

Intensité lumineuse et photométrie

M. Pouey

Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Bât. 212, Université Paris XI, 91405 Orsay Cedex, France

Résumé: Cet article rappelle les concepts fondamentaux d'intensité lumineuse et les lois générales régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans des milieux homogènes. Dans une seconde partie, le vocabulaire de la Commission Internationale de l'Eclairage est employé pour décrire les performances des sources de rayonnement dans l'ultraviolet lointain.

Abstract: This paper deals first with the basic concept of luminous intensity and the laws of propagation of the electromagnetic waves. C.I.E. terminology is used, in the second part, to describe the performances of vacuum ultraviolet sources.

I LES FONDEMENTS THEORIQUES

I.1 Les solutions harmoniques des équations de Maxwell

Pour un milieu de constante diélectrique ϵ , d'indice de réfraction $n^2 = \epsilon$ l'intensité de la lumière', définie comme le flux d'énergie du champ électromagnétique, est évaluée par l'amplitude de la moyenne temporelle du vecteur de Poynting dont la direction définit la direction de propagation de l'énergie; ces ondes électromagnétiques se propagent à la vitesse $v = c / n$ (c étant la vitesse de la lumière dans le vide) [**Equations de Maxwell**]. Pour des ondes harmoniques monochromatiques de pulsation ω , les champs électriques \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} , en un point P de l'espace (caractérisé par le vecteur \mathbf{r}), sont représentés par des fonctions (solutions réelles de l'équation d'onde) du type:

$$V(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \exp[(i\omega t + \varphi(\mathbf{r}))]; \quad (1)$$

$$\omega = 2\pi \nu = \frac{2\pi}{T} = v \frac{2\pi}{\lambda} = kv; \quad (2)$$

ν étant la fréquence représentant le nombre de vibrations par seconde, T la période en secondes, v la vitesse en mètres/sec, λ la longueur d'onde en nanomètres et k le vecteur d'onde c'est à dire le vecteur de propagation dans le milieu. Les surfaces $\varphi(\mathbf{r}) = \text{cte}$ sont dénommées surfaces équiphasées ou surfaces d'ondes; dans le cas général (ondes inhomogènes) elles ne

sont pas confondues avec les surfaces d'égalité d'amplitude ce qui est toujours le cas des ondes planes pour lesquelles l'amplitude A est constante [relations d'Helmoltz].

Pour ondes de fréquences élevées (qq 10^{14} Hertz), les champs électrique et magnétique sont en phase, orthogonaux

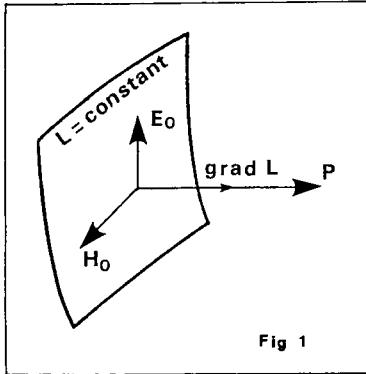


Fig 1

entre eux et tangents à la surface équiphasée; la phase de la vibration est égale à $kL(r)$, la fonction $L(r)$, caractérisant la trajectoire des rayons lumineux (le chemin optique), satisfaisant à la condition $\text{grad } L = n$: autrement dit les trajectoires des rayons lumineux sont normales aux surfaces équiphasées. Il s'en suit [Principe de Fermat] que le chemin effectivement suivi par la lumière est une extrémale du chemin optique L : dans un milieu uniforme les rayons lumineux se propagent en ligne droite (Loi de Descartes ; $i = i'$; $n \sin i = n' \sin i'$). Dans le cas

des réseaux de diffraction (r défini en coordonnées polaires w, ℓ, α), la solution des relations d'Helmoltz pour des champs incidents E ou H parallèles à la direction z s'exprime par:

$$V_z^i = A \exp [i \omega t - i k (w \sin \alpha + \ell \cos \alpha)] \approx E_z^i \text{ ou } H_z^i ; \quad (3)$$

et pour la totalité des champs diffractés par:

$$V_z^d = \int_{-\infty}^{\infty} V_z^d(\beta) \exp [ik (w \sin \beta + \ell \cos \beta)] d\beta, \quad (3.1)$$

$V_z^d(\beta)$ étant l'amplitude d'une onde "plane diffractée" dans la direction β . Mais la nature périodique (période d) de la distribution des traits du réseau, sur la totalité de sa surface, implique que le champ électromagnétique total, sur la surface du réseau, soit le même pour un déplacement d'un nombre entier de période dans la direction y ; en conséquence:

$$V_z(w + pd) = V_z(w), \quad (3.2)$$

$$(V_z^i + V_z^d)_{w+pd} = (V_z^i + V_z^d)_w \quad (p = \text{entier}). \quad (3.3)$$

C'est la périodicité des traits ($d = 1 / N$) qui est à l'origine de l'existence d'ondes diffractées discrètes :

$$\sin \alpha + \sin \beta = m N \lambda, \quad (4)$$

α étant l'angle d'incidence et β l'angle de diffraction, les surfaces équiphasées diffractées étant, pour des surfaces d'onde incidentes planes et des réseaux plans, des surfaces d'onde planes.

Si la courbure de la surface d'onde ou celles du composant est grande vis à vis de la longueur d'onde CES PROPRIETES SONT CONSERVEES LOCALEMENT mais le déphasage est augmenté d'une quantité $k DL$, caractérisant l'écart entre la surface d'onde sphérique et la surface d'onde plane².

La densité d'énergie de l'onde est égale à $\frac{\epsilon E^2}{4\pi}$ et, par suite de sa propagation, elle remplit $v \text{ cm}^3$ de plus par seconde le flux d'énergie étant défini par le vecteur de Poynting \mathbf{P} ; la valeur absolue de la moyenne temporelle de ce vecteur caractérise l'intensité lumineuse telle que:

$$\mathbf{P} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \wedge \mathbf{H}; \quad I = \frac{c n}{8\pi} A^2. \quad (5)$$

L'intensité lumineuse, seule quantité physiquement observable, est donc définie comme la valeur moyenne temporelle de la densité d'énergie qui, par unité de temps, traverse une surface unitaire perpendiculaire à la direction de l'énergie; elle a donc pour dimension $M T^{-3}$.

L'onde lumineuse est donc assimilée à une perturbation périodique qui se propage de façon analogue aux vagues à la surface de l'eau. Le vecteur lumineux transversal se comporte, en un point d'un rayon lumineux, comme un bouchon à la surface de l'eau; le long d'un rayon lumineux, à l'instant t , la vibration lumineuse est représentée par une sinusoïde dont l'ordonnée est l'extrémité du vecteur lumineux à chaque instant t . Bien que le vecteur lumineux, confondu avec la direction du vecteur de Poynting, semble introduire un plan particulier, le rayon lumineux présente les mêmes propriétés dans tous les azimuts: en effet, même pendant un intervalle de temps extrêmement court, l'émission lumineuse est relancée un très grand nombre de fois dans toutes les directions, de façon généralement désordonnée, de telle sorte que le vecteur lumineux voit son orientation et sa phase varier au hasard dans tous les azimuts.

Mais dans les échanges énergétiques entre la matière et la lumière tout se passe comme si la lumière était formée de particules, les "photons" d'énergie $h\nu$ (Einstein). Le principe de "localisation" équivalent au principe d'interférences implique que l'intensité de l'onde mesure la probabilité pour que le photon produise en un point de l'espace un effet observable (De Broglie³).

I.2 Lois de conservation de l'énergie

La loi de conservation de l'énergie implique que la divergence de la valeur moyenne temporelle $\langle \mathbf{P} \rangle$ du vecteur de Poynting soit nulle. Il s'en suit que, pour des ondes planes et des surfaces d'onde sphériques de rayon de courbure R , l'intensité lumineuse en chaque point d'un rayon lumineux rectiligne est inversement proportionnelle au carré de R . On suppose alors, implicitement, que l'énergie lumineuse tend vers l'infini lorsque la dimension de la source tend vers zéro. De même, si l'on considère un pinceau lumineux issu d'un élément de surface ds sous un angle θ et dans un angle solide $d\Omega$, l'étendue géométrique U correspondante se conserve (relation de Clausius; n et n' indices de réfraction):

$$U = n^2 ds \cos\theta \, d\Omega = n'^2 ds' \cos\theta' \, d\Omega', \quad (6)$$

cette relation ne supposant pas, a priori, de correspondance bi-univoque entre un point de la surface ds et de ds' (elle est à la base de la conception des concentrateurs de lumière).

I.3 Cas des ondes planes spatialement limitées

Si, au cours de sa propagation, l'onde plane est limitée spatialement par un contour dont les dimensions sont grandes vis à vis de la longueur d'onde, mais correspondant à de faibles valeurs de $d\Omega$, l'intensité lumineuse et le flux d'énergie, pour des champs quasi - monochromatiques non polarisés, peuvent être obtenus à partir d'une fonction d'onde scalaire harmonique complexe (les composantes cartésiennes des vecteurs E , H et P satisfont cette fonction). Après la traversée du contour la distribution spatiale de l'intensité lumineuse n'est plus constante mais présente des " franges " brillantes et sombres caractéristiques du phénomène de " diffraction ". La formulation mathématique du principe d'Huygens-Fresnel par Kirchhoff permet alors de définir l'intensité de la lumière comme le carré (complexe conjugué) de l'amplitude du mouvement vibratoire en tout point P d'une surface d'onde quasi sphérique:

$$A_p = \frac{i}{R\lambda} \int \int_S A_0 \exp (i K L) ds \quad (7)$$

Elle s'obtient en faisant la somme des amplitudes A_0 distribuées sur la surface d'onde en tenant compte des variations de phase; la décroissance en $1/R$ de l'amplitude des ondes diffractées traduit la constance de l'énergie au cours de la propagation de l'onde; le facteur i permet de rendre compte du changement de phase au passage du foyer (la phase de l'onde varie de façon continue, mais elle oscille autour de 0 en avant du foyer et autour de Π après); enfin, le facteur K a pour valeur $2\pi / \lambda$. La quantité $E_p = A_p \cdot A_p^*$ caractérise alors la répartition spatiale de l'intensité lumineuse au voisinage de tout point P situé sur la surface d'onde.

Les phénomènes de diffraction de Fresnel (bord d'écran, fil..) se produisent au voisinage de la limite de l'onde et sont éloignés de son centre de courbure. Les phénomènes de diffraction de Fraunhofer sont au contraire localisés au voisinage du centre de courbure de l'onde. La fonction L , qui définit, dans le milieu considéré, le temps mis par la lumière pour parcourir la distance qui sépare le point source du point P , est aussi appelée Fonction Caractéristique ou Eikonale (du Grec εικων image).

En dénommant respectivement $2\gamma'$ et $2\beta'$ la largeur et la hauteur apparente (valeurs réelles divisées par la distance image R) des traits d'un réseau, $\eta = 1 / NR$ le pas apparent du réseau la distribution de l'intensité lumineuse dans un plan perpendiculaire à l'axe optique s'exprime par:

$$E_p (z') = \frac{16 R^2 \gamma'^2 \beta'^2}{\lambda^2} \left(\frac{\sin Kz' \gamma'}{Kz' \gamma'} \right)^2 \left(\frac{\sin n \frac{Kz' \eta}{2}}{n \sin \frac{Kz' \eta}{2}} \right)^2 \quad (7.1)$$

Cette distribution représente la modulation (deuxième terme) de la tache de diffraction donnée par une ouverture rectangulaire (la largeur du trait du réseau); comme cette dernière dépend, en fait, de la forme des n sillons et qu'elle est spatialement d'autant plus étalée que N est grand elle peut être considérée comme constante, la distribution des intensités lumineuse étant alors égale au produit du terme de modulation par E_0/n^2 si E_0 représente l'intensité lumineuse maximale associée aux maxima principaux définis par $\eta = p N \lambda$. Au voisinage d'un maximum diffracté dans la direction θ on peut écrire que $z'/R = \sin(\theta - \theta') = \sin\theta - \theta' \cos\theta$, la distribution de l'intensité lumineuse:

$$E_p(z') = E_0 \left(\frac{\sin n \frac{K \cos\theta}{2 N} \theta'}{n \frac{K \cos\theta}{2 N} \theta'} \right); \quad (7.2)$$

est identique à celle donnée par une fente de largeur $n \cos\theta/N$ c.a.d. de la largeur du faisceau lumineux dans la direction d'observation. Pour un système optique, d'étendue géométrique limitée, les répartitions spatiales de l'intensité lumineuse G , qui découlent de l'intégrale de Kichhoff permettent de caractériser la fonction de transfert de l'instrument qui correspond à la valeur limite théorique, **JAMAIS ATTEINTE EN PRATIQUE**, de la résolution spatiale de l'instrument. Suivant le critère de Rayleigh, on considère que deux radiations sont séparées lorsque le maximum de l'une des figures de diffraction correspond au premier minimum nul de l'autre, l'écart angulaire correspondant:

$$d\beta = \frac{\lambda N}{n \cos\beta} = \frac{\lambda}{W \cos\beta}, \quad (7.3)$$

définit la fonction de transfert angulaire d'un réseau de largeur W .

Par ailleurs, les phénomènes de diffraction ont été présentés comme une illustration du principe d'incertitude (Eisenberg); la localisation spatiale du rayon lumineux étant d'autant plus déterminée que le contour est de dimension faible, la distribution spatiale de l'intensité lumineuse, après le diaphragme, ne peut être définie avec une grande précision. En fait, l'électrodynamique quantique permet d'expliquer l'ensemble de ces phénomènes sans faire appel à ce principe; il suffit de caractériser chacun des points P_i d'un rayon lumineux par un vecteur dont l'amplitude est égale à la racine carrée de l'intensité en ce point (de la probabilité pour que le photon produise en ce point un effet observable) et dont l'orientation est proportionnelle au temps mis par la lumière pour aller du point source aux différents points P_i ; la somme vectorielle de ces différents vecteurs a pour résultante un vecteur S_v dont le carré de l'amplitude définit la probabilité d'un effet observable. Dans le cas de la diffraction cette probabilité n'est pas nulle en dehors de la direction de propagation rectiligne des rayons lumineux.

**TABEAU I DIMENSIONS ET UNITES DES GRANDEURS UTILISEES
DANS LE SYSTEME INTERNATIONAL**

L: longueur (mètre-m); M: masse (kilogramme-kg);
 T: temps (seconde-s); t: température (degré Kelvin-°K)
 c: vitesse de propagation de la lumière dans le vide 310^8 m/s
 h: constante de Planck $6,626 \cdot 10^{-34}$ Joule seconde

Cas d'une source monochromatique non pulsée

GRANDEURS	DIMENSIONS	UNITES
Longueur d'onde λ	L	nanomètre (nm)
λ 10 eV	"	123,99 nm;
Nombre d'onde 10 eV	L^{-1}	$1 / \lambda = 8,0653 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$
Période 10 eV	T	$\lambda / c = 4,1358 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
Température 10 eV		$1,1605 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{K}$
Vitesse v	L / T	m / s
Fréquence f	L / T	c / λ hertz Hz
Pulsation ω	"	$2 \pi f$ (s^{-1})
f, ω 10 eV	"	$2,418 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$, $1,519 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$
Charge q	q	coulomb
Potentiel V	$ML^2 / q T^2$	volt
Polarisation	q_M / L^2	coulomb / m ²
Champ électrique	$\frac{q_M}{q T^2}$	volt / m
Energie U	ML^2 / T^2	joule (10^7 erg)
Densité d'énergie	M / LT^2	joule / m ³
Energie 1 eV	"	$1,60207 \cdot 10^{-19}$ joule
Energie 1 cm ⁻¹	"	$1,9865 \cdot 10^{-23}$ joule
Energie 1 Rydberg	"	13,606 eV
Energie 1°Kelvin	"	$8,6173 \cdot 10^{-5}$ eV
Energie 1 calorie	"	4,185 joule
Puissance P	ML^2 / T^3	watt (joule / s)
Flux énergétique	"	watt
Flux photonique	"	$5,03 \cdot 10^{15} P \lambda$ photon / s
		$5,03 \cdot 10^{15} \lambda$ photon/joule
Densité de Puissance	$M / L T^3$	watt / m ³

A partir du moment où l'on veut observer expérimentalement ces répartitions d'intensité lumineuse il est nécessaire de donner au point source une dimension physique (fente de largeur s et de hauteur h dans le cas des réseaux); la résolution angulaire mesurable sera donc toujours supérieure à celle associée à la fonction de transfert. La répartition d'intensité lumineuse dans l'image doit alors être dénommée distribution des éclairiments par référence à la photométrie.

II PHOTOMETRIE

La photométrie⁴ a pour objet la caractérisation de l'énergie lumineuse émise (reçue) par une portion de surface S réelle ou fictive. Cette caractérisation pouvant s'effectuer à l'aide de différents détecteurs, les dimensions et les définitions des différentes grandeurs bien qu'identiques doivent être accompagnées d'épithètes car des unités différentes sont utilisées pour les grandeurs énergétiques et visuelles . Le passage d'un système à l'autre implique notamment la connaissance des de la courbe de visibilité de l'oeil V_λ (Tableau I; $K_m = 655$ lumen/watt). Par ailleurs, les mesures photométriques sont toujours effectuées dans des conditions expérimentales telles que l'approximation de l'optique géométrique soit satisfaite: les dimensions des contours considérés sont donc toujours de dimensions telles que les phénomènes de diffraction puissent être négligés.

II.1 Cas d'un milieu non diffusant et d'une lumière monochromatique

A une énergie radiante U (joule) est associé un flux

radiant [flux énergétique, puissance *] $dP = dU/dt$ (joule/s ou watt). Afin d'en étudier les variations locales on caractérise le faisceau lumineux par son étendue géométrique dG c.a.d. par le produit de la surface apparente $ds \cos \nu$ par l'angle solide $d\Omega$, le flux radiant étant par définition proportionnel à dG :

$$dP = \mathcal{R} dG = \mathcal{R} ds \cos \nu d\Omega \quad (7)$$

La quantité \mathcal{R} , qui représente la densité spatiale du rayonnement émis par un élément de source ds dans l'angle solide $d\Omega$, est la luminance dans le pinceau lumineux. Elle s'exprime en watt $m^{-2} sr^{-1}$ dans le système énergétique International ; si le flux est exprimé en nombre de photons/sec la luminance s'exprime en photons $s^{-1} cm^{-2} sr^{-1}$. La correspondance entre les deux systèmes d'unités est associée au produit de la constante

Fig2 Etendue géométrique $dG = ds \cos \nu d\Omega$

de Planck h ($h = 6,624 \cdot 10^{-34}$ Joule-seconde) par la vitesse de la lumière ($hc = 1,985 \cdot 10^{-25}$ Joule-m) dont la valeur est égale au produit de l'énergie du photons par la valeur de la longueur d'onde. Les autres équivalences du flux radiant, ainsi que les dimensions associées, sont rassemblées dans les tableaux II (III) pour les sources monochromatiques émettant de façon continue (pulsée). Dans un milieu homogène l'étendue

géométrique se conservant, aucun dispositif optique n'est susceptible d'accroître la luminance d'une source qui ne peut que se dégrader (pertes par réflexion ou transmission). En outre, la luminance d'une source n'est pas toujours uniforme dans l'espace (limitation physique ou mécanique), il est alors nécessaire de définir des indicatrices de luminance.

La quantité dP/ds représente soit l'excitance soit l'éclairement suivant que l'on considère une source de lumière ou une surface réémettant de la lumière (surface diffusante, rayonnement d'un plasma créé par impact laser..) soit l'énergie reçue par une surface (un détecteur). De dimension M / T^3 la quantité dP/ds ($W m^{-2}$) caractérise donc le flux émis, reçu, par unité d'aire à la surface de la source s ou du récepteur s' :

$$\mathcal{E} = \frac{dP}{ds} = \int_{1/2 \text{ espace}} \mathcal{R} \cos \nu \, d\Omega; \quad (8)$$

$$\mathcal{E}' = \frac{dP}{ds'} = \int_{1/2 \text{ espace}} \mathcal{R} \cos \nu' \, d\Omega'. \quad (9)$$

Si la source est orthotrope (luminance indépendante de l'angle d'observation ν) l'excitance a pour valeur :

$$\mathcal{E} = \mathcal{R} \int_0^{\pi/2} 2 \pi \sin \theta \cos \theta \, d\theta = \pi \mathcal{R}; \quad (10)$$

il en sera de même, pour un diffuseur orthotrope (diffuseur satisfaisant à l'hypothèse de Lambert). Si l'élément de surface est orthogonal au vecteur de Poynting, l'intensité lumineuse définie au paragraphe précédent a les mêmes dimensions qu'un éclairement !! mais ne peut être quantifiée par des unités puisque le "point source" correspondant est une fonction de Dirac. La répartition des éclairagements caractérise la fonction de transfert (leur résolution limite) des instruments les dimensions du "point source" étant définies par la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction liée à la pupille d'entrée.

L'intensité d'une source dans une direction donnée est, en photométrie, la valeur du rapport entre le flux émis par l'ensemble de la source dans une direction donnée et dans l'angle solide dans lequel le flux est recueilli. L'intensité lumineuse s'exprime alors en candéla qui est l'une des sept unités fondamentales du Système International. Au niveau expérimental, le diamètre apparent du "point source" ne doit pas être inférieur au vingtième de la distance d'observation.

La quantité de lumière (joule, nombre de photons, lumen-seconde) est l'intégrale du flux transporté par un faisceau pendant un intervalle de temps donné; de même l'exposition est l'intégrale de l'éclairement d'une surface réceptrice pendant un intervalle de temps donné (J/m^2 , m^{-2} , lux.s).

II GRANDEURS RADIOMETRIQUES [R] ET PHOTOMETRIQUES [P]

Etendue géométrique: $dG = ds \cos\theta \, d\Omega$

Grandeurs	Définitions	Unités
[R] Energie radiante	U	Joule
[P] Energie lumineuse	$Q = K_m V_\lambda$	Talbot
[R] Flux radiant	$P = dU / dt$	Watt = Joule s^{-1}
[P] Flux lumineux	$F = dQ / dt$	Lumen = Talbot s^{-1}
[R] Radiance	$\mathcal{R} = dP / dG$	$W \, m^{-2} \, sr^{-1}$
[P] Luminance	$\mathcal{L} = dF / dG$	$Lm \, m^{-2} \, sr^{-1}$
[R] Eclairement énergétique Exitance energ.	E $\mathcal{E} = dP / ds$	$W \, m^{-2}$
[P] Eclairement lumineux Exitance lumineuse	E $\mathcal{E} = dF / ds$	Lux = $Lm \, m^{-2}$
[R] Intensité énergétique	$I = dF / d\Omega$	$W \, sr^{-1}$
[P] Intensité lumineuse	$I = dF / d\Omega$	Candela

On appelle diffuseur **orthotrope** un échantillon diffusant qui réfléchirait la lumière reçue en la restituant avec une **luminance indépendante** de la direction de renvoi:

$$\text{Exitance: } R \, E; \text{ Luminance } \mathcal{L} = R \, E / \pi$$

Sources émettant une luminance \mathcal{L} uniforme (Excitance $\pi \mathcal{L}$)
Filament de tungstène, salicylate de sodium

Type 1: Plan 1 face d'aire A

$$\text{Intensité: } I = L \, A \, \cos\theta$$

Indicatrice: sphère tangente au plan

$$\text{Flux: } F = \pi \, L \, A$$

Type 2: Sphère de rayon r $A = 4 \pi \, r^2$

$$\text{Intensité: } I = \pi \, r^2 \, L$$

Indicatrice: sphère centrée sur la source

$$\text{Flux: } F = (2 \pi \, r)^2 \, L$$

Type 3: Cylindre longueur ℓ , diamètre d ,

$$\text{Surface latérale } A = \pi \, d \, \ell$$

$$\text{Intensité: } I = d \, \ell \, L \, \cos\theta$$

Indicatrice: tore axé sur le cylindre, cercle

générateur tangent à l'axe

$$\text{Flux: } F = \pi^2 \, d \, \ell \, L$$

TABLEAU III RAYONNEMENT LASER CONTINU ET EN IMPULSION

Energie (joule); Puissance (watt); Section (micron carré)
 Densité d'énergie électromagnétique (J/cm^3).
 Longueur (microns); temps (τ en ps); longueur (micron)

GRANDEURS	DEFINITIONS	DENOMINATION/UNITES USUELLES
Pulsation	$\omega = 2\pi c / \lambda$	$1,88 \cdot 10^{15} / \lambda$ * s^{-1}
Période	$T = 2\pi / \omega$	$3,3 \cdot 10^{-3} \lambda$ * s
Longueur impulsion	$\ell = c \tau$	300τ * μm
Irradiance	P / s	Intensité I * $10^{14} W / cm^2$
Champ électrique	$2I / c \epsilon_0$	$E_0 = 2,7 \cdot 10^8 I^{0,5}$ * V / cm
Nombre de photons	$I s \tau / h \omega$	$5 \cdot 10^{28} I s \lambda \tau$ *
Densité d'énergie	$\epsilon_0 E_0^2 / 2$	$3,2 \cdot 10^3 I$ * J / cm^3

Le champ subit par un électron sur la première orbite de Bohr est de $5,1 \cdot 10^9 V / cm$, et celui ressenti par un nucléon au sein du noyau de l'ordre de $10^{18} V / cm$. Un corps noir de température T (KeV) rayonne une densité d'énergie $3,4 \cdot 10^6 T^4 J/cm^3$; les densités d'énergie laser et de corps noir sont égales pour $T = 0,17 \cdot 10^{0,25} KeV$. Un laser HeNe de 2mW ($6,4 \cdot 10^{15}$ photons/s soit $3,2 \cdot 10^{18}$ photons/joule) focalisé par une lentille de 5mm de focale produit une irradiance continue de $9,79 \cdot 10^3 W/cm^2$ (diamètre de l'image $5,1 \mu m$). De même un laser CO2 de 5kW peut être focalisé sur un diamètre de 0,5mm (miroirs en silicium polycristallin massif refroidis "sous la peau" pour minimiser les déformations de surface sous haut flux), l'irradiance produite en continu étant de $2,55 \cdot 10^4 W/cm^2$.

Les lasers (XeCl-308nm) en impulsion sont caractérisés par l'énergie par impulsion (0,3 J) et la fréquence de répétition maximale (10Hz) dont le produit définit la puissance moyenne (3W); la notion de puissance moyenne a été introduite dans un souci de classification mais ne constitue pas une caractéristique fondamentale du laser (une puissance moyenne de 1KW peut être obtenue avec un laser délivrant des impulsions de 1 joule si la fréquence est de 1KHz ou de 10J si la fréquence est de 100Hz; le choix de la fréquence va dépendre des applications envisagées). Il est donc nécessaire de définir, en outre, la durée de l'impulsion (40 ns) pour pouvoir évaluer la puissance crête (puissance délivrée pendant l'impulsion; $7,5 \cdot 10^6 W$). La dernière caractéristique est la divergence (0,5 mrad avec une cavité instable) qui permet de définir la surface minimale ($10 \mu m^2$) obtenue, en pratique, après focalisation et d'évaluer l'éclairement ($7,5 \cdot 10^{15} W/cm^2$) pendant l'impulsion laser (des éclairements de $10^{16} W/cm^2$ ont été obtenus à 248 nm au Laser Facility d'Héraklion).

Les termes d'usage, "Intensité" pour irradiance pendant l'impulsion laser ou "Fluence" en J/cm^2 , sont, dans le cadre des recommandations de la Commission Internationale d'Eclairagisme, à prohiber.

[d'après un fascicule de G.Bonnaud pour le DEA Physique des Gaz et des Plasmas et les catalogues d'ORIEL, MELLES GRIOT et SOPRA].

II.2 Cas d'un milieu non diffusant et d'une lumière polychromatique

Dans le cas d'un rayonnement polychromatique continu et calculable théoriquement les unités énergétiques et photoniques précédentes peuvent être conservées à condition de définir un intervalle spectral large. Par exemple, à 17°C (290K) un corps noir émet $1,18 \cdot 10^{22}$ photon par seconde, mètre carré et stéradian; 98% des photons sont émis entre 6,11 et 195 μ m; dans le visible la luminance est de un photon par mètre carré et stéradian toutes les 2000 secondes. Pour une lampe à tungstène (2900K) la luminance à 10 μ m est 10 000 fois plus grande; 9,45% de la puissance est émise dans le visible et 0,15% en dessous de 400 nm.

En règle générale, la plupart des rayonnements sont composés de photons dont les énergies u , donc les longueurs d'onde λ , sont très diverses; la distribution spectrale, généralement complexe, des grandeurs photométriques R est alors caractérisée par la fonction "spectrique" associée $R(\lambda)$ qui caractérise la limite, lorsque $\delta\lambda$ tend vers 0 de $\delta R/\delta\lambda$, δR étant la fraction de R contenue dans la bande spectrale de largeur $\delta\lambda$ mesurée autour de la longueur d'onde λ . Les grandeurs spectrales sont évaluées en unités photoniques, les longueurs d'onde en μ m ou nm. Pour une raie isolée ou un spectre continu, le flux énergétique est relié au flux photonique par la relation:

$$\text{Flux énergétique } P_e = u P_p = \frac{h c}{\lambda} P_p ; \quad (11)$$

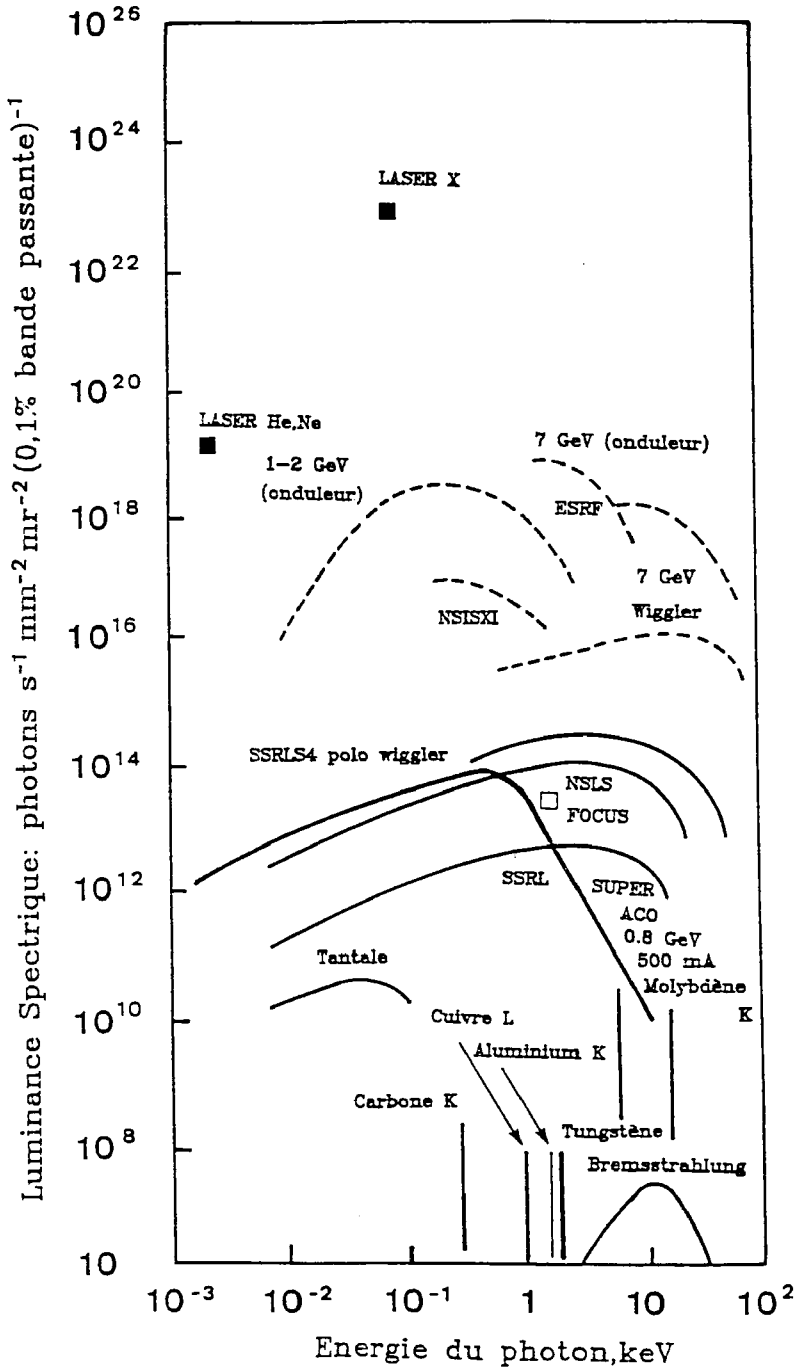
Le flux spectrique énergétique P'_e étant relié au flux spectrique photonique par la relation:

$$P'_p(u) = \left(\frac{\lambda^3}{(h c)^2} \right) P'_e(\lambda) = \left(\frac{h c}{u^3} \right) P'_e(\lambda); \quad (12)$$

Et dans le cas général on écrira:

$$P_p = \int P'_p(u) du; P_e = \int u P'_p(u) du; \quad (13)$$

A titre d'exemples, la luminance spectrique d'un mini arc à Argon⁵ (courant de 50 ampère) croît de $5 \cdot 10^{-2}$ à 10^{-1} watt / cm² nm sr entre 200 et 300 nm; elle est, à 300 nm, respectivement pour le soleil (au dessus de l'atmosphère), un arc au xénon et une lampe halogène (tungstène-quartz) de 0,75, 0,085 et 0,0015 W cm⁻² sr⁻¹ nm⁻¹. Dans le cas du Rayonnement Synchrotron, le terme d'usage "brillance spectrale" doit être dénommé Luminance spectrique et, du point de vue de l'utilisateur, être exprimées par stéradian et par nanomètre. Les données (fig.3 document du CEA de Limeil Brévannes) sont en pratique généralement exprimées photons par seconde millimètre carré milliradian carré et "une bande passante de 0,1% c.a.d. pour un pouvoir de résolution de 1000. En admettant que la largeur et la hauteur de la fente d'entrée sont accordées à la dimension de la "source" ou de son image par un



miroir torique, si K est l'efficacité globale (pouvoir réflecteur et pertes par astigmatisme) du système optique dispersif le flux disponible à la sortie s'exprimera par:

$$P_p = I_p' \lambda \left(\frac{\Delta \lambda_s}{\lambda} \right)^2 W L K \frac{h}{f} \text{ photons / seconde.} \quad (14)$$

A Bessy⁶ des flux $1,5 \cdot 10^8$ (500 eV) et de $2 \cdot 10^7$ (1700 eV) photons par seconde et par mA de courant ont été mesurés récemment.

III CONCLUSION

Les définitions et dénominations utilisées dans cet article sont celles recommandées par la Commission Internationale de l'Eclairage (CIE) et la Commission Electrotechnique Internationale qui n'accorde un caractère légal qu'aux unités énergétiques et visuelles mais qui reconnaît néanmoins le système photonique. La Norme Française NF C01 845 de mars 1989 stipule l'abandon de termes et d'unités anciennes: par exemple, à la notion d' "éclat" (<1924) a été substitué, jusqu'en 1948, le terme de brillance dont la dénomination officielle est désormais celui de **luminance**. De même au terme de radiance (<1954) a été substitué, jusqu'en 1970 le terme d'émittance dont la dénomination officielle est l'**exitance**.

Par ailleurs, dans la littérature anglo-saxonne, à l'**illuminance** évaluée en foot-candle correspond l'**éclairage lumineux** (10,764 lux), à une **luminance** de 1 foot-lambert correspond une **luminance lumineuse** de $3,42 \text{ cd m}^{-2}$; aux termes d'**irradiance** et de **radiance** correspondent l'**éclairage énergétique** et la **luminance énergétique**. Les anglo-saxons, en effet, utilisent un vocabulaire différent pour les mêmes grandeurs suivant qu'elles sont exprimées en unités énergétiques (**radiometry**) ou lumineuses (**photometry**); cette distinction n'est pas rationnelle dans l'esprit de la langue française, car les grandeurs sont dimensionnellement identiques, seul le système d'unités (**toujours au singulier**) change. Ainsi au terme anglo-saxon de **fluence** employé par la communauté des utilisateurs de Lasers en impulsion correspond celui d'**exposition énergétique** (joule par mètre carré), **photonique** (photon par mètre carré) ou **lumineuse** (lux seconde).

REFERENCES

- 1) Born, M. & Wolf, E. (1975) "Principles in optics" Pergamon Oxford.
- 2) Maréchal, A. (1957) "Imagerie Géométrique, Aberrations" Masson, Paris.
- 3) De Broglie, L. (1956) "Tentative d'Interprétation Causale et Non Linéaire de la Mécanique Ondulatoire" Gauthiers-Villars, Paris.
- 4) Desvignes, F. (1991) "Rayonnements Optiques" Masson, Paris.
- 5) Croche, R., J. Sci. Instrum., 1990, 13, 165.
- 6) Krumerey, M., Jahresbericht, 1990, 84.