

Cours de Physique
Résumé 1^{ère} et Terminale S

Ronan Jahier

Année 2011 - 2012

Première partie

Électricité

Chapitre 1

Électricité : lois générales

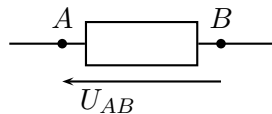
1.1 Les grandeurs physiques utilisées en électricité

1.1.1 La tension électrique

Le potentiel électrique caractérise l'état électrique d'un point du circuit.

Par convention, on choisit un **potentiel nul** en un point du circuit que l'on appelle la **masse**. Une **tension électrique** est une **différence de potentiel** entre deux points d'un circuit : $U_{AB} = V_A - V_B$.

On représente une tension électrique par une flèche.



L'unité de tension est le **volt** (V).

1.1.2 Le courant électrique

Dans un circuit électrique fermé, l'existence d'un courant électrique est dû à un **déplacement de charges électriques**. À l'intérieur des conducteurs qui constituent le circuit électrique, ce sont les électrons qui se déplacent (*remarque* : dans une solution électrolytique, ce sont les ions). Les électrons se déplacent du pôle négatif du générateur vers le pôle positif.

On attribue un **sens conventionnel** au courant électrique : **le courant circule de la borne positive du générateur vers la borne négative**.

Pour des circuits simples et ne comportant qu'un seul générateur, le sens du courant est connu : à l'extérieur du générateur, il va de la borne positive à la borne négative. Le sens du courant est précisé par une flèche, et l'intensité est une grandeur positive.

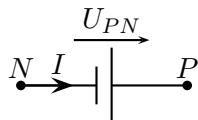
Il existe cependant des situations où le sens du courant dans une branche n'est pas connu a priori. *Il faut alors orienter cette branche*, c'est-à-dire choisir **arbitrairement** un sens que l'on précise par une flèche sur le schéma du circuit. L'intensité I associée à cette orientation est algébrique :

- $I > 0$: le sens du courant est le même que l'orientation de la branche,
- $I < 0$: le sens du courant est contraire à l'orientation de la branche.

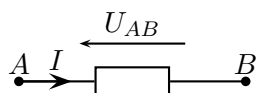
L'unité d'intensité est l'**ampère** (A).

1.1.3 Les conventions utilisées en électricité

- **Convention générateur** : une tension est représentée par une flèche dans le sens d'orientation de la branche.



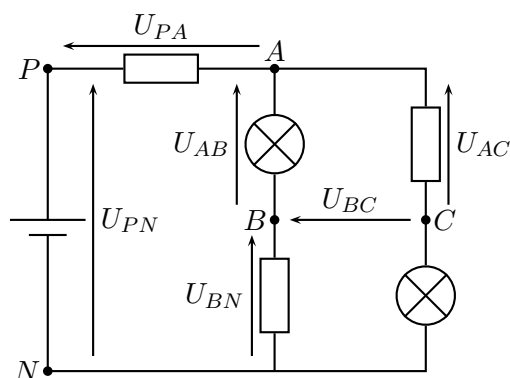
- **Convention récepteur** : une tension est représentée par une flèche dans le sens opposé à l'orientation de la branche.



1.2 Les principales lois de l'électricité

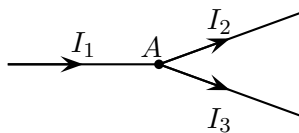
1.2.1 Loi d'additivité des tensions ou loi des mailles

La tension U_{PN} entre deux points P et N d'un circuit est égale à la somme des tensions entre différents points du circuit, en partant de N pour arriver à P :



1.2.2 Loi des nœuds

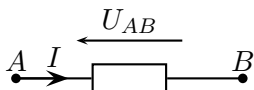
La somme des intensités des courants dans les branches qui arrivent à un nœud est égale à la somme des intensités des courants dans les branches qui partent de ce nœud.



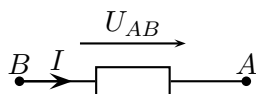
1.2.3 Loi d'Ohm

La tension U_{AB} entre les bornes d'un conducteur ohmique de résistance R est proportionnelle à l'intensité I du courant qui le traverse.

- En convention récepteur :



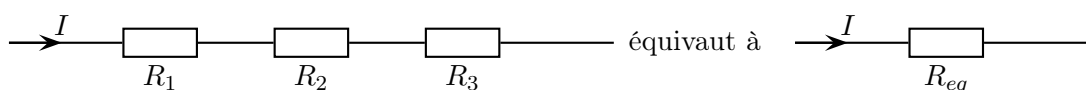
– En convention générateur :



1.2.4 Association de conducteurs ohmiques

Additivité des résistances en série

La résistance R_{eq} du dipôle équivalent à des résistances associées en série est égale à la somme des valeurs de ces résistances :

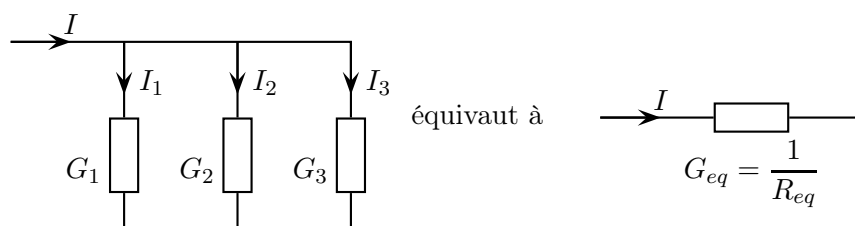


Additivité des conductances en dérivation

$G = \frac{1}{R}$ est la **conductance** d'un conducteur ohmique.

Elle s'exprime en **siemens** (S).

La conductance G_{eq} du dipôle équivalent à l'association de conductances en parallèle est égale à la somme de ces conductances :



On peut aussi écrire :

Cas particulier de deux résistances en parallèle :

1.3 Générateurs et récepteurs

1.3.1 Les générateurs

Définition – Énergie cédée au circuit

Un générateur cède de l'énergie électrique au reste du circuit par l'intermédiaire du courant électrique.

La **puissance** de ce transfert d'énergie a pour expression :

L'**énergie électrique** cédée par le générateur est :

Générateur de tension idéal

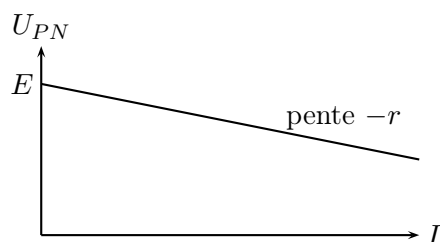
Un générateur idéal de tension continue est un dipôle qui impose une tension constante U_{PN} entre ses bornes : $U_{PN} = E$.

E est la **force électromotrice** (notée **fem**) du générateur, exprimée en volt.

La tension U_{PN} ne dépend pas de l'intensité I du courant qui traverse le générateur, tant que I demeure inférieure à une valeur limite.

Générateur de tension réel

Caractéristique tension – intensité :

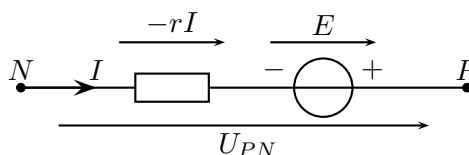


Avec la convention générateur, la caractéristique tension – intensité est une droite affine donc :

avec E : fém du générateur, r : résistance interne du générateur.

La relation $U_{PN} = E - rI$ montre qu'un générateur de tension réel est équivalent à un générateur de tension idéal de fém E monté série avec une résistance r .

Schéma équivalent du générateur :



Interprétation énergétique

En convention générateur, pendant la durée Δt , l'énergie électrique transférée du générateur au reste du circuit est : $W_{EG} = U_{PN}I\Delta t$ soit $W_{EG} = (E - rI)I\Delta t$ ce qui permet d'interpréter la conversion d'énergie ayant lieu dans le générateur de la façon suivante :

– $EI\Delta t$:

– $rI^2\Delta t$:

Remarque : la nature de l'énergie convertie en énergie électrique dépend du type de générateur utilisé :

- dans une pile : conversion d'énergie chimique en énergie électrique.
- dans une dynamo de vélo : conversion d'énergie mécanique en énergie électrique.
- dans une photopile : conversion d'une partie du rayonnement solaire en énergie électrique.

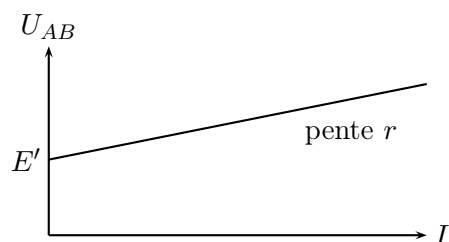
1.3.2 Les récepteurs

Définition – Énergie reçue

Un récepteur reçoit de l'énergie électrique par l'intermédiaire du courant électrique. La puissance de ce transfert d'énergie a pour expression :

L'énergie électrique reçue lors du passage du courant est :

Caractéristique tension – intensité



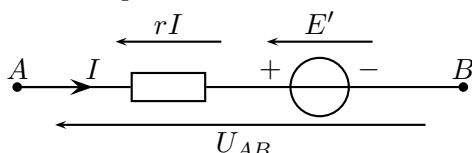
Avec la convention récepteur, la caractéristique tension – intensité est une droite affine donc :

avec E' : force contre électromotrice fcem du récepteur, r : résistance interne.

Schéma équivalent d'un récepteur

La relation $U = E' + rI$ indique qu'il est possible de représenter un récepteur par un schéma électrique équivalent comportant un récepteur idéal de fcem E' en série avec une résistance r .

La fcem est représentée avec la convention récepteur.



Interprétation énergétique

En convention récepteur et pendant une durée Δt , le récepteur reçoit l'énergie électrique $W_{ER} = UI\Delta t$ soit $W_{ER} = (E' + rI)I\Delta t$ ce qui permet d'interpréter la conversion d'énergie ayant lieu dans le récepteur de la façon suivante :

– $E'I\Delta t$:

– $rI^2\Delta t$:

Remarque : la conversion de l'énergie électrique en énergie utile dépend du récepteur :

- pour un moteur à courant continu, $E'I\Delta t$ est égal au travail mécanique fourni par le moteur
- pour un électrolyseur, $E'I\Delta t$ est égal à l'augmentation de l'énergie interne du contenu de l'électrolyseur associée à des transformations chimiques provoquées par le passage du courant (conversion d'énergie électrique en énergie chimique).

Le cas particulier du conducteur ohmique

Le passage d'un courant électrique dans un conducteur ohmique s'accompagne d'un effet thermique appelé **effet Joule**, qui se manifeste par une élévation de la température.

Puissance et énergie dissipée par effet Joule :

Remarque : on peut considérer un conducteur ohmique comme un récepteur de fcem $E' = 0$.

Chapitre 2

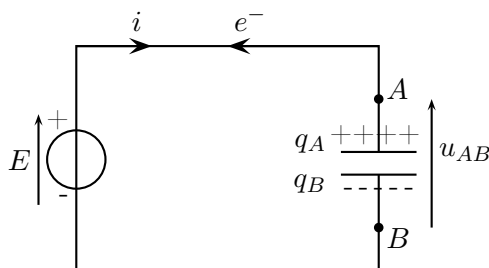
Étude du dipôle RC

2.1 Le condensateur

Un condensateur est constitué de deux surfaces conductrices appelées *armatures* séparées par un *isolant* (air, alumine ...).

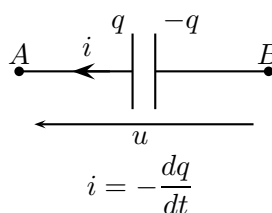
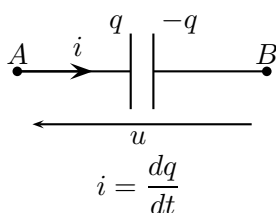
Symbole normalisé : 

C'est un dipôle **stockeur de charges** : lorsqu'on branche un condensateur aux bornes d'un générateur, ce dernier extrait des électrons libres du métal de l'armature A et les fait circuler vers l'armature B , créant ainsi un déplacement de charges, donc un courant électrique. Les charges ne peuvent pas traverser le condensateur donc elles ne peuvent que s'accumuler sur ses armatures, on dit que le condensateur se charge. À l'instant t , une charge q_A positive (déficit d' e^-) et une charge q_B négative (excès d' e^-) se sont accumulées sur les armatures A et B . Comme il y a conservation de la charge électrique, à chaque instant :

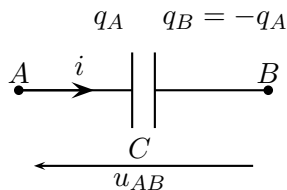


Pour un courant variable (c'est-à-dire dépendant du temps), l'intensité instantanée et la charge électrique sont liées par la relation :

Attention : q est la charge électrique portée par l'armature vers laquelle pointe la flèche orientant la branche.



La charge électrique portée par une armature d'un condensateur est proportionnelle à la tension entre ses bornes. Le coefficient de proportionnalité est une caractéristique du composant : c'est la **capacité** du condensateur, notée C . Elle s'exprime en **farad** (F).



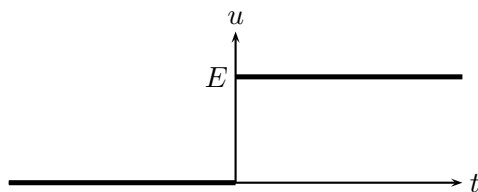
En convention récepteur, on peut aussi écrire :

2.2 Étude de la charge d'un condensateur

2.2.1 Définitions

On appelle **dipôle RC** l'association **en série** d'un **condensateur** de capacité C et d'un **conducteur ohmique** de résistance R .

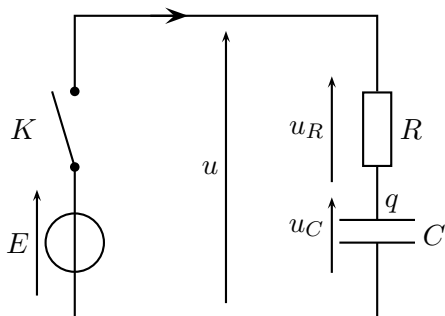
Un échelon de tension montant est un signal électrique de la forme $u(t) = 0$ pour $t < 0$ et $u(t) = E$ pour $t > 0$.



2.2.2 Équation différentielle du circuit

Initialement le condensateur est déchargé : la tension entre ses bornes est nulle.

À $t = 0$, on ferme l'interrupteur, le condensateur se charge progressivement : on appelle réponse à un échelon de tension la tension $u_C = u_{AB}$.



La loi d'additivité des tensions permet d'écrire, pour $t > 0$: $u_R + u_C = u = E$

Or $u_R = Ri$ en convention récepteur, d'où l'équation : $Ri + u_C = E$

Avec l'orientation choisie pour le circuit, les relations caractérisant le comportement du condensateur sont :

$$i = \frac{dq}{dt} \quad \text{et} \quad q = Cu_C \quad \text{d'où} \quad i = C \frac{du_C}{dt}$$

$$\text{L'équation devient : } Ri + u_C = RC \frac{du_C}{dt} + u_C = E$$

$$\text{Que l'on peut aussi écrire : } \frac{du_C}{dt} + \frac{u_C}{\tau} = \frac{E}{\tau} \quad \text{avec} \quad \tau = RC$$

2.2.3 Signification physique du produit RC

Après analyse dimensionnelle, on trouve que τ est homogène à un temps :

Pour le condensateur :

Pour la résistance :

On en déduit que :

τ est la **constante de temps** du dipôle RC , elle s'exprime en seconde si R est exprimée en ohm et C en farad.

2.2.4 Résolution de l'équation différentielle

La solution générale de l'équation différentielle $\frac{du_C}{dt} + \frac{u_C}{\tau} = \frac{E}{\tau}$ est de la forme :

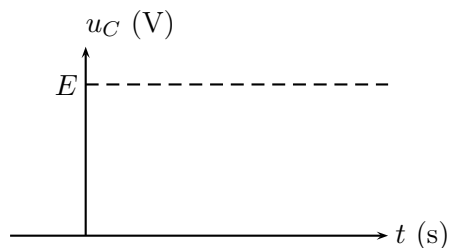
$u_C(t) = Ae^{-mt} + B$ où A , m et B sont des constantes.

On trouve m et B à partir de l'équation différentielle, en remplaçant u_C par $Ae^{-mt} + B$ dans l'équation différentielle. On obtient ainsi $B = E$ et $m = \frac{1}{\tau}$.

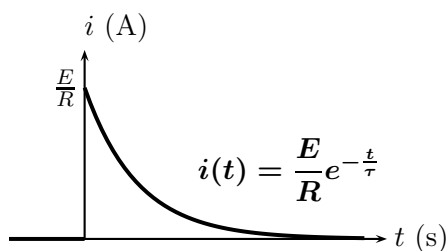
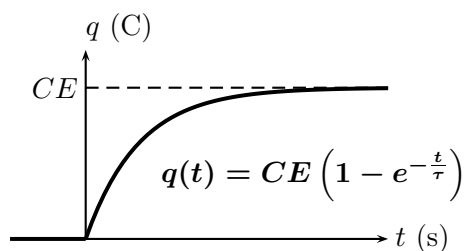
Puis on détermine A en **utilisant les conditions initiales** sur u_C , à savoir $u_C(0^-) = 0$ et u_C **est continue** en $t = 0$ donc $u_C(0^+) = 0$.

La solution de l'équation différentielle est donc avec $\tau = RC$:

Représentation de la tension échelon et de la tension $u_C(t)$ aux bornes du condensateur au cours de la charge :

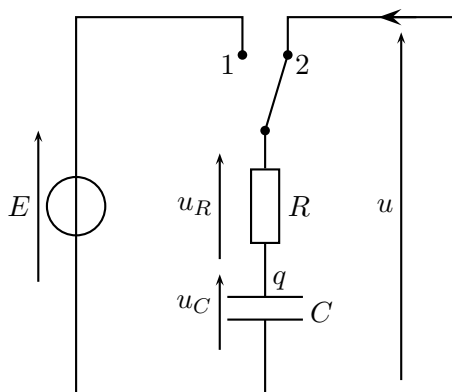


On peut aussi représenter l'évolution de la charge électrique et de l'intensité au cours du temps :



2.3 Étude de la décharge d'un condensateur

2.3.1 Équation différentielle



La loi d'additivité des tensions permet d'écrire : $u_C + u_R = u = 0$.

Avec l'orientation choisie pour le circuit :

$$i = \frac{dq}{dt} \quad \text{et} \quad q = Cu_C \quad \text{d'où} \quad i = C \frac{du_C}{dt} \quad \text{et} \quad u_R = Ri.$$

D'où l'équation différentielle :

$$\frac{du_C}{dt} + \frac{u_C}{\tau} = 0 \quad \text{avec} \quad \tau = RC$$

2.3.2 Solution de l'équation différentielle

La solution générale de l'équation différentielle établie est de la forme :

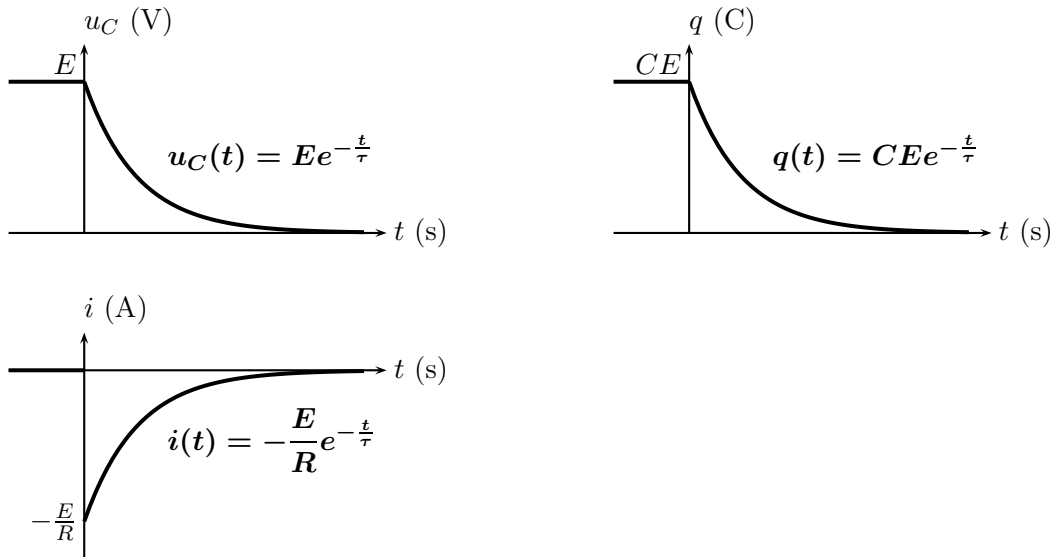
$$u_C(t) = Ae^{-mt} + B.$$

En remplaçant dans l'équation différentielle puis en regroupant les termes en e^{-mt} , on trouve que $B = 0$ et que $m = \frac{1}{\tau}$.

On trouve A par la condition initiale sur u_C . **Le condensateur impose la continuité de la tension u_C à ses bornes à $t = 0$ donc $u_C(0^+) = u_C(0^-) = E$.** On trouve ainsi $A = E$.

La solution de l'équation différentielle est donc : $u_C(t) = Ee^{-\frac{t}{\tau}}$

2.3.3 Évolution de la tension, de la charge électrique et de l'intensité



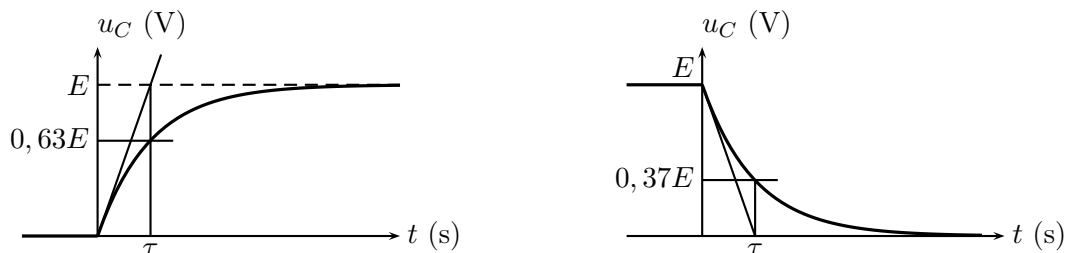
2.3.4 Constante de temps τ du dipôle RC

On dispose de la courbe expérimentale $u_C(t)$.

- *Méthode 1* : puisque $u_C(\tau) = E(1 - e^{-1}) = 0,63E$, il suffit de lire graphiquement la valeur de E puis de calculer $0,63E$; l'abscisse du point $0,63E$ est τ .

Pour un échelon de tension descendant $u_C(\tau) = Ee^{-1} = 0,37E$.

- *Méthode 2* : on exploite une propriété de la fonction exponentielle : la tangente à l'origine de la courbe $u_C(t)$ coupe l'asymptote horizontale au point d'abscisse $t = \tau$.



2.3.5 Durée du régime transitoire

On peut considérer que le condensateur est chargé à 99% lorsque $u_C = 0,99E$. De même, on considère qu'il est déchargé à 99% lorsque $u_C = 0,01E$.

Le calcul montre que lors de la charge ou de la décharge d'un condensateur dans un circuit RC de constante de temps τ , le **régime transitoire dure environ 5τ** .

La charge ou la décharge d'un condensateur de capacité C donnée s'effectue donc de plus en plus lentement quand R ou C augmente.

2.3.6 Énergie emmagasinée dans un condensateur

Lorsqu'il est chargé, un condensateur de capacité C possède une énergie E_{cond} telle que :

Le stockage de l'énergie par le condensateur et la possibilité qu'il a de la restituer ultérieurement sont utilisés dans de nombreux dispositifs : flash d'appareil photo, alimentation de renfort de la radio des voitures, mémoire RAM d'un ordinateur...

Chapitre 3

Étude du dipôle RL

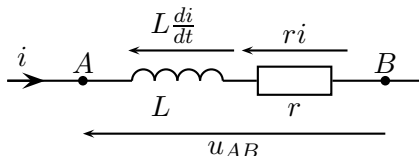
3.1 La bobine

C'est un enroulement de fil électrique, généralement en cuivre.

Symbole normalisé : 

r est la résistance interne de la bobine, mesurable à l'ohmmètre et L est son inductance en **henry** (H).

Une bobine réelle est équivalente à une bobine *idéale* (résistance interne nulle) d'inductance L associée en série avec une résistance r .



D'où, en convention récepteur :

Lorsqu'on néglige la contribution de la résistance interne, la tension à ses bornes s'écrit $u_L = L \frac{di}{dt}$. Ainsi :

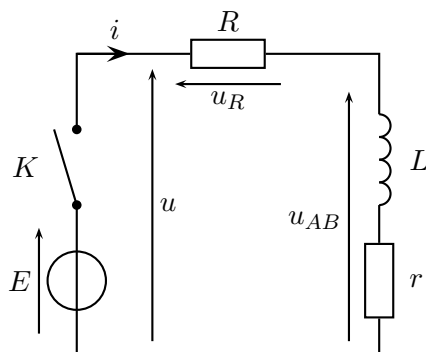
- si la valeur de i est en train d'augmenter $\frac{di}{dt} > 0$ donc $u_{AB} > 0$,
- si la valeur de i est en train de diminuer $\frac{di}{dt} < 0$ donc $u_{AB} < 0$.

3.2 Réponse d'un dipôle RL à un échelon de tension

Un dipôle RL est l'association en série d'une bobine (inductance L et résistance interne r) et d'un conducteur ohmique de résistance R .

3.2.1 Équation différentielle vérifiée par l'intensité

On appelle *réponse* du circuit RL à un échelon de tension, l'intensité $i(t)$ pour $t > 0$.



La loi d'additivité des tensions permet d'écrire $u = u_{AB} + u_R$.

Pour $t > 0$, $u = E$, $u_R = Ri$, et $u_{AB} = L \frac{di}{dt} + ri$, donc : $L \frac{di}{dt} + ri + Ri = E$.

L'équation différentielle régissant la réponse $i(t)$ à un échelon de tension de valeur E s'écrit, pour $t > 0$:

$$\frac{di}{dt} + \frac{i}{\tau} = \frac{E}{L} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{L}{R + r}$$

3.2.2 Constante de temps du dipôle RL

Par une analyse dimensionnelle, on trouve que τ est homogène à un temps (exprimé en seconde pour L en henry et les résistances en ohm) ; τ est donc la constante de temps du dipôle RL .

3.2.3 Résolution de l'équation différentielle

L'équation différentielle est analogue à celle vérifiée par la tension aux bornes du condensateur, lors de la réponse du dipôle RC à un échelon de tension. Sa solution générale est donc de la forme : $i(t) = Ae^{-mt} + B$ où A , m et B sont des constantes.

Exactement de la même façon, on trouve m et B en reportant cette expression dans l'équation différentielle, on obtient que $m = \frac{1}{\tau}$ et $B = \frac{E}{R + r}$.

On trouve A en utilisant la condition initiale sur i . i est **continue** en $t = 0$ (elle est nulle juste avant et nulle juste après la fermeture de l'interrupteur) : on obtient $A = -\frac{E}{R + r}$.

D'où l'expression de la solution de l'équation différentielle de la réponse d'un dipôle RL à un échelon de tension :

$$i(t) = \frac{E}{R + r} \left(1 - e^{-t/\tau} \right)$$

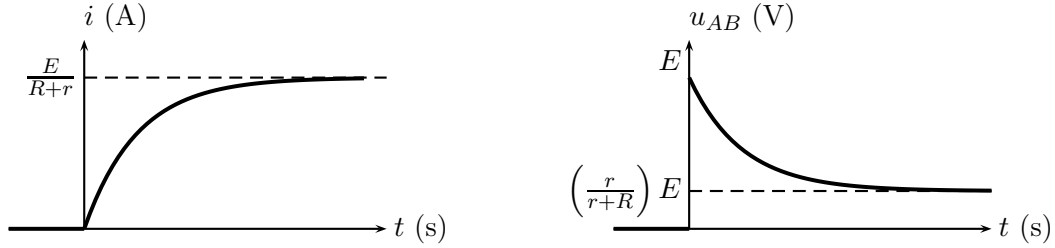
3.2.4 Interprétation

Lors de la réponse à un échelon de tension E , la courbe de $i(t)$ présente :

- une partie où l'intensité du courant ne cesse d'augmenter. Elle dure environ 5τ et correspond au **régime transitoire**. $i(5\tau) = 0,99i_{lim}$
- une partie où l'intensité ne varie quasiment plus ; elle s'approche de sa valeur asymptotique. C'est le **régime permanent** ou établi ou **asymptotique**.

Comme la présence d'une bobine dans le circuit impose la continuité de l'intensité i du courant qui la traverse, la variation de l'intensité de sa valeur initiale nulle à sa valeur asymptotique n'est pas instantanée. Tout se passe comme si la bobine s'opposait à l'établissement du courant.

On constate qu'à la fermeture du circuit, la tension u_{AB} entre les bornes de la bobine présente une discontinuité.



3.3 Rupture du courant dans un circuit RL

3.3.1 Rupture du courant

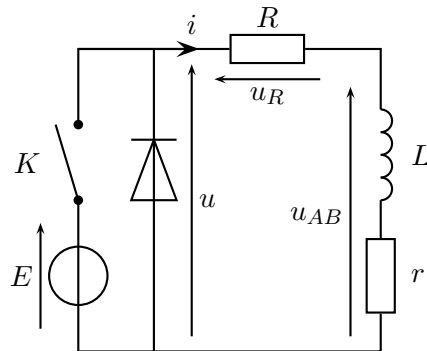
On provoque une rupture du courant en ouvrant l'interrupteur d'un circuit RL .

Si, par exemple, l'intensité i du courant dans une bobine d'inductance $L = 1$ H passe de 1 A à 0 A en 1 ms, alors : $\left|L \frac{di}{dt}\right| \simeq \left|L \frac{\Delta i}{\Delta t}\right| = \left|\frac{-1 \times 1}{10^{-3}}\right| = 1000$ V.

Cette **surtension** provoque aux bornes de l'interrupteur une étincelle destinée à rétablir la continuité du courant. Cette étincelle est évidemment à éviter. Pour assurer sans danger la continuité du courant dans la bobine, il faut utiliser une **diode**, dite de **roue libre**.

Lorsque K est ouvert, la diode est passante : elle se comporte comme un interrupteur fermé et $u = 0$.

3.3.2 Équation différentielle du circuit



On applique la loi d'additivité des tensions : $u_R + u_{AB} = u = 0$.

Or on a, $u_R = Ri$ et $u_{AB} = L \frac{di}{dt} + ri$.

D'où l'équation différentielle finale :

$$\frac{di}{dt} + \frac{i}{\tau} = 0 \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{L}{R + r}$$

3.3.3 Solution de l'équation différentielle

La méthode est la même que celle utilisée pour l'étude de la décharge du condensateur. Compte tenu de la condition initiale $i(t = 0^+) = \frac{E}{R+r}$ imposée par la continuité de l'intensité à l'ouverture de l'interrupteur, la solution de l'équation différentielle est :

$$i(t) = \frac{E}{R+r} e^{-t/\tau}$$

.

3.3.4 Constante de temps τ du dipôle RL

L'analyse dimensionnelle a montré que le rapport $\frac{L}{R+r}$ est homogène à un temps et donc que $\tau = \frac{L}{R+r}$. Les méthodes de détermination graphique sont exactement les mêmes que pour l'étude du dipôle RC en utilisant la courbe $i(t)$.

3.3.5 Énergie emmagasinée dans une bobine

Une bobine d'inductance L et parcourue par un courant d'intensité i possède une énergie E_{bob} qui a pour expression :

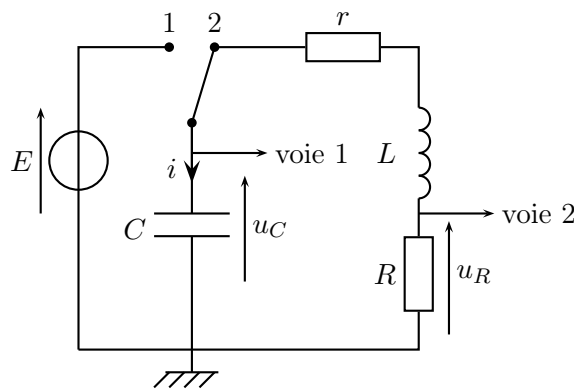
La bobine, à la différence du condensateur, **ne peut pas restituer en différé** l'énergie qu'elle a emmagasinée.

Chapitre 4

Étude du dipôle RLC

4.1 Décharge d'un condensateur dans un dipôle RL

4.1.1 Montage utilisé



- interrupteur sur position 1 : charge du condensateur.
- interrupteur sur position 2 : circuit RLC série ; on peut alors étudier l'évolution de la tension u_C aux bornes du condensateur et de l'intensité i du courant dans le circuit.

Remarque : on notera les branchements d'un oscilloscope :

- voie 1 : u_C
- voie 2 : $u_R = -Ri$
- masse de l'oscilloscope commune avec celle du générateur.

4.1.2 Les trois régimes libres du RLC série

Un circuit RLC évolue en **régime libre** s'il ne subit **aucun apport d'énergie** après l'instant initial.

Pour L et C fixés, la valeur de la résistance totale du circuit ($R_t = R + r$) détermine la nature du régime libre observé : **pseudo-périodique** ou **apériodique**.

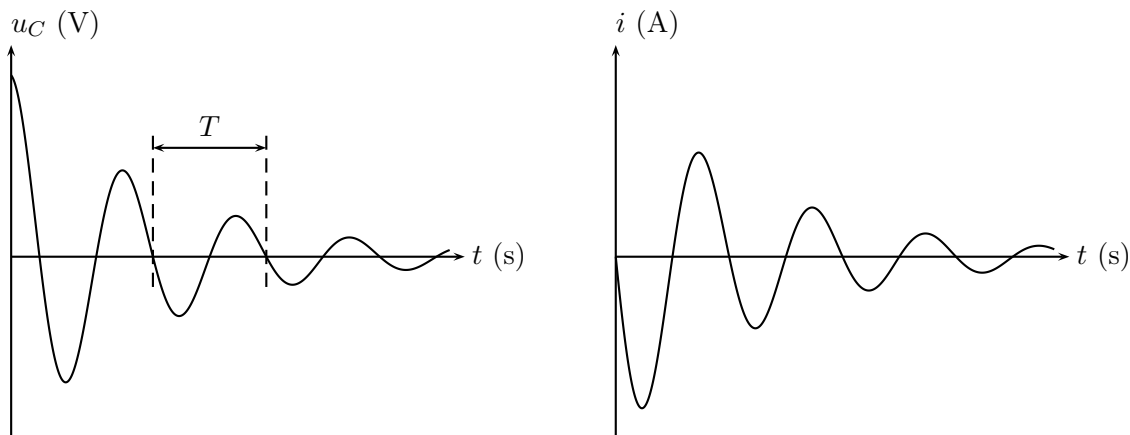
Régime pseudo-périodique (observé pour de **faibles valeurs de R_t**) :

La tension u_C présente des **oscillations amorties**, c'est-à-dire dont l'amplitude décroît au cours du temps. Elles passent périodiquement par des valeurs nulles.

La durée entre deux passages consécutifs de la tension u_C par une valeur nulle, avec une pente de même signe, est égale à la **pseudo-période T** des oscillations amorties.

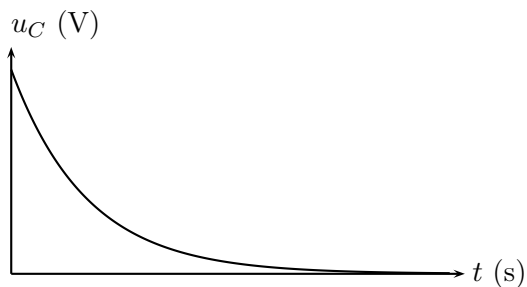
Le signe de i évolue dans le temps. L'orientation du circuit étant choisie une fois pour toutes au début de l'étude, cela signifie que :

- si $i > 0$, le sens du courant est le même que le sens d'orientation,
- si $i < 0$, le sens du courant est opposé de l'orientation.



Régime apériodique (valeurs de R_t élevées) :

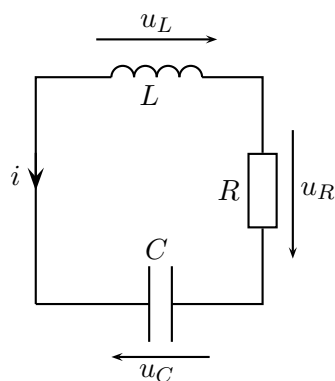
Le condensateur se décharge **sans** que la tension u_C ne présente d'oscillations.



4.1.3 Équation différentielle d'un circuit RLC série en régime libre

Un circuit RLC série est modélisé par trois composants idéaux montés en série.

On oriente le circuit : si le sens effectif du courant correspond au sens d'orientation choisi, alors l'intensité i est positive. On appelle q la charge de l'armature du condensateur vers laquelle pointe la flèche d'orientation du circuit.



La loi d'additivité des tensions permet d'écrire : $u_R + u_L + u_C = 0$.

Ce qui s'écrit finalement : $\frac{d^2 u_C}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{du_C}{dt} + \frac{u_C}{LC} = 0$.

Le terme du premier ordre est le terme d'amortissement qui détermine, selon la valeur de R , la nature du régime observé.

4.2 Cas limite du circuit LC : oscillations non amorties

4.2.1 Mise en équation

On fait tendre R vers 0 dans l'équation différentielle ci-dessus, ce qui donne :

$$\frac{d^2 u_C}{dt^2} + \frac{u_C}{LC} = 0$$

Solution de l'équation différentielle

L'équation différentielle s'écrit aussi $\frac{d^2 u_C}{dt^2} = -\frac{u_C}{LC}$.

On cherche donc une fonction u_C égale à sa dérivée seconde à une constante multiplicative près. La fonction cosinus présente cette propriété et on peut chercher par exemple une solution $u_C(t)$ sous la forme : $u_C(t) = A \cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t + \varphi\right)$.

On remplace ensuite dans l'équation différentielle et on trouve que pour que u_C soit solution de l'équation différentielle, il faut que $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$. L'analyse dimensionnelle prouve que T_0 est bien homogène à un temps.

Pour trouver A et φ , on utilise les conditions initiales du circuit en exploitant le fait que u_C et i sont des fonctions continues en $t = 0$.

On obtient ainsi $\varphi = 0$ rad et $A = U_0 = u_C(t = 0)$.

On obtient finalement :

$$u_C(t) = U_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t\right) \quad \text{et} \quad i(t) = -U_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \sin\left(\frac{2\pi}{T_0}t\right)$$

4.2.2 Période propre et pseudo-période

On peut constater expérimentalement que :

- La pseudo-période T dépend de R , L et C et est toujours supérieure à la période propre T_0 .
- Lorsque l'amortissement est suffisamment faible, la **pseudo-période T est très voisine de la période propre T_0** et leurs valeurs peuvent être considérées comme égales.

4.3 Étude énergétique

4.3.1 Bilan énergétique

$E_{condo} = \frac{1}{2}Cu_C^2(t) = \frac{1}{2}\frac{q^2(t)}{C}$ est l'énergie emmagasinée à la date t dans le condensateur.

$E_{bob} = \frac{1}{2}Li^2(t)$ est l'énergie emmagasinée à la date t dans la bobine.

En multipliant l'équation régissant l'évolution du circuit RLC : $L\frac{di}{dt} + Ri + \frac{q}{C} = 0$ par $i = \frac{dq}{dt}$, on montre que $E_{tot} = E_{condo} + E_{bob}$ vérifie la relation $\frac{dE_{tot}}{dt} = -Ri^2$.

4.3.2 Interprétation

Dans le cas d'un **amortissement négligeable** ($R \simeq 0$), l'**énergie totale du circuit reste constante** au cours du temps et égale à l'énergie emmagasinée initialement par le condensateur.

Dans le cas d'un amortissement non négligeable, l'énergie du circuit est **dissipée par effet Joule** dans les conducteurs résistifs du circuit.

Deuxième partie

Magnétisme

Chapitre 5

Champ magnétique

5.1 Les aimants

5.1.1 Définition

Un **aimant** est un corps qui a la propriété

Certains corps solides sont des aimants naturels. Certains matériaux peuvent devenir des aimants après avoir été **aimantés**, c'est-à-dire placés à proximité d'autres aimants.

Exemple : métaux (fer, nickel, cobalt), oxydes de ces métaux (oxyde de fer appelé magnétite), alliages.

5.1.2 Principe d'une boussole

Définition : une boussole est une petite aiguille aimantée libre de s'orienter dans un plan horizontal. Par convention, on appelle **pôle nord l'extrémité de l'aiguille qui pointe vers le nord géographique**.

5.1.3 Les pôles d'un aimant

On définit les pôles nord et sud d'un aimant à l'aide d'une boussole. **Le pôle nord de la boussole est attiré par le pôle sud de l'aimant.** Et vice versa.

En approchant deux aimants l'un de l'autre, on constate que **deux pôles identiques se repoussent et que deux pôles différents s'attirent**.

Remarque : vis-à-vis d'une boussole, la Terre se comporte comme un aimant. Le pôle nord de la boussole est attiré par le pôle Sud de cet aimant. Donc **le pôle Nord géographique est proche du pôle Sud magnétique** et inversement.

5.2 Notion de champ, champ magnétique

Une région de l'espace dans laquelle un objet physique subit une action est décrite par un champ.

Exemple : à la surface de la Terre tout corps possédant une masse subit l'action de la Terre, appelée poids. On dit que la terre est décrite par son **champ de pesanteur**.

Un champ est caractérisé par une grandeur physique définie en chaque point de la région considérée. Le champ est dit scalaire si cette grandeur est définie complètement par un nombre ; c'est le cas du champ de pression ou du champ de température.

Les propriétés magnétiques d'un domaine de l'espace peuvent être mises en évidence en observant l'orientation d'une aiguille aimantée placée en différents points de ce domaine. L'orientation de cette aiguille dépend de la petite région de l'espace où elle est située. Pour caractériser les propriétés magnétiques de l'espace on doit donc utiliser une grandeur qui décrit l'orientation de l'aiguille à savoir sa direction et son sens.

Cette grandeur est un vecteur défini par sa direction, son sens et sa norme. Le champ magnétique est donc un vecteur.

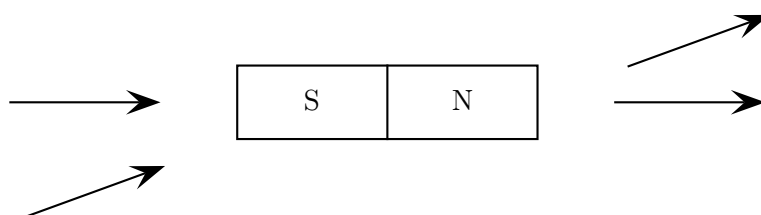
5.3 Le vecteur champ magnétique

5.3.1 Caractéristiques

Le champ magnétique en un point M de l'espace est noté $\vec{B}$:

- origine :
- direction :
- sens :
- norme :

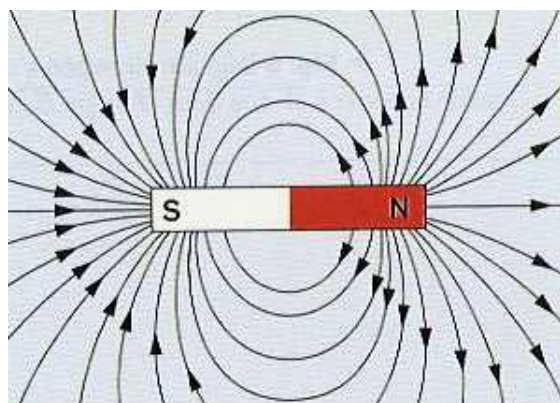
Exemple :



Les aimants et les courants créent des champs magnétiques de l'ordre de 10 à 100 mT.
Le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 10^{-5} T.

5.3.2 Lignes de champ magnétique

Définition :

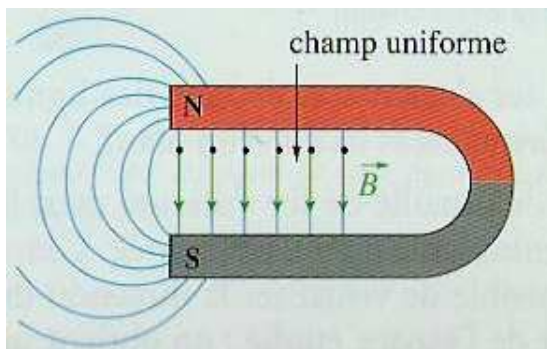


Les lignes de champ magnétique sont des courbes fermées.

5.3.3 Champ magnétique uniforme

Un champ magnétique est **uniforme** dans une région de l'espace **si le vecteur champ magnétique a les mêmes caractéristiques en tout point** de cette région.

Dans une région où le champ magnétique est uniforme, les lignes de champ sont des segments de droite parallèles entre eux : c'est le cas dans l'entrefer d'un aimant en U.



5.3.4 Superposition de champs magnétiques

Dans une région de l'espace, lorsqu'on superpose deux champs magnétiques créés par deux sources distinctes, il n'y a en chaque point de l'espace qu'un seul vecteur champ magnétique. Le vecteur champ magnétique résultant est donné par la somme vectorielle :

Chapitre 6

Champ magnétique créé par un courant continu

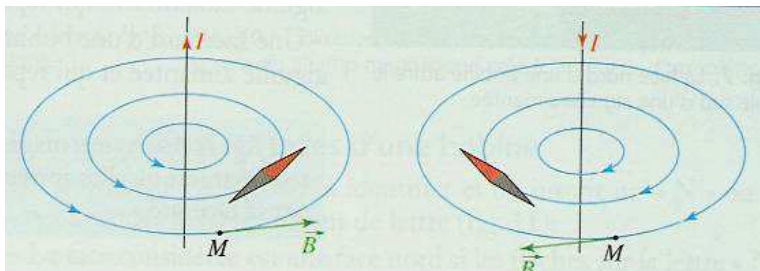
6.1 Cas d'un courant continu dans un fil rectiligne

6.1.1 Direction du champ magnétique

Un fil parcouru par un courant électrique crée un champ magnétique dans son voisinage : c'est une **source** de champ magnétique.

Un fil rectiligne est dit « long » si la distance au point de mesure est petite par rapport à la longueur du fil, et grande par rapport à son diamètre.

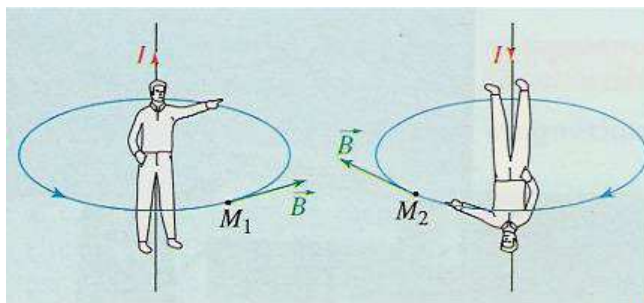
Dans le cas d'un fil long rectiligne, les lignes de champ dans un plan perpendiculaire au fil sont des cercles concentriques centrés sur l'axe du fil.



6.1.2 Orientation des lignes de champ magnétique

La géométrie des lignes de champ reste la même quel que soit le sens du courant dans le fil. En revanche, **l'orientation des lignes de champ** (c'est-à-dire le sens du champ magnétique en un point de la ligne de champ) **dépend du sens du courant** électrique dans le fil.

Le sens du champ magnétique créé peut se déduire du sens du courant grâce à une règle d'orientation de l'espace. La règle de la main droite, ou la règle du bonhomme d'Ampère, permet ainsi d'orienter les lignes de champ.



6.1.3 Valeur du champ magnétique

La valeur du champ magnétique au voisinage d'un fil rectiligne parcouru par un courant électrique dépend :

—
—

Expérimentalement, on constate que B est proportionnel à I et inversement proportionnel à R . La valeur du champ magnétique créé par un fil infini à une distance R est donnée par la relation :

- μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, sa valeur est $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ SI.
- R est la distance entre le point M et le fil.
- I est l'intensité du courant en A.

6.2 Cas d'un courant continu dans un solénoïde

6.2.1 Définition d'un solénoïde

Une spire circulaire désigne l'enroulement d'un fil conducteur sur un cercle. Un **solénoïde** est une bobine constituée de l'enroulement cylindrique d'un fil conducteur. Il est formé de plusieurs spires circulaires de même diamètre et d'axes confondus, jointives ou non.

Un solénoïde est caractérisé par :

—
—
—

Si la longueur d'un solénoïde est au moins deux fois supérieure à son diamètre, il est dit « long ».

Un solénoïde parcouru par un courant électrique est une source de champ magnétique.

6.2.2 Direction et sens du champ magnétique créé par un solénoïde

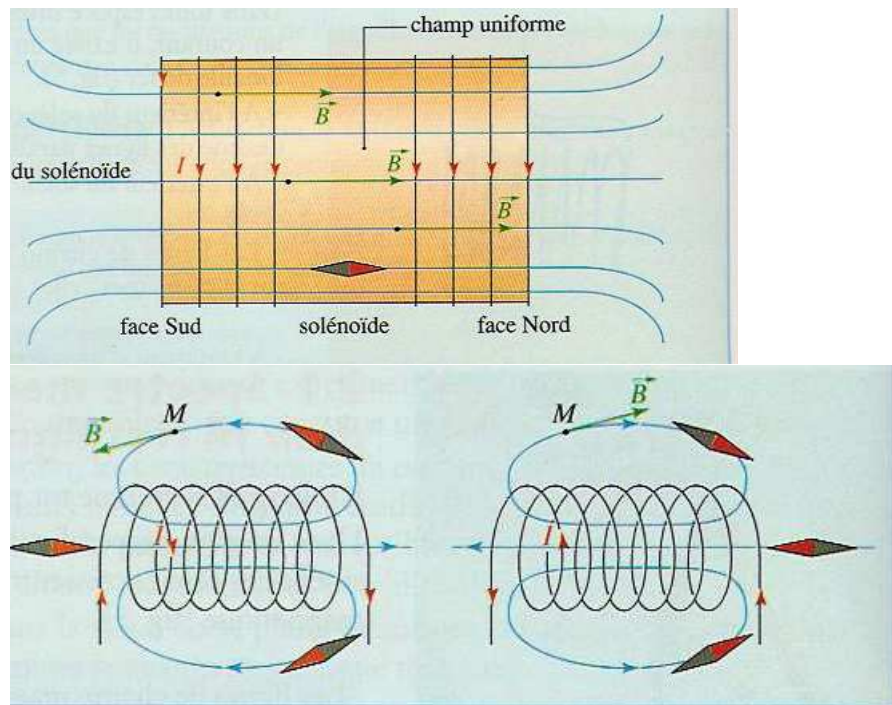
L'observation du spectre magnétique créé par un solénoïde dans un plan contenant son axe montre que :

- à l'intérieur du solénoïde, les lignes de champ sont

– à l'extérieur du solénoïde, le spectre magnétique est

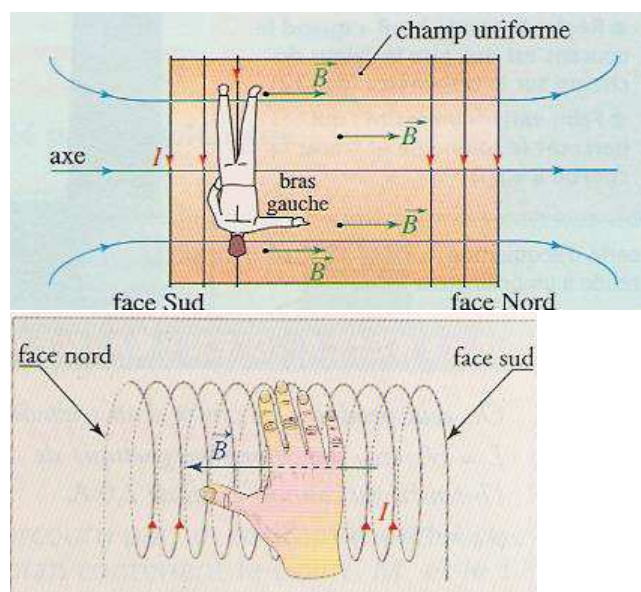
Les vecteurs champ magnétique en chaque point à l'intérieur d'un solénoïde long sont parallèles à l'axe du solénoïde.

Les vecteurs champ magnétique à l'extérieur d'un solénoïde ont même direction que ceux situés autour d'un aimant droit de mêmes dimensions que le solénoïde.

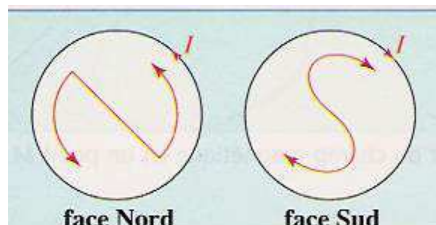


Par analogie avec les pôles d'un aimant, on désigne par **face nord** la face du solénoïde par laquelle sortent les lignes de champ, et par face sud la face par laquelle elles entrent.

Les pôles nord et sud d'un solénoïde, correspondant aux faces nord et sud, s'invertissent lorsque le courant change de sens.



En regardant la face d'un solénoïde, si la circulation du courant électrique se fait dans le sens des aiguilles d'une montre, cette face est la face sud. Si le courant circule dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, cette face est la face nord.



À l'intérieur d'un solénoïde, les lignes de champ magnétiques sont dirigées de la face sud vers la face nord ; à l'extérieur, elles sont dirigées de la face nord vers la face sud.

6.2.3 Valeur du champ magnétique créé par un solénoïde

Dans une région située à l'intérieur d'un solénoïde long, à une distance x de ses extrémités supérieure à deux fois son diamètre ($x > 2D$) :

—
—
—

À l'intérieur d'un solénoïde court (longueur inférieure à deux fois son diamètre), le champ magnétique n'a pas la même valeur en tout point : il n'est donc pas uniforme.

Soit un solénoïde long formé de N spires, de longueur L et traversé par un courant électrique d'intensité I . On se place au voisinage du centre de ce solénoïde, à une distance x de ses extrémités supérieure à deux fois son diamètre ($x > 2D$).

La valeur B (en tesla) du champ magnétique au voisinage du centre d'un tel solénoïde est donnée par la relation :

- $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ SI est la perméabilité magnétique du vide.
- $n = \frac{N}{L}$ est le nombre de spires par unité de longueur (en m^{-1}).
- I est l'intensité du courant en A.

À l'extérieur d'un solénoïde long traversé par un courant de quelques ampères, la valeur du champ magnétique est très faible. Le champ géomagnétique n'est pas négligeable devant le champ créé par le solénoïde.

Chapitre 7

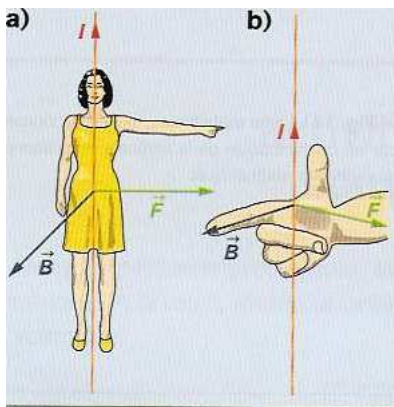
Force de Laplace et applications

7.1 La force de Laplace

Une portion de conducteur parcourue par un courant électrique et placée dans un champ magnétique est soumise à une force électromagnétique appelée **force de Laplace**.

Dans le cas d'une portion rectiligne de conducteur placée dans un champ magnétique uniforme, les caractéristiques de cette force, données par la loi de Laplace, sont les suivantes :

- son point d'application est
- sa direction est
- son sens est



La valeur F (en N) de la force de Laplace est donnée par la relation suivante :

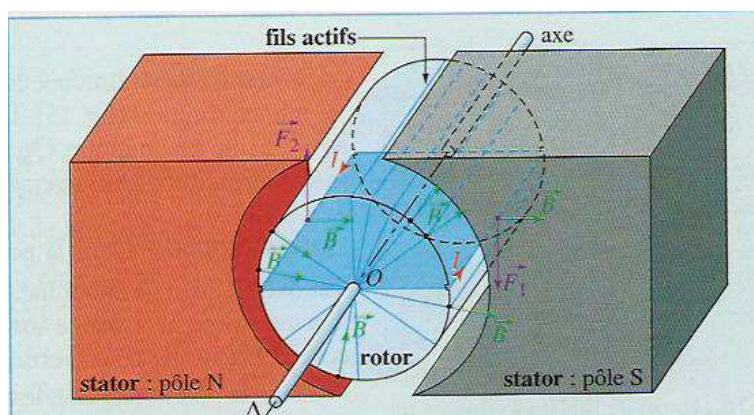
- I : intensité du courant électrique, en ampère (A).
- l : longueur de la portion rectiligne placée dans le champ magnétique uniforme, en mètre (m).
- B : valeur du vecteur champ magnétique, en tesla (T).
- α : valeur de l'angle entre le courant et le champ magnétique.

7.2 Applications : le couplage électromécanique

7.2.1 Moteurs électriques à courant continu

Les applications des forces de Laplace ont une importance capitale dans de nombreux domaines technologiques et industriels. Le fonctionnement de moteurs électriques repose sur les forces de Laplace.

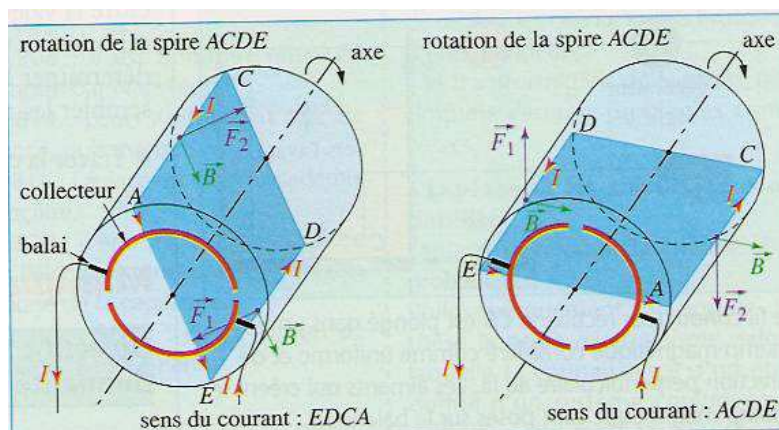
Un moteur est constitué d'une partie mobile, le **rotor**, comprenant des **enroulements de spires** qui peuvent tourner autour d'un axe, et d'une partie fixe, le **stator**, qui est la source d'un **champ magnétique radial**.



Les 2 brins d'une spire qui sont parallèles à l'axe de rotation subissent une force de Laplace qui tend à faire tourner la spire autour de son axe de rotation.

On remarque que si le courant dans la spire conserve le même sens, les forces de Laplace tendront à faire tourner la spire dans le sens opposé lorsqu'elle dépassera la position verticale.

C'est la raison pour laquelle un système de balais et de collecteurs est utilisé de manière à ce que les contacts avec les lames s'invertissent quand la spire atteint la position verticale. Ainsi, le courant dans la spire change de sens, les forces de Laplace également, et la spire conserve le même sens de rotation.



Un mouvement de rotation régulier est obtenu en associant plusieurs spires sur une pièce cylindrique appelée **rotor**.

La puissance des moteurs électriques à courant continu varie de quelques watts (petits

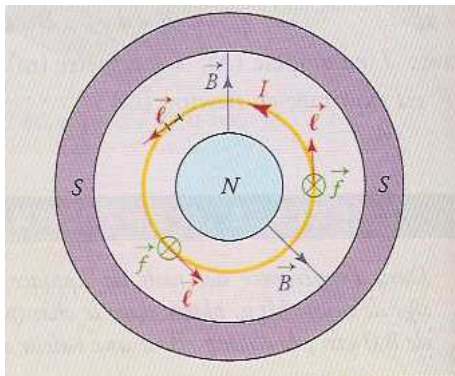
moteurs de jouets) à quelques mégawatts (moteurs de certaines motrices de chemin de fer).

7.2.2 Haut-parleur électrodynamique

Un haut-parleur électrodynamique est constitué d'une bobine placée dans un aimant permanent, dont la géométrie est telle que le champ magnétique qu'il crée en tout point de la bobine :

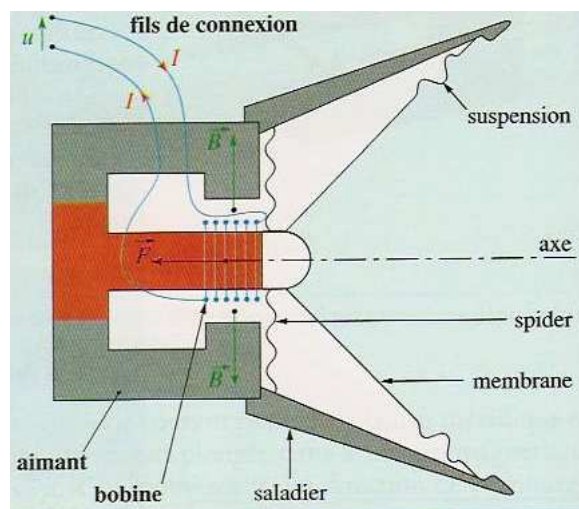
- garde une valeur constante.
- est perpendiculaire au courant dans les spires de la bobine.

Parcourue par un courant électrique, la bobine subit une force de Laplace, dirigée suivant son axe (perpendiculaire à la spire) et dont le sens dépend du sens du courant.



En imposant un courant électrique alternatif de fréquence f dans la bobine, le sens de la force de Laplace s'inverse à chaque alternance et la bobine se déplace alternativement de part et d'autre de sa position d'équilibre.

La membrane du haut-parleur, solidaire de la bobine, est alors animée d'un mouvement vibratoire de fréquence f . Ce mouvement est transmis à l'air environnant, ce qui produit un son de fréquence f .



7.2.3 Couplage électromécanique

Les moteurs électriques et les haut-parleurs électrodynamiques, constitués de bobinages parcourus par des courants et placés dans un champ magnétique, reçoivent de l'énergie électrique. **Il y a alors transfert d'énergie par travail à un dispositif mécanique**

relié à l'arbre de rotation pour les moteurs, ou à la membrane vibrante pour les haut-parleurs : ce sont des convertisseurs électromécaniques.

Ce transfert d'énergie est quasi total : la dissipation d'énergie par frottement ou par effet joule est faible par rapport à l'énergie électrique reçue.

Troisième partie

Optique

Chapitre 8

Miroirs et lentilles

8.1 Introduction

8.1.1 Conditions de visibilité

On ne peut pas lire dans l'obscurité, en revanche, cela devient possible s'il fait jour, qu'on allume la lumière.

- 1^{ère} condition de visibilité d'un objet :

On peut lire le journal par-dessus l'épaule de son ami assis.

- 2^{ème} condition de visibilité d'un objet :

Un objet transparent est invisible, il est impossible de distinguer une feuille noire posée sur un bureau noir, il est impossible d'observer un paysage à travers un rideau opaque.

- 3^{ème} condition de visibilité d'un objet :

Peut-on voir la lumière ?

Évidemment non ! On ne voit pas la lumière mais seulement des « objets », à condition qu'ils **diffusent** de la lumière dans l'œil de l'observateur.

8.1.2 Propagation de la lumière

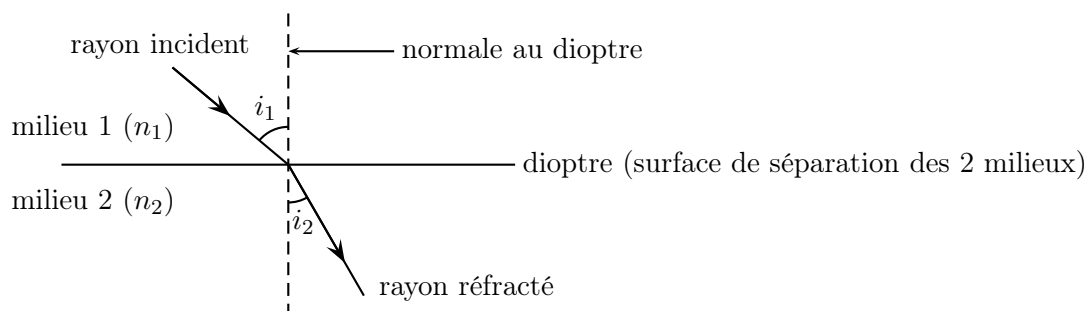
Le modèle du rayon lumineux

Dans un **milieu homogène** et transparent, la lumière se propage en ligne droite. On parle de la **propagation rectiligne** de la lumière.

D'où la **modélisation géométrique** du trajet de la lumière par des **droites munies de flèches** symbolisant le sens de propagation. Ces droites sont appelées **rayons lumineux**. L'orientation d'un rayon lumineux se fait de la source vers l'œil.

Réfraction

Lorsque la lumière change de milieu de propagation, elle subit le phénomène de **réfraction**.



Attention : les angles d'incidence i_1 et de réfraction i_2 sont toujours mesurés par rapport à la normale.

- 1^{ère} loi de Descartes :
- 2^{ème} loi de Descartes :

Le rôle de l'œil et du cerveau

L'œil est un système optique qui donne sur la rétine l'image d'un ensemble de points-objets. Le cerveau, conditionné par la propagation rectiligne de la lumière, localise l'objet en fonction des rayons lumineux qui pénètrent dans l'œil.

Phénomène des mirages :

Dans le désert ou sur les routes bitumées, l'air n'est plus un milieu homogène (l'air situé très près du sol est plus chaud que l'air situé à quelques mètres au-dessus du sol) et donc la propagation de la lumière n'est plus rectiligne.

Phénomène de réfraction de la lumière :

Cela provoque la mauvaise estimation des distances dans l'eau : on a toujours l'impression qu'un objet dans l'eau est plus près de nous qu'il ne l'est en réalité.

8.2 Notion d'objet et d'image

8.2.1 Point objet

Un point objet est l'intersection des rayons incidents, c'est-à-dire des rayons lumineux qui arrivent sur un système optique (lentille, associations de lentilles, miroirs...).

Deux situations sont à envisager :

- Le point objet A est à une *distance finie* du système optique : les rayons incidents ou leurs prolongements se coupent.



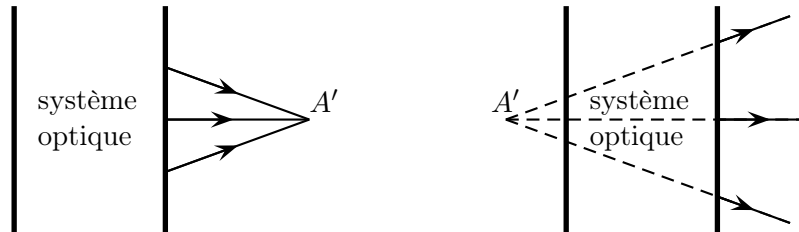
- Le point objet A est *très éloigné* du système optique, il est dit à *l'infini*, les rayons incidents sont parallèles.



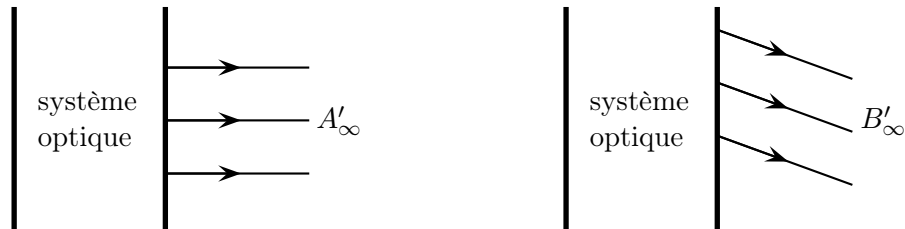
8.2.2 Point image

Un **point image** est l'intersection des rayons émergents, c'est-à-dire des rayons lumineux qui quittent le système optique. Deux situations sont à envisager :

- Le point image A' est à une distance finie du système optique : les rayons émergents ou leurs prolongements se coupent.



- Le point image A' est très éloigné du système optique, il est dit à l'infini, les rayons émergents sont parallèles.



8.2.3 Foyers objet et image

Si un point objet est situé sur le foyer objet F d'un système, son image est à l'infini sur l'axe optique.

Si un point objet est situé à l'infini sur l'axe optique, son image est située sur le foyer image F' .

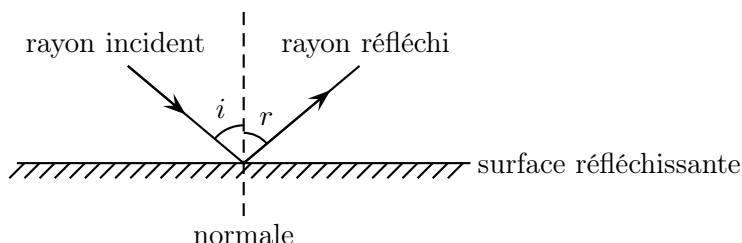
8.3 Les miroirs plans

8.3.1 Le phénomène de réflexion de la lumière

Lorsqu'un objet renvoie de la lumière dans **toutes les directions**, on dit qu'il **diffuse** la lumière. La surface d'un miroir renvoie la lumière dans une seule direction : on dit que le miroir **réfléchit** la lumière.

Définition : un miroir est une surface qui réfléchit la lumière, c'est-à-dire qui la renvoie dans une direction déterminée. Lorsque cette surface réfléchissante est plane, on parle de miroir plan.

8.3.2 Les lois de la réflexion

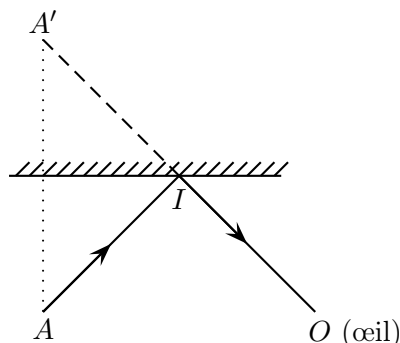


– 1^{ère} loi de la réflexion :

– 2^{ème} loi de la réflexion :

8.3.3 Construction d'une image dans un miroir

Soit A le point objet. Son image est le point A' , symétrique de A par rapport au plan du miroir. Pour l'œil observateur placé en O , le rayon lumineux semble provenir de A' . Si on trace la droite (OA') , elle coupe le plan du miroir au point d'incidence I et la lumière est réfléchiée en I . Le trajet du rayon lumineux est AIO .



Caractéristique de l'image :

– Position :

– Dimension :

8.3.4 Champ d'un miroir

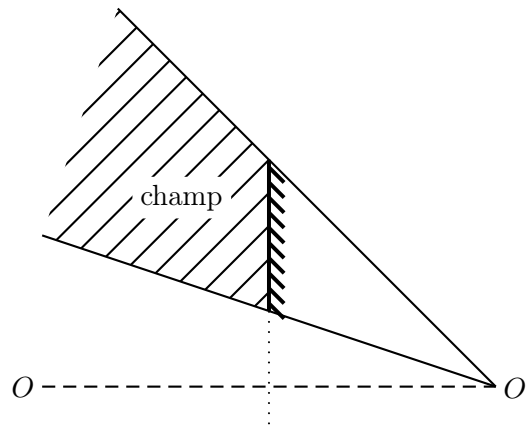
Définition : Pour une position donnée de l'œil, le **champ d'un miroir** est l'ensemble des points de l'espace que l'œil peut voir dans ce miroir.

Exemple :

Le rétroviseur d'un véhicule ne permet pas au conducteur de voir tout ce qui se passe derrière lui. Seuls les objets situés dans le champ du rétroviseur sont visibles. Pour éviter de perdre ainsi une partie de la vision arrière, certains véhicules sont équipés de deux rétroviseurs décalés.

Construction du champ du miroir :

Pour un œil situé en O , on construit le symétrique O' par rapport au plan du miroir. Le champ du miroir pour cette position de l'œil correspond alors au cône de sommet O' qui s'appuie sur le contour du miroir.



8.4 Les conditions de Gauss

On obtient une image si à chaque point objet correspond un point image, c'est-à-dire si tous les rayons issus d'un point objet se coupent en un même point (**stigmatisme**).

Une lentille ou un miroir sphérique ne donne d'un point objet A une image A' que dans certaines conditions appelées **conditions de Gauss** :

–

–

8.5 Les miroirs sphériques

8.5.1 Définition

Un miroir sphérique est formé d'une portion de sphère (ou calotte sphérique) dont une surface est réfléchissante.

On note R le rayon de la sphère et C son centre.

L'axe de symétrie est l'axe optique. Il est orienté dans le sens de propagation de la lumière incidente. Il coupe le miroir au sommet noté S .

Selon que la surface réfléchissante est à l'intérieur ou à l'extérieur de la sphère, le miroir est respectivement convergent ou divergent.

Les foyers objet et image d'un miroir sont confondus, au milieu de $[SC]$. La **distance focale** du miroir est égale à la distance $f = FS = \frac{CS}{2} = \frac{R}{2}$.

8.5.2 Modélisation d'un miroir sphérique convergent

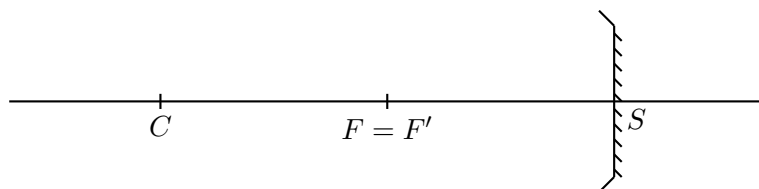
On sait tracer 4 rayons particuliers incidents sur un miroir sphérique convergent :

– un rayon lumineux incident passant par le centre C

– un rayon venant frapper le miroir en son sommet S

- un rayon incident passant par le foyer objet F
- un rayon incident parallèle à l'axe optique

Schéma à compléter :



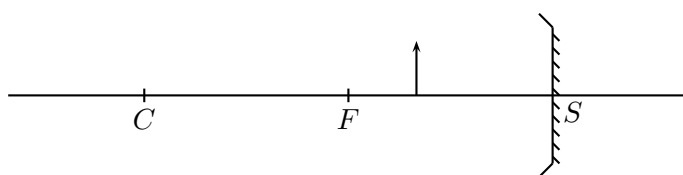
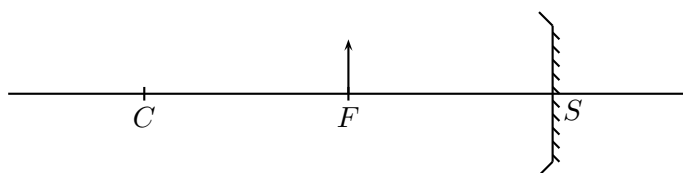
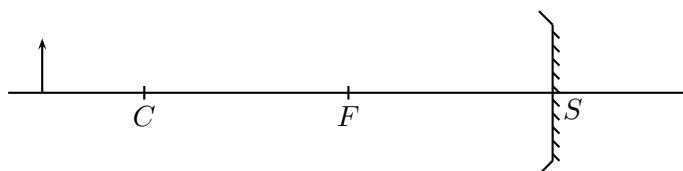
8.5.3 Détermination de la position et de la taille de l'image

Un miroir sphérique donne d'un objet AB perpendiculaire à l'axe optique une image $A'B'$ perpendiculaire à l'axe optique. La position et la taille de l'image peuvent être déterminés par construction.

La détermination graphique de l'image donnée par le miroir se fait en deux temps :

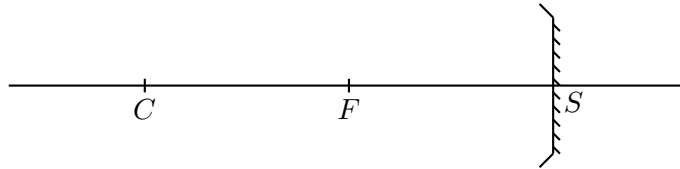
- B' est à l'intersection des rayons réfléchis correspondant à deux rayons incidents particuliers issus de B .
- A' est sur l'axe optique tel que $A'B'$ soit perpendiculaire à l'axe optique.

Cas d'un objet situé à une distance finie du miroir



Cas d'un objet situé à l'infini

L'objet AB est à l'infini, vu sous un angle α (diamètre apparent). A est sur l'axe optique. Les rayons incidents parallèles à l'axe optique issus du point A convergent au foyer $A' = F'$. Les rayons provenant de B forment un angle α avec l'axe optique. Le point B' est dans le plan perpendiculaire à l'axe optique en F' (**plan focal**). Il est à l'intersection du rayon issu de B passant par C .



L'image $A'B'$ d'un objet AB situé à l'infini se forme dans le plan focal du miroir sphérique.

8.6 Les lentilles minces

8.6.1 Faisceaux lumineux et lentilles

Définition : une lentille est constituée d'un matériau transparent limité par deux surfaces sphériques ou une surface sphérique et une surface plane. Elle possède un axe de symétrie appelé axe optique.

On distingue deux types de lentilles en comparant l'épaisseur du bord à celle de la partie centrale. Les lentilles dont l'épaisseur du bord est plus petite que celle de la partie centrale sont dites à bord mince, les autres à bords épais.

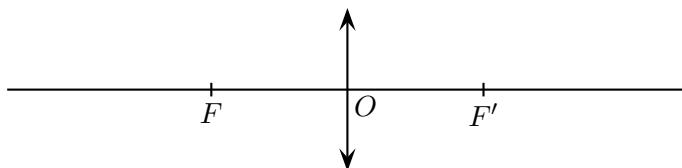
Le faisceau de lumière parallèle devient convergent ou divergent après traversée d'une lentille. La lentille est qualifiée selon le cas de **convergente ou divergente**.

*Au lycée, seules les lentilles **convergentes** ou lentilles **à bords minces** sont au programme.*

8.6.2 Caractéristiques des lentilles minces convergentes

Points particuliers et rayons passant par ces points

- centre optique O :
- foyer objet F :
- foyer image F' :



Distance focale et vergence

L'axe optique étant orienté dans le sens de propagation de la lumière, la distance focale est définie par

La distance focale se mesure en mètres.

La vergence, notée C , est définie par :

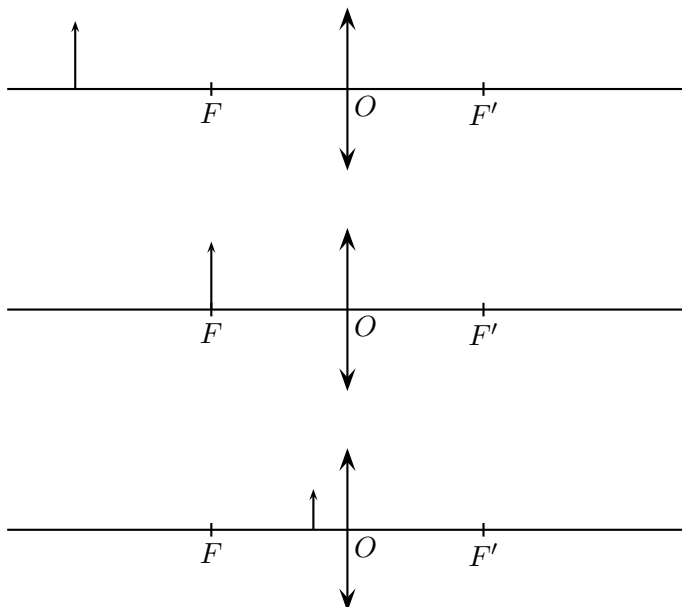
Elle se mesure en

8.6.3 Détermination de la position et de la taille de l'image

Détermination graphique

L'objet AB est plan et perpendiculaire à l'axe optique, il a pour image $A'B'$. La construction se fait en deux temps comme pour miroir sphérique.

Exemple :



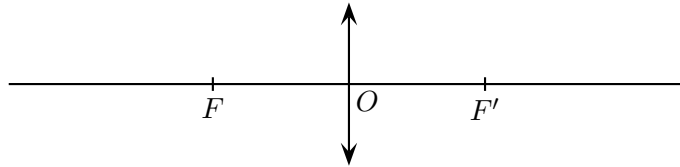
Point objet situé à l'infini :

De chaque point très éloigné de la lentille arrive un faisceau de rayons parallèles.

Le point A' , image du point objet A situé à l'infini sur l'axe optique est confondu avec F' : les rayons issus du point A sont parallèles et, par définition, convergent au foyer image.

Le point B' image du point B , est à l'intersection du rayon incident passant par le centre

optique et du plan perpendiculaire à l'axe optique et contenant le foyer image F' .



L'image d'un objet situé à l'infini se forme dans le plan perpendiculaire à l'axe optique contenant le foyer image de la lentille (plan focal image).

Détermination analytique

L'axe optique est orienté dans le sens de propagation de la lumière.

La **relation de conjugaison** d'une lentille mince s'écrit :

Relation de grandissement

Le grandissement, noté γ , est le rapport algébrique de la taille de l'image et de la taille de

l'objet : $\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}$.

Si $\gamma > 0$, l'image est droite, et si $\gamma < 0$, l'image est renversée.

Si $|\gamma| > 1$, l'image est plus grande que l'objet, et si $|\gamma| < 1$, l'image est plus petite.

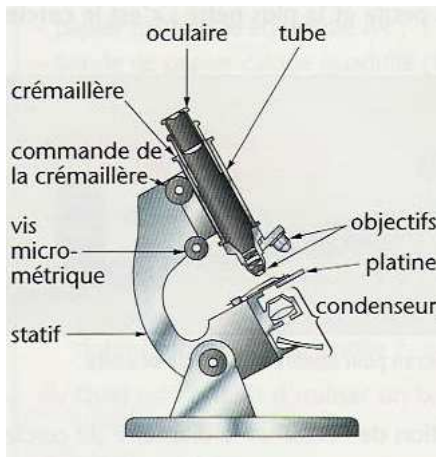
On peut le calculer grâce à la formule de grandissement :

Chapitre 9

Instruments d'optique

9.1 Le microscope

9.1.1 Description et modélisation d'un microscope réel



L'optique d'un microscope est constituée de trois parties distinctes :

- Le condenseur :
- L'objectif :
- L'oculaire :

L'objectif et l'oculaire sont placés aux deux extrémités du tube et sont **fixes l'un par rapport à l'autre**. Pour faire la mise au point, on déplace l'ensemble par rapport à l'objet étudié, d'abord à l'aide du bouton de commande de la crémaillère (réglage grossier), puis à l'aide de la vis micrométrique (réglage fin).

Un microscope possède généralement plusieurs objectifs fixés sur une monture à revolver et plusieurs oculaires, ce qui permet de changer le grossissement de l'ensemble. Le support ou statif est volontairement très lourd pour assurer une bonne stabilité.

9.1.2 Modélisation du microscope

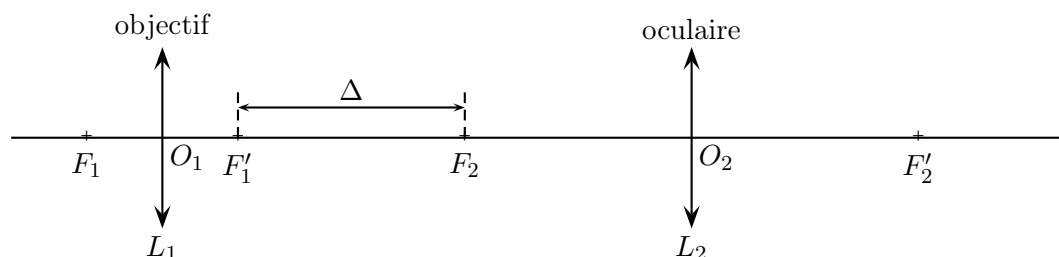
Un microscope peut être modélisé par un ensemble de **deux lentilles** minces convergentes, l'une représentant l'**objectif** et l'autre l'**oculaire**.

Les deux lentilles sont fixes l'une par rapport à l'autre. Elles ont le même axe optique, orienté dans le sens de propagation de la lumière.

Le condenseur n'est pas représenté, l'objet est lumineux par lui-même.

On appelle **intervalle optique** Δ , la distance qui sépare le foyer image F'_1 de l'objectif du foyer objet F_2 de l'oculaire : $\Delta = \overline{F'_1 F_2}$.

L'objectif L_1 a une distance focale plus petite que l'oculaire L_2 .



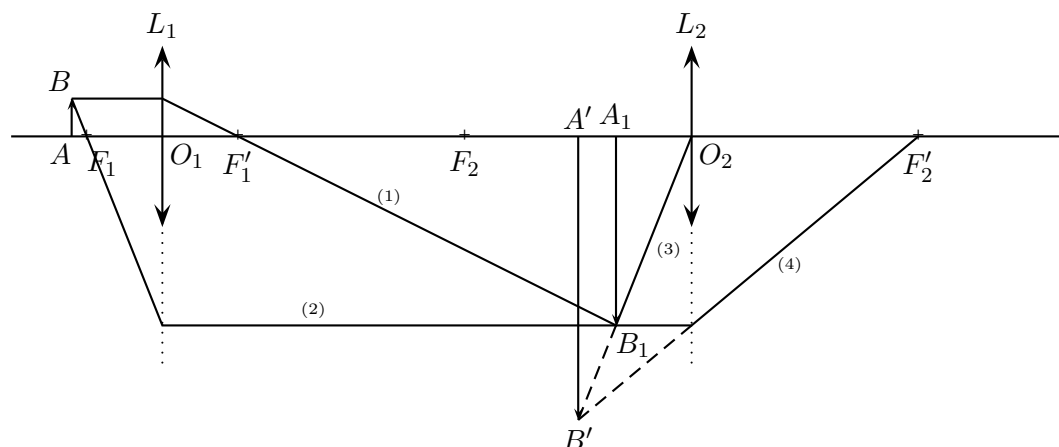
9.1.3 Étude du modèle à deux lentilles minces

Construction des images

Dans un instrument d'optique modélisé par un ensemble de deux lentilles, le principe de la construction des images est toujours le même.

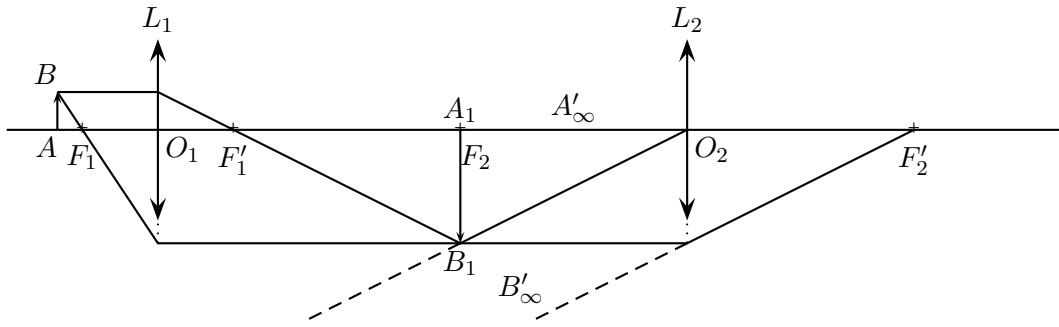
- La première lentille rencontrée par la lumière, l'objectif, donne de l'objet AB une image intermédiaire A_1B_1 .
- Cette image intermédiaire sert d'objet pour la deuxième lentille, l'oculaire, qui en donne une image définitive $A'B'$.

$$AB \xrightarrow{L_1} A_1B_1 \xrightarrow{L_2} A'B'$$



L'oculaire jouant le rôle d'une loupe, l'objet A_1B_1 est nécessairement situé entre le foyer objet F_2 et le centre optique O_2 . Sa position est telle que l'image définitive $A'B'$ se situe à une distance de l'œil au moins égale à la distance minimale de vision distincte d_m . Cette distance permet une observation sans fatigue excessive (par convention, $d_m = 25$ cm).

L'image $A'B'$ est d'autant plus éloignée de l'œil que l'objet A_1B_1 est proche du foyer F_2 . Les conditions optimales d'observation (pas de fatigue de l'œil) sont obtenues lorsque l'image $A'B'$ est à l'infini.



L'objet A_1B_1 est alors situé dans le plan focal objet de l'oculaire.

On en déduit la position de l'objet AB en appliquant la formule de conjugaison, ce qui permet de construire les deux images.

La taille de l'image A_1B_1 peut être déterminée directement par lecture si le schéma est fait à l'échelle ou à partir de la formule du grandissement :

Trajet d'un faisceau lumineux

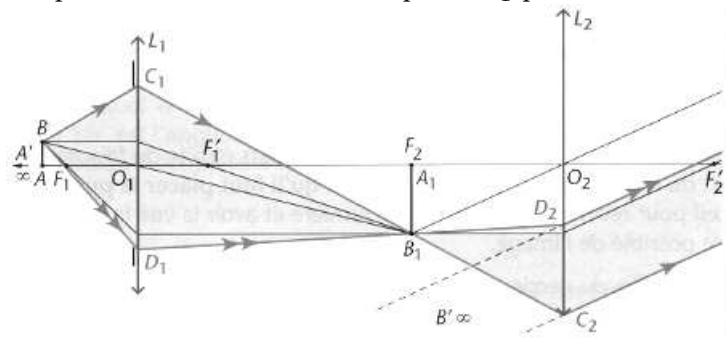
Tous les rayons lumineux issus de B qui traversent la lentille L_1 passe par B_1 , image de B . Une partie de ces rayons traverse également L_2 .

Construire la marche du faisceau lumineux à travers l'instrument, c'est déterminer l'ensemble des rayons qui traversent les deux lentilles.

Pour cela, on trace les deux rayons limites C_1C_2 et D_1D_2 qui passent par B_1 et s'appuient sur les bords de l'objectif, de l'oculaire ou des deux à la fois (rayon C_1C_2 sur la figure ci-dessous).

Le faisceau qui quitte la lentille L_2 est un faisceau parallèle de direction B_1O_2 car le point B' est rejeté à l'infini. Dans le cas où l'image définitive n'est pas à l'infini, le faisceau quitte la lentille en semblant provenir de B' .

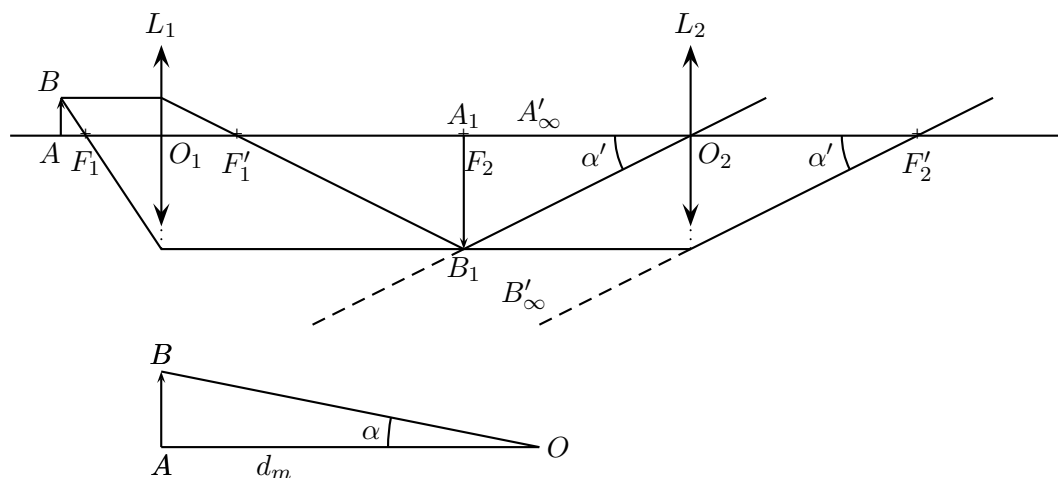
On peut faire de même avec le point A_1 pour le faisceau issu de A .



Grossissement standard

On appelle grossissement du microscope le rapport :

- α' est l'angle sous lequel on voit l'image définitive $A'B'$.
- α est l'angle sous lequel on voit AB à l'œil nu lorsqu'il est placé à la distance minimale de vision distincte d_m .



On appelle **grossissement standard**, le grossissement lorsque l'image $A'B'$ est à l'infini.

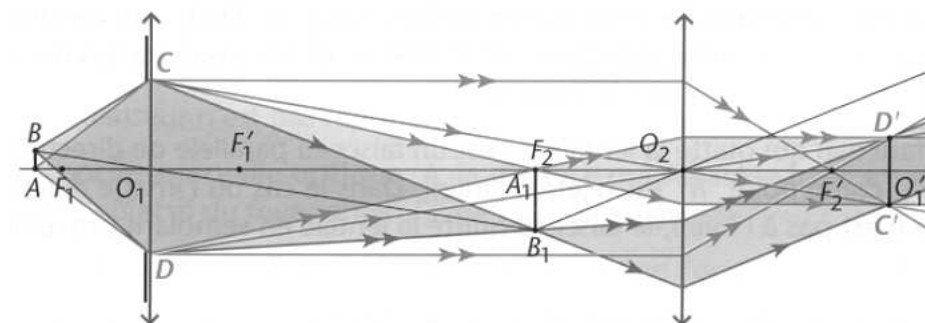
Dans ces conditions, $\alpha' \simeq \tan \alpha' = \frac{A_1 B_1}{f'_2}$.

On montre alors que le grossissement s'exprime par la relation $G = \gamma_1 G_2$ où γ_1 est la valeur absolue du grandissement de l'objectif et G_2 le grossissement de l'oculaire.

Cercle oculaire

Définition : on appelle **cercle oculaire**

Sur la figure ci-dessous sont représentés la construction du cercle oculaire $C'D'$ et les faisceaux issus de A et de B qui traversent le microscope. CD représente le diaphragme de l'objectif.



Le cercle oculaire correspond à la section la plus étroite du faisceau qui sort du microscope. C'est à cet endroit qu'il faut placer la pupille de l'œil pour recevoir le maximum de lumière et avoir la vue la plus étendue possible de l'image.

9.2 La lunette astronomique

9.2.1 Description

La lunette astronomique permet d'observer les astres. Elle donne une image agrandie et renversée de l'objet étudié, ce qui la rend peu commode pour l'observation terrestre.

La lunette est constituée de deux systèmes optiques convergents de même axe optique :

—

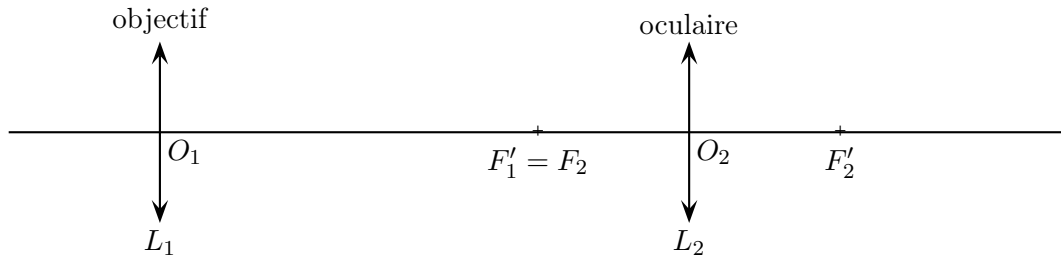
—

La mise au point s'effectue par déplacement de l'oculaire par rapport à l'objectif.

9.2.2 Étude du modèle à deux lentilles minces

La lunette astronomique peut donc être modélisée par deux lentilles minces convergentes de même axe optique :

- Lentille L_1 de grande distance focale joue le rôle de l'objectif.
- Lentille L_2 de courte distance focale joue le rôle d'oculaire.



Construction des images

L'objet AB observé dans une lunette astronomique est toujours à grande distance de l'objectif. Dans tous les cas, il sera considéré comme étant situé à l'infini.

Dans ces conditions, l'objectif donne de l'objet une image A_1B_1 , *renversée*, située *dans son plan focal image*.

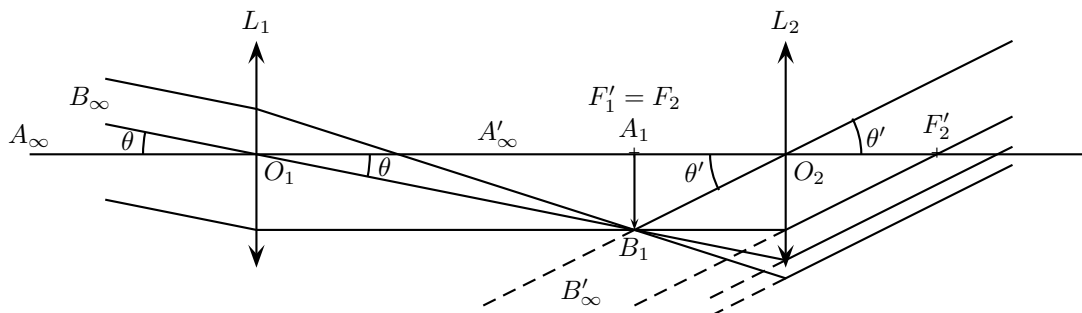
L'image intermédiaire A_1B_1 est un objet pour l'oculaire qui, jouant le rôle d'une loupe, en donne l'image définitive $A'B'$. Cette image est droite par rapport à A_1B_1 (donc renversée par rapport à AB) et d'autant plus éloignée de l'oculaire que l'objet A_1B_1 est proche de son plan focal objet.

Les meilleures conditions d'observation sont obtenues quand $A'B'$ est à l'infini. **A_1B_1 est alors dans le plan focal objet de l'oculaire.** Comme A_1B_1 est aussi dans le plan focal image de l'objectif, **les deux foyers F'_1 et F_2 sont confondus.** On dit que la lunette est **afocale**.

Dans la suite, on limite l'étude au cas d'une lunette afocale.

Lunette afocale et objet à l'infini

L'objet étant situé à l'infini, tous les rayons issus du point B_∞ sont parallèles entre eux.



Le faisceau issu de B est limité par les deux rayons passant par B_1 et le bord des lentilles. À la sortie de l'oculaire, c'est un faisceau parallèle à la direction B_1O_2 qui quitte l'instrument.

Grossissement d'une lunette afocale

On appelle **grossissement** d'une lunette le rapport :

θ étant l'angle sous lequel on voit l'astre à l'œil nu (diamètre apparent) et θ' l'angle sous lequel on le voit à travers l'instrument.

Les angles θ et θ' étant très petits, on peut faire les approximations : $\tan \theta \simeq \theta$ et $\tan \theta' \simeq \theta'$.

L'angle θ sous lequel on voit l'objet AB à l'œil nu est aussi l'angle sous lequel on voit A_1B_1 depuis O_1 :

De même, l'angle sous lequel on voit l'image $A'B'$ est aussi l'angle sous lequel on voit A_1B_1 depuis O_2 :

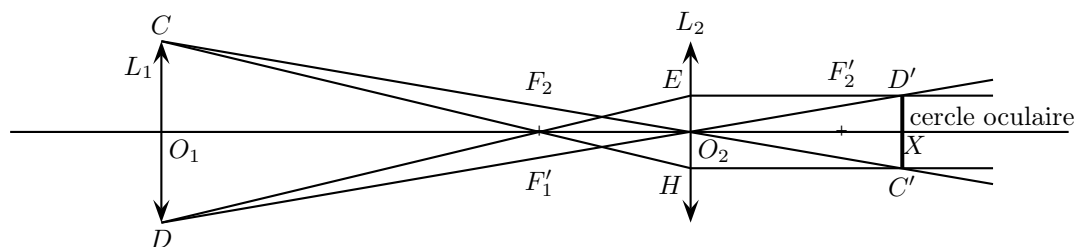
$$\text{Alors } G = \frac{\theta'}{\theta} =$$

Le cercle oculaire

La définition est la même que dans le cas du microscope : **c'est l'image de la monture de l'objectif donnée par l'oculaire.**

Intérêt : le cercle oculaire correspond à la plus petite section du faisceau lumineux qui sort de l'instrument. C'est en plaçant la pupille à cet endroit que l'œil reçoit le maximum de lumière.

On peut le construire à l'aide de deux rayons particuliers :



- Détermination de la position du cercle oculaire en appliquant la relation de conjugaison à la lentille L_2 :
- Détermination de la taille du cercle oculaire :
On remarque que $C'D' = EH$ puis on applique le théorème de Thalès.
En notant D le diamètre de l'objectif et d celui du cercle l'oculaire, on trouve finalement :

9.3 Le télescope de Newton

9.3.1 Description et modélisation

Comme la lunette astronomique, le télescope est un instrument destiné à observer les astres. La différence fondamentale entre la lunette et le télescope provient de **l'objectif** qui n'est plus un système convergent constitué d'une lentille, mais **un miroir concave**.

Initialement conçu pour éviter certaines aberrations des lentilles qu'on ne savait pas corriger à l'époque ($XVII^{\text{ème}}$ siècle), le télescope a pris une place prépondérante dans les observatoires car il est possible de construire des miroirs de tailles très supérieures à celles des lentilles (jusqu'à 10

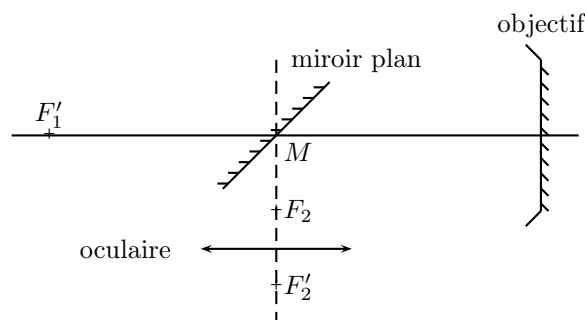
mètres actuellement).

Le télescope est donc principalement constitué de deux systèmes optiques convergents :

–

–

Le miroir concave donne d'un objet ponctuel placé à l'infini sur son axe une image située au foyer image, du même côté du miroir que l'objet. Il y a donc un problème pour l'observateur qui doit observer l'image à travers l'oculaire sans se placer entre l'objet et le miroir ! Pour contourner le problème, il existe plusieurs solutions : **dans le télescope de Newton, un miroir plan à 45° appelé miroir secondaire renvoie les rayons lumineux sur le côté.**



On modélise l'objectif du télescope de Newton par un miroir sphérique concave de grande distance focale et l'oculaire par une lentille mince convergente de courte distance focale.

L'axe optique de la lentille est perpendiculaire à celui du miroir principal. L'intersection des deux axes coïncide avec le milieu M du miroir plan.

9.3.2 Étude du télescope de Newton

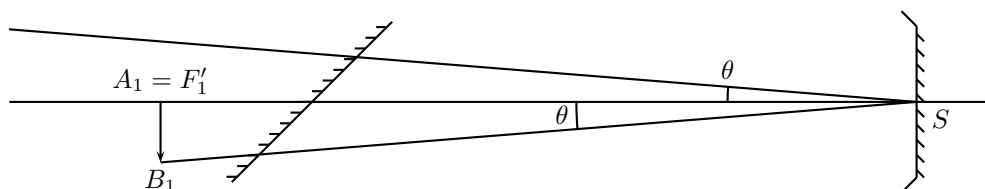
Construction des images

Le principe est le même que pour les instruments d'optique étudiés précédemment mais cette fois, il y a trois systèmes optiques :

$$AB \xrightarrow{\text{objectif}} A_1B_1 \xrightarrow{\text{miroir plan}} A_2B_2 \xrightarrow{\text{oculaire}} A'B'$$

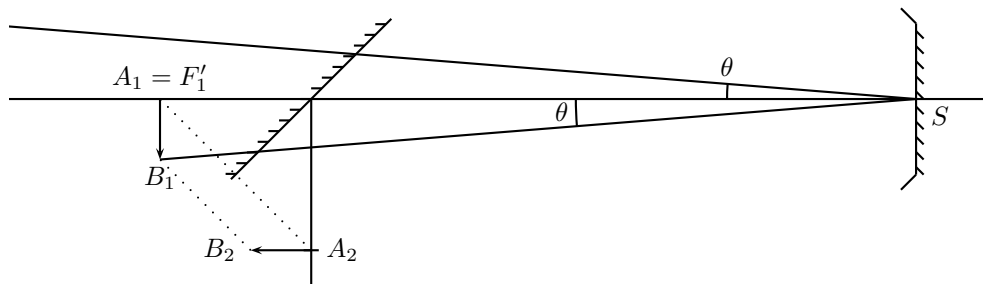
Construisons, pas à pas, ces différentes images :

– Image donnée par l'objectif (miroir concave) :



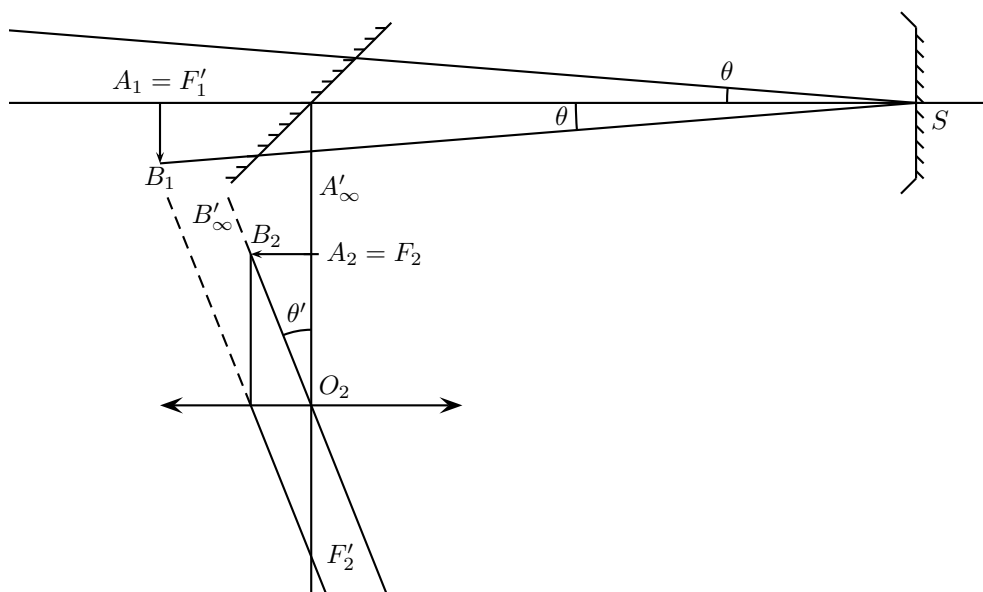
L'objet AB situé à l'infini est vu sous l'angle θ , le point A étant sur l'axe du miroir principal. Son image A_1B_1 donnée par l'objectif est dans son plan focal image ($A_1 = F'_1$). Un seul rayon suffit à trouver la position de l'image B_1 .

- Image donnée par le miroir plan à 45° :



L'image A_2B_2 est le symétrique de A_1B_1 par le miroir plan.

- Image définitive donnée par l'oculaire :



L'image A_2B_2 est un objet pour l'oculaire qui, jouant le rôle de loupe, en donne l'image définitive $A'B'$. Dans le cas d'une vision à l'infini (meilleures conditions d'observation), A_2B_2 est dans le plan focal objet de l'oculaire. Le télescope est alors **afocal**.

Grossissement d'un télescope afocal

On appelle **grossissement** d'un télescope le rapport :

θ étant l'angle sous lequel on voit l'astre à l'œil nu (diamètre apparent). C'est aussi l'angle sous lequel on voit l'image A_1B_1 depuis le point S . En supposant θ petit ($\tan \theta = \theta$) :

θ' est l'angle sous lequel on voit l'image $A'B'$. Dans le cas d'une vision à l'infini, c'est aussi l'angle sous lequel on voit l'objet A_2B_2 depuis de centre O_2 de l'oculaire :

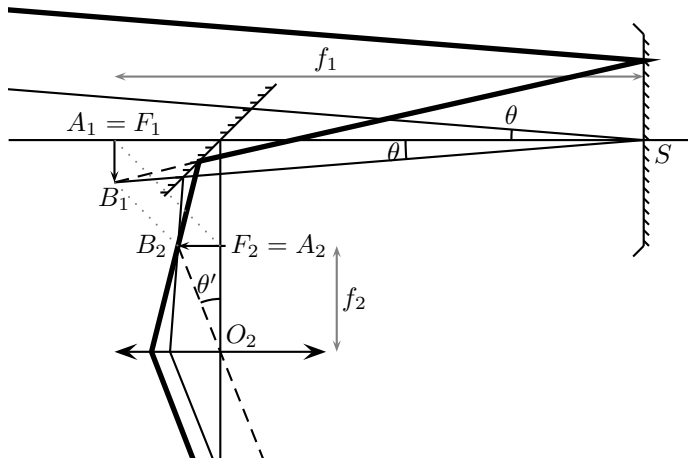
Or $A_2B_2 = A_1B_1$ (image donnée par le miroir plan).

On peut donc exprimer θ' sous la forme :

Or $G = \frac{\theta'}{\theta}$ donc :

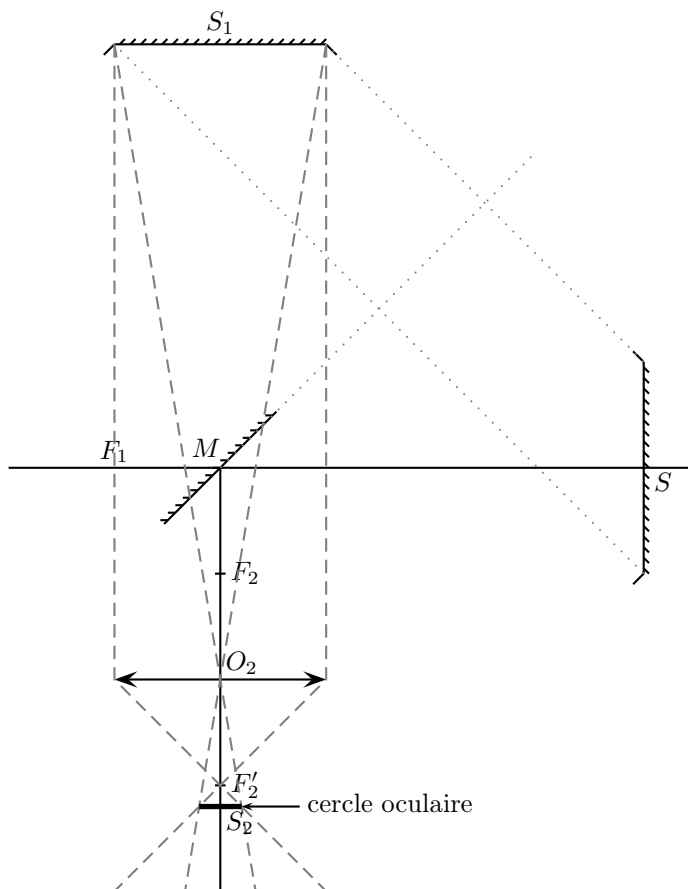
On retrouve un résultat identique à celui obtenu avec une lunette afocale.

Trajet d'un faisceau lumineux



Cercle oculaire

Le cercle oculaire est l'image du miroir principal donné par l'ensemble miroir secondaire-oculaire.



Quatrième partie

Physique nucléaire

Chapitre 10

La radioactivité

10.1 Les noyaux radioactifs

10.1.1 Rappels – Définitions

Le noyau d'un atome est constitué de

Le nombre de nucléons est noté A (appelé aussi **nombre de masse**). Il existe deux sortes de nucléons :

Le nombre de protons est noté Z (appelé aussi **numéro atomique**).

Le nombre de neutrons est $N = A - Z$.

Le noyau d'un atome associé à un élément X est représenté par le symbole

	proton	neutron
Masse (kg)	$1,672\,622 \cdot 10^{-27}$	$1,674\,327 \cdot 10^{-27}$
Charge (C)	$+e = 1,602\,18 \cdot 10^{-19}$	0

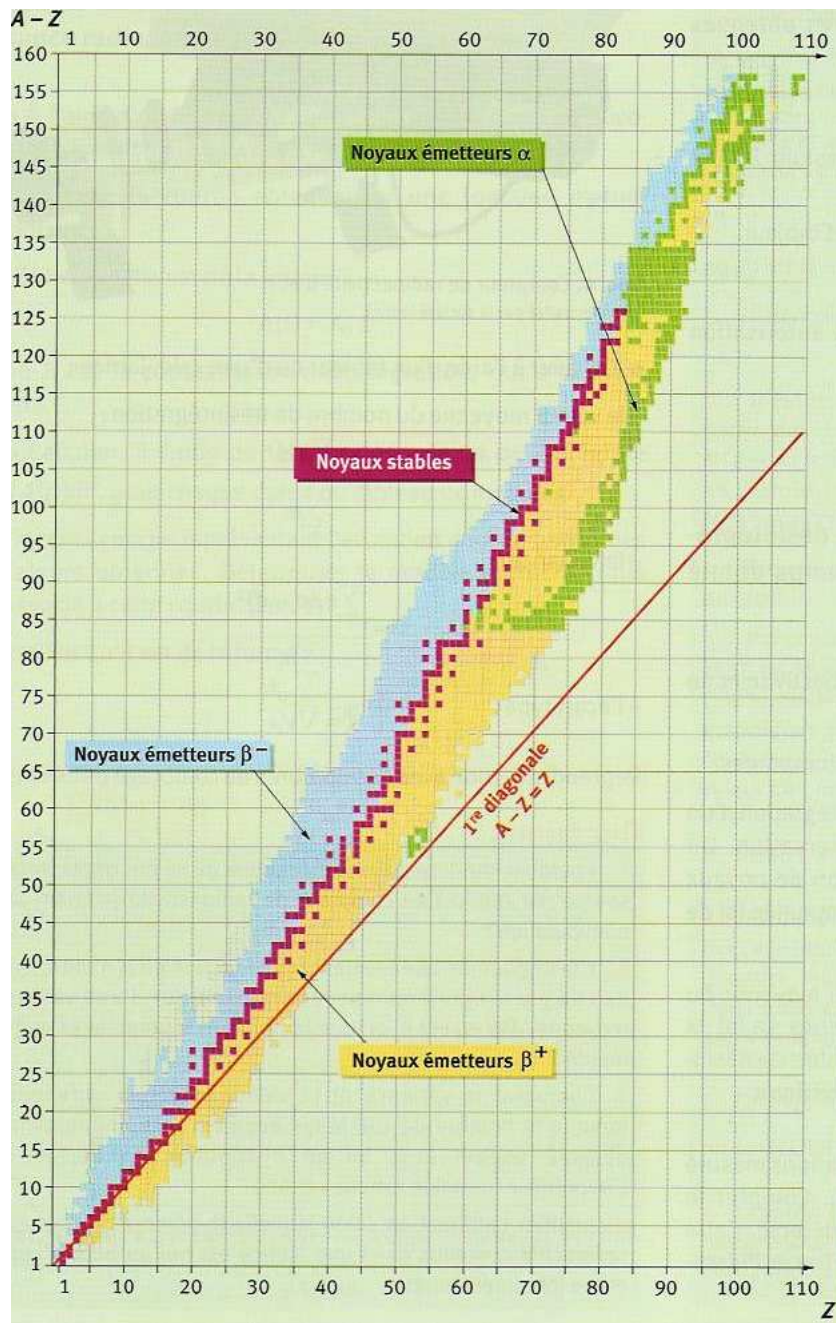
Deux noyaux **isotopes** ont le même nombre de protons mais des nombres de neutrons différents (Z identiques, A différents).

Exemple : $^{12}_6\text{C}$ et $^{14}_6\text{C}$ sont deux isotopes de l'élément carbone.

Tous les noyaux atomiques ne sont pas stables. Le noyau de l'atome de carbone $^{12}_6\text{C}$ est stable alors que celui de l'atome $^{14}_6\text{C}$ a tendance à se désintégrer spontanément pour se transformer en un autre noyau.

Un noyau **radioactif** est capable de se désintégrer **spontanément** en un autre noyau **en émettant une particule**.

10.1.2 Le diagramme (N,Z)



Ce diagramme rassemble l'ensemble des noyaux connus. Il possède plusieurs zones, dont une centrale (en noir) appelée

- Jusqu'à $Z = 20$, cette vallée de stabilité contient la droite d'équation $Z = N$: les noyaux stables ont souvent autant de protons que de neutrons.
- À partir de $Z > 20$, la cohésion des noyaux n'est assurée que si celui-ci contient plus de neutrons que de protons. Cela se traduit par un « déplacement » de la vallée de stabilité au-dessus la droite d'équation $Z = N$.

10.2 Nature de la radioactivité

Selon la position du noyau considéré par rapport à la vallée de stabilité sur le diagramme (N, Z) , on distingue trois catégories de noyaux radioactifs.

10.2.1 Lois de conservation ou lois de Soddy

Lors d'une réaction nucléaire, il y a conservation

—
—

10.2.2 Radioactivité α

Les noyaux très lourds (N et Z très grands) sont des noyaux radioactifs α .

Ils présentent un **excédent de neutrons** et ont tendance, afin de se rapprocher de la vallée de stabilité, à **émettre un noyau d'hélium ${}^4_2\text{He}$ appelé particule α** .

Exemple : le polonium 210 est radioactif α et se désintègre en un noyau de plomb 206 :

10.2.3 Radioactivité β^-

Les noyaux situés au-dessus de la vallée de stabilité sont des noyaux radioactifs β^- .

Ils présentent un **excédent de neutrons** et ont tendance à **émettre des électrons ${}^0_{-1}\text{e}$ appelés particules β^-** .

Exemple : le cobalt 60 est radioactif β^- et se désintègre en nickel 60 :

Remarque : Lors d'une désintégration β^- , un neutron se transforme au sein du noyau en un proton et un électron est éjecté. La transformation peut donc se résumer, au sein du noyau, à l'équation suivante : ${}^1_0\text{n} \longrightarrow {}^1_1\text{p} + {}^0_{-1}\text{e}$.

10.2.4 Radioactivité β^+

Les noyaux situés en-dessous de la vallée de stabilité sont des noyaux radioactifs β^+ .

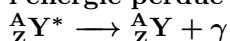
Ils présentent un **excédent de protons** et ont tendance à **émettre des positons ${}^0_1\text{e}$ appelés particules β^+** .

Exemple : le phosphore 30 est radioactif β^+ et se désintègre en silicium 30 :

Remarque : Lors d'une désintégration β^+ , un proton se transforme au sein du noyau en un neutron et un positon est éjecté. La transformation peut donc se résumer, au sein du noyau, à l'équation suivante : ${}^1_1\text{p} \longrightarrow {}^1_0\text{n} + {}^0_1\text{e}$.

10.2.5 Désexcitation γ

À la suite d'une désintégration α ou β , le noyau fils Y peut être dans un état énergétique trop élevé, on dit qu'il se trouve dans un état « **excité** », noté ${}^A_Z\text{Y}^*$. Le noyau ne peut ainsi rester dans cet état excité et va revenir dans son état énergétique fondamental, de plus faible énergie **en émettant un rayonnement électromagnétique** de longueur d'onde très faible ($\lambda < 1 \text{ pm}$), **transportant l'énergie perdue par le noyau** par l'intermédiaire d'une particule appelée photon γ .



10.3 La décroissance radioactive

La radioactivité est un **phénomène aléatoire** : il n'est pas possible de prévoir la date de désintégration d'un noyau, ni de modifier les caractéristiques de ce phénomène.

Dans la suite, on considère que l'échantillon radioactif est suffisamment grand pour autoriser l'étude statistique de son évolution.

10.3.1 Activité d'un échantillon radioactif

$N(t)$ = nombre de noyaux radioactifs d'un échantillon à la date t .

Pendant l'intervalle de temps Δt , en moyenne $\bar{n}$ noyaux se désintègrent et donc :

$$\Delta N = N(t + \Delta t) - N(t) = -\bar{n}$$

Cette variation est négative car le nombre de noyaux radioactifs diminue au cours du temps. On parle de **décroissance radioactive** de l'échantillon.

On appelle **activité** $A(t)$ d'un échantillon radioactif le nombre de désintégrations qu'il produit par seconde :

$$A(t) = -\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{\bar{n}}{\Delta t}$$

L'activité se mesure en becquerel (Bq). 1 Bq correspond à une désintégration par seconde.

10.3.2 Demi-vie d'un échantillon radioactif

Définition : la demi-vie $t_{\frac{1}{2}}$ d'un échantillon radioactif est

10.3.3 Loi de décroissance radioactive

On considère un échantillon contenant un nombre $N(t)$ de noyaux radioactifs à un instant t donné. Pendant la durée Δt , le nombre de noyaux diminue et passe de N à $N + \Delta N$ avec $\Delta N < 0$. Il y a donc eu désintégration de $-\Delta N$ noyaux.

La probabilité P pour que $-\Delta N$ noyaux se désintègrent pendant une durée Δt est égale au nombre de cas favorables divisé par le nombre de cas possibles : $P = -\frac{\Delta N}{N}$.

Cette probabilité est proportionnelle à la durée Δt , soit : $P = -\frac{\Delta N}{N} = \lambda \Delta t$.

La constante de proportionnalité λ , positive, est appelée **constante de désintégration**. Plus la valeur de λ est élevée, plus la probabilité de désintégration d'un noyau pendant la durée Δt est grande.

L'analyse dimensionnelle montre que λ est homogène à l'inverse d'un temps. Son unité est s^{-1} .

Lorsque l'intervalle de temps considéré Δt tend vers zéro, la relation $\frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N$ s'écrit :

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

C'est une équation différentielle et sa résolution donne la loi de décroissance radioactive qui décrit l'évolution temporelle du nombre de noyaux radioactifs de l'échantillon :

$$N(t) =$$

10.3.4 Activité radioactive

Relation entre nombre de noyaux radioactifs d'un échantillon et activité :

$$A(t) =$$

La loi de décroissance de l'activité d'un échantillon contenant un seul type de noyaux radioactifs s'écrit $A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$ avec $A_0 = \lambda N_0$.

10.3.5 Courbe de décroissance. Demi-vie

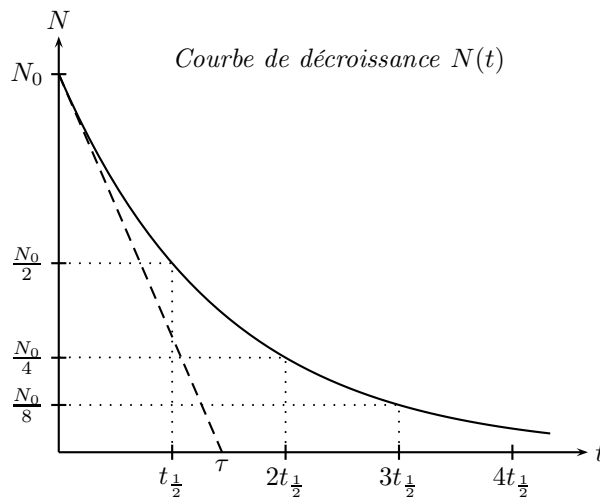
La constante de désintégration λ permet de définir un temps caractéristique de l'échantillon considéré, appelé constante de temps.

Elle est notée τ et définie par la relation : $\tau = \frac{1}{\lambda}$

Il existe également une relation entre la constante de désintégration λ et la demi-vie $t_{\frac{1}{2}}$.

Par définition : $N(t_{\frac{1}{2}}) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{\frac{1}{2}}} \Rightarrow \frac{1}{2} = e^{-\lambda t_{\frac{1}{2}}} \Rightarrow \ln \frac{1}{2} = -\lambda t_{\frac{1}{2}}$
 $\Rightarrow \ln 2 = \lambda t_{\frac{1}{2}}$ et finalement :

$$t_{\frac{1}{2}} =$$



Chapitre 11

Réactions nucléaires

11.1 Énergie et masse des noyaux

11.1.1 Énergie de liaison

Définition : l'énergie de liaison notée E_l est

C'est une grandeur toujours positive.

Pour exprimer les énergies de liaison, au lieu d'utiliser l'unité d'énergie du système international (le joule), on préfère utiliser :

- l'électronvolt pour l'atome : $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
- le mégaelectronvolt pour le noyau : $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ J}$

11.1.2 Relation d'équivalence entre masse et énergie

Dans le cadre de la théorie de la relativité restreinte, Einstein postule au début de $XX^{\text{ème}}$ siècle qu'à toute masse m correspond une énergie de masse E telle que :

Avec E : énergie de masse (J) ; m : masse du système (kg) ; c : célérité de la lumière dans le vide $c = 2\,997\,924\,58 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

De même, à une variation de masse Δm d'un système au repos correspond une variation ΔE d'énergie de masse telle que $\Delta E = \Delta mc^2$.

11.1.3 Défaut de masse

Définition : le défaut de masse d'un noyau de symbole Δm est

$$\Delta m =$$

Le défaut de masse est toujours strictement positif.

Le défaut de masse est équivalent à l'énergie à fournir pour dissocier les nucléons du noyau, autrement dit à l'énergie de liaison E_l : $E_l = \Delta mc^2 > 0$.

11.1.4 Énergie de liaison par nucléon

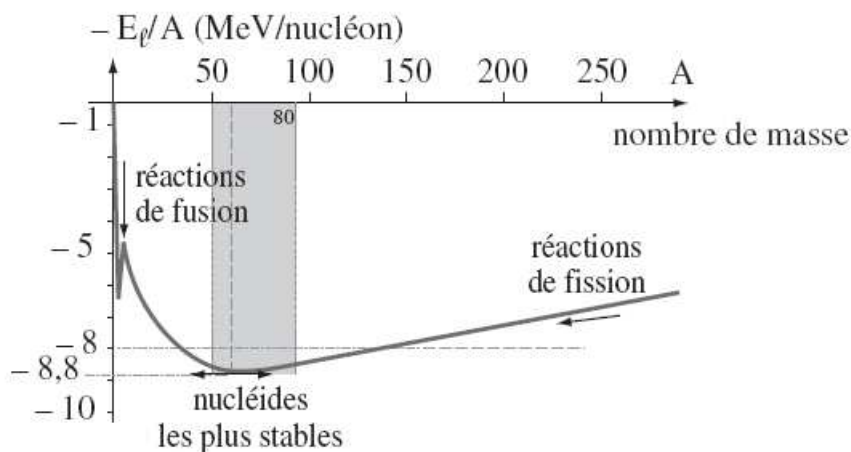
Définition : l'énergie de liaison par nucléon est obtenue en divisant l'énergie de liaison E_l d'un noyau par son nombre de nucléons A .

Elle représente l'**énergie de liaison moyenne par nucléon** : on la note E_l/A . L'unité la plus

appropriée est le $\text{MeV}/\text{nucleon}$.

La **courbe d'Aston** représente $-E_l/A$ en fonction de A .

Les noyaux les plus stables sont situés au voisinage du minimum de la courbe. Les noyaux contenant un faible nombre de nucléons sont donc les moins stables.



11.2 Réactions nucléaires de fission et de fusion

11.2.1 Présentation

Considérons un noyau donné, situé à gauche ou à droite du fer (le plus stable) sur la courbe d'Aston. Deux processus sont possibles, dont les équations doivent vérifier :

- La loi de conservation de la charge électrique.
- La loi de conservation du nombre de nucléons.

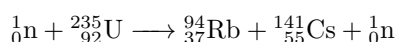
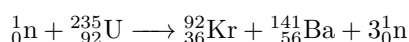
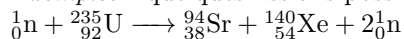
11.2.2 La fission nucléaire

Définition :

Les noyaux susceptibles de subir une fission sont dits **fissiles**. Ce sont des noyaux lourds, constitués d'un grand nombre de nucléons (ex : thorium, uranium, plutonium).

Les fissions spontanées sont rares. Généralement, **les fissions sont provoquées en bombardant un noyau fissile avec des neutrons** ralentis.

Exemples : quelques fissions possibles de $^{235}_{92}\text{U}$:

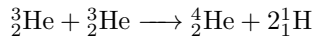
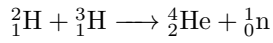
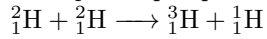


11.2.3 La fusion nucléaire

Définition :

Dans le cas de noyaux très légers, la fusion nucléaire libère de l'énergie. Néanmoins il faut apporter initialement beaucoup d'énergie aux noyaux pour qu'ils puissent fusionner (il faut lutter contre la répulsion électrostatique des noyaux).

Exemples : quelques réactions de fusion dans les étoiles :



11.3 Bilan énergétique

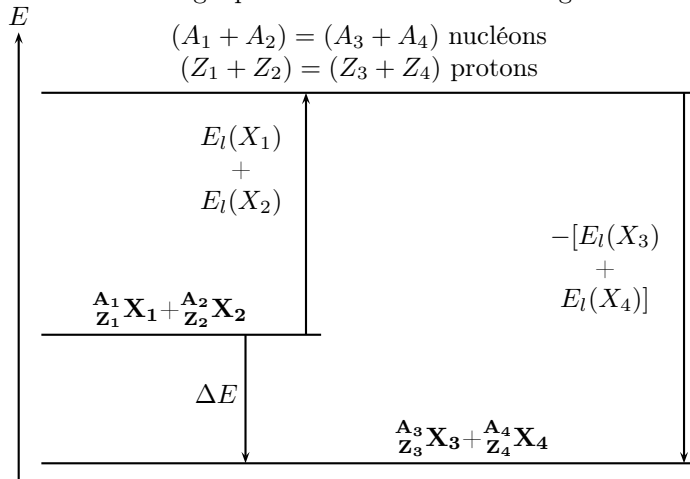
11.3.1 Définition

Faire le bilan énergétique d'une réaction nucléaire consiste à comparer l'énergie de masse du système avant et après la réaction. En particulier, si la variation d'énergie du système ΔE au cours de la réaction est négative, alors l'énergie est libérée vers l'extérieur et on a : $E_{\text{libérée}} = -\Delta E > 0$.

11.3.2 Cas général

Soit la transformation nucléaire ${}^{A_1}_{Z_1}\text{X}_1 + {}^{A_2}_{Z_2}\text{X}_2 \longrightarrow {}^{A_3}_{Z_3}\text{X}_3 + {}^{A_4}_{Z_4}\text{X}_4$.

Le bilan d'énergie permet de déterminer l'énergie de la réaction ΔE associée à cette réaction.



- On peut utiliser les énergies de liaison de chaque noyau. On a alors :
 $\Delta E =$
- On peut également utiliser les masses des noyaux. On a alors :
 $\Delta E =$

Cinquième partie

Physique quantique

Chapitre 12

Ouverture au monde quantique

12.1 Les limites de la mécanique de Newton et l'avènement d'une nouvelle théorie

12.1.1 Le modèle planétaire de l'atome

En 1911, une expérience de Rutherford met en défaut le modèle du plum-pudding admis jusque là en prouvant l'existence de vide à l'intérieur de l'atome.

Rutherford bombarde de noyaux d'hélium une feuille d'or et constate que la plupart de ces noyaux traversent la feuille d'or et seulement quelques-uns rebondissent dessus. Ces observations le conduisent à proposer un nouveau modèle : **l'atome est constitué d'un noyau qui concentre l'essentiel de la masse et porte une charge positive opposée à la charge négative de tous les électrons qui gravitent autour du noyau.** Il s'agit d'un **modèle planétaire**.

12.1.2 La révolution quantique

Bien que l'**analogie entre les interactions gravitationnelle et électrostatique** soit complète et puisse laisser à croire à une similitude entre les systèmes planétaire et atomique l'étude approfondie de l'atome montre qu'il n'en est rien.

En effet, **l'électron possède une charge électrique et perd donc de l'énergie en émettant de la lumière** ; il se rapproche donc inexorablement du proton pour finir par s'y écraser... Ceci est évidemment faux car on sait que les atomes sont des édifices sagement stables, et de savants calculs montrent que l'électron mettrait seulement une fraction de seconde à tomber sur le proton !

L'atome ne peut donc pas être décrit de façon classique. Dès la fin du $XIX^{\text{ème}}$ siècle, plusieurs phénomènes restent inexpliqués par la mécanique de Newton : le **rayonnement du corps noir** et l'**effet photoélectrique** (voir document en fin de chapitre).

Le $XX^{\text{ème}}$ siècle révolutionne la physique et plusieurs intuitions géniales se font le fondement de ce qui s'appellera la mécanique quantique.

12.2 Quantification des échanges d'énergie

12.2.1 L'idée de quantification

En 1900, le physicien Max Planck fait l'hypothèse que la lumière et **la matière ne peuvent échanger de l'énergie que par quantités discrètes qu'il appelle des**

L'énergie E échangée entre la matière et un rayonnement électromagnétique de fréquence ν est positive et s'exprime par :

Avec E : énergie exprimée en joule (J), ν : fréquence en hertz (Hz), $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$: **constante de Planck**.

Lorsque la matière absorbe ou émet de l'énergie par rayonnement, elle ne peut échanger que des paquets d'énergie multiples entiers de $h\nu$.

12.2.2 Conséquences

Lumière et quantification

Albert Einstein continue sur la lancée de Planck et affirme en 1905 que **la lumière elle-même est quantifiée** : elle est **constituée de « quanta de rayonnement »**, des particules qui, pour une lumière de fréquence ν possèdent une énergie $E = h\nu$.

Ces particules **sans masse** seront appelées **photons** en 1926.

Matière et quantification

En 1913, c'est au physicien danois Niels Bohr que l'on doit un modèle de l'atome en accord avec les idées nouvelles de quantification : **les énergies des atomes n'adoptent que des valeurs discrètes** (par opposition à des valeurs continues).

On dit que **les niveaux d'énergie des atomes sont quantifiés** : chaque niveau a une énergie bien déterminée, caractéristique de l'entité et identifié par son nombre quantique qui prend les valeurs $n = 1, 2, 3 \dots$.

Le niveau $n = 1$ est appelé **niveau fondamental**, il correspond au niveau de plus basse énergie ; Les niveaux tels que $n > 1$ correspondent aux **niveaux excités**.

Le niveau tel que $n = \infty$ correspond à une énergie nulle, **l'électron n'est plus lié au noyau**.

Cette convention implique que tous les autres niveaux ont une énergie négative.

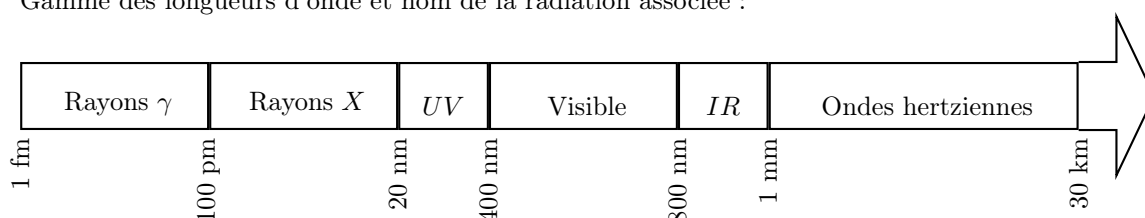
12.3 Spectres d'émission et d'absorption

12.3.1 Définition

On appelle **spectre** d'une lumière l'**ensemble des radiations** dont elle est constituée, radiations caractérisées par leur longueur d'onde dans le vide.

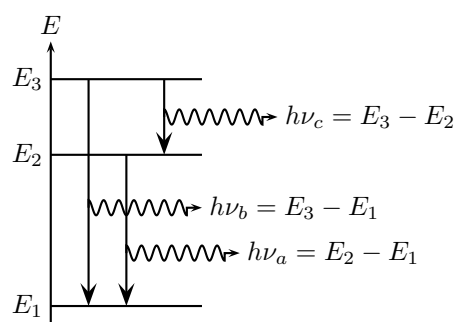
Rappel : $\lambda = \frac{c}{\nu}$.

Gamme des longueurs d'onde et nom de la radiation associée :



12.3.2 Spectre d'émission atomique

Lorsqu'un atome passe d'un niveau d'énergie élevée E_j à un niveau d'énergie inférieure E_i , l'atome perd de l'énergie qu'il peut émettre sous forme de rayonnement de fréquence ν telle que :



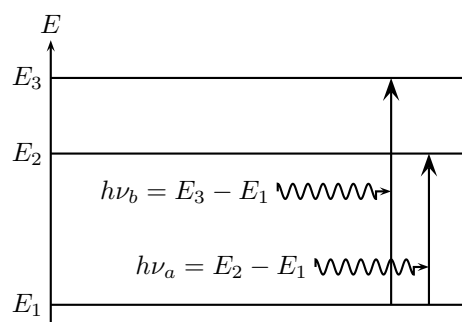
Plus la différence d'énergie est importante, plus la fréquence ν du rayonnement est grande.

Les fréquences émises sont déterminées par les niveaux d'énergie. Ainsi, sur un spectre d'émission atomique, **chaque raie monochromatique correspond à une transition entre deux niveaux d'énergie**.

Le **spectre d'émission**, comme les niveaux d'énergie de l'atome, est **caractéristique de la nature de l'atome**.

12.3.3 Spectre d'absorption

Lors d'une spectroscopie optique, on éclaire les atomes, les molécules ou les noyaux étudiés par une lumière. Lorsqu'un atome passe d'un niveau de faible énergie E_i à un niveau d'énergie supérieure E_j , l'atome absorbe l'énergie du rayonnement de fréquence ν si celle-ci est égale à la différence d'énergie ($E_j - E_i$) :



Un atome ne peut absorber que les radiations lumineuses qu'il est capable d'émettre.

Sur un spectre d'absorption, les raies sont toujours représentées par des traits noirs.

Lors d'une spectroscopie électronique on bombarde l'entité étudiée par un faisceau d'électrons homocinétiques (qui ont tous la même vitesse). Si l'énergie cinétique des électrons est suffisante, l'entité étudiée passe de son état fondamental à un état excité de plus haute énergie.

12.3.4 Ordres de grandeur

- Une **molécule** est capable d'absorber ou d'émettre un **rayonnement infrarouge** correspondant à une énergie de quelques **meV** (10^{-3} eV).
- Un **atome** est capable d'absorber ou d'émettre un **rayonnement visible et UV proche** correspondant à une énergie de quelques **eV**.
- Un **noyau** est capable d'absorber ou d'émettre un **rayonnement γ** correspondant à une énergie de quelques **MeV**.

Remarque : plus l'objet est petit, plus la longueur d'onde du rayonnement qu'il absorbe est petite.

Document annexe :

Des expériences lourdes de conséquences

■ Le rayonnement du corps noir

- En 1864, l'expérience de Tyndall montre que lorsque la température d'un corps augmente, le rayonnement qu'il émet s'enrichit de radiations de courtes longueurs d'onde et que, de plus, son intensité augmente considérablement. Cherchant à expliquer ces observations, les physiciens de la fin du XIX^e siècle ont étudié le rayonnement du corps noir : celui-ci est un corps parfaitement absorbant. En pratique, une cavité percée d'un petit trou permettant au rayonnement d'en sortir et d'être étudié, est un corps noir.

- En 1900, il existe deux lois parfaitement contradictoires pour expliquer l'expérience de Tyndall...

La loi de Wien (« la grandeur caractéristique du phénomène d'émission est proportionnelle à $e \frac{B}{\lambda T}$ ») « colle » très bien aux résultats expérimentaux lorsque λT est petit mais devient absurde quand la température devient infinie.

La loi de Rayleigh quant à elle (« la grandeur caractéristique du phénomène d'émission est proportionnelle à λT ») recoupe l'expérience lorsque λ est grande mais devient catastrophique pour les petites valeurs : c'est la « catastrophe ultraviolette ».

- Cherchant une formule qui lève cette lourde contradiction, Max Planck, à la suite de calculs complexes, est conduit en octobre 1900 à admettre que l'énergie échangée par le corps noir ne peut prendre que des valeurs qui correspondent à un nombre entier de quanta valant $h\nu$, introduisant ainsi la constante qui porte son nom.

Le modèle élaboré par Planck laisse son auteur perplexe devant l'étendue des remises en question qu'il induit : la révolution quantique. Il lui vaudra le prix Nobel de Physique en 1919.

■ L'effet photoélectrique

- La découverte expérimentale de l'effet photoélectrique est due à Hertz en 1887 ; ce dernier a alors observé l'émission d'électrons par un métal sous l'effet d'une lumière pourvu que la fréquence (et non l'intensité !) de celle-ci soit suffisante, c'est-à-dire supérieure à un seuil.

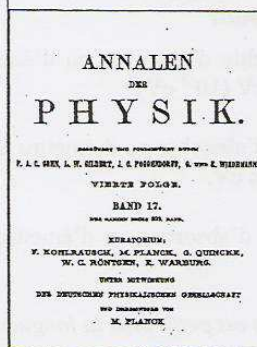
Ainsi, par exemple, si on imagine un métal dont la fréquence seuil est celle d'une lumière jaune, aucun électron n'en sera extrait avec une lumière rouge même très intense, alors qu'une faible lumière bleue y parviendra.

- Pour expliquer ce surprenant phénomène, Einstein admet que la lumière est formée de corpuscules d'énergie $h\nu$ représentant, pour la compléter, l'hypothèse de Planck.

Alors que le caractère ondulatoire de la lumière ne peut être remis en question (les interférences et la diffraction le prouvent), force est de constater que la lumière présente aussi un caractère corpusculaire : c'est la dualité onde-corpuscule. L'article faisant état de cette géniale découverte, publié en mars 1905, fut longtemps controversé par les collègues d'Einstein mais lui vaudra tout de même à son tour le prix Nobel de Physique en 1921.



1 Deux des pères fondateurs de la physique moderne : M. Planck et A. Einstein.



2 Saluons ici le rôle fondamental des revues scientifiques dans la diffusion des connaissances à travers la revue allemande *Annalen der Physik* qui publia les fameux articles d'Einstein de 1905. Ses rédacteurs prirent un risque important en publiant deux articles révolutionnaires rédigés par un inconnu travaillant au Bureau des brevets de Berne.

Sixième partie

Mécanique classique

Chapitre 13

Les lois de la mécanique

13.1 Mouvement d'un solide

13.1.1 Notion de référentiel

Un référentiel est constitué :

- d'un solide pris pour référence et servant au repérage des positions dans l'espace.
- d'une horloge servant au repérage des dates.

Toute étude, en mécanique, nécessite de préciser le référentiel d'étude choisi.

13.1.2 Vitesse d'un point d'un solide

La **vitesse moyenne** V d'un point d'un solide est le rapport entre la longueur d de son parcours et la durée Δt correspondante :

$$V = \frac{d}{\Delta t}$$

V en mètres par seconde ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), d en mètres (m), et Δt en secondes (s).

Évidemment, la vitesse moyenne dépend du référentiel d'étude.

La **vitesse instantanée** $v(t)$ d'un point mobile, à la date t , est approximativement égale à la vitesse moyenne de ce point, calculée entre deux instants voisins encadrant la date t :

$$v(t) = \frac{A_{i-1}A_{i+1}}{t_{i+1} - t_{i-1}}$$

Avec le mobile en A_{i-1} à t_{i-1} , en A_i à t_i , et en A_{i+1} à t_{i+1} .

Pour définir pleinement la grandeur **vitesse**, on doit utiliser une notation **vectorielle** qui précise :

- la direction :
- le sens :
- le point d'application :
- la valeur.

13.1.3 Le centre d'inertie d'un solide

C'est un point particulier du solide, dont le mouvement est souvent plus simple que celui des autres points. Il est noté G .

Le centre d'inertie coïncide avec le centre de gravité qui correspond, pour un solide homogène, au centre de masse (centre géométrique).

13.1.4 Deux types de mouvement

Définition préalable

Définition : Un solide est indéformable si la distance entre deux points quelconques ne varie pas au cours du temps.

Exemples : voiture, skieur ne modifiant pas sa position.

Contre-exemples : ressort, élastique, glaçon en train de fondre.

Mouvement de translation

Définition : Un solide a un mouvement de translation lorsqu'un segment reliant deux points quelconques du solide conserve une direction constante au cours du temps.

On distingue deux sortes de mouvements de translation :

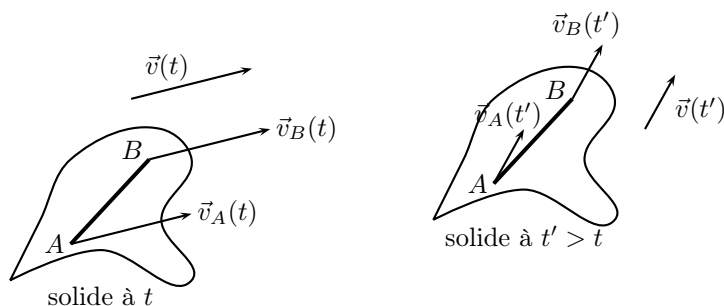
- **Translation rectiligne** lorsque les trajectoires de tous les points du solide sont des segments de droite.

exemple : voiture montant une pente rectiligne.

- **Translation curviligne** lorsque les trajectoires des points du solide sont quelconques.

exemple : nacelle de la grande roue, à la foire.

Pour un **mouvement de translation**, tous les points du solide ont le même vecteur vitesse instantanée : c'est le vecteur vitesse $\vec{v}(t)$ du solide à cet instant.



Mouvement de rotation

Définition : Un solide a un mouvement de rotation autour d'un axe fixe dans un référentiel donné si :

- La trajectoire d'un point quelconque du solide n'appartenant pas à l'axe de rotation est un arc de cercle.
- Les points de l'axe de rotation sont fixes dans le référentiel.

Le vecteur vitesse du solide change de direction à chaque instant.

Tous les points d'un solide en rotation autour d'un axe fixe ont la même vitesse angulaire ω définie par :

ω en radians par seconde ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$), α en radians (rad), et Δt en secondes (s).

Pour un solide en rotation à la vitesse angulaire ω , un point de ce solide situé à une distance R de l'axe de rotation a une vitesse v telle que $v = R\omega$.

Dans le cas de rotation uniforme, on peut aussi définir la période T du mouvement ainsi que la fréquence f telles que :

13.2 Forces s'exerçant sur un système mécanique

13.2.1 Définition

Une **force** est la **modélisation d'une action mécanique** s'exerçant sur le système considéré.

Il existe deux types d'actions mécaniques :

- actions mécaniques **à distance** : elles ne nécessitent pas de contact entre les deux systèmes en interaction. Ce sont des actions réparties sur tout le volume (interaction gravitationnelle) ou sur toute la surface (dans le cas des charges réparties dans l'interaction coulombienne).
- actions mécaniques **de contact** : elles nécessitent, comme leur nom l'indique, un contact entre les deux systèmes en interaction. Ce sont des actions qui ne s'exercent que sur la surface ou le point de contact entre les deux systèmes. Elles sont la traduction d'interactions coulombiennes microscopiques.

13.2.2 Représentation

On **représente mathématiquement une force par un vecteur** possédant les caractéristiques suivantes :

- direction : celle de l'action mécanique considérée.
- sens : celui de l'action mécanique considérée.
- valeur qui rend compte de l'intensité de l'action, en newton (N).
- point d'application.

13.2.3 Quelques forces classiques à connaître

Le poids d'un objet

Définition : action mécanique répartie sur tout le volume, **due à l'interaction gravitationnelle**.

Rappel : distinction entre poids et masse : la masse rend compte de la quantité de matière contenue dans l'objet. Elle ne change pas, quel que soit le référentiel choisi. Elle s'exprime en kg.

Caractéristiques du poids :

- direction :
- sens :
- point d'application :
- valeur :

Force exercée par un support solide

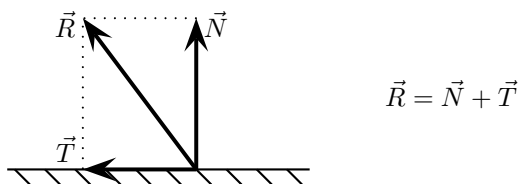
Définition : action répartie sur toute la surface de contact entre l'objet et le support on parle de la **réaction** du support.

Caractéristiques :

- direction :
- sens :
- point d'application :
- valeur :

Remarque : souvent, on décompose la réaction $\vec{R}$ du support en deux composantes :

- $\vec{T}$ est la **composante tangentielle**, elle **représente les frottements** entre le solide et le support.
- $\vec{N}$ est la **composante normale**, elle **représente la réaction normale** du support.



Une force de pression, la poussée d'Archimède

Définition : action ressentie par un système lorsqu'il est plongé dans un fluide (liquide ou gazeux).

Remarque : souvent, on néglige la poussée d'Archimède exercée par l'air sur un objet solide.

Caractéristiques :

- direction :
- sens :
- point d'application :
- valeur :

La tension d'un fil

Définition : un opérateur tend un fil attaché à un objet, la tension du fil modélise l'action exercée par le fil sur l'objet.

Caractéristiques :

- direction :
- sens :
- point d'application :
- valeur :

13.2.4 Force de rappel d'un ressort

Définition : un objet suspendu à un ressort exerce une action mécanique dont l'effet est de déformer le ressort. Cette action est modélisée par une force appelée **force de rappel**.

Caractéristiques :

- direction :
- sens :
- point d'application :
- valeur :

13.3 Les lois de Newton

13.3.1 Première loi de Newton : le principe d'inertie

Énoncé :

Il existe des référentiels particuliers, appelés **référentiels galiléens**, dans lesquels le **principe d'inertie est vérifié**.

Exemples : Un camion qui freine n'est pas un référentiel galiléen. Un bloc de glace placé sur son plateau sera projeté vers l'avant bien qu'il soit soumis à un ensemble de forces qui se compensent.

Tout référentiel en mouvement de translation rectiligne et uniforme par rapport au référentiel terrestre est un référentiel galiléen.

13.3.2 Deuxième loi de Newton : le principe fondamental de la dynamique

Approche qualitative

Dans un référentiel galiléen, si un mobile est soumis à un ensemble de forces extérieures dont la somme vectorielle (ou résultante $\vec{F}_{ext}$) est non nulle, alors le vecteur vitesse $\vec{v}_G$ du centre d'inertie G de ce mobile varie au cours du temps en valeur, direction ou sens, et la variation vectorielle du vecteur vitesse $\Delta \vec{v}_G$ est colinéaire à la résultante des forces $\vec{F}_{ext}$.

Le vecteur accélération du centre d'inertie

Définition :

L'unité de a_G est le $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$.

Coordonnées cartésiennes :

On considère le repère $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ du référentiel d'étude. À une date t , le vecteur position $\vec{OG}(t)$ et le vecteur vitesse $\vec{v}_G$ ont pour coordonnées :

$$\begin{aligned}\vec{OG}(t) &= x(t), y(t), z(t) \\ \vec{v}_G(t) &= v_x(t), v_y(t), v_z(t) = \dot{x}(t), \dot{y}(t), \dot{z}(t)\end{aligned}$$

Les coordonnées du vecteur accélération sont les dérivées des coordonnées du vecteur vitesse :

$$\begin{aligned}a_x &= \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} & a_x &= \dot{v}_x = \ddot{x} \\ a_y &= \frac{dv_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2} & a_y &= \dot{v}_y = \ddot{y} \\ a_z &= \frac{dv_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2} & a_z &= \dot{v}_z = \ddot{z}\end{aligned}$$

Énoncé de la deuxième loi de Newton

Dans un référentiel galiléen :

On retrouve ainsi, lorsque $\vec{v}_G$ est constant, la 1^{ère} loi de Newton.

13.3.3 Troisième loi de Newton : le principe des actions réciproques

Lorsque deux objets A et B sont en interaction, A exerce sur B une force $\vec{F}_{A/B}$ et B exerce sur A une force $\vec{F}_{B/A}$.

Quels que soit le mouvement ou l'état de repos de ces objets, les vecteurs $\vec{F}_{A/B}$ et $\vec{F}_{B/A}$ sont opposés : $\vec{F}_{A/B} = -\vec{F}_{B/A}$.

13.4 Travail et énergie en mécanique

13.4.1 Travail d'une force

Une force travaille au sens physique si :

- son point d'application se déplace.
- sa direction n'est pas perpendiculaire à celle du mouvement.

Le travail $W_{AB}(\vec{F})$ d'une force constante $\vec{F}$, lorsque son point d'application se déplace du point A jusqu'au point B , le déplacement AB étant rectiligne ou non, est égal au produit scalaire de la

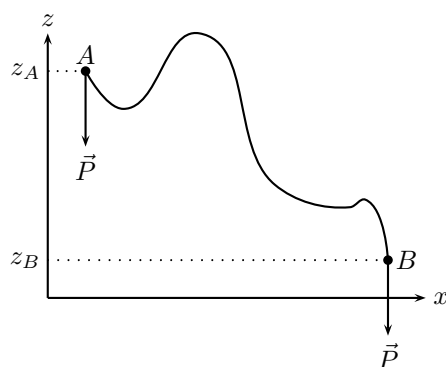
force par le déplacement :

Unité : le travail s'exprime en **joule** (J).

Remarques :

- le travail $W_{AB}(\vec{F})$ est indépendant du chemin suivi pour aller de A à B .
- le travail $W_{AB}(\vec{F})$ est une grandeur algébrique :
 - si $W_{AB}(\vec{F}) > 0$, on dit que le travail est **moteur** : la force favorise le déplacement.
 - si $W_{AB}(\vec{F}) < 0$, on dit que le travail est **résistant** : la force ne favorise pas le déplacement.

Expression du **travail du poids** d'un objet se déplaçant d'un point A d'altitude z_A à un point B d'altitude z_B :



13.4.2 Puissance d'une force

La puissance permet de relier le travail d'une force et la durée nécessaire pour effectuer ce travail. La puissance s'exprime en watts (W) et a pour expression :

13.4.3 Énergie cinétique

Définition

L'énergie cinétique d'un solide de masse m , en translation dans un référentiel où la vitesse de son centre d'inertie G est $\vec{v}_G$, a pour expression :

La masse du solide s'exprime en kg et sa vitesse en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, pour obtenir une énergie en joule (J).

Théorème de l'énergie cinétique

Dans un référentiel galiléen, la variation de l'énergie cinétique d'un solide en translation dont le centre d'inertie passe de A à B est égale à la somme des travaux de toutes les forces subies :

Remarque : L'application du théorème de l'énergie cinétique à un solide en translation permet de comparer les valeurs v_A et v_B de sa vitesse mais ne renseigne pas sur un éventuel changement de direction ou de sens du vecteur vitesse.

13.4.4 Énergie potentielle de pesanteur

Notion d'énergie potentielle de pesanteur

L'énergie potentielle de pesanteur d'un solide en interaction avec la Terre est une grandeur associée à la position de ce solide par rapport à la terre. Si son altitude augmente, son énergie potentielle

de pesanteur augmente et inversement.

La **variation de l'énergie potentielle de pesanteur** d'un solide en interaction avec la Terre au cours d'un déplacement amenant son centre d'inertie du point A à l'altitude z_A au point B à l'altitude z_B **est égale à l'opposé du travail de son poids** au cours de ce déplacement :

Définition de l'énergie potentielle de pesanteur au voisinage de la surface terrestre

L'axe des altitudes est dans ce cas orienté vers le haut ; z étant l'altitude du centre d'inertie du solide, exprimée en mètre (m).

On détermine la constante K pour que $E_{pp0} = 0$ à l'altitude choisie comme altitude 0.

13.4.5 Énergie potentielle élastique

C'est l'énergie liée à la déformation du ressort.

Pour que l'extrémité du ressort passe d'une position A , d'abscisse x_A à une position B d'abscisse x_B , il faut exercer sur lui une force $\vec{F}_{op}$ telle que $\vec{F}_{op} = -\vec{F}_{rappel}$. L'origine O de l'axe $(x'x)$ coïncide avec l'extrémité libre du ressort de telle sorte que son élongation $\Delta l = l - l_0 = x$.

La variation d'énergie potentielle élastique du ressort est :

$$\Delta E_{pe} = E_{pe}(B) - E_{pe}(A) = W_{AB}(\vec{F}_{op})$$

$$\text{Or } W_{AB}(\vec{F}_{op}) = \frac{1}{2}k(x_B^2 - x_A^2)$$

$$\text{D'où } E_{pe}(B) - E_{pe}(A) = \frac{1}{2}k(x_B^2 - x_A^2) = \frac{1}{2}kx_B^2 - \frac{1}{2}kx_A^2$$

Et donc

On choisit naturellement une énergie potentielle nulle pour la position du ressort où sa déformation est nulle, d'où $K' = 0$.

13.4.6 Énergie mécanique

Définition

L'énergie mécanique est définie comme la somme de l'énergie cinétique et des énergies potentielles :

$$E_m = E_c + E_{pp} + E_{pe}$$

Conservation de l'énergie mécanique

L'énergie mécanique d'un système qui n'est soumis à aucun frottement se conserve : elle est constante au cours du temps.

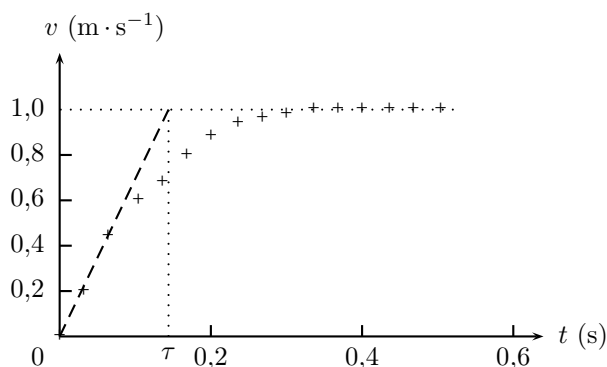
Chapitre 14

Les mouvements plans

14.1 Chute verticale d'un solide dans un fluide

14.1.1 Présentation du mouvement

Courbe représentant l'évolution de la vitesse d'une bille lors de sa chute dans de l'eau sucrée :



Cette courbe montre l'existence de deux phases :

- La première, pendant laquelle la vitesse de la bille augmente rapidement puis de plus en plus lentement : il s'agit du **régime transitoire**.
- La deuxième, pendant laquelle la vitesse de la bille est constante et égale à la vitesse limite : il s'agit du **régime permanent** ou **régime asymptotique**.

Le temps caractéristique de la chute est le temps qui correspond au passage d'un régime à l'autre, il est noté τ . On le définit comme l'abscisse du point d'intersection entre la tangente à l'origine et l'asymptote à la courbe.

14.1.2 Bilan des forces

La bille est soumise aux trois forces suivantes :

- Poids $\vec{P}$: vertical vers le bas
- Poussée d'Archimède $\vec{P}_A$: verticale vers le haut
- Force de frottement fluide $\vec{f}$: la vitesse de chute étant faible, on peut considérer que cette force est du type $\vec{f} = -k\vec{v}$.

On choisit un axe vertical (Oz) orienté vers le bas (dans le sens du mouvement).

14.1.3 Équation différentielle du mouvement

Le mouvement est étudié dans le référentiel terrestre, supposé galiléen.

Appliquons la 2^{ème} loi de Newton à la bille : $\vec{P} + \vec{P}_A + \vec{f} = m\vec{a}_G = m\frac{d\vec{v}_G}{dt}$.

Suivant l'axe (Oz), cette relation s'écrit : $m \frac{dv}{dt} = mg - \rho_{\text{fluide}} V g - kv$.

Remarque : il s'agit d'une équation différentielle du 1^{er} ordre, non linéaire. Sa résolution analytique est impossible à notre niveau.

14.1.4 Vitesse limite

Lorsque la **vitesse limite est atteinte**, la vitesse de la bille est constante et $\frac{dv}{dt} = 0$. L'équation précédente s'écrit alors : $mg - \rho_{\text{fluide}} V g - kv_{\text{lim}} = 0$.

D'où : $v_{\text{lim}} = \frac{g}{k}(m - \rho_{\text{fluide}} V)$.

14.1.5 Résolution de l'équation différentielle

On peut résoudre l'équation différentielle du mouvement par la méthode d'Euler.

14.2 Chute libre dans un champ de pesanteur uniforme

14.2.1 Quelques définitions

Un solide est en **chute libre** lorsqu'il n'est soumis qu'à l'action de son poids.

Au voisinage de la Terre, le vecteur champ de pesanteur $\vec{g}$ en un point où se trouve une masse m est défini par : $\vec{g} = \frac{\vec{P}}{m}$. La valeur de g varie avec le lieu : elle diminue avec l'altitude et varie avec la latitude.

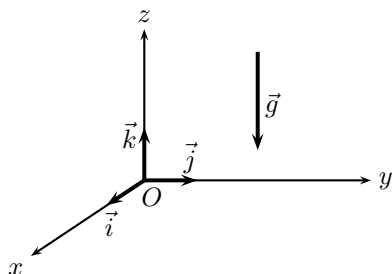
Dans un domaine où les dimensions sont de l'ordre du kilomètre, on considère que le **champ de pesanteur est uniforme**.

14.2.2 Modélisation du mouvement

L'étude est réalisée dans le référentiel terrestre, considéré galiléen.

Le système est un solide de masse m et de centre d'inertie G .

Dans le référentiel terrestre, on choisit un repère d'espace orthonormal $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ où l'axe $(O, \vec{k})$ est vertical vers le haut.



Le solide n'est soumis qu'à son poids $\vec{P} = m\vec{g}$, vertical vers le bas.

La 2^{ème} loi de Newton s'écrit $\vec{P} = m\vec{g} = m\vec{a}_G$, d'où $\vec{a}_G = \vec{g}$.

Cette relation vectorielle nous permet d'écrire les coordonnées du vecteur accélération de G . On obtient les équations horaires de G :

$$a_x(t) = 0 \quad a_y(t) = 0 \quad a_z(t) = -g.$$

Le **mouvement** est donc **uniformément accéléré**.

14.2.3 Cas d'une chute libre sans vitesse initiale

À l'instant t_0 , l'objet est **lâché à l'origine du repère, sans vitesse initiale**. On peut donc écrire :

$$\overrightarrow{OG}(t_0) = \overrightarrow{OG}_0 = \begin{cases} x(t_0) = 0 \\ y(t_0) = 0 \\ z(t_0) = 0 \end{cases} \quad \vec{v}_G(t_0) = \vec{v}_0 = \begin{cases} v_x(t_0) = 0 \\ v_y(t_0) = 0 \\ v_z(t_0) = 0 \end{cases}$$

– Détermination du vecteur vitesse $\vec{v}_G(t)$:

$$\text{Par définition, } \vec{a}_G = \frac{d\vec{v}_G}{dt} \text{ d'où } \begin{cases} a_x = \frac{dv_x}{dt} = 0 \\ a_y = \frac{dv_y}{dt} = 0 \\ a_z = \frac{dv_z}{dt} = -g \end{cases}$$

$$\text{donc par intégration } \vec{v}_G(t) = \begin{cases} v_x(t) = C_1 \\ v_y(t) = C_2 \\ v_z(t) = -gt + C_3 \end{cases}$$

C_1 , C_2 , et C_3 sont des constantes dont on détermine les valeurs en utilisant les conditions ini-

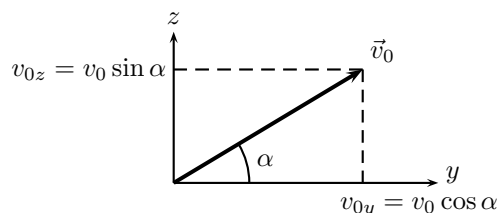
$$\text{tiales. Finalement : } \vec{v}_G(t) = \begin{cases} v_x(t) = 0 \\ v_y(t) = 0 \\ v_z(t) = -gt \end{cases}$$

– De la même façon, $\vec{v}_G = \frac{d\overrightarrow{OG}}{dt}$; en intégrant les coordonnées du vecteur vitesse et en utilisant les conditions initiales, on obtient celle du vecteur position :

$$\overrightarrow{OG}(t) = \begin{cases} x(t) = 0 \\ y(t) = 0 \\ z(t) = -\frac{1}{2}gt^2 \end{cases}$$

14.2.4 Cas d'une chute libre avec vitesse initiale

On suppose maintenant qu'à la date $t_0 = 0$, le solide est **lancé avec une vitesse non nulle**. Le vecteur $\vec{v}_0$ fait un angle α avec l'horizontal, et il est contenu dans le plan vertical $(O, \vec{j}, \vec{k})$.



– Détermination des **équations horaires** du mouvement :

Les conditions initiales sont :

$$\overrightarrow{OG}_0 = \begin{cases} x(t_0) = 0 \\ y(t_0) = 0 \\ z(t_0) = 0 \end{cases} \quad \vec{v}_0 = \begin{cases} v_x(t_0) = 0 \\ v_y(t_0) = v_0 \cos \alpha \\ v_z(t_0) = v_0 \sin \alpha \end{cases}$$

On procède de la même manière qu'au paragraphe précédent en tenant compte des conditions initiales et on trouve :

$$\vec{v}_G(t) = \begin{cases} v_x(t) = 0 \\ v_y(t) = v_0 \cos \alpha \\ v_z(t) = -gt + v_0 \sin \alpha \end{cases} \quad \overrightarrow{OG}(t) = \begin{cases} x(t) = 0 \\ y(t) = v_0(\cos \alpha)t \\ z(t) = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0(\sin \alpha)t \end{cases}$$

– **Équation de la trajectoire** :

Il s'agit d'exprimer z en fonction de y en éliminant le paramètre t .

De l'équation $y(t)$, on tire $t = \frac{y}{v_0 \cos \alpha}$.

Puis on remplace t dans l'expression de $z(t)$, pour obtenir :

$$z = -\frac{g}{2v_0^2 \cos^2 \alpha} y^2 + (\tan \alpha) y$$

Il s'agit de l'équation d'une **parabole**.

– **Application : flèche et portée :**

La flèche de la trajectoire est l'altitude maximale atteinte ; elle correspond au sommet S de la parabole. Pour déterminer les coordonnées de S , il faut utiliser le fait qu'en ce point le vecteur vitesse est horizontal, c'est-à-dire $v_z(t_S) = 0$.

La portée est la distance entre le point de lancement et le point d'impact P sur le plan horizontal contenant O .

Les valeurs de la portée et de la flèche dépendent des conditions initiales.

14.2.5 Étude énergétique

Dans le cas d'un solide soumis uniquement à son poids, l'énergie mécanique se conserve : $E_m = E_c + E_{pp}$ garde une valeur constante au cours du temps.

Pendant la phase ascendante du mouvement, l'énergie cinétique est convertie en énergie potentielle, et pendant la phase descendante le contraire se produit.

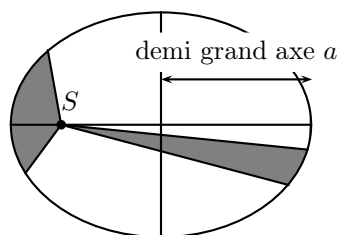
14.3 Satellites et planètes

Ce n'est qu'à partir du $XVI^{\text{ème}}$ siècle que les physiciens Copernic, Galilée et Képler introduisent la théorie de l'héliocentrisme (Soleil au centre de l'Univers) qui permet d'expliquer le mouvement apparent des planètes.

14.3.1 Les lois de Képler (1571 – 1630)

– 1^{ère} loi de Képler ou loi des orbites :

– 2^{ème} loi de Képler ou loi des aires :



– 3^{ème} loi de Képler ou loi des périodes :

14.3.2 Cas particulier des lois de Képler pour une orbite circulaire

- La 1^{ère} loi indique que la trajectoire de la planète est un **cercle** dont le **centre est le Soleil**.
- La 2^{ème} loi conduit à une valeur de la **vitesse constante** : le mouvement de la planète est **circulaire uniforme**.
- La 3^{ème} loi s'écrit alors $\frac{T^2}{r^3} = k$ où r est le rayon de la trajectoire de la planète.

14.3.3 Le mouvement circulaire uniforme

Pour obtenir un mouvement circulaire uniforme :

- Les vecteurs vitesse et accélération sont perpendiculaires (mouvement uniforme).
- Le vecteur accélération est **centripète**, c'est-à-dire constamment dirigé vers le centre du cercle (puisque perpendiculaire à $\vec{v}$ qui est tangent au cercle).
- Rappel : dans le cas général pour un mouvement curviligne :

$$\vec{a} = \frac{dv}{dt}\vec{t} + \frac{v^2}{\rho}\vec{n} \text{ avec } \vec{t} \text{ et } \vec{n} \text{ les vecteurs de la base de Frenet : } \vec{t} \text{ tangent à la trajectoire et } \vec{n} \text{ perpendiculaire à } \vec{t}, \text{ et } \rho \text{ est le rayon de courbure de la courbe.}$$

Ici, la valeur du vecteur accélération est constante et vaut $\frac{v^2}{r}$ où r est le rayon du cercle (car $\frac{dv}{dt} = 0$).

La 2^{ème} loi de Newton nous permet donc de déduire que la somme $\vec{F}$ des forces appliquées à un solide de masse m dans un référentiel galiléen doit être un vecteur **centripète** et de **valeur constante** pour avoir un mouvement circulaire uniforme. On peut aussi écrire :

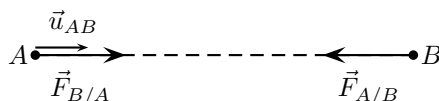
$$\vec{F} = m\vec{a} \quad F = \frac{mv^2}{r}$$

14.3.4 Rappel de la loi de gravitation universelle

L'interaction gravitationnelle entre deux corps A et B de masses m_A et m_B est modélisée par des forces d'attraction $\vec{F}_{A/B}$ et $\vec{F}_{B/A}$ telles que :

$$\vec{F}_{A/B} = -\vec{F}_{B/A} = -G \frac{m_A m_B}{AB^2} \vec{u}_{AB}$$

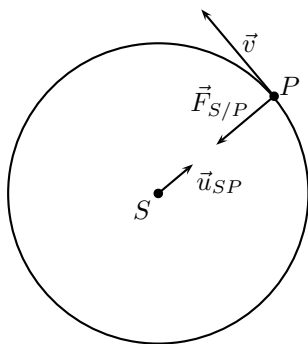
avec m_A et m_B en kg, AB en mètres(m) et $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$.



14.3.5 Application au mouvement orbital des planètes

On applique la 2^{ème} loi de Newton à la planète de masse m en mouvement autour du soleil de masse M_S :

$$\vec{F}_{S/P} = -G \frac{m M_S}{r^2} \vec{u}_{SP} = m\vec{a}_P \text{ d'où } \vec{a}_P = -G \frac{M_S}{r^2} \vec{u}_{SP}.$$



Le vecteur accélération est donc **centripète** et a une **valeur constante**.

Le mouvement de la planète autour du soleil est **circulaire et uniforme** donc

$\vec{a}_P = -\frac{v^2}{r}\vec{u}_{SP}$. On en déduit que :

$$v = \sqrt{\frac{GM_S}{r}}$$

La période de révolution T est le temps mis par la planète pour faire un tour d'orbite : $T = \frac{2\pi r}{v}$
d'où :

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{r^3}{GM_S}}$$

14.3.6 Application au mouvement orbital des satellites de la Terre

L'étude est la même que précédemment en remplaçant le soleil par la Terre, de masse M_T , et la planète P par le satellite étudié, de masse m , qui gravite à une distance h de la surface de la Terre.

On obtient alors : $v = \sqrt{\frac{GM_T}{R_T + h}}$ et $T = 2\pi\sqrt{\frac{(R_T + h)^3}{GM_T}}$

Chapitre 15

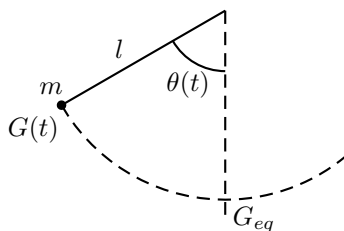
Les systèmes oscillants

15.1 Le pendule

15.1.1 Définitions

Un **pendule pesant** est un solide qui peut osciller autour d'un axe horizontal ne passant pas par son centre d'inertie.

Un **pendule simple** est un *modèle idéalisé de pendule pesant* : il est constitué d'un **corps de masse m** de petite taille, **accroché à un fil inextensible de longueur l** de masse négligeable devant m .



15.1.2 Mouvement d'un pendule simple non amorti

Considérons un pendule simple constitué d'un fil inextensible auquel est attaché un corps de masse m .

Les forces appliquées au corps de masse m sont :

- Poids $\vec{P}$.
- La tension du fil $\vec{T}$.
- Les forces de frottements et la poussée d'Archimède sont négligeables.

Les oscillations d'un pendule simple non amorti sont périodiques (c'est un système mécanique oscillant).

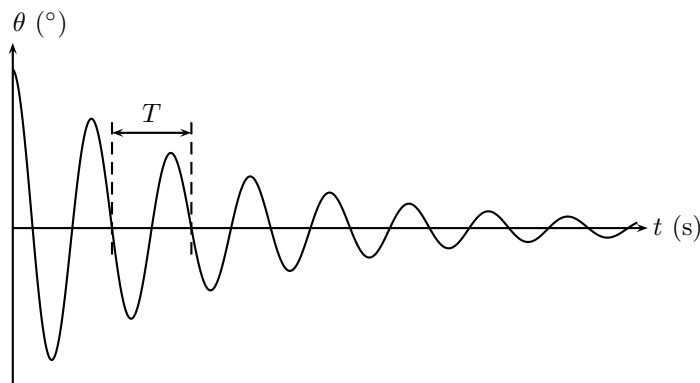
Pour des oscillations d'amplitude assez faibles ($\theta_m < 10^\circ$), **la période d'oscillation est indépendante de l'amplitude angulaire θ_m** : il y a **isochronisme des petites oscillations** et la période vaut :

Unités : l en mètres, g intensité de la pesanteur en $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ et T en secondes.

15.1.3 Oscillateurs libres amortis

- Si un oscillateur libre est **faiblement amorti**, il évolue en effectuant des oscillations dont l'amplitude maximale décroît au cours du temps. On parle d'**oscillations pseudo-périodiques**.
- La **pseudo-période T** est la durée séparant deux passages successifs, dans le même sens, de l'oscillateur dans sa position d'équilibre. Si l'amortissement est faible, **la période propre et la pseudo-période sont approximativement égales**.

- Dans le cas d'un **amortissement plus important**, le mouvement de l'oscillateur est **apériodique**. Le système ne peut plus osciller : écarté de sa position d'équilibre, il la retrouve rapidement.



15.2 Le système solide-ressort

15.2.1 Période propre des oscillations d'un système solide-ressort

Un solide de masse m est accroché à un ressort à spires non jointives, de masse considérée négligeable et de constante de raideur k .

On néglige les frottements de l'air ainsi que la poussée d'Archimède.

Le système solide-ressort est un système mécanique oscillant dont la période propre T_0 dépend de m et de k :

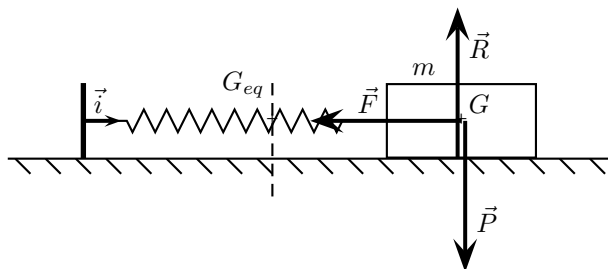
Unités : m en kg ; k en $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$ et T_0 en s.

15.2.2 L'oscillateur élastique horizontal

Le système est le solide de masse m . Son mouvement est étudié dans le référentiel terrestre, considéré galiléen pendant la durée de l'expérience.

Inventaire des forces extérieures appliquées au système :

- Poids $\vec{P}$: vertical vers le bas.
- Réaction du support $\vec{R}$. Elle est la somme des deux forces : sa composante normale $\vec{N}$, perpendiculaire au support et vers le haut et sa composante tangentielle $\vec{T}$ correspondant à des frottements sur le support (négligés).
- Force de rappel du ressort $\vec{F} = -kx\vec{i}$.
- Force de frottement (avec l'air par exemple) : négligée.



La 2^{ème} loi de Newton s'écrit : $\vec{P} + \vec{R} + \vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d^2\vec{OG}}{dt^2}$.

En projetant cette relation sur l'axe (Ox) et en considérant les *frottements négligeables*, on obtient :

$$-kx = m\frac{d^2x}{dt^2}.$$

Le mouvement du centre d'inertie du solide de masse est donc décrit par une équation différentielle du 2^{ème} ordre :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0$$

15.2.3 Les solutions de l'équation différentielle

Cette équation présente une solution de la forme $x(t) = A \cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t + \varphi\right)$.

On détermine l'expression de la période propre en remplaçant dans l'équation différentielle. On retrouve la valeur précédente : $T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$.

Les conditions initiales $x(t=0) = X_m$ et $\frac{dx}{dt}(t=0) = 0$ donnent $A = X_m$ et $\varphi = 0$.

La solution s'écrit donc $x(t) = X_m \cos\left(\frac{2\pi}{T_0}t\right)$.

15.2.4 Énergie mécanique du système solide-ressort

$$E_m = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2.$$

E_m se conserve dans le cas où les frottements sont négligés.

Septième partie

Les ondes

Chapitre 16

Caratérisation des ondes

16.1 Définitions et propriétés

On appelle onde mécanique progressive le phénomène de propagation d'une perturbation dans un milieu matériel sans transport de matière.

L'onde se propage à partir de la source dans toutes les directions qui lui sont offertes par le milieu (1, 2 ou 3 dimensions).

Lorsque la **déformation du milieu** et la **propagation de l'onde** se font dans la **même direction**, l'onde est

→ Onde sonore (vibration de couches d'air), ressort en compression.

Remarque : Réveil sous cloche à vide : sans air, le son ne se propage pas : **la propagation de l'onde nécessite un milieu matériel.**

Si la **déformation du milieu** se fait dans une **direction perpendiculaire** à la direction de **propagation de l'onde**, l'onde est

→ Échelle de perroquet, onde à la surface de l'eau, secousse sur une corde.

Une onde se propage sans transport de matière, mais elle transporte de l'énergie.

→ Mise en mouvement d'un flotteur par une onde à la surface de l'eau.

Deux ondes peuvent se croiser sans se perturber.

→ On peut entendre plusieurs sons en même temps et ils ne se perturbent pas.

16.2 Célérité – Retard

La perturbation du milieu se propage à une certaine « vitesse », notée v , qu'on appelle célérité (pour indiquer qu'il n'y a pas transport de matière).

Pour un milieu à 1 dimension, si on observe une certaine perturbation en un point M_1 du milieu à l'instant t_1 , on observera la même perturbation en un point M_2 un peu plus tard à l'instant t_2 . On appelle **retard**, noté τ , le temps qui sépare l'instant t_2 de l'instant t_1 : $\tau = t_2 - t_1$.

Le retard τ , la distance M_1M_2 et la célérité v de l'onde sont liés par la relation :

La célérité ne dépend pas de la forme de l'onde (pour les amplitudes pas trop grandes) **mais des caractéristiques du milieu.**

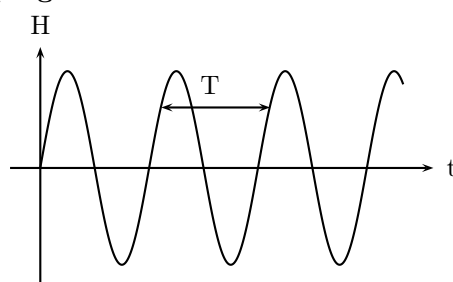
→ La propagation d'un ébranlement le long d'une corde dépend de sa masse linéique et de sa tension.

→ La célérité du son dépend du matériau et de son état physique. La célérité du son dans l'air dépend de la température.

16.3 Onde progressive sinusoïdale

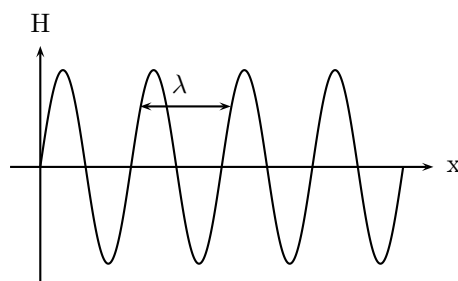
Si une source excite périodiquement un milieu de propagation d'onde mécanique, l'onde progressive est alors elle aussi périodique. Si de plus l'excitation est sinusoïdale alors l'onde est progressive sinusoïdale.

Expérience : Si on règle la fréquence des éclairs d'un stroboscope à la même fréquence qu'une source qui excite sinusoïdalement la surface d'une cuve à ondes, alors on observe une apparente immobilité de la surface de l'eau. Cela signifie que la surface de l'eau reprend périodiquement le même état de perturbation : **l'onde progressive sinusoïdale est caractérisée par une période temporelle.**



Hauteur dans la cuve en un point de la surface de l'eau en fonction du temps

Lorsque la surface est « immobile », on observe des états de même perturbation régulièrement espacés : cela signifie que ces points de la surface de l'eau vibrent en phase (= de la même manière). **L'onde progressive sinusoïdale est donc aussi caractérisée par une période spatiale** qui est la distance minimale entre 2 points du milieu qui vibrent en phase.



Hauteur d'eau dans la cuve en fonction de la position

La période de l'onde, notée T , est

La longueur d'onde, notée λ , est

Rappel : relation entre période et fréquence : $f = \frac{1}{T}$ (f en Hz et T en s).

Considérons un instant où la perturbation est maximum au point M_1 . Une période plus tard, ce point M_1 est dans le même état de perturbation. Pendant ce temps, l'onde s'est propagée et la perturbation maximum a atteint un point M_2 . Ce point M_2 vibre donc en phase avec le point M_1 : ils sont séparés par une longueur d'onde. Le retard entre M_1 et M_2 est $\tau = \frac{M_1M_2}{v}$ avec ici $\tau = T$ et $M_1M_2 = \lambda$.

On a donc la relation entre v , T et τ :

λ en m, v en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, T en s, f en Hz.

Remarque : La longueur d'onde correspond à la distance parcourue par l'onde en une période.

16.4 Dispersion

Le phénomène de dispersion est caractérisé par le fait que

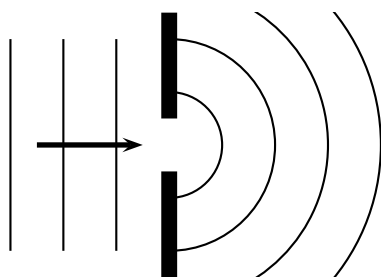
Un milieu de propagation dans lequel la célérité des ondes dépend de leur fréquence est qualifié de milieu dispersif.

Remarque : L'air n'est quasiment pas dispersif pour la propagation du son.

16.5 Diffraction

16.5.1 Principe

Si on interpose un obstacle ou une fente de petite dimension (de l'ordre de la longueur d'onde) sur le parcours d'une onde rectiligne sur une cuve à onde, alors la fente se comporte comme une nouvelle source circulaire. On « retrouve » l'onde derrière l'obstacle.



16.5.2 Caractéristiques de la diffraction

- Si la largeur de la fente a est beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ ($\frac{\lambda}{a} \gg 1$), on retrouve une onde circulaire (ou sphérique à 3D) à la sortie de l'ouverture.
- Si l'ouverture est de l'ordre de quelques longueurs d'onde ($\frac{\lambda}{a} \simeq 1$), alors l'onde circulaire possède des maxima et des minima d'intensité dans différentes directions.
- Si l'ouverture est beaucoup plus grande que la longueur d'onde ($\frac{\lambda}{a} \ll 1$), la diffraction n'a pas lieu : l'onde se propage sans changer de caractéristique : elle est juste diaphragmée.

L'onde après l'ouverture conserve la même période, la même longueur d'onde et la même célérité.

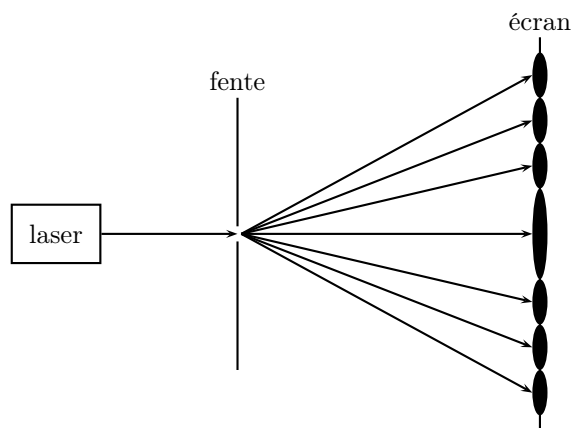
Chapitre 17

Ondes lumineuses

17.1 Diffraction de la lumière

Expérience : On intercale sur la trajet d'un faisceau lumineux émis par un laser une fente de petite dimension.

Sur l'écran, on observe plusieurs taches lumineuses entrecoupées de zones noires.



On observe donc un phénomène de diffraction équivalent à celui qu'on a déjà observé avec les ondes mécaniques.

Cette expérience permet de déduire que **la lumière a un caractère ondulatoire**.

17.2 Caractéristiques des ondes lumineuses

À la différence des ondes mécaniques **la lumière n'a pas besoin de support matériel pour se propager**. La lumière peut se propager dans le vide.

La célérité de la lumière dans le vide est fixée à $c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (précisément $c = 299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Aucun corps matériel ne peut atteindre cette vitesse.

Les différentes ondes lumineuses, appelées aussi **radiations**, sont caractérisées par leur **fréquence ν** (qui dépend de la source de la lumière).

À chaque fréquence correspond une couleur différente de la lumière.

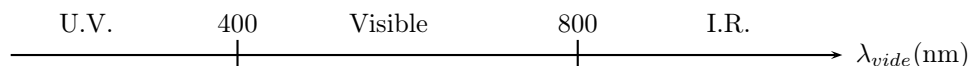
La lumière visible n'est qu'une petite fraction des **ondes électromagnétiques**, dont le domaine spectral est excessivement large (ondes radio, infrarouge, ultraviolet, rayons X , rayons γ ...)

Une lumière qui ne contient qu'une **seule fréquence** (donc une seule couleur) est appelée **lumière monochromatique** (radiation monochromatique). Au contraire une lumière qui contient

plusieurs radiations est une **lumière polychromatique**.

Comme pour toute onde, la relation $\lambda = c \times T = \frac{c}{\nu}$ permet de calculer les longueurs d'onde à partir des fréquences.

L'ensemble des longueurs d'onde dans le vide correspondant à la lumière visible, appelé *spectre de la lumière blanche*, s'étend de $\lambda = 400$ nm à $\lambda = 800$ nm.



17.3 Dispersion de la lumière

La lumière peut se propager dans les milieux transparents, mais sa célérité y est plus petite que dans le vide.

On caractérise un milieu transparent par son **indice de réfraction** n .

C'est le rapport de la célérité de la lumière dans le vide c à sa célérité dans le milieu v : $n = \frac{c}{v}$.

L'indice d'un milieu est toujours supérieur à 1 (sans unité).

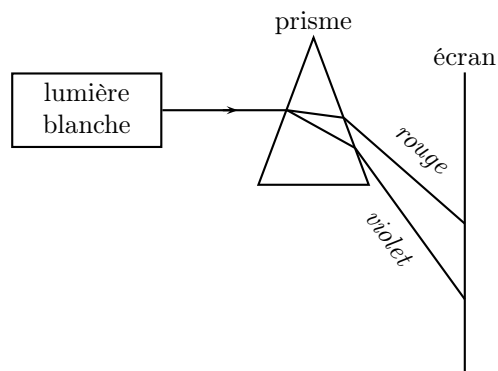
L'indice du vide vaut 1 (par définition) et l'indice de l'air est quasiment égal à 1.

La longueur d'onde étant liée à la fréquence de l'onde par $\lambda = \frac{v}{\nu}$, on constate que **la longueur d'onde dépend du milieu de propagation** (puisque v varie en fonction du milieu). **La fréquence ν , elle, est caractéristique de l'onde (*caractéristique de la source*) et ne varie pas.**

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n \times \nu} = \frac{\lambda_{\text{vide}}}{n}$$

La longueur d'onde λ diminue dans les milieux transparents.

Expérience : Dispersion par un prisme



Après avoir traversé un prisme, la lumière blanche (polychromatique) se trouve décomposée en chacune de ses radiations monochromatiques.

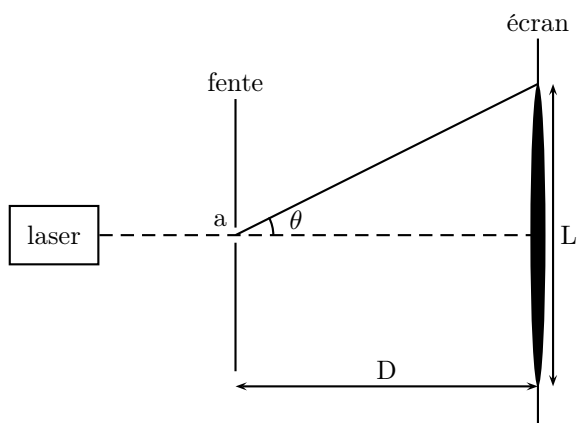
Interprétation :

Rappel : lorsque la lumière change de milieu, elle subit une réfraction (changement de direction) selon la loi de Descartes : $n_1 \cdot \sin i = n_2 \cdot \sin r$ (i =angle d'incidence, r =angle de réfraction, n_1 et n_2 indices de chaque milieu).

L'expérience de décomposition nous montre que pour le même angle d'incidence, l'angle de réfraction est différent en fonction de la couleur, on en déduit donc que l'indice de réfraction dépend de la fréquence de l'onde.

Si l'indice dépend de la fréquence alors la célérité ($v = \frac{c}{n}$) dépend aussi de la fréquence : **un milieu transparent est donc un milieu dispersif pour la propagation des ondes lumineuses.**

17.4 Diffraction par une fente : une expérience à connaître



Plus la largeur a de la fente (ou du fil) est petite et plus l'angle θ définissant la tache centrale de diffraction est grand. Cet angle dépend également de la longueur d'onde λ de la lumière.

On obtient expérimentalement : $\theta = \frac{\lambda}{a}$ avec θ en radians, λ et a en m.

Remarque : l'angle étant toujours petit, on a $\tan \theta \simeq \theta$, à condition d'exprimer θ en radians.

Or $\tan \theta = \frac{L}{2D}$ donc $\lambda = \frac{aL}{2D}$

Cette expérience permet donc de mesurer la longueur d'onde d'une lumière monochromatique.

Problème : Qu'obtient-on en lumière blanche ?

La lumière blanche est une lumière polychromatique qui contient toutes les radiations visibles. A chaque longueur d'onde correspond une figure de diffraction légèrement différente, et on obtient donc des **irisations** (taches de diffraction en dégradé de couleur).

Table des matières

I	Électricité	3
1	Électricité : lois générales	5
1.1	Les grandeurs physiques utilisées en électricité	5
1.2	Les principales lois de l'électricité	6
1.3	Générateurs et récepteurs	7
2	Étude du dipôle RC	11
2.1	Le condensateur	11
2.2	Étude de la charge d'un condensateur	12
2.3	Étude de la décharge d'un condensateur	14
3	Étude du dipôle RL	17
3.1	La bobine	17
3.2	Réponse d'un dipôle RL à un échelon de tension	17
3.3	Rupture du courant dans un circuit RL	19
4	Étude du dipôle RLC	21
4.1	Décharge d'un condensateur dans un dipôle RL	21
4.2	Cas limite du circuit LC : oscillations non amorties	23
4.3	Étude énergétique	23
II	Magnétisme	25
5	Champ magnétique	27
5.1	Les aimants	27
5.2	Notion de champ, champ magnétique	27
5.3	Le vecteur champ magnétique	28
6	Champ magnétique créé par un courant continu	31
6.1	Cas d'un courant continu dans un fil rectiligne	31
6.2	Cas d'un courant continu dans un solénoïde	32
7	Force de Laplace et applications	35
7.1	La force de Laplace	35
7.2	Applications : le couplage électromécanique	36
III	Optique	39
8	Miroirs et lentilles	41
8.1	Introduction	41
8.2	Notion d'objet et d'image	42
8.3	Les miroirs plans	43
8.4	Les conditions de Gauss	45

8.5	Les miroirs sphériques	45
8.6	Les lentilles minces	47
9	Instruments d'optique	51
9.1	Le microscope	51
9.2	La lunette astronomique	54
9.3	Le télescope de Newton	56
IV	Physique nucléaire	61
10	La radioactivité	63
10.1	Les noyaux radioactifs	63
10.2	Nature de la radioactivité	65
10.3	La décroissance radioactive	66
11	Réactions nucléaires	69
11.1	Énergie et masse des noyaux	69
11.2	Réactions nucléaires de fission et de fusion	70
11.3	Bilan énergétique	71
V	Physique quantique	73
12	Ouverture au monde quantique	75
12.1	Les limites de la mécanique de Newton et l'avènement d'une nouvelle théorie . . .	75
12.2	Quantification des échanges d'énergie	75
12.3	Spectres d'émission et d'absorption	76
VI	Mécanique classique	79
13	Les lois de la mécanique	81
13.1	Mouvement d'un solide	81
13.2	Forces s'exerçant sur un système mécanique	83
13.3	Les lois de Newton	84
13.4	Travail et énergie en mécanique	85
14	Les mouvements plans	89
14.1	Chute verticale d'un solide dans un fluide	89
14.2	Chute libre dans un champ de pesanteur uniforme	90
14.3	Satellites et planètes	92
15	Les systèmes oscillants	95
15.1	Le pendule	95
15.2	Le système solide-ressort	96
VII	Les ondes	99
16	Caractérisation des ondes	101
16.1	Définitions et propriétés	101
16.2	Célérité – Retard	101
16.3	Onde progressive sinusoïdale	102
16.4	Dispersion	103
16.5	Diffraction	103

17 Ondes lumineuses	105
17.1 Diffraction de la lumière	105
17.2 Caractéristiques des ondes lumineuses	105
17.3 Dispersion de la lumière	106
17.4 Diffraction par une fente : une expérience à connaître	107