

Collisionneurs de particules

Niveau : L3

Sophie

1 Objectifs pédagogiques de la LP

- Comprendre le principe d'un collisionneur de particules
- Savoir utiliser la relativité restreinte dans le dimensionnement d'un collisionneur de particules
- Comprendre l'intérêt des collisions dans le référentiel du centre de masse devant les collisions sur cibles fixes
- Connaître les principaux types d'accélérateurs de particules

2 Introduction générale de la leçon

En 1967, au SLAC, un collisionneur de particules américain, Richard Taylor, Henry Kendall, Jerome Friedman réalisent une expérience dans laquelle ils font collisionner un faisceau d'électrons portés à une énergie comprise entre 4 et 21 GeV sur une cible fixe constituée d'hydrogène liquide ou de deutérium. L'analyse des angles de diffusion des électrons ainsi que de leur perte énergétique n'est pas compatible avec les prévisions d'un modèle "classique" de la matière dans lequel la masse et la charge d'un nucléon seraient réparties de manière uniforme au sein de celui-ci. Ils déduisent de cette expérience que les électrons viennent collisionner sur des noyaux durs présents au sein des nucléons : les quarks. Cette découverte leur vaudra le prix Nobel de physique en 1990. Dans cette leçon nous allons nous intéresser en détails aux accélérateurs de particules. Comme nous l'avons vu dans l'expérience introductive, les collisionneurs permettent de sonder la matière.

3 Proposition de plan

3.1 Principe d'un collisionneur de particules

3.1.1 Idées

- $\lambda_{dB} = h/p$: plus l'impulsion, donc l'énergie cinétique d'une particule est élevée, plus la longueur d'onde associée est faible et plus on va pouvoir

sonder dans les détails la matière

- $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$: le principe d'un collisionneur de particules est de convertir l'énergie cinétique des particules incidentes en énergie de masse et construire ainsi des particules de plus en plus massives

3.1.2 Comment mettre des particules en mouvement ?

- particules chargées : utilisation d'un champ électrique (accélérateurs de particules)
- particules non chargées : utilisation de réactions nucléaires dans laquelle elles sont produites avec une certaine énergie

3.2 Accélérateurs de particules

3.2.1 Principe

- calcul de la puissance de la force de Lorentz : seule la partie électrique travaille, la partie magnétique permet de dévier la trajectoire d'une particule chargée
- mise en évidence expérimentale par une ampoule à déflexion d'électrons
- 2 grandes parties dans un accélérateur : la source de particules chargées et la partie "accélérateur" lui même dans lequel doit régner un vide poussé

3.2.2 Accélérateurs à courant continu

Accélération par une simple tension continue : pour transmettre à des électrons une énergie de $10^4 eV$ (soit 1/100000 fois l'énergie utilisée par Kendall, Friedman et Taylor dans leur expérience), il faudrait utiliser une tension de $10^4 V$ (se montre par conservation de l'énergie)

On voit tout de suite le problème que pose l'utilisation de tels accélérateurs

3.2.3 Accélérateurs à courant alternatif

- accélérateurs linéaires (LINAC) : accélérateurs utilisés par Friedman, Kendall et Taylor. Brève description du principe de ces accélérateurs + animation.
Aux petites vitesses : calcul en mécanique classique. On suppose des électrons qui arrivent avec une vitesse v_0 petite devant $c/10$ dans la zone accélératrice (en $x=0$) dans laquelle règne un champ E , l'application du principe fondamental de la dynamique donne : $x(t) = \frac{eEt^2}{2m} + v_0t$
Aux grandes vitesses : on reprend la même configuration que précédemment, cette fois les électrons arrivent dans la zone accélératrice avec une vitesse v_0 supérieure ou égale à $c/10$. Application du principe fondamental de la dynamique en mécanique relativiste : $m \frac{d\gamma v}{dt} = eE$, donc : $\gamma v = \gamma_0 v_0 + \frac{eEt}{m}$, on intègre cette expression en utilisant la relation : $\frac{1}{\gamma^2} = 1 + \frac{\gamma^2 v^2}{c^2}$. On

trouve : $x(t) = \frac{mc^2}{qE} \left((\gamma_0^2 + \frac{2\gamma_0 v_0 qEt}{mc^2} + \frac{q^2 E^2 t^2}{m^2 c^2})^{1/2} - \gamma_0 \right)$. Un graphique tracé sur python permet de rendre compte des corrections dont il faut tenir compte en mécanique relativiste.

De tels accélérateurs deviennent très vite, très grands

- cyclotrons : description du principe
 en mécanique classique : $R = \frac{mv}{qB}$, la fréquence de la tension choisie pour coïncider avec le passage des électrons doit valoir : $\nu = \frac{qB}{2\pi m}$
 en mécanique relativiste : on montre à l'aide du théorème de l'énergie cinétique relativiste que le rayon de courbure de la trajectoire de particules chargées aux grandes vitesses devient : $R = \frac{\gamma mv}{qB}$. On se confronte alors à des problèmes de synchronisme entre la tension alternative et le passage des particules chargées. Deux solutions s'offrent alors : ajuster la fréquence ν de la tension accélératrice au cours du temps (synchrotron). Ajuster la valeur de B au cours du temps (synchrotron).

3.3 Etude des collisions

3.3.1 Chaleur de réaction

Soit une réaction d'un état i vers un état f. On définit la chaleur de réaction Q :

$$Q = \sum_i m_i c^2 - \sum_f m_f c^2$$

- $Q = 0$: diffusion élastique
- $Q > 0$: réaction spontanée avec une certaine probabilité
- $Q < 0$: réaction impossible sans un apport extérieur d'énergie

On définit T_s l'énergie cinétique de seuil, l'énergie cinétique à fournir pour produire les particules de l'état f au repos dans le référentiel du centre de masse.

3.3.2 Collision sur cible fixe

On cherche à calculer l'énergie cinétique de seuil dans le cas de la collision d'une particule 1 de masse m_1 et d'impulsion p_1 sur une particule immobile de masse m_2 . Invariance du carré scalaire du quadri vecteur impulsion par changement de référentiel :

$$(\sum_i P_i)_{Labo}^2 = (\sum_f P_f)_{CDM}^2$$

On multiplie par c^2 :

$$(\sum_i E_i)^2 - (p_1 c_1)^2 = (\sum_f m_f c^2)^2$$

On développe et comme $T_1 = T_s$:

$$T_s = \frac{Q}{2} \frac{\sum_i m_i c^2}{m_2 c^2}$$

3.3.3 Collision de deux faisceaux en mouvement dans le référentiel du centre de masse

Collision de particules de masses m_1 et m_2 et d'impulsion p_1 et $-p_1$. Dans le référentiel du centre de masse : $\Sigma_i p_i = \Sigma_f p_f = 0$. Il y a donc conservation de l'énergie lors de la collision :

$$T_s = T_1 + T_2 = Q$$

L'énergie cinétique de seuil est donc moins importante dans le cas d'une collision dans le référentiel du centre de masse que dans le cas d'une collision sur cible fixe. C'est ce principe qui est utilisé au LHC au CERN.

Conclusion

Ouverture sur les systèmes de détection

4 Bibliographie

- Boutigny, Méca1, Relativité, chapitre 13
- Valentin, Le monde subatomique
- Claude le Sech, Christian Ngô, Physique Nucléaire, Des quarks aux applications