



HAL
open science

Annalen der Physik. T. XXXIV. Nos 4 et 5

S. Bloch, Paul de La Gorce, Marcel Boll, A. Grumbach, M. Barrée, F. Croze,
Ch. Fortin

► **To cite this version:**

S. Bloch, Paul de La Gorce, Marcel Boll, A. Grumbach, M. Barrée, et al.. Annalen der Physik. T. XXXIV. Nos 4 et 5. J. Phys. Theor. Appl., 1911, 1 (1), pp.496-510. 10.1051/jphystap:0191100106049600 . jpa-00241696

HAL Id: jpa-00241696

<https://hal.science/jpa-00241696>

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.

ANNALEN DER PHYSIK

T. XXXIV. N^o 4 et 5.

I. — CL. SCHAEFER et G. GROSS. — Recherches sur la réflexion totale.
Tome XXXII. — P. 648-672; 1910.

II. — W. VOIGT. — Sur les vibrations dans le second milieu lors de la réflexion totale. N^o 4. — P. 797-800.

I. — Déjà Newton avait démontré le fait de la pénétration de la lumière dans le second milieu lors de la réflexion totale. Cette étude fut reprise par Quincke, puis, plus récemment, avec un procédé expérimental nouveau (application d'un réseau contre la surface réfléchissante, ce qui permet de reconnaître de la lumière diffractée dans le second milieu) par Ditscheiner.

Voigt, en produisant la réflexion totale sur les faces d'un prisme très obtus, constate l'émergence d'un étroit faisceau le long de l'arête. Enfin Hall applique contre la surface réfléchissante une couche de gélatine sensible; elle est impressionnée, mais cesse de l'être quand elle est à une distance supérieure à 4λ de cette surface.

La théorie électromagnétique rend compte de ces expériences: elle permet de calculer l'énergie réfléchie et transmise en fonction de l'épaisseur de la lamelle faisant suite à la surface réfléchissante. Pour soumettre ces résultats au contrôle de l'expérience, les auteurs ont eu recours à des ondes électriques, des ondes optiques ne se prêtant que difficilement à de semblables mesures photométriques.

Ils font précéder la description de leurs expériences d'un exposé des travaux du mathématicien russe Eichenvald, dont ils ont utilisé les méthodes. Eichenvald a déduit de la théorie de Maxwell, dans le cas où il y a réflexion totale, l'équation différentielle des lignes de force magnétiques dans le premier et le second milieu et a fourni, dans une figure de son travail, le graphique de ces lignes; leurs trajectoires orthogonales (comme les lignes de force électriques sont perpendiculaires au plan de la figure) donnent le vecteur de Poynting, c'est-à-dire le rayon lumineux. Ces lignes sont fermées; le flux d'énergie qui franchit la surface en certains points la repasse en sens inverse en d'autres points, de sorte qu'en fin de compte le flux total à travers la surface est nul. Mais tout ce qui dans le second milieu déterminera

une altération dans la forme de ces lignes de flux supprimera la réflexion totale. En particulier les auteurs ont étudié le cas de la réflexion sur une lame mince, ce qui correspond aux expériences de Newton et de Quincke; et ont reconnu que, dans ce cas, la totalité de l'énergie ne revient pas dans le milieu 1, mais qu'il en passe dans le milieu 3 une fraction d'autant plus grande que l'épaisseur de la lamelle 2 est moindre. C'est bien ce que montre le procédé Newton-Quincke. Il consiste à approcher, parallèlement à la face hypoténuse d'un prisme à réflexion totale, la face d'un autre prisme semblable; la réflexion n'est plus totale sitôt que la lame d'air a une épaisseur de l'ordre d'une longueur d'onde. Les auteurs ont répété cette expérience avec des ondes électriques de $\lambda = 15$ centimètres. Ces ondes, rendues planes par un miroir concave, sont réfléchies par la face hypoténuse d'un prisme de paraffine vers un second miroir qui les concentre sur un thermo-résonnateur de Klemenčič; un second prisme de paraffine pareil au premier peut être approché progressivement, les faces hypoténuses demeurant parallèles. On peut amener le récepteur avec son miroir concave sur le trajet de l'onde transmise. Dans cette position 2, il n'y a pas de déviation du galvanomètre récepteur, tant que l'épaisseur d de la couche d'air comprise entre les deux prismes est supérieure à λ , alors que la déviation sur le trajet de l'onde réfléchie (position 1) est indépendante de cette épaisseur. Puis la déviation en 1 décroît à mesure que celle en 2 croît à partir de $d < \lambda$; l'énergie transmise étant toujours complémentaire de celle réfléchie.

Si on enlève le second prisme et qu'on amène le thermo-résonnateur, privé de son réflecteur concave, derrière la face hypoténuse du premier, on peut constater et mesurer le flux d'énergie parallèle à la surface réfléchissante qui passe dans le second milieu. Les résultats confirment la théorie.

II. — C'est une réponse à des critiques contenues dans le mémoire précédent auquel il oppose l'objection que les théories supposent une surface réfléchissante indéfinie, alors que les expériences portent sur une portion limitée de cette surface.

S. BЛОCH.

BR. GLATZEL. — Une nouvelle méthode de production des courants de haute fréquence fondée sur le principe de l'excitation par chocs. N° 4. — P. 711-738.

L'auteur rappelle que M. Wien a montré le premier qu'avec de courtes étincelles on pouvait, au moyen de l'excitation par chocs, obtenir dans un circuit secondaire des oscillations faiblement amorties. Des applications de ce principe à la télégraphie sans fil ont été réalisées par la Telefunken Gesellschaft et par V. Lepel. Pour que la méthode soit efficace il est nécessaire que l'étincelle soit étouffée dès les premières oscillations. Pour obtenir ce rapide amortissement, divers procédés ont été appliqués : on a refroidi artificiellement les électrodes, on les a constituées par des plateaux métalliques ou par du mercure, on a placé l'éclateur dans un gaz bon conducteur de la chaleur comme l'hydrogène.

C'est ce dernier dispositif que l'auteur a étudié en détail. Suivant l'intensité du courant, il se produit dans l'excitateur deux phénomènes différents. Quand le courant est faible, la décharge se présente sous l'aspect d'étincelles mobiles et floconneuses : c'est la phase A. A partir d'un certain courant I_s , la phase B commence : de longues étincelles se forment qui semblent glisser à la surface des électrodes et celles-ci sont entourées d'une auréole lumineuse. Quand le courant augmente encore davantage, les étincelles disparaissent ; la lueur entourant les électrodes subsiste seule.

Des observations faites avec un tube de Geissler et un miroir tournant (oscillographe de Gehrcke) ont permis de constater les faits suivants. Dès qu'on a dépassé l'intensité I_s , les oscillations produites sont très amorties ; l'amortissement augmente avec le courant. Quand la décharge est manifestée seulement par la gaine lumineuse entourant les électrodes, les oscillations cessent complètement. On peut donc se placer dans les conditions les plus favorables pour l'excitation par chocs.

Ce n'est point l'action directe du courant, mais l'échauffement qu'il communique aux électrodes, qui influe sur le mécanisme de la décharge. L'auteur a pu mesurer la température des électrodes au moyen d'un pyromètre. La courbe obtenue subit une discontinuité au moment où la décharge B succède à la décharge A. Tout se passe comme si, dans la phase B, l'étincelle n'était point capable de céder autant de chaleur au gaz ambiant que dans la phase A. Il est à remar-

quer également que les phénomènes de décharge sont essentiellement variables avec le métal des électrodes. Avec des électrodes en aluminium, en cadmium, en magnésium, les phénomènes de la phase B ne se produisent pas; par suite, l'excitation par chocs ne peut être réalisée. Le nickel, le fer, le palladium, le cuivre l'argent présentent les différents aspects de décharge décrits; mais l'intensité de courant et par suite la température correspondant au passage de la première à la seconde phase varient beaucoup d'un métal à l'autre.

De ces faits l'auteur donne l'explication suivante: il est vraisemblable qu'à une température déterminée les ions métalliques formés entrent en combinaison avec l'hydrogène et sont rapidement entraînés hors du champ de l'étincelle. Ce serait l'origine de l'amortissement considérable observé dans les décharges B. On peut noter, à l'appui de cette hypothèse, que les métaux dont on connaît déjà des hydrures (par exemple ceux du groupe du fer), provoquent une rapide extinction des étincelles, même dans des conditions de conductibilité calorifique relativement mauvaises. Cette manière de voir est confirmée par l'examen des spectres des deux formes de décharge A et B. Dans l'étincelle A correspondant à un faible amortissement, les raies du métal constituant les électrodes sont fortement marquées. Il existe donc un grand nombre de particules métalliques formant pour l'étincelle un chemin conducteur. Au contraire, dans le spectre de la décharge B, les raies de l'hydrogène apparaissent à peu près seules. Cette absence de particules métalliques dans le cas où l'électrode est entourée d'une gaine lumineuse ne peut s'expliquer que par la formation d'une combinaison avec l'hydrogène. En fait, on a observé sur les électrodes des dépôts pulvérulents variant du gris au brun, suivant la nature du métal, et qui doivent être des hydrures métalliques. L'analyse chimique apportera sur ce point une certitude. Tous ces faits, conclut l'auteur, donnent à l'éclateur à hydrogène une place tout à fait à part. Les relevés photographiques obtenus avec l'oscillographe de Gehrcke montrent que l'oscillation s'arrête brusquement au passage par zéro. L'aspect du phénomène peut être comparé à un effet de soupape. Il ne s'agit point d'un amortissement a périodique, comme pour les autres éclateurs imaginés dans le même but.

B. MACKÛ. — Influence de l'extinction prématurée de l'étincelle sur les mesures d'amortissement. — P. 941-970.

Cette étude a eu pour point de départ les anomalies observées quand on connecte aux bornes de l'éclateur d'un circuit oscillant un deuxième circuit. Si on analyse une courbe de résonance, on trouve que la présence du second circuit diminue l'amortissement. D'un autre côté, si on observe l'intensité maximum à la résonance et l'effet de courant total dans le circuit primaire, on est amené à conclure que l'amortissement a augmenté. Ces résultats contradictoires proviennent sans doute de ce que certaines hypothèses admises dans la théorie de la méthode de résonance ne correspondent pas à la réalité. En fait l'amortissement de l'étincelle dépend de l'intensité de courant et il ne se poursuit pas jusqu'à des différences de potentiel infiniment petites. Il y a, par rapport aux hypothèses théoriques, une extinction prématurée de l'étincelle.

Il est compliqué et le plus souvent superflu de tenir compte de la variation de résistance de l'étincelle. Il est au contraire relativement simple d'introduire dans le calcul l'influence de l'extinction de l'étincelle et il peut en résulter un changement important dans l'allure des courbes de résonance. Soient deux circuits parfaitement isochrones. Les oscillations du circuit primaire entretiennent et amplifient constamment les oscillations propres du circuit de mesure. L'effet de courant sera diminué par une extinction prématurée de l'étincelle. Si les deux circuits ne sont pas rigoureusement accordés, les oscillations se renforcent d'abord, puis se contrarient. L'extinction amène, suivant l'instant où elle se produit, un accroissement ou une diminution de l'effet de courant total dans le circuit de mesure. En définitive, on ne peut plus obtenir une courbe de résonance normale.

L'auteur a résolu le problème analytiquement d'une manière complète. Des expressions assez compliquées qu'il obtient et des courbes qu'il en déduit, on peut tirer les conclusions suivantes : Une extinction prématurée de l'étincelle déforme les courbes de résonance. Il s'ensuit que les valeurs de l'amortissement calculées pour divers points des courbes ne concordent pas entre elles et sont toujours trop grandes. La déformation dépend de l'amortissement dans le circuit de mesure. Si celui-ci est faible par rapport à l'amortissement primaire, la déformation est grande. Si les deux circuits sont à peu près égale-

ment amortis, la résonance est sensiblement normale, pourvu que l'extinction ne se produise pas avant que l'amplitude de la courbe de tension soit tombée aux sept centièmes environ de sa valeur primitive. Lorsqu'on modifie le circuit primaire et qu'on calcule la variation d'amortissement au moyen de courbes de résonance relevées avec un circuit de mesure faiblement amorti, le résultat obtenu est trop grand, mais proportionnel à la valeur réelle.

Il restait à vérifier expérimentalement ces propositions déduites des calculs. C'est ce qu'a réalisé l'auteur. Ces mesures sont assez délicates et peuvent être entachées d'erreurs dues à des dérèglages, notamment aux variations de l'étincelle. Néanmoins les tableaux de nombres obtenus, d'où il ressort que la déformation diminue quand l'amortissement secondaire augmente et que les courbes restent à peu près semblables à elles-mêmes, quand l'amortissement primaire seul varie, justifient pleinement les conclusions théoriques. On a même pu, à l'aide de deux courbes de résonance relevées successivement avec des amortissements secondaires faibles et énergiques, fixer approximativement l'amplitude relative de la courbe de différence de potentiel correspondant à la disparition de l'étincelle. Des essais ont été effectués avec des dispositifs qui accélèrent l'extinction, notamment avec un éclateur dissymétrique (pointe-plateau). Conformément aux prévisions, l'effet d'extinction se trouve alors exagéré et il devient très difficile d'obtenir une courbe normale. Au point de vue pratique, il résulte de cet ensemble de recherches une conclusion particulièrement importante : dans les mesures sur des oscillateurs renfermant une étincelle, il faut choisir l'amortissement du circuit de mesure, non pas aussi petit que possible, mais du même ordre de grandeur que l'amortissement à mesurer. On peut éviter de la sorte les erreurs dues à l'extinction prématurée.

En terminant, l'auteur remarque que les déformations étudiées ici, étant indépendantes du facteur de couplage, sont nettement distinctes de celles observées par Wien. Pourtant, dans l'un et l'autre cas, les phénomènes n'ont peut-être pas une origine essentiellement différente. Wien lui-même a suggéré qu'un couplage trop serré pouvait provoquer une extinction prématurée, qui serait la cause réelle de la déformation de la courbe de résonance.

Paul DE LA GORCE.

PHILIPP FRANK et HERMANN ROTHE. — Sur les transformations des coordonnées d'espace et de temps en passant d'un système immobile à un système en mouvement. — P. 825-835.

Jusqu'à ces dernières années, on admettait que, pour passer d'un système immobile (x, y, z, t) à un système en mouvement (x', y', z', t') avec une vitesse uniforme de translation v dirigée suivant l'axe des x , il suffisait d'appliquer les relations suivantes, que l'on peut appeler formules de transformation de Galilée :

$$\begin{cases} x' = x - vt \\ t' = t \end{cases}$$

Lorentz, en s'appuyant surtout sur les résultats négatifs de Michelson et Morley, a montré que ces relations n'étaient rigoureuses que si la vitesse v était très faible (inférieure, par exemple, à 100 km.), c'est-à-dire négligeable par rapport à la vitesse de la lumière c . S'appuyant sur ce fait que la vitesse c a un sens absolu, c'est-à-dire qu'elle reste la même, quel que soit le mouvement des observateurs, il a proposé les formules suivantes de transformation :

$$\begin{cases} x' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (x - vt) \\ t' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left(t - \frac{v}{c^2} x \right). \end{cases}$$

Ces relations se sont jusqu'à présent montrées très fécondes, quoiqu'elles aient bouleversé nos conceptions intuitives de l'espace et du temps, en créant les notions de contraction longitudinale et de temps local.

Les auteurs du présent mémoire se proposent de modifier les formules de transformation de Lorentz.

A la suite d'un calcul très long et assez compliqué, ils arrivent à un groupe de transformation qu'ils nomment transformation de Doppler, caractérisée par une hypothèse singulière, suivant laquelle la vitesse de la lumière ne resterait constante que pour une direction et un sens bien déterminés de propagation, attribuant ainsi arbitrairement à l'espace une anisotropie qui ne correspond à aucune réalité physique.

Le principe de relativité et les théories de Lorentz, d'Einstein et de Minkowski ne sont nullement atteints par ces spéculations purement mathématiques.

Marcel BOLL.

F. JUTTNER. — La loi de répartition des vitesses de Maxwell dans la théorie de la relativité. — P. 836-882.

1. Pour calculer l'entropie d'un gaz monoatomique au moyen de sa définition générale :

$$S = k \log W,$$

où W est la probabilité de l'état où se trouve le gaz, il faut admettre une certaine mécanique. Le problème a été jusqu'à présent résolu dans la mécanique newtonienne. L'auteur s'est proposé ici de le traiter dans la mécanique issue du principe de relativité, en partant des formules données par Einstein et Planck⁽¹⁾.

Soit ξ, η, ζ , les composantes de l'impulsion, q la vitesse d'un point matériel en mouvement, c la vitesse de la lumière, on a :

$$\xi = m \frac{x'}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}, \quad \eta = m \frac{y'}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}, \quad \zeta = m \frac{z'}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}},$$

$$q = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}.$$

La force vive :

$$L = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}.$$

On est amené à considérer l'élément de l'espace à six dimensions $d\omega$ qui ne change pas avec le temps :

$$d\omega = dx dy dz dX dY dZ,$$

en posant :

$$\xi = mX, \quad \eta = mY, \quad \zeta = mZ.$$

En mécanique ordinaire, on prendrait l'élément :

$$d\sigma = dx dy dz dx' dy' dz'.$$

(1) *Verh. d. D. Phys. Ges.*, VIII, p. 136; 1906.

Ici la probabilité pour qu'un point soit situé dans la région $d\sigma$ sera donnée par $d\omega$.

Le nombre des points x, y, z, X, Y, Z , dans une région $d\omega$, sera donné par une expression de la forme :

$$dN = Fd\omega,$$

et le nombre total des molécules sera :

$$N = \int Fd\omega.$$

La probabilité de l'état F des N molécules sera :

$$W = \frac{N!}{\Pi [Fd\omega!]}$$

La formule de Stirling donne :

$$S = C^{te} - k \int F \log Fd\omega.$$

si q est négligeable vis-à-vis de c , on retombe sur la formule de Boltzmann :

$$S_0 = C^{te} - k \int \varphi \log \varphi d\sigma = C^{te} - kH_0.$$

2. L'énergie totale d'un gaz au repos sera :

$$E = \int LFd\omega = mc^2 \int \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} Fd\omega.$$

Pour obtenir la loi de répartition, il suffit d'écrire que l'entropie est maxima :

$$\int (\log F + 1) \delta Fd\omega = 0.$$

On en déduit :

$$F = \alpha e^{-\beta \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}}$$

Cette formule, pour des valeurs suffisamment petites de q , donne la loi de Maxwell en bornant le développement de l'exposant aux

deux premiers termes. Il faut noter que F n'est pas décomposable en trois facteurs, comme la fonction de Maxwell.

3. On peut rapporter la distribution à un élément $d\sigma$ au lieu de $d\omega$. M. Juttner trouve en changeant ainsi les variables la fonction de distribution :

$$f = \frac{\alpha e^{-\beta \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}}}{\sqrt{\left(1 - \frac{q^2}{c^2}\right)^3}}$$

4. Les constantes α et β se calculent en fonction de N , du volume V et de l'énergie des gaz ; mais les équations qui lient ces diverses quantités entre elles sont transcendantes.

5. L'intégration de l'expression de l'entropie donne :

$$S = C^{te} + kN \left[\frac{\beta}{NmC^2} E + \log M(\beta) + \log V \right]$$

La définition ordinaire de l'entropie :

$$dS = \frac{dE + PdV}{T}$$

permet de retrouver les lois de Boyle-Mariotte, de Gay-Lussac et d'Avogadro. Mais l'énergie d'un gaz monoatomique parfait n'est plus ici proportionnelle à la température, mais une fonction transcendante de celle-ci. Il est évident que l'équation des adiabatiques est aussi fort compliquée.

6. La fonction $M(\beta)$ se ramène à des fonctions de Bessel ou à une fonction cylindrique de Hankel. Il en est de même de l'énergie.

En calculant β au moyen des données expérimentales relatives à l'hélium et au mercure, on voit que la théorie ordinaire se confond pratiquement avec la théorie de la relativité pour un gaz donné.

Si on passe d'un gaz à un autre, on trouve que la loi d'égalité de répartition de l'énergie n'est jamais satisfaite en toute rigueur. Ce dernier point est d'accord avec l'idée de Planck, qui assimile les gaz à des résonateurs⁽¹⁾.

A. GRUMBACH.

(1) M. PLANCK, *Vorl. über die Th. der Wärmestrahlung*, p. 159.

H. BAERWALD. — Etude de l'influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux. — P. 883-906.

L'auteur a cherché à préciser la nature des porteurs des spectres de séries dans le cas de l'hydrogène, question controversée jusqu'alors.

Le dispositif expérimental est celui de Wien⁽¹⁾. Les expériences ont surtout porté sur la raie H_γ. Les tensions utilisées pour la décharge ont varié de 5.000 à 30.000 volts, et les champs magnétiques ont atteint de 1.000 à 9.000 gauss.

Baerwald a d'abord étudié l'influence du champ magnétique sur la distribution des vitesses des porteurs. Les courbes de noircissement de la plaque photographique, obtenues à l'aide d'un microphotomètre de Hartmann, donnent une image de la distribution des vitesses dans le faisceau étudié ; elles montrent que le champ magnétique n'a aucune influence sur cette distribution, même à 15 millimètres au delà du champ efficace. Il n'en résulte pas nécessairement que l'équilibre de dissociation entre les particules positives et les particules neutres soit déjà rétabli.

Des photographies de la raie H_γ, pour le faisceau dévié, présentent l'effet Doppler comme pour le faisceau non dévié : aucune conclusion sur la nature des porteurs de séries ne peut donc être tirée de ces épreuves, ce qui était à peu près évident *a priori* : les particules déviées doivent tendre vers l'équilibre de dissociation et être mélangées de particules neutres.

On sait⁽²⁾ que dans l'observation de l'effet Doppler des rayons-canaux, on observe toujours sur les spectrogrammes l'image des raies « fixes » et celle des raies « mobiles ». L'introduction du champ magnétique diminue de façon appréciable l'intensité lumineuse des rayons-canaux, mais l'étude des courbes de noircissement montre que l'influence est beaucoup plus sensible sur l'intensité « mobile » que sur l'intensité « fixe ». En comparant l'effet du champ sur l'intensité lumineuse qui correspond au spectre de séries et l'effet qu'il exerce sur l'intensité lumineuse totale, on trouve qu'environ les $\frac{2}{3}$ de la lumière émise proviennent des porteurs de séries en mouvement.

(1) W. WIEN, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 958 ; 1908.

(2) J. STARK, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 521 ; 1909.

Enfin, l'auteur a étudié en un endroit déterminé du faisceau de rayons-canaux la diminution, sous l'influence du champ, de l'intensité lumineuse (25-27 0/0) pour les raies « mobiles », et de la quantité d'électricité positive transportée (80 0/0). L'écart considérable entre les résultats montre que les porteurs de séries ne peuvent être des particules positives. Les expériences rendent vraisemblable que ces porteurs de séries sont de petites particules neutres qui éclairent au moment de la recombinaison, ainsi que l'a déjà indiqué Wien.

H. MERCZYNG. — Dispersion électrique de l'eau et de l'alcool éthylique pour les ondes très courtes. — P. 1015-1025.

Les recherches antérieures ⁽¹⁾ de l'auteur sur différents liquides organiques avaient mis en évidence deux particularités des courbes de dispersion : 1° l'accroissement de l'indice n à partir d'un minimum inconnu, compris entre les ondes électromagnétiques et les ondes optiques, jusqu'à la valeur correspondant à $\lambda = \infty$; 2° l'existence dans certaines régions du spectre de bandes d'absorption, qui ne troublent pas d'ailleurs la marche générale de la courbe de dispersion anormale.

Les mesures faites pour l'eau par différents expérimentateurs n'avaient pas mis nettement en évidence la diminution de n quand λ décroît. Lampa avait même signalé une augmentation — peu vraisemblable — de n pour $\lambda < 1$ centimètre. Cependant Colley, dans des expériences très soignées, avait observé une diminution sensible de n :

$$\text{pour } \lambda = 22^{\text{cm}},4 \quad n = \sim 8,4; \quad n^2 = 70,56,$$

notablement différent de $n^2 \infty = K = \sim 81$. — Les variations des conditions de l'amortissement de l'oscillateur ayant une influence considérable pour ces mesures, il était nécessaire de confirmer les résultats de Colley par des expériences sur des λ plus petites. C'est ce qu'a fait Merczyng. Par la méthode qu'il avait déjà employée, il a trouvé à 17° :

$$\begin{array}{ll} \lambda = 4^{\text{cm}},5 & n^2 = 47,3 \\ \quad \quad \quad 3^{\text{cm}},5 & \quad \quad 42,7 \end{array}$$

⁽¹⁾ *Ann. d. Phys.*, XXXIII, p. 1; 1910.

les mesures sont rendues difficiles par la faiblesse du rayonnement et par l'existence de nombreuses bandes d'absorption.

L'alcool éthylique présente aussi la dispersion anormale dans son spectre électrique.

A. JOFFÉ. — Sur le champ magnétique des rayons cathodiques.
P. 1026-1032.

L'électrisation des rayons cathodiques (J. Perrin) et l'action magnétique des courants de convection (Rowland) rendent très probable l'existence d'un champ magnétique dû aux rayons cathodiques. Mais, depuis Hertz, cette question n'était pas définitivement tranchée. L'auteur l'a reprise en éliminant les causes d'erreurs qui entachent les travaux antérieurs.

Les déviations, sous l'influence du faisceau cathodique, du système astatique utilisé ont été comparées à celles que provoque le champ d'un fil parcouru par un courant équivalent. — L'importance des causes d'erreur subsistant a été étudiée avec soin; elle est inférieure à 10 0/0.

L'auteur conclut de ses expériences que le champ magnétique des rayons cathodiques correspond à la quantité d'électricité transportée par unité de temps, et qu'il est le même que celui du fil.

M. BARRÉE.

FÉLIX BISKE. — La courbure des raies spectrales données par un réseau plan.
P. 971-978.

Pour obtenir les formules qui déterminent la courbure des raies spectrales données par un réseau plan dans le plan focal d'un objectif, il faut distinguer deux cas :

Premier cas. — Le plan du réseau est perpendiculaire à l'axe optique du collimateur.

L'image de chaque raie spectrale représente la section par le plan focal de l'objectif d'une portion de nappe d'un cône circulaire, dont le demi-angle d'ouverture est égal à $90^\circ - \alpha_2$, α_2 étant l'angle de diffraction relatif à la longueur d'onde de cette raie, pour un faisceau horizontal, émané du foyer du collimateur. Si l'on prend un système de coordonnées rectangulaires disposées dans un plan vertical, et ayant pour origine le foyer de l'objectif, les abscisses étant por-

tées sur un axe horizontal et les ordonnées suivant la verticale, l'équation de cette section conique est :

$$y^2 = 2f_2 \cotang \alpha_2 \cdot x + (\cotang^2 \alpha_2 - 1) x^2,$$

où f_2 représente la distance focale de l'objectif.

Sur cette courbe, la position de l'image s_2 d'un point quelconque s_1 de la fente, tel que la direction de l'axe optique du collimateur fasse avec l'axe secondaire correspondant un angle γ , est donnée par la formule :

$$y = \sqrt{f_2^2 + x^2} \cdot \text{tang } \gamma.$$

Ces deux équations permettent de déterminer facilement la courbure des raies. On voit que cette courbure, nulle quand $\alpha_2 = 0$ augmente à mesure que α_2 va en croissant.

Deuxième cas. — La perpendiculaire au plan du réseau fait un angle quelconque α_1 avec l'axe optique du collimateur.

La courbure des raies varie alors avec les positions respectives de l'objectif d'observation et du collimateur. Elle croît si les angles α_1 et α_2 s'ajoutent arithmétiquement dans l'évaluation de la différence de marche; elle diminue et peut devenir nulle dans le cas contraire. Pour réduire la position d'un point quelconque S_2 d'une raie, à la position du centre de cette raie, on procède de la manière suivante :

Si α'_1 et α'_2 sont les angles corrélatifs de α_1 et α_2 correspondant à un faisceau dont l'axe fait un angle γ avec l'axe optique du collimateur, on a les équations :

$$\begin{aligned} \sin \alpha_1 + \sin \alpha_2 &= \sin \alpha'_1 + \sin \alpha'_2 \\ \sin \alpha'_1 &= \sin \alpha_1 \cdot \cos \gamma \end{aligned}$$

qui permettent de déterminer l'angle α'_2 en fonction des angles connus α_2 , α_1 et γ . D'autre part, si on désigne par ξ l'angle de l'axe optique de la lunette d'observation avec la droite qui joint son centre optique avec la projection de S_2 sur l'axe des x , on a :

$$\sin \alpha'_2 = \cos \gamma \cdot \sin (\alpha_2 + \xi).$$

L'angle ξ étant connu, l'abscisse et l'ordonnée de s_2 sont données par les formules :

$$x = f_2 \text{ tang } \xi \qquad y = f_2 \sec \xi \text{ tang } \gamma.$$

Ces formules s'appliquent indifféremment aux réseaux par réflexion et aux réseaux par transmission. L'auteur les a vérifiées par des

mesures directes. Leur emploi permet de faire la correction de courbure dans les déterminations précises des longueurs d'onde.

F. CROZE.

HERMANN ROHMANN. — Mesure des variations de capacité au moyen des oscillations électriques : application à la comparaison des constantes diélectriques des gaz. — P. 979-1002.

Deux circuits inductifs, en couplage lâche, comprennent chacun un condensateur et l'une des bobines fixes rectangulaires d'un électro-dynamomètre de Mandelstam et Papalexî, dont un anneau métallique fermé constitue la partie mobile. Des oscillations étant induites dans le circuit 1, l'électrodynamomètre indique, au 100.000^e près, la résonance des circuits. Les variations de pression du gaz étudié produisent des variations de la capacité 2, qui sont compensées à l'aide d'une capacité variable en dérivation sur une self du circuit 2. L'établissement absolu du compensateur présente des difficultés telles que l'auteur s'est borné à des mesures relatives. Supposant connue la constante diélectrique de l'air, il obtient pour l'air, H², CO², N²O, des nombres voisins de ceux de Klemenčič ; N² et O², non étudiés antérieurement, donnent sensiblement $K = n^2$.

Ch. FORTIN.
