

Recherches aérodynamiques sur un modèle de Skieur

Autor(en): **Straumann, R.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **9 (1927)**

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-740889>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

R. STRAUMANN (Waldenburg). — *Recherches aérodynamiques sur un modèle de Skieur.*

Les longueurs de saut atteintes ces dernières années sur les grandes pistes de saut demandent des vitesses de vol de 23 à 26 m par seconde. Ces vitesses laissent supposer que la résistance de l'air sur le corps du skieur doit être capable de modifier la trajectoire. On a en effet observé que, pour des vitesses de départ identiques, les trajectoires de divers sauteurs étaient plus ou moins longues suivant la position du corps du sauteur par rapport à sa direction de vol.

Le modèle de skieur représenté par la figure 1 a été envoyé au laboratoire aérodynamique de Göttingen pour la détermination des forces aérodynamiques agissant sur le modèle pour diverses positions du corps par rapport à la direction du vent. La figure 2 représente schématiquement les 3 séries de mesures, I, II, III, exécutées au laboratoire de Göttingen. Les forces mesurées sont représentées en grandeur et en direction.

Soient A la poussée mesurée, W la traînée, M le moment de la réaction totale par rapport au point de rotation des pieds, et e la distance du centre de poussée du même point, on peut écrire pour les forces unitaires:

$$C_a = \frac{A}{q \cdot F}; \quad C_w = \frac{W}{q \cdot F}; \quad C_m = \frac{M}{q \cdot F h};$$

$$C_p = \sqrt{C_a^2 + C_w^2}; \quad e = \frac{C_m}{C_a} \cdot h;$$

$$F = \text{surface}, \quad h = \text{hauteur du modèle}, \quad q = \frac{\rho}{2} \cdot V^2,$$

$$V = \text{vitesse}, \quad \rho = \text{densité de l'air}.$$

Résultats des mesures :

Essais I

| | $\frac{A}{kg}$ | $\frac{W}{kg}$ | C_a | C_w | C_m | C_r | em |
|----------|----------------|----------------|--------|--------|--------|-------|--------|
| <i>a</i> | 0,125 | 2,311 | 0,0419 | 0,774 | -0,344 | 0,775 | 4,02 |
| <i>b</i> | 1,272 | 1,356 | 0,426 | 0,454 | -0,469 | 0,623 | -0,54 |
| <i>c</i> | 0,785 | 0,626 | 0,622 | 0,210 | -0,268 | 0,336 | -0,501 |
| <i>d</i> | 0,312 | 0,271 | 0,104 | 0,0905 | -0,102 | 0,138 | -0,48 |

Essais II

| | A kg | W kg | C _a | C _w | C _m | C _r | em |
|---|---------|---------|----------------|----------------|----------------|----------------|--------|
| a | 1,128 | 1,676 | 0,378 | 0,561 | -0,414 | 0,676 | -0,537 |
| b | 0,920 | 1,418 | 0,308 | 0,475 | -0,328 | 0,566 | -0,522 |
| c | 0,815 | 1,332 | 0,273 | 0,446 | -0,276 | 0,523 | -0,495 |

Essais III

| | | | | | | | |
|---|-------|-------|--------|-------|--------|--------|--------|
| a | 0,802 | 0,686 | 0,268 | 0,234 | -0,268 | 0,3555 | -0,490 |
| b | 0,480 | 0,419 | 0,161 | 0,140 | -0,157 | 0,2132 | -0,478 |
| c | 0,172 | 0,203 | 0,0576 | 0,068 | -0,055 | 0,0891 | -0,467 |

Pour déterminer la position du skieur la plus rationnelle au point de vue aérodynamique, nous construisons d'après les résultats ci-dessus les polaires correspondantes aux positions I, II, III, fig. 3. La figure 3 montre ces courbes avec les positions y relatives. On constate facilement que c'est la polaire I qui donne la plus grande valeur possible pour le rapport $C_a/C_w = \operatorname{tg} \theta$, graphiquement ce point de la courbe est donné par le contact de la tangente à la polaire menée par l'origine. On trouve ainsi, pour la position I, que l'angle d'incidence de 23° doit donner le meilleur effet aérodynamique. On constate de même que, pour la position II, l'optimum se trouve à 28° d'incidence. La position III fournit un résultat peu différent de celui de la position I.

Si m est la masse du système et $Q = m \cdot g$ le poids du système, les équations du mouvement peuvent s'écrire:

$$m \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} = f_1(\omega) \left[\left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \right] - Q,$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = - f_2(\omega) \left[\left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \right].$$

$f_1(\omega)$ et $f_2(\omega)$ se déduisent des résultats d'essais. On peut démontrer que $f_1(\omega)$ et $f_2(\omega)$ ainsi que la vitesse de vol:

$$v = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2}$$

peuvent être considérés comme étant constants dans les limites

d'intérêt pratique, c'est à dire jusqu'à 80 m de longueur de la trajectoire. Les équations du mouvement se réduisent alors à la forme:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -q, \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = b - Q.$$

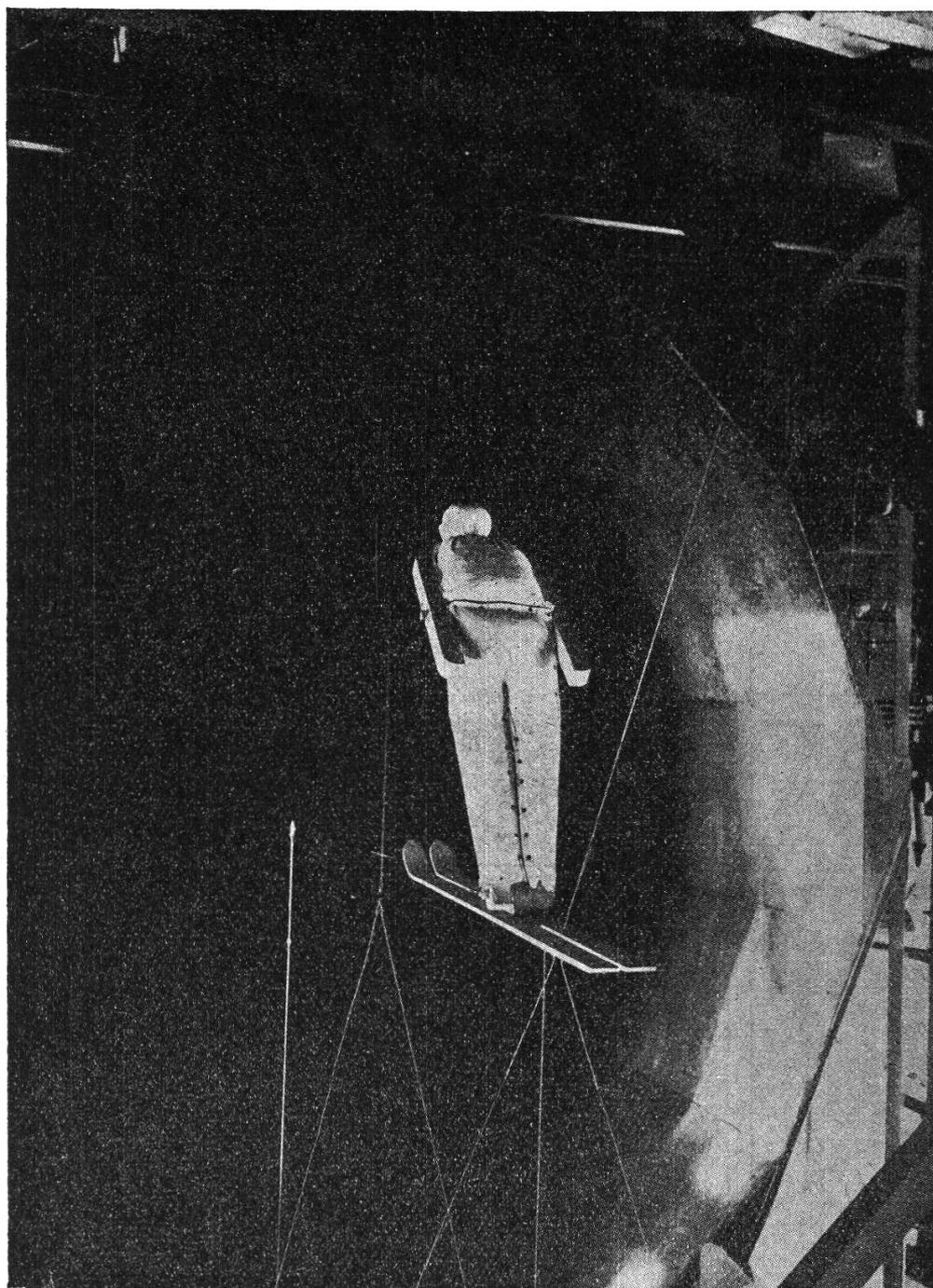


Fig. 1.

Par intégration, on en déduit l'équation de la trajectoire:

$$x = V_0 \cdot \sqrt{\frac{2m}{Q-A}} \cdot y - \frac{W}{Q-A} \cdot y \cdot$$

où V_0 est la vitesse initiale.

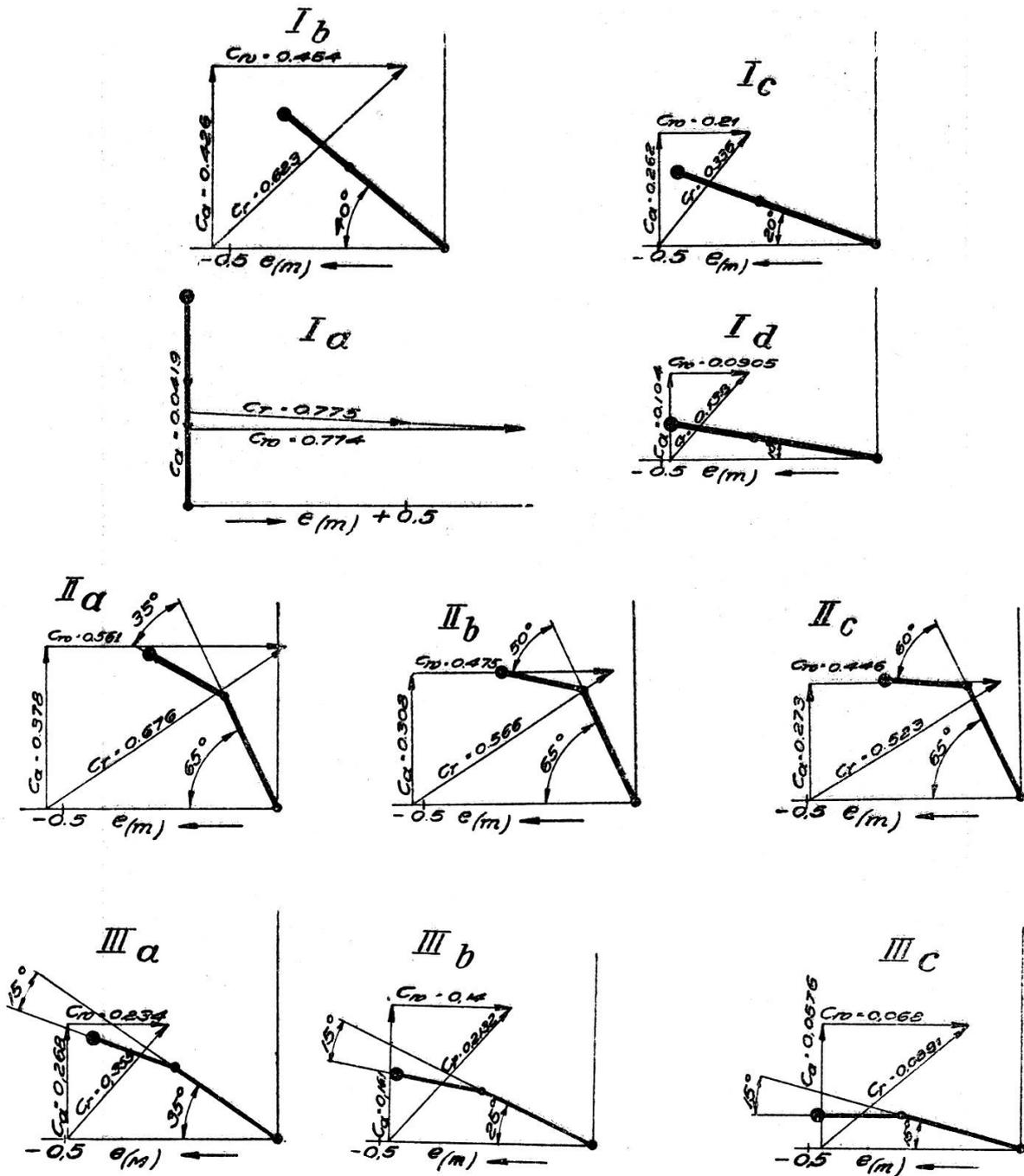


Fig. 2.

Connaissant les trajectoires, il est facile de déterminer les conditions mécaniques et par suite la forme géométrique du profil qu'une piste de saut doit avoir pour que les atterrissages

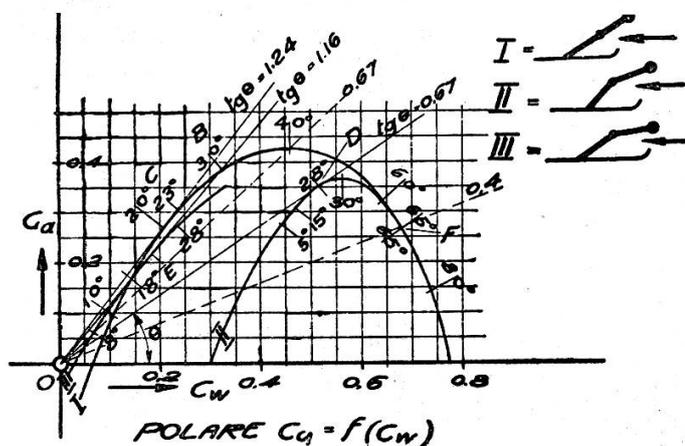


Fig. 3.

se fassent dans les conditions normales et sans danger pour les sauteurs.

Le travail complet et détaillé sera publié dans le « Ski 1927 », annuaire de l'Association Suisse des Clubs de Ski.

F. BION (Zurich). — *Colorations dichroïques dans l'analyse par les rayons Röntgen.* (Le texte de cette communication n'est pas parvenu au secrétariat.)

P. SCHERRER et WINTSCH (Zurich). — *Constante diélectrique et conductibilité de la glace.* (Le texte de cette communication n'est pas parvenu au secrétariat.)

R. FORSTER (Zurich). — *Dispersion des rayons X.*

L'indice de réfraction des rayons X s'écarte de 1 du côté négatif; on peut l'exprimer écrit selon la formule classique de Lorentz par l'équation:

$$\delta = 1 - n = \frac{e^2 Z}{2\pi m V^2},$$

où Z représente le nombre d'électrons par cm^3 . Pour les rayons X, cette déviation est de l'ordre de grandeur 10^{-6} . Il en résulte

qu'il est très difficile d'effectuer des mesures avec des prismes car, même lorsque l'angle réfringent est près de 180° , la déviation par rapport au rayon primaire n'est que de quelques secondes d'arc.

Comme n est plus petit que 1, on peut appliquer à la détermination de l'indice de réfraction des rayons X, la méthode de la réflexion totale ¹. Si θ est l'angle limite avec lequel il y a encore tout juste réflexion totale, on aura la relation:

$$\delta = \frac{1}{2} \sin^2 \theta ,$$

θ deviendra donc de l'ordre de grandeur 10^{-3} , c'est-à-dire qu'on pourra parfaitement le mesurer.

L'appareil qui permet de photographier cet angle limite est construit de la façon suivante: à l'aide d'un cristal de spath d'Islande, on isole la longueur d'onde désirée d'un spectre; le rayon lumineux passe par l'axe de rotation d'un miroir métallique qui, pendant la durée de l'éclairage, oscille autour de la position limite déterminée au préalable d'une façon approximative. Cette opération se fait dans les deux positions du miroir, de manière que la photographie devienne symétrique et que le noircissement de la plaque ait la largeur suivante:

$$d = 2R \operatorname{tg} (2\theta) ,$$

où R représente la distance du miroir à la plaque. Les mesures ont été faites entre les longueurs d'onde de 0,4 à 2,4 Å. Si on porte $\operatorname{tg} (2\theta)$ comme fonction de la longueur d'onde, on aura une droite dans la région de la dispersion normale (absence d'arête d'absorption). Pour le verre et l'argent, on aura les valeurs suivantes pour le commencement et la fin de cette droite:

| Longueur d'onde | | $\operatorname{tg} (2\theta)$ | |
|-----------------|--------------------|-------------------------------|----------|
| C ₂ | k_α 2,285 Å | verre { | argent { |
| Ag | k_α 0,558 Å | | |
| | | 0,0029 | 0,0052 |

Ces valeurs expérimentales concordent remarquablement bien avec celles qui découlent de la formule de Lorentz.

¹ A.-P. COMPTON. *Phys. Review*, 20, p. 84 (1922).

Dans la région des arêtes d'absorption, on devrait obtenir une dispersion anormale déjà à des distances relativement grandes des deux côtés de l'arête d'absorption, ceci aussi bien d'après la théorie de Lorentz que d'après celle, plus récente, de Kallman et Mark ¹, dans laquelle on remplace le résonnateur par un système d'oscillateurs supplémentaires répartis d'une façon continue, système tiré de l'allure des coefficients d'absorption. Pour vérifier ceci, nous avons fait, pour le cuivre aussi bien que pour le nickel, des mesures qui étaient écartées de l'arête des deux côtés de $10 \cdot 10^{-11}$ cm seulement. L'allure de δ est des deux côtés parfaitement normale jusqu'à cette distance, quoique, d'un côté de l'arête ($\lambda < \lambda_k$), δ soit un peu plus grand que de l'autre ($\bar{\lambda}$). Nous ne savons pas encore comment se fait le passage par l'endroit de l'arête même, mais en tout cas le domaine de la dispersion anormale est beaucoup plus restreint que ne l'auraient fait supposer les théories actuelles.

M. WEHRLI (Bâle). — *Théorie de la chute cathodique et l'arc électrique.*

L'auteur indique un système de 10 équations qui sont valables pour tout le domaine des décharges spontanées, continues. En partageant le domaine de la chute cathodique en deux parties, comme suit, la loi d'énergie fournit les relations suivantes:

à la surface de cathodes:

$$IU + \bar{I}^+ U_k = \mp W_1 + W_2 + g_1 W_3 - \bar{I}^+ V_j + I\varphi, \quad (1)$$

devant la cathode, dans l'espace rempli de gaz:

$$\bar{I}^- U_k = \pm W_1 + g_2 W_3 + (\bar{I}^+ - I_d^+) V_j + I_d^- U_d^- - I_d^+ U_d^+ \quad (2)$$

pour les deux parties réunies:

$$I(U + U_k) = W_2 + W_3 - I_d^+ V_j + I\varphi + I_d^- U_d^- - I_d^+ U_d^+. \quad (3)$$

Dans ces formules, on a les symboles suivants: I l'intensité totale du courant, U la chute de tension le long de la cathode,

¹ *Annalen d. Physik*, 82, p. 585 (1927).