



Title	爆発震源の薬量とレイリー波の卓越周期との関係
Author(s)	岡田, 広; OKADA, Hiroshi
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 29, 17-31
Issue Date	1973-03-29
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.29.17
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14026
Type	departmental bulletin paper
File Information	29_p17-31.pdf



爆発震源の薬量とレイリー波の卓越周期との関係

岡 田 広

北海道大学理学部一般教育

(昭和47年10月28日受理)

Relation between Yields of Explosion and Predominant Periods of Rayleigh Waves

Hiroshi OKADA

Department of General Education, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received Oct. 28, 1972)

The source spectrum which is characterized by the source space function and the source-time function is numerically investigated to interpret the enhancement of the longer periods of Rayleigh waves with increasing yield of explosion. The source space dependence of the predominant period in a constant frequency response of source-time function is especially examined with altering the length of yield distributed continuously in a vertical shot hole and with an increase in the size of cavity. Displacement spectrum of Rayleigh waves due to an explosive source of a finite length of yield is obtained from the spatial integral of the source space function due to a spherical source cavity between top and bottom of the yield. In the numerical consideration, a surface structure with rather high value of Poisson's ratio which is generally obtained in a small experiment in the field is adopted. As a result of the examination, an increase in both length of yield and size of cavity affects the pattern of displacement spectrum in the high frequency range, and not the predominant period of displacement spectrum.

I. ま え が き

震源として火薬爆発を用いる場合、火薬量を変化させると観測される波の卓越周期が変わる、ということが多くの人達によって指摘されている。この現象を実験的に確かめたり、理論的に考察した例をみると、その大部分は実体波、特にP波を対象としてなされたものが多い。そして扱われた波も、直接波(KASAHARA (1957), AOKI (1960), PEET (1960)), 反射波(GURVICH *et al.* (1966)), 屈折波(O'BRIEN (1960), MOLOTOVA (1964))など各種にわたっている。これらの結果のほとんどのものは、薬量の増加による卓越周期の伸びは、爆発震源を球状震源とみなした場合の見掛け震源半径の増大によるものとしている。

一方レイリー波については、大規模な爆発震源、すなわち核爆発の場合では、薬量の増加と

共にレイリー波の spectrum がより長周期で卓越することが、Toksöz *et al.* (1964) によって報告されている。彼等はこのような現象の説明にあたって、上記のような見掛け球状震源の半径増大が関係するのは高々 10 sec までであり、それより長周期側については、震源における pressure pulse の time function が寄与している、と述べている。

GUPTA and KISSLINGER (1964) は、半無限レイリー波を対象とした模型実験においても、やはりこのような現象が観測されることを報告している。彼等は、このような現象は球状震源の見掛け半径と震源の time history に依存している、と述べている。すなわちこのような現象における見掛け球状震源の大きさのかかわり方は、大規模の爆発と小規模の爆発とでは一見して異なるところがあるように思われる。

また比較的規模の小さい野外実験（いわゆる小発破実験と称しているもの）によっても、薬量を増加させるとレイリー波の卓越周期が伸びることが確かめられている (TAZIME (1957), OKADA (1962), 飯田・太田 (1966), 飯田・服部 (1969))。しかしこれらの実験では、このような現象が何故起るかは充分検討されていないようである。

このように、規模の異なる種々の実験結果を並べてみると、薬量増加によるレイリー波の卓越周期の伸びという現象は、現在のところ統一的説明がなされているとは思われない。このような現象が起る主たる原因は、多分に非弾性領域にあるように思われるが、弾性領域においていままなお未検討のまま残されている点も若干ある。これらを取りあえず整理しておこうというのがこの報告の主旨である。

II. Source spectrum について

薬量増加によってレイリー波の卓越周期が伸びることの原因は、結局 source spectrum にあると思われる。そこで source spectrum を構成する基本的要素を整理してみると、

$$\left\{ \begin{array}{l} (1) \text{ source time function} \\ (2) \text{ source space function} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} (i) \text{ 見掛け震源半径} \\ (ii) \text{ 震源の深さ} \\ (iii) \text{ 薬長の長さ} \end{array} \right.$$

などがある。

今回はこれらのうち、主として(2)の(i), (iii)について数値実験によって検討した。なお(2)の(ii)は(2)の(iii)に含めて考えることにした。この数値実験にあたっては、手元に比較的豊富にある小発破実験のデータを念頭においた関係上、地下構造については table 1 に示すようなものを考え、また薬量の変化は数 10 g から数 kg の範囲を考えた。(1)については非弾性領域と不可分の要素もあるように思われるので、この方の検討は後日にゆずることにし、今回は、薬量が増変してもそれが上記の範囲内ならば source time function の frequency response は一定であると仮定した。

Table 1. Subsurface structure adopted in the calculation. V_p is P wave velocity, V_s is S wave velocity, and d is thickness of the first layer.

Layer	V_p (m/sec)	V_s (m/sec)	d (m)	Poisson's ratio
1	400	110	12	0.46
2	1000	140		0.49

III. 葉長とレイリー波の spectrum との関係

1. 記号の説明

以下の説明の簡単のために、これから使用するいくつかの記号を前もって説明しておこう。

A_j , 第 j 番目の mode の medium response function.

a_s , 爆発震源を球状震源とみなしたときの見掛け震源半径.

c , レイリー波の phase velocity.

k_j , レイリー波の angular wave number.

k_{as} , 第 s 層の P 波の wave number.

k_{ss} , 第 s 層の S 波の wave number.

\bar{F}_{0s} , 球状震源における空洞の境界壁にかかる Fourier 変換された圧力.

$\{\bar{q}_0\}_j$, 地表面における変位 spectrum の radial 成分.

\dot{u}_0^* , 地表面における速度振幅の水平成分.

$\dot{u}_s^*(D)$, 第 s 層内にあって地表からの深さ D における速度振幅の水平成分.

$\{\bar{v}_0\}_j$, 地表面における変位 spectrum の垂直成分.

\dot{v}_0 , 地表面における速度振幅の垂直成分.

μ_s , 第 s 層の剛性率.

$\sigma_s^*(D)$, 第 s 層内にあって地表からの深さ D における normal stress.

$\tau_s(D)$, 第 s 層内にあって地表からの深さ D における tangential stress.

2. 葉長を考慮したレイリー波の spectrum の表現式

上にのべた source space function のうち葉長を考慮したレイリー波の spectrum の表現式を求めることにしよう.

一般の多層構造におけるレイリー波について、地表より数えて第 s 番目の層内で地表からの深さが D のところに球状爆発震源がある場合、地表における変位 spectrum は、HARKRIDER (1964) によって次のように求められている。すなわち、

$$\left. \{\bar{v}_0\}_j = i\pi k_j \bar{p}_{0s} a_s^2 \frac{\left\{ \frac{1}{2\mu_s} \left[\frac{\sigma_s^*(D)}{\dot{u}_0^*/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_s^*(D)}{\dot{u}_0^*} \right]_j \right\}}{\left\{ \left(1 - \frac{a_s^2 k_{ps}^2}{4} \right)^2 + k_{as}^2 a_s^2 \right\}^{1/2}} A_j e^{i(k_{as} a_s - t)} H_0^{(2)}(k_j r) \right.$$

$$\left. \begin{aligned} \{q_0\}_j &= \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{u}_0} \right]_j i\pi k_j \bar{p}_0 s \alpha_s^2 \left\{ \frac{1}{2\mu_s} \left[\frac{\sigma_s^*(D)}{\dot{u}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_s^*(D)}{\dot{u}_0} \right]_j \right\} \left\{ \left(1 - \frac{\alpha_s^2 k_{\beta s}^2}{4} \right)^2 + k_{\alpha s}^2 \alpha_s^2 \right\}^{1/2} \mathbf{A}_j e^{i(k_{\alpha s} \alpha_s - t)} H_1^{(2)}(k_j r) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ただし、

$$\theta = \tan^{-1} \frac{k_{\alpha s} \alpha_s}{1 - \frac{\alpha_s^2 k_{\beta s}^2}{4}}$$

なお *印を付した項は、純虚数 x を $x = ix^*$ と表現したときの x^* に相当するもので、以下においても同様の使い方をする。

一般に野外実験の場合、火薬量を増すときは、ある単位の火薬を線状に細長くつなぎ合わせることにしている。このようにして使用される火薬は通常はダイナマイトであるが、その爆速は 5~6 km/sec はあり、これをとりかこむ媒質の P 波の速度よりはるかに大きいのが普通である。したがって火薬をこのように細工しても、この火薬の点火から爆発終了までに要する時間を無視することができる。数 10 g から数 kg までの薬量をこのような細工で調節するとすれば、薬長でいえば約 2 cm から 150 cm 程度の変化に相当する。また最近、岡田・森谷 (1972) が行った表面波についての実験では、使用薬量 35 kg で、そのときの薬長は 13 m である。

このように薬長の伸びによって一見点震源とはいえないものを、野外実験では震源として用いなければならない。そこでこのような震源に即したレイリー波は一体どのようなものであるかを考えてみたい。このような有限長線状震源によるレイリー波の変位 spectrum は、(1) 式の変位 spectrum を薬長に相当するだけ重ね合わせればよいと考えられる。

いま第 s 番目の層内で地表からの深さ h_1 から h_2 までの範囲に垂直におかれた線状の火薬、すなわち薬長、 $\Delta h = h_2 - h_1$ 、の火薬が爆発した場合を考える。このときの火薬の点火から爆発終了までに要する時間を、先にのべたように、爆速が非常に大きいことから無視することにすれば、このような爆発震源によって発生するレイリー波の地表における変位 spectrum は、(1) 式を使って次のように表現することができる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \{\bar{w}_0\}_j^{\Delta h} &= i\pi k_j \Phi_s^{\Delta h} \mathbf{A}_j e^{i(k_{\alpha s} - t)} H_0^{(2)}(k_j r) \\ \{\bar{q}_0\}_j^{\Delta h} &= \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{u}_0} \right]_j i\pi k_j \Phi_s^{\Delta h} \mathbf{A}_j e^{i(k_{\alpha s} - t)} H_1^{(2)}(k_j r) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\Phi_s^{\Delta h} = \frac{C_s}{\Delta h} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ \frac{1}{2\mu_s} \left[\frac{\sigma_s^*(h)}{\dot{u}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_s^*(h)}{\dot{u}_0} \right]_j \right\} dh \quad (3)$$

$$C_s = \bar{p}_0 s \alpha_s^2 \left\{ \left(1 - \frac{\alpha_s^2 k_{\beta s}^2}{4} \right)^2 + k_{\alpha s}^2 \alpha_s^2 \right\}^{-1/2} \quad (4)$$

である。(4) 式で示される C_s を amplitude factor と呼ぶことにする。なお(3)式の右辺には、 $\Delta h = h_2 - h_1$ が限りなく小さくなったときに、(2) 式の表現が(1)式に帰するように $(1/\Delta h)$ の係数が含まれている。したがって(2)式の明確な表現は、(3)式の右辺の積分を行なうことによ

て得られる.

いま第 m 層の層 matrix を \mathbf{a}_m (HASKELL (1953)) とし, $m=1$ から $m=m$ までの層 matrix の積を

$$A_m = \mathbf{a}_m \mathbf{a}_{m-1} \cdots \mathbf{a}_1 \quad (5)$$

と書くことにする. ここで爆発震源のある第 s 層を $z=h_1$ を境いに仮想的に分けることにし, 便宜上 (5) 式を

$$A_s(h) = \mathbf{a}_s(l) \cdot A_s(h_1), \quad l = h - h_1 \quad (6)$$

と書く. この場合の $A_s(h_1)$ は厚さ $h_1 - z_{s-1}$ をも 1 つの層とみなし, 第 1 層から深さ $z = h_1$ にいたるまでの各層の層 matrix を全てかけ合わせたものを意味する.

(6) 式で表わされるような matrix $A_s(h)$ の (i, j) 要素, $[A_s(h)]_{ij}$ は,

$$\left[A_s(h) \right]_{ij} = \sum_p \left[\mathbf{a}_s(l) \right]_{ip} \left[A_s(h_1) \right]_{pj}, \quad (p = 1, \dots, 4) \quad (7)$$

によって求められる. すなわち (3) 式の被積分関数の各項は, (7) 式で与えられる matrix $A_s(h)$ の要素を使って,

$$\left. \begin{aligned} \left[\frac{\sigma_s^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j &= \left[A_s(h) \right]_{32}^* + \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_s(h) \right]_{31} \\ \left[\frac{\dot{u}_s^*(h)}{\dot{w}_0} \right]_j &= \left[A_s(h) \right]_{12}^* + \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_s(h) \right]_{11} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

と表現されるものである. いま

$$\left. \begin{aligned} \left[A_s(h_1) \right]_{12}^* + \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_s(h_1) \right]_{11} &= \left[\frac{\dot{u}_s^*(h_1)}{\dot{w}_0} \right]_j \\ \left[A_s(h_1) \right]_{22} - \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_s(h_1) \right]_{21}^* &= \left[\frac{\dot{w}_s(h_1)}{\dot{w}_0} \right]_j \\ \left[A_s(h_1) \right]_{32}^* + \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_s(h_1) \right]_{31} &= \left[\frac{\sigma_s^*(h_1)}{\dot{w}_0/c} \right]_j \\ \left[A_s(h_1) \right]_{42} - \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_s(h_1) \right]_{41}^* &= \left[\frac{\tau_s(h_1)}{\dot{w}_0/c} \right]_j \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

とおくと, (7) 式, (8) 式および (9) 式を使って (3) 式の積分の項を次のように書くことができる. すなわち,

$$\begin{aligned} & \int_{h_1}^{h_2} \left\{ \frac{1}{2\mu_s} \left[\frac{\sigma_s^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_s^*(h)}{\dot{w}_0} \right]_j \right\} dh \\ &= \left[\frac{\dot{u}_s^*(h_1)}{\dot{w}_0} \right]_j \left[\frac{1}{2\mu_s} I_{31}(\Delta h) - I_{11}(\Delta h) \right] \\ &+ \left[\frac{\dot{w}_s(h_1)}{\dot{w}_0} \right]_j \left[\frac{1}{2\mu_s} I_{32}^*(\Delta h) - I_{12}^*(\Delta h) \right] \\ &+ \left[\frac{\sigma_s^*(h_1)}{\dot{w}_0/c} \right]_j \left[\frac{1}{2\mu_s} I_{33}(\Delta h) - I_{13}(\Delta h) \right] \\ &+ \left[\frac{\tau_s(h_1)}{\dot{w}_0/c} \right]_j \left[\frac{1}{2\mu_s} I_{34}^*(\Delta h) - I_{14}^*(\Delta h) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

である。ここで

$$\left. \begin{aligned}
 I_{11}(\Delta h) &= \gamma_s \frac{\sin \Delta P_s}{k_j r_{\alpha s}} - (\gamma_s - 1) \frac{\sin \Delta Q_s}{k_j r_{\beta s}} \\
 I_{12}^*(\Delta h) &= I_{34}^*(\Delta h) = (\gamma_s - 1) \frac{1}{k_j r_{\alpha s}^2} (1 - \cos \Delta P_s) + \frac{\gamma_s}{k_j} (1 - \cos \Delta Q_s) \\
 I_{13}(\Delta h) &= -\frac{1}{\rho_s c^2} \left[\frac{\sin \Delta P_s}{k_j r_{\alpha s}} - \frac{\sin \Delta Q_s}{k_j r_{\beta s}} \right] \\
 I_{14}^*(\Delta h) &= \frac{1}{\rho_s c^2} \left[\frac{1}{k_j r_{\alpha s}^2} (1 - \cos \Delta P_s) + \frac{1}{k_j} (1 - \cos \Delta Q_s) \right] \\
 I_{31}(\Delta h) &= \rho_s c^2 \gamma_s (\gamma_s - 1) \left[\frac{\sin \Delta P_s}{k_j r_{\alpha s}} - \frac{\sin \Delta Q_s}{k_j r_{\beta s}} \right] \\
 I_{32}^*(\Delta h) &= \rho_s c^2 \left[(\gamma_s - 1)^2 \frac{1}{k_j r_{\alpha s}^2} (1 - \cos \Delta P_s) + \frac{\gamma_s^2}{k_j} (1 - \cos \Delta Q_s) \right] \\
 I_{33}(\Delta h) &= -(\gamma_s - 1) \frac{\sin \Delta P_s}{k_j r_{\alpha s}} + \gamma_s \frac{\sin \Delta Q_s}{k_j r_{\beta s}}
 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

である。なお $\Delta P_s = k_j r_{\alpha s} \Delta h$, $\Delta Q_s = k_j r_{\beta s} \Delta h$ とした。また ρ_s は第 s 層内の密度, $\gamma_s = 2\mu_s / \rho_s c^2$,
 そして α_s および β_s を第 s 層内の P 波および S 波の速度として, $r_{\alpha s} = \{(c/\alpha_s)^2 - 1\}^{1/2}$ および
 $r_{\beta s} = \{(c/\beta_s)^2 - 1\}^{1/2}$ である。

さらに (10) 式の右辺の各項における [] 内は,

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{1}{2\mu_s} I_{31}(\Delta h) - I_{11}(\Delta h) &= -\frac{\sin \Delta P_s}{k_j r_{\alpha s}} \\
 \frac{1}{2\mu_s} I_{32}^*(\Delta h) - I_{12}^*(\Delta h) &= -\frac{\gamma_s - 1}{\gamma_s} \cdot \frac{1}{k_j r_{\alpha s}^2} (1 - \cos \Delta P_s) \\
 \frac{1}{2\mu_s} I_{33}(\Delta h) - I_{13}(\Delta h) &= \frac{1}{\rho_s c^2 \gamma_s} \cdot \frac{\sin \Delta P_s}{k_j r_{\alpha s}} \\
 \frac{1}{2\mu_s} I_{34}^*(\Delta h) - I_{14}^*(\Delta h) &= -\frac{1}{\rho_s c^2 \gamma_s} \cdot \frac{1}{k_j r_{\alpha s}^2} (1 - \cos \Delta P_s)
 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

のように計算される。

これより結局 (3) 式は, $P_s = k_j r_{\alpha s} d_s$, $Q_s = k_j r_{\beta s} d_s$ として,

$$\begin{aligned}
 \Phi_s^{\Delta h} &= \frac{C_s}{\Delta h} \int_{h_1}^{h_2} \left\{ \frac{1}{2\mu_s} \left[\frac{\sigma_s^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j - \left[\frac{u_s^*(h)}{\dot{w}_0} \right]_j \right\} dh \\
 &= \frac{iC_s}{\eta_s r_{\alpha s} k_j d_s} \left\{ - \left[\frac{u_s^*(h_1)}{\dot{w}_0} \right]_j \sin \eta_s P_s - \left[\frac{\dot{w}_s(h_1)}{\dot{w}_0} \right]_j \frac{\gamma_s - 1}{\gamma_s} \cdot \frac{1 - \cos \eta_s P_s}{r_{\alpha s}} \right. \\
 &\quad \left. + \left[\frac{\sigma_s^*(h_1)}{\dot{w}_0/c} \right]_j \frac{\sin \eta_s P_s}{\rho_s c^2 \gamma_s} - \left[\frac{\tau_s(h_1)}{\dot{w}_0/c} \right]_j \frac{1}{\rho_s c^2 \gamma_s^2} \cdot \frac{1 - \cos \eta_s P_s}{r_{\alpha s}} \right\} \quad (13)
 \end{aligned}$$

となる。ただし第 s 層の厚さを d_s として, $\Delta h/d_s = \eta_s$ とした。この (13) 式を (2) 式に代入することによって, 第 s 層内にある葉長 Δh の火薬が爆発したとき発生するレイリー波の地表面での spectrum が得られることになる。

このようなレイリー波の地動変位 spectrum を模式的な式で書くならば、

$$\begin{array}{c}
 \boxed{\begin{array}{c} \text{Ground} \\ \text{displacement} \\ \bar{w}(\omega), \bar{q}(\omega) \end{array}} = \boxed{\begin{array}{c} \text{Source} \\ \text{time function} \\ T(\omega) (= \text{const.}) \end{array}} \\
 \\
 \times \boxed{\begin{array}{c} \text{Source} \\ \text{space function} \\ S(\omega) \end{array}} \times \boxed{\begin{array}{c} \text{Medium} \\ \text{response function} \\ A(\omega) \end{array}} \\
 \end{array} \quad (14)$$

となる。ここでいう source space function $S(\omega)$ は、以後の数値計算では、

$$S(\omega) = 2k_j^{1/2} \Phi_s^{jh} \quad (15)$$

とした。

次に線状の火薬が Fig. 1 のように第 s_1 層から第 s_m

層の m 個の層にまたがる場合について同様の表現式を求めてみよう。(2)式と同様にして、

$$\left. \begin{array}{l}
 \{\bar{w}_0\}_j^{jh} = i\pi k_j \Phi_m^{jh} \mathbf{A}_j H_0^{(2)}(k_j r) \\
 \{\bar{q}_0\}_j^{jh} = \begin{bmatrix} \dot{w}_0^* \\ \dot{w}_0 \end{bmatrix} i\pi k_j \Phi_m^{jh} \mathbf{A}_j H_1^{(2)}(k_j r)
 \end{array} \right\} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
 \Phi_m^{jh} &= \frac{C_{s_1}}{\Delta h_{s_1}} \int_{h_1}^{z_{s_1}} \left\{ \frac{1}{2\mu_{s_1}} \left[\frac{\sigma_{s_1}^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_{s_1}^*(h)}{\dot{w}_0} \right]_j \right\} dh \\
 &+ \sum_{l=2}^{m-1} \frac{C_{s_l}}{\Delta h_{s_l}} \int_{z_{s_{l-1}}}^{z_{s_l}} \left\{ \frac{1}{2\mu_{s_l}} \left[\frac{\sigma_{s_l}^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_{s_l}^*(h)}{\dot{w}_0} \right]_j \right\} dh \\
 &+ \frac{C_{s_m}}{\Delta h_{s_m}} \int_{z_{s_{m-1}}}^{h_2} \left\{ \frac{1}{2\mu_{s_m}} \left[\frac{\sigma_{s_m}^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_{s_m}^*(h)}{\dot{w}_0} \right]_j \right\} dh
 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\left. \begin{array}{l}
 C_{s_l} = \bar{\rho}_{0s_l} a_{s_l}^3 \left[\left(1 - \frac{a_{s_l}^2 k_{\beta s_l}^2}{4} \right)^2 + k_{\alpha s_l}^2 a_{s_l}^2 \right]^{-1/2} e^{i(k_{\alpha s_l} a_{s_l} - \theta_{s_l})} \\
 \theta_{s_l} = \tan^{-1} \left[k_{\alpha s_l} a_{s_l} / \left(1 - a_{s_l}^2 k_{\beta s_l}^2 / 4 \right) \right]
 \end{array} \right\} \quad (18)$$

ただし、 $l = 1, \dots, m$

(17) 式の各積分の項は容易に計算され、次のようになる。すなわち、

$$\begin{aligned}
 &\int_{h_1}^{z_{s_1}} \left\{ \frac{1}{2\mu_{s_1}} \left[\frac{\sigma_{s_1}^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_{s_1}^*(h)}{\dot{w}_0} \right]_j \right\} dh \\
 &= - \left[\frac{\dot{u}_{s_1}^*(h_1)}{\dot{w}_0} \right]_j \frac{\sin \Delta P_{s_1}}{k_j r_{\alpha s_1}} - \left[\frac{\dot{w}_{s_1}(h_1)}{\dot{w}_0} \right]_j \frac{\gamma_{s_1} - 1}{\gamma_{s_1}} \cdot \frac{1}{k_j r_{\alpha s_1}^2} (1 - \cos \Delta P_{s_1}) \\
 &+ \left[\frac{\sigma_{s_1}^*(h_1)}{\dot{w}_0/c} \right]_j \frac{1}{\rho_{s_1} c^2 \gamma_{s_1}} \cdot \frac{\sin \Delta P_{s_1}}{k_j r_{\alpha s_1}} - \left[\frac{\tau_{s_1}(h_1)}{\dot{w}_0/c} \right]_j \frac{1}{\rho_{s_1} c^2 \gamma_{s_1}} \cdot \frac{1}{k_j r_{\alpha s_1}^2} (1 - \cos \Delta P_{s_1})
 \end{aligned} \quad (19)$$

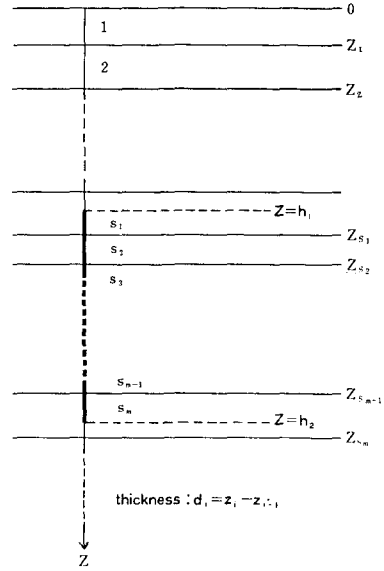


Fig. 1. Geometry of a finite line source in multilayered media.

$$\begin{aligned}
& \int_{z_{s_l-1}}^{z_{s_l}} \left\{ \frac{1}{2\mu_{s_l}} \left[\frac{\sigma_{s_l}^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_{s_l}^*(h)}{\dot{w}_0} \right]_j \right\} dh \\
&= - \left[\frac{\dot{u}_{s_l}(z_{s_l-1})}{\dot{w}_0} \right]_j \frac{\sin P_{s_l}}{k_j r_{as_l}} - \left[\frac{\dot{w}_{s_l}(z_{s_l-1})}{\dot{w}_0} \right]_j \frac{\gamma_{s_l} - 1}{\gamma_{s_l}} \cdot \frac{1 - \cos P_{s_l}}{k_j r_{as_l}^2} \\
&+ \left[\frac{\sigma_{s_l}^*(z_{s_l-1})}{\dot{w}_0/c} \right]_j \frac{1}{\rho_{s_l} c^2 \gamma_{s_l}} \cdot \frac{\sin P_{s_l}}{k_j r_{as_l}} - \left[\frac{\tau_{s_l}(z_{s_l-1})}{\dot{w}_0/c} \right]_j \frac{1}{\rho_{s_l} c^2 \gamma_{s_l}} \cdot \frac{1 - \cos P_{s_l}}{k_j r_{as_l}^2} \quad (20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{z_{s_m-1}}^{h_2} \left\{ \frac{1}{2\mu_{s_m}} \left[\frac{\sigma_{s_m}^*(h)}{\dot{w}_0/c} \right]_j - \left[\frac{\dot{u}_{s_m}(h)}{\dot{w}_0} \right]_j \right\} dh \\
&= - \left[\frac{\dot{u}_{s_m}(z_{s_m-1})}{\dot{w}_0} \right]_j \frac{\sin \Delta P_{s_m}}{k_j r_{as_m}} - \left[\frac{\dot{w}_{s_m}(z_{s_m-1})}{\dot{w}_0} \right]_j \frac{\gamma_{s_m} - 1}{\gamma_{s_m}} \cdot \frac{1 - \cos \Delta P_{s_m}}{k_j r_{as_m}^2} \\
&+ \left[\frac{\sigma_{s_m}^*(z_{s_m-1})}{\dot{w}_0/c} \right]_j \frac{1}{\rho_{s_m} c^2 \gamma_{s_m}} \cdot \frac{\sin \Delta P_{s_m}}{k_j r_{as_m}} - \left[\frac{\tau_{s_m}(z_{s_m-1})}{\dot{w}_0/c} \right]_j \frac{1}{\rho_{s_m} c^2 \gamma_{s_m}} \cdot \frac{1 - \cos \Delta P_{s_m}}{k_j r_{as_m}^2} \quad (21)
\end{aligned}$$

ただし $\Delta P_{s_l} = k_j r_{as_l} \Delta h_{s_l}$ である。なお上式の右辺に含まれる [] の項はそれぞれ次のようなものである。すなわち、

$$\left. \begin{aligned}
\left[\frac{\dot{u}_{s_l}(z_l)}{\dot{w}_0} \right]_j &= \left[A_{s_l}(z_l) \right]_{12}^* + \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_{s_l}(z_l) \right]_{11} \\
\left[\frac{\dot{w}_{s_l}(z_l)}{\dot{w}_0} \right]_j &= \left[A_{s_l}(z_l) \right]_{22} - \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_{s_l}(z_l) \right]_{21}^* \\
\left[\frac{\sigma_{s_l}^*(z_l)}{\dot{w}_0/c} \right]_j &= \left[A_{s_l}(z_l) \right]_{32}^* + \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_{s_l}(z_l) \right]_{31} \\
\left[\frac{\tau_{s_l}(z_l)}{\dot{w}_0/c} \right]_j &= \left[A_{s_l}(z_l) \right]_{42} - \left[\frac{\dot{u}_0^*}{\dot{w}_0} \right]_j \left[A_{s_l}(z_l) \right]_{41}^*
\end{aligned} \right\} \quad (22)$$

である。

3. 震源が表層内にあるときの数量的考察

比較的小規模な野外実験でよくあるように、爆発震源が表層内にあって、薬量増加を薬長の伸びによって実現する場合を考えよう。薬長が伸びた場合に、はたしてレイリー波の卓越周期が長くなるかどうか、上に求められた式によって spectrum を計算しながら考察することにする。

ここで用いた構造は、すでに Table 1 に示したように、浅い構造としてはよくあるポアソン比の大きい 2 層構造である。この構造について求められたレイリー波の fundamental mode の phase velocity, group velocity および medium response function は Fig. 2 のとおりである。ここでは fundamental mode だけに注目することにし、(2)式、(4)式および(13)式において、 $j=1$ 、かつ震源が第 1 層内にあるから、 $s=1$ とする。また(2)式、(4)式および(13)式に含まれる、薬頭までの深さ h_1 や、薬長 Δh は、第 1 層の厚さ d_1 で正規化することにし、それぞれ、

$$\left. \begin{aligned}
\xi &= h_1/d_1 \\
\eta &= \Delta h/d_1
\end{aligned} \right\} \quad (23)$$

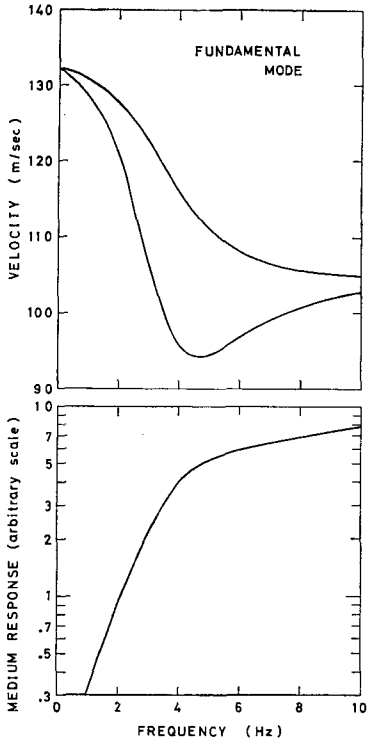


Fig. 2. Phase and Group velocity and medium response function of fundamental mode of Rayleigh waves.

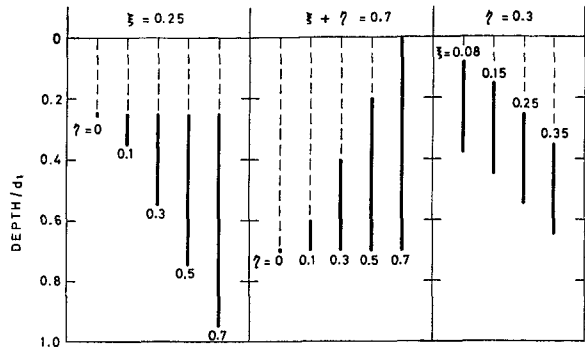


Fig. 3. Geometry and location of yield of explosion in a superficial layer.

で表わすことにする。なお震源の見掛け半径は、とりあえず

$$a_s = 0.083 d_1 \tag{24}$$

とする。これは Table 1 の構造の第 1 層の厚さ 12 m に対し、約 1 m に相当する。

火薬を増加するときの薬長の伸ばし方には、薬頭の深さを固定したままで下側に伸ばしていく方法と、薬底の深さを固定したままで上側に伸ばしていく方法との 2 通りが考えられる。ここではこの両者を検討することにした。計算に用いた各 parameter の値および火

薬の空間的な位置関係は、Fig. 3 の $\xi=0.25$ と $\xi+\gamma=0.7$ の欄に示す。なおこれに加えて、薬長一定のまま火薬の深さをいろいろ変えた場合についても計算した。計算に用いた各 parameter の値および位置関係は、Fig. 3 における $\gamma=0.3$ の欄に示す。この欄には記されていないが、さらに $\xi=0.5$ と $\xi=0.7$ についても計算した。

4. Source space function の計算

レイリー波の変位 spectrum を (14) 式の右辺のように分解したときの source space function を (15) 式によって計算した。その結果を Fig. 4 に示す。求められた source space function の形はいずれも単純である。

まず薬頭の深さを $\xi=0.25$ と一定にし、薬長を下側に伸ばしていった場合の source space function の特徴をあげてみよう。

(i) 周波数が高くなるにしたがって、source space function には薬長の違いによる変化が現われる。すなわち、薬長が長いほど、周波数の高い方での曲線の落ち方が急になる。いいかえれば、薬長の長い方が周波数の低いところで相対的に source space function が卓越することに

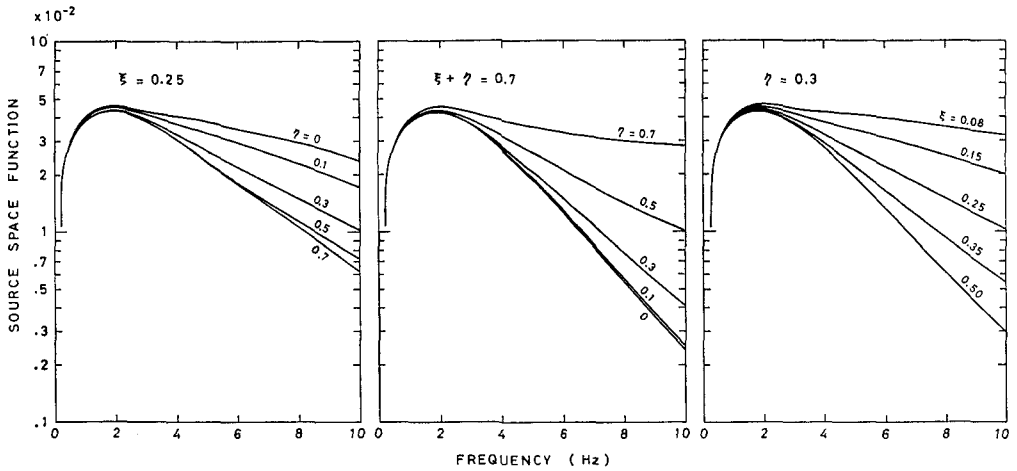


Fig. 4. Source space function for different source parameters.

なる。

(ii) 薬長が $\eta=0$ (点震源) から次第に伸びて、 $\eta=0.7$ に達しても、source space function の peak を与える周波数はほとんど変わらず、約 2 Hz である。

次に薬底の深さを $\xi+\eta=0.7$ と一定にし、薬長を上側に伸ばしていった場合の source space function の特徴をあげてみよう。

(iii) 周波数が高くなるにしたがって、source space function には薬長の違いによる変化が現われる。その様子は、薬長を次第に下側に伸ばしていった場合の変化とは逆に、薬長が短いほど、周波数の高い方での曲線の落ち方が急になる。すなわち、薬長の短い方が周波数の低いところで相対的に source space function が卓越することになる。

(iv) 薬長の如何にかかわらず、source space function の peak を与える周波数はほとんど変わらず、約 2 Hz である。

以上の特徴について、(i) と (iii) とを比べると、単に薬長をのばすとしても、それを上側にのばすか下側にのばすかによって、周波数の高い方での source space function の変わり方には互いに相反する性質が見られる。また卓越周波数は薬長に無関係であり、これを決定する因子はむしろ別なものであると思われる。

薬長を一定にし、その深さを変えた場合の source space function は Fig. 4 の右端のようになる。これは source space function の震源の深さによる変化と見ることができる。この図についていえる特徴をあげると、

(v) 火薬が地下深くなるにしたがって、周波数の高い方での曲線の落ち方が急になる。すなわち、火薬の位置が深いほど周波数の低いところで相対的に source space function が卓越することになる。

この結果からわかるように、薬長変化で見られた (i) および (iii) の特徴は、薬長の長短や薬長

を伸ばす方向などで決定づけられるのではなくて、火薬深度で決定づけられるのである。すなわち、source space function の形をきめる大きな因子は火薬深度だといえる。

一方、火薬の中心の位置を常に一定の深さにしたままで薬長を上下対称にのばしていった場合は、source space function の形は図には示していないが、浅い震源の影響が勝り、薬長の長い方が周波数の高いところで相対的に大きくなる傾向がある。また卓越周波数は先の計算例から予想されるように、ほとんど変化がない。

5. 地表における変位 spectrum の計算

変位 spectrum は、(14)式から明らかなように、上に求めた source space function に medium response function, A_f をかけることによって求められる。いろいろな薬長について求められた変位 spectrum の垂直成分は Fig. 5 のとおりである。これらは Fig. 4 における source space function に Fig. 2 に示される medium response function を乗じたものである。

Fig. 5 によれば、薬長を下側に伸ばしていく場合の特徴として、

- (i) 薬長が長くなるにしたがって、周波数の高い方で変位 spectrum はより小さくなる。
 - (ii) 卓越周波数は薬長が長くなるにしたがって周波数の低い方へ移行していく。
- などがあげられる。

また薬長を上側に伸ばしていく場合は、

- (iii) 薬長が長くなるにしたがって、周波数の高い方で変位 spectrum はより大きくなる。
 - (iv) 卓越周波数は薬長が長くなるにしたがって周波数の高い方へ移行していく。
- などの特徴があげられる。

このように薬長が伸びることによってみられる変位 spectrum の特徴は、薬長が上に伸びるときと、下に伸びるときとは互いに反対の性質がある。

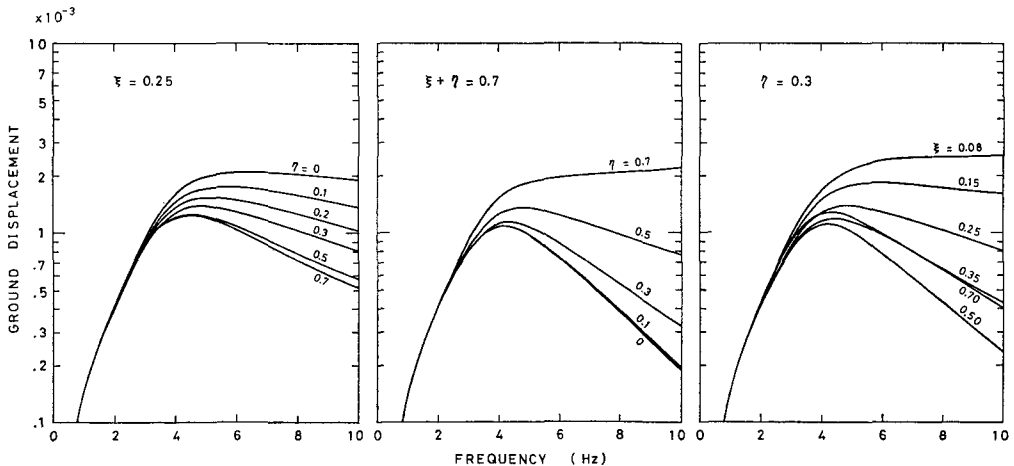


Fig. 5. Vertical displacement spectrum of Rayleigh waves for different source parameters.

一方、薬長の長さを一定にしたままで火薬の位置を深くしていくと、Fig. 5の右側の図に示すように、周波数が高くなるにしたがって、相対的に変位 spectrum は小さくなり、見掛上するどい spectrum になる性質がある。しかしその中で、 $\xi=0.5$ から $\xi=0.7$ にかけては、逆に周波数の高い方でわずかに変位 spectrum が大きくなる様子も見られる。

これらの特徴は概略的には source space function のときに見られたものと同じである。このように、上にあげた変位 spectrum における (ii) と (iv) の特徴は、やはり単なる見掛上のものであって、卓越周波数が高くなるか低くなるかは、火薬が深いところまであるか否かによってきまるものである。すなわち、火薬量の増加によってレイリー波の卓越周期が伸びるという現象には、火薬の長さは無関係である。

IV. 球状震源の大きさとレイリー波の spectrum との関係

上の考察では、薬量増加に伴なう薬長の伸びの問題の中で、薬量を一定にしたままでその薬量をより短かくそうてんするか、あるいはより長くそうてんするか、という長さだけの効果をとりにあげてきた。その結果、レイリー波の卓越周期の伸びは薬長の長さには無関係であることがわかった。一方卓越周期の伸びに関係ありそうな原因として、実体波における同様の現象を説明するのに都合のよい震源の見掛け半径、 a_s 、の増加があげられる。そこで、この見掛け半径の大小がレイリー波の spectrum にどのような影響を与えるかを考察してみよう。

震源半径は実際に起りうる範囲内でとりあげるわけだが、これは実状に即して、火薬量に換算しておいた方が直感的に理解しやすい。そこで KASAHARA (1957) の実験式を使って、球状震源の大きさ、 a_s 、を薬量、 W 、に変換する。すなわち、

$$\log a_s = 0.52 + \frac{1}{3} \log W \quad (25)$$

(KASAHARA は $\log W$ の前の係数は 0.38 としている) より、Table 2, に示すような薬量 W を parameter に選ぶことにする。見掛け震源の半径だけが関係する項は (4) 式に示される amplitude factor, C_s , である。これを Table 2 に示す薬量 W を parameter として計算した結果が Fig. 6 である。ただし Fig. 6 には $C_s/\bar{p}_0 a_s^3$ の値を示した。この図を見ると、確かに薬量増加によって amplitude factor の卓越周期が伸びることがわかる。したがってこれから、薬量増加すなわち見掛け震源半径の増大によって、最終的にはレイリー波の変位 spectrum の卓越周期が

Table 2. Yield of explosion and its equivalent cavity size obtained from empirical equation, $a_s=3.3W^{1/3}$, in which constant is obtained by KASAHARA (1957).

W (kg)	a_s (m)	a/d	W (kg)	a_s (m)	a/d
0.1	1.54	0.128	1.0	3.31	0.276
0.3	2.22	0.185	3.0	4.76	0.397
0.5	2.63	0.219	5.0	5.65	0.471

伸びるような気がする。そこでこの amplitude factor をも含めてレイリー波の垂直成分の変位 spectrum を計算してみると、結果は Fig. 7 のようになる。この図で明らかなように、結局は、薬量が増加すると変位 spectrum が周波数の高いところで相対的に劣勢になることはあっても、卓越周期が伸びるということはありません。

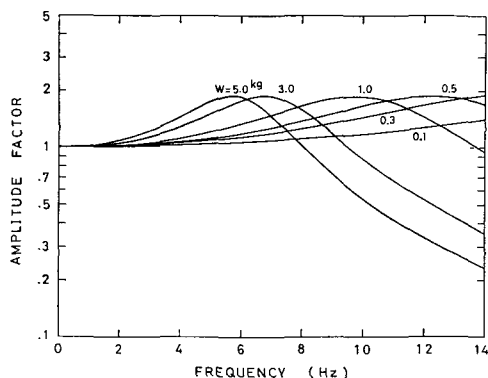


Fig. 6. Amplitude factor in source space function for different amount of yield.

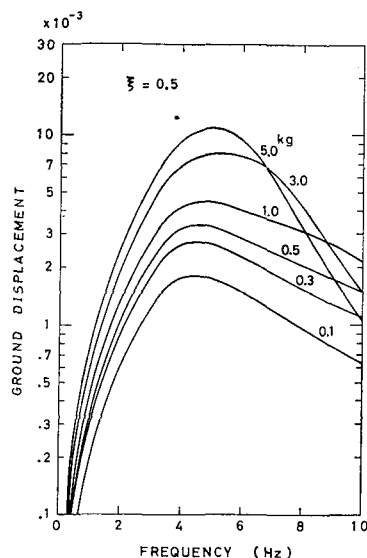


Fig. 7. Vertical displacement spectrum of Rayleigh waves for different amount of yield.

V. 考 察

薬量増加によってレイリー波の卓越周期が伸びるのは source spectrum にその原因があるだろうという一般的な予想は、実体波において見られる同様の現象が source spectrum, すなわちそれを支配する1つの因子, 見掛け震源半径によって説明されるという例があるところから, 当然ありうることと思われる。しかしレイリー波については, 以上の考察からわかるように, 単に見掛け震源半径の大小や, 更に現実によりうる火薬の幾何学的な細工などを考慮してもなおかつ, 薬量増加による卓越周期の伸びを説明することができない。またこのような現象を飯田・服部 (1969) は小発破実験によって, 薬量 W の変化と波群の卓越振動数 f の変化とについて,

$$f = A \log W + B \quad (26)$$

(ただし A, B は波群によって異なる定数) なる実験式を導いているが, このような実験式の妥当性を裏付ける理論的な手がかりは, 少なくとも変位 spectrum を (14) 式の形で表現したときの source space function にはないようである。仮りに medium response function が Fig. 2 に示されるような形とは異なり, ある周波数で極大となり, それより高い周波数では減少するような形をとる地下構造 (例えば S 波の速度比が非常に大きい構造ではたまたま起ることがある) においては, 見掛け震源半径の増大によって卓越周期が伸びることもあり得るだろう。し

かしそれはあくまでも特別な場合のことであって、一般的な結論としては、このような現象が source space function によって支配されるものでないことが明らかである。

また媒質に吸収の性質を加味すると、medium response function がある周波数を境いにそれより周波数の高い方で減少することが当然起る。そのような場合には、定性的には震源半径の増大が卓越周期の伸びをもたらしように見える。しかし実際に上記の構造モデルに吸収の項を考慮してみると、震源半径の増大によって卓越周期の伸びが起るためには、この媒質の Q 値は 10 以下、しかも 10 よりかなり小さい値でなければならないことになる。媒質の吸収による影響については十分な検討をしていないが、若干の検討結果から予想されるところでは、このような現象をもたらし大きな因子として媒質の吸収を考えるのは無理である。

結局のところ、この現象を明らかにするためには source-time function の考察が必要である。これについては、例えば Toksöz *et al.* (1964) の研究が示唆的である。また GUPTA and KISSLINGER (1964) のいう震源の time history もここでいう source-time function に相当するものかと思われるが、くわしい言及は行っていない。しかし、いま薬量の増加と卓越周期の伸びとの関係といった問題意識でそれらの内容の適用性を見ると、それはまだ必ずしも役立つ形にはなっていないように思われる。この source-time function は、技巧的にはある関数の形として表現できるかもしれないが、結局は震源近傍の非弾性領域に対する考察を避けて考えることができない性質のものであろう。

VI. ま と め

火薬量を増加させるとレイリー波の卓越周期が伸びるという観測事実があるが、P 波などについて見られる同様のことが source spectrum にその原因があるといわれているところから、この場合もはたして source spectrum にその原因があるか否かを検討した。一般に source spectrum は source-time function と source space function とによって決定されると考えられるが、ここでは source-time function の frequency response は一定という仮定で、source space function について検討した。実験では、火薬量の増加は薬長の伸びや見掛け震源半径の増大を伴うので、この両者について、この種の実験でよくありうる一般的な構造と条件のもとで、数量的な考察を行なった。しかしその結果は P 波の場合とは異なり、レイリー波の卓越周期の伸びは薬長や見掛け震源半径の大きさには無関係であるという結論が得られた。すなわち source space function はレイリー波の spectrum の形を左右することはあっても、卓越周期を変えるという決定的因子ではないことが明らかになった。

謝 辞

計算には北大大型計算機センターの FACOM 230-60 (課題番号 1001 BA 0070, 1001 CT 0041) を使用した。なおこの研究に要した費用の一部は科学研究費補助金 (総合研究 (A) 昭和 46・47

年度一代表田治米鏡二一, 一般研究 (D) 昭和 47 年度) によるものである。

文 献

- AOKI, H., 1960. Seismic waves in region near explosive origin. *Jour. Earth Sci. Nagoya Univ.*, 8, 120-173.
- GUPTA, I. N. and C. KISSLINGER, 1964. Model study of explosion-generated Rayleigh waves in a half space. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 54, 475-484.
- GURVICH, I. I., V. B. LEVYANT and L. V. MOLOTOVA, 1966. Experimental amplitude characteristics of an explosion. *IZV. Phys. Solid Earth*, 152-158 (in English translation).
- HARKRIDER, D. G., 1964. Surface waves in multilayered elastic media, I. Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 54, 627-679.
- HASKELL, N. A., 1953. The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bull. Seis. Soc. Am.*, 43, 17-34.
- 飯田汲事・服部定育, 1969. 火薬爆発に伴う地震波動. 物理探鉱, 22, 1-10.
- 飯田汲事・太田 裕, 1966. 地震探鉱実験グループの最近の研究. 地震探鉱実験グループ会報, 第 40 号, 40-63.
- KASAHARA, K., 1957. The nature of seismic origin as inferred from seismological and geodetic observations. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 35, 473-532.
- MOLOTOVA, L. V., 1964. The relationship between the frequency spectra of seismic vibrations and explosion conditions. 1. Results of experimental investigations. *IZV., Geophys. Ser.*, 1059-1067.
- O'BRIEN, P. N. S., 1960. Seismic energy from explosions. *Geophys. Jour. Roy. astron. Soc.*, 3, 29-44.
- OKADA, H., 1962. Analyses of seismic waves generated by small explosions. *Jour. Fac. Sci. Hokkaido Univ.*, VII, 1, 459-485.
- 岡田 広・森谷武男, 1972. S 波の速度分布をレイリー波から求めるための実験. 物理探鉱, 25, 93-103.
- PEET, W. E., 1960. A shock wave theory for the generation of the seismic signal around a spherical shot hole. *Geophys. Prosp.*, 8, 509-533.
- TAZIME, K., 1957. Relations between charge amounts and periods in resulting seismic wave group. *Jour. Phys. Earth*, 5, 51-59.
- TOKSÖZ, M. N., A. BEN-MENAHEN and D. G. HARKRIDER, 1964. Determination of source parameters of explosions and earthquakes by amplitude equalization of seismic surface waves. 1. Underground nuclear explosions. *Jour. Geophys. Res.*, 69, 4355-4366.