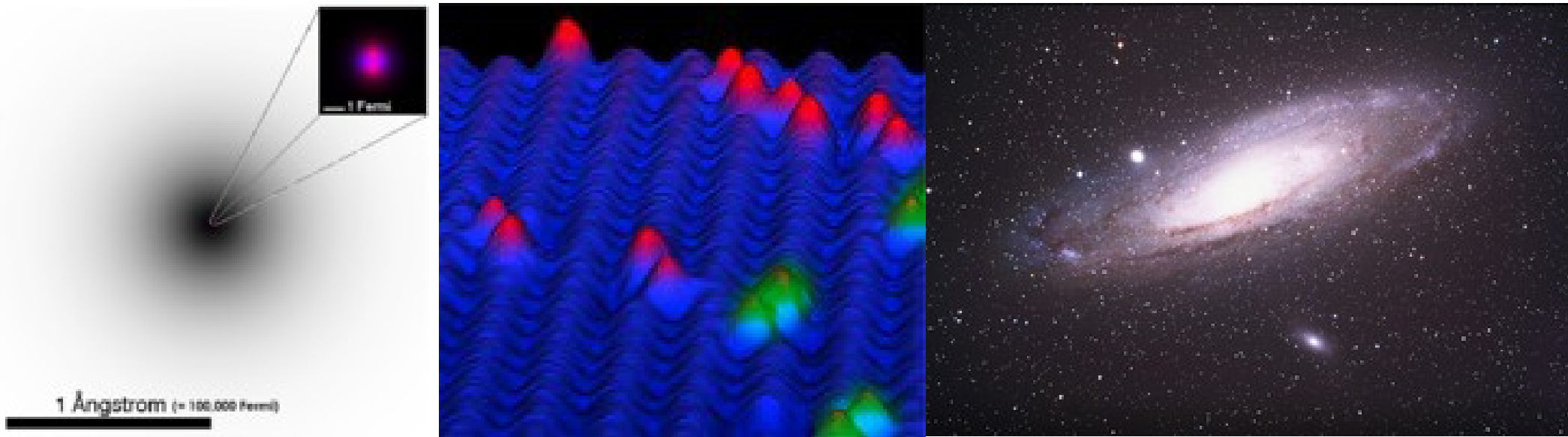


Cours ARCHITECTURE DE LA MATIÈRE (ATOMISTIQUE)



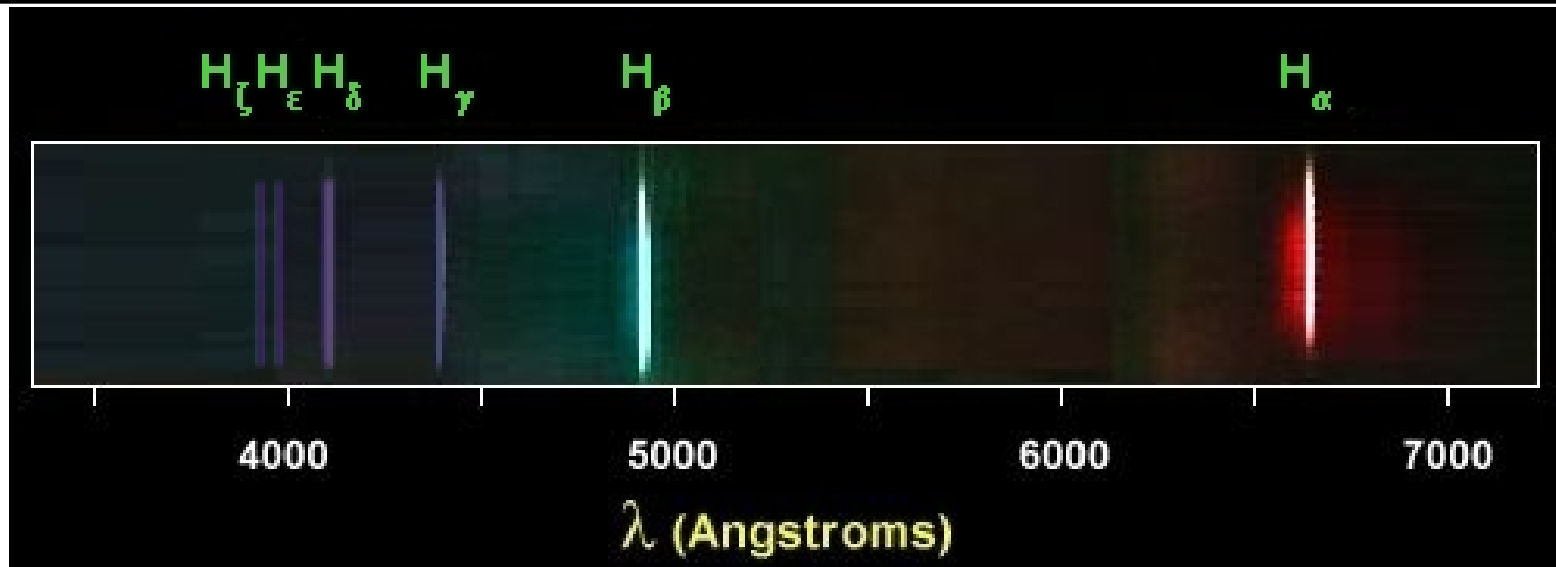
Isabelle Ramade

Professeur agrégé de Sciences Physiques (dominante chimie)
à l'Université Paris-Sud

Chapitre 1

Interaction lumière-matière

Spectroscopie optique des systèmes hydrogénoïdes



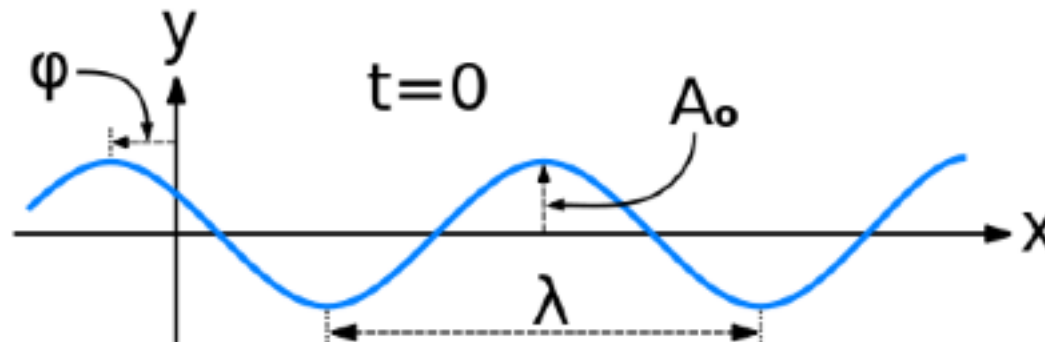
La lumière

Aspect ondulatoire

La lumière est une onde

Aspect ondulatoire

rappels sur les ondes

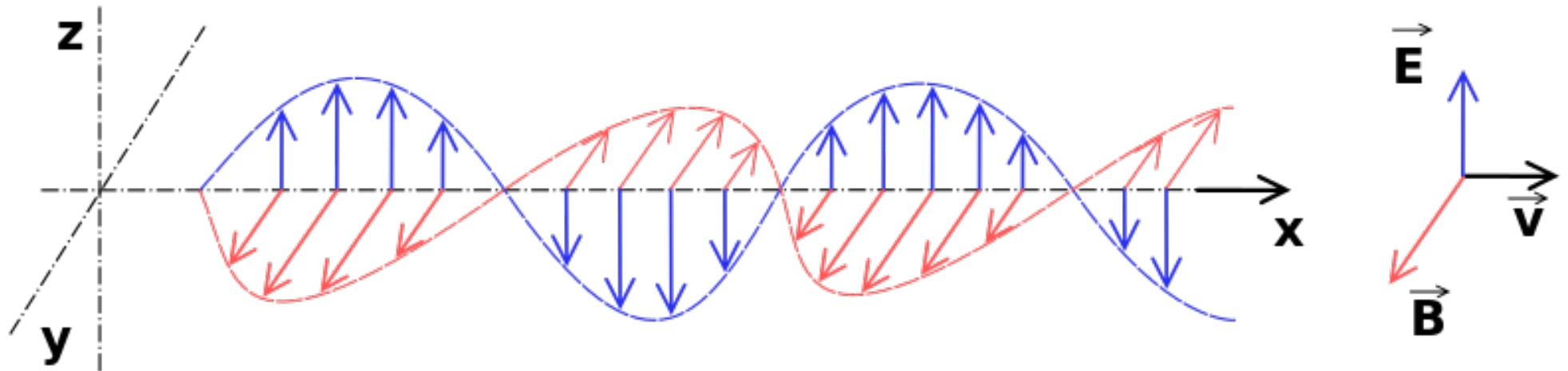


Définition : Une onde est un phénomène vibratoire : une onde est la propagation d'une perturbation d'une grandeur physique, grandeur qui varie périodiquement dans l'espace et dans le temps.

La lumière : une onde électromagnétique

Cas d'une onde électromagnétique :

Grandeur qui se propage = champ électromagnétique. Les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires entre eux et à la direction de propagation.



la lumière : une onde électromagnétique

Définitions :

période spatiale = longueur d'onde λ (unité : m)

période temporelle T (unité : s)

fréquence : nombre de vibrations par seconde ν (unité : Hertz $Hz = s^{-1}$)

célérité de l'onde = vitesse c (unité : $m.s^{-1}$)

vecteur d'onde $\vec{k}$: vecteur indiquant la direction de propagation (unité : m^{-1}).

Relation entre la longueur d'onde, la période temporelle et la fréquence :

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu}$$

Relation entre le vecteur d'onde et la longueur d'onde :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

la lumière : une onde électromagnétique

- relation entre fréquence f (Hz) et période T (s)

● $f = 0.5 \text{ Hz}$
 $T = 2.0 \text{ s}$

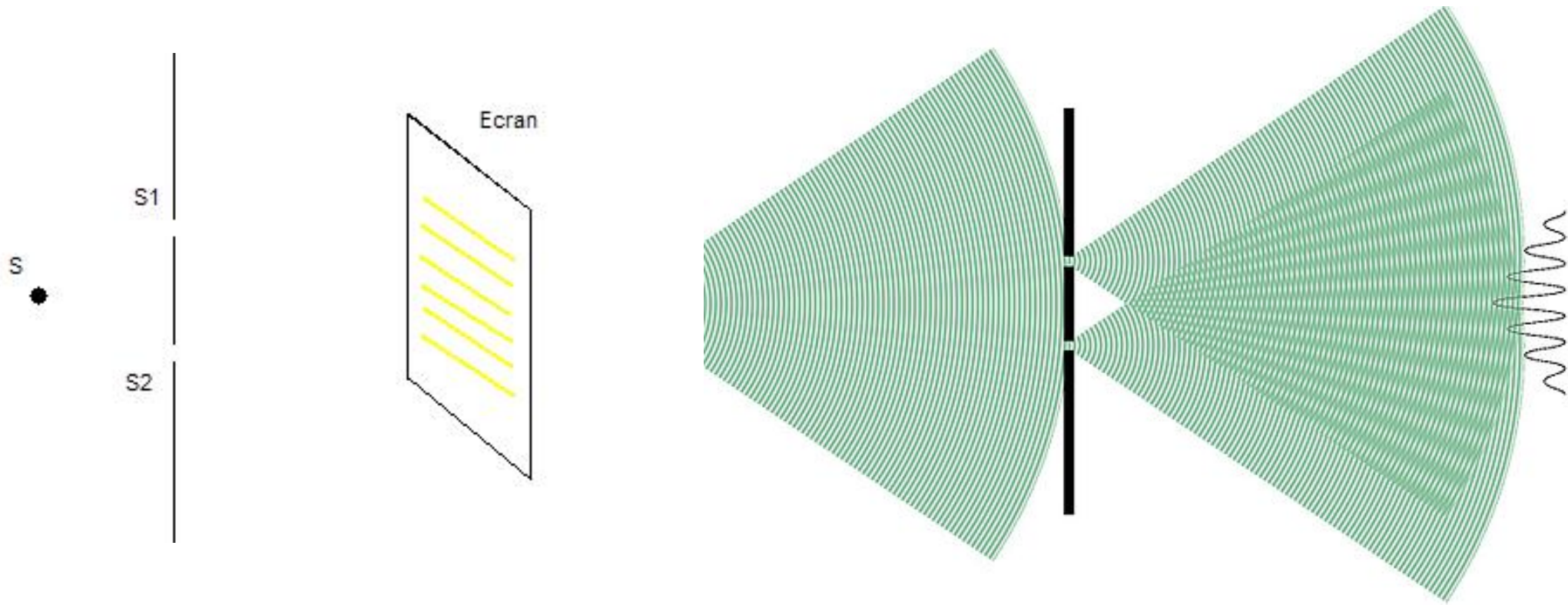
● $f = 1.0 \text{ Hz}$
 $T = 1.0 \text{ s}$

● $f = 2.0 \text{ Hz}$
 $T = 0.5 \text{ s}$



Heinrich HERTZ
physicien allemand
(1857-1894)

Aspect ondulatoire : preuves *interférences*



Expérience des fentes d'Young (1801)

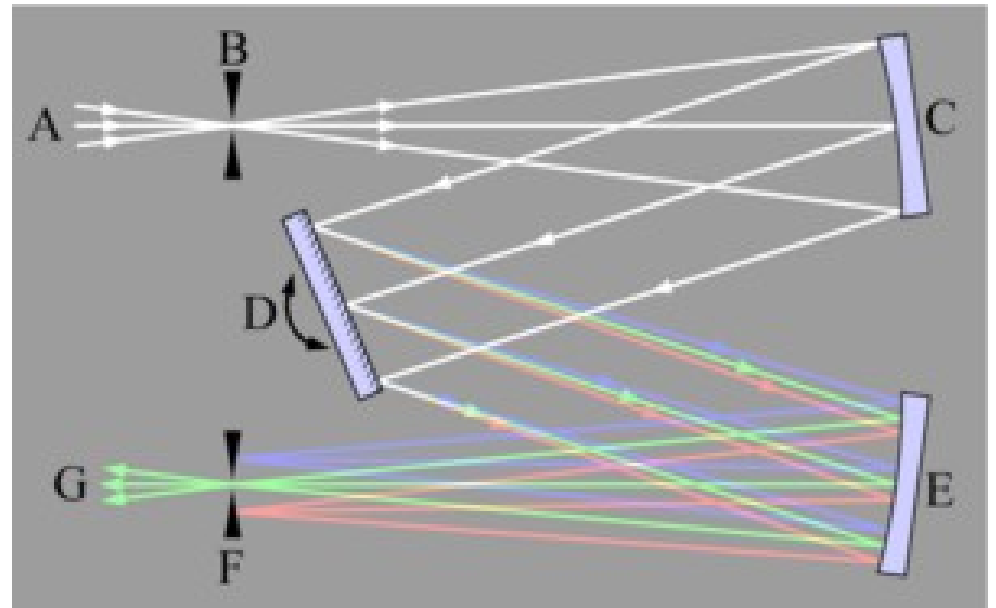
Interférences de deux sources ponctuelles cohérentes
(sources secondaires).

réseau : même principe, n sources

Aspect ondulatoire : preuves *interférences*



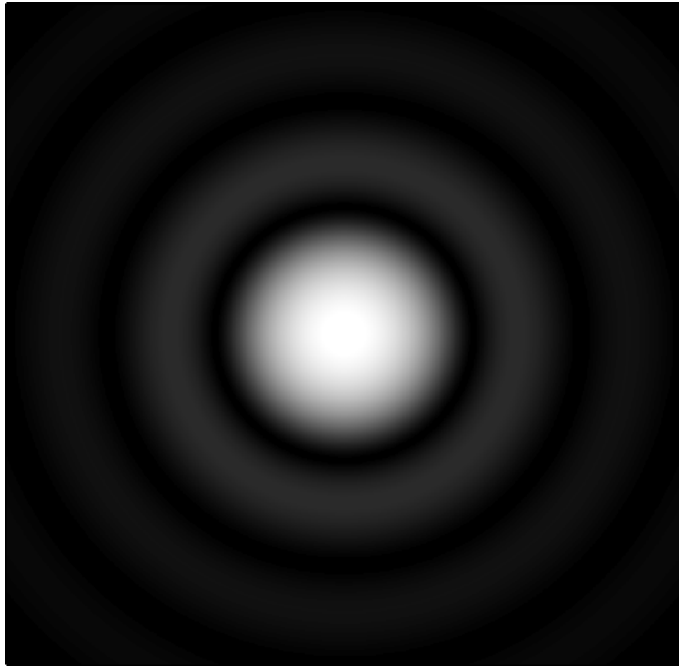
Irisations (relief CD =
réseau de diffraction)



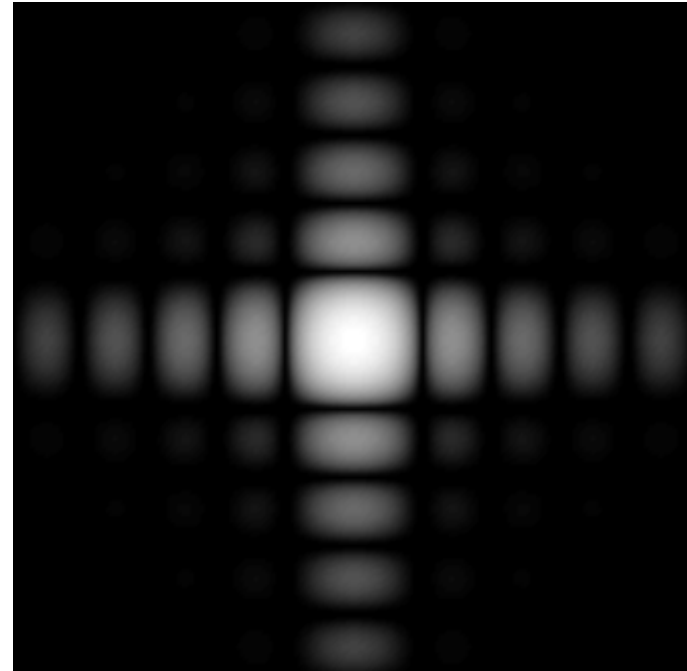
Application : monochromateur
(réseau de diffraction)

Interférences en lumière colorée

Aspect ondulatoire : preuves *diffraction*



Diffraction par un trou circulaire

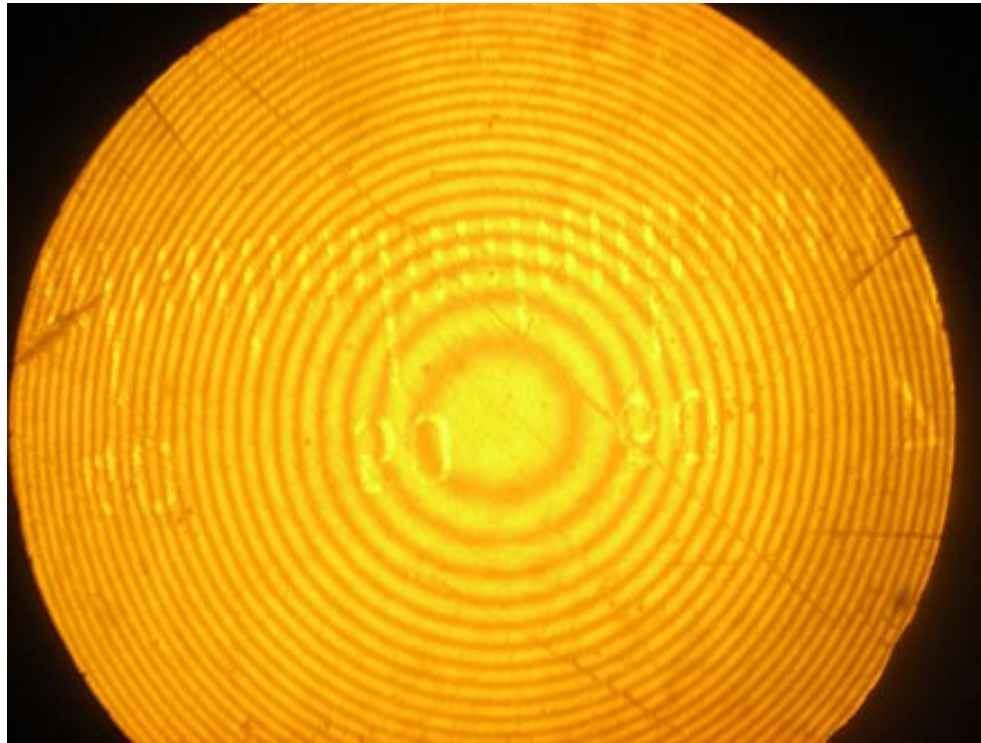


Diffraction par un trou carré

Diffraction par un trou ou une fente

même phénomène que diffraction, avec sources secondaires du trou

Aspect ondulatoire : preuves *diffraction*



Anneaux de Newton

Aspect ondulatoire : équations de Maxwell de l'électromagnétisme classique



non exigible

James Clerk MAXWELL
physicien écossais (1831-1879)

Les 4 équations de Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left(\mathbf{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)$$

Aspect corpusculaire

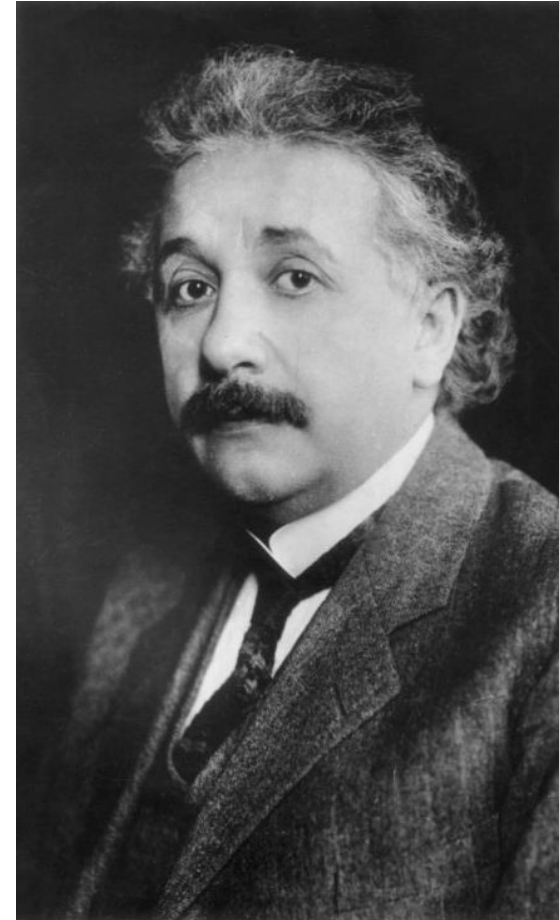
la lumière est un flux de particules : les photons

Aspect corpusculaire

la lumière est un flux de particules : les photons



Max PLANCK
physicien allemand
(1858-1947)
Prix nobel de physique 1918



Albert EINSTEIN
physicien américain d'origine allemande
(1879-1955)
Prix nobel de physique 1921

Aspect corpusculaire : le photon

photon = particule de lumière de masse nulle

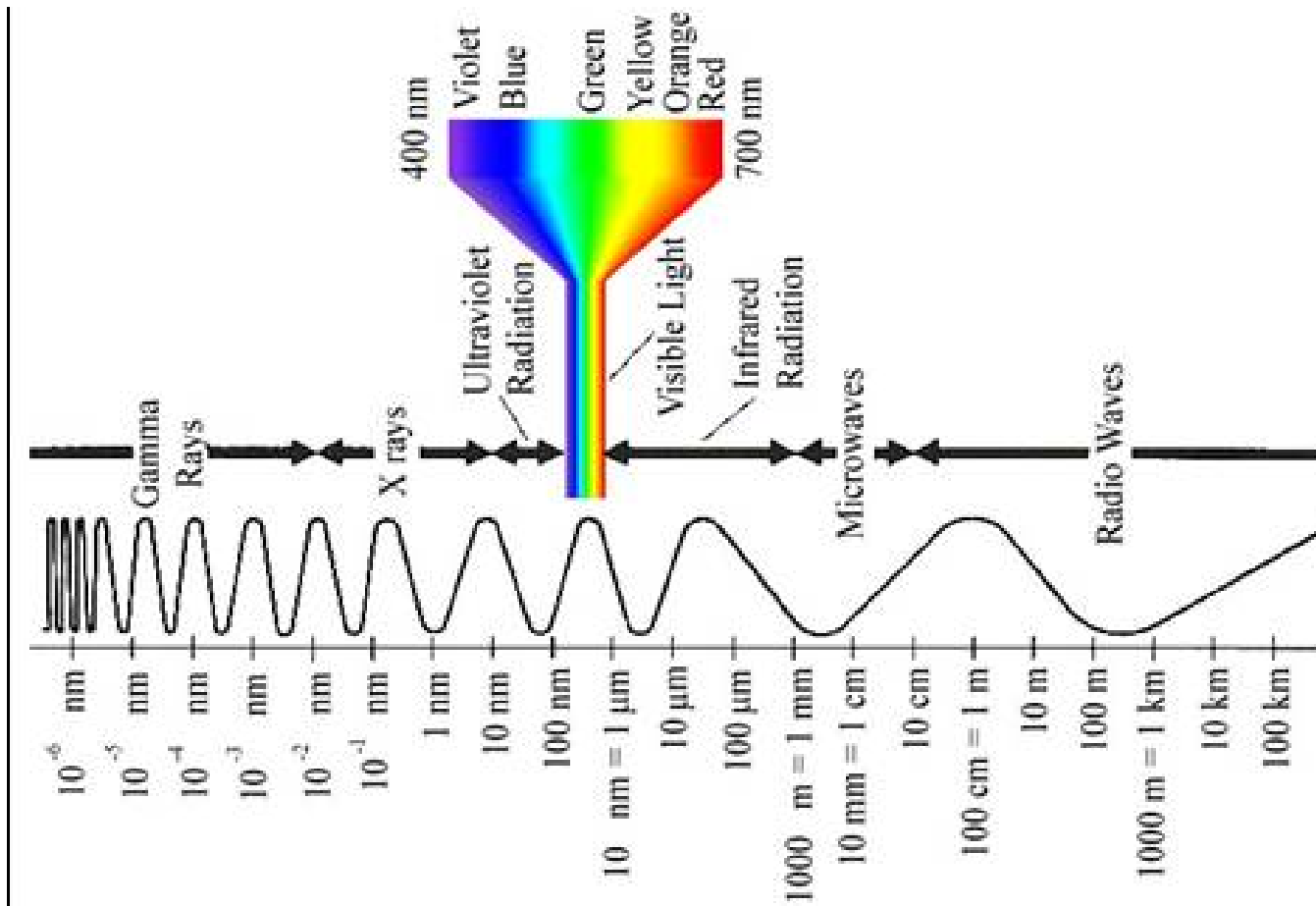
Photon

Energie : $E = h\nu$

Impulsion : $p = \frac{E}{c}$



Spectre électromagnétique



énergie et fréquence croissantes



longueur d'onde croissante



Une application : observation de l'univers dans différentes gammes de longueurs d'onde



en animation : <http://public.planck.fr/notre-univers/rayonnement-fossile>

Aspect corpusculaire : preuves

Effet photoélectrique

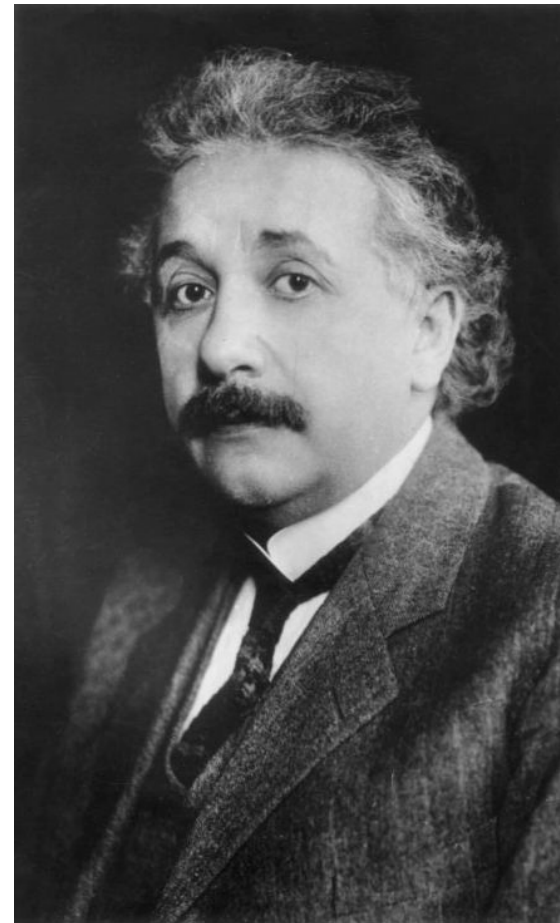
Effet Compton

Rayonnement du corps noir

Effet photoélectrique (Hertz 1887, Einstein 1905)

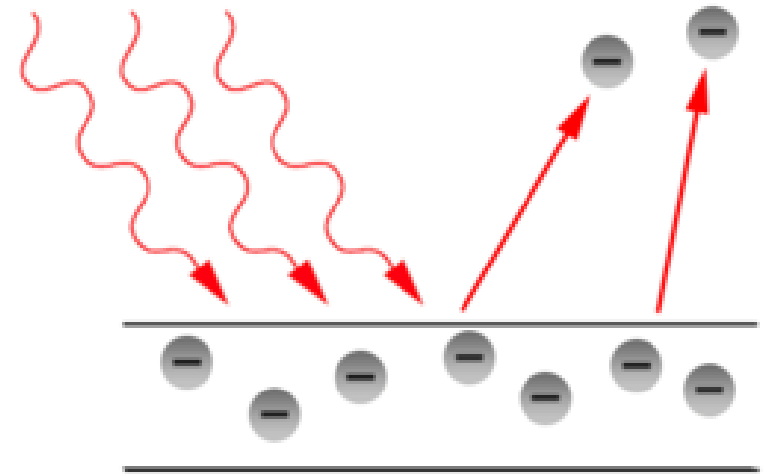
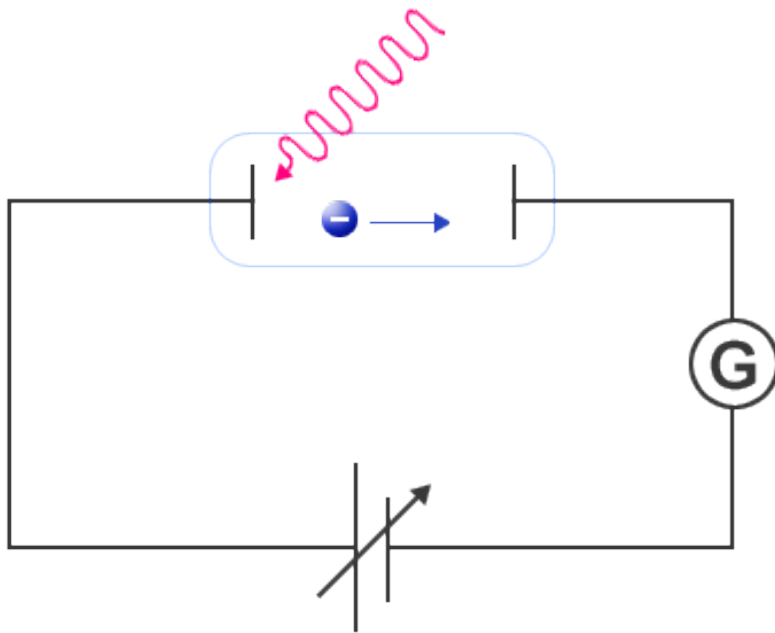


Heinrich HERTZ
physicien allemand
(1857-1894)



Albert EINSTEIN
physicien allemand
(1879-1955)

Effet photoélectrique (Hertz 1887, Einstein 1905)

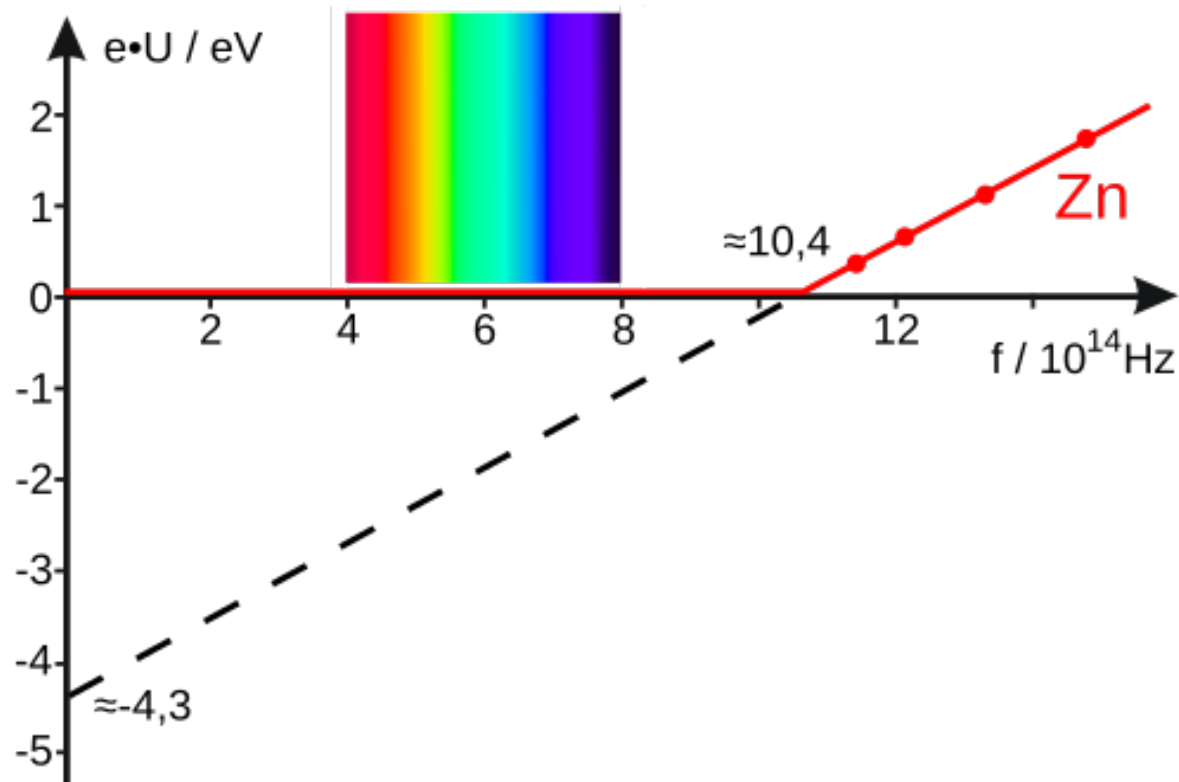


Dispositif expérimental :

cathode en métal

exposée à un rayonnement de fréquences croissantes, allant
du visible à l'UV

Effet photoélectrique *observations*



Energie cinétique maximale des électrons éjectés en fonction de la fréquence du rayonnement (cas du Zinc, Hertz 1887)

Effet photoélectrique

observations

On observe un seuil pour observer l'effet :

seuil de fréquence *minimale* ν_s

revient à seuil de longueur d'onde *maximale* λ_s

- si $\lambda \geq \lambda_s$ (s = seuil de longueur d'onde max) : pas d'effet (pas d'électrons éjectés) quelle que soit l'intensité lumineuse,
- si $\lambda \leq \lambda_s$: effet observé quelle que soit l'intensité,
- E_c croît linéairement avec la fréquence lumineuse (E_c mesurée via le potentiel d'arrêt, potentiel à appliquer pour empêcher les électrons d'atteindre l'anode -qui annule donc le courant dans le circuit).

Effet photoélectrique

historique

- Hertz 1887 : observation de l'effet photoélectrique (cas du zinc).
 - Incompréhensible dans le cadre de la physique classique !
- Einstein 1905 : explication de l'effet photoélectrique (échanges d'énergie quantifiés)
- Millikan 1916 : confirmation du modèle d'Einstein par de nouvelles mesures, sur le sodium en particulier.

Effet photoélectrique *interprétation*

Conservation de l'énergie

$$E_{ph} = W_{ext} + E_c$$

E_{ph} : énergie du photon incident
 W_{ext} : travail d'extraction du métal
 E_c : énergie cinétique de l'électron éjecté

> fréquence seuil

$$h\nu_s = W_{ext}$$

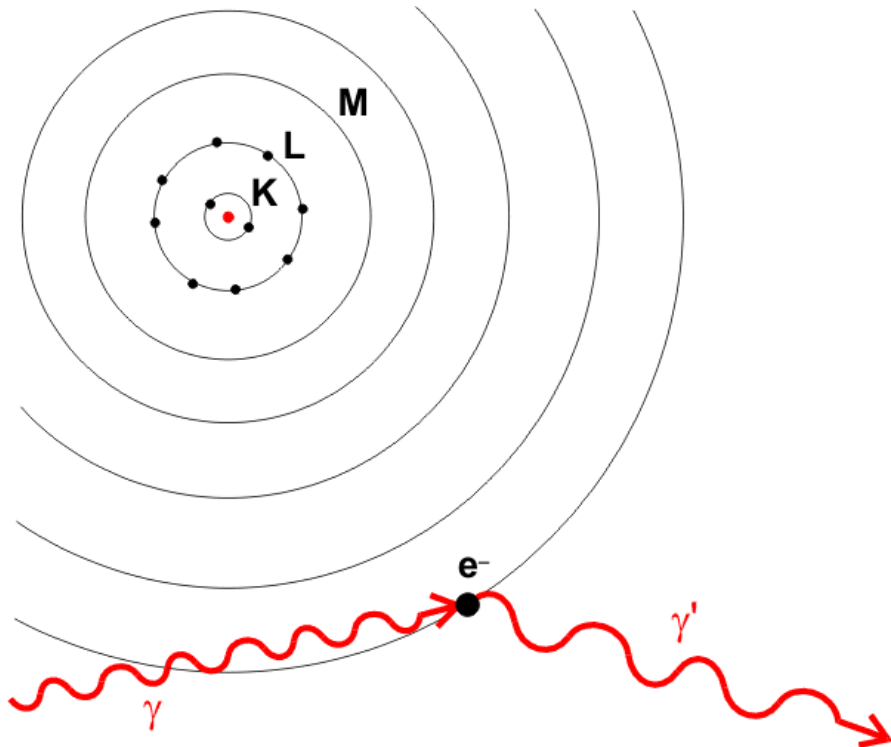
effet si $\nu > \nu_s$

> longueur d'onde seuil

$$\lambda_s = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{W_{ext}}$$

effet si $\lambda < \lambda_s$

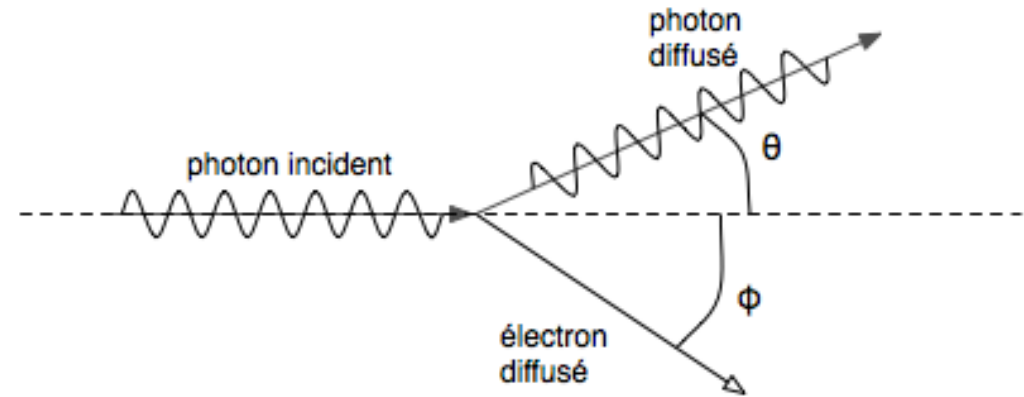
Effet Compton (Compton, 1923)



Source : Wikipedia - Domaine public

Conservation de l'impulsion

$$\vec{p}(\text{photon}) + 0 = \vec{p}(\text{photon}) + \vec{p}(e)$$



Diffusion Compton: Collision d'un photon avec un électron au repos

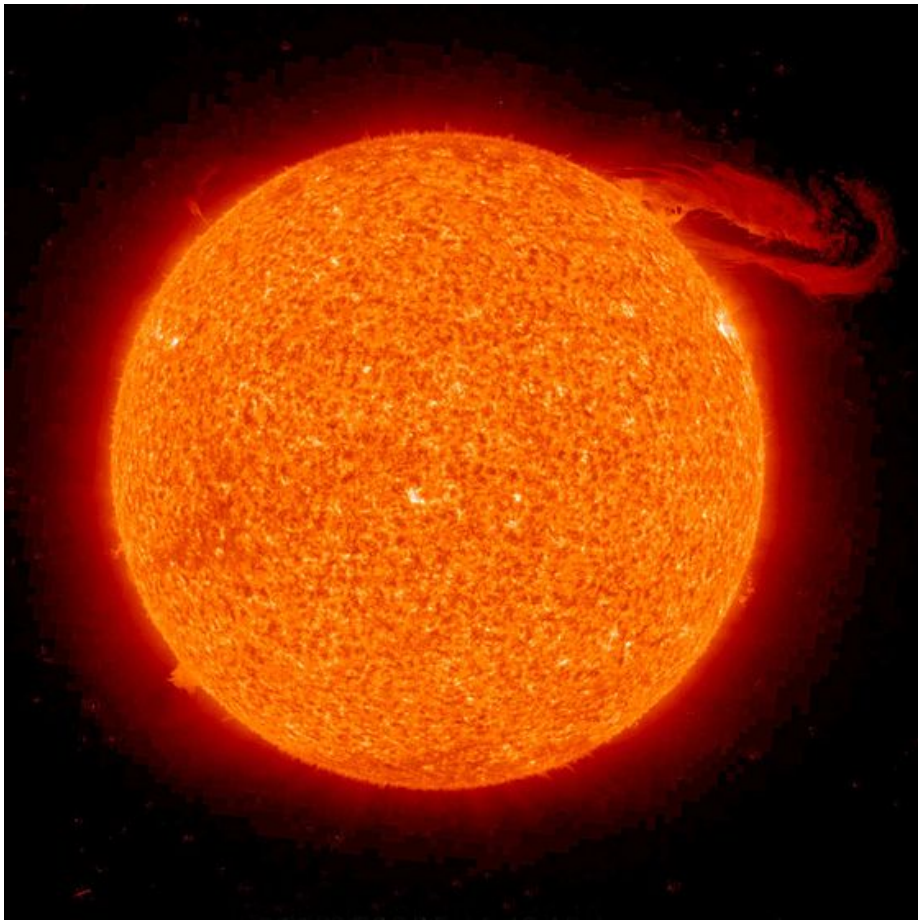
Source : Wikipedia- Licences libres GNU FDL ou Creative Commons BY

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos\theta)$$

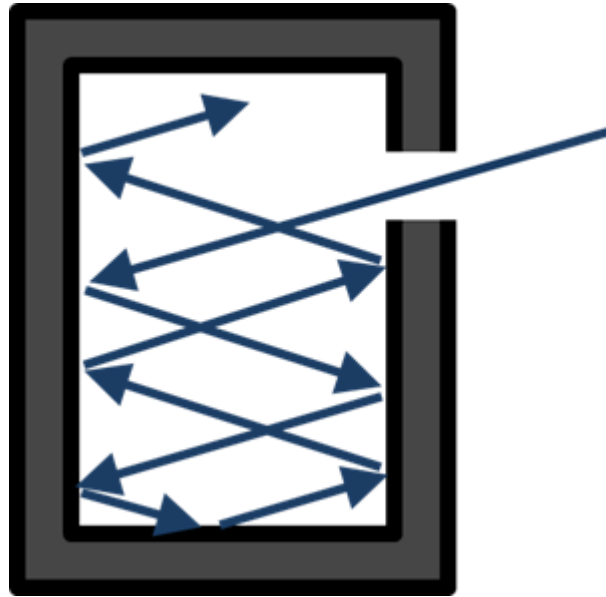
formule non exigible

Rayonnement du corps noir

Exemples de « corps noirs »



Rayonnement du corps noir



Un four chauffé à une température T est un bon modèle de corps noir.

On analyse le rayonnement en équilibre avec les parois.

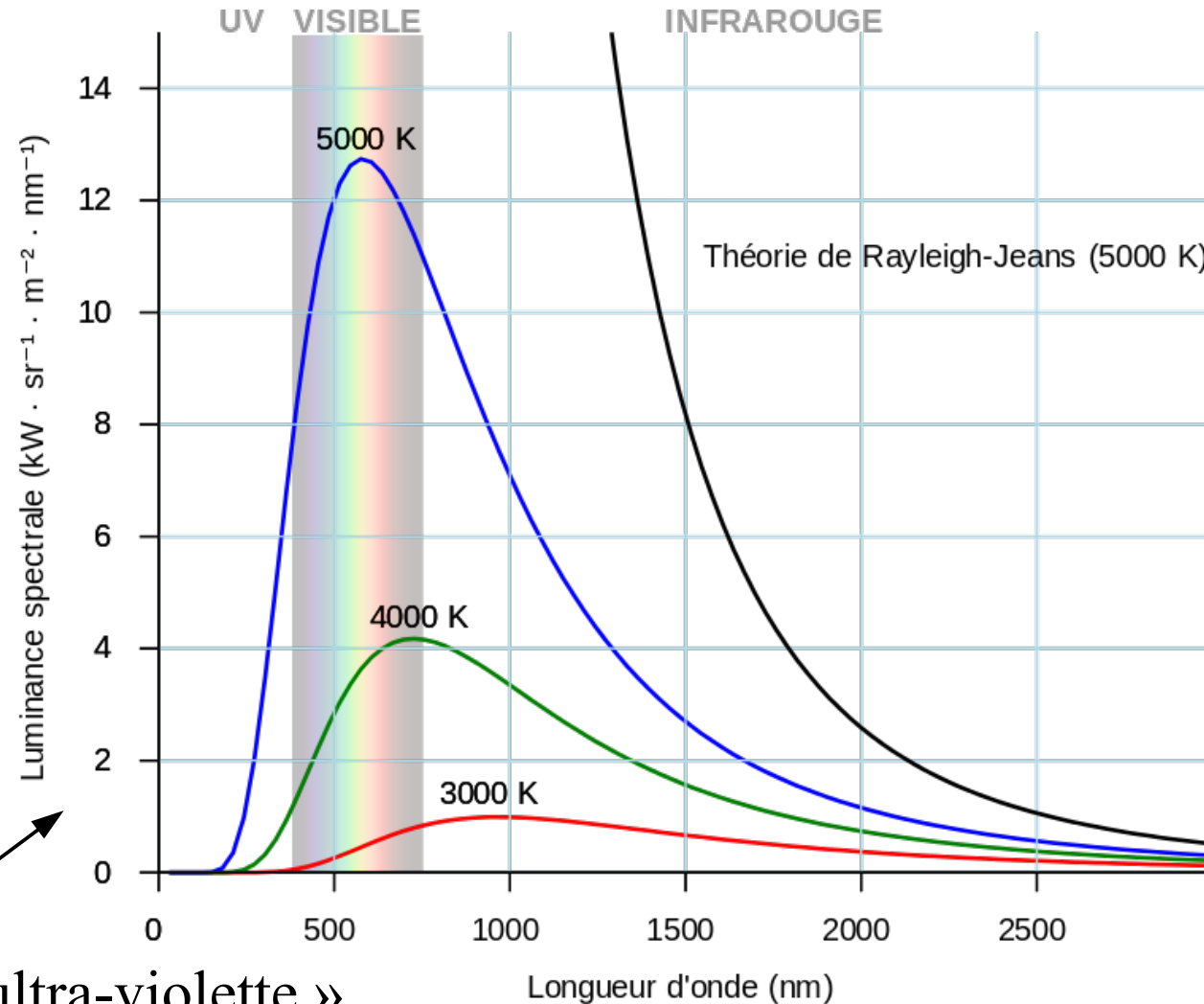
Rayonnement du corps noir

Définition :

Un corps noir est un corps chauffé, en équilibre thermique à T , et en équilibre avec un rayonnement électromagnétique dont il absorbe et réémet toutes les fréquences.

en anglais : *Black body radiation*

Rayonnement du corps noir



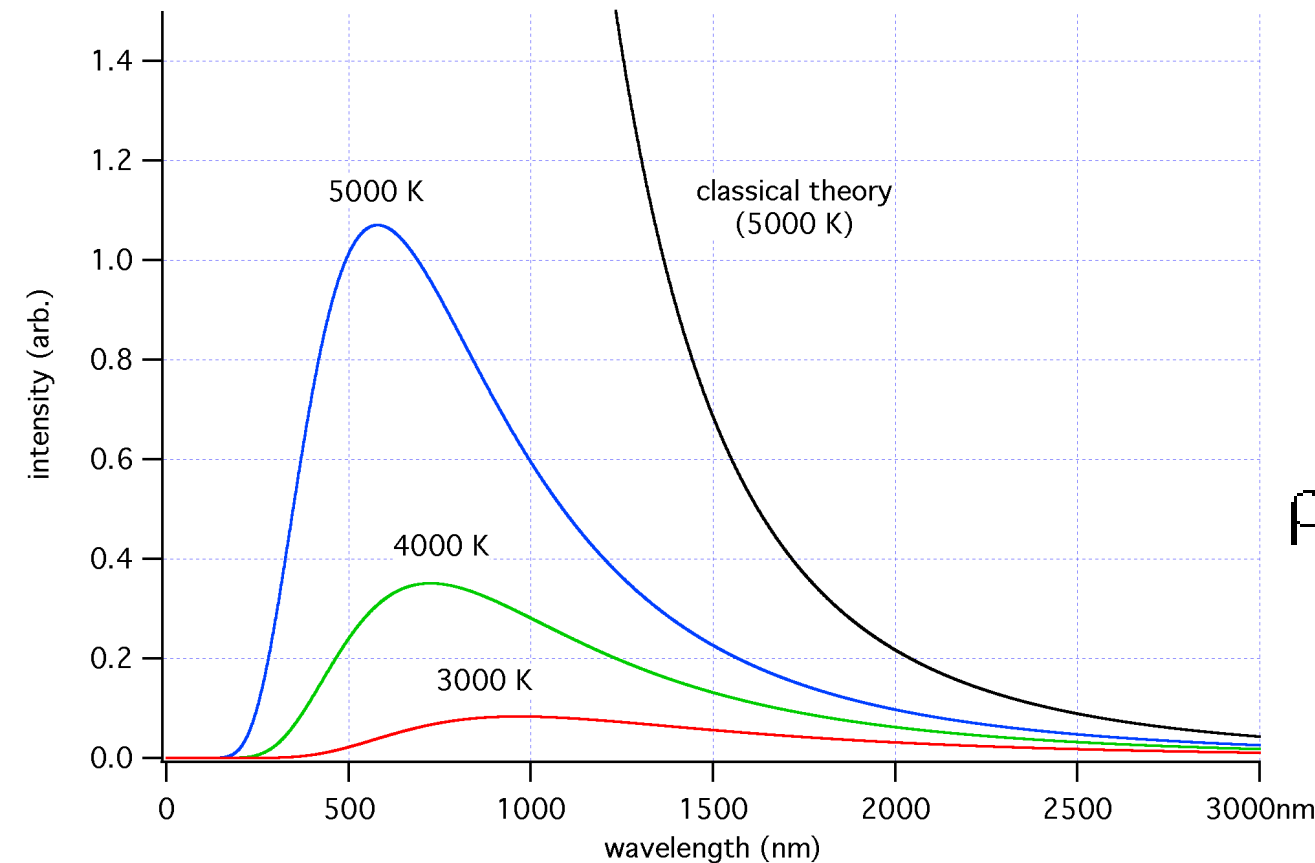
= théorie classique

« catastrophe ultra-violette »
chute de la densité de
rayonnement aux courtes
longueurs d'onde

$$\rho_T(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)}$$

Formule de Planck

Rayonnement du corps noir



Formule de Planck

$$\rho_T(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)}$$

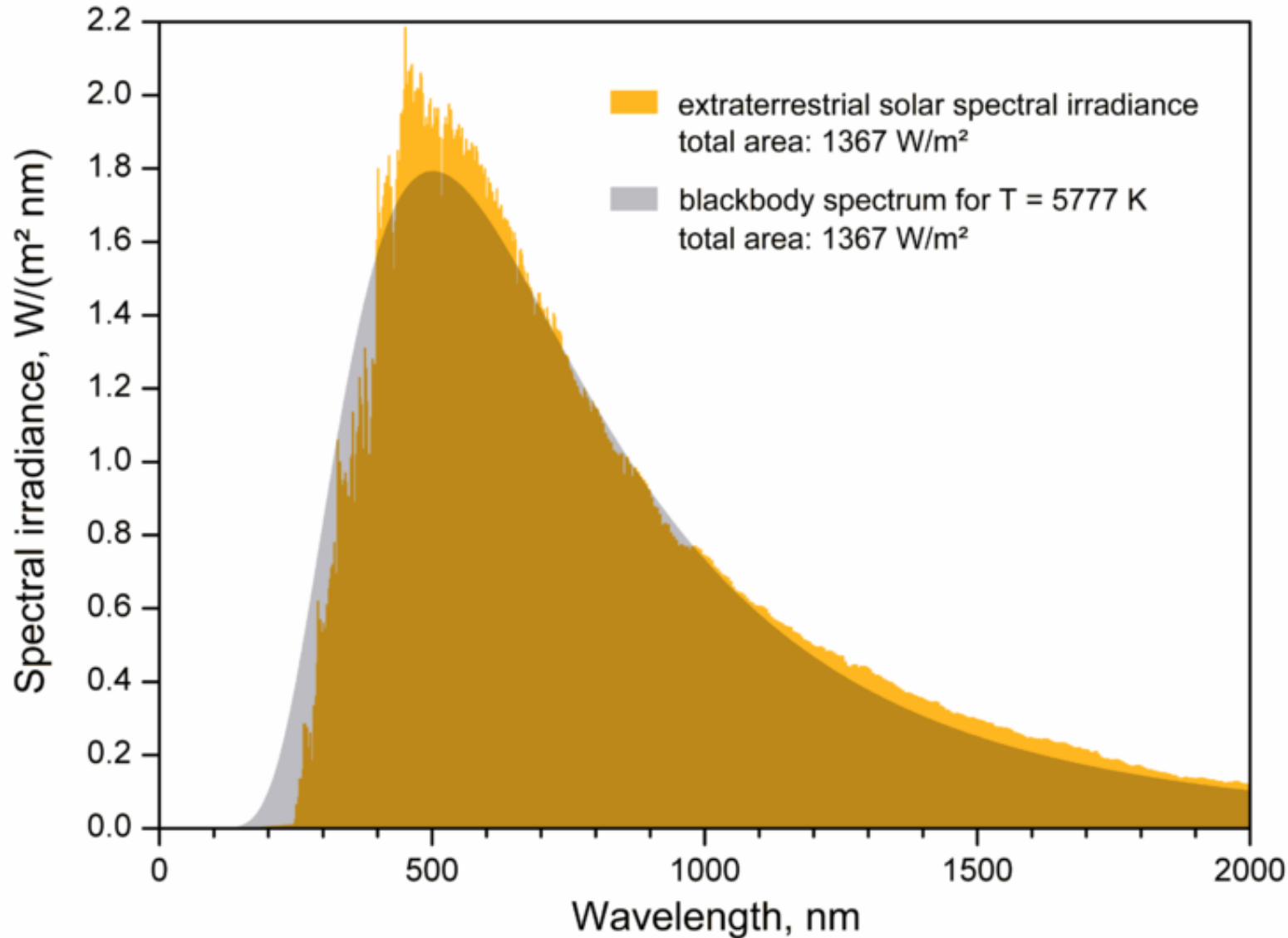
Loi de Wien

$$\lambda_{\max} \cdot T = \text{Cte} \approx 2900 \mu\text{m.K}$$

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{4,965 \cdot k_B T} = \frac{2,898 \cdot 10^{-3}}{T}$$

$$\lambda_{\max} \cdot T = \text{constante} = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m.K}$$

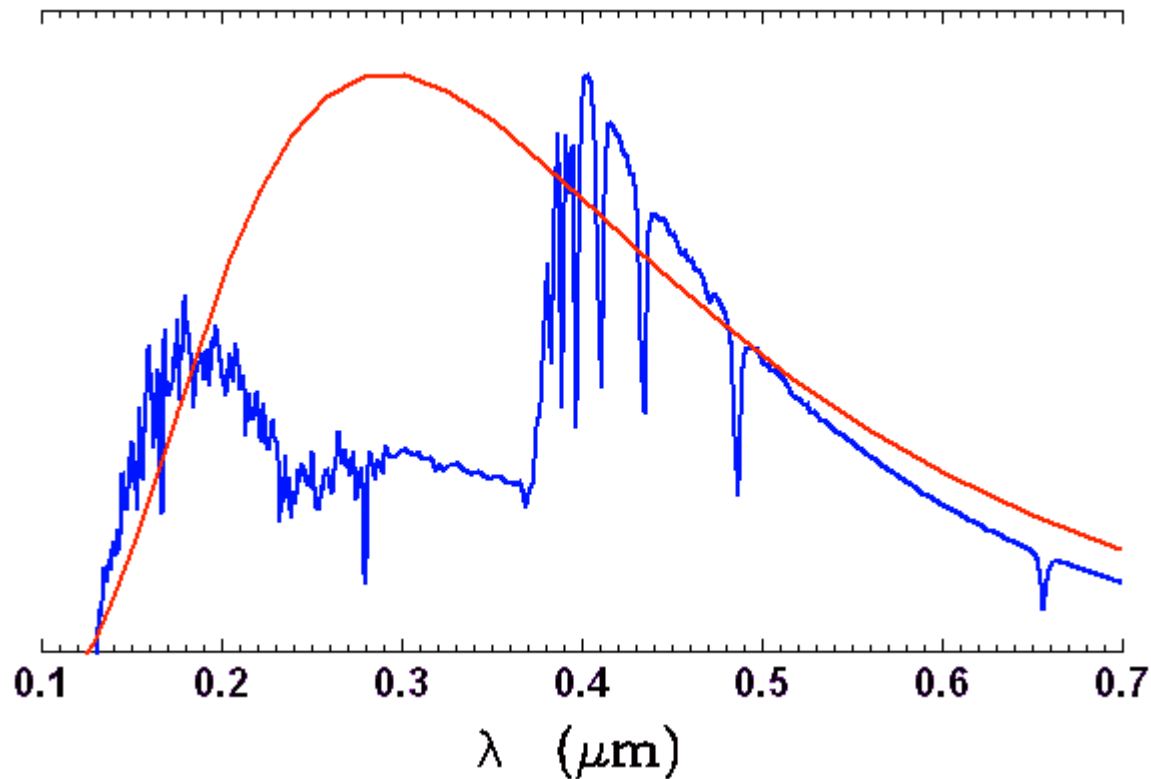
Spectre du Soleil



Soleil =
corps noir à
5777 K

(température
de surface :
photosphère)

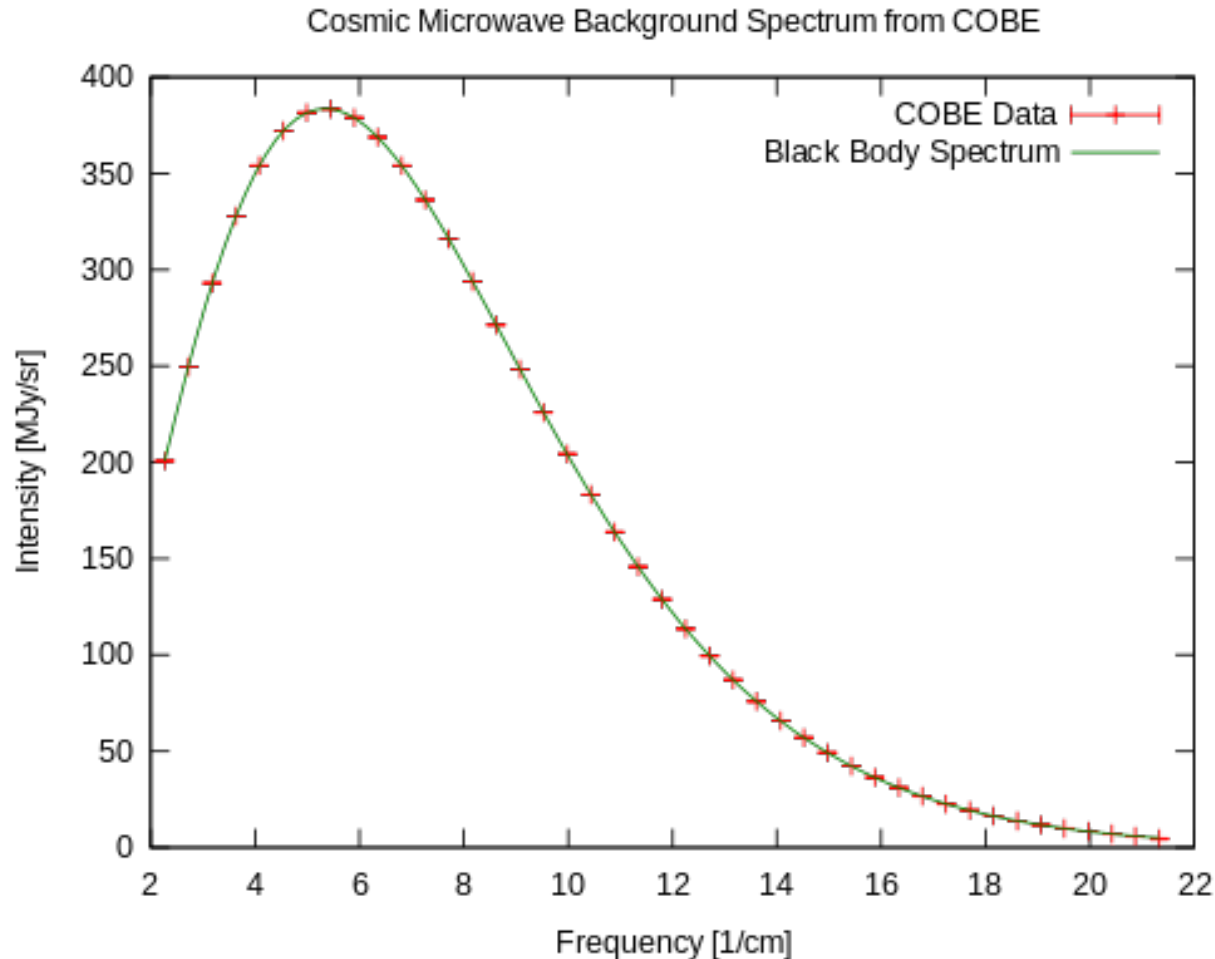
Spectre d'une étoile de type A



Raies de Balmer d'absorption de l'hydrogène superposées au spectre stellaire visible d'une étoile chaude de type A.

Source : astrophysique sur mesure

Le rayonnement « fossile » du Big Bang ou « fond diffus cosmologique »



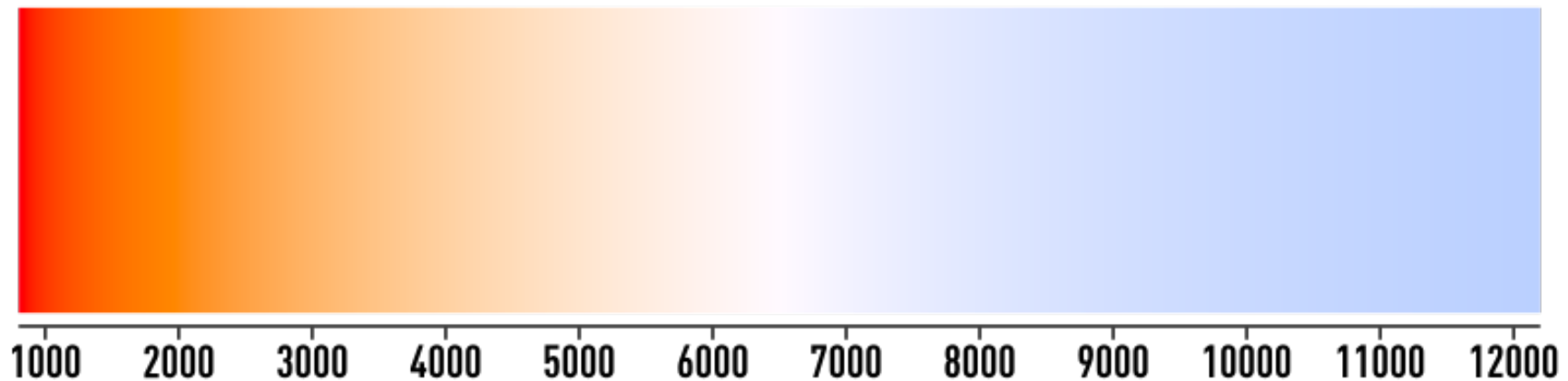
« fond diffus cosmologique » : rayonnement à 2,7K
mesuré par l'instrument FIRAS du satellite COBE

Source : données NASA http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/firas_monopole_get.cfm
courbe Quantum Doughnut/Wikipedia/Domaine Public

Loi de Wien : température de couleur

rouge = froid

bleu = chaud



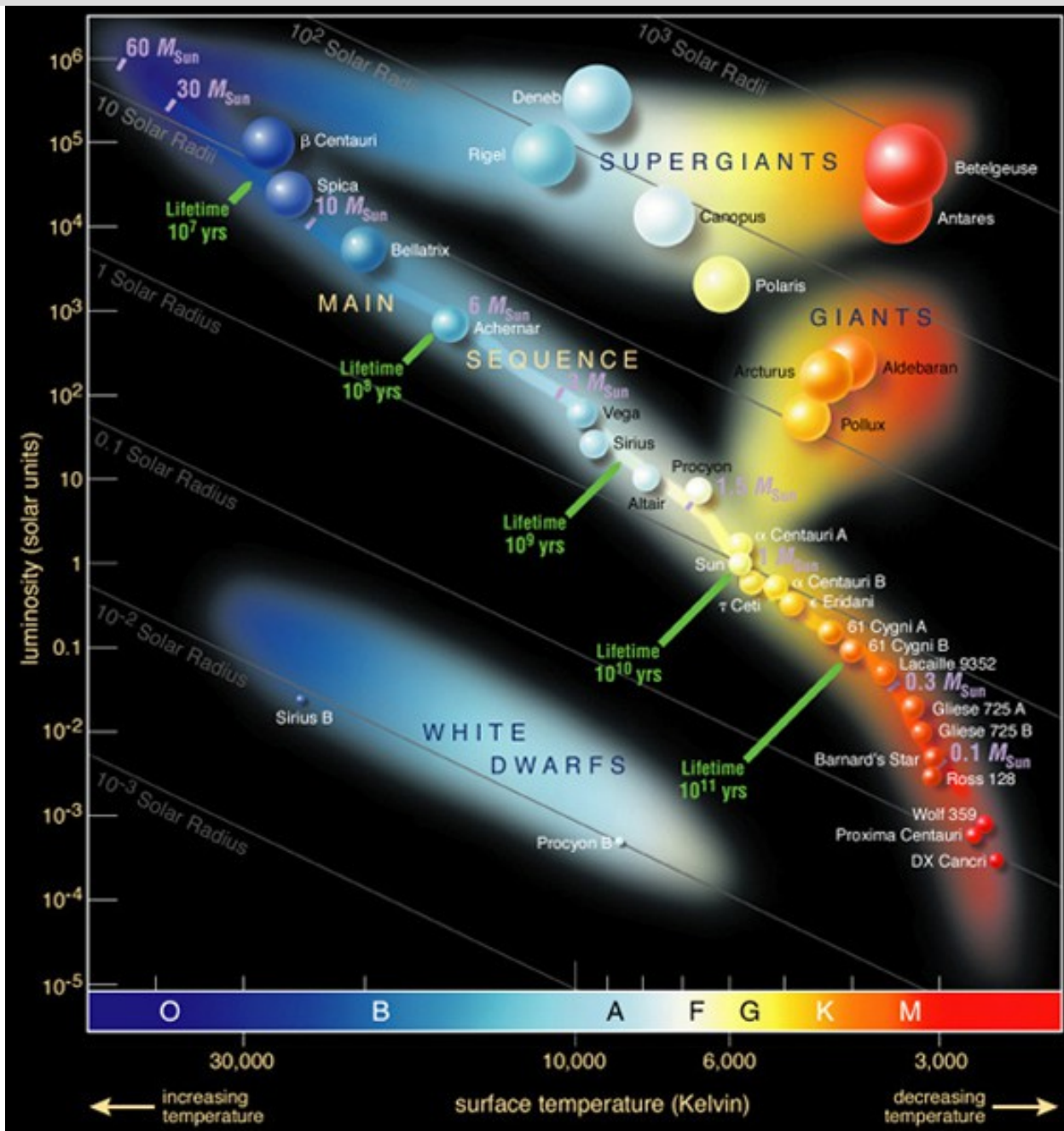
via la loi de Wien

la couleur dominante ($\lambda_{\max}$) est déterminée par T :

$\lambda_{\max}$ diminue quand T augmente

Le code couleur conventionnel pour représenter la température (rouge chaud, bleu froid) a tout faux !!

Loi de Wien et couleur des étoiles : diagramme d'Hertzsprung-Russell

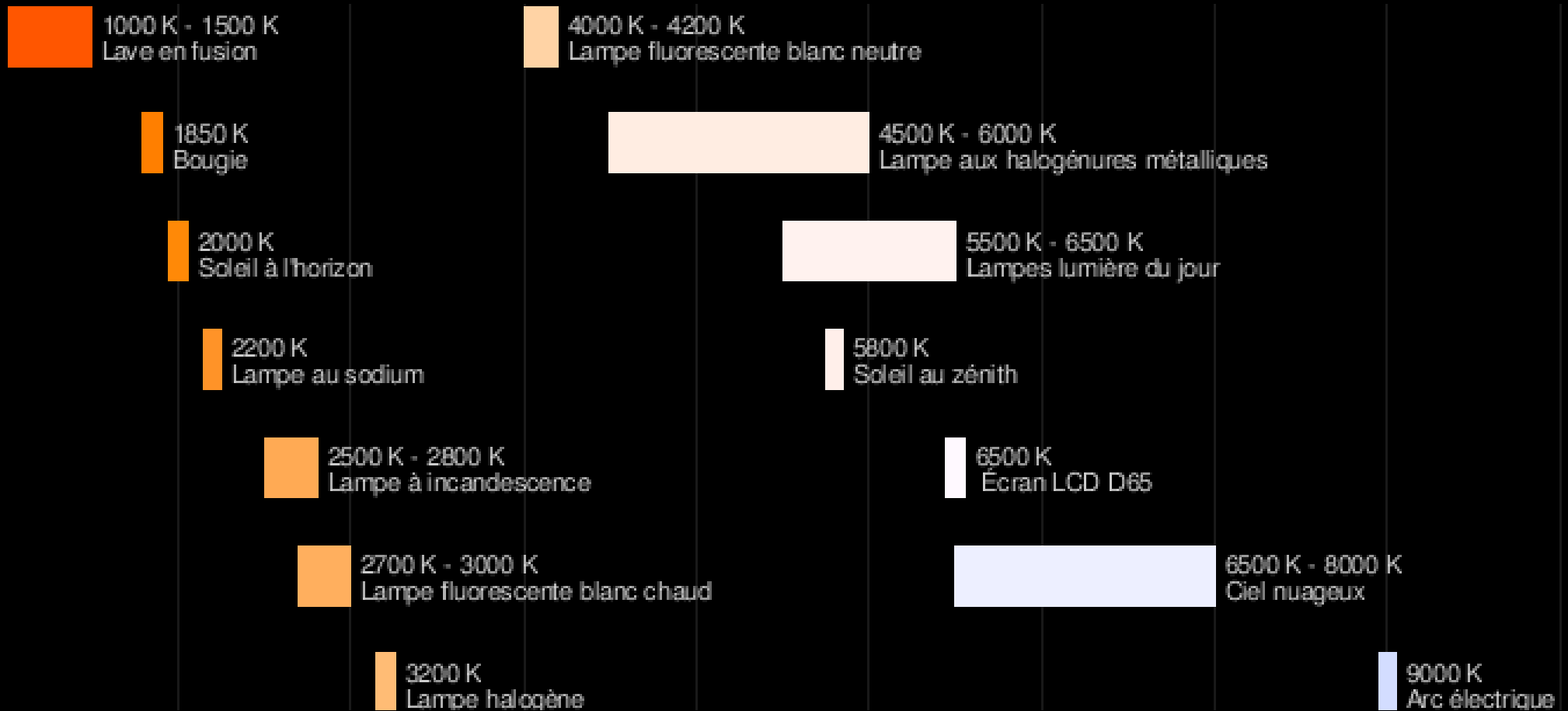


L'analyse du spectre
d'émission (λ_{max})
fournit la température
de surface
(photosphère)
via la loi de Wien

**Classification des
étoiles :**
O, B, A, F, G, K, M

Soleil : type G
(naine jaune,
séquence principale)

Loi de Wien et balance des blancs en photographie



Appareils photos numériques :
balance des blancs automatique, ou manuelle (si on connaît la
source de lumière principale de la scène)

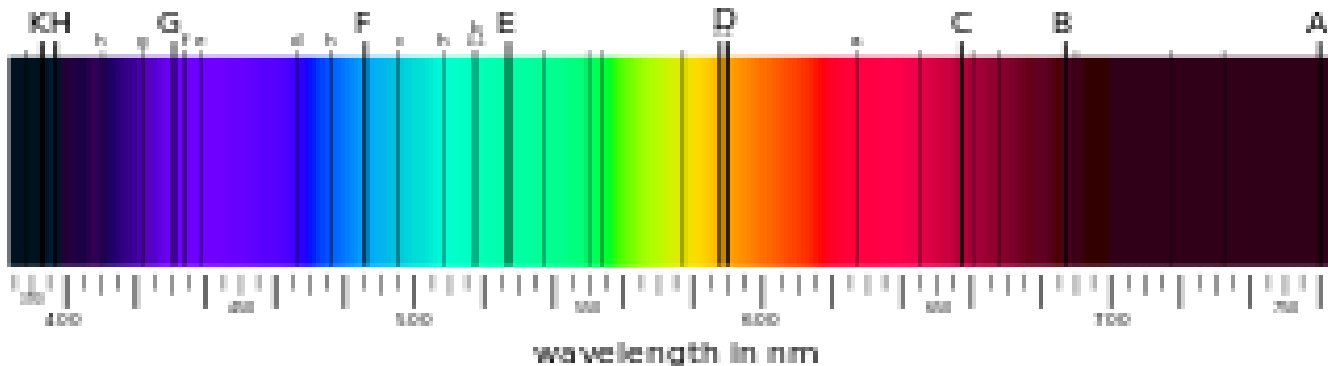
La matière :

quantification de l'énergie des atomes et des molécules

Spectres optiques des atomes : spectres de raies (discrets)



Spectre d'**émission** de l'atome d'hydrogène dans le visible
observé par Angström en 1862, interprété par Balmer en 1885



Spectre d'émission solaire avec raies noires
d'**absorption** d'éléments de l'atmosphère

Observation : les spectres d'émission et d'absorption des atomes sont discrets (discontinus, quantifiés) : **spectres de raies**

Comment l'expliquer ?

Modèle de Bohr (1913)

de l'atome d'hydrogène et des ions hydrogénoïdes



Niels BOHR
physicien danois (1885-1962)
Prix nobel de physique 1922

Modèle de Bohr (1913)

insuffisance des modèles précédents

Le modèle planétaire de l'atome (Rutherford et Perrin, physique classique) est faux. Pourquoi ?

- électron tournant autour du noyau = particule chargée en mouvement :
- l'électromagnétisme classique (Maxwell) prévoit qu'il doit perdre de l'énergie...
...et finir par s'écraser sur le noyau !
- l'atome ne serait pas stable !
- Problème ... les atomes existent bien

Modèle de Bohr (1913) atome d'hydrogène

Le modèle de Bohr est un *modèle semi-classique*

Bohr conserve la notion d'orbite de l'électron

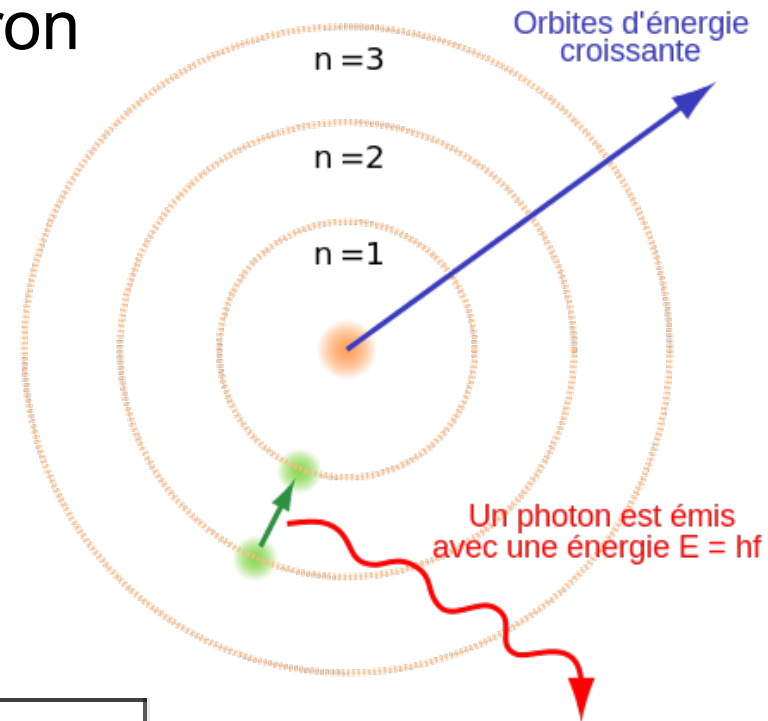
mais Bohr change les « règles du jeu » :

- l'électron reste sur une orbite stable, d'énergie constante et quantifiée
- il ne change d'orbite que par absorption ou émission d'un photon vérifiant la condition :

Condition de Bohr

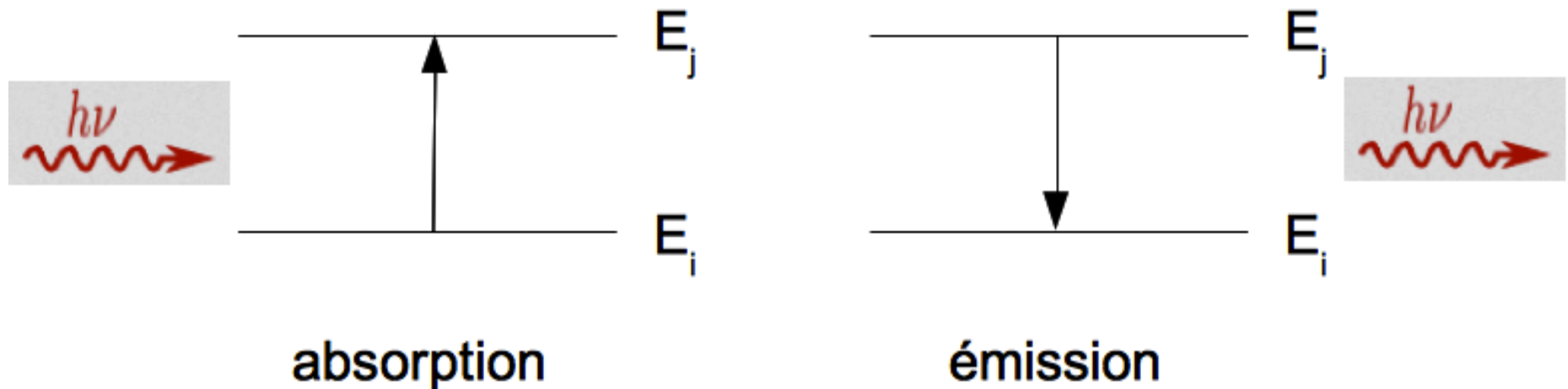
$$h\nu = |\Delta E| = E_j - E_i$$

E_j et E_i sont les niveaux d'énergie supérieur et inférieur impliqués
 $h\nu$ l'énergie du photon absorbé ou émis



Transitions énergétiques des atomes en absorption ou émission

Transition énergétique : changement de niveau d'énergie



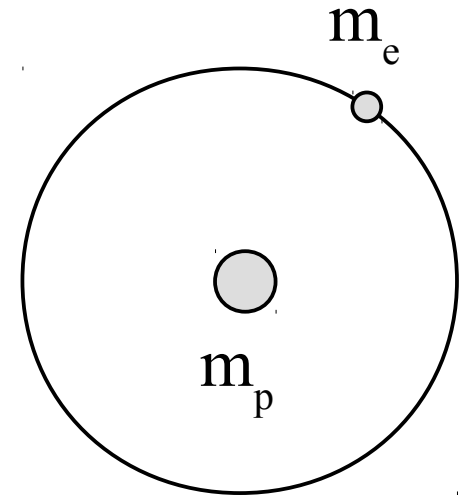
Condition de Bohr

$$h\nu = |\Delta E| = E_j - E_i$$

Modèle de Bohr atome d'hydrogène

Condition de Bohr

$$h\nu = |\Delta E| = E_j - E_i$$



Moment cinétique : quantifié $\vec{\sigma} = \vec{r} \wedge \vec{p} = m\vec{r} \wedge \vec{v}$

$$\sigma_n = mvr = n\hbar$$

Rayon des orbites : quantifié $r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2}n^2$

en toute rigueur :

$$m \neq m_e$$

$m = m(\text{particule réduite})$

$$m = m_e / (1 + m_e/m_p)$$

d'où $R_y(\text{H})$

Mais avec $m_p \gg m_e$,

$m \approx m_e$ et $R_y(\text{H}) \approx R_y$

Energie de l'atome de H : quantifiée

$$E_n = -\frac{me^4}{2(8\pi\epsilon_0)^2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -R_y \frac{1}{n^2} = -13,6 \frac{1}{n^2}$$

Modèle de Bohr ions hydrogénoïdes

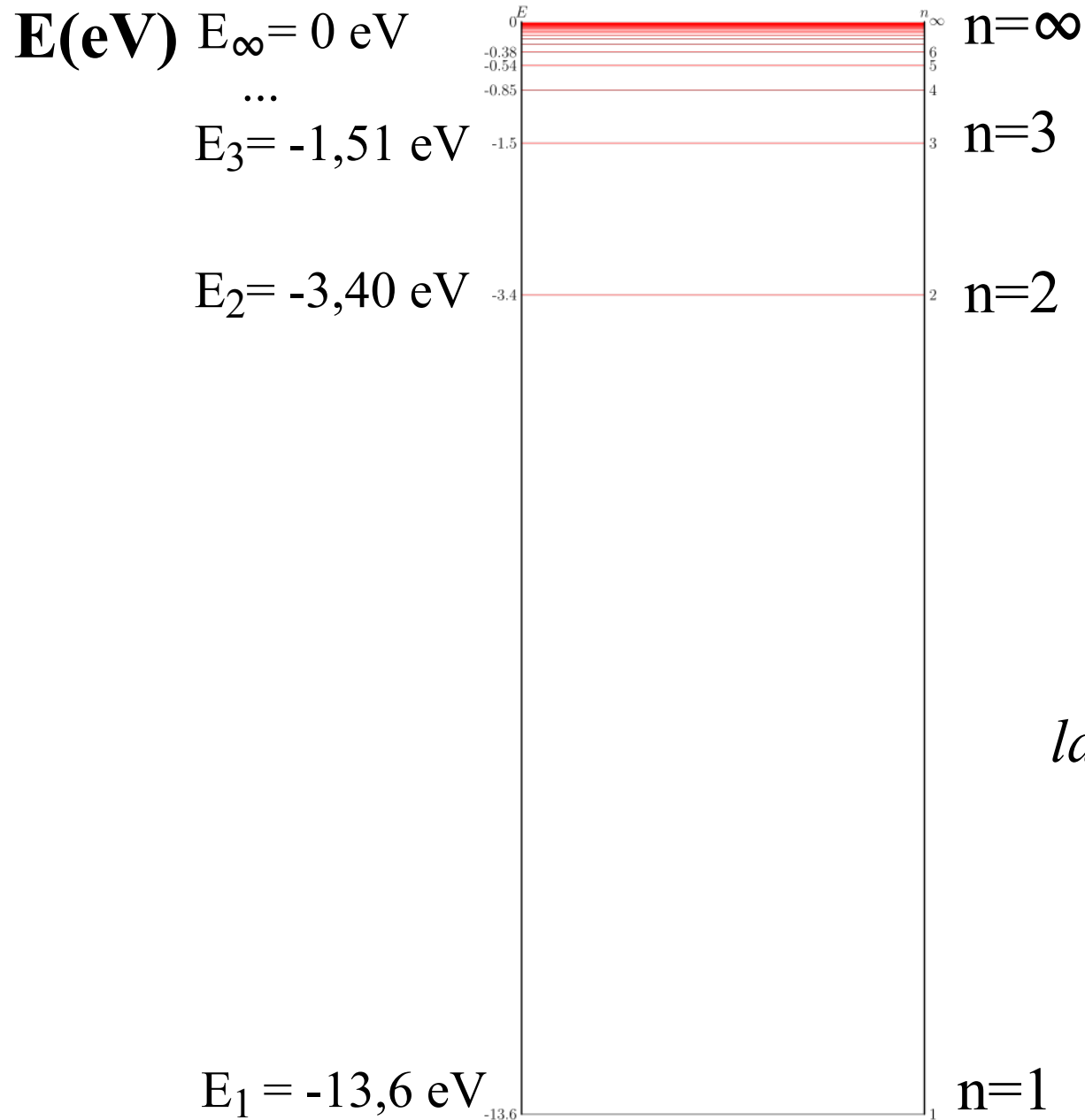
Définition : un ion hydrogénoïde est un ion possédant un seul électron : $X(Z-1)^+$ (ex. He^+ , Li^{2+} ...)

- il « ressemble » donc à l'atome d'hydrogène
 - différence : noyau chargé $+Ze$ et masse noyau $M(X)=M_N$
- Le modèle de Bohr s'applique donc également, en changeant l'énergie potentielle d'interaction attractive noyau-électron et la masse
- (NB : en toute rigueur, $M(\text{noyau})=M_N$ intervient dans m , masse de la particule réduite : $m = m_e/(1+m_e/M_N)$ et donc la constante R_y est une approximation de $R_y(X)$ pour l'élément X)

Energie des ions hydrogénoïdes : quantifiée

$$E_n = -\frac{me^4}{2(8\pi\epsilon_0)^2\hbar^2} \frac{Z^2}{n^2} = -R_y \frac{Z^2}{n^2} = -13,6 \frac{Z^2}{n^2}$$

Niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène issus du modèle de Bohr



$$E_n = -R_y \frac{Z^2}{n^2}$$

*Plus tard en 1926,
la physique quantique trouvera
les mêmes valeurs E_n !*

Niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène

Etat quantifié de plus basse énergie : état fondamental, obtenu pour $n=1$
et d'énergie $E_1 = -13,6 \text{ eV}$

Etats d'énergie quantifiée situés plus haut que le fondamental : états excités

$$E_2 = -3,40 \text{ eV} ; E_3 = -1,51 \text{ eV} ; E_4 = -0,85 \text{ eV} \text{ etc}$$

Seuil d'ionisation : $n = \infty$ donc $E=0$.

Etats d'énergie positive ou nulle (états non liés) : ion H^+ (proton) et électron à l'infini. L'énergie n'est pas quantifiée. Continuum d'énergie.

Dualité onde-corpuscule

relation de De Broglie

- La dualité onde-corpuscule s'applique aussi à la matière !
- **relation impulsion p - longueur d'onde λ pour un corpuscule de matière :**

$$p = mv = \hbar k = \frac{h}{\lambda}$$

relation de De Broglie



Louis DE BROGLIE
physicien français (1892-1987)
Prix Nobel de physique 1929

Dualité onde-corpuscule

relation de De Broglie

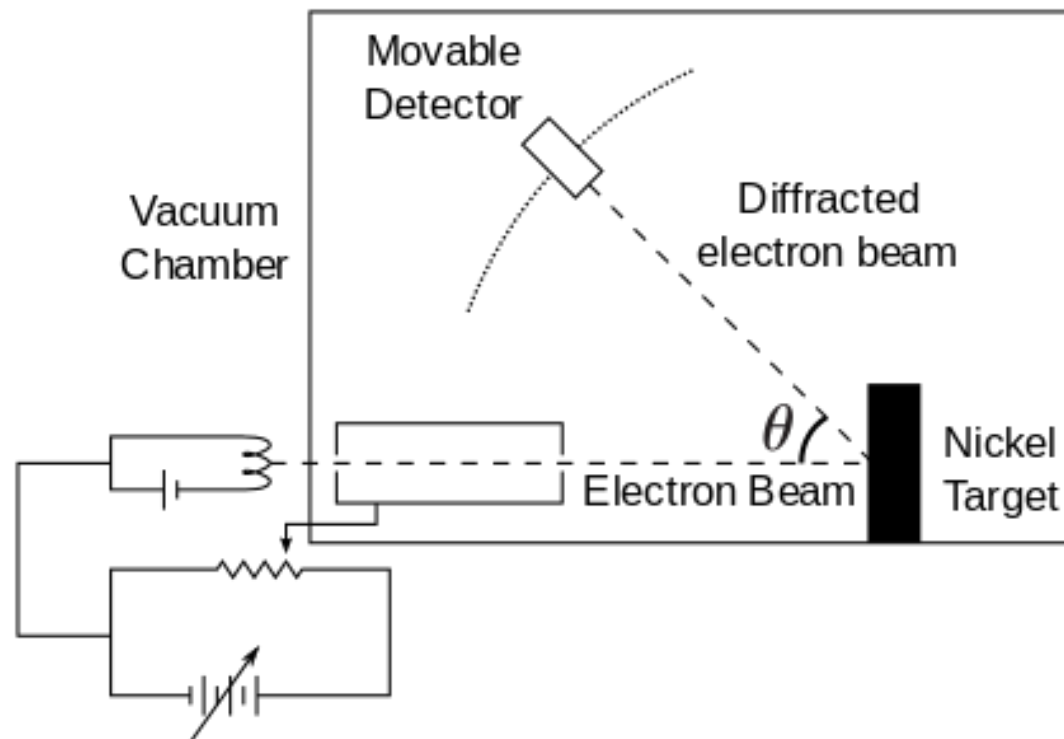
U en Volts	10^4	10^5	10^6	10^7
$\lambda \cdot 10^{10}$ en mètres	0,12	0,037	0,0087	0,0012

TABLE 1.1 – Longueur d'onde d'un électron accéléré par une tension

mais en général les longueurs d'onde sont trop courtes pour que l'aspect ondulatoire se manifeste !

Validation expérimentale : expérience de diffraction des électrons (Davisson et Germer, 1927)

Diffraction des électrons : preuve Expérience de Davisson et Germer (1927)



- diffraction d'électrons par un cristal de Nickel
- électrons de 54 eV : longueur d'onde 0,167 nm
- la diffraction prouve l'aspect ondulatoire des électrons

Interaction lumière-matière

Interaction lumière-matière

- Caractéristiques du rayonnement électromagnétique :
 - Aspect géométrique : longueur d'onde λ
 - Aspect énergétique : $E = h\nu$
- Caractéristiques de la matière :
 - Aspect géométrique : grandeurs structurales (distances et angles)
 - Aspect énergétique : niveaux d'énergie discrets

Interaction lumière-matière

La lumière sert à sonder la matière !

- Méthodes structurales : méthodes fondées sur les aspects géométriques
Interaction rayonnement –matière sans échange d'énergie (diffusion, diffraction)
- Méthodes de spectroscopie : méthodes fondées sur les aspects énergétiques
Interaction rayonnement–matière avec échange d'énergie total (absorption et émission)

Interaction lumière-matière

Echange d'énergie ou pas lors de l'interaction ?

- Echange nul : chocs élastiques (optique, diffraction, changement de polarisation, diffusion)
- Echange partiel d'énergie : chocs quasi-élastiques (diffusion)
- Echange total d'énergie : chocs inélastiques (spectroscopies d'absorption, émission, ionisation)

Interaction lumière-matière

Spectroscopies *résonantes* d'absorption ou d'émission

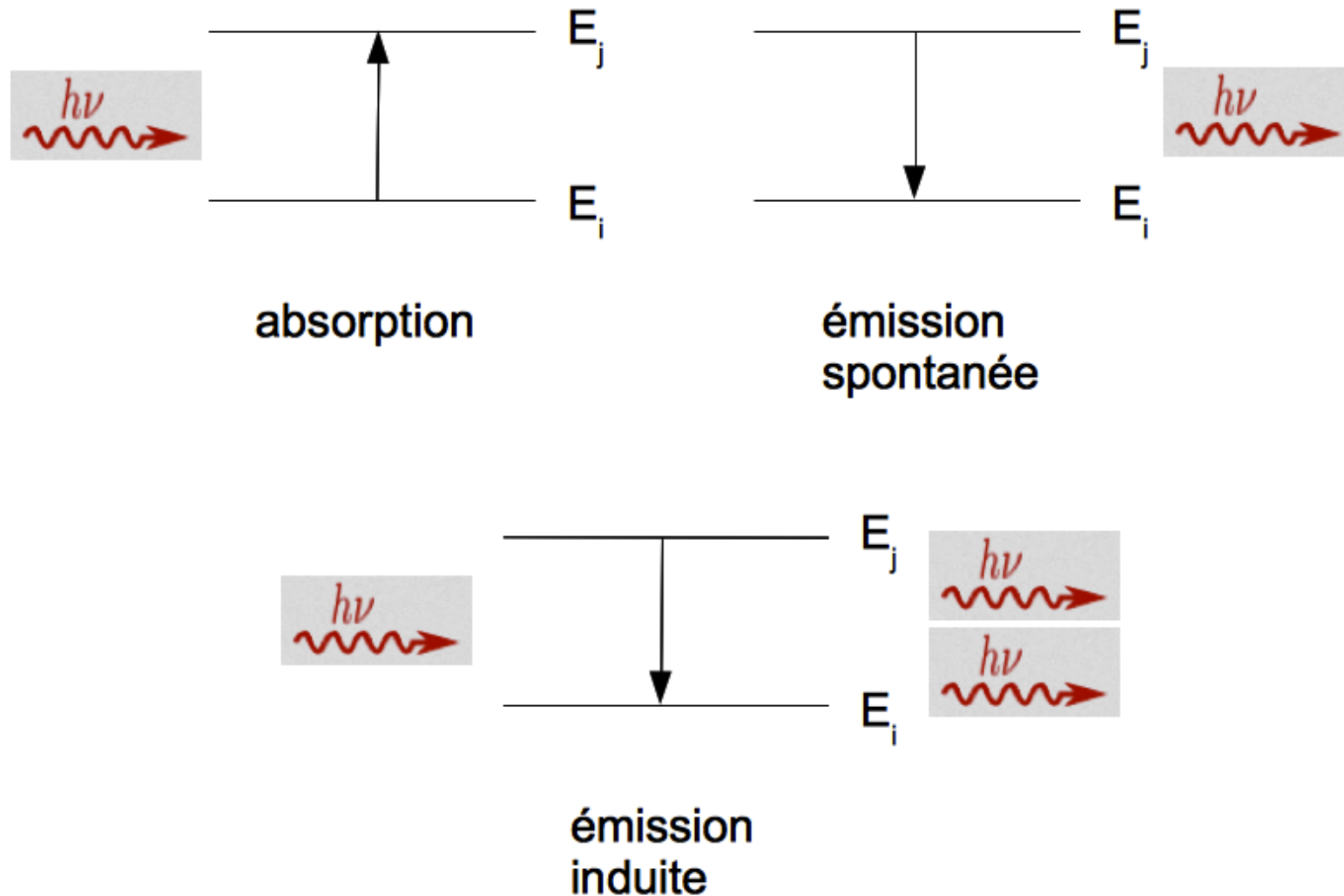
$$E_{\text{photon}} = |\Delta E_{\text{atome}}| = E_j - E_i$$

Spectroscopies *d'ionisation*

$$E_{\text{photon}} \geq EI_{\text{atome}}$$

Interaction rayonnement matière avec échange total d'énergie :

absorption et émission



Interaction rayonnement matière avec échange total d'énergie :

cas de l'émission induite (ou stimulée)

introduite par Einstein

- atome préalablement excité
- le photon incident ayant $E_{ph} = \Delta E$ déclenche la désexcitation de l'atome
- qui émet un photon identique au photon incident
- identique ? même énergie (et donc **longueur d'onde**) et même **phase** = *lumière cohérente*
- *amplification* du flux de photons
- processus utilisé dans les *lasers*

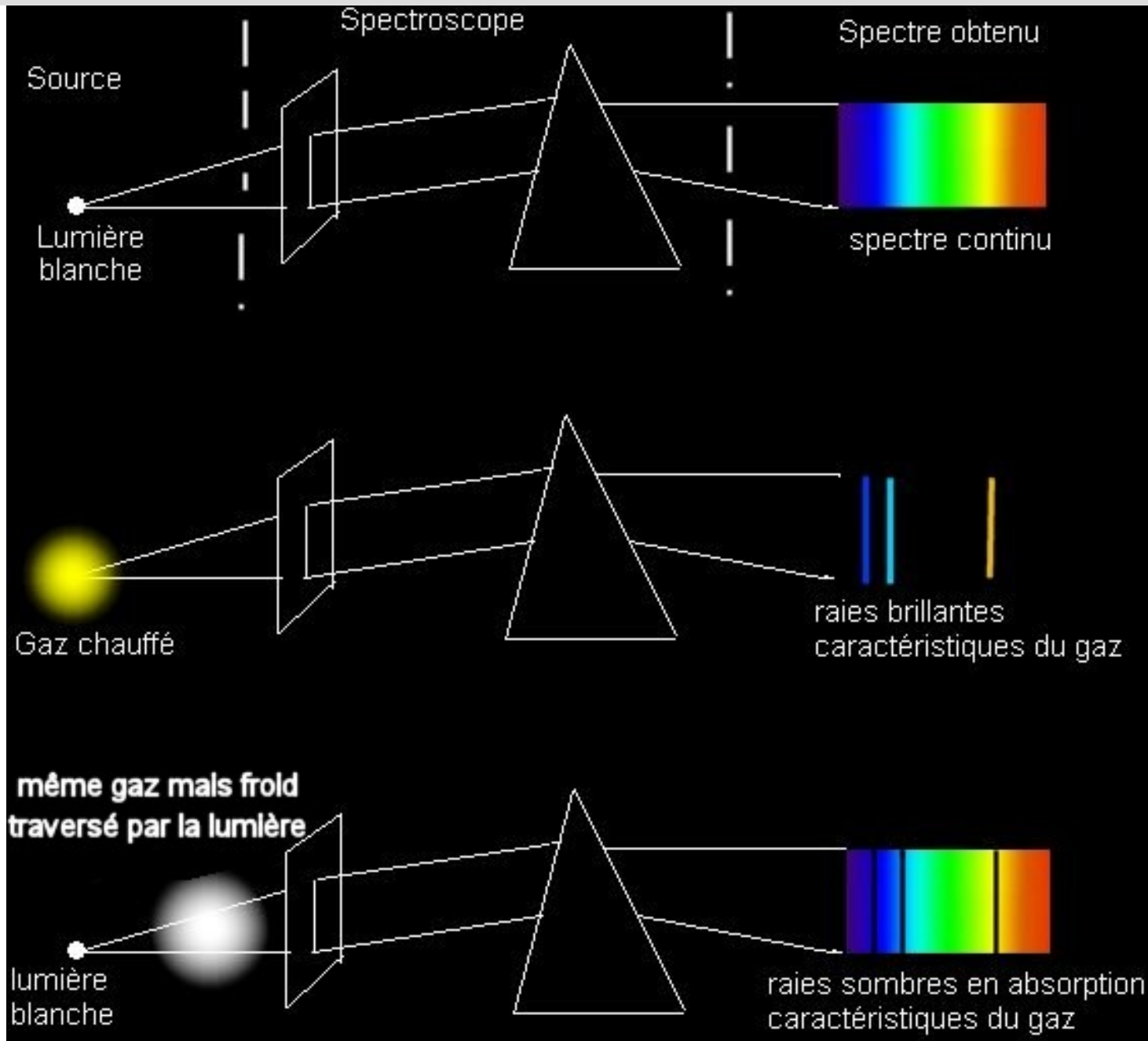
Lasers : une application de l'émission induite



Ici, lasers de différentes longueurs d'onde dans le visible. Il existe aussi des lasers jusqu'aux RX.

Spectroscopie : lois de Kirchhoff

principe des dispositifs expérimentaux



spectre
d'émission

spectre
d'émission

spectre
d'absorption

Spectroscopie : lois de Kirchhoff

énoncés des 3 lois

- Un gaz à pression élevée, un liquide ou un solide, s'ils sont chauffés, émettent un rayonnement continu qui contient toutes les couleurs appelé spectre continu.
- Un gaz chaud, à basse pression, émet un rayonnement uniquement pour certaines couleurs bien spécifiques : le spectre de ce gaz présente des raies d'émission.
- Un gaz froid, à basse pression, éclairé par une source de rayonnement continu, absorbe certaines couleurs, produisant ainsi dans le spectre des raies d'absorption. Ce gaz absorbe les mêmes couleurs qu'il émettrait s'il était chaud.

Spectroscopie :

principe des dispositifs expérimentaux

- **Spectroscopies d'émission**

- analyse de la lumière *émise*
- si spectre de raies : mesure des longueurs d'onde et intensité de chaque raie
 - ex. spectroscopie d'émission de flamme

- **Spectroscopies d'absorption**

- analyse de la lumière *transmise*
- si spectre de raies : on en déduit les longueurs d'onde *absorbées*
 - ex. spectroscopie d'absorption atomique de flamme
 - ex. spectres des étoiles : présence de raies d'absorption d'éléments de la photosphère

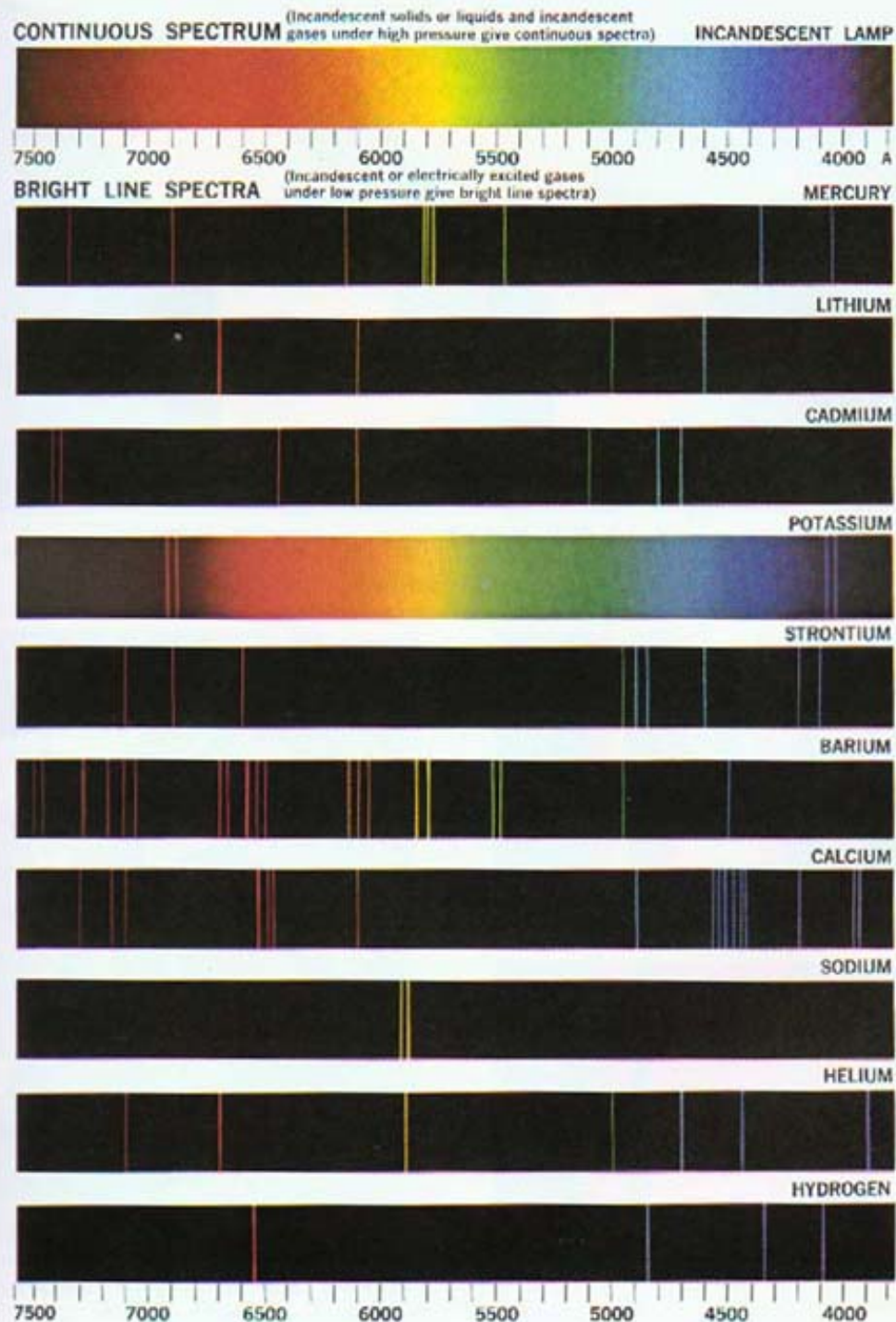
Spectroscopie d'émission atomique

dispositif expérimental et spectres d'émission observés



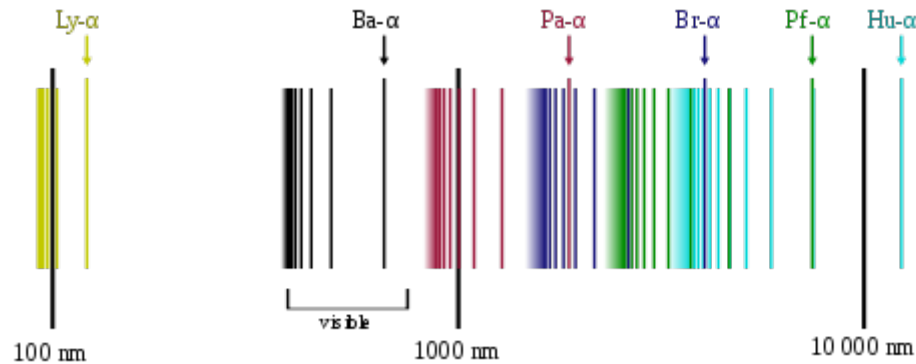
spectre d'émission de H dans le visible

EMISSION SPECTRA

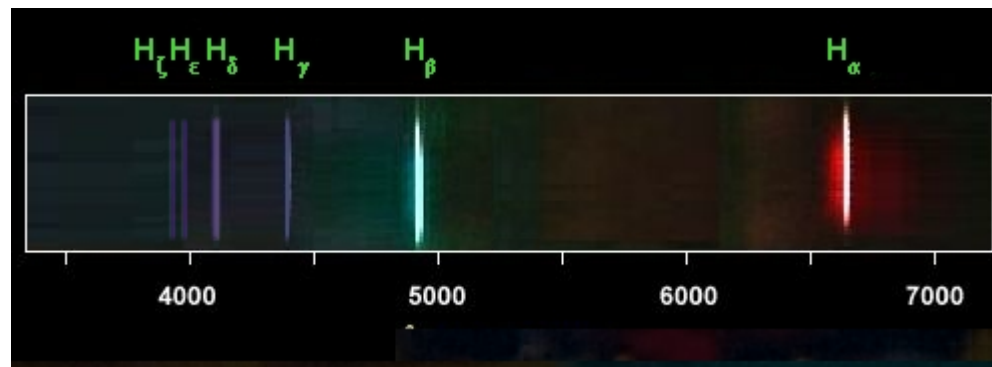


Adapted from the SPECTRUM CHART, Welch Scientific Company

Spectre d'émission de l'atome d'hydrogène



Séries d'émission de H dans l'UV, visible, IR



Spectre d'émission de H :
Série de Balmer (domaine visible)

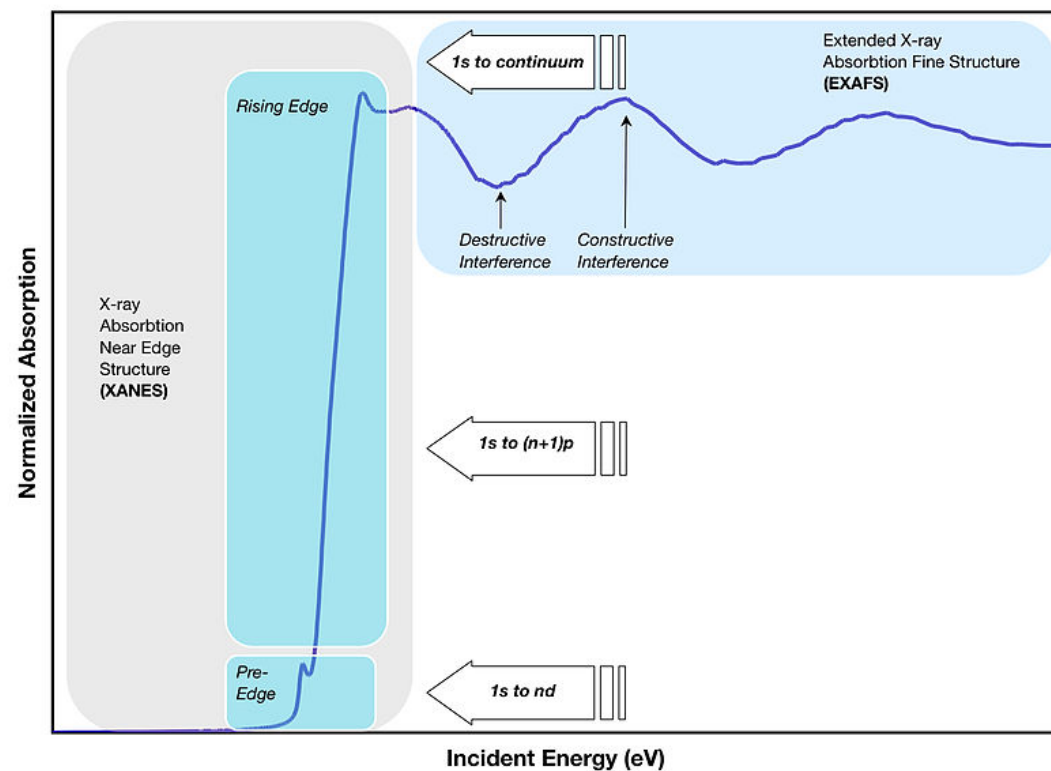
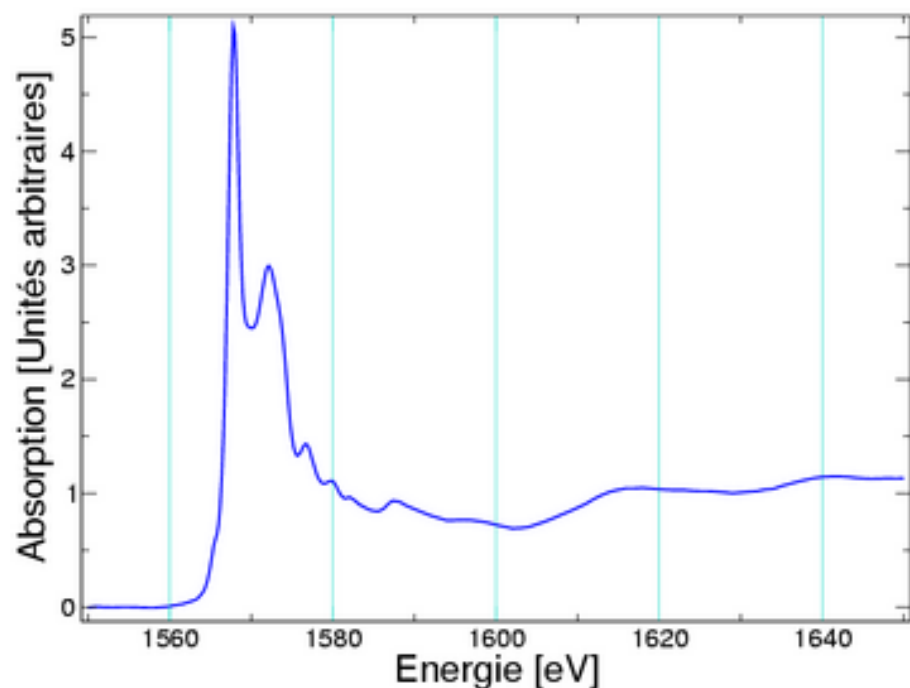
Spectroscopie d'**absorption** atomique



un exemple d'appareil d'absorption atomique

Utilisation : analyse qualitative et quantitative des métaux présents dans un échantillon (mis en solution), repérés par leurs raies d'absorption dans le spectre obtenu.

Spectroscopies d'absorption des RX : **XAS (X-Ray Absorption Spectroscopy)**



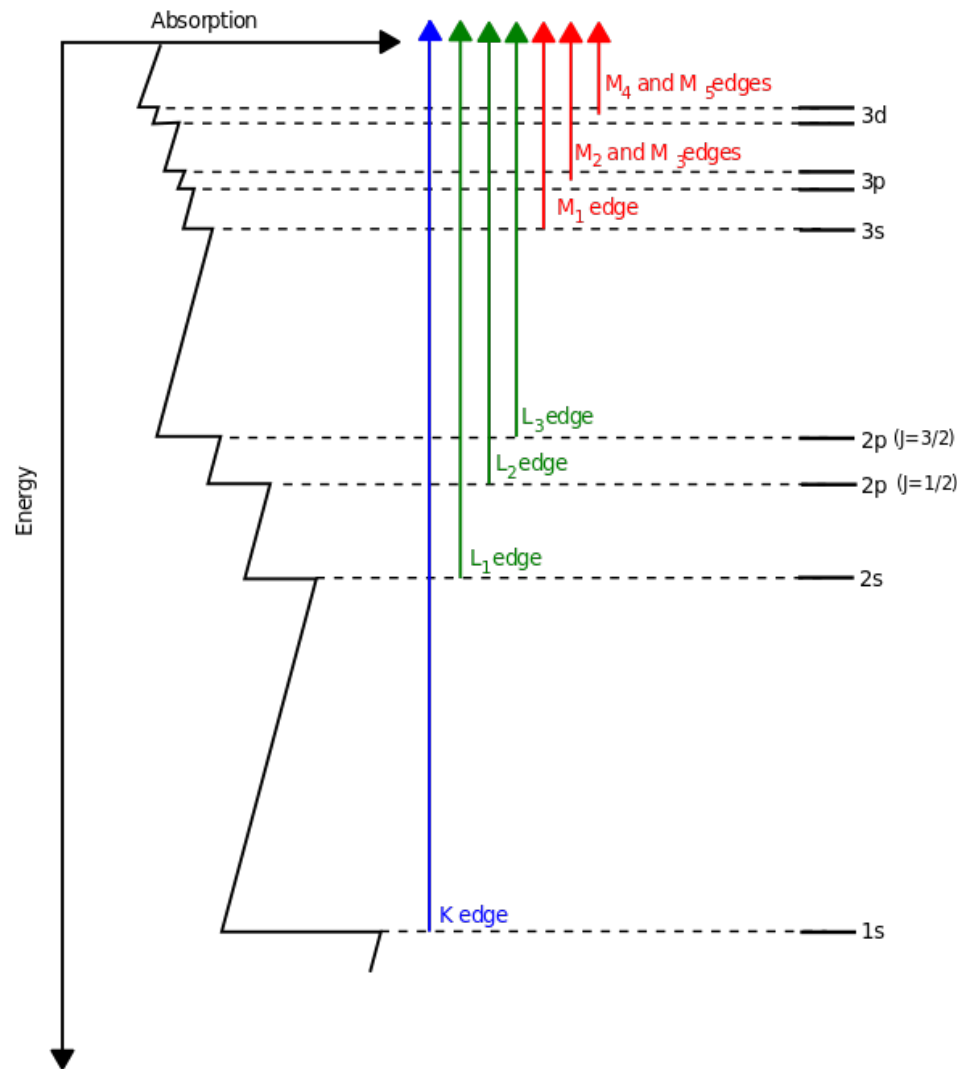
XANES

ESCA

suivant le domaine observé : XANES ou ESCA
renseigne sur l'environnement chimique de l'atome absorbeur

Spectroscopies d'absorption des RX

XAS (X-Ray Absorption Spectroscopy)

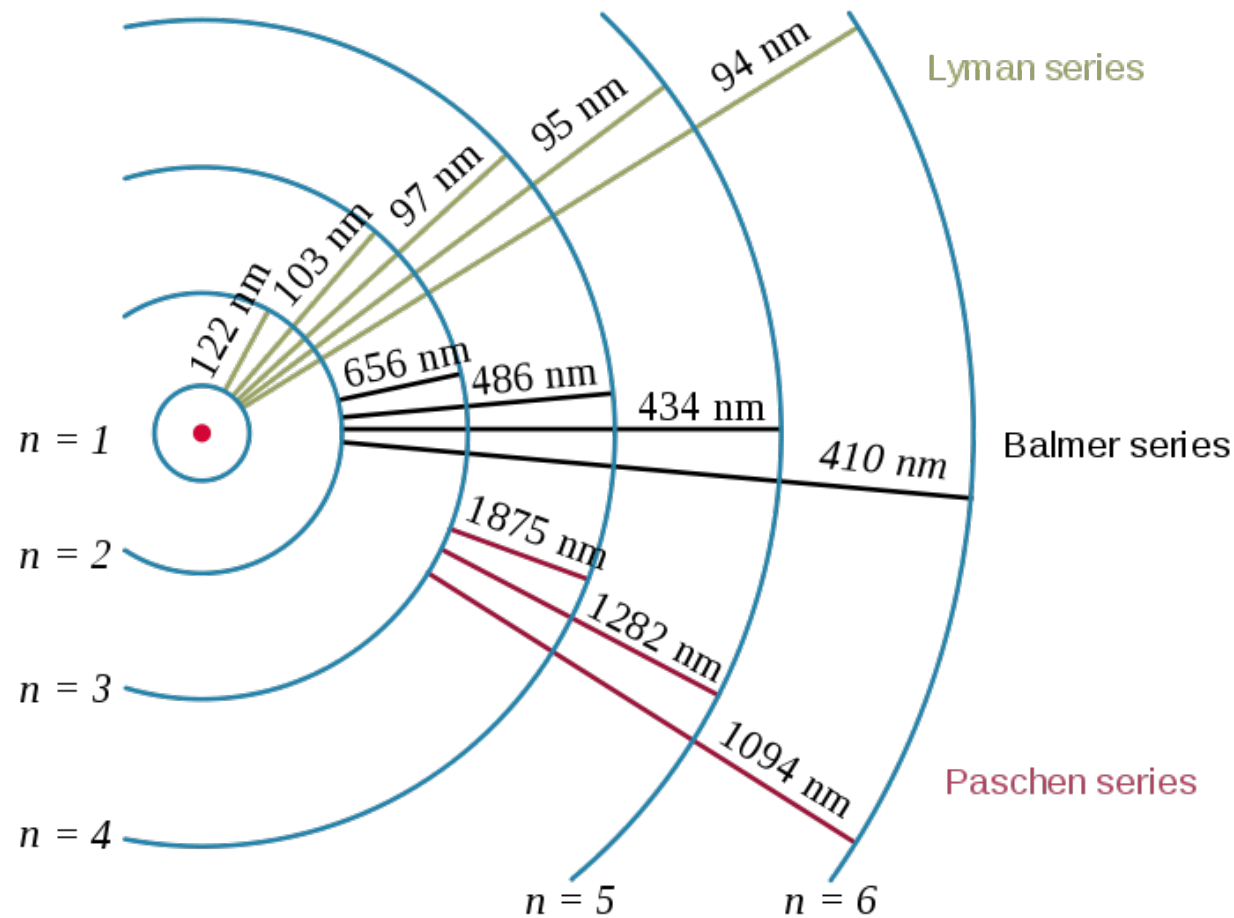


RX très énergétiques

> arrachent électrons de couches profondes, K, L... très liés au noyau

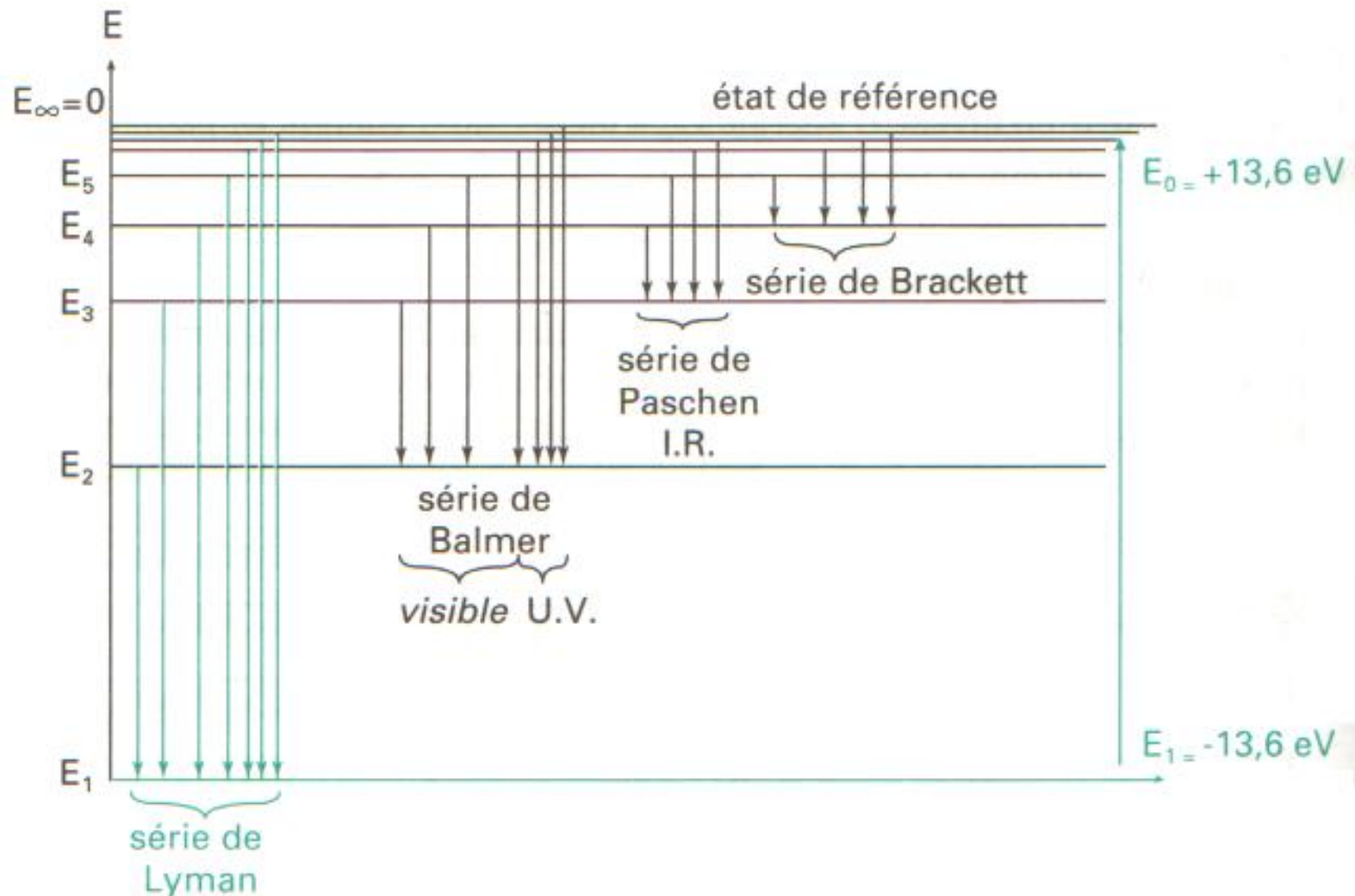
Interprétation du spectre d'émission de l'atome d'hydrogène

Interprétation du spectre d'émission de l'atome d'hydrogène : représentation schématique des émissions



Interprétation du spectre d'émission de l'atome d'hydrogène :

niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène et séries de raies d'émission



Spectres d'émission

séries d'émission – raies extrêmes

Définition : série d'émission

Une série d'émission est l'ensemble des raies correspondant aux transitions de désexcitation vers un même niveau inférieur n_i .

Série de Lyman : transitions vers $n_i = 1$

Série de Balmer : transitions vers $n_i = 2$

Série de Paschen : transitions vers $n_i = 3$

Série de Brackett : transitions vers $n_i = 4$

Série de Pfund : transitions vers $n_i = 5$

Définition : raies extrêmes d'une série d'émission (caractérisée par n_i , le niveau bas)

raie de λ_{max} donc $E_{min}(photon)$: transition de $n_j = n_{i+1}$ vers n_i

raie de λ_{min} donc $E_{max}(photon)$: transition de $n_j = \infty$ vers n_i

Calcul des longueurs d'onde du spectre d'émission de H

$$E_{\text{photon}} = h\nu = E_j - E_i$$

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = -R_{yH} \frac{1}{n_j^2} + R_{yH} \frac{1}{n_i^2} = R_{yH} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R_{yH}}{hc} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right) = R_H \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R_{yH}}{hc} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

La constante de Rydberg de
l'atome d'hydrogène R_H est ici
un nombre d'onde (cm^{-1}) :

$$R_H = R_y(H)/hc = 109677 \text{ cm}^{-1}$$

La constante de Rydberg de
l'atome d'hydrogène $R_y(H)$ est

ici en unités d'énergie J

$$R_y(H) = R_y / (1 + m_e/M_H)$$

où $M_H = m_p$ (proton)

et où R_y constante « infinie »

de Rydberg en J

En eV :

$$R_y(H) = 13,598 \text{ eV}$$

$$\text{et } R_y = 13,606 \text{ eV}$$

En prenant l'arrondi :

$$R_y = 13,6 \text{ eV}$$

alors la valeur convient pour H

$$R_H = R_\infty / (1 + m_e/M_H) \text{ où } M_H = m_p \text{ (proton)}$$

et où R_∞ est la constante « infinie » de Rydberg

exprimée ici en nombre d'onde (cm^{-1}) :

$$R_\infty = 109737 \text{ cm}^{-1}$$

Calcul des longueurs d'onde du spectre d'émission des hydrogénoïdes

$$E_{\text{photon}} = h\nu = E_j - E_i$$

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = -R_y \frac{Z^2}{n_j^2} + R_y \frac{Z^2}{n_i^2} = R_y \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R_y \cdot Z^2}{hc} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda} = R_X \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_j^2} \right)$$

avec pour l'hydrogénoïde X :

$$R_X(\text{cm}^{-1}) = R_{yX}(\text{J}) / hc$$

$$\approx R_\infty(\text{cm}^{-1}) = R_y(\text{J}) / hc$$

En toute rigueur ce n'est pas R_y mais la constante de Rydberg de l'élément X considéré :

$$R_{yX} = R_y / (1 + m_e / M_X)$$

Cependant R_{yX} proche de R_y , d'autant plus que Z et donc M_X est grand.

$$\text{ex. } Fe^{25+} : R_{Fe} = 13,60569 \text{ eV}$$

Rappel

$$R_y = R_{y\infty} = 13,606 \text{ eV}$$

en prenant l'arrondi :

$$R_y = 13,6 \text{ eV}$$

alors la valeur convient de façon approchée pour tous les atomes, H inclus.

R_y à mettre en J dans les calculs

Crédits des illustrations

- la plupart des illustrations proviennent de la banque d'images libres Wikimedia Commons (<http://commons.wikimedia.org>) ou des articles afférents de Wikipedia (<http://fr.wikipedia.org>)
 - licence Creative Commons BY-SA
 - ou Domaine public
- certaines illustrations proviennent d'UEL, Université En Ligne <http://uel.unisciel.fr> (du portail UNISCIEL : l'Université Numérique des Sciences en Ligne : <http://unisciel.fr>)
 - licence Creative Commons BY-NC-SA 3.0 FR
- d'autres illustrations ont été créées par l'auteur.