

DTS IMRT

Semestre 1

UE 2.11

Physique fondamentale

David ALBERTO
Lycée Françoise de Grâce,
Le HAVRE

2021/2022

Table des matières

1 Spectroscopie

I. Structure de l'atome	1
I.1 Description de l'atome	1
I.2 Symbole d'un noyau	1
I.3 Quelques définitions	2
I.4 Configuration électronique d'un atome	2
II. Les ondes électromagnétiques	3
II.1 Grandeurs caractéristiques	3
II.2 Relation entre les grandeurs	3
II.3 Les domaines du spectre électromagnétique	3
II.4 Dualité onde – corpuscule	4
III. Spectres et structure des atomes	5
III.1 Spectres d'émission et d'absorption	5
III.2 Interprétation des spectres de raies	6
III.3 Énergie d'ionisation d'un atome	8
III.4 Énergie de liaison d'un électron	8

2 Radioactivité

I. Stabilité du noyau	1
I.1 Les forces nucléaires	1
I.2 Isotopes et radioisotopes	1
I.3 Courbe de stabilité	2
I.4 L'unité de masse atomique	2
I.5 Défaut de masse dans le noyau	3
I.6 La courbe d'Aston	4
II. Les désintégrations nucléaires spontanées	5
II.1 Une définition de la radioactivité	5
II.2 Équation de désintégration. Lois de conservation	5
II.3 Radioactivité alpha (α)	5
II.4 Radioactivité bêta (-) (β^-)	6
II.5 Radioactivité bêta (+) (β^+)	7
II.6 La capture électronique	7
II.7 Émission de rayonnement γ	8
III. Bilan énergétique des désintégrations	8
III.1 Règles générales	8
III.2 Énergie et désintégration α	9
III.3 Énergie et désintégration β^-	10
III.4 Énergie et désintégration β^+	11
III.5 Énergie et capture électronique	11
IV. Loi de décroissance radioactive	12
IV.1 La constante radioactive λ	12

IV.2	L'activité d'un échantillon	12
IV.3	Expression de la loi de décroissance radioactive	13
IV.4	La période radioactive (ou demi-vie)	13
IV.5	Évolution pas à pas de l'activité	14
IV.6	Relation entre période et constante radioactive	14

3 Interactions photons-matière

I. Modes d'interaction des photons avec la matière	1
I.1 Diffusion Rayleigh (ou diffusion Thomson)	1
I.2 Effet photoélectrique	1
I.3 Effet COMPTON	2
I.4 Effet de matérialisation : création de paires e^+/e^-	4
II. Absorption d'un faisceau de photons	6
II.1 Coefficients d'absorption	6
II.2 Évolution des coefficients partiels selon l'énergie des photons	8
II.3 Évolution du coefficient global d'absorption selon l'énergie	9

4 Ultrasons

I. Nature du son	1
I.1 Mécanisme de propagation	1
I.2 Grandeurs caractéristiques d'une onde sonore	1
I.3 Production et détection des ultrasons	2
II. Acoustique	3
II.1 Intensité sonore I	3
II.2 Niveau sonore L	3
II.3 Courbe de sensibilité de l'oreille humaine	3
III. Influence du milieu de propagation	3
III.1 Absorption	3
III.2 Diffraction	4
III.3 Impédance acoustique	4
III.4 Coefficient de changement de milieu	5
III.5 Visualisation graphique de l'intensité dans les tissus	6
IV. Principe de l'échographie de type A	7

Chapitre 1

Spectroscopie

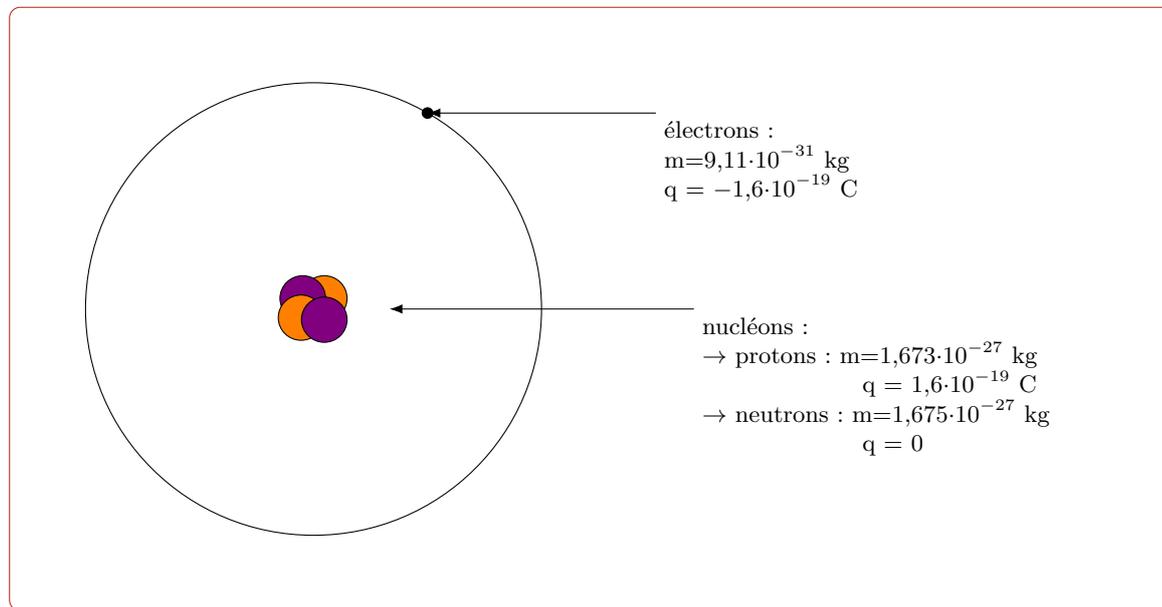
Sommaire

I. Structure de l'atome	1
I.1 Description de l'atome	1
I.2 Symbole d'un noyau	1
I.3 Quelques définitions	2
I.4 Configuration électronique d'un atome	2
II. Les ondes électromagnétiques	3
II.1 Grandeurs caractéristiques	3
II.2 Relation entre les grandeurs	3
II.3 Les domaines du spectre électromagnétique	3
II.4 Dualité onde – corpuscule	4
III. Spectres et structure des atomes	5
III.1 Spectres d'émission et d'absorption	5
III.2 Interprétation des spectres de raies	6
III.3 Énergie d'ionisation d'un atome	8
III.4 Énergie de liaison d'un électron	8



I. Structure de l'atome

I.1 Description de l'atome



Remarques :

- Écart de masse important entre nucléons et électrons : la masse est concentrée dans le noyau.
- Le noyau est environ 100 000 fois plus petit que l'atome entier.
- L'atome est neutre : il comporte autant de protons que d'électrons.

I.2 Symbole d'un noyau

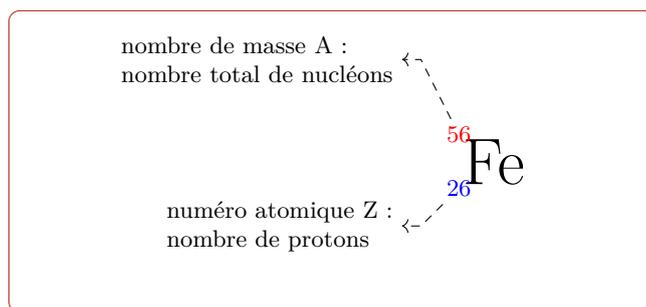


FIG. 1.1 – Symbole complet d'un noyau

I.3 Quelques définitions

- On appelle **élément chimique** l'ensemble des espèces chimiques (atomes, ions) caractérisés par le **même numéro atomique Z** .

Exemples : le chlore 35 : ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ le chlore 37 : ${}^{37}_{17}\text{Cl}$ l'ion chlorure : ${}_{17}\text{Cl}^-$

- On appelle **nucléide** l'ensemble des noyaux ayant le même symbole (et donc la même composition)

Exemples : le carbone 12 : ${}^{12}_6\text{C}$ le chlore 35 : ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ le carbone 14 : ${}^{14}_6\text{C}$
Ces 3 symboles sont différents les uns des autres : chacun représente un *nucléide*.

- On appelle **ISOTOPES** des noyaux de **même numéro atomique**, mais de **nombre de masse différent**.

Exemples : le carbone 12 : ${}^{12}_6\text{C}$ le carbone 14 : ${}^{14}_6\text{C}$

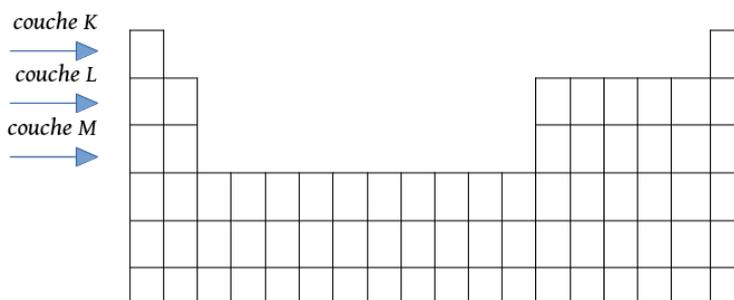
I.4 Configuration électronique d'un atome

Chaque couche électronique ne peut contenir qu'un nombre limité d'électrons :

- 2 électrons pour la couche K, 8 électrons pour la couche L, 18 électrons pour la couche M.
- une couche contenant son nombre maximal d'électrons est dite saturée.
- on remplit d'abord la couche K, jusqu'à ce qu'elle soit saturée. Puis la couche L, etc.
- la dernière couche occupée s'appelle la couche externe. Ses électrons sont dits *périphériques*, les autres électrons étant les *électrons de cœur*.

Exemple : donner la répartition électronique des atomes suivants :
hélium ($Z = 2$) azote ($Z = 7$)

Sur la classification périodique, chaque ligne correspond au remplissage d'une couche électronique.



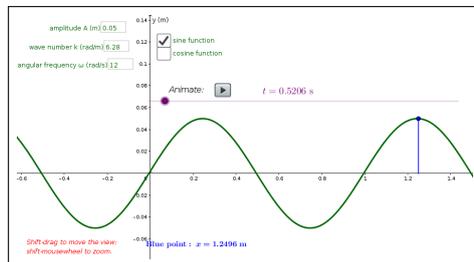
II. Les ondes électromagnétiques

II.1 Grandeurs caractéristiques

Animation : <https://www.geogebra.org/m/SxNZa3Q2>

Une onde est la propagation d'une perturbation dans un milieu, sans transport de matière, mais avec transport d'énergie.

On distingue 2 types d'ondes : les ondes *mécaniques* et les ondes *électromagnétiques*.



- Les **ondes mécaniques** nécessitent un **milieu matériel** pour se propager (surface de l'eau, ondes sonores)
- les **ondes électromagnétiques** se propagent **même dans le vide**. Dans ce chapitre, on se limite à l'étude des ondes EM.
- **Longueur d'onde** : distance séparant deux maximums consécutifs. Unité S.I. : la *mètre*.
- **Période T** : durée entre deux passages de perturbations consécutives au même point. Unité S.I. : la *seconde*.

II.2 Relation entre les grandeurs

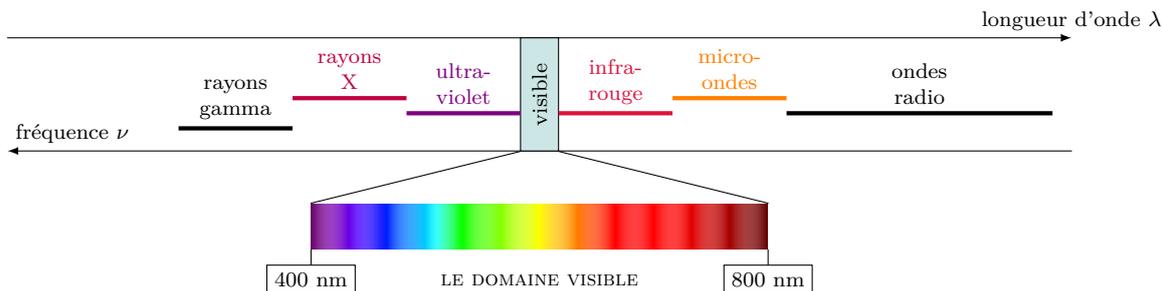
- On définit également la **célérité c** ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) comme la vitesse de propagation de l'onde. Sa valeur dans le vide est une constante physique fondamentale : $c \simeq 3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
- On définit la **fréquence ν** (Hz) comme le nombre de répétitions par seconde.
- Relation entre les grandeurs caractéristiques :

$$\nu = \frac{1}{T}$$

$$\lambda = c \times T$$

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

II.3 Les domaines du spectre électromagnétique



Les différents domaines sont découpés selon leurs propriétés et leur mode de production.
Valeurs limites du domaine visible : 400 nm 800 nm

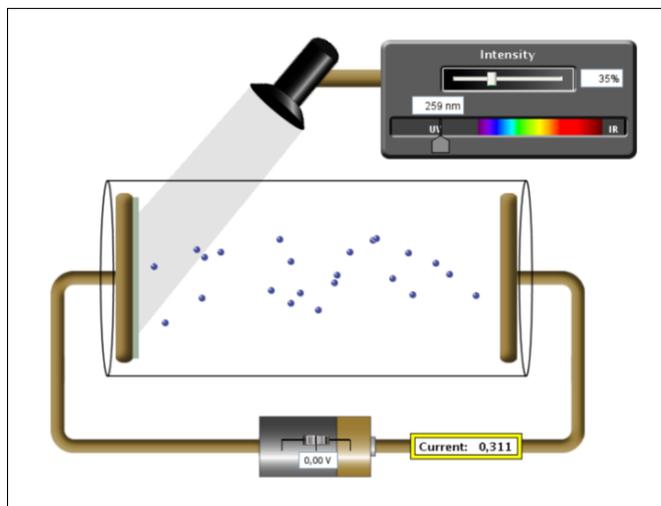
II.4 Dualité onde – corpuscule

a. L'expérience historique de H.Hertz

Animation : <https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/photoelectric>

L'**effet photoélectrique** est l'expulsion d'électrons d'un métal, sous l'action d'un rayonnement.

L'effet est indépendant de l'intensité lumineuse du faisceau. Il se manifeste au-delà d'une certaine fréquence de l'onde lumineuse, c'est-à-dire **en dessous d'une certaine longueur d'onde** (les valeurs seuils dépendent du métal éclairé).



b. Le photon

En 1905, A. EINSTEIN est le premier à proposer une interprétation de l'effet photoélectrique, dans un article qui sera récompensé par un prix Nobel.

On peut considérer une onde électromagnétique comme un flux de corpuscules (particules) ou « *grains d'énergie* », appelés « *photons* ». Chacun d'eux transporte une énergie donnée par la relation :

$$E = h \times \nu$$

Ce modèle permet d'interpréter l'effet photoélectrique : les électrons ne sont expulsés du métal que si les photons incidents possèdent l'énergie suffisante, et donc la fréquence suffisante.

Relation Énergie longueur d'onde :

$$E = \frac{h \times c}{\lambda}$$

Comme l'énergie et la longueur d'onde sont inversement proportionnelles, l'effet ne se déclenche que *si la longueur d'onde passe en-deçà d'une valeur plafond*.

Tout rayonnement doit être considéré à la fois comme une onde **et** comme un flux de photons. Ces deux aspects sont indissociables : c'est *la dualité onde – corpuscule*.

Exemple de calcul :

Calculer l'énergie d'un photon de lumière rouge (600 nm), et celle d'un photon UV (200 nm).

Remarques : l'énergie d'un photon est inversement proportionnelle à la longueur d'onde.

L'ordre de grandeur des énergies est très faible. On utilise souvent une autre unité d'énergie : **l'électronvolt (eV)**.

Convertir en eV les énergies précédentes.

III. Spectres et structure des atomes

III.1 Spectres d'émission et d'absorption

Un spectre lumineux est un document donnant d'importantes informations sur une source de lumière ou sur la matière qu'elle a traversé.

Pour visualiser le **spectre d'émission** d'une source, on utilise un dispositif similaire à celui-ci :

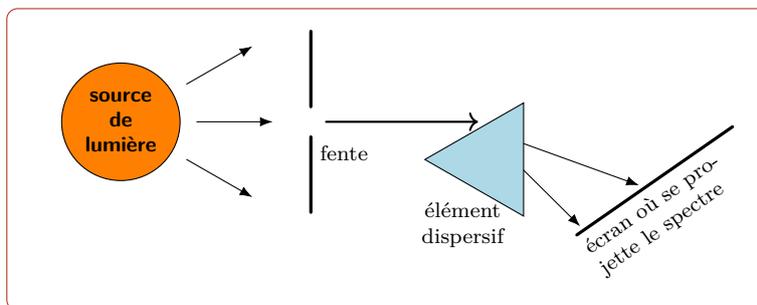
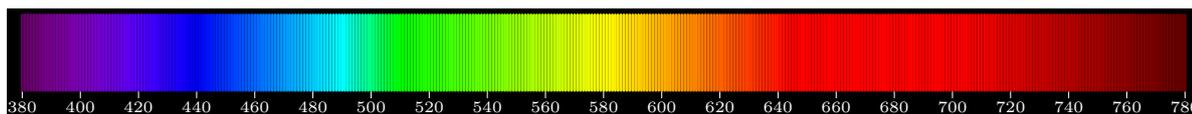


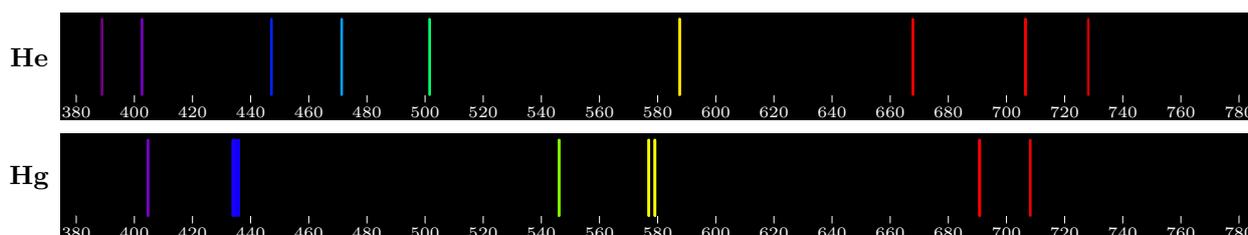
FIG. 1.2 – Montage d'observation d'un spectre d'émission

Si la source lumineuse est un corps chaud (filament d'une lampe, métal chauffé, lave en fusion), on voit apparaître sur l'écran un **spectre de la lumière blanche** :



La source émet **une gamme ininterrompue** de longueurs d'onde : c'est un **spectre continu**.

Si la source lumineuse est un gaz traversé par une décharge électrique, on voit apparaître sur l'écran un **spectre de raies d'émission** :



Le gaz présent dans la lampe ne peut émettre de radiations qu'à certaines longueurs d'onde : c'est un **spectre discontinu**.

Comment obtenir un spectre d'absorption :

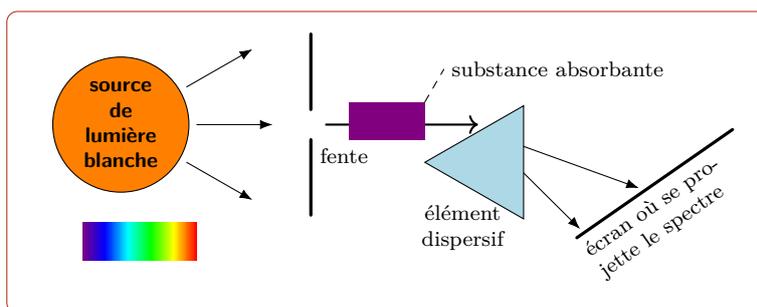
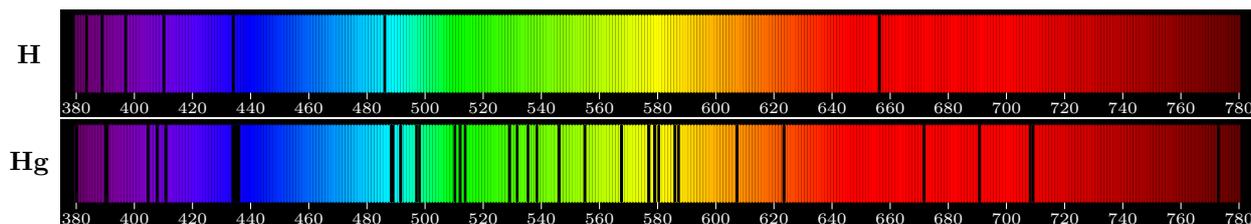


FIG. 1.3 – Montage d'observation d'un spectre d'absorption



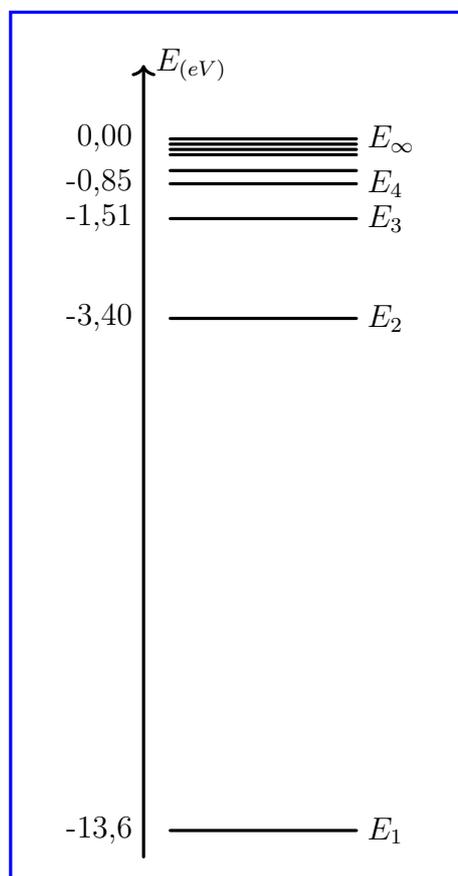
Animation : la position des raies est caractéristique de l'élément chimique présent.

III.2 Interprétation des spectres de raies

Puisque la position des raies est caractéristique de l'élément chimique, ces raies contiennent des informations sur **l'organisation interne de l'atome**.

La première interprétation des raies est donnée par le physicien danois Niels BOHR, en 1913.

a. Niveaux d'énergie de l'atome



- L'énergie d'un atome ne peut prendre que certaines valeurs discontinues : on dit que l'énergie d'un atome est *quantifiée*.
- Le niveau de plus basse énergie (E_1) correspond à la répartition normale des électrons dans les couches (ordre d'énergie croissante). L'atome est alors dans **son état fondamental**.
- Si l'atome reçoit de l'énergie, un électron peut passer sur une sous-couche d'énergie supérieure ; l'atome possède alors une énergie plus élevée (E_2, E_3) : il est alors dans **un état excité**.
- Si l'atome reçoit suffisamment d'énergie, l'électron peut quitter l'atome, qui est alors à **l'état ionisé** ($E_\infty = 0$).
Toutes les autres valeurs d'énergie sont **négligeables**.

FIG. 1.4 – Les niveaux d'énergie d'un atome

b. Transitions électroniques

On considère l'atome d'hydrogène à l'état excité E_3 :
 Lorsque l'atome passe du niveau E_3 vers le niveau E_2 , il perd de l'énergie sous forme d'onde EM (photon).
 Cette transition s'accompagne de l'émission d'un photon, d'énergie :

$$E_{ph} = E_3 - E_2$$

La longueur d'onde du photon émis vaut :

$$\lambda = \frac{h \times c}{E_{ph}} = \frac{h \times c}{E_3 - E_2}$$

en prenant garde à convertir les énergies en J.

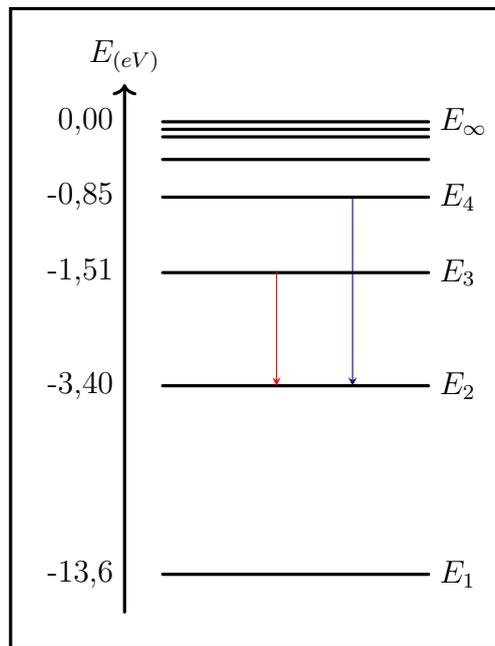
Application numérique : $\lambda = 657 \text{ nm}$: raie rouge

Qu'en est-il pour la transition $E_4 \rightarrow E_2$:

λ inférieure ou supérieure ?

On trouve : $\lambda = 487 \text{ nm}$: raie bleue

Les photons ainsi émis sont appelés *photons de fluorescence*.

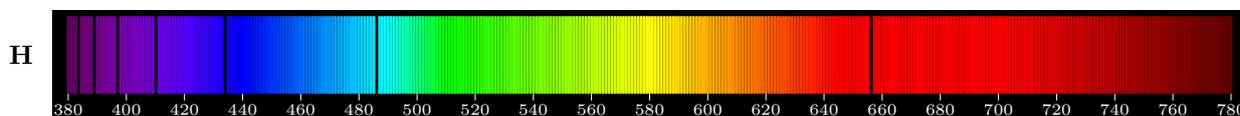


On peut donc attribuer chaque raie du spectre à une transition énergétique du diagramme :



C'est la démarche inverse qu'a eue N. BOHR : à partir des raies du spectre, il en a déduit l'existence des niveaux d'énergie, ainsi que leurs valeurs.

On explique également la correspondance entre les raies colorées du spectre d'émission et les raies noires du spectre d'absorption :



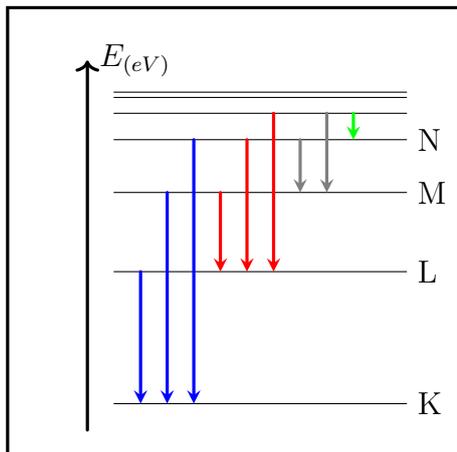
Une raie noire correspond à une transition vers le haut (augmentation d'énergie), entre deux mêmes niveaux que la transition vers le bas de même longueur d'onde.

Autrement dit, un atome ne peut absorber (raies noires) que les mêmes longueurs d'onde que celles qu'il peut émettre (raies colorées).

Condition d'absorption

Seuls peuvent être absorbés les photons dont l'énergie est exactement égale à un écart entre deux niveaux du diagramme.

c. Nomenclature des raies d'émission



On regroupe d'abord les raies par **famille**, suivant la couche d'arrivée :

Exemple : la raie L_{β} indique la transition $E_4 \rightarrow E_2$.

Remarque : la nomenclature a été adoptée par analogie avec l'atome H, pour lequel E_1 correspond à l'électron sur la couche K, E_2 à la couche L, etc.

III.3 Énergie d'ionisation d'un atome

Définition

L'**énergie d'ionisation** d'un atome est l'énergie nécessaire pour arracher un électron, à partir de son état fondamental.

Calcul pour l'atome H

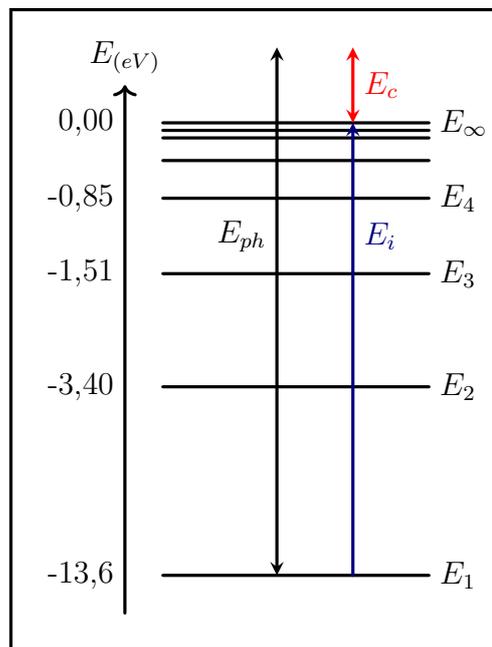
Que se passe-t-il si le photon incident possède une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation ?

Le photon est absorbé. L'atome est porté à l'état ionisé, et l'électron arraché est mis en mouvement. L'excédent d'énergie du photon est récupéré par l'électron sous forme cinétique.

Les atomes constitutifs des tissus ont des énergies d'ionisations très proches :

H	C	N	O
13,6	11,3	14,5	13,6

Les photons transportant une énergie égale ou supérieure à cet ordre de grandeur sont classés comme *rayonnement ionisants* : rayonnements X et γ .



III.4 Énergie de liaison d'un électron

Plus les électrons sont situés sur des couches profondes, proches du noyau, plus ils sont liés au noyau.

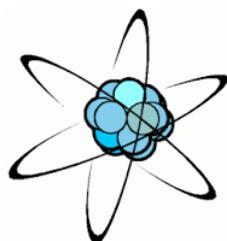
L'énergie d'un niveau correspond, au signe près, à l'énergie de liaison d'un électron se trouvant sur la couche correspondante.

Chapitre 2

Radioactivité

Sommaire

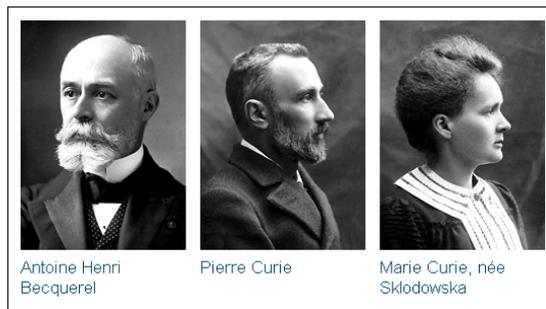
I. Stabilité du noyau	1
I.1 Les forces nucléaires	1
I.2 Isotopes et radioisotopes	1
I.3 Courbe de stabilité	2
I.4 L'unité de masse atomique	2
I.5 Défaut de masse dans le noyau	3
I.6 La courbe d'Aston	4
II. Les désintégrations nucléaires spontanées	5
II.1 Une définition de la radioactivité	5
II.2 Équation de désintégration. Lois de conservation	5
II.3 Radioactivité alpha (α)	5
II.4 Radioactivité bêta (-) (β^-)	6
II.5 Radioactivité bêta (+) (β^+)	7
II.6 La capture électronique	7
II.7 Émission de rayonnement γ	8
III. Bilan énergétique des désintégrations	8
III.1 Règles générales	8
III.2 Énergie et désintégration α	9
III.3 Énergie et désintégration β^-	10
III.4 Énergie et désintégration β^+	11
III.5 Énergie et capture électronique	11
IV. Loi de décroissance radioactive	12
IV.1 La constante radioactive λ	12
IV.2 L'activité d'un échantillon	12
IV.3 Expression de la loi de décroissance radioactive	13
IV.4 La période radioactive (ou demi-vie)	13
IV.5 Évolution pas à pas de l'activité	14
IV.6 Relation entre période et constante radioactive	14



La radioactivité est un phénomène découvert en 1896, par H. BECQUEREL, à Paris.

Très vite, Pierre et Marie CURIE poursuivent les recherches. Ces trois physiciens reçoivent le Prix Nobel de Physique en 1903.

La découverte de la radioactivité a déclenché tout une série de nouvelles découvertes en physique fondamentale. Mais les applications ont rapidement été envisagées, notamment en radiothérapie.



I. Stabilité du noyau

I.1 Les forces nucléaires

Dans un noyau, les particules sont soumises aux interactions suivantes :

- L'interaction gravitationnelle, qui attire les nucléons du fait de leur masse. Dans le noyau, cette interaction est négligeable.
- L'**interaction électromagnétique** (électrostatique), qui est répulsive entre protons, du fait de leur charge.
- L'**interaction forte**, attractive entre tous les nucléons. Elle assure la cohésion du noyau. Sa portée se limite au noyau.

La stabilité du noyau est donc une compétition entre la *répulsion* entre protons et l'*attraction* due à l'interaction forte.

Si on ne considère que ces interactions, une plus grande stabilité serait obtenue avec un grand nombre de neutrons. C'est le cas des **noyaux lourds** : ils sont stabilisés par un excès de neutrons. Pour les **noyaux légers**, d'autres facteurs doivent être pris en compte ; l'expérience montre qu'ils sont plus stables avec un nombre de neutrons proche de celui des protons.

I.2 Isotopes et radioisotopes

Un élément chimique comporte en général plusieurs **isotopes** : des noyaux ayant le même numéro atomique mais pas le même nombre de masse.

Dans la plupart des cas, un ou deux isotopes seulement sont stables, tous les autres sont radioactifs, et sont par conséquent très rares naturellement. Parfois artificiels.

Exemple : le cas de l'iode

Sur les 37 isotopes connus de l'iode (I), un seul est stable : **l'iode 127**. Il représente la quasi-totalité de l'iode naturel : c'est-à-dire que tous les autres isotopes sont instables, car radioactifs.

L'iode 131 est utilisé en radiothérapie, l'iode 123 en scintigraphie.

Les noyaux isotopes partagent les mêmes propriétés chimiques et biochimiques. Par conséquent, les radioisotopes sont métabolisés de la même manière que l'isotope stable.

Écrire les symboles de ces isotopes

I.3 Courbe de stabilité

On peut représenter la stabilité sous la forme d'un DIAGRAMME N - Z :

- Sur un graphique $N = f(Z)$, chaque nucléide correspond à un point.
- L'ensemble des nucléides stables définit la **courbe de stabilité**. Les noyaux radioactifs définissent des zones situées de part et d'autre de la courbe de stabilité (ces zones seront commentées plus loin).
- pour les **noyaux légers**, la courbe de stabilité se confond avec la droite $N = Z$: ces derniers sont donc stables avec $N \simeq Z$
carbone 12, azote 14, oxygène 16
- pour les **noyaux lourds**, la courbe de stabilité se situe au-dessus de la droite $N = Z$: les noyaux lourds stables ont un *excès de neutrons* par rapport aux protons ($N > Z$).
 ${}^{19}_9F$ ${}^{56}_{26}Fe$ ${}^{127}_{53}I$ ${}^{56}_{26}Fe$
- sur ce diagramme, les isotopes sont situés sur une même ligne verticale

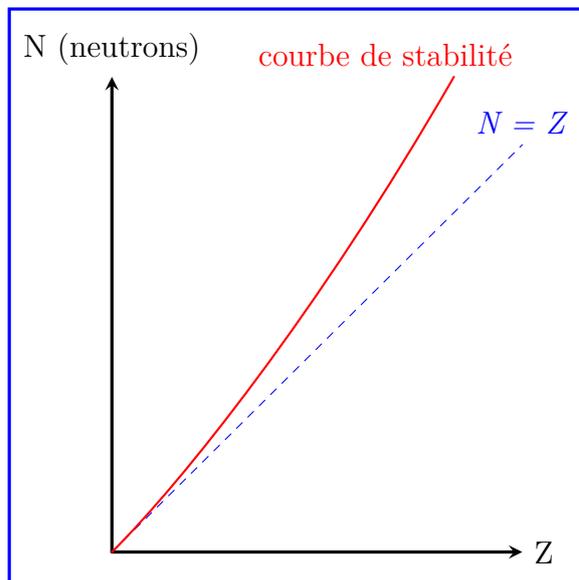


FIG. 2.1 – Diagramme N - Z des nucléides.

I.4 L'unité de masse atomique

Un noyau d'hélium 4_2He possède une masse de $6,6465 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Pour exprimer plus facilement les masses des noyaux, on introduit une nouvelle unité de masse : **l'unité de masse atomique**, de symbole **u**.

$$1 \text{ u} = 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

L'unité de masse atomique est égale à un douzième de la masse d'un atome de carbone 12.
 Cette définition est telle que la masse d'un nucléon est voisine de 1 u.
 Calculer $m_{He} \simeq 4,0015 \text{ u}$

I.5 Défaut de masse dans le noyau

a. Définition

Masses des constituants du noyau : $m_p = 1,007\,276\,u$ $m_n = 1,008\,665\,u$

Quelle est la masse totale des nucléons constituant le noyau d'hélium 4 ?

$$m_{\text{nucléons}} = Z \times m_p + (A - Z) \times m_n = 4,031882\,u \neq 4,0015\,u !$$

Défaut de masse dans le noyau

La masse d'un noyau est plus faible que la masse totale de ses nucléons pris séparément. La différence est appelée **défaut de masse**, noté Δm .

Calculer le défaut de masse de l'hélium 4 : $m_{\text{nucléons}} = 0,030382\,u$

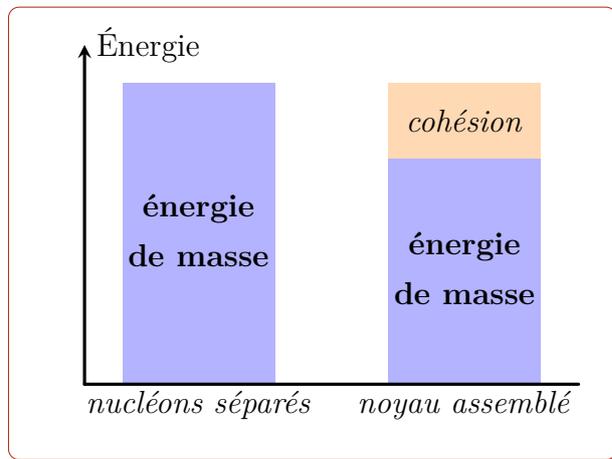
b. Interprétation : équivalence masse-énergie

En 1905, en posant les bases de la théorie de la relativité, A. EINSTEIN avance la notion d'**équivalence masse énergie** : tout corps au repos, du fait de sa masse, possède une **énergie de masse**, donnée par la relation dite RELATION D'EINSTEIN :

$$E_{\text{masse}} = m \times c^2$$

On peut ainsi interpréter le défaut de masse dans un noyau :

Imaginons la formation du noyau à partir de ses nucléons séparés :
une partie de l'énergie de masse initiale est consacrée à *la cohésion des nucléons*. L'énergie de masse du noyau est donc plus faible que celle des nucléons séparés.
La masse du noyau est donc plus faible que la masse des nucléons séparés.



c. Énergie de liaison

La relation d'Einstein permet de déterminer l'énergie correspondant au défaut de masse. Elle est appelée **énergie de liaison** du noyau, ou énergie de cohésion :

$$E_L = \Delta m \times c^2 \quad \text{avec } \Delta m \text{ en kg, } E_L \text{ en J, } c \text{ célérité de la lumière dans le vide en } m \cdot s^{-1}.$$

L'énergie de liaison est donc l'énergie libérée lors de la formation du noyau à partir des nucléons séparés. On peut aussi considérer que l'énergie de liaison est l'énergie qu'il faudrait fournir pour dissocier le noyau en nucléons séparés.

Exemple : calculer l'énergie de liaison du noyau d'hélium 4 : $E_L = 4,54 \cdot 10^{-12}\,J = 28,386\,MeV$

d. Énergie de liaison par nucléon

Pour estimer l'énergie libérée lors d'une transformation nucléaire, il est nécessaire de comparer la stabilité relative des noyaux.

Exemple :

A priori, le plus stable des deux serait Ta, puisque $E_{L(Ta)} > E_{L(Ce)}$.
 Mais dans ^{181}Ta , il y a davantage de nucléons à maintenir liés.

Nucléide	E_L (MeV)
^{181}Ta	1452
^{142}Ce	1200

L'énergie de liaison, à elle seule, n'est pas un paramètre suffisant pour comparer la stabilité des noyaux. Il faut aussi prendre en compte le nombre de nucléons (A).

Définition

Le critère pertinent pour comparer la stabilité relative des noyaux est **l'énergie de liaison par nucléon**.

$\frac{E_L}{A}$

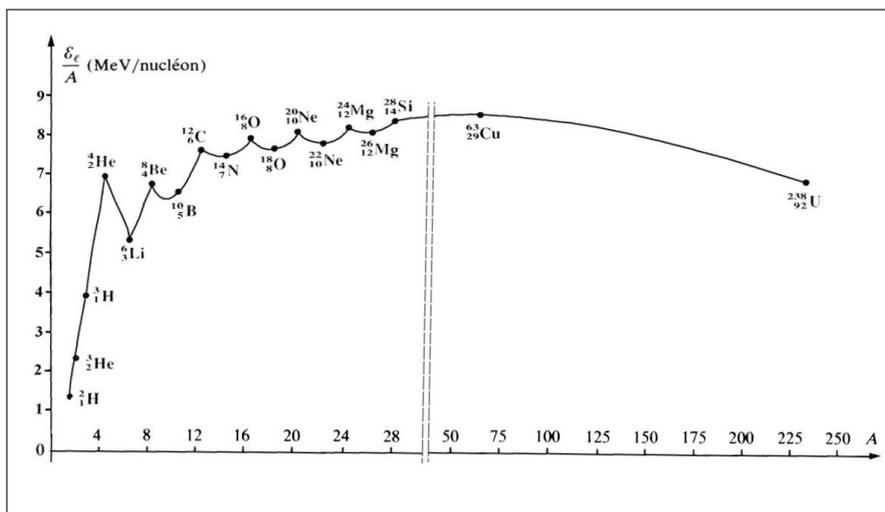
Plus la valeur de $\frac{E_L}{A}$ est élevée, plus le noyau est stable.

Calculer pour ces deux noyaux : Ta : $\frac{E_L}{A} = 8,02 \text{ MeV/nucleon}$ Ce : $\frac{E_L}{A} = 8,45 \text{ MeV/nucleon}$

Le noyau de Ce est donc plus stable que celui de Ta.

I.6 La courbe d'Aston

La courbe d'Aston représente $\frac{E_L}{A}$ en fonction du nombre de masse A.



- Les noyaux les plus stables possèdent une valeur voisine de 8 MeV/nucleon.
- Un maximum de stabilité est rencontré autour de A = 60 (fer, nickel, cuivre...)
- Les noyaux très lourds (uranium) sont instables.
- Certains isotopes de l'hydrogène et de l'hélium sont très instables.

II. Les désintégrations nucléaires spontanées

II.1 Une définition de la radioactivité

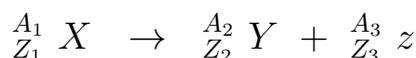
Qu'est-ce que la radioactivité ?

La **radioactivité** est la **désintégration spontanée** d'un noyau instable, avec émission d'une **petite particule**, souvent accompagnée de **rayonnement**.

Caractéristiques du phénomène : • spontané • inéluctable

II.2 Équation de désintégration. Lois de conservation

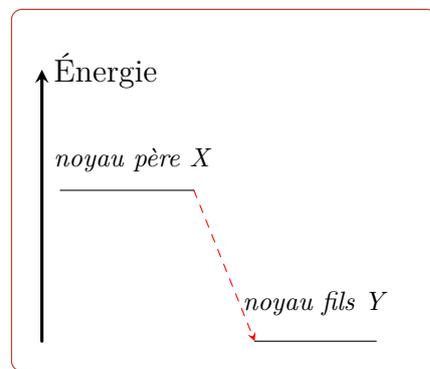
Une désintégration radioactive est représentée par une équation de type :



Les lois de conservation :

- conservation du numéro atomique Z : $Z_1 = Z_2 + Z_3$
- conservation du nombre de masse A : $A_1 = A_2 + A_3$

En se désintégrant, le noyau père se débarrasse d'une partie de son énergie.



II.3 Radioactivité alpha (α)

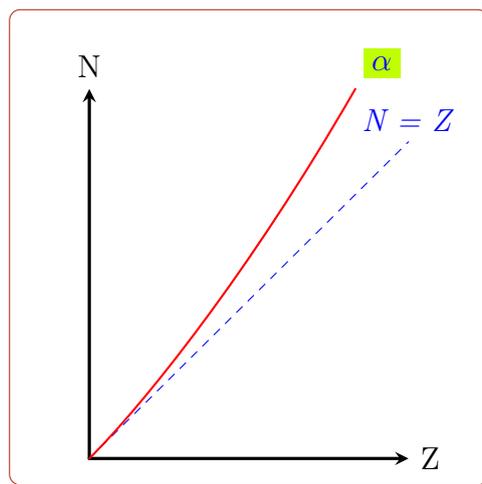
Au cours d'une désintégration alpha, la petite particule émise est **un noyau d'hélium**. Cette particule est appelée *particule α* . Son symbole est : ${}^4_2\text{He}$. Cette particule correspond plus précisément à l'ion hélium, mais sa charge (2+) n'est pas écrite dans le symbole du noyau.

Exemple : le radium 226 (${}^{226}_{88}\text{Ra}$) est émetteur α . C'est sa radioactivité qui a permis aux époux Curie de découvrir cet élément chimique, en 1898.

Écrire l'équation de désintégration du radium 226 :



- Du fait des lois de conservation, le noyau fils aura toujours *deux protons et deux neutrons de moins* que le noyau père.
- Sur le diagramme $N = f(Z)$ (à compléter) : les nucléides émetteurs α se situent essentiellement **en haut**, et **à droite** de la courbe de stabilité. En effet, la perte de 2 protons et 2 neutrons les transforme en nucléides situés plus bas, et plus à gauche,



ce qui les rapproche de la courbe de stabilité.

- Le noyau d'hélium porte une charge électrique importante. C'est pourquoi elle interagit fortement avec la matière qu'elle traverse; elle est donc facilement arrêtée (quelques dm d'air, feuille de papier, couche supérieure de l'épiderme). C'est une particule **peu pénétrante** (donc peu dangereuse par irradiation). Cependant, elle est **très ionisante** (par conséquent, dangereuse par contamination interne).
- Pas d'application médicale du rayonnement alpha, pour l'instant.
- Un flux de particules α est souvent appelé abusivement « rayonnement α », notamment pour des raisons historiques, la nature exacte de l'émission restant longtemps incertaine.

II.4 Radioactivité bêta (-) (β^-)

La petite particule est **un électron**. Pour appliquer les lois de conservation, un symbole lui est attribué : ${}^0_{-1}e$

Comment un électron peut-il sortir d'un noyau qu'il n'en contenait pas ?

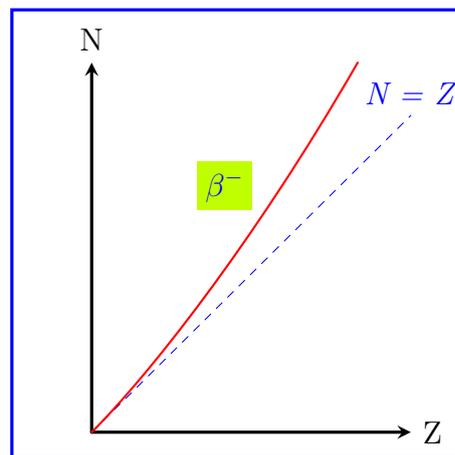
En fait, un neutron s'est transformé en un proton et un électron : ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e$

Le proton reste dans le noyau, tandis que l'électron en est expulsé.

Exemple : l'iode 131 (${}^{131}_{53}I$) est émetteur β^- .

Ecrire l'équation de sa désintégration : ${}^{131}_{53}I \rightarrow {}^{131}_{54}Xe + {}^0_{-1}e$

- Le noyau fils et le noyau père possèdent le même nombre de masse.
- Pour une désintégration β^- , le noyau fils possède toujours **un proton de plus et un neutron de moins** que le noyau père. Ce mode de désintégration est donc caractéristique des noyaux contenant **un excès de neutrons**.
- Sur le diagramme $N = f(Z)$, la zone des nucléides émetteurs β^- se trouve le long de la courbe de stabilité, à gauche; la désintégration β^- engendre un noyau fils situé **plus bas** ($N-1$) et **plus à droite** ($Z+1$), ce qui le rapproche de la courbe de stabilité.
- L'électron émis est **très pénétrant**, mais **peu ionisant**. Du fait de sa faible masse, il est très rapide.
- Application médicale : la scintigraphie.



II.5 Radioactivité bêta (+) (β^+)

La petite particule est **un positon** (ou anti-électron) : c'est une particule de *même masse que l'électron*, mais de *charge positive*. Son symbole : ${}^0_{+1}e$

Un proton s'est transformé en un neutron et un positon : ${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_{+1}e$

Le neutron reste dans le noyau, tandis que le positon en est expulsé.

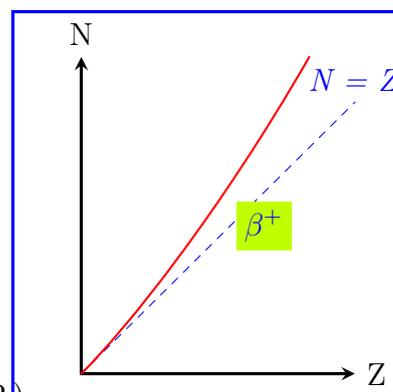
Exemple : en 1934, I. et F. JOLIOT-CURIE ont synthétisé le premier nucléide artificiel, émetteur β^+ : le phosphore 30.

Écrire l'équation de sa désintégration : ${}^{30}_{15}P \rightarrow {}^{30}_{14}Si + {}^0_{+1}e$

○ Le noyau fils possède **un proton de moins** et **un neutron de plus** que le noyau père ; par conséquent, cette désintégration est caractéristique des noyaux possédant **un excès de protons**.

○ Sur le diagramme $N = f(Z)$, la zone des nucléides émetteurs β^+ se trouve le long de la courbe de stabilité, à droite ; la désintégration β^+ engendre un noyau fils situé **plus haut** ($N+1$) et **plus à gauche** ($Z-1$) que son noyau père, ce qui le rapproche de la courbe de stabilité.

○ Application : la Tomographie par Émission de Positons (T.E.P.)



II.6 La capture électronique

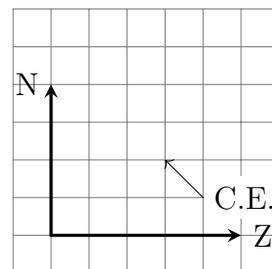
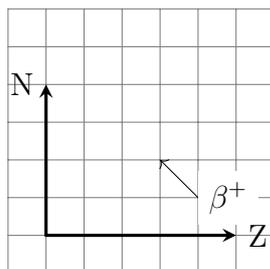
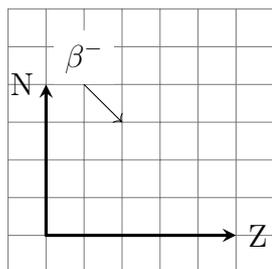
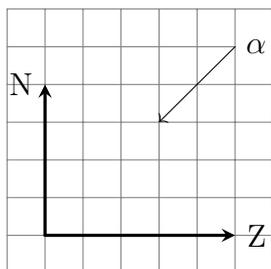
Pour certains nucléides possédant un excès de protons, un processus concurrent de la désintégration β^+ peut se produire :

un proton du noyau capture un électron du cortège électronique de l'atome (électron K, de la couche la plus proche du noyau).

Exemple : capture électronique avec le gallium ${}^{67}_{31}Ga$: ${}^{67}_{31}Ga + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^{67}_{30}Zn$

○ Comme pour une désintégration β^+ , le bilan de la capture électronique est une diminution de Z et une augmentation de A. le proton s'est transformé en neutron. Dans le diagramme N-Z, même emplacement que pour β^+ .

○ Conséquence de la capture électronique : l'électron K capturé laisse une place vacante dans le nuage électronique, ce qui provoque **une réorganisation des électrons** avec émission de **photons de fluorescence X**.



Déplacement sur le diagramme $N = f(Z)$, selon le type de radioactivité

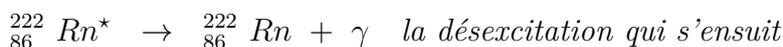
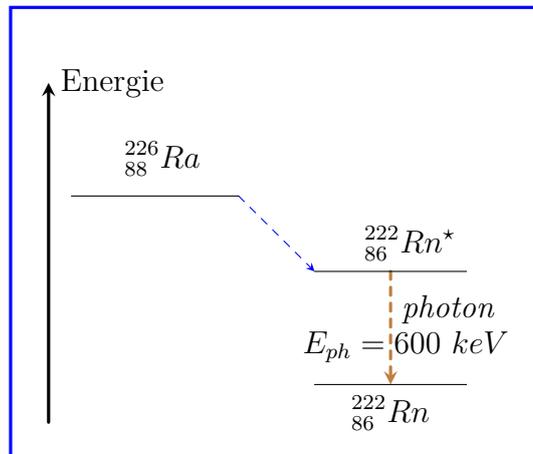
II.7 Émission de rayonnement γ

Lors d'une désintégration, le noyau fils est parfois créé avec un excédent d'énergie : on dit qu'il se trouve dans un *état excité*. Dans ce cas, il y a retour à un état de plus basse énergie, avec **perte d'énergie sous forme de photon**.

L'émission est donc une **désexcitation** du noyau fils, produit dans un état excité.

On représente ce processus à l'aide d'un **schéma de désintégration**.

On peut écrire la désintégration en deux étapes :



A. N. : calculer la longueur d'onde du photon émis lors de la désexcitation du radon.

$$\lambda = \frac{hc}{E_{ph}} \simeq 2,1 \cdot 10^{-12} \text{ m} \simeq 2,1 \text{ pm}$$

Les photons émis selon ce processus appartiennent au domaine des rayons γ . Ils constituent une part importante de la nocivité des substances radioactives.

Gamme d'énergie en radioactivité : 10 keV – 10 MeV. Pour l'imagerie : limité à 80 – 300 keV

L'émission γ peut concerner les 4 types de réactions nucléaires spontanées (α , β^- , β^+ , capture électronique). Les photons sont très peu ionisants. En revanche, leur **pouvoir pénétrant très important** nécessite l'installation d'écrans de protection divers (seringue et tabliers plombés, murs de béton épais dans les services de médecine nucléaire).

III. Bilan énergétique des désintégrations

III.1 Règles générales

- Une transformation nucléaire spontanée libère de l'énergie.
- Cette énergie, appelée *énergie libérée* trouve son origine dans une **perte de masse** au cours de la désintégration :

Perte de masse lors d'une désintégration

la masse totale des particules produites est **inférieure** à la masse totale des particules présentes auparavant.

- La perte de masse se calcule avec une **soustraction** des masses des particules.
- L'énergie libérée se calcule en exploitant la formule d'Einstein (équivalence masse-énergie) :

$$\text{masse avant} \rightarrow \text{masse après} \quad E_{lib} = (\Delta m) \cdot c^2 = (m_{avant} - m_{apres}) \cdot c^2$$

III.2 Énergie et désintégration α

La perte de masse vaut : $m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\alpha})$

L'énergie libérée vaut : $E_{\text{lib}} = [m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\alpha})] \times c^2$

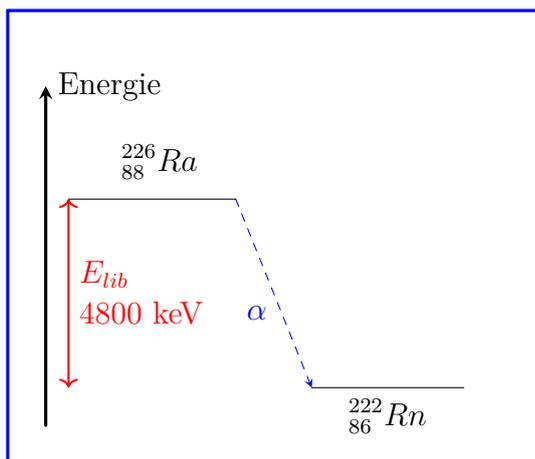
Que devient cette énergie ? La loi de conservation de l'énergie est vérifiée : elle se répartit entre toutes les particules présentes (noyau fils, petite particule émise), sous forme d'**énergie cinétique**.

La particule α est projetée d'un côté, et le noyau fils dans la direction opposée. Cependant, le partage d'énergie n'est pas équitable entre ces deux particules, à cause de l'écart entre leurs masses : la particule la plus légère récupère d'autant plus d'énergie que l'écart de masse est important.

Une particule α a une masse d'environ $4 u$, ce qui est négligeable devant les masses des noyaux fils produits ($\sim 100 u$). On pourra donc faire l'approximation suivante :

la particule α récupère la totalité de l'énergie libérée par la désintégration : $E_{\text{lib}} \simeq E_{c(\alpha)}$

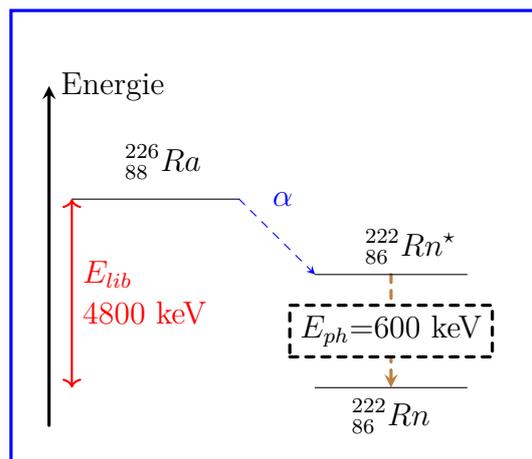
Cependant, cette attribution d'énergie peut trouver une exception, si la désintégration est suivie d'une émission γ :



Cas SANS émission γ

L'énergie libérée est égale à l'énergie cinétique de la particule α expulsée.

On peut écrire : $E_{\text{lib}} = E_{\alpha}$



Cas AVEC émission γ

L'énergie libérée reste la même.

Mais le photon en prend une partie ; la particule α est émise avec une énergie cinétique plus faible.

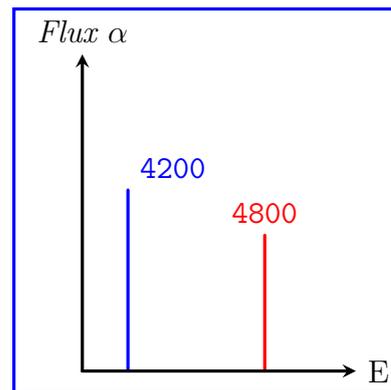
Le bilan énergétique peut s'écrire :

$$E_{\text{lib}} = E_{\alpha} + E_{\text{photon}}$$

Les 2 cas précédents se produisent souvent simultanément dans un même échantillon. En analysant l'échantillon, on détecte donc à la fois des particules α d'énergie 4 800 keV, et des particules α d'énergie 4 200 keV.

On dit que les particules α sont **polyénergétiques**. Sur un spectre d'énergie des particules α , on visualiserait 2 raies.

Une source de particules α est polyénergétique si certains noyaux se désintègrent sans émission γ alors que d'autres noyaux émettent des photons γ . Les particules ne reçoivent pas la même quantité d'énergie selon le cas.



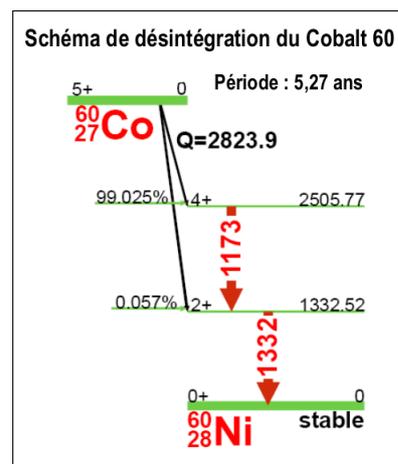
III.3 Énergie et désintégration β^-

La perte de masse vaut : $m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\beta^-})$

L'énergie libérée vaut : $E_{\text{lib}} = [m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\beta^-})] \times c^2$

Que devient cette énergie ?

- Comme pour la désintégration α , la loi de conservation de l'énergie implique que l'énergie libérée est acquise par les particules créées (noyau fils et électron), sous forme d'énergie cinétique.
- Une 3^e particule est produite par cette désintégration : l'*antineutrino*. Il emporte une partie de l'énergie libérée – une partie variable, non prévisible.
- Comme pour la désintégration α , on néglige l'énergie cinétique reçue par le noyau fils, du fait de l'écart de masse très important avec l'électron : ce dernier récupère donc **au maximum** toute l'énergie libérée par la désintégration (moins la part de l'antineutrino).
- Enfin, une émission γ est possible. Alors, l'énergie du photon γ est soustraite de l'énergie des électrons.



Dans le schéma de désintégration du cobalt 60, on remarque que le noyau fils peut avoir **plusieurs niveaux excités** (ici, deux).

Alors, plusieurs photons γ peuvent être émis (leurs énergies sont ici écrites verticalement). La probabilité que la désintégration passe par l'un ou l'autre des niveaux excités est ici donnée en pourcentage.

III.4 Énergie et désintégration β^+

La perte de masse vaut : $m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\beta^+})$

L'énergie libérée vaut : $E_{\text{lib}} = [m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\beta^+})] \times c^2$

Que devient cette énergie ?

Ce qui a été dit dans les deux paragraphes précédents s'applique avec la même démarche.

La désintégration β^+ s'accompagne de l'émission d'une autre particule « fantôme » : *le neutrino*, qui récupère une part variable et non prévisible de l'énergie libérée.

On ne peut donc calculer qu'une énergie cinétique **maximale** pour le positon. S'il y a passage par un niveau excité du noyau fils, l'énergie cinétique du positon sera réduite, la différence étant l'énergie du photon γ .

III.5 Énergie et capture électronique

- Le bilan énergétique s'écrit un peu différemment de ceux des cas précédents : il n'y a pas de petite particule après la transformation, en revanche il faut considérer l'électron présent initialement :

la perte de masse vaut : $m_{\text{père}} + m_{\text{électron}} - m_{\text{fils}}$

L'énergie libérée vaut : $E_{\text{lib}} = [m_{\text{père}} + m_{\text{électron}} - m_{\text{fils}}] \times c^2$

- Un neutrino est produit par capture électronique, qui se partage l'énergie libérée, avec le noyau fils.
- une émission γ est possible, comme pour les autres désintégrations, avec les mêmes considérations sur le bilan énergétique.
- Finalement, le phénomène de capture électronique resterait difficile à détecter (pas de flux de petite particule), sans les photons X émis du fait de la réorganisation du cortège électronique. L'énergie des photons X dépend des niveaux d'énergie électroniques de l'atome fils.
- Dans un échantillon de noyaux trop riches en protons, on observe souvent à la fois une désintégration β^+ et une désintégration par capture électronique.
- La capture électronique présente **un avantage en radiothérapie** : l'absence de petite particule permet de mieux connaître l'énergie des rayonnements émis (gamma et fluorescence X), et donc d'estimer efficacement les doses reçues.

IV. Loi de décroissance radioactive

Expérience d'introduction :

On procède à un lancer d'environ 200 cubes, représentant chacun un noyau radioactif susceptible de se désintégrer. On décide que chaque lancer correspond à une seconde écoulée dans la durée de vie de l'échantillon. Les cubes montrant la face marquée sont considérés comme désintégrés. Les cubes restants sont relancés environ 10 fois.

Résultats :

- Malgré le caractère aléatoire du phénomène, les points tracent une courbe présentant une régularité, et donc une prévisibilité.
- Le nombre de cubes désintégrés à chaque lancer diminue au fil des lancers
- La fonction qui modélise le mieux la courbe expérimentale est une **fonction exponentielle décroissante**.
- Dans l'expression de cette fonction, deux paramètres apparaissent :
 - un facteur correspondant au **nombre initial** de cubes
 - un facteur correspondant à la **probabilité** de « désintégration » de chaque cube
- plus le nombre de cubes utilisés est important, plus les résultats se rapprochent du modèle de la fonction exponentielle.

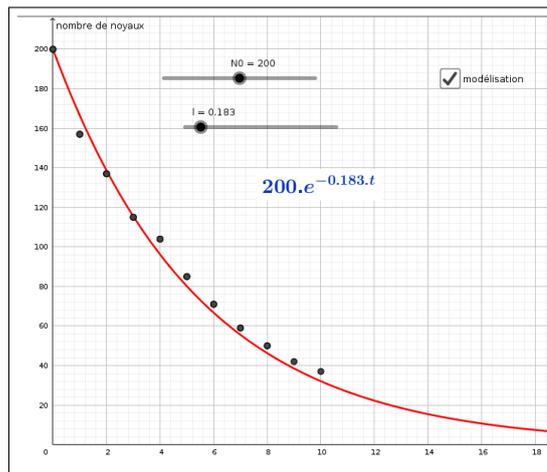


FIG. 2.2 – Modélisation du lancer de cubes

IV.1 La constante radioactive λ

On note λ la **probabilité d'un noyau de se désintégrer en une seconde**. Elle s'appelle **constante radioactive**, et s'exprime en s⁻¹.

Nous utiliserons souvent des unités non S.I. : jour⁻¹, heure⁻¹, etc

IV.2 L'activité d'un échantillon

Définition

On définit l'activité A comme le nombre de désintégrations par seconde.

L'activité se note A, et s'exprime en **becquerels (Bq)** :
 1 Bq = 1 désintégration/seconde

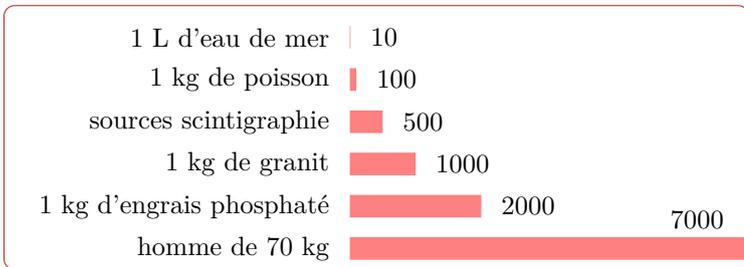


FIG. 2.3 – Quelques valeurs d'activités (Bq)

IV.3 Expression de la loi de décroissance radioactive

La loi de décroissance radioactive est l'équation de la fonction représentant l'activité d'un échantillon au cours du temps. On peut appliquer cette loi avec le nombre N de noyaux ou encore la masse de l'échantillon :

$$A = A_0 \times e^{-\lambda \cdot t}$$

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

$$m = m_0 \times e^{-\lambda \cdot t}$$

- A_0 est l'**activité initiale** de l'échantillon.
- l'origine des temps est prise à un instant où l'activité a été mesurée.
- signification du rapport $\frac{A}{A_0}$:
 $\frac{A}{A_0} = e^{-\lambda \cdot t}$: cette fraction est le **pourcentage d'activité restante** dans l'échantillon.

IV.4 La période radioactive (ou demi-vie)

Période radioactive

La **période radioactive** – aussi appelée **demi-vie** – est le temps nécessaire pour que le nombre de noyaux soit divisé par 2. Elle se note T ou encore $t_{1/2}$,

^{18}F	^{99m}Tc	^{123}I	^{201}Tl	^{131}I	^{226}Ra
110 min	6 heures	13,2 heures	3 jours	8 jours	1600 ans

TAB. 2.1 – Période de quelques radionucléides

On considère généralement que l'activité d'un échantillon devient négligeable (par rapport à sa valeur initiale), au bout d'un temps égal à 10 fois sa période.

La durée de vie dans l'organisme prend en compte la période dite *physique*, mais aussi une période *biologique*, dépendant du métabolisme.

IV.5 Évolution pas à pas de l'activité

En faisant s'écouler le temps par « saut » de 1 période, l'activité est divisée par deux à chaque étape :

t	t = 0	t = T	t = 2 T	t = 3 T	t = 4 T	t = 5 T	...	t = n.T
A	A_0	$A = \frac{A_0}{2}$	$A = \frac{A_0}{2 \times 2}$	$A = \frac{A_0}{2^3}$	$A = \frac{A_0}{2^4}$	$A = \frac{A_0}{2^5}$...	$A = \frac{A_0}{2^n}$

TAB. 2.2 – Progression de l'activité par divisions successives

L'activité progresse selon **une suite géométrique** de raison $\frac{1}{2}$.

Si n est le **nombre de périodes écoulées**, alors :

- au temps $t = n \cdot T$, l'**activité restante** vaut $A = \frac{A_0}{2^n}$
- l'activité initiale a été divisée par $\frac{A_0}{A} = 2^n$
- le **pourcentage restant** dans l'échantillon vaut : $\frac{A}{A_0} = \frac{1}{2^n}$

IV.6 Relation entre période et constante radioactive

Le paramètre généralement fourni par les énoncés, au sujet d'un radioélément, est sa période. En revanche, la loi de décroissance exponentielle nécessite la constante radioactive λ .

Ces deux grandeurs sont reliées par la formule :

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}$$

Voici comment on démontre cette formule :

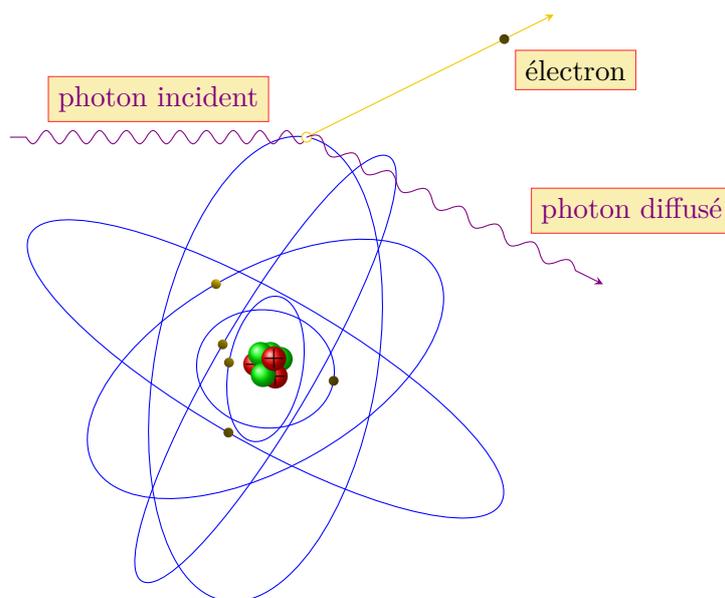
- A tout instant de la durée de vie de l'échantillon : $A = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$
- Par définition, lorsque $t = T$, on a : $A = \frac{A_0}{2}$
- En combinant les deux lignes : $\frac{A_0}{2} = A_0 \cdot e^{-\lambda T}$
- En simplifiant par A_0 : $\frac{1}{2} = e^{-\lambda T}$
- Par réciprocity entre $\ln(x)$ et e^x : $\ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\lambda \cdot T$
- comme $\ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\ln 2$: $\ln 2 = \lambda \cdot T$
- Donc : $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$

Chapitre 3

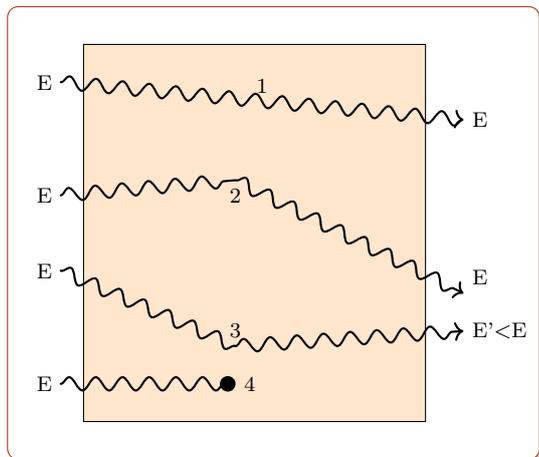
Interactions photons-matière

Sommaire

I. Modes d'interaction des photons avec la matière	1
I.1 Diffusion Rayleigh (ou diffusion Thomson)	1
I.2 Effet photoélectrique	1
I.3 Effet COMPTON	2
I.4 Effet de matérialisation : création de paires e^+/e^-	4
II. Absorption d'un faisceau de photons	6
II.1 Coefficients d'absorption	6
II.2 Évolution des coefficients partiels selon l'énergie des photons	8
II.3 Évolution du coefficient global d'absorption selon l'énergie	9



I. Modes d'interaction des photons avec la matière



Un photon qui traverse la matière peut :

- ne subir aucune interaction, et être transmis sans modification : le milieu est **transparent** au rayonnement
- subir une **dévi**ation (ou réfraction, diffusion) sans communiquer d'énergie au milieu
- subir une **dévi**ation accompagnée d'un **transfert d'énergie** au milieu
- être **absorbé** en cédant l'intégralité de son énergie au milieu

I.1 Diffusion Rayleigh (ou diffusion Thomson)

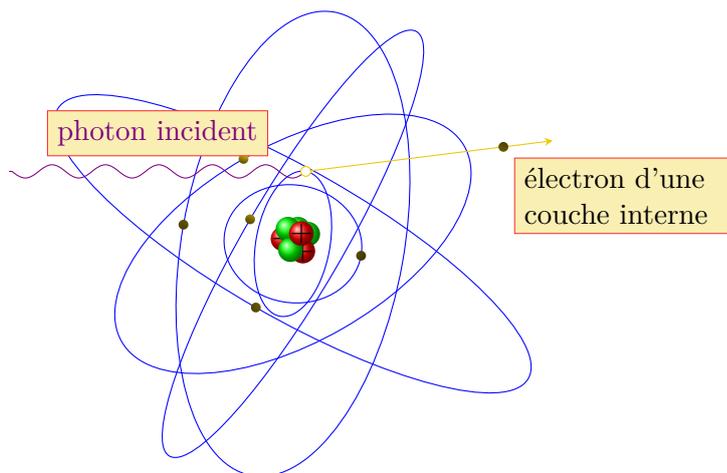
C'est une interaction avec un électron : après un choc sur un électron, le photon incident est **dévié sans transmettre d'énergie** au milieu. Comme son énergie est inchangée, sa longueur d'onde reste identique.

La diffusion Rayleigh correspond au cas (2) ci-dessus. Ce phénomène se produit avec des **photons de très faible** énergie (I.R., visible).

Ce phénomène est responsable de la couleur bleue du ciel.

I.2 Effet photoélectrique

a. Description du phénomène



L'effet photoélectrique est l'**expulsion d'un électron** d'un atome, sous l'action d'un photon.

L'électron éjecté est en général un **électron fortement lié**, K ou L.

L'effet photoélectrique correspond au cas (4) : **le photon disparaît** en transférant la totalité de son énergie à l'atome, qui émet alors un électron.

FIG. 3.1 – Effet photoélectrique

Comme l'électron éjecté était d'une couche interne, il laisse une lacune qui se trouve ensuite comblée par un autre électron, plus périphérique. Il y a alors émission d'un **photon de fluorescence**. L'énergie de ce photon secondaire dépend de l'écart énergétique des niveaux concernés, dans le diagramme de l'atome.

L'effet photoélectrique est prépondérant pour des photons ionisants d'énergie de 1 à 100 keV environ, et concerne surtout **les matériaux lourds** (constitués d'atomes de numéro atomique élevé), comme le plomb ou l'aluminium.

b. Bilan énergétique de l'effet photoélectrique

$$E_{\text{photon}} = E_{\text{liaison}} + E_{\text{c \textit{électron}}}$$

c. Caractéristiques

Exemple : un électron a pour énergie de liaison $E_l = 12 \text{ eV}$.

1. Quelle condition doit satisfaire un photon pour provoquer l'effet photoélectrique avec cet électron ?
2. Calculer la longueur d'onde correspondante.
3. En déduire la condition que doit satisfaire la longueur d'onde d'un photon, pour provoquer l'effet photoélectrique.

I.3 Effet Compton

a. Description du phénomène

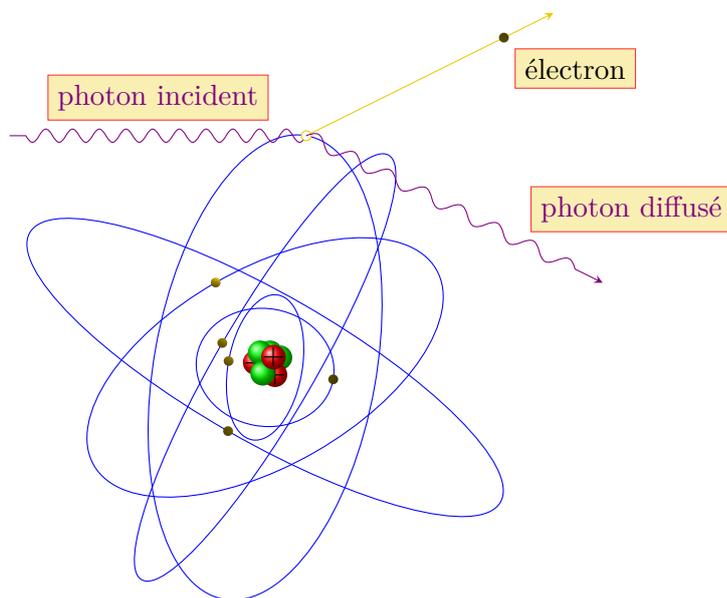


FIG. 3.2 – Diffusion COMPTON

C'est un choc entre le photon incident et un électron du milieu :

Le photon est dévié (= diffusé), en cédant **une partie de son énergie** à l'électron. Ce dernier reçoit de l'énergie sous forme **cinétique**.

Ce phénomène correspond au cas (3) de l'introduction. Le photon diffusé possède une énergie E' inférieure à celle du photon incident.

L'effet COMPTON concerne la plupart des électrons atomiques (très ou peu liés).

Le photon diffusé poursuit son parcours dans la matière, et peut lui-même interagir (effet COMPTON, ou photoélectrique).

L'angle de diffusion θ du photon peut varier entre 0 et 180 °.

L'électron COMPTON est toujours projeté vers l'avant (angle ϕ compris entre 0 et 90 °).

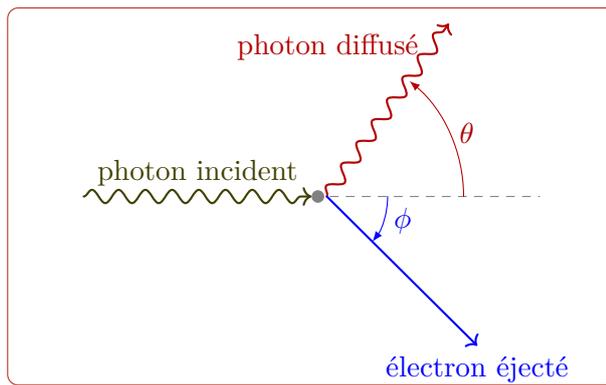


FIG. 3.3 – Effet COMPTON - définition des angles

b. Bilan énergétique de l'effet Compton

$$E_{\text{photon}} = E_{\text{liaison}} + E_c \text{ électron} + E'_{\text{photon}}$$

Comme cet effet concerne des photons assez énergétiques, on néglige généralement l'énergie de liaison de l'électron, devant les autres termes du bilan :

$$E_{\text{photon}} = E_{\text{liaison}} + E_c \text{ électron}$$

c. Caractéristiques

Il existe une relation entre les longueurs d'onde des photons incident et diffusé (*elle n'est pas à retenir*) :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e \times c} \times (1 - \cos \theta) \quad \text{Formule de COMPTON - Debye}$$

λ' : photon diffusé (pm) λ : photon incident (pm) θ : angle de diffusion
 $\frac{h}{m_e \times c}$: constante fondamentale, homogène à une longueur d'onde : $\simeq 2,426 \text{ pm}$.

L'effet COMPTON est en compétition avec l'effet photoélectrique. Il devient prépondérant pour des photons incidents d'énergie suffisante, le seuil dépendant de l'atome cible (C : 20 keV, Cu : 120 keV, Pb : 600 keV).

Application numérique :

Un photon incident de longueur donne $\lambda = 15 \text{ pm}$ produit un effet COMPTON. Le photon diffusé forme un angle de 60 ° par rapport à la direction incidente.

Déterminer la longueur d'onde du photon diffusé, puis E' .

Résultat : $\lambda' = 16,2 \text{ pm}$.

d. Etude des cas limites

Animation : <https://www.geogebra.org/m/PXPz4j9s>

- Si $\theta = 0$: on parle de **choc tangentiel** : pas de déviation
d'après la formule : $\lambda' = \lambda$ c'est-à-dire $E' = E$: pas de transfert d'énergie
- Si $\theta = 180^\circ$: on parle de **choc frontal (rétrodiffusion)** :
 λ' est maximale, donc E' est minimale : l'énergie transférée à l'électron est maximale.

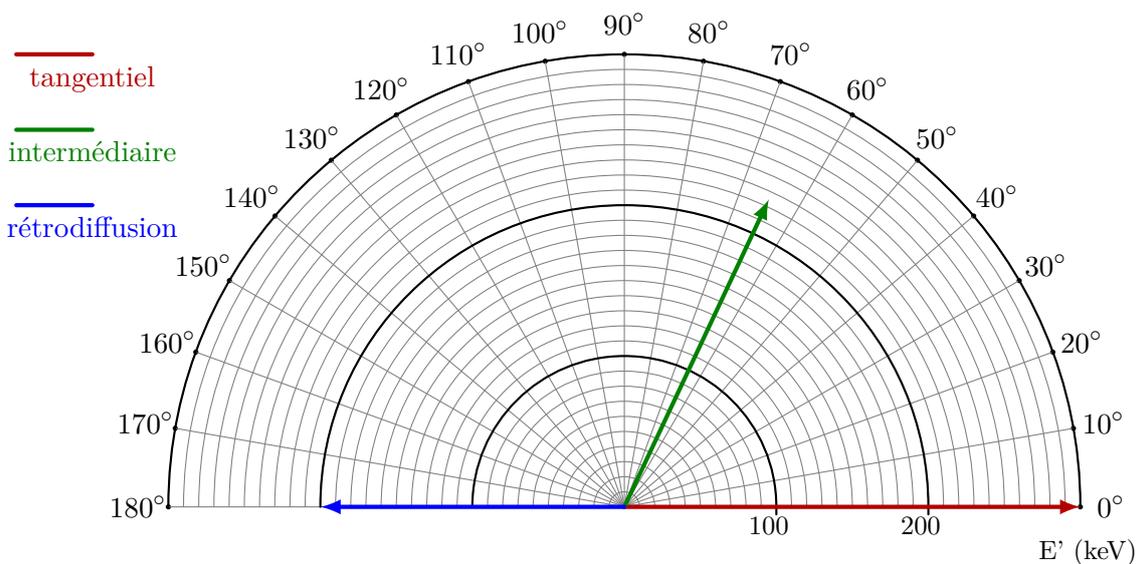


FIG. 3.4 – Diagramme de l'effet COMPTON

I.4 Effet de matérialisation : création de paires e^+/e^-

a. Description du phénomène

C'est une interaction du photon incident avec le **noyau d'un atome** de la matière.

Le champ électrique entourant le noyau provoque la **disparition du photon** et la création d'une paire de particules *positon/électron* (e^+/e^-). Dans ce phénomène, l'**énergie radia-**

tive du photon est transformée en énergie de masse, la lumière devient matière.

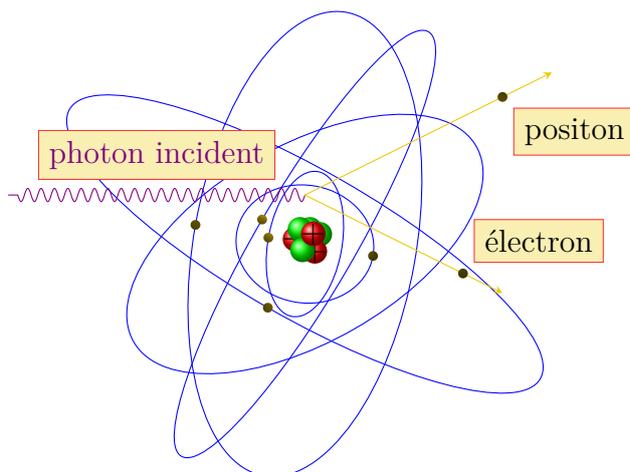


FIG. 3.5 – Effet de matérialisation

b. Bilan énergétique de la matérialisation

Le bilan énergétique s'appuie sur la disparition du photon et l'apparition de deux particules :

$$E_{\text{photon}} = E_{\text{électron}} + E_{\text{positon}}$$

L'énergie de chaque particule formée est composée de **deux termes** : énergie de **masse** et énergie **cinétique** :

$$E_{\text{photon}} = E_{\text{masse},e^-} + E_{c,e^-} + E_{\text{masse},e^+} + E_{c,e^+}$$

L'énergie de masse est donnée par :

$$E_{\text{masse}} = m_e \cdot c^2$$

(formule d'EINSTEIN)

ce qui donne :

car $m_{\text{électron}} = m_{\text{positon}}$

$$E_{\text{photon}} = m_e \cdot c^2 + E_c + m_e \cdot c^2 + E_c$$

pour simplifier :

$$E_{\text{photon}} = 2 \cdot m_e \cdot c^2 + 2 \cdot E_c$$

Avec cette relation on peut énoncer **une condition énergétique** pour que le phénomène de matérialisation soit possible :

L'énergie minimale du photon incident est : $E_{\text{photon}} = 2 \cdot m \cdot c^2$

Avec $m_e \simeq 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $c \simeq 3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$:

$$E_{\text{min}} \simeq 2 \cdot 0,511 \text{ MeV} \simeq 2 \cdot 511 \text{ keV} = 1,02 \text{ MeV}$$

(valeur à connaître et à savoir retrouver)

Par conséquent, ce phénomène ne peut se produire qu'avec des **photons de grande énergie** (photons X ou γ).

De tels photons ne proviennent pas de la radioactivité, mais sont produits par un accélérateur ou présents dans le rayonnement cosmique.

II. Absorption d'un faisceau de photons

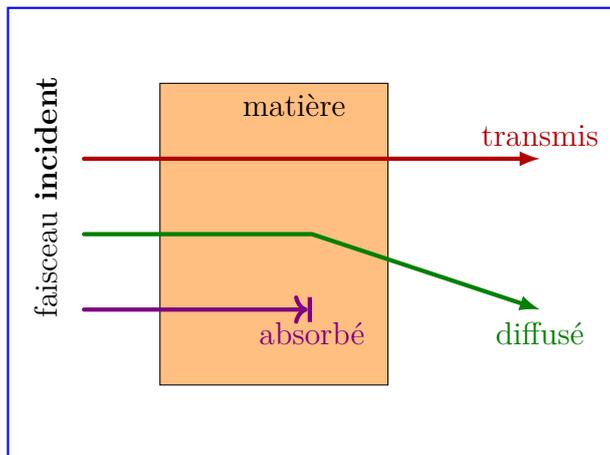


FIG. 3.6 – Vocabulaire associé au rayonnement à travers la matière

II.1 Coefficients d'absorption

a. Coefficient linéique d'absorption

Le flux de photons transmis Φ dépend de l'épaisseur x de matière traversée :

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

μ est le **coefficient linéique d'absorption**. Son unité est celle de l'inverse d'une longueur, souvent donné en cm^{-1} .

Par analogie avec la loi de décroissance radioactive, la signification physique de μ est la probabilité d'interaction d'un photon par unité de longueur de matériau traversé.

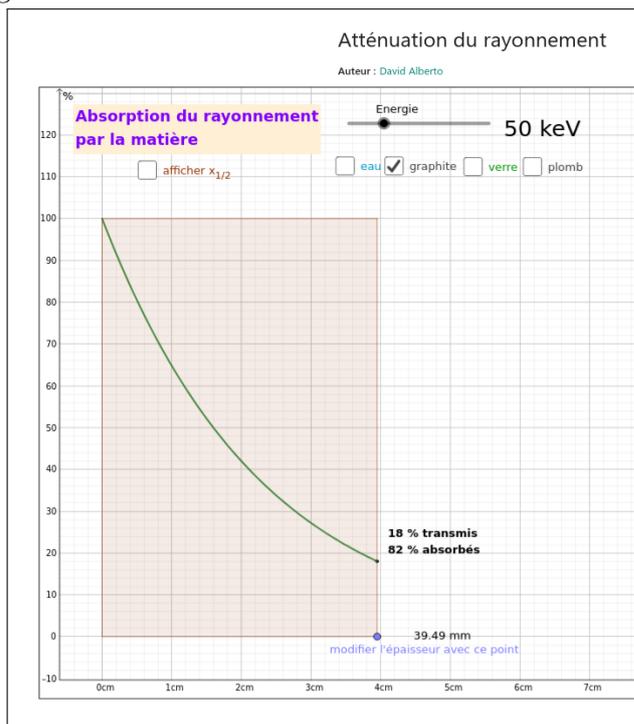
Le rapport $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ représente le **pourcentage de photons transmis** par le matériau.

Animation :

<https://www.geogebra.org/m/fvewe9sy>

influence de l'énergie, du matériau, de l'épaisseur.

Les photons non transmis ont interagi avec la matière, via les effets vus au début du cours.



b. Couche de demi-atténuation

Définition

On définit la **couche de demi-atténuation** (CDA) d'un matériau comme l'épaisseur suffisante pour diviser par deux le flux de photons.

La CDA est analogue à la période (demi-vie) dans la loi de décroissance radioactive.

$$CDA = \frac{\ln 2}{\mu}$$

L'unité de μ est l'inverse de celle de la CDA.

$x = 1 \cdot CDA$: le flux est divisé par 2^1

$x = 2 \cdot CDA$: le flux est divisé par $2^2 = 4$

$x = 3 \cdot CDA$: le flux est divisé par $2^3 = 8$

$x = n \cdot CDA$: le flux est divisé par 2^n

TAB. 3.1 – Divisions par deux successives

La CDA et le coefficient d'atténuation μ dépendent :

- du **matériau** traversé (en particulier le numéro atomique)
- de l'**énergie des photons incidents**

c. Coefficient massique d'absorption

Pour prendre en compte la densité du matériau – en plus de sa composition – on définit un **coefficient massique** d'atténuation :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

d. Coefficients partiels d'absorption

Le coefficient d'absorption représente l'effet global dû aux phénomènes d'effet photoélectrique, COMPTON, et de matérialisation.

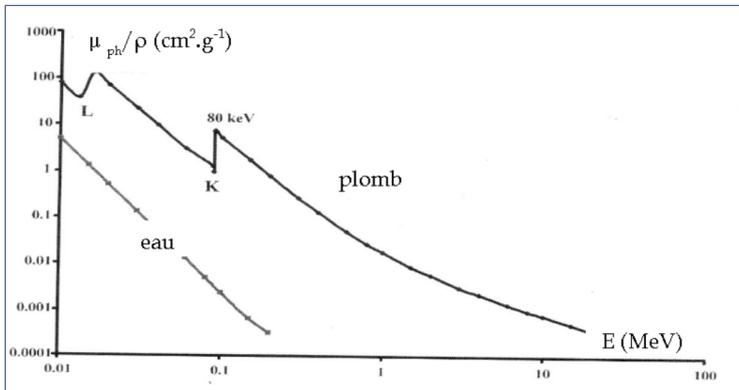
On peut **décomposer** l'influence de chaque effet, et définir les **coefficients partiels d'absorption** :

$$\mu = \mu_{photo} + \mu_{Compton} + \mu_{mater}$$

On peut ainsi comparer entre elles les contributions de chaque phénomène à l'absorption des photons.

II.2 Évolution des coefficients partiels selon l'énergie des photons

a. Contribution de l'effet photoélectrique

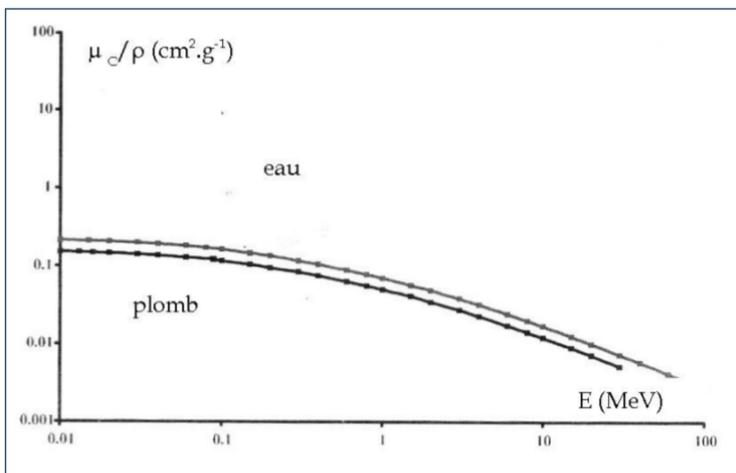


L'échelle est logarithmique.

On constate que l'atténuation est plus forte pour les photons *peu énergétiques*, et pour les *matériaux lourds* (métaux).

Des pics sont observables, lorsque l'énergie du photon est voisine de l'énergie de liaison d'une couche électronique.

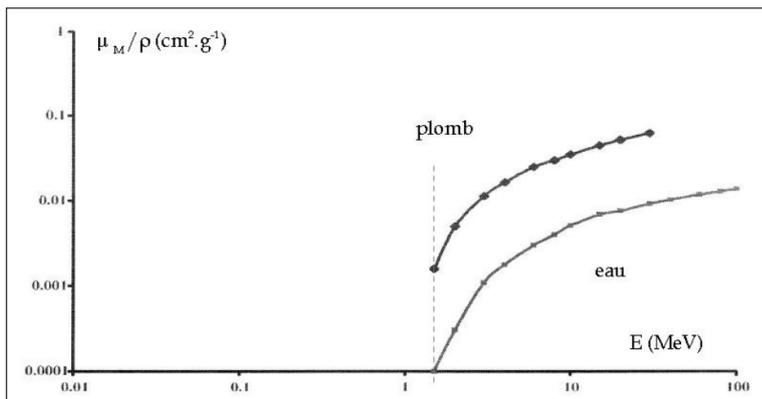
b. Contribution de l'effet Compton



Le coefficient d'absorption dépend assez peu du matériau.

Il décroît très progressivement avec l'énergie des photons.

c. Contribution de l'effet de matérialisation

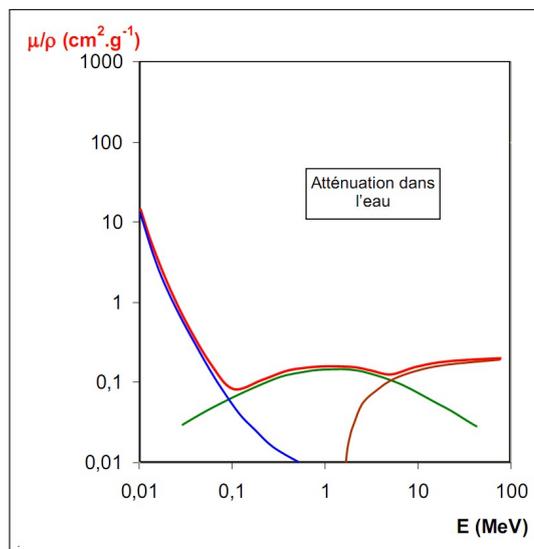
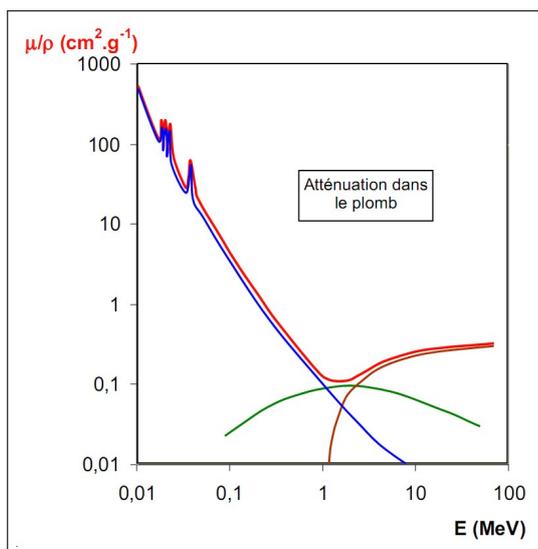


Valeur seuil d'énergie : 1,02 MeV.

La tendance est inverse des effets précédents : l'absorption *augmente* avec l'énergie des photons incidents.

Les matériaux lourds absorbent plus efficacement.

II.3 Évolution du coefficient global d'absorption selon l'énergie

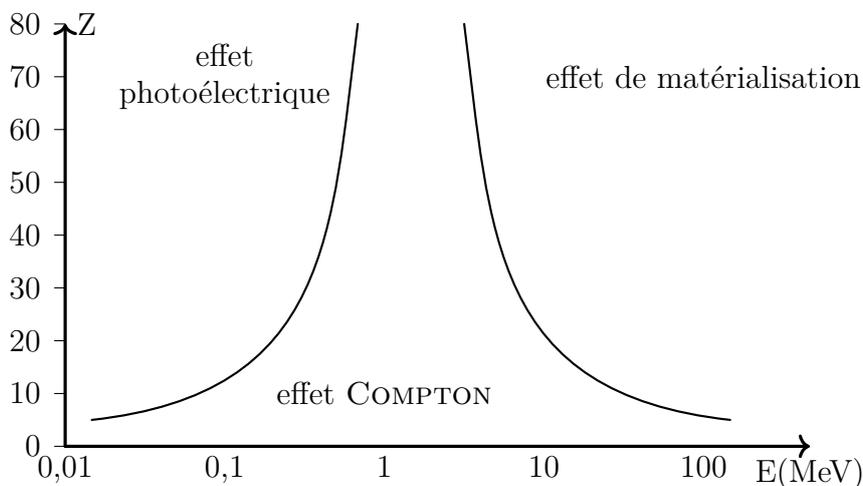


Les allures des courbes sont assez semblables. L'effet photoélectrique est plus marqué pour les métaux. L'effet COMPTON est plus marqué pour l'eau (et les tissus mous).

Exemple de lecture : avec un photon de 1 MeV, quel effet prédomine dans le plomb ? l'eau ?

L'ordre des contributions des 3 effets selon l'énergie est le même dans les deux courbes.

Ce comportement peut être généralisé aux autres milieux, avec le document suivant :



Exemples de lecture :

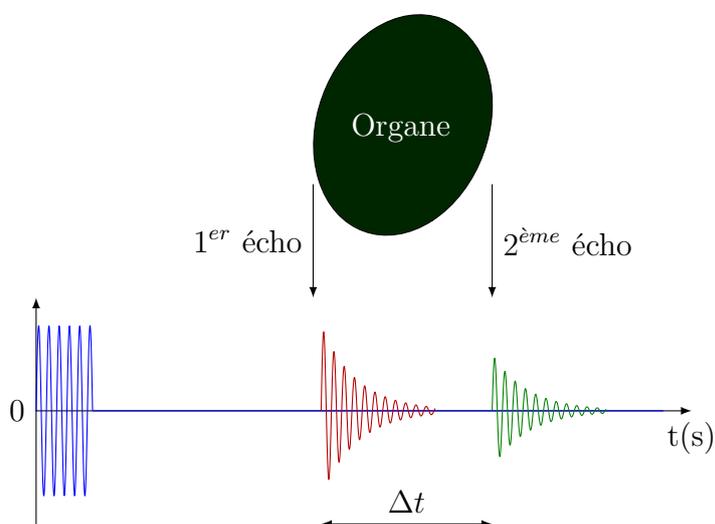
- $E = 0,1$ MeV, dans le plomb ($Z = 82$) : effet photoélectrique prépondérant
- $E = 1$ MeV, dans le plomb ($Z = 82$) : plutôt effet photoélectrique, mais à la limite de l'effet COMPTON
- $E = 10$ MeV, dans le plomb ($Z = 82$) : effet de matérialisation prépondérant (et un peu d'effet COMPTON)
- $E = 100$ keV, dans les tissus organiques ($Z_{moyen} \simeq 4$) : effet COMPTON prépondérant

Chapitre 4

Ultrasons

Sommaire

I. Nature du son	1
I.1 Mécanisme de propagation	1
I.2 Grandeurs caractéristiques d'une onde sonore	1
I.3 Production et détection des ultrasons	2
II. Acoustique	3
II.1 Intensité sonore I	3
II.2 Niveau sonore L	3
II.3 Courbe de sensibilité de l'oreille humaine	3
III. Influence du milieu de propagation	3
III.1 Absorption	3
III.2 Diffraction	4
III.3 Impédance acoustique	4
III.4 Coefficient de changement de milieu	5
III.5 Visualisation graphique de l'intensité dans les tissus	6
IV. Principe de l'échographie de type A	7

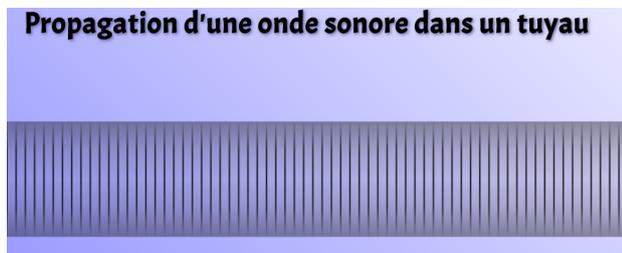


I. Nature du son

I.1 Mécanisme de propagation

Animation :

<http://physique.ostralo.net/ondesonoretuyau/>



La membrane du HP vibre, et transmet les vibrations aux tranches d'air voisines. Ces tranches d'air comprimées se dilatent, et propagent le mouvement aux tranches d'air voisines. Légendes : zones de compression, de dilatation. Chaque tranche d'air revient ensuite à sa position initiale : lorsque l'onde se propage, il y a propagation d'énergie sans déplacement de matière.

Propagation des ondes mécaniques

Contrairement aux ondes électromagnétiques, les ondes mécaniques – comme le son – nécessitent un milieu matériel pour se propager.

I.2 Grandeurs caractéristiques d'une onde sonore

a. Fréquence

La fréquence de l'onde sonore prend une **valeur imposée par l'émetteur**.

La fréquence **ne dépend pas du milieu** dans lequel se propage l'onde : elle reste constante durant le trajet de l'onde. Une fréquence élevée se traduit par un son aigu, une fréquence basse par un son grave.

b. Célérité

Contrairement aux ondes électromagnétiques, pour lesquelles la célérité est toujours considérée voisine de $3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, la célérité des ondes sonores varie beaucoup selon le milieu matériel traversé.

Plus le milieu est rigide, plus la célérité augmente : ainsi elle augmente en passant d'un milieu *gazeux* à un milieu *liquide* et d'un milieu liquide à un milieu *solide*.

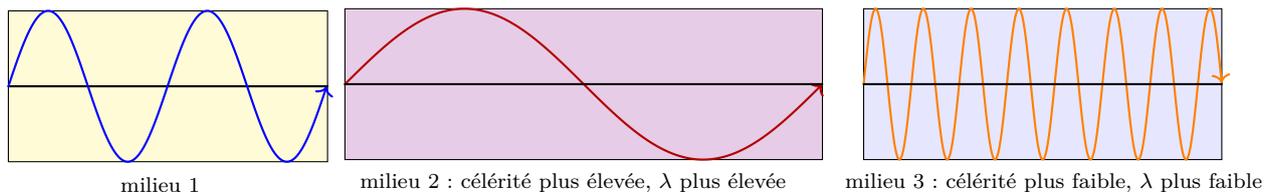
Lorsqu'une onde sonore change de milieu, sa célérité change, mais pas sa fréquence. Pour un même milieu, la célérité de l'onde sonore augmente lorsque la température augmente.

air (0 °)	331
air (20 °)	344
eau	1500
os	2630
cuiivre	5000

TAB. 4.1 – Célérité du son ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) dans quelques milieux

c. Longueur d'onde

La relation $\lambda = \frac{c}{f}$ est applicable. Par conséquent, si f est constante alors que c varie, on peut en conclure que, en changeant de milieu, la longueur d'onde varie comme la célérité :



I.3 Production et détection des ultrasons

Animation : <https://www.geogebra.org/m/JJjn8ufV>

Certains matériaux, comme le quartz, possèdent une propriété : en exerçant une pression sur le cristal, il apparaît une tension électrique sur ses faces.

C'est l'**effet piézo-électrique**.

Cet effet permet de **détecter des ondes ultrasonores**.

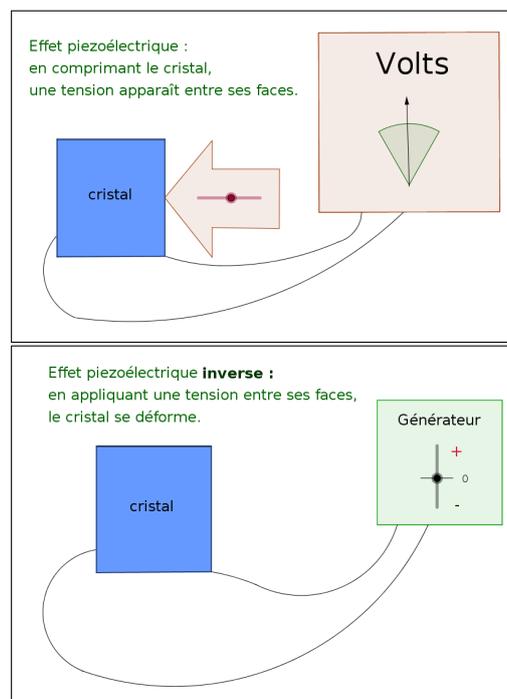
Animation :

<https://www.geogebra.org/m/Uu9XQHUB>

Cet effet est *réversible* : si on applique une tension à leurs bornes, le cristal se déforme. Ainsi, l'application d'une tension alternative sinusoïdale crée une vibration du cristal.

C'est l'**effet piézo-électrique inverse**.

Cet effet permet de **produire des ondes ultrasonores**.



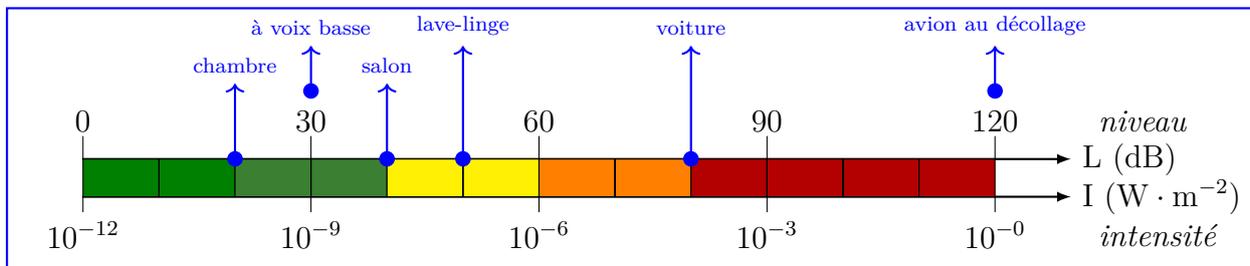
La réversibilité de cet effet permet de concevoir des sondes échographiques pouvant jouer les rôles à la fois d'émetteur et de récepteur.

En pratique, les matériaux utilisés sont des céramiques.

II. Acoustique

II.1 Intensité sonore I

C'est la puissance transportée par l'onde par unité de surface. Elle s'exprime en $W \cdot m^{-2}$.
L'intensité sonore peut couvrir une gamme très étendue de valeurs :



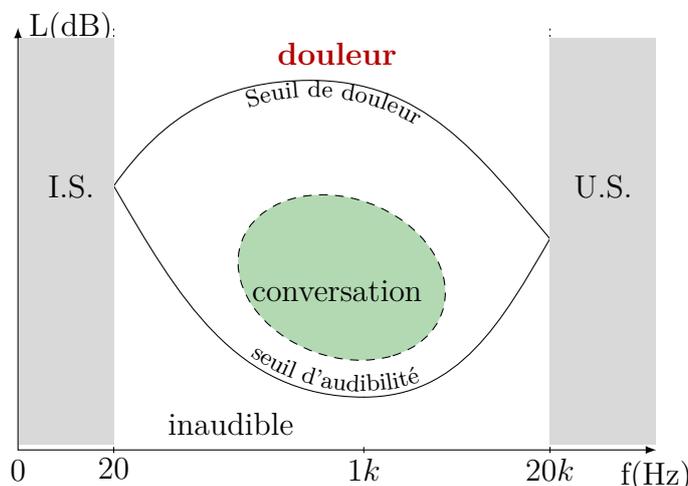
II.2 Niveau sonore L

Pour traduire la sensibilité de l'oreille aux sons, on définit le **niveau sonore L**, en décibels (dB).

- Seuil de douleur : 120 dB
- Si un son devient deux fois plus fort, alors L augmente de 3,0 dB

II.3 Courbe de sensibilité de l'oreille humaine

- courbe inférieure : seuil d'audition.
- la sensibilité de l'oreille varie avec la fréquence, elle est maximale autour de 1 kHz (fréquences de la voix).
- les **infrasons** sont les sons de fréquence inférieure à 20 Hz. Ils sont inaudibles.
- les **ultrasons** sont les sons de fréquence supérieure à 20 kHz. Ils sont inaudibles.



III. Influence du milieu de propagation

III.1 Absorption

En se propageant, l'intensité sonore diminue, suite à l'interaction de l'onde avec la matière : une partie de l'énergie est dissipée dans le milieu sous forme de chaleur (agitation thermique). L'intensité sonore diminue de façon exponentielle avec la distance x parcourue :

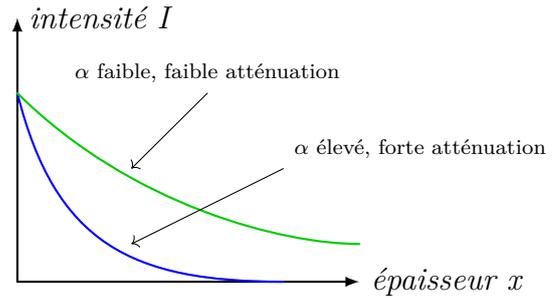
$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x}$$

α : coefficient d'atténuation (cm^{-1})

Le coefficient d'atténuation α dépend du milieu de propagation.

Il varie également avec la fréquence de l'onde, de façon très sensible :

plus la fréquence est élevée, plus l'atténuation est forte.



III.2 Diffraction

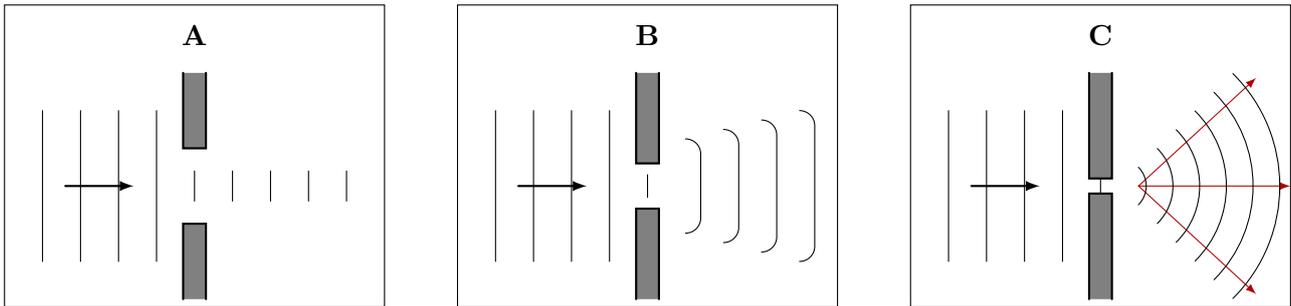


FIG. 4.1 – Diffraction : A - absente B - légère C - marquée

Lorsqu'un faisceau d'ondes sonores planes traverse une ouverture ou rencontre un obstacle, ce faisceau peut se déformer en s'étalant sur les côtés : c'est le phénomène de **diffraction**.

En échographie, il faut éviter ce phénomène, car l'onde doit se propager en ligne droite et rester aussi plane que possible. Sinon, le signal revenant en écho sera trop faible.

Or, la diffraction n'apparaît qu'à la condition suivante : **si la longueur d'onde de l'onde est voisine (ou supérieure) à la dimension de l'obstacle.**

On peut limiter la diffraction en envoyant des ondes de *longueur d'onde faible*, c'est-à-dire de *fréquence élevée*.

En mettant en parallèle les phénomènes d'atténuation et de diffraction, une contradiction apparaît : l'atténuation requiert une faible fréquence, alors que la diffraction exige une fréquence élevée.

Le choix de la fréquence en échographie résulte donc d'*un compromis* entre ces deux exigences. En pratique, les fréquences utilisées sont de l'ordre du MHz.

III.3 Impédance acoustique

L'impédance d'un milieu caractérise sa capacité à reprendre sa forme après déformation par l'onde sonore.

Elle est définie par la relation :

$$Z = \rho \times c$$

L'impédance acoustique ne dépend pas de la fréquence de l'onde sonore.

milieu	ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	c ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Z ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)
air	1,3	343	446
eau	1000	1480	$1,48 \cdot 10^6$
muscle	1040	1580	$1,64 \cdot 10^6$
graisse	920	1450	$1,33 \cdot 10^6$
os	1900	4000	$7,60 \cdot 10^6$

On peut retenir que **les tissus mous** ont des impédances comparables, voisines de celle de l'eau, et nettement inférieures à celle des os.

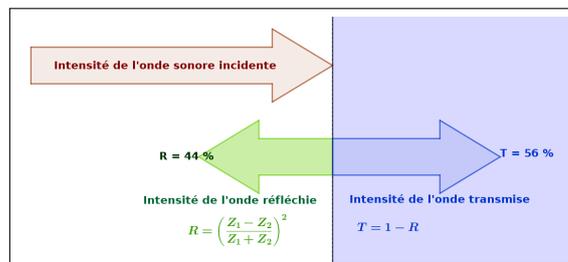
L'impédance très faible de l'air permet de distinguer les poumons des autres organes.

III.4 Coefficient de changement de milieu

Animation : <https://ggbm.at/jgzp8cgf>

À une interface entre deux milieux différents, l'onde incidente se partage :

- une partie de l'onde est *transmise*
- une partie est *réfléchie*, et sera détectée en écho par la sonde échographique



Le pourcentage d'onde transmise se note \mathbf{T} : c'est le **coefficient de transmission**.

Le pourcentage d'onde réfléchie se note \mathbf{R} : c'est le **coefficient de réflexion**.

Si on note I_{inc} l'intensité de l'onde incidente :

- l'intensité transmise vaut : $I_{transmise} = T \times I_{inc}$
- l'intensité réfléchie vaut : $I_{réfléchie} = R \times I_{inc}$
- on peut aussi écrire : $I_{inc} = I_{transmise} + I_{réfléchie}$ (par conservation de l'énergie)

Les valeurs des coefficients R et T dépendent uniquement des impédances des deux milieux de part et d'autre de l'interface :

$$R = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}\right)^2 \quad \text{et} \quad T = 1 - R$$

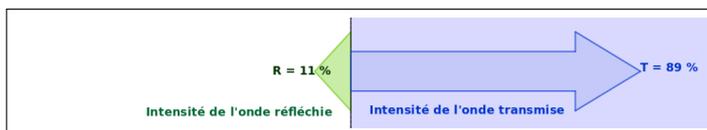
Trois situations peuvent se présenter, selon les rapports entre les impédances Z_1 et Z_2 :

Les milieux sont d'**impédances voisines** :

l'onde est presque uniquement *transmise*.

L'interface est dite *peu visible*.

C'est le cas de l'interface graisse - muscle.

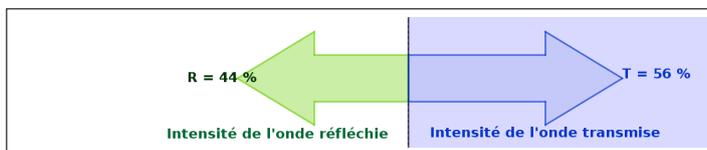


Les impédances sont assez différentes :

L'interface est dite *visible*.

Les fractions transmise et réfléchie sont comparables.

C'est le cas de l'interface muscle - os.

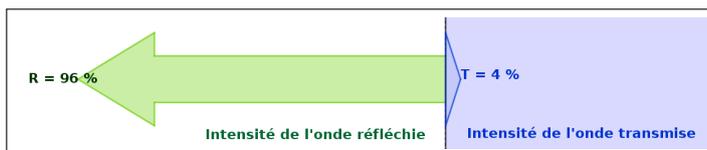


Les impédances sont très différentes :

l'onde est essentiellement *réfléchie*.

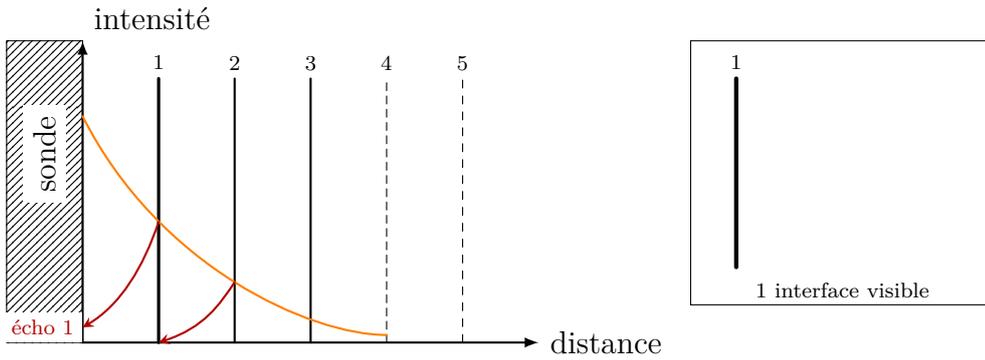
C'est le cas de l'interface air - graisse.

Dans ce cas, l'onde reste en dehors des tissus.



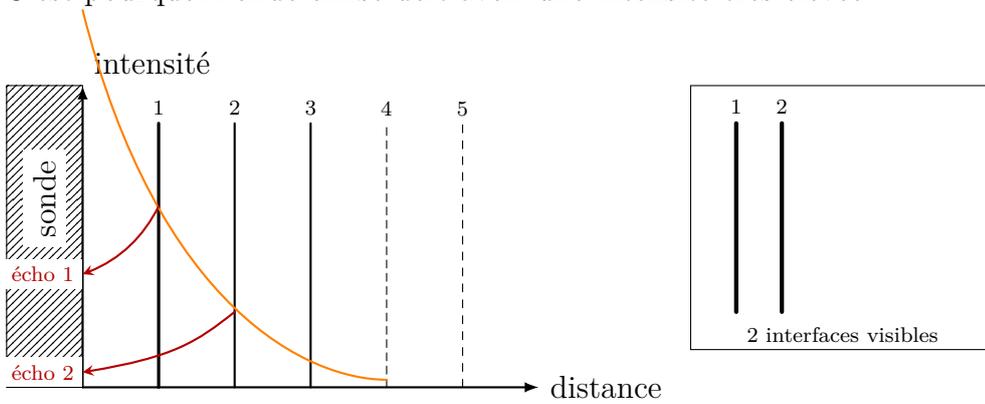
Pour pallier ce problème, on applique du **gel échographique** entre la sonde et la peau. Le gel possédant une impédance proche de celle des tissus mous, on se retrouve dans la première situation (forte transmission).

III.5 Visualisation graphique de l'intensité dans les tissus

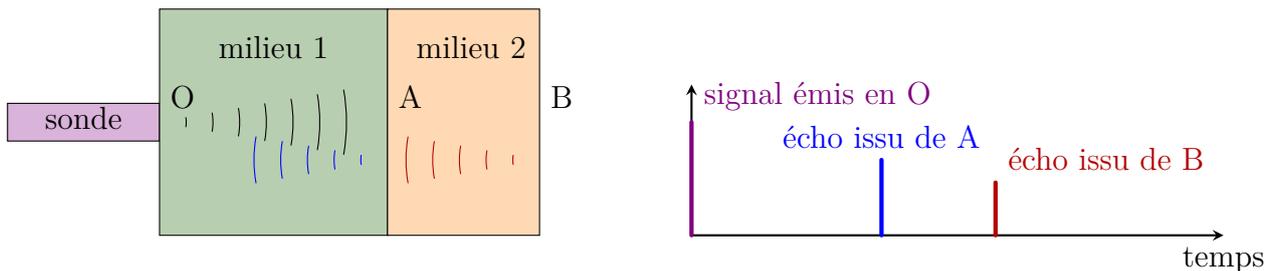


À cause de l'atténuation dans les tissus, le signal reçu en écho par la sonde risque d'être insuffisant pour détecter les interfaces les plus profondes.

Même si une interface a été atteinte par l'onde sonore, un écho trop atténué ne sera pas détecté. C'est pourquoi l'onde émise doit avoir une intensité très élevée.



IV. Principe de l'échographie de type A



Cette échographie consiste en une **mesure de durée**.

La sonde émet des ondes ultrasonores sous forme de *salves*. L'appareil enregistre le temps écoulé durant l'aller-retour (entre l'émission d'une salve et les échos successifs après réflexion sur diverses interfaces).

L'émission sous forme de salves est nécessaire, car pour pouvoir détecter l'onde retour, la sonde ne peut pas simultanément émettre.

Connaissant la durée de l'aller-retour et la célérité de l'onde dans le milieu, on peut en déduire précisément les dimensions des tissus traversés.

Exemple de calcul :

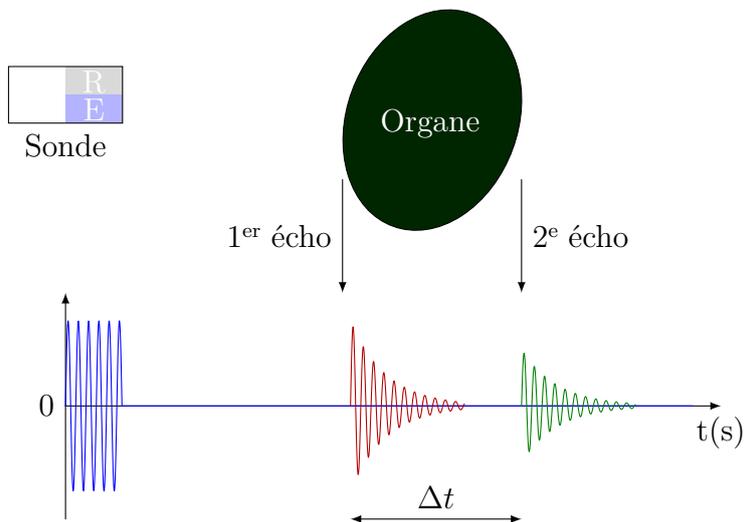
l'écho issu de l'interface A est détecté 50 μs après l'émission. Déterminer la profondeur de l'interface A.

Donnée : c = 1540 m

$$d = v \times \Delta t$$

$$2 \times OA = c \times \Delta t \quad \text{car } \Delta t \text{ est la durée de l'aller-retour}$$

$$OA = \frac{c \times \Delta t}{2} = \frac{1540 \times 50 \cdot 10^{-6}}{2} \simeq 0,0385 \text{ m}$$



En mesurant le délai entre deux échos, on peut déterminer la taille d'un organe.