

CONSEIL INTERNATIONAL DE RECHERCHES

UNION GÉODÉSIQUE ET GÉOPHYSIQUE INTERNATIONALE

SECTION DE SISMOLOGIE

PUBLICATIONS DU BUREAU CENTRAL SISMOLOGIQUE INTERNATIONAL

Sous la direction de E. ROTHÉ

SECRÉTAIRE DE LA SECTION DE SISMOLOGIE

SÉRIE A

TRAVAUX SCIENTIFIQUES



TOULOUSE

IMPRIMERIE ET LIBRAIRIE ÉDOUARD PRIVAT

14, RUE DES ARTS (SQUARE DU MUSÉE)

1924



AVERTISSEMENT

Ce fascicule est le premier d'une des séries de publications entreprises par le Bureau central sismologique international (série A) qui contiendra des travaux scientifiques originaux, ou des exposés d'ensemble sur des théories nouvelles ou peu connues, ou encore les résultats d'essais de nouveaux types d'instruments, etc.

Le Directeur du Bureau Central émet le vœu de pouvoir donner à cette publication un caractère véritablement international et d'obtenir la collaboration des savants des diverses nations auxquels il fait appel pour contribuer à l'organisation générale.

En répandant rapidement, par cet organe, leurs principaux travaux et leurs idées dans les Observatoires ou les Laboratoires des diverses nations membres de l'Union géodésique et géophysique internationale, ils contribueront puissamment à la comparaison des méthodes de travail, de dépouillement, d'interprétation, un des principaux facteurs des progrès de la sismologie.

Cette publication contiendra aussi en annexe une chronique des modifications survenues : nécrologie, adhésions nouvelles, modifications des Comités nationaux, etc., afin que les membres soient tenus au courant de la vie de la section de sismologie dans l'intervalle des conférences ou réunions.

E. ROTHÉ.



**SUR LA PROFONDEUR DU FOYER D'UN TREMBLEMENT
DE TERRE DÉDUITE D'UN SISMOGRAMME D'UNE
STATION ÉLOIGNÉE,**

Par H. P. BERLAGE, Docteur de l'École polytechnique de Zurich.

La figure 1 représente une coupe du globe terrestre passant par le centre O, l'hypocentre H, et la station d'observation B. Nous supposons la profondeur du foyer toujours petite par rapport au rayon de la terre. Soit E le point de rencontre de la

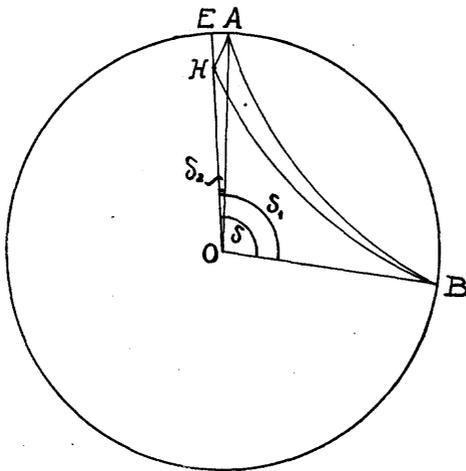


FIG. 1.

surface de la terre avec la droite OH. Nous désignerons par Δ la distance épicentrale EB, comptée le long de la surface du globe, et soit δ l'angle au centre correspondant.

On sait, d'après la théorie, qu'en plus de l'onde directe qui se propage le long du rayon sismique HB de plus court chemin, il existe aussi une onde qui, partie de H, s'est dirigée vers la

surface de la terre, s'y est réfléchi et arrive en B très peu de temps après l'onde directe. On n'a pas jusqu'ici utilisé comme il conviendrait ces deux ondes parce que, dans le dépouillement des sismogrammes, l'onde réfléchi est très difficile à trouver. Mais en admettant que l'on puisse identifier la deuxième impulsion avec une certitude suffisante, il devient possible de tirer, de la connaissance de la différence de temps entre la première et la deuxième impulsion, une conclusion importante. Car la profondeur du foyer est en relation simple avec cette différence de temps et peut en être déduite à l'aide des autres données que le sismogramme fournit.

J'indique volontiers que cette possibilité avait été envisagée également, indépendamment de moi, par M^{lle} Dammann à Strasbourg.

Reportons-nous à la figure 1.

Soit HB le rayon direct. Le rayon réfléchi suit le chemin HAB.

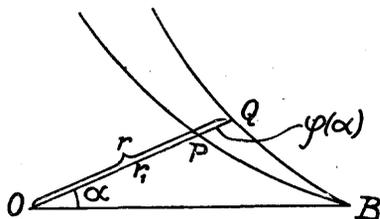


FIG. 2.

Soit A le point de réflexion, soit δ_1 l'angle AOB, soit δ_2 l'angle AOE.

Un rayon qui fait avec OB l'angle α rencontre (fig. 2) le rayon direct en un point P, le rayon réfléchi en un point Q.

Soit r_1 la distance OP, et soit r la distance OQ.

Nous posons $PQ = \varphi(\alpha)$, d'où $r_1 = r - \varphi(\alpha)$, où $\varphi(\alpha)$ est toujours une grandeur d'ordre inférieur à r . La vitesse de propagation est représentée par la fonction $v(r)$. Avec ces notations on trouve, pour la durée de trajet de l'onde directe le long de la trajectoire HB,

$$t_d = \int_0^{\delta} \frac{\sqrt{r_1'^2 + r_1^2}}{v(r_1)} dx \quad (1)$$

et pour le temps correspondant au rayon réfléchi

$$t_r = \int_0^{\delta} \frac{\sqrt{r'^2 + r^2}}{v(r)} dx. \quad (2)$$

La différence de temps observée est ainsi

$$\tau = t_r - t_d = \int_0^{\delta} \left[\frac{\sqrt{r'^2 + r^2}}{v(r)} - \frac{\sqrt{r_1'^2 + r_1^2}}{v(r_1)} \right] dx.$$

En négligeant les termes d'ordre supérieur, il vient

$$\sqrt{r_1'^2 + r_1^2} = \sqrt{r'^2 + r^2} \left\{ 1 - \frac{r' \varphi'(\alpha) + r \varphi(\alpha)}{r'^2 + r^2} \right\}$$

et

$$v(r_1) = v(r) \left\{ 1 - \frac{\varphi(\alpha)}{v(r)} \frac{dv(r)}{dr} \right\} = v(r) \left\{ 1 - \frac{\varphi(\alpha)}{v(r)} \frac{v'(r)}{r'} \right\}$$

d'où

$$\frac{\sqrt{r_1'^2 + r_1^2}}{v(r_1)} = \frac{\sqrt{r'^2 + r^2}}{v(r)} \left\{ 1 - \frac{r' \varphi'(\alpha) + r \varphi(\alpha)}{r'^2 + r^2} \right\} \left\{ 1 + \frac{\varphi(\alpha)}{v(r)} \frac{v'(r)}{r'} \right\}$$

et, en remplaçant $v(r)$, $\varphi(\alpha)$ par v , φ ,

$$\frac{\sqrt{r_1'^2 + r_1^2}}{v(r_1)} = \frac{\sqrt{r'^2 + r^2}}{v(r)} - \frac{r' \varphi' + r \varphi}{v \sqrt{r'^2 + r^2}} + \frac{\varphi \sqrt{r'^2 + r^2}}{v^2} \cdot \frac{v'}{r'}$$

Alors

$$\tau = \int_0^{\delta} \left\{ \frac{r' \varphi' + r \varphi}{v \sqrt{r'^2 + r^2}} - \frac{\varphi \sqrt{r'^2 + r^2}}{r} \frac{v'}{v^2} \right\} dx,$$

mais

$$-\int_0^\delta \frac{\varphi \sqrt{r'^2 + r^2}}{r'} \frac{v' dx}{v^2} = \int_0^\delta \frac{\varphi \sqrt{r'^2 + r^2}}{r'} d\left(\frac{1}{v}\right)$$

et en intégrant par parties,

$$= \left| \frac{\varphi \sqrt{r'^2 + r^2}}{vr'} \right|_0^\delta - \int_0^\delta \frac{1}{v} d\left[\frac{\varphi \sqrt{r'^2 + r^2}}{r'} \right].$$

Si h représente la profondeur de foyer, v_0 la vitesse de propagation dans les couches supérieures et e_0 l'angle d'émergence du rayon séismique, la partie intégrée est égale à

$$\frac{2h}{v_0 \sin e_0}$$

Une transformation évidente des intégrales précédentes conduit finalement à

$$\tau = \frac{2h}{v_0 \sin e_0} - \int_0^\delta \frac{r^2 \varphi' dx}{vr' \sqrt{r'^2 + r^2}} + \int_0^\delta \frac{r^2 r'' \varphi dx}{vr' \sqrt{r'^2 + r^2}}$$

ou

$$\tau = \frac{2h}{v_0 \sin e_0} - \int_0^\delta \frac{r^2}{v \sqrt{r'^2 + r^2}} d\left(\frac{\varphi}{r'}\right).$$

En intégrant par parties on a

$$\tau = \frac{2h}{v_0 \sin e_0} - \left| \frac{r^2 \varphi}{vr' \sqrt{r'^2 + r^2}} \right|_0^\delta + \int_0^\delta \frac{\varphi}{r'} d\left(\frac{r^2}{v \sqrt{r'^2 + r^2}}\right)$$

ou

$$\begin{aligned} \tau = \frac{2h}{v_0 \sin e_0} - \frac{2h \cos^2 e_0}{v_0 \sin e_0} + \int_0^\delta \frac{r^2 \varphi}{r' \sqrt{r'^2 + r^2}} d\left(\frac{1}{v}\right) \\ + \int_0^\delta \frac{\varphi r}{v} \left\{ \frac{r^2 + 2r'^2 - rr''}{(r'^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}} \right\} dx. \end{aligned}$$

Dans la dernière intégrale nous trouvons l'expression connue du rayon de courbure en coordonnées polaires; dans le cas actuel, rayon de courbure R de la trajectoire séismique.

Ainsi τ peut se mettre sous la forme suivante :

$$\tau = \frac{2h \sin e_0}{v_0} + \int_0^\delta \frac{r^2 \varphi}{r' \sqrt{r'^2 + r^2}} d\left(\frac{1}{v}\right) + \int_0^\delta \frac{\varphi r}{vR} dx.$$

Jusqu'ici on n'a pas tenu compte du fait que le rayon séismique est une trajectoire de plus court trajet. La théorie de la Brachystochronie nous fournit la relation :

$$\frac{r}{\sqrt{r'^2 + r^2}} \frac{d\left(\frac{1}{v}\right)}{dr} = \frac{1}{vR}.$$

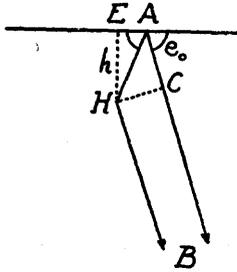


FIG. 3.

Par suite, nous sommes conduits au résultat simple suivant :

$$\tau = \frac{2h \sin e_0}{v_0} + 2 \int_0^\delta \frac{\varphi r}{vR} dx. \quad (3)$$

Dans le cas où v est constant, $R = \infty$ et

$$\tau = \frac{2h \sin e_0}{v_0}. \quad (4)$$

Et au fait on est conduit, par une démonstration directe, à la même formule. Dans la *figure 3*, soit H le foyer du tremble-

ment, A le point de réflexion, B la station d'observation que nous supposons rejetée à grande distance. Les trajectoires séismiques sont maintenant rectilignes : Menons de H la perpendiculaire HC sur la direction du rayon AB. La différence de longueur entre le rayon HB et HAB a pour valeur

$$HA + AC = \frac{h}{\sin e_0} \{ 1 + \cos(180 - 2e_0) \}$$

ou

$$HA + AC = \frac{h}{\sin e_0} \{ 1 - \cos 2e_0 \} = 2h \sin e_0$$

et ainsi

$$\tau = \frac{2h \sin e_0}{v_0}.$$

Pour des séismes dont le foyer se trouve à l'antipode, séismes dont les ondes arrivent à la station par des trajectoires à faible courbure, l'équation (4) peut être considérée comme une première approximation, tout d'abord aussi en égard à l'incertitude relative à la valeur de v_0 . Pour des tremblements à distance moyenne, l'expression $\int_0^{\delta} \frac{\varphi r}{vR} dx$ n'est pas une grandeur négligeable. Nous pouvons mettre l'intégrale sous une autre forme et arriver ainsi à une évaluation très approchée de sa valeur.

Deux rayons qui se suivent et qui font entre eux un angle dx forment avec les deux rayons séismiques un parallélogramme infiniment petit, dont la surface est égale à $\varphi r dx$ (fig. 4).

Si nous désignons par μ la distance normale des deux trajectoires et par $d\sigma$ la différentielle de l'arc de la trajectoire, la surface du parallélogramme est d'autre part égale à $\mu d\sigma$.

Nous avons ainsi

$$\int_0^{\delta} \frac{\varphi r dx}{vR} = \int_0^{\delta} \frac{\mu d\sigma}{vR}.$$

Mais $\frac{d\sigma}{v}$ est égal à la différentielle du temps dt , et par suite

$$\int_0^\delta \frac{\varphi r d\alpha}{vR} = \int_0^\delta \frac{\mu dt}{R}$$

d'où

$$\tau = \frac{2h \sin e_0}{v_0} + 2 \int_0^\delta \frac{\mu dt}{R}. \quad (6)$$

Nous sommes arrivés à ce point de notre calcul sans connaître la fonction $v(r)$, en supposant que la profondeur du foyer

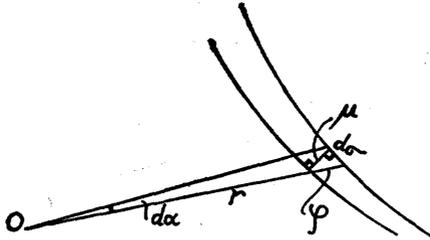


FIG. 4.

est négligeable par rapport au rayon terrestre et à la distance épacentrale. Par là même nous avons été conduits à négliger les variations de vitesse dans les couches avoisinant le foyer, et ainsi il y a lieu d'observer que la formule (6) perd toute valeur pour les tremblements rapprochés.

Pour arriver à l'évaluation de l'intégrale nous sommes maintenant conduits à faire quelques hypothèses qui peuvent être considérées comme de première approximation. La première est que R est constant, ou

$$\tau = \frac{2h \sin e_0}{v_0} + \frac{2}{R} \int_0^\delta \mu dt;$$

la deuxième hypothèse est que μ augmente linéairement entre $\alpha = 0$ et $\alpha = \delta$.

Comme la trajectoire sismique est symétrique par rapport à son milieu, on peut prendre pour valeur de μ celle que ce terme possède au milieu du rayon, ou la moitié de la valeur de μ au foyer du tremblement. Cette dernière valeur est, d'après la figure 3 :

$$\mu_0 = \frac{h}{\sin e_0} \sin (180 - 2e_0) = 2h \cos e_0.$$

Ainsi on trouve

$$\tau = \frac{2h \sin e_0}{v_0} + \frac{2h \cos e_0}{R} \int_0^\delta dt.$$

$\int_0^\delta dt$ n'est pas autre chose que le temps t nécessaire à l'onde pour atteindre le point B ou la durée de trajet t .

Avec la valeur pour R

$$= r_0 \frac{\sin \delta}{\sin \left(e_0 - \frac{\delta}{2} \right)}$$

qu'il possède d'après les conditions de surface, où r_0 représente le rayon terrestre, nous obtenons finalement

$$\tau = 2h \left[\frac{\sin e_0}{v_0} + \frac{\cos e_0 \sin \left(e_0 - \frac{\delta}{2} \right)}{r \sin \frac{\delta}{2}} t \right]. \quad (7)$$

La formule se présente sous une forme un peu plus simple lorsque l'on introduit la vitesse moyenne que doit posséder une onde pour se propager en ligne droite dans le temps t de H vers B. Soit \bar{v} cette vitesse. De cette manière, on a :

$$\tau = 2h \left[\frac{\sin e_0}{v_0} + \frac{2 \cos e_0 \sin \left(e_0 - \frac{\delta}{2} \right)}{\bar{v}} \right]. \quad (7 \text{ bis})$$

La formule (7) permet de calculer h quand on est parvenu à déterminer τ . Cela se présente, il est vrai, dans des cas rares ; il y a une foule de causes qui peuvent empêcher l'impulsion nette de l'onde réfléchie, suivant les circonstances :

- a. La grande étendue de la région focale ;
- b. la différence des pouvoirs réflecteurs de différentes parties de la surface ;
- c. la petite différence de temps entre l'impulsion des deux ondes ;
- d. la superposition des deux courbes ;
- e. les microséismes ;
- f. finalement les deux émissions partant du foyer, l'une pour se propager directement vers la station d'observation, l'autre vers le point de réflexion, ne possèdent que rarement un caractère identique.

Par suite, lorsque la répétition du train d'onde dans le sismogramme n'apparaît pas d'une façon évidente, il faut être très prudent pour l'évaluation de τ . Ce n'est que l'impulsion dans la phase longitudinale qui pourra présenter quelque certitude. Ce n'est donc que de cette phase que nous nous occuperons dans les deux exemples abstraits suivants :

1. On suppose que le séisme est causé par l'effondrement normal d'un fragment terrestre. Ceci donne lieu à une onde longitudinale de compression dans la direction du centre de la terre et à une onde de dilatation dans la direction de la surface. L'onde de dilatation revient après la réflexion, suivant une onde de compression. Les deux vibrations qui seront alors enregistrées seront de même sens.

2. Le tremblement est causé par une explosion symétrique en tous sens ; ceci donne lieu à une onde sphérique de compression dans toutes les directions. La partie réfléchie revient sous forme d'onde de dilatation. Les deux courbes enregistrées présentent ainsi des impulsions de sens différents.

Dans les deux cas, il y a à l'hypocentre, en ce qui concerne l'énergie rayonnée, symétrie par rapport à un plan horizontal. Car l'énergie rayonnée est proportionnelle au carré de l'amplitude et, par suite, ne dépend pas du sens de l'oscillation.

Mais même alors les inscriptions des deux ondes ne sont pas superposables. Il nous faut en particulier remarquer que lorsque l'onde longitudinale est réfléchie, il se produit par la réflexion, à côté de l'onde longitudinale, une onde transversale qui absorbe une partie de l'énergie incidente. L'onde réfléchie qui surgit possède ainsi moins d'énergie que l'onde incidente, le rapport d'amplitude est ¹ :

$$q = \frac{1 - m}{1 + m}$$

avec

$$m = \frac{\left(\frac{a^2}{b^2} - 2 \sin^2 i\right)^2}{\sqrt{\frac{a^2}{b^2} - \sin^2 i}} \cdot \frac{1}{4 \sin^2 i \cos i},$$

i étant l'angle d'incidence, a et b les vitesses de propagation des ondes longitudinales et transversales.

La valeur de q a été calculée par Zöppritz² pour différentes valeurs de l'angle d'incidence. La table qu'il a donnée est reproduite ci-dessous. Nous avons fait abstraction de la complication qui intervient quand la mer se trouve à la place du continent.

Angle d'incidence.	q
0.....	1.00
20.....	0.84
45.....	0.35
70.....	0.06
90.....	0.00

Ainsi, pourvu qu'un tremblement se rapproche d'un des types

1. E. Wiechert, *Theoretisches über die Ausbreitung der Erdbebenwellen*, Nachr. K. Ges. Göttingen, 1907.

2. K. Zöppritz, *Ueber Erdbebenwellen*, VII B., Nachr. K. Ges. Göttingen, 1919.

précédemment envisagés, nous avons un contrôle dans le rapport d'amplitude des oscillations directes et réfléchies. Plus le phénomène à l'hypocentre s'éloigne des deux cas précédents,

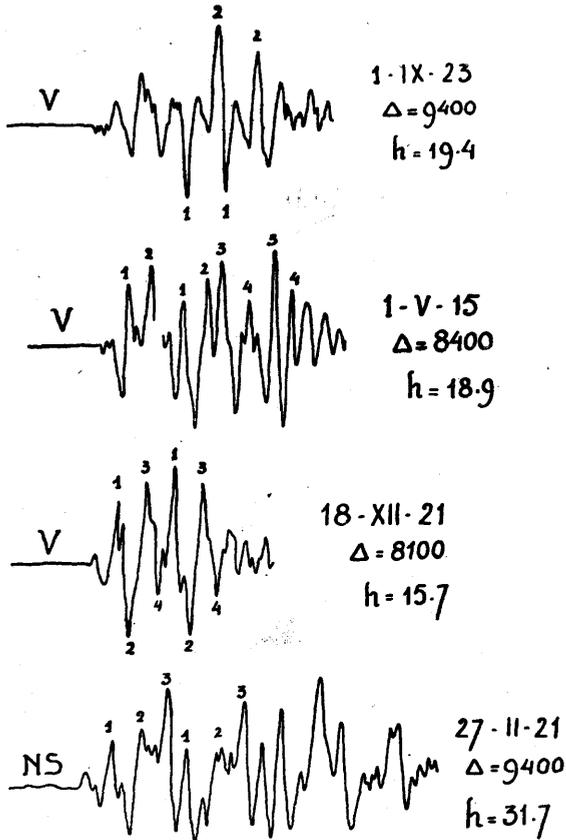


FIG. 5.

moins les formes des deux ondes sont semblables et moins on peut s'attendre à la vérification par le rapport des amplitudes. Nous voyons ainsi qu'un examen superficiel nous montre déjà combien rares seront les cas où l'on pourra trouver sur le sismogramme les ondes réfléchies et en faire un usage profitable.

La question de la profondeur de foyer a une importance telle et la méthode décrite ici est d'un principe si simple qu'il ne faudrait cependant pas, *a priori*, la négliger. Je crois d'ailleurs pouvoir affirmer que dans quelques cas il a été possible d'identifier les ondes réfléchies, comme l'indiquent les reproductions ci-jointes des sismogrammes correspondants¹. D'après moi, elles montrent d'une façon évidente la reproduction du train après l'impulsion de la phase longitudinale. Nous avons, d'autre part, inscrit la profondeur du foyer, que nous trouvons d'après la reproduction de ces trains. Nous avons d'ailleurs marqué les impulsions correspondantes par des chiffres.

Une dernière question est de rechercher quelle valeur minimum on peut adopter pour Δ , pour que la formule (7) conserve toute sa valeur.

Il me semble que pour les petites profondeurs de foyer qu'on trouve le plus souvent, la distance $\Delta = 2.000$ km peut être prise comme valeur minimum.

Pour terminer, nous exprimons le vœu que, dans les stations où l'on dispose d'un bon matériel, on veuille bien étudier de nouveau les sismogrammes à ce point de vue. Ce travail n'exige pas beaucoup de temps parce que, en général, un simple coup d'œil suffit pour voir si un sismogramme peut être utilisé ou non. La plupart ont des préliminaires trop peu apparents. Après le premier choix, il reste peu de feuilles qui méritent d'être étudiées avec plus de soin. La comparaison des sismogrammes des différentes stations permettrait de décider de la valeur de la méthode proposée.

1. Pendule astatique de Wiechert, 1.000 kg., et pendule vertical Wiechert, 1.200 kg. (Strasbourg).

**SUR LA PROPAGATION DES ONDES SÉISMQUES AU
VOISINAGE DE L'ÉPICENTRE. — PRÉLIMINAIRES CON-
TINUES ET TRAJETS A RÉFRACTION.**

**Ondes P et \bar{P} , exposé d'après les travaux
de A. MOHOROVICIC.**

Par E. ROTHÉ, Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg,
Directeur du Bureau central sismologique.

Lorsque le foyer d'un tremblement de terre est rapproché, à une distance comprise entre 300 et 700 km, on distingue sur les sismogrammes, après l'impetus des ondes P, une deuxième phase que l'on désigne habituellement sous le nom de \bar{P} soulignées et que je proposerai d'appeler *ondes continues ou uniformes* : cette phase apparaît seule lorsque l'épicentre est très rapproché, à une distance inférieure à 300 km ; à partir de 700 km, au contraire, les P sont seules inscrites ; entre 300 et 700 km, on aperçoit les deux phases.

La même distinction peut d'ailleurs être établie pour la deuxième phase préliminaire, celle des S, et il y a lieu d'y distinguer les S ordinaires et les \bar{S} soulignées.

Théorie. — Calcul des durées de trajet.

Il est difficile d'admettre qu'il puisse exister deux genres d'ondes de même nature, longitudinales par exemple, se pro-

Note. — Un certain nombre de sismologues en relation avec le Bureau central de Strasbourg m'ont demandé de rédiger un exposé de la question des ondes soulignées. Le mémoire de A. Mohorovicic (*Jahrbuch des meteorologischen Observatoriums in Zagreb für das Jahr, 1909, IX-IV Teil-Abschnitt I. Das Beben vom 8 X 1909*) étant peu répandu, au moins dans certains pays, j'ai pensé que cet exposé présenterait quelque utilité ; je l'ai fait sous forme didactique et, tout en respectant de mon mieux les idées de l'auteur, je n'ai pas suivi l'ordre même du mémoire qui convenait surtout à l'exposé de recherches. J'ai choisi quelques applications parmi les phénomènes récents.

pageant dans le même milieu avec des vitesses différentes à partir de l'hypocentre ou foyer du tremblement, et telles que les ondes normales n'apparaissent qu'à partir d'une distance déterminée. Il fallait chercher une autre explication de l'existence et des propriétés de ces ondes différentes.

Elle a été fournie par A. Mohorovicic, à la suite de travaux sur des tremblements de terre particuliers à épocentre parfaitement connu et observés à courte distance dans de bonnes conditions. Il a été conduit à deux *hypothèses* que j'énoncerai immédiatement, quitte à les justifier ultérieurement, en les interprétant de la manière suivante :

1° Il existe à l'intérieur du globe, à une profondeur de 50 km à partir de la surface de la terre, une surface de discontinuité, où brusquement les propriétés physiques varient d'une manière notable et non plus progressivement : ainsi la densité du milieu, et, par conséquent, la vitesse de propagation des ondes élastiques subissent une modification brusque. Il y aurait donc à la surface de séparation de deux couches à propriétés distinctes une réfraction correspondant à un indice déterminé. Les deux couches situées de part et d'autre de la surface de séparation seront appelées dans la suite *couche supérieure et couche inférieure*.

2° La variation de la vitesse de propagation des ondes élastiques obéit à la relation polytropique¹ $\frac{v}{V} = \left(\frac{R}{r}\right)^K$ (1);

v vitesse de propagation à la distance r du centre de la terre;
 V vitesse à l'hypocentre, foyer à la distance R ;

1. J'ai employé l'expression de relation polytropique par analogie avec la relation ainsi appelée en thermodynamique dans l'étude des gaz, $pv^K = \text{constante}$ (p pression, v volume), où K est aussi un coefficient qui, suivant les conditions, prend des valeurs différentes. Il est égal au rapport γ des chaleurs spécifiques dans le cas des détente adiabatiques. Les expériences de Clément Desormes, par exemple, conduisent à la relation différentielle de Laplace :

$$\frac{dp}{dv} = -\gamma \frac{p}{v}$$

K est non pas une constante, mais un coefficient qui change suivant la profondeur atteinte et qui ne conserve la même valeur que dans des couches d'épaisseur déterminée.

Mohorovicic a énoncé la loi de variation sous la forme différentielle $\frac{dv}{dr} = -K \frac{v}{r}$ qui, par intégration, conduit à la formule (1).

On admettra certaines valeurs de K pour les distances à la surface inférieures à 50 km; d'autres valeurs conviendront aux couches plus profondes, valeurs d'ailleurs très différentes des premières.

Λ

Durée de trajet, cas général. — Il importe de montrer d'abord comment ces hypothèses modifient les résultats du calcul classique.

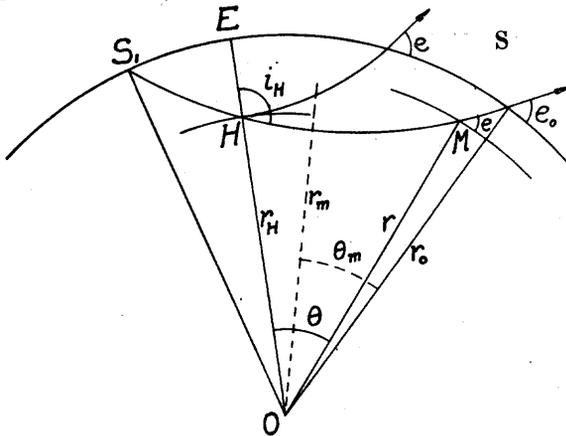


FIG. 1.

Rappelons les relations connues :

$$d\Theta = \frac{n_0 r_0 \cos e_0 dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - n_0^2 r_0^2 \cos^2 e_0}}$$

$$ds = v dt, \quad dt = \frac{1}{v} ds = \frac{1}{v} \frac{rd\Theta}{\cos e};$$

- Θ angle que fait le rayon de la sphère OM allant du centre au point M du rayon ou trajectoire séismique avec la normale OM passant par l'hypocentre (*fig. 1*);
n, v indice, vitesse en M à la distance *r* du centre;
e angle d'émergence ou angle du rayon séismique avec la surface de la sphère passant par M;
i angle d'incidence ou angle du rayon séismique avec la normale OM;
s longueur de l'arc HM;
n₀, v₀, r₀, e₀, i₀ mêmes notations relatives au point pris comme origine, point de comparaison.

Le point de départ est ici l'hypocentre pour lequel toutes les quantités correspondantes seront désignées par des majuscules N, V, R, E, I afin d'éviter les indices $R = R_H$, $I = i_H$, etc. L'angle $I = 90^\circ - E$ sera en général appelé angle d'impulsion. Ces notations conduisent à écrire

$$d\Theta = \frac{NR \cos E \, dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - N^2 R^2 \cos^2 E}}, \quad dt = \frac{1}{v \cos e} \frac{NR \cos E \, dr}{\sqrt{n^2 r^2 - N^2 R^2 \cos^2 E}}.$$

On pose $NR \cos E = a$ et on obtient, par des transformations évidentes,

$$dt = \frac{NR \cos E \, nr \, dr}{vnr \cos e \sqrt{n^2 r^2 - N^2 R^2 \cos^2 E}} = \frac{n^2 r \, dr}{\sqrt{n^2 r^2 - a^2}} = \frac{r \, dr}{v \sqrt{r^2 - a^2 v^2}}$$

ou

$$t + C = \pm \int \frac{r \, dr}{v \sqrt{r^2 - a^2 v^2}},$$

$$t + C = \pm \left[\frac{1}{v} \sqrt{r^2 - a^2 v^2} + \int \frac{r^2 \frac{dv}{dr} \, dr}{v^2 \sqrt{r^2 - a^2 v^2}} \right].$$

Introduisant la loi de variation $\frac{dv}{dr} = -K \frac{v}{r}$,

$$t + C = \pm \left[\frac{1}{v} \sqrt{r^2 - a^2 v^2} + \int \frac{-Krv \, dr}{v^2 \sqrt{r^2 - a^2 v^2}} \right].$$

Or, d'après ce qui précède,

$$\int \frac{rdr}{v\sqrt{r^2 - a^2v^2}} = \pm \frac{1}{v} \sqrt{r^2 - a^2v^2} - \int \frac{Krd r}{v\sqrt{r^2 - a^2v^2}}$$

donc

$$(K + 1) \int \frac{rdr}{v\sqrt{r^2 - a^2v^2}} = \pm \frac{1}{v} \sqrt{r^2 - a^2v^2}$$

d'où

$$t + C = \frac{1}{v(K + 1)} \sqrt{r^2 - a^2v^2}.$$

On remplace v par sa valeur tirée de (1) :

$$t + C = \frac{r}{(K + 1)V \left(\frac{R}{r}\right)^K} \sqrt{1 - \cos^2 I \left(\frac{R}{r}\right)^{2(K+1)}}.$$

Exprimant qu'au temps $t = 0$ on a $r = R$, on trouve

$$C = \frac{1}{(K + 1)V} R \cos I$$

d'où

$$t = \frac{r}{(K + 1)V \left(\frac{R}{r}\right)^K} \left[\sqrt{1 - \sin^2 I \left(\frac{R}{r}\right)^{2(K+1)}} - \left(\frac{R}{r}\right)^{K+1} \cos I \right]. \quad (2)$$

Cette relation exprime la durée de trajet de l'ébranlement, sous l'impulsion I , entre l'hypocentre à la distance R du centre de la terre et un point à la distance r .

Durée de trajet; cas particulier d'un milieu homogène. — Si la vitesse était constante, on aurait $K = 0$ et $v = V$,

$$t = \frac{r}{v} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sin^2 I} - \frac{R}{r} \cos I \right]. \quad (2 \text{ bis})$$

formule qui peut être établie directement d'une manière simple. On a, en effet (*fig. 2*), $HM = IM - IH$, I pied de la normale abaissée de O sur HM , $IO = r_m$.

$$vt = \sqrt{r^2 - r_m^2} - R \cos I, \quad r_m = R \sin I \quad \text{d'où} \quad (2 \text{ bis}).$$

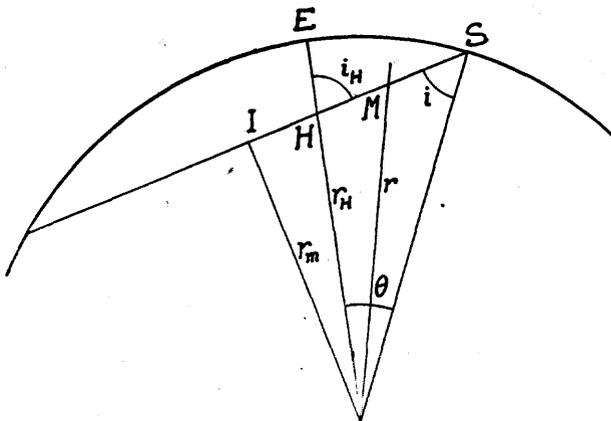


FIG. 2.

B

Angle d'émergence à la distance r . — Rapprochons la relation (1) de la relation générale classique

$$\frac{1}{v} r \cos e = \frac{1}{V} R \cos E \quad \text{ou} \quad \frac{R}{r} = \frac{V \cos e}{v \cos E};$$

par multiplication on obtient

$$\left(\frac{R}{r}\right)^{k+1} = \frac{\cos e}{\cos E} = \frac{\sin i}{\sin I}. \quad (3)$$

Cas particuliers. — 1° $I = 0$ ou $E = \frac{\pi}{2}$, cas de la propagation du foyer vers l'épicentre, on a toujours le long de la trajectoire $\sin i = 0$; la propagation est donc rectiligne.

La durée de trajet de l'hypocentre à l'épicentre s'obtient en faisant $E = \frac{\pi}{2}$ dans (2), d'où

$$t = \frac{r}{(K+1)V\left(\frac{R}{r}\right)^K} \left[1 - \left(\frac{R}{r}\right)^{K+1} \right]. \quad (2 \text{ ter})$$

c'est la durée de trajet pour le rayon normal.

$$2^\circ \quad I = \frac{\pi}{2} \quad \text{ou} \quad E = 0, \quad \text{on a} \quad \cos e = \left(\frac{R}{r}\right)^{K+1},$$

cas où l'impulsion au foyer se fait normalement à la direction OH (fig. 1) ou tangentiellement à la sphère de rayon R. On a

$$t = \frac{r}{(K+1)V\left(\frac{R}{r}\right)^K} \sqrt{1 - \frac{R^{2(K+1)}}{r^{2(K+1)}}}. \quad (2 \text{ IV})$$

3° Soient r_0 le rayon terrestre, e_0 l'angle d'émergence à la surface du globe, on aura

$$\left(\frac{R}{r_0}\right)^{K+1} = \frac{\cos e_0}{\cos E} = \frac{\sin i_0}{\sin I}; \quad (3 \text{ bis})$$

c'est la relation entre les angles d'émergence et d'impulsion.

4° Angle d'émergence à la surface, quand l'impulsion est normale à OH (voir § 2). Le cosinus de l'angle d'émergence est le plus grand possible, puisque $\sin I = 1$; donc l'angle d'émergence est minimum.

$$\cos (e_{\min}) = \left(\frac{R}{r_0}\right)^{K+1}. \quad (3 \text{ ter})$$

L'angle formé par le rayon séismique avec la surface de la terre a la plus petite valeur (minimum de l'angle d'émergence).

C

Relation entre le rayon r et l'angle au centre Θ .

On se reporte à l'équation connue

$$d\Theta = \frac{NR \cos E \, dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - N^2 R^2 \cos^2 E}}$$

que l'on écrit en tenant compte de (1)

$$\begin{aligned} d\Theta &= \frac{R \cos E \, dr}{r \sqrt{\left(\frac{V}{v}\right)^2 r^2 - R^2 \cos^2 E}} = \frac{R \cos E \, dr}{r \sqrt{\left(\frac{r}{R}\right)^{2K} r^2 - R^2 \cos^2 E}} \\ &= \frac{\cos E \, dr}{r \sqrt{\left(\frac{r}{R}\right)^{2K+2} - \cos^2 E}} = \frac{1}{K+1} \frac{(K+1) \frac{R^{K+1}}{r^{K+2}} \cos E \, dr}{\sqrt{1 - \left[\left(\frac{R}{r}\right)^{K+1}\right]^2 \cos^2 E}} \end{aligned}$$

En intégrant

$$\Theta + C = \pm \frac{1}{K+1} \arcsin \left\{ \left(\frac{R}{r}\right)^{K+1} \cos E \right\}.$$

Pour $r = R$ on a $\Theta = 0$, d'où $C = \frac{1}{(K+1)} \left[\frac{\pi}{2} - E \right]$.

$$\begin{aligned} \Theta &= \pm \frac{1}{K+1} \left[\frac{\pi}{2} - E - \arcsin \left\{ \left(\frac{R}{r}\right)^{K+1} \cos E \right\} \right] \\ &= \pm \frac{1}{K+1} \left[1 - \arcsin \left\{ \left(\frac{R}{r}\right)^{K+1} \sin 1 \right\} \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Cas particulier d'un milieu homogène.

Si l'on fait $K = 0$, on a $v = V$; la trajectoire est la ligne droite HS (*fig. 2*).

$$\Theta = i_H - \text{arc sin} \left\{ \frac{R}{r} \sin I \right\} = I - i.$$

Si I est toujours égal à $\Theta + i$, la trajectoire est bien en effet rectiligne : tout point M satisfaisant à la relation précédente se trouve sur la droite HS.

Expression de r en fonction de Θ . — En partant de (4) et faisant abstraction du signe moins,

$$\frac{\pi}{2} - E - (K + 1) \Theta = \text{arc sin} \left\{ \left(\frac{R}{r} \right)^{K+1} \cos E \right\},$$

ou

$$\begin{aligned} \left(\frac{R}{r} \right)^{K+1} \cos E &= \sin \left[\frac{\pi}{2} - E - (K + 1) \Theta \right] \\ r^{K+1} &= \frac{R^{K+1} \cos E}{\sin \left[\frac{\pi}{2} - E - (K + 1) \Theta \right]}, \end{aligned} \quad (5)$$

ou, d'après (3 bis), $\cos e = \cos [E + (K + 1) \Theta]$,

$$(K + 1) \Theta = \pm (E - e). \quad (6)$$

Minimum de r ; point de plus grande profondeur. — r est minimum quand $\frac{\pi}{2} - E - (K + 1) \Theta = \frac{\pi}{2}$,

ou

$$\Theta = - \frac{E}{K + 1}. \quad (6 \text{ bis})$$

Si $E < 0$, Θ est > 0 ; si $E > 0$, Θ est < 0 .

Pour $E = 0$, l'hypocentre est en même temps le point le plus profond. La valeur minimum de r est

$$r_m = R^{K+1} \sqrt{\cos E}. \quad (\text{Voir fig. 1.}) \quad (5 \text{ bis})$$

Foyer à la surface du globe.

Épicentre confondu avec l'hypocentre.

On applique sans difficulté les formules générales (2), (4), (5), en donnant à R la valeur du rayon terrestre r_0 et à r une valeur inférieure quelconque.

Au contraire, les formules cessent de s'appliquer s'il s'agit d'écrire les équations relatives à deux points de la surface du globe, comme s_1 et s (fig. 1).

Mais on tourne aisément la difficulté en remarquant que la trajectoire est symétrique par rapport au rayon passant par le point le plus bas, où $R = r_m$, $i_m = \frac{\pi}{2}$, $e_m = 0$.

L'équation (2) donne alors

$$t = \frac{r_0}{(K+1) \left(\frac{R}{r}\right)^K V_m} \sqrt{1 - \left(\frac{r_m}{r_0}\right)^{2(K+1)}}. \quad (2 \text{ IV bis})$$

La durée cherchée est double de la précédente. D'ailleurs, pour le point le plus bas,

$$\sin \left[\frac{\pi}{2} - E - (K+1) \Theta \right] = 1 \quad \text{en vertu de (5)}$$

et

$$\Theta_m = \frac{-E}{K+1} \quad (6 \text{ bis}), \quad E = e_0;$$

l'angle au centre correspondant est donc $\Theta_0 = \frac{-2e_0}{K+1}$.

L'équation (4) en Θ conduit au même résultat :

$$\Theta_m = \pm \frac{1}{K+1} \left[\frac{\pi}{2} - E - \arcsin \left(\frac{R}{r_m} \right)^{K+1} \cos E \right];$$

mais en vertu de (5 bis),

$$\left(\frac{R}{r_m} \right)^{K+1} = \frac{1}{\cos E},$$

d'où

$$\Theta_m = \pm \frac{1}{K+1} \left[\frac{\pi}{2} - E - \arcsin \frac{\cos E}{\cos E} \right] = \pm \frac{E}{K+1},$$

$$\Theta_0 = \frac{-2e_0}{K+1} \quad \text{comme précédemment.}$$

Ondes \bar{P} ou ondes uniformes.

Hodographe. — La courbe de propagation des \bar{P} ou hodographe a été tracée à l'aide des données relatives au tremblement de terre du 8 décembre 1909 dont l'épicentre a été fixé à 45°29' N, 16°03' E. avec une erreur maxima de ± 3 kms. On a aussi utilisé d'autres tremblements de même épicentre, mais dont les hypocentres sont peut-être un peu différents, si bien que l'hodographe ainsi obtenue correspond à des nombres moyens. Connaissant l'épicentre avec toute la précision désirable et admettant une heure épicentrale on a pu dresser le tableau ci-dessous.

Durée de propagation pour la phase \bar{P} .

(Distances épacentrales Δ comprises entre 40 et 700 km.)

Km.	Durée.	dif- férence.	Km.	Durée.	dif- férence.
40	4.3		380	65.1	3.7
60	7.1	2.8	400	68.8	3.7
80	10.1	3.0	420	72.5	3.7
100	13.3	3.2	440	76.1	3.6
120	16.7	3.4	460	79.6	3.5
140	20.2	3.5	480	83.1	3.5
160	23.8	3.6	500	86.5	3.4
180	27.4	3.6	520	89.9	3.4
200	31.1	3.7	540	93.2	3.3
220	34.8	3.7	560	96.5	3.3
240	38.6	3.8	580	99.7	3.2
260	42.4	3.8	600	102.9	3.2
280	46.2	3.8	620	106.1	3.2
300	50.0	3.8	640	109.3	3.2
320	53.8	3.8	660	112.5	3.2
340	57.6	3.8	680	115.7	3.2
360	61.4	3.8	700	118.9	3.2

Existence d'un point d'inflexion. — Un tracé soigné de la courbe correspondante fait apparaître un point d'inflexion à 280 ± 10 km. Ce point d'inflexion correspond au point de la surface du globe pour lequel la vitesse apparente de propagation passe par un minimum. En ce point en effet la vitesse $\frac{d\Delta}{dt}$ cesse de décroître pour croître et la théorie montre qu'en même temps l'angle d'émergence passe aussi par un minimum : le rayon séismique fait le plus petit angle avec la surface de la terre puisque le cosinus de l'angle d'émergence varie en raison inverse de la vitesse apparente. L'angle d'impulsion est alors égal à $\frac{\pi}{2}$ (Voir B4).

D'après l'équation (5) on a

$$\left(\frac{R}{r_0}\right)^{K+1} = \sin \left[\frac{\pi}{2} - (K+1)\Theta \right].$$

Dans cette équation il y a deux variables R et K, r_0 rayon de la terre étant connu et Θ représentant l'angle au centre également connu qui correspond au point d'émergence minimum.

Comme nous ne connaissons pas R *a priori* il convient d'établir une table de correspondance où en face des valeurs de R ou de $r_0 - R$ profondeur de l'hypocentre, de 5 en 5 km, on écrira la valeur de K tirée de la relation précédente.

Profondeur	10	15	20	25	30	35	40
Valeur de K	0,625	1,436	2,244	3,049	3,850	4,645	5,434

Profondeur du foyer.

Quelle est la profondeur du foyer et par suite le coefficient K qui conviennent au cas actuel?

Pour en décider, il faut s'appuyer sur les observations traduites par la courbe de propagation.

Soient t_1, t_2 les époques auxquelles la phase \bar{P} atteint les stations aux distances épacentrales D_1 et D_2 , l'application de l'équation (2) conduit à écrire, I_1 et I_2 étant les angles d'impulsion correspondants

$$T_1 = t_2 - t_1 = \frac{r_0}{(K + 1) V \left(\frac{R}{r_0}\right)^K} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{R}{r_0}\right)^{2(K+1)} \sin^2 I_2} - \sqrt{1 - \left(\frac{R}{r_0}\right)^{2(K+1)} \sin^2 I_1} + \left(\frac{R}{r_0}\right)^{K+1} (\cos I_1 - \cos I_2) \right].$$

On ne connaît pas t_1 et t_2 , si on ne suppose pas l'heure initiale connue : l'observation fournit T_1 . On ne connaît pas non plus V, il y a donc en plus de R deux autres inconnues K et V et une deuxième équation est nécessaire.

On envisagera deux autres stations aux distances D_3, D_4 où les heures d'arrivée sont t_3, t_4 , d'où

$$T_2 = (t_4 - t_3) = \frac{r_0}{(K+1)V\left(\frac{R}{r_0}\right)^K} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{R}{r_0}\right)^{2(K+1)} \sin^2 I_4} - \sqrt{1 - \left(\frac{R}{r_0}\right)^{2(K+1)} \sin^2 I_3} + \left(\frac{R}{r_0}\right)^{K+1} (\cos I_3 - \cos I_4) \right].$$

Il est clair que si l'on porte dans ces deux équations deux valeurs correspondantes de R et de K , conformément au tableau ci-dessus, on devra obtenir pour V la même valeur : sinon les valeurs de R et de K ne conviennent pas.

Le calcul a été fait pour toutes les profondeurs de foyer de 5 en 5 km depuis 10 jusqu'à 50 et on a trouvé les résultats suivants, V_1 et V_2 étant les valeurs de V calculées à l'aide de T_1 et T_2 :

Km.	10	15	20	25	30	35	40	45	50
V_1 ...	5.60	5.54	5.46	5.45	5.42	5.39	5.33	5.25	5.23
V_2 ...	6.30	6.60	6.13	5.80	6.18	6.70	6.06	5.99	6.19

On constate que pour la profondeur de 25 km les vitesses trouvées sont très voisines, 5.45 et 5.80.

La profondeur de 25 km paraît donc convenir.

La vitesse correspondante est intermédiaire entre 5.45 et 5.80. Pour aller plus loin dans l'approximation on peut chercher entre ces limites la vitesse qui convient le mieux pour un plus grand nombre de points de la courbe de propagation, huit par exemple : des essais successifs conduisent au nombre 5.60.

En résumé, on admet que pour les tremblements qui ont servi à cette étude, le rayon terrestre étant $r_0 = 6370$ km, l'hypocentre se trouvant à 6345 km du centre, ou 25 km de la surface $R = 6345$, le coefficient adopté K est 3,049 et la vitesse d'impulsion V est à 5 km, 60.

Il est bon de remarquer qu'on opère seulement sur les diffé-

rences des temps d'arrivée et que par suite l'heure épacentrale n'intervient pas dans cette partie du calcul.

Calcul des durées de trajet; comparaison avec l'hodographe.

On se donne un angle d'impulsion I et par la formule (3 bis) on en déduit l'angle correspondant d'émergence e_0 . La formule (6) fournit la valeur de l'angle au centre Θ , d'où la distance épacentrale Δ . Le tableau de l'hodographe donne la durée apparente de propagation depuis l'épicentre. La formule (2) permet de calculer la durée réelle, puisque toutes les quantités entrant dans cette formule sont connues. Si on retranche de cette durée réelle, le temps nécessaire à la propagation, suivant la normale, de l'hypocentre à l'épicentre, on obtient la différence entre les temps d'arrivée au point d'émergence et à l'épicentre, c'est-à-dire précisément le temps qui figure dans les courbes de propagation apparente. C'est la formule 2^{ter} qui permet de calculer cette durée de trajet normal : dans le cas actuel on trouve 4^o, 5.

Le tableau de la page suivante prouve que cette concordance est tout au moins satisfaisante.

Dans la première colonne figurent les angles d'impulsion choisis I ; dans la deuxième les angles d'incidence calculés i_0 ; dans la troisième les angles d'émergence e_0 . Dans la quatrième séparée des précédentes les distances épacentrales correspondantes.

Les trois colonnes suivantes sont consacrées aux durées de trajet : 1^o durée apparente observée (hodographe); 2^o durée réelle calculée; 3^o durée réelle diminuée de 4^o, 5 correspondant au trajet normal.

Enfin la dernière colonne indique les différences entre les durées observées et les durées réelles diminuées de 4,5.

Comparaison des durées concernant les ondes \bar{P} .

Angle I d'impulsion.	Angle i_0 de sortie.	Angle e_0 d'émergence.	Distance épacentrale.	Durée du trajet.			Différence Obs. — Calc.
				Apparente observée.	Réelle calculée.	Réelle — 4,5	
0	0	90	0	0	4,5	--	—
40	39° 14' 30"	50° 45' 30"	21	—	5,9	1,4	—
65	63 07 30	26 52 30	52	6,0	10,3	5,8	0,2
75	71 55 40	18 04 20	84	10,7	15,8	11,3	— 0,6
80	75 44 30	13 15 30	117	16,2	21,1	16,6	— 0,4
			147	21,5	26,8	22,3	— 0,8
85	78 30 20	11 29 40	174	26,3	31,5	27,0	— 0,7
90	79 48 10	10 11 50	280	46,2	50,3	44,8	0,4
93	79 22 30	10 37 30	374	64,0	67,6	63,1	0,9
95	78 30 20	11 29 40	449	77,7	80,3	75,8	1,9
97	77 39 10	12 20 50	531	91,7	95,4	90,9	0,8
100	75 45 20	14 14 40	666	113,5	118,0	113,5	0,0
101	75 02 40	14 57 20	713	120,9	127,8	120,3	0,6

La différence moyenne de $\pm 0,7$ est comprise dans les limites des erreurs de graphique de la courbe de propagation. La concordance entre les courbes observée et calculée est si bonne qu'on peut affirmer que, *au moins dans le cas actuel*, les équations (2) et (4) fournissent une bonne représentation de la propagation des P.

Exemple de calcul :

$$r_0 = 6370, \quad R = 6345 \text{ (profondeur 25 Km.)} \quad K = 3,049.$$

$$\text{Prenons } I = 65^\circ; \quad \sin i_0 = \left(\frac{6345}{6370}\right)^{4,049} \sin 65, \quad i_0 = 60^\circ 07' 30''.$$

$$\Theta = \frac{1}{4,049} [65 - 63^\circ 07' 30''], \quad \Theta = 27' 8, \quad \Delta = 52 \text{ Km.}$$

D'après l'hodographe la durée apparente est 6^s .

La durée réelle de trajet calculée par (2) est

$$t = \frac{6370}{4,049 \cdot 5,6 \left(\frac{6345}{6370}\right)^{4,049}} \left[\sqrt{1 - \sin^2 63^\circ 07' 30''} - \left(\frac{6345}{6370}\right)^{4,049} \cos 65 \right], \quad t = 10^s, 3.$$

En retranchant $4^s, 5$ on obtient $5^s, 8$ qui diffère de $0^s, 2$ de la durée apparente 6^s .

En retranchant membre à membre les équations (2) et (2 *ter*) (trajet normal), on obtient une relation entre les durées apparentes de propagation et les données d'impulsion.

$$t = \frac{r_0}{(K+1)V\left(\frac{R}{r_0}\right)^K} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{R}{r_0}\right)^{2(K+1)} \sin^2 I} - \left(\frac{R}{r_0}\right)^{K+1} \cos I + \left(\frac{R}{r_0}\right)^{K+1} - 1 \right].$$

On pourrait aussi la transformer en fonction des données d'émergence en appliquant les relations

$$v_0 = V \left(\frac{R}{r_0} \right)^K \cos E \cdot \left(\frac{R}{r_0} \right)^{K+1} = \cos E_0,$$

$$t = \frac{r_0}{(K+1)V_0} \left[\sin e_0 - \left(\frac{R}{r_0} \right)^{K+1} \sqrt{1 - \left(\frac{r_0}{R} \right)^{2(K+1)} \cos^2 e_0} + \left(\frac{R}{r_0} \right)^{K+1} - 1 \right].$$

Dans l'exemple précédent on trouverait avec $K = 3,049$ et $V = 5,60$ $v_0 = 5^{\text{km}}, 53$.

Profondeur à laquelle pénètrent les ondes \bar{P} ; justification de la première hypothèse de Mohorovicic.

Les ondes ne peuvent rester continues, uniformes que si elles ne pénètrent pas dans la couche inférieure. Le dernier rayon \bar{P}

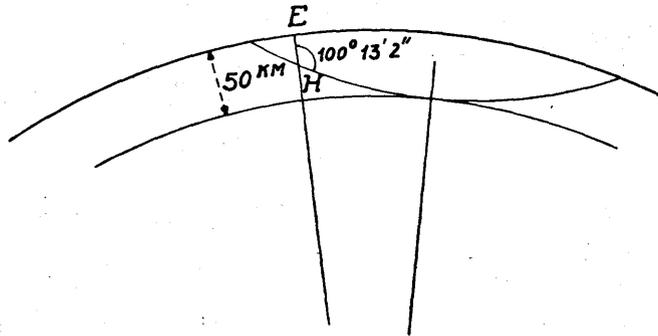


FIG. 3.

émis est tangent à la sphère de rayon 6320 km (fig. 3). On doit donc avoir d'après (5 bis) :

$$6320 = 6345^{K+1} \sqrt{\cos E} \quad \text{ou} \quad \sin I = \left(\frac{6320}{6345} \right)^{4,049}$$

d'où l'angle d'impulsion $I = 100^\circ 13' 2''$.

$$\text{Or } \cos e_0 = \cos E \left(\frac{6345}{6370} \right)^{4,049} = \left(\frac{6320}{6345} \right)^{4,049} \times \left(\frac{6345}{6370} \right)^{4,049}$$

$$e_0 = 14^{\circ} 23' 9''.$$

L'angle au centre correspondant s'obtient par la formule (6)

$$\Theta = \frac{1}{4,049} [100^{\circ} 13' 2'' - 75^{\circ} 36' 51'']. \text{ On trouve } \Delta = 675 \text{ km environ.}$$

Or on sait que c'est vers 700 km que les \bar{P} cessent d'apparaître. La concordance est bonne : si l'on prenait un angle d'impulsion de 100° , on aurait 666 km et la couche de discontinuité devrait être à 49 km; pour la distance 720 km elle se trouverait à 54 km; on a pris le chiffre rond 50 qui est très satisfaisant.

Les raisonnements reposent sur l'identité des valeurs de V tirées de diverses observations : voici, d'après Mohorovicic un exemple de calcul de la vitesse V (voir p. 30) :

$$\text{Profondeur 25 Km } \quad K = 3,049 \quad \log \left(\frac{R}{r_0} \right)^{K+1} = \bar{1},9930857,$$

$$\log \left(\frac{R}{r_0} \right)^K = \bar{1},99479.$$

$$\text{On pose } \sqrt{1 - \left(\frac{R}{r_0} \right)^{2(K+1)}} \sin^2 I = m \left(\frac{R}{r_0} \right)^{K+1} \cos I = n.$$

I angle d'impulsion, i_0 angle de sortie, Θ angle au centre, Δ distance épacentrale, t durée apparente (d'après l'hodographe), m et n valeurs des expressions définies plus haut :

$I_1 = 65^{\circ}$	$I_2 = 90^{\circ}$	$I_3 = 97^{\circ}$	$I_4 = 100^{\circ}$
$i_{0,1} = 63^{\circ} 7' 30''$	$i_{0,2} = 79^{\circ} 48' 10''$	$i_{0,3} = 77^{\circ} 39' 10''$	$i_{0,4} = 75^{\circ} 45' 30''$
$\Theta_1 = 27'.8$	$\Theta_2 = 151'.1$	$\Theta_3 = 286'.7$	$\Theta_4 = 359'.2$
$\Delta_1 = 52 \text{ Km}$	$\Delta_2 = 280 \text{ Km}$	$\Delta_3 = 531 \text{ Km}$	$\Delta_4 = 666 \text{ Km}$
$t_1 = 6^s,0$	$t_2 = 46^s,2$	$t_3 = 91^s,8$	$t_4 = 113^s,5$
$m_1 = 0,4520$	$m_2 = 0,1770$	$m_3 = 0,2141$	$m_4 = 0,2461$
$n_1 = 0,4159$	$n_2 = 0$	$n_3 = 0,1199$	$n_4 = 0,1670$

$$\begin{aligned} \text{Premier calcul : } V &= \frac{r_0}{(K+1)(t_2-t_1)\left(\frac{R}{r_0}\right)^K} [m_2 - m_1 + n_1 - n_2] \\ &= \frac{6370}{4,049 \cdot 40,2 \cdot \left(\frac{6345}{6370}\right)^{4,049}} [0,1409] = 5,58, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Second calcul : } V &= \frac{r_0}{(K+1)(t_4-t_3)\left(\frac{R}{r_0}\right)^K} [m_4 - m_3 + n_3 - n_4] \\ &= \frac{6370}{4,049 \cdot 21,7 \cdot \left(\frac{6345}{6370}\right)^{4,049}} [0,0791] = 5,80. \end{aligned}$$

Ondes normales P.

Nature de la trajectoire. — Les rayons qui partent du foyer sous un angle d'impulsion supérieur à $I = 100^\circ 13' 2''$, tombent sur la sphère de discontinuité S, de rayon 6320 km, y pénètrent en se réfractant, ressortent et atteignent la surface de la terre : il y a donc un trajet complexe, et dans la couche supérieure et dans la couche inférieure; les ondes ont perdu leur caractère d'uniformité.

La théorie faite plus haut permet de calculer la durée de ce trajet complexe. D'autre part on connaît avec une exactitude suffisante l'hodographe des P; il sera donc possible de faire une comparaison entre les temps calculés et observés correspondant à une distance épacentrale donnée.

Le tableau ci-contre contient les données relatives à l'hodographe des P.

Durées de propagation pour la phase P.

(Distances épicentrales de 500 à 2.050 km.)

Distance km.	Temps sec.	diff.	Distance km.	Temps sec.	diff.	Distance km.	Temps sec.	diff.
500 ..	69,4	6,4	1050 ..	139,3	6,3	1600 ..	208,6	6,3
550 ..	75,8	6,4	1100 ..	145,6	6,3	1650 ..	214,9	6,2
600 ..	82,2	6,4	1150 ..	151,9	6,3	1700 ..	221,1	6,2
650 ..	88,6	6,4	1200 ..	158,2	6,3	1750 ..	227,1	6,0
700 ..	95,0	6,4	1250 ..	164,5	6,3	1800 ..	233,0	5,9
750 ..	101,4	6,4	1300 ..	170,8	6,3	1850 ..	238,7	5,7
800 ..	107,8	6,4	1350 ..	177,1	6,3	1900 ..	244,3	5,6
850 ..	114,1	6,3	1400 ..	183,4	6,3	1950 ..	249,8	5,5
900 ..	120,4	6,3	1450 ..	189,7	6,3	2000 ..	255,3	5,5
950 ..	126,7	6,3	1500 ..	196,0	6,3	2050 ..	260,8	5,5
1000 ..	133,0	6,3	1550 ..	202,3	6,3			

Calcul de la durée de trajet. — Soit une distance épicentrale $\Delta = ES$. Elle correspond au trajet réel $HA BS$. L'angle au centre qui sous-tend l'arc Δ est formé de trois parties $\Theta_1 + \Theta + \Theta_2$.

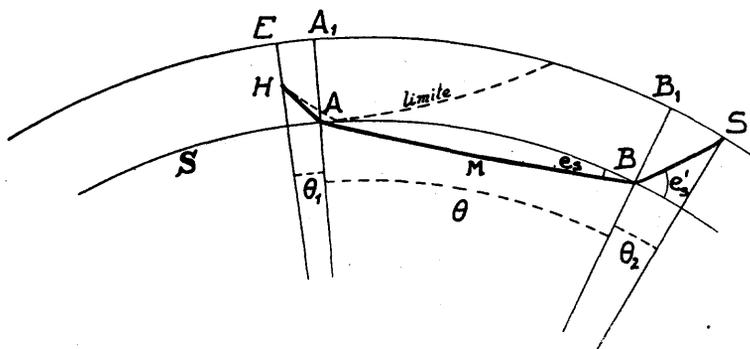


FIG. 4.

correspondant aux arcs $EA_1 + A_1B_1 + B_1S$ (fig. 4). Pour faire la comparaison projetée, nous commencerons par nous donner une valeur de l'angle Θ qui correspond à un trajet d'un niveau A au même niveau B à la distance $r_s = 6320$ km du centre de la

terre. Les rayons OA et OB rencontrent la surface de la terre aux points A_1 et B_1 tels que l'arc $A_1B_1 = 111r_s^{km} \cdot 2 \times \Theta$ (Soit $\Theta = 6^\circ$ $A_1B_1 = 666$ km). Pour trouver la durée du trajet réel dans la couche inférieure, il faut faire appel à l'équation (2 IV bis) :

$$t = \frac{2r_s}{(K+1)V_m \left(\frac{r_m}{r_s}\right)^K} \sqrt{1 - \left(\frac{r_m}{r_s}\right)^{2(K+1)}}$$

Or, d'après (5 bis),

$$r_m = r_s^{K+1} \sqrt{\cos e_s} \quad \text{et} \quad V_m \left(\frac{r_m}{r_s}\right)^K = V_s,$$

d'où

$$t = \frac{2r_s}{(K+1)v_s} \cos i_s = \frac{2r_s}{(K+1)v_s} \sin e_s. \quad (7)$$

Nous poserons ici $K = 0,75$, $V_s = 7,747^{km/s}$, $r_s = 6320$ Km.
Nous justifierons plus tard le choix des valeurs de K et V_s .

D'autre part, i_s est connu d'après l'équation (4), où l'on fait $I = \frac{\pi}{2}$. On a, en effet :

$$\Theta = \frac{I}{K+1} \left[90^\circ - \arcsin \left(\frac{r_m}{r_s} \right)^{K+1} \right].$$

Mais comme

$$\left(\frac{r_m}{r_s} \right)^{K+1} = \sin i_s, \quad \Theta = \frac{I}{K+1} (90^\circ - i_s) = \frac{e_s}{K+1}. \quad (6 ter)$$

Si Θ est donné, comme on l'a supposé, i_s et e_s sont connus. Il est donc possible de dresser une table où, en face des valeurs des angles Θ , on inscrira celle des temps de trajet en secondes. (Pour $\Theta = 6^\circ$, $t_{AB} = 85^s,3$.)

Pour calculer les durées de trajet HA et BS, il suffit de connaître les angles sous lesquels les rayons séismiques pénètrent en A et B dans la couche supérieure; or, nous savons que la vitesse de propagation au voisinage de la surface de discontinuité de la couche supérieure est $5,68^{km/s}$; dans la couche inférieure,

cette vitesse atteint 7,747, donc l'indice de réfraction de la couche supérieure par rapport à l'inférieure est le rapport des vitesses $\frac{7,747}{5,68}$. Si donc le calcul précédent a fourni la valeur de l'angle i_s , on en déduit aisément, par la relation des sinus l'angle i'_s , qui pourra être considéré, suivant le principe du retour inverse des rayons, comme angle d'impulsion pour des foyers qui seraient supposés en A et B.

Les calculs faits au premier paragraphe permettent de calculer facilement : 1° la durée de trajet entre un point B à la distance 6.320 km du centre de la terre et la surface de la terre, l'angle d'impulsion i'_s étant connu;

2° la durée de trajet entre un point B à la distance de 6.320 km du centre de la terre à un point à la distance 6.345 km, l'angle d'impulsion i'_s étant le même que précédemment.

Ces deux durées de trajet se calculent par l'équation (2). (Pour $\Theta = 6$, on trouve $t_{HA} + t_{BS} = 19^s,3$: le trajet total a pour durée $85,3 + 19,3 = 104^s,6$.)

On obtient ensuite aisément les angles au centre qui sous-tendent EA₁ et B₁S; ils sont fournis par l'équation (4) (la somme des arcs EA₁ + B₁S = 78 km; pour $\Theta = 6$, l'arc ES = $667 + 78 = 745$ km).

Enfin, il est aisé de calculer l'angle d'émergence à la surface de la terre par application de la formule (3), puisqu'on connaît l'angle d'impulsion. (Pour $\Theta = 6$, on trouve 45° .)

Comparaison des durées réelles de trajet et des durées apparentes. — Pour établir la comparaison entre la durée de trajet apparente déduite de la courbe de propagation (soit ici 100,7) et la durée de trajet réelle déduite du calcul (ici 104^s,6), il faut procéder comme pour les ondes \bar{P} , tenir compte du temps nécessaire au mouvement séismique pour passer de l'hypocentre à l'épicentre, soit 4^s,5. On retranchera ce nombre de la durée réelle et on comparera la différence à la durée apparente. Le tableau ci-après montre une concordance très satisfaisante entre les résultats du calcul et de l'observation pour une série de valeurs de l'angle Θ .

Comparaison des durées concernant les ondes P.

Angle Θ	Couche supérieure.		Couche inférieure.		Total.			Hodographe.		Angle d'émergence e_s	Angle de sortie i_s
	Somme des arcs $EA_1 + B_1S$	Durée de trajet réel $HA + BS$	Arc A_1B_1	Durée du trajet réel $A MB$	Distance épi-centrale.	Trajet Total.	Trajet $-4^s,5$	Durée apparente	Diff.		
2°	79	19,3	222	28,5	301	43,3	38,8	—	—	45° 20'	44° 40'
4	79	19,3	445	56,9	524	76,2	71,7	72,5	0,8	45 08	44 52
6	78	19,3	667	85,3	745	104,6	100,1	100,7	0,6	45 00	45 00
8	78	19,2	889	113,6	967	132,8	128,3	128,8	0,5	44 49	45 11
10	77	19,2	1112	141,8	1189	161,0	156,5	156,8	0,3	44 35	45 25
12	77	19,1	1334	169,9	1411	189,0	184,5	184,7	0,2	44 17	45 43
14	75	19,0	1556	197,8	1631	216,8	212,3	212,5	0,2	43 57	46 03

On peut se proposer de calculer pour chaque valeur de l'angle Θ ou de la distance épacentrale la plus grande profondeur atteinte par le rayon séismique. Pour celui dont la distance épacentrale est 1.631 km, on trouve (formule 5 bis) 132 km,7.

Variations du trajet avec l'angle d'impulsion. — Les rayons qui partent du foyer sous un angle d'impulsion supérieur à 100° subissent la réflexion totale sur la surface de discontinuité. Le rayon limite tombe sur la surface sous un angle d'incidence β , tel que $\beta = \frac{1}{n}$. Cet angle est égal à $47^\circ 09'$, correspondant à l'angle d'impulsion $133^\circ 49'$. Ce rayon limite atteint la surface du sol à 79 km de l'épicentre.

Tous les rayons qui sortent du foyer sous des angles d'impulsion compris entre 100° et $133^\circ 49'$ restent dans la couche supérieure et il n'y a qu'une faible portion de l'énergie qui pénètre à l'intérieur de la terre. C'est seulement quand l'angle d'impulsion dépasse $133^\circ 49'$ que le rayon séismique peut être réfracté par la couche inférieure et parvenir à la surface. *On conçoit ainsi que les P normales n'apparaissent qu'à une distance de l'épicentre relativement grande, car il faut qu'elles attaquent la surface de discontinuité sous un angle suffisant pour qu'ils soient réfractés d'une manière notable.* Les faits sont donc bien d'accord avec l'hypothèse faite.

*Justification des valeurs $K = 0,75$ et $V_1 = 7,747$
qui ont été adoptées.*

Ce choix résulte d'approximations successives : ce sont les valeurs qui s'accordent le mieux avec les observations. La méthode d'approximation de Mohorovicic repose sur la considération de couples de rayons de trajets assez voisins pour qu'on puisse supposer égaux les trajets dans la couche supérieure. On prendra à la surface du globe des points tels que les angles Θ sous-tendus dans la couche inférieure diffèrent de 1° . On suppose la valeur de K constante pour les diverses distances jusque vers la distance épacentrale de 1.700 km.

Soient, par exemple, 6° et 7° les angles correspondant à un premier couple de rayons. La formule (6 ter) permet de calculer les angles d'émergence à la surface S : on trouve dans le cas particulier (e_1 , émergence dans la couche inférieure; e_2 , dans la couche supérieure) $e_1 = 15^\circ$, $e_2 = 17^\circ, 30'$ pour une valeur arbitraire $K = 4$. Appelons t_1 , t_2 les temps de trajet dans la couche inférieure; ils sont donnés par la formule (2^{IV bis}).

$$t_1 = \frac{2r_0}{(K+1) \left(\frac{r_m}{r_0}\right)^K V_m} \sqrt{1 - \left(\frac{r_m}{r_0}\right)^{2(K+1)}}$$

qui se transforme dans (7),

$$\begin{aligned} \text{d'où} \quad t_1 &= \frac{2r_s}{(K+1)v_s} \sin e_{1s}, & t_2 &= \frac{2r_s}{(K+1)v_s} \sin e_{2s}, \\ t_2 - t_1 &= \frac{2r_s}{(K+1)v_s} [\sin e_{2s} - \sin e_{1s}]. \end{aligned}$$

Comme nous supposons les trajets identiques dans la couche supérieure, cette différence de temps correspond à la différence des temps observés aux distances considérées (ici 759 et 860 km en chiffres ronds).

L'hodographe nous fournit cette différence $t_2 - t_1$ ($115^s, 4 - 101^s, 4$), et on peut en déduire une valeur de $v_s = 7$ km,56 par seconde. On recommence le même calcul pour d'autres couples de rayons, 10° et 11° , 14° et 15° , pour lesquels les distances sont 1219 et 1320 km, 1650 et 1760 km, correspondant aux durées $159^s, 5$ et $173^s, 3$, $214^s, 9$ et $228^s, 3$. On trouve des valeurs de la vitesse qui sont 7 km,17 et 6 km,64. On recommence le calcul pour d'autres valeurs de K : 3, 2, 1, et on dresse le tableau ci-dessous :

K	4	3	2	1
$6^\circ-7^\circ$	7,56	7,68	7,77	7,85
$10^\circ-11^\circ$	7,17	7,46	7,69	7,86
$14^\circ-15^\circ$	6,64	7,20	7,64	7,95

On peut alors construire pour chaque couple d'angles une courbe où les abscisses représentent les valeurs de K et les ordonnées les vitesses trouvées. Les trois courbes se coupent au voisinage d'un point qui correspondrait à $K = 1,3$, $V_s = 7$ km,8 par seconde.

Si on adopte ces valeurs, on peut calculer les angles d'émergence en S , les angles de réfraction, puisqu'on connaît l'indice $\frac{7,8}{5,68}$.

Ayant obtenu ainsi les angles d'impulsion, on peut aisément calculer la durée de trajet de la surface à 50 km au foyer à 25 km de profondeur et de la surface à 50 km à la surface de la terre; il suffit d'appliquer les équations (2), comme on l'a vu plus haut.

Pour faciliter les calculs, on les fait pour les angles d'impulsion en chiffres ronds, 30°, 40°, 50°, 60°, et on trace des courbes en portant en abscisses les valeurs des angles et en ordonnées d'une part les chemins parcourus, et d'autre part les durées de parcours, conformément au tableau suivant :

Angle d'impulsion.	De 50 à 25 km.		De 50 km à la surface du sol.	
	Trajet.	Durée.	Trajet.	Durée.
30°.....	14	5°,0	28	10°,3
40°.....	21	5°,8	41	11°,5
50°.....	29	6°,9	58	13°,6
60°.....	42	8°,7	82	22°,0

Les courbes servent à interpoler et on achève le calcul comme on l'a exposé plus haut.

Cette première approximation conduit à une mauvaise concordance entre l'observation et le calcul. On est conduit à modifier les valeurs de K et de V_s ; on essaie 1, puis des nombres inférieurs, et c'est ainsi que l'on est conduit à adopter finalement $K = 0,75$ et $V_s = 7$ km,747 par seconde.

Telle est la conception des ondes uniformes ayant une sorte d'individualité, d'où le nom d'individuelles que Mohorovicic leur

a donné, et des ondes normales dont les propriétés dépendent de milieux différents.

Mohorovicic n'avait pas été amené à ses conceptions *a priori*; il y fut conduit en cherchant à construire la courbe de propagation des P et en constatant que les points obtenus se rangeaient non pas sur une courbe, mais sur deux courbes distinctes, fait dont il fallait trouver l'explication. L'auteur l'a appuyée de nombreuses justifications.

Application pratique à la détermination des distances épicentrales. — Cette conception est aujourd'hui entrée dans la pratique sismologique et diverses stations évaluent la distance



FIG. 5.

épicentrale d'un tremblement de terre rapproché en mesurant la différence de temps qui sépare l'apparition des P et des \bar{P} qui les suivent. Le Service sismologique suisse de Zürich, les stations italiennes et espagnoles ont fréquemment l'occasion d'utiliser cette méthode, les tremblements de terre voisins étant relativement fréquents.

Je citerai comme exemple récent le séisme des Pyrénées du 10 juillet 1923, pour lequel la station de Tolède a indiqué, d'après les inscriptions des appareils Wiechert pour les deux composantes N.E.-S.W. et N.W.-S.E. :

$$iP = 5^h 32^m 07^s,$$

$$\bar{P} = 5^h 32^m 22^s.$$

La distance épicentrale était de 415 km; c'est une distance pour laquelle les deux phases doivent apparaître nettement. L'aspect sous lequel le début du sismogramme se présente est indiqué dans la *figure 5*.

Le 12 mai 1924, la station de Zürich indiquait :

$$\begin{array}{l} eP \quad 8^h 46^m 44^s,6, \\ \bar{i}P \quad 8^h 46^m 51^s,9, \end{array} \quad \bar{P} - P = 7 \text{ sec.}, \quad \Delta = 395 \text{ Km.}'$$

épïcèntre dans la région des Alpes Juliennes, au nord de Trieste ;
Strasbourg trouvait :

$$\begin{array}{l} P_v \text{ (au vertical)} \quad 8^h 46^m 53^s, \\ \bar{P} \quad 8^h 47^m 06^s, \end{array} \quad \bar{P} - P = 13^s, \quad \Delta = 450 \text{ Km.}$$

Le 28 novembre 1923, Strasbourg annonçait :

$$\begin{array}{l} iP \quad 6^h 07^m 42^s \\ \bar{i}P \quad 6^h 07^m 51^s \end{array} \quad \Delta = 360 \text{ Km.}$$

Ici, l'épïcèntre connu se trouve à $11^{\circ}, 14' \text{ E.}$, $46^{\circ}, 56' \text{ N.}$, Hohe Tauern.

Le 1^{er} janvier 1924, eut lieu un faible tremblement ressenti à Trèves et Sarrebrück.

A Strasbourg, on indique les \bar{P} à 1 h. 48 m. 1 s. Il n'y a pas de P visibles, la distance de 160 km étant trop faible. C'est seulement en utilisant la phase secondaire (voir plus loin) qu'on peut déterminer la distance. Il est entendu que les distances épïcèntrales déduites des résultats de Mohorovicic correspondent à une profondeur moyenne de 25 km.

Justification du fait que les ondes P et \bar{P} sont bien des ondes longitudinales.

Un des tremblements de terre qui ont pu être le mieux étudiés au point de vue des \bar{P} est celui du 16 novembre 1911, et aussi celui du 20 juillet 1913, dont l'épïcèntre a été fixé à $\varphi = 48^{\circ} 19' \text{ N}$ $\lambda = 9^{\circ} 7' \text{ E}$ (voisin du lac de Constance). Ce séisme

a été étudié dans le détail par B. Gutenberg¹. Le grand nombre de stations voisines du foyer permettait une étude fouillée des ondes \bar{P} . La publication contient un tableau des azimuts pour les ondes P et \bar{P} obtenus par la formule connue $tg\alpha = \frac{A_E}{A_N}$.

On constate qu'en fait, dans les limites de l'erreur d'observation, les P et \bar{P} oscillent dans le plan qui contient le foyer, le centre de la terre et la station, et on peut en conclure que les \bar{P} peuvent être à juste titre considérés comme des ondes longitudinales. Cette conclusion est naturellement tout à fait indépendante de la théorie faite sur ces ondes. On verra plus loin que d'autres hypothèses peuvent être faites pour en donner l'explication.

On a également pu vérifier que les périodes des P et \bar{P} sont en général les mêmes.

ONDES SECONDAIRES

Les ondes transversales des ondes uniformes \bar{P} .

Existe-t-il pour les ondes \bar{P} des ondes secondaires se propageant par vibrations transversales comme il en existe pour les ondes P normales? On peut dire *a priori* qu'il doit en exister, par le fait même que nous n'avons admis aucune différence dans la nature même des ondes P normales et des \bar{P} : toutes deux se propageraient longitudinalement, et elles ne différaient que par les trajets parcourus. Or les sismogrammes font apparaître après les \bar{P} des maximums d'amplitude. Doit-on attribuer les « emersio » de ces maximums à des \bar{S} ? Nous serons conduits à le faire, si nous trouvons quelque propriété commune entre ces maximums et les S. Celle de ces propriétés qui semble la plus évidente, c'est l'égalité des rapports, d'une part, entre les durées de trajet de ces ondes correspondant aux

1. *Die Mitteleuropäischen Beben vom 16 November 1911 und vom 20 Juli 1913.* Publications du Bureau central de l'Association internationale de Sismologie. Strasbourg 1915.

maximums et des ondes \bar{P} , et, d'autre part, entre les durées de trajet des ondes S et des ondes P.

Pour toutes les stations comprises entre 39 km et 562 km,

on peut écrire
$$\frac{\text{Durée de trajet pour les maximums}}{\text{Durée de trajet des } \bar{P}} = 1,70.$$

Sans doute ce nombre, provenant de moyennes, est d'autant moins certain que l'apparition de la phase de ces maximums manque en général de netteté.

A la distance de 2000 km le rapport des durées de parcours des ondes S et des ondes P est égal à 1,79 ou 1,80. Il diminue à partir de 1000 km, comme on peut le prévoir si on envisage qu'aux petites distances, la traversée de la couche supérieure constitue déjà une partie importante du trajet total, tandis qu'au-dessus de 1000 km, le trajet dans la couche inférieure devient prépondérant. Mohorovicic a adopté le rapport 1,71.

Nous savons que le temps de parcours sur le rayon normal HE est 4,5 pour les \bar{P} : il sera $4,5 \times 1,71 = 7,7$ pour les \bar{S} . Il en résulte qu'à l'épicentre même il y aurait une phase préliminaire durant $7,7 - 4,5 = 3,2$.

Elle sera d'autant plus importante que le foyer sera plus profond, et inversement.

Pour pouvoir préciser les propriétés des \bar{S} , il faudrait pouvoir indiquer la variation de leur vitesse de propagation avec la profondeur. Les observations sont insuffisantes. Nous sommes réduits à admettre que dans la couche supérieure de la terre les deux sortes d'ondes \bar{P} et \bar{S} suivent le même chemin sans se séparer. L'erreur, certainement faible pour les petits trajets, pourra toujours être corrigée plus tard, quand l'état de nos connaissances pour de plus longs trajets permettra d'apporter dans le calcul une précision plus grande.

La table ci-dessous est établie en multipliant les durées de propagation des \bar{P} par 1,71; elle donne les durées de propagation des \bar{S} . Dans la première colonne sont les distances épicentrales, dans la deuxième les durées réelles de propagation, dans la troisième ces mêmes quantités diminuées de 4,5 : cette

troisième colonne indique donc le temps qui s'écoule entre l'apparition des \bar{P} à l'épicentre et l'émergence des \bar{S} , à la distance épacentrale représentée par la première colonne.

Durée de propagation des \bar{S} .

Km	Durée réelle de trajet.	Durée — 4,5	Km	Durée réelle de trajet.	Durée — 4,5
0.....	7,7	3,2	400.....	125,3	120,8
50.....	17,4	12,9	500.....	155,6	151,1
100.....	30,4	25,9	600.....	183,7	179,2
200.....	60,9	56,4	700.....	211,0	206,5
300.....	93,2	88,7			

Ondes transversales normales.

La question est traitée exactement de la même manière que pour les ondes P normales, avec l'hypothèse qu'à l'intérieur de la croûte terrestre, les ondes longitudinales et transversales suivent le même chemin.

A la base des calculs on adopte le tableau suivant des durées apparentes de propagation des S.

Km.	Durée de propagation.	Km.	Durée de propagation.	Km.	Durée de propagation.
600....	150,2	1100....	267,4	1600....	378,2
650....	162,2	1150....	278,7	1650....	388,9
700....	174,2	1200....	290,0	1700....	399,6
750....	186,1	1250....	301,2	1750....	410,2
800....	197,9	1300....	312,3	1800....	420,7
850....	209,7	1350....	323,4	1850....	431,2
900....	221,4	1400....	334,5	1900....	441,5
950....	233,0	1450....	345,5	1950....	451,7
1000....	244,5	1500....	356,5	2000....	461,8
1050....	256,0	1550....	367,4		

En se donnant comme précédemment un angle au centre Θ

déterminé, on obtient la valeur de la vitesse pour différentes valeurs de K_s coefficient de la formule polytropicque relatif aux ondes S.

K.	4	3	2	1
$\Theta = \left\{ \begin{array}{l} 6^\circ - 7^\circ \dots\dots \\ 10^\circ - 11^\circ \dots\dots \\ 14^\circ - 15^\circ \dots\dots \end{array} \right.$	4,46 4,38 4,16	4,52 4,56 4,48	4,54 4,70 4,76	4,60 5,04 —

On trouve de cette manière pour la vitesse de propagation la valeur approchée 4,55 km correspondant à la valeur $K_s = 2,9$. Des essais successifs montrent que cette valeur est trop grande, et par approximations successives on est conduit à adopter $K_s = 2,7$ et $V_s = 4$ km, 182.

Comme on a trouvé 3 km, 32 comme vitesse des \bar{S} à la partie inférieure de la couche supérieure, l'indice de réfraction de ces ondes est $\frac{4,182}{3,32}$.

En se servant de cet indice pour effectuer les calculs avec la même marche que précédemment on trouve pour les durées de propagation les valeurs ci-dessous.

Durées de propagation des ondes S normales.

Distance Km.	Durée réelle de trajet calculée.	Durée de trajet — 4,5	Durée apparente (hodographe).	Différence.
319....	89,5	85,0	—	—
538....	141,9	137,4	—	—
758....	193,2	188,7	188	— 0,7
977....	243,9	239,7	239,2	— 0,5
1196....	293,3	288,8	289,1	0,3
1414....	341,9	337,4	337,6	0,2
1631....	389,1	384,6	384,8	0,2

Le rapport entre les vitesses de sortie des P et des S à la surface de discontinuité est 1,852, donc notablement plus grand

que le rapport dans la couche supérieure. Mais il faut remarquer que ce rapport change avec la profondeur parce que pour les deux sortes d'ondes la valeur de K est différente.

Au moment de la réfraction de la couche supérieure à la couche inférieure, les ondes transversales se séparent des longitudinales et elles atteignent une plus grande profondeur. Pour le rayon qui atteint la surface à une distance épacentrale de 1631 km, la profondeur atteinte est 216 km au lieu de 132 pour les ondes P.

Si on calcule la durée de trajet des S pour une distance épacentrale de 2067 km correspondant à l'angle au centre $\theta = 18^\circ$ dans la couche supérieure, la différence entre le nombre calculé et le nombre observé atteint 2,4.

Les réflexions successives des ondes \bar{P} et \bar{S} dans la couche supérieure de la terre.

En abordant cette étude, Mohorovicic a pris soin d'en indiquer le but et l'utilité. Il pourrait paraître superflu de calculer des réflexions sur une surface dont l'existence même est problématique et dont la profondeur est *en tous cas* très approximative. Mais ce sont peut-être des calculs de ce genre qui permettront de vérifier l'hypothèse faite et de déterminer plus exactement la profondeur lorsqu'on aura montré la concordance de ces phases diverses. Je pense aussi qu'une étude de ce genre ouvre la voie aux travaux qui devraient être entrepris pour tenir compte de l'hétérogénéité du sol et qui expliqueraient la grande variété de phases accessoires que les bons sismographes mettent en évidence; je reviendrai plus loin sur ce sujet.

Les réflexions sont de deux sortes : il s'en produit d'abord sur la surface inférieure.

Réflexion sur la surface inférieure. — Des rayons issus du foyer peuvent atteindre la surface de la terre après une réflexion¹.

1. On emploie la notation R_i pour indiquer la réflexion sur la surface inférieure.

Le dernier rayon réfléchi peut être considéré comme celui qui affleure tangentielllement à la surface inférieure et qui limite l'émergence des \bar{P} à environ 700 km : les rayons réfléchis sont compris entre l'impulsion correspondante 100° environ et 180° pour la réflexion normale. La durée de trajet d'un quelconque de ces rayons réfléchis se calcule aisément en considérant un des points de la surface inférieure comme point d'impulsion et calculant le temps nécessaire pour aller de la profondeur 50 km à zéro, et à 25 km, sous des angles d'impulsion variant de 0° à 90° : il y a, en effet, un rayon qui part du foyer sous l'angle de 180° qui se réfléchit à la surface inférieure pour regagner normalement la surface du sol; l'angle d'impulsion au foyer diminue jusqu'au moment où le rayon devient tangent à la surface inférieure. Les formules exposées au début de ce travail permettent d'effectuer complètement le calcul. Mais il y a lieu de remarquer de suite que les réflexions peuvent être des $\bar{P}R_i\bar{P}$, c'est-à-dire des longitudinales réfléchies, ou des $\bar{P}R_i\bar{S}$, c'est-à-dire des longitudinales donnant naissance à des transversales après réflexion, ou des $\bar{S}R_i\bar{S}$, c'est-à-dire des transversales réfléchies à la surface inférieure.

Le tableau ci-dessous résume le calcul :

Durées de trajet dans la couche supérieure.

Angle de réflexion.	De 50 à 25 hm.			De 50 à 0 km.		
	Km.	Long ^{''} .	Trans ^{''} .	Km.	Long ^{''} .	Trans ^{''} .
0°	0	4,4 ^s	7,5 ^s	0	8,9 ^s	15,2 ^s
30°	14	5,0	8,6	28	10,3	17,6
40°	21	5,8	9,9	41	11,5	19,7
50°	29	6,8	11,6	58	13,6	23,3
60°	42	8,7	14,9	82	17,4	29,2
70°	65	12,3	21,0	123	23,6	40,4
80°	117	21,1	36,1	205	37,6	64,3
85°	175	31,6	53,0	281	50,6	86,5
90°	281	49,6	84,8	395	70,8	121,1

Utilisons ce tableau pour calculer le trajet apparent de ces

diverses ondes réfléchies, c'est-à-dire le trajet réel diminué de 4°,5 (voir plus haut). Les durées ainsi obtenues sont celles qui se rapportent aux courbes de propagation (distance épacentrale et temps apparent).

On observera que les $\overline{PR}_i\overline{S}$ ont des durées de trajet à peu près égales à celles des S normales, et ceci explique le fait souvent constaté que l'émergence des S est peu nette jusqu'aux environs de 700 km. Outre cette réflexion simple, il peut y avoir une réflexion double, d'abord à la surface inférieure, ensuite à la supérieure. Jusqu'à 600 km, la courbe $\overline{PR}_i\overline{PP}$ est un peu au-dessus des $\overline{PR}_i\overline{P}$. A partir de 700 km jusqu'à 1650, elle forme un prolongement à cette dernière courbe.

Il en est de même des $\overline{SR}_i\overline{SS}$ (le symbole R_i indique une réflexion double).

Réflexion sur la surface du sol. — Dans ce cas, il peut y avoir ou non une deuxième réflexion sur la surface de discontinuité. Il faut que cette dernière réflexion se fasse sous un angle inférieur à 90°. Il en sera ainsi jusqu'à l'angle d'impulsion 79°48', auquel correspond l'angle de sortie de 75°36' à la distance épacentrale de 115 km. Le rayon réfléchi sous cet angle effleura la surface inférieure en partant de la surface de la terre pour y revenir en parcourant un trajet correspondant à 790 km à la surface de la terre et réapparaissant ainsi à une distance épacentrale d'environ 905 km.

Quand l'angle d'impulsion dépasse la valeur précédente, il n'y a plus de réflexion inférieure. Le plus grand angle d'incidence à l'émergence 79°48' correspond à l'angle d'impulsion de 90°. Il arrive à la distance épacentrale de 280 km (voir plus haut). Le rayon réfléchi correspondant rencontre de nouveau la surface de la terre à la distance épacentrale de $2 \times 280 = 560$ km. Le rayon émis au foyer sous l'angle de 90° arrive donc à la surface à la distance $3 \times 280 = 840$ km. On voit ainsi immédiatement que lorsque l'impulsion varie de 79°48' à 90°, la distance d'émergence rétrograde de 915 à 840 km. Quand l'angle d'impulsion devient 180° — 79°48' ou 110°12', il lui correspond le même angle de sortie 75°36' que pour son supplément 79°48'. Cet angle d'impulsion correspond à la réflexion à 675 km, et il

Durées de trajet.

Angle de réflexion.	De 50 à 25 km.			De 50 à 0 km.			Distance épacentrale totale.	$\overline{PR}_i\overline{S}$	$\overline{PR}_i\overline{S}$	$\overline{SR}_i\overline{S}$
	Km.	Long ^{tes}	Tranv ^{tes}	Km.	Long ^{tes}	Trans ^{tes}				
0°	0	4 ^s ,4	7 ^s ,5	0	8 ^s ,9	15 ^s ,2	0	8 ^s ,8	15 ^s ,1	18 ^s ,2
30°	14	5,0	8,6	28	10,3	17,6	42	10,8	18,1	21,7
40°	21	5,8	9,9	41	11,5	19,7	62	12,8	21,0	25,1
50°	29	6,8	11,6	58	13,6	23,3	87	15,9	25,6	30,4
60°	42	8,7	14,9	82	17,4	29,2	124	21,3	33,4	39,6
70°	65	12,3	21,0	123	23,6	40,4	188	31,4	48,2	56,9
80°	117	21,1	36,1	205	37,6	64,3	322	54,2	80,9	95,9
85°	175	31,0	53,0	281	50,6	86,5	456	77,1	113,0	135,0
90°	281	49,6	84,8	395	70,8	121,1	676	115,9	116,2	201,4

en résulte que le trajet total correspond à la distance épacentrale $675 + 790$ ou 1465 km environ.

Il y a donc à signaler ici ce fait remarquable que la distance épacentrale atteinte ne varie pas d'une manière continue dans le même sens que l'impulsion : elle subit un rebroussement. Les courbes de propagation correspondant à la réflexion supérieure présentent une boucle de rebroussement produite entre les distances épacentrales de 910 à 790 km environ.

Suivant que l'on considère uniquement des \bar{P} ou des \bar{S} , ou des \bar{P} suivis de \bar{S} après les réflexions, on aura à envisager des courbes de différentes sortes : $\bar{P}R_s\bar{P}P$, $\bar{P}R_s\bar{P}S$, $\bar{S}R_s\bar{S}S$...

Voici ci-contre les tableaux des chiffres permettant de calculer ces différentes courbes.

On peut constater que la courbe $\bar{P}R_s\bar{P}$ est en quelque sorte la continuation de celle des \bar{P} jusqu'à 1465 km.

Durées de trajet.

De 25 km au sol.			Du Sol à 50 km.			De 25 km au sol.			De 0 km à 50 km.		
Distance épi-centrale.	Ondes longit ^{les} .	Ondes transv ^{les} .	Distance épi-centrale.	Ondes longit ^{les} .	Ondes transv ^{les} .	Distance épi-centrale.	Ondes longit ^{les} .	Ondes transv ^{les} .	Distance épi-centrale.	Ondes longit ^{les} .	Ondes transv ^{les} .
0	4 ^s ,5	7 ^s ,7	0	8 ^s ,9	15 ^s ,2	106	19 ^s ,6	33 ^s ,5	280	50 ^s ,6	86 ^s ,5
14	5,3	9,1	28	10,3	17,6	114	21,2	36,3	395	70,8	121,1
20	5,7	9,7	41	11,5	19,7	174	31,5	53,9	312	55,9	95,6
29	6,8	11,6	58	13,6	23,3	280	50,6	86,5	280	50,6	86,5
40	8,7	14,9	82	17,1	29,2	449	80,3	137,3	312	55,9	95,6
58	11,3	19,3	123	23,6	40,4	675	120,2	205,5	395	70,8	121,1
88	16,5	28,2	205	37,6	64,3						

*Courbes de propagation des ondes diverses déduites
du tableau précédent.*

Distance épi- centrale.	$\overline{PR}_s \overline{PP}$	$\overline{PR}_s \overline{PS}$	$\overline{PR}_s \overline{SS}$	$\overline{SR}_s \overline{SS}$
0	17,8	24,1	30,4	33,6
70	21,4	28,7	36,0	39,8
102	24,2	32,4	40,6	44,6
145	29,5	39,2	48,9	53,7
204	38,4	50,5	62,6	68,8
304	54,0	70,8	87,6	95,6
498	87,2	113,9	140,6	152,3
668	116,3	152,2	188,1	202,0
904	158,3	208,6	258,9	274,0
798	138,8	178,5	218,2	240,6
840	147,3	183,2	219,1	255,0
1073	187,6	227,3	267,0	324,0
1465	257,3	307,6	357,9	443,2

Exemple : Le chiffre 113,9 de la troisième colonne s'obtient pour la distance épiscopentrale 498 = 2 × 205 + 88 en ajoutant 16,5 + 37,6 + 64,3 = 118,4 et en retranchant 4,5.

*
* *

C'est seulement lors de très forts tremblements de terre que toutes les phases précédentes apparaîtront d'une façon suffisamment nette; en général, les principales seules sont visibles. Le travail de Mohorovicic est fondé sur une profondeur de foyer de 20 km, qu'on peut envisager comme profondeur moyenne, et dès lors on peut déjà utilement se servir de ces résultats moyens pour un dépouillement approché des sismogrammes. Si l'on veut entrer dans le détail, il faut évidemment tenir compte de la *profondeur du foyer propre à chaque tremblement de terre* et procéder à des vérifications quantitatives: il faudrait en somme reprendre le calcul de l'auteur pour chaque tremble-

ment de terre particulier. Ne semble-t-il pas d'ailleurs que, dans l'état actuel des connaissances en sismologie, c'est plutôt par l'étude approfondie de phénomènes particuliers que les progrès s'accompliront que par des études générales et forcément superficielles destinées à la constitution des catalogues?

Le tremblement de terre du sud de l'Allemagne (16 novembre 1911) a fourni à plusieurs sismologues l'occasion de travaux sur la phase \bar{P} . Les diagrammes de ce séisme, rassemblés par Mohorovicic lui-même, ont pleinement confirmé ses conceptions: par suite des deux réfractions successives qu'ils subissent, les rayons correspondant aux ondes P doivent être très affaiblis quand ils arrivent à la surface; et, en effet, jusqu'à une distance d'environ 180 km, on voit, à toutes les stations, le tremblement débiter par un fort impetus \bar{P} , et Munich est la première station où le début, correspondant aux ondes normales, n'indique qu'une faible émergence, tandis que, quelques secondes après le premier choc, les ondes \bar{P} apparaissent avec un fort impetus; toutes les stations suivantes indiquent parfaitement bien le dédoublement des ondes longitudinales. Au point de vue *qualitatif*, les faits sont donc pleinement d'accord avec la théorie. Au point de vue *quantitatif*, les résultats de l'étude spéciale de A. Mohorovicic, d'accord avec ceux de son fils, S. Mohorovicic¹, fondés sur une méthode différente, conduisent à une profondeur de foyer de 40 à 45 kms.

Influence de la profondeur du foyer. — Si on admet les hypothèses précédentes et les résultats qui en dérivent, est-il possible de constater la plus ou moins grande profondeur d'un foyer? Pour s'en rendre compte, il faut rechercher comment varient les courbes de propagation quand la position du foyer change. Tout d'abord, la position du point d'inflexion de la courbe des \bar{P} se modifie avec la profondeur. Mais ce point est assez mal déterminé pour que des auteurs aient pu en nier l'existence.

Pour les petites profondeurs, le point d'inflexion varierait de

1. S. Mohorovicic, *Die reduzierte Laufzeitkurve und die Abhängigkeit der Herdtiefe eines Bebens von der Entfernung des Inflexionspunktes der primären Laufzeitkurve*; Beiträge der Geophysik, XIII, pp. 217-240.

25 km pour une variation de 1 km de profondeur; pour les grandes, le changement serait faible; pour les profondeurs moyennes, au voisinage de 25 km, il varierait de 6 km par kilomètre de profondeur. Dans le travail ci-dessus, on a admis, avec Mohorovicic, que le point d'inflexion était défini à ± 10 km près : on peut donc dire que la profondeur du foyer était incertaine à ± 2 km près.

Il existe d'autres critères : supposons le foyer superficiel, le rayon tangent à la surface inférieure correspond alors à la distance 790 km et le parcours s'effectue en $141^s,6$. Imaginons qu'on prolonge la courbe des \bar{P} qui s'arrête vers 720 jusqu'à 790 km, le temps correspondant serait inférieur de 6 secondes environ : toute la courbe des \bar{P} est donc, pour un foyer superficiel, au-dessus de celle de Mohorovicic. Supposons, au contraire, le foyer à 50 km, le dernier rayon tangent à la surface n'atteindra le sol qu'à 395 km en une durée de trajet de $7^s,8$. Retranchant les $8^s,9$ qui correspondent au trajet normal (de 50 km au sol), on trouve une durée de $61^s,9$, au lieu des 68^s correspondant à la profondeur de 25 km. Toute la courbe des \bar{P} est donc, pour la profondeur de 50 km, au-dessous de celle qui correspond à 25 km.

Si le foyer se trouvait dans la couche inférieure, il n'y aurait plus de \bar{P} ni de \bar{S} . On a fait choix ici, guidé par des raisons de simplicité de calcul, d'une certaine loi pour la variation de densité; on peut, comme Galitzine, en essayer d'autres, pourvu qu'elles conduisent à des calculs possibles. Mais aucun travail ne pourrait faire avancer la question si le temps n'est pas connu avec la précision désirable et c'est bien sur le dixième de seconde qu'il faudrait pouvoir compter. Il importe, pour les progrès de la sismologie, que les observatoires soignent de plus en plus la détermination de l'heure.

Bien des physiciens, passant d'un extrême à l'autre, considèrent l'hypothèse d'une couche de discontinuité, ou comme inutile, ou comme trop simpliste.

J'ai moi-même insisté, dans plusieurs publications, sur la nécessité d'envisager le globe terrestre comme un milieu hétérogène. Les phases principales que l'on fait figurer dans les

catalogues correspondent à une première approximation, mais il paraît indispensable de mettre en relief les exceptions constatées sur les sismogrammes, les impetus particulièrement nets qui ne correspondent pas à des phases classiques. Chacune d'elles mériterait une étude spéciale *et quiconque aura expliqué un de ces faits exceptionnels aura fait progresser la science.*

Mohorovicic a appelé l'attention sur les \bar{P} : alors même que ses hypothèses devraient être abandonnées, alors même que, comme l'a dit M. Gutenberg¹, ni les \bar{P} ni les P ne devraient être envisagées comme des ondes longitudinales pures, le travail de Mohorovicic n'en constituerait pas moins un pas vers les études de détail où *l'hétérogénéité du globe devra intervenir*, conformément aux idées exprimées par Rudzki².

Considérer une couche de sédiments, puis une couche de granite et plus bas encore une couche de roches basiques, c'est encore sans doute une approximation trop large, mais qui déjà a conduit Dorothy Wrinch et Harold Jeffreys à des résultats intéressants sur les ondes de l'explosion d'Oppau³.

Dans l'état actuel de la sismologie, pour faire avancer les problèmes qui touchent aux propagations à faible distance, aux angles d'émergence et questions connexes, c'est, à mon avis, dans la voie expérimentale qu'il faut s'engager : il y aurait lieu d'entreprendre des mesures dans les diverses couches de terrains, et peut-être est-ce en appliquant aux couches successives une méthode de recherche et de calcul analogue à celle de Mohorovicic que l'on pourra distinguer et classer ces ondes complexes dont l'ensemble est appelé par convention « phases préliminaires ».

1. *Loc. cit.*, p. 68.

2. Rudzki, *Parametrische Darstellung der elastischen Welle in anisotropen Medien*, Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie, série Sciences mathématiques, octobre 1911.

3. D. Wrinch et H. Jeffreys; *On the seismic Waves from the Oppau Explosion*. Monthly Notices of the royal Astronomical Society. Geophysical Supplement, vol. I, n° 2, janv. 1923.

ESSAIS DE SISMOGRAPHES A LA PLATE-FORME

Par MM. E. ROTHÉ, Professeur à la Faculté des Sciences
de Strasbourg,
et J. LACOSTE, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences
de Strasbourg.

Le Bureau central international dispose, pour l'étude des sismographes, d'une plaque d'essais qui fut imaginée et installée à Strasbourg par M. Mainka¹. Nous avons fait construire les accessoires nécessaires pour pouvoir : 1° communiquer à la plaque des mouvements harmoniques ou des mouvements quelconques; 2° inscrire, en les amplifiant, les mouvements de la plaque sur un cylindre enregistreur.

Le sismographe placé sur la plaque fournit une inscription dans les conditions mêmes où on l'utilise pour l'étude des tremblements de terre.

Nous avons profité de ce dispositif pour étudier les deux types d'instruments nouveaux acquis par le Bureau central sismologique français à l'Institut de physique du globe de Strasbourg : l'appareil, dit S. O. M., à enregistrement mécanique, et l'appareil Milne-Shaw à enregistrement photographique.

I

Appareil S. O. M.

Cet instrument est du type Mainka de 450 kg. ; il a été construit sur les indications du Bureau central sismologique par la Société d'optique et de mécanique de Paris, qui l'a muni de nombreux perfectionnements par rapport au type ancien (*fig. 1*). C'est ainsi que tous les organes de réglage, tiges de transmis-

1. *Eine neue seismische Untersuchungsplatte*. Teil I, Dr. C. Mainka-Strassburg. Publications du Bureau central international.

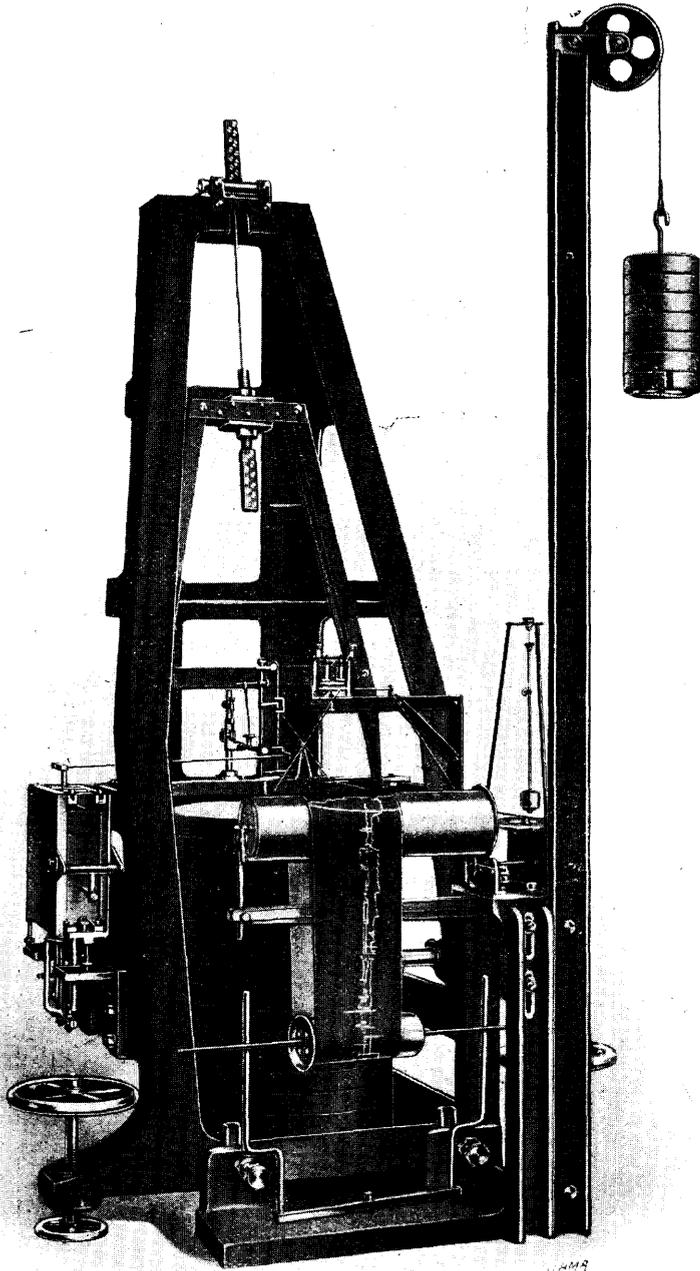


FIG. 1.

sion et d'amplification, support de l'équipage inscripteur, ont été munis de vis appropriées; un dispositif de calage, d'une grande simplicité, permet de fixer la masse en bloquant, à l'aide d'une pince, le tube central portant la tige d'attaque.

Mouvements harmoniques. — Inscription de la période. — II

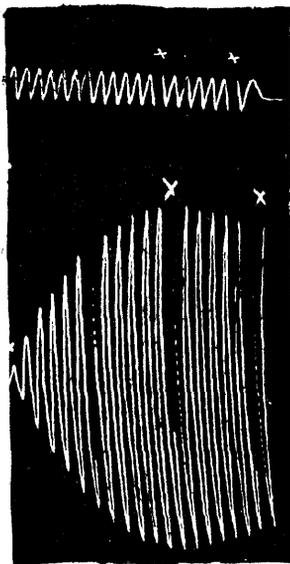


FIG. 2.

était d'abord intéressant de vérifier que l'instrument reproduit avec fidélité, pour un amortissement convenable, les mouvements périodiques qui lui sont communiqués par un moteur à l'aide de poulies de transmission, de cames et de leviers réducteurs. La plaque reçoit ainsi des mouvements pendulaires d'une amplitude de quelques microns.

Les deux figures (2) ci-dessus représentent l'inscription directe :

a) du mouvement de la plate-forme pour une amplitude de $0^{\text{mm}},062$ et une période de 10 s. ;

b) l'inscription donnée par l'instrument dont la période propre est de $10^s,2$, sans amortissement.

On se trouve au voisinage de la résonance, ce qui explique les énormes différences d'amplification observées dans les deux cas.

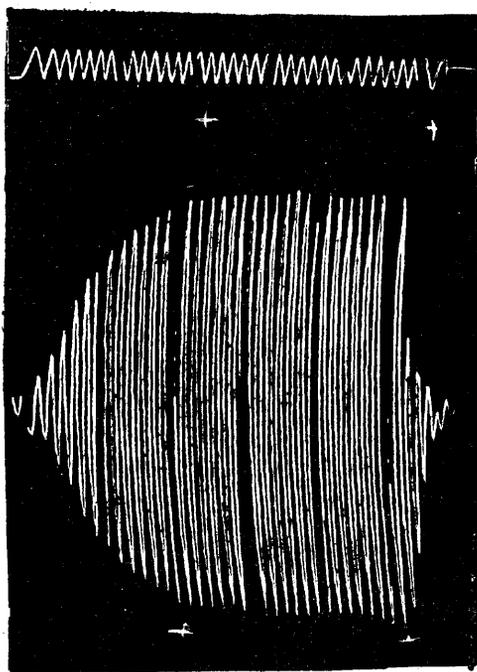


FIG. 3.

Les deux figures suivantes (3) sont relatives au phénomène de résonance :

a) Mouvement de la plate-forme, période 9 s.

b) Inscription de l'instrument, période propre 9 s. ; les grandes amplitudes proviennent du phénomène de résonance sans amortissement.

De nombreuses inscriptions ont été faites pour des périodes comprises entre 6 et 18 secondes ; toutes, sans exception, comme

on pouvait s'y attendre pour des oscillations forcées, ont conduit à une reproduction parfaite de la période du mouvement considéré. On a également fait varier au cours de ces essais, dans de larges limites, la période de l'appareil entre 7 et 12 s.

Étude de l'agrandissement. — Nous nous sommes surtout appliqués à l'étude de l'agrandissement dans les conditions mêmes où l'instrument doit fonctionner normalement, c'est-à-dire pour une période voisine de 10 s. Des nombreux essais effectués il résulte que les petits ressorts qui servent à maintenir les pointes des tiges de commande en contact avec leurs chapes d'agate ou de rubis, doivent être étudiés avec le plus grand soin au point de vue de leur élasticité, si on veut éviter des dissymétries dans les déviations et des perturbations dans les mesures d'agrandissement.

Voici une série de résultats relatifs à la période $T_0 = 10,5$. L'agrandissement statique a été mesuré sur la plate-forme même par la méthode habituelle du poids additionnel.

$$V_0 = \frac{4\pi^2}{g} \times \frac{M}{m} \times \frac{a}{T_0^2},$$

où M désigne la masse totale du pendule, m la masse additionnelle de 5 gr., g l'intensité de la pesanteur, a la déviation amenée par la traction produite au centre de gravité par le poids de 5 gr., T_0 la période propre de l'instrument. La moyenne de plusieurs déviations a donné $a = 3,45$ cm., d'où on déduit $V_0 = 125$ pour $M = 502$ kgs.

Le rapport d'amortissement v a été trouvé égal à 3,97.

Dans le tableau suivant figurent :

- T période du mouvement pendulaire,
- 2A amplitude mesurée sur l'inscription du sismographe,
- 2a amplitude mesurée sur l'inscription de la plate-forme,
- V grandissement déduit de la formule $\frac{2A}{2a} \times 112$ (112 étant le facteur d'amplification des leviers inscripteurs de la plate-forme),

u rapport $\frac{T}{T_0}$ des deux périodes,

μ coefficient d'amortissement lié au rapport d'amortissement v par la relation

$$v = e^{\pi \sqrt{\frac{1-\mu}{\mu}}}$$

On sait que le grandissement statique V_0 est lié au grandissement dynamique V par la formule

$$V = \frac{V_0}{(1+u^2) \sqrt{1-\mu \left(\frac{2u}{1+u^2}\right)^2}}$$

Nous avons fait figurer dans le tableau ci-dessous les valeurs de V_0 calculées par la formule précédente. On voit qu'elles diffèrent très peu entre elles, mais elles sont notablement inférieures au chiffre indiqué ci-dessus, trouvé expérimentalement, qui est de l'ordre de 120 : ce chiffre dépend essentiellement de la valeur attribuée à M pour l'appareil S. O. M. cette masse doit être voisine de 500 kgs.

$T_0 = 10,5 :$

T	$2a_{mm}$	$2A_{mm}$	V	V_0
10,7	30,5	34	124,8	102
9,3	30,5	37	134	99,5
8,8	30,5	38	140	102,6
8,2	31	39	141	103,8

Différence de phase. — On sait que la différence de phase entre le mouvement de l'appareil et celui de la plate-forme est donnée par l'expression

$$\frac{\tau}{T} = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left\{ h \frac{2u}{u^2-1} \right\}, \quad h = \sqrt{1-\mu},$$

$$u = \frac{T}{T_0}.$$

Cette formule peut être vérifiée *sans ambiguïté*, par l'expérience, si on a soin de compter toutes les ondes successives sur les inscriptions de la plate-forme et de l'appareil *depuis l'origine du mouvement*.

La formule se vérifie bien au degré de précision que com-

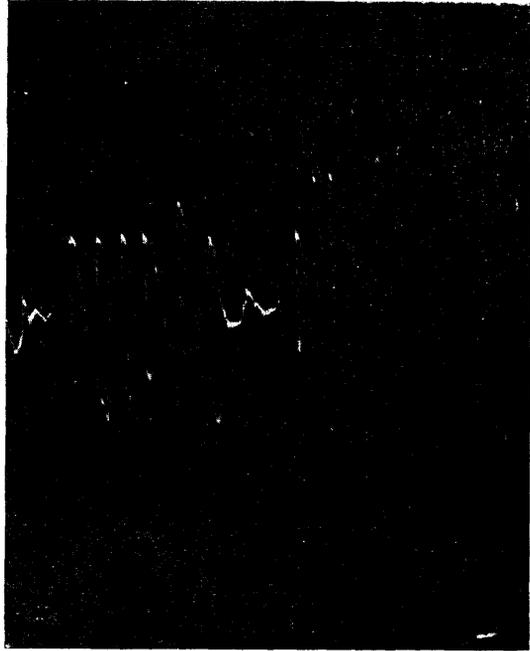


FIG. 4 (a).

portent les mesures de temps avec les inscripteurs déroulant environ 15 mm à la minute.

Exemple : $T_0 = 10,5$ $T = 8,2$ pour $\mu = 0,84$ et $u = 0,78$ voisin de 0,8.

On trouve pour $\frac{\tau}{T} = 0,336$, d'où $\tau = 2,75$ sec., soit environ $1/3$ de la période.

Un cas particulièrement intéressant est celui de la résonance $T = T_0$.

M. Somville a signalé dans un de ses Mémoires l'intérêt qu'il y aurait à vérifier expérimentalement la valeur de la différence de phase. Dans ce cas, elle est exactement de $1/4$ de période. Cette vérification a été faite de la façon la plus nette sur un grand nombre d'inscriptions.

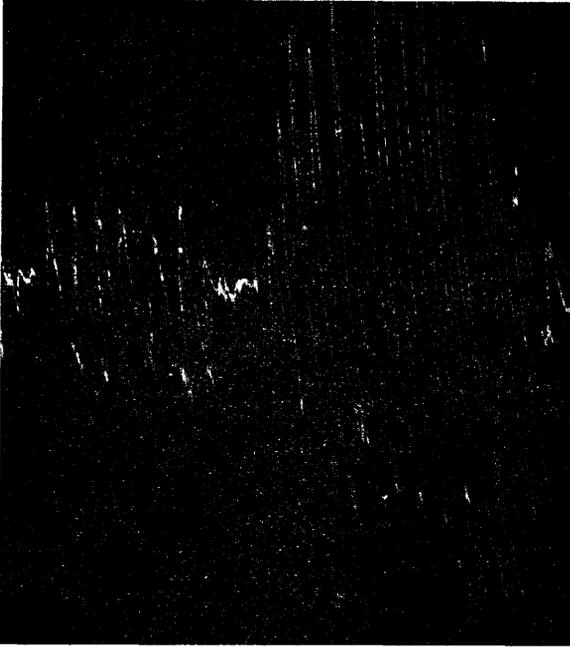


FIG. 4 (b).

Reproduction de tremblements de terre artificiels.

Au lieu de communiquer à la plate-forme des mouvements harmoniques, on peut essayer de reproduire les mouvements mêmes qui correspondent à un véritable tremblement de terre. A cet effet, on substitue au moteur, un levier de commande dont les mouvements se produisent dans un plan horizontal. Ce levier est solidaire de poulies roulant sur des plaques de

If this image appears cut-off
or is not as legible as this
overlay, it's due to the poor
quality of the original document

verre; il est installé de telle manière que son extrémité, munie d'un index, peut suivre les courbes d'un sismogramme réel inscrit antérieurement par un appareil Wiechert, ce sismogramme se déroulant sur un cylindre tournant.

Dans la figure (4), on a reproduit :

- a) l'inscription du mouvement de la plate-forme ;
- b) l'inscription du S. O. M. en essai, fragment du tremblement de terre du 1^{er} septembre 1923.

II

Appareil Milne-Shaw.

La même série d'expériences a été faite avec l'appareil Milne-Shaw. On sait que cet instrument est à amortissement électromagnétique et à inscription photographique. La longueur totale, inscripteur compris, est trop grande pour qu'il soit possible de l'installer sur la plate-forme d'essais. On ne se trouve donc pas dans les conditions mêmes d'utilisation en sismologie, puisque l'inscripteur n'est pas entraîné dans le mouvement de la plate-forme. Mais le déplacement de celle-ci est seulement de quelques microns, tandis que l'inscription par le sismographe est agrandie environ 200 fois. On conçoit donc qu'il soit possible, au moins en première approximation, de négliger le déplacement de la plate-forme par rapport au sol. On peut résumer les résultats des essais en disant que l'appareil Milne-Shaw suit avec une grande fidélité les mouvements de la plate-forme; les très nombreuses inscriptions faites indiquent que les mouvements harmoniques sont reproduits fidèlement tant au point de vue de la période que de la différence de phase donnée par la formule précédente. (Voir p. 65.) En particulier, nous avons pu vérifier que, dans le cas de la résonance, la différence de phase correspond bien à $1/4$ de la longueur d'onde du mouvement harmonique. Ci-joint un cliché indiquant les mouvements de la plate-forme et les mouvements correspondants de l'instrument (*fig. 5*).

Les reproductions que nous donnons ci-après de tremblements de terre artificiels sont satisfaisantes. On y retrouve les

caractères fondamentaux des sismogrammes reproduits. (Voir fig. 6, 7 et 8.)

Agrandissement. — L'étude des agrandissements a pu être

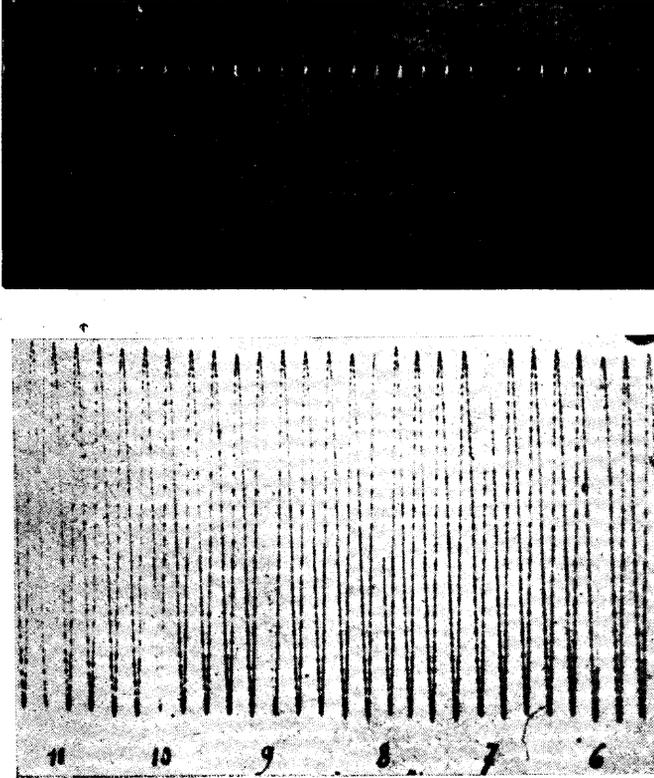


FIG. 5.

faite en détail pour des périodes voisines de celle de l'instrument, c'est-à-dire comprises entre 11 et 14 secondes. Le tableau ci-dessous reproduit les résultats pour cette première série d'expériences. On peut constater que les grandissements observés sont un peu supérieurs aux grandissements calculés d'après la formule classique :

$$T_0 = 11,56 \quad v = 20 : 1 \quad V_0 = 260$$

If this image appears cut-off or is not as legible as this overlay, it's due to the poor quality of the original document

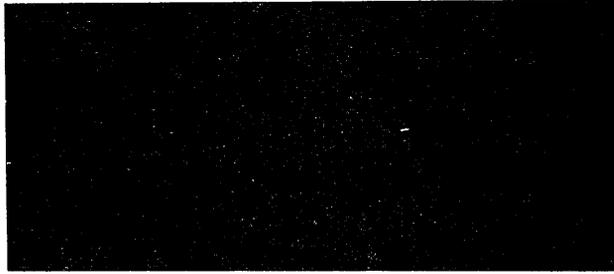


FIG. 6. — Inscription du levier de commande.



FIG. 7. — Enregistrement de la plate-forme.

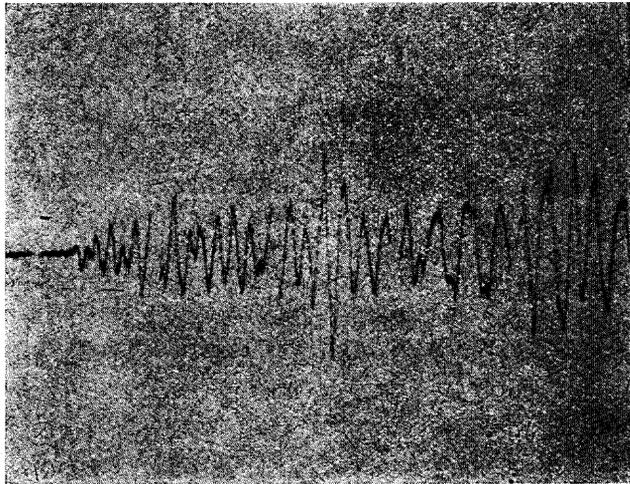


FIG. 8. — Enregistrement du Milne-Shaw.

If this image appears cut-off
or is not as legible as this
overlay, it's due to the poor
quality of the original document

T plate-forme.	Amplitude 2a.	Amplitude 2A.	Rapport u.	Grandiss. observé.	Grandiss. calculé.	Différence.
11,6	15	27	1	195	186	9
12,6	31,7	52	1,09	178	170	8
13,3	3	4,5	1,15	163	166	— 3
13,6	24,5	36	1,18	160	155	5
13,7	23,5	34,5	1,185	157	153	4
14	16	22,5	1,21	153	151	2
14,3	9	12	1,176	145	146	— 1

Dans une nouvelle série d'expériences, nous avons déterminé, expérimentalement le grandissement dynamique et en avons déduit par le calcul le grandissement statique :

$$T_0 = 12 \qquad v = 20 : 1.$$

La déviation pour une inclinaison de 1 sec. du plan de symétrie étant égale à 43 mm, le grandissement statique déduit de la formule

$$V_0 = \frac{4\pi^2 \cdot a}{gT^2 \varepsilon}$$

serait ainsi égal à 255.

T plate-forme.	Amplitude 2a.	Amplitude 2A.	Grandiss. dynamique observé.	Grandiss. statique calculé.	Grand. dynamique calculé pour $V_0 = 255$.	Différence.
6,4	9,5	21,5	253	261	250	+ 3
6,5	9,5	22	259	266	247	+ 12
7	9,5	22	259	264	250	+ 9
13	9,5	15,5	183	274	170	+ 13
13,3	9,5	16	178	279	170	+ 8
15,8	9,5	12	154	302	130	+ 24

Si, pour des périodes de la plate-forme inférieures ou voisines de celles de l'appareil, les résultats sont très voisins du grandissement statique mesuré par la formule habituelle, on trouve toutefois un grandissement statique plus élevé et qui semble croître pour des périodes supérieures.

Nous avons déjà observé ce résultat au cours d'autres séries d'expériences, mais dans lesquelles l'appareil ne se trouvait pas exactement dans les conditions Standard ($T = 12,3$ V₀ environ 300). Toutefois, si l'on envisage les causes d'erreur qui peuvent intervenir dans ces essais par suite des variations possibles de l'inclinaison de la plate-forme, nous estimons qu'il y aura lieu de reprendre et d'approfondir cette dernière partie du travail.

Nous avons eu l'occasion, au cours de ces essais, de faire quelques observations intéressantes au point de vue de la théorie des séismographes. Par exemple, il est arrivé que l'amplitude de la plate-forme conservant la même valeur, les périodes aient notablement changé entre le commencement et la fin de l'essai; l'inscripteur a immédiatement indiqué une variation du grandissement correspondante en rapport avec la variation de période.

Il est arrivé aussi qu'au cours des essais, des phénomènes parasites, provenant des machines motrices voisines, se sont ajoutés au phénomène principal; le séismographe a reproduit fidèlement ces vibrations parasites.

Il s'est même trouvé qu'un jour un tremblement de terre s'est produit pendant l'essai: le séismographe de la plate-forme constituait un double pendule qui a inscrit les vibrations du sol.

Enfin il est utile de signaler que dans les cas où l'inscripteur, entraîné par un mouvement d'horlogerie, est placé sur la plate-forme, celle-ci subit des oscillations de courtes périodes qui viennent se surajouter aux vibrations harmoniques que le moteur lui communique.

Ces essais seront complétés ultérieurement sur les deux types d'appareils ci-dessus et seront étendus aux autres types d'instruments soumis au Bureau central.

RECHERCHES SUR LE DÉBUT D'UNE PHASE D'UN TREMBLEMENT DE TERRE

Par H. P. BERLAGE, docteur de l'École polytechnique de Zurich.

Pour mieux comprendre les recherches publiées ici, je résumerai d'abord la théorie qui est à la base de ces recherches. Pour la détermination du mouvement réel du sol au début d'une phase, l'auteur a indiqué dans sa thèse¹ une méthode qui permet de calculer, en première approximation, l'amplitude absolue du sol pour le premier maximum dans un sismogramme. On suppose un tremblement de terre fictif, dont la loi est représentée par la fonction

$$Ate^{-at} \sin \omega t. \quad (1)$$

L'équation du mouvement du pendule sismographique est dans ce cas

$$\varphi'' + 2\varepsilon\varphi' + n^2\varphi = -\frac{d^2}{dt^2}(Ate^{-at} \sin \omega t). \quad (2)$$

On pose

$$\frac{\varepsilon}{\omega} = \lambda, \quad \frac{n}{\omega} = \mu, \quad \frac{a}{\omega} = \nu$$

et on introduit la nouvelle variable $y = \omega t$.

μ est le rapport de la fréquence propre du sismographe à la fréquence de l'oscillation de la terre ou l'inverse du rapport des périodes correspondantes. λ et ν n'ont pas de signification spéciale. Comme la valeur absolue du facteur A n'intervient pas dans la suite, nous posons

$$A = \omega$$

1. *Untersuchung des de Quervain-Piccardschen Seismographen und einiger allgemeiner seismometrischer Probleme.* (Zürich 1924.)

et nous obtenons

$$\varphi'' + 2\varepsilon\varphi' + n^2\varphi = -\frac{d^2}{dy^2}(ye^{-\nu y} \sin y). \quad (3)$$

La solution de cette équation

$$\varphi(y) \quad (4)$$

est la courbe qu'inscrit un sismographe dont les constantes sont ε et n . Nous avons calculé cette courbe pour les valeurs ci-dessous :

$\mu = 0$	0.5	1	1.5	2
$\nu = 0.1$	0.2	0.3	0.4	0.5

dans le cas où le rapport d'amortissement est le rapport habituel 5 : 1 ou

$$\frac{\varepsilon}{n} = 0.456.$$

Il faut déterminer les constantes a et ω , ou les coefficients ν et μ du tremblement fictif, de sorte que la courbe (1) représente le mieux le mouvement réel du sol pour la première onde d'une phase. A cet effet, nous avons publié quelques représentations graphiques. La plus importante est reproduite ci-dessous (*fig. 1*). Elle montre :

1° le rapport $a_1 : a_2$ du premier et du deuxième maximum d'amplitude de la courbe (4). Ce sont les courbes convexes vers le bas ;

2° le rapport μ' entre la durée d'oscillation apparente du tremblement, telle qu'elle est donnée par la longueur de la deuxième demie onde de la courbe (4), et la période propre de l'instrument. Ce sont les courbes à montée rapide.

Voici en quoi consiste la méthode que j'ai proposée : ayant tiré d'un sismogramme les valeurs $a_1 : a_2$ et μ' on détermine à l'aide de cette représentation graphique, les valeurs correspondantes μ et ν , et par suite le facteur d'agrandissement qui doit

être attribué au premier maximum. On peut trouver dans le travail cité une représentation graphique du facteur d'agrandissement.

Pour comparer la théorie aux résultats d'expériences, j'ai placé sur la plate-forme d'essais du Bureau central de Stras-

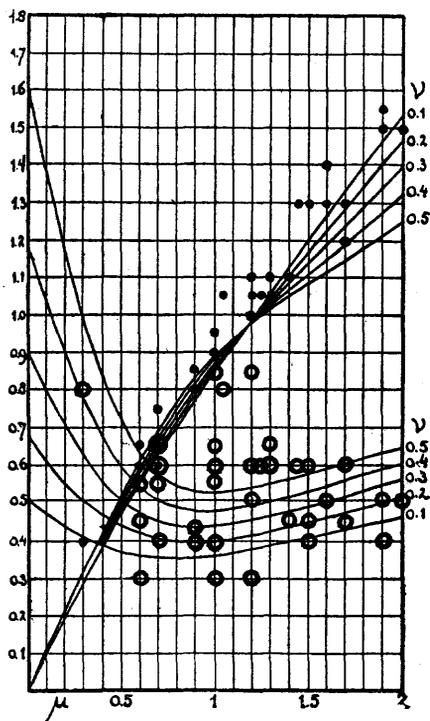


FIG. 1.

bourg un appareil Milne-Shaw et lui ai communiqué une série de secousses. Celles-ci ont été produites à la main, et par suite il était impossible de réaliser d'une façon précise la loi (1); mais il n'en est que plus intéressant de rechercher dans quelle mesure la méthode esquissée peut s'appliquer au début d'une secousse quelconque et de quel ordre de grandeur est la précision du calcul.

En raison de la réalisation défectueuse de la loi (1), nous avons dû, dans beaucoup de cas, faire abstraction de la faible différence des résultats entraînée par la variation de la valeur ν . Pour ne pas détruire l'homogénéité des résultats, nous avons constamment calculé avec la valeur $\nu = 0,3$.

Pour évaluer le facteur d'agrandissement statique avec lequel il faut calculer, nous avons entrepris une série d'expériences avec des oscillations harmoniques pour lesquelles l'amortissement avait été mené à 5 : 1. La période propre de l'appareil était alors $T = 12,2$ sec.; le dispositif utilisé permettait de faire varier la période de la plate-forme entre 6,7 et 22,2 sec.; la valeur moyenne du facteur normal d'agrandissement V_0 , entre les limites d'expériences faites, est aux environs de $V_0 = 300$ ¹. C'est la valeur que nous avons adoptée pour vérifier la théorie résumée plus haut. Le résultat des expériences sur le début est exprimé dans les tables ci-jointes.

On trouvera dans les colonnes successives :

1° la première amplitude maxima en mm., d'après l'inscription du levier servant à donner les secousses (précision de 0,1 mm.);

2° la première amplitude maxima en mm., d'après les données d'inscription du mouvement de la plate-forme (précision 0,5 mm.);

3° la première amplitude maxima en mm., d'après les données de l'inscription de l'appareil Milne-Shaw (précision 0,5 mm.);

4° la deuxième amplitude maxima en mm., d'après la donnée de l'inscription de l'appareil Milne-Shaw (précision 1 mm.);

5° le rapport $\frac{a_1}{a_2}$ des deux dernières valeurs;

6° la valeur de μ' fournie par l'inscription du Milne-Shaw;

7° la valeur de μ qui s'en déduit pour $\nu = 0,3$ (voir ci-dessus);

1. A propos de ce chiffre, voir les autres publications.

8° la valeur de μ déduite de l'observation, d'après les données de l'inscription de la plate-forme;

9° la valeur correspondante du facteur d'agrandissement dynamique quand le facteur statique est égal à l'unité;

10° l'amplitude de la plate-forme calculée en supposant $V_0 = 300$;

11° l'amplitude de la plate-forme observée;

12° la différence des deux chiffres;

13° le rapport des données 1 et 2.

La comparaison entre la théorie et la pratique qui peut déjà se faire d'après les colonnes 6 et 8 est représentée dans la figure 1. Les points représentent les valeurs observées de μ' . On voit comment l'appareil s'écarte peu des courbes calculées dans toute l'étendue du graphique. D'ailleurs on avait pris soin de ne pas trop dépasser les rapports d'amplitude $a_1 : a_2$ pour lesquels la représentation est valable. C'est ce que montre également la figure 1. Les cercles indiquent le rapport de la colonne 5. La colonne 12 montre enfin que les valeurs trouvées s'accordent la plupart du temps très bien avec les valeurs calculées pour le premier maximum d'amplitude de la plate-forme. Un écart d'un millimètre est déjà exceptionnel. Pour obtenir le mouvement vrai de la plate-forme, il faut diviser les amplitudes inscrites par le facteur 112. Les plus grosses erreurs s'élèvent à 25 %.

Il est à remarquer :

a) que aucune courbe n'a été rejetée par suite d'une valeur du quotient $a_1 : a_2$ s'écartant trop des valeurs moyennes à l'aide desquelles on a calculé (1, 22, 31); car on rencontre des cas analogues dans le dépouillement des sismogrammes;

b) que le rapport de la colonne 13 s'écarte parfois beaucoup de la valeur théorique (1, 1), et que l'on ne sait pas d'une façon certaine s'il faut attribuer cet écart à l'inscription de la plate-forme ou à celle du levier de commande (9, 11, 14);

c) que quelquefois, sous l'influence de petites oscillations à courte période du système inscripteur, une évaluation précise

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
	Levier de commande.	Plate-forme.	Milne Shaw.	Milne Shaw.	$\frac{a_1}{a_2}$	μ'	c	o	V	Plate- forme.		c-o	Rapport. (1):(2)
	a_1	a_1	a_1	a_2			μ	μ		c	o		
	a_1	a_1	a_1	a_2						a_1	a_1		
1	2.2	2.0	2.5	3	0.85	0.90	1.05	1.0	0.43	2.0	2.0	0	1.1
2	4.3	3.5	3.5	6	0.60	1.05	1.35	1.25	0.36	3.5	3.5	0	1.2
3	6.1	5.5	7.0	13	0.55	0.90	1.05	1.0	0.43	6.0	5.5	0.5	1.2
4	4.3	3.5	3.0	5	0.60	1.20	1.65	1.7	0.27	4.0	3.5	0.5	1.2
5	5.6	4.5	6.5	12	0.55	0.65	0.7	0.7	0.55	4.5	4.5	0	1.2
6	8.3	7.0	4.0	8	0.50	1.50	2.0	2.0	0.23	6.5	7.0	-0.5	1.2
7	9.6	8.5	12.0	19	0.65	0.75	0.8	0.7	0.55	8.0	8.5	-0.5	1.1
8	3.6	3.0	3.5	6	0.60	1.05	1.35	1.3	0.34	4.0	3.5	0.5	1.2
9	3.2	2.5	3.0	5	0.60	0.90	1.05	1.0	0.43	2.5	2.5	0	1.3
10	4.8	4.0	6.5	12	0.55	0.65	0.7	0.6	0.40	4.5	4.0	0.5	1.2
11	6.3	5.0	3.0	8	0.40	1.30	1.8	1.5	0.30	4.0	5.0	-1	1.3
12	2.4	2.0	2.0	5	0.40	0.95	1.1	1.0	0.43	2.0	2.0	0	1.2
13	9.6	9.0	14.0	25	0.55	0.65	0.7	0.6	0.60	9.0	9.0	0	1.1
14	6.4	5.0	3.0	6	0.50	1.50	2.0	2.0	0.23	5.0	5.0	0	1.3
15	4.4	4.0	4.0	8	0.50	1.0	1.25	1.2	0.37	4.0	4.0	0	1.2
16	10.8		16.0	27	0.60	0.75	0.8	0.7	0.55	11.0			1.0
17	12.5		24.0	30	0.80	0.40	0.4	0.3	0.77	12.0			1.0
18	4.9	4.0	3.5	11	0.30	1.0	1.25	1.2	0.37	3.5	4.0	-0.5	1.2
19	11.0	10.0	7.0	16	0.45	1.30	1.8	1.7	0.27	9.5	10.0	-0.5	1.1
20	5.0	4.0	3.5	12	0.30	0.90	1.05	1.0	0.43	3.0	4.0	-1	1.2
21	12.6	11.5	17.0	27	0.65	0.75	0.8	0.7	0.55	11.5	11.5	0	1.1
22	6.0	5.5	8.0	10	0.80	1.05	1.3	1.05	0.42	7.0	5.5	1.5	1.1
23	8.9	7.5	6.0	12	0.50	1.05	1.3	1.2	0.37	6.0	7.5	-1.5	1.2
24	11.3		15.0	27	0.55	0.60	0.65	0.7	0.55	10.0			1.1
25	8.8	8.5	8.0	13	0.60	1.30	1.8	1.45	0.32	9.5	8.5	1.0	1.0
26	10.0	9.0	5.0	12	0.40	1.55	2.0	1.9	0.24	8.0	9.0	-1.0	1.1
27	5.8	5.0	6.5	21	0.40	0.60	0.65	0.7	0.55	4.5	5.0	-0.5	1.2
28	5.8	5.0	5.0	11	0.45	0.85	0.95	0.9	0.46	4.0	5.0	-1.0	1.2
29	6.2	6.0	5.0	8	0.60	1.40	1.9	1.5	0.30	6.5	6.0	0.5	1.0
30	7.8	7.5	9.5	11	0.85	1.10	1.4	1.2	0.37	9.5	7.5	2.0	1.0
31	6.0	5.0	6.5	17	0.40	0.80	0.9	0.9	0.46	5.5	5.0	0.5	1.2
32	8.0	6.5	5.5	11	0.50	1.30	1.8	1.6	0.29	7.0	6.5	0.5	1.2
33	3.7	3.5	5.5	12	0.45	0.65	0.7	0.6	0.60	3.5	3.5	0	1.1
34	3.7	3.5	2.0	4	0.50	1.50	2.0	1.9	0.24	3.0	3.5	-0.5	1.1
35	6.4	6.5	6.0	13	0.45	1.10	1.4	1.4	0.32	7.0	6.5	0.5	1.0
36	2.9	2.5	2.5	4	0.60	1.05	1.3	1.2	0.37	2.5	2.5	0	1.2
37	8.0		11.0	34	0.30	0.65	0.7	0.6	0.60	7.0			1.1
38	6.8	6.0	6.0	9	0.65	1.10	1.4	1.3	0.35	6.5	6.0	0.5	1.1
39	8.2		10.0	16	0.65	0.90	1.05	1.0	0.43	8.5			1.0
40	7.4	6.5	4.5	10	0.45	1.35	1.8	1.5	0.30	6.5	6.5	0	1.1
41	4.3	4.0	5.0	16	0.30	0.60	0.6	0.6	0.60	3.0	4.0	-1	1.1
42	3.7	3.5	3.5	9	0.40	0.90	1.05	1.0	0.43	3.0	3.5	-0.5	1.1

du maximum du mouvement de la plate-forme était impossible; dans ce cas on a vérifié que le rapport de la colonne 13 s'écartait peu de la valeur normale (16, 17, 24, 37, 39).

Dans l'ensemble les résultats sont satisfaisants. Les écarts, tantôt positifs, tantôt négatifs, montrent que pour le début le facteur d'agrandissement normal est $V_0 = 300$, comme pour les ondes harmoniques. La concordance entre l'expérience et

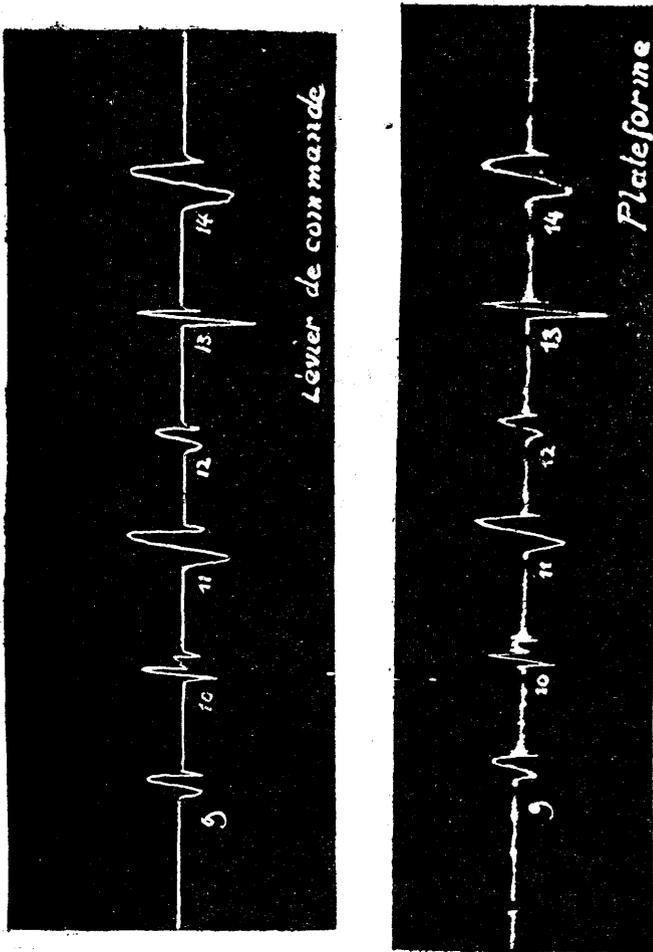


FIG. 2 (a).

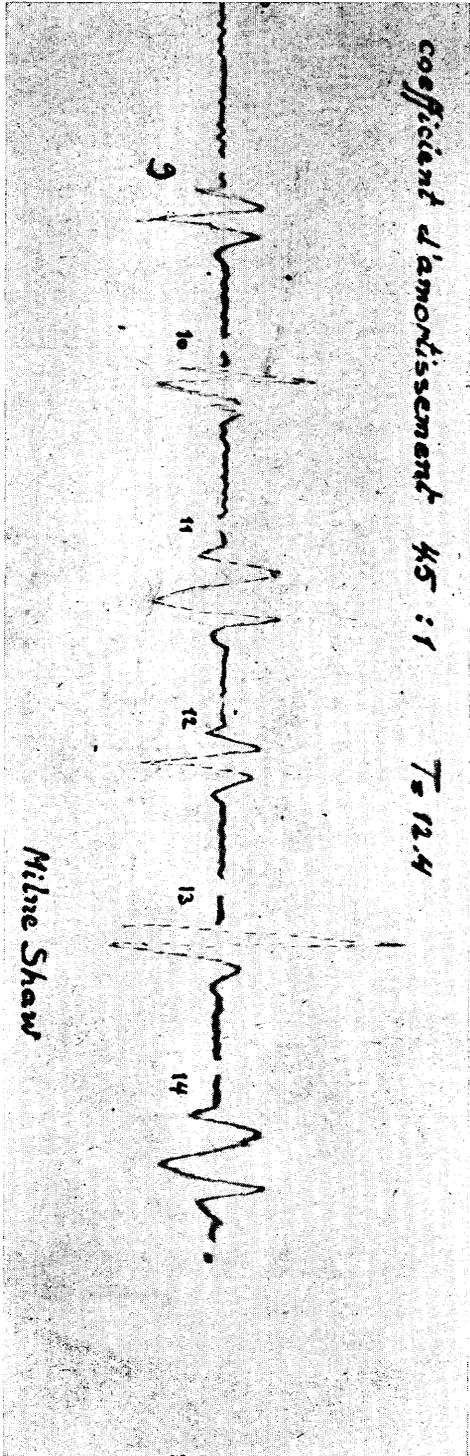


Fig. 2 (b).

la théorie a été trouvée pour des mouvements réels de la plate-
forme ou de la terre comprises entre les larges limites

$$\frac{2.0}{112} \text{ et } \frac{11.5}{112} \text{ mm. ou } 18 \text{ et } 103 \text{ microns.}$$

La figure 2 ci-dessus représente une des séries d'expériences
faites.



ÉTUDE DE LA PROPAGATION DE L'ÉBRANLEMENT DES EXPLOSIONS DE LA COURTINE. COMPARAISON AVEC L'EXPLOSION D'OPPAU.

Par MM. ROTHÉ, LACOSTE, BOIS, M^{lle} DAMMANN et M^{me} HÉE.

Le Bureau central sismologique de Strasbourg a collaboré aux expériences de la Courtine en installant deux postes sismographiques. On a choisi deux types d'instruments très utilisés actuellement dans les stations sismologiques pour l'étude des tremblements de terre réels, à savoir l'appareil Milne-Shaw de construction anglaise et l'appareil dit S. O. M., du type Mainka, construit et perfectionné par la Société d'Optique et de Mécanique de Paris sur les indications du Bureau central.

L'appareil Milne-Shaw avait d'abord été installé à Guéret, à environ 60 km de l'emplacement de la première explosion. C'est la distance maxima à laquelle, d'après les résultats des explosions antérieurement étudiées¹, on pouvait espérer obtenir une inscription notable, étant donné que les mouvements microsismiques sont très faibles dans la région intéressée.

L'appareil S. O. M. a été installé à Aubusson, à une distance de 24 km,4 (coordonnées d'Aubusson 50^o,065 N et 0^o,190 E de Paris). Cette distance, ainsi que celles qui seront indiquées plus loin, a été calculée d'après les coordonnées géographiques par la formule bien connue de la trigonométrie sphérique.

L'explosif utilisé pour cette première expérience consistait en 10 tonnes de mélinite, placée dans des barils enfoncés dans la terre jusqu'à leur moitié. Le terrain était granitique, mais après l'explosion on a pu constater que la roche était complètement désagrégée et ne présentait plus aucune cohésion. Les coordonnées de cette première explosion étaient 50^o,831468 N et 0^o,105266, déterminées par le Service géographique.

1. E. Oddone, *Ricerche teorico-sperimentali sulle vibrazioni meccaniche del sottosuolo*, 1923.

Lors de cette première expérience, ni l'appareil Milne-Shaw ni l'appareil S. O. M. n'ont indiqué la moindre trace d'inscription.

En présence de ce résultat négatif, l'appareil Milne-Shaw a été rapproché et remonté à Moutier-Rozeille (coordonnées $51^{\circ},020$ N et $0^{\circ},015$ E), à une distance de 17 km,1 de l'emplacement de la deuxième explosion (coordonnées $50^{\circ},849133$ et $0^{\circ},123751$).

L'explosif consistait encore en 10 tonnes de mélinite disposée comme précédemment, mais des sondages préalables avaient permis de constater qu'on avait affaire à un terrain plus compact que pour la première explosion. On pouvait donc s'attendre à des effets plus importants; c'est pourquoi l'on ne jugea pas utile de déplacer la deuxième station, qui fut maintenue à Aubusson, à une distance de 22 km,24 de l'emplacement de cette deuxième explosion.

L'appareil de Moutier-Rozeille a indiqué une trace de déviation à $20^{\text{h}} 00^{\text{m}} 05^{\text{s}}$ et une impulsion plus forte à $20^{\text{h}} 00^{\text{m}} 08^{\text{s}},5$.

L'heure de l'éclatement étant $19^{\text{h}} 59^{\text{m}} 50^{\text{s}},6$, les durées de propagation correspondantes ont donc été de $14^{\text{s}},4$ et $17^{\text{s}},9$.

On ne doit d'ailleurs compter que sur une précision de 1/2 seconde au maximum dans l'évaluation des temps sur le sismogramme, la vitesse de déroulement étant de 25^{mm} par minute. Les vitesses de propagation qu'on peut en déduire sont de 1,2 km/s. et 0,9 km/s. Les périodes ne sont malheureusement pas mesurables, mais ces ondes semblent correspondre à de longues ondes que l'on retrouvera dans les inscriptions dont il sera parlé plus loin.

L'appareil d'Aubusson a inscrit de longues ondes de $20^{\text{h}} 00^{\text{m}} 04^{\text{s}}$ jusqu'à $20^{\text{h}} 00^{\text{m}} 11^{\text{s}}$. Leur période était 1 seconde et leur amplitude très faible, ce qui, malgré la vitesse du cylindre (565^{mm} par minute), ne permet pas de fixer leur début avec une précision supérieure à la seconde. La durée de propagation étant pour la première onde 13^{s} , la vitesse est donc de 1 km,7.

Une troisième expérience a eu lieu le 25 mai, avec 5 tonnes de mélinite employées dans les mêmes conditions (coordonnées $50^{\circ},831527$ et $0^{\circ},105975$): donc, à un emplacement très voisin de celui de la première et dans un terrain analogue, une qua-

trième explosion a eu lieu le 26 mai, avec 5 tonnes de mélinite enterrées dans l'entonnoir produit par la deuxième explosion avec environ 5 ou 6 mètres de terre par-dessus.

Elles n'ont donné lieu à aucune inscription. De ces résultats négatifs, on peut conclure que les appareils agencés pour l'étude des ondes séismiques ordinaires ne paraissent pas aptes à l'étude des ondes d'explosion, tout au moins pour des énergies aussi faibles et aux distances envisagées, et n'indiquent que certaines longues ondes sur lesquelles nous aurons l'occasion de revenir plus loin.

Outre ces deux instruments, on avait cru bon d'utiliser un appareil d'un tout autre type, construit par Mintrop¹ et spécialement destiné à l'étude des ondes à très courtes périodes, comme les vibrations produites par la chute de poids, le fonctionnement des machines industrielles... L'agrandissement obtenu était très fort (14100) et la période propre très courte (0^s,52): la vitesse du cylindre 420^{mm} par minute. L'amortissement est très faible, de sorte que pour des périodes supérieures ou égales à une demi-seconde les ondes sont accusées par des impulsions brusques à partir desquelles l'instrument se met à vibrer avec sa période propre. On peut donc facilement déceler l'arrivée de ces différents trains d'onde, mais on ne peut en indiquer la fin.

Cet instrument a fourni des indications pour les quatre expériences; malheureusement celles de la première n'ont pu être utilisées, par suite d'un défaut dans le circuit inscripteur du temps.

Les résultats obtenus sont consignés dans les tableaux ci-dessous. Nous avons désigné les phases observées par la lettre *e* (émergence) pour la deuxième expérience, *a* pour la quatrième et *b* pour la troisième, parce qu'il est difficile à ces courtes distances et pour des vibrations se propageant seulement dans un milieu aussi hétérogène que la lithosphère, de dénommer exactement les phases enregistrées.

1. Mintrop, *Ueber die Ausbreitung der von den Massendruckten einer Grogasmaschine erzeugten Bodenschwingungen*, Goettingen, 1911.

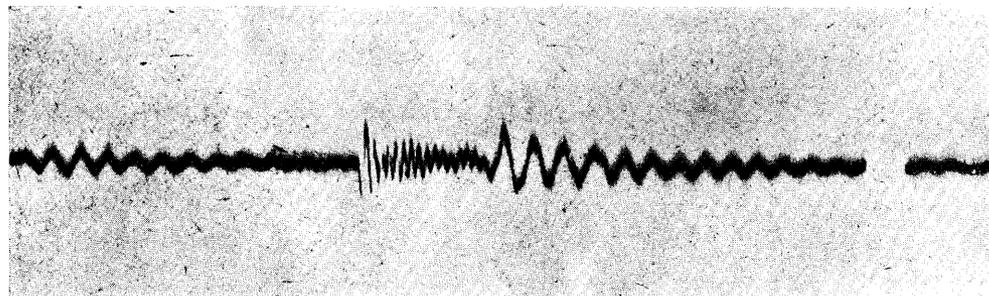
Nous avons cherché à distinguer sur les graphiques les phases de périodes déterminées et nous avons calculé les vitesses de propagation correspondantes (Tableaux I, II, III). C'est surtout l'inscription obtenue le 23 mai qui peut se prêter à une étude détaillée. Seul le début manque de précision, par suite des mouvements propres de l'appareil provoqués par la mise en marche du mouvement d'horlogerie; nous croyons néanmoins pouvoir l'indiquer avec une précision supérieure à la seconde, les autres émergences étant notées avec une précision de $1/10^e$ de seconde.

TABLEAU I (23 mai).

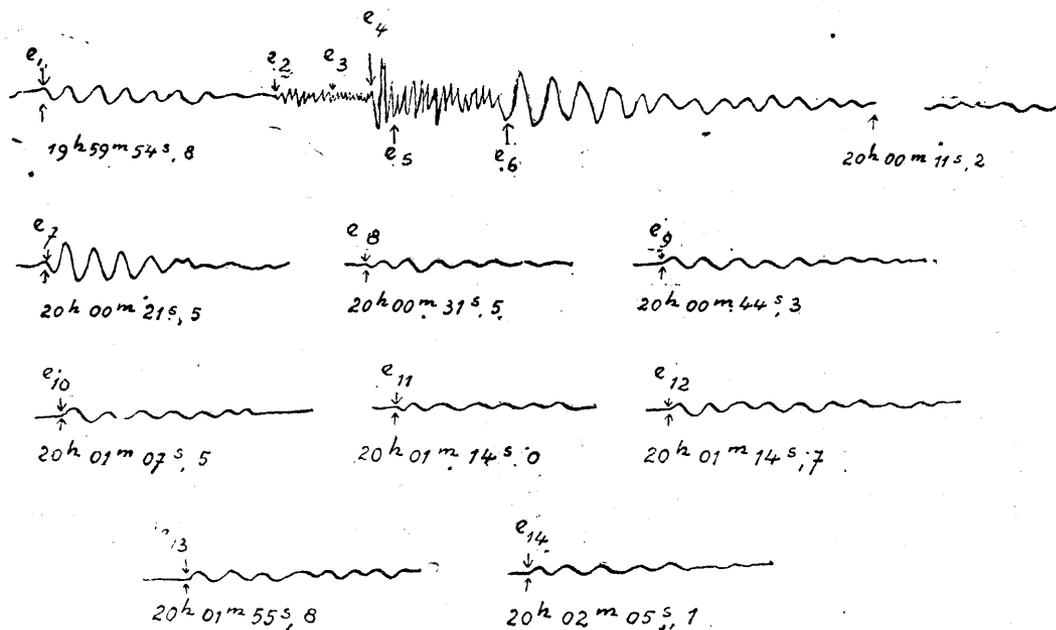
Heure de l'explosion $19^h59^m50^s,6$ Coordonnées $50^e,849133$ et $0^e123751$

Emergence.	Heure.	Durée de propagation.	Vitesse.	Période.	Longueur d'onde.	Amplitude.
	h m s	s	km./sec.	s	km.	μ
e1 ...	19 59 54.8	4.1	5.5	1/2	2.75	0.01
e2 ...	59.2	8.6	2.6	1/5	0.52	0.09
e3 ...	59.7	9.1	2.5	1/25	0.10	
e4 ...	20 00 01.1	10.5	2.1	1/5	0.49	0.3
e5 ...	02.2	11.7	1.9	1/5	1.90	
e6 ...	03.7	13.2	1.7	1/2	0.85	0.05
e7 ...	21.5	30.9	0.7	1/2	0.35	
e8 ...	31.5	39.9	0.5			
e9 ...	44.3	52.7	0.4			
e10 ...	20 01 07.5	65.9	0.3			
e11 ...	14.0	72.4	0.3			
e12 ...	49.7	99.1	0.2			
e13 ...	55.8	123.2	0.17			
e14 ...	20 02 05.1	133.5	0.16			

Remarque. — Entre e_1 et e_2 apparaissent, mais peu nettement, des ondes de 1 seconde de période, très nettes à partir de e_5 et se terminant à e_6 , auxquelles se superposent les ondes de $1/5^e$ et $1/25^e$ indiquées dans le tableau.



Reproduction photographique de l'inscription de l'appareil Mintrop à Aubusson le 23 mai.



Inscription des phases successives par l'appareil Mintrop.

TABLEAU 2 (25 mai).

Heure de l'explosion 9^h00^m00^s Coordonnées 50° 83' 15.27" et 06.105975

Emergences.	Heures.	Durée de propagation.	Vitesse.	Période.
	h m s	s	km./sec.	s
b 1.....	9 00 13.2	13.2	1.9	1/2
b 2.....	30.6	30.6	0.8	
b 3.....	56.3	56.3	0.4	
b 4.....	9 01 02.3	62.3	0.4	
b 5.....	46.5	106.5	0.2	
b 6.....	9 02 12.4	132.4	0.18	
b 7.....	38.1	158.1	0.15	

Amplitudes très faibles, on n'a enregistré que de longues ondes.

TABLEAU 3 (26 mai).

Heure de l'explosion 20^h02^m12^s55 Mêmes coordonnées que le 23

Emergences.	Heures.	Durée de propagation.	Vitesse.	Périodes.
	h m s	s	km./sec.	
a 1 ?	20 02 17.4 ?	4.1	5.5	1/25 ?
a 2.....	18.3	5.8	3.9	1/5
a 3.....	18.6	6.1	3.6	1/2
a 4.....	20 03 03.9	51.4	0.4	
a 5.....	56.7	104.2	0.2	
a 6.....	20 04 34.4	174.3	0.13	

Amplitudes très faibles.

L'émergence a₁ est très douteuse.

On est conduit à la noter par comparaison avec l'inscription

du 23. Les émergences suivantes, au contraire, se présentent avec netteté.

Ci-dessous le tableau n° 4, récapitulation et comparaison des résultats précédents.

TABLEAU 4.

Comparaison des trois explosions.

23 mai.		26 mai.		25 mai.		Vitesse.
Émergences.	Périodes.	Émergences.	Périodes.	Émergences.	Périodes.	
e1	^s 1/2	a1 ? . . .	^s 1/25 ?			km./sec. 5.5
		a2	1/5			3.9
		a3	1/2			3.6
e2	1/5					2.6
e3	1/25					2.5
e4	1/5					2.1
e5	1/5			b1	^s 1/2	1.9
e6	1/2					1.7
e7				b2		0.8 — 0.7
e8				b3		0.5 — 0.4
e9		a4		b4		0.4
e10						0.3
e11						0.3
e12		a5		b5		0.2
e13				b6		0.18 — 0.17
e14		a6		b7		0.16 — 0.15
						0.13

A) On voit que les débuts correspondent à une vitesse de l'ordre de 5 km/s., 5, résultat auquel on pouvait s'attendre d'après les faits connus. Les vitesses des premières ondes du tremblement de terre observées à des distances rapprochées ont en effet été trouvées voisines de 5 km/s., 5 : ce sont les ondes dénommées par Mohorovicic \bar{P} soulignées ou individuelles, et qu'on pourrait appeler uniformes ou continues par opposition aux ondes P normales, qui se briseraient par réfraction sur une surface de discontinuité à la profondeur de 50 km environ.

B) Il était intéressant de rechercher par le calcul quelles devaient être les durées de trajet pour les ondes \bar{P} continues, les seules dont il puisse être question ici, l'observation ayant montré que les P normales n'apparaissent qu'à une distance d'environ 300 km. Les équations établies par Mohorovicic,

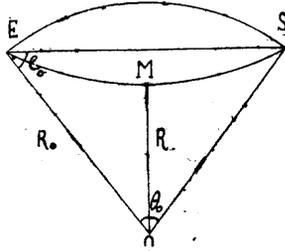


FIG. 1.

admettant pour la loi de variation de la vitesse avec la profondeur la formule polytrophique

$$\frac{V}{V_H} = \left(\frac{R_H}{R} \right)^K \quad \text{où} \quad R_H \text{ et } V_H$$

sont respectivement la distance de l'hypocentre au centre de la terre et la vitesse de propagation à l'hypocentre, V la vitesse à la distance R du centre de la terre, se simplifient notablement quand on suppose le foyer superficiel, et deviennent :

$$\text{Durée du trajet :} \quad t = \frac{R_0}{(K+1)V_0} \sqrt{1 - \left(\frac{R_m}{R_0} \right)^{2(K+1)}}$$

Dans cette formule R_0 désigne le rayon de la terre, V_0 la vitesse à la surface. R_m , la plus courte distance du rayon sismique au centre de la terre, est donné par la formule

$$R_m = R_0 \sqrt{\cos e_0}$$

où e_0 est l'angle d'émergence (fig. 1).

L'angle au centre θ_0 qui sous-tend l'arc ES est relié avec e_0

par la formule
$$\theta_0 = \frac{2e_0}{K + 1}$$

Les valeurs adoptées par Mohorovicic sont $K = 3,049$ avec une vitesse de 5,6 km à une profondeur de 25 km, ce qui correspond à 5,53 à la surface de la terre.

En appliquant les formules précédentes, on trouve pour $ES = 22 \text{ km. } 24$; $t = 4 \text{ sec. } 10$.

C) La flèche de la trajectoire est si faible pour une distance

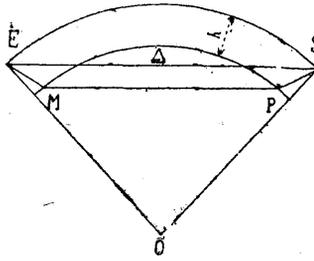


FIG. 2.

de 22^{km},24, qu'on peut sans erreur appréciable faire abstraction du calcul précédent et confondre la trajectoire sismique avec une droite, et par suite admettre une vitesse constante le long de cette droite. Cette hypothèse conduirait à une durée de propagation de 4^s,02 en adoptant la vitesse constante de 5,53 km/s.

Les résultats exprimés ci-dessus indiqueraient donc une concordance presque inespérée entre le calcul et l'observation, et la vitesse trouvée serait précisément celle des premières ondes des tremblements de terre naturels à courte distance.

D) Au lieu d'envisager une variation progressive de la vitesse, on pourrait, pour tenir compte de l'hétérogénéité du sol, considérer des couches concentriques où les vitesses de propagation seraient différentes. Ce serait déjà une simplification

notable que de diviser simplement la croûte terrestre en trois couches : 1. couche de sédiments ; 2. couche granitique ou acide ; 3. couche de roches à périodot ou basique.

Pour le calcul, suivant D. Wrinch et H. Jeffreys¹, nous considérerons seulement deux couches successives (*fig. 2*).

Les ondes peuvent alors suivre les deux trajets suivants : trajet direct rectiligne, et trajet indirect avec réfraction dans la couche inférieure.

Si on désigne par h l'épaisseur de la couche supérieure, ou différence de rayon des deux surfaces, Δ la distance épicertrale, V_0 la vitesse à la surface, V la vitesse à l'intérieur de la couche inférieure, T_1 et T les durées de propagation par le trajet direct et le trajet complexe, on peut écrire :

$$\frac{T}{T_1} = \frac{V_0}{V} \left[1 + \frac{2h}{\Delta} \left(\frac{V^2}{V_0^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right].$$

Cette formule a été employée par H. Jeffreys et D. Wrinch dans l'étude de l'explosion d'Oppau, il est admis $\frac{V_0}{V} = 0,76$.

Donnons à T_1 la valeur 4^s,1 trouvée précédemment ; on en déduit

$$T = 0,23 h + 3,12 \quad \text{et} \quad h = \frac{T}{0,23} - 13,5.$$

Si on admet que les ondes e du tableau I ont pu se propager suivant des trajets complexes du genre précédent, en donnant à T_1 successivement les valeurs trouvées pour les durées de propagation, on obtient pour h les valeurs du tableau 5.

1. On the seismic waves from the Oppau explosion by Dorothy Wrinch and Harold Jeffreys. Monthly Notices of the royal Astronomical Society, Geophysical Supplement, vol. I, n° 2, janv. 1923.

TABLEAU 5.

Calcul de h par les valeurs de T correspondant aux premières émergences du tableau 1.

	e_1	e_2	e_3	e_4	e_5	e_6
h	4.1	8.6	9.1	10.5	11.7	13.2
T	4.3	23.9	26.0	31.1	37.4	43.5

Nous nous sommes bornés aux 6 premières valeurs : déjà pour la 6^e on est conduit à une valeur dépassant 40 km ; il est peu vraisemblable que les réfractions se fassent sur des couches plus profondes.

La vitesse de propagation correspondant à la 6^e émergence est de l'ordre de 1 km. 7, et il semble bien qu'on ait affaire à des ondes de Rayleigh à faible vitesse de propagation. D'autre part, la période de e_3 extrêmement courte (1/25 de seconde) et la vitesse de propagation correspondante (2,5 km/sec.) conduiraient à considérer cette émergence comme due à la propagation des ondes sonores par le sol¹.

La théorie précédente ne pourrait plus alors s'appliquer qu'aux émergences e_2 , e_4 et e_5 , ce qui conduirait à des profondeurs de 23 km. 9, 31 km. 1 et 37 km. 4.

Supposons au contraire que, s'étant donné une série de valeurs pour h , on recherche quelles seraient les durées de propagation par le trajet complexe en admettant comme précédemment $\frac{V_0}{V} = 0,76$, on obtient pour T les valeurs indiquées au tableau 6 :

1. Le recueil de constantes de la Société française de Physique (Abraham et Sacerdote) indique une vitesse de 2^{km},6 à 6,0 pour la propagation du son dans le verre.

TABEAU 6.

Calcul de T pour différentes valeurs de h.

$h = \text{Km} \dots\dots$	0	0.5	1	2	3	4	5
$T = \text{sec} \dots\dots$	3.12	3.23	3.35	3.58	3.81	4.04	4.27
$h = \text{Km} \dots\dots$	10	15	20	25	30	40	50
$T = \text{sec} \dots\dots$	5.40	7.6	7.7	9.9	10.0	12.3	14.6

On voit que jusqu'à la valeur $h = 4$ km les ondes, suivant le chemin complexe, arriveraient avant celles qui suivent le chemin direct.

Si ces chiffres ne peuvent être donnés que comme de simples indications, il n'en est pas moins vrai que des phénomènes de ce genre peuvent se produire par suite de l'hétérogénéité du sol. Ainsi s'explique peut-être, par suite de la superposition d'ondes diverses, le fait que l'apparition des ondes S manque de netteté, fait déjà constaté dans les explosions précédentes. D'ailleurs, dans le cas présent, le calcul de l'heure d'arrivée des S ne conduit pas à une concordance avec une émergence nette sur l'inscription : les S devraient apparaître entre ϵ_1 et ϵ_2 , d'après la théorie de l'élasticité.

Comparaison avec l'explosion d'Oppau.

On sait qu'une forte explosion s'est produite à Oppau le 21 septembre 1921 et a été inscrite comme un tremblement de terre naturel par un certain nombre de stations. Ce sont, par ordre de distance : Heidelberg, Durlach, Feldberg, Hohenheim, Strasbourg, Nordlingen, Ravensburg, Zurich, Göttingen, Munich et De Bilt. Ces inscriptions ont permis des études approfondies (Hecker, *Die Explosions-katastrophe von Oppau*, D. Wrinch et Jeffreys, cité plus haut). Les inscriptions de

Strasbourg, obtenues avec les appareils Wiechert, ont été parmi les meilleures (*fig. 3*). Il était intéressant de rechercher si les vitesses de propagation correspondant aux émergences de l'inscription du 23 mai correspondaient aux vitesses calculées pour les diverses ondes de l'explosion d'Oppau, et en particulier aux maximums successifs très nets que l'on voit sur les diagrammes. (Tableau 7.)

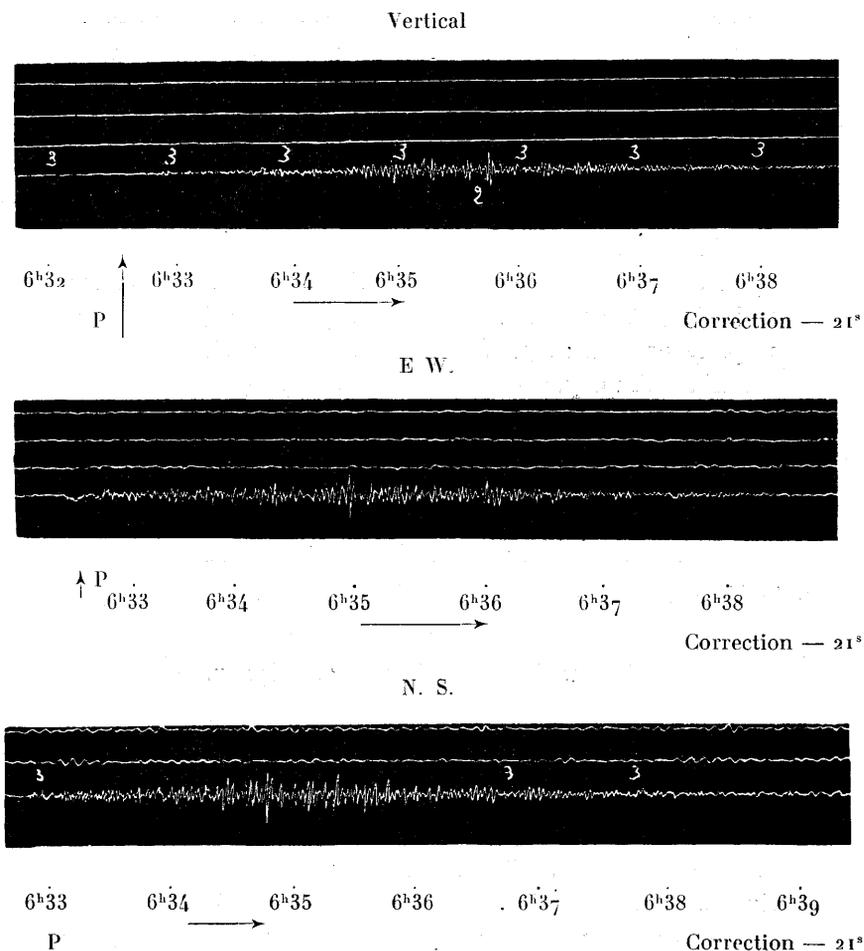


TABLEAU 7.

Comparaison entre l'explosion de la Courtine le 23 mai
et celle d'Oppau.

La Courtine.				Oppau (début 6 ^h 32 ^m 13 ^s)			
Emergence.	Vitesse.	Périodes.		Heures.	Vitesse.	Périodes.	
	km./sec.	s			h m s	km./sec.	sec.
e1.....	5.5	1/2		6 32 33 ^s	5.6	1/2 à 1	4
e2 (4)...							
e3.....							
e4 (2)...	2.1	1/5	1 ^s	32 55	2.5	1	8
e5.....	1.9	1/5	1	33 03	2.3	Ondes complexes.	
e6 (3)...	1.7		1/2	33 24	1.65		1 1/2
				fin 39	1.36		1 1/2
e7 (4)...	0.7		1/2	35 00	0.70		1
e8.....	0.5		1/2	37	0.57		2 1/2
e9.....	0.4		1/2	36 47	0.43		2

Remarques. — 1) A partir du début sur le diagramme d'Oppau, et à partir d'un point situé entre e1 et e2 sur la Courtine, on distingue nettement la superposition d'ondes de grande et de petite période, jusqu'à e6 et 6^h32^m24 : à ce moment-là les courtes périodes disparaissent complètement. On ne peut établir une correspondance nette pour les émergences e2 et e3. On voit bien apparaître sur la feuille d'Oppau des ondes de 1/5 à 2/5^s de période, mais d'amplitude extrêmement faible : les débuts disparaissent dans l'épaisseur du trait.

2) On distingue des amplitudes subitement plus grandes sur les deux diagrammes, devenant rapidement plus petites, mais encore notables, pour e5.

3) Disparition des ondes courtes. — On a affaire à des ondes de Rayleigh. La fin ne peut être indiquée pour la Courtine, l'appareil peu amorti continuant à vibrer avec sa période propre.

4) e_7, e_8, e_9 , trains d'ondes distincts correspondant aux maximums très nets de l'explosion d'Oppau. A partir de e_{10} ,

6^h 32^m 33^s

6^h 32^m 55^s

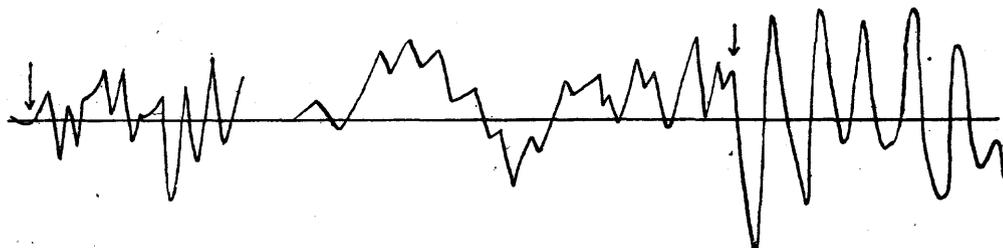


FIG. 4. — Agrandissement du début du sismogramme EW de l'explosion d'Oppau montrant une analogie manifeste avec l'inscription d'Aubusson.

il n'y a plus de maximum net, et l'on ne peut plus établir de correspondance.

5) Les périodes sont d'une façon générale beaucoup plus grandes pour l'explosion d'Oppau que pour celles de la Courtine, mais l'appareil Wiechert ne permettant pas de distinguer des périodes [de $1/25^e$ de seconde, on ne peut pas établir de

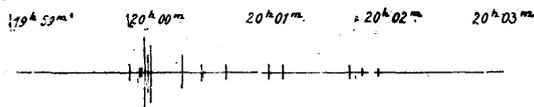


FIG. 5. — Réduction de l'inscription de la Courtine.

relation nette entre le rapport des périodes et celui des distances.

Le Tableau 7 ci-dessus indique des correspondances souvent bien accusées entre les deux inscriptions; il se manifeste également des divergences en plusieurs points. Mais il y a lieu de remarquer que les appareils d'inscription ont des périodes trop différentes pour que les graphiques eux-mêmes soient exactement comparables. Pourtant, si on réduit à la vitesse de déroulement normal l'inscription de la Courtine (*fig. 5*), et si on tient

compte seulement des amplitudes et non [des formes même des ondes inscrites, à cause de la période propre de l'appareil Mintrop et de son faible amortissement, on obtient une figure dont les traits généraux rappellent ceux des sismogrammes de



FIG. 6. — Explosion inscrite à Heidelberg.

l'explosion d'Oppau, ceux en particulier obtenus par des stations très proches comme Heidelberg (29 km) (*fig. 6*).

Hecker, dans son Mémoire, indique les valeurs suivantes calculées par la vitesse de propagation des premières ondes d'après la différence entre les heures d'arrivée aux stations suivantes :

TABLEAU 8.

Göttingue	Heidelberg.....	5,82	km/sec.
	Feldberg.....	5,75	—
	Hohenheim.....	5,81	—
	Strasbourg.....	5,80	—
Zurich.....	Heidelberg.....	5,68	—
	Feldberg.....	5,55	—
	Hohenheim.....	5,85	—
	Strasbourg.....	5,81	—
Ravensburg.....	Heidelberg.....	5,77	—
	Feldberg.....	5,63	—
	Hohenheim.....	5,67	—
	Strasbourg.....	5,65	—

Moyenne générale : $5,73 \pm 0,04$ km/sec.

Ce nombre est voisin de 5,6 admis par Mohorovicic, qui semble donc devoir être actuellement adopté pour la vitesse de propagation des premières ondes à courte distance.

L'Institut de Physique du Globe de Strasbourg avait délégué à Aubusson et à Guéret, puis à Moutier-Rozeille, M. Bois et M^{lle} Dammann, assistants à l'Institut, qui ont monté les appareils et obtenu les inscriptions. Tout le personnel de l'Institut a contribué à la préparation des instruments, au dépouillement et à l'interprétation des résultats.

**CHRONIQUE DE LA SECTION DE SISMOLOGIE DE L'UNION
GÉODÉSIQUE ET GÉOPHYSIQUE INTERNATIONALE DE-
PUIS LA PREMIÈRE ASSEMBLÉE GÉNÉRALE A ROME,
EN MAI 1922.**

I. NÉCROLOGIE

CANADA

Otto KLOTZ, né le 21 mars 1852, Directeur de l'Observatoire du Dominion à Ottawa, le 28 décembre 1923.

CHILI

BERNARD, Comte DE MONTESSUS DE BALLORE, né le 27 avril 1851, en France, ancien élève de l'École Polytechnique, Directeur des Services sismologiques de la République du Chili, le 29 janvier 1923.

DANEMARK

Carl HARTWIG RYDER, Directeur du Service météorologique du Danemark, le 3 mai 1923.

FRANCE

Marcel DUFOUR, né en 1866, Directeur de l'Observatoire du Parc Saint-Maur, le 15 avril 1923.

Alfred ANGOT, né en 1849, ancien Directeur du Bureau central météorologique, le 16 mars 1924.

MONTESSUS DE BALLORE (*voir* Chili).

JAPON

Dr. Fusakichi OMORI, Professeur de sismologie, Président de l'Imperial Earthquake Investigation Committee, nov. 1923.

ROUMANIE

St. C. HEPITES, Directeur de l'Institut météorologique de Bucarest, le 15 septembre 1923.

2. ADHÉSIONS

CHILI

Le Chili a adhéré au Conseil international de Recherches et à l'Union Géodésique et Géophysique internationale à partir de l'exercice de 1924.

DANEMARK

Le Danemark faisait déjà partie du Conseil international de Recherches. En février 1923 il avait adhéré, à partir de l'exercice 1923, à la seule Section de Géodésie de l'Union Géodésique et Géophysique internationale, profitant de la faculté concédée, à titre exceptionnel et temporaire, aux États ayant fait partie de l'ancienne Association géodésique internationale, par le Conseil international de Recherches, à sa deuxième Assemblée de Bruxelles, en juillet 1922, de n'adhérer qu'à la Section de Géodésie de la nouvelle Union. Il a adhéré à l'Union et, par suite, à la Section de sismologie, à partir du mois de janvier 1924.

POLOGNE

La Pologne a adhéré au Conseil international de Recherches et à l'Union géodésique et géophysique internationale à partir de janvier 1924.

SIAM

En février 1923, le Siam, par l'organe du Royal Survey Department (Ministry of War), dont le Directeur et le Directeur-adjoint sont le Major general Bhrayo Bhakdi et le Lieutenant-Colonel Naï-Aab, a adhéré, à partir de l'exercice 1923, au Conseil

international de Recherches et à l'Union géodésique et géophysique internationale.

SUÈDE

La Suède, qui faisait déjà partie du Conseil international de Recherches, a adhéré à l'Union géodésique et géophysique internationale à partir de l'exercice 1924.

SUISSE

La Suisse faisait déjà partie du Conseil international de Recherches. Par l'organe de sa Commission géodésique, en décembre 1922, elle a adhéré, pour l'exercice 1922, à la seule Section de Géodésie de l'Union géodésique et géophysique internationale, profitant d'abord de la faculté concédée aux États ayant fait partie de l'ancienne Association géodésique internationale. Puis, en janvier 1923, elle a adhéré à l'Union entière à partir de l'exercice 1923.

UNION SUD-AFRICAINE

L'Union Sud-Africaine a adhéré au Conseil international de Recherches et à l'Union géodésique et géophysique internationale à partir de janvier 1924.

3. RETRAIT

En août 1922, une lettre de l'aide de camp du Prince de Monaco a notifié au Secrétariat général de l'Union géodésique et géophysique internationale que la principauté de Monaco cessait de faire partie de l'Union.

4. COMITÉS NATIONAUX OU COMMISSIONS SISMOLOGIQUES NOUVELLEMENT CONSTITUÉS

AUSTRALIE

Un Comité national a été constitué en Australie en mai 1922, sous le nom d' « Australian National Research Council » Adresse : Royal Society's House 5, Elizabeth Street, Sydney). Voici quelle était sa composition pour l'exercice 1922-23 :

Président : Professor ORME MASSON.

Vice-Présidents : Professor Sir EDGEWORTH DAVID.

G. H. KNIBBS,

J. H. MAIDEN,

Professor Sir BALDWIN SPENCER.

Honorary Secretary-Treasurer : R. H. CAMBAGE.

Joint Honorary Secretary : Assoc. Professor A. C. D. RIVETT.

Members of the Executive Committee : E. C. ANDREWS, Professor H. G. CHAPMAN, Professor KERR GRANT, Charles HEDLEY, LOFTUS HILL, Professor Sir T. R. LYLE, Professor Sir Douglas MAWSON, Professor H. J. PRIESTLEY, Professor E. W. SKEAT, Professor B. D. STEELE, W. E. WAINWRIGHT, Professor N. T. M. WILSMORE.

Pan-Pacific Committee. Seismology : Rev. E. F. FIGOT.

CANADA

COMITÉ NATIONAL DE L'UNION GÉODÉSIQUE ET GÉOPHYSIQUE INTERNATIONALE

Section de Sismologie.

Président : E. A. HODGSON, Dominion Observatory, Ottawa.

Secretary : F. NAPIER DENISON, Meteorological Service, Victoria.

CHILI

Comité non encore constitué; provisoirement : Legacion of Chili, 22 Grosvenor Square, London, W. 1.

DANEMARK

COMITÉ NATIONAL DE LA SECTION DE SISMOLOGIE

Président : M. N. E. NÖRLUND, Professeur à l'Université de Copenhague.

Membres : MM. BÖGGILD, Professeur à l'Université, Mineralogisk Museum; Copenhague;

LA COUR, Directeur de l'Institut de Météorologie de Copenhague;

J. EGEDAL, Instit. de Météorologie, Copenhague.

POLOGNE

Secrétaire du Comité : M. le Professeur F. O. JORGENSEN, à l'Université de Cracovie.

PORTUGAL

En avril 1924, un Comité national, à la fois astronomique, géodésique et géophysique, s'est constitué en Portugal, sous le nom de « Secção portuesa das Unioes astronomica e geodesica internacionaes », avec la composition suivante :

Président honoraire : M. l'Amiral GOGA CONTINHO.

Président : M. DA COSTA LOBO, Directeur de l'Observatoire astronomique de Coimbra.

Vice-Présidents : MM. FREDERICO OOM, Directeur de l'Observatoire astronomique de Tapada.

le Colonel MIMOSA GUERRA, Directeur des Services géodésiques.

Secrétaire général : M. NUNES RIBEIRO, Chef des Services de Télégraphie sans fil.

SIAM

Director of the Royal Survey Department (Ministry of War) :
Major general BHRAYO BHAKDI.
Directeur-adjoint : Lieutenant-Colonel NAI-AAB.

SUÈDE

Président : M. le Dr C. SWARTZ, Chancelier de l'Université (Tyr-
gatan 10, Stockholm).

SUISSE

Président : M. Raoul GAUTHIER, Président de la Commission géo-
désique suisse et de la Commission fédérale de Météorolo-
gie, Genève.

Vice-Présidents : M. F. BAESCHLIN, Prof. de Géodésie à l'École
Polytechnique fédérale, Zurich.

M. P. L. MERCANTON, Prof. de Géophysique et
de Météorologie à l'Université, Lausanne.

Secrétaire : M. A. DE QUERVAIN, Directeur-adjoint de l'Institut
météorologique et sismologique fédéral, Zurich.

UNION SUD-AFRICAINE

Provisoirement : Secretary for Mines and Industry, Private
Bag. 451, Market Street, Pretoria, South-Africa.

**5. MODIFICATIONS DANS LES COMITÉS
NATIONAUX EXISTANTS**

ESPAGNE

COMITÉ NATIONAL ESPAGNOL DE GÉODÉSIE ET GÉOPHYSIQUE

Bureau.

Presidente : IzQUIERDO VELEZ (ExcMO. Sr. D. Antonio), Director
general del Instituto geografico, Senador del Reino (Insti-

tuto geografico, paseo de Atocha, 1, apartado de correos 7009, Madrid).

A M. Izquierdo Velez a succédé récemment, comme Président du Comité, M. Luis Cubillo MURO, nouveau Directeur général de l'Institut géographique.

Vice-Présidente ; ESCRIBANO (Ilmo. Sr. D. Eduardo), Presidente del Consejo del Servicio geografico, Inspector general del Cuerpo de Ingenieros geografos, Coronel de Estado Mayor (Instituto geografico, Madrid).

Secretario general : MARTINEZ CAJEN (Ilmo. Sr. D. Paulino), Ingeniero geografo, Teniente Coronel de Ingenieros, Consejero del Servicio geografico (paseo de Atocha, 1, apartado de correos 7009, Madrid).

Section de Sismologie.

Presidente : GALBIS (Ilmo. Sr. D. José), Inspector general del Cuerpo de Ingenieros geografos, Consejero del Servicio geografico, Teniente Coronel de E. M. (Aguirre 5, Madrid).

Vice-Présidente : CUBILLO (Ilmo. Sr. D. Luis), Inspector general del Cuerpo de Ingenieros geografos, Consejero del Servicio geografico, Inspector general del Cuerpo de Ingenieros de Minas (Claudio Coello 8, Madrid).

Secretario : INGLADA (Sr. D. Vicente), Ingeniero geografo, Teniente Coronel de E. M., Professor de la Escuela Superior de Guerra (Madrid).

ÉTATS-UNIS

Section of Seismology.

W. J. HUMPHREYS, *Chairman*, U. S. Weather Bureau, Washington, D. C.

J. B. WOODWORTH, *Vice-Chairman*, Geological Museum, Harvard University, Cambridge, Massachusetts.

D. L. HAZARD, *Secretary*, U. S. Coast and Geodetic Survey, Washington D. C.

FRANCE

Section de Sismologie.

Président : M. BIGOURDAN, Membre de l'Institut, Président de la Section de Sismologie du Comité français de l'Union géodésique et géophysique internationale (6, rue Cassini, Paris, XIV*).

Vice-Présidents : M. BRILLOUIN, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France (31, boul. Port-Royal, Paris, XIII*).

M. TERMIER, Membre de l'Institut, Professeur à l'École des Mines (164, rue de Vaugirard, Paris, XV*).

Secrétaire : M. E. ROTHÉ, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (38, boul. d'Anvers).

Membres nouvellement nommés :

R. P. BERLOTY, Correspondant de l'Institut, Directeur de l'Observatoire de Ksara.

M. BOSLER, Directeur de l'Observatoire de Marseille.

M. GENTIL, Membre de l'Institut, Professeur à la Sorbonne (Paris).

M. LACOSTE, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Strasbourg.

GRANDE-BRETAGNE

NATIONAL COMMITTEE OF GEODESY AND GEOPHYSICS

Sub-Committee of Seismology.

President : Professor H. H. TURNER, University Observatory, Oxford.

Secretary : Colonel G. LYONS, Science Museum, London.

Chairman : Mr. J. J. SHAW, Sunnyside, Birmingham Road, West-Bromwich.

Sir Arthur SCHUSTER, M. R. S. Yeldall Twyford,
Berkshire.

Dr. J. E. CROMBIE, Director of Observatory, Dyce-
Aberdeen.

Dr. A. C. MITCHELL, Meteorological Office, Edin-
burgh.

6. MODIFICATION DANS LES DÉLÉGUÉS DES NATIONS

M. le Professeur F. A. CHAVES, Directeur du Service météorologique des Açores, qui avait bien voulu, malgré ses absorbantes fonctions, représenter le Portugal dans la Section de Sismologie de l'Union géodésique et géophysique internationale, nous a fait part, au mois de mai 1923, de l'impossibilité où il se trouvait de s'occuper dorénavant des questions sismologiques. Tout en exprimant à M. Chaves nos très vifs regrets, nous souhaitons la bienvenue au successeur qu'il a bien voulu lui-même nous proposer, M. le Professeur Anselmo Ferraz de Carvalho, dont la haute compétence préside à la direction de l'Observatoire de Coimbra.

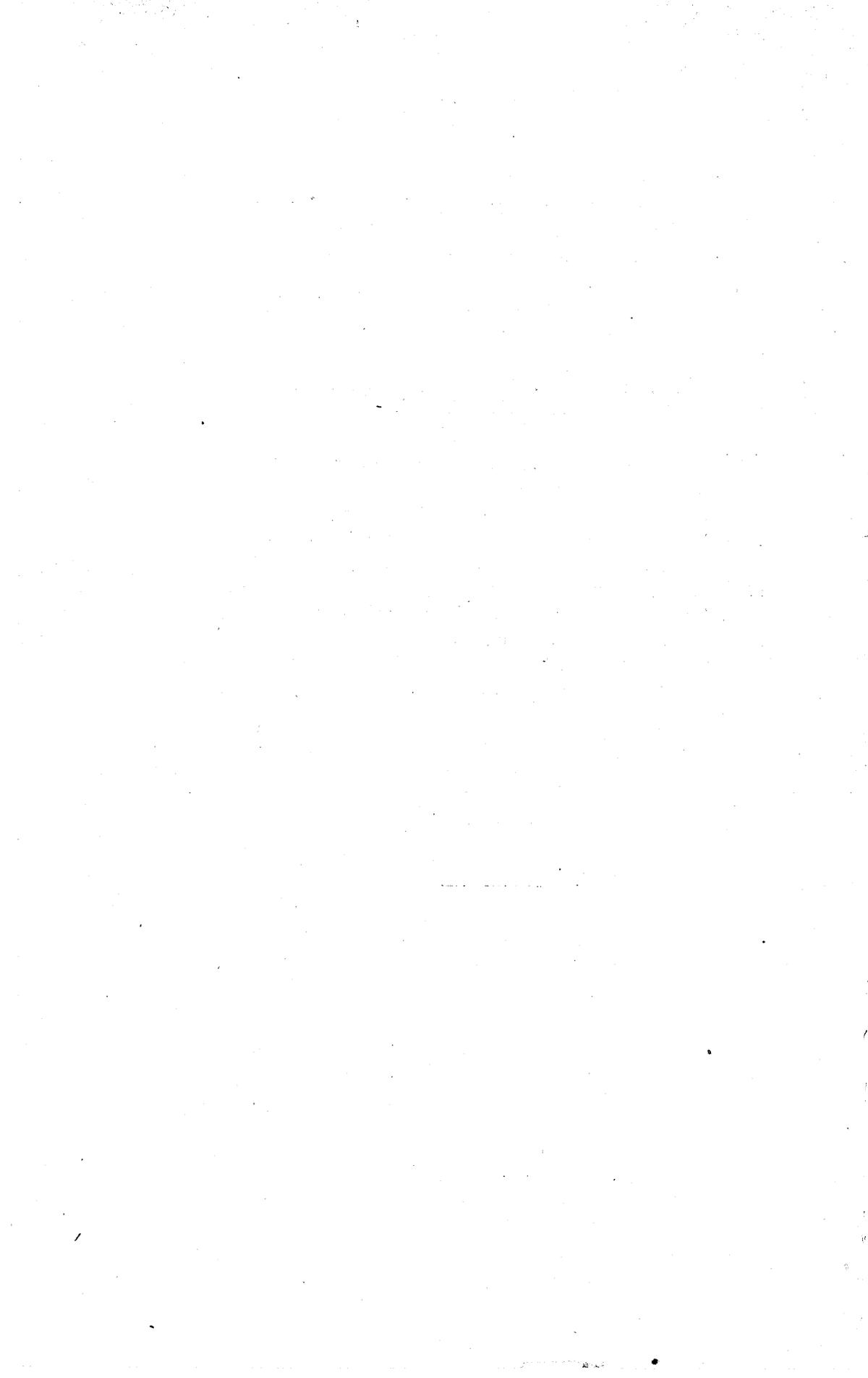


TABLE DES MATIÈRES

	Pages.
AVERTISSEMENT.....	4
Sur la profondeur du foyer d'un tremblement de terre déduite d'un sismogramme d'une station éloignée, par H. P. BERLAGE, Docteur de l'École Polytechnique de Zurich.....	5
Sur la propagation des ondes sismiques au voisinage de l'épicentre. — Préliminaires continues et trajets à réfraction. — Ondes P et \bar{P} , exposé d'après les travaux de A. Mohorovicic, par E. ROTHÉ, Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, Directeur du Bureau Central sismologique.....	17
Essais de sismographes à la plate-forme, par MM. E. ROTHÉ, Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, et J. LACOSTE, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Strasbourg.....	60
Recherches sur le début d'une phase d'un tremblement de terre, par H. P. BERLAGE, Doct' de l'École Polytechnique de Zurich.....	73
Étude de la propagation de l'ébranlement des explosions de la Courtine. — Comparaison avec l'explosion d'Oppau, par MM. E. ROTHÉ, LACOSTE, BOIS, M ^l ^e DAMMANN et M ^m ^e HÉE.....	82
Chronique de la Section de l'Union géodésique et géophysique internationale depuis la première Assemblée générale à Rome, en mai 1922.....	99

