放電圧をVとすると $(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2})_s$ は次式<sup>64)</sup>で求められる。

$$\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}\right) = \frac{2S}{g_{33} m \ell} V \quad (2-18)$$

ここで $g_{33}$ はPZTの電圧出力係数、 $m$ は質量、 $\ell$ は厚み、 $S$ は面積を表わす。このPZTを用いる方法は、非直線領域において、振巾によって音速が変化するような場合、あるいは、速度分散が大きい場合には不適當である。

### 2-2-5 装置全体の構成

パルスの発生および測定装置の構成をFig. 2-17に示す。

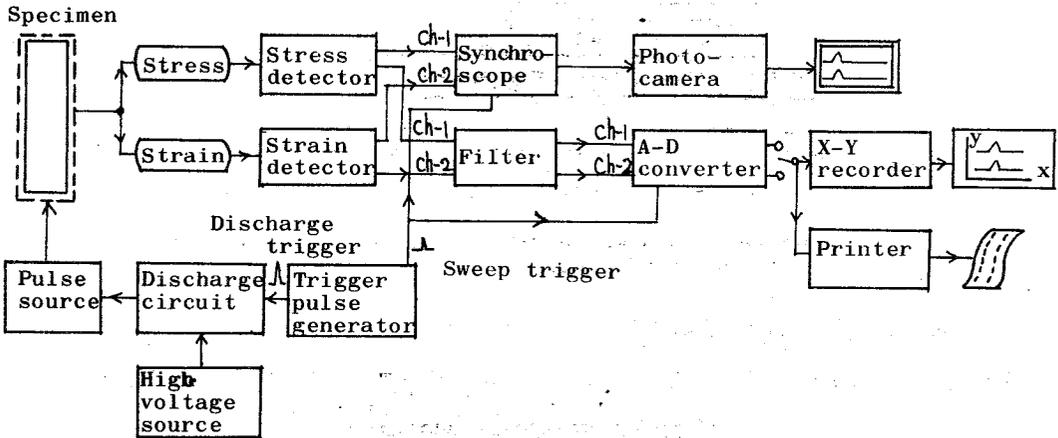


Fig.2-17 Block diagram of apparatus.

試料中に発生されたパルスは応力検出器、および歪検出器によって検出され、A-D変換器を経てX-Yレコーダおよびプリンタで記録、あるいはシンクロスコープで観測される。ここで用いたA-D変換器はウェーブ・メモリ(NF社製)で記憶装置つきのものである。

### 2-3 衝撃波パルスの発生

2-2節で述べた衝撃波パルスの発生装置を用いて、固体中にパルスの発生を行なった。固体試料としては代表として、直径10mmの市販のアルミニウム、鋼および銅の円形断面棒を用いた。Fig. 2-18に示すように、長さ25cmの2本の試料の間に1mm厚のPZTをはさみこみ接

着することによって応力波形を検出し、またそのPZTより5mm離れたところの試料表面に長さ2mmの半導体ゲージを貼りつけて歪波形を検出した。さらに1本の試料端面にPZTを貼りつけることによって歪波形を検出した。

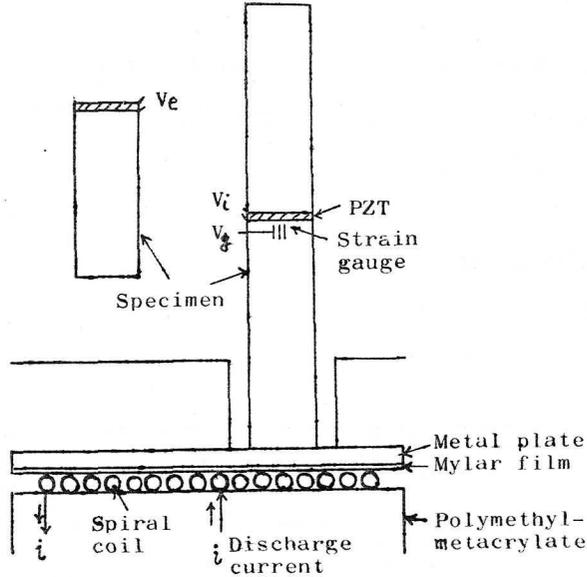


Fig.2-18 Schematic diagram of pulse source, detector and specimen.

2-3-1 パルスの波形およびスペクトル

Fig. 2-19, Fig. 2-20, Fig. 2-2-21 にアルミニウムについて得られた衝撃波パ

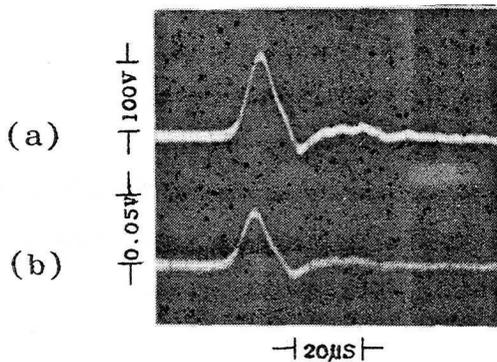


Fig.2-19 Low intensity shock pulse in aluminum bar. Charged-up energy : 14 J. (a) stress wave, (b) strain wave.

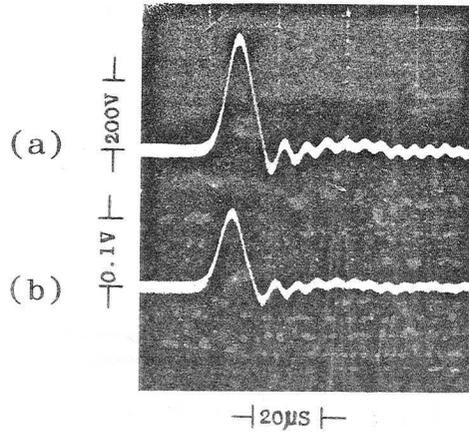


Fig. 2-20 High intensity shock pulse in aluminum bar. Charged-up energy : 40.5 J. (a) stress wave, (b) strain wave.

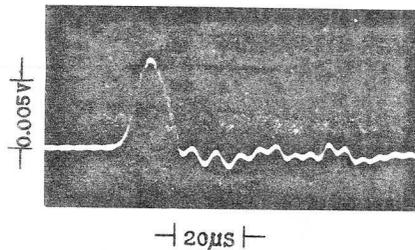


Fig.2-21 High intensity shock pulse in aluminum bar. Charged-up energy : 40.5J. This signal is strain wave by PZT stuck on the end surface of the specimen.

ルスの応力波形および歪波形を示す。応力振巾が小さい場合 (Fig. 2-19) と大きい場合 (Fig. 2-20) とで少し波形が異なっているが、これは応力振巾の大小で試料に接している音源の金属板の運動状態が異なるためであろう。Fig. 2-22には、第2章 2-2-3で放電波形から推定した応力のパルス波形 (以下推定波形と呼ぶ) すなわち Fig. 2-10 (b) のパルス波形と、ここで得られた実測波形 (Fig. 2-19 (a)) を示している。実測波形の立上がり時間が推定波形より大きく両波形のピークの位置がずれているが、これは、パルスが試料の音源側端面より、検出器

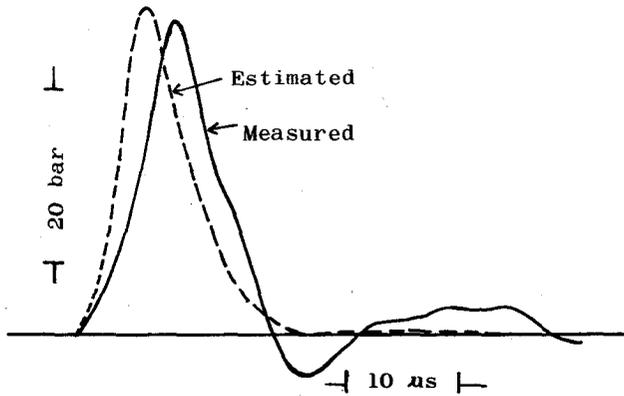


Fig.2-22 Stress waveforms of shock pulse.  
 Charged-up energy : 14J.  
 ——— Waveform measured (Fig.2-19 (a)),  
 - - - - - waveform estimated (Fig.2-11 (b)).

まで 2.5 cm 伝播する間におもに速度分散による波形歪により波形がなまるためである。しかしながら、全体としては、推定したようなパルス波形が得られている。速度分散による波形変化については次章で詳細に述べる。

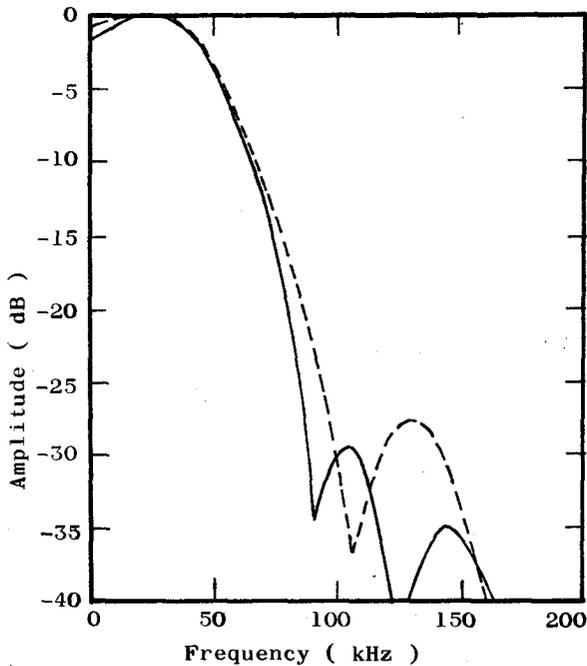


Fig.2-23 Fourier components of shock pulses measured in the experiment.  
 ——— Low intensity (Fig.2-19),  
 - - - - - high intensity (Fig.2-20).

パルス巾 $T$ に関しては、この章のはじめに述べたように、 $15 < T < 40 \mu S$  を満足するものを希望したが、前述の結果からもわかるように約  $20 \mu S$  で、満足すべきものであることがわかる。次に、このパルスのもつ周波数成分についてであるが、Fig. 2-19, Fig. 2-20 のパルス波形を  $1 \mu S$  ごとにサンプリングして、FFT によってフーリエ分析した結果、Fig. 2-23 に示すように、これらのパルスのもつ周波数成分のうち、波形に寄与するおもな周波数成分は  $100 \text{ kHz}$  以下とみなすことができ、このことは、次の実験結果からもわかる。すなわち、パルスの検出器からの出力を低域フィルタを通してフィルタからの出力波形を観測することによって、波形に寄与している周波数成分を見当づけることができる。フィルタはNF社製のMODEL FV-624 デュアルディケード フィルタを用いた。減衰傾度は、 $48 \text{ dB/oct.}$  である。遮断周波数をいろいろ変えたときの出力波形を Fig. 2-24 に示す。この図からも、パルスの応力波形に寄与するおもな周波数成分は  $100 \text{ kHz}$  以下であることがわかる。なお、鋼、銅についてのパルス波形はアルミニウムとほとんど同じであった。応力振巾については後節 2-3-3 で述べる。

### 2-3-2 再現性

衝撃波パルスを種々の測定に応用するためには、再現性がよいことが必要である。ここで用いた発生装置によって発生されたパルスの再現性を調べてみると、 $100\%$  に近い再現性を有することがわかった。音源の充電エネルギーを一定にして何回かくりかえしパルスを発生させてそれぞれのパルス波形を比較した。Fig. 2-25 は、1 回目のパルスと 10 回目のパルスの比較を示す。図からほとんど  $100\%$  近い再現性を有することがわかる。このように、非常にすぐれた再現性は他の発生方法では見られないもので本発生方法のすぐれた点である。

### 2-3-3 パルスの振巾およびコントロール

ここでは、試料中に発生させたパルスの振巾について、どの程度のものが得られるかについて述べる。そして放電電流から推定した応力振巾との比較を行なう。Fig. 2-26 は、アルミニウム中発生させたパルスの応力振巾（音源からの距離  $25 \text{ cm}$  での測定値で、分散、吸収によるわずかのピーク値の減少を含む）を音源のコンデンサの充電エネルギーに対してプロットしたものである。黒丸が実測値で、破線が前節 2-2-3 で放電電流より推定した値である。パルスの応力振巾が充電エネルギーと比例関係にあることがわかる。また、推定値と測定値がほぼよく一致している。音源のコンデンサの耐圧および PZT 検出器の耐圧等の制限のために、応力振巾を  $160 \text{ bar}$  程度までしか上げなかったが、耐圧の大きいコンデンサを使用するなどによって、応力振巾をさらに上げることが出来ると思われる。

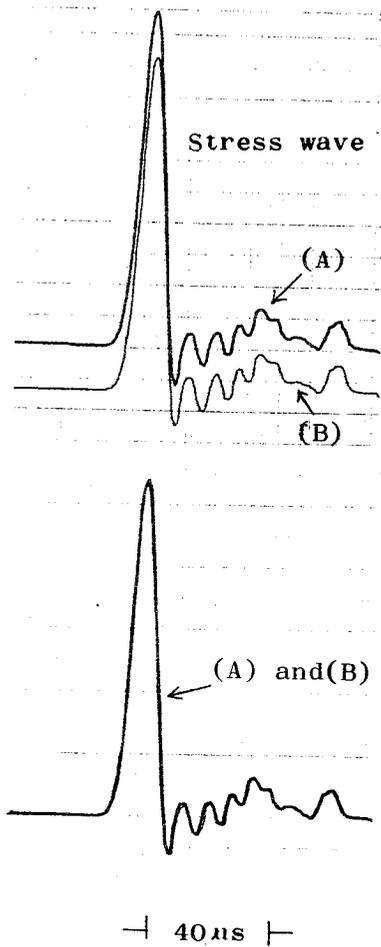


Fig.2-25 Reproducibility of shock pulse. Shock number : (A) first, (B) tenth.

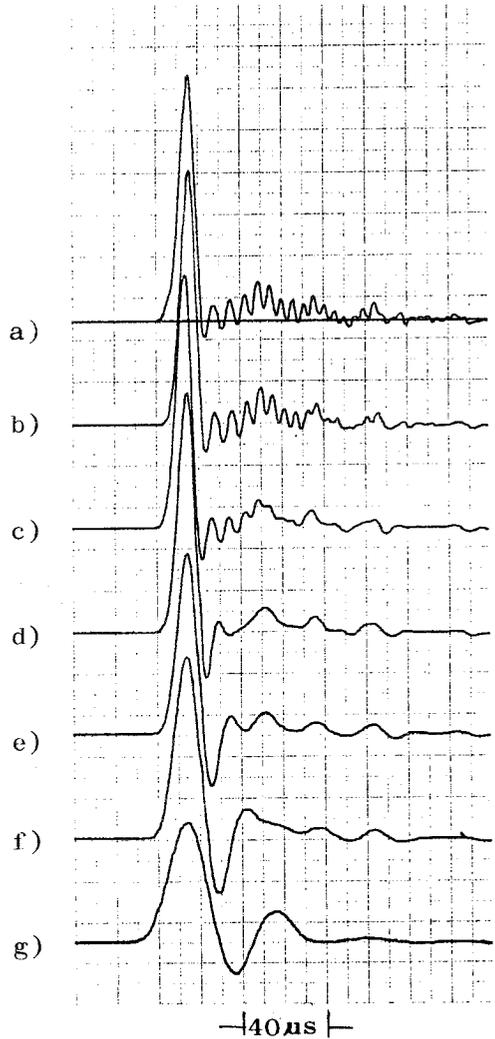


Fig.2-24 Waveform of shock pulse not filtered and filtered by low pass filter. a) not filtered, b)-g) filtered. Cut of frequency : b)200kHz, c)150kHz, d)100kHz, e)70kHz, f)50kHz and g)30kHz.

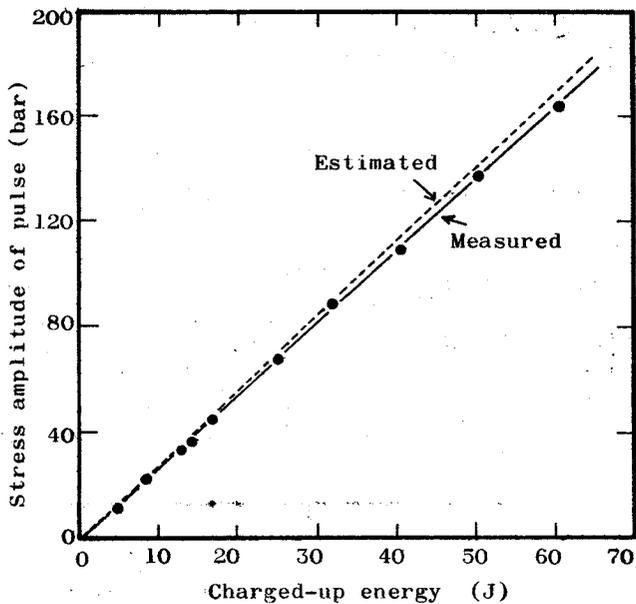


Fig.2-26 Stress amplitude of shock pulse in aluminum bar as a function of energy charged-up in the condenser of pulse source. —●— Measured value, --- estimated value.

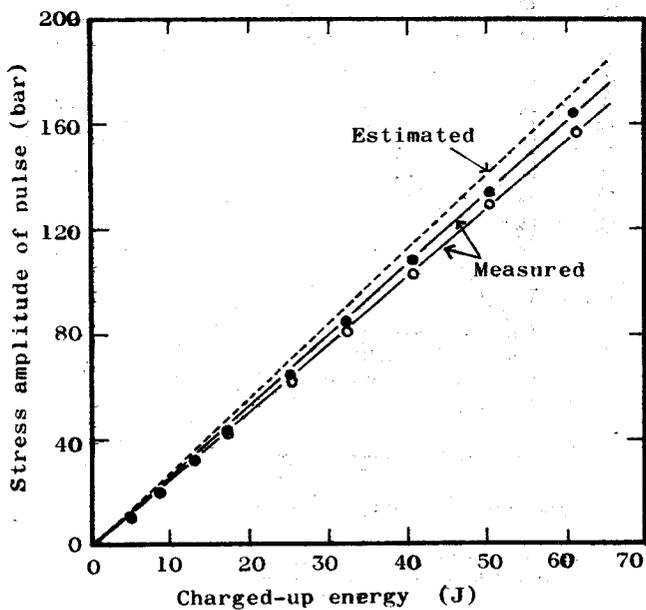


Fig.2-27 Stress amplitude of shock pulse in steel and copper bar as a function of energy charged-up in the condenser of pulse source. —●— measured value for steel bar, —○— measured value for copper bar, --- estimated value.

Fig. 2-27は鋼(SS-41)、銅についての結果を示す。以上の結果から、応力振巾に関してもはじめの目的をほぼ達成できた。

次に、パルスの歪振巾について、アルミニウムに対して得られた結果をFig. 2-28に示す。歪ゲージを用いた歪の値とPZTを用いた歪の値がよく一致していることがわかる。

次にパルスの振巾のコントロールについては、以上の結果からも明らかなように、音源のコンデンサの充電エネルギーを変えることによって簡単に、パルスの振巾を変えることができ、希望する振巾をもつパルスの発生が簡単に行えることがわかる。これも他の発生方法では困難であり本発生方法のすぐれた点である。

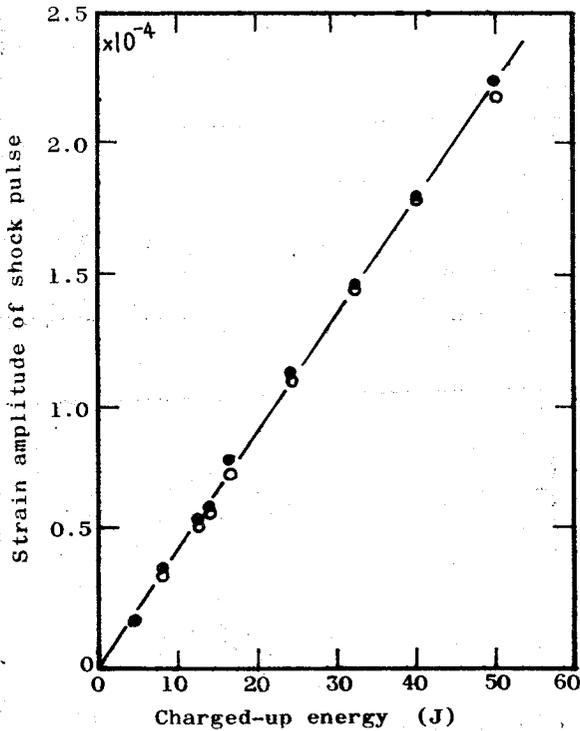


Fig.2-28 Strain amplitude of shock pulse in aluminum bar as a function of energy charged-up in the condenser of pulse source.  
—●— Measured by strain gauge,  
—○— measured by PZT.

#### 2-4 熱処理後の試料中のパルス波形

種々の温度で焼鈍した試料中に発生されるパルス波形が焼鈍前のものと異なるかどうかを調べることは、今後このパルスの種々の試料への応用の面からも意義があり、また固体の内部構造の探求という面からも興味あることである。

実験の結果によると、焼鈍した試料中に発生するパルスは、以下に述べるように、パルスの振幅および熱処理温度に依存した興味ある波形変化をすることがわかった。<sup>58), 69)</sup>

##### a) アルミニウムの場合

試料として、直径10mm、長さ30cmのアルミニウム丸棒を用い、250°C、350°C、450°Cおよび500°Cの各温度で焼鈍した。Fig. 2-29, Fig. 2-30, Fig. 2-31に焼鈍前のもの

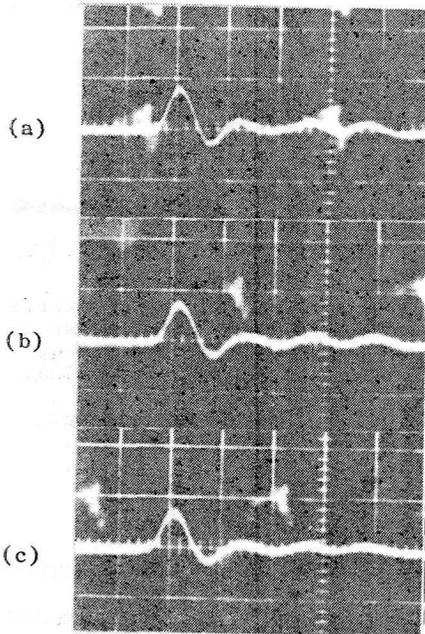


Fig.2-29 Photograph of stress waves of shock pulses for the aluminum bars before and after annealing. Charged-up energy : 4.5J. (a) before annealing, (b) after annealing at 350°C, (c) after annealing at 500°C. Vertical : 50V/div., horizontal : 20μs/div.

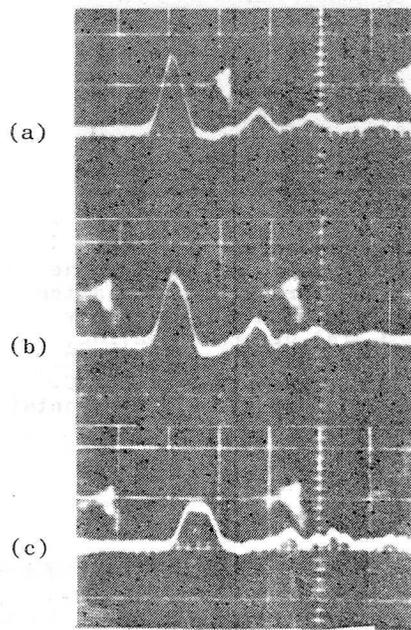


Fig.2-30 Photograph of stress waves of shock pulses for the aluminum bars before and after annealing. Charged-up energy : 32J. (a) before annealing, (b) after annealing at 350°C, (c) after annealing at 500°C. Vertical : 200V/div., horizontal : 20μs/div.

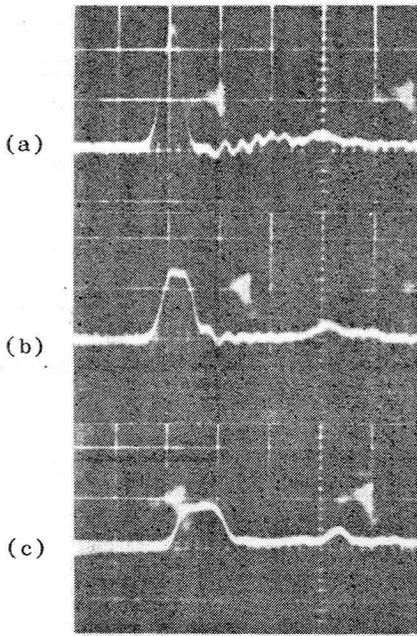


Fig.2-31 Photograph of stress waves of shock pulses for the aluminum bars before and after annealing. Charged-up energy : 50J. (a) before annealing, (b) after annealing at 350°C, (c) after annealing at 500°C. Vertical : 200V/div., horizontal : 20 $\mu$ s/div.

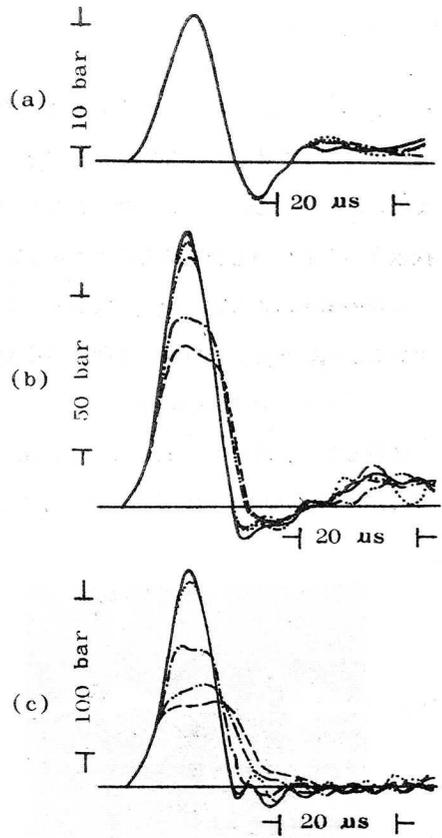


Fig.2-32 Variation of stress waveform of shock pulse in aluminum bar. Charged-up energy : (a)4.5J, (b)32J, (c)50J. — Before annealing, ..... 250°C annealing, - - - 350°C, - · - · 450°C, - - - 500°C.

350°Cおよび500°Cで焼鈍した試料におけるパルスの応力波形を示す。パルスの応力振巾が小さいとき (Fig. 2-29) は熱処理前後でパルスの波形に変化は見られないが、パルスの振巾が大きくなると (Fig. 2-30, Fig. 2-31)、熱処理前後で波形が異なることがわかる。

パルスの波形について、詳細に、それぞれの波形を比較したのが Fig. 2-32で、応力振巾が大きいときの、試料の熱処理前後の波形変化はパルスの振巾が大きいほど、まだ、熱処理温度が高いほど大きく、それに伴って振巾は下がり、パルス巾は大きくなることがわかる。

応力振巾については、Fig. 2-33に音源の充電エネルギーとの関係を示す。

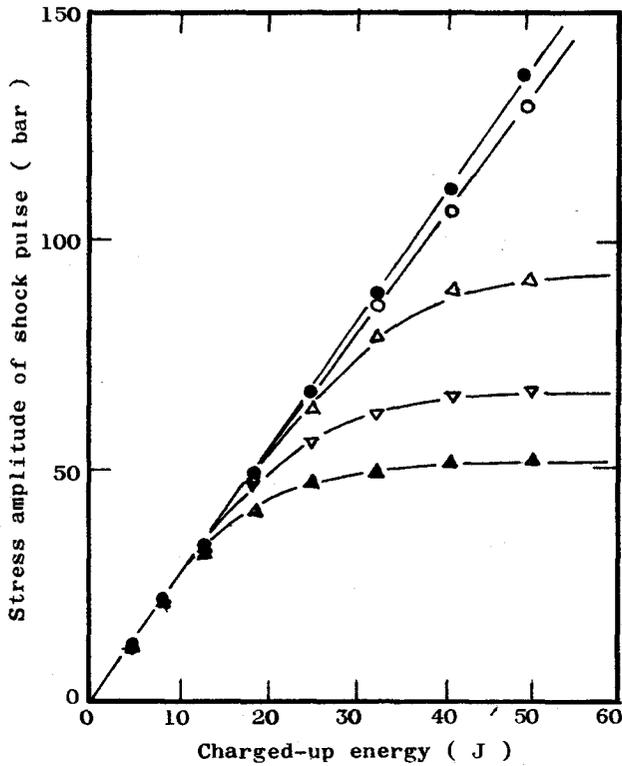


Fig.2-33 Stress amplitude of shock pulse as a function of energy charged-up in the condenser.

- Before annealing,
- 250°C annealing,
- △— 350°C,
- ▽— 450°C,
- ▲— 500°C.

次に、歪波形についても応力波形と同様の波形変化を示した (Fig. 2-34)。そして、パルスに対する応力-歪の関係調べたところ熱処理前後のすべての試料に対して、Fig. 2-35に示すように、同一の直線関係にあった。

以上に述べた波形変化が何にもとづいたものかについては、熱処理前後の試料の内部構造のちがいがよるものであると考える。そして熱処理前後の試料に対するパルスの波形の大きな変化がおもに応力振巾に依存した非直線的な異常吸収によるものであると考えられる。これについては第4章の吸収の測定のところでも詳細に述べる。

#### b) 銅の場合

銅の試料は、500°C、800°Cの温度で焼鈍した。結果は、アルミニウムの場合と同様に、応

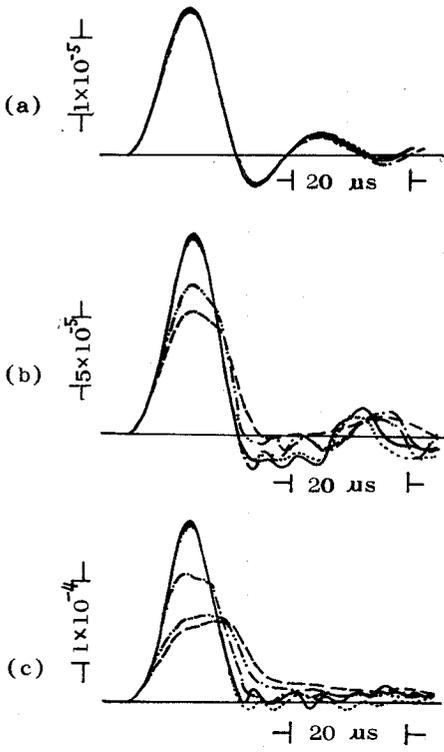


Fig. 2-34 Variation of strain waveform of shock pulse in aluminum bar. Charged-up energy : (a)4.5J, (b)32J, (c)50J.  
 — Before annealing,  
 ..... 250°C annealing,  
 - - - 350°C,  
 - · - 450°C,  
 - - - 500°C.

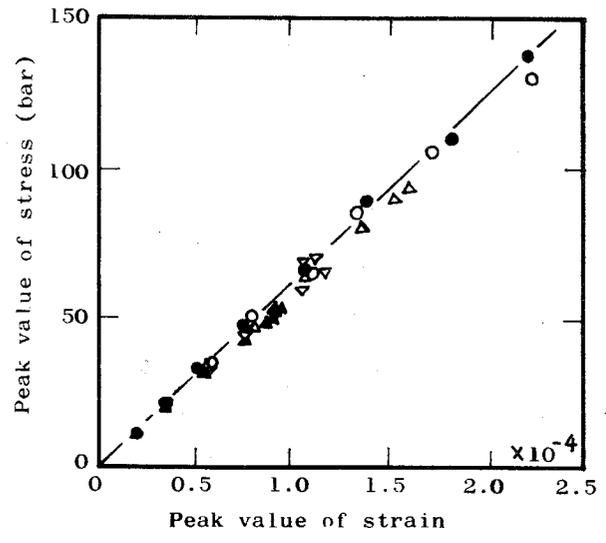


Fig.2-35 Dynamic stress-strain relationship for peak value of shock pulse.  
 ●●● Before annealing,  
 ○○○ 250°C annealing,  
 △△△ 350°C,  
 ▽▽▽ 450°C,  
 ▲▲▲ 500°C.

力振巾の小さいときは、熱処理前後で波形変化はないが、大振巾で波形変化が見られ、パルスの応力振巾が大きいほど、また、熱処理温度が高いほど、波形変化が大きかった。Fig. 2-36に、熱処理前後のそれぞれの波形を示す。

### 2-5 結 言

本章では、今までと異った方法で固体中への衝撃波パルスの発生を試みた。その結果、パルスの波形、再現性、パルス巾、応力振巾および応力振巾のコントロールのすべての面で満足できるパルスを発生することが可能となった。とくに再現性、応力コントロールについては他の方法にくらべてはるかにすぐれている。ここで用いた発生方法は現在もまた今後も固体中へのパルスの

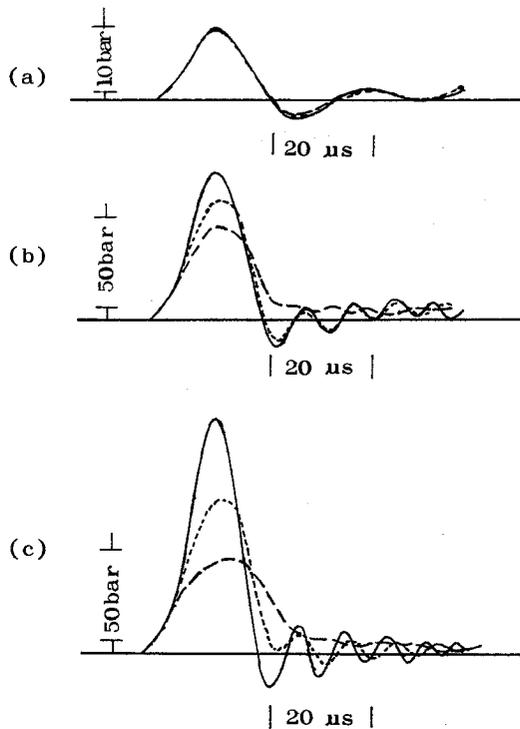


Fig.2-36 Variation of stress waveform of shock pulse in copper bar.  
 Charged-up energy : (a)4.5J,(b)32J,  
 (c)50J.  
 ————— Before annealing,  
 - - - - - 500°C annealing,  
 - · - · - 800°C.

発生方法として多方面に利用され、種々の研究に応用されるものと期待する。熱処理後の試料中へのパルスの発生に関しては、パルスの応力振巾、および熱処理温度に依存した波形変化が得られた。波形変化は、熱処理による内部構造の変化と関係があり、おもに非直線的な異常吸収によるものであろう。以下にここで得られた結果を要約する。

- 1) パルスの再現性については100%近い再現性が可能である。
- 2) パルスはほぼインパルス状のものである。
- 3) パルス巾は、約20 $\mu$ Sで初期の希望を十分満足する。
- 4) 応力振巾は10~160barのものが得られた。
- 5) パルスの応力コントロールについては、音源の充電エネルギーを変えるだけで簡単に希望の振巾をもつパルスが発生できる。

- 6) アルミニウムの熱処理前後のパルス波形については、応力振巾が小さいときは、両波形は同じであるが、大振巾になると、熱処理前後において大きな波形のちがいがあり、パルスの振巾が大きいほどまた熱処理温度が高いほど、波形変化は著しい。
- 7) 銅についてもアルミニウムと同様の波形変化が得られた。

### 第3章 円形断面棒中における衝撃波パルスの伝播特性

#### 3-1 緒言

第1章でも述べたように、物理学の立場から音波を固体の研究に用いたり、その基礎知見を得る目的から種々の固体中における音波の伝播特性についての研究が行なわれているが、固体中の音波といっても、物体の形状、大きさ、媒質の弾性的な性質（弾性波、粘弾性波、塑性波）、媒質の粒子の振動方向（縦波、横波）、波面の形状（平面波、球面波）、さらに振巾（無限小振巾有限振巾）等により種々に分類することができる。音波を用いて種々の研究をする場合、音波の種類、媒質の種類等によって伝播特性が異なるので、基礎的な伝播特性を知っておくことは重要である。本研究では、音波として単発の衝撃波パルスを用い、試料として円形断面棒を用いるので、衝撃波パルスの円形断面棒中の基礎的な伝播特性を知っておく必要がある。一般に、棒を伝播する縦波の式としては、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad c_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (3-1)$$

が用いられる。ここで  $u$  は変位、 $E$  はヤング率、 $\rho$  は密度、 $c_0$  は伝播速度を表わす。(3-1) 式の正弦波状の解として

$$u = A \sin \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} (c_0 t + z) \right\} \quad (3-2)$$

が得られる。ここで  $A$  は振巾、 $\lambda$  は波長である。そして伝播速度は波長によらず一定値  $c_0$  である。ところがこれは実験事実と一致しない。すなわち、棒中を伝播する縦波は、その波長によって伝播速度が異なる。したがって、パルスを用いた場合、パルスは広い範囲にわたる周波数成分を含んでおり、そのおのおのの成分の音波ごとに伝播速度が異なるために、すなわち速度分散のために、波形が歪む。

一方、円形断面棒中の音波の伝播に関しては、Pockhammer-Chree<sup>70), 71), 72)</sup> が理論的に、詳細に取り扱っている。しかし本当の意味での厳密解は現在のところまだ求められていない。すなわち、円形断面棒といっても、実際は、有限の長さをもっており、棒の側面での境界条件と両端面での境界条件を同時に満足する解析的な解が得られないからである。普通は、棒に沿った波の場合は、棒は十分長いものとし、その両端面の境界は無視して、側面の境界条件を満足する解を求める。すなわち側面条件満足解である。ここで得られる振動条件式からそれぞれの波長の

音波の速度を求めれば、速度分散による、パルスの波形歪を調べることができる。

一方、今述べた速度分散による波形歪の他に応力検出器として試料中にはさみこんだ P Z T 層によってもパルス波形が乱され波形歪がおこる。これは、パルスのもつ周波数成分と、P Z T 層の厚さ、試料と P Z T の物理定数の差異などによって、どの程度影響を受けるか異なってくる。

以下、円形断面棒中の伝播特性に関して、Pockhammer-Chree<sup>70)~72)</sup>に従って振動条件式を導びき波形歪の計算に用いる波長定数を周波数の関数として求める。また P Z T 層による波形歪を調べるために音圧透過率を導びく。パルスの、固体中における非直線現象の測定への応用において、第 4 章、第 5 章でアルミニウムを用いるので、この章では、まずアルミニウムの円形断面棒中におけるパルスの基礎的な伝播特性について、上述の波長定数および P Z T 層における音圧透過率を用いて、波形の追跡を行ない、実測とも比較する。さらに断面が変化する、2, 3 の円形断面棒中のパルスの簡単な伝播実験についても述べる。

### 3-2 理 論

#### 3-2-1 速度分散による波形歪

ここでは Pockhammer-Chree<sup>70)~72)</sup>に従って、円形断面棒(半径を  $a$  とする)についての振動条件式を導びき、本研究に用いるパルスの速度分散による波形歪を調べるために、周波数の関数としての波長定数を求める。

運動方程式は、Lame' の定数  $\lambda, \mu$  を用い、円柱座標  $(r, \theta, z)$  表示で次式ようになる。

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial r} - \frac{2\mu}{r} \frac{\partial \omega_z}{\partial \theta} + 2\mu \frac{\partial \omega_\theta}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \frac{1}{r} \frac{\partial \Delta}{\partial \theta} - 2\mu \frac{\partial \omega_r}{\partial z} + 2\mu \frac{\partial \omega_z}{\partial r} \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \Delta}{\partial z} - \frac{2\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\omega_\theta) + \frac{2\mu}{r} \frac{\partial \omega_r}{\partial \theta} \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

ここで、 $u_r, u_\theta, u_z$  はそれぞれ  $r, \theta, z$  方向の変位成分、 $\Delta$  は膨張(伸び)で次式で表わされる。

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (3-4)$$

また、 $\omega_r, \omega_\theta, \omega_z$  は変位  $u$  の回転の  $r, \theta, z$  成分で、それぞれ次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned}
 2\omega_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} - \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \\
 2\omega_\theta &= \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \\
 2\omega_z &= \frac{1}{r} \left( \frac{\partial(r u_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right)
 \end{aligned} \right\} (3-5)$$

ここで、正弦波状の波動を考え、(3-4)式の解として、

$$\left. \begin{aligned}
 u_r &= U(r) e^{\frac{2\pi j}{\Lambda}(ct+z)} \\
 u_\theta &= 0 \\
 u_z &= W(r) e^{\frac{2\pi j}{\Lambda}(ct+z)}
 \end{aligned} \right\} (3-6)$$

とおく。弾性体の粒子は  $rz$  面内を軸対称となるように動くとして仮定している。(3-6)式を(3-4)式、(3-5)式に代入すると

$$\left. \begin{aligned}
 \Delta &= \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rU(r)) + \frac{2\pi j}{\Lambda} W(r) \right\} e^{\frac{2\pi j}{\Lambda}(ct+z)} \equiv P(r) e^{\frac{2\pi j}{\Lambda}(ct+z)} \\
 \omega_\theta &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{2\pi j}{\Lambda} U(r) - \frac{dW(r)}{dr} \right\} e^{\frac{2\pi j}{\Lambda}(ct+z)} \equiv Q(r) e^{\frac{2\pi j}{\Lambda}(ct+z)} \\
 \omega_r &= \omega_z = 0
 \end{aligned} \right\} (3-7)$$

(3-6)式、(3-7)式を運動方程式(3-3)に代入すると、

$$-\rho c^2 \frac{4\pi^2}{\Lambda^2} U = (\lambda + 2\mu) \frac{dP}{dr} + \frac{4\mu\pi j}{\Lambda} Q \quad (3-8)$$

$$-\rho c^2 \frac{4\pi^2}{\Lambda^2} W = (\lambda + 2\mu) \frac{2\pi j}{\Lambda} P - \frac{2\mu}{r} \frac{d}{dr} (rQ) \quad (3-9)$$

(3-8)式に  $r$  を乗じ  $r$  で微分し、しかるのちに  $r$  で除す。

また(3-9)式に  $2\pi j/\Lambda$  を乗ずる。そして辺々相加えると

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 P}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dP}{dr} + h^2 P &= 0 \\ h^2 &= \frac{4\pi^2}{\Lambda^2} \left( \frac{c^2}{c_1^2} - 1 \right), \quad c_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \end{aligned} \right\} \quad (3-10)$$

を得る。同様にして、Pを消去すると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 Q}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dQ}{dr} - \frac{1}{r^2} Q + k^2 Q &= 0 \\ k^2 &= \frac{4\pi^2}{\Lambda^2} \left( \frac{c^2}{c_2^2} - 1 \right), \quad c_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \end{aligned} \right\} \quad (3-11)$$

を得る。(3-10)式、(3-11)式の解はそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} P &= A J_0(hr) + A' N_0(hr) \\ Q &= B J_1(kr) + B' N_1(kr) \end{aligned} \right\} \quad (3-12)$$

である。ここで  $J_0(hr)$ 、 $J_1(kr)$  は、それぞれ0次、1次のBessel関数、 $N_0(hr)$ 、 $N_1(kr)$  はそれぞれ0次、1次のNeuman関数である。 $r=0$ で特異点をもたず有限の値をとる必要があるのでNeuman関数の係数は0とすべきである。かくして、

$$\left. \begin{aligned} P &= A J_0(hr) \\ Q &= B J_1(kr) \end{aligned} \right\} \quad (3-13)$$

となる。A、Bは任意定数である。(3-7)式に(3-13)式を代入すると、次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rU) + \frac{2\pi j}{\Lambda} W &= A J_0(hr) \\ \frac{2\pi j}{\Lambda} U - \frac{dW}{dr} &= 2B J_1(kr) \end{aligned} \right\} \quad (3-14)$$

この特解は

$$\begin{aligned}
 U(r) &= -hCJ_1(hr) + \frac{2\pi}{\wedge} DJ_1(kr) \\
 W(r) &= \frac{2\pi j}{\wedge} [CJ_0(hr) + jkDJ_0(kr)] \\
 C &= -\frac{A}{h^2 + K^2}, \quad D = -\frac{2jB}{k^2 + K^2}, \quad K = \frac{2\pi}{\wedge}
 \end{aligned}
 \tag{3-15}$$

となる。さて 棒の表面 ( $r=a$ ) ではすべての応力成分が 0 でなければならない。この条件から

$$\begin{aligned}
 & -C\{\lambda(h^2 + K^2)J_0(ha) + 2\mu h^2 J_0(ha) - \frac{2\mu h^2}{ha} J_1(ha)\} \\
 & + 2DK\mu k \{J_0(ka) - \frac{1}{ka} J_1(ka)\} = 0 \\
 & CKhJ_1(ha) + D(k^2 - K^2)J_1(ka) = 0
 \end{aligned}
 \tag{3-16}$$

を得る。C, Dともに 0 であってはならないから、

$$\begin{aligned}
 & (k^2 - K^2)J_1(ka) \left\{ (\lambda + 2\mu)h^2 + \lambda K^2 \right\} J_0(ha) - \frac{2\mu h^2}{ha} J_1(ha) \\
 & + 4K^2\mu h k J_1(ha) \left\{ J_0(ka) - \frac{1}{ka} J_1(ka) \right\} = 0
 \end{aligned}
 \tag{3-17}$$

を得る。(3-17)式より  $\lambda, \mu, a, \rho$  が与えられているときは、波長  $\wedge$  を与えると速度  $c$  が定まる。

この振動条件式を用いた計算は Ruedy<sup>73)</sup>, Field<sup>74)</sup>, Bancroft<sup>75)</sup> らが行っている。Fig. 3-1 に Bancroft が行なった速度分散の計算結果を示す。図の  $c_0$  は  $\sqrt{E/\rho}$  で与えられる速度である。E はヤング率、 $\rho$  は密度である。

さて、本章においてパルスの伝播における速度分散の影響を調べるのに、振動条件式から、波長定数  $K$  を周波数の関数として求めておくと計算上都合がよい。ところが(3-17)式より、直接  $K(\omega)$  を求めることはできない。そこで近似した振動条件式を用いることにする。今近似的に

$$J_0(ka) = 1 - \frac{k^2 a^2}{4} + \frac{k^2 a^4}{64}
 \tag{3-18}$$

$$J_1(ka) = \frac{ka}{2} - \frac{k^3 a^3}{16}$$

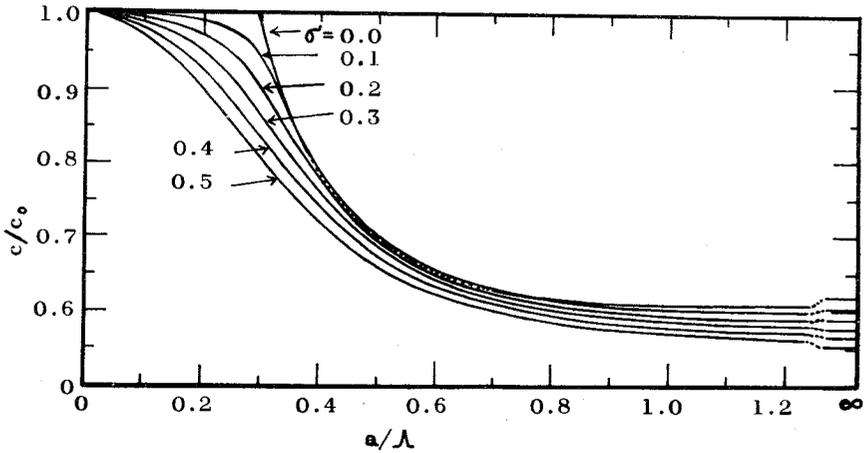


Fig.3.1  $c/c_0$  as a function of  $a/\lambda$  for various values of Poisson's ratio  $\sigma$  ( Bancroft 75 ).

とおく。  $J_0(ha)$ ,  $J_1(ha)$  についても同様の近似を行ない、それぞれの第2項までをとり、  
(3-17)式を整理しなおすと、

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\omega^2 \rho}{2\mu} - K^2 \right) ka \left( 1 - \frac{k^2 a^2}{8} \right) \left[ h^2 \left( 1 - \frac{3}{8} h^2 a^2 \right) + \frac{\lambda \omega^2 \rho}{\mu(\lambda + 2\mu)} \left( 1 - \frac{1}{4} h^2 a^2 \right) \right] \\ & + K^2 h^2 ka \left( 1 - \frac{3}{8} k^2 a^2 \right) \left( 1 - \frac{1}{8} h^2 a^2 \right) = 0 \end{aligned} \quad (3-19)$$

を得る。  $ka$  を消去して、まず  $a^2$  の項を消去すると、

第1近似は、

$$\frac{\omega}{K} = c = \sqrt{\frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{(\lambda + \mu)\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (3-20)$$

となり、一般に知られている棒中における音波の伝播速度が得られる。次に  $a^2$  の項を残すと、

第2次近似として、

$$\frac{\omega}{K} = c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \left( 1 - \frac{1}{4} \sigma^2 K^2 a^2 \right) \quad (3-21)$$

が得られる。ここで $\sigma$ はポアソン比で $\sigma = \lambda / 2(\lambda + \mu)$ である。この(3-21)式を速度分散による影響を調べるのに用いることにする。この式の近似度がどの程度のものか Bancroft の計算結果と比較してみることにする。(3-21)式を少し書きかえると、次の様になる。

$$\frac{c}{c_0} = \left\{ 1 - \sigma^2 \pi^2 \frac{a^2}{\Lambda} \right\} \tag{3-22}$$

$$c_0 = \sqrt{E/\rho}, \quad 2\pi/\Lambda = K$$

ポアソン比 $\sigma$ をパラメータとして $a/\Lambda$ に対する $c/c_0$ を Bancroft が計算した結果と比較したのが Fig. 3-2 である。

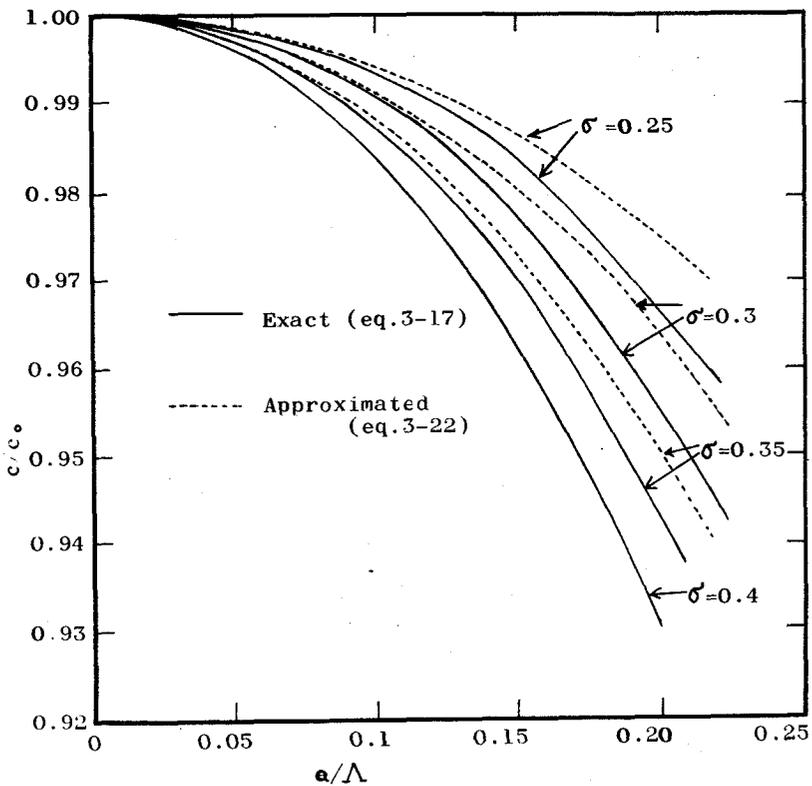


Fig.3.2  $c/c_0$  as a function of  $a/\Lambda$  for various values of Poisson's ratio  $\sigma$ .

実線が Bancroft による計算値で点線は (3-22) 式から求めた値である。アルミニウムの場合 100kHz は  $a/\lambda \approx 0.1$  で近似計算による誤差は 0.05~0.1%, 150kHz ( $a/\lambda \approx 0.15$ ) で誤差は 0.25~0.3% であるので、本研究に用いるパルスのおもな周波数成分が 100kHz 以下であることを考えて、速度分散による波形歪を調べるのに (3-21) 式を用いても誤差は小さい。また第 6 章では、Mn-Cu 合金を用いるが、この合金の場合、100kHz で  $a/\lambda \approx 0.16$  となり、誤差は 0.35~0.4% でアルミニウムの場合より、近似度は悪くなるが、それでもまだ誤差は小さい。

ここで (3-21) 式より波長定数  $K(\omega)$  を求めるために (3-21) 式を少し変形すると

$$K^3 - \frac{4}{\sigma^2 a^2} K + \frac{4\omega}{\sigma^2 a^2} \frac{\rho}{\sqrt{E}} = 0 \quad (3-23)$$

$K$  について解くと、 $\omega = 0$  のとき  $K = 0$  を満足する解として、

$$K(\omega) = \frac{4}{\sqrt{3\sigma a}} \cos \left\{ \left[ \cos^{-1} \left( -\frac{3\sqrt{3}\rho\sigma a\omega}{4\sqrt{E}} \right) + 4\pi \right] / 3 \right\} \quad (3-24)$$

が得られる。アルミニウムについて実際、どの程度 of 速度分散による波形歪があるかは後節 3-3-1 で詳細に述べる。

### 3-2-1 PZT 層による波形歪

ここでは、本研究に用いる約  $20\mu\text{s}$  のパルス巾をもつパルスが応力検出器として試料中にはさみこんだ 1mm 厚の PZT 層によって、その波形が乱されるかどうかを調べる。そのために、まず、3重媒質における音圧透過率  $T(\omega)$  を周波数の関数として導びく。<sup>76)</sup>

今、Fig. 3-3 に示すような 3重媒質を考える。媒質 I, II, III の特性インピーダンスをそれぞれ  $\rho_1 c_1, \rho_2 c_2, \rho_3 c_3$  とする。 $(P_i)_1$  は媒質 I と II の境界 O-O への入射波、 $(P_r)_1$  は O'-O から媒質 I への反射波を示し、 $(P_t)_2$  は媒質 II への透過波、 $(P_r)_2$  は、媒質 II と III の境界 P'-P から媒質 II への反射波、 $(P_t)_3$  は媒質 III への透過波を示す。今、入射波を

$$(P_i)_1 = A_1 e^{j(\omega t - k_1 x)} \quad (3-25)$$

と表わす。入射波は、境界 O'-O で一部反射され残りが透過する。その透過波は、境界 P'-P で再び反射、透過をする。以後、境界 O'-O, P'-P で反射、透過をくりかえす。多数回 反射透過をく

りかえた後、定常状態に達し、単位時間、単位面積あたり媒質 I にもどってくるエネルギーと

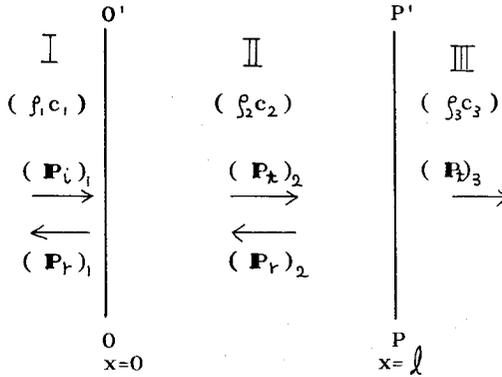


Fig.3-3 Transmission of plane waves across two boundaries.

媒質 III へ透過するエネルギーの和は、単位時間、単位面積あたりに境界  $O' O$  に入射する入射波のエネルギーに等しくなる。その定常状態において、媒質 I への反射波は、

$$(P_r)_1 = B_1 e^{j(\omega t + K_1 x)} \quad (3-26)$$

媒質 II における透過波と反射波はそれぞれ、

$$(P_t)_2 = A_2 e^{j(\omega t - K_2 x)} \quad (3-27)$$

$$(P_r)_2 = B_2 e^{j(\omega t + K_2 x)} \quad (3-28)$$

また、媒質 III への透過波は

$$(P_t)_3 = A_3 e^{j[\omega t - K_3(x-l)]} \quad (3-29)$$

と表わすことができる。 $x = 0$ における圧力連続条件より、

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2 \quad (3-30)$$

粒子速度連続条件より、

$$\rho_2 c_2 (A_1 - B_1) = \rho_1 c_1 (A_2 - B_2) \quad (3-31)$$

を得る。同様に  $x = \ell$  における圧力連続より、

$$A_2 e^{-jK_2 \ell} + B_2 e^{jK_2 \ell} = A_3 \quad (3-32)$$

また、粒子速度連続より、

$$\rho_3 c_3 (A_2 e^{-jK_2 \ell} - B_2 e^{jK_2 \ell}) = \rho_2 c_2 A_3 \quad (3-33)$$

を得る。(3-30), (3-31)式から  $B_1$  を消去すると、

$$A_1 = \frac{(\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2) A_2 + (\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1) B_2}{2 \rho_2 c_2} \quad (3-34)$$

となる。(3-32), (3-33)式から  $B_2$  を消去すると、

$$A_2 = \frac{\rho_3 c_3 + \rho_2 c_2}{2 \rho_3 c_3} A_3 e^{jK_2 \ell} \quad (3-35)$$

$A_2$  を消去して、

$$B_2 = \frac{\rho_3 c_3 - \rho_2 c_2}{2 \rho_3 c_3} A_3 e^{-jK_2 \ell} \quad (3-36)$$

を得る。(3-35), (3-36)式を(3-34)式に代入すると、

$$A_1 = \frac{(\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1)(\rho_3 c_3 + \rho_2 c_2) e^{jK_2 \ell} + (\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1)(\rho_3 c_3 - \rho_2 c_2) e^{-jK_2 \ell}}{4 \rho_3 c_3 \rho_2 c_2} A_3 \quad (3-37)$$

が得られる。本研究においては、媒質 I と II は同じものを用いるので、 $\rho_1 c_1 = \rho_3 c_3$  であり、

(3-37)式を整理しなおすと、

$$\frac{A_1}{A_3} = \cos K_2 \ell + \frac{j(\rho_2^2 c_1^2 + \rho_2^2 c_2^2)}{2 \rho_1 c_1 \rho_2 c_2} \sin K_2 \ell \quad (3-38)$$

となる。(3-38)式の逆数を取り、音圧透過率  $T(\omega) = A_3 / A_1$  の形に整理すると、

$$T(\omega) = \frac{A_3}{A_1} = \left[ \cos K_2 l + j \left( \frac{\rho_2 K_1}{2 \rho_1 K_2} + \frac{\rho_1 K_2}{2 \rho_2 K_1} \right) \sin K_2 l \right]^{-1} \quad (3-39)$$

を得る。またこれより、音圧透過率の絶対値  $|T(\omega)| = |A_3/A_1|$  を求めると、

$$|T(\omega)| = \frac{|A_3|}{|A_1|} = \frac{1}{\sqrt{\cos^2 K_2 l + \frac{1}{4} \left( \frac{\rho_2 K_1}{\rho_1 K_2} + \frac{\rho_1 K_2}{\rho_2 K_1} \right)^2 \sin^2 K_2 l}} \quad (3-40)$$

を得る。試料がアルミニウムの場合に(3-40)式から周波数に対する  $|T(\omega)|$  を求めたのが Fig. 3-4である。

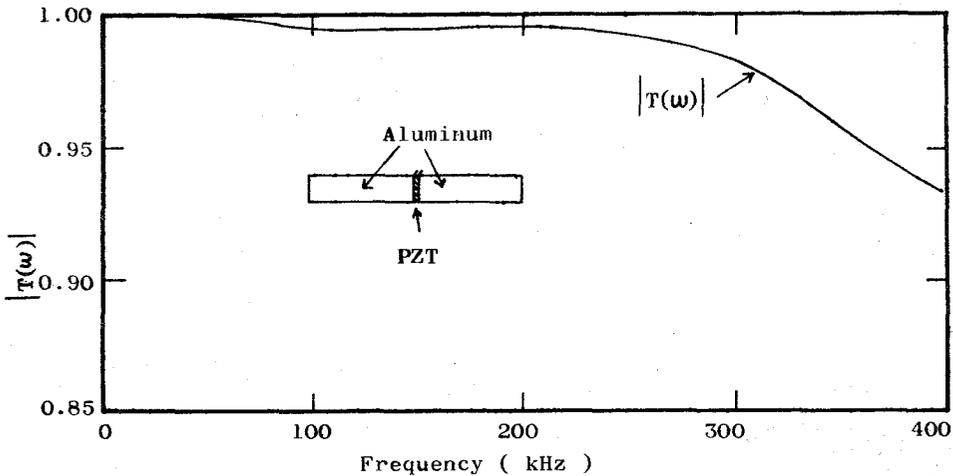


Fig.3-4 Transmission coefficient  $|T(\omega)|$  as a function of frequency.

図より、300kHz以下では透過率  $|T(\omega)|$  はほとんど1に近いことがわかり、本研究で用いるパルスは、PZT層によってほとんど影響を受けないことが予想される。これについては後節3-3でくわしく述べる。

### 3-3 パルスの波形追跡

3-2節で求めた波長定数  $K(\omega)$  および音圧透過率  $T(\omega)$  を用いて、パルスがアルミニウムの円形断面棒を伝播する間にどの程度の波形歪が生ずるかを、シュミレーションにより、波形追跡を行なう。はじめに速度分散のみを考えた場合の波形追跡、次にPZT層のみを考えた場合、さらに、両方を考えた場合の波形追跡について述べる。また、パルス巾が本研究で用いるパルスより小さい場合にどうなるかについても調べる。

### 3-3-1 速度分散のみを考えた場合

伝播する前の、はじめのパルス波形を  $f_0(t)$  とし、そのフーリエ成分を  $F_0(\omega)$  とすると、 $F_0(\omega)$  は次式で表わされる。

$$F_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_0(t) e^{-j\omega t} dt \quad (3-41)$$

ここでは、速度分散のみを考えるので、3-2節で求めた波長定数  $K(\omega)$  を用いて、距離  $l$  だけ伝播した後のパルス波形  $f_1(t)$  は次式で得られる。

$$f_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(\omega) e^{j(\omega t - K(\omega)l)} d\omega \quad (3-42)$$

$f_0(t)$  としては、第2章で述べた方法で発生させたパルス (Fig. 3-5) を用いる。伝播距離  $l$  は任意に選べるがここでは、Fig. 3-6 に示すように、50 cm の長さをもつ試料 (PZT の

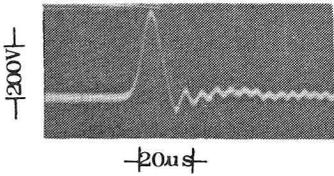


Fig.3-5 Shock pulse used for calculation of waveform distortion in aluminum bar.

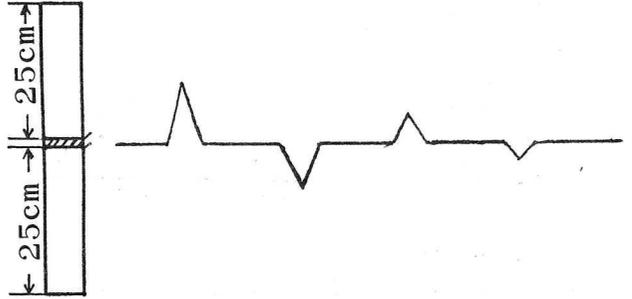


Fig.3-6 Schematic diagram of shock pulse in aluminum bar.

厚み 1 mm は無視) 中を往復して伝播する場合を考え、PZT層による波形歪の計算との関係上 50 cm の倍数になるように  $l=50, 100, 200, 500$  cm のように選んだ。結果を Fig. 3-7 に示す。図は、それぞれの伝播距離に対する波形を示しており、図からわかるように、伝播距離が 50 cm 以下では、速度分散による波形変化はごくわずかである。しかし、伝播距離が長くなるにつれて、波形歪が大きくなる。また、この波形変化からピーク値についての減衰を見てみると、Fig. 3-8 に示すように、ほぼ対数的に減衰している。ピーク値についての減衰定数を求めてみると、はじめの 50 cm では  $0.42 \times 10^{-3}$  (neper/cm) で 500 cm までの平均を出

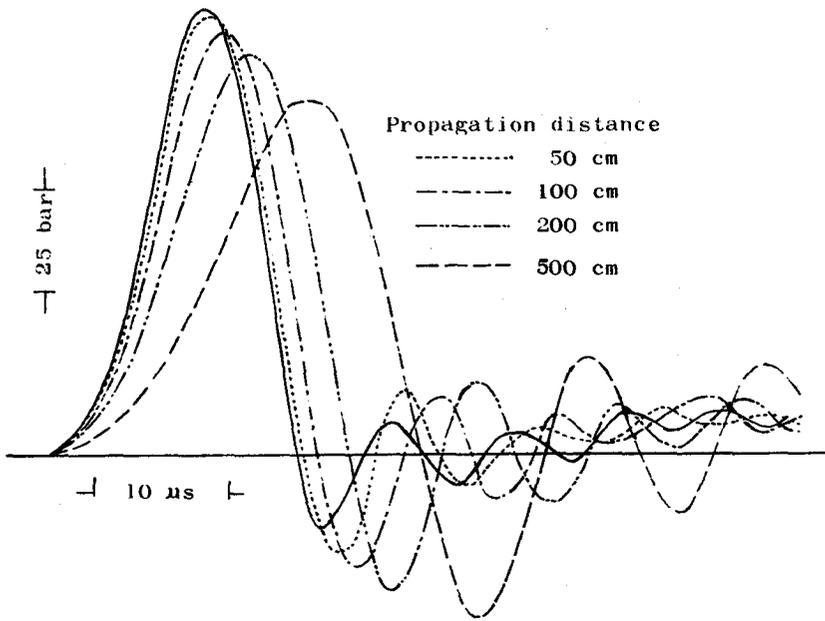


Fig.3-7 Waveform distortion due to velocity dispersion for various propagation distance.

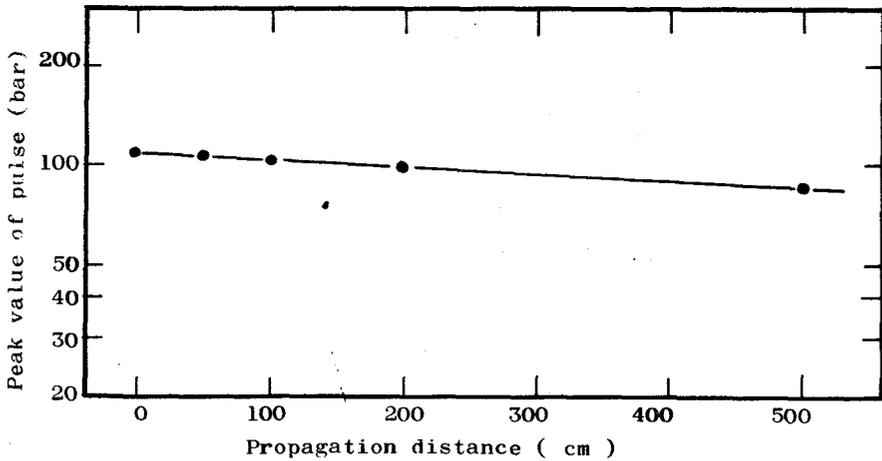


Fig.3-8 Attenuation of peak value caused by waveform distortion due to velocity dispersion of shock pulse.

すと  $0.49 \times 10^{-3}$  (neper/cm)である。

3-3-2 P Z T層のみを考えた場合

Fig. 3-6に示すような試料中を伝播するパルスは、50 cm の距離を伝播するたびに1回P

Z T層を通過する。そこで速度分散による波形歪の計算に用いた距離 ( $\ell=50, 100, 200, 500$  cm) に対する、P Z T層による波形歪を計算した。P Z T層を通過する回数は、 $\ell/50$ であるので、3-2節で求めた音圧透過率  $T(\omega)$  を用いて、パルス波形  $f_1(t)$  は次式で得られる。

$$f_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(\omega) [T(\omega)]^{\ell/50} e^{j\omega t} d\omega \quad (3-43)$$

結果は、Fig. 3-9に示すように、P Z T層の通過回数が10回(伝播距離にして500 cm)以下では、P Z T層による波形歪はほとんどないことがわかる。

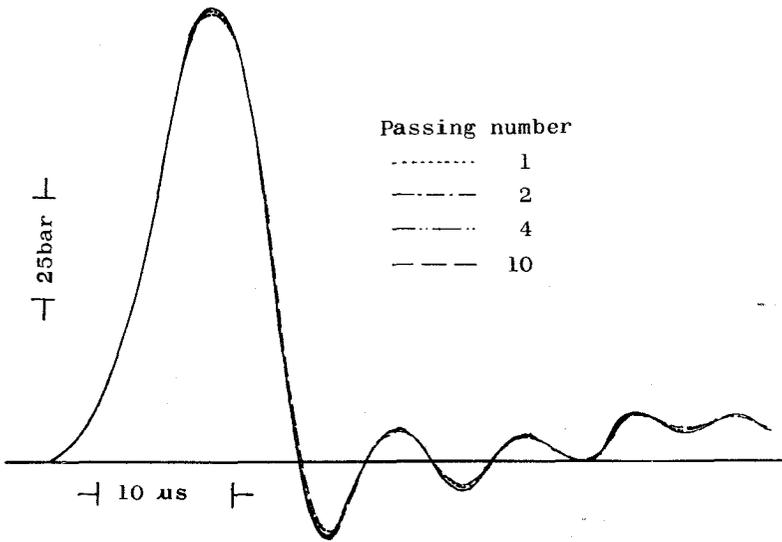


Fig. 3-9 Waveform distortion due to PZT layer for various passing number.

### 3-3-3 速度分散およびP Z T層両方を考えた場合

ここでは、速度分散およびP Z T層両方を考えた場合の波形追跡について述べる。まずはじめに3-3-1, 3-3-2節で用いたパルス (Fig. 3-5) についての波形歪を計算し、次に、パルス巾が短くなった場合、どの程度の波形歪を生ずるかを調べる。さらに実測と計算との比較も行なう。

#### a) 前節で用いたパルスの場合

伝播距離を  $\ell=50, 100, 200, 500$  cm とする。距離  $\ell$  だけ伝播した後のパルス波形  $f_1(t)$  は次式で求められる。

$$f_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(\omega) [T(\omega)]^{\ell/50} e^{j(\omega t - K(\omega)\ell)} d\omega \quad (3-44)$$

結果は、PZT層による波形歪がほとんどないから、Fig. 3-10に示すように、速度分散による波形歪 (Fig. 3-7) とほとんど同じであることがわかる。ピーク値の減衰も、速度分散のみの場合と同じで 500 cm までの平均で  $0.49 \times 10^{-3}$  (neper/cm) である。

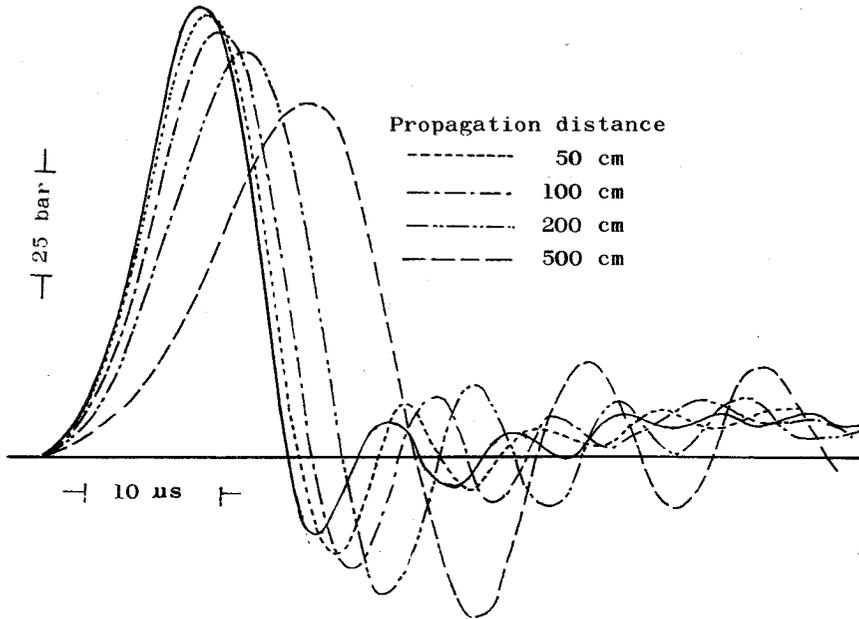
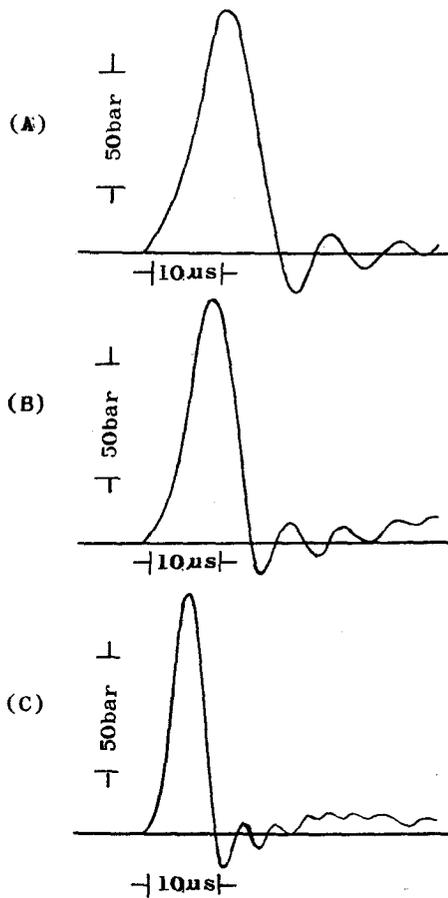


Fig. 3-10 Waveform distortion due to velocity dispersion and PZT layer for various propagation distance.

b) パルス巾が短くなった場合

パルス巾が本研究に用いるパルス (約  $20 \mu\text{s}$ ) より短くなった場合、どの程度の波形歪を生ずるか波形追跡を行なう。Fig. 3-11の (B) および (C) がここで計算に用いるパルス波形である。(A) は、今まで述べた波形追跡に用いたパルス波形 (Fig. 3-5 と同じ) を示す。(B), (C) のパルス巾は、(A) (約  $20 \mu\text{s}$ ) の  $3/4$  (約  $15 \mu\text{s}$ )、 $1/2$  (約  $10 \mu\text{s}$ ) である。

(3-44) 式を用いて、 $\ell = 50, 100, 200, 500 \text{ cm}$  に対して求めた結果を Fig. 3-12, Fig. 3-13 に示す。図から、(B), (C) のように、パルス巾が (A) より短くなると、波形歪は (A) より大きく、(C) のようにパルス巾が (A) の半分にもなると、伝播距離が 50 cm でも、無視できない程度の波形歪を生ずることがわかる。このことから、実験に用いる試料の長さが、だいたい数



**Fig.3-11 Shock pulse used for calculation of waveform distortion due to valocity dispersion and PZT layer. Pulse (A) is measured one. Pulse length of (B) and (C) are about 3/4 and 1/2 of pulse (A).**

10 cm以下であることから、本研究に用いるパルスのパルス巾が、速度分散等による波形歪を無視できる程度の実験に適したものであることがわかる。

#### c) 実測との比較

ここでは、計算による波形追跡によって得られる波形と実測波形と比較してみる。

Fig. 3-14に音源、試料の配置を示す。音源と試料の間には、試料と同じアルミニウムのバッファを入れる。バッファと試料は、単に接触しているだけの状態にする。そうすると、はじめにその境界をパルスが通過したときの衝撃ですこしすき間ができ、試料中に入ったパルスは再びバッファ中へもどることなく、50 cmの長さの試料中を往復伝播する。 Fig. 3-15

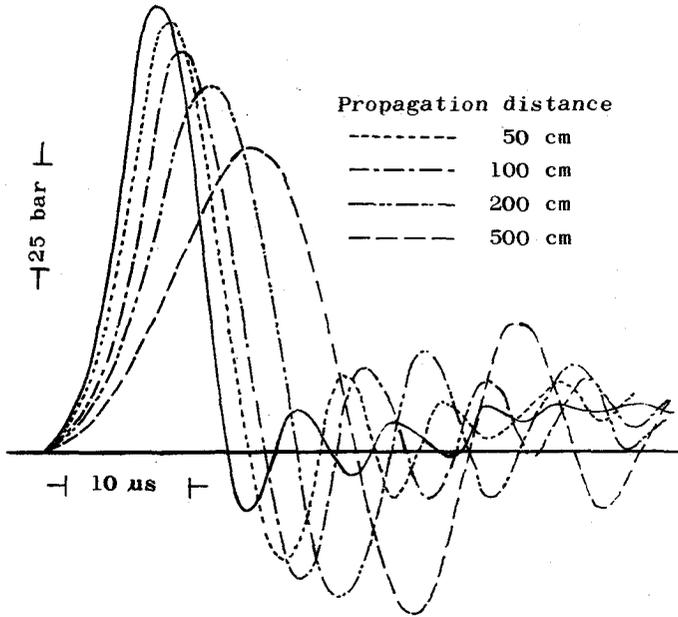


Fig.3-12 Waveform distortion due to velocity dispersion and PZT layer for various propagation distance.

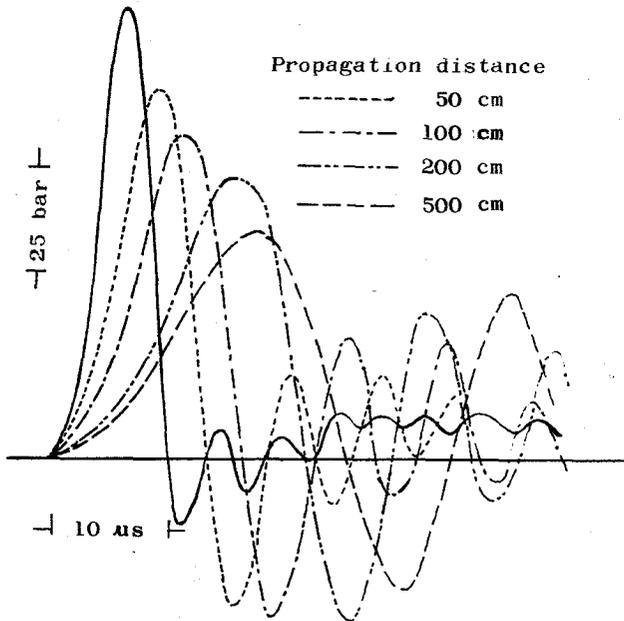


Fig.3-13 Waveform distortion due to velocity dispersion and PZT layer for various propagation distance.

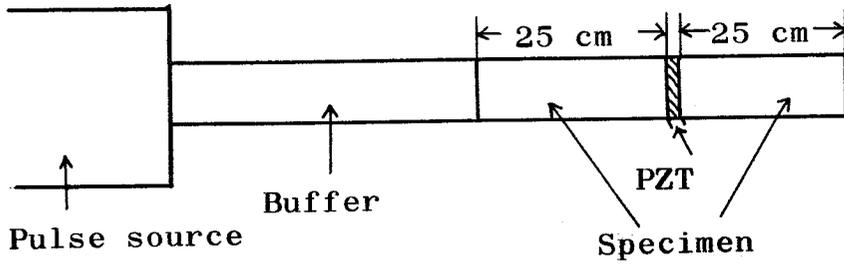


Fig.3-14 Arrangement of pulse source, buffer and specimen.

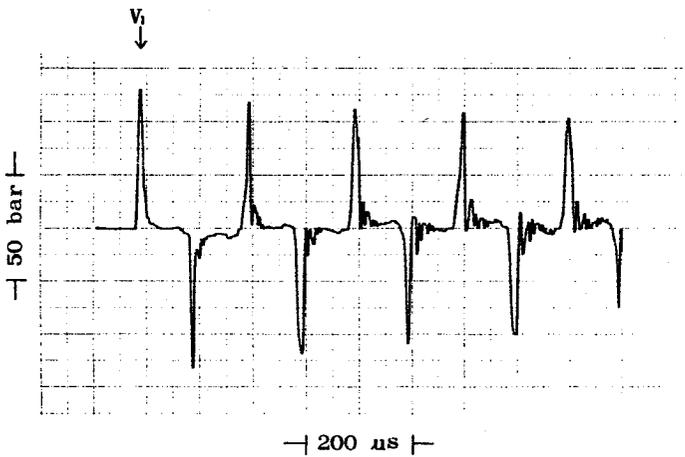


Fig.3-15 Output signal from PZT transducer stuck between two aluminum bars.

に実測波形を示す。最初のパルス  $V_1$  の波形は、Fig. 3-5とすこし異なる。これは音源と試料の構成がすこし異なるためである。パルスのピーク値は Fig. 3-16に示すように、ほとんど対数的に減衰し、その減衰定数を求めると、 $0.61 \times 10^{-3}$  (neper/cm)であった。Fig. 3-15で  $V_1$  で示した一番目のパルスを用いて、伝播距離  $\ell = 100, 200, 300, 400$  cmにおけるパルス波形を(3-44)式から求めたのが、Fig. 3-17である。そして、この計算によるパルス波形と、実測波形を比較したのが Fig. 3-18である。図から、両者がよく一致していることがわかる。このことから Fig. 3-16に示すようなパルスのピーク値の減衰(約  $0.6 \times 10^{-3}$  neper/cm)は媒質の吸収等によるものではなくて、おもに速度分散による波形歪によって生ずることがわかる。パルスの応用面において、直径10 mmのアルミニウムの円形断面棒を、約20

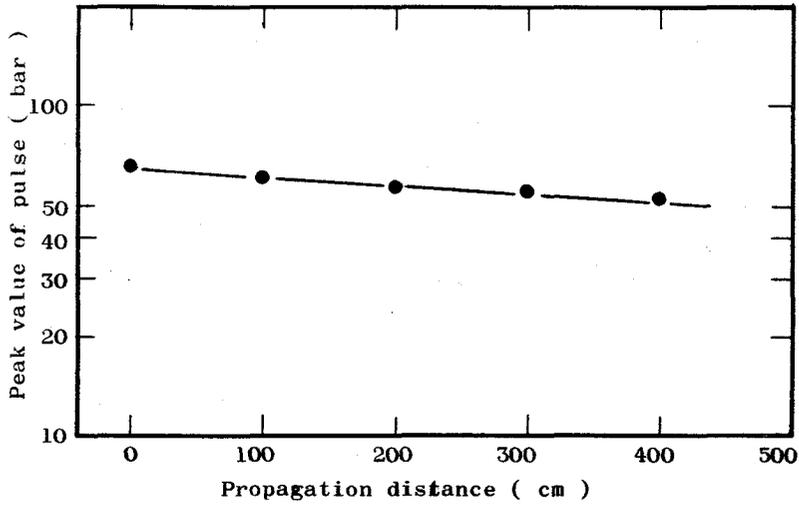


Fig.3-16 Attenuation of peak values of shock pulses measured in aluminum bar.

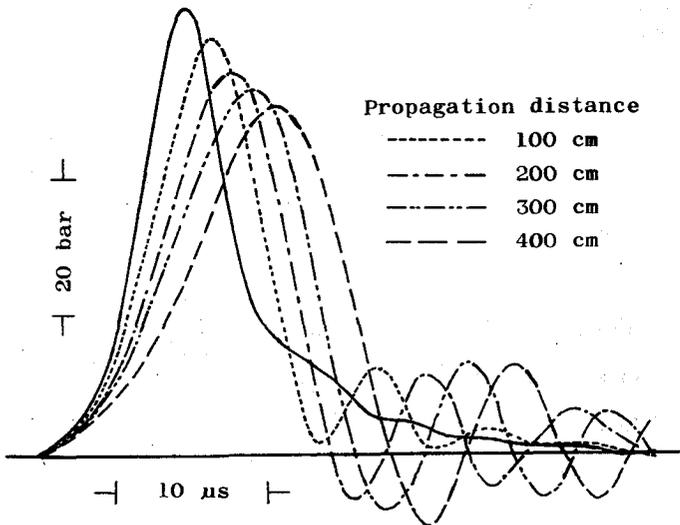
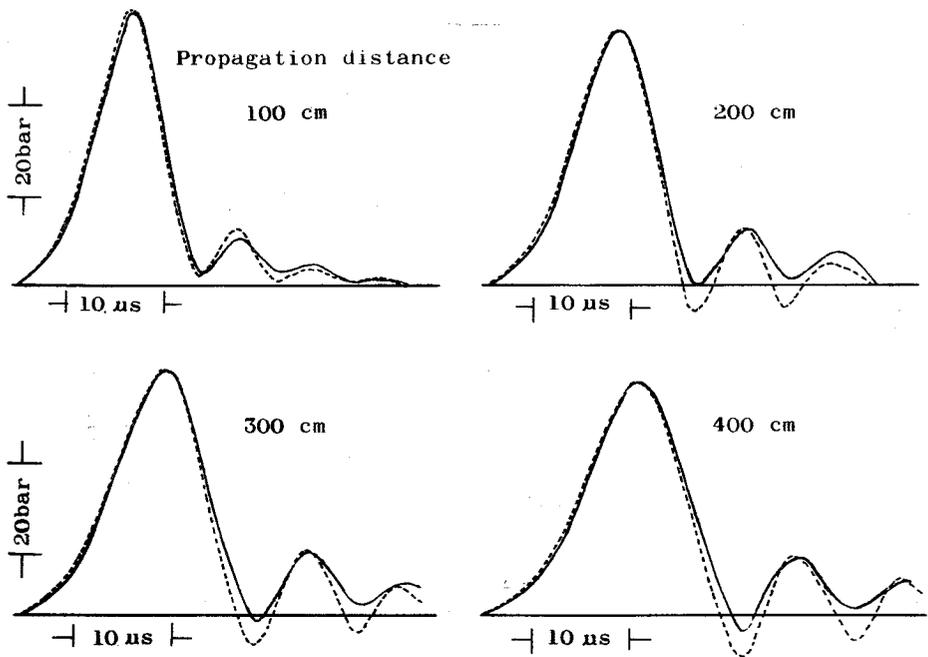


Fig.3-17 Waveform distortion due to velocity dispersion and PZT layer for various propagation distances.



**Fig.3-18** Waveform for various propagation distance of shock pulse in aluminum bar.  
 ————— Measured, - - - - - calculated.

$\mu$ S のパルス巾をもつパルスが伝播するような場合は、つねにこの程度の手速度分散による波形歪があるということ、さらにパルス巾が短くなった場合はこれ以上の波形歪が生ずるということをおあらかじめ頭に入れておく必要がある。

### 3-4 断面が変化する円形断面棒中におけるパルスの伝播

音波は、種々の構造体（機械、建造物等）中も伝播し、衝突や、機械の振動等によって、固体伝送騒音を発生するが、このような固体伝送騒音は、空気伝送音にくらべて、エネルギーが非常に大きく、連続体構造体を伝わる振動は、減衰することが少なく、遠方まで伝わる。そこで、複雑な構造をもつ物体中の音波の伝播特性を知ることは、現実の問題としても重要なことであると思われる。それには、まず、構造物のさまざまな伝播経路をどのように音波が伝播するかを知ることである。この点から考えて、空間分解能の点ですぐれているパルスの音波を用いることは、有利である。

ところで、種々の構造物において、さまざまな伝播経路を構成している各部分の形状もまたさ

ままだであり、本研究に用いるような円形断面棒であっても現実には断面が変化する場合が多い。ここでは、断面が変化する場合のパルスの伝播についての簡単な実験を行なった。

断面の変化のしかたは、連続な場合と、不連続な場合があるが、それぞれについて代表的な例をとりあげて、実験を行なった。以下実験結果について述べる。さらにパルスの応用面についても述べる。

### 3-4-1 断面が連続に変化する場合

断面が連続に変化する場合の代表例として、ここでは、円錐形の棒をとりあげる。いろんな頂角をもつ6本の円錐棒について実験を行なった。試料はジュラルミンを用いた。パルスの検出は、半導体ゲージを用い、Fig. 3-19に示すように円錐棒の側面にいくつか貼りつけることを行なった。図中の $\theta$ は円錐の頂角、 $D_1 \sim D_4$ および $D_5$ は歪ゲージ位置における円錐棒の直径および基部の直径を示し、 $r_1 \sim r_4$ は円錐の頂点0から各歪ゲージまでの距離を示す。

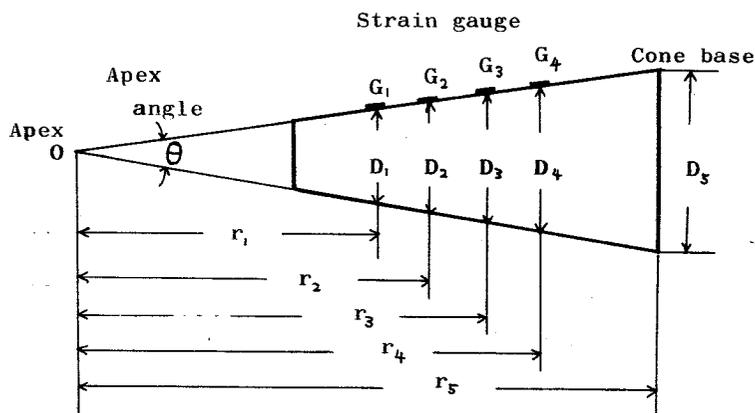


Fig.3-19 Arrangement of a truncated cone and strain gauges.

6本の試料についての $\theta$ ,  $r$ ,  $D$ の値はTable 3-1に示してある。実験は、パルスを、円錐の頭部から入射させた場合と円錐の基部から入射させた場合について行なった。

#### a) 実験結果

はじめに円錐棒の基部側の端面からパルスを入射させた場合について述べる。Fig. 3-20に頂角 $\theta = 6.48^\circ$ の場合についてのそれぞれの歪ゲージによる測定波形の一例を示す。図中の $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4$ はそれぞれのパルスの波形のピーク値を示す。基部からパルスを入射させると、図に示されるように、伝播につれて一様に、パルスのピーク値が増大した。パルスのピーク値の増大と円錐の直径の変化の関係を図示したのがFig. 3-21, Fig. 3-22, Fig. 3-23

Table 3-1 Values of  $\theta$ ,  $r$  and  $D$  for six cones.

Con $\epsilon$ number	1	2	3	4	5	6
$\theta$ (deg)	1.4	1.7	2.3	3.4	4.6	6.5
$r, D$ (mm)						
$r_1$	400	333	250	167	127	88
$r_2$	480	400	300	200	152	132
$r_3$	560	467	350	233	177	220
$r_4$	-	-	-	-	-	309
$r_5$	600	500	375	250	190	388
$D_1$	10	10	10	10	10	10
$D_2$	12	12	12	12	12	15
$D_3$	14	14	14	14	14	25
$D_4$	-	-	-	-	-	35
$D_5$	15	15	15	15	15	44

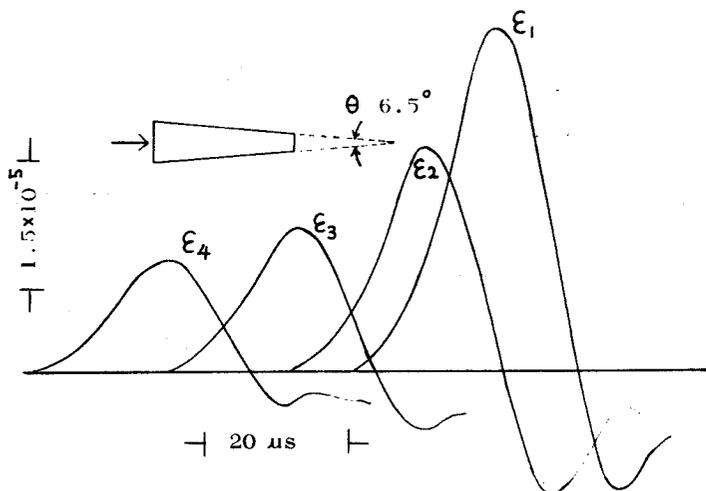


Fig.3-20 Typical strain histories for 6.5-deg cone.

である。横軸に  $D_4/D_i$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ) をとり、縦軸に  $\epsilon_i/\epsilon_4$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ) をとりプロットしたものである。それぞれ頂角  $\theta$  が  $2.3^\circ, 4.6^\circ, 6.5^\circ$  の場合を示す。図から明らかなように、両者が比例関係にあることがわかる。すなわち、ピーク値は径に反比例して増大する。

また、ここで用いた円錐棒のもつ頂角の範囲では、頂角によるちがいはなく、パルスの振巾によるちがいもあまりない。

このような、円錐棒中におけるパルスの収束現象は、大振巾パルスの発生に 응용できる。

次に円錐棒の頂点側の端面からパルスを入射させた場合について、Fig. 3-24 に頂角  $\theta =$

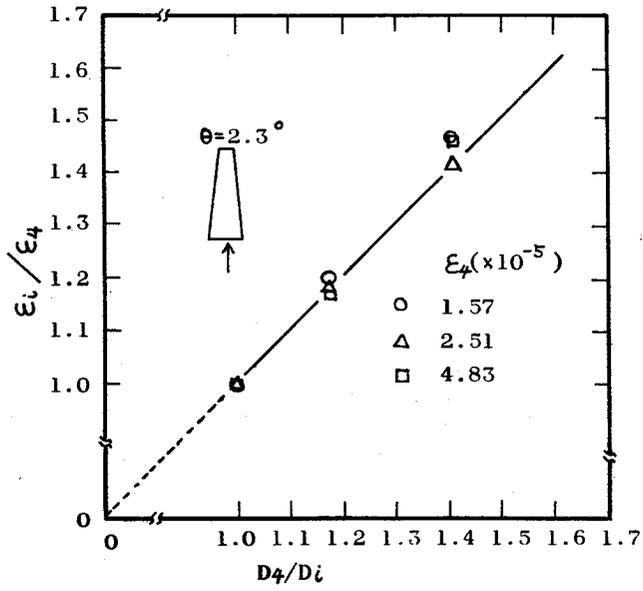


Fig.3-21  $\epsilon_i/\epsilon_4$  vs.  $D_4/D_i$ .

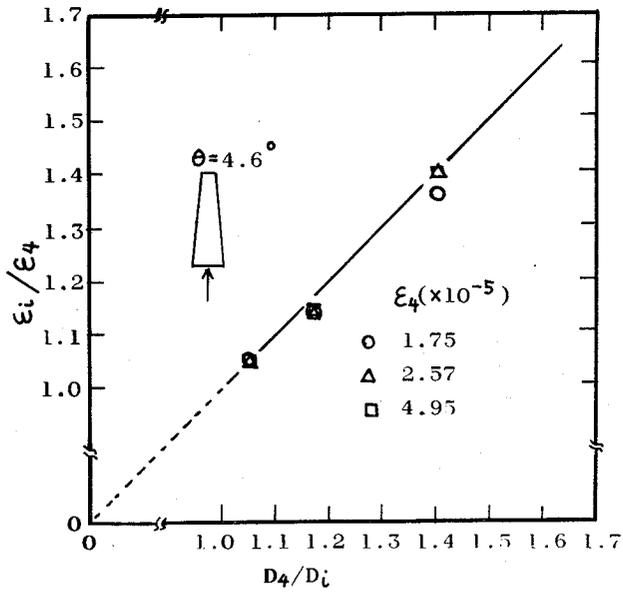


Fig.3-22  $\epsilon_i/\epsilon_4$  vs.  $D_4/D_i$ .

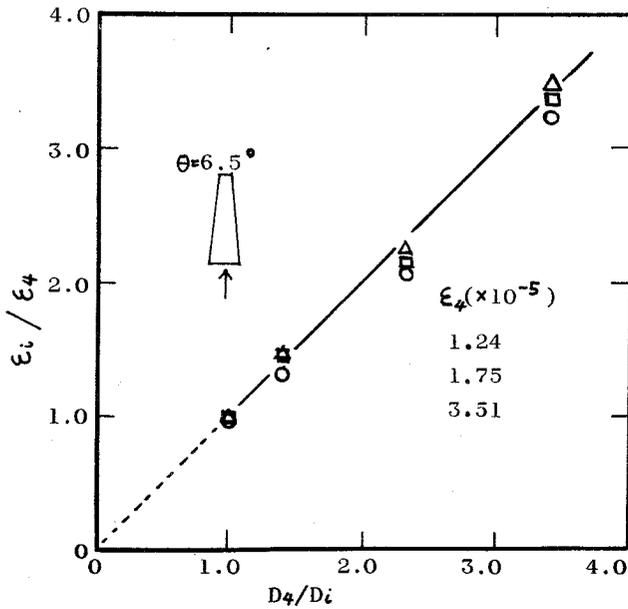


Fig.3-23  $\epsilon_i / \epsilon_4$  vs.  $D_4 / D_i$ .

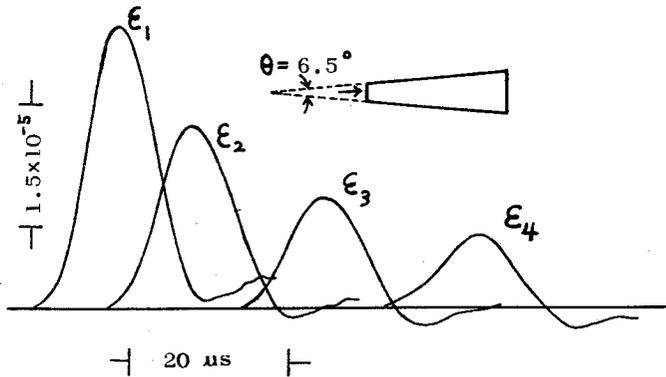


Fig.3-24 Typical strain histories for 6.5-deg cone.

6.48°の場合のそれぞれのパルス波形を示す。この場合は、円錐の基部から入射させた場合とちがって、伝播につれて、一様に、パルスのピーク値が減少することがわかる。パルスのピーク値の減少と円錐棒の直径の変化との関係を横軸に  $D_1 / D_i$  ( $i=1, 2, 3, 4$ )、縦軸に  $\epsilon_i / \epsilon_1$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ) をとりプロットしたのが Fig. 3-25である。この場合も両者が比例関係にあり

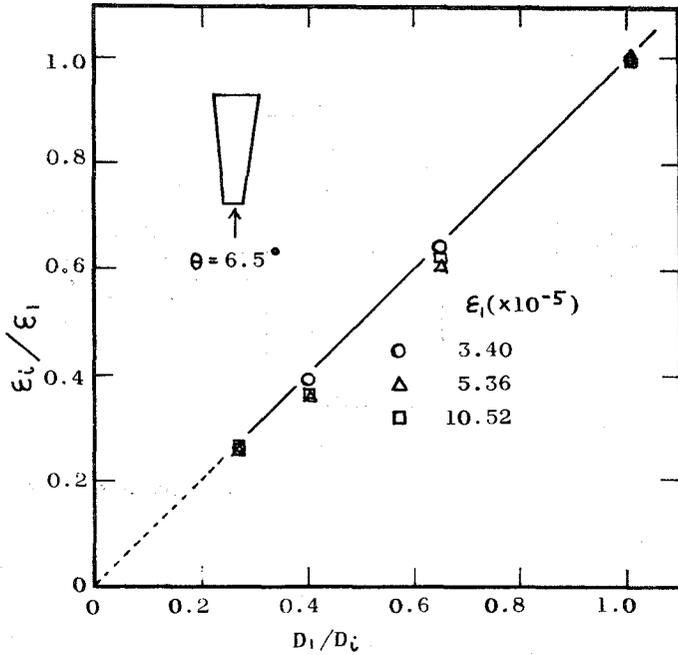


Fig.3-25  $\epsilon_i/\epsilon_1$  vs.  $D_i/D_1$ .

ピーク値は直径に反比例して減少することがわかる。また、ここで用いた円錐棒のもつ頂角の範囲では、頂角によるちがいはなく、またパルスの振巾によるちがいもない。これらの応用としては、振動防止に関連して、適当に振動伝送径路に挿入することによって、振動を軽減させることができると思われる。

### 3-4-2 断面が不連続に変化する場合

断面が不連続に変化する場合として、ここでは、Fig. 3-26に示すような場合をとりあげる。媒質 I, II, III はすべてジュラルミンを用いた。媒質 II の存在によってパルスがどのような伝播をするか調べる。図のような場合、媒質 I, II が同じ媒質であっても、断面積の差異により、その境界で反射がおこる。このような現象については、媒質が空気の場合で、パイプ中を音波が伝播するとき、そのパイプの断面が不連続に変化したとき、あるいは、パイプ開口端のように、無限に広がるようなときに、その境界で周波数に依存した反射、透過がおこることが知られており (77)~(79)。

固体の場合も同様である。すなわち入射側から透過側を見た特性インピーダンスが周波数の関数となり周波数に依存した反射、透過がおこるのである。そのときの反射率を  $R(\omega)$  とすると、 $R(\omega)$  は媒質 I の特性インピーダンス  $\rho c$  および媒質 I から II を見た特性インピーダンスを  $Z(\omega)$  として、

$$R(\omega) = \frac{Z(\omega) - \rho c}{Z(\omega) + \rho c} \quad (3-52)$$

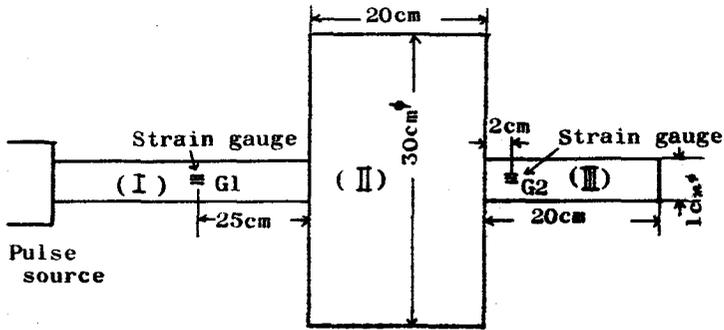


Fig.3-26 Arrangement of bar, half-space and strain gauge.

のように表わせる。Fig. 3-26のような場合に、媒質 I と II の境界でパルスがどのような反射をするか、また、III の媒質へどのように透過していくかを調べることは、興味ある問題である。パルスの検出は、図のように、試料の側面に、歪ゲージを貼りつけて、ゲージ 1 ( $G_1$ ) で入射波、ゲージ 2 ( $G_2$ ) で透過波を検出した。測定に用いたパルスの歪振幅は  $2 \times 10^{-5} \sim 20 \times 10^{-5}$  である。

Fig. 3-27 にゲージ 1 からの出力波形の一例を示す。左側の波形は入射パルス  $\epsilon_i(t)$ 、右側の波形は、媒質 I と II の境界からの反射パルス  $\epsilon_r(t)$  を示す。

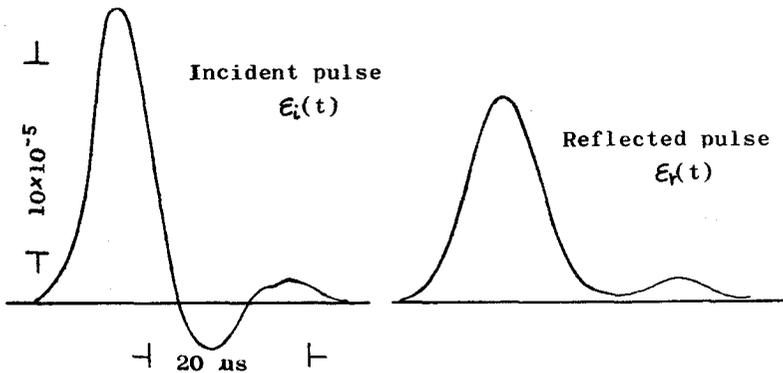


Fig.3-27 Waveforms of incident and reflected pulses detected by strain gauge  $G_1$ .

この図からもわかるように I と II の境界に入射するパルスは大部分媒質 I へ反射されることがわかる。そして圧力が正（大気圧を音圧 0 とする）の入射パルスに対して、圧力が正の反射パルスが現われるということは、媒質 II を見た特性インピーダンスが媒質 I のそれよりも大きくあたかも剛壁のような作用をするということである。これは、媒質が空気の場合に知られている結果<sup>79)</sup>とちょうど逆である。この図からパルスの振巾の反射率を求めると約 0.7 である。

次に、入射パルス  $\epsilon_i(t)$  および反射パルス  $\epsilon_r(t)$  のそれぞれフーリエ成分を  $F_i(\omega)$ ,  $F_r(\omega)$  とし、次式 (3-53) によってそれぞれの周波数成分に対する振巾反射率を求めたのが、Fig 3-28 である。

$$|R(\omega)| = \frac{|F_r(\omega)|}{|F_i(\omega)|} \quad (3-53)$$

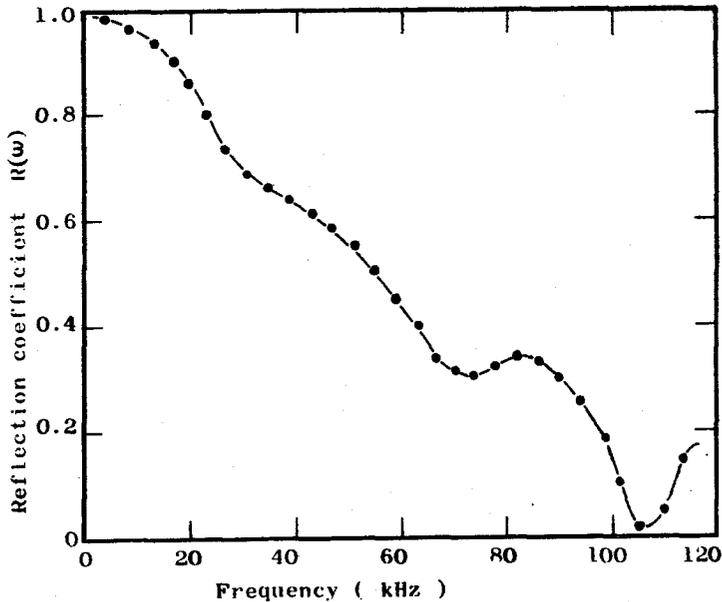


Fig.3-28 Reflection coefficient  $R(\omega)$  as a function of the frequency component of shock pulse. Strain amplitude of incident pulse :  $15 \times 10^{-5}$ .

この図において、わかることは、低周波数に対しては、反射率はほとんど 1 に近く境界が剛壁として働き、高周波数になると、 $Z(\omega)$  が  $\rho c$  に近づき媒質 II へ透過しやすくなるということである。次に、入射パルスのそれぞれの振巾に対する振巾反射率を求めたのが Fig. 3-29 である。図より、ここで行なった実験の振巾範囲では、反射率の振巾依存性はないようである。

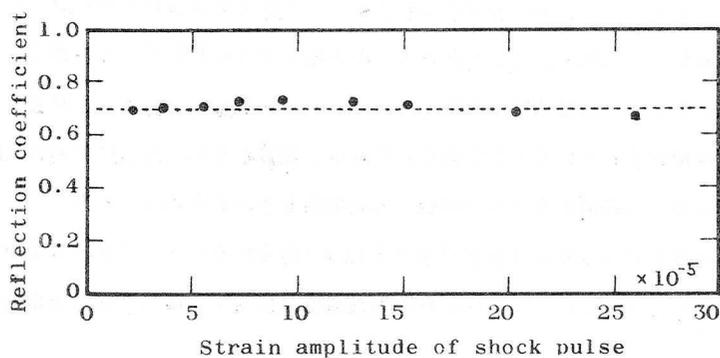


Fig.3-29 Reflection coefficient as a function of shock pulse.

媒質Ⅲへの透過であるが、Fig. 3-30に示すように、媒質Ⅲへはパルスでなく、連続に振動するような形で透過する。これは系全体として、共振をおこしているものと思われる。

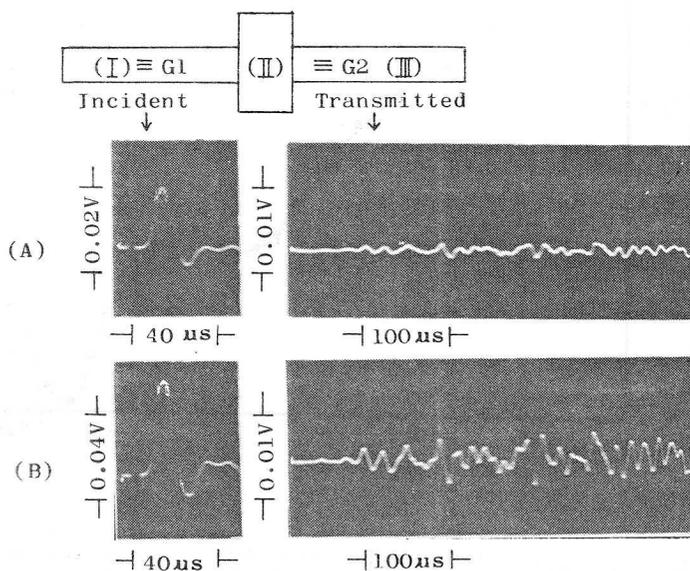


Fig.3-30 Incident pulse and transmitted wave.  
(A) Low intensity pulse, (B) high intensity pulse.

振巾は入射パルスのピーク値に対し透過波の振巾は約20分の1である。これらの現象については、系全体についての振動解析をする必要がある。また、入射パルスの振巾に依存した透過現象は見られなかった。このように断面が不連続に変化するような系は、前節同様に、振動防止に関

連して、適当に振動伝達径路中に用いることによって、衝撃的な振動伝達防止に応用できると思われる。もちろん、系の共振には十分注意する必要がある。

### 3-5 結 言

この章ではパルスの、円形断面棒中における基本的な伝播特性について述べた。さらに断面が変化する円形断面棒中におけるパルスの伝播についても述べた。以下、ここで得られた結果等を要約する。

- 1) 第1章で得られた約  $20 \mu\text{S}$  の巾をもつパルスがアルミニウムの、直径  $1 \text{ cm}$  の円形断面棒を伝播するとき、速度分散による波形歪が生じ、同時にピーク値が減少するが、理論的な波形追跡から、そのピーク値の等価減衰定数を求めると、 $0.4 \sim 0.5 \times 10^{-3}$  (neper/cm) 程度であった。
- 2) 伝播距離が数  $10 \text{ cm}$  以内であれば速度分散による波形歪は無視できる程度であり、このことは、パルスを応用する場合非常に好都合である。
- 3) 応力検出器として用いる厚み  $1 \text{ mm}$  の P Z T 層による波形歪は計算によるとほとんどなかった。
- 4) パルスの伝播におけるピーク値の減衰の実測値は約  $0.6 \times 10^{-3}$  (neper/cm) であった。このとき、速度分散によるピーク値の減衰を計算によって求めると約  $0.6 \times 10^{-3}$  (neper/cm) となり、パルスの伝播におけるピーク値の減衰はほとんど速度分散によるものと推定できる。減衰定数の値が 1) と異なるのは、音源と試料の構成のちがいによって最初のパルス波形が少し異なるためである。
- 5) パルス巾が  $20 \mu\text{S}$  より短くなった場合、速度分散による波形歪は大きくなり、パルス巾が  $10 \mu\text{S}$  程度になると数  $10 \text{ cm}$  の伝播距離でも速度分散による波形歪は無視できなくなる。
- 6) 断面が変化する場合として、円錐棒中をパルスが伝播する場合、頂点側からパルスが入射したときはそのピーク値を一様に減じながら伝播し、そのピーク値は円錐棒の直径に反比例して減少する。これは振動防止の面に応用できる。
- 7) 円錐棒の基部からパルスが入射したときは、そのピーク値を一様に増加させながら伝播し、そのピーク値は、円錐棒の直径に反比例して増加する。これは大振巾のパルスの発生に応用できる。
- 8) 断面が不連続に変化する場合として、2本の円形断面棒の間に十分に径の大きい円柱を挿入した場合、入射側境界では、入射パルスと同符号のパルスが反射し、そのピーク値の反射率は約  $0.7$  であった。またパルスの振巾依存性は見られなかった。

- 9) パルスのもつ、それぞれの周波数成分に対する振巾反射率を求めると、高周波数になるほど小さくなる。これは入射側から見た特性インピーダンスが高周波数になるほど小さくなり、入射側の媒質の特性インピーダンスに近づくためであると考えられる。
- 10) 透過側では、パルス状でなく、連続の振動波として透過する。これは、系全体が共振をおこなっているためであると思われる。振動振巾は、大きいところで、入射パルスのピーク値に対し、約20分の1である。このような系は、振動防止に関連して適当に、振動伝達径路に用いることによって衝撃的な振動の伝達防止に応用できる。

## 第4章 固体中の衝撃波パルスの振巾に依存した異常吸収

### 4-1 緒言

固体内での音波の吸収に関する研究は古くからなされており、それに関する報告も数多い。また、吸収の機構も多種あり、物質の種類、測定温度、測定周波数等により、分類される。<sup>80)</sup>

本章では、吸収の測定に、試料としてアルミニウムを用いるが、アルミニウムの場合、kHz範囲の周波数域における吸収のおもな原因は、転位の運動にもとづくもので、振動振巾に依存する。<sup>81)~83)</sup>

この吸収の振巾依存性については、金属中の転位が外部からの応力により、弦のように振動すると考えたKoehlerの理論<sup>84)</sup>にもとづいてGranato-Lückeがとりあつかっている<sup>85)</sup>(以下G-L理論と呼ぶ)。これは、振巾依存性をとりあつかった1つの有力な理論であるが、他にもいくつか理論はある。<sup>86)~89)</sup>しかしG-L理論はじめ、これらの諸理論は、一応実験事実を説明してはいるが、広範囲な実験事実を説明するにはいたっていない。

本章では、第2章で述べた、衝撃波パルスの応用として、まず、アルミニウム中における、パルスの吸収の測定を行なった。これまでは、吸収の測定といえば連続波が用いられてきた。ここで行なうパルスによる吸収測定、しかも振巾依存性の吸収の測定は、今までにないものであり、また振巾においても、これまでの連続波の場合にくらべて、歪振巾は $1 \sim 2$ 桁大きい $10^{-5} \sim 10^{-3}$ の範囲のものを用いた。

実験の結果、パルスに対する応力-歪関係が直線の範囲、いわゆる弾性領域での、パルスの振巾に依存した吸収、および応力-歪関係が直線からずれる、いわゆる塑性領域における、振巾依存吸収を測定することができた。<sup>90),91)</sup>さらに内部構造および応力-歪の関係より、若干の考察を行なった。以下に、G-L理論の概略を述べパルスによる測定方法、得られた結果および考察さらにパルスの他の応用面について述べる。

### 4-2 理論

ここでは、振巾に依存する吸収を説明する理論として、G-L理論の概略を述べる。

今Fig. 4-1(a)のような、すべり面上にある長さ $L_N$ の転位線の運動を考える。転位線は転位網の節点により、その両端を強く固定されており、また転位線に沿って、不純物原子が間隔 $L_c$ で並び、弱い固着点が形成されていると考える。応力振巾が小さい間はFig. 4-1(b)のような形で転位は $L_c$ の長さで振動する。振巾が大きくなるにつれ(c)のように大きく張出し、応力がある大きさをこえると、転位は不純物による固着点からはずれて、いわゆる転位の離脱現象(break-away)がおこる。そして転位は、 $L_N$ の長さで振動するようになり、応力が減少すると

きは、Fig. 4-2の e→d→aのように dから aまで 直接の経路をたどる。そのために、斜線で示した部分の面積に相等するだけのエネルギー損失が生じる。

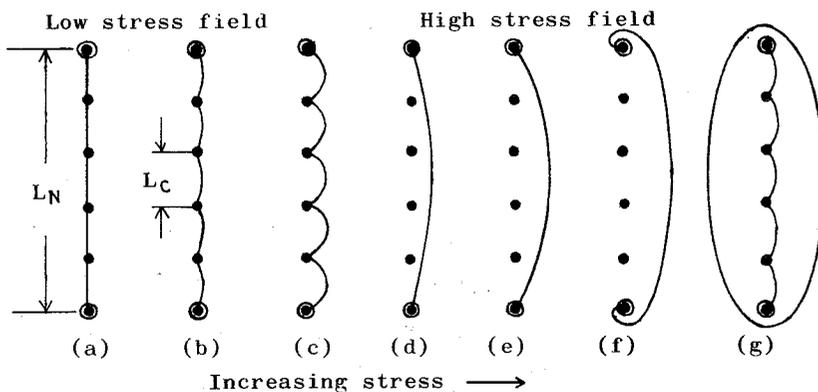


Fig.4-1 Schematic diagram of the bowing out of a pinned dislocation line by an increasing applied stress. The length of loop determined by impurity pinning is denoted by  $L_C$ , and that determined by the network by  $L_N$ . ( by Granato-Lücke 85) ).

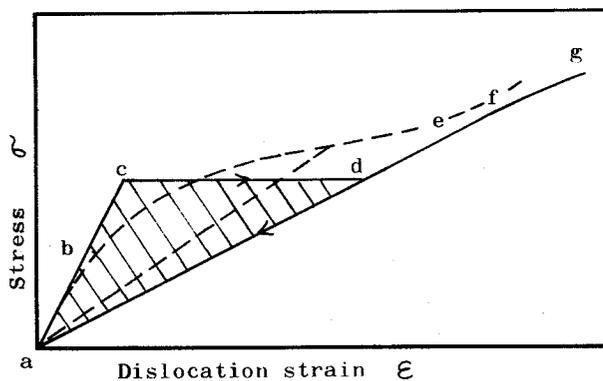


Fig.4-2 Stress-strain curves. Solid line shows the stress-strain low that results for the model shown in figure one. The broken line is that which would results if there is a distribution of lengths  $L_N$  and  $L_C$ . ( by Granato-Lücke 85) ).

しかしこのモデルを実際の結晶に適用するには、転位ループの長さ  $L_N, L_C$  の分布を考慮しなければならず、応力-歪曲線も図の破線のようなになる。Granato-Lückeは、この転位ループの長さの分布等を考慮しており、 $W$ を一サイクル中の振動エネルギー、 $\Delta W$ をエネルギー損失、すなわちヒステリシスにもとづく損失とすると、 $\Delta = \Delta W / 2W$ で表わされる振巾依存減衰率  $\Delta$ は

$$\Delta = \frac{A}{\epsilon_0} \exp\left(-\frac{B}{\epsilon_0}\right) \quad (4-1)$$

で与えられることを導びいている。ここで A, B は、すべり面上の分解せん断応力が外力より小さいことを考慮した方位係数、転位の離脱に必要な力に関する係数、格子定数、転位密度、原子のくいちがい係数、不純物間転位ループの平均の長さ等によって、決まる定数である。ε<sub>0</sub> は最大歪振巾である。以上の G-L 理論から予想されることは、(4-1) 式から、

$$\ln(\Delta \epsilon_0) = -B \frac{1}{\epsilon_0} + \ln A \quad (4-2)$$

の関係が得られ、 $\ln(\Delta \epsilon_0)$  が、 $\epsilon_0^{-1}$  に対して直線関係にあるということである。このことについて、振巾依存に関する実験事実をみると、実験事実がこの G-L 理論に合う場合も多いが (83), (87), (92), (93) 合わない場合もあり、<sup>(94), (95)</sup> この G-L 理論が完全でないことを示している。

今のところ実験事実をすべて説明できる理論はない。

#### 4-3 測定方法

Fig. 4-3 に測定のご略図を示す。

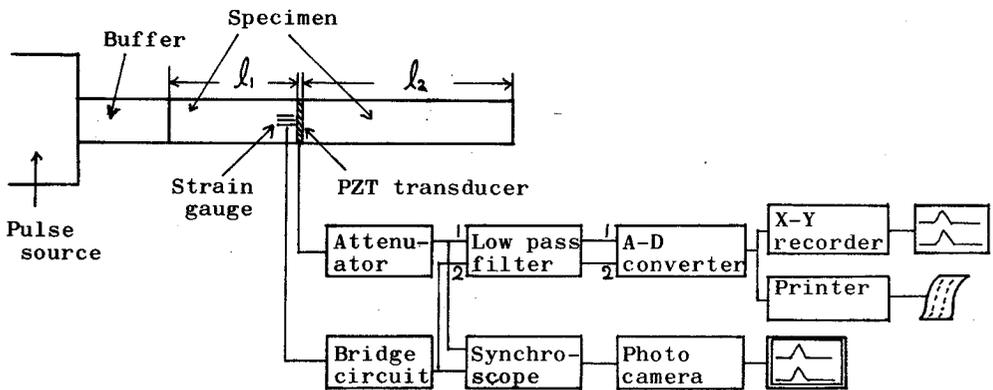


Fig.4-3 Schematic diagram of experimental apparatus.

ここで用いた試料は、市販の直径 10 mm の多結晶、アルミニウム丸棒で、その化学組成は、Table 4-1 に示すとおりである。試料は、350°C, 450°C, 500°C の各温度で焼鈍したも

Table 4-1 Chemical analysis of aluminum bar.

	Cu	Si	Fe	Mn	Mg	Zn	Ti	Cr	Al
wt (%)	0.008	0.013	0.17	0.001	0.001	0.005	0.018	0.016	Rest (about 99.8)

のを用意し、それぞれの試料について、パルスのピーク値およびエネルギーの減衰を測定し、ピーク値およびエネルギーに対する減衰定数を求めた。

パルスの検出は、Fig. 4-3に示すように、長さ $l_1$ と $l_2$ の試料の間にはさみこんだ厚み1 mmのPZTによって応力波形を検出し、PZTから音源側5 mmのところの試料側面に貼りつけた長さ2 mmの半導体歪ゲージによって歪波形を検出した。PZTの感度は0.32 bar/V、歪検出器の感度は、 $1.57 \times 10^{-3}$  /Vである。

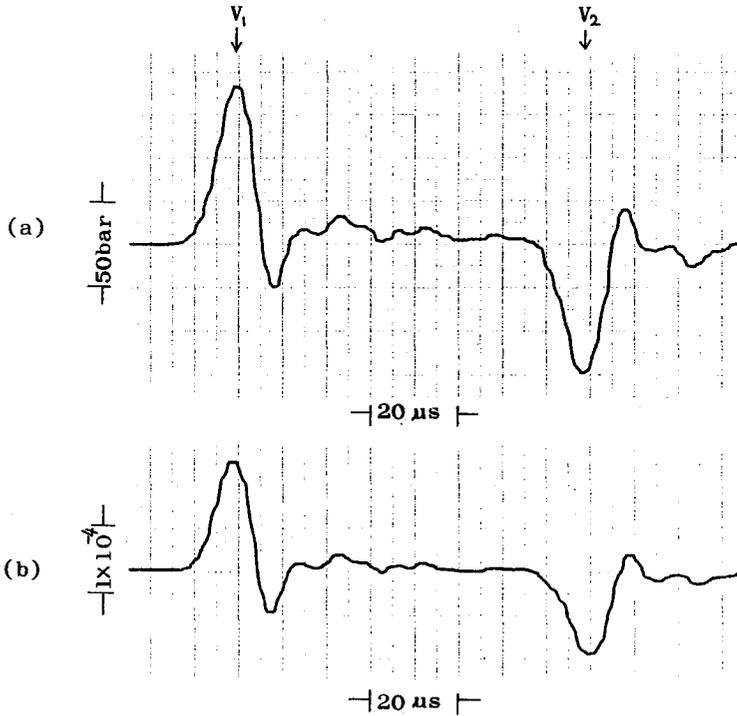


Fig.4-4 Typical stress and strain histories of first positive pulse  $V_1$ , and second negative pulse  $V_2$  used for calculation of attenuation constants. Specimen : after annealing at 450°C. (a) Stress wave, (b) strain wave.

パルス音源と試料の間には、長さ65 cmの焼鈍前のアルミニウム丸棒をバッファーとして用いた。これは、とくに $l_1$ が短いとき、もし音源近くにおいてパルスの波形の乱れがある場合でもその影響をさけるためである。

減衰の測定においては次の2通りの測定を行なった。1つは、 $l_2$ を20 cmとし、 $l_1$ を1, 5, 10, 15 cmにして、パルスの距離減衰を測定し、ピーク値およびエネルギーの減衰定数を求めた。もう1つは、パルスの検出器をはじめに通過する圧力正のパルスと試料端面から完全反射してもどってくる圧力負のパルスを用いて、ピーク値およびエネルギーの減衰定数を求めた。振巾依存性の測定に用いたパルスの応力振巾は15~160 bar, 歪振巾は $2.5 \times 10^{-5} \sim 0.63 \times 10^{-3}$ である。なお、すべての測定は室温において行なった。

#### 4-4 測定結果

##### 4-4-1 弾性領域における振巾依存性

ここでは、 $l_1=15$  cm,  $l_2=20$  cmの試料を用いた場合の測定結果について述べる。Fig. 4-4に応力検出器および歪検出器からの出力波形の一例を示す。(a)は応力波形、(b)は歪波形を示す。図に示す、パルス $V_1$ は、はじめにパルス検出器を通過するパルスで、パルス $V_2$ は端面から反射してもどってくるパルスを示す。ここではこれらの2つのパルス $V_1, V_2$ を用いて、応力および歪のピーク値に対する減衰定数 $\alpha(\sigma), \alpha(\epsilon)$ を次式によって求めた。

$$\alpha(\sigma) = \frac{1}{2l_2} \ln \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \quad (4-3)$$

$$\alpha(\epsilon) = \frac{1}{2l_2} \ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (4-4)$$

ここで $\sigma_1$ および $\sigma_2$ はパルス $V_1$ および $V_2$ の応力ピーク値の絶対値、 $\epsilon_1$ および $\epsilon_2$ は歪ピーク値の絶対値である。

Fig. 4-5, Fig. 4-6に結果を示す。測定精度があまりよくないがこれらの図から、焼鈍前の試料に対しては、応力、歪両方とも減衰定数の値は小さく、振巾依存性は見られない。焼鈍後の試料に対しては、小振巾では、焼鈍前と同じく、減衰定数は小さい。しかし振巾が大きくなるにつれて、減衰定数の値は大きくなり、顕著な振巾依存性が見られる。また、焼鈍温度が高いほど、減衰定数の値は大きく、振巾依存性も顕著である。さらに両図から、応力および歪の減衰定数のふるまいはほとんど同じである。上で得られた減衰定数は $l_2=20$  cmの場合であり、往復40 cmの距離に対する平均の値を示すもので、パルスのピーク値 $\sigma_1$ に対する真の減衰定数の

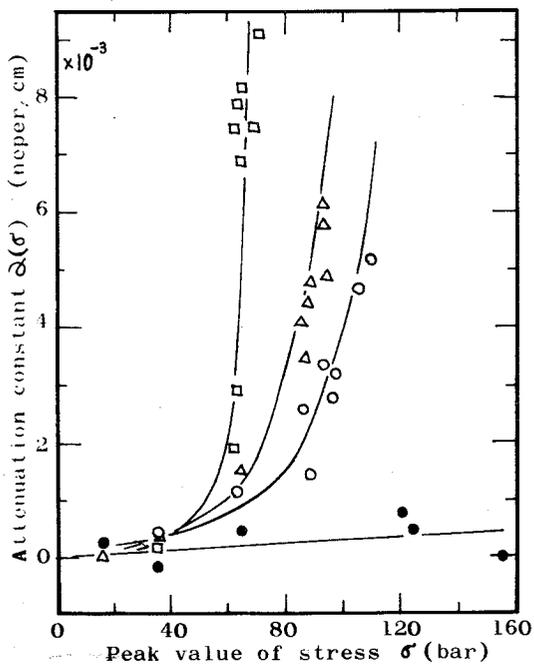


Fig.4-5 Attenuation constant for stress of shock pulses in aluminum bar.

- — Before annealing,
- — 350°C annealing,
- △ — 450°C,
- — 500°C.

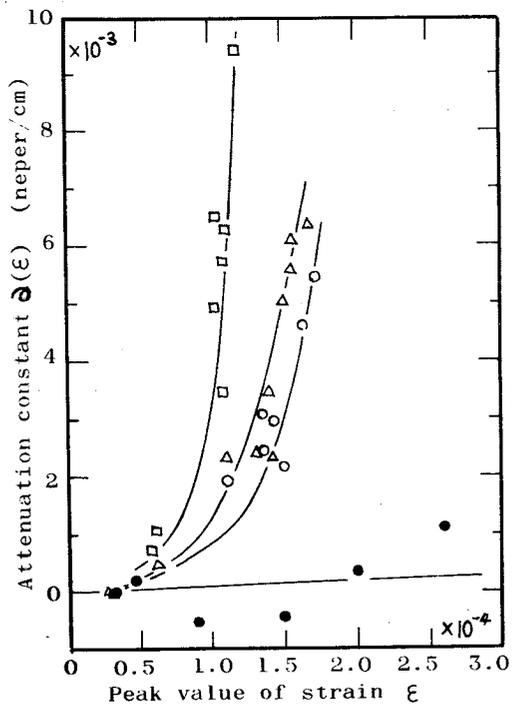


Fig.4-6 Attenuation constant for strain of shock pulses in aluminum bar.

- — Before annealing,
- — 350°C annealing,
- △ — 450°C,
- — 500°C.

値ではない。 $l_2$  が小さければ、小さいほど真値に近づくが、 $l_2$  を小さくすると、パルス  $V_1$  と  $V_2$  が分離できなくなったり、 $V_1$  と  $V_2$  のピーク値の差が小さく、読取誤差が大きくなるために、ある程度  $l_2$  を大きくとる必要があり、ここでは  $l_2=20\text{ cm}$  とした。もう1つ考慮すべき点は、ここで得られた減衰定数の値は、円形断面棒を伝播するときの速度分散にもとづくピーク値の減衰が含まれていることである。この速度分散によるピーク値の減衰については、第3章でもくわしく述べたが、ここで用いたパルスに対しては、波形追跡を行なった結果、40 cm 伝播に対してピーク値は約1.5%減少し、減衰定数にして約  $0.4 \times 10^{-3}$  (neper/cm) である。Fig. 4-5, Fig. 4-6 で得られた減衰に対して無視できる程度に小さいと言える。

次に、ここで行なった吸収の振巾依存性の測定が、パルスに対する、試料の弾性領域あるいは塑性領域のどの領域で行なわれたものかを調べる。そこでパルスの応力-歪の関係を調べた。

結果は、Fig. 4-7 に示すように、応力-歪の関係は直線であった。

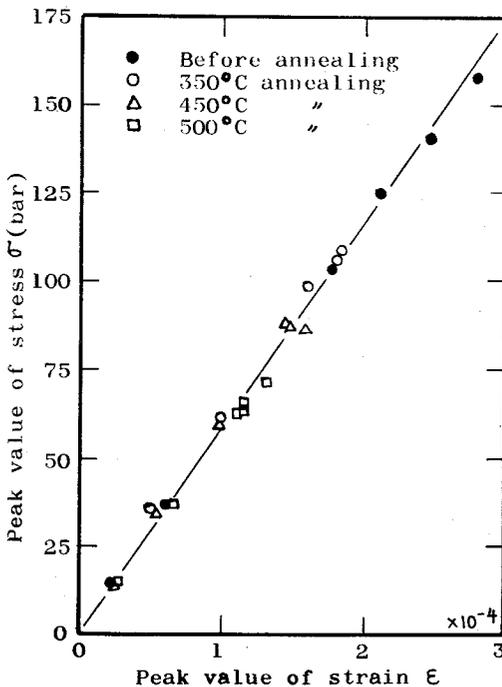


Fig.4-7 Stress-strain relationship for peak value of shock pulses.

このことから考えて、ここで得られた吸収の振巾依存性の結果は、応力-歪関係の直線の範囲内すなわちマクロ的な意味で、弾性領域内におけるものであると言える。

次に、パルスのもつエネルギーの減衰定数  $\alpha(E)$  を求めたのが Fig. 4-8 である。弾性領域

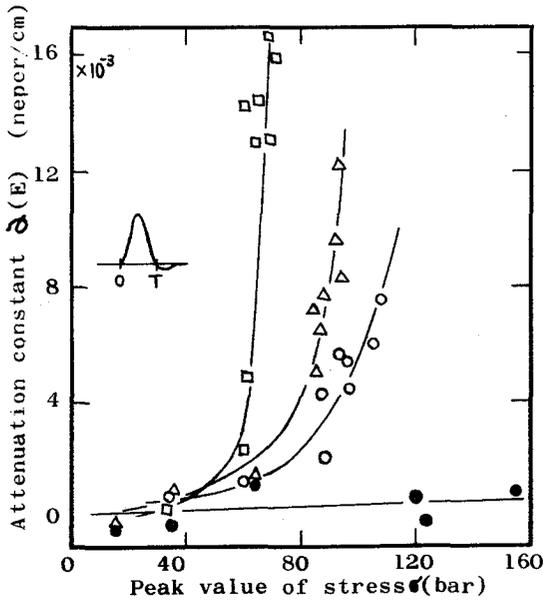


Fig.4-8 Attenuation constant  $\alpha(E)$  for energy of shock pulses in aluminum bar.  
 —●— Before annealing,  
 —○— 350°C annealing,  
 —△— 450°C,  
 —□— 500°C.

内では、パルスのもつエネルギーは応力波形  $\sigma(t)$  の 2 乗に比例するので、エネルギーの減衰定数  $\alpha(E)$  は次式より求めた。

$$\alpha(E) = \frac{1}{2l_2} \ln \frac{\int \sigma_1^2(t) dt}{\int \sigma_2^2(t) dt} \quad (4-5)$$

ここで、積分の時間領域は、Fig. 4-8 の図中に示すような O→T とした。Fig. 4-8 図より、エネルギーの減衰定数も Fig. 4-5, Fig. 4-6 で示した応力、歪のピーク値の減衰定数と同じふるまいをすることがわかる。さらに  $\alpha(E)$  の値は、 $\alpha(\sigma)$ ,  $\alpha(\epsilon)$  の値の約 2 倍であることもわかる。

#### 4-4-2 塑性領域における振巾依存性

前節では、 $l_1 = 15 \text{ cm}$  に対して、測定を行なったが、ここでは、 $l_1 = 1, 5, 10, 15 \text{ cm}$  に対して、パルスの距離減衰を測定した。 $l_1 = 15 \text{ cm}$  以下の距離減衰の測定の理由は、前節の  $l_1 = 15 \text{ cm}$  に対する測定結果が弾性領域内であったのは、もともと塑性領域にあった大振巾のパルスが、15 cm 程度の距離を伝播する間に、すでに弾性領域まで大きく減衰するためであると考

え、ゆえに  $l_1=15$  cm以下においては、大振巾の塑性領域における、顕著なパルスの減衰が測定できると考えたからである。距離に対する、パルスのピーク値の変化を示したのが Fig. 4-9である。(a)が応力に対するピーク値の変化(b)が歪に対するものである。それぞれ焼鈍前、350℃焼鈍後、500℃焼鈍後について示してある。この図から、パルスの振巾が小さい間は、すべての試料に対して、15 cmの伝播距離では、距離が小さすぎて、ピーク値の変化が少なく測定が困難である。さらに大振巾でも、焼鈍前の試料の場合は、やはり、減衰は小さく、測定が困難である。ところが、焼鈍後の試料において、大振巾になると、4 cm程度の伝播距離でも、急激に減衰することがわかる。そして大振巾であるほど、また、焼鈍温度が高いほど、減衰の割合も大きい。ここでは、パルスの応力および歪の振巾に対する減衰定数  $\alpha(\sigma)$ ,  $\alpha(\epsilon)$  を  $l_1=1, 5$

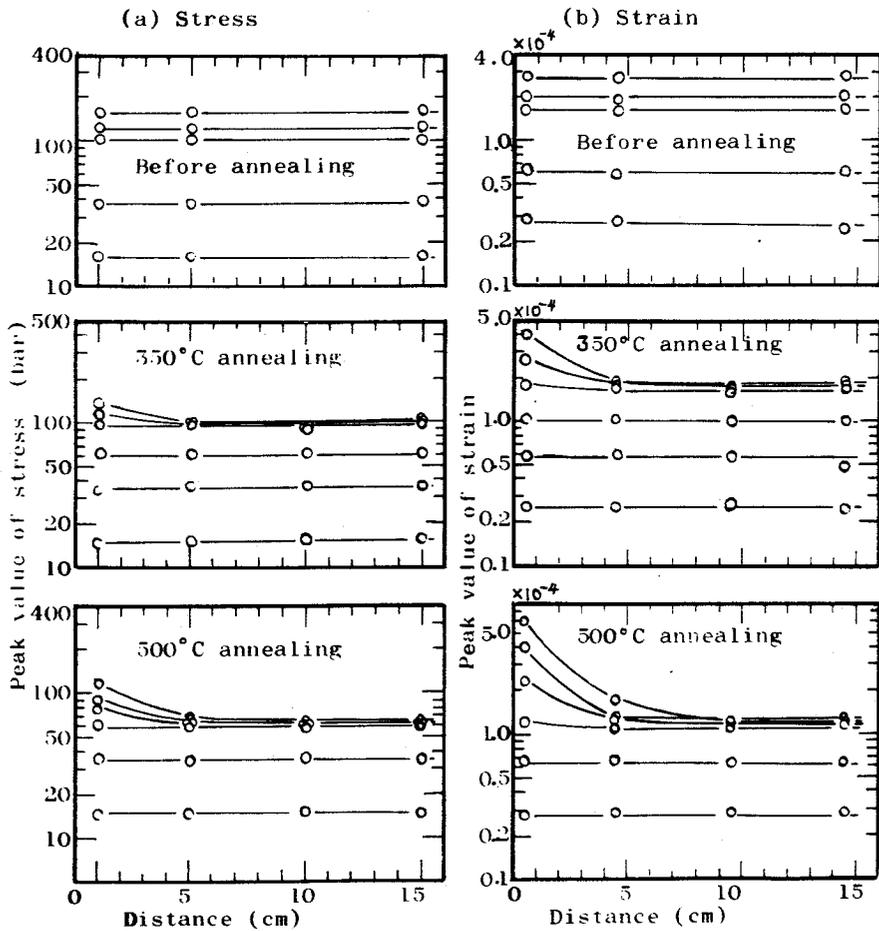


Fig.4-9 Stress and strain peak values of shock pulses as a function of distance for various shock strength.

cm におけるパルスのピーク値を用いて計算した。この場合も前節同様に 4 cm の距離（前節では 40 cm）に対する平均の値を示す。得られた結果を Fig. 4-10, Fig. 4-11 に示す。

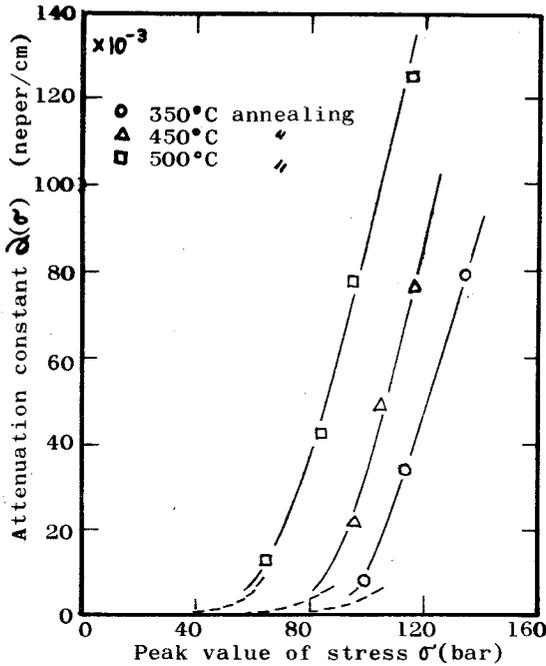


Fig.4-10 Attenuation constant for stress of high intensity shock pulse in aluminum bar. Broken lines indicate the values for moderate intensity pulse shown in Fig.4-5.

図中の破線は、前節で測定した減衰定数の値を、比較のために示したものである。これら両図からわかることは、前節の測定にくらべて、測定振巾が大きく、減衰定数も非常に大きいということである。さらに前節における測定では、応力と歪に対する減衰定数が同じふるまいをしたのに対して、ここでは、両者が異なったふるまいをし、歪の方が、応力にくらべて減衰が大きいということである。図で実線の点線のつながりが悪いのは、減衰定数の平均の値を求めるときの距離が異なる（実線 4 cm, 点線 40 cm）ことによると考えられる。このことから、Fig. 4-10, Fig. 4-11 に示す結果は、パルスに対する試料の塑性領域におけるものであることが推定されるが、このことについて、前節同様に、応力-歪の関係を求めた。  $l_1=1$  cm におけるパルスを用いて、その応力および歪のピーク値の関係を示したのが Fig. 4-12 である。 応力-歪の直線部分は、前節の Fig. 4-7 と一致するが、歪が大きくなると、直線関係からはずれる。このことから、ここで行なわれた吸収の振巾依存性は、マクロ的な意味での塑性領域におけるもので

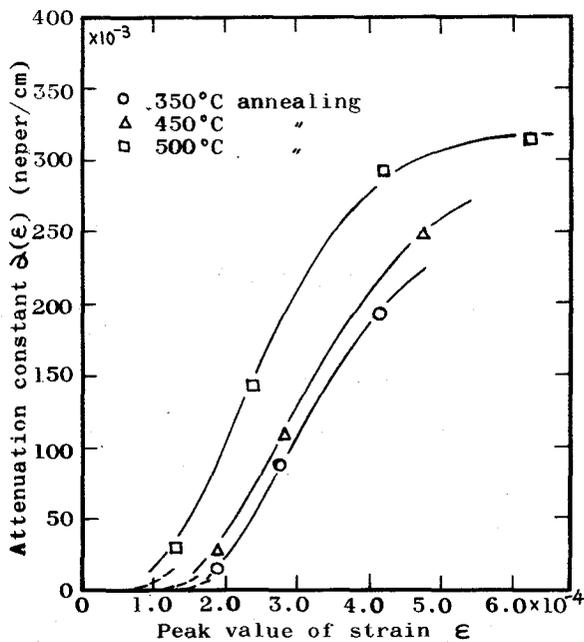


Fig.4-11 Attenuation constant for strain of high intensity shock pulse in aluminum bar. Broken lines indicate the values for moderate intensity pulse shown in Fig.4-6.

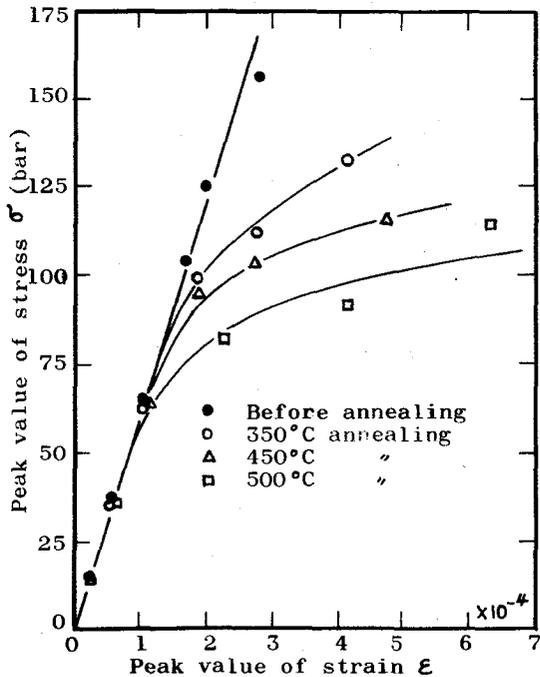


Fig.4-12 Stress-strain relationship for peak value of high intensity shock pulse.

あると言える。すなわち吸収が、マクロ的な塑性変形にもとづいたものであると言える。このことに関しては次節 4-5 で述べる。

#### 4-5 考 察

前節 4-4-1, 4-4-2 で弾性領域および塑性領域における吸収の振巾依存性の測定結果を述べたが、ここでは、それらの吸収の機構について若干の考察を行なう。

考察にあたり、まず、測定に使用したアルミニウム試料の内部構造について粒子の形状、大きさを知るために、光学顕微鏡によって試料表面の観察を行なった。試料を焼鈍することによって粒子内の加工組織は十分消滅すると思われるが、<sup>96)</sup> 粒子の大きさはどのように変化するであろうか。

Fig. 4-13 に試料表面の顕微鏡写真を示す。

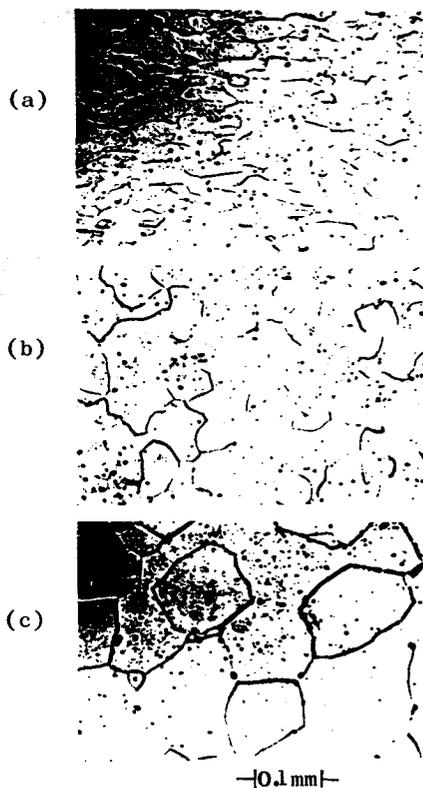


Fig.4-13 Surface structure of aluminum bar before and after annealing. (a) Before annealing, (b) 350°C annealing, (c) 500°C annealing.

この写真から焼鈍前(a)にくらべて焼鈍後(b), (c)の場合は、粒子が大きく成長していることがわかる。粒子の形状を仮に長方形で近似して平均的な大きさを求めて図示したのが Fig. 4-14 である。この図から粒子の成長のしかたがよくわかる。径方向の成長の方が大きい。

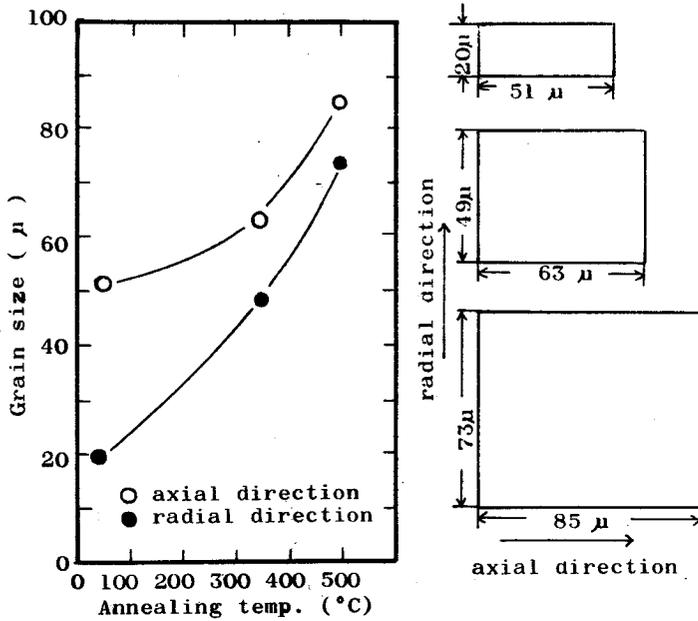


Fig.4-14 Grain size vs. annealing temperature.

さて吸収機構について、まず、4-4-1節で述べたマクロ的な弾性領域内での振巾依存吸収についての吸収機構について述べる。これは、G-L理論に論じられているように、転位の不純物原子等によるピン止めからの離脱にもとづくものであるが、G-Lモデルの場合、Fig. 4-2でも示したように、転位がピン止めからはずれても、またもとにもどるという仮定をしており、大振巾で粒子内にすべりがおこることによるヒステリシス損失ということは考えていない。4-4-1で得られた吸収の場合も、焼鈍前の試料に対しては、加工組織が多く、すべりがおこりにくいと思われるが、焼鈍後の試料については、測定に用いたパルスの振巾がマクロ的な塑性領域に近い振巾であることから、粒子内ですべりがおこっていると考えられる。そして、振巾に依存した吸収もすべりにもとづくものであると考えられる。その場合、すべりは、粒子の結晶方位と応力方向との関係で決まり、試料の軸方向の応力に対してすべり変形がおこりやすいすべり系(111)面、 $\langle 110 \rangle$ 方向)をもつ粒子内ですべりがおこりやすいと考えられる。ここで用いたアルミニウムのように多結晶の場合、すべりの初期段階ですでに多くのすべり系が同時に活動

するが、それぞれ独立にはすべり変形することができないことから、それぞれの粒子は、まわりの結晶粒子の変形と調和しつつ変形し、その結果、変形は非常に複雑なものとなると考えられる。ここでは、すべり機構そのものについては議論しない。4-4-1で得られた吸収が試料全体として、弾性領域におけるものであることから、試料内ですべりが生じて、まず、すべりやすい方位にある結晶粒内でおもにすべり、またすべりもある距離すべると何らかの障害によって制止させられて、それほど大きなすべり変形は生じず、その結果、試料全体としてはまだ弾性領域にあると考えることができる。

ところで焼鈍温度が高いほど、減衰が大きいということは、焼鈍温度が高いほど粒子は大きくさらに粒子内の加工組織の消滅度も大きいので、すべりやすく、またすべり距離も大きいということによると考えられる。

次に4-4-2節で測定した、塑性領域における減衰の原因については、応力振巾が、さらに増大した場合、すべりが粒内の障害をこえて、すべり運動を続けるために、大きなすべり変形を生じ、さらに比較的すべりにくい方位にある粒内でも大きなすべり変形が生じることによっておこるマクロヒステリシスによる吸収が原因であると考えられる。焼鈍温度が高いほど粒子が大きくなるが、粒子が大きくなると、すべりに対する障壁の1つである粒界にたくわえられる転位密度が小さくなり、塑性変形をおこす応力が低くなり、その結果、マクロヒステリシス吸収も大きくなると考えることができる。この結晶粒度と変形応力に関しては、Hall-Petchの式<sup>97),98)</sup>と呼ばれる次式の関係が実験的にすでに求められている。

$$\sigma = \sigma_0 + kd \frac{1}{2} \quad (4-6)$$

ここで、 $\sigma$ は降伏応力、 $\sigma_0$ および $k$ は定数、 $d$ は平均の粒子直径である。この実験式からも、高い焼鈍温度によって、粒子が大きくなった場合、マクロ的な塑性変形をおこす応力が小さくなり、吸収も増大することがわかる。

さて、塑性領域における吸収は、マクロ的な塑性変形にもとづくヒステリシスによるものであると述べたが、これについて、実験的に調べた。Fig. 4-12ではパルスの応力および歪のピーク値の関係を示したが、ここでは、あるパルスの応力波形と歪波形を用い、それらを時間軸上で $1\mu\text{S}$ ごとにサンプリングすることによって、応力-歪曲線を求めた。パルスの応力および歪波形の一例をFig. 4-15に示す。図はパルスの振巾が大きい場合のもので、焼鈍前および $500^\circ\text{C}$ 焼鈍後の場合を示したものである。焼鈍前の試料に対しては、応力波形、歪波形両者とも同じ波形であるが、 $500^\circ\text{C}$ 焼鈍後は、両波形は大きく異なっている。歪波形を見ると、残留歪を生

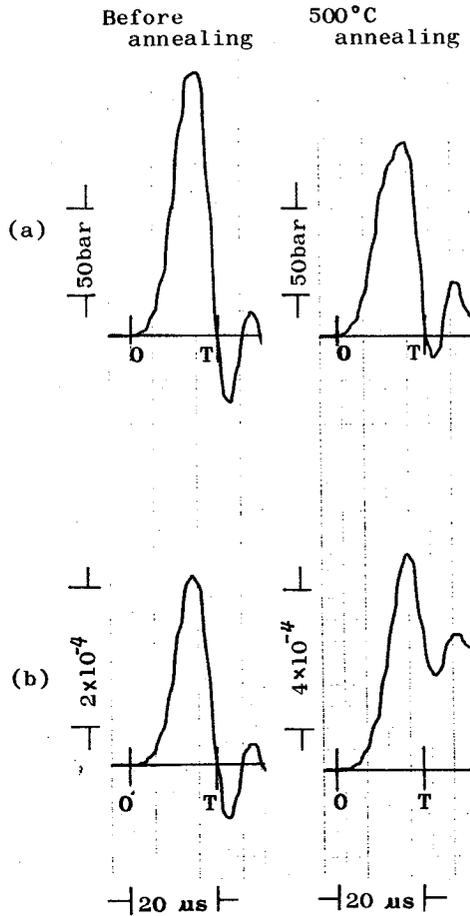


Fig.4-15 Stress wave and strain wave for high intensity shock pulse in aluminum bar before and after annealing at 500°C. (a) stress wave, (b) strain wave.

ずることがわかる。

さて、応力一歪の時間に対する関係は Fig. 4-15 に示すように、O-Tの間で求めた。時間 O-T は約  $20 \mu\text{S}$  である。応力検出器 P Z T と歪ゲージの 5 mm の位置のずれについては、それに相等する時間差  $1 \mu\text{S}$  をずらしてサンプリングした。結果を Fig. 4-16, Fig. 4-17 に示す。

小振巾の場合 (Fig. 4-16), 応力一歪関係は直線となり、ヒステリシスループを描かない。大振巾の場合 (Fig. 4-17) は焼鈍前の試料に対して、やはり、小振巾の場合と同様に、応力一歪関係は直線で、ヒステリシスループを描かない。しかし、焼鈍後の場合は、両者の関係は直

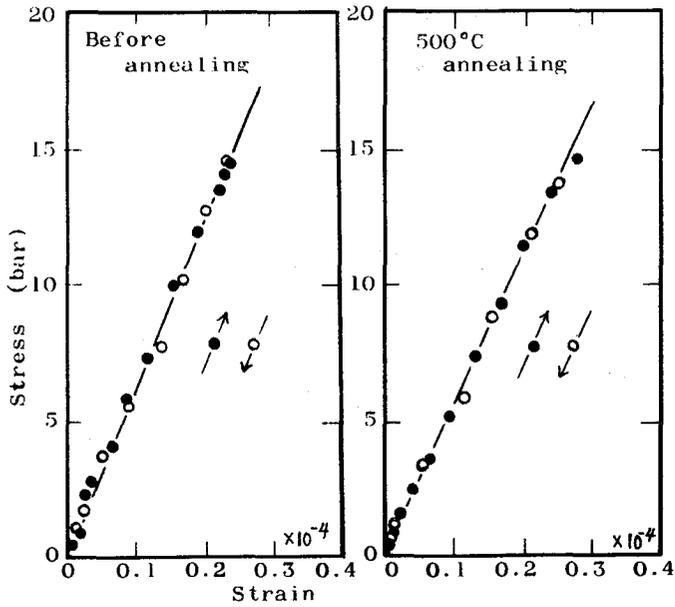


Fig.4-16 Stress-strain relationship with variable of time before and after annealing at 500°C.

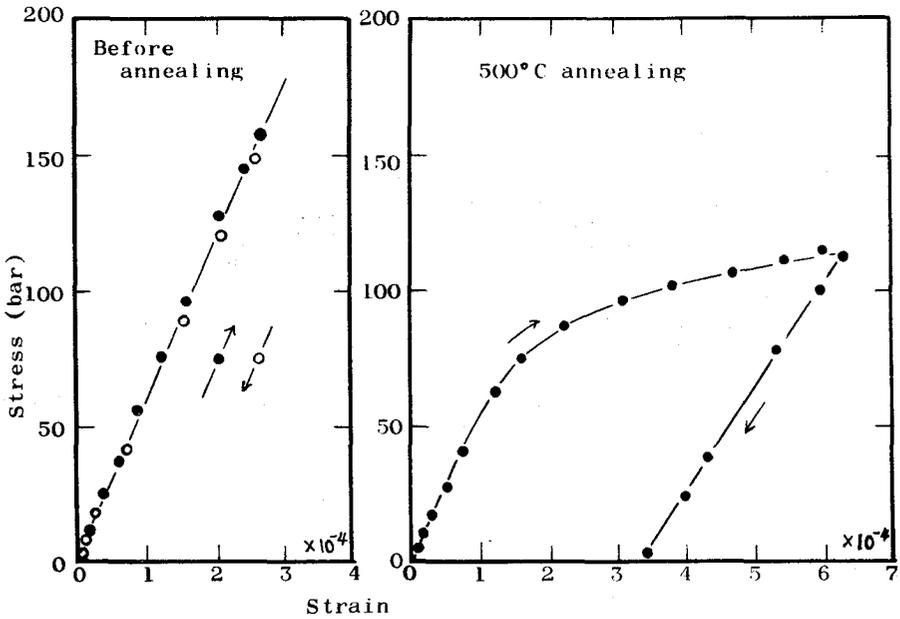


Fig.4-17 Stress-strain relationship with variable of time for high intensity shock pulse in aluminum bar before and after annealing at 500°C.

線ではなくヒステリシスループを描く。このことから、4-4-2節で得られた塑性領域におけるおもな吸収はマクロヒステリシスにもとづいたものであることがわかる。さらに吸収のほとんどが、このマクロヒステリシスによるものであるということを、以下に定量的に述べる。

まず、Fig. 4-17のヒステリシスループのかわりに Fig. 4-18 を用いて議論を進める。

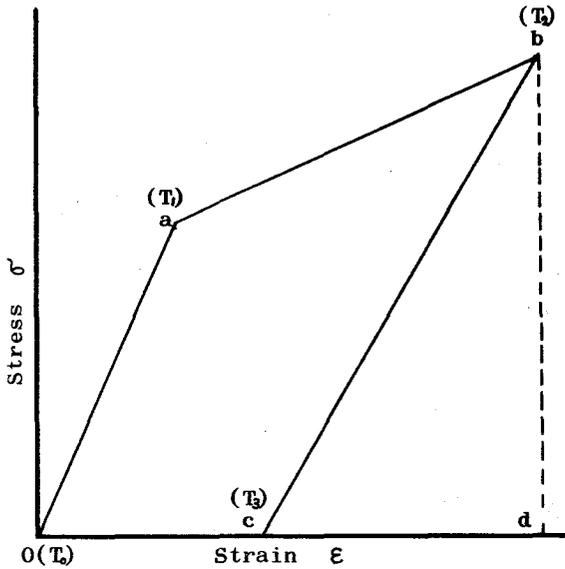


Fig.4-18 Schematic hysteresis curve for stress and strain of shock pulse.

この図で面積 $O-a-b-d$ は、パルスの応力(または歪)の最大までの半周期中に物質中に貯わえられるエネルギー $W$ を表わし、面積 $c-b-d$ は、パルスの応力(または歪)の最大値からの後半周期中に、物質から放出されるエネルギー $W_1$ を表わす。そのとき $O-a-b-c$ は  $OT$ 時間中に物質によって吸収されるエネルギー $\Delta W (=W-W_1)$ を表わす。ここでは、応力-歪のヒステリシス曲線から $\Delta W/W$ を求める。

一方パルスのもつエネルギーが、距離 $L$ だけ伝播したときに、 $W'$ から $W_1'$ に変わったとすると、その間の平均のエネルギーの減衰定数を $\alpha(E)$ として、 $W_1'$ は次式によって表わされる。

$$W_1' = W' e^{-\alpha(E)L} \quad (4-7)$$

すこし変形すると、

$$\frac{W' - W_1'}{W'} = \frac{\Delta W'}{W'} = 1 - e^{-\alpha(E)L} \quad (4-8)$$

が得られる。

ここで、(4-8)式の $\Delta W'/W'$ を応力一歪のヒステリシス曲線から求めた $\Delta W/W$ と比較するために、(4-8)式中のLの値としてパルスが時間OT(20 $\mu$ S)の間に伝播する距離(パルスの伝播速度を5000m/Sとして)10cmにとる。また $\alpha(E)$ は次式より求める。

$$\alpha(E) = \frac{1}{L'} \ln \frac{E_1}{E_2} \quad (4-9)$$

ここで、 $E_1$ および $E_2$ は $l_1=1$ cmおよび $l_1=5$ cmにおけるパルスのエネルギーを表わす。また $L'=4$ cmである。

ところでパルスのエネルギーEであるが、塑性領域のため、弾性領域のように簡単な計算ができない。

ここでは、応力一歪曲線をFig. 4-18のように3本の直線で近似して次式によって計算した。

$$E = \sum_{i=1}^3 c_i \int_{T_{i-1}}^{T_i} \sigma(t) \epsilon(t) dt \quad (4-10)$$

ここで、 $c_i$ は応力一歪曲線の時間間隔 $T_{i-1}T_i$ ( $i=1, 2, 3$ )における応力一歪の傾きに対応した速度を示し、次式で計算できる。<sup>99)</sup>

$$c_i = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma_i}{d\epsilon_i}} \quad (4-11)$$

Fig. 4-19にパルスのエネルギーの減衰定数を示す。破線は、弾性領域における測定値を示す。

Table 4-2 にパルスのエネルギーの減衰定数 $\alpha(E)$ および それを用いて求めた $\Delta W'/W'$ と、応力一歪曲線から求めた $\Delta W/W$ を示す。表から $\Delta W'/W'$ と $\Delta W/W$ がだいたいにおいて合っている。このことから、本章の4-4-2で得られた塑性領域の吸収は、ほとんど塑性変形にもとづくマクロヒステリシスによっておこるものであると結論できる。

#### 4-6 パルスの他の応用面

本章では、アルミニウム中の衝撃波パルスの吸収の測定を行なったが、それらの結果をもとにして、本研究に用いたパルスの他の応用面について述べる。種々の試料についての吸収測定にはもちろんのこと、それ以外のものとして、まず、材料学的な面から、材料の塑性に関する研究へ

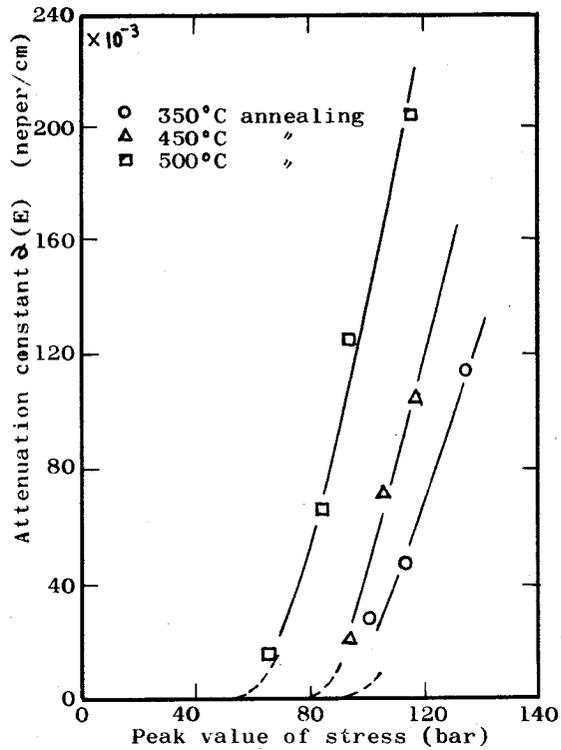


Fig.4-19 Attenuation constant  $\alpha(E)$  for energy of shock pulse in aluminum bar. Broken lines indicate the values for moderate intensity shock pulse shown in Fig.4-8.

Table 4-2  $\alpha(E)$ ,  $\left(\frac{\Delta W'}{W'}\right)_{att}$  and  $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{hys}$ .

Annealing temperature	Peak value of pulse (bar)	$\alpha(E)$ $\times 10^{-3}$ (neper/cm)	$\left(\frac{\Delta W'}{W'}\right)_{att}$	$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{hys}$
350°C	99.2	30.3	0.26	0.29
	112.5	53.7	0.42	0.45
	133.6	115.1	0.68	0.69
450°C	96.0	19.0	0.17	0.22
	104.6	70.5	0.51	0.58
	116.8	106.0	0.65	0.79
500°C	83.2	68.4	0.49	0.54
	92.5	128.8	0.72	0.68
	115.8	207.2	0.87	0.70

の応用が考えられる。塑性に関しては古くから静的な引張変形等で研究がなされているが、動的な場合には、材料も静的な場合と異なったふるまいをする。動的な応力が加わった場合、弾性限界が上昇することが知られており、<sup>21)</sup> 同時に降伏点も高い方へずれるので、本章で用いたパルスもこのような分野での研究に応用できると思われる。

次に、音響学的な面から考えると、塑性波に関する研究への応用が考えられる。塑性波の伝播特性等の測定はこれまでもなされているが、用いる圧力波としては、階段状のいわゆる衝撃波であって、波面そのものの伝播に関するものが多い。<sup>99),100)</sup> 本章で用いたパルスをいけば吸収もふくめた塑性波全体についてのふるまいを調べることができると思われる。

#### 4-7 結 言

本章ではアルミニウム中の衝撃波パルスの吸収の測定を行ない、その結果、弾性領域および塑性領域両方において、応力振巾および歪振巾に依存した吸収の測定をすることができた。そしてそれらの吸収機構について考察した。本章で得られた結果等を要約すると以下の通りになる。

- 1) 弾性領域における振巾依存性については、焼鈍前の試料では、応力、歪両方とも減衰は小さく、本章で述べた測定方法では、振巾依存性は見られなかった。焼鈍後の試料では、小振巾に対しては、やはり、焼鈍前と同様に減衰は小さく、振巾依存性は見られなかったが、振巾が大きくなるにつれ、減衰は大きくなり、顕著な振巾依存性が見られた。
- 2) 焼鈍温度が高いほど振巾依存性は顕著で、減衰定数の値も大きい。
- 3) 応力と歪についての減衰定数の振巾依存性のふるまいは、両者ともほとんど同じである。
- 4) この吸収の機構は、局所的なすべりによるミクロ的な塑性変形にもとづくヒステリシスによるものであると考えられる。
- 5) 塑性領域における振巾依存性については、振巾が大きいほど、また焼鈍温度が高いほど、減衰は大きく、これについては前述の弾性領域の場合と同じである。
- 6) 弾性領域にくらべて、パルスの振巾が大きいので、減衰も大きいのが、その上に応力と歪に対するふるまいも異なる。
- 7) この吸収の機構は、マクロ的な塑性変形にもとづくヒステリシスによるものであると考えられる。すべりは、すべての粒子内でおこり、大きなすべり変形が生じていると思われる。
- 8) 本章で用いたパルスの他の応用面については、種々の試料についての吸収測定はじめ、材料の塑性に関する研究、塑性波に関する研究への応用が考えられる。

## 第5章 固体内境界面における衝撃波パルスの応力 振巾に依存した異常反射

### 5-1 緒言

本章では、固体境界面における反射の問題をとりあげる。いま、Fig. 5-1 のような2種の固体媒質によって作られた平面の境界に垂直に平面音波が入射する場合を考える。

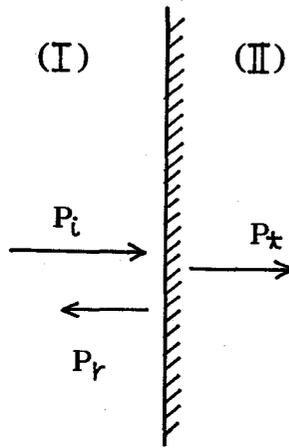


Fig. 5-1 Reflection and transmission of plane wave at a plane boundary.

媒質(I)が完全弾性体で、その特性インピーダンスを $\rho_1 c_1$  ( $\rho_1$ は密度、 $c_1$ は音速)とし、媒質(I)から(II)へ見た特性インピーダンスを $Z_2$  とすると音圧反射率 $R$ は簡単に次式で与えられる。

$$R = \frac{Z_2 - \rho_1 c_1}{Z_2 + \rho_1 c_1} \quad (5-1)$$

媒質(II)が完全弾性体でなければ一般に $Z_2$ は周波数の関数であり、同時に $R$ も周波数の関数となる。媒質(II)が完全弾性体であっても境界の条件によっては $Z_2$ が周波数の関数になる場合もある(たとえば第3章3-4-2の場合のように)。

最近、反射の周波数依存性を調べるのにパルスを用いた報告がある。たとえばMoffet<sup>101)</sup>はパルスを用いて、弾性-粘弾性境界における反射の周波数依存性の測定をおこなっている。

ところで、音波の振巾が非常に大きくなった場合はどうであろうか、もし媒質(I)および(II)がともに完全弾性体であれば、反射特性はそれぞれの媒質(I)および(II)の特性インピーダンス $\rho_1 c_1$ および $\rho_2 c_2$ で決まり、音圧反射率Rは入射波の振巾によらず一定で次式で求めることができる。

$$R = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \quad (5-2)$$

ところが、ある種の試料、あるいは境界条件によっては、振巾に依存した反射現象の生ずることが期待できる。振巾に依存した反射現象が生じる場合は、反射特性は(5-1)式、(5-2)式のように、簡単には記述できない。Bell<sup>102)</sup>は最近階段状の衝撃波を用いて弾性-塑性境界における反射の測定を行なっている。

本章では、振巾に依存した反射現象を測定するために第2章で述べた衝撃波パルスを用いた。試料として第3章で用いたものと同じアルミニウム丸棒を用い、熱処理前、後の境界におけるパルスの反射の測定を行なった。媒質(I)も(II)も同じアルミニウムであるから、焼鈍前、後で特性インピーダンスはほとんど変わらず、(5-2)式によれば反射現象はおこらないと考えられる。しかし、第4章で述べたように、パルスの振巾が大きくなり、焼鈍後の試料(媒質(II))の応力一歪が直線関係からずれ、塑性領域に入った場合は、媒質(II)の音響特性が媒質(I)と異なり、その結果、振巾に依存した反射がおこることが予想される。測定の結果、パルスの振巾に依存した興味ある反射現象を見出すことができた。<sup>103),104)</sup>

なお、パルスに対する応力一歪の関係を用いて、得られた振巾依存反射の解析を行なった。

以下に、測定方法、測定結果および解析について述べ、パルスの他の応用面についても述べる。

## 5-2 測定方法

Fig. 5-2に測定の概略図を示す。用いた試料は、第4章で用いたものと同じ市販の、直径10mmのアルミニウム丸棒である。境界面は、図に示すように、焼鈍前の試料(I)と焼鈍後の試料(II)を接着剤で接着して作った。試料の焼鈍は350°C、450°C、500°Cの温度で行なった。また、試料の長さは $l_1=25\text{ cm}$ 、 $l_2=40\text{ cm}$ 、 $l_3=20\text{ cm}$ とした。入射パルスおよび境界面からの反射パルスの検出は焼鈍前の2本(長さ $l_1$ 、 $l_2$ )の試料の間にPZTをはさみこみ行なった。PZTの感度は0.32 bar/vである。Fig. 5-3に境界面に入射する入射パルス波形を示す。このようなパルスを振巾を変えて、境界面へ入射させ、パルスの振巾に依存した反射現象を測定した。測定に用いたパルスの応力振巾の範囲は、Fig. 5-4にも示すように、15~160 barである。

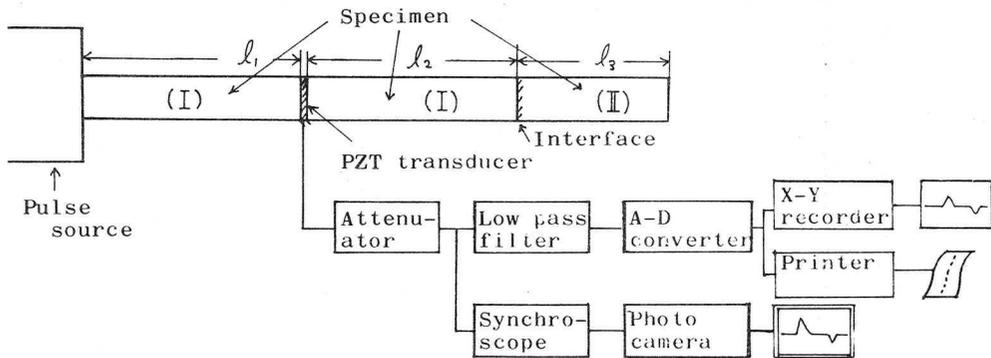


Fig.5-2 Schematic diagram of experimental apparatus.

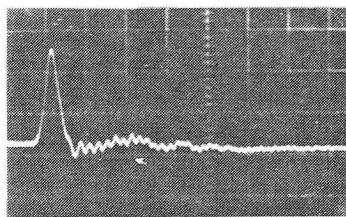


Fig.5-3 Typical waveform of incident pulse.  
Vertical : 200V/div.,  
Horizontal : 20 $\mu$ s/div.

それぞれの入射パルスおよび反射パルスを用いてピーク値に対する音圧反射率を求めた。パルスの速度分散による波形歪の影響について、入射、反射両パルスに対してその影響を考慮して、反射現象の解析を行なった。なお、すべての測定は室温にて行なった。

### 5-3 測定結果

Fig. 5-5, Fig. 5-6 に PZT からの出力波形を示す。Fig. 5-5 は、比較的小振幅パルスの場合で、Fig. 5-6 は、大振幅の場合のものである。両図において、(a) は、媒質(II)が焼鈍前のもの(媒質(I)と同じ)で、(b) は 500°C で焼鈍したものである。これらの図からわかることは、振幅が比較的小さい場合 (Fig. 5-5)、(a) は当然のように反射パルスは現われないが、(b) の場合も反射パルスは現われない。しかしながら、大振幅になると (Fig. 5-6)、(b) の場合に反射パルスが現われる。この反射パルスの振幅の符号は、入射波の正に対し負と反転している。

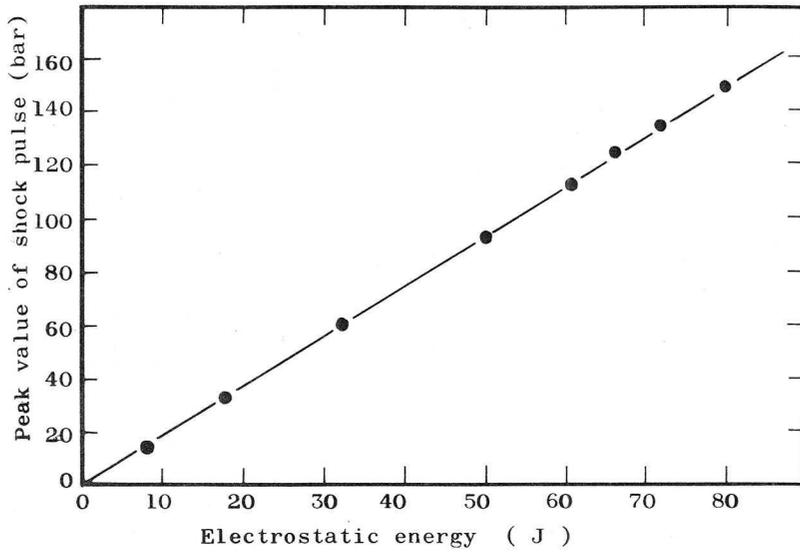


Fig.5-4 Peak value of shock pulse as a function of the electrostatic energy charged up in the condenser of the electric pulse source.

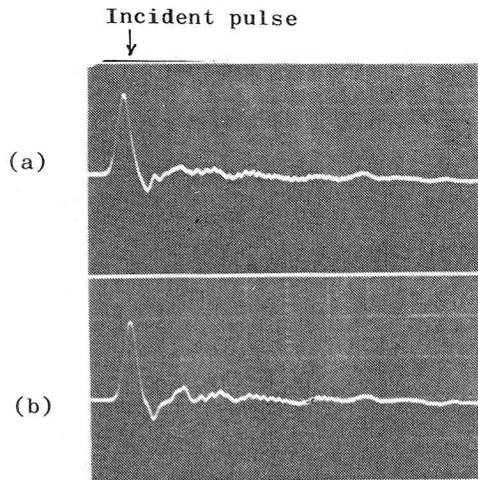


Fig.5-5 Output from a PZT transducer for moderate intensity pulse.  
 Medium (I) : (a) before annealing,  
 (b) after annealing at 500°C.  
 Vertical : 100V/div., horizontal : 20ns/div.

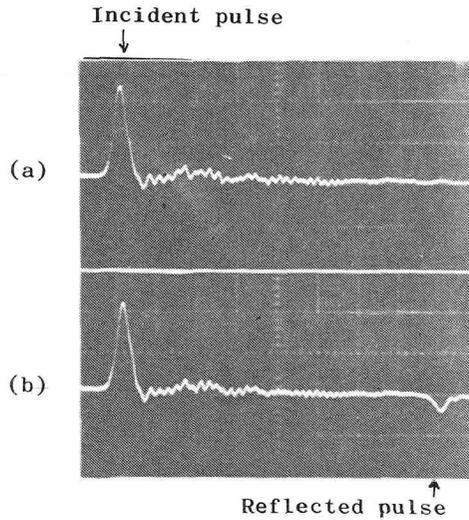


Fig.5-6 Output from a PZT transducer for high intensity pulse.  
 Medium (II) : (a) before annealing, (b) after annealing at 500°C.  
 Vertical : 200V/div., horizontal : 20 $\mu$ s/div.

入射パルスと反射パルスの時間間隔は、約 160 $\mu$ S で PZT から境界までの距離が 40 cm, アルミニウム棒中における音速が約 5000m/S であることを考えると、この負のパルスは、境界から反射したものである。パルス巾を見ると、反射パルスのパルス巾は入射パルスより短くなっていることがわかる。

簡単のために、音圧反射率  $R(\sigma)$  を次式で求めてみた。

$$R(\sigma) = \frac{\sigma_{r0}}{\sigma_{i0}} \quad (5-3)$$

ここで、 $\sigma_{i0}$  および  $\sigma_{r0}$  はそれぞれ入射パルス  $\sigma_i(t)$  および反射パルス  $\sigma_r(t)$  のピーク値である。

Fig. 5-7 にその結果を示す。図には、反射パルスのピーク値が読みとれるもののみをプロットしている。音圧反射率  $R(\sigma)$  は、入射パルスのピーク値  $\sigma_{i0}$  が増大するにつれて増大し、また焼鈍温度が高いほどその値は大きい。

ところで Fig. 5-7 に示した結果は、パルスの検出を境界から 40 cm 離れたところで行なっているため、境界における真の反射率を示していない。すなわち検出された入射パルスが境界面

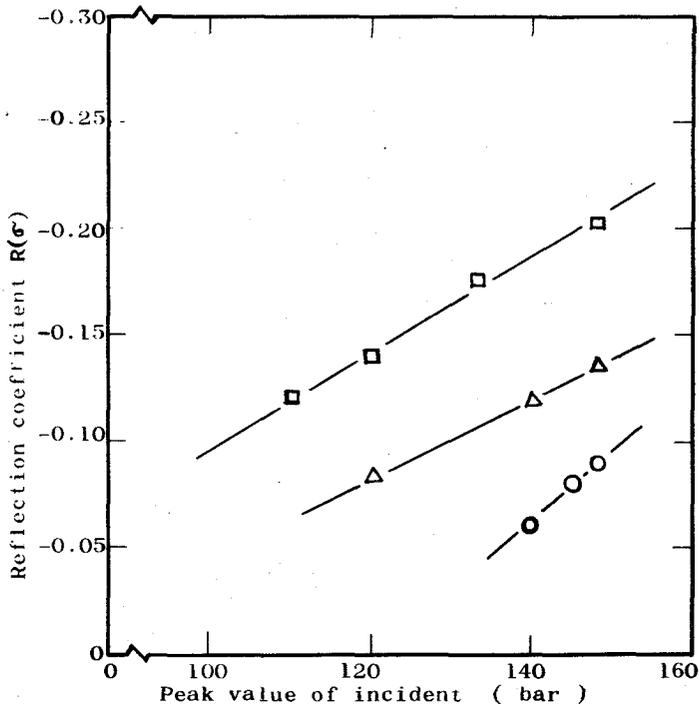


Fig.5-7 Reflection coefficient of peak value as a function of the peak value of incident pulse. Medium (I) : ○○○ 350°C annealing, △△△ 450°C annealing, □□□ 500°C annealing.

まで伝播する間の波形歪、および反射パルスが境界面から検出器まで伝播する間の波形歪を考えなければならない。

まず、入射パルスについては、第3章でも述べたが、Fig. 5-8 に示すように、40 cm 程度の伝播では、速度分散による波形変化は小さくピーク値の減少もごくわずかで、約 1.5% 程度なので、速度分散による波形歪は無視する。

次に反射パルスについてであるが、Fig. 5-6 で説明したようにパルス巾が入射パルスよりも短い。すなわち、入射パルスより高い周波数成分を含んでいるので、入射パルスの場合より、速度分散による波形変化が大きく、ピーク値の変化も大きいことが考えられる。これは第3章でパルス巾が短くなったときの、速度分散による波形変化の波形追跡を行なった結果からもわかる。そこで反射パルスを境界面まで 40 cm 逆伝播させて、境界面での反射パルスの波形を求めた。

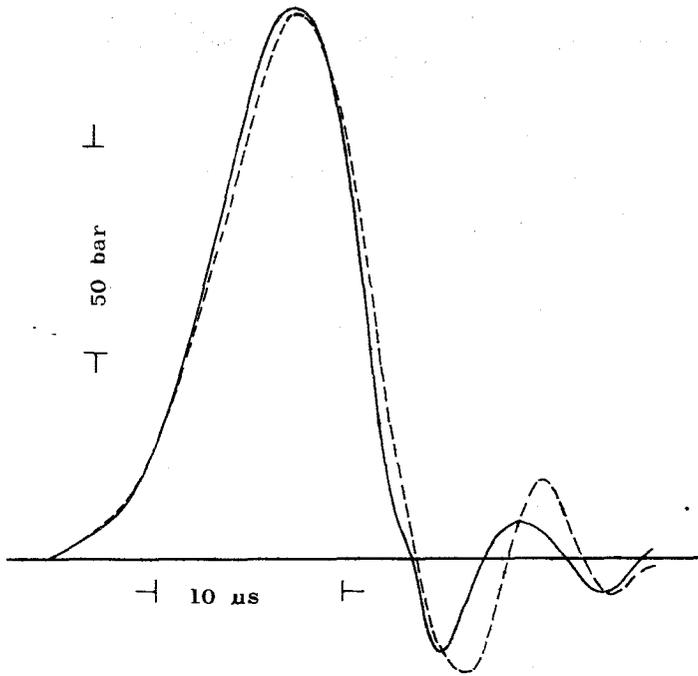


Fig.5-8 Waveforms of incident pulses.  
 ——— Measured ( at PZT position ),  
 - - - - calculated by Pockhammer equation( at interface)

その結果の一例を Fig. 5-9 に示す。図からもわかるように、反射パルスに対しては、速度分散による波形変化が大きく、無視できない。

Fig. 5-10 は、入射パルスのピーク値に対し、反射パルスのピーク値をプロットしたものである。(a), (b) および (c) はそれぞれ媒質(Ⅱ)として、350°C, 450°C および 500°C の焼鈍試料を用いたときの値である。白丸が実測値で、黒丸が実測波形から、速度分散を考慮して求めた境界面での反射パルスのピーク値である。

さて、ここで得られたパルスの振巾依存反射が何にもとづいたものかを考えてみると、大振幅パルスに対して、媒質(Ⅱ)である焼鈍後の試料の応力-歪関係が、直線関係よりずれ、塑性領域に入り、その結果(Ⅰ), (Ⅱ) 両媒質の音響特性が異なり、反射がおこるものと考えられる。それゆえに応力-歪の関係から、ここで得られた反射現象が解析できるものと思われる。このことについては次節 5-4 で述べる。

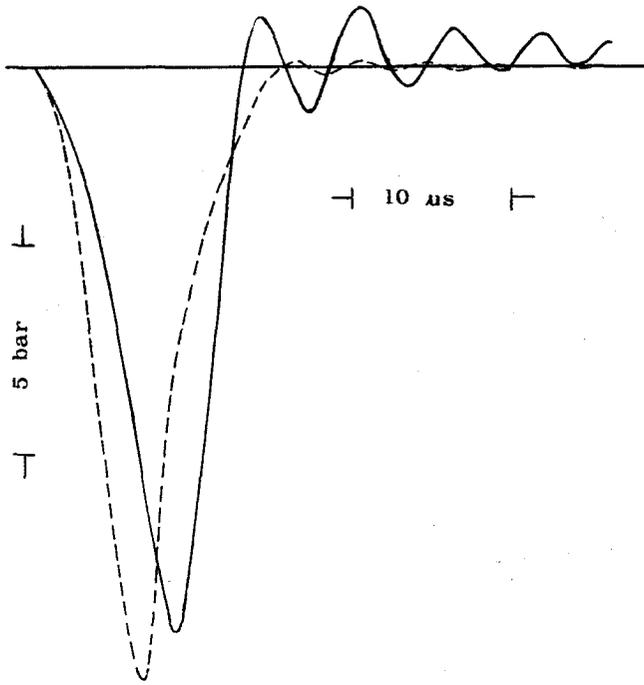


Fig.5-9 Waveforms of reflected pulses.  
 Peak value of incident pulse : 110 bar.  
 Medium (I) : after annealing at 500°C.  
 ——— Waveform of reflected pulse measured at PZT position,  
 - - - - - Waveform of reflected pulse at an interface calculated from the measured one.

本節の最後に、ここで得られた結果との比較のために、媒質(II)として、銅の丸棒を用いた場合の結果を Fig. 5-11 に示す。黒丸は入射パルスと反射パルスの測定結果から(5-3)式によって求めた値で、破線はアルミニウムおよび銅の特性インピーダンスから(5-2)式を用いて計算した値を示す。この図からもわかるように、両媒質が弾性体の場合は、反射特性は振巾によらず両媒質の特性インピーダンスで決まる。

5-4 応力-歪関係による解析および実測との比較

ここでは、媒質(I), (II)のパルスに対する応力-歪の関係を用いて、反射現象の解析を行ない、

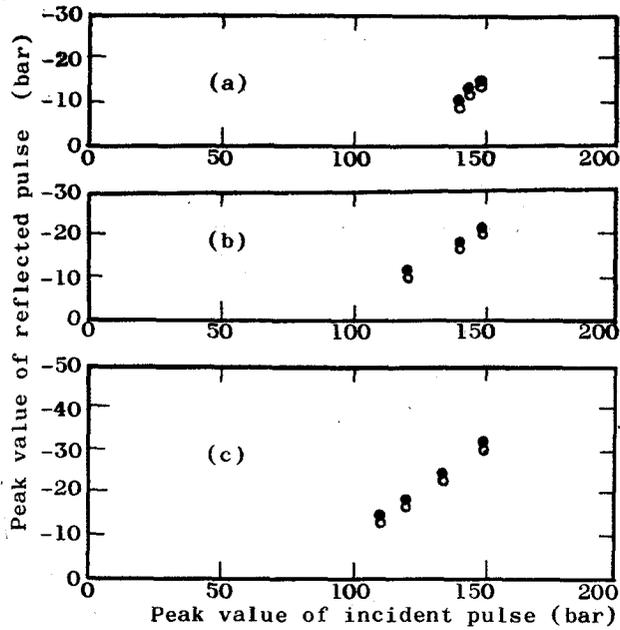


Fig.5-10 Peak value of reflected pulse as a function of incident pulse. Medium (II) : (a) 350°C annealing, (b) 450°C annealing, (c) 500°C annealing.  
 ○ ○ ○ Value measured at PZT position,  
 ● ● ● value at an interface calculated from the measured one.

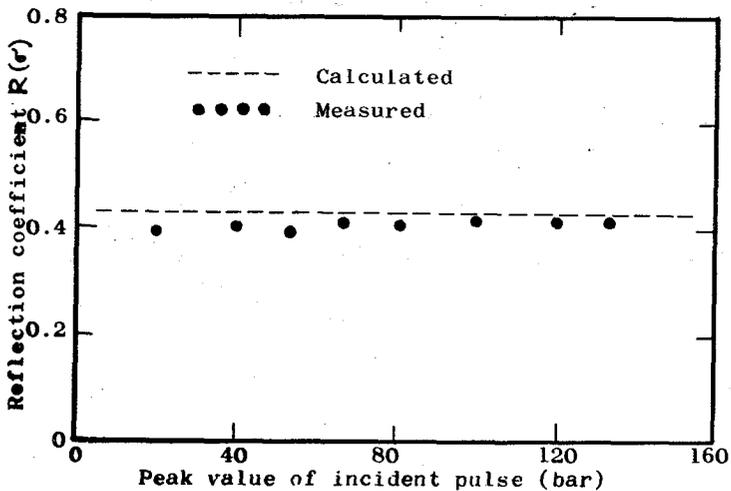


Fig.5-11 Reflection coefficient of peak value as a function of the peak value of incident pulse. Medium (I) : Aluminum bar before annealing, medium (II) : copper bar before annealing.

実測と比較する。

解析に用いる応力-歪の関係としては、第4章で  $l_1=1\text{ cm}$  (Fig. 4-3) において、測定した応力-歪関係 (Fig. 4-15, Fig. 4-16, Fig. 4-17) を用いる。Fig. 5-12 は Fig. 4-17 をプロットしなおしたものである。

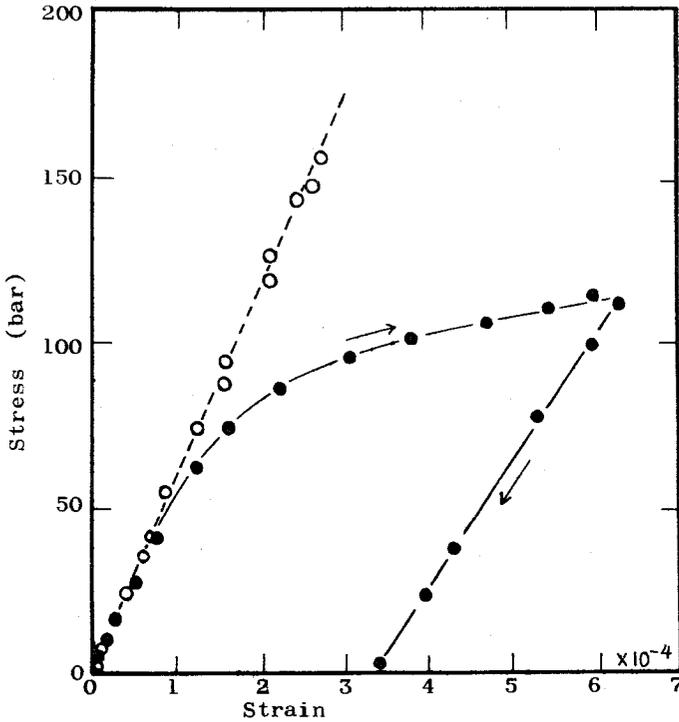


Fig. 5-12 Stress-strain relationship with variable of time for high intensity shock pulse in aluminum bar before and after annealing at 500°C. Open circles are for specimen before annealing and closed circles are for after annealing.

図中の白丸は焼鈍前、黒丸は 500°C 焼鈍後の試料に対するものである。焼鈍前の試料に対する応力-歪関係は媒質(I)と同じであるから、媒質(I)に対する応力-歪関係として白丸の関係を用いる。

Fig. 5-13 は、反射現象の解析のために用いる概略図である。直線 OD は焼鈍前の試料 (媒質(I)) に対する応力-歪関係で、その傾き  $d\sigma/d\varepsilon = E_0$  はヤング率を表わす。曲線 OABC は焼鈍後の試料 (媒質(II)) に対する応力-歪曲線を示す。図中の点 A は、焼鈍後の試料に対する応力-歪関係が直線からずれる点である。いま、もし、入射パルスの応力振幅が図中に示す OA よりも小さいときは、媒質(I)と(II)のヤング率は  $E_0$  で等しく、それゆえに両媒質の特性イン

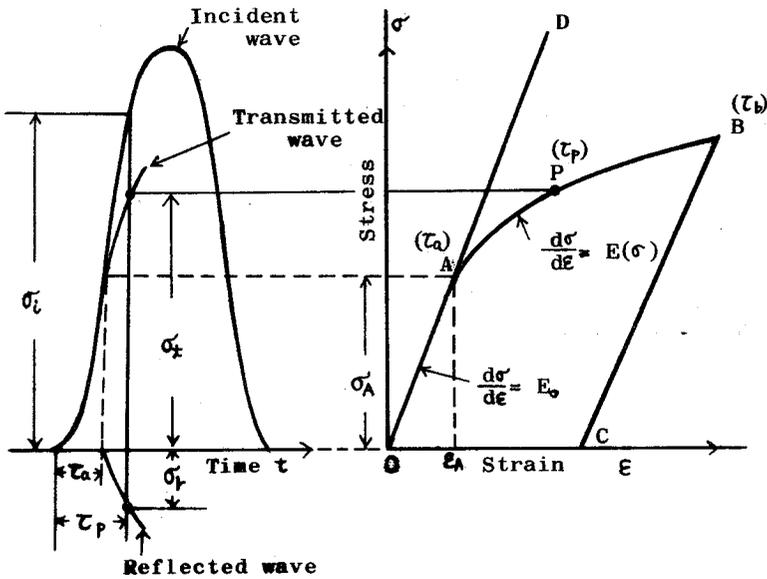


Fig.5-13 Schematic diagram for analysis of reflection phenomenon.

ピーダンスは等しいので、反射パルスは現われない。もし、入射パルスの応力振巾が $\sigma_A$ より大きいときは、曲線AB上の $d\sigma/d\varepsilon$ は $E_0$ と異なり、反射パルスが現われる。この場合、入射パルス波形において、応力が $\sigma_A$ に達するまでは（応力が0から $\sigma_A$ に達するまでの時間は、図中の時間軸に $\tau_a$ で示す）反射はおこらないが、 $\sigma_A$ をこえると、反射がおこると考える。いま、曲線AB上の任意の点Pを考えると、これは時間軸上では $\tau_p$ に対応する点である。時間 $\tau_p$ における入射パルス、透過パルスおよび反射パルスの応力は図中でそれぞれ $\sigma_i$ ,  $\sigma_t$ , および $\sigma_r$ で示す。

さて、固体媒質中の粒子速度 $v$ は次式で表わされる。<sup>102)</sup>

$$v = \int_0^{\sigma} \frac{\sigma d\sigma}{\rho c(\sigma)} \quad (5-4)$$

ここで $\sigma$ は応力、 $\rho$ は密度、 $c(\sigma)$ は応力 $\sigma$ における伝播速度である。焼鈍前の試料に対しては速度 $c(\sigma)$ は、すべてのパルスの振巾に対して一定である。ここで $\rho_0$ はアルミニウムの密度、

$$c(\sigma) = c_0 = \sqrt{\frac{E_0}{\rho_0}} \quad (5-5)$$

$E_0$  はヤング率である。

解析を簡単にするために、入射パルスの伝播方向を正方向にとり、入射パルスの伝播速度を  $c_0$  とすれば、反射パルスの伝播速度は  $-c_0$  ( $c_0 > 0$ ) となる。入射パルスおよび反射パルスに対しては (5-4), (5-5) 式から、

$$\sigma_i = \rho_0 c_0 v_i = \sqrt{\rho_0 E_0} v_i \quad (5-6)$$

$$\sigma_r = -\rho_0 c_0 v_r = -\sqrt{\rho_0 E_0} v_r$$

が得られる。ここで、 $\sigma_i$  および  $v_i$  はそれぞれ入射パルスの応力および粒子速度で、 $\sigma_r$  および  $v_r$  はそれぞれ反射パルスの応力および粒子速度である。

一方境界面では、次の境界条件が成り立つ、

$$\sigma_i + \sigma_r = \sigma_t \quad (5-7)$$

$$v_i + v_r = v_t \quad (5-8)$$

もし、P が OA 上にあれば、透過パルスの粒子速度  $v_t$  は、

$$v_t = \int_0^{\sigma_t} \frac{d\sigma}{\rho_0 c(\sigma)} = \frac{\sigma_t}{\sqrt{\rho_0 E_0}} \quad (5-9)$$

となり、(5-6), (5-7), (5-8), (5-9) 式より、

$$\sigma_r = 0 \quad (5-10)$$

これは、弾性領域 OA においては、反射がないことを意味する。P が AB 上にあるときは、 $v_t$  は、

$$v_t = \int_0^{\sigma_t} \frac{d\sigma}{\rho_0 c(\sigma)} = \frac{\sigma_A}{\sqrt{\rho_0 E_0}} + \int_{\sigma_A}^{\sigma_t} \frac{d\sigma}{\sigma_A \sqrt{\rho_0 E(\sigma)}} \quad (5-11)$$

となる。ここで  $c(\sigma) = \sqrt{E(\sigma)/\rho_0}$  である。

(5-6), (5-8), (5-11) 式から、

$$\frac{\sigma_i}{\sqrt{E_0}} - \frac{\sigma_r}{\sqrt{E_0}} = \frac{\sigma_A}{\sqrt{E_0}} + \int_{\sigma_A}^{\sigma_t} \frac{d\sigma}{\sigma_A \sqrt{E(\sigma)}} \quad (5-12)$$

が導かれる。(5-7), (5-12) 式から  $\sigma_r$  が求まる。

ここでは(5-7), (5-12)式から 入射パルスのピーク値 $\sigma_{i0}$  に対する反射パルスのピーク値 $\sigma_{r0}$  を計算し、Fig. 5-10に示した測定値と比較した。計算を簡単にするために、Fig. 5-13の曲線ABを2本の直線で近似した。得られた結果をFig. 5-14に示す。

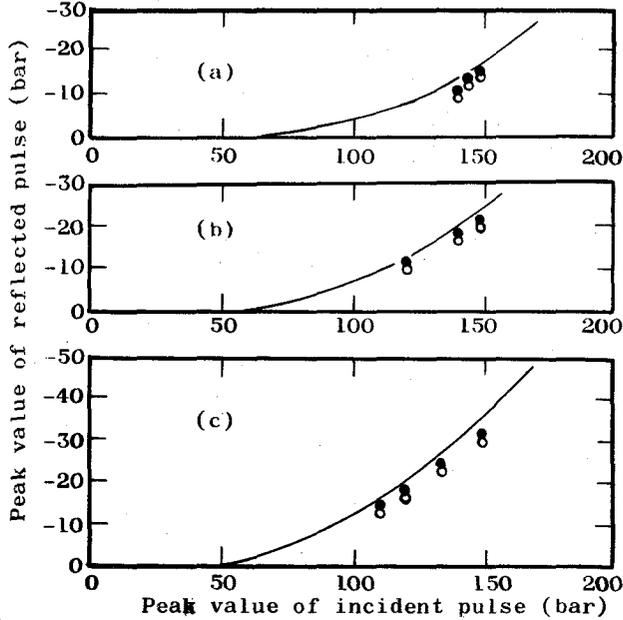


Fig.5-14 Peak value of reflected pulse as a function of incident pulse. Medium (II) :  
 (a) 350°C annealing, (b) 450°C annealing,  
 (c) 500°C annealing.  
 ○○ Value measured at PZT position,  
 ●● value at an interface calculated from the measured one,  
 — value at an interface estimated analytically.

実線が応力-歪の関係から求めた反射パルスのピーク値を示す。白丸、黒丸はFig. 5-10に示した測定値である。

この図から、解析によって求めた値が測定値とよく一致していると言える。

なお反射パルス全体の波形の解析については、Fig. 5-13において、Pが直線BC上にあるときの粒子速度として(5-4)式がそのまま使用できるか等まだ不明な点があり、検討する必要がある。

## 5-5 パルスのくりかえし入射による反射パルスの変化

大振巾のパルスを入射させて、反射測定を行なう際パルスの入射のくりかえしによって、透過側の媒質に変化が生じて、反射特性が変わるかどうかという問題がある。

ここでは、実さいに大振巾パルスをくりかえし入射させて、反射パルスが変化するかどうかを調べた。その結果、大振巾パルスをくりかえし入射させることによって反射パルスの波形は変化し、振巾は減少することがわかった。<sup>105)</sup> その様子を示したのが Fig. 5-15, Fig. 5-16 である。

Fig. 5-15は、媒質(III)が350°C焼鈍の場合で、Fig. 5-16は500°C焼鈍の場合である。入射パルスの振巾は、一定の約200 barである。これらの図からわかるように、入射回数を増すにつれて、反射パルスのピーク値は減少し波形はなまってくる。焼鈍温度が高いほどその変化は大きい。

次にパルスの入射回数に対して反射パルスのピーク値の変化を図示したのが Fig. 5-17 である。焼鈍温度が高いほど、反射パルスのピーク値の減少の割合が大きいことがよくわかる。

以上のことから、大振巾のパルスがくりかえし入射することによって、透過側の媒質に加工硬化がおこり、その結果弾性限界が上昇し、応力-歪曲線が焼鈍前の直線関係に近づくために、反射がおこらなくなるものと考えられる。振巾に依存する反射の測定には、このような、大振巾パルスのくりかえし入射による反射パルスの変化に留意する必要がある。

## 5-6 パルスの他の応用面

第2章で得られた衝撃波パルスを固体内境界面における反射の測定に応用したが、本章で得られた結果をもとにして、パルスの他のいくつかの応用面について述べる。

まず、本章の5-5節でも述べたが、加工硬化に関する研究への応用が考えられる。パルスの場合、静的な引張変形や超音波による加工硬化とは、異なった加工硬化現象が見られるかもしれない。さらにパルスを用いて、本章で行なったような反射の測定をすれば、くりかえし応力に対する加工硬化の分布状態等を、顕微鏡等による直接観察をしなくても、周波数分析等により間接的に把握することができると思われる。

次に非破壊検査への応用が考えられる。これまで放射線による探傷の他に超音波による探傷法などがあるが、<sup>106),107)</sup> これらは、材料の内部の傷の有無を調べるものである。また、最近アコースティックエミッションによる非破壊検査法が注目されるようになった。<sup>108)~112)</sup> これは、進行しつつある欠かんをとらえることができるという利点がある。ところで本章で用いたパルスを用いれば、周波数分析等によって、傷の有無ばかりではなくて、傷の状態をも知ることで

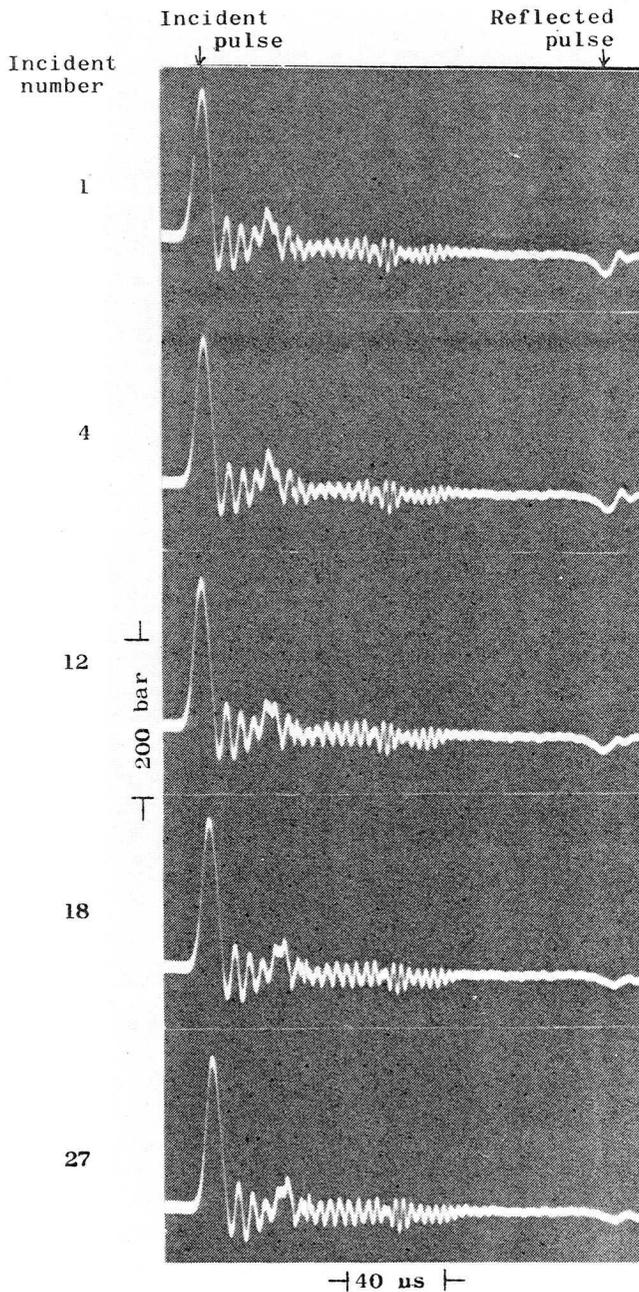


Fig.5-15 The waveform transition of reflected pulses by repetition of incident pulse.  
 Peak value of incident pulse : 200 bar.  
 Medium (II) : after annealing at 350°C.

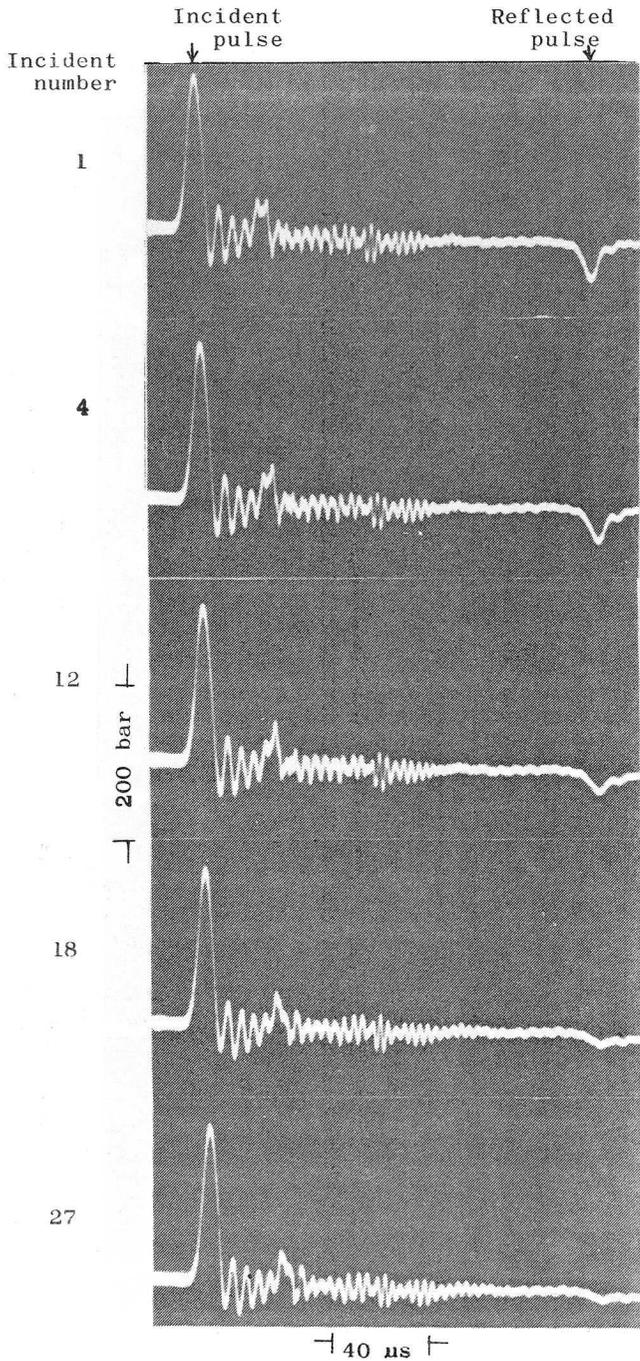


Fig.5-16 The waveform transition of reflected pulses by repetition of incident pulse.  
 Peak value of incident pulse : 200 bar.  
 Medium (II) : after annealing at 500°C.

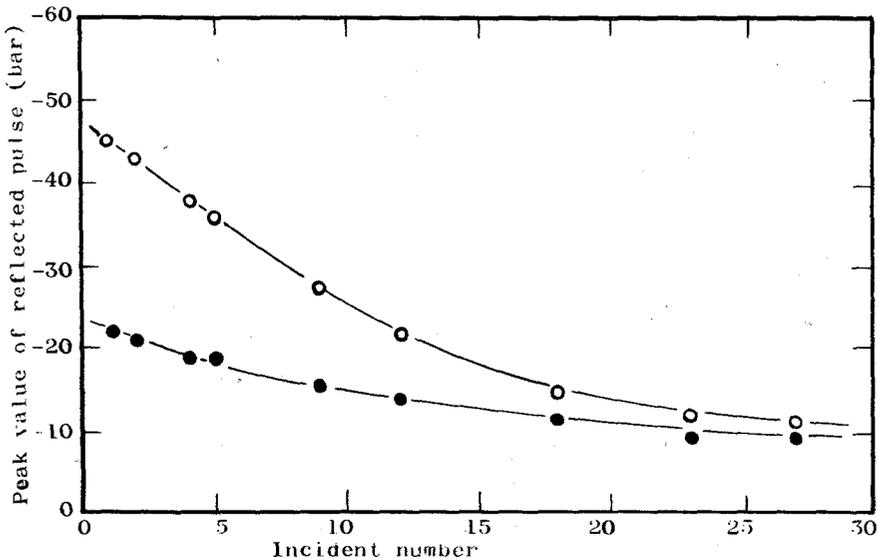


Fig.5-17 Peak value of reflected pulse as a function of incident number. Peak value of incident pulse : 200 bar.  
 Medium (II) : ●●● After annealing at 350°C, ○○○ after annealing at 500°C.

と思われる。構造体の内部の欠かんに対して、今までの探傷法さらにアコースティックエミッションによる方法等と共に適当に用いることによって有力な検査法として応用されるものと期待できる。

#### 5-6 結 言

本章では、アルミニウム丸棒の焼鈍前（入射側媒質）、焼鈍後（透過側媒質）の境界面におけるパルスの反射の測定を行なった。その結果、パルスの応力振巾に依存した非直線的な反射現象を見出すことができた。そして、試料のパルスに対する応力一歪関係を用いて、反射現象の解析を行ない、実験結果と比較した。以下に本章で得られた結果を要約する。

- 1) パルスの振巾が比較的小さい場合は、反射パルスは現われない。このとき入射側媒質と透過側媒質のパルスに対する応力一歪関係は同一の直線関係にある。
- 2) パルスの振巾が大きくなると、反射パルスが現われる。このとき両媒質のパルスに対する応力一歪関係は異なり、透過側媒質のそれは直線関係からずれる。
- 3) 反射パルスの応力の符号は入射パルスの正に対して負である。またパルス巾は入射パルスよ

り小さい。

- 4) 反射パルスのピーク値は、入射パルスの応力振巾の増大に伴って、また、透過側媒質の焼鈍温度が高いほど大きくなる。
- 5) 応力一歪の関係によって反射現象の解析を行なった結果は実験結果とほぼよく一致した。
- 6) 大振巾入射パルスのくりかえし入射に対して、反射パルスのピーク値は減少し、波形はなまった。これは、くりかえし応力に対する加工硬化により、透過側媒質の応力一歪関係が入射側のそれに近づくためと考えられる。
- 7) 本章で用いたパルスの他の応用面については、加工硬化に関する研究、非破壊検査への応用がある。

## 第6章 衝撃波パルスによる高減衰能合金（防振合金） の音響特性

### 6-1 緒 言

現在重要な社会問題の1つに騒音、振動公害の問題がある。騒音、振動の防止対策は、今まで材料工学の面から、あるいは音響工学の面から、いろいろなされてはいるが、まだ十分とは言えず、この面での研究、開発が望まれている。騒音および振動防止対策においては、両者は実施面において異なった点をもつが、固体振動を防止するという点では共通している。

一般に防振対策としては、振動体の質量を増し、剛性を高めたり、弾性支持体で支持して共振周波数を十分低くとるようにしたり、また振動を減衰させたりすることが考えられるが、これらの方法による防振対策は現在のところどれをとってみても十分ではない。技本的な対策としては振動をその発生源においてくいとめることであるが、これも今まで金属をプラスチックと組合せたりする方法等があるが、強度的にも問題があった。そこで、もともと金属の研究分野の1つであった金属のもつ減衰能というものに注目し、強度の強い金属に高い減衰能力をもたせて、それを応用しようという考え方のもとに開発されたのが、高減衰能合金（high damping alloys）と呼ばれるもので、最近国、内外で注目されるようになった。

この高減衰能合金は、日本では一般に防振合金と呼ばれており、以下防振合金と呼ぶことにする。この防振合金は、まずイギリスでMn-Cu系実用合金ソノストン（Sonostone）が、そしてアメリカでCu-Mn-Al系実用合金イングラミュート（Ingramute）が開発された。わが国でも上記の実用合金の応用研究が行なわれるようになり、また、独自に新しい防振合金Fe-Cr-Al系サイレントロイ（Silentalloy）や 圧延鉄R.F.Cなどが開発されている。

ところが、これらの合金の基礎的な研究はわが国では、まだ不十分で基礎的なデータが不足している。上記のMn-Cu系合金についての減衰能についても、横振動法などで研究されてはいるが、<sup>113)~116)</sup> 騒音、振動防止対策への有効性についてはまだ不十分であり、この面での発展が望まれている。

本章では、まずMn-Cu系合金をとりあげて、その縦波に対する減衰特性を得るために、また今後ますます問題となってくるとされる衝撃性の騒音、振動に対する有効性をも検討するための基礎的なデータを得るために、衝撃波パルスを用いてMn-Cu系合金の減衰および音速の測定を行なった。実験では減衰および音速の応力振巾依存性、温度依存性の測定を行なった。

以下、まず現在までに開発されている防振合金を概観し、次にMn-Cu系合金の減衰能特性の測定結果について述べる。また騒音、振動防止対策への有効性および問題点について述べる。

6-2 防振合金およびその防振機構

これまでに報告されているものうちから減衰能が高く、防振合金として利用できる可能性が指摘されたもの、あるいは、現に利用されているものなどを防振機構によって分類したのが、<sup>113)</sup> Table 6-1である。

Table 6-1 Classification of high damping alloys

Type	Mechanism of damping	Examples	
		Metal or alloys	Practical alloys
Composite-type	Viscous flow at interface between two phases	Fe-C-Si Fe-C-Si Al-Zn	FC-10 R.F.C -
Ferromagnetic-type	Magneticmechanical static hysteresis associated with the irreversible movement of magnetic domain	Fe, Ni Fe-Cr Fe-Cr-Al Co-Ni	T.D.Nickel 12%Cr Steel Silentalloy NIVCO-10
Dislocation-type	Static hysteresis due to breakaway of dislocation from pinning point by impurity atom	Mg, Mg-Zr	KIXI alloy
Twin-type	Static hysteresis associated with the movement of the twin boundaries in the fct phase or interfaces seperating the fcc phase from the fct phase	Mn-Cu Mn-Cu Cu-Al-Ni TiNi	Sonostone Incramate - -

防振機構は、実際には、合金によって、2種類、またはそれ以上の機構が重なりあって高い内部摩擦が生じている場合もあると考えられる。表には、高い内部摩擦が実際に存在することが確かめられた合金系と、これを防振合金材料として利用することを目的に開発させた実用合金の名称を併記している。

以下、複合型、強磁性型、転位型、双晶型についてかんたんに述べる。<sup>113)</sup>

(1) 複合型

共晶、共析などのような2相混合組織をもつ材料、いわゆる natural composite materialに多く見かけられ、鑄鉄の共晶黒鉛、40%以上のZnを含むAl-Zn合金の共析β相などの例に見かけられるような第2相の存在が大きな内部摩擦を生じる原因となるとされている。この型の材料の内部摩擦の原因の詳細については、まだ十分解明されていない。

鑄鉄の場合には、黒鉛の局所的な塑性変形による静履歴型のエネルギー損失が考えられ、またAl-39%Zn合金では、粒界に不連続析出物として存在するβ相の内部での coupled relaxa-

tionの機構が提唱されている。<sup>117)</sup>

## (2) 強磁性型

内部摩擦の原因のうちには、材料の強磁性にもとづくものがあることが古くから知られている。たとえば、鉄の $90^\circ$  磁区壁の非可逆移動に原因する振巾依存内部摩擦はその例である。これは磁気—機械的な静履歴と呼ばれ、軟質磁性材料に多く見られる。<sup>118)</sup> 一般に単結晶を磁化すると磁区壁移動と回転磁化過程とが現われる。このような単結晶を無磁化状態で引張変形させる場合弾性歪に磁性歪が付加されて、応力—歪関係は直線性からはずれる。

次に応力を取りのぞくときは、もとの応力—歪の曲線上をもどらず、履歴曲線をえがく。これによって、静履歴損失を生じる。これが振巾依存内部摩擦の原因となり、大きな減衰能を示す。

## (3) 転位型

これについては、第4章の吸収のところでも述べたようにGranato—Lückeのモデルと理論があり、応力振巾がある大きさをこえるとき、転位が不純物による固着点から離脱することによって生じる静履歴にもとづいてエネルギー損失がおこる。

## (4) 双晶型

この章で測定に用いるMn—Cu系合金がこの型にはいるので、すこし詳細に述べる。ここでいう双晶は、マルテンサイト変態に付随する格子構造不変形せん断変形の種類として認められる内部双晶<sup>119)</sup> (または変形双晶と呼ばれる)で、このような内部双晶の境界は、一般に動きやすい性質をもち、その運動に伴う、静履歴にもとづいてエネルギー損失がおこる。

杉本らは、<sup>120)~123)</sup> 1.74, 1.518, 2.018%のCuをそれぞれ含むMn—Cu合金において、 $0^\circ\text{C}$ 付近に大きな内部摩擦のピークを認めた。Fig. 6-1のAのピークがその一例である。<sup>122)</sup> これは双晶境界緩和ピークと名付けられ、変態によってfcc相中に形成された{101}双晶が外力の作用のもとで移動する際におこる応力緩和現象の一種として論議されている。

もう1つfcc $\rightleftharpoons$ fcc変態温度付近(常に変態温度より $20^\circ\text{C}$ ないし $30^\circ\text{C}$ 低温側において)に現われる相変態ピークと呼ばれるものがある。Fig. 6-1のBのピークがその一例である。ヤング率と比熱の異常がおこる温度と対比してみると、これが相変態に伴う内部摩擦ピークであることは明らかである。<sup>122), 123)</sup>

この合金のfcc $\rightleftharpoons$ fcc変態点は $\gamma$ -Mn固溶体の常磁性 $\rightleftharpoons$ 反強磁性変態点 $T_N$ (ネール点)に一致することが知られており、<sup>124)</sup> この変態点は、上記磁気変態に付随する現象として定性的に説明されている。<sup>123)</sup>

実さいに使用されている防振合金としての多くのMn—Cu系合金においては、組成は、熱処理によって、試料内に濃度分布を生じていて、相変態ピークは、単一の鋭いものでなく、室温から

100°C付近の温度にかけて、前述の双晶境界緩和ピークと重なりあった形で巾の広い大きなピークとして出現する。Fig. 6-2はその一例である。<sup>116)</sup>

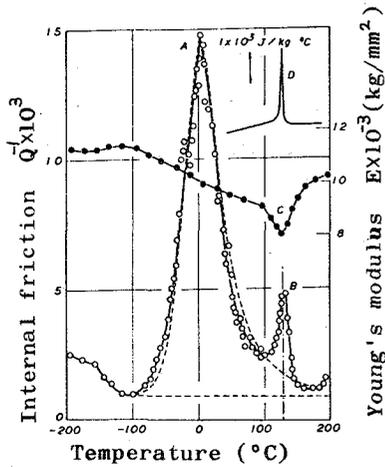


Fig.6-1 Variation in internal friction (open circles), Young's modulus (closed circles) and relative specific heat with temperature for Mn-12%Cu alloy (Sugimoto et al.<sup>10</sup>).

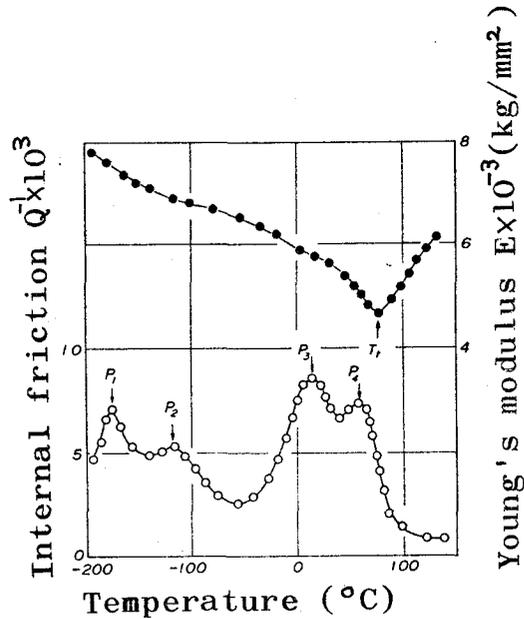


Fig.6-2 Variation in internal friction (open circles), Young's modulus (closed circles) with temperature for Mn-28.8%Cu alloy (Sugimoto<sup>4</sup>).

### 6-3 使用した防振合金

測定に使用した防振合金は、Mn-Cu系合金で、その組成は、Table 6-2に示すとおりである。これは、イギリスで開発されたMn-Cu系実用合金ソノストンとほとんど同じ組成のものである。直径12mm長さ20cmの試料を2本用意した。これは阪大産研の金属材料部門より提供していただいたものである。

Table 6-2 Chemical analysis of Mn-Cu ally.

	Mn	Ni	Al	Fe	C	Co	Si	Cu
wt(%)	54.94	1.72	4.25	4.31	0.01	0.01	Tr	Rest (about 35)

### 6-4 測定方法

Fig. 6-3に測定の概略図を示す。

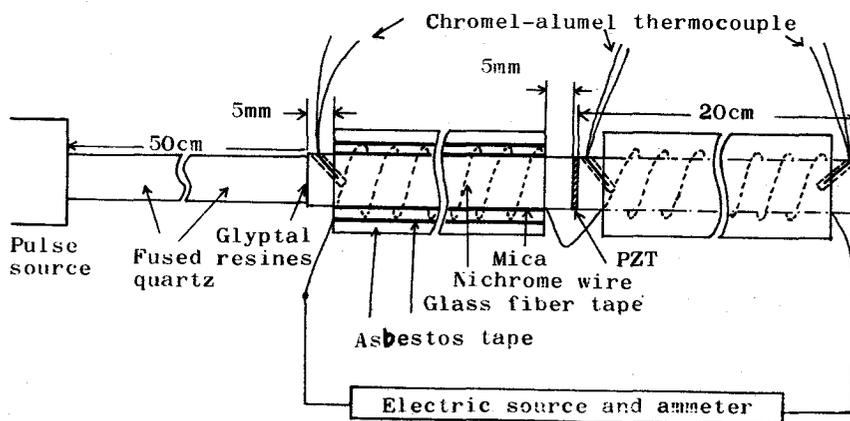


Fig.6-3 Schematic diagram of measurement.

試料は前述の長さ 20 cm、直径 12 mm の 2 本の Mn-Cu 系合金を用い、それら 2 本の試料の間に PZT をはさみこみ接着してパルスの応力波形の検出を行なった。接着剤は、実験に用いるパルスの応力振巾の範囲内で十分強度が保たれ、しかも 100°C までの高温にも強度が保たれるアラルダイト系接着剤 (AV138HV998) を用いた。測定温度は、図に示すように、試料に端面の 5 mm および PZT の両側 5 mm (これは温度測定に用いる熱電対用の穴の部分である) を残して、雲母、ニクロム線、グラスファイバーテープをして、アスベストテープの順に巻き、適当に電流を流すことによって室温から 75°C まで変えた。温度測定は、図のように 3 箇所、熱電対温度計によって行なった。パルス音源と試料の間には熱の絶縁のために熔融石英をバッファーとして用いた。熔融石英と試料の接着には、グリプタール樹脂を用いた。これは高温まで溶けることなく、ほどよい密着性を示し好都合であった。

#### 6-5 測定結果

測定は、測定温度およびパルスの応力振巾をいろいろ変えてパルスの減衰および速度の測定を行なった。<sup>125)</sup> Fig. 6-4 にパルスの測定波形の一例を示す。

最初のパルス  $V_1$  は、最初に PZT を通過するパルスでパルス  $V_2$  は、試料端面からの反射パルスを示す。

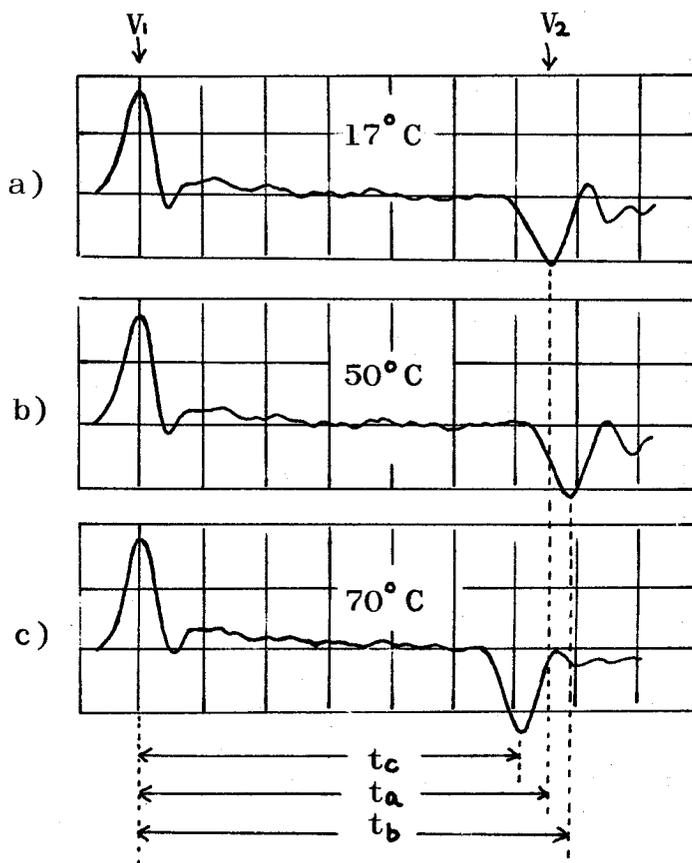
a) は、測定温度が 17°C (室温)、b) は、50°C、c) は 70°C の場合である。パルス  $V_1$  と  $V_2$  のピーク値の絶対値  $|V_1|$ 、 $|V_2|$  を用いて、パルスの減衰定数  $\alpha$  (neper/cm) を次式によって求めた。

$$\alpha = \frac{1}{40} \ln \frac{|V_1|}{|V_2|} \quad (6-1)$$

また、パルスの速度  $v$  (m/S) は、 $V_1$  と  $V_2$  の時間差  $t$  (図の  $t_a, t_b, t_c$ ) から次式によって求めた。

$$v = \frac{0.4}{t} \quad (6-2)$$

この図からわかるように、温度によって速度が興味ある変化をしている。パルス波形は温度によってあまり大きな変化はなく、またパルス  $V_2$  は  $V_1$  にくらべてあまり大きな波形歪が見られないので、ここでは速度分散による影響は無視することにする。以下に、減衰定数  $\alpha_1$  および速度  $v$  の温度依存性および応力振巾依存性について述べる。



**Fig.6-4** Output signal from PZT transducer. Vertical : 50 V/div. horizontal : 20  $\mu\text{s}$ /div. Measuring temperature : a)  $17^\circ\text{C}$ , b)  $50^\circ\text{C}$ , c)  $70^\circ\text{C}$ .

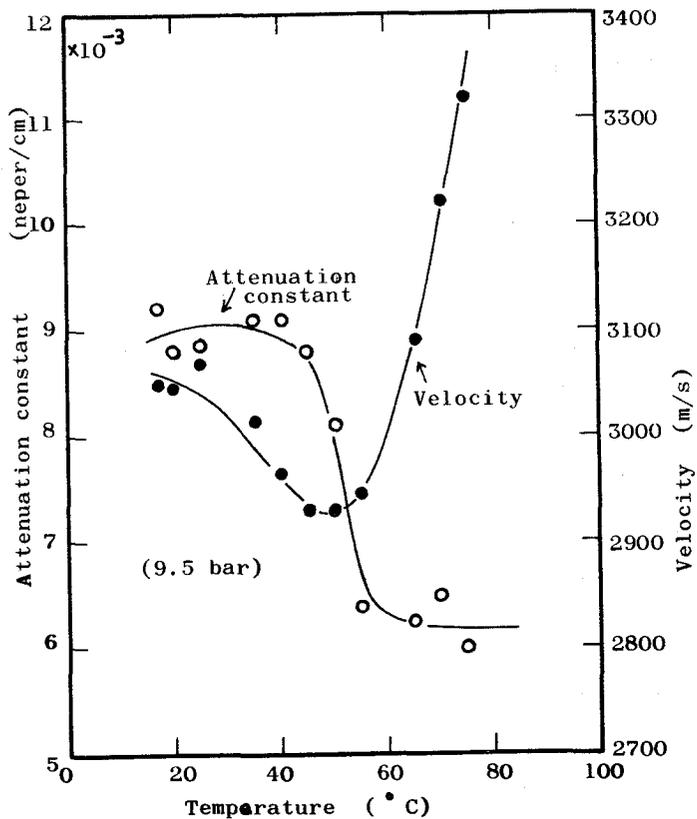


Fig.6-5 Attenuation constant and velocity as a function of temperature. Stress amplitude of pulse : 9.5 bar.  
 ○○○ Attenuation constant, ●●● velocity.

#### 6-5-1 減衰および速度の温度依存性

減衰定数 $\alpha$ と速度 $v$ の温度依存性についての結果の一部を Fig. 6-5および Fig. 6-6 に示す。

Fig. 6-5は、パルスの応力振巾が9.5 barの比較的小さい場合のもので、Fig. 6-6は応力振巾が50 barで比較的大きい場合のものである。

これらの2つの図において、共通して言えることは、まず減衰定数については、低温側で大きな値を示し、50°C付近で急激に変化し、高温側では小さくなることである。減衰定数 $\alpha$ の絶対値については、試料にニクロニ線等を巻いたための、みかけの吸収の増加分を考慮する必要がありこれについては、後で述べる。

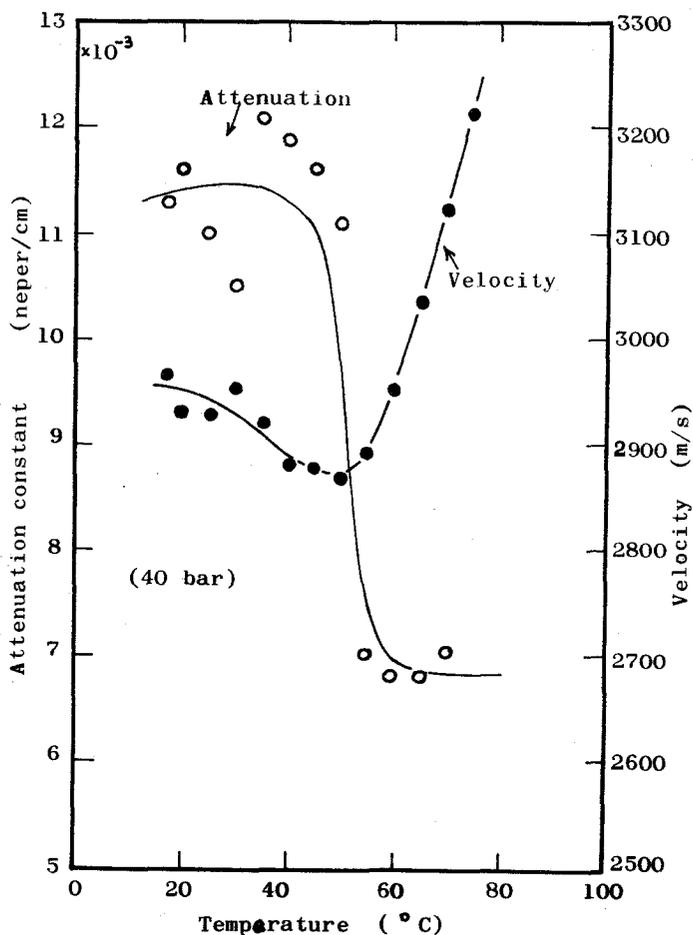


Fig.6-6 Attenuation constant and velocity as a function of temperature. Stress amplitude of pulse : 40 bar.  
 ooo Attenuation constant, ●●● velocity.

次に速度については、温度の増加に伴って、はじめは減少し、50°C付近で極小値をもち、そして急に増加する。この、速度が極小値をとる温度、すなわちヤング率が極小をとる温度は、この合金が低温相(fcc)から高温相(fcc)へ変態する温度すなわち相変態温度を示す。<sup>122)</sup>  
<sup>123)</sup> この極小値をとる温度は、ここでの応力振巾の範囲では、ほとんど変化は見られず約50°Cであった。(Fig. 6-7)

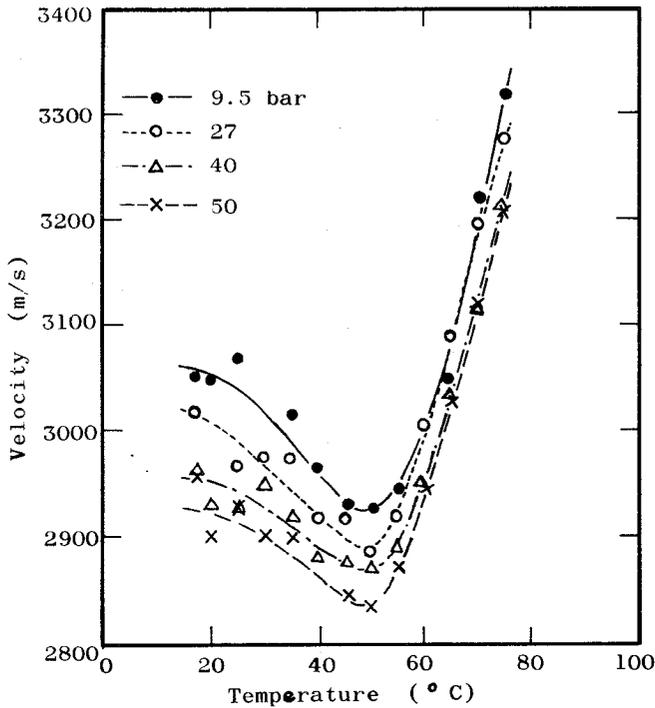


Fig.6-7 Velocity of pulse as a function of temperature for various stress amplitude of pulse.

ここで、同一試料についての、横振動法<sup>126)</sup>による結果(阪大産研金属材料部門、杉本氏による)と比較してみる。Fig. 6-8に横振動法による結果を示す。

図の縦軸は $Q^{-1}$ (黒丸)およびヤング率 $E$ (白丸)で示しており、パルスの場合と異なっている。速度については、ヤング率 $E$ と試料の密度 $\rho$ ( $\approx 7.3 \text{ g/cm}^3$ )より計算した速度と比較できるが減衰の方は減衰定数 $\alpha$ と $Q^{-1}$ は簡単に比較できないのでここでは減衰の絶対値についての比較はしない。

Fig. 6-5, Fig. 6-6とFig. 6-8を比較すると、減衰の温度依存性の傾向そのものは、よく一致しており、同じふるまいをすることがわかる。また速度についても同じふるまいをすることがわかる。しかし速度の絶対値についてはパルス法による値の方が横振動法による値より約5

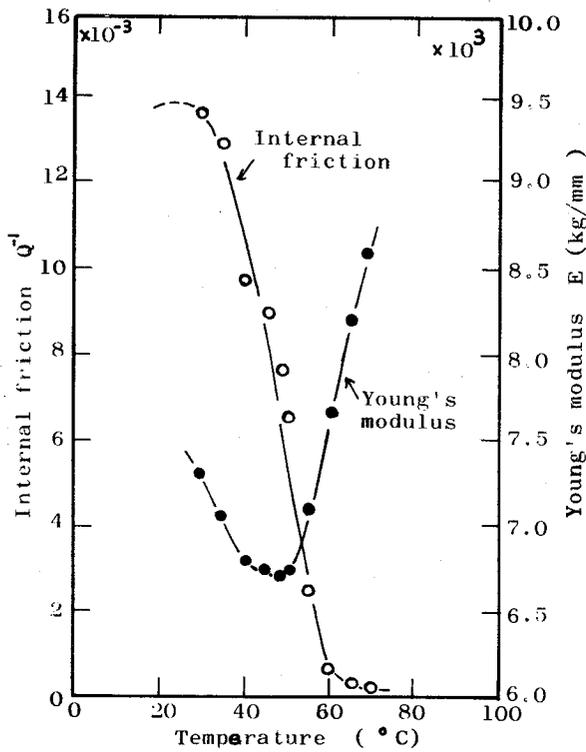


Fig.6-8 Internal friction and Young's modulus as a function of temperature.

%小さかった。

以上の比較によって、ここで用いたパルス（縦波）に対する温度依存性が横振動法（横波）によるものとほぼ同じであることがわかった。

6-5-2 減衰および速度の振巾依存性

次に減衰と速度の振巾依存性の測定結果について述べる。Fig. 6-9, Fig. 6-10に減衰に対する測定結果の一部を示す。

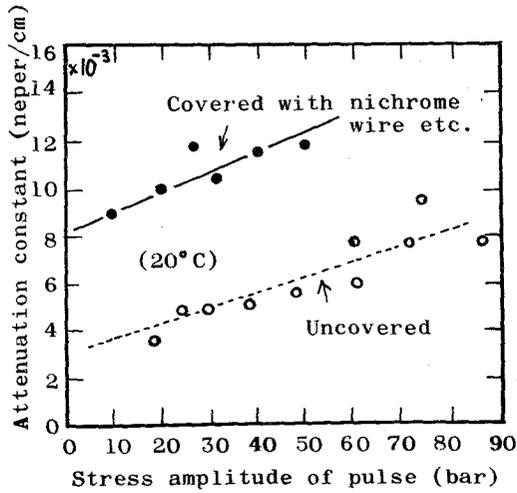


Fig.6-9 Attenuation constant as a function of stress amplitude of pulse for specimen covered with nichrome wire and uncovered one. Measuring temperature : 20°C.

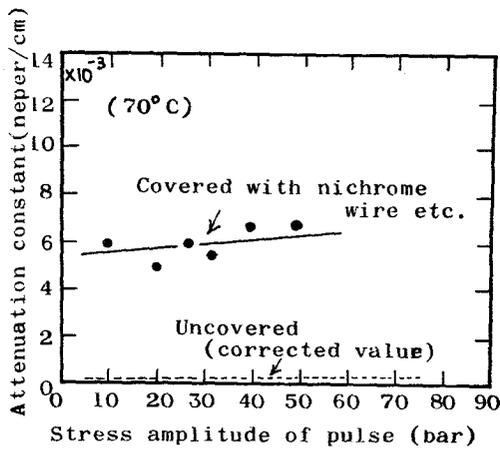


Fig.6-10 Attenuation constant as a function of stress amplitude of pulse for specimen covered with nichrome wire and uncovered one. Measuring temperature : 70°C.

Fig. 6-9は測定温度が20°C(室温)の場合で、Fig. 6-10は70°Cの場合である。  
 Fig. 6-9において、黒丸、白丸ともに実測値であるが、黒丸は試料にニクロム線等を巻いた状態におけるもので、白丸は、ニクロム線等を取り除いた状態におけるものである。  
 図から、ニクロム線等を巻いたための、みかけの吸収の増大は、小振巾で約 $5.5 \times 10^{-3}$  (neper/cm)、大振巾で、約 $6.5 \times 10^{-3}$  (neper/cm)であることがわかる。この値を用いて、70°Cの場合に補正を行なったのがFig. 6-10の点線であり、図から、高温側では、普通の金属に近い小さい値となることがわかる。

Fig. 6-9, Fig. 6-10の両図からもわかるように、振巾依存性については、変態温度(約50°C)以下の低温側では、パルスの応力振巾の増大に伴って減衰も増大するが、高温側においては、普通の金属状態となり、減衰も非常に小さく、低温側で見られるような顕著な振巾依存性は見られない。低温側において減衰の絶対値は、ごく小振巾で、 $3 \times 10^{-3}$  (neper/cm)程度あるが、これは、普通の金属における値が $0.05 \sim 0.1 \times 10^{-3}$ 程度であることを考えると、数十倍もの減衰特性をもつことを示し、防振対策への応用が期待できる。しかも応力振巾が増大すると減衰も増大することから、とくに大振巾に対する防振対策に有効であると思われる。

なお、減衰の絶対値について、くわしく知るためには、試料にニクロム線等を巻かずに、試料全体を炉に入れるなどして測定温度を変える方法をとる必要がある。

次に、速度についての振巾依存性であるが、速度の場合は、ニクロム線等を巻いたための影響は、ほとんどなかった。Fig. 6-11に速度の振巾依存性の測定結果を示す。

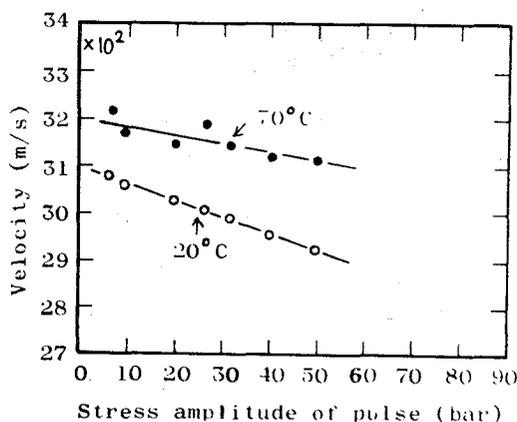


Fig.6-11 Velocity of pulse as a function of stress amplitude of pulse for 20°C and 70°C.

黒丸は70℃の場合、白丸は20℃(室温)の場合である。図から、速度の場合は、パルスの応力振巾が大きくなると、減衰の場合とは逆に、減少する。また、低温側の方が高温側より、振巾依存性は顕著である。

#### 6-6 防振対策への有効性と問題点

本章で測定に用いたMn-Cu系合金の防振対策への有効性については、ここで得られた結果だけでは、まだ、資料不足で、くわしく議論することはできない。さらに資料を集めて検討する必要がある。しかしながら、これまでの横振動法による結果や本章で得られた結果から判断してもこの合金が、非常に大きな減衰能をもち、また、加工性もよい<sup>127)</sup>ことから、今後、十分、騒音振動防止に威力を発揮するものと思われる。また実さいに、実験的に応用して効果が認められた例も多い。それらのいくつかをあげると、<sup>113)</sup>

- 1) 音さ時計の支柱材料への応用
- 2) さく岩機ロッドへの応用
- 3) チェインコンベアー用チェーンガイドへの応用
- 4) ガスタービン用補助騒動ギヤーへの応用
- 5) 自動車用カムシャフトギヤーへの応用
- 6) 電算機用穿孔機の穿孔用ボックスへの応用
- 7) 台所用ゴミ処理機への応用

などであり、それらは一応効果が認められている。

ところで、以上のように騒音、振動防止対策に対し非常に有効であると思われるMn-Cu系合金にも、いくつかの問題点はある。<sup>113),115),127)</sup> 問題点のいくつかをあげると、

- 1) 高い減衰能が維持される最高温度が合金のマルテンサイト変態温度(約150℃以下)によって制限されるので、今のところは、100℃以上の高温で防振効果が失なわれることである。これについては、適当な合金元素を添加し、変態温度を高めれば高温まで使用可能であろう。
- 2) 経時的に減衰能が低下する現象がある。これもチタンおよび鉛の添加が効果があることがわかっている。
- 3) 熱処理後、冷間加工を施すと、減衰能が低下する。これについては、冷間加工は焼入れ後に行ない、その後、に時効処理をした方がよい。
- 4) 耐食性が不十分である。
- 5) 高い熱膨張係数を示す。

6) 耐摩耗性が不十分である。

等である。以上のように、Mn-Cu系合金は、材料の性質および製品製作上、いくつかの問題があるが、騒音、振動防止に対して、有効であることは明らかであり、今後の実用化が期待される。しかし、今のところ、効果は確認されても、すぐに実用できるものではなく、振動および騒音の解析、音の発生機構の解明、各種の防振対策、防音対策との関連性の検討など十分に行ない、防振合金を適切に使用する必要がある。また防振合金は、Table 6-1にも示したように多種ありそれぞれの合金のもつ特性を生かした応用を考える必要がある。

#### 6-7 パルスの他の応用面

本章で行なった、Mn-Cu系合金中における、パルスの減衰および速度の温度依存性および応力振巾依存性の測定および結果をもとにして、本研究に用いたパルスの他の応用面について述べる。

本章では、パルスを用いて、減衰および速度の温度依存性についての測定を行ない、温度依存性をもつ内部摩擦等の測定に応用できることがわかったが、測定温度範囲をもっと広げれば、もっと多くの応用面があると思われる。

たとえば、転位が関係するものでBordoniが見出したBordoniピーク<sup>128)</sup>と呼ばれるものがあるが、これは、塑性加工した結晶で最も低温側に認められる内部摩擦加工ピークで古くから多くの研究がなされている。<sup>129)~133)</sup>

このようなピークは周波数が関係しており、数10 kHzでは、100°K以下でピークが現われるので、本研究に用いたパルスも、低温において、十分応用できると思われる。次にHasigutiピークと呼ばれる内部摩擦のピークがあるが、これは、Bordoniピークより高温側に現われるもので、<sup>134)~138)</sup>たとえば、銅の場合、数10 kHzでは、50°C付近でピークを示すので、これにも応用できると思われる。その他本研究に用いたパルスのもつ周波数成分の範囲内で、温度依存性が顕著に現われるような現象に応用できるものと思われる。

#### 6-8 結 言

本章では、騒音、振動防止対策に対して注目されるようになった高減衰能合金の有効性を検討するための基礎的なデータを得る目的で、まず合金として、Mn-Cu系合金をとりあげ、今まで測定データがなかった縦波に対するMn-Cu系合金の減衰能特性を測定するために、そして同時に今後ますます、問題となってくるとされる衝撃性の騒音、振動に対する有効性をも検討するために、パルスを用いて、Mn-Cu系合金中におけるパルスの減衰および速度の温度依存性およ

び振巾依存性を測定した。以下ここで得られた結果を要約する。

- 1) 減衰の温度依存性については、約 50°C 以下では大きな減衰を示すが 50°C で急に低下し、それ以上の高温では普通の金属と同程度となって、高減衰性能が失われる。
- 2) 速度の温度依存性については、50°C まで一様に減少し 50°C で極小値をとりそれより高温で急増する。
- 3) 速度が極小値をとる温度は、この合金が低温相 (fct 相) から高温相 (fcc 相) に変る温度すなわち相変態温度と呼ばれるものである。
- 4) 以上の温度特性は、同一試料について、横振動法で得られた結果と同じであった。
- 5) 減衰の振巾依存性については、測定した振巾の範囲内で、パルスの応力振巾の増大につれて直線的に増大する。
- 6) 高減衰性能を有する低温側において、減衰定数は、小振巾 (9.5 bar) で約  $3 \times 10^{-3}$  (neper/cm), 大振巾 (85 bar) で約  $8 \times 10^{-3}$  (neper/cm) である。この値は普通の金属の数 10 倍から 100 倍程度の大きなものである。
- 7) 高減衰性能が失われる高温側では、低温側に見られるような顕著な振巾依存性は見られない。
- 8) 速度の振巾依存性については、減衰の場合と逆に、応力振巾が増大するにつれて直線的に減少する。その振巾依存性は、減衰の場合と同様に低温側の方が顕著であった。
- 9) 速度が極小値をとる温度 (約 50°C) は測定した応力振巾の範囲では、ほとんど変わらなかった。
- 10) 以上の結果からだけでは、この合金の騒音、振動の防止対策に対する有効性をくわしく議論することはできないが、低温で見られるような高い減衰性能は騒音、振動防止対策に十分有効であり、とくに大振巾に対して有効であると思われる。
- 11) 今後は合金の相変態温度を高めて、高温まで高い減衰性能をもたせること、耐食性、高熱膨張係数、耐摩耗性等の問題点の解決が望まれる。同時に、各種防振合金の特性を生かした適切な使用を、十分考える必要がある。
- 12) ここで用いた、100 kHz 以下の周波数成分を有するパルスは、同程度の周波数範囲で顕著な温度依存性を有するような現象 (たとえば Bordonni ピークとか Hasiguti ピークなど) の研究に応用できると思われる。

## 謝

## 辞

本論文は大阪大学産業科学研究所竹内研究室において竹内竜一教授の御指導のもとに行ってきた研究成果をまとめたものである。終始、御指導御鞭達いただいた竹内竜一教授に深く感謝いたします。又幾度にもわたり御討議御指導をいただいた同研究室中村昭助教授に厚く感謝いたします。なお高減衰能合金の測定において試料の提供及び御討議、御教示をいただいた同研究所杉本孝一助教授、さらに本研究の遂行にあたり、御協力いただいた同研究所及び同研究室の諸氏に心からお礼申し上げます。

## 参 考 文 献

- 1) D.Lazarus : Phys.Rev. 76(1949)545.
- 2) T.Bateman,W.P.Mason and H.J.McSkimin : J.Appl.Phys. 32(1961)928.
- 3) H.J.McSkimin and Jr.P.Andreatch : J.appl.Phys.35(1964)3312.
- 4) R.E.Smith : Ph.D.Thesis, University of London (1965).
- 5) E.H.Bogardus : J.appl.Phys. 36(1965)2504.
- 6) Y.Hiki and A.V.Granato : Phys.Rev. 144(1966)411.
- 7) K.Salama and G.A.Alero : Phys.Rev. 161(1967)673.
- 8) R.E.Hankey and D.E.Schuele : J.A.S.A. 48(1970)190.
- 9) M.B.Moffett,P.J.Westervelt and R.T.Beyer : J.A.S.A. 47(1970)1473.
- 10) A.A.Gedroits and V.A.Krasilnikov : Soviet Physics J.E.T.P. 16(1963) 1122.
- 11) M.A.Breazeale and J.Ford : J.appl.Phys. 36(1965)3486.
- 12) W.B.Gauster and M.A.Breazeale : Phys.Rev. 168(1968)655.
- 13) S.Elkin,S.Alterovitz and D.Gerlich : J.A.S.A. 47(1970)937.
- 14) R.D.Peters,V.K.Pare and M.A.Breazeale : Phys.Rev. B1(1970)3245.
- 15) T.Yost : Ph.D.Dissertation in Dep. of Physics, The University of Tennessee (1972).
- 16) D.Bancrft,E.L.Peterson and S.Minshall : J.appl.Phys. 27(1956)291.
- 17) F.E.Allison : J.appl.Phys. 36(1965)2111.
- 18) G.E.Hauver : J.appl.Phys. 36(1965)2113.
- 19) N.L.Coleburu : J.A.S.A. 47(1970)269.
- 20) W.P.Brooks : J.appl.Phys. 36(1965)2788.
- 21) R.A.Graham : J.A.S.A. 51(1972)1576.
- 22) O.E.Jones,F.W.Neilson and W.B.Benedick : J.appl.Phys. 33(1963)3224.
- 23) J.M.Walsh and R.H.Christian : Phys.Rev. 97(1955)1544.
- 24) R.S.Dennen : J.appl.Phys. 40(1969)3326.
- 25) R.A.Graham,F.W.Neilson and W.B.Benedick : J.appl.Phys. 36(1965)1775.
- 26) R.W.Rchde and O.E.Jones : R.S.Inst. 39(1968)313.
- 27) A.Okada,D.H.Cunningham and W.Goldsmith : Experimental Mechanics (1968)289.
- 28) V.H.Kenner and W.Goldsmith : Experimental Mechanics (1968)442.
- 29) V.H.Kenner and W.Goldsmith : J.A.S.A. 45(1969)115.
- 30) S.Boncher and H.Kolsky : J.A.S.A. 52(1972)884.
- 31) H.H.Calvit,D.Rader and J.Melville : Experimental Mechanics (1968)418.
- 32) 倉谷健治、土屋莊次 : 衝撃波の化学物理(裳華房 1968)
- 33) J.W.M.DuMond : J.A.S.A. 18(1946)97.
- 34) T.F.W.Einbleton : Proc.Phys.Soc. 69(1956)382.
- 35) A.Nakamura and R.Takeuchi : Acustica 22(1969/70)88

- 36) A.Nakamura and R.Takeuchi : *Acustica* 26(1972)42.
- 37) H.N.C.Lyster : *Mater.Res. and St.* (1964)581.
- 38) H.H.Hubbard : *J.A.S.A.* 39(1966)S1.
- 39) E.J.Kane : *J.A.S.A.* 39(1966)S26.
- 40) D.J.Maglier : *J.A.S.A.* 39(1966)S36.
- 41) C.W.Newberry : *J.Sound and Vib.* 6(1967)406.
- 42) A.F.Espinisa : *Acustica* 20(1968)88.
- 43) A.D.Pierce : *J.A.S.A.* 44(1968)1052.
- 44) E.F.Carome, P.A.Fleury and W.J.Wagner : *J.A.S.A.* 36(1964)2368.
- 45) R.Barakat and E.Baumann : *J.A.S.A.* 45(1969)1234.
- 46) R.M.White : *J.appl.Phys.* 34(1963)3559.
- 47) J.F.Ready : *J.appl.phys.* 36(1965)462.
- 48) T.A.Zaker : *J.appl.Mech.* (1965)143.
- 49) 根 岸 : 電気関係関西支部連合大会(1968)236.
- 50) R.E.Lee and R.M.White : *Appl.Phys.Letter* 12(1968)12.
- 51) R.J.Rausch : *J.appl.Mech.* (1969)340.
- 52) R.M.White : *J.appl.Phys.* 34(1963)2123.
- 53) W.Eisenmenger : *Acustica* 12(1962)185.
- 54) W.Eisenmenger : *Acustica* 14(1964)187.
- 55) A.Nakamura and R.Takeuchi : *Japan.J.appl.Phys.* 8(1969)507.
- 56) A.Yoshikawa, A.Nakamura and R.Takeuchi : *Mem.Inst.Sci.and Ind.Res. Osaka Univ.* 30(1973)73.
- 57) Y.Yasumoto, A.Nakamura and R.Takeuchi : *Japan.J.appl.Phys.* 11(1972)1218.
- 58) Y.Yasumoto, A.Nakamura and R.Takeuchi : *Acustica* 30(1974)260.
- 59) 本岡、奥島 : 日本音響学会誌 29(1973)407.
- 60) 奥島、本岡 : 日本音響学会論文集(昭50.10)351.
- 61) 林 泉 : 核融合研究 4(1960)423.
- 62) 黒川兼三郎 : 過渡現象論(工業図書1932).
- 63) PIEZOTITE MURATA MFG.CO.,LTD. Cat.7162/1971.9.1k.
- 64) 田中哲郎 : テタン酸バリウムとその応用(オーム社1964).
- 65) 七里国之 : 電子科学 Feb.(1968)45.
- 66) 七里国之 : 電子展望 Dec.(1971)74.
- 67) I.Igarashi : *Journal of J.S.M.E.* 65(1963)1712.
- 68) ひずみゲージ、新興通信工業KK. Cat. No. 624(6)(1972).
- 69) Y.Yasumoto, A.Nakamura and R.Takeuchi : *Japan.J.appl.Phys.* 11(1972)1759.
- 70) H.Love : *Mathematical Theory of Elasticity* (1927)287.

- 71) W.P.Mason : Physical Acoustics and the Properties of Solids (1958)40
- 72) H.Kolsky : Stress Waves in Solids (1953)54.
- 73) R.Ruedy : Canad.J.Res. 5A(1931)149.
- 74) Geo S.Field : Canad.J.Res.5A(1931)619.
- 75) D.Bancroft : Phys.Res. 59(1941)588.
- 76) L.E.Kinsler and A.R.Frey : Fundamentals of Acoustics (1962)136.
- 77) F.C.Karal : J.A.S.A. 25(1953)327.
- 78) K.Ikegaya,K.Hisano and Y.Shikano : Journal of A.S.J. 25(1969)199.
- 79) A.Nakamura and R.Takeuchi : Acustica 26(1972)42.
- 80) 能本乙彦 : 音波物性とその応用(オーム社1969).
- 81) D.H.Rogers : J.appl.Phys. 33(1962)781.
- 82) R.R.Hasiguti,N.Igata and K.Tanaka : Acta Met. 13(1965)1083.
- 83) R.H.Chambers : Carnegie Inst.of Tech.Rep.AT(30-1)1193.
- 84) J.S.Koehler : Imperfections in Nearly Perfect Crystals (1952)197.
- 85) A.Granato and K.Lücke : J.appl.Phys. 27(1956)583.
- 86) A.S.Nowik : J.appl.Phys.25(1954)1129.
- 87) J.Weertman and E.F.Salkovitz : Acta Met. 3(1955)1.
- 88) D.H.Rogers : J.appl.Phys. 33(1962)781.
- 89) L.J.Tuitonics,A.V.Granato and K.Lücke : J.appl.Phys.35(1964)220.
- 90) Y.Yasumoto,A.Nakamura and R.Takeuchi : Japan.J.appl.Phys.14(1975)  
1083.
- 91) Y.Yasumoto,A.Nakamura and R.Takeuchi : Acustica ( to be published ).
- 92) S.Weining and E.S.Machlin : J.appl.Phys. 27(1956)734.
- 93) J.M.Roerts and N.Broun : Acta Met. 10(1962)430.
- 94) H.L.Caswell : J.appl.Phys. 29(1958)1210.
- 95) Y.Hiki : J.Phys.Soc.Japan 13(1958)1138.
- 96) 片桐一宗 : 金属材料の超音波疲れに関する研究(大阪大学学位論文1968).
- 97) E.O.Hall : Proc.Phys.Soc. B64(1951)747.
- 98) N.J.Petch : J.Iron Steel Inst. 173(1953)25.
- 99) E.H.Lee and S.J.Tupper : J.appl.Mech. 21(1954)63.
- 100) H.Kolsky and L.S.Douch : J.Mech.Phys.Solids 10(1962)195.
- 101) M.B.Moffett : Tech.Rep. 18,Div.Appl.Mech.,Brown Univ. (1971).
- 102) J.F.Bell : J.Mech.Phys.Solids 16(1968)295,
- 103) Y.Yasumoto,A.Nakamura and R.Takeuchi : Japan.J.appl.Phys. 14(1975)  
1593.
- 104) Y.Yasumoto,A,Nakamura and R.Takeuchi : Acustica 36 N05(1977), in  
press.
- 105) Y.Yasumoto,A.Nakamura and R.Takeuchi : Japan.J.appl.Phys. 16 No.1  
(1977), in press.

- 106) 実吉, 他 : 超音波技術便覧、日刊工業新聞社(1968)
- 107) B.Carlin : Ultrasonics, McGRAW-HILL (1960).
- 108) 羽田野 : 非破壊検査 20(1971)597.
- 109) 丹羽 : 非破壊検査 21(1972)205.
- 110) 羽田野 : 非破壊検査 21(1972)219.
- 111) 尾上 : 音響学会誌 28(1972)146.
- 112) 羽田野 : 音響学会誌 31(1975)3.
- 113) 杉本 : 鉄と鋼 60(1974)2203.
- 114) 杉本 : 日本金属学会報 14(1975)491.
- 115) 金属材料、特別企画「防振合金の開発利用現状」 15(1975)9.
- 116) 杉本、水谷 : 日本金属学会誌 39(1975)503.
- 117) A.S.Nowick : J.appl.Phys. 22(1951)952.
- 118) R.Bozorth : Ferromagnetism, Van Nostrand, Amsterdam (1956)535.
- 119) 西山善次 : マルテンサイト変態(丸善1971).
- 120) T.Aoyagi and K.Sumino : Phys.Status Solidi 33(1969)317.
- 121) K.Sumino : Phys.Status Solidi 33(1969)327.
- 122) K.Sugimoto : T.Mori and S.Shiede : Met.Sci.J. 7(1973)103.
- 123) K.Sugimoto and T.Mori : Proc.5th ICIFUA, Aachen (1973).
- 124) T.J.Hicks, A.R.Pepper and J.H.Smith : Proc.Roy.Soc. 1(1968)1683.
- 125) Y.Yasumoto, A.Nakamura and R.Takeuchi : Japan.J.appl.Phys. 15(1976)2237.
- 126) 杉本、茨木 : 日本金属学会誌 31(1967)67.
- 127) 杉本 : 日本金属学会報 10(1971)44.
- 128) P.G.Bordoni : J.A.S.A. 26(1954)495.
- 129) Welber : J.A.S.A. 27(1955)1010.
- 130) H.L.Gaswell : J.appl.Phys. 29(1958)1210.
- 131) D.N.Beshers : J.appl.Phys. 30(1959)252.
- 132) L.J.Bruner : Phys.Rev. 118(1960)399.
- 133) D.H.Niblett : J.appl.Phys. 32(1961)895.
- 134) R.R.Hasiguti, N.Igata and G.Kamoshita : Acta Met. 10(1962)442.
- 135) S.Okuda and R.R.Hashiguti : Acta Met. 11(1963)257.
- 136) M.Koiwa and R.R.Hashiguti : Acta Met. 11(1963)1215.
- 137) J.de Fonquet, P.Boch, J.Petit and G.Rien : J.Phys.Chem.Solids 31(1970)1901.
- 138) W.Benoit, B.Bays, P.A.Grandchamp and B.Vittoz : J.Phys.Chem.Solids 31(1970)1907.