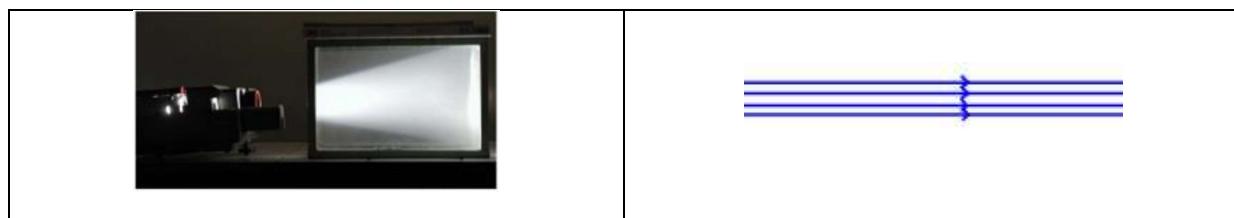


# Interférences lumineuses

## I. Modèle du rayon lumineux

### 1. OPTIQUE GEOMETRIQUE

Dans un milieu transparent, homogène et isotrope, la lumière se propage en ligne droite. Le rayon lumineux est un modèle qui représente le trajet suivi par la lumière.

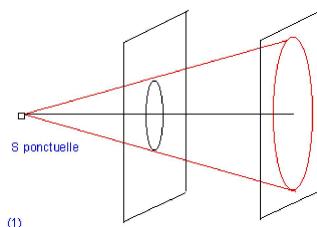


### 2. LIMITE DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE

Dirigeons un faisceau lumineux sur un écran portant une ouverture.

- OUVERTURE DE GRANDE DIMENSION : PHENOMENE DE DIAPHRAGME

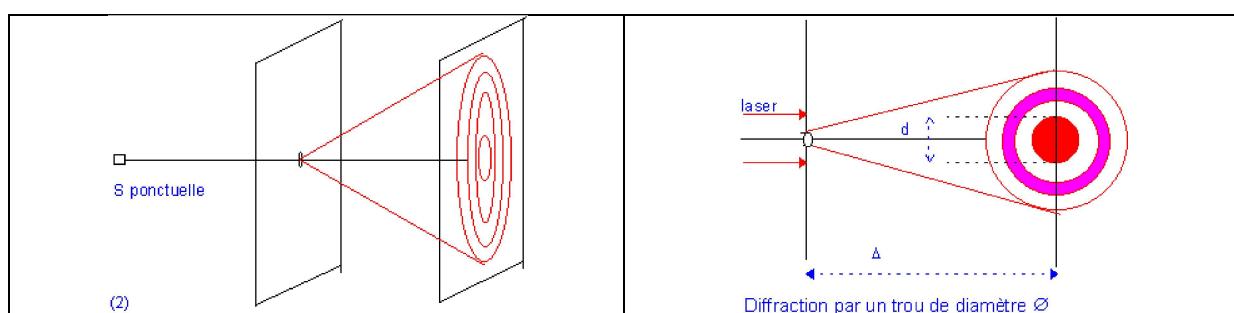
La lumière épouse la forme de la fente à sa traversée : on dit qu'elle est diaphragmée par la fente.



- OUVERTURE DE QUELQUE MILLIMETRE : PHENOMENE DE DIFFRACTION

Pour isoler un rayon lumineux on peut réduire la fente ou le diamètre de l'ouverture circulaire.

Réalisons l'expérience suivante:

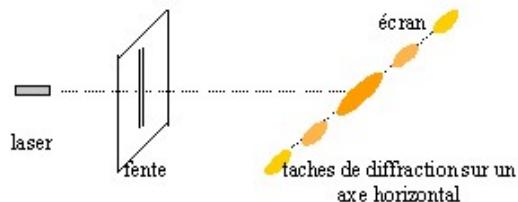


On observe sur l'écran une figure de diffraction. Ce phénomène se produit lorsque l'ouverture par laquelle passe la lumière est de petite taille. On dit que l'ouverture a diffracté (émet dans toutes les directions) la lumière du laser.

Remarque:

- Plus l'ouverture est petite, plus le phénomène de diffraction est marqué.

- Le phénomène de diffraction met en défaut le principe de propagation rectiligne de la lumière dans un milieu homogène. Le concept de rayon lumineux apparaît comme une approximation consistant à négliger le phénomène de diffraction.
- Si l'ouverture est une fente, on observe la figure ci-contre.



## II. Modèle ondulatoire de la lumière

De façon générale, la lumière peut-être considérée comme une onde électromagnétique. En particulier, la lumière émise par le laser peut-être décrite comme **une onde électromagnétique sinusoïdale de fréquence donnée**.

### 1. PROPAGATION

La lumière se propage dans le vide, et dans les milieux transparents (air, eau, gaz, verre, etc.). Dans le vide, la célérité de la lumière est  $c = 299\,792\,458 \text{ m.s}^{-1}$  (on retiendra  $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ ).

Remarque:

- La célérité de la lumière dans le vide ne dépend pas de la fréquence de l'onde.
- La célérité de la lumière dans l'air est pratiquement égale à celle dans le vide ( $c_{\text{air}} \approx c_{\text{vide}}$ ).
- Dans un milieu matériel transparent, la vitesse  $v$  est inférieure à  $C$  :

$$v = \frac{c}{n} \quad \text{avec } n > 1 \quad (\text{indice de réfraction du milieu}).$$

### 2. LES PERIODICITES

Une onde lumineuse a une double périodicité

- une périodicité temporelle  $T$
- une périodicité spatiale, de période  $\lambda$  appelé longueur d'onde.

La fréquence notée  $v$  pour une onde lumineuse, caractérise la périodicité temporelle et ne dépend

que du milieu : 
$$v = \frac{1}{T}$$

La longueur d'onde  $\lambda_0$  dans le vide ou dans l'air et la fréquence  $v$  sont liées par l'expression :

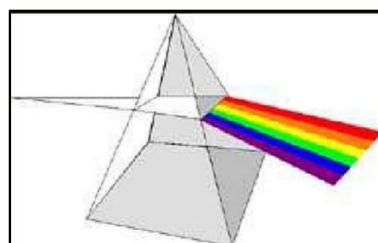
$$\lambda_0 = CT = \frac{C}{\nu}$$

Remarque : la diffraction d'une onde par une ouverture se manifeste lorsque les dimensions de celle-ci sont de l'ordre de la longueur d'onde.

### III. Couleur et longueur d'onde

#### 1. LUMIERE POLYCHROMATIQUE

La lumière blanche peut être décomposée à l'aide d'un prisme en plusieurs lumières colorées. La lumière blanche est polychromatique (constituée de plusieurs couleurs).



#### 2. LUMIERE MONOCHROMATIQUE

Définition : On appelle lumière monochromatique une onde électromagnétique progressive sinusoïdale de fréquence donnée. La couleur de cette lumière est liée à la valeur de sa fréquence.

#### 3. LUMIERE VISIBLE

Définition : On appelle lumière une onde électromagnétique visible par l'oeil humain.

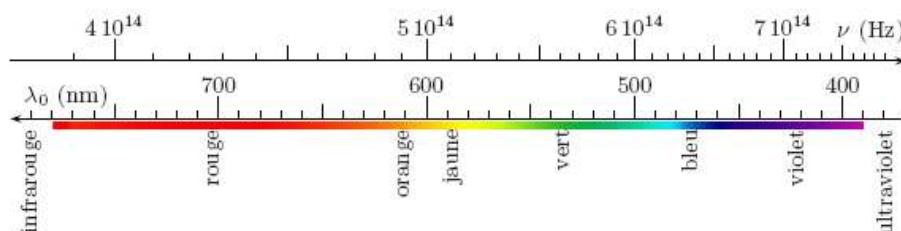
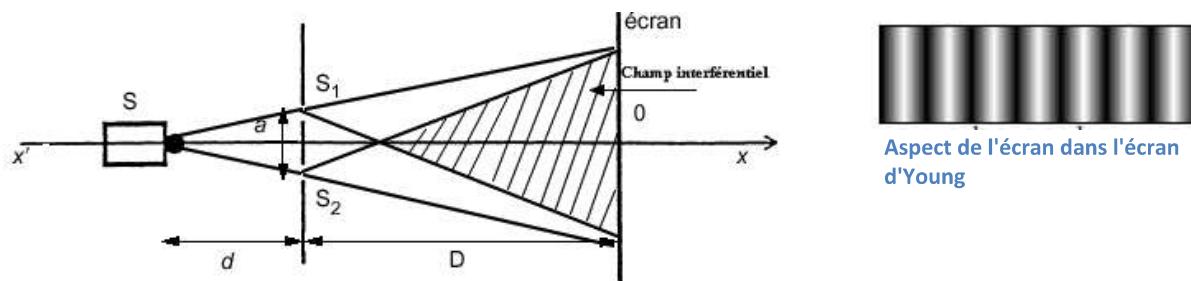
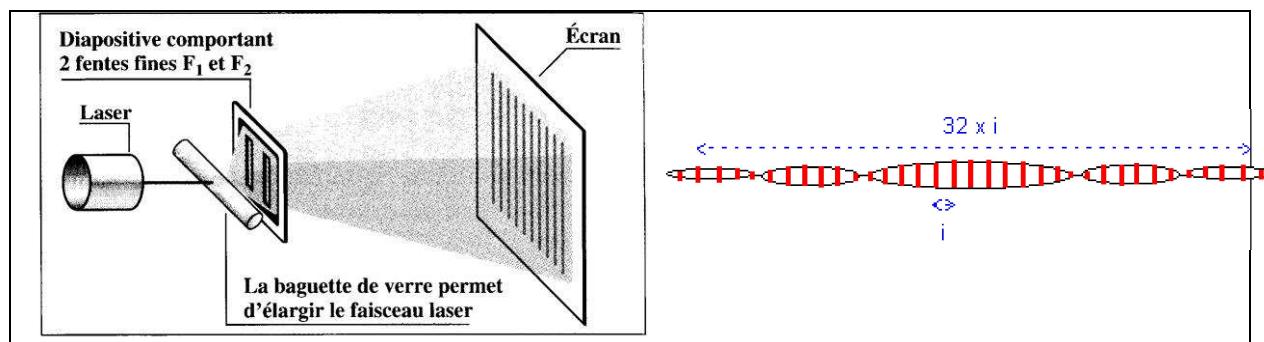


FIG. 1.1 – Fréquences et longueurs d'onde dans le vide de la lumière.

### IV. Interférences lumineuses : Expérience de la double fente de Young

#### 1. MISE EN EVIDENCE DES INTERFERENCES LUMINEUSES





## 2. OBSERVATIONS

On observe sur l'écran E une tâche de diffraction striée de fines bandes sombres (ou franges) rectilignes, parallèles, équidistantes et de direction normale à la direction  $S_1S_2$ . L'ensemble des franges alternativement claires et sombres constituent des franges d'interférences.

## 3. INTERPRETATION THÉORIQUE

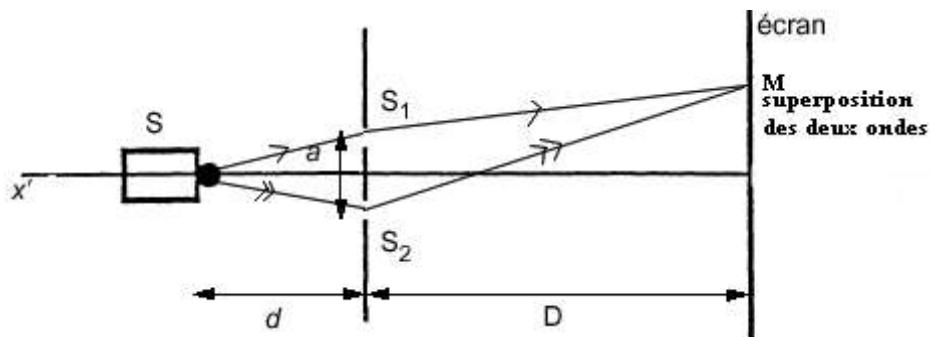
Pour expliquer les résultats de l'expérience, il faut considérer le caractère ondulatoire de la lumière

### ☞ Interférences constructives et destructives

En un point M d'une frange brillante se superposent les ondes lumineuses issues des fentes  $S_1$  et  $S_2$ , arrivant en phase : les interférences sont *constructives*.

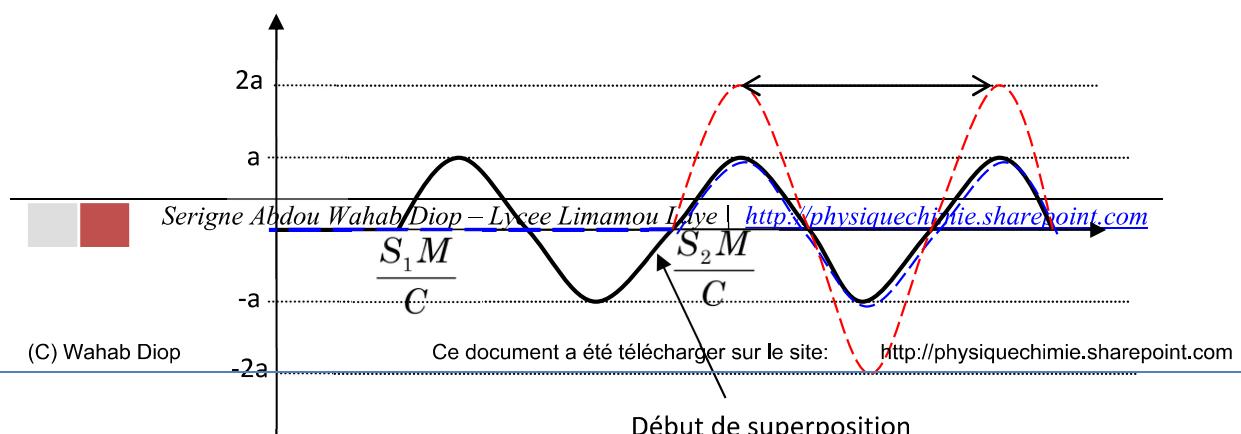
En un point M d'une frange sombre se superposent les ondes lumineuses issues des fentes  $S_1$  et  $S_2$ , arrivant en opposition de phase : les interférences sont *destructives*.

### ☞ Différence de marche : ordre d'interférence



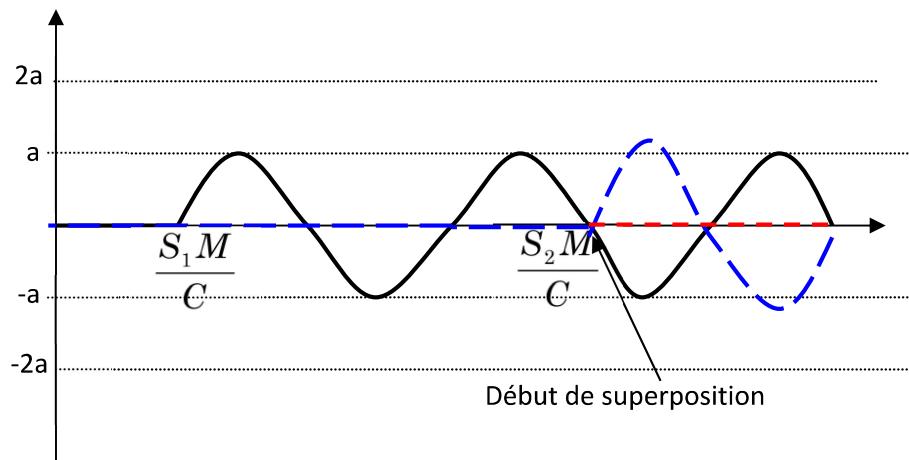
La différence de marche  $\delta$  des ondes issues de  $S_1$  et  $S_2$  au point d'observation M est :

$$\delta = (SS_2 + S_2M) - (SS_1 + S_1M) \text{ or } SS_1 = SS_2, \text{ alors } \boxed{\delta = S_2M - S_1M}$$



$$(\Delta t)_m = \frac{S_2 M}{C} - \frac{S_1 M}{C} = kT \Rightarrow (S_2 M) - (S_1 M) = k\lambda \text{ avec } k \text{ un entier quelconque (ordre d'interférence)}$$

En un point brillant :  $\delta = k\lambda$  avec  $k=0, 1, 2, \dots$



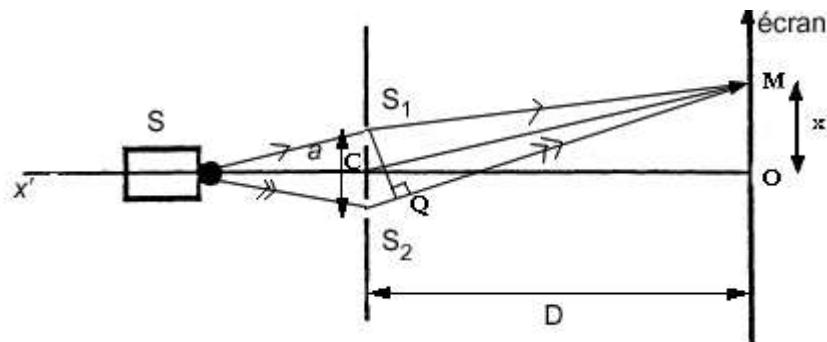
$$(\Delta t)_m = \frac{S_2 M}{C} - \frac{S_1 M}{C} = kT + \frac{T}{2} \Rightarrow (S_2 M) - (S_1 M) = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \text{ avec } k \text{ ordre d'interférence}$$

En un point sombre  $\delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda$

En résumé :  $\begin{cases} \delta = k\lambda \Rightarrow \text{frange claire} \\ \delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \Rightarrow \text{frange sombre} \end{cases}$

#### Position des franges sombres et claires

Première méthode:



$$\text{On a } S_1M = QM \text{ et } \delta = S_2Q$$

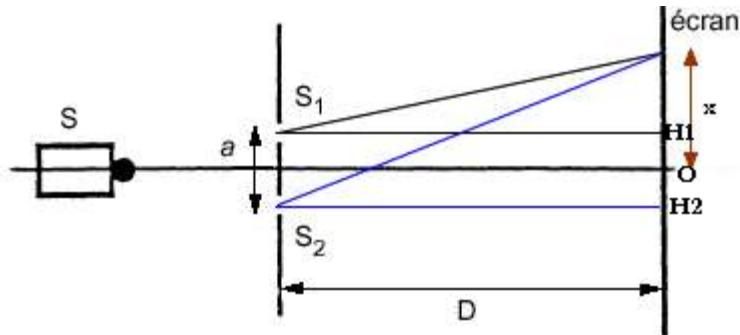
Les angles  $\widehat{S_2S_1Q} = \widehat{OCM}$  sont égaux. Puisque les angles sont petits, on a

$$\sin(\widehat{S_2S_1Q}) = \tan(\widehat{OCM}) \text{ approximativement } \frac{\delta}{a} = \frac{x}{D} \Rightarrow \delta = \frac{x a}{D}$$

$$\delta = \frac{ax}{D} = k\lambda \Rightarrow x = \frac{k\lambda D}{a} \text{ pour les franges claires}$$

$$\delta = \frac{ax}{D} = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \Rightarrow x = \frac{\left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda D}{a} \text{ pour les franges sombres}$$

### Deuxième méthode



$\boxed{\delta = S_2M - S_1M}$  En appliquant le théorème de Pythagore dans les triangles  $S_1MH_1$  et  $S_2MH_2$  on a:

$$(S_2M)^2 = S_2H_2^2 + H_2M^2 = D^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2 \text{ et } (S_1M)^2 = S_1H_1^2 + H_1M^2 = D^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2$$

$$(S_2M)^2 - (S_1M)^2 = \left(x + \frac{a}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 = 2ax$$

Les distances  $S_1M$  et  $S_2M$  étant voisines de  $D$  (car  $D \gg a$  et  $(D \gg x)$ )  $\Rightarrow$

$$(S_2M)^2 - (S_1M)^2 = (S_2M - S_1M)(S_2M + S_1M) \Rightarrow (S_2M - S_1M) = [(S_2M)^2 - (S_1M)^2]/(S_2M + S_1M)$$

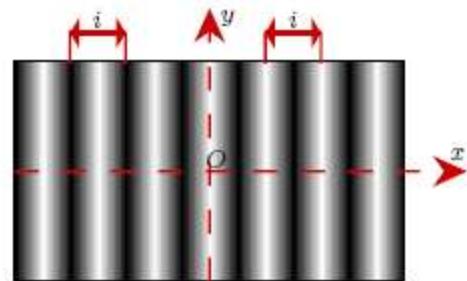


$$(S_2M - S_1M) = \frac{2ax}{2D} = \frac{ax}{D} = \delta \Rightarrow \boxed{\delta = \frac{ax}{D}}$$

### Interfranges

La distance  $i$  entre les milieux de deux franges brillantes consécutives est la même qu'entre deux franges sombres consécutives: cette distance est appelée interfrange.

$$i = (\lambda + 1) \frac{D}{a} - \lambda \frac{D}{a} = \lambda \frac{D}{a} \Rightarrow \boxed{i = \lambda \frac{D}{a}}$$



### Conditions d'interférence

Pour obtenir des interférences lumineuses, les sources doivent être mutuellement cohérentes. Pour cela les sources doivent obéir à deux conditions:

- elles doivent être synchrone, c'est-à-dire avoir la même fréquence et la même amplitude
- elles doivent présenter entre elles un déphasage constant.

### Ordre d'interférence

L'ordre d'interférence en un point M de l'écran où la différence de marche  $\delta$  est définie par :

$$p = \frac{\delta}{\lambda} \text{ où } \lambda \text{ est la longueur d'onde de la radiation.}$$

- Si le point M est le milieu d'une frange brillante, on a alors :

$$p = \frac{\delta}{\lambda} \text{ or } \delta = k\lambda \leftrightarrow p = \frac{\delta}{\lambda} = k : \text{Les franges brillantes ont un ordre d'interférence entier.}$$

- Si le point M est le milieu d'une frange sombre on a alors :

$$p = \frac{\delta}{\lambda} \text{ or } \delta = \frac{(2k+1)}{2}\lambda \leftrightarrow p = \frac{\delta}{\lambda} = k + \frac{1}{2} : \text{Les franges sombres ont un ordre d'interférence demi-entier.}$$

## 4. INTERFÉRENCES EN LUMIÈRE BLANCHE

### a) Spectre de la lumière blanche

La dispersion de la lumière blanche (lumière du soleil) par un prisme montre que celle-ci est formée d'une infinie de radiations allant du rouge au violet et présentant toutes les couleurs de l'arc-en-ciel ; l'ensemble de ces radiations (couleurs) constitue le spectre de la lumière blanche.

Ces radiations ne sont pas séparées : On dit que le spectre de la lumière blanche est un spectre continu; elle est donc constituée de toutes les radiations qui apparaissent dans l'arc-en-ciel.

### b) Franges en lumière blanche

Remplaçons la source de la lumière monochromatique (laser) dans l'expérience des fentes de Young précédente par une source de lumière blanche.

Nous observons sur l'écran une frange centrale brillante, blanche. Et de part et d'autre de la frange centrale blanche, quelques franges irisées (colorées) et un peu plus loin l'écran devient uniformément blanchâtre.

### c) Interprétations

La lumière blanche étant constituée par un mélange de toutes les radiations visibles allant de  $(0,4\mu\text{m}) < \lambda \text{ visible} < (0,8\mu\text{m})$ , l'éclairement de l'écran résulte de la superposition des systèmes de franges donnée par chaque lumière monochromatique.

Au centre O de l'écran, l'existence de la frange centrale blanche est due à la superposition de franges brillantes de couleurs différentes.

Lorsqu'on s'écarte de O, comme  $i = \frac{\lambda D}{a}$  dépend de  $\lambda$ , les systèmes de franges ne coïncident plus. A proximité de O, on voit quelques franges brillantes irisées.

Au-delà d'une distance plus grande de la frange centrale, la superposition des diverses franges est tellement complexe que l'œil ne voit plus que du blanc grisâtre appelé blanc d'ordre supérieur. Lorsqu'on analyse ce blanc au spectroscope, on voit des bandes noires qui correspondent aux radiations manquantes et que l'on désigne sous le nom de cannelures : on parle pour cette raison de spectre cannelé.

**Remarque :** Les radiations manquantes en un point donné sont celles qui y présentent une frange

obscurcise donc celles pour lesquelles au point considéré  $S = (2K+1) \frac{\lambda}{2}$ .

### d) Domaine des ondes électromagnétiques

L'observation de franges d'interférences à partir d'une source de lumière (onde électromagnétique) permet de calculer la longueur d'onde  $\lambda$  (en m) de cette source en mesurant l'interfrange. La connaissance de  $\lambda$  permet d'identifier cette source et de préciser sa place sur l'échelle des ondes électromagnétiques.

Rayons $\delta$	Rayons x	UV ultraviolet	visible	IR Infrarouge	Ondes hertziennes
1fm	1pm	1nm	0,4μm	0,8μm	1mm 1m 1km 10km

### CONCLUSION

Le phénomène d'interférences lumineuses n'est pas seulement une preuve du caractère ondulatoire de la lumière, mais c'est aussi une méthode de mesure physique de longueur d'onde d'une source monochromatique.

Application: Hologramme

L'hologramme est une méthode qui permet d'obtenir une image en trois dimensions d'un objet à partir d'un enregistrement sur plaque photographique. L'enregistrement est obtenu par des interférences de la lumière provenant directement du laser et de la lumière diffusée par l'objet éclairé avec le même laser. Eclairée par cette même lumière, l'enregistrement restitue une image virtuelle en trois dimensions.

#### Exercice d'application

La lumière issue d'une fente source horizontale S éclaire un plan vertical P portant 2 fentes très fines  $S_1$  et  $S_2$  horizontales et distantes de 3 mm.  $S_1$  et  $S_2$  sont équidistantes de S. Sur un écran E placé à 3 mètres du plan des fentes  $S_1$  et  $S_2$ , on observe des franges d'interférences.

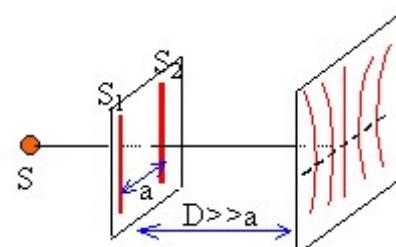
- 1 Faire un schéma du dispositif
- 2 Quelle est la direction des franges observées ?
- 3 Entre la 10ème frange brillante située au dessus de la frange centrale et la 10ème frange brillante située au dessous de la frange centrale, on mesure 11,8 mm. Quelle est la longueur d'ondes de la lumière monochromatique utilisée? Quelle est sa fréquence?
- 4 On remplace la source monochromatique précédente par une source qui émet 2 longueurs d'onde: 467 nm et 700nm. Chacune de ces longueurs d'onde donne son système de franges. Que voit-on au centre de la figure d'interférences? pourquoi? A quelle distance minimale de la frange centrale pourra-t-on observer la superposition des franges brillantes des deux radiations ?
- 5 La lampe utilisée est maintenant une lampe à halogène qui émet une lumière blanche dont la composition spectrale est proche de celle qu'émet le Soleil. Que peut-on observer au centre de l'écran ?

#### Corrigé:

franges parallèles aux fentes sources

interfrange noté  $i$  (m) : distance séparant deux franges consécutives de même nature

$i = \text{longueur d'onde } n \text{ m} \text{ fois distance à l'écran } D \text{ ( m) divisé par distance des fentes } a \text{ ( m)}$



la frange centrale est brillante, elle correspond à une différence de marche nulle

20 interfranges correspondent à 11,8 mm = 0,00118 m

$$i = 11,8 / 20 = 0,59 \text{ mm} = 0,59 \cdot 10^{-3} \text{ m} = \text{longueur d'onde} * 3 / 0,003$$

$$n \text{ m} = 0,59 \cdot 10^{-3} * 0,003 / 3 = 590 \text{ nm. fréquence(Hz)} = \text{célérité (m/s) divisée par longueur d'onde nm} = 3 \cdot 10^8 / 5,9 \cdot 10^{-7} = 5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

chaque radiation donne un système de franges d'interférences.

pour chaque système la frange centrale est brillante

$$i_1 = 467 \cdot 10^{-9} \cdot 3 / 0,003 = 0,467 \text{ mm} = 467 \text{ nm}$$

$$\text{et } i_2 = 700 \cdot 110^{-9} \cdot 3 / 0,003 = 700 \text{ nm}$$

chercher le plus petit multiple commun à  $i_1$  et  $i_2$ .

---

Les radiations monochromatiques constituant la source sont indépendantes : elles ne peuvent pas interférer même lorsque leurs longueurs d'onde sont voisines.

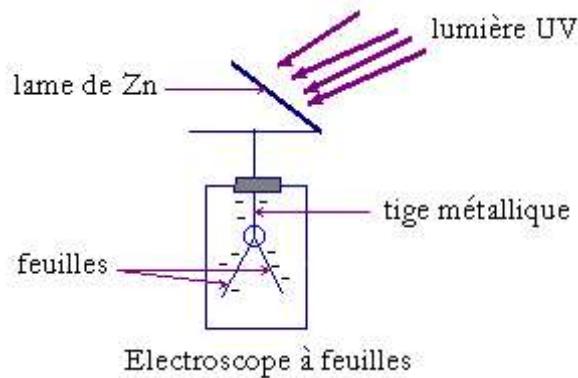
La frange centrale commune à toutes les radiations est blanche, son spectre est celui de la source.

La figure d'interférences résulte de la superposition d'une infinité de figures d'interférences.

## Effet photoélectrique

### I. Mise en évidence de l'effet électrique

#### 1. EXPERIENCE DE HERTZ (1887)



On envoie un faisceau de lumière riche en rayons ultraviolet sur une lame de zinc reliée à un électroscopie initialement chargé, on constate que:

- Si l'électroscopie est chargé positivement: il ne se passe rien (les feuilles restent écarter)

- Si l'électroscopie est chargé négativement il se décharge (les feuilles retombent): l'électroscopie se décharge.
- Si on interpose sur le trajet de la lumière une lame de verre le phénomène ne se produit plus.

## 2. ANALYSE DE L'EXPERIENCE

Lorsque la lame de zinc et le plateau de l'électroscopie sont chargés négativement, ils portent un excédent d'électrons. Quand la lame est exposée à la lumière, des électrons sont arrachés du métal: c'est l'effet photoélectrique.

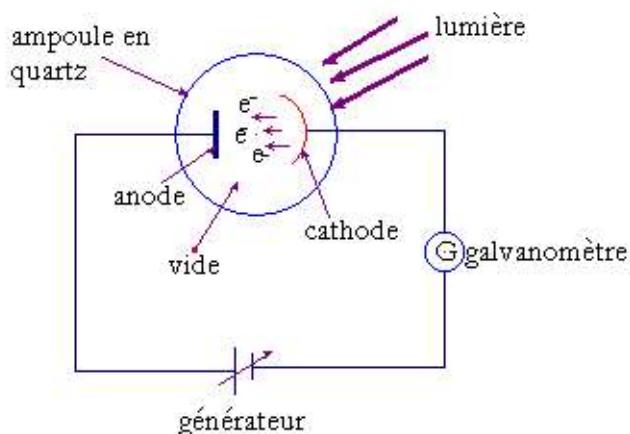
- si l'électroscopie est chargé  $\oplus$  on peut considérer que les électrons extraits sont réattirés par la lame.
- Si l'électroscopie est chargé négativement, les électrons extraits sont repoussés par la lame qui se charge  $\oplus$ . Les charges négatives portées par l'électroscopie viennent neutraliser les charges positives de la lame donc l'électroscopie se décharge et les feuilles tombent.
- L'électroscopie est chargé négativement, si on intercale une lame de verre sur le trajet de la lumière, celui-ci ne se décharge pas car le verre absorbe le rayonnement ultraviolet : l'électroscopie ne se décharge plus même après une illumination prolongée. Seules certaines radiations sont capables de provoquer dans le cas du zinc l'émission d'électrons.

## 3. CONCLUSION

L'effet photoélectrique est l'émission d'électrons par un métal lorsqu'il est éclairé par une lumière convenable.

## 4. CAS DE LA CELLULE PHOTOELECTRIQUE

Lorsqu'elle est éclairée par une lumière convenable la cathode C émet des électrons. Ces électrons sont captés par l'anode A qui est porté à un potentiel positif. Il en résulte dans le circuit extérieur un courant de faible intensité décelé par le galvanomètre G.



## II. Interprétation de l'effet photoélectrique

### 1. HYPOTHESE D'EINSTEIN

Pour extraire un électron dans un métal il faut fournir de l'énergie appelée énergie d'extraction. Einstein interprète l'effet photoélectrique en formulant les hypothèses (ou postulats) suivantes.

- la lumière est constituée par un ensemble de corpuscules, appelés photons, transportant chacun un quantum (des quanta) d'énergie.
- Un photon a une charge nulle et une masse nulle; il se déplace à la vitesse de la lumière, soit  $C \approx 3.10^8 \text{ m/s}$  dans le vide.
- Chaque photon d'un rayonnement monochromatique de fréquence  $\nu$  transporte un quantum d'énergie:  $E = h \cdot \nu = \frac{hC}{\lambda}$  avec  $h$  la constante de Planck ( $h = 6,623 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ ),  $C$  la vitesse de lumière dans le vide (en m/s) et  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide (en m).  $E$  s'exprime en joule (J).
- L'effet photoélectrique correspond à l'interaction (choc) entre un photon incident et un électron du métal avec transfert de l'énergie du photon à l'électron extrait.

## 2. SEUIL PHOTOELECTRIQUE

L'effet photoélectrique ne se produit que si l'énergie du photon incident  $E = h\nu$  est supérieure au travail d'extraction  $W_0$  d'un électron du métal. ( $W_0 = h\nu_0$  énergie d'extraction qui ne dépend que de la nature du métal).

$\nu_0$  est la fréquence seuil ( $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ ,  $\lambda_0$  la longueur d'onde seuil).

- si l'énergie du photon n'est pas suffisante ( $\nu < \nu_0$  ou  $\lambda > \lambda_0$ ), le photon est réfléchi et l'électron n'est pas éjecté du métal.
- si l'énergie du photon est suffisante ( $\nu > \nu_0$  ou  $\lambda < \lambda_0$ ), toute l'énergie du photon est cédée à l'électron qui sort du métal avec une vitesse d'éjection souvent non nulle.

Évaluons la vitesse d'éjection des électrons de l'atome. Soit  $E_C$  l'énergie cinétique des électrons.

$$E_C = E - W_0 = h(\nu - \nu_0) = hC \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)$$

$$\frac{1}{2}m(v_{max})^2 = h(\nu - \nu_0) = hC \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)$$

$m$  est la masse d'un électron:  $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ .

## 3. PUISSEANCE D'UN FAISCEAU MONOCHROMATIQUE

Le nombre  $N$  de photons transportés par un seconde par un rayonnement monochromatique de fréquence  $\nu$  est lié à la puissance  $\mathcal{P}$  du faisceau par:  $\mathcal{P} = N \cdot h \cdot \nu$

## III. Dualité onde corpuscule

- certains phénomènes (interférence, diffraction) s'expliquent en considérant que la lumière se comporte comme une onde électromagnétique: c'est la théorie ondulatoire développée par Maxwell et Fresnel au 19<sup>e</sup> siècle.

- d'autres phénomènes par contre (effet photoélectrique, les réactions photochimiques) s'expliquent par la théorie corpusculaire: la lumière a une structure discontinue. Constituée de grains de photons.
- ces deux théories (corpusculaire et ondulatoire) en apparence antagonistes sont incomplètes mais complémentaires. Louis de Broglie en 1923 a eu l'idée d'associer ces deux théories: c'est la théorie de la mécanique quantique. Dans cette théorie la lumière se comporte à la fois comme un flux de particules et comme une onde. A toute onde électromagnétique de fréquence  $\nu$  on associe des photons d'énergie  $E=h\nu$ . Suivant le phénomène physique l'un des aspects de la lumière s'estompe tandis que l'autre s'affirme. Si  $\nu$  est élevée ( $\lambda$  faible) l'aspect corpusculaire l'emporte et si  $\nu$  est faible ( $\lambda$  élevé) l'aspect ondulatoire l'emporte.

### Exercice d'application

Une lumière poly chromatique comprenant 3 radiations ( $\lambda_1=450 \text{ nm}$  ;  $\lambda_2= 610 \text{ nm}$  ;  $\lambda_3=750 \text{ nm}$ ) irradie un échantillon de potassium, contenu dans une ampoule. L'énergie d'ionisation vaut 2,14 eV (énergie nécessaire à arracher un électron de l'atome de potassium).

1. Etablir la relation  $E(\text{eV}) = 1241 / \lambda(\text{nm})$
2. quelle(s) radiation(s) donne(nt) lieu à l'effet photoélectrique ?
3. Quelle est la vitesse des électrons expulsés du métal ?

Masse de l'électron  $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ .

Corrigé

$$\text{Énergie du photon } E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

$$E (\text{joule}) = 6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 / \lambda \quad (1)$$

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J et } 1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$$

diviser l'expression (1) par  $1,6 \cdot 10^{-19}$  et multiplier par  $10^9$ .

$$E (\text{eV}) = 1241 / \lambda (\text{nm})$$

Utiliser la relation précédente pour calculer l'énergie associée à chaque photon

$$E_1 = 1241/450 = 2,76 \text{ eV} ; E_2 = 2,03 \text{ eV} ; E_3 = 1,65 \text{ eV}$$

Seule la radiation  $\lambda_1$  est suffisamment énergétique.

L'électron arraché de l'atome emporte :

$$2,76 - 2,14 = 0,62 \text{ eV sous forme d'énergie cinétique}$$

$$0,5 mV^2 = 0,62 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 10^{-19} \text{ J}$$

$$V^2 = 10^{-19} / (0,5 \cdot 9,31 \cdot 10^{-31}) = 2,2 \cdot 10^{11}$$

$$\text{vitesse} = 4,7 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$$

# Niveaux d'énergie de l'atome

Le spectre d'un atome est l'ensemble des radiations échangées (émises ou absorbées) par l'atome avec le milieu extérieur; ces radiations sont sous forme d'ondes électromagnétiques qui peuvent appartenir au domaine visible, de l'UV, de l'IR, ... L'étude du spectre d'un atome permet d'avoir des renseignements sur l'atome.

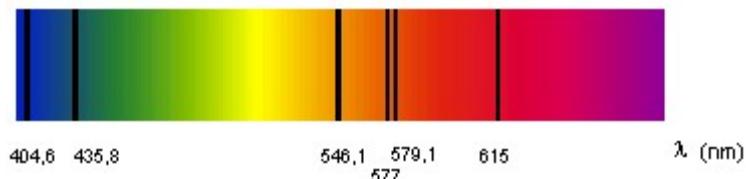
## I. Spectre atomique

### 1. SPECTRE D'EMISSION ET D'ABSORPTION

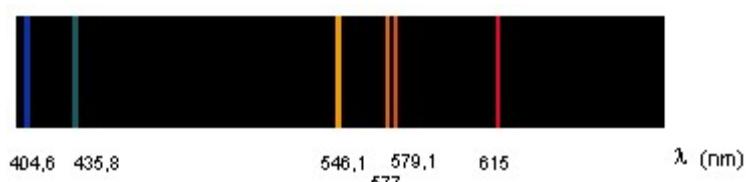
- convenablement excités, les atomes d'un gaz sous faible pression peuvent émettre une lumière dont le spectre est constitué de raies fines (spectre d'émission).
- Si on place une substance sur un trajet de la lumière, l'analyse de la lumière à la sortie de cette substance montre qu'une partie des radiations est absorbée par la substance (l'étude des radiations absorbées en fonction de  $\lambda$  constitue le spectre d'absorption de la radiation).

Exemples: Comparaison des spectres de raies d'émission et d'absorption

Par exemple, si sur le trajet du faisceau de lumière blanche on place une lampe contenant de la vapeur de mercure, alors on observe, sur l'écran, le spectre suivant :



Les raies noires correspondent aux radiations absorbées. Les radiations absentes du spectre d'absorption sont les mêmes que celles qui sont présentes dans le spectre d'émission.

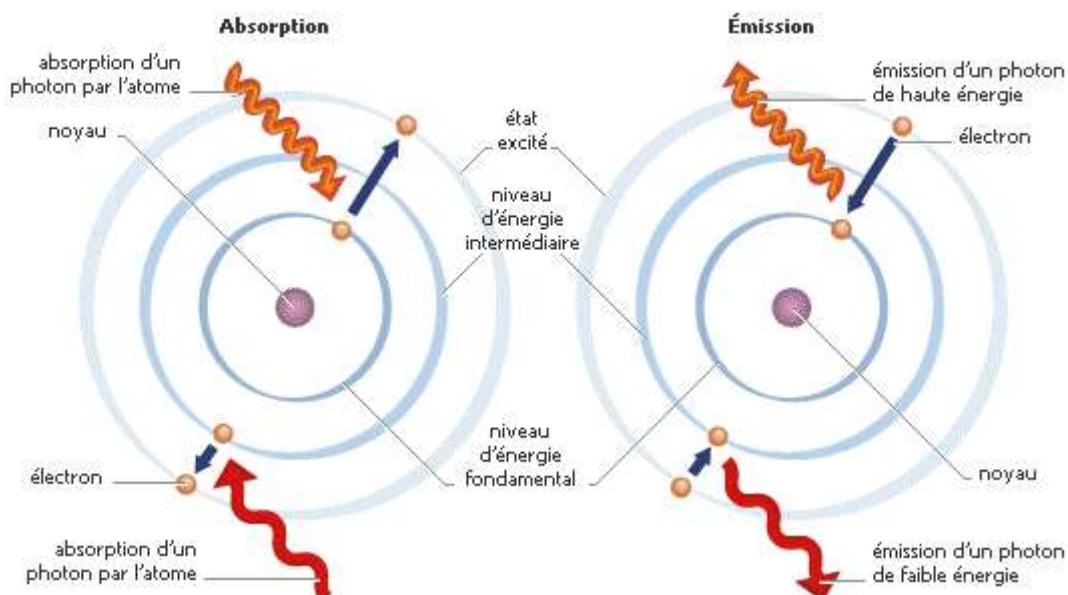


Les raies d'émission d'un atome correspondent exactement à celles d'absorption, les spectres d'émission et d'absorption sont complémentaires. Un atome ne peut émettre que de la lumière qu'il absorbe.

### 2. INTERPRETATION

#### a. Postulats de Bohr: quantification de l'énergie de l'atome.

- l'énergie d'un atome ne peut prendre qu'un certains nombres de valeurs discontinues et croissantes  $E_1, E_2, \dots, E_p, \dots, E_n$ : on dit que l'énergie de l'atome est quantifiée.
- l'atome ne peut exister que dans certains états d'énergie bien définis appelés niveaux d'énergie ou états stationnaires d'énergie.
- l'émission d'un photon de fréquence  $v_{n,p}$  correspond au passage de l'atome d'un niveau d'énergie supérieur  $E_n$  à un niveau d'énergie inférieur  $E_p$ .
- l'absorption d'un photon de fréquence  $v_{n,p}$  correspond au passage de l'atome d'un niveau d'énergie inférieur  $E_p$  à un niveau d'énergie supérieur  $E_n$ .



**b. Interprétation.**

Un atome ne peut passer d'un niveau d'énergie  $E_n$  à un niveau d'énergie  $E_p$  que par absorption ou émission d'un seul photon ou quantum d'énergie  $E=h\nu$  (spectre continu). Cette transition n'affecte qu'un seul électron de l'atome. La fréquence du photon émis ou absorbé est :

$$v_{n,p} = \frac{|E_n - E_p|}{h}$$

Il n'est pas possible qu'un photon d'énergie  $E'=h\nu'$  cède une partie de son énergie et reparte par l'excédant; seuls peuvent être émis ou absorbés les photons dont l'énergie est rigoureusement égale à la différence des valeurs possibles d'énergie de l'atome.

Remarque: un électron qui possède une énergie cinétique  $E_C > |E_n - E_p|$  peut céder à un atome l'énergie juste nécessaire à l'exciter et repartir avec l'excès d'énergie.

## II. Niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène.

### 1. ÉNERGIE DE L'ATOME D'HYDROGÈNE

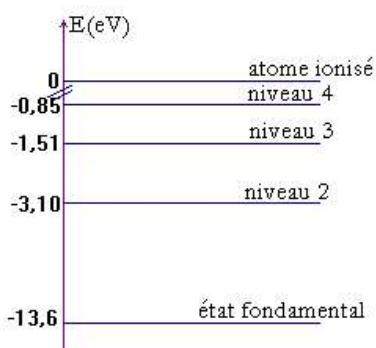
#### a. Expression

En étudiant le spectre des atomes, Bohr a montré que les valeurs possibles de l'énergie de l'atome

$$\text{d'hydrogène forment une suite de la forme: } E_n(\text{eV}) = -\frac{13,6}{n^2} = -\frac{E_0}{n^2}, n \in \mathbb{N}^*$$

$$E_n(\text{eV}) = -\frac{13,6}{n^2} = -\frac{E_0}{n^2}$$

n est le nombre quantique principal. L'énergie de l'atome est quantifiée, elle dépend de n.



#### b. État fondamental, état excité

- l'état fondamental correspond à l'état d'énergie minimale ( $n=1 \Rightarrow E_1=-13,6 \text{ eV}$ ): c'est l'état le plus stable;

- lorsque  $n>1 \Rightarrow$  l'atome est dans l'un des états excités. L'état excité a toujours tendance à revenir à son état fondamental: on dit qu'il se désexcite.

#### c. Énergie d'ionisation

L'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène à partir de son état fondamental est l'énergie qu'il faut fournir à l'électron pour l'amener du niveau  $n=1$  à l'infini.

$$E_i = E_{\infty} - E_1 = 0 - (-13,6) = 13,6 \text{ eV}$$

### 2. SÉRIE DE RAIES D'EMISSION

L'ensemble des raies qui constituent le spectre d'émission de l'atome d'hydrogène peut être placé en séries. Une série correspond aux transitions qui aboutissent au même niveau d'énergie.

- la première série a été découverte par Balmer. Elle comporte les raies des transitions aboutissant au niveau d'énergie  $n=2$ ;  $h\nu_{n,2} = E_n - E_2$  avec  $n>2$ .

- Série de Lyman: elle comporte toutes les transitions qui correspondent au retour à l'état fondamental  $n=1$  (UV: ultra violet)
- Série de Paschen: retour à l'état  $n=3$  (IR: infrarouge)
- Série de Brackett: retour à l'état  $n=4$  (IR)
- Série de PFund: retour à l'état  $n=5$  (IR)

Considérons le passage de l'électron de l'atome d'hydrogène d'un niveau  $n$  à  $p$  tel que  $p < n$ . En

calculant le nombre d'onde ( $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ ) du photon émis, on peut retrouver la relation empirique de

Balmer: 
$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$
 où  $R_H = 1,096776 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$

$$E = E_n - E_p \text{ avec } E_n(\text{eV}) = -\frac{13,6}{n^2} = -\frac{E_0}{n^2}$$

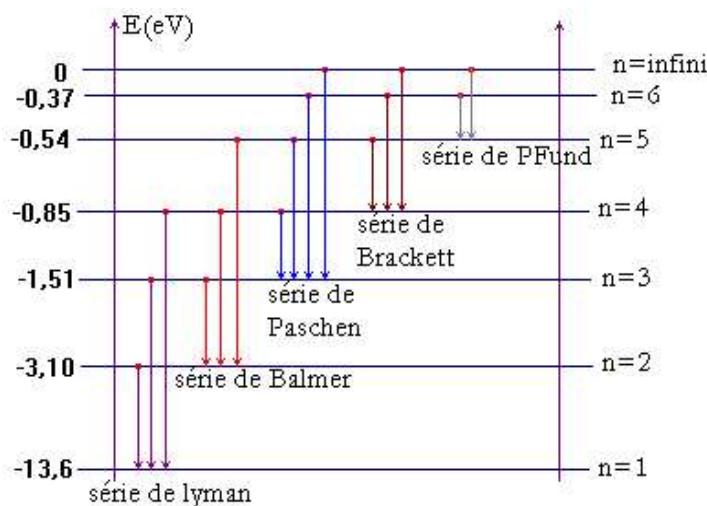
$$h \frac{C}{\nu} = -\frac{E_0}{n^2} - \left( -\frac{E_0}{p^2} \right) = -\frac{E_0}{n^2} + \frac{E_0}{p^2} = E_0 \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_0}{hC} \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right) \Rightarrow \frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ avec } R_H \text{ constante de Rydberg}$$

$$R_H = \frac{E_0}{hC} = \frac{13,6 \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{6,62 \cdot 10^{-34} \times 3 \cdot 10^8} = 1,09 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$$

### 3. DIAGRAMME D'ENERGIE

On représente sur un axe vertical les différents niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène. Des flèches verticales indiquent les transitions électroniques possibles et des longueurs d'ondes.



### III. Généralisation aux autres atomes

#### 1. LES IONS HYDROGENOÏDES

Ce sont les ions qui ne possèdent qu'un seul électron. Exemple:  $\text{He}^+$ ;  $\text{Li}^{2+}$ ; ....

Pour ces ions le diagramme d'énergie est analogue à celui de l'hydrogène; et toute fois plus la charge du noyau est importante plus les énergies des différents niveaux sont faibles. On admettra la relation suivante:

$$E_n = -E_0 \frac{Z^2}{n^2} = -13,6 \times \frac{Z^2}{n^2} \quad \text{avec } E_n \text{ en eV et } Z=\text{nombre de charge (numéro atomique)}$$

*Exemple:  $\text{He}^+(Z=2) \Rightarrow E_n = -\frac{13,6 \times 4}{n^2}$*

$\text{Li}^{2+}(Z=3) \Rightarrow E_n = -\frac{13,6 \times 9}{n^2}$

#### 2. LES IONS POLY ELECTRONIQUES

Les spectres lumineux des autres atomes sont plus complexes à cause de la présence de plusieurs électrons; les raies caractéristiques sont plus nombreuses que pour l'atome d'hydrogène et toute fois:

- une raie spectrale correspond au passage d'un seul électron d'un niveau d'énergie à un autre. Ces niveaux d'énergie sont beaucoup plus complexes que ceux des atomes d'hydrogène car ils sont caractérisés par d'autres nombres quantiques principaux.
- L'absorption d'un photon de longueur d'onde  $\lambda$  appartenant au visible correspond au niveau d'énergie des électrons externes (périphériques)
- l'absorption des rayons X ( $0,01 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 0,02 \text{ \AA}$ ) correspond à des niveaux d'énergie des électrons internes.
- Il y a des analogies entre les spectres des éléments d'une même colonne; ceci est une preuve de la similitude de leur configuration électronique).

#### COMPLEMENT TS1 : QUANTIFICATION DE BOHR

### b) Etude des orbites : Modèle classique de Rutherford

Considérons un atome d'hydrogène et admettons que, conformément au modèle planétaire de Rutherford, l'électron de charge  $q_e = -e$  et de masse  $m$  tourne avec une vitesse linéaire  $v$  autour du proton de charge  $q_p = e$  et de masse  $m_p \gg m$ .

Système : électron soumis à la force de Coulomb d'intensité  $F_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_e q_p|}{r^2}$

Repère : repère de Frenet

D'après le 2<sup>e</sup> principe de Newton :

$$\sum \vec{F} = m\vec{a}$$

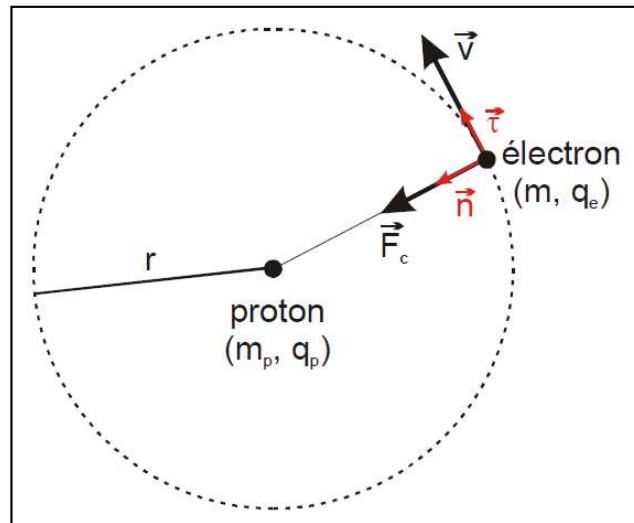
Selon la normale :  $F_c = ma_n$

En remplaçant:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_e q_p|}{r^2} = m \frac{v^2}{r} \quad (1)$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = mv^2 \quad (1)$$

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2} \quad (2)$$



**Conclusion :** D'après la théorie classique, tous les rayons sont permis car il n'existe aucune condition limitant les valeurs possibles de  $v$ .

### c) Etude des orbites : Modèle de Bohr

D'après le 1<sup>er</sup> postulat de Bohr, seules les orbites dont les rayons sont définis par

$$mv_n r_n = n \frac{\hbar}{2\pi}$$

permettent à l'électron de graviter sans émission de rayonnement autour du proton. Les vitesses possibles sont ainsi données par :

$$v_n = \frac{n\hbar}{2\pi mr_n} \quad (3)$$

En remplaçant l'expression (3) dans l'expression (2) on trouve :

$$r_n = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m e^2} n^2 \quad (4)$$

### Conclusions :

- En tenant compte du 1<sup>er</sup> postulat de Bohr, on constate que  $r_n$  ne peut pas prendre n'importe quelle valeur. Les orbites permises sont situées sur des couches sphériques et concentriques (Schalen) de rayons discrets  $r_1 ; r_2 ; r_3 ;$  etc. autour du noyau. Pour cette raison, le modèle de Bohr est encore appelé « modèle des couches » (Schalenmodell)

$n = 1$	couche K
$n = 2$	couche L
$n = 3$	couche M
etc.	

- Les rayons des différentes couches K, L, M, ..., sont proportionnels **au carré du nombre quantique principal  $n$**  :  $r_n \sim n^2$

L'orbite la plus proche du proton est celle correspondant à la couche K ( $n = 1$ ). Le rayon de cette orbite vaut :

$$r_1 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

On l'appelle « **rayon de Bohr** ».

L'expression (4) s'écrit : → 
$$\boxed{r_n = r_1 n^2}$$

Le travail total est alors la somme de tous les travaux élémentaires où x a varié de la valeur r jusqu'à l'infini.

$$W(\vec{F}_{\text{ext.}}) = \int_r^\infty dW(\vec{F}_{\text{ext.}})$$

En remplaçant dans l'expression trouvée précédemment on obtient :

$$\begin{aligned} E_p(r) = -W(\vec{F}_{\text{ext.}}) &= - \int_r^\infty dW(\vec{F}_{\text{ext.}}) = - \int_r^\infty \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{x^2} dx = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int_r^\infty \frac{dx}{x^2} \\ &= - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[ -\frac{1}{x} \right]_r^\infty \\ &= - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \end{aligned}$$

L'énergie potentielle du système proton – électron correspondant au rayon orbital r vaut :

$$\boxed{E_p(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}}$$

### b) Energie cinétique

La masse du proton est si grande, comparée à celle de l'électron, qu'en première approximation on peut considérer le proton comme restant immobile. Toute l'énergie cinétique est ainsi attribuée au mouvement de l'électron autour du proton.

Elle vaut, en fonction du rayon  $r$  de l'orbite d'après l'expression (1) :

$$E_c(r) = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

$E_c(r) = -\frac{1}{2}E_p(r)$

### c) Energie de l'atome H

$$E(r) = E_p(r) + E_c(r) = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

Vu que les rayons sont quantifiés ( $r_n = r_1 n^2$ ), l'énergie l'est certainement aussi !

$E(r_n) = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_n}$

(5)

## 3. Niveaux d'énergie de l'atome H

### a) Expression fondamentale

On vient de montrer que : (3)  $\rightarrow E(r_n) = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_n}$

d'autre part, les rayons  $r_n$  s'écrivent : (1)  $\rightarrow r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} n^2$

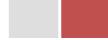
On en tire l'expression de l'énergie de l'atome H en fonction du nombre quantique principal :

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad (6)$$

Si  $n = 1$ , l'énergie de l'atome d'hydrogène vaut :  $E_1 = -21,8 \cdot 10^{-19} \text{ J} = -13,6 \text{ eV}$

C'est l'énergie d'un atome d'hydrogène dans lequel l'électron se trouve sur la couche K.

La relation (6) peut s'écrire plus simplement :  $E_n = \frac{E_1}{n^2}$  avec  $E_1 = -13,6 \text{ eV}$ .



# Masse et énergie: réactions nucléaires

## I. Quelques définitions relatives aux noyaux d'atomes.

### 1. CARACTÉRISTIQUES D'UN NOYAU D'ATOME.

La représentation symbolique du noyau d'un atome est:  ${}^A_Z X$

- X est le symbole de l'élément chimique de numéro atomique Z.
- Z est le nombre de protons. Z est aussi appelé nombre de charge.
- A est le nombre de nucléons. A est aussi appelé nombre de masse.
- N = A - Z est le nombre de neutrons présents dans le noyau.

### 2. NUCLEIDE.

Un nucléide est l'ensemble des noyaux ayant le même nombre de nucléons A et le même nombre de protons Z.

### 3. ÉLÉMENT.

Un élément est constitué par l'ensemble des particules, atomes et ions monoatomiques, ayant le même nombre de charge Z.

### 4. ISOTOPES.

Des noyaux sont appelés isotopes si ils ont le même nombre de charge mais des nombres de nucléons A différents. Par exemple:

${}^{35}_{17} \text{Cl}$  et  ${}^{37}_{17} \text{Cl}$  sont des isotopes du chlore.

### 5. GRANDEUR DU NOYAU

Le noyau peut être assimilé à une sphère de rayon R qui est de l'ordre de fermi (1 fermi=  $10^{-15}$  m. son volume  $v = \frac{4}{3}\pi R^3$  est proportionnel au nombre A de nucléons.  $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$  avec  $R_0=1,3$  fm.

1 fermi ou femtomètre (symbole fm) est égal à  $10^{-15}$  m.

## II. Équivalence masse énergie

### 1. ÉNERGIE DE LIAISON

La masse du noyau est inférieure à la somme des masses de chacun de ses nucléons. Cette masse  $\Delta m$  (défaut de masse) ne disparaît pas mais se transforme en énergie  $\Delta E$ :

$$\boxed{\Delta E = mc^2}$$

Cette énergie assure la cohésion des constituants du noyau : on l'appelle donc l'énergie de liaison du noyau.

### 2. RELATION D'EQUIVALENCE

La formule d'Einstein ( $E = mc^2$ ) montre que la masse au repos et l'énergie sont des grandeurs équivalentes. En effet, en mécanique classique, une particule libre au repos possède une énergie nulle. La masse peut se transformer en énergie et réciproquement.

### 3. UNITE DE MASSE ET D'ENERGIE

L'électronvolt « eV » est une unité d'énergie bien adaptée à l'atome. C'est l'énergie reçue par un électron accéléré par une différence de potentiel de un volt :

$$We = (V_A - V_B).I.\Delta t = U.e = 1,1.6.10^{-19} = 1,6.10^{-19} \text{ J} \quad (\text{cf. cours de 1ère S})$$

On utilise également le MeV (=  $10^6$  eV) mieux adapté à l'échelle du noyau.

La masse d'un noyau ou d'un atome est souvent exprimée en unité de masse atomique (symboles u). L'unité de masse atomique est le douzième de la masse d'un atome de carbone 12 :

$$1 \text{ u} = \frac{12.10^{-3}}{12.N_A} = 1,66054.10^{-27} \text{ kg}$$

D'après la relation ci-dessus, une masse égale à 1 u correspond à une énergie d'environ 931,5 MeV.

$$1 \text{ u} = 1,66.10^{-27} \frac{(3.10^8)^2}{1,6.10^{-19} 10^6} = 931,5 \text{ MeV/c}^2$$

Exemple : masse du proton= $1,672.10^{-27}$  kg=1,00728 u= 938,28 MeV.

## III. Énergie de liaison du noyau

### 1. DEFAUT DE MASSE DU NOYAU

Expérimentalement, on a constaté que la masse du noyau atomique est inférieure à la somme des masses des nucléons qui le constituent. Dans le cas d'un noyau  ${}^A_Z X$ , en notant  $m_p$  la masse du proton et  $m_n$  la masse du neutron, on peut écrire:  $m_{\text{noyau}} < Z.m_p + (A - Z).m_n$ . On pose:

$$\Delta m = Z.m_p + (A - Z).m_n - m_{\text{noyau}}$$

avec  $\Delta m$ : défaut de masse du noyau

On remarquera que  $\Delta m > 0$ .

Exemple: Dans le cas du noyau d'hélium  ${}^4_2 He$ ,  $\Delta m = 2.m_p + 2.m_n - m({}^4_2 He)$ .

## 2. ÉNERGIE DE LIAISON DU NOYAU

Définition: On appelle énergie de liaison d'un noyau (notée  $E_l$ ) l'énergie que doit fournir le milieu extérieur pour séparer ce noyau au repos en ses nucléons libres au repos.

Lorsqu'on brise le noyau, sa masse augmente de  $\Delta m$  et son énergie de  $\Delta m \cdot c^2$ . On en déduit que l'énergie de liaison d'un noyau à pour expression:

$$E_l = \Delta m \cdot c^2 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} E_l: \text{énergie de liaison du noyau (en Mev)} \\ \Delta m: \text{défaut de masse du noyau (en kg)} \\ c: \text{célérité de la lumière dans le vide (en m.s}^{-1}\text{)} \end{cases}$$

Remarque: Inversement, lorsque le noyau se forme à partir de ses nucléons libres, le milieu extérieur reçoit l'énergie  $E = |\Delta m| \cdot c^2$  (la masse du système diminue et  $\Delta m < 0$ ).

## 3. ÉNERGIE DE LIAISON PAR NUCLEON

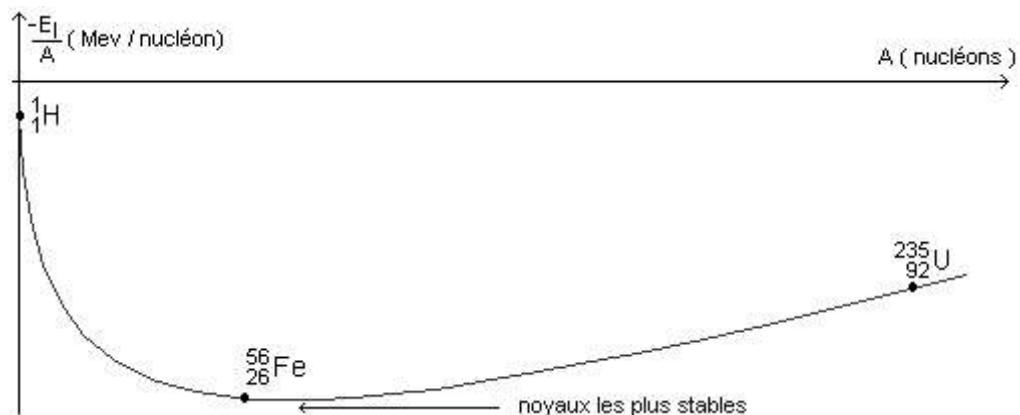
Définition: L'énergie de liaison par nucléon d'un noyau est le quotient de son énergie de liaison par le nombre de ses nucléons. On la note  $E_A$ .

$$E_A = \frac{E_l}{A} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} E_A: \text{énergie de liaison par nucléon (en Mev/nucléon)} \\ E_l: \text{énergie de liaison du noyau (en Mev)} \\ A: \text{nombre de nucléons du noyau} \end{cases}$$

Remarque:  $E_A$  permet de comparer la stabilité des noyaux entre eux. Les noyaux dont l'énergie de liaison par nucléon est la plus grande sont les plus stables.

## 4. COURBE D'ASTON

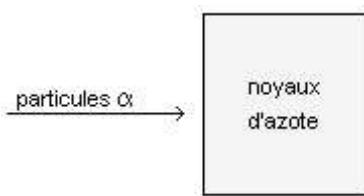
La courbe d'Aston est la courbe  $-E_A = f(A)$ . Cette courbe permet de visualiser facilement les noyaux les plus stables puisque ceux-ci se trouvent au bas du graphe.



## IV. Fission et fusion nucléaire

### 1. Réactions nucléaires provoquées

Expérience de Rutherford: En 1919, Rutherford réalisa l'expérience suivante (la description donnée ci-dessous est simplifiée).



Une enceinte contenant des noyaux d'azote est bombardée à l'aide de particules  $\alpha$ . Après éloignement de la source radioactive  $\alpha$ , l'enceinte contient des noyaux d'oxygène  $^{16}_8 O$ . La transformation ainsi réalisée des noyaux d'azote en noyaux d'oxygène est appelée transmutation.

L'équation de cette transmutation s'écrit:  $^{4}_2 He + ^{14}_7 N \longrightarrow ^{16}_8 O + ^1_1 p$

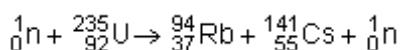
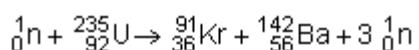
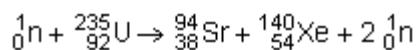
Remarque: Au cours d'une transformation provoquée, les lois de Soddy sont évidemment vérifiées.

Définition: Une réaction nucléaire est dite provoquée lorsqu'un noyau cible est frappé par un noyau projectile et donne naissance à de nouveaux noyaux.

### 2. La fission nucléaire: réaction en chaîne

Définition: La fission est une réaction nucléaire provoquée au cours de laquelle un noyau lourd "fissile" donne naissance à deux noyaux plus légers sous l'impact d'un neutron lent.

Exemple: Plusieurs réactions de fission de l'uranium 235 sont possibles:



Remarque: Les neutrons émis lors de la fission peuvent à leur tour provoquer la fission d'autres noyaux. Si le nombre de neutrons émis lors de chaque fission est supérieur à 1, il peut se produire une réaction en chaîne qui devient rapidement incontrôlable (principe de la bombe à fission). Dans les centrales nucléaires, la réaction en chaîne est contrôlée par des barres qui absorbent une partie du flux de neutrons.

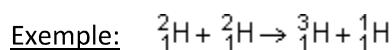
### 3. La fusion nucléaire

Définition: La fusion nucléaire est une réaction au cours de laquelle deux noyaux légers s'unissent pour former un noyau plus lourd.



Pour que la fusion soit possible, les deux noyaux doivent posséder une grande énergie cinétique de façon à vaincre les forces de répulsion électriques. Pour cela le milieu doit être porté à très haute température et se trouve alors sous forme de plasma.

L'énergie libérée au cours d'une fusion est considérable. Ce sont des réactions de fusion qui produisent l'énergie des étoiles. Dans la bombe thermonucléaire (appelée bombe H), la fusion nucléaire est incontrôlée et explosive. La très haute température nécessaire au déclenchement de la réaction est obtenue grâce à une bombe à fission (bombe A) portant le nom d'"allumette". Ce type de réaction présenterait un grand intérêt pour la production d'énergie sur Terre, mais malheureusement, on ne sait pour l'instant pas la contrôler pour produire de l'électricité.



## V. Bilan d'énergie

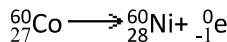
### 1. CAS DES REACTIONS NUCLEAIRES SPONTANÉES

Si la réaction se produit avec perte de masse, le milieu extérieur reçoit de l'énergie (généralement sous forme d'énergie cinétique des particules émises).

Dans le cas d'une émission  $\alpha$  par exemple:  ${}_{Z}^{A}\text{X} \xrightarrow{\text{ }} {}_{Z-2}^{A-4}\text{X} + {}_{2}^{4}\text{He}$ , l'énergie fournie au milieu extérieur est:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2 \Rightarrow \Delta E = [m({}_{Z-2}^{A-4}\text{X}) + m({}_{2}^{4}\text{He}) - m({}_{Z}^{A}\text{X})] \cdot c^2$$

Autre exemple: désintégration  $\beta^-$  du cobalt 60



$$\text{Masses : } m({}_{27}^{60}\text{Co}) = 59,9190\text{u}; \quad m({}_{28}^{60}\text{Ni}) = 59,9154\text{u}; \quad m({}_{-1}^0\text{e}) = 5,49 \cdot 10^{-4}\text{u}.$$

$$\begin{aligned} \Delta m &= m({}_{28}^{60}\text{Ni}) + m({}_{-1}^0\text{e}) - m({}_{27}^{60}\text{Co}) \Rightarrow \Delta m = 59,9154 + 5,49 \cdot 10^{-4} - 59,9190 \\ &\Rightarrow \Delta m = -3,05 \cdot 10^{-3}\text{u} \end{aligned}$$

On remarquera que  $\Delta m < 0$ . La masse du système diminue et le système fournit de l'énergie au milieu extérieur. Cette énergie s'écrit:

$$E = |\Delta m| \cdot c^2 \Rightarrow E = 3,05 \cdot 10^{-3} \times 1,6749 \cdot 10^{-27} \times (3 \cdot 10^8)^2$$

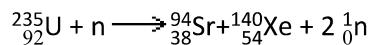
$$\Rightarrow E = 4,60 \cdot 10^{-13}\text{J}$$

$$\Rightarrow E = 2,87 \cdot 10^6\text{eV}$$

$$\Rightarrow E = 2,87\text{MeV}$$

## 2. CAS DES REACTIONS DE FISSION

Nous traiterons ce paragraphe sur un exemple, la fission de l'uranium 235.



Masses des particules  $m(^{235}_{92}\text{U}) = 234,9935\text{u}$ ;  $m(^{94}_{38}\text{Sr}) = 93,8945\text{u}$ ;  $m_n = 1,0087\text{u}$

$$m(^{140}_{54}\text{Xe}) = 139,8920\text{u}$$

$$\Delta m = m(^{94}_{38}\text{Sr}) + m(^{140}_{54}\text{Xe}) + 2 \cdot m_n - m(^{235}_{92}\text{U}) + m_n$$

$$\Delta m = m(^{94}_{38}\text{Sr}) + m(^{140}_{54}\text{Xe}) + m_n - m(^{235}_{92}\text{U})$$

$$\Delta m = 93,8945 + 139,8920 + 1,0087 - 234,9935$$

$$\Delta m = -0,1983\text{u}$$

On remarquera que  $\Delta m < 0$ . La masse du système diminue et le système fournit de l'énergie au milieu extérieur. Cette énergie s'écrit:

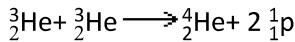
$$E = |\Delta m| \cdot c^2 \Rightarrow E = 0,1983 \times 1,6749 \cdot 10^{-27} \times (3 \cdot 10^8)^2$$

$$\Rightarrow E = 2,99 \cdot 10^{-11}\text{J}$$

$$\Rightarrow E = 186,8\text{MeV}$$

## 3. CAS DES REACTIONS DE FUSION

Ce paragraphe sera lui aussi traité à l'aide d'un exemple.



Masses des particules  $m(^3_2\text{He}) = 3,0149\text{u}$ ;  $m(^4_2\text{He}) = 4,0015\text{u}$ ;  $m_p = 1,0073\text{u}$ .

$$\begin{aligned} \Delta m = m(^4_2\text{He}) + 2 \cdot m_p - 2 \cdot m(^3_2\text{He}) &\Rightarrow \Delta m = 4,0015 + 2 \times 1,0073 - 2 \times 3,0149 \\ &\Rightarrow \Delta m = -0,0137\text{u} \end{aligned}$$

On remarquera que  $\Delta m < 0$ . La masse du système diminue et le système fournit de l'énergie au milieu extérieur. Cette énergie s'écrit:

$$E = |\Delta m| \cdot c^2 \Rightarrow E = 0,0137 \times 1,6749 \cdot 10^{-27} \times (3 \cdot 10^8)^2 \Rightarrow E = 2,07 \cdot 10^{-12} \Rightarrow E = 12,9\text{MeV}$$



# Radioactivité : réactions nucléaires

## I. Stabilité et instabilité des noyaux.

### 1. LES PRINCIPALES FORCES AGISSANT DANS LE NOYAU.

Au sein du noyau s'affrontent principalement deux types d'interactions:

- Des répulsions électriques qui ont tendance à détruire le noyau,
- Des interactions nucléaires fortes qui ont tendance à assurer la cohésion du noyau.

### 2. INSTABILITE DU NOYAU.

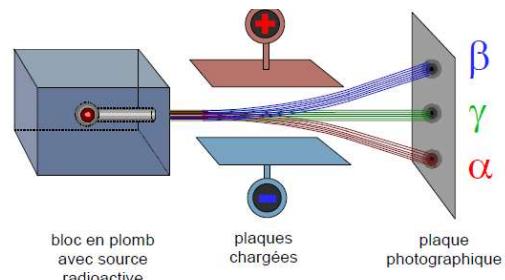
Sous l'action des différentes forces en présence, certains noyaux sont stables (ils ont une durée de vie considérée comme infinie à l'échelle géologique) et d'autres sont instables (ils se détruisent spontanément au bout d'une durée plus ou moins grande à la même échelle)

## II. Radioactivité.

### 1. DEFINITION.

Un noyau radioactif est un noyau instable dont la désintégration (destruction) est aléatoire et s'accompagne de:

- L'apparition d'un nouveau noyau,
- L'émission d'une particule notée  $\alpha$ ,  $\beta^-$  ou  $\beta^+$ ,
- L'émission d'un rayonnement électromagnétique noté  $\gamma$ . Cette émission de rayonnement  $\gamma$  n'est pas systématique mais extrêmement fréquente.



La radioactivité est une réaction dite nucléaire car elle concerne le noyau de l'atome par opposition aux réactions chimiques qui ne concernent que le cortège électronique sans modifier le noyau.

### 2. PROPRIETES DE LA DESINTEGRATION.

La désintégration radioactive est:

- Aléatoire: Il est impossible de prévoir l'instant où va se produire la désintégration d'un noyau radioactif,
- Spontanée: La désintégration se produit sans aucune intervention extérieure,
- Inéluctable: Un noyau radioactif se désintégrera tôt ou tard,
- Indépendante de la combinaison chimique dont le noyau radioactif fait partie,
- Indépendante des paramètres extérieurs tels que la pression ou la température.

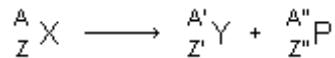
### III. Les divers types de radioactivités.

#### 1. LOIS DE CONSERVATION.

Les réactions de désintégration nucléaires obéissent à un certain nombre de lois. Cette année, par souci de simplification, nous n'en utiliserons que deux, dites lois de **Soddy**.

Lors d'une désintégration radioactive  $\alpha$  ou  $\beta$  il y a conservation du nombre de charge  $Z$  et du nombre de nucléons  $A$ .

Considérons la désintégration d'un noyau X (appelé noyau père). Cette désintégration conduit à un noyau Y (appelé noyau fils) et à l'expulsion d'une particule P (particule  $\alpha$  ou  $\beta$ ). L'équation de la désintégration s'écrit:



Les lois de conservation de **Soddy** imposent alors:

- Loi de conservation du nombre de nucléons A:  $A = A' + A''$ .
- Loi de conservation du nombre de charges Z:  $Z = Z' + Z''$ .

#### 2. RADIOACTIVITE ALPHA

##### a) Définition.

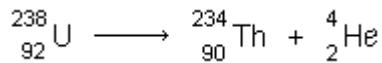
Des noyaux sont dits radioactifs  $\alpha$  s'ils expulsent des noyaux d'hélium  ${}^4_2\text{He}$ .

On notera qu'en toute rigueur le noyau de l'atome d'hélium porte deux charges positives. Mais dans ce domaine de la physique on convient de ne pas les représenter.

##### b) Équation de la réaction de désintégration $\alpha$ .

D'après les lois de conservation de **Soddy** l'équation s'écrit:  $\frac{A}{Z} X \longrightarrow \frac{A-4}{Z-2} Y + {}^4_2\text{He}$

Par exemple, l'uranium 238 est un radionucléide  $\alpha$ . Son équation de désintégration s'écrit:



Le noyau fils obtenu est un noyau de thorium.

##### c) Caractéristiques de la particule $\alpha$ .

Ces particules sont expulsées avec des vitesses relativement modestes (20000 km/s) et sont arrêtées par quelques centimètres d'air ou par une feuille de papier, mais elles sont très ionisantes et donc dangereuses.

**d) Position du noyau fils dans le tableau périodique des éléments.**

Si  $Z$  est le numéro atomique du noyau père, le numéro atomique du noyau fils est  $Z-2$ . Le noyau fils se trouve donc deux cases avant le noyau père dans le tableau périodique des éléments.

**3. RADIOACTIVITE B -.**

**a) Définition.**

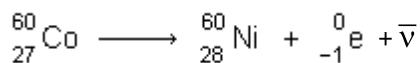
Des noyaux sont dits radioactifs  $\beta^-$  s'ils émettent des électrons notés  ${}_{-1}^0 e$  et d'une particule appelée antineutrino  $\bar{\nu}$  (particule neutre et sans masse).

On notera cette situation étrange où un électron qui, à priori, n'existe pas dans le noyau, est tout de même expulsé du noyau. Cet électron ne peut provenir que de la transformation d'un nucléon. Nous justifierons cette transformation un peu plus loin.

**b) Équation de la réaction de désintégration.**

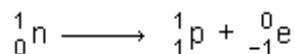
D'après les lois de conservation de **Soddy** l'équation s'écrit: 
$${}_{Z}^{A} X \longrightarrow {}_{Z+1}^{A} Y + {}_{-1}^0 e + \bar{\nu}$$

Par exemple, le cobalt 60 est un radionucléide  $\beta^-$ . Son équation de désintégration s'écrit:



**c) Origine de l'électron expulsé.**

Les radionucléides  $\beta^-$  sont des radionucléides qui possèdent trop de neutrons par rapport aux nucléides stables de même nombre de masse  $A$ . La transformation de ce neutron excédentaire produit un électron suivant le bilan:



Il apparaît aussi un proton.  $Z=27$  dans le cobalt devient  $Z'=28$  dans le nickel. Globalement  $Z$  augmente d'une unité et  $N$  diminue d'une unité. Alors  $A$  reste constant.

**d) Caractéristiques de la particule  $\beta^-$ .**

Les particules  $\beta^-$  sont assez peu pénétrantes avec des vitesses atteignant les 290000 km/s. Elles sont arrêtées par quelques millimètres d'aluminium.

**e) Position du noyau fils dans le tableau périodique des éléments.**

Si  $Z$  est le numéro atomique du noyau père, le numéro atomique du noyau fils est  $Z+1$ . Le noyau fils se trouve donc dans la case qui suit celle du père dans le tableau périodique des éléments.

#### 4. RADIOACTIVITE BETA+

Cette radioactivité ne concerne que des noyaux artificiels, c'est-à-dire des noyaux engendrés par des réactions nucléaires réalisées par l'homme (ou la femme il n'y a pas de sexismes ici).

##### a) Définition.

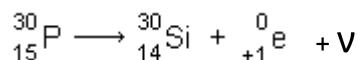
Des noyaux sont dits radioactifs  $\beta^+$  s'ils émettent des positons  ${}_{+1}^0 e$  (ce sont des particules portant une charge  $+e$ ) et des neutrinos  $\nu$ .

On notera cette situation étrange où un positon qui, à priori, n'existe pas dans le noyau, est tout de même expulsé du noyau. Ce positon ne peut provenir que de la transformation d'un nucléon. Nous justifierons cette transformation un peu plus loin.

##### b) Équation de la désintégration.

D'après les lois de conservation de **Soddy** l'équation s'écrit:  ${}_{Z}^A X \longrightarrow {}_{Z-1}^A Y + {}_{+1}^0 e + \nu$

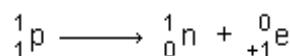
Par exemple, le phosphore 30 est un radio émetteur  $\beta^+$ . Son équation de désintégration est:



##### c) Origine du positon expulsé.

Les radionucléides  $\beta^-$  sont des radionucléides qui possèdent trop de protons par rapport aux nucléides stables de même nombre de masse  $A$  (voir vallée de stabilité).

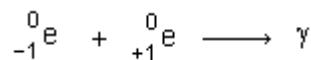
La transformation de ce proton excédentaire produit un positon suivant le bilan:



Il apparaît aussi un neutron.  $Z=15$  dans le phosphore devient  $Z'=14$  dans le silicium. Globalement  $N$  augmente d'une unité et  $Z$  diminue d'une unité. Alors  $A$  reste constant.

##### d) Caractéristique de la particule $\beta^+$ .

Ces particules ont une durée de vie très courte. Lorsqu'elles rencontrent un électron, les deux particules s'annihilent pour donner de l'énergie sous forme d'un rayonnement électromagnétique  $\gamma$  suivant le bilan:

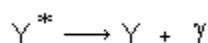


e) Position du noyau fils dans le tableau périodique des éléments.

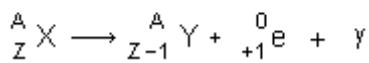
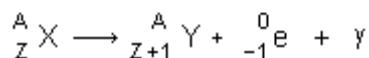
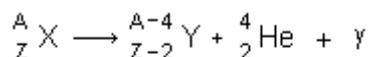
Si  $Z$  est le numéro atomique du noyau père, le numéro atomique du noyau fils est  $Z-1$ . Le noyau fils se trouve donc dans la case qui précède celle du père dans le tableau périodique des éléments.

5. DESEXCITATION GAMMA.

Le noyau fils est en général obtenu dans un état excité (niveau d'énergie élevé). Ce noyau dans cet état excité est en général noté  $Y^*$ . Le noyau fils ne reste pas dans cet état instable. Il évacue cette énergie excédentaire en émettant un rayonnement électromagnétique  $\gamma$ . On dit qu'il se désexcite. Cette émission  $\gamma$  apparaît donc comme un phénomène secondaire de la radioactivité. On écrira:



Dans certains livres on pourra trouver les équations de désintégrations radioactives sous la forme suivante qui tient compte de cette désexcitation:



Les familles radioactives :

– Certaines réactions nucléaires ne donnent pas un noyau fils stable et il s'opère une suite de réactions faisant intervenir des noyaux intermédiaires instables : ils constituent une famille radioactive ;

– Exemple de l'uranium :



– Remarque : il y a parfois plusieurs chemins possibles. . .

## IV. Loi de décroissance radioactive.

### 1. NOTATIONS UTILISÉES.

Soit un échantillon contenant  $N_0$  noyaux radioactifs à la date  $t_0 = 0$  choisie comme date initiale. Soit  $N$  le nombre de noyaux radioactifs (non désintégrés) encore présents dans l'échantillon à la date  $t$ .

Pendant l'intervalle de temps  $dt$  très bref, un certain nombre de noyaux radioactifs se sont désintégrés. Soit alors  $N+dN$  le nombre de noyaux radioactifs (non désintégrés) encore présents dans l'échantillon à la date  $t+dt$ .

Compte tenu de ces notations, le nombre moyen (le phénomène est aléatoire) de noyaux qui se désintègrent pendant la durée  $dt$  est:

$$N_t - N_{t+dt} = N - (N + dN) \Rightarrow N_t - N_{t+dt} = -dN$$

Ce nombre moyen de désintégrations qui ont lieu pendant la durée  $dt$  est proportionnel:

- Au nombre  $N$  de noyaux radioactifs présents dans l'échantillon à la date  $t$ . Ce qui signifie que si ce nombre  $N$  double, le nombre de désintégrations qui vont se produire dans l'intervalle de temps  $dt$  suivant double aussi.
- A la durée  $dt$ . Si  $dt$  est petit par rapport à  $t$  et si  $dt$  double alors le nombre de désintégrations qui se produiront doublera aussi.

Pour traduire ces propriétés on écrira:  $-dN = \lambda N dt$

$\lambda$  est la constante radioactive. Elle est caractéristique d'un radioélément. D'après ce qui précède:

$$-dN = \lambda N dt \Rightarrow -\frac{dN}{N} = \lambda dt$$

Le premier membre de cette dernière égalité est un rapport de grandeurs de mêmes dimensions. Ce premier membre est donc sans dimension (s'exprime sans unité). Il en est alors de même du second membre. Ce qui impose que  $\lambda$  ait la dimension de l'inverse d'une durée  $[\lambda] = [T]^{-1}$  ( $\lambda$  s'exprime en  $s^{-1}$ ,  $min^{-1}$ ,  $h^{-1}$ ,  $jour^{-1}$  ou  $an^{-1}$ ).

L'inverse de la constante radioactive est homogène à une durée (a la même dimension qu'une durée ou s'exprime avec la même unité qu'une durée). On écrira:

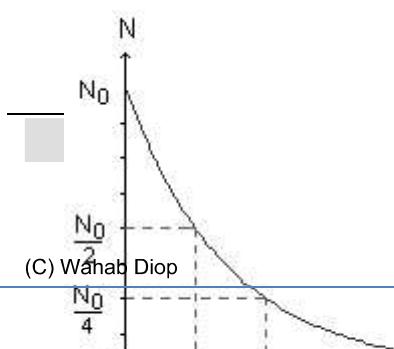
$\tau = \frac{1}{\lambda}$   $\tau$  est appelée constante de temps. C'est aussi une grandeur caractéristique d'un radionucléide.

## 2. DECROISSANCE EXPONENTIELLE.

D'après ce qui précède, l'évolution du nombre de noyaux radioactifs présents dans un échantillon au cours du temps est donnée par:

$$-dN = \lambda N dt \Rightarrow \frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

La fonction  $N = f(t)$  qui vérifie cette propriété est:  $N = N_0 e^{-\lambda t}$



Lycee Liman

Ce document a été téléchargé sur le site: <http://physiquechimie.sharepoint.com>

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

en exprimant l'intégrale de chaque membre on a

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \Rightarrow \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

$$\Rightarrow \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

$$\Rightarrow N = N_0 e^{-\lambda t}$$

la fonction exponentielle  $y = e^{ax}$  est telle que:

$$y' = ae^{ax} \Rightarrow y' = ay$$

en dérivant  $N$  par rapport au temps on pourra

$$\text{vérifier que l'on retrouve bien } \frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

Il faut bien comprendre que:

- $N$  représente le nombre de noyaux radioactifs encore présents (non désintégrés) à l'instant  $t$  dans l'échantillon.
- $N_0$  représente le nombre de noyaux radioactifs présents dans l'échantillon à l'instant initial  $t=0$ .
- $\lambda$  est la constante radioactive du radioélément considéré.
- $t$  est le temps écoulé depuis l'instant initial.

### 3. DEMI-VIE RADIOACTIVE.

#### a) Remarque.

Dans l'expression  $N=N_0e^{-\lambda t}$ , le coefficient de  $t$  est négatif.  $N$  est une fonction décroissante du temps (il reste de moins en moins de noyaux radioactifs dans l'échantillon). Mais les propriétés de la fonction exponentielle font que  $N$  tend vers 0 lorsque  $t$  tend vers l'infini. En principe il reste donc toujours des noyaux radioactifs dans l'échantillon.

Plus la constante radioactive  $\lambda$  est grande, plus la décroissance est rapide. Ou, ce qui revient au même, plus la constante de temps  $\tau$  est petite, plus la décroissance est rapide.

On peut comparer les décroissances des populations de radionucléides en comparant leurs demi-vies radioactives.

#### b) Définition.

La demi-vie radioactive, notée  $t_{1/2}$ , d'un échantillon de noyaux radioactifs est égale à la durée nécessaire pour que, statistiquement, la moitié des noyaux radioactifs présents dans l'échantillon se désintègrent (voir la courbe de décroissance plus haut). On a donc:

$$N(t + t_{1/2}) = \frac{N(t)}{2}$$

c) Expression de la demi-vie  $t_{1/2}$  en fonction de  $\lambda$  ou de  $\tau$ .

On a:  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$  et  $N(t+t_{1/2}) = N_0 e^{-\lambda(t+t_{1/2})}$

$$\text{D'après la définition de la demi-vie } N(t + t_{1/2}) = \frac{N(t)}{2} \Rightarrow N_0 \cdot e^{-\lambda(t+t_{1/2})} = \frac{N_0 \cdot e^{-\lambda t}}{2}$$

$$\Rightarrow e^{-\lambda t_{1/2}} = \frac{1}{2} \text{ alors: } -\lambda t_{1/2} = \ln(1/2) \Rightarrow -\lambda t_{1/2} = -\ln 2 \Rightarrow t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \Rightarrow t_{1/2} = \tau \ln 2$$

## V. Activité d'une source radioactive.

### 1. DEFINITION.

L'activité A d'une source radioactive est égale au nombre moyen de désintégrations par seconde dans l'échantillon. Elle s'exprime en becquerels dont le symbole est Bq (1Bq=1 désintégration par seconde).

Le curie (Ci) est une autre unité de mesure d'activité utilisée. Il correspond à l'activité de 1,0g de radium et vaut  $3,7 \cdot 10^{10}$  Bq.

### 2. EXPRESSION DE L'ACTIVITE.

A pourra être notée:  $A = -\frac{\Delta N}{\Delta t}$  ou  $A = -\frac{dN}{dt}$ , on a donc:

$$A = -\frac{dN}{dt} \quad \text{et } -dN = \lambda N dt \Rightarrow A = \lambda N$$

Cette dernière relation permet d'exprimer l'activité d'un échantillon en fonction du temps.

$$A = \lambda N \Rightarrow A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Rightarrow A = A_0 e^{-\lambda t}$$

L'activité suit la même loi de décroissance exponentielle que N.

### 3. PRINCIPE DE LA DATATION D'UN OBJET TRES ANCIEN A L'AIDE D'UN RADIOELEMENT.

D'après ce qui précède:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \Rightarrow \frac{A}{A_0} = e^{-\lambda t} \Rightarrow \ln(A/A_0) = -\lambda t \Rightarrow t = \frac{\ln(A/A_0)}{-\lambda}$$

Si l'on connaît le radioélément contenu dans l'objet (on connaît alors  $\lambda$ ), si l'on connaît l'activité  $A_0$  de l'échantillon et si l'on sait mesurer A, alors il est possible de connaître la date d'origine t de l'objet.

#### 4. DANGEROSITE ET EFFETS BIOLOGIQUES.

##### a) Dangerosité et demi-vie.

On admettra que plus l'activité d'une source est grande, plus elle est dangereuse. Or d'après ce qui précède:

$$A = \lambda N \text{ et } \lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \quad \Rightarrow \quad A = \frac{N \ln 2}{t_{1/2}}$$

Il apparaît donc qu'une source radioactive est d'autant plus active, donc dangereuse, qu'elle comporte un grand nombre de noyaux radioactifs et que sa demi-vie est courte.

##### b) Effets biologiques.

L'action sur les tissus vivants dépend de plusieurs paramètres:

- Du nombre de particules reçues par seconde. Ce nombre dépend de l'activité de la source et de son éloignement.
- De l'énergie et de la nature des particules émises et donc reçues.
- Du fractionnement de la dose reçue.
- De la nature des tissus touchés.

Les particules ionisantes et le rayonnement  $\gamma$  sont capables de provoquer des réactions chimiques et des modifications dans la structure des molécules constituant la matière vivante. En particulier, ils peuvent induire des mutations génétiques lorsque l'ADN se trouve modifié.

SERIGNE ABDOU

WAHAB DIOP

Professeur au lycée Seydina Limamou Laye



*Ce document comporte des notes de mes cours en classe de Terminales S<sub>1</sub> & S<sub>2</sub> au lycée de Bambey à l'attention de mes élèves et collègues.*

## Notes de cours TERMINALES S

