**Chapitre III**

**Transferts de chaleur par rayonnement**

***1 Introduction***

Il existe un mode de transfert d’énergie thermique qui, contrairement à la conduction ou à la convection, ne nécessite la présence d’aucun support matériel solide ou fluide. La manifestation la plus commune de ce phénomène est celle du rayonnement solaire qui nous parvient sur la terre après avoir parcouru une distance considérable dans le vide spatial.

Ce transfert d’énergie fait intervenir un mécanisme physique qui est le rayonnement électromagnétique, dont la propagation est quasi instantanée, du moins à l’échelle des distances terrestres.

2 Le rayonnement électromagnétique

Tous les corps solides, liquides ou gazeux émettent un rayonnement de nature électromagnétique. Cette émission d’énergie s’effectue au détriment de leur énergie interne.

Ce rayonnement thermique n’est pas une onde monochromatique. Il est composé de radiations de longueurs d’onde différentes, comprises entre 0,1 μm et 100 μm, donnant des spectres continus dans le cas des solides, ou des spectres de bandes dans le cas de certains gaz.

Cette gamme de 0,1 μm à 100 μm ne représente qu’une toute petite portion du spectre des ondes électromagnétiques, qui s’étend de 10-8 μm pour les rayons cosmiques jusqu’à plusieurs km pour les ondes hertziennes.

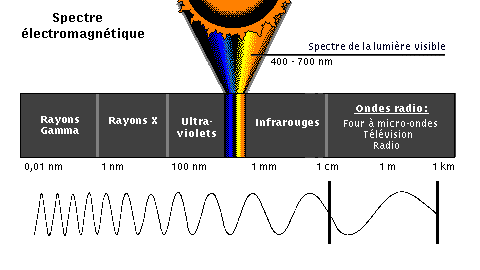


Figure 1 - le spectre électromagnétique

Dans ce domaine de 0,1 μm à 100 μm, nos sens sont capables de percevoir le rayonnement thermique sous la forme d’une sensation de chaleur.

A l’intérieur d’une bande encore plus étroite comprise entre 0,4 μm et 0,8 μm, appelée spectre visible, le rayonnement devient sensible à la rétine de notre œil. Nous réserverons le nom de lumière exclusivement à cette partie visible du rayonnement thermique.

Le rayonnement thermique dans la partie non visible du spectre porte le nom d’ultraviolet (U.V) du côté des courtes longueurs d’onde ( de 0,1 à 0,4 μm), et d’infrarouge (IR) du côté des grandes longueurs d’onde ( de 0,8 à 100 μm).

La propagation du rayonnement thermique s’effectue dans le vide en ligne droite, et à la vitesse de la lumière [[1]](#footnote-2), sans aucune diminution de l’énergie transportée. On dit, de ce fait, que le vide est un milieu parfaitement transparent.

La plupart des gaz simples (O2, H2, N2) sont également des milieux parfaitement transparents. Par contre, certains gaz composés ( en particulier CO2, H2O, CO), sont en revanche dits partiellement transparents, car la propagation s’y accompagne d’une diminution de l’énergie transportée, ce qui accroît d’autant l’énergie interne du gaz traversé. Certains liquides et solides (plastiques, verres) entrent également dans cette catégorie.

La grande majorité des liquides et solides sont au contraire dits opaques, car ils arrêtent la propagation de tout rayonnement dès leur surface.

Un rayonnement incident Φi qui arrive sur un corps opaque, est en partie réfléchi (Φr), tandis que le reste est absorbé (Φa) sous forme de chaleur au voisinage de l’impact.

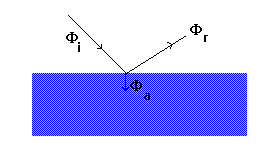


Figure 2 - Interaction d’un rayonnement thermique et d’un corps opaque

Comme en optique, la réflexion peut être diffuse (Φr dans toutes les directions), spéculaire (Φr dans la direction symétrique de Φi), ou quelconque.

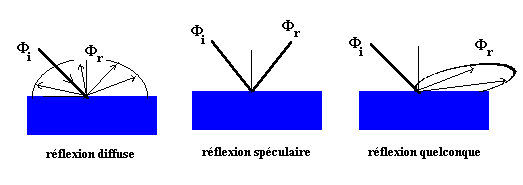


Figure 3 - Divers types de réflexions

Lorsque l’on étudiera l’équilibre thermique d’un système, tout corps composant ce système devra être considéré d’un double point de vue:

1. comme ***émetteur***, car il sera toujours la source d’un rayonnement dépendant de sa température (sauf si ce corps est parfaitement transparent),
2. comme ***récepteur***, car il recevra des rayonnements émis, réfléchis ou diffusés par les corps qui l’entourent. Une partie du flux reçu sera absorbée, et le reste sera réfléchi ou diffusé.

3 Rayonnement des corps opaques

On introduit la définition d’un certain nombre de grandeurs intervenant dans l’étude des corps opaques considérés en tant qu’émetteurs de rayonnement.

3.1 Flux d’une source

On désigne ainsi la puissance thermique émise par une source dans tout l’espace où elle peut rayonner. Ce flux sera noté Φ et exprimé en Watt.

3.2 Emittance

C’est le flux total émis par unité de surface de la source. On considère globalement la puissance dΦ émise par un élément de surface dS dans l’ensemble des directions où il peut rayonner (c’est-à-dire dans un hémisphère de 2π stéradian limité par le plan tangent à dS en son centre), et on divise ce flux par l’aire de dS.

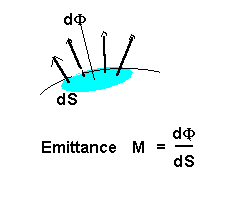


Figure 4 - Emittance d’une source, en Watt/m2

3.3 Intensité d’une source dans une direction Ox

Considérons de nouveau un élément de surface dS d’une source S, et une direction quelconque Ox par rapport à cet élément dS, l’axe Ox étant repéré par l’angle β qu’il fait avec la normale On à dS.

|  |  |
| --- | --- |
|  | Considérons également un angle solide élémentaire dΩ entourant la direction Ox.  Si le flux de la source dans tout l’espace hémisphérique où elle rayonne est Φ, on notera dΦOx la portion de ce flux rayonnée dans l’angle solide dΩ.  Par définition, on appellera intensité de la |

source dans la direction Ox la quantité:

 (1)

Cette intensité Iox s’exprime en Watt/stéradian ( W/sr).

3.4 Luminance d’une source dans une direction Ox

On définit la luminance Lox d’une source d’aire dS, dans la direction Ox, comme le quotient de l’intensité Iox de la source dans cette direction, par l’aire apparente dS’ de la source dans la même direction:

|  |  |
| --- | --- |
|  | En effet, vu de la direction Ox, tout se passe comme si le flux était émis par la surface projetée dS’ = dS cos β.  En introduisant la définition (4.1) de l’intensité Iox  la luminance s’exprime par la relation: |

 (2)

La luminance apparaît donc comme la puissance rayonnée par unité d’angle solide entourant la direction Ox, et par unité de surface projetée perpendiculairement à cette direction. Elle s’exprime en Watt par m2 et par stéradian ( W/(m2.sr) )

Cette notion de luminance permet de comparer la puissance rayonnée dans une direction donnée par des sources d’étendues différentes ou d’orientations différentes par rapport à cette direction.

Le flux élémentaire émis par un élément de surface dS dans un angle solide dΩ entourant une direction Ox, inclinée d’un angle β sur la normale à cette surface, a donc pour expression:

 (3)

3.5 Loi de Lambert

Les sources dont la luminance est indépendante de la direction sont dites des sources diffuses, régies par la Loi de Lambert:

Lox  = L (4)

Cela veut dire que l’on voit ces surfaces diffuses avec la même intensité lumineuse quelle que soit la direction d’observation. Ce sera le cas de pratiquement toutes les surfaces émissives qui nous concernent, et pour lesquelles la luminance L ne dépendra que de la température T de la surface.

Nous pouvons alors recalculer le flux total dΦ en intégrant le flux élémentaire d2ΦOx donné par la relation (3) modifiée par (4):



Intégrons cette expression dans le demi-espace de 2π stéradian au-dessus de dS.



L’émittance M d’une source diffuse est donc donnée par:

 (5)

|  |  |
| --- | --- |
|  | Pour calculer l’intégrale triple ci-dessus, on commence par garder l’angle β constant:    L’intégration de l’élément d’angle solide dΩ autour de Oz conduit à la surface de la couronne sphérique |

engendrée par la rotation autour de Oz du segment AH. Cette aire a pour valeur: 2π AH R dβ, c’est-à-dire, compte-tenu que R=1, 2π sin β dβ

Il vient donc:



c’est-à-dire:

M = π L (6)

relation entre l’émittance M et la luminance L d’une surface émissive diffuse, dite encore Lambertienne, c’est-à-dire respectant la Loi de Lambert.

4 Corps opaques récepteurs de rayonnement

De même que l’on a introduit la définition d’un certain nombre de grandeurs intervenant dans l’étude des corps opaques considérés en tant qu’émetteurs de rayonnement, on va maintenant définir d’autres grandeurs intervenant dans l’analyse de l’éclairement d’un corps opaque par un rayonnement incident.

4.1 Éclairement

On désigne ainsi le flux total reçu par l’unité de surface réceptrice:

 (7)

L’éclairement E s’exprime en W/m2

C’est donc la densité de flux de chaleur arrivant sur l’unité de surface réceptrice dS, en provenance du demi-espace visible depuis cette surface.

4.2 Réflexion, absorption et transmission

|  |  |
| --- | --- |
| Une fraction **ρ** de cette ***puissance totale incidente*** **Φi** sera *réfléchie* par le corps, c’est-à-dire renvoyée sans avoir pénétré dans le matériau.  Une autre fraction **α** sera *absorbée* dans la masse du récepteur, constituant un apport énergétique pour ce dernier. |  |

Enfin, une troisième et dernière fraction **τ** peut éventuellement traverser entièrement le corps récepteur et ressortir de l’autre côté. On dit alors qu’elle est *transmise*.

Si **Φi**  désigne le flux total incident,

**Φr** le flux total réfléchi,

**Φa** le flux total absorbé,

**Φt** le flux total transmis,

la conservation de l’énergie s’exprime par la relation:

 (8)

On désignera sous les noms de:



La relation (8) se traduit alors par:

ρ + α + τ = 1 (9)

Ces paramètres caractérisent d’une manière globale le comportement d’un corps vis-à-vis du rayonnement thermique qu’il reçoit. Ce sont des grandeurs totales hémisphériques, ce qui signifient qu’elles ne rentrent pas dans le détail des longueurs d’onde du rayonnement, ni des directions de propagation.

4.3 Grandeurs monochromatiques directionnelles

Cependant, dans bien des cas, les propriétés radiatives des corps varient avec la longueur d’onde et la direction du rayonnement. Pour en rendre compte, on peut introduire des grandeurs analogues à toutes celles que nous avons vu jusqu’ici, mais monochromatiques ou directionnelles, et éventuellement les deux à la fois.

Dans le tableau qui suivra, dans la colonne de gauche la grandeur globale concernant l’ensemble du spectre rayonné, et dans la colonne de droite, la grandeur monochromatique correspondante, mais ne concernant qu’une longueur d’onde unique λ.

Si les flux incident, réfléchi, absorbé et transmis considérés plus haut, au lieu d’être des grandeurs globales pour l’ensemble des longueurs d’ondes rayonnées et des directions du rayonnement, sont maintenant des grandeurs monochromatiques directionnelles:



De la même manière que précédemment :

 (10)

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| **Grandeurs hémisphériques, caractérisant un rayonnement émis dans l’ensemble des directions de l’espace environnant la source considérée** | | |
| Grandeur | Grandeur totale, concernant l’ensemble du spectre rayonné | Grandeur monochromatique concernant une longueur d’onde unique λ |
| Flux d’une source | Flux total  Φ  en W | Flux monochromatique    en W/m |
| Emittance d’une source | Emittance totale    en W/m2 | Emittance monochromatique    en W/m3 |
| **Grandeurs directionnelles, caractérisant un rayonnement émis dans une direction particulière Ox** | | |
| Intensité d’une source | Intensité totale dans la direction Ox    en W/sr | Intensité monochromatique dans la direction Ox    en W/(m.sr) |
| Luminance d’une source | Luminance totale dans la direction Ox  en W/(m2.sr) | Luminance monochromatique dans la direction Ox    en W/(m3.sr) |

Tableau 1 - Récapitulation des principales définitions

4.4 Notion de corps noir

On appelle corps noir, un corps pour lequel:

**ρ Ox, λ = 0**

**τ Ox, λ = 0**

**α Ox, λ = 1**

Un corps noir est donc un corps qui absorbera **tout** rayonnement incident le frappant, sans en réfléchir ni laisser échapper aucune fraction, et ceci quelques soient les longueurs d’onde et les directions de propagation. De la même manière, un corps noir sera capable de rayonner dans chaque longueur d’onde **le maximum** d**’**énergie calorifique stockable théoriquement dans cette bande de fréquence à un niveau de température T déterminé.

Un tel corps, thermiquement idéal, n’existe pas dans la nature, pas plus que n’existe le fluide parfait totalement exempt de dissipation interne d’énergie lors de son mouvement.

Mais le concept va servir d’étalon de rayonnement. A partir de considérations thermodynamiques, il est possible de prévoir théoriquement le maximum d’énergie calorifique pouvant être rayonnée par la matière à chaque température de cette matière, et dans chaque longueur d’onde.

Pour chaque corps réel auquel s’intéresse l’ingénieur thermicien, on évaluera l’énergie qu’il peut rayonner, *relativement à celle qu’émettrait un corps noir dans les mêmes conditions*, à l’aide de coefficients appelés **émissivités**.

Dans tout ce qui suit, les grandeurs relatives au corps noir seront affectées d’un indice supérieur « ° ». Ainsi, par exemple, l’émittance monochromatique du corps noir à la longueur d’onde λ sera notée 

5 Loi de PLANCK

Cette loi relie l’émittance monochromatique du corps noir à la longueur d’onde λ, , à la longueur d’onde λ et à sa température absolue T.

Elle s’exprime sous la forme:

 (11)

relation dans laquelle:

1. C est la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu où se propage le rayonnement. C est donnée par la relation: C = C0 / n

avec: n l’indice de réfraction du milieu, et C0 = 2,9979 . 108 m/s

1. h est la constante de PLANCK, h = 6,6255.10-34 J.s
2. k est la constante de BOLTZMANN, k = 1,3805.10-23 J/K

Lorsque le rayonnement se propage dans un milieu dont l’indice de réfraction est égal à l’unité, ce qui est le cas en toute rigueur pour le vide, et pour l’air en première approximation, la loi de PLANCK peut se mettre sous la forme simplifiée suivante, qui est celle qui sera utilisée dans la pratique courante:

 (12)

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| T | λ |  |  |  |
| K | m | 3,741.10-16 W.m2 | 0,014388 m.K | W/m3 |
| K | μm | 3,741.108 W. μm4/m2 | 14.388 μm.K | W/(m2. μm) |

La figure 5 ci-dessous représente les courbes de variation de l’émittance monochromatique d’un corps noir, calculées à l’aide de la relation (12), pour les valeurs suivantes de la température absolue de ce corps noir: 300 K (ambiante), 500 K, 750 K, 1000 K, 2500 K, 5800 K (soleil)

Chaque courbe présente pour une certaine abscisse λm un maximum d’autant plus prononcé que la température T est plus élevée.

On constate que pour λ< 0,5 λm , il n’y a pratiquement plus d’énergie rayonnée (moins de 1%), alors qu’il faut atteindre λ > 4,5 λm pour obtenir le même résultat dans l’infrarouge.

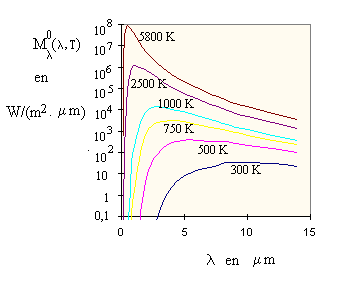


Figure 5 - Emittance monochromatique du corps noir

6 Lois de WIEN

Deux lois fournissent respectivement l’abscisse λm  et l’ordonnée du maximum d’émittance monochromatique du corps noir à chaque température.

6.1 1ère loi de WIEN, ou loi du déplacement

L’abscisse λm  du maximum de , se déplace vers les courtes longueurs d’onde lorsque la température croît. C’est ce qu’exprime la « loi du déplacement » de WIEN:

 (13)

6.2 2ème loi de WIEN

Cette loi fournit la valeur du maximum  en fonction de T. Elle s’exprime sous la forme suivante:

 (14)

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| T | λ | B |  |
| K | m | 1,287.10-5 W/(m3.K5) | W/m3 |
| K | μm | 1,287.10-11 W/(m2. μm .K5) | W/(m2. μm) |

A la température ambiante (300 K), le maximum de rayonnement thermique se produit dans le proche infrarouge, à 10 μm.

Le rayonnement solaire, qui correspond à une température de 5800 K, a son maximum dans le spectre visible, à 0,5 μm.

Remarque :

Il n’y a pratiquement pas de recouvrement entre la partie utile du spectre du rayonnement solaire ( approximativement de 0,2 à 2,5 μm), et celle du spectre d’un corps de température peu supérieure à l’ambiante ( en gros, de 3 à 50 μm). Cette propriété sera exploitée dans de nombreuses applications telles que les serres ou les capteurs solaires à basse température utilisés dans l’habitat.

7 Loi de STEFAN-BOLTZMANN

Cette loi fournit l’émittance totale du rayonnement du corps noir dans le vide, en fonction de sa température absolue. On peut l’établir en intégrant sur l’ensemble du spectre, la relation (11) exprimant la loi de PLANCK.

La loi de STEFAN-BOLTZMANN s’exprime par la relation:

 (15)

σ est la constante de STEFAN-BOLTZMANN

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  | T |  |
| 5,67 . 10-8 W/(m2.K4) | K | W/m2 |

8 Rayonnement des corps réels

Les lois physiques que nous venons d’étudier fournissent les émittances totales M0 ou monochromatique M0λ du corps noir. Ce sont des grandeurs hémisphériques, car un corps noir ne privilégie aucune direction de propagation.

Ces lois décrivent donc un rayonnement diffus, obéissant à la loi de Lambert. On passe donc des émittances du corps noir à ses luminances (grandeurs directionnelles) par les relations:

 (16)

L’évaluation des propriétés émissives des substances réelles se fait *par rapport à celles d’un corps noir placé dans les mêmes conditions de température et de longueur d’onde*, à l’aide de coefficients appelés émissivités, totales ou monochromatiques, hémisphériques ou directionnelles.

Ainsi, les émittances totale et monochromatique d’une surface réelle déterminée, seront fournies par des relations du type:

 (17)

relations dans lesquelles ε est l’émissivité hémisphérique du corps, et ελ son émissivité monochromatique à la longueur d’onde λ.

Quant aux luminances L et Lλ du corps, elles seront liées à celles du corps noir par les relations:

 (18)

dans lesquelles εOx est l’émissivité directionnelle totale du corps, et εOx, λ son émissivité directionnelle monochromatique.

L’émissivité des substances naturelles dépend, d’une manière générale, de leur nature physico-chimique, de leur état de surface géométrique (défauts de planéité, rugosité), et varie avec la longueur d’onde, la direction d’émission et la température de surface.

9 Notion de corps gris

Au niveau limité de ce cours d’initiation à la thermique, nous nous contenterons d’une hypothèse simplificatrice selon laquelle *toutes les surfaces en présence auront une émissivité indépendante de la direction d’émission et de la longueur d’onde*, tout comme un corps noir, mais à des niveaux d’énergie moindres.

De tels corps pourront alors être qualifiés de ***gris***, et seront caractérisés du point de vue de leurs propriétés radiatives par les relations suivantes:

εOx = εOx,λ = ε = Constante

L’émittance totale d’un corps gris sera alors déduite celle du corps noir donnée par la loi de STEFAN-BOLTZMANN:

 (19)

Le tableau suivant donne quelques valeurs d’émissivités ε

|  |  |
| --- | --- |
| ***Nature de la substance*** | ***émissivité ε*** |
| ***réfractaire*** | 0,8 |
| ***peinture réfléchissante*** | 0,3 |
| ***fer poli*** | 0,15 (à 20°C) à 0,35 (à 900°C) |
| ***aluminium poli*** | 0,05 |
| ***aluminium oxydé*** | 0,15 |

Tableau 2 - Emissivités ε de quelques substances

10 Loi de KIRCHHOFF

Cette loi établit un rapport entre les propriétés émissives et absorbantes d’un corps. Pour la démontrer, on considère un corps placé dans une enceinte fermée dont les parois possèdent les propriétés d’un corps noir. Tout le système est en équilibre thermique à une température uniforme T, et le corps considéré n’enregistre donc ni gain ni perte thermique.

|  |  |
| --- | --- |
|  | Dans ces conditions, un élément de surface dS du corps émet dans un angle solide élémentaire dΩ entourant une direction Ox inclinée d’un angle β sur la normale On à dS, un flux monochromatique qui s’exprime par une relation tout-à-fait analogue à la relation (3). |

La seule différence est qu’on considère maintenant une émission monochromatique (à une seule longueur d’onde λ), et qu’au lieu d’une luminance totale, on doit donc exprimer une luminance monochromatique dans la direction Ox, que l’on rapportera à la luminance monochromatique du corps noir, par l’intermédiaire d’une émissivité εOx, λ telle qu’introduite dans la relation (18). On aura donc:

 (20)

Simultanément, la surface dS reçoit dans le même angle solide dΩ, et à la même longueur d’onde λ, un flux émis par l’enceinte noire qui a pour valeur .

Le corps considéré en absorbera donc une partie:

 (21)

L’équilibre thermique du corps implique l’égalité des flux émis et absorbé, d’où la relation (22) suivante qui exprime la Loi de KIRCHHOFF:

 (22)

Dans le cas où les rayonnements émis et reçus par le corps sont parfaitement répartis sur l’ensemble des directions de l’espace hémisphérique (cas d’une émission et d’un éclairement diffus), la loi de KIRCHHOFF précédente est également applicable aux propriétés monochromatiques hémisphériques:

 (23)

Il n’est généralement pas possible d’étendre la loi de KIRCHHOFF au rayonnement total émis et absorbé par un corps quelconque, et donc de considérer que α = ε.

En effet, l’émissivité totale ε(T) d’un corps est définie par la relation:

 (24)

Par contre, le coefficient d’absorption total de ce même corps est la fraction α absorbée par le corps, sur l’ensemble des longueurs d’ondes incidentes. Si Eλ est l’éclairement monochromatique tombant sur le corps, on a:

 (25)

Le coefficient d’absorption α dépend donc lui aussi du corps considéré, par l’intermédiaire des αλ, mais aussi de la composition spectrale Eλ du rayonnement reçu, et donc en définitive de la nature et de la température du corps qui a émis le rayonnement absorbé.

D’une manière générale: α ≠ ε

Il y a deux exceptions importantes à cette situation:

1. Le corps noir, défini par les propriétés:

ελ = 1 et αλ = 1 quelque soit λ

Il en résulte immédiatement que:

**ε = α**

1. Les corps gris, définis par la propriété:

ελ = ε quelque soit λ

La relation (4.23):  entraîne donc: αλ = ε quelque soit λ,

c’est-à-dire encore:

**ε = α**

1. C = 3.108 m/s [↑](#footnote-ref-2)