

Note sur la constitution physique de l'atmosphère

Autor(en): **Maillard, L.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles**

Band (Jahr): **39 (1903)**

Heft 147

PDF erstellt am: **23.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-267027>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

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

NOTE

SUR LA CONSTITUTION PHYSIQUE DE L'ATMOSPHERE

PAR

L. MAILLARD

(Pl. II.)

Le fait capital mis en évidence par les ascensions des ballons-sondes est l'énorme décroissement de la température à des altitudes relativement faibles, si on les compare à la hauteur totale de l'atmosphère. Les enregistreurs ont donné :

$t = -20^{\circ}$	pour $z = 4$ ou 5 km.
— 30	6 ou 7
— 40	8
— 50	9
— 60	10 à 10,5
— 66	10,6, etc.

Le *gradient thermique* $\frac{dt}{dz}$ varie de la manière suivante, pour une variation d'altitude de 100 m. :

$\frac{dt}{dz} = -0^{\circ},1$	pour $z = 1$ km.
— $0^{\circ},5$	4
— $0^{\circ},7$	8
— $0^{\circ},8$	10
— 1°	11, etc.

La variation du gradient est assez régulière ; sa valeur numérique s'approche beaucoup de celle que donne pour le refroidissement par détente adiabatique la formule :

$$dt = - \frac{1}{3,484} \cdot \frac{M}{R} \cdot dz = - 0,098 \cdot dz,$$

d'où
$$\frac{dt}{dz} = - 0,098 \text{ pour } 100 \text{ m.}$$

(R, constante tirée de la relation de Mariotte : $pv = R \cdot T$, a pour valeur 84570 ; M est le poids moléculaire moyen de l'air, savoir 28,9 ; $T = 273 + t$). D'après Le Chatelier, la valeur de M décroît, pour les gaz de l'atmosphère (oxygène et azote tout au moins), avec la température absolue T, de sorte que

$$M \cdot c_p = 6,6 + 0,001 T.$$

(c_p , chaleur spécifique de l'air correspondant à une pression constante p .) Dès lors, la diminution de température serait :

Pour $z =$	et $t =$	$\frac{dt}{dz} =$
10 km.	— 55°,	— 0,099
20 »	— 144°,	— 1
	— 273° (T = 0)	— 1,02 par 100 m.

On peut dire que sur ce point la théorie et l'expérience concordent.

D'après MM. Teisserenc de Bort et Assmann, il existe, de 11 à 15 km., des zones isothermes indiquant des courants qui relèvent d'une manière très sensible la température. Ces courants une fois dépassés (les ballons ont atteint jusqu'à 22 km.), la température tombe de nouveau.

Les observations permettent déjà de trancher entre la théorie cinétique des gaz et celle de Fourier, d'après laquelle la température minimum de l'atmosphère serait égale à la

plus basse température terrestre, — 50 ou — 60° (En Sibérie, on a observé — 70°). La théorie cinétique l'emporte, puisqu'il a été enregistré — 144° à 22 km.

On ne voit pas bien pourquoi le décroissement de température viendrait à cesser tout d'un coup, alors qu'on s'éloigne de plus en plus de la Terre, relativement chaude, pour se rapprocher du froid des espaces interplanétaires ; il semble, au contraire, que le froid des espaces doive pénétrer de plus en plus facilement dans des couches d'air dont les pressions diminuent rapidement à mesure qu'on s'élève. La force élastique de l'air ne devenant nulle que pour $t = -273^{\circ}$, il faudrait, si l'on veut supposer que la température de l'espace est moins basse, admettre que l'atmosphère peut s'étendre librement jusqu'à la limite où la pesanteur et la force centrifuge due à la rotation de la terre se font équilibre, et cette limite, Laplace a calculé qu'elle est située à une hauteur de plusieurs rayons terrestres. La conception d'une atmosphère *sensible* de 15 à 20 000 km. d'épaisseur n'est guère soutenable si l'on songe à la valeur numérique de la pression totale, et si l'on compare d'ailleurs l'atmosphère terrestre à celle des autres planètes. Au surplus, cette température $t = -273^{\circ}$, pour basse qu'elle soit, n'a rien d'extraordinaire, puisqu'il s'en faut de quelques degrés seulement qu'elle soit atteinte dans des expériences de laboratoire¹. MM. Moissan et Dewar ont montré récemment (Comptes rendus de l'Académie des sciences, 30 mars 1903), que des réactions chimiques peuvent subsister à — 252°5, en obtenant à cette température des combinaisons du fluor solide et de l'hydrogène liquide. D'après les calculs de Zöllner, Langley, Very, G. Müller, Christiansen, basés sur la mesure de la fraction de lumière solaire réfléchiée par les planètes (*Albedo*), on estime les températures moyennes de celles-ci aux chiffres suivants :

¹ On a solidifié l'hydrogène à — 258°.

Vénus 65° (côté du Soleil) ;

Mars — 37 ;

Jupiter — 147 ;

Saturne — 180 ;

Uranus — 207 ;

Neptune — 221 ; et M. Langley a démontré que la température absolue de l'espace peut être sans erreur appréciable considérée comme nulle. Les travaux tout récents de M. Pellat sur la détermination du « zéro absolu » au moyen du thermomètre normal à hydrogène, lui ont donné une correction additive de 0°1 seulement ; d'après lui, il faudrait poser

$$T = 273^{\circ}1 + t.$$

Quant à l'effet de la radiation solaire sur le relèvement de la température, on sait qu'il est sensible surtout dans le voisinage immédiat de la surface de la Terre, et qu'à 300 m. déjà il n'atteint plus que la moitié de sa valeur au niveau du sol.

Or, si l'on admet un décroissement continu de la température, le zéro absolu est atteint dès 38 km. d'altitude, alors que la hauteur de l'atmosphère dépasse certainement 400 km. Il semble donc indiqué de supposer que le décroissement, d'abord rapide, se ralentit quand la température se rapproche du zéro absolu, ce que montre le premier graphique.

La formule tirée des lois de Boyle-Mariotte et de Gay-Lussac donne

$$(1) \quad \varrho = \frac{273p}{760(273 + t)}.$$

(ϱ , densité; p , pression en mm. de mercure; $273 + t = T$.)

Observons qu'elle devient insuffisante quand p et T sont très voisins de zéro. A la limite, elle donne $\varrho = \frac{0}{0}$, indétermination, alors qu'elle devrait donner $\varrho = 0$

Il serait aisé de corriger les termes de la formule en procédant, par exemple, comme suit : Si z est l'altitude considérée, on a

$$t = \varphi_1(z); \text{ d'autre part } p = f(t), \text{ donc}$$

$$p = \varphi_2(z); \text{ ainsi}$$

$$(2) \quad \varrho = \frac{\varphi_1(z)}{\varphi_2(z)}.$$

On peut imaginer sans peine des fonctions φ_1 et φ_2 qui satisfassent aux données du problème. Mais ces données sont encore incertaines, et pour utiliser valablement la formule 2), il faudrait connaître mieux les modifications que doit subir avec l'altitude la constitution physique de l'atmosphère. A ce point de vue, les expéditions des ballons-sondes seront fort utiles; mais des expériences de laboratoire seront nécessaires; on aurait à y étudier l'air en faisant *diminuer* la pression avec la température. Ce serait un moyen de vérifier l'intéressante hypothèse de Biot, remise au jour par M. Wilfrid de Fonvielle ¹.

Quoi qu'il en soit, si l'on veut admettre que la formule 1) subsiste, avec une approximation suffisante pour donner une relation quantitative approchée entre p , ϱ et T , on obtient alors les curieux résultats suivants :

Si $z =$ et $p =$, on a $p^r t =$, $\rho =$		pour $t =$, $\rho =$		$p^r t =$: $\rho =$			
0 km.	760 mm.	0°	1	0°	1	0°	1
5	405	— 25	0,58	— 25	0,58	— 25	0,58
10	216	— 60	0,36	— 60	0,36	— 50	0,35
25	115	— 75	0,21	— 75	0,21	— 60	0,19
10	61	— 120	0,14	— 120	1,14	— 75	0,11
30	17,7	— 220	0,12	— 160	0,04	— 120	0,04
40	5	— 260	0,14	— 240	0,05	— 200	0,02
50	1,5	— 270	0,17	— 270	0,17	— 250	0,02
60	0,5	— 272	0,17	— 272	0,17	— 272	0,17
70	0,15	— 272,6	0,21	— 272,6	0,21	— 272,6	0,21
80	0,03	— 272,9	0,10	— 272,9	0,10	— 272,9	0,10

¹ V. Comptes rendus de l'Académie des Sciences du 30 mars 1903.

Notons en passant que

1° les valeurs de p sont données par la formule

$$\lg p_2 = \lg p_1 - \frac{z}{18,4}$$

et nous avons montré précédemment que ces valeurs sont vraisemblablement trop faibles ;

2° avec des valeurs de p plus grandes, la variation de ρ s'accroît ; de même si les températures réelles sont inférieures à celles que nous avons adoptées, ce qui est probablement le cas. En effet, par suite du défaut de ventilation du thermographe, la température enregistrée pendant les ascensions des ballons-sondes est trop haute ; cette erreur systématique augmente avec l'altitude, comme l'ont démontré MM. Assmann et Hergesell ;

3° enfin M. Dewar a fait observer que, d'après la loi de Dalton, chacun des gaz qui composent l'air doit avoir, à une hauteur et à une température données, la même pression que s'il était seul, *la pression décroissant d'autant moins vite, toutes choses égales d'ailleurs, que la densité est plus faible*. Le savant anglais en conclut que dans la haute atmosphère, il ne doit plus rester que des traces d'oxygène et d'azote, probablement à l'état liquide, avec des gaz plus volatils, parmi lesquels l'hydrogène. (*V. Revue générale des sciences*, du 30 janvier 1903, p. 100-101.)

Ainsi, à mesure qu'on s'élève, la pression atmosphérique diminue ; de ce chef, la densité de l'air *diminuerait* si la température restait constante ; mais quand l'altitude augmente, la température s'abaisse, d'où il suit que la densité *croîtrait* si la pression restait constante. Le calcul ci-dessus montre que, des deux facteurs p et T , qui influent en sens contraire sur la variation de la densité ρ , c'est, à une certaine hauteur, la diminution de T qui l'emporte ; la densité de l'air, après avoir diminué jusqu'à 30 ou 50 km., augmenterait ensuite de 60-80 km. Les

strates supérieures, de densité plus forte, ne peuvent se maintenir qu'à l'état d'équilibre instable ; elles tendent à descendre et à se dilater, tandis que les couches immédiatement inférieures, plus légères, tendent à s'élever et à se condenser. Il s'en suit que l'ensemble tend vers une position d'équilibre stable, par des courants verticaux, les uns descendants, les autres ascendants, ou des tourbillons à axe vertical. Au-dessus, dans la région isotherme à très peu près, la détente continue ; la densité décroît alors régulièrement avec la pression.

La conclusion serait donc que la densité de l'air n'est nullement négligeable jusqu'à la hauteur de 60 à 80 km., et que de 30 à 80 km. l'équilibre de l'atmosphère est instable.

Ajoutons que si le froid produit une inversion des densités, celle-ci est facilitée par la diminution de la pesanteur avec l'accroissement de l'altitude. Soit $g = 9,8088$ l'accélération due à la pesanteur à l'altitude 0 et à la latitude de Paris ; soit g_z cette accélération à l'altitude z , la latitude restant la même. On a :

$$g_z = \left(\frac{R}{R + z} \right)^2 \cdot g = \frac{1}{1 + \frac{2z}{R} + \frac{z^2}{R^2}} g,$$

(R , rayon de la Terre)

ou, en négligeant $\left(\frac{z}{R} \right)^2$:

$$g_z = \frac{1}{1 + \frac{2z}{R}} \cdot g.$$

Il en résulte que l'équilibre stable de l'atmosphère s'établirait même si la densité croissait légèrement comme suit :

au niveau de la mer, $\rho = 1$	
à 80 km.,	1,025
à 200 km.,	1,06.

Voir les courbes des densités dans l'hypothèse ci-dessus (pl. II, fig. 2). Signalons en passant l'analogie que présentent ces courbes avec celles de MM. Sarrau et van der Wals (relations entre les volumes et les pressions dans les gaz réels).

*
* * *

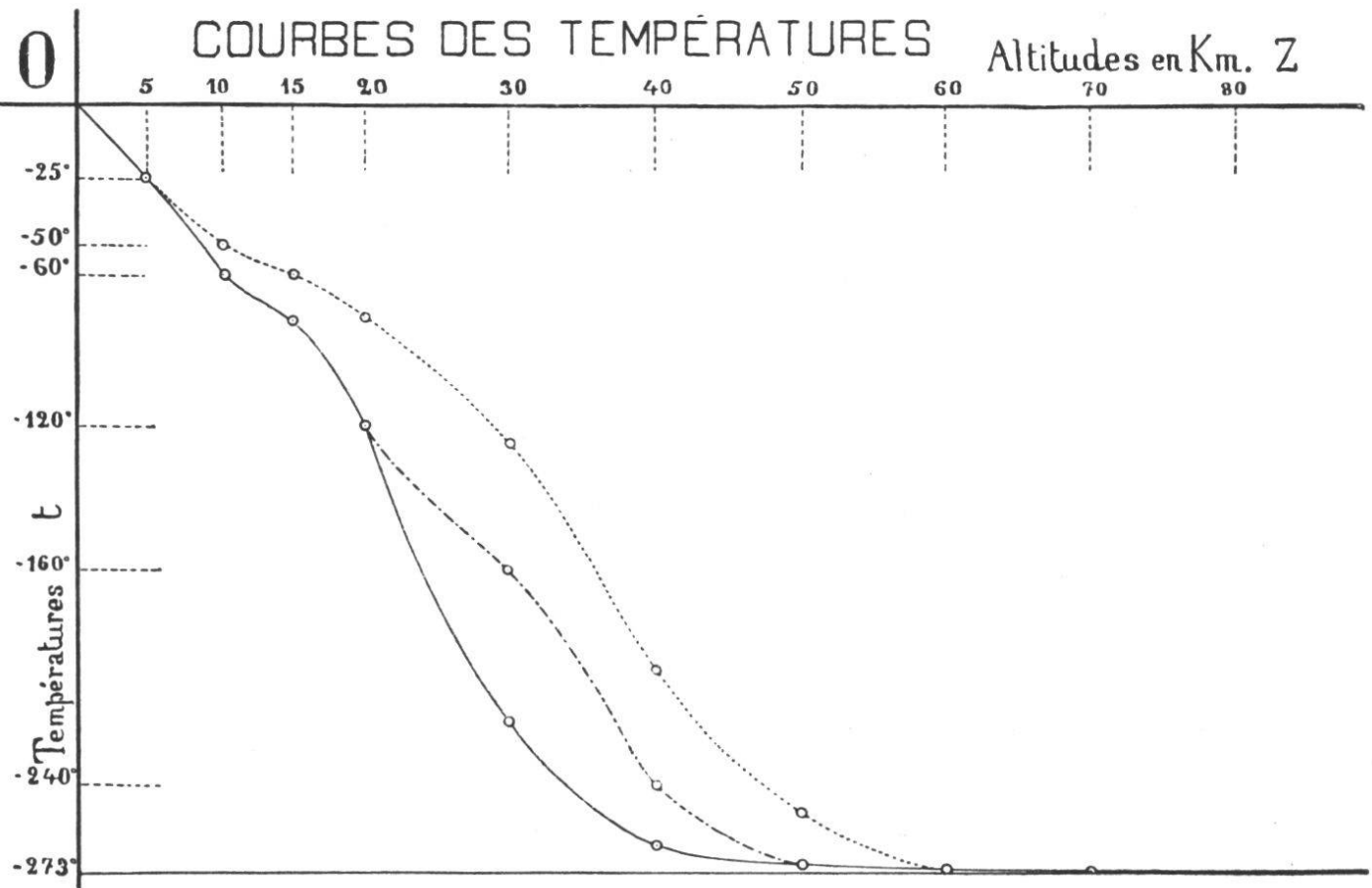
Examinons maintenant comment l'hypothèse se comporte devant les faits d'observation.

D'abord, le chiffre de 60-80 km. que nous avons trouvé n'est pas indifférent. C'est celui qu'on obtient en calculant la hauteur de l'atmosphère d'après la durée du crépuscule. Le calcul, connu depuis longtemps, donne en effet 75 km., alors que — nous le répétons — l'atmosphère en compte au moins 400. Pourquoi deux résultats si différents? On pourrait dire que la lumière solaire, traversant au-dessus de 75 km. la région isotherme de l'atmosphère, les rayons lumineux y sont beaucoup moins réfléchis, et pour la plus grande partie absorbés par l'épaisse couche sous-jacente.

2° Dans un travail que Charles Dufour présentait en février 1885, le regretté maître constatait que les lueurs crépusculaires de 1883-1884, dues à l'éruption du Krakatoa (août 1883), durèrent plus d'une année. Il détermina la hauteur de ces lueurs « en admettant, ce qui du reste paraissait incontestable, qu'elles étaient produites par des particules éclairées par le soleil. On pouvait bien admettre aussi que cet éclairage était direct et non produit par une série de réflexions; car il semble qu'alors le phénomène aurait présenté de plus grandes variations d'un jour à l'autre, et surtout que le rouge aurait été moins intense. » Ch. Dufour trouva, après trois déterminations différentes, une altitude de 70-74 km. qu'il faut considérer, dit-il, comme un minimum. « Et cela d'autant plus que j'ai

COURBES DES TEMPÉRATURES

Altitudes en Km. Z

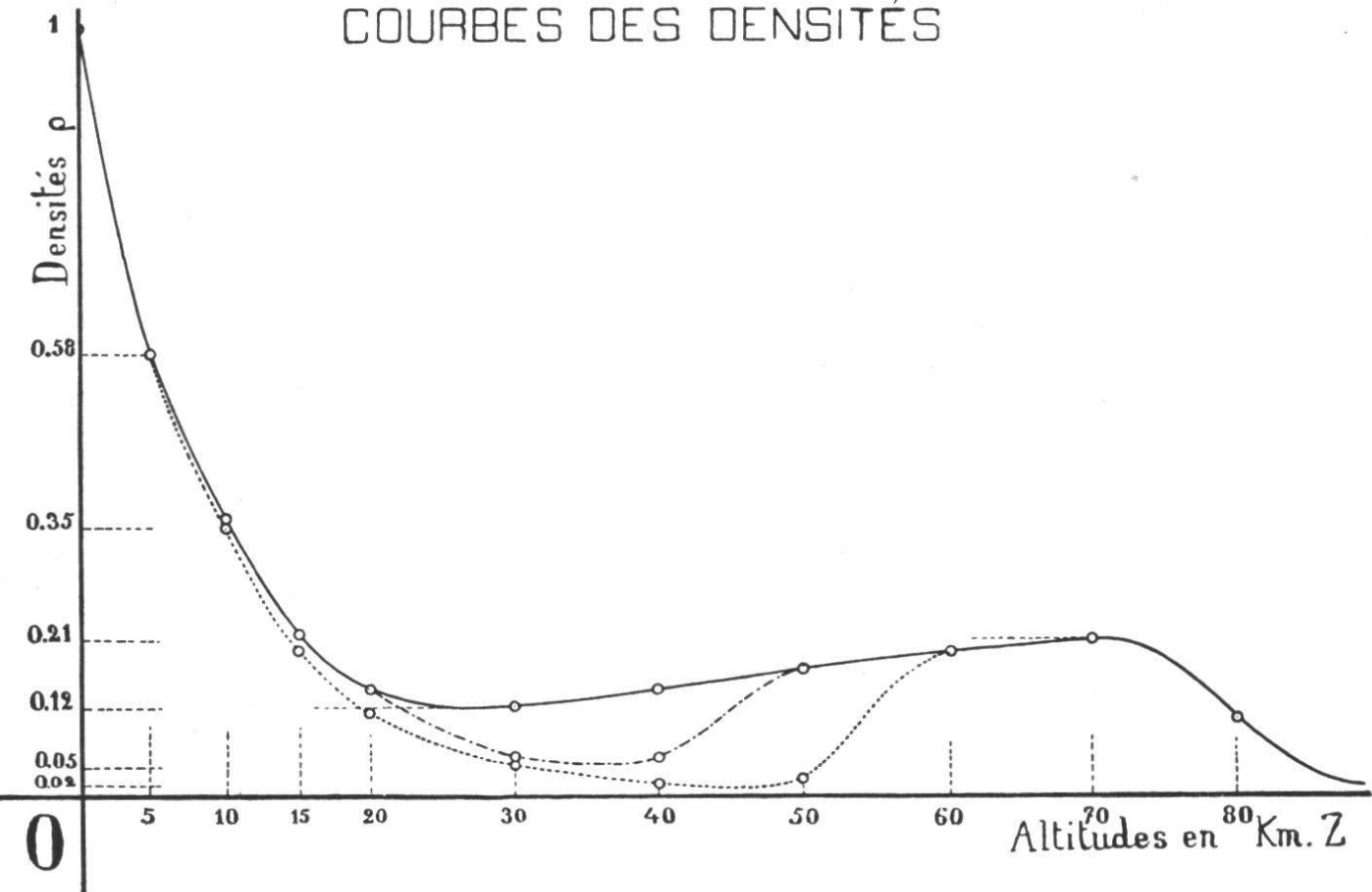


COURBES DES DENSITÉS

Densités ρ

1
0.58
0.35
0.21
0.12
0.05
0.02
0

Altitudes en Km. Z



pris pour la fin du phénomène l'instant où la vive couleur rouge avait disparu ; mais peu après, en y faisant attention, on voyait encore quelques lueurs qui provenaient peut-être d'un éclaircissement par réflexion, ou peut-être aussi de ce que quelques éléments de la substance qui les produisait étaient plus élevés que les autres¹. »

Il paraît difficile d'admettre que des particules de matières, projetées de la Terre, puissent séjourner pendant plus d'une année à une telle hauteur, si la densité de l'air n'y est pas sensiblement plus forte qu'on ne le suppose ; d'autre part, est-ce par un simple hasard que dans leur ascension ces poussières se sont arrêtées vers 75 km ? C'est à cette altitude que se produirait, d'après les calculs, la plus forte inversion de la densité ; d'ailleurs, les courants ascendants et descendants permettraient aux particules de se maintenir beaucoup plus longtemps que dans une couche d'air en équilibre.

3° Lord Ramsay a signalé la présence du crypton dans les régions supérieures de l'atmosphère ; or, le crypton est un gaz lourd ; son poids atomique est 81,8 (hydrogène, 1 ; — oxygène 16 ; azote 14 ; argon 39,9). Quelle que soit la cause de sa présence à des hauteurs qui dépassent 100 km., il n'y saurait demeurer en permanence si la densité de l'air n'y conservait des valeurs appréciables.

4° Les étoiles filantes apparaissent à des altitudes variant de 110-150 km., et dépassant parfois 200 km. Il doit donc s'y trouver de l'air assez dense pour que le frottement porte ces météores à l'état incandescent. D'après M. Radau, « pour le moment de la disparition, on trouve des hauteurs variant de 60 à 100 km., en moyenne 80 km. » Encore ce chiffre. On pourrait croire que le frottement contre des couches d'air agitées et relativement denses active dans ces régions la combustion des météores.

¹ De son côté, Helmholtz avait trouvé 65 km. ; d'autres observateurs étaient arrivés à des chiffres se rapprochant de ceux-là.

5° En ce qui concerne la couleur de l'atmosphère, deux thèses se soutiennent : la théorie physique, d'après laquelle l'azur serait dû à des phénomènes de diffraction, accompagnée de réflexions et de réfractions de la lumière sur des particules solides et des gouttelettes de vapeur ayant des dimensions extrêmement petites ; d'après lord Rayleigh, ces dimensions devraient être inférieures à 35 cent-millièmes de millimètres. Moins il y a de poussières dans l'air, plus la clarté du jour est faible, plus les ombres sont crues. La théorie chimique, au contraire, qui a été présentée d'une manière séduisante par M. Spring, de Liège, lors de la dernière session de la Société helvétique des sciences naturelles, soutient que le bleu du ciel serait la couleur propre de l'air, qui la tiendrait notamment de son oxygène ; on n'attribue plus ainsi au trouble de l'atmosphère d'autre rôle que celui de l'illumination du jour ¹.

Les deux théories se heurtent à des difficultés mises en pleine lumière, pour chacune, par les partisans de l'autre. Elles ne paraissent cependant pas inconciliables : il est certain que les poussières de l'air sont un facteur important du problème ; il est admissible, d'autre part, que l'atmosphère, abstraction faite des poussières qu'elle contient, a une couleur propre, et que cette couleur est celle de l'air liquide.

Soit dit en passant, il est possible d'obtenir des renseignements sur l'intensité du bleu à de grandes altitudes en munissant les ballons-sondes d'un enregistreur spécial, le *cyanographe*, dont le dispositif serait à peu près ceci : du papier au gélatino-bromure enroulé sur un cylindre enfermé dans une enveloppe métallique munie d'une fente ; au-devant de la fente, un filtre bleu (ne laissant donc passer que les rayons bleus et violets) ; le cylindre est

¹ Voir aussi l'opinion de M. le prof. Heim dans *Die Fahrt der Wega über Alpen und Jura* ; p. 75-78.

actionné par un mouvement d'horlogerie ; les diverses parties passent successivement devant l'ouverture, et sont plus ou moins impressionnées suivant les hauteurs ; elles s'enroulent à mesure sur un second cylindre identique au premier. Ces impressions seraient comparées à celles de sources terrestres. D'après la théorie chimique et surtout si l'on admet, avec Biot et M. de Fonvielle, l'existence d'une couche d'air liquide aux confins de l'atmosphère, il semble que l'intensité du bleu devrait augmenter à mesure qu'on se rapproche de cette couche, et qu'elle devrait plutôt diminuer, d'après la théorie physique, à mesure qu'on s'élève, les poussières devenant plus rares. Ajoutons que si la théorie physique est seule vraie, le ciel doit paraître d'autant plus bleu que l'air contient plus de particules¹. A ce point de vue, j'ai cherché à comparer la variation annuelle de la fréquence des météores avec la variation annuelle de l'intensité du bleu céleste. Juillet et août présentent un maximum bien marqué, avec le 50 % des étoiles filantes apparues dans l'année entière (d'après 60 ans d'observations) ; des minimums se placent en hiver et au printemps. D'autre part, le bleu le plus pur se montre en janvier ; le ciel est presque aussi pur en automne et au printemps, tandis que l'été a un ciel plus blanc. Il n'y a donc pas de concordance marquée.

Je n'insiste pas et je ne conclus pas, n'ayant nullement la prétention de trancher en quelques mots une question extrêmement complexe et qui a mis aux prises les plus grands savants. Je remarque seulement ceci : M. Spring n'accorde aux particules ou poussières de l'air qu'une hauteur maximum très faible (quelques kilomètres) ; les courants verticaux leur permettent d'atteindre des altitudes beaucoup plus considérables. De son côté, la théorie chi-

¹ Cette variation, toutefois, doit être influencée par le fait que la diffusion est d'autant plus faible que la couche d'air traversée est moins épaisse, d'où une forte perte de lumière et de couleur.

mique a besoin de supposer que la densité de l'air reste assez forte sous une grande épaisseur.

6° Ces résultats auraient pour conséquence de modifier les idées actuelles sur les réfractions astronomiques. On sait qu'il existe au moins deux douzaines de théories sur ce sujet ; elles sont basées sur des hypothèses diverses qui lient la densité de l'air et l'altitude, ou la température et l'altitude, ou la densité et la température, etc. Les tables qu'on en déduit sont sensiblement d'accord pour les distances zénithales qui ne dépassent pas 80° ; pour les réfractions qui s'opèrent plus près de l'horizon, on constate que les théories diffèrent de plusieurs minutes, soit entre elles, soit avec les résultats des observations. Toutes supposent que la densité de l'air décroît sans cesse, les différences portant sur la loi de ce décroissement. Cela revient à dire que la trajectoire d'un rayon lumineux venant d'un astre est constamment convexe vers le zénith ; nous supposerions une courbe plus compliquée, présentant une partie sensiblement rectiligne, ou même une concavité vers le zénith, pour les couches s'étendant entre 50 et 80 km.

Nous nous proposons de revenir sur ce point, assez important pour mériter une étude spéciale.

