



HAL
open science

Les propriétés optiques de l'eau dans le spectre infra-rouge

H. Rubens, E. Ladenburg

► **To cite this version:**

H. Rubens, E. Ladenburg. Les propriétés optiques de l'eau dans le spectre infra-rouge. Radium (Paris), 1909, 6 (2), pp.33-39. 10.1051/radium:019090060203300 . jpa-00242327

HAL Id: jpa-00242327

<https://hal.science/jpa-00242327>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Les propriétés optiques de l'eau dans le spectre infra-rouge

Par H. RUBENS et E. LADENBURG †

[Institut de Physique de l'Université de Berlin.]

La connaissance des propriétés optiques de l'eau a de l'importance, non seulement pour les physiciens, mais encore pour les météorologues et les physiologistes. L'eau, à l'état liquide et solide, recouvre plus des deux tiers de notre planète; à l'état gazeux, elle se trouve en quantité notable, dans notre atmosphère; elle est le constituant le plus important du corps humain, et en particulier de notre organe visuel. C'est pourquoi de nombreuses recherches ont été effectuées sur la mesure de l'absorption et de la dispersion de l'eau, à l'état liquide et gazeux. L'absorption de l'eau liquide est assez bien connue dans le domaine spectral qui va de $0,2 \mu$ à $8,0 \mu$ ¹. Pour la vapeur d'eau², les mesures s'étendent même jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 20 \mu$.

Nous en savons beaucoup moins sur la dispersion de l'eau, en particulier dans le domaine des grandes longueurs d'onde. Il est vrai que dans l'ultra-violet, les difficultés des mesures de dispersion sont petites, car l'eau y est assez transparente: on a fait, dans ce domaine, des observations étendues, qui vont de la limite de transparence de l'eau, vers $0,2 \mu$, jusqu'à la région visible du spectre³. Mais dans l'infra-rouge, l'absorption intense, qui commence tout près de l'extrémité rouge du spectre visible, rend très difficiles les mesures de dispersion, par les méthodes habituelles.

En se servant de la méthode du prisme on a pu étendre les mesures jusqu'à la longueur d'onde $1,2 \mu$ ⁴. L'emploi de la méthode réfractométrique⁵ a permis récemment de déterminer la dispersion de l'eau jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 2,5 \mu$; mais, par cette mé-

thode aussi, il a été impossible d'aller plus loin dans le domaine des grandes longueurs d'onde.

Par contre, il existe une voie indirecte qui permet de déterminer sans difficulté notable la dispersion de l'eau dans ce domaine par la mesure du pouvoir réflecteur et du coefficient d'extinction. Sans doute, les résultats des mesures de dispersion par cette méthode *indirecte* sont notablement moins précis que les données des méthodes *directes*. Mais cet inconvénient est compensé par le fait que la méthode indirecte est applicable à un champ bien plus étendu.

Dans ce qui suit, nous allons rendre compte de nos expériences sur la mesure de la dispersion de l'eau par la méthode indirecte, ainsi que de nos déterminations connexes du pouvoir réflecteur et du coefficient d'extinction.

Pouvoir réflecteur de l'eau. — Nous avons récemment déterminé le pouvoir réflecteur de l'eau dans le spectre infra-rouge, entre $\lambda = 1 \mu$ et $\lambda = 21 \mu$ ¹. La méthode était la suivante: le rayonnement d'une source lumineuse (lampe Nernst, bec Auer) était dispersé par un spectroscope, puis réfléchi alternativement et dans les mêmes conditions par une surface d'eau et un miroir d'argent. Le rapport des déviations, que subissait dans les deux cas le microradiomètre qui nous servait à la mesure du rayonnement, donnait immédiatement le pouvoir réflecteur de l'eau pour la longueur d'onde étudiée. Les mesures ont été faites pour un angle d'incidence de 12 degrés, mais, comme le pouvoir réflecteur est à peu près indépendant de l'angle d'incidence, lorsque celui-ci est petit, les nombres publiés valent aussi pour le cas de l'incidence normale.

Une série d'expériences de contrôle a établi que l'absorption de la vapeur d'eau n'a pas eu d'influence sur les résultats de nos mesures de réflexion. On pou-

1. H. RUBENS et E. LADENBURG. Berl. Ber., 1908; *Verh. der Deutsch. Phys. Ges.* 40-1908-227.

1. KREUSLER. *Ann. der Phys.*, 6-1901-412. — E. ASCHKINASS. *Wied. Ann.*, 55-1895-401. — F. PASCHEN. *Wied. Ann.*, 51, p. 1; 52, p. 209, 1894.

2. H. RUBENS et E. ASCHKINASS. *Wied. Ann.*, 64-1898-584. — F. PASCHEN. *Loc. cit.*

3. H.-TH. SIMON. *Wied. Ann.*, 53-1894-542. — E. FLATOW. *Ann. d. Phys.*, 12-1905-85.

4. H. RUBENS. *Wied. Ann.*, 45-1892-258.

5. F. SLEGERT. *Diss.*, Berlin, 1908 (thèse de doctorat).

vait s'attendre à trouver une telle influence; en effet, pour les mesures du pouvoir réflecteur, les rayons se réfléchissent dans une des expériences sur de l'argent, dans l'autre sur une surface d'eau; dans ce dernier cas ils ont à traverser une couche d'air saturé de vapeur d'eau qui se trouve au voisinage immédiat de la surface réfléchissante; dans le premier, au contraire, ils passent, dans tout leur parcours, à travers des couches d'air ayant l'état hygrométrique de l'atmosphère de la chambre. S'il y avait une influence de cette couche de vapeur saturée, elle se ferait sentir d'une façon bien plus considérable lorsque l'air de la chambre est relativement sec, que lorsqu'il est presque saturé. Cependant nous avons obtenu, même dans les régions spectrales où se trouvent les fortes bandes d'absorption de la vapeur d'eau, les mêmes valeurs du pouvoir réflecteur pour deux séries de mesures effectuées dans une atmosphère dont l'état hygrométrique était dans un cas de 45 pour 100, dans l'autre de 88 pour 100.

De plus, nous avons établi que, dans nos expériences, on pouvait saturer de vapeur d'eau une couche d'air de 12 centimètres de long, sans diminuer notablement l'intensité du rayonnement dans les régions d'absorption de la vapeur d'eau. A cet effet, nous avons intercalé sur le trajet des rayons un tube de laiton de 12 centimètres de long et 8 centimètres de large, fermé par des plaques de fluorine, et observé la variation de l'intensité dans le spectre entre 5,5 et 7 μ lorsque nous faisions passer la teneur en vapeur d'eau de l'air à l'intérieur du tube de 72 pour 100 (teneur de l'atmosphère extérieure) à 100 pour 100

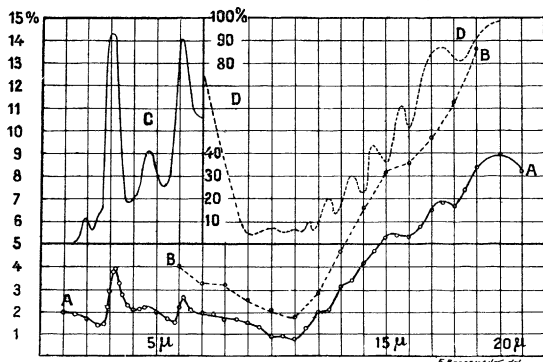


Fig. 1.

(saturation). Dans les deux cas, nous avons obtenu les mêmes déviations, aux erreurs près des expériences. Si l'on réfléchit que, dans nos mesures de réflexion, le parcours total des rayons, depuis la source lumineuse jusqu'au microradiomètre, étant de 2,5 m., ce résultat ne semble pas très étonnant. En effet, par suite de la structure particulière des spectres d'absorption des corps gazeux, on constate dans les mesures spectro-thermométriques une dérogation appa-

rente à la loi d'absorption, en ce sens que le calcul du coefficient d'extinction donne des nombres d'autant plus petits que la couche traversée est plus grande¹.

D'après ce qui précède, nous avons le droit de conclure que nos mesures du pouvoir réflecteur ne sont pas entachées d'erreurs dues à l'absorption de la vapeur d'eau. Nous avons représenté par la courbe A de la figure 1 la variation du pouvoir réflecteur en fonction de la longueur d'onde.

Détermination de l'absorption de l'eau. —

Parmi les divers travaux sur le spectre d'absorption infra-rouge de l'eau liquide, celui de M. Aschkinass est sans doute le plus soigné²: il a déterminé l'absorption de l'eau, en lames d'épaisseurs diverses, dans la région du spectre comprise entre 0,5 μ et 8,5 μ . La courbe C, figure 1, reproduit les résultats des mesures de M. Aschkinass, pour une couche d'eau de 0,01 mm. d'épaisseur, la plus mince qu'il ait étudiée. Les valeurs du coefficient d'extinction de l'eau qu'on peut calculer, d'après ces observations, sont remarquablement faibles, justement dans la première bande d'absorption, $\lambda = 5,06 \mu$, à laquelle correspond un grand pouvoir réflecteur anormal, comme le montrent nos courbes. Aussi, comme il suffit de très faibles impuretés dans le spectre pour amener des erreurs considérables dans la détermination des coefficients d'extinction, si la transparence de la lame en expériences, pour la région du spectre étudiée, est très faible, il n'est guère possible de déduire des valeurs de l'absorption, observées pour une couche aussi épaisse de substance, une valeur un tant soit peu exacte du coefficient d'extinction. Nous avons donc résolu d'étudier le spectre d'absorption de l'eau en couches encore plus minces. Comme, d'autre part, nous avions l'intention d'effectuer ces mesures jusqu'à des longueurs d'onde aussi grandes que possible, il nous a fallu renoncer à enfermer la couche d'eau à examiner entre des plaques de fluorine. Seules les lamelles d'eau de savon pouvaient donc être considérées comme adaptées à nos recherches. Nous nous servîmes de deux solutions différentes de savon qui contenaient, l'une 89 pour 100 d'eau, 10 pour 100 de glycérine et 1 pour 100 d'oléate de sodium; l'autre 72,5 pour 100 d'eau, 25 pour 100 de glycérine, et 2 1/2 pour 100 d'oléate de sodium. La solution la plus concentrée a été préparée par la méthode de Boys, l'autre par la dilution de la première. Pour maintenir

1. Les bandes d'absorption de la vapeur d'eau et du gaz carbonique dans l'infra-rouge ont une structure très complexe. Leur absorption sur le rayonnement assez peu monochromatique que donne dans l'infra-rouge un spectroscope ordinaire, est sélective, elle est donc représentée par une somme d'exponentielles. A mesure que l'épaisseur de gaz traversée augmente, la proportion des longueurs d'onde faiblement absorbables augmente également, l'absorption totale croît de plus en plus lentement et le coefficient d'extinction semble diminuer. (Note du traducteur.)

2. E. ASCHKINASS, *Wied. Ann.*, 55-1895-401.

constante l'épaisseur des lamelles d'eau de savon pendant une série d'expériences qui durèrent souvent plusieurs heures, nous avons choisi, après beaucoup de vains essais, le procédé suivant : Dans un vase de verre G (fig. 2) à demi rempli d'une solution d'eau de savon plongeait un étrier de fil métallique B, courbé en forme d'U, et recouvert à l'aide d'un fil auxiliaire d'une lamelle d'eau de savon, qui se raccordait en bas avec la surface du liquide. Près du sommet de l'étrier débouchait un tube capillaire vertical CC, d'environ 25 cm. de long et de 0,4 mm. de diamètre intérieur, fixé à la tige de l'étrier par deux anneaux de caoutchouc. Un tube de caoutchouc faisait communiquer l'extrémité supérieure du tube capillaire avec un large entonnoir D. Si l'on versait dans ce récipient de la solution d'eau de savon, celle-ci s'écoulait avec une lenteur extrême et tout à fait régulièrement à travers le tube capillaire jusqu'à la membrane d'eau de savon, qui prenait bien-

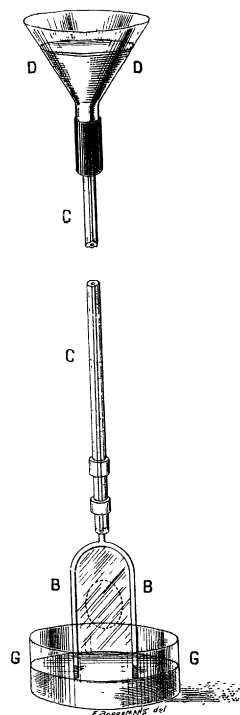


Fig. 2.

tôt dans sa partie médiane et inférieure une épaisseur constante, et qui restait invariable tant que l'on maintenait à une hauteur à peu près fixe le niveau du liquide dans le récipient D. L'expérience montra qu'il suffisait de prendre, toutes les 10 minutes environ, quelques centimètres cubes de la solution d'eau de savon dans le vase G, et de les verser en D. On a pu ainsi garder pendant des heures une lamelle d'eau de savon invariable, et d'épaisseur constante. Dans le cas où la lamelle était détruite et reformée à nouveau, on trouva que son épaisseur, après rétablissement de l'état stationnaire, était la même lorsque les conditions extérieures de l'expérience étaient restées les mêmes. En outre des constantes de l'appareil, comme la grandeur et la forme de l'étrier, la longueur et le diamètre intérieur du tube capillaire, l'épaisseur de la membrane dépend surtout de la composition de la solution de savon et de la température¹.

La mesure de l'épaisseur de la lamelle d'eau de savon étudiée se fit optiquement, par l'observation des franges d'interférence que présentait dans le spectre

¹ Les expériences décrites ici ne réussissent que lorsque le tube capillaire est d'une propriété parfaite, et la solution de savon d'une homogénéité absolue.

la lumière d'une lampe Nernst réfléchiée normalement par la lamelle. Si l'on observe des franges obscures pour les longueurs d'onde $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$, si l'on appelle d l'épaisseur cherchée de la lamelle, n_1, n_2, n_3, \dots les indices de la solution de savon, correspondant aux longueurs d'onde $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$, m l'ordre d'interférence de la frange située le plus loin dans le rouge, on obtient les équations :

$$\begin{aligned}
 2n_1d &= m\lambda_1; & 2n_2d &= (m+1)\lambda_2; \\
 & & 2n_3d &= (m+2)\lambda_3, \text{ etc.},
 \end{aligned}$$

qui permettent de calculer les deux inconnues d et m . Le fait que m doit être un nombre entier peut servir au contrôle des expériences.

L'épaisseur de la couche se montra très variable d'un point à l'autre. A l'intérieur de la région qui a servi aux mesures d'absorption, et qui est limitée sur la figure 2 par une ligne ponctuée, les différences étaient d'environ 10 pour 100. C'est pourquoi nous avons fait des mesures en plusieurs points de cette région, puis nous avons établi une moyenne. Nous avons toujours fait de telles expériences, avant le début et après la fin des mesures d'absorption.

La figure 5 reproduit graphiquement les résultats que nous avons obtenus dans nos mesures d'absorption sur deux lamelles d'eau de savon dont l'une (L_1), contenait 10 pour 100 de glycérine, et avait une épaisseur moyenne de 5,05 μ (courbe A), et l'autre (L_2) contenait 25 pour 100 de glycérine avec une épaisseur moyenne de 1,89 μ seulement (courbe B). La première de ces lamelles a été renouvelée trois fois, la seconde deux fois pendant les expériences. Dans tous les cas, la nouvelle lamelle avait une épaisseur si voisine de celle de l'ancienne, qu'il a été inutile d'effectuer de réduction.

Les deux courbes présentent très nettement les trois maxima connus d'absorption de l'eau, qui se trouvent au début de l'infra-rouge, $\lambda = 5,06 \mu, 4,70 \mu$ et $6,08 \mu$. Mais, tandis que dans la courbe C, figure 1, qui représente les observations de M. Aschkinass, les maxima de 5,06 et 6,08 μ sont presque égaux, leur différence sur nos courbes est extrêmement grande. Jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 6,5 \mu$, les deux lamelles donnent à peu près les mêmes coefficients d'extinction. Ceci n'est pas très étonnant, car, dans cette région du spectre, l'eau et la glycérine ont, au point de vue qualitatif et quantitatif, des propriétés voisines. Les coefficients d'extinction calculés ainsi concordent assez bien avec ceux que donnèrent les expériences de M. Aschkinass, sauf ceux qui sont relatifs à la première bande d'absorption, $\lambda = 5,06 \mu$. Dans cette

¹ Les mesures d'absorption ont été faites jusqu'à 8 μ avec un prisme de fluorine, jusqu'à 12 μ avec un prisme de sel gemme, et jusqu'à 18 μ avec un prisme de sylvine. La largeur de la fente était de 0,1 mm. jusqu'à 4 μ , de 0,3 mm. jusqu'à 5,5 μ , de 0,6 mm. jusqu'à 15 μ et de 1,2 mm. au delà de cette longueur d'onde.

région, nos valeurs sont à peu près triples de celles de M. Aschkinass, comme le montre le tableau suivant¹ :

Tableau I

λ	Coefficient d'extinction de l'eau	
	D'après Aschkinass $d = 0,04 \text{ mm}$	D'après Rubens-Ladenburg $d = 0,00509 \text{ mm}$
5,00	0,0645	0,175
4,70	0,0202	0,0196
6,00	0,102	0,107
6,5	0,055	0,048

De plus, les courbes A et B de la figure 3 présentent deux maxima nets vers $7,0 \mu$ et $9,5 \mu$, qui sont plus

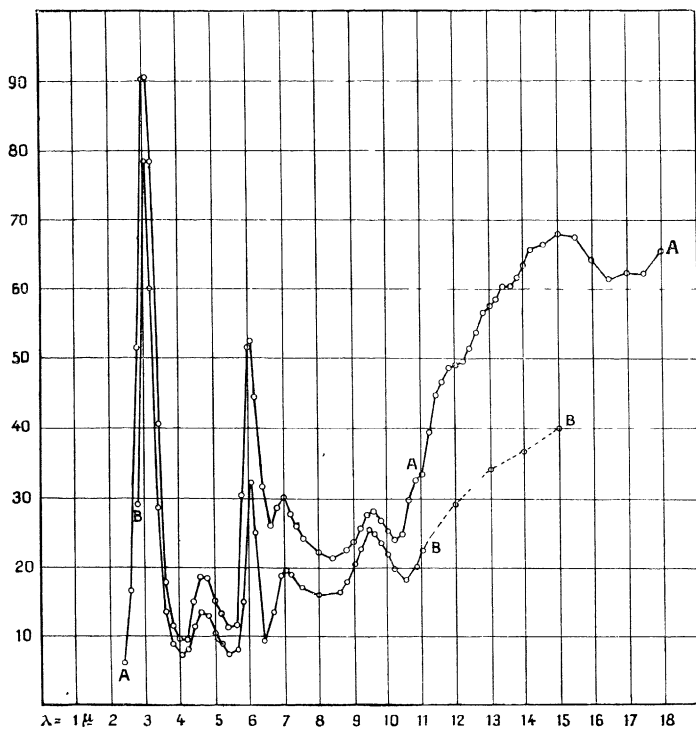


Fig. 3.

prononcés sur la courbe B que sur la courbe A. Leur position ne coïncide pas exactement sur les deux courbes. Ces maxima sont certainement dus à la glycérine contenue dans les solutions. D'après les mesures de M. Ransohoff², la glycérine présente entre $6,6$ et $7,0 \mu$ une absorption qui croît rapidement, pour décroître de nouveau vers de plus grandes longueurs d'onde. De plus, en examinant une

1. Soient γ l'intensité du rayonnement incident, i celle du rayonnement transmis, d l'épaisseur traversée, le coefficient d'extinction est alors $g = \log. \text{nat.} \frac{\gamma}{i} \frac{\lambda}{4\pi d}$. Il faut corriger i de la perte par réflexion.

2. RANSOHOFF. *Diss.* Berlin, 1896.

lamelle très mince de glycérine emprisonnée entre deux plaques de fluorine, nous avons pu constater un maximum d'absorption très prononcé; vers $9,4 \mu$, sa position coïncide presque exactement avec celle du second maximum dont nous venons de parler. L'absorption de l'eau entre 9 et 10μ ne croît que lentement et assez régulièrement avec la longueur d'onde. Au delà de 10μ , l'absorption de la lamelle d'eau de savon augmente de nouveau rapidement en fonction de la longueur d'onde, atteint un maximum vers 15μ environ, un minimum entre 16 et 17μ , et continue à croître ensuite, comme le montre la courbe A, figure 4.

On ne peut méconnaître la ressemblance de notre courbe d'absorption A, figure 5, au delà de 10μ , avec la courbe D, figure 1, qui représente d'après d'anciennes expériences¹ l'absorption dans la même région du spectre par une couche de vapeur d'eau de 60 centimètres d'épaisseur à la pression atmosphérique. D'autre part, on constate une analogie très nette entre notre courbe d'absorption et les courbes A et B de la figure 4, qui représentent le pouvoir réflecteur d'une surface d'eau, pour des angles d'incidence de 12 et de 50 degrés. Les deux courbes de réflexion s'élèvent rapidement et assez régulièrement de 11μ à 15μ , et présentent, au delà de cette longueur d'onde, une inflexion qui correspond au minimum de la courbe d'absorption.

Nous avons calculé le coefficient d'extinction de l'eau entre $2,6$ et $5,6 \mu$, et au delà de 10μ , au moyen des valeurs de l'absorption de la lamelle L_1 à 10% de glycérine. Ce calcul est donc fondé sur l'hypothèse que, dans ces régions du spectre, l'absorption de la glycérine ne diffère pas trop de celle de l'eau? cette hypothèse est justifiée en général par les expériences parallèles sur les deux lamelles. Dans le

domaine spectral compris entre $\lambda = 3,6 \mu$ et $\lambda = 9 \mu$, nous avons calculé le coefficient d'extinction d'après les données de M. Aschkinass, pour l'absorption d'une couche d'eau de $0,01 \text{ mm.}$, avec lesquelles concordent en général assez bien les valeurs obtenues à l'aide de la lamelle L_1 ; cependant les nombres de M. Aschkinass ont l'avantage de correspondre à l'eau pure et non à une solution de savon.

Calcul de la dispersion. — Soient R le pouvoir réflecteur, relatif à une intensité incidente 1 , g le coefficient d'extinction pour la même longueur d'onde λ ,

1. H. RUBENS ET E. ASCHKINASS. *Wied. Ann.*, 64-1898-584.

on sait qu'on en déduit pour l'indice de réfraction correspondant n l'expression suivante :

$$n = \frac{1+R}{1-R} \pm \sqrt{\left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 - g^2 - 1}$$

où toutes les grandeurs sont relatives à l'incidence normale.

Le tableau ci-dessous contient, pour une série de longueurs d'onde du spectre infra-rouge, le coefficient d'extinction g et le pouvoir réflecteur R ; cette dernière grandeur n'est pas, comme d'habitude, donnée en pour cent de l'intensité incidente, elle représente l'énergie réfléchie quand l'intensité incidente est égale à 1; le tableau donne, de plus, l'indice de réfraction

Tableau II

Coefficient d'extinction g , pouvoir réflecteur R , et indice de réfraction n de l'eau à 18°.

λ	g	R	n	(n')
1,0	—	0,0195	1,525	—
1,5	—	0,0188	1,516	—
2,0	—	0,0170	1,500	—
2,4	—	0,0148	1,275	—
2,6	0,011	0,0126	1,255	1,255
2,8	0,050	0,0159	1,282	1,288
3,0	0,175	0,0290	1,565	1,410
3,2	0,169	0,0590	1,456	1,492
3,4	0,059	0,0524	1,437	1,459
3,6	0,014	0,0260	1,584	1,585
3,8	—	0,0226	1,355	—
4,0	—	0,0209	1,358	—
4,5	0,016	0,0216	1,545	1,544
5,0	—	0,0198	1,530	—
5,5	—	0,0170	1,500	—
5,8	0,042	0,0145	1,271	1,274
6,0	0,102	0,0214	1,524	1,541
6,2	0,039	0,0250	1,560	1,575
6,5	0,055	0,0212	1,554	1,558
7,0	0,045	0,0200	1,527	1,531
8,0	0,048	0,0168	1,295	1,298
9,0	0,050	0,0140	1,264	1,269
10,0	0,056	0,0085	1,196	1,205
11,0	0,105	0,0072	1,150	1,184
12,0	0,247	0,0200	1,187	1,550
15,0	0,299	0,0510	1,269	1,428
15,0	0,426	0,0553	1,532	1,600
18,0	0,428	0,0675	1,505	1,702

n calculé par la formule précédente. Dans la cinquième colonne, enfin, se trouve la valeur de l'indice (n'), que posséderait un corps absolument transparent, ayant le même pouvoir réflecteur que l'eau en chaque point du spectre. On obtient cette valeur de (n') en posant $g = 0$ dans l'expression précédente, c'est-à-dire en appliquant la formule simple de Fresnel, pour l'incidence normale. Cette formule, comme on le voit, donne aussi pour l'eau, dans une partie assez grande du spectre, des valeurs à peu près exactes de l'indice de réfraction. Si R est très petit, — et c'est le cas pour l'eau dans toutes les régions explorées du spectre, — la valeur de g n'a d'influence sur la grandeur n

que si g' n'est pas négligeable par rapport à $4R$. Ceci n'a lieu pour l'eau qu'en peu d'endroits du spectre.

Par contre, le rapport direct qui existe entre l'absorption et la réfraction est très nettement visible dans tout le domaine spectral étudié, même là où la valeur du coefficient d'extinction est trop faible pour jouer un rôle important dans la formule de Beer.

La figure 4 donne la courbe de dispersion de l'eau, dans l'ultra-violet d'après les observations de Flatow, entre 0,5 et 7 μ , d'après les nombres du tableau. La forme de la courbe de dispersion ressemble beaucoup

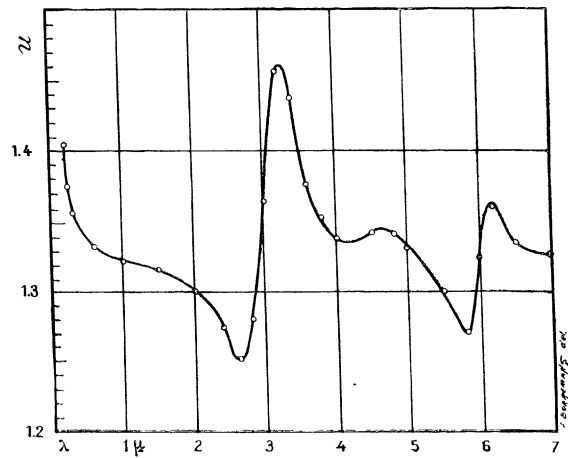


Fig. 4.

à celle de la courbe de réflexion (A, fig. 1) et présente, comme celle-ci, les deux maxima très prononcés de 3,25 et 6,21 μ , qui correspondent aux deux bandes d'absorption de l'eau vers $\lambda = 3,06$ et 6,08 μ . Le petit maximum de la courbe de dispersion entre 4,5 et 4,8 μ est lié, sans doute, lui aussi au maximum d'absorption de l'eau observé pour 4,7 μ .

La théorie exige que les maxima du pouvoir réflecteur et de l'indice de réfraction soient situés à de plus grandes longueurs d'onde que les maxima de l'absorption; c'est ce que confirment nos expériences.

Les nombres du tableau 2 montrent, de plus, que l'indice de l'eau passe vers $\lambda = 11 \mu$ par un minimum profond ($n = 1,150$) et croit ensuite de nouveau avec la longueur d'onde; à la limite de la région étudiée du spectre il atteint la plus grande valeur qui ait été observée jusqu'ici dans le spectre optique de l'eau ($n = 1,505$).

Expériences de rayons restants. — Il nous reste à rendre compte d'expériences que nous avons établies en vue de déterminer les propriétés optiques de l'eau pour de très grandes longueurs d'onde, pour les rayons restants de la fluorine (5 réflexions, longueur d'onde moyenne 25,5 μ), et les rayons restants du sel gemme (5 réflexions, longueur d'onde moyenne

51,2 μ). La méthode employée est celle qui a servi aux mesures décrites plus haut, avec la différence qu'à la place du spectromètre à miroirs se trouve dans notre montage le dispositif producteur de rayons restants.

Dans le tableau III, ci-dessous, sont inscrits les résultats de ces mesures. Les coefficients d'extinction ont été obtenus ici encore à l'aide de la lamelle d'eau de savon et se rapportent donc non pas à l'eau pure, mais à une solution de savon contenant 10 pour 100 de glycérine. Pour les rayons restants du sel gemme, les valeurs observées ne sont qu'approximatives, à cause de la petitesse des déviations mesurées. Tous les nombres observés sont valables pour une température de 18°C.

Tableau III

Nature des rayons	λ	g	R	n
Rayons restants de la fluorine.	25,5 μ .	0,490	0,068	1,414
Rayons restants du sel gemme	51,2 μ .	0,68	0,100	1,56

En tout cas, ces mesures démontrent que l'eau possède encore, pour des rayons dont la longueur d'onde est 50 fois et 100 fois celle de la lumière verte, des indices de réfraction du même ordre de grandeur que dans le spectre visible. La région de dispersion très anormale, au delà de laquelle l'indice de réfraction atteint la valeur extraordinairement élevée $n = 9$ (qui a été observée jusqu'à présent pour toutes les ondes hertziennes, même les plus courtes), est donc située vers des longueurs d'onde plus élevées que celles des rayons restants du sel gemme.

Drude ¹ a calculé la longueur d'onde de cette région au moyen de la formule de Ketteler-Helmholtz, d'après la dispersion de l'eau dans le spectre visible, et la valeur de la constante diélectrique pour des ondes infiniment longues. En supposant qu'il n'existe dans l'infra-rouge que *cette seule* bande de dispersion anormale, on trouve 79 μ . Cependant l'hypothèse que l'eau ne possède qu'une seule bande déterminant entièrement sa dispersion dans l'infra-rouge n'est pas justifiée, ainsi qu'il résulte de nos mesures. Bien plus, l'allure de la dispersion dans le spectre visible et dans l'infra-rouge voisin est déterminée surtout par l'action à distance de la bande d'absorption de 5,06 μ . On ne peut donc tirer encore des données actuelles aucune conclusion relative à la position de cette région de réflexion métallique.

Des expériences que nous avons établies pour déterminer la position de cette bande inconnue au moyen de la méthode des rayons restants sont restées également infructueuses. Nous nous sommes servis à cet effet du dispositif suivant :

Une cuve de verre G de 42 centimètres de long, 7,5 centimètres de large et 7,5 de profondeur, est remplie d'eau aux 2/5 de sa hauteur. Au-dessus se trouve un miroir plan de verre S de 50 centimètres de long et 10 de large, argenté sur la face inférieure. Les rayons émis par la source A (bec Auer sans verre) sont réfléchis alternativement à la surface liquide et sur le miroir argenté S, comme le montre la figure 5. Le

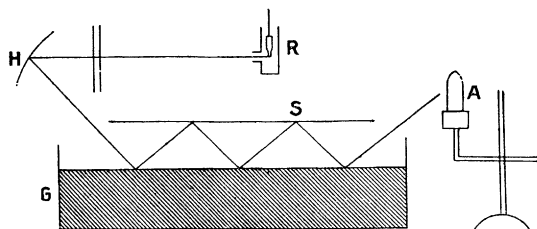


Fig. 5.

miroir concave H les concentre ensuite sur la soudure d'un micro-radiomètre R. Comme le pouvoir réflecteur de l'argent dans l'infra-rouge reste à peu près constant, et a une valeur très élevée (97 à 100 pour 100), la réflexion sur l'argent ne produit pas de changement appréciable dans l'intensité et la composition du rayonnement, et toutes les particularités observées sur les rayons restants doivent être attribuées à la réflexion sélective de la surface liquide. En faisant varier la quantité de liquide contenue dans la cuve, on pouvait changer la distance entre le miroir S et la surface liquide de façon à obtenir à volonté 3, 4 ou 5 réflexions sur l'eau. Pour établir le caractère du rayonnement restant, nous n'avons pas utilisé la méthode d'analyse spectrale par un prisme ou un réseau; nous nous sommes contentés de déterminer la transparence qu'offraient aux rayons étudiés certaines substances à spectre d'absorption connu. Cette méthode permet d'obtenir une image assez nette de la composition spectrale du rayonnement étudié. Les expériences portèrent sur des lames de quartz, de fluorine et de sel gemme. La lame de quartz utilisée (taillée perpendiculairement à l'axe, 12 mm. d'épaisseur) présente une absorption qui commence vers 2,5 μ et est déjà à peu près totale vers 4 μ ; la lame de fluorine (épaisseur 6,5 mm.) commence à absorber vers 7 μ , et absorbe tous les rayons au delà de 12 μ . La lame de sel gemme (épaisseur 17 mm.) est absolument transparente jusqu'à 12 μ et absorbe complètement tous les rayons de longueur d'onde supérieure à 19 μ .

Le tableau IV résume les résultats obtenus. Dans la première colonne est indiquée la nature du rayonnement auquel correspondent les transparences marquées dans les colonnes 2, 3 et 4. La première ligne horizontale est relative au rayonnement total du bec Auer; les deux suivantes aux rayons restants qui subsistent après 3 et 4 réflexions à la

1. P. DRUDE, *Physik des Aethers*, p. 555.

surface de l'eau. La deuxième et la troisième ligne montrent que le rayonnement obtenu par réflexions successives sur l'eau est absorbé par toutes les lames étudiées, plus fort que le rayonnement initial.

Tableau IV

Nature du rayonnement	Transparence en pour cent		
	Quartz	Fluorine	Sel gemme
Rayonnement total du bec Auer	19	64	85,5
Rayons restants de l'eau :			
5 réflexions	9,7	42	68
4 réflexions	—	26,7	54

Mais dans tous les cas, même après quatre réflexions, la transparence est encore notable. Après cinq réflexions à la surface de l'eau, le rayonnement était déjà si faible qu'on ne pouvait plus effectuer de mesures précises.

Ces expériences mettent nettement en évidence la réflexion sélective de l'eau en faveur des grandes longueurs d'onde, comme l'avaient déjà montré nos mesures spectroscopiques ; mais elles ne fournissent aucun indice sur l'existence de régions de forte dispersion anormale dans le spectre infra-rouge, analogues à celles qui ont été trouvées pour le quartz, la fluorine, le sel gemme et la sylvine. Ce résultat négatif peut trouver diverses explications. D'abord il est possible, quoique très invraisemblable, que l'eau ne possède pas de domaine de forte réflexion métallique, étroitement délimité, mais que la grande valeur de son indice de réfraction pour les ondes hertziennes est dû à un grand nombre de bandes faibles. Deuxièmement, on pourrait supposer qu'il existe dans la région du spectre, qui peut être explorée par les moyens que nous avons mis en œuvre ici, des régions de forte réflexion anormale, mais que les rayons restants qui en résultent sont absorbés totalement par la vapeur

d'eau de l'atmosphère de la chambre. Notre dispositif expérimental ne nous permet pas de rejeter entièrement cette hypothèse. Il est vrai que nous avons repris nos expériences à une température plus basse de l'eau et de l'air (5° C. environ), sans obtenir un résultat différent ; mais, même dans ce cas, la quantité de vapeur d'eau qui se trouve sur le trajet des rayons d'environ 1,2 m. de long est encore considérable. En troisième lieu, il reste l'hypothèse que cette région inconnue, de forte réflexion métallique, se trouve en dehors du domaine des longueurs d'onde que nos sources de rayonnement émettent encore d'une façon sensible. On sait que, pour les grandes longueurs d'onde, le rayonnement d'un corps noir diminue environ comme l'inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde. C'est pourquoi il n'est guère possible de déceler, avec les moyens qui nous ont servi, un rayonnement restant dont la longueur d'onde moyenne dépasserait 70 μ .

On ne peut pas décider avec certitude entre les trois causes qui nous ont semblé pouvoir expliquer le résultat négatif de nos expériences de rayons restants ; cependant la troisième hypothèse est, pour plusieurs raisons, la plus vraisemblable. En particulier, l'alcool éthylique, qui se rapproche beaucoup de l'eau par ses propriétés optiques, éprouve seulement, dans la région des ondes hertziennes, cette forte dispersion anormale, à laquelle est due sa constante diélectrique élevée. On doit expliquer de même, semble-t-il, l'accroissement rapide de l'absorption avec la fréquence, que Drude a observé dans le cas de l'eau pour des oscillations électriques très rapides, en admettant que le domaine critique de dispersion anormale se trouve, pour l'eau, dans la région du spectre encore inconnue qui s'étend depuis les rayons calorifiques de la plus grande longueur d'onde observée jusqu'ici, jusqu'aux ondes hertziennes les plus courtes que l'on ait obtenues par voie électrique.

[Reçu le 18 janvier 1909.]

(Traduit de l'allemand par E. BATER.)