

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 13 (1931)

**Artikel:** Sur les petites vibrations des astres fluides  
**Autor:** Wavre, Rolin  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-742099>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 23.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

au point de vue mathématique la proposition me semble difficile à démontrer. On peut songer à modifier très peu les deux corps pour creuser une fenêtre à la partie commune par laquelle puisse se faire le prolongement analytique, mais cette altération des masses altère les deux potentiels dans la région commune. Le passage à la limite serait-il légitime ?

*Remarque.* — On sait que deux couches sphériques concentriques et homogènes peuvent très bien créer le même potentiel à l'intérieur de la plus petite des deux. Il y a donc des questions de topologie qu'il serait intéressant de mettre en évidence dans l'étude du potentiel newtonien.

**Rolin Wavre.** — *Sur les petites vibrations des astres fluides.*

Pour se rendre compte de la portée du procédé uniforme dans l'étude des figures planétaires il est intéressant de l'appliquer à des mouvements plus compliqués que les simples rotations envisagées jusqu'ici.

Supposons qu'il existe entre la densité  $\rho$  et la pression  $p$  une relation de la forme  $F(\rho, p, t) = 0$ , où  $t$  est le temps. Ceci revient à dire que les surfaces d'égale pression et d'égale densité coïncident toujours.

Il existera, dans ces conditions un potentiel des accélérations —  $Q(x, y, z, t)$  et un potentiel de la pesanteur  $\Phi$  lequel ne dépendra que de  $p$  et de  $t$ , et les trois équations fondamentales du mouvement s'écriront sous la forme abrégée

$$\Phi = U + Q \quad (1)$$

où  $U$  est le potentiel newtonien créé par l'astre fluide envisagé et par les corps extérieurs s'il y en a.

L'équation précédente est équivalente à la suivante

$$\begin{aligned} & \int \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dn} dS + 4\pi i \int \frac{1}{r} \varphi dZ + 4\pi Q_P \\ & + \int \frac{1}{r} \Delta Q dc - \int \Phi \frac{d}{dn} \frac{1}{r} dS = 0 , \end{aligned} \quad (2)$$

où  $c$  est une cavité limitée par une surface  $S$  et  $Z$  est l'extérieur de  $S$ . Cette dernière relation devra avoir lieu quels que soient le point  $P$  intérieur à  $c$  et la surface fermée  $S$ .

Pour que cette dernière condition soit satisfaite, il suffit que les surfaces  $S$  forment une famille balayant l'astre entier.

Si l'on prend pour surface  $S$  les surfaces d'égale pression

$$p(x, y, z, t) = \text{constante}$$

le dernier potentiel se simplifie et donne la valeur de  $\Phi$  sur  $S$  multipliée par  $4\pi$ .

Pour les petits mouvements d'un fluide au voisinage d'une position d'équilibre stable, l'équation de continuité implique la suivante

$$\frac{1}{\rho} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \Delta Q$$

où le premier membre est calculé en suivant la particule dans son mouvement.

Voici alors les résultats qui découlent très facilement du procédé uniforme, appliqué à l'équation (2) simplifiée par le choix spécial des surfaces  $S$  indiquée tout à l'heure, en développant  $\frac{1}{r}$  comme on sait.

*Pour un fluide homogène et incompressible les surfaces d'égale pression suivent les particules fluides et réciproquement les particules fluides restent au cours du mouvement à pression constante. Le potentiel crée par la répartition de la matière dans la zone  $p(x, y, z, t) = c$  et  $p(x, y, z, t) = 0$  reste constant à l'intérieur de la cavité limitée par la première de ces surfaces.*

*Chaque cavité vibre comme si la zone n'existaient pas.*

Les vibrations fondamentales correspondent aux différentes fonctions sphériques  $Y_q(\theta, \psi, t)$  et elles ont les périodes

$$\tau_q = \sqrt{\frac{3}{2}} \pi \sqrt{\frac{2q+1}{q(q-1)}} \frac{1}{\sqrt{i\rho}} \quad q \geq 2,$$

où  $i$  est le coefficient de l'attraction universelle et  $\rho$  la densité du fluide.

La déformation radiale rapportée au rayon  $j$  de la sphère qu'occupe la surface  $p$  ( $i$ ) à l'état de repos est

$$e = \sum_{q=2}^{\infty} j^{q-2} Y_q(\theta, \psi, t).$$

On pourra se donner arbitrairement sur la surface libre  $e$  et  $\frac{de}{dt}$  en chaque point  $\theta, \psi$ .

*Pour un fluide hétérogène et incompressible il est impossible que les particules restent à pression constante.*

*Il est même impossible que les surfaces d'égale densité coïncident, c'est-à-dire que l'on ait  $F(\rho, p, t) = 0$ .*

Il en résulte: que ni le potentiel de la pesanteur ni celui des accélérations n'existent pour les petits mouvements au voisinage de la sphère d'une masse fluide hétérogène et incompressible.

La méthode indiquée s'applique encore très facilement au problème des marées sur un astre parfaitement fluide et encore aux petits mouvements autour d'un état stable d'équilibre relatif, très voisin d'une sphère; on retrouve même simultanément la théorie de Clairaut et celle des petites vibrations.

#### Séance du 18 juin 1931.

**André Amstutz.** — *Sur le caractère pétrographique des îles Banks, en Mélanésie.*

On sait que les îles Banks sont de nature essentiellement volcanique et d'âge relativement récent, mais les données pétrographiques énoncées à leur sujet se bornent à quelques lignes de Douglas Mawson, l'explorateur bien connu, qui en 1905 mentionnait l'existence en cet archipel de basaltes porphyriques à pyroxène<sup>1</sup>. Les roches qu'on y rencontre n'ayant pas fait depuis lors l'objet de la moindre étude, il m'a paru intéressant d'en définir ici les caractères essentiels.

La plus importante des îles Banks se nomme Vanua-Lava et se distingue par une configuration montagneuse qui ne semble pas avoir subi de modifications bien importantes depuis

<sup>1</sup> Proc. Linnean Soc. of N. S. Wales, t. 30, p. 400: *Geology of New Hebrides.*