Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

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

Band: 17 (1935)

Artikel: Sensibilité spectrale des récepteurs d'énergie rayonnante : applcations astronomiques et industrielles

Autor: Rossier, Paul

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741551

SENSIBILITÉ SPECTRALE

DES

RÉCEPTEURS D'ÉNERGIE RAYONNANTE

APPLICATIONS ASTRONOMIQUES ET INDUSTRIELLES

PAR

Paul ROSSIER

(suite et fin)

VIII. — Applications aux appareils d'éclairage par l'incandescence et au bleu du ciel.

57. — *Rayonnement des solides réels.*

Les lois générales du rayonnement, relatives au corps noir théorique, ne s'appliquent pas aux solides réels.

Il peut se faire que seule la puissance totale rayonnée soit modifiée, sans que la répartition du rayonnement dans le spectre le soit; on dit alors qu'on a affaire à un corps gris.

L'équation spectrale de Planck et l'approximation de Wien subsistent dans ce cas:

$$E(\lambda) = \frac{C}{\lambda^5\left(e^{\frac{b}{\lambda T}} - 1\right)} \cong C\lambda^{-5} e^{-\frac{b}{\lambda T}} .$$

Seule la constante C est modifiée. La thermodynamique enseigne que la puissance rayonnée thermiquement ne peut pas dépasser celle du radiateur intégral de même température et cela pour chaque domaine de longueur d'onde. La constante C relative au corps gris est donc inférieure à celle correspondant au corps noir.

La loi du déplacement s'applique sans modification aux corps gris.

En général, la répartition de la puissance rayonnée par un solide n'est pas celle relative au radiateur intégral. La question est alors de savoir quelle est la loi qui remplace l'équation spectrale de Planck.

L'expérience a montré que le rayonnement de plusieurs métaux peu fusibles obéit approximativement à des lois analogues à celles du corps noir: pour une température donnée, l'émission, négligeable pour des longueurs d'onde extrêmes, passe par un maximum unique, pour une longueur d'onde λ_m. La loi du déplacement s'applique souvent à λ_m, mais le produit est généralement inférieur à celui relatif au radiateur intégral. Il varie avec la nature du corps considéré.

Dans certains cas, pour le tantale par exemple, le produit $\lambda_m T$ augmente avec la température et finit par dépasser la valeur qui correspond au corps noir.

Le rayonnement de certaines substances est encore beaucoup plus complexe. Le cas bien connu du manchon Auer, qui possède deux maxima d'émission bien marqués, l'un dans l'infra-rouge au voisinage du spectre visible et l'autre dans l'infra-rouge extrême, en est un exemple. Sauf indication contraire, nous excluons ces cas de notre étude.

Le rayonnement total des métaux peu fusibles obéit à une loi approximative de même forme que celle de Stéfan, mais l'exposant 4, relatif au corps noir, est remplacé par un nombre de l'ordre de 4 à 6.

Plus ou moins grossièrement, on peut souvent représenter la répartition de la puissance dans le spectre par une équation spectrale de même forme que celle de Planck:

$$E(\lambda) = \frac{D}{\lambda^k \left(e^{\frac{b'}{\lambda T}} - 1\right)} .$$

Cette formule est purement empirique et n'a pas les avantages d'une justification théorique analogue à celle que la thermodynamique et la théorie des quanta donnent des expressions correspondantes relatives au corps noir. Les constantes D, k et b' n'ont donc aucune signification théorique précise.

Dans ces conditions, la puissance totale rayonnée est

$$W = \int_0^\infty E(\lambda)\, d\lambda = D \int_0^\infty \lambda^{-k} \left(e^{\frac{b'}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} d\lambda$$

$$= D \frac{(k-2)\,!}{b'^{\,k-1}} T^{k-1} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^{k-1}} .$$

On obtient cette intégrale en faisant

$$\alpha = k \; ; \qquad \beta = 0 \; ; \qquad \gamma = \frac{b'}{T} ,$$

dans celle du § 10.

Cette expression a bien même forme que la loi rappelant celle de Stéfan après modification de l'exposant 4. Comme l'exposant $k - 1$ de T varie de 4 à 6, k lui-même est compris entre 5 et 7.

L'expérience donne souvent pour le produit $\lambda_m T$ des valeurs de l'ordre de 0,23 à 0,26 $\times$ 10^{-5} cm $\times$ degré, soit les 0,8 ou 0,9 de celle (0,2864 $\times$ 10^{-5}) relative au corps noir.

Le domaine de longueurs d'onde qui nous intéresse ici est celui du spectre visible: les températures que l'on considère dans les applications ne sont pas très élevées (par rapport à celles du domaine astronomique), puisqu'elles n'atteignent pas 4000°. Le produit λT qui figure à l'exposant de e dans la loi de Planck généralisée est petit. L'exposant lui-même est grand, si b' est de l'ordre de b. Même si b' était inférieur à b de 20% (nous allons voir que ce n'est généralement pas le cas), l'exponentielle serait de l'ordre de 150. L'unité est donc bien négligeable au dénominateur et l'on peut admettre l'approximation de Wien comme équation spectrale.

Dans le calcul de la puissance totale rayonnée, cela revient à borner la sommation à son premier terme. Puisque l'exposant k est généralement supérieur à 5, qui figure dans le cas du corps noir, la sommation converge très rapidement et l'approximation faite en limitant le développement à son premier terme est bonne.

Dans ces conditions, la loi du déplacement a l'expression

$$\frac{d\mathrm{E}(\lambda)}{d\lambda_m} = \mathrm{D}\,\lambda_m^{-k-1}\, e^{-\frac{b'}{\lambda_m \mathrm{T}}} \left(\frac{b'}{\lambda_m \mathrm{T}} - k\right) = 0$$

ou

$$\lambda_m \mathrm{T} = \frac{b'}{k} .$$

Or, nous venons de voir que le produit $\lambda_m\mathrm{T}$ est souvent les 0,8 à 0,9 de celui relatif au corps noir. On a donc

$$\frac{b'}{k} \cong 0{,}8\,\frac{b}{5} \qquad \text{ou} \qquad b' \cong \frac{k}{6{,}2}\cdot b .$$

Comme k est de l'ordre de 6, b et b' sont sensiblement égaux, ce que nous admettrons dans la suite.

58. — *Puissance apparente d'une source lumineuse.*

La puissance apparente relative à la longueur d'onde λ est le produit

$$\mathrm{E}(\lambda)\,\sigma(\lambda) ,$$

où $\mathrm{E}(\lambda)$ est la densité de puissance vraie et $\sigma(\lambda)$ la sensibilité spectrale de l'œil.

La puissance apparente W' est obtenue par intégration de la densité de puissance apparente

$$\mathrm{W}' = \int_0^\infty \mathrm{E}(\lambda)\,\sigma(\lambda)\,d\lambda .$$

Dans nos hypothèses pour E (λ) (loi de Planck généralisée) et pour σ (λ), il vient

$$W' = \int_0^\infty \frac{D}{\lambda^k\left(e^{\frac{b'}{\lambda T}} - 1\right)} \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} e^{1-\frac{\lambda_s}{\lambda}}\right)^a d\lambda$$

$$= D\lambda_s^a e^a (a + k - 2)\,! \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\left(a\lambda_s + i\frac{b'}{T}\right)^{a+k-1}} \cdot$$

Cette intégrale est encore du type de celle étudiée au § 10.

Si l'on fait l'approximation de Wien, l'expression ci-dessus devient

$$W' = \frac{D\lambda_s^a e^a (a + k - 2)\,!}{\left(a\lambda_s + \frac{b'}{T}\right)^{a+k-1}} \cdot$$

59. — *Rendement d'une source lumineuse.*

Le rendement η d'une source lumineuse est le rapport de la puissance apparente à la puissance consommée. Donc

$$\eta = \frac{W'}{W} \cdot$$

Dans nos hypothèses, ce rendement prend la forme

$$\eta = \frac{\lambda_s^a e^a (a + k - 2)\, b^{k-1} \sum\limits_{i=1}^{\infty} \left(a\lambda_s + \frac{b'}{T}\right)^{1-a-k}}{(k - 2)\,!\, T^{k-1} \sum\limits_{i=1}^{\infty} i^{1-k}},$$

qui, si on passe à l'approximation de Wien, se simplifie en

$$\eta = \frac{\lambda_s^a e^a (a + k - 2)\,!\, b'^{k-1}}{(k - 2)\,!\, T^{k-1}\left(a\lambda_s + \frac{b}{T}\right)^{a+k-1}} = A\,\zeta(T)\ .$$

A est une constante qui dépend de la longueur d'onde λ_s du maximum de sensibilité de l'œil et de l'exposant d'acuité relatif à l'œil, tandis que

$$\zeta(\mathrm{T}) = \frac{\mathrm{T}^{1-k}}{\left(a\lambda_s + \frac{b'}{\mathrm{T}}\right)^{a+k-1}} .$$

Nous savons que la sensibilité $\sigma(\lambda)$ diminue lorsque cet exposant a augmente. Il en est donc de même du rendement.

En particulier, l'acuité du maximum de sensibilité et l'exposant a, qui la mesure, diminuent lorsque l'éclairement diminue. Le rendement lumineux augmente donc pour les faibles éclairements. Cela explique en partie l'énorme faculté d'adaptation photométrique de l'œil.

Dans le cas particulier du corps noir, l'exposant k qui figure dans la fonction $\zeta(\mathrm{T})$ a la valeur 5.

60. — *Variation du rendement avec la température.*

Il suffit d'étudier la variation de la fonction $\zeta(\mathrm{T})$.

Formons donc sa dérivée

$$\frac{d\zeta}{d\mathrm{T}} = \frac{a\lambda_s(1-k) + a\frac{b'}{\mathrm{T}}}{\left(a\lambda_s + \frac{b}{\mathrm{T}}\right)^{a+k}} .$$

Le rendement est donc maximum lorsque

$$\frac{b'}{\mathrm{T}_1} = \lambda_s(k-1) .$$

La loi du déplacement donne une relation de même forme entre la température et la longueur d'onde du maximum d'émission. La température T′ à laquelle le corps a son maximum d'émission, pour la longueur d'onde λ_s du maximum de sensibilité, est

$$\mathrm{T}' = \frac{b'}{k\lambda_s} .$$

Divisant ces deux expressions, il vient

$$\frac{T_1}{T'} = \frac{k}{k-1}.$$

La température à laquelle une source solide a son maximum de rendement lumineux est supérieure à celle pour laquelle son émission serait maxima pour la longueur d'onde du maximum de sensibilité de l'œil et cela dans le rapport de k à $k-1$, rapport généralement inférieur à $^5/_4$, valeur atteinte dans le cas du corps noir.

Comparons la température de rendement maximum T_1 du corps métallique à la température de rendement maximum T_n du corps noir. On a

$$T_1 = \frac{b'}{(k-1)\lambda_s}, \qquad T_n = \frac{b}{4\lambda_s} \qquad \frac{T_1}{T_n} = \frac{4}{k-1} \cdot \frac{b'}{b} \simeq \frac{4}{k-1}.$$

La température d'un métal incandescent qui correspond au maximum de rendement est inférieure à celle du corps noir de rendement maximum et cela d'autant plus que l'exposant k s'écarte davantage de la valeur 5 qui correspond au corps noir.

61. — *Quelques valeurs numériques.*

La longueur d'onde du maximum de sensibilité de l'œil est d'environ $5{,}5 \times 10^{-5}$ cm. La température d'un radiateur intégral dont le rendement lumineux serait maximum est de l'ordre de 6500°, soit sensiblement la température effective du Soleil. Nous avons déjà signalé cette remarquable adaptation de l'œil humain.

Ce qui précède s'applique aux corps gris, donc en particulier au carbone incandescent. Le rendement lumineux des flammes est très médiocre puisqu'elles ne dépassent qu'exceptionnellement la température de 2000° *K* (acétylène environ 2400° *K*). On est donc très loin des conditions de rendement maximum, même dans les lampes électriques à incandescence à filament de charbon. On s'en rapproche dans le cas de l'arc, mais en en restant fort éloigné.

Examinons maintenant le cas des métaux. La valeur la plus élevée connue de l'exposant k est 7, qui correspond au tungstène. Dans ces conditions, la température de rendement maximum est, en admettant l'égalité de b et b',

$$T_1 = 4300° K ,$$

valeur notablement inférieure à la température du Soleil et qui se rapproche du domaine des températures accessibles au laboratoire.

L'amélioration du rendement par l'incandescence des métaux peut encore être recherchée du côté de l'élévation de la température. Il pourrait cependant se faire qu'il existe des métaux dont le rayonnement obéisse à la loi de Planck généralisée et dont l'exposant k ait une valeur suffisante pour que la température du maximum de rendement soit facilement réalisable. Calculons la valeur de cet exposant pour que la température absolue correspondant à ce maximum de rendement soit de l'ordre de 3000°, température facilement accessible électriquement. Il vient

$$k = 1 + \frac{1,432}{5,5 \cdot 10^{-5} \cdot 3000} = 9,7 .$$

Cette valeur ne dépasse celle relative au tungstène que d'une quantité à peine supérieure à la différence entre l'exposant relatif à ce métal et le corps noir.

Ce qui précède s'applique à des corps qui obéissent à la loi de Planck généralisée.

Dans d'autres cas, pour le tantale par exemple, la loi du déplacement est inexacte. Le produit $\lambda_m T$ croît avec la température. La puissance rayonnée dans l'infra-rouge augmenterait plus rapidement, en fonction de la température, que celle rayonnée dans le spectre visible et le rendement varierait alors en sens inverse de la température, si la loi de Planck généralisée s'appliquait au tantale.

L'amélioration du rendement lumineux peut enfin être obtenue par l'utilisation de sources à émission sélective. Les lampes à vapeur de sodium, dont presque toute la puissance est émise dans le jaune en sont un cas extrême. L'intérêt de sources dont le rayonnement est aussi différent de celui du Soleil est considérablement diminué par le fait de la disparition des couleurs.

62. — *Coloration du rayonnement des métaux.*

Supposons un métal obéissant à la loi de Planck généralisée. On peut essayer de caractériser la couleur de son rayonnement par la longueur d'onde effective, longueur d'onde du maximum de la puissance apparente ou par la longueur d'onde colorimétrique, longueur d'onde du centre de gravité de l'aire limitée par l'axe des λ et la courbe représentant la densité de puissance apparente. Des calculs analogues à ceux des § 28 et 29 donnent

$$\lambda_a = \frac{a\lambda_s + \dfrac{b}{T_e}}{a + k}, \qquad \lambda_c = \frac{a + k}{a + k - 2}\lambda_a .$$

Nous trouvons de nouveau que ces deux longueurs d'onde sont proportionnelles et d'autant plus voisines l'une de l'autre que l'acuité du maximum de sensibilité est plus grande et que l'exposant k est plus élevé. Elles sont donc plus voisines dans le cas du rayonnement des métaux que dans celui du corps noir.

L'expression de la longueur d'onde effective montre immédiatement que la longueur d'onde effective du rayonnement du métal est plus courte que celle ralative au corps noir. Cela est bien conforme à l'observation, les sources métalliques paraissent remarquablement bleues.

63. — *Application au bleu du ciel.*

Le problème que nous venons de traiter est analytiquement identique à celui du bleu du ciel. En effet, l'intensité de la lumière diffusée par l'atmosphère est inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la longueur d'onde. Dans ces conditions, la répartition de la puissance dans le spectre de la lumière diffusée par l'atmosphère est

$$E(\lambda) = \frac{1}{\lambda^4} \frac{C}{\lambda^5 \left(e^{\frac{b}{\lambda T}} - 1\right)},$$

tandis que la densité de puissance apparente est, si l'on fait l'approximation de Wien,

$$E(\lambda)\, \sigma(\lambda) = C\, \lambda^{-9} e^{-\frac{b}{\lambda T}} \left(\frac{\lambda_s}{\lambda} e^{1-\frac{\lambda_s}{\lambda}}\right)^a .$$

Cherchons la longueur d'onde effective correspondante; elle est

$$\lambda_a = \frac{a \lambda_s + \frac{b}{T}}{a + 9} .$$

Appliquons cette formule au cas particulier $\lambda_s = 5{,}5 \times 10^{-5}$ cm. Admettons une température effective de 6000° pour le Soleil, il vient avec

$$\begin{array}{ll} a = 50 & \lambda_a = 5{,}1 . 10^{-5} \text{ cm} \\ a = 100 & \lambda_a = 5{,}3 . 10^{-5} \text{ cm} \\ a = 200 & \lambda_a = 5{,}4 . 10^{-5} \text{ cm} \end{array}$$

Ces valeurs sont dans le vert du spectre. Il est difficile de caractériser par une longueur d'onde unique une teinte aussi lavée de blanc que celle du ciel.

Observatoire de Genève.