Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande

Band: 59 (1933)

Heft: 4

Artikel: Innocuité, quant à la force vive, du refroidissement isobare d'un courant de fluide élastique

Autor: Prior, E

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-45632

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

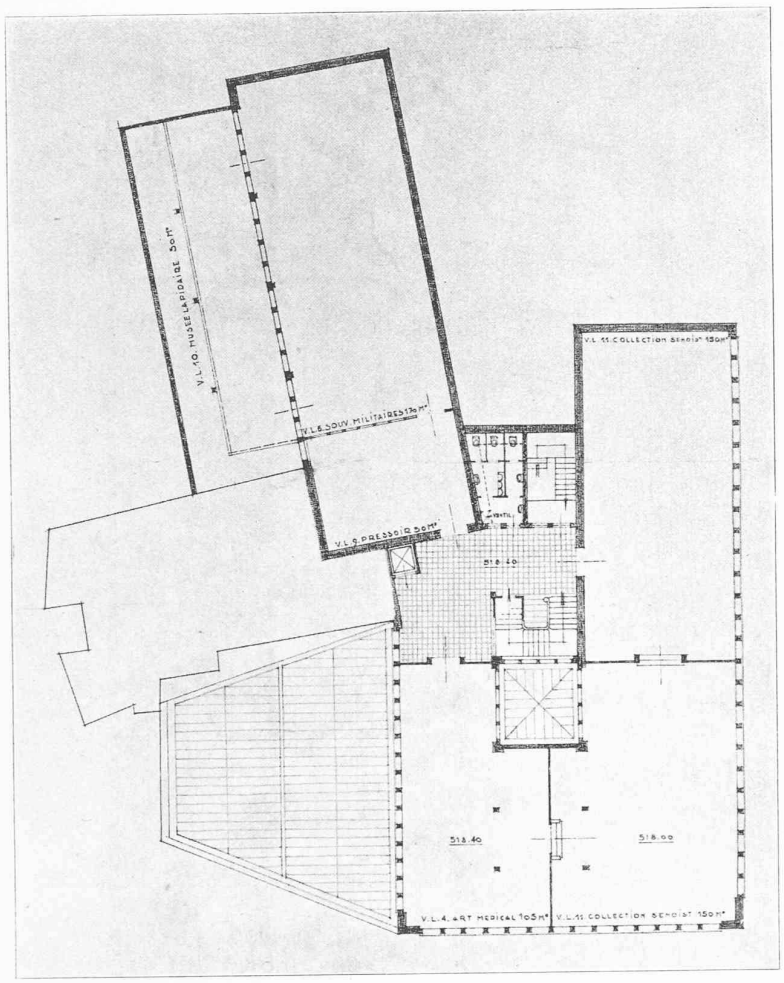
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées 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: 15.07.2025

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



CONCOURS POUR L'ÉTUDE URBANISTIQUE DE L'ANCIEN « ÉVÊCHÉ », A LAUSANNE

Ire prime : MM. *Gilliard* et *Godet*.

Plan au niveau 518,40. — Echelle 1 : 400.

Après un deuxième examen, 8 projets sont éliminés. Ceux-ci, quoique présentant des qualités supérieures aux projets éliminés au premier tour, s'écartent encore par trop de l'esprit du programme et ne présentent pas un intérêt suffisant.

Restent en présence 11 projets ; sur ce nombre, 5 projets sont éliminés en troisième examen.

Le jury examine à nouveau les 6 projets restant et en fait la critique.

No 16. *Unité.* — Dispositif général heureux dégageant entièrement l'angle sud-ouest de la terrasse de la Cathédrale. Bonnes dispositions dans les plans, la répartition et l'éclairage des salles. En général, bonne disposition des pleins et des vides. La distribution des locaux, à l'entrée, laisse à désirer. L'emplacement du vestibule d'entrée, ouvert du côté de l'ouest, ainsi que sa disposition sont particulièrement réussis. La salle des expositions temporaires est spacieuse et bien éclairée, mais son accès laisse à désirer. Les façades sud et ouest gagneraient en unité par la suppression des décrochements. Le raccord de la toiture et des lanternes n'est pas au point. Cube 17 185 m³.

(A suivre.)

Innocuité, quant à la force vive, du refroidissement isobare d'un courant de fluide élastique,

par E. PRIOR, ingénieur E. P. Z.,
professeur à l'Ecole des Arts et Métiers, de Genève.

Introduction. Si l'on refroidit une masse de fluide élastique au repos, contenue dans un espace clos de volume invariable, la quantité de chaleur enlevée est égale à la chute d'énergie interne. Il est clair que l'énergie cinétique ou force vive ne subit aucun changement : nulle au début, elle est encore nulle à la fin.

Si, par contre, un courant de fluide élastique (par exemple de gaz brûlés) est animé d'une grande vitesse le long d'un canal (ajutage, tuyère, etc.) et si ce courant est refroidi de façon notable par les parois, on peut se demander ce qu'il arrivera pour la force vive et la vitesse de sortie.

En régime permanent, il entre, à travers la surface fermée Σ (fig. 1) autant de matière et d'énergie qu'il en sort, pendant un temps donné quelconque. Le principe de la conservation de l'énergie, appliqué à [1 kg] de fluide entrant ou sortant, donne :

$$\left(u_1 + A\frac{c_1^2}{2g}\right) + A \cdot p_1 v_1 + Q_e = \left(u_2 + A\frac{c_2^2}{2g}\right) + A \cdot p_2 v_2 \quad [\text{Cal/kg}]$$

où Q_e est la quantité de chaleur reçue, positive ou, ici, négative ; A est l'équivalent calorifique du [kg. m].

A l'entrée, nous connaissons entièrement l'état du fluide ; à la sortie, nous connaissons la pression p_2. Quoi

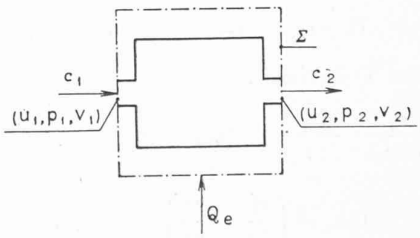


Fig. 1.

qu'il en soit, avec $i = u + A \cdot pv$ comme définition bien connue de l'*enthalpie*, on obtient l'équation générale et globale :

$$\text{I)} \quad A\left(\frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g}\right) = (i_1 - i_2) + Q_e \quad [\text{Cal/kg}]$$ [1 et 2]

Ecrivons l'équation intrinsèque de la variation « *du* »

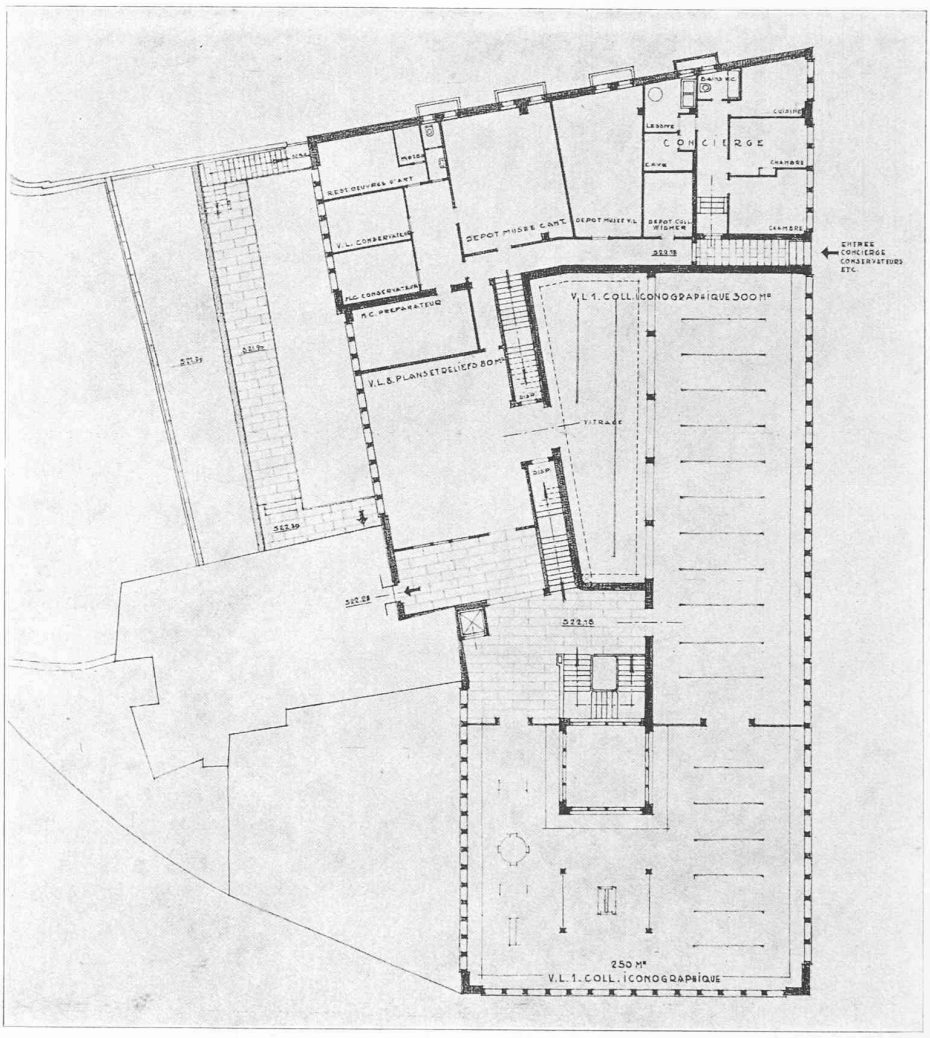
[1] A. Stodola. *Z. Ver. deutsch. Ing.*, 1898, p. 1088 ; « Die Dampfturbinen », 4. Aufl., Berlin, 1910, p. 115.

[2] E. Jouguet. *Moteurs thermiques*, Paris, 1909, p. 25 et p. 77.

CONCOURS POUR L'ÉTUDE URBANISTIQUE DE L'ANCIEN « ÉVÊCHÉ », A LAUSANNE

Ire prime : MM. *Gilliard* et *Godet*.

Plan au niveau : 525,15.
Echelle 1 : 400.



de l'énergie interne pour un fluide élastique, avec frottement et viscosité :

$$1)\ du = (đQ_e + đQ_i) - A \cdot p \cdot dv \quad [\text{Cal/kg}]^1$$

où $đQ_i$ est la quantité de chaleur interne, équivalente au travail de frottement et viscosité. On a :

$$di = du + A \cdot d(pv) = (đQ_e + đQ_i) - A \cdot p \cdot dv + A \cdot p \cdot dv + A \cdot v \cdot dp$$

soit :

$$2)\ di = (đQ_e + đQ_i) + A \cdot v \cdot dp.$$

Dans le cas général, la pression varie de p_1, à l'entrée, à p_2, à la sortie, et le canal est mobile. Mais, dans la présente note, nous nous limiterons au cas simple et d'ailleurs important où la pression est constante, de l'entrée à la sortie, le canal étant fixe. Alors, $p =$ constante, $dp = 0$ et l'on trouve, l'indice p marquant que la pression est constante :

$$di_p = (đQ_{e,p} + đQ_{i,p}) \text{ ou, en intégrant :}$$

$$\text{II)}\ (i_{1,p} - i_{2,p}) = -Q_{e,p} - Q_{i,p}$$

et l'équation I) devient :

$$A\left(\frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g}\right) = -Q_{e,p} - Q_{i,p} + Q_{e,p}, \text{ soit}$$

$$\text{III)}\ \underline{A\left(\frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g}\right) = -Q_{i,p}.}$$

On voit que la variation $\left(\frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g}\right)$ *d'énergie cinétique est indépendante de la quantité de chaleur reçue* $Q_{e,p}$. Pour le cas théorique simplifié où l'on néglige le frottement et la viscosité, c'est-à-dire pour $Q_{i,p} = 0$, il reste

$$\text{IV)}\ \left(\frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g}\right) = 0, \text{ autrement dit : } \boxed{c_2 = c_1}.$$

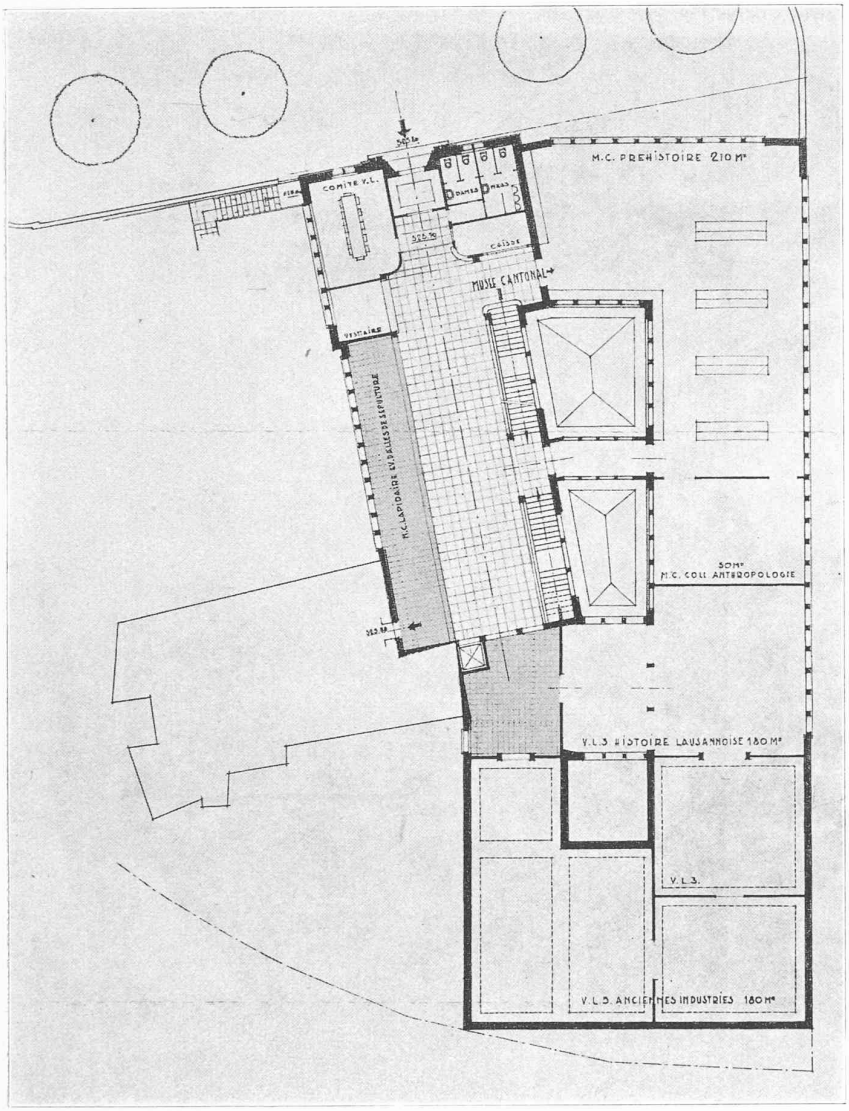
[1] Le $đ$ (d barré) désigne une quantité infinitésimale non différentielle exacte, que les Allemands appellent « Diminutiv ».

En langage ordinaire, ceci veut dire que *la vitesse* (et par conséquent l'énergie cinétique) *d'un jet de gaz n'est nullement modifiée par un refroidissement aussi intense soit-il, pourvu qu'il ait lieu à pression constante.*

Cette conclusion pourra surprendre plus d'un spécialiste compétent. Elle peut offrir un certain intérêt pour diverses applications techniques, par exemple pour le problème, plus que jamais à l'ordre du jour, de la *turbine à gaz.*

On peut montrer que si, par contre, la pression était décroissante, le refroidissement entraînerait, alors, une perte en énergie cinétique.

Revenons à l'écoulement isobare. L'influence éventuelle, sur $Q_{i,p}$, des échanges de chaleur externes $Q_{e,p}$ n'est pas explicitée dans l'équation III). D'ailleurs, pour le cas du refroidissement d'un écoulement réel de gaz, il y aurait une chute relative de la température et une diminution correspondante de $Q_{i,p}$. Si nous envisageons de nouveau le cas théorique $Q_{i,p} = O$, le jet sera plus froid à la sortie qu'à l'entrée, tandis que le débit-masse et la vitesse resteront constants. Quant au volume spécifique, il sera plus faible et il faudra évidemment accorder la section de sortie à l'*équation de continuité* :



CONCOURS
POUR L'ÉTUDE URBANISTIQUE DE
L'ANCIEN « ÉVÊCHÉ », A LAUSANNE

Ire prime : MM. *Gilliard* et *Godet*.

Plan au niveau 529,50.
Echelle 1 : 400.

$$\mathcal{G} = \frac{f_1 \cdot c_1}{v_1} = \frac{f_2 \cdot c_2}{v_2}$$

où $\mathcal{G}$ est le débit-poids en [kg/sec]. Puisque $c_2 = c_1$, il vient pour la section de sortie :

$$f_2 = f_1 \cdot \left(\frac{v_2}{v_1}\right) = f_1 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1}\right)$$

où T_1 et T_2 désignent les températures absolues du gaz, à l'entrée et à la sortie (fig. 2).

Admettons, de plus, que la chaleur spécifique c_p est constante, il en résulte :

$$Q_{e,p} = c_p \cdot (T_2 - T_1), \text{ soit } \left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(1 + \frac{Q_{e,p}}{c_p \cdot T_1}\right).$$

Comme il y a refroidissement, $Q_{e,p}$ est négatif et on aura $f_2 < f_1$.

Remarque I : Il est bien entendu que nous nous sommes placés, sans équivoque, au simple point de vue *macroscopique*. En effet, il n'est pas nécessaire de se préoccuper de l'*état d'agitation calorifique* ou *moléculaire*, qui caractérise le point de vue *microscopique* des théories dites cinétiques [1 et 2], et qui correspond à la température absolue du gaz, étant donné que l'énergie interne ainsi que l'enthalpie en tiennent compte implicitement et de façon automatique.

Remarque II : La présente note ressortit, au fond, au domaine de la *thermo-cinétique*, c'est-à-dire que la force vive ou énergie cinétique, au sens de la mécanique ordinaire, figure explicitement et joue un rôle de premier plan. La subdivision, très opportune, de ce qu'on a appelé jusqu'à présent « Thermodynamique » en Thermostatique et en Thermodynamique proprement dite est due aux physiciens van der Waals et Kohnstamm. Profitons de la circonstance pour signaler que, d'après M. Waldemar Hessling, président du Comité International des Inventeurs, il y aurait lieu de subdiviser la *Thermo-mécanique* ou Energétique limitée aux échanges d'énergie sous formes de chaleur et de travail mécanique, avec production ou consommation éventuelle de force vive, en *Thermo-statique*, *Thermo-cinétique* et *Thermo-dynamique* véritable (cette dernière étudiant

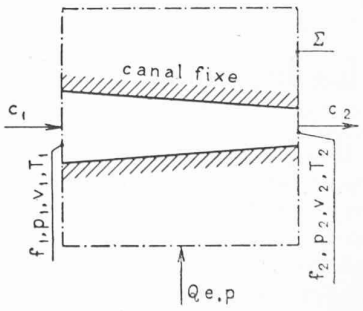


Fig. 2.

les phénomènes irréversibles et les modifications quelconques des systèmes complètement hors d'équilibre).

Genève, le 31 décembre 1932.

[1] M. J. Boussinesq. *Leçons synthétiques de Mécanique générale*, Paris, 1889, p. 103.
[2] C. Monteil. *Principes généraux de Thermodynamique et de Mécanique des Fluides*, Nancy, 1920, p. 25 et p. 26.