Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

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

Band: 20 (1938)

Artikel: Remarques à propos de coulées de lave dans le flysch de la nappe de la Brèche

Autor: Schroeder, W.-J.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742955

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

moulés sur cette surface et remplissent les intervalles entre coussins.

Conclusion.

Des coulées de lave sont interstratifiées dans les niveaux inférieurs du Flysch de la Nappe de la Brèche.

Je remercie MM. les Professeurs L.-W. Collet et M. Gysin de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

W.-J. Schrœder. — *Remarques à propos de coulées de lave dans le Flysch de la Nappe de la Brèche.*

L'opinion la plus répandue actuellement sur les « pointements » de roches éruptives des Gets, des Fenils, de Flühmaad-Weissenfluh-Wittern et de Rinderberg-Fang-Moosbach est qu'ils « semblent les restes d'un noyau cristallin » de la Nappe de la Simme (17, p. 89).

Il est intéressant de noter que les auteurs qui se sont occupés de cette question n'en ont pas été strictement convaincus.

Kilian en 1894 (3, p. 248) rattacha les pointements cristallins des Gets à une nappe *hypothétique*.

Lugeon, en 1895 (3, p. 249), expliqua ces pointements par une masse fauchée par le mouvement du massif de la Brèche.

Rabowsky (8) n'attribuait pas expressément les roches éruptives à la nappe de la Simme.

Argand (9) lorsqu'il enracine la Nappe de la Simme dans la zone du Canavèse ne se préoccupe pas des ophiolites.

Jeannet (12, p. 652-3) a bien mis en évidence une zone sédimentaire externe et une zone interne à ophiolites.

R. Staub (14, p. 162) dans « Bau der Alpen » en fait deux nappes différentes.

Enfin M. Gignoux (18, p. 318) parle de « l'individualité extrêmement discutable » de la Nappe des Simmen.

La découverte de coulées de lave à la base du Flysch de la Brèche pose à nouveau la question de la signification de ces petites masses cristallines.

a) A mon avis toutes ces petites masses sont interstratifiées dans le Flysch de la Nappe de la Brèche (1, 2, 3, 4, 5, 7, 12).

b) Les roches sédimentaires qui entourent ces roches cristallines sont très différentes de celles de la Nappe de la Simme (2, 3, 4, 5, 7, 11).

c) Les coulées du Voirgne ainsi que ces roches cristallines, mais excepté le granite et la kersantite, sont pétrographiquement proches (3, 4, 5).

d) Les brèches à éléments éruptifs, nettement interstratifiées à la base du Flysch, accompagnant les roches éruptives proviennent de la destruction de ces mêmes roches. Les schistes rouges, eux aussi nettement interstratifiés dans le Flysch et parfois en relation directe avec la lave comme aux Fenils, sont colorés par des produits d'altération des roches éruptives (1, 2, 3, 4, 5).

e) Le relief de la région des Gets, qui est presque une surface structurale, exclut l'idée de l'érosion d'une nappe supérieure dont il ne resterait que des lambeaux cristallins.

Pour expliquer ces différents faits d'observation, je propose l'hypothèse suivante:

Une bonne partie des roches éruptives basiques du Flysch de la Nappe de la Brèche serait les restes de coulées de lave sous-marines qui dateraient de l'époque du dépôt du Flysch.

Parmi les développements de cette hypothèse le plus important serait évidemment celui qui permettrait d'attribuer une racine à la Nappe de la Brèche.

Or, de toutes les régions à ophiolites alpines, la zone des roches vertes du Versoyen (15), située dans la région des racines briançonnaises, est la plus proche de la Nappe de la Brèche. Ainsi, conduits par des arguments stratigraphiques et tectoniques et tentés par cette coïncidence, MM. Gignoux et Moret (16) ont, en 1933, proposé cette hypothèse: la Nappe de la Brèche et les lambeaux de roches vertes et cristallines épars aux environs des Gets proviennent: la première de la partie orientale de la zone du Flysch et les seconds de la zone du Versoyen.

Ma découverte et ses conséquences semblent cadrer avec l'hypothèse de MM. Gignoux et Moret. Il conviendra dès lors de préciser le mode de gisement des roches vertes du Versoyen.

BIBLIOGRAPHIE

(1) RITTENER, Th., *Notice sur le pointement (cristallin) des Fenils.* Bull. Soc. vaud. Sc. nat., XVIII, 108.

(2) MICHEL-LÉVY, A., *Etude sur les pointements de roches cristallines qui apparaissent au milieu du flysch du Chablais, des Gets, aux Fenils.* Bull. Serv. Carte géol. France, nº 27, 1892.

(3) LUGEON, M., *La Région de la Brèche du Chablais.* Id. Bull., nº 49, t. VII (1895-1896).

(4) JACCARD, Fr., *La Région de la Brèche de la Hornfluh (Préalpes bernoises).* Bull. Lab. Géol., etc., Univ. Lausanne, nº 5, 1904.

(5) —— *La Région Rubli-Gummfluh (Préalpes Médianes), Suisse.* Bull. Soc. vaud. Sc. nat., vol. XLIII.

(6) STEINMANN, G., *Die Schardtsche Ueberfaltungstheorie und die geologische Bedeutung der Tiefseeabsätze und der ophiolitischen Massengesteine.* Bericht. Naturforsch. Gesell. Freiburg i. B., Bd. XVI, 1905.

(7) JACCARD, Fr., *La Théorie de Marcel Bertrand (ou quelques réflexions sur la note de M. Steinmann intitulée die Schardtsche..., etc.).* Bull. Soc. vaud. Sc. nat., vol. XLII, nº 155, 1906.

(8) RABOWSKY, F, *Sur l'extension de la Nappe rhétique dans les Préalpes bernoises et fribourgeoises.* C. R. Acad. Sc., 25 janvier 1909.

(9) ARGAND, E., *Sur la Racine de la Nappe rhétique.* Mittlgn. schweiz. geol. Kommission, I. Jahrgang 1909.

(10) VOLNEY-LEWIS, J., *Origin of Pillow Lavas.* Bull. Geol. Soc. of America, vol. 25, nº 4, 1914, p. 591-654.

(11) RABOWSKY, F., *Les Préalpes entre le Simmental et le Diemtigtal.* Mat. Carte géol. Suisse, 35e livr., 1920.

(12) JEANNET, A., *Das romanische Deckengebirge, Préalpes und Klippen.* in Geologie der Schweiz, Bd. II, Tauchnitz, Leipzig, 1920.

(13) STAUB, R., *Ueber die Verteilung der Serpentine in den alpinen Ophiolithen.* Schweiz. miner. u. petr. Mittlgn., Bd. II, p. 78-149.

(14) —— *Der Bau der Alpen.* Mat. Carte géol. Suisse, N. S., 52e livr., 1924.

(15) SCHOELLER, H., *La Nappe de l'Embrunais au Nord de l'Isère (avec quelques observations sur les régions voisines, etc.).* Bull. Serv. Carte géol. France, t. XXXIII, nº 175, 1929.

(16) GIGNOUX, M., MORET, L., *La zone du Briançonnais et les racines des nappes préalpines savoisiennes.* C. R. Acad. Sc., 24 avril 1933.

(17) GAGNEBIN, Elie., *Les Préalpes et les « klippes ».* in Guide géol. de la Suisse, fasc. II, Wepf & Cie, Bâle, 1934.

(18) GIGNOUX, M., *Géologie stratigraphique.* Masson & Cie, Paris, 1936.

Laboratoire de Géologie de l'Université de Genève.

Séance du 17 mars 1938.

René de Saussure. — *L'édifice des géométries dans l'espace euclidien à trois dimensions.*

L'auteur fait un exposé résumé de ses travaux de géométrie publiés dans les *Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, de 1898 à 1921. Ces travaux ont abouti à la création de deux Géométries nouvelles: celle des « feuillets » et celle des « feuillets cotés ».

Le regretté professeur Cailler, qui dans les dernières années de sa vie développa le côté analytique de la Géométrie des feuillets cotés, considère cette dernière comme formant l'étage supérieur de l'édifice géométrique dans l'espace à trois dimensions.

« Elle apparaît », dit-il, « sous l'aspect d'un système géométrique *maximal* (à 7 paramètres), tel qu'en descendant du complexe au simple on rencontre successivement toutes les autres Géométries: d'abord celle des feuillets non cotés (à 6 paramètres), puis celle des droites cotées (à 5 paramètres), puis celle des droites non cotées (à 4 paramètres), enfin au niveau inférieur la Géométrie ordinaire des points et des plans (à 3 paramètres). Tous les étages de cet édifice présentent des caractères communs, des traits de frappante analogie, qui sont autant de signes décelant un plan unique de construction. »

Et M. Cailler conclut: « Non seulement les mémoires et les divers travaux que j'ai cités offrent un point de vue général autour duquel les anciennes théories de la Géométrie viennent s'ordonner; ils présentent encore un vif intérêt par l'immense variété de notions et de problèmes nouveaux qui s'y rencontrent ».

(Le texte de cette communication paraîtra *in extenso* dans les *Archives des Sciences physiques et naturelles.*)

Georges Tiercy. — *Sur la solution de l'équation de transfert d'énergie et le problème de l'équilibre radiatif.*

La présente note concerne le cas de la stratification en couches planes parallèles. En désignant par $\mathcal{J}$ l'intensité de la radiation, et par τ l'opacité totale

$$\tau = \int_0^x k \rho \, dx \ ,$$

l'équation de transfert d'énergie s'écrit [1]:

$$\frac{d\mathcal{J}}{d\tau} \cos\theta = \mathrm{B} - \mathcal{J} \ , \tag{1}$$

où θ est l'angle fait par le pinceau rayonnant avec la normale à la surface, et où B désigne la fonction $\mathrm{B}(\mathrm{T}) = \frac{\sigma}{\pi}\mathrm{T}^4$ du rayonnement noir; la variable indépendante x est remplacée par l'opacité τ.

Si la radiation $\mathcal{J}(\tau_1, \theta)$ est comme pour un certain niveau correspondant à la valeur τ_1 de l'opacité, la solution générale de l'équation (1) s'écrit, comme on sait:

$$\mathcal{J}(\tau, \theta) = e^{-\tau \sec\theta} \int_{\tau_1}^{\tau} \mathrm{B}(t) \, . \, e^{t \sec\theta} \sec\theta \, . \, dt + \mathcal{J}(\tau_1, \theta) \, . \, e^{(\tau_1 - \tau)\sec\theta} \ . \tag{2}$$

Si le niveau pour lequel on donne l'intensité $\mathcal{J}$ est la frontière du corps, on a $\tau_1 = 0$; et la solution (2) prend la forme suivante:

$$\mathcal{J}(\tau, \theta) = e^{-\tau \sec\theta} \int_0^{\tau} \mathrm{B}(t) \, . \, e^{t \sec\theta} \sec\theta \, . \, dt + \mathcal{J}(0, \theta) \, . \, e^{-\tau \sec\theta} \ ; \tag{3}$$

τ prend alors des valeurs négatives, puisqu'on pénètre sous la surface, tandis que la variable x est comptée positivement vers

[1] G. Tiercy, *L'équilibre radiatif dans les étoiles.* Gauthier-Villars, Paris, 1935, p. 133.

l'extérieur. Ainsi la quantité positive $(-\tau)$ augmente de plus en plus, au fur et à mesure qu'on descend au-dessous de la surface.

En général, on utilise la forme (2); et l'on suppose donnée l'intensité $\mathcal{J}(\tau_1, \theta)$ à un niveau très bas au-dessous de la frontière; on considère alors le dernier terme de (2) comme négligeable; et dans l'intégrale du premier terme, on remplace la limite inférieure τ_1 par $-\infty$.

Nous nous proposons d'utiliser la formule (3), où le terme intégré n'est pas négligeable; l'emploi de cette relation (3) sous-entend que l'on connaît l'intensité $\mathcal{J}(0, \theta)$ à la frontière du corps; nous en donnerons plus loin la valeur.

Pour l'instant, constatons que la solution du problème sera acquise dès qu'on saura la forme de la fonction $B(\tau)$; et cherchons à simplifier la relation (3); avec le changement de variable:

$$(t - \tau) \sec\theta = \psi , \qquad \sec\theta \,.\, dt = d\psi ,$$

celle-ci devient:

$$\mathcal{J}(\tau, \theta) = \int_{-\tau\sec\theta}^{0} B(\tau + \psi\cos\theta) \,.\, e^{\psi}\, d\psi + \mathcal{J}(0, \theta) \,.\, e^{-\tau\sec\theta} \,. \quad (4)$$

Ne nous préoccupons pas ici du fait que la fonction $B(\tau)$ pourrait présenter une singularité pour $\tau = 0$; et supposons-la développable en série, comme on le fait ordinairement; on trouve:

$$B(\tau + \psi\cos\theta) = B(\tau) + \frac{\psi\cos\theta}{1} B'(\tau) + \frac{\psi^2\cos^2\theta}{1\,.\,2} B''(\tau) + \ldots \;;$$

de sorte que l'égalité (4) donne:

$$\left\{\begin{aligned} \mathcal{J}(\tau, \theta) = {} & B(\tau) \,.\, \left[1 - e^{-\tau\sec\theta}\right] + \cos\theta \,.\, B'(\tau) \,.\, \left[-1 + e^{-\tau\sec\theta}(\tau\sec\theta + 1)\right] \\ & + \cos^2\theta \,.\, B''(\tau) \,.\, \left[2 - e^{-\tau\sec\theta}(\tau^2\sec^2\theta + 2\tau\sec\theta + 2)\right] + \ldots \quad (5) \\ & + \mathcal{J}(0, \theta) \,.\, e^{-\tau\sec\theta} \,. \end{aligned}\right.$$

Mais, comme on sait, il résulte des recherches d'Eddington que $B''(\tau)$ est numériquement négligeable devant $B(\tau)$, même

dans l'intérieur profond d'un corps stellaire [1]; et dans la partie extérieure où il n'y a plus d'énergie libérée, on a exactement $B''(\tau) = 0$.

Ainsi, la relation (5) se réduit à la suivante:

$$\left\{ \begin{aligned} \mathcal{J}(\tau, \theta) &= B(\tau) - \cos\theta \,.\, B'(\tau) \\ &+ e^{-\tau \sec\theta}\left[- B(\tau) + \cos\theta \,.\, B'(\tau) \,.\left\{\tau \sec\theta + 1\right\} + \mathcal{J}(0, \theta)\right] ; \end{aligned} \right. \tag{6}$$

et quels que soient les coefficients constants de la fonction linéaire $B(\tau)$, le crochet du second membre de (6) se réduit à une constante. Remarquons ici que $B(\tau)$ est essentiellement positif, tandis que $B'(\tau)$ a une valeur négative, puisque la température T décroît quand on s'éloigne des parties profondes du corps.

Calculons maintenant la valeur de surface $\mathcal{J}(0, \theta)$; on peut l'obtenir expérimentalement grâce à l'observation du disque solaire. On constate en effet que l'intensité de la radiation partant dans la direction de l'observateur varie avec la distance au centre du disque visuel; le bord du disque est assombri; et la loi de cet assombrissement est la suivante [2]:

$$\frac{\mathcal{J}(0, \theta)}{\mathcal{J}(0, 0)} = \frac{14}{41} + \frac{27}{41} \cos\theta \; ; \tag{7}$$

c'est là une relation expérimentale, où $\mathcal{J}(0, \theta)$ est l'intensité au centre du disque. On trouve d'ailleurs immédiatement que

$$\mathcal{J}(0, 0) = \frac{41}{32} \mathcal{F} \; , \tag{8}$$

où $\mathcal{F}$ est l'intensité moyenne équivalente de surface, définie par l'égalité $\pi\mathcal{F} = F =$ flux total $= \sigma T_e^4$. On a en effet:

$$\pi\mathcal{F} = F = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \mathcal{J}(0, \theta) \cos\theta \,.\, \sin\theta \,.\, d\theta \; ,$$

[1] G. Tiercy, *loc. cit.*, p. 139.
[2] G. Tiercy, *loc. cit.*, pp. 409 et 414.

et grâce à (7):

$$\mathcal{F} = \mathcal{J}(0\,,\,0)\,.\,\frac{32}{41}\ ;$$

on a donc finalement pour $\mathcal{J}(0, \theta)$:

$$\mathcal{J}(0\,,\,\theta) = \frac{7}{16}\mathcal{F} + \frac{27}{32}\mathcal{F}\,.\cos\,\theta. \qquad (9)$$

C'est là une formule fournie par l'observation du disque solaire; or, cette relation reste évidemment valable pour le problème qui nous occupe, où nous avons justement besoin de savoir comment $\mathcal{J}$ varie en fonction de θ.

Il est, d'autre part, facile de voir que l'expression correspondante de $B(\tau)$ est la suivante [1], du moins pour l'intérieur du corps :

$$B(\tau) = \frac{7}{16}\mathcal{F} - \frac{27}{32}\mathcal{F}\,.\,\tau\ ; \qquad (26)$$

c'est une solution de seconde approximation; elle rend nulle la valeur du crochet de l'égalité (6). De sorte que celle-ci se réduit à ses deux premiers termes:

$$\mathcal{J}(\tau\,,\,\theta) = B(\tau) - \cos\theta\,.\,B'(\tau)\ ;$$

$$\mathcal{J}(\tau\,,\,\theta) = \frac{7}{16}\mathcal{F} - \frac{27}{32}\mathcal{F}\,.\,(\tau - \cos\theta)\ . \qquad (11)$$

On retrouve ainsi une solution connue, où l'on ne tient pas compte de la singularité de $B(\tau)$ pour $\tau = 0$.

Georges Tiercy et Charles Golaz. — *La vitesse du vent en fonction de l'altitude. Une solution approchée, avec η constant, est-elle convenable ?*

En orientant à chaque niveau z les axes de coordonnées de telle façon qu'on ait:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \qquad \text{et} \qquad -\frac{\partial p}{\partial y} = G\ ,$$

[1] G. Tiercy, *loc. cit.*, p. 385.

les équations à résoudre sont [1]:

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{\eta}{\rho}\cdot\frac{d^2u}{dz^2}+\lambda v=0\\ &\frac{\eta}{\rho}\cdot\frac{d^2v}{dz^2}-\lambda u=\frac{G}{\rho}\,,\end{aligned}\right. \tag{1}$$

où $\lambda = 2\omega \sin\varphi$, et où la disposition des axes est rétrograde. Dans les conditions de température envisagées dans la note citée, en posant encore $G = G_0 . e^{\mu z}$, on obtient, avec $k = \frac{4}{45\,000}$:

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{\eta}{\rho_0}\cdot e^{kz}\cdot\frac{d^2u}{dz^2}+\lambda v=0\\ &\frac{\eta}{\rho_0}\cdot e^{kz}\cdot\frac{d^2v}{dz^2}-\lambda u=\frac{G_0}{\rho_0}\cdot e^{(\mu+k)z}\,.\end{aligned}\right. \tag{2}$$

Nous supposerons ici η = constante = 5 (système m-kg-sec.) et nous nous proposons de voir si cette hypothèse simplificatrice faite dès le début du calcul conduit à une solution admissible. L'élimination de v conduit à l'équation différentielle:

$$\frac{d^4u}{dz^4}+2k\frac{d^3u}{dz^3}+k^2\frac{d^2u}{dz^2}+\frac{\lambda^2\rho_0^2}{\eta^2}\cdot e^{-2kz}\cdot u=-\frac{\lambda G_0\rho_0}{\eta^2}\cdot e^{(\mu-k)z}\,. \tag{3}$$

On a vue qu'en prenant $\mu = -k$, on a une solution particulière de cette équation en posant:

$$u_1 = \text{const.} = -9{,}6\,\gamma\,,$$

où γ donne le gradient de pression au sol exprimé en mm de Hg. Il reste donc à trouver la solution générale de l'équation (3) privée de second membre.

En remplaçant, pour simplifier, l'exponentielle e^{-2kz} par une valeur a_0 constante comprise entre 0 et 1, on a à considérer l'équation [2]:

$$\frac{d^4u}{dz^4}+\frac{18}{10^5}\cdot\frac{d^3u}{dz^3}+\frac{81}{10^{10}}\cdot\frac{d^2u}{dz^2}+\frac{1{,}565\,a_0}{10^8\cdot\eta^2}\cdot u=0\,. \tag{4}$$

[1] G. Tiercy, Sur le calcul direct de la vitesse du vent en fonction de l'altitude. *C. R.*, Soc. phys. et Hist. nat. Genève, *54*, 147, 1937, Voir aussi: G. Tiercy et Ch. Golaz, *Archives*, 1938.

[2] Avec $T_0 = 300°$, et $p_0 = 760$ mm Hg (101325 unités m-kg-sec.), on a: $\rho_0 = 1{,}176$ et $\lambda^2\rho_0^2 = 1{,}565.10^{-8}$, puisque $\lambda = 1{,}0637.10^{-4}$.

De sorte qu'en posant $u = e^{rz}$, l'équation caractéristique est la suivante:

$$r^4 + \frac{18}{10^5} r^3 + \frac{81}{10^{10}} r^2 + \frac{1{,}565\, a_0}{10^8 \cdot \eta^2} = 0 \ . \tag{5}$$

Il est facile de voir que, quelle que soit la valeur de a_0 (positive), les solutions de cette dernière équation sont imaginaires. Suivant un calcul banal, nous écrirons le premier membre de (5) sous forme d'une différence de deux carrés; ce qui donne:

$$(r^2 + \alpha r + \sigma)^2 - (\tau r + \varkappa)^2 = 0 \ , \qquad \text{ou bien:}$$

$$[r^2 + r(\alpha - \tau) + \sigma - \varkappa)]\,[r^2 + r(\alpha + \tau) + \sigma + \varkappa] = 0 \ . \tag{6}$$

L'identification des coefficients du développement avec ceux de l'égalité (5) conduit aux relations (7) et (8):

$$\alpha = \frac{9}{10^5} \ ; \qquad \tau = \sqrt{2\sigma} \ ; \qquad \varkappa = \frac{9\sqrt{\sigma}}{10^5\sqrt{2}} = \frac{\alpha\sqrt{\sigma}}{\sqrt{2}} \ ; \tag{7}$$

$$\sigma^2 - \frac{81}{10^{10}} \cdot \frac{\sigma}{2} - \frac{1{,}565\, a_0}{10^8 \cdot \eta^2} = 0 \ ,$$

$$\sigma = \frac{81}{4 \cdot 10^{10}} \pm \sqrt{\frac{6561}{16 \cdot 10^{20}} + \frac{1{,}565\, a_0}{10^8 \cdot \eta^2}} \ , \tag{8}$$

qui fournissent les valeurs numériques de α, σ, τ et $\varkappa$.

Cela posé, remarquons que l'équation (6) n'aura ses solutions réelles que si les conditions suivantes sont vérifiées:

$$\begin{cases} (\alpha - \tau)^2 - 4(\sigma - \varkappa) \geqq 0 \ , \\ (\alpha + \tau)^2 - 4(\sigma + \varkappa) \geqq 0 \ ; \end{cases}$$

grâce à (7), ces conditions se réduisent à une seule, qui est:

$$\sigma \leqq \frac{\alpha^2}{2} \qquad \text{ou} \qquad \sigma \leqq \frac{81}{2 \cdot 10^{10}} \ ,$$

ou bien, avec (8):

$$\pm \sqrt{\frac{6561}{16 \cdot 10^{20}} + \frac{1{,}565\, a_0}{10^8 \cdot \eta^2}} \leqq \frac{81}{4 \cdot 10^{10}} \ ; \tag{9}$$

Il faut maintenant penser qu'on doit avoir aussi $\sigma > 0$, pour que τ et $\varkappa$ soient réels; cela conduit à la nouvelle condition:

$$\frac{81}{4 \cdot 10^{10}} \pm \sqrt{\frac{6561}{16 \cdot 10^{20}} + \frac{1{,}565\, a_0}{10^8 \cdot \eta^2}} > 0 \ . \qquad (10)$$

Or, il est impossible de satisfaire aux deux inégalités (9) et (10) simultanément avec a_0 positif. Les solutions de (5) seront donc toujours imaginaires, quelle que soit la valeur adoptée pour a_0: On arrive ainsi à cette conclusion qu'avec la mise en jeu, dès le début, de l'hypothèse simplificatrice η = const., il est impossible d'obtenir pour u une solution générale de (4), qui ne soit pas composée uniquement de termes périodiques. Or, une telle solution ne paraît admissible que pour une couche atmosphérique peu épaisse; tandis que si l'on monte jusqu'à la tropopause, le résultat des observations semble indiquer, en régime établi, une vitesse du vent croissante lorsqus z augmente.

Il semble donc qu'il ne soit pas bon de supposer η constant dès le début du calcul, et qu'il convienne d'utiliser une expression donnant approximativement la variation de η en fonction de l'altitude z. Cette expression aura pour effet de modifier les coefficients de l'équation différentielle; et ce n'est qu'au dernier moment qu'on pourra essayer de simplifier ces coefficients.

Paul Rossier. — *Identité des hypothèses de MM. Armellini et Russel sur la théorie des indices de couleur.*

La théorie de l'index de couleur de M. Russel repose sur l'hypothèse de la sensibilité concentrée de l'œil sur une unique longueur d'onde. M. Armellini, dans la sienne, suppose la longueur d'onde effective constante, indépendante de la température de l'étoile considérée [1]. En admettant que la sensibilité

[1] Russel, Dugan, Stewart, *Astronomy*, II, p. 733.
Armellini, *Trattato di Astronomia siderale*, I, p. 175.