Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

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

Band: 23 (1941)

Artikel: Procédés graphiques de détermination de l'inclinaison des isobares à toutes les altitudes

Autor: Kuhn, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741148

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: 11.07.2025

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

Procédés graphiques de détermination de l'inclinaison des isobares à toutes les altitudes

PAR

W. KUHN

(Avec 10 fig.)

1. — Généralités. But de la méthode.

Au-dessus d'une région à stratification thermique barotrope (les surfaces isothermes coïncidant avec les isobares), toutes les surfaces isobares ont la même topographie. Par conséquent, le vent au gradient est constant le long d'une verticale, puisque sa relation avec l'inclinaison de la surface isobare s'exprime par l'équation:

$$v = \frac{g}{2\omega \, . \, \sin \varphi} \, . \, \mathrm{tg}\, \beta \qquad (1)$$

où

v = vent au gradient
g = accélération terrestre (exprimées en
ω = vitesse de rotation terrestre unités absolues)
φ = latitude géographique
β = inclinaison des isobares.

Ce n'est que par suite de *différences de température isobares* que le champ des isobares, et partant celui du vent au gradient, varient en fonction de l'altitude. Dans le service météorologique

synoptique, on a coutume, pour représenter ces conditions, de dessiner la topographie de certaines surfaces isobares (par exemple celle de 500 millibars) ou une « carte des courants en altitude », à l'aide du procédé d'approximation rapide de Schinze.

Mais lorsqu'on ne dispose pas d'un réseau étendu de sondages d'altitude, il est souvent difficile, voire impossible, de dresser une carte des courants en altitude pour une région étendue. Dans ces circonstances, on tendra à obtenir au moins pour certains endroits la variation du champ barométrique en fonction de l'altitude, afin d'avoir ainsi des éléments locaux de la carte en altitude. Pour ce faire, la méthode exposée ici constitue un procédé pratique et peu dispendieux; il permet par ailleurs de déterminer la grandeur cherchée (l'inclinaison des isobares) non seulement pour un niveau déterminé, mais pour n'importe quelle altitude.

L'application d'un procédé différentiel au problème de la répartition des pressions en altitude revêt une importance particulière dans les *pays montagneux*. Car dans des régions où la compensation horizontale des pressions et des températures est entravée par des chaînes de montagne, on verra se produire non seulement des gradients de pression horizontaux considérables, mais encore des variations marquées de ces gradients en fonction de l'altitude. En Suisse, par exemple, on observera souvent l'apparition, en altitude, d'un courant dirigé vers le nord (fœhn) pendant que dans les régions basses, les pressions diminuent encore du nord au sud; ce cas se présentera lorsqu'au sud des Alpes se trouvent des masses d'air sensiblement plus chaudes qu'au nord (cf. § 4, exemple *a*).

Dans des situations pareilles ou analogues, le procédé que nous allons décrire pourra rendre de précieux services pour l'établissement des prévisions, et éventuellement dans le domaine statistique [1].

[1] L'étude consacrée par M. P. Berger aux « Sondages aérologiques et vent au gradient » (*Archives*, 1932/33) poursuivait un but semblable.

2. — Formules fondamentales: déduction et discussion.

Considérons deux colonnes d'air verticales, entièrement indépendantes l'une de l'autre, et pas forcément voisines, que nous désignerons par S′ et S″. Dans chacune de ces colonnes, la température virtuelle, $T_v = 273{,}2 + t_v$, sera donnée en fonction de l'altitude ou de la pression (dans la suite, nous omettrons l'indice v en entendant cependant toujours la température virtuelle). Dans chacune de ces deux colonnes, nous mesurerons en mètres dynamiques (m dyn) l'altitude h considérée comme une fonction de la pression atmosphérique p exprimée en millibars (mb). Les grandeurs h et T seront caractérisées par les apices ′ et ″, selon que la valeur en question se rapportera à la colonne S′ ou S″.

Désignons en outre par d des *différentielles verticales* prises dans une des deux colonnes, c'est-à-dire:

$$dh' = h'(p + dp) - h'(p)\ , \qquad dh'' = h''(p + dp) - h''(p)$$
$$dT' = T'(p + dp) - T'(p)\ , \qquad dT'' = T''(p + dp) - T''(p)\ ;$$

δ, par contre, désignera des *différences isobares*, c'est-à-dire des différences entre deux valeurs correspondant à la même surface isobare, mais appartenant chacune à une autre colonne:

$$\delta h(p) = h''(p) - h'(p)\ , \quad \delta h(p + dp) = h''(p + dp) - h'(p + dp($$
$$\delta T(p) = T''(p) - T'(p)\ , \quad \delta T(p + dp) = T''(p + dp) - T'(p + dp)$$

Les deux opérations d et δ peuvent être combinées, leur ordre de succession étant commutable:

$$\delta d = d\delta\ , \tag{2}$$

comme le montrent immédiatement les équations écrites explicitement (cf. fig. 1):

$$\delta dh = dh'' - dh' = [h''(p + dp) - h''(p)] - [h'(p + dp) - h'(p)]$$
$$d\delta h = \delta h(p + dp) - \delta h(p) = [h''(p + dp) - h'(p + dp)] - [h''(p) - h'(p)]\ ,$$

la différence δh n'étant pas nécessairement petite.

Or, en négligeant les forces d'inertie (simplification que nous justifierons plus loin), on peut appliquer à chacune des deux colonnes la formule barométrique différentielle:

$$\frac{dh}{\mathrm{H}} = -\alpha \mathrm{T} \cdot \frac{dp}{p} \tag{3}$$

où

H = 7838 m dyn = hauteur de l'« atmosphère homogène » (sous 45° lat.);

$\frac{1}{\alpha}$ = 273,2° = temp. absolue du point de congélation.

Appliquons maintenant à (3) la formation de différences isobares, en tenant compte de (2):

$$\frac{d\delta h}{\mathrm{H}} = -\alpha \cdot \delta \mathrm{T} \cdot \frac{dp}{p} \tag{4}$$

(car du moment que $\delta p = 0$, on a aussi $\delta \frac{dp}{p} = 0$).

L'intégration sur p de p_1 à p_2 donne:

$$\delta h(p_2) - \delta h(p_1) = -\alpha \mathrm{H} \cdot \int_{p_1}^{p_2} \delta \mathrm{T} \cdot \frac{dp}{p} \,. \tag{5}$$

Les deux formules (4) et (5) régissent la variation de la différence d'altitude isobare δh respectivement en fonction de la pression et de l'altitude, pour une différence de température isobare donnée δT.

Envisageons le cas particulier d'une distance horizontale l entre les deux colonnes relativement petite, de manière que, dans le plan vertical passant par ces deux colonnes, les isobares soient approximativement rectilignes; l'expression

$$\frac{\delta h}{l} = \operatorname{tg} \beta \tag{6}$$

représente alors la tangente de l'inclinaison des isobares (fig. 1).

De ce qui précède, découle par ailleurs la proposition suivante: Dans un plan vertical de l'atmosphère, l'inclinaison des isobares passe par des valeurs extrêmes, le long d'une

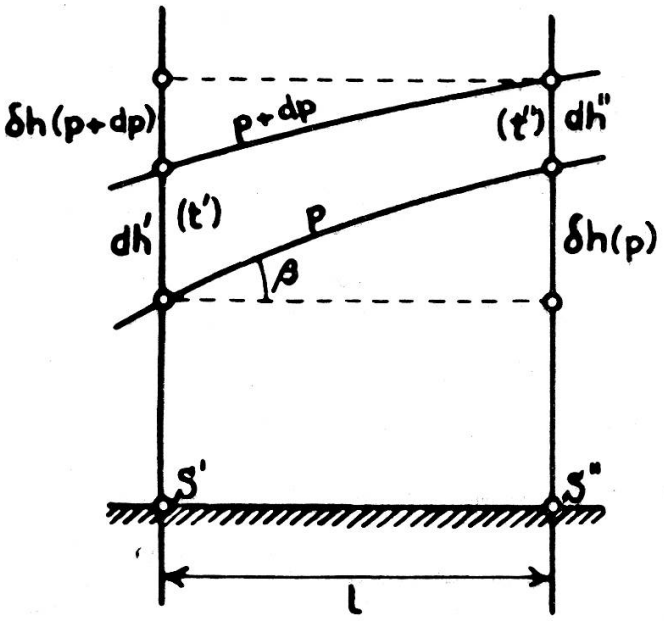


Fig. 1.

verticale, dans les points de contact entre isobares et isothermes virtuelles ($\delta T = 0$).

En thèse générale, on ne peut égaler l'inclinaison des isobares à celle de la *surface* isobare; cette identité ne se produit que lorsque la coupe verticale considérée contient la normale à la surface isobare. Mais la formule (1) reste applicable à l'inclinaison des isobares dans un plan vertical quelconque; elle donne alors la *composante* du vent au gradient normalement au plan vertical considéré.

Pour déterminer la position des surfaces isobares dans l'espace, il faut naturellement faire passer par un point donné au moins deux plans verticaux. En appliquant à trois colonnes verticales prises deux par deux la formule (5) ou le procédé graphique qui en est dérivé (cf. § 3), on obtient par la troisième paire un contrôle des deux premières.

Il va de soi que le procédé différentiel adopté ici pour la détermination de différences d'altitude isobare fournit aux grandes altitudes des chiffres plus précis que la méthode — bien plus compliquée d'ailleurs — du calcul individuel et indépendant d'altitudes de pression déterminée au-dessus des deux stations. Comme nous l'avons déjà dit, notre procédé conduit encore au but lorsque les deux colonnes d'air sont séparées totalement ou partiellement l'une de l'autre, par exemple par un massif de montagnes. De même, des *surfaces de discontinuités atmosphériques* (inversions, fronts) ne constituent pas un obstacle; il faut seulement tenir compte alors de ce que δT subit une variation discontinue dans les niveaux de passage d'une des deux colonnes d'air à travers une surface de discontinuité de ce genre. Il faut penser à ce fait dans le choix des intervalles d'intégration.

En toute rigueur, il faudrait toujours calculer δT à l'aide des températures *virtuelles*. Pour un calcul approximatif, par contre, on peut utiliser les températures ordinaires, à moins que les deux colonnes ne présentent de grandes différences isobares de l'humidité relative.

Pour établir nos formules, nous nous sommes basé sur l'équation barométrique statique (3). Montrons encore qu'on peut effectivement négliger les *forces d'inertie*.

Complétée au point de vue dynamique, et rapportée à la terre en rotation comme système de référence, l'équation barométrique s'écrit:

$$\frac{dh}{H}\left(1 - v_x \cdot \frac{2\omega \cos \varphi}{g} + \frac{\dot{v}_z}{g}\right) = - \alpha T \cdot \frac{dp}{p} \qquad (3')$$

où

$\dot{v}_z$ = composante verticale de l'accélération de l'air,

v_x = composante est du vent,

donc

$v_x \cdot 2\omega \cos \varphi$ = composante verticale de l'accélération de Coriolis.

Sous une latitude de 47°, on a $\frac{2\omega \cos \varphi}{g} \sim 10^{-5}$ sec/m.

Appliquant l'opération δ à (3'), on obtient:

$$\frac{d\delta H}{H} = -\alpha \,.\, \delta T \,.\, \frac{dp}{p} + \frac{dh}{H}\left(\delta v_x \,.\, \frac{2\omega \cos\varphi}{g} - \frac{\delta \dot{v}_z}{g}\right)$$

$$\frac{d\delta H}{H} \cong -\alpha T \,.\, \frac{dp}{p}\left(\frac{\delta T}{T} + \delta v_x \,.\, \frac{2\omega \cos\varphi}{g} - \frac{\delta \dot{v}_z}{g}\right). \qquad (4')$$

Admettons une distance l entre les deux colonnes d'environ 100 km et posons pour δv_x la valeur extrême de 30 m/sec; le second terme de la parenthèse sera alors de l'ordre de $3 \,.\, 10^{-4}$, de sorte qu'il pourra être négligé sans autre à côté de $\frac{\delta T}{T}$.

Quant au troisième terme, il est pratiquement impossible d'en tenir compte; mais avec sa variabilité rapide en fonction du temps, ce terme ne saurait évidemment exercer une influence appréciable sur l'inclinaison des isobares.

3. — Interprétation graphique.

a) Dans un diagramme rectangulaire, nous portons en abscisse les différences d'altitude isobares et en ordonnée les logarithmes des pressions, soit en formules:

$$\left.\begin{aligned} x &= a \,.\, \delta h \\ y &= b \,.\, (\text{const} - \log p) \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

(a et b étant des coefficients arbitraires d'échelle).

Il en résulte:

$$\left.\begin{aligned} dx &= a \,.\, d\delta h \\ dy &= -\,\mathrm{M}b \,.\, \frac{dp}{p} \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

$$(\mathrm{M} = \log e = 0{,}4343)\,.$$

Supposons dessinée dans ce diagramme la courbe cherchée représentant $\delta h\,(p)$ correspondant à la différence d'état dans deux colonnes d'air; sa tangente en un point quelconque formera avec l'axe des ordonnées un angle γ auquel s'applique la relation:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{dx}{dy} = \frac{-\,a}{\mathrm{M}b} \,.\, d\delta h \,\Big|\, \frac{dp}{p}\,. \qquad (9)$$

D'après (4), cette expression est proportionnelle à δT. Pour déterminer la direction de la tangente, il suffira donc de porter sur une parallèle à l'axe des x une échelle linéaire des δT (c. δT), et de relier le point en question de cette échelle à un pôle fixe. La distance d de ce pôle à l'axe des δT est donnée par une relation découlant selon (4) de l'équation

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{c \,.\, \delta T}{d}, \tag{10}$$

c'est-à-dire par:

$$d = \frac{M b c}{a \alpha H}. \tag{11}$$

On obtient donc ce pôle en portant cette distance d à partir du zéro de l'échelle des δT sur une parallèle à l'axe des y.

Construit ainsi, le « nomogramme A » sert inversément à l'*intégration graphique de la différence d'altitude isobare* $\delta h\,(p)$,

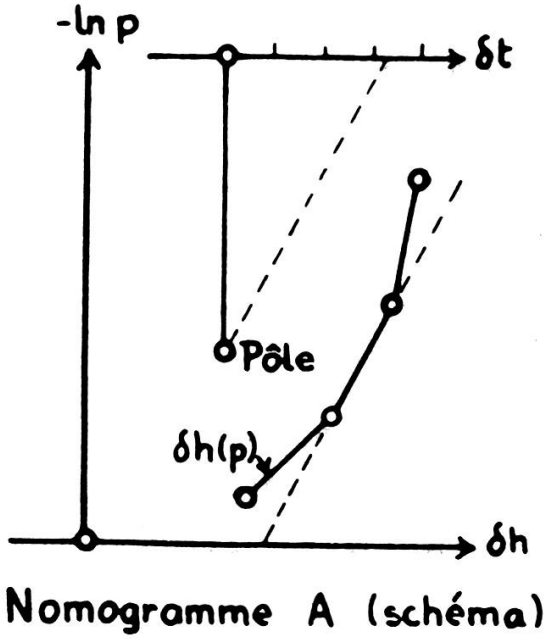


Fig. 2

basée sur une courbe donnée des différences de température $\delta T\,(p)$ et sur une valeur initiale $\delta h_0\,(p_0)$ (voir fig. 2).

Prenons par exemple le cas de deux « temp » (ascensions, sondages) simultanées, données pour deux stations pour les-

quelles nous voulons déterminer la marche verticale des gradients d'altitudes isobares. Nous commençons par former la différence moyenne des températures (virtuelles), δT, pour des étages de pression appropriés. Ensuite, à l'aide du pôle et de l'axe des δT, nous établissons la direction de la tangente correspondant à l'étage le plus bas; par un déplacement parallèle, nous portons cette direction dans le nomogramme en traçant une ligne à partir du point de départ connu δh_0, p_0, jusqu'à la limite supérieure du premier étage de pression. De la même manière, nous procédons pour les étages suivants, en portant bout à bout les divers segments de droite de façon à obtenir une ligne brisée ininterrompue. Cette ligne brisée représente approximativement la courbe cherchée $\delta h\,(p)$ (cf. § 4, exemple *b*).

Il va sans dire que, sur l'axe des ordonnées, on marquera directement les valeurs de p (et non les log p). Tel que nous le présentons ici (fig. 9), le nomogramme A est encore muni sur les deux bords verticaux d'une graduation en altitudes s.m. basée sur une pression atmosphérique normale moyenne. Grâce à l'échelle logarithmique des pressions, cette graduation en altitudes devient à peu près linéaire.

En règle générale, on partira du niveau de la mer en utilisant la différence Δp_0 des pressions réduites (QFF). Le point de départ se trouvera alors sur la parallèle à l'abscisse, correspondant au QFF moyen. Pour pouvoir extrapoler δT, il faut prolonger les « temp » des deux stations en dessous de leurs niveaux respectifs jusqu'à celui de la mer; pour être rigoureuse, cette prolongation doit être basée sur les températures utilisées pour la réduction des pressions. La valeur initiale δh_0 de la différence d'altitude isobare est tirée de la différence Δp_0 des pressions réduites, à l'aide de la relation suivante découlant de (3):

$$\frac{\delta h}{H} = -\,\alpha T \,.\, \frac{\Delta p}{p} \quad (\Delta p = \text{diff. de pression horizontale}) \qquad (12)$$

Dans le présent nomogramme, cette relation est figurée pour les valeurs moyennes de p_0 (1018 mb) et de T_0 (287° K) par une graduation en Δp_0 (sur une parallèle à l'abscisse au niveau de

1018 mb); l'emploi de cette graduation supprime le calcul de δh_0.

Si on désire déterminer aux divers niveaux de pression, non pas la différence d'altitude isobare δh, mais la différence horizontale de pression Δp, on peut dessiner dans le nomogramme un système de courbes des Δp, en application de l'équation (12) et en se basant toujours sur une atmosphère normale moyenne. Pour éviter de surcharger le nomogramme, nous avons fait abstraction de cette possibilité, car dans des problèmes de dynamique, les δh et non les Δp jouent un rôle primordial.

b) Pour éviter la petite complication que représente le déplacement parallèle de la direction de la tangente, nous pouvons transformer *homographiquement* notre nomogramme A (« nomogramme B »); dans ce cas, les faisceaux de parallèles se transforment en faisceaux convergents. Comme « axe opposé » contenant les points de fuite, nous choisirons une parallèle à

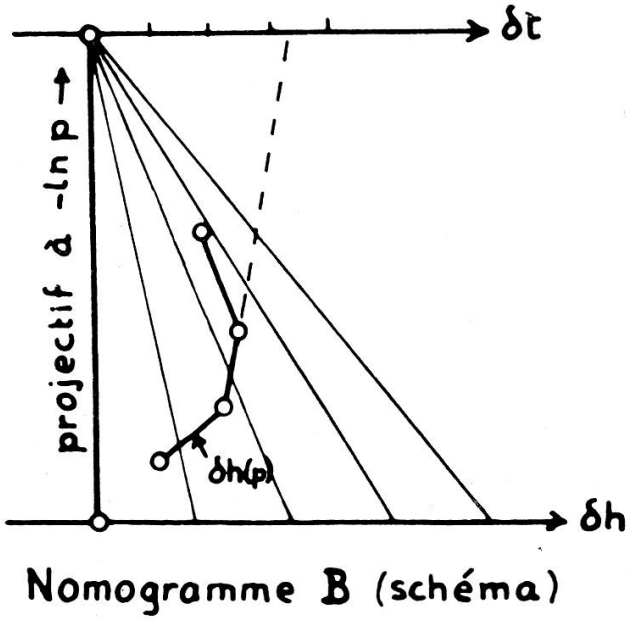


Fig. 3.

l'abscisse. Si nous portons sur cette parallèle une graduation linéaire en δT à l'échelle correcte (fig. 3), il suffira, pour obtenir successivement les segments de la ligne brisée cherchée, de relier chaque fois le point terminal du dernier segment des

$\delta h\,(p)$ au point de l'échelle des δT qui est valable pour l'étage suivant.

Par rapport au nomogramme cartésien, ce nomogramme transformé présente un double inconvénient: d'un côté, l'échelle des altitudes, linéaire d'abord en log p, y a subi une déformation projective (ce qui provoque le rapetissement des étages d'altitude équidistants au fur et à mesure qu'on s'élève); de l'autre côté, les droites δh = const. qui, auparavant, étaient parallèles à l'ordonnée, convergent en un point. Les divisions des parallèles à l'abscisse par contre conservent leur linéarité (fig. 10).

c) Par suite du manque de données aérologiques, on est souvent obligé, dans un domaine d'altitudes relativement étendu, d'admettre pour δT une valeur constante ou encore de remplacer cette valeur par une moyenne probable. Dans ce cas, on donne à l'intégrale (5) la forme d'une équation aux moyennes:

$$\delta h\,(p_2) - \delta h\,(p_1) = \alpha H\,(ln\ p_1 - ln\ p_2)\ .\ \overline{\delta T} = \frac{\alpha H}{M} \log \frac{p_1}{p_2}\ .\ \overline{\delta T} \qquad (13)$$

$$\left(ln = \frac{1}{M}\ .\ \log = \text{Log. nat.}\right)$$

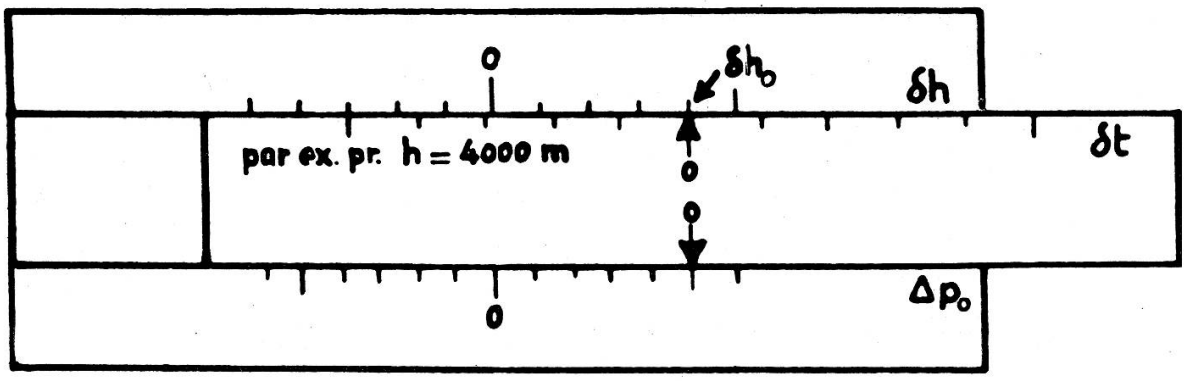
$\overline{\delta T}$ étant égal à la valeur moyenne de δT sur log p (approximativement sur h) dans le domaine considéré.

Pour certaines valeurs déterminées, constantes, de p_1/p_2, on peut représenter cette relation (13) à l'aide d'une *règle à calcul* très simple sur laquelle une graduation linéaire en $\overline{\delta T}$ se juxtapose à une graduation également linéaire en δh. Le rapport des échelles de ces deux graduations est donné par l'expression $\alpha H\ .\ \frac{1}{M} \log \frac{p_1}{p_2}$; ce rapport dépend donc uniquement du quotient de pressions $\frac{p_1}{p_2}$, c'est-à-dire de l'étage d'altitude et de sa température barométrique moyenne.

En faisant coïncider l'origine de la graduation en $\overline{\delta T}$ avec le point de la graduation en δh correspondant au δh_1 initial (différence d'altitude isobare au niveau p_1), on lira sous $\overline{\delta T}$ la valeur

δh_2 représentant approximativement la différence d'altitude isobare au niveau p_2.

Ici encore, le niveau initial sera généralement celui de la mer. Dès lors, il y a avantage à munir la règle à côté de la graduation en δh d'une graduation en Δp_0 fixe par rapport à la première (fig. 4). On peut construire la règle de manière à pouvoir juxtaposer à la graduation en δh une quelconque des arêtes de la partie coulissante; cette dernière pourra donc recevoir quatre graduations différentes correspondant respectivement à quatre valeurs différentes du rapport p_1/p_2 ou à quatre limites supérieures de pression, la limite inférieure étant choisie constante.



Règle à calcul (schéma)

Fig. 4.

Parfois, nous avons des raisons d'admettre que, jusqu'à une altitude donnée pour laquelle nous voulons déterminer δh, la marche des températures est à peu près pareille dans les deux colonnes d'air, c'est-à-dire que δT est approximativement constant; dans ce cas, nous pourrons remplacer δT par la différence des températures (virtuelles) *au sol.* Mais cette substitution n'est admissible que lorsque les deux stations ont à peu près la même altitude et que leurs températures se trouvent à l'abri de fortes influences d'absorption ou d'émission de chaleur par rayonnement.

d) *Remarque:* Il résulte de la formule fondamentale (4) que nous pouvons multiplier les échelles des δT (ou $\overline{\delta T}$) et des δh par un coefficient quelconque, identique pour les deux, ceci

dans le nomogramme aussi bien que dans la règle à calcul. Les différences isobares en particulier peuvent être rapportées à l'unité de la distance (par exemple 100 km); on obtient ainsi, selon (6), l'inclinaison des isobares et partant, en application de (1), les composantes du vent au gradient normalement au plan considéré.

4. — Exemples.

a) Le premier exemple est tiré d'une situation météorologique telle qu'elle se présente souvent dans la région des Alpes, et qui est particulièrement caractéristique de l'application de notre procédé:

Il y a deux jours, c'est-à-dire dans la nuit du 3 au 4 février 1941, un front froid a franchi les Alpes en venant du NW, et a provoqué par son refoulement une augmentation de la pression du côté nord, tandis qu'un minimum marqué s'est formé par résonance dans la plaine du Pô. Au moment envisagé dans notre exemple (6 février 0800), ce minimum a déjà été comblé en grande partie pendant qu'un nouveau front chaud venant de l'ouest résorbe peu à peu le maximum au-dessus de la France et de la Suisse. Entre Locarno et Zurich, la différence des pressions réduites est encore de:

$$\Delta p_0 = 1012{,}2 - 1015{,}1 = -2{,}9 \; mb \, .$$

En altitude, nous avons du vent d'ouest. Le vent NW du Jungfraujoch dévié orographiquement pourrait faire croire qu'un gradient de pression dirigé du nord au sud se maintient encore au-dessus des Alpes. Or, en réalité, l'inverse était déjà le cas comme le montre l'étude des températures de quelques stations de vallée et de montagne des deux côtés des Alpes, effectuée à l'aide de notre nomogramme.

Le tableau 1 montre que (abstraction faite d'une forte inversion au sol dans le Tessin) jusqu'à 2000 m d'altitude, l'air au sud des Alpes était sensiblement plus chaud qu'au nord. Au nord des Alpes, les températures n'ont pas subi des influences de rayonnement puisqu'à l'exception de Bâle le ciel y était couvert. Les trois stations de montagne au-dessus de

2000 m qui sont indiquées pour le versant sud des Alpes se trouvent en réalité sur la crête sud; dans l'atmosphère libre, la différence des températures constatée jusqu'à 2000 m se serait probablement retrouvée à de plus grandes altitudes encore.

Comme quelques-unes des stations du versant sud des Alpes n'indiquent pas les pressions, nous utilisons dans les nomogrammes A et B l'échelle des altitudes approximative à la place de celle des pressions; selon la figure 5, nous choisissons pour les δT les étages du tableau 2.

TABLEAU 1 (cf. fig. 5).

Températures du 6.2.41 *à* 0800 *au nord et au sud des Alpes.*

Versant sud Alt. m/m	t	*Versant nord* Alt. m/m	t
200 (plaine de Magadino)	— 11		
230 (Locarno)	(— 4)		
		250 (Bâle)	— 10
270 (Lugano)	— 5		
		530 (Lucerne)	— 9
910 (Monte Brè)	— 3		
1300	(— 1)	1300 (Weissenstein)	— 13
2100	— 12		
2300	— 15		
2500	(— 18)	2500 (Säntis)	— 14
		3600 (Jungfraujoch)	— 18

TABLEAU 2 (cf. fig. 5).

Différences de température versant S — versant N des Alpes.

Etages d'altitudes	δT
0– 250 m/m	+ 2 [1]
250– 600	+ 5
600–1500	+ 7
1500–1750	+ 5
1750–2100	+ 3
2100–2350	0
2350–2500	— 3

[1] D'après des tables de réduction.

Dans les deux nomogrammes (fig. 9 et 10), les polygones d'intégration se rapportant à cet exemple sont marqués en pointillé; ils montrent que la composante NS de l'inclinaison des isobares (respectivement le gradient nord-sud des pressions) s'annule à environ 900 m/m pour changer de signe plus haut (fig. 6).

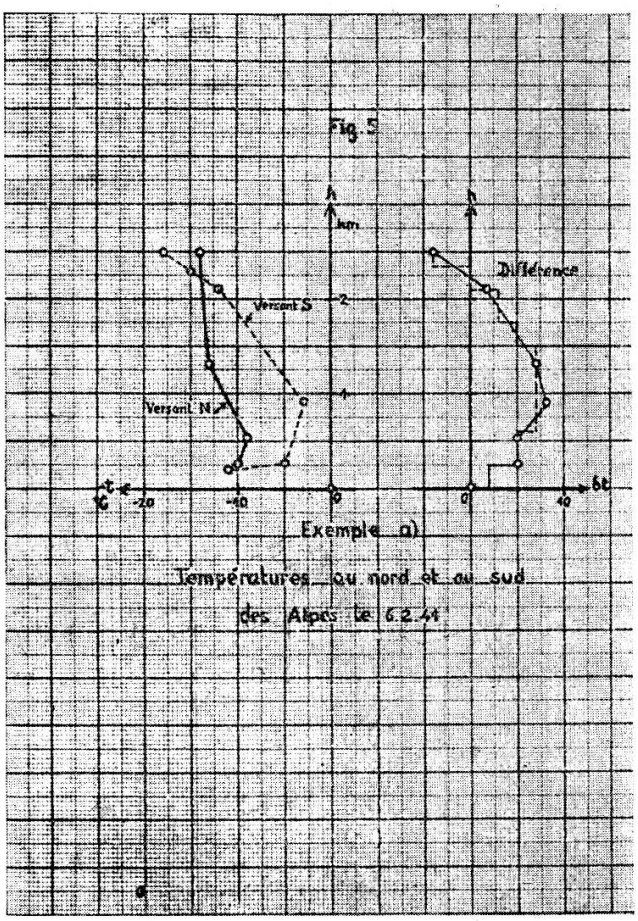


Fig. 5.

b) Le second exemple se rapporte à deux ascensions simultanées, effectuées en Allemagne (Berlin et Breslau, tableau 3); il est destiné à montrer les renseignements sur le régime des pressions en altitude, que notre procédé fournit aussi en pays de plaine. Le 12.8.39, un front froid se trouve entre Berlin et Breslau. A Berlin, l'air froid semble s'élever jusqu'au niveau de 550 mb. Pour interpréter les observations d'ascension, nous

n'utilisons naturellement pas des altitudes exprimées en m, mais directement les pressions. Le choix des étages est indiqué dans la figure 7 et le tableau 4.

Fig. 6.
(cf. exemple a)

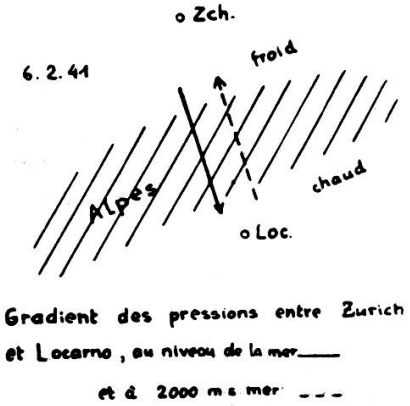


TABLEAU 3 (cf. fig. 7).
« Temp » de Berlin et de Breslau du 12.8.39 à 0600.

BERLIN				BRESLAU			
p mb	t	hum. %	t_v	p mb	t	hum. %	t_v
1012	17,3	95	19,3	1004	14,5	92	16,2
916	11,3	98	12,9	970	19,0	43	20,1
895	11,7	92	13,3	833	10,2	60	11,2
836	8,7	87	10,0	802	8,4	50	9,1
740	1,2	98	2,0	780	6,0	60	6,7
630	— 4,6	89	— 4,2	733	3,5	48	4,0
540	— 8,8	98	— 8,5	698	4,2	32	4,6
				610	— 2,0	26	— 1,8
				533	— 9,6	26	— 9,5

TABLEAU 4 (cf. fig. 7).
Différences isobares des températures virtuelles Berlin-Breslau.

Etages de pressions	δT
1018–988	— 3,1
988–907	+ 3,5
907–750	+ 1,8
750–720	+ 2,4
720–610	+ 4,4
610–540	+ 1,6

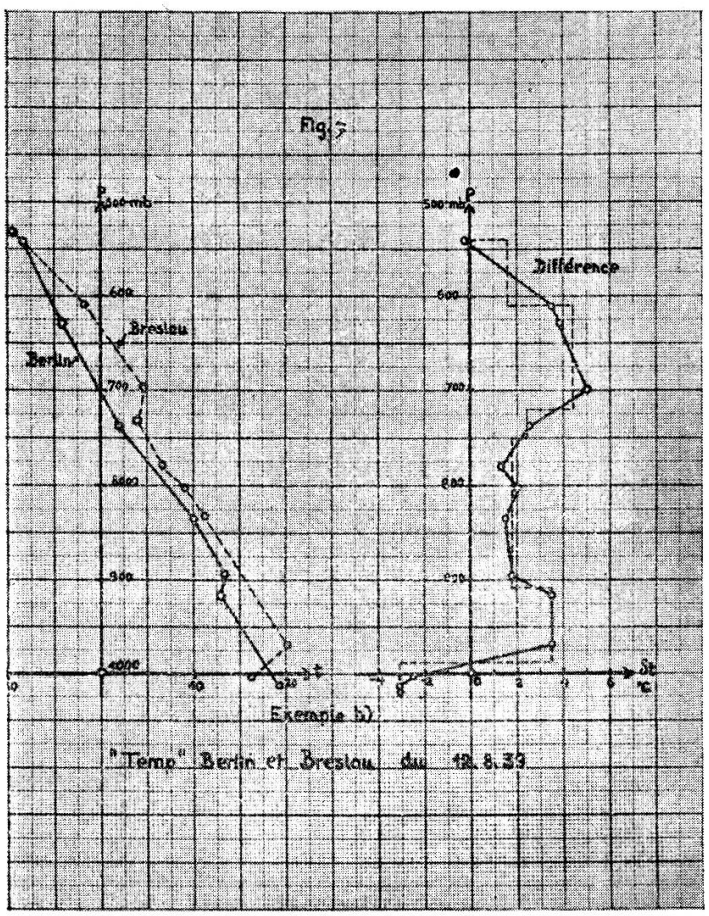
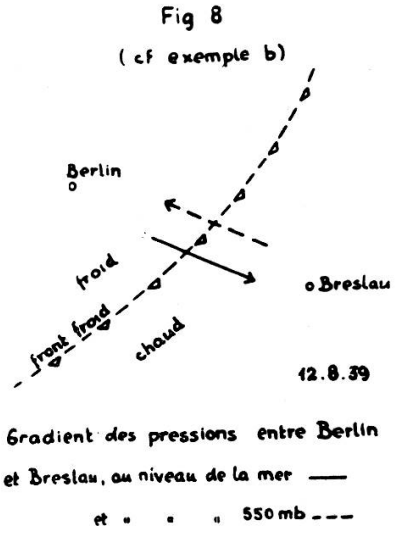


Fig. 7.



Le résultat de l'intégration (polygones en traits-points dans les deux nomogrammes) montre que l'excédent de pression de

Berlin par rapport à Breslau ($\Delta p_0 = -1{,}3$ mb au niveau de la mer) ne se maintient que dans les couches inférieures, jusqu'à environ 850 mb, tandis qu'en altitude, les isobares s'élèvent de

NOMOGRAMME A.

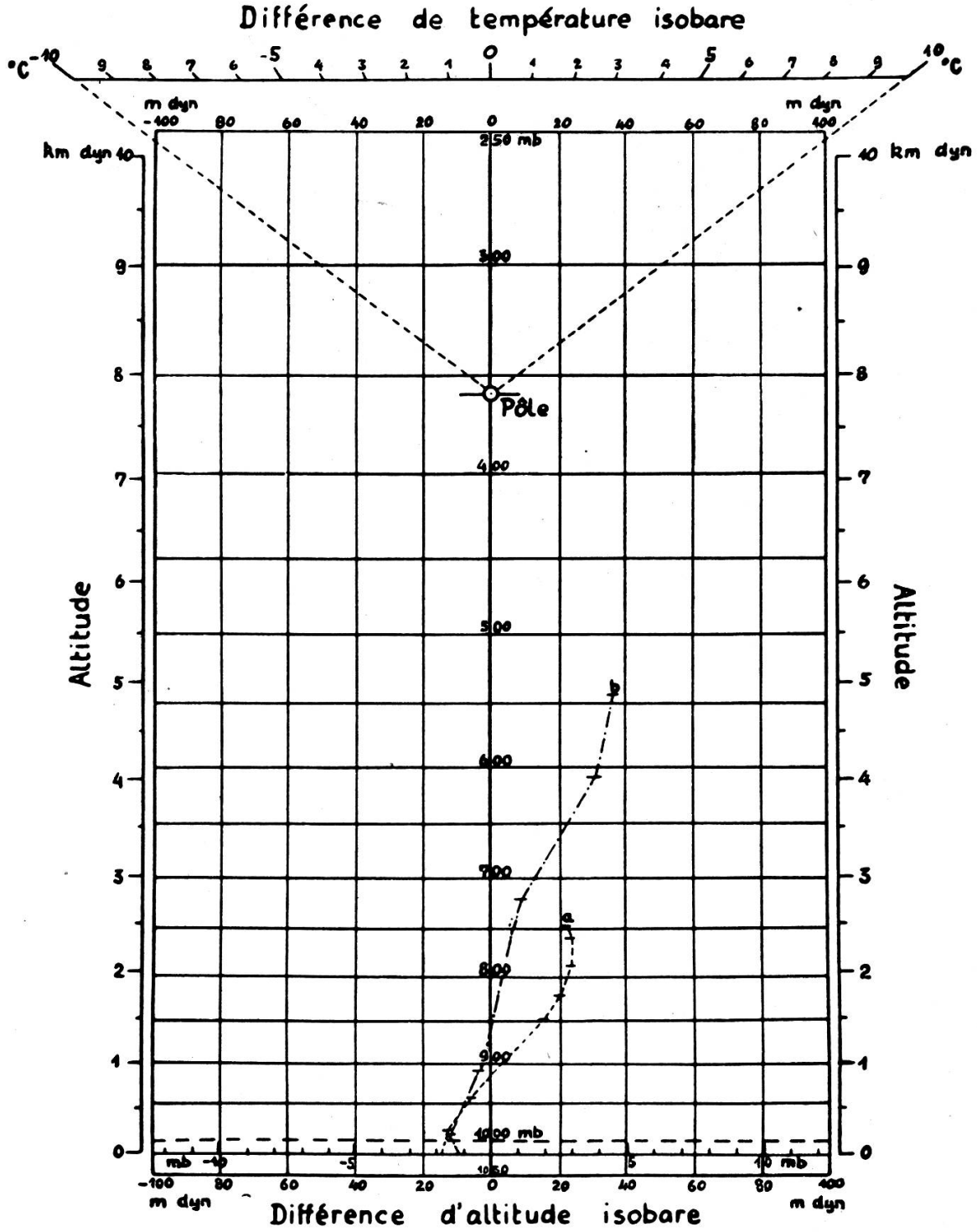
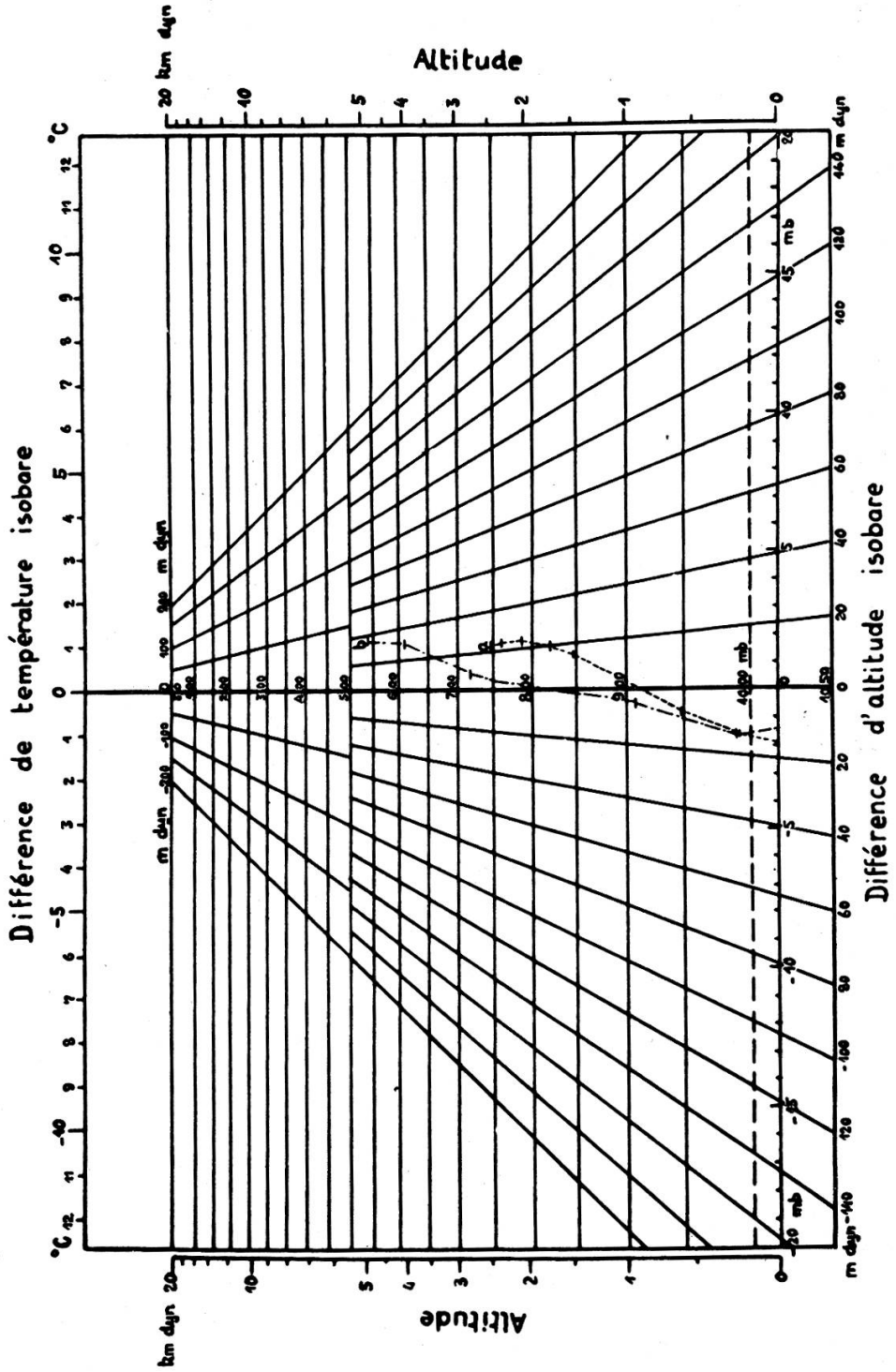


Fig. 9.

Berlin à Breslau (fig. 8). Cette constatation correspond à ce fait bien connu qu'en altitude, le centre ou le thalweg d'un minimum est déplacé, par rapport à sa position au sol, du côté du dos de la perturbation, et dans ce cas vers le NW.



NOMOGRAMME B.

Fig. 10.