

# 震源の形が初動分布におよぼす影響について\*

宇佐美 竜夫\*\*

550.341

## Effects of the Shape of Earthquake Origin upon the Displacement Distribution of the Initial Motion

T. Usami

(Seismological Section, J.M.A.)

Among the results of calculation of radial and tangential components of displacements of both dilatational and distortional waves in an infinite medium around a spheroidal cavity whose wall is subjected to hydrostatic pressure or normal pressure of the harmonic type, we picked up here important results with regard to seismometry.

They are as follows;

- 1) Possibility of observing initial pull wave when explosives are detonated is ascertained.
- 2) Effects of the shape of earthquake origin on the displacement distribution of the initial motion are so remarkable that we cannot deduce the state of origin (both its shape and stress condition) uniquely only from the displacement distribution of the initial motion. Moreover, the displacement distribution of the initial motion depends largely on its period.
- 3) In statical problem, when spheroidal origin becomes a string with finite length or circular plate, the azimuthal distribution of radial displacement of dilatational deformation is expressed by  $P_2(\cos \eta)$  and  $-P_0(\cos \eta) + 3.25 P_2(\cos \eta)$  respectively.

これは、前に報告した a) spheroidal origin の内側から静水圧が作用した場合<sup>1)</sup> b) prolate spheroidal origin に  $e^{i\omega t}$  に比例する法線応力が作用した場合<sup>2)</sup> の計算結果、および近く詳細発表予定の a) の場合で oblate spheroidal origin が円板になった極限の場合の結果のうちから、初動分布および応用地震学上重要と思われることについての報告である。

### § 1.

Fig. 1 は次表に示す八つの場合における、無限遠点における半径および切線方向の変位の方位

\* Received Jan. 1, 1957.

\*\* 気象庁 地震課

- 1) H. Hirono & T. Usami: Stress in an Infinite Medium around a Spheroidal Cavity applied with Hydrostatic Pressure, Papers in Met. & Geophys. **5** (1954) pp. 64~88.
- 2) T. Usami & T. Hirono: Elastic Waves Generated from a Spheroidal Cavity whose Wall is Subjected to Normal Stress of Harmonic Type, Papers in Met. & Geophys. **7** (1956) pp. 288~321.

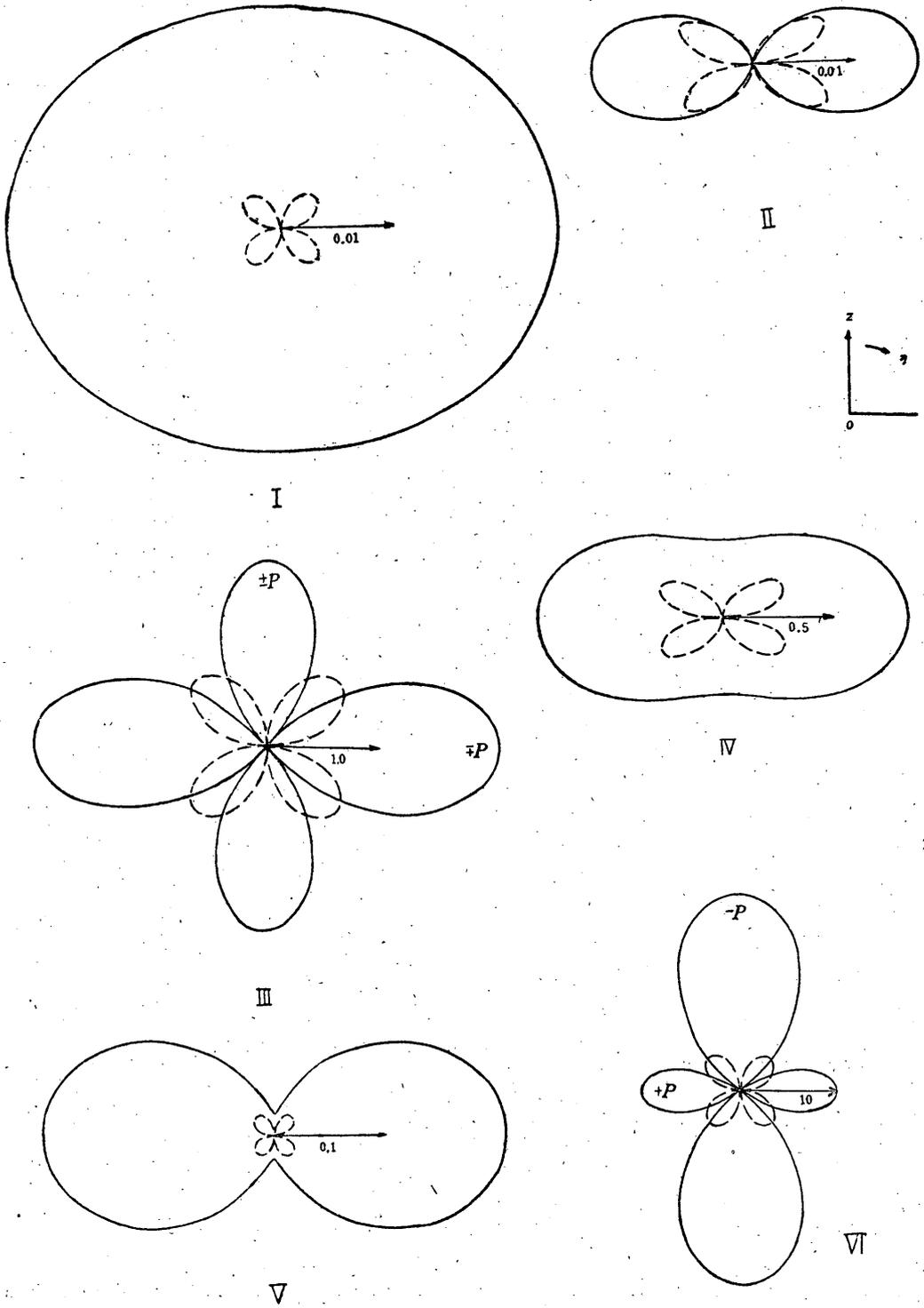


Fig. 1

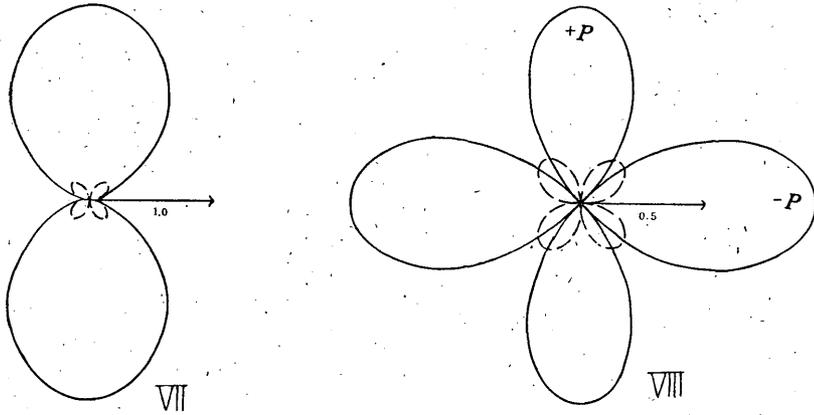


Fig. 1. Azimuthal distribution of radial and transversal components of displacements divided by  $c^3 \cosh \xi$  at a large distance compared with the wave length.  $2c$  is the length between foci of the spheroidal origin. Radii of this figure are proportional to amplitude. Full line: radial displacement ( $P$ ). Broken line: tangential displacement ( $S$ ). Radius of  $S$  is multiplied by 10, 1/10 and 100 respectively in II, III and V. Units of radii are as follows:

$$\begin{array}{ll} \frac{A}{\mu} e^{i(\mu t - c/\epsilon)} \dots \text{I, II} & \frac{i\epsilon A}{\mu} e^{i(\mu t - c/\epsilon)} \dots \text{III, IV} \\ \frac{A}{2\mu} e^{-\xi} \dots \text{V, VII, VIII} & \frac{A\epsilon}{2\mu} e^{-\xi} \dots \text{VI} \end{array}$$

角による分布を示したもので、前者は dilatation、後者は distorsion の性質をもっている。図の半径は変位に比例している<sup>3)</sup>。origin の回転楕円体の回転軸 ( $z$  軸) は図の上方を向き、それから時計回りに方位角  $\eta$  をとってある。  $\eta = 90^\circ$  の方向に引いた矢印は各図における変位の大きさの unit を示す。図の VI, VIII の  $+P$ ,  $-P$  は  $P$  波の押し引きを示し、 $+$  は押し、 $-$  は引きを表わす、III の  $\pm P$ ,  $\mp P$  は loop の一方が押しなら、他方は引きであることを示している。

Fig. 1 からすぐわかるおもな結果は次のとおりである。

	Case	Ratio of the longer axis of a spheroidal origin to the shorter one	Ratio of the longer axis of a spheroidal origin to the wave length of the dilatational wave	Type of force
Prolate	I	3	1/3	Harmonic type. Normal stress
	II	3	1	
	III	$\infty$	$1/\pi$	
	IV	$\infty$	1	
Prolate	V	3	0	Hydrostatic
	VI	$\infty$	0	
Oblate	VII	3	0	pressure
	VIII	$\infty$	0	

3) 正しくは変位を  $c^3 \cosh \xi$  で除したもので、 $2c$  は origin の回転楕円体の焦点間の距離、座標系は回転楕円座標  $(\xi, \eta, \varphi)$  を使った。

1) VI, VIII, から有限長の棒および円板の内側から静水圧が作用すると, 半径方向の変位に押し引きの分布が現れることがわかる. その分布は, 前者は引き円錐で頂角はやく  $110^\circ$ , 後者は, 押し円錐でその頂角はやく  $84^\circ$  となり, いずれの場合も引きのほうが, 押しより変位が大きい. それらは次式で示される.

$$\begin{aligned} \text{case IV, } U/c^2 &= -10.6667 P_2(\cos \eta) \times \frac{\varepsilon}{\mu} A e^{-\varepsilon}, \\ V/c^2 &= \frac{4}{3} P_2^1(\cos \eta) \times \frac{\varepsilon}{\mu} A e^{-\varepsilon}, \quad \varepsilon \rightarrow 0. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{case VIII, } U/c^2 &= 0.3528[-P_0(\cos \eta) + 3.25 P_2(\cos \eta)] \times \frac{A}{2\mu} e^{-\varepsilon}, \\ V/c^2 &= -0.1561 P_2^1(\cos \eta) \times \frac{A}{2\mu} e^{-\varepsilon} \end{aligned}$$

origin が棒のときには, 半径方向の変位が  $P_2(\cos \eta)$  で示されることは, 興味のある事実である. 一方, origin が円板のときには  $P_0$  の項が多少はいつてくるために, 円錐の頂角が少し小さくなる. これが石本教授<sup>4)</sup>の model  $-P_0 + 4P_2$  と似ていることは興味深い. 後者で  $P_0$  の項がはいるのは, origin が面積を持っているためではないかと考えられる. この場合の半径方向の変位は, 次のようにして説明される. 前者のときには origin は半径  $\varepsilon$ , 長さ  $2c$  の円筒と考えられる. このとき側面と上下の軸に直角な面との面積の比は  $2c/\varepsilon \rightarrow \infty$  となる. したがって, 単位面積あたりの静水圧  $A$  は, 側面にだけ働くと考えられる. そのための,  $\eta = 90^\circ$  方向は押しされ, その反作用として  $\eta = 0^\circ$  の方向は引きとなる. 後者の場合も同じようにして説明される. また, いずれの場合も切線方向の変位は, 簡単に  $\pm P_2^1(\cos \eta)$  で表わされる.

2) III のときにも, 半径方向の変位に押し引きの分布が現れる. これは力が  $e^{i\omega t}$  に比例する場合であるけれども, VI から類推すれば shock type の圧縮力が働けば III のときにも, 引き円錐型の初動分布が現れると考えられる. 円錐の頂角はやく  $84^\circ$  になる.

3) Fig. 1 をみると,  $P$  波の押し引きの分布は, prolate のときには, 波長が origin に比して大きくなるほど, また, origin の形が細長くなるほど, 現れやすくなるといえそうである. oblate のときにも同様のことがなりたつと考えてきしつかえない. しかし, このときには origin の形は細長くならず平べったくなる. また, origin が細長く, あるいは平べったくなるほど  $S$  波は  $P$  波に対して比較的が大きくなる.

4) Fig. 1 から波長が変位分布に影響を与えることがわかる. これは P. A. Heelan<sup>5)</sup>の結果と反対である. Heelan の結果は誤りと思う.

4) M. Ishimoto: Existence d'une source quadruple au foyer sismique d'après l'étude de la distribution des mouvements initiaux des secousses sismiques, B. E. R. I. 10 (1932), pp. 449-471.

5) P. A. Heelan: Radiation from a Cylindrical Source of Finite Length, Geophysics 18 (1953), p. 685.

## § 2.

従来、震源の状態と、無限遠点における変位分布とは震源をとりかこむ、球面上の力の分布を媒介として考えられるのが常であった。たとえば、origin の形はいつでも、無限遠点からみれば、origin は球とみなせるからといって、 $P$  波については、その仮想球面上に、無限遠点における  $P$  波の変位分布と同じ分布の圧縮力を考える習慣などである。しかし、origin の形を考えにいれるとこういう考えが誤りであることが前節の結果からはっきりする。たとえば、無限遠で半径方向の変位分布が  $P_2$  で表わされても、震源の近くで、それをとり囲む球面上の力の分布は、origin が球形でなければ  $P_2$  ではないことが Fig. 1, とくに、その III, VI, VIII から明らかである。

また、具体的に震源のどういう力の状態が、それをとり囲む球面上のどういう力の分布に対応するかということは従来あまりふれられていなかったけれども、これも震源の形を考えると、大へん複雑な問題であることが前節の計算例からはっきりする。

要するに、震源の形は、震源における力の分布と同じように、初動分布に影響を与えるのであるから、初動分布だけから震源の状態——その形や力の分布——を一義的にきめることはできない。つまり、震源の状態を知るには、その形と力の分布の両方を考えに入れる必要があることに注意すべきである。

また、前節 3) から初動分布は波長、したがって、周期によって異なることが明らかであるから、実際の地震記象から初動分布を考察するときは、その周期も同時に考えなければ、正しくないことがわかる。

また、従来、人工地震の記録で初動がはっきりした引きではじまることがあると（たとえば、1956年12月5日01時05分の銚田爆破の筑波の記録）、関係者は首をかしげたものだし、そのようえ、初動のはっきりしないときには押し引きに注意して押しを初動とするのが常であった。このような習慣は必ずしも正しくはないことが、次のことからわかる。

銚田爆破のときは、一辺やく7mの五角形の頂点とその中心に掘った6本の孔に、おのおの、やく50mの長さに火薬をつめたので、origin の長短両軸の比は Fig. 1 の I, II, V によく似ていると考えられる。一方、筑波における初動の周期は上下動で0.1 sec. であるから、 $P$  波の速度をやく5 km/sec とすると波長はやく0.5 km となり、波長と長軸の比は10となるから、むしろ、I から V に近づいた場合となる。計算をしてみないと、はっきりしたことはわからないけれども、I, V から考えて、このときは押し引きの分布は現れないと考えられ、観測の結果と矛盾する。しかし、上記の計算結果は理想的な場合であり、prolate spheroidal origin のときは、火薬による爆破の場合と origin の形、および、力の状態（一様な圧縮力）が似ていることを考えると、地盤や、爆

破の条件、波長などの関係から、人工地震の場合に初動が引きではじまっても、おかしくはないことが Fig. 1 および前節の 3) から定性的にいえると思う。将来、定量的にこの問題を取り扱わなければならない。

以上の結果のうち、prolate の場合はダイナマイトによる人工地震、dyke の中の圧力増加により生ずる弾性波動、oblate の場合は餅盤の中の圧力増加により生ずる弾性波動の研究に役立てば幸である。

おわりに、種々な御援助をいただいた。気象研究所、広野地震研究部長にお礼をします。

---

6) 井上地震課長から次のような御注意をいただいた。この場合、6本の爆破孔の1本1本が、それぞれ独立にⅢ又はⅥの場合に近い震源で、それぞれから出た波が重なっていると考えると、引きが説明できる。こういう場合には、理想的な状態なら、ある  $\Delta$  より遠い観測所ではすべて引き波を観測することになる。