

Cargèse – mars 2009

Ecole « techniques de base du détecteur »

Pascal Vincent

Université Pierre et Marie Curie

LPNHE, Paris

Introduction

Les systèmes expérimentaux

Les interactions des particules chargées

Les interactions des particules neutres

Les détecteur de particules

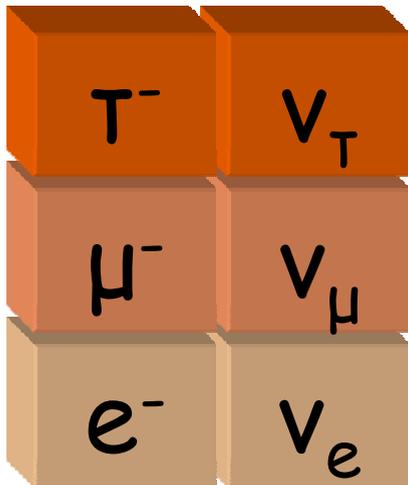
Visite d'une expérience



Le monde des théoriciens

Les fermions

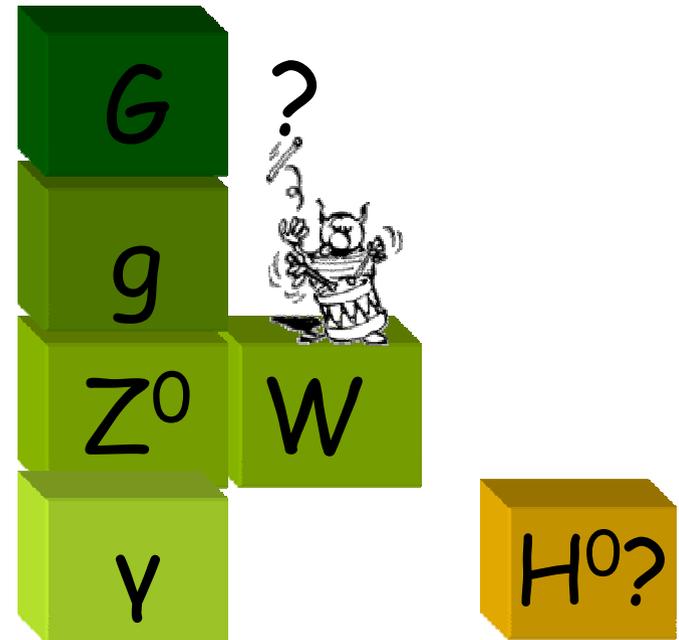
Les leptons



Les quarks



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 (Higgs (H^0 , H^\pm , A^0), axions, monopoles magnétiques, supersymétrie, technicolor, extra dimensions ...)

...

Les processus de base

Les particules neutres

Photons

Effet photoélectrique

Effet Compton

Création de paires

Neutrons

Diffusion élastique

Absorption

Neutrinos

Interaction faible

Les particules chargés

Excitation

Ionisation

Cherenkov

Les chargés légers

Bremsstrahlung (e_{\pm})

Radiation de transition (e_{\pm})

Les particules instables

Les processus de base

Les neutres

Photons

Effet photoélectrique

Effet Compton

Création de paires

Neutrons

Diffusion élastique

Absorption

Neutrinos

Interaction faible

Les chargés

Ionisation

Excitation

Cherenkov

Bremsstrahlung (e^\pm)

Radiation de transition (e^\pm)

Les instables

cerveau

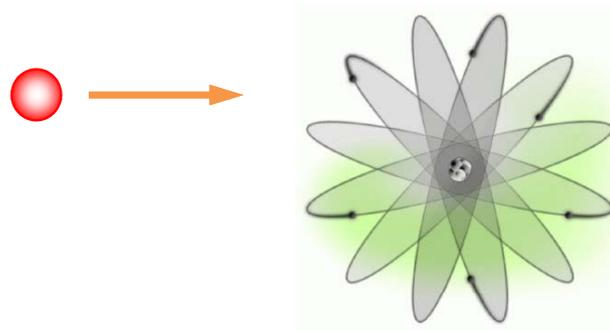
Processus d'interaction

DES IONS

L'ionisation du milieu



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

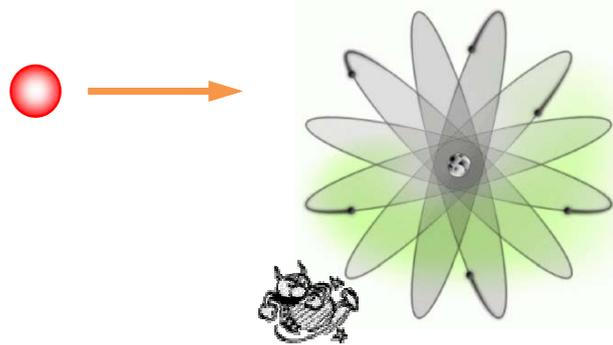


e^-

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

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

L'excitation du milieu



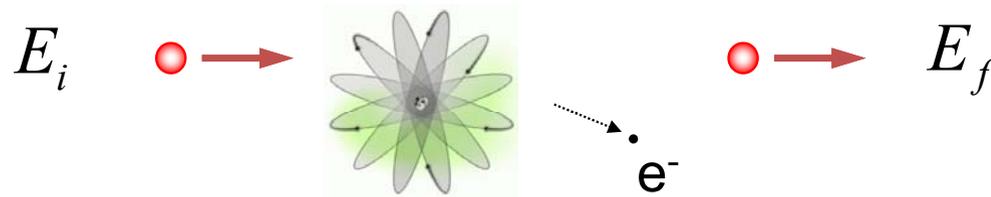
La particule chargée incidente transmet une partie de son énergie au milieu.

Celle-ci est absorbée sous forme d'énergie interne par l'atome cible.

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

Perte d'énergie

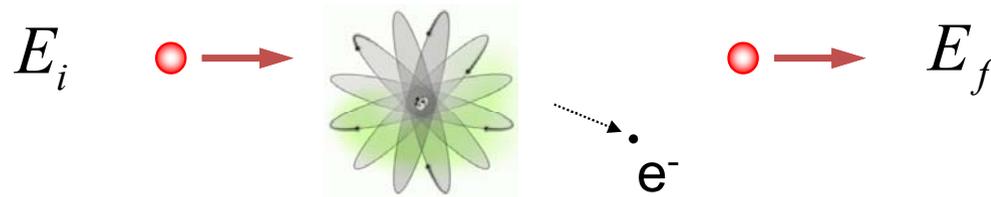
La perte d'énergie est définie par la quantité :



$$dE = E_f - E_i < 0$$

Perte d'énergie dans un milieu

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



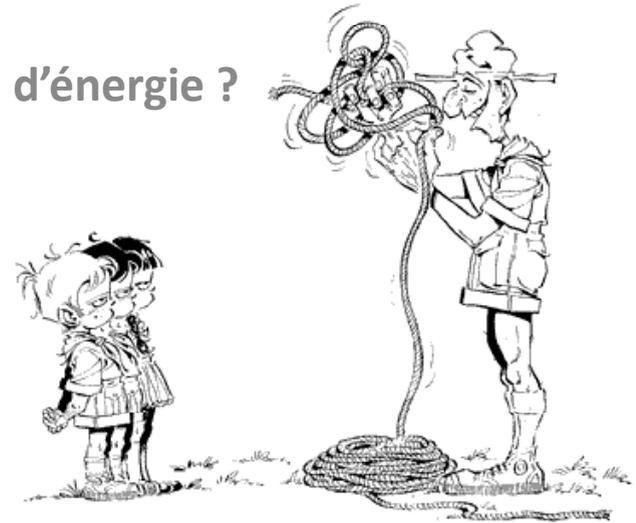
$$-\frac{dE}{dx} > 0$$

Perte d'énergie < 0

Distance parcourue > 0

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

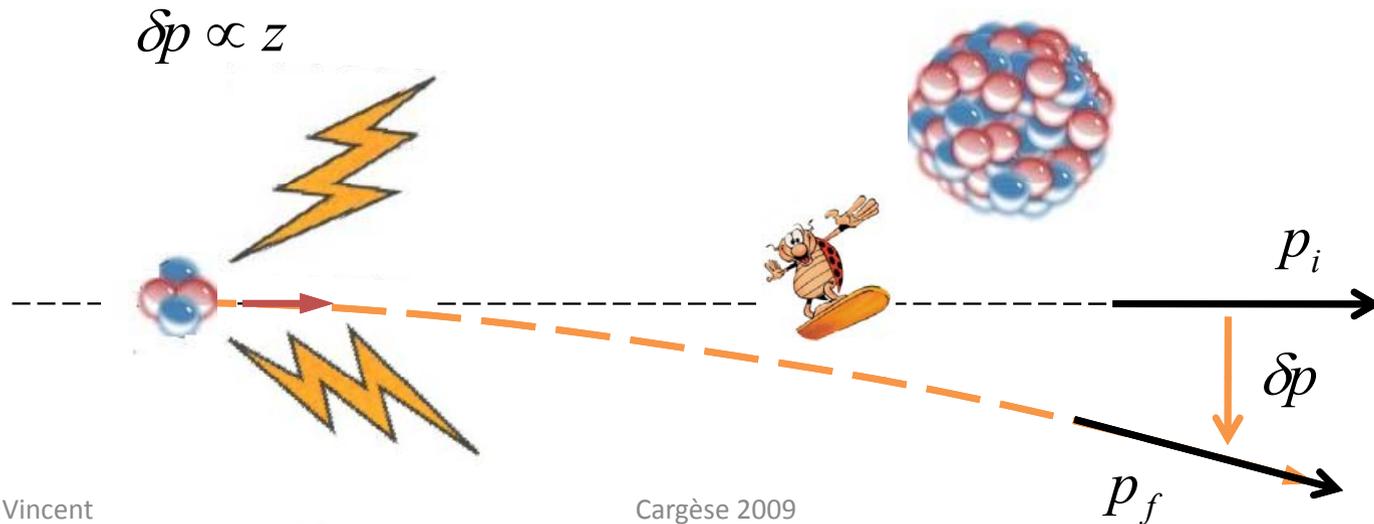
« AVEC LES MAINS »



Charge de la particule

Plus la particule est chargée, plus elle sera déviée de sa trajectoire initiale.

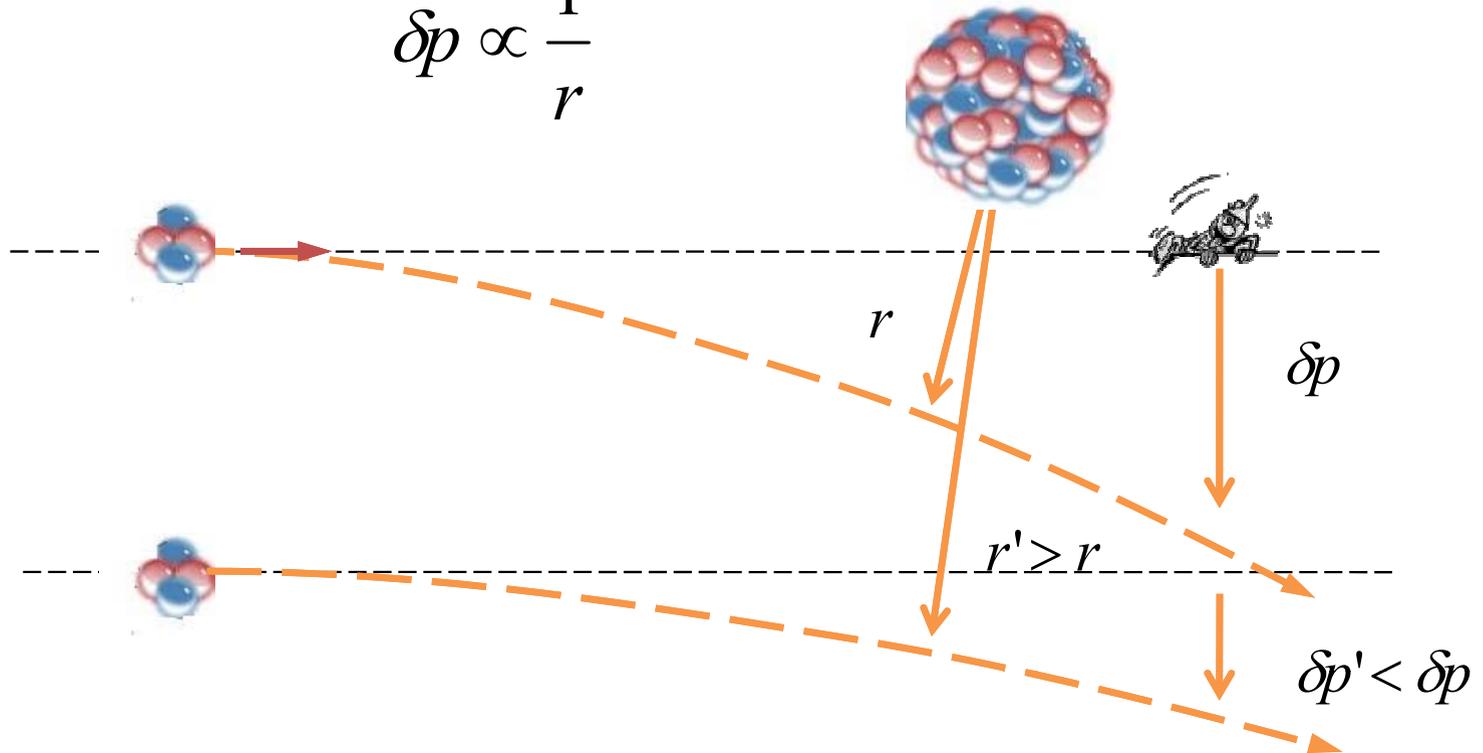
$\delta p \propto$ Charge de la particule incidente



distance à la cible

plus elle passe loin de la cible moins elle est déviée :

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



temps d'interaction

plus elle va vite moins cet effet sera ressenti.

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

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

on pose :

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

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

Energie transférée

En résumé :

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

L'énergie **reçue par un électron** de la cible est fonction de la déviation de la trajectoire effectuée par la particule.

$$\left. \begin{array}{l} E = \frac{1}{2} m V^2 \\ P = m V \end{array} \right\} \Rightarrow dE = \frac{\delta p^2}{2m_e}$$

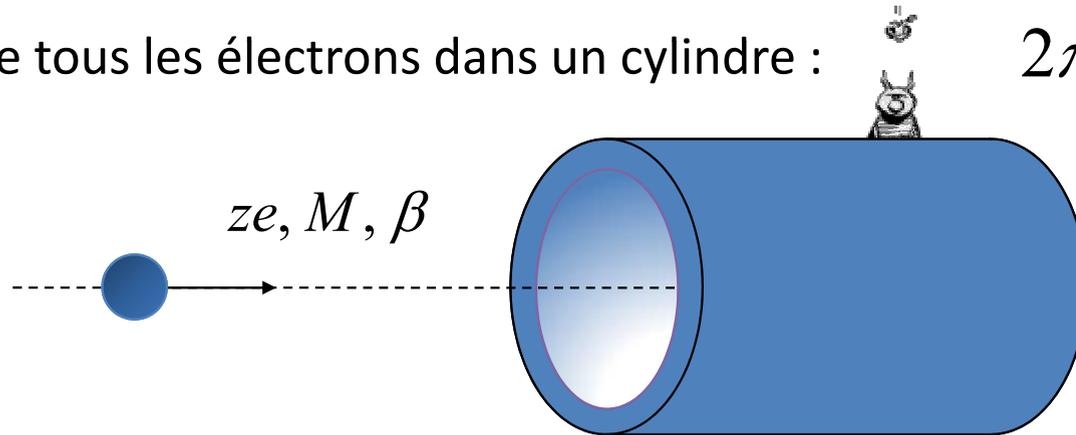
il vient :

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

Energie transférée

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

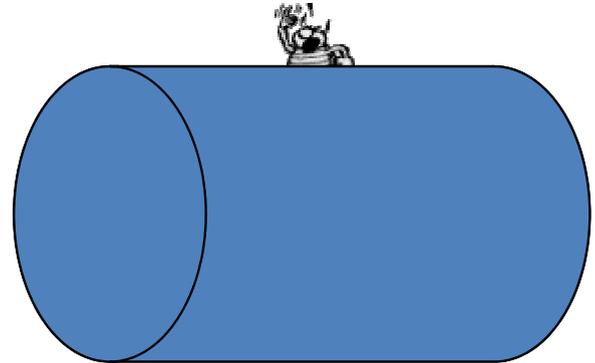
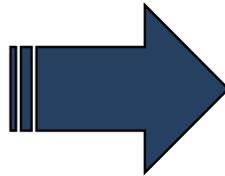
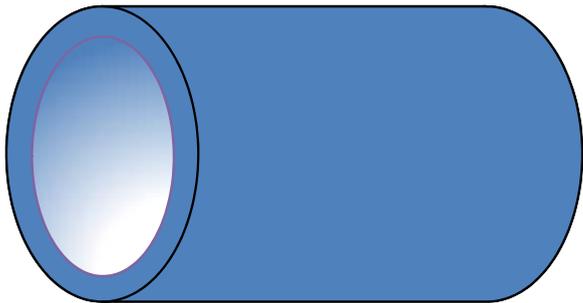
si on considère tous les électrons dans un cylindre : $2\pi r dr \times dx$



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

Energie transférée

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



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

Energie transférée

Energie reçue par les électrons de la cible :

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

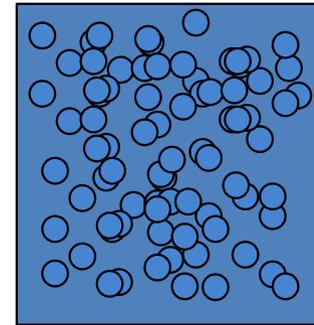
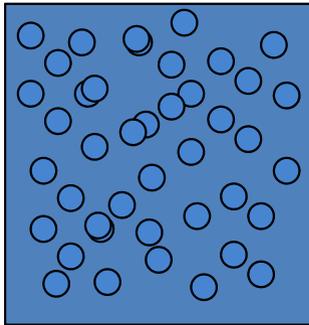
Energie perdue par la particule :

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

Effet de densité

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

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

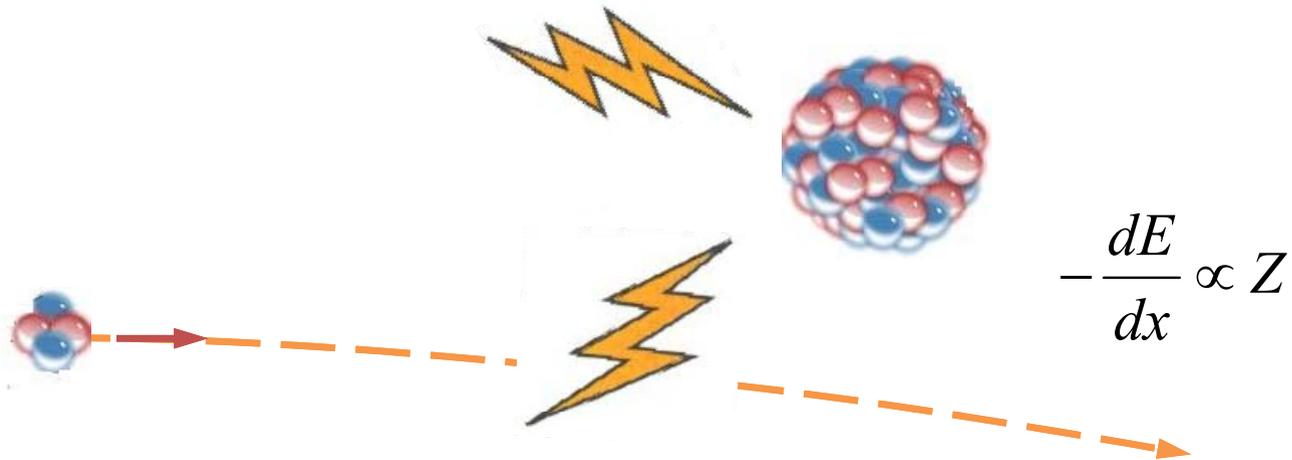


$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{\text{Nombre de cibles}}{\text{Mole}} \times \frac{\text{Mole}}{\text{kg}} \times \frac{\text{kg}}{\text{Volume}} = N_a \times \frac{1}{A} \times \rho$$

Charge de la cible

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

$$-\frac{dE}{dx} \propto \text{Nombre de charges contenues dans chaque cible}$$



Résumé

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &\propto N_a \frac{1}{A} \rho \\ -\frac{dE}{dx} &\propto Z \\ -\frac{dE}{dx} &\propto \frac{\pi z^2}{m_e \beta^2} \ln B \end{aligned} \right\} \Rightarrow -\frac{dE}{dx} \propto N_a \frac{1}{A} \rho \times Z \times \frac{\pi z^2}{m_e \beta^2} \times \ln B$$

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



Formule de Bethe-Bloch

1930



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

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

Diagram illustrating the components of the Bethe-Bloch formula. Purple arrows point from the terms in the simplified equation to their corresponding parts in the full equation:

- π points to $4\pi(\alpha\hbar)^2$
- $\frac{z^2}{m_e\beta^2}$ points to $\frac{z^2}{m_e\beta^2}$
- $N_a\rho \frac{Z}{A}$ points to $N_a\rho \frac{Z}{A}$
- $\ln B$ points to $\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_o}\right)$



Formule de Bethe-Bloch

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

+ effet de spin

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

+ 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

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

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.

Dépendance avec la particule incidente

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

Elle ne dépend pas directement de la masse mais de γ et β .

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

Même comportement pour presque toutes les particules.

Perte d'énergie dans le milieu

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

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

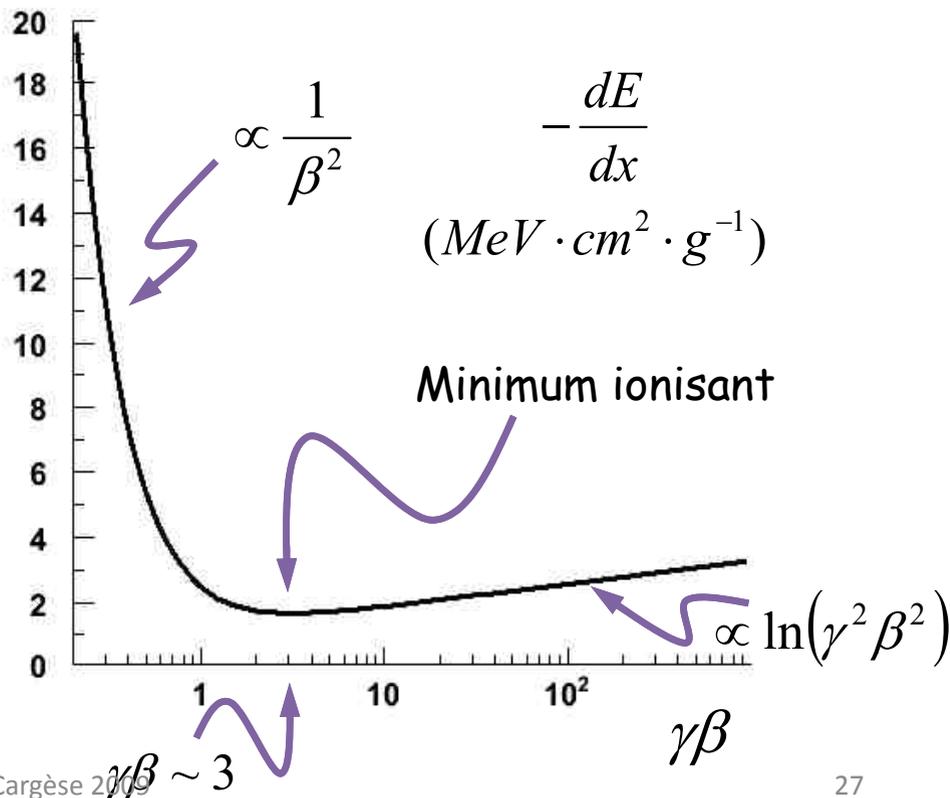
$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \Big|_{\min} \approx 2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$$

- ❖ A basse énergie :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2}$$

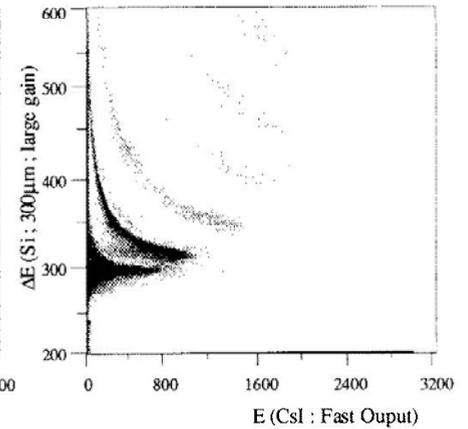
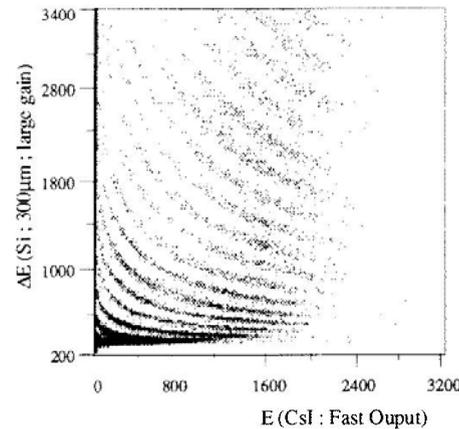
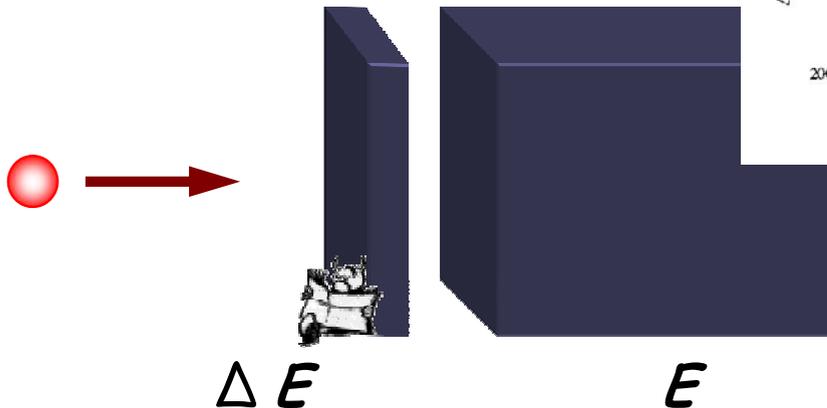
- ❖ A haute énergie :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \propto \ln(\gamma^2 \beta^2)$$



A basse énergie

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2 M}{E} \Rightarrow -E \frac{\Delta E}{\Delta x} \sim z^2 M$$



Interaction des chargés avec la matière

Arrêt d'un faisceau de muons sur du plomb.

Le faisceau M2 du CERN produit des muons ($m_\mu = 105.6 \text{ MeV}$) de 200 GeV

Quelle épaisseur de béton ($\rho_b = 2.5 \text{ g.cm}^{-3}$) doit-on installer pour protéger les habitants de St Genie. Même question pour du plomb ($\rho_{pb} = 11.35 \text{ g.cm}^{-3}$) ?

$$\gamma = \frac{E}{m} = \frac{2.10^5}{105.6} = 1.9 \times 10^3 \quad \text{et} \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \approx 1$$

$$\gamma\beta \gg 3 \quad \frac{dE}{dx} > \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min} = 2 \times \rho \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$$

$$L_{\text{beton}} = \int dx < \int_E^0 \frac{dE}{(dE/dx)_{\min}} = \frac{2.10^5}{2 \times 2.5} = 400 \text{ m}$$

$$L_{\text{plomb}} = \rho_b / \rho_{pb} L_{\text{beton}} = 88 \text{ m}$$



Interaction des chargés avec la matière



L'ionisation

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

Dans le domaine relativiste la perte d'énergie croit lentement :

$$-\frac{dE}{dx} \propto \ln \gamma^2$$

A très haute énergie, le plateau de Fermi correspond à une modification de la densité apparente du milieu :

- ❖ A haute énergie, les effets de contraction des longueurs diminuent le temps d'interaction.
- ❖ Polarisation du milieu qui réduit le champ électrique effective entre la particule incidente et les atomes à grand paramètre d'impact (important dans les milieux denses et pour des γ grands).



Dépendance avec le milieu traversé

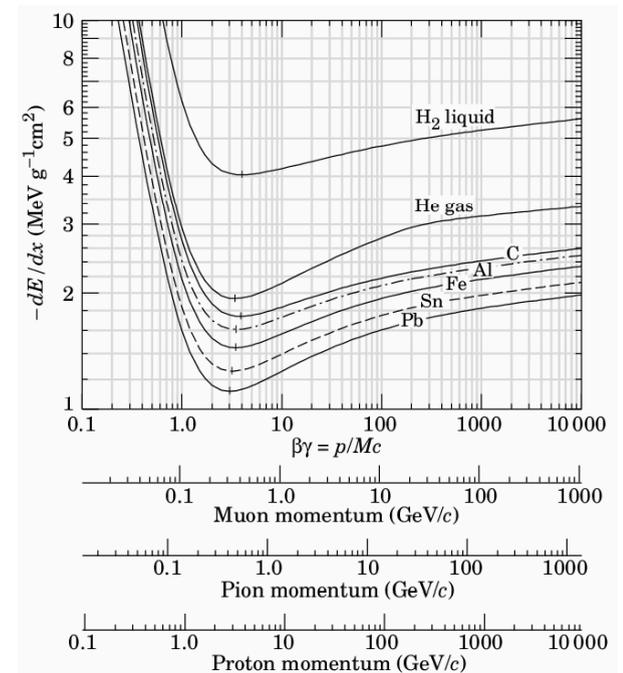
$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{z^2}{m_e \beta^2} N_a \rho \frac{Z}{A} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_o} - \beta^2 - \delta \right)$$

- ❖ Ce sont les électrons qui comptent
- ❖ Indépendant de la densité sous la forme :

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

- ❖ Quasi indépendant du milieu pour $A > 1$:

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



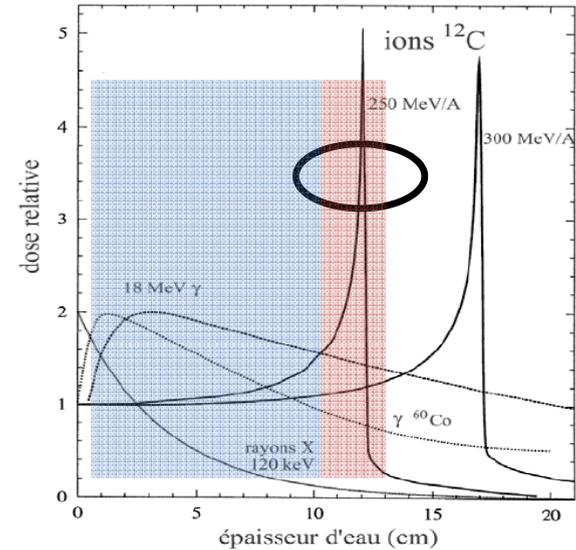
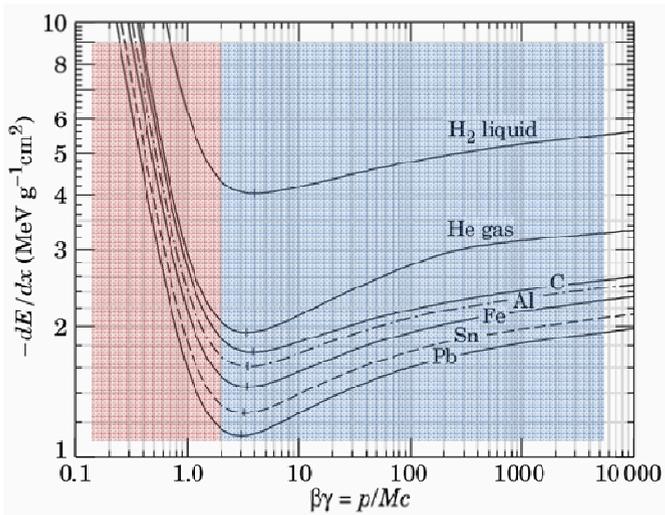
Le parcours des ions dans la matière

« RANGE »

Parcours

Le parcours des particules dans la matière

$$R(E) = \int_E^0 \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$



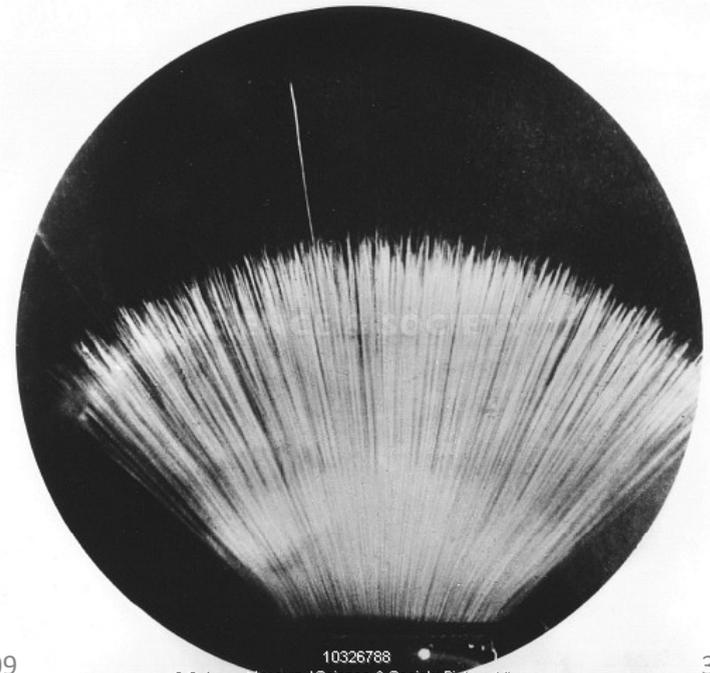
Pic de Bragg

Parcours

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

Les particules sont d'autant moins déviées de leur trajectoire qu'elles sont lourdes.

Exemple pour des particules alpha :



Loi d'échelle

A basse énergie :

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2 M}{E}$$

$$R(E) = \int_E^0 \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE = \frac{1}{z^2 M} \int_{E_0}^0 E dE$$

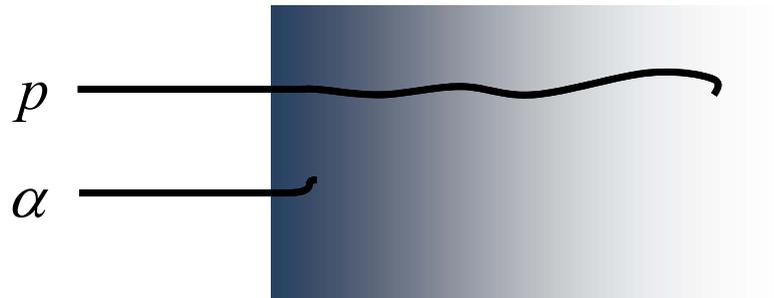
$$R_1 = \frac{z_2^2 M_2}{z_1^2 M_1} \times R_2$$

Exemple : $m_\alpha = 4 \times m_p$

$$Z_\alpha = 2 \times Z_p$$

A énergie égale :

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



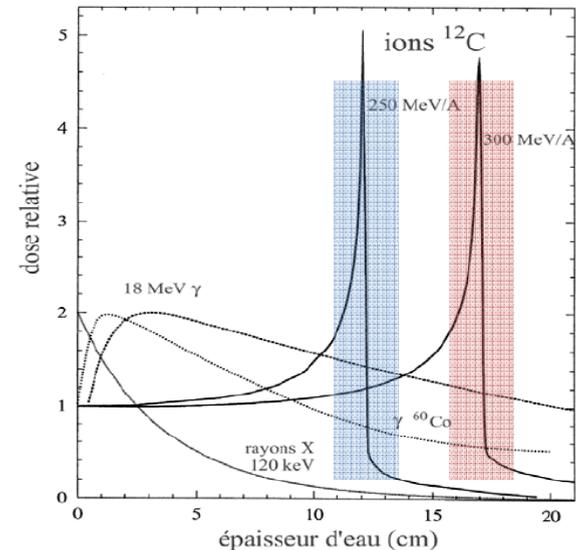
Il faut seize fois plus de matière pour stopper des protons que des noyaux d'hélium.

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.

Exemple d'ions carbone :



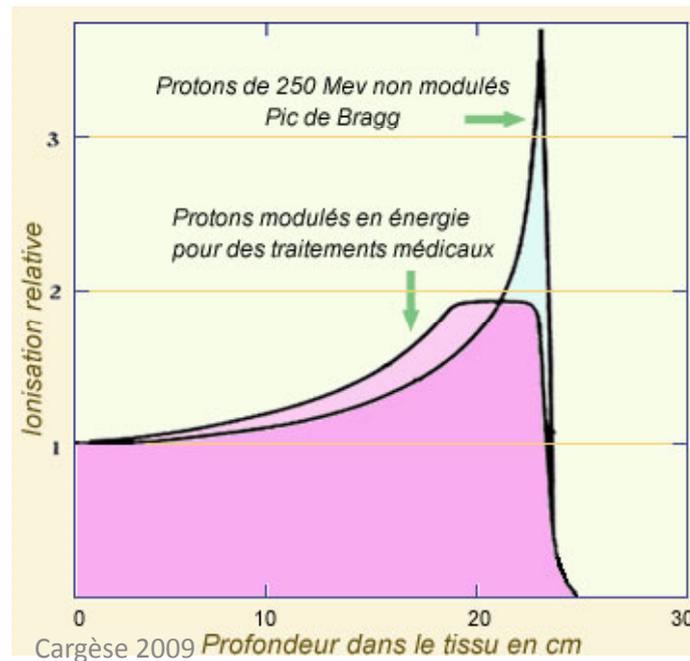
Rayonnements α , les protons et ions

APPLICATIONS

Hadronthérapie

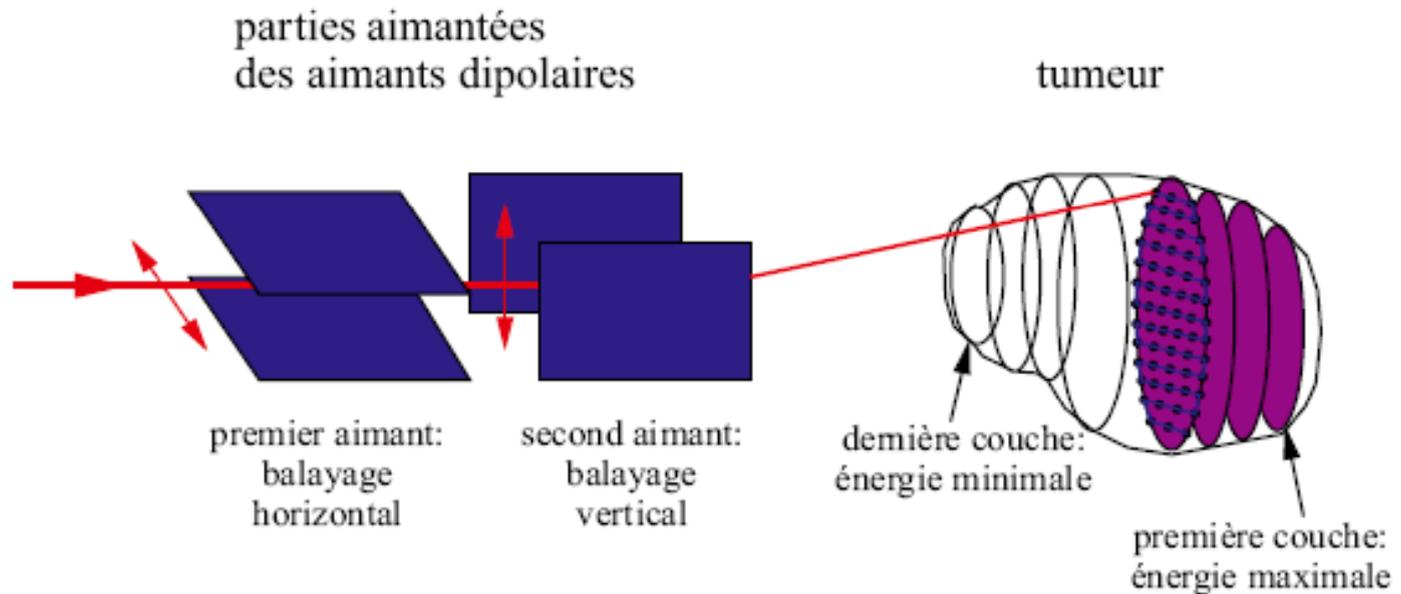
Les ions permettent d'atteindre une tumeur profonde sans endommager les zones saines.

En modulant l'énergie des protons, on diminue la hauteur du pic de Bragg et on augmente l'épaisseur de la tranche où l'irradiation est plus forte.



Hadronthérapie

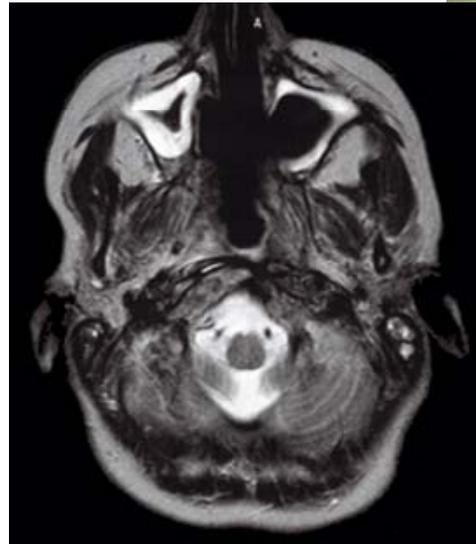
De plus, les protons (ou les ions) étant des particules chargées on peut les diriger aisément pour balayer une zone tumorale.



Hadronthérapie

Centre d'hadronthérapie du GSI de
Darmstadt, Allemagne.

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



Accélérateur d'ions carbone



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, radiomarcqué par un élément radioactif émetteur alpha.

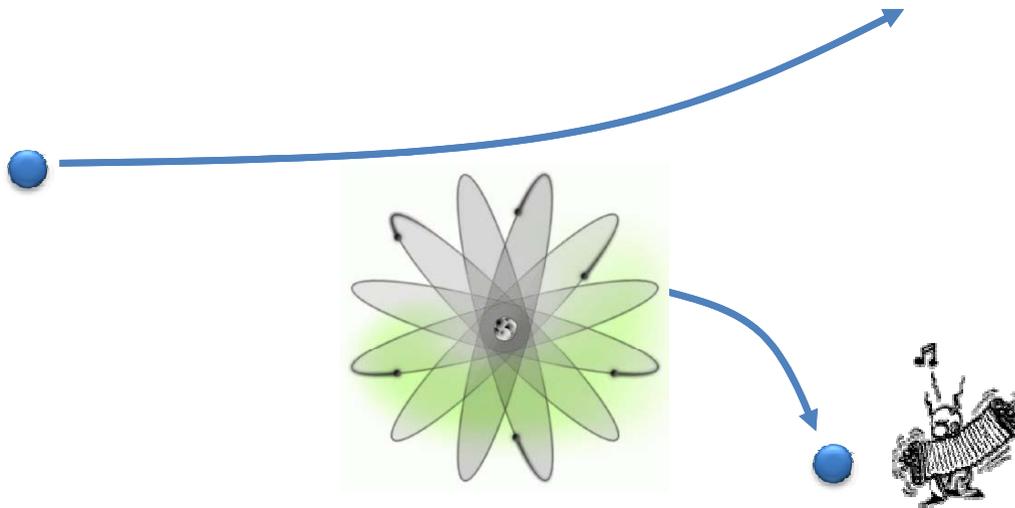




Cas des électrons & positron

Interaction des électrons

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



❖ La masse de la particule incidente = masse de la particule cible. **A basse énergie :**

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi(\alpha\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \mathcal{N}_a \frac{\rho}{A} \left[0.583 \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right] \propto \frac{1}{\beta^2}$$

Interaction des électrons

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 »

A haute énergie :

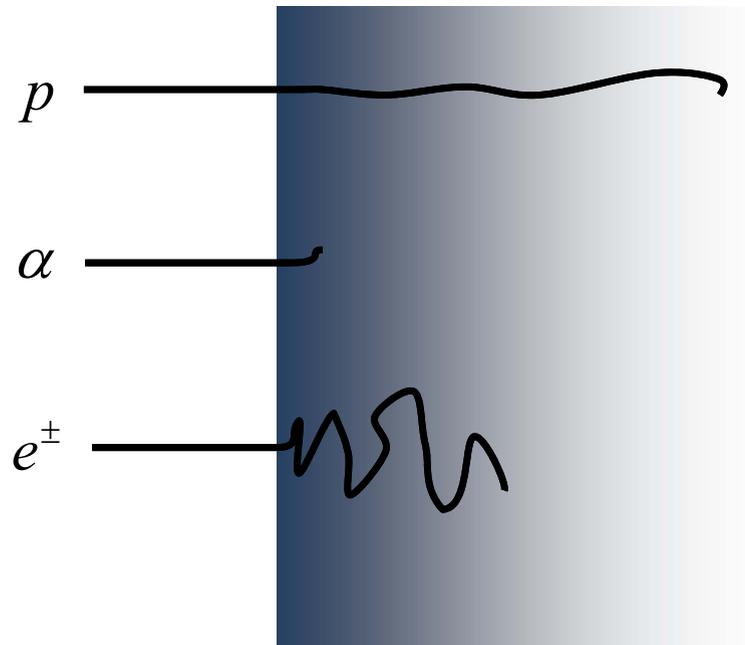
$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi \frac{(\alpha\hbar c)^2 \mathcal{N}_a}{m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{4m_e^2 c^4 \gamma^2 (\gamma - 1)}{I^2} - \frac{a}{2} - \frac{\delta}{2} \right] \cong \ln E$$

$$a = 2,9 \quad (e^+)$$

$$= 3,6 \quad (e^-)$$

La diffusion des électrons

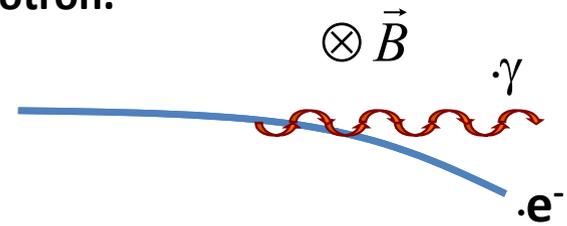
Une seule diffusion peut changer la direction du projectile ce qui rend sa trajectoire sinueuse. Il devient difficile de définir un parcours.



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**.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} a^2$$



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.

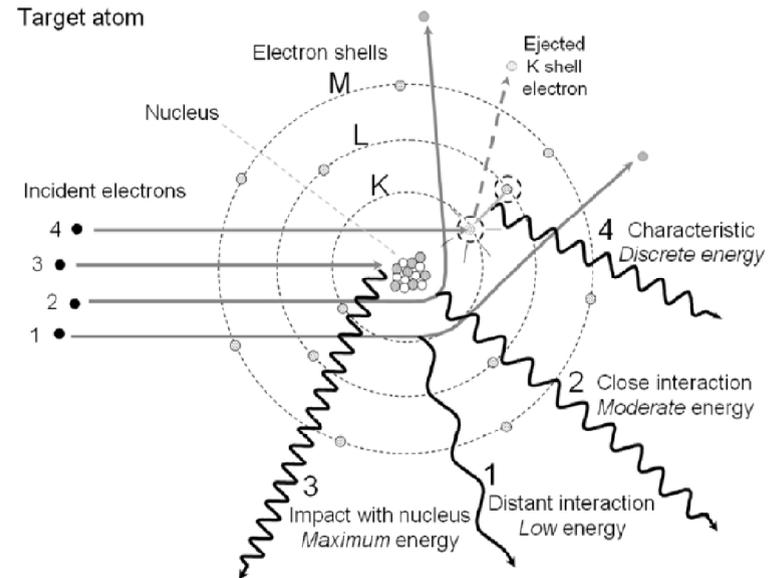
Le rayonnement de freinage

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

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.



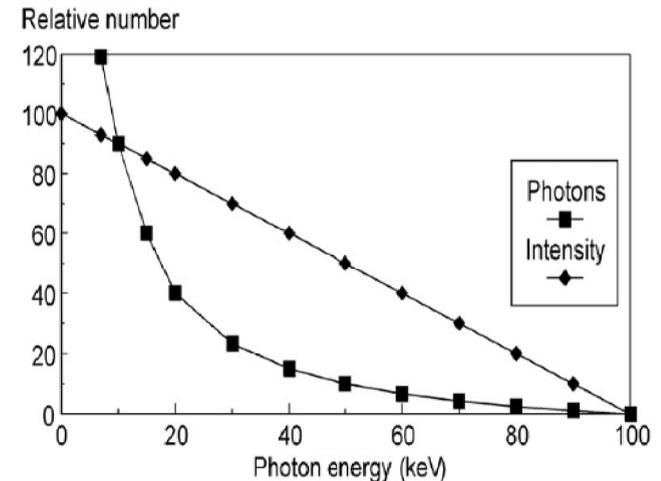
Le rayonnement de freinage

Compte tenu des dimensions du noyau par rapport a celles de l'atome, la probabilité de passer a proximité de celui-ci est faible.

L'émission de photons de basse énergie est la plus probable. Seuls quelques rares événements entraineront la conversion de la totalité de l'énergie de l'électron en une seule émission de photon.

Le produit du nombre de photons dans chaque tranche en énergie par l'énergie du photon suit une décroissance linéaire dont le maximum correspond a l'énergie de l'électron incident.

La valeur moyenne de l'énergie émise est proportionnelle a l'énergie de l'électron



$$I(E) \propto [E_{\max} - E]$$

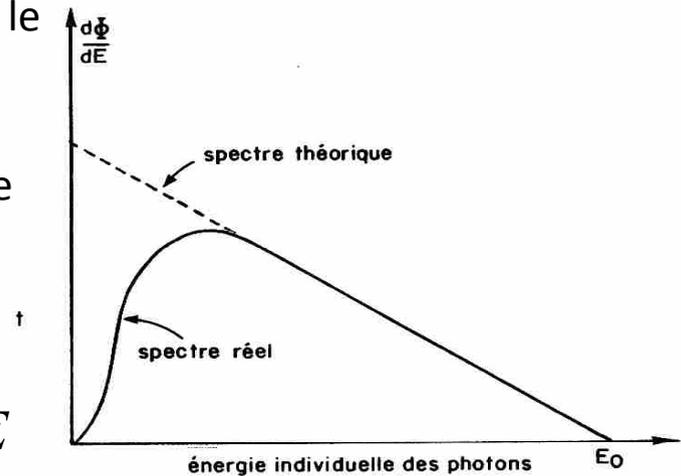
$$W \propto E_e$$

Le rayonnement de freinage

Les photons de basse énergie sont absorbés par le milieu.

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

$$-\frac{dE}{dx} = 4NZ^2\alpha r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right] \times E$$
$$\propto E$$



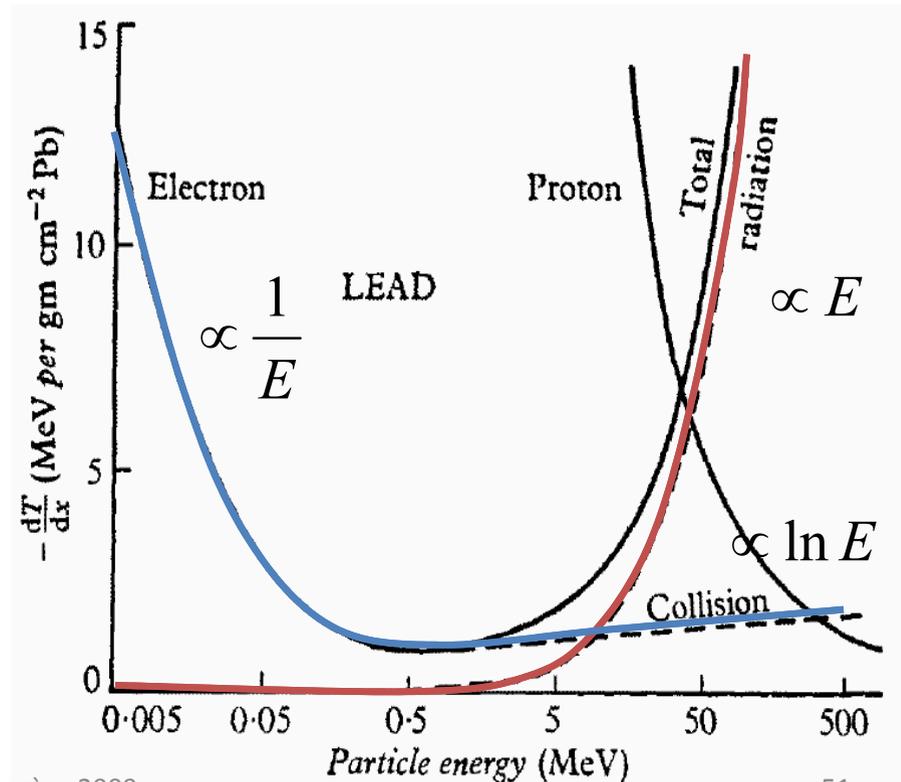
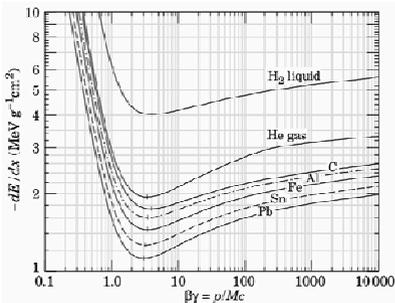
A haute énergie, les électrons (positrons) perdent essentiellement leur énergie par rayonnement.

Interaction des électrons

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

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

$$= -\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{collision}} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{radiation}}$$



Le parcours des électrons dans la matière

LONGUEUR DE RADIATION

Longueur de radiation

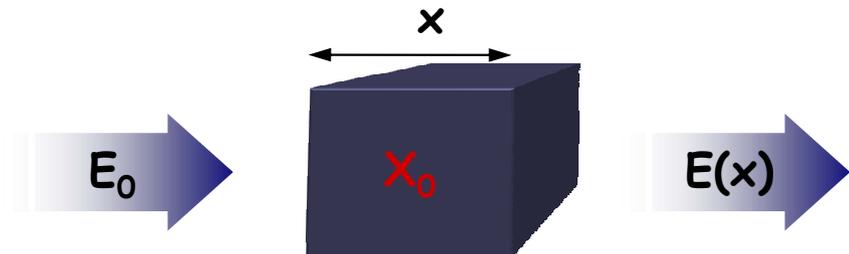
A haute énergie, les pertes en fonction de la distance parcourue suit une loi de décroissance exponentielle :

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brem} = 4NZ^2 \alpha r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right] \times E$$

$$\Rightarrow -\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brem} = \frac{E}{X_0} \quad (1) \quad \text{avec} \quad X_0^{-1} \cong 4NZ^2 \alpha r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right]$$

$$(1) \Rightarrow E(x) = E_0 \exp(-x / X_0)$$

- E_0 = Energie initiale
- X_0 = Longueur de radiation
- x = Epaisseur traversée



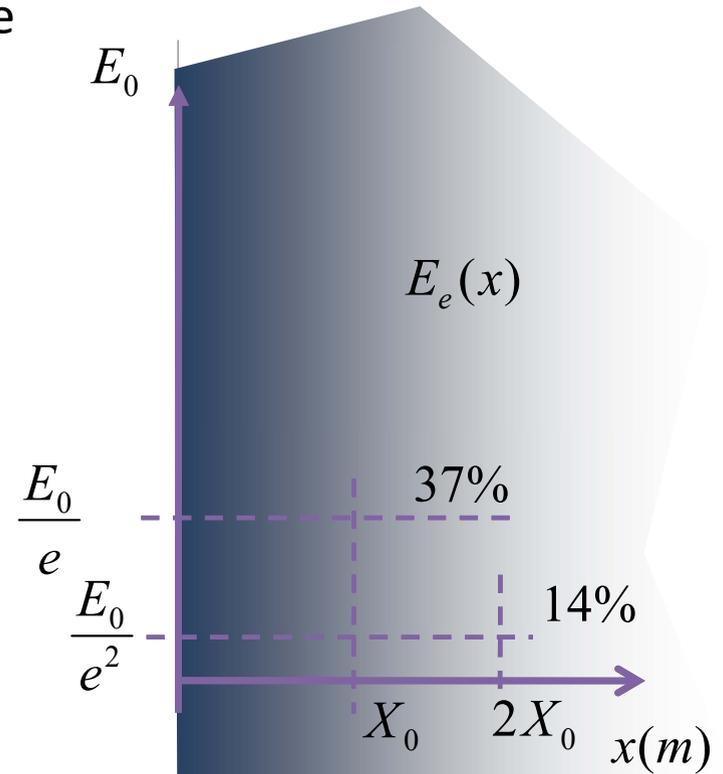
Longueur de radiation

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

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

$$E(X_0) = E_0 \exp(-1)$$

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



Longueur de radiation

Exemples :

$$X_0 \cong \frac{1}{4NZ^2\alpha r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right]}$$

Matériaux	X_0 (cm)
W	0,31
PbWO ₄	0,90
BGO	1,12
CsI(Tl)	1,86
BaF ₂	2,06
NaI(Tl)	2,59
PVT (Polyvinyltoluène)	42,4
Atmosphère	1 km

Energie critique des électrons

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

$$E_c \cong \frac{817,6 \text{ MeV}}{Z}$$

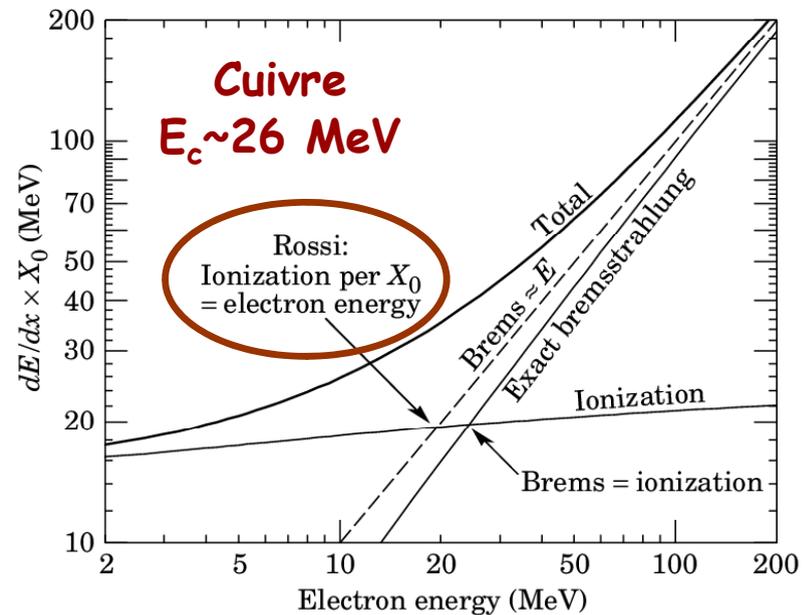
Exemples pour les électrons :

$E_c = 102 \text{ MeV}$ air

$E_c = 27 \text{ MeV}$ Fer

$E_c = 26 \text{ MeV}$ Cu

$E_c = 9.5 \text{ MeV}$ Pb



Le parcours dans la matière

CAS DES MUONS

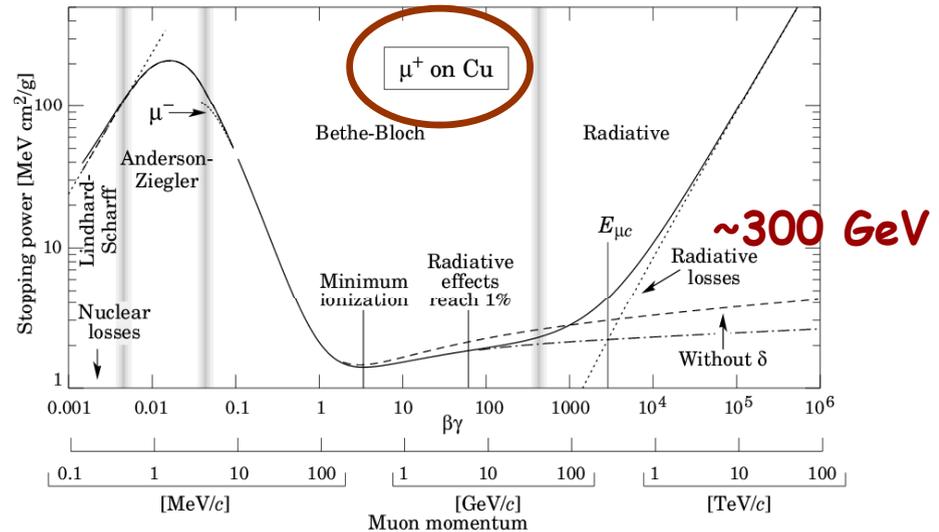
Interaction des muons

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

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

$$\frac{W_e}{W_\mu} = \frac{m_\mu^2}{m_e^2} = \left(\frac{105}{0.511} \right)^2 \sim 40\,000$$

$$E_c^\mu = \frac{m_\mu}{m_e} E_c^e = 200 \times E_c^e$$



La dispersion de l'angle d'émission par rapport à la direction moyenne de l'électron est inversement proportionnelle à γ . Emission colinéaire.

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \approx \frac{1}{\gamma} = \frac{m}{E} \ll 1$$

Le parcours dans la matière

QUE DEVIENNENT LES POSITONS ?

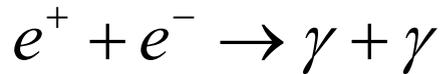
Parcours des positons dans la matière

Les positons sont les antiparticules des électrons. L'antimatière ne coexiste pas avec la matière dans notre univers. Elle s'annihile avec la matière dès qu'elle la rencontre. L'annihilation des positons est contrainte par deux conditions :

Elle intervient avec des électrons (conservation de nombres quantiques).

Le positon s'annihile au repos (c.à.d. qu'il doit au préalable perdre son énergie cinétique dans le milieu).

Le résultat de cette annihilation est la production de deux gamma

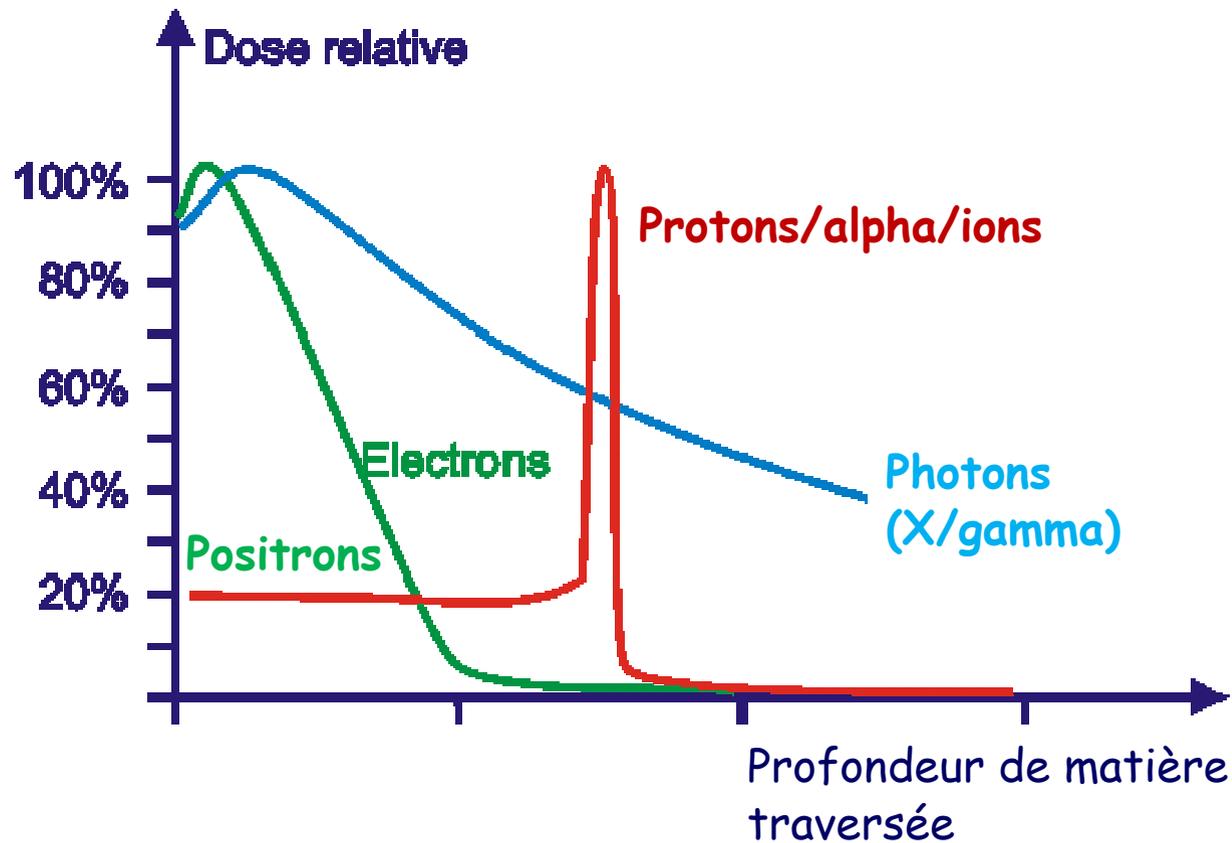


d'énergie égale à l'énergie de masse de l'électron : $E_\gamma = E_{\gamma'} = 511 \text{ keV}$

Electronthérapie – PET scan

APPLICATIONS

Résumé du comportement des différents types de radioactivité



Electronthérapie

Traitement superficiel.

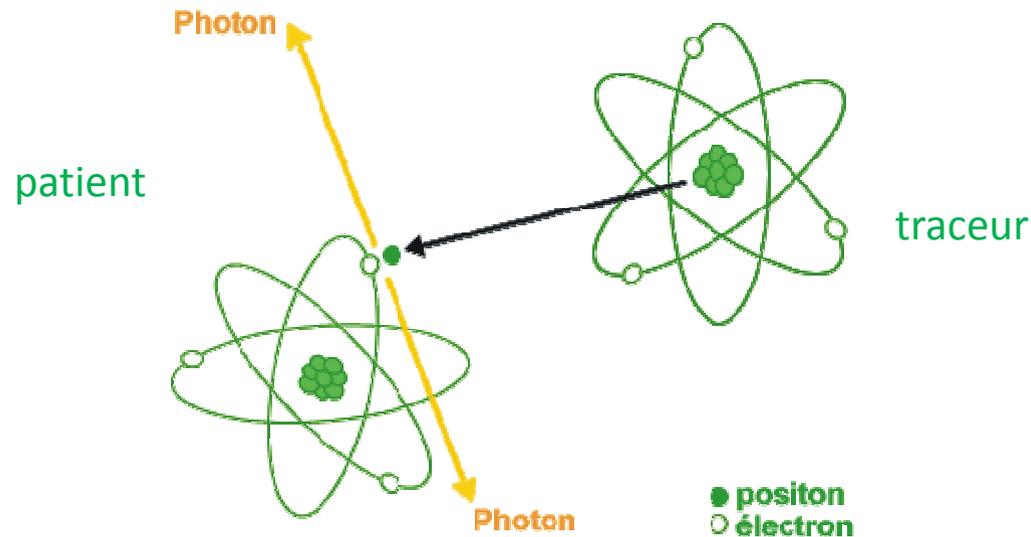
L'électronthérapie corporelle est un traitement qui permet de traiter des lésions superficielles situées dans la peau ou dans les tissus superficiels.

En raison de la pénétration limitée en profondeur des électrons, les effets secondaires épargnent les organes internes (moelle osseuse...) et se limitent aux téguments.



PET-scan

Les PET-scan (*Positron Emission Tomography* ou TEP : *Tomographie à émission de positons*) utilisent des traceurs émetteurs β^+ , de demi-vie très brève, injectés directement dans le patient.

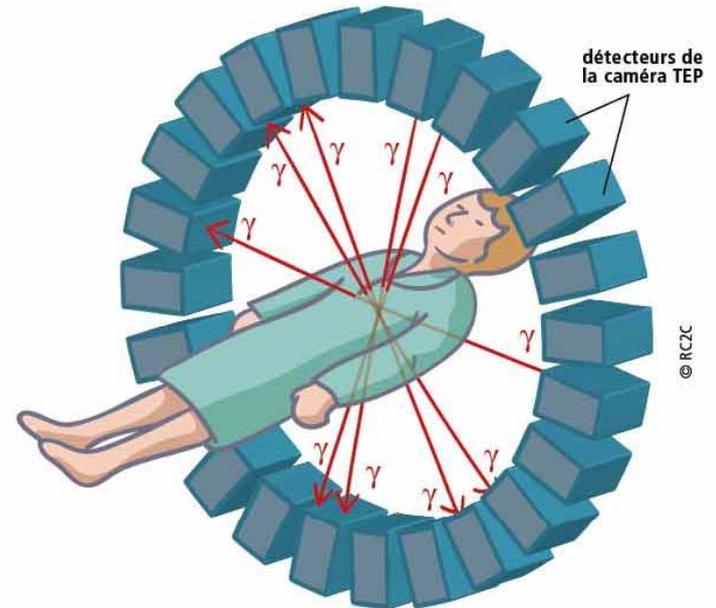


PET-scan (2)

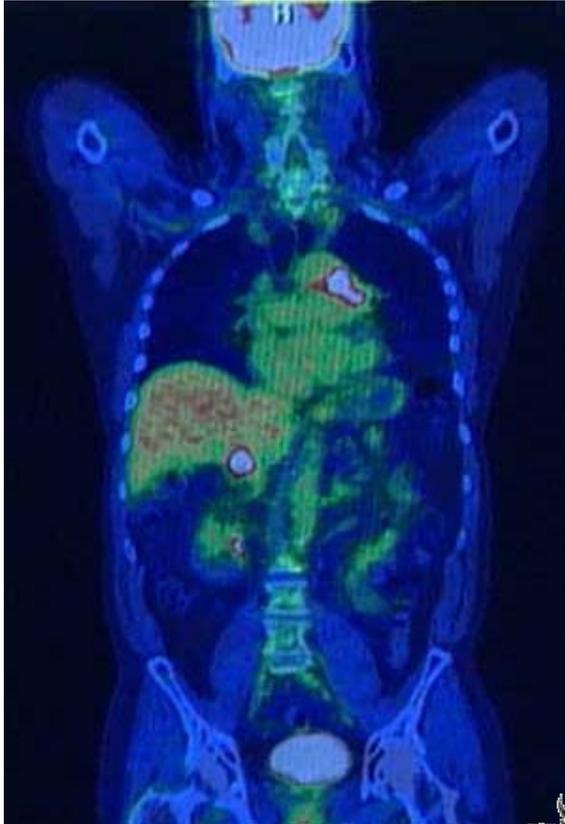
Pour détecter les deux photons émis des détecteurs sont disposés en couronne, autour du patient.



Grâce à l'enregistrement de ces "lignes" dans différentes directions, le système informatique calcule où s'est produite l'annihilation, et donc l'absorption du traceur.



PET-scan (3)



Interactions collectives

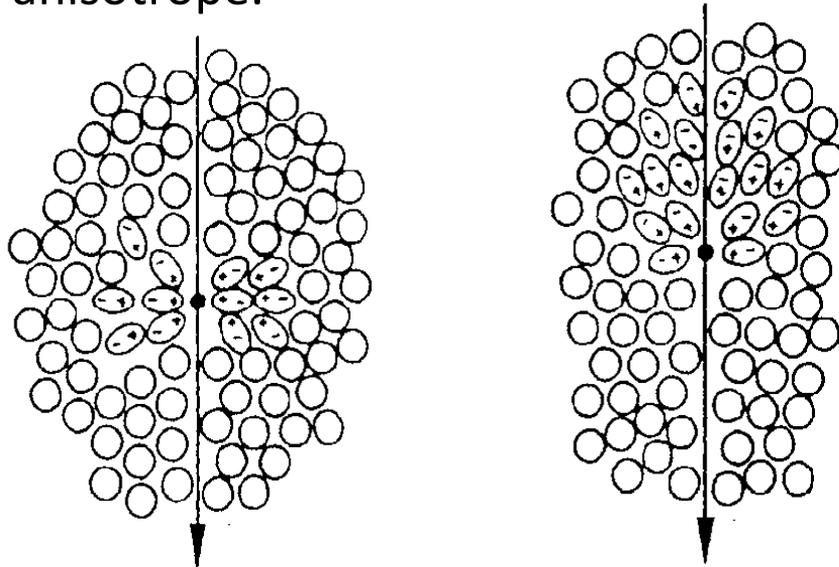
EFFET CHERENKOV



L'effet Cherenkov

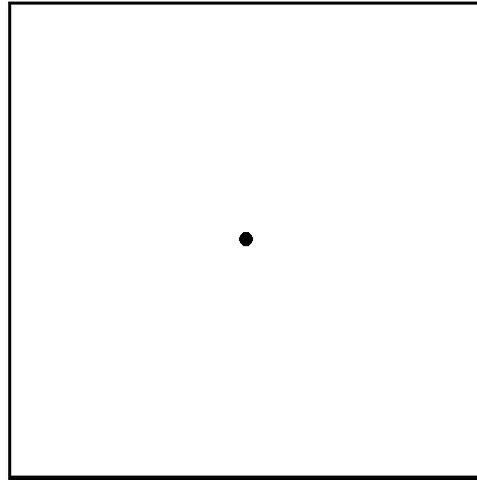
Cet effet est dû à la polarisation des atomes d'un milieu diélectrique par le passage d'une particule chargée à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu.

dépolarisation collective et anisotrope.



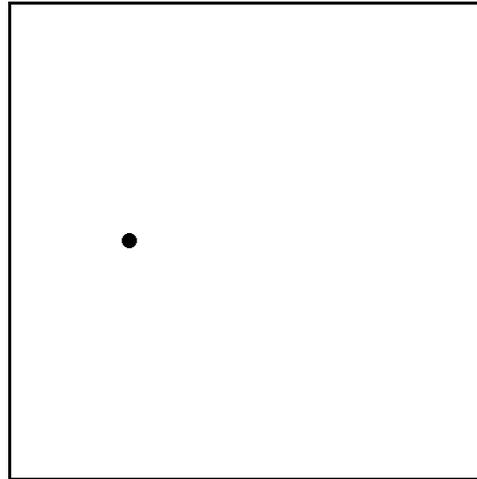
Effet Cherenkov

Au repos



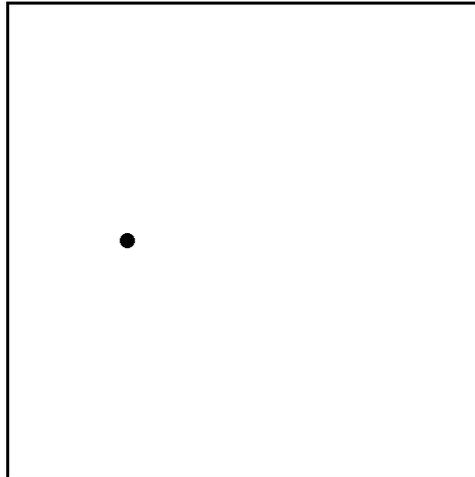
Effet Cherenkov

$$v < c/n$$



Effet Cherenkov

$$v < c/n$$

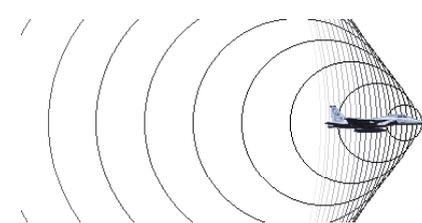
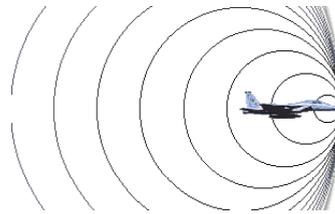
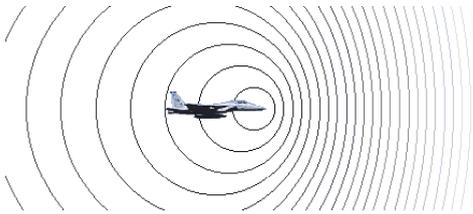


Analogie : le « Mur » du son

$$V_s = 340 \text{ m.s}^{-1}$$

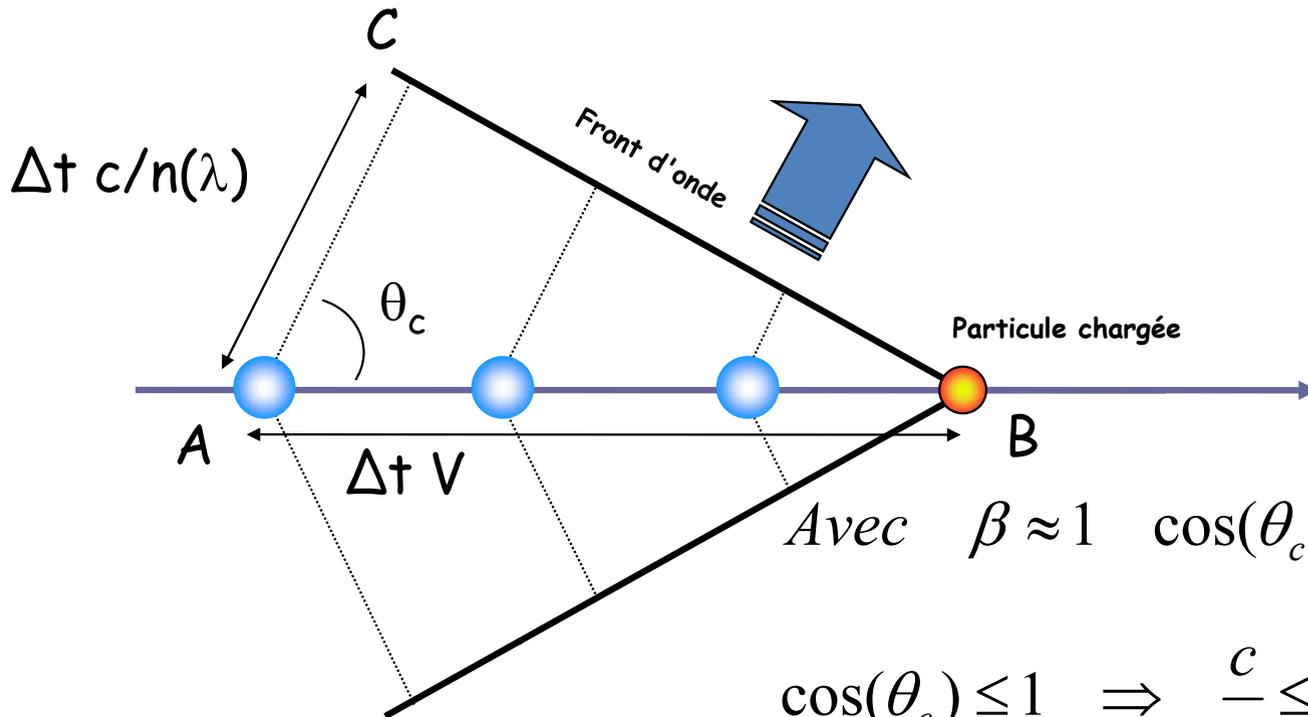
MAC 1

$$V \gg \text{MAC 1}$$



L'effet Cherenkov

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



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

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



L'effet Cherenkov

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

$$\frac{dN}{dE} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \sin^2 \theta = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \left(1 - \left(\frac{1}{n\beta} \right)^2 \right)$$

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

❖ favorisée dans les milieux denses : $\frac{dN}{dE} \propto Z^2$

❖ augmente avec l'indice du milieu

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

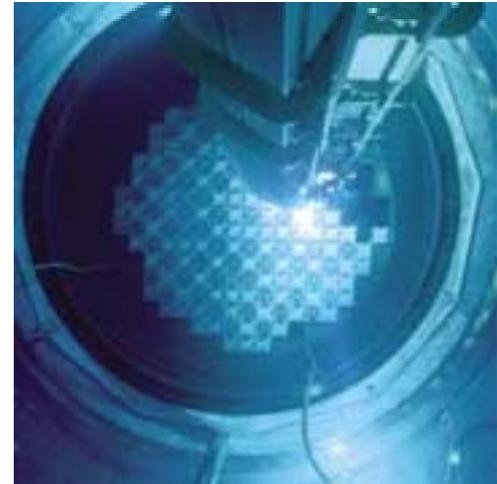
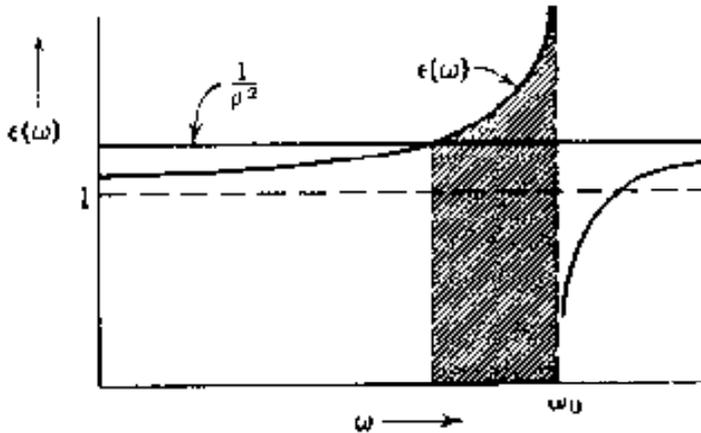
❖ augmente avec l'énergie de la particule



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)

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



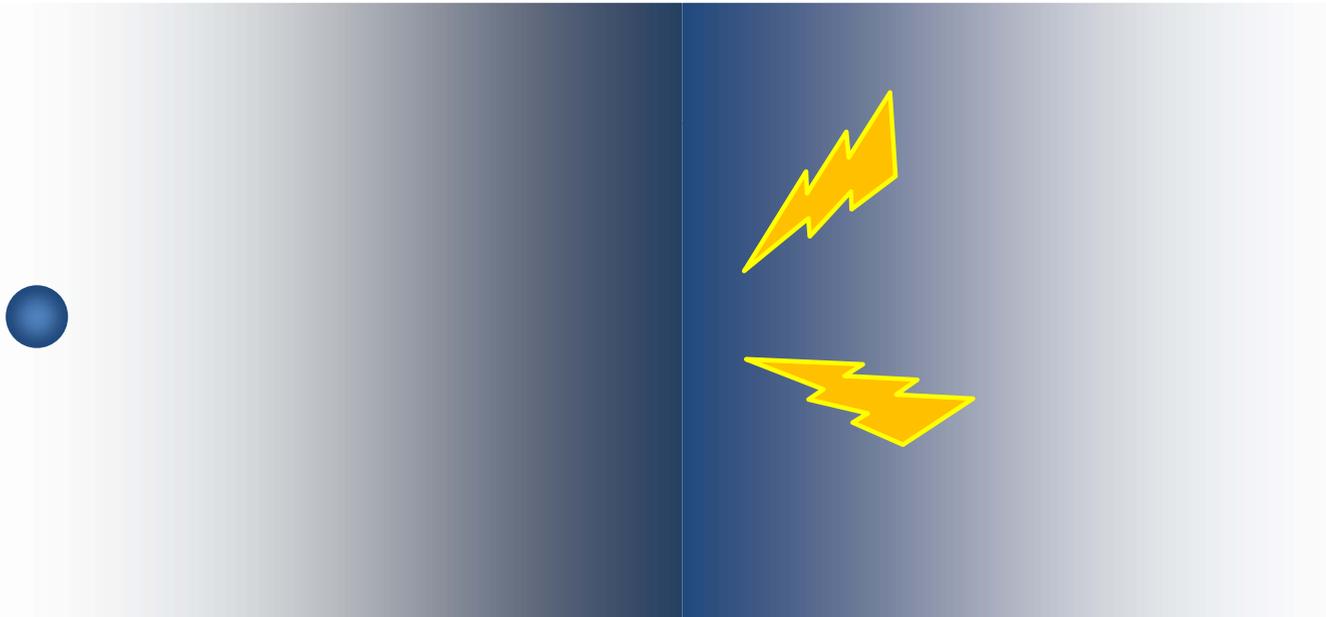
Interactions collectives

LE RAYONNEMENT DE TRANSITION



Le rayonnement de transition

une particule qui traverse une interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes émet un rayonnement au passage de la discontinuité



Le configuration du champs électrique produit par la particule change en fonction des propriétés diélectriques des deux milieux.

Le rayonnement de transition

L'énergie rayonnée par une particule de charge ze traversant une frontière entre deux milieux de fréquence plasma ω_p très différent ($\hbar \omega_{\text{air}} \approx 0.7 \text{ eV}$, $\hbar \omega_{\text{polyéthylène}} \approx 20 \text{ eV}$) peut s'écrire :

$$W = \frac{2}{3} \alpha \hbar z^2 \gamma \omega_p \quad \gamma = \frac{E}{m}$$

Particules légères : $W \propto \frac{1}{m}$

de haute énergie : $W \propto E$

dans un milieu dense :

$$W \propto \omega_p \propto \sqrt{n_e}$$

n_e : densité électronique du milieu. Le spectre en énergie des photons émis correspond à la bande des X (entre typiquement 10 à 30 keV).

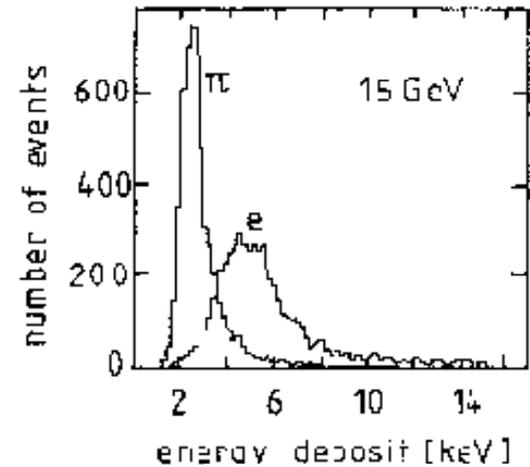
Le rayonnement de transition

Des particules de même énergie possèdent des γ de valeur différente.
Pour des pions et des électrons de 15 GeV :

$$\text{Electrons : } \gamma = \frac{E}{m} = \frac{15 \text{ GeV}}{0.000511} = 30\,000$$

$$\text{Pion : } \gamma = \frac{E}{m} = \frac{15 \text{ GeV}}{0.140} = 110$$

La radiation de transition permet de distinguer ces deux types de particules :



Le rayonnement de transition

L'ouverture de l'angle d'émission est inversement proportionnelle à l'énergie de la particule incidente :

$$\Theta_c \cong \frac{1}{\gamma}$$

Emission vers l'avant.

