

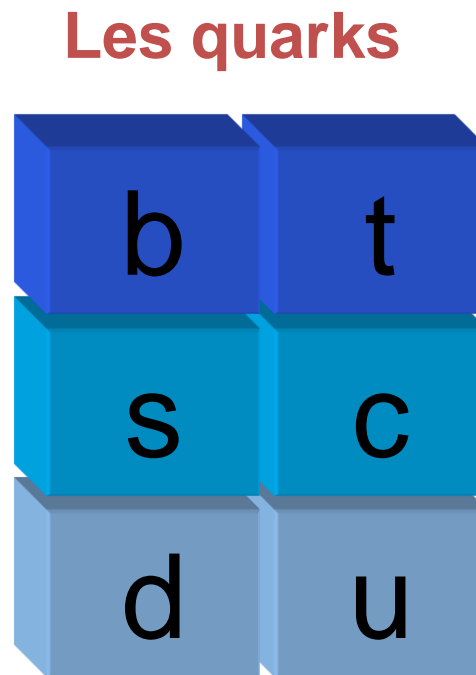
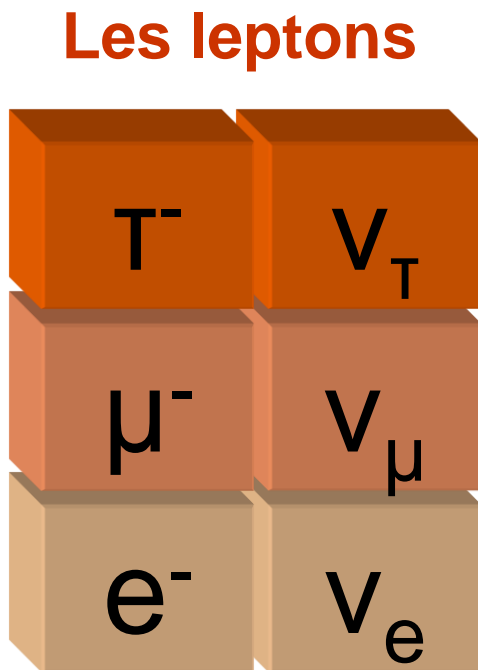
Ecole « techniques de base du détecteur » Cargèse

Pascal Vincent
Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies
Université Pierre et Marie Curie

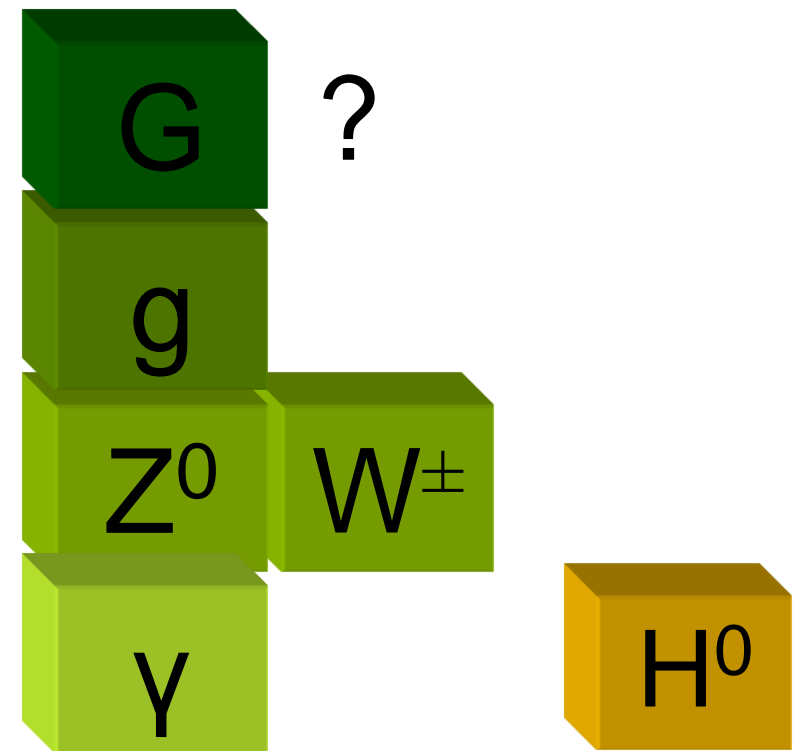
Introduction
Les systèmes expérimentaux
Les interactions des particules chargées
Les interactions des particules neutres
Les détecteurs de particules
Visite d'une expérience

Le monde des théoriciens

Les fermions



Les bosons



Le monde des expérimentateurs

Les particules neutres

Photons

Neutrons

Neutrinos

Les particules chargées

Muons

Les électrons

Les ions (H^+ , He, ions lourds ...)

Les autres

Tau

Bosons Z^0 , W^\pm

Graviton, gluons

Les mésons et baryons lourds (D^\pm , B^0 , Δ^{++} , Λ_c , J/ψ ...)

Les particules hypothétiques

Bosons vecteurs (H^\pm , A^0), axions, monopoles magnétiques, spartenaires, technicolor, extra dimensions (bosons de KK)...

Les processus de base

Les particules neutres

Photons

Effet photoélectrique

Effet Compton

Création de paires

Neutrons

Diffusion élastique

Absorption

La fission

Neutrinos

Les interactions faibles

Les particules chargés

L'excitation

Ionisation

Cherenkov

Les chargés légers (e^\pm)

Bremsstrahlung

Radiation de transition

Les particules instables

Le cerveau

Les processus de base

Les particules neutres

Photons

Effet photoélectrique

Effet Compton

Création de paires

Neutrons

Diffusion élastique

Absorption

La fission

Neutrinos

Les interactions faibles

Les particules chargés

L'excitation

Ionisation

Cherenkov

Les chargés légers (e^\pm)

Bremsstrahlung

Radiation de transition

Les particules instables

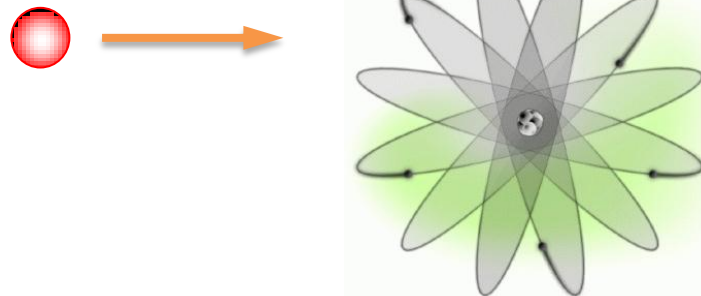
Le cerveau

Processus d'interaction

LES IONS

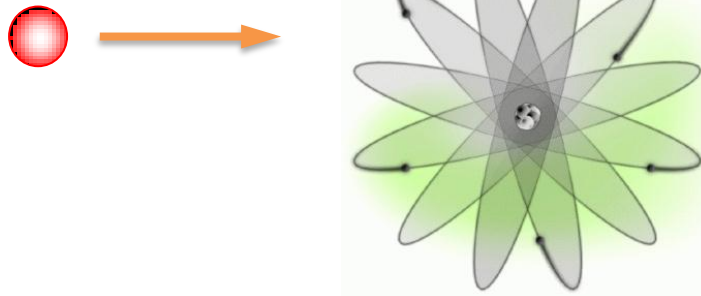
L'interaction des ions dans le milieu

La particule chargée incidente transmet une partie de son énergie au milieu.



L'ionisation

Celle-ci est emportée sous forme **d'énergie cinétique par des électrons e^-** arrachés à leurs atomes.



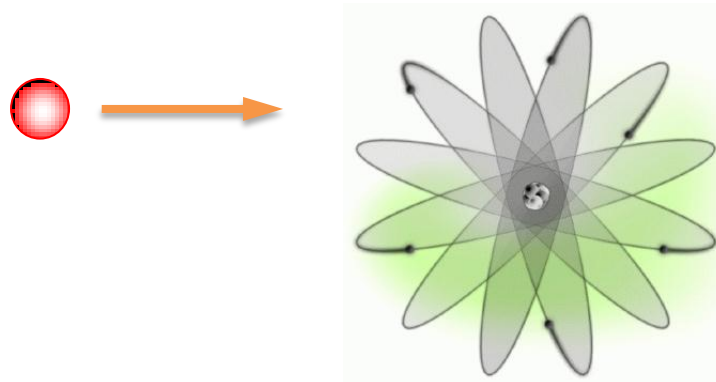
L'excitation

La particule chargée incidente transmet une partie de son énergie au milieu. Celle-ci est absorbée sous forme **d'énergie interne par l'atome cible.**

L'interaction des ions dans le milieu

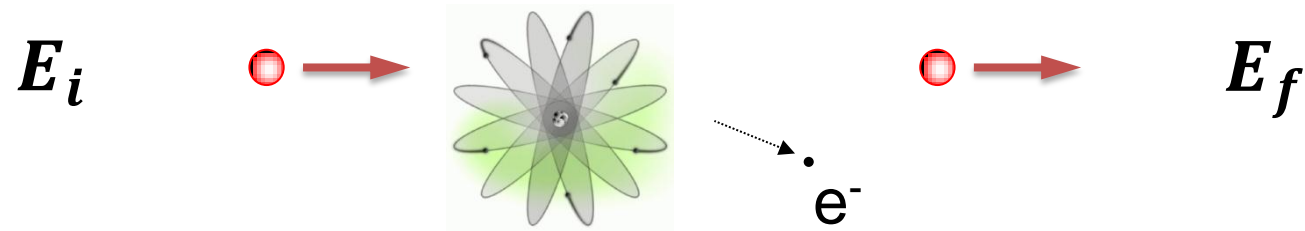
La particule incidente perd son énergie en plusieurs fois tout au long de son parcours.

Dans les deux cas, **l'interaction agit sur les électrons** (entourant le noyau) et **l'ion n'est pratiquement pas dévié** de sa trajectoire initiale.



Perte d'énergie

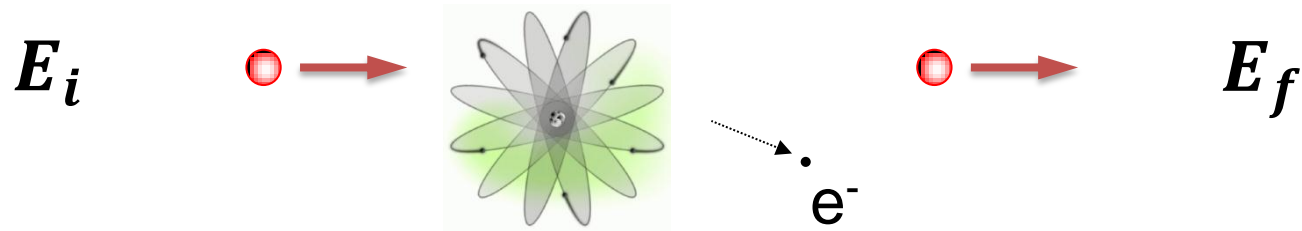
La perte d'énergie est définie par la quantité :



$$dE = E_f - E_i < 0$$

Perte d'énergie dans un milieu

On caractérise la perte d'énergie par unité de longueur parcourue dans un milieu donné par :



$$-\frac{dE}{dx} > 0$$

Perte d'énergie < 0

Distance parcourue > 0

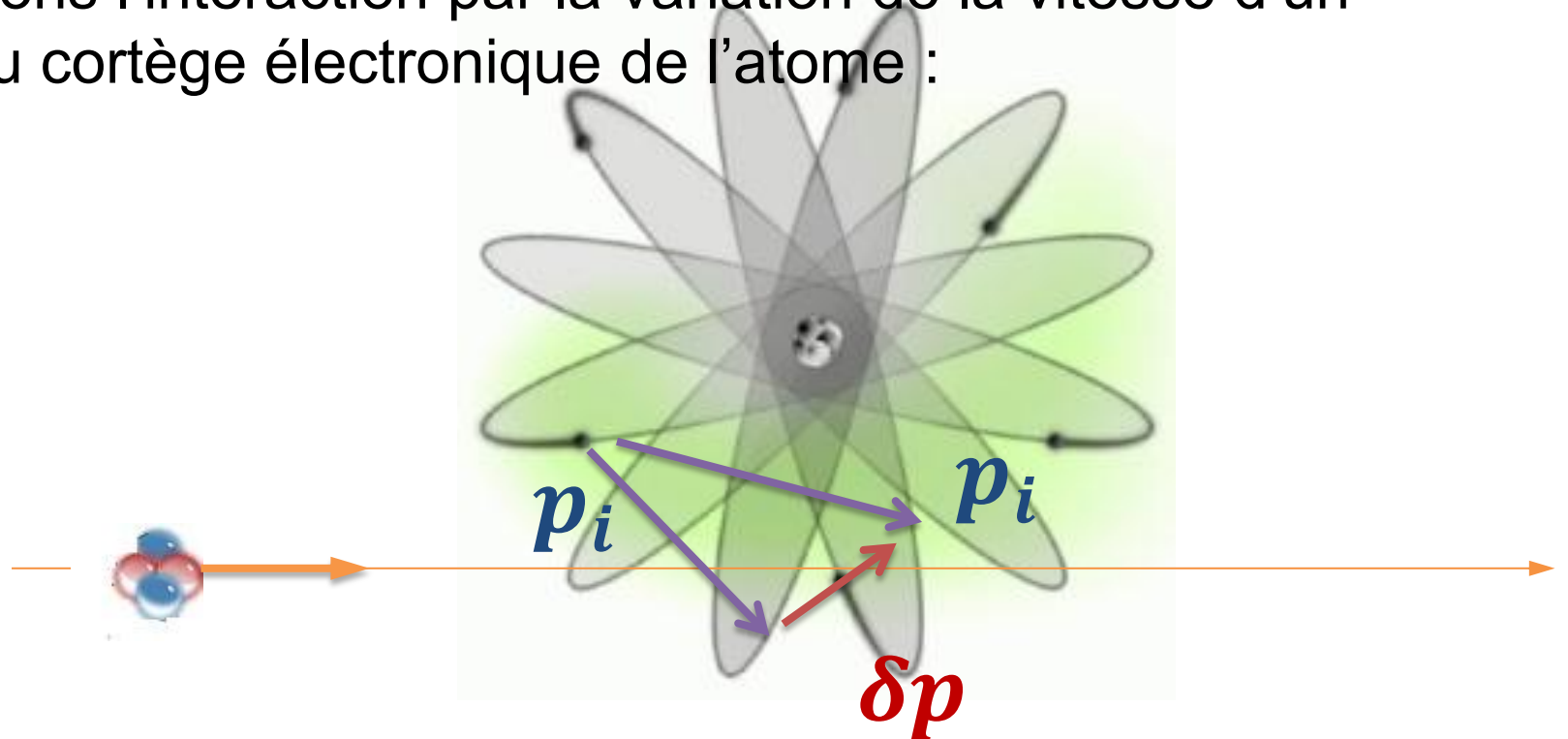
$$-\frac{dE}{dx}?$$

Quels sont les paramètres qui régissent la perte d'énergie ?

« AVEC LES MAINS »

Positionnement du problème

Caractérisons l'interaction par la variation de la vitesse d'un électron du cortège électronique de l'atome :



$$\delta p = m \delta v$$

Positionnement du problème

Etudions les **effets** des différentes caractéristiques **de la particule incidente** :

- ❖ Charge électrique (z)
- ❖ Vitesse (V)
- ❖ Distance d'approche (r)

Sur la quantité :

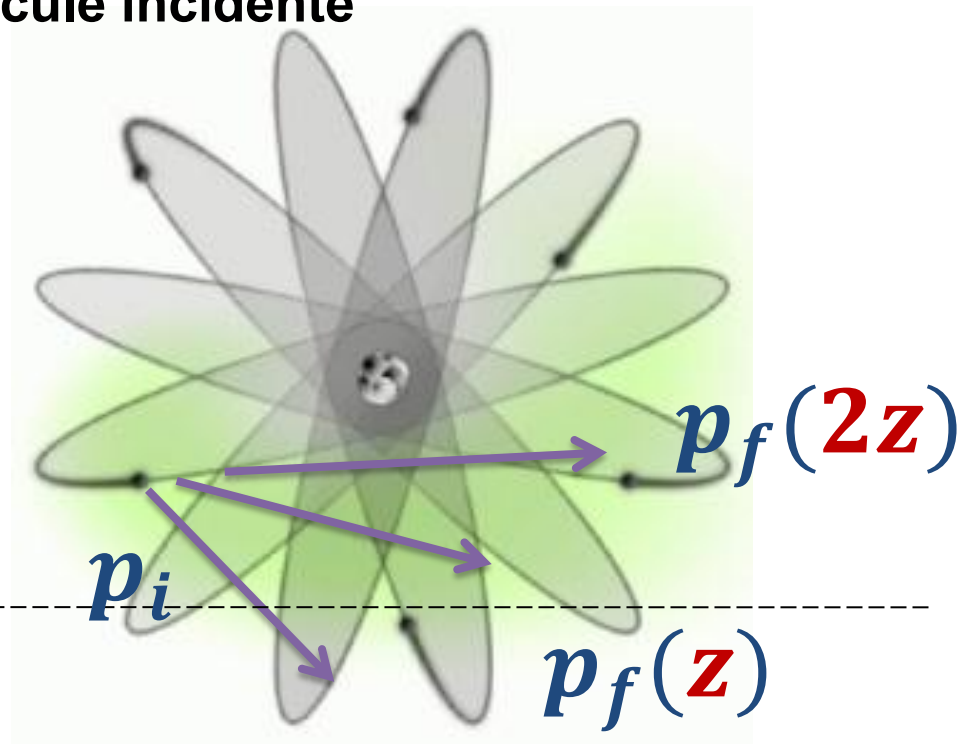
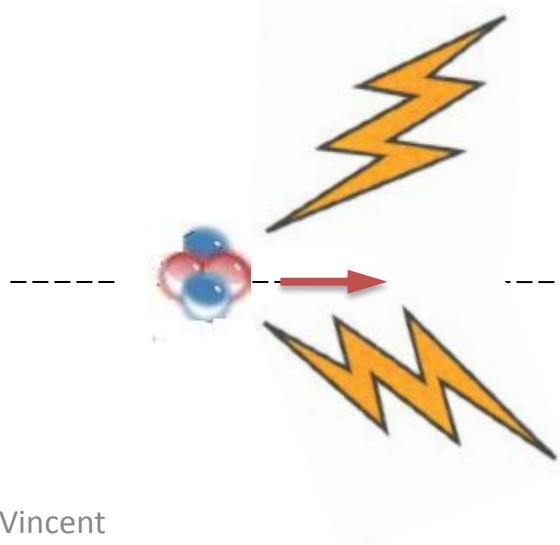
$$\delta p$$

Charge de la particule

Plus la particule incidente est chargée, plus l'électron sera dévié de son orbite initial.

$\delta p \propto$ Charge de la particule incidente

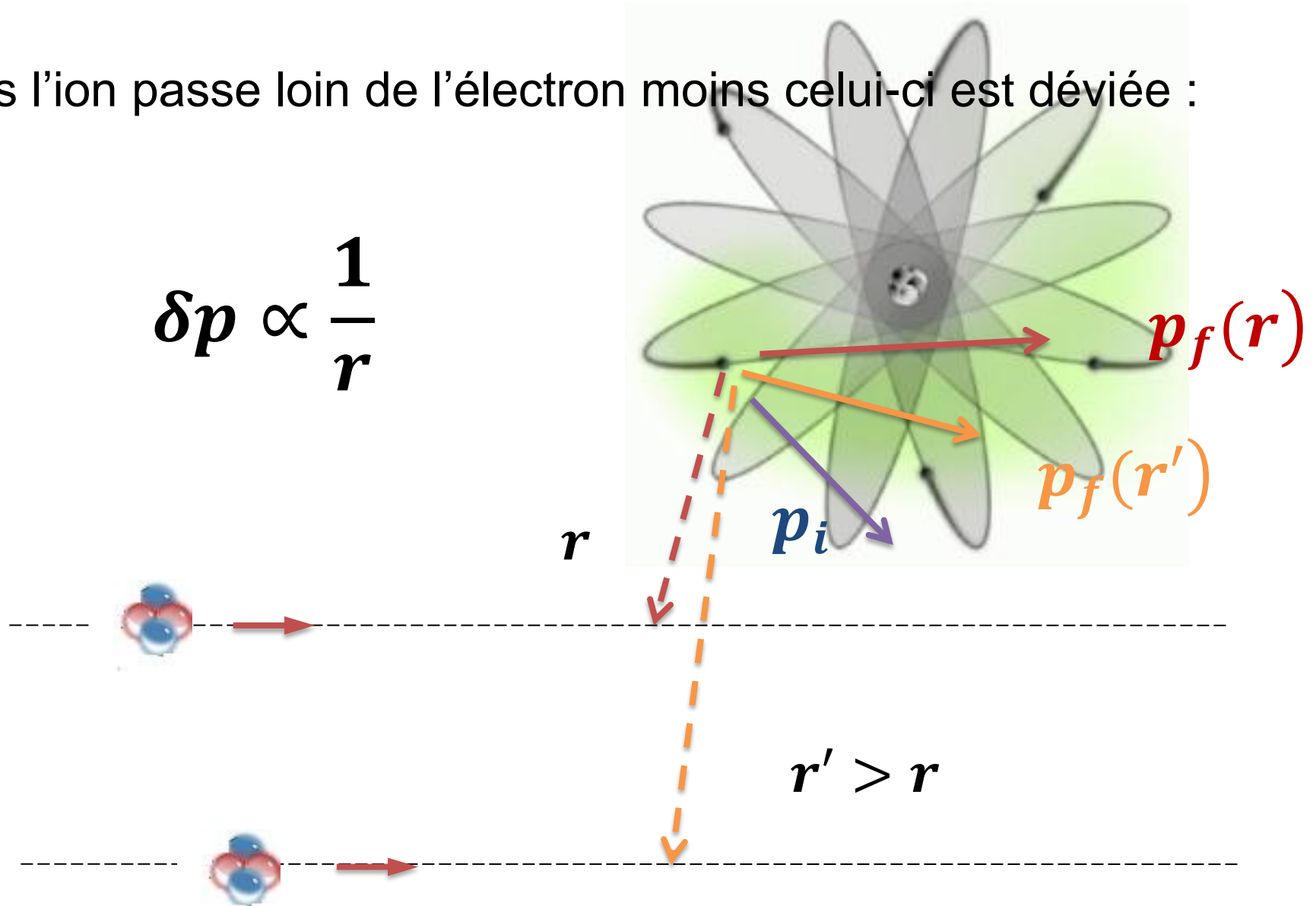
$$\delta p \propto z$$



distance à la cible

plus l'ion passe loin de l'électron moins celui-ci est déviée :

$$\delta p \propto \frac{1}{r}$$



temps d'interaction

plus l'ion va vite moins les effets de l'interaction se feront ressentir :

$$\delta p \propto \frac{1}{\text{vitesse}} = \frac{1}{V}$$

« le temps d'interaction diminue avec la vitesse de la particule incidente »

$$\beta = \frac{V}{c}$$

on pose :

$$\delta p \propto \frac{1}{\beta}$$

Energie transférée

En résumé :

$$\delta p \propto z \times \frac{1}{\beta} \times \frac{1}{r}$$

L'énergie **reçue par l'électron** de la cible :

$$dE = \frac{\delta p^2}{2m_e}$$

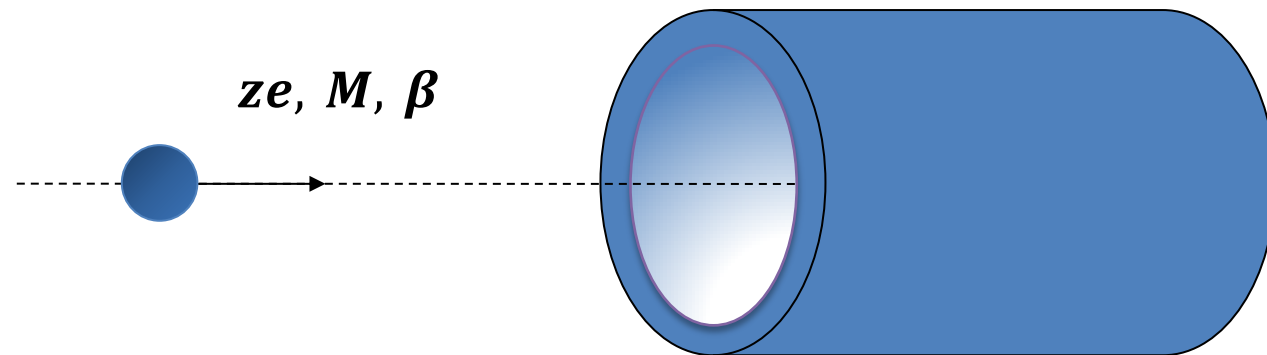
il vient :

$$dE \propto \frac{1}{2m_e} \times z^2 \times \frac{1}{\beta^2} \times \frac{1}{r^2}$$

Energie transférée

Si on considère tous les électrons dans un cylindre creux :

$$2\pi r dr \times dx$$

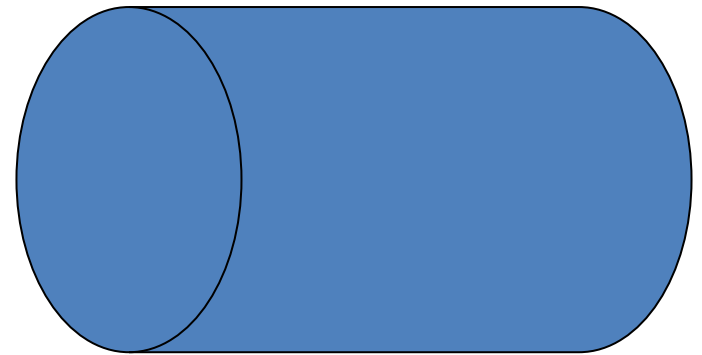
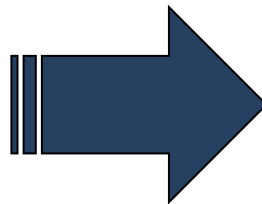
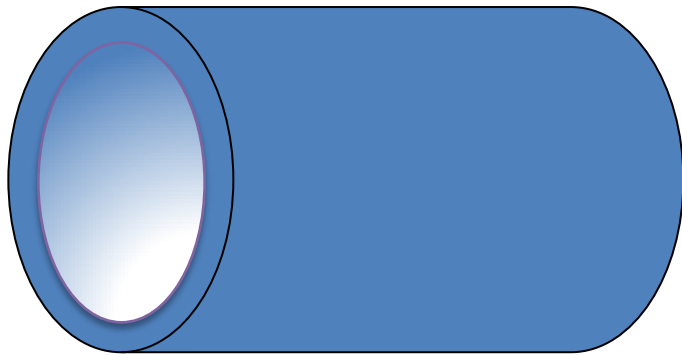


$$\Rightarrow \frac{dE}{dx} \propto \frac{\pi z^2}{m_e} \frac{1}{\beta^2} \times \frac{dr}{r}$$

Energie transférée

On passe au cylindre plein :

$$\int \frac{dr}{r}$$



$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{\pi z^2}{m_e \beta^2} \times \ln B(r)$$

Energie transférée

Energie **reçue** par les électrons de la cible :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{\pi z^2}{m_e \beta^2} \times \ln B$$

Energie **perdue** par la particule incident (l'ion) :

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{\pi z^2}{m_e \beta^2} \times \ln B$$

Positionnement du problème

Etudions les effets des caractéristiques de la cible :

❖ Densité

❖ Charge électrique des atomes cibles (Z)

Sur la quantité :

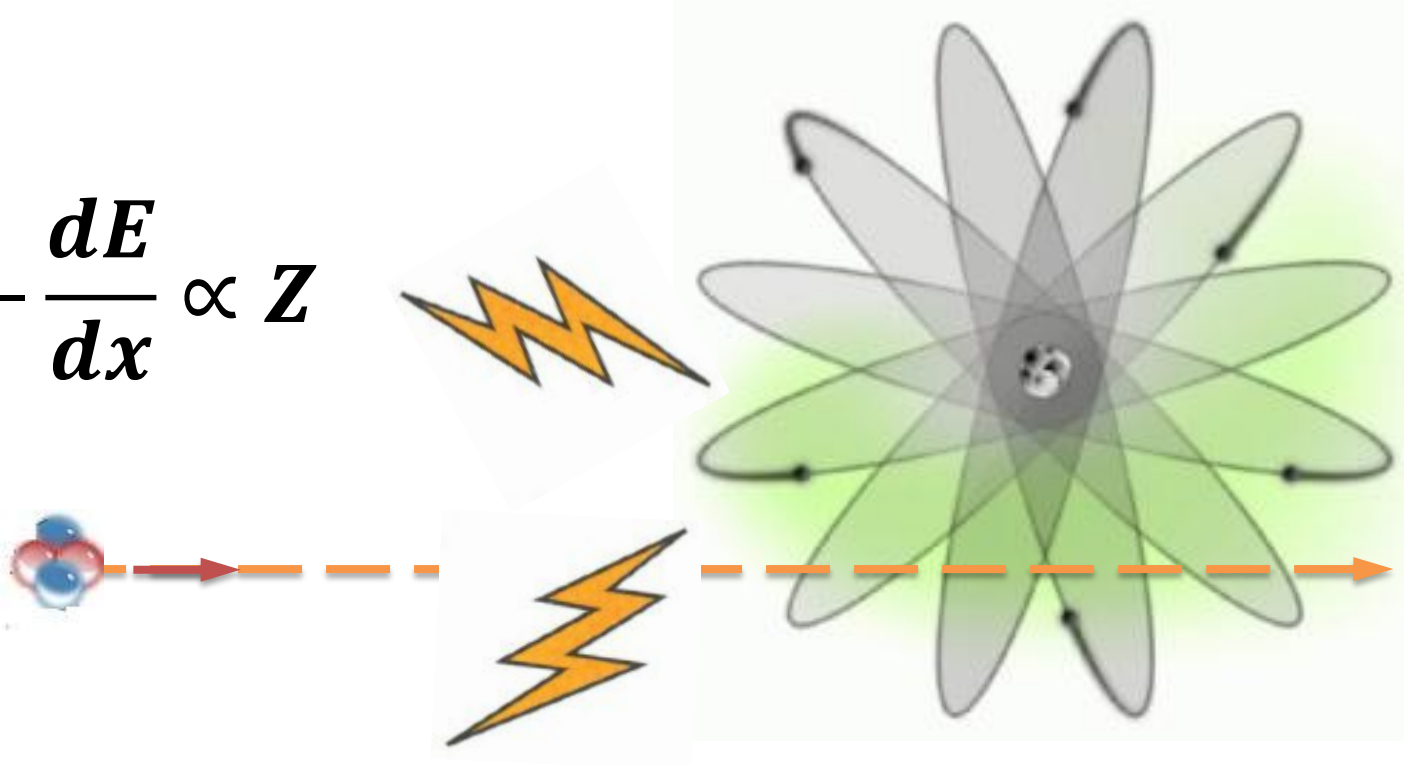
$$-\frac{dE}{dx}$$

Charge de la cible

Pour chaque cible l'interaction est d'autant plus importante que son nombre de porteur de charge est grand :

$-\frac{dE}{dx} \propto$ Nombre de charges (d'électrons) contenues dans chaque cible

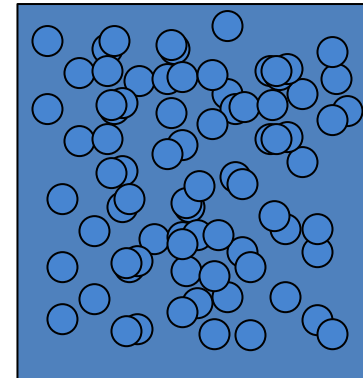
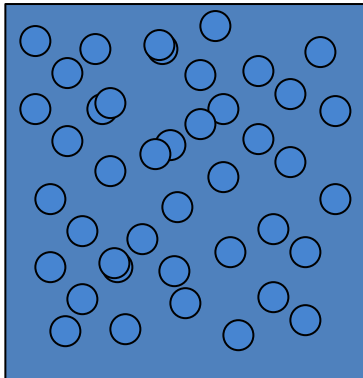
$$-\frac{dE}{dx} \propto Z$$



Effet de densité

Plus il y a de cibles dans un volume donné, plus la particule interagira

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{\text{Nombre de cibles}}{\text{Volume}}$$



$$-\frac{dE}{dx} \propto N_a \times \frac{1}{M} \times \rho$$

Si on met tout ensemble ...

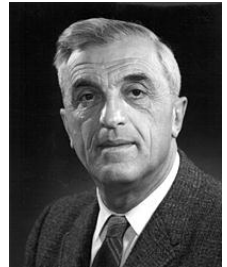
$$\Rightarrow -\frac{dE}{dx} \propto N_a \frac{1}{A} \rho \times Z \times \frac{\pi z^2}{m_e \beta^2} \times \ln B$$

$$-\frac{dE}{dx} \propto \pi \frac{z^2}{m_e \beta^2} N_a \rho \frac{Z}{A} \ln B$$

La formule de Bethe-Bloch

Dans la décennie 1930 à Cambridge et Stanford

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{z^2}{m_e\beta^2} N_a\rho \frac{Z}{A} \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_0}\right)$$



et en mars 2017 à Cargèse

$$-\frac{dE}{dx} \propto \pi \frac{z^2}{m_e\beta^2} N_a\rho \frac{Z}{A} \ln B$$

Formule de Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{z^2}{m_e\beta^2} N_a\rho \frac{Z}{A} \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_o}\right)$$

+ effets de **spin**

+ effets **relativiste** de densité (E. Fermi) :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{z^2}{m_e\beta^2} N_a\rho \frac{Z}{A} \left(\ln\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_o} - \beta^2 - \delta \right)$$

Formule de Bethe-Bloch

DISCUSSION

Dépendance avec la particule incidente

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{z^2}{m_e\beta^2} N_a\rho \frac{Z}{A} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_0} - \beta^2 - \delta \right)$$

La perte d'énergie est proportionnelle au carré de la charge de la particule incidente (z^2).

Elle ne dépend pas du signe de la particule : **matière** et **antimatière** ont le **même comportement dans le milieu**.

Dépendance avec la particule incidente

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{z^2}{m_e\beta^2} N_a\rho \frac{Z}{A} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_0} - \beta^2 - \delta \right)$$

Elle ne **dépend pas directement de la masse** mais de γ et β , c'est à dire la vitesse .

$$-\frac{dE}{dx} = A \frac{1 + (\gamma\beta)^2}{(\gamma\beta)^2} \ln B(\gamma\beta)^2 - A$$

Comportement **identique pour toutes les particules.**

Perte d'énergie dans le milieu

La formule passe par un minimum (minimum ionisant) dont la position ne dépend que de l'énergie de la particule

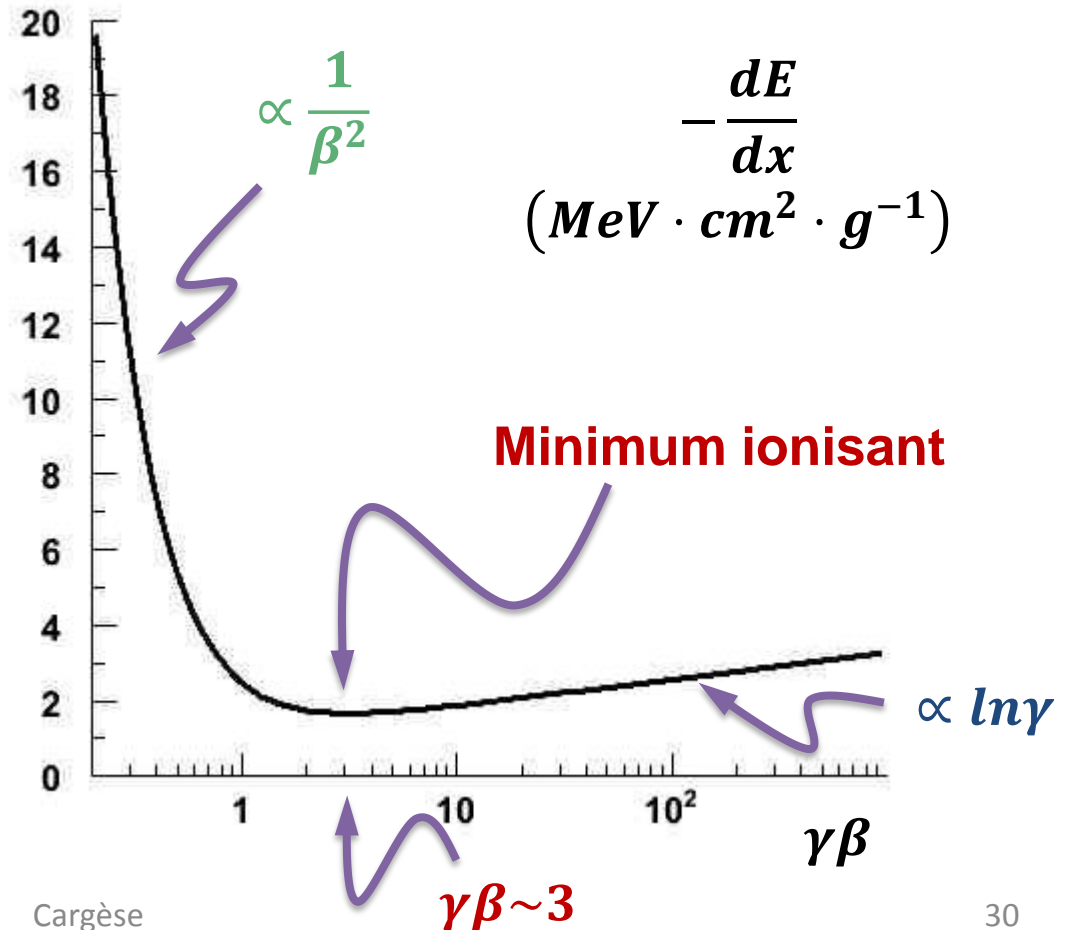
Constant $\approx 2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$

❖ A basse énergie : $\gamma=1$

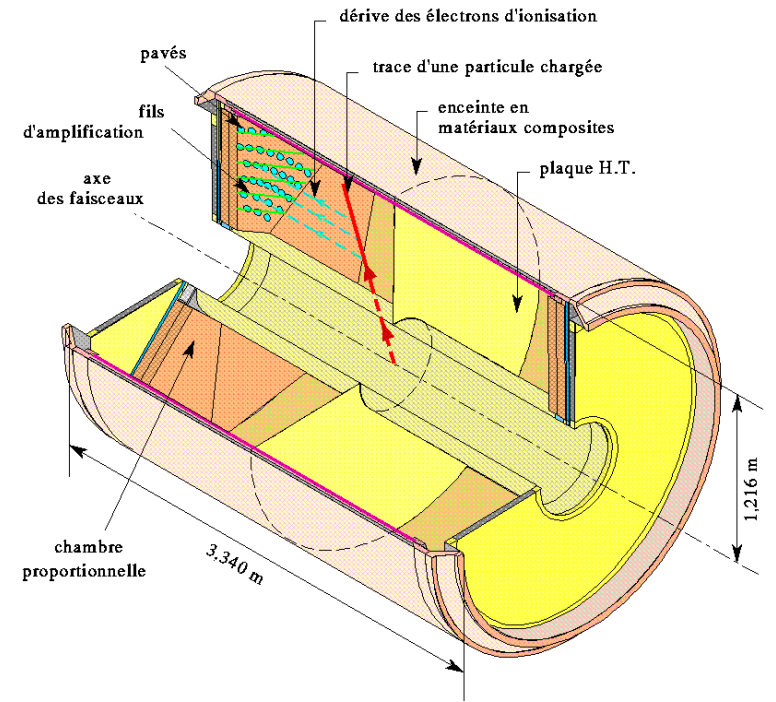
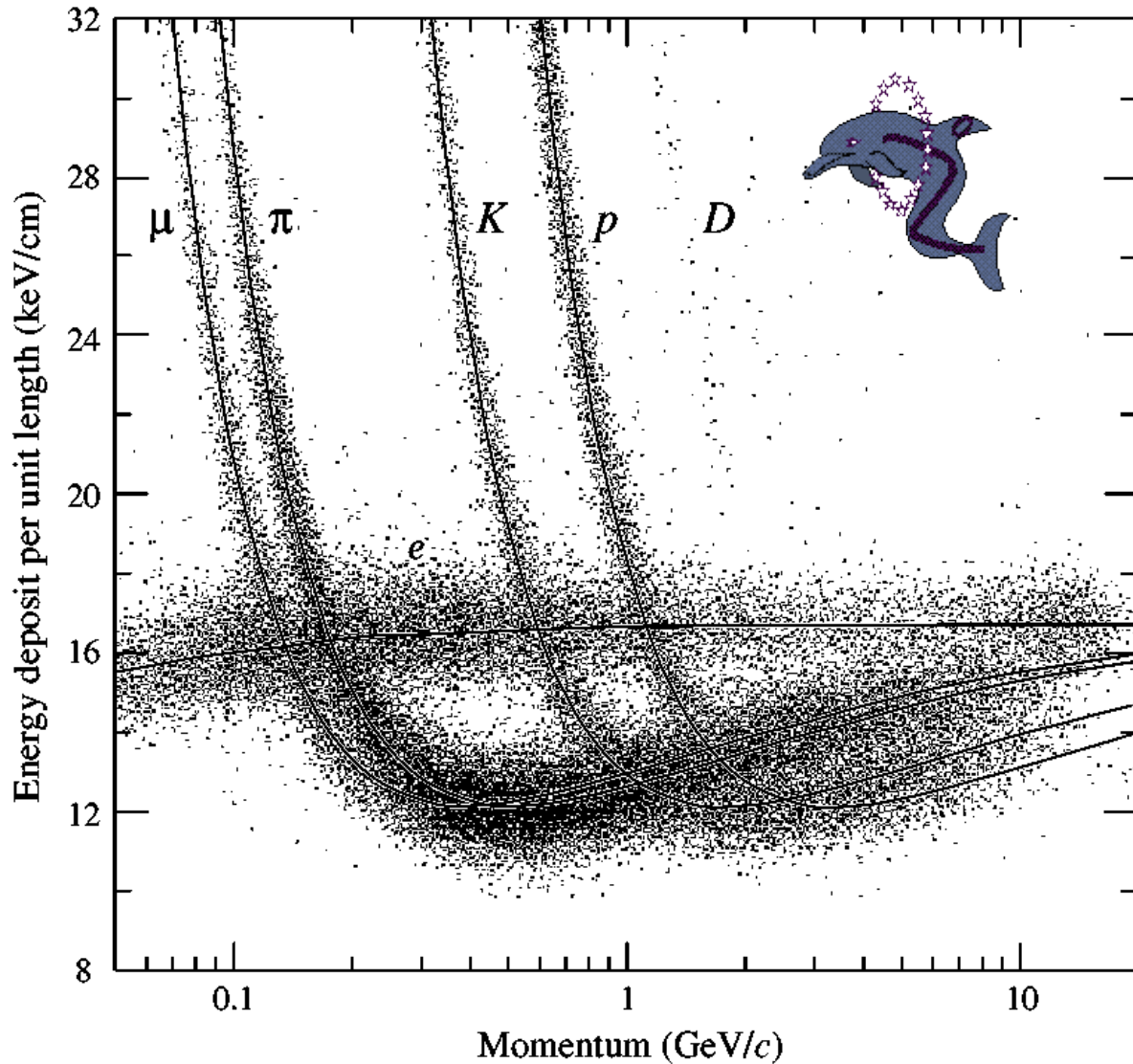
$$\propto \frac{1}{\text{Energie}}$$

❖ A haute énergie : $\beta=1$

$$\propto \ln(\text{Energie})$$



Mesure du dE/dx



Mesure moyenne sur les 192 fils de la TPC

La séparation n'est jamais totale

$$\left(P, -\frac{dE}{dx} \right) \Rightarrow m$$

Dépendance avec le milieu traversé

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{z^2}{m_e\beta^2} N_a \rho \frac{Z}{A} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_o} - \beta^2 - \delta \right)$$

- ❖ Ce sont les **électrons** du milieu qui comptent
- ❖ Quasi indépendant de la nature du milieu (A,Z) pour A>1 :

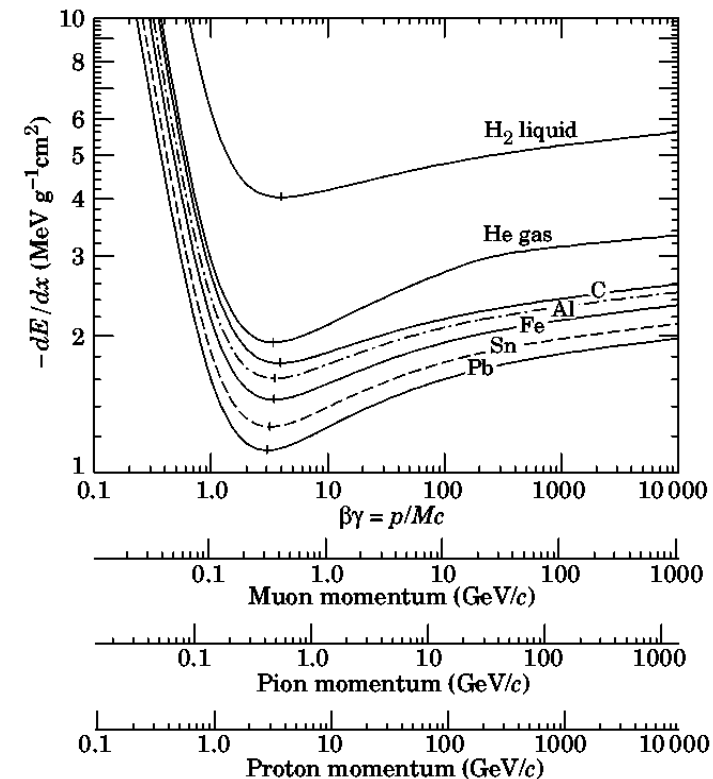
$$\frac{Z}{A} \sim \frac{1}{2}$$

- ❖ Seule la densité compte.

$$-\frac{dE}{dx} \propto \rho$$

- ❖ Indépendant du type de matière traversée sous la forme :

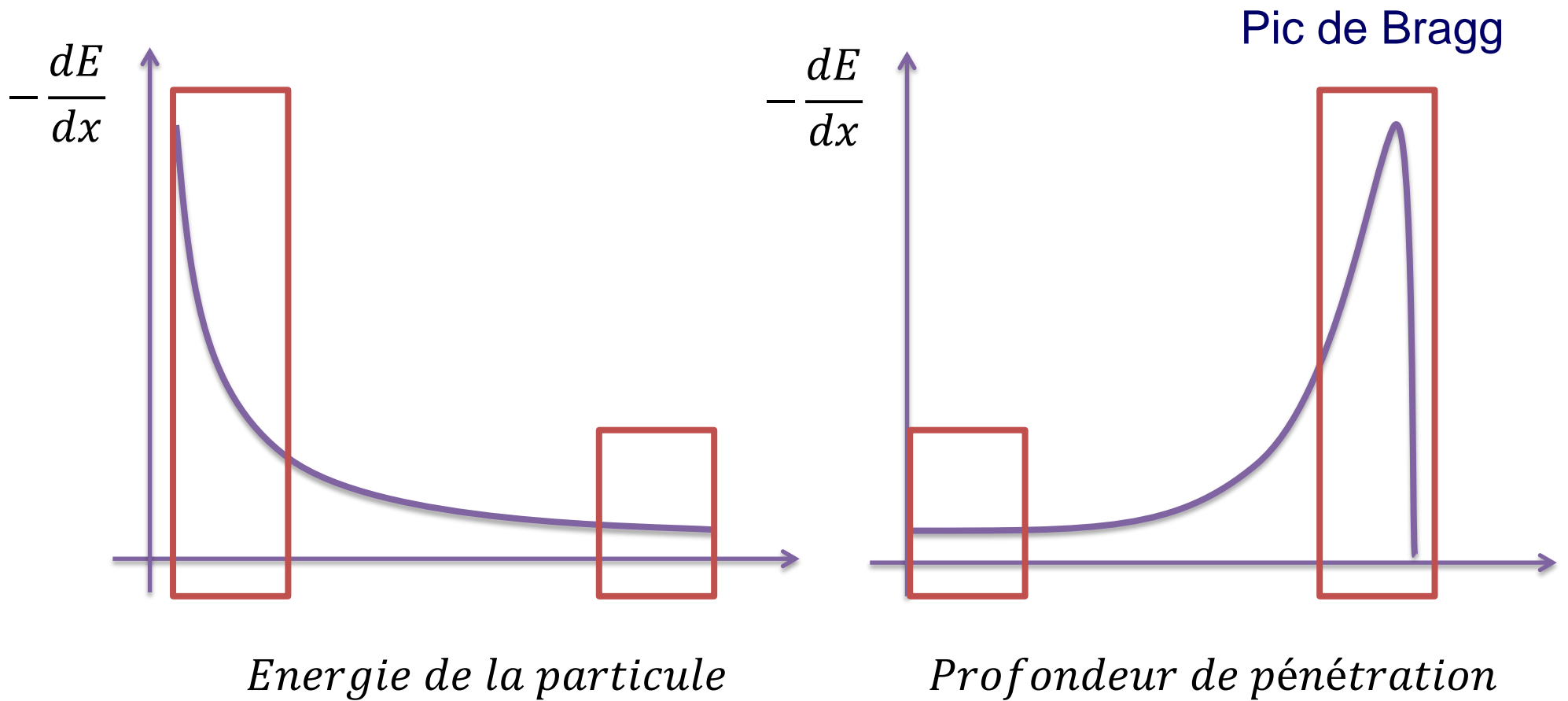
$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$$



Le parcours des ions dans la matière

« **RANGE** »

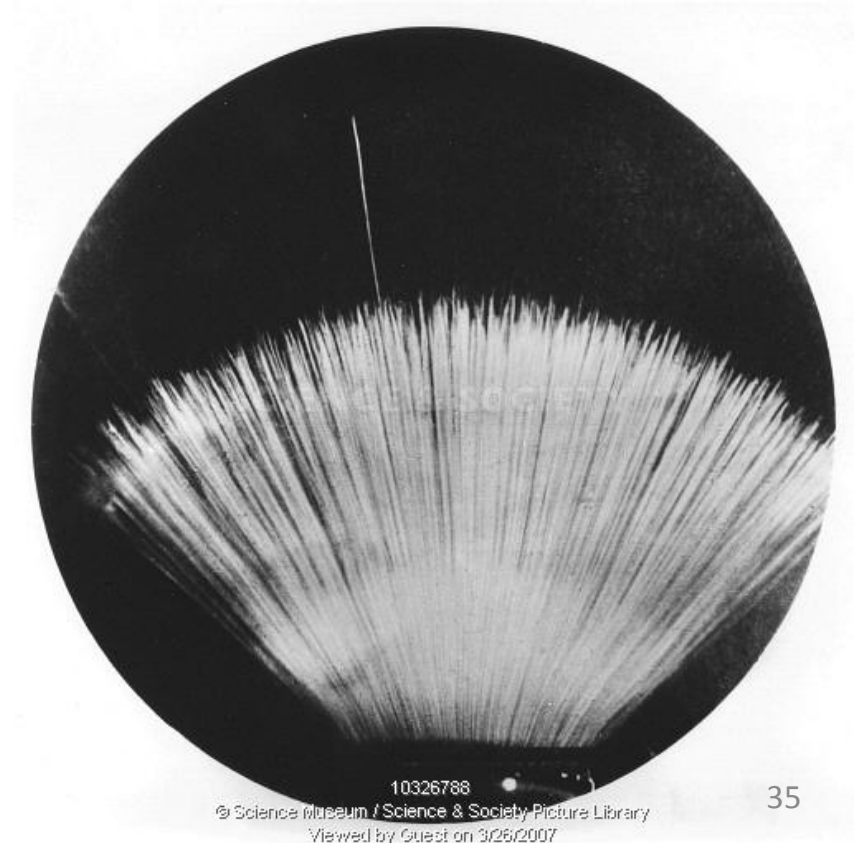
Parcours



Parcours

Pour une énergie donnée un type de particule parcourra toujours la même distance.

Exemple pour des particules alpha :



Loi d'échelle

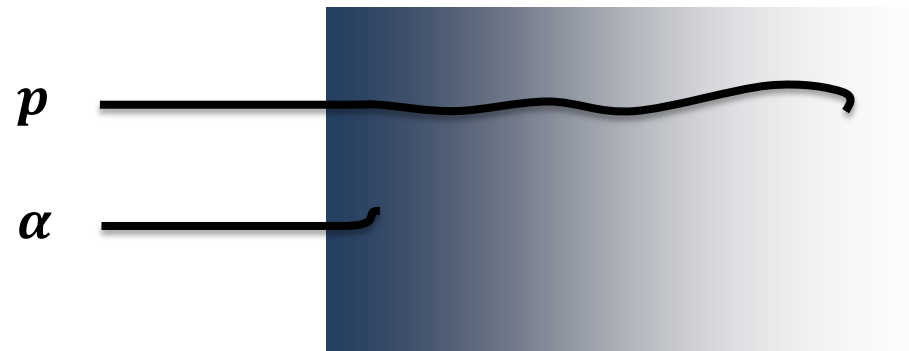
A basse énergie :

$$R_1 = \frac{z_2^2 M_2}{z_1^2 M_1} \times R_2$$

Exemple : $m_\alpha = 4 \times m_p$
 $Z_\alpha = 2 \times Z_p$

A énergie égale :

$$R_p = 16 \times R_\alpha$$



Il faut seize fois plus de matière pour stopper des protons que des noyaux d'hélium.

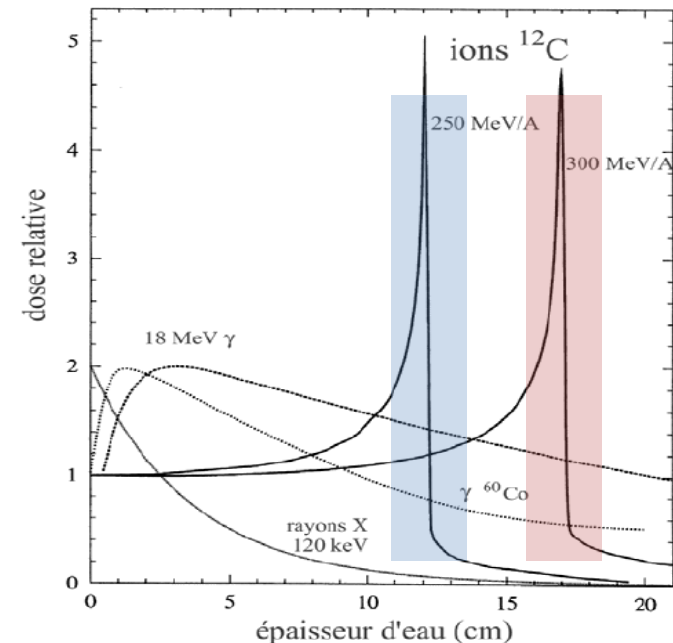
Parcours

La majorité de l'énergie est déposée en fin de parcours.

En augmentant l'énergie initiale de la particule, on augmente le parcours mais l'énergie déposée le long de la trajectoire et en fin de parcours est similaire.

$$R(E) \propto \frac{1}{2z^2M} E_0^2$$

Exemple d'ions carbone :

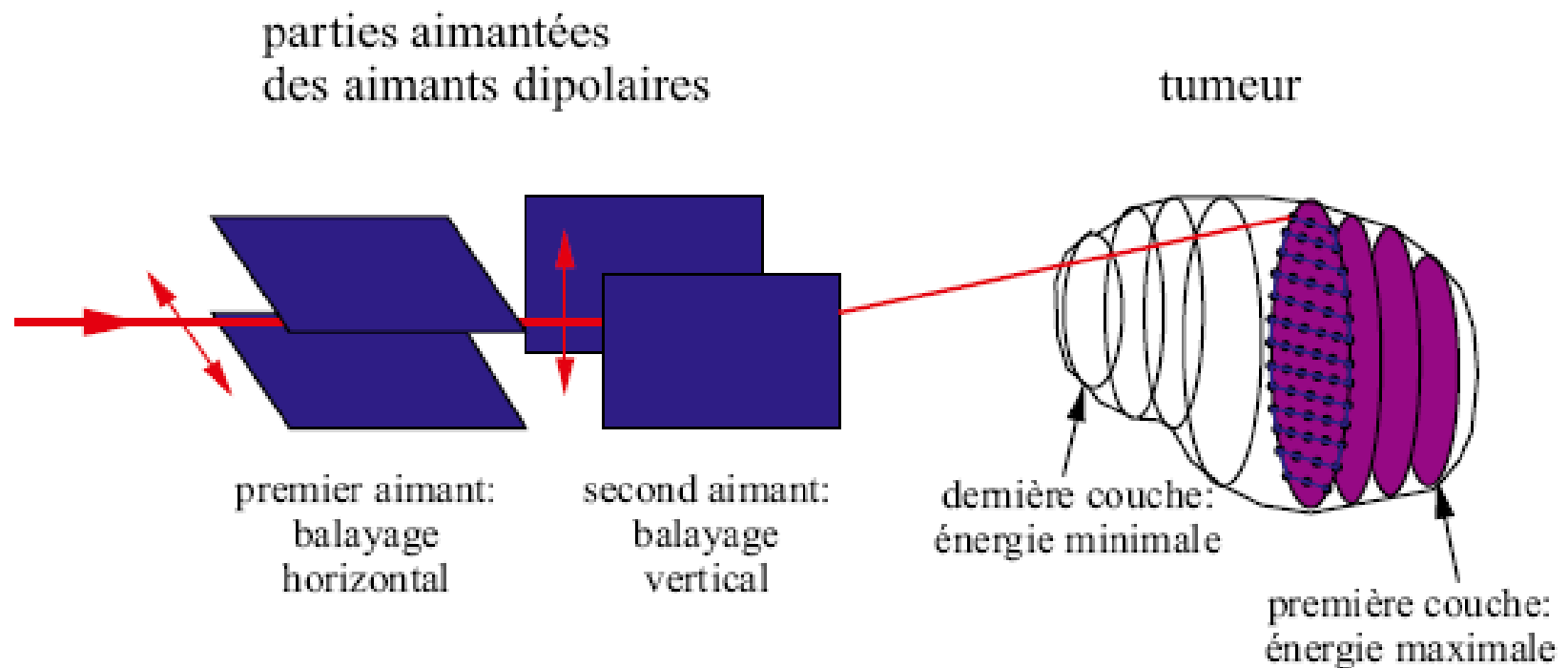


Rayonnements α , les protons et ions

APPLICATIONS

Hadronthérapie

De plus, les protons (ou les ions) étant des particules chargées on peut les diriger aisément pour balayer une zone tumorale.

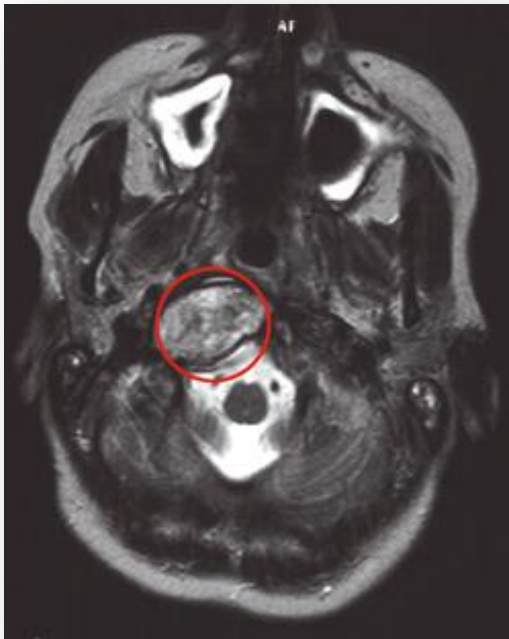


Hadronthérapie

Centre d'hadronthérapie du GSI de
Darmstadt, Allemagne.



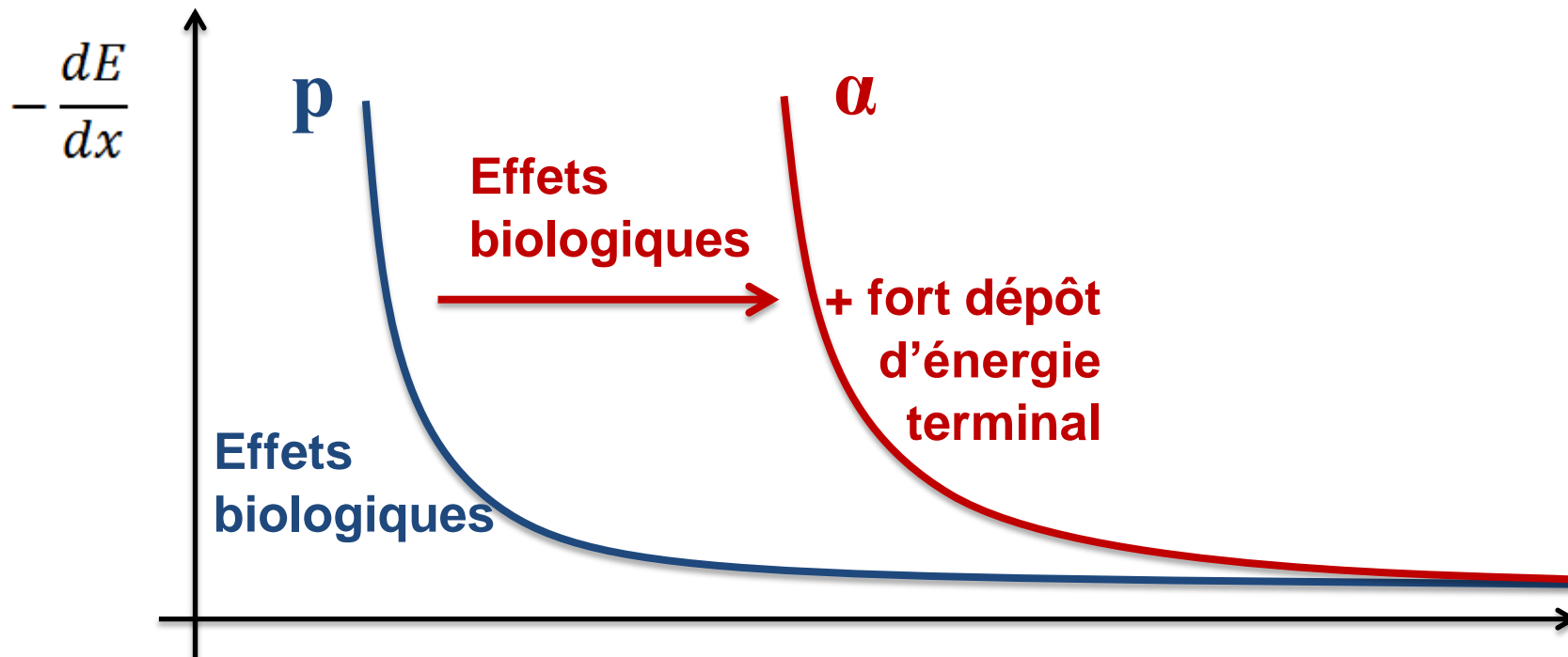
Tumeur dans un crane avant (gauche)
et après un traitement (droite)



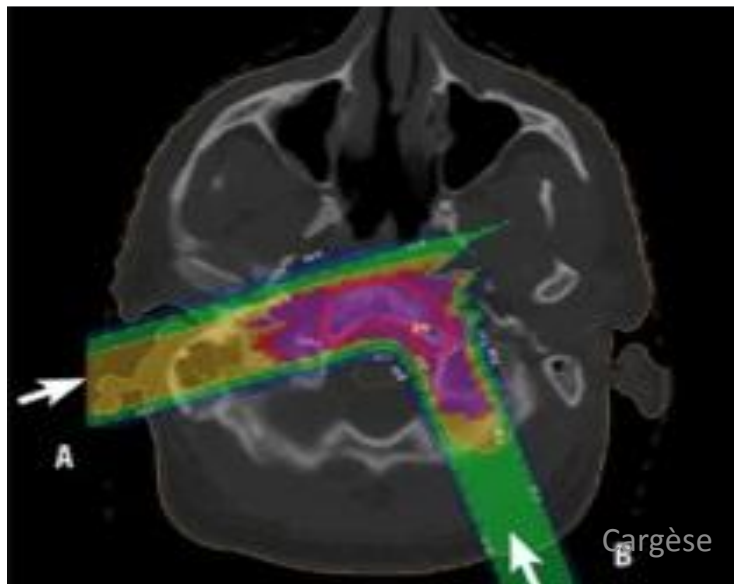
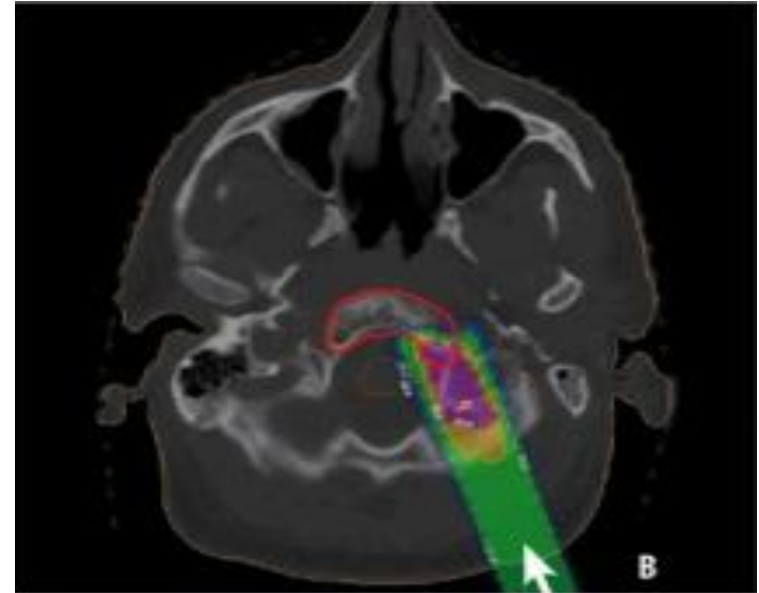
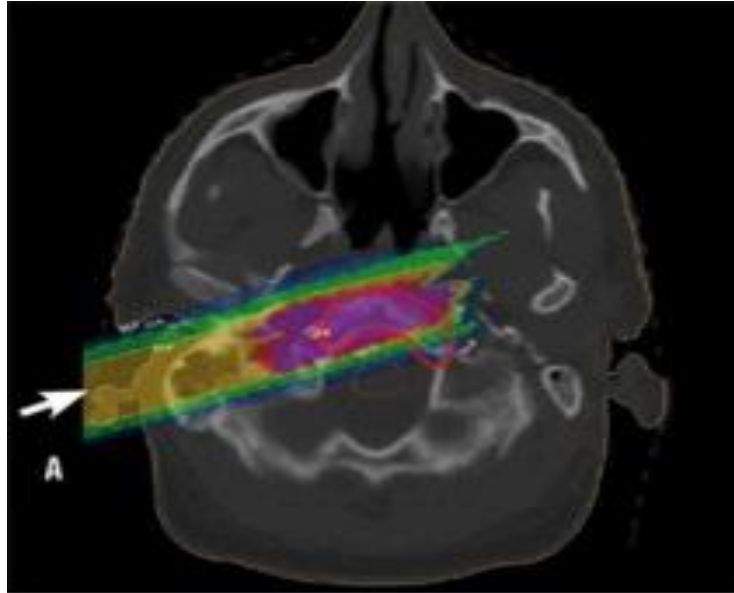
Accélérateur d'ions
carbone

Les ions

Pour un même milieu, les courbes représentant le pouvoir d'arrêt sont identiques. Seule la quantité d'énergie terminale change.



Hadronthérapie

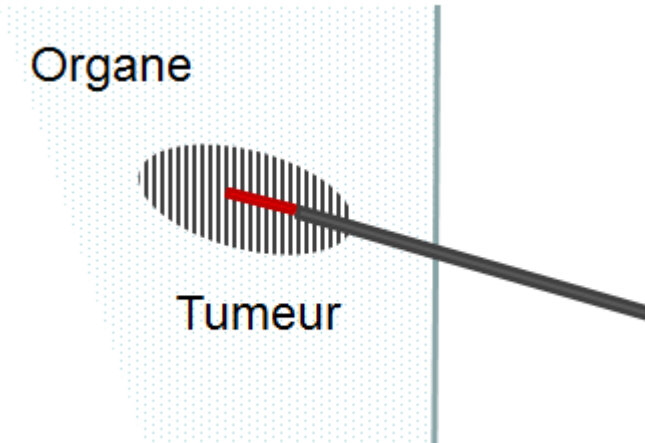


La combinaison de deux faisceaux de protons A et B permet de traiter un volume tumoral concave (ligne rouge).

Curiethérapie

La curiethérapie consiste en l'implantation, au cœur d'une tumeur, d'éléments radioactifs « tumoricides » par voie chirurgicale.

Cette technique permet de délivrer une dose importante de radiations, tout en limitant la dose délivrée aux tissus sains environnants.



Radio immunothérapie

Les cellules tumorales présentent à leur surface un certain nombre d'antigènes susceptibles d'être reconnus par des anticorps spécifiques. Ces derniers peuvent alors être utilisés comme vecteurs de radioéléments capables de détruire, par l'émission des particules énergétiques (alpha ou bêta), la cellule cancéreuse ciblée.

L'alpha-radio immunothérapie repose sur l'utilisation d'un vecteur spécifique (anticorps ou peptide) de la cellule cible à détruire, radiomarqué par un élément radioactif émetteur alpha.



Cas des électrons & positron

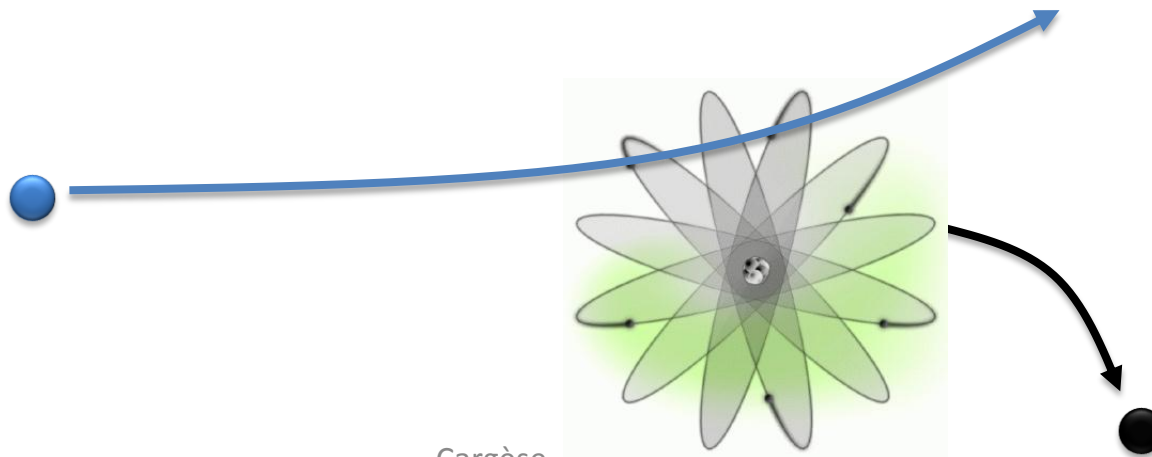
Interaction des électrons

Les électrons et les positrons sont des **particules de faible masse**. La formule de Bethe-Bloch doit être modifiée :

- ❖ Dans le cas des e^- : particule incidente = particule cible . Il faut tenir compte du principe de Pauli.

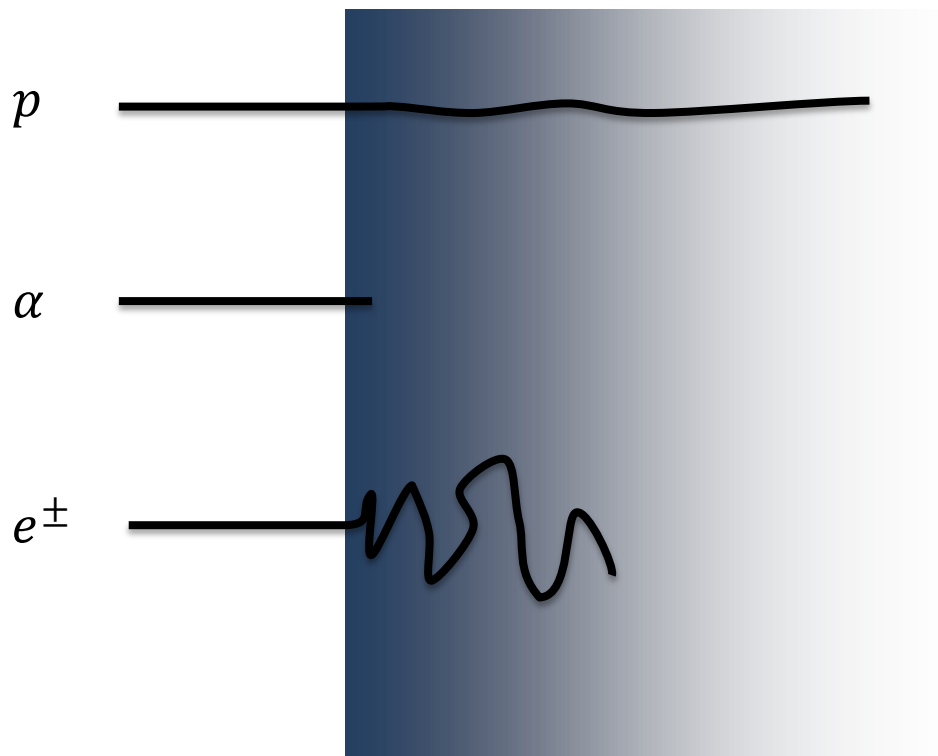
« *deux fermions identiques ne peuvent pas occuper le même état quantique* »

- ❖ La masse de la particule incidente = masse de la particule cible : **Fortes déviations** de la trajectoire.



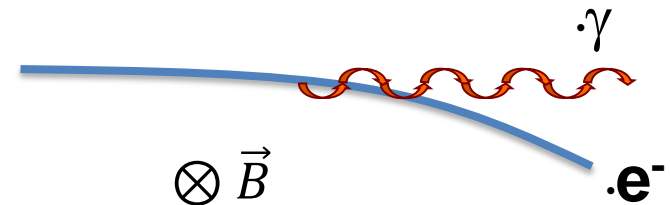
La diffusion des électrons

Une seule diffusion peut changer la direction du projectile ce qui rend sa trajectoire sinueuse. Il devient difficile de définir un parcours.



Le rayonnement de freinage

Dans le vide, la déviation de la trajectoire d'une particule chargée sous l'effet de la force exercée par la présence d'un champ électromagnétique externe entraîne l'émission de photons. C'est le **rayonnement synchrotron**.



Dans la matière sous l'influence des porteurs de charges du milieu, les variations de trajectoire des particules chargées produisent le **rayonnement de freinage** ou rayonnement « Bremsstrahlung ».



Ce sont **les noyaux**, particules lourdes, qui sont responsables de cet effet.

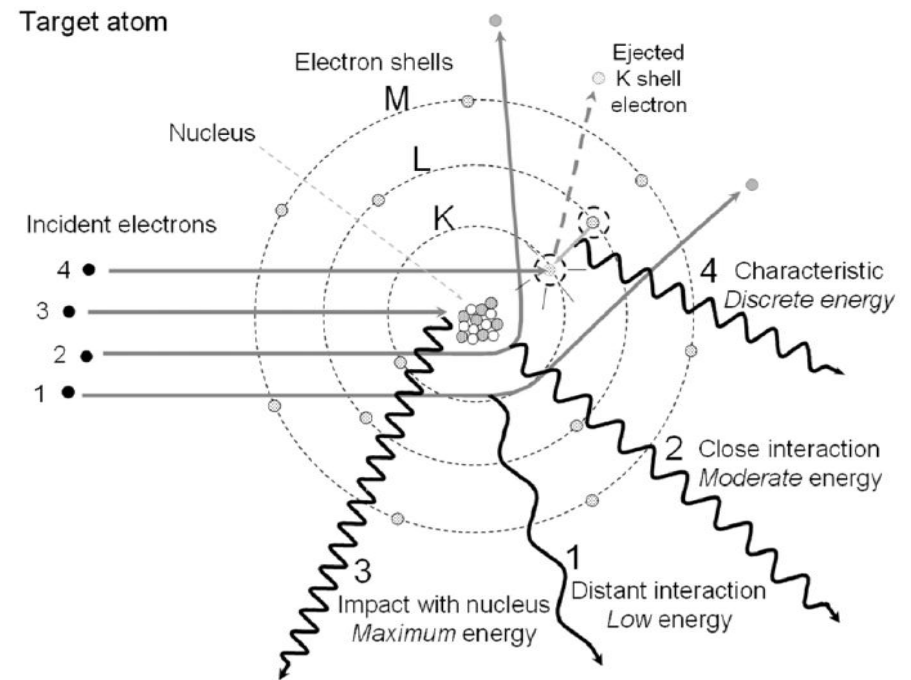
Le rayonnement de freinage

L'interaction avec le noyau provoque une déviation de la trajectoire d'autant plus importante que la distance d'approche au noyau est faible.

L'énergie du photon émis est alors maximale.

Au fur et à mesure que la trajectoire s'éloigne du noyau, l'énergie émise décroît.

Le spectre des photons émis suit une distribution continue.



Le rayonnement de freinage

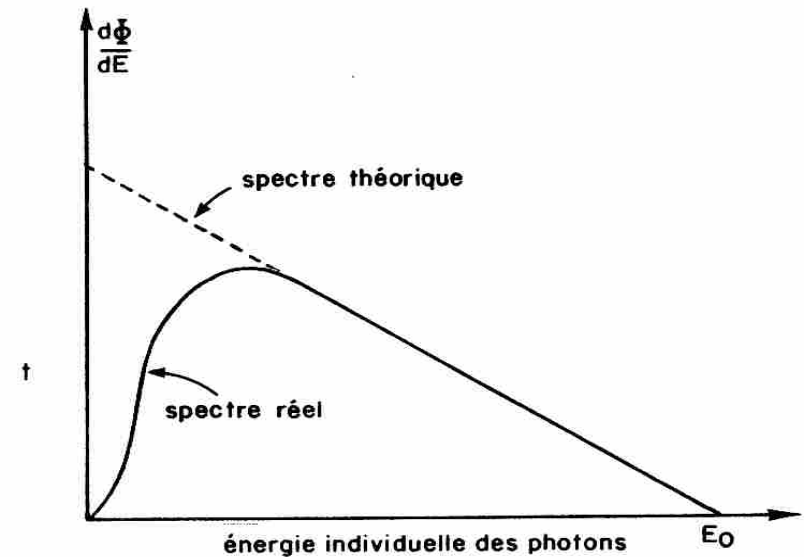
La perte d'énergie est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente :

$$-\frac{dE}{dx} \propto E$$

(Les photons de basse énergie sont absorbés par le milieu).

L'électron peut perdre toute son énergie en une seule émission !

A haute énergie, les électrons (positrons) perdent essentiellement leur énergie par rayonnement.



Energie critique des électrons

Energie pour laquelle, les pertes par ionisation et bremsstrahlung sont identiques :

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} \cong \frac{Z}{1600M} \frac{E_c}{E} = 1$$

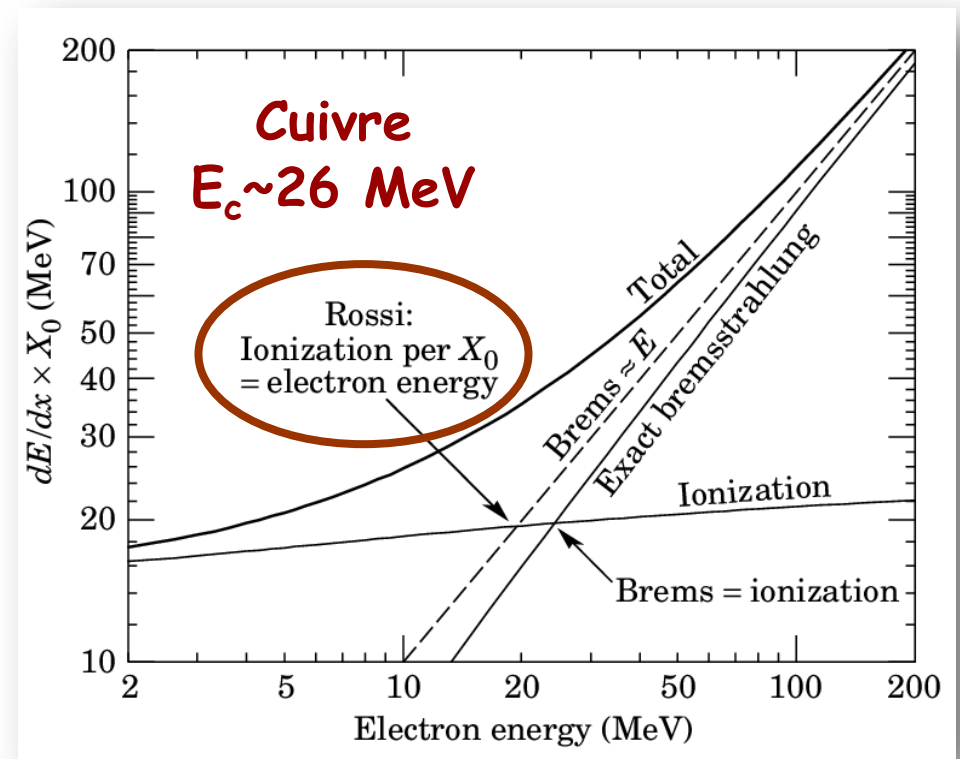
Exemples pour les électrons :

$E_c = 102 \text{ MeV}$ air

$E_c = 27 \text{ MeV}$ Fer

$E_c = 26 \text{ MeV}$ Cu

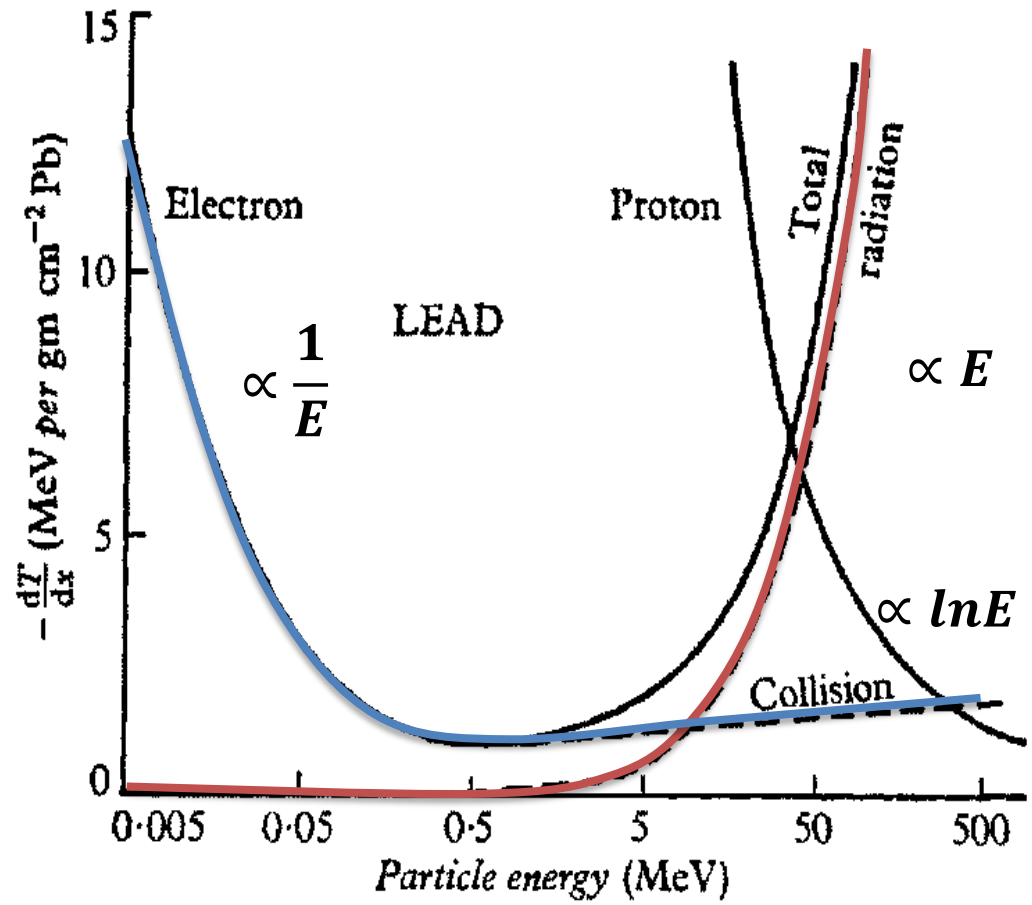
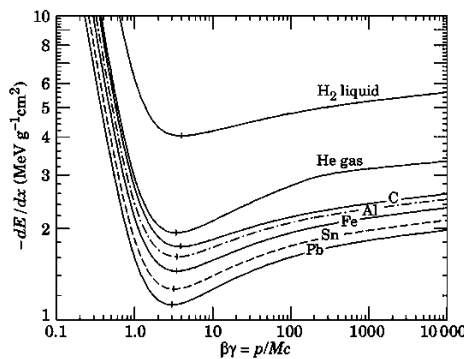
$E_c = 9.5 \text{ MeV}$ Pb



Interaction des électrons

- ❖ La perte d'énergie totale correspond à la somme de ces deux contribution :

$$-\frac{dE}{dx} = \textit{collision} + \textit{radiation}$$

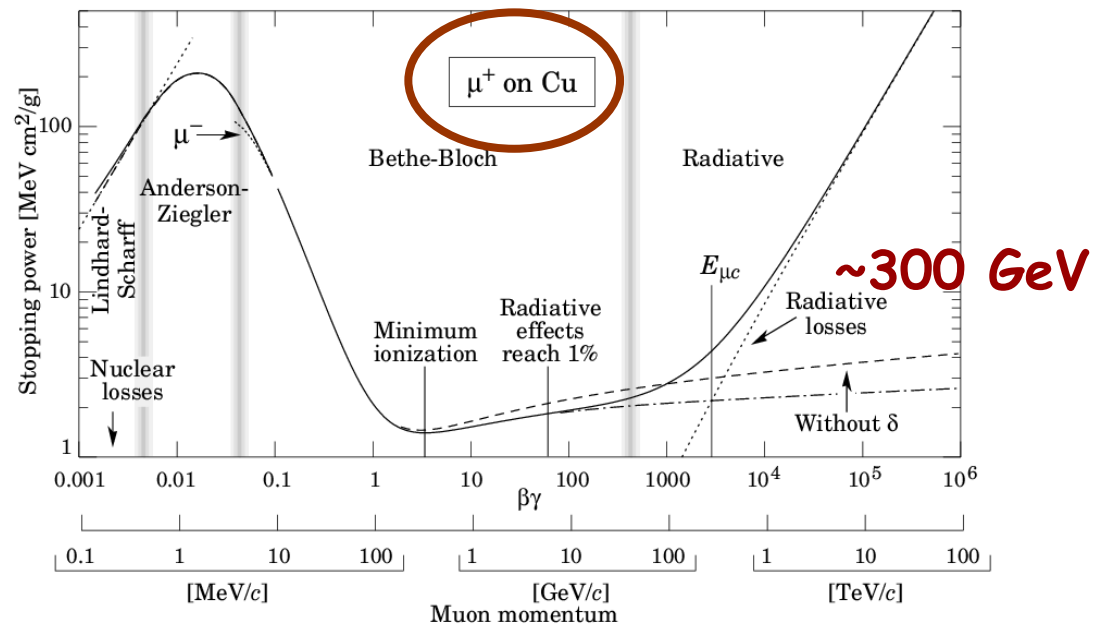


Pour des particules de plus hautes masses

L'énergie rayonnée est inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule (prédominance du phénomène à haute énergie chez l'électron)

$$W \propto \frac{1}{m^2}$$

μ



Le parcours des électrons dans la matière

LONGUEUR DE RADIATION

Longueur de radiation

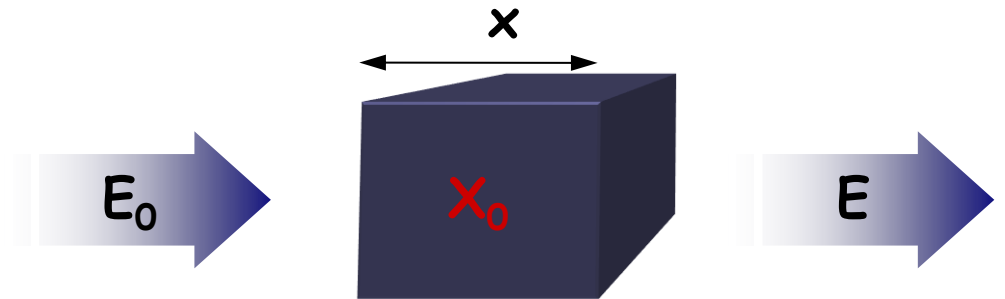
A haute énergie, les pertes en fonction de la distance parcourue suit une loi de décroissance exponentielle :

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brem} = \frac{E}{X_0} \quad \Rightarrow \quad E = E_0 \exp(-x/X_0)$$

E_0 = Energie initiale

X_0 = Longueur de radiation

x = Epaisseur traversée

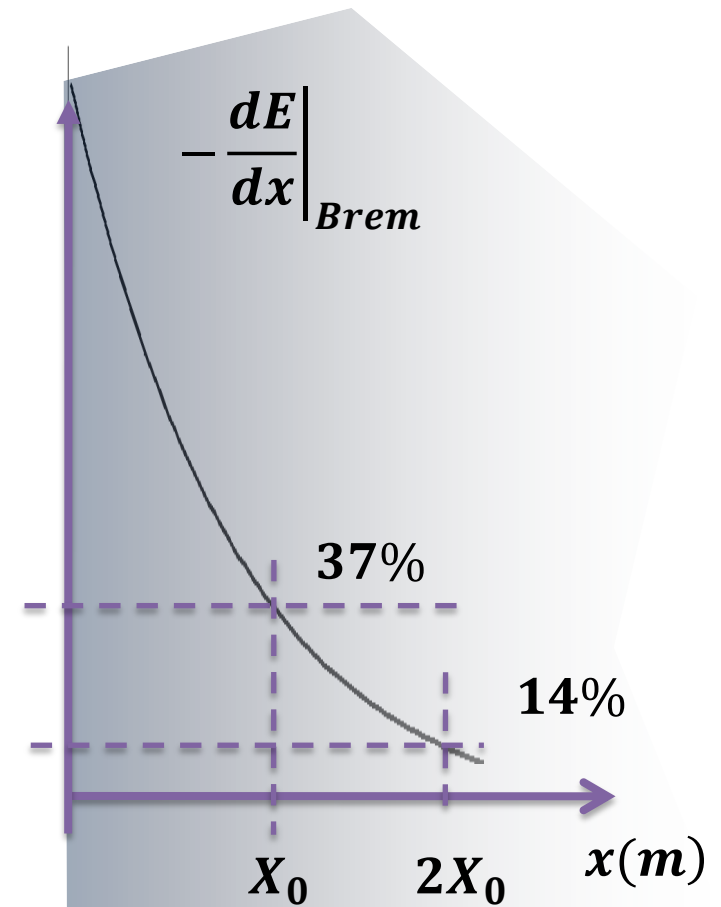


Longueur de radiation

Evolution de l'énergie déposée le long de la trajectoire de la particule suit une loi exponentielle.

$$E = E_0 \exp(-x/X_0)$$

X_0 = longueur après laquelle l'énergie moyenne des particules est diminuée d'un facteur « e » ($\sim 1/3$).



Longueur de radiation

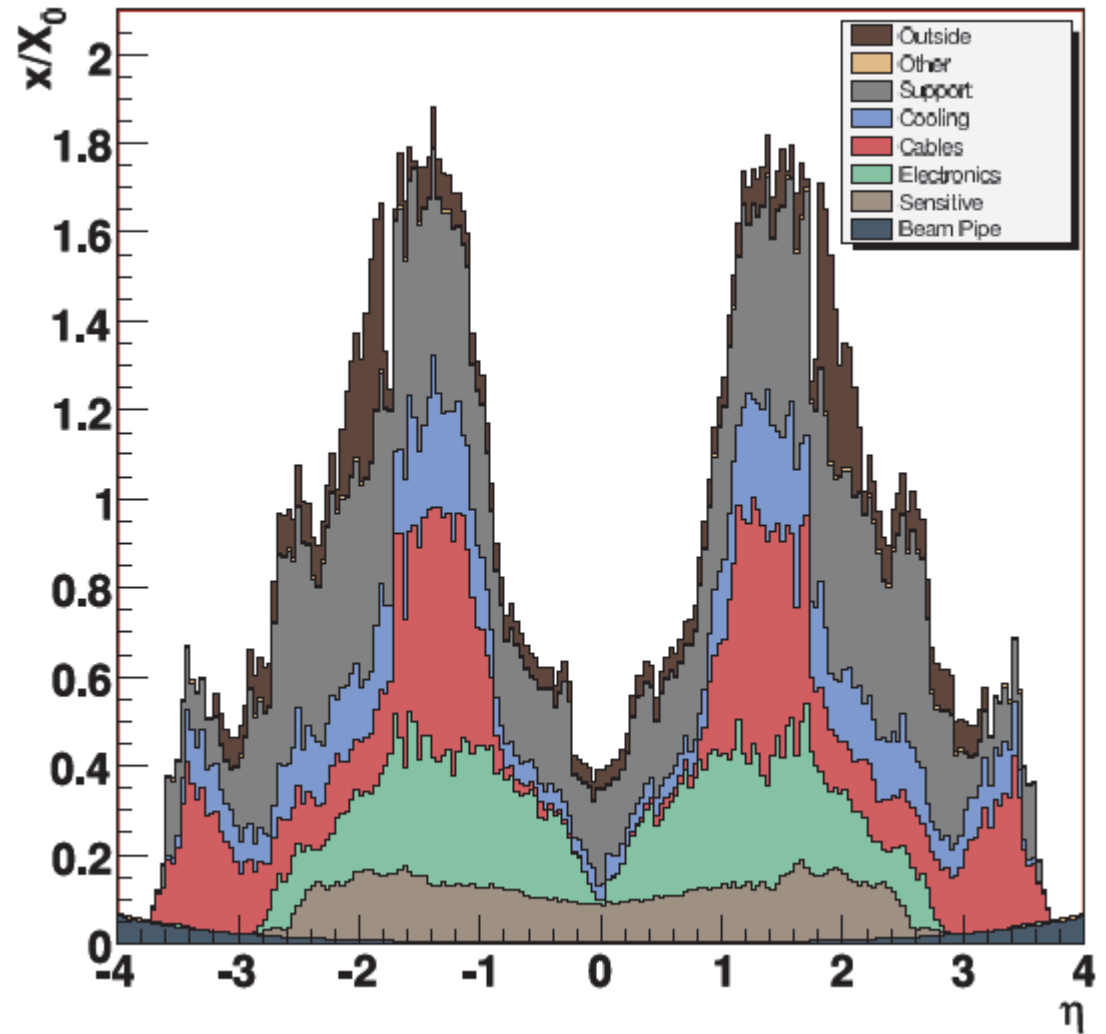
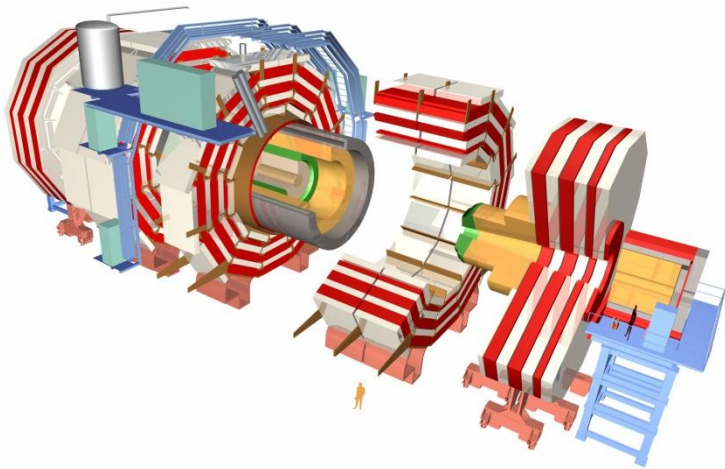
$$X_0 \propto \frac{1}{Z}$$

C'est le numéro atomique qui compte.

Exemples :

Matériaux	X_0 (cm)	$\langle Z \rangle$
W	0,31	74
PbWO ₄	0,90	31
BGO	1,12	27,6
BaF ₂	2.06	24,7
PVT (Polyvinyltoluène)	42,4	12
Atmosphère	1 km	7,125

Effet de matière dans les détecteurs



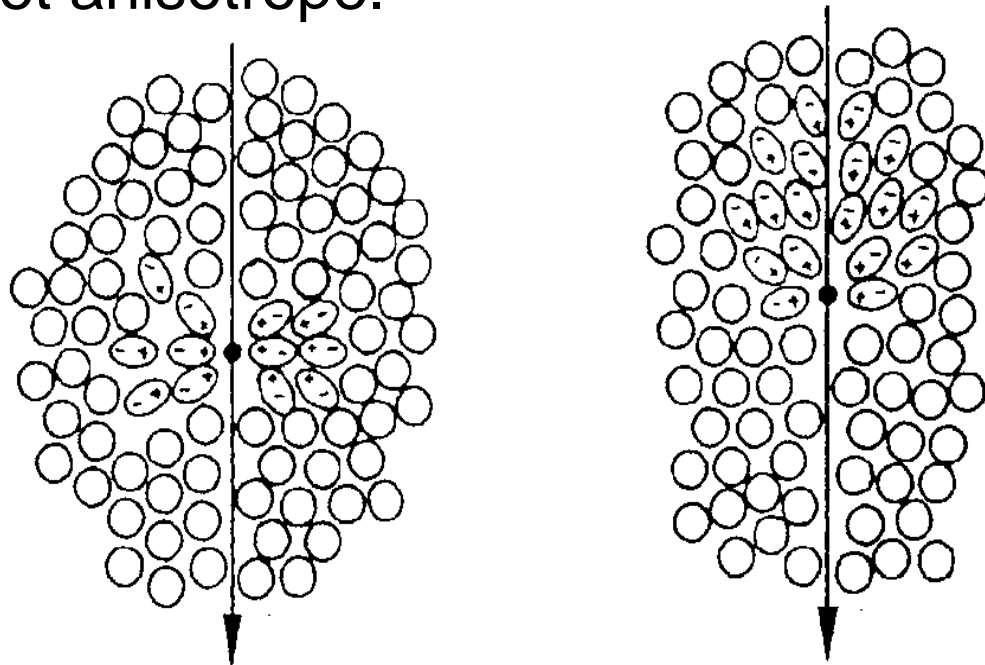
Interactions collectives

EFFET CHERENKOV

L'effet Cherenkov

Cet effet est dû à la polarisation des atomes d'un milieu diélectrique par le passage d'une particule chargée à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu.

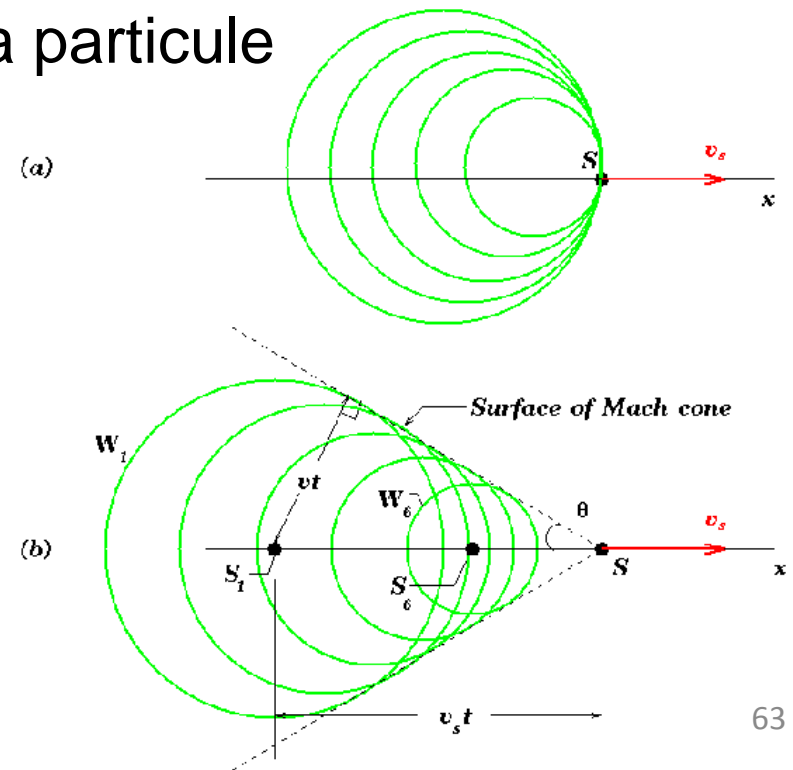
dépolarisation collective et anisotrope.



L'effet Cherenkov

Dans un milieu la propagation d'une onde EM est contrainte par l'indice n .

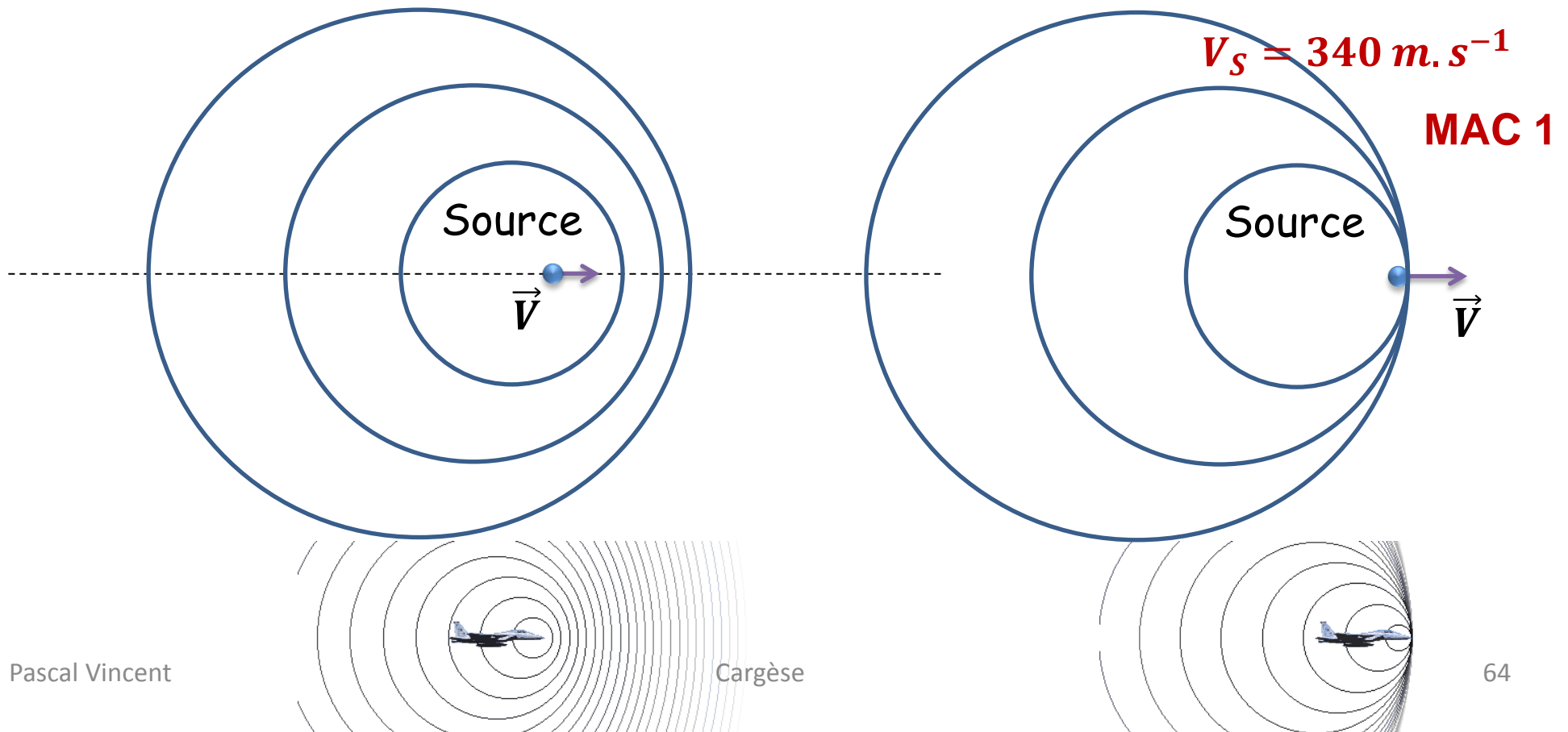
A partir d'une certaine vitesse les photons émis produisent un front d'onde cohérent qui se propage selon une direction définie par l'indice du milieu et la vitesse de la particule



Analogie : le « Mur » du son

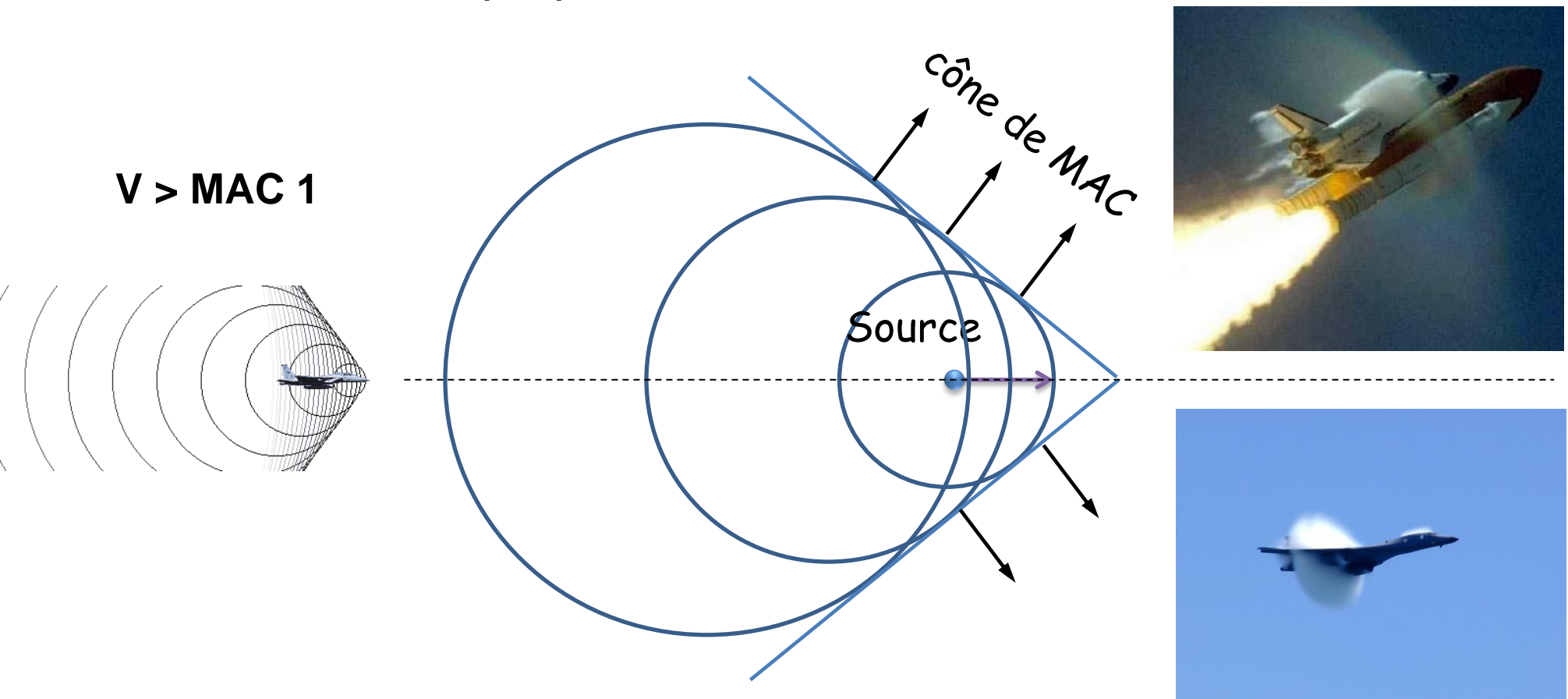
Lorsque la vitesse de la source augmente, les surfaces d'onde se rapprochent dans la direction du mouvement.

Une fois la vitesse du son atteinte, elles se superposent à l'avant de la source.



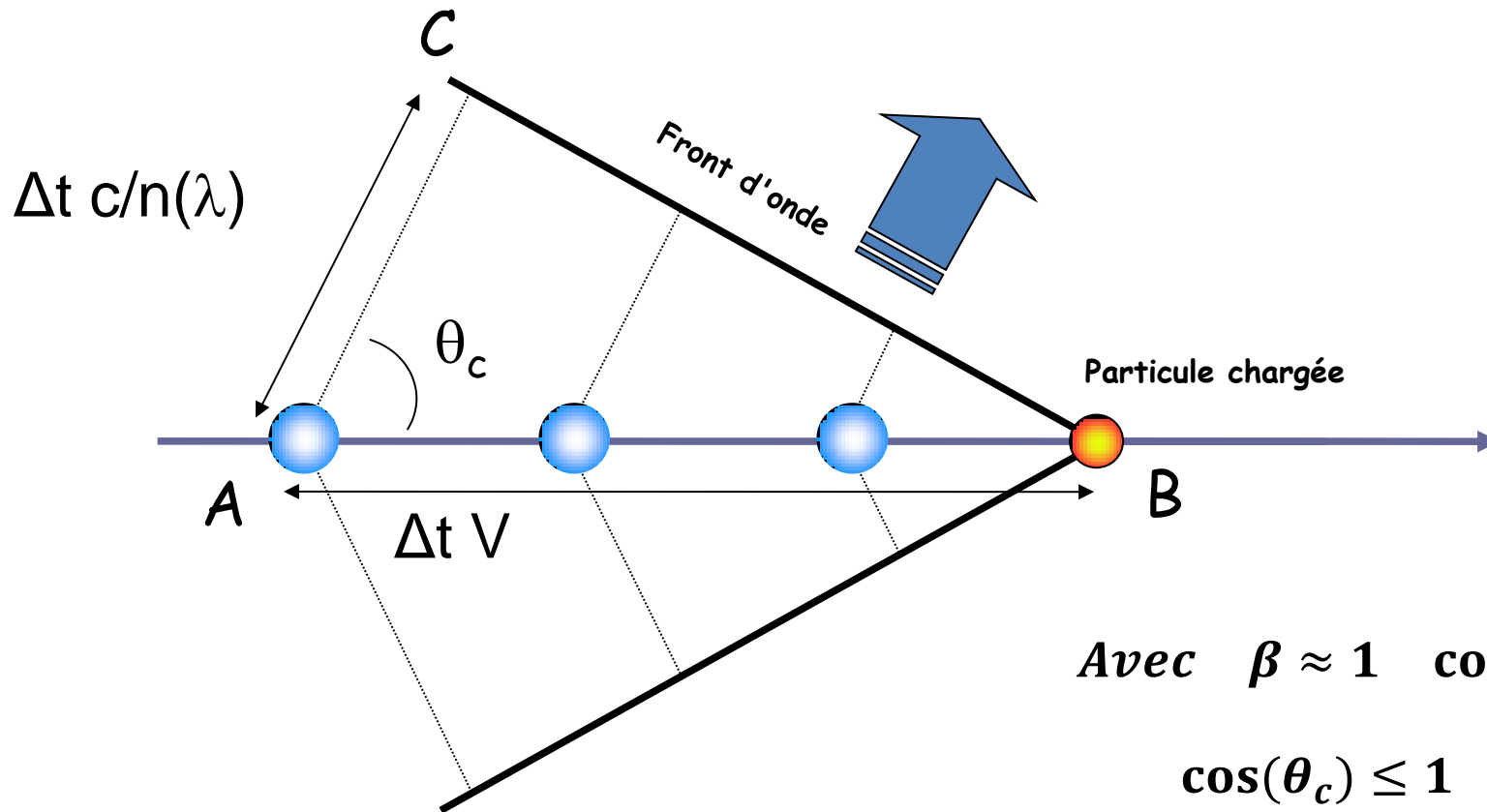
Analogie : le « Mur » du son (2)

Une fois la vitesse du son dépassée, un cône (« cône de MAC ») se forme de la superposition constructive des ondes sonores.



L'effet Cherenkov

$$\cos\theta_c = \frac{AC}{AB} = \frac{\Delta t \frac{c}{n}}{\Delta t V} = \frac{1}{\beta n}$$



Avec $\beta \approx 1$ $\cos(\theta_c) \approx \frac{1}{n} = \text{cste}$

$$\cos(\theta_c) \leq 1 \Rightarrow \frac{c}{n} \leq V$$

L'effet Cherenkov

La perte d'énergie par le rayonnement Cherenkov est négligeable ($\sim 1\%$ de la perte par ionisation).

Le rayonnement Cherenkov se propage dans tous les milieux transparents, y compris les scintillateurs (la scintillation est ~ 100 fois plus intense).

L'effet Cherenkov

Le nombre de photons émis avec une énergie comprise entre E et E+dE sur un parcours L :

❖ est proportionnel à la quantité de matière traversée : $\frac{dN}{dE} \propto L$

❖ favorisée chez les éléments lourds : $\frac{dN}{dE} \propto Z^2$

❖ augmente avec l'indice du milieu

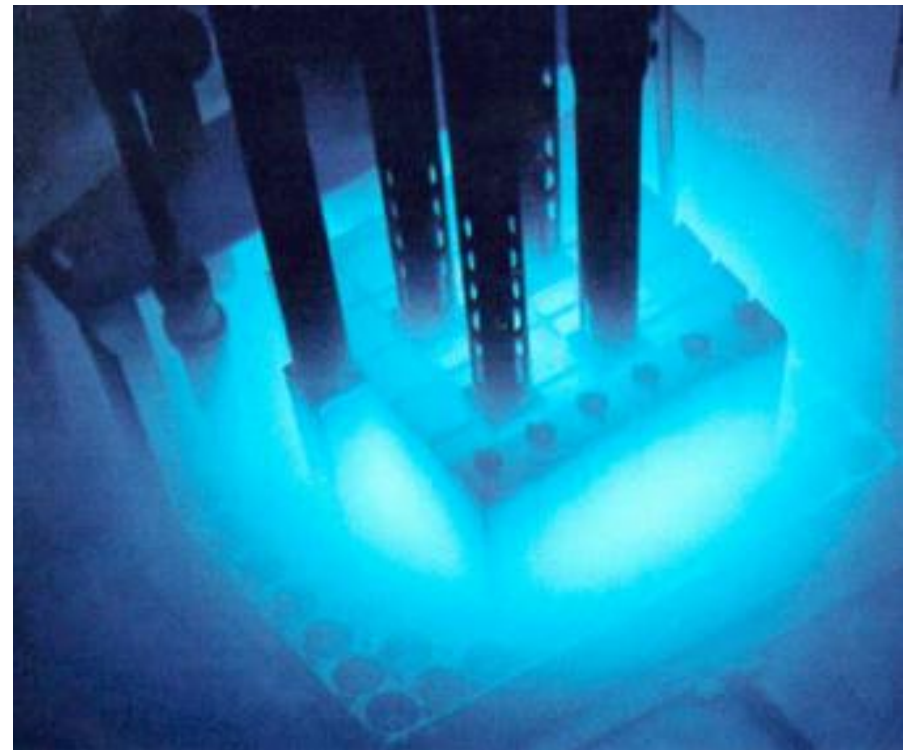
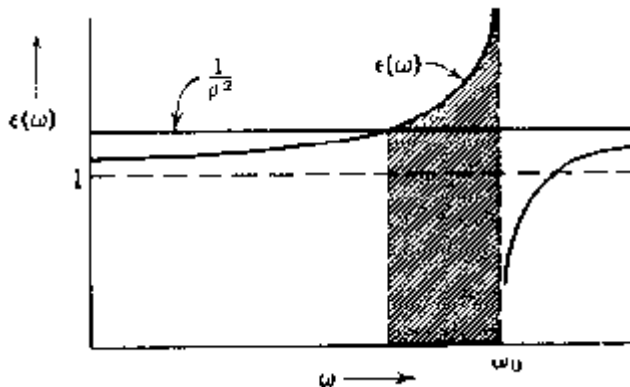
$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n} \Rightarrow 0 \leq \left(\frac{1}{n\beta}\right)^2 \leq 1$$

❖ augmente avec l'énergie de la particule

L'effet Cherenkov

L'émission Cherenkov se fait préférentiellement dans le domaine des faibles longueurs d'onde (hautes fréquences : émission dans le visible et l'UV)

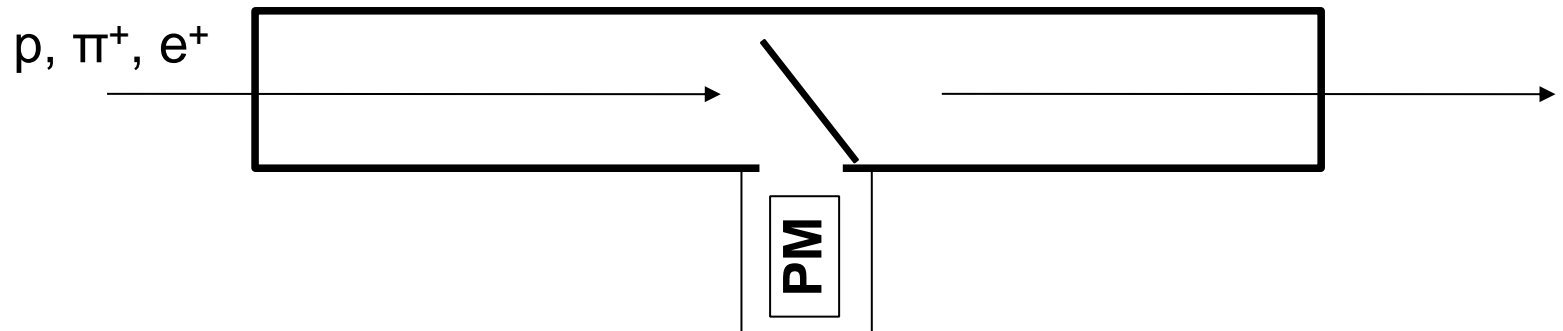
$$\frac{dN}{d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \propto \nu^2$$



Compteur Cherenkov à seuil

Dans le cas d'un milieu gazeux, l'indice de refraction et donc le seuil peut être ajuster par control de la pression :

$$n = n_0 \cdot (P/P_0)$$

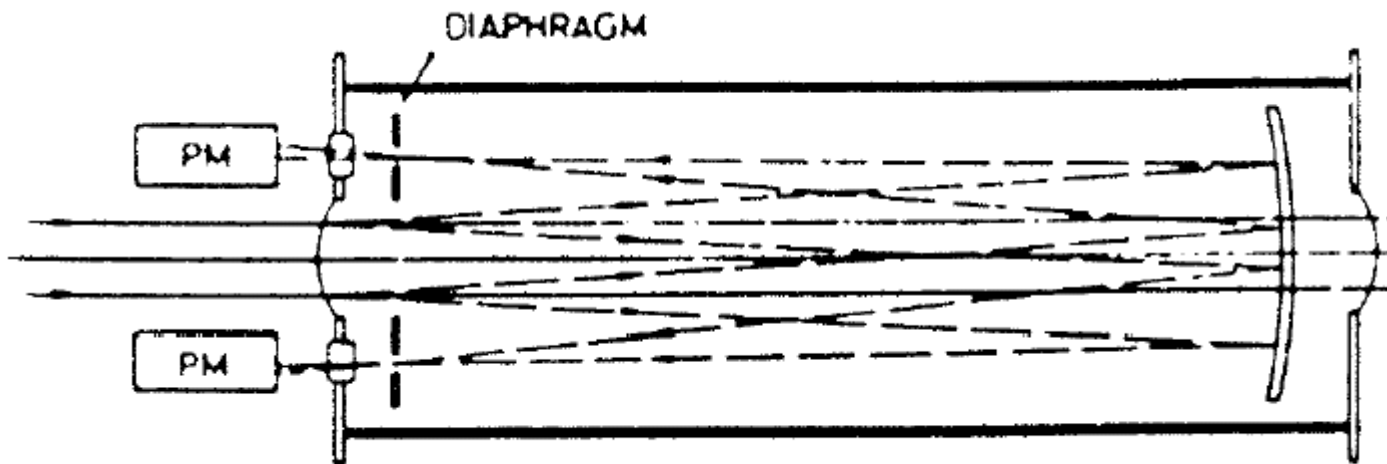


exemples :

milieu	indice	ρ	$p(938)$	$\pi(139)$	$e(0.511)$
eau	1.33	1.52	1.4 GeV	211 MeV	776 keV
hélium	$1+4.3 \cdot 10^{-5}$	0.123	115 GeV	17. GeV	62.8 MeV

Compteur Cherenkov différentiel

L'utilisation d'un miroir permet de sélectionner un intervalle en β (ce qui correspond, pour une impulsion donnée à un intervalle de masse).

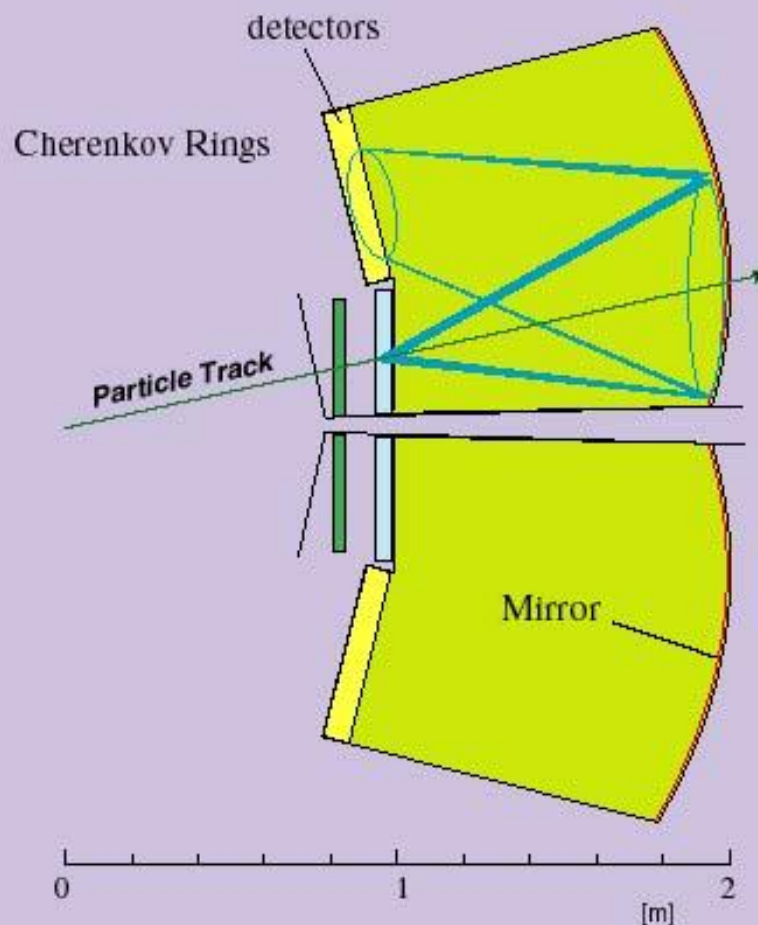
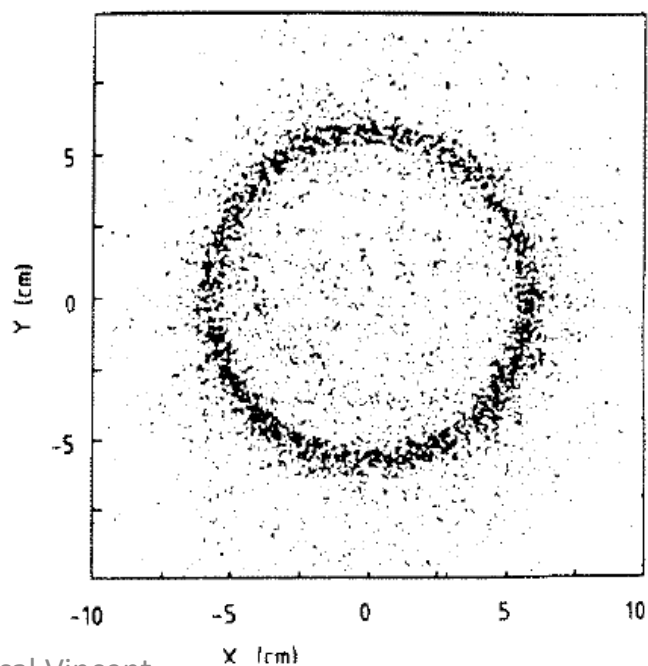
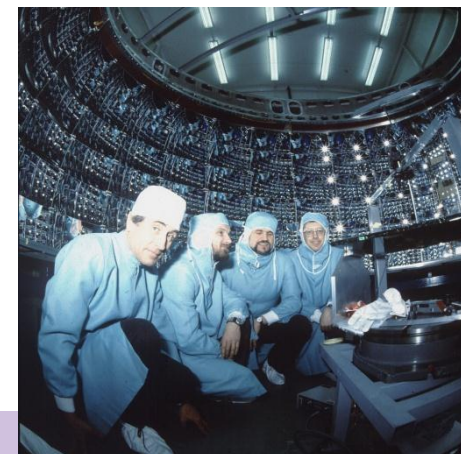


L'angle d'émission de la lumière Cherenkov augmente avec l'énergie du faisceau.



Imageur Cherenkov

L'utilisation d'un miroir sphérique focalise le sphérique de lumière sur une surface détectrice pour constituer un cercle. Le rayon de ce cercle correspond au demi angle Cherenkov.



A suivre ...