

**Zeitschrift:** Bulletin technique de la Suisse romande  
**Band:** 34 (1908)  
**Heft:** 12

**Artikel:** Application de la statique graphique aux systèmes de l'espace  
**Autor:** Mayor, B.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-26856>

### **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:** 07.07.2025

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

# Bulletin technique de la Suisse romande

ORGANE EN LANGUE FRANÇAISE DE LA SOCIÉTÉ SUISSE DES INGÉNIEURS ET DES ARCHITECTES. — Paraissant deux fois par mois.

Rédacteur en chef: P. MANUEL, ingénieur, professeur à l'École d'Ingénieurs de l'Université de Lausanne.

Secrétaire de la Rédaction: D<sup>r</sup> H. DEMIERRE, ingénieur.

SOMMAIRE: *Application de la statique graphique aux systèmes de l'espace* (suite), par M. B. Mayor, professeur. — *Concours*: Rapport du jury sur le résultat du concours des projets d'ensemble des bâtiments à construire sur la nouvelle place de la gare, à St-Gall. — *Nécrologie*: Emile de Vallière. — Alphonse Berguin. — *Bibliographie*. — Tunnel du Lötschberg.

## Application de la statique graphique aux systèmes de l'espace.

Par M. B. Mayor, professeur.

(Suite<sup>1</sup>).

106. Considérons toujours le système articulé précédemment défini et admettons qu'il soit sollicité par des forces concentrées en ses nœuds et se faisant équilibre. Convenons encore de désigner par  $(F)$  le système constitué par les forces extérieures qui agissent sur la partie  $A$  et par  $T_i$  la tension produite dans la barre  $(l_i)$  rencontrée par la section  $S$ . Admettons enfin que seule cette dernière barre soit élastique et déformable, toutes les autres étant, provisoirement du moins, considérées comme formées d'une substance qui ne s'allonge ni ne se raccourcit sous l'influence des forces extérieures. Si l'on désigne alors par  $E_i$  son module d'élasticité et  $\sigma_i$  l'aire de sa section transversale, l'allongement qu'elle subit est donné par la formule bien connue

$$\delta l_i = \frac{T_i l_i}{E_i \sigma_i}.$$

Si donc on suppose la partie  $B$  maintenue fixe, la résultante du système de rotations qui caractérise le déplacement de la partie mobile  $A$  a pour valeur

$$\theta_i = - \frac{T_i l_i}{E_i \sigma_i (l_i \omega_i)},$$

ou, en tenant compte de la formule

$$T_i = - \frac{(F, \omega_i)}{(l_i \omega_i)},$$

qui vient d'être établie,

$$\theta = \frac{(F, \omega_i) l_i}{E_i \sigma_i (l_i \omega_i)^2}.$$

Or, dans cette dernière expression, les quantités  $l_i$ ,  $(l_i \omega_i)$ ,  $E_i$  et  $\sigma_i$  ne dépendent en aucune façon des forces qui agissent sur le système, et la valeur de l'expression

$$\frac{l_i}{E_i \sigma_i (l_i \omega_i)^2}$$

doit être considérée comme une constante caractéristique de la barre  $(l_i)$ . Elle va jouer le rôle de la quantité qu'on ap-

pelle quelquefois, dans le cas des systèmes plans, le poids élastique de la barre  $(l_i)$ , et nous la désignerons simplement par  $\mu_i$ . On aura donc

$$\theta_i = (F, \omega_i) \mu_i.$$

Imaginons alors qu'on multiplie par  $\mu_i$  les intensités de tous les vecteurs dont l'ensemble constitue la vis désignée par  $(\omega_i)$ ; on obtient un nouveau système ayant encore le complexe opposé à  $(l_i)$  pour complexe d'action et qui, comme  $\mu_i$ , est caractéristique de la barre considérée en ce sens qu'il ne dépend pas des forces extérieures. Pour désigner ce nouveau système, dont le rôle est essentiel, nous utiliserons encore un terme introduit en mécanique par les géomètres anglais et nous l'appellerons le *torseur adjoint* à la barre  $(l_i)$ ; de plus, nous le désignerons par la notation symbolique  $(Q_i)$ . Dans ces conditions, la formule précédente peut être mise sous la forme

$$\theta_i = (F, Q_i),$$

et l'on peut énoncer le théorème suivant:

*Lorsque la barre  $(l_i)$  s'allonge seule sous l'action d'un système de forces  $(F)$  agissant sur la partie mobile  $A$ , la résultante du système de rotations qui représente le déplacement de  $A$  est égal au moment de  $(F)$  par rapport au torseur adjoint à  $(l_i)$ .*

107. Il est actuellement possible de caractériser d'une manière simple et précise le système de rotations qui représente le déplacement de la partie mobile, lorsque la barre  $(l_i)$  s'allonge seule sous l'action de  $(F)$ .

Nous venons de voir, en effet, qu'il admet même complexe d'action que  $(Q_i)$  ou  $(\omega_i)$ , et que l'intensité de sa résultante générale a  $(F, Q_i)$  pour valeur. Il ne dépend donc que de  $(F)$  et de  $(Q_i)$  et constitue en définitive un nouveau torseur que nous appellerons le *dérivé* de  $(F)$  par rapport à  $(Q_i)$ . On peut l'obtenir en multipliant par  $(F, Q_i)$  les vecteurs dont l'ensemble constitue la vis  $(\omega_i)$ ; mais il est clair qu'on parvient au même résultat en multipliant les vecteurs dont l'ensemble forme le torseur adjoint  $(Q_i)$  par ce même moment, préalablement divisé par l'intensité de la résultante générale de  $(Q_i)$ .

Comme nous le verrons dans un instant, la notion de torseur dérivé facilite notablement l'étude des déformations des systèmes articulés. Elle intervient également dans la

<sup>1</sup> Voir N° du 25 mai 1908, p. 113.



Le tableau formé par les coefficients  $\alpha$  est symétrique par rapport aux éléments de sa diagonale, et si l'on considère la forme quadratique

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{1}{2} [\alpha_{11}L^2 + \alpha_{22}M^2 + \alpha_{33}N^2 + \alpha_{44}X^2 + \alpha_{55}Y^2 + \alpha_{66}Z^2] + \\ & + \alpha_{12}LM + \alpha_{13}LN + \alpha_{14}LX + \alpha_{15}LY + \alpha_{16}LZ + \\ & + \alpha_{23}MN + \alpha_{24}MX + \alpha_{25}MY + \alpha_{26}MZ + \alpha_{34}NX + \\ & + \alpha_{35}NY + \alpha_{36}NZ + \alpha_{45}XY + \alpha_{46}XZ + \alpha_{56}YZ, \end{aligned}$$

on voit immédiatement que les coordonnées de ( $F'$ ) peuvent être mises sous la forme

$$(I) \quad \begin{aligned} X' &= \frac{\partial \Phi}{\partial L}, & Y' &= \frac{\partial \Phi}{\partial M}, & Z' &= \frac{\partial \Phi}{\partial N}, \\ L' &= \frac{\partial \Phi}{\partial X}, & M' &= \frac{\partial \Phi}{\partial Y}, & N' &= \frac{\partial \Phi}{\partial Z}. \end{aligned}$$

110. Pour interpréter ces résultats, convenons d'envisager, d'une façon générale, les complexes linéaires comme des éléments géométriques à l'aide desquels on puisse constituer des figures dans l'espace. Comme alors, les coordonnées  $X, Y, Z, L, M, N$  du système ( $F$ ) peuvent être considérées comme les coordonnées homogènes de son complexe d'action, l'équation

$$\Phi = 0$$

représente une quadruple infinité de complexes linéaires dont l'ensemble constitue ce que nous appellerons, dans la suite, le système quadratique ( $\Phi$ ). Ainsi que nous allons le montrer, c'est précisément ce système quadratique qui joue, dans l'espace, le même rôle que l'ellipse d'élasticité relative aux systèmes articulés plans. Mais, auparavant, il est indispensable d'étendre quelque peu la notion de déplacement d'un point d'un solide suivant un axe passant par ce point.

Supposons donc qu'un solide subisse un déplacement infiniment petit représenté par un torseur que nous désignerons encore par ( $F'$ ). Par un point quelconque ( $P$ ) de ce solide faisons passer un axe, c'est-à-dire une droite sur laquelle on peut admettre qu'un vecteur unité a été porté dans un sens déterminé. On peut alors démontrer immédiatement que la projection sur cet axe du déplacement que subit le point ( $P$ ) est égal au moment du torseur ( $F'$ ) par rapport au vecteur unité porté par cet axe. Cette projection ne dépend donc pas de la position particulière du point ( $P$ ) sur l'axe, et il est permis, en conséquence, de l'appeler le déplacement du solide suivant cet axe. Dans le cas particulier où elle s'annule, l'axe devient un axe de déplacement nul et appartient au complexe d'action de ( $F'$ ).

Au lieu d'un axe considérons ensuite une vis ou, ce qui revient au même, un complexe linéaire sur l'axe duquel un sens positif (sens de la résultante unité de la vis considérée) a été fixé. Il devient alors naturel d'appeler *déplacement du solide suivant cette vis*, le moment du torseur ( $F'$ ) par rapport à cette même vis. Lorsqu'en particulier ce moment s'annule, la vis et le complexe qui la porte peuvent être appelés une vis et un complexe de déplacement nul, et l'on voit immédiatement que tous les complexes de déplacement nul forment un système linéaire à cinq termes qui coïncide avec le système complémentaire du complexe d'action de ( $F'$ ).

Ces définitions données, reprenons le système articulé précédemment considéré, et supposons toujours que la partie mobile  $A$  soit sollicitée par un système de forces ( $F$ ). Proposons-nous alors de déterminer l'ensemble formé par les complexes de déplacement nul, lorsque les  $n$  barres ( $l_1$ ), ( $l_2$ ), ..., ( $l_n$ ) se déforment simultanément sous l'action de ( $F$ ).

Désignons, à cet effet, par  $X'', Y'', Z'', L'', M'', N''$  les coordonnées de l'un quelconque ( $\Gamma''$ ) de ces complexes de déplacement nul. Par définition, le moment du torseur dérivé ( $F'$ ) de ( $F$ ) par rapport à une vis portée par ( $\Gamma''$ ) doit s'annuler. On aura donc

$$X''L'' + Y''M'' + Z''N'' + L''X'' + M''Y'' + N''Z'' = 0,$$

ou, en tenant compte des formules (I)

$$X'' \frac{\partial \Phi}{\partial X} + Y'' \frac{\partial \Phi}{\partial Y} + Z'' \frac{\partial \Phi}{\partial Z} + L'' \frac{\partial \Phi}{\partial L} + M'' \frac{\partial \Phi}{\partial M} + N'' \frac{\partial \Phi}{\partial N} = 0.$$

Mais le premier membre de cette relation n'est autre chose que la forme polaire de  $\Phi$  relativement aux deux complexes ( $\Gamma''$ ) et ( $\Gamma$ ); il est donc permis de dire que les complexes de déplacement nul de la partie mobile forment un système linéaire à cinq termes qui coïncide avec le système polaire de ( $\Gamma$ ) relativement à ( $\Phi$ ).

111. La propriété qui précède montre bien que ( $\Phi$ ) constitue l'extension naturelle à l'espace de la notion d'ellipse d'élasticité ou, plutôt, de la notion de conique conjuguée de cette ellipse. Parmi les nombreuses conséquences qu'on en peut déduire, nous nous bornerons à en indiquer une qui peut servir de définition au système quadratique  $\Phi$ .

Pour que le complexe d'action de ( $F$ ) soit, en même temps, un complexe de déplacement nul, il faut et il suffit que l'on ait

$$X \frac{\partial \Phi}{\partial X} + Y \frac{\partial \Phi}{\partial Y} + Z \frac{\partial \Phi}{\partial Z} + L \frac{\partial \Phi}{\partial L} + M \frac{\partial \Phi}{\partial M} + N \frac{\partial \Phi}{\partial N} = 0,$$

ou bien, puisque  $\Phi$  est une forme homogène et quadratique,

$$2\Phi = 0.$$

En conséquence, tout complexe du système ( $\Phi$ ) est caractérisé par le fait qu'il est de déplacement nul, lorsqu'il coïncide avec le complexe d'action d'un système de forces agissant sur la partie mobile  $A$ .

112. On peut se placer à un point de vue un peu différent pour interpréter les formules obtenues.

Si l'on considère les quantités  $X, Y, Z, L, M, N$  comme les coordonnées d'une droite, la relation

$$LX + MY + NZ = 0$$

étant, cela est bien entendu, supposée vérifiée, l'équation

$$\Phi = 0$$

est celle d'un complexe quadratique évidemment formé par les directrices de tous les complexes spéciaux qui sont contenus dans le système ( $\Phi$ ). Ce complexe possède de nombreuses propriétés qui le rapprochent aussi de l'ellipse d'élasticité des systèmes plans et l'on peut montrer, en particulier, qu'il se réduit en définitive à la conique conjuguée de cette dernière, lorsque le système considéré est entièrement contenu dans un plan.

Toute droite appartenant à ce complexe est, en effet, une droite de déplacement nul, lorsque ( $F$ ) se réduit à une résultante unique ayant précisément cette droite pour ligne d'action. D'autre part, les droites qui sont situées dans un plan quelconque enveloppent une conique; et, comme cette propriété subsiste dans le cas où le système considéré est plan, il résulte immédiatement des propriétés de la conjuguée de l'ellipse d'élasticité, que cette dernière conique se confond avec celle du complexe relative au plan du système.

413. La connaissance de tous les torseurs ( $\Omega_i$ ) entraîne celle du système quadratique ( $\Phi$ ). Ce dernier sera donc parfaitement représenté sur le plan II, à l'aide des seuls éléments représentatifs de ces torseurs, éléments que l'on détermine sans aucune peine, à l'aide des considérations développées au cours de ce chapitre. Dans ces conditions, l'étude graphique des déformations des systèmes articulés, pour lesquels chaque barre possède un complexe opposé, est possible; en revanche, son intérêt est minime, étant

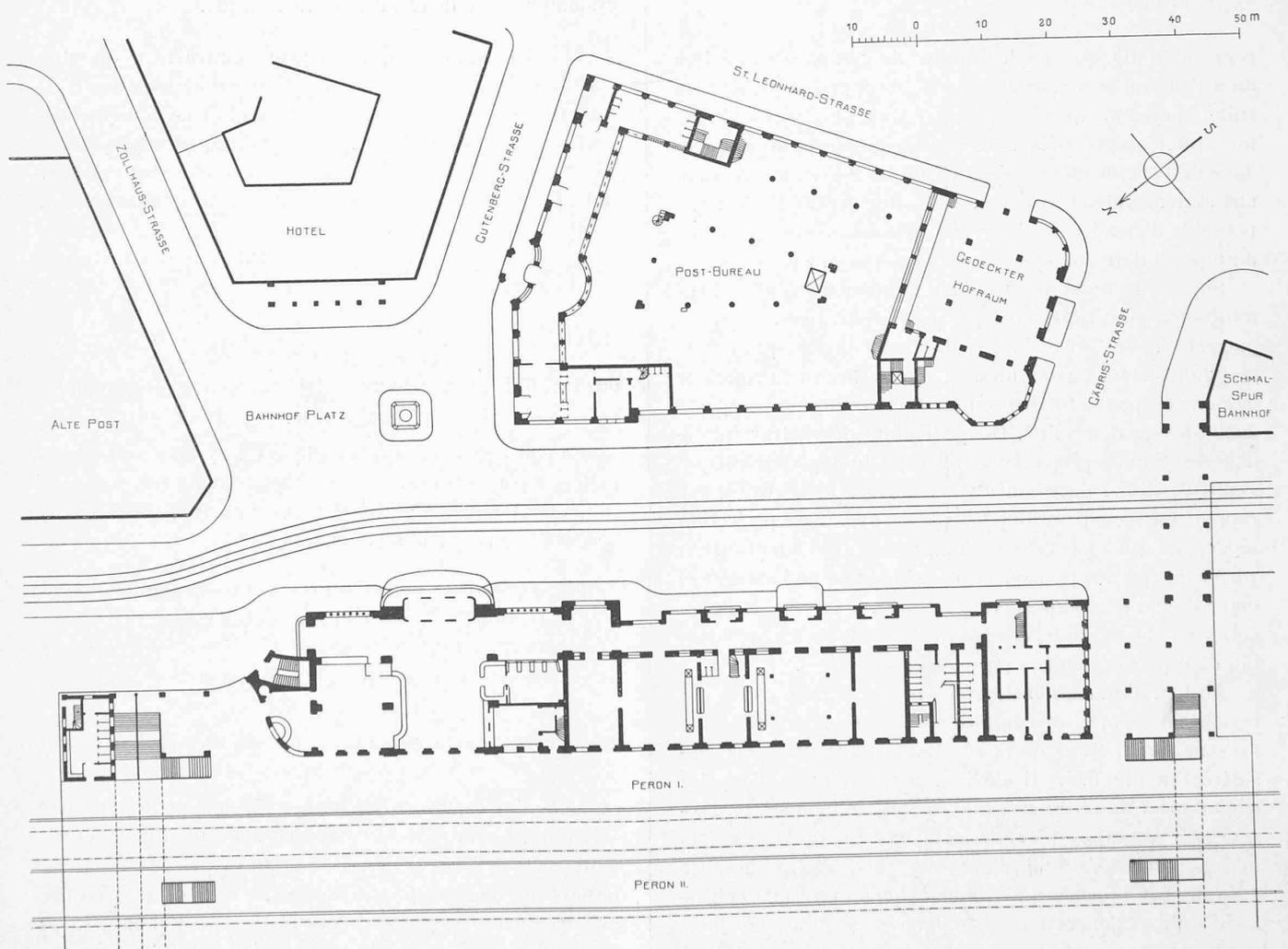
donné le peu de généralité des systèmes auxquels elle est applicable et la complexité des opérations qu'elle entraîne. Pour toutes ces raisons, nous n'insisterons pas davantage sur ce sujet qui, actuellement du moins, ne peut offrir qu'un intérêt théorique.

414. Une dernière remarque doit encore être faite.

L'existence du système ( $\Phi$ ) paraît dépendre essentiellement de celle des complexes opposés aux barres qui se déforment. Il n'en est rien cependant, et l'on peut démontrer, à l'aide du principe de la superposition des effets des forces et d'une extension convenable du théorème de Maxwell sur la réciprocité des déplacements, que l'on peut faire correspondre à un ensemble de barres, dont aucune ne possède un complexe opposé, un système quadratique jouant exactement le même rôle que ( $\Phi$ ). Mais nous ne pouvons donner ici cette démonstration qui n'a, d'ailleurs, aucun rapport avec la méthode de Culmann.

(A suivre.)

CONCOURS DE PROJETS D'ENSEMBLE DES BATIMENTS DE LA NOUVELLE PLACE DE LA GARE, A ST-GALL.



Cliché de la « Schweizerische Bauzeitung ».

Plan de situation et plans du rez-de-chaussée des divers bâtiments. — 1 : 1000.

II<sup>e</sup> prix ex æquo : Projet « Campanile », de MM. Pfleghard et Häfeli, architectes, à Zurich.