

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Band: 14 (1932)

Artikel: Extension d'un théorème de Stokes relatif aux astres fluides
Autor: Wavre, R.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-740804>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 18.10.2024

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

COMPTE RENDU DES SÉANCES
DE LA
SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE
DE GENEVE

Vol. 49, N° 2.

1932

Avril-Juillet.

Séance du 28 avril 1932.

R. Wavre. — *Extension d'un théorème de Stokes relatif aux astres fluides.*

Stokes et Poincaré ont démontré que si un astre fluide se trouve en état d'équilibre relatif, son potentiel newtonien est entièrement déterminé à l'extérieur par sa masse totale, sa surface libre, et sa vitesse angulaire. M. Dive et moi-même avons pu étendre cette proposition aux cas où l'astre est en rotation permanente, c'est-à-dire, au cas où chaque particule décrit le parallèle sur lequel elle se trouve, la vitesse angulaire pouvant varier d'un parallèle à un autre.

Il est possible, comme on va le voir, de démontrer une proposition beaucoup plus générale, parce que relative à un mouvement quelconque d'une masse fluide, dont les différentes particules s'attirent suivant la loi de Newton, nébuleuses de forme quelconque, étoiles pulsantes, ...

L'attraction de la masse fluide sur les corps extérieurs ne dépend que de sa masse totale, de sa surface libre et des accélérations superficielles.

Ce théorème est vrai même si l'astre se déforme ou se déplace sous l'influence de corps perturbateurs.

Pour le démontrer partons des équations de l'hydrodynamique qui s'écrivent avec les notations habituelles

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial x} - \gamma_x, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial y} - \gamma_y, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial U}{\partial z} - \gamma_z ;$$

U étant ici le potentiel newtonien relatif à l'astre lui-même. On en déduit

$$\frac{dp}{\rho} = dU - \gamma_x dx - \gamma_y dy - \gamma_z dz .$$

Si le déplacement d est pris sur la surface libre S telle qu'elle est à l'instant t , on aura $dp = 0$, puisque cette surface est à pression nulle, d'où

$$dU = \gamma_x dx + \gamma_y dy + \gamma_z dz .$$

Intégrons le long d'une ligne de S d'un point fixe P à un point variable P', cette intégration étant faite bien entendu à temps constant, et posons pour simplifier

$$U(P) = K \quad \text{et} \quad \Gamma = \int_P^{P'} \gamma_x dx + \gamma_y dy + \gamma_z dz .$$

On trouve donc sur la surface libre S à l'instant t

$$U = K + \Gamma . \tag{1}$$

La fonction Γ est évidemment indépendante des différents chemins tracés sur la surface S, puisque le potentiel newtonien est une fonction uniforme.

Dès ce moment la démonstration peut s'achever par l'une ou l'autre des méthodes employées pour les cas restreints mentionnés plus haut. On montre en effet par le principe de Dirichlet que le potentiel est à l'extérieur entièrement déterminé par la valeur (1) de ce potentiel sur S, et la masse totale détermine la valeur de la constante K.

Considérons maintenant une surface S d'égale pression $p = c$ quelconque, appelons noyau la partie intérieure et zone la partie extérieure comprenant les corps perturbateurs s'il y

en a. Sur une telle surface les opérations précédentes sont possibles et l'on trouverait

$$U_N + U_Z = K(p) + \Gamma .$$

Le potentiel du noyau U_N est encore déterminé sur S , par Γ , par le potentiel de la zone U_Z , à la constante $K(p)$ près, et la masse totale du noyau permet de déterminer K . On voit par là que quelle que soit la répartition de la matière à l'intérieur du noyau son attraction sur les corps extérieurs ne dépend que de sa masse totale, de la forme de sa frontière et des accélérations tangentielles des particules de cette frontière.

La proposition soulignée plus haut rend vraisemblable que l'on puisse un jour formuler des conditions nécessaires relatives au comportement des frontières d'astres fluides, étoiles, nébuleuses, qui s'influencent mutuellement.

A. Schidlof. — *Evaluation de la différence entre les masses des particules α_1 et α .*

L'établissement de la condition d'équilibre stable pour un noyau de la classe du Th conduit à une équation qui permet le calcul de la différence des masses M_{α_1} et M_α . Soit n le nombre total des particules du noyau, x le nombre des particules α , y le nombre des particules α_1 . Nous désignerons par c la vitesse de la lumière dans le vide, par e le quantum élémentaire de la charge électrique et par A le nombre d'Avogadro. La charge électrique d'une particule α est $+2e$, celle d'une particule α_1 est $+e$. L'énergie de répulsion coulombienne des particules positives, α ou α_1 , du noyau est exprimée par la formule

$$E_c = \frac{e^2}{2r} (4x^2 + y^2 + 2xy) = \frac{e^2}{2r} (n^2 + 3x^2) \quad (1)$$

dans laquelle r signifie la distance *moyenne* entre deux particules