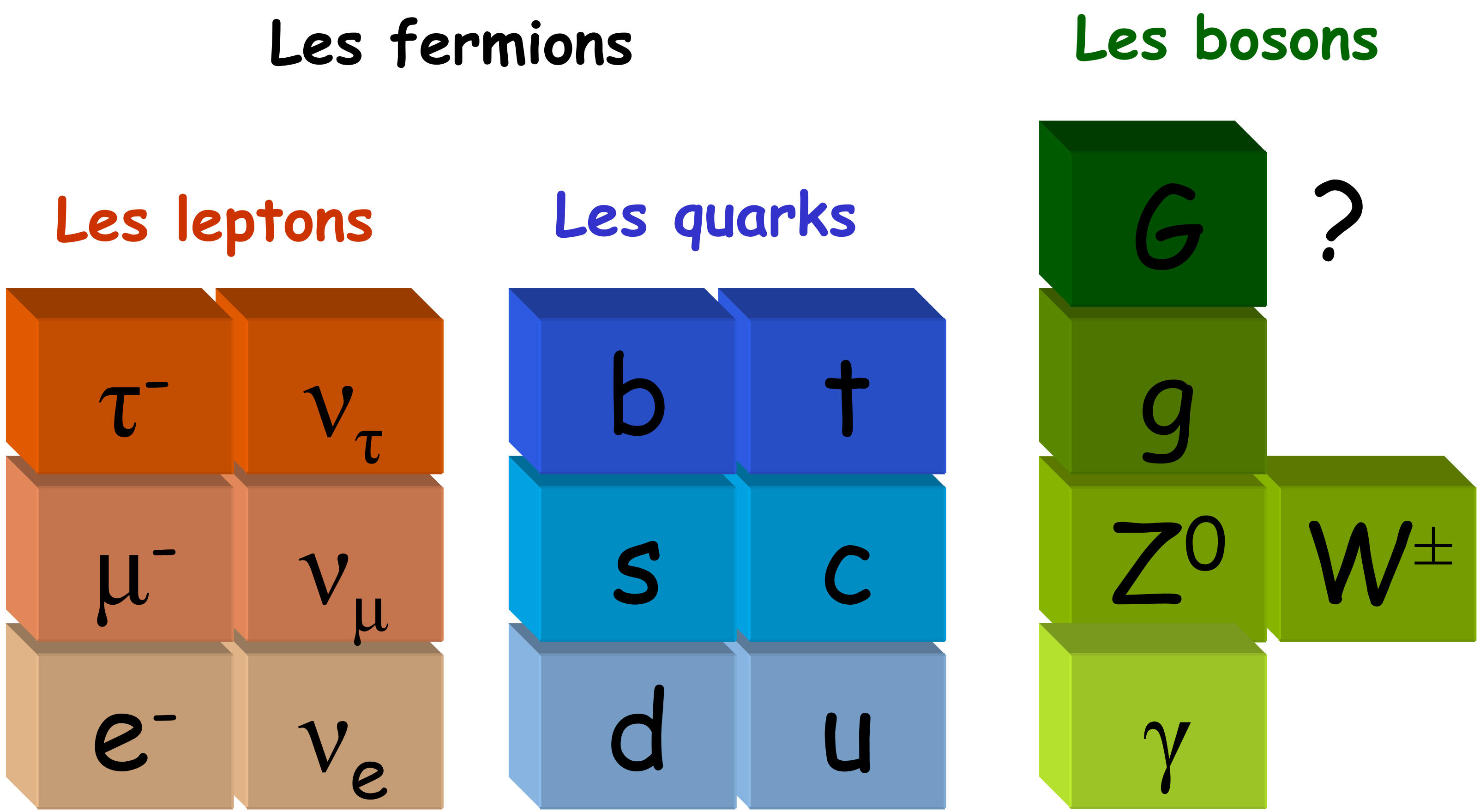
Cargèse – 25 au 31 mars 2007

Ecole des techniques de base des détecteurs

Pascal Vincent
Université Pierre et Marie Curie
LPNHE, Paris

Rappel

Le monde des théoriciens



Le monde des expérimentateurs

Les 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 neutres

Photons

- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Création de paires

Neutrons

- Diffusion élastique
- Absorption

Neutrinos

- Interaction faible

Les chargés

- Excitation
- Ionisation
- Cherenkov
- Bremsstrahlung (e±)
- Radiation de transition (e±)

Les instables

- cerveau

Détéction des particules chargées

Les processus de base

Les neutres

Photons

- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Création de paires

Neutrons

- Diffusion élastique
- Absorption

Neutrinos

- Interaction faible

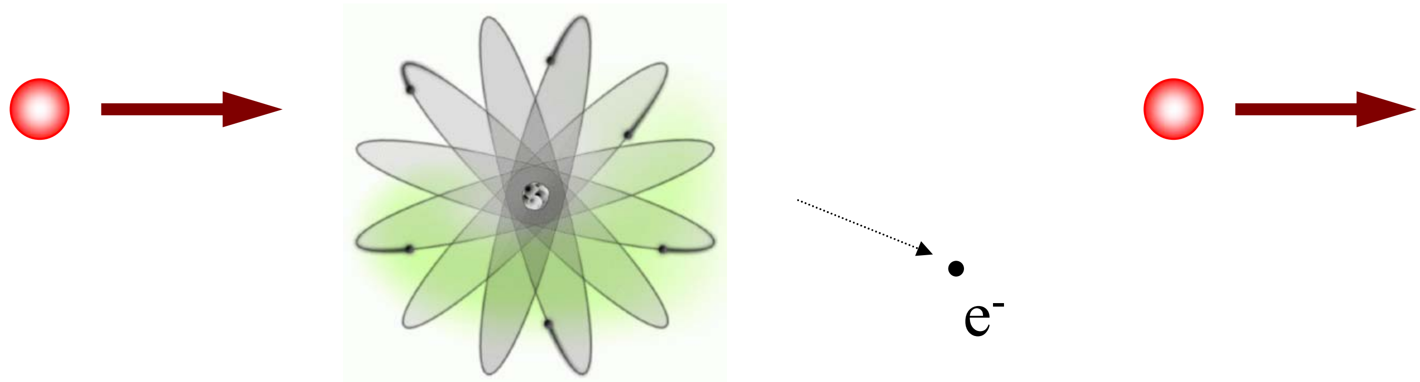
Les chargés

- Ionisation
- Excitation
- Cherenkov
- Bremsstrahlung (e±)
- Radiation de transition (e±)

Les instables

- cerveau

L'ionisation du milieu

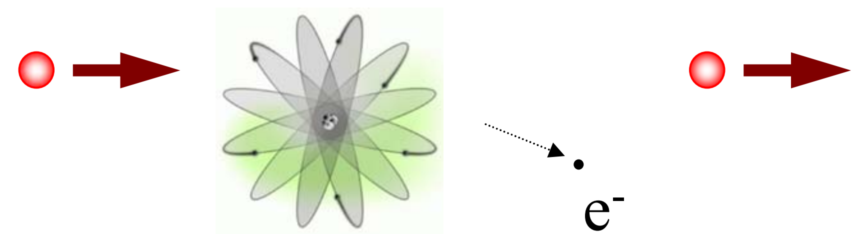


La particule chargée incidente transmet une partie de son énergie au milieu.

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'ionisation du milieu



La perte d'énergie est définie par la quantité :

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

Perte d'energie<0

Distance parcourue>0

Pour des Ions incidents la perte d'énergie est décrite par la formule de Bethe-Bloch :

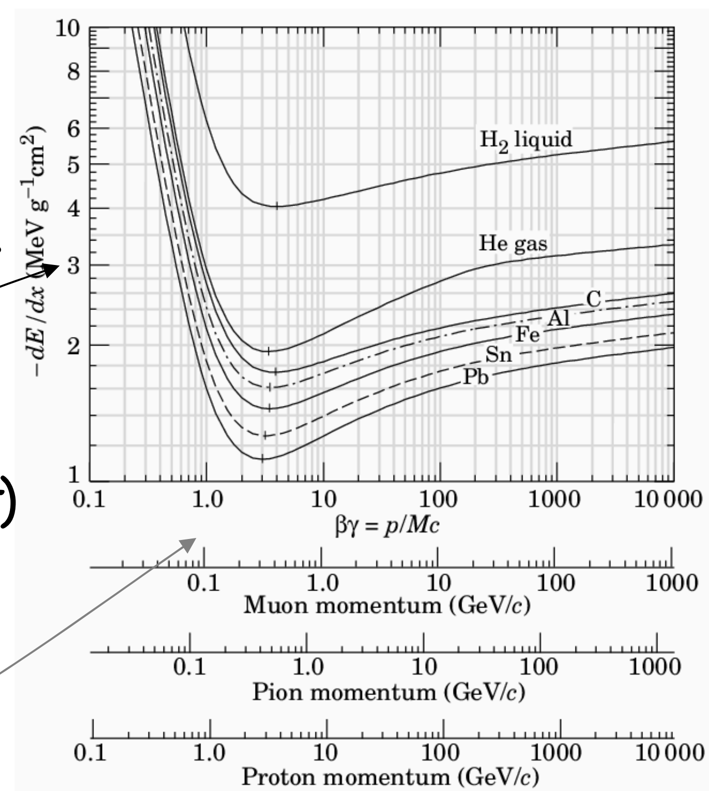
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi(\alpha\hbar c)^2 z^2 N_a}{m_e c^2 \beta^2} \rho \frac{Z}{A}\left[\ln\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \delta\right]$$

L'ionisation

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

- Ce sont les électrons qui comptent
- Indépendant de la densité sous la forme : $-\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}$
- Quasi indépendant du milieu : Z/A~1/2 pour A≥2.
- La perte d'énergie est proportionnelle au carré de la charge de la particule incidente (z^2). Elle ne dépend pas du signe.
- dépend pas directement de la masse mais de γ et β.
- A basse énergie : $-\frac{dE}{dx}\propto\frac{1}{\beta^2}$
- La formule passe par un minimum (*minimum ionisant*) qui ne dépend que de l'énergie de la particule :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}\bigg|_{\min}\approx 2\ MeV.g^{-1}.cm^2;\quad \beta\gamma\approx 3$$



Interaction des chargés avec la matière

Arrêt d'un faisceau de muons sur du plomb.

Le faisceau M2 du CERN produit des muons (m_μ = 105.6 MeV) de 200 GeV

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

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

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

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

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

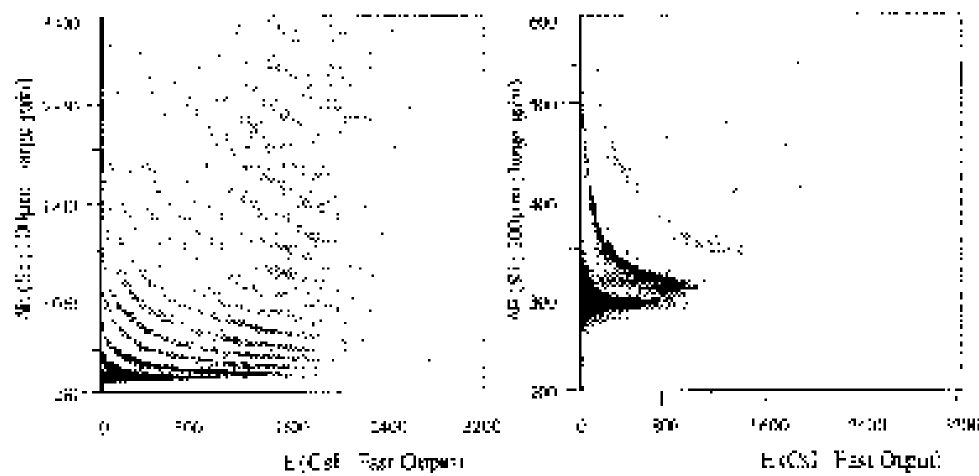
Interaction des chargés avec la matière

L'ionisation

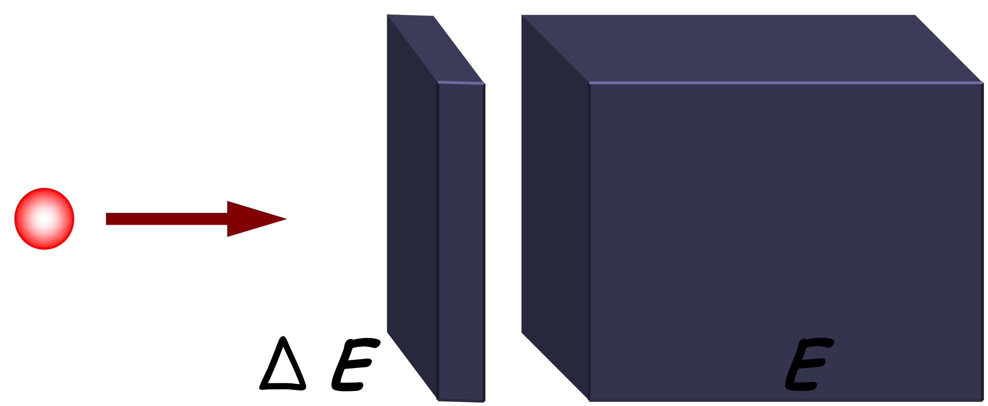
$$-\frac{dE}{dx}=\frac{4\pi(\alpha\hbar c)^2 z^2 N_a}{m_e c^2 \beta^2}\rho\frac{Z}{A}\left(\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{I_o}-\beta^2-\delta\right)$$

A basse énergie : $-\frac{dE}{dx}\sim\frac{z^2M}{E} \Rightarrow -E\frac{dE}{dx}\sim z^2M \quad avec \quad E=\frac{1}{2}MV^2$

Avec un détecteur mince (Si) d'épaisseur Δx on mesure une perte d'énergie ΔE ≈ z² M dx/E, et un détecteur épais (CsI) on détermine l'énergie totale.



Pour une particule donnée (z et M fixe), ΔE varie en 1/E. Les différentiels isotopes peuplent des branches hyperboliques dans un diagramme E, ΔE.



- Identification et mesure de l'énergie

L'ionisation

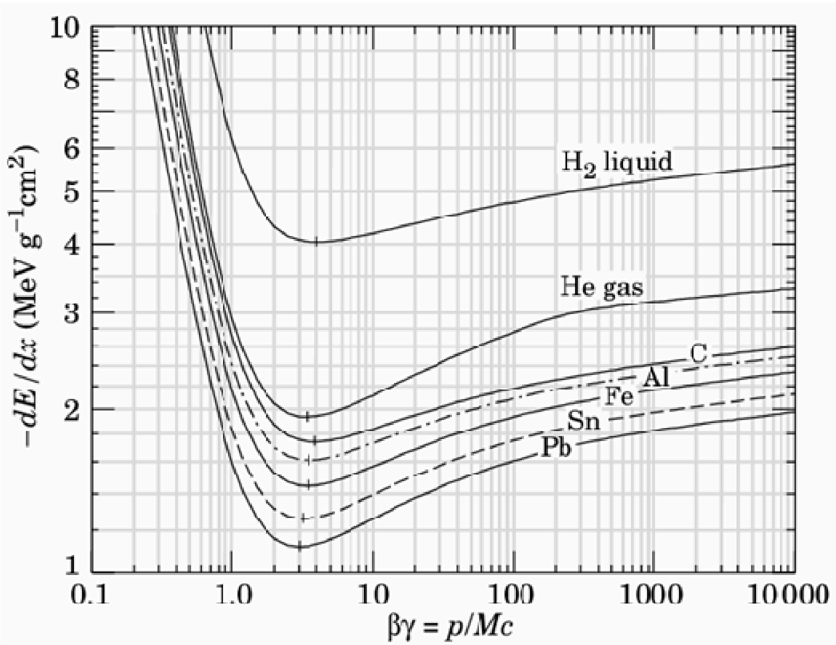
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi(\alpha\hbar c)^2 z^2 \mathrm{N}_a}{m_e c^2 \beta^2} \rho \frac{Z}{A}\left(\ln\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_o} - \beta^2 - \delta\right)$$

- 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 :
  - Ecrantage des électrons des couches atomiques profondes par les couches périphériques (effet de contraction des longueurs).
  - Polarisation du milieu qui réduit le champ électrique effective de la particule incidente à grand paramètre d'impact (important dans les milieux dense et pour des γ grands).
- Pour les matériaux de faible densité ce plateau est a 50% au dessus du minimum ionisant (pour un γ de 1000). Alors que pour des solides, le plateau est a 10% au dessus du minimum (pour un γ de 10).

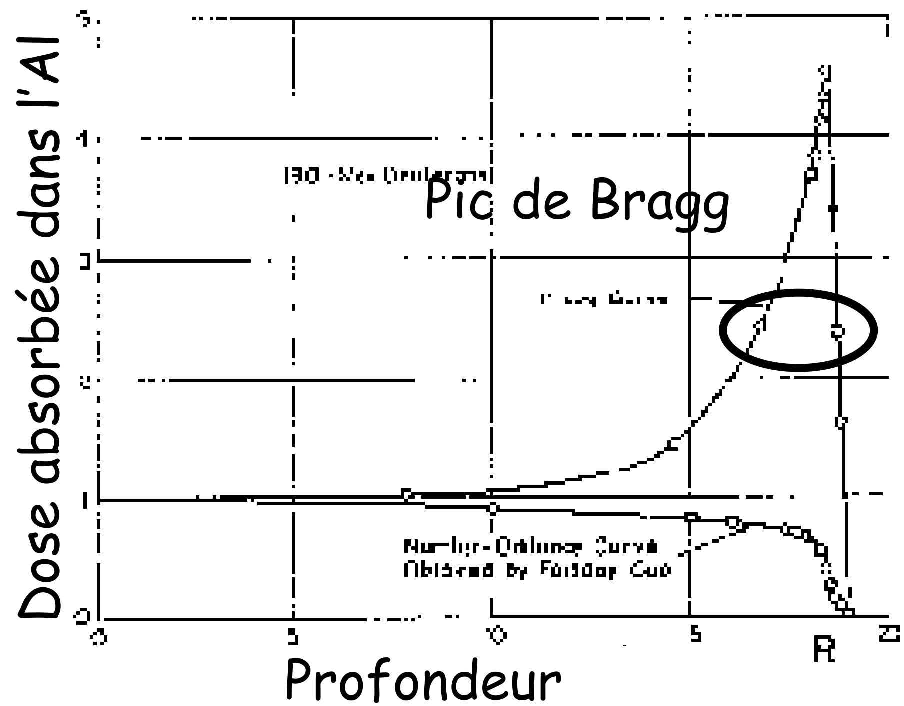
Interaction des chargés avec la matière



Le parcours des particules dans la matière

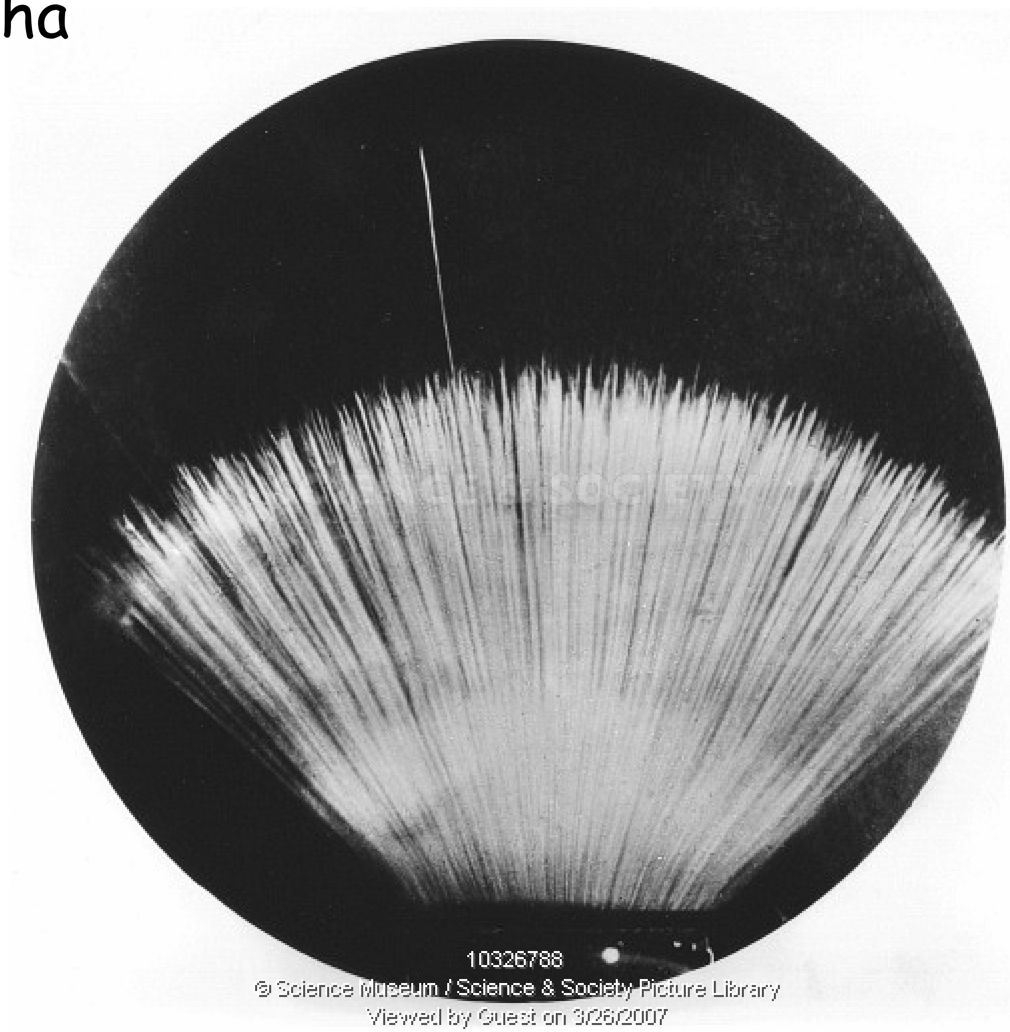
$$R(E) = \int_E^0 \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

Deuton de 190 MeV dans l'aluminium



Le parcours

Particules alpha



Interaction des chargés avec la matière

- La loi d'échelle : $$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2 M}{E}$$

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

$$R_1(E) = \frac{M_2 z_2^2}{M_1 z_1^2} R_2(E)$$

- Exemple :

  $m_\alpha = 4\ m_p$
  $Z_\alpha = 2\ Z_p$

A énergie égale : $R_p(E) = 16\ R_\alpha(E)$

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

Cas des électrons

Interaction des électrons

Les électrons et les positrons sont des particules de faible masse :

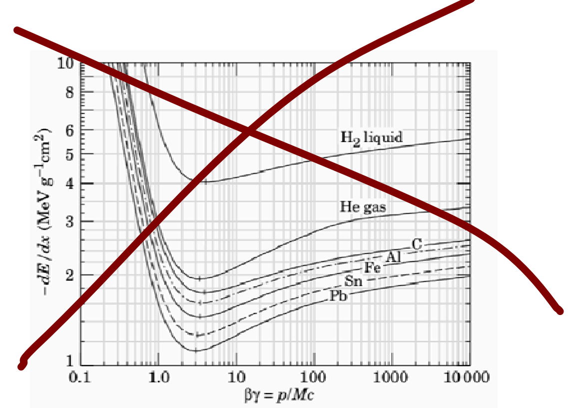
- La formule de Bethe-Bloch doit être modifiée
  - masse de la particule incidente = masse de la particule cible
  - dans le cas des e- : particule incidente = particule cible

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

- La perte d'énergie par rayonnement (bremsrahlung) est importante:
  - jusqu'au MeV: petite fraction
  - quelques dizaines de MeV: comparable à l'ionisation
  - plus énergétique: dominante

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

Interaction des électrons

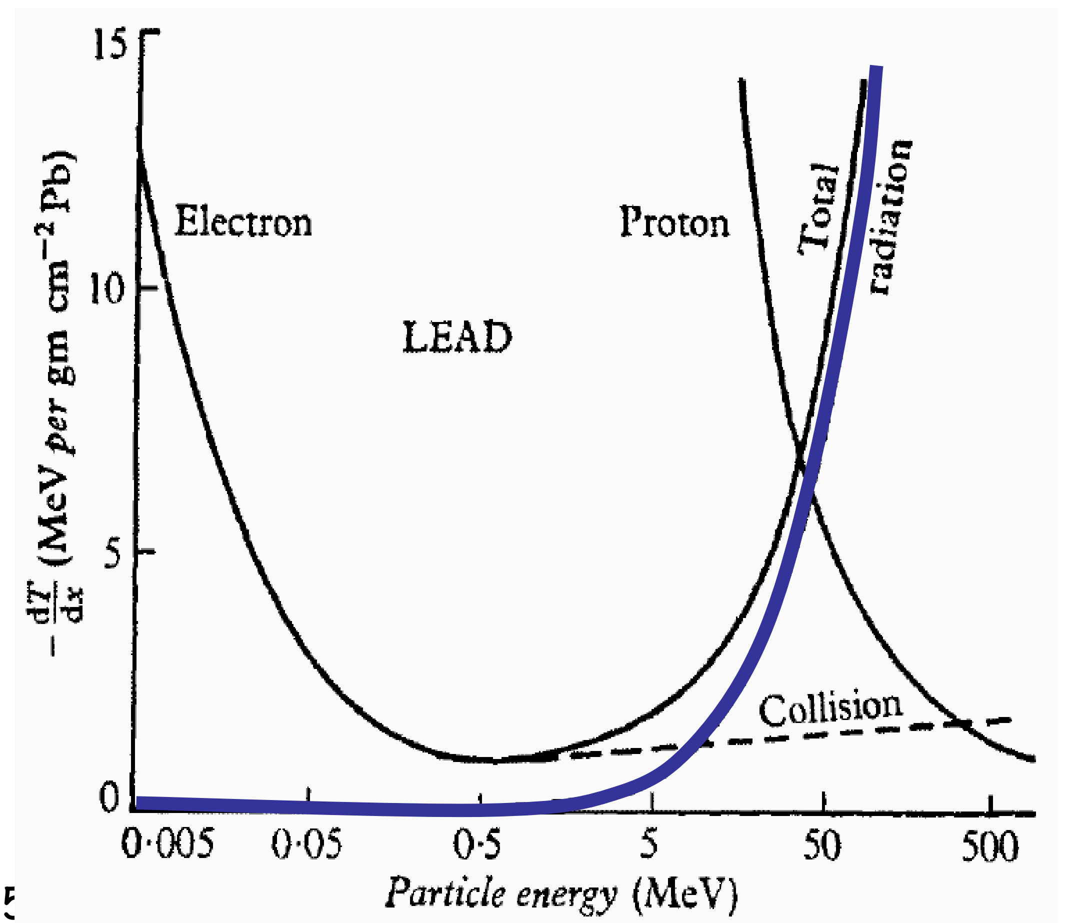


A haute énergie, les électrons (particules de faible masse) perdent essentiellement leur énergie par rayonnement. C'est le résultat d'une accélération ou d'une décélération :

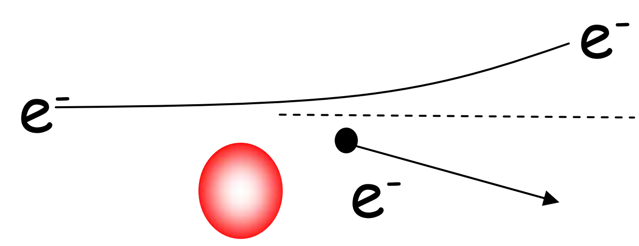
- Dans le vide par la présence d'un champ électromagnétique externe : rayonnement synchrotron.

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

- Dans la matière sous l'influence des porteurs de charges du milieu : rayonnement de freinage : Bremsstrhalung.



Interaction des électrons



Ionisation

$$e^- + A \rightarrow e^- + e^- + A^{*+}$$

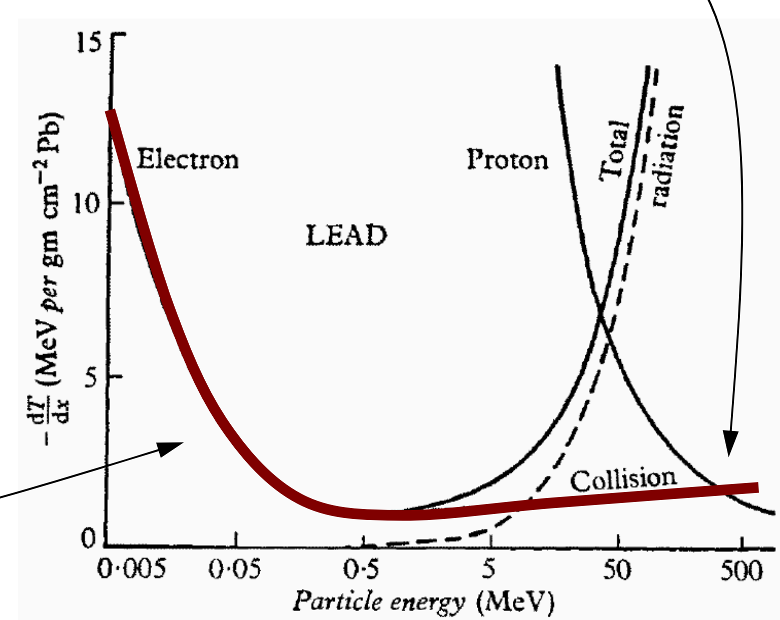
A haute énergie (β~1) :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi(\alpha\hbar c)^2 NZ}{m_e c^2}\left[2\ln\frac{2m_e c^2}{I} - 3\ln\gamma - 1.95\right] \propto \ln E$$

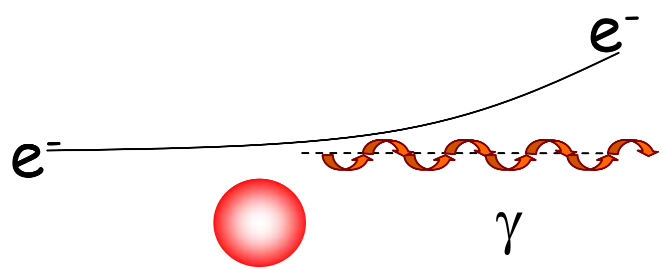
A basse énergie (<1 MeV) :

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

$$N = \mathcal{N}_a \frac{\rho}{A}\,(atomes/m^3)$$



Le rayonnement de freinage



Rayonnement de freinage (bremsstrahlung)

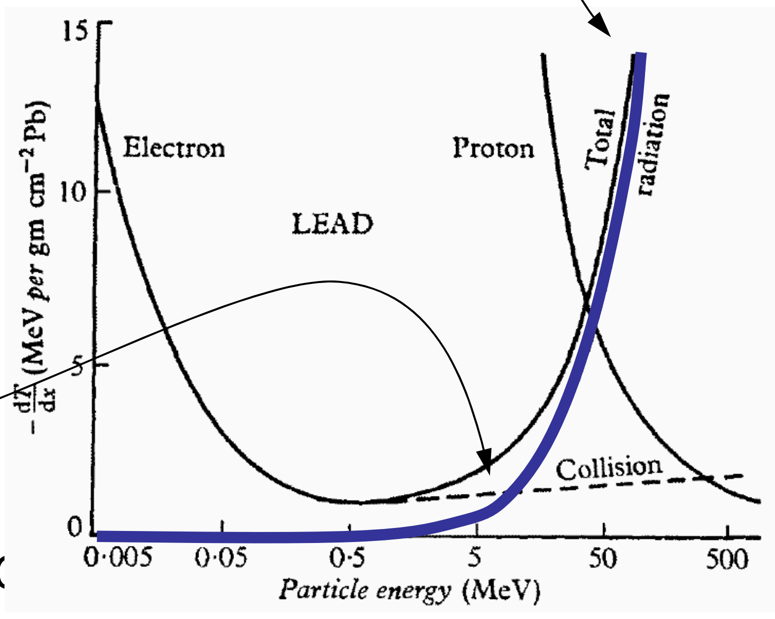
$$-\frac{dE}{dx} = 4ENZ^2\alpha r_e^2\left[\ln\left(183Z^{-1/3}\right)+\frac{2}{9}\right] \propto E$$

A basse énergie :

$$1 \leq \frac{E}{m_e c^2} \leq \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$$

$$-\frac{dE}{dx} = 4ENZ^2\alpha r_e^2\left[\ln\left(\frac{2E}{m_e c^2}\right)-\frac{1}{3}\right] \propto E \ln E$$

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} \approx \frac{\gamma Z}{1\,600}$$



Le rayonnement de freinage

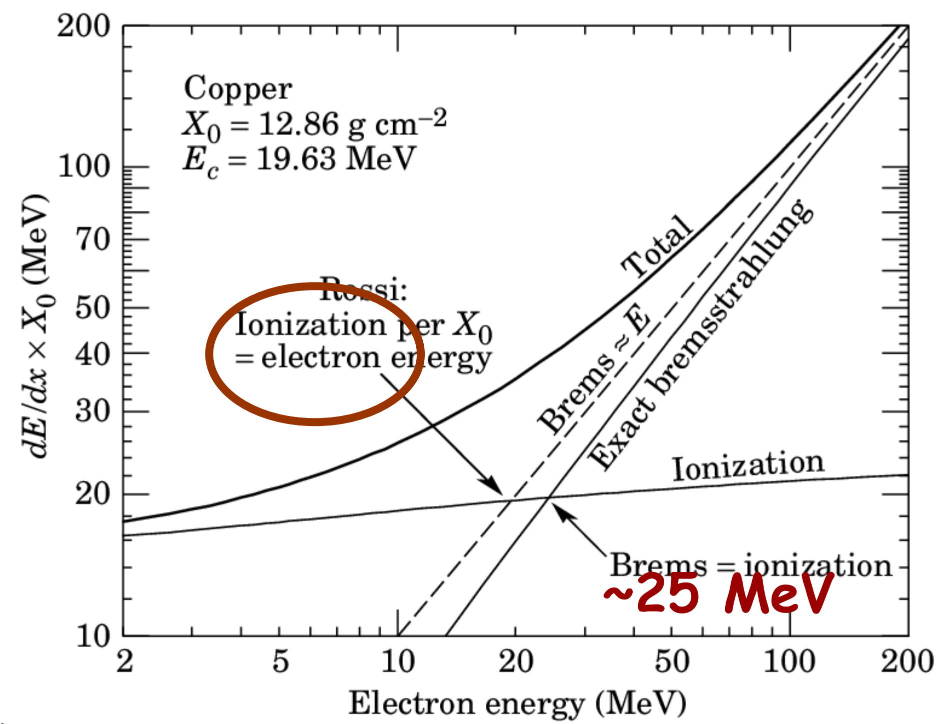
L'énergie critique à partir de laquelle la perte d'énergie par ionisation et bremsstrahlung est identique est défini par les relations :

$$E_c \approx \frac{610\,MeV}{Z+1.24} \quad \text{(solides et liquides)}$$

$$E_c \approx \frac{710\,MeV}{Z+0.92} \quad \text{(gaz)}$$

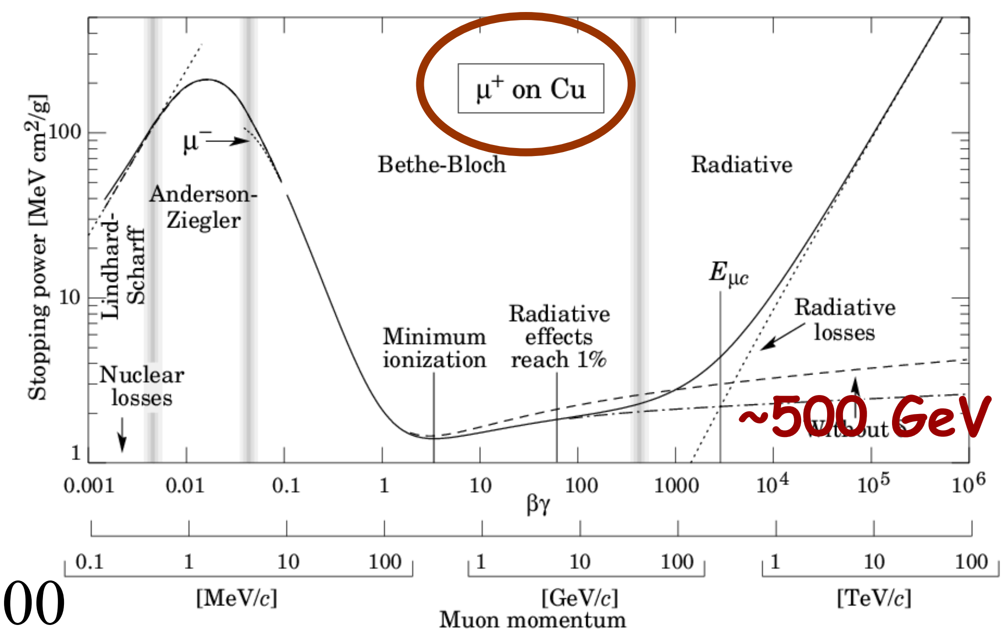
Exemples pour les électrons :

Ec = 102 MeV	air
Ec = 27 MeV	Fer
Ec = 25 MeV	Cu
Ec = 9.5 MeV	Pb



Le rayonnement de freinage

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



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

$$W_e / W_\mu = m_\mu^2 / m_e^2 \sim (105/0.511)^2 \sim 40\,000$$

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

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

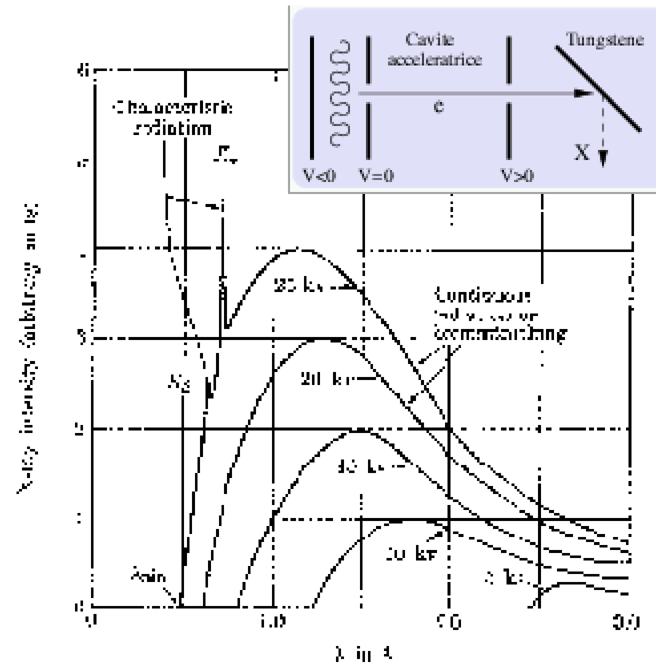
Le rayonnement de freinage

A haute énergie, la perte d'énergie en fonction de la distance parcourue suit une loi exponentielle :

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brem} \propto E \quad \Rightarrow \quad -\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brem} = \frac{E}{X_0} \qquad (1)$$

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

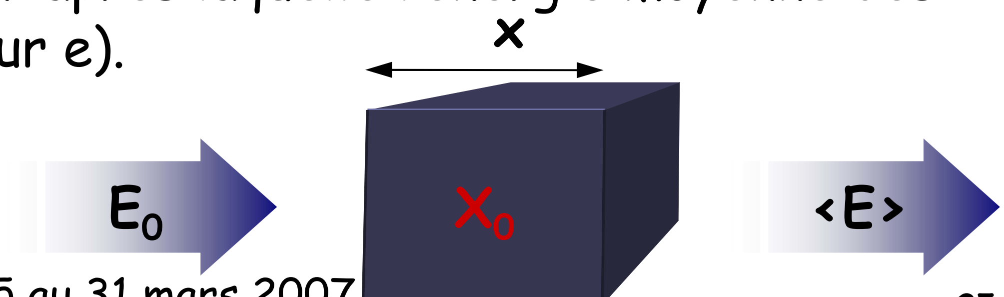
$$(1) \Rightarrow E = E_0 \exp(-x/X_0)$$



E_0 = Energie initiale

X_0 = Longueur de radiation (longueur après laquelle l'énergie moyenne des particules est réduite d'un facteur e).

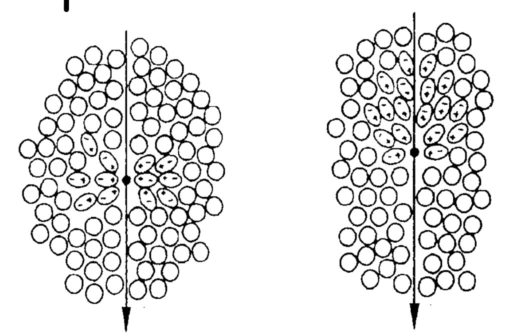
x = Epaisseur traversée



L'effet Cherenkov

L'effet Cherenkov

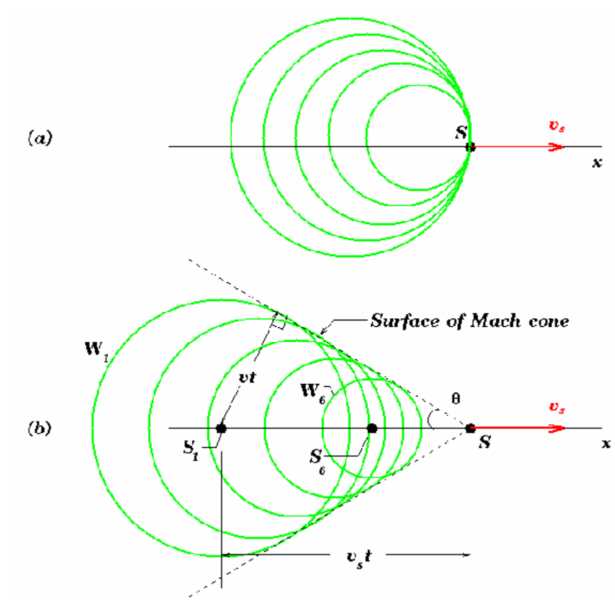
Cet effet est du à la polarisation des atomes d'un milieu diélectrique par le passage d'un particule chargée à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu.



dépolarisation collective et anisotrope.

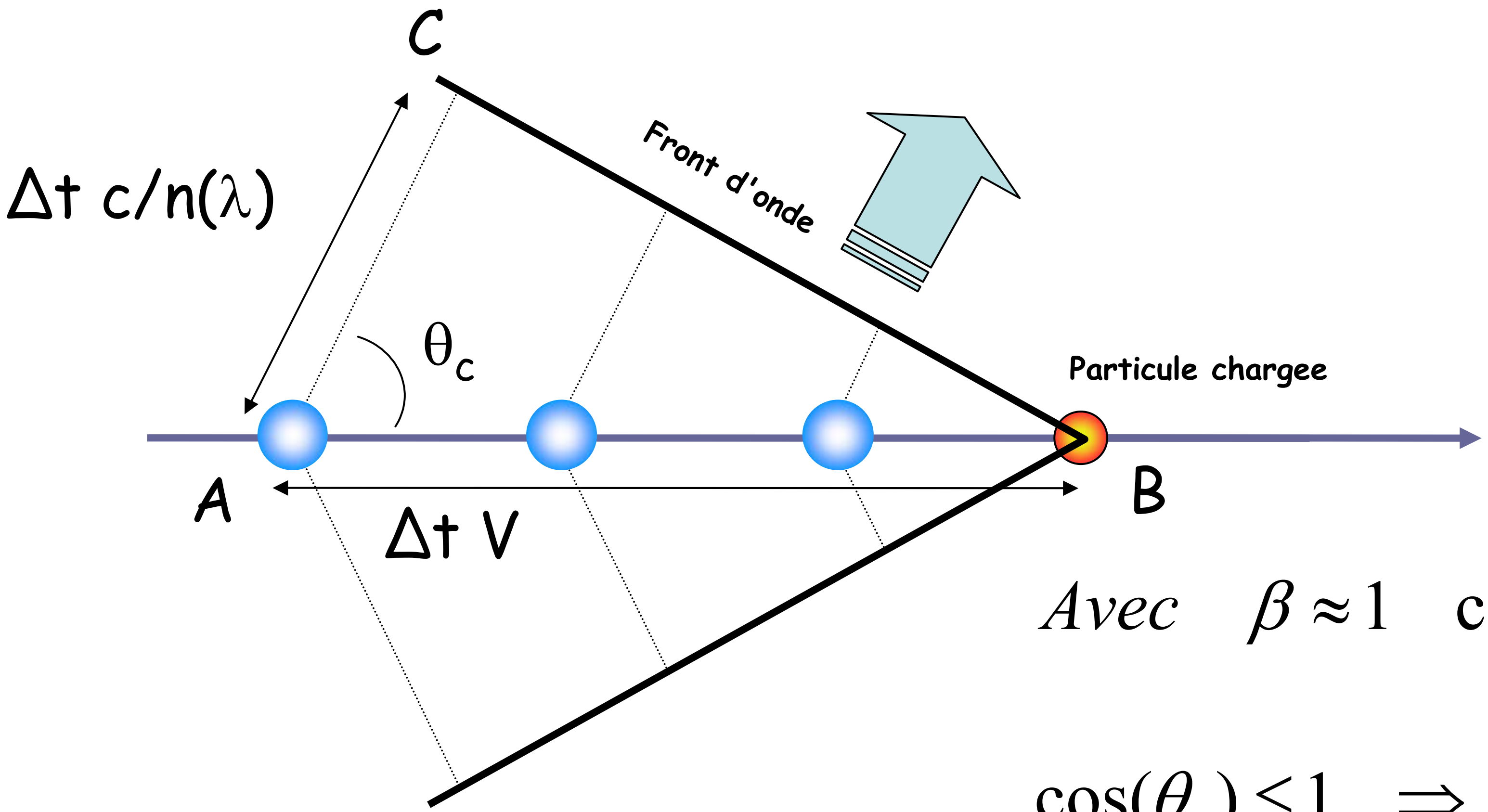
Dans un milieu la propagation d'une onde EM est contraint par l'indice n.

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



L'effet Cherenkov

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



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

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

L'effet Cherenkov

- Le calcul exact peut être fait avec l'électrodynamique classique, qui tient compte du recul de la particule chargée

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} + \frac{\hbar k}{2p}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

  où $\hbar k$ est l'impulsion du photon et p est l'impulsion de la particule chargée. Puisque $\hbar k \ll p$, la première formule reste une très bonne approximation pour toutes situations pratiques.

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

  Le rayonnement Cherenkov se produit 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 ente 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 : $\frac{dN}{dE} \propto Z^2$

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

augmente avec l'indice du milieu

augmente avec l'énergie de la particule

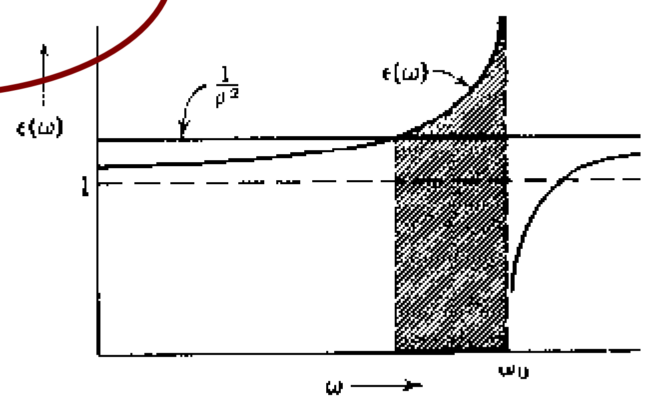
L'effet Cherenkov

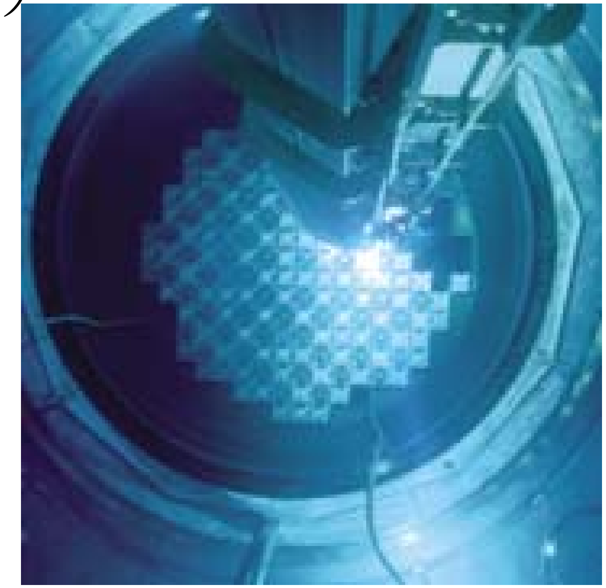
L'émission Cherenkov se fait préférentiellement dans le domaine des faibles longueurs d'onde (hautes fréquences : émission dans le visible et l'UV)

$$E = h\upsilon = \frac{hc}{\lambda} \quad \Rightarrow \quad dE = -h\frac{c}{\lambda^2}d\lambda$$

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

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





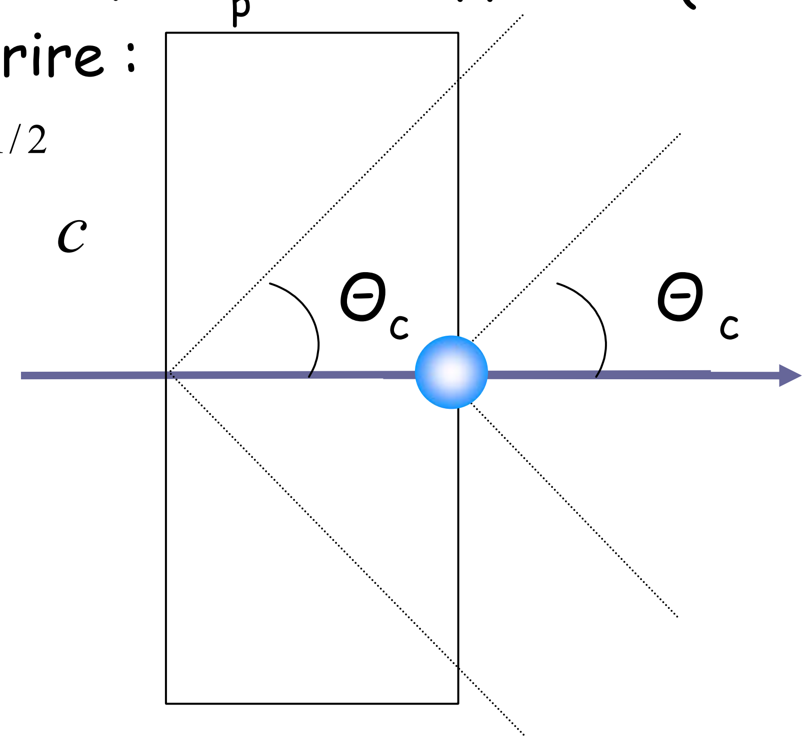
Le rayonnement de transition

Le rayonnement de transition

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

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

$$W = \frac{2}{3} \alpha \hbar Z^2 \gamma \omega_p \qquad \omega_p = \left(\frac{4\pi \alpha \hbar c\, n_e}{m_e c^2} \right)^{1/2} c$$



n_e est la densité électronique du milieu.
L'angle d'émission est :

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

Le rayonnement de transition

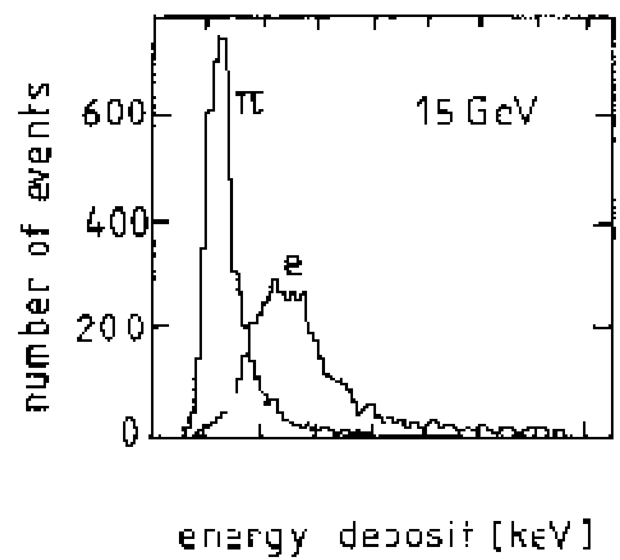
Des particules de même énergie possèdent des γ de valeur différente. Pour des pions et des électrons de 15 GeV :

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

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

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

$$W \propto \gamma\omega_p$$



Le rayonnement de transition

Le nombre moyen de photons rayonnés est proportionnel au produit $\alpha\gamma$

$$\langle N \rangle \approx \alpha\,\gamma\,\hbar\,\frac{\omega_p}{\omega}$$

Le spectre en énergie des photons émis correspond à la bande des X (entre typiquement 10 a 30 keV).