Études climatologiques.

Par

DEZYDERY SZYMKIEWICZ.

(Avec la planche VII).

V. Comment caractériser l'humidité d'un climat ?

Le problème se divise en deux parties: l'une concernant l'humidité de l'air, l'autre concernant les précipitations.

Il est évident que l'humidité de l'air doit être caractérisée par une quantité proportionnelle à l'évaporation. Dans la première partie de ces études ¹⁾, j'ai fait remarquer que l'évaporation peut se produire de différente façon suivant la nature des corps qui perdent l'eau par cette voie: végétaux, animaux ou simplement corps inanimés. La cause de cette différence réside surtout dans la température des corps considérés qui peut être constante ou bien peut suivre plus ou moins exactement la température de l'air. Le premier cas est réalisé dans les animaux à sang chaud, le second dans les animaux à sang froid, dans les végétaux et enfin dans les corps morts. Nous nous bornerons à ce dernier cas. Or, dans la publication qui vient d'être citée, j'ai proposé de caractériser l'humidité de l'air par une quantité appelée indice d'évaporation et définie par la formule:

$$i = d \frac{(273 + t)^2}{273^2} \frac{760}{P - p} \quad (1)$$

où d est le déficit hygrométrique, t — la température de l'air, P — la pression barométrique et p — la tension de la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Cette formule demande quelques corrections, qui cependant ne changent pas sensiblement les valeurs numériques obtenues au moyen d'elle.

Comme l'intensité de l'évaporation dépend de la vitesse de la diffusion de vapeur d'eau dans l'air, il convient de considérer d'abord

¹⁾ Acta Soc. Bot. Polon. Vol. I (1923) 244—246.

la diffusion des gaz dans sa forme générale. Cette question a été résolue en grandes lignes par Stefan¹⁾. Ses résultats se résument en deux équations:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp_1}{dT} &= k \frac{d^2 p_1}{dx^2} \\ V_1 &= - \frac{k}{760} \frac{dp_1}{dx} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

où

$$k = \frac{(273 + t)^2 760^2}{273^2 P A_{12} d_1 d_2} \quad (3)$$

est le coefficient de diffusion.

Dans ces formules, V_1 est le volume du gaz qui se propage dans un milieu occupé par un autre gaz, volume ramené à la température de l'expérience et à la pression de 760 mm. D'autre part, t est la température, P la pression barométrique, d_1 et d_2 les densités de deux gaz dans les conditions normales (à 0° C et 760 mm de pression), A_{12} — une constante qui définit la résistance laquelle oppose l'un des gaz à la propagation de l'autre, T est le temps et enfin x est compté le long de la voie par laquelle se produit le mouvement du gaz.

Il résulte de ces formules que l'intensité de la diffusion est proportionnelle au carré de la température absolue et inversement proportionnelle à la pression totale du mélange gazeux. Nous verrons plus loin que l'influence de la température sur la diffusion ne se laisse pas toujours traduire de cette manière.

Les études sur l'évaporation²⁾ ont conduit Stefan à la formule que voici:

$$v = \frac{(273 + t) 760}{273 A_{12} d_1 d_2} \frac{1}{h} \log \frac{P - p}{P - p'} \quad (4)$$

La formule est basée sur les suppositions suivantes: l'évaporation se produit à l'intérieur d'un cylindre vertical ayant la section transversale de 1 cm² qui s'ouvre dans l'air, contenant la vapeur du liquide donné à la tension p . La surface du liquide se trouve à une distance h au-dessous de l'ouverture du cylindre; la tension

¹⁾ „Ueber das Gleichgewicht und die Bewegung, insbesondere die Diffusion von Gasgemengen“. — Sitzber. Akad. Wien. LXIII, 2 (1871), p. 63—124.

²⁾ „Versuche über die Verdampfung“. — Sitzber. Akad. Wien. LXVIII, 2 (1874). 385—424.

de la vapeur au voisinage immédiat de cette surface est p' . Enfin v est le volume de la vapeur échappée du cylindre en une seconde, ramené aux conditions normales.

Par une confusion étrange, Stefan a considéré le coefficient

$$k = \frac{(273 + t) 760}{273 A_{12} d_1 d_2} \quad (5)$$

comme identique au coefficient de diffusion. Schierbeck¹⁾ a le premier remarqué cette erreur, mais n'a pas trouvé la raison pour laquelle ces deux coefficients diffèrent l'un de l'autre. La différence la plus saillante entre eux se rapporte à la température. L'intensité de l'évaporation, suivant la formule (4), est proportionnelle à la température absolue, tandis que celle de la diffusion, d'après la formule (2), semble être proportionnelle au carré de la température absolue.

En appliquant la méthode de Stefan, j'ai réussi à déduire pour la diffusion la formule (6) qui est plus simple que les équations (2) de Stefan. J'ai déduit encore quelques équations concernant l'évaporation qui permettent d'expliquer l'apparente contradiction entre les équations de Stefan, entre celles qui se rapportent à la diffusion et celle qui concerne l'évaporation.

Je vais procéder de la façon suivante. Soit un cylindre illimité ayant l'aire de la section transversale égale à 1 cm². Plaçons l'axe des x parallèlement à l'axe de ce cylindre. Le cylindre renferme le mélange de deux gaz qui se propagent par la diffusion en sens inverse: le premier dans la direction positive des x , le second dans la direction négative. Pour simplifier la déduction, nous supposerons que toutes les molécules du premier gaz situées dans une certaine section du cylindre se meuvent dans le même sens avec la même vitesse. D'une manière analogue, nous supposerons que les molécules du second gaz, contenues dans une section du cylindre, se meuvent toutes en sens inverse de celles du premier gaz. La pression et la température à l'intérieur du cylindre étant partout constantes, on en déduit que le nombre de molécules de deux gaz qui passent en une seconde par une section donnée est la même. Ce nombre peut être considéré comme la mesure de l'intensité de la diffusion. Cette intensité sera égale pour les deux gaz, si on la mesure par le

¹⁾ Sur la vitesse de l'évaporation au point de vue spécial des relations physiologiques. — Bull. Acad. Sc. Danemark. 1896, Nr. 1, 1—30.

nombre de molécules; elle sera différente, si l'on prend la masse de ces molécules. Cette masse se laisse représenter par la formule

$$M = \delta u$$

où δ est la concentration (la densité) du gaz et u la vitesse de ses molécules et c'est parce que la vitesse u est très petite, la diffusion étant extrêmement lente. Il va sans dire que l'intensité de la diffusion est une quantité tout à fait distincte de la vitesse des molécules. On peut la représenter encore par le volume v qu'auraient occupé à la température 0^0 et à la pression de 760 mm les molécules de gaz qui ont traversé une certaine section en une seconde. La densité normale du gaz étant d , on aura l'équation

$$\delta u = v d,$$

d'où on peut déduire ce volume qui est le même pour les deux gaz.

La vitesse avec laquelle se produit la propagation d'un gaz à travers l'autre peut être considérée comme constante et, par suite, on doit admettre que la force motrice est ici en équilibre avec la résistance. La force motrice est fournie par la tension des gaz, qui diminue continuellement dans le sens positif pour le premier gaz et dans le sens négatif pour le second. La masse du premier gaz contenue entre les deux sections, distantes de dx l'une de l'autre, se meut sous l'action de la force

$$f = -dp_1$$

où p_1 signifie la tension du premier gaz. Le mouvement de ce gaz se produit dans un milieu occupé par le second gaz et rencontre, par suite, une résistance qui est en équilibre avec la force f . Nous admettrons avec Stefan que cette résistance est proportionnelle à la densité du second gaz et à la vitesse du premier par rapport au second. On aura donc

$$f = -dp_1 = A_{12} (u_1 + u_2) \delta_1 \delta_2 dx$$

où A_{12} est une constante caractéristique pour les gaz considérés, et δ_1 et δ_2 sont leurs densités (concentrations).

On procède ensuite à des transformations évidentes:

$$\frac{dp_1}{dx} + A_{12} [(u_1 \delta_1) \delta_2 + (u_2 \delta_2) \delta_1] = 0$$

$$\frac{dp_1}{dx} + A_{12} [v_1 d_1 \delta_2 + v_2 d_2 \delta_1] = 0$$

Les densités δ_1 et δ_2 peuvent être représentées, au moyen des lois de Mariotte et de Gay-Lussac, par les formules:

$$\delta_1 = d_1 \frac{p_1}{760} \frac{273}{273 + t}, \quad \delta_2 = d_2 \frac{p_2}{760} \frac{273}{273 + t}$$

En utilisant cette substitution et en remarquant que $v_1 = v_2$, on aura

$$\frac{dp_1}{dx} + A_{12} d_1 d_2 \frac{1}{760} \frac{273}{273 + t} (p_1 + p_2) v_1 = 0$$

La somme des tensions de deux gaz est égale à la pression totale P qui est constante. D'autre part:

$$d_1 v_1 = M_1$$

$$p_1 = \delta_1 \frac{760}{d_1} \frac{273 + t}{273}$$

On aura en somme:

$$\frac{760}{d_1} \frac{273 + t}{273} \frac{d\delta_1}{dx} + A_{12} d_1 d_2 \frac{1}{760} \frac{273}{273 + t} P v_1 = 0;$$

d'où on déduit:

$$M_1 = - \frac{(273 + t)^2 760^2}{273^2 P A_{12} d_1 d_2} \frac{d\delta_1}{dx}$$

ou

$$M_1 = -k \frac{d\delta_1}{dx} \quad (6)$$

et une formule analogue pour le second gaz.

Nous retrouvons dans cette équation le coefficient de diffusion de Stefan, défini par les formules (2) et (3). Mais notre équation est plus simple et peut être interprétée de la manière suivante: l'intensité de la diffusion des gaz est proportionnelle au gradient de concentration $\left(-\frac{d\delta}{dx}\right)$ du gaz considéré et au carré de la température absolue et inversement proportionnelle à la pression du milieu. Ce n'est autre chose que la loi de Fick.

On peut donner à l'équation (6) une autre forme, plus commode pour les applications. Notamment, on peut conserver dans l'équation la tension p_1 qui se mesure plus facilement que la concentration (densité) δ_1 . On aura alors:

$$M_1 = - \frac{(273 + t) 760}{273 P A_{12} d_2} \frac{dp_1}{dx} \quad (7)$$

ou

$$M_1 = -kd_1 \frac{273}{(273 + t) 760} \frac{dp_1}{dx}$$

Sous cette forme la formule se ramène facilement à la seconde des équations (2) de Stefan.

On voit que l'intensité de la diffusion est proportionnelle non au carré de la température absolue, mais au premier degré, lorsque les conditions de la diffusion sont définies au moyen de la tension au lieu de la concentration. Le coefficient de l'équation (7)

$$\frac{(273 + t) 760}{273 P A_{12} d_2}$$

n'est plus le coefficient de diffusion.

Appliquons maintenant la même méthode de la déduction à l'évaporation. Nous prendrons ici également un cylindre, ayant la section transversale de 1 cm^2 , fermé en bas par la surface d'un liquide. Le cylindre a une hauteur h , et s'ouvre dans une espace illimitée remplie d'air qui contient dans une certaine proportion la vapeur du liquide considéré. La tension de cette vapeur soit p et sa concentration (ou densité) δ . A la surface du liquide se trouve une mince couche de l'air contenant la vapeur saturée avec la tension p' et la concentration δ' . Cette vapeur se propage le long du cylindre et, en arrivant à son ouverture, se dissipe dans l'air ambiant. Au bout d'un certain temps il se forme un état stationnaire et alors par toutes les sections du cylindre passent les mêmes quantités de vapeur. En même temps, à chaque section, la concentration de la vapeur (ou, ce qui revient au même, sa tension) ne change plus, en variant depuis δ' (p' pour la tension) à la surface du liquide jusqu'à δ (p pour la tension) à l'ouverture du cylindre.

Le phénomène de la diffusion se produit ici de la même façon que dans le cas général, avec cette différence, cependant, que la propagation de la vapeur a lieu dans un milieu immobile, car les particules de l'air à l'intérieur du cylindre ne changent pas de place. Le mouvement dans un milieu immobile rencontre une résistance moindre que dans un milieu qui se meut à l'encontre. Par suite, la propagation de la vapeur provenant de l'évaporation doit se faire plus vite que dans le cas général de la diffusion, le gradient de concentration supposé le même. On s'en persuade facilement en considérant la force motrice et la résistance de plus près. On a

$$f = -dp_1 = A_{12} \delta_1 \delta_2 u_1 dx,$$

où δ_1 est la concentration (ou la densité) de la vapeur, δ_2 — celle de l'air, u_1 — la vitesse de particules de la vapeur ($u_2 = 0$, parce que l'air est immobile).

On arrive ainsi à l'équation

$$\frac{dp_1}{dx} + A_{12} \delta_1 \delta_2 u_1 = 0$$

que l'on transforme, en mettant

$$\left\{ \begin{array}{l} p_1 = \delta_1 \frac{760}{d_1} \frac{273 + t}{273} \\ \delta_1 u_1 = M \\ \delta_2 = d_2 \frac{p_2}{760} \frac{273}{273 + t} \end{array} \right.$$

On aura :

$$\frac{760}{d_1} \frac{273 + t}{273} \frac{d\delta_1}{dx} + A_{12} d_2 \frac{p_2}{760} \frac{273}{273 + t} M = 0;$$

d'où

$$M = - \frac{(273 + t)^2 760^2}{273^2 A_{12} d_1 d_2} \frac{1}{p_2} \frac{d\delta_1}{dx}$$

ou bien

$$M = - \frac{(273 + t)^2 760^2}{273^2 P A_{12} d_1 d_2} \frac{P}{p_2} \frac{d\delta_1}{dx}$$

La somme des tensions de la vapeur et de l'air étant égale à la pression extérieure P , on a

$$p_2 = P - p_1$$

et par suite :

$$M = - \frac{(273 + t)^2 760^2}{273^2 P A_{12} d_1 d_2} \frac{P}{P - p_1} \frac{d\delta_1}{dx}$$

ou, en introduisant le coefficient de diffusion :

$$M = - k \frac{P}{P - p_1} \frac{d\delta_1}{dx} \quad (8)$$

Nos prévisions se trouvent ainsi parfaitement justifiées.

Nous pouvons ainsi distinguer deux formes de la diffusion à savoir la diffusion d'un gaz dans un milieu gazeux immobile et la diffusion se produisant dans un autre gaz qui se meut à l'encontre, en exécutant également un mouvement de la diffusion. Nous avons considéré la seconde forme comme la forme générale. Il serait peut-

être plus commode de considérer les deux formes de la diffusion comme des phénomènes distincts et d'appeler la seconde forme *interdiffusion*, suivant une expression de Maxwell. La dénomination de diffusion serait ainsi réservée à la première.

L'intensité de la diffusion M étant la même dans toutes les parties du cylindre, on voit que le gradient de concentration augmente, lorsqu'on remonte de la surface du liquide vers l'ouverture du cylindre.

Pour avoir une formule commode en vue d'applications, il faut transformer l'équation

$$\frac{dp_1}{dx} + A_{12} \delta_1 \delta_2 u_1 = 0$$

de la façon différente, ainsi que l'a fait Stefan

Nous mettrons ici

$$\begin{cases} \delta_1 u_1 = M \\ \delta_2 = d_2 \frac{p_2}{760} \frac{273}{273 + t}, \end{cases}$$

il en résulte:

$$\frac{dp_1}{dx} + d_2 A_{12} \frac{p_2}{760} \frac{273}{273 + t} M = 0$$

ou

$$M = - \frac{(273 + t) 760}{273 A_{12} d_2} \frac{1}{p_2} \frac{dp_1}{dx}$$

En mettant

$$p_2 = P - p_1,$$

on obtient:

$$M = \frac{(273 + t) 760}{273 A_{12} d_2} \frac{d \lg (P - p_1)}{dx}$$

L'intensité de la diffusion M étant indépendante de x , la dérivée de la fonction $\lg (P - p_1)$ l'est également. Par conséquent, pour calculer cette dérivée, il suffit de prendre deux valeurs quelconques de la fonction $\lg (P - p_1)$. Nous prendrons celles qui correspondent à la surface du liquide et à l'ouverture du cylindre. On aura alors

$$\frac{d \lg (P - p_1)}{dx} = \frac{\lg (P - p) - \lg (P - p')}{h} = \frac{1}{h} \lg \frac{P - p}{P - p'}$$

et

$$M = \frac{(273 + t) 760}{273 A_{12} d_2} \frac{1}{h} \lg \frac{P - p}{P - p'}$$

ou bien

$$M = \frac{(273 + t) 760 d_1}{273 A_{12} d_1 d_2} \frac{1}{h} \lg \frac{P - p}{P - p'} \quad (9)$$

ou encore

$$v_1 = \frac{(273 + t) 760}{273 A_{12} d_1 d_2} \frac{1}{h} \lg \frac{P - p}{P - p'}$$

ce qui est la formule de Stefan, sous la forme choisie par cet auteur.

La formule n'a été vérifiée par Stefan que pour l'éther et le sulfure de carbone. Winkelmann l'a vérifiée pour l'eau, en variant la température de 92.4° à 49.5°¹⁾ et à 19°²⁾ et en appliquant les pressions de 747, 61, 79 et 57 mm de mercure²⁾.

D'après cette formule, l'intensité de l'évaporation est proportionnelle au premier degré de la température absolue, mais cela n'est exact que pour le cas quand on emploie la tension pour définir les conditions du phénomène. Elle deviendra proportionnelle au carré de la température absolue, lorsqu'on aura introduit la concentration au lieu de la tension. Pour démontrer cela de plus près, ramenons la formule (9) à l'équation (8).

Nous simplifions d'abord la formule (9) en développant la fonction logarithmique en série de Maclaurin:

$$\begin{aligned} \lg \frac{P - p}{P - p'} &= \lg \left(1 + \frac{p' - p}{P - p'} \right) = \\ &= \frac{p' - p}{P - p'} - \frac{1}{2} \left(\frac{p' - p}{P - p'} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{p' - p}{P - p'} \right)^3 - \dots \end{aligned}$$

Lorsqu'il s'agit de l'eau, les tensions p' et p sont très petites par rapport à la pression barométrique. Par conséquent, quand l'évaporation de l'eau se produit à l'air libre dans les conditions naturelles, on peut négliger tous les termes de la série depuis le deuxième. Par suite, la formule (9) prendra la forme plus simple

$$M = \frac{(273 + t) 760 d_1}{273 A_{12} d_1 d_2} \frac{1}{h} \frac{p' - p}{P - p'} \quad (10)$$

¹⁾ Ueber die Diffusion von Gasen und Dämpfen. — Wiedem. Annalen. XXII (1884). 1–31, 152–160.

²⁾ Die Verdampfung in ihrer Abhängigkeit vom äusseren Druck. — Wiedem. Ann. XXXIII (1888). 445–453.

Nous lui donnerons une forme nouvelle de façon à introduire le coefficient de la diffusion:

$$k = \frac{(273 + t)^3 760^3}{273^3 A_{12} P d_1 d_2}$$

On aura

$$M = \frac{(273 + t)^3 760^3}{273^3 A_{12} P d_1 d_2} \frac{273}{(273 + t) \cdot 760} \frac{P}{h} \frac{d_1}{P - p'} \frac{p' - p}{P - p'}$$

ou

$$M = \frac{(273 + t)^3 760^3}{273^3 A_{12} P d_1 d_2} \frac{P}{P - p'} \frac{1}{h} d_1 \frac{(p' - p) 273}{273 + t} \frac{273}{760}$$

Mais

$$d_1 \frac{(p' - p) 273}{273 + t} = \delta' - \delta$$

et, par conséquent:

$$M = k \frac{P}{P - p'} \frac{\delta' - \delta}{h} \quad (11)$$

Cette équation, dans laquelle figure le vrai coefficient de diffusion, démontre la proposition énoncée plus haut.

En comparant les équations (8) et (11) on arrive encore à cette conclusion que le gradient de la concentration de la vapeur à la surface du liquide est

$$\left(- \frac{d\delta_1}{dx} \right)_{x=0} = \frac{\delta' - \delta}{h}$$

Il augmente continuellement, lorsqu'on monte plus haut et à l'ouverture du cylindre devient égal à

$$\left(- \frac{d\delta_1}{dx} \right)_{x=h} = \frac{P - p}{P - p'} \frac{\delta' - \delta}{h}$$

Étant donné qu'en climatologie on caractérise généralement l'état hygrométrique de l'air au moyen de la tension de la vapeur d'eau, la formule la plus commode pour ce cas sera la formule (10). Dans cette formule la différence des tensions $p' - p$ n'est autre chose que le déficit hygrométrique. La quantité h est indépendante du climat, les quantités A_{12} , d_1 , d_2 sont des constantes. Par conséquent, la forme la plus exacte de l'indice d'évaporation sera:

$$i = (p' - p) \frac{273 + t}{273} \frac{760}{P - p'}$$

Les valeurs numériques obtenues au moyen d'elle diffèrent du déficit hygrométrique moins de celles calculées au moyen de la formule (1).

L'indice d'évaporation est un facteur climatérique des plus variables. Il baisse vers la fin de la nuit presque au zéro et remonte rapidement le matin, en atteignant le maximum en même temps avec la température. On le voit très bien sur l'exemple suivant tiré des observations horaires de l'Observatoire du parc St. Maur (près de Paris). On a ici dans la table I les valeurs horaires de la température, de la tension de la vapeur d'eau et de l'indice d'évaporation pour la période du 15 au 20 juillet 1904. La planche VII représente ces valeurs graphiquement. Ce qui est frappant dans cette représentation graphique, c'est la corrélation très haute entre l'indice d'évaporation et la température et, en outre, la faible variabilité de la pression de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Tout cela facilite singulièrement les calculs de l'indice d'évaporation.

Il est évident que les minima diurnes de l'indice d'évaporation, tous voisins du zéro, n'ont aucune importance. Pour caractériser un climat, il suffit de calculer les maxima. Étant donné que les maxima de l'indice d'évaporation correspondent à ceux de la température, on peut se baser sur ces derniers. On détermine la tension de la vapeur saturée à ces températures et on en soustrait la tension de la vapeur contenue dans l'atmosphère: on obtient ainsi le déficit hygrométrique duquel dépend avant tout la valeur de l'indice d'évaporation. Pour avoir un résultat exact, il faut prendre la tension de vapeur qui correspond au moment où la température est en maximum. Pour cela manquent le plus souvent les observations. Mais on peut profiter de la faible variabilité de la tension de vapeur et utiliser la valeur observée à une heure voisine du maximum, p. ex. à 12^h, 13^h, 14^h ou 15^h. Faute de cela, on peut prendre la valeur moyenne pour toute la journée. Par exemple, aux États-Unis, on fait les observations à 8^h, et à 20^h d'après le temps du 75 méridien. Ce sont des termes extrêmement peu commodes pour l'étude de l'humidité atmosphérique. Mais enfin, en prenant la moyenne de ces deux observations diurnes, on obtient encore des résultats valables, quoique moins exactes. L'erreur commise est très faible surtout pour les moyennes mensuelles, parce que les moyennes correspondantes de la tension de vapeur varient très faiblement, quand on prend les différentes heures du jour. Par exemple on a pour Paris (parc de St.-Maur) pour l'année 1904 les valeurs réunies dans la table II et représentées sur la fig. 14. Les valeurs diffèrent beaucoup d'un mois à l'autre, mais les différences entre les diverses heures sont très faibles.

Outre les maxima, peuvent être encore utiles les valeurs de l'indice d'évaporation moyennes pour tout le jour. L'inspection de la planche VII montre immédiatement que la variabilité de l'indice d'évaporation peut être représentée avec une très grande approximation par une série des triangles à base égale dont chacun correspond à un jour. Par conséquent, la valeur moyenne pour tout le jour est voisine de la moitié du maximum, et on peut considérer le maximum de l'indice d'évaporation comme une quantité proportionnelle à sa valeur moyenne pour tout le jour. De la même façon, la somme des maxima moyens mensuels de l'indice d'évaporation est proportionnelle, ou peu s'en faut, à la valeur moyenne pour toute l'année.

On peut profiter des considérations précédentes pour vérifier la nouvelle forme de l'indice d'évaporation ou, ce qui revient au même, la formule de Stefan, en la comparant aux mesures évaporométriques directes. J'ai utilisé pour cela les observations de 1910 à Madrid (les plus récentes que j'aie eues à ma disposition) et celles des années 1895—1904 à Pavlovsk (voir les tables III—V et les figures 15—18). Dans ces figures, on a ramené les maxima de l'indice et des hauteurs de l'évaporation à des valeurs identiques par la multiplication par un facteur approprié. On voit que la correspondance de deux courbes est très satisfaisante, parfois même très exacte. Les écarts s'expliquent facilement par l'influence des vents, parce que l'indice d'évaporation ne tient pas compte de ce facteur climatérique, comme d'ailleurs aussi de la radiation. Les discordances entre les deux courbes en question proviennent peut-être aussi de la température qui règne à la surface de l'eau dans les évaporomètres. Cette température est probablement quelque peu inférieure à la température de l'air, comme cela semble résulter des expériences de Schierbeck (voyez le mémoire cité).

Dans la table VI, j'ai réuni un certain nombre des stations, choisies dans les climats les plus divers. Pour chaque station je donne les maxima moyens mensuels de l'indice d'évaporation. Cette table montre encore une fois avec une grande clarté que l'air est le plus humide dans les stations froides: dans les pays arctiques, au bord des océans de la zone tempérée et dans les hautes régions des montagnes de la zone tempérée également. Dans la zone tropicale, l'air devient de plus en plus humide avec l'altitude, mais ici l'indice d'évaporation ne tombe pas à un niveau si bas à cause de la température assez élevée. On voit encore dans cette table qu'il existe des contrées qui se trouvent à une haute altitude, mais possèdent l'air très sec (Pamir, Nouveau-Mexique, Andes). Les pays tropicaux,

renommés très humides, par exemple Java, montrent l'humidité de l'air telle qu'elle doit provoquer une assez forte perte d'eau dans les plantes et les animaux à sang froid, une perte au moins égale à celle qu'ils subiraient en Europe Centrale. L'homme et les animaux à sang chaud, au contraire, évaporent dans ces pays beaucoup moins d'eau qu'en Europe Centrale. En effet, la tension de la vapeur à la surface de la peau et à la surface interne des poumons de ces animaux ne change que peu avec la température de l'air. Comme on peut admettre, avec une assez grande approximation, que l'intensité d'évaporation est proportionnelle à la différence entre la tension de la vapeur à la surface évaporante et celle dans l'air ambiant (la loi de Dalton), il s'ensuit que la quantité d'eau perdue par l'homme et par les animaux à sang chaud est d'autant plus petite que la tension de la vapeur dans l'atmosphère est plus grande. Or on a, par exemple, au mois de juin et juillet, la tension de vapeur :

à Batavia (Java)	— 20.9—20.0 mm
„ Mamfe (Cameroun)	— 21.2—20.5 „
„ Apia (Samoa)	— 19.9—19.5 „
„ Cracovie	— 10.2—11.7 „
„ Léopol	— 10.6—12.1 „
„ Paris	— 9.7—10.8 „

Les pays tels que Java ont l'air très humide pour l'homme, mais assez sec pour les végétaux. Le climat des montagnes dans la zone tempérée est inversement — sec pour l'homme et humide pour les végétaux (comparez la partie II de ces études: *Acta Soc. Bot. Polon.* I. 1923).

Passons maintenant à la seconde partie du problème — aux précipitations. La quantité d'eau tombée constitue par elle-même un facteur climatique de première importance, surtout lorsqu'on tient compte de sa distribution dans le temps. Mais ceci n'est pas encore suffisant. Ce qui importe surtout ce n'est pas la quantité d'eau dont dispose la végétation d'un pays, mais le bilan, le rapport entre l'eau obtenue et perdue par l'évaporation. En partant de cette considération, Transeau a proposé de caractériser l'humidité d'un climat par le quotient qu'on obtient en divisant la quantité d'eau tombée par l'évaporation mesurée au moyen d'un évaporomètre. Cette idée, qui est des plus heureuses, n'a pas franchi les frontières des États-Unis, parce que les mesures évaporométriques ne se font d'une manière systématique que dans ce pays. En utilisant l'indice d'évaporation, on peut appliquer la méthode de Transeau à toutes les

contrées du globe. On prend pour cela la somme des maxima mensuels moyens de l'indice d'évaporation en guise de l'évaporation mesurée directement. Il est commode d'exprimer la quantité d'eau tombée en millimètres et l'indice d'évaporation en millimètre de mercure. J'appellerai dans la suite le quotient de ces deux quantités le quotient hygrométrique.

L'estimation de l'évaporation au moyen de l'humidité de l'air est préférable aux mesures directes au moyen des évaporomètres non seulement pour cause de la rareté des observations évaporométriques appropriées, mais elle l'est encore pour des raisons plus graves. L'intensité de l'évaporation d'un évaporomètre dépend non seulement de l'humidité de l'air, de sa température et de la pression barométrique, mais aussi des vents et encore, dans les appareils mis à découvert, de la radiation. Cela semble, au premier abord, être un sérieux avantage. Or il n'en est pas ainsi, parce que les vents et la radiation exercent une influence très différente sur l'évaporation d'un appareil inanimé et sur la transpiration des végétaux. Il est donc préférable de caractériser séparément l'influence de l'humidité de l'air, de la température et de la pression barométrique d'une part et l'influence des vents et de la radiation d'autre part.

J'ai réuni dans la table VI, à côté des valeurs mensuelles des maxima moyens de l'indice d'évaporation, encore la somme de ces valeurs (I), la quantité d'eau tombée (R) et le quotient hygrométrique (Q). En comparant entre elles les valeurs de ce quotient, on remarque aussitôt une corrélation très exacte entre ces valeurs et le caractère de la végétation. Les valeurs plus considérables correspondent à la végétation forestière, les valeurs plus petites à la végétation steppique. Au-dessous de la valeur 4, on a partout des steppes (p. ex. Madrid, Lougansk, Quixeramobim, Sarmiento, Bismarck, Amarillo etc.). Avec les valeurs encore plus petites, les steppes passent insensiblement en déserts: les valeurs moindres que l'unité correspondent aux déserts typiques (El Paso, El Goléa, Hilleh). Au-dessus de 6 on a partout des forêts. La limite entre les steppes et les forêts se trouve quelque part entre 4 et 6. Pour la déterminer plus exactement, il faut comparer au moyen de la représentation cartographique la distribution des différentes valeurs du quotient hygrométrique à celle des différentes formes de la végétation. Ce sera le sujet de la partie suivante de ces études, qui sera consacrée à l'examen des relations générales qui existent entre l'humidité du climat et la végétation. Je profiterai pour cela surtout des résultats d'observations des réseaux des États-Unis et de la Russie.

Pour le moment, je me bornerai encore à la remarque que le climat arctique est, pour ce qui est de son humidité, un climat approprié pour les forêts. L'absence des forêts dans les grandes étendues des pays arctiques est due aux vents glacials, comme je l'ai fait ressortir dans la partie IV de ces études. Il en est de même avec le climat des montagnes dans la zone tempérée. Au contraire, dans la zone tropicale et subtropicale, on a des contrées montagneuses avec un climat steppique et même désertique (voir Pamirski Post, Santa Fé et Arequipa).

Cette partie de mes études climatologiques a été commencée à Cracovie dans l'Institut de Botanique de l'Université Jagellonienne. M^r le prof. Szafer, Directeur de l'Institut, a toujours témoigné un vif intérêt pour mes travaux et m'a souvent aidé de ses précieux conseils. Qu'il me soit permis de lui exprimer ma reconnaissance la plus sincère. Au cours de ces recherches j'ai utilisé de nombreux matériaux météorologiques. Je les dois à l'extrême obligeance de M^r le professeur Banachiewicz, Directeur de l'Observatoire Astronomique de Cracovie et à celle de M^r le professeur Arctowski, Directeur de l'Institut de Géophysique de l'Université Jean Casimir à Léopol.

Laboratoire de Botanique de l'École Polytechnique de Léopol.

(Wpłynęło do redakcji 28 grudnia 1924).

Table I.
Paris (Parc St-Maur)

Indice d'évaporation (*i*), température (*t*) et tension de vapeur d'eau (*p*).

Heures	15. VII. 1904			16. VII.			17. VII.			18. VII.			19. VII.			20. VII.			21. VII.		
	<i>i</i>	<i>t</i>	<i>p</i>	<i>i</i>	<i>t</i>	<i>p</i>	<i>i</i>	<i>t</i>	<i>p</i>	<i>i</i>	<i>t</i>	<i>p</i>	<i>i</i>	<i>t</i>	<i>p</i>	<i>i</i>	<i>t</i>	<i>p</i>	<i>i</i>	<i>t</i>	<i>p</i>
1	5.8	19.8	11.8	5.2	21.4	14.2	3.5	19.8	13.9	4.5	21.8	15.3	6.9	18.4	9.4	9.0	18.5	7.6	1.1	14.3	11.1
2	5.1	19.3	11.9	4.3	20.2	13.7	2.7	18.7	13.5	4.5	21.6	15.1	5.4	17.0	9.4	9.0	18.5	7.6	0.9	13.4	10.6
3	5.5	19.6	11.9	3.1	19.3	13.8	2.3	18.3	13.5	3.5	20.7	14.9	5.4	16.6	9.0	6.9	16.9	8.2	0.4	13.0	10.7
4	3.3	17.7	12.0	3.1	18.8	13.3	1.4	17.9	13.8	3.2	20.2	14.7	4.3	15.4	9.0	7.1	17.3	8.4	0.4	12.4	10.3
5	4.3	18.6	12.0	2.1	18.3	13.7	1.6	18.0	13.8	3.4	20.1	14.4	4.3	15.6	9.2	6.4	17.6	9.2	0.4	12.4	10.3
6	7.1	20.8	11.8	4.2	20.8	14.4	3.2	19.8	14.2	4.8	20.9	13.9	5.7	17.1	9.2	6.5	17.2	8.8	2.0	14.5	10.4
7	9.8	23.5	12.7	7.2	21.9	13.0	5.6	22.0	14.5	5.4	21.6	14.3	8.4	20.0	9.8	7.7	18.9	9.2	4.7	17.1	10.2
8	13.0	25.2	12.3	10.2	24.4	13.6	8.9	24.8	15.3	7.7	24.6	16.1	10.9	22.3	10.2	11.9	22.3	9.3			
9	19.3	29.0	13.0	13.6	26.4	13.5	14.0	27.8	15.4	14.8	26.5	12.6	14.1	24.1	9.7	16.0	25.0	9.4			
10	24.4	31.0	12.5	16.8	28.9	15.0	19.6	30.7	15.9	18.1	28.2	12.6	18.8	26.9	9.8	18.0	26.6	10.2			
11	27.7	31.4	10.4	19.9	30.2	14.7	28.5	33.0	13.2	21.3	29.2	11.5	20.4	27.0	8.6	14.6	25.7	11.7			
12	27.0	31.9	12.1	24.0	31.6	14.0	31.4	34.0	13.0	20.7	29.8	13.2	23.8	28.2	7.7	17.9	26.6	10.2			
13	24.6	31.4	13.1	26.7	31.9	12.3	37.7	35.7	12.0	23.1	30.6	12.7	23.2	30.0	8.1	16.7	27.2	12.2			
14	30.9	32.9	11.1	29.8	33.0	12.1	40.0	36.8	13.0	23.6	30.9	12.9	27.0	29.8	7.9	13.0	26.2	13.8			
15	30.6	32.8	11.0	26.6	32.0	12.6	41.1	36.5	11.3	24.3	30.8	12.1	28.0	29.9	7.2	11.9	25.3	13.4			
16	33.6	33.2	9.4	26.9	31.7	11.5	32.8	34.8	13.8	23.5	30.2	11.6	26.0	29.0	7.2	8.8	23.1	13.9			
17	23.5	30.6	12.5	24.9	31.1	12.2	30.7	33.8	13.2	23.4	29.5	11.3	24.6	28.9	8.3	9.6	23.6	13.1			
18	22.6	30.1	12.3	23.5	30.6	12.4	34.5	33.2	8.6	20.2	28.2	10.8	23.0	27.9	7.9	9.7	23.2	12.4			
19	20.1	29.2	12.7	20.1	28.9	12.1	27.5	30.5	8.7	16.7	26.8	11.5	19.6	26.5	8.5	8.1	21.7	12.0			
20	15.6	27.2	13.2	18.5	27.4	11.9	16.5	26.6	11.4	13.8	24.8	10.9	16.6	21.7	8.5	6.9	20.4	11.5			
21	13.6	25.8	12.7	12.3	25.2	12.9	14.0	26.1	12.6	11.5	22.9	10.4	14.3	22.8	7.8	5.4	19.2	11.6			
22	9.8	23.7	13.1	10.7	23.3	12.2	12.0	25.8	14.0	10.1	21.7	10.2	12.2	20.5	8.0	3.8	18.1	11.9			
23	7.9	22.7	13.4	7.9	22.3	12.9	8.0	23.8	14.8	9.0	20.5	9.7	11.0	20.7	8.2	2.8	17.0	11.8			
24	7.5	22.3	13.3	5.8	21.3	13.5	5.1	22.4	15.5	8.1	19.5	9.4	9.9	19.4	7.7	1.2	15.0	11.6			

Table II.

Tension de vapeur. Paris (Parc St-Maur). 1904.

Heures	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1	4.54	5.12	5.19	6.82	8.89	9.90	11.47	10.90	8.77	8.23	5.66	5.96
2	4.57	5.16	5.13	6.81	8.81	9.68	11.38	10.72	8.67	8.16	5.58	5.93
3	4.58	5.11	5.07	6.74	8.66	9.50	11.28	10.58	8.57	8.09	5.54	5.95
4	4.59	5.12	5.02	6.78	8.53	9.44	11.20	10.46	8.54	8.03	5.39	5.90
5	4.53	5.11	4.95	6.73	8.48	9.49	11.23	10.37	8.48	7.95	5.36	5.82
6	4.54	4.99	4.90	6.76	8.72	9.99	11.50	10.46	8.41	7.89	5.33	5.78
7	4.52	4.94	4.94	6.88	8.95	10.09	11.65	10.56	8.49	7.97	5.28	5.73
8	4.48	4.96	5.10	6.98	9.05	10.23	11.90	10.72	8.81	8.18	5.35	5.84
9	4.52	5.02	5.22	7.00	8.91	10.14	11.56	10.64	9.02	8.43	5.49	5.96
10	4.58	5.10	5.36	6.99	8.68	10.20	11.40	10.31	9.01	8.56	5.62	6.01
11	4.63	5.04	5.45	6.80	8.61	10.10	11.10	10.14	8.85	8.46	5.65	6.15
12	4.63	5.07	5.26	6.75	8.38	10.05	10.99	9.74	8.81	8.48	5.67	6.04
13	4.65	5.00	5.31	6.76	8.35	10.02	10.84	9.55	8.72	8.41	5.68	6.18
14	4.69	4.98	5.37	6.62	8.51	10.00	10.72	9.48	8.54	8.24	5.65	6.15
15	4.67	4.96	5.32	6.72	8.41	9.85	10.62	9.33	8.52	8.33	5.67	6.01
16	4.75	4.94	5.27	6.75	8.34	9.82	10.59	9.42	8.65	8.45	5.73	5.94
17	4.72	4.92	5.21	6.88	8.35	9.84	10.80	9.66	8.88	8.72	5.76	5.98
18	4.68	4.94	5.33	7.06	8.58	10.08	10.73	9.97	9.20	8.71	5.76	5.99
19	4.66	4.94	5.35	7.13	8.80	10.23	10.76	10.15	9.21	8.77	5.79	5.98
20	4.65	4.97	5.43	7.20	9.07	10.40	11.03	10.54	9.15	8.69	5.78	6.01
21	4.59	4.93	5.37	7.13	9.05	10.28	11.27	10.67	9.04	8.56	5.74	6.00
22	4.61	4.96	5.40	7.12	9.04	10.24	11.51	10.80	9.04	8.52	5.76	5.99
23	4.59	5.00	5.37	7.15	8.95	10.16	11.58	11.00	8.93	8.39	5.74	5.93
24	4.60	5.04	5.32	7.04	8.90	9.98	11.54	10.91	8.77	8.34	5.70	5.87

Fig. 14.

Table III.

Madrid 1910. Maxima mensuels moyens de l'indice d'évaporation (*i*) et évaporation (*e*) mesurée directement (en mm par jour).

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
<i>i</i>	3.9	5.5	7.2*	9.5	10.4	19.4	24.9	26.0	14.0	6.9	3.8	2.5
<i>e</i>	1.5	2.1	3.0	4.2	4.4	6.8	9.1	9.3	5.9	2.5	1.3	1.2

Fig. 15.

Table IV.

Pavlovsk. Les maxima mensuels moyens de l'indice d'évaporation (*i*).

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1895	0.3	0.2	1.2	3.0	10.3	9.5	8.1	8.6	4.8	2.3	0.9	0.6
6	0.8	0.8	1.3	3.8	9.1	12.8	12.4	6.9	4.1	2.7	0.9	0.8
7	0.2	0.8	1.4	4.4	11.9	7.9	11.2	7.9	4.7	1.7	1.2	0.8
8	0.7	0.6	1.3	3.1	7.8	10.8	8.3	10.9	4.0	1.2	1.3	0.8
9	0.7	0.5	1.3	3.1	6.5	5.7	13.6	6.9	3.4	2.3	0.8	0.6
1900	0.3	0.4	0.8	2.7	6.8	8.4	9.8	10.7	4.4	1.8	0.6	0.5
1	0.6	0.6	1.7	3.9	8.1	11.2	13.6	10.3	5.5	3.2	0.9	0.3
2	0.6	0.9	1.0	2.4	5.8	7.4	7.2	5.3	3.5	1.8	0.6	0.1
3	0.6	0.7	1.7	4.1	5.8	9.4	8.4	6.1	5.3	1.2	0.9	0.7
4	0.7	0.6	1.8	4.2	5.0	7.4	7.7	6.4	5.3	2.1	0.9	0.2

Fig. 16.

Fig. 17.

Fig. 18.

Table V.

Pavlovsk. L'évaporation mesurée directement (e) (mm par jour).

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1895	0.09	0.05	0.30	0.75	2.07	1.80	1.38	1.50	0.95	0.40	0.32	0.09
6	0.15	0.20	0.34	0.76	1.71	2.51	2.46	1.20	0.67	0.54	0.23	0.09
7	0.06	0.14	0.31	0.98	2.57	1.88	1.83	1.27	0.76	0.39	9.43	0.11
8	0.29	0.09	0.21	0.75	1.56	2.15	1.42	1.92	0.79	0.23	0.34	0.19
9	0.13	0.10	0.33	0.71	1.63	1.63	2.37	1.41	0.52	0.53	0.33	0.09
1900	0.08	0.05	0.36	0.65	1.67	2.04	1.94	1.76	0.82	0.35	0.19	0.15
1	0.13	0.06	0.34	0.90	1.93	2.08	2.35	1.43	0.78	0.58	0.19	0.03
2	0.08	0.14	0.20	0.71	1.43	1.82	1.31	0.79	0.67	0.44	0.24	0.06
3	0.12	0.25	0.43	0.94	1.10	1.82	1.64	1.05	0.83	0.37	0.25	0.11
4	0.20	0.10	0.36	0.93	1.21	1.72	1.66	0.99	0.69	0.37	0.20	0.11

Table VI.

Les maxima mensuels moyens de l'indice d'évaporation. Leur somme (*I*). La hauteur des précipitations (*R*) (en mm). Le quotient hygrométrique (*Q*). L'altitude des stations (*H*) en mètres.

Localité	Coordonnées géographiques	H	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	R	Q
Jacobshavn	69° 13' N, 51° 2' W	13	0.2	0.2	0.3	1.0	2.0	3.2	4.3	4.1	2.3	1.4	0.9	0.5	20.4	241	11.81
Abisko	68° 20' N, 18° 49' E	386	0.6	0.8	1.5	2.0	3.7	5.6	7.1	5.0	3.3	1.8	1.3	0.9	33.6	318	9.46
Thorshavn (Iles Féroé)	62° 20' N, 6° 45' W	26	1.7	1.7	1.9	2.0	2.1	2.7	2.8	2.7	2.4	1.8	1.9	1.5	25.2	1207	47.90
Dunkerque	51° 2' N, 2° 22' E	7	1.2	1.5	2.3	3.0	3.6	3.9	4.7	5.7	4.9	3.1	1.9	1.1	36.9	570	15.45
Brest	48° 23' N, 4° 30' W	64	2.0	2.5	3.0	3.9	5.4	6.3	8.1	7.7	6.9	4.2	3.1	2.0	55.1	707	12.83
Eichberg	50° 55' N, 15° 48' E	346	1.4	1.8	3.2	4.6	6.7	9.2	9.5	9.3	6.7	3.7	2.1	1.4	59.6	673	11.29
Wang	50° 47' N, 15° 43' E	872	1.0	1.0	1.6	2.3	3.6	5.4	6.2	6.0	3.9	2.3	1.6	1.3	36.2	1408	38.89
Schneekoppe	50° 44' N, 15° 44' E	1602	1.2	0.7	0.9	1.0	1.6	2.5	3.1	2.8	2.1	1.5	1.5	1.0	19.9	1113	55.93
Kremsmünster	48° 4' N, 14° 8' E	386	0.8	1.4	3.2	4.9	6.8	9.9	11.4	10.0	6.8	3.2	1.4	0.8	60.6	1027	16.95
Obir	46° 30' N, 14° 29' E	2044	0.4	0.4	0.4	0.5	0.8	1.7	3.0	2.8	1.9	0.8	0.8	0.4	13.9	1560	112.23
Sonnblick	47° 3' N, 12° 57' E	3100	0.9	0.6	0.6	0.6	0.7	1.0	1.5	1.5	1.5	1.2	1.2	0.9	12.2	1760	144.26
Puy-de-Dôme (Plaine)	45° 46' N, 0° 45' E	388	3.0	4.3	5.9	8.2	10.4	13.6	17.0	15.9	12.4	7.7	4.7	3.2	106.3	697	6.56
Puy-de-Dôme (Sommet)	45° 47' N, 0° 37' E	1467	1.3	1.2	1.1	1.5	2.5	3.3	4.7	4.7	3.4	2.0	1.8	1.5	29.0	1721	59.34
Bagnères-de-Bigorre	43° 4' N, 0° 9' E	547	4.3	5.4	6.0	7.8	8.8	10.6	13.4	13.6	11.4	7.9	5.8	4.7	99.7	1367	13.71
Pic du Midi	42° 56' N, 2° 12' W	2859	2.2	2.2	2.1	3.3	3.5	4.4	7.8	6.9	4.7	3.7	2.8	2.1	45.7	1609	35.21

Denver, Colo.	39° 45' N, 105° 0' W	1618	6.5	6.1	8.3	13.3	18.0	25.4	31.2	33.0	25.0	16.0	10.5	7.1	200.4	322	1.61
Pike's Peak, Colo.	38° 50' N, 105° 2' W	4308	0.8	0.8	0.8	1.0	1.7	4.1	5.1	5.0	3.6	2.0	1.0	0.8	26.7	811	30.27
Batavia	6° 11' S, 106° 50' E	8	14.0	3.11	15.0	15.1	15.2	15.5	16.0	18.5	19.4	19.3	18.0	16.1	195.2	1801	9.23
Buitenzorg	6° 35' S, 106° 49' E	285	12.9	11.9	14.1	14.4	14.5	15.1	15.9	18.8	17.0	15.6	14.6	13.2	178.0	4284	24.07
Patjet	6° 45' S, 106° 41' E	1110	5.8	7.0	6.8	8.7	9.2	9.6	10.4	11.5	11.8	9.2	9.4	7.7	107.1	2898	27.06
Tjibodas	6° 45' S, 107° 1' E	1440	6.3	7.5	7.2	7.4	7.6	7.9	8.1	8.8	10.6	8.7	9.0	8.1	97.2	2575	26.49
Pangerango	6° 45' S, 106° 58' E	3025	2.1	3.2	1.7	4.3	5.3	6.0	9.0	7.5	6.7	6.1	4.0	3.0	58.9	1977	33.57
Santa Fe, N. Mex.	35° 41' N, 105° 57' W	2133	5.2	6.3	9.7	16.1	19.1	26.8	26.3	26.3	20.5	13.2	9.1	5.7	184.3	377	2.05
Arequipa	16° 22' S, 71° 33' W	2451	10.4	10.9	11.8	13.6	15.6	16.1	15.9	15.3	16.7	16.3	14.9	13.4	170.9	138	0.808
Pamirski Post ¹⁾	38° 11' N, 74° 2' E	3640	1.1	1.5	4.4	6.9	11.1	13.8	18.3	19.1	13.4	6.4	4.0	1.5	101.5	62	0.611
Apia (Samoa)	13° 48' S, 171° 46' W	3	10.8	11.2	11.7	10.2	11.5	11.2	10.8	10.7	11.3	11.9	11.2	11.9	134.4	2944	21.90
Mamfe (Caméroun)	5° 47' N, 9° 18' E	72	14.6	14.1	20.0	17.8	18.5	18.4	12.0	13.8	15.5	15.2	16.4	17.3	193.6	3006	15.53
Bolobo (Congo)	2° 10' S, 16° 13' E	330	14.8	16.7	17.1	16.8	14.6	16.9	17.9	18.0	16.1	14.8	13.5	12.9	190.1	1590	8.36
Pavlovsk	59° 41' N, 30° 29' E	40	0.5	0.5	1.2	3.3	7.4	8.9	9.8	7.8	4.5	1.9	0.9	0.4	47.1	609	12.93
Cracovie	50° 4' N, 19° 57' E	220	1.0	1.7	3.5	5.5	8.6	11.0	11.9	11.0	8.0	4.4	1.7	1.1	69.4	718	10.35
Léopol	49° 50' N, 24° 1' E	308	0.8	1.3	2.5	5.3	8.7	10.5	11.2	10.8	7.0	3.6	1.7	1.0	64.4	667	10.36
Besançon	47° 15' N, 5° 59' E	311	1.9	2.9	4.7	6.7	9.2	12.0	14.1	12.5	9.2	5.1	3.1	1.9	83.3	1102	13.15
Paris (Parc St-Maur)	48° 49' N, 2° 30' E	49	1.8	2.8	4.7	7.6	9.7	11.9	14.6	13.5	9.8	5.1	2.0	1.8	85.3	525	6.15
Nantes	47° 15' N, 1° 34' W	41	2.0	2.9	5.0	5.8	8.2	10.4	13.8	12.1	10.1	5.1	2.8	1.8	80.0	757	9.46
Lyon (St-Genis-Laval)	45° 41' N, 4° 47' E	299	2.2	3.2	5.7	8.2	11.2	15.3	20.2	17.3	12.8	6.2	3.2	2.3	107.8	743	6.89
Bordeaux (Floirac)	44° 50' N, 0° 32' W	74	2.5	4.4	6.0	7.8	10.6	12.4	15.1	16.6	13.6	7.3	3.5	2.7	102.5	813	7.93
Toulouse	43° 37' N, 1° 26' E	194	2.0	3.0	4.7	6.7	9.5	11.9	17.0	16.0	11.9	6.4	3.5	2.2	94.8	628	6.62
Marseille	43° 18' N, 5° 23' E	75	4.8	5.9	7.5	9.3	1.21	15.3	19.7	17.4	13.5	8.4	5.8	4.7	124.4	535	4.30
Perpignan	42° 42' N, 2° 53' E	32	4.7	6.0	7.8	10.1	12.0	14.8	19.8	17.1	13.3	8.8	6.0	5.3	125.7	570	4.57
Madrid	40° 23' N, 3° 41' W	655	4.1	6.0	8.5	11.5	16.4	25.0	37.4	37.2	27.2	11.0	6.0	3.7	194.0	416	2.16
Loungansk	48° 35' N, 39° 20' E	45	0.6	1.7	3.2	9.1	14.0	31.9	25.6	31.6	11.2	8.9	2.9	1.7	142.4	370	2.60

¹⁾ Les valeurs de l'indice d'évaporation sont calculées pour 13^h, les maxima de la température faisant défaut.

Localité	Coordonnées géographiques	H	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	R	Q
Cayenne	4° 56' N, 52° 20' W	6	9.9	10.8	10.4	10.9	10.3	12.6	14.2	18.1	19.6	19.1	15.3	11.7	162.9	3087	18.95
Quixeramobim	5° 16' S, 39° 56' W	207	26.2	21.5	18.4	17.9	18.2	20.1	21.9	24.3	28.1	30.1	30.1	29.2	286.1	504	2.08
Curityba	25° 26' S, 49° 16' W	908	14.5	14.0	15.1	11.5	7.6	8.6	8.5	9.4	10.2	9.8	12.5	14.0	135.7	1363	10.04
Colonia Sarmiento	45° 18' S, 69° 0' W	274	19.6	19.7	14.0	9.5	5.9	4.3	4.8	6.3	7.9	12.0	13.1	15.7	132.8	149	1.12
Punta Arenas	53° 10' S, 70° 54' W	28	6.7	6.6	4.9	3.6	2.5	1.7	1.3	2.0	3.1	4.9	5.1	6.0	48.4	391	8.08
Port Simpson, B. C.	54° 30' N, 130° 26' W	8	1.7	1.8	2.0	3.2	3.4	3.7	4.1	3.9	3.0	2.6	1.9	2.6	33.6	1832	64.97
Father Point, Quebec	48° 31' N, 68° 19' W	6	0.6	0.4	1.0	1.6	4.0	5.3	6.1	5.6	4.4	2.8	1.4	0.6	33.8	890	26.33
Marquette, Mich.	46° 34' N, 87° 24' W	224	1.0	0.9	1.3	3.7	6.8	8.9	11.0	9.2	7.3	4.8	2.2	1.2	58.3	828	14.20
Seattle, Wash.	47° 38' N, 122° 20' W	36	2.0	2.9	4.1	6.3	8.1	10.2	12.5	11.6	8.1	4.9	2.7	2.2	75.6	927	12.26
Duluth, Minn.	46° 47' N, 92° 06' W	178	0.9	1.0	2.0	4.2	6.4	8.6	11.1	9.7	7.4	4.7	2.2	0.9	59.1	658	11.13
Prince Albert, Sask.	52° 55' N, 106° 0' W	427	0.1	0.2	0.6	4.5	9.2	9.4	9.7	8.2	6.3	3.8	0.6	0.3	52.9	490	9.26
Winnipeg, Manitoba	49° 53' N, 97° 7' W	232	0.2	0.1	0.6	4.2	9.7	10.0	10.7	10.1	7.2	4.3	1.0	0.3	58.4	538	9.21
St-Paul, Minn.	44° 58' N, 93° 03' W	259	1.1	1.0	2.5	7.3	11.7	13.6	16.7	15.3	10.7	6.8	2.6	1.2	90.5	777	8.59
Moorhead, Minn.	46° 52' N, 96° 44' W	285	0.6	0.6	1.8	6.0	11.1	12.4	14.5	14.8	10.7	5.8	2.0	0.8	81.1	639	7.88
Memphis, Tenn.	35° 09' N, 90° 03' W	122	4.0	4.0	7.0	10.8	14.9	17.1	18.6	18.7	16.6	12.4	7.3	4.3	135.6	1063	7.83
Kansas City, Mo.	39° 5' N, 94° 37' W	294	2.8	2.4	5.2	9.7	13.2	16.6	20.3	19.7	15.8	11.6	5.6	2.7	125.6	955	7.60
Qu'Appelle, Assinib.	50° 44' N, 103° 42' W	645	0.1	0.1	0.3	4.9	10.7	11.0	13.6	12.8	8.4	5.0	0.9	0.2	68.0	508	7.47
Springfield, Ill.	39° 48' N, 89° 39' W	196	1.9	2.0	3.9	8.3	12.4	16.1	19.9	18.5	14.4	10.1	4.5	2.3	114.3	881	7.45
Des Moines, Iowa	41° 35' N, 93° 37' W	265	2.0	2.1	3.9	8.7	11.6	14.6	18.8	17.2	13.2	9.9	4.4	2.0	108.4	778	7.18
Minedosa, Manit.	50° 10' N, 99° 48' W	515	0.2	0.1	0.5	4.2	9.8	10.9	12.2	11.3	8.0	4.8	1.0	0.3	63.3	477	7.06
Palestine, Tex.	31° 45' N, 95° 40' W	130	5.6	6.1	9.9	13.1	14.7	19.1	20.9	23.1	22.1	15.1	8.9	6.5	165.1	1038	6.29
Fort Smith, Ark.	35° 22' N, 94° 24' W	147	4.6	5.0	8.7	12.6	14.8	18.9	22.6	25.0	19.8	14.0	8.1	5.2	159.3	947	5.94

Battleford, Sask.	52° 41' N, 108 30' W	494	0.1	0.3	0.5	5.8	12.4	11.9	13.2	12.8	9.3	6.1	0.4	0.1	72.9	398	5.46
Oklahoma City, Okl.	35° 26' N, 97 33' W	378	4.4	4.9	9.0	13.2	13.9	18.4	22.9	27.2	20.0	14.3	7.8	5.0	161.0	780	4.84
Swift Current, Sask.	50° 20' N, 107 45' W	743	0.7	0.6	1.2	5.8	10.9	13.5	18.0	16.3	8.6	5.7	1.5	1.2	84.0	405	4.82
Bismarck, N. Dak.	46° 47' N, 100° 38' W	512	1.6	1.3	2.5	7.7	13.7	13.2	19.9	19.7	13.8	8.4	3.2	1.5	106.5	403	3.78
Williston, N. Dak.	48° 09' N, 103° 35' W	571	1.0	0.8	1.9	7.4	12.7	14.1	21.0	20.6	13.9	8.2	2.5	1.3	105.4	398	3.78
Medicine Hat, Assinib.	50° 1' N, 110° 37' W	549	1.1	0.5	2.0	8.5	12.5	15.0	20.5	18.6	10.7	8.0	2.2	2.0	101.6	335	3.30
Amarillo, Tex.	35° 13' N, 101° 50' W	1125	6.6	6.8	12.2	16.7	19.4	23.5	25.3	28.4	21.2	14.2	10.0	6.7	191.0	589	3.08
North Platte, Nebr.	41° 08' N, 100° 45' W	861	4.3	3.6	5.9	10.6	14.1	17.5	23.4	23.4	19.2	13.1	7.0	4.7	146.8	444	3.02
Pierre, S. Dak.	44° 24' N, 100° 17' W	448	2.3	1.9	3.7	9.9	16.0	19.6	27.1	25.0	17.5	11.2	4.6	2.4	141.2	422	2.99
Dodge City, Kans.	37° 45' N, 100° 0' W	763	5.1	4.8	9.1	13.9	17.2	21.7	27.4	30.6	22.6	14.2	8.2	5.3	180.1	530	2.94
Abilene, Tex.	32° 23' N, 99° 30' W	533	7.2	8.5	14.0	17.1	19.8	26.4	28.9	32.7	22.4	16.2	10.3	7.5	211.0	620	2.94
Havre, Mont.	48° 34' N, 109° 40' W	755	1.5	1.2	1.8	10.1	12.0	16.1	23.1	23.2	13.8	9.4	2.9	2.2	117.2	342	2.92
Miles City, Mont.	46° 25' N, 105° 49' W	723	2.0	1.6	2.8	8.6	13.7	17.2	25.5	24.7	14.7	9.4	3.2	2.3	125.7	298	2.37
Denver, Colo.	39° 45' N, 105° 0' W	1618	6.5	6.1	8.3	13.3	18.0	25.4	31.2	33.0	25.0	16.0	10.5	7.1	200.4	322	1.61
El Paso, Tex.	31° 47' N, 106° 30' W	1148	11.5	14.6	21.6	28.7	37.3	44.7	37.4	37.0	29.8	22.2	16.7	11.3	312.8	243	0.777
Phoenix, Ariz.	33° 28' N, 112° 0' W	328	12.6	15.5	19.5	28.5	38.3	56.8	57.5	49.8	42.9	29.7	20.3	13.4	384.8	172	0.447
Hilleh	32° 30' N, 44° 20' E	30	7.1	13.4	18.0	27.0	43.3	60.9	74.7	76.8	65.0	39.9	18.4	8.4	452.9	98	0.215
El-Goléa	30° 33' N, 3° 04' E	383	10.0	13.5	19.2	28.4	43.6	65.0	80.3	76.3	59.5	34.9	16.6	10.1	457.4	48	0.105

Remarque. Les valeurs réunies dans la table VI se rapportent à la période 1895—1904, sauf les localités suivantes: Jacobshavn — 1905—1914; Abisko — 1913, 1918—21; Thorshavn — 1905—1914; Dunkerque — 1902—1911, Pike's Peak — 1874—1883; Batavia — 1866—1905; Buitenzorg 1903—1912; Patjet — 1913; Tjibodas — 1913; Pangerango — 1913; Arequipa — 1892—95, Pamirski Post — 1895—1901; Apia — 4 ans (pluies 17 ans), Mamfe — 1907; Bolobo — 1891—95; Bordeaux — 1906—14; Madrid — 1860—89; Lougansk — 1901; Quixeramobim — 1896—1905; Curityba — 1907—8; Colonia Sarmiento — 1916, 17, 19, 20; Punta Arenas — 1888—1907; Hilleh — 1908—12; El Goléa — 1892—99.

Une correction concernant la partie III de ces études.

Par suite d'une erreur, on a mis deux fois la même série des chiffres dans la table IV (Acta II, p. 256). Il faut mettre dans la dernière colonne à droite, représentant le déficit hygrométrique au niveau 100 cm de la station II, la série suivante: 11.2, 7.4, 7.0, 0.4, 7.2, 13.9, 7.9, 5.2, 4.8, 10.5, 2.1, 8.4, 14.7, 10.6, 8.5, 6.6, 7.5.