Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 16 (1934)

Artikel: Sur la propagation ascendante de l'imbibition
Autor: Guye, Ch. Eug.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741525

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: 31.07.2025

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

la longueur d'onde effective apparente, obtenue dans un spectre normal, est [1]

$$\lambda_a = \frac{b}{(n+5)\,T} + \frac{n\lambda_s}{n+5},$$

tandis que l'index absolu est donné par la formule [2]

$$I = 2{,}5 \log \left(\frac{T}{T_0}\right)^4 \left(\frac{n\lambda_s + \frac{b}{T}}{n\lambda_s + \frac{b}{T_0}}\right)^{n+4}.$$

b est la constante 1,432 cm-degré.

Eliminons la température T entre ces deux expressions. Il vient

$$I = 10 \log \left(\frac{[n+5]\lambda_0 - n\lambda_s}{[n+5]\lambda_a - n\lambda_s}\right) + 2{,}5(n+4) \log \frac{\lambda_a}{\lambda_0},$$

où λ_0 est la longueur d'onde effective apparente d'une étoile d'index absolu nul.

L'intérêt de cette formule est qu'elle fournit directement l'index absolu en fonction des données de l'expérience, sans passer par l'intermédiaire d'une échelle de température. λ_0 et λ_a sont des résultats d'observations astronomiques. La longueur d'onde du maximum de sensibilité λ_s et l'exposant d'acuité n peuvent être obtenus au laboratoire.

Observatoire de Genève.

Ch. Eug. Guye. — *Sur la propagation ascendante de l'imbibition.*

Des expériences antérieures, effectuées en collaboration avec M. H. Saini [3], ont montré que dans une bande verticale

[1] P. Rossier, *De la longueur d'onde effective apparente.* Archives (5), 13; Publ. Obs. Genève, fasc. 16, 1931.

[2] P. Rossier, *Index de couleur absolu et statistique stellaire.* C. R. de la Soc. de Phys., 47, III; Publ. Obs. Genève, fasc. 13, 1930.

[3] C. E. Guye et H. Saini, *Contribution expérimentale à l'étude énergétique des phénomènes d'imbibition.* Helv. Physica Acta, II, f. 7, p. 445-491, 1929.

de papier buvard dont la base est plongée dans un liquide et dont la hauteur est suffisamment grande pour qu'on puisse la considérer comme indéfinie, la répartition de l'imbibition en fonction de la hauteur h tend à se faire approximativement selon la formule:

$$i = i_0 e^{-kh} \tag{1}$$

i désignant le *degré d'imbibition;* c'est-à-dire le « volume de liquide imbibant un cm³ de la substance considérée »; k étant ce que nous appellerons la *constante d'ascension.*

1. — Pour expliquer cette répartition, le plus naturel est d'admettre que l'imbibition se propage comme une « diffusion simple ». En désignant alors par $-\mathrm{A}\frac{\partial i}{\partial h}dh$ la force élémentaire de diffusion par $\rho gidh$ celle de la pesanteur, l'équation différentielle prend la forme

$$a\left[\mathrm{A}\frac{\partial^2 i}{\partial h^2} - \rho gi\right] = \frac{\partial i}{\partial t}$$

dans laquelle a et A sont des coefficients de proportionnalité dépendant des unités choisies.

Nous avons étudié la solution de cette équation dans le cas général d'une bande de hauteur déterminée dont la base est maintenue en état de saturation i_0 et le sommet dans un état de dessiccation complète.

Or, si l'on connaît par l'expérience d'une part la constante d'ascension k et d'autre part le débit « en régime permanent » dans la propagation horizontale, on peut en déduire les valeurs numériques de a et A, et le problème se trouve alors entièrement déterminé.

Bien que les formules relatives au régime variable [1] soient d'un maniement peu commode, il devient néanmoins possible de comparer les résultats ainsi calculés, à ceux que fournirait l'expérience.

Dans le cas où la bande est suffisamment haute, on trouve alors par le calcul, pour la répartition finale du degré d'imbibition, une expression de la forme (1).

[1] Nous donnerons ces formules ailleurs.

2. — Une hypothèse moins simple, consiste à envisager la propagation de l'imbibition à la façon d'un phénomène d'hydrodynamique et à supposer que le mouvement du liquide est d'une part dû à des différences de pression et d'autre part que ce mouvement fait naître à l'intérieur des forces de viscosité. Mais on doit alors faire une hypothèse sur le mode d'action des forces de viscosité dans une substance plus ou moins imbibée.

Il nous a paru que le plus simple était de supposer que ces forces F sont à chaque instant et dans chaque élément de volume « proportionnelles à la viscosité du liquide; à la quantité du liquide qu'il contient (c'est-à-dire à son degré i d'imbibition) et à la vitesse de son déplacement ». Cette triple supposition est d'ailleurs assez conforme au mode d'action du frottement intérieur des liquides.

Dans le cas d'un « régime permanent déterminé », cette force de viscosité F devient une constante et l'équilibre des forces en jeu est donné par la relation:

$$-\mathrm{A}\frac{di}{dh} - \rho g i = \mathrm{F} .$$

La répartition de l'imbibition est alors représentée par l'expression

$$i = i_0 e^{-\frac{\rho g}{\mathrm{A}} h} - \left[\frac{1 - e^{-\frac{\rho g}{\mathrm{A}} h}}{\rho g}\right]\mathrm{F}$$

laquelle se réduit aussi à une expression de la forme (1), lorsque l'influence de la viscosité F devient négligeable; ce qui se produit si le mouvement devient très lent dans une bande de grande hauteur.

On voit donc que les deux hypothèses conduisent à des conclusions identiques « en ce qui concerne la répartition finale »; mais des expériences faites à divers régimes permettraient de décider entre les deux manières d'envisager le phénomène.

Remarque. — Il semblerait, d'après la formule (1) que l'imbibition devrait se propager théoriquement jusqu'à une hauteur infinie; mais c'est là une conclusion qui appelle de sérieuses réserves.

En premier lieu, on doit se souvenir que c'est en définitive l'énergie libérée par l'imbibition qui fournit le travail nécessaire à l'ascension du liquide; nous reviendrons ailleurs sur ce point. En second lieu, même en régime permanent, la tranche de substance qui se trouve au sommet de la bande n'est jamais à un degré d'imbibition nulle; soit du fait de son contact direct avec les tranches précédentes partiellement imbibées; soit du fait que l'atmosphère dans laquelle elle débouche contient déjà de l'humidité; soit enfin que la puissance de dessiccation qui s'exerce à la partie supérieure n'est pas infinie.

Si donc l'imbibition joue quelque rôle dans l'élévation des liquides au sein des tissus végétaux, la hauteur que peuvent atteindre ces végétaux dans leur croissance doit se trouver limitée par « le degré d'imbibition compatible avec le fonctionnement des organes qui se trouvent à la partie supérieure du végétal ».

Nous ne pouvons donner ici les diverses relations auxquelles nous a conduit cette étude qui sera publiée ailleurs. Nous remarquerons cependant que toutes ces relations et les conséquences qui en découlent demeurent applicables si, au lieu d'envisager des forces d'imbibition, nous envisageons des forces d'osmose $\left(A_0 \frac{\partial c}{\partial h}\right)$ dépendant de la concentration c ou même des forces capillaires $\left(- A_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial h}\right)$ résultant du desséchement de la couche d'activité sensible d'épaisseur ε, ainsi que nous en avions autrefois émis la supposition.

W.-H. Schopfer. — *Sur la nature du facteur de croissance de microorganisme.*

Tant qu'une substance considérée comme facteur de croissance n'a pas été obtenue à l'état cristallisé, il n'est guère possible de préciser sa nature chimique; seules des hypothèses sont permises et l'on ne peut qu'avec beaucoup de prudence établir des analogies entre les divers facteurs de croissance connus jusqu'à maintenant. Seuls entrent en jeu les critères physiologiques: manifestations morphologiques et physiolo-