Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 4 (1922)

Artikel: Sur les fusées d'horlogerie (4e note)
Autor: Tiercy, G.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742039

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: 14.09.2025

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

G. TIERCY. — *Sur les fusées d'horlogerie* (4e note).

1. — Reprenons l'équation générale de l'équilibre indifférent, dans le cas où le tambour T_2 va l'emporter [1]:

$$\int_{\alpha_0}^{\alpha} M_1(\alpha)\,d\alpha - \int_{\omega_0}^{\omega} M_2(\omega)\,d\omega + \int_{\alpha_0,\omega}^{\alpha,\omega} [\varphi(\alpha)\,d\alpha + \psi(\omega)\,d\omega] = 0 \;;$$

$$\int_{\omega_0}^{\omega} M_2\,d\omega = \int_{\alpha_0}^{\alpha} M_1\,d\alpha + \left[\Phi(\alpha)\right]_{\alpha_0}^{\alpha} = \int_{\alpha_0}^{\alpha} M_1\,d\alpha + \xi\,.(\alpha - \alpha_0)\;,$$

où ξ est une petite quantité presque constante; et rappelons la solution de première approximation.

Posons $|M_2| = k\omega$; pratiquement, on a sensiblement $k = \frac{M_2}{\omega}$ = constante.

On obtient alors pour solution du problème:

$$\begin{cases} \omega = \sqrt{\frac{2}{k}\int_{\alpha_0}^{\alpha} M_1\left(d\alpha + \frac{2}{k}\right)(\alpha - \alpha_0)\xi + \omega_0^2}\;, \\ M_2 = -\sqrt{2k\left[\int_{\alpha_0}^{\alpha} M_1\,d\alpha + (\alpha - \alpha_0)\xi + \mathcal{E}_0\right]}\;, \end{cases}$$

où $\mathcal{E}$ représente l'énergie potentielle de T_2; $\mathcal{E} = \int k\omega d\omega = \frac{M_2^2}{2k}$.

Soit maintenant le cas où $M_1(\alpha)$ = constante = K. Si l'on considère ξ comme une constante, et si l'on prend $\alpha_0 = \omega_0 = \mathcal{E}_0 = 0$, on trouve:

$$\omega = \sqrt{\frac{2\alpha}{k}(K + \xi)}\;; \qquad M_2 = -\sqrt{2k\alpha(K + \xi)} = -k\omega\;.$$

On passe alors aisément aux équations de la fusée:

$$\begin{cases} p(\alpha) = R\sqrt{\frac{K + \xi}{2k\alpha}}\;; \\ t = \frac{\lambda^2 - p^2}{\sqrt{\lambda^2 - p^2} + p'(\alpha)}\;, \qquad \text{avec } \lambda^2 = l^2 - R^2 + 2Rp(\alpha)\;; \end{cases} \tag{1}$$

[1] Pour les dessins et les notations, voir G. TIERCY. C. R. Soc. phys. et hist. nat. Genève, mars, mai, juillet 1921.

$p(\alpha)$ est la perpendiculaire abaissée de O_1 sur le fil; et t est la longueur de fil libre, entre les points de tangence avec les deux courbes d'enroulement.

C'est là une solution correspondant aux données expérimentales; celles-ci, en effet, indiquent que ξ est très sensiblement une constante, de même que k.

Mais ξ et k ne sont pas rigoureusement des constantes; ce sont des fonctions de α, presque constantes; ξ étant d'ailleurs très petite. Quelle est donc la correction à faire intervenir dans les formules de la fusée, pour une variation très faible de ξ et de k ?

2. — Occupons-nous d'abord de ξ. Partons du cas $\xi =$ constante, donné par les formules (1); et désignons par ε la variation de ξ. Développant p en série, par rapport à ε, on obtient:

$$p'_\xi = \frac{p(\xi)}{2(K+\xi)} \; ; \qquad p''_\xi = -\frac{p(\xi)}{4(K+\xi)^2} \; , \quad \ldots \; ;$$

$$p(\xi) = p(\xi_0) \cdot \left[1 + \frac{\varepsilon}{2(K+\xi_0)} - \frac{\varepsilon^2}{1.2\left[2(K+\xi_0)\right]^2} + \ldots \right] .$$

Or, ε est une fonction de α extrêmement faible; on peut d'ailleurs concevoir qu'elle augmente avec α; en effet, lorsque ω augmente, la tension du ressort devient plus grande, de même que la tension du fil; d'autre part $p(\alpha)$ est plus petit. On peut donc écrire:

$$\varepsilon = \frac{\alpha^{\frac{1}{\mu}}}{m} \; ,$$

avec m suffisamment grand et μ convenablement choisi.

D'où, en ne gardant que les deux premiers termes:

$$p(\xi) = p(\xi_0) \cdot \left[1 + \frac{\alpha^{\frac{1}{\mu}}}{2m(K+\xi_0)} \right] . \qquad (2)$$

On voit que, si ε est positif, $p(\alpha)$ devient un peu plus grand, ce qu'on devait prévoir.

3. — Voyons maintenant l'effet de la variation de $k(\alpha)$.

Soit η cette variation. On a:

$$p'_k = -\frac{p(k)}{2k}\ ; \qquad p''_k = \frac{3p(k)}{(2k)^2}\ ; \quad \ldots\ ;$$

$$p(k) = p(k_0).\left[1 - \frac{\eta}{2k_0} + \frac{3\eta^2}{1.2(2k_0)^2} - \ldots\right].$$

Or, η est extrêmement faible. La théorie des ressorts montre que k est sensiblement constant, et que sa variation par tour de T_2 est très petite. Ecrivons alors:

$$\eta = \frac{\theta\,\alpha^{\frac{1}{\nu}}}{n},$$

avec ν et n suffisamment grands, le facteur θ pouvant être égal à l'unité; il pourrait être aussi une fonction de α, d'abord croissante, puis décroissante; d'abord positive, puis négative, comprise entre $+1$ et -1; cela permettrait de tenir compte de l'hypothèse où k diminuerait, après avoir augmenté légèrement pendant un certain nombre de tours de T_1.

On obtient alors, en ne gardant que les deux premiers termes:

$$p(k) = p(k_0).\left[1 - \frac{\theta.\alpha^{\frac{1}{\nu}}}{2nk_0}\right]. \qquad (3)$$

On voit que, si la fonction $k(\alpha)$ a augmenté, la fonction $p(\alpha)$ a une valeur quelque peu inférieure à celle qu'elle avait dans le cas de k_0; c'était à prévoir; le ressort est en effet plus puissant. La différence est de l'ordre de grandeur de η.

4. — Si ξ et k varient en même temps, on a, en ajoutant les deux variations:

$$p(\alpha, \xi, k) = p(\alpha, \xi_0, k_0).\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha^{\frac{1}{\mu}}}{m(K+\xi_0)} - \frac{\theta.\alpha^{\frac{1}{\nu}}}{nk_0}\right)\right]. \qquad (4)$$

La correction est extrêmement petite; elle est, du moins, insensible pour nos instruments actuels; elle est donc, pour l'instant, négligeable, l'angle α restant limité.

Les singularités de la fusée (4) sont d'ailleurs encore solutions des équations:

$$\begin{cases} \sqrt{\lambda^2 - p^2} + p'(\alpha) = 0 \ ; \\ \lambda^2 - p^2 = 0 \ . \end{cases} \tag{5}$$

La première donne la valeur de α correspondant à une asymptote; et l'on a déjà remarqué que α ne peut devenir nul, c'est-à-dire qu'on ne peut pas poursuivre le mouvement jusqu'à débandement complet du ressort. La seconde équation (5) montre que la valeur $\alpha_{\min}$ donne un point d'arrêt de la courbe.

La fusée issue de (4) présentera, comme en première approximation, une partie inutilisable.

Séance du 16 novembre 1922.

K. Ponse. — *Disparition et récupération des caractères sexuels secondaires mâles par castration et greffe chez Bufo vulgaris.*

Les caractères sexuels secondaires mâles du crapaud sont, d'une part, le réflexe à l'embrassement qui se manifeste au printemps et, d'autre part, la présence sur la face dorsale des trois premiers doigts d'excroissances caractéristiques. Celles-ci consistent dans la formation de papilles épidermiques surmontées de crochets cornés présentant une couleur noire plus ou moins intense; des glandes muco-séreuses d'un développement spécial accompagnent ces productions [1]. Normalement ces excroissances régressent depuis le moment de l'accouplement (mars, avril) jusqu'au mois de juillet, puis réapparaissent au mois d'août et persistent jusqu'au printemps suivant, présentant ainsi un rythme saisonnier très net.

Des recherches de Harms sur le même animal, ont conduit l'auteur à la conclusion que l'organe de Bidder, spécial aux crapauds, jouerait un rôle important dans le déterminisme

[1] Présentation de photographies des coupes de ces excroissances pour chaque catégorie d'individus.