

Zeitschrift: Revue Militaire Suisse
Herausgeber: Association de la Revue Militaire Suisse
Band: 86 (1941)
Heft: 1

Artikel: Les rayons infra-rouges et leurs applications
Autor: Bolle, Pierre
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-342033>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 14.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Les rayons infra-rouges et leurs applications

HISTORIQUE.

La lumière a joué un rôle si important dans l'évolution humaine qu'il n'est pas étonnant de voir combien ce phénomène est étudié à toutes les époques de l'histoire.

L'optique fut toujours, pour les physiciens, l'un des chapitres les plus attrayants. Si les progrès réalisés depuis l'Antiquité jusqu'au XVII^e siècle ne sont pas énormes, ils commencent à l'être dès cette époque. Newton, par ses expériences sur la réfraction et la diffusion de la lumière étale le spectre solaire en décomposant la lumière blanche ; il fait, en un mot, l'analyse de la lumière pour en refaire la synthèse.

En général, une source émet simultanément un grand nombre, pour ne pas dire une infinité, de radiations caractérisées chacune par leur longueur d'onde. Pour étudier ces diverses radiations, il faut avoir recours à un appareil capable de les séparer. Un tel instrument constitue ce qu'on appelle aujourd'hui un spectroscope soit un spectrographe. Si l'on connaissait depuis longtemps la propriété que possède le prisme de décomposer la lumière blanche du soleil, ce n'est qu'en 1800 que W. Herschell eut l'idée d'employer un thermomètre sensible, dont le réservoir était noirci, pour l'investigation calorifique de toute l'étendue du

spectre. En promenant son thermomètre, Herschell constata que l'échauffement s'étendait du côté du rouge bien au delà de la région visible, découvrant ainsi le premier ce que nous appelons aujourd'hui l'infra-rouge. L'année suivante, le physicien allemand Ritter, étudiant l'action de la lumière sur le chlorure d'argent, la vit se prolonger bien au delà de l'extrême violet du spectre. Ainsi, en 1802, on avait trouvé aussi bien l'ultra-violet que l'infra-rouge.

Les savants n'avaient alors à leur disposition que des prismes peu homogènes et pour la plupart mal taillés. On devait se contenter de mettre une fente parallèlement à l'arête du prisme et de recevoir le faisceau émergent sur un écran quelconque. Ce n'est qu'en 1856 que Meyerstein présenta le premier spectroscopie qui eut quelque analogie avec les appareils modernes.

Dès lors, l'étude des spectres fit des progrès sensibles.

Becquerel, Nobili, Melloni, grâce à la découverte en 1823 par Seebeck de la thermoélectricité, étudièrent les pouvoirs calorifiques des radiations. C'est de cette époque que datent les premiers résultats précis sur l'infra-rouge.

Une autre découverte importante est celle de la photographie. Nicephore Niepce montra en 1816 que le bitume de Judée est sensible à la lumière et obtint une image qu'il n'avait pu conserver. Il continua ses recherches avec le peintre Daguerre, et ce dernier arriva à un procédé positif en 1838.

En 1842, Becquerel, le premier, présenta une daguerréotypie remarquable du spectre solaire. Plus tard, grâce à l'idée d'employer la gélatine comme support des sels d'argent, la photographie fut rendue plus pratique et permit d'établir l'étude des parties bleue et violette du spectre visible. Ainsi la partie ultra-violette se révéla être la région où l'effet chimique est le plus énergique.

Enfin, plus récemment, l'Américain Langley décrivit, sous le nom de bolomètre, l'appareil le plus précis qui ait été mis à la disposition des chercheurs pour étudier l'énergie d'un rayonnement. Cet appareil est basé sur le fait que certains métaux et, particulièrement le platine, offrent une résistivité électrique qui diminue lorsque la température s'élève. Le platine, sous forme d'un ruban très fin recouvert de noir de fumée, reçoit et absorbe la radiation intéressante. Les variations de résistance sont mesurées ensuite au moyen du pont de Wheatstone classique.

On reconnut ainsi qu'un corps émet un rayonnement purement thermique dont les radiations dépendent en quantité et en qualité de sa température. A partir d'une certaine température et pour un corps donné, le rayonnement devient visible. Toutefois, ce corps rayonne bien avant d'être incandescent.

Dès 1802, Herschell montra que les lois de la réflexion et de la réfraction s'appliquent à ces rayons infra-rouges. En 1815, Berard parvient à polariser ce rayonnement obscur et, en 1842, Fizeau et Foucault réalisèrent des interférences, répétant ainsi les expériences de Fresnel sur le rayonnement lumineux.

Mais reprenons l'évolution de la photographie qui nous permet aujourd'hui d'explorer une grande partie du domaine de l'infra-rouge.

Nous avons vu que Nicephore Niepce est le premier inventeur de la photographie. De 1816 à 1822, il obtint des images produites dans la chambre noire. La couche sensible était constituée par du bitume de Judée qu'il dissolvait dans de l'essence de lavande ; la solution était ensuite étendue sur une plaque de cuivre argenté. L'exposition durait une huitaine d'heures. Sous l'effet de la lumière, le bitume devenait insoluble. Il suffisait ensuite de traiter la plaque à l'éther de pétrole, mélangé à l'essence de

lavande, pour dissoudre le bitume aux points où la lumière n'avait pas agi. Niepce lavait et séchait sa plaque.

Le 9 août 1839, Arago présentait à l'Institut de France la production d'image sur plaque d'argent connue sous le nom de daguerréotype. La plaque d'argent poli était soumise, dans l'obscurité, à l'action des vapeurs d'iode ; ainsi sensibilisée, elle était exposée à la lumière dans une chambre noire munie d'une lentille. L'image invisible était ensuite révélée à l'aide de vapeurs de mercure et fixée avec du chlorure de sodium.

En 1839 également, Herschell introduisait l'emploi de l'hyposulfite de sodium comme fixateur, permettant d'obtenir des épreuves inaltérables à la lumière. Les épreuves positives et le papier sensible n'apparurent qu'en 1841 avec l'anglais Talbot qui indiqua, en outre, l'acide gallique comme révélateur.

Un siècle s'est écoulé depuis ces mémorables découvertes et c'est en retraçant les progrès réalisés de nos jours que l'on mesure l'effort fourni par les savants de tous pays dans ce seul domaine.

Occupons-nous seulement des procédés spéciaux relatifs à l'infra-rouge.

La première photographie de l'infra-rouge est due à John Herschell qui, en 1848, obtint ses « thermographes ». Nous verrons plus loin, dans le chapitre consacré aux procédés d'inscription, de quelle manière il y réussit. De 1881 à 1908, Draper, Lommel, Ludwig Fomm et Bergmann s'attachèrent à améliorer la technique des phosphorographies dont nous parlerons également.

Dès 1873, grâce à Vogel qui découvrit la sensibilisation optique des plaques photographiques par certaines teintures végétales, il fut possible d'utiliser les émulsions de sels d'argent dans le collodion puis dans la gélatine. En effet, ces plaques avant traitement n'offrent qu'une très faible

sensibilité pour les rayons spectraux jaunes, rouges, etc. Nous décrirons dans le chapitre des sensibilateurs les recherches et les résultats importants obtenus par nos savants modernes.

Nous pensons qu'il est nécessaire d'exposer dans leurs grandes lignes les lois fondamentales qui permettent de comprendre pourquoi et comment telle ou telle source de radiations est riche ou pauvre en rayons infra-rouges. Nous tenterons de les rédiger de façon à ce que les esprits peu faits aux raisonnements mathématiques puissent garder de l'ensemble de ce travail une idée claire et générale.

THÉORIE.

Nous avons parlé, dans la partie introductive et historique, des expériences de Newton sur la lumière solaire. Ce savant pratiquait un petit trou dans une paroi exposée aux rayons de soleil. Il obtenait ainsi un faisceau parallèle de rayons lumineux et le dirigeait sur un prisme en verre taillé à environ 60°. Après avoir traversé ce prisme, le faisceau n'était plus ni parallèle ni constitué par de la lumière blanche. Il s'étalait au contraire sur un écran placé à une certaine distance du prisme, en une polychromie allant du violet au rouge en passant par l'indigo, le bleu, le vert, le jaune et l'orangé. Il avait, comme nous le disions plus haut, décomposé la lumière blanche en ses composantes visibles. Nous disons bien « composantes visibles », car bien après le violet et le rouge, les deux couleurs extrêmes de notre spectre étalé, il est des rayons que notre œil ne perçoit plus mais qui existent néanmoins. Ce sont, au delà du violet, les rayons ultra-violets qui s'étendent jusqu'aux rayons X, et au delà du rouge, les rayons infra-rouges allant jusqu'aux ondes de la T.S.F. Nous voyons donc que le domaine visible des radiations n'est qu'une infime

partie du tout si l'on envisage la gamme des fréquences qui va de 400 à 800 milliards de kilocycles pour la région visible. La gamme des radiations connues peut aller depuis les fréquences de un cycle pour les oscillations à basse fréquence jusqu'à des milliards de milliards de kilocycles par seconde pour les rayons cosmiques.

Dans le domaine qui nous occupe comme pour d'autres, les appareils détecteurs appropriés ont été mis à la disposition des hommes de science afin d'étudier ses lois et ses propriétés. Les savants ont reconnu que l'émission des radiations spectrales peut se produire de deux façons : Etre d'origine purement calorifique ou avoir lieu par luminescence, c'est-à-dire ne pas dépendre exclusivement des processus calorifiques.

1. *Emission purement calorifique.*

Cas du corps noir.

L'émission purement calorifique type est celle du corps noir capable d'absorber, en les transformant intégralement en chaleur, la totalité des radiations incidentes.

Le corps noir est à peu près représenté par une couche assez épaisse de noir de fumée. Mais si l'on veut être rigoureux, il faut se figurer une substance quelconque située à l'intérieur d'une enceinte close, imperméable à la chaleur.

Le corps noir émet, lorsqu'il est soumis à un rayonnement incident, un spectre continu dans lequel l'intensité E , particulière de chaque radiation élémentaire, est une fonction de la longueur d'onde et de la température absolue du corps noir ou de l'enceinte. Ce qui s'exprime en langage mathématique :

$$E = F(\lambda, T) \text{ où } E \text{ est l'intensité,}$$

λ la longueur d'onde,
 T la température absolue.

(Nous nous permettons de rappeler, pour ceux qui l'auraient oublié, que la température absolue est la température en degrés centigrades augmentée de 273 ; étant connu que le zéro absolu est -273° centigrades.)

Pour une température absolue T donnée, l'intensité E varie pour les diverses radiations le long du spectre. Elle croit à partir des grandes longueurs d'onde, passe par un maximum E_m pour une certaine longueur d'onde λ_m puis diminue rapidement en allant vers les plus petites longueurs.

La courbe de l'intensité en fonction de la longueur d'onde

$$E = F(\lambda)$$

est donc une courbe continue, régulière mais sans axe de symétrie.

Ceux de nos lecteurs qui sont initiés aux lois élémentaires des mathématiques dites supérieures savent que l'aire de cette courbe mesure l'émission intégrale (c'est-à-dire pour toutes les valeurs de la longueur d'onde) du corps noir à la température considérée. Sa valeur est

$$\Sigma = \int_0^{\infty} E(d\lambda) = \sigma T^4$$

C'est la loi de Stefan qui, en phrase, s'exprimerait ainsi. L'énergie totale du rayonnement émis par le corps noir dépend de la température à laquelle il est maintenu. Non seulement elle s'accroît quand la température s'élève, mais cette augmentation est proportionnelle à la quatrième puissance de la température. Autrement dit, l'énergie augmente considérablement pour une élévation relativement faible de la température. On déduit de cette loi que l'émission ou le rayonnement intégral a une valeur plus considérable pour une température plus élevée ; mais si l'on en trace la courbe, elle conserve la même allure générale. La longueur d'onde de la radiation émise sous l'intensité maximum se déplace du côté des petites longueurs d'onde.

Nous avons tous constaté ce phénomène sans le comprendre et surtout sans l'analyser. En faisant rougir au feu un métal quelconque, nous remarquons qu'à une certaine température le métal devient rouge sombre. Si l'on chauffe davantage il devient rouge cerise puis rouge blanc, etc.

L'émission de radiations, visibles dans ce cas, a passé des grandes longueurs d'onde aux plus courtes, à mesure que la température s'est élevée.

Nous voyons donc que pour une certaine température le corps noir émet un rayonnement continu sur toute une échelle de longueur d'onde. Nous avons vu également que l'intensité du rayonnement correspondant à chacune de ces longueurs d'onde était variable et que, pour une longueur d'onde bien déterminée λ m, cette intensité est maximum.

Examinons quelle est la relation qui relie la température absolue à laquelle est maintenu le corps noir et cette longueur d'onde maximum. Wien nous enseigne que le produit de la température absolue par la longueur d'onde λ m est une constante.

On pourrait croire que ces deux lois théoriques du rayonnement du corps noir sont de pures abstractions mathématiques. Il n'en est rien et elles ont été trouvées exactes par l'expérience pour autant que l'on peut réaliser un corps noir se rapprochant de la forme idéale. Les résultats expérimentaux concordent sur une échelle considérable de température allant de 180° à 1700° C.

Cas des sources réelles.

Etant donné que le corps noir idéal est assez difficile à réaliser pratiquement, il nous faut envisager dès maintenant le cas des sources réelles, ce qui nous permettra d'introduire une nouvelle notion : celle du pouvoir absorbant d'une substance donnée, désigné en général par « A ».

En effet, pour le corps noir, toute radiation incidente est transformée intégralement en rayonnement calorifique, alors que pour les sources réelles une certaine proportion de l'énergie incidente est absorbée par la source même. Il en résulte une diminution de l'intensité de l'énergie émise puisque cette dernière est égale à l'énergie incidente diminuée de la fraction absorbée définitivement par la source.

Dans des conditions déterminées d'épaisseur, d'incidence et de température, le pouvoir absorbant A , d'une substance et d'une radiation données, représente donc la fraction d'énergie incidente absorbée.

$$A \equiv \frac{\text{Energie absorbée}}{\text{Energie incidente}}$$

Il est facile de déduire de cette formule les valeurs limites du pouvoir absorbant. Si l'énergie incidente est complètement absorbée, A devient égal à l'unité. En revanche, si l'énergie incidente est entièrement réfléchie, A est alors égal à 0.

Nous remarquons donc dans le cas particulier du corps noir $A = 1$, par définition, puisque les radiations sont intégralement absorbées. Pour les substances réelles, la valeur de A est inférieure à un, mais supérieure à zéro.

Examinons maintenant les nouvelles lois qui régissent l'émission purement calorifique dans le cas des sources réelles.

Loi de Kirchhoff : Pour chaque radiation de longueur d'onde λ , le rapport entre l'énergie rayonnée par seconde dans une direction donnée et le pouvoir absorbant A , est constant pour tous les corps à une même température. Ce qui peut s'écrire

$$\frac{E}{A} = \frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''}$$

Etant donné que $A = 1$ pour le corps noir, la formule devint

$$\frac{E}{A} = E = F(\lambda, T) \text{ (formule établie plus haut)}$$

$$\text{d'où } E = F(\lambda, T) \frac{E'}{A'} \text{ donc } E = \frac{E''}{A''}$$

$$\text{ou encore } E' = EA' \quad E'' = EA''$$

Autrement exprimé, il existe, pour chaque radiation et à toute température, une relation simple entre le pouvoir émissif du corps noir : $F(\lambda, T)$ bien connu théoriquement et expérimentalement et les pouvoirs absorbant et émissif d'un corps étudié quelconque. Il suffit de mesurer le pouvoir absorbant A' d'une substance donnée à chaque température, pour chaque longueur d'onde, et de calculer l'émission calorifique E' de cette substance en fonction de celle connue du corps noir.

En résumé, nous pouvons dire qu'une source d'énergie calorifique quelconque émet toujours moins que le corps noir, du fait que le pouvoir absorbant est inférieur à l'unité.

D'autre part, l'énergie intégrale rayonnée par une source calorifique est toujours plus faible que celle du corps noir puisque cette énergie intégrale est la somme de toutes les énergies rayonnées par cette source pour chaque longueur d'onde incidente. Si donc le pouvoir absorbant d'une substance donnée, tout en étant inférieur à l'unité, était une quantité constante pour toutes les radiations et à toutes les températures, les courbes d'émission de cette substance seraient, à un coefficient près, les mêmes que celles du corps noir. Elles seraient continues et régulières. Elles présenteraient leur maximum pour la même longueur d'onde γ m, etc.

Cela est vrai approximativement pour certains corps presque noirs tels que le noir de fumée, le noir de platine, les oxydes de fer ou de chrome. Mais généralement il n'en

est pas ainsi. Pour une même température, les différentes substances n'émettent pas les mêmes radiations avec l'intensité limite du corps noir. Les courbes n'ont pas la même régularité, leur maximum est déplacé et elles présentent des dentelles plus ou moins accusées, plus ou moins profondes. Dans quelques cas même, les encoches de la courbe sont si fortement marquées que l'émission est presque nulle dans certaines régions du spectre. On obtient alors ce qu'on appelle une émission sélective.

Il est bien compréhensible que l'émission sélective correspond également à une absorption sélective, car de l'égalité $E' = EA'$ si E' est petit, A' doit lui aussi être petit pour la région considérée du spectre.

Par exemple, le gaz carbonique ou dioxyde de carbone a un grand pouvoir émissif E' pour les radiations infrarouges de $4,3 \mu$ et il absorbe énergiquement ces mêmes radiations.

(A suivre.)

PIERRE BOLLE
D^r ès-sciences.
