

# 大発破に関する実験的研究(Ⅰ)

## 衝撃波の挙動——

名和 小太郎・菅田 博\*

### 0 目 的

岩石発破においてみられる破壊現象は、これをさまざまな仮定の下に考察することができる。通常は岩石を弾性体とみなし、これに爆轟による歪力がくわえられる、という形で問題をたてる。この場合、歪力を静的なものとしてあつかうのが Murata-Tanaka<sup>1)</sup> などの方法であり、歪力を動的なものとしてあつかうのが Nishimura-Ohara<sup>2)</sup> などの方法である。しかし、これらの弾性破壊のかがえを適用できるのは、爆源極近傍をのぞく領域である。それゆえ、爆源極近傍の破壊現象に関しては、われわれは現在ほとんど情報をもっていない。この研究は、この情報空白部をうめるために実施されたものである。(なお、岩石発破においては、自由面の効果を無視することはできない。しかし、これについては別にあつかう予定である。)

### 1 方 法

爆源極近傍の状態については、Morris<sup>3)</sup> が次のようなモデルを提出している (Fig. 1-a)

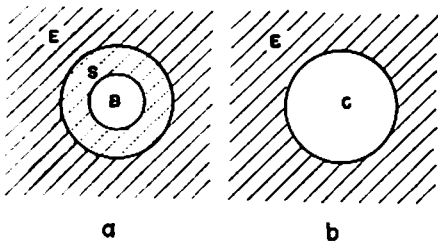


Fig. 1 Models for Blasting Chamber

a: Morris' Model

E: Elastic Zone, S: Shock Wave Zone  
B: Blasting Chamber

b: Sharpe's Model

(E: Elastic Zone, C: Cavity)

- 1) 爆轟によって薬室内に高温高压の気体が衝撃的に生じ、このため薬室内壁に衝撃波が発生する
- 2) 衝撃波は周囲の岩石中に破壊領域をつくりながらすすむ。この過程において衝撃波は次第にそのエネルギーを消耗し、ついに衝撃波による歪力は岩石の弾性限界におけるそれとひとしくなる。

3) 弾性波の形でエネルギーが散逸する。

この研究の目的は、したがって、Morris 模型の衝撃波領域に関する情報をうること、と具体化される。さて、0 にのべたように、衝撃波領域に関する情報はほとんどない。そこで、この領域にどのような破壊機構が存在するか、といった実体的な議論は次にゆずり、ここでは、どのような形の衝撃波がどの程度の範囲に到達するか、というような現象的な記載のみに報告をとどめたい。

いま、Morris 模型における衝撃波領域の半径を  $a$ 、衝撃波領域の外側境界面を通過する直前の衝撃波形を  $P(t)$  としよう、この時の外側弾性領域がしめす挙動をかんがえると、これは、その内部に半径  $a$  の空洞をふくむ弾性体が、空洞内壁に  $P(t)$  なる圧力波をうけた場合にしめす挙動に、おきかえることができる。このおきかえが可能なのは、5 に指適するように、Morris 模型の衝撃波領域を圧縮性液体の充填した空洞で近似できるからである (Fig. 1-b)。このようなモデルは、これ迄にも数多の理論として発表されているが、ここでは Sharpe<sup>4)</sup> のそれにしたがうことにする。

Sharpe によれば、

$$P(t) = \exp\left(-\frac{nw_0 t}{\sqrt{2}}\right) \quad (1)$$

としたとき、空洞周囲の弾性体 (Poisson =  $1/4$ ) 中に生ずる弾性波は、これを粒子速度波形  $u(t)$  でしめすと、爆源から十分にはなれた点では近似的に、

$$u(t) = \frac{2n^2}{3(3-2n+n^2)} \exp\left(-\frac{nw_0 t}{\sqrt{2}}\right) - \sqrt{\frac{2}{3-2n+n^2}} \exp\left(-\frac{w_0 t}{\sqrt{2}}\right) \sin(\omega_0 t + \theta) : t \geq 0$$

$$= 0 : t < 0$$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}}{1-n} - 2 \tan^{-1} \sqrt{2}$$

そして、

$$\omega_0 = \frac{2\sqrt{2}V}{3a} \quad (3)$$

となる。ただし  $V$  は弾性領域中の波の伝播速度である。そこで、実際の発破において、これから発生する弾性波の波形  $u(t)$  ——したがって  $\omega_0$  ——と伝播速度

昭和37年7月18日受理

\*旭化成工業(株)技術研究所 東京都板橋区

Vをすることができれば, Eq. (2), (3) から爆源極近傍の衝撃波の波形およびその到達距離 $a$ がもとめられる。すなわち, Morris 模型において, その弾性波領域の情報からその衝撃波領域の構造を推定できることになる。

## 2 実 験

われわれは実験の対象として大発破をえらんだ。大発破における発生波の波長は十分におおきく, そのため, 岩石中の割目や篩理による影響が, 小規模のクレータ発破などの場合より小さいからである。

実験は, 香川県小豆郡豊島の奥村組採石場において, 62年1月23日に実施された。実験場の状況はFig. 2のとおりである。

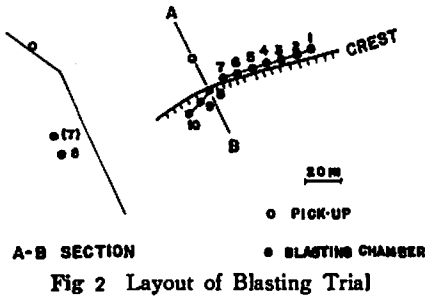


Fig 2 Layout of Blasting Trial

Chamber No.	Burden	Charge
1	10m	287 kg
2	11	354
3	12	411
4	15	503
5	16	815
6	17	1,052
7	19	1,479
8	19	1,121
9	20	1,896
10	21	1,727
Total	—	9,645

Table. 1 Data on Loading

爆薬は2坑道にもうけられた10薬室に, 総計9,645kgを Table. 1 のように分配され装填された。2坑道は11mの標高差をもち, また各薬室は8mの間隔をもつて, それぞれつくられた。各薬室の抵抗線は, これも Table. 1 にしめすとおりである。爆薬の種類は旭化成製の大発破用 TNT 爆薬 (比エネルギー=10,950 $l$ -kg/cm<sup>2</sup>, 爆速=5,000m/s) であつた。起爆は瞬発電気雷管により各薬室とも同時になされた。

測定器としては, ピック・アップに2種のものを用意した。第1のものは日本電気製の VP-202 型受震器 ( $f_0=24c/s$ ) であり, 第2のものは保坂振動計器製の

MTDV-1C 型受震器 ( $f_0=1c/s$ ) であつた。いずれも動線輪型のものであり, その出力は地動の粒子速度をしめす。一方, 記録器には, 三栄測器製の B-100 型電磁オシログラフ ( $f_0=800c/s$ ) を使用した。

VP-202 型受震器は, 爆源近傍の震動波形をうるため, 薬室にちかい自由面として露出した新鮮な岩盤上に樹脂で接着した。その位置を Fig. 2 にしめす。MTDV-1C 型受震器は, 震動の伝播速度をもとめるため, 爆源から 300m はなれた位置においた。起爆時刻は爆薬にまきつけた閉回路の切断によつ記録された。

## 3 解 析

### 1. 記録の補正

VP-202 型受震器によりえられた記録波形は Fig. 3

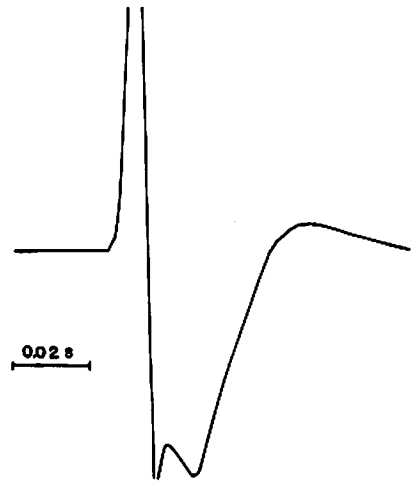


Fig 3 Seismogram for Blasting Trial

にしめされる。この波形の解析にあつては, 原理的には, これを Eq. (2), (3) に対比すればよい。しかし, ここでは, この対比を振動数領域においてする。それは測定記録上のひずみが振動数領域において簡単に除去できるからである。すなわち,  $U(\omega)$  を真の——単一の爆源からおくりだされた直後の——震動波の波形スペクトル,  $U(\omega)^*$  を実際に測定された震動波のそれとするならば,

$$U(\omega)^* = F_1(\omega) \cdot F_2(\omega) \cdot F_3(\omega) \cdot U(\omega) \quad (4)$$

となるような  $F_i(\omega)$  によつて, 波形ひずみがしめされる。

$F_1(\omega)$  はいわば爆源の振動数特性とでもいべきものであり, この項は爆源が単一のものではなく多数個の集合であることから生ずる。これは, 多数個の爆源が起爆される場合, たとえそれが同時刻に斉発されたとしても, 爆源相互の空間的なばらつきのため, 外見上はミリ秒遅発となるからである。この効果は, われわ

れが既に報告した<sup>3)</sup> ミリ秒遅発発破における震動の干渉と原理的に同一のものであり、したがって同型の式

$$F_1(\omega) = \left| \sum_{n=1}^N a_n^p \exp\left(\frac{\omega b_n}{V}\right) \right| \quad (5)$$

であたえられる。ここで、 $N$ は薬室数、 $a_n$ は $n$ 段目の爆薬量、 $b_n$ は $n$ 番目の薬室から測定点までの距離、 $p$ は常数である。われわれの実験における $F_1(\omega)$ の値を数値計算したものを Fig. 4 にしめす。ただし、

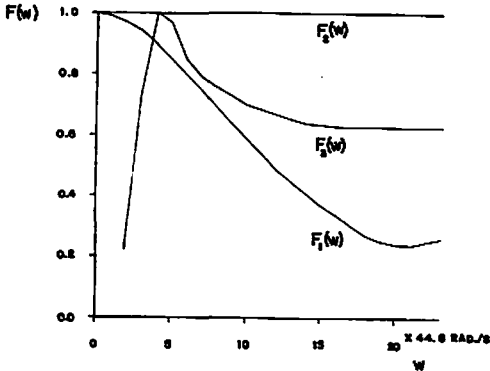


Fig. 4 Filtering Characteristics to Observed Wave

- $F_1(\omega)$  : on Generation
- $F_2(\omega)$  : on Propagation
- $F_3(\omega)$  : on Measurement

MTDV-1C 型受震器の初動到達時刻から  $V=3,030$  m/s, O'Brien<sup>6)</sup> の報告にしたがつて  $p=1$  とした。

$F_2(\omega)$  は、波の媒体である岩石が粘性をもち、したがってそれが高域遮断のフィルター効果をしめす、ということに対応した項である。われわれの実験では波の伝播距離はちいさくとられたため、この効果は無視しうる程度にちいさく、 $V_2(\omega)=1$  とみなすことができる。

$F_3(\omega)$  は測定器の振動数特性であり、この場合は VP-202 型受震器と 100-B 型電磁オシログラフの総合特性である。その形は Fig. 4 にしめされる。

## 2. 記録と理論との対比

Eq. (4) によつて、現実の記録波形に対するスペクトル  $U(\omega)^*_{obs}$  がえられるならば、各種のひずみ効果を除いた真の波形スペクトル  $U(\omega)_{obs}$  をもとめることができる。そこで、まず  $U(\omega)^*_{obs}$  をもとめる必要がある。

$U(\omega)^*_{obs}$  は、記録波形  $u(t)_{obs}$  を  $|t| > 0.07s$  の範囲でとり、これに対する Fourier 係数の絶対値としてとめた。したがって  $U(\omega)_{obs}$  は Eq. (4) によりうるることができる。結果を Fig. 5 にしめす。

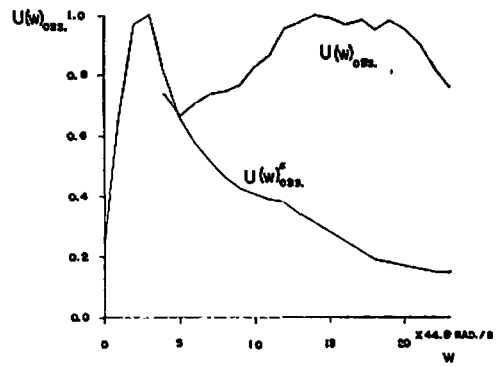


Fig. 5 Spectrum for Observed Wave

- $U(\omega)^*_{obs}$  : Raw
- $U(\omega)_{obs}$  : Corrected

$U(\omega)_{obs}$  がえられたので、次にこれを理論——Eq. (2), (3) ——と比較できるように、理論波形  $u(t)_{calc}$  の方も振動数領域に変換し、スペクトル  $U(\omega)_{calc}$  の形で表示する必要がある。 $U(\omega)_{calc}$  は  $u(t)_{calc}$  の Fourier 変換としてもとめられて、

$$U(\omega)_{calc} = \frac{2n^2}{3(3-2n+n^2)} \cdot \frac{1}{\frac{i\omega}{\omega_0} + \frac{n}{\sqrt{2}}} - \sqrt{\frac{2}{3-2n+n^2}} \frac{\left(\frac{i\omega}{\omega_0} + \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \sin \theta + \cos \theta}{\left(\frac{i\omega}{\omega_0} + \frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 + 1} \quad (6)$$

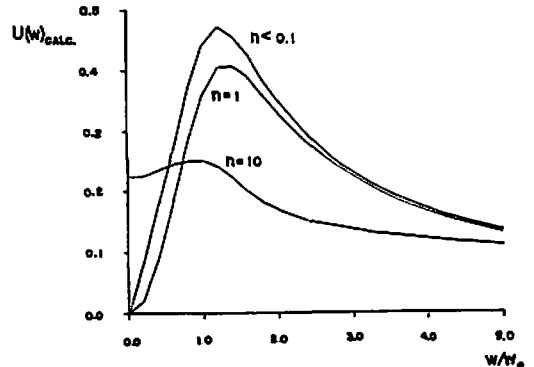


Fig. 6 Spectrum for Sharpe's Wave

$$\left( \begin{array}{l} n = \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} \cdot \frac{1}{(\text{time constant of shock wave})} \\ \omega_0 = \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot \frac{(\text{propagation velocity of elastic wave})}{(\text{radius of cavity})} \end{array} \right)$$

となる。この式を数値計算した結果を Fig. 6 にしめす。これによれば、 $U(\omega)_{calc}$  の形は  $n$  の値によつて化するが、 $n \leq 0.1$  では収束する。 $n$  は Eq. (1) にみるように、衝撃波の波形——正確には周期——を決定するものであり、その値が大であるほど波形は  $\delta$  関数型になり、逆に小になるほど波形は階段関数型になる。

$U(\omega)_{obs}$  および  $U(\omega)_{calc}$  がえられたので、いよいよこれを比較することにする。 $U(\omega)_{obs}$  においては、 $U(\omega)_{calc}$  の曲線群と対応させることによつて、 $n \leq 1$  であることが推定される。したがつて Eq. (1) を参照すれば、のちにしめすように  $\omega_0 \approx 600 \text{ rad/s}$  であるから、衝撃波は最小にみつもつても 0.02s 程度その作用を保持しうることがわかる。

次に  $U(\omega)_{calc}$  によれば、これが最大値をもつような  $\omega$  の値は  $n \leq 1$  の場合  $\omega_0$  に対して、

$$\omega_{max} = 1.2\omega_0 \quad (7)$$

なる関係をもつ。それゆえ、Ep. (3), (7) によつて  $\omega_{max}$  から  $a$  をもとめることができる。さて  $U(\omega)_{obs}$  によれば、 $n_{max} = 14 \sim 19$  すなわち  $\omega_{max} = 628 \sim 852 \text{ rad/s}$  ( $\omega_0 = 523 \sim 710 \text{ rad/s}$ ) である。したがつて、 $a = 4.0 \sim 5.5 \text{ m}$  の値をうる。すなわち、衝撃波の到達距離は、薬室のおおきさ (半径 1m) をさしひいて、3.0 ~ 4.5m の程度であるとかんがえられる。

なお、Fig. 4~6 にしめた数値計算は、NEAC-2203型電子計算機 (日本技術開発) によつた。

## 5 結 論

1. ここで衝撃波の物理的内容にふれておこう。衝撃波とくに固体内衝撃波については、これまでもさまざまな表現がおこなわれているが、ここでは、Clay et al.<sup>17)</sup> のそれにしたがうことにする。一般に物質の圧縮に対する挙動は Fig. 7-a のような歪力-歪曲線

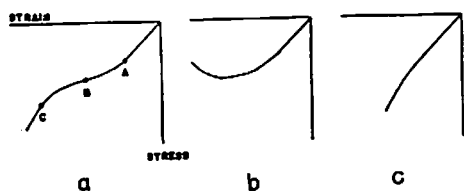


Fig 7 Stress-Strain Relations

- a : under Bulk und Shear Compression
- b : under Shear Compression
- c : under Bulk Compression

でしめされる。このような固体中に発生する波動は、その波頭圧  $P$  によつて、次のような形をとる。

- 1)  $P < P_A$  ならば弾性波が発生する。
- 2)  $P_A < P < P_B$  ならば弾性波と塑性波とが発生する。
- 3)  $P_B < P < P_C$  ならば弾性波と塑性波および不安定衝撃波が発生する。

4)  $P_C < P$  ならば安定衝撃波が発生する。

この報告における衝撃波は 4) の場合に対応するものである。

Fig. 7-a のような歪力-歪曲線は、Fig. 7-b のような固体に対するそれと、Fig. 7-c のような液体に対するそれとの、かさねあわせとしてかんがえることができる。それゆえ衝撃波領域は、これを液体域とみなすことができるわけである。すなわち、1 にのべた模型は、このようにして物理的像と対応できるようになる。

衝撃波領域を液体域でおきかえることは、Peet<sup>18)</sup> がすでにおこなっている。しかし、Peet の仕事はこれに関するかぎり水中衝撃波の教科書のひきうつしにとどまり、しかも、具体的な結果をしめしていない。

2. 衝撃波領域を液体域とみなしうることから、ここで相似則を適用できることになる。相似則によれば、衝撃波の波頭圧は、爆薬量  $W_1, W_2$  なる場合に対して、

$$\frac{r_1}{r_2} = \left( \frac{W_1}{W_2} \right)^{1/3} \quad (2)$$

なる関係をみたす距離  $r_1, r_2$  においてひとしい。

Vaněk et al.<sup>19)</sup> の実験によれば、爆薬量 5kg の場合、衝撃波の到達する距離は、薬室のおおきさをさしひいて、0.76m である。ここで相似則を適用すれば、われわれの実験条件 ( $W = 10^3 \text{ kg}$ ) における衝撃波の到達距離は 4.5m となり、4 でもとめた結果とよく一致する。ただし Vaněk et al. の実験は、われわれの場合とことなる地質においてなされたものである。この結論には多少のわりびきが必要であろう。

3. この報告における基本的なかんがえ方は、爆源から生ずる弾性波を球状空洞で近似した爆源の自由振動の結果としてみる、というものである。このかんがえは Kawasumi-Yoshiyama<sup>10)</sup> によつて提出された (これは Sharpe<sup>4)</sup> のかんがえと数学的に同等である) が、これを実験の指針としてとりあげたのは Kasahara<sup>11)</sup> である。Kasahara はこの方法によつておおくの実験資料を整理し、爆発震源の問題においてあたらしい情報をしめた。ただし、その仕事は次の点において制約をもつていた。

- 1) 空洞内にあたえられる圧力波形が、階段関数型のものに限定されている。
- 2) 測定距離が、発生弾性波の媒体粘性によるひずみを無視しえない程度におおきい。
- 3) とくに大発破の場合、発生弾性波の爆源によるひずみがかんがえられていない。

この報告では、これらの制約はのぞかれている。

4. 塑性領域が衝撃波領域の外側に存在する場合、発生弾性波はひずみをうける。この効果については Aoki<sup>12)</sup> が計算をおこなっているが、その内容は、塑性領域を弾性波の低速域でおきかえ、しかも、この領域の爆発前からの存在を仮定する、というものである。この結果を利用することは、それゆえ、ここでは保留する。

#### 6 結 論

大発破における薬室極近傍の挙動とこれからみちびかれる発破設計法とについては、爆薬量が1薬室あたり10<sup>3</sup>kg程度の場合、次のようなことがいえる。

- 1) 衝撃波の持続時間(周期)は、0.02s以上である。したがって、遅発発破をおこなう場合、もしMSD発破の効果をねらうならば20ms以下の段差を、またDSD発破の効果をねらうならば20msをはるかにこえた段差を、つける必要がある。前者においては各段の衝撃波がかさなりあい、後者においてはそれらがかさならないことが、それぞれ要求されるからである。
- 2) 衝撃波の到達距離は、3.0~3.5mである。したがって、薬室間隔を $2a \approx 10m$ にとれば、発破に失敗することはない、といえる。2薬室の間が破壊されるためには、それらの衝撃波領域のかさなることが十分条件となるからである。

#### 謝 辞

この研究にあたり、実験場を利用させていただいた奥村組の関係者諸氏におおきな援助をうけた。また、この研究の計画実施に際し、われわれの研究班の責任者たる坂本勝一氏の助言におうところがおい。こ

に、あわせて感謝する次第である。

(本報告の一部は工業火薬協会1962年春季研究会にて発表)

#### 文 献

- 1) 村田勉, 田中一三: 工火誌. 15, 294~303, (1954); 16, 32~41, (1955)
- 2) 西村源太郎, 太原正: 火兵誌. 32, 140~154, (1938)
- 3) G. Morris: Geophysics, 15, 61~69, (1950)
- 4) J. A. Sharpe: Geophysics, 7, 144~154; 311~321, (1942)
- 5) 名和小太郎, 菅田博: 工火誌, 23, 61~70, (1962)
- 6) P.N.S. O'Brien: Geophys. Journ. Roy. Astron. Soc., 3, 29~44, (1960)
- 7) R.B. Clay, M.A. Cook and R.T. Keyes: International Symposium on Mining Research, 2, 681~711, (1962)
- 8) W. E. Peet: Geophysical Prospecting, 8, 509~533, (1960)
- 9) J. Vaněk and L. Waniek: Studia geoph. et geod., 4, 290~291, (1960)
- 10) H. Kawasumi and R. Yoshiyama: Bull. Earthq. Res. Inst., 13, 496~503, (1935)
- 11) K. Kasahara: Bull. Earthq. Res. Inst., 35, 473~532, (1957)
- 12) 青木治三: 地震, Ser. 2, 14, 113~118, (1961)

## Investigation on Shock Wave Phenomena in a Coyote Blasting

by

Kotaro Nawa

Hiroshi Honda

Phenomena in the shock wave zone around a blasting chamber are discussed. The shock wave zone is assumed to behave as a spherical cavity considered by Sharpe. According to Sharpe's theory, the shape of the elastic wave transmitted from the cavity is determined by the radius of the cavity and the shape

of the pressure wave exerted to the interior surface of the cavity, that is, when the pressure wave is given by

$$P(t) = \exp\left(-\frac{r\omega_0 t}{\sqrt{2}}\right), \quad (1)$$

Sharpe's wave in the terms of particle velocity is expressed by

$$u(t) = \frac{2n^2}{3(3-2n+n^2)} \exp\left(-\frac{n\omega_0 t}{\sqrt{2}}\right) - \sqrt{\frac{2}{3-2n+n^2}} \exp\left(-\frac{\omega_0 t}{\sqrt{2}}\right) \sin\left\{\omega_0 t + \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}}{1-n} - 2 \tan^{-1} \sqrt{2}\right\}; t \geq 0$$

$$= 0; t < 0 \quad (2)$$

and

$$\omega_0 = \frac{2\sqrt{2}V}{3a} \quad (3)$$

where  $\frac{\sqrt{2}}{n\omega_0}$ : time constant of exponential decay of shock wave,

a: radius of cavity,

V: propagation velocity of elastic wave.

As the shock wave zone and the shock wave in a blasting correspond to the cavity and the pressure wave in Sharpe's model, respectively, the radius of the shock wave zone and the shape of the shock wave in a blasting are evaluated from the comparison of the observed wave with Sharpe's wave.

The observed wave had better analyze in the expression of the frequency spectrum, for distortions of the shape of the wave, which are due to the interference of waves from multiple blasting chambers and filtering characteristics of measuring instruments, are reduced more easily in the expression of the frequency spectrum than in that of the time-varying wave. The reduction is given by

$$U(\omega)_{\text{obs}} = \frac{1}{F_1(\omega) \cdot F_3(\omega)} \cdot U(\omega)^*_{\text{obs}}$$

where  $U(\omega)^*_{\text{obs}}$ : spectrum of observed wave.

$U(\omega)_{\text{obs}}$ : corrected spectrum of observed wave.

$F_1(\omega)$ : characteristics of interference of waves from multiple blasting chambers,

$F_3(\omega)$ : filtering characteristics for measuring instruments.

An observation of the elastic wave is carried out for a coyote blasting, the charge of which amounts to 10,000kg distributing among 10 chambers.

The frequency spectrum for observed wave is calculated by Fourier analysis of the observed wave (Fig. 5) and that for Sharpe's wave is calculated by Fourier transformation of Eq. (1) (Fig. 6). By the comparison between both spectra, it is evaluated that the radius of the shock wave zone is 3.0~4.5m and the time constant of the exponential decay of the shock wave is over 0.02 sec.

(Technical Laboratory, Asahi Chemical Industry Co., Ltd.)

## 粉状点火薬の点爆特性

岡崎 正\*

### 1. 緒言

電橋加熱による点火薬の発火あるいは点爆に関しては、従来、点火玉を対象とする研究が多く、その内、Jones等<sup>1)2)</sup>、木下氏等<sup>3)</sup>の報告では比較的に多葉種が取扱われている。筆者<sup>4)</sup>も既にテトラセン、D DNPをそれぞれ単味または配合主剤とする点火玉の性能について報告した。点火玉形式では薬剤の電橋への付着が堅固で、実用並びに発火機構の研究に便利な長所はあるが、他方において結着剤を使用するため、その種類や量によつて点火薬の分解発火性と燃焼性が

変化する。従つて薬種自体の電橋加熱に対する感度、点爆特性等を本質的に検討し、点爆過程を詳細に追究するには、結着剤の関与しない状態を対象とするのが理想的と考えられる。そこで比較的発火点の低いテトラセン、DDNP、雷汞、モノニトロゾルシン鉛(中性一水塩)、ロダン化鉛一塩素酸カリウム(50:50)混合薬等の微粉末について、一定の電橋及び装填条件下における発火性並びに電気雷管(瞬発)の点火薬としての点爆性を実験的に吟味し、点爆過程について考察した。また実験結果の検討に利するため、易爆性のアジ化鉛とトリニトロゾルシン鉛(中性一水塩)も用いた。ここでは主として点爆に関して報告する。

昭和37年4月19日受理

\*東京大学工学部燃料工学科