Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 5 (1923)

Artikel: Sur une transformation de mouvement circulaire en mouvement rectiligne alternatif

Autor: Tiercy, G.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741415

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: 08.07.2025

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

montre que l'association malacologique est différente de celle qu'on retrouve dans la faune actuelle pour cette même région, et cette différence provient peut-être d'un certain changement de climat.

G. TIERCY. — *Sur une transformation de mouvement circulaire en mouvement rectiligne alternatif.*

1. — La transformation proposée dans le présent article utilise une came *orbiforme.*

Rappelons qu'une courbe d'envergure ou de largeur constante a comme équation polaire tangentielle l'équation suivante:

$$\begin{cases} x\cos\omega + y\sin\omega = p(\omega) = a[1 + f(\omega)] \,, \\ \text{avec} \qquad f(\omega + \pi) = -f(\omega) \,. \end{cases} \tag{1}$$

Si cette courbe est convexe, elle est dite *orbiforme* ou de *largeur constante*; dans le cas contraire, nous dirons qu'elle est *d'envergure constante* [1]. L'angle ω est l'angle formé par le rayon

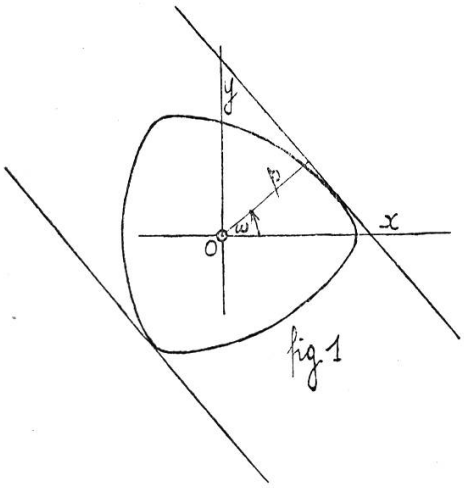


fig. 1

vecteur tangentiel $p(\omega)$ avec l'axe polaire ox (fig. 1). Ces courbes présentent de curieuses propriétés ; par exemple:

1° $p(\omega) + p(\omega + \pi) = 2a$;
2° $\varrho(\omega) + \varrho(\omega + \pi) = 2a$, où ϱ est le rayon de courbure;
3° pourtour $= 2\pi a$;

[1] TIERCY, G. Tokoku Mathematical Journal 1920

4° Si l'on appelle *courbe moyenne* de (1) la courbe définie par:

$$P(\omega) = \frac{1}{2}[p(\omega) - p(\omega + \pi)] = af(\omega),$$

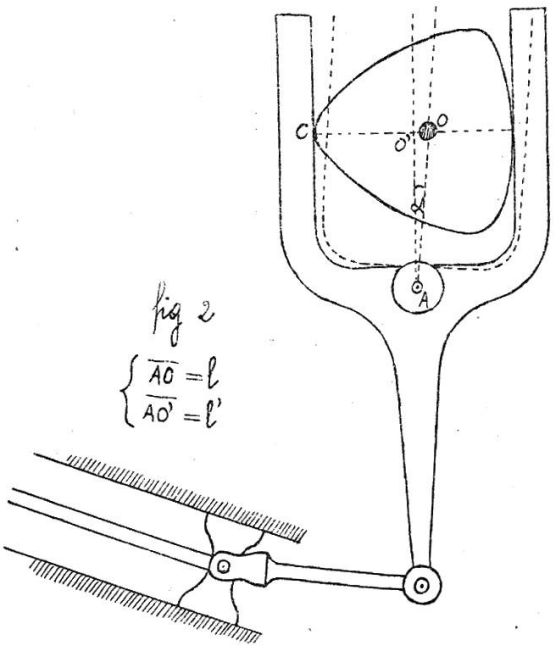
on constate que c'est là une courbe d'envergure nulle, c'est-à-dire n'admettant qu'une seule tangente parallèle à une direction donnée. D'ailleurs, l'orbiforme est parallèle à sa courbe moyenne.

5° Les développantes convexes d'une courbe d'envergure nulle sont des orbiformes, régulières ou irrégulières.

6° En se basant sur la propriété (5), on obtient aisément un tracé cinématique des courbes en question.

7° Si l'on prend pour $f(\omega)$ la fonction $f(\omega) = \frac{\cos(2k+1)}{m}$ avec $m \geqq 4k(k+1)$, la développée de l'orbiforme est une hypocycloïde à $(2k+1)$ rebroussements, les arcs reliant les sommets de k en k; on appliquera à ces hypocycloïdes les propriétés (4), (5) et (6).

2. — Voici le principe de la transformation proposée. Un arbre de rotation, dont l'axe se projette en O, fait corps avec



une came orbiforme (fig. 2); cette came, de largeur constante $2a$, tourne entre les deux branches parallèles d'un bras de levier;

le mouvement de ce dernier est transformé en mouvement rectiligne au moyen d'une bielle. Le mécanisme comporte jusqu'ici, quatre articulations; nous reviendrons plus loin sur les contacts à établir entre la came et le levier.

Soit $p(\omega) = a[1 + f(\omega)]$ l'équation de la came.

Si on appelle C le point de contact de l'orbiforme avec une des branches du bras de levier, on a à chaque instant (fig. 3):

$$\overline{O'C} = p'(\omega) = af'(\omega) .$$

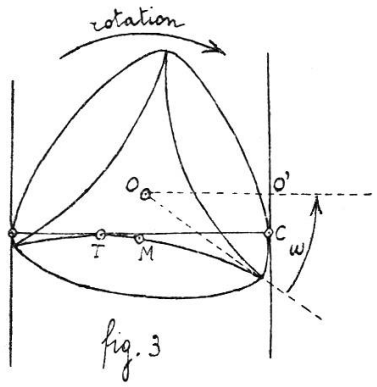


fig. 3

Si l'on désigne par ω_M l'angle ω correspondant au plus grand écart O'C, on aura pour le parcours entier du point de contact le long du bras de levier:

$$2\overline{OM} = 2a|f'(\omega_M)| .$$

D'autre part, le levier oscille autour de A; on a donc:

$$l'^2 = l^2 - \overline{OO'}^2 = l^2 - a^2 f^2(\omega) ;$$

$$l - l' = l - \sqrt{l^2 - a^2 f^2(\omega)} ;$$

et, en désignant par α l'angle d'oscillation:

$$l' = l \cos \alpha ;$$

$$l - l' = l(1 - \cos \alpha) .$$

D'où α en fonction de ω:

$$l \cos \alpha = \sqrt{l^2 - a^2 f^2(\omega)} ; \qquad (2)$$

on tirera de (2) la valeur maxima de l'angle α.

Par exemple, avec l'orbiforme régulière à trois sommets

$$f(\omega) = \frac{\cos 3\omega}{8},$$

on trouve:

$$\overline{OM} = -\frac{3a \sin 3\omega}{8}; \qquad l' = \sqrt{l^2 - \frac{a^2 \cos^2 3\omega}{64}};$$

et comme α_{max} correspond à $\omega = 0$, il vient:

$$l'_{min} = \sqrt{l^2 - \frac{a^2}{64}}; \qquad l \cos \alpha_{max} = \sqrt{l^2 - \frac{a^2}{64}}.$$

3. — Il reste une question délicate à étudier. Comment réaliser le contact entre la came et le levier ?

Si le mécanisme est lourd, on ne pourra se contenter du dispositif de la fig. 2; le frottement y est linéaire, et la matière travaille à l'arrachement, par suite de la pénétration sur la zone de contact. Ce défaut est encore augmenté du fait que les surfaces glissantes ne peuvent pas être lubréfiées (sauf dans le cas où, l'appareil se mouvant dans un plan horizontal, on pourrait le plonger dans un bain d'huile).

Voici un dispositif, valable quelle que soit l'orbiforme utilisée, à $(2k + 1)$ sommets:

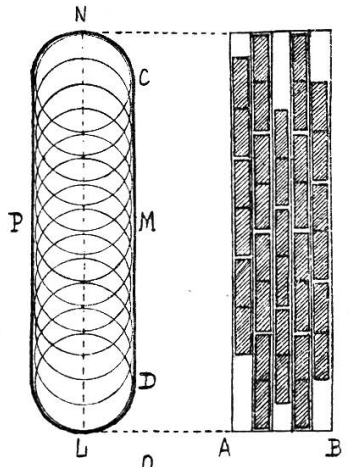


fig. 4

Un ruban métallique, de largeur AB et de longueur (LMNPL) est enroulé sur un système de galets (fig. 4). On a alors un contact de roulement; l'orbiforme d'épaisseur AB touche le

ruban quelque part entre C et D, et l'entraîne; le ruban, à son tour, entraîne les galets.

On pourra, d'ailleurs, garnir la came et le ruban de dents d'engrenage.

4. — *Loi du mouvement de la bielle.*

De la relation (2), on tire:

$$\cos^2 \alpha = 1 - \frac{a^2}{l^2} f^2(\omega) \ ;$$

$$\sin^2 \alpha = \frac{a^2}{l^2} f^2(\omega) \ ;$$

$$\sin \alpha = \frac{a}{l} f(\omega) \ ; \qquad (3)$$

le signe de sin α est celui de $f(\omega)$; le mouvement de $\overline{AB}$ est en effet un mouvement oscillatoire autour de $\overline{AO_1}$.

On a encore:

$$(1 - \cos \alpha)^2 = 2 - \frac{a^2}{l^2} f^2(\omega) - \frac{2}{l} \sqrt{l^2 - a^2 f^2(\omega)} \ . \qquad (4)$$

On trouve alors pour les coordonnées du point B (fig. 5):

$$\begin{cases} x_B = d \sin \alpha = \dfrac{ad}{l} f(\omega) \ ; \\ y_B = d - d \cos \alpha = d(1 - \cos \alpha) \ ; \end{cases}$$

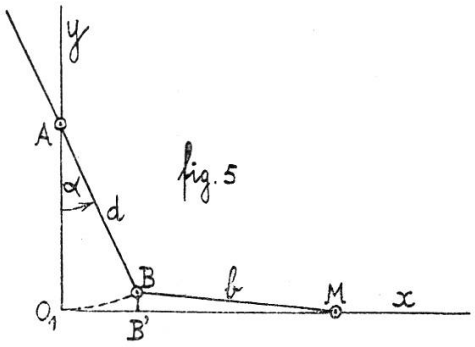


fig. 5

enfin, pour l'abscisse du point M:

$$\overline{O_1 M} = \overline{O_1 B'} + \overline{B'M} \ ;$$

$$x_M = d \sin \alpha + \overline{B'M} = d \sin \alpha + \sqrt{b^2 - d^2(1 - \cos \alpha)^2} \ ;$$

$$x_M = \frac{ad}{l} f(\omega) + \sqrt{b^2 - d^2 \left[2 - \frac{a^2}{l^2} f^2(\omega) - \frac{2}{l} \sqrt{l^2 - a^2 f^2(\omega)} \right]} \ . \qquad (5)$$

$\overline{BB'}$ reste petit par rapport à (d); $\overline{B'M}$ reste peu différent de (b) si (b) est comparable à (d); dans ces conditions, la partie principale du mouvement de M est fournie par le mouvement de B', c'est-à-dire $\frac{ad}{l} f(\omega)$. L'expression (5) donne la loi exacte du mouvement rectiligne alternatif obtenu, en fonction de l'angle ω.

Si l'orbiforme est régulière à $(2k+1)$ sommets, le mouvement rectiligne alternatif a une fréquence $(2k+1)$ fois plus grande que celle du mouvement primitif.

L'angle de rotation de l'arbre de la came est proportionnel au temps, en marche de régime. Il n'en est pas de même de l'angle ω, qui dépend en outre de l'oscillation du levier. Si l'on se reporte aux figures (2) et (3), on voit que l'angle de rotation de l'arbre de la came vaut $(\omega - \alpha)$. On a donc:

$$\omega - \alpha = kt \; ;$$
$$\omega = \alpha + kt \; . \qquad (6)$$

L'équation (2) devient alors:

$$l^2 \cos^2 \alpha = l^2 - a^2 f^2(\alpha + kt) \; ,$$

ou bien:

$$af(\alpha + kt) = l \sin \alpha \; , \qquad (7)$$

équation qui donne α en fonction de t. En portant (6) dans (5), et en tenant compte de (7) on a la loi du mouvement de la bielle en fonction du temps.

Raoul GAUTIER. — *Anomalies climatologiques du mois d'octobre* 1923.

Le mois qui vient de se terminer a été chaud et pluvieux. Au point de vue de la *température*, il convient de le comparer au mois d'octobre 1921, le plus chaud de notre longue série genevoise, afin de faire ressortir leurs analogies et leurs différences.

Période	1921	*Ecart*	1923	*Ecart*
1re décade . .	14°.63		11°.04	
2me » . .	13°.96		10°.97	
3me » . .	8°.56		13°.57	
Mois	12°.26	(+ 2°.38)	11°.91	(+ 2°.03)

Les autres mois d'octobre chauds, compris entre ceux de 1921 et de 1923 sont: 1831 avec 12°12, 1876 avec 12°09, 1862 avec 11°97. Celui de 1923 est donc le cinquième de la série. — Le plus froid de tous a été celui de 1905, avec 6°04 (— 3,84).

Ce qui caractérise le dernier mois d'octobre c'est avant tout la chaleur de sa dernière décade. L'excédent de température a commencé le 19 octobre et a duré jusqu'au 7 novembre. Le jour le plus chaud, *le* 25 *octobre*, a une température moyenne de 19°55, dépassant de + 11°3 la moyenne de ce jour, un minimum de 17°2 et un maximum de 23°5. C'est surtout le minimum qui est anormal. En 1921, le jour le plus chaud avait été, beaucoup plus naturellement, le 3 octobre avec 17°44, un minimum de 12°0 et un maximum de 26°0.

Cette année, il y a eu d'ailleurs deux jours à maximum plus élevé que le 25: le 1er avec 25°2 et le 12 avec 23°6. Le minimum absolu du mois a été de 0°6 le 15 et le plus haut minimum après celui du 25 a été de 14° 8 le 24.

Je rappelle encore, pour caractériser cette température exceptionnelle du 25 octobre, que, d'après PLANTAMOUR, la température moyenne des jours les plus chauds de l'année à Genève, les 22 et 23 juillet, est de 18°90.

La *pluie* a donné 168 mm en 21 jours. C'est 66 mm de plus que la moyenne de 90 ans avec 7 jours et demi de pluie en excès. C'est donc sensiblement plus que la moyenne. Les mois d'octobre antérieurs avaient donné: en 1922, 109 mm; en 1921, 14 mm; en 1920, 65; en 1919, 49. Le maximum absolu est de 289 en 1896 en 19 jours, et le minimum absolu est de 0,5 mm en 1897 en 2 jours.

C'est donc un mois assez pluvieux; il a aussi été moyennement couvert, mais pas en proportion de la quantité de pluie, laquelle est tombée surtout d'une façon intermittente et très intense. C'est ainsi que l'on a recueilli 49 mm le 13, puis 28 mm les 22 et 28.

La *nébulosité* est de 66% contre une moyenne de 69 %. La *durée d'insolation* est de 104 h. au nouvel héliographe et de 94 à l'ancien, contre une moyenne de 110 à ce dernier appareil.