

SUR UN POINT DE VUE HEURISTIQUE

CONCERNANT LA PRODUCTION

ET LA CONVERSION DE LA LUMIÈRE

par A. EINSTEIN

Entre les conceptions théoriques que les physiciens se sont forgées sur les gaz et autres corps pondérables, et la théorie des processus électromagnétiques de Maxwell dans l'espace appelé vide, existe une profonde et saisissante différence formelle. Alors que nous considérons l'état d'un corps comme complètement déterminé par les positions et les vitesses d'un nombre très grand mais fini d'atomes et d'électrons, nous nous servons, pour la détermination de l'état électromagnétique d'un volume, de fonctions d'espace continues, de sorte qu'un nombre fini de grandeurs est regardé comme étant insuffisant pour déterminer complètement l'état électromagnétique d'un volume. Selon la théorie de Maxwell, pour tous ces phénomènes purement électromagnétiques, donc aussi pour la lumière, l'énergie est conçue comme une fonction d'espace continue, alors que, d'après la conception actuelle des physiciens, l'énergie d'un corps pondérable est représentée comme étant la somme des énergies des atomes et des électrons. L'énergie d'un corps pondérable ne peut se décomposer en un nombre quelconque de parties aussi petites que l'on veut, alors que, selon la théorie de Maxwell (ou plus généralement selon toute théorie ondulatoire), l'énergie d'un rayon issu d'une source de lumière ponctuelle se répartit continuellement dans un volume sans cesse croissant.

La théorie ondulatoire de la lumière, opérant avec des fonctions d'espace continues, s'est révélée excellente pour la description des phénomènes purement optiques et ne sera probablement jamais remplacée par une autre théorie. Il ne faut cependant pas perdre de vue que les observations optiques se rapportent à des valeurs moyennes temporelles et non à des valeurs instantanées, et malgré la confirmation expérimentale complète de la théorie de la diffraction, réflexion, réfraction, dispersion, etc., il est tout-à-fait concevable que la théorie de la lumière opérant avec des fonctions d'espace continues, conduise à des contradictions avec l'expérience si elle est appliquée aux phénomènes de production et de conversion de la lumière.

De fait, il me semble maintenant que les observations sur le "rayonnement noir", la photoluminescence, la production des rayons cathodiques par la lumière ultraviolette et les autres groupes de phénomènes concernant la production et la conversion de la lumière, apparaissent plus compréhensibles avec l'hypothèse que l'énergie de la lumière est distribuée dans l'espace d'une façon discontinue. D'après l'hypothèse envisagée ici, lors de la propagation d'un rayon lumineux issu d'un point, l'énergie ne se répartit pas continûment dans un volume de plus en plus grand, mais elle se compose d'un nombre fini de quanta d'énergie, localisés en des points de l'espace, quanta qui se meuvent sans se diviser et ne peuvent être absorbés et créés qu'en entier.

Dans ce qui suit, j'ai l'intention de communiquer la suite des idées et citer les faits qui m'ont conduit sur cette voie, avec l'espoir que le point de vue exposé pourrait se montrer utilisable dans les recherches de certains savants.

1. Sur une difficulté concernant la théorie du "rayonnement noir"

Nous nous plaçons d'abord au point de vue de la théorie de Maxwell et de la théorie des électrons et considérons le cas suivant. Dans un volume clos par des parois complètement réfléchissantes se trouve un nombre de molécules gazeuses et d'électrons libres, capables de se mouvoir et qui exercent les uns sur les autres des forces conservatives s'ils arrivent très près les uns des autres, c'est-à-dire qu'ils peuvent s'entrechoquer comme les

molécules de la théorie cinétique des gaz ¹⁾. Puis, soit un certain nombre d'électrons liés à des points de l'espace éloignés les uns des autres par des forces dirigées vers ces points et proportionnelles aux éloignements. Ces électrons doivent également avoir des interactions conservatives avec les molécules et électrons libres si ces derniers arrivent très près d'eux. Nous nommerons les électrons liés aux points de l'espace des "résonateurs" ; ils émettent et absorbent des ondes électromagnétiques de période définie.

Selon les vues actuelles sur la genèse de la lumière, le rayonnement dans le volume considéré, qu'on trouve en prenant pour base la théorie de Maxwell dans le cas d'un équilibre dynamique, devrait être identique au "rayonnement noir" -au moins si l'on envisage qu'il existe des résonateurs pour toutes les fréquences prises en considération.

Faisons abstraction provisoirement du rayonnement émis et absorbé par les résonateurs, et interrogeons-nous sur la condition de l'équilibre dynamique correspondant aux actions réciproques (collisions) entre les molécules et les électrons. La théorie cinétique des gaz fournit dans ce dernier cas la condition que la force vive moyenne d'un électron-résonateur doit être égale à l'énergie cinétique moyenne du mouvement de translation des molécules du gaz. Décomposons le mouvement des électrons résonateurs en trois mouvements vibratoires perpendiculaires les uns aux autres ; alors, nous trouvons pour la moyenne de l'énergie d'un

tel mouvement vibratoire linéaire $\bar{E} = \frac{R}{N} T$ où R est la constante des gaz, N le nombre des "vraies molécules" dans l'équivalent-gramme et T la température absolue. En raison de l'identité entre les moyennes temporelles des énergies cinétique et potentielle du résonateur, l'énergie \bar{E} est égale aux 2/3 de la force vive d'une molécule de gaz monoatomique. Dès lors, si pour une cause quelconque -dans notre cas par les phénomènes de rayonnement- l'énergie

1) Cette hypothèse a la même signification que la supposition que les énergies cinétiques moyennes des molécules gazeuses et des électrons sont égales à l'équilibre thermique. A l'aide de cette supposition, M. Drude a déduit, comme on le sait, par une voie théorique le rapport entre les conductibilités thermique et électrique dans les métaux.

d'un résonateur possède une moyenne temporelle plus grande ou plus petite que \bar{E} , alors ses collisions avec les électrons libres et les molécules conduiront à une valeur différente de zéro en moyenne de l'énergie fournie au gaz ou prélevée sur lui. Par conséquent, le cas de l'équilibre dynamique considéré par nous n'est alors possible que si chaque résonateur possède l'énergie moyenne \bar{E} .

Nous faisons maintenant une réflexion semblable concernant les actions réciproques entre les résonateurs et le rayonnement existant dans l'espace. M. Planck a déduit, dans ce cas, la condition de l'équilibre dynamique ¹⁾ avec la supposition que le rayonnement peut être considéré comme le processus imaginable le plus désordonné ²⁾.

¹⁾ M. Planck, Ann. d. Phys. I, p. 99. 1900

²⁾ Cette supposition peut se formuler de la façon suivante. Nous développons les composantes Z de la force électrique (Z) en un point quelconque de l'espace concerné en une série de Fourier entre les limites de temps $t = 0$ et $t = T$ (où T représente un temps relativement très grand par rapport à toutes les durées d'oscillation prises en considération) :

$$Z = \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} A_{\nu} \sin\left(2 \pi \nu \frac{t}{T} + \alpha_{\nu}\right),$$

où $A_{\nu} \geq 0$ et $0 \leq \alpha_{\nu} \leq 2\pi$. Imaginons qu'on fasse au même point de l'espace un tel développement aussi souvent qu'on le voudra et avec des points origine du temps choisis au hasard, on obtiendra pour les quantités A_{ν} et α_{ν} différents systèmes de valeurs. Alors, pour la fréquence des diverses combinaisons de valeurs des grandeurs A_{ν} et α_{ν} , existent des probabilités (statistiques) de la forme :

$$dW = f(A_1 A_2 \dots \alpha_1 \alpha_2 \dots) dA_1 dA_2 \dots d\alpha_1 d\alpha_2 \dots$$

Le rayonnement est alors le plus désordonné que l'on puisse imaginer si :

$$f(A_1 A_2 \dots \alpha_1 \alpha_2 \dots) = F_1(A_1) F_2(A_2) \dots f_1(\alpha_1) f_2(\alpha_2) \dots$$

c'est-à-dire si la probabilité d'une certaine valeur des quantités

Il a trouvé :

$$\bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8 \pi \nu^2} \rho_\nu.$$

\bar{E}_ν est ici l'énergie moyenne d'un résonateur de fréquence propre ν (par composante de vibration), L la vitesse de la lumière, ν la fréquence et ρ_ν d ν l'énergie par unité de volume de la partie du rayonnement dont la fréquence est comprise entre ν et $\nu + d\nu$.

Si l'énergie du rayonnement de fréquence ν ne peut au total ni diminuer, ni augmenter d'une façon permanente, alors il vient :

$$\frac{R}{N} T = \bar{E} = \bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8 \pi \nu^2} \rho_\nu,$$

$$\rho_\nu = \frac{R}{N} \frac{8 \pi \nu^2}{L^3} T.$$

Cette relation, trouvée comme condition de l'équilibre dynamique, est non seulement en désaccord avec l'expérience, mais elle signifie aussi que, dans notre représentation, il ne peut être question d'une certaine répartition de l'énergie entre l'éther et la matière. C'est que plus le domaine de fréquence des résonateurs est choisi large, plus grande sera l'énergie de rayonnement dans l'espace, et nous obtenons à la limite

$$\int_0^\infty \rho_\nu d\nu = \frac{R}{N} \frac{8 \pi}{L^3} T \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty.$$

2. Sur la détermination par Planck des quanta élémentaires

Dans ce qui suit nous voulons montrer que la détermination des quanta élémentaires donnée par M. Planck est, à un certain degré, indépendante de la théorie du "rayonnement noir" établie par lui.

2) suite de la note p. 208

A ou α est indépendante des valeurs que possèdent les autres grandeurs A ou α . Meilleure est l'approximation avec laquelle est remplie la condition qu'une paire particulière des quantités A_ν et α_ν dépend des processus d'émission et d'absorption de groupes de résonateurs particuliers, meilleure sera l'approximation avec laquelle le rayonnement pourra être considéré, dans le cas considéré par nous, comme "le plus désordonné imaginable".

La formule de Planck ¹⁾ pour ρ_ν , satisfaisant jusqu'à présent à toutes les expériences, donne :

$$\rho_\nu = \frac{\alpha \nu^3}{\beta \nu} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{T}} - 1}$$

où $\alpha = 6,10 \cdot 10^{-56}$

$\beta = 4,866 \cdot 10^{-11}$.

Pour des grandes valeurs de $\frac{T}{\nu}$, c'est-à-dire pour des grandes longueurs d'onde et densités de rayonnement, cette formule se change à la limite en la suivante :

$$\rho_\nu = \frac{\alpha}{\beta} \nu^2 T.$$

On reconnaît que cette formule s'accorde avec celle développée à partir des théories de Maxwell et des électrons au § 1. Par égalisation des coefficients des deux formules, on obtient :

$$\frac{R}{N} \frac{8 \pi}{L^3} = \frac{\alpha}{\beta}$$

ou

$$N = \frac{\alpha}{\beta} \frac{8 \pi R}{L^3} = 6,17 \cdot 10^{23},$$

c'est-à-dire qu'un atome d'hydrogène pèse $\frac{1}{N}$ gramme = $1,62 \cdot 10^{-24}$ g.

C'est exactement la valeur trouvée par M. Planck, laquelle s'accorde d'une façon satisfaisante avec les valeurs trouvées pour cette quantité par des voies différentes.

Nous parvenons, par conséquent, à la conclusion : plus la densité d'énergie et la longueur d'onde d'un rayonnement est grande, plus les fondements théoriques employés par nous sont utilisables ; mais pour de petites longueurs d'onde et de petites densités de rayonnement ils sont à rejeter complètement.

Dans la suite on considèrera le "rayonnement noir" en connexion avec l'expérience, sans prendre pour base une représentation de la production et la propagation du rayonnement.

¹⁾ M. Planck, Ann. d. Phys. 4. p. 561. 1901

3. Sur l'entropie du rayonnement

Les considérations suivantes sont contenues dans un célèbre travail de M. W. Wien, et trouvent place ici uniquement par souci d'être complet.

Soit un rayonnement qui occupe le volume v . Nous admettons que les propriétés perceptibles de ce rayonnement sont parfaitement déterminées, si la densité de rayonnement $\rho(v)$ est donnée pour toutes les fréquences ¹⁾. Comme des rayonnements de fréquences différentes sont regardés comme séparables les uns des autres sans exécution de travail et sans fourniture de chaleur, alors l'entropie du rayonnement est représentable sous la forme :

$$S = v \int_0^{\infty} \phi(\rho, \nu) d\nu$$

où ϕ est une fonction des variables ρ et ν . ϕ peut être réduite à une fonction d'une seule variable en formulant la proposition que par la compression adiabatique d'un rayonnement entre des cloisons parfaitement réfléchissantes son entropie ne changera pas. Nous ne voulons, cependant, pas nous attarder là dessus, mais examiner tout de suite comment la fonction ϕ peut être trouvée à partir de la loi de rayonnement du corps noir.

Dans le cas du "rayonnement noir", ρ est une fonction de ν telle que l'entropie pour une énergie donnée est maximum, c'est-à-dire que

$$\delta \int_0^{\infty} \phi(\rho, \nu) d\nu = 0$$

si

$$\delta \int_0^{\infty} \rho d\nu = 0$$

De cela résulte que, pour chaque choix de $\delta \rho$ comme fonction de ν

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \rho} - \lambda \right) \delta \rho d\nu = 0,$$

où λ est indépendante de ν . Dans le cas du rayonnement noir $\frac{\partial \phi}{\partial \rho}$ est aussi indépendante de ν .

¹⁾ Cette supposition est arbitraire. Naturellement, on retiendra cette supposition la plus simple, aussi longtemps que l'expérience n'oblige pas à l'abandonner.

Pour un accroissement dT de la température d'un rayonnement noir dans le volume $v = 1$, on a la relation :

$$dS = \int_{\nu=0}^{\nu=\infty} \frac{\partial \phi}{\partial \rho} d\rho d\nu,$$

ou, comme $\frac{\partial \phi}{\partial \rho}$ est indépendant de ν :

$$dS = \frac{\partial \phi}{\partial \rho} dE.$$

Comme dE est égale à la chaleur transférée et que le processus est réversible, il vient aussi :

$$dS = \frac{1}{T} dE.$$

Par égalisation on obtient : $\frac{\partial \phi}{\partial \rho} = \frac{1}{T}$.

Ceci est la loi du rayonnement noir. Ainsi, à partir de la fonction ϕ on peut déterminer la loi du rayonnement noir, et inversement, à partir de cette dernière et par intégration, la fonction ϕ , prenant en considération que ϕ disparaît pour $\rho = 0$.

4. Loi limite pour l'entropie d'un rayonnement monochromatique de faible densité

Il résulte, à vrai dire, des considérations précédentes sur le "rayonnement noir", que la loi établie primitivement pour le "rayonnement noir" par M. W. Wien

$$\rho = \alpha \nu^3 e^{-\beta \frac{\nu}{T}}$$

n'est pas exactement valable. Mais, elle deviendrait parfaitement confirmée par l'expérience pour les grandes valeurs de $\frac{\nu}{T}$. Nous prenons cette formule pour base de nos calculs, mais en gardant à l'esprit que nos résultats ne seront valables qu'à l'intérieur de certaines limites.

Il résulte tout d'abord de cette formule :

$$\frac{1}{T} = - \frac{1}{\beta \nu} \lg \frac{\rho}{\alpha \nu^3}$$

et ensuite, en utilisant la relation trouvée dans le paragraphe précédent :

$$\phi(\rho, \nu) = - \frac{\rho}{\beta \nu} \left[\lg \frac{\rho}{\alpha \nu^3} - 1 \right].$$

Soit alors un rayonnement d'énergie E, dont la fréquence se situe entre ν et $\nu + d\nu$. Le rayonnement occupe le volume ν . L'entropie de ce rayonnement est :

$$S = \nu \phi(\rho, \nu) d\nu = - \frac{E}{\beta \nu} \left[\lg \frac{E}{\nu \alpha \nu^3 d\nu} - 1 \right]$$

Limitons-nous, ensuite, à examiner comment l'entropie dépend du volume occupé par le rayonnement, et désignons l'entropie du rayonnement par S_0 dans le cas où il occupe le volume ν_0 . Nous obtenons alors :

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta \nu} \lg \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right).$$

Cette équation montre que l'entropie d'un rayonnement monochromatique d'une densité suffisamment petite, varie avec le volume d'après les mêmes lois que l'entropie d'un gaz parfait ou d'une solution diluée. L'équation qui vient d'être trouvée sera interprétée dans la suite en prenant pour base le principe introduit en physique par M. Boltzmann, et d'après lequel l'entropie d'un système est une fonction de la probabilité de son état.

5. Recherche de la dépendance de l'entropie des gaz et des solutions diluées avec le volume en théorie moléculaire

Dans le calcul de l'entropie par la voie de la théorie moléculaire, le mot "probabilité" est souvent employé avec une signification qui ne coïncide pas avec la définition de la probabilité telle qu'elle est donnée dans le calcul des probabilités. En particulier, les "cas d'égalité de probabilité" sont souvent établis d'une façon hypothétique dans les cas où les images théoriques employées sont certainement suffisantes pour donner une déduction à la place d'une stipulation hypothétique. Je me propose de montrer dans un travail ultérieur que, par des considérations sur les processus thermiques, l'accord avec ce qu'on appelle les "probabilités statistiques" est complet, et j'espère de cette manière écarter une difficulté logique qui barre encore la route à l'application du principe de Boltzmann. Toutefois, ne seront données ici que sa formulation générale et son application à des cas tout-à-fait spéciaux.

Quand il y a un sens à parler de la probabilité de l'état d'un système, et si, de plus, toute augmentation d'entropie peut être interprétée comme un passage vers un état plus probable, alors l'entropie S_1 d'un système est une fonction de la probabilité W_1 de son état momentané. Soient alors deux systèmes S_1 et S_2 sans interaction l'un avec l'autre ; on peut alors poser :

$$S_1 = \phi_1(W_1),$$

$$S_2 = \phi_2(W_2).$$

Si on considère ces deux systèmes comme un seul système d'entropie S et de probabilité W , alors

$$S = S_1 + S_2 = \phi(W)$$

et

$$W = W_1 \cdot W_2.$$

La dernière relation énonce que les états des deux systèmes sont des événements indépendants les uns des autres.

De ces équations suit :

$$\phi(W_1 \cdot W_2) = \phi_1(W_1) + \phi_2(W_2)$$

et de ceci finalement :

$$\phi_1(W_1) = C \lg(W_1) + \text{constante}$$

$$\phi_2(W_2) = C \lg(W_2) + \text{constante}$$

$$\phi(W) = C \lg(W) + \text{constante}.$$

La quantité C est, par conséquent, une constante universelle ; comme il résulte de la théorie cinétique des gaz, elle a la valeur $\frac{R}{N}$, où les constantes R et N ont la même signification que celle donnée plus haut. S_0 signifiant l'entropie d'un certain état initial du système considéré et W la probabilité relative d'un état d'entropie S , nous obtenons ainsi d'une façon générale :

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \lg W.$$

Nous traitons tout d'abord le cas particulier suivant. Dans un volume ν_0 existe un nombre (n) de points mobiles (par exemple des molécules) auxquels notre réflexion se référera. En dehors de ceux-ci peuvent exister encore dans l'espace un nombre arbitraire d'autres points mobiles de n'importe quelle espèce. Il n'est rien

présumé sur la loi selon laquelle se meuvent les points concernés, sauf que, en référence à ce mouvement, aucune partie de l'espace (et aucune direction) ne peut se distinguer des autres. Le nombre de mobiles considérés (mentionnés en premier) est, en outre, si petit, qu'il pourra être fait abstraction d'une action mutuelle entre ces points.

Le système considéré, qui peut être, par exemple, un gaz parfait ou une solution diluée possède une certaine entropie S_0 . Nous nous figurons une partie du volume v_0 , de grandeur v , et l'ensemble des n points en mouvement concentrés dans ce volume, sans que quoi que ce soit d'autre soit changé dans le système. A cet état correspond manifestement une autre valeur (S) de l'entropie, et nous voulons déterminer à présent la différence d'entropie à l'aide du principe de Boltzmann.

Nous demandons : quelle est la valeur de la probabilité de ce dernier état relativement à l'état initial ? ou bien : quelle est la valeur de la probabilité, pour que, à un moment arbitraire quelconque, tous les n points se mouvant indépendamment les uns des autres (dans un volume donné v_0) se trouvent par hasard dans le volume v ?

Pour cette probabilité, qui est une "probabilité statistique", on obtient manifestement la valeur :

$$W = \left(\frac{v}{v_0}\right)^n ;$$

de là on obtient par l'emploi du principe de Boltzmann :

$$S - S_0 = R \left(\frac{n}{N}\right) \lg \left(\frac{v}{v_0}\right) .$$

Il est remarquable que pour l'établissement de cette égalité, de laquelle peuvent aisément être déduites d'une façon thermodynamique la loi de Boyle-Gay-Lussac et la loi analogue de la pression osmotique¹⁾, on n'a besoin de faire aucune supposition sur la loi d'après laquelle se meuvent les molécules.

1) E étant l'énergie du système, on obtient ainsi :

$$-d(E - TS) = p dv = T dS = R \frac{n}{N} \frac{dv}{v} T ;$$

par conséquent :

$$p v = R \frac{n}{N} T .$$

6. Interprétation, selon le principe de Boltzmann, de l'expression de l'entropie du rayonnement monochromatique en fonction du volume

Au paragraphe 4 nous avons trouvé l'expression concernant la dépendance de l'entropie d'un rayonnement monochromatique avec le volume :

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta v} \lg \left(\frac{v}{v_0}\right) .$$

Si on écrit cette formule sous la forme :

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \lg \left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{N E}{R \beta v}} \right]$$

et si on la compare avec la formule générale, exprimant le principe de Boltzmann :

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \lg W ,$$

on parvient à la conclusion suivante :

Si un rayonnement monochromatique de fréquence ν et d'énergie E est enfermé dans un volume v_0 (à parois parfaitement réfléchissantes), alors la probabilité pour que, à un moment arbitraire, toute l'énergie du rayonnement se trouve dans la partie de volume v est :

$$W = \left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{N E}{R \beta v}} .$$

De cela, nous concluons alors :

Un rayonnement monochromatique de faible densité (dans le domaine de validité de la formule de rayonnement de Wien) se comporte, au sens de la théorie de la chaleur, comme s'il consistait en des quanta d'énergie de valeur $\frac{R \beta \nu}{N}$ indépendants les uns des autres.

Comparons encore la valeur moyenne des quanta d'énergie du "rayonnement noir" avec la force vive moyenne du centre de gravité d'une molécule à la même température. Cette dernière est $\frac{3}{2} \frac{R}{N} T$, alors que l'on obtient pour la valeur moyenne des quanta d'énergie

d'après la formule de Wien :

$$\frac{\int_0^{\infty} \alpha v^3 e^{-\frac{\beta v}{T}} dv}{\int_0^{\infty} \frac{N}{R\beta v} \alpha v^3 e^{-\frac{\beta v}{T}} dv} = 3 \frac{R}{N} T$$

Dès lors, si le rayonnement monochromatique (d'une densité suffisamment petite) se comporte, vis-à-vis de la dépendance de l'entropie avec le volume, comme un milieu discontinu, consistant en des quanta d'énergie de valeur $\frac{R\beta v}{N}$, il est tentant de chercher, si les lois de la production et de la conversion de la lumière sont aussi faites comme si la lumière consistait en de tels quanta d'énergie. Nous voulons nous occuper de cette question dans ce qui suit.

7. Sur la règle de Stokes

Supposons qu'une lumière monochromatique soit changée, par photoluminescence, en une lumière d'une autre fréquence et que conformément au résultat qui vient d'être obtenu, aussi bien la lumière excitatrice que celle produite se composent de quanta d'énergie de grandeur $\frac{R}{N} \beta v$, où v représente la fréquence concernée. Le processus de changement sera alors interprété de la manière suivante : chaque quantum d'énergie excitatrice de fréquence v , sera absorbé et est -au moins pour une distribution de densité suffisamment petite- par lui-même, l'origine d'un quantum de lumière de fréquence v_2 ; éventuellement, par absorption du quantum de lumière excitatrice, peuvent résulter aussi en même temps des quanta de lumière de fréquences v_3, v_4 , etc., ainsi que de l'énergie d'un autre genre (par exemple, de la chaleur). Il est indifférent par quels processus intermédiaires se réalise ce résultat final. Si la substance photoluminescente n'est pas considérée comme une source permanente d'énergie, alors l'énergie d'un quantum d'énergie produite ne peut, d'après le principe de la conservation de l'énergie, être plus grand que celle d'un quantum de lumière excitatrice ; on doit donc avoir :

$$\frac{R}{N} \beta v_2 \leq \frac{R}{N} \beta v_1 \quad \text{ou} \quad v_2 \leq v_1$$

Ceci est la règle bien connue de Stokes.

Il faut particulièrement remarquer que, d'après notre conception, pour un faible éclaircissement, la quantité de lumière produite, toutes choses égales par ailleurs, doit être proportionnelle à l'intensité lumineuse de la lumière excitatrice, parce que chaque quantum d'énergie excitatrice provoquera, indépendamment de l'action des autres quanta d'énergie excitatrice, l'un des processus élémentaires de la façon indiquée ci-dessus. En particulier, il n'est possible de donner aucune limite inférieure à l'intensité de la lumière excitatrice, limite en-dessous de laquelle la lumière deviendrait incapable d'agir comme excitatrice de lumière.

D'après la conception exposée, les écarts à la règle de Stokes sont imaginables dans les cas suivants :

1°) Si le nombre de quanta d'énergie par unité de volume en train de se convertir simultanément est si grand qu'un quantum d'énergie de lumière produite peut recevoir son énergie de plusieurs quanta d'énergie d'excitation.

2°) Si la lumière d'excitation (ou celle produite) ne possède pas les qualités énergétiques correspondant à celles revenant à un "rayonnement noir" dans le domaine de validité de la loi de Wien, ce qui est le cas, par exemple, si la lumière d'excitation est produite par un corps à une température si haute que, pour les longueurs d'onde à prendre en considération, la loi de Wien n'est plus valable.

La possibilité précédente mérite un intérêt particulier. D'après la conception développée, il n'est en effet pas exclu qu'un rayonnement à grande dilution et non conforme à la loi de Wien, se comporte du point de vue énergétique autrement qu'un "rayonnement noir" dans le domaine de validité de la loi de Wien.

8. Sur la production des rayons cathodiques par illumination de corps solides

La conception usuelle que l'énergie de la lumière se distribue continûment dans l'espace soumis au rayonnement trouve, dans la tentative d'expliquer les phénomènes photoélectriques, des difficultés particulièrement grandes, qui sont exposées dans un travail de pionnier de M. Lenard¹⁾.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. p. 169 et 170. 1902

Selon la conception que la lumière d'excitation se compose de quanta d'énergie $\left(\frac{R}{N}\right)\beta v$, la production des rayons cathodiques par la lumière doit être conçue de la manière suivante. Les quanta d'énergie pénètrent dans la couche superficielle du corps, et leur énergie se change au moins partiellement en énergie cinétique des électrons. L'idée la plus simple est qu'un quantum de lumière cède son énergie totale à un électron unique ; nous admettons que ceci se passe. Il ne doit, cependant, pas être exclu que des électrons ne reçoivent qu'une partie seulement de l'énergie des quanta de lumière. Un électron de l'intérieur du corps et possédant de l'énergie cinétique aura perdu, lorsqu'il atteint la surface, une partie de son énergie cinétique. En outre, on admettra que chaque électron, en quittant le corps, doit accomplir un travail P (caractéristique du corps). Les électrons qui sortiront du corps avec la plus grande vitesse normale sont ceux qui sont excités juste en dessous de la surface et perpendiculairement à celle-ci. L'énergie cinétique d'un tel électron est :

$$\frac{R}{N}\beta v - P.$$

Si le corps est chargé à un potentiel positif π et entouré de conducteurs au potentiel zéro, et si π est juste susceptible d'empêcher une perte d'électricité du corps, on doit avoir :

$$\pi e = \frac{R}{N}\beta v - P,$$

où e représente la charge électrique de l'électron, ou

$$\pi E = R\beta v - P',$$

où E représente la charge de l'équivalent-gramme d'un ion monovalent et P' le potentiel de cette quantité d'électricité négative relativement au corps ¹⁾.

Si on pose $E = 9,6.10^3$, alors $\pi.10^{-8}$ est le potentiel en volts que prend le corps par irradiation dans le vide.

1) Si on admet qu'un électron particulier doit être détaché d'une molécule neutre par la lumière au moyen de la dépense d'un certain travail, l'on n'a rien à changer à la relation déduite ; P' doit seulement alors être conçu comme étant la somme des deux termes.

Pour voir, tout d'abord, si la relation déduite est en accord avec l'expérience du point de vue de l'ordre de grandeur, posons

$P' = 0$, $v = 1,03.10^{15}$ (correspondant à la limite de l'ultra-violet du spectre solaire) et $\beta = 4,866.10^{-11}$. Nous obtenons $\pi.10^7 = 4,3$ volts, résultat dont l'ordre de grandeur est en accord avec les résultats de M. Lénard ¹⁾.

Si la formule déduite est juste, π doit, en tant que fonction de la fréquence de la lumière excitatrice, être représenté en coordonnées cartésiennes par une droite dont l'inclinaison est indépendante de la nature de la substance examinée.

A ce qu'il me semble, notre conception ne se trouve pas en contradiction avec les propriétés de l'action de la lumière électrique observées par M. Lénard. Si chaque quantum d'énergie de la lumière excitatrice cède indépendamment de tous les autres, son énergie aux électrons, alors la répartition des vitesses des électrons, c'est-à-dire la qualité des rayons cathodiques produits, sera indépendante de l'intensité de la lumière excitatrice ; d'autre part, le nombre d'électrons quittant le corps sera, toutes choses égales par ailleurs, proportionnel à l'intensité de la lumière excitatrice ²⁾.

On pourrait faire, sur les limites de validité probables des lois mentionnées ci-dessus, des remarques semblables à celles concernant les écarts probables à la règle de Stokes.

Dans ce qui précède il a été admis que l'énergie d'au moins une partie des quanta d'énergie de la lumière d'excitation est entièrement cédée à un seul électron. Si on ne fait pas cette supposition facile à concevoir, alors on obtient au lieu de l'égalité susmentionnée, la relation suivante :

$$\pi E + P' \leq R \beta v.$$

1) P. Lénard. Ann. d. Phys. 8. p. 165 et 184. Tab. I, Fig. 2. 1902

2) P. Lénard. Loc. cit., p. 150 et p. 166 à 168

Pour la luminescence cathodique, qui constitue le processus inverse de celui envisagé ci-dessus, on obtient par des considérations analogues :

$$\pi E + P' \geq R \beta v.$$

Pour les substances examinées par M. Lénard, $P E$ a toujours été considérablement plus grand que $R \beta v$, puisque la tension que les rayons cathodiques devaient traverser, pour pouvoir engendrer de la lumière visible, se montait dans certains cas à des centaines, et dans d'autres à des milliers de volts ¹⁾. On doit donc admettre que l'énergie cinétique d'un électron est utilisée pour produire beaucoup de quanta de lumière.

9. Sur l'ionisation des gaz par la lumière ultraviolette

Nous allons admettre que, lors de l'ionisation d'un gaz par la lumière ultraviolette, chaque quantum de lumière absorbée est utilisé pour l'ionisation d'une seule molécule de gaz. De ceci résulte tout d'abord que le travail d'ionisation (c'est-à-dire le travail théoriquement nécessaire à l'ionisation) d'une molécule ne peut pas être plus grand que l'énergie d'un quantum de lumière absorbé actif. Désignons par J le travail d'ionisation théorique par équivalent-gramme ; on doit alors avoir aussi :

$$R \beta v \geq J.$$

D'après les mesures de Lénard, la plus grande longueur d'onde active pour l'air est d'environ $1,9 \cdot 10^{-5}$ cm, donc

$$R \beta v = 6,4 \cdot 10^{12} \text{ ergs} \geq J.$$

On peut obtenir aussi une limite supérieure du travail d'ionisation à partir de la tension d'ionisation dans les gaz raréfiés. D'après J. Stark ²⁾, la plus petite tension d'ionisation mesurée (à partir d'anodes en platine) pour l'air est d'environ 10 volts ³⁾. Il en résulte ainsi pour J la limite supérieure $9,6 \cdot 10^{12}$, qui est presque égale à celle précisément trouvée plus haut. Il en résulte

¹⁾ P. Lénard, Ann. d. Phys. 12. p. 469. 1903

²⁾ J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, p. 57. Leipzig 1902

³⁾ A l'intérieur du gaz, le potentiel d'ionisation pour les ions négatifs est sans doute cinq fois plus grand

encore une autre conséquence, dont la preuve par l'expérience m'apparaît comme d'une grande importance. Si chaque quantum de lumière absorbé ionise une molécule, il doit exister alors entre la quantité de lumière absorbée L et le nombre j de molécules-gramme ionisées par celle-ci, la relation

$$j = \frac{L}{R \beta v}.$$

Si notre hypothèse exprime la réalité, cette relation doit être valable pour tout gaz dans lequel ne se produit à la fréquence concernée aucune absorption visible sans accompagnement d'une ionisation.

Berne, le 17 Mars 1905

Cet article extrait des "Annalen der Physik, Tome 17 (1905), p. 132" a été traduit par Monsieur M. DEMBNO TCHAIKOWSKY.